

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

**Studio della produzione VBF per la ricerca
del decadimento in due muoni del bosone di
Higgs con il rivelatore CMS a LHC**

Relatore:
Prof. Luigi Guiducci

Presentata da:
Riccardo Zini

Correlatori:
Dott. Giovanni Abbiendi
Dott. Leonardo Lunerti
Dott.ssa Federica Primavera

Anno Accademico 2018/2019

Abstract

Lo studio descritto in questa tesi è volto a migliorare la selezione degli eventi per la ricerca del bosone di Higgs del Modello Standard nel canale di decadimento in due muoni con il rivelatore CMS ad LHC. Sono stati analizzati i dati raccolti durante il Run del 2017, corrispondenti ad una luminosità integrata di 41.6 fb^{-1} . La selezione degli eventi studiata consiste in una categorizzazione del segnale basata sul meccanismo di produzione, che separi gli eventi prodotti tramite il meccanismo di Gluon Fusion (ggH) da quelli prodotti tramite il meccanismo di Vector Boson Fusion (VBF). La topologia di questi ultimi è caratterizzata dalla presenza di due jet, a grande angolo ed elevata massa invariante, prodotti insieme al bosone di Higgs. Questo consente una più efficace reiezione del fondo rispetto al caso inclusivo. A tutti gli eventi non VBF-like è stata applicata un'ulteriore categorizzazione basata sulla pseudorapidità del muone più in "avanti", che consente di sfruttare la diversa risoluzione del momento. È stata confrontata la significatività ottenuta combinando le quattro categorie con quella del caso inclusivo, ottenendo un guadagno di circa l'8%.

Indice

Introduzione	4
1 Il Bosone di Higgs nel Modello Standard	5
1.1 Il Modello Standard	5
1.2 Il bosone di Higgs	5
1.3 Meccanismi di produzione	6
2 LHC e il rivelatore CMS	10
2.1 L'esperimento CMS	10
2.1.1 Il sistema di coordinate	12
2.1.2 Il Tracker	13
2.1.3 Calorimetro elettromagnetico	13
2.1.4 Calorimetro adronico	14
2.1.5 Sistema di rivelazione dei muoni	14
2.2 Sistema di Trigger	17
2.2.1 Level-1 Trigger	18
2.2.2 Il Trigger di alto livello	18
2.3 Ricostruzione degli eventi a CMS	19
2.3.1 Vertice Primario	19
2.3.2 Muoni	20
2.3.3 Jet	23
3 Studio della selezione degli eventi	25
3.1 Dati e Monte Carlo	25
3.2 Selezione degli eventi	27
3.2.1 Vertice primario	27
3.2.2 Muoni	27
3.2.3 Jet	28
3.3 Categorizzazione degli eventi	28
3.4 Validazione	29
3.5 Fit del segnale	37

3.6 Risultati	38
Conclusioni	40

Introduzione

Il bosone di Higgs è stato scoperto al CERN nel 2012 dalle collaborazioni ATLAS [1] e CMS [2] nei suoi decadimenti in due fotoni e quattro leptoni. In questa tesi viene analizzato il decadimento dell'Higgs in due muoni $H \rightarrow \mu^+\mu^-$. Le ricerche più recenti per questo decadimento sono state eseguite da ATLAS e CMS usando una combinazione dei dati da collisioni protone-protone raccolti nel Run1 di LHC (a 7 e 8 TeV di energia) e nel Run2 (a 13 TeV), corrispondenti ad una luminosità integrata rispettivamente di 60.6 fb^{-1} e 60.7 fb^{-1} . Data la rarità del decadimento $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ lo scopo di questa tesi è quello di studiare i meccanismi di produzione con l'obiettivo di massimizzare la significatività dell'analisi, definita come il rapporto S/\sqrt{B} , dove S e B sono rispettivamente il numero di eventi di segnale e il numero di eventi di fondo predetti dal Modello Standard. Lo studio è stato condotto su campioni Monte Carlo, per i quali è stato valutato l'accordo con i dati raccolti dal rivelatore CMS durante il 2017, prodotti ad un energia del centro di massa di 13 TeV, corrispondente ad una luminosità integrata totale di 41.6 fb^{-1} .

Nel capitolo 1 viene brevemente descritto il Modello Standard, i meccanismi di produzione e il decadimento del bosone di Higgs. Nel capitolo 2 sono illustrate la struttura e le componenti del collisionatore LHC e del rivelatore dell'esperimento CMS. Infine nel capitolo 3 è presentato lo studio della selezione degli eventi del decadimento $H \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Capitolo 1

Il Bosone di Higgs nel Modello Standard

1.1 Il Modello Standard

La teoria del Modello Standard (MS) descrive tutte le particelle elementari note e le loro interazioni elettromagnetiche, forti e deboli. I costituenti fondamentali della materia sono fermioni di spin $1/2$ e sono organizzati in due famiglie: *leptoni* e *quark*. La differenza principale tra *leptoni* e *quark* è che i secondi risentono anche della forza forte oltre a quella elettromagnetica e a quella debole.

Ogni famiglia è formata da sei particelle che sono organizzate in generazioni.

I sei quark sono accoppiati in tre generazioni: il quark up (u) e il quark down (d) appartengono alla prima generazione, il quark charm (c) e il quark strange (s) appartengono alla seconda ed il quark top (t) e il quark bottom (b) appartengono alla terza. Anche i sei leptoni sono divisi in tre generazioni: l'elettrone (e) e il neutrino elettronico (ν_e), il muone (μ) ed il neutrino muonico (ν_μ) ed il tau (τ) ed il neutrino tauonico (ν_τ).

A ciascuna particella corrisponde poi la sua antiparticella. Le interazioni fondamentali sono mediate da particelle puntiformi bosoniche. Fotoni (γ) e gluoni (g) hanno massa nulla, spin 1 e sono i mediatori rispettivamente delle interazioni elettromagnetica e forte. I bosoni W^\pm e Z^0 hanno spin 1 e sono i mediatori dell'interazione debole. Il bosone W ha carica unitaria e massa di circa 80 GeV, mentre il bosone Z è neutro e ha una massa di 90 GeV.

1.2 Il bosone di Higgs

Il bosone di Higgs è una particella speciale nel Modello Standard perchè genera le masse di tutte le particelle.

Il bosone di Higgs è stato scoperto nel 2012 ad LHC dagli esperimenti ATLAS e CMS

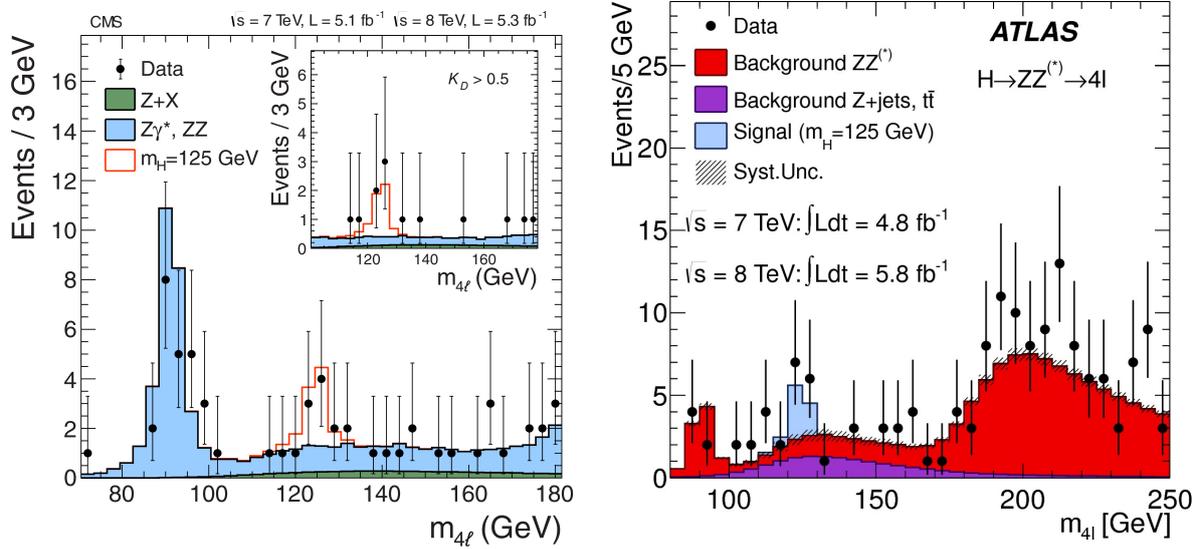


Figura 1.1: Distribuzione della massa invariante dei quattro leptoni nel decadimento $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$. A sinistra la distribuzione ottenuta da CMS e a destra quella ottenuta da ATLAS.

[1][2]. La scoperta è stata ottenuta nei canali di decadimento $H \rightarrow \gamma\gamma$ e $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$. Le distribuzioni di massa invariante dei quattro leptoni prodotti dal decadimento $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ ottenute da ATLAS e CMS sono mostrate in Fig. 1.1.

L'Higgs si accoppia con i fermioni con una forza proporzionale alla loro loro massa e con i bosoni con una forza proporzionale al quadrato della loro massa. Ne consegue che l'Higgs decade preferibilmente in particelle pesanti, mentre il canale $\mu\mu$ è quello con minore branching-ratio come mostrato in Fig. 1.2 (destra).

La Fig. 1.2 (sinistra) mostra le misure ad oggi disponibili dell'accoppiamento dell'Higgs con le particelle del Modello Standard. Attualmente, sono stati misurati gli accoppiamenti dell'Higgs con i fermioni di terza generazione (t , b , τ) e con i bosoni W e Z . Il decadimento $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ è di particolare importanza perchè è il canale di decadimento più promettente per l'osservazione dell'accoppiamento dell'Higgs con fermioni di seconda generazione.

1.3 Meccanismi di produzione

I principali meccanismi di produzione dell'Higgs, illustrati in Fig. 1.3, sono :

- Gluon-Gluon Fusion (ggH): in cui due gluoni dei protoni interagiscono tramite un

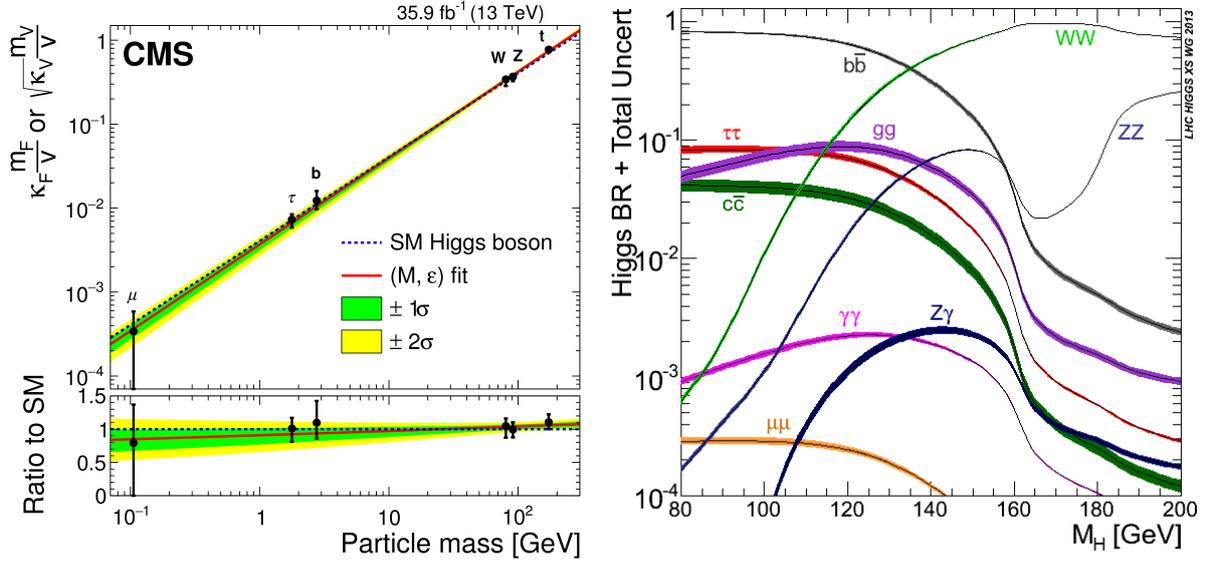


Figura 1.2: Accoppiamento del bosone di Higgs con ogni particella in funzione della massa della particella confrontata con la previsione del MS (a sinistra) e Branching-Ratio dell’Higgs nei vari canali di decadimento in funzione della massa dell’Higgs (a destra).

loop di quark virtuali producendo un bosone di Higgs. Questo è il meccanismo con la sezione d’urto più grande.

