

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

Studio della parametrizzazione del fondo
per la ricerca del Bosone di Higgs nel
Modello Supersimmetrico Minimale con
l'esperimento CMS a LHC

Relatore:
Prof. Marco Cuffiani

Presentata da:
Francesco Ghelfi

Correlatore:
Dott. Stefano Marcellini

Sessione III
Anno Accademico 2012/2013

SOMMARIO

ABSTRACT	PAG. 3
INTRODUZIONE	PAG. 5
CAPITOLO 1*	
MODELLO STANDARD E BOSONE DI HIGGS	PAG. 7
1.1 MODELLO STANDARD	PAG. 7
1.2 BOSONE DI HIGGS	PAG. 9
1.2.1 LA RICERCA SPERIMENTALE	PAG. 9
1.2.2 SCOPERTA DEL BOSONE	PAG. 10
CAPITOLO 2*	
MODELLO SUPERSIMMETRICO MINIMALE (MSSM)	PAG. 15
2.2 STRUTTURA MSSM	PAG. 16
CAPITOLO 3*	
IL RIVELATORE CMS	PAG. 19
3.1 L'ACCELERATORE LHC	PAG. 19
3.2 RIVELATORE CMS	PAG. 20
3.2.1 IL MAGNETE	PAG. 23
3.2.2 RIVELATORE DI TRACCE (TRACKER)	PAG. 24
3.2.3 CALORIMETRO ELETTROMAGNETICO	PAG. 25
3.2.4 CALORIMETRO ADRONICO	PAG. 26
3.2.5 RIVELATORE DI MUONI	PAG. 28
CAPITOLO 4*	
RICERCA DI UN MSSM HIGGS AL CMS $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$	PAG. 29
CAPITOLO 5*	
LA SELEZIONE DEI DATI	PAG. 33
5.1 INTRODUZIONE	PAG. 33
5.2 SELEZIONE DEI DATI	PAG. 33
5.2.1 TRIGGER SULLA SELEZIONE ON-LINE	PAG. 34
5.2.2 SELEZIONE VERTICE PRIMARIO (PV)	PAG. 34
5.2.3 SELEZIONE DELLE COPPIE $\mu^+ \mu^-$	PAG. 34
5.2.4 SELEZIONE ENERGIA MANCANTE NEL PIANO TRASVERSO	PAG. 38
CAPITOLO 6*	
I RISULTATI	PAG. 39
6.1 FUNZIONI UTILIZZATE PER IL FIT	PAG. 39
CONCLUSIONI	PAG. 51
BIBLIOGRAFIA	PAG. 53

ABSTRACT

Questa tesi si svolge nell'ambito della ricerca del bosone di Higgs supersimmetrico all'esperimento CMS del Cern, sfruttando le collisioni protone-protone dell'acceleratore LHC.

Il lavoro da me svolto riguarda lo studio della parametrizzazione dell'insieme dei dati che costituiscono il fondo dell'eventuale presenza di un segnale del bosone di Higgs nel modello supersimmetrico minimale. Ho eseguito dei fit al fondo atteso tramite il package Root, utilizzando diverse funzioni per parametrizzarne analiticamente l'andamento. Nel lavoro di tesi mostro come tali funzioni approssimano i dati e ne discuto le loro caratteristiche e differenze.

INTRODUZIONE

La recente scoperta del bosone di Higgs all'LHC del Cern conferma il Modello Standard spiegando il motivo per cui i fermioni fondamentali e i bosoni mediatori delle interazioni hanno massa.

Tuttavia il modello standard non può essere considerato una teoria definitiva in quanto non risponde ad alcune domande fondamentali. Ad esempio: cos'è la materia oscura, come si spiega l'asimmetria materia-antimateria, come è da includere la gravità. Inoltre non può fornire una soluzione al problema della *hierarchy* (gerarchia) e spiegare la piccolezza della scala elettrodebole rispetto alla scala di Planck. In particolare nel modello standard non è possibile mantenere la stabilità della gerarchia di Gauge in presenza di correzioni radiative.

Si pensa quindi che debba esistere nuova fisica oltre questo modello.

Una possibile soluzione è il modello Supersimmetrico Minimale che implica l'esistenza di nuove particelle contrapposte a quelle del modello standard. Ogni particella del modello standard ha una sua "superpartner" la quale differisce rispetto a quella del modello standard per un valore di spin di $\frac{1}{2}$.

La supersimmetria è invece in grado di "stabilizzare" la massa dell'Higgs tramite l'introduzione di correzioni radiative nelle quali partecipano le superparticelle.

Il modello supersimmetrico minimale non è stato finora confermato da alcun risultato sperimentale, ma la sua ricerca continua a LHC.

Nell'ambito del modello supersimmetrico minimale il settore dell'Higgs prevede l'esistenza cinque stati fisici dell'Higgs: lo scalare neutro CP-dispari A^0 , i due scalari carichi H^\pm e i due scalari neutri CP-pari h^0 e H^0 .

Questa tesi si svolge nell'ambito della ricerca del bosone di higgs neutro del modello supersimmetrico minimale a LHC con l'esperimento CMS.

Utilizzo eventi di collisione protone-protone a $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ che producono una coppia di muoni i quali possono avere varie masse, la coppia di muoni può essere generata da vari tipi di decadimento come verrà spiegato in seguito all'interno di questa tesi.

In particolare ho studiato la parametrizzazione dell'insieme dei dati che costituiscono il fondo all'eventuale presenza di un segnale del bosone di higgs supersimmetrico.

In questa tesi andrò a trattare, nel Capitolo 1°, una breve introduzione ai concetti basilari del modello standard, del completamento di esso tramite la scoperta del bosone di Higgs con una breve descrizione delle conseguenze di questa fondamentale scoperta. Nel Capitolo 2° descrivo come il modello standard è un modello incompleto poiché presenta alcuni punti deboli. Questi difetti possono essere colmati dal modello supersimmetrico minimale. Nel secondo capitolo quindi

ci sarà una breve descrizione del modello supersimmetrico minimale. Nel terzo capitolo darò una sintetica descrizione dell'esperimento CMS a LHC.

Nel quarto capitolo, tratterò più nel dettaglio l'argomento specifico della mia tesi descrivendo la fenomenologia del bosone di Higgs supersimmetrico nello stato finale $\tau^+\tau^-$.

Nel quinto capitolo descriverò come vengono selezionati i dati che ho analizzato ed infine nel sesto capitolo verrà mostrata l'analisi del fondo da me effettuata.

CAPITOLO 1

IL MODELLO STANDARD

1.1 MODELLO STANDARD

Il modello standard (SM) è una teoria di campo che descrive il comportamento delle particelle elementari e delle loro interazioni.

Tutt'oggi questo è il modello che meglio approssima i dati sperimentali anche se lascia vari punti interrogativi su alcuni argomenti, tra questi possiamo citare la gerarchia delle masse dei quarks ed il loro confinamento, l'oscillazione dei neutrini e infine il problema dell'origine della dark matter e della dark energy le quali sembrano costituire rispettivamente circa il 30% della materia e il 65% dell'energia presente nel nostro universo.

Lo schema di Figura 1 mostra le particelle fondamentali previste dal SM. Esso non è comunque completo in quanto manca la parte relativa all'antimateria, la quale è speculare. I quarks si presentano sotto tre differenti cariche di colore, mentre i gluoni sono di otto tipi diversi.

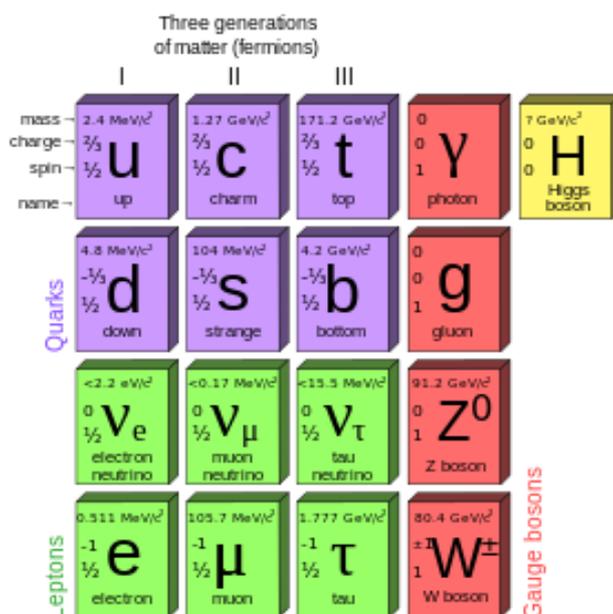


Figura 1: schema semplificato del modello standard

I quarks sono di sei tipi (detti sapori) e possiedono una carica elettrica Q frazionaria: up(u), charm(c), top(t) possiedono $Q=+\frac{2}{3}|e|$ mentre down(d), strange(s) e bottom(b) possiedono $Q=-\frac{1}{3}|e|$.

Le generazioni osservate finora sono tre e differiscono in massa la quale cresce progressivamente dalla prima alla terza generazione.

La materia ordinaria è formata solo dai componenti della prima generazione.

Nello SM ci sono 61 particelle fondamentali : 24 fermioni e rispettivamente 24 antifermioni, 12 bosoni vettori e il bosone di Higgs.

I quark sono gli unici fermioni che hanno il numero quantico di colore: blu rosso e verde.

In natura non esistono singoletti di colore liberi: questo fenomeno è conosciuto come confinamento di colore ed equivale a dire che in natura non esistono quark liberi; esistono due tipi di adroni in natura, quindi due condizioni che permettono di avere una condizione di colore neutro: i mesoni e i barioni.

I mesoni sono costituiti da un quark e dal suo antiquark, che possiede la stessa carica di colore, i barioni sono composti da un tripletto di quark, dove ognuno di essi possiede un colore diverso dagli altri due.

I leptoni carichi sono e , μ , τ , che possiedono carica elettrica e sentono sia l'interazione debole che quella elettromagnetica, mentre ν_e , ν_μ , ν_τ sono i leptoni neutri, che sono sensibili solo all'interazione debole. Per ogni fermione c'è un anti-fermione associato con la stessa massa e spin, ma con un'opposta carica elettrica; gli anti-quark hanno inoltre un'opposta carica di colore.

Per i fermioni sono anche definiti i numeri quantici barionici e leptonici.

I quark hanno numero leptonico $L = 0$, il numero barionico è $B = +\frac{1}{3}$ per i quark, e $B = -\frac{1}{3}$ per gli antiquark. Conseguentemente i barioni hanno $B = +1$, ($B=-1$ per gli antibarioni) mentre per i mesoni $B = 0$.

I leptoni, al contrario, hanno $L = 1$, e gli anti-leptoni $L = -1$, $B = 0$.

I bosoni W^\pm e Z^0 sono i mediatori dell'interazione debole, mentre il fotone γ media l'interazione elettromagnetica. Allo stesso modo i mediatori dell'interazione forte sono i gluoni.

Le interazioni originano dalle simmetrie $SU(2)\times U(1)$ e $SU(3)$.

Proprio i vincoli di simmetria imposti però impediscono l'inserimento dei termini massivi ad hoc per i mediatori di campo, mentre i dati sperimentali affermano che W^\pm e Z^0 hanno una massa di circa di 80GeV e 90GeV rispettivamente. Un metodo per rendere massivi i bosoni vettori è il *meccanismo di Higgs*.

Questo metodo sfrutta la rottura spontanea di simmetria e l'introduzione di un campo scalare che permea lo spazio il cui quanto è identificabile con il bosone di Higgs recentemente scoperto.

Le particelle, interagendo costantemente con il campo di Higgs, assumono carattere massivo.

1.2 IL BOSONE DI HIGGS

Il 4 luglio 2012, venne annunciata la scoperta di una particella finora sconosciuta con una massa tra i 125 e i 127 GeV/c^2 [1][2][3]; compatibile con il bosone di Higgs, il quale per circa quarant'anni era stato cercato invano. La particella si comporta, interagisce e decade nei molti modi previsti dal Modello Standard, fu inoltre confermata la parità positiva e lo spin uguale a zero, due attributi fondamentali del bosone di Higgs. Questa è la prima particella scalare elementare scoperta in natura. Saranno necessari altri dati per sapere se le caratteristiche del bosone di Higgs corrispondono esattamente alle previsioni del SM.

Nel SM la particella di Higgs è un bosone con spin nullo, di carica elettrica nulla, che decade in altre particelle quasi immediatamente.

Si tratta di una eccitazione quantistica di uno dei quattro componenti del campo di Higgs.

Quest'ultima costituisce un campo scalare, con due componenti neutre e due cariche elettricamente, e forma un doppietto di isospin debole di simmetria SU (2).

Il campo ha un potenziale a forma di "cappello messicano" con intensità diversa da zero ovunque (compreso lo spazio altrimenti vuoto). Nel suo stato di vuoto rompe la simmetria di isospin debole dell'interazione elettrodebole. Quando questo accade, tre componenti del campo di Higgs sono "assorbiti" da parte delle SU(2) e U(1) dei bosoni di gauge (meccanismo di Higgs) per diventare poi componenti longitudinali degli ormai massivi bosoni W^\pm e Z^0 della forza debole.



Figura 2: Potenziale a "cappello messicano"

1.2.1 LA RICERCA SPERIMENTALE:

Per la produzione del bosone di Higgs, due fasci di particelle vengono accelerati a energie molto alte e vengono fatti collidere all'interno di un rivelatore di particelle. Un bosone di Higgs viene creato nella collisione; poiché il bosone di Higgs decade molto rapidamente i rivelatori di particelle non possono rilevarlo direttamente.

I rivelatori registrano tutti i prodotti del decadimento e dai dati di questo processo viene ricostruito, in altre parole se i prodotti dei decadimenti osservati corrispondono a un possibile processo di decadimento di un bosone di Higgs, ciò indica che potrebbe essersene formato uno.

Esistono molti processi che possono produrre firme di decadimento simili, il Modello Standard prevede la sezione d'urto di ciascuno di questi che si verificano.

Poiché la produzione di Higgs in una collisione di particelle è molto rara (1 su 10 miliardi al rivelatore LHC), e molti altri eventi di collisione possibili possono avere le firme di decadimento simili, i dati di centinaia di migliaia di miliardi di collisioni devono essere analizzati e devono " mostrare la stessa immagine" prima di raggiungere una conclusione riguardo l'esistenza del bosone.

Per trovare il bosone di Higgs, era necessario un potente acceleratore di particelle, poiché i bosoni di Higgs non sono stati visti in esperimenti a bassa energia.

L'acceleratore necessita di un'elevata luminosità al fine di garantire un numero sufficiente di collisioni. Infine, sono stati necessari servizi informatici avanzati per elaborare la grande quantità di dati (25 petabyte per anno al 2012) prodotte dalle collisioni.

Un nuovo acceleratore conosciuto come il Large Hadron Collider è stato costruito al CERN con un eventuale energia di collisione prevista, nel centro di massa, di 14 TeV, oltre 3×10^{14} collisioni protone-protone sono state analizzate dal LHC Computing Grid, il grid computing più vasto del mondo (a partire dal 2012), che comprende oltre 170 strutture di calcolo in una rete mondiale attraverso 36 paesi.

1.2.2 SCOPERTA DEL BOSONE:

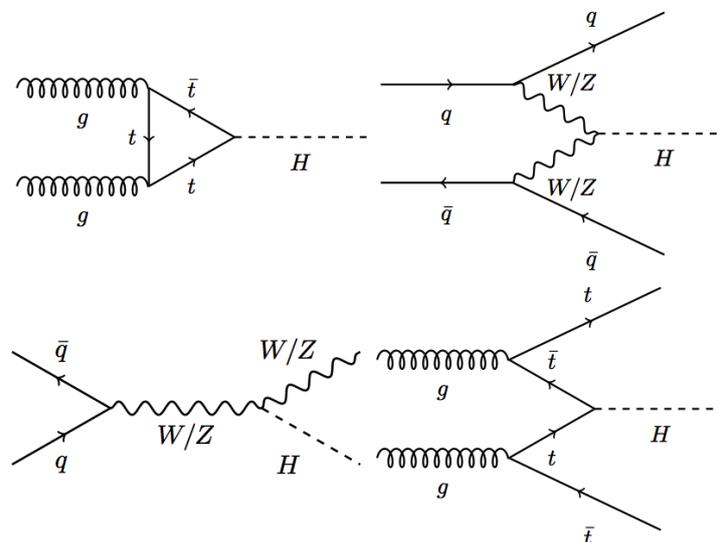


Figura 3: metodi diversi per la produzione di bosoni di Higgs

Il 4 Luglio 2012 gli esperimenti ATLAS e CMS del CERN hanno annunciato di aver autonomamente fatto la stessa scoperta : con massa $125.3 \pm 0.6 \text{ GeV}/c^2$ (CMS) e un bosone di massa $126.5 \text{ GeV} / c^2$ (ATLAS)[4]. Usando l'analisi combinata entrambi gli esperimenti hanno raggiunto una probabilità di errore di uno su un milione.

I due esperimenti hanno lavorato dalla fine del 2011 separatamente, in modo che se avessero ottenuto dati compatibili tra loro questo avrebbe confermato ulteriormente la presenza di una particella.

Questo livello di evidenza, confermata indipendentemente da due squadre e da esperimenti separati, raggiunge il livello formale di confidenza richiesto per annunciare una scoperta.

In un acceleratore protone – protone come LHC, la rilevanza dei processi di produzione di Higgs viene valutata non solo a seconda delle dimensioni della sezione d’urto, ma anche secondo la significatività che può essere ottenuta.

Secondo il loro tasso di produzione i principali processi sono rappresentati in Figura3: la fusione di gluoni (gg) in alto a sinistra, la “vector boson fusion” (VBF) originato dalle collisioni (qq) o ($q\bar{q}$) in alto a destra, la produzione è associata a un vettore bosone W^\pm o Z^0 o con una coppia top – quark ($t\bar{t}H$).

I loro diagrammi di Feynmann sono mostrati in Figura3, mentre la dipendenza della sezione d’urto di produzione in funzione della massa dell’Higgs è mostrata in Figura4.

