

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea in Fisica

**STUDIO DEL BOSONE DI HIGGS CON
UNA SIMULAZIONE VELOCE DEL
RIVELATORE CMS IN COLLISIONI
P-P A $\sqrt{s} = 14$ TeV**

Tesi di Laurea Triennale

**Tesi di:
ALBERTO
BARTOLUCCI**

**Relatore:
Dott.ssa
SYLVIE BRAIBANT**

**I Sessione
Anno Accademico 2012-2013**

Dedicata a Chiara...

Indice

Introduzione	1
1 LHC e CMS	3
1.1 Il Collisionatore LHC	3
1.2 Upgrade di LHC	5
1.3 L'esperimento CMS	6
1.3.1 Il Magnete	7
1.3.2 Il Tracker	7
1.3.3 I Calorimetri	8
1.3.4 Le Camere per Muoni	10
1.3.5 Il Sistema di Trigger e Acquisizione Dati . . .	10
1.3.6 Upgrade di CMS	11
2 Il Modello Standard delle Interazioni Fondamentali	15
2.1 Introduzione alla Teoria	15
2.2 Il Modello Standard	19
2.3 Il Meccanismo di Higgs	20

3	$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4$ leptons	23
3.1	Fenomenologia di collisioni p - p	23
3.1.1	Variabili utilizzate	23
3.1.2	Categorie di eventi	24
3.2	L'effetto <i>pile up</i>	26
3.3	$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4$ leptons	28
4	RECO vs DELPHES	33
4.1	Introduzione	33
4.2	Obiettivo	33
4.3	Simulazione con la <i>Full Simulation</i> di CMS	34
4.4	Simulazione con <i>Delphes</i>	37
4.4.1	<i>Delphes</i>	37
4.4.2	Simulazione con <i>Delphes</i>	38
4.5	RECO vs <i>Delphes</i> : affidabilità	41
5	<i>Delphes</i> fast simulation ($pile\ up = 140$)	47
	Conclusioni	50
	Bibliografia	51

Introduzione

Lo studio della produzione del bosone di Higgs è il primo obiettivo per gli studi di fisica subnucleare a CMS. La particella di Higgs, teorizzata nel 1964, è stata osservata nel 2012 negli esperimenti ATLAS e CMS condotti con l'acceleratore LHC.

Essa gioca un ruolo fondamentale in quanto portatrice di forza del *campo di Higgs*, che secondo la teoria permea l'universo conferendo la massa alle particelle fondamentali.

Dal 2010 a oggi il Large Hadron Collider (LHC) ha fornito collisioni protone-protone a un'energia nel centro di massa mai raggiunta finora ($\sqrt{s} \cong 8$ TeV). Ora è finalmente giunto il momento di potenziare l'acceleratore. Il *Long Shutdown* (LS) è cominciato nel 2013 e durerà per un periodo di due anni nel quale, sebbene non vi saranno collisioni, il collisionatore LHC vedrà la propria struttura consolidarsi per prepararsi a operazioni a più alta energia ($\sqrt{s} \cong 14$ TeV) e a maggiore luminosità ($L \approx 10^{34}$ cm⁻² s⁻¹).

Lo scopo di questa tesi è quello di fornire delle simulazioni realistiche per lo studio del bosone di Higgs coi futuri *upgrades* del rivelatore CMS che permetteranno di aumentare per esempio la copertura angolare del rivelatore con nuovi rivelatori per muoni, di potenziare il calorimetro adronico e di migliorare il tracciamento delle traiettorie con un nuovo rivelatore a pixel.

Queste simulazioni verranno svolte tramite l'utilizzo di un "nuovo" framework: *Delphes*. Con questo strumento si effettueranno le cosiddette *fast simulations* di eventi con nuove configurazioni e geometria del rivelatore CMS, dovute alla più alta energia e più alta luminosità di LHC al termine degli *upgrades*.

Nel Capitolo 1 vengono descritti il collisionatore LHC e il rivelatore CMS. Viene fornita una descrizione dell'apparato sperimentale e dei suoi componenti per la rivelazione del maggior numero possibile di particelle "interessanti".

Nel Capitolo 2 viene illustrata la teoria del *Modello Standard* e del *Meccanismo di Higgs*, viene fornito un panorama storico sulla scoperta e sullo studio del bosone di Higgs e viene descritta la sua importanza nel consolidamento dell'intera teoria.

Il Capitolo 3 contiene la descrizione di uno dei principali canali di decadimento (il cosiddetto *Golden Channel*) studiato per compiere le analisi e ricostruire la massa dell'Higgs. Vengono descritti i principali parametri utilizzati nelle simulazioni e viene introdotta la fenomenologia delle collisioni p-p.

Nel Capitolo 4 si procede a ricostruire la massa del candidato Higgs tramite le simulazioni ufficiali di CMS (CMS SoftWare Full Simulation, "RECO") e *Delphes*, entrambe con *pile up* di 50 (vedi *Cap. 3, par. 3.2*). Una volta confermata l'affidabilità di *Delphes* viene effettuata una simulazione con *pile up* di 140 che si avrà con i futuri sviluppi dell'acceleratore.

Capitolo 1

LHC e CMS

1.1 Il Collisionatore LHC

Il Large Hadron Collider al CERN è il più potente acceleratore di particelle mai realizzato. E' costruito all'interno di un tunnel lungo 27 km situato al confine tra la Francia e la Svizzera. Il tunnel si trova tra 50 e 175 metri sottoterra (vedi Fig. 1.1).

LHC può accelerare protoni e ioni pesanti fino a fargli raggiungere velocità quasi pari alla velocità della luce e farli quindi scontrare a livelli di energia mai raggiunti precedentemente in un laboratorio. Fino al 2012, LHC ha funzionato con un'energia per fascio di 4 TeV, ovvero di 8 TeV nel centro di massa.

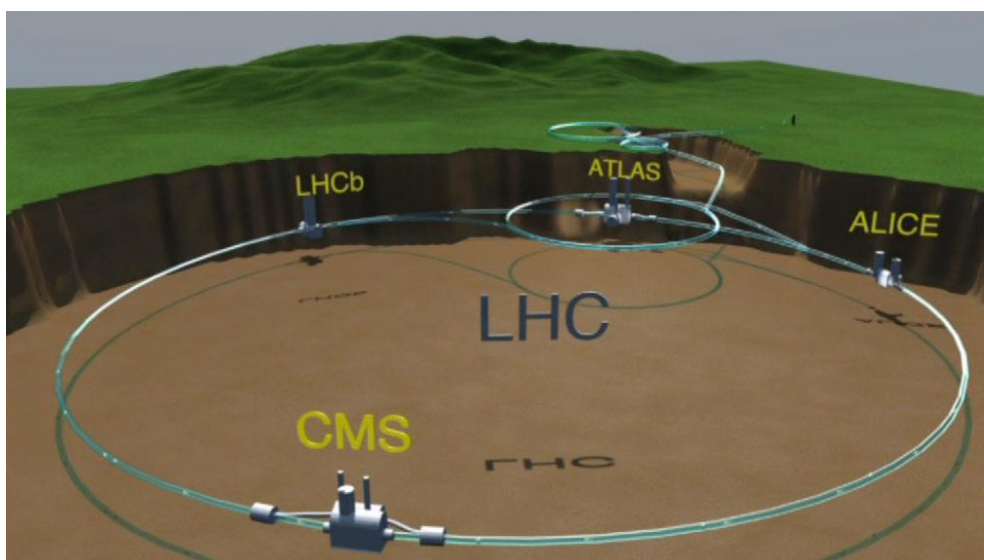


Figura 1.1: I quattro principali esperimenti di LHC [1].

La macchina accelera due fasci di protoni che circolano lungo l'anello di LHC in direzioni opposte, all'interno di tubi a vuoto. Le collisioni avvengono in quattro punti dove sono installati i quattro esperimenti principali: ATLAS, CMS, LHCb e ALICE (vedi Fig. 1.1).

I fasci di protoni che viaggiano nei tubi a vuoto vengono curvati grazie a più di 1600 magneti superconduttori disposti lungo l'intera circonferenza del tunnel di LHC.

Il campo verticale B deve essere estremamente potente per poter generare una forza di Lorentz tale da mantenere in orbita i protoni all'energia prevista. I magneti sono in lega di niobio e titanio e vengono raffreddati alla temperatura di 1.9 °K (-271.25 °C) da elio liquido superfluido. In queste condizioni divengono superconduttori (vi circola una corrente di 11700 A) e producono un campo magnetico di circa 8 Tesla. Il sistema criogenico dell'LHC è il più grande che esista al mondo: è il posto più freddo dell'universo.

Ci sono in totale 1232 dipoli superconduttori (154 in ognuno degli 8 archi) lunghi 15 metri che dirigono i fasci e 392 quadrupoli lunghi 5-7 metri per collimare i fasci.

I magneti hanno 2 aperture, una per ognuno dei 2 fasci (che circolano in direzioni opposte ma sempre nella stessa struttura fisica).

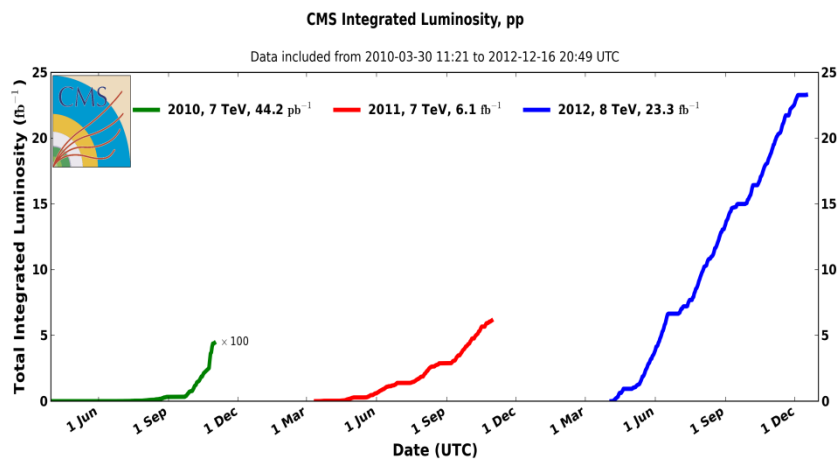


Figura 1.2: Evoluzione della luminosità integrata negli anni [2].

La Luminosità è definita come il numero di eventi che avvengono per unità di area per unità di tempo ed è uno dei parametri più importanti di un acceleratore; a LHC è talmente grande da permettere di rivelare eventi estremamente rari. Un'alta luminosità è necessaria poichè le sezioni d'urto di processi interessanti a queste energie sono molto piccole (dell'ordine di 1 pb).

L'evoluzione negli anni della luminosità integrata raccolta a CMS è schematizzata in Fig. 1.2. Finora CMS ha raccolto circa 30 fb^{-1} .

1.2 Upgrade di LHC

I vari *upgrades* di LHC si svilupperanno in tre “*Long Shutdown*” denominati LS1, LS2 e LS3. Dopo il primo “*Long Shutdown 1 (LS1)*”, nel periodo 2013-2014, LHC sarà in grado di raggiungere l'energia nel centro di massa di progetto, cioè 14 TeV. In aggiunta, la separazione tra 2 collisioni successive sarà di 25 ns, invece che di 50 ns usati finora.

Nel LS2, nel 2018, la catena di iniezione dei pacchetti nel LHC verrà migliorata e ci si aspetta un incremento significativo in luminosità e in conseguenza un incremento nel cosiddetto *pile up* (da ~ 30 a ~ 50). Le varie fasi dell'*upgrade* di LHC sono riassunte in Fig. 1.3.

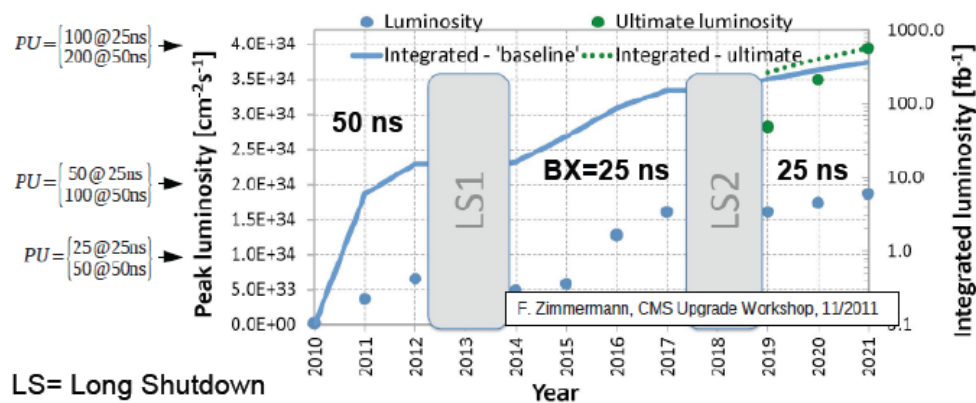


Figura 1.3: Fasi dell'*upgrade* di LHC.

Nel LS3, verso il 2021, l'ottica di foccheggiamento nei punti d'interazione verrà sostituita. La luminosità dovrebbe raggiungere $L = 5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$, corrispondenti a un *pile up* di ~ 140 . Tutti gli *upgrades* prima di LS3 rappresentano la “Fase 1”.

1.3 L'esperimento CMS

Il *Compact Muon Solenoid* [3] è un grande rivelatore per uno dei quattro principali esperimenti di fisica delle particelle attualmente in corso a LHC.

Gli obiettivi principali di CMS sono:

- Lo studio della fisica delle particelle alla scala dei TeV
- Lo studio del bosone di Higgs
- La ricerca della supersimmetria
- Ecc...

Le dimensioni complessive del rivelatore CMS sono notevoli: 21,6 metri di lunghezza per 14,6 metri di diametro e un peso totale di 12500 tonnellate. CMS è un rivelatore ermetico, cioè i rivelatori interni sono disposti in modo da coprire quasi totalmente l'angolo solido intorno al punto di interazione. Lo schema illustrato in Fig. 1.4 rappresenta in modo chiaro la struttura del rivelatore di CMS.

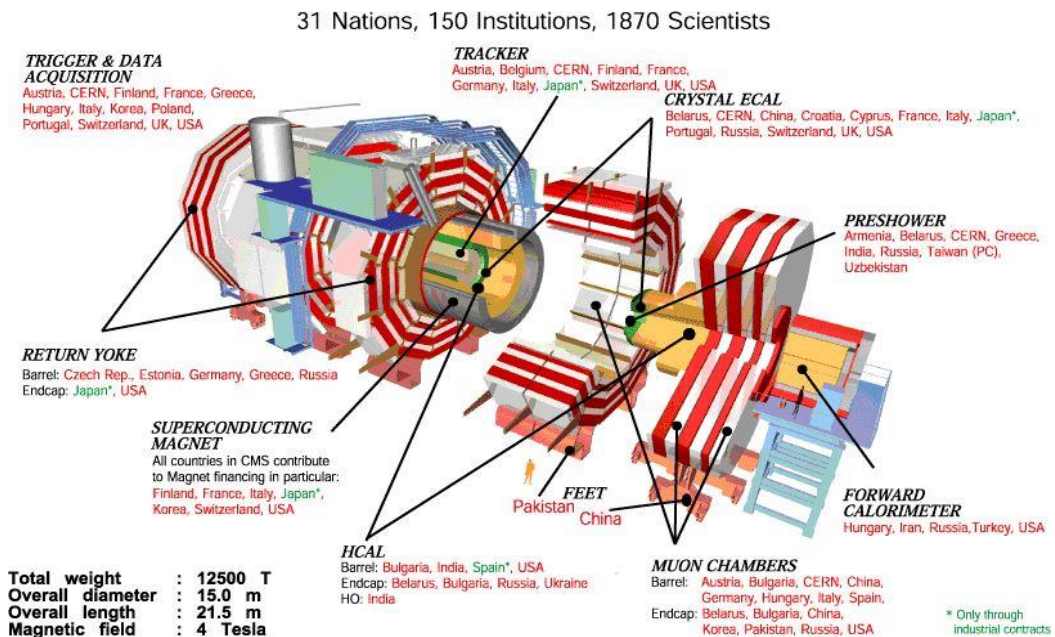


Figura 1.4: Rappresentazione della struttura del rivelatore di CMS.

1.3.1 Il magnete

Il magnete di CMS è il dispositivo centrale dell'esperimento. Si tratta di un solenoide superconduttore in grado di produrre un campo magnetico di 3.8 Tesla (100000 volte più grande del campo magnetico terrestre).

E' lungo 13 metri per 6 di diametro, raffreddato alla temperatura di $-268,5^{\circ}\text{C}$ che permette alla corrente elettrica di scorrere senza resistenza nelle bobine di niobio-titanio.

Se si conosce la curvatura della traiettoria di una particella carica si può misurare il suo impulso (maggiore è l'impulso di una particella, minore è la sua deviazione in un campo magnetico).

Lo scopo di questo grande magnete è dunque quello di curvare le traiettorie delle particelle ad alta energia provenienti dalle collisioni. CMS ha da subito voluto un magnete il più potente possibile poiché un campo magnetico più intenso significa una maggiore curvatura della traiettoria e, combinato a misure molto precise di posizione nel tracciatore (*tracker*) e nelle camere per muoni, ciò permette di realizzare misure dell'impulso di particelle ad alta energia.

La struttura di CMS è formata da diversi rivelatori di particelle sovrapposti secondo gusci concentrici intorno al punto di collisione dei fasci. E' composto da quattro rivelatori principali: il *tracker*, i calorimetri (elettromagnetico e adronico) e le camere per muoni.

1.3.2 Il Tracker

Il *tracker* ricostruisce le traiettorie delle particelle cariche (muoni, elettroni, adroni ad alta energia) tramite la misura delle loro posizioni in più punti. In questo modo, grazie alla presenza del campo magnetico, è possibile misurare la curvatura delle loro tracce e di conseguenza l'impulso. Un aspetto molto importante del tracciatore è quello di interagire il meno possibile con le particelle "di passaggio", ovvero compiere un piccolo numero di registrazioni estremamente accurate sulla traiettoria di una particella.

Ogni misura ha una precisione di $10\mu\text{m}$. Si tratta anche della parte più interna del rivelatore e quindi riceve la più grande quantità di particelle: i materiali adoperati per la costruzione sono stati appositamente scelti per resistere alla grande quantità di radiazione.

1.3.3 I Calorimetri

Un'altra variabile fondamentale è l'energia. Questa viene misurata grazie ai calorimetri (situati all'interno del magnete), capaci di convertire l'energia di una particella incidente in un segnale macroscopico. Molte particelle entrando nel calorimetro provocano uno sciame di particelle e l'energia di queste viene depositata nel calorimetro e misurata.

I due principali tipi di calorimetri sono quelli elettromagnetici per la rivelazione di fotoni ed elettroni e quelli adronici per la rivelazione di particelle che interagiscono fortemente (adroni).

Calorimetro elettromagnetico (ECAL)

Progettato per misurare con grandissima precisione l'energia delle particelle che interagiscono per via elettromagnetica come i fotoni e gli elettroni, il calorimetro è composto di circa 75000 cristalli di tungstato di piombo, un nuovo scintillatore sviluppato appositamente per CMS. Questo materiale è più denso dell'acciaio ma anche trasparente e "scintilla" quando elettroni e fotoni vi passano attraverso. Ciò significa che produce luce in proporzione all'energia della particella.

Quando viene attraversato dalle particelle il cristallo produce luce visibile che viene trasformata in segnale elettrico tramite un foto-diodo a valanga a diretto contatto con un'estremità del cristallo. La parte centrale è chiamata *barrel* ed è un cilindro composto da 61200 cristalli di $2\times 2\times 23\text{ cm}^3$ raggruppati in 36 "super moduli", contenenti ognuno 1700 cristalli, per un

peso totale di circa tre tonnellate. I due tappi laterali detti *endcap* chiudono ermeticamente il *barrel* e sono composti da 14648 cristalli di sezione 3cm x 3cm e lunghezza 22cm. Per un'accuratezza spaziale ancora maggiore, ECAL contiene rivelatori aggiuntivi davanti agli *endcaps*. Ciò permette di distinguere tra singoli fotoni ad alta energia (associati ad eventi interessanti) e coppie di fotoni a bassa energia (meno interessanti).

Calorimetro adronico (HCAL)

Il calorimetro adronico di CMS circonda il calorimetro elettromagnetico e ha lo scopo di misurare le energie e le direzioni dei *jets* di adroni, provvedendo ad una copertura ermetica attorno al punto di interazione. Inoltre fornisce una misura indiretta della presenza di particelle neutre che interagiscono solo debolmente: i neutrini. Misurare i *jets* di adroni è fondamentale in quanto può darci informazioni sulla produzione di nuove particelle come il bosone di Higgs o particelle supersimmetriche. HCAL è costruito alternando strati di materiale denso (ottone o acciaio che funge da assorbitore) con strati di scintillatori fluorescenti in grado di dare segnali luminosi quando attraversati da una particella. Speciali fibre ottiche raccolgono la luce di scintillazione e la trasmettono a unità di decodifica ottica dove i fotomoltiplicatori amplificano il segnale. Ogni strato di assorbitore e scintillatore è suddiviso geometricamente in mattonelle delle stesse dimensioni, definito come una torre. Quando dunque la luce di una particolare regione del rivelatore viene sommata dal contributo di più mattonelle in profondità, la somma di luce dà una misura dell'energia della particella.

Regioni vicine all'asse del tubo a vuoto vengono "coperte" dall'Hadronic Forward detector (HF) localizzato 11 metri a entrambi i lati del punto d'interazione.

1.3.4 Le camere per muoni

La rivelazione dei muoni è uno dei compiti più importanti dell'esperimento. Il muone è una particella carica come l'elettrone, tuttavia 200 volte più pesante. Uno dei motivi per cui è così importante lo studio dei muoni a CMS è il decadimento dell'Higgs con 4 muoni nello stato finale, che rappresenta una delle topologie più facili da cercare.

Un muone è in grado di attraversare senza interagire vari metri di ferro e diversamente dalla maggior parte delle particelle studiate a CMS i muoni non vengono fermati dai calorimetri. Dunque i rivelatori di muoni sono situati esternamente al magnete, dove solo i muoni riescono ad arrivare per poi essere rivelati.

Il rivelatore di muoni è strutturato in 4 stazioni a distanza crescente dal punto di interazione. Ognuna di queste stazioni è formata da varie camere individuali, a loro volta composte da più strati indipendenti. Un muone viene misurato dalla traccia curva formata dall'interpolazione dei segnali nelle quattro stazioni di camere. Unendo la posizione misurata dalle camere a muoni con la posizione misurata dal tracciatore centrale si ricava la traiettoria di un muone. Dalla curvatura della traiettoria nel campo magnetico possiamo misurare l'impulso del muone.

Vi sono 1400 camere a muoni: 250 sono i "drift tubes" (DT) e 540 "Cathode Strip Chambers" (CSC) che tracciano le particelle che le attraversano e recano un segnale di trigger; 610 "Resistive Plate Chambers" (RPC) costituiscono un sistema di trigger ridondante che permette di scegliere rapidamente se accettare o meno un muone. Le DT e le RPC sono disposte su cilindri concentrici nella regione di barrel, mentre le CSC e le RPC formano gli endcaps.

1.3.5 Il sistema di Trigger e Acquisizione Dati

Il sistema di *trigger* seleziona gli eventi di interesse prodotti nelle interazioni $p-p$. Gli eventi selezionati, sotto forma di informazioni digitali,

vengono poi acquisiti e memorizzati dal sistema di acquisizione dati (DAQ) per essere poi processati *offline* con i programmi di analisi dati.

Questo sistema deve riconoscere gli eventi di fisica interessanti e, in caso di scelta positiva, segnalare al sistema di lettura dati di immagazzinare i dati dell'evento prescelto. Infatti, quando LHC funziona al massimo delle sue prestazioni, avvengono ogni secondo 10^9 interazioni protone-protone all'interno del rivelatore CMS. Non è possibile leggere e registrare i dati provenienti da tutti questi eventi, di cui la maggior parte non sarebbero in ogni caso eventi "interessanti".

C'è pertanto bisogno di un trigger che possa selezionare gli eventi potenzialmente interessanti, come quelli che contengono un *bosone di Higgs*, e contemporaneamente ridurre la frequenza a qualche centinaia di eventi al secondo, che possono essere letti e immagazzinati in *hard disks* per una successiva analisi.

Con una frequenza di 40 MHz per i *bunches* di protoni, ci sono solo 25 nanosecondi prima dell'arrivo del successivo pacchetto. Per non confondere particelle provenienti da due eventi diversi, i rivelatori devono avere una ottima risoluzione temporale e i segnali provenienti dai milioni di canali di elettronica devono essere sincronizzati, in modo da poterli tutti identificare come provenienti dallo stesso evento.

1.3.6 Upgrade di CMS

I futuri potenziamenti di LHC previsti al termine del LS3 consistono in una maggiore luminosità istantanea ($L: 8 \cdot 10^{33} \rightarrow 5 \cdot 10^{34} \text{ Hz/cm}^2$), maggiore energia ($\sqrt{s}: 8 \text{ TeV} \rightarrow 14 \text{ TeV}$) e maggiore *pile up* ($\sim 40 \rightarrow \sim 140$). Sono dunque inevitabili importanti *upgrades* del rivelatore di CMS, alcuni dei quali verranno già installati nel LS2. Questi *upgrades* principalmente comprendono:

- *upgrade* del rivelatore a pixel:

Il nuovo rivelatore è progettato con 4 strati di rivelatori (*layers*) (vedi Fig. 1.5), invece di 3 e con 3 dischi negli *endcaps*. Fino a un *pile up* di 60, ci si aspetta un funzionamento migliore di quello attuale con un *pile up* assai inferiore.

Con l'*upgrade* del rivelatore a Pixel ci si aspetta un miglioramento della ricostruzione delle tracce dei leptoni, con conseguente crescita del numero di leptoni selezionati evento per evento e un guadagno di efficienza di selezione del canale $H \rightarrow ZZ$ del 41% [4] nel decadimento con 4 muoni nello stato finale.

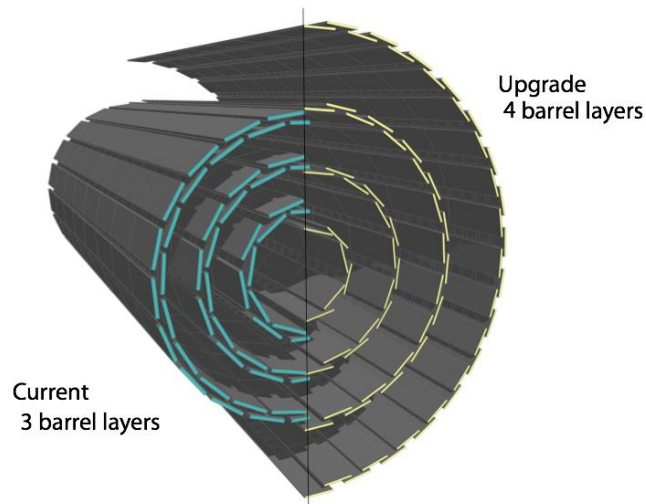


Figura 1.5: Upgrade del Pixel Detector.

- *upgrade* del calorimetro adronico:

L'*upgrade* del HCAL sfrutta le nuove tecnologie adesso disponibili. I fotomoltiplicatori e l'elettronica di *readout* corrispondente verranno sostituiti con nuovi PMT tecnologicamente più avanzati.

Con l'*upgrade* del calorimetro adronico, ci si aspetta un miglioramento della misura dell'isolamento dei leptoni, dovuto al migliore rapporto segnale/rumore ($>30\%$) e alla maggiore segmentazione di HCAL (vedi Fig. 1.6).

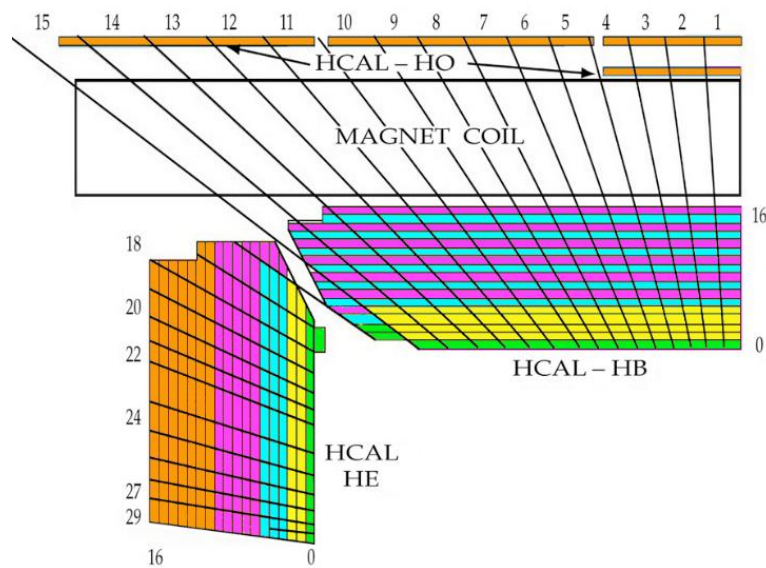


Figura 1.6: Upgrade di HCAL.

- Maggiore copertura del rivelatore muonico:

Si prevede di "instrumentare" la regione $1.5 < |\eta| < 2.4$ del rivelatore a muoni con un sistema addizionale composto da rivelatori GEM (*Gas Electron Multiplier*).

Capitolo 2

Il Modello Standard delle Interazioni Fondamentali

2.1 Introduzione alla Teoria

Dopo le scoperte di elettrone, protone e neutrone, il numero di nuove particelle elementari scoperte è cresciuto continuamente fino al consolidamento di una teoria che le ha raggruppate tutte in modo coerente alle loro interazioni: il *Modello Standard*. Il primo passo è stato l'unificazione delle interazioni elettromagnetica e debole nella cosiddetta "*teoria elettrodebole*", a cui in seguito è stato incorporato anche il "*meccanismo di Higgs*".

Il Modello Standard prevede l'esistenza sia di particelle costituenti della materia (che sono tutte *fermioni* con $\text{spin} = 1/2$) come quark e leptoni, sia di particelle "*mediatori*" delle interazioni (che sono tutte *bosoni vettoriali* con $\text{spin} = 1$) come i fotoni, mediatori dell'interazione elettromagnetica, i bosoni vettoriali W^\pm e Z^0 , mediatori dell'interazione debole e i gluoni, mediatori dell'interazione forte.

Sviluppato a cavallo tra la metà e la fine del XX secolo, il Modello Standard è stato il frutto di una collaborazione che ha coinvolto tutto il mondo e richiesto decenni di sforzi e cooperazione. La formulazione attuale fu ultimata a metà degli anni settanta con le conferme sperimentali dell'esistenza dei *quarks*.

In Fig. 2.1 è mostrato il riassunto del Modello Standard.

Standard Model of FUNDAMENTAL PARTICLES AND INTERACTIONS

The Standard Model summarizes the current knowledge in Particle Physics. It is the quantum theory that includes the theory of strong interactions (quantum chromodynamics or QCD) and the unified theory of weak and electromagnetic interactions (electroweak). Gravity is included on this chart because it is one of the fundamental interactions even though not part of the "Standard Model."

FERMIONS

matter constituents
spin = 1/2, 3/2, 5/2, ...

Leptons		Quarks	
Flavor	Mass GeV/c ²	Flavor	Approx. Mass GeV/c ²
ν_e electron neutrino	<1×10 ⁻⁸	u up	0.003
e electron	0	d down	0.006
ν_μ muon neutrino	<0.0002	c charm	1.3
μ muon	0.106	s strange	0.1
ν_τ tau neutrino	<0.02	t top	175
τ tau	1.7771	b bottom	4.3

Spin is the intrinsic angular momentum of particles. Spin is given in units of \hbar , which is the quantum unit of angular momentum, where $\hbar = h/2\pi = 6.58 \times 10^{-35}$ GeV s = 1.05×10^{-34} J s. **Electric charges** are given in units of the proton's charge. In SI units the electric charge of the proton is 1.60×10^{-19} coulombs.

The **energy** unit of particle physics is the electronvolt (eV), the energy gained by one electron in crossing a potential difference of one volt. **Masses** are given in GeV/c² (remember $E = mc^2$), where 1 GeV = 10^9 eV = 1.60×10^{-10} joule. The mass of the proton is 0.938 GeV/c² = 1.67×10^{-27} kg.

Baryons qqq and Antibaryons $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$

Baryons are fermionic hadrons. There are about 120 types of baryons.

Symbol	Name	Quark content	Electric charge	Mass GeV/c ²	Spin
p	proton	uud	1	0.938	1/2
\bar{p}	anti-proton	$\bar{u}\bar{u}\bar{d}$	-1	0.938	1/2
n	neutron	udd	0	0.940	1/2
\bar{n}	anti-neutron	$\bar{u}\bar{d}\bar{d}$	0	1.116	1/2
Ω^-	omega	sss	-1	1.672	3/2

Matter and Antimatter

For every particle type there is a corresponding antiparticle type, denoted by a bar over the particle symbol (unless + or - charge is shown). Particle and antiparticle have identical mass and spin but opposite charges. Some electrically neutral bosons (ϕ , γ , Z^0 , and $H^0 = C\bar{C}$, but not $H^\pm = C\bar{C}$) are their own antiparticles.

Figures

These diagrams are an artist's conception of physical processes. They are not exact and have no meaningful scale. Green shaded areas represent the cloud of gluons or the gluon field, and red lines the quark paths.

BOSONS

force carriers
spin = 0, 1, 2, ...

Unified Electroweak		Strong (color)	
Name	Mass GeV/c ²	Name	Mass GeV/c ²
γ photon	0	g gluon	0
W^-	80.4		
W^+	80.4		
Z^0	91.187		

Color Charge
Each quark carries one of three types of "strong charge," also called "color charge." These charges have nothing to do with the colors we see in light. There are eight possible colors of color. The gluons carry electric charges, but they are not electrically charged. They interact with quarks and other gluons by exchanging photons, in strong interactions color-charged particles interact by exchanging gluons. Leptons, photons, and W and Z bosons have no strong interactions and hence no color charge.

Quarks Confined in Mesons and Baryons

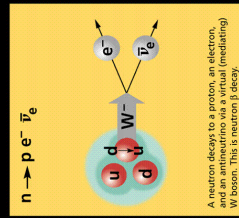
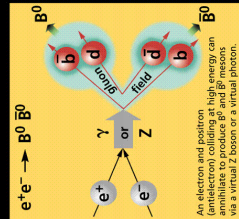
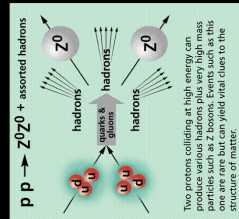
One cannot isolate quarks and gluons; they are confined in color-neutral particles called **hadrons**. This confinement (binding) results from multiple exchanges of particles among the color-charged constituents. As color-charged particles (quarks and gluons) move apart, the energy in the color-force field between them increases. This energy eventually is converted into additional quark-antiquark pairs (see figure below). The quarks and antiquarks then combine into color-neutral hadrons. Two types of hadrons have been observed in nature: **mesons qq** and **baryons qqq**.

Residual Strong Interaction

The strong binding of color-neutral protons and neutrons to form nuclei is due to residual strong interactions between their color-charged constituents. It is similar to the residual electric interaction between neutral atoms that form molecules. It can also be viewed as the exchange of mesons between the hadrons.

PROPERTIES OF THE INTERACTIONS

Property	Interaction	Weak (Electroweak)			Strong
		Gravitational	Electromagnetic	Fundamental	
Acts on:	All	Mass - Energy	Electric Charge	Color Charge	Residual
Particles experiencing:	Quarks, Leptons	Flavor	Electrically charged	Quarks, Gluons	Hadrons
Particles mediating:	Graviton (not yet observed)	W^+ , W^- , Z^0	γ	Gluons	Mesons
Strength relative to electromagnetism for two u quarks at:	10^{-16} m 3×10^{-17} m for two protons in nucleus	0.8 10^{-4} 10^{-36}	1 1 1	25 60 Not applicable to hadrons	Not applicable to quarks
					20



Two protons colliding at high energy can produce various hadrons plus very high mass particles such as Z bosons. Events such as this are common in particle accelerators and in the structure of matter.

An electron and positron (antilepton) colliding at high energy can produce various hadrons plus very high mass particles such as Z bosons. Events such as this are common in particle accelerators and in the structure of matter.

A neutron decays to a proton, an electron, and an antineutrino. This is neutron beta decay.

Mesons qq
Mesons are bosonic hadrons. There are about 140 types of mesons.

Symbol	Name	Quark content	Electric charge	Mass GeV/c ²	Spin
π^+	pion	$u\bar{d}$	+1	0.140	0
K^-	kaon	$s\bar{u}$	-1	0.494	0
ρ^+	rho	$u\bar{d}$	+1	0.770	1
B^0	B-zero	$d\bar{b}$	0	5.279	0
J/ψ	psi	$c\bar{c}$	0	2.980	0

The Particle Adventure
Visit the award-winning web feature *The Particle Adventure* at <http://ParticleAdventure.org>

This chart has been made possible by the generous support of:
U.S. Department of Energy
U.S. National Science Foundation
U.S. National Security Agency
Stanford Linear Accelerator Center
American Physical Society, Division of Particle and Fields
BURLE INDUSTRIES, INC.
©2000 Contemporary Physics Education Project, CPEP is a non-profit organization of teachers, physicists, and educators. Send mail to: CPEP, MS 50-308, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, CA, 94720. For information on charts, text materials, links on classroom activities, and WorldWideWeb, see:
<http://CPEPweb.org>

Figura 2.1: Particelle e Interazioni Fondamentali del Modello Standard [5].

In seguito, le scoperte del quark *bottom* (1977) e del quark *top* (1995) non hanno fatto altro che confermare e dare credibilità al Modello Standard. Tuttavia, qualcosa ancora mancava: un ultimo e fondamentale tassello che avrebbe spiegato, senza però prevedere quantitativamente, le masse dei fermioni e dei bosoni vettoriali, completando in questo modo l'intera teoria. La scoperta del bosone di Higgs ha oggi completato il set di particelle predette dalla teoria.

Il Modello Standard non comprende tuttavia l'*interazione gravitazionale* descritta dalla relatività generale, né predice l'espansione accelerata dell'universo (potenzialmente spiegata dall'energia oscura). Il Modello infatti non contiene nessuna particella *oscura* che possieda i requisiti dedotti dall'osservazione cosmologica. Tuttavia ciò che si intuisce dai dati sperimentali è che le quattro interazioni fondamentali conosciute in natura tendono a convergere in un'unica forza unificatrice. La dipendenza dall'energia delle costanti di accoppiamento è stata infatti verificata sperimentalmente. Dunque come pura ipotesi si può immaginare che all'aumentare dell'energia le costanti si avvicinino sempre più fino ad unificarsi all'enorme energia dell'ordine di $\sim 10^{15}$ GeV e divenendo così un'unica costante α_{GUT} capace di spiegare l'intero universo. La storia della fisica ci ha insegnato che la relatività galileiana e la meccanica newtoniana erano solo approssimazioni di teorie più grandi, come la relatività, dunque in questo senso il Modello Standard può essere interpretato proprio come un'approssimazione per "basse" energie di una teoria più generale.

2.2 Il Modello Standard

Attualmente è la teoria che descrive tre delle quattro interazioni fondamentali: l'interazione elettromagnetica, l'interazione forte, l'interazione debole e tutte le relative particelle ad esse collegate. Esso permette l'unificazione dell'interazione elettromagnetica e dell'interazione debole: si tratta dell'*unificazione elettrodebole*. Il modello Standard è riassunto in Fig. 2.1, dove sono illustrate tutte le particelle e le proprietà delle interazioni.

Il Modello Standard ha predetto con successo l'esistenza dei bosoni W e Z, del gluone, dei quark top e charm prima ancora che queste particelle venissero osservate. Inoltre le caratteristiche previste dalla teoria sono state sperimentalmente confermate con ottima precisione. L'acceleratore di elettroni e positroni LEP al CERN ha verificato molte delle previsioni del Modello Standard, in particolare sui decadimenti dei bosoni Z.

Nonostante sia oggi una teoria ormai consolidata e verificata con la massima precisione, l'origine della massa delle particelle elementari è ancora sconosciuta. Qual è l'origine della massa? Il meccanismo di Higgs dà massa ai bosoni vettoriali e ai fermioni. Dunque si trattava dell'ultimo mattone fondamentale mancante del Modello. Ciò che serviva era una macchina in grado di provare l'esistenza (o la non esistenza) del bosone di Higgs.

2.3 Il Meccanismo di Higgs

Il "Meccanismo di Higgs" fu formulato nel 1964 dal fisico britannico Peter Higgs e indipendentemente da Robert Brout, François Englert dell'Université Libre de Bruxelles e da G. S. Guralnik, C. R. Hagen e T. W. B. Kibble dell'Imperial College. L'ipotesi innovatrice era quella di dare massa ad un bosone vettore mediante l'accoppiamento con un campo scalare, in seguito denominato campo di Higgs.

Questo è stato chiamato il Meccanismo di Englert-Brout-Higgs-Guralnik-Hagen-Kibble.

Il bosone di Higgs ha una massa propria, il cui valore non viene tuttavia previsto dal Modello Standard. Dalle ricerche dirette dell'Higgs effettuate al LEP, si giunse a stabilire un limite inferiore di $m_H > 114,4$ GeV al 95% del *Confidence Level* (CL) [6].

In aggiunta, studiando le collisioni registrate all'acceleratore Tevatron presso il Fermilab, i dati raccolti hanno permesso di escludere le regioni di massa comprese tra: $100 < m_H < 103$ GeV e $147 < m_H < 180$ GeV al 95% CL [7].

Ci si aspettava dunque che LHC fosse in grado di confermare o meno l'esistenza di tale bosone. Nell'aprile 2012 veniva raggiunta all'LHC l'energia massima mai toccata di 8 TeV e durante il mese di luglio dello stesso anno ci fu l'annuncio da parte del CERN della scoperta di un nuovo bosone compatibile con il bosone di Higgs, con una massa attorno ai 126 GeV per l'esperimento ATLAS [8] e ai 125,3 GeV per l'esperimento CMS [8].

Capitolo 3

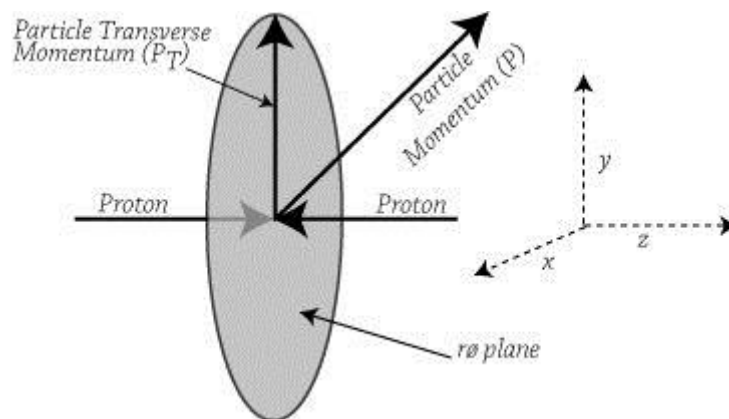
$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4$ leptoni

3.1 Fenomenologia delle collisioni p - p

3.1.1 Variabili utilizzate

Momento trasverso: $p_T = p \sin \theta$

Si tratta della componente verticale del momento lineare, con θ angolo tra la direzione della particella e l'asse del fascio.

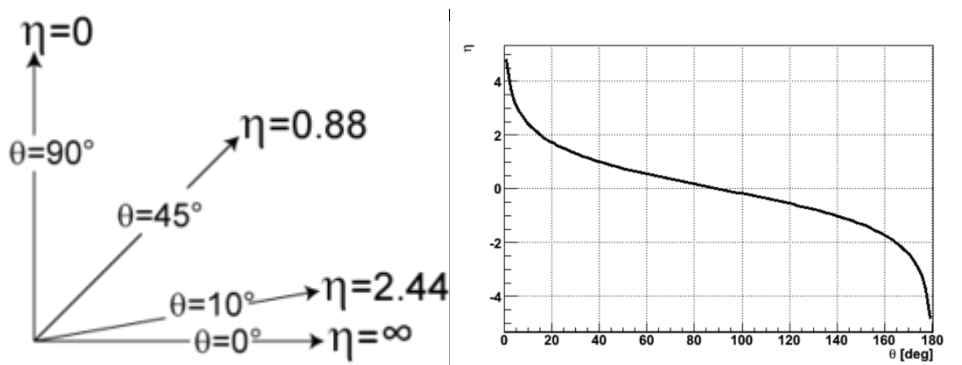


Pseudo-Rapidità: $\eta = -\ln(\tan \theta/2)$

È una coordinata geometrica utilizzata per descrivere l'angolo relativo tra la traiettoria di una particella e l'asse del fascio. Come si vede per $\theta = 90^\circ$ si ha una pseudo-rapidità nulla mentre per angoli piccoli va aumentando.

Nei collisionatori adronici la pseudo-rapidità è preferita rispetto all'angolo polare θ perché, in maniera approssimativa, la produzione di particelle è costante in funzione della rapidità.

Ad alti $|\eta|$ si parla di direzione in “avanti”, ovvero lungo l'asse del fascio.



3.1.2 Categorie di eventi

- *Minimum bias*

Si tratta di quegli eventi nei quali nello stato finale le particelle hanno un grande impulso longitudinale ma un piccolo impulso trasverso, ovvero vi è una piccola diffusione per grandi angoli. Si tratta della grande maggioranza degli eventi ma non sono di grande interesse.

Si parla di eventi *Singoli Difrattivi* (SDIFF) quando un solo protone frammenta, mentre l'altro prosegue nel tubo a vuoto dei fasci. Sia negli eventi *Doppio Difrattivi* (DDIFF) che negli eventi inelastici *Non Difrattivi* (NDIFF) entrambi i protoni frammentano, tuttavia nel caso di eventi DDIFF

le particelle prodotte sono concentrate in due gruppi distinti nello spazio, approssimativamente diretti lungo la direzione dei fasci. Nel caso di eventi NDIFF invece i prodotti finali sono “mischianti” tra loro rendendo impossibile sapere da quale protone provengono quali particelle. Nel passaggio tra uno schema ideale e un esperimento reale bisogna tenere conto che:

- i protoni degli eventi SDIFF che non si frammentano non sono rilevabili;
- i trigger possono classificare erroneamente gli eventi, per via del rumore o altri fattori;
- Non essendo mai collisioni di due protoni alla volta, ma *pacchetti* di protoni, si possono avere più interazioni protone-protone per collisione tra pacchetti e si parla del *pile up*.

A $\sqrt{s} = 7$ TeV, la sezione d'urto totale d'interazione protone-protone è:

$$\sigma_{\text{tot}}(\text{pp}) \approx 100 \text{ mb}$$

Una tale sezione d'urto con una luminosità istantanea di $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ dà una frequenza (*rate*) di:

$$\text{Rate} = \text{eventi / secondo} = L \cdot \sigma_{\text{tot}}(\text{pp}) \cong 10^9 \text{ interazioni/s}$$

- *Hard scattering*

Quando l'interazione avviene a piccole distanze si sperimentano interazioni ad alto p_T che avvengono direttamente tra i costituenti dei protoni, ovvero quark e gluoni del mare adronico. Si ha quindi produzione di particelle a grandi angoli. Questa tipologia di eventi è interessante ma rara.

Per esempio, per la produzione di un bosone W^+ a $\sqrt{s} = 7$ TeV si ha:

$$\sigma(\text{pp} \rightarrow W^+) \cong 100 \text{ nb} \cong 10^{-6} \sigma_{\text{tot}}(\text{pp}).$$

La maggioranza di particelle prodotte è da “minimum bias”, dunque longitudinale al fascio e con basso p_T (≈ 500 MeV), effettuando quindi dei tagli in p_T è possibile “estrarre” le particelle interessanti (alto p_T). Entrambe le topologie di eventi sono sovrapposte, dando luogo al cosiddetto *pile up* come si vede in Fig. 3.1.

Per esempio, per una luminosità $L \cong 10^{34}$ cm⁻²s⁻¹ e una sezione d'urto inelastica protone-protone $\sigma_{\text{inel}} \cong 70$ mb, si ottiene un *rate* di:

$$R = L \cdot \sigma_{\text{inel}} = 700 \cdot 10^6 \text{ eventi} \cdot \text{s}^{-1}$$

Il numero di bunches per fascio è 1400, con un crossing rate medio di 15 MHz, dunque un *pile up* di circa 33 eventi/*bunch*. Questo numero è previsto aumentare fino a 140 con gli *upgrades* successivi di LHC (dopo il LS3).

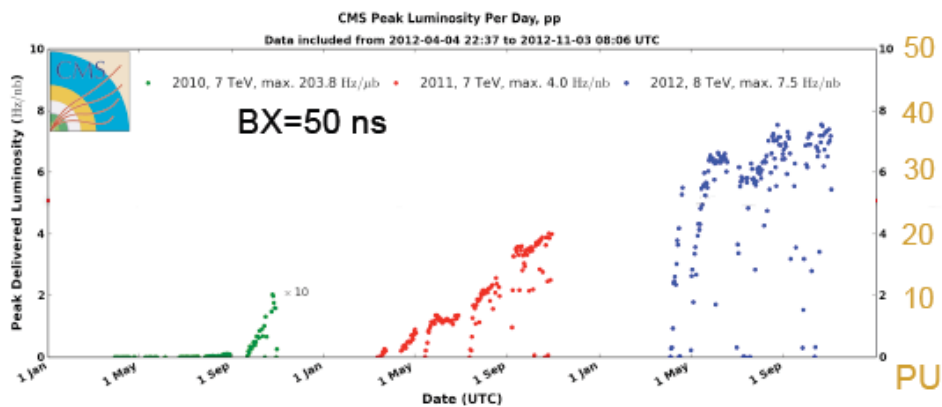


Figura 3.2: Andamento del *pile up* dall’inizio del 2010 alla fine del 2012.

Come si vede in Fig. 3.2, il *pile up* è andato aumentando negli anni e questo ovviamente è dovuto al continuo aumento della luminosità dell’acceleratore. Il massimo valore di *pile up* raggiunto è stato di 37, con una luminosità dell’ordine di $\sim 7 \cdot 10^{33}$ cm⁻² s⁻¹.

3.3 $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4$ leptoni

Il canale di decadimento $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$, dove l è un elettrone o un muone (il tau non viene analizzato poiché comprenderebbe topologie con neutrini non rilevabili e di conseguenza si avrebbe energia mancante), è considerato uno dei canali di ricerca principali per l'Higgs, questo perché si tratta di una topologia molto chiara che permette di estrarre il segnale dal fondo. Le due coppie leptone anti-leptone rivelate nel decadimento forniscono una sorta di "impronta" sperimentale dell'avvenuta produzione di un bosone di Higgs, come è possibile vedere in Fig. 3.4.

Il fondo principale è dovuto alla produzione QCD di due bosoni Z (vedi Fig. 3.3).

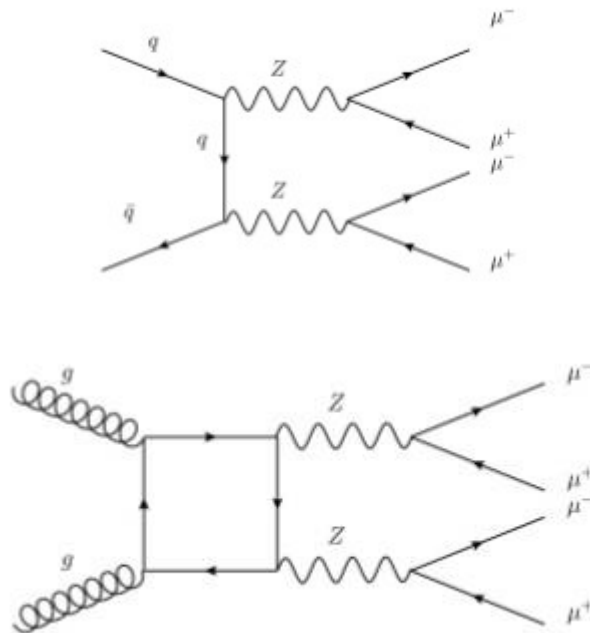


Figura 3.3: Diagrammi di Feynman del fondo dovuto alla produzione QCD di due bosoni Z.

A LHC il bosone di Higgs viene prodotto per la maggior parte tramite fusione gluone-gluone (vedi Fig. 3.4a). In seguito decade in due bosoni Z che a loro volta possono decadere leptonicamente (vedi Fig. 3.4b).

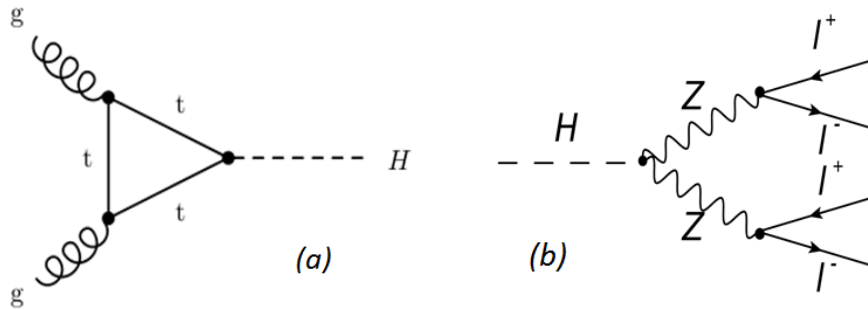


Figura 3.4: (a) Produzione di un bosone di Higgs nella fusione gluone gluone; (b) Due bosoni Z^0 che decadono ciascuno in 2 leptoni carichi ($\mu^+\mu^-$ o e^+e^-).

In Fig. 3.5 è mostrata la sezione d'urto di produzione in funzione della massa del bosone di Higgs.

In Fig. 3.6 è mostrato il rapporto di decadimento del bosone di Higgs. Si nota che il bosone H decade principalmente nelle particelle più pesanti cinematicamente accessibili.

In Fig. 3.7 è mostrato il prodotto $\sigma \cdot \text{BR}$ per i vari canali di decadimento.

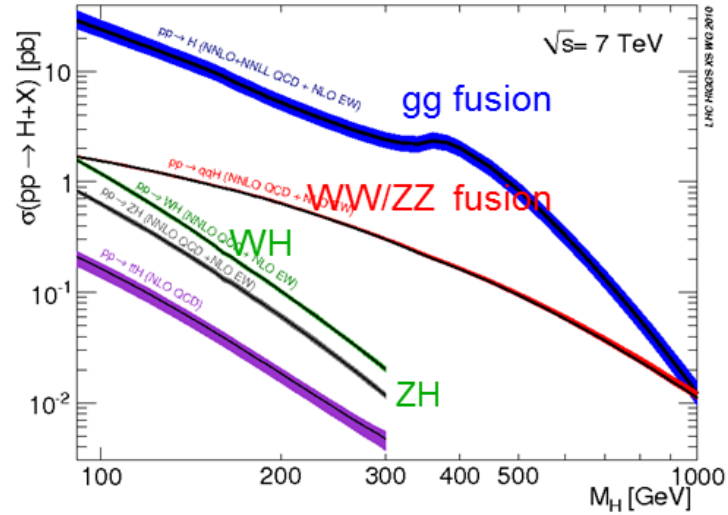


Figura 3.5: Sezioni d'urto per la produzione dell'Higgs [9].

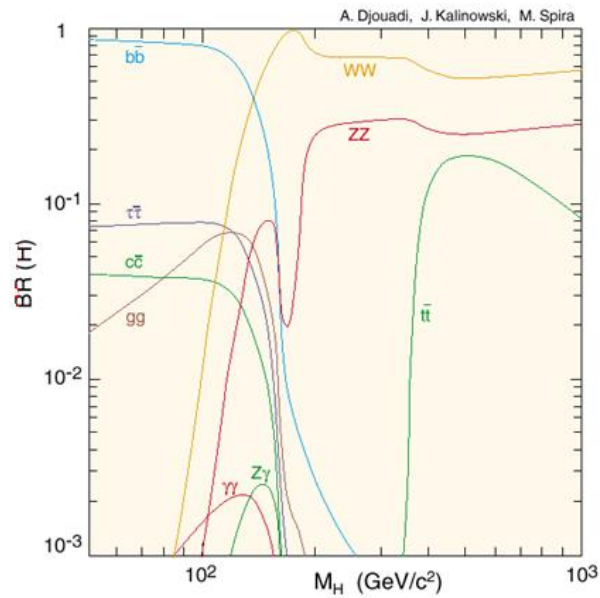


Figura 3.6: Rapporti di decadimento del bosone di Higgs [9].

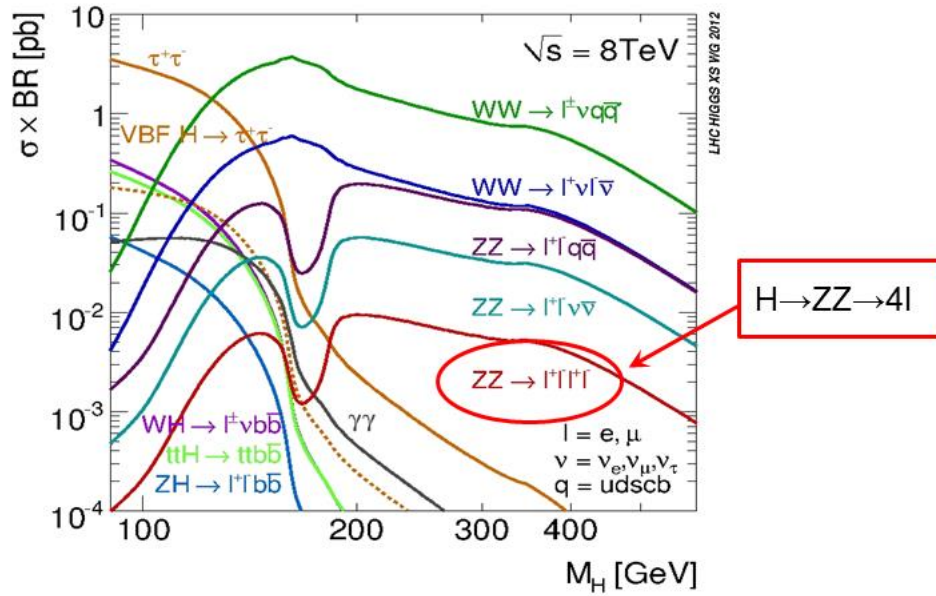


Figura 3.7: Prodotto $\sigma \cdot BR$ per i vari canali di decadimento [9].

Per prima cosa il sistema di trigger seleziona eventi in cui sia identificata almeno una coppia di leptoni (μ , e) di elevato momento trasverso. In seguito vengono isolati, ricostruiti ed identificati i 4 leptoni come provenienti dal vertice primario di interazione; sono selezionati evento per evento tra i leptoni all'interno dell'accettazione del rivelatore. Segue la ricostruzione dei candidati Z_1 e Z_2 , dove Z_1 è considerato un bosone reale e Z_2 virtuale, a partire dalle due coppie leptoniche. Infine i 4 leptoni selezionati sono utilizzati per ricostruire un candidato $4l$, graficandone la distribuzione della massa invariante:

$$m^2 = \left(\sum E \right)^2 - \left\| \sum \vec{p} \right\|^2$$

Questa distribuzione è visibile in Fig. 3.8. La presenza dell'Higgs mostra un picco in rilievo sopra il fondo.

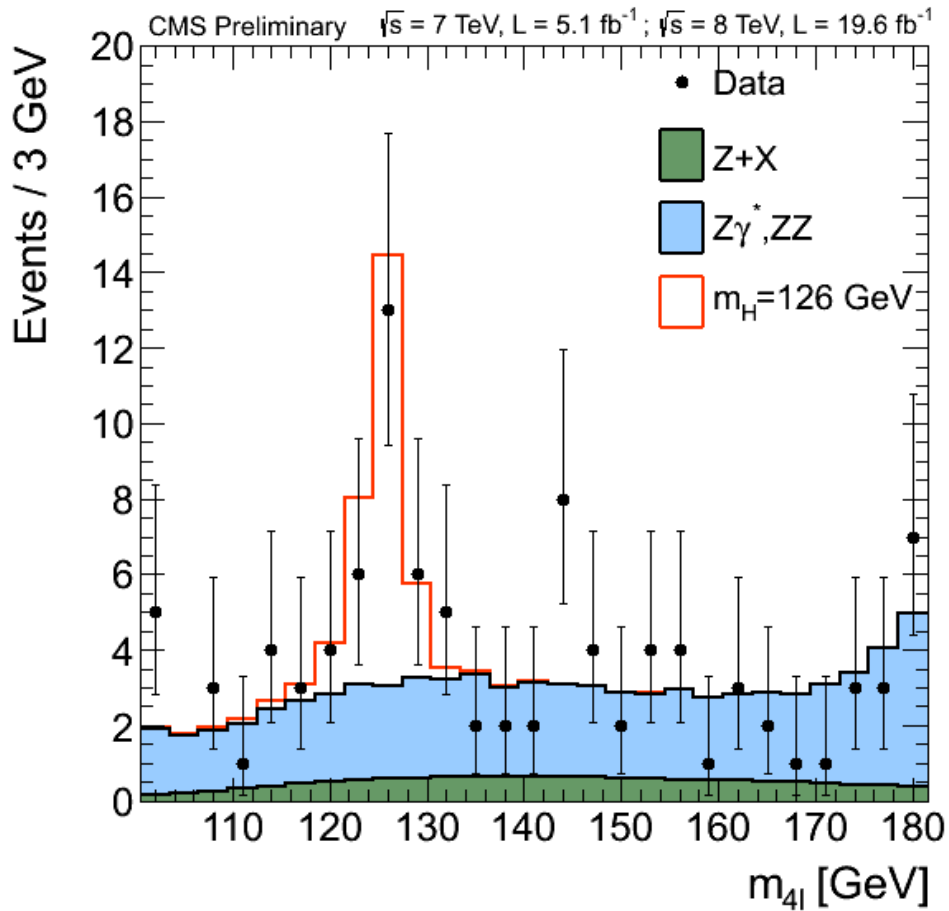


Figura 3.8: Distribuzione in massa invariante del candidato 4l [10].

L'analisi ricopre un intervallo di massa $110 \text{ GeV} < m_H < 1 \text{ TeV}$. I dati raccolti da CMS a $\sqrt{s} = 7$ TeV nel 2010 e 2011, combinati coi nuovi dati raccolti nel 2012 a $\sqrt{s} = 8$ TeV hanno condotto alla scoperta di un nuovo bosone con un valore di massa di ~ 125 GeV.

Capitolo 4

RECO vs DELPHES

4.1 Introduzione

La simulazione di eventi è uno strumento fondamentale dell'analisi, in quanto permette di ottimizzare al massimo la strategia di selezione degli eventi che dovrà essere utilizzata nei risultati sperimentali e per conoscerne l'efficienza. Inoltre le simulazioni MC sono usate per la valutazione di un fondo "controllato" così da poter estrarre un segnale interessante.

I muoni generati sono stati selezionati con $p_T > 5 \text{ GeV}/c$. I muoni vengono ricostruiti nelle camere a muoni con $|\eta| < 2.4$.

Per il bosone Z_1 *reale* si richiede che la massa invariante sia nell'intervallo di massa: $40 < m_{Z_1} < 120 \text{ GeV}$.

4.2 Obiettivo

Ciò che si intende verificare in questa tesi è l'affidabilità della simulazione *Delphes* attraverso un confronto con le simulazioni di CMS (RECO). Queste ultime sono state prodotte con un *pile up* di 50, dunque anche con *Delphes* sono stati analizzati eventi simulati prodotti con lo stesso valore.

L'obiettivo è analizzare gli eventi con *pile up* di 140 che si avranno a CMS dopo i futuri *upgrades* di LHC. L'idea è di poter simulare "velocemente" eventi con un *pile up* di 140 e con una geometria modificata del rivelatore.

Il vantaggio di utilizzare questo framework sta nel fatto che i parametri principali del rivelatore, per esempio l'accettanza del rivelatore per valori di $\eta > 2.4$, oppure la risoluzione e la granularità dei calorimetri, possono essere variati facilmente. Inoltre, la rapidità con cui gli eventi vengono prodotti è di 1000 volte maggiore con *Delphes* rispetto alla *Full Simulation* di CMS ($v_{\text{Delphes}} = 2 \text{ Hz}$, $v_{\text{FullSim}} = 0.002 \text{ Hz}$). Attraverso questo confronto, si intende dimostrare l'affidabilità e l'utilità di *Delphes* nelle future simulazioni.

4.3 Simulazione con la *Full Simulation* di CMS

I segnali Monte Carlo (MC) sono stati simulati utilizzando i generatori MADGRAPH e PYTHIA.

MADGRAPH genera eventi al vertice primario d'interazione (come la produzione dell'Higgs tramite fusione gluone gluone); PYTHIA genera i decadimenti secondari (come il decadimento dell'Higgs in due bosoni Z). A questo punto le particelle generate vengono passate nella simulazione del rivelatore e nella ricostruzione del software CMSSW.

L'effetto delle interazioni multiple per *bunch crossing* (*pile up*) è stato simulato sovrapponendo eventi di *minimum bias* con quelli di *hard scattering*.

Si è usato un campione Monte Carlo dove un bosone di Higgs è prodotto nella fusione gluone gluone con una massa di 125 GeV. Si considera il decadimento $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$ e un *pile up* di 50.

Sia per la *Full Simulation* di CMS che per *Delphes* vengono presentati quattro istogrammi. Il primo istogramma (*Fig. 4.3.1*) mostra la risoluzione in p_T tra le tracce generate e quelle passate nella simulazione del rivelatore.

Il secondo istogramma (Fig. 4.3.2) mostra la distribuzione in massa invariante per le coppie $\mu^+ \mu^-$ selezionate tra le coppie di muoni con carica opposta. Il terzo istogramma (Fig. 4.3.3) mostra la distribuzione in massa invariante per la coppia $\mu^+ \mu^-$ selezionata nel *range* di massa $40 < m < 120$ GeV, da cui viene ricostruita la massa del bosone Z_1 associato al bosone reale nel canale di decadimento $H \rightarrow ZZ$. Il quarto istogramma (Fig. 4.3.4) mostra la distribuzione in massa invariante per il candidato Higgs dopo le selezioni sopra descritte. La funzione tratteggiata rappresenta la distribuzione gaussiana del *fit*.

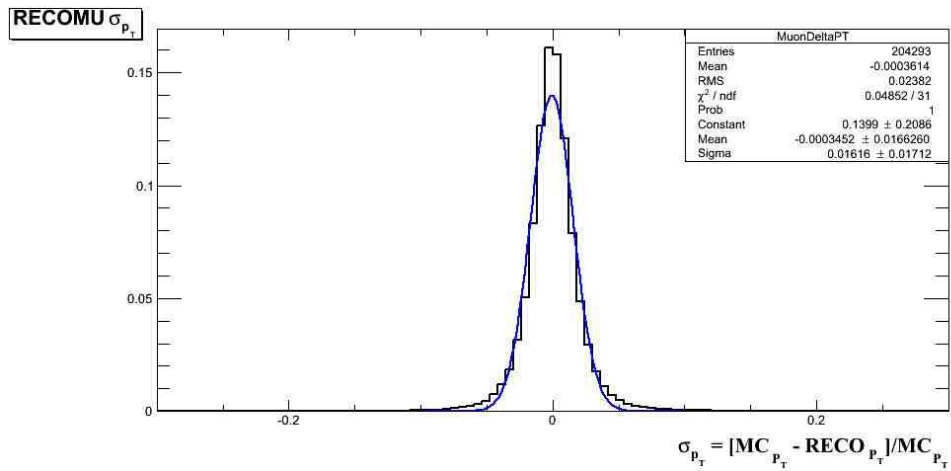


Figura 4.3.1: Differenza in p_T tra le tracce generate e quelle ricostruite in CMS (RECO).

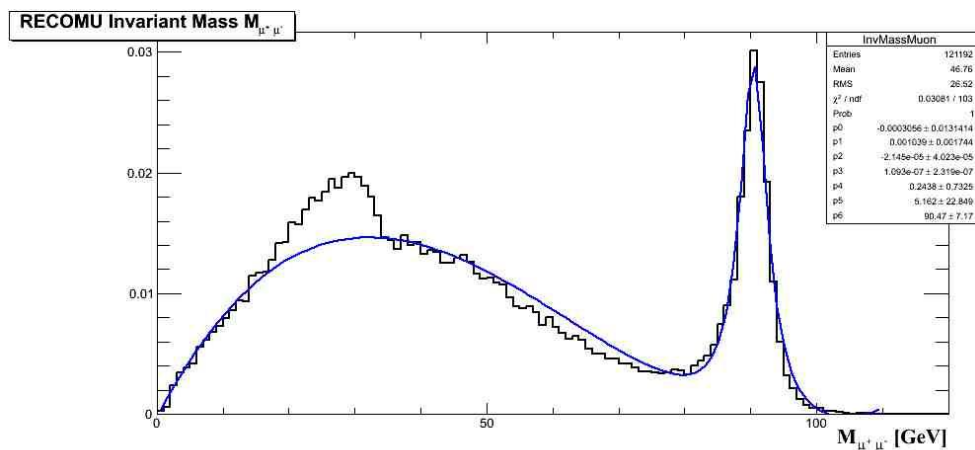


Figura 4.3.2: Distribuzione in massa invariante per le coppie $\mu^+ \mu^-$ selezionate.

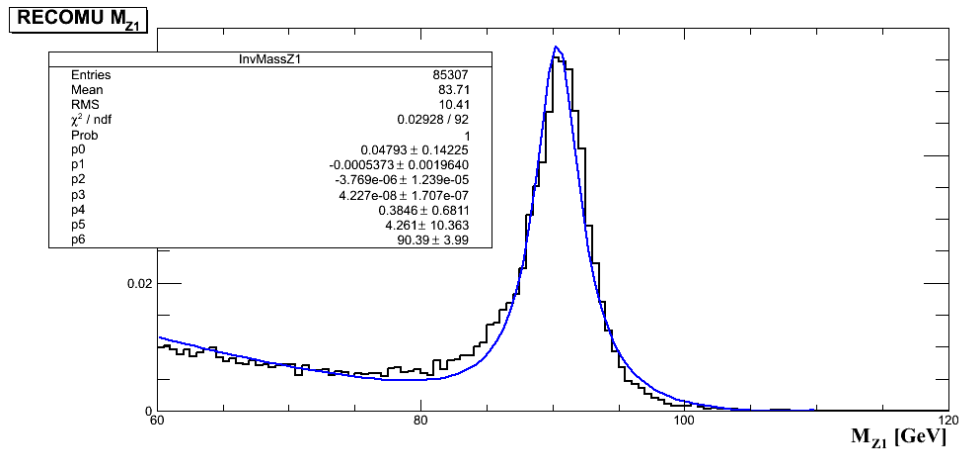


Figura 4.3.3: Distribuzione in massa invariante delle coppie $\mu^- \mu^+$ selezionate (associate al bosone Z_1).

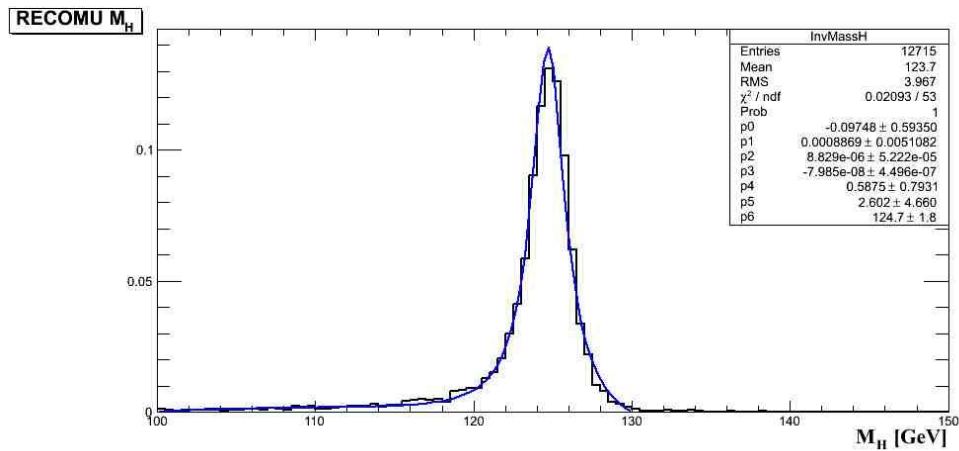


Figura 4.3.4: Distribuzione in massa invariante per i 4 μ (associati al candidato Higgs) nel decadimento $H \rightarrow Z_1 Z_2 \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^- \mu^+$.

Le Figg. 4.3.1, 4.3.2, 4.3.3, 4.3.4, mostrano le varie distribuzioni ottenute con la CMS Full Simulation (RECO).

Dalla Fig. 4.3.1 risulta una risoluzione in p_T : $\sigma = 1.6\%$. Negli istogrammi successivi le distribuzioni in massa invariante mostrano dei picchi attorno ai

valori medi: ~ 30 GeV e ~ 90 GeV per le masse separate della coppia $\mu^- \mu^+$, 83.7 GeV per la massa della coppia $\mu^- \mu^+$ associata al bosone Z_1 , 123.7 GeV per la massa del candidato Higgs.

4.4 Simulazione con Delphes

4.4.1 Delphes

In questa tesi si è scelto di utilizzare una simulazione con *Delphes* [11]. Questo framework è in grado di simulare velocemente la risposta di un rivelatore complesso con la possibilità di cambiare i valori delle relative variabili. La simulazione include un sistema di tracciamento immerso in un campo magnetico, calorimetri e sistema di rivelazione per muoni, e potenziali nuovi rivelatori. La simulazione considera l'effetto del campo magnetico, la granularità dei calorimetri e la risoluzione dei sottorivelatori. *Delphes* è stato sviluppato per stimare variabili come sezioni d'urto ed efficienze dopo una selezione di eventi per reazioni specifiche. *Delphes* include le caratteristiche sperimentali più cruciali, in particolare:

-la geometria di entrambe le parti del rivelatore (*barrel + endcap*)

-l'effetto del campo magnetico sulle tracce

-la ricostruzione di fotoni, leptoni, jets

-l'isolamento leptonico

-l'emulazione di trigger

-il display dell'evento

Sebbene *Delphes* fornisca risultati estremamente realistici, ha alcune limitazioni: la geometria del rivelatore è idealizzata, essendo uniforme e simmetrica attorno all'asse del fascio. Le interazioni secondarie, gli scattering multipli e il bremsstrahlung vengono trascurati. La configurazione globale del rivelatore simulato da *Delphes* consiste in un sistema di tracciamento centrale (*tracker*) circondato da un calorimetro

elettromagnetico e uno adronico (ECAL e HCAL, ognuno con *barrel* ed *endcap*) e due calorimetri a basso angolo (FCAL). Infine un sistema per muoni racchiude il volume del rivelatore centrale. Viene simulato l'effetto del campo magnetico nella curvatura di particelle cariche e ricostruita la traccia di ogni particella con un momento trasverso $p_T > 5 \text{ GeV}$.

I muoni che entrano nell'accettazione del rivelatore muonico ($-2.4 \leq \eta \leq 2.4$) e oltrepassano la soglia stabilita ($p_T > 5 \text{ GeV}$) sono considerati candidati per l'analisi. Il momento trasverso p_T non viene modificato oltre i calorimetri. Lo scattering multiplo è trascurato. Ciò implica che i muoni a bassa energia in *Delphes* hanno una migliore risoluzione rispetto a un rivelatore reale.

Per rigettare il fondo di *jets*, vengono applicati dei criteri di isolamento che consistono nel richiedere che i candidati μ siano isolati nel rivelatore da qualsiasi altra particella, all'interno di un piccolo cono:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < 0.5$$

4.4.2 Simulazione con Delphes

Di seguito vengono riportati i risultati relativi alle simulazioni svolte con *Delphes*.

Dal primo istogramma (Fig. 4.4.1) risulta una risoluzione in p_T : $\sigma = 2.3\%$, maggiore rispetto a quella ottenuta per la *Full Simulation* di CMS.

Gli istogrammi successivi forniscono valori di poco scostati dalla precedente simulazione: si ha una massa invariante media di 85 GeV per la coppia $\mu^- \mu^+$ associata al bosone Z_1 e di 124.1 GeV per il candidato Higgs.

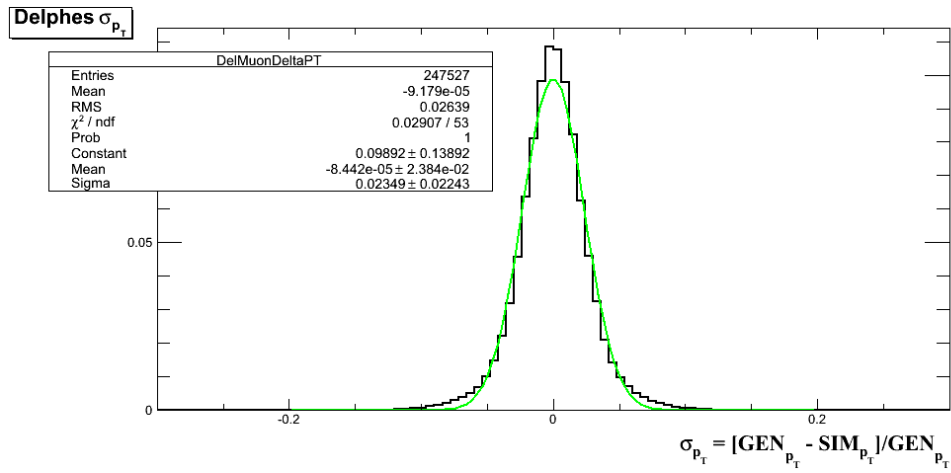


Figura 4.4.1: Differenza in p_T tra le tracce generate e quelle simulate con *Delphes*.

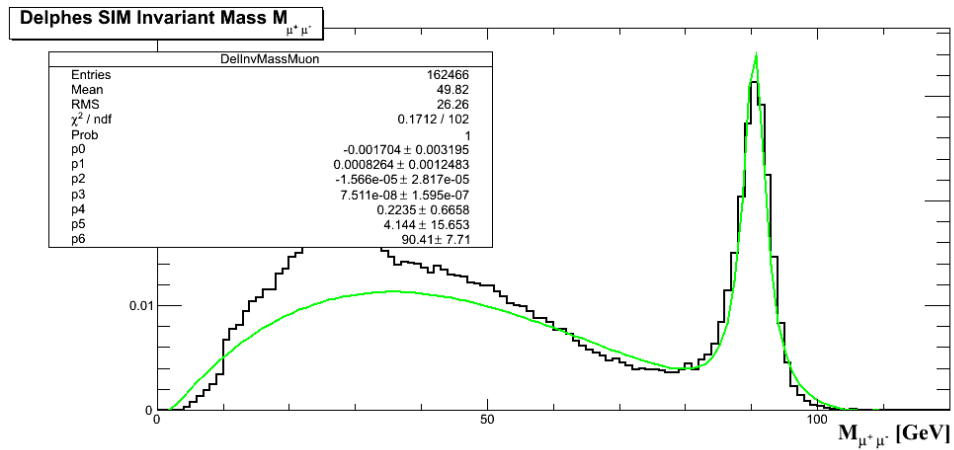


Figura 4.4.2: Distribuzione in massa invariante per le coppie $\mu^+ \mu^-$ selezionate.

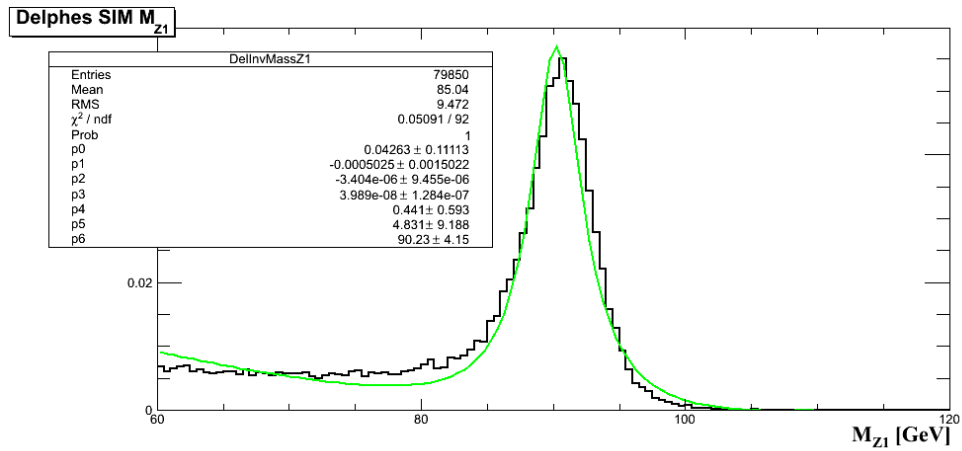


Figura 4.4.3: Distribuzione in massa invariante delle coppie $\mu^- \mu^+$ selezionate (associate al bosone Z_1).

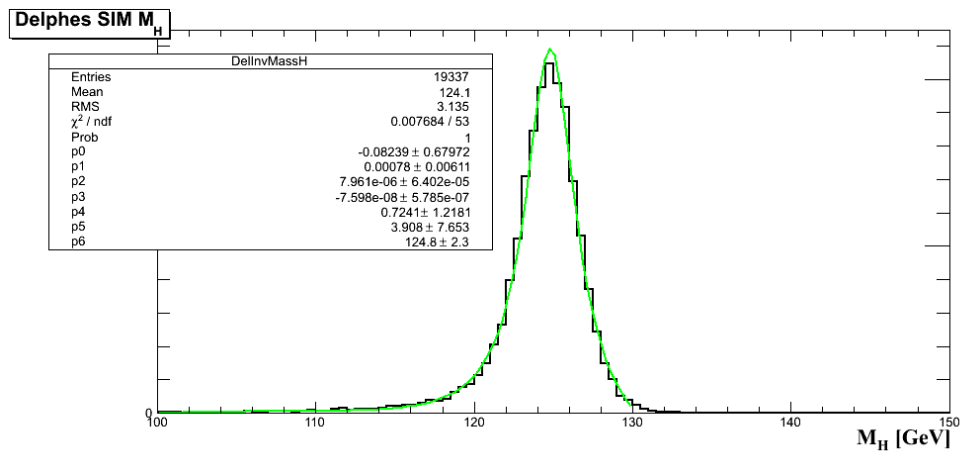


Figura 4.4.4: Distribuzione in massa invariante per i 4 μ (associati al candidato Higgs) nel decadimento $H \rightarrow ZZ \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^- \mu^+$

Le Figg. 4.4.1, 4.4.2, 4.4.3, 4.4.4, mostrano le varie distribuzioni ottenute con *Delphes*.

4.5 RECO vs Delphes: affidabilità

Di seguito viene illustrato un confronto diretto tra le due simulazioni (*Delphes* e RECO) con degli istogrammi *normalizzati* (avendo le *entries* valori differenti per le due simulazioni, il numero di *entries*, cioè di eventi interessanti, è stato normalizzato in modo da poter svolgere un confronto coerente).

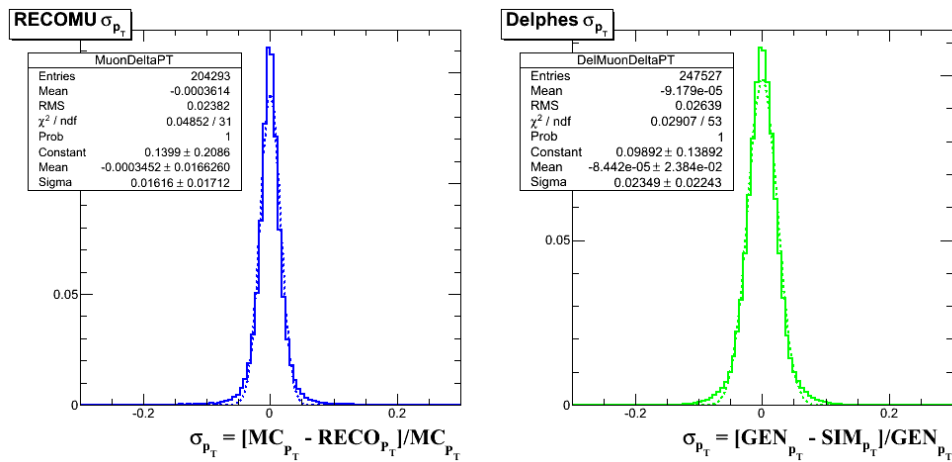


Figura 4.5.1: Differenze in p_T nelle simulazioni RECO (a sinistra) e *Delphes* (a destra).

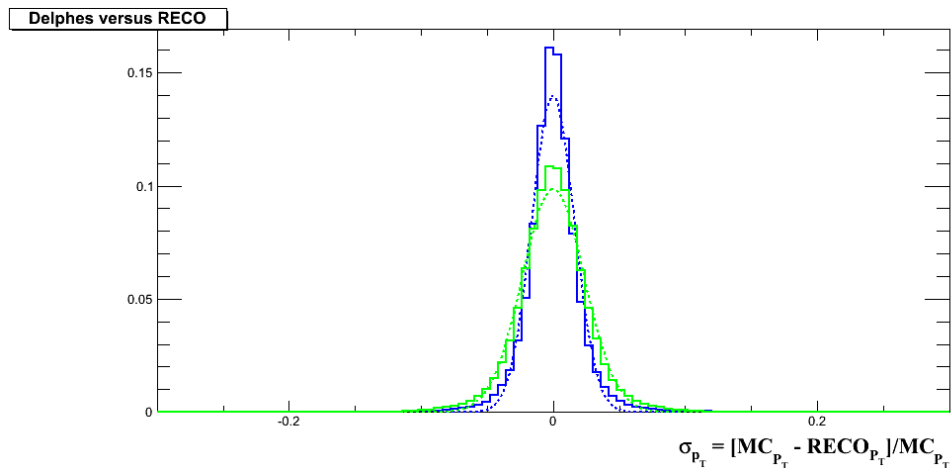


Figura 4.5.2: Le distribuzioni precedenti sovrapposte e normalizzate.

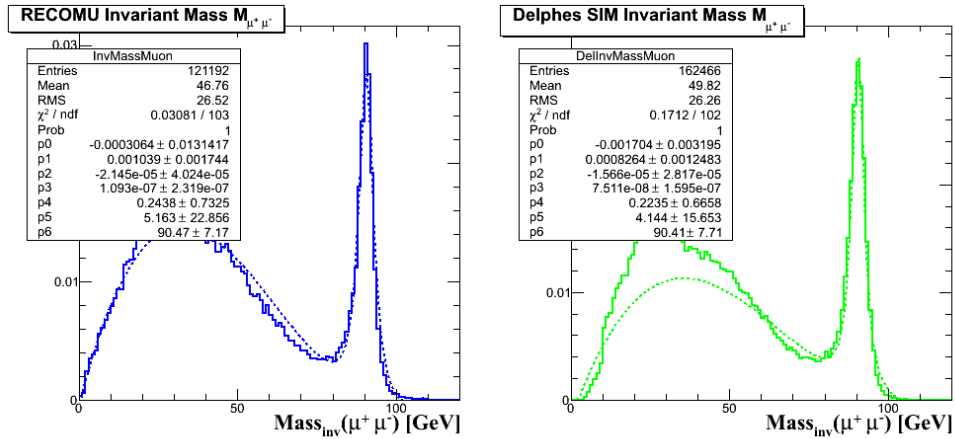


Figura 4.5.3: Distribuzioni in massa invariante per coppie $\mu^+ \mu^-$ selezionate, ottenute con RECO (a sinistra) e con *Delphes* (a destra).

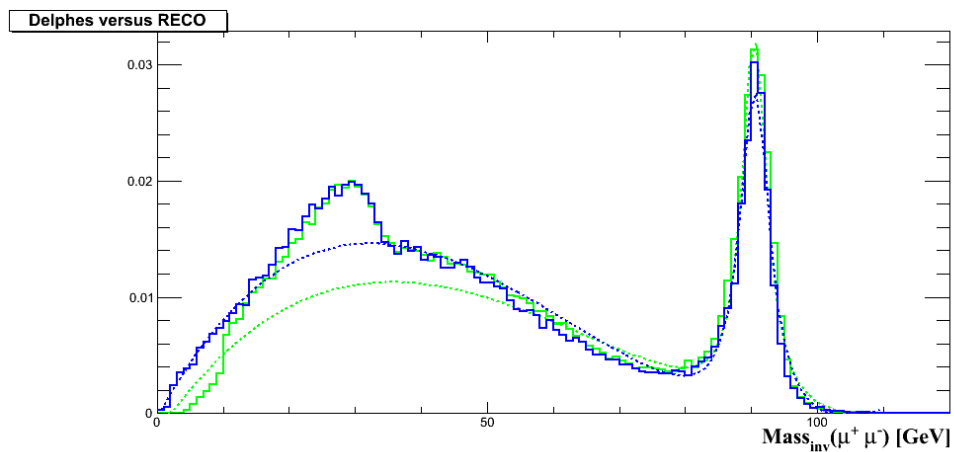


Figura 4.5.4: Le distribuzioni precedenti sovrapposte e normalizzate.

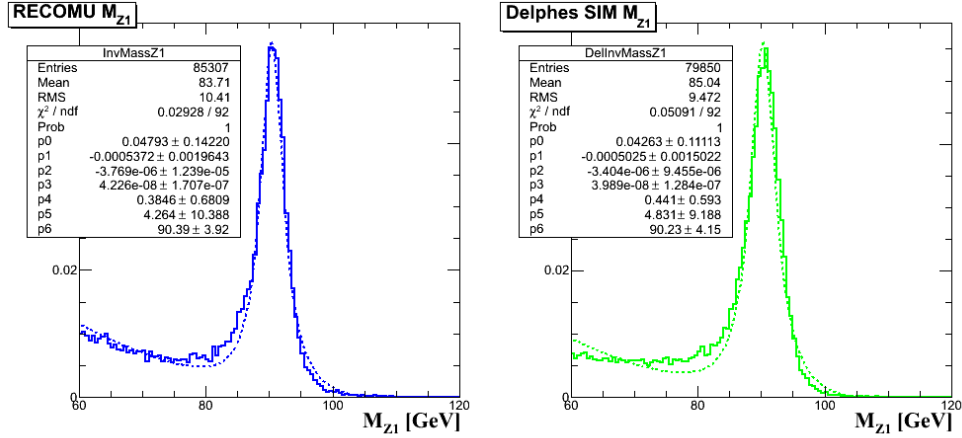


Figura 4.5.5: Distribuzioni in massa invariante delle coppie $\mu^- \mu^+$ selezionate (associate al bosone Z_1) ottenute con RECO (a sinistra) e con *Delphes* (a destra).

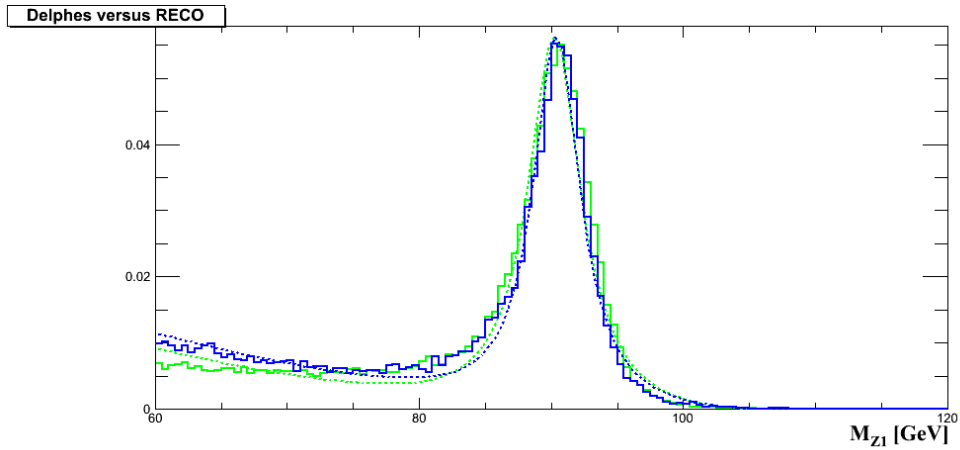


Figura 4.5.6: Le distribuzioni precedenti sovrapposte e normalizzate.

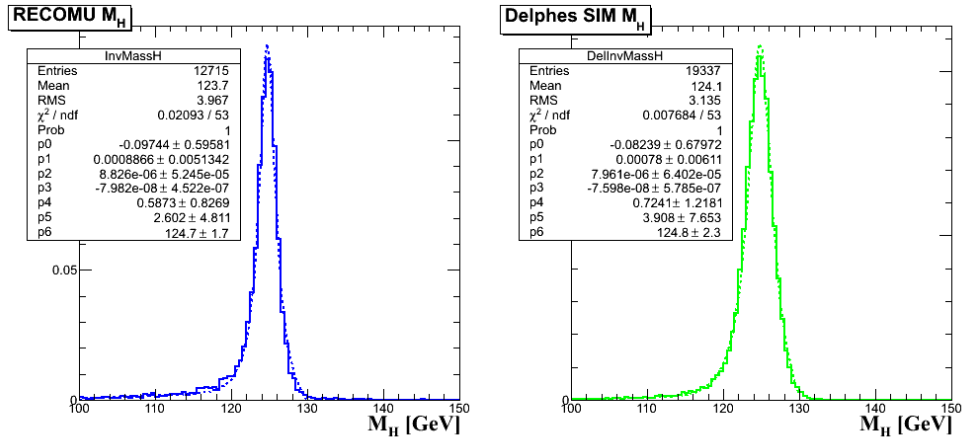


Figura 4.5.7: Distribuzioni in massa invariante per i 4μ (associati al candidato Higgs) nel decadimento $H \rightarrow ZZ \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^- \mu^+$ ottenute con RECO (a sinistra) e con *Delphes* (a destra).

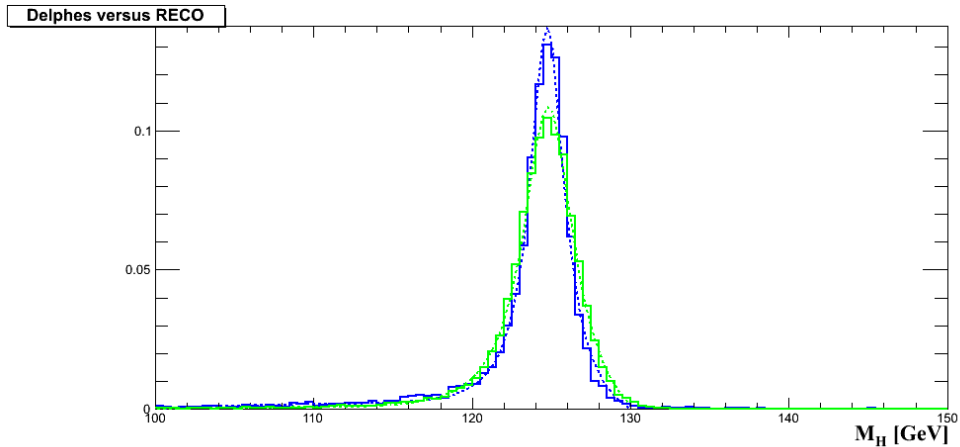


Figura 4.5.8: Le distribuzioni precedenti sovrapposte e normalizzate.

Dalle Figg. 4.5.2, 4.5.4, 4.5.6, 4.5.8, emerge in modo chiaro il confronto tra le due simulazioni: risulta un buon accordo tra le distribuzioni *Delphes* e la Full Simulation di CMS. Un aggiustamento dei parametri, per esempio la risoluzione in impulso trasverso, può essere facilmente realizzato.

A questo punto abbiamo dimostrato l'affidabilità delle simulazioni *Delphes* con un *pile up* di 50, possiamo dunque procedere con la simulazione *Delphes* di eventi con *pile up* di 140, previsto dopo il LS3.

Capitolo 5

Delphes fast simulation (pile up = 140)

I futuri *upgrades* di LHC prevedono eventi con *pile up* fino a 140 dopo il LS3, da qui la necessità di simulazioni realistiche in grado di mostrare i migliori valori per i parametri dei rivelatori al fine di raccogliere quante più informazioni possibili e ridurre al minimo la perdita di dati potenzialmente “interessanti”.

Abbiamo dimostrato l’affidabilità delle simulazioni *Delphes* nel capitolo precedente con un confronto con la Full Simulation di CMS. A questo punto si tratta di simulare eventi con *pile up* di 140 tramite *Delphes*.

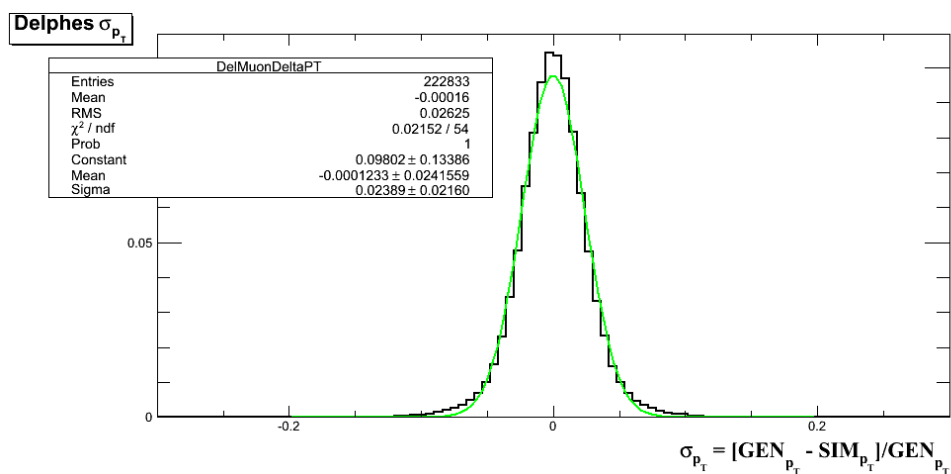


Figura 5.1: Differenza in p_T tra le tracce generate e quelle simulate con *Delphes* (*pile up* = 140).

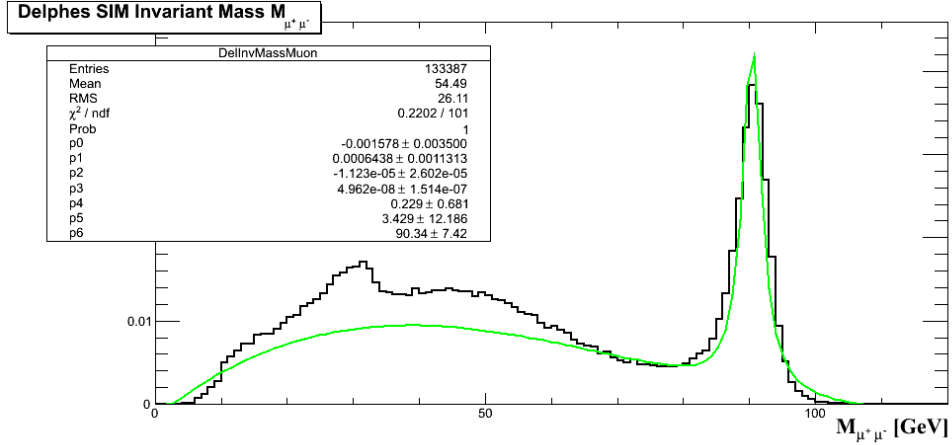


Figura 5.2: Distribuzione in massa invariante per le coppie $\mu^- \mu^+$ selezionate (*pile up* = 140).

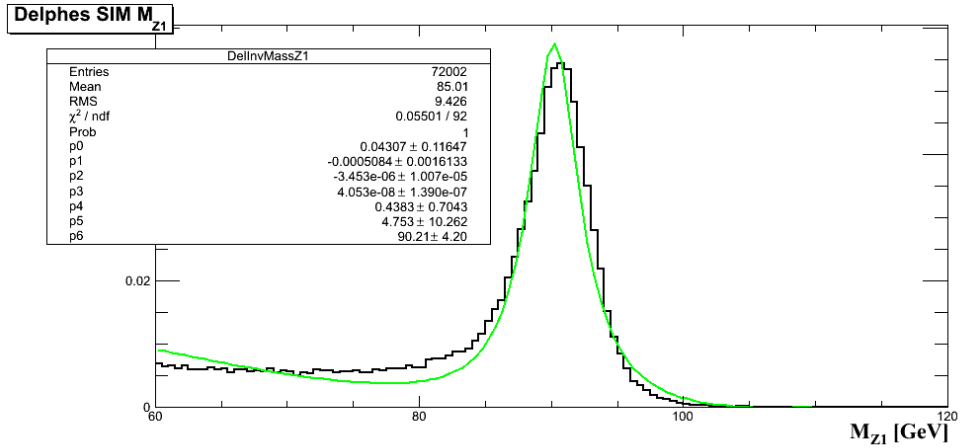


Figura 5.3: Distribuzione in massa invariante delle coppie $\mu^- \mu^+$ selezionate (associate al bosone Z_1) (*pile up* = 140).

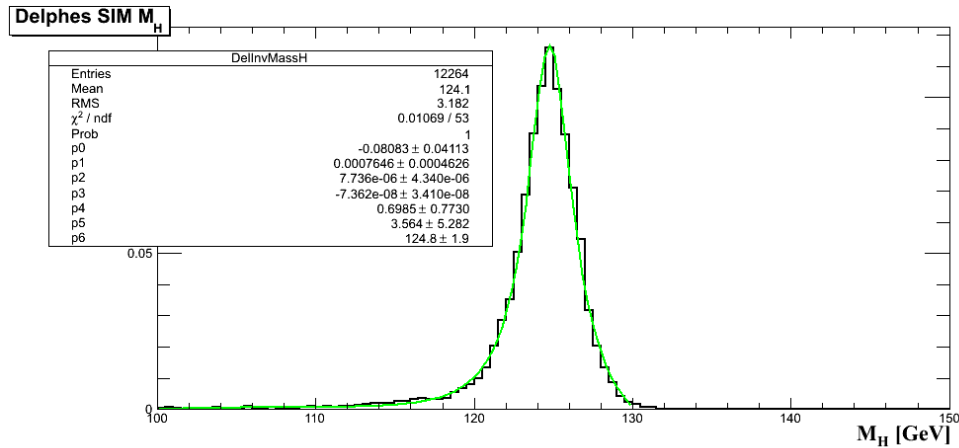


Figura 5.4: Distribuzione in massa invariante per i 4 μ (associati al candidato Higgs) nel decadimento $H \rightarrow ZZ \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^- \mu^+$ (*pile up* = 140).

Le Figg. 5.1, 5.2, 5.3 e 5.4 mostrano i risultati relativi alle simulazioni svolte con *Delphes*, per eventi con *pile up* di 140. Le simulazioni mostrano valori di massa per le coppie $\mu^- \mu^+$, il bosone (reale) Z_1 e il candidato Higgs verosimili e in accordo con i risultati ottenuti con *pile up* minori.

Come si vede in Fig. 5.1, la risoluzione in p_T tra eventi con *pile up* di 50 e eventi con *pile up* di 140 rimane praticamente invariata. Anche i valori medi delle distribuzioni in massa invariante per le coppie $\mu^- \mu^+$ associate al bosone Z_1 e per i 4 μ associati al candidato Higgs rimangono invariati.

In un futuro prossimo, i risultati con *pile up* di 140 verranno validati con campioni simulati con la *Full Simulation* di CