

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**



*Laurea triennale in Fisica*

*Tesi Sperimentale*

# **Misura della massa del bosone di Higgs nell'esperimento ATLAS ad LHC**

**Relatori:**

Prof. Vincenzo Canale  
Dott. Francesco Alessandro Conventi

**Candidato:**

Claudio Barbieri  
Matricola N85000453

A.A. 2014/2015



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>3</b>
<b>1 Modello Standard e Meccanismo di Higgs</b>	<b>5</b>
1.1 Il Modello Standard . . . . .	5
1.2 La Quantizzazione dei Campi e Simmetria . . . . .	7
1.3 La rottura della simmetria . . . . .	8
1.4 La ricerca del bosone di Higgs . . . . .	9
1.5 L'osservazione del bosone di Higgs . . . . .	12
<b>2 LHC e ATLAS</b>	<b>15</b>
2.1 LHC . . . . .	15
2.2 ATLAS . . . . .	19
2.3 Il Rivelatore Interno . . . . .	21
2.4 I Calorimetri . . . . .	23
2.5 Lo Spettrometro per muoni . . . . .	25
2.6 Il sistema di trigger . . . . .	26
2.7 La Grid . . . . .	27
2.8 Ricostruzione delle tracce . . . . .	28
2.8.1 Ricostruzione dei muoni . . . . .	29
2.8.2 Ricostruzione degli elettroni . . . . .	31
2.9 Misura dell'impulso . . . . .	32
2.10 Root . . . . .	33
<b>3 Il processo <math>H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4</math> leptoni</b>	<b>35</b>
3.1 Selezione degli eventi . . . . .	36
3.2 Stima del fondo . . . . .	38
3.3 Parametrizzazione delle distribuzioni sperimentali . . . . .	43
3.4 Stima della massa del bosone di Higgs con un fit di massima verosimiglianza . . . . .	46
3.5 Stima di $m_H$ all'aumentare della luminosità . . . . .	51
3.6 Dipendenza dell'errore su $m_H$ dal fondo . . . . .	52

3.7 Fit sui dati . . . . .	57
<b>Conclusioni</b>	<b>61</b>
<b>Ringraziamenti</b>	<b>63</b>
<b>Bibliografia</b>	<b>65</b>

# Introduzione

Nella descrizione odierna della Fisica moderna le interazioni che si osservano in natura possono essere descritte da quattro forze fondamentali: *elettromagnetica, forte, debole e gravitazionale*. Per le prime tre esiste una descrizione unificata basata su una teoria quantistica dei campi (*Modello Standard*), la forza gravitazionale invece richiede tuttora una descrizione a parte. Esiste tuttavia una serie di questioni aperte che danno luogo alla ricerca di fisica “oltre il Modello Standard”, come la GUT (Grand Unification Theory) e la Supersimmetria (SUSY).

Il Modello Standard comprende la teoria unificata delle interazioni elettrodeboli (Glashow-Weinberg-Salam), che unifica le interazioni elettromagnetica e debole, e la cromodinamica quantistica QCD, che descrive l’interazione forte. Queste sono teorie di campo quantistiche, consistenti con la meccanica quantistica e la relatività speciale, costruite a partire da una simmetria, l’*invarianza di gauge*, in cui si descrivono le interazioni tra particelle: questa simmetria prevede l’esistenza di bosoni di campo di spin 1 e massa nulla, mediatori delle interazioni, come il fotone (interazione elettromagnetica) e il gluone (interazione forte). Il principio di invarianza di gauge richiede che le particelle abbiano massa nulla, condizione non soddisfatta per quanto osservato sperimentalmente.

Il *Meccanismo di Higgs*, formulato nel 1964 da Higgs, Englert e Brout, fornisce una possibile spiegazione a come le particelle assumono massa: una rottura spontanea di simmetria si verifica in seguito alla scelta di uno stato fondamentale caratterizzato da un campo neutro, il *Campo di Higgs*; l’intensità dell’accoppiamento delle particelle con questo campo determina il valore della loro massa. I bosoni W e Z interagiscono con il campo, e quindi hanno massa, mentre il fotone non interagisce al livello “*tree*”, rimanendo di massa nulla.

E’ prevista dunque l’esistenza di una nuova particella, il *Bosone di Higgs*, associata al campo di Higgs, la cui massa non è però prevista, essendo un parametro libero della teoria. Per verificare la sua esistenza, e quindi la validità del meccanismo, bisogna osservarla sperimentalmente.

La ricerca del bosone di Higgs ha richiesto diverse decadi di ricerca sperimentale culminata con l'annuncio dato il 4 Luglio 2012 al CERN di Ginevra, dove gli esperimenti ATLAS e CMS hanno osservato una risonanza con massa  $\approx 125$  GeV (in questa tesi si usa la convenzione delle "unità naturali",  $\hbar = c = 1$ ).

Il *Large Hadron Collider (LHC)* ha terminato nel 2012 la prima fase di funzionamento (Run-I), facendo collidere fasci di protoni ad un'energia nel centro di massa di 7 TeV nel 2011 e 8 TeV nel 2012, con luminosità integrata di circa  $5 \text{ fb}^{-1}$  nel primo caso e di circa  $20 \text{ fb}^{-1}$  nel secondo. Nel 2015 ha avuto inizio il Run-II, con collisioni all'energia record di 13 TeV ed un programma che prevede di raccogliere circa  $75 - 100 \text{ fb}^{-1}$ .

In questa tesi verrà presentata la misura della massa del bosone di Higgs, utilizzando i dati a 7 e 8 TeV, corrispondenti ad una luminosità integrata di  $25 \text{ fb}^{-1}$ , raccolti dall'apparato sperimentale ATLAS nel canale  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ .

# Capitolo 1

## Modello Standard e Meccanismo di Higgs

Il Modello Standard [1,2] descrive l'interazione elettrodebole e l'interazione forte tra le particelle elementari; l'esistenza del Campo di Higgs spiega come le particelle acquisiscano massa (Meccanismo di Higgs) [3,4].

### 1.1 Il Modello Standard

La Teoria Quantistica dei Campi (QFT) è una teoria della Fisica moderna che racchiude in sé la teoria quantistica, il concetto di “campo” e la relatività ristretta. La QFT permette di descrivere e comprendere le interazioni tra particelle.

Le particelle sono suddivise in due categorie:

**Particelle che costituiscono la materia:** *Quark* e *Leptoni* sono fermioni con spin  $\frac{1}{2}$ , suddivisi in famiglie come mostrato nelle tabelle 1.1 e 1.2

Famiglia	Leptone	Carica [Q/e]	Massa [MeV]
Prima	e	-1	0.511
	$\nu_e$	0	$< 0.255 * 10^{-3}$
Seconda	$\mu$	-1	105.7
	$\nu_\mu$	0	$< 0.19$
Terza	$\tau$	-1	1777
	$\nu_\tau$	0	$< 18.2$

Tabella 1.1: Famiglie Leptoniche con cariche e masse.

Famiglia	Quark	Carica [Q/e]	Massa [GeV]
Prima	u	$+\frac{2}{3}$	$< 2.3 * 10^{-3}$
	d	$-\frac{1}{3}$	$< 4.8 * 10^{-3}$
Seconda	c	$+\frac{2}{3}$	1.28
	s	$-\frac{1}{3}$	$95 * 10^{-3}$
Terza	t	$+\frac{2}{3}$	173.5
	b	$-\frac{1}{3}$	4.18

Tabella 1.2: Famiglie di Quark con cariche e masse.

I fermioni rispettano il *Principio di esclusione di Pauli*: due o più fermioni identici non possono occupare lo stesso stato quantistico, quindi devono trovarsi in stati che differiscono almeno per un numero quantico.

Ad ogni particella è associata un'antiparticella, cioè una particella con le stesse proprietà fisiche ma con numeri quantici opposti.

Quark e Antiquark sono i costituenti elementari degli *adroni*, le particelle capaci di interazioni forti, che si dividono in *mesoni*, costituiti da un quark e un antiquark, non necessariamente della stessa specie, e in *(anti)barioni*, costituiti da tre (anti)quark.

**Particelle mediatrici delle forze:** i bosoni vettoriali o *bosoni di gauge*, particelle con spin intero, vengono introdotti in seguito alla quantizzazione dei campi di interazione. Sono mostrati nella tabella 1.3.

Interazione	Bosone	Carica [Q/e]	Spin	Massa [GeV]
Elettromagnetica	$\gamma$	0	1	0
Debole	$W^{\pm}$	$\pm 1$	1	80.4
	$Z^0$	0	1	91.2
Forte	g	0	1	0

Tabella 1.3: Bosoni di gauge noti con carica, spin e massa.

I bosoni di gauge sono i mediatori delle diverse forze, che hanno intensità e range di interazione diversi (alle scale di energie finora esplorate), come riportato nella tabella 1.4: ad esempio la forza debole ha un range di interazione finito, perchè i bosoni mediatori W e Z non hanno massa nulla, dunque può essere considerata in prima approssimazione un'interazione di contatto. L'interazione forte, nonostante sia

mediata da bosoni di massa nulla, ha un range finito: ciò è dovuto al “*confinamento*”.

Interazione	Intensità	Range [m]
Forte	1	$< 10^{-15}$
Elettromagnetica	$10^{-2}$	$\infty$
Debole	$10^{-10}$	$\approx 10^{-18}$

Tabella 1.4: Intensità relative delle tre interazioni fondamentali a livello di particelle fondamentali e range di interazione.

## 1.2 La Quantizzazione dei Campi e Simmetria

Il Modello Standard descrive le interazioni fondamentali partendo dalla *quantizzazione dei campi*: gli operatori di campo, funzioni delle coordinate spazio-temporali, sono espressi come combinazioni lineari di operatori

$$\phi_j(\underline{x}); \quad j = 1, 2, \dots; \quad \underline{x} = (x_0, x_1, x_2, x_3) = (ct, x, y, z)$$

che applicati ai vettori di stato creano o distruggono una particella: tali operatori soddisfano le equazioni del moto che si ricavano dalla lagrangiana  $L$  con il principio variazionale. Di solito si usa una *densità di lagrangiana*  $\mathcal{L}$ , definita come :

$$L(t) = \int \mathcal{L}(\underline{x}) dx_1 dx_2 dx_3; \quad \mathcal{L}(\underline{x}) = \mathcal{L}(t, \vec{x}) = \mathcal{L}(\phi_j(\underline{x}), \partial_\mu \phi_j(\underline{x}))$$

Le equazioni del moto si ottengono dalle equazioni di Eulero-Lagrange:

$$\frac{\partial_\mu \mathcal{L}}{\partial \phi_j} - \frac{\partial}{\partial x^\mu} \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\frac{\partial \phi_j}{\partial x^\mu})} \right) = 0 \quad j = 1, 2, \dots$$

Il principio di simmetria consiste nell’invarianza della teoria sotto opportune trasformazioni, le *trasformazioni di simmetria* o di *gauge*. Una trasformazione di simmetria è tale che la forma della lagrangiana, che descrive un certo sistema fisico, rimane invariata nel nuovo sistema di coordinate, e quindi rimane invariata la descrizione del sistema. Una trasformazione di gauge può essere *globale* o *locale* a seconda che la legge è uguale in ogni punto dello spazio-tempo o varia da punto a punto. A lagrangiane invarianti per

trasformazioni di gauge globale sono associate quantità fisiche conservate. Richiedere che una lagrangiana sia invariante per una trasformazione di gauge locale porta all' introduzione di nuovi campi mediatori dell'interazione: l'invarianza di gauge locale è possibile solo per campi interagenti. Le interazioni tra i campi sono dunque introdotte imponendo che la lagrangiana libera  $\mathcal{L}_0$ , invariante per simmetria globale, lo sia anche per simmetria locale, ottenendo il termine di interazione  $\mathcal{L}'$ :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}'$$

Ad ogni lagrangiana corrispondono delle regole di Feynman che forniscono le ampiezze di transizione (calcolate perturbativamente) e i processi che coinvolgono le interazioni tra particelle.

Nella lagrangiana non compaiono termini espliciti di massa perchè non sarebbero gauge-invarianti: ciò è in contraddizione con le osservazioni sperimentali delle masse dei bosoni W e Z. Bisogna introdurre dei termini di massa nella lagrangiana senza violare il principio di invarianza di gauge: il meccanismo di Higgs risolve questo problema. Le masse delle particelle, secondo tale meccanismo, sono ottenute mediante una *rottura spontanea della simmetria*: mentre la lagrangiana è invariante per trasformazioni di gauge, lo stato fondamentale del sistema non lo è, a causa dell'esistenza di un campo scalare, il campo di Higgs.

### 1.3 La rottura della simmetria

Una simmetria si rompe *spontaneamente* se non è conservata quando viene scelto lo stato fondamentale del sistema, ossia un minimo di energia la cui determinazione implica che la simmetria originaria rimanga nascosta. La rottura spontanea di una simmetria è solo una diversa realizzazione della simmetria stessa: essa si manifesta nel fatto che la rottura si può realizzare in molti modi equivalenti e indistinguibili, legati dall'originale invarianza rispetto a un gruppo di trasformazioni.

E' possibile "visualizzare" questo concetto sviluppando un'analogia illustrata in figura 1.1.

Nella teoria perturbativa utilizzata, i campi sono fluttuazioni intorno allo stato di minima energia, che in genere corrisponde al vuoto (potenziale "A", con il minimo di energia del campo nel punto più basso e curvatura uguale nelle varie direzioni).

La simmetria è rotta con la scelta di uno stato a energia minima non nulla (potenziale "B", generato dal campo scalare complesso di Higgs). Una sfera

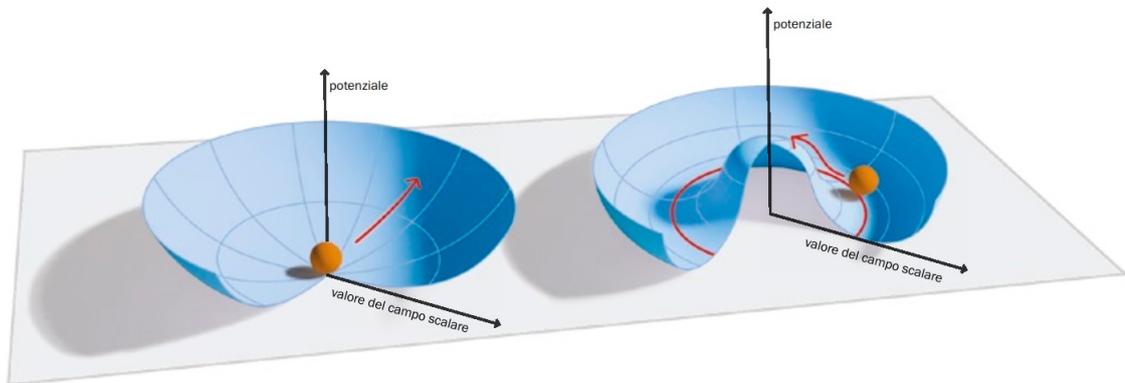


Figura 1.1: Potenziali “A” e “B”.

posta sul fondo del potenziale “B” scivola da una parte, mentre nel potenziale “A” si posiziona nell’avvallamento centrale.

Se si fa oscillare la sfera nel potenziale “A”, questa oscilla intorno al punto di equilibrio indipendentemente dalla spinta iniziale, perchè la curvatura è uguale in tutte le direzioni. Invece nel potenziale “B” oscilla intorno al punto di equilibrio se spinta verso la salita, ma non oscilla affatto se spinta in direzione dell’avvallamento, perchè ci sono infiniti minimi equivalenti, collegati dalla simmetria per rotazione.

I bosoni di gauge dell’interazione elettrodebole, interagendo con il Campo di Higgs, acquistano massa. Dei quattro gradi di libertà del campo di Higgs, tre sono usati per dare massa ai bosoni mediatori, l’ultimo è la massa del bosone di Higgs, non predicibile dalla teoria stessa.

Dunque per confermare questa teoria è necessario ricercare il bosone di Higgs.

## 1.4 La ricerca del bosone di Higgs

Nel 2008 al CERN di Ginevra viene inaugurato un nuovo collisore adronico ad alta energia, LHC (Large Hadron Collider): il suo scopo principale è la ricerca del bosone di Higgs, già oggetto di studio del precedente acceleratore, il LEP (Large Electron-Positron collider), che aveva solo fornito un limite inferiore alla massa ( $m_H > 114.4 \text{ GeV}$ ).

Per poter studiare il bosone di Higgs bisogna conoscere i processi di produzione e i suoi prodotti di decadimento in LHC.

Processi di produzione:

- *gluon-gluon fusion* (figura 1.2): fusione di due gluoni provenienti dai protoni collidenti, caratterizzano da uno stato intermedio di quark pesanti (t,b).

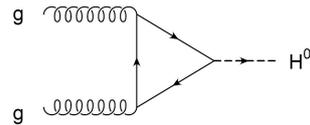


Figura 1.2: Produzione di H mediante ggf.

- *vector boson fusion* (figura 1.3): fusione di due bosoni vettoriali W o Z emessi da una coppia di quark.

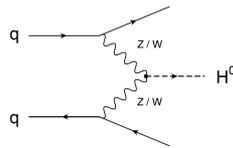


Figura 1.3: Produzione di H mediante vbf.

- *W,Z bremsstrahlung* (figura 1.4): un bosone vettoriale emette un Higgs per radiazione.

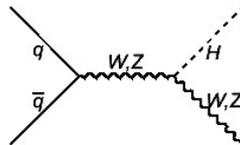


Figura 1.4: Produzione di H per W,Z bremsstrahlung.

- *t $\bar{t}$  fusion* (figura 1.5): fusione di un quark top con un antitop.

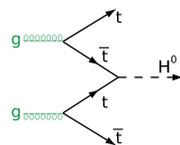


Figura 1.5: Produzione di H mediante t $\bar{t}$ .

Le sezioni d'urto di produzione del bosone di Higgs per i diversi processi sono mostrate nella tabella 1.5.

Meccanismo di produzione	$\sigma[pb]$
glun-gluon fusion	19.1
vector boson fusion	1.6
W,Z bremsstrahlung	0.4
$t\bar{t}$ fusion	0.1

Tabella 1.5: Sezioni d'urto di produzione dell'Higgs per i diversi meccanismi, nel caso di  $m_H = 125.5$  GeV e  $\sqrt{s} = 8$  TeV.

