

Università degli Studi di Napoli “Federico II”



Facoltà di Scienze MM. FF. NN.
Corso di Laurea in Fisica
Tesi di laurea magistrale
A.A. 2006-2007

Studio del canale $pp \rightarrow Z + X \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$
con il rivelatore CMS ad LHC

Relatori:
Ch.mo Prof. C.Sciacca
Dott. L.Lista

Studente:
de Gruttola Michele
matr. 358/029

“The principle of science, the definition, almost, is the following: *The test of all knowledge is experiment.* Experiment is the *sole judge* of scientific “truth”. But what is the source of knowledge? Where do the laws that are to be tested come from? Experiment, itself, helps to produce these laws, in the sense that it gives us hints. But also needed is *imagination* to create from these hints the great generalizations — to guess at the wonderful, simple, but very strange patterns beneath them all, and then to experiment to check again whether we have made the right guess.”

— Richard Feynman

Indice

Elenco delle figure	V
Elenco delle tabelle	X
Introduzione	1
1 Il Modello Standard	5
1.1 Invarianza di gauge	7
1.2 L'elettrodinamica quantistica	7
1.3 La Cromodinamica Quantistica	9
1.4 La teoria unificata elettrodebole	11
1.5 Il meccanismo di Higgs della rottura spontanea di simmetria	13
1.6 La massa dei fermioni	17
1.7 La massa dell'Higgs	19
1.7.1 Considerazioni teoriche su m_H	19
1.7.2 Limiti sperimentali	21
1.8 Il modello a partoni e processi di Drell-Yan	25
2 Il Collider LHC ed il Rivelatore CMS	31
2.1 La grande macchina LHC	31
2.1.1 Sistema di coordinate	34
2.1.2 Requisiti del rivelatore	35
2.1.3 Sfide sperimentali per il rivelatore	36
2.2 Il Rivelatore CMS	37
2.3 Sistema di tracciamento	41
2.4 Il calorimetro elettromagnetico	45
2.5 Il calorimetro adronico	48
2.6 Il magnete	50
2.7 I rivelatori di muoni	51
2.7.1 Drift Tubes	51
2.7.2 Catode Strip Chamber	54
2.7.3 Resistive Plate Chamber	54
2.8 Sistema di trigger	55

2.8.1	Trigger Hardware di Livello 1 (LV1)	57
2.8.2	Trigger Software di Alto Livello (HLT)	57
3	Programma di Fisica ad LHC	59
3.1	Ricerca del bosone di Higgs	63
3.1.1	$H \rightarrow \gamma\gamma$	65
3.1.2	$H \rightarrow b\bar{b}$	66
3.1.3	$H \rightarrow WW$	66
3.1.4	$H \rightarrow ZZ^*$ per $120 < m_H < 180$ GeV	67
3.1.5	$H \rightarrow ZZ$ per $m_H > 180$ GeV	67
3.2	Misure di precisione del Modello Standard	69
3.3	Fisica del B	70
3.4	Fisica degli ioni pesanti	71
3.5	Oltre il Modello Standard	72
3.5.1	Ricerca di Supersimmetria	72
3.5.2	Extra Dimensions e nuovi stati bosonici massivi	75
3.5.3	Teorie Technicolor	76
4	Il canale di decadimento $Z \rightarrow l^+l^-$	79
4.1	La produzione della Z al LEP	80
4.2	La sequenza di analisi: generazione, simulazione e ricostruzione	84
4.2.1	Generazione Monte Carlo	85
4.2.2	Simulazione e digitizzazione	87
4.2.3	Ricostruzione	87
4.3	Identificazione di fotoni ed elettroni	90
4.3.1	Algoritmi di superclustering	90
4.3.2	Classi di elettroni	92
4.4	Ricostruzione dei jet	94
4.5	Ricostruzione dell'energia mancante	96
4.6	Ricostruzione e identificazione dei muoni	96
4.6.1	Ricostruzione locale	97
4.6.2	Ricostruzione dei muoni standalone	98
4.6.3	Ricostruzione globale dei muoni	99
4.6.4	Identificazione dei muoni	100
4.6.5	Isolamento dei muoni	101
4.7	Formati di dati in CMS	102
5	Studio del canale $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	105
5.1	Generazione del segnale e fondo	105
5.2	Distribuzioni delle variabili cinematiche per il segnale	106
5.3	Algoritmo di ricostruzione della Z	109

5.4	Associazione “verità” Monte Carlo	111
5.5	Osservabili della misura	117
5.6	Studio dell’isolamento	119
5.7	Tagli di selezione ed efficienza totale della selezione	121
5.8	Modelli per il segnale e il fondo	123
5.9	Fit alle distribuzioni	128
	5.9.1 Distribuzioni senza isolamento	129
	5.9.2 Distribuzioni con isolamento	132
5.10	Stima della sezione d’urto $pp \rightarrow Z + X \rightarrow \mu^+\mu^- + X$ e contributo all’errore sistematico	135
	Conclusioni	136
	Bibliografia	140

Elenco delle figure

1.1	Possibili “vertici” di interazione associati alla lagrangiana di interazione 1.5.	9
1.2	Il potenziale $V(\phi)$ per un campo scalare complesso, nel caso $\mu^2 < 0$ e $\lambda > 0$	16
1.3	Accoppiamenti previsti dal modello standard dell’Higgs, h_0 , con l’elettrone, a sinistra e il bosone W , a destra. Gli accoppiamenti dell’Higgs, del tipo riportati nell’eq. 1.40, sono più intensi quanto più è pesante la particella con cui si accoppia.	18
1.4	Accoppiamento quartico dell’Higgs e correzioni ad un loop.	19
1.5	Limiti teorici superiori e inferiori alla massa dell’Higgs, in funzione della scala di energia Λ , alla quale il MS si suppone ancora valido. . .	20
1.6	Correzioni dovute al top e all’Higgs al propagatore del bosone W . . .	21
1.7	Intervalli di massa dell’Higgs ricavati dalle misure dirette delle masse del W e del top, effettuate dagli esperimenti LEP1 e LEP2 al CERN e D0 e CDF al Tevatron.	22
1.8	I parametri del MS, con relativi residui (<i>pull</i>) al valore sperimentale, nel fit EWK alla massa dell’Higgs.	23
1.9	$\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$ del fit globale elettrodebole in funzione della massa dell’Higgs.	24
1.10	Diagramma di Feynman dell’Higgsstrahlung.	24
1.11	Frazione di decadimento (<i>Branching ratio</i>) dell’Higgs, in funzione della sua massa, per masse compatibili con il MS.	25
1.12	Andamenti attesi e osservati del test $-2\ln Q$ in funzione della massa dell’Higgs m_H . La linea continua rappresenta la curva sperimentale, quella tratteggiata l’andamento atteso nell’ipotesi di solo fondo, mentre la linea tratto-punto è nell’ipotesi di segnale+fondo. Le due aree colorate rappresentano il 68% e 95% di probabilità attorno al valor medio di aspettazione del fondo.	26
1.13	Un protone fatto di quark di valenza, gluoni e quark di mare.	26
1.14	Funzioni di distribuzioni partoniche per $Q^2 = 10$ e 1000 GeV, come ottenute dalla collaborazione H1 di Desy.	27

1.15	Funzioni di distribuzioni partoniche e relative incertezze, secondo vari modelli usati per la generazione Monte Carlo.	28
1.16	Interazione protone-protone con alto momento trasferito tra due partoni di essi.	29
1.17	Processo Drell-Yan secondo il modello a partoni, con alto momento trasferito tra due partoni.	29
2.1	Sistema di iniezione e accelerazione del fascio.	33
2.2	Stato attuale dell'installazione dei rivelatori lungo il percorso dei fasci di LHC.	34
2.3	Sistema di riferimento per il rivelatore CMS.	35
2.4	Sezione di un quarto di CMS, con indicati gli intervalli in η che coprono i vari sottorivelatori. Le dimensioni sono in mm. In figura è anche indicata la regione a piccolo angolo coperto dall'esperimento TOTEM, destinato alla misura della sezione d'urto totale protone-protone. . . .	36
2.5	Vista prospettica di CMS con i vari sottorivelatori	38
2.6	Vista trasversale dei vari rivelatori incontrati dalle particelle, a seconda della loro natura.	38
2.7	Spessore di HCAL e ECAL in lunghezze di radiazione e profondità delle stazioni muoniche, in funzione di η	40
2.8	Spessore di HCAL e ECAL in lunghezze di interazione e profondità delle stazioni muoniche, in funzione di η	40
2.9	Vista complessiva del rivelatore di tracciamento di CMS.	41
2.10	Sezione di un quarto del tracker.	42
2.11	Schema del rivelatore a pixel del tracker di CMS.	43
2.12	Risoluzione della misura del momento trasverso di muoni (sopra), del parametro di impatto trasversale (in basso a sinistra) e longitudinale (in basso a destra), per valori di $p_T = 1, 10$ e 100 GeV/ c	44
2.13	Efficienza globale di ricostruzione della traccia di muoni (sinistra) e di pioni (destra) per valori di p_T di $1, 10$ e 100 GeV/ c	45
2.14	Copertura in η del calorimetro elettromagnetico.	46
2.15	Risoluzione dei supermoduli dell'ECAL, σ_E/E , in funzione dell'energia del fascio di elettroni di prova. La serie di punti superiore corrisponde a misure con trigger in un'area di 20×20 mm ² , mentre la serie inferiore ad un trigger in una regione più piccola di 4×4 mm ²	47
2.16	Vista delle torri del calorimetro, con indicati gli intervalli in η coperti.	48
2.17	Risoluzione dell'energia trasversa dei jet, in funzione dell'energia trasversa simulata, nella regione del barrel ($ \eta < 1.4$), dell'endcap ($1.4 < \eta < 3.0$) e per jet molto in avanti ($3.0 < \eta < 5.0$).	50

2.18	Sezione di un quarto delle stazioni di rivelatori di muoni. Gli RPC sono limitati a $ \eta < 2.1$ nell'endcap, ed è mostrato solo l'anello più interno di CSC della stazione ME4.	52
2.19	Sezione trasversale delle stazioni di rivelatori a muoni nel barrel, con la tipica traccia di un muone.	53
2.20	La risoluzione del momento dei muoni, usando le camere a muoni, solo il tracker, o entrambi. a) in una sottoregione del barrel, $ \eta < 0.2$; b) in una sottoregione dell'endcap, $1.8 < \eta < 2.0$	55
2.21	Diagramma a blocchi del sistema di trigger e acquisizione dati, come scelto da CMS (a sinistra), con un unico modulo dopo il primo livello e nella configurazione tradizionale (a destra), con due livelli ulteriori dopo il primo.	56
3.1	Sezione d'urto protone-protone (in alto) e protone-antiprotone(in basso) in funzione dell'energia nel centro di massa e del momento dei fasci. Il grafico è stato ottenuto utilizzando i dati provenienti da tutti gli esperimenti passati fino alle energie di 100 GeV, mentre per le energie del TeV si sono considerati le informazioni provenienti dai raggi cosmici. LHC lavorerà ad un'energia nel centro di massa pari a 1.4×10^4 GeV: per ottenere la stessa energia con urti su bersaglio fisso sarebbe necessario un acceleratore da 10^8 GeV/c!	60
3.2	Sezione d'urto (sinistra) e frequenza di produzione (destra) dei principali processi fisici ad LHC. Le frequenze sono valutati per la luminosità di regime $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Sull'asse verticale di destra sono mostrate anche la frequenza di ingresso e uscita del sistema di trigger.	62
3.3	Sezione d'urto di produzione dell'Higgs a LHC, in funzione della sua massa. Sull'asse verticale di destra sono riportati i corrispondenti numeri degli eventi attesi, per una luminosità integrata corrispondente a circa 1 anno di presa dati a regime.	63
3.4	Frazione di decadimento (<i>Branching ratio</i>) dell'Higgs, in funzione della sua massa, per masse compatibili con il MS.	64
3.5	Larghezza di decadimento dell'Higgs, al variare della sua massa.	65
3.6	Spettro della massa invariante delle coppie di fotoni, in eventi di segnale e fondo, nell'ipotesi di massa dell'Higgs $m_H = 130 \text{ GeV}/c^2$ per una luminosità integrata di 100 fb^{-1} , corrispondente a circa un anno di presa dati alla massima luminosità. La risoluzione nella misura dell'energia dei fotoni del calorimetro elettromagnetico è prevista di circa l'1%, così da permettere effettivamente di distinguere il picco dovuto all'Higgs.	66
3.7	Produzione dell'Higgs attraverso la fusione di top-antitop	67

3.8	Distribuzione della massa invariante ricostruita di 4 muoni, per una luminosità integrata di $30fb^{-1}$ per diverse ipotesi di massa per il segnale $H \rightarrow ZZ \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ (bianco) e fondi (istogrammi colorati), dopo che stati applicati i criteri di selezione.	68
3.9	Significanza del segnale dell'Higgs per i vari canali di scoperta (linee colorate) e in totale (linea nera), per diverse luminosità integrate. . .	69
3.10	Compatibilità delle misure di precisione della massa del top e del bosone W , con il valore della massa dell'Higgs, nell'ambito del MS (rosso) e del MSSM (verde). Nel grafico sono segnati i valori delle due osservabili secondo l'attuale fit elettrodebole: $M_W = 80.392 \pm 0.039$, $M_{top} = 172.7 \pm 2.9$	70
3.11	Esempio di grafico che comporta correzioni quantistiche alla massa dell'Higgs, dovuta all'accoppiamento con un qualsiasi campo fermionico f	73
3.12	Particelle del MS con rispettivi partner supersimmetrici, secondo il modello MSSM.	74
3.13	Istogramma della massa invariante di $\mu^+\mu^-$ per l'ipotesi di una Z' con massa di $1\text{ TeV}/c^2$, per il solo segnale (bianco) e per il fondo (verde) di Drell-Yan, al livello di generazione MC (sinistra) e per eventi selezionati dal trigger di primo livello (destra). Gli eventi sono normalizzati ad una luminosità di $0.1fb^{-1}$	76
3.14	Sezione d'urto $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, che include lo scambio di un gravitone di KK nel modello RSI. La risonanza più stretta corrisponde a $k/M = 0.05$, quella più larga a $k/M = 0.14$	77
4.1	Grafico di Feynman della produzione di una Z o un fotone in canale s al LEP, con successivo decadimento in una coppia fermione-antifermione.	81
4.2	Possibile grafico di Feynman con presenza di un fotone di ISR.	81
4.3	Sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ al LEP, intorno all'energia della Z	82
4.4	Sezione d'urto della Z al LEP, confrontata con l'ipotesi di 2,3 e 4 famiglie di neutrini.	83
4.5	Schema della sequenza di analisi in CMS: generazione-simulazione-digitizzazione-ricostruzione-analisi, con i relativi software.	85
4.6	Schema del flusso di dati in PYTHIA	87
4.7	Simulazione in GEANT4 di un evento $H \rightarrow \gamma\gamma$, che mostra l'intero rivelatore CMS, con uno zoom sull'ECAL.	88
4.8	Passi per ricostruire un muone, unendo le informazioni del sistema di tracciamento e delle stazioni muoniche.	89
4.9	Schema dell'algoritmo Hybrid per la definizione di un cluster di energia.	91

4.10	Schema dell'algoritmo Island per la definizione di un cluster di energia. In figura ad ogni cella è associato un colore la cui intensità è proporzionale all'energia. A partire da un seed molto energetico, in nero, ci si sposta in tutte le direzioni, addizionando celle fino a che non si incontrano risalite in energia o spazi vuoti, fino a raggruppare le celle all'interno del perimetro marcato in nero.	92
4.11	Frazione di elettroni che cadono nelle varie classi, per una popolazione di elettroni singoli isolati, in funzione di η	94
4.12	La segmentazione $\eta - \phi$ del calorimetro adronico di CMS, con la ricostruzione di 3 jet.	95
4.13	Rappresentazione schematica del cono di isolamento per un muone, con l'asse del cono coincidente con la direzione del muone al vertice.	101
5.1	Distribuzioni delle variabili cinematiche della Z a livello della generazione MC. Dall'alto al basso, da sinistra a destra: massa, p_T , η , ϕ	107
5.2	Formazione della Z dall'annichilazione di un quark di valenza e un anti-quark di mare.	108
5.3	<i>Distribuzione in η dei muoni MC in cui decade la Z.</i>	108
5.4	Distribuzione in ϕ dei muoni MC in cui decade la Z	108
5.5	Momento trasverso in GeV/ c massimo (rosso) e minimo (blu) dei due muoni in cui decade la Z	109
5.6	Distribuzioni delle variabili cinematiche della Z a livello della ricostruzione. Dall'alto al basso, da sinistra a destra: massa, p_T , η , ϕ della "Z" ricostruita a partire da due muoni.	110
5.7	ΔR fra muoni generati e ricostruiti: in alto a sinistra per le tracce, in alto a destra per i muoni standalone, in basso al centro per i muoni globali.	112
5.8	Numero di "Z" ricostruite per evento, per i 124k eventi di segnale $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$	113
5.9	Massa invariante della "Z" ricostruite ma che non hanno una particella generata associata.	113
5.10	Differenza in massa tra Z ricostruite e Z MC, per coppie di particelle associate: in alto a sinistra per i candidati Z ricostruiti con un muone e una traccia; in alto a destra per le Z ricostruite con un muone e una traccia standalone; in basso al centro per Z ricostruite a partire da due muoni.	114
5.11	Differenza in momento trasverso tra i muoni di decadimento della Z ricostruita e la Z generata, per coppie di particelle associate: in alto a sinistra per tracce di muoni nel tracker; in alto a destra per tracce standalone; in basso al centro per muoni.	115

5.12	Efficienza di ricostruzione al variare di η delle tracce dei muoni (in alto a sinistra), delle tracce standalone (in alto a destra) e dei muoni (in basso al centro).	116
5.13	Coppie di muoni ricostruiti che contribuiscono alle tre categorie di Z considerate nell'analisi. In rosso è rappresentata la traccia nel tracker, in celeste la traccia nelle stazioni muoniche. Se la linea è continua la traccia è stata ricostruita, mentre una linea tratteggiata rappresenta un fallimento nella ricostruzione.	119
5.14	Variabile di isolamento per i muoni contenuti nel campione di segnale.	120
5.15	<i>Variabile di isolamento per i muoni contenuti nel fondo $b\bar{b}$.</i>	120
5.16	Somma di segnale e vari fondi per una luminosità integrata di 154 pb^{-1} , per muoni con $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ e $ \eta < 2.0$ e senza taglio di isolamento sui muoni. In alto a sinistra per eventi con un muone e una traccia non associata a muoni standalone; in alto a destra per eventi con un muone e uno standalone non associato a traccia; in basso al centro per eventi con due muoni globali.	124
5.17	Somma di segnale e vari fondi per una luminosità integrata di 154 pb^{-1} , per muoni con $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ ed $ \eta < 2.0$ e con taglio di isolamento. In alto a sinistra per eventi con un muone e una traccia non associata a muoni standalone; in alto a destra per eventi con un muone e uno standalone non associato a traccia; in basso al centro per eventi con due muoni globali.	125
5.18	Fit delle tre distribuzioni di candidati Z ricostruiti con un muone più una traccia non associata a standalone (in alto a sinistra), un muone più uno standalone non associato a traccia (in alto a destra) e con due muoni (in basso al centro). I dati considerati sono quelli senza tagli di isolamento.	130
5.19	Fit delle tre distribuzioni di candidati Z ricostruiti con un muone più una traccia non associata a standalone (in alto a sinistra), un muone più uno standalone non associato a traccia (in alto a destra) e con due muoni (in basso al centro). Per costruire il χ^2 del fit si sono usati dati col taglio di isolamento.	133

Elenco delle tabelle

1.1	Famiglie di quark e leptoni e loro cariche.	5
1.2	Le interazioni fondamentali con i loro mediatori.	6
1.3	Assegnazione dell'ipercarica e isospin debole alle famiglie di quark e leptoni.	12
2.1	I parametri della macchina LHC rilevanti per i rivelatori CMS e ATLAS.	33
2.2	Parametri del solenoide di CMS.	50
3.1	Sezioni d'urto e frequenza di produzione approssimati di alcuni eventi fisici ad LHC, per una luminosità di $\mathcal{L} = 2 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Per questa tabella, un anno equivale ad una luminosità integrata pari a 20fb^{-1}	61
4.1	Oggetti RECO in CMSSW	104
5.1	Segnale e fondi utilizzati per l'analisi, con le rispettive sezioni d'urto, efficienze di generazione e luminosità integrata corrispondente.	106
5.2	Tagli cinematici adoperati nella preselezione sui muoni degli eventi.	110
5.3	Parametri usati in ingresso all'algoritmo di isolamento.	120
5.4	Tagli cinematici sui muoni usati per ricostruire i candidati Z	121
5.5	Efficienze della varie selezione del segnale e fondo per eventi con due muoni nello stato finale.	122
5.6	Efficienze della varie selezione del segnale e fondo per eventi con un muone e una traccia non associata a standalone nello stato finale.	122
5.7	Efficienze della varie selezione del segnale e fondo per eventi con un muone e una traccia standalone senza traccia nel tracker nello stato finale.	122
5.8	Efficienze totale della varie selezione del segnale e fondo per eventi con due muoni.	122
5.9	Efficienze della varie selezione del segnale e fondo per eventi con un muone e una traccia non associata a standalone.	123
5.10	Efficienze della varie selezione del segnale e fondo per eventi con un muone e una traccia standalone senza traccia associata.	123

5.11	Intervalli di massa e numeri di bin scelti per il fit.	128
5.12	Valori dei parametri del fit alle tre distribuzioni, per dati senza tagli di isolamento.	131
5.13	Confronto tra i risultati del fit e i valori MC, per i dati senza tagli di isolamento.	132
5.14	Valori dei parametri del fit alle tre distribuzioni, per dati con taglio di isolamento.	134
5.15	Confronto tra i risultati del fit e i valori MC, per dati con taglio di isolamento.	135

Introduzione

Il lavoro di tesi si incentra sullo studio del canale di produzione inclusiva del bosone Z , con successivo decadimento in due muoni, nell'esperimento **CMS** (Compact Muon Solenoid), attualmente in fase di installazione al CERN di Ginevra. CMS sarà uno dei grandi esperimenti che, dall'inizio delle operazioni di presa dati dell'acceleratore **LHC** (Large Hadron Collider), prevista per l'anno venturo, studieranno le interazioni protone-protone ad un'energia e una luminosità mai raggiunte in passato nella Fisica della alte energie: $\sqrt{s} = 14$ TeV e $\mathcal{L} = 10^{34}$ cm⁻² s⁻¹, rispettivamente.

La macchina LHC è stata progettata per testare la validità del Modello Standard (MS) e scoprire nuova Fisica, alla scala di energia del TeV. Il MS è la teoria che descrive le interazioni del mondo microscopico (elettrodeboli e forti), in perfetto accordo con i dati sperimentali raccolti finora. Tale teoria, per generare le masse delle particelle elementari, introduce un'ulteriore particella, il bosone di Higgs, che si prevede abbia massa dell'ordine dei 100 GeV, ma che è finora sfuggito alla rivelazione.

Lo studio del canale $pp \rightarrow Z + X \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$ si inserisce nell'ambito del gruppo che si occupa di fisica elettrodebole e costituisce il canale con segnatura sperimentale più chiara tra quelli elettrodeboli. Ha un'elevata sezione d'urto, dell'ordine di 1 nb e di conseguenza LHC sarà una vera e propria *Z-factory*.

Gli eventi di produzione di Z con decadimento in leptoni (in particolare in due muoni), saranno tra i primissimi ad essere studiati ad LHC e questo per numerosi motivi:

- Perchè costituiscono un canale unico per la **calibrazione** del rivelatore e per studiare le prestazioni di quest'ultimo (come efficienze di ricostruzione e risoluzioni sperimentali).
- Essendo la sezione d'urto del processo nota teoricamente, tali eventi potranno essere impiegati per monitorare la luminosità della macchina.
- All'energie del TeV potrebbero comparire accoppiamenti tripli, proibiti nell'ambito del MS attuale, del tipo $ZZ\gamma$ e $Z\gamma\gamma$, con conseguente aumento della sezione d'urto ZZ e $Z\gamma$.

- Perchè, nell'ipotesi che l'Higgs abbia una massa superiore a $180 \text{ GeV}/c^2$, esso può decadere in due Z . In questo caso, il canale con quattro muoni nello stato finale è un canale privilegiato per la sua scoperta.
- Tutta una serie di segnature sperimentali di Fisica al di là del MS è data da eventi con due muoni molto energetici nello stato finale.

Inoltre, lo studio dei muoni che provengono dalla Z costituisce uno strumento molto idoneo per testare la messa a punto dei programmi software di ricostruzione degli eventi, di selezione e di analisi.

Nell'ambito di uno studio sistematico di questo canale, delle proprietà cinematiche dei muoni in cui decade la Z che ne permettano l'identificazione e la selezione dei fondi provenienti da altri canali con due muoni nello stato finale, nel corso del lavoro si è messo a punto un metodo di ricostruzione e analisi degli eventi di segnale, che permette di ricavare una stima del **numero di eventi di segnale**. Tale metodologia consente di ottenere contemporaneamente l'**efficienza media di ricostruzione dei muoni** provenienti dalla Z . Dalla misura del numero di eventi, nota la luminosità e le efficienze di selezione, calcolate dalle informazioni Monte Carlo (MC), si può ricavare così la **sezione d'urto del processo**.

L'originalità del lavoro di tesi, nell'ambito degli studi sull'esperimento CMS, in vista dell'inizio delle operazioni di presa dati, consiste nell'aver ideato una procedura di ricostruzione e analisi **direttamente sui "dati"**, senza far uso espressamente della "verità MC" (ovvero delle informazioni sulle particelle a livello della MC), le cui informazioni si utilizzano solo per ricavare le efficienze della selezione eseguita. Il metodo seguito, quindi, potrà essere applicato direttamente sui dati reali, non appena la macchina verrà accesa e quindi si potranno determinare da subito la sezione d'urto e le efficienze di ricostruzione dei muoni (considerando, naturalmente, tutte le complicazioni sperimentali che potranno sorgere in fase di presa dati).

Tale procedura è stata testata su un insieme di campioni simulati di segnale e fondo provenienti da collezioni ufficiali e se ne è testato il funzionamento e la consistenza dei valori risultanti dall'analisi con quelli della verità MC.

Nel primo capitolo della tesi si espone la Fisica del MS, con particolare riguardo al settore elettrodebole.

Nel secondo capitolo si descrivono la macchina LHC, ed il rivelatore CMS, con attenzione al sistema di rivelazione dei muoni.

Nel terzo vengono analizzate gli aspetti di nuova Fisica che LHC permetterà di analizzare, in particolare i decadimenti dell'Higgs che si prevede di rivelare. In questo capitolo si descrivono anche alcuni fenomeni di nuova Fisica che coinvolgono stati finali con due muoni ad alto momento trasverso.

Nel quarto capitolo, dopo un breve *excursus* sulla produzione e misura della Z

al LEP, si analizzano tutti i passi della generazione-simulazione-ricostruzione degli eventi, con riferimento maggiormente alla ricostruzione dei muoni.

Nel quinto capitolo, infine, si descrive in dettaglio la catena di ricostruzione e analisi statistica sviluppata e come questa, a partire dai campioni di dati ufficiali, permette di misurare le osservabili di interesse. Dal confronto dei valori ottenuti dal fit finale con i valori MC, si deduce la validità della procedura.

Il lavoro portato avanti è stato, con periodicità, presentato e discusso ai meeting del gruppo di analisi sulla fisica elettrodebole e alcuni risultati preliminari sono stati presentati nella sessione plenaria del meeting dell'intera collaborazione CMS di giugno 2007.

Capitolo 1

Il Modello Standard

Lo scopo della fisica subnucleare è quella di identificare quelle particelle che rappresentano i costituenti fondamentali della materia e di descrivere le forze di interazioni tra queste particelle elementari. Questo dualismo materia/forza è stato però superato nell'ambito delle teorie di campo quantistiche in termini di una trattazione unificata. Secondo queste teorie sia le particelle elementari che costituiscono la materia, che quelle intermedie delle forze, sono descritte come campi quantistici, con la differenza che le prime hanno natura fermionica (spin semintero) e le seconde invece sono dei bosoni (spin intero).

Secondo le conoscenze di Fisica che si hanno attualmente, esistono due famiglie di particelle elementari¹ di materia: i leptoni e i quark, tutti con spin 1/2 (in unità \hbar) divisi in tre generazioni, a ciascuna delle quali viene assegnata una coppia di quark e leptoni come si vede nella tabella di seguito:

	Famiglia			Q/e
	1	2	3	
Leptons	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$	0 -1
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	2/3 -1/3

Tabella 1.1: Famiglie di quark e leptoni e loro cariche.

Le interazioni fondamentali di cui abbiamo evidenza sono 4: l'interazione elettromagnetica, l'interazione debole, l'interazione forte e l'interazione gravitazionale. Di queste, le prime tre regolano il comportamento del mondo microscopico, mentre la forza gravitazionale presenta manifestazioni a noi note nel mondo macroscopico.

¹a ciascuna particella è poi assegnata una corrispondente antiparticella

I leptoni hanno solo interazioni elettromagnetiche e deboli (tranne i neutrini che essendo neutri sono capaci solo di interagire debolmente) mentre i quark sono capaci anche di interazione forte tra di loro.

Il Modello Standard (MS) è la teoria, in accordo con tutti i dati sperimentali finora disponibili, che descrive le interazioni elettromagnetiche, forti e deboli in base al gruppo di simmetrie locali:

$$SU(3)_{col} \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (1.1)$$

dove:

- $SU(3)_{col}$ è il gruppo di simmetrie non abeliano che descrive le interazioni forti, mediate da 8 particelle senza massa, i gluoni, che portano una carica detta di colore e che interagiscono secondo le leggi della cromodinamica quantistica (QCD).
- $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ è invece il gruppo di simmetria di isospin debole che descrive la teoria unificata elettrodebole, meglio nota come teoria di Glashow-Weinberg-Salam (GWS)[1][2][3], mediata da tre bosoni massivi W^+, W^- e Z , più il fotone, γ .

Il gruppo di simmetria nella 1.1 estende l'invarianza di gauge del gruppo $U(1)$ dell'elettrodinamica quantistica (QED) alle interazioni elettrodeboli e forti.

Nella tabella 1.2 vengono riportate le quattro interazioni fondamentali con i nomi e i simboli dei bosoni mediatori di tali forze.

Interazioni	Mediatore	Simbolo
Elettromagnetica	fotone	γ
Debole	IVB	W^+, W^-, Z
Forte	8 gluoni	g
Gravitazionale	gravitone	G

Tabella 1.2: Le interazioni fondamentali con i loro mediatori.

Un ingrediente fondamentale del MS è il meccanismo della *rottura spontanea della simmetria* (vedi par. 1.5) che spiega come i bosoni vettori delle interazioni fondamentali possano acquistare una massa. Tale meccanismo prevede l'esistenza di una particella scalare, nota come bosone di Higgs, la cui massa è un parametro della teoria e che non è ancora stata rivelata direttamente, ma sulla quale si sono posti soltanto dei limiti superiori e inferiori, da misure indirette. La rivelazione diretta di questa particella è sicuramente uno dei più importanti traguardi della fisica delle alte energie.

1.1 Invarianza di gauge

Tutte e quattro le interazioni fondamentali ammettono una descrizione in termini di una teoria di gauge. Precisamente tutte queste interazioni sono derivabili da un principio, detto *principio di gauge*, introdotto da H.Weyl nel 1929[4]. Questa fondamentale idea guida è stata pienamente realizzata per le interazioni elettromagnetica e debole (unificate nella interazione elettrodebole, vedi par. 1.4) e viene perseguita per le interazioni forti nelle teorie di grande unificazione, mentre non esiste ancora un quadro teorico convincente in cui includere assieme le 3 forze che regolano l'infinitamente piccolo con una teoria quantistica della gravitazione.

I fisici hanno spesso cercato di spiegare la dinamica dei sistemi fisici di interesse in base a principi di *simmetria*. Una simmetria è un'operazione (*trasformazione*) matematica che applicata ad un oggetto della teoria lascia invariata le osservabili fisiche del problema. In tal caso la teoria si dice *invariante* sotto la trasformazione considerata. Una distinzione cruciale è quella tra invarianze per trasformazioni *globali* e *locali*. In un'invarianza globale la stessa trasformazione è eseguita in tutti i punti dello spazio-tempo; essa ha un carattere uguale in tutti i punti del sistema. Se la teoria ammette un'invarianza locale, invece, si possono effettuare trasformazioni in alcuni punti dello spazio, senza che questo influenzi tutto il resto dell'universo. In generale, però, una teoria che ammette invarianza per trasformazioni globali non sarà necessariamente invariante per trasformazioni che variano localmente. Il fatto cruciale è che introducendo nuovi campi di forza che interagiscono con le particelle originarie della teoria in un modo specifico e che in più si trasformano in modo opportuno sotto le stesse trasformazioni locali, si può restaurare l'invarianza anche localmente. Quindi, in queste teorie, si può vedere il sorgere dei campi di forza come la necessaria conseguenza affinché siano conservate anche localmente le simmetrie del sistema. È proprio questo il caso dell'interazione elettromagnetica, in cui le interazioni vengono introdotte per preservare nella teoria l'invarianza per "trasformazione di fase", come descritto nel paragrafo successivo.

1.2 L'elettrodinamica quantistica

L'elettrodinamica quantistica è la teoria che descrive le interazioni elettromagnetiche, descritto nell'ambito dell'elettromagnetismo classico dalle note equazioni di Maxwell, in termini quantistici, come teoria invariante per trasformazione locale sotto il gruppo $U(1)$.

Il campo spinoriale² ψ che descrive la particella fermionica:

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_R(x) \\ \psi_L(x) \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

soddisfa alle equazioni di Eulero-Lagrange derivate dalle densità lagrangiana di Dirac³:

$$\mathcal{L}_D = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}, \quad (1.3)$$

dove $F_{\mu\nu}$ è il tensore di campo elettromagnetico $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ e il termine $-\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$ dà l'energia del campo. Come si vede la lagrangiana ammette un'invarianza globale per il gruppo U(1) delle trasformazioni di fase:

$$\begin{cases} \psi \rightarrow \psi' = e^{i\alpha}\psi \\ \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}' = e^{-i\alpha}\bar{\psi} \end{cases}$$

con α reale.

L'invarianza di gauge consiste nel promuovere l'invarianza globale a invarianza locale, ovvero dire che la lagrangiana rimane invariata se il campo subisce la trasformazione:

$$\begin{cases} \psi \rightarrow \psi' = e^{i\alpha(x)}\psi \\ \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}' = e^{-i\alpha(x)}\bar{\psi} \end{cases}$$

Questo si dimostra essere equivalente alla sostituzione dell'operatore derivata ordinaria con la derivata **covariante**:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu,$$

dove i campi A_μ sono i campi elettromagnetici $A_\mu = (\Phi, \vec{A})$, che devono essi stessi variare per trasformazioni di gauge locali, in modo da consentire l'invarianza della lagrangiana:

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) - \partial_\mu\alpha(x).$$

²Si sta usando la rappresentazione di Dirac dei campi spinoriali in cui il campo ψ si scrive come in 1.2 e le matrici di Dirac $\gamma^\mu = (\gamma^0, \gamma^i)$, con $i=1,2,3$, definite dalla relazione di anticommutazione $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}$ e $g^{\mu\nu}$ il tensore metrico di Minkowski $g^{\mu\nu} = \text{diag}\{1, -1, -1, -1\}$, si scrivono come:

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & \mathbb{I} \\ \mathbb{I} & 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & -\vec{\sigma} \\ \vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix}$$

e vale $\bar{\psi} = \psi^\dagger\gamma^0$.

³Le equazioni di Dirac si scrivono come:

$$i\gamma^\mu\partial_\mu - m\psi = 0.$$

Con la promozione della derivata ordinaria a derivata covariante, meccanismo cui si dà il nome di *principio di gauge*, la lagrangiana che descrive le interazioni elettromagnetiche si scrive come:

$$\mathcal{L}_{QED} = i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi = \mathcal{L}_D - q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu = \mathcal{L}_D + \mathcal{L}_{int}^{em}. \quad (1.4)$$

Da notare come il principio di gauge introduce in modo naturale il campo di interazione nel termine:

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

appropriato per descrivere i vertici delle interazioni elettromagnetiche, come ad esempio riportati in figura 1.1 e ricavare le famose regole di Feynman, che permettono di calcolare teoricamente le sezioni d'urto dei processi.

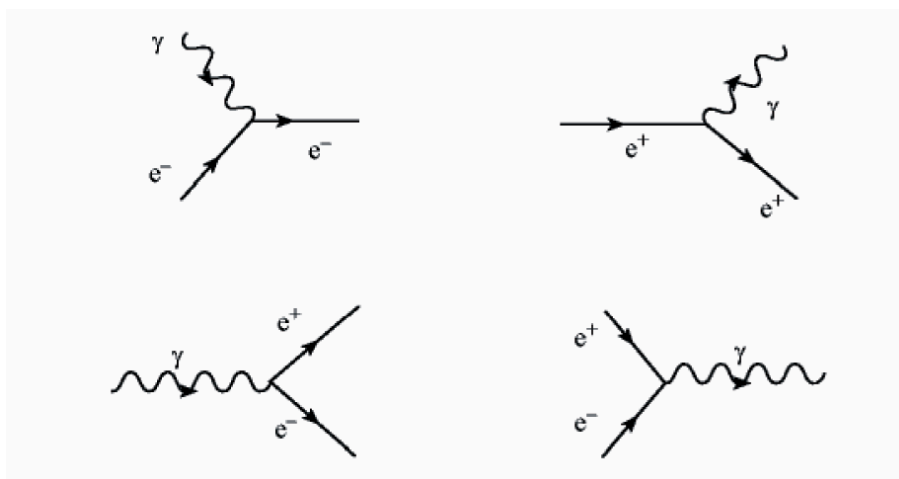


Figura 1.1: Possibili “vertici” di interazione associati alla lagrangiana di interazione 1.5.

Riassumendo, si è visto come il principio di gauge ha portato all’introduzione del campo di interazione A_μ , il fotone, un campo bosonico senza massa.⁴ Nei prossimi paragrafi si descrive come si estende il principio dell’invarianza per trasformazioni di fase locali alle interazioni forti e alla teoria elettrodebole e come sarà in quel caso necessario introdurre dei campi intermedi massivi.

1.3 La Cromodinamica Quantistica

La Cromodinamica Quantistica (QCD) è la teoria di gauge che descrive le interazioni forti tra quark e gluoni dentro gli adroni. Il punto di partenza è l’introduzione di

⁴Il campo A_μ è privo di massa perchè soddisfa all’equazione di Klein Gordon senza massa: $\square A_\mu = 0$, come deriva dall’equazioni di Maxwell, nella gauge di Lorentz.

una nuova carica, il colore⁵, in tre stati diversi, cui spesso ci si riferisce come colori rosso, verde e blu. La funzione d'onda di colore è un tripletto:

$$\psi_\alpha (\alpha = 1, 2, 3 \text{ or } \alpha = r, g, b), \quad (1.6)$$

e si richiede l'invarianza della lagrangiana se il campo subisce la trasformazione locale sotto il gruppo di gauge non abeliano $SU(3)_{color}$

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{ig_s \lambda \cdot \alpha(x)}, \quad (1.7)$$

con λ le 8 matrici di Gell-Mann e $g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s}$, la costante di accoppiamento forte. Questo è realizzato sostituendo la derivata ordinaria con la derivata covariante

$$\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu + ig_s \frac{\lambda_a}{2} G_{a\mu}(x), \quad (1.8)$$

nell'equazione di Dirac per i quark, dove G_μ^a sono gli 8 campi gluonici generatori della rappresentazione ottodimensionale di $SU(3)_{color}$.

La lagrangiana completa della QCD si scrive come:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_f \bar{\psi}_{f,a} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m\psi_{f,a}) - g_s \bar{\psi}_{f,a} \gamma_\mu G_\mu^a(x) \frac{\lambda_a}{2} \psi_{f,a} - \frac{1}{4} (x) G_{\mu\nu}^a(x) G^{\mu\nu a}(x). \quad (1.9)$$

dove:

- $f = 1, 2, 3$ e $a = 1, 2, \dots, 8$ sono, rispettivamente, gli indici di sapore e colore.
- $G_{\mu\nu}$ è il tensore di campo gluonico: $G_{\mu\nu} = \partial_\mu \underline{G}_\nu(x) - \partial_\nu \underline{G}_\mu(x) + ig_s [\underline{G}_\mu(x), \underline{G}_\nu(x)]$, con $\underline{G}_\mu = G_\mu^a \frac{\lambda_a}{2}$.

Da notare che nella lagrangiana 1.9 sono presente termini di potenza 3 e 4, corrispondenti del fatto che i campi gluonici sono autointeragenti. Infatti, a differenza della QED descritta dal gruppo abeliano $U1(\alpha)$, i campi di gauge della teoria della QCD sono autointeragenti, questo per la natura non abeliana del gruppo di simmetria (ciò vale anche per la teoria elettrodebole).

⁵Il colore fu per primo introdotto da Dalitz[17] per far sì che barioni a spin semintero, come la Δ^{++} , conservassero l'antisimmetria della loro funzione d'onda. In seguito la necessità di questo nuovo numero quantico fu giustificata da evidenze *dinamiche*: ad esempio la molteplicità 3 che ne deriva, spiega l'andamento sperimentale del rapporto tra sezione d'urto e^+e^- in adroni e muoni

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow hadrons)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \sum_a e_a^2,$$

o, ancora, alcuni rapporti di decadimento (*branching ratio*) dipendenti dal numero di colore, N_c , come:

$$B(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) \approx \frac{1}{2 + N_c},$$

che risulta in accordo con $N_c = 3$.

1.4 La teoria unificata elettrodebole

Le interazioni deboli sono quelle responsabili delle interazioni dei neutrini e del decadimento beta nucleare ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$) e di tutti i processi elementari in cui i quark cambiano il loro sapore. L'intensità di queste interazioni è piccola rispetto alle più forti interazioni elettromagnetiche e forti e spesso vengono mascherate da queste.

Il primo a fare una teoria delle interazioni deboli fu E.Fermi che descrisse il decadimento beta nucleare come un'interazione di contatto, governata dalla lagrangiana:

$$\mathcal{L} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{\psi}_e \gamma^\alpha (1 - \gamma^5) \psi_{\nu_e}] [\bar{\psi}_p \gamma_\alpha (1 - \gamma^5) \psi_n],$$

dove $\psi_p, \psi_n, \psi_e, \psi_{\nu_e}$ sono le funzioni d'onda del protone, neutrone, elettrone e neutrino e $\gamma_5 = \gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$. Il termine $(1 - \gamma^5)$, noto come V-A, che fattorizza la corrente debole nella somma di un termine vettoriale e uno assiale, fu aggiunto in seguito e non era presente nella formulazione originaria di Fermi.

La differenza tra le interazioni deboli ed elettromagnetiche sta solo nel fatto che le prime sono mediate da bosoni pesanti, mentre le seconde dal fotone, privo di massa. Glashow-Wemberg-Salam hanno fornito una teoria unificata di queste interazioni in base al gruppo di simmetria⁶ $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ in cui la massa dei bosoni vettori sorge dall'applicazione del meccanismo di Higgs della rottura spontanea di simmetria. Una prima conferma della teoria venne nel 1973 dalla scoperta delle correnti neutre nelle interazioni del neutrino nella camera a bolle Gargamelle[8]⁷, ma solo nel 1983 ci fu la prima osservazione diretta dei bosoni vettori W^\pm e Z nella collaborazione UA1 e UA2[20].

Nella teoria GSW i fermioni *left* vengono raggruppati in doppietti di isospin debole, mentre i fermioni *right* in singoletti di isospin. Il campo abeliano $U(1)$ è associato ad una carica debole Y , "iper-carica debole", così come $SU(2)_L$ è associato all'isospin debole T . La relazione tra Y e T è:

$$eQ = e(T_3 + Y/2), \quad (1.10)$$

dove Q è la carica elettrica in unità e . In tabella 1.3 vengono riportati i numeri quantici associati ai fermioni nella teoria GSW.

I campi W_μ^i , con $i = 1, 2, 3$ e B_μ vengono introdotti richiedendo l'invarianza della teoria sotto il gruppo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, con la promozione della derivata ordinaria a

⁶il suffisso "L" si riferisce al fatto che sopravvive solo la componente sinistrorsa del campo in conseguenza della struttura V-A della corrente. Infatti l'operatore $1 - \gamma^5$ è un proiettore sugli stati di chiralità sinistrorsa: $P_L\psi(x) = \frac{1-\gamma^5}{2}\psi = \begin{pmatrix} \psi_R(x) \\ \psi_L(x) \end{pmatrix} = \psi_L(x)$.

⁷Questa fu la prima evidenza sperimentale della presenza di un bosone massivo neutro: la Z di interesse nel lavoro di tesi.

	Famiglia			T_3	Y	Q/e
	1	2	3			
Leptons	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	1/2	-1	0
	e_R	μ_R	τ_R	-1/2	-1	-1
				0	-2	-1
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	1/2	1/3	2/3
	u_R	c_R	t_R	-1/2	+1/3	-1/3
	d_R	s_R	b_R	0	4/3	2/3
			0	-2/3	-1/3	

Tabella 1.3: Assegnazione dell'ipercarica e isospin debole alle famiglie di quark e leptoni.

derivata covariante:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + ig\vec{W}_\mu \cdot \vec{T} + i\frac{g'}{2}YB_\mu, \quad (1.11)$$

dove $\tau = 2\vec{T}$ sono le matrici di Pauli e g e g' sono le costanti di accoppiamento delle due interazioni.

La lagrangiana della teoria elettrodebole può essere scritta quindi come:

$$\mathcal{L}_{EWK} = \mathcal{L}_{fermioni} + \mathcal{L}_{gauge}, \quad (1.12)$$

dove per adesso non si considerano i termini \mathcal{L}_{Higgs} e \mathcal{L}_{Yukawa} , che danno la massa dei bosoni intermedi e dei fermioni stessi, derivanti dall'introduzione del meccanismo di Higgs, che saranno descritti nei paragrafi successivi.

Il primo pezzo, $\mathcal{L}_{fermioni}$, descrive l'interazione dei campi fermionici, considerati a massa nulla, tra di loro e con i campi di gauge:

$$\mathcal{L}_{fermioni} = i\bar{\psi}D_\mu\psi. \quad (1.13)$$

Il secondo termine, \mathcal{L}_{gauge} , descrive invece l'energia dei campi W^i e B e le auto-interazioni dei campi W^i :

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W^{i,\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}^i B^{i,\mu\nu}, \quad (1.14)$$

con:

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g'\epsilon_{ijk}W_\mu^j W_\nu^k, \quad (1.15)$$

$$B_{\mu\nu}^i = \partial_\mu B_\nu^i - \partial_\nu B_\mu^i \quad (1.16)$$

Si è soliti introdurre il doppietto di campi:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{2}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2), \quad (1.17)$$

mentre il campo neutro W_μ^3 si combina con il campo B per formare il campo fotonico A_μ . In pratica si effettua una trasformazione ortogonale:

$$\begin{aligned} Z_\mu &= \cos\theta_W W_\mu^3 - \sin\theta_W B_\mu \\ A_\mu &= \sin\theta_W W_\mu^3 + \cos\theta_W B_\mu, \end{aligned} \quad (1.18)$$

dove

$$\cos\theta_W = g/(g^2 + g'^2)^{1/2}, \sin\theta_W = g'/(g^2 + g'^2)^{1/2} \quad (1.19)$$

e θ_W è l'angolo di Weinberg-Salam.

Le costanti g e g' sono legate alla costante di accoppiamento e del campo elettromagnetico dalla relazione:

$$g\sin\theta_W = g'\cos\theta_W = e. \quad (1.20)$$

1.5 Il meccanismo di Higgs della rottura spontanea di simmetria

Se si richiede l'invarianza di gauge della teoria si ricava che i bosoni di gauge devono essere privi di massa (come si è visto per la QED e, finora, per la teoria elettrodebole). Un termine di massa del tipo $M_W^2 W_\mu W^\mu$, violerebbe infatti l'invarianza di gauge nella lagrangiana 1.12. Ci si chiede allora come tenga conto la teoria del fatto che i bosoni W^\pm e Z abbiano una massa dell'ordine dei 100 GeV, diretta conseguenza questa del piccolo range delle interazioni deboli e della opposta esigenza di conservare una forma invariante di gauge per le lagrangiane, salvando così la rinormalizzabilità⁸ della teoria. Il meccanismo di Higgs[21] della rottura spontanea della simmetria permette proprio di conciliare queste due opposte esigenze.

Una simmetria di cui gode un sistema fisico può essere "spontaneamente rotta" quando gli stati del sistema sono degeneri: in principio tutti gli stati del sistema godono della simmetria, locale o globale che sia, ma la scelta dello stato in cui il sistema effettivamente si trova fa rompere questa simmetria.

Tutti i calcoli nella teoria dei campi vengono fatti in termini di sviluppi perturbativi intorno agli stati del sistema. Lo stato a più bassa energia è lo stato di "vuoto":

⁸Una teoria si dice rinormalizzabile se le divergenze presenti in essa possono essere eliminate. La teoria elettrodebole, come diretta conseguenza dell'invarianza di gauge, è una teoria rinormalizzabile.

se questo presenta una degenerazione, i valori di aspettazione su questo stato dipenderanno in modo critico dallo stato di minimo che si sceglie. Il modo in cui si rompe spontaneamente la simmetria di gauge è, quindi, proprio quello di imporre che lo stato di vuoto del sistema quantistico che descrive le interazioni tra le particelle elementari presenti una degenerazione e introdurre un potenziale opportuno che causa tale degenerazione di livelli.

Consideriamo prima l'applicazione del meccanismo di Higgs ad un caso semplice, ma con importanti applicazioni nell'ambito della Fisica (superconduttori, ferromagneti, ...). Prendiamo la lagrangiana di un campo scalare complesso $\phi = (\phi_1 + i\phi_2)/\sqrt{2}$:

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - \mu^2 (\phi^\dagger \phi) - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_1)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_2)^2 - \frac{1}{2} (\phi_1^2 + \phi_2^2) - \frac{1}{4} (\phi_1^2 + \phi_2^2)^2. \quad (1.21)$$

Con λ e μ^2 reali e $\lambda > 0$. Come si vede essa è invariante per trasformazioni di fase sotto il gruppo $U(1)$: $\phi \rightarrow e^{i\alpha} \phi$. La forma del potenziale dipende dal valore di μ^2 e λ . Nel caso ordinario in cui $\mu^2 > 0$ e $\lambda > 0$ il potenziale ha la forma di un paraboloide con minimo assoluto in $\phi(x) = 0$. Nel caso più interessante in cui $\mu^2 < 0$ e $\lambda > 0$ il potenziale ha la forma riportata in fig. 1.2, con un massimo relativo nell'origine e un cerchio di minimi assoluti per:

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

Si può espandere il campo attorno allo stato di vuoto, scrivendo ϕ come:

$$\phi(x) = \sqrt{\frac{1}{2}} [v + \eta(x) + i\xi(x)], \quad (1.22)$$

La simmetria viene rotta spontaneamente quando si sceglie la particolare direzione ξ lungo cui sviluppare il campo.

Il meccanismo di Higgs consiste per prima cosa nel promuovere l'invarianza di gauge da globale a locale, con la sostituzione della derivata ordinaria con la derivata covariante:

$$\begin{aligned} \phi &\rightarrow e^{i\alpha(x)} \phi \\ \partial_\mu &\rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu \\ A_\mu &\rightarrow A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha, \end{aligned} \quad (1.23)$$

così che la lagrangiana diventa:

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu + ieA_\mu) \phi^\dagger (\partial_\mu + ieA_\mu) \phi - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}. \quad (1.24)$$

Il secondo passo è quello di scegliere la gauge in modo opportuno, scegliendo un altro insieme di campi reali h , θ , A_μ dove:

$$\begin{aligned}\phi(x) &\rightarrow \sqrt{\frac{1}{2}}[v + h(x)]e^{i\theta(x)/v}, \\ A_\mu &\rightarrow A_\mu + \frac{1}{ev}\partial_\mu\theta.\end{aligned}\quad (1.25)$$

Questa particolare gauge, detta *gauge unitaria*, consiste nell'aver scelto $\theta(x)$ in modo opportuno così che $h(x)$ sia reale. In questa gauge la lagrangiana 1.24 diventa:

$$\mathcal{L}' = \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 - \lambda v^2 h^2 + \frac{1}{2}e^2 v^2 A_\mu^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \text{termini di interazione.} \quad (1.26)$$

La lagrangiana 1.26 rappresenta quindi l'interazione tra due campi massivi: il campo di gauge A_μ che ha acquistato massa $m_{A_\mu} = ev$ e il campo scalare di Higgs H , con massa $m_H = \sqrt{2}\lambda v$.

Con la scelta della gauge unitaria si è fatto sì che il grado di libertà associato al modo θ (campo di Goldstone, senza massa) fosse trasferito al campo A_μ , che così ha acquistato massa⁹.