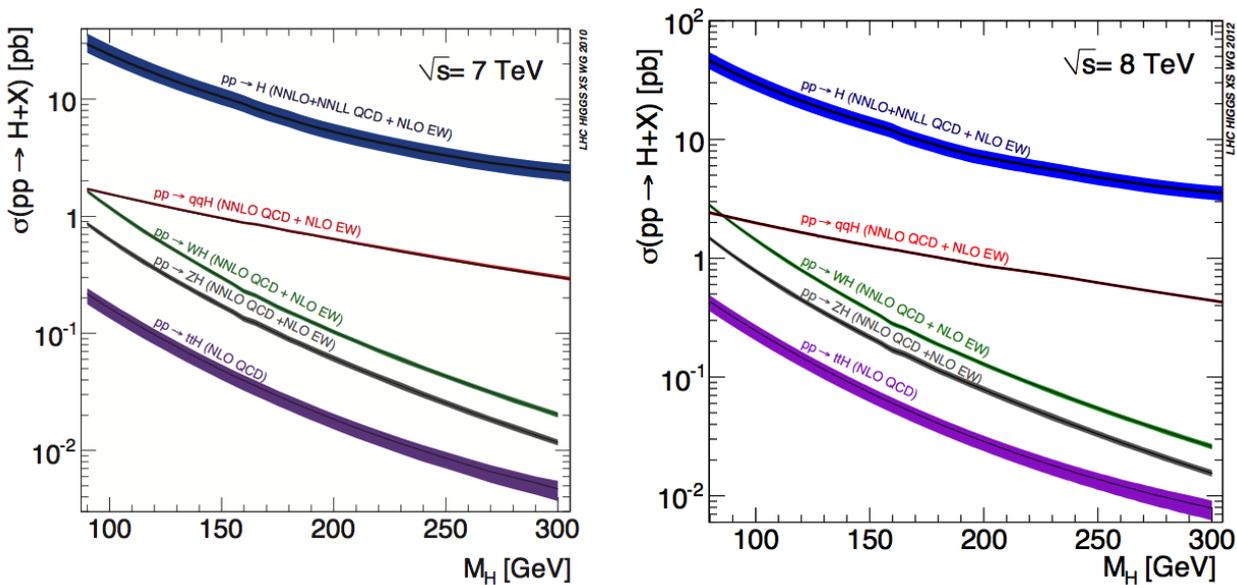


Figura 4: produzione di una sezione d’urto del bosone di Higgs del SM in un centro di massa di 7 TeV(sinistra) e 8 TeV(destra) [5]

Per quanto riguarda il decadimento dell’Higgs, esso si suddivide in diversi canali di decadimento il cui Branching Ratio fortemente dipendenti dalla massa, come illustrato in Figura5.

Higgs con valori di massa di $m_{H0} < 150\text{GeV}/c^2$ decadono principalmente nella coppia ($b\bar{b}$) e in misura minore in $\gamma\gamma$, $\tau^+\tau^-$ e $\mu^+\mu^-$; a masse di Higgs più alte la sezione d’urto di questi processi decresce rapidamente mentre i processi di decadimento in W^+W^- e ZZ diventano dominanti.

I decadimenti dello SM per il bosone di Higgs principalmente studiati a LHC sono: $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ$, $H \rightarrow W^+W^-$, $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ e $H \rightarrow b\bar{b}$.

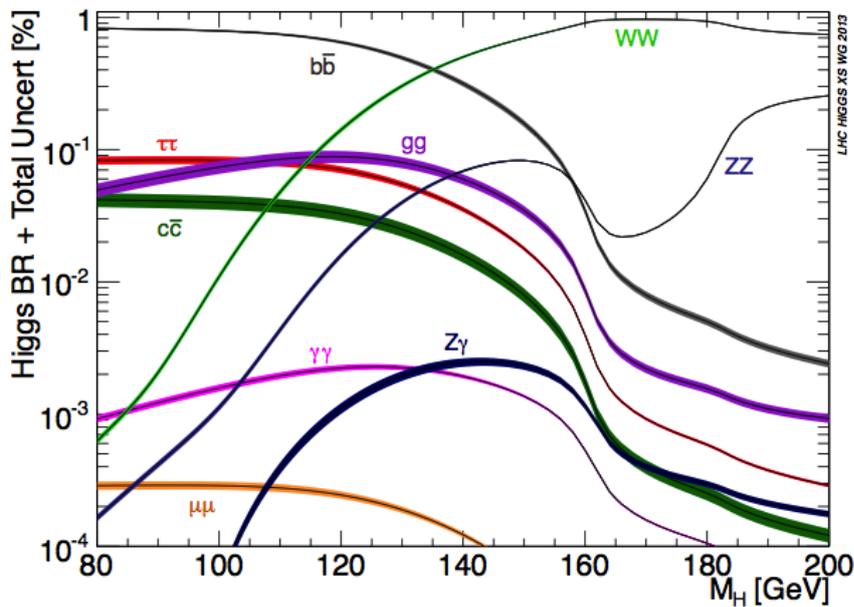


Figura 5: tipi di decadimento del bosone di Higgs a seconda della massa supposta.[5]

I primi tre processi sono compatibili con la ricerca di un bosone di Higgs con una massa di circa 125 GeV e sono più sensibili rispetto a gli altri due. In particolare i casi $\gamma\gamma$ e ZZ, forniscono misurazioni precise della massa della particella genitore. Entrambi sono definiti i canali “golden” di Higgs a causa di una chiara firma di stato finale e un fondo relativamente basso.

Nel caso $H \rightarrow \gamma\gamma$ anche se il BR dell’Higgs in due fotoni è circa solo lo 0.3%, entrambi i fotoni possono essere misurati con precisione con calorimetri elettromagnetici e il fondo può essere stimato con precisione.

L' altro canale “golden” a LHC è l' $H \rightarrow ZZ$, dove ogni Z decade in coppie di elettroni o muoni. Il BR di($H \rightarrow ZZ$) è di circa un ordine di grandezza superiore al BR di ($H \rightarrow \gamma\gamma$) per m_{H0} circa 125 GeV.

La Z decade in coppie di leptoni o di quark, gli stati finali sono costituiti da coppie di elettroni e / o muoni e sono considerati a causa del piccolo fondo della QCD. Ci sono diversi processi SM (non comprendenti il decadimento del bosone di Higgs) che possono portare a stati finali simili ; essi comprendono la produzione diretta di ZZ dall’annichilazione quark - antiquark e dalla fusione gluone-gluone, così come i processi che coinvolgono un singolo bosone Z prodotto con una produzione associata di copie jet heavy - quark e top - antitop.

Oltre al tasso di produzione diretta di ZZ, che possiamo determinare con precisione dalla simulazione, i tassi di altri fondi sono estratti dai dati. Quindi l’importanza di questo è che la massa invariante del sistema ZZ può essere misurata con buona precisione sfruttando i momenti dei quattro leptoni, ricostruita con le loro percentuali di precisione. La presenza di un Higgs nei dati si manifesta come un picco nello spettro di massa invariante di ZZ in presenza di un fondo continuo.

La Figura6 mostra lo spettro di massa invariante del di-fotone dai dati raccolti da CMS nel corso del 2011 e del 2012, dove è stato osservato un eccesso a 125 GeV su uno spettro di fondo altrimenti uniformemente distribuito.

La massa invariante ricostruita in Figura7 mostra il picco di massa Z a 91 GeV risultante dal decadimento di un Bosone Z in due leptoni e di un fotone virtuale energetico che si materializza attraverso una seconda coppia di leptoni. Questo picco, nei pressi di 125 GeV, è nella stessa regione di quello trovato nella modalità di decadimento di-fotonica mostrata in Figura7. L'eccesso osservato è coerente sia in forma che dimensione con quello atteso per i decadimenti di-fotone e ZZ per un bosone di Higgs SM[6][7].

CAPITOLO 2°

MODELLO SUPERSIMMETRICO MINIMALE

MSSM

Nonostante il successo delle verifiche sperimentali lo SM è considerato una teoria incompleta.

Varie domande necessitano di una risposta: Che cos'è la materia oscura ? Come si spiega l'asimmetria materia-antimateria ? Come è da includere la gravità?

La fisica oltre lo SM è stata molto discussa negli ultimi decenni, e tale fisica potrebbe manifestarsi attraverso la produzione di particelle “esotiche” come le superparticelle appartenenti a una nuova simmetria, chiamata Supersimmetria, bosoni pesanti Z-simili nelle grandi teorie unificate, o teorie con una dimensione spazio - temporale supplementare.

In questa tesi mi concentrerò sulla Supersimmetria (SUSY), omettendo la discussione delle altre possibili teorie oltre il Modello Standard.

La supersimmetria è una generalizzazione delle simmetrie spazio-temporali della teoria di campo quantistica che trasforma fermioni in bosoni e viceversa.

Essa assegna a ciascuna particella un suo “superpartner” che differisce nello spin di mezza unità. La supersimmetria fornisce un quadro per l'unificazione della fisica delle particelle e della gravità[8][9][10][11][12], la quale è regolamentata dalla scala di energia di Planck, $M_p \sim 10^{19}$ GeV, dove le interazioni gravitazionali diventano confrontabili in intensità alle interazioni di gauge.

La SUSY può fornire una soluzione al problema della *hierarchy* (gerarchia) e spiegare la piccolezza della scala elettrodebole rispetto alla scala di Planck. Questo è uno dei problemi dello SM in cui non è possibile mantenere la stabilità della gerarchia di Gauge in presenza di correzioni quantistiche radiative. La supersimmetria è invece in grado di “stabilizzare” la massa dell’higgs. Tramite l’introduzione di correzioni radiative nelle quali partecipano le superparticelle.

Se SUSY fosse una simmetria esatta della natura, le particelle e le loro superpartner degenererebbero in massa. Dal momento che non sono (ancora) stati osservati superpartner, SUSY deve essere considerata una simmetria rotta. Tuttavia, la stabilità della gerarchia di gauge può ancora essere mantenuta se la rottura è piccola[13][14]. Ciò significa che le masse delle superparticelle non possono essere più grandi di qualche TeV. Le più interessanti teorie di questo tipo sono le teorie di

low-energy (o *weak-scale*), dove l'effettiva scala di rottura di SUSY è legata alla scala di rottura della simmetria elettrodebole [15][16][17][18].

SUSY permette anche, in modo coerente, la grande unificazione delle interazioni elettromagnetiche, deboli e forti, in quanto è fortemente supportata dalla previsione dell'angolo di mixing elettrodebole a scale di bassa energia, con una precisione a livello del percento.

Una teoria fondamentale per la rottura della supersimmetria è sconosciuta in questo momento; tuttavia, si può parametrizzare la teoria di bassa energia in termini di un più generale insieme di operatori normalizzabili per un rottura di SUSY "soft".

Ciò è fatto dalla cosiddetta estensione Supersimmetrica minimale del Modello Standard (MSSM) che associa un partner supersimmetrico per ogni bosone di Gauge e un fermione chirale del SM o MSSM fornisce inoltre un modello realistico per la fisica alla scala debole (weak scale).

2.1 Struttura del MSSM:

L'estensione supersimmetrica minimale del Modello Standard consiste nel prendere i campi di un doppietto di Higgs, estensione del Modello Standard, e aggiungere le corrispondenti partner supersimmetriche [19][20].

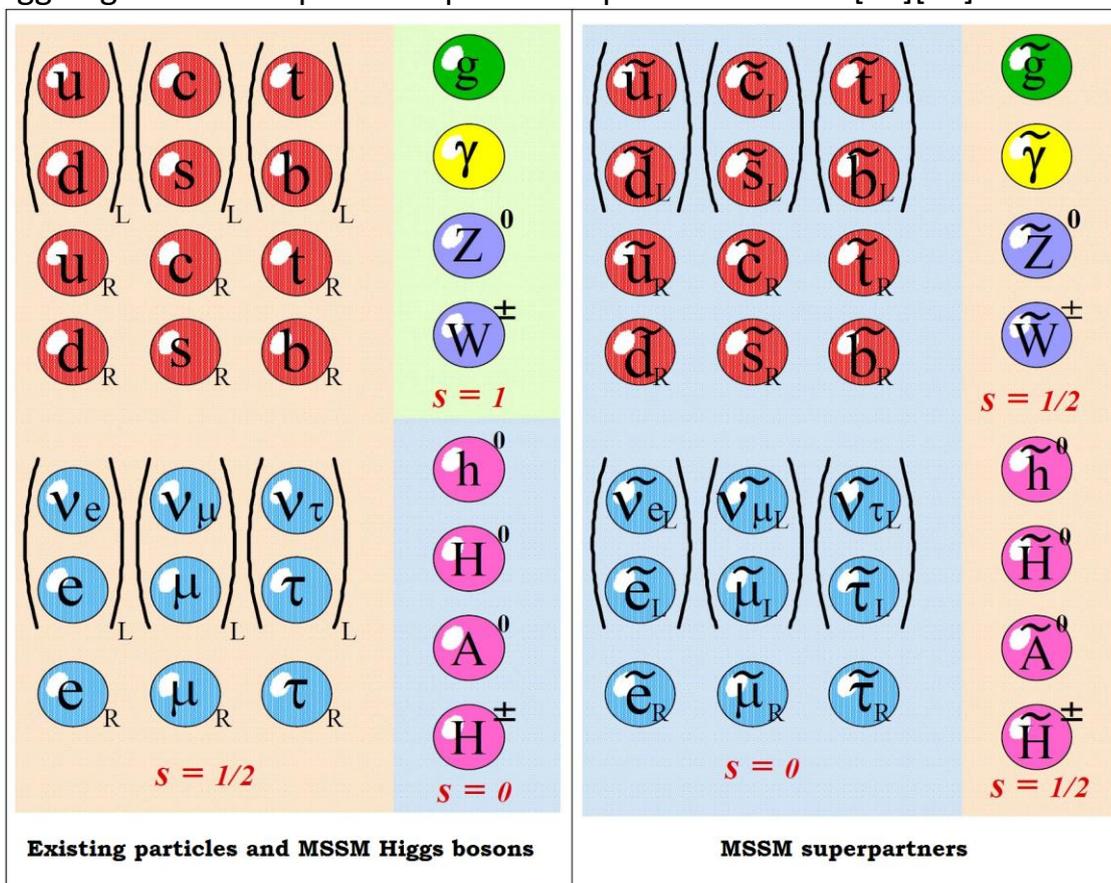


Figura 6: Particelle previste dal MSSM. Nel rettangolo sinistra sono riportate le particelle esistenti nella SM e altri quattro nuovi bosoni di Higgs previsti dalla MSSM. Nel rettangolo di destra ci sono tutti i superpartner nominati come la particella coniugata con l'aggiunta, nel caso dei fermioni, del prefisso s -, e in caso di bosoni del suffisso- ino.

Se la teoria è corretta, le particelle supersimmetriche dovrebbero apparire nelle collisioni all'LHC.

La simmetria di Gauge prevede che tutte le particelle debbono essere senza massa, un'idea in contrasto con ciò che osserviamo intorno a noi. I teorici hanno quindi escogitato un meccanismo per dare alle particelle masse; questo meccanismo presuppone l'esistenza di una nuova particella, il bosone di Higgs. Tuttavia, è un problema il perché il bosone di Higgs sia leggero, in quanto le correzioni radiative relative a diagrammi che coinvolgono processi con particelle massive fino alla scala di Planck tenderebbero a renderlo infinitamente pesante. In Figura 7 è mostrato un tipico esempio di diagramma di correzione della massa.

Le particelle supplementari previste dalla supersimmetria servirebbero per annullare i contributi alla massa dell'Higgs dati dai loro partner dello Standard-model, rendendo il bosone di Higgs il più leggero possibile. Le nuove particelle potrebbero interagire attraverso le stesse forze come le particelle dello SM, ma avrebbero masse diverse. Se le particelle supersimmetriche vengono incluse nel SM, le interazioni delle sue tre forze: elettromagnetica, forze forti e deboli dovrebbero avere le stesse identiche forze ad altissime energie, come nell'universo primordiale. Una teoria che unisce le forze matematicamente si chiama una grande teoria unificata.

La supersimmetria inoltre deve collegare le due diverse classi di particelle note come fermioni e bosoni. Particelle come quelle del Modello Standard sono classificate come fermioni o bosoni basandosi su una proprietà conosciuta come spin.

I Fermioni hanno la metà di una unità di spin, mentre i bosoni hanno 0, 1 o 2 unità di spin.

La Supersimmetria prevede che ciascuna delle particelle del modello standard abbia un partner con spin che differisce per mezza unità. Così i bosoni sono accompagnati da fermioni e viceversa. Collegato alle loro differenze in effetti sono differenze nelle loro proprietà collettive.

Infine, in molte teorie la particella supersimmetrica più leggera è stabile ed elettricamente neutra ed interagisce debolmente con le particelle del Modello Standard.

Queste sono esattamente le caratteristiche richieste per la materia oscura, la quale viene pensata come la maggior parte della materia dell'universo e con la funzione di tenere insieme le galassie.

Il Modello Standard da solo non fornisce una spiegazione per la materia oscura. La supersimmetria è un framework che si basa sulla solidità di base del Modello Standard per creare un quadro più completo del nostro mondo.



Figura 7: Digramma di Feynman del primo ordine per la correzione della massa di Higgs. Nel SM gli effetti di questa correzione sono potenzialmente enormi dando così luce al problema definito di "hierarchy".

Nel MSSM, esistono cinque stati fisici dell'Higgs, essi sono lo scalare neutro CP-dispari A^0 , i due scalari carichi H^\pm e i due scalari neutri CP-pari h^0 e H^0 .

La loro massa è determinata al tree level da m_{A0} e $\tan \beta$, dove $\tan \beta$ è un parametro fondamentale del MSSM che non verrà studiato in questa tesi. Con ϕ ci si riferisce al bosone di Higgs neutro quindi ad A^0 , h^0 , H^0 .

Per un ampio intervallo di valori m_A e $\tan \beta$, le proprietà di h^0 coincidono con quelle del bosone di Higgs del modello standard.

CAPITOLO 3°

IL RIVELATORE CMS

3.1 L'acceleratore LHC:

L'LHC (Large Hadron Collider) è il più grande e potente acceleratore di particelle al mondo, diventato operativo il 10 settembre del 2008, si trova nello stesso sito del LEP (Large Electron Positron collider) del CERN in un anello di 27 Km di lunghezza ad una profondità di circa 100 m nelle vicinanze della città di Ginevra.

L'LHC può accelerare protoni e ioni pesanti, fino al 99.9999991% della velocità della luce e farli successivamente collidere, raggiungendo attualmente un'energia, nel centro di massa, di 8 TeV (si prevede che agli inizi del 2015 tale energia possa arrivare a 14 TeV).

I componenti più importanti dell'LHC sono gli oltre 1600 magneti superconduttori in lega di niobio e titanio raffreddati alla temperatura di 1.9 K (-271.25 °C) da elio liquido superfluido che realizzano un campo magnetico di circa 8 tesla, necessario a mantenere in orbita i protoni all'energia prevista. Il sistema criogenico dell'LHC è il più grande che esista al mondo.

La macchina accelera due fasci di particelle che circolano in direzioni opposte, ciascuno contenuto in un tubo a vuoto. Questi collidono in quattro punti lungo l'orbita, in corrispondenza di caverne nelle quali il tunnel si allarga per lasciare spazio a grandi sale sperimentali. In queste di esse vi sono posizionati i quattro principali esperimenti di fisica delle particelle: ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus), CMS (Compact Muon Solenoid), LHCb (LHC-beauty) ed ALICE (A Large Ion Collider Experiment).

La disposizione è raffigurata nella Figura 10.

Si tratta di grandi apparati costituiti da numerosi sottorivelatori che utilizzano operano intorno al punto in cui i fasci collidono. Nelle collisioni vengono prodotte, grazie alla trasformazione di una parte dell'altissima energia in massa, numerosissime particelle le cui caratteristiche vengono misurate dai rivelatori.

Tra gli scopi principali degli studi sarà cercare fra queste particelle tracce dell'esistenza di nuove particelle. Il programma scientifico di LHC prevede anche la collisione tra ioni pesanti. Nel mese di novembre 2010 sono avvenute le prime collisioni fra nuclei di piombo.

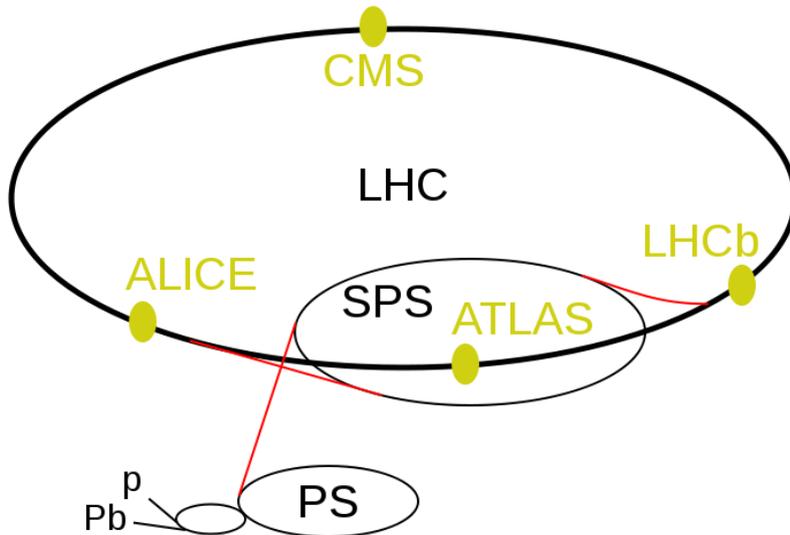


Figura 8: Il Large Hadron Collider con i suoi punti sperimentali e i pre-acceleratori. I fasci di protoni e ioni pesanti di piombo iniziano il percorso agli acceleratori lineari (in figura p e Pb). Continuano il loro cammino nel Proton Synchrotron (PS), nel Super Proton Synchrotron (SPS) e giungono nell'anello esterno di 27 km di circonferenza. Durante il percorso si trovano i quattro punti sperimentali in cui i fasci vengono fatti collidere: ATLAS, CMS, LHCb, ALICE

3.2 Rivelatore CMS:

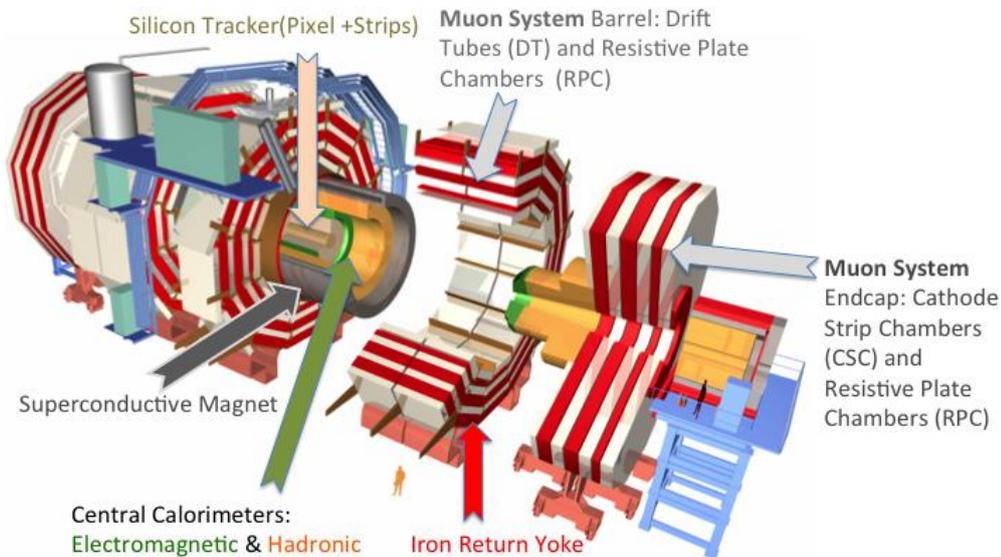


Figura 9: spaccato del rivelatore CMS

Il rivelatore Compact Muon Solenoid (CMS)[21] è uno dei due esperimenti “general purpose” presenti sull’anello LHC.

Nello spaccato di Figura11 notiamo la sua struttura a strati cilindrici, nel realizzare ogni singola parte del detector si è dovuto tener conto di alcune specifiche richieste,

possiamo riconoscere partendo dal magnete (componente caratteristica di CMS) per poi andare dalla componente più interna all'esterno, nell'ordine:

1. Un eccellente sistema per la rilevazione ridondante dei muoni per ricostruirne le tracce e misurarne l'impulso trasverso;
2. Un sistema di tracciatura e misura del vertice d'interazione di alta qualità per identificare le tracce vicino al punto d'interazione in accordo con 1) e 3);
3. Il calorimetro elettromagnetico per analizzare l'energia di elettroni e fotoni;
4. Un calorimetro adronico ermetico su tutto l'angolo solido per riuscire a misurare tutta l'energia degli adroni che hanno preso parte all'evento;
5. Un solenoide superconduttivo di grandi dimensioni per misurare l'impulso delle particelle prodotte.

A seconda della zona del rivelatore si è dovuto anche tenere conto dell'elevata dose di radiazioni e dell'eventuale campo magnetico, quindi progettare sottorivelatori affidabili e duraturi nel tempo.

Tutto ciò è stato realizzato in un rivelatore di dimensioni considerevoli: ha un diametro di 15 m e si sviluppa in lunghezza per 21.60 m, mentre la sua massa si aggira intorno alle 12500 t per via del giogo in ferro che lo avvolge e contiene il campo magnetico.

Nel sistema di riferimento usato in CMS l'asse z è parallelo al fascio, x punta verso il centro dell'anello e y verso la superficie. In coordinate polari r indica la distanza dall'asse di simmetria del cilindro, ϕ è l'angolo sul piano azimutale xy, ϑ è l'angolo polare sostituito a volte con la pseudorapidità η che è definita come:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right)$$

Dove con \vec{p} si indica l'impulso della particella e con p_z la proiezione di questo lungo l'asse indicato dal pedice. In approssimazione ultrarelativistica ($|\vec{p}| \gg m$) si riduce a:

$$\eta = -\ln \left(\tan \frac{\vartheta}{2} \right)$$

Questa nuova variabile è Lorentz-invariante e molte distribuzioni statistiche per la produzione di particelle sono uniformi in essa.

Il rivelatore CMS è suddiviso in: una parte centrale (*barrel*) che è ulteriormente suddivisa in 5 ruote (*wheels*) lungo la direzione dell'asse, e da due dischi di chiusura alle estremità (*end-caps*) a loro volta suddivisi in dischi di spessore decrescente proseguendo verso l'esterno.

Prendendo in considerazione una sezione trasversale del barrel: essa è suddivisa in una parte interna dal centro del rivelatore al solenoide ($r=0\div 3$ m) di forma circolare, ed una esterna occupata dal giogo di ferro ($r=3\div 7,5$ m) dodecagonale.

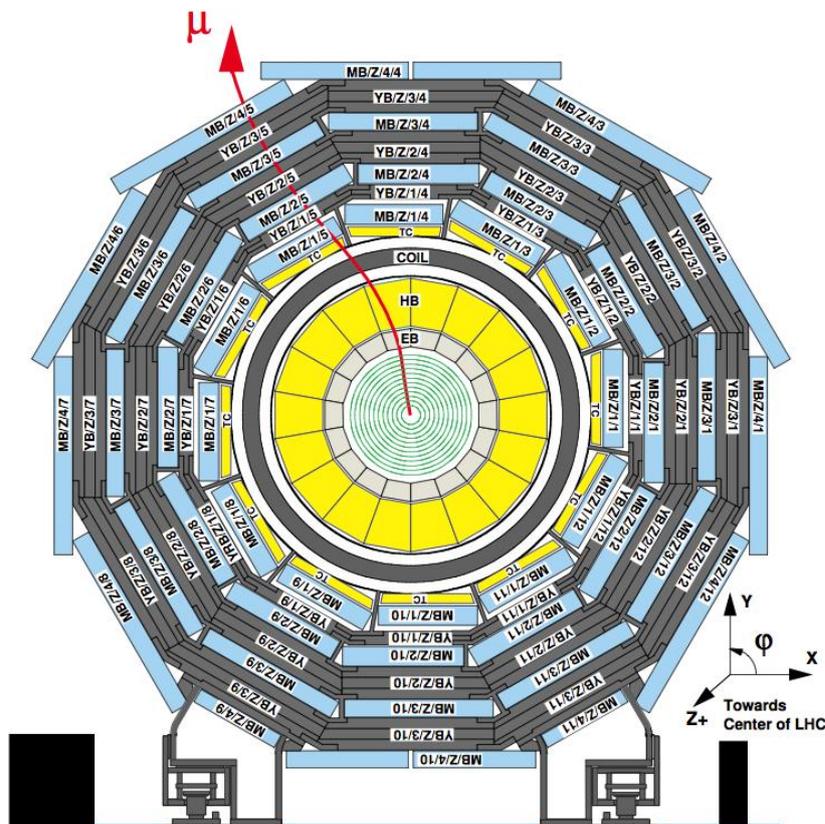
La numerazione delle ruote parte fissando lo 0 su quella centrale che ospita il magnete nominando poi ± 1 e ± 2 le altre proseguendo verso gli endcaps in un senso e nell'altro; ognuna delle ruote è esternamente suddivisa in 12 settori dal dodecagono.

Esternamente agli end-caps che chiudono il campo magnetico abbiamo due ulteriori calorimetri adronici (*very forward calorimeters*) che servono a coprire l'angolo ϑ sino a $\eta=5.3$ in modo da perdere il minor numero possibile di particelle generate durante le collisioni e completare l'ermeticità del rivelatore.

CMS è suddiviso in 5 sottoparti:

- Il magnete
- Rivelatore di tracce (Tracker)
- Calorimetro elettromagnetico (ECAL)
- Calorimetro adronico (HCAL)
- Il rivelatore di muoni

(a)



(b)

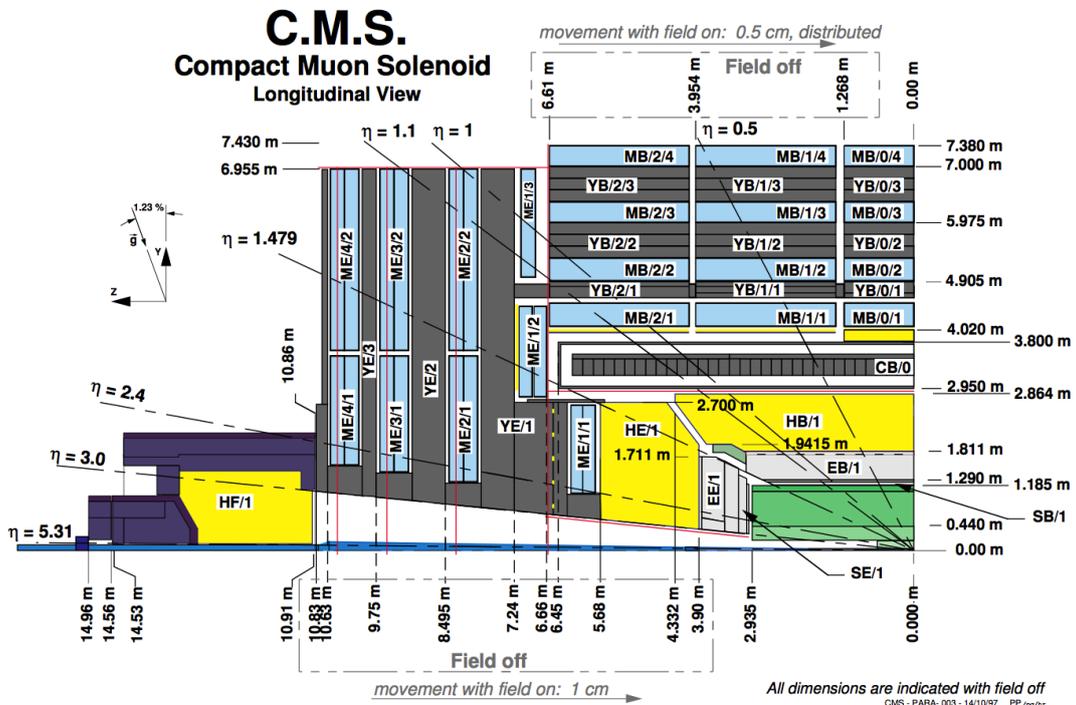


Figura 10:a) Sezione di CMS sul piano xy su una generica ruota Z. b) Sezione longitudinale di un quadrante di CMS sul piano yz, gli altri quattro sono simmetrici a questo rispetto il punto d'intersezione

3.2.1 IL MAGNETE:

Per effettuare misure molto accurate dell'impulso trasverso delle particelle, CMS adotta un campo magnetico solenoidale [22] generato da un magnete superconduttore cilindrico con un diametro di 6m e una lunghezza di 13 m, in grado di produrre al suo interno un campo magnetico uniforme di 4 T contenente tutti i sotto-rivelatori esclusi quello dedicato ai muoni ed i forward calorimeters.

Il cilindro è sistemata all'interno della ruota 0 e le linee di flusso del campo sono parallele alla direzione del fascio. Per riuscire a far ricongiungere il campo magnetico è quindi necessaria una grande quantità di materiale ferromagnetico che ne confini le linee al suo interno e ne costringa la chiusura. Questo è ottenuto tramite un ritorno (*return yoke*) in ferro che avvolge il rivelatore.

Il campo magnetico è pertanto guidato prima negli end-caps e poi nel barrel ad avvolgersi su se stesso.

Tale procedimento indebolisce l'intensità del campo che passa dai 4T all'interno ai 2 T o meno nel giogo di ritorno. Il solenoide per raggiungere la superconduttività, è portato a 4.5K tramite un sistema di raffreddamento ad elio liquido.

Per raggiungere questa temperatura partendo dai circa 300K di temperatura ambientale è necessario un tempo di un mese più altre 5 ore per arrivare alla corrente di regime (alimentato a 16V e 20kA). La scarica in condizioni normali dura 18 ore anche il sistema di emergenza permette di scaricare il magnete in un tempo di soli 280s.

3.2.2 RIVELATORE DI TRACCE (TRACKER):

È situato nella parte più interna di CMS, in una zona con campo magnetico di 4T molto ricca di radiazioni. Nella sua progettazione [23] si è dovuto cercare il miglior compromesso possibile tra resistenza all'ambiente di lavoro e sensibilità dei materiali per effettuare buone ricostruzioni dei punti di passaggio delle particelle di alto p_t ed avere tempi di risposta il più breve possibile (<25 ns) per evitare gli effetti di *pile-up*(ci si riferisce ad un rivelatore che è interessato da diversi eventi nello stesso tempo senza poterli discriminare).

È di forma cilindrica con un raggio massimo di 110 cm ed una lunghezza di 540 cm coprendo così il range di pseudo rapidità con $|\eta| < 2.5$.

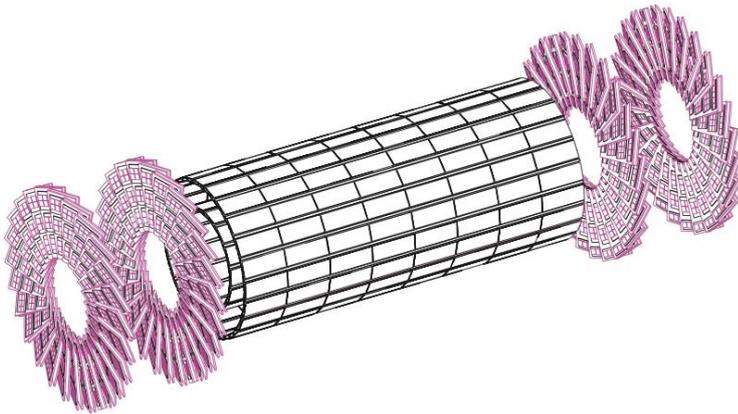


Figura 11: Visualizzazione dei pixel detector del tracker

È stato deciso di costruire un rivelatore a base di silicio in due diverse configurazioni. Il Tracker è suddiviso in una parte interna costituita per lo più da *pixel detectors* ed una esterna di *strip detectors*. Per essere più precisi abbiamo, nella parte interna lungo i lati del cilindro, tre strati di pixel detectors seguiti da quattro di strips e poi ancora sei di strips più esterni; sulle facce di chiusura del cilindro ci sono due strati di pixel e tre di strips, seguiti da nove di strips esterne. Tra uno strato e l'altro si trova materiale non sensibile, per lo più si tratta del sistema di raffreddamento del Tracker che viene mantenuto ad una temperatura di -10°C .

I pixel detectors sono segmentati in modo da garantire la massima precisione nel ricostruire i vertici di interazione/ decadimento e riuscire a discriminare i *b-jets* dai τ -*jets*.

Le strip detectors hanno dimensioni variabili a seconda della loro collocazione (da $320\mu\text{m}$ a $500\mu\text{m}$ di spessore) tutt'attorno alla parte composta dai pixel detectors assicurando la copertura sino ad $|\eta| < 2.5$.

La risoluzione in p_t del solo Tracker è: $\frac{\partial p_t}{p_t} \simeq (60 \cdot p_t \oplus 0,5)\%$. Quella per il parametro d'impatto trasverso nel piano r - ϕ è circa di $35\mu\text{m}$ e di $75\mu\text{m}$ per quello longitudinale su tutto il range di pseudo rapidità. L'efficienza nella ricostruzione delle tracce è: 98% per i μ , 95% per gli adroni con $p_t > 100\text{GeV}/c$ ed 85% per $p_t \simeq 1\text{GeV}/c$, superiore al 90% per gli e^- .

3.2.3 CALORIMETRO ELETTROMAGNETICO :

Esternamente al Tracker è situato il calorimetro elettromagnetico (ECAL) [24] che serve a misurare l'energia di fotoni ed elettroni e ad aiutare la loro identificazione.

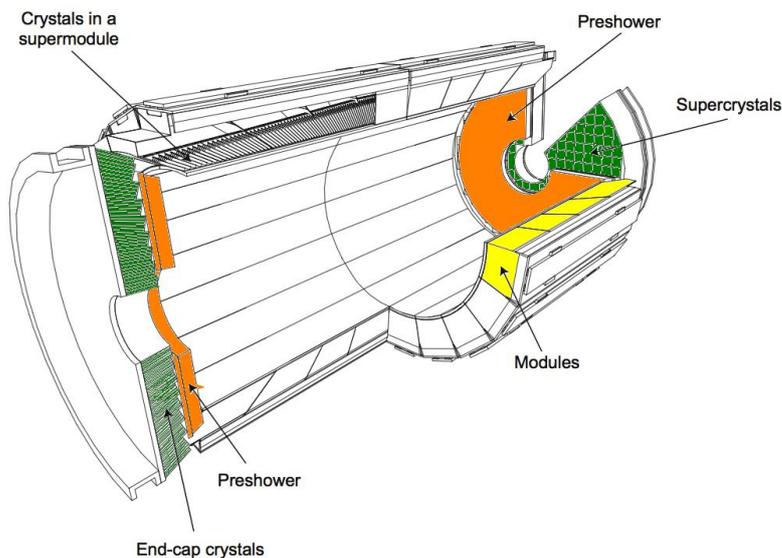


Figura 12: spaccato dell'ECAL, si notano le varie suddivisioni ed anche alcuni cristalli

Come materiale sensibile vengono usati dei cristalli omogenei a scintillazione, costituiti da vetri di tungstenato di piombo (PbWO_4). Con l'impiego di questo particolare materiale si riesce ad ottenere un buon compromesso tra qualità della misura in energia e posizione, resistenza alle radiazioni ed un ingombro il più ridotto possibile.

L'ECAL è suddiviso in tre strutture più piccole: il barrel, gli end-caps e i preshower.

La parte del barrel copre sino a $|\eta| < 1.479$, il raggio interno di questo cilindro è di 1.29 m rispetto all'asse dei fasci. I cristalli hanno una sezione quadrata di $21.8 \times 21.8\text{mm}^2$ (circa il raggio di Molière che per questo cristallo è 2.19 cm) ed una lunghezza di 230 mm (la lunghezza di radiazione è 0.89 cm quindi ne vengono contenute 25.8). La luce di scintillazione in questa zona verrà convertita in segnali elettrici tramite fotomoltiplicatori a valanga (APD) progettati per riuscire a lavorare in campi magnetici molto intensi.

Gli end-caps permettono la copertura sino ad $|\eta| = 3$, tuttavia l'elevata quantità di radiazione e la frazione di energia dovuta ad eventi di pile-up consentiranno di effettuare misure precise sino al massimo di $|\eta| = 2.6$.

I cristalli di questa parte hanno una lunghezza di 290 mm, e sono 10764.
 In questa zona ad elevato η saranno presenti elevate radiazioni ($\sim 50 \text{ kGy}$) ed abbondanti flussi neutronici ($\sim 7 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$), quindi le APD produrrebbero un elevato fondo e la scelta progettuale ha portato all'utilizzo di foto triodi a vuoto (VPT).

Nella tabella sottostante si possono notare i valori tipici di questi termini per le zone di barrel e di end-cap.

Termine	Barrel $\eta=0$	End-cap $\eta=2$
Stocastico totale a	$2.7\% \cdot \sqrt{E}$	$5.7\% \cdot \sqrt{E}$
Costante c	0.55%	0.55%
Rumore totale σ_n a bassa luminosità	155 MeV	205 MeV
σ_n ad alta luminosità	210 MeV	245 MeV

Tabella 1: Valori tipici per stimare la risoluzione complessiva dell'ECAL

3.2.4 CALORIMETRO ADRONICO :

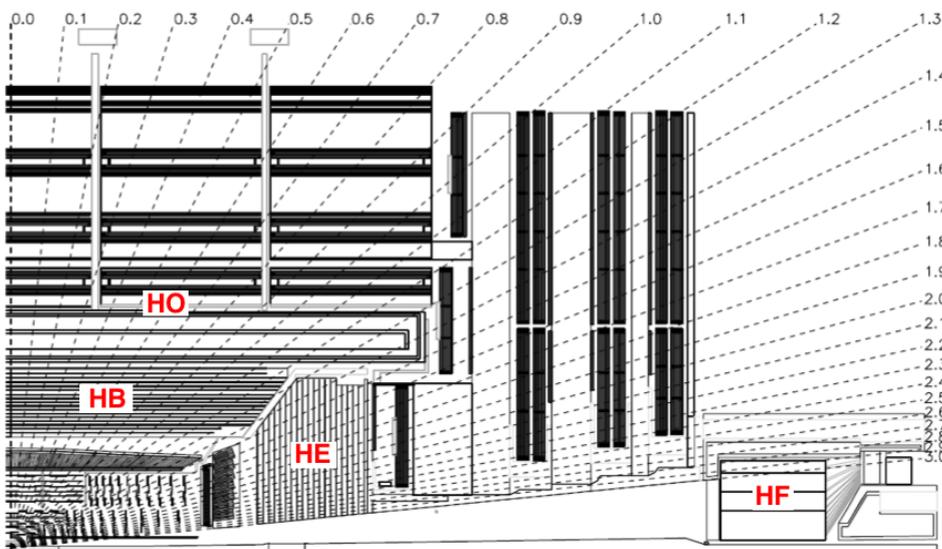


Figura 13:vista longitudinale di un quarto di HCAL

Il calorimetro adronico (HCAL) [25] è stato progettato per effettuare misure precise di energia e direzione dei jets e per contribuire alla determinazione dell'energia mancante (E_{mis}).

Si è costruito un calorimetro ad elevata ermeticità che copre fino ad $|\eta|=5.3$, con una buona granularità trasversa (al fine di garantire una buona risoluzione nella misura di E_t cioè l'energia trasversa rispetto all'asse dei fasci) ed elevato contenimento degli sciami adronici. L'HCAL aiuta anche l'identificazione di e , γ e μ .

È costituito da una parte interna al solenoide, divisa in barrel e due end-caps, ed una che avvolge esternamente il tubo del fascio detta *forward calorimeter*.

Il barrel di questo calorimetro (HB), copre la zona di pseudo rapidità definita da $|\eta| < 1.3$, ha $r_{\text{int}}=1.806$ m ed $r_{\text{est}}=2.950$ m, ed è lungo 8.6 m.

Nel piano xy ci sono 18 “cunei” (*calorimeter wedges*) che coprono ognuno 20° in ϕ .

HB è un calorimetro a campionamento posto in un forte campo magnetico, questo impone la presenza di materiale non ferromagnetico al suo interno. Come materiale assorbitore vengono dunque utilizzate delle lastre di una lega con rame e zinco (90% Cu e 10% Zn) con minime parti di acciaio inossidabile.

Questa lega offre delle buone proprietà: ha una breve lunghezza di interazione ($\lambda_{\text{Cu}}=15$ cm) e basso numero atomico ($Z_{\text{Cu}}=29$), caratteristiche essenziali per costruire un oggetto il più compatto possibile e che influisca il meno negativamente possibile sul rivelatore di muoni che lo segue.

Il materiale attivato è composto da scintillatori plastici suddivisi in 17 strati spessi 4 mm ciascuno. La granularità degli scintillatori è $\Delta|\eta| \times \Delta\phi=0.087 \times 0.087$. La luce blu-violetta prodotta da questo materiale è raccolta da guide ottiche che fungono anche da *wavelength shifter* emettendo nella banda del verde ($\lambda=480$ nm).

Questa parte non sarà in grado da sola di contenere gli sciami più energetici e quindi scintillatori opzionali verranno posti all'esterno del solenoide.

Sempre all'interno del magnete vi sono gli end-caps dell'HCAL (HE) che hanno una metodologia costruttiva simile alla precedente dovendo operare nello stesso ambiente.

Ad 11 m dal punto di iterazione vi è il forward calorimeter (HF) che si trova fuori dal ferro che costituisce il ritorno del campo magnetico. Avvolge il tubo del fascio per circa 3 m da $r=12$ cm ad $r=1.5$ m e copre da $|\eta|=3$ ad $|\eta|=5.3$.

Essendo lontano dal campo magnetico non c'è più la restrizione di utilizzare solo materiale non ferromagnetico, ma questa è una zona ricca di radiazioni e quindi il materiale ne deve essere quanto più immune possibile. La parte sensibile è quindi costruita con fibre di quarzo (sopportano fino a 30 Grad) che vengono posizionate Parallelamente alla linea del fascio. L'energia depositata è misurata tramite luce Cerenkov che è poi portata lungo delle fibre ottiche ai fotomoltiplicatori posti in zone con minor radiazione.

Possiamo così parametrizzare le varie risoluzioni in energia (con E espressa in GeV) per le varie parti di HCAL:

barrel $\frac{\sigma}{E} = \frac{65\%}{\sqrt{E}} \oplus 5\%$

end-cap $\frac{\sigma}{E} = \frac{83\%}{\sqrt{E}} \oplus 5\%$

forward $\frac{\sigma}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 5\%$

3.2.5 IL RIVELATORE DI MUONI:

Il sistema di rivelazione dei muoni [26][27] di CMS è stato progettato per identificare i muoni e dare ottime misure per l'impulso trasverso da valori di alcuni GeV sino ai TeV. Questi muoni molto energetici costituiscono la segnatura di molti eventi interessanti nelle collisioni p-p il sistema a muoni ha inoltre un ruolo fondamentale nel trigger di CMS. Ad esso è affidata l'identificazione del bunch crossing (BX indica il momento in cui si scontrano i protoni provenienti dai due fasci). Il sistema muonico è situato all'interno del ferro di ritorno del campo magnetico prodotto dal solenoide necessario a produrre la curvatura per effettuare la misura di p_t ed offre un'ottima schermatura dal fondo prodotto da LHC.

Tutto l'apparato per la misurazione dei muoni può essere diviso in tre sotto-parti indipendenti che hanno assunto caratteristiche diverse in fase di progettazione per rendere conto a specifiche richieste in termini di rivelazione delle particelle o ambiente di lavoro (sostanzialmente l'intensità del campo magnetico).

Possiamo quindi distinguere le camere a deriva (*drift tubes* o DT) che sono installate nel ritorno del campo magnetico del barrel e offrono una copertura per $|\eta| < 1.2$, mentre negli end-caps sono installate le catode strip chambers (CSC) che operano meglio delle DT in zone con campo magnetico intenso ed elevato flusso di particelle. Esse coprono $0.9 < |\eta| < 2.4$.

Affiancate a queste due prime tipologie abbiamo le resistive plate chamber (RPC) che sono posizionate nel barrel e negli end-caps sino alla pseudo rapidità 2.1.

Questa scelta è stata fatta poiché i primi due tipi di rivelatore offrono buone misure spazio-temporali e capacità di trigger, tuttavia, per ottenere un elevato livello di ridondanza ed avere un'elevata risoluzione temporale soprattutto a scopi di trigger, si è deciso di introdurre anche le RPC che fungono da complemento per le misure dei μ .

CAPITOLO 4°

RICERCA DI UN MSSM HIGGS AL CMS

$H \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Nel MSSM, esistono cinque stati fisici dell'Higgs, essi sono lo scalare neutro CP-dispari A^0 , i due scalari carichi H^\pm e i due scalari neutri CP-pari h^0 e H^0 .

La loro massa è determinata al tree level da m_{A0} e $\tan \beta$, dove $\tan \beta$ è un parametro fondamentale del MSSM che non verrà studiato in questa tesi. Con ϕ ci si riferisce al bosone di Higgs neutro quindi ad A^0, h^0, H^0 .

La produzione di un MSSM Higgs neutro $pp \rightarrow \phi + X$ a LHC è dominata da due processi: la $b\bar{b}$ associata dove ϕ è prodotto insieme ad una coppia $b\bar{b}$, e il processo di fusione di gluoni ($gg\phi$).

Uno l'accoppiamento tra l'Higgs e i quark dipende fortemente da $\tan\beta$; in particolare l'accoppiamento di ϕ con i quark b aumenta a grandi valori di $\tan\beta$ rispetto al caso di Higgs nel SM [28]:

$$g_{b\bar{b}\phi}^{MSSM} = \tan \beta \cdot g_{b\bar{b}\phi}^{SM}$$

Di conseguenza, mentre per bassi valori di $\tan \beta$ (< 15) la produzione principale

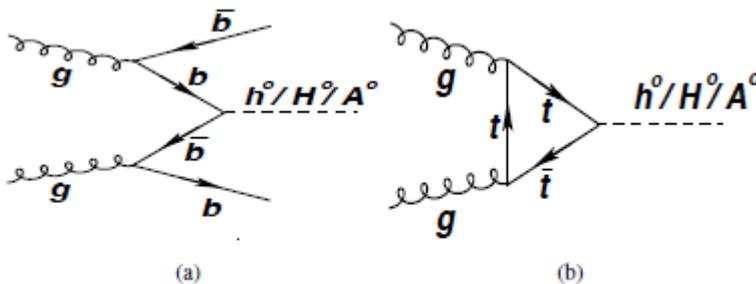


Figura 14: questi diagrammi di Feynman rappresentano la produzione di un bosone di Higgs MSSM al LHC nel canale b-associato, $b\bar{b}\phi$ (a) e il processo di fusione gluone gluone $gg\phi$ (b)

è il meccanismo di fusione dei gluoni, per alti valori di $\tan \beta$ la produzione b associata diventa dominante.

La sezione d'urto di produzione del ϕ bosone a $\sqrt{s} = 7$ TeV e $\sqrt{s} = 8$ TeV in funzione della sua massa è mostrata rispettivamente nelle figure 17 e 18.

In entrambe le figure i plot sulla destra ($\tan \beta = 30$), evidenziano che la produzione di bosoni di Higgs in associazione con i quark b diventa favorevole rispetto alla gluon fusion.

Per lo stesso motivo il bosone di Higgs neutro che decade in quark b ha il più alto Branching Ratio (BR), circa il 90%. Infatti è il più pesante fermione di tipo down. Il

secondo canale di decadimento preferito è il $\tau^+\tau^-$ con circa il 10 % di BR. In questa tesi è considerato il canale $\mu^+\mu^-$.

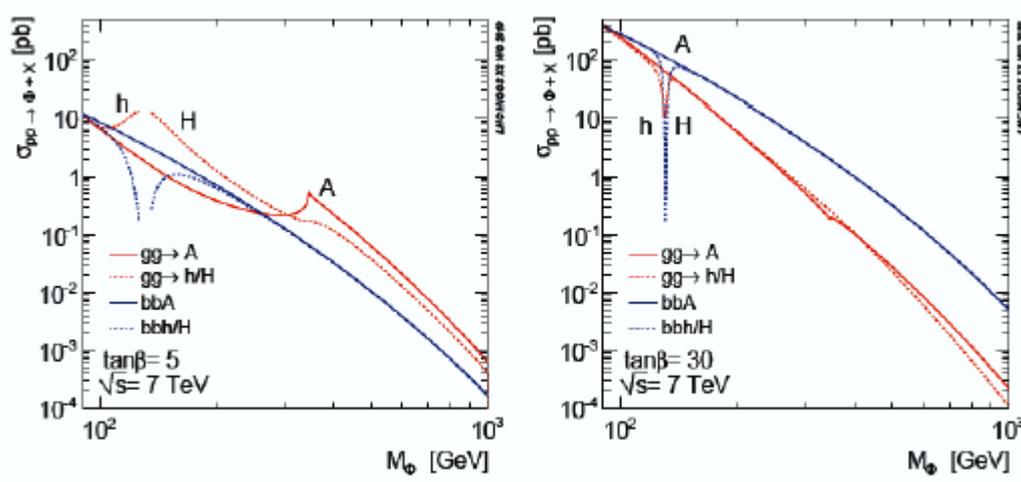


Figura 15: sezione d'urto per la produzione di un ϕ bosone a $\sqrt{s}=7$ TeV in funzione della sua massa per $\tan \beta=5$ (sinistra) e per $\tan \beta=30$ (destra).