Processi di decadimento dell'Higgs negli intervalli di massa in cui lo si cerca:

- *Regione di bassa massa* ( $115 \text{ GeV} < m_H < 130 \text{ GeV}$ ): i decadimenti del tipo  $H \rightarrow q\bar{q}$  con maggiore *branching ratio* (rapporto tra  $H$  che decadono in un certo canale e  $H$  totali) sono  $H \rightarrow b\bar{b}$  e  $H \rightarrow \tau\bar{\tau}$ . Nel caso con quark b, il processo si confonde con il fondo se H è prodotto per ggf, mentre è chiaro se è prodotto per W,Z bremsstrahlung. Nel caso con  $\tau$  ha alto branching ratio nella produzione vbf, il  $\tau$  decade con *jet*, facilmente distinguibile dal fondo. I “*jets*” sono insiemi di adroni prodotti dall'adronizzazione di un quark o un gluone, di cui trasportano energia e momento. Per la proprietà di “*confinamento*” non è possibile osservare quark liberi: la “*rottura del tubo di colore*” crea nuovi quark (in coppie  $q\bar{q}$ ), che legandosi a quelli già esistenti formano adroni. Ma i canali importanti per la distinguibilità dal fondo, perchè chiusi cinematicamente, sono  $H \rightarrow \gamma\gamma$  e  $H \rightarrow ZZ^{(*)}$ : nel primo si cercano due fotoni energetici e isolati; nel secondo (detto “*golden channel*”) le due Z (di cui una è virtuale) decadono in 4 leptoni ( $4\mu, 4e, 2\mu 2e$ ). Questi canali permettono anche di ricostruire la massa dell'Higgs con buona risoluzione.
- *Regione di massa intermedia* ( $130 \text{ GeV} < m_H < 180 \text{ GeV}$ ): l'Higgs decade principalmente in coppie WW e  $ZZ^{(*)}$ .
- *Regione di alta massa* ( $180 \text{ GeV} < m_H < 1 \text{ TeV}$ ): branching ratio di  $H \rightarrow ZZ$  (entrambe le Z reali) simile a  $H \rightarrow WW$ .

In figura 1.6 è illustrato il Branching ratio dei vari decadimenti dell'Higgs in funzione della sua massa.

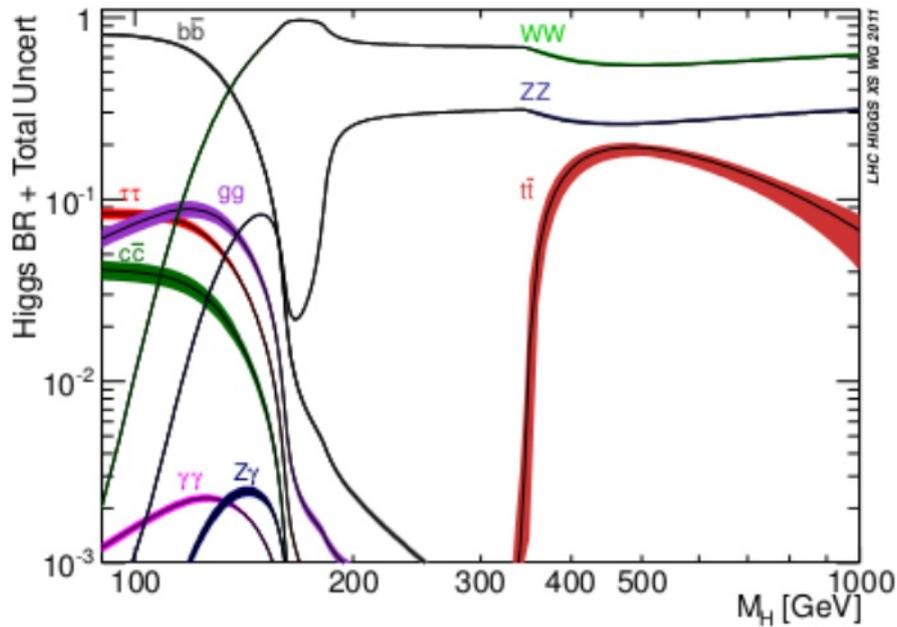


Figura 1.6: Branching ratio di H in funzione della sua massa.

## 1.5 L'osservazione del bosone di Higgs

Dopo quattro anni dall'inaugurazione di LHC, il 4 Luglio 2012 viene annunciata la scoperta di una risonanza con massa  $\approx 125$  GeV : i risultati degli esperimenti ATLAS e CMS sono consistenti e hanno una significatività maggiore di  $5\sigma$ , soglia di riconoscimento di una scoperta nell'ambito della fisica delle alte energie.

I canali di decadimento studiati sono  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ ,  $H \rightarrow \gamma\gamma$  e  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ .

La distribuzione della massa invariante del sistema per i canali "4l" e " $\gamma\gamma$ " è mostrata nelle figure 1.7 e 1.8.

La nuova particella sembra consistente con la particella ipotizzata nel 1964, ma bisogna studiarla ulteriormente nel Run-II.

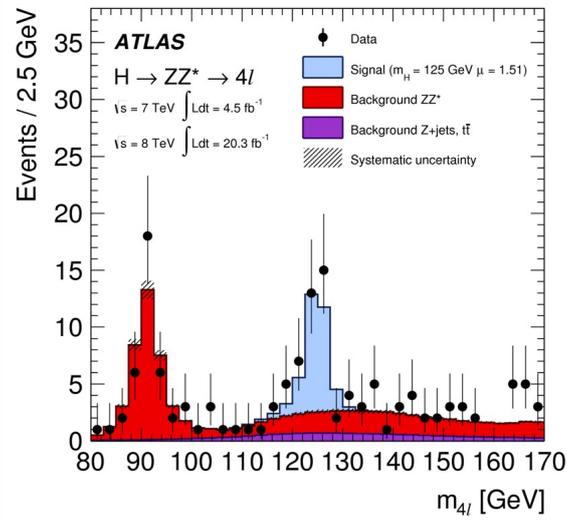


Figura 1.7: Distribuzione della massa invariante del sistema dei 4 leptoni.

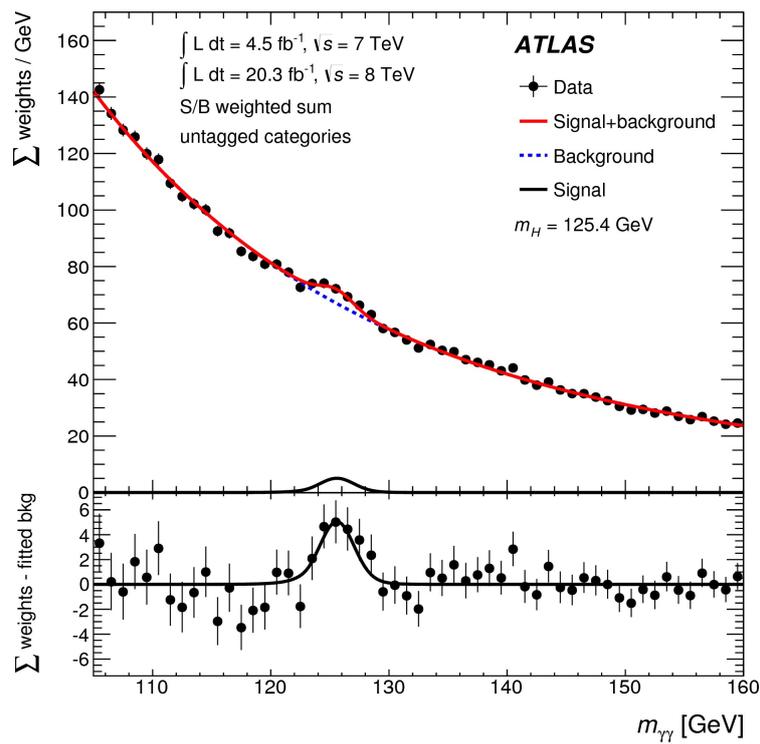


Figura 1.8: Distribuzione della massa invariante per il decadimento in due fotoni.





Il *Large Hadron Collider* (LHC) [5] è un acceleratore di adroni, situato nei laboratori del CERN in un tunnel sotterraneo lungo circa 27 Km e profondo 100 m, al confine tra Francia e Svizzera, precedentemente occupato dal LEP. Esso può accelerare fasci di protoni fino a un'energia (di progetto) di  $\sqrt{s} = 14$  TeV e con luminosità di  $L \approx 10^{33/34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , caratteristiche che lo rendono il più potente acceleratore di particelle mai costruito. Nella prima fase di presa dati, il Run-I (terminato nel 2012), l'acceleratore non ha lavorato alla massima energia, ma a  $\sqrt{s} = 7 - 8$  TeV.

I fasci di particelle sono mantenuti in un vuoto molto spinto e guidati da un forte campo magnetico (circa 8 Tesla), generato da elettromagneti, costituiti da bobine di cavo elettrico in regime superconduttivo (senza resistenza e perdita di energia). Questi magneti sono raffreddati a  $-271,3$  °C con un sistema ad elio liquido.

I protoni sono ottenuti da atomi di idrogeno mediante ionizzazione, e prima di essere iniettati in LHC sono sottoposti ad accelerazioni da una serie di acceleratori minori. All'inizio sono iniettati nel Linac2, acceleratore lineare, e raggiungono un'energia di circa 50 MeV. Successivamente passano nel PSB (Proton Synchrotron Booster), formato da quattro sincrotroni sovrapposti, che li accelera fino a 1.4 GeV. In seguito passano nel SPS (Super Proton Synchrotron) dove vengono accelerati fino a 450 GeV, e infine entrano in LHC dove, prima di raggiungere l'energia finale, accelerano per circa venti minuti. Lo schema di LHC e degli acceleratori minori è illustrato in figura 2.2.

In LHC ogni fascio di protoni è composto da "pacchetti", i *bunches*, separati da 25 ns uno dall'altro (nel Run-I la separazione era di 50 ns) e contenenti  $\approx 10^{11}$  protoni.

Sebbene sarebbe conveniente studiare collisioni  $p\bar{p}$  (ad esempio non sarebbe necessario usare due campi magnetici opposti), si studiano collisioni  $pp$  perchè produrre e utilizzare  $\bar{p}$  è molto complesso, e si avrebbe una luminosità molto minore.

In generale, in un processo di scattering si definisce la *sezione d'urto*  $\sigma$  del processo come il fattore di proporzionalità tra la *rate*  $R$  e la *luminosità istantanea*  $\mathcal{L}$ :

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

$R$  è il numero di particelle rivelate dopo il processo per unità di tempo e  $\mathcal{L}$  è il numero di particelle incidenti per unità di tempo e di superficie:

$$R = \frac{dN_{ev}}{dt} \quad \mathcal{L} = \frac{dN_{inc}}{dSdt}$$

La sezione d'urto ha le dimensioni di un'area, e in fisica delle particelle si misura in *barn*:  $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{m}^2$ . La luminosità istantanea è misurata in

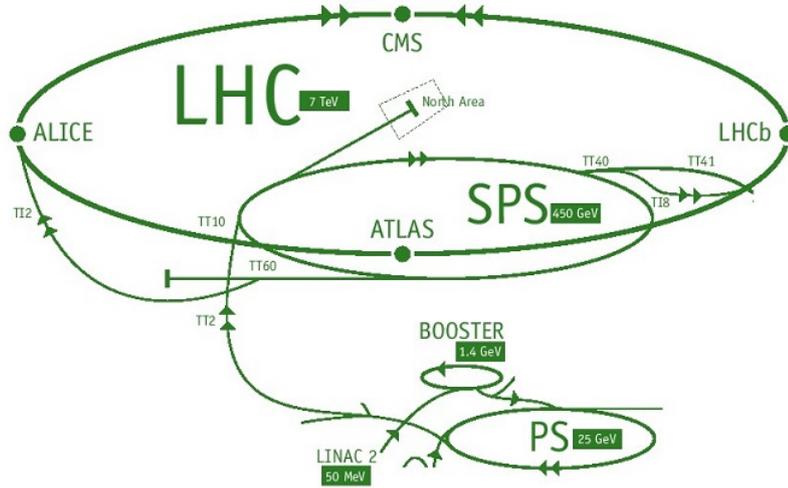


Figura 2.2: Schema di LHC e degli acceleratori minori.

$\text{barn}^{-1} \cdot \text{secondi}^{-1}$ , mentre per la luminosità integrata,  $\int L dt$ , si usa il  $\text{barn}^{-1}$ . L'ordine di grandezza dei fenomeni studiati in questa tesi è il *femtobarn* ( $10^{-15} \text{ b}$ ).

ATLAS ha raccolto circa  $5 \text{ fb}^{-1}$  di dati a 7 TeV e circa  $20 \text{ fb}^{-1}$  a 8 TeV nel 2012 (figura 2.3).

Per il Run-II, ATLAS è stato potenziato con l'aggiunta di un quarto strato di pixel nel tracciatore, miglioramento del sistema di raffreddamento e di alimentazione, riduzione del rumore, incremento dell'efficienza dei sistemi di trigger e acquisizione dati. In questo modo è capace di registrare 1000 eventi al secondo, più del doppio rispetto al Run-I.

La scelta di far collidere particelle in moto e non studiare urti tra particella e bersaglio fisso è legata a un guadagno energetico: nella collisione tra fasci l'energia a disposizione dell'urto ( $\sqrt{s}$ ) è la somma delle energie dei fasci ( $\sqrt{s} \approx E_{\text{fascio1}} + E_{\text{fascio2}}$ ), mentre per un fascio che incide su un bersaglio fisso l'energia prodotta è molto minore ( $\sqrt{s} \propto \sqrt{E_{\text{fascio}}}$ ).

Un collider adronico permette di raggiungere energie nelle collisioni più elevate rispetto a un collider leptonic a parità di accelerazione: questo perchè una particella carica che segue una traiettoria circolare irraggia una quantità di energia inversamente proporzionale alla quarta potenza della sua massa. Poichè la massa del protone è circa 1800 volte quella dell'elettrone, nei

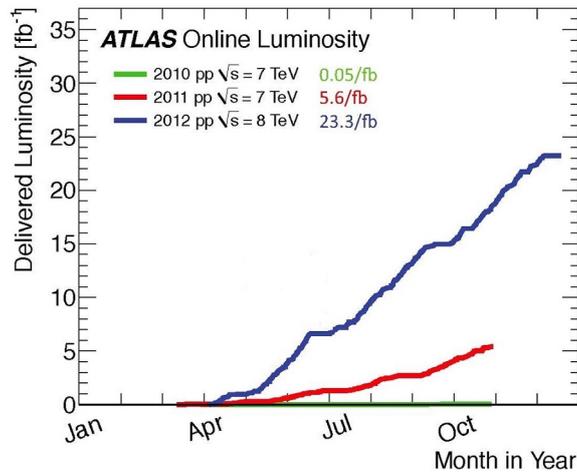


Figura 2.3: Luminosità integrata di ATLAS tra il 2010 e il 2012.

collider adronici l'energia persa per irraggiamento è di circa 12 ordini di grandezza inferiore rispetto a quella persa da un acceleratore di leptoni. Inoltre l'energia persa è inversamente proporzionale anche al raggio della traiettoria, per questo si costruiscono acceleratori di dimensioni sempre maggiori. Però i collider adronici presentano delle difficoltà sperimentali legate alla grande sezione d'urto p-p: uno dei principali è il *pile-up*, fenomeno per il quale, data una collisione tra pacchetti di protoni, all'evento potenzialmente interessante si sovrappongono altri eventi scorrelati dal processo che si intende studiare. Nello stato finale coesistono tutti i prodotti degli urti dei vari gluoni e quark appartenenti ai due adroni iniziali: gli eventi di maggior interesse sperimentale hanno sezione d'urto molto piccole rispetto a quelle adroniche, e quindi risulta spesso difficile separare il segnale dal fondo sperimentale. Diversamente dai collider particella-antiparticella, per accelerare due fasci particella-particella in verso opposto bisogna usare due tubi a vuoto diversi, disposti parallelamente all'interno di LHC. Una volta raggiunta l'energia necessaria, i fasci collidono nei quattro punti dell'anello di LHC, dove si trovano i quattro esperimenti principali (figura 2.4):

1. ATLAS, A Toroidal LHC ApparatuS  
il programma di ricerca di ATLAS [6] comprende lo studio del bosone di Higgs, ricerca di teorie oltre il Modello Standard, misure di precisione su W e t, studio dei mesoni B;
2. CMS, Compact Muon Solenoid  
ha scopi di ricerca in comune con ATLAS, ma utilizza apparati e tecnologie differenti o complementari;

3. ALICE, A Large Ion Collider Experiment  
è un esperimento focalizzato sullo studio di collisioni tra ioni pesanti;
4. LHCb  
studia la fisica del quark b e affronta il problema dell'asimmetria tra materia e antimateria nell'universo



Figura 2.4: Vista dall'alto della regione occupata da LHC e posizione degli esperimenti.

## 2.2 ATLAS

L'apparato sperimentale di ATLAS (figura 2.5) è costituito da diversi tipi di sottorivelatori, ognuno dei quali specializzato per un particolare tipo di particelle da rivelare, disposti con una simmetria cilindrica rispetto all'asse di collisione dei fasci, con lunghezza complessiva di 46 m e raggio di 11 m. A partire dal vertice di interazione e procedendo verso l'esterno si trova:

- Rivelatore interno (Inner Detector)  
ricostruisce le tracce delle particelle cariche, misurandone traiettoria, impulso e vertici di decadimento; è immerso in un campo magnetico solenoidale (2 Tesla);
- Calorimetri elettromagnetico (ECAL) e adronico (HCAL)  
forniscono misure delle energie depositate da elettroni e fotoni e la ricostruzione dei jet di adroni;
- Spettrometro per muoni  
identifica e ricostruisce le tracce dei muoni, utilizzando un magnete toroidale (0.5 Tesla).

ATLAS produce più di 5 Petabyte di dati ogni anno: per poter organizzare questa immensa mole di dati, sono stati realizzati dei *Trigger* che salvano su disco  $\approx 10^2$  eventi interessanti al secondo su circa 1 miliardo ( $1 \text{ GHz} \rightarrow 200 \text{ Hz}$ ), e una *Computing Grid*, un'infrastruttura mondiale per la distribuzione e analisi dei dati.

