

Università degli Studi di Napoli "Federico II"

Scuola Politecnica e delle Scienze di Base
Area Didattica di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Dipartimento di Fisica "Ettore Pancini"



Laurea triennale in Fisica

**RICERCA DI HIGGS AD ALTA MASSA
CON ESPERIMENTO ATLAS AD LHC**

Relatori:

Prof. Leonardo Merola
Dott. Francesco A. Conventi

Candidato:

Lorenzo Varriale
Matricola N85000321

A.A. 2014/2015

INDICE

Introduzione.....	3
Capitolo 1.....	5
Il Meccanismo di Higgs nel Modello Standard.....	5
<i>1.1 Il Modello Standard.....</i>	<i>5</i>
<i>1.2 Interazione elettrodebole.....</i>	<i>7</i>
<i>1.3 Rottura spontanea della simmetria e meccanismo di Higgs.....</i>	<i>8</i>
<i>1.4 Il Bosone di Higgs.....</i>	<i>9</i>
Capitolo 2.....	14
L'esperimento ATLAS ad LHC.....	14
<i>2.1 LHC.....</i>	<i>14</i>
<i>2.2 Esperimento ATLAS.....</i>	<i>16</i>
2.2.1 Rivelatore Interno (ID).....	19
2.2.2 Calorimetri.....	20
2.2.3 Spettrometro a Muoni.....	22
2.2.4 Sistema di Trigger.....	24
<i>2.3 Ricostruzione delle tracce.....</i>	<i>25</i>
2.3.1 Ricostruzione dei muoni.....	25
2.3.2 Ricostruzione degli elettroni.....	28
2.3.3 Ricostruzione dei jet.....	30
Capitolo 3.....	31
<i>3.1 Introduzione.....</i>	<i>31</i>
<i>3.2 Selezione degli eventi.....</i>	<i>33</i>
<i>3.3 Categorizzazione degli eventi.....</i>	<i>35</i>
3.3.1 Criterio di selezione per VBF.....	35
3.3.2 Criterio di selezione per VH.....	37
3.3.3 Criterio di selezione per ggF.....	38
3.3.4 Processi di fondo.....	38
<i>3.4 Risultati della selezione.....</i>	<i>39</i>
<i>3.5 Interpretazione statistica dei risultati.....</i>	<i>41</i>
3.5.1 Modello di fit.....	42
Conclusioni.....	45
Bibliografia.....	47

Introduzione

La fisica delle particelle studia i costituenti fondamentali della materia e le loro interazioni. In questo ambito il Modello Standard costituisce una teoria di campo quantistica sviluppata nel corso degli anni '60 da Glashow, Weinberg e Salam capace di descrivere tre delle quattro interazioni fondamentali (elettromagnetica, debole e forte).

Nel Modello Standard, tutta la materia è costituita da fermioni di spin $1/2$ (quark e leptoni) e le interazioni fondamentali avvengono tramite lo scambio di particelle dette bosoni di gauge.

Il gruppo di simmetria del Modello Standard prevede che tutti i bosoni abbiano spin intero e massa nulla. Tale proprietà, valida per i gluoni ed i fotoni (particelle mediatrici delle interazioni forte ed elettromagnetica), non risulta verificata nell'interazione debole mediata dai bosoni W^\pm e Z^0 che hanno masse rispettivamente di 80.4 GeV e 91.2 GeV. Una possibile soluzione a tale incongruenza è data dal meccanismo di Higgs.

Teorizzato da Peter Higgs, François Englert e Peter Brout nel 1964, questo meccanismo introduce un campo neutro, detto campo di Higgs, la cui interazione con le particelle conferisce a quest'ultime la massa. Il meccanismo prevede inoltre l'esistenza di una sola ulteriore particella rispetto al Modello Standard, denominata bosone di Higgs di carica neutra e spin 0 la cui massa rappresenta un parametro libero della teoria.

A partire dagli anni '70 il bosone di Higgs è stato l'obiettivo di numerose ricerche sperimentali condotte nei più importanti laboratori di fisica delle particelle. In particolare le ricerche condotte al LEP del CERN ed al Tevatron del Fermilab hanno consentito di escludere al 95% del Confidence Level l'esistenza di un bosone di Higgs di massa inferiore a 114.4 GeV e nell'intervallo compreso tra 147 e 180 GeV.

Il 4 luglio 2012 le collaborazioni ATLAS e CMS al Large Hadron Collider (LHC) hanno annunciato in modo congiunto l'osservazione sperimentale di una nuova particella di massa pari a 125 GeV circa e

con proprietà' compatibili con quelle del bosone di Higgs. Successive misure condotte utilizzando l'intero campione di dati raccolti nella prima fase di presa dati del LHC (denominata Run-I) hanno ulteriormente rafforzato la compatibilità' di tale particella con il bosone di Higgs del Modello Standard.

Molte teorie oltre il Modello Standard (come ad esempio la Supersimmetria) prevedono un settore di Higgs più' complesso caratterizzato dalla presenza di uno o più' bosoni di Higgs addizionali. Tali teorie sono compatibili con la presenza del bosone di Higgs "leggero" a 125 GeV.

In questo lavoro di tesi viene presentata una ricerca di bosoni di Higgs neutri addizionali ad alta massa. Lo studio e' stato condotto nel canale di decadimento $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ per valori della massa invariante dell'Higgs compresi tra 200 GeV e 1 TeV.

La tesi e' composta da tre capitoli:

- nel capitolo 1 sono trattati gli aspetti principali del Modello Standard, del meccanismo di Higgs e delle sue possibili estensioni.
- nel capitolo 2 sono descritte le principali caratteristiche del LHC e dell'esperimento ATLAS.
- nel capitolo 3 e' presentata la selezione degli eventi per questo canale di decadimento e i risultati della ricerca.

Capitolo 1

Il Meccanismo di Higgs nel Modello Standard

1.1 Il Modello Standard

Il Modello Standard^{[1][2][3]} è un modello teorico che descrive tre delle quattro forze fondamentali note: interazione forte, debole ed elettromagnetica.

Sviluppato negli anni '60 e '70, costituisce una teoria di campo quantistica, consistente cioè con la meccanica quantistica e la relatività speciale.

Le particelle fondamentali sono suddivise secondo il modello in due categorie^[4]: particelle costituenti la materia e particelle mediatrici delle interazioni.

Quark e *leptoni* sono fermioni di spin $\frac{1}{2}$, ad ognuno dei quali corrisponde un'antiparticella. Risultano classificati in base al tipo di interazioni e divisi in 3 generazioni o famiglie.

Famiglia	Leptone	Carica(Q/e)	Massa(MeV)	Quark	Carica(Q/e)	Massa(GeV)
1	e	-1	0.511	u	+2/3	$< 2.3 \cdot 10^{-3}$
	ν_e	0	$< 0.225 \cdot 10^{-3}$	d	-1/3	$< 4.8 \cdot 10^{-3}$
2	μ	-1	105.7	c	+2/3	1.28
	ν_μ	0	< 0.19	s	-1/3	$95 \cdot 10^{-3}$
3	τ	-1	1777	t	+2/3	173.5
	ν_τ	0	< 18.2	b	-1/3	4.18

Tabella 1.1: Famiglie di leptoni e quark con i rispettivi valori di carica e massa.

I leptoni sono di tre diversi tipi, elettrone, muone e tau, ognuno dei quali è accompagnato dal rispettivo neutrino, una particella neutra e di massa molto prossima allo zero.

I quark invece sono organizzati in tre doppietti: up e down, charm e strange, top e bottom. Questi, assieme agli *anti-quark*, le antiparticelle

loro associate, sono i costituenti fondamentali degli *adroni*, le particelle capaci di interazioni forti, suddivise in *mesoni*, formati da un quark e un anti-quark, e *barioni (anti-barioni)*, formati invece da tre quark (tre anti-quark).

Le particelle mediatrici, i bosoni vettoriali o *bosoni di gauge*, sono particelle di spin intero e comprendono (come riportato in tabella 1.2):

- i *fotoni*, mediatori dell'interazione elettromagnetica;
- i *bosoni Z^0 e W^\pm* , mediatori dell'interazione debole;
- i *gluoni*, mediatori dell'interazione forte.

Interazione	Bosone	Carica(Q/e)	Spin	Massa(GeV)
elettromagnetica	γ	0	1	0
debole	W^\pm	± 1	1	80.4
	Z^0	0	1	91.2
forte	g	0	1	0

Tabella 1.2: *Bosoni di gauge con i relativi valori di carica, spin e massa.*

Il Modello Standard descrive le tre interazioni fondamentali attraverso una teoria di gauge basata sul gruppo di simmetria $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. $SU(3)_C$ è il gruppo di simmetria non abeliano di colore che descrive le interazioni forti, le quali risultano mediate da un ottetto di gluoni (a massa nulla) secondo le regole della cromodinamica quantistica (QCD).

$SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ è il gruppo di simmetria che descrive l'interazione elettrodebole secondo il modello proposto da Glashow, Weinberg e Salam. Questa interazione è mediata da quattro bosoni, di cui tre con massa (W^\pm, Z^0) ed uno a massa nulla, il fotone (γ).

La lagrangiana del Modello Standard può essere espressa come somma di due termini: la parte relativa alla QCD per le interazioni forti e la parte elettrodebole:

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_{EW} \quad .$$

Nel Modello Standard, l'interazione viene introdotta richiedendo l'invarianza della teoria per trasformazioni locali di gauge.

1.2 Interazione elettrodebole

La densità di lagrangiana libera, può essere scritta come:

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}_L \gamma^\mu \partial_\mu \psi_L + i\bar{\psi}_R \gamma^\mu \partial_\mu \psi_R ;$$

affinché si preservi l'invarianza per simmetria di gauge locale, si sostituisce la derivata usuale con quella covariante:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g}{2} W_\mu^\alpha T_\alpha + i\frac{g'}{2} B_\mu Y$$

dove T_α e Y sono i generatori rispettivamente dei gruppi $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$, g e g' risultano le costanti di accoppiamento delle due interazioni.

In tal modo sono introdotti quattro campi di gauge che formano un tripletto e un singoletto rispetto all'isospin debole.

La densità di lagrangiana può essere espressa, tenendo conto dei termini cinetici dei bosoni, come:

$$L = i\bar{\psi}_L \gamma^\mu [\partial_\mu + i\frac{g}{2} W_\mu^\alpha T_\alpha + i\frac{g'}{2} B_\mu Y] \psi_L + i\bar{\psi}_R \gamma^\mu [\partial_\mu + i\frac{g}{2} W_\mu^\alpha T_\alpha + i\frac{g'}{2} B_\mu Y] \psi_R - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^\alpha W^{\mu\nu}_\alpha - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

L'unificazione elettrodebole risulta espressa dalle seguenti relazioni:

$$g \sin(\theta_w) = g' \cos(\theta_w) = e \Leftrightarrow e = \frac{g g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} ;$$

$$\cos(\theta_w) \equiv \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \text{e} \quad \sin(\theta_w) \equiv \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} ;$$

$$A_\mu \equiv \cos\theta_w B_\mu + \sin\theta_w W_\mu^3 \quad \text{e} \quad Z_\mu \equiv -\sin\theta_w B_\mu + \cos\theta_w W_\mu^3 ,$$

con θ_w *angolo di Weinberg* o angolo di mescolamento, il quale rispetta

$$\text{la relazione} \quad \frac{m_W}{m_Z} = \cos(\theta_w) .$$

Il problema principale del Modello Standard è che l'espressione della densità di lagrangiana prevede che i termini di massa di tutti i bosoni mediatori siano nulli in conseguenza della simmetria di gauge e non è quindi in grado di giustificare ciò che invece si riscontra

sperimentalmente, ovvero che i bosoni W^\pm e Z^0 hanno masse non nulle (80.4 GeV e 91.2 GeV rispettivamente).

1.3 Rottura spontanea della simmetria e meccanismo di Higgs

Il meccanismo di Higgs_[5] risolve il problema dei termini di massa nel Modello Standard. Le masse delle particelle sono ottenute attraverso un *meccanismo di rottura spontanea della simmetria*.

Esso consiste nell'introduzione di un doppietto di isospin debole ($Y=1$) di campi scalari complessi (ϕ) in presenza di un potenziale:

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^2 + \lambda \phi^4$$

nel caso $\lambda > 0$ $\mu^2 < 0$ tale sistema è caratterizzato da uno stato fondamentale infinitamente degenere. In conseguenza della scelta di uno degli infiniti stati fondamentali è possibile esprimere le fluttuazioni del campo ϕ intorno al vuoto attraverso un campo neutro detto appunto *campo di Higgs*, che causa la rottura della simmetria. I tre bosoni mediatori dell'interazione debole si accoppiano a tale campo di Higgs acquistando massa, mentre il fotone non vi interagisce restando quindi con massa nulla.

Secondo il meccanismo, la massa del campo scalare è:

$$m_H = \sqrt{2\lambda} v = \sqrt{-2\mu^2} ,$$

mentre la massa dei bosoni di gauge è data da:

$$m_W = \frac{1}{2} g v , \quad m_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} , \quad m_\gamma = 0 .$$

Diretta conseguenza di questo meccanismo è l'esistenza di un ulteriore bosone neutro, unico testimone del campo di Higgs, la cui massa non può però essere predetta dalla teoria: il *bosone di Higgs*.

1.4 Il Bosone di Higgs

Il meccanismo di Higgs implica l'esistenza di un bosone neutro di spin 0 e parità positiva.

L'accoppiamento del bosone di Higgs ai fermioni (bosoni) risulta proporzionale alla massa delle particelle (alla radice della massa).

La sua massa dipende dal valore di aspettazione del vuoto e dal parametro λ :

$$m_H = \sqrt{2\lambda} v$$

e non risulta predetta all'interno del Modello Standard.

La ricerca del bosone di Higgs ha avuto inizio nei primi anni '70 consentendo di escludere masse per il bosone di Higgs nell'ordine dei MeV. Inoltre alcuni studi teorici mostrarono che, sebbene la massa del bosone non è predetta dal Modello Standard, poteva essere possibile porre dei limiti superiori su tale valore intorno ad 1 TeV richiedendo la validità del Modello fino a tale scala di massa.

Le ricerche più importanti, prima dell'LHC, sono state condotte negli anni '80 e '90 al LEP ed al TEVATRON ed hanno consentito di porre limite inferiore $m_H > 114.4$ GeV al 95% del confidence level. La regione compresa tra 145 e 180 GeV risultava altresì esclusa sperimentalmente.

Ad LHC il bosone H può essere prodotto mediante 4 distinti processi:

- *gluon-gluon Fusion* (ggF): è il meccanismo dominante di produzione e si basa sulla fusione di due gluoni provenienti dalla collisione di protoni. Il bosone si accoppia attraverso uno stadio (*loop*) intermedio di quark (top e bottom);

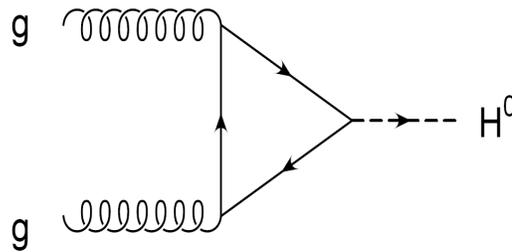


Figura 1.1: Meccanismo di produzione dell'Higgs mediante fusione di due gluoni.

- **Vector Boson Fusion (VBF):** consiste nella fusione di due bosoni vettoriali (W^\pm o Z^0) emessi da una coppia di quark ed ha una sezione d'urto all'incirca di 1 ordine di grandezza minore a quella del meccanismo ggF. La produzione del bosone H è associata a quella di due getti adronici.

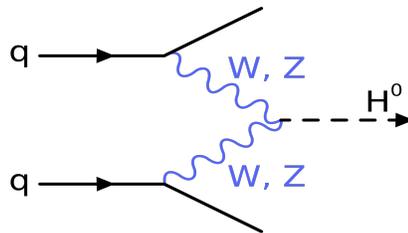


Figura 1.2: Meccanismo di produzione dell'Higgs mediante fusione di due bosoni vettoriali.

- **Produzione Associata (VH):** una coppia quark anti-quark può fondere e produrre un bosone massivo che decade producendo un Higgs per irraggiamento. In questo processo la produzione dell'Higgs è accompagnata a quella di un altro bosone massivo (W^\pm o Z^0).

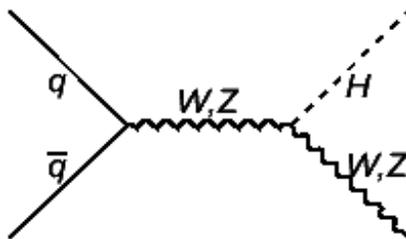


Figura 1.3: Meccanismo di produzione dell'Higgs per irraggiamento.

- *top anti-top Fusion*: processo in cui l'Higgs è generato dalla fusione di due quark top e anti-top, prodotti da gluoni.

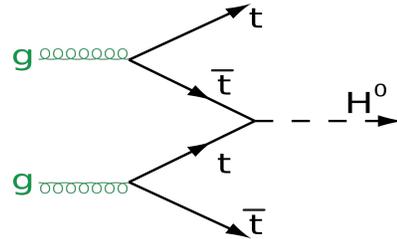


Figura 1.4: Meccanismo di produzione dell'Higgs mediante fusione di quark top anti-top.

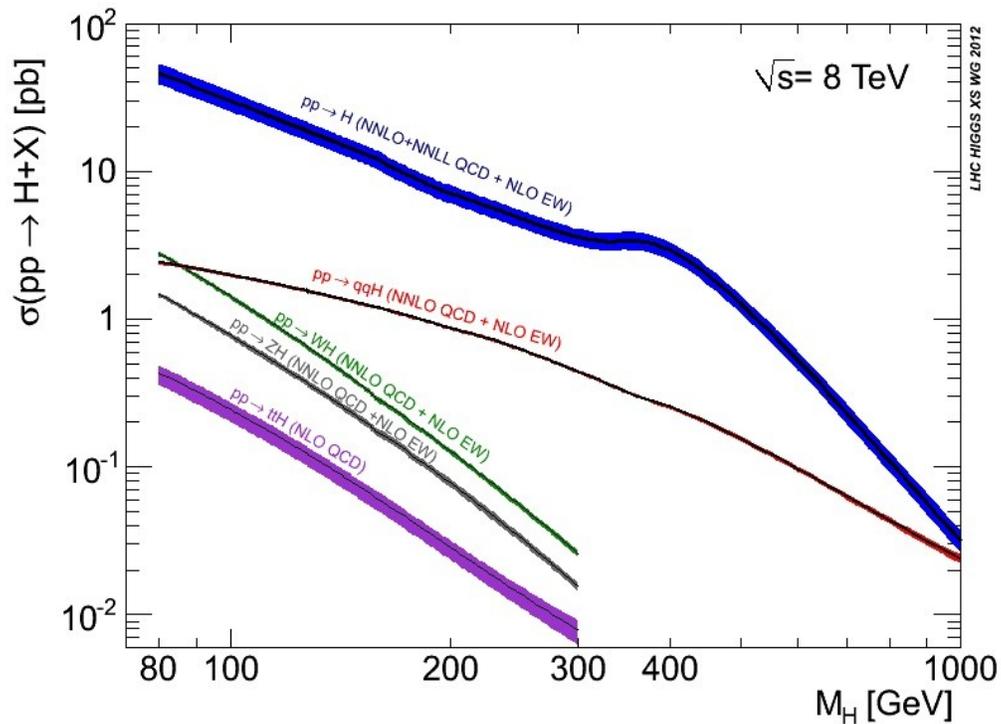


Figura 1.5: Sezioni d'urto dei processi di produzione dell'Higgs in funzione della sua massa.

Le modalità di decadimento del bosone di Higgs dipendono dal valore della sua massa (figura 1.6).

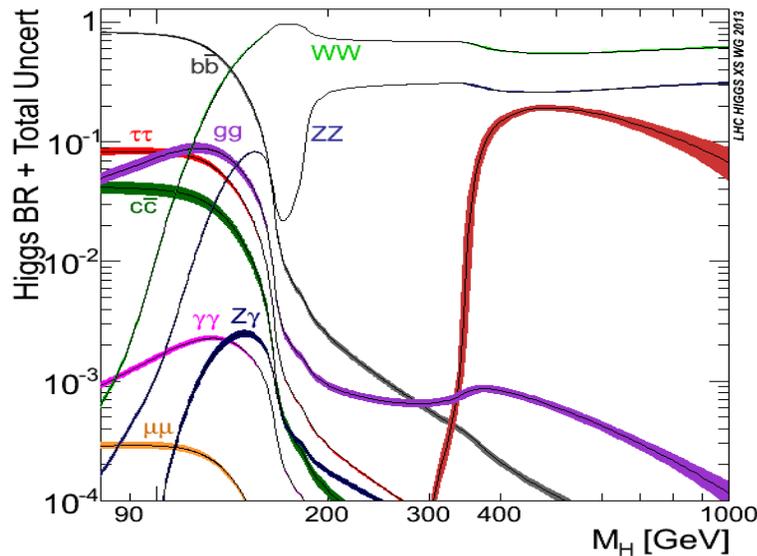


Figura 1.6: Branching ratio del bosone di Higgs in funzione della sua massa.

Nella regione a *bassa massa* (tra 115 e 130 GeV) il bosone decade principalmente in una coppia $b\bar{b}$, W^+W^- e $\tau^+\tau^-$.

In questa regione sono accessibili i decadimenti $H \rightarrow \gamma\gamma$ e $H \rightarrow ZZ$, che pur presentando una frazione di decadimento bassa (~5%) hanno il ruolo di maggiore rilevanza nella ricerca del bosone di Higgs.

In particolare nel canale $H \rightarrow ZZ$ lo stato finale composto da 4 leptoni può essere completamente ricostruito e risulta caratterizzato dal fatto che, in questa regione, una delle due Z è virtuale (Z^*). Questo canale permette anche un'ottima risoluzione nella ricostruzione della massa invariante ($\Delta m_H \sim 2-3$ GeV).

Il canale $H \rightarrow WW$ pur presentando un alto branching ratio (BR) non permette di ricostruire con accuratezza la massa dell'Higgs a causa dell'energia mancante dei neutrini.

Il 4 luglio 2012, dopo 4 anni dalla messa in funzione del Large Hadron Collider, è stata annunciata la scoperta di un picco di risonanza intorno ai 125.6 GeV dovuta ad una particella in prima analisi compatibile con quella teorizzata quasi 50 anni prima: i risultati degli esperimenti ATLAS e CMS risultano consistenti tra loro e con una significatività superiore al limite delle 5σ .

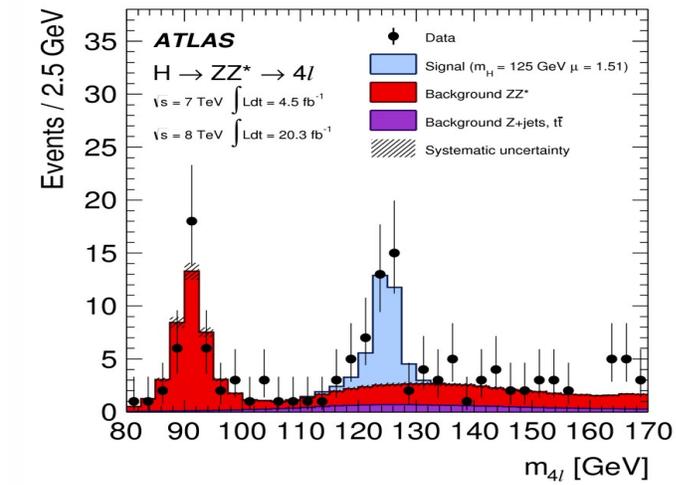


Figura 1.7: Distribuzione della massa invariante del sistema di 4 leptoni.

Nella regione ad *alta massa* infine (valori compresi tra i 180 GeV e 1 TeV), entrambe le Z reali sono e il decadimento $H \rightarrow ZZ$ fornisce una delle migliori segnature sperimentali.

Capitolo 2

L'esperimento ATLAS ad LHC

2.1 LHC

Il Large Hadron Collider_[6] (LHC) è un collisore adronico capace di accelerare e fare collidere particelle con un'energia nel centro di massa di progetto pari a 14 TeV_[7] e luminosità² di $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Situato a 100 m di profondità, l'LHC si estende per una circonferenza di circa 27 km al confine tra la Svizzera e la Francia, nel contesto dei laboratori del CERN, che ha sede a Ginevra.



Figura 2.1: Vista dall'alto del Large Hadron Collider con le posizioni dei principali esperimenti. In basso a destra il tunnel sotterraneo che ospita LHC.

²La luminosità istantanea è il numero di particelle incidenti per unità di superficie e di tempo.

Prima di essere introdotte nell'LHC le particelle sono iniettate in acceleratori più piccoli e raggiungono l'energia desiderata gradualmente (figura 2.2). Esse passano prima attraverso il LINAC2 acquistando un'energia di 50 MeV; sono poi trasferite all'interno di un sistema di 4 sincrotroni sovrapposti, chiamato PSB (Proton Synchrotron Booster), che le accelera fino a raggiungere 1.4 GeV. Infine, sono trasferite all'SPS (Super Proton Synchrotron) dove vengono portate fino ad un'energia di 450 GeV e poi iniettate in LHC dove dovranno circolare per circa 20 minuti prima di raggiungere le energie stabilite.

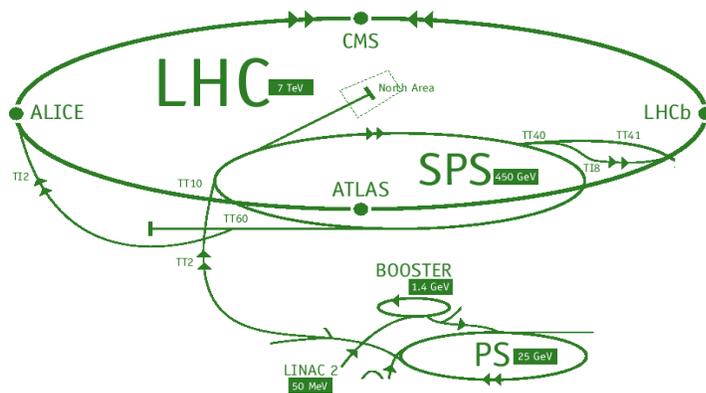


Figura 2.2: Unità di accelerazione attraversate dalle particelle immesse in LHC.

La scelta di utilizzare adroni anziché leptoni è dettata da una convenienza in termini energetici.

Le particelle cariche infatti, quando descrivono traiettorie circolari, subiscono una perdita di energia (radiazione di sincrotrone) proporzionale all'inverso della propria massa. Essendo gli adroni molto più massivi dei leptoni (il protone ha una massa circa 2000 volte maggiore di quella dell'elettrone), questo garantisce all'acceleratore una minore spesa energetica per mantenere le particelle in moto all'energia desiderata.

Favorevole dal punto di vista energetico è anche la scelta del tipo di collisioni generate all'interno dell'LHC, che sono del tipo particella-

particella e non particella-bersaglio fisso, poiché l'energia prodotta nella collisione tra particelle in moto è la somma delle energie trasportate dai singoli fasci, mentre un fascio che urta un bersaglio fisso genera un'energia proporzionale alla radice quadrata dell'energia della particella incidente.

Ad LHC ogni fascio di protoni è strutturato in pacchetti, detti *brunch*, con una separazione spaziale di 25 ns l'uno dall'altro e contenenti $\sim 10^{11}$ protoni.

Il rate di eventi per un dato processo di scattering è dato da:

$$R = \sigma \cdot \mathcal{L}$$

dove σ rappresenta la sezione d'urto del processo espressa in femtobarn ($\text{fb} = 10^{-15}$ barn) e \mathcal{L} è la luminosità integrata espressa in fb^{-1} .

Una volta iniettati all'interno dell'LHC e portati alle energie stabilite, i fasci di particelle collidono tra di essi in 4 punti situati in corrispondenza dei 4 principali esperimenti (ATLAS_[8], CMS_[9], LHCb_[10] e ALICE_[11]).

Nella prima fase di presa dati denominata Run-I (2011-2012), l'esperimento ATLAS ha raccolto 4 fb^{-1} a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ e circa 20 fb^{-1} a $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$.

L'LHC è arrivato a produrre collisioni all'energia record di 13 TeV e secondo il progetto, esso sarà presto in grado di raggiungere un'energia nel centro di massa pari a 14 TeV e una luminosità istantanea dell'ordine di $10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ _[7].

2.2 Esperimento ATLAS

L'esperimento ATLAS_[8] nasce nel 1992 dalla collaborazione dei due gruppi EAGLE (Experiment for Accurate Gamma, Lepton and Energy measurements) e ASCOT (Apparatus with Superconducting Toroids) ed è finalizzato principalmente alla ricerca ed allo studio delle proprietà del bosone di Higgs oltre che allo studio di processi di fisica oltre il Modello Standard, del quark t e dei bosoni W^\pm .

ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus)^[8] è il più grande, per dimensioni e complessità, dei sei rivelatori di particelle (CMS, ALICE, TOTEM, LHCb ed LHCf) costruiti per il Large Hadron Collider ed è pensato per identificare e analizzare le particelle generate dalle collisioni protone-protone in un ampio spettro di energia, garantendo al contempo un'ottima risoluzione.

Il rivelatore misura 44 m di lunghezza e 25 m di altezza ed è strutturato in una serie di sottorivelatori disposti secondo simmetria cilindrica rispetto all'asse di collisione dei fasci.

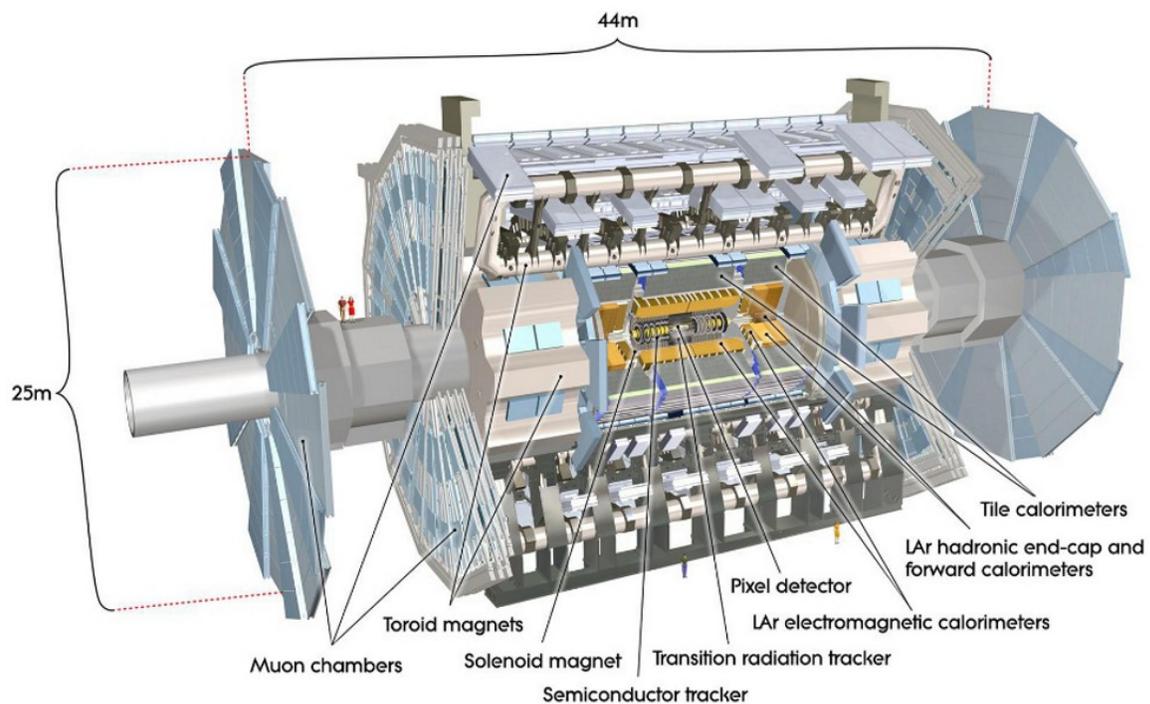


Figura 2.3: L'apparato di rivelazione ATLAS ad LHC.

Partendo dal vertice di interazione e procedendo verso l'esterno troviamo:

1. Rivelatore interno (Inner Detector);
2. Calorimetro elettromagnetico (ECAL);
3. Calorimetro adronico (HCAL);
4. Spettrometro per muoni.

A questi si aggiungono il sistema di trigger e quello di acquisizione dati (DAQ).

L'Inner Detector ricostruisce le tracce delle particelle cariche e i loro vertici di decadimento; i calorimetri misurano l'energia, rispettivamente, di elettroni e fotoni nel primo caso (ECAL) e jet adronici nel secondo (HCAL); in ultimo lo spettrometro identifica e ricostruisce le tracce dei muoni, più penetranti, misurando l'impulso trasverso grazie ad un sistema di magneti toroidali. Infine, il trigger ha la funzione di ridurre il rate iniziale di ~ 1 GHz a quello finale di ~ 200 Hz.

I dati acquisiti vengono trasferiti all'interno della LHC Computing Grid che ne permette l'analisi e la distribuzione in tutti i centri che collaborano con il CERN all'esperimento.

In ATLAS è utilizzato un sistema di assi cartesiani di riferimento costituito da una terna destrorsa con origine nel punto di collisione dei fasci di particelle, asse z in direzione dei fasci, asse y verticale e asse x diretto verso il centro dell'acceleratore. Altri due parametri fondamentali rappresentano l'angolo azimutale (ϕ) e polare (θ), rispettivamente angoli di rotazione intorno agli assi z e x.

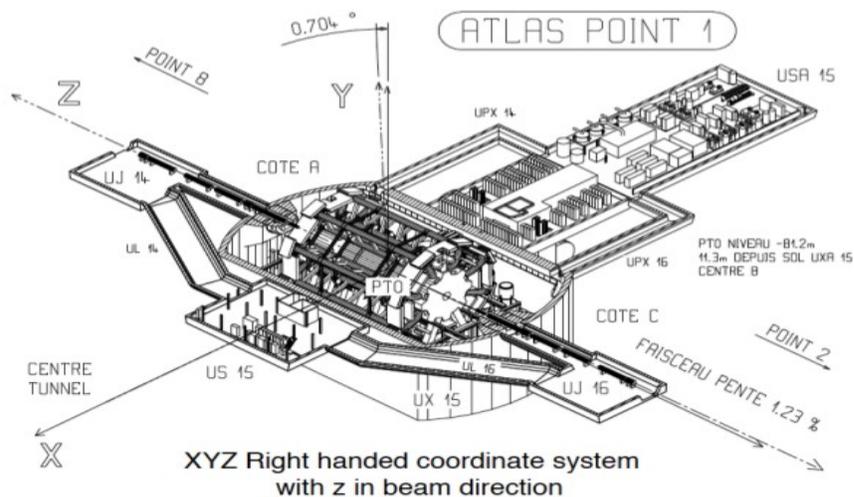


Figura 2.4: Sistema di riferimento dell'apparato ATLAS.

L'angolo θ è in realtà poco utilizzato in favore di un parametro detto "pseudorapidità" (η) e ad esso connesso dalla relazione:

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

Sulla base della pseudorapidità si individuano due particolari regioni del rivelatore: *barrel region*, che è la parte centrale e più vicina alla zona d'interazione ($|\eta| < 1.05$); *end-cap region*, che riguarda le estremità del rivelatore, individuata da $1.05 < |\eta| < 2.7$ e caratterizzata da una diversa disposizione geometrica dei rivelatori.

2.2.1 Rivelatore Interno (ID)

L'ID_[12] è il componente più interno del rivelatore e, come già riportato, ha la funzione di ricostruire le tracce delle particelle prodotte dalla collisione dei fasci in LHC. Misura 7 m di lunghezza e 1.5 m di raggio esterno ed è immerso in un campo magnetico solenoidale con intensità pari a 2 T.

Al suo interno si possono distinguere tre ulteriori componenti:

- il *pixel detector*, in grado di fornire misure di elevata precisione nella zona più prossima al punto d'interazione e conferisce quindi all'ID un'alta capacità di individuazione delle particelle anche di vita media più breve. Esso è costituito da tre cilindri di dimensioni diversi, ai lati dei quali troviamo tre dischi per parte, su cui trovano spazio in totale 140 milioni di elementi rivelatori;
- il *semiconductor tracker* (SCT), finalizzato a misure di precisione di impulso, parametro d'urto e posizione di vertice delle particelle che attraversano i suoi otto strati di rivelatori a microstrisce di silicio.

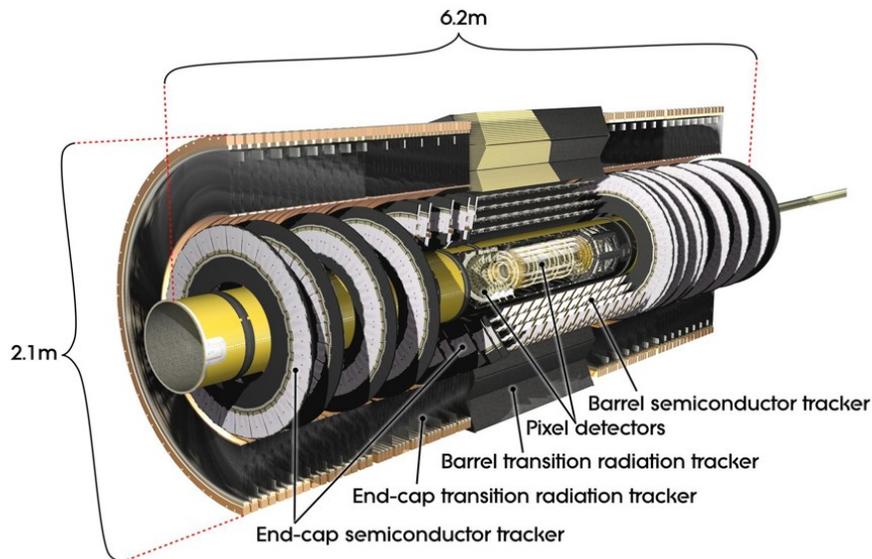


Figura 2.5: L'Inner Tracker ed i suoi componenti.

- il *transition radiation tracker* (TRT), componente più esterno dell'ID. È costituito di piccoli tubi (straws) del diametro di 4 mm e lunghi fino a 144 cm, ognuno dei quali è riempito con una miscela di gas (Xe, CO₂, O₂) che viene ionizzata al passaggio di particelle cariche. Ioni negativi sono guidati verso il centro dei tubi mediante un sottile filo, producendo così un segnale elettrico al suo interno. In questo modo si crea uno schema di hit che permette di tracciare il percorso della particella. Tra un tubo e l'altro inoltre, materiali con indici di rifrazione molto differenti inducono le particelle cariche a produrre radiazione di transizione che lascia dei segnali più forti all'interno di alcuni straw.

2.2.2 Calorimetri

I calorimetri_[13] hanno la funzione di misurare l'energia delle particelle cariche e neutre che li attraversano e si possono distinguere in calorimetro elettromagnetico (ECAL) e calorimetro adronico (HCAL).

Questi strumenti di rivelazione sono formati da due strati di materiali differenti, uno attivo (Argon liquido) e l'altro costituito da materiali pesanti metallici, e per questo tali calorimetri vengono detti "a campionamento".

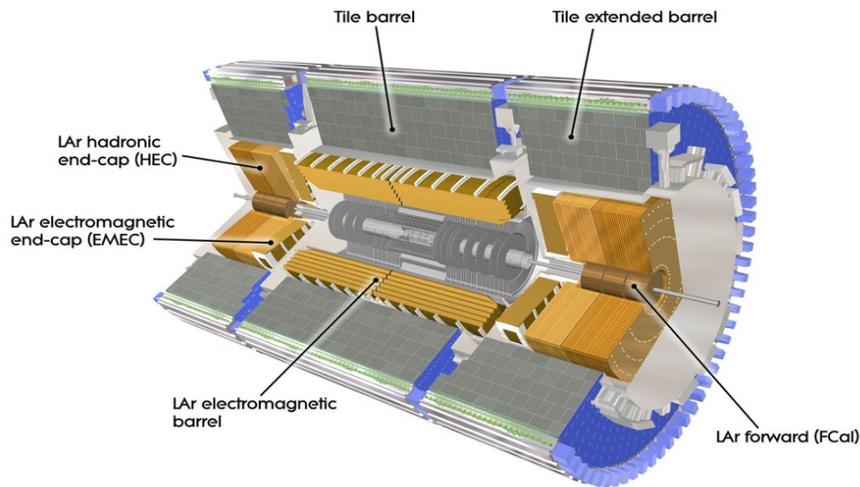


Figura 2.6: Schema dei calorimetri in ATLAS.

Le particelle energetiche, come un elettrone o un fotone, incidono sui piatti metallici generando un fenomeno di produzione di coppie $e+e-$ e fotoni a valanga, detto "sciame elettromagnetico". Il calorimetro elettromagnetico assorbe completamente le particelle dello sciame, riuscendo così a ricostruire l'energia della particella primaria e ad identificarla.

Parametro fondamentale per la caratterizzazione dei calorimetri elettromagnetici è la *lunghezza di radiazione* (X_0), definita dalla relazione:

$$E = E_0 \cdot e^{-\frac{x}{X_0}}$$

dove E_0 è l'energia iniziale della particella prima che sia prodotto lo sciame, e che rappresenta la distanza percorsa all'interno del materiale corrispondente ad una diminuzione dell'energia di un fattore

$$\frac{1}{e}.$$

Per quanto riguarda il calorimetro adronico, analogamente, si definisce la *lunghezza di interazione* (λ_I).

I calorimetri elettromagnetico e adronico in ATLAS hanno dimensioni di $23X_0$ e $11\lambda_I$ rispettivamente, assicurando in tal modo che tutta l'energia delle particelle incidenti risulti contenuta all'interno dei calorimetri.

In particolare, il calorimetro elettromagnetico assorbe gli elettroni, i positroni e i fotoni, la cui energia viene quindi trasformata in segnale elettrico mediante l'applicazione di un campo elettrico che induce le particelle cariche ad addensarsi su un elettrodo e a ionizzare l'Argon in modo tale che l'ampiezza del segnale possa essere proporzionale al numero di ionizzazioni totali.

L'energia persa dalla particella si può quindi calcolare conoscendo l'energia di ionizzazione (W) del gas, mediante la relazione:

$$E_{persa} = N_i \cdot W$$

con N_i numero di ionizzazioni complessive subite dal gas, che come detto risulta proporzionale al segnale elettrico misurato.

Le particelle adroniche attraversano invece questo primo calorimetro per poi essere assorbite dal calorimetro adronico, specializzato nella rivelazione delle particelle che interagiscono per interazione forte.

Questo è costituito di materiali con densità maggiore ma presenta un funzionamento simile a quello del primo calorimetro.

2.2.3 Spettrometro a Muoni

I muoni attraversano pressochè indisturbati i primi sottorivelatori presenti in ATLAS perdendo solo una piccola parte dell'energia iniziale ($\overline{\Delta E} \sim 3 \text{ GeV}$).

Lo spettrometro_[14] è posto nella parte più esterna dell'apparato ed è caratterizzato da un'ampia copertura in pseudorapidità ($|\eta| \leq 2.7$), ottima risoluzione in impulso trasverso (p_T) e buona risoluzione temporale.

Lo spettrometro è costituito da due diverse tecnologie di camere: *camere di trigger* e *camere di tracciamento*, a loro volta suddivisibili in diverse tipologie.

Le camere di tracciamento si dividono in:

- *Monitored Drift Tubes* (MDT), le quali sono situate nella regione Barrel e caratterizzate dalla sovrapposizione di tre o quattro strati di tubi di alluminio, di lunghezza compresa tra i 70 e i 630 cm circa, che suddividono le camere in due piani di tracciamento. Queste presentano inoltre un filo anodico centrale del diametro di 50 μm e sono riempite di una miscela di gas non infiammabile che viene ionizzato al passaggio dei muoni. Un sistema ottico monitora infine la geometria e la posizione dei rivelatori;
- *Cathode Strip Chambers* (CSC), le quali sono disposte nelle regioni end-cap ad alta pseudorapidità a circa 7 m dal vertice di interazione. Presentano una distanza tra anodo e catodo pari a quella tra i fili anodici e vengono perciò dette camere proporzionali multifilo. Caratterizzate da un piccolo tempo di deriva degli elettroni e buona risoluzione temporale, queste camere sono costituite da strisce di lettura catodiche e celle elementari simmetriche e ottengono le proprie misure registrando la carica indotta sul catodo dalla valanga formatasi sul filo anodico.

Le camere di trigger si dividono invece in:

- *Thin Gap Chambers* (TGC), anch'esse camere proporzionali multifilo che si diversificano da quelle CSC per le piccole distanze anodo-catodo e anodo-anodo. Esse svolgono sia la funzione di camere di trigger sia quella di camere di precisione grazie alla posizione delle strisce di lettura che sono poste ortogonalmente ai fili anodici che producono il segnale di trigger;
- *Resistive Plate Chambers* (RPC), altre camere a ionizzazione situate nella zona Barrel, all'interno delle quali si verificano, quando attraversate da particelle, moltiplicazioni a valanga degli elettroni di ionizzazione che si addensano sull'anodo generando

un segnale. La risoluzione temporale è di 1 ns e quella spaziale di 1 cm.

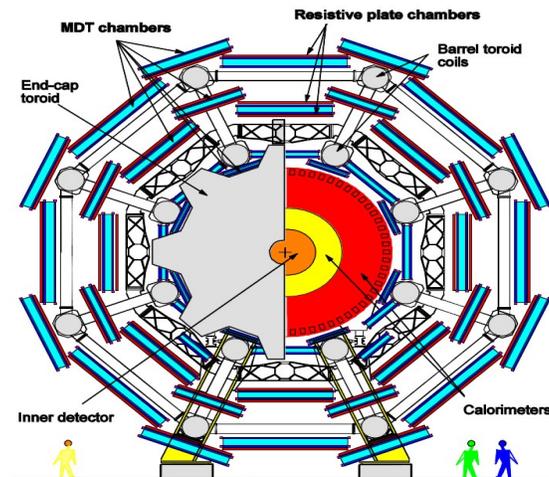


Figura 2.7: Sezione trasversale del rivelatore.

2.2.4 Sistema di Trigger

Dato il rate iniziale di interazioni previsto ad LHC di circa 1 GHz è necessario avvalersi di un sistema che selezioni i dati più interessanti dall'enorme quantità di eventi di fondo attesi.

Per ATLAS è stato progettato un sistema di trigger_[15] che lavora su tre livelli:

- Il livello 1 (LVL1), in cui troviamo solo un sottoinsieme di dati provenienti dai calorimetri e dallo spettrometro a muoni. Gli algoritmi di selezione sono implementati direttamente sull'elettronica del detector e il tempo di latenza è di circa 2 μ s. Il rate è ridotto a ~40kHz;
- Il livello 2 (LVL2), che accede ai dati del livello 1 selettivamente migliora la selezione degli eventi avviata al primo livello riducendo il rate ad 1 KHz;
- L'Event Filter (EF), l'ultimo livello di selezione online che stabilisce quali dati saranno utilizzati per l'analisi offline e ha lo

scopo di ridurre il rate fino a 200-300 Hz con un tempo di risposta di circa 1 s.

Una volta filtrati dal trigger, i dati vengono scambiati a livello globale grazie alla LHC *Grid*, la rete globale per il calcolo e l'analisi che rende possibile la collaborazione di tutti i fisici e gli oltre 100 centri di ricerca del mondo associati all'esperimento ATLAS.

2.3 Ricostruzione delle tracce

Il processo di ricostruzione delle tracce si articola in tre fasi:

1. una prima in cui i dati vengono convertiti in gruppi (o *cluster*) a cui vengono associate coordinate spaziali;
2. si passa poi ad una fase di ricerca delle tracce mediante degli algoritmi che ricostruiscono la regione in cui avviene l'interazione. Per ogni traccia si costruisce un *seed* (seme) iniziale grazie alla combinazione dei punti spaziali registrati nei tre rivelatori pixel e negli SCT e da questo si ricostruisce la traccia associando ad essa una risposta del rivelatore al passaggio della particella (*hit*). Infine, utilizzando le informazioni dei TRT, si completa la ricostruzione effettuando un fit di χ^2 sulle tracce candidate o scartando quelle erroneamente ricostruite. Per migliorare ulteriormente l'efficienza di ricostruzione, si chiude questa fase effettuando una seconda ricostruzione ottenuta prendendo le informazioni dai rivelatori nell'ordine inverso, cioè di tracciamento all'indietro, da quello appena descritto;
3. l'ultima fase della ricostruzione prevede l'utilizzo di un algoritmo di ricerca per la ricostruzione del vertice primario di interazione.

2.3.1 Ricostruzione dei muoni

I muoni attraversano il rivelatore senza perdere grande parte della propria energia fino a giungere nella zona in cui sono rivelate dalle apposite camere a muoni.

Diverse tecniche sono utilizzate in altrettanti sotto-rivelatori per la ricostruzione delle tracce muoniche; queste prendono il nome dai “tipi” di muoni cui appartengono le tracce:

- *Muoni Stand-Alone (SA)*: è una tecnica di ricostruzione che si basa solamente sulle tracce ricostruite nello spettrometro a muoni. Essa estrapola la traccia dallo spettrometro al vertice di interazione riuscendo a ricavarne direzione di volo e parametro d’impatto.
- *Muoni Combined (CB)*: ricostruisce le tracce separatamente nello spettrometro e nell’Inner Detector, per poi combinarle mediante un algoritmo di minimizzazione del χ^2 . Questa tecnica è anche in grado di rigettare muoni generati da decadimenti secondari.
- *Muoni Segmented-Tagged (ST)*: caratterizzata dalla rivelazione di muoni che attraversano solo parte dello spettrometro e con un basso impulso trasverso (p_T), è una tecnica simile a quella Combined avendo a disposizione informazioni solo parziali dallo spettrometro, oltre a quelle dell’Inner Detector.
- *Muoni Calorimeter-Tagged (CaloTag)*: tecnica che utilizza i depositi energetici dei muoni nei calorimetri per recuperare efficienza nelle zone non coperte dallo spettrometro e che utilizza tracce estrapolate dall’Inner Detector fino ai calorimetri e combinate con i depositi energetici.

I muoni del “tipo” Combined sono caratterizzati dalla maggiore purezza e costituiscono la categoria maggiormente utilizzata nelle analisi dei processi di fisica.

In ATLAS esistono due algoritmi per la ricostruzione dei Muoni Combined: Staco e MuID.

Il primo, Staco, è un metodo che richiede che il p_T dei muoni sia misurato sia nell’Inner Detector che nello spettrometro ed è calcolato facendo una media pesata delle due misure basata sulle matrici di covarianza.

Tale algoritmo ricostruisce solo le coppie di tracce, provenienti una dall’ID e l’altra dallo spettrometro, che mostrano un buon

accoppiamento nel piano (η, ϕ) . Inoltre, il peso relativo delle misure effettuate nello spettrometro e nell'ID è lo stesso solo per impulsi di 100 GeV circa, mentre per valori dell'impulso trasverso minori e maggiori, le misure sono dominate rispettivamente dai contributi dell'ID nel primo caso e dello spettrometro nel secondo.

MuID, utilizza in aggiunta anche informazioni provenienti dai calorimetri oltre a quelle provenienti dall'Inner Detector e dallo spettrometro.

Tenendo conto delle perdite di energia nei calorimetri si effettua l'accoppiamento delle tracce (ID e MS) richiedendo che il χ^2 del fit combinato sia migliore di una certa soglia.

Parametro fondamentale nella descrizione della qualità di ricostruzione è l'*efficienza di ricostruzione*, data in prima approssimazione dal prodotto di quella dell'Inner Detector e dello spettrometro. Tale efficienza è diversa per ogni tipo di muoni (figura 2.8).

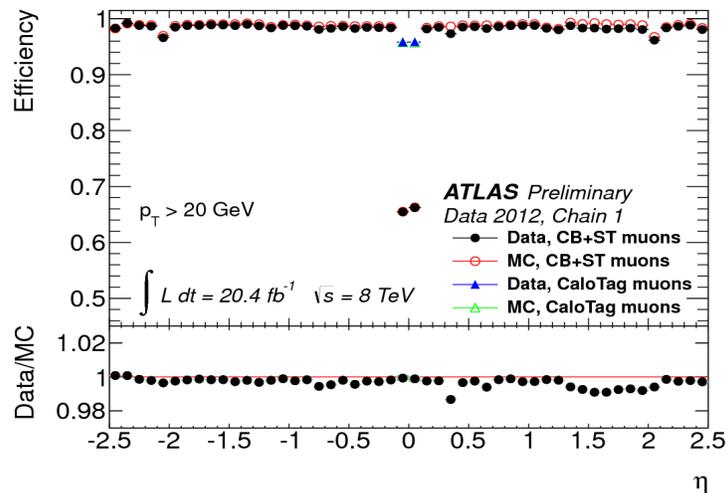


Figura 2.8: Efficienza di ricostruzione dei muoni al variare della pseudorapidità.

É possibile ottenere una misura di questo parametro applicando un metodo, denominato TAG and Probe, ai decadimenti del tipo $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ che richiede l'utilizzo di due tracce isolate e di carica opposta, con massa invariante vicina alla Z. Una delle tracce viene identificata come muone CB (o muone tag) e l'altra come muone SA o ID (o muone probe) a seconda che si misuri l'efficienza dell'ID o dello spettrometro.

2.3.2 Ricostruzione degli elettroni

La ricostruzione degli elettroni utilizza informazioni principalmente provenienti dal rivelatore interno e dal calorimetro elettromagnetico e sfrutta un algoritmo progettato per rivelare elettroni su un ampio intervallo di p_T ed η e che abbia capacità di riconoscere e rigettare i jet.

Tale algoritmo si basa sulla ricerca di cluster iniziali nel calorimetro elettromagnetico con energie di soglia pari a 2.5 GeV, a cui viene poi associata una traccia del rivelatore interno. L'unione tra questi gruppi iniziali (seed cluster) e le tracce dell'Inner Detector viene fatta confrontando le loro coordinate (η, ϕ) e richiedendo che la loro differenza sia minore di una certa soglia. Nel caso in cui lo stesso seed cluster dovesse corrispondere a più tracce, le stesse vengono ordinate utilizzando come criterio la differenza di $\Delta R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2}$ tra le coordinate del punto di impatto nel calorimetro ECAL e quelle del cluster.

Una seconda procedura di clusterizzazione viene effettuata allo scopo di formare un cluster finale di energia di dimensioni $\Delta \eta \times \Delta \phi$ pari a 3×7 celle nella regione barrel e 5×5 in quella di end-cap.

Nella regione rappresentata da valori di η compresi tra 2.5 e 4.9 non sono presenti rivelatori di tracce e gli elettroni sono quindi ricostruiti dai soli depositi di energia nei calorimetri. La direzione degli elettroni è definita dal baricentro delle celle che appartengono al cluster, raggruppate in base alla significanza dell'energia misurata rispetto al valore atteso e la sua energia, determinata sommando le energie delle celle e semplicemente correggendo poi la perdita di energia nel materiale passivo.

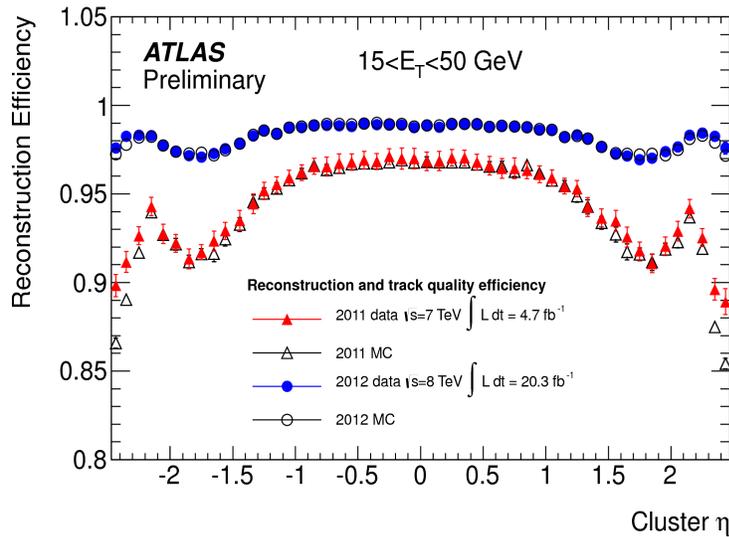


Figura 2.9: Efficienza di ricostruzione degli elettroni al variare della pseudorapidità.

L'identificazione degli elettroni viene effettuata mediante dei tagli che differenzino gli elettroni dal fondo utilizzando le informazioni contenute nel calorimetro ECAL e nell'ID. Questi tagli raggruppano gli elettroni ricostruiti in ATLAS per qualità in tre categorie diverse:

- *loose*: si considerano l'energia persa nel calorimetro adronico ed i parametri (larghezza e profilo laterale) della cascata elettromagnetica nello strato intermedio del calorimetro elettromagnetico;
- *medium*: si utilizzano informazioni fornite dal primo strato del calorimetro magnetico e vengono imposti vincoli più restrittivi alla qualità delle tracce fornite dall'ID. Per lo studio della traccia vengono considerati il numero di hit nel pixel detector e nell'SCT e il parametro d'impatto nel piano trasverso;
- *tight*: si considerano il numero di hit nel TRT e il rapporto tra l'energia del cluster e il momento della traccia. Viene poi applicato un taglio sul parametro d'impatto e si rigettano gli elettroni prodotti per conversione richiedendo che ci sia almeno una hit nel primo strato del pixel detector.

Così come per i muoni, anche per gli elettroni l'efficienza di ricostruzione e/o di selezione degli elettroni è ricavata tramite metodi di tag and probe, usando anche decadimenti del tipo $Z \rightarrow e^+e^-$.

2.3.3 Ricostruzione dei jet

In ATLAS, i jet adronici vengono ricostruiti da un algoritmo che analizza le energie degli sciame adronici ed elettronici generati nei calorimetri e il loro quadrimpulso è determinato sfruttando queste energie oltre che gli angoli rispetto al vertice primario di interazione.

L'algoritmo di ricostruzione del jet analizza un gruppo di celle del calorimetro in cui si è generato lo sciame, richiedendo per la prima di esse (seed) un rapporto segnale/rumore maggiore di 4 e aggiungendo poi le altre celle vicine che presentino questo stesso rapporto in valore pari a 2. Il cluster è completato da tutte le celle con valori del rapporto segnale/rumore maggiori di 0.

L'efficienza di ricostruzione dei jet adronici e il suo livello di contaminazione possono essere stimati confrontando il numero di jet ricostruiti con quelli della simulazione Monte-Carlo.

Capitolo 3

Ricerca del bosone di Higgs ad alta massa

3.1 Introduzione

L'osservazione di una particella di massa di circa 125 GeV, consistente con il bosone di Higgs del modello standard, è stata annunciata dalle collaborazioni ATLAS_[16] e CMS_[17] il 4 luglio 2012.

A tale osservazione sperimentale si sono aggiunte misure sulle principali proprietà del bosone di Higgs come gli accoppiamenti e le proprietà di spin-CP usando i dati raccolti nella fase di Run-I del LHC pari a 4.5 fb^{-1} ad energia $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ e di 20.3 fb^{-1} ad energia $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$.

Il canale $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ è uno dei canali che ha consentito la scoperta di questa particella e rimane di grande importanza, grazie alla sua sensibilità, in un ampio range di massa invariante.

In questo lavoro di tesi viene presentata la ricerca di bosoni di Higgs addizionali ad alta massa nel canale $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$, che grazie all'eccellente rapporto segnale fondo e alla risoluzione in massa, rappresenta il canale con maggiore sensibilità nel range di massa da 200 a 500 GeV.

Bosoni di Higgs addizionali sono predetti da diverse teorie in estensione del Modello Standard come ad esempio le teorie supersimmetriche. In particolare ad LHC sono studiati modelli quali il *"two-Higgs doublet model"* (2HDM) e l'*"electroweak singlet model"* (EWS)_{[18][19]}.

La frazione di decadimento per il canale $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ comparata con quelle dei canali $ZZ \rightarrow \ell\ell qq$ e $ZZ \rightarrow \ell\ell \nu\nu$, rende questi ultimi canali più sensibili per grandi masse dell'Higgs (tra 500 e 1000 GeV) sebbene il

canale 4l sia comunque d'aiuto per il miglioramento del limite ad alta massa nella combinazione dei vari canali.

La ricerca è stata condotta per valori della massa invariante dell'Higgs compresi tra 200 GeV e 1 TeV, ovvero in una regione nella quale non ci si aspetta contaminazione *on-shell* dal bosone di Higgs "leggero" di massa $m_H=125\text{GeV}$.

I decadimenti del bosone di Higgs in coppie di bosoni Z con conseguente decadimento in coppie di elettroni o muoni di carica opposta forniscono uno stato finale completamente ricostruito con eccellente rapporto segnale fondo. La massa invariante dei 4 leptoni (m_{4l}) è un potente discriminante che trae beneficio dalle ottime prestazioni del rivelatore interno, dei calorimetri e dello spettrometro a muoni di ATLAS.

L'analisi è basata su una semplice selezione di eventi, in cui una serie di requisiti assicurano la presenza di elettroni e/o muoni ben ricostruiti.

I principali meccanismi di produzione dell'Higgs per collisioni protone-protone (come già riportato nel capitolo 1) sono quelli di *gluon-gluon fusion* (ggF), *vector boson fusion* (VBF) e *vector boson associated* (WH e ZH). Il rate dei meccanismi WH e ZH precipita bruscamente con m_H dato che al bosone vettoriale che irradia l'Higgs è richiesto di essere sempre più "virtuale" (*off-shell*).

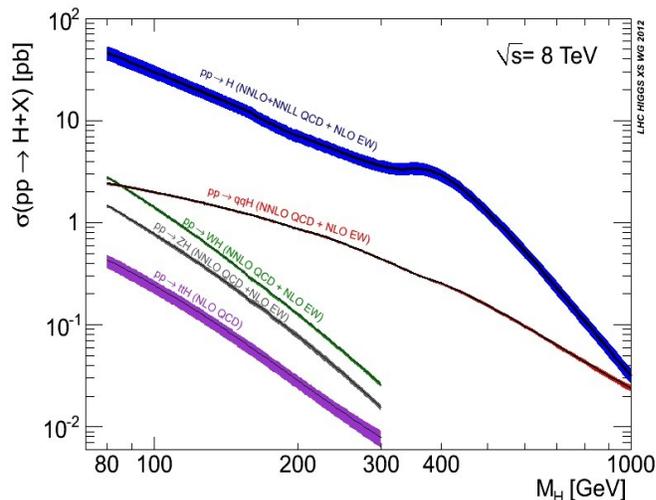


Figura 3.1 (già 1.5): sezioni d'urto dei processi di produzione dell'Higgs al variare della sua massa.

Così come nella ricerca dello *Standard Model Higgs*, la massa invariante dei 4 leptoni m_{4l} , è usata come discriminante anche per quanto riguarda la ricerca di Higgs ad alta massa.

3.2 Selezione degli eventi

Gli eventi sono selezionati richiedendo che si abbiano almeno 4 leptoni che soddisfino dei requisiti di cinematica e di qualità (isolamento e significanza del parametro d'impatto) qui di seguito trattati.

Il candidato sistema di 4 leptoni è formato selezionando in un evento coppie di leptoni con cariche opposte e stesso sapore. I muoni devono avere un impulso trasverso $p_T > 6$ GeV e pseudorapidità $|\eta| < 2.7$; gli elettroni invece, devono avere $E_T > 7$ GeV e pseudorapidità $|\eta| < 2.47$.

In ogni quadrupletto, i valori di soglia dell'impulso trasverso dei tre leptoni principali sono, rispettivamente, 20, 15 e 10 GeV.

I quattro leptoni devono essere ben separati e soddisfare la richiesta:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2} > 0.10 \quad \text{per leptoni dello stesso sapore;}$$

$$\Delta R > 0.20 \quad \text{per leptoni di sapore diverso.}$$

Inoltre, ad ogni quadrupletto è concesso di avere un solo muone dei tipi *stand-alone* (SA) e *calorimeter tagged* (per i diversi tipi di muoni, vedi capitolo 2, paragrafo 2.3.1).

Il sistema di-leptonico del quadrupletto con la massa più vicina alla massa nominale del bosone Z è detto coppia principale o *leading di-lepton*, e la sua massa è detta m_{12} , mentre la seconda coppia, con massa m_{34} , è detta *sub-leading di-lepton*.

Per ogni evento viene innanzitutto fatta una richiesta riguardante la massa invariante di ognuna delle due coppie, in cui i valori del taglio sono scelti evento per evento usando la massa invariante ricostruita dei 4 leptoni. Si richiede che m_{12} sia compresa tra 50 e 106 GeV ed m_{34} minore di 115 GeV e maggiore di una certa soglia ($m_{\text{threshold}}$) che varia in funzione della massa invariante m_{4l} del sistema di 4 leptoni: $m_{\text{threshold}}$ vale 12 GeV per $m_{4l} < 140$ GeV e cresce poi linearmente fino a 50 GeV per valori di m_{4l} compresi nell'intervallo [140 GeV, 190 GeV], rimanendo costante per valori superiori.

Nel caso in cui sopravviva alla selezione cinematica più di un quadrupletto, si prende quello con massa m_{12} più vicina alla massa del bosone m_Z ; se poi più quadrupletti hanno la stessa m_{12} , si seleziona quello con la massa m_{34} maggiore.

L'isolamento della traccia normalizzato è definito come la somma degli impulsi trasversi delle tracce (Σp_T) all'interno di un cono di $\Delta R < 0.2$ attorno al leptone, del quale si esclude la traccia, diviso per l'impulso del leptone p_T . Le tracce considerate nella somma sono di buona qualità, ovvero posseggono almeno 4 *hits* nel *pixel detector* e nel *silicon strip detector* (*silicon hits*) e $p_T > 1$ GeV per quanto riguarda i muoni e almeno 9 *silicon hits*, più 1 *hit* nello strato più interno del *pixel detector* (b-layer) e $p_T > 0.4$ per gli elettroni. Ogni leptone deve inoltre avere un isolamento di traccia minore di 0.15.

L'isolamento calorimetrico normalizzato per i muoni è invece definito come la somma delle celle del calorimetro (ΣE_T) all'interno di un cono di isolamento di 0.20 attorno al muone, dopo aver sottratto l'energia di ionizzazione del muone, diviso l'impulso trasverso del muone p_T .

Nel caso degli elettroni, l'isolamento calorimetrico normalizzato è calcolato come la somma delle energie trasverse del cluster in un cono di 0.2 intorno al cluster di elettroni, diviso per il p_T dell'elettrone, con le celle corrispondenti al cuore del cluster di elettroni che sono escluse dalla somma.

I valori di isolamento calorimetrico normalizzato richiesti, devono essere inferiori a 0.30 per i muoni e 0.20 per gli elettroni e i contributi derivanti dagli altri leptoni del quadrupletto vanno sottratti sia per l'isolamento calorimetrico sia per quello di traccia.

Infine, la significanza del parametro d'impatto $\frac{d_0}{\sigma_{d_0}}$, dove d_0 è la distanza minima della traccia dal piano trasverso, deve essere inferiore a 3.5 per i muoni e a 6.5 per gli elettroni, per i quali bisogna considerare gli effetti non trascurabili di bremsstrahlung.

3.3 Categorizzazione degli eventi

Data la scoperta di un Higgs a bassa massa, non c'è ragione per cui per un bosone di Higgs ad alta massa i rapporti delle sezioni d'urto per i vari canali di produzione debbano corrispondere a quelli predetti dal Modello Standard, visto che quest'ultimo non prevede la presenza di bosoni di Higgs aggiuntivi. È quindi opportuno effettuare la ricerca senza fare assunzioni in merito alle sezioni d'urto relative delle diverse modalità di produzione del bosone.

A questo scopo, gli eventi precedentemente selezionati verranno classificati in tre diverse categorie, *ggF-like*, *VBF-like* e *VH-like*, in base ad ulteriori criteri di selezione che verranno descritti di seguito in questo paragrafo.

Questa categorizzazione permette di presentare e trattare i risultati in un'ottica indipendente da quella del modello e di imporre separatamente i limiti sui *branching ratio* (BR), ovvero il rapporto fra il numero di particelle che decadono secondo quel particolare canale e il numero di particelle totali.

Essa produce una selezione ortogonale: ogni evento può comparire in una sola delle categorie.

Gli eventi vengono testati prima sulle proprietà della categoria VBF. Se le richieste sono soddisfatte, quel particolare evento è assegnato a quelli VBF-like, altrimenti viene testato per il meccanismo VH. Tutti gli eventi che non ricadono in queste due categorie sono automaticamente etichettati come ggF-like.

3.3.1 Criterio di selezione per VBF

Gli eventi VBF-like sono selezionati richiedendo che l'Higgs sia prodotto in eventi accompagnati da almeno due jet adronici, i quali a loro volta passano un criterio di pre-selezione (se più di due jet soddisfano questi requisiti, vengono presi quelli che hanno gli impulsi trasversi maggiori).

Allo scopo di accrescere la purezza di questa categoria, si impone che la massa invariante del sistema di due jet sia maggiore di 130 GeV.

L'efficienza di questa selezione per il meccanismo di produzione VBF è circa del 55% e approssimativamente costante al variare della massa dell'Higgs m_H .

Si riscontra inoltre una contaminazione considerevole da parte di eventi ggF-like, con un'efficienza del meccanismo di produzione ggF che varia tra il 10% per $m_H = 125$ GeV e il 30% per $m_H = 1$ TeV. La crescita in efficienza è imputabile ad un aumento in molteplicità dei jet al crescere di m_H e ad un aumento in termini di p_T del leading jet.

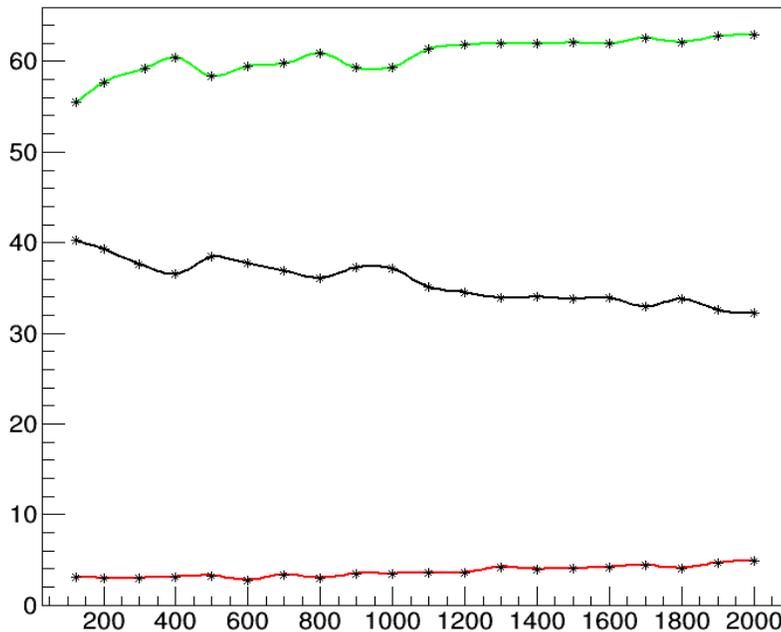


Figura 3.2: Efficienza di selezione per gli eventi ggF (in nero), VBF (in verde) e VH (in rosso) in funzione della massa, per eventi simulati con meccanismo di produzione VBF.

Assumendo accoppiamenti dello Standard Model Higgs, la purezza della categoria VBF, definita come il rapporto tra il numero di eventi realmente generati mediante meccanismo VBF e quello di eventi prodotti considerando tutti i meccanismi, varia tra il 20% e il 60%, in funzione di m_H , a causa della variazione in rate relativi delle produzioni VBF e ggF.

3.3.2 Criterio di selezione per VH

Gli eventi VH-like sono quelli in cui l'Higgs è prodotto in associazione ad un bosone W o Z addizionale, che potrebbe decadere sia in adroni che in leptoni.

Criteri di selezione differenti sono impiegati per decadimenti adronici e leptonici, ma entrambi questi casi sono inseriti nella stessa categoria. Gli eventi VH adronici sono caratterizzati dalla presenza di due jet la cui massa invariante presenta un picco in $m_{W\pm}=80.4$ GeV o in $m_Z=91.2$ GeV. Questi eventi sono selezionati richiedendo che il sistema a due jet abbia una massa invariante compresa tra 40 e 130 GeV.

Eventi che non superano questo criterio di selezione potrebbero invece soddisfare quello riguardante i VH leptonici. Questi sono caratterizzati dalla presenza di almeno un extra leptone (e o μ) in aggiunta ai 4 di base da cui si ricostruisce il decadimento dell'Higgs.

Per sopprimere la contaminazione da processi di fondo il leptone aggiuntivo deve avere un $p_T > 8$ GeV e soddisfare gli stessi requisiti di isolamento e significanza del parametro d'impatto dei leptoni standard.

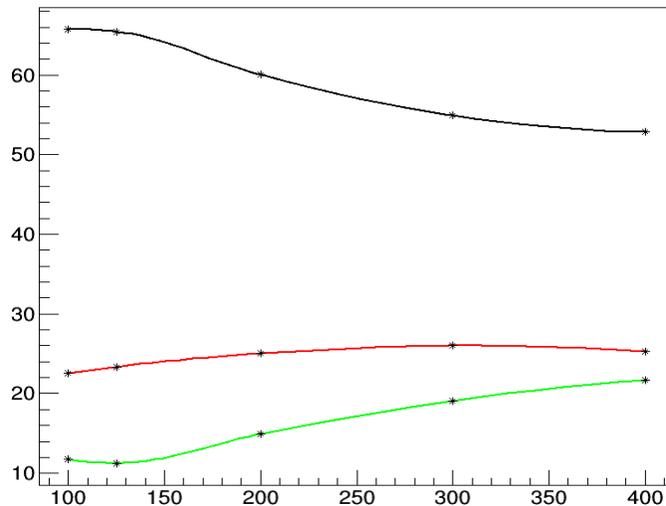


Figura 3.3: Efficienza di selezione per gli eventi ggF (in nero), VBF (in verde) e VH(in rosso) in funzione della massa, per eventi simulati con meccanismo di produzione VH.

3.3.3 Criterio di selezione per ggF

Tutti gli eventi rimanenti che non sono stati inseriti nelle due precedenti categorie, vengono quindi assegnati al meccanismo di produzione dell'Higgs di gluon-gluon fusion.

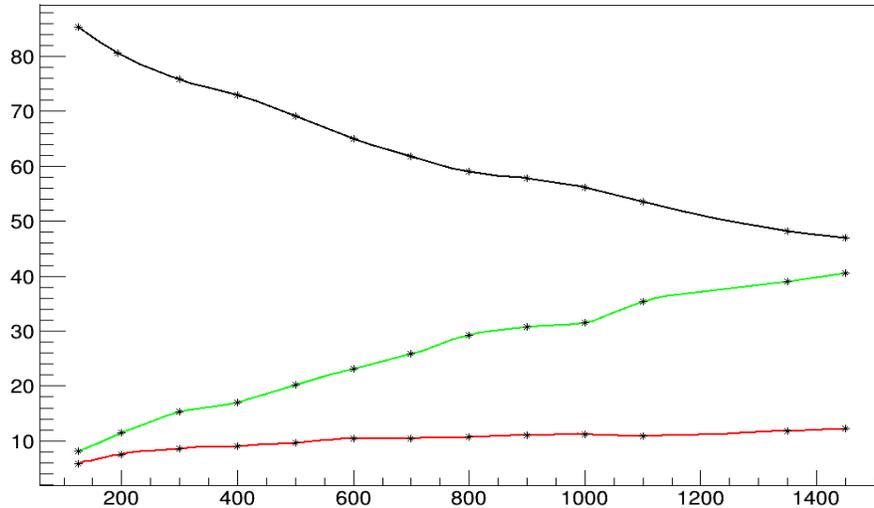


Figura 3.4: Efficienza di selezione per gli eventi ggF (in nero), VBF (in verde) e VH (in rosso) in funzione della massa, per eventi simulati con meccanismo di produzione ggF.

3.3.4 Processi di fondo

I processi di fondo che possono dare eventi con 4 leptoni ricostruiti si suddividono in *riducibili* e *irriducibili*. I fondi sono stimati e modellizzati tramite simulazioni Monte Carlo o metodologie DATA-DRIVEN.

I processi irriducibili derivano dalla produzione di coppie ZZ non risonante in cui entrambi i bosoni decadono in leptoni. Il processo dominante è quello che vede una coppia quark anti-quark decadere in ZZ, mentre solo il 10% circa sono del tipo $gg \rightarrow ZZ$.

I principali processi riducibili sono eventi del tipo Z+jet o coppie di quark top, in cui la coppia di leptoni sub-leading è tipicamente dovuta ad eventi erroneamente identificati come leptoni, oppure proviene da decadimenti semi-leptonici. Il fondo riducibile è stimato utilizzando metodi *data-driven* e in maniera separata a seconda del sapore della

coppia di leptoni sub-leading: $l\bar{l}e\bar{e}$ o $l\bar{l}\mu\bar{\mu}$. Poichè il rate di eventi identificati erroneamente come leptoni diminuisce rapidamente al variare dell'impulso trasverso del leptone, i processi di fondo riducibile sono maggiormente rilevanti quando uno dei due bosoni Z è virtuale (off-shell), ovvero nelle regioni in cui m_{4l} è inferiore alla soglia ZZ.

Per valori della massa $m_{4l} > 135$ GeV il fondo riducibile costituisce solo il 3-4% del fondo totale, scendendo approssimativamente all'1% per valori di $m_{4l} > 200$ GeV.

3.4 Risultati della selezione

La tabella 3.1 mostra il numero di eventi attesi per il segnale ed il fondo, nel range $135 < m_{4l} < 1200$ GeV, stimato mediante MonteCarlo (fatta eccezione per il fondo riducibile) usando campioni in Narrow Width Approximation (NWA) e assumendo per il segnale la sezione d'urto da Modello Standard.

Processo	ggF 4e	ggF 2e2 μ	ggF 2 μ 2e	ggF 4 μ	VBF	VH
Fondo						
qqZZ	52.49	88.05	64.88	69.59	14.64	7.38
ggZZ	9.62	14.89	11.33	12.50	4.9	1.57
riducibile	2.52	3.62	3.09	2.55	1.10	0.46
Segnale ad $m_H=200$ GeV						
ggH	15.17	23.47	17.37	19.71	9.47	3.33
VBFH	0.97	1.47	1.05	1.18	6.50	0.26
qqZH	0.10	0.15	0.12	0.12	0.17	0.45
qqWH	0.11	0.16	0.12	0.15	0.24	0.78
Segnale ad $m_H=380$ GeV						
ggH	8.08	11.03	9.79	9.02	7.73	2.59
VBFH	0.38	0.48	0.47	0.40	2.51	0.08
qqZH	0.01	0.01	0.01	0.01	0.02	0.04
qqWH	0.01	0.01	0.01	0.01	0.03	0.08
Segnale ad $m_H=600$ GeV						
ggH	1.35	1.59	1.75	1.21	1.85	0.56
VBFH	0.16	0.17	0.18	0.14	0.90	0.03
Fondo Totale	64.63	106.56	79.3	84.64	20.64	9.41
Segnale Totale ($m_H=200$ GeV)	16.35	25.26	18.65	21.16	16,37	4.83
Segnale Totale ($m_H=380$ GeV)	8.47	11.53	10.27	9.43	10.29	2.79
Segnale Totale ($m_H=600$ GeV)	1.51	1.77	1.94	1.36	2.75	0.66
S/\sqrt{B} ($m_H=200$)	2.03	2.45	2.09	2.30	3.60	1.57
S/\sqrt{B} ($m_H=380$)	1.05	1.12	1.15	1.03	2.26	0.91
S/\sqrt{B} ($m_H=600$)	0.19	0.17	0.22	0.15	0.61	0.22
Osservato	56	92	98	70	22	9

Tabella 3.1: Numeri attesi per gli eventi di segnale e fondo nel range di massa $135 < m_H < 1200$ ad $m_H=200$ GeV, $m_H=380$ GeV ed $m_H=600$ GeV, utilizzando campioni in approssimazione NWA e assumendo accoppiamenti e branching ratios da Modello Standard.

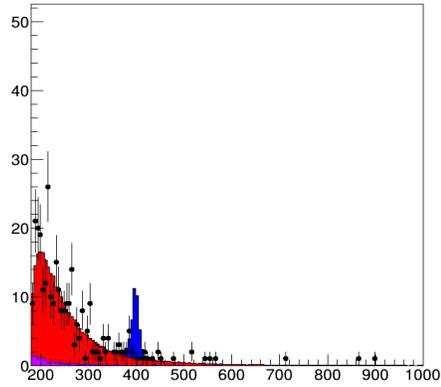


Figura 3.5: Distribuzione della massa invariante m_{4l} in un plot inclusivo di tutti e 4 i canali (4μ , $2\mu 2e$, $2e2\mu$, $4e$). Sono mostrati: segnale di Higgs atteso per il valore della massa $m_H=400$ GeV (in blu), fondo irriducibile (in rosso), fondo riducibile (in viola) e i dati con i relativi errori (in nero).

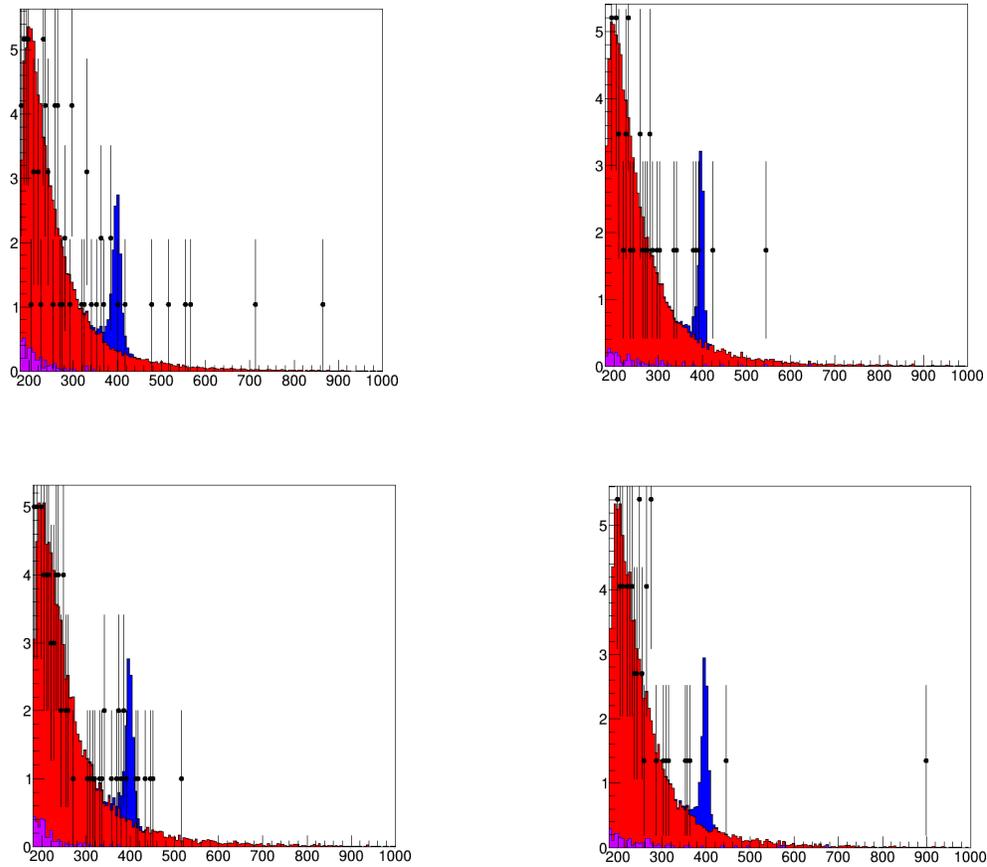


Figura 3.6: Distribuzioni della massa invariante m_{4l} per eventi che hanno superato i criteri di selezione, divise per categoria. Da sinistra in alto e in senso orario: 4μ , $4e$, $2e2\mu$, $2\mu 2e$.

3.5 Interpretazione statistica dei risultati

I limiti sui bosoni di Higgs aggiuntivi sono ottenuti usando un fit di likelihood (non binnato). La funzione di likelihood è il prodotto di un termine di Poisson che rappresenta la probabilità di osservare n eventi e una somma pesata di segnale e fondo valutati su tutti gli eventi osservati:

$$\mathcal{L}(x_1 \dots x_n | \mu) = \text{Pois}(n | \mu S + B) \prod_{e=1}^n \left[\frac{\mu S f_S(x_e) + B f_B(x_e)}{\mu S + B} \right]$$

dove l'intensità del segnale μ , rapporto del numero di eventi di segnale su quelli attesi del Modello Standard, è il parametro di interesse nel fit, definito come:

$$\mu = \frac{\sigma \times BR}{\sigma_{SM} \times BR_{SM}} .$$

S e B sono il segnale e il fondo attesi del Modello Standard e i termini f_S ed f_B sono le funzioni di densità di probabilità (PDF) in m_{4l} per segnale e fondo. La PDF per il segnale dipende da m_H .

La dipendenza del numero atteso di eventi di fondo e segnale e la forma delle funzioni di densità di probabilità sulle incertezze sistematiche è descritta da un insieme di *nuisance parameters* (NP) θ_i . I NP sono vincolati ai loro valori nominali entro le incertezze sistematiche usando dei vincoli Gaussiani. I vincoli sono costituiti da termini aggiuntivi nella likelihood, che, nel caso in cui qualsiasi NP assuma un valore diverso da quello nominale, ne aumentano il valore. La funzione di likelihood $\mathcal{L}(\mu, m_H, \theta_i)$ è quindi funzione di μ , m_H e θ_i .

Il valore di best-fit per l'intensità del segnale μ ad una data massa di Higgs teorizzata è ottenuto impostando il parametro costante di m_H al valore desiderato e massimizzando la funzione di likelihood rispetto a μ e ai NP. Per misurare la compatibilità dei dati con il modello di solo-fondo ($\mu=0$), la statistica di test q_μ è costruita come:

$$q_\mu = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}_\mu)}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})}$$

dove $\hat{\mu}$ e $\hat{\theta}$ sono i valori dell'intensità del segnale μ e degli NP che massimizzano la funzione di likelihood e $\hat{\theta}_{\mu}$ sono i valori degli NP che massimizzano la funzione di likelihood ad un dato μ . La statistica di test q_{μ} è utilizzata con il metodo $CL_{S[20]}$ per ottenere i limiti di esclusione.

3.5.1 Modello di fit

Le distribuzioni del segnale e del fondo, e il numero di eventi attesi riportato in tabella 3.1, sono stati utilizzati per creare i modelli finali di segnale e di fondo. Gli eventi sono organizzati in categorie a seconda dei meccanismi di produzione dell'Higgs: VBF, VH, $ggF \rightarrow H \rightarrow 4\mu$, $ggF \rightarrow H \rightarrow 4e$, $ggF \rightarrow H \rightarrow 2\mu 2e$ e $ggF \rightarrow H \rightarrow 2e 2\mu$.

Modelli separati di segnale e fondo sono stati utilizzati per ogni categoria e le 6 categorie sono state "fittate" simultaneamente.

Il segnale del canale $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ è modellizzato usando il generatore di eventi Monte Carlo (MC) POWHEG_[22,23], che calcola separatamente i meccanismi di produzione di gluon fusion e vector-boson fusion con elementi di matrice fino all'ordine *next-to-leading* (NLO).

Per valori di $m_H > 300$ GeV, utilizziamo la *Narrow Width Approximation* (NWA) in cui l'Higgs è modellizzato con una funzione di Breit-Wigner con larghezza di decadimento di 4.07 MeV.

Per i limiti indipendenti dal modello fisico, il rapporto relativo dei meccanismi di produzione ggF e VBF è sconosciuto e quindi i limiti sono stati ricavati separatamente sull'intensità del segnale μ per ggF e VBF+VH. Quando si calcolano i limiti sull'intensità di segnale di ggF (μ_{ggF}), l'intensità di VBF (μ_{VBF+VH}) è un parametro libero nel fit, e viceversa quando si calcolano i limiti sull'intensità di segnale di VBF.

I limiti sul prodotto della sezione d'urto per il branching ratio in approssimazione NWA sono ottenuti in funzione di m_H con la procedura CL_S nel limite asintotico_[20,21], usando la statistica di test q_{μ} . La figura seguente mostra i limiti osservati ed attesi al 95% CL su $\sigma \times BR(H \rightarrow ZZ)$,

per i meccanismi di produzione ggF e VBF; le tabelle 3.2 e 3.3 riportano i limiti numerici.

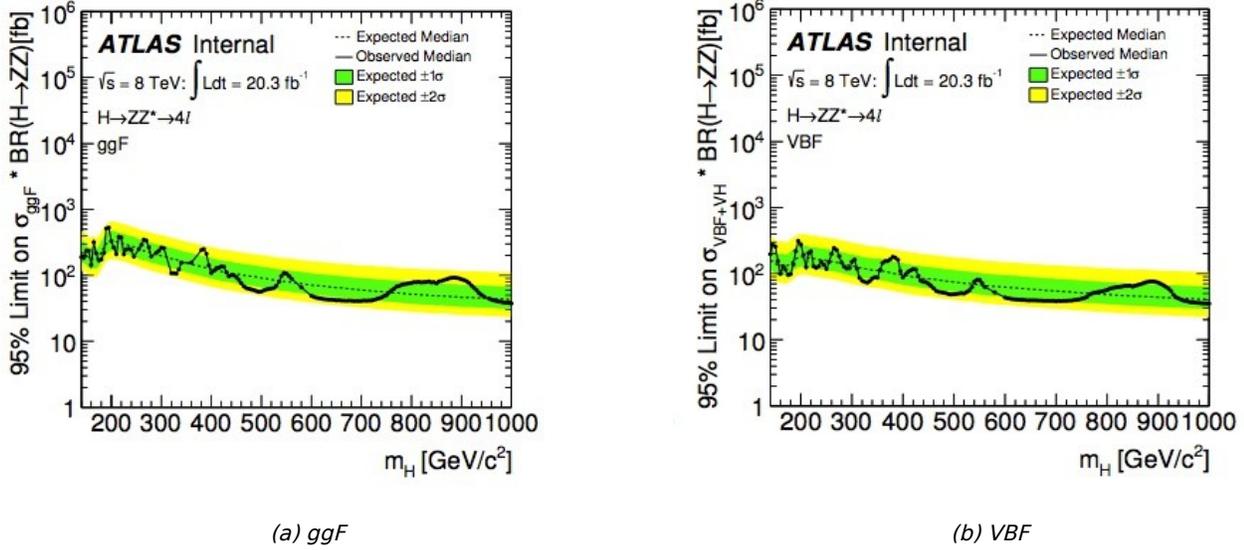


Figura 3.7: Limiti al 95% CL su $\sigma \times BR (H \rightarrow ZZ)$ in approssimazione NWA per i meccanismi di produzione ggF (a) e VBF (b).

Limiti su $\sigma \times BR (H \rightarrow ZZ)$ per ggF (fb)

m_H (GeV)	Obs.	-2σ	-1σ	Exp.	$+1\sigma$	$+2\sigma$
200	330	660	470	329	237	176
300	264	409	285	197	142	106
400	109	270	183	125	90	67
500	57	203	135	91	65	49
600	49	164	107	71	51	38
700	41	141	90	59	43	32
800	77	126	79	51	37	28
900	87	116	71	46	33	25
1000	38	109	66	43	31	23

Tabella 3.2: Limiti osservati ed attesi per $\sigma \times BR (H \rightarrow ZZ)$ per ggF.

Limiti su $\sigma \times BR (H \rightarrow ZZ)$ per VBF (fb)

m_H (GeV)	Obs.	-2σ	-1σ	Exp.	$+1\sigma$	$+2\sigma$
200	277	399	265	179	129	96
300	151	297	195	130	94	70
400	88	222	143	95	69	51
500	49	176	113	74	54	40
600	43	150	95	62	45	33
700	38	134	83	54	39	29
800	57	121	74	48	35	26
900	73	112	68	44	32	24
1000	35	107	63	41	29	22

Tabella 3.3: Limiti osservati ed attesi per $\sigma \times BR (H \rightarrow ZZ)$ per VBF.

Conclusioni

Il Modello Standard prevede che le particelle elementari acquisiscano massa attraverso il meccanismo di Higgs, tramite la rottura spontanea della simmetria. Diretta conseguenza di questo meccanismo è l'esistenza di un'ulteriore particella, il bosone di Higgs, la cui massa risulta essere un parametro libero della teoria.

Nel 2012 gli esperimenti ATLAS e CMS ad LHC hanno osservato una nuova particella compatibile con il bosone di Higgs del Modello Standard con un valore della massa pari a circa 125 GeV. Successive misure delle proprietà di tale particella, condotte con i dati raccolti nel Run-I del LHC, hanno rafforzato questa ipotesi. Tuttavia esistono numerose teorie oltre il Modello Standard che prevedono ulteriori bosoni di Higgs a più alta massa.

Il mio lavoro di tesi è stato centrato sulla ricerca di bosoni di Higgs addizionali ad alta massa, nell'intervallo di massa invariante compreso tra 200 e 1000 GeV utilizzando il canale di decadimento $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+ l^- l^+ l^-$ (con $l^+, l^- = e$ o μ). Per le sue caratteristiche cinematiche, tale modalità di decadimento presenta un'ottima sensibilità nell'intervallo di massa studiato.

Al fine di porre limiti sulla produzione di bosoni di Higgs addizionali indipendentemente dai modelli teorici, si sono separati gli eventi a seconda del possibile meccanismo di produzione. In particolare sono stati individuati dei criteri di selezione per separare eventi gluon-gluon fusion (ggF), vector-boson fusion (VBF) e produzione associata (VH).

I risultati ottenuti sono compatibili con le previsioni del Modello Standard per eventi con solo fondo dovuto a processi di produzione ZZ^* (fondo irriducibile) e piccoli contributi da eventi Z +jet (fondo riducibile).

Nel canale ggF è stato posto un limite su $\sigma_{\text{ggF}} \cdot \text{BR}(H \rightarrow ZZ)$ di 330 fb (38 fb), al 95% di CL, ad $m_H = 200$ GeV ($m_H = 1$ TeV), con un limite atteso di 329 fb (43 fb). I corrispondenti limiti su $\sigma_{\text{VBF}} \cdot \text{BR}(H \rightarrow ZZ)$ sono 277 fb

46

(35 fb) ad $m_H = 200$ GeV ($m_H = 1$ TeV), con limiti attesi di 179 fb (41 fb).

Bibliografia

1. S. L. Glashow, Nucl. Phys. 22:579 (1961).
2. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19:1264 (1967).
3. A. Salam, Elementary Particle Theory: Groups and Analycity, pag.367 (ed. Svartholm); Almquist and Wiksell(Stocholm) (1968).
4. J. B. et al. (Particle Data Group) The Review of Particle Physics.
5. P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508; Phys. Rev. 145 (1966) 1156; F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321.
6. L.Evans and P.Bryant, LHC machine, JINST, 3:S08001, 2008.
7. <http://home.web.cern.ch/about/updates/2014/06/cern-announces-lhc-restart-schedule>
8. ATLAS Collaboration The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, Journal of Instrumentation 3 (2008) S08003.
9. S. Chatrchyan, G. Hmayakyan, V. Khachatyan, A. Sirunyan, W. Adam, T. Bauer, T. Bergauer, H. Bergauer, M. Dragicevic, J. Ero, et al., The CMS experiment at the CERN LHC, Journal of Instrumentation 3 (2008) S08004.
10. R. LHCb, Technical Design Report, CERN/LHCC 37 (2000) 2000.
11. K. Aamodt, A. Quintana, R. Achenbach, S. Acounis, D. Adamova, C. Adler, M. Aggarwal, F. Agnese, G. Rinnella, Z. Ahammed, et al., The ALICE experiment at the CERN LHC, Journal of Instrumentation 3 (2008) S08002.
12. ATLAS Collaboration, Inner Detector Technical Design Report, Vol.1 e Vol.2, CERN/LHCC 97-16 (1997).
13. ATLAS Collaboration, Calorimeter Performances Technical Design Report, CERN/LHCC 96-22 (1997).
14. ATLAS Collaboration, ATLAS Muon Spectrometer echnical Design Report, CERN/LHCC 97-22 (1997).

15. ATLAS Trigger and DAQ Home Page, <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/DAQTRIG/da>.

16. ATLAS Collaboration *Phys. Lett. B* 716 (2012) 1-29, [arXiv:1207.7214](https://arxiv.org/abs/1207.7214) [hep-ex].

17. CMS Collaboration *Phys.Lett. B* 716 (2012) 30-61, [arXiv:1207.7235](https://arxiv.org/abs/1207.7235) [hep-ex]

18. Craig, N.; Thomas, S. (2012). "Exclusive Signals of an Extended Higgs Sector". *Journal of High Energy Physics* **1211**: 083. [arXiv:1207.4835](https://arxiv.org/abs/1207.4835).

19. [Stefano Profumo](#), [Michael J. Ramsey-Musolf](#), [Gabe Shaughnessy](#) (2007). "Singlet Higgs Phenomenology and the Electroweak Phase Transition". *Journal of High Energy Physics* JHEP 0708:010,2007 [arXiv:0705.2425](https://arxiv.org/abs/0705.2425).

20. A. L. Read, *Presentation of search results: The CL(s) technique*, *J. Phys. G* 28 (2002) 2693–2704.

21. G. Cowan et al., *Asymptotic formulae for likelihood-based test of new physics* (2010), [arXiv: 1007.1727v2](https://arxiv.org/abs/1007.1727v2) [hep-ph].

22. S. Alioli et al., *NLO Higgs boson production via gluon fusion matched with shower in POWHEG*, *JHEP* 04 (2009) 002, [arXiv: 0812.0578](https://arxiv.org/abs/0812.0578) [hep-ph].

23. P. Nason and C. Oleari, *NLO Higgs boson production via vector-boson fusion matched with shower in POWHEG*, *JHEP* 02 (2010) 037, [arXiv: 0911.5299](https://arxiv.org/abs/0911.5299) [hep-ph].

Ringraziamenti

Colgo l'occasione per ringraziare tutte le persone che mi sono state accanto da quando ho intrapreso questo lungo e tortuoso percorso.

Ringrazio vivamente il professore Leonardo Merola e il Dott. Francesco Conventi, che, con il prezioso contributo dei Dottori Elvira Rossi e Francesco Cirotto, mi hanno accompagnato in quest'ultimo step del mio percorso di studi, mettendo a mia disposizione la loro esperienza e professionalità.

Ringrazio i miei genitori, che hanno lottato ogni giorno per darmi la possibilità di costruire un futuro radioso e di conseguire questo importante obiettivo e che ancora lottano e si sacrificano affinché io raggiunga altre mete come questa.

Ringrazio mia zia Luciana, inesauribile fonte di sostegno, che con ogni mezzo a sua disposizione mi ha appoggiato ed incoraggiato ad inseguire i miei sogni.

Ringrazio mia Nonna, colonna portante della famiglia, sempre e instancabilmente al servizio delle persone che ama, che ha dedicato ogni giorno della sua vita alla cura di quelle piccole cose che rendono la mia vita più semplice e più dolce e senza la quale niente di tutto quello che ho fatto fin'ora sarebbe potuto essere possibile.

Ringrazio Roberta, che in questi ultimi due anni è stata sempre al mio fianco condividendo con me gioie e dolori, restituendomi il coraggio di affrontare le difficoltà e rendendo ogni giorno più leggero, ogni momento più speciale.

Infine ringrazio i miei amici e compagni di studio, che mi hanno aiutato nella crescita personale e professionale attraverso quotidiani momenti di confronto e che hanno reso le mie giornate più serene e sopportabili, confermando l'importanza del ruolo che essi ricoprono.