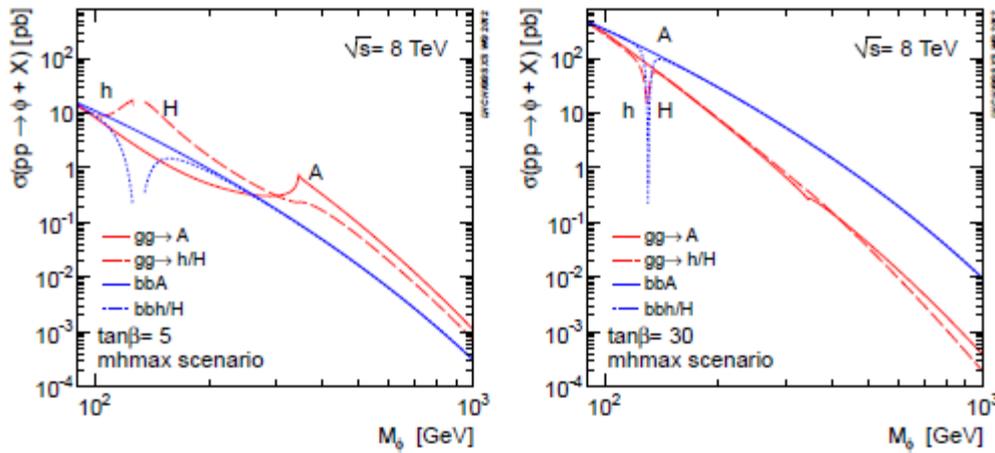


Figura 16: sezione d'urto per la produzione di un ϕ bosone a $\sqrt{s}=8$ TeV in funzione della sua massa per $\tan \beta=5$ (sinistra) e per $\tan \beta=30$ (destra).

Nonostante il loro basso BR, i decadimenti leptonici forniscono maggiore sensibilità rispetto ai decadimenti $b\bar{b}$, fortemente contaminati dal grande fondo QCD caratteristico dell'ambiente LHC. Tra di loro, mentre il processo $\tau^+\tau^-$ ha un BR più grande di un fattore $(m_\tau/m_\mu)^2$ e fornisce una migliore sensibilità in termini statistici, il processo $\mu^+\mu^-$ ha una firma sperimentale più pulita e beneficia della ricostruzione completa dello stato finale. Inoltre, grazie alla alta precisione della misura del momento del muone a CMS, la massa dell'Higgs può essere ricostruita dai decadimenti di $\mu^+\mu^-$ con una buona risoluzione. La larghezza dell'Higgs è inoltre regolata da $\tan \beta$, che diventerebbe eventualmente misurabile.

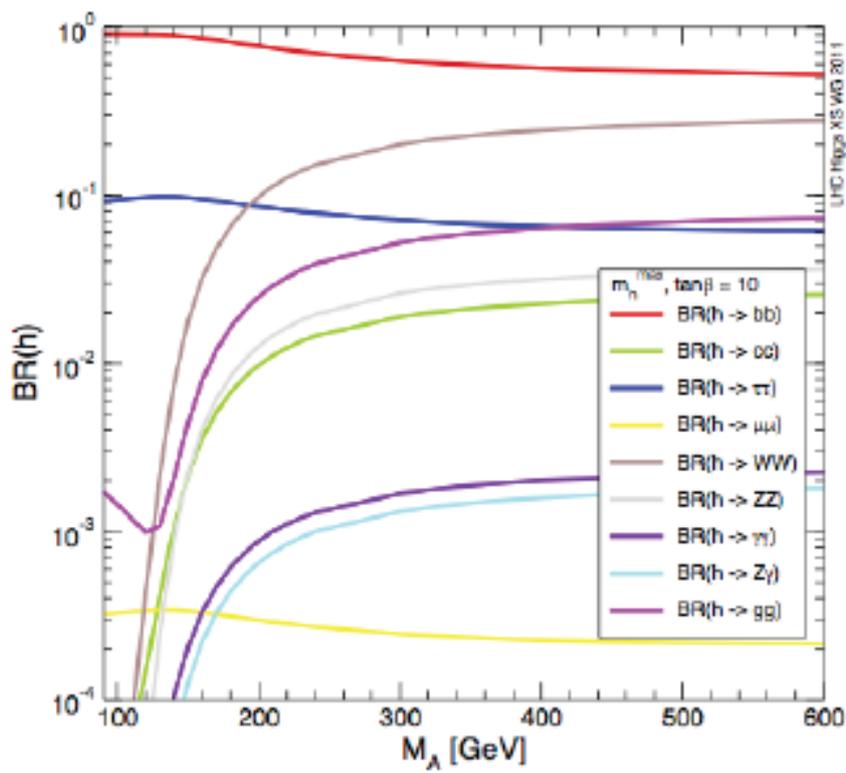


Figura 17: il branching ratio del decadimento del bosone h in funzione della massa del bosone A

CAPITOLO 5°

LA SELEZIONE DEI DATI

5.1 INTRODUZIONE:

In questo capitolo è descritta la selezione adottata per cercare il bosone di Higgs neutro MSSM nel canale dei supposti decadimenti muonici.

Di solito, nelle ricerche di nuove particelle, il segnale previsto è studiato da campioni simulati, mentre il fondo può essere stimato seguendo approcci diversi: il cosiddetto *data-driven*, che sfrutta i dati, o il *MC-based*, che utilizza campioni simulati. Questa analisi adotta l'approccio data-driven.

La firma sperimentale del bosone di Higgs MSSM ϕ , considerato in questa analisi:

$$\phi \rightarrow \mu^+ \mu^-, \phi = A, H, h$$

è una coppia di tracce muoniche isolate con carica elettrica opposta e alto momento trasverso.

La massa invariante ricostruita della coppia di muoni corrisponde alla massa del bosone ϕ entro la risoluzione sperimentale, che per masse comprese fra 100 e 500 GeV è del 2-5%.

Il basso BR di questo processo impone di massimizzare la sensibilità del segnale mantenendo sotto controllo il fondo.

Questo si ottiene facendo una categorizzazione degli eventi, i cui dettagli sono spiegati nel paragrafo "CAMPIONAMENTO DEI DATI".

La principale fonte di fondo deriva dai processi con coppie di muoni nello stato finale come i processi di *Drell – Yan*, o da eventi con produzione di coppia $t\bar{t}$. Il primo è costituito dai decadimenti dimuonici dei bosoni Z o γ^* , mentre il secondo dai decadimenti semileptonici del quark top. Poiché quest'ultimo processo implica la presenza di neutrini nello stato finale, viene imposto un veto sulla energia mancante (*missing energy*) dell'evento.

Questa ricerca è stata effettuata utilizzando i dati raccolti dall'esperimento CMS negli anni 2011 e 2012 nelle collisioni protone-protone rispettivamente a $\sqrt{s} = 7$ e 8 TeV. I dati corrispondono a una luminosità integrata di 5.1 fb^{-1} per il 2011 e 19.4 fb^{-1} per il 2012.

5.2 LA SELEZIONE DEI DATI:

L'analisi viene effettuata su eventi che contengono un trigger di singolo muone isolato.

In seguito gli eventi devono contenere una coppia di μ isolati, dove i μ passano opportuni criteri di qualità, e devono soddisfare un taglio di energia trasversa mancante.

Inoltre il bosone ϕ è prodotto in associazione con una coppia $b\bar{b}$, ci si aspetta la presenza di almeno un jet contenente un quark b.

Gli eventi selezionati con questi criteri vengono suddivisi in due categorie, a seconda che sia presente o assente il jet b-tagged nell'evento. Gli eventi con almeno un jet b-tagged appartengono alla categoria chiamata "Category1" (Cat.1).

Questi eventi si propongono di fornire la massima sensibilità per la produzione b-associata del bosone di Higgs MSSM il cui processo di produzione è indicato in Figura15 a sinistra. Eventi che non contengono jet b-tagged sono assegnati alla "Category2" (Cat.2). Questi eventi si propongono di fornire la massima sensibilità per il processo di produzione del bosone di Higgs MSSM tramite fusione gluone-gluone, il processo è mostrato in Figura15 a destra.

Nei seguenti paragrafi vengono specificati i dettagli della selezione dei dati.

5.2.1 TRIGGER SULLA SELEZIONE ON-LINE:

Gli eventi sono preselezionati da un trigger di singolo muone isolato con la più bassa soglia in momento trasverso, corrispondente nell'intervallo $|\eta| < 2.1$ a $p_T > 24$ GeV.

5.2.2 SELEZIONE VERTICE PRIMARIO(PV):

Gli eventi che passano la selezione del trigger vengono elaborati dall'analisi off-line. Ciò richiede eventi con almeno un vertice primario ben ricostruito (PV), cioè con un rapporto tra χ^2 e il numero di gradi di libertà ndf_{PV} inferiore a 10.

La distanza del PV lungo l'asse z dal centro nominale del rivelatore deve essere $|z_{PV}| < 24$ cm.

5.2.3 SELEZIONE DELLE COPPIE $\mu^+\mu^-$:

Gli eventi vengono selezionati se contengono almeno due *candidati muoni* di carica opposta.

Ogni candidato muone soddisfa opportuni tagli di qualità che ne garantiscono una buona misura dell'impulso.

Inoltre i candidati muoni devono essere "isolati"; ovvero non deve esistere attività significativa nel rivelatore in un opportuno cono centrato attorno alla loro direzione. Le distribuzioni di momento trasverso e pseudorapidità dei due muoni PF selezionati

sono mostrati in Figura22 per gli eventi a $\sqrt{s} = 7 TeV$ e in Figura23 per quelli a $\sqrt{s} = 8 TeV$. I plot contengono un confronto con eventi simulati, sovrapposti ai dati che sono rappresentati dai punti neri. Ogni componente di segnale e fondo è sovrapposta con un colore dedicato. Le distribuzioni aspettate per la somma dei segnali dei processi $b\bar{b}\phi \rightarrow \tau^+\tau^-$ e $gg\phi \rightarrow \tau^+\tau^-$, scelti in questo caso, sono ottenute per $m_A=150 GeV$ e $\tan\beta=30$.

Per ogni plot viene mostrato il rapporto tra i dati e il fondo degli eventi simulati, per evidenziare l'accordo tra i dati e le MC.

Il buon accordo convalida le ipotesi relative al fondo che influenza questa analisi. Tuttavia il fondo per la ricerca del bosone di Higgs sarà direttamente stimato sulla base dei dati e questi plot si propongono solo a scopo illustrativo.

La Figura24 mostra la distribuzione di massa invariante delle coppie di muoni selezionate, prima di un qualsiasi ulteriore taglio di selezione, per gli eventi a $\sqrt{s} = 7 TeV$ e per quelli a $\sqrt{s} = 8 TeV$. I dati hanno chiaramente un picco al valore di massa di 91 GeV, corrispondente al bosone Z^0 .

Il fondo da processi del modello standard è sovrapposto : è fortemente dominato da eventi Drell - Yan nella regione a bassa massa, e dagli eventi $t\bar{t}$ in nella regione a massa più alta. Il segnale previsto nel caso sopra descritto è mostrato anch'esso in Figura24.

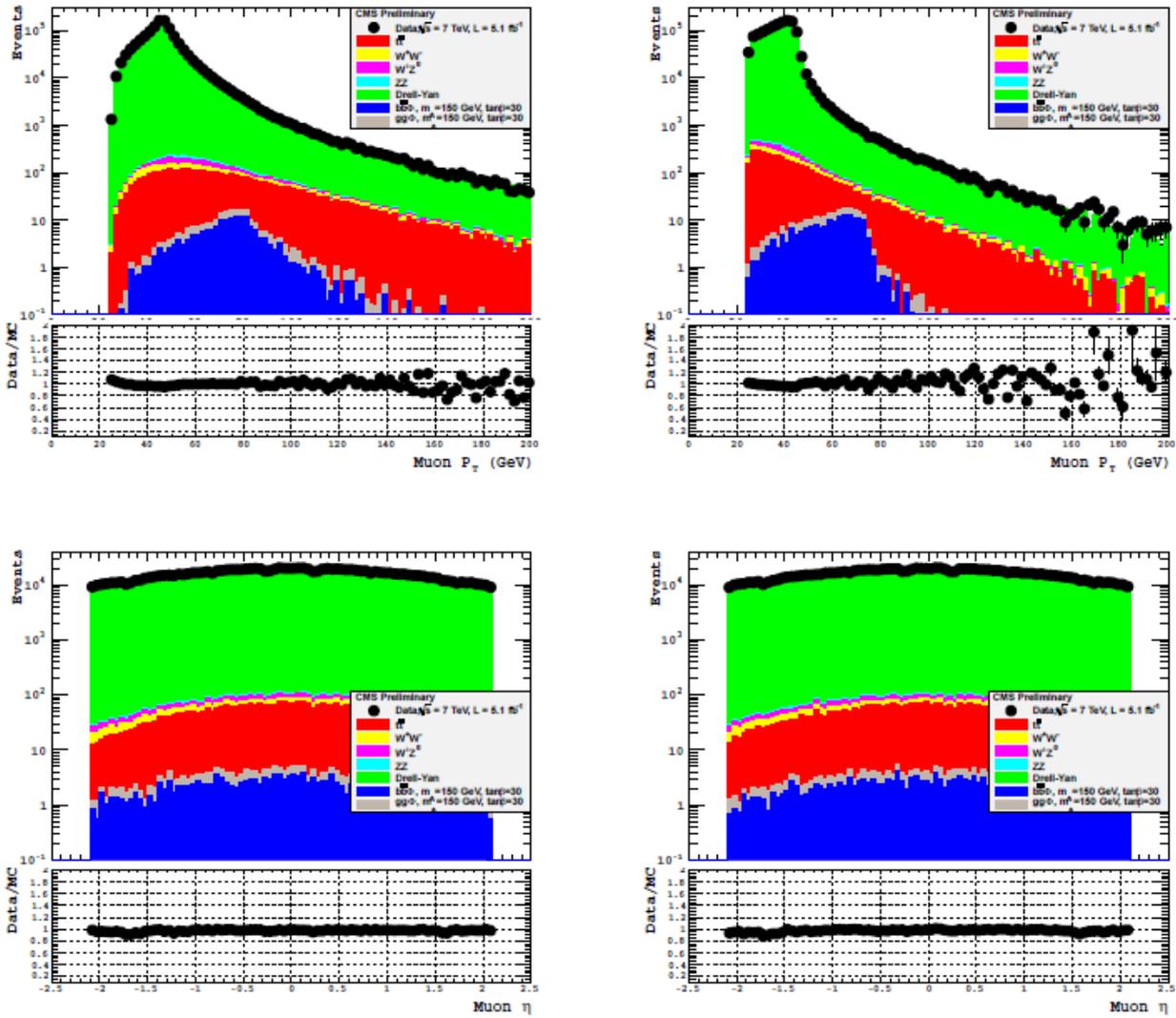


Figura 18: Distribuzione del più alto e del secondo più alto momento trasverso dei candidati muoni (rispettivamente in alto a sinistra e a destra). Distribuzione della pseudorapidità η del con il più alto e il secondo più alto momento trasverso (rispettivamente in basso a sinistra e a destra) a $\sqrt{s} = 7$ TeV. Per ogni plot è mostrato inoltre il rapporto tra i dati e il fondo degli eventi simulati.

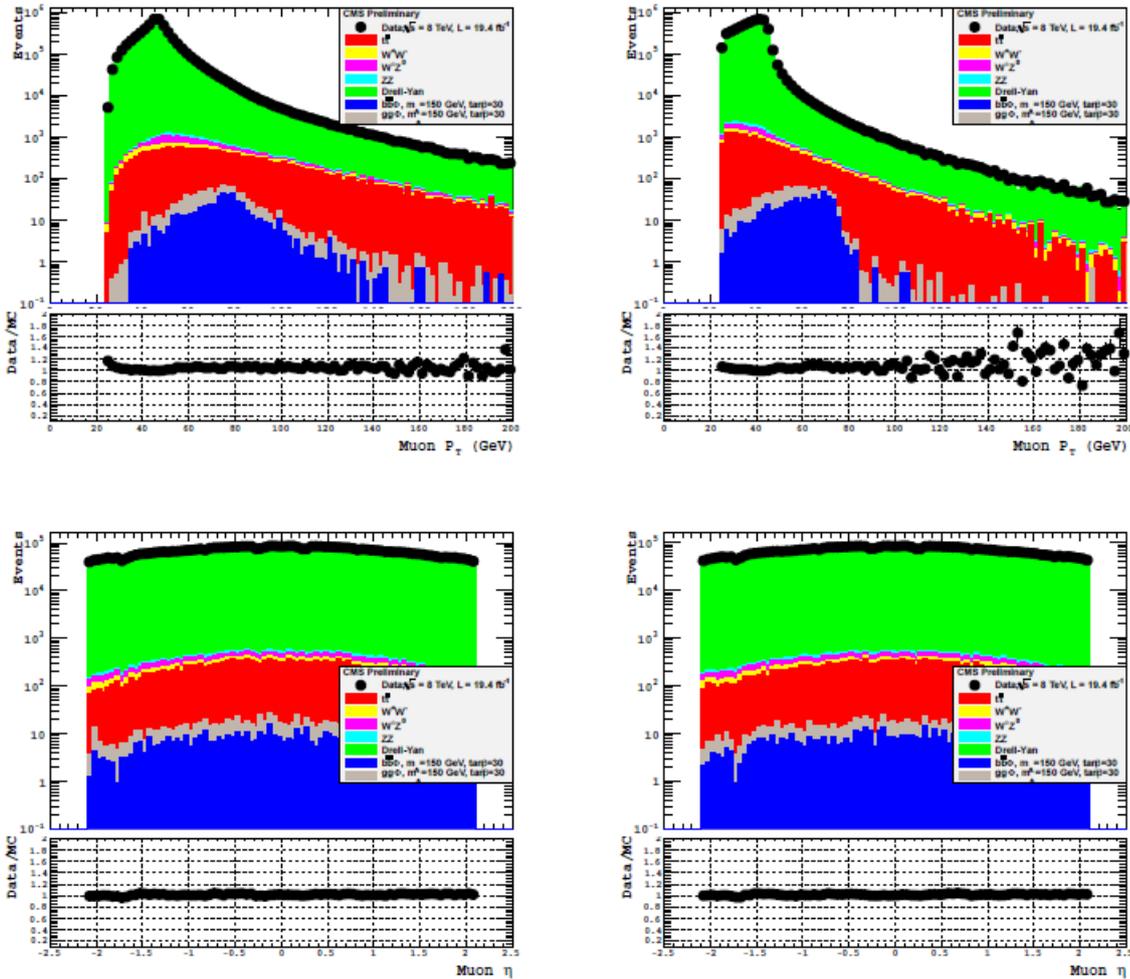
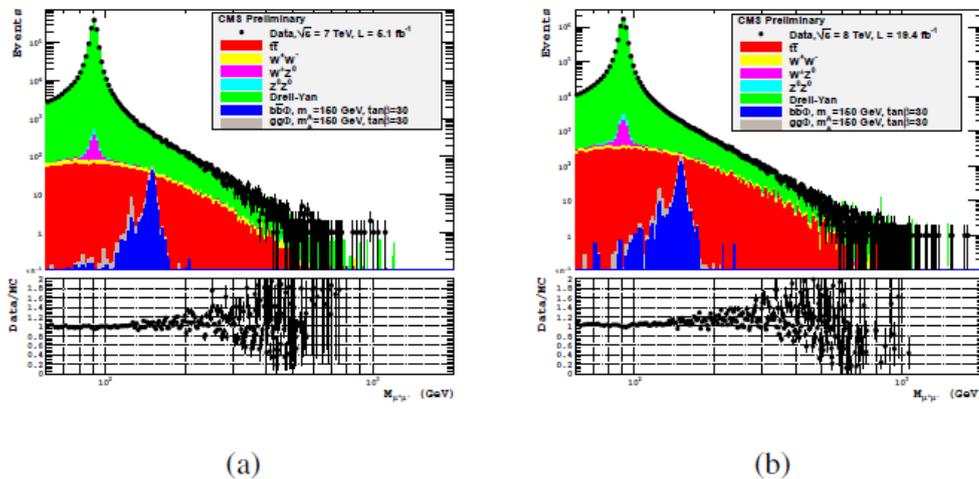


Figura 19::Distribuzione del più alto e del secondo più alto momento trasverso dei candidati muoni (rispettivamente in alto a sinistra e a destra). Distribuzione della pseudorapidità η del con il più alto e il secondo più alto momento trasverso (rispettivamente in basso a sinistra e a destra) a $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. I punti neri corrispondono a i dati, mentre gli istogrammi colorati sovrapposti sono in verde per i componenti DY, in rosso per i $t\bar{t}$, e negli altri colori per fondi meno importanti comunque citati in legenda. Gli istogrammi di segnale sono in blu e in grigio, rispettivamente per gli eventi $b\bar{b}\phi$ e $g\bar{g}\phi$. Per ogni plot è mostrato inoltre il rapporto tra i dati e il fondo degli eventi simulati.



(a)

(b)

Figura 20: mostra la distribuzione di massa invariante delle coppie di muoni selezionate, prima di un qualsiasi ulteriore taglio di selezione, per gli eventi a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ e per quelli a $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$

5.2.4 SELEZIONE ENERGIA MANCANTE NEL PIANO TRASVERSO:

Le particelle ricostruite sono usate come input per la ricostruzione dei jet, e un per ricostruire l'energia trasversa mancante E_T^{miss} . La presenza di un neutrino da un decadimento semi-leptonico di un quark t caratterizza lo stato finale di una produzione $t\bar{t}$. La selezione basata su E_T^{miss} porta quindi a una buona separazione tra gli eventi del segnale e il fondo $t\bar{t}$.

La distribuzione di E_T^{miss} ottenuta dai dati è sovrapposta al fondo aspettato in Figura 26, per gli eventi con $M_{\ell^+\ell^-} > 60 \text{ GeV}$ ottenuti a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ (a sinistra) e per quelli a $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ (a destra).

Il taglio di selezione $E_T^{miss} < 35 \text{ GeV}$ offre la miglior significatività in presenza di un eventuale segnale, ed è impiegato nell'analisi.

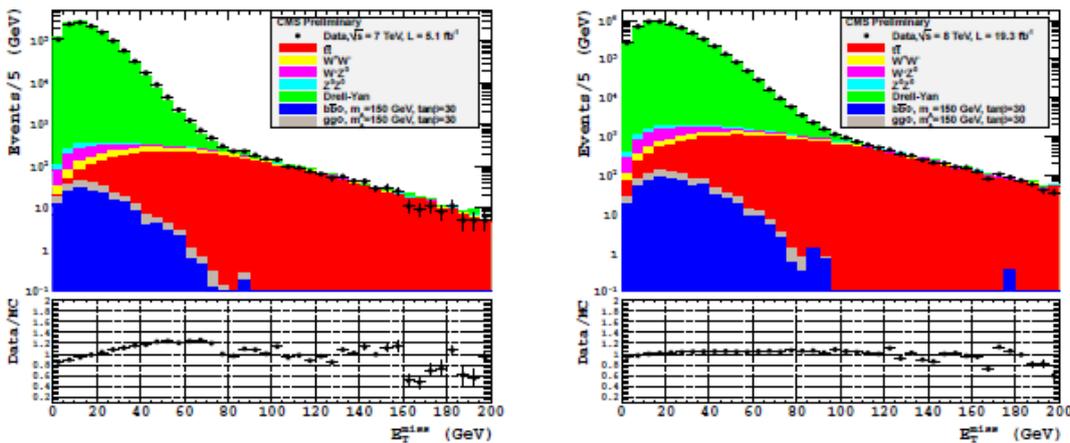


Figura 21: La distribuzione E_T^{miss} per i dati e gli eventi simulati a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ (sinistra) e a $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ (destra). Il rapporto tra i dati e il fondo simulati è mostrato in entrambi i casi.

CAPITOLO 6°

I RISULTATI

Questo capitolo ho costituisce il mio contributo originale a questa tesi, cioè la parametrizzazione del fondo degli eventi la cui massa invariante è riconducibile a una coppia $\mu^+\mu^-$. Siccome un eventuale segnale viene cercato come un eccesso di eventi concentrati attorno a una data M_{inv} di $\mu^+\mu^-$ rispetto al fondo, è importante saper descrivere accuratamente il fondo stesso e parametrizzarlo analiticamente con una funzione che lo descrive al meglio.

Il fit ai dati è ottenuto utilizzando il package Root [29].

Per ogni fit effettuato è valutata la quantità:

$$\frac{N_{DATI} - N_{Fit}}{\sigma_{DATI}}$$

che rappresenta il “pull” del fit.

Nel caso di un fit che approssima perfettamente i dati reali, il pull è consistente con zero.

Con sistematicità si intende un particolare comportamento dei valori del pull histogram in particolari intervalli di valore dei dati, ad esempio se su un range di dati che va da 100 GeV a 300 GeV, come nel mio caso, tutti i valori dell’istogramma di pull compresi tra 100-200 si posizionano sopra la linea dello zero e i restanti dati si posizionano al di sotto di essa.

I dati utilizzati nella mia tesi fanno parte della Categoria2 descritta nel Capitolo5.

6.1 FUNZIONI UTILIZZATE PER IL FIT:

La descrizione del fondo può essere effettuata tramite diverse funzioni che hanno un loro particolare significato fisico.

La prima funzione utilizzata per descrivere il fondo, F_{bkg} , si riferisce ai suoi principali componenti. Dato che le coppie di muoni di Drell-Yan dominano gran parte dello spettro di massa, F_{bkg} è modellata da una funzione di Breit-Wigner, F_{DY} , più il termine F_{γ} , che è proporzionale a $1/m_{\mu\mu}^2$.

F_{DY} descrive la produzione di coppie di muoni in un’interazione che ha come mediatore lo Z^0 mentre la F_{γ} descrive un interazione che ha come mediatore un fotone γ , queste due funzioni sommate insieme vengono moltiplicate per l’esponenziale la cui funzione è spiegata sotto. Vengono utilizzate queste due

funzioni perché il fondo che vado a descrivere può essere costituito da muoni provenienti da entrambe le situazioni, ricordando però che nella zona iniziale del fit, più vicina al picco della massa dello Z^0 , la maggior parte degli eventi è descritta da $F_{D\gamma}$ mentre successivamente, nella coda, gli eventi sono meglio descritti da F_{γ} .

Definendo $x = m_{\mu\mu}$, la funzione F_{bkg}^{MSSM} diviene:

$$F_{bkg}^{MSSM} = N \cdot e^{\lambda x} \left[\frac{f_Z}{N_{norm}^1} \cdot \frac{\Gamma_Z}{(x - m_Z)^2 + \frac{\Gamma_Z^2}{4}} + \frac{(1 - f_Z)}{N_{norm}^2} \cdot \frac{1}{x^2} \right]$$

dove $e^{\lambda x}$ descrive la parte esponenziale della funzione di densità dei partoni (“parton density function” PDF) e i N_{norm}^i sono gli integrali delle funzioni corrispondenti.

I parametri Γ_Z e m_Z sono determinati separatamente per le Cat.1 e Cat.2 dal fit della distribuzione di massa invariante per le coppie di muoni intorno alla massa Z. Nella mia tesi non dovrò eseguire questi fit ma assumerò dei valori prefissati cioè: $\Gamma_Z=3.79$ GeV (Γ_Z è la larghezza del picco della Z_0) e $m_Z=90.835$ GeV (m_Z è il valore della massa di Z_0); tali valori includono gli effetti della risoluzione sperimentale. Nel fit ho imposto λ e f_Z come parametri liberi.

Il mio lavoro di tesi si è incentrato sul creare un programma scritto con Root per effettuare il fit e produrre i relativi grafici.

Il programma permette di scegliere l’intervallo di valori di massa invariante della coppia di muoni nel quale eseguire il fit, dopo aver preso i dati da un file che contiene in se valori ottenuti e selezionati dall’analisi dei dati. Ciò che ho ottenuto con la funzione di fit F_{bkg}^{MSSM} (la quale è la mia funzione di riferimento), per valori di massa invariante della coppia di muoni compresi tra 120 GeV e 300 GeV è mostrato nella Figura22 mentre quelli ottenuti per le polinomiali di grado 7 e 6 sono mostrati rispettivamente nelle Figure 24-23.

La generica successione polinomiale graduale nella variabile x si può scrivere:

$a_{0,0}$	grado 0
$a_{1,0} + a_{1,1}x$	grado 1
$a_{2,0} + a_{2,1}x + a_{2,2}x^2$	grado 2
$a_{3,0} + a_{3,1}x + a_{3,2}x^2 + a_{3,3}x^3$	grado 3
...	

Dove i vari termini “ $a_{n,m}$ ” sono parametri liberi e “n” è il grado della polinomiale e “m” indica il termine m-esimo.

Visto che il valore di $\chi^2/d.o.f.$ già per la polinomiale di grado 6 è oltre a 2 ($\chi^2/d.o.f.=2.01$) ho deciso di effettuare tutti i fit su un range ridotto (120-200 GeV) in

modo da poter verificare i dati con altre funzioni polinomiali di grado più piccolo e mantenere un valore di $\chi^2/d.o.f.$ non troppo elevato.

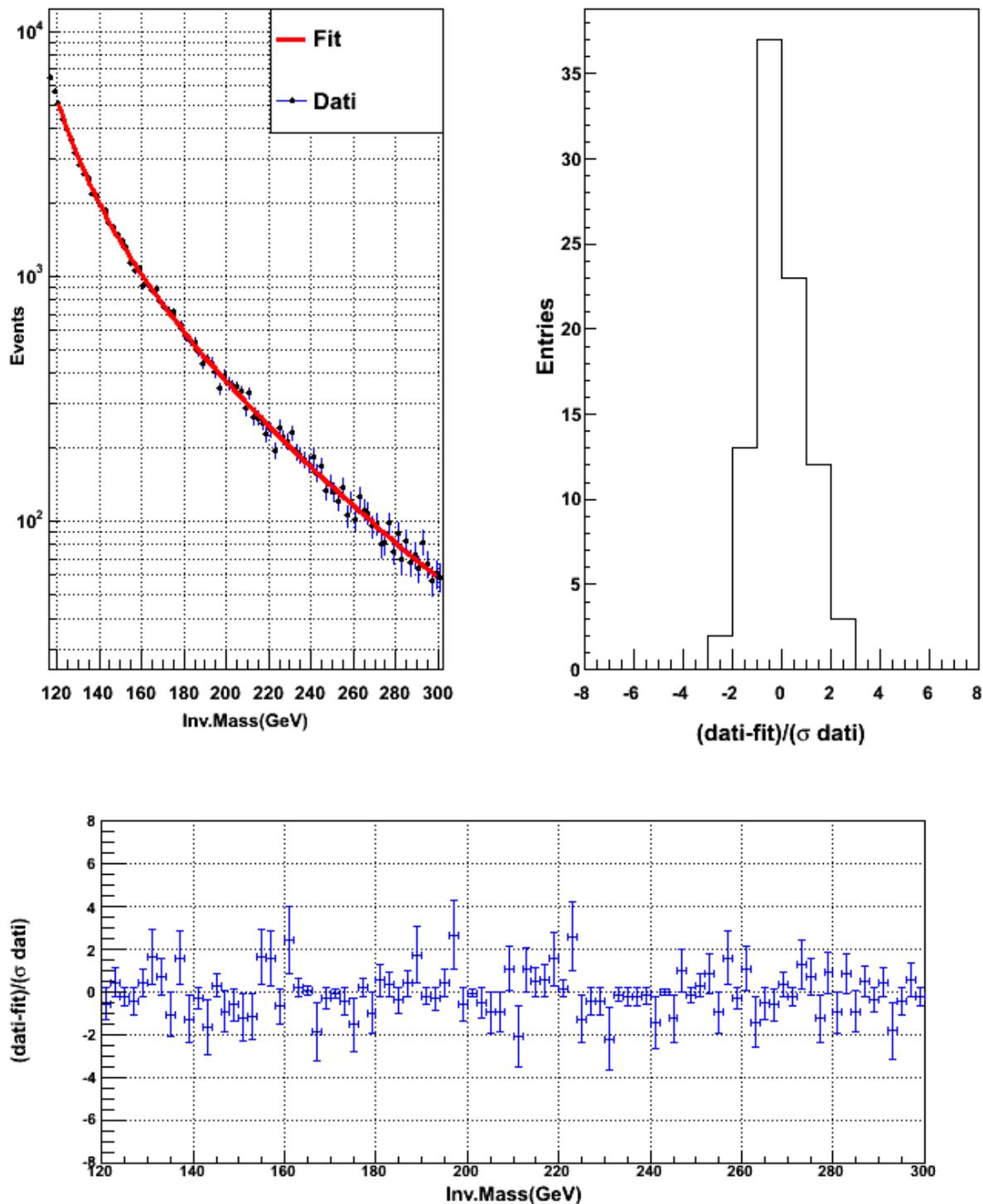


Figura 22: Fit con la funzione F_{bkg}^{MSSM} su i dati (in alto a sinistra). Istogramma di pull che descrive $(\text{dati-fit})/\sigma$ punto per punto (in basso). Istogramma che descrive la distribuzione dei valori dell'istogramma di pull (in alto a destra). Tutti gli istogrammi sono relativi nell'intervallo, di massa invariante della coppia di muoni che va da 120 GeV a 300 GeV. Ho ottenuto un valore di $\chi^2/d.o.f.=1.11$.

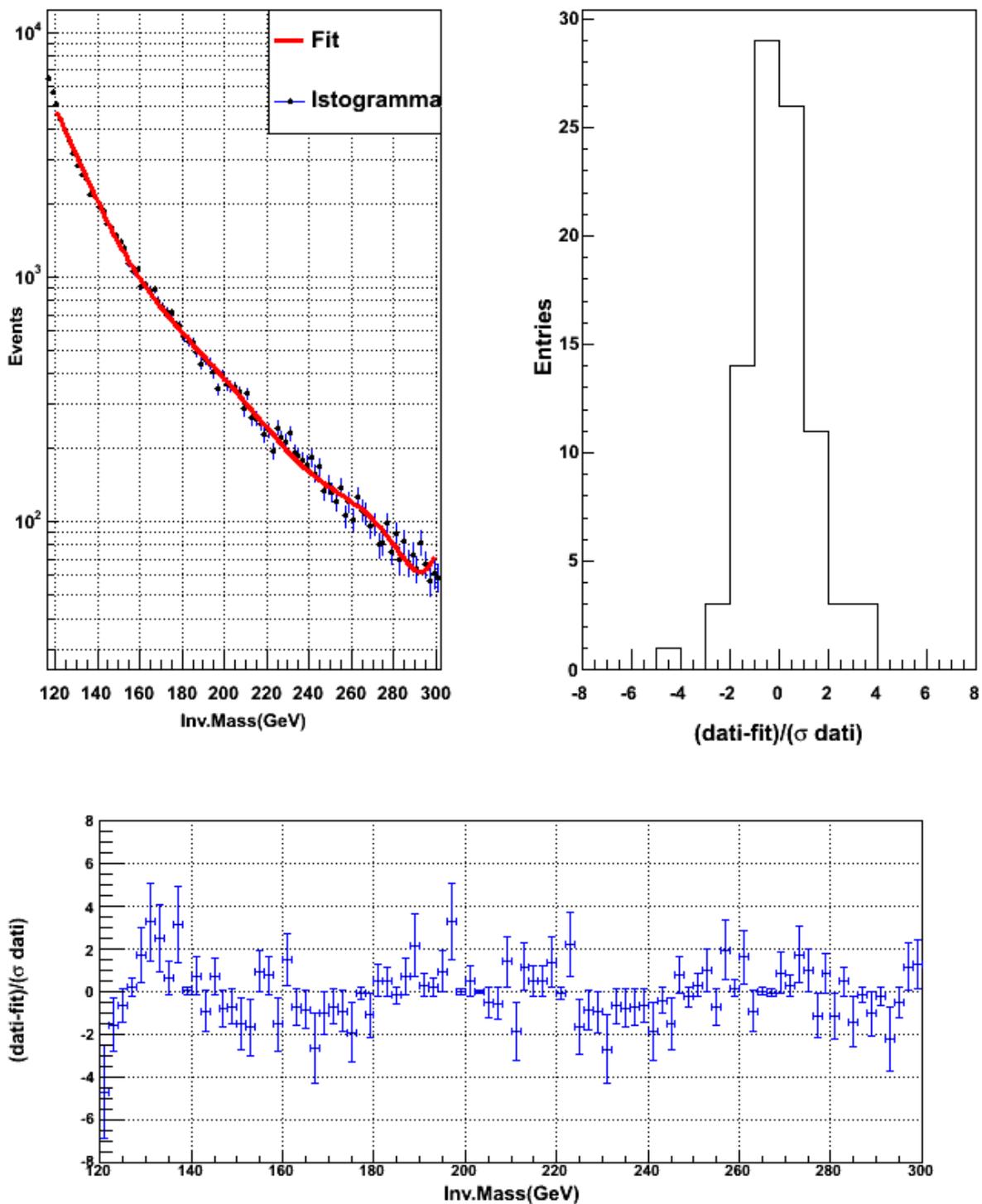


Figura 23: Fit con la funzione polinomiale di grado 6 su i dati (in alto a sinistra). Istogramma di pull che descrive $(\text{dati-fit})/\sigma$ punto per punto (in basso). Istogramma che descrive la distribuzione dei valori dell'istogramma di pull (in alto a destra). Tutti gli istogrammi sono nell'intervallo, di massa invariante della coppia di muoni che va da 120 GeV a 300 GeV. Ho ottenuto un valore di $\chi^2/\text{d.o.f.}=2.01$.

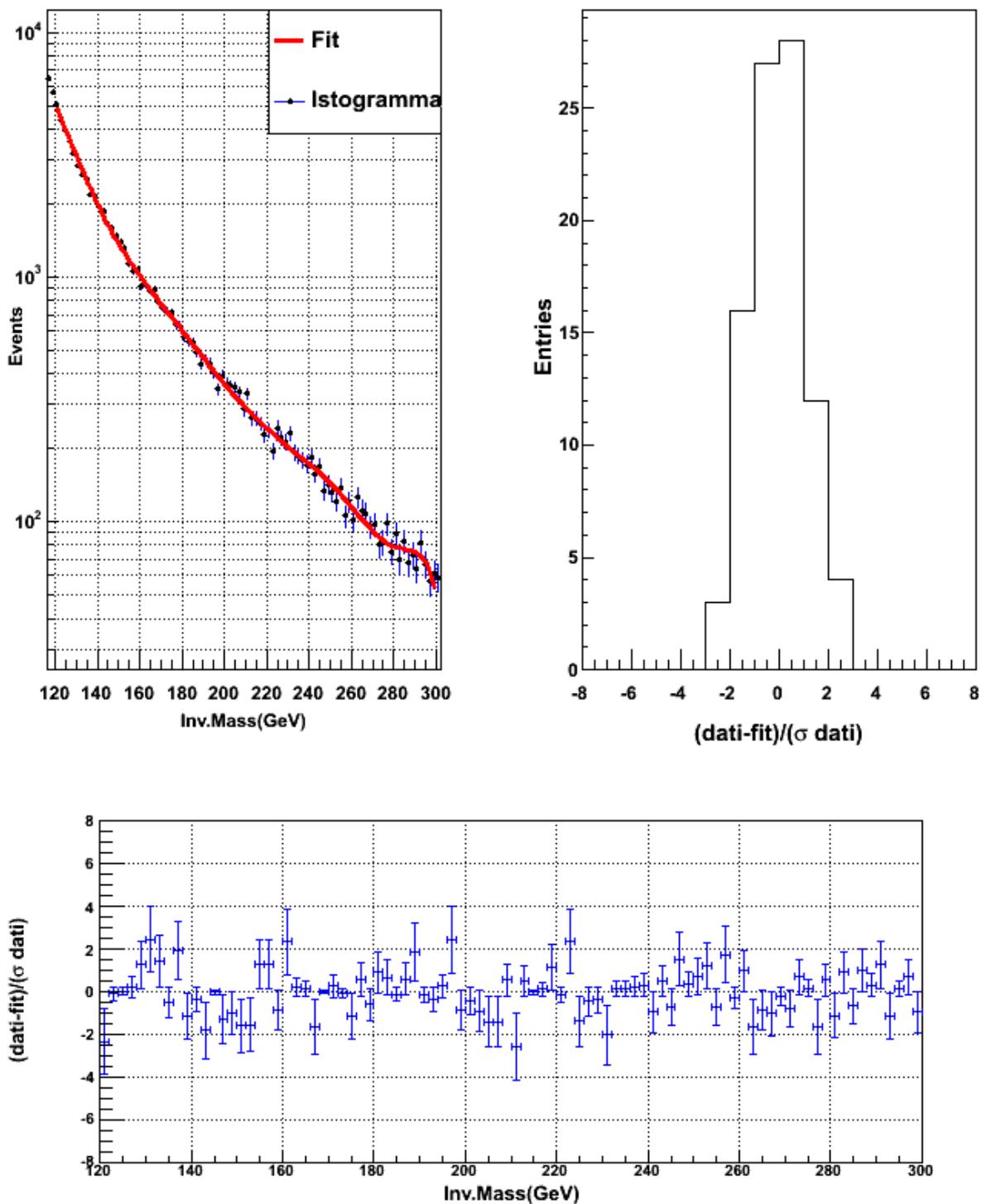


Figura 24: Fit con la funzione polinomiale di grado 7 su i dati (in alto a sinistra). Istogramma di pull che descrive $(\text{dati-fit})/\sigma$ punto per punto (in basso). Istogramma che descrive la distribuzione dei valori dell'istogramma di pull (in alto a destra). Tutti gli istogrammi sono relativi nell'intervallo, di massa invariante della coppia di muoni che va da 120 GeV a 300 GeV. Ho ottenuto un valore di $\chi^2/\text{d.o.f.}=1.36$.

Sotto mostro il fit di F_{bkg}^{MSSM} e vari fit con funzioni polinomiali, dal terzo grado fino al settimo, quindi funzioni meramente matematiche le quali non hanno nessun particolare significato fisico nel contesto di questa analisi. Ho eseguito questi fit con valori della massa invariante delle coppie di muoni comprese tra 120 e 200 GeV ottenendo i fit mostrati nelle figure:

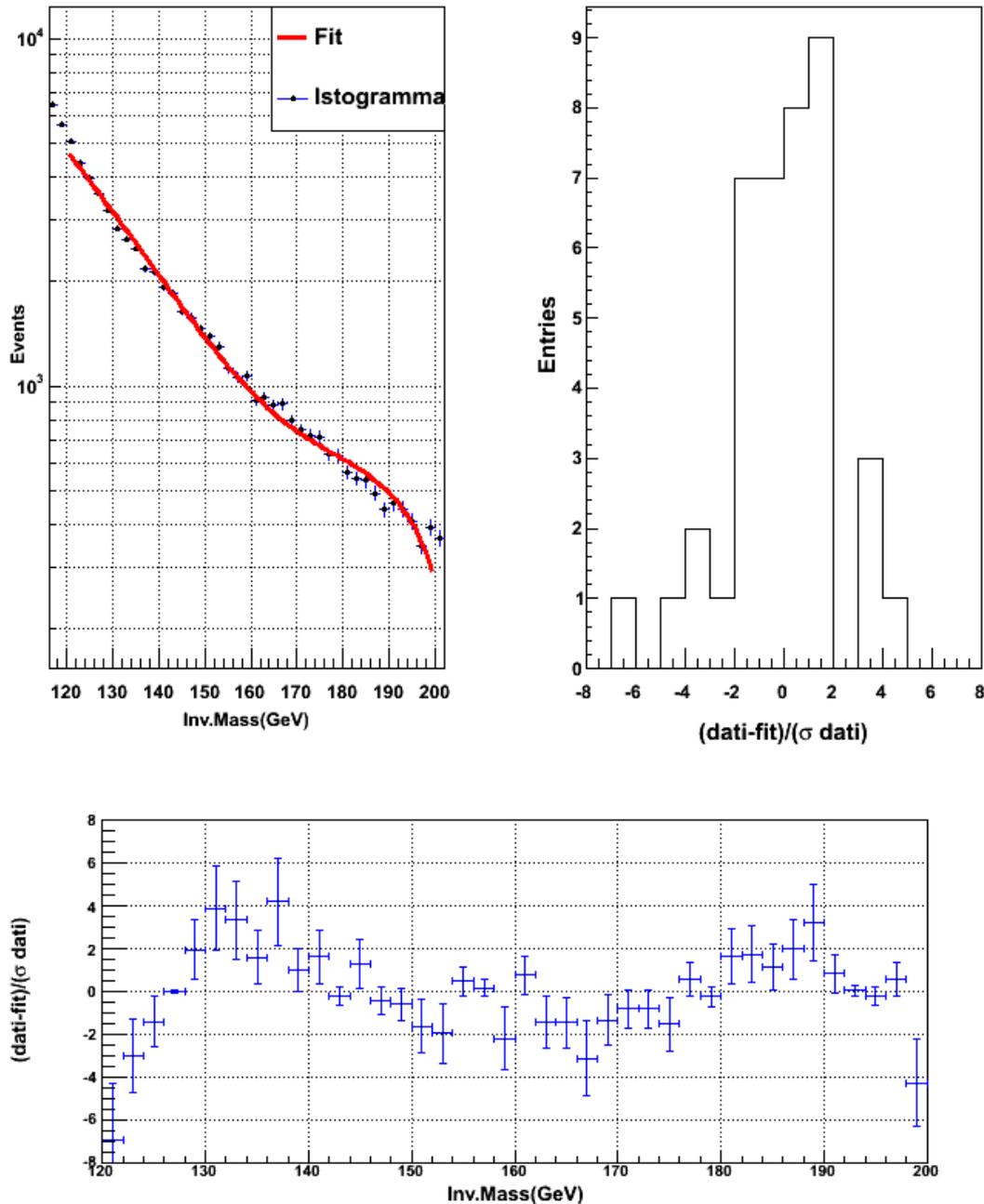


Figura 25: Fit con la funzione polinomiale di grado 3 su i dati (in alto a sinistra). Istogramma di pull che descrive $(\text{dati-fit})/\sigma$ punto per punto (in basso). Istogramma che descrive la distribuzione dei valori dell'istogramma di pull (in alto a destra). Tutti gli istogrammi sono relativi nell'intervallo, di massa invariante della coppia di muoni che va da 120 GeV a 200 GeV. Ho ottenuto un valore di $\chi^2/\text{d.o.f.} = 5.24$.

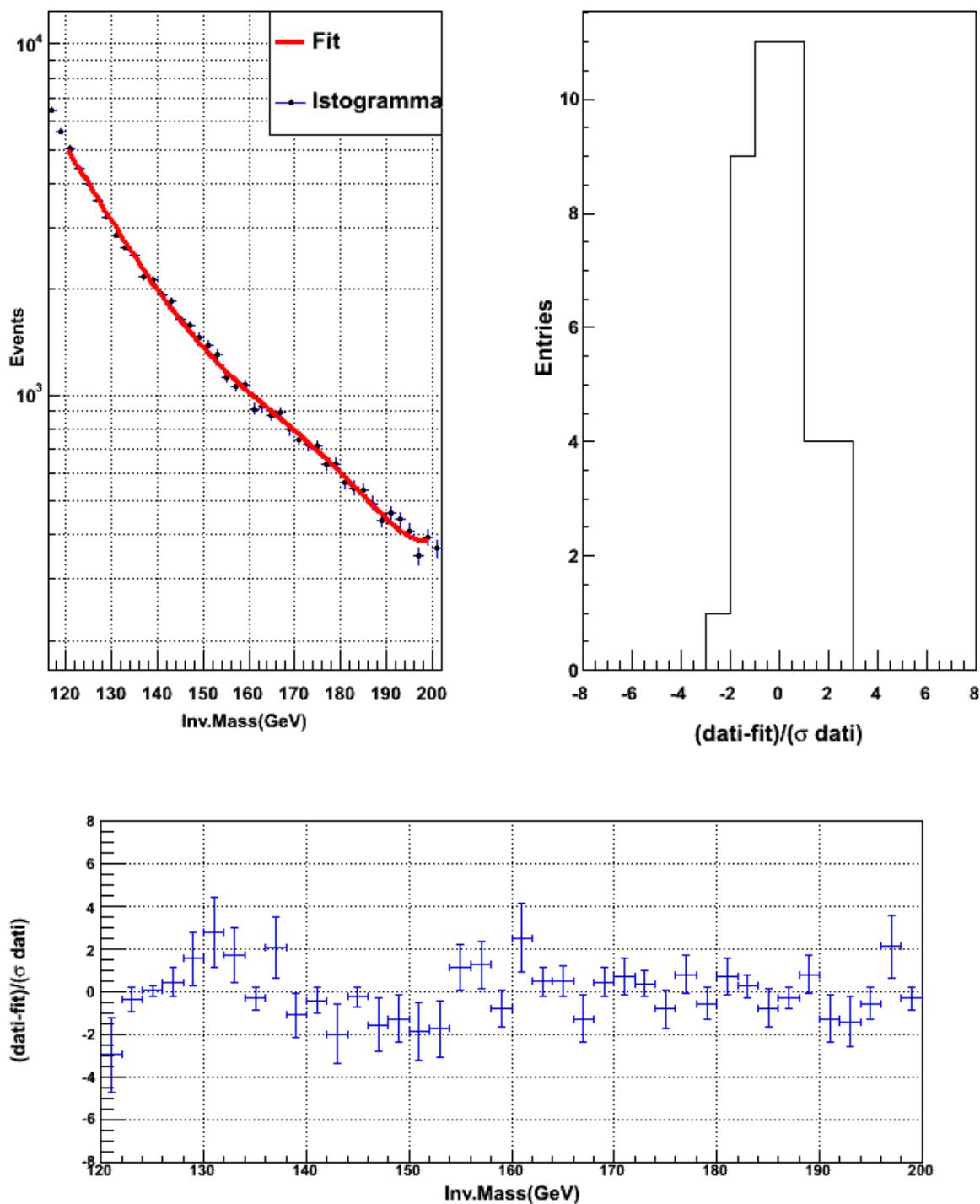


Figura 26: Fit con la funzione polinomiale di grado 4 su i dati (in alto a sinistra). Istogramma di pull che descrive $(\text{dati-fit})/\sigma$ punto per punto (in basso). Istogramma che descrive la distribuzione dei valori dell'istogramma di pull (in alto a destra). Tutti gli istogrammi sono relativi nell'intervallo, di massa invariante della coppia di muoni che va da 120 GeV a 200 GeV. Ho ottenuto un valore di $\chi^2/\text{d.o.f.}=1.92$.

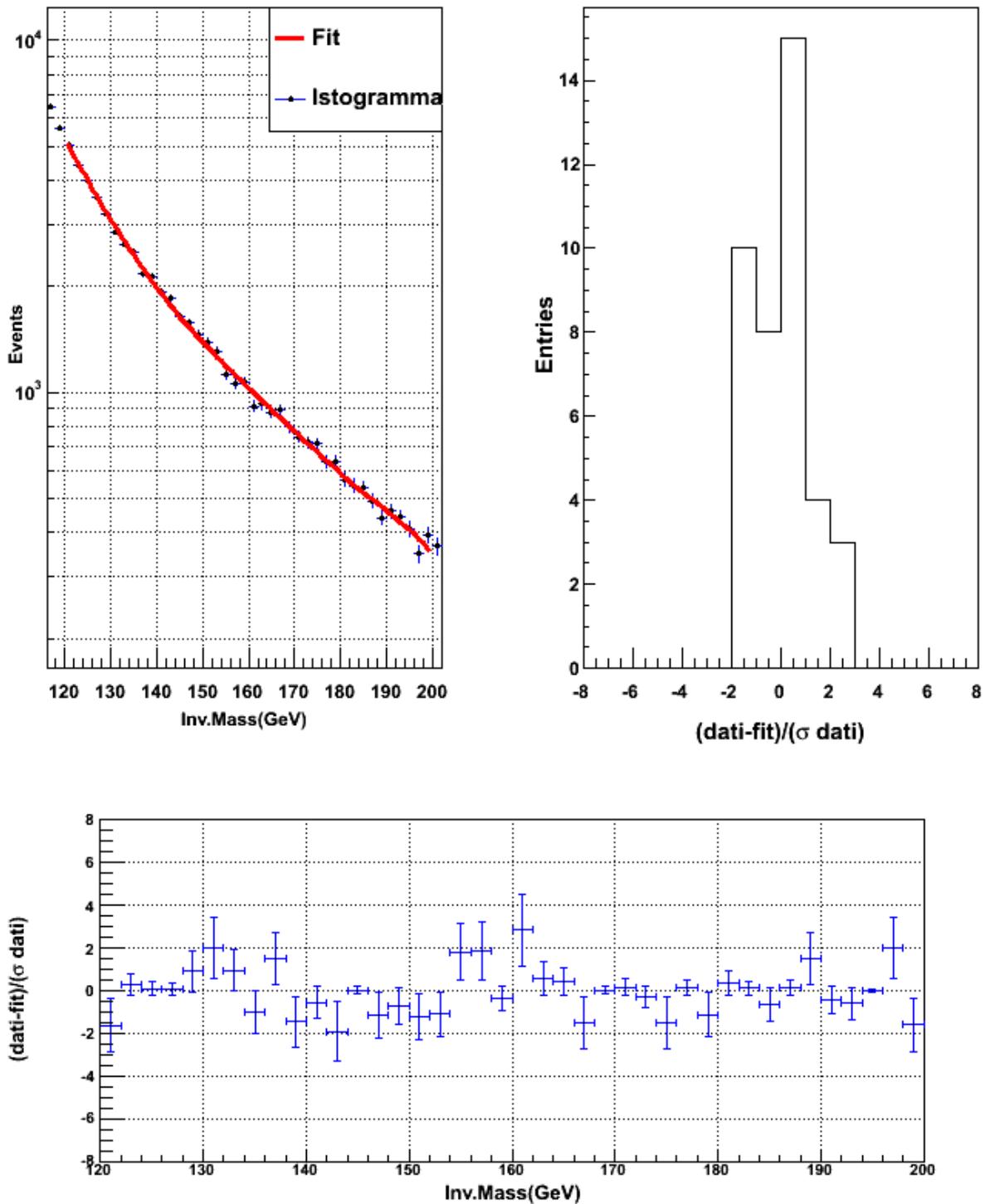


Figura 27: Fit con la funzione polinomiale di grado 5 su i dati (in alto a sinistra). Istogramma di pull che descrive $(\text{dati-fit})/\sigma$ punto per punto (in basso). Istogramma che descrive la distribuzione dei valori dell'istogramma di pull (in alto a destra). Tutti gli istogrammi sono relativi nell'intervallo, di massa invariante della coppia di muoni che va da 120 GeV a 200 GeV. Ho ottenuto un valore di $\chi^2/d.o.f.=1.58$.

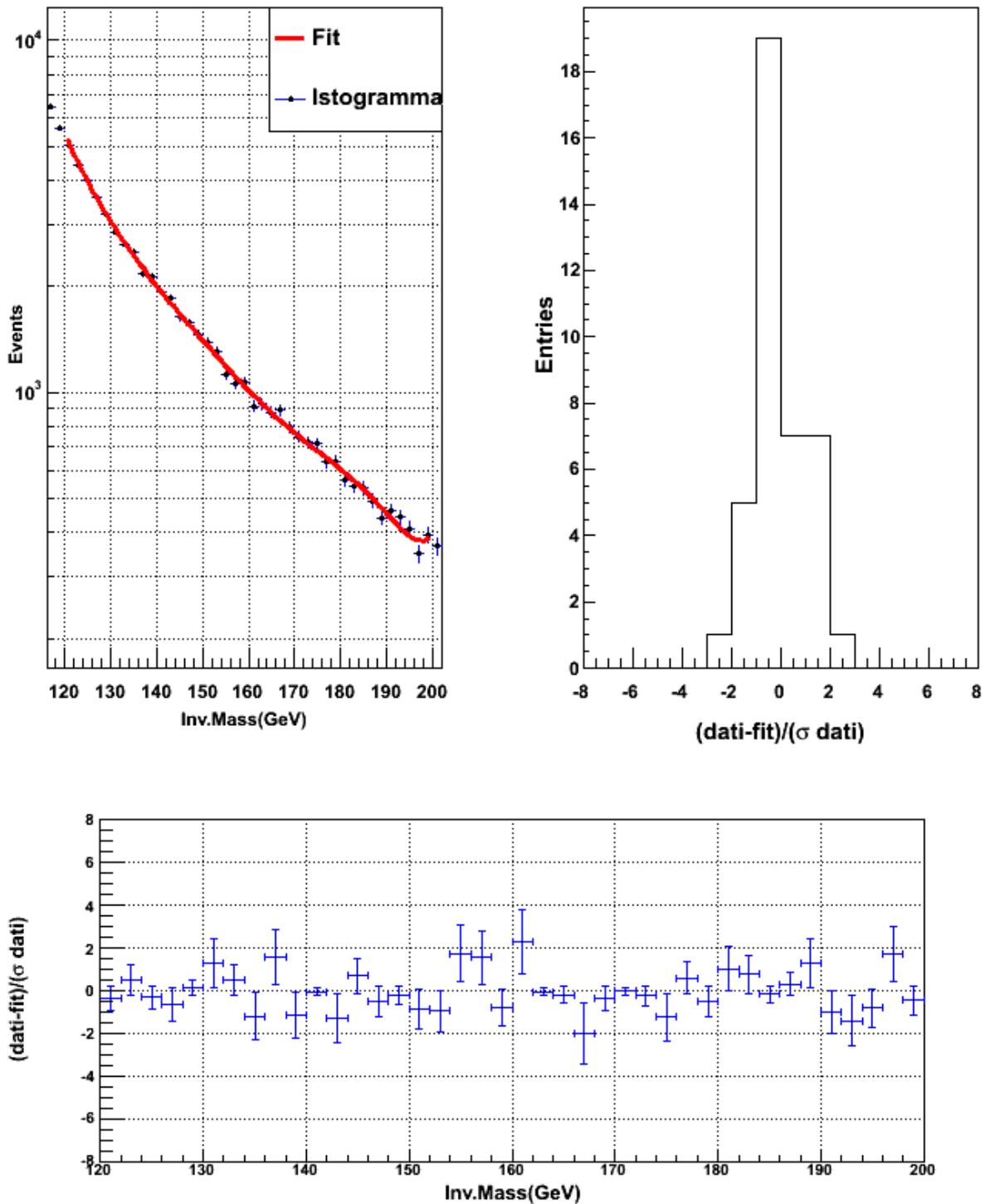


Figura 28: Fit con la funzione polinomiale di grado 6 su i dati (in alto a sinistra). Istogramma di pull che descrive $(\text{dati-fit})/\sigma$ punto per punto (in basso). Istogramma che descrive la distribuzione dei valori dell'istogramma di pull (in alto a destra). Tutti gli istogrammi sono relativi nell'intervallo, di massa invariante della coppia di muoni che va da 120 GeV a 200 GeV. Ho ottenuto un valore di $\chi^2/d.o.f.=1.22$.

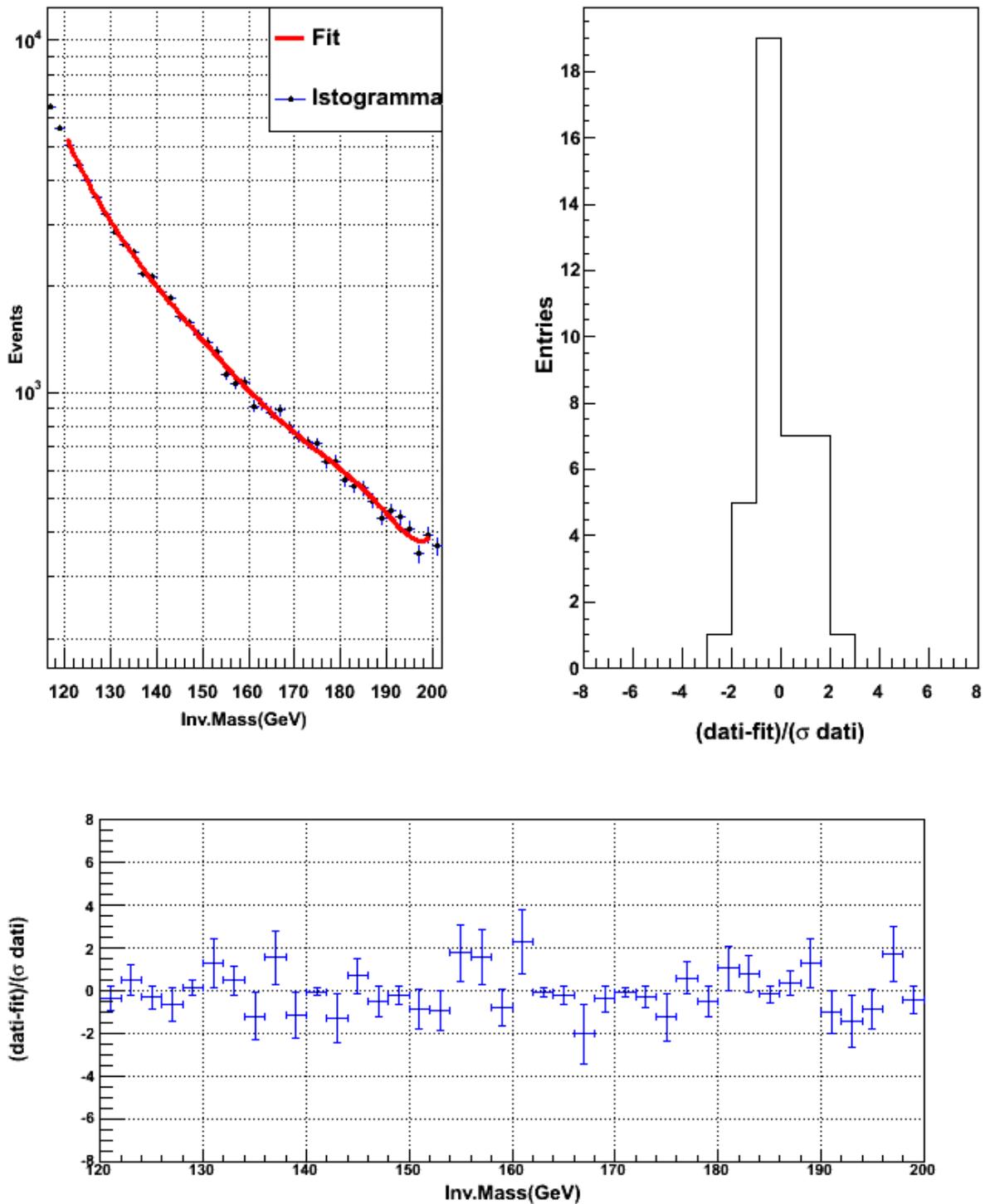


Figura 29: Fit con la funzione polinomiale di grado 7 su i dati (in alto a sinistra). Istogramma di pull che descrive $(\text{dati-fit})/\sigma$ punto per punto (in basso). Istogramma che descrive la distribuzione dei valori dell'istogramma di pull (in alto a destra). Tutti gli istogrammi sono relativi nell'intervallo, di massa invariante della coppia di muoni che va da 120 GeV a 200 GeV. Ho ottenuto un valore di $\chi^2/d.o.f.=1.26$.

Si può notare come i valori del $\chi^2/\text{d.o.f.}$ delle polinomiali sono peggiori rispetto a quello della funzione fisica F_{bkg}^{MSSM} , la F_{bkg}^{MSSM} è la migliore funzione per descrivere il fondo poiché ha un significato di tipo fisico e possiede un $\chi^2/\text{d.o.f.}$ molto buono nel range 120-200 GeV ($\chi^2/\text{d.o.f.}=1.22$), andando a migliorare nel range 120-300 GeV ($\chi^2/\text{d.o.f.}=1.11$).

Tipo di Fit	Range (GeV)	$\chi^2/\text{d.o.f.}$
F_{bkg}^{MSSM}	120-200	1.22
F_{bkg}^{MSSM}	120-300	1.11
Pol3	120-200	5.24
Pol4	120-200	1.92
Pol5	120-200	1.58
Pol6	120-200	1.22
Pol6	120-300	2.01
Pol7	120-200	1.26
Pol7	120-300	1.36

Tabella1

Tipo di Fit	Eventi nel range (140-160 GeV)	Differenza % _{Eventi} rispetto a F_{bkg}^{MSSM}
F_{bkg}^{MSSM}	28646	0 %
Pol3	28595	0.18 %
Pol4	28215	1.50 %
Pol5	28505	0.49 %
Pol6	28729	0.29 %
Pol7	28732	0.30 %

Tabella2

Per visualizzare gli eventi sottesi da una particolare funzione di fit eseguo l'integrale sul range che voglio studiare, nel mio caso ho preso come range di esempio quello compreso tra i 140 e i 160 GeV imponendo la F_{bkg}^{MSSM} come funzione di riferimento.

Si può notare dalla tabella2 la differenza percentuale tra gli eventi sottesi da i vari fit, questo è il metodo con cui viene valutato il possibile errore sistematico, inoltre avendo preso la F_{bkg}^{MSSM} come funzione di riferimento, la presenza di un eventuale segnale, il quale sarebbe una prova tangibile dell'esistenza dell'Higgs MSSM, sarebbe data dalla differenza tra gli eventi dei dati reali e quelli sottesi da F_{bkg}^{MSSM} e si presenterebbe come un picco. La differenza dovrebbe poi avere un valore abbastanza significativo per non essere collegata a un possibile errore sistematico.

CONCLUSIONI

Questa tesi si è svolta nell'ambito dell'esperimento CMS a LHC, utilizzando dati provenienti da collisioni protone-protone raccolti da questo rivelatore e relativi alla ricerca del bosone di higgs supersimmetrico neutro, nel canale di decadimento di coppie di muoni. I dati sono stati raccolti all'energia del centro di massa di 7 e 8 TeV. Un eventuale segnale di questo tipo si osserverebbe come un picco di massa invariante largo alcuni GeV su un fondo continuo, dato da tutte le coppie di muoni che possono essere emesse nei processi vari a LHC e che passano la selezione degli eventi.

Pertanto, siccome la determinazione del fondo è importante per calcolare i limiti di esclusione del segnale, o eventualmente la significatività della sua osservazione, è necessario determinarne con precisione la sua forma, intesa come una funzione che ne descrive la dipendenza dalla massa invariante della coppia di muoni.

Questa è una procedura necessaria per ottenere una descrizione degli errori di tipo sistematico presenti nei fit che descrivono il fondo di eventi, fondamentale per una corretta analisi dei risultati.

Nella mia tesi ho utilizzato diverse funzioni per questo scopo. La funzione F_{bkg}^{MSSM} :

$$F_{bkg}^{MSSM} = N \cdot e^{\lambda x} \left[\frac{f_Z}{N_{norm}^1} \cdot \frac{\Gamma_Z}{(x - m_Z)^2 + \frac{\Gamma_Z^2}{4}} + \frac{(1 - f_Z)}{N_{norm}^2} \cdot \frac{1}{x^2} \right]$$

ha un significato fisico ben preciso in quanto contiene in se termini che rappresentano vari fenomeni che possono dare origine a una coppia di muoni; come la produzione tramite Drell-Yan e il contributo fotonico oltre a quello relativo a gli eventi $t\bar{t}$. Le altre funzioni che ho utilizzato sono varie polinomiali (dalla polinomiale di grado 3 a quella di grado 7).

Ho ottenuto che la funzione F_{bkg}^{MSSM} è quella che meglio descrive i dati poiché il fit ha un valore di $\chi^2/d.o.f.$ inferiore a quello ottenuto con le varie polinomiali, le quali riescono a dare un fit buono soltanto per valori di massa invariante della coppia di muoni compresi tra i 120 e i 200 GeV ($\chi^2/d.o.f.$ di $F_{bkg}^{MSSM} = 1.22$, della polinomiale di grado 6 = 1.22, la quale è la migliore delle polinomiali). La F_{bkg}^{MSSM} oltre a mantenere un valore di $\chi^2/d.o.f.$ molto buono nel range più ampio 120-300 GeV ($\chi^2/d.o.f. = 1.11$), a differenza delle polinomiali, da anche una descrizione fisica dell'evento e quindi è a tutti gli effetti la migliore funzione che ho utilizzato.

BIBLIOGRAFIA

- [1] J. Beringer et al. (Particle Data Group). 2012 review of particle physics and 2013 partial update for the 2014 edition. Phys. Rev. D86, 010001 (2012), 2012.
- [2] Georges Aad et al. Combined search for the Standard Model Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. Phys.Rev., D86:032003, 2012.
- [3] Serguei Chatrchyan et al. Combined results of searches for the standard model Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. Phys.Lett., B710:26–48, 2012.
- [4] Serguei Chatrchyan et al. Observation of a new boson with mass near 125 GeV in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV. JHEP, 1306:081, 2013.
- [5] LHC Higgs Cross Section Working Group.
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/lhcphysics/crosssections>. LHC Twiki, 2013.
- [6] CMS Collaboration Collaboration, “A new boson with a mass of 125-GeV observed with the CMS experiment at the Large Hadron Collider”, Science 338 (2012) 1569-1575, doi:10.1126/science.1230816.
- [7] ATLAS Collaboration Collaboration, “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”, Phys.Lett. B716 (2012) 1-29, doi:10.1016/j.physletb.2012.08.020, arXiv:1207.7214.
- [8] P.W. Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. Phys. Rev. Lett., 1964.
- [9] H.P. Nilles. Supersymmetry, supergravity and particle physics. Phys. Reports, 1984.
- [10] R. Arnowitt P. Nath and A.H. Chamseddine. SuperGravity. World Scientific, Singapore, 1984.
- [11] S.P. Martin. In perspectives on supersymmetry 2. Applied N = 1, 1984. Bibliography 151
- [12] S. Weinberg. The Quantum Theory of Fields, Volume III: Supersymmetry. Cambridge University Press, Cambridge, 200.
- [13] L. Girardello and Marcus T. Grisaru. Soft Breaking of Supersymmetry. Nucl.Phys., B194:65, 1982.
- [14] L.J. Hall and Lisa Randall. Weak scale effective supersymmetry.

Phys.Rev.Lett., 65:2939–2942, 1990.

[15] Edward Witten. Dynamical Breaking of Supersymmetry. Nucl.Phys., B188:513, 1981.

[16] Savas Dimopoulos and Howard Georgi. Softly Broken Supersymmetry and SU(5). Nucl.Phys., B193:150, 1981.

[17] N. Sakai. Naturalness in Supersymmetric Guts. Z.Phys., C11:153, 1981.

[18] Leonard Susskind. The gauge hierarchy problem, technicolor, supersymmetry, and all that. (talk). Phys.Rept., 104:181–193, 1984.

[19] Howard E. Haber and Gordon L. Kane. The Search for Supersymmetry: Probing Physics Beyond the Standard Model. Phys.Rept., 117:75–263, 1985.

[20] R. Godbole M. Drees and P. Roy. Theory and phenomenology of sparticles. World Scientific, 2005.

[21] The CMS collaboration, “Technical proposal”, CERN/LHCC 94-34, LHCCp1 (1994).

[22] The CMS collaboration, “The Magnet project: Technical Design Report”, CERN/LHCC 97-10, CMS TDR 1 (1997).

[23] The CMS collaboration, “The Tracker project: Technical Design Report”, CERN/LHCC 98-6, CMS TDR 5 (1998).

[24] The CMS collaboration, “The Electromagnetic Calorimeter project: Technical Design Report”, CERN/LHCC 97-33, CMS TDR 4 (1997).

[25] The CMS collaboration, “The Hadronic Calorimeter project: Technical Design Report”, CERN/LHCC 97-31, CMS TDR 2 (1997).

[26] The CMS collaboration, “The Muon project: Technical Design Report”, CERN/LHCC 97-32 (1997).

[27] F. Gasparini, M. Benettoni, E. Conti, G. Zumerle, “Changes In The Design Of The CMS Barrel Drift Chambers”, CMS NOTE 1999-007.

[28] S. Heinemeyer, W. Hollik, and G. Weiglein. Constraints on $\tan\beta$ in the MSSM from the upper bound on the mass of the lightest Higgs boson. JHEP, 0006:009, 2000.

[29] <http://root.cern.ch/drupal/>

[30] CMS collaboration, “Search for the Standard Model Higgs boson in the $\tau^+\tau^-$ decay channel in pp collision at $\sqrt{s}=7$ and 8 TeV”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-HIG-13-007, (2013).