Applichiamo adesso il meccanismo di Higgs al più interessante caso della simmetria $SU(2) \otimes U(1)$. La lagrangiana di Higgs da aggiungere alla eq. 1.12 sarà

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu\Phi)^\dagger(D^\mu\Phi) - V(\phi), \quad (1.27)$$

con D_μ dato dalla eq. 1.11, $V(\phi)$ il solito potenziale di Higgs con $\mu^2 < 0$ e $\lambda > 0$ e Φ un doppietto di isospin $T = 1/2$. Per il campo di Higgs si sceglie il doppietto con ipercarica $Y = 1$:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad \text{con} \quad \begin{aligned} \phi^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1(x) + i\phi_2(x)) \\ \phi^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_3(x) + i\phi_4(x)). \end{aligned} \quad (1.28)$$

Per il valore di aspettazione del vuoto si sceglie, nella gauge unitaria:

$$\phi_0 = \langle 0|\phi|0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad (1.29)$$

con $v^2 = -\mu^2/\lambda$. Le fluttuazioni intorno al vuoto vengono parametrizzate come:

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H) \end{pmatrix}. \quad (1.30)$$

⁹se un bosone di spin 1 acquista massa, vuol dire che i suoi gradi di libertà passano da due a tre, in quanto acquista anche una polarizzazione longitudinale, oltre alle due trasversali.

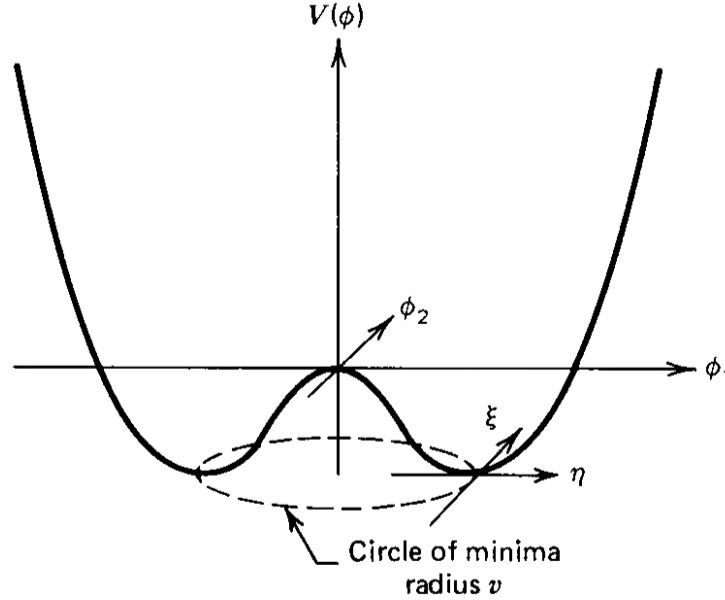


Figura 1.2: Il potenziale $V(\phi)$ per un campo scalare complesso, nel caso $\mu^2 < 0$ e $\lambda > 0$.

Nella gauge scelta, quindi, si rompe la simmetria sotto il gruppo $SU(2) \otimes U(1)$ facendo sopravvivere solo il campo $\phi_3 = 1/\sqrt{2}(v + H)$ con $T_3 = -1/2$, mentre gli altri ϕ_i si scelgono nulli. La scomparsa di questi tre gradi di libertà si dovrà bilanciare con la nascita di termini di massa per i bosoni vettori. La convenienza della scelta dei numeri quantici del minimo sta anche nel fatto che, essendo il campo ϕ_0 neutro, la simmetria per trasformazione di fase $U(1)_{em}$ con generatore

$$Q = T_3 + Y/2, \quad (1.31)$$

rimane non rotta, ovvero $Q\phi_0 = 0$, così che:

$$\phi_0 \rightarrow e^{iQ\alpha(x)}\phi_0 = \phi_0. \quad (1.32)$$

Il vuoto, come conseguenza del fatto che H è neutro, è quindi invariante per $U(1)_{em}$ e questo fa sì che il fotone rimanga a massa nulla.

Vediamo in che modo gli altri tre bosoni invece acquistano massa, sostituendo lo sviluppo 1.29 nella lagrangiana 1.27, ottenendo:

$$\mathcal{L}'_{Higgs} = \frac{1}{2}\partial_\mu H \partial^\mu H - \mu^2 H^2 + \frac{1}{4}g^2 v^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{8}v^2(g^2 + g'^2)Z_\mu Z^\mu + \dots \quad (1.33)$$

L'eq. 1.33 ci dice che le masse del bosone di Higgs e dei bosoni massivi delle interazioni elettrodeboli sono date da:

$$m_H = \sqrt{2}\mu = \sqrt{2\lambda}v \quad (1.34)$$

$$M_{W^\pm} = gv/2 \quad (1.35)$$

$$M_Z = M_W/\cos\theta_W. \quad (1.36)$$

I termini di interazione, non esplicitati nell'eq. 1.33 descrivono le interazione del bosone di Higgs con sé stesso e con i bosoni vettori.

Da notare che le eq. 1.35 e 1.36, che legano le masse dei bosoni con θ_W , uno dei parametri della teoria, forniscono i valori di una serie di osservabili sperimentali, la cui misura è una verifica diretta della teoria GWS. Invece la massa dell'Higgs rimane ignota, in quanto, mentre è facile far vedere che il parametro v può essere legato alla costante di Fermi G_F ¹⁰ dalla relazione:

$$v^2 = \frac{1}{\sqrt{2}G_F} \simeq (246 \text{ GeV})^2, \quad (1.37)$$

il parametro λ , che compare nel potenziale di rottura spontanea di simmetria, è un parametro da determinare empiricamente. Tuttavia, come vedremo nel par. 1.7, è possibile, dare dei limiti, sia teorici, che sperimentali, alla massa di questa elusiva particella.

1.6 La massa dei fermioni

L'ultimo termine da aggiungere alla lagrangiana 1.12 è il termine \mathcal{L}_{Yukawa} , che renda conto della massa dei fermioni. L'aggiunta di un termine del tipo $-m\bar{\psi}\psi$ violerebbe l'invarianza di gauge della teoria, in quanto tratterebbe allo stesso modo le due componenti R e L dei fermioni.

Un aspetto interessante del Modello Standard è che lo stesso doppietto di Higgs ϕ , responsabile del sorgere della massa dei bosoni intermedi W^\pm e Z , è sufficiente per dare la massa a leptoni¹¹ e quark tramite un accoppiamento di tipo Yukawa tra il doppietto sinistrorso ψ_L , il campo ϕ e il singoletto destrorso, ψ_R . Per i leptoni, ad esempio, vale:

$$\mathcal{L}_{Yukawa}^{leptons} = - \sum_l g_l (\bar{\Psi}_L^l \Phi \Psi_R^l + \bar{\Psi}_R^l \Phi^\dagger \Psi_L^l). \quad (1.38)$$

Se consideriamo il solo doppietto elettronico, rompendo la simmetria inserendo il campo 1.29, si ottiene:

$$\mathcal{L}_{Yukawa}^e = - \frac{g_e}{\sqrt{2}} v (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) - \frac{g_e}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) H. \quad (1.39)$$

¹⁰Si può, altresì, dare una previsione teorica delle masse dei bosoni, in funzione dei tre parametri $\alpha = e^2/4\pi$, G_F e $\sin^2\theta_W$, misurata quest'ultima dallo scattering neutrino-elettrone. Le previsioni teoriche sono in perfetto accordo con i dati sperimentali degli esperimenti UA1 e UA2 del CERN e CDF e D0 al Fermilab e costituiscono la prova più schiacciante della coerenza della teoria.

¹¹Non si considerano, nel lavoro di tesi, i termini che danno la massa ai neutrini, ed in generale tutte le ricerche, teoriche e sperimentali, relative alla determinazione della massa di questi.

Quindi si identifica la massa dell'elettrone con il termine:

$$m_e = \frac{g_e v}{\sqrt{2}},$$

e per gli altri leptoni varrà un'espressione analoga, con una costante specifica per ogni fermione.

Da notare che, oltre al termine di massa, la lagrangiana contiene un termine di accoppiamento tra il campo di Higgs e il leptone, che, ricordando la eq. 1.34, è responsabile di un fattore di vertice (vedi fig 1.3):

$$He\bar{e} \rightarrow -\frac{1}{2}ig \frac{m_e}{M_W}. \quad (1.40)$$

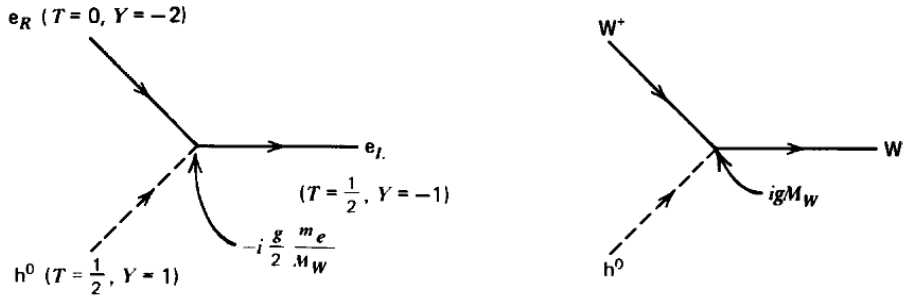


Figura 1.3: Accoppiamento previsti dal modello standard dell'Higgs, h_0 , con l'elettrone, a sinistra e il bosone W , a destra. Gli accoppiamenti dell'Higgs, del tipo riportati nell'eq. 1.40, sono più intensi quanto più è pesante la particella con cui si accoppia.

Per quanto riguarda i quark, il termine di Yukawa è analogo al caso dei leptoni, se non fosse che per dare massa anche ai quark con $T_3 = +1/2$ bisogna considerare anche l'accoppiamento con il campo:

$$\phi_c = -i\tau_2 \phi^\dagger = \begin{pmatrix} -\bar{\phi}_0 \\ \phi^- \end{pmatrix}, \quad (1.41)$$

e che gli autostati di quark delle interazioni deboli, non coincidono con gli autostati di massa, ma vale $q'_i = \sum_{n=1}^3 V_{in} q_n$, dove V è la matrice di mixing Cabibbo-Kobayashi-Maskawa e q_n , con $n = 1, 2, 3$ sono, rispettivamente, i tre quark d, s, b . Considerando questi ingredienti, si può mostrare che lagrangiana con i termini di massa dei quark si scrive come:

$$\mathcal{L}_{Yukawa}^{quarks} = -\left(1 + \frac{H}{v}\right)[m_u \bar{u}u + \dots + m_b \bar{b}b]. \quad (1.42)$$

Riassumendo, si è mostrato che l'introduzione del campo di Higgs, tramite il meccanismo della rottura spontanea della simmetria, riesce a spiegare il sorgere della masse sia dei bosoni vettori che dei fermioni. Il rovescio della medaglia è che la teoria non può predire la massa dell'Higgs, che rimane un parametro libero e le costanti di accoppiamento, che vanno presi come valori empirici.

Ma è proprio l'accoppiamento dell'Higgs con le particelle, proporzionale alla loro massa, a costituire una delle predizioni sperimentabili dell'esistenza dell'Higgs, se effettivamente esiste, nella nuova era degli acceleratori di particelle.

1.7 La massa dell'Higgs

1.7.1 Considerazioni teoriche su m_H

La costante di accoppiamento λ , che determina m_H , essendo noto il valore v , è indeterminata nell'ambito del MS, ma come tutte le costanti di accoppiamento in una teoria rinormalizzabile, λ deve variare in modo opportuno al variare della scala di energia Λ , alla quale si vuole estendere la validità della teoria. Quindi, dei limiti inferiori e superiori alla massa dell'Higgs possono essere dati in funzione della scala di energia a cui si vuole estendere il MS[9][11].

Se si considerano i grafici di autoaccoppiamento dell'Higgs riportati in fig. 1.4: si vede che questi, oltre al primo ordine perturbativo (*tree level*), dipendono sia

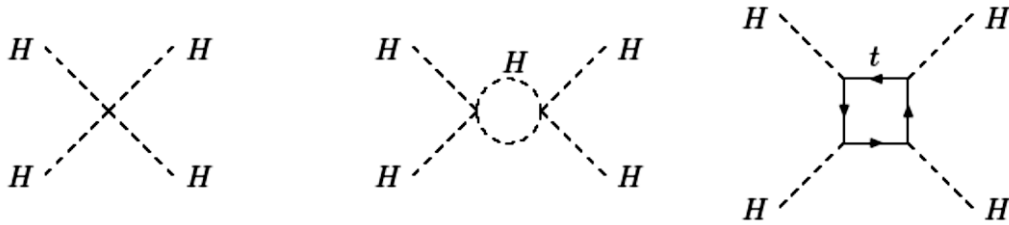


Figura 1.4: Accoppiamento quartico dell'Higgs e correzioni ad un loop.

dalla costante di accoppiamento quartico λ , che dall'accoppiamento con il quark più pesante g_t .

Si può mostrare che se la massa del top fosse molto più grande di quella dell'Higgs, allora λ diventerebbe negativa e questo romperebbe la stabilità del minimo su cui si basa l'intero meccanismo di rottura spontanea. Quindi, imponendo che λ rimanga positiva fino ad una certa scala Λ , dell'ordine almeno del TeV, la massa dell'Higgs deve essere maggiore di un fissato limite dipendente dalla massa del top[10]:

$$m_H \geq \frac{3v}{32\pi^2} (16g_t^4 - g^4 - 2g'g^2 - 3g'^4) \log \frac{\Lambda}{m_H}. \quad (1.43)$$

Supponendo che il limite inferiore sia rispettato, la soluzione per λ , in analogia alle altre costanti di accoppiamento dipendenti dalla scala (*running coupling constant*) come la costante α della QED e α_s della QCD, avrà la forma:

$$\lambda(\Lambda) = \frac{\lambda(v)}{1 - \frac{3\lambda(v)}{8\pi^2} \ln \frac{\Lambda}{v}}. \quad (1.44)$$

Richiedendo che questa espressione non diverga prima di una certa scala Λ , alla quale si può pensare che nuove interazioni forti correggano le divergenze, reinserendo m_H nella formula, si ottiene il limite superiore alla massa del bosone di Higgs:

$$m_H^2 < v^2 \frac{4\pi^2}{3 \ln \frac{\Lambda}{v}}. \quad (1.45)$$

Queste e altri argomenti teorici portano alle previsioni sulla massa dell'Higgs riassunte in fig. 1.5, mantendendosi sempre nell'ambito del MS. Nulla vieta che il bosone di Higgs sia al di fuori di questi limiti, chiara evidenza, se così fosse, della comparsa di nuova Fisica a scale di energia diverse da quella finora esplorata.

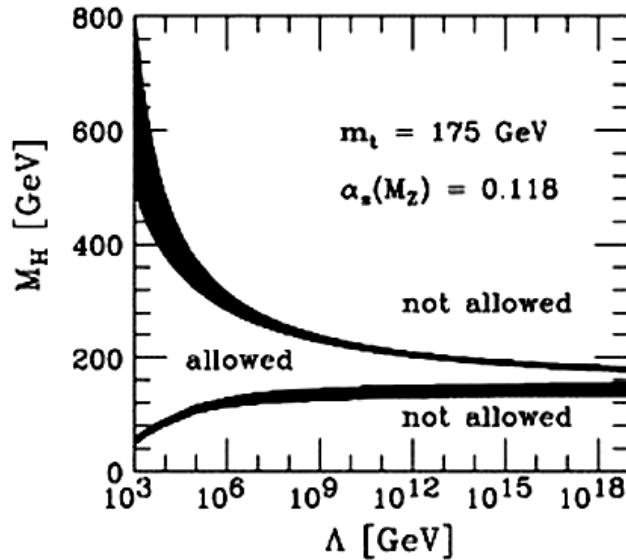


Figura 1.5: Limiti teorici superiori e inferiori alla massa dell'Higgs, in funzione della scala di energia Λ , alla quale il MS si suppone ancora valido.

1.7.2 Limiti sperimentali

Le ricerche sperimentali dell'Higgs fino ad oggi effettuate, che permettono di restringere l'intervallo di massa aspettato, si possono dividere in due categorie: **ricerca indiretta**, dove i limiti sulla massa dell'Higgs sono posti considerando il valore sperimentale di tutte le grandezze del MS, alcune di queste dipendenti dal valore della massa del bosone di Higgs e **ricerca diretta** ai collisionatori leptonici e adronici, il LEP *in primis*, che ha permesso, dalla non evidenza diretta dell'Higgs alle energie esplorate, di porre un limite inferiore alla sua massa.

La ricerca indiretta della massa dell'Higgs si basa sulla considerazione che alcuni parametri del MS, misurati con grande precisione, dipendono dal valore della massa dell'Higgs, una volta nota la massa del top¹² dalle misure dirette al Tevatron[12]. Ad esempio in fig. 1.6 si riportano alcuni grafici, che coinvolgono il top e l'Higgs, che determinano correzioni oltre il *tree-level*, al propagatore W e correzioni analoghe valgono anche per il polo della Z e per il propagatore dell'Higgs stesso.

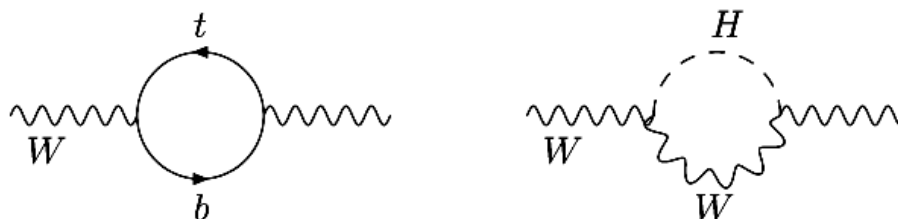


Figura 1.6: Correzioni dovute al top e all'Higgs al propagatore del bosone W.

In figura 1.7 si riporta ad esempio come le misure dirette della massa del W e del top, effettuate da diversi esperimenti, sia leptonici che adronici, diano l'indicazione che il bosone di Higgs sia "leggero", ovvero con massa dell'ordine dei 100 GeV. Un'indicazione ancora più stringente si è ricavata considerando un fit globale con tutti i parametri del MS. Nota la massa del top, infatti, tutti i parametri n_i indipendenti del MS, riportati in tab. 1.8, dipendono unicamente dalla massa dell'Higgs e si può mostrare che tale dipendenza, al primo ordine, è logaritmica:

$$n_i = f(\log m_H). \quad (1.46)$$

Con la totalità delle misure effettuate si può effettuare un fit globale, minimizzando

¹²Da argomentazioni del genere, fu data una stima della massa del top, compatibile col valore sperimentale trovato al Tevatron.

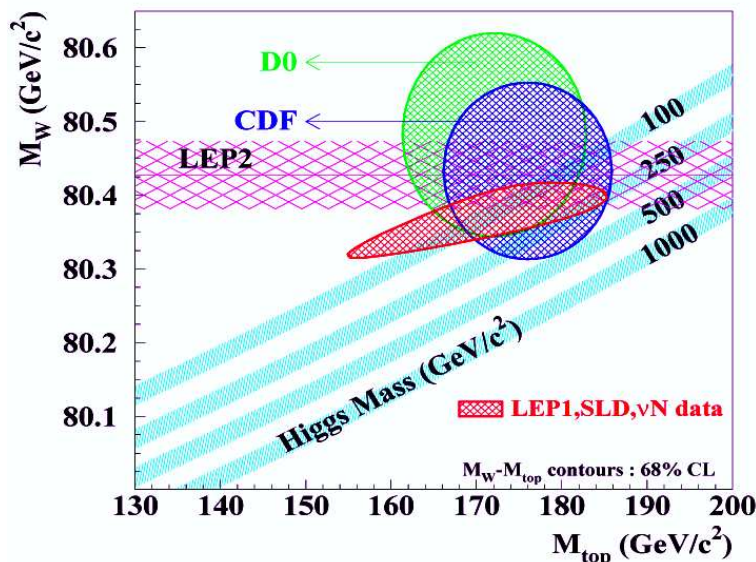


Figura 1.7: Intervalli di massa dell'Higgs ricavati dalle misure dirette delle masse del W e del top, effettuate dagli esperimenti LEP1 e LEP2 al CERN e D0 e CDF al Tevatron.

il $\chi^2(m_H)$:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(n_i^{teor} - n_i^{sper})^2}{\sigma_n^2}, \quad (1.47)$$

dove è necessario trattare bene i termini di correlazione esistenti tra i vari parametri. Sostituendo tutti i valori sperimentali e minimizzando il χ^2 (vedi fig. 1.9), si ottiene la seguente stima della massa dell'Higgs[13]:

$$m_H = 89 \left(\begin{array}{c} +38 \\ -28 \end{array} \right) \text{ GeV}/c^2, \quad (1.48)$$

con il limite superiore:

$$m_H < 194 \text{ GeV}/c^2 \text{ con un livello di confidenza del } 95\%. \quad (1.49)$$

Il limite inferiore alla massa dell'Higgs è invece notevolmente aumentato dalla ricerca diretta che si è fatta al LEP (LEPI e LEPII), con i quattro esperimenti ALEPH, DELPHI, L3 e OPAL[16]. LEPII, in particolare, ha raccolto dati di collisione e^+e^- per una luminosità integrata pari a 222 pb^{-1} ad un'energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 189 \div 209 \text{ GeV}$. Al LEP ci si aspettava che il bosone di Higgs fosse prodotto

Quantity	Value	Standard Model	Pull
m_t [GeV]	$172.7 \pm 2.9 \pm 0.6$	172.7 ± 2.8	0.0
M_W [GeV]	80.450 ± 0.058	80.376 ± 0.017	1.3
	80.392 ± 0.039		0.4
M_Z [GeV]	91.1876 ± 0.0021	91.1874 ± 0.0021	0.1
Γ_Z [GeV]	2.4952 ± 0.0023	2.4968 ± 0.0011	-0.7
$\Gamma(\text{had})$ [GeV]	1.7444 ± 0.0020	1.7434 ± 0.0010	—
$\Gamma(\text{inv})$ [MeV]	499.0 ± 1.5	501.65 ± 0.11	—
$\Gamma(\ell^+\ell^-)$ [MeV]	83.984 ± 0.086	83.996 ± 0.021	—
σ_{had} [nb]	41.541 ± 0.037	41.467 ± 0.009	2.0
R_e	20.804 ± 0.050	20.756 ± 0.011	1.0
R_μ	20.785 ± 0.033	20.756 ± 0.011	0.9
R_τ	20.764 ± 0.045	20.801 ± 0.011	-0.8
R_b	0.21629 ± 0.00066	0.21578 ± 0.00010	0.8
R_c	0.1721 ± 0.0030	0.17230 ± 0.00004	-0.1
$A_{FB}^{(0,e)}$	0.0145 ± 0.0025	0.01622 ± 0.00025	-0.7
$A_{FB}^{(0,\mu)}$	0.0169 ± 0.0013		0.5
$A_{FB}^{(0,\tau)}$	0.0188 ± 0.0017		1.5
$A_{FB}^{(0,b)}$	0.0992 ± 0.0016	0.1031 ± 0.0008	-2.4
$A_{FB}^{(0,c)}$	0.0707 ± 0.0035	0.0737 ± 0.0006	-0.8
$A_{FB}^{(0,s)}$	0.0976 ± 0.0114	0.1032 ± 0.0008	-0.5
$\bar{s}_\ell^2(A_{FB}^{(0,q)})$	0.2324 ± 0.0012	0.23152 ± 0.00014	0.7
	0.2238 ± 0.0050		-1.5
A_e	0.15138 ± 0.00216	0.1471 ± 0.0011	2.0
	0.1544 ± 0.0060		1.2
	0.1498 ± 0.0049		0.6
A_μ	0.142 ± 0.015		-0.3
A_τ	0.136 ± 0.015		-0.7
	0.1439 ± 0.0043		-0.7
A_b	0.923 ± 0.020	0.9347 ± 0.0001	-0.6
A_c	0.670 ± 0.027	0.6678 ± 0.0005	0.1
A_s	0.895 ± 0.091	0.9356 ± 0.0001	-0.4
g_L^2	0.30005 ± 0.00137	0.30378 ± 0.00021	-2.7
g_R^2	0.03076 ± 0.00110	0.03006 ± 0.00003	0.6
$g_V^{\nu e}$	-0.040 ± 0.015	-0.0396 ± 0.0003	0.0
$g_A^{\nu e}$	-0.507 ± 0.014	-0.5064 ± 0.0001	0.0
A_{PV}	-1.31 ± 0.17	-1.53 ± 0.02	1.3
$Q_W(\text{Cs})$	-72.62 ± 0.46	-73.17 ± 0.03	1.2
$Q_W(\text{Tl})$	-116.6 ± 3.7	-116.78 ± 0.05	0.1
$\frac{\Gamma(b \rightarrow s\gamma)}{\Gamma(b \rightarrow X e \nu)}$	$3.35^{+0.50}_{-0.44} \times 10^{-3}$	$(3.22 \pm 0.09) \times 10^{-3}$	0.3
$\frac{1}{2}(g_\mu - 2 - \frac{\alpha}{\pi})$	4511.07 ± 0.82	4509.82 ± 0.10	1.5
τ_τ [fs]	290.89 ± 0.58	291.87 ± 1.76	-0.4

Figura 1.8: I parametri del MS, con relativi residui (*pull*) al valore sperimentale, nel fit EWK alla massa dell'Higgs.

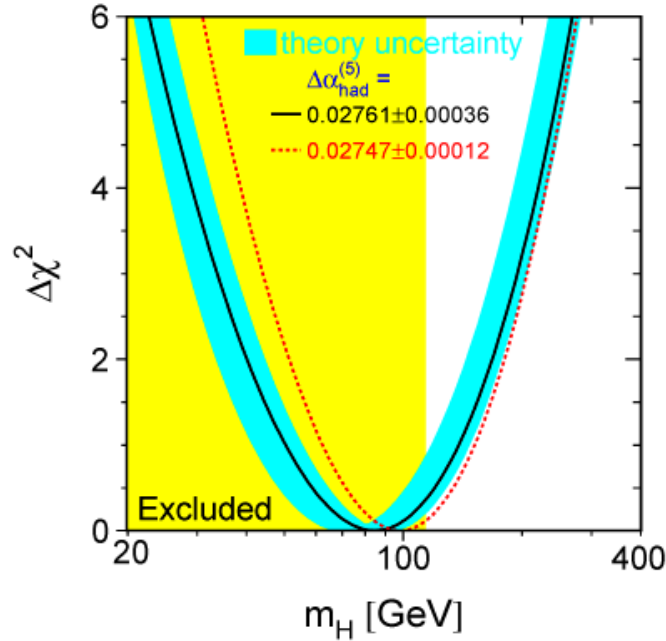


Figura 1.9: $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$ del fit globale elettrodebole in funzione della massa dell'Higgs.

in associazione alla Z , secondo il processo di *Higgsstrahlung*, $e^+e^- \rightarrow HZ$ (vedi fig. 1.10) e di osservarlo nel canale di decadimento in $b\bar{b}$, che come si vede in fig. 3.4, è quello più probabile a bassa massa. Si cercavano quindi stati finali del tipo:

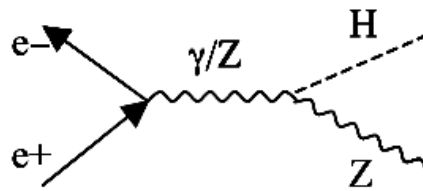


Figura 1.10: Diagramma di Feynman dell'Higgsstrahlung.

$$HZ \rightarrow b\bar{b}q\bar{q} \quad HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu} \quad HZ \rightarrow b\bar{b}l^+l^- \quad HZ \rightarrow q\bar{q}\tau^+\tau^-. \quad (1.50)$$

Combinando insieme i risultati sperimentali per questi quattro canali, si è costruita la variabile statistica Q , rapporto delle funzione di verosimiglianza (*Likelihood*

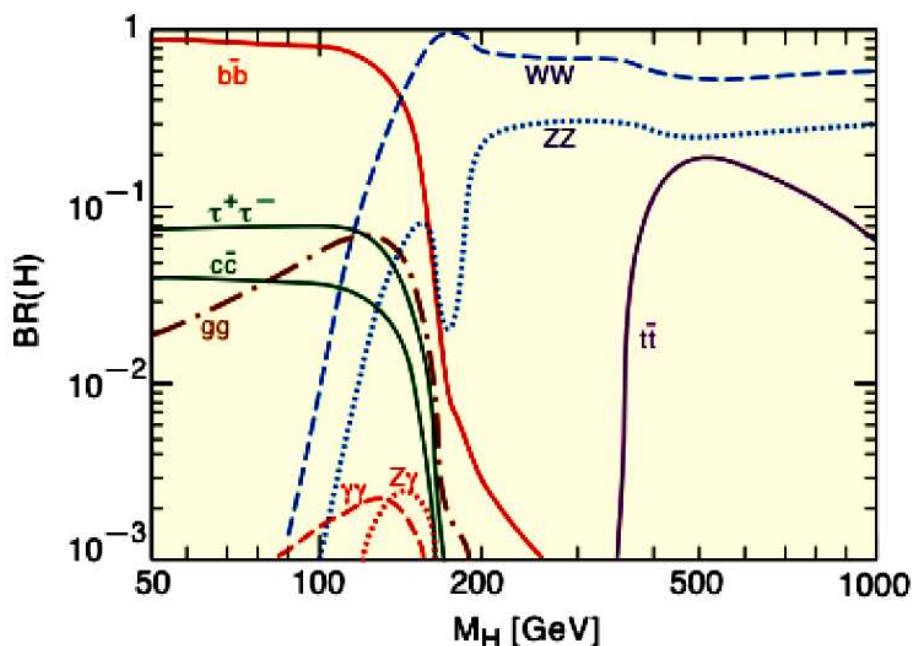


Figura 1.11: Frazione di decadimento (*Branching ratio*) dell'Higgs, in funzione della sua massa, per masse compatibili con il MS.

ratio) di segnale e rumore e solo segnale:

$$Q = \frac{L_{s+b}}{L_b}, \quad (1.51)$$

A partire da questa variabile, in particolare da $-2 \ln Q$ (vedi fig. 1.12), con opportuni metodi statistici, si è potuto fissare il minimo della massa dell'Higgs al valore[14]:

$$m_H > 114.4 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{con livello di confidenza del 95\%}. \quad (1.52)$$

1.8 Il modello a partoni e processi di Drell-Yan

Esperimenti di diffusione inelastico elettrone-protone e neutrino-protone (*DIP*, Deep Inelastic Scattering) hanno permesso di rivelare la struttura interna dei nucleoni. Un nucleone può essere assimilato ad un fascio di partoni (quark e gluoni), ognuno dei quali porta una frazione x del quadrimomento del nucleone. Le distribuzioni rispetto a x dei partoni vengono chiamate *funzioni di distribuzione partoniche* (**PDF**).

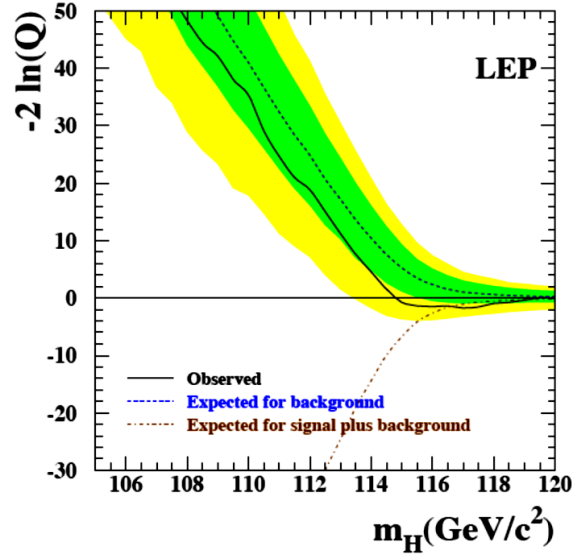


Figura 1.12: Andamenti attesi e osservati del test $-2 \ln Q$ in funzione della massa dell'Higgs m_H . La linea continua rappresenta la curva sperimentale, quella tratteggiata l'andamento atteso nell'ipotesi di solo fondo, mentre la linea tratto-punto è nell'ipotesi di segnale+fondo. Le due aree colorate rappresentano il 68% e 95% di probabilità attorno al valor medio di aspettazione del fondo.

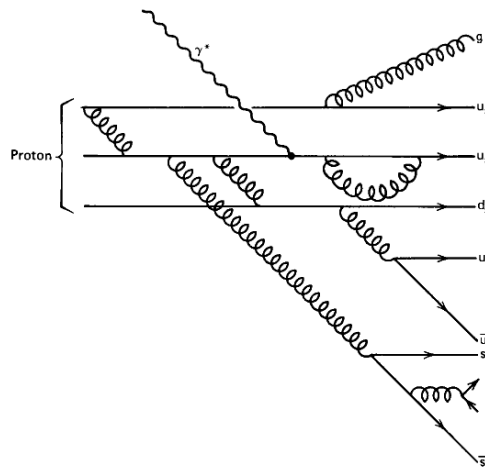


Figura 1.13: Un protone fatto di quark di valenza, gluoni e quark di mare.

I quark all'interno dei nucleoni si distinguono in quark di valenza (per il protone ad esempio due quark u e un quark d) e di mare (coppie quark-antiquark generate dai gluoni, vedi fig. 1.13).

Esperimenti ad alta energia con urti tra elettroni e nucleoni, o tra due nucleoni, permettono l'interazione tra i partoni elementari con alto momento trasverso trasferito, Q^2 , con possibilità di risolvere la struttura interna del protone. Le PDF dipendono infatti dal valore di Q^2 e grandi valori di Q^2 spostano le PDF verso piccoli valori di x , mentre a piccolo impulso trasferito, il contributo maggiore è quello dei quark di valenza, con grandi valori di x , piccati a $1/3$. In fig. 1.14 si riportano le PDF per i valori di 10 GeV e 1000 GeV, come ottenuto dalla collaborazione H1 di DESY.

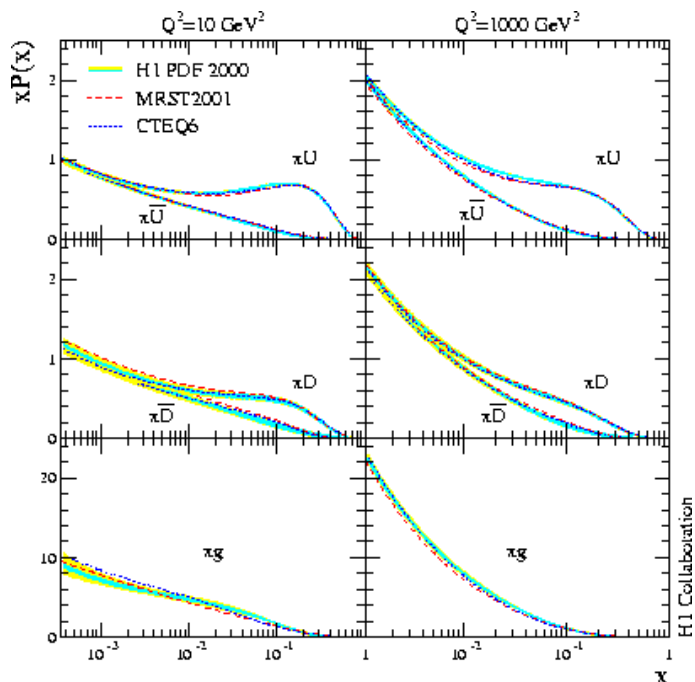


Figura 1.14: Funzioni di distribuzioni partoniche per $Q^2 = 10$ e 1000 GeV^2 , come ottenute dalla collaborazione H1 di Desy.

Le PDF, estratte dai valori sperimentali, sono tanto più incerte quanto più è basso il momento trasferito, in quanto l'approssimazione perturbativa è sempre meno valida per Q^2 decrescenti. Tale incertezza si ripercuote anche nelle odierne simulazioni degli eventi fisici (vedi fig. 1.15, dove CTEQ6 è il modello di generazione delle PDF che viene usato anche per le simulazioni di LHC).

Un'interazione tra due protoni, quindi, se il Q^2 trasferito è grande, può essere schematizzata come l'interazione tra due partoni di momento trasverso x_1 e x_2 , con funzione di distribuzione rispettivamente $f_a(x_a, Q^2)$ e $f_b(x_b, Q^2)$, che avviene

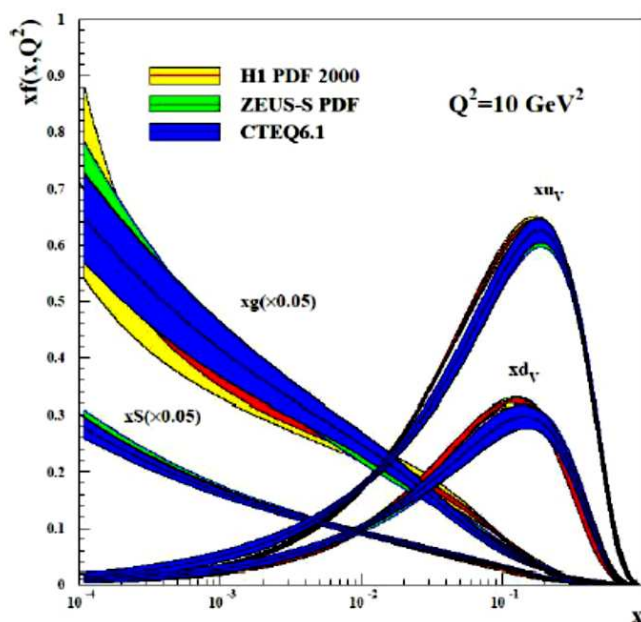


Figura 1.15: Funzioni di distribuzioni partoniche e relative incertezze, secondo vari modelli usati per la generazione Monte Carlo.

all'energia:

$$\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_a x_b s}, \quad (1.53)$$

dove s è l'energia con cui vengono accelerati i due protoni. La sezione d'urto di un generico processo ad alto momento trasferito (vedi anche fig. 1.16) si può scrivere, quindi, come:

$$\sigma = \sum_{1,2} \int dx_a dx_b f_a(x_a, Q^2) f_b(x_b, Q^2) \hat{\sigma}_{a,b}(x_a, x_b), \quad (1.54)$$

dove $\hat{\sigma}_{ab}(x_a, x_b)$ è la sezione d'urto dell'interazione elementare tra i due partoni a e b .

Un'importante applicazione del modello a partoni è la descrizione, in termini dei partoni costituenti, del processo di Drell-Yan[15], $pp \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$, in cui una coppia $\mu^+ \mu^-$ viene prodotta nella collisione dei protoni, insieme ad altri adroni dai quark spettatori, come si vede in fig. 1.17. Il modello a partoni permette di descrivere il processo come l'annichilazione di una coppia quark-antiquark in un fotone virtuale (oppure un bosone Z), che poi decade in una coppia $\mu^+ \mu^-$. Il modello a partoni, permette di scrivere la sezione d'urto del processo con scambio di un fotone virtuale¹³,

¹³Si può scrivere un'ampiezza analoga per lo scambio di una Z . Questo termine, da sommare al precedente, introduce un'asimmetria backward-forward nell'emissione dei muoni.

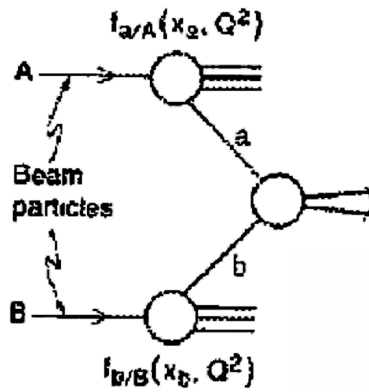


Figura 1.16: Interazione protone-protone con alto momento trasferito tra due partoni di essi.

in analogia alla sezione d'urto elementare $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = 4\pi\alpha^2/3q^2$ come:

$$d^2\sigma(pp \rightarrow \mu^+\mu^- + X) = \frac{4\pi\alpha^2}{9q^2} \sum_a e_a^2 [f_a(x_1)\bar{f}_a(x_2) + f_a(x_2)\bar{f}_a(x_1)] dx_1 dx_2, \quad (1.55)$$

dove la somma è estesa ai tre colori e si è incluso un fattore 1/3 per tener conto dell'annichilazione delle 3 coppie possibili colore-anticolori.

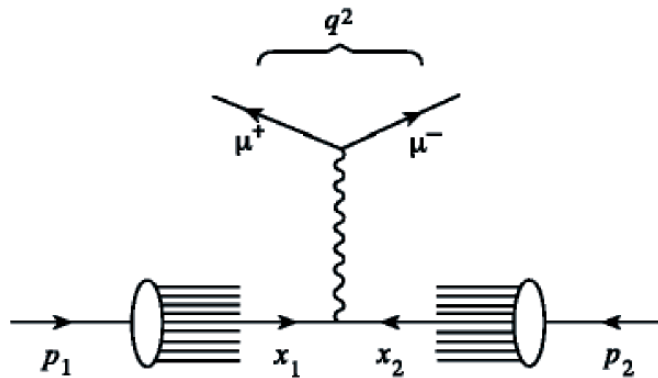


Figura 1.17: Processo Drell-Yan secondo il modello a partoni, con alto momento trasferito tra due partoni.

Capitolo 2

Il Collider LHC ed il Rivelatore CMS

Sebbene il Modello Standard (MS) elettrodebole abbia avuto le più straordinarie conferme sperimentali, rimangono ancora dubbi se sia una teoria fondamentale, o piuttosto una teoria effettiva che predice la Fisica delle interazioni elementari fino a una certa scala Λ dell'ordine del TeV.

L'acceleratore adronico LHC (Large Hadron Collider) è stato proprio realizzato con l'intento di indagare il comportamento del MS fino ad energie dell'ordine dei TeV, mai raggiunte prima e soprattutto di cercare evidenze sperimentali del bosone di Higgs, responsabile del meccanismo di rottura spontanea di simmetria, nonché di cercare delle evidenze di fenomeni non previsti dal MS e che potrebbero validare teorie alternative, come ad esempio la Supersimmetria.

2.1 La grande macchina LHC

LHC[22], il cui allestimento è, attualmente, quasi completato e che si prevede sarà pronto per l'anno prossimo, è un grande acceleratore, con una circonferenza pari a 27 km. In esso si faranno collidere tra loro fasci di protoni¹ di 7 TeV ciascuno, con una frequenza di incrocio dei fasci ("bunch crossing") di 40 MHz, ovvero una separazione temporale tra i pacchetti ("bunch") di 25 ns.

La macchina LHC è costituita da 1232 dipoli magnetici, con cavità a radiofrequenza, in modo che le particelle abbiano un aumento di energia di 0.5 MeV/giro. Uno dei parametri più importanti di un acceleratore è la *luminosità* istantanea definita a partire dalla relazione $R = \mathcal{L}\sigma$, dove R è la frequenza di eventi, mentre σ è la sezione d'urto di interazione dei due fasci collidenti. Si dice, invece, luminosità

¹si può sfruttare l'urto p-p e non il più "tradizionale" $p-\bar{p}$, in quanto, all'alta energia considerata, sono elevate le distribuzioni di probabilità non solo dei quark di valenza, ma anche di quark e soprattutto anti-quark di mare. Usare fasci di \bar{p} avrebbe fatto perdere inoltre in luminosità totale, per la difficoltà tecnologica di produrre e collimare gli antiprotoni (*cooling*).

integrata $L = \int_{t_{in}}^{t_{fin}} \mathcal{L} dt$. Essa è una misura degli eventi prodotti nell'intero periodo di presa dati della macchina, per unità di sezione d'urto. La luminosità istantanea si misura in $[\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}]$, mentre la luminosità integrata in $[\text{cm}^{-2}]$. Spesso la luminosità integrata, laddove le sezioni d'urto sono date in *barn* (con $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$), è espressa in potenze inverse di barn: nb^{-1} , pb^{-1} , fb^{-1} Più aumenta il tempo di presa dati e più si possono esplorare eventi con sezione d'urto sempre più basse.

La luminosità istantanea di LHC è data da

$$\mathcal{L} = \frac{\gamma f k_B N_p^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} F = \frac{\gamma f k_B N_p^2}{4\pi\epsilon_n\beta^*} F, \quad (2.1)$$

dove γ è il fattore di Lorentz dei protoni, f la frequenza di rivoluzione dei fasci, k_B è il numero di bunch per fascio, N_p è il numero di protoni per bunch, F è un fattore di riduzione dovuto all'angolo di incrocio (crossing angle) tra i fasci, σ_x e σ_y sono le dimensioni dei pacchetti lungo l'asse x e y (o meglio l'RMS, lo scarto quadratico medio, della distribuzione delle posizioni delle particelle del pacchetto).

Spesso è utile riferirsi, invece che a σ_x e σ_y , ai due parametri ϵ_n , l'emittanza² trasversa normalizzata (con un valore nominale, per LHC, di $3.75 \mu\text{m}$) e la funzione di betatrone, β^* ³, nel punto di interazione (IP).

Nella tabella 2.1 di seguito, si mostrano i parametri di LHC per la collisione pp.

LHC, per raggiungere una così alta energia nel centro di massa, sarà ospitato nello stesso tunnel sotterraneo che fino al 2001 ha ospitato il LEP, l'anello di accumulazione e^+e^- che ha permesso di verificare con estrema precisione la validità del Modello Standard. Lungo la circonferenza percorsa dai fasci ci sono quattro punti di interazione corrispondenti ai quattro esperimenti per lo studio delle interazioni p-p: **CMS** (Compact Muon Solenoid[23]), **ATLAS** (A Toroidal LHC Apparatus[24]) e **LHCb**⁴ (the Large Hadron Collider Beauty experiment[26]) e ione-ione: **ALICE** (A Large Ion Collider Experiment[25]). Nella figura 2.1 è schematizzato il sistema di iniezione e accelerazione dei fasci e la localizzazione dei quattro punti di interazione, mentre nella figura 2.2, aggiornata all'estate 2007, si vede lo stato attuale dei lavori, con in rosso gli apparati, il cui assemblamento è ancora da ultimare.

²L'emittanza ϵ si definisce come il prodotto della larghezza della distribuzione in posizione delle particelle nel bunch, σ e della larghezza in impulso, σ' . L'emittanza è un parametro costante per tutta la vita del fascio e l'introduzione nell'acceleratore di un fascio a più bassa emittanza possibile, ovvero il più compatto possibile, è uno degli obiettivi dei "macchinisti" (chi si occupa della macchina acceleratrice).

³la funzione, anche detta oscillazione, di betatrone è il rapporto $\frac{\sigma}{\sigma'}$. A differenza dell'emittanza essa può essere ridotta lungo il percorso del fascio, con un opportuna ottica magnetica che "strizza" il fascio nella regione di interazione, per raggiungere il valore più basso possibile di β (*low-beta*). Si noti che diminuire β , vuol dire avere un bunch con grande dispersione in momento delle particelle.

⁴A differenza di ATLAS e CMS e ALICE, LHCb usa fasci asimmetrici in energia, per avere particelle prodotte maggiormente in una direzione.

Energia dei protoni	E	7	TeV
Campo di dipolo a 7 TeV	B	8.33	T
Luminosità di progetto	\mathcal{L}	10^{34}	$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Separazione dei bunch		25	ns
# bunch	k_B	2808	
# particelle per bunch	N_p	$1.15 \cdot 10^{11}$	
Collisioni			
β all'IP	β^*	0.55	m
RMS del raggio del fascio all'IP	σ^*	16.7	μm
Vita media della luminosità	τ_L	15	hr
# collisioni/crossing	n_c	≈ 20	

Tabella 2.1: I parametri della macchina LHC rilevanti per i rivelatori CMS e ATLAS.

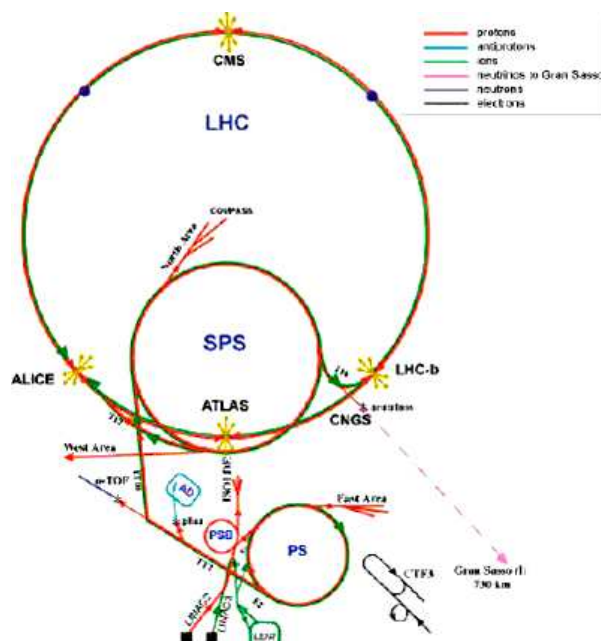


Figura 2.1: Sistema di iniezione e accelerazione del fascio.

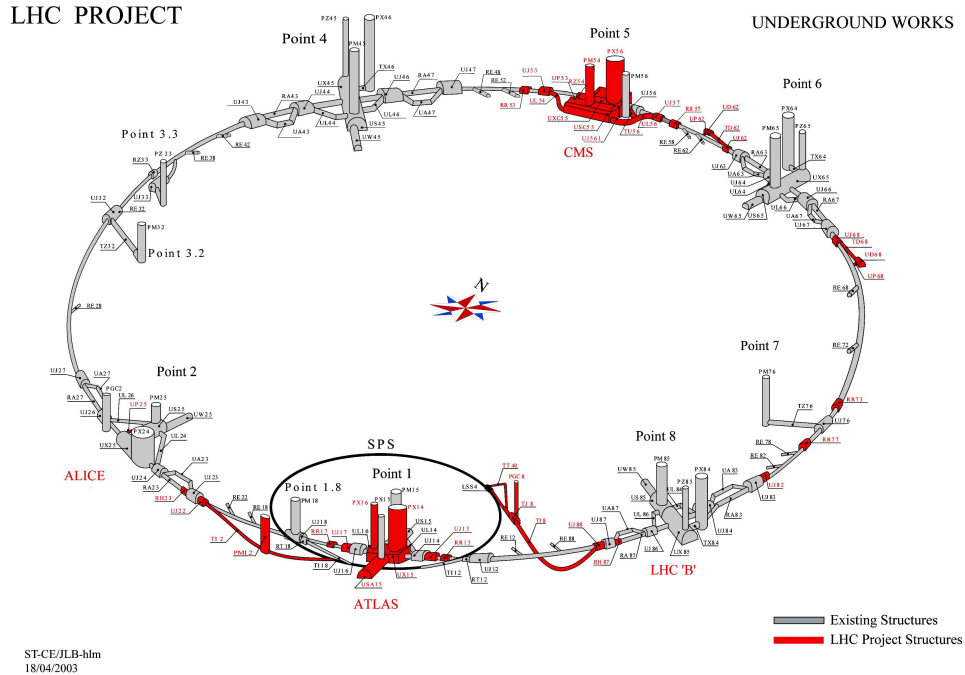


Figura 2.2: Stato attuale dell'installazione dei rivelatori lungo il percorso dei fasci di LHC.

I bunch sono formati ad un'energia di 26 GeV nel Proto-Sincrotrone (PS) con una separazione temporale di 25 ns e poi vengono accelerati fino a 450 GeV nel Super-Proto-Sincrotrone (SPS) prima di essere trasferiti in LHC, ove vengono portati all'energia di 7 TeV.

2.1.1 Sistema di coordinate

Il sistema di coordinate adottato da CMS[27]⁵, come mostrato in fig. 2.3 ha il centro nel punto di interazione nominale, l'asse y verticale che punta in alto, mentre l'asse x punta all'interno verso il centro di LHC; l'asse z punta, naturalmente, lungo il fascio.

Data la geometria cilindrica del rivelatore, si introducono l'angolo azimutale ϕ , misurato a partire dall'asse x e l'angolo polare θ a partire dall'asse z . Più spesso, invece che a θ , ci si riferisce alla pseudorapidità η , definita come $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$. L'utilità di introdurre questa coordinata sta nel fatto che la molteplicità media delle particelle che sono prodotte nell'urto p-p è circa costante rispetto ad essa ($dn/d\eta \approx \text{const}$).

L'energia trasversa al fascio, E_T , ed il momento trasverso, p_T , sono misurate

⁵La gran parte delle informazioni contenute in questo capitolo sono prese da[27].

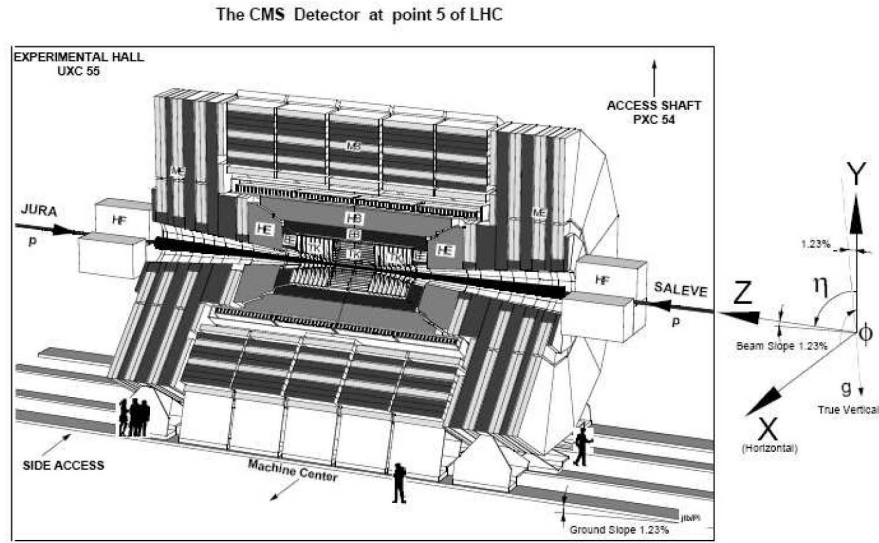


Figura 2.3: Sistema di riferimento per il rivelatore CMS.

a partire dalle componenti x e y . La quantità di energia nel piano trasverso che sfugge alla misura (portata da particelle, come i neutrini, che non interagiscono col rivelatore) è denotata con E_T^{miss} (energia trasversa mancante). In figura 2.4 si vede una sezione di un quarto del rivelatore CMS, con indicate le regioni coperte in η .

2.1.2 Requisiti del rivelatore

Le richieste che il rivelatore CMS deve soddisfare per raggiungere gli obiettivi del programma di Fisica di LHC (vedi cap. 3) sono le seguenti:

- Buona identificazione dei muoni e risoluzione del loro momento in un ampio intervallo di valori, nella regione con $|\eta| < 2.5$. È necessaria inoltre una buona risoluzione nel ricostruire la massa invariante di coppie di muoni (1% a 100 GeV/c^2) e la capacità di discriminare il segno della carica del muone fino ad un impulso $p \leq 1 \text{ TeV}/c$.
- Buona risoluzione nella misura del momento trasverso delle particelle cariche, ed alta efficienza nella ricostruzione delle tracce nel sistema di tracciamento interno. L'efficienza del trigger (online) e del τ e b-tagging (offline), richiedono che ci siano rivelatori a *pixel* di silicio vicinissimi alla regione di interazione.
- Ottima risoluzione in energia del calorimetro elettromagnetico e ricostruzione della massa invariante di coppie di fotoni e di elettroni (1% a 100 GeV/c^2). Ampia copertura geometrica ($|\eta| < 2.5$), misura ottimale della direzione del

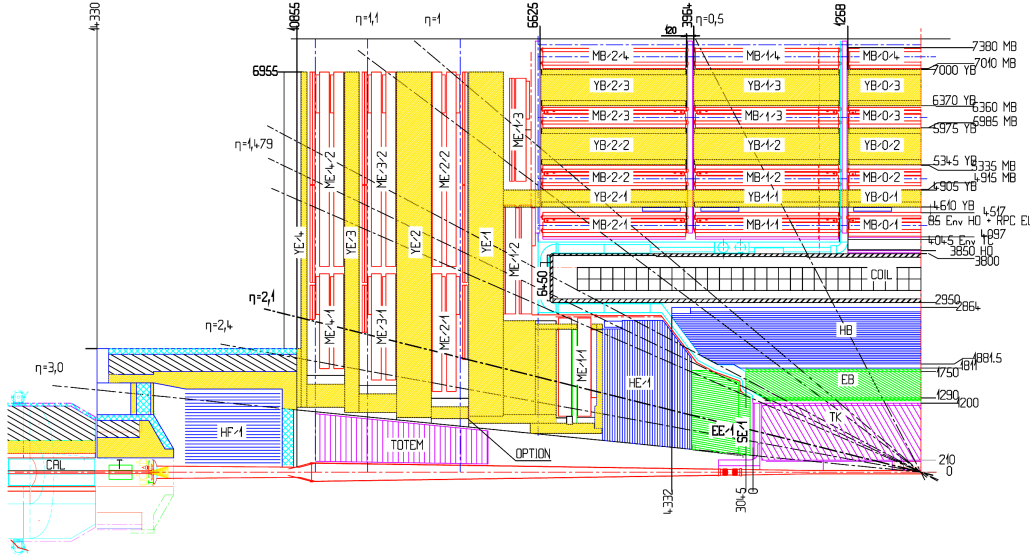


Figura 2.4: Sezione di un quarto di CMS, con indicati gli intervalli in η che coprono i vari sottorivelatori. Le dimensioni sono in mm. In figura è anche indicata la regione a piccolo angolo coperto dall'esperimento TOTEM, destinato alla misura della sezione d'urto totale protone-protone.

fotone e localizzazione corretta del vertice di interazione primario, reiezione del fondo dovuto ai π^0 e possibilità di isolare di leptoni e fotoni anche ad alta luminosità.

- Ottima risoluzione in E_T^{miss} e risoluzione in massa invariante di coppie di jet. Questo è possibile se il calorimetro adronico ricopre un'estesa regione geometrica ($|\eta| < 5$), con segmentazione fine ($\Delta\eta \times \Delta\phi < 0.1 \times 0.1$ rad) anche nelle regioni più laterali.

Nel paragrafo 2.2 si descrivono le strategie strutturali adottate nel rivelatore CMS per soddisfare a queste richieste stringenti. Si può cominciare a dire che le caratteristiche più importanti di CMS sono: un solenoide con un campo magnetico molto alto, un sistema di tracciamento interamente basato sul silicio, ed un calorimetro elettromagnetico basato su cristalli scintillanti.

2.1.3 Sfide sperimentali per il rivelatore

La sezione d'urto totale p-p a $\sqrt{s} = 14$ TeV è $\sigma \simeq 110$ mb. LHC è stato progettato per raggiungere luminosità dell'ordine di $\mathcal{L} = 10^{34}$ cm⁻²s⁻¹ e insieme al valore dell'energia nel centro di massa, ciò permette di studiare Fisica all'energia di scala del TeV. Tutto ciò è possibile solo se i rivelatori hanno formidabili caratteristiche.

Il processo di selezione degli eventi online (*trigger*) a partire da una frequenza di produzione di circa 10^9 eventi/s, deve filtrare fino ad una frequenza massima di scrittura su memoria di massa di circa 100 eventi/s, per poi conservarli per la successiva analisi off-line. Il piccolo intervallo di tempo, di 25 ns, tra due *bunch-crossing* ha dettato l'intero design dell'elettronica di readout e trigger.

Alla luminosità di progetto, ad ogni interazione dei fasci all'evento fisico di interesse si sovrapporranno circa 20 eventi inelastici⁶. Questo implica che qualcosa dell'ordine di 1000 particelle cariche emergeranno dalla regione di interazione ogni 25 ns. Questo fa sì che i prodotti dell'interazione di interesse possano essere confusi con le altre interazioni inelastiche, che accompagnano lo stesso bunch-crossing, oppure da bunch-crossing precedenti, fenomeno cui si dà il nome di *pile-up*⁷. Questo problema diventa, naturalmente, ancora più grande se la risposta del rivelatore è più lenta di 25 ns. All'effetto dovuto alle interazioni di *pile up* si può rimediare se il rivelatore ha **alta granularità**, ovvero ha elementi con buona risoluzione spaziale e **ottima risoluzione temporale**. Tutto ciò è possibile solo se il rivelatore ha numerosi sottostrati, che poi però debbono essere sincronizzati opportunamente.

Il grande numero di particelle che vengono dalla regione di interazione portano a un altissimo livello di radiazione, cui si deve fronteggiare con un rivelatore con **alta resistenza alla radiazione**.

2.2 Il Rivelatore CMS

Il rivelatore CMS è mostrata in figura 2.5, in una visione prospettica, con riferimento ai più importanti sottorivelatori di cui è composto; mentre in figura 2.6 si mostra una vista trasversale dei vari rivelatori che, in successione, incontrano le particelle provenienti dalla regione di interazione.

L'intera struttura del rivelatore si può dividere in una regione cilindrica longitudinale, il *barrel*, avente il centro nel punto di interazione dei fasci, lungo 21.6 metri e con diametro di circa 14.6 m e due dischi di chiusura su entrambi i lati, *endcap*, per un peso complessivo di circa 12500 tonnellate.

Al centro del barrel risiede l'elemento più importante di CMS: il solenoide superconduttore, di 13 m di lunghezza e 5.9 di diametro, capace di fornire un campo magnetico di 4 T. È stato scelto un campo magnetico intenso per permettere una

⁶ad alta luminosità la frequenza prevista è $\approx 10^9$ eventi/s, ed essendoci una collisione ogni 25 ns, ci sono un numero di eventi a collisione, N_C , pari a $N_C \approx 10^9$ eventi/s $\times 25 \cdot 10^{-9}$ s/collisione ≈ 25 eventi per collisione.

⁷per *pile-up* si intende la sovrapposizione degli eventi successivi agli urti a basso impulso trasferito tra i partoni e gli urti elastici, contenuti per la maggior parte nella beam pipe, cui si dà il nome di eventi di *minimum bias* e il grande fondo di QCD, con jet ad alto p_T , che possono sovrapporsi irrimediabilmente all'evento di interesse.

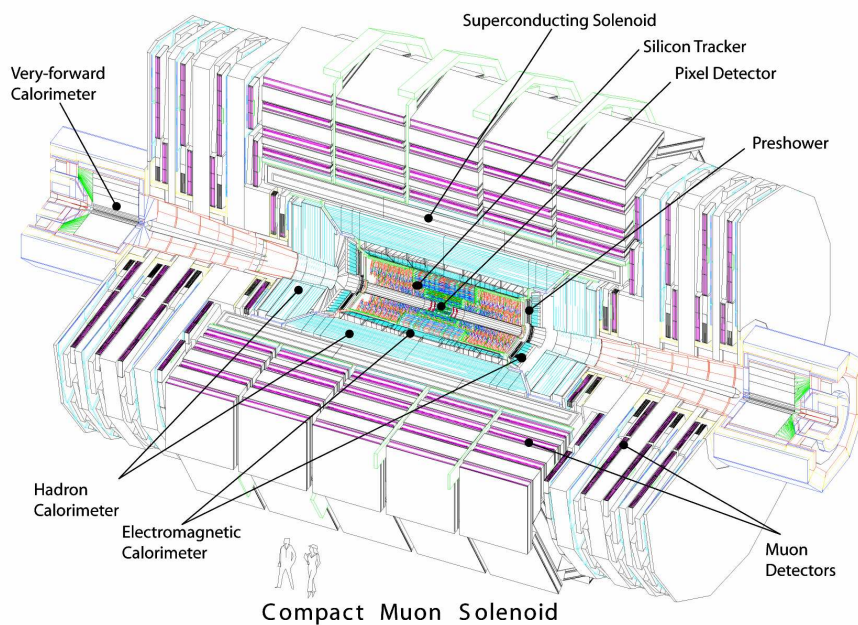


Figura 2.5: Vista prospettica di CMS con i vari sottorivelatori

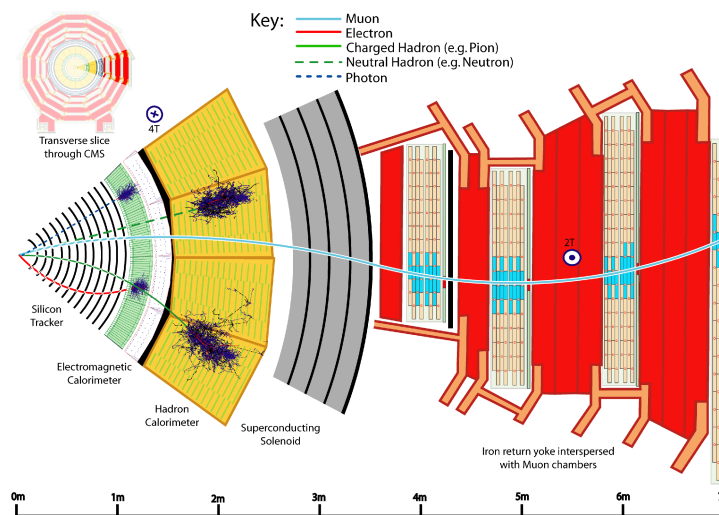


Figura 2.6: Vista trasversale dei vari rivelatori incontrati dalle particelle, a seconda della loro natura.

buona risoluzione nella ricostruzione del momento⁸ delle particelle e allo stesso tempo mantenere la compattezza dell'intera struttura.

Una regione esterna in ferro, nella quale è contenuto il campo magnetico di ritorno, con verso opposto a quello all'interno del solenoide e con un valore massimo di 2 T, circonda il solenoide per uno spessore di ben 1.5 m. Tale regione oltre agli strati di ferro assorbitore, è strumentata da 4 stazioni di rivelatori di muoni, destinate al tracciamento ed all'identificazione dei muoni. Nella regione del barrel le stazioni sono costituite da tubi di deriva (*Drift Tube*, DT) di alluminio, mentre nell'endcap sono camere a strip catodiche (*Cathode Strip Chamber*, CSC). Sia nell'endcap che nel barrel, strati di RPC (*Resistive Plate Chamber*) completano i rivelatori di muoni, fornendo un segnale molto veloce che viene usato per il trigger.

Il magnete è largo abbastanza da contenere all'interno il sistema di tracciamento e calorimetrico.

Il volume di tracciamento è costituito da un cilindro di 5.8 m e largo 2.6 m. Per fronteggiare l'altissima molteplicità di tracce, CMS usa 10 strati di microstrip di silicio, che forniscono la granularità e precisione richiesta. In aggiunta a questo, la regione di interazione è circondata da 3 strati di rivelatore di silicio a pixel, per migliorare la misura del parametro d'impatto di particelle cariche e della posizione di un eventuale vertice secondario di decadimento.

All'esterno del sistema di tracciamento si trova il calorimetro elettromagnetico (ECAL), fatto da cristalli di tungstano di piombo ($PbWO_4$) che coprono una regione in pseudorapidità di $|\eta| < 3.0$. Prima del calorimetro elettromagnetico, nell'endcap è posto un sistema di preshower (vedi par. 2.4), per permettere la discriminazione tra un fotone singolo e la coppia di fotoni ravvicinati che risultano dal decadimento di un π^0 .

L'ECAL è circondato a sua volta da un calorimetro adronico a campionamento costituito da lastre assorbitive di rame intervallate da scintillatore plastico con copertura di $|\eta| < 3.0$. A questa struttura nel barrel si affianca un "tail-catcher" (vedi par. 2.5), che aumenta lo spessore attraversato per far sì che gli sciami adronici siano contenuti entro 11 lunghezze di radiazione e che migliori così la risoluzione in energia. Una copertura fino a $|\eta| < 5$ si ottiene con un calorimetro a fibre di quarzo-acciaio che emette luce Cerenkov, rivelata da fotomoltiplicatori. Questa struttura in avanti e indietro, permette di avere completa copertura geometrica per la misura corretta dell'energia trasversa nell'evento.

Complessivamente lo spessore dell'ECAL corrisponde a circa 35 lunghezze di radiazione, X_0 (vedi fig. 2.7); mentre l'HCAL copre fino a 7-11 lunghezze di interazione, λ_I , a seconda del valore di η (vedi fig. 2.8).

⁸la risoluzione in momento delle particelle cariche segue la legge $\frac{\delta p}{p} \propto \delta S \frac{p}{BL^2}$, dove δS è l'incertezza sulla sagitta, B è il campo magnetico e L la lunghezza del volume magnetico attraversato. Quindi la risoluzione migliora all'aumentare del campo magnetico mentre peggiora all'aumentare

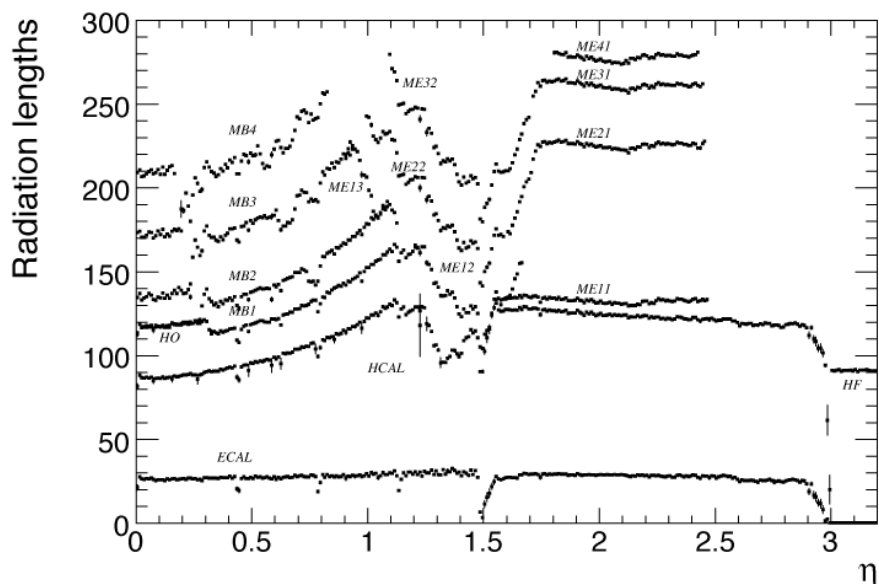


Figura 2.7: Spessore di HCAL e ECAL in lunghezze di radiazione e profondità delle stazioni muoniche, in funzione di η .

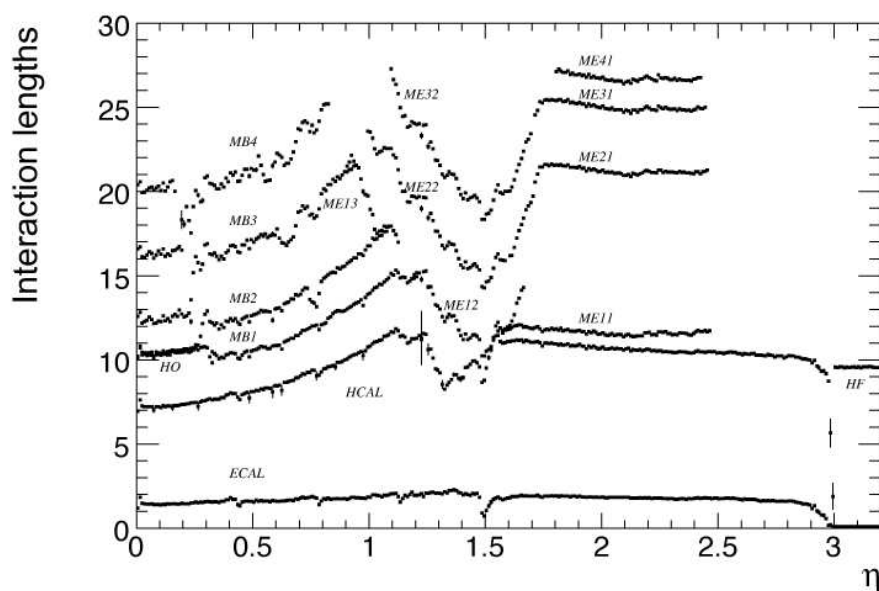


Figura 2.8: Spessore di HCAL e ECAL in lunghezze di interazione e profondità delle stazioni muoniche, in funzione di η .

2.3 Sistema di tracciamento

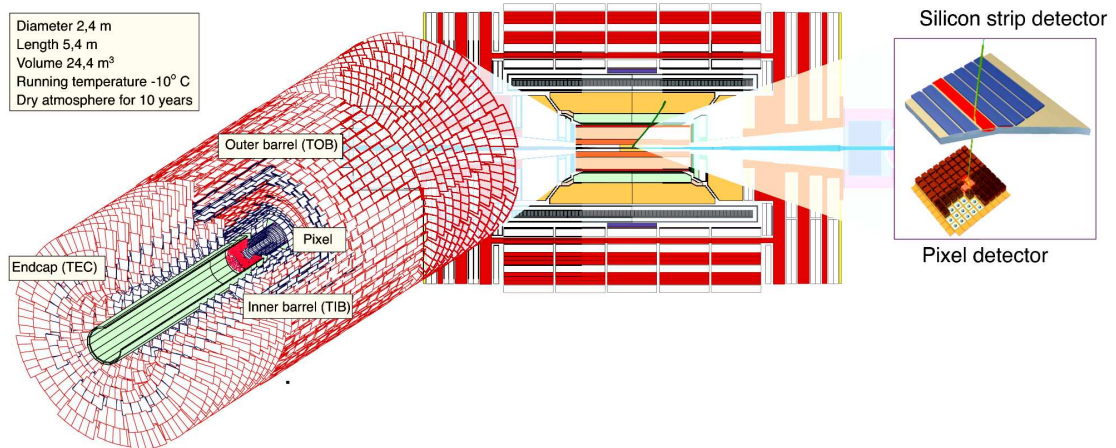


Figura 2.9: Vista complessiva del rivelatore di tracciamento di CMS.

Il sistema di tracciamento (**tracker**), mostrato in figura 2.9 può essere diviso in tre parti, progettate tenendo conto di come varia il flusso di particelle al crescere della distanza dal vertice di interazione, ad alta luminosità. Per far fronte all'alta molteplicità di tracce dovute agli eventi di *minimum bias*, il sistema di tracciamento è stato progettato con l'obiettivo di avere la più **bassa occupazione**, per perturbare il meno possibile la traiettoria delle particelle (*multiple scattering* e *bremstrahlung* per gli elettroni) e avere meno fondo per singola traccia e allo stesso tempo alta **ridondanza**, ovvero capacità di misurare il maggior numero di punti misurati (*hit*) per traccia, per migliorare l'efficienza di ricostruzione e la risoluzione in momento delle tracce:

- Vicino al vertice, dove il flusso di particelle è alto ($10^7 \text{ particelle/cm}^2 \text{ s}$ a $r \approx 10 \text{ cm}$) è posto un rivelatore a pixel, in cui ogni pixel ha le dimensioni di $\approx 100 \times 150 \mu\text{m}^2$.
- Nella regione intermedia ($20 \text{ cm} < r < 55 \text{ cm}$) il flusso scende tanto da permettere l'utilizzo di rivelatori a strip di silicio con una dimensione delle strip di $10 \text{ cm} \times 80 \mu\text{m}$.
- Nella regione più esterna, fino al raggio totale del tracker di 110 cm , il flusso è tale da permettere di utilizzare strip di silicio più grandi ($25 \text{ cm} \times 180 \mu\text{m}$).

In figura 2.10 si vede una sezione di un quarto del tracker. Esso si estende per una lunghezza di 540 cm e un diametro totale di 260 cm . Dalla figura si vede che del momento della particella stessa.

una particella carica deve interagire con più di 10 piani, producendo quindi almeno una decina di hit, dai quali ricostruire la traccia.

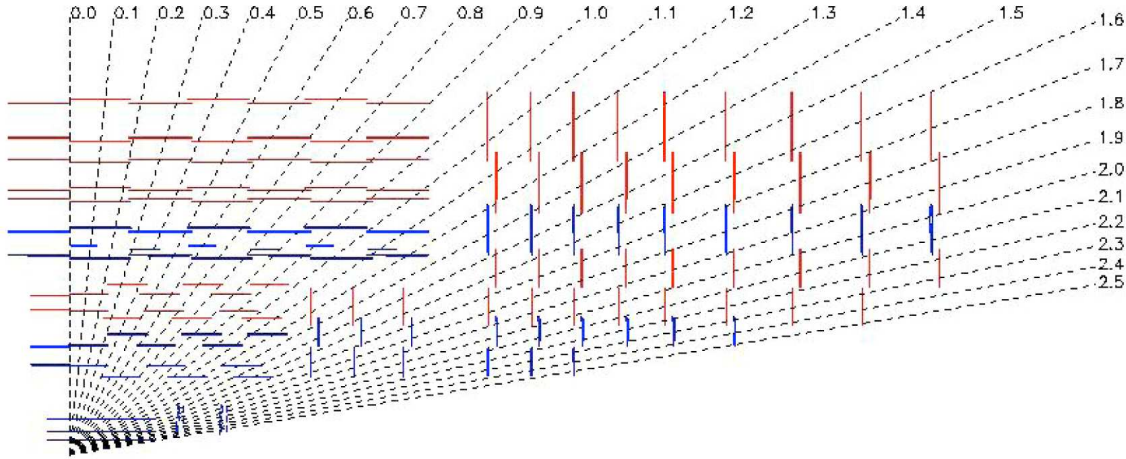


Figura 2.10: Sezione di un quarto del tracker.

Vicino alla regione di interazione ci sono 3 strati cilindrici di rivelatori a pixel. Nella regione del barrel ci sono 10 strati di rivelatori a strip di silicio. La regione in avanti ha 2 strati di rivelatori a pixel e 9 di strip, per ciascuno dei due endcap. La parte del barrel è divisa (come si vede in fig. 2.9) in un Inner Barrel (**TIB**) e un Outer Barrel (**TOB**). Nella regione tra barrel e endcap, a lato degli strati degli Inner Barrel, sono stati posti 3 dischi addizionali, per evitare che alcune particelle, con grande angolo di curvatura, possano non essere intercettate dal tracker. L'area totale dei rivelatori a pixel è di 1 m^2 , per un totale di 66 milioni di pixel; mentre il rivelatore a strip ha un'area attiva di 200 m^2 , per un numero complessivo di 9.6 milioni di strip.

Il **rivelatore a pixel** consiste di 3 strati nel barrel, chiusi da entrambi a lati da due dischi endcap (vedi fig. 2.11). I tre strati del barrel sono posti ad un raggio di 4.4, 7.3 e 10.2 cm dall'asse e sono lunghi 53 cm. I due dischi dell'endcap sono localizzati ad una distanza di $|z| = 34.5$ e 46.5 cm e si estendono per un raggio da 6 a 15 cm.

Per raggiungere la maggiore risoluzione possibile, sono stati adottati dei pixel di $100 \times 150 \mu\text{m}^2$, sia nella coordinata $r - \phi$ che z . La risoluzione nella coordinata $r - \phi$ aumenta grazie alla deflessione dovuta al campo magnetico (l'angolo di Lorentz è circa 23°); anche nell'endcap si sfrutta questo effetto, ponendo le lamine a 20° , in una geometria a "turbina". Il barrel comprende 768 pixel, organizzati in moduli da 4, mentre nell'endcap ci sono 672 pixel e in ogni lamina ci sono 7 moduli.

Il **rivelatore a microstrip di silicio** è suddiviso, come tutti i sottorivelatori di

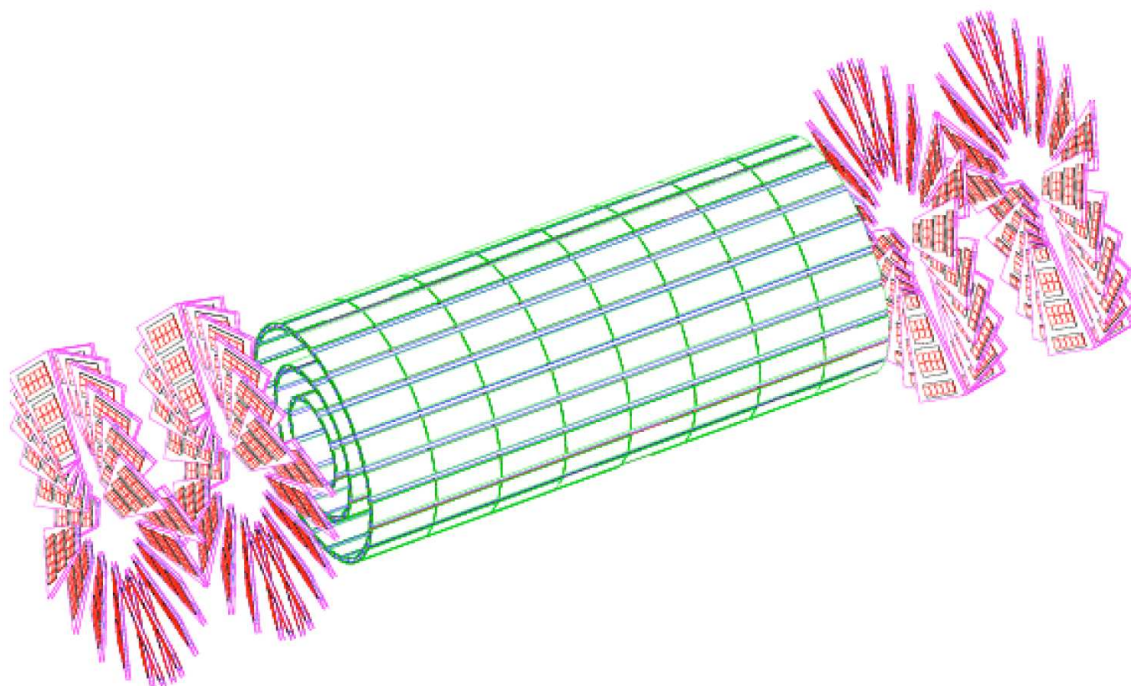


Figura 2.11: Schema del rivelatore a pixel del tracker di CMS.

CMS, in una regione nel barrel e in ciascuno dei due endcap. Il barrel è diviso, a sua volta, in TIB e TOB.

Il TIB è fatto di 4 strati, copre una regione da $|z| < 20$ cm fino a $|z| < 65$ cm e usa sensori di silicio dello spessore di $320 \mu\text{m}$. La spaziatura delle strip varia da $80 \mu\text{m}$ a $120 \mu\text{m}$. I primi due strati sono disposti in maniera “stereo”, con un angolo stereo di 100 mrad, così da permettere la misura sia della coordinata $r - \phi$, che $r - z$, diminuendo intersezioni “fantasma”. Questo porta ad una risoluzione di $\approx 20 \mu\text{m}$, sia nella direzione $r - \phi$, che $r - z$.

Il TOB comprende 6 strati, che coprono fino a $|z| < 110$ cm. Siccome il livello di radiazione è minore, i sensori sono più spessi ($500 \mu\text{m}$, che permettono comunque di mantenere un buon rapporto segnale/rumore, anche con meno granularità) e strip distanziate (da 120 a $180 \mu\text{m}$). Anche i primi due strati del TOB sono inclinati di un angolo stereo di 100 mrad. Le risoluzioni spaziali sono di $\approx 50 \mu\text{m}$ sia in $r - \phi$, che in $r - z$.

L’endcap è diviso in tracker endcap (**TEC**) e dischi interni (**TID**). Il TEC comprende 9 strati nella regione $120 \text{ cm} < |z| < 280$ cm e ciascun TID comprende tre piccoli dischi, che riempiono lo spazio tra il TIB e il TEC. I moduli del TEC e del TID sono dei dischi, con centro sulla linea del fascio, con strip che puntano verso di essa. Anche i primi due dischi del TID e del TEC sono “stereo”, con spessori delle

strip di $320 \mu\text{m}$ per il TID e i primi tre anelli del TEC e di $500 \mu\text{m}$ per i restanti anelli del TEC.

La risoluzione spaziale che si ottiene è di $10 \mu\text{m}$ nella direzione $r-\phi$ e $20 \mu\text{m}$ nella coordinata z . Il rivelatore è letto tramite 16000 *chip*, ancorati ai moduli di pixel.

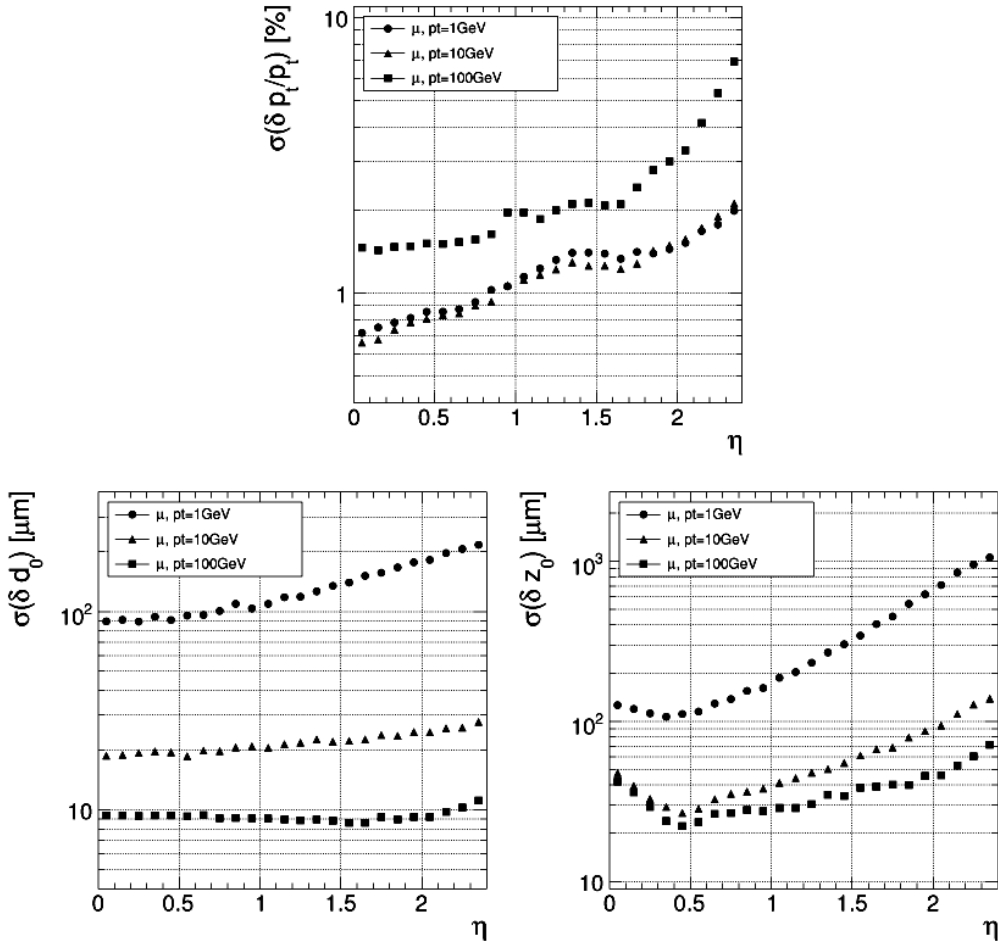


Figura 2.12: Risoluzione della misura del momento trasverso di muoni (sopra), del parametro di impatto trasversale (in basso a sinistra) e longitudinale (in basso a destra), per valori di $p_T = 1, 10$ e $100 \text{ GeV}/c$.

La figura 2.12 mostra la risoluzione che si ottiene con il tracker nella determinazione del momento trasverso e del parametro di impatto, mentre la figura 2.13 mostra l'efficienza di ricostruzione, in funzione della pseudorapidità, di muoni e pioni: per muoni di momento trasverso di $10(100) \text{ GeV}/c$ la risoluzione in momento si mantiene al di sotto del $2\%(10\%)$, mentre l'efficienza di ricostruzione ha un valor medio di

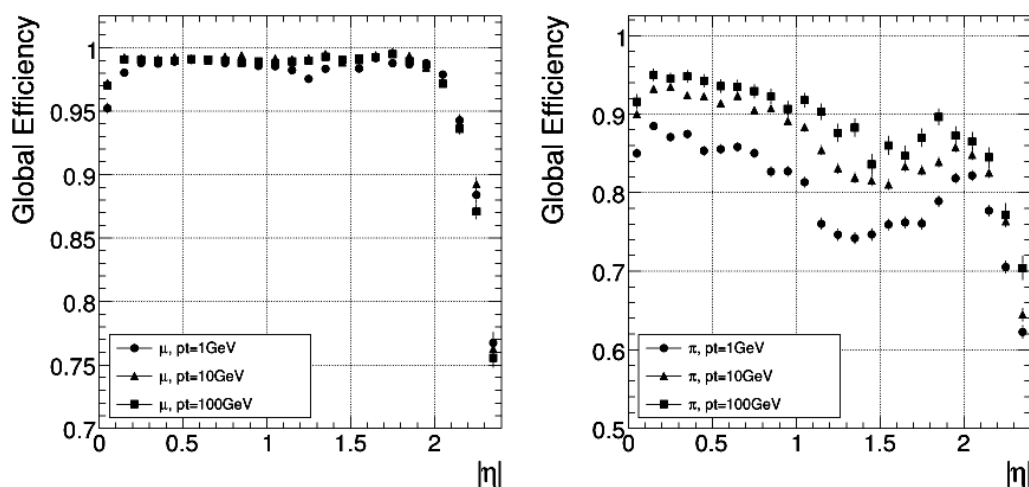


Figura 2.13: Efficienza globale di ricostruzione della traccia di muoni (sinistra) e di pioni (destra) per valori di p_T di 1, 10 e 100 GeV/ c .

circa 0.99(0.99), invece, il parametro di impatto trasversale si mantiene al di sotto di $2 \times 10(10) \mu\text{m}$ e quello longitudinale di $2 \times 10^2(70) \mu\text{m}$. Il materiale attraversato nel tracker al variare di η aumenta da $\approx 0.6X_0$ a $\eta = 0$ fino a circa $1X_0$ a $|\eta| < 1.6$, per poi scendere fino a $0.6X_0$ a $|\eta| = 2.5$.

2.4 Il calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico (ECAL) è **omogeneo** e ha un'**ottima ermeticità** e allo stesso tempo ha **alta granularità e resistenza alle radiazioni**. Esso comprende 61200 cristalli di tungstato di piombo (PbWO_4) nel barrel e 7324 cristalli in ciascuno dei due endcap.

I cristalli di PbWO_4 hanno una piccola lunghezza di radiazione ($X_0 = 0.89 \text{ cm}$) e piccolo raggio di Molire ($R_M = 2.2 \text{ cm}$), sono veloci (80% della luce è emessa entro 25 ns) e resistenti alla radiazione (fino ad un massimo di 10 Mrad). Tuttavia hanno un basso guadagno in luce (30 fotoni/MeV) e questo richiede l'utilizzo di fotodiodi con alta resa, che possano operare in un elevato campo magnetico. Nel barrel vengono usati fotodiodi a valanga di silicio (APD) e fototriodi a vuoto (VPT) nell'endcap. Per mantenere stabile la sensibilità del sistema è necessaria poi una stabilizzazione della temperatura (con escursioni di al massimo 0.1°C).

Il barrel (**EB**) ha un raggio interno di 129 cm e si estende per una regione in pseudorapidità di $0 < |\eta| < 1.479$ (vedi fig. 2.14). È strutturato in 36 supermoduli uguali, ognuno dei quali copre metà della lunghezza del barrel. I cristalli hanno una dimensione di $22 \times 22 \text{ mm}^2$ per la base e una lunghezza di 320 mm (che corrisponde

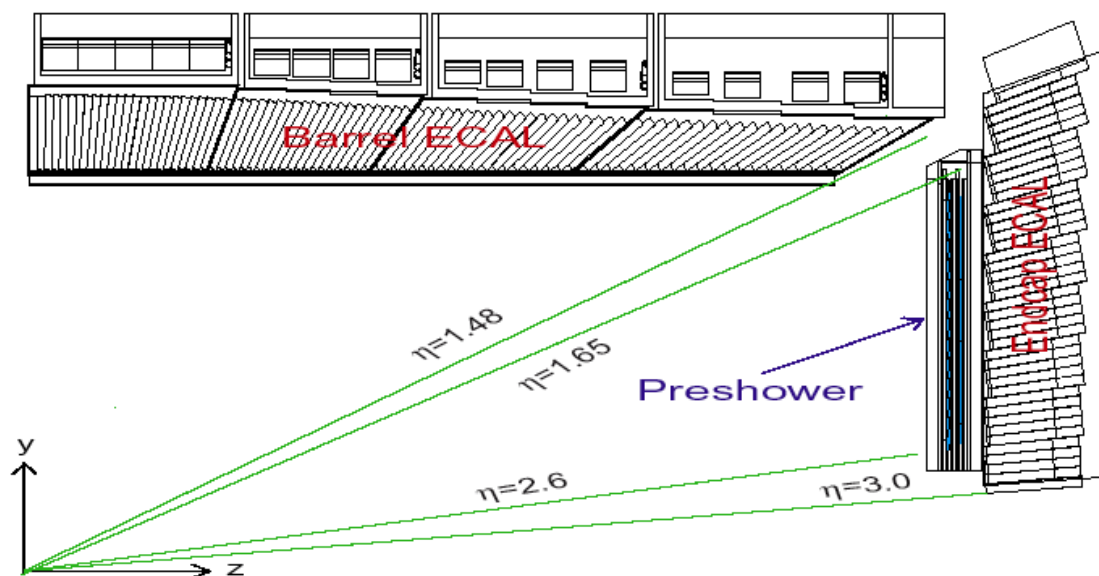


Figura 2.14: Copertura in η del calorimetro elettromagnetico.

a $25.8 X_0$) e coprono, quindi, un intervallo di 0.0174 in $\Delta\eta$ e 1° in $\Delta\phi$ (la granularità è perciò di 360 cristalli in ϕ e 2×85 in η). I cristalli sono tutti posti in direzione quasi radiale (inclinati di 3°) rispetto al vertice di interazione nominale, per limitare l'inefficienza tra cristalli contigui.

Gli endcap (**EE**) iniziano ad una distanza di $z = 314$ cm dal vertice e coprono una regione in pseudorapidità di $1.479 < |\eta| < 3.0$. Ognuno di essi è fatto di due semicerchi (*Dees*) di alluminio su cui sono montati i cristalli, organizzati in strutture di 5×5 cristalli, dette supercristalli. Anche i cristalli dell'*endcap*, come quelli del *barrel*, puntano verso il vertice di interazione, ma sono organizzati in griglie $x-y$ (e non $\eta-\phi$). Sono tutti identici e hanno una dimensione di 28.6×28.6 mm² per la faccia anteriore, 30.0×30.0 mm² per la faccia superiore e una lunghezza di 220 mm (corrispondenti a $24.7 X_0$).

Davanti all'EE è posto un **preshower**, a ricoprire quasi tutto l'intervallo di pseudorapidità ($1.65 < |\eta| < 2.61$). Esso è costituito da due piani di strip di silicio, di 1.9 mm, intervallati da due piani di piombo assorbitore, con uno spessore di $2X_0$ e $3X_0$ rispettivamente. La funzione del preshower è quella di far convertire i fotoni che provengono dal decadimento di un π^0 energetico emesso in avanti, consentendo la separazione dei rispettivi sciami elettromagnetici, così da non confonderli con fotoni singoli. L'alta granularità del preshower permette invece di separare i due depositi originati dal π^0 .

Dopo essere stato amplificato da un preamplificatore ad elevato guadagno, il segnale, che raggiunge un picco dopo 50 ns, è raccolto e digitalizzato a 40 MHz da uno dei 3 ADC a 12 bit associati a ciascun canale. Per ogni trigger sono raccolti ancora segnali entro una finestra temporale di 250 ns, sommati con opportuni pesi. Il rumore dell'elettronica è di circa 40 MeV/canale.

In test di prova, utilizzando fasci di elettroni, è stata misurata la risoluzione dell'ECAL. La figura 2.15 mostra la risoluzione, in funzione dell'energia, ottenuta per il barrel. Questa, misurata con un fit gaussiano alla distribuzione ricostruita, è parametrizzata come:

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + C^2, \quad (2.2)$$

dove S è il termine stocastico dovuto a fluttuazione fotostatistiche, N è il termine di rumore dovuto all'elettronica di lettura e al fondo di *pile-up* e C un termine costante che si introduce per tener conto delle differenze nella intercalibrazione e nella risposta temporale tra i vari cristalli. In figura sono riportati i valori di tali parametri per il EB.

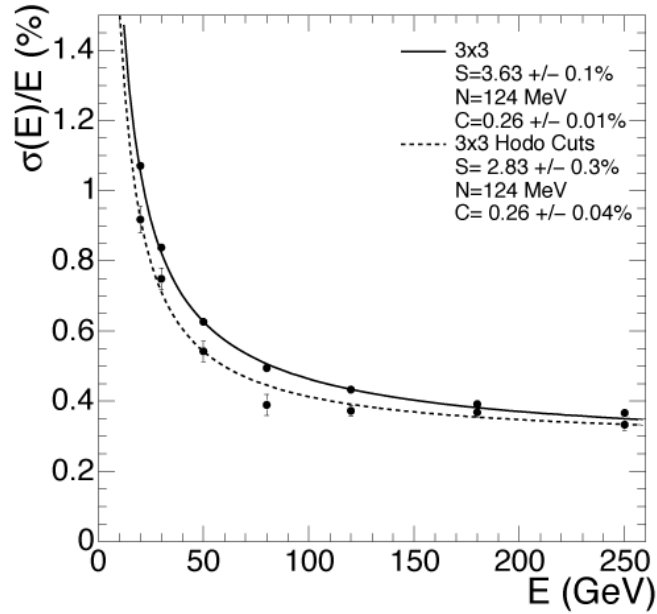


Figura 2.15: Risoluzione dei supermoduli dell'ECAL, σ_E/E , in funzione dell'energia del fascio di elettroni di prova. La serie di punti superiore corrisponde a misure con trigger in un'area di $20 \times 20 \text{ mm}^2$, mentre la serie inferiore ad un trigger in una regione più piccola di $4 \times 4 \text{ mm}^2$.

2.5 Il calorimetro adronico

La progettazione del calorimetro adronico, **HCAL**, è stata fortemente influenzata dal fatto che è per gran parte immerso in un campo magnetico intenso. Si richiede inoltre che minimizzi la coda non gaussiana della **risoluzione** in energia e che assicuri **ermeticità, compattezza e granularità**. L'HCAL ha il compito di fornire un'accurata stima dell'energia trasversa mancante, E_T^{miss} , unico modo per identificare i neutrini o altre particelle non interagenti e dell'energia dei jet. All'HCAL all'interno del magnete, si associa un ulteriore stato di scintillatori (**HO**) all'esterno del magnete.

Il materiale assorbitore dell'HCAL è il rame, che ha una lunghezza di interazione ragionevolmente piccola e non subisce l'influenza del campo magnetico. Per aumentare la regione assorbitrice bisogna minimizzare lo spazio associato al mezzo attivo. Per far ciò in CMS si usano "tegole" scintillanti incastonate su fibre "wavelength-shifting" (WLS). Queste fibre sono intrecciate ad altre fibre trasparenti che portano il segnale al sistema di lettura. L'elettronica dei fotodetector è organizzata in una struttura multi-canale di fotodiodi ibridi (HPD). L'assemblaggio è stato progettato in modo da non avere regioni di inefficienza in ϕ .

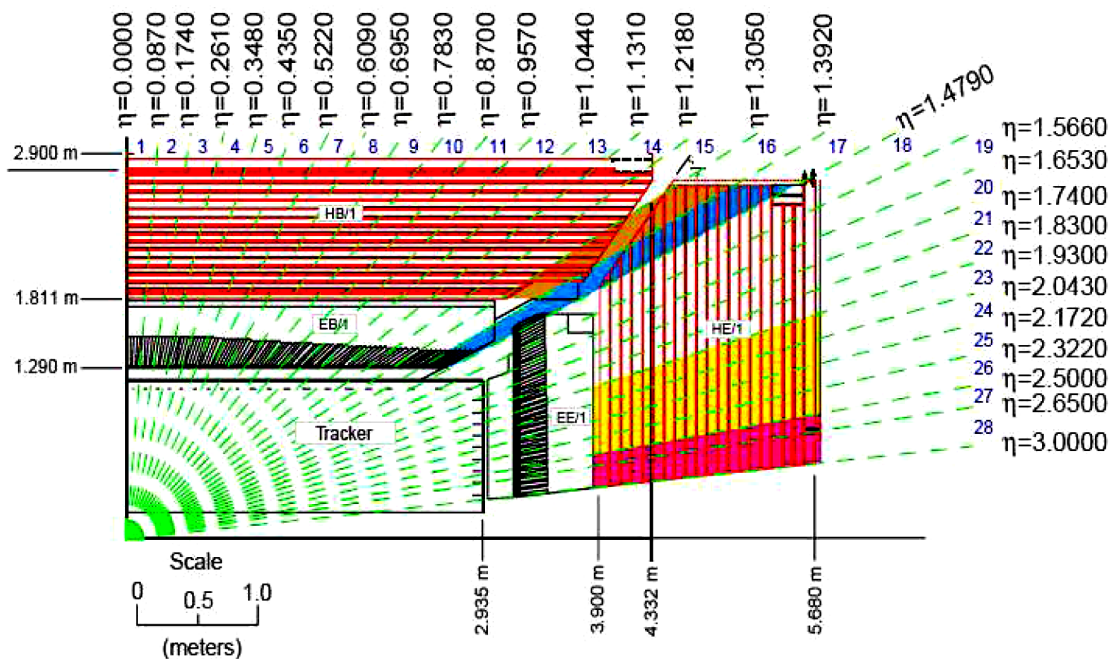


Figura 2.16: Vista delle torri del calorimetro, con indicati gli intervalli in η coperti.

L'HCAL del **barrel (HB)** consiste di 32 torri che coprono la regione in pseudorapi-

dità di $-1.4 < \eta < 1.4$, per un totale di 2304 elementi, ognuno dei quali si estende per una regione di $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$. L'HB è diviso in due metà. Ci sono 15 piatti di rame, ognuno con un spessore di 5 cm. Il primo piano di scintillazione che incontrano le particelle che lasciano l'ECAL è spesso 9 mm, contro i 3.7 mm degli altri (la risposta del primo strato è poi opportunamente pesata rispetto agli altri strati).

L'HCAL esterno (**HO**) contiene scintillatori di 10 mm di spessore, che giacciono all'esterno del tank del magnete, dentro il barrel muonico, in una regione $|\eta| < 1.26$. Le tegole sono raggruppate in settori di 30° e seguono la segmentazione in ϕ delle DT muoniche. Essi raccolgono quella parte di energia che proviene da sciami penetranti che superano tutto il calorimetro ed il magnete. Servono quindi come "tail-catcher", in quanto aumentando lo spessore effettivo dell'HCAL fino a 10 lunghezze di interazione e così diminuendo la coda (*tail*) della fluttuazione della risoluzione in energia. Inoltre si migliora così la misura di E_T^{miss} .

L'HCAL dell'endcap (**HE**) consiste di 14 torri in η , che coprono la regione da $1.3 < |\eta| < 3.0$. La segmentazione delle 5 torri più esterne (a più piccolo η) è di 5° in ϕ e 0.087 in η , mentre per quelle più interne è di 10° in ϕ e da 0.09 a 0.35 in η . Il numero totale di sezioni dell'HE è 2304.

Si assicura una copertura fino a $3.0 < |\eta| < 5.0$ con un calorimetro in avanti (**HF**), costituito da fibre di quarzo-acciaio. Questo rivelatore raccoglie soprattutto la componente neutra degli sciami adronici. Si trova ad una distanza di 11.2 m dal vertice di interazione e l'assorbitore ha una lunghezza di 1.65 m. Il segnale ha origine per effetto Cerenkov nelle fibre di quarzo, disposte in senso parallelo alla linea del fascio e poi viene trasmesso dalle fibre al fotomoltiplicatore. Ci sono 13 torri in η , con segmentazione in ϕ di 10° , per un totale di 900 torri.

Per giudicare la **risoluzione** dell'HCAL si guarda alla risoluzione nella stima dell'energia dei jet e dell'energia mancante. La granularità dei tre sottosistemi in cui è diviso il calorimetro adronico (HB, HE, HF) è stata scelta in modo che la risoluzione in energia trasversa dei jet, in funzione di E_T , sia simile nelle tre regioni, come è illustrato in fig. 2.17.

Prove con fasci sull'HCAL hanno mostrato che la risoluzione in energia mancante può approssimarsi come:

$$\frac{\sigma(E_T^{miss})}{\sqrt{\Sigma E_T}} \approx \frac{125\%}{\sqrt{\Sigma E_T}}. \quad (2.3)$$

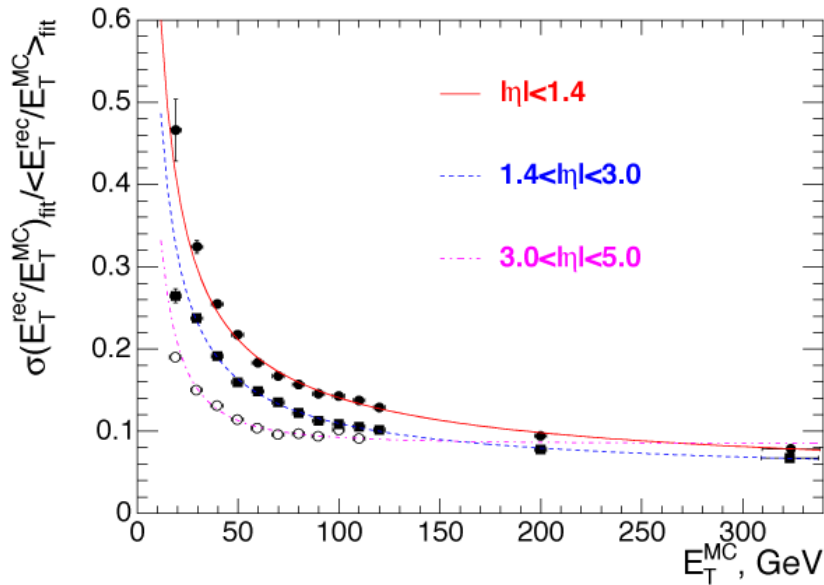


Figura 2.17: Risoluzione dell'energia trasversa dei jet, in funzione dell'energia trasversa simulata, nella regione del barrel ($|\eta| < 1.4$), dell'endcap ($1.4 < |\eta| < 3.0$) e per jet molto in avanti ($3.0 < |\eta| < 5.0$).

2.6 Il magnete

Si richiede che il magnete fornisca un potere curvante ai muoni (e a tutte le particelle cariche) così da poter distinguere, senza ambiguità, il segno della carica di questi fino a un momento di $\approx 1 \text{ TeV}/c$ e poter riconoscere stati vicini che decadono in muoni. Per questo è necessaria una risoluzione in momento di $\Delta p/p \approx 10\%$ a $p \approx 1 \text{ TeV}/c$.

CMS ha scelto un grande solenoide superconduttore, i cui parametri sono riportati in tabella 2.2. La tecnologia di costruzione del solenoide è la stessa degli esperimenti

Campo magnetico	4 T
Diametro interno	5.9 m
Lunghezza	12.9 m
Numero di spire	2168
Corrente	19.5 kA
Energia immagazzinata	2.7 GJ

Tabella 2.2: Parametri del solenoide di CMS.

ALEPH e DELPHI al LEP e per H1 a HERA: conduttori di alluminio ad alta purezza e raffreddamento indiretto (con termosifoni).