- Vector Boson Fusion (VBF): in cui due quark o anti-quark interagiscono tramite bosoni W o Z producendo un bosone di Higgs e due quark. Questo meccanismo è il secondo per sezione d’urto.
- Produzione associata $t\bar{t}$ ($t\bar{t}H$), in cui due gluoni interagiscono producendo l’Higgs e una coppia $t\bar{t}$.
- Higgs-strahlung (VH), dove nel processo $pp \rightarrow VH + X$ con $V = W^\pm, Z$ l’Higgs è irradiato da un bosone W o Z prodotto dall’interazione di due quark.

La sezione d’urto associata a questi meccanismi di produzione dipende dalla massa dell’Higgs e dall’energia nel centro di massa (Fig. 1.4). In Tab. 1.1 sono elencate le sezioni d’urto dei vari meccanismi per una massa dell’Higgs $m_H = 125\text{GeV}$ e $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$.

I due quark che interagiscono nel meccanismo VBF producono due jet con grande separazione in pseudorapidità e con una grande massa invariante. Questa topologia può essere sfruttata nella strategia di selezione degli eventi, ottenendo una notevole riduzione degli eventi di fondo, rispetto alla sola richiesta della coppia di muoni proveniente dal decadimento dell’Higgs. Per questo motivo introdurre nell’analisi una categoria VBF-like

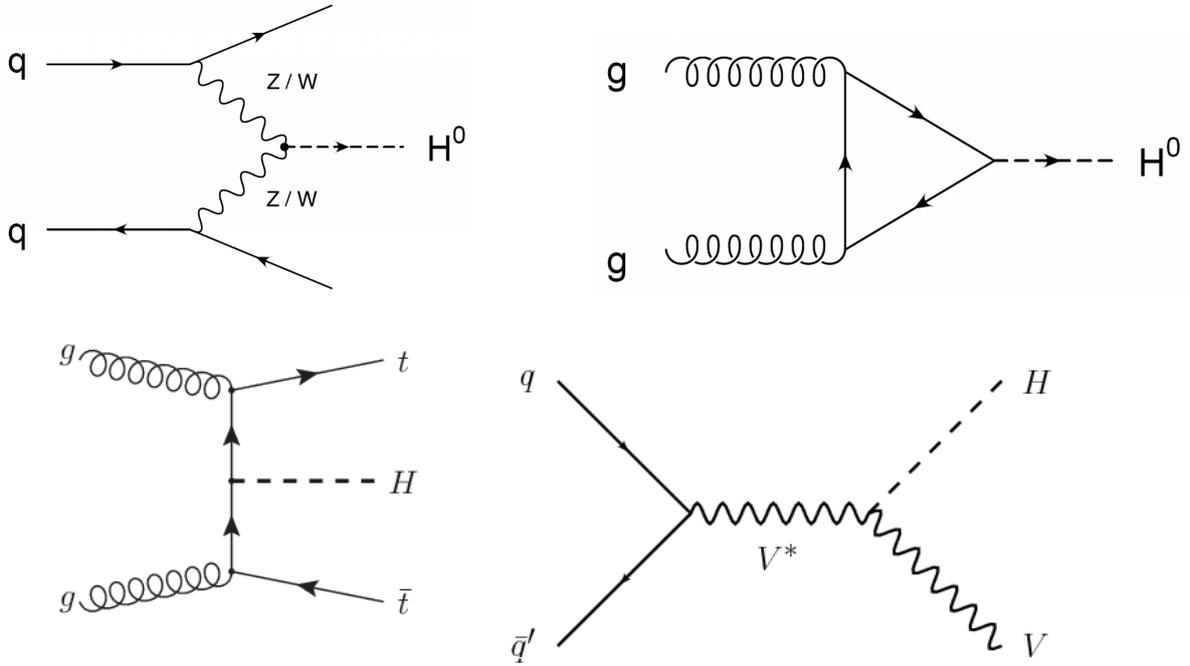


Figura 1.3: Meccanismi di produzione del bosone di Higgs a LHC; VBF (in alto a sinistra), ggH (a destra), $t\bar{t}H$ (in basso a sinistra) e VH (in basso a destra).

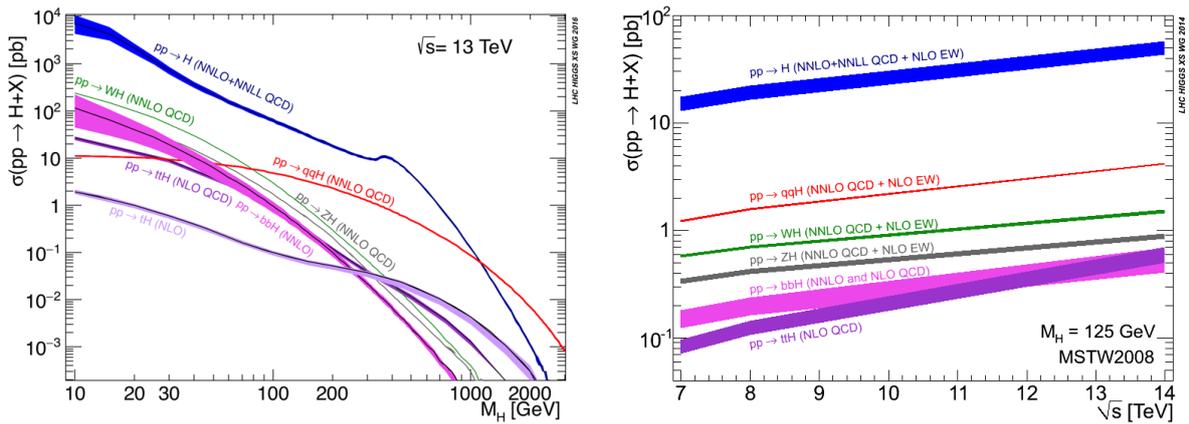


Figura 1.4: Sezione d'urto dei vari meccanismi di produzione dell'Higgs in funzione della sua massa (a sinistra) e dell'energia nel centro di massa (a destra).

Meccanismo di produzione	Sezione d'urto di produzione (pb)
ggH	$48.6^{+5\%}_{-5\%}$
VBF	$3.78^{+2\%}_{-2\%}$
WH	$1.37^{+2\%}_{-2\%}$
ZH	$0.88^{+5\%}_{-5\%}$
$t\bar{t}H$	$0.50^{+9\%}_{-13\%}$

Tabella 1.1: Sezioni d'urto per i meccanismi di produzione dell'Higgs con $m_H = 125 \text{ GeV}$ e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ calcolate nel Modello Standard.

consente di aumentare la significatività, nonostante il processo contribuisca per meno del 10% alla sezione d'urto totale.

Capitolo 2

LHC e il rivelatore CMS

Il Large Hadron Collider è un acceleratore circolare di protoni, o per brevi periodi di ioni pesanti, attualmente operante al CERN. Prima di essere accelerati nel LHC, i protoni subiscono varie fasi di accelerazione. Ogni macchina incrementa l'energia dei fasci di particelle prima di iniettare il fascio nella macchina successiva. La sorgente di protoni è una semplice bombola di idrogeno gassoso. Un campo elettrico è usato per privare gli atomi di idrogeno dei loro elettroni per ottenere i protoni. Linac 2, il primo acceleratore nella catena, accelera i protoni fino a 50 MeV. Il fascio è poi iniettato nel PSB (Proton Synchrotron Booster) che accelera i protoni fino a 1.4 GeV, seguito dal PS (Proton Synchrotron) accelera il fascio fino a 25 GeV. I protoni vengono poi mandati al SPS (Super Proton Synchrotron) dove vengono accelerati fino a 450 GeV.

Infine, i protoni sono trasferiti nelle due beam pipe di LHC dove circolano in direzioni opposte.

Vengono fatti collidere in quattro punti d'interazione in corrispondenza dei quali sono installati i rivelatori di ALICE, ATLAS, CMS e LHCb dove l'energia totale al punto di collisione è di 13 TeV.

Il numero di eventi per unità di tempo che avvengono nelle collisioni ad LHC è dato da $N_{evento} = L\sigma_{evento}$ [3] dove σ_{evento} è la sezione d'urto per collisioni protone-protone e L è la luminosità. La luminosità dipende solo da parametri del fascio e può essere definita come: $L = f \frac{N_b n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y}$.

In particolare f è la frequenza di rivoluzione, N_b il numero di urti nel fascio, n_1 e n_2 sono il numero di protoni nei due bunch che collidono, σ_x e σ_y sono le dimensioni trasversali del bunch.

2.1 L'esperimento CMS

Il Compact Muon Solenoid (CMS) è uno dei quattro grandi rivelatori installati presso l'LHC. È uno dei cosiddetti rivelatori "multi-purpose" con il quale è possibile studiare

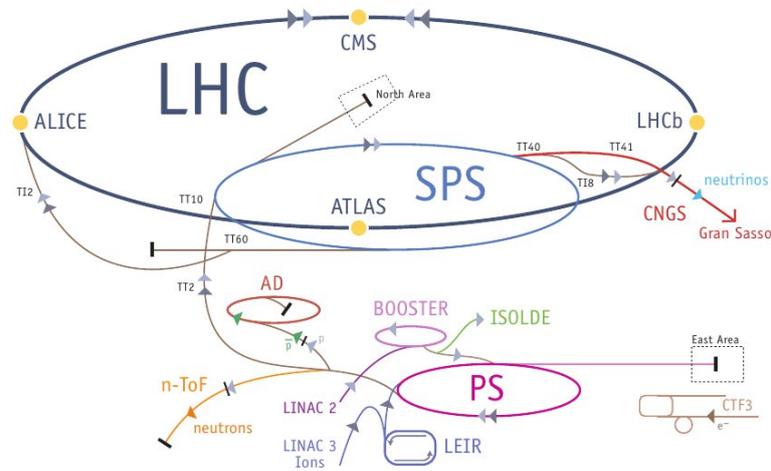


Figura 2.1: Schema di del complesso degli acceleratori operanti al CERN

diversi aspetti della fisica del MS e oltre sia in collisioni protone-protone che in collisioni piombo-piombo e protone-piombo. CMS è composto da diversi sottorivelatori immersi in un intenso campo magnetico statico, indispensabile per la misura del momento delle particelle cariche. L'aspetto fondamentale che regola la struttura del sistema di rivelatori è la scelta di misurare il momento delle particelle cariche facendole curvare sotto l'effetto di un potente campo magnetico. È quindi necessaria una grande potenza per produrre questa curvatura e poter così misurare il momento di particelle cariche altamente energetiche. A tale proposito si è optato per la scelta di un magnete superconduttore. La fig. 2.2 mostra la struttura di CMS; al centro CMS troviamo un solenoide superconduttore, lungo 13 m e con un diametro interno di 6 m, che genera un campo magnetico di 4 Tesla. Per motivi di compatibilità con la geometria del campo magnetico solenoidale, CMS ha una forma cilindrica: le regioni corrispondenti alle basi del cilindro sono dette endcap mentre la regione in corrispondenza della superficie laterale viene chiamata barrel. Il campo magnetico di ritorno è abbastanza grande da saturare 1.5 m di ferro, che permettono di integrare in modo robusto le 4 stazioni di rivelatori che provvedono alla miglior copertura geometrica possibile. Ogni stazione comprende numerosi strati di *drift tube* nel barrel e di *cathode strip chamber* negli endcap, completati dalla presenza dei *resistive plate chamber*.

Il cilindro formato dalla spira che genera il campo magnetico è abbastanza grande da contenere al suo interno il tracciatore e i calorimetri. Il volume di tracciamento è quello di un cilindro di 5.8 metri di lunghezza e 2.6 metri di diametro. Per fare fronte alla moltitudine di tracce nel tracker, CMS prevede l'utilizzo di 10 strati rivelatori con micro *strips* in silicio che garantiscono la precisione e il livello di dettaglio desiderato. In aggiunta, in prossimità della regione di interazione sono disposti 3 strati di rivelatori con

pixel di silicio al fine di migliorare la misura del parametro d'impatto della traccia di particelle cariche e la misura della posizione di vertici secondari. Il calorimetro elettromagnetico (ECAL) copre un intervallo in pseudorapidità di $|\eta| < 3.0$ ed è circondato da un calorimetro adronico a campionamento (HCAL) che copre una regione di $|\eta| < 3.0$. A partire dalla regione d'interazione dei fasci, le particelle attraversano il tracciatore, all'interno del quale le traiettorie delle particelle cariche e i vertici da cui sono originate sono ricostruiti a partire dai segnali dagli strati sensibili. Il tracciatore, immerso in un campo magnetico che curva la traiettoria delle particelle, riesce a misurare la carica elettrica e il momento delle particelle cariche. Gli elettroni e i fotoni vengono assorbiti nel ECAL. I corrispondenti sciame elettromagnetici sono rivelati come cluster di energia, dai quali si può risalire all'energia e alla direzione della particella. Sia gli adroni carichi che quelli neutri potranno dare luogo ad uno sciame adronico anche negli ECAL, ma verranno assorbiti a pieno soltanto nel HCAL. Anche in questo caso i cluster negli HCAL sono usati per stimare l'energia e la direzione. I muoni e i neutrini attraversano i calorimetri con piccole o nessuna interazione. Mentre i neutrini riescono a sfuggire senza essere rivelati, i muoni vanno a colpire le camere per muoni, posizionate all'esterno dei calorimetri [4].