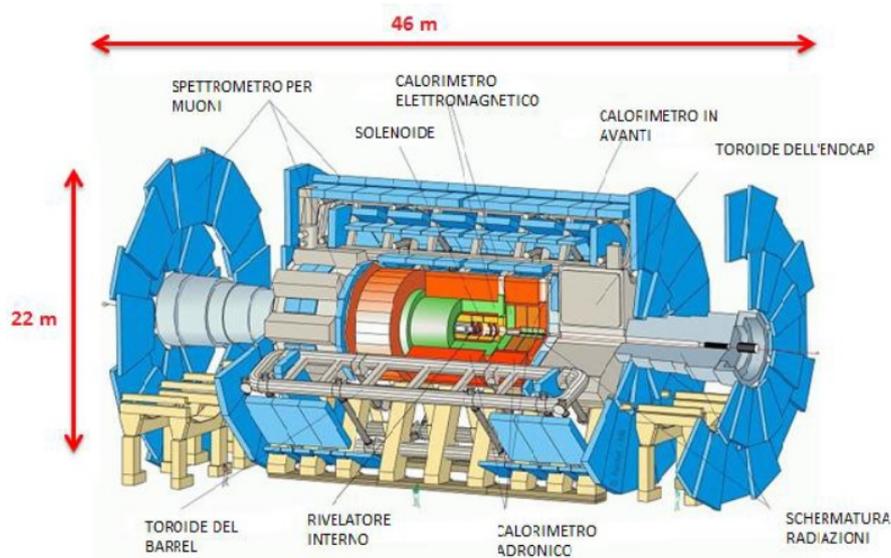


Figura 2.5: L'apparato sperimentale di ATLAS.

ATLAS può rivelare, ricostruendo il momento e l'energia mancanti, la produzione di neutrini o altre particelle incognite che non sono rivelate direttamente dall'apparato.

Nell'esperimento viene utilizzato un sistema di riferimento (figura 2.6) costituito da una terna destrorsa di assi cartesiani, con origine posta nel punto di interazione, l'asse  $z$  disposto lungo l'asse di simmetria cilindrica dell'apparato (direzione dei fasci), l'asse  $y$  disposto verticalmente e l'asse  $x$  che punta verso il centro dell'anello di LHC. L'*angolo azimutale*  $\varphi$  è l'angolo di rotazione intorno all'asse  $z$ , con origine sull'asse  $x$  e crescente in senso antiorario guardando il piano  $xy$ ; l'*angolo polare*  $\theta$  è l'angolo di rotazione intorno all'asse  $x$ , con l'origine sull'asse  $z$  e crescente in senso antiorario guardando il piano  $zy$ .

Di solito al posto della coordinata  $\theta$  si usa la *pseudorapidità*  $\eta$ :

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

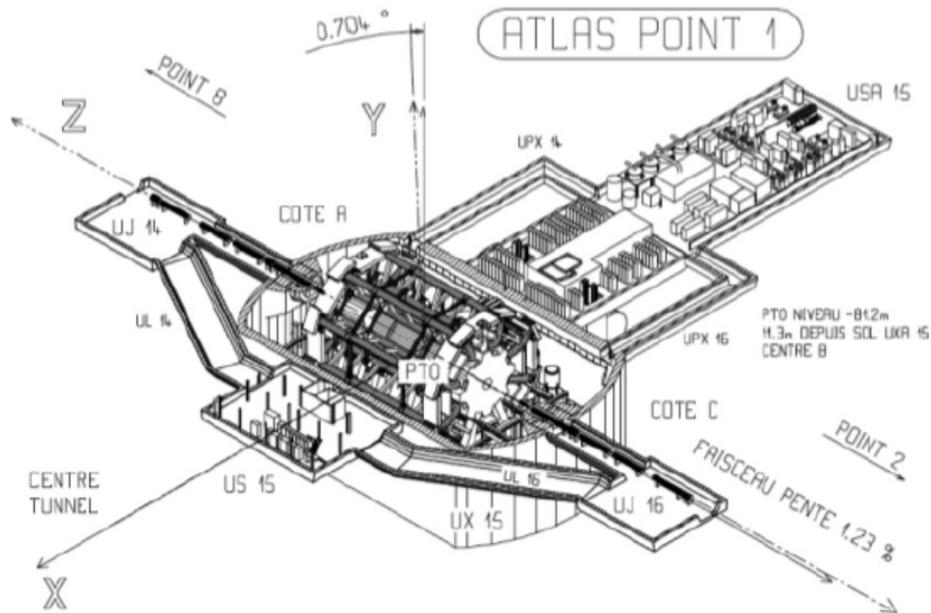


Figura 2.6: Sistema di coordinate in ATLAS.

L'uso della pseudorapidità è diffuso nei collider adronici, perchè  $\frac{\partial\sigma}{\partial\eta} \approx$  costante, mentre ciò non vale nei collider leptonici.

Con la pseudorapidità si possono individuare due regioni nel rivelatore:

- Barrel Region (BR):  $|\eta| < 1.05$   
è la parte centrale del rivelatore, la più vicina al punto di interazione;
- Endcap Region (ER):  $1.05 < |\eta| < 2.7$   
comprende gli apparati situati alle estremità destra e sinistra del rivelatore.

Nelle due regioni i rivelatori sono solitamente diversi, ma possono anche essere simili con diversa disposizione geometrica (come nello spettrometro per muoni).

## 2.3 Il Rivelatore Interno

Il rivelatore più vicino alla zona di interazione è l'*Inner Detector (ID)* [7], rappresentato in figura 2.7. Esso circonda i tubi a vuoto, detti *beam pipe*, in cui circolano i fasci di protoni, occupando una cavità cilindrica. L'ID è immerso in un campo magnetico solenoidale con intensità di 2 T, parallelo all'asse del fascio.

L' Inner Detector è caratterizzato da un'elevata "granularità" nelle misure di posizione, ottenuta con tre tipi di rivelatori a seconda della distanza radiale  $R$ :

- Rivelatori a pixel di silicio (Pixels),  $R < 122.5$  mm:  
i pixel sono disposti su cilindri concentrici intorno all'asse del fascio e su dischi ortogonali ad esso nella regione di end-cap in modo che le particelle attraversino almeno tre strati di pixel, per ottenere tre "hit". In totale vi sono 140 milioni di elementi rivelatori;
- Tracciatore a strisce di silicio (SCT),  $299$  mm  $< R < 514$  mm:  
si trova nella zona intermedia e fornisce misure di precisione di impulso, parametro d'urto e posizione del vertice;
- Tracciatore a radiazione di transizione (TRT),  $554$  mm  $< R < 1082$  mm:  
è costituito da tubi riempiti da una miscela di gas non infiammabili che consentono un tracciamento continuo, è la parte esterna del rivelatore e ha una risoluzione peggiore rispetto alle due parti più interne.

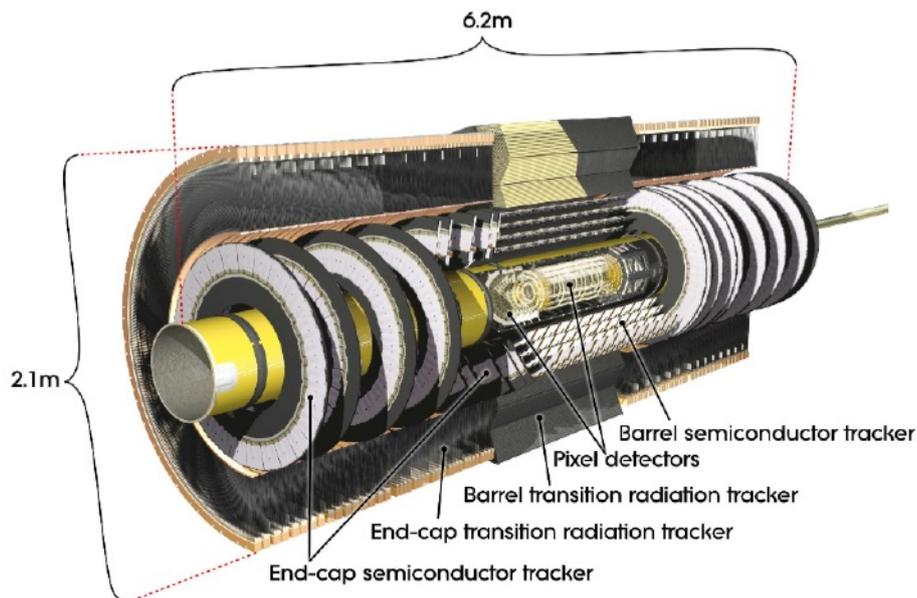


Figura 2.7: Rivelatore interno di ATLAS.

Le particelle cariche prodotte nella collisione pp curvano nel piano ortogonale all'asse di simmetria. L'ID permette una buona ricostruzione delle tracce e fornisce un'ottima risoluzione nella misura della quantità di moto nel piano

ortogonale all'asse dei fasci, l'impulso trasverso  $p_T$ . Una particella carica che attraversa l'ID rilascia parte della sua energia, attivando il funzionamento del rivelatore in punti spaziali detti *hit*, a partire dai quali è possibile ricostruire la traiettoria della particella, riconoscendo una sequenza di punti correlati tra loro, il *pattern*. I rivelatori dell'Inner Detector permettono di associare i vari hit a tracce di particelle legate a un evento prodotto in una collisione, distinguendole dal "rumore", ossia le tracce generate dal passaggio di raggi cosmici, particelle che non riguardano il processo in esame.

Si possono ottenere buone ricostruzioni di vertici primari e secondari con tracce cariche con  $p_T > 0.2$  GeV.

## 2.4 I Calorimetri

Il *calorimetro elettromagnetico* e il *calorimetro adronico* [8] circondano, con geometria cilindrica, l'ID. Entrambi sono a *campionamento*, cioè composti da strati di materiali pesanti alternati a strati di materiale attivo per la rivelazione del segnale generato dal passaggio di particelle. Il materiale attivo utilizzato è l'argon liquido, mentre quello pesante è il piombo per il calorimetro elettromagnetico, ferro, rame e tungsteno per quello adronico.

Quando una particella con grande energia interagisce con un materiale genera uno *sciame elettromagnetico* costituito da elettroni, positroni e fotoni, in seguito a due processi: la creazione di una coppia  $e^-e^+$  da parte di un fotone con energia sufficiente in presenza di un nucleo, e l'emissione di un fotone in seguito alla diffusione di un elettrone per interazione con un nucleo (*bremstrahlung*). L'energia della particella iniziale che origina lo sciame è distribuita tra tutte le particelle finali e depositata nel materiale sotto forma di ionizzazione. Misurando l'energia depositata nel mezzo si può ricavare l'energia della particella e identificarla.

Quando gli adroni incidono su un materiale e interagiscono con i nuclei generano uno sciame adronico, e come nel caso precedente si può misurare l'energia delle particelle secondarie per ricostruire l'energia della particella iniziale.

I calorimetri sono costruiti in modo che le particelle siano completamente assorbite. La grandezza caratteristica di un calorimetro elettromagnetico è il numero di *lunghezze di radiazione* del materiale, dove la lunghezza di radiazione  $X_0$  è definita come:

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

dove  $E_0$  è l'energia iniziale della particella e  $x$  è la distanza percorsa nel mezzo, quindi  $X_0$  è la distanza percorsa nel materiale dopo la quale l'energia è

ridotta di un fattore  $1/e$ .

Si usa un'analogia definizione per il calorimetro adronico, con la *lunghezza di interazione*  $\lambda_I$ .

I calorimetri elettromagnetico e adronico di ATLAS hanno rispettivamente dimensione di  $23X_0$  e  $11\lambda_I$ , per assicurare che quasi tutta l'energia delle particelle incidenti sia assorbita: ciò è necessario per ricostruirne l'energia iniziale.

Nel calorimetro elettromagnetico gli elettroni prodotti per ionizzazione nell'argon liquido dal passaggio delle particelle cariche sono raccolti, grazie a un campo elettrico generato da elettrodi, su uno di questi, generando un segnale elettrico proporzionale alla carica che l'ha generato, cioè al numero di ionizzazioni prodotte. Poichè l'energia che produce una ionizzazione è persa dalla particella, nota l'energia di ionizzazione  $W$  tipica del materiale, l'energia persa da una particella nel calorimetro è:

$$E_{persa} = N_{ioni} \cdot W$$

dove  $N_{ioni}$  è il numero di ionizzazioni prodotte dalla particella, proporzionale al segnale elettrico misurato. Dunque se la particella è completamente assorbita dal calorimetro la sua energia persa è l'energia iniziale, tranne le perdite nelle regioni passive. Nei calorimetri a campionamento gli strati di materiale pesante e attivo sono ortogonali alla direzione della particella da rivelare, e i segnali prodotti nel materiale attivo sono sommati. I calorimetri di ATLAS possono essere schematizzati come una serie di celle, elettrodi di metallo a base quadrata, disposti secondo una geometria cilindrica che segue quella del rivelatore, ma piegate "a fisarmonica" (figura 2.8) per evitare che una particella interagisca solo con un tipo di materiale. La divisione in celle permette una ricostruzione accurata dello sviluppo dello sciame. Dalle informazioni fornite dai due calorimetri, si può stabilire se uno sciame è elettromagnetico o adronico e misurarne l'energia e la direzione.

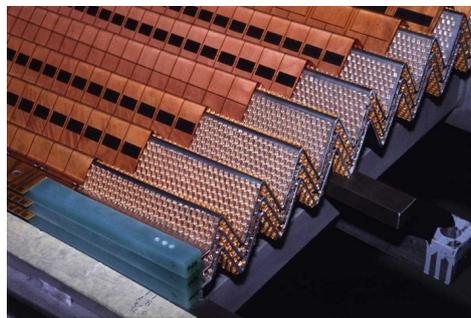


Figura 2.8: Dettaglio dei calorimetri.

## 2.5 Lo Spettrometro per muoni

Lo *Spettrometro per muoni* [9], immerso in un campo magnetico toroidale intenso, permette di misurare l'impulso dei muoni prodotti nelle collisioni dei fasci con una precisione superiore rispetto ai tracciatori interni. I muoni sono le uniche particelle prodotte nelle interazioni che raggiungono questa zona dell'apparato strumentale: essi perdono solo una piccola frazione della loro energia attraversando i calorimetri ( $\overline{\Delta E} = 3$  GeV). Essi non generano sciame elettromagnetici, poichè la sezione d'urto di interazione bremsstrahlung è inversamente proporzionale al quadrato della massa, dunque è molto bassa la probabilità di produrre fotoni e, quindi, uno sciame. Lo Spettrometro per muoni è costituito da due sistemi: *camere di trigger* per la misura rapida dell'impulso dei muoni e *camere di tracciamento* ad alta precisione per la misura accurata dell'impulso di muoni da pochi GeV fino a vari TeV. Inoltre esso ha un'ottima risoluzione in impulso trasverso  $p_T$ , ampia copertura in  $\eta$  e buona risoluzione temporale, necessaria per associare l'evento al giusto bunch crossing, poichè avvengono collisioni tra i bunches ogni 25 ns.

Le camere di trigger sono di diversi tipi:

- Resistive Plate Chambers (RPC):  
nella regione di Barrel si usa questo tipo di camera, formata da gas contenuto tra due lastre parallele di bakelite. Quando una particella la attraversa gli elettroni di ionizzazione primaria vengono moltiplicati a valanga e raccolti su strisce anodiche. La risoluzione temporale è di qualche ns mentre quella spaziale, abbastanza limitata, è di 1 cm.
- Thin Gap Chambers (TGC):  
sono usate nella regione di End-cap perchè hanno una forma adatta, sono camere di tipo multi-wire proportional chamber, il mezzo attivo è sempre una miscela di gas.

Le camere di tracciamento sono divise in:

- Monitor Drift Tubes (MDT):  
sono camere a drift composte da tubi contenenti una miscela di gas che viene ionizzato al passaggio di un muone. Ogni tubo fornisce una singola misura, e la divisione in più tubi permette una migliore ricostruzione della traccia. La risoluzione in impulso di progetto è minore del 10% per muoni con impulso compreso tra 10 GeV e 1 TeV. La risoluzione spaziale è di  $\approx 80 \mu\text{m}$ , perciò forniscono una misura più accurata delle camere a trigger. Sono presenti nelle regioni del rivelatore con  $|\eta| < 2$ .

- Catode Strip Chambers (CSC):  
sono camere a multi-filo utilizzate per misure di precisione di posizione nella regione “in avanti” del rivelatore, con  $2 < \eta < 2,7$ .

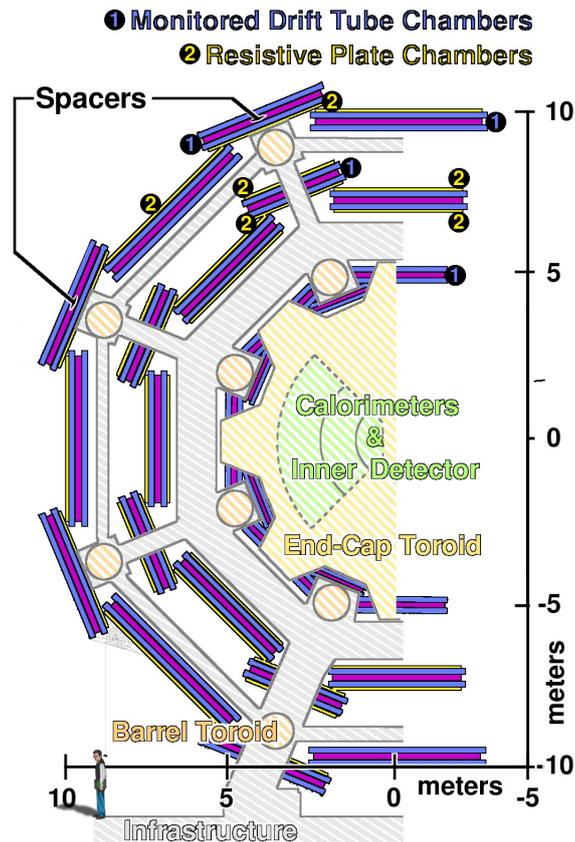


Figura 2.9: Sezione trasversale al fascio di ATLAS.

## 2.6 Il sistema di trigger

Uno dei problemi principali dell'analisi dei dati prodotti da ATLAS in ogni collisione è la selezione degli eventi interessanti. Questa selezione è necessaria, considerando che la frequenza di collisione tra i bunches è di circa 40 MHz, mentre la tecnologia attuale permette velocità di scrittura su supporto di memoria di circa 200 Hz. Dunque c'è bisogno di un sistema online capace di rigettare dati non rilevanti prima della memorizzazione. Il trigger [10] è organizzato in tre livelli di selezione:

- Trigger L1:  
ricerca muoni con alto  $p_T$ , elettroni, fotoni, jets, leptoni  $\tau$  che decadono in adroni, grandi quantità di energia trasversa ed energia mancante. Questo trigger ottiene una diminuzione del rate di eventi a circa 40 kHz, e definisce per ogni evento una *Regione di Interesse (RoI)* individuata dalle coordinate  $\eta$  e  $\phi$  della regione del rivelatore dove sono stati identificati eventi di interesse. Il tempo di latenza è dell'ordine dei  $\mu\text{s}$ .
- Trigger L2:  
processa ulteriormente le informazioni selezionate dal trigger L1, raggiungendo un rate di eventi di circa 3 kHz. Esso consente la prima ricostruzione delle particelle prodotte nell'evento e una migliore misura delle caratteristiche, combinando informazioni provenienti da diversi rivelatori. Il tempo di latenza è dell'ordine dei ms.
- Event Filter (EF):  
è l'ultima fase della selezione degli eventi, permette di ottenere un rate finale di eventi di circa 200 Hz. Il tempo di latenza è di circa 1 s. Infine gli eventi selezionati sono memorizzati nei computer del CERN.

## 2.7 La Grid

Anche dopo l'azione dei trigger, data l'enorme quantità di dati raccolti, è stato necessario realizzare un'infrastruttura di calcolo e storage distribuita, per rendere semplice l'accesso ai dati e la loro analisi per i fisici da ogni parte del mondo: la *Grid*. Attraverso questa infrastruttura sono messe a disposizione memorie fino ai petabyte, con computer connessi da 34 paesi (figura 2.10). Gli utenti della Grid sono organizzati in livelli, detti *Tier*, all'interno di una gerarchia detta *ATLAS virtual organization*.

- Tier-0: CERN computer centre, analizza tutti i dati forniti dal trigger ed effettua una prima ricostruzione.
- Tier-1: undici strutture distribuite nei paesi della collaborazione (in Italia è al CNAF), immagazzinano e garantiscono il corretto ed efficiente accesso ai dati.
- Tier-2: gruppi di ricerca associati a istituti scientifici o Università.
- CERN Analysis Facility: ha come scopo principale l'analisi dei dati.
- Tier-3: fornisce supporto all'analisi dati con computer locali.

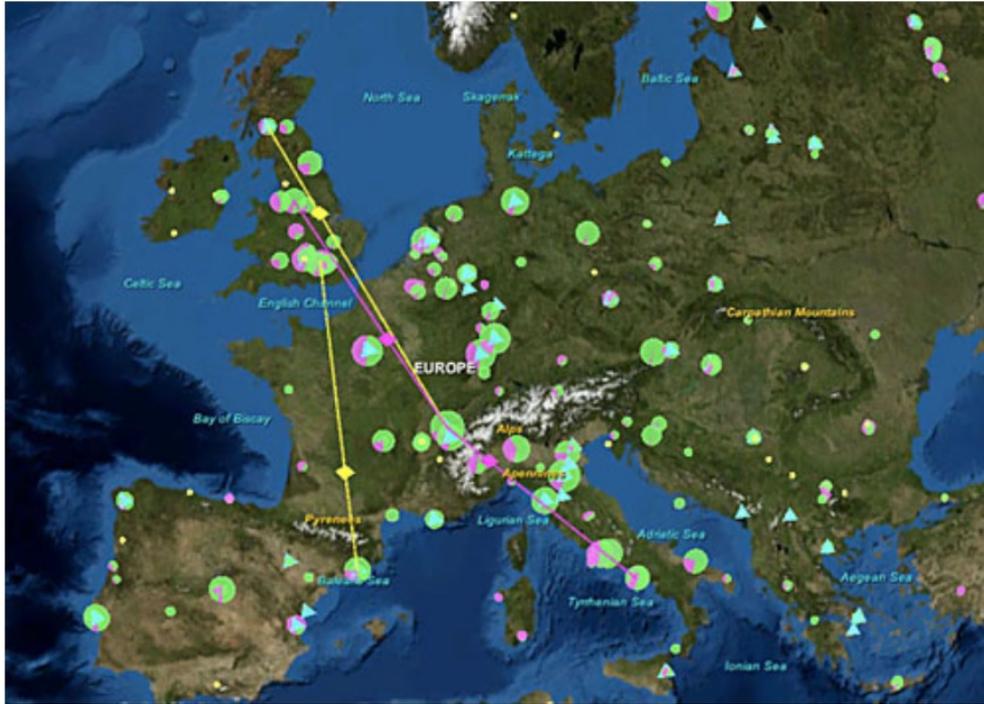


Figura 2.10: Principali siti Grid in Europa.

## 2.8 Ricostruzione delle tracce

In ogni collisione protone-protone viene prodotta un'enorme quantità di dati, successivamente filtrati e selezionati. L'analisi dei dati consiste nella ricostruzione delle tracce delle particelle generate nella collisione, per risalire alla loro identità, e alla misura delle loro grandezze caratteristiche.

Il processo di ricostruzione si divide in diverse fasi:

1. Inizialmente si convertono i dati in *cluster*, oggetti a cui sono associate delle coordinate spaziali.
2. Nella seconda fase si ricostruisce la zona dove è avvenuta l'interazione, partendo da un seme (*seed*) iniziale, formato da una combinazione di punti spaziali nei tre strati di rivelatori a pixel e nel primo strato degli SCT. Costruito il seed, si ottengono le tracce a cui si associano gli hit dei rivelatori. A questa prima ricostruzione si aggiunge poi il contributo del TRT e degli altri rivelatori (dal più esterno al più interno) effettuando una seconda ricostruzione. In questo modo si migliora l'efficienza di tracciamento per le tracce secondarie, ossia quelle che non provengono

dal vertice primario ma dal successivo decadimento di una particella proveniente da esso.

3. Nell'ultima fase si ricostruisce il vertice primario. In caso di più vertici ricostruiti, si considera primario quello con valore maggiore della somma dei  $p_T$  delle tracce associate.

### 2.8.1 Ricostruzione dei muoni

Le tracce dei muoni sono ricostruite usando le informazioni fornite dai rivelatori più esterni, gli spettrometri per muoni. L'identificazione e la rivelazione dei muoni è ottenuta con diverse tecniche che differiscono per l'uso di dati forniti da diversi strati dell'apparato strumentale:

- Muoni “Stand-alone” (SA): ricostruiti utilizzando solo informazioni acquisite dallo spettrometro, aggiungendo correzioni attribuite agli eventuali scattering subiti dalla particella nei calorimetri.
- Muoni “Combined” (CB): ricostruiti usando separatamente i dati dello spettrometro e del rivelatore interno. Le tracce ottenute sono combinate usando la minimizzazione del  $\chi^2$  ottenendo una migliore risoluzione in impulso e distinguendo i muoni ottenuti da decadimenti secondari.
- Muoni “Segment tagged” (ST): usa i dati forniti dal rivelatore interno e dallo spettrometro, ma solo per i muoni che attraversano gli strati più interni dello spettrometro (basso  $p_T$ ).
- Muoni “Calorimeter-tagged” (CaloTag): questi muoni sono utilizzati per recuperare efficienza nelle zone non coperte dallo spettrometro, le tracce dell'ID sono estrapolate fino ai calorimetri e combinate con i depositi energetici.

I muoni di tipo CB hanno maggiore purezza, cioè la loro ricostruzione presenta la minore incertezza. La ricostruzione delle loro tracce è eseguita con due diversi metodi:

- Metodo “Staco”: ricostruzione della traccia con le misure ottenute nell'ID e nello spettrometro per muoni separatamente, rielaborate con un metodo di combinazione statistica. L'algoritmo lavora quindi su due diverse tracce, poi la loro combinazione è effettuata solo se il  $\chi^2$  è al di sotto di una certa soglia. Per  $p_T < 100$  GeV domina il contributo dell'ID, per  $p_T \approx 100$  GeV i pesi delle due misure sono comparabili, per  $p_T > 100$  GeV domina il contributo dello spettrometro.

- Metodo “MuID”: questo algoritmo utilizza le informazioni degli hit dei muoni misurati nell’ID e nello spettrometro con le informazioni provenienti dal calorimetro, considerando le perdite di energia nell’attraversamento del campo magnetico e gli effetti di scattering multiplo.

Per determinare la risoluzione in impulso è impiegato il decadimento  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , in cui si richiedono due muoni CB isolati e di carica opposta con una massa invariante ricostruita in un intervallo di  $\pm 15$  GeV rispetto alla massa ben nota della Z. Questa selezione permette di ottenere un campione molto puro, contenente una frazione di fondo di  $\approx 0.1\%$ .

Un altro parametro importante che descrive la qualità della ricostruzione è l’*efficienza di ricostruzione*, data dal prodotto dell’efficienza di ricostruzione dell’ID, dello spettrometro e del matching tra i dati forniti dai due rivelatori.

$$\epsilon(\text{Type}) = \epsilon(\text{Type}|\text{ID}) \cdot \epsilon(\text{ID}) \quad \text{con } \text{Type} = \text{CB}, \text{ST}$$

Lo *Scale Factor SF* determina l’accordo tra l’efficienza reale e quella prevista dalle simulazioni Monte Carlo:

$$SF = \frac{\epsilon_{data}}{\epsilon_{MC}}$$

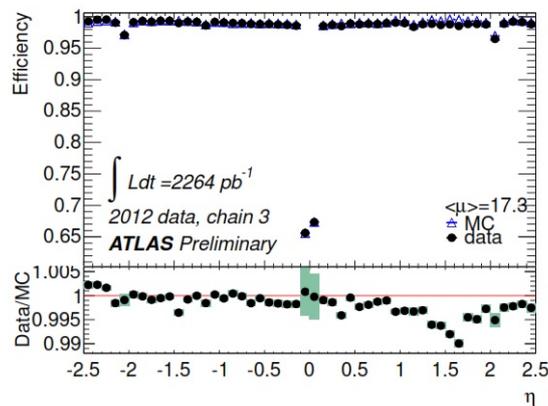


Figura 2.11: Efficienza di ricostruzione dei muoni al variare di  $\eta$ .

La misura dell’efficienza di ricostruzione [11] si ottiene applicando al decadimento  $Z \rightarrow 2l$  il metodo *tag and probe*: si richiedono due tracce isolate di carica opposta, con massa invariante vicina alla Z, una è identificata come muone CB (tag), l’altra (probe) deve essere un muone SA o una traccia dell’ID, a seconda che si voglia misurare l’efficienza ID o MS. E’ necessario inoltre distinguere i muoni che provengono dai decadimenti adronici, richiedendo determinate condizioni di isolamento per le tracce da ricostruire: infatti i muoni

provenienti dai decadimenti dei bosoni W e Z sono topologicamente isolati, avendo un grande momento trasverso, mentre gli altri sono accompagnati da altre particelle.

Dunque si definiscono per i calorimetri e per i rivelatori di traccia delle variabili che tengono conto dell'isolamento del muone in un cono di apertura  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$

### 2.8.2 Ricostruzione degli elettroni

Per ricostruire le tracce degli elettroni sono utilizzate le informazioni fornite dall'ID e dai calorimetri. L'algoritmo cerca cluster relativi al calorimetro elettromagnetico a cui sono associate tracce rivelate nell'ID. Il metodo di ricostruzione degli elettroni è caratterizzato da una grande efficienza in un ampio intervallo di  $\eta$  e  $p_T$  e da una buona reiezione dei jets.

Nella regione centrale si costruiscono i cluster iniziali  $(\eta_1, \phi_1)$ , le cui coordinate sono confrontate con quelle all'origine della traccia nel calorimetro  $(\eta_2, \phi_2)$ , richiedendo che la loro differenza sia minore di un certo valore di soglia. Poichè a uno stesso seed cluster possono corrispondere più tracce, viene associata quella con valore minore di  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ , con  $\Delta\eta = \eta_2 - \eta_1$  e  $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$ .

Nella regione con  $2,5 < |\eta| < 4,9$  non si trovano rivelatori di tracce, perciò la ricostruzione degli elettroni può avvenire solo utilizzando come informazioni le energie depositate nei calorimetri, raggruppando celle vicine in base alla significanza dell'energia misurata rispetto al rumore atteso. L'energia dell'elettrone ricostruito è calcolata sommando le energie nelle celle e correggendo il risultato considerando l'energia persa nel materiale passivo.

Gli elettroni ricostruiti si dividono in tre categorie che si distinguono per i tagli considerati su alcune variabili per l'identificazione.

- Loose: si considera l'energia persa nel calorimetro adronico e i parametri dello sciame elettromagnetico (larghezza e profilo laterale) nello strato intermedio del calorimetro elettromagnetico. Si ottiene così un'eccellente identificazione di elettroni, ma un basso livello di reiezione di fondo.
- Medium: si utilizzano informazioni fornite dal primo strato del calorimetro elettromagnetico e si impongono vincoli più ristrettivi alla qualità delle tracce fornite dall'ID e al matching traccia-cluster. Per lo studio della traccia vengono considerati il numero di hit nel rivelatore a pixel e il parametro d'impatto nel piano trasverso. In questo modo aumenta la reiezione di fondo di un fattore 3-4 ma l'efficienza di identificazione è ridotta di circa 10%.

- Tight: si applicano, oltre alle richieste precedenti, ulteriori tagli, come il numero di hit nel TRT e il rapporto tra energia del cluster e il momento della traccia. Viene inoltre richiesto almeno un hit nel primo strato del rivelatore a pixel, rigettando gli elettroni prodotti per conversione. In questo modo si ottiene la migliore reiezione del fondo, perdendo però efficienza di identificazione.

Le misure delle efficienze di selezione degli elettroni [12] sono basate su metodi “tag and probe”, usando il decadimento  $Z \rightarrow e^+e^-$ ; le discrepanze tra i dati sperimentali e le previsioni delle simulazioni Monte Carlo sono fattorizzate in opportuni fattori di scala. Infine, come per i muoni, è necessario discriminare gli elettroni non isolati. Gli elettroni isolati depositano energia in un piccolo gruppo di celle del calorimetro, dunque studiando le energie depositate in un intorno di questo gruppo si può determinare se l'elettrone è isolato o meno. Per il calorimetro, ad esempio, si studia la somma delle energie ricostruite in un cono di apertura  $R_0$  intorno alla direzione dell'elettrone; un cono con apertura maggiore permette di discriminare i jets, mentre un'apertura minore aumenta il potere discriminante per rigettare i depositi di energia dovuti agli eventi di pile-up.

## 2.9 Misura dell'impulso

La presenza di muoni ad alto  $p_T$  è segno della produzione di una particella di grande massa nel vertice di interazione, che successivamente decade convertendo una parte della sua massa nell'impulso dei suoi prodotti di decadimento.

Consideriamo una particella carica  $|\pm e|$  con impulso  $\vec{p}$  che si muove in un campo magnetico  $\vec{B}$ , uniforme e ortogonale alla direzione del moto. La traiettoria della particella è elicoidale con raggio di curvatura

$$\rho[\text{m}] = \frac{p[\text{GeV}]}{0,3 \cdot B[\text{T}]}$$

In prima approssimazione, il valore dell'impulso può essere dedotto dalla misura dell'angolo di deflessione  $\alpha$  o dalla misura della sagitta  $s$  (figura 2.12), mediante le relazioni:

$$\alpha \approx 0,3 \cdot \frac{BL}{p} \quad \text{e} \quad s \approx \frac{0,3L^2B}{8p}, \quad \text{essendo} \quad s \approx \rho \frac{\alpha^2}{8}$$

La sagitta  $s$  può essere misurata con una serie di rivelatori di posizione, dotati di risoluzione  $\sigma$ . La relazione che lega la  $\sigma$  e la risoluzione in momento è:

$$\sigma = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\Delta s}{s} \frac{0,3L^2B}{8p}}$$

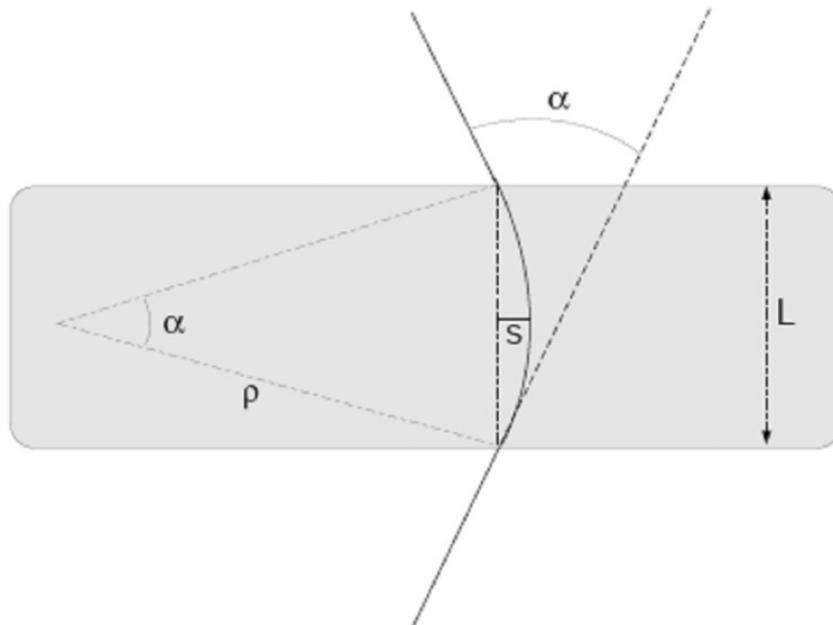


Figura 2.12: Definizione della sagitta di una particella in moto in un campo magnetico uniforme.

## 2.10 Root

Lo strumento informatico fondamentale utilizzato per il lavoro di analisi svolto per questa tesi è il software *Root* [13], sviluppato dal CERN.

Root è un programma originariamente pensato per l'analisi di dati raccolti negli esperimenti di fisica delle alte energie: la sua struttura è basata sulla programmazione ad oggetti, cioè è scritto e riconosce i comandi nel linguaggio C++.

Esso permette, tra le altre cose, di analizzare offline insiemi di dati organizzati in oggetti chiamati “*Tree*”. In un *Tree* sono salvati, per ogni evento, i valori delle grandezze rilevanti e attribuiti a una serie di variabili riconoscibili (*leaves*).

Con Root è possibile accedere e manipolare queste variabili fornendo le opportune istruzioni con codici sviluppati in C++. Ad esempio è possibile visualizzare e analizzare distribuzioni e funzioni mediante istogrammi e grafici, fittare le funzioni, usare quadri vettori, accedere ai dati distribuiti nel contesto di Grid, interfacciare con generatori Monte Carlo, e molto altro.

La libreria RooFit permette di modellare distribuzioni attese per particolari eventi: ad esempio con i modelli forniti da questo tool è possibile costruire fit di massima verosimiglianza, generare grafici e simulazioni Monte Carlo.

RooFit è stato sviluppato in origine per la collaborazione *BaBar*, esperimento di Fisica delle Particelle alla *SLAC*.

In questo lavoro di tesi RooFit è stato utilizzato per costruire le pdf e le funzioni di verosimiglianza.