2.7 I rivelatori di muoni

I muoni che emergono dalla regione di interazione vengono rivelati 2 volte: nel tracker interno e nella regione di ritorno del flusso, dove si trovano le camere di rivelatori di muoni: un insieme di rivelatori dedicati proprio alla misura e alla identificazione del muone. Nelle camere di rivelatori di muoni si usano tre tipi di rivelatori a gas. La tecnologia dei rivelatori è stata dettata dall'esigenza di coprire la più alta superficie, tenendo conto anche del differente livello di radiazione presente nelle diverse regioni in cui essi operano.

Nella regione del barrel ($|\eta| < 1.2$), dove il fondo indotto dalle interazioni inelastiche dei neutroni è trascurabile e in cui, inoltre, il flusso di muoni è basso e il campo magnetico residuo è poco intenso, si usano strati di tubi a deriva (**DT**).

Nella regione dell'endcap, dove il fondo indotto dai neutroni è più alto, così come è più intenso sia il campo magnetico, sia il flusso di muoni, si usano camere a strip catodiche (**CSC**), disposte in modo da coprire la regione fino a $|\eta| < 2.4$.

In aggiunta a questi, sia nell'endcap che nel barrel, sono posti gli **RPC**, rivelatori con elettrodi resistivi, che operano nella regione di moltiplicazione a valanga per permettere il buon funzionamento anche al alta frequenza (fino a ~ 10 kHz/cm²). Gli RPC sono rivelatori a gas aventi geometria planare in cui la gap per la circolazione del gas è di soli 2 mm. Essi sono caratterizzati da un'ottima risoluzione temporale, dell'ordine dei ns, così da permettere di identificare correttamente il bunch crossing relativo all'evento. La risoluzione spaziale è però minore di quella dei DT e delle CSC. Sia le risposte dei DT (CSC) che degli RPC vengono usate indipendentemente nel trigger di primo livello dei muoni.

Nella figura 2.18 è mostrato uno schema della disposizione dei vari rivelatori dei muoni. Nel barrel (MB) ci sono 4 cilindri concentrici riempiti dai piani di DT, intervallati dal giogo (*Yoke*) di ferro. La segmentazione lungo la direzione del fascio ("beam line") segue le 5 ruote in cui è suddiviso il giogo di ferro (da YB-2 lungo la direzione -z, a YB+2 lungo la direzione +z). Mentre nella regione dell'endcap (ME), le CSC e gli RPC sono organizzati in 4 dischi trasversali all'asse di CMS, a loro volta suddivisi in anelli concentrici, 3 nel disco più interno e 2 negli altri 3 esterni. In totale il sistema di rivelatori di muoni contiene circa 25000 m² di piani di rivelazione e 1 milione di canali di elettronica.

2.7.1 Drift Tubes

I rivelatori di μ nel barrel sono organizzati in 4 strati cilindrici numerati, allontanandosi dal centro, come MB1, MB2, MB3, MB4. Tali strati sono posti nella regione

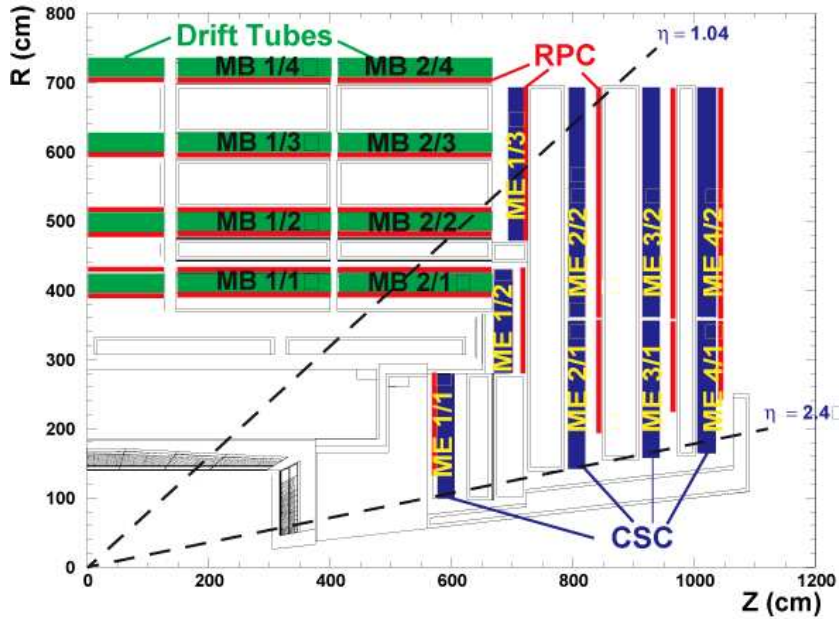


Figura 2.18: Sezione di un quarto delle stazioni di rivelatori di muoni. Gli RPC sono limitati a $|\eta| < 2.1$ nell'endcap, ed è mostrato solo l'anello più interno di CSC della stazione ME4.

del ritorno del flusso magnetico, ad un raggio di 4.0, 4.9, 5.9, 7.0 m dalla linea dei fasci. Ciascuna delle 5 ruote di cui è composto il barrel è diviso in 12 settori (come si vede in fig. 2.19), ognuno a coprire 30° in θ . La posizione delle camere nei diversi settori sono sfasate (vedi sempre fig. 2.19) così da evitare che i muoni, passando per le fessure di incontro dei vari piani di rivelazione (*fessure di puntamento*), possano attraversare inosservati l'intero rivelatore per muoni. In particolare si fa in modo da avere ampie zone di sovrapposizione, così che ogni muone di alto momento trasverso attraversi almeno 3 su 4 strati. Nei 3 strati più interni ci sono 12 camere, mentre l'ultimo ne ospita 14 (considerando che ci sono 5 ruote, si raggiunge così un totale di 250 camere). Le camere a drift contenute nelle stazioni MB1, MB2 e MB3 sono a loro volta composte da 12 strati di fili anodici, organizzati in 3 super-layers, di cui i due all'esterno contengono 4 piani per la misura della coordinata $r - \phi$ (e quindi con i fili disposti parallelamente alla linea dei fasci) e quello centrale, contiene 4 strati per la misura della coordinata z (con i fili orientati perpendicolarmente all'asse). Le camere della stazione MB4 non contengono i piani per la misura della coordinata z . Le risoluzioni nella misura della posizione sono di $\approx 100 \mu\text{m}$, con lunghezze di drift di 2.0cm. Ogni stazione è progettata per poter ricostruire la traiettoria del muone con una risoluzione in ϕ di $\approx 1 \text{ mrad}$.

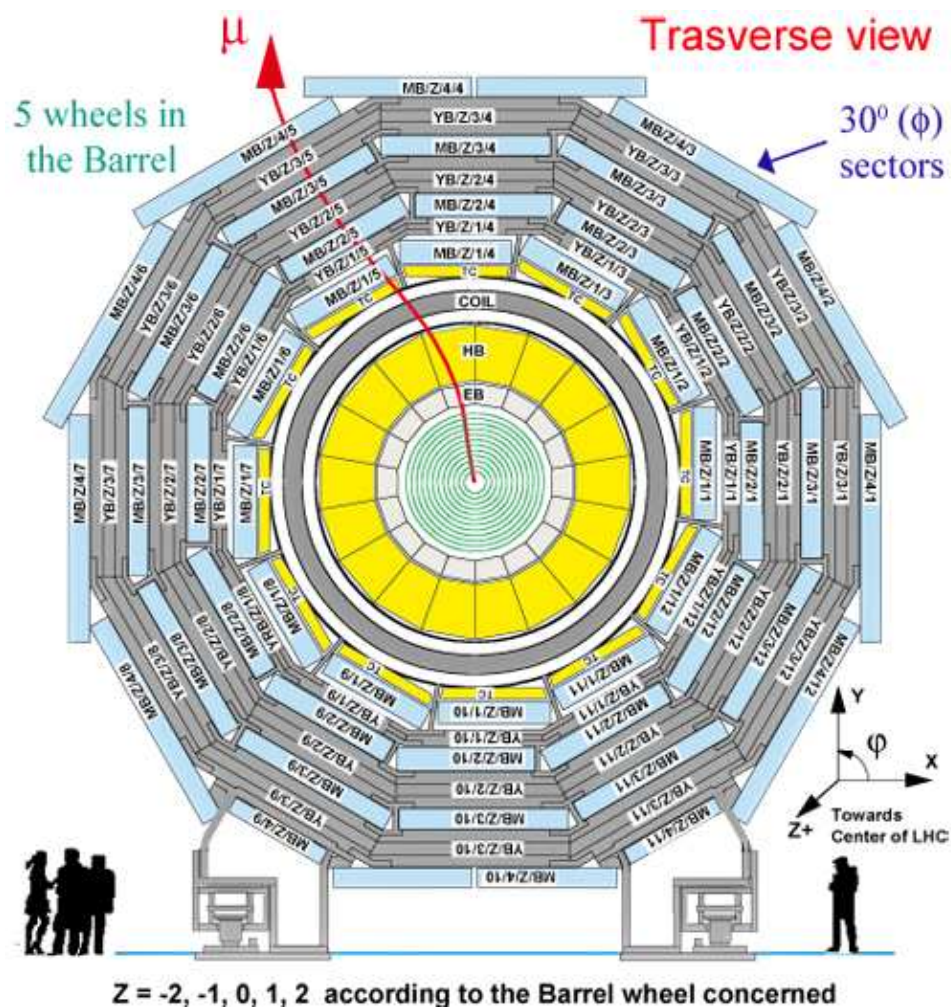


Figura 2.19: Sezione trasversale delle stazioni di rivelatori a muoni nel barrel, con la tipica traccia di un muone.

2.7.2 Catode Strip Chamber

L'endcap (ME) consiste di 468 piani di CSC, organizzate in 4 strati (ME1, ME2, ME3, ME4,) per ciascuno dei due endcap. Ogni CSC ha forma trapezoidale e consiste di 6 *gap* riempite di gas, ed ogni *gap* è delimitata da un piano catodico segmentato a strip, ed un piano di fili anodici. Per evitare regioni di inefficienza nell'accettazione dei muoni, le camere dei vari strati sono sovrapposte in ϕ . Ogni anello contiene 36 CSC (18 negli anelli più interni del secondo, terzo e quarto strato: ME2/1, ME3/1, ME4/1). Una particella carica (in genere un muone) che attraversa la camera produce ionizzazione del gas, con conseguente valanga di elettroni che si dirigono verso il filo anodico generando una carica sullo stesso e una carica immagine opposta su un gruppo di strip catodiche. Il segnale dei fili è veloce e viene usato nel trigger di primo livello, mentre la posizione del muone viene determinata dal centro di gravità della distribuzione di carica indotta sulle strip. Ogni CSC misura 6 coordinate r - ϕ - z e la risoluzione spaziale è dell'ordine di 200 μm (100 μm per ME1/1), mentre in ϕ di circa 10 mrad.

2.7.3 Resistive Plate Chamber

Alle DT delle regioni MB1 e MB2 vengono associate 2 piani di RPC (sopra e sotto la DT, con struttura a "sandwich"), mentre nella MB3 e MB4 ad ogni DT viene associato un RPC (che viene "incollato" alla base più interna della DT). Quindi un muone con alto p_T attraverserà fino a 6 piani di RPC e 4 di DT, per un totale di circa 40 punti misurati, con cui è possibile ricostruire ottimamente un "candidato" muone (standalone).

Alle CSC dell'endcap vengono associati 4 strati di RPC, per entrambi gli endcap, che coprono fino a $|\eta| < 2.1$. Ogni strato di RPC è diviso in 2 anelli, da 36 camere ciascuno. Gli RPC nella prima stazione degli endcap sono utilizzati anche per risolvere ambiguità nelle CSC.

La misura del momento del muone nelle stazioni muoniche viene fatta a partire dalla curvatura del muone all'uscita dal solenoide ($B = 4 \text{ T}$), prendendo come origine del muone l'IP (noto con un'incertezza di $\approx 20 \mu\text{m}$). La risoluzione di questa misura del momento (che nella figura 2.20 è indicato come "Muon system only") dipende dalla diffusione multipla coulombiana nel materiale che si trova prima delle stazioni muoniche fino ad un momento trasverso, $p_T \approx 200 \text{ GeV}/c$, oltre il quale predomina la risoluzione delle stazioni muoniche stesse. Per bassi momenti, la risoluzione ottenuta con la misura fornita dal tracciatore a silicio ("inner tracker only", nella 2.20), è migliore per circa un ordine di grandezza. Naturalmente si possono combinare le due misure, estrapolando la traiettoria del muone nelle stazioni muoniche fino al punto di interazione e tenendo conto che la curvatura prima e dopo il solenoide cam-

bia segno (“double kick”), migliorando così la risoluzione (“full system” in fig. 2.20), compensando quindi gli effetti della diffusione multipla e della perdita di energia. Il muone ricostruito solo a partire dalle informazioni delle camere di rivelazione dei muoni viene detto **standalone muon**, mentre se si combinano anche le informazioni del tracker ci si riferisce a un **global muon**.

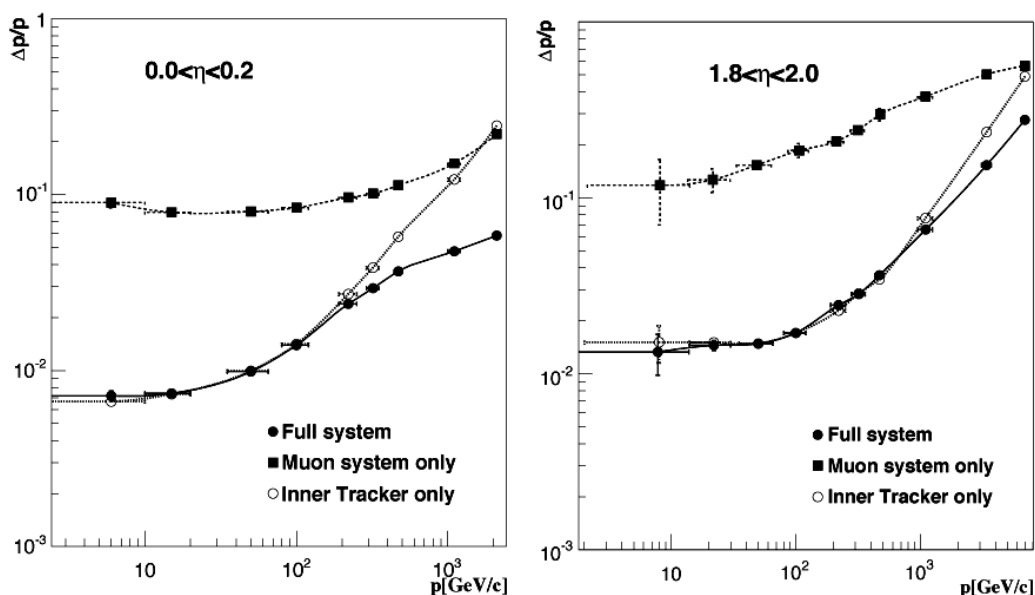


Figura 2.20: La risoluzione del momento dei muoni, usando le camere a muoni, solo il tracker, o entrambi. a) in una sottoregione del barrel, $|\eta| < 0.2$; b) in una sottoregione dell’endcap, $1.8 < |\eta| < 2.0$.

2.8 Sistema di trigger

La frequenza di incrocio dei pacchetti di LHC è di 40 MHz. Ma la scrittura su memoria di massa impone un limite di al massimo 100 eventi⁹ al secondo possono essere scritti su memoria di massa. Quindi il sistema di trigger deve raggiungere un **fattore di reiezione** di quasi 10^6 .

Il sistema di trigger e di acquisizione dati (**TriDAS, Trigger and Data Acquisition System**) di CMS è composto di 4 parti: l’elettronica del rivelatore, trigger di Livello 1 (calorimetrico, muonico e globale), il sistema elettronico di lettura e un sistema di processori (processor farm) che effettuano il filtro degli eventi online via software (trigger di alto livello, **HLT**).

⁹I processori attuali permettono di scrivere su disco con una frequenza massima di 100Mb/s e le informazioni su un singolo evento occupano circa 1 Mb, da cui il limite massimo di 100 ev/s.

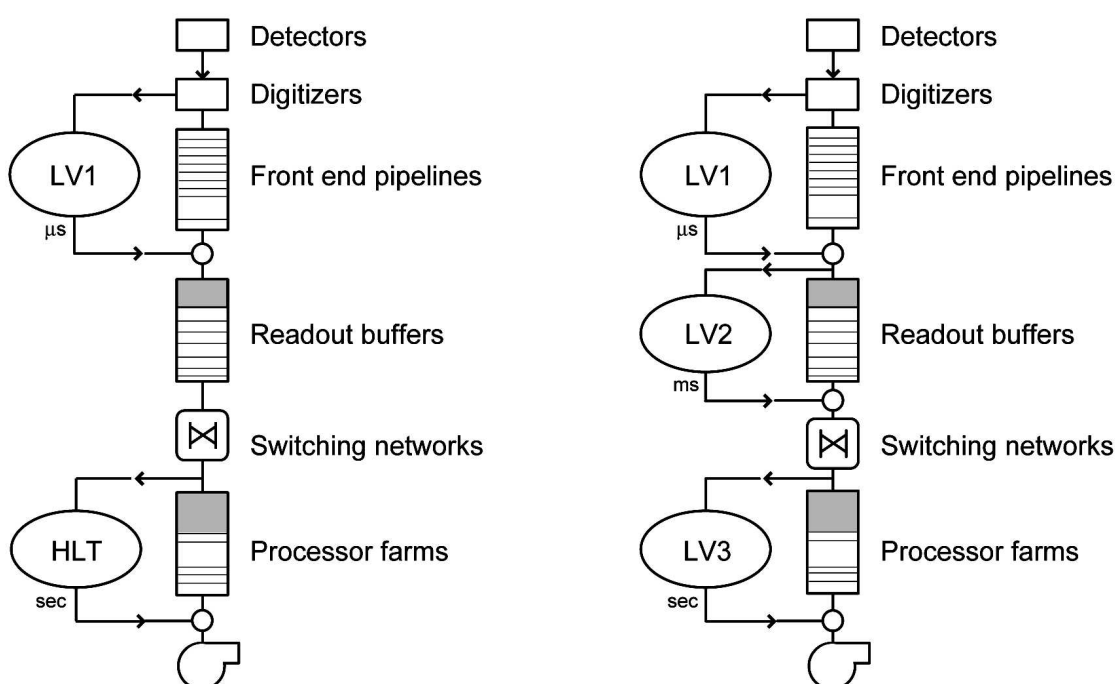


Figura 2.21: Diagramma a blocchi del sistema di trigger e acquisizione dati, come scelto da CMS (a sinistra), con un unico modulo dopo il primo livello e nella configurazione tradizionale (a destra), con due livelli ulteriori dopo il primo.

2.8.1 Trigger Hardware di Livello 1 (LV1)

Le dimensioni globali del rivelatore CMS impongono un certo intervallo di tempo minimo ad un segnale, proveniente dal sistema di lettura dell'elettronica, per raggiungere la logica del livello 1 del trigger, essere elaborato e poi tornare indietro all'elettronica del rivelatore, con l'informazione opportuna per acquisire l'evento o rigettarlo. Il tempo permesso per prendere una decisione sul particolare evento è di $3.2 \mu\text{s}$ dopo l'intersezione dei fasci. Il trigger di primo livello riceve in input un evento ogni 25 ns , ed è progettato per ridurre la frequenza di eventi a circa **100 kHz**, ovvero per selezionare una frazione di 1 su 400 eventi.

Esso utilizza le informazioni provenienti dai calorimetri e le stazioni muoniche. La decisione è presa in base alla presenza o meno di oggetti "primitivi", come fotoni, elettroni, muoni e jet, sopra una certa soglia in E_T o p_T . Si effettua anche una stima globale dell'energia e del momento mancante. Per formare gli oggetti di trigger si usano i dati del rivelatore a granularità e risoluzione ridotte. Questi dati vengono conservati in apposite pipe-line, mentre i circuiti hardware, programmati con logiche sofisticate che usano le informazioni più dettagliate che giungono mano mano dai vari sottorivelatori interessati, ricostruiscono l'evento ad un livello più fine.

2.8.2 Trigger Software di Alto Livello (HLT)

I dati che entro $3.2 \mu\text{s}$ hanno superato la selezione del trigger di Livello 1, vengono trasferiti dalle pipe-line ai buffer di front-end. A questo punto, dopo un'eventuale compressione, i dati sono posti in memorie dual-port e vanno in ingresso al sistema di acquisizione (**DAQ**, Data Acquisition). Ogni evento avrà una dimensione stimata di circa 1 MB, ed è contenuto in diverse centinaia di buffer. I dati relativi allo stesso evento, attraverso un opportuno "switch", sono trasportati ai processori, che eseguono su ciascun evento il software di HLT, per ridurre la frequenza degli eventi dai 100 kHz di uscita dal trigger di primo livello a **100 Hz**, per permettere l'immagazzinamento in memoria di massa.

L'uso di una stazione (farm) di processori come unico sistema di trigger dopo il primo livello hardware, permette di poter beneficiare delle successive evoluzioni tecnologiche in campo informatico (**scalabilità**) e garantisce la massima **flessibilità** per eventuali modifiche degli algoritmi di selezione.

Le strategie che impiegano gli algoritmi di trigger sono quelle di ricostruire solo gli oggetti e le regioni del rivelatore che sono strettamente necessarie (*ricostruzione regionale*), piuttosto che ricostruire tutti i possibili oggetti dell'evento. La decisione deve essere presa il più presto possibile e questo ha portato all'idea di usare la ricostruzione parziale ("local reconstruction") dell'evento, usando per prime le informazioni delle camere muoniche e dei calorimetri e se necessario, solo in un secondo

momento, quelle del tracker, per una ricostruzione completa (“global reconstruction”, vedi fig. 4.8 e cap. 4.2.3 per l’analogia con la ricostruzione offline).

Capitolo 3

Programma di Fisica ad LHC

LHC sarà un'opera unica per ricerche di Fisica fondamentale e sarà l'acceleratore con la più grande energia mai raggiunta per molti anni dopo l'inizio della presa dati, prevista per il 2008. Un collider elettrone-positrone permette di fare misure di precisione in quanto è possibile conoscere con grande accuratezza l'energia del centro di massa ($\Delta E/E \sim 10^{-5}$) e la luminosità ($\Delta \mathcal{L}/\mathcal{L} \sim 0.01\%$) e si ha un elevato rapporto segnale/fondo e la semplicità dello stato iniziale si trasmette sullo stato finale (come per il LEP, che ha dominato la fisica delle particelle negli anni '90). Invece, una macchina adronica è una macchina da "scoperta": l'energia nel centro di massa dell'urto tra partoni (vedi eq. 1.53) varia per diversi ordini di grandezza e i processi disponibili sono moltissimi. Con una macchina adronica si possono raggiungere energie nel centro di massa superiori, in quanto si ha pochissima perdita di energia per radiazione di sincrotrone¹, ma, per contro, è difficile fare misure di precisione in quanto lo stato iniziale non è noto, perchè si può avere più di un'interazione fondamentale per urto e perchè i frammenti degli adroni possono disturbare l'analisi dello stato finale dell'interazione studiata (*Underlying Event*²), con notevoli complicazioni sperimentali.

La sezione d'urto dell'interazione protone-protone (vedi fig. 3.1 e 3.2) può essere

¹La potenza irradiata per radiazione di sincrotrone da una particella p va come:

$$P_p \propto e^2 \gamma^4 m_e^4 / m_p^4,$$

dove γ è il fattore di Lorentz, e è la carica della particella che orbita e m_e/m_p è il rapporto tra la massa dell'elettrone e della particella in esame.

²L'Underlying Event (UE) in un processo di scattering "duro", è tutto ciò che accompagna l'evento $p-p$ tranne la componente dura della collisione. Un'analisi di CDF[18][19] ha mostrato che la densità delle particelle negli UE in eventi con jet è maggiore di un fattore due della densità delle particelle di una tipica collisione Minimum Bias (MB) e ad LHC la differenza potrebbe essere anche maggiore.

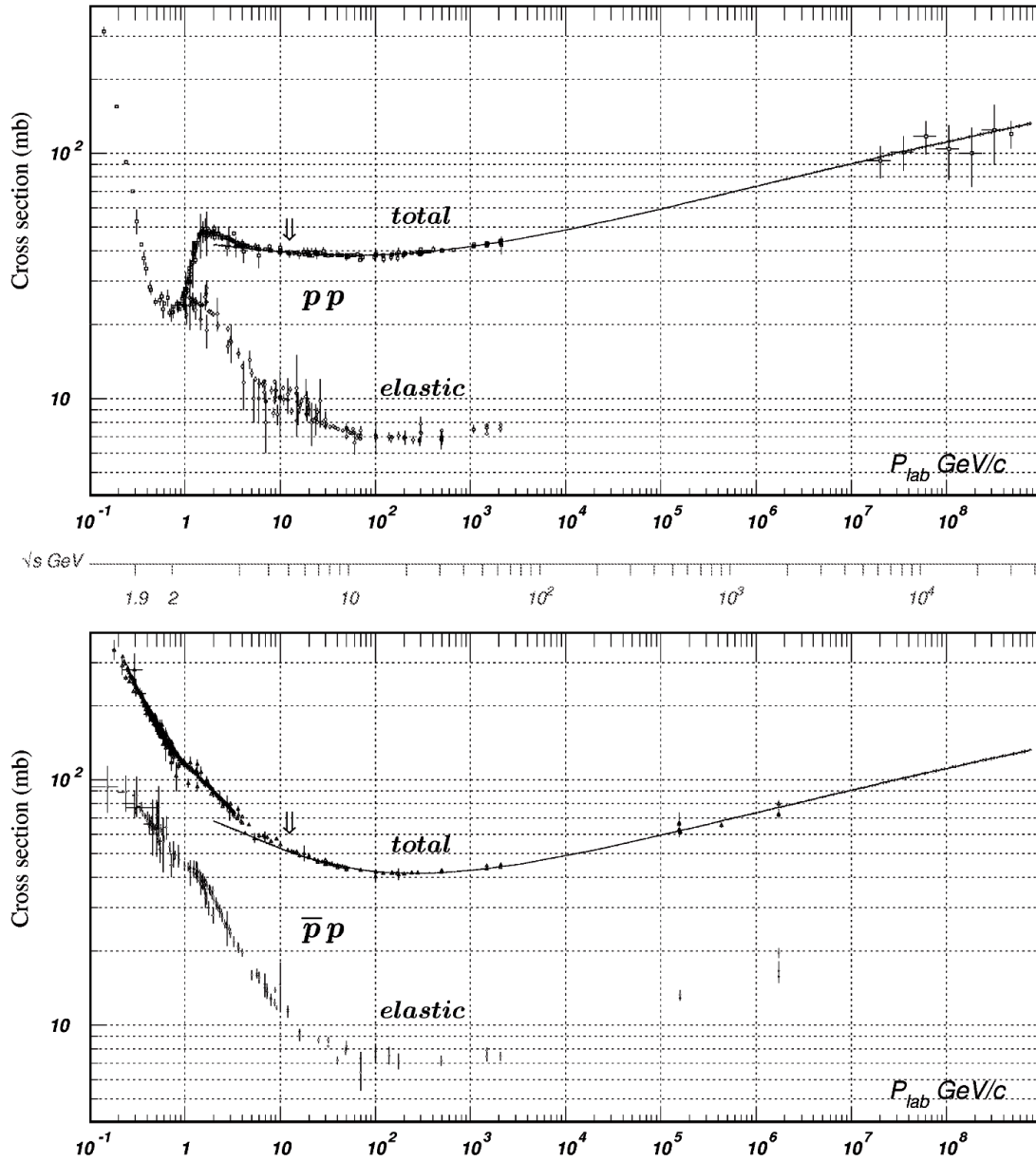


Figura 3.1: Sezione d'urto protone-protone (in alto) e protone-antiprotone (in basso) in funzione dell'energia nel centro di massa e del momento dei fasci. Il grafico è stato ottenuto utilizzando i dati provenienti da tutti gli esperimenti passati fino alle energie di 100 GeV, mentre per le energie del TeV si sono considerati le informazioni provenienti dai raggi cosmici. LHC lavorerà ad un'energia nel centro di massa pari a 1.4×10^4 GeV: per ottenere la stessa energia con urti su bersaglio fisso sarebbe necessario un acceleratore da 10^8 GeV/c!

stimata utilizzando i risultati di precedenti esperimenti³, $UA4, UA5, E710$ [29]:

$$\sigma_{tot} = 110 \pm 20 \text{mb}. \quad (3.1)$$

In questo valore sono comprese anche le interazioni elastiche, con sezione d'urto $\sigma_{el} \simeq 40 \text{mb}$, che non danno luogo alla produzione di particelle. I restanti 70 mb sono eventi che si possono dividere in interazioni a grande distanza tra protoni con piccolo momento trasferito (interazioni di *Minimum Bias*, MB), caratterizzate dall'aver particelle nello stato finale con piccolo momento trasverso ($\langle p_t \rangle \simeq 500 \text{ MeV}$) e che per la maggior parte finiscono nella beam pipe e interazioni a breve distanza tra i protoni, con grande momento trasferito e particelle nello stato finale ad alto impulso trasverso, che, invece, finiscono nelle regioni sensibili del rivelatore. Questi ultimi eventi sono quelli più interessanti, ma hanno un tasso di produzione molto minore degli eventi di MB (vedi fig. 3.2).

In tabella 3.1 si riportano, invece, le sezioni d'urto e le frequenze di produzione dei principali eventi fisici ad LHC per una luminosità di $\mathcal{L} = 2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, come si avrà nei primi anni di presa dati, quando ancora non sarà stata raggiunta la luminosità di progetto, $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Processo	sezione d'urto	Eventi/s	Eventi/anno	Altre macchine (statistica totale)
$W \rightarrow e\nu$	20 nb	40	4×10^8	$10^4 LEP, 10^7 Tev.$
$Z \rightarrow ee$	2 nb	4	4×10^7	$10^7 LEP$
$t\bar{t}$	0.8 nb	1.6	1.6×10^7	$10^5 Tev.$
$b\bar{b}$	0.5 mb	10^6	10^{13}	$10^8 Belle/BaBar$
$\tilde{g}\tilde{g}$ (m= 1 TeV)	1 pb	0.02	2×10^4	
Higgs (m= 120 GeV)	24 pb	0.08	8×10^5	
Higgs (m= 800 GeV)	1 pb	0.001	8×10^4	
QCD jets $pt > 200 \text{ GeV}$	50 nb	10^2	10^9	$10^7(tutte)$

Tabella 3.1: Sezioni d'urto e frequenza di produzione approssimati di alcuni eventi fisici ad LHC, per una luminosità di $\mathcal{L} = 2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Per questa tabella, un anno equivale ad una luminosità integrata pari a 20 fb^{-1} .

Gli scopi principali degli esperimenti di LHC sono:

- Ricerca del bosone di Higgs nell'intervallo di massa $100 \text{ GeV} \div 1 \text{ TeV}$ e, se scoperto, capire se esso è del MS o supersimmetrico.
- Fisica di precisione del MS.

³I precedenti esperimenti adronici erano basati su collisionatori protoni-antiprotoni, ma a grandi energie il rapporto $\sigma_{p\bar{p}}/\sigma_{pp}$ tende asintoticamente ad 1, come si vede in fig. 3.1.

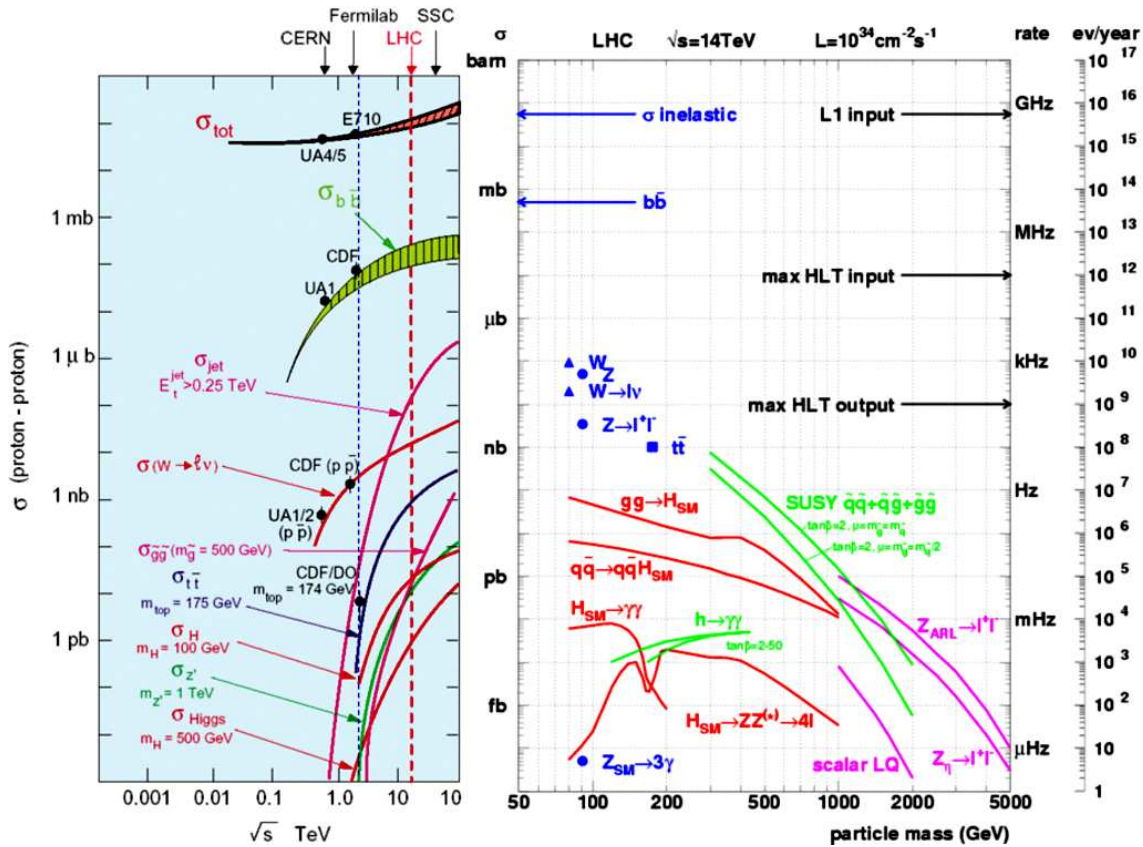


Figura 3.2: Sezione d'urto (sinistra) e frequenza di produzione (destra) dei principali processi fisici ad LHC. Le frequenze sono valutate per la luminosità di regime $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Sull'asse verticale di destra sono mostrate anche la frequenza di ingresso e uscita del sistema di trigger.

- Fisica dei mesoni B.
- Fisica del quark top.
- Fisica degli ioni pesanti.
- Fisica oltre il MS: Supersimmetria, Extra-Dimensions, ...

3.1 Ricerca del bosone di Higgs

I processi di produzione dell'Higgs a LHC⁴ sono illustrati in figura 3.3.

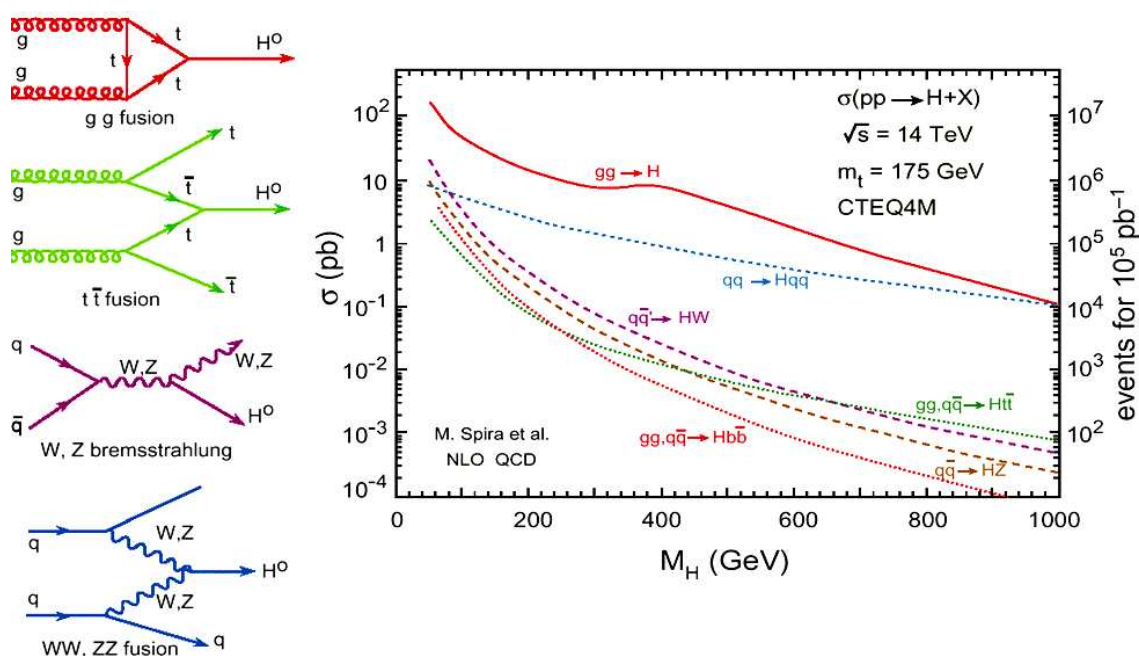


Figura 3.3: Sezione d'urto di produzione dell'Higgs a LHC, in funzione della sua massa. Sull'asse verticale di destra sono riportati i corrispondenti numeri degli eventi attesi, per una luminosità integrata corrispondente a circa 1 anno di presa dati a regime.

Il processo di produzione dominante è mediante la fusione di due gluoni. Al crescere della massa dell'Higgs diventa importante anche il meccanismo di produzione di Higgs via la fusione di due bosoni W^\pm o Z . Gli altri due processi di Higgstrahlung, ovvero produzione associata con W^\pm o Z e fusione di coppie top-antitop, sono molto soppressi, ma hanno una più chiara segnatura sperimentale dell'evento, grazie alla

⁴Le informazioni contenute in questo capitolo sono prese da[28]

presenza, nel primo, di un bosone W^\pm o Z e dunque dei loro prodotti di decadimento leptonici, nel secondo, di due quark top e quindi di due jet identificati come provenienti da un quark b (b -taggati) e di due W che decadono in maniera leptonica. Di conseguenza tutti questi processi di produzione sono studiati ad LHC, in funzione della massa dell'Higgs.

I decadimenti dell'Higgs dipendono dalla sua massa, come già mostrato in fig. 3.4, che qui riportiamo per completezza.

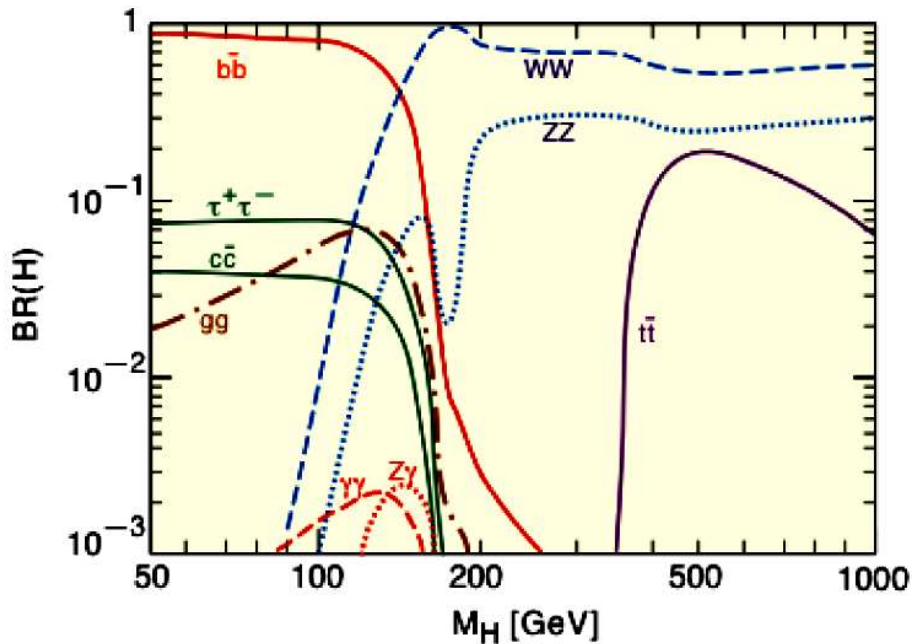


Figura 3.4: Frazione di decadimento (*Branching ratio*) dell'Higgs, in funzione della sua massa, per masse compatibili con il MS.

Per masse sopra i 140 GeV il decadimento predominante è in una coppia di bosoni e anche se il rapporto di decadimento (*Branching Ratio*, BR) del decadimento in WW è circa tre volte superiore di quello in ZZ , quest'ultimo è più facilmente ricostruibile in quanto non si ha la presenza di due neutrini (in un collider adronico solo i decadimenti leptonici o semileptonici sono studiati, in quanto sono facilmente distinguibili da un fondo adronico non risonante). Per basse masse, tra i 100 e 130 GeV/c^2 , i decadimenti studiati sono quelli in coppie di quark b e in coppie di fotoni. Mentre lo studio del decadimento in $b\bar{b}$ è difficile a causa del fondo enorme dovuto alla produzione di quark b e t (vedi tab. 3.1), il decadimento in due fotoni, anche se più sfavorito, permette una segnatura abbastanza pulita nel fondo adronico non risonante, in quanto caratterizzato dalla presenza di due fotoni isolati di alta energia e alto p_T . All'aumentare della massa dell'Higgs anche la sua larghezza aumenta (vedi

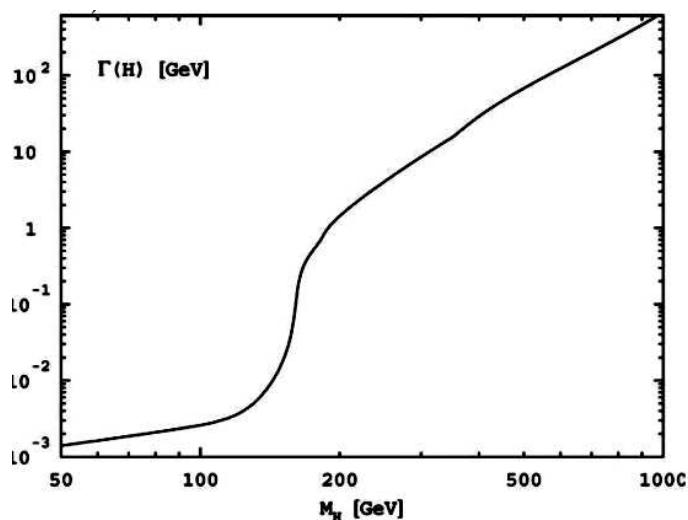


Figura 3.5: Larghezza di decadimento dell'Higgs, al variare della sua massa.

fig. 3.5). Mentre al sotto della soglia WW la larghezza è dell'ordine del MeV, quando si "aprono" i canali di decadimento in WW e ZZ la larghezza aumenta rapidamente con l'aumentare della massa, secondo l'espressione:

$$\Gamma(H \rightarrow VV) = \frac{3m_H^3}{32\pi v^2}, \quad (3.2)$$

dove V è uno dei due bosoni vettori e $v \sim 264$ GeV è il valore di aspettazione del vuoto (vedi par. 1.5).

Analizziamo più in dettaglio, a seconda dell'ipotesi di massa dell'Higgs, i vari canali di decadimento che saranno investigati.

3.1.1 $H \rightarrow \gamma\gamma$

Se $m_H \sim 100 \div 140$ GeV/ c^2 , questo è il decadimento in cui si hanno maggiori possibilità di scoprire l'Higgs. Il segnale cercato nell'analisi sono due fotoni isolati con alta E_T : anche se il BR è solo 0.002 (in questa regione di massa il decadimento predominante è in $b\bar{b}$), il fondo è abbastanza basso ($g \rightarrow \gamma\gamma, qq \rightarrow \gamma\gamma, Z \rightarrow ee$) da permettere un segnale statisticamente significativo con una ragionevole luminosità integrata (vede fig. 3.6).

Per questo canale è critica la risoluzione dei calorimetri elettromagnetici, così come la presenza di materiali davanti a questi. In CMS (così come anche in ATLAS) si ha circa $1X_0$ davanti al calorimetro elettromagnetico, che fa sì che circa il 50%

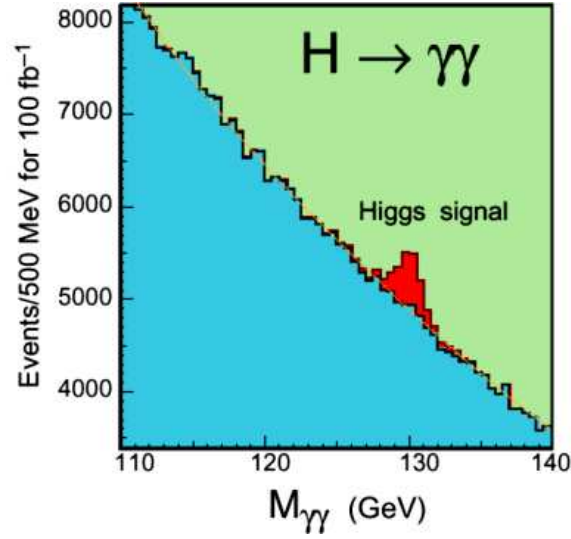


Figura 3.6: Spettro della massa invariante delle coppie di fotoni, in eventi di segnale e fondo, nell'ipotesi di massa dell'Higgs $m_H = 130 \text{ GeV}/c^2$ per una luminosità integrata di 100 fb^{-1} , corrispondente a circa un anno di presa dati alla massima luminosità. La risoluzione nella misura dell'energia dei fotoni del calorimetro elettromagnetico è prevista di circa l'1%, così da permettere effettivamente di distinguere il picco dovuto all'Higgs.

degli elettroni perdano almeno il 50% di energia prima di incontrare il calorimetro elettromagnetico.

3.1.2 $H \rightarrow b\bar{b}$

Il modo di decadimento in $b\bar{b}$ è quello predominante per $m_H \lesssim 135 \text{ GeV}$. È impossibile, tuttavia, scoprire un Higgs esclusivamente dallo studio del decadimento in $b\bar{b}$, in quanto è dominante il fondo di QCD, con produzione di coppie di quark b e quark t . Si studiano, invece, canali di “produzione associata”, come quello di produzione via fusione di coppie top-antitop. In questo caso il segnale è caratteristico perché si ha la presenza di due leptoni ad alto p_T , di quattro jet b-tagati e di due W (vedi fig. 3.7).

3.1.3 $H \rightarrow WW$

Il decadimento dell'Higgs in WW e WW^* diventa predominante per $130 \text{ GeV} < m_H < 2m_Z$ e si ha $BR(H \rightarrow WW) \sim 3BR(H \rightarrow ZZ)$. Si guardano gli stati finali in cui una W decade in un leptone e un neutrino e l'altra W decade in una coppia di quark, o in cui entrambe le W decadono semileptonicamente. La prima topologia di eventi

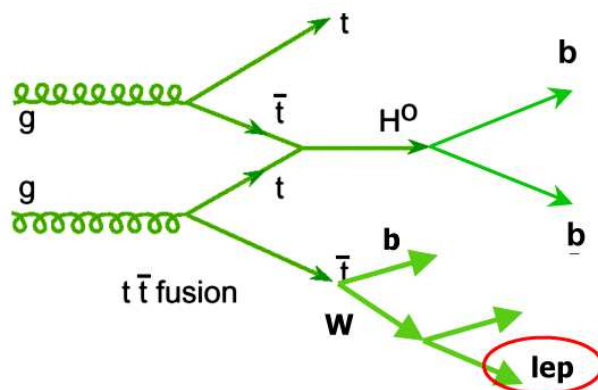


Figura 3.7: Produzione dell'Higgs attraverso la fusione di top-antitop

di eventi ha un alto fondo (coppie di WW , ZZ e eventi $W + jets$), ma permette di ottenere correttamente la massa dell'Higgs imponendo che quadrimomento del leptone più il momento e l'energia mancante diano il quadrimomento della W . Il decadimento di entrambe le W semileptonicamente non permette, invece, di ricostruire la massa dell'Higgs, ma solo di misurare un eventuale eccesso di eventi.

3.1.4 $H \rightarrow ZZ^*$ per $120 < m_H < 180$ GeV

Il decadimento dell'Higgs in ZZ^* , con il successivo decadimento delle Z in leptoni, è un canale molto pulito, per la presenza, nello stato finale, di quattro leptoni isolati ad alto p_T . Anche il trigger è molto facile, perchè si può farlo partire su un singolo leptone o su una coppia di leptoni. Il fondo non è punitivo, perchè proviene da una coppia di Z , da eventi top anti-top, con leptoni provenienti dalle W e dai b e da eventi Zbb , con successivo decadimento semileptonico dei quark b . Si riesce ad ottenere un alto rapporto segnale/rumore (S/B) e inoltre la precisione nella ricostruzione della massa notevole.

3.1.5 $H \rightarrow ZZ$ per $m_H > 180$ GeV

Il canale $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ è considerato il "golden channel". Lo stato finale con quattro leptoni è estremamente pulito e non soffre di un fondo irriducibile. Data l'alta massa dell'Higgs non soltanto i leptoni avranno alto momento trasverso, ma anche i bosoni Z , permettendo così una buona reiezione del fondo. In fig. 3.8 si riporta lo spettro della massa invariante di 4 muoni, per diverse ipotesi della massa dell'Higgs, dove si vede come il picco si staglia dal fondo (i criteri di selezione usati[30] sono che il p_T dei 4 μ sia $> 15, 15, 12, 8$ GeV/ c e che la massa invariante delle coppie di muoni

sia $70 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu^+\mu^-} < 100 \text{ GeV}/c^2$).

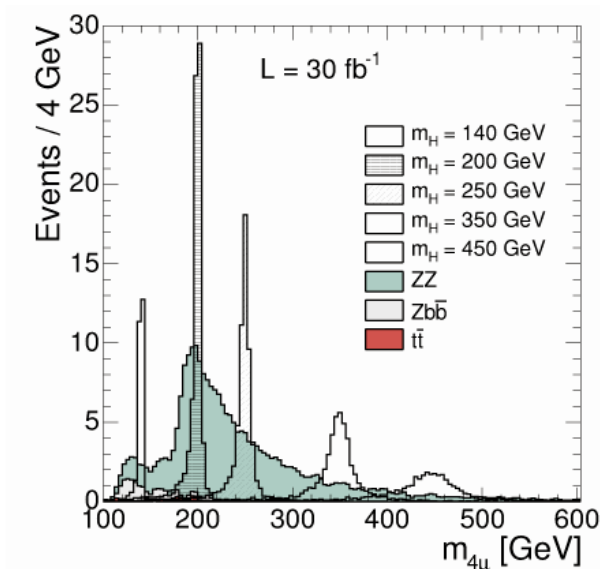


Figura 3.8: Distribuzione della massa invariante ricostruita di 4 muoni, per una luminosità integrata di 30 fb^{-1} per diverse ipotesi di massa per il segnale $H \rightarrow ZZ \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ (bianco) e fondi (istogrammi colorati), dopo che stati applicati i criteri di selezione.

I vari canali dovranno essere combinati per avere delle stime coerenti. A seconda della massa dell'Higgs e quindi del prodotto sezione d'urto \times BR, ci vorrà un solo anno o più anni per avere una **significanza** indiscutibile, dove la significanza è definita come il rapporto S/\sqrt{B} , tra segnale osservato e fluttuazione del fondo. Un solo anno di presa dati basterà a scoprire l'Higgs solo se esso è ad alta massa, ovvero se è possibile il canale $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l^+l^-$. Per basse masse, $m_H < 130 \text{ GeV}$, il solo canale fotonico non è sufficiente e bisognerà combinarlo con lo stato finale con quark b e ZZ^* e WW^* . Se sarà scoperto, la sua massa si misurerà all'ordine del %, o meglio e i rapporti di decadimento all'ordine del 10%.

In fig. 3.9 è mostrata la significanza del segnale per i diversi canali di scoperta (linee colorate) e in totale (linea nera), per circa 3 anni di presa dati a bassa luminosità ($3 \times 10 \text{ fb}^{-1}$, a sinistra) e per 1 e 3 anni di bassa luminosità e 1 anno ad alta luminosità (100 fb^{-1} , a destra). Convenzionalmente si ritiene che una significanza di 3 indichi un eccesso di eventi compatibile con la comparsa dell'Higgs, mentre una significanza di 5 vorrebbe dire la scoperta dell'Higgs.

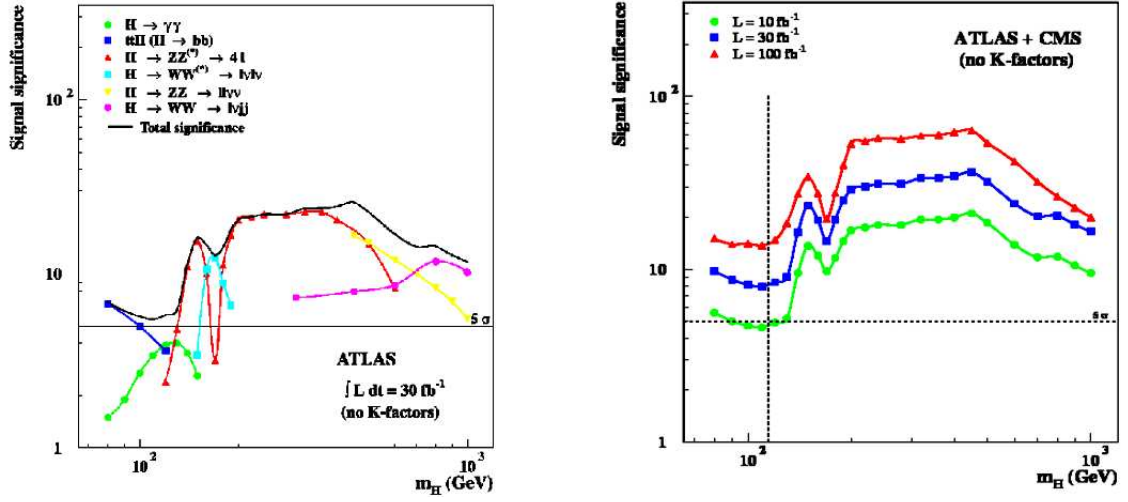


Figura 3.9: Significanza del segnale dell'Higgs per i vari canali di scoperta (linee colorate) e in totale (linea nera), per diverse luminosità integrate.