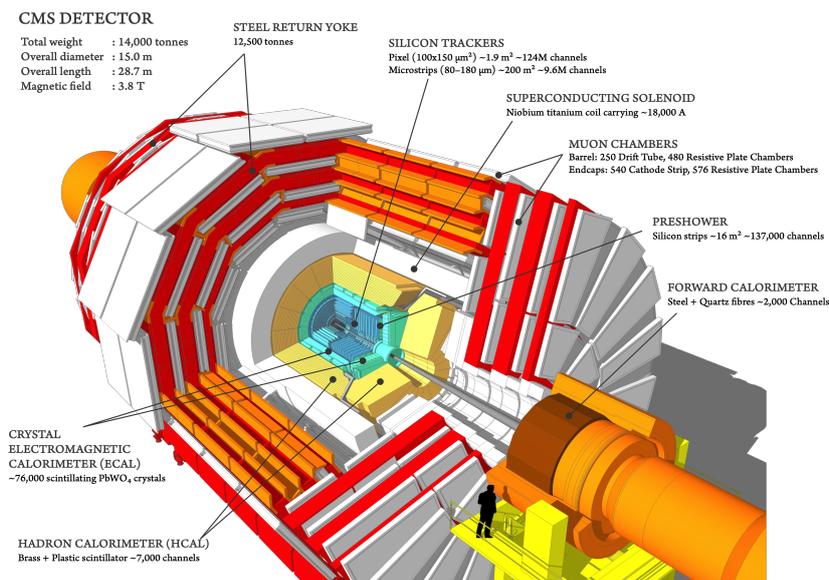


Figura 2.2: Raffigurazione del rivelatore CMS

2.1.1 Il sistema di coordinate

La cinematica degli oggetti ricostruiti, utilizzati nell'analisi dei dati di CMS, è descritta tramite un sistema di coordinate cartesiano ben definito. Il sistema di riferimento è

orientato in modo che l'asse z coincida con la direzione della velocità dei protoni nel fascio, l'asse x diretto verso il centro di LHC e l'asse y diretto verso l'alto.

Utilizziamo quindi coordinate polari (r, θ, ϕ) , dove ϕ descrive l'angolo sul piano xy mentre θ descrive l'angolo sul piano yz . Una quantità importante legata ad una collisione ad alta energia è la rapidità:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z c}{E - p_z c} \quad (2.1)$$

Supponiamo che la particella prodotta dalla collisione sia diretta essenzialmente nel piano xy . Avremo $p_z \simeq 0$ e quindi $y \simeq \frac{1}{2} \ln 1 = 0$. Se invece la particella fosse diretta sostanzialmente lungo l'asse z , avremo che $E \simeq p_z c$ e $y \rightarrow \infty$. Quindi la rapidità è nulla quando la particella prodotta è perpendicolare all'asse del fascio, mentre tende a 1 quando la sua direzione giace essenzialmente sull'asse del fascio. Possiamo dire che la rapidità è collegata all'angolo fra il piano xy e la direzione dell'emissione del prodotto di una collisione. L'unico problema relativo alla rapidità è che le quantità in base alle quali viene definita non sono direttamente misurabili. Una quantità che è molto più facile da misurare è la pseudorapidità:

$$\eta = - \ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (2.2)$$

Il valore di η tende a ∞ quando θ si avvicina a 0, mentre quando $\theta = \frac{\pi}{2}$ la pseudorapidità sarà nulla. Abbiamo quindi ottenuto le coordinate r , η e ϕ con cui descriveremo il sistema di rivelatori di CMS.

2.1.2 Il Tracker

Il sistema di tracciamento interno di CMS è progettato per fornire una misura precisa ed efficiente delle traiettorie delle particelle cariche che vengono prodotte nelle collisioni ad LHC. Si trova attorno al punto di interazione e ha una lunghezza di 5.8 metri ed un diametro di 2.6 metri; la regione del tracker si estende fino ad una pseudorapidità di $|\eta| = 2.5$. Nella regione del barrel, il tracker riesce a misurare il momento trasverso dei muoni con una risoluzione migliore del 2% per p_T fino a 100 GeV. [5]

2.1.3 Calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico di CMS (ECAL) è un calorimetro omogeneo ed ermetico composto da 61200 cristalli conduttori di Tungstato di piombo ($PbWO_4$) situati nella parte centrale del barrel, chiusi da 7 324 cristalli in ognuno dei due endcap.

Nel barrel sono utilizzati fotodiodi come fotorivelatori, mentre negli endcap sono usati dei fototridiodi. Una grande quantità di fotodiodi sono usati come fotorivelatori nel barrel e fototridiodi negli endcap.

La peculiarità di questo rivelatore è quella di ricostruire l'energia degli sciame elettromagnetici, che insieme al sistema di tracciamento, consente l'identificazione di elettroni e quindi fotoni.

2.1.4 Calorimetro adronico

Il calorimetro adronico è fondamentale per la misura di adroni e dell'energia trasversa mancante [6]. Quando è usato in combinazione con il calorimetro elettromagnetico è determinante per l'identificazione di fotoni, elettroni e muoni.

Il calorimetro adronico (HCAL) si estende nella regione del barrel fino a $|\eta| = 1.3$ e nella regione dell'endcap fino a $|\eta| = 3.0$; entrambi sono collocati nella zona in cui il campo magnetico è pari a 4T quindi sono necessariamente composti da materiale non magnetico. Il calorimetro adronico nella regione del barrel è confinato tra l'estensione esterna del calorimetro elettromagnetico ($R = 1.77$ m) e la parte interna della bobina ($R = 2.95$ m). Fuori dall'endcap, nella regione cosiddetta in avanti è posto il calorimetro adronico esterno integrando il calorimetro nella regione del barrel; nella regione $3 < |\eta| < 5$. Lo scopo di questi sottorivelatori è quello di misurare l'energia degli adroni che insieme al sistema di tracciamento consente l'identificazione di jet e di depositi di energia da particelle neutre.

2.1.5 Sistema di rivelazione dei muoni

La rivelazione dei muoni è di centrale importanza per CMS, il sistema di rivelazione ha tre funzioni: identificazione, misura del momento e trigger dei muoni.

CMS usa 3 tipi di rivelatori per l'identificazione dei muoni: Drift Tubes (DT), Cathode Strip Chamber (CST) e Resistive Plate Chambers (RPC). Le DT sono utilizzati nella regione del barrel, dove il campo magnetico è in buona approssimazione uniforme, coprendo la regione $0 < |\eta| < 1.2$. Le CST sono utilizzate nella regione degli endcap dove invece è presente un campo magnetico molto intenso e non uniforme, ricoprono la regione $0.9 < |\eta| < 2.4$; Le RPC sono invece presenti sia nella regione del barrel che nella regione degli endcap ricoprendo la regione $0 < |\eta| < 1.9$.

Drift tubes

I rivelatori nel barrel di CMS sono suddivisi in quattro stazioni che formano quattro cilindri concentrici attorno alla linea del fascio: le 3 stazioni interne hanno ognuna 60

camere a deriva, la stazione esterna ne ha 70.

Ogni camera a deriva è formata da due o tre superlayer (SL) e ogni SL è formato da 4 strati di celle a deriva rettangolari per avere una migliore risoluzione nella misura dell'angolo di curvatura ϕ .

In figura 2.3 viene mostrata una cella a deriva. L'anodo è posizionato al centro della cella, sulle pareti interne superiori ed inferiori della cella sono presenti due elettrodi per "schiacciare" le linee di campo modificando il percorso di deriva; sulle pareti laterali sono posizionati invece i due catodi. Le dimensioni trasverse sono di circa 42 mm: in questo modo viene stabilito il cammino di deriva massimo e quindi il tempo di deriva massimo che in questo caso è di 380 ns. La presenza di quattro stazioni nella regione del barrel garantisce una elevata ridondanza e la loro disposizione geometrica fa sì che almeno due camere siano attraversate da un muone di qualsiasi p_T in tutti gli intervalli di η e ϕ della regione di accettazione, rendendo robuste identificazione e ricostruzione.

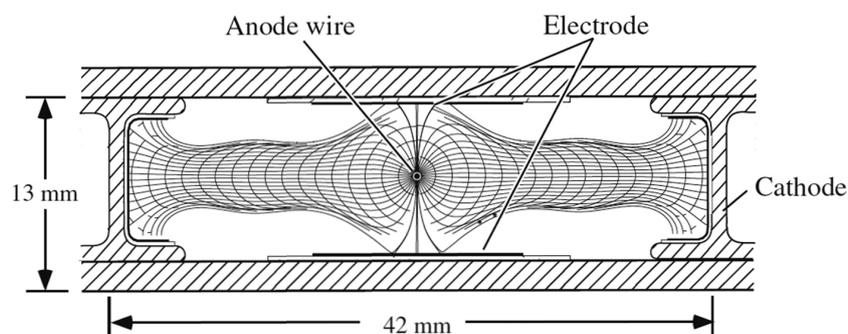


Figura 2.3: Sezione trasversale di una cella a deriva

Cathode strip chambers

Nella regione degli endcap abbiamo quattro stazioni di CSC chiamate ME1, ME2, ME3 e ME4 [7]. Tutte le CSC hanno una forma trapezoidale e sono organizzati in cerchi concentrici centrati sulla direzione del fascio; ogni CSC potrà coprire un angolo di 10° o di 20° [8]. Le camere nella stazione ME1 sono disposte su tre anelli, etichettati ME1/1, ME1/2 e ME1/3, disposti a distanza radiale crescente; nelle altre tre stazioni invece le camere sono disposte su due anelli concentrici (MEn/1 e MEn/2). Tutte le camere tranne quelle dell'anello ME1/3 si sovrappongono in ϕ di conseguenza formeranno degli anelli concentrici senza alcun punto scoperto nella coordinata azimutale (ϕ). Come è stato detto in precedenza nella regione dove sono utilizzate le CSC il campo magnetico è intenso e fortemente non uniforme. La prima stazione quindi misurerà un angolo di curvatura di massimo rispetto alle stazioni successive e di conseguenza l'allineamento e la risoluzione spaziale rappresentano una caratteristica fondamentale della prima stazione. La struttura di una CSC è mostrata in Fig. 2.4; la forma tipica di una camera è trapezoidale; le dimensioni massime sono di 3.4m in lunghezza e 1.5m in larghezza.

Una CSC viene realizzata sovrapponendo sette pannelli trapezoidali a formare sei spazi aperti (gap) tra ogni strato. In questo modo avremo 7 pannelli del catodo intervallati da sei piani in cui si dispongono i fili degli anodi. I catodi sono delle strisce stampate sui pannelli del catodo e disposte radialmente con una larghezza $\Delta\phi$ costante; si riesce così a misurare la coordinata azimutale. Gli anodi sono dei fili disposti perpendicolarmente alla direzione delle strisce dei catodi: in questo modo è possibile misurare la coordinata z . La coordinata del muone lungo i fili può essere determinata interpolando la posizione della carica indotta sulle strisce nei pannelli del catodo (Fig. 2.5). Lo spazio fra due pannelli contiene una mistura di gas formata da 40% Ar, 50% CO_2 e 10% CF_4 .

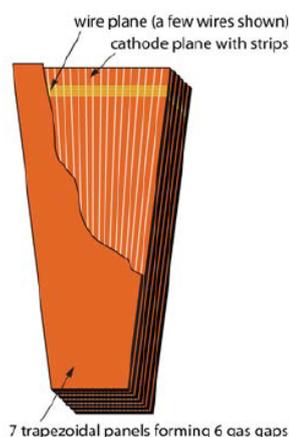


Figura 2.4: Schema di una CSC composta da 7 pannelli trapezoidali. Sono mostrati solo pochi fili per indicare la loro direzione azimutale.

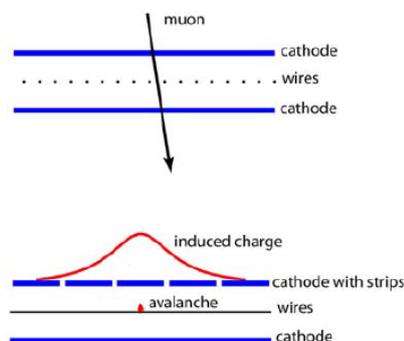


Figura 2.5: Sezione trasversale di un gap di una CSC. La posizione di attraversamento viene ottenuta interpolando la posizione radiale della valanga sul filo anodico e il “centro di gravità” della carica sugli *strip* catodici

Resistive Plate Chambers

Le Resistive Plate Chamber sono delle camere a piani resistivi che hanno una risoluzione temporale comparabile con quella degli scintillatori, in un certo senso l’ottima risoluzione temporale risulta complementare rispetto all’ottima risoluzione spaziale delle DT e delle CSC [8]. Una RPC riesce a individuare l’istante in cui avviene la ionizzazione in un tempo inferiore ai 25 ns, ovvero il tempo che intercorre fra due bunch crossing

consecutivi. Nel barrel le RPC sono posizionate sul supporto in ferro in modo da formare sei cilindri coassiali attorno alla direzione del fascio, approssimativamente possiamo dire che formino una serie di dodecacongoni concentrici divisi in quattro stazioni (RB1, RB2, RB3 e RB4). Nelle prime due stazioni, in corrispondenza di ogni DT, abbiamo due RPC: una disposta internamente e l'altra disposta esternamente. Nella terza e nella quarta stazione abbiamo comunque due RPC per ogni DT ma in questo caso sono entrambi posizionati internamente fianco a fianco (sono etichettati in questo caso come RB3+ e RB3-, RB4+ e RB4-). Negli endcap le RPC sono di forma trapezoidale e sono disposti in tre stazioni (RE1, RE2 e RE3), in ogni stazione le RPC sono organizzate in 3 cerchi concentrici, in modo analogo ai CSC. Le RPC sono parzialmente sovrapposti fra loro in modo da evitare punti morti. Ogni RPC è costituita da due piani paralleli, un anodo carico positivamente e un catodo carico negativamente, entrambi relizzati con un materiale altamente resistivo e separati da un gas. Il principio di funzionamento è basato sull'effetto valanga. Quando un muone attraversa una camera gli atomi del gas vengono ionizzati e liberano elettroni. A loro volta, gli elettroni liberati contribuiscono a liberarne di nuovi scontrandosi con gli altri atomi del gas creando l'effetto a valanga. La carica liberata viene in seguito raccolta dopo un certo intervallo di tempo da uno degli elettrodi, che nelle RPC del barrel sono disposti come strisce lungo la direzione del fascio, generando il segnale utile per la RPC.

2.2 Sistema di Trigger

Ad LHC avvengono collisioni fra *bunch* di protoni ogni 25 ns, ossia con una frequenza d'urto di 40 MHz. Sarebbe impossibile memorizzare e processare una tale mole di dati per cui è necessario effettuare una selezione degli eventi prodotti. A questo scopo è stato progettato un sistema di trigger che selezioni gli eventi d'interesse. Esso si basa su un primo step chiamato Livel-1 trigger (L1); questo è basato su un sistema di elettronica realizzato appositamente per ridurre la frequenza di acquisizione degli eventi da quella di bunch crossing (40 MHz) ad una frequenza di lettura massima di 100 kHz [9]. Il trigger di alto livello (HLT) riduce ulteriormente questa frequenza a 1 kHz. Le componenti del trigger di muoni di CMS sono progettate per identificare efficientemente i muoni all'interno di un intervallo energetico richiesto per osservare le caratteristiche fisiche d'interesse e allo stesso tempo per minimizzare la frequenza di trigger e operare nei tempi di latenza a disposizione.

2.2.1 Level-1 Trigger

Il Level-1 trigger è un sistema hardware con un tempo di latenza fisso. All'interno di una finestra temporale di $4 \mu s$ di una collisione, il sistema deve decidere se un dato evento può essere provvisoriamente accettato o rifiutato usando le informazioni provenienti dai calorimetri e dai rivelatori per muoni [10]. Nel caso dei muoni, il sistema di elettronica locale identifica i segmenti di traccia a partire dalle informazioni sulle hit registrate in ogni stazione dalle DT e dalle CSC. Queste informazioni raggiungono per mezzo di fibre ottiche il *backend*, un sistema di moduli di elettronica digitale programmabile situata fuori dalla sala sperimentale. Solo nel caso delle RPC, le informazioni sugli hit sono direttamente inviate al *backend*. A questo punto lo schema di processamento dei dati si articola in due stadi. Nel primo sono combinate le informazioni sui segmenti ottenute attraverso le DT e le CSC con le informazioni sugli *hit* ottenute dalle RPC. Allo stadio successivo, detto *track finder*, vengono implementati algoritmi di tracciamento sull'intero sistema di rivelazione dei muoni. Attraverso questi algoritmi si riesce a mettere in correlazione i segmenti appartenenti a stazioni diverse, e a fare una stima dell'impulso trasverso del candidato muone a partire dalla curvatura della traiettoria, dovuta al campo magnetico nel ferro tra le camere. I candidati sono quindi inviati al *global muon trigger*. Qui sono applicati degli algoritmi in modo da eliminare eventuali duplicati ricostruiti da moduli che processano dati provenienti da zone contigue nel rivelatore. Una volta ricevuti tutti gli oggetti, il global trigger deve infine decidere se accettare l'evento. Le condizioni per accettare possono essere basate sia su oggetti singoli (ad esempio single muon, single electron oppure single jet) che su combinazioni di oggetti (ad esempio double muon oppure muon+jet).

2.2.2 Il Trigger di alto livello

Il HLT dei muoni combina le informazioni provenienti sia dalle camere a muoni che dal tracciatore al fine di ricostruire i candidati muoni e darne una stima dell'impulso trasverso.

Gli algoritmi di HLT sono strutturati in 2 fasi: la prima consiste nel ricostruire le tracce presenti nelle camere a muoni (muoni L2), la seconda è quella di ricostruire le tracce associate nel tracciatore interno a partire dall'informazione elaborata allo step precedente (muoni L3). Nella prima fase, il Level-2, il punto di partenza per la ricostruzione della traccia è detto seed e viene costruito a partire da gruppi di segmenti nelle DT e nelle CSC. Vengono utilizzati soltanto i seed che sono geometricamente compatibili con i candidati muoni dal L1 trigger. Le tracce sono ricostruite mediante l'utilizzo della tecnica del filtro di Kalman [11]. Dopo che tutte le tracce sono state ricostruite, viene effettuato un controllo in modo da eliminare possibili duplicati. Questo controllo verifica in sostanza che due tracce distinte non condividano nemmeno un segmento. Dalla posizione del punto di interazione seguono dei vincoli sui parametri della traccia, che sono utilizzati per

migliorare la risoluzione del momento. La ricostruzione del Level-3 sfrutta la risoluzione del tracciatore interno per migliorare la misura del p_T ed è organizzato in 3 fasi: a partire dalle informazioni sul L2 sono creati i seed utilizzando gruppi di hits da strip o pixel dal tracciatore interno, viene successivamente ricostruita la inner-track, infine viene compiuto un fit combinato della traccia tra il tracciatore e le camere per muoni.

Il secondo algoritmo sfrutta la logica utilizzata per l'identificazione di *tracker muons* nell'ambito della ricostruzione offline. In questo caso, per limitare i tempi di elaborazione, la compatibilità coi segmenti da DT e CSC, viene valutata solo su un insieme ridotto di tracce, ricostruite utilizzando i criteri stringenti per la generazione dei seed.

2.3 Ricostruzione degli eventi a CMS

A CMS la ricostruzione globale dell'evento è effettuata da un algoritmo di tipo Particle Flow (PF) [12], a partire dagli oggetti fisici ricostruiti, ovvero muoni, fotoni, adroni carichi e neutri descritti nei seguenti paragrafi.

2.3.1 Vertice Primario

L'obiettivo della ricostruzione dei vertici primari è di misurare la posizione, e l'incertezza associata, dei vertici d'interazione di ogni evento protone-protone usando le tracce ricostruite. Questo avviene in tre passaggi:

- la selezione delle tracce;
- il raggruppamento delle tracce che sono originate dallo stesso vertice di interazione;
- il fit della posizione di ogni vertice usando le tracce ad esso associate.

La selezione delle tracce implica la scelta di tracce consistenti con la loro produzione all'interno regione di interazione primaria. Questo viene fatto imponendo delle richieste sul valore massimo della significatività del parametro d'impatto rispetto al beam spot, sul numero di hit nelle strip e nei pixel associate con la traccia e sul χ^2 ottenuto da un fit della traiettoria. Le tracce selezionate sono poi raggruppate sulla base del valore di z nella traccia più vicino al beam spot. L'algoritmo di clustering deve trovare il compromesso tra l'efficienza di risoluzione di due vertici vicini in caso di alto pile-up e la possibilità di separare accidentalmente una singola interazione in più di un cluster di tracce. Dopo aver identificato i candidati vertici sulla base dell'algoritmo di clustering, solo i candidati contenenti almeno due tracce vengono fittati utilizzando un *adaptive vertex fitter* per calcolare la migliore stima dei parametri del vertice: le posizioni lungo x , y e z e la matrice di covarianza, così come il numero di gradi di libertà del vertice e i pesi relativi alle tracce associate al vertice. Nell'*adaptive vertex fit*, viene associato un peso compreso fra 0 e 1 ad ogni traccia nel vertice, in modo che rifletta la probabilità

che quella traccia appartenga al vertice. Le tracce che sono consistenti con la posizione del vertice ricostruito hanno un peso vicino a 1. Il numero di gradi di libertà nel fit è definito come:

$$n_{gdl} = -3 + 2 \sum_{i=1}^{N_{tracce}} \omega_i \quad (2.3)$$

dove ω_i è il peso della traccia i -esima, la sommatoria comprende tutte le tracce associate al vertice.

2.3.2 Muoni

Questo paragrafo sarà dedicato alla descrizione degli algoritmi che operano la ricostruzione e l'identificazione di muoni provenienti da decadimenti primari (prompt) tipici del segnale cercato per questa analisi.

Ricostruzione locale

Un muone che attraversa una cella a deriva dei DT ionizza il gas all'interno di essa, liberando quindi elettroni, i quali, per via della differenza di potenziale, viaggiano fino ad essere raccolti dai fili anodici. Il tempo di deriva è misurato attraverso un convertitore time-to-digital (TDC) [9]. In una cella ideale, la distribuzione dei tempi calcolati con il TDC (t_{TDC}) dovrebbe avere una forma rettangolare che inizia da circa 0 ns fino ad un massimo di 380 ns [13] [14]. Nella realtà (t_{TDC}) contiene una serie di contributi temporali che devono essere sottratti per ottenere il tempo di deriva:

- il tempo di volo del muone dal punto di interazione fino alla cella;
- il tempo di propagazione del segnale lungo il filo dell'anodo;
- il ritardo dovuto all'elettronica;
- il tempo di latenza del trigger.

Per ottenere il tempo di deriva t_{drift} è necessario quindi sottrarre a t_{TDC} la somma di tutti questi contributi, che indicheremo con t_{trig} dal momento che il contributo dominante è quello dovuto al tempo di latenza del trigger. Se v è la velocità di deriva, la posizione di un hit in una camera DT può essere calcolata come segue:

$$x_{hit} = t_{drift} \times v = (t_{TDC} - t_{trig}) \times v.$$

Il valore di t_{trig} viene calibrato in modo tale che $t_{drift} = (t_{TDC} - t_{trig}) = 0$ quando un muone attraversa una camera passando molto vicino al filo. Questa calibrazione assume implicitamente che tutti i muoni impieghino lo stesso tempo per raggiungere un dato strato della camera dal punto di interazione. Questa assunzione non è sempre vera: degli hit potrebbero provenire da muoni che hanno attraversato la cella in altri bunch crossing (questi muoni sono detti “out-of-time muons”), oppure potrebbero essere prodotti da nuove particelle pesanti che quindi viaggerebbero a velocità ridotta. Ogni shift temporale di questo tipo porta quindi ad uno shift della posizione di un hit. Per tenere conto di questo effetto, la ricostruzione di un segmento nelle DT viene ottenuta attraverso un fit a tre parametri che include, oltre all’intercetta e al coefficiente angolare, l’istante temporale di attraversamento del muone [15].

La ricostruzione degli hit in uno strato in una camera CSC viene realizzata combinando le informazioni provenienti dalle strips dei catodi e dai fili degli anodi. Le strips sono radiali e sottendono un angolo di circa 3 mrad, possono quindi misurare accuratamente ϕ che rappresenta l’angolo di curvatura di un muone che attraversa il campo magnetico solenoidale negli endcap. I fili sono ortogonali alle strips, sono raccolti in gruppi (cluster) di 1-2 cm di larghezza e forniscono una misura grossolana della coordinata radiale. Il punto di attraversamento viene ricostruito attraverso l’intersezione della strip e del cluster di fili. Utilizzando i singoli hit vengono costruiti dei segmenti rettilinei all’interno della camera. La ricostruzione di un hit in un RPC richiede invece il raggruppamento di più strips. Quando una particella carica attraversa un RPC, tramite l’effetto valanga, libera elettroni nel gap fra i piani resistivi; gli elettroni inducono un segnale che può essere condiviso da più strips. Un hit in un RPC viene quindi individuato dal baricentro del gruppo di strips adiacenti. Tutte le strips sono allineate nella direzione del fascio e sono separate da un passo di 2 cm, hanno quindi una risoluzione spaziale di pochi centimetri in ϕ .

Ricostruzione globale

La ricostruzione globale della traiettoria di un muone viene fatta combinando i segmenti ricostruiti nei CSC, nei DT e gli hit degli RPC insieme con le tracce nel tracciatore interno. Data la grande varietà delle analisi a CMS, sono stati sviluppati vari algoritmi che soddisfano diverse richieste per la ricostruzione di muoni [9].

La ricostruzione dei muoni cosiddetti standalone sfrutta esclusivamente le informazioni provenienti dalle camere a muoni (DT, CSC e RPC) utilizzando la tecnica del *Kalman filter*.

La ricostruzione dei muoni nel tracciatore interno costituisce un approccio indipendente dal precedente. Esso parte dal cercare, nelle prime iterazioni, le tracce più facili da trovare. A seguito di ogni iterazione, vengono man mano rimossi degli hit associati alle tracce ricostruite dall’insieme di hit di input dell’iterazione successiva.

I muoni *tracker* sono costruiti propagando la traccia interna verso il sistema di camere per muoni in modo che combaci con i segmenti ricostruiti nei DT o nei CSC. Se almeno un segmento del muone nelle camere combacia con la traccia estrapolata, la inner track viene qualificata come traccia di un muone *tracker* [4]. Questo tipo di algoritmo assicura un'alta efficienza nelle regioni scoperte del rivelatore e per muoni di basso momento, che non attraversano tutto lo spettrometro per muoni.

I muoni *global* sono ricostruiti combinando i muoni standalone con le tracce interne che combaciano geometricamente su una superficie comune. Viene effettuato un fit utilizzando sia gli hit della traccia interna sia quelli della traccia del muone standalone per formare la traccia del muone global (global-muon track). Per valori del momento trasverso molto alti, $p_T > 200 \text{ GeV}$, il *global-muon* fit migliora la risoluzione del momento del muone rispetto al solo tracker-muon fit. La ricostruzione di un muone *global* è progettata per avere un'alta efficienza per muoni che attraversano almeno due stazioni di rivelatori per muoni. Per questo motivo, l'efficienza di ricostruzione dei tracker muon è leggermente superiore a quella dei *global muons*, a scapito di una minore purezza.

Grazie all'alta efficienza nella ricostruzione della tracker-track e dei segmenti nelle camere per muoni, circa il 99% dei muoni prodotti nelle collisioni protone-protone all'interno dell'accettazione del sistema di rivelatori e aventi un momento sufficientemente grande sono ricostruiti sia come muoni *global* sia come muoni *tracker*. I muoni riconosciuti sia come *global* che come muoni *tracker*, che condividono la stessa traccia nel tracciatore, sono combinati in un singolo oggetto.

Identificazione

I muoni ricostruiti vengono identificati tramite una serie di requisiti di qualità, che consentono di ottimizzare il rapporto tra efficienza e purezza. I criteri raccomandati sono tre: il *Loose muon ID* punta ad un'alta efficienza sia per i muoni prompt che per i muoni provenienti da decadimenti *light o heavy flavour*; I muoni medium hanno delle rigide richieste sul χ^2 e sul matching della traccia interna sia con la traccia *standalone* che con i segmenti.

Il *Tight muon ID* punta a muoni prompt ed è la selezione caratterizzata dal maggior livello di purezza, i muoni tight hanno un vincolo sul fit del $\tilde{\chi}^2$ (chi quadrato diviso per il numero dei gradi di libertà) e sul matching dei segmenti. Inoltre, la loro traccia interna ha un controllo riguardo ai parametri d'impatto trasversali e longitudinali rispetto al vertice primario. I muoni utilizzati per i risultati di questa analisi sono quelli identificati come muoni Medium, che punta ai muoni prompt e quelli da decadimenti da *hard flavour*; i muoni *medium* sono in sostanza dei muoni con delle rigide richieste sul χ^2 e sul *matching* della traccia interna sia con la traccia *standalone* che con i segmenti.

Isolamento

La somma dell'energia trasversa di tutti gli adroni, carichi e neutri, e di tutti i fotoni contenuti in un cono centrato attorno alla direzione del muone e divisa per il suo p_T . Al fine di individuare muoni provenienti da decadimenti primari, è necessario aggiungere alla selezione la richiesta di isolamento. Per calcolare l'isolamento di un muone si confronta la somma del momento trasverso delle tracce ricostruite in un cono centrato attorno alla direzione del muone. La larghezza del cono è definita come $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$; sono possibili diverse definizioni di isolamento. La mini-isolation I_{mini} [16] è definita con un'ampiezza del cono $\Delta R^{mini-iso}$ che scala con l'inverso del p_T del muone [17]:

$$\Delta R^{mini-iso} = \frac{10GeV}{\min(\max(p_T^\mu, 50GeV), 200GeV)}$$

L'apertura del cono è quindi compresa fra 0.05 e 0.2. La dipendenza dall'inverso del momento trasverso è data dal fatto che, in un decadimento a due corpi, la separazione angolare delle due particelle “figlie” è approssimativamente proporzionale a M/p_T , dove M è la massa della particella “genitore”. Quindi se il p_T cresce, la larghezza del cono decresce.

2.3.3 Jet

Ricostruzione dei jet

In media l'energia dei jet è trasportata per il 65% da particelle cariche, per il 25% da fotoni e per il 10% da adroni neutri. Una tale ripartizione garantisce che il 90% dell'energia possa essere ricostruita con elevata risoluzione dagli algoritmi di Particle Flow, che combina le informazioni provenienti dai vari sottorivelatori; e solo il restante 10% ricostruito una risoluzione inferiore, data dal calorimetro adronico, che necessita inoltre di correzioni di calibrazione pari a circa il 10-20% dell'energia rivelata. I jet, in questa analisi, sono ricostruiti mediante l'algoritmo Iterative-Cone entro un cono di dimensioni $\Delta R = 0.4$ che prende in input tutte le particelle ricostruite con gli algoritmi di Particle Flow.

Identificazione dei Jet

I criteri di identificazione dei jet sono definiti con lo scopo di rigettare i jet fittizi, quelli mal ricostruiti e i jet originati da rumore nel rivelatore mantenendo allo stesso tempo il 98-99% di jet reali. Sulla base di tagli applicati alle variabili del jet ricostruito e all'energia depositata nei calorimetri, vengono definiti, per l'anno 2017, due punti di lavoro. Questi due punti di lavoro sono indicati con i nomi “Tight” e “TightLepVeto”.

Jet pile-up ID

L'identificazione dei jet da pile-up si basa su tre proprietà dei jet:

- all'interno dell'accettazione del tracker, le traiettorie delle tracce associate con i jet possono essere usate per stabilire la compatibilità del jet con il vertice d'interazione primaria;
- la topologia della forma del jet può essere usata per separare i jet provenienti dalla sovrapposizione di più interazioni dai veri hard jet;
- la molteplicità degli oggetti all'interno del jet.

Per quantificare tali proprietà viene definito un insieme di variabili; ad esempio β che è definita come la somma del p_T di tutte le particelle cariche ricostruite dall'algoritmo PF che originano dal vertice primario divisa per la somma del p_T di tutte le particelle cariche nel jet:

$$\beta = \frac{\sum_{i \in PV} p_{T_i}}{\sum_i p_{T_i}} \quad (2.4)$$

e la molteplicità degli adroni carichi e neutri. Queste variabili sono combinate nei seguenti modi al fine di ottenere diversi criteri di identificazione di jet da pile-up:

- una selezione basata su tagli sfrutta la quantità minima di informazione nel modo più semplice;
- Un primo BDT sfrutta solo le informazioni beta e il profilo del jet;
- Un secondo BDT, sfrutta anche le informazioni sulla molteplicità di adroni carichi e neutri nel jet.

Per ognuno di questi tre algoritmi vengono definiti tre punti di lavoro chiamati “loose”, “medium” e “tight”.

Capitolo 3

Studio della selezione degli eventi

In questo capitolo si presenta lo studio della selezione degli eventi candidati $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ con l'obiettivo di ottimizzare la significatività. Si è usato il campione completo di dati raccolti dal rivelatore CMS durante il 2017, ad un'energia del centro di massa di 13 TeV. Data la rarità del decadimento $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (Branching Ratio previsto dal Modello Standard circa 2×10^{-4}) la selezione degli eventi deve cercare di massimizzare la significatività del segnale, che è quantificata con il valore di S/\sqrt{B} , dove S e B sono rispettivamente il numero di eventi di segnale e il numero di eventi di fondo attesi, ottenuti mediante simulazione Monte Carlo dei processi del Modello Standard. L'accordo della simulazione MC con i dati è stato validato mediante il confronto delle distribuzioni delle principali variabili cinematiche dei muoni e dei jet.

3.1 Dati e Monte Carlo

I campioni di dati analizzati di collisioni protone-protone sono elencati in Tab. 3.1. Ogni riga in tabella si riferisce ad una particolare “era” del periodo di presa dati del 2017 contrassegnata dalle lettere B/C/D/E/F; per ognuno è indicata la luminosità integrata totale. I campioni Monte Carlo di segnale dell'Higgs corrispondono ai due processi di produzione con sezione d'urto maggiore, descritti nella Sez.1.3:

- Gluon-Gluon fusion (**ggH**);
- Vector Boson Fusion (**VBF**).

La selezione degli eventi candidati $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ si basa innanzitutto sull'identificazione dei due muoni di carica opposta, che devono superare tagli di qualità e isolamento, oltre che tagli cinematici.

Il fondo principale è costituito da eventi di Drell-Yan $q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-$ che originano un fondo continuo nello spettro di massa invariante dei due muoni, ma irriducibile rispetto al segnale. Con questo si intende che gli eventi di Drell-Yan presentano lo stesso stato finale del segnale, quindi sono indistinguibili da eventi di segnale e perciò non possono essere scartati applicando tagli di selezione. Il secondo fondo con contributo maggiore è la produzione di coppie $t\bar{t}$. I campioni MC utilizzati per questa analisi sono elencati in Tabella 3.2.

Dataset	Luminosità(fb^{-1})
/SingleMuon/Run2017B-Nano1June2019-v1/NANOAOD	4.823
/SingleMuon/Run2017C-Nano1June2019-v1/NANOAOD	9.664
/SingleMuon/Run2017D-Nano1June2019-v1/NANOAOD	4.252
/SingleMuon/Run2017E-Nano1June2019-v1/NANOAOD	9.278
/SingleMuon/Run2017F-Nano1June2019-v1/NANOAOD	13.540

Tabella 3.1: Elenco dei campioni dei dati raccolti da CMS durante il Run 2017 di LHC corrispondenti a collisioni protone-protone con energia di 13 TeV nel centro di massa, con la richiesta di SingleMuon trigger.

Campioni MC
/VBFHToMuMu_M125_13TeV_amcatnlo_pythia8/RunIIFall17NanoAODv5-PU2017_12Apr2018_Nano1June2019_102X_mc2017_realistic_v7-v1/NANOAODSIM
/GluGluHToMuMu_M125_13TeV_amcatnloFXFX_pythia8/RunIIFall17NanoAODv5-PU2017_12Apr2018_Nano1June2019_102X_mc2017_realistic_v7-v1/NANOAODSIM
/DYJetsToLL_M-50_TuneCP5_13TeV-amcatnloFXFX-pythia8/RunIIFall17NanoAODv5-PU2017_12Apr2018_Nano1June2019_102X_mc2017_realistic_v7-v1/NANOAODSIM
/TTTo2L2Nu_TuneCP5_13TeV-powheg-pythia8/RunIIFall17NanoAODv5-PU2017_12Apr2018_Nano1June2019_new_pmx_102X_mc2017_realistic_v7-v1/NANOAODSIM

Tabella 3.2: Elenco dei campioni MC di segnale (VBF e ggH) e fondo (DY e TTbar).

Gli eventi Monte Carlo devono includere la simulazione delle collisioni di pile-up. Per ragioni pratiche la maggior parte della produzione di eventi simulati deve iniziare con largo anticipo rispetto alla reale presa dati, quindi la distribuzione di molteplicità di eventi di pile-up può essere prevista in modo solo approssimativo, data la sua forte dipendenza dalle condizioni di LHC.

La descrizione del pile-up del MC riproduce abbastanza bene quanto osservato nei dati; ciò nonostante è necessario applicare delle correzioni residue. Tali correzioni consistono nell'assegnare un peso a ciascun evento MC che varia a seconda del numero di vertici ricostruiti.

Per analisi fisiche standard, il Luminosity Physics Object Group di CMS (Lumi POG) fornisce informazioni sul pile-up per ogni periodo (Run) di presa dati. La distribuzione media di pile-up per il particolare periodo di presa dati considerato può essere quindi determinata per l'applicazione all'analisi dati. I pesi di pile-up si ottengono dal rapporto fra le distribuzioni di pile-up di dati e MC.

3.2 Selezione degli eventi

La strategia di selezione degli eventi è stata realizzata in due livelli: uno di preselezione in cui si richiede la presenza di almeno due muoni di buona qualità e uno di categorizzazione, dove si separano gli eventi in un numero di categorie tale da ottimizzare la sensibilità totale dell'analisi. La preselezione è effettuata a partire dagli eventi selezionati dal trigger, che richiede la presenza di almeno un muone isolato con $p_T > 27 \text{ GeV}$ (path di trigger HLT_IsoMu27).

3.2.1 Vertice primario

Negli eventi selezionati è richiesto almeno un vertice primario ben identificato, che soddisfi le condizioni:

- Numero di gradi di libertà maggiore di 4;
- $|z|$ del vertice ricostruito minore di 24 cm per selezionare la regione di interazione.

Gli eventi che non passano questi tagli vengono scartati.

3.2.2 Muoni

I muoni sono selezionati in base all'algoritmo di identificazione Medium Muon, nella regione cinematica $p_T > 10 \text{ GeV}$ e $|\eta| < 2.4$.

Si richiede inoltre che i muoni superino un taglio di isolamento $I_{mini} < 0.4$, che riduce i muoni da decadimenti semileptonici di adroni contenenti quark b o c. Gli eventi devono avere almeno due muoni di carica opposta scelti tra quelli che soddisfano i suddetti criteri. Se sono stati trovati più di due muoni, vengono selezionati i due muoni con p_T più alto. Per il muone che ha generato la condizione di trigger HLT_IsoMu27 dell'evento si richiede $p_T > 30 \text{ GeV}$.

3.2.3 Jet

Sono selezionati tutti i jet con $p_T > 30 \text{ GeV}$, $|\eta| < 4.7$ e che passano la tight jet ID. Inoltre, se il p_T del jet è minore di 50 GeV viene richiesto che il jet passi la loose pile-up jet ID, mentre, se $|\eta|$ del jet è compreso tra 2.6 e 3.1 viene richiesto che il jet passi la tight pile-up jet ID.

3.3 Categorizzazione degli eventi

Gli eventi sono stati preselezionati chiedendo la presenza di muoni di buona qualità che garantiscono la ricostruzione del segnale.

La categorizzazione scelta suddivide inizialmente gli eventi selezionati in due categorie in base al meccanismo di produzione dell'Higgs: gli eventi con almeno una coppia di jet con massa invariante $m_{JJ} > 650 \text{ GeV}$ e una separazione in pseudorapidità $|\Delta\eta| > 3.5$ vengono classificati come eventi VBF-like; la categoria ggH-like include tutti gli eventi esclusi dalla categoria VBF-like.

I due tagli sulle variabili per la categoria VBF sono stati scelti osservando la distribuzione delle due variabili messa a confronto per i due segnali MC. (Fig. 3.1)

Uno studio precedente[18] ha mostrato che categorizzando in base alla pseudorapidità del muone con $|\eta|$ maggiore, nella coppia selezionata, si ottiene un miglioramento della significatività.

Questo risultato dipende dal fatto che la geometria del rivelatore ed il campo magnetico creano tre regioni con risoluzione del momento trasverso significativamente diversa. Questo può essere osservato in Fig. 3.2, dove si mostra la larghezza osservata per il picco di massa invariante del decadimento $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, in funzione della pseudorapidità del muone di impulso maggiore. La risoluzione migliore si ottiene nella regione centrale, per $|\eta| < 0.9$; all'aumentare di $|\eta|$ si ha un progressivo peggioramento. Si definiscono quindi tre categorie come "barrel" (B) se $|\eta| < 0.9$, "overlap" (O) se $0.9 < |\eta| < 1.9$ ed "endcap" (E) se $|\eta| > 1.9$.

La categoria VBF rappresenta circa l'1% del numero di eventi totali quindi non viene ulteriormente suddivisa; la categoria ggH, che rappresenta la quasi totalità degli eventi, viene suddivisa nelle sopracitate categorie in pseudorapidità. In questo modo la categorizzazione finale si basa sia sulla pseudorapidità del muone che sul meccanismo di produzione, ottenendo alla fine quattro diverse categorie: VBF, ggH-Barrel, ggH-Overlap e ggH-Endcap.

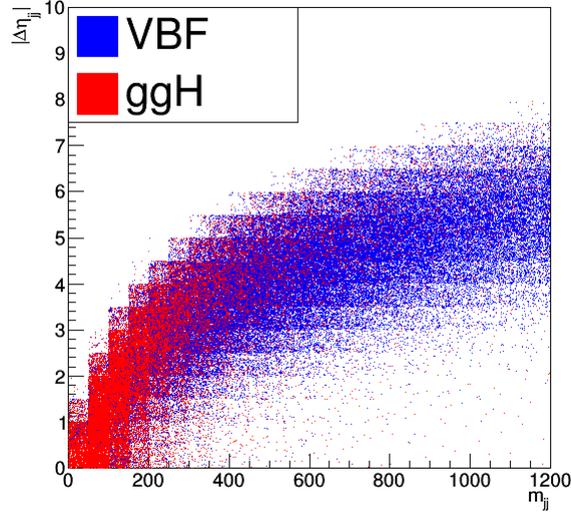


Figura 3.1: In rosso sono rappresentati gli eventi di tipo ggH mentre in blu gli eventi di tipo VBF .

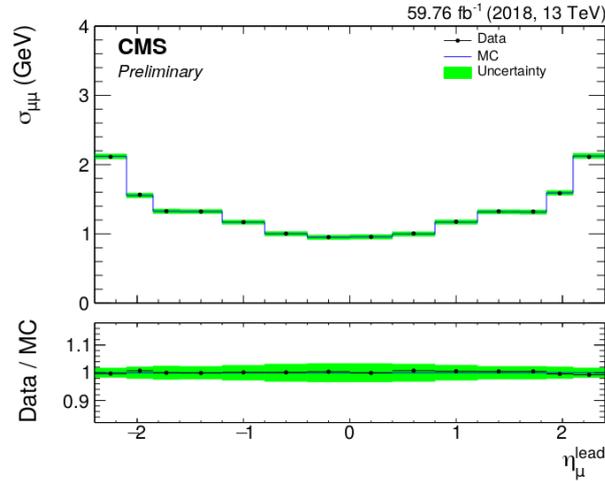


Figura 3.2: Larghezza $\sigma_{\mu\mu}$ del fit gaussiano al picco di risonanza nella massa invariante $m_{\mu^+\mu^-}$ misurata in eventi $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ usando i dati raccolti da CMS durante il Run 2018.

3.4 Validazione

Dopo aver applicato tutti i tagli di selezione, validiamo la simulazione MC con i dati reali richiedendo che la coppia di muoni candidata abbia una massa invariante maggiore di 60 GeV. L'accordo dati/MC è stato studiato per alcune variabili cinematiche dei muoni e

dei jet: la massa invariante e il p_T della coppia di muoni candidata, η e p_T per il singolo jet e η , $|\Delta\eta_{jj}|$ e m_{jj} per la coppia di jet.

Tutti i risultati presenti includono il campione completo di dati raccolti durante il run 2017, corrispondente ad una luminosità integrata di 41.6 fb^{-1} .

Le previsioni del Modello Standard sono rappresentate in istogrammi impilati che mostrano i processi individuali ottenuti dalla simulazione MC. Ogni istogramma MC è stato scalato da un fattore $L_{Run2017} \times \sigma / N_{MC}^{events}$, dove $L_{Run2017}$ è la luminosità integrata del campione di dati analizzato, σ è la relativa sezione d'urto del processo e N_{MC}^{events} è il numero di eventi nel campione MC relativo. Per il fondo sono presi in considerazione i campioni Drell-Yan e $t\bar{t}$.

Il contributo atteso del segnale $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ è mostrato, sia per VBF che per ggH, moltiplicato per un fattore 10 per una rappresentazione più chiara. Dalle distribuzioni studiate osserviamo che gli eventi Drell-Yan rappresentano di gran lunga il fondo dominante.

La simulazione MC è in buon accordo con i dati per le variabili riguardanti i muoni (Fig. 3.3) nelle tre categorie: Barrel, Endcap ed Overlap, così come nella selezione inclusiva.

Le distribuzioni di molteplicità dei jet in eventi selezionati (Fig. 3.4) sono in buon accordo con il MC per molteplicità di jet fino a 2, mentre per molteplicità maggiori si osservano più eventi nei dati che nelle simulazioni MC. La categoria di eventi VBF-like mostra invece una netta discrepanza già per $N_{jets} = 2$, dell'ordine del 20%.

Le distribuzioni di pseudorapidità dei jet in eventi selezionati sono mostrate in Fig. 3.5. La distribuzione inclusiva di η dei jet è in buon accordo con la previsione MC nella regione centrale $|\eta| < 2$. All'esterno di questa regione si trovano significative discrepanze, in particolare un eccesso nei dati per $|\eta| \simeq 3$, dovuto ad un noto malfunzionamento di alcuni moduli del calorimetro adronico verificatosi nel Run del 2017.

Nella categoria di eventi VBF-like la distribuzione inclusiva di η dei jet mostra lo stesso effetto legato al rivelatore per $|\eta| \simeq 3$, ma in questo caso la distribuzione dei jet nei dati supera la previsione MC anche nella regione centrale approssimativamente del 20%.

Le distribuzioni di η per il sistema dei due jet, anch'esse mostrate in Fig. 3.5, sono in accordo migliore con il MC, pur mantenendo una significativa discrepanza nella categoria VBF-like, all'incirca costante in tutta la regione centrale.

Le distribuzioni del p_T dei jet sono mostrate in Fig. 3.6, per la selezione inclusiva e per le categorie VBF-like e ggH-like. Nel caso inclusivo l'accordo dati-MC è buono per $p_T > 40 \text{ GeV}$, mentre per valori inferiori di p_T si trova un eccesso di jet nei dati.

Analogamente a quanto visto nelle distribuzioni di η nella categoria VBF-like si osserva invece un eccesso del 20-30% su tutto lo spettro di p_T .

La distribuzione di $\Delta\eta$ per eventi con una coppia di jet selezionati è mostrata in Fig. 3.7. Vi è un buon accordo dati-MC fino a $\Delta\eta \simeq 3$, mentre per separazione maggiore tra i jet si trovano più eventi nei dati che nel MC. Un simile eccesso si ritrova nella categoria VBF.

In Fig. 3.7 si mostrano anche le distribuzioni di massa invariante per la coppia di jet. Si osserva un buon accordo dati-MC per massa compresa tra 100 e 200 GeV. All'esterno

di tale intervallo si trovano generalmente più eventi nei dati che nel MC. In particolare nella regione $m_{jj} > 650 \text{ GeV}$, selezionata nella categoria VBF, si osserva circa il 20% in più di dati.

Concludendo, osserviamo che nella categoria VBF-like si trovano consistentemente più eventi nei dati che nella previsione MC, all'incirca del 20%; questo fatto indica che il fondo in questa categoria è maggiore di quello prodotto dal MC, quindi la significatività stimata in base alla simulazione è leggermente ottimistica.

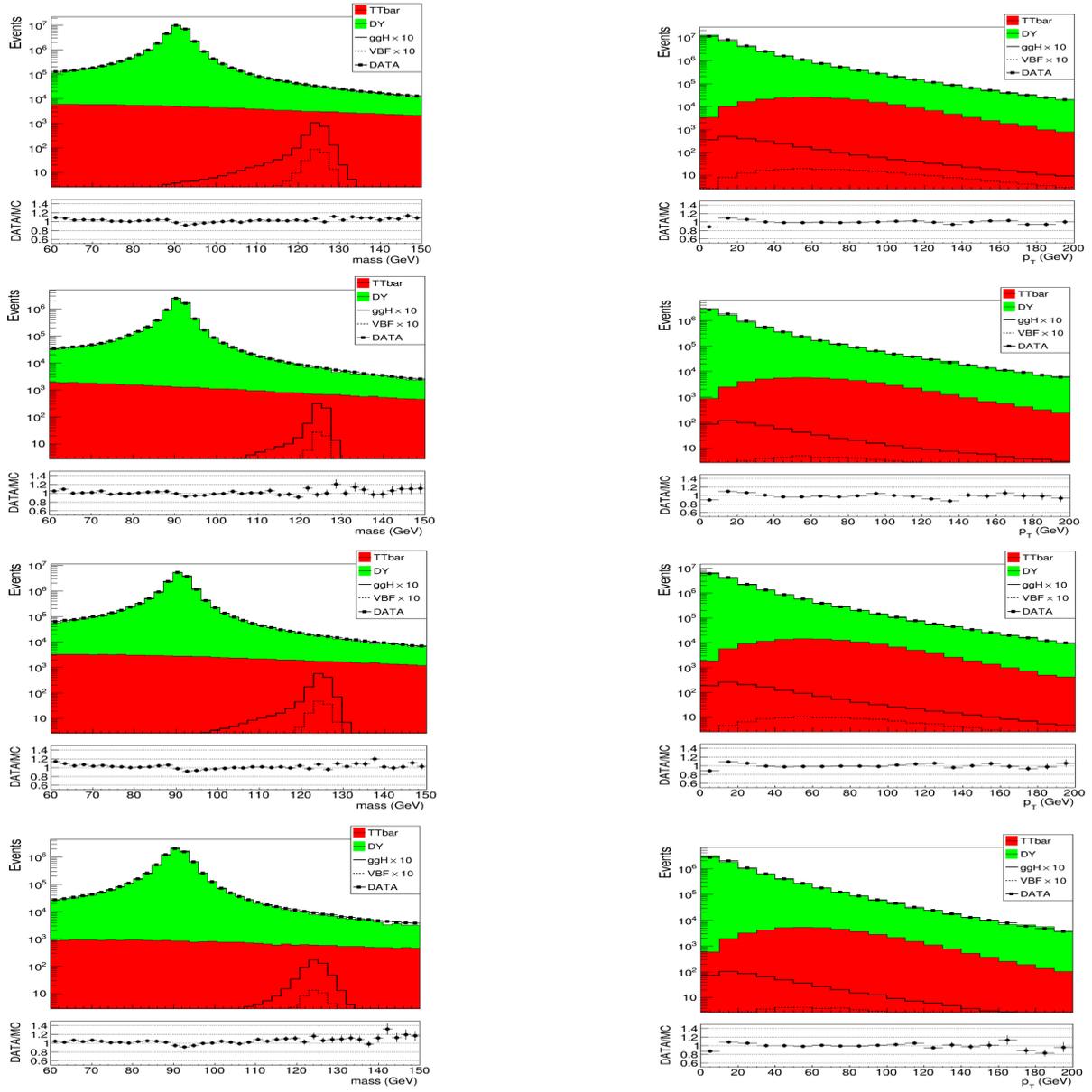


Figura 3.3: Distribuzioni di massa invariante (a sinistra) e del p_T (a destra) della coppia di muoni candidata. Partendo dall'alto le righe corrispondono a: selezione inclusiva, categorie Barrel, Overlap ed Endcap.

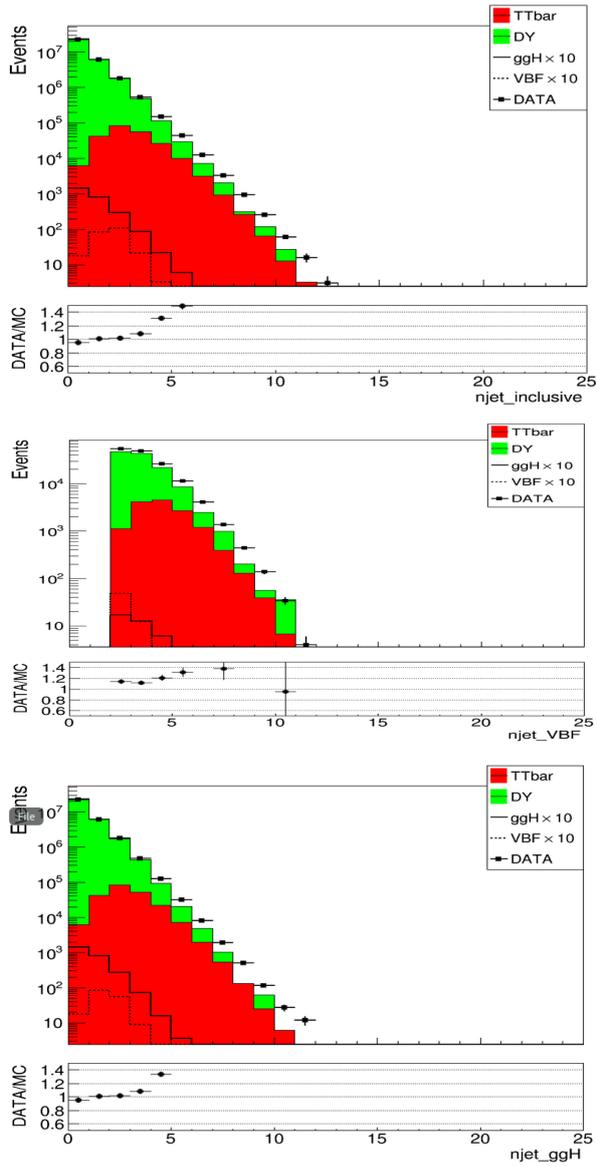


Figura 3.4: Distribuzioni della molteplicità dei jet (N_{jet}) nella selezione inclusiva (in alto) e nelle categorie VBF-like (al centro) e ggH-like (in basso).

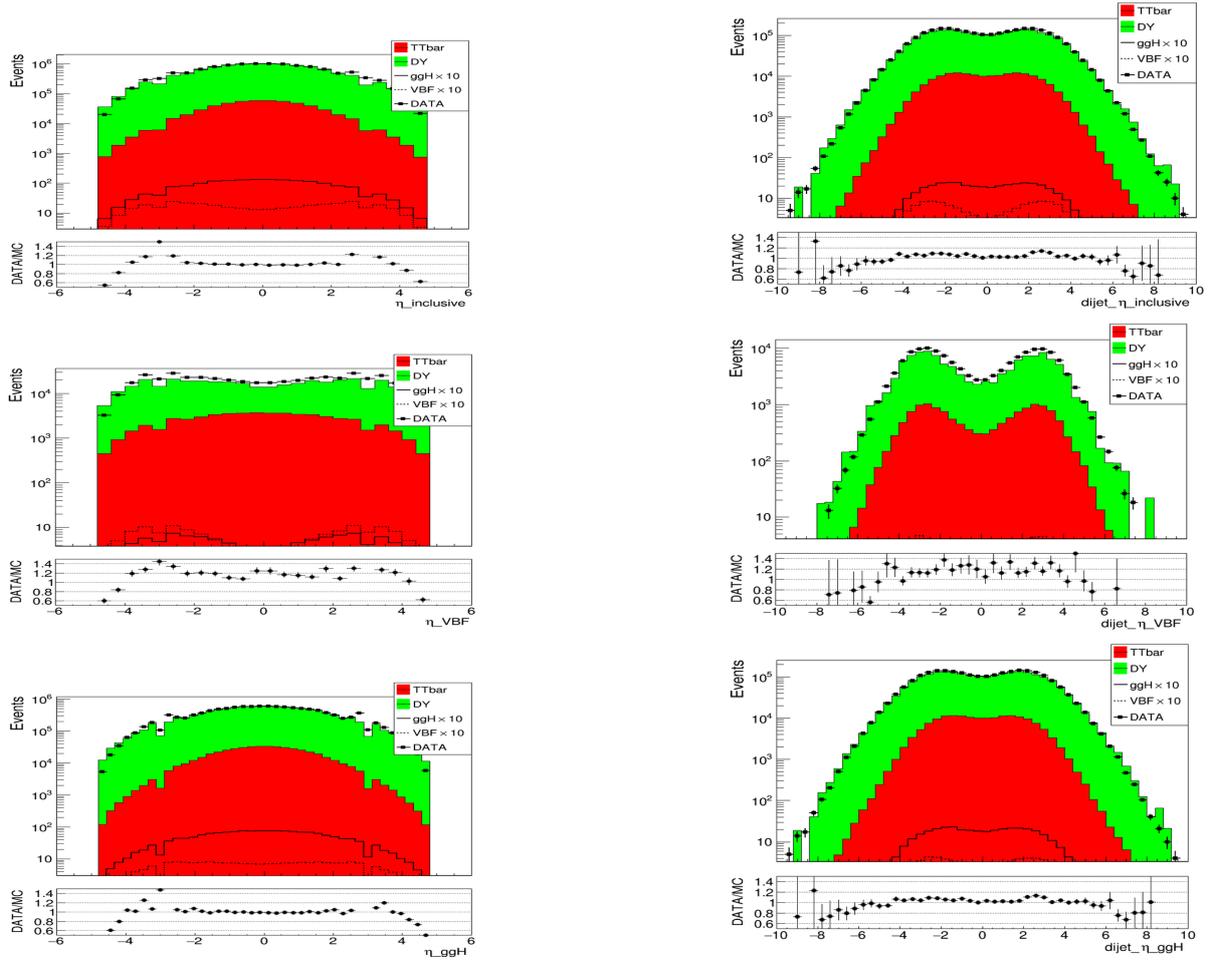


Figura 3.5: Distribuzioni di η del singolo jet (a sinistra) e della coppia di jet (a destra) per la selezione inclusiva (in alto) e per le categorie VBF-like (al centro) e ggH-like (in basso).

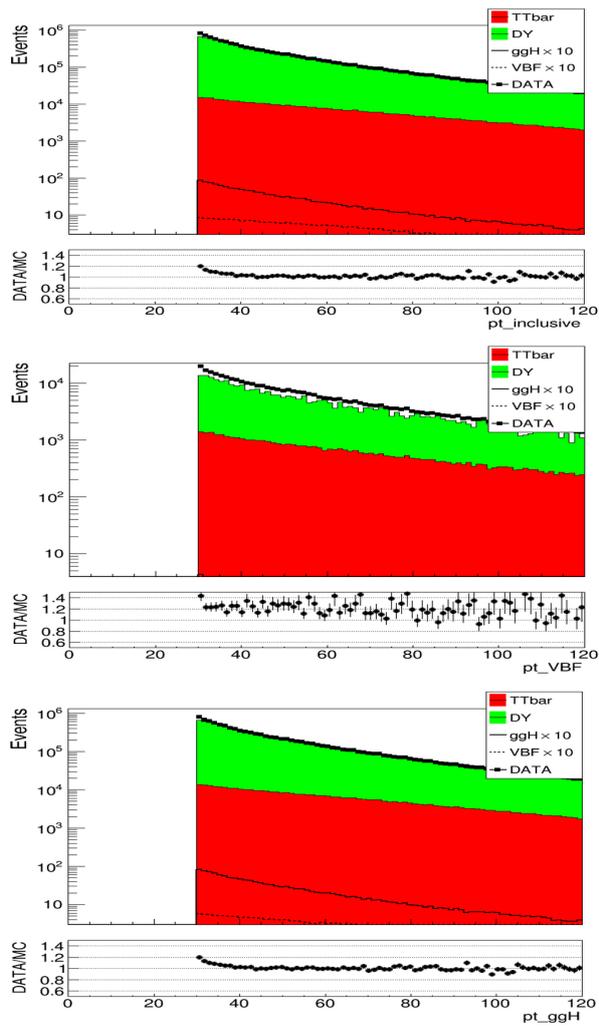


Figura 3.6: Distribuzioni del p_T dei jet nella selezione inclusiva (in alto) e nelle categorie VBF-like (al centro) e ggH-like (in basso).

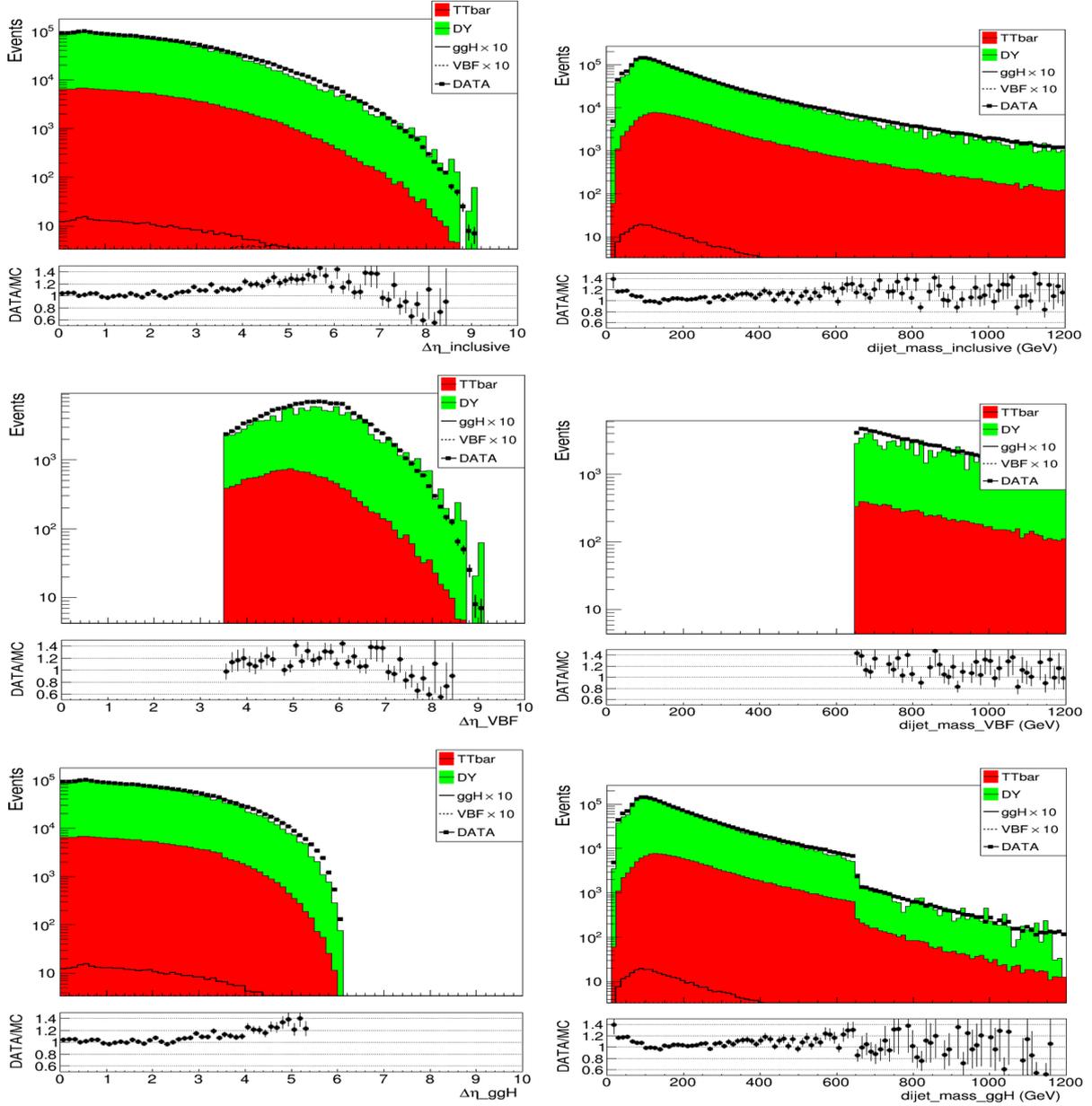


Figura 3.7: Distribuzioni di $|\Delta\eta_{jj}|$ (a sinistra) e della massa invariante m_{jj} (a destra) per eventi con due jet ricostruiti nella selezione inclusiva (in alto) e per le categorie VBF-like (al centro) e ggH-like (in basso).

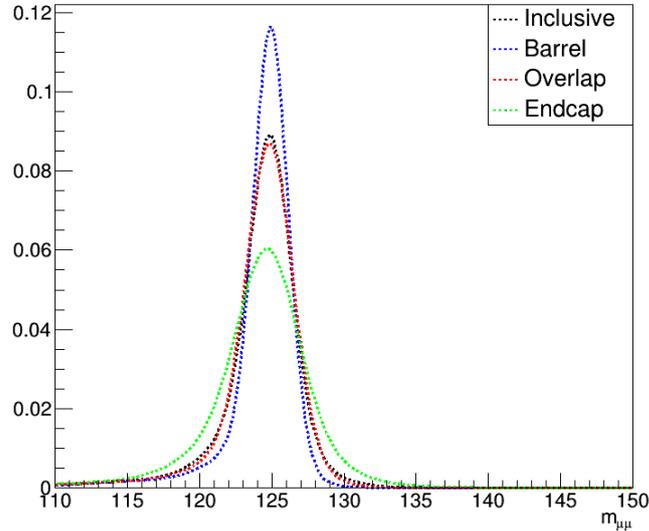


Figura 3.8: Fit del segnale nelle categorie: inclusiva (nero), Barrel (blu), Overlap (rosso) ed Endcap (verde).

3.5 Fit del segnale

Il segnale atteso è un picco centrato a $m_H=125$ GeV nella distribuzione di massa invariante dei due muoni. La larghezza di decadimento del bosone di Higgs (4MeV) è molto minore della risoluzione sperimentale (1-2 GeV) sulla massa invariante. In aggiunta la radiazione di fotoni nello stato finale determina una forma asimmetrica del picco, in particolare una coda a bassa massa.

Per questa ragione il segnale è stato modellato usando un “core” gaussiano più altre due gaussiane per descrivere le code. La forma del segnale nelle categorie scelte e nel campione inclusivo è mostrata in Fig. 3.8. Come atteso, il picco è più stretto per la categoria Barrel dove la risoluzione è migliore e più largo per le categorie Overlap ed Endcap dove la risoluzione è peggiore.

La distribuzione del segnale MC è stata fittata per ottenere la larghezza a metà altezza (FWHM) del segnale per ogni categoria.

3.6 Risultati

È stata stimata la significatività di ciascuna delle categorie descritte alla Sez. 3.3, calcolata come il rapporto S/\sqrt{B} tra il numero di eventi di segnale attesi (S) e la radice quadrata del numero di eventi di fondo attesi (B).

Il segnale atteso è calcolato dai campioni MC che simulano la produzione dell'Higgs secondo il MS ($m_H = 125 \text{ GeV}$) contando gli eventi selezionati in una finestra centrata attorno alla massa dell'Higgs, larga quanto la FWHM della distribuzione di segnale.

Anche il numero di eventi di fondo nella categoria considerata è stato stimato dalle simulazioni MC considerando la stessa finestra di massa in corrispondenza alla categoria considerata.

La significatività statistica ottenuta senza nessuna categorizzazione può essere confrontata con quella ottenuta dalla somma in quadratura delle significatività per ogni categoria (Eq. 3.1). È possibile fare questo perchè le categorie sono indipendenti.

I risultati ottenuti dalla sola categorizzazione in pseudorapidità sono riassunti in Tab. 3.3, che mostra per ogni categoria il numero di eventi di segnale attesi (S), il numero di eventi di fondo attesi (B) e la significatività statistica (S/\sqrt{B}).

I risultati della categorizzazione finale, con l'introduzione di una quarta categoria specifica per selezionare il segnale prodotto nel processo VBF, sono riportati nella Tab. 3.4. Gli eventi selezionati nella categoria VBF rappresentano solo l'1% circa del totale degli eventi selezionati. Ciò nonostante la maggiore purezza in questa categoria (stimabile con il rapporto segnale-rumore S/B) rende vantaggiosa la sua introduzione. Il valore della significatività totale ottenuto $S\sqrt{B} = 0.847$ migliora del 3% il risultato della categorizzazione precedente, basata solo sulle tre categorie in pseudorapidità. Rispetto alla selezione inclusiva il miglioramento complessivo delle significatività è dell'8%.

$$\left(\frac{S}{\sqrt{B}}\right)_{TOT}^2 = \sum_i \frac{S_i^2}{B_i} \quad (3.1)$$

Categoria	S	B	S/\sqrt{B}
Inclusiva	178	52063	0.782
Barrel	50.4	9569	0.515
Overlap	103	31810	0.580
Endcap	38.3	20592	0.267
Combinata			0.820

Tabella 3.3: Risultati della categorizzazione in η . La prima e la seconda colonna mostrano il numero di eventi MC, rispettivamente di segnale e di fondo, contati all'interno di una finestra in massa larga quanto la FWHM della distribuzione di segnale atteso, centrata alla massa dell'Higgs ($m_H = 125 \text{ GeV}$), dalle simulazioni MC. La terza colonna mostra il rapporto tra S e \sqrt{B} . In grassetto sono evidenziati il valore della significatività inclusiva e combinata.

Categoria	S	B	S/\sqrt{B}
Inclusiva	178	52063	0.782
VBF	6.07	590	0.250
ggH-Barrell	49.8	9460	0.504
ggH-Overlap	102	31449	0.575
ggH-Endcap	37.9	20358	0.266
Combinata			0.847

Tabella 3.4: Risultati della categorizzazione sui metodi di produzione ed η . La prima e la seconda colonna mostrano il numero di eventi MC, rispettivamente di segnale e di fondo, contati all'interno di una finestra in massa larga quanto la FWHM della distribuzione di segnale atteso, centrata alla massa dell'Higgs ($m_H = 125 \text{ GeV}$), dalle simulazioni MC. La terza colonna mostra il rapporto tra S e \sqrt{B} . In grassetto sono evidenziati il valore della significatività inclusiva e combinata.

Conclusioni

Il lavoro svolto per questa tesi si colloca nel contesto della ricerca del bosone di Higgs nel canale di decadimento in due muoni. L'obiettivo è stato quello di valutare l'impatto di una categorizzazione del segnale secondo i meccanismi di produzione. Il principale fondo è costituito da eventi di Drell-Yan, sostanzialmente indistinguibili dallo stato finale ricercato. Sebbene la produzione di Higgs per mezzo del processo di gluon-fusion sia dominante, il meccanismo di produzione per mezzo di Vector Boson Fusion consente una migliore reiezione del fondo, grazie al caratteristico stato finale contenente due jet. Sono stati analizzati i dati raccolti dall'esperimento CMS durante il 2017, ad un'energia del centro di massa di 13 TeV, studiando le proprietà dei muoni e dei jet ricostruiti, confrontando le distribuzioni ottenute dai dati con la simulazione Monte Carlo dei fondi principali. Si è riscontrato un buon accordo per quanto riguarda i muoni e si è evidenziata una discrepanza nella molteplicità dei jet, probabilmente dovuta ad una specifica regione problematica nel calorimetro di CMS. Un insieme di tagli sulle caratteristiche dei jet presenti ha permesso di definire una categoria VBF-like. Il resto degli eventi sono invece stati categorizzati, come in un lavoro precedente, sulla base della pseudorapidità dei muoni. La significatività attesa per la luminosità integrata del 2017 è stata ottenuta dal Monte Carlo stimando il numero di eventi di segnale e di fondo in una finestra di massa centrata sul valore della massa dell'Higgs. Sono state infine confrontate le significatività ottenute evidenziando un miglioramento complessivo di circa l'8% rispetto a quanto si ottiene con una selezione inclusiva, del quale circa il 3% è dovuto alla categorizzazione del meccanismo di produzione.

Bibliografia

- [1] The ATLAS Collaboration. "Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the ATLAS detector at the LHC". *Physics Letters B*, 716(1):1–29, 2012.
- [2] The CMS Collaboration. "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC". *Physics Letters B*, 716(1):30–61, 2012.
- [3] Lyndon Evans. "The large hadron collider". *New Journal of Physics*, 9(9):335, 2007.
- [4] CMS collaboration. Particle-flow reconstruction and global event description with the CMS detector. *JINST*, 12(10):P10003, 2017.
- [5] D.A. et al. "CMS Technical Design Report for the Pixel Detector Upgrade". Technical report, CERN-LHC-2012-016,, Sep 2012.
- [6] CMS Collaboration et al. The cms hadron calorimeter project. *Technical Design Report CERN-LHCC-97-31*, CERN, 1997.
- [7] CMS Collaboration. The cms muon project, technical deisgn report,. *technical design report*, CERN-LHCC-97-032, <http://cdsweb.cern.ch/record/343814>., 1997.
- [8] CMS Collaboration et al. The cms experiment at the cern lhc, 2008.
- [9] CMS Collaboration et al. Performance of thecms muon detector and reconstruction with p+ p collisions. *CMS Physics Analysis Summary*, 2017.
- [10] CMS Collaboration et al. The cms trigger system, JINST 12 (2017) P01020, doi:10.10881748-0221/12/01/p01020.
- [11] Rudolf Frühwirth. Application of kalman filtering to track and vertex fitting. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 262(2-3):444–450, 1987.
- [12] CMS Collaboration et al. Particle-flow reconstruction and global event description with the cms detector. *jinst* 12, p10003 (2017).

- [13] CMS collaboration et al. Calibration of the cms drift tube chambers and measurement of the drift velocity with cosmic rays. *Journal of Instrumentation*, 5(03):T03016, 2010.
- [14] Harald Fox, Adam Barton, Evelina Bouhova-Thacker, Timothy Brodbeck, James Catmore, Alexandre Chilingarov, Ruth Davidson, Lee de Mora, Robert Henderson, Gareth Hughes, et al. Search for squarks and gluinos using final states with jets and proton–proton collisions. *Physics Letters B*, 710(1):67–85, 2012.
- [15] CMS collaboration et al. Validation of the mean-timer algorithm for dt local reconstruction and muon time measurement, using 2012 data. *CMS Detector Performance Summary CMS-DP-2015-026*, CERN, 2015.
- [16] Keith Rehermann and Brock Tweedie. Efficient identification of boosted semi-leptonic top quarks at the lhc. *Journal of High Energy Physics*, 2011(3):59, 2011.
- [17] CMS collaboration et al. Search for new phenomena with multiple charged leptons in proton–proton collisions at 13 tev. 2017.
- [18] Leonardo Lunerti. *Study of the Higgs boson decay to two muons with the CMS detector at LHC*. PhD thesis.