# Capitolo 3

## Il processo

### $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4$ leptoni

Il canale di decadimento  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4$  leptoni rappresenta un canale particolarmente importante nello studio delle proprietà del bosone di Higgs, in virtù della buona sensibilità in un vasto intervallo di massa (100-600 GeV) e dell'eccellente risoluzione in impulso trasverso del rivelatore ATLAS. Inoltre lo stato finale di questo decadimento è completamente ricostruibile, data l'assenza di energia mancante e di neutrini. Questa chiara segnatura sperimentale permette di denominare tale canale “*golden channel*”.

L'analisi del processo consiste nel ricostruire due coppie di leptoni isolati, ognuna delle quali è costituita da due leptoni dello stesso tipo ma con carica opposta.

E' possibile analizzare questo canale di decadimento in quattro diversi stati finali, a seconda della coppia leptone-antileptone in cui ciascun bosone Z decade:

1.  $\mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$
2.  $\mu^+ \mu^- e^+ e^-$
3.  $e^+ e^- \mu^+ \mu^-$
4.  $e^+ e^- e^+ e^-$

Per convenzione la prima coppia di leptoni è quella con massa invariante più vicina alla massa della Z “*reale*” ( $\approx 90$  GeV).

La risoluzione sperimentale nella ricostruzione della massa invariante a 4 leptoni è di circa 2 GeV.

La difficoltà sperimentale maggiore nell'analisi di questo canale di decadimento è costituita dalla presenza del fondo “*irriducibile*”, dovuto alla produzione

di una coppia di bosoni Z, non risonante, che decadono in 4 leptoni.

Nei paragrafi successivi sarà descritto come avviene la selezione degli eventi, come viene stimato il fondo sperimentale e come è possibile ridurre in parte il suo contributo.

Infine sarà descritto lo studio degli eventi selezionati raccolti a  $\sqrt{s} = 7$  TeV e  $\sqrt{s} = 8$  TeV finalizzato alla misura della massa del bosone di Higgs nel processo  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4$  leptoni.

### 3.1 Selezione degli eventi

I dati raccolti da ATLAS nel canale di decadimento preso in considerazione sono selezionati utilizzando due tipologie di trigger: uno a singolo leptone e uno dileptonico. Conoscendo le caratteristiche cinematiche, previste con il metodo Monte Carlo, si richiede che i leptoni abbiano alti impulsi trasversi (o alte energie) e grandi separazioni angolari.

Per il trigger a singolo muone la soglia per il  $p_T$  richiesto è di 18 GeV per i dati a  $\sqrt{s} = 7$  TeV e 24 GeV per i dati a  $\sqrt{s} = 8$  TeV, per il trigger a singolo elettrone invece la soglia per l'energia trasversa  $E_T$  richiesta è circa 20 GeV per i dati a  $\sqrt{s} = 7$  TeV e 24 GeV per i dati a  $\sqrt{s} = 8$  TeV.

Il trigger dielettronico seleziona gli eventi in cui l'energia trasversa di entrambi gli elettroni è maggiore di 12 GeV, mentre per il trigger dimuonico la soglia è di 13 GeV per i dati a  $\sqrt{s} = 8$  TeV. Inoltre è utilizzato anche un altro trigger dimuonico asimmetrico, che seleziona gli eventi imponendo come soglie sul  $p_T$  18 e 8 GeV rispettivamente al muone principale e al muone secondario.

L'efficienza del trigger è maggiore del 97% per i canali  $4\mu$ ,  $2e2\mu$  e  $2\mu2e$ , mentre è vicina al 100% per il canale  $4e$ .

I muoni sono individuati dalle tracce nel rivelatore interno (ID) o nello spettrometro per muoni; se si ottengono tracce in entrambi le due misure indipendenti dell'impulso della particella vengono combinate. Gli elettroni invece sono identificati da tracce ricostruite nel rivelatore interno. Gli elettroni devono soddisfare le condizioni  $p_T > 7$  GeV e  $|\eta| < 2.5$ , mentre i muoni devono avere  $p_T > 6$  GeV e  $|\eta| < 2.7$ .

Ai quattro leptoni che costituiscono lo stato finale vengono imposte ulteriori restrizioni: il leptone più energetico deve avere  $p_T > 20$  GeV, il secondo  $p_T > 15$  GeV e il terzo  $p_T > 10$  GeV. Si richiede anche che i leptoni siano separati l'uno dall'altro di una quantità  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} > 0.1$  se sono dello stesso tipo,  $\Delta R > 0.2$  se appartengono a famiglie diverse.

Ogni leptone deve avere un *parametro d'impatto trasverso*, definito come la distanza nel piano trasverso xy della traccia dal vertice primario (quello con

il maggior valore di  $\sum p_T^2$ ), minore di 10 mm. Inoltre per rigettare i muoni provenienti dai raggi cosmici si richiede che il *parametro d'impatto trasverso* dei muoni sia minore di 1 mm.

La coppia leptone-antileptone con massa invariante più vicina alla massa del bosone  $Z$  è detta “principale”, e viene richiesto che tale massa invariante sia compresa nell'intervallo 50-106 GeV. La massa invariante della coppia secondaria invece è richiesta in un intervallo tra un valore minimo  $m_{min}$ , che dipende dalla massa invariante ricostruita dei 4 leptoni, e 115 GeV.

Per ridurre i contributi dei fondi  $Z + jets$  e  $t\bar{t}$ , ad ogni leptone vengono applicati due tagli cinematici su due grandezze:

1. La *significanza del parametro d'impatto*, definita come il rapporto  $\frac{|d_0|}{\sigma_{d_0}}$  tra il parametro d'impatto e la sua incertezza. Poiché il parametro d'impatto è proporzionale alla vita media, con un taglio su questa grandezza si può ridurre il contributo  $b \rightarrow$  leptoni.
2. Il *discriminante normalizzato d'isolamento*, definito come il rapporto tra la somma degli impulsi trasversi delle tracce entro un cono di apertura  $\Delta R < 0.2$  intorno al leptone, esclusa la traccia del leptone in esame, e l'energia trasversa del leptone.

I tagli consistono nell'imporre significanza minore di 3.5 per i muoni e di 6.5 per gli elettroni, mentre il discriminante normalizzato d'isolamento deve essere minore di 0.15.

Esistono inoltre delle tecniche per bilanciare l'effetto dell'emissione fotonica come radiazione di stato finale (FSR) sulla massa invariante ricostruita. Per le coppie principali di muoni con massa minore di  $m_Z$ , si applica una correzione per la FSR collineare includendo nella massa invariante ogni fotone ricostruito vicino a una delle tracce dei muoni, finché la massa dopo la correzione  $m_{\mu\mu\gamma} < 100$  GeV. In una fase successiva, i fotoni non-collineari (ricostruiti lontano dalle tracce dei muoni) con una  $E_T$  significativa sono inclusi per le coppie principali di muoni e anche per quelle di elettroni. La percentuale prevista di eventi con FSR collineare è del 4%, 1% per la FSR non-collineare.

Le risoluzioni attese (stimate dalle simulazioni Monte Carlo) per la massa invariante del sistema di 4 leptoni per  $m_H = 125$  GeV sono 1.7 GeV per il sottocanal  $4\mu$ , 1.7/2.2 GeV per  $2e2\mu/2\mu2e$ , e 2.3 GeV per  $4e$ .

## 3.2 Stima del fondo

Come detto in precedenza, il canale  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4$  leptoni presenta un fondo “irriducibile”, dominato da eventi di produzione  $ZZ^{(*)}$  non risonante, difficilmente separabile dal segnale. Per lo studio di questo processo sono stati utilizzati campioni di eventi generati con simulazioni Monte Carlo: il contributo del processo quark-antiquark è dominante (circa il 94% per  $\sqrt{s} = 8$  TeV).

Il fondo riducibile è invece costituito dalla produzione di coppie  $t\bar{t}$  e  $Z + jets$ . La sezione d’urto di produzione di  $Z + jets$  è molto elevata e una possibile sorgente di fondo sperimentale è costituita da eventi con jets provenienti da quark leggeri erroneamente ricostruiti come leptoni (*fake leptons*). Per gli eventi  $t\bar{t}$  si possono avere quattro leptoni nello stato finale quando il bosone  $W$  e il quark  $b$  prodotti nel decadimento del quark  $t$  decadono a loro volta in leptoni. Questi contributi sono stimati costruendo una regione di controllo contenente eventi di fondo.

Poichè il fondo dipende dal tipo di leptoni che formano la coppia in cui decade la  $Z^{(*)}$ , bisogna considerare separatamente i casi  $ll + \mu\mu$  e  $ll + ee$ , dove  $ll$  sono i leptoni in cui decade la  $Z$  “reale”:

- $ll + \mu\mu$ : questo fondo è dominato dagli eventi  $t\bar{t}$  e  $Z + jets$  (specialmente eventi  $Z + b\bar{b}$  con decadimenti semileptonici e decadimenti in volo  $\pi/K$ ). Si possono distinguere i due fondi nella distribuzione di  $m_{12}$ , dove  $Z + jets$  picca intorno alla massa del bosone  $Z$ , mentre  $t\bar{t}$  ha un’ampia distribuzione.

La regione di controllo in questo caso è definita rimuovendo la richiesta di isolamento dei leptoni della seconda coppia, e richiedendo che almeno uno di essi non soddisfi le condizioni di selezione sulla significanza del parametro d’impatto trasverso. In questo modo viene rimosso un largo contributo  $ZZ^{(*)}$ , permettendo la stima del fondo  $t\bar{t}$  e  $Z + jets$ , utilizzando la distribuzione della massa invariante della prima coppia  $ll$ .

- $ll + ee$ : questo fondo nasce principalmente dai jets erroneamente identificati come elettroni. Ciò può accadere in tre modi: adroni leggeri scambiati per elettroni, conversioni di fotoni ricostruite come elettroni, ed elettroni non isolati provenienti da decadimenti di adroni pesanti. La stima è ottenuta usando una regione di controllo “ $3l + X$ ”: è richiesto che i tre leptoni ( $3l$ ), di cui il terzo è un elettrone, con maggior  $p_T$  soddisfino le regole di selezione, mentre all’elettrone rimanente ( $X$ ) si applicano regole meno restrittive, tranne per il numero di hits (almeno sette, di cui uno nel *pixel detector*). Inoltre è richiesto che “ $X$ ” abbia

lo stesso segno dell'elettrone secondario per minimizzare il contributo dal fondo  $ZZ^{(*)}$ .

Un'ulteriore regione di controllo viene costruita utilizzando le selezioni sull'isolamento e sul parametro di impatto invertite rispetto all'analisi del segnale. I risultati dei due metodi sono in buon accordo tra loro.

Per valutare il fondo nella regione del segnale, la distribuzione  $m_{4l}$  è valutata usando eventi simulati per gli stati finali  $ll + \mu\mu$  e utilizzando il metodo “ $3l + X$ ” per gli stati finali  $ll + ee$ .

Nelle figure 3.1 e 3.2 è mostrata la distribuzione della massa invariante nella regione di controllo per i quattro stati finali dopo i tagli cinematici e le selezioni sulla massa invariante e l'isolamento della traccia. Sono considerate solo combinazioni con carica opposta per la coppia secondaria di leptoni, per i dati a  $\sqrt{s} = 7$  e 8 TeV.

Le stime per il fondo  $ZZ^{(*)}$  e i fondi riducibili nell'intervallo di massa  $110 < m_{4l} < 140$  GeV [14] sono mostrate nelle tabelle 3.1, 3.2 e 3.3.

Nelle figure 3.3, 3.4 e 3.5 sono mostrate le distribuzioni attese della massa invariante ricostruita per gli eventi di segnale (per  $m_H = 125$  GeV) e di fondo. Le distribuzioni sono ottenute mediante il software *RooFit* partendo dagli istogrammi delle simulazioni Monte Carlo normalizzati ad uno, e in seguito sono rinormalizzate con il valore delle yields attese.

Nella figura 3.6 sono riportati i dati raccolti nel 2011 e nel 2012 con le distribuzioni attese ricavate dalle simulazioni Monte Carlo per il segnale e il fondo.

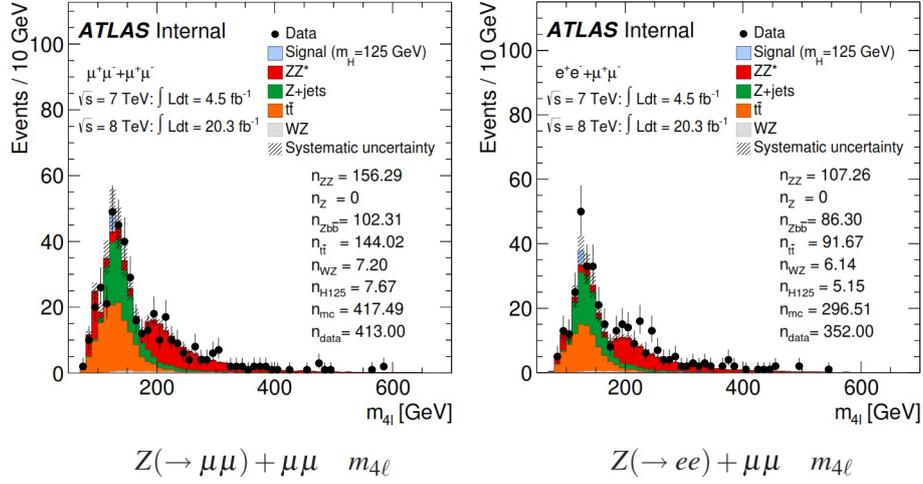


Figura 3.1: Distribuzione di  $m_{4l}$  per i due casi  $ll + \mu\mu$ , dopo i tagli cinematici e le selezioni sulla massa invariante e l'isolamento della traccia, dati a  $\sqrt{s} = 7$  e  $8 \text{ TeV}$ .

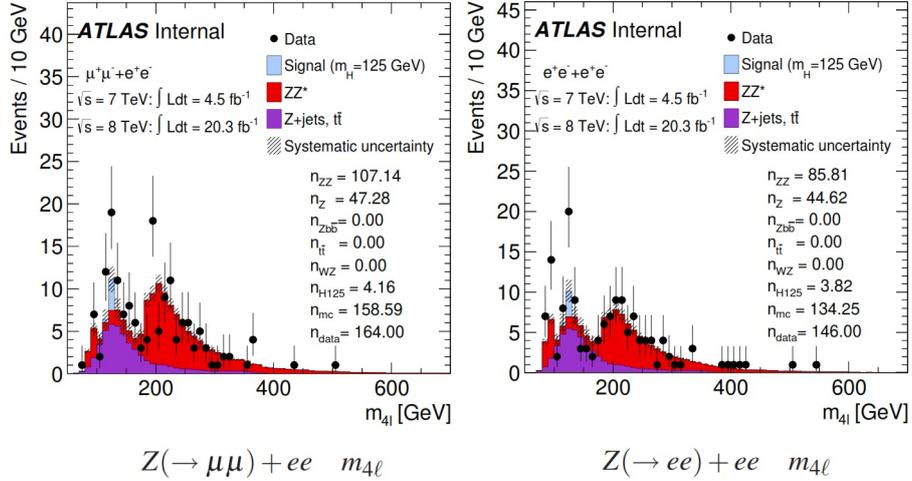


Figura 3.2: Distribuzione di  $m_{4l}$  per i due casi  $ll + ee$ , dopo i tagli cinematici e le selezioni sulla massa invariante e l'isolamento della traccia, dati a  $\sqrt{s} = 7$  e  $8 \text{ TeV}$ .

Stato finale	Segnale	Fondo $ZZ^{(*)}$	Fondo $Z + jets$ e $t\bar{t}$	Attesi	Osservati
$4\mu$	0.98	1.26	0.26	2.51	4
$4e$	0.44	0.51	1.14	2.10	2
$2e2\mu$	0.64	0.87	0.24	1.75	3
$2\mu2e$	0.48	0.58	1.02	2.08	1
Totale	2.55	3.23	2.66	8.45	10

Tabella 3.1: Numero di eventi attesi e osservati per l'ipotesi  $m_H = 125$  GeV per gli stati finali a quattro leptoni. Sono riportati nelle colonne il numero di eventi attesi per il segnale, il fondo  $ZZ^{(*)}$ , il fondo  $Z + jets$ , il numero totale di eventi attesi e il numero di eventi osservati, per  $\sqrt{s} = 7$  TeV e luminosità  $L = 4.5 \text{ fb}^{-1}$ .

Stato finale	Segnale	Fondo $ZZ^{(*)}$	Fondo $Z + jets$ e $t\bar{t}$	Attesi	Osservati
$4\mu$	5.68	6.49	1.78	13.95	18
$4e$	2.72	2.88	1.00	6.61	10
$2e2\mu$	3.84	4.50	1.55	9.89	12
$2\mu2e$	2.99	3.19	1.01	7.20	10
Totale	15.23	17.07	5.34	37.64	50

Tabella 3.2: Numero di eventi attesi e osservati per l'ipotesi  $m_H = 125$  GeV per gli stati finali a quattro leptoni, per  $\sqrt{s} = 8$  TeV e luminosità  $L = 20.3 \text{ fb}^{-1}$ .

Stato finale	Segnale	Fondo $ZZ^{(*)}$	Fondo $Z + jets$ e $t\bar{t}$	Attesi	Osservati
$4\mu$	6.65	7.75	2.04	16.45	22
$4e$	3.48	3.78	2.03	9.28	11
$2e2\mu$	4.48	5.37	1.79	11.64	15
$2\mu2e$	3.17	3.40	2.14	8.71	12
Totale	17.78	20.29	8.00	46.07	60

Tabella 3.3: Numero di eventi attesi e osservati per l'ipotesi  $m_H = 125$  GeV per gli stati finali a quattro leptoni, combinando i dati a  $\sqrt{s} = 7$  e 8 TeV.

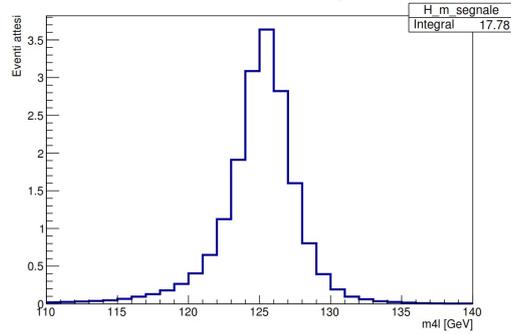


Figura 3.3: Distribuzione attesa della massa invariante del segnale, tra 110 e 140 GeV, dati a  $\sqrt{s} = 7$  e 8 TeV, per  $m_H = 125$  GeV.

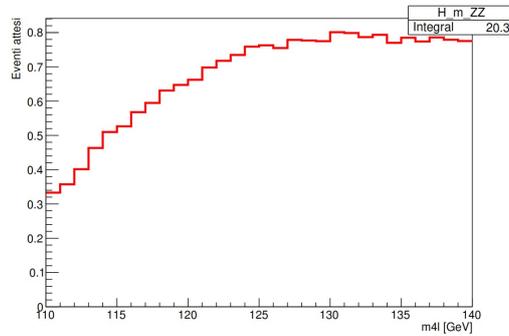


Figura 3.4: Distribuzione attesa della massa invariante del fondo  $ZZ^{(*)}$ , tra 110 e 140 GeV, dati a  $\sqrt{s} = 7$  e 8 TeV, per  $m_H = 125$  GeV.

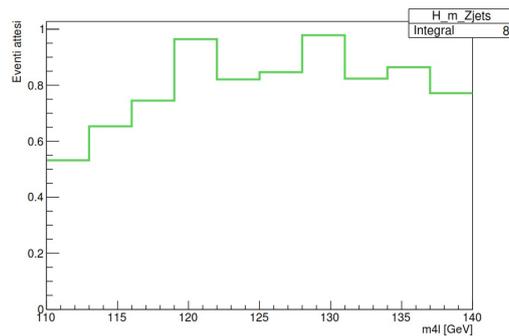


Figura 3.5: Distribuzione attesa della massa invariante del fondo  $Z + jets$ , tra 110 e 140 GeV, dati a  $\sqrt{s} = 7$  e 8 TeV, per  $m_H = 125$  GeV.

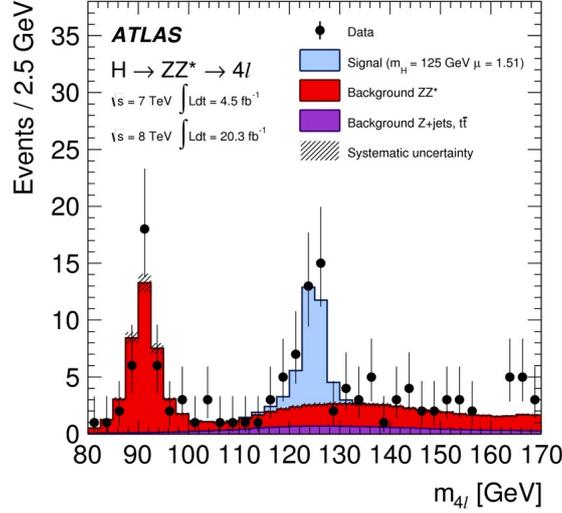


Figura 3.6: Distribuzione della massa invariante del sistema dei 4 leptoni.

### 3.3 Parametrizzazione delle distribuzioni sperimentali

Partendo dalle simulazioni Monte Carlo degli eventi selezionati è necessario definire un modello analitico che descriva al meglio la distribuzione dell'osservabile  $m_{4l}$ .

- Parametrizzazione del segnale  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4$  leptoni:  
Per il segnale possiamo ipotizzare due diversi modelli:

1. *Singola gaussiana*: in prima approssimazione possiamo considerare che la distribuzione del segnale segua un andamento gaussiano, centrata sul valore della massa del bosone di Higgs e con varianza che racchiude tutti gli effetti sperimentali (la larghezza intrinseca del bosone di Higgs è trascurabile per  $m_H \approx 125$  GeV).

In forma analitica: 
$$G(m_{4l}) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(m_{4l}-m_H)^2}{2\sigma^2}}.$$

2. *Convoluzione di una Breit-Wigner con una gaussiana*: per una valutazione più precisa è necessario considerare l'effetto dell'apparato strumentale nella misura e introdurre dunque una funzione che rappresenta la risposta dello strumento. Essendo quest'ultima dovuta ai diversi aspetti e funzionamenti dei componenti del rivelatore, si può dimostrare che è descrivibile anche essa con una gaussiana. In questo caso il segnale è rappresentato da una

funzione di tipo Breit-Wigner (con la  $\Gamma$  del bosone di Higgs), che viene convoluta con la gaussiana degli effetti sperimentali. Questo è il caso più “corretto” fisicamente. In forma analitica:

$$B.W.(m_{4l}, m_H, \Gamma) = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\Gamma^2 m_H^2}{(m_{4l}^2 - m_H^2)^2 + m_{4l}^4 (\Gamma^2 / m_H^2)};$$

$$B.W. \times G(m_{4l}) = \int B.W.(m'_{4l}, m_H, \Gamma) \cdot G(m_{4l} - m'_{4l}, m_H, \sigma) dm'_{4l}.$$

Nelle figure 3.7 e 3.8 sono riportati i risultati dei fit dei due modelli proposti sulla distribuzione degli eventi di segnale ottenuta dalle simulazioni Monte Carlo per un valore nominale di  $m_H = 125$  GeV.

1. Singola gaussiana:

$$m_H = 125.24 \pm 0.51 \text{ GeV}; \quad \sigma = 2.2 \pm 0.5 \text{ GeV}$$

2. Convoluzione di una Breit-Wigner con una gaussiana:

$$m_H = 125.22 \pm 0.54 \text{ GeV}; \quad \Gamma = 1.6 \pm 1.2 \text{ GeV}; \quad \sigma_{exp} = 1.5 \pm 1.0 \text{ GeV}$$

Sulle figure viene riportato anche il  $\chi^2$  ridotto del fit che può essere usato per una valutazione plausibile nella scelta del modello. I risultati sembrano indicare una preferenza per la seconda parametrizzazione con un Breit-Wigner convoluta con una gaussiana. Tuttavia il valore di  $\Gamma$  non è banalmente interpretabile come larghezza intrinseca di  $H$  poichè risulta di alcuni ordini di grandezza maggiore delle previsioni del Modello Standard, dunque va interpretato come parametrizzazione effettiva.

- Parametrizzazione del fondo:

E' possibile modellizzare i fondi  $ZZ^{(*)}$  e  $Z + jets$  con un *polinomio di Čebyšëv* del tipo  $a_0 m_{4l} + a_1 (2m_{4l}^2 - 1)$  mostrato in figura 3.9, i cui parametri sono ottenuti mediante un fit effettuato con *RooFit* sulle simulazioni Monte Carlo dei fondi:  $a_0 = 0.29 \pm 0.16$ ;  $a_1 = -0.19 \pm 0.10$ .

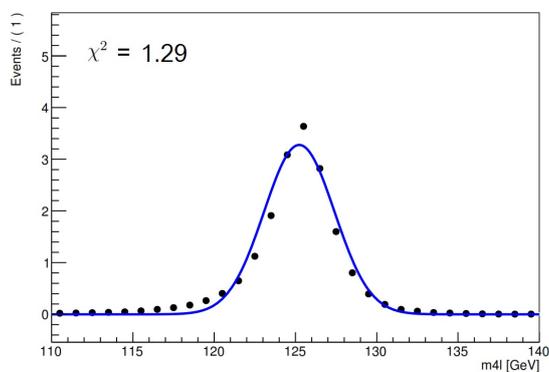


Figura 3.7: Singola gaussiana.

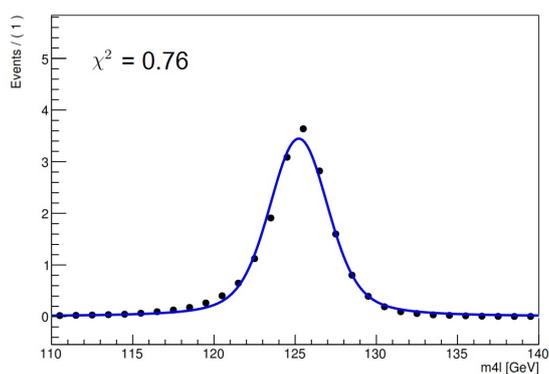


Figura 3.8: Convoluzione di una Breit-Wigner con una gaussiana.

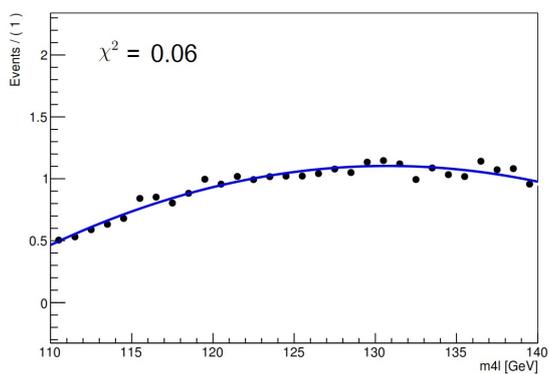


Figura 3.9: Parametrizzazione del fondo con un polinomio di Čebyšëv.

Dunque il modello utilizzato per la totalità degli eventi (segnale + fondo) è la sovrapposizione di un polinomio di Čebyšëv con la convoluzione di una Breit-Wigner e una gaussiana. Tale modello è rappresentato in figura 3.10.

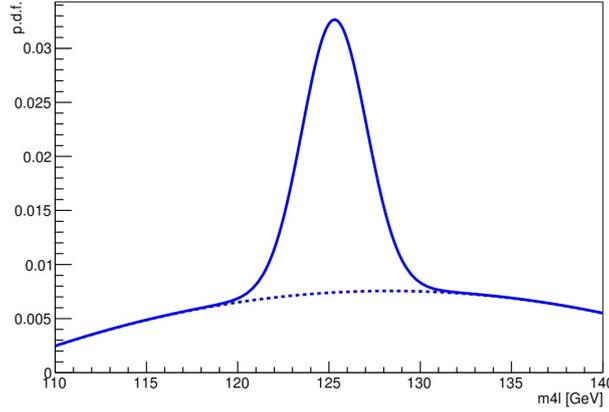


Figura 3.10: Modello utilizzato per la totalità degli eventi (segnale + fondo).

### 3.4 Stima della massa del bosone di Higgs con un fit di massima verosimiglianza

Partendo dalla selezione degli eventi secondo i criteri descritti nel paragrafo 3.1 è possibile ottenere una stima della massa del bosone di Higgs effettuando un fit di massima verosimiglianza.

La densità di probabilità degli eventi selezionati può essere descritta come:

$$P.d.f.(m_{4l}|m_H) = \alpha P_{segnale}(m_{4l}|m_H) + (1 - \alpha)P_{fondo}(m_{4l})$$

dove  $P_{segnale}$  è descritta dalla convoluzione di una Breit-Wigner con una gaussiana e  $P_{fondo}$  è descritto mediante un polinomio di Čebyšëv.  $\alpha$  rappresenta la frazione percentuale di eventi di segnale rispetto al totale ( $n_{sig}/n_{tot}$ ). La p.d.f. complessiva indica la probabilità di ottenere un evento con una certa massa invariante ricostruita in funzione del parametro  $m_H$ .

La probabilità di ottenere un set di  $N$  dati, nel caso di misure indipendenti, è semplicemente il prodotto delle singole probabilità:

$$\prod_{i=1}^N P_i(m_{4li}|m_H) = L$$

Tale produttoria definisce la *Funzione di Verosimiglianza (Likelihood)*.

Per comodità di calcolo si utilizza la funzione  $-\log(L)$ : la miglior stima del

parametro  $m_H$  è data dal valore per il quale tale funzione presenta un minimo. Perciò per stimare  $m_H$  si impone:  $\frac{\partial \log L(m_H)}{\partial m_H} \Big|_{\overline{m}_H} = 0$ . Dunque è possibile ottenere una stima della massa del bosone di Higgs effettuando un fit di verosimiglianza applicando il modello analitico descritto nel paragrafo precedente alla distribuzione sperimentale degli eventi selezionati. Per verificare la coerenza del metodo di misura è stato effettuato un test generando, a partire dal modello proposto, un campione ad alta statistica di eventi (*pseudodati*) con massa del bosone di Higgs = 125 GeV. Su questo campione è stato applicato il fit di massima verosimiglianza descritto precedentemente ed è stata ottenuta una stima di  $m_H = 125.009 \pm 0.016$  GeV. In figura 3.11 è mostrato il risultato del fit.

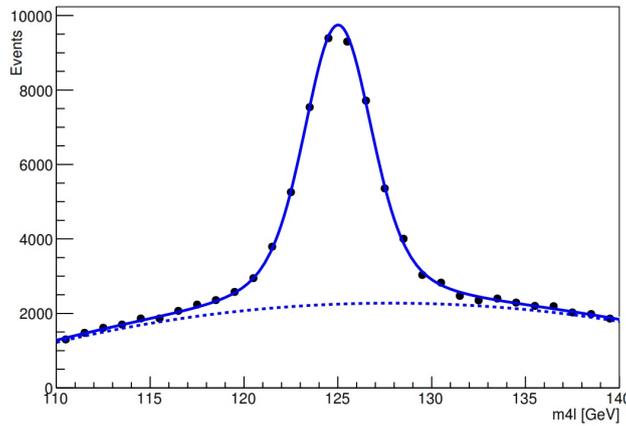


Figura 3.11: Fit di massima verosimiglianza del modello su un campione ad alta statistica di pseudodati.

Utilizzando le simulazioni Monte Carlo è possibile stimare i risultati attesi per la luminosità raccolta nel Run-I, pari a  $25 \text{ fb}^{-1}$ . I risultati per l'analisi inclusiva e per i singoli sottocanali sono riportati in tabella 3.4.

Canale	Fit di $m_H$ (GeV)	Errore (GeV)
<i>Tutti</i>	125.33	0.73
$4\mu$	124.3	1.3
$2e2\mu$	125.9	1.6
$2\mu 2e$	125.7	1.9
$4e$	124.4	1.9

Tabella 3.4: Risultati dei fit di massima verosimiglianza applicati alle distribuzioni attese ottenute dalle simulazioni Monte Carlo.

Dal fit di massima verosimiglianza applicato ai dati raccolti dalla collaborazione ATLAS nel 2011 e 2012 a  $\sqrt{s} = 7$  e 8 TeV, è possibile ottenere la stima della massa del bosone di Higgs nei diversi canali: i risultati sono mostrati in tabella 3.5.

Canale	Fit di $m_H$ (GeV)	Errore (GeV)
$4\mu$	124.7	0.8
$2e2\mu$	124.2	1.2
$2\mu 2e$	125.0	1.5
$4e$	124.6	1.7

Tabella 3.5: Risultati dei fit di massima verosimiglianza applicati ai dati a  $\sqrt{s} = 7$  e 8 TeV nei diversi canali.

Il risultato del fit sui dati nel caso inclusivo (figura 3.12) è:

$$m_H = 124.50 \pm 0.66 \text{ GeV}$$

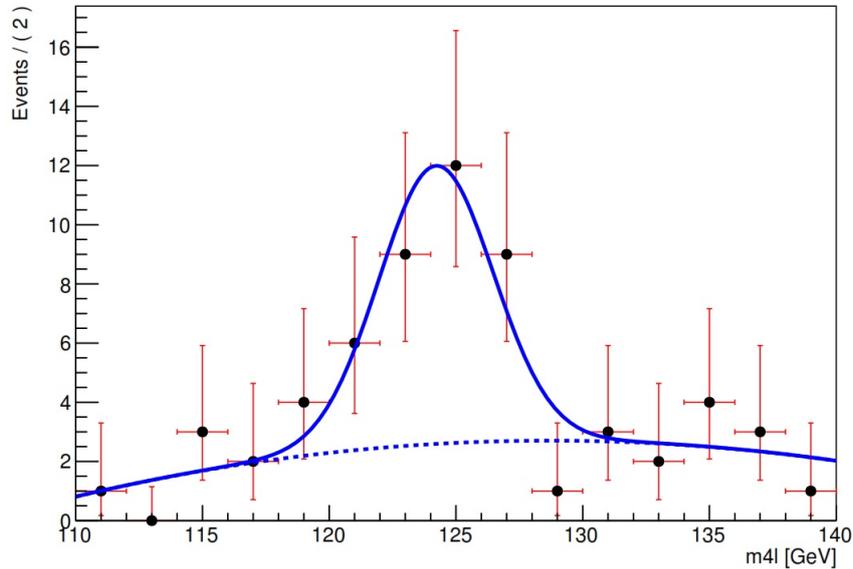


Figura 3.12: Fit di massima verosimiglianza tra il modello sviluppato e i dati a  $\sqrt{s} = 7$  e 8 TeV.

Il numero di eventi di segnale atteso  $seg_{atteso} = 17.8$  può essere confrontato con il valore ottenuto dal fit  $n_{sig} = 26.64$  mediante il parametro “Signal Strenght  $\mu$ ”:

$$\mu = \frac{n_{sig}}{seg_{atteso}} = 1.50 \pm 0.73$$

L’errore sulla stima di  $m_H$  ottenuta effettuando il fit sui dati risulta minore dell’errore previsto nel fit applicato alle simulazioni Monte Carlo: cioè è dovuto al valore del Signal Strenght  $\mu$  che risulta maggiore di 1, dunque si osserva una fluttuazione positiva nella produzione del segnale.

E’ possibile ottenere un plot in due dimensioni (figura 3.13) in cui sono correlati i valori stimati di  $m_H$  e  $n_{sig}$ : la linea continua indica l’intervallo di confidenza di  $1 \sigma$ , mentre la linea tratteggiata indica l’intervallo di confidenza di  $2 \sigma$ . E’ indicato con una linea rossa il numero di eventi di segnale atteso  $seg_{atteso}$ .

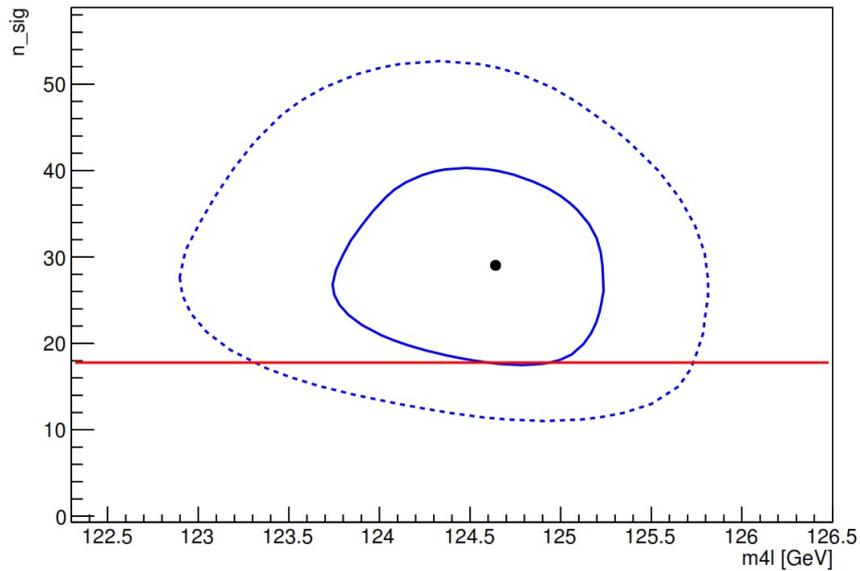


Figura 3.13: Correlazione dei valori stimati di  $m_H$  e  $n_{sig}$  con intervalli di confidenza di  $1 \sigma$  (linea continua) e  $2 \sigma$  (linea tratteggiata). La linea rossa indica il numero di eventi di segnale atteso  $seg_{atteso}$ .

In figura 3.14 è riportato il fit precedente del modello sui dati insieme allo “*stack*” (somma di istogrammi) delle distribuzioni attese del segnale e dei fondi.

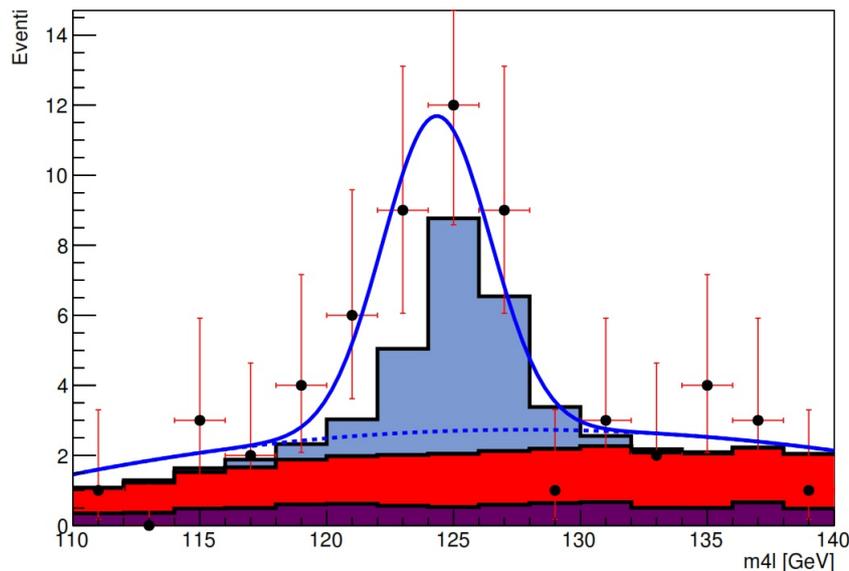


Figura 3.14: Fit del modello sui dati (2011+2012) insieme allo “*stack*” delle distribuzioni attese del segnale (in blu) e dei fondi ( $ZZ^{(*)}$  in rosso,  $Z + jets$  in viola).

Per ridurre l’incertezza è possibile eseguire nuovamente il fit di massima verosimiglianza fissando i parametri  $a_0$  e  $a_1$  del polinomio di Čebyšëv che modella il fondo, uguagliandoli ai valori ottenuti nel precedente fit. In questo modo si ottiene una nuova stima della massa del bosone di Higgs con un errore minore:

$$m_H = 124.65 \pm 0.60 \text{ GeV}$$

E’ bene precisare che in questa analisi l’incertezza sulla stima della massa del bosone di Higgs è puramente statistica, infatti non sono considerati eventuali errori sistematici indotti dal metodo o dall’apparato strumentale, che ammontano a circa lo 0.03% del valore di  $m_H$  ( $\Delta m_{syst} \approx 40 \text{ MeV}$ ) nel caso combinato di tutti i canali, e a circa 60 MeV nei canali  $4\mu$  e  $4e$  [15]. Siccome  $\Delta m_{syst} \approx 0.04 \text{ GeV} \ll \Delta m_{stat}$  è importante studiare come si riduce l’incertezza statistica all’aumentare del campione di dati, come per esempio vedremo nel prossimo paragrafo.

### 3.5 Stima di $m_H$ all'aumentare della luminosità

Il metodo utilizzato nel paragrafo precedente può essere usato anche per stimare la  $m_H$  con il suo errore per luminosità maggiori: partendo dal modello della p.d.f., con *RooFit* si genera un set di pseudodati in corrispondenza di valori di luminosità scelti arbitrariamente, e in seguito si effettua il fit di verosimiglianza del modello con questi pseudodati. Tale procedura è utile per prevedere i risultati ottenibili raccogliendo un numero maggiore di eventi, come nei prossimi run di LHC, o la luminosità necessaria per raggiungere un livello di precisione desiderato.

L'andamento della stima della massa con la sua incertezza statistica all'aumentare della luminosità è riportato in figura 3.15.

In particolare è interessante studiare le incertezze statistiche previste per il Run-II ( $\approx 100 \text{ fb}^{-1}$ ) e per il Run-III ( $\approx 300 \text{ fb}^{-1}$ ):

$$\Delta m_H(\text{Run-II}) \approx 0.4 \text{ GeV}; \quad \Delta m_H(\text{Run-III}) \approx 0.2 \text{ GeV}$$

In rosso è indicato il valore atteso  $m_H = 125 \text{ GeV}$ , valore di riferimento delle simulazioni Monte Carlo da cui sono generate le p.d.f.: l'approssimarsi del valore  $m_H$  stimato al valore di riferimento con l'aumentare della luminosità indica la coerenza del metodo utilizzato.

In figura 3.16 è riportato l'andamento dell'errore sulla stima di  $m_H$  al variare della luminosità per il caso inclusivo e nei diversi canali.

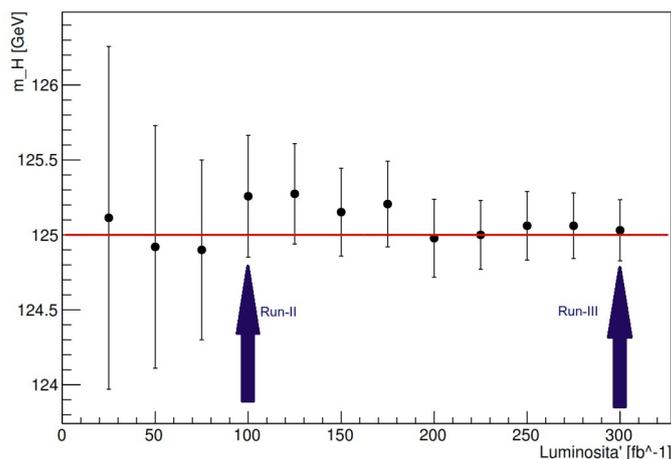


Figura 3.15: Stima della massa con la sua incertezza statistica all'aumentare della luminosità, tutti i canali.

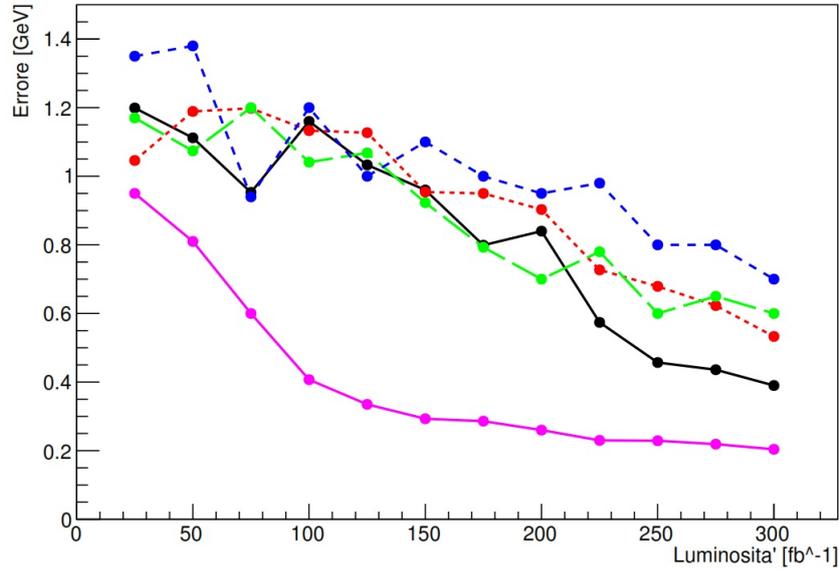


Figura 3.16: Errore sulla stima di  $m_H$  al variare della luminosità per il caso inclusivo (in viola) e nei diversi canali:  $4\mu$  in nero,  $2\mu 2e$  in rosso,  $2e 2\mu$  in verde,  $4e$  in blu.

### 3.6 Dipendenza dell'errore su $m_H$ dal fondo

In questo paragrafo è studiata la dipendenza dell'errore su  $m_H$  dalla frazione di fondo presente, che al momento è circa il 61 %: applicando tagli e tecniche di riduzione del fondo l'errore diminuisce in quanto il rapporto *segnale/rumore* è maggiore. In particolare si può considerare lo stimatore  $\frac{s}{\sqrt{b}}$  (*significatività*), dove  $s$  è il numero di eventi di segnale e  $b$  è il numero di eventi di fondo: al crescere di questo rapporto l'errore sulla massa stimata diminuisce.

- Caso Ideale:

Ipotizzando di poter ridurre il fondo fino a rimuoverlo completamente senza perdere segnale, in figura 3.17 è mostrato l'andamento di  $\frac{\Delta m_H}{\Delta m_H^0}$  per diversi valori della luminosità, dove  $\Delta m_H^0$  è l'errore ottenuto senza ridurre il fondo.

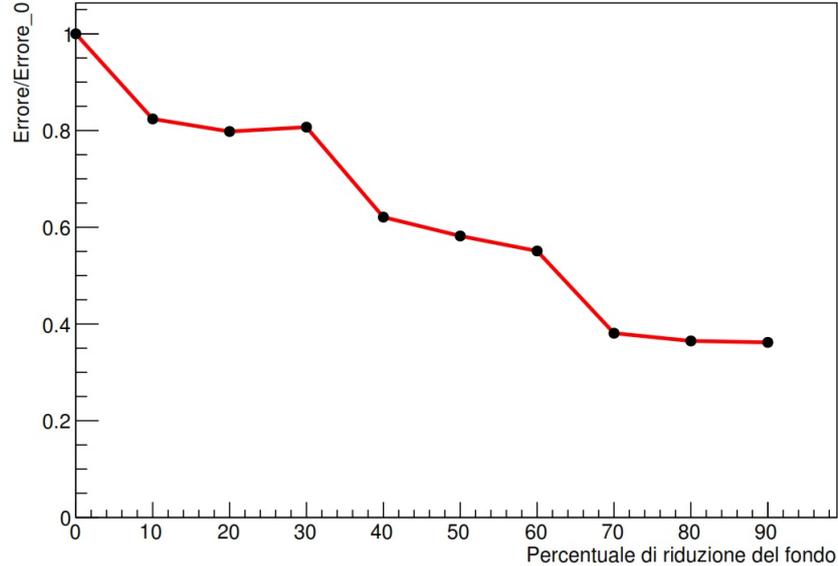


Figura 3.17: Andamento di  $\frac{\Delta m_H}{\Delta m_H^0}$  riducendo il fondo.

- Caso Reale:

Ovviamente è impossibile ridurre il fondo senza perdere eventi di segnale: nel caso reale bisogna trovare un metodo di reiezione del fondo e cercare il taglio migliore che massimizzi la significatività.

A tale fine sarà impiegato un metodo di reiezione del fondo sviluppato in un precedente lavoro di tesi [16]:

1. Confrontando le principali variabili cinematiche del processo  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$  con quelle del fondo  $ZZ^{(*)}$  è possibile selezionare le variabili che discriminano tra segnale e fondo: esse saranno usate per l'applicazione di tagli manuali con opportune condizioni. Tuttavia il miglioramento della significatività non è sufficiente, dunque bisogna sviluppare un metodo alternativo.
2. E' necessario costruire un *Discriminante Multivariato*, una funzione capace di distinguere il segnale dal fondo combinando le informazioni fornite dalle stesse variabili utilizzate per i tagli manuali. Per ottenere questo discriminante è necessario innanzitutto costruire le p.d.f. delle variabili considerate per il segnale e il fondo  $ZZ^{(*)}$ , e calcolare la p.d.f. complessiva come prodotto delle singole  $\mathcal{L}(x_1, x_2, \dots, x_n) = \prod_{i=1}^n p_i^s(x_i)$ , con  $s = H, ZZ^{(*)}$ . In seguito la funzione *discriminante* è:  $D = \frac{\mathcal{L}_H}{\mathcal{L}_H + \mathcal{L}_{ZZ^{(*)}}}$ . Poichè le Likelihood costruite hanno un alto potere di discriminazione,  $D$

calcolata sugli eventi di segnale sarà vicina a 1, mentre sugli eventi di fondo  $ZZ^{(*)}$  tenderà a 0 (figura 3.18).

Per ottimizzare il taglio  $D_0$  sul discriminante si effettua una scansione a intervalli regolari studiando le efficienze di selezione sul segnale e sui fondi  $ZZ^{(*)}$  e  $Z + jets$ , e la significatività: i risultati sono riportati in tabella 3.6 e in figura 3.19.

L'andamento della significatività presenta un massimo che indica il valore ottimale del taglio  $D_0$  da applicare al discriminante: in corrispondenza di questo taglio ( $D > 0.6$ ) si ha un incremento della significatività superiore al 20%.

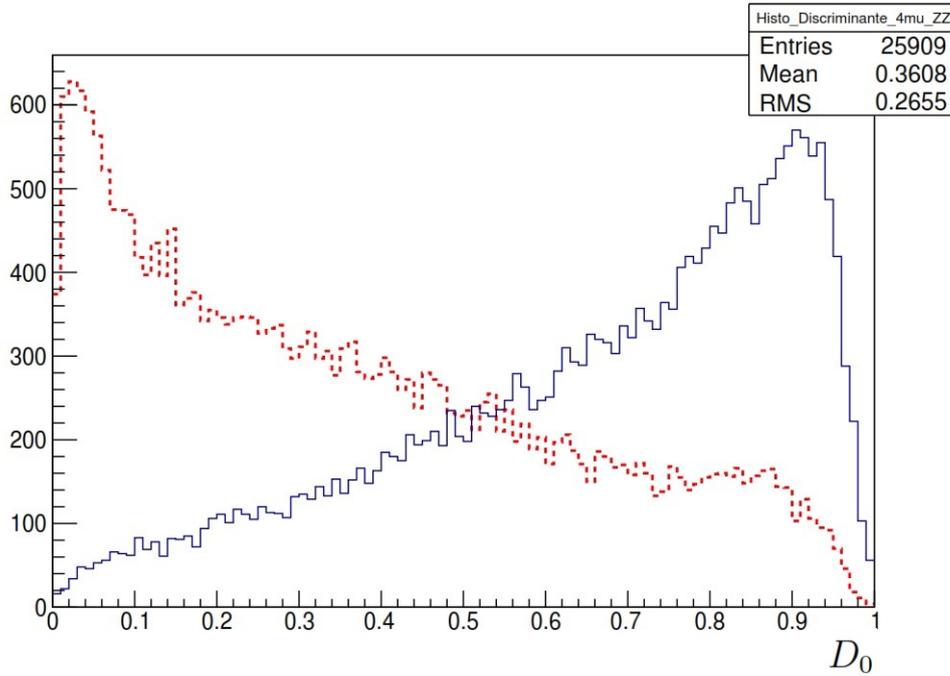


Figura 3.18: Discriminante  $D$  calcolato sugli eventi di segnale (blu) e sugli eventi di fondo (rosso) nel canale a  $4\mu$ .

Taglio	Efficienza Segnale	Efficienza Fondo $ZZ^{(*)}$	Efficienza Fondo $Z + jets$	Significatività
0.1	0.976	0.814	0.951	3.534
0.2	0.932	0.664	0.856	3.675
0.3	0.876	0.541	0.725	3.806
0.4	0.805	0.429	0.586	3.910
0.5	0.715	0.325	0.440	3.994
0.6	0.601	0.229	0.305	4.014
0.7	0.460	0.142	0.175	3.951
0.8	0.290	0.067	0.076	3.682
0.9	0.109	0.016	0.022	2.750

Tabella 3.6: Significatività ed efficienze di selezione sul segnale e sui fondi al variare del taglio sul discriminante.

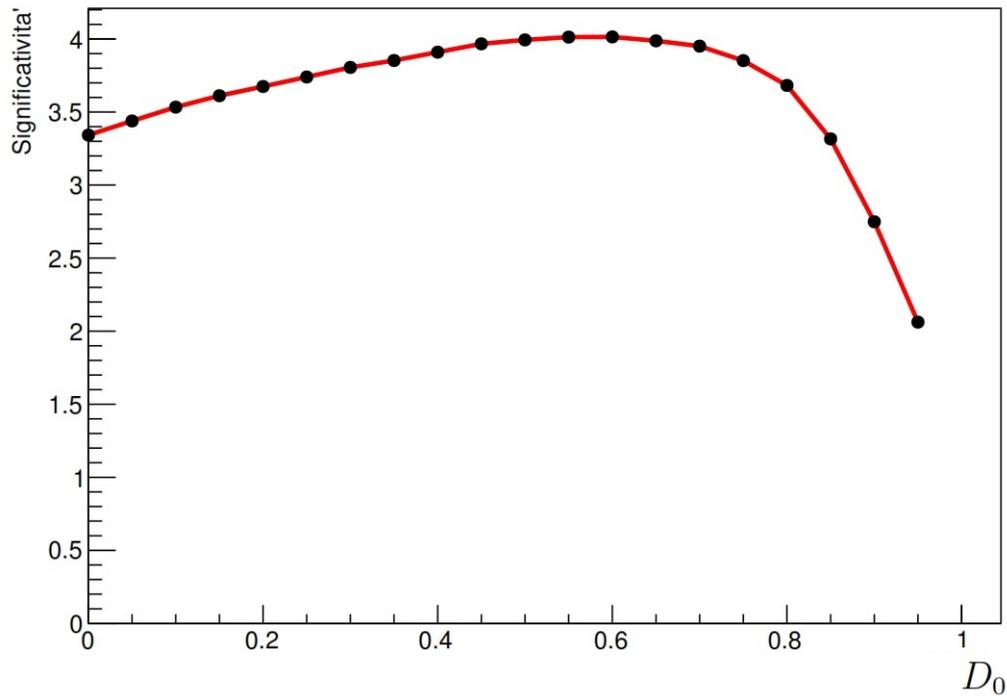


Figura 3.19: Andamento della significatività al variare del taglio sul discriminante.

Per verificare l'utilità di questo lavoro al fine di ridurre l'errore sulla stima della massa del bosone di Higgs, sono stati eseguiti fit su pseudodati della massa al variare del taglio  $D_0$ : nelle figure 3.20 e 3.21 sono mostrati, rispettivamente, la stima della massa con errore per i diversi tagli e l'andamento dell'errore su  $m_H$  al variare del taglio  $D_0$  sul discriminante  $D$ .

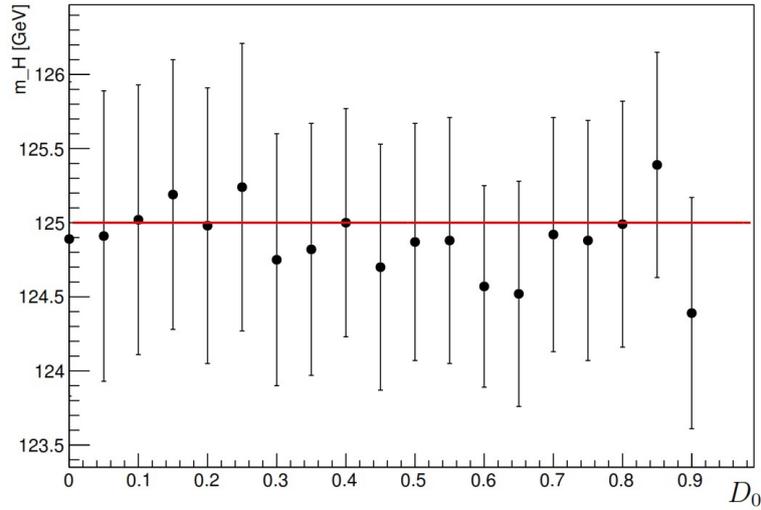


Figura 3.20: Stima della massa con errore per i diversi tagli.

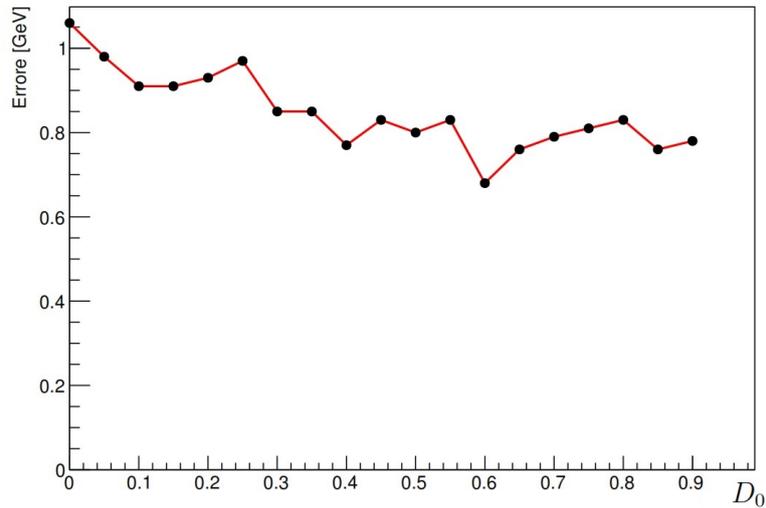


Figura 3.21: Andamento dell'errore su  $m_H$  al variare del taglio  $D_0$  sul discriminante.

### 3.7 Fit sui dati

In questo ultimo paragrafo sono ripetuti gli studi precedenti effettuando fit della massa del bosone di Higgs sui dati raccolti da ATLAS a  $\sqrt{s} = 7$  e 8 TeV.

Nelle figure 3.22 e 3.23 sono mostrati, rispettivamente, la stima della massa con errore per i diversi tagli e l'andamento dell'errore su  $m_H$  al variare del taglio  $D_0$  sul discriminante.

In tabella 3.7 sono riportati i risultati dei fit per alcuni tagli.

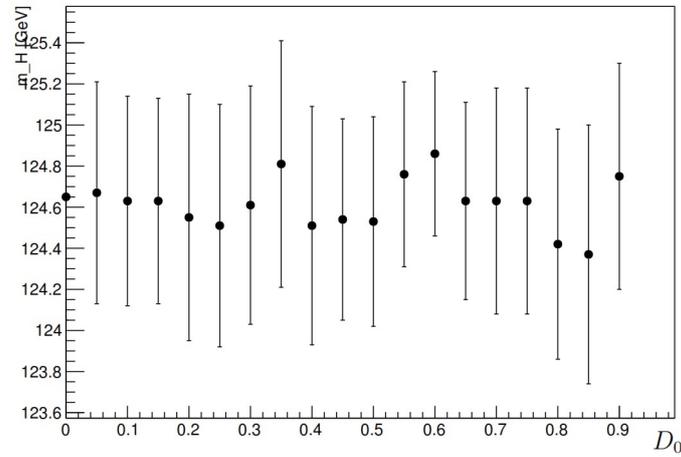


Figura 3.22: Stima della massa con errore per i diversi tagli sul discriminante.

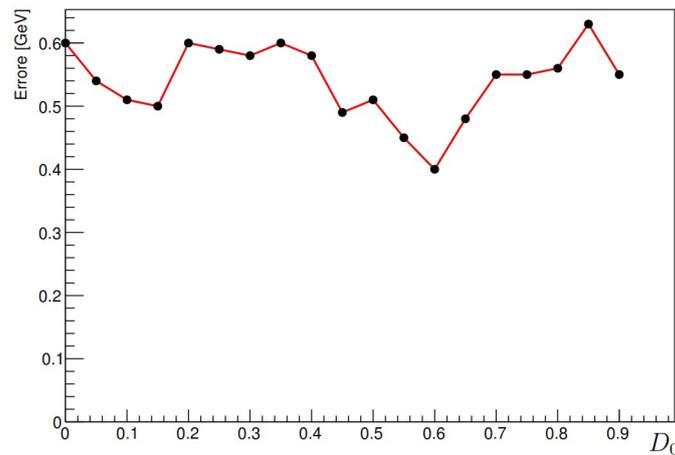


Figura 3.23: Andamento dell'errore su  $m_H$  al variare del taglio  $D_0$  sul discriminante.

Taglio	Stima della massa [GeV]	Errore [GeV]
0	124.65	0.60
0.15	124.63	0.50
0.6	124.86	0.40
0.9	124.75	0.54

Tabella 3.7: Stima della massa con errore per diversi tagli.

Come risulta evidente dalla figura 3.23 e dalla tabella 3.7, in corrispondenza del taglio  $D > 0.6$  si ottiene il minimo errore:

$$\Delta m_H = 0.40 \text{ GeV}$$

In figura 3.24 è rappresentato lo *stack* dei tre discriminanti con i dati a  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ .

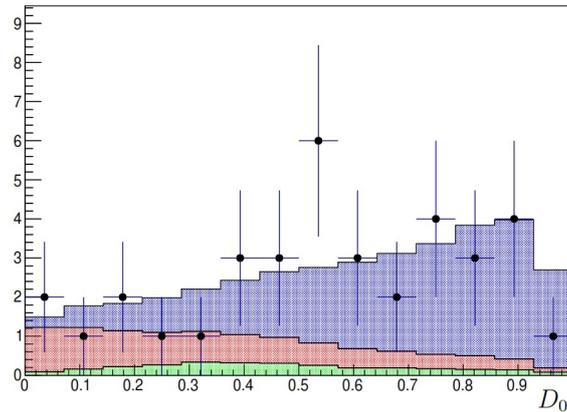


Figura 3.24: Stack del discriminante calcolato in tutti i canali sugli eventi di segnale (blu), fondo  $ZZ^{(*)}$  (rosso) e fondo  $Z + jets$  (verde) con sovrapposizione dei dati a  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ .

Conoscendo le efficienze di selezione sul segnale e sui fondi al variare del taglio  $D_0$  sul discriminante, è possibile stimare gli eventi attesi (“*Yields*”) per diversi tagli:

$$Eventi_{attesi}(Taglio\ N) = Efficienza_{taglio} \cdot Eventi_{attesi}(Nominale)$$

Un esempio è riportato nella tabella 3.8.

$D_0$	Yields Segnale	Yields Fondo $ZZ^{(*)}$	Yields Fondo $Z + jets$	Dati
0.00	17.78	20.29	8.00	60
0.15	17.00	14.90	7.24	53
0.60	10.69	4.64	2.44	29
0.90	1.93	0.32	0.17	4

Tabella 3.8: Eventi attesi per diversi tagli.

In corrispondenza del taglio  $D > 0.6$  si ottiene il seguente valore per il “Signal Strength  $\mu$ ”:

$$\mu = 1.26 \pm 0.39$$

In figura 3.25 è riportato un plot in due dimensioni in cui sono correlati i valori stimati di  $m_H$  e  $n_{sig}$  in corrispondenza del taglio  $D > 0.6$ : la linea continua indica l’intervallo di confidenza di  $1 \sigma$ , mentre la linea tratteggiata indica l’intervallo di confidenza di  $2 \sigma$ . E’ indicato con una linea rossa il numero di eventi di segnale atteso  $seg_{atteso}$  in corrispondenza di questo taglio.

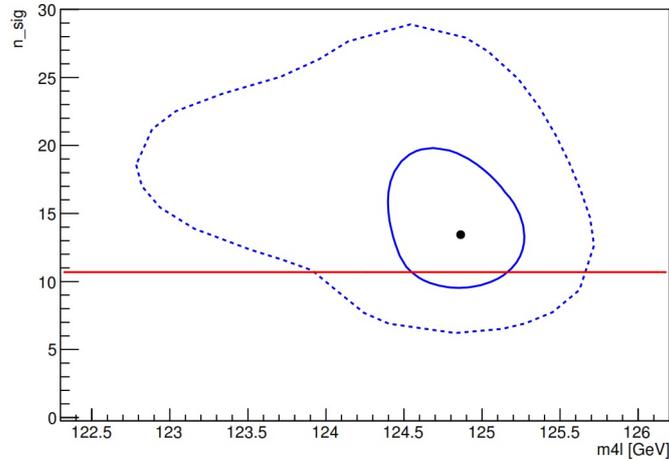


Figura 3.25: Correlazione dei valori stimati di  $m_H$  e  $n_{sig}$  in corrispondenza del taglio  $D > 0.6$  con intervalli di confidenza di  $1 \sigma$  (linea continua) e  $2 \sigma$  (linea tratteggiata). La linea rossa indica il numero di eventi di segnale atteso  $seg_{atteso}$  per questo taglio.

In figura 3.26 sono mostrati i dati ( $\sqrt{s} = 7$  e  $8$  TeV) e le distribuzioni Monte Carlo contenenti il segnale, il fondo  $ZZ^{(*)}$  e il fondo  $Z + jets$  per diversi tagli sul discriminante.

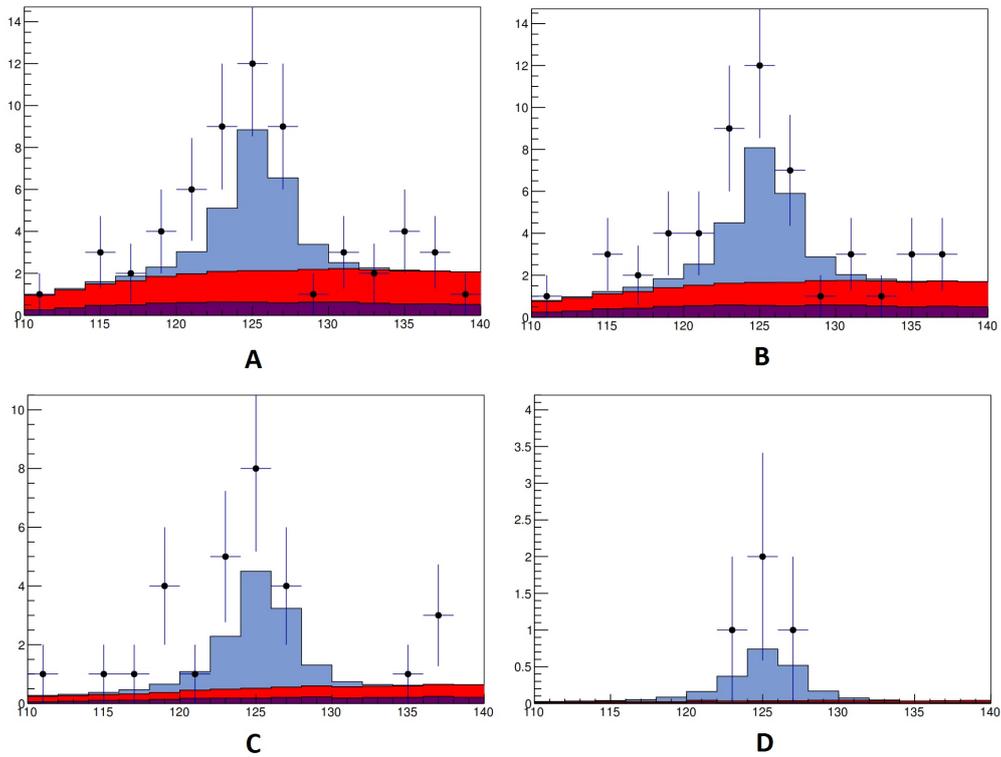


Figura 3.26: Dati ( $\sqrt{s} = 7$  e  $8$  TeV) e distribuzioni Monte Carlo contenenti il segnale (in blu), il fondo  $ZZ^{(*)}$  (in rosso), il fondo  $Z + jets$  (in viola) per diversi tagli sul discriminante (A:  $D > 0$ , B:  $D > 0.15$ , C:  $D > 0.6$ , D:  $D > 0.9$ ).

# Conclusioni

La ricerca del bosone di Higgs ha condotto ad una svolta fondamentale nel campo della fisica delle alte energie con l'osservazione di una nuova particella, la cui scoperta è stata annunciata ufficialmente il 4 Luglio 2012 dalle collaborazioni ATLAS e CMS. Per accertarsi che questa nuova particella corrisponda a quella prevista dal Modello Standard, il bosone di Higgs, è necessario continuare ad analizzarne le caratteristiche sperimentali.

Nel Maggio di quest'anno è iniziata la seconda fase di presa dati di LHC, il Run-II, alla nuova energia record nel centro di massa di 13 TeV, durante la quale parte del programma scientifico sarà incentrato proprio sullo studio delle proprietà di questa nuova particella.

In questo lavoro di tesi è stato descritto un metodo di misura per la massa del bosone di Higgs  $m_H$  nel canale di decadimento  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4$  leptoni. Il metodo si basa su un fit di massima verosimiglianza applicato ai dati raccolti dalla collaborazione ATLAS a  $\sqrt{s} = 7$  e 8 TeV (luminosità integrata  $\approx 25 \text{ fb}^{-1}$ ) in tutto il Run-I.

In questo modo si è ottenuta una stima della massa del bosone di Higgs:

$$m_H = 124.65 \pm 0.60 \text{ GeV}$$

In questo lavoro di tesi sono state considerate solo le incertezze statistiche, in quanto gli errori sistematici introdotti dal metodo impiegato e dall'apparato strumentale risultano molto minori:  $\Delta m_{syst} \approx 0.04 \text{ GeV} \ll \Delta m_{stat}$ .

Inoltre è stata studiata la dipendenza di  $\Delta m_H$  dalla luminosità integrata: per le prossime fasi di presa dati di LHC (Run-II e Run-III) è possibile prevedere un sostanziale miglioramento della stima di  $m_H$ , con un errore previsto di 0.4 - 0.2 GeV.

Per poter osservare con chiarezza il bosone di Higgs e studiarne le caratteristiche è fondamentale separarlo al meglio dal fondo sperimentale.

L'errore su  $m_H$  dipende da un particolare parametro, la "significatività", definita come  $\frac{s}{\sqrt{b}}$ , dove  $s$  è il numero di eventi di segnale e  $b$  è il numero di eventi di fondo. All'aumentare della significatività l'errore diminuisce: per ottenere questo risultato è necessario ridurre il fondo sperimentale, costituito

da eventi  $ZZ^{(*)}$  e  $Z + jets$ .

E' stato affrontato il problema della riduzione del fondo costruendo un *Discriminante Multivariato*, ossia una funzione capace di distinguere il segnale dal fondo. Una volta individuato il taglio "ottimale" da applicare sul discriminante al fine di massimizzare la significatività statistica è stata ottenuta una nuova stima di  $m_H$ :

$$m_H = 124.86 \pm 0.40 \text{ GeV}$$

L'errore sulla massa risulta ridotto di oltre il 30% rispetto all'analisi standard.

# Ringraziamenti

*Il primo e più grande ringraziamento va ai miei genitori, grazie ai quali sono arrivato fin qui: Grazie.*

*Grazie a Chiara e ai miei nonni, per avermi sempre supportato.*

*Grazie al Prof. Vincenzo Canale e al Dott. Francesco Conventi, per i preziosi insegnamenti e per il grande aiuto fornitomi.*

*Grazie ad Elvira, Francesco e Mariaelena, per la gentilezza e la disponibilità.*

*Grazie a Riccardo e Davide, grandi amici che mi hanno accompagnato in questi tre anni.*

*Un ringraziamento speciale a un'incredibile fonte di ispirazione: Grazie, Claudio.*

*Infine voglio ringraziare la persona che mi è stata vicina in tutti questi anni ed è ormai parte della mia vita: Grazie, Rossella.*



# Bibliografia

- [1] S. L. Glashow, Nucl. Phys. 22:579 (1961);
- [2] S. Weinber, Phys. Rev. Lett. 19:1264 (1967);
- [3] P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508;
- [4] F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321;
- [5] L. Evans and P. Bryant, LHC Machine, JINST, 3:S08001 (2008);
- [6] ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, Journal of Instrumentation 3 (2008) S08003;
- [7] ATLAS Collaboration, Inner Detector Technical Design Report, Vol.1 e Vol.2, CERN/LHCC 96-22 (1997);
- [8] ATLAS Collaboration, Calorimeter Performances Technical Design Report, CERN/LHCC 96-22 (1997);
- [9] ATLAS Collaboration, ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report, CERN/LHCC 97-22 (1997);
- [10] ATLAS Trigger and DAQ Home Page,  
<http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/DAQTRIG/>;
- [11] Measurement of the muon reconstruction performance of the ATLAS detector, <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PAPERS/PERF-2014-05/>;
- [12] Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector,  
<http://arxiv.org/abs/1407.6063>;
- [13] Root: Data Analysis framework, <https://root.cern.ch/drupal/>;
- [14] ATLAS Note, Event Selection and background estimation for the measurement of the properties of the Higgs particle in the four lepton decay channel with the ATLAS detector (2014);
- [15] ATLAS Note, Measurement of the Higgs boson mass from the  $H \rightarrow \gamma\gamma$  and  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$  channels with the ATLAS detector using  $25\text{fb}^{-1}$  of pp collision data (2014);
- [16] Mariaelena D'Errico, Studio del processo  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4$  leptoni nell'esperimento ATLAS a LHC, Tesi di Laurea Triennale discussa all'Università di Napoli "Federico II" (2014);