3.2 Misure di precisione del Modello Standard

Malgrado il grande successo del MS, rimane ancora completamente aperto il problema del settore di Higgs della teoria elettrodebole. La presenza di campi scalari fondamentali nella teoria determina instabilità nelle correzioni quantistiche agli ordini superiori, che crescono come il quadrato dell'energia. Questo problema fa sì che probabilmente il MS non sia più valido ad energie dell'ordine del TeV.

La presenza dell'Higgs fa sì che ci siano correzioni oltre il tree-level, dipendenti dalla sua massa (vedi ad esempio fig. 1.6) e questo fa sì che le osservabili di precisione elettrodeboli siano una base per un test di consistenza del MS, o per eventuali sue estensioni (ad es. il MSSM, *Minimal Supersymmetric extension of the Standard Model*, vedi fig. 3.10). Se si considera poi il fatto che, data l'energia di lavoro, LHC sarà di fatto una W -factory, una Z -factory, una top -factory, si capisce come misure di precisione dei valori di M_W , M_Z , M_{top} e θ_W saranno tra i primi risultati che si cercherà di ottenere ad LHC, per testare la consistenza del MS e controllare la coerenza tra misure dirette e indirette della massa dell'Higgs (si ricordi il discorso fatto nel par. 1.7). Queste misure di precisione saranno, inoltre, dominate più dall'errore sistematico che da quello statistico[31].

Ad esempio la massa del W , considerando le correzioni radiative dovute al top e dell'Higgs, si scrive come:

$$M_W = \left(\frac{\alpha_{em} \pi}{G_F \sqrt{2}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\sin \theta_W \sqrt{1 - \Delta R}}, \quad (3.3)$$

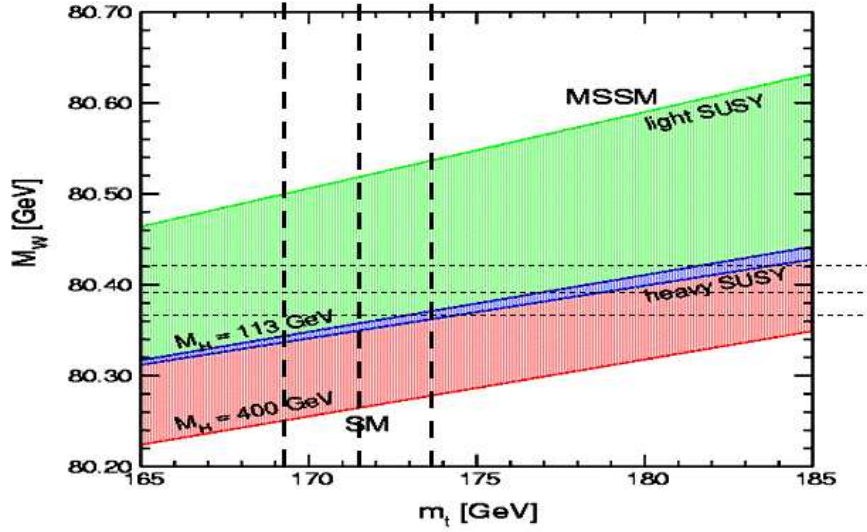


Figura 3.10: Compatibilità delle misure di precisione della massa del top e del bosone W , con il valore della massa dell'Higgs, nell'ambito del MS (rosso) e del MSSM (verde). Nel grafico sono segnati i valori delle due osservabili secondo l'attuale fit elettrodebole: $M_W = 80.392 \pm 0.039$, $M_{top} = 172.7 \pm 2.9$.

dove $\Delta R = f(m_{top}^2, \log(m_H))$. L'obiettivo che si ha ad LHC è misurare le masse del W e del top con precisione $\Delta M_W < 15$ MeV e $\Delta M_{top} < 2$ GeV, così da dare un vincolo sulle massa dell'Higgs del 25%.

3.3 Fisica del B

La fisica dei mesoni B rappresenta una linea di ricerca importante del programma di LHC, tanto che vi è dedicato un intero esperimento (LHCb[26]). Come si vede in tab. 3.1, grazie all'elevata sezione d'urto ($\sigma_{b\bar{b}} \sim 500\mu b$), il numero di mesoni B prodotti in un solo anno di presa dati ad LHC, sarà maggiore di quello finora analizzato dai precedenti esperimenti, con la complicazione, niente affatto trascurabile, che questi eventi soffriranno però di un notevole fondo di QCD.

In particolare, sia LHCb, ma anche ATLAS e CMS, studieranno le asimmetrie di CP nei decadimenti dei mesoni B^0 e B_s^0 e se queste sono in accordo con il MS⁵. Esistono diversi modi per evidenziare violazioni di CP con i mesoni B. In particolare ad LHC ci si concentrerà sul canale $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi \rightarrow \mu^+\mu^-K^+K^-$, in quanto è sensibile

⁵La violazione di CP consiste nella violazione della simmetria per successiva applicazione degli operatori \hat{C} (Coniugazione di carica) e \hat{P} (Parità). Le prime evidenze sperimentali di tale asimmetria vennero con lo studio dei decadimenti dei mesoni K[34]. La base teorica della violazione di CP nel MS[33] risiede nel fatto che la matrice CKM di mixing dei quark, contiene una fase complessa. Di

a nuova Fisica. Potranno, inoltre, essere misurate con grande precisione le differenze e le masse dei due autostati deboli B_s^L e B_s^H . In più si potrà ricavare dalla misura dell'asimmetria per CP (con analisi angolare per distinguere la parte a CP-parità positiva (CP-*even*) da quella CP-parità negativa (CP-*odd*):

$$A = \frac{\Gamma(B_s^L \rightarrow J/\psi\phi) - \Gamma(B_s^H \rightarrow J/\psi\phi)}{\Gamma(B_s^L \rightarrow J/\psi\phi) + \Gamma(B_s^H \rightarrow J/\psi\phi)} \propto \sin(2\phi_s) \quad (3.4)$$

una stima del parametro η nella matrice CKM dalla relazione:

$$\phi_s = \arg \frac{V_{cs}^* V_{cb}}{V_{ts}^* V_{tb}} \simeq 2\lambda^2 \eta. \quad (3.5)$$

3.4 Fisica degli ioni pesanti

Nell'esperimento ALICE[25] di LHC si studieranno le collisioni di ioni Pb-Pb ad un'energia nel centro di massa di 6.3 TeV, ad una luminosità di $1.8 \cdot 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, con possibilità di raggiungere densità di energie di $4 \div 8 \text{ GeV}/fm^3$, con elevatissima densità di particelle negli stati finali (fino a 20000). A queste densità si potrebbe formare un nuovo stato della materia, il plasma di quark e gluoni.

Il *quark-gluon plasma* (QGP) è uno stato della materia caldo e denso, in cui i partoni sono diventati deconfinati. Il QGP consiste nella formazione di coppie quark-antiquark, raccolte in condensati con proprietà collettive simili a quelle di un superconduttore: le particelle si aggregano tra di loro e assumono delle direzioni privilegiate. Questo accade perchè, a temperature dell'ordine di 1012 K, ovvero per energie di 150 MeV e per densità di materia dell'ordine di $1 \text{ GeV}/fm^3$, avviene una transizione nella materia barionica, che dagli stati nucleari ordinari porta ad un nuovo stato, il QGP appunto, per effetto della rottura della *simmetria chirale*. Questi stati della materia si pensano si siano formati dopo 10 μs dal Big Bang[35].

Una delle prove più dirette della formazione del QGP è la soppressione della formazione di stati di quarkonio pesanti. Quindi ad ALICE verranno studiate la formazione di risonanze J/ψ , ψ' , ψ'' e $\Upsilon, \Upsilon', \Upsilon''$, nelle interazioni Pb-Pb e le loro sezioni d'urto.

solito per la matrice CKM si sceglie la parametrizzazione di Wolfenstein[32]:

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \simeq \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}.$$

La matrice CKM è un matrice unitaria, ovvero $V^\dagger V = I$, che porta alle condizioni di unitarietà: $V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0$, insieme ad altre due simili equazioni diagonali. Con la parametrizzazione di Wolfenstein, le tre condizioni di unitarietà possono essere rappresentate come triangoli nel piano complesso, noti come *triangoli di unitarietà*.

3.5 Oltre il Modello Standard

Il Modello Standard delle particelle elementari è stato verificato sperimentalmente con un elevato grado di accuratezza. Ma non è in grado di dare risposta a domande fondamentali, soprattutto in ambito cosmologico:

- Asimmetria materia-antimateria nell'Universo.
- Origine della materia oscura.
- Origine della massa delle particelle.
- Se quark e leptoni siano particelle fondamentali e perchè esistano in 3 famiglie.
- Come si introduce la gravità nel mondo quantistico.

Esistono essenzialmente due strade per andare oltre il MS:

1. considerare gli **stessi campi** del MS con **nuove interazioni**. Questa ipotesi conduce a teorie come la Supersimmetria (e Teorie di Stringa), teorie di Grande Unificazione, o ad altri scenari *esotici* come la Gravità del TeV, extra dimensioni, *braneworld*.
Questo scenario sembra essere favorito (o almeno non in contrasto) con i dati sperimentali attuali.
2. Considerare **nuovi campi fondamentali**, con **nuove interazioni**. Esempi di questi scenari sono dati ad esempio da teorie *Technicolor*, che prevedono nuovi condensati di fermione-antifermione.

Molte di queste teorie presuppongono la comparsa di nuove particelle alla scala del TeV e, quindi, gli esperimenti CMS e ATLAS a LHC sono candidati a scoprire evidenze di nuova Fisica, se esiste, a questa scala.

3.5.1 Ricerca di Supersimmetria

Le motivazioni teoriche per presupporre che il MS non valga più ad una certa scala di energia sono nel fatto che il settore di Higgs del MS è sensibile a correzioni quantistiche. Così, anche il valore stesso della massa dell'Higgs riceve enormi correzioni a causa degli effetti virtuali di ogni campo che si accoppia con esso, direttamente o indirettamente.

Un esempio di correzione è il grafico, riportato in fig. 3.11, con un *loop* fermionico. La correzione alla massa dell'Higgs vale:

$$\Delta m_H^2 = \frac{\lambda_f^2}{16\pi^2} [-2\Lambda_{UV}^2 + 6m_f^2 \ln \frac{\Lambda_{UV}}{m_f} + \dots], \quad (3.6)$$

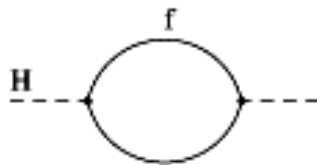


Figura 3.11: Esempio di grafico che comporta correzioni quantistiche alla massa dell'Higgs, dovuta all'accoppiamento con un qualsiasi campo fermionico f .

dove λ_f e m_f sono, rispettivamente, la costante di accoppiamento con l'Higgs e la massa del fermione e Λ_{UV} è la scala di energia alla quale intervengono effetti di nuova Fisica. Queste correzioni divergono se non si suppone un meccanismo di cancellazione non triviale tra i vari contributi a m_H^2 . La **supersimmetria** (SUSY) risolve questo problema postulando l'esistenza di una **simmetria tra fermioni e bosoni**, che danno un contributo con segno opposto alle correzioni a m_H^2 .

In un mondo supersimmetrico⁶ ad ogni particella, compreso il bosone di Higgs stesso, si accompagna una particella *partner*, con le stesse proprietà, eccetto che per lo spin. Ad ogni fermione con spin 1/2 è associato un bosone con spin 0 (vedi fig. 3.12): ai quark sono associati gli *squark*, ai leptoni gli *sleptoni*; così, ai bosoni di spin 0 e spin 1 si accompagnano fermioni di spin 1/2: al fotone si accompagna il *folino*, ai bosoni vettori W e Z si accompagnano i *Wini* e lo *Zino*.

Per quanto riguarda l'Higgs il modello prevede l'introduzione di due doppietti supersimmetrici, H_u, H_d con $Y = \pm 1/2$, con le rispettive componenti di isospin debole $H_{u,d}^+, H_{u,d}^0$, cui vengono associati i doppietti *Higgsino* \tilde{H}_u, \tilde{H}_d . Da notare che lo scalare neutro che corrisponde all'Higgs standard è una combinazione di H_u^0 e H_d^0 . La supersimmetria prevede, quindi, che ci siano 3 Higgs: uno scalare e due Higgs carichi.

Tutte le particelle accoppiate, ovvero che sono contenute in supermultipletti, sono degeneri in massa. Ma questo implica che avremmo già dovuto avere evidenze sperimentali, ad esempio, dei *selettroni* \tilde{e}_L e \tilde{e}_R , con masse $m_e = 0.511$ MeV. Questo è una chiara indicazione che la supersimmetria, se esiste, è una simmetria rotta violentemente, alla scala di energie attuali. Esistono, allora, alle energie del TeV, in cui la simmetria si ristabilisce, tutta una serie di super-particelle.

CMS, in particolare, concentrerà la sua attenzione sulla ricerca dei *neutralini*, ovvero quelle particelle neutre χ_i , con $i = 1, \dots, 4$, con masse crescenti dal primo al quarto, che si originano dalla rottura EW che combina gli higgsini neutri $\tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0$ e i

⁶Si sta considerando la versione più semplice delle teorie supersimmetriche, ovvero l'estensione minimale della teorie supersimmetriche, MSSM[36]

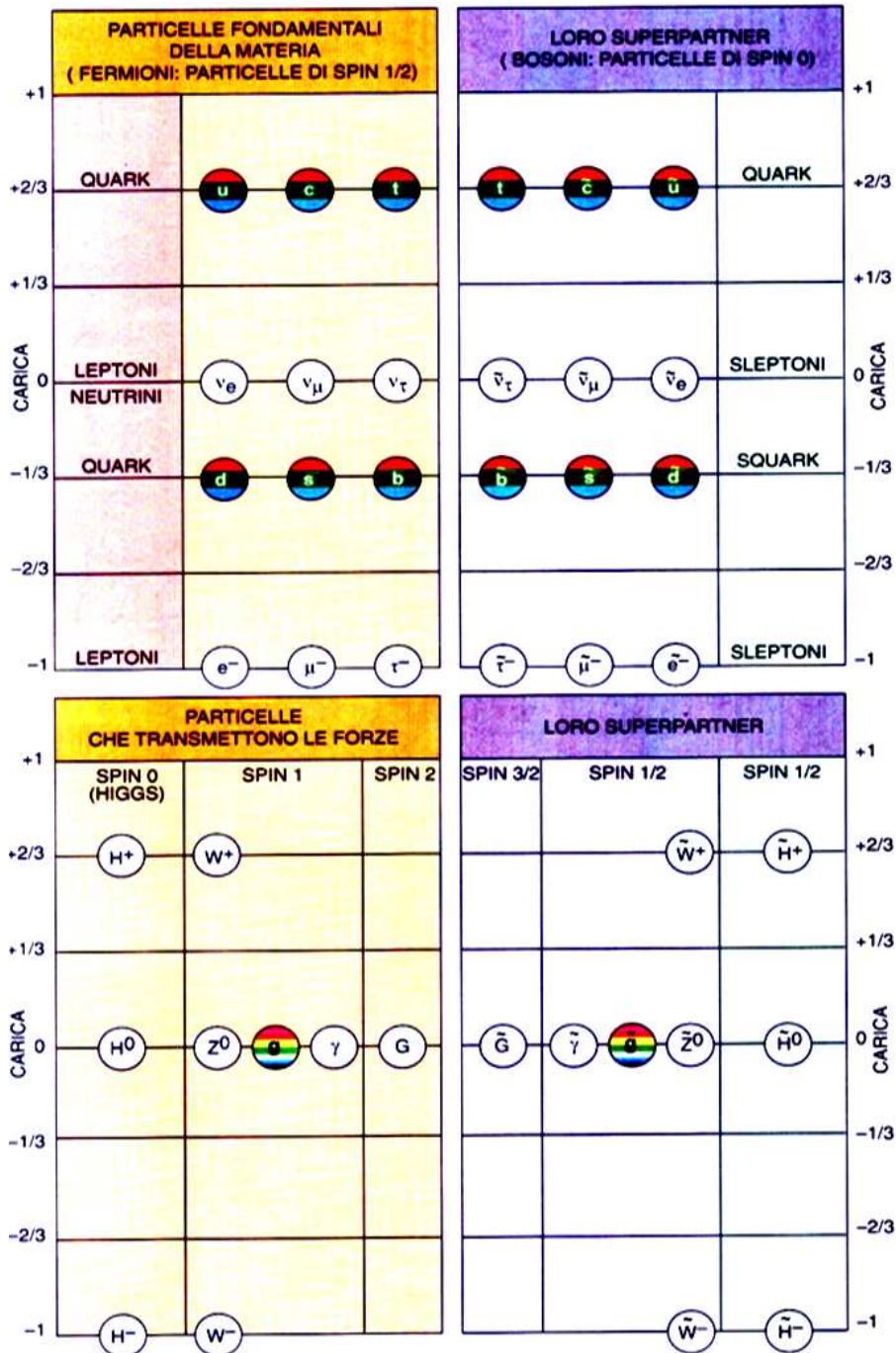


Figura 3.12: Particelle del MS con rispettivi partner supersimmetrici, secondo il modello MSSM.

gaugini neutri \tilde{B} e \tilde{W}_0 (vedi par. 1.4, per confronto con il MS). Si cercherà dapprima, quindi, il più leggero dei neutralini, χ_1 , cui spesso ci si riferisce come particella LSP (*Lightest SUSY stable Particle*).

3.5.2 Extra Dimensions e nuovi stati bosonici massivi

Il panorama teorico e fenomenologico delle ricerche di Fisica oltre il MS comprende una moltitudine di teorie e modelli esotici. Molte richiedono l'esistenza di nuove dimensioni e scenari supersimmetrici. Il problema è ancora più intricato se si pensa che le segnature sperimentali e gli stati finali dei vari modelli sono molto simili tra di loro (ad esempio si prevedono alle scale del TeV risonanze dileptoniche e difotoniche oppure singoli fotoni con grande energia mancante), tanto che sarà una grande sfida per la comunità dei fisici di LHC, dopo aver osservato, se così sarà, segnature di questo tipo, poter distinguere tra il corretto modello predittivo.

Modelli con bosoni vettori pesanti: $Z' \rightarrow l^+l^-$

Nuovi bosoni di gauge pesanti, Z' , sono predetti in molti modelli ispirati alle superstringhe e a teorie di grande unificazione (GUTs)[38][39], così come modelli di rottura di simmetria dinamica e modelli “little Higgs”[40][41]. Non ci sono comunque previsioni stringenti sulla scala di massa della Z' . Esistono soltanto dei limiti teorici inferiori alla massa, che, a seconda del modello, si aggirano intorno a 600 – 900 GeV/ c^2 . LHC cercherà la Z' nell'intervallo 1-5 TeV per i decadimenti $Z' \rightarrow \mu^+\mu^-$ e $Z' \rightarrow e^+e^-$ (vedi fig. 3.13).

Modelli di Randall-Sundrum

I modelli di Randall-Sundrum (RS) si riferiscono a una serie di scenari, anche noti come modelli di extra dimensioni, dovuti a Lisa Randall e Raman Sundrum[42]. In questo scenario esiste una extra dimensione spaziale e questa quinta dimensione è curvata dalla presenza di una o più brane. Le brane si estendono all'infinito nelle usuali tre dimensioni spaziali, ma sono strette a sufficienza nella direzione curvata che i loro profili possono essere approssimati bene con funzioni delta nel regime di energia di interesse. Nello scenario più semplice, il modello RSI, la quinta dimensione è compattificata in una circonferenza di perimetro $2L$, chiusa in modo da identificare i punti $y \rightarrow -y$. La quinta dimensione quindi consiste di due copie identiche di una curva 5-dimensionale che si estende da $y = 0$ a $y = L$. L'intero modello è descritto dai tre parametri k , M , L , con:

- $k = \sqrt{-\Lambda}$, dove Λ è la costante cosmologica che compare nell'azione di Einstein-Hilbert.

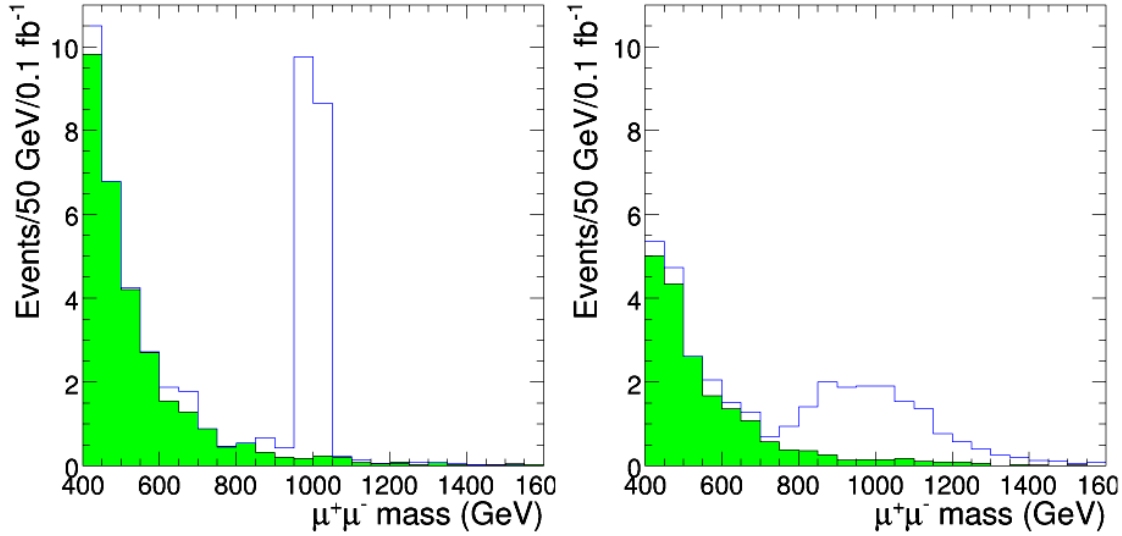


Figura 3.13: Istogramma della massa invariante di $\mu^+\mu^-$ per l'ipotesi di una Z' con massa di $1 \text{ TeV}/c^2$, per il solo segnale (bianco) e per il fondo (verde) di Drell-Yan, al livello di generazione MC (sinistra) e per eventi selezionati dal trigger di primo livello (destra). Gli eventi sono normalizzati ad una luminosità di 0.1 fb^{-1} .

- M è la scala di massa, con la tensione della brana a $y = L$ pari a $V_L = -M^2\Lambda$.

Nel modello RSI, il Modello Standard, alle scale del TeV, è sostituito da una nuova teoria effettiva in cui la gravità è ancora molto debole, ma ci sono particelle pesanti esotiche, di spin 2, che sono modi eccitati del gravitone di Kaluza-Klein(KK)⁷. A LHC i gravitoni di KK del modello RSI potranno essere visti come risonanze difermioniche e dibosoniche. La larghezza di questa risonanza è proporzionale al rapporto $c = k/M$ (vedi fig 3.14).

3.5.3 Teorie Technicolor

Si è detto che le teorie SUSY prevedono l'esistenza di diversi Higgs alle scale del TeV. Altre teorie, invece, prevedono che l'Higgs non sia una particella fondamentale, ma un *condensato* di fermioni, ma ciò richiede il sorgere di una forza molto legante. La teoria Technicolor (TC[37]) introduce una nuova forza forte, di questo tipo e costituisce un'alternativa al meccanismo di Higgs elementare, fornendo una natura *dinamica* alla rottura spontanea di simmetria. Technicolor è una nuova forza simile alla QCD, che agisce sui technifermioni, ad una scala di energia $\Lambda_{TC} \sim v = 246 \text{ GeV}$.

⁷Le teoria di Kaluza-Klein è, storicamente, la prima in cui si introduce una quinta dimensione nella lagrangiana che descrive il punto materiale relativistico.

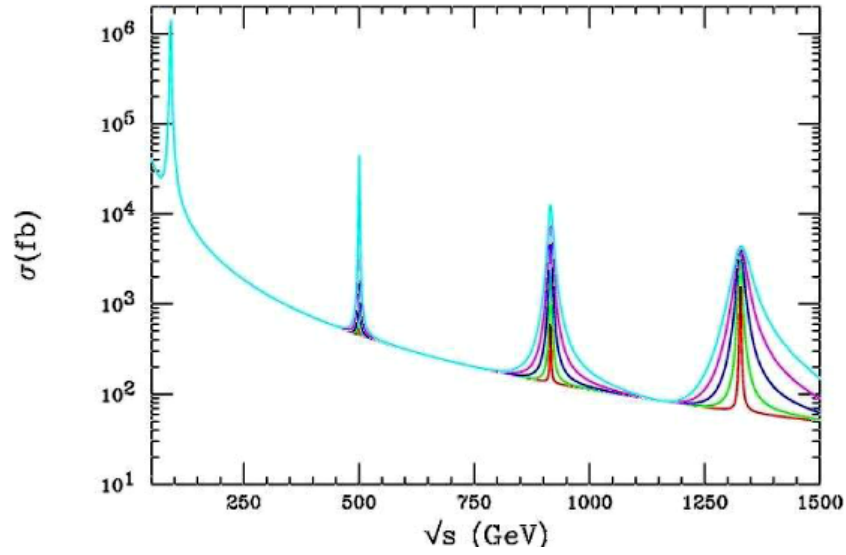


Figura 3.14: Sezione d'urto $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, che include lo scambio di un gravitone di KK nel modello RSI. La risonanza piÙ stretta corrisponde a $k/M = 0.05$, quella piÙ larga a $k/M = 0.14$.

Esistono, secondo la teoria, un numero N_D di doppietti di technifermioni che condensano grazie a un bosone pseudo-Goldstone π_{TC} , insieme a tutta una spettroscopia di technimesoni, come ad esempio i mesoni ρ_{TC} e ω_{TC} di spin 1.

CMS si concentrerà appunto sulla ricerca del mesone ρ_{TC} nel decadimento $\rho_{TC} \rightarrow W + Z$.

Capitolo 4

Il canale di decadimento $Z \rightarrow l^+l^-$

I canali di fisica elettrodebole, ed in particolare il canale $Z \rightarrow l^+l^-$, saranno tra i primissimi ad essere misurati ad LHC e questo per vari motivi:

- Per verificare il MS alle energie del TeV. Se questo non fosse valido a tali energie e se per esempio esistessero accoppiamento tripli tra i bosoni neutri del tipo $ZZ\gamma$ e $Z\gamma\gamma$, si troverebbero anomalie nella frequenza di produzione di eventi ZZ e $Z\gamma$.
- Molti modelli (vedi par. 3.5) prevedono l'esistenza di bosoni neutri pesanti, (Z'), o risonanze alla scala del TeV (gravitoni di KK, ad esempio) e il canale privilegiato in cui si riveleranno questi fenomeni di Fisica oltre il MS, se così fosse, sarà il canale con 2 elettroni o due muoni accoppiati nello stato finale.
- Nella regione di massa intermedia e alta per l'Higgs (vedi sez. 3.1) la produzione inclusiva di $ZZ^{(*)}$, dove una delle due Z può essere, eventualmente, virtuale, costituisce il fondo più importante per il "golden channel" per la scoperta dell'Higgs $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-l^+l^-$. In più, quindi, se l'Higgs verrà osservato in questo canale, sarà importante avere a disposizione una catena di selezione degli eventi $Z \rightarrow l^+l^-$ quanto più raffinata possibile.
- Grande interesse per il canale $Z \rightarrow l^+l^-$ risiede nel fatto che sarà uno dei canali più usati per la **calibrazione** del rivelatore, data la comprensione teorica accurata del canale e la chiara segnatura sperimentale dello stato finale leptonic, che permette di prevedere con precisione la sezione d'urto. Studiando questo canale si potrà ottenere, ad esempio, una misura e un controllo dell'efficienza di ricostruzione dei leptoni, sia in scenari di conoscenza ancora imprecisa dell'allineamento e della posizione dei vari sottorivelatori del rivelatore, che a regime, o ancora monitorare la luminosità della macchina.

Il lavoro di tesi si è concentrato sul canale $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, ed in particolare sulla misura della sezione d'urto della produzione di $pp \rightarrow Z + X \rightarrow \mu^+\mu^- + X$, utilizzando una metodologia di analisi che consente di misurare contemporaneamente anche l'efficienza di ricostruzione dei muoni provenienti dalla Z , che si potrà ottenere direttamente dai dati, fin dall'inizio delle operazioni di presa dati della macchina, studiando i muoni che provengono dalla Z .

Per far questo si è messo a punto e collaudata una catena di ricostruzione degli eventi di segnale, che ha permesso di raggiungere gli obiettivi prefissi.

In questo capitolo, dopo una breve dissertazione storica sulle misure della Z , soprattutto al LEP, si descriverà, la catena completa digenerazione-simulazione-ricostruzione degli eventi in CMS, in generale, ed in particolare per il canale in esame, soffermandosi quindi sulla ricostruzione dei leptoni, soprattutto dei muoni.

Nel successivo capitolo si descriverà più in dettaglio, con la valutazione dei fondi e selezione del segnale, la catena completa che permette di dare una stima della frequenza di eventi $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ e allo stesso tempo dell'efficienza di ricostruzione dei muoni di decadimento della Z , verificando le prestazioni dell'algoritmo di ricostruzione su un insieme di dati simulati di segnale e fondo.

4.1 La produzione della Z al LEP

Il Large Electron Positron (LEP) Collider al CERN (1989-2000) fu ideato per studiare le proprietà della Z e della W^\pm e quindi per verificare la coerenza del MS. In particolare, dal 1989 al 1995, facendo collidere elettroni e positroni ad energia nel centro di massa di $\sqrt{s} \sim 91.2$ GeV, furono rivelate 17 milioni di Z . Il processo di produzione in una coppia di fermioni è mediato dallo scambio di una Z o di un γ nel canale s (vedi fig. 4.1), così che l'ampiezza, A , del processo, si può scrivere come la somma dell'ampiezza relativa allo scambio di un fotone, A_γ , ed il termine relativo allo scambio di una Z : $A = A_\gamma + A_Z$. La sezione d'urto (che rappresenta il modulo al quadrato dell'ampiezza) consiste, quindi, di tre termini: il termine fotonico, quello dovuto allo scambio della Z ed un termine di interferenza. Solo per lo stato finale $f = e$, c'è anche il canale t .

La forma della sezione d'urto[43] in funzione dell'energia, attorno al polo della Z , può essere descritta come una *Breit-Wigner* relativistica, σ_Z (vedi eq. 4.3). Le tre più importanti proprietà di questa distribuzione sono la posizione del picco, la larghezza della risonanza e l'altezza del picco, che danno rispettivamente i valori di M_Z , Γ_Z e $\Gamma(e^+e^-) \times \Gamma(f\bar{f})$, dove $\Gamma(e^+e^-)$ e $\Gamma(f\bar{f})$, sono, rispettivamente, l'ampiezza di decadimento della Z in elettroni e fermioni. La determinazione quantitativa di questi parametri è fatta scrivendo le espressioni analitiche della sezione d'urto, in funzione dei parametri e facendo un fit ai valori sperimentali. Bisogna includere, ancora, il termine di scambio di un fotone, σ_γ^0 , ed il termine di interferenza $\gamma - Z$,

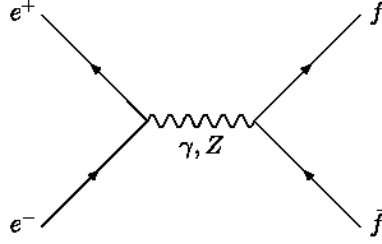


Figura 4.1: Grafico di Feynman della produzione di una Z o un fotone in canale s al LEP, con successivo decadimento in una coppia fermione-antifermione.

$\sigma_{\gamma-Z}^0$. Un altro effetto, di cui al LEP bisognava tener conto è l'**ISR** (Initial State Radiation), ovvero l'emissione di fotoni reali (vedi fig. 4.2) da parte degli elettroni prima della collisione, che riduce l'energia disponibile nel centro di massa per la produzione della Z .

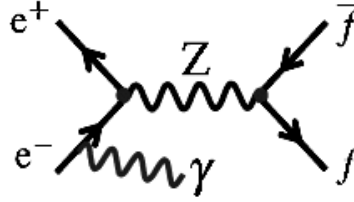


Figura 4.2: Possibile grafico di Feynman con presenza di un fotone di ISR.

Gli effetti dell'ISR (che al LEP contribuivano per circa il 25%) sono presi in considerazione convolvendo l'espressione analitica della sezione d'urto con una funzione radiativa $H(s, s')$ [44]. Quindi per il processo $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ vale:

$$\sigma_f(s) = \int H(s, s') \sigma_f^0(s') ds' \quad (4.1)$$

$$\sigma_f^0 = \sigma_Z^0 + \sigma_\gamma^0 + \sigma_{\gamma/Z}^0 \quad (4.2)$$

$$\sigma_Z^0 = \frac{12\pi \Gamma(e^+e^-) \Gamma(f\bar{f})}{M_Z^2 \Gamma_Z^2} \frac{s \Gamma_Z^2}{(s - M_Z^2)^2 + s^2 \Gamma_Z^2 / M_Z^2} \quad (4.3)$$

$$\sigma_\gamma^0 = \frac{4\pi\alpha(s)^2}{3s} Q_f^2 N_c^f \quad (4.4)$$

$$\sigma_{\gamma/Z}^0 = \frac{2\sqrt{2}\alpha(s)}{3} (Q_f G_F N_c^f g_V^e g_V^f) \times \frac{(s - M_Z)^2 M_Z^2}{(s - M_Z^2)^2 + s^2 \Gamma_Z^2 / M_Z^2}, \quad (4.5)$$

dove Q_f è la carica del fermione, $N_c^f = 3(1)$ per il decadimento in quark(leptoni). L'ampiezza Γ_Z vale:

$$\Gamma_Z = \frac{\alpha M_Z}{3} ((g_V^f)^2 + (g_A^f)^2), \quad (4.6)$$

dove g_V^f e g_A^f sono l'accoppiamento vettoriale e assiale neutro della Z allo stato $e^+e^-(f\bar{f})$:

$$\begin{aligned} g_V^f &= \frac{I_3(1 - 2\sin^2\theta_W)}{2\sin\theta_W\cos\theta_W} \\ g_A^f &= \frac{I_3}{2\sin\theta_W\cos\theta_W}. \end{aligned} \quad (4.7)$$

In fig. 4.3 si riporta il grafico della sezione d'urto della Z al LEP, dal cui fit si sono ottenuti i valori[33]:

$$M_Z = 91.1875 \pm 0.0021 \text{ GeV}/c^2, \quad \Gamma_Z = 2.4952 \pm 0.0023 \text{ GeV}. \quad (4.8)$$

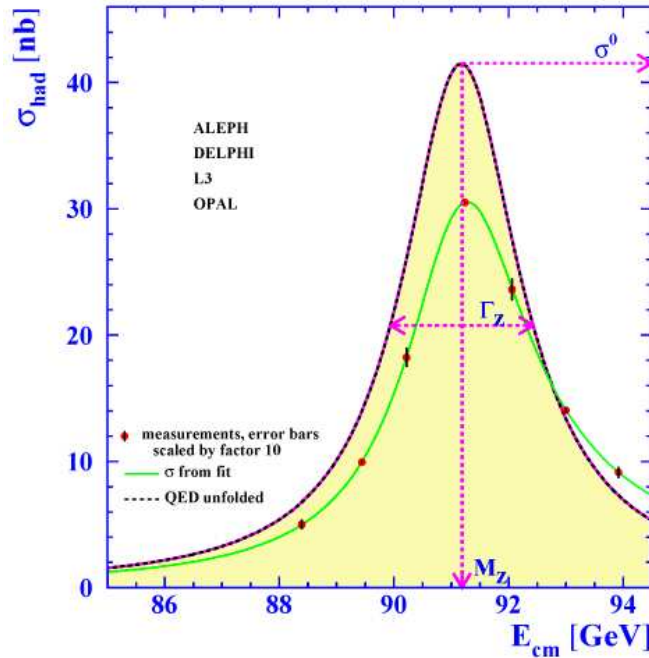


Figura 4.3: Sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ al LEP, intorno all'energia della Z .

Al LEP studiando la Z , si sono potuti testare tanti altri ingredienti del MS.

Ad esempio misurando la larghezza della Z con estrema precisione, si è potuto accertare che il numero di famiglie di neutrini leggeri è 3 (nulla vieta l'esistenza di neutrini pesanti e molte teorie esotiche li presuppongono). Infatti, assumendo l'universalità leptonica, vale, per la larghezza della Z :

$$\Gamma_Z = 3\Gamma_l + \Gamma_{adroni} + N_\nu\Gamma_\nu, \quad (4.9)$$

dove Γ_l e Γ_{adroni} sono calcolabili dalla misura dell'altezza del picco della Z e per Γ_ν si usa il calcolo teorico (non essendo possibile osservare eventi $Z \rightarrow \nu\nu$). In fig. 4.4, si vede il fit della sezione d'urto della Z , a confronto con l'ipotesi di 2,3 e 4 famiglie di neutrini.

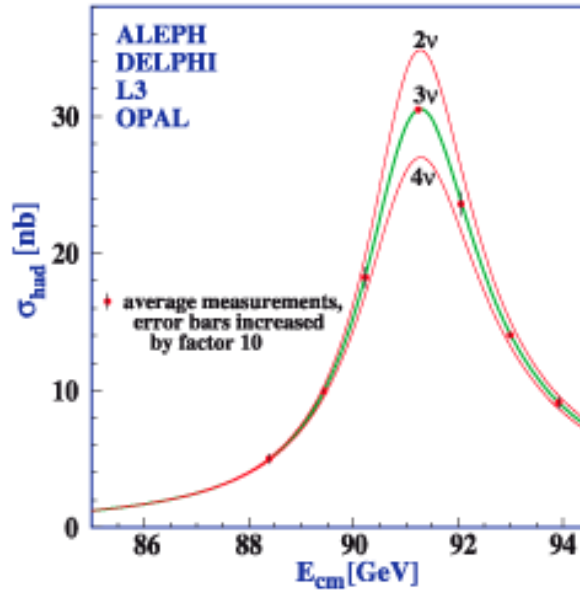


Figura 4.4: Sezione d'urto della Z al LEP, confrontata con l'ipotesi di 2,3 e 4 famiglie di neutrini.

Altre osservabili di interesse del MS che sono state misurate al LEP sono l'asimmetria backward-forward A_{FB} , che descrive la differente sezione d'urto per leptoni e quark nell'emisfero anteriore (forward) e posteriore (backward) rispetto alla direzione degli elettroni incidenti e la simmetria sinistra-destra (left-right), A_{LR} , per fasci di elettroni e positroni polarizzati longitudinalmente. Queste asimmetrie possono essere espresse in termini dei parametri elettrodeboli:

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} = \frac{3}{4} \frac{2g_V^e g_A^e}{g_V^e{}^2 g_A^e{}^2} \frac{2g_V^f g_A^f}{g_V^f{}^2 g_A^f{}^2}$$

$$A_{LR} = \frac{\sigma_L - \sigma_R}{\sigma_L + \sigma_R} = \frac{2g_A^e g_V^e}{g_V^{e2} g_A^{e2}}. \quad (4.10)$$

Per un confronto tra LEP e LHC è da dire che il problema dell'ISR non sussiste per la determinazione dei parametri della Z ad LHC, in quanto non è nota l'energia nel centro di massa dei partoni da cui si origina l'interazione e le sezioni d'urto sono valutate in funzione dell'energia degli stati finali e non dell'energia del centro di massa. In più, ad LHC, non si spera di migliorare la precisione delle misure del LEP, in quanto la risoluzione in massa, che all'energia della Z è dell'ordine di 1 GeV, aumenta sensibilmente le incertezze sperimentali. Questo conferma quello che si è detto per la differenza tra una macchina leptonica di "precisione" e una macchina adronica di "scoperta".

Invece, per quanto riguarda le asimmetrie, A_{FB} potrà essere misurata anche ad LHC, con accurate considerazioni che riescano a definire la direzione dei partoni incidenti, mentre l'asimmetria A_{LR} non potrà, naturalmente, essere testata, non avendo fasci polarizzati.

4.2 La sequenza di analisi: generazione, simulazione e ricostruzione

L'analisi di Fisica che si è ideata prende in ingresso eventi simulati di interazione protone-protone all'energia di LHC, ottenuti simulando le interazioni fisiche tra i partoni, i decadimenti delle particelle generate, le interazioni di queste particelle prodotte con il rivelatore CMS e la risposta dei canali di elettronica del rivelatore.

L'algoritmo di ricostruzione del canale $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ utilizzato nel lavoro di tesi è stato implementato in un software in $C++$ il cui input è costituito dai campioni (*samples*) simulati di eventi di segnale e dei vari fondi. L'output è rappresentato da collezioni di dati, in un formato ridotto (*skim*). Questi a loro volta costituiscono l'input per i programmi di analisi, scritti anch'essi in $C++$, per ricavare così le variabili fisiche di interesse. Il tutto è stato fatto all'interno dell'architettura software (*framework*¹) di CMS. In tale architettura esiste un solo eseguibile (**cmsRun**) che chiama, in base ad alcuni file di configurazione definiti dall'utente, i vari moduli software nella giusta sequenza per la generazione, simulazione, ricostruzione, l'analisi[50]. Di particolare importanza è il software CMSSW[48], scritto in $C++$, che contiene l'insieme delle classi con cui effettuare la ricostruzione e l'analisi sugli eventi.

Molti sforzi sono stati compiuti, insieme all'intero gruppo di Napoli, per definire e mettere appunto una catena efficiente per la produzione degli *skim*, così che, ridu-

¹Un framework è un sistema che realizza una specifica architettura software. In pratica, è l'insieme di classi che lavorano in un certo ordine.

cedo le informazioni in input ai programmi di analisi, si riducesse il tempo macchina di elaborazione.

Di seguito, si descrivono più in dettaglio i vari passi della catena di analisi, mostrati schematicamente in fig. 4.5.

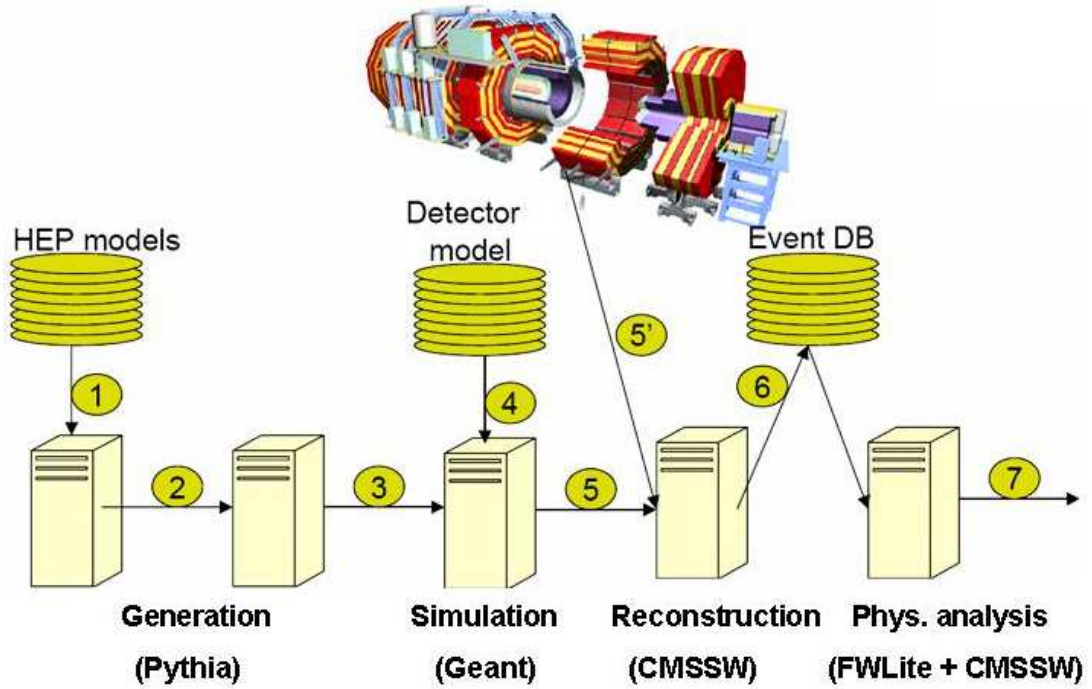


Figura 4.5: Schema della sequenza di analisi in CMS: generazione-simulazione-digitizzazione-ricostruzione-analisi, con i relativi software.

4.2.1 Generazione Monte Carlo

Ci sono diversi generatori Monte Carlo di eventi di collisioni pp , pA e AA . Quelli più usati da CMS sono PYTHIA[45] e HERWIG[49], entrambi scritti nel linguaggio FORTRAN. Nel lavoro di tesi, si è usato sempre il generatore PYTHIA, interfacciato dal pacchetto CMKIN e per questo si ci si soffermerà su di esso.

La sezione d'urto per quasi tutti i processi, con implementazioni interne differenti per i vari generatori, ma con filosofia analoga per tutti, appare come:

$$\sigma(pp \rightarrow CX) = \sum_{ij} \int f_i^p(x_1, Q^2) f_j^p(x_2, Q^2) \hat{\sigma}(ij \rightarrow C) dx_1 dx_2, \quad (4.11)$$

dove $f_i^p(x_i, Q^2)$ è la funzione di distribuzione partonica (PDF) dell' i -esimo partone, che porta la frazione di momento x del protone iniziale alla scala Q^2 ; $\hat{\sigma}(ij \rightarrow C)$ è la sezione d'urto per il processo duro (ovvero, che descrive l'interazione tra i due partoni i e j). Si capisce, quindi, che, come si era già detto nel par. 1.8, l'incertezza sulle PDF, sia alle scale finora esplorate, che a quelle possibili con LHC, rappresenta un errore sistematico delle simulazioni che si possono fare degli eventi che si avranno ad LHC.

Nella generazione dell'evento, si assumono i valori del processo a grande impulso trasverso trasferito (il valore della sezione d'urto, il momento della particella entrante e uscente, il colore), poi si evolve l'evento per passi secondo modelli di frammentazione e adronizzazione dei partoni e decadimento delle particelle instabili. Ad esempio, per quanto riguarda il processo di adronizzazione in mesoni e barioni, PYTHIA fa convetire i gluoni in coppie quark-antiquark e l'insieme di singoletti di colore che si ottiene è convertito in adroni, attraverso modelli di "stringa"². I valori delle sezioni d'urto sono calcolate da PYTHIA, usando i pacchetti dedicati CTEQ5L e CTEQ6M.

Le informazioni sull'evento contengono il momento degli adroni finali, dei leptoni e dei fotoni e la posizione dei vertici di decadimento. Tipicamente queste informazioni contengono anche le caratteristiche (impulsi, colori, relazioni tra particelle madri e figlie) di tutti i partoni intermedi (quark, gluoni, bosoni di gauge, particelle instabili) che permettono di ricostruire all'indietro la storia di tutte le particelle prodotte nell'evento. In fig. 4.6 è schematizzato il flusso di dati in PYTHIA. Dopo che si inizializza il generatore, viene chiamata la routine di *hard - process* (linea 1), che descrive le interazioni più importanti che possono accadere, eventualmente usando altri pacchetti per processi più specifici (linea 2 e 3) e, quindi, meno probabili (ad es, ALPGEN[46] per generare eventi con almeno 6 jet, TOPREX[47] per decadimenti non standard del top ...). I processi possono occupare molto spazio e all'occorrenza, quindi, è necessario conservare le informazioni intermedie in *data files*, per poi essere mandate in ingresso a PYTHIA (linea 2 più marcata). A questo punto, tutte le informazioni vengono passate ai pacchetti che si occupano della frammentazione, adronizzazione e decadimento della particelle. Alla fine, le informazioni con le quantità cinematiche dei processi duri sono immagazzinate in un formato opportuno, per permettere di essere comparate con gli oggetti ricostruiti.

Il modo in cui l'utente invoca la generazione del processo voluto, è passare a cmsRun (che provvederà ad interfacciarsi con CMKIN e quindi PYTHIA) un file di input (*configuration file*) con l'insieme dei parametri opportuni e specifici per il particolare evento.

²Da non confondersi con le teorie di Stringa oltre il MS. Qui stringa è usato in quanto la forza forte lega i partoni con interazioni che a grande distanza contiene dei termini elastici (*string* significa molla in inglese).

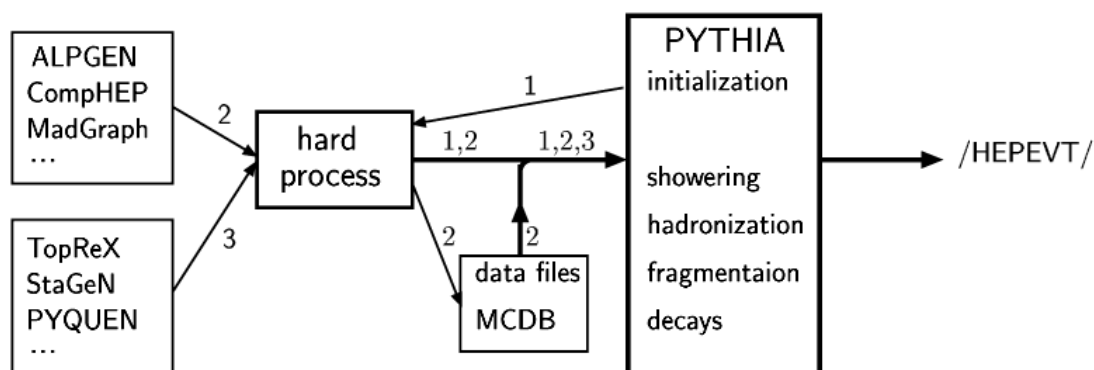


Figura 4.6: Schema del flusso di dati in PYTHIA

4.2.2 Simulazione e digitizzazione

L'intera simulazione dell'interazione delle particelle dell'evento generato con il rivelatore CMS si basa sul *toolkit* GEANT4[51] e sul modello dell'evento (*event model*) in CMSSW, ovvero l'insieme delle specifiche con cui vengono codificate le informazioni necessarie per descrivere un singolo evento di Fisica. GEANT4, scritto in C++, linguaggio con cui si può raggiungere in maniera ottimale la modularità e astrazione richiesta, fornisce un ricco insieme di processi fisici per descrivere le interazioni elettromagnetiche e adroniche. In più, contiene dei servizi per modellizzare l'intera geometria del rivelatore CMS e l'interfaccia per ottenere le informazioni sulle tracce delle particelle nel rivelatore e sul campo magnetico.

Alla creazione dei punti (*hit*) delle tracce nel rivelatore segue il passo della digitizzazione in cui vengono prodotti i *digis*, ovvero la simulazione dei segnali di risposta dell'elettronica del rivelatore, che a loro volta costituiscono l'input dell'acquisizione dati del DAQ. La fase di digitizzazione comincia dalla posizione degli hit delle tracce e delle perdite di energia nelle regioni sensibili del rivelatore e produce in output i *digis*, quanto più simili al formato dei dati veri. In più, in questa fase, vengono preservate le informazioni dalla fase di generazione (ad es. il tipo di particella ed il momento) e si possono aggiungere i *digis* provenienti da eventi di *pile-up*, in cui si confondono segnali appartenenti a diversi eventi fisici. In fig. 4.7 si riporta come appare in GEANT4 la simulazione di un evento fisico.

4.2.3 Ricostruzione

Gli algoritmi di ricostruzione hanno l'obiettivo di identificare, a partire dai *digis* le tracce delle particelle cariche, gli sciami dei calorimetri elettromagnetici e adronici,

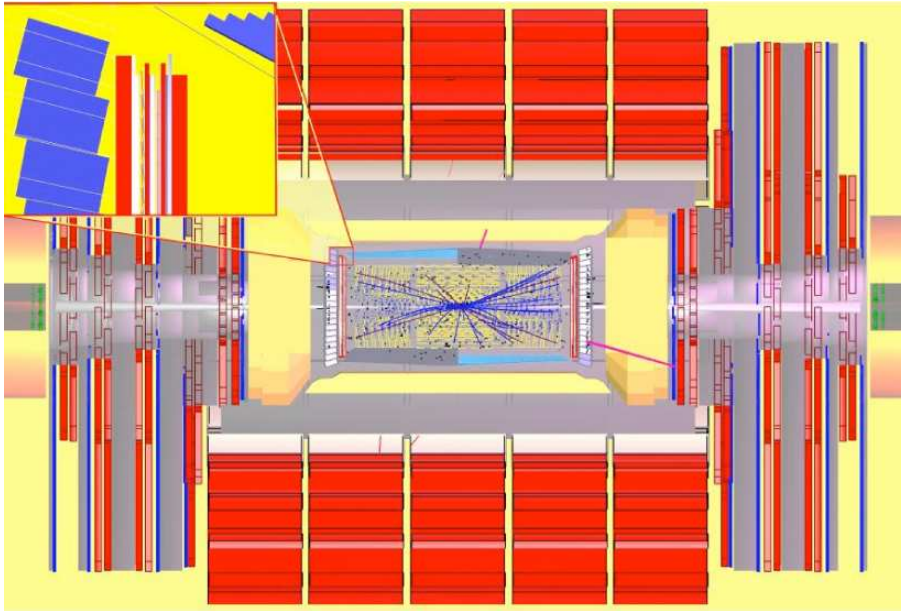


Figura 4.7: Simulazione in GEANT4 di un evento $H \rightarrow \gamma\gamma$, che mostra l'intero rivelatore CMS, con uno zoom sull'ECAL.

a partire dai quali ricostruire le “particelle” che hanno attraversato il rivelatore, valutandone le corrispondenti quantità cinematiche.

Il processo di ricostruzione viene eseguito da una sequenza di moduli software, chiamati “EDProducer” (Event Data Producer), che prendono informazioni dall'evento di input e ne produce di nuove, nella forma di “EDProducts”.

Il processo di ricostruzione può essere diviso in tre passi, corrispondenti alla ricostruzione locale all'interno di un sottorivelatore, ricostruzione globale all'interno dell'intero sottorivelatore e combinazione di questi oggetti ricostruiti per produrre oggetti di alto livello.

I moduli di ricostruzione che provvedono alla **ricostruzione locale** usano come input i dati reali che provengono dal sistema di acquisizione, o i dati simulati. In entrambi i casi, questi dati di ingresso sono chiamati digis. L'output della ricostruzione sono i “RecHits”, che sono a loro volta i dati di input per la ricostruzione globale e contengono le informazioni del cluster calorimetrici (nei sistemi calorimetrici) e della posizione della particella che ha interagito con il rivelatore (nel sistema di tracciamento e nei tracciatori per muoni).

Nella fase della **ricostruzione globale** vengono messe insieme le informazioni dai differenti moduli di un sotto rivelatore. Ad esempio, i Tracker RecHits sono usati

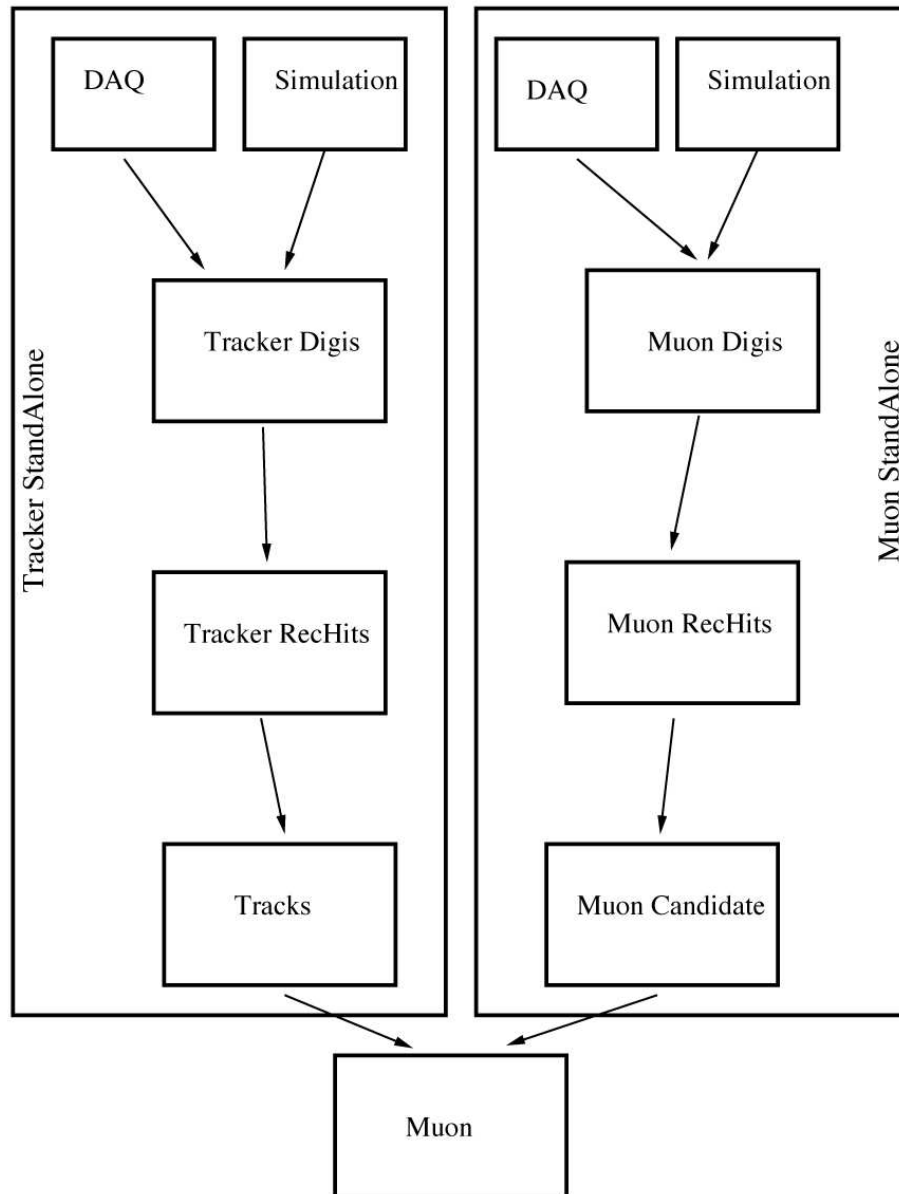


Figura 4.8: Passi per ricostruire un muone, unendo le informazioni del sistema di tracciamento e delle stazioni muoniche.

per produrre tracce ricostruite di particelle cariche e i Muon RecHits sono usati per ottenere i candidati tracce di muoni.

La fase di ricostruzione finale, **ricostruzione combinata**, mette insieme gli oggetti ricostruiti dai singoli sottorivelatori per ottenere oggetti ricostruiti di alto livello (muoni, elettroni, fotoni, jet ...) su cui procedere l'analisi del trigger di alto livello, o per l'analisi fisica offline. Ad esempio, le tracce nel tracker e nei rivelatori di muoni sono combinate per ricavare i candidati muoni finali (vedi fig. 4.8) e candidati elettroni dal sistema calorimetrico sono combinati con le tracce nel tracker.

Di seguito si descrivono i passi per costruire gli oggetti di alto livello più importanti per l'analisi Fisica, soffermandosi soprattutto sui leptoni, ed in particolare sui muoni, che costituiscono gli oggetti più di interesse nel lavoro di tesi.

4.3 Identificazione di fotoni ed elettroni

Le cascate originate da elettroni e fotoni depositano la loro energia in diversi cristalli nell'ECAL. Approssimativamente il 94% dell'energia incidente per un singolo elettrone o un fotone è contenuta in una regione 3×3 di cristalli, ed il 97% in una regione 5×5 . La presenza, in CMS, di materiale prima del calorimetro fa sì che ci sia bremsstrahlung di elettroni e conversione di fotoni. In più, a causa del forte campo magnetico, nel caso degli elettroni primari o all'interno dello sciame, l'energia che raggiunge il calorimetro è distribuita nella direzione ϕ . L'energia è messa insieme costruendo cluster di cluster, ovvero "supercluster", estesi nella direzione ϕ .

La selezione globale di elettroni e fotoni procede in 3 passi. Il primo passo usa solo le informazioni del calorimetro elettromagnetico. Nel secondo passaggio si considerano anche gli hit nel tracker. Se gli hit e i supercluster nell'ECAL superano l'algoritmo di associazione il candidato viene etichettato come un elettrone, altrimenti come un fotone. Nel terzo passo si cerca di ricostruire e identificare al meglio il candidato fotone o elettrone, usando tutte le informazioni a disposizione, raffinando i criteri: ad esempio, la selezione del fotone può usare tagli di isolamento³ e reiezione dei π^0 , che si basa sulla forma laterale della cascata di energia e la ricostruzione dei fotoni convertiti.

4.3.1 Algoritmi di superclustering

Per cascate prodotte da elettroni e da fotoni non convertiti, esistono essenzialmente due strategie per definire un supercluster: sommare l'energia dei cluster fissando la dimensione del rettangoloide di cristalli in cui sommare, come per l'algoritmo "Hybrid", oppure raggruppare dinamicamente i cristalli, aggiungendone uno alla volta,

³per una descrizione estesa della variabile di isolamento vedi par. 4.6.5 per il caso dei muoni.

secondo specifici algoritmi di ricerca, come l'algoritmo "Island"[52].

L'**algoritmo Hybrid** sfrutta la geometria $\eta - \phi$ dei cristalli nel barrel, fissando la lunghezza in η (prendendo settori fissi di 3 o 5 cristalli in η , **domino**) e ricercando dinamicamente depositi di energia separati in ϕ . Partendo da un seed con energia $E > E_T^{hybseed}$, sono creati intorno ad esso domino di cristalli di dimensione 1×5 o 1×3 a seconda che l'energia del seed centrale sia o meno maggiore di una certa soglia. La creazione dei raggruppamenti procede per un numero di cristalli pari a N_{step} in ogni direzione a partire dal seed (vedi fig. 4.9), raggruppando i domino che hanno un'energia inferiore a una soglia fissa (altrimenti il domino potrebbe appartenere ad un altro sciame). Alla fine, si formano, quindi, supercluster rettangolari.

Per grandi depositi di energia, originati da fotoni e elettroni singoli, l'efficienza dell'algoritmo è più elevata rispetto ad altri approcci, mentre, quando si cercano piccoli depositi, originati da elettroni di basso momento e fotoni convertiti, è più conveniente lavorare con i singoli cluster di partenza, come nell'algoritmo Island.

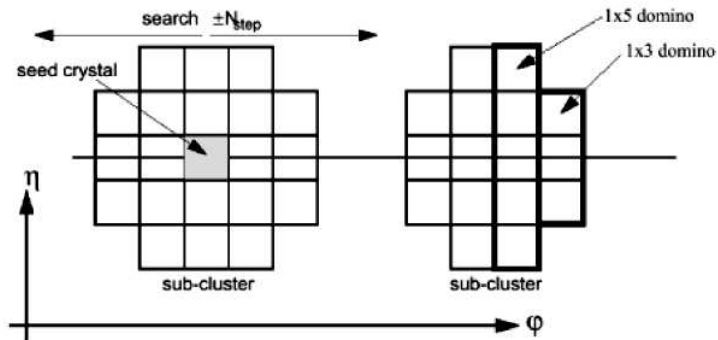


Figura 4.9: Schema dell'algoritmo Hybrid per la definizione di un cluster di energia.

L'**algoritmo Island** inizia ricercando un "seed", definito come un cristallo con deposito di energia al di sopra di una certa soglia. Partendo dalla posizione del seed più energetico, vengono esaminati i cristalli adiacenti, prima lungo ϕ e poi lungo η , seguendo una linea di ricerca, aggiungendo cristalli al cluster fermandosi quando si incontra una risalita in energia, che potrebbe corrispondere ad un'altra cascata, o cristalli privi di segnale (vedi fig. 4.10). Nella costruzione di diversi cluster si ha cura di impedire doppie assegnazioni per un cristallo. Allo stesso modo, costruiti diversi cluster, per recuperare l'energia portata da eventuali fotoni di bremsstrahlung che non vanno a cadere nello stesso cluster, si possono costruire supercluster associan-

do cluster in una finestra stretta in η e più larga in ϕ . La forma del supercluster risultante, a differenza del caso precedente, può essere molto irregolare.

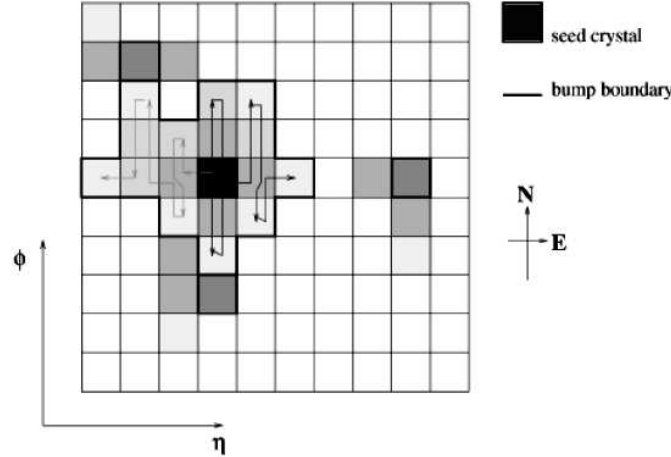


Figura 4.10: Schema dell'algoritmo Island per la definizione di un cluster di energia. In figura ad ogni cella è associato un colore la cui intensità è proporzionale all'energia. A partire da un seed molto energetico, in nero, ci si sposta in tutte le direzioni, aggiungendo celle fino a che non si incontrano risalte in energia o spazi vuoti, fino a raggruppare le celle all'interno del perimetro marcato in nero.

4.3.2 Classi di elettroni

Si possono trovare grandezze osservabili nel tracker e nell'ECAL distinte per ogni singolo candidato elettrone, sensibili alla perdita di energia radiativa, alla particolare modalità di emissione di energia per bremsstrahlung, o altri effetti indotti da perdita di energia nel materiale. Usando queste osservabili si può separare la popolazione degli elettroni in classi distinte, così da disaccoppiare le varie sorgenti non gaussiane della fluttuazione dell'energia dei supercluster e della misura del momento delle tracce. Ad esempio, una stima dell'ammontare della perdita di energia per bremsstrahlung si può ottenere dalla differenza relativa tra la misura dell'impulso nell'ultimo punto della traccia dell'elettrone (p_{out}) e nell'origine della traccia (p_{in}); l'associazione in ϕ tra la traccia ricostruita ed il supercluster è sensibile all'ammontare dell'energia persa per bremsstrahlung; l'associazione tra l'energia nel supercluster, E_{sc} , ed il momento misurato lungo la traccia risente della perdita di energia nel materiale di cui è fatto il tracker. Queste ed altre variabili sono usate per distinguere elettroni misurati "bene" da elettroni misurati "male". Gli elettroni, quindi, si distinguono[53] in:

- **golden electrons.** Questa classe rappresenta elettroni poco affetti da emissione di radiazione, con una traccia ricostruita che si associa bene al supercluster e una forma del supercluster molto regolare. È definita da:
 - a Un supercluster costituita da un solo seed (ovvero, senza subcluster da bremsstrahlung);
 - b Una frazione misurata di bremsstrahlung $f_{brem} = (p_{in} - p_{out})/p_{in} < 0.2$;
 - c Un'associazione in ϕ tra l'estrapolazione dell'ultimo punto della traccia e la posizione del supercluster entro ± 0.15 rad;
 - d Un valore di $E_{sc}/p_{in} > 0.9$.

Ma altre classi di elettroni, che subiscono perdita di energia radiativa, possono essere misurate e identificate bene. “Buoni” elettroni che però falliscono le richieste per essere golden electron, sono:

- **big brem electrons.** Questa classe contiene elettroni con buona associazione energia-momento tra supercluster e impulso all'origine della traccia, una forma regolare del supercluster e nessuna evidenza di fotoni secondari di conversione, ma una grande frazione di bremsstrahlung. Possono ricadere in questa classe gli elettroni che perdono energia per bremsstrahlung in un singolo passo. La classe è definita per:
 - a Un supercluster costituita da un solo seed;
 - b Un rapporto E_{sc}/p_{in} compreso tra 0.9 e 1.1;
 - c Una frazione di bremsstrahlung $f_{brem} > 0.5$.
- **narrow electrons.** In questa classe intermedia rientrano elettroni con frazione di bremsstrahlung significativa, ma non così alta come per i big brem, un supercluster con un solo cluster di energia di bremsstrahlung, ma, come per i big brem, una peggiore associazione geometrica tra la traccia ed il supercluster. È definita per:
 - a Un supercluster costituita da un solo seed;
 - b Un rapporto E_{sc}/p_{in} compreso tra 0.9 e 1.1.
 - c Una frazione di bremsstrahlung e/o l'associazione in ϕ al di fuori del range dei golden e dei big brem;

Infine, gli elettroni che restano (“bad electrons”) sono classificati come **showering electrons**. Questa classe contiene gli elettroni che non hanno passato i precedenti

criteri. Ad esempio, elettroni in cui ci sono conversioni di fotoni secondari, o consistente radiazione di bremsstrahlung che avviene molto vicino al vertice, che porta a subcluster da bremsstrahlung ma cattiva associazione E/p .

Dalle simulazioni, di cui un esempio è in fig. 4.11, si è ricavato che, in media, il 20% degli elettroni è golden (con dipendenza da η , variando lo spessore di materiale attraversato prima del calorimetro), mentre ben il 50% degli elettroni sono showering.

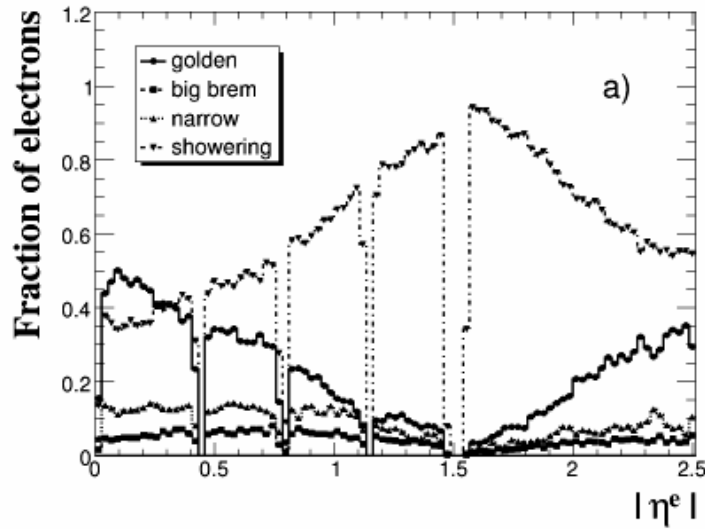


Figura 4.11: Frazione di elettroni che cadono nelle varie classi, per una popolazione di elettroni singoli isolati, in funzione di η .

4.4 Ricostruzione dei jet

La grande sezione d'urto di QCD fa sì che i jet abbiano il dominio della Fisica di LHC ad alto p_T . I jet, al pari dei leptoni ad alto p_T , costituiscono sia uno strumento per capire il rivelatore, ma anche un canale in cui cercare effetti di nuova Fisica. Il problema quando si ha a che fare con i jet, è la criticità nella definizione e separazione e nella ricostruzione della loro energia. Esistono molti algoritmi per ricostruire e identificare i jet che vengono dall'adronizzazione dei partoni diffusi, per ricostruire in maniera corretta la loro direzione e l'energia.

Come si è detto, il calorimetro elettromagnetico ed adronico è segmentato in η e ϕ , e viene misurata l'energia contenuta in ciascun elemento di angolo solido, detto "torre".

L'algoritmo **Iterative Cone**[54] usa una tecnica di clustering nel calorimetro adronico, selezionando un seed, tipicamente di alto E_T e sommando l'energia degli torri contenuti in un cono attorno ad esso di dimensione R nello spazio (η, ϕ) , al fine di formare un proto-jet. Il processo di associazione viene iterato fino a quando i parametri del proto-jet non si stabilizzano e quindi le torri associate si considerano formare un candidato jet. Il processo viene ripetuto poi per le torri non associate, fino a che non restano più seed con alto E_T . In fig. 4.12 si vede la tipica segmentazione in η, ϕ dell'HCAL di CMS, con la ricostruzione di tre candidati jet.

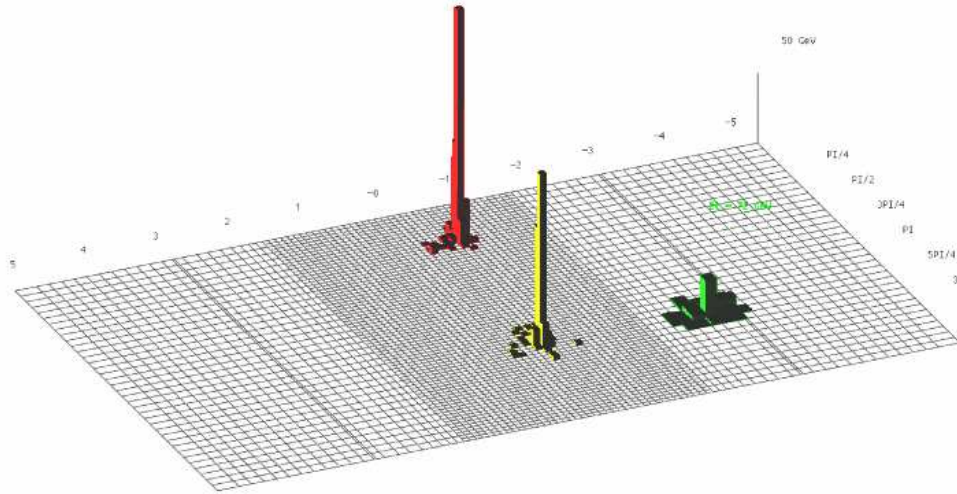


Figura 4.12: La segmentazione $\eta-\phi$ del calorimetro adronico di CMS, con la ricostruzione di 3 jet.

L'algoritmo **Midpoint Cone**[55] è stato ideato per trattare con più efficacia la separazione, o unione, di due jet vicini. A differenza del precedente algoritmo, una volta assegnato una torre ad un proto-jet non la si rimuove dalla lista. Questo, nell'iterazione, può portare a sovrapporre proto-jet vicini. Dopo la prima iterazione, costruita la prima lista di proto-jet, per ogni coppia di proto-jet che distano meno dell'apertura del diametro campione del jet, si prende il punto medio tra i due (da cui il nome all'algoritmo) e lo si considera come ulteriore seme, con momento e energia calcolata con un'opportuna media pesata tra quelli dei due jet, per trovare ulteriori proto-jet. Nella terza fase dell'algoritmo, si applica, quindi, un'opportuna procedura di separazione o unione dei proto-jet, a partire da quelli con più alta E_T . Se il proto-jet non ha celle in comune con proto-jet vicini lo si definisce una volta per tutte come jet e lo si rimuove dalla lista. Invece, se la frazione di energia condivisa dai due o più proto-jet è maggiore di una certa soglia (tipicamente il 50% dell'energia

trasversa di quello più vicino) i proto-jet si uniscono, altrimenti le celle in comune vengono assegnate a quello più vicino in (η, ϕ) .

L'algoritmo **Inclusive** k_T [56] è un algoritmo basato sui cluster. La procedura di clustering comincia con la costruzione di una lista di oggetti primitivi di input, come celle calorimetriche, o particelle stabili. Per ogni oggetto i e ogni coppia (i, j) sono calcolate le seguenti distanze:

$$\begin{aligned} d_i &= (E_{T,i})^2 R^2, \\ d_{ij} &= \min\{E_{T,i}^2, E_{T,j}^2\} R_{ij}^2 \quad \text{con} \quad R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2, \end{aligned} \quad (4.12)$$

dove R^2 è un parametro adimensionale, di solito posto uguale ad 1. L'algoritmo, per ciascun oggetto i -esimo cerca il più piccolo tra d_i e d_{ij} : se d_i è il valore più piccolo, allora l'oggetto i corrispondente è rimosso dalla lista e incluso nella lista finale dei jet. Se invece d_{ij} è minore, allora i due oggetti i e j sono entrambi rimossi dalla lista, dopo essere stati ricombinati e l'oggetto risultante incluso messo nella lista. La procedura si ripete fino a che tutti gli oggetti rimanenti sono inclusi in jet.

4.5 Ricostruzione dell'energia mancante

Molti canali di scoperta ad LHC hanno come un'evidente segnatura di nuova Fisica una grande energia trasversa mancante⁴ (ad esempio un decadimento supersimmetrico, con una particella LSP (Lightest SUSY stable Particle) non rivelato da CMS). Un grande sforzo è stato speso nella progettazione del calorimetro per avere una copertura quanto più completa in η , per avere la precisione necessaria nella misura della missing E_T , E_T^{miss} , così che, imponendo il bilancio dell'energia trasversa, si possa avere un quadro completo dell'evento, inclusa la presenza di neutrini o altre particelle che interagiscono debolmente.

La risoluzione in E_T^{miss} a CMS sarà dominata dalla risoluzione del calorimetro e degradata, soprattutto ad alta luminosità, dalle collisioni di *pile-up*.

4.6 Ricostruzione e identificazione dei muoni

Sia il rivelatore di CMS che di ATLAS sono stati progettati in modo da rivelare e permettere l'identificazione dei muoni generati nell'evento in maniera più che ottimale.

In CMS, in particolare, un muone proveniente dalla regione di interazione rilascia prima un certo numero di hit nel tracker di silicio e poi, dopo aver passato il magnete,

⁴La produzione di particelle energetiche nella direzione della linea dei fasci rende impossibile, invece, la misura della energia longitudinale.

viene rivelato nelle camere a muoni: camere a drift (DT) e resistive-plate chamber (RPC) nel barrel e camere a strip catodiche (CSC) e RPC nell'endcap (vedi par. 2.7).

Il software di ricostruzione è capace di effettuare la ricostruzione sia nel sistema delle camere a muoni che nel silicio. Esso è stato progettato con la filosofia della *ricostruzione regionale*, per permettere il suo uso sia nella ricostruzione off-line che per il trigger di alto livello⁵. Effettuare la ricostruzione regionale fa sì che solo una piccola parte del rivelatore sia investigata, aumentando così le prestazioni sia temporali che di occupazione di memoria hardware. Così, ad esempio, il software dell'HLT ricostruisce dapprima nel tracker la traccia di un muone, sfruttando le informazioni di circa un centesimo dell'intero volume tracciante. Il metodo dipende però fortemente dall'identificazione di un buon "seed" (seme), per ottenere valori iniziali ragionevoli per i 5 parametri e i loro errori, che servono per specificare un'elica, valori con cui iniziare la ricostruzione dell'intera traccia, con buona efficienza di ricostruzione finale.

Invece, il software di ricostruzione off-line, usato intensamente nel lavoro di tesi, effettua dapprima la ricostruzione regionale nelle camere a muoni, usando "pattern" o segmenti ricostruiti nelle DT o nell'CSC come semi. Un pattern è una "forma" iniziale da cui cominciare la ricostruzione, che, tipicamente è un seme ("seed"), ovvero un insieme di un certo numero di hit, da cui, estrapolando ad un estremo, si cerca di ricostruire tutta la traccia, trovando hit da associare mano a mano. In altri casi il pattern di partenza possono essere hit più lontani e allora l'algoritmo ricercherà tra i due estremi dei punti da associare. In generale gli algoritmi che risolvono il problema generale di ricostruire una forma a partire da elementi staccati si chiamano algoritmi di *pattern recognition*. A seconda che per ricostruire la forma si usano informazioni locali, da cui estrapolare per passi, o globali, ricercando dapprima in maniera non fine in tutto lo spazio di interesse e poi incrementando mano a mano il livello di precisione locale, gli algoritmi si distinguono in *local pattern recognition* e *global pattern recognition*.

La ricostruzione dei muoni procede in tre passi: ricostruzione locale, ricostruzione di un muone *standalone* (ovvero con le sole informazioni della camera) e ricostruzione globale (usando anche le informazioni del tracker).

4.6.1 Ricostruzione locale

La ricostruzione locale parte dai singoli digis nelle stazioni muoniche.

Nelle DT le informazioni immagazzinate dai DT digis sono misure provenienti da TDC (Time to Digital Converter) che rappresentano i tempi di drift. A partire dai tempi di drift conoscendo in dettaglio il campo magnetico (B_{\parallel} , B_{\perp} , ovvero

⁵Nel lavoro di tesi non si prende in considerazione il problema della ricostruzione a livello del trigger, non ancora integrata perfettamente nel software globale di CMS e su cui, solo ultimamente, si stanno concentrando gli sforzi della comunità dei fisici di CMS.

componente parallela e trasversale al filo e α , angolo incidente rispetto alla normale alla camera), usando routine fornite da programmi dedicati come GARFIELD[57], si ottengono le distanze dai fili anodici:

$$x_{drift} = x_{drift}(t_{drift}, B_{\parallel}, B_{\perp}, \alpha). \quad (4.13)$$

Ricostruite le posizioni dei singoli hit, l'algoritmo di pattern recognition cerca di ricostruire segmenti nelle singola camera a partire da due hit in due strati distinti (lavorando all'inizio indipendentemente nelle due direzioni $r - \phi$ e $r - z$). La coppia di punti viene presa in considerazione solo se l'angolo tra di essi è compatibile con una traccia che punta verso il vertice di interazione nominale e in caso positivo, si cerca di aggiungere hit considerando gli altri strati. In questa fase, si effettua un fit lineare usando la posizione degli hit e gli errori per ciascuna collezione di hit: solo il segmento con il maggior numero di hit e il minor χ^2 viene conservato, mentre gli altri vengono rigettati dall'algoritmo. Alla fine si applica un criterio di qualità richiedendo che il numero di hit sia ≥ 3 e $\chi^2/ndf < 20$, dove ndf (*number of degree of freedom* è il numero di gradi di libertà del fit). A questo punto, le due proiezioni ortogonali $r - \phi$ e $r - z$ sono combinate per avere il segmento di traccia tridimensionale.

Nelle CSC invece i digis sono i segnali rivelati dalle strip catodiche e dai fili anodici. La carica generata dal passaggio di una singola particella carica è tipicamente distribuita su 3 o 5 strip, con una forma caratteristica, così che la posizione di passaggio del muone viene identificata con il baricentro di questa distribuzione. Con un algoritmo simile a quelle usati per i "RecHits" delle DT, si costruisce un segmento di traccia in ciascuna CSC, a partire da due hit estremi nel primo e nell'ultimo (il sesto) strato della CSC.

4.6.2 Ricostruzione dei muoni standalone

Per ricostruire un muone standalone si usano solo le informazioni delle camere a muoni. Sia i rivelatori a tracce (DT e CSC) che gli RPC partecipano alla ricostruzione. A dispetto della peggiore risoluzione spaziale, gli RPC sono intensivamente usati come complemento alle informazioni dei traccatori, specialmente dove la copertura geometrica è problematica, soprattutto nella regione di confine e sovrapposizione tra endcap e barrel ($0.8 < \eta < 1.6$, vedi fig. 2.18).

Per la ricostruzione della traccia si usa la tecnica del Kalman-filter[58].

La ricostruzione comincia, quindi, a partire dai segmenti di traccia delle camere muoniche ottenuti dalla ricostruzione locale. I vettori di stato associati ai segmenti (posizione della traccia, impulso, direzione) sono usati per ricostruire l'intera traiettoria, a partire dalle camere interne verso l'esterno: il vettore di stato, predetto alla successiva superficie della camera tenendo conto della perdita di energia nel mate-

riale non sensibile di separazione tra i due strati, di effetti di diffusione multipla⁶ e dovuti al campo magnetico, è confrontato con quello misurato e aggiornato concordeamente, includendo anche gli hit degli RPC. Viene applicato un opportuno taglio del χ^2 , per rigettare punti spuri, originati ad esempio da delta-ray, produzione di coppia, particelle di showering⁷ Se non si trovano hit (o segmenti) a causa di inefficienze geometriche o showering intensi, la ricerca viene continuata nelle stazioni seguenti. Alla fine, dopo che l'algoritmo giunge ad esaminare l'ultima stazione e si ripercorre a ritroso il cammino (fase di *smoothing*), la traccia è estrapolata al vertice nominale di interazione, vincolando i parametri della traccia a passare per il vertice (*vertex-constrained fit*).

4.6.3 Ricostruzione globale dei muoni

Questa fase consiste nell'estendere la traccia del muone includendo gli hit nel silicio (strip a silicio e rivelatori a pixel di silicio). La traiettoria del muone è estrapolata a partire dalla camera più interna fino alla superficie esterna del tracker, prendendo in considerazione la perdita di energia dei muoni nel materiale attraversato (ferro, magneti e calorimetro) e effetti dovuti alla diffusione multipla. Si determinano, così, gli strati di silicio compatibili con la traiettoria e in quelle regioni del tracker si effettua la ricostruzione regionale. La determinazione di queste regioni di interesse è proprio il passo più critico per l'efficienza globale di ricostruzione, o inefficienza, o peggio, per ricostruzioni false (*fake muons*) e per la velocità in termini di CPU: muoni ricostruiti bene nelle camere sono ricostruiti globalmente più velocemente e con maggiore efficienza che quelli ricostruiti peggio.

L'algoritmo di ricostruzione della traccia del muone nel tracker, parte da due hit, compatibili con la traccia standalone, provenienti da due strati esterni di silicio diversi e, applicando la tecnica del Kalman-filter, ricostruisce la traccia dall'esterno verso il vertice di interazione, cercando di associare via via coppie di hit da strip contigue e pixel, propagando la traiettoria nel nuovo strato di silicio e aggiornando i parametri della traiettoria compatibilmente con i punti misurati in quello strato.

⁶La diffusione multipla (multiple scattering) all'interno di un materiale è la deviazione dalla traiettoria incidente dovuta alle piccole deviazioni per effetto delle forze coulombiane con i nuclei, nelle cui vicinanze passa la particella. Sommando questi piccoli contributi, quando la particella lascia il materiale, si registra un angolo di deviazione θ_{MS} tra la direzione uscente e quella entrante:

$$\theta_{MS} \propto \frac{1}{p} \sqrt{\frac{L}{X_0}},$$

dove p è l'impulso della particella, L/X_0 il rapporto tra spessore attraversato e lunghezza di radiazione nel materiale. L'incertezza sulla misura del momento della particella che ne deriva è $\sigma_p \sim p\theta_{MS}$ e quindi indipendente dal momento (questo vale per momenti non "troppo alti").

⁷Letteralmente "pioggia" di particelle originata da ionizzazioni intense, non controllate dal sistema di spegnimento, *quenching*.

Nella seconda fase della ricostruzione, vengono risolte le ambiguità tra diverse traiettorie che possono originarsi dallo stesso seed, sulla base del numero di hit e del χ^2 del fit della traccia. Nella fase finale di *smoothing* tutte le tracce ricostruite sono ricalcolate di nuovo, usando tutti gli hit, sia delle camera muoniche, che del tracker.

Ci sono casi, soprattutto per muoni ad alto p_T (dell'ordine del TeV), in cui ci possono essere effetti radiativi⁸ dei muoni, con *showering* nelle camere a muoni, o, peggio, perdita di energia per bremsstrahlung prima che il muone entri nella prima stazione. Per ricostruire al meglio il momento trasverso per energie dell'ordine del TeV, si escludono dal fit hit o segmenti nelle stazioni che danno un alto residuo al χ^2 della traccia e che hanno alta occupazione di hit; oppure si effettua il fit includendo solo il tracker e le stazioni muoniche più interne, confrontando la probabilità di χ^2 del fit globale con questo nuovo fit.

4.6.4 Identificazione dei muoni

È in sviluppo un algoritmo alternativo a quello della ricostruzione a partire dagli standalone, usata nel lavoro di tesi. L'algoritmo di identificazione dei muoni, invece che partire dalle camere muoniche, prende in considerazione tutte le tracce ricostruite negli strati più interni del rivelatore e cerca di quantificare la compatibilità di ciascuna di queste traccia (anche quelle che non sono associate a tracce standalone) con l'ipotesi di un muone. In più, l'algoritmo sfrutta le informazione anche di altri rivelatori, non usati nella ricostruzione, come ad esempio i calorimetri. L'algoritmo funziona meglio della ricostruzione descritto precedentemente quando si ha a che fare con muoni con basso p_T , che perdono molta energia nel ferro che circonda il magnete e rilasciano pochi hit nelle stazioni e per cui è critica la ricostruzione di una traccia standalone. Questa classe di muoni può essere potenzialmente identificata offline con questo algoritmo, associando gli hit trovati nelle prime stazioni con la traccia ricostruita nel silicio, ed esaminando i depositi associati nel calorimetro, giudicando se sono compatibili con l'ipotesi di un muone al minimo di ionizzazione.

L'algoritmo di identificazione dei muoni è utile in analisi fisiche che contengono signature con molti muoni (ad esempio, $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$), dove le condizioni per ricostruire i muoni possono essere allentate per alcuni di essi. Se per questi muoni si valuta l'identificazione con l'algoritmo appena descritto si aumenta l'efficienza di ricostruzione globale di questi eventi.

⁸L'energia critica, E_C , per i muoni, ovvero, l'energia al di sopra della quale contano di più le perdite di energia per bremsstrahlung che per ionizzazione, è, in materiali medio pesanti, dell'ordine di 100 GeV. Per gli elettroni, invece, tale valore è nettamente più basso, dell'ordine delle decine di MeV.

4.6.5 Isolamento dei muoni

Nell'intervallo di momento trasverso rivelante per il trigger (soglia in p_T nel range $10 \div 30 \text{ GeV}/c$) la maggiore sorgente di muoni sono i decadimenti del b e del c . Un contributo importante, specialmente a basso p_T , viene dai decadimenti del K e del π . In ogni caso tutti questi muoni sono prodotti in jet (di solito di basso momento) e quindi sono accompagnati da molte particelle nelle vicinanze. Per $p_T > 30 \text{ GeV}/c$ diventano dominanti i muoni provenienti dal decadimento della W e della Z . I muoni dalla W , dalla Z , o da altre particelle pesanti, sono accompagnati soltanto dalle particelle non correlate di *pile-up* o degli underlying event. L'**isolamento** dei muoni è un *tool* importante per distinguere i muoni prodotti nei jet e quelli provenienti dal decadimento di oggetti pesanti, usata intensivamente nel lavoro di tesi per selezionare i muoni provenienti dal decadimento della Z da quelli generati in eventi di fondo.

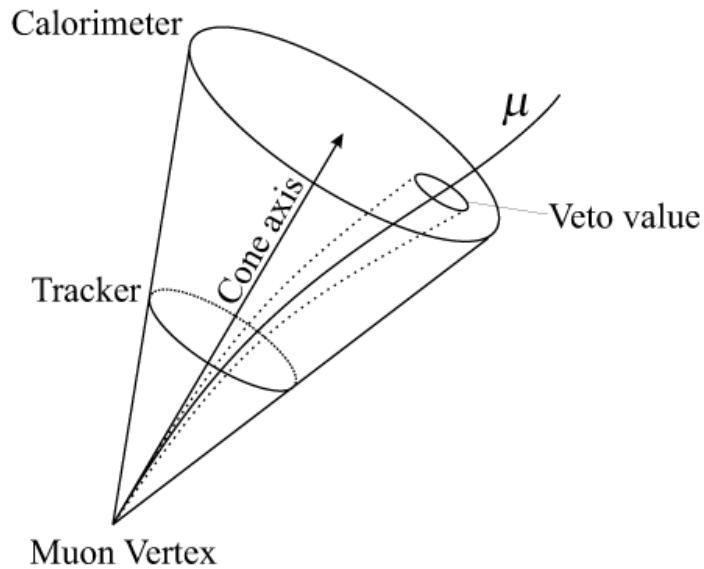


Figura 4.13: Rappresentazione schematica del cono di isolamento per un muone, con l'asse del cono coincidente con la direzione del muone al vertice.

I vari algoritmi di isolamento che sono stati sviluppati calcolano i depositi di energia contenuti in un cono attorno al muone. Quest'energia, a seconda del particolare algoritmo, può essere l'energia trasversa nel calorimetro o la somma dei momenti trasversi delle tracce di particelle cariche ricostruite. L'asse del cono è scelto in base alla direzione del muone (tipicamente a partire dal vertice). La definizione geometrica del cono è data dalla condizione $\Delta R \leq \Delta R_{MAX}$, dove $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$, con $\Delta\eta$ e $\Delta\phi$ le distanze tra il deposito di energia ed il muone in pseudorapidità e angolo

azimutale. Il contributo del muone (chiamato valore di veto) all'energia all'interno del cono può essere sottratto per aumentare il potere discriminante dell'algoritmo di isolamento.

La variabile di isolamento sarà poi definita confrontando la somma dell'energia dentro il cono ($\sum p_T, \sum E_T^{weighted}$) con una particolare soglia, che varia al variare dello specifico algoritmo. In fig. 4.13 è mostrata una rappresentazione schematica del cono di isolamento. Nel par. 5.6 del capitolo successivo si descriverà l'algoritmo usato nella tesi e si riporteranno efficienze di selezione di segnale e fondo.

4.7 Formati di dati in CMS

Il Modello di Dati (*Event Data Model*, EDM) in CMS distingue i seguenti formati di dati per un evento:

- FEVT (Full EVent) : tutti i dati collezionati dai vari programmi, più i dati rozzi (*raw data*); sono utili per eventuali correzioni (*debugging*), specialmente all'inizio della presa dati. Ogni evento necessita di 1-3 MB.
- RECO (RECOⁿstructed Data): contiene soltanto gli oggetti selezionati dai moduli di ricostruzione; occupano 500 kB/evento.
- AOD (Analysis Object Data): un sottoinsieme dei RECO, contenete solo gli oggetti di alto livello; dovrebbero essere sufficienti per la maggior parte dell'analisi e molto più ridotti dei RECO (50 kB/evento).

A questa lista si possono aggiungere altri formati di dati, quanto più possibili ridotti, specifici però per la particolare analisi che si vuole effettuare. Attualmente, molti gruppi si sono dedicati alla definizione di *skim*, ovvero di una serie di selezioni da applicare ai dati AOD così da ottenere dati in formato ridotto, per incorporare in essi le collezioni di interesse, tenendo conto l'esigenza di limitare lo spazio disco e aumentare la velocità di processamento. Il gruppo di Napoli, in particolare, si è occupato della definizione degli *skim* per il canale $Z \rightarrow e^+e^-$ e $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. Tali *skim* sono stati provati con successo nel lavoro di tesi, per il canale con i muoni nello stato finale, come si descriverà nel capitolo successivo, per effettuare la ricostruzione degli eventi di segnale e fondo, su cui poi applicare l'algoritmo di selezione e analisi sviluppato.

Gli oggetti contenuti nel formato RECO/AOD sono un sottoinsieme dei dati dell'evento specifici per le operazioni di analisi. Allo stato attuale dello sviluppo di CMSSW di tutti gli oggetti di base sono stati definite le quantità da salvare su disco e sono stati raccolti in tab. 4.1. Questi oggetti sono stati definiti in modo da fornire tutte le informazioni utili per l'analisi, senza dover richiedere informazioni esterne, come il campo magnetico o la geometria. È stata fatta cura nel separare le

informazioni basilari (*core*), che servono in tutti i formati per specificare l'evento, da quelle extra, che possono essere tagliate se occorrono dati più leggeri.

Sistema	Oggetto	Descrizione
TrackReco	Track	Contiene le informazioni <i>core</i> per la traccia, come i parametri dell'elica, la matrice di covarianza, il fit χ^2 , il numero di hit.
	TrackExtra	Per una data traccia, contiene ulteriori estrapolazioni e referenze agli hit ricostruiti.
VertexReco	Vertex	Contiene la posizione e la matrice di covarianza, il numero di gradi di libertà, referenza alle tracce.
MuonReco	Muon	Estende una Track aggiungendo le specifiche informazioni dagli oggetti delle camere a muoni.
EGammaReco	Cell	Conserva energia, η , ϕ , posizione nell'ECAL.
	BasicCluster	Un cluster di celle; conserva l'energia, la posizione, l'energia non corretta, il χ^2 e le referenze alle celle.
	SuperCluster	Contiene E_T , η , ϕ , posizione, energia non corretta, referenze ai cluster e ai cluster-semi usati.
	EGammaCandidate	Contiene referenze al SuperCluster più informazioni del trigger.
	Gamma	Contiene E_T , η , ϕ , vertice primario lungo z , isolamento, referenza all'EGammaCandidate
Electron	Electron	Contiene E_T , η , ϕ sia della traccia che del cluster, la carica della traccia, E/p , la frazione adronica, $\Delta\eta$, isolamento, referenza all'EGammaCluster e alla traccia.
	CaloJet	Conserva il quadrimomento, referenze alle CaloTowers costituenti, energia nell'ECAL e HCAL.
METReco	E_T^{miss}	Conserva l' E_T^{miss} sia lungo x che lungo y , corretta e non corretta.
HLTReco	HLTResult	Contiene un vettore di bit organizzati in parole di 16 bit.

Tabella 4.1: Oggetti RECO in CMSSW

Capitolo 5

Studio del canale $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$

In questo capitolo si descriverà in dettaglio il lavoro di analisi implementato: come dagli eventi simulati di segnale $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ e fondo con due muoni nello stato finale, sono stati ricostruiti i candidati Z di interesse, dalle cui distribuzioni, con procedure di fit opportune, si sono ricavate le stime del numero di eventi di segnale e l'efficienze medie di ricostruzione dei muoni (delle tracce *standalone* e delle tracce nel *tracker* separatamente, vedi par. 5.5).

La procedura ideata è stata provata sugli eventi MC ma è pensata per essere usata direttamente sui dati, quando saranno a disposizione. In essa, infatti, si fa uso degli eventi ricostruiti a partire dai *digis* simulati e da questi si procede alla ricostruzione degli oggetti di interesse per l'analisi. Della "verità" Monte Carlo, invece, si fa uso solo per studiare l'efficienza di selezione e ricostruzione degli algoritmi adoperati, in attesa di ottenere questa stima direttamente dai dati reali.

5.1 Generazione del segnale e fondo

Il software di ricostruzione prende in ingresso i dati simulati di eventi di segnale e fondo con due muoni nello stato finale. Sono stati utilizzati dati ufficiali con l'intera catena generazione-simulazione-digitizzazione-ricostruzione degli eventi. L'accesso remoto a questi eventi, non disponibile con le risorse di calcolo locale, è stato possibile attraverso il software CRAB (**CMS Remote Analysis Builder**)[59], dedicato alla creazione e sottomissione di *jobs* di analisi utilizzando l'ambiente GRID[60]. CRAB è un prodotto che integra l'ambiente di calcolo di CMS con le infrastrutture di calcolo di GRID, ed è stato sviluppato dalla collaborazione CMS per gestire l'enorme mole di CPU e dati necessari per le analisi di Fisica¹.

¹La griglia (GRID) è un sistema di calcolo distribuito che consente di condividere, aggregare e selezionare dinamicamente le risorse di calcolo in siti che partecipano alla rete. Per CMS i siti più importanti che mettono a disposizione una fetta delle loro risorse sono il CERN, il CNAF (il Centro

Nella tabella di seguito si riporta l'elenco dei campioni di segnale e fondo studiati, provenienti da collezioni ufficiali. Per essi, si riporta il numero di eventi generati a disposizione e l'efficienza di selezione a livello di generazione, ϵ^{Pythia} , definita come la frazione di eventi generati in cui i due muoni nello stato finale ricadono nella regione del rivelatore ricoperta da tutti i rivelatori di muoni, compresi gli RPC, $|\eta| < 2.4$, così da studiare le prestazioni degli algoritmi di ricostruzione in questa regione ottimale.

Oltre a fondi con due muoni nello stato finale, si è considerato anche il campione $W \rightarrow \mu\nu$ che, all'apparenza ne ha uno solo nello stato finale. Per questo canale si sono ricostruiti gli eventi in cui vi era un altro muone, che accoppiandosi con quello proveniente dal decadimento della W desse una massa invariante nell'intervallo di massa esaminato, come si descriverà nel paragrafo 5.3. Questo fondo è importante per lo studio dell'efficienza di ricostruzione della traccia del muone, quando si considereranno eventi di $Z \rightarrow \mu\mu$ in cui uno dei due muoni fallisce i criteri di ricostruzione. Per questo campione, naturalmente, l'efficienza di generazione è calcolata richiedendo che un solo muone ricada nell'intervallo in pseudorapidità considerato.

In più per ogni campione si riporta la luminosità integrata corrispondente. Nella tabella gli errori sui valori ufficiali[64] si intendono di una unità sull'ultima cifra significativa. Da notare che il numero di eventi indicato è quello degli eventi che superano la selezione allo stadio della generazione.

Canale	σ	ϵ^{Pythia}	$N_{eventi} * \epsilon^{Pythia}$	L
$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$	1.774 nb	0.452	124k	154 pb ⁻¹
$W \rightarrow \mu\nu$	17.54 nb	0.611	180k	16.8 pb ⁻¹
$Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$	1.596 nb	1	220k	138 pb ⁻¹
$t\bar{t} \rightarrow X$	560 pb	1	170k	304 pb ⁻¹
$b\bar{b} \rightarrow X$	127 nb	0.069	180k	20.54 pb ⁻¹

Tabella 5.1: Segnale e fondi utilizzati per l'analisi, con le rispettive sezioni d'urto, efficienze di generazione e luminosità integrata corrispondente.

5.2 Distribuzioni delle variabili cinematiche per il segnale

Se si guarda alle proprietà cinematiche del segnale $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ si trovano i grafici per la massa, η , ϕ , p_T della Z riportati in fig. 5.1.

Nazionale di Ricerca e Sviluppo delle Tecnologie Informatiche e Telematiche dell'INFN), il FNAL, oltre a numerose università e centri di ricerca che partecipano all'esperimento CMS.

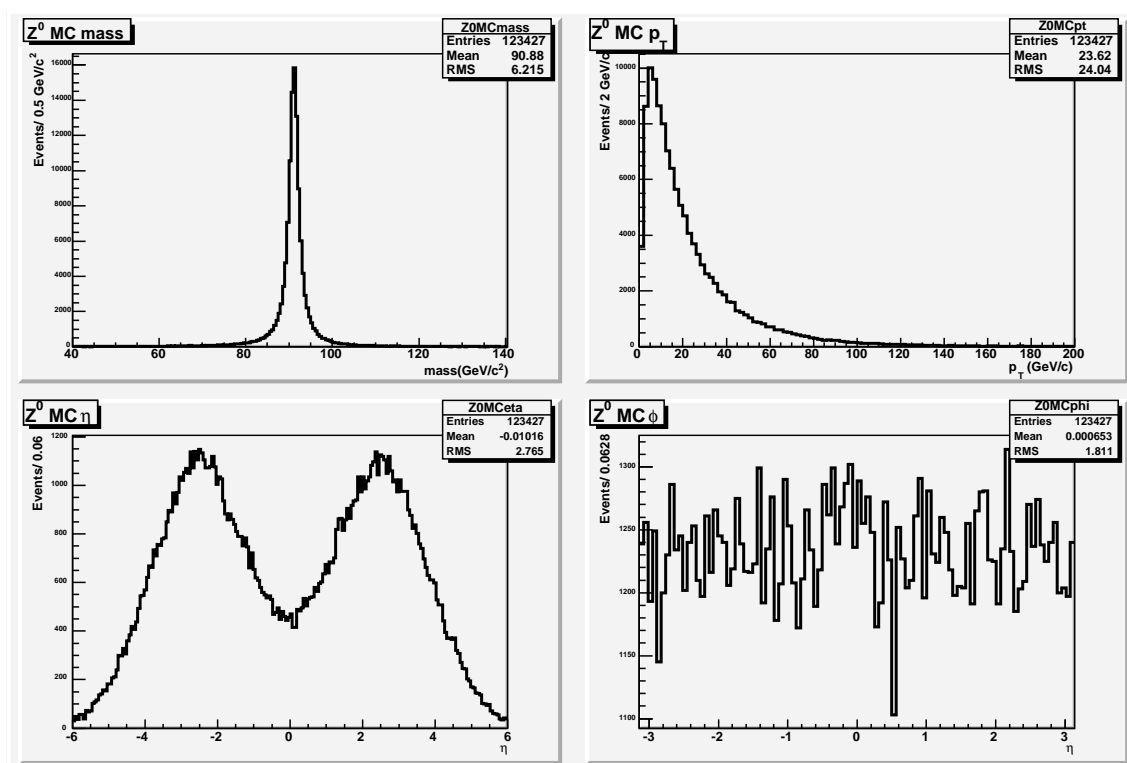


Figura 5.1: Distribuzioni delle variabili cinematiche della Z a livello della generazione MC. Dall'alto al basso, da sinistra a destra: massa, p_T , η , ϕ .

Da notare che la distribuzione in η non ha il valore più probabile in 0, ma sono prodotte in maggior numero Z in avanti (o indietro). Ciò accade in quanto la creazione della Z avviene per annichilazione di un quark di valenza ed un anti-quark di mare (vedi par. 1.8), con il primo che ha prevalentemente momento maggiore, facendo sì che il bosone Z abbia un momento netto longitudinale (vedi fig. 5.2).

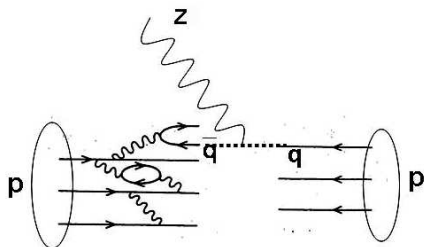


Figura 5.2: Formazione della Z dall'annichilazione di un quark di valenza e un anti-quark di mare.

In fig. 5.3 e 5.4 si riportano, invece, lo spettro in η e ϕ dei muoni MC in cui decade la Z . Come si vede i muoni vengono prodotti con più probabilità in direzione trasversale al fascio ($\eta = 0$) e c'è un taglio nella generazione a $|\eta| < 2.4$, questo perché la ricostruzione viene fatta per i muoni in questa regione del rivelatore, che comprende tutti i rivelatori a muoni, compresi gli RPC. Si riporta anche il minimo (in blu) e massimo (in rosso) p_T dei due muoni in cui decade la Z , evento per evento. Questo per giustificare il taglio in momento trasverso ($p_T > 20 \text{ GeV}/c$) usato nell'analisi per selezionare i muoni di segnale.

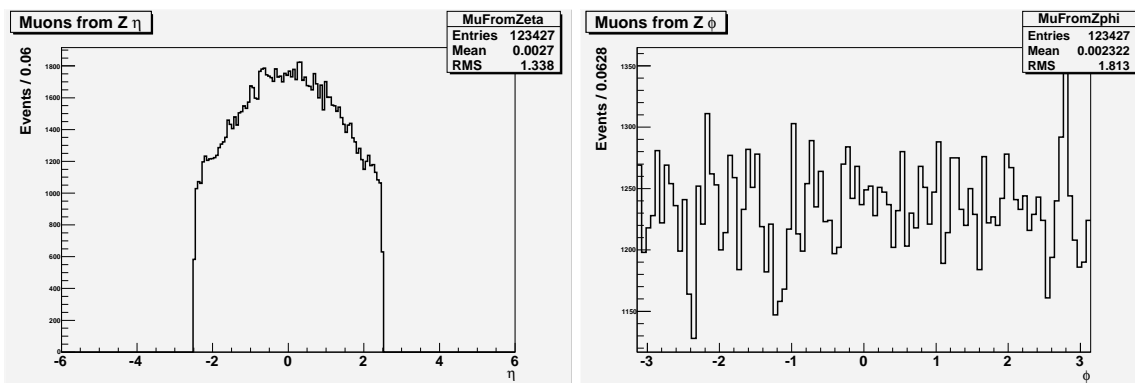


Figura 5.3: Distribuzione in η dei muoni MC in cui decade la Z . **Figura 5.4:** Distribuzione in ϕ dei muoni MC in cui decade la Z .

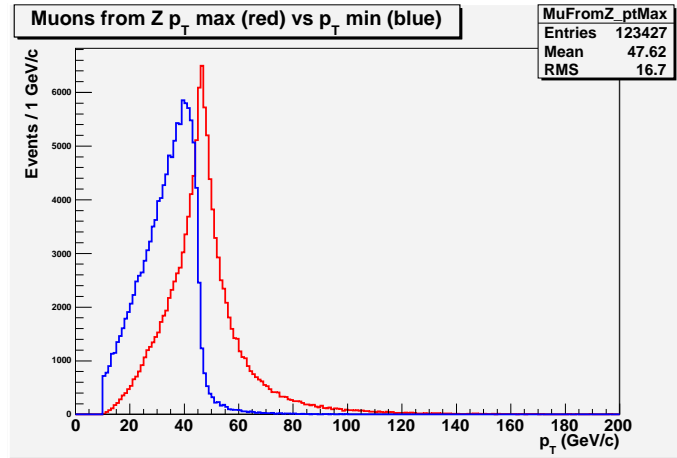


Figura 5.5: Momento trasverso in GeV/c massimo (rosso) e minimo (blu) dei due muoni in cui decade la Z .

5.3 Algoritmo di ricostruzione della Z

L'algoritmo di ricostruzione, di cui, nel lavoro di tesi, si sono studiate le prestazioni, si affianca ai programmi di ricostruzione della particelle nello stato finale dell'evento, come i software di ricostruzione dei muoni, degli elettroni, dei fotoni ecc. Si differenzia da questi, in quanto cerca di ricostruire una particella non presente nello stato finale, che quindi non interagisce direttamente con il rivelatore. Il "candidato" Z viene ricostruito come particella "composta", a partire dai muoni in cui decade.

L'algoritmo usato considera nell'evento tutte le possibili coppie di muoni con carica opposta e ne valuta la massa invariante: se questa cade nell'intervallo scelto attorno alla massa della Z allora il quadrimomento del candidato Z viene ricostruito dalla somma dei quadrimomenti dei due muoni. Nel lavoro di tesi si è considerato un ampio intervallo di massa invariante, prendendo i valori $m_{min} = 40 \text{ GeV}/c^2$ e $m_{max} = 200 \text{ GeV}/c^2$; questo, da una parte per inglobare anche eventi in cui si forma una Z virtuale (il contributo del fotone virtuale per masse così elevate è praticamente nullo), ma soprattutto in vista di un'analisi con segnale e fondo: una sottrazione del fondo richiede una stima delle code della relativa distribuzione.

Oltre al taglio in massa invariante della coppia di muoni sono stati applicati, all'occorrenza, dei tagli cinematici sui singoli muoni, in modo da selezionare quelli effettivamente provenienti dalla Z piuttosto che dai fondi. Nel paragrafo 5.7 si riporteranno le efficienze di selezione di questi tagli sugli eventi di segnale e fondo. Nella tabella di seguito si riassumono i tagli adoperati nella preselezione.

I candidati Z ricostruiti evento per evento vengono così raggruppati e si conservano anche le informazioni che permettono di risalire ai muoni in cui decadono.

In fig. 5.6 si riportano i grafici della grandezze cinematiche delle Z ricostruite a

$$\begin{aligned} 40 \text{ GeV}/c^2 < m^{\mu^+ \mu^-} < 200 \text{ GeV}/c^2 \\ p_T^\mu > 20 \text{ GeV}/c \\ |\eta^\mu| < 2.0 \end{aligned}$$

Tabella 5.2: Tagli cinematici adoperati nella preselezione sui muoni degli eventi.

partire dagli eventi di segnale $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ a disposizione. Per ottenere questi grafici è stato imposto solo il taglio in massa invariante della coppia di muoni e nessuna selezione in momento trasverso e pseudorapidità.

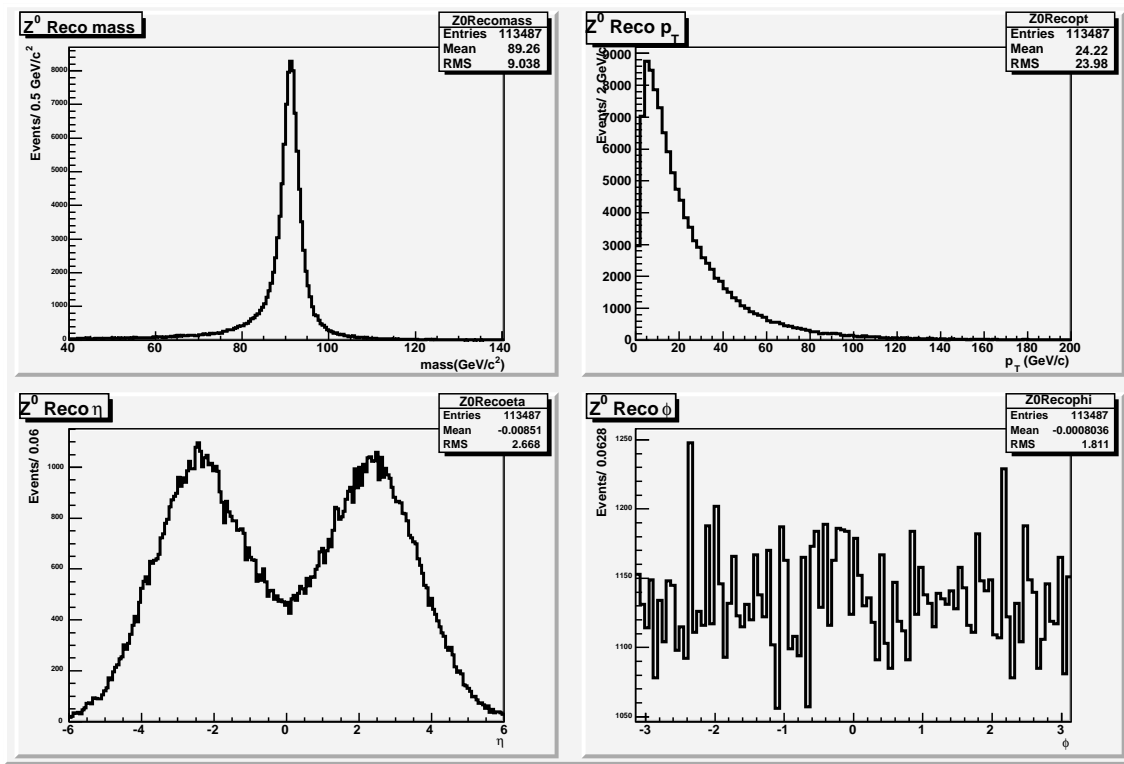


Figura 5.6: Distribuzioni delle variabili cinematiche della Z a livello della ricostruzione. Dall'alto al basso, da sinistra a destra: massa, p_T , η , ϕ della “ Z ” ricostruita a partire da due muoni.

Una serie di selezioni per ricostruire i candidati Z a partire dai muoni di decadimento è stata applicata sugli eventi generati, al fine di misurare alcune grandezze fisiche di interesse. Per il canale studiato, sono state definite le seguenti 3 collezioni:

1. $zToMuMu$: candidati Z ricostruiti richiedendo che nell'evento ci siano due muoni di carica opposta (due muoni globali, ovvero due muoni che hanno superato tutti i passi della ricostruzione, con le relative variabili cinematiche

risultanti dal fit finale con tutti gli hit delle camere a muoni e del tracciatore), la cui massa invariante ricada in un fissato intervallo $m_{min} < m^{\mu^+\mu^-} < m_{max}$ intorno alla massa della Z riportata nel PDG.

2. *zToMuMuOneTrack*: candidati Z ricostruiti a partire da un muone e da una traccia di carica opposta, con massa invariante nello stesso intervallo;
3. *zToMuMuOneStandAloneMuonTrack*: candidati Z ricostruiti a partire da un muone e da un muone standalone, con le stesse richieste sulla carica e la massa invariante dei due oggetti.

Il codice sorgente, sviluppato con gli sforzi di tutto il gruppo di Napoli, con cui ottenere a partire dagli eventi completi le collezioni di Z descritte sopra, è stato rilasciato nel pacchetto ElectroWeakZReco. I moduli di ricostruzione sviluppati salvano negli *skim* tutti gli eventi in cui viene trovato, combinando muoni, tracce e standalone, un candidato Z (con massa invariante nell’intervallo $40 \text{ GeV}/c^2 < m_Z < 200 \text{ GeV}/c^2$) da conservare nelle collezioni *zToMuMu*, *zToMuMuOneTrack*, *zToMuMuOneStandAloneMuonTrack*.

Il pacchetto costruito, insieme ad altri dedicati a differenti canali di Fisica, verrà usato per i test sull’analisi di CMS, in occasione della CSA07 (Computer Software and Analysis Challenge in 2007[62]), in cui si proverà tutta la catena software di analisi con in ingresso un flusso di dati pari al 50% di quello che si avrà nel primo periodo di presa dati della macchina LHC.

Da adesso in poi, con muone si intenderà un muone globale, mentre quando si vorrà indicare la traccia nelle camere si parlerà di muone standalone e con traccia di un muone si intenderà la traccia ricostruita con i soli hit del tracker.

5.4 Associazione “verità” Monte Carlo

Per studiare le prestazioni dei moduli di analisi e il confronto tra i dati della generazioni e quelli della ricostruzione, si è sfruttata una tecnica di associazione Monte Carlo (*MC matching*) tra particelle generate e ricostruite basata su una metrica in η e ϕ .

Una particella stabile ricostruita viene associata ad una particella della verità MC se esse hanno una distanza $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ minore di un valore fissato, con $\Delta\eta$ e $\Delta\phi$ le differenze in pseudorapidità e angolo azimutale tra i vertici della traiettoria della particella ricostruita e generata.

Invece, per una particelle composta, ottenuta a partire da particelle “figlie”, come per i candidati Z delle collezioni introdotte, l’algoritmo di associazione valuta se le particelle figlie ricostruite hanno, ciascuna di esse, una particella generata associata; se ciò accade si valuta se alla particella madre ricostruita corrisponde la particella

MC genitrice delle particelle figlie già associate. Tutte queste associazioni vengono poi salvate in forma di mappe di associazione, così da poter risalire sia alle particelle Monte Carlo che ricostruite, alle particelle di decadimento e alle loro proprietà cinematiche.

Di seguito si riportano i grafici in ΔR tra i muoni generati e ricostruiti, che giustificano il taglio $\Delta R = 0.15$, che si è adottato in tutto il lavoro, allargato solo per gli standalone a $\Delta R = 0.5$, in quanto i muoni standalone hanno una peggiore ricostruzione in momento trasverso (vedi fig. 5.11).

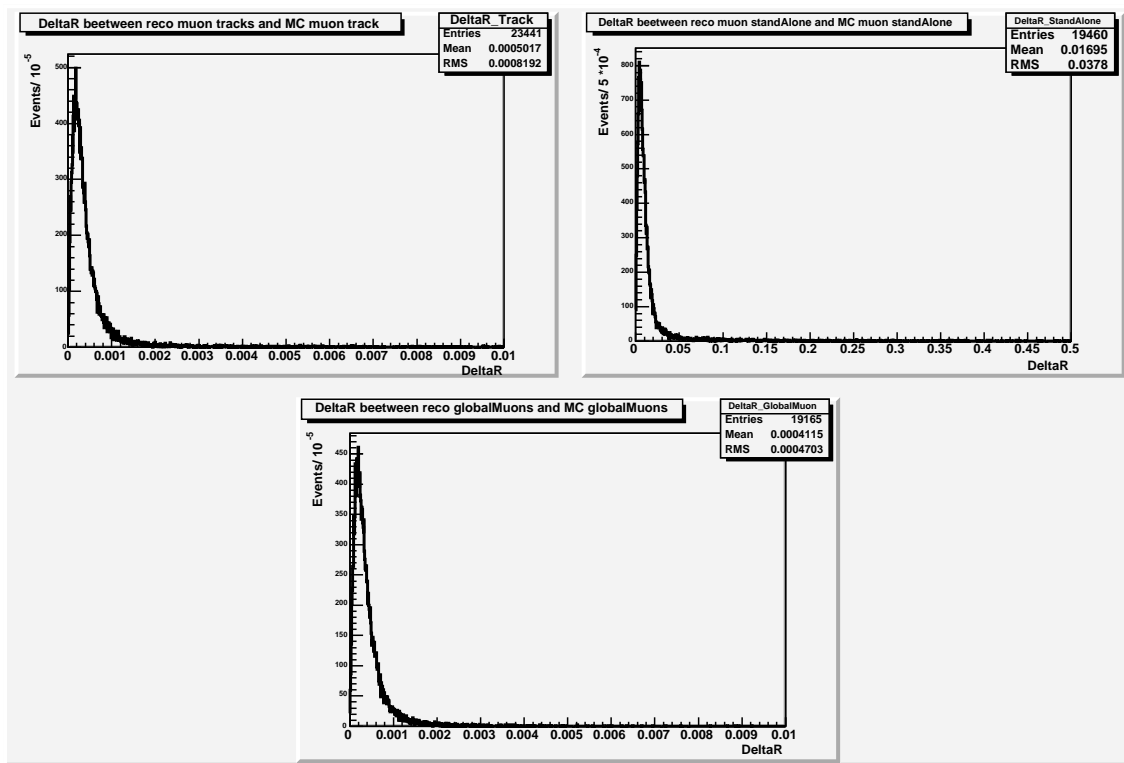


Figura 5.7: ΔR fra muoni generati e ricostruiti: in alto a sinistra per le tracce, in alto a destra per i muoni standalone, in basso al centro per i muoni globali.

Avendo a disposizione le mappe di associazione, è possibile studiare le prestazioni degli algoritmi di ricostruzione. Se si riportano, per gli eventi di segnale, il numero di Z ricostruite per evento, si trova, come si vede in fig. 5.8 che in alcuni casi l'algoritmo di ricostruzione fallisce, mentre c'è un certo numero di casi in cui l'algoritmo ricostruisce 2 candidati Z per evento, quando invece sappiamo dalla verità MC che ogni evento di segnale contiene una ed una sola Z . Si possono individuare queste Z false ("fake Z ") contando le particelle composte ricostruite che però non sono associate alla Z generate, che quindi non sono membri delle mappe di associazione. Come si vede in fig. 5.9, lo spettro in massa di queste particelle, frutto della combinazione di coppie

di muoni che per caso danno un massa invariante al di sopra di 20 GeV, è piccato per valori bassi di massa e decresce rapidamente all’aumentare della massa invariante. Come si vedrà in seguito la selezione sul p_T dei muoni ridurrà drasticamente questo effetto combinatorio.

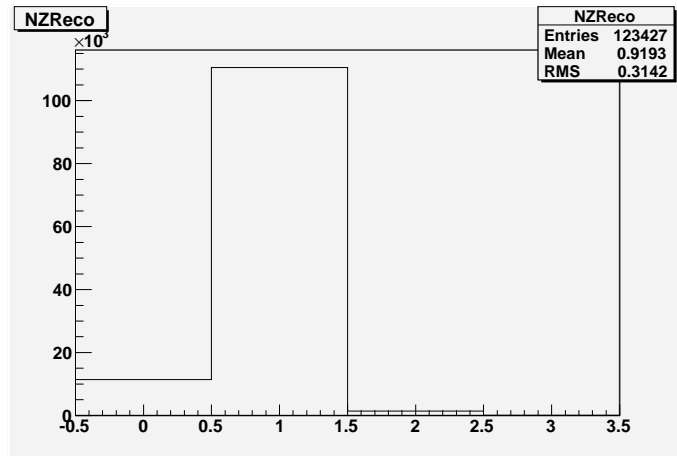


Figura 5.8: Numero di “Z” ricostruite per evento, per i 124k eventi di segnale $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

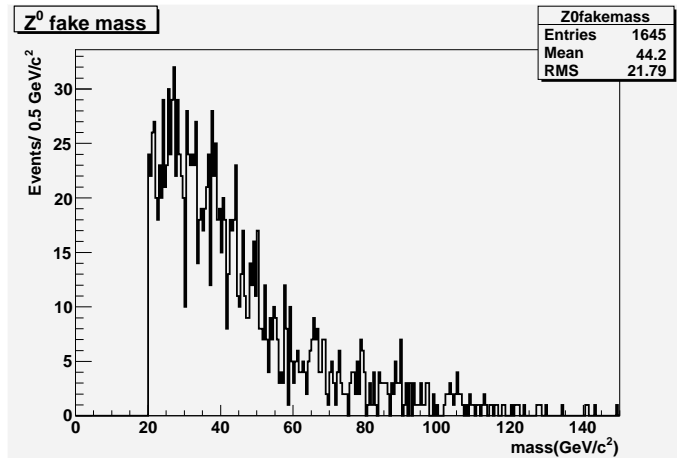


Figura 5.9: Massa invariante della “Z” ricostruite ma che non hanno una particella generata associata.

Un’altra utile operazione che può essere risolta facilmente una volta costruita una siffatta mappa di associazione è determinare dalla verità MC quanto vale la stima della risoluzione in massa della “Z” ricostruita nei tre modi diversi, come discusso nel par. 5.3. In fig. 5.10 si riportano gli istogrammi delle differenza tra massa della Z ricostruita e Z MC, per le particelle accoppiate nelle mappe di associazione, per i tre

tipi di candidati ricostruiti. Si è eseguito un fit di questi istogrammi utilizzando come modelli delle funzioni gaussiane (la risoluzione in massa, in buona approssimazione, come si deduce dal valore del χ^2 ridotto del fit, si può approssimare come gaussiana). La stima della larghezza della risoluzione in massa della Z ricostruita con due muoni è dell'ordine di $1 \text{ GeV}/c^2$, mentre usando un muone standalone la risoluzione in massa peggiora sensibilmente, fino ad un valore della larghezza di circa $5 \text{ GeV}/c^2$.

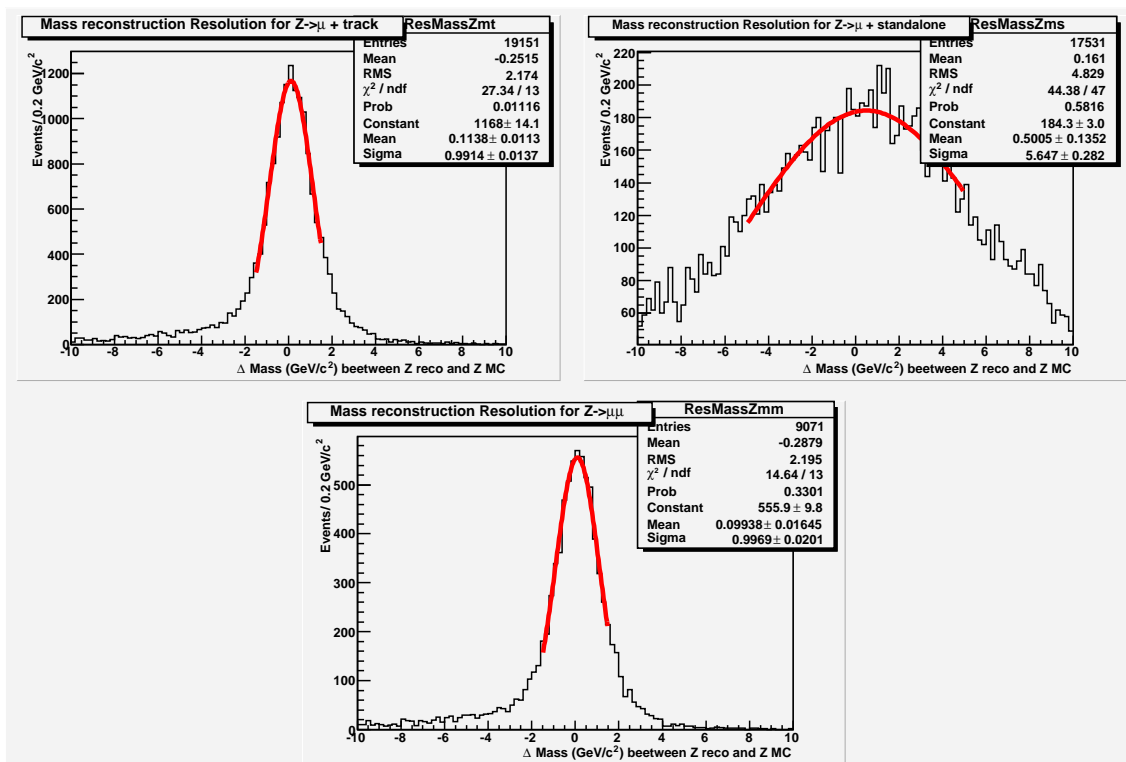


Figura 5.10: Differenza in massa tra Z ricostruite e Z MC, per coppie di particelle associate: in alto a sinistra per i candidati Z ricostruiti con un muone e una traccia; in alto a destra per le Z ricostruite con un muone e una traccia standalone; in basso al centro per Z ricostruite a partire da due muoni.

Ancora, con le mappe di associazione è possibile, ad esempio, studiare l'efficienza di ricostruzione del momento trasverso dei muoni (tracce, standalone e globali). In fig. 5.11 si riportano i grafici della risoluzione in massa dei muoni di decadimento della Z . Come si vede la larghezza della risoluzione in massa (larghezza della stima gaussiana di questa risoluzione) è maggiore per i muoni standalone.

È da notare che la differenza tra il momento trasverso del muone ricostruito e del muone generato non è centrato in 0, ma a circa $0.05 \text{ GeV}/c$, cosa che si ripercuote anche sul valor medio della risoluzione gaussiana della massa ricostruita della Z , che si attesta a circa $0.1 \text{ GeV}/c^2$. Questo errore sistematico introdotto nella ricostruzione

del momento trasverso dei muoni, dovuto ai moduli utilizzati di ricostruzione dei muoni, si ripercuote su una sovrastima della massa della Z , come si vedrà dai risultati dell’analisi (vedi par. 5.9).

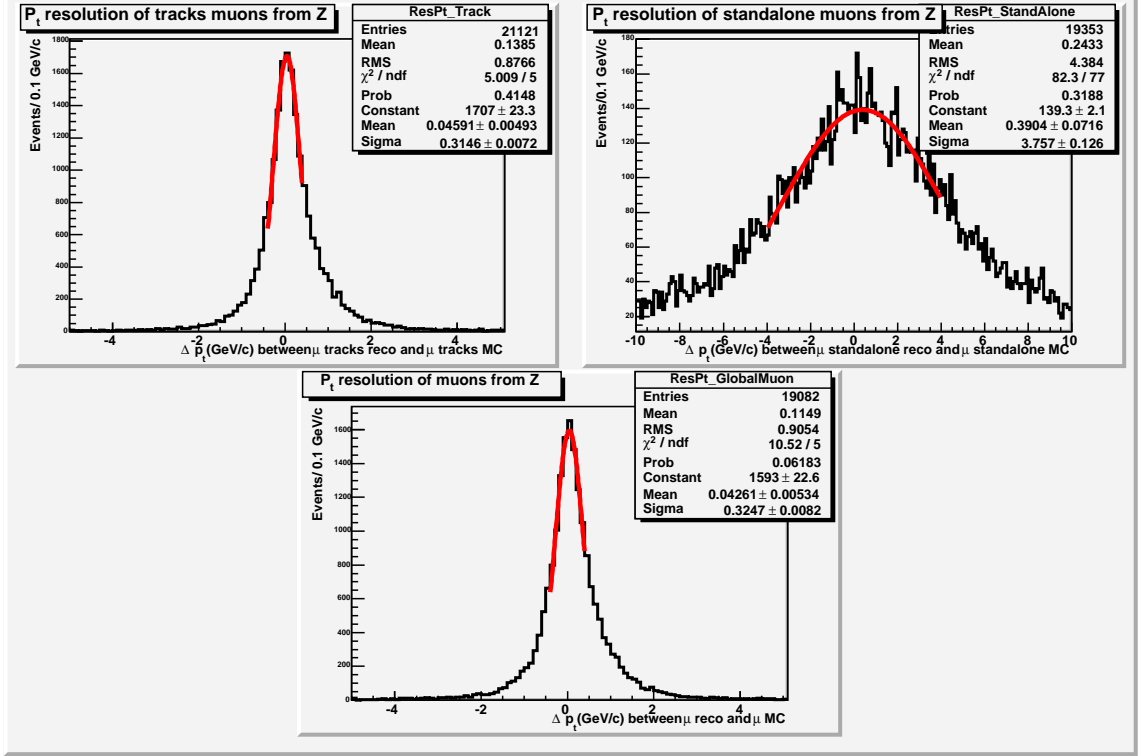


Figura 5.11: Differenza in momento trasverso tra i muoni di decadimento della Z ricostruita e la Z generata, per coppie di particelle associate: in alto a sinistra per tracce di muoni nel tracker; in alto a destra per tracce standalone; in basso al centro per muoni.

Un’altra utilissima operazione che le mappe di associazione MC permettono di eseguire, è quello di studiare l’efficienza di ricostruzione delle particelle. L’efficienza media di ricostruzione MC dei muoni è:

$$\epsilon_{\mu}^{MC} = \frac{N_{\text{muon matched}}}{N_{MC \text{ muon}}}, \quad (5.1)$$

dove $N_{\text{muon matched}}$ sono il numero di muoni associati dall’algoritmo di associazione, così ancora l’efficienza media di ricostruzione delle tracce dei muoni sarà:

$$\epsilon_{\text{trk}}^{MC} = \frac{N_{\text{muon track matched}}}{N_{MC \text{ muon}}}. \quad (5.2)$$

In più, è di interesse, per studiare la simulazione della risposta del rivelatore, studiare come l’efficienza varia al variare di η , o ϕ (in particolare si prevede un’isotropia in ϕ ,

mentre al contrario in η ci si aspetta che i vari strati del rivelatore che si incontrano diano risposta differenze). In figura 5.12 si riportano i grafici ottenuti per gli eventi di segnale dell'efficienza Monte Carlo di ricostruzione dei muoni, delle tracce di muoni e dei muoni standalone, al variare di η per $|\eta| < 2$. Come si vede l'efficienza di ricostruzione in η subisce dei decrementi in corrispondenza della separazione delle ruote delle camere a muoni $|\eta| \simeq 0.3$ e $|\eta| \simeq 0.8$ e nella zona di sovrapposizione tra endcap e barrel ($|\eta| \simeq 1.2$). Dal conteggio delle particelle presenti nelle mappe

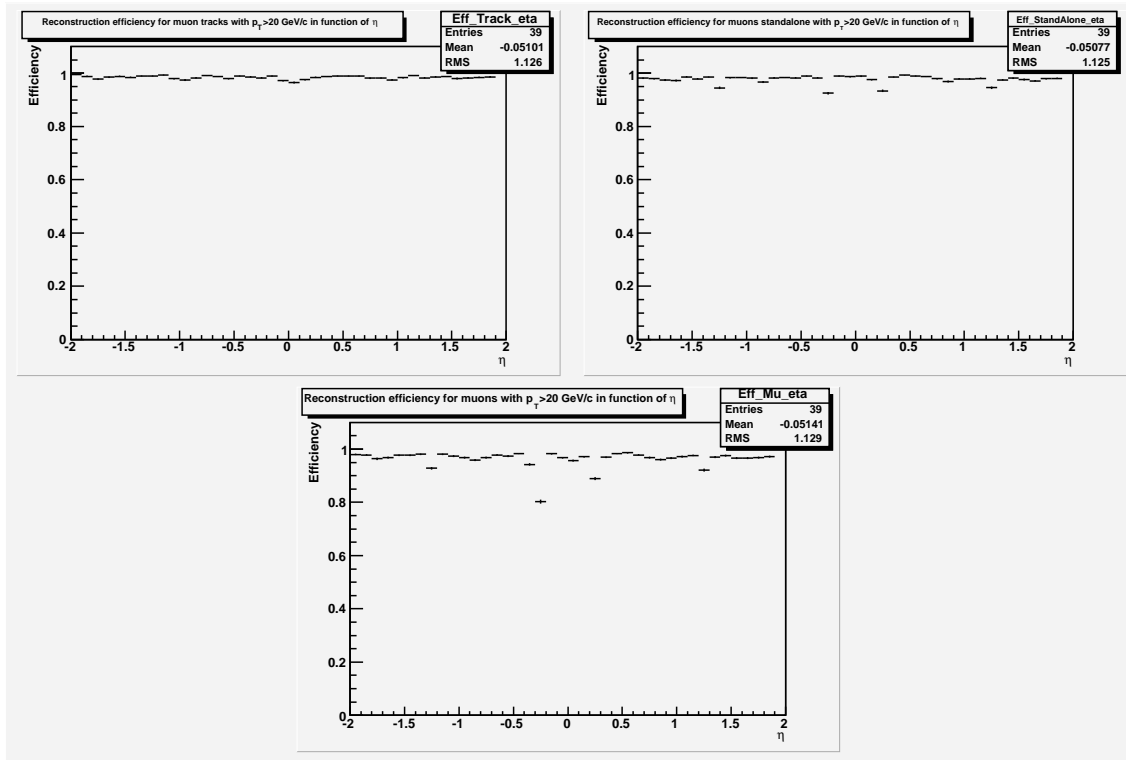


Figura 5.12: Efficienza di ricostruzione al variare di η delle tracce dei muoni (in alto a sinistra), delle tracce standalone (in alto a destra) e dei muoni (in basso al centro).

si stima per l'efficienza media di ricostruzione MC di muoni, delle tracce e degli standalone, i valori:

$$\begin{aligned}
 \epsilon_{\mu}^{MC} &= 0.9622 \pm 0.0006 \\
 \epsilon_{trk}^{MC} &= 0.9842 \pm 0.0004 \\
 \epsilon_{sta}^{MC} &= 0.9766 \pm 0.0005,
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

dove l'errore è determinato dalla formula dell'errore binomiale² :

$$\sigma(\epsilon) = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N_{tot}}} \quad (5.4)$$

Da notare, che dai valori ottenuti risulta, come deve essere, entro gli errori statistici, che $\epsilon_{mu}^{MC} = \epsilon_{trk}^{MC} \times \epsilon_{sta}^{MC}$.

Quest'efficienza di ricostruzione viene chiamata efficienza MC, perchè per determinarla si guarda alla sola verità MC. Invece, il lavoro di tesi si incentra, tra l'altro, sulla messa a punto di un metodo per determinare l'efficienza media di ricostruzione dei muoni (globali, delle tracce e dei muoni standalone) direttamente a partire dai dati usando le caratteristiche dei muoni che provengono dal decadimento della Z e quindi sfruttando le varie collezioni di Z ricostruite, avendo cura, naturalmente, di sottrarre il fondo. Il metodo ideato verrà spiegato nel par. 5.5.

5.5 Osservabili della misura

Le osservabili fisiche che si propone di misurare nel lavoro di tesi, con i dati MC e ricostruiti (anch'essi simulati), con una procedura che potrà essere ripetuta sulle collezioni di dati veri, quando si avranno a disposizione e che, costituisce l'originalità del lavoro portato avanti, sono:

1. Il **numero di eventi** $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, N_Z , da cui, tenuto conto dell'efficienza della preselezione cinematica operata ($N_O = N_Z \times \epsilon^{preselection}$) e della luminosità della macchina si può ricavare la sezione d'urto del processo:

$$\sigma(pp \rightarrow Z + X \rightarrow \mu^+\mu^- + X) = \frac{N_O}{\epsilon^{preselection} \times \mathcal{L}}. \quad (5.5)$$

2. L'**efficienza media di ricostruzione dei muoni** (globali), ϵ_μ .
3. L'**efficienza media di ricostruzione delle tracce dei muoni**, ϵ_{trk} .
4. L'**efficienza media di ricostruzione delle tracce standalone** dei muoni, ϵ_{sta} .

²Calcolare l'efficienza significa, in sostanza, valutare la probabilità che su un numero di prove N_{tot} si abbia un numero di successi N_{hit} . Quindi, avendo due possibili risultati per l'esperimento, successo o insuccesso, la distribuzione di probabilità dell'efficienza è quella binomiale, che in generale può essere scritta come $B_{n,p}(\nu) = \binom{n}{\nu} p^\nu q^{n-\nu} = \frac{n!}{\nu!(n-\nu)!} p^\nu q^{n-\nu}$, dove ν sono i successi sugli n tentativi e p è la probabilità che si verifichi l'evento di interesse, con $q = 1 - p$ la probabilità di insuccesso.

In realtà le variabili indipendenti sono 3 e non 4, in quanto vale: $\epsilon_\mu = \epsilon_{trk} \times \epsilon_{sta}$. Questo è vero, a meno di un'eventuale inefficienza nell'algoritmo di associazione tra la traccia nel tracker e lo standalone, quando entrambi vengono ricostruite. Questa inefficienza da simulazioni MC si prevede non superiore all'1%. Tuttavia, soprattutto in situazioni iniziali di misallineamento del rivelatore, potrebbe essere maggiore e dare un contributo all'errore sistematico della misura.

Le tracce considerate (quelle dei muoni della Z) sono isolate e quindi in principio questa efficienza è maggiore che per tracce di muoni generici. Comunque, molte segnature sperimentali di notevole interesse contengono leptoni isolati e quindi, sarà importante, nel primo periodo di presa dati della macchina conoscere quanto vale questa efficienza.

Il secondo passo della ricostruzione (il primo ha permesso di costruire le collezioni di candidati Z , come descritto nel par. 5.3), che costituisce l'originalità dell'algoritmo di selezione ideato in vista dell'analisi, è stato quello di definire a partire dalle collezioni $zToMuMu$, $zToMuMuOneTrack$ e $zToMuMuOneStandAloneMuonTrack$, controllando che non ci siano sovrapposizioni tra i 3 gruppi, le due collezioni (i cui nomi sono stati scelti arbitrariamente):

- $zToMuMuOneSingleTrack$: ovvero la collezione di candidati Z , ricostruiti a partire da un muone (globale) e da una traccia di un muone **senza** un muone standalone associato (perchè è, evidentemente, fallita la ricostruzione nelle camere a muoni).
- $zToMuMuOneSingleStandAloneTrack$: la collezione di candidati Z ricostruiti con un muone e uno standalone **senza** traccia nel tracker associata (per inefficienza del sistema di tracciamento).

Le due collezioni così definite insieme alla collezione di candidati Z ricostruiti a partire da due muoni globali, $zToMuMu$, costituiscono tre collezioni **indipendenti**, che cioè non hanno eventi in comune. Indicando con $N_{Z \rightarrow \mu\mu}$ il numero di Z ricostruiti a partire da due muoni globali, $N_{Z \rightarrow trk \mu}$ il numero di particelle contenute nella collezione $zToMuMuOneSingleTrack$ e $N_{Z \rightarrow sta \mu}$ il numero di candidati Z presenti nella collezione $zToMuMuOneSingleStandAloneTrack$, si ha, come esemplificato in fig. 5.13:

$$\begin{aligned} N_{Z \rightarrow \mu\mu} &= N_O \times \epsilon_{trk}^2 \times \epsilon_{sta}^2, \\ N_{Z \rightarrow trk \mu} &= 2N_O \times \epsilon_{trk} \epsilon_{sta} \times \epsilon_{trk} (1 - \epsilon_{sta}), \\ N_{Z \rightarrow sta \mu} &= 2N_O \times \epsilon_{trk} \epsilon_{sta} \times \epsilon_{sta} (1 - \epsilon_{trk}), \end{aligned} \quad (5.6)$$

dove il fattore 2 per $N_{Z \rightarrow trk \mu}$ e $N_{Z \rightarrow sta \mu}$ viene dal fatto che può non essere ricostruita la traccia (o lo standalone) del primo o del secondo muone con cui si forma la Z , ed i due casi, essendo indipendenti, vanno sommati.

In queste formule non si è tenuto conto dell'isolamento. Se si introduce il taglio in isolamento le formule vanno modificate per tener conto della relativa efficienza di selezione (vedi eq. 5.14).

Dalle distribuzioni di questi tre collezioni di Z , ad esempio al variare della massa, dove il segnale ha il chiaro picco della risonanza (vedi i grafici 5.16 e 5.17, riportati di seguito), si può dai dati, con una opportuna valutazione di segnale e fondo, ricavare, dai parametri delle tre distribuzioni combinate, una stima delle tre variabili statisticamente indipendenti e scorrelate $N_Z, \epsilon_{trk}, \epsilon_{sta}$.

Da notare che non sarebbe stato così se, invece, avessimo considerato i candidati Z appartenenti alle collezioni $zToMuMu$, $zToMuMuOneTrack$ e $zToMuMuOneStandAloneTrack$, che si sovrappongono tra di loro e usando i quali si avrebbe un più alto numero di eventi che superano la selezione, ma si dovrebbero trattare le correlazioni statistiche.

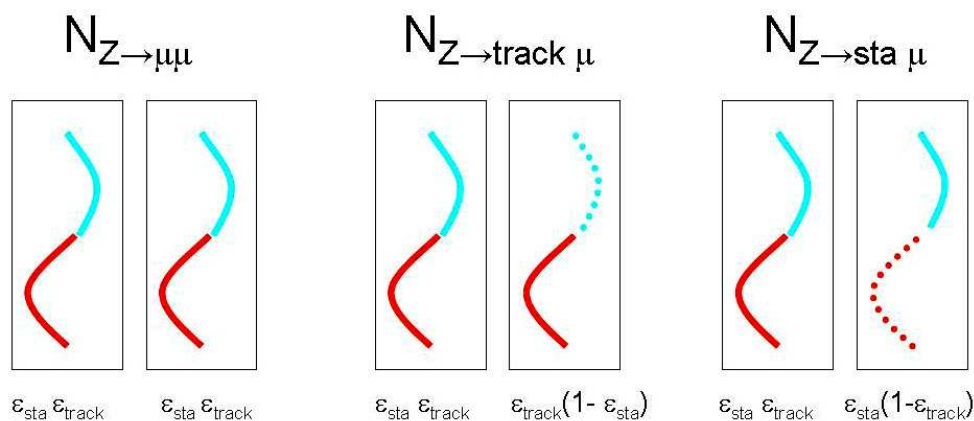


Figura 5.13: Coppie di muoni ricostruiti che contribuiscono alle tre categorie di Z considerate nell'analisi. In rosso è rappresentata la traccia nel tracker, in celeste la traccia nelle stazioni muoniche. Se la linea è continua la traccia è stata ricostruita, mentre una linea tratteggiata rappresenta un fallimento nella ricostruzione.

5.6 Studio dell'isolamento

Uno studio approfondito è stato fatto sulla variabile di isolamento, che permette di discriminare i muoni provenienti dalla Z , da quelli provenienti da jet, come per il fondo $b\bar{b} \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$, o dal decadimento $W \rightarrow \mu + X$, laddove si va a richiedere l'isolamento sull'altro muone (traccia) che, unito al muone (isolato) proveniente dalla W , ricostruisce un oggetto con massa invariante nella finestra del segnale.

L'algoritmo di isolamento usato si basa sulla somma dei momenti trasversi della particelle che si trovano in un cono attorno alla particella, con asse la direzione al vertice. In particolare l'isolamento viene definito come la variabile che si ottiene dal calcolo:

$$iso = \sum_{\substack{d^i < \Delta R_{max} \\ d^i > \Delta R_{min}, p_T^i > p_T^{min}}} p_T^i, \quad (5.7)$$

dove la somma dei momenti trasversi viene fatta per particelle con distanza, d^i , nella solita metrica in η e ϕ , tra ΔR_{min} e ΔR_{max} , scelti in maniera opportuna e momento trasverso che supera una certa soglia minima, p_T^{min} ; questo per evitare di tener conto, soprattutto nel tracker, delle tantissime particelle secondarie a basso momento trasverso e migliorare così le prestazioni temporali dell'algoritmo.

Di seguito, nei grafici 5.14 e 5.15, si riportano, rispettivamente, la variabile di isolamento per i muoni presenti nel campione di segnale e per i muoni provenienti dal fondo $b\bar{b}$. Per ottenere questi grafici si sono usati i valori in ingresso all'algoritmo di isolamento riassunti in tabella 5.3. Questi valori sono stati ottimizzati da studi precedenti a questo lavoro.

p_T^{min}	1.5 GeV/c
ΔR_{min}	0.015
ΔR_{max}	0.2

Tabella 5.3: Parametri usati in ingresso all'algoritmo di isolamento.

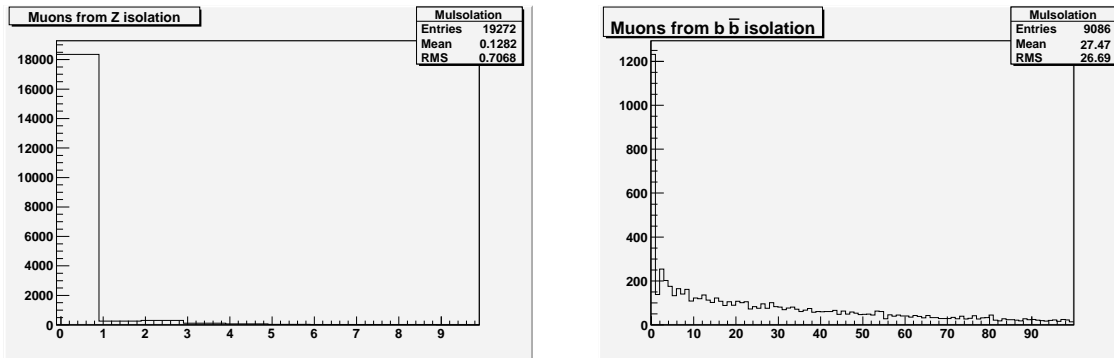


Figura 5.14: Variabile di isolamento per i muoni contenuti nel campione di segnale. **Figura 5.15:** Variabile di isolamento per i muoni contenuti nel fondo $b\bar{b}$.

5.7 Tagli di selezione ed efficienza totale della selezione

Per selezionare il segnale, già peraltro molto alto rispetto al fondo, soprattutto per il canale con due muoni globali, si è scelta tutta una serie di tagli cinematici sui muoni dell'evento, in base alle caratteristiche dei muoni che provengono dalla Z , che come si è detto hanno alto p_T (dell'ordine della decina di GeV) e sono isolati.

Si sono considerati solo muoni con momento trasverso maggiore di 20 GeV e questo perchè si è visto (fig. 5.7) che i muoni di decadimento della Z hanno alto momento trasverso.

Si è ristretto l'analisi ai muoni entro $|\eta| < 2.0$, questo per prendere muoni in cui tutte le camere contribuissero alla rivelazione (la copertura degli RPC nell'endcap arriva fino a $|\eta| < 2.4$ e si è ristretto il limite per evitare effetti di bordo, che peggiorassero l'efficienza della ricostruzione, come si vede in fig. 2.12). La finestra di massa invariante dei due muoni con cui ricostruire una Z è stata presa abbastanza larga, così da poter studiare meglio la distribuzione del fondo e considerare anche il contributo dell'ampiezza del fotone scambiato e del termine di interferenza tra fotone e Z .

Uno studio delle prestazioni del taglio di isolamento ha permesso di scegliere il valore di 2.0 GeV/ c , per compensare le due opposte tendenze di sopprimere il fondo quanto più possibile e di non eliminare, tuttavia, troppi eventi di segnale.

In tabella 5.4 si riassumono, per comodità, tutti i tagli cinematici adoperati sui muoni, mentre nelle tab. 5.5 5.6 5.7 l'efficienza di selezione per i campioni di segnale e fondo esaminati, ed il numero di eventi che superano la selezione. Con ϵ^{reco} si intende l'efficienza della nostra ricostruzione, ovvero la frazione di eventi in cui si trova un candidato Z appartenente ad almeno uno delle tre collezioni. L'efficienza dei tagli sul momento trasverso e la pseudorapidità viene indicata con ϵ^{kine} , mentre l'efficienza sulla variabile di isolamento con ϵ^{iso} . L'efficienza totale della selezione è data dal prodotto delle singole efficienze. Nelle tabelle 5.8 5.9 5.10 si riporta l'efficienza totale con il numero di eventi che sopravvivono alla selezione, \tilde{N}_{eventi} , per i tre casi.

$ \begin{aligned} p_T^\mu &> 20 \text{ GeV}/c \\ \eta_{max}^\mu &< 2.0 \\ iso &< 2.0 \text{ GeV}/c \\ 40 \text{ GeV}/c^2 &< m^{\mu^+\mu^-} < 200 \text{ GeV}/c^2 \end{aligned} $
--

Tabella 5.4: Tagli cinematici sui muoni usati per ricostruire i candidati Z

Canale	$N_{eventi} \times \epsilon^{Pythia}$	ϵ_{reco}	ϵ_{kine}	ϵ_{iso}
$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$	124k	0.9960 ± 0.0004	0.6152 ± 0.0014	0.9459 ± 0.0008
$W \rightarrow \mu \nu$	180k	0.6268 ± 0.0011	$(14 \pm 3) \times 10^{-5}$	0.13 ± 0.08
$Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$	220k	0.1389 ± 0.0007	$(4.6 \pm 0.3) \times 10^{-3}$	0.9432 ± 0.0003
$t\bar{t} \rightarrow X$	170k	0.4303 ± 0.0012	0.0203 ± 0.0005	0.551 ± 0.012
$b\bar{b} \rightarrow X$	180k	0.0864 ± 0.0007	$(5.71 \pm 1.9) \times 10^{-4}$	0.

Tabella 5.5: Efficienze della varie selezione del segnale e fondo per eventi con due muoni nello stato finale.

Canale	$N_{eventi} \times \epsilon^{Pythia}$	ϵ_{reco}	ϵ_{kine}	ϵ_{iso}
$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$	124k	0.9960 ± 0.0004	0.0279 ± 0.0004	0.945 ± 0.004
$W \rightarrow \mu \nu$	180k	0.6268 ± 0.0011	0.0250 ± 0.0004	0.178 ± 0.007
$Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$	220k	0.1389 ± 0.0007	0.0488 ± 0.0012	0.593 ± 0.013
$t\bar{t} \rightarrow X$	170k	0.4303 ± 0.0012	0.2895 ± 0.0017	0.103 ± 0.002
$b\bar{b} \rightarrow X$	180k	0.0864 ± 0.0007	0.067 ± 0.002	$(9.5 \pm 9.5) \times 10^{-4}$

Tabella 5.6: Efficienze della varie selezione del segnale e fondo per eventi con un muone e una traccia non associata a standalone nello stato finale.

Canale	$N_{eventi} \times \epsilon^{Pythia}$	ϵ_{reco}	ϵ_{kine}	ϵ_{iso}
$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$	124k	0.9960 ± 0.0004	$(8.28 \pm 0.25) \times 10^{-3}$	0.639 ± 0.015
$W \rightarrow \mu \nu$	180k	0.6268 ± 0.0011	$(1.8 \pm 0.3) \times 10^{-4}$	0.65 ± 0.11
$Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$	220k	0.1389 ± 0.0007	$(9.8 \pm 0.5) \times 10^{-5}$	0.67 ± 0.07
$t\bar{t} \rightarrow X$	170k	0.4303 ± 0.0012	$(1.63 \pm 0.15) \times 10^{-3}$	0.234 ± 0.002
$b\bar{b} \rightarrow X$	180k	0.0864 ± 0.0007	$(1.9 \pm 0.3) \times 10^{-5}$	0.

Tabella 5.7: Efficienze della varie selezione del segnale e fondo per eventi con un muone e una traccia standalone senza traccia nel tracker nello stato finale.

Canale	$N_{eventi} \times \epsilon^{Pythia}$	ϵ^{tot}	$\tilde{N}_{eventi}^{\mu\mu}$
$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$	124k	0.574 ± 0.005	72155
$W \rightarrow \mu \nu$	180k	$(1.1 \pm 0.6) \times 10^{-5}$	2
$Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$	220k	$(6.0 \pm 0.4) \times 10^{-4}$	133
$t\bar{t} \rightarrow X$	170k	$(4.81 \pm 0.09)^{-3}$	821
$b\bar{b} \rightarrow X$	180k	0.	0

Tabella 5.8: Efficienze totale della varie selezione del segnale e fondo per eventi con due muoni.

Canale	$N_{eventi} \times \epsilon^{Pythia}$	ϵ^{tot}	$\tilde{N}_{eventi}^{\mu t}$
$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$	125 k	0.0261 ± 0.007	3264
$W \rightarrow \mu \nu$	180k	$(2.80 \pm 0.13) \times 10^{-3}$	504
$Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$	220k	$(4.02 \pm 0.12) \times 10^{-3}$	886
$t\bar{t} \rightarrow X$	170k	0.0128 ± 0.0002	2189
$b\bar{b} \rightarrow X$	180k	$(5.5 \pm 5.5) \times 10^{-6}$	1

Tabella 5.9: Efficienze della varie selezione del segnale e fondo per eventi con un muone e una traccia non associata a standalone.

Canale	$N_{eventi} \times \epsilon^{Pythia}$	ϵ^{tot}	$\tilde{N}_{eventi}^{\mu s}$
$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$	124k	$(5.2 \pm 0.5) \times 10^{-3}$	653
$W \rightarrow \mu \nu$	180k	$(7.2 \pm 0.7) \times 10^{-5}$	13
$Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$	220k	$(9 \pm 6) \times 10^{-6}$	2
$t\bar{t} \rightarrow X$	170k	$(1.64 \pm 0.17) \times 10^{-4}$	28
$b\bar{b} \rightarrow X$	180k	0.	0

Tabella 5.10: Efficienze della varie selezione del segnale e fondo per eventi con un muone e una traccia standalone senza traccia associata.

5.8 Modelli per il segnale e il fondo

Come si è detto nel paragrafo 5.1 il numero di eventi di segnale e fondo sono corrispondenti ad una diversa statistica e sezione d'urto, quindi a una diversa luminosità integrata (vedi 5.1).

Per riprodurre quanto accade negli eventi reali di collisioni, dove il segnale e i vari fondi non possono essere distinti, bisogna riportare tutti i campioni alla stessa luminosità. Per sommare in modo coerente eventi di segnale e fondo, si è dovuto perciò attribuire dei pesi opportuni agli eventi, scegliendo di rapportare tutto alla luminosità del campione $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (il peso quindi da attribuire a ciascun campione i -esimo è $L_{Z \rightarrow \mu^+ \mu^-} / L_i$). In questa somma di segnale e fondo si è, ovviamente, avuto cura di propagare in modo corretto l'errore, tenendo conto dei singoli contributi poissoniani³ indipendenti.

In fig. 5.16 e 5.17 si riportano come appare la somma di segnale e i vari fondi per i tre casi di interesse nell'analisi, avendo riportato tutti i campioni alla luminosità del campione di segnale (154 pb^{-1}). Le due figure si riferiscono, rispettivamente,

³Per esperimenti di conteggio, con grandi numeri, la statistica di riferimento è quella poissoniana, secondo cui la probabilità di avere ν successi, è $p_\nu(\mu) = \frac{e^{-\mu} \mu^\nu}{\nu!}$, dove μ è il valor atteso del numero di successi, con incertezza $\sigma(\mu) = \sqrt{\mu}$.

a eventi con e senza taglio di isolamento sui muoni, ed i muoni considerati hanno $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ e $|\eta| < 2.0$.

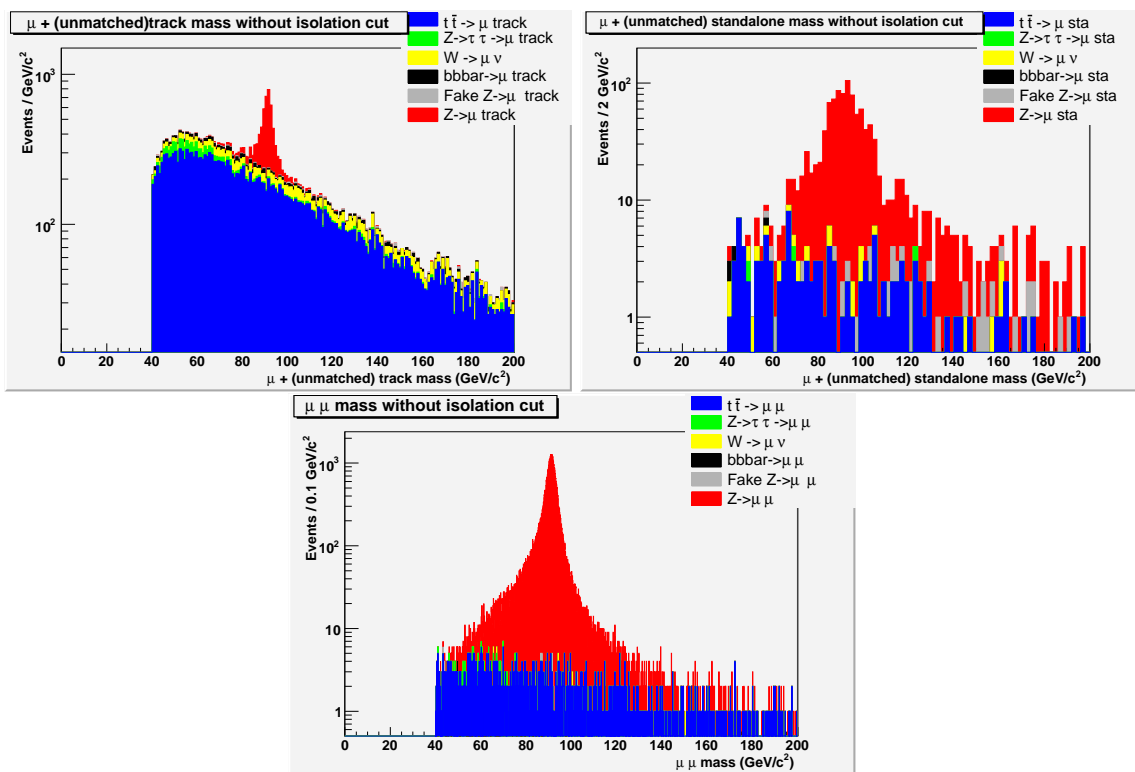


Figura 5.16: Somma di segnale e vari fondi per una luminosità integrata di 154 pb^{-1} , per muoni con $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ e $|\eta| < 2.0$ e senza taglio di isolamento sui muoni. In alto a sinistra per eventi con un muone e una traccia non associata a muoni standalone; in alto a destra per eventi con un muone e uno standalone non associato a traccia; in basso al centro per eventi con due muoni globali.

Dalle due figure si deduce che il segnale, sia senza, che con taglio di isolamento, nel caso di eventi con due muoni globali è molto netto rispetto al fondo, tanto da rendere non semplice la sottrazione del poco fondo, con il contributo maggiore dato dai muoni provenienti dai decadimenti della coppia di quark $t\bar{t}$.

Nel caso di eventi con un muone e una traccia non associata a muone standalone, osservando le figure si deduce che il fondo è molto più rilevante, tale comunque da poter essere stimato e sottratto (almeno visivamente). Il contributo maggiore in questo caso è dato dai muoni provenienti dalle coppie $t\bar{t}$ e $b\bar{b}$ e da $W \rightarrow \mu \nu$, con una traccia spuria che unita al muone simula il segnale. Come si nota dal confronto delle due figure e dai valori delle efficienze di isolamento nella tabella 5.6, il taglio in isolamento riduce sensibilmente i vari fondi.

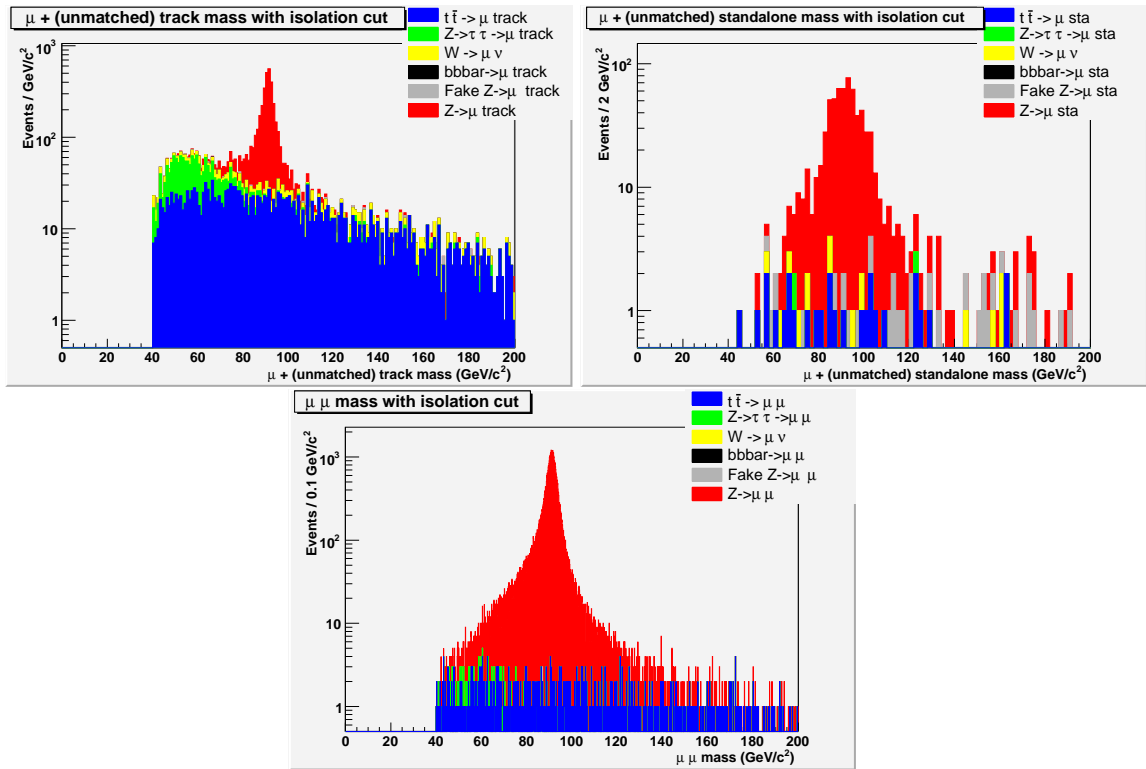


Figura 5.17: Somma di segnale e vari fondi per una luminosità integrata di 154 pb^{-1} , per muoni con $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ ed $|\eta| < 2.0$ e con taglio di isolamento. In alto a sinistra per eventi con un muone e una traccia non associata a muoni standalone; in alto a destra per eventi con un muone e uno standalone non associato a traccia; in basso al centro per eventi con due muoni globali.

Per quanto riguarda gli eventi con un muone e uno standalone non associato a traccia, il fondo predominante è ancora quello del campione $t\bar{t}$. In questo caso, però, la sottrazione del fondo è complicata dal minor numero di eventi che superano la selezione.

Da notare, ancora, che, come già detto in precedenza, selezionare i muoni con $p_T > 20$ GeV/c riduce drasticamente il fondo dovuto alle Z fasulle ricostruite (*fake Z*).

I modelli di distribuzione usate per realizzare il fit alle 3 distribuzioni sono:

1. Per la somma di segnale e fondo nel caso di ricostruzione della massa della Z con 2 muoni, si usa la somma di una *Breit-Wigner*(BW) relativistica convoluta con una gaussiana, per tener conto della larga risoluzione in massa, dell'ordine del GeV (come si vede nei grafici della fig. 5.10), più un fondo modellato con un prodotto di esponenziale e polinomiale del secondo ordine. La convoluzione tra due funzioni f e g è la funzione integrale $h(x) = \int f(x') \times g(x' - x) dx'$. La convoluzione tra la BW e la gaussiana è stata implementata con la tecnica di integrazione numerica dei rettangoloidi, scrivendo un programma dedicato. I parametri della massa e della larghezza della BW sono tenuti liberi, così come la larghezza della risoluzione gaussiana, cui è stato dato il valore iniziale di 1 GeV/c² (essendo questa la stima della risoluzione in massa che viene dalla verità MC).
2. Per la distribuzione in massa delle Z ricostruite a partire da un muone globale e una traccia di un muone senza standalone associato, si usa lo stesso modello di fondo e segnale, scalando la BW per tener conto del diverso numero atteso del numero $N_{Z \rightarrow trk \mu}$ a causa delle efficienze di ricostruzione (vedi eq. 5.6) e con fondo che si aspetta maggiore, per il grande contributo degli eventi $W \rightarrow \mu\nu$. I parametri della BW sono lasciati liberi di variare di "poco" da quelli della BW che modella il caso precedente, mentre i parametri del termine di interferenza sono tenuti fissi con quelli della distribuzione del campione precedente.
3. Per la distribuzione delle Z ricostruite a partire da un muone globale e uno standalone senza traccia nel tracker, si usa lo stesso una convoluzione tra BW e gaussiana, scalata per un fattore opportuno dipendente dall'efficienze di ricostruzione (vedi eq. 5.6), con fondo polinomiale, ma ci si aspetta un contributo maggiore della gaussiana, a causa della peggiore risoluzione della massa della Z ricostruita usando un muone standalone. La larghezza della risoluzione è lasciata libera, con valore iniziale di 5 GeV/c², vicino al valore della verità MC.

La funzione utilizzata per i tre casi è stata quindi:

$$\mathcal{P}^i(m) = \frac{dN^i}{dm} = s^i(m) + b^i(m), \quad (5.8)$$

dove $s^i(m)$ e $b^i(m)$ descrivono le distribuzioni di probabilità per il segnale e per il fondo, con il suffisso $i = \mu\mu, \mu t, \mu s$, a seconda della collezione.

La funzione di distribuzione del segnale è stata modellata separando i contributi dello scambio di una Z e dell'interferenza $Z - \gamma$ (vedi par. 4.1):

$$s^i(m) = N_O \epsilon^i \int \frac{e^{-\frac{(m-m')^2}{2\sigma_m^2}}}{\sqrt{2\pi}\sigma^i} (f_Z^i(m') + f_{Z^*/\gamma}^i(m')) dm' \quad (5.9)$$

con:

$$\begin{aligned} f_Z^i(m) &= \left(1 - \frac{N_{Z^*/\gamma}}{N_O}\right) \frac{2}{\pi} \frac{\Gamma_Z^{i2} m_Z^{i2}}{(m^2 - m_Z^{i2})^2 + m^4 (\Gamma_Z^{i2}/m_Z^{i2})}, \\ f_{Z^*/\gamma}^i(m) &= \frac{N_{Z^*/\gamma}}{N_O} m_Z^i \frac{(s - m_Z^{i2})^2}{(m^2 - m_Z^{i2})^2 + m^4 \Gamma_Z^{i2}/m_Z^{i2}}. \end{aligned} \quad (5.10)$$

I fattori ϵ^i che pesano il contributo del segnale, secondo l'eq. 5.6, valgono per i tre casi:

$$\begin{aligned} \epsilon^{\mu\mu} &= \epsilon_{trk}^2 \times \epsilon_{sta}^2, \\ \epsilon^{\mu t} &= 2\epsilon_{trk}^2 \times \epsilon_{sta}(1 - \epsilon_{sta}), \\ \epsilon^{\mu s} &= 2\epsilon_{sta}^2 \times \epsilon_{trk}(1 - \epsilon_{trk}). \end{aligned}$$

La funzione di distribuzione del fondo è stata invece modellata come:

$$\begin{aligned} b^i(m) &= N_{bkg}^i \frac{1}{C_1^i - C_2^i} e^{-\lambda^i m} (1 + a_1^i m + a_2^i m^2), \\ C_1^i &= \frac{e^{-\lambda^i m_{max}}}{\lambda^{i3}} (-\lambda^i (\lambda^i m_{max} a_1^i + a_1^i + \lambda^i) + \\ &\quad - a_2^i (\lambda^{i2} m_{max}^2 + 2\lambda^i m_{max} + 2)), \\ C_2^i &= \frac{e^{-\lambda^i m_{min}}}{\lambda^{i3}} (-\lambda^i (\lambda^i m_{min} a_1^i + a_1^i + \lambda^i) + \\ &\quad - a_2^i (\lambda^{i2} m_{min}^2 + 2\lambda^i m_{min} + 2)). \end{aligned} \quad (5.11)$$

Le funzioni sono state scelte in maniera tale che siano soddisfatte le seguenti relazioni che esprimono la normalizzazione:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} s^i(m) dm &= N_O \\ \int_{m_{min}}^{m_{max}} b^i(m) dm &= N_{bkg}^i. \end{aligned} \quad (5.12)$$

Affinchè valgano queste relazioni, si è dovuto normalizzare le distribuzioni BW e polinomiali (con il fattore $2/\pi$ davanti la BW e C_1 e C_2 per il fondo) usate nella procedura di fit, così da costruire densità di probabilità e far sì che l'integrale sotteso dalle curve corrisponda a una stima di eventi di segnale e fondo. Per la normalizzazione della BW si sono dovute adoperare tecniche di integrazione nel piano complesso.

5.9 Fit alle distribuzioni

Per eseguire il fit alle distribuzioni di segnale e fondo per le tre distribuzioni della massa invariante del numero di eventi $N_{Z \rightarrow \mu \mu}$, $N_{Z \rightarrow trk \mu}$, $N_{Z \rightarrow sta \mu}$ e ricavare così le stime dei tre parametri N_Z , ϵ_{trk} , ϵ_{sta} , si è usata la tecnica dei minimi quadrati, avendo a disposizione una buona statistica di dati organizzati in *bin* di massa.

Prendendo i dati relativi a tutte e tre le distribuzioni, si è costruito il χ^2 **globale**:

$$\chi^2 = \chi_1^2 + \chi_2^2 + \chi_3^2,$$

$$\text{con } \chi_i^2 = \sum_{j=1}^{j=N_i} \frac{(N_j^{obs} - N_j^{exp})^2}{\Delta N_j^{obs}}, \quad (5.13)$$

dove N_i è il numero di bin in cui si divide il range del fit, diverso per le tre distribuzioni, che hanno statistica differente; $N_j^{exp} = \mathcal{P}_j \Delta I_j$ è il numero di dati attesi in quel bin, come si ottiene moltiplicando la funzione parametrica che si è scelta per modellare i dati, \mathcal{P}_j , valutata nel valore centrale del bin, per l'ampiezza del bin, ΔI_j ; N_j^{obs} e ΔN_j^{obs} sono, rispettivamente, il numero di eventi di segnale e fondo che si osservano nel bin e l'errore statistico di questo numero (ottenuto, come già detto, come somma degli errori statistici, opportunamente pesati, delle incertezze dei singoli campioni).

Nella tabella di seguito si riporta, per i tre casi, l'intervallo in massa in cui si è effettuato il fit, con il numero di bin scelto. Tali valori sono stati scelti per avere bin quanto più popolati (centrati intorno al valore atteso del picco della Z) e considerando la diversa statistica disponibile per i tre tipi di dati.

<i>Campioni</i>	intervallo in massa	Numero di bin	ΔI (GeV/ c^2)
$X \rightarrow \mu\mu$	$74 \div 106$ (GeV/ c^2)	320	0.1
$X \rightarrow trk \mu$	$74 \div 106$ (GeV/ c^2)	16	2
$X \rightarrow sta \mu$	$74 \div 106$ (GeV/ c^2)	8	4

Tabella 5.11: Intervalli di massa e numeri di bin scelti per il fit.

Per la minimizzazione della funzione χ^2 si è usato il noto pacchetto *Minuit*[63], che procede alla minimizzazione della funzione n-dimensionale (dove n è il numero

di parametri liberi del fit) per passi, a partire da un set in ingresso di valori iniziali, facendo variare ogni parametro in un intervallo fissato.

Si è effettuato il fit sia considerando in ingresso i dati senza il taglio di isolamento che, invece richiedendo l'isolamento dei due muoni (vedi fig. 5.16 e 5.17).

5.9.1 Distribuzioni senza isolamento

La procedura di minimizzazione, a partire da valori iniziali e limiti dei parametri “ragionevoli”, ha permesso di ottenere i valori, riportati nella tabella di seguito, per i parametri del fit e i loro errori. Dal fit, oltre alle 3 osservabili di interesse per il lavoro di tesi, si ottiene tutto un insieme di parametri che descrivono la forma della BW e del fondo polinomiale, tra cui la massa e larghezza della Z , contenuti nelle funzioni utilizzate per modellare segnale e fondo.

In tabella vengono riportati anche il χ^2 del fit finale, con la probabilità⁴ di χ^2 .

Il “buon” valore della probabilità di χ^2 indica che la procedura di minimizzazione è andata a buon fine.

Come si nota le stime della massa e della larghezza della Z sono sovrastimate rispetto ai valori del *PDG*, per effetti di risoluzione. Il termine di interferenza tra fotone e Z virtuale dà un contributo non nullo.

I grafici del fit ottenuto sono riportati in fig. 5.18, dove in nero è la distribuzione stimata dal fit per il fondo, mentre in rosso la distribuzione somma di segnale e fondo, che meglio si adatta ai dati. Anche dalla visualizzazione grafica si evince la bontà del fit effettuato.

Il numero di eventi MC di $Z \rightarrow \mu\mu$ (con i tagli cinematici sul p_t , η dei muoni di decadimento) è 79912. Se si confrontano i valori ottenuto dal fit sui “dati” ai valori della verità MC, come riportati per comodità nella tab. 5.13, si vede un ottimo accordo, entro l'errore per N_O e ϵ_{sta} , mentre la stima di ϵ_{trk} , è inferiore dell'1% al valore MC.

Questo errore sistematico è da attribuire all'associazione basata sul ΔR nel tracker. La collaborazione CMS sta sviluppando, infatti, nell'ambito degli studi della simulazione con GEANT4, l'implementazione di moduli di associazione MC e ricostruzione basata sugli hit nel sistema di tracciamento.

⁴Dal χ^2 si definisce il χ^2 ridotto: $\tilde{\chi}^2 = \chi^2/n.d.f.$, dove *n.d.f.* è il numero di gradi di libertà del fit (*number of degree of freedom*, pari al numero totale di bin, non vuoti, da cui si prendono i dati per costruire il χ^2 , meno il numero di parametri fissati nel fit). Del $\tilde{\chi}^2$ si conosce la distribuzione, al variare del χ^2 , ipotizzando esperimenti ripetuti nelle stesse condizioni per misurare gli stessi osservabili. Quindi si può, una volta ottenuto un particolare valore del $\tilde{\chi}^2$ calcolare la probabilità di avere un $\tilde{\chi}^2$ maggiore di quello ottenuto nel nostro esperimento, probabilità cui si dà il nome di probabilità di χ^2 , Prob. Valori troppo alti di questa probabilità (*Prob* > 95%) sono un indizio che forse sono stati sovrastimati gli errori sperimentali, valori troppo bassi (*Prob* < 1%) indicano che il modello usato non si adatta bene ai dati sperimentali o che gli errori sperimentali sono stati sottostimati.

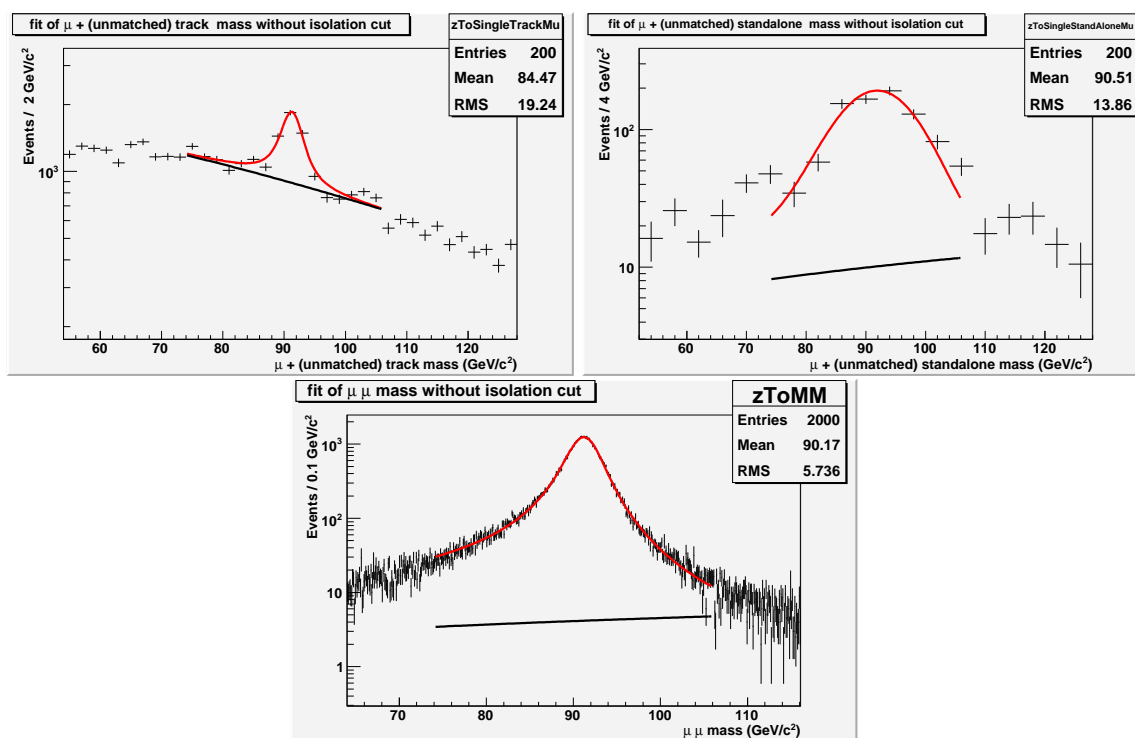


Figura 5.18: Fit delle tre distribuzioni di candidati Z ricostruiti con un muone piú una traccia non associata a standalone (in alto a sinistra), un muone piú uno standalone non associato a traccia (in alto a destra) e con due muoni (in basso al centro). I dati considerati sono quelli senza tagli di isolamento.

Parametro	Descrizione	Valore dal fit
χ^2	χ^2 ridotto del fit	341/322
$Prob$	probabilità di χ^2 del fit	0.21
N_O	integrale del segnale $Z \rightarrow \mu\mu$	79400 ± 600
ϵ_{trk}	efficienza di ricostruzione delle tracce di muoni	0.9946 ± 0.0015
ϵ_{sta}	efficienza di ricostruzione delle tracce standalone	0.9804 ± 0.0013
$m_Z^{\mu\mu}$	massa della Z	91.350 ± 0.012
Γ_Z	larghezza della Z (GeV/c^2)	3.49 ± 0.05
$N_{Z^*/\gamma}/N_O$	frazione di eventi di interferenza Z^*/γ	0.0115 ± 0.0010
$\sigma_m^{\mu\mu}$	larghezza della risoluzione in massa (GeV/c^2)	0.65 ± 0.05
$N_{bkg}^{\mu\mu}$	integrale di eventi di fondo per il campione $Z \rightarrow \mu\mu$	1300 ± 200
$\lambda^{\mu\mu}$	pendenza dell'esponenziale del fondo	0.001 ± 0.002
$a_1^{\mu\mu}$	coefficiente di primo grado del fondo	15 ± 5
$a_2^{\mu\mu}$	coefficiente di secondo grado del fondo	0 (fissato)
$m_Z^{\mu t}$	massa della Z (GeV/c^2) per il campione $Z \rightarrow \mu trk$	91.29 ± 0.16
$\sigma_m^{\mu t}$	larghezza della risoluzione in massa (GeV/c^2) per il campione $Z \rightarrow \mu trk$	0.72 ± 0.24
$N_{bkg}^{\mu t}$	integrale di eventi di fondo per il campione $Z \rightarrow \mu trk$	14600 ± 250
$\lambda^{\mu t}$	pendenza dell'esponenziale del fondo	0.028 ± 0.007
$a_1^{\mu t}$	coefficiente di primo grado del fondo	560 ± 200
$a_2^{\mu t}$	coefficiente di secondo grado del fondo	0.01 ± 0.7
$m_Z^{\mu s}$	massa della Z (GeV/c^2) per il campione $Z \rightarrow \mu sta$	91.25 ± 0.4
$\sigma_m^{\mu s}$	larghezza della risoluzione in massa (GeV/c^2) per il campione $Z \rightarrow \mu sta$	5.8 ± 1.2
$N_{bkg}^{\mu s}$	integrale di eventi di fondo per il campione $Z \rightarrow \mu sta$	35 ± 6
$\lambda^{\mu s}$	pendenza dell'esponenziale del fondo	0.001 ± 0.002
$a_1^{\mu s}$	coefficiente di primo grado del fondo	30 ± 60
$a_2^{\mu s}$	coefficiente di secondo grado del fondo	0 (fissato)

Tabella 5.12: Valori dei parametri del fit alle tre distribuzioni, per dati senza tagli di isolamento.

<i>parametro</i>	valore MC	stima dal fit
N_O	79912	79400 ± 600
ϵ_{trk}	0.9842	0.9946 ± 0.0015
ϵ_{sta}	0.9766	0.9804 ± 0.0013

Tabella 5.13: Confronto tra i risultati del fit e i valori MC, per i dati senza tagli di isolamento.

5.9.2 Distribuzioni con isolamento

Se si applica il taglio di isolamento il numero di eventi per i tre casi va modificato inserendo le efficienze di isolamento ottenute da MC e riportate nell'ultima colonna e prima riga delle tabelle 5.5 5.6 e 5.7. Le formule dell'eq. 5.6 vanno quindi modificate in:

$$\begin{aligned}
N_{Z \rightarrow \mu\mu} &= \epsilon^{iso, \mu\mu} \times N_O \times \epsilon_{trk}^2 \times \epsilon_{sta}^2, \\
N_{Z \rightarrow trk \mu} &= \epsilon^{iso, \mu t} \times 2N_O \times \epsilon_{trk} \epsilon_{sta} \times \epsilon_{trk} (1 - \epsilon_{sta}), \\
N_{Z \rightarrow sta \mu} &= \epsilon^{iso, \mu s} \times 2N_O \times \epsilon_{trk} \epsilon_{sta} \times \epsilon_{sta} (1 - \epsilon_{trk}),
\end{aligned} \tag{5.14}$$

Da notare che le efficienze di isolamento per i tre casi sono diverse: sono praticamente le stesse per i dati con due muoni e con un muone e una traccia, ma per gli eventi con muone e standalone non associati a tracce la correzione da introdurre è sensibilmente diversa.

L'introduzione di questi efficienze nei "dati", calcolate dalla verità MC, porta inevitabilmente un contributo all'errore sistematico. Tale contributo verrà discusso in seguito, nel par. 5.10, insieme ad altre fonti di errore sistematici per la misura della sezione d'urto $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ e dovrà essere stimato accuratamente dai dati.

Modificando quindi il numero di eventi attesi secondo le eq. 5.14, si può procedere allo stesso modo alla minimizzazione del χ^2 globale.

Da questo secondo fit si ottengono i risultati riportati in tab. 5.14. Da notare che in questo fit viene stimato nullo il fondo per eventi con un muone e uno standalone. In fig. 5.19 si riportano i grafici risultanti.

I risultati ottenuti vengono confrontati con i valori MC in tab. 5.15. Come nel caso precedente c'è un ottimo accordo, entro l'errore per N_O e ϵ_{sta} , mentre la stima di ϵ_{trk} è inferiore dell'1% al valore MC.

Inoltre i valori ottenuti con i due fit sono compatibili tra loro, entro l'errore statistico. Per questo secondo caso, con l'introduzione della variabile di isolamento l'errore sistematico aumenta, ma si migliora il rapporto segnale/rumore, tanto che per gli eventi con un muone e una traccia standalone associata il fondo risultante dal fit è nullo. Questo metodo, soprattutto all'inizio dell'accensione della macchina e a bassa luminosità ($\mathcal{L} \leq 10 \text{ pb}^{-1}$) potrà essere applicato con successo per determinare le

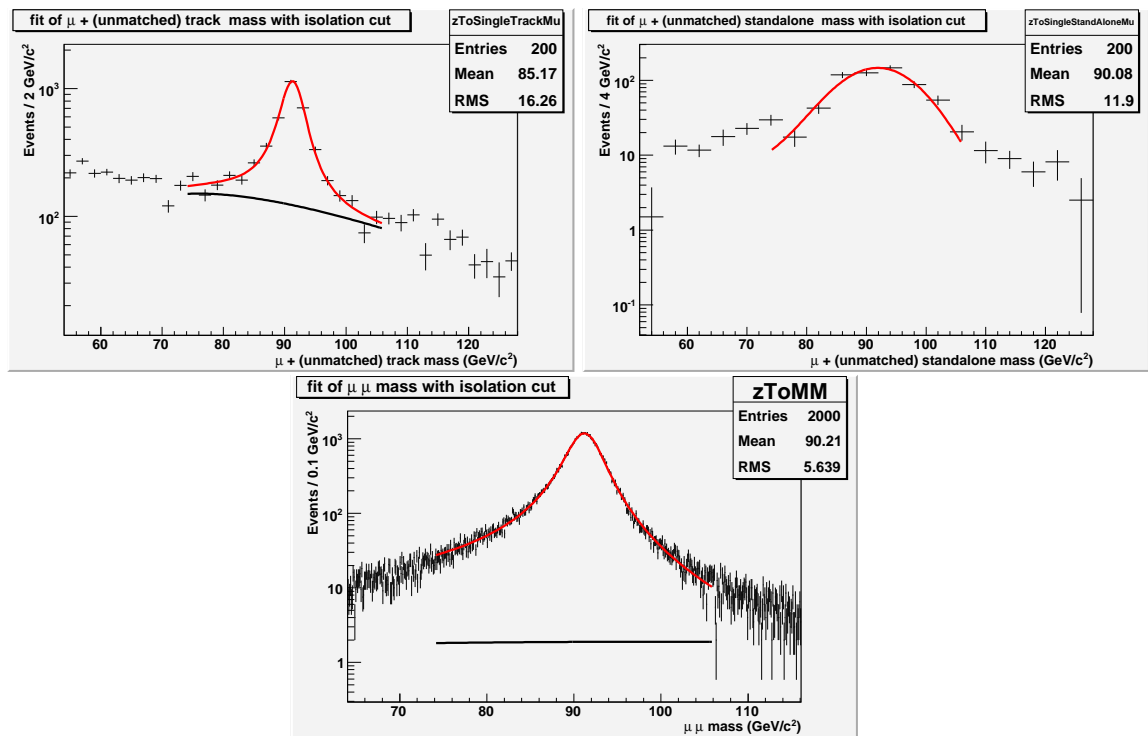


Figura 5.19: Fit delle tre distribuzioni di candidati Z ricostruiti con un muone più una traccia non associata a standalone (in alto a sinistra), un muone più uno standalone non associato a traccia (in alto a destra) e con due muoni (in basso al centro). Per costruire il χ^2 del fit si sono usati dati col taglio di isolamento.

Parametro	Descrizione	Valore dal fit
χ^2	χ^2 ridotto del fit	329/324
$Prob$	probabilità di χ^2 del fit	0.42
N_O	integrale del segnale $Z \rightarrow \mu\mu$	80000 ± 500
ϵ_{trk}	efficienza di ricostruzione delle tracce di muoni	0.9934 ± 0.0005
ϵ_{sta}	efficienza di ricostruzione delle tracce standalone	0.9785 ± 0.0009
$m_Z^{\mu\mu}$	massa della Z	91.335 ± 0.012
Γ_Z	larghezza della Z (GeV/c^2)	3.55 ± 0.05
$N_{Z^*/\gamma}/N_O$	frazione di eventi di interferenza Z^*/γ	0.0121 ± 0.013
$\sigma_m^{\mu\mu}$	larghezza della risoluzione in massa (GeV/c^2)	0.59 ± 0.05
$N_{bkg}^{\mu\mu}$	integrale di eventi di fondo	60 ± 9
	per il campione $Z \rightarrow \mu\mu$	
$\lambda^{\mu\mu}$	pendenza dell'esponenziale del fondo	0.010 ± 0.003
$a_1^{\mu\mu}$	coefficiente di primo grado del fondo	42 ± 90
$a_2^{\mu\mu}$	coefficiente di secondo grado del fondo	0 (fissato)
$N_{bkg}^{\mu t}$	integrale di eventi di fondo	1890 ± 150
	per il campione $Z \rightarrow \mu trk$	
$m_Z^{\mu t}$	massa della Z (GeV/c^2)	91.26 ± 0.03
	per il campione $Z \rightarrow \mu trk$	
$\sigma_m^{\mu t}$	larghezza della risoluzione in massa (GeV/c^2)	0.65 ± 0.20
	per il campione $Z \rightarrow \mu trk$	
$\lambda^{\mu t}$	pendenza dell'esponenziale del fondo	0.06 ± 0.02
$a_1^{\mu t}$	coefficiente di primo grado del fondo	500 ± 600
$a_2^{\mu t}$	coefficiente di secondo grado del fondo	18 ± 40
$m_Z^{\mu s}$	massa della Z (GeV/c^2)	91.23 ± 1.2
	per il campione $Z \rightarrow \mu sta$	
$\sigma_m^{\mu s}$	larghezza della risoluzione in massa (GeV/c^2)	5.6 ± 0.6
	per il campione $Z \rightarrow \mu sta$	

Tabella 5.14: Valori dei parametri del fit alle tre distribuzioni, per dati con taglio di isolamento.

osservabili in esame (se non si usa il taglio in isolamento bisogna raccogliere maggiore statistica e si è provato che circa 100 pb^{-1} sono sicuramente sufficienti).

<i>parametro</i>	valore MC	stima dal fit
N_O	79912	80000 ± 500
ϵ_{trk}	0.9842	0.9934 ± 0.0005
ϵ_{sta}	0.9766	0.9785 ± 0.0009

Tabella 5.15: Confronto tra i risultati del fit e i valori MC, per dati con taglio di isolamento.

5.10 Stima della sezione d'urto $pp \rightarrow Z + X \rightarrow \mu^+\mu^- + X$ e contributo all'errore sistematico

A partire dal numero di Z determinato dal fit, si può ricavare, quindi, dai “dati”, come già detto nel paragrafo 5.5, la sezione d'urto del processo, dalla formula:

$$\sigma(pp \rightarrow Z + X \rightarrow \mu^+\mu^- + X) = \frac{N_O}{\epsilon^{preselection} \times \mathcal{L}}. \quad (5.15)$$

Dalla verità MC bisogna determinare l'efficienza di preselezione, $\epsilon^{preselection}$, che rappresenta la frazione di Z generate che decadono in due muoni che superano le selezione sulle variabili cinematiche p_T , η . Ad esempio la nostra selezione ($p_T^\mu > 20 \text{ GeV}/c$, $|\eta| < 2.0$) è pari a $79912/(124000 \times (1/0.452)) = 0.2890 \pm 0.0008$.

Nota la luminosità, parametro dell'acceleratore, si può stimare così la sezione d'urto inclusiva $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, in collisioni $p-p$ a $\sqrt{s} = 14 \text{ GeV}$.

Nella misura proposta della sezione d'urto i contributi all'errore sistematico provengono da diverse fonti:

- Il valore della luminosità della macchina rappresenta sicuramente la sorgente di errore sistematico più consistente, per un'incertezza che si stima essere di circa il 10%.
- Il taglio netto in p_T ed η sui muoni provenienti dalla Z introduce un'altro effetto sistematico, per via soprattutto della risoluzione in momento trasverso dei muoni. Un eventuale effetto dell'efficienza del trigger di primo livello sul singolo muone dovrà essere considerato se si vuole valutare bene l'errore introdotto. Tuttavia, il valore “alto” della soglia in momento trasverso, $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ (la soglia del trigger di primo livello dei muoni si aggira intorno ai $10 \text{ GeV}/c$, valore che potrebbe però cambiare nel periodo di presa dati dell'acceleratore) e

la scelta di un intervallo in pseudorapidità ottimale per il rivelatore, $|\eta| < 2.0$, dovrebbero limitare considerevolmente l'incertezza introdotta.

- La scelta del particolare intervallo in massa introduce delle incertezze sia perché gli effetti di risoluzione possono distorcere la massa invariante della coppia di muoni ricostruiti, sia per il fatto che le fluttuazioni del fondo, se si usano intervalli troppo ristretti, possono peggiorare le stime del numero di eventi di segnale.
- Se si usano tagli in isolamento bisogna tener conto delle diverse efficienze di isolamento delle tre classi di segnale. Occorre uno studio approfondito dell'isolamento delle tracce nel tracker e nelle camere a muoni, per investigare le cause che differenziano le rispettive efficienze di selezione.
- nel confronto dati "veri" con i dati MC bisognerà tener conto dell'incertezze nelle funzioni di distribuzione partoniche, ed eventualmente correggere le simulazione e valutare l'errore sistematico introdotto.

L'errore sistematico dovuto ai tagli cinematici dei muoni e alla selezione di isolamento, se viene effettivamente usata, dovrebbero mantenersi intorno al %. All'inizio dei lavori della macchina LHC, tuttavia, in condizioni di non perfetto allineamento dei rivelatori e di non ancora ottimale efficienza di trigger e non perfetta ricostruzione dei muoni, questo contributo all'errore della misura potrebbe essere più intenso. Comunque, il contributo maggiore verrà dall'errore nella stima della luminosità della macchina.

In ogni caso, i valori reali dei singoli contributi all'errore sistematico e quindi l'errore sistematico totale della misura della sezione d'urto, si potranno stimare soltanto dai dati "veri".

Conclusioni

Il lavoro di tesi si è incentrato sullo studio del canale $pp \rightarrow Z + X \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$ con il rivelatore CMS ad LHC, ad un'energia nel centro di massa di $\sqrt{s} = 14$ TeV. La sezione d'urto del processo indicato sarà tra le primissime ad essere effettuata ad LHC, dopo l'inizio della presa dati. Il canale esaminato, infatti, è di particolare importanza nell'ambito delle misure di fisica del Modello Standard alla nuova scala di energia per numerosi motivi, tra i quali il più importante è la possibilità di effettuare con esso, soprattutto nella fase iniziale della presa dati, tutta una serie di calibrizioni del rivelatore e del software di ricostruzione e analisi. I muoni provenienti dalla Z hanno, infatti, una chiara segnatura sperimentale: combinati insieme danno una massa invariante intorno alla massa della Z , sono isolati dalle altre particelle, ed hanno in genere un momento trasverso tale da superare con altissima efficienza il trigger di primo livello, così da poter studiare l'efficienza di ricostruzione e le risoluzioni sperimentali delle grandezze cinematiche dei muoni.

Nel lavoro di tesi si è sviluppato un metodo originale per stimare la sezione d'urto del processo e allo stesso tempo l'efficienza media di ricostruzione delle tracce (nel tracker e nelle camere a muoni) dei muoni in cui decade la Z . L'originalità del lavoro, che lo distingue da altri lavori precedenti[65][66], è nell'aver portato a termine e testato con successo una procedura per stimare queste grandezze osservabili direttamente dai dati, quando questi si avranno a disposizione, valutando attentamente tutti i fondi con due muoni nello stato finale e studiando dettagliatamente le distribuzioni di segnale e fondo, senza ricorrere a stime Monte Carlo. La simulazione Monte Carlo viene usata solo per stimare le efficienze di selezione e le risoluzioni delle variabili cinematiche, in attesa di ottenere anche queste stime dai dati reali.

Nel capitolo 5 si è descritto in dettaglio la procedura ideata: come dai dati provenienti dalla ricostruzione ufficiale (vedi tab. 5.1) si sono ricostruite le collezioni di candidati Z di interesse: una Z ricostruita con due muoni, un muone più una traccia nel tracker non associata a traccia nelle camere a muoni e un muone più una traccia nelle stazioni muoniche non associata agli hit del tracciatore (vedi par. 5.5). A partire da questi candidati Z , costruiti i modelli di segnale e fondo, trattando con cura la risonanza del segnale e includendo anche gli effetti della risoluzione in massa (vedi par. 5.8), costruito un χ^2 globale, si è proceduto alla minimizzazione per

ricavare dal fit le osservabili di interesse.

Nel paragrafo 5.9 si riportano i risultati del fit, effettuati in due casi: con e senza tagli di isolamento sui muoni degli eventi. Nelle tabelle 5.13 e 5.15 si riassumono i risultati del fit accanto alle stime provenienti della verità MC.

Dalle tabelle si può dedurre che la procedura ideata permette di stimare con successo la sezione d'urto del processo e l'efficienza di ricostruzione delle tracce nelle stazioni muoniche. Si riscontra, un disaccordo di circa l'1% con la verità MC per quanto riguarda l'efficienza di *tracking*, che potrebbe addursi alla particolare tecnica di associazione MC che si è usata. Questa discrepanza è comunque un effetto trascurabile rispetto alle incertezze sistematiche di cui tener conto, che vengono discusse invece nel paragrafo 5.10.

Sin da ora si possono ipotizzare ulteriori studi per affinare il metodo ideato, in vista dell'imminente inizio della presa dati:

- Dovrà essere condotto uno studio sistematico sull'efficienza di trigger sui muoni singoli, su come influenza la misura e l'errore sistematico introdotto.
- Dovranno essere integrati nell'analisi altri metodi di associazione MC, diversi da quello adoperato nel lavoro di tesi basato sul ΔR nel rivelatore (vedi par. 5.4), che considerino, invece, gli hit del tracker.
- Potranno essere studiati ulteriori definizioni dell'isolamento, accanto a quello basato sul p_T (vedi par. 5.6) ed in ogni caso bisognerà valutare attentamente l'errore sistematico introdotto.
- Il metodo ideato potrà essere esteso al decadimento della Z in due elettroni, considerando le efficienze di ricostruzione dei supercluster e delle tracce elettroniche.

Queste ed altre osservazione sono scaturite dalle discussioni seguite alla presentazione del lavoro di tesi durante tre meeting del gruppo di analisi sulla fisica elettrodebole. Una nota interna dell'esperimento CMS è in fase di preparazione su questo argomento di tesi.

Ringraziamenti

Ci sono molte persone da ringraziare, per vari motivi.

In primis i miei genitori, per il supporto morale ed economico e per avermi trasmesso il valore della fiducia in se stessi, della tenacia nell'affrontare le difficoltà e nel portare avanti i propri obiettivi: grazie papà, grazie mamma!

Un ringraziamento sentito va al prof. Sciacca, che prima con le lezioni del corso di laboratorio, poi con i suoi suggerimenti per la tesi, è stato esempio di grande passione per la Fisica.

Desidero ringraziare con particolare affetto il dott. Luca Lista, che mi ha condotto passo passo dentro il mondo di CMS, che ha risposto alle mie continue domande di Fisica, che con pazienza ha risolto i banchi dei miei programmi. Devo ringraziare Luca per avermi dato l'occasione di trascorrere due settimane al CERN, dove mi ha accompagnato anche fisicamente, facendomi conoscere i luoghi e le persone (facendo anche da traduttore a me che non spiccico una parola di francese . . .) e mettendomi in condizioni di lavorare nel migliore laboratorio di fisica delle particelle al mondo e di presentare e discutere, il mio lavoro in un ambiente così stimolante. Ringrazio Luca per aver risposto a tutte le mie mail e visionato tutti i grafici elaborati.

Un ringraziamento sincero va al dott. Francesco Fabozzi, che all'occorrenza non ha fatto mai mancare i suoi suggerimenti, correzioni, spunti di riflessione, anche quando non era presente a Napoli. Francesco ha risposto a tutte le mie chiamate (per skype, per telefono, per mail), a lui ho chiesto aiuto quando rallentavo la rete con i miei *job*, spesso ha corretto per primo alcuni miei errori madornali.

Devo ringraziare vivamente il dott. Paolucci ed il dott. Piccolo, per avermi accolto nel gruppo di Napoli, mostrando sempre interesse per il lavoro che portavo avanti.

Molti sono i professori che, guardando indietro al mio percorso universitario, mi sento di ringraziare: il prof. Mario Romano, il prof. Figari, il prof. Simoni, il prof.

M.Napolitano, il prof. G.Chiefari, ognuno di loro ha messo a disposizione per gli studenti le sue conoscenze di Fisica, con professionalità e umanità.

Un ringraziamento va a tutti i ragazzi del “laboratorio”, che mi hanno aiutato, supportato (e anche tollerato i miei frequenti brontolii). Un grazie a Pasquale, Anna, Francesco, Roberto, Elisa, Vito, Gianni, Ivo, Tiziana, Francesco, Diego, Paolo ... (non se la prenda chi, per dimanticanza, non ho incluso in questa lista) per aver trascorso con loro con serenità questi ultimi mesi e per avermi profuso sempre consigli utili.

Non posso dimenticare i miei compagni di casa Bevilacqua, quelli che la popolano ancora oggi e quelli che ci hanno vissuto in passato quando io vivevo già lì. Grazie a mio cugino Alessandro, Marco, Stefano, Julian, Luca (compresi amici e girl dei coinquilini, ragazze del “portone accanto” e chi altro è passato per quell’appartamento). Sono stati loro che più di tutti mi hanno supportato e sopportato (devo ammettere di non essere la persona più ordinata, o più attenta alle faccende domestiche...), con loro ho trascorso tante serate in allegria.

Un ringraziamento va a mia sorella, cui sono stato sempre molto legato, agli amici del liceo Antonello, che questa estate mi ha permesso di usare il suo pc, ad Anna, Antonio, Andrea, agli amici dell’università Sabrina, Giancarlo, Roberta, Valentina, Pierluigi, Orso,... con cui ho condiviso molti momenti felici. Ancora, devo ringraziare Maria Rosaria, Annarita, Michela, Giuliano, con cui ho trascorso tanto tempo, specialmente nel primo anno a Napoli, il primo lontano da casa.

Il ringraziamento più dolce va a colei che è sempre nei miei pensieri, con cui ho condiviso i momenti più belli e più difficili e che conosce i miei sentimenti e le emozioni, quelli provati in passato e quelli che provo per presente ed il futuro: grazie IGRA!

Bibliografia

- [1] S.Glashow, Nucl.Phys. 22 (1961) 579.
- [2] S.Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264.
- [3] A.Salam, *Elementary particle Theory*, Ed. N. Svarholm (1968).
- [4] H.Weyl, *Zeit f. Physik* 56 330(1929).
- [5] F.Halzen-A.D.Martin, *Quarks and Leptons, an introductory course in modern particle physics*, J.Wiley Sons(1968).
- [6] I.J.R. Aitchison, A.J.G. Hey, *Gauge Theory in Particle Physics (Vol 1)*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia.
- [7] I.J.R. Aitchison, A.J.G. Hey, *Gauge Theory in Particle Physics (Vol 2)*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia.
- [8] The Gargamelle Neutrino Collaboration, F.J. Hasert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **B46** (1973).
- [9] N.Cabibbo, L.Maiani, G.Parisi and R.Petronzio, Nucl.Phys. **B158** (1979) 295;
- [10] S.Dawson, *The Standard Model intermediate Higgs boson, in the prospective on Higgs Physics II*, ed Gordon L.Kane, World Scientific, 1997.
- [11] G.Altarelli, G.Isidori, Phys. Lett. **B337** 141.
- [12] DO Collaboration, *Nature* 429 (2004) 638.
- [13] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD, LEP and the Electroweak Working Group, SLD Electroweak and Flavour Groups, S.Schael *et al.* arXiv:hep-ex/0509008.
- [14] ALEPH, DELPHI, L3, and OPAL Collaborations, and the LEP Working Group for Higgs Boson Searches: D. Abbaneo *et al.*, Phys. Lett. B565, 61 (2003).
- [15] Drell S.D. and Yan T.M., *Phys. Rev. Lett.* **25** 316.

-
- [16] P. Zalewski [ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations], *Higgs At Lep*, Acta Phys. Polon. B33 (2002) 3849.
- [17] Dalitz R.H., *High Energy Physics*, 1965, ed Gordon and Breach, New York.
- [18] CDF Collaboration, Affolder A.A. *et al* 2002 Charged jet evolution and the underlying event in proton-antiproton collision at 1.8 TeV, *Phys. Rev. D* **65** 092002
- [19] CDF Collaboration, Acosta D. *et al* 2004 The underlying event in hard interactions at the Tevatron antip-p collider *Phys. Rev. D* **70** 072002
- [20] The UA1 Collaboration, G. Arnison *et al.*, Phys. Lett. **B122** (1983).
The UA1 Collaboration, G. Arnison *et al.*, Phys. Lett. **B126** (1983).
- [21] P.W.Higgs, Phys. Lett. 12 (1968) 132.
- [22] The Large Hadron Collider, homepage: <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>
- [23] The Compact Muon Solenoid, homepage: <http://cms.cern.ch/>
- [24] A Toroidal LHC Apparatus, homepage: <http://atlas.ch/>
- [25] A Large Ion Collider Experiment, homepage: <http://aliceinfo.cern.ch/>
- [26] The Large Hadron Collider beauty experiment, homepage: <http://lhcb.web.cern.ch/lhcb/>
- [27] CMS Collaboration, *CMS Physics Technical Design Report, Volum 1: Detector Performance and Software*, CERN/LHCC, IOP Publishing, Febbraio 2006.
- [28] CMS Collaboration, *CMS Physics Technical Design Report, Volum 2: Physics Performance*, CERN/LHCC, IOP Publishing, Giugno 2007.
- [29] F.Giannotti, *Collider Physics: LHC*, CERN-open-2000-293.
- [30] Aldaya M., Arce P.Caballero J. de La Cruz B., Garcia-Abia P., Hernandez J.M., Josa M. and Ruiz E. 2006 *Discovery potential and search strategy for the Standard Model Higgs boson in the $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ decay channel using a mass-independent analysis* CMS Note2006/106.
- [31] W.Quayle, *Electroweak Physics at the LHC*, ICHEP 2004.
- [32] Wolfenstein L. 1983 *Phys. Rev. Lett.* **51** 1945

-
- [33] Particle Data Group, homepage: <http://www.pdg.lbl.gov/2007/reviews/stanmodelrpp.pdf>
- [34] J.H. Christenson et al., *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138(1964)
- [35] J.W.Harris, B.Mueller, *The Search for the Quark-Gluon Plasma*, <http://arXiv.org/ps/hep-ph/9602235>
- [36] A.Lionetto, *Introduzione alla supersimmetria*, <http://www.uniroma2.it/lionetto/astroparticles/Supersym.pdf>
- [37] Lane K.D. 2000 *Technicolor 2000*, Preprint hep-ph/0007304
- [38] Cvetič M. e Langacker P. 1996 *New gauge bosons from string models*, *Mod.Phys.Lett. A* **11** 1247-1262
- [39] Leike A.1999 *The phenomenology of extra neutral gauge bosons*, *Phys. Rept.* **317** 143-250
- [40] Hill C.T. e Simmons E.H. 2003 *Strong dynamics and electroweak symmetry breaking*, *Phys.Rept.* **381** 235-402
- [41] Han T., Logan H., McElrath B. e Wang L-T 2003 *Phenomenology of the little Higgs Model*, *Phys. Rev. D* **67** 095004
- [42] Ramdall L. e Sundrum R. 1999 *A large mass hierarchy from a small extra dimension* *Phys. Rev. Lett.* **83** 3370-3373
- [43] F.A. Berends *et al.*, *Z Physics at LEP1*, CERN Report 89-08 (1989)
- [44] D. Bardin *et al.*, *Nucl. Phys.*, **B351**, 1(1991).
- [45] T.Sjostrand, L. Lonnblad e S.Mrenna, *PYTHIA 6.3: Physics and manual*, arXiv:hep-ph/0108264
- [46] <http://mlm.home.cern.ch/mlm/alpgen/>
- [47] <http://sirius.ihep.su/spitsky/toprex/toprex.html>
- [48] CMSSW homepage: <http://cmssw.cvs.cern.ch/cgi-bin/cmssw.cgi/CMSSW/>
- [49] *Herwig Web Site* <http://hepwww.rl.ac.uk/theory/seymour/herwig/>
- [50] The Root System Home Page: <http://root.cern.ch>
- [51] GEANT4 Collaboration, S.Agostinelli et al., *GEANT4: A simulation toolkit*, *Nucl. Instrum. and Methods A* **506**(2003) 205-303.

- [52] CMS Collaboration, *The TriDAS Project Technical Design Report, Volume 2: Data Acquisition and High Level Trigger* CERN/LHCC **2002-26** (2002). CMS TDR 6.2
- [53] S.Baffioni et al., *Electron reconstruction in CMS*
- [54] S.V. Chekanov, *Jet algorithms: A mini review*, arXiv:hep-ph/0211298
- [55] G.C. Blazey et al., *Run II jet physics*, arXiv:hep-ex/0005012
- [56] J.M. Butterworth, J.P. Couchman, B.E. Cox e B.M.Waugh, *KtJet: A C++ implementation of the K(T) clustering algorithm*, Comput. Phys. Commun. **153** (2003) 85-96
- [57] R.Vennhof, *Garfield, a Drift Chamber simulation program user's guide*, CERN Program Library W5050 (1994)
- [58] R. Frühwirth, *Application of Kalman Filtering to Track and Vertex Fitting*, Nucl. Instrum. and Methods **A262** (1987) 444
- [59] <http://cmsdoc.cern.ch/cms/ccs/wm/www/Crab>
- [60] <http://lcg.web.cern.ch/LCG>
- [61] dall'Electroweak Physics group website: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/EWKSkimAndAnalysisDuringCSA07>
- [62] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/CSA07>
- [63] <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>
- [64] http://cms.cern.ch/iCMS/jsp/page.jsp?mode=cms&action=url&urlkey=CMS_PHYSICS
- [65] *Measurement of $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ and $W \rightarrow \mu\nu$ rates in CMS.*, J.Alcaarez et all, CMS Notes 2006/082.
- [66] *Measuring Muon Reconstruction Efficiency from Data*, D.Acosta et all, CMS Notes 2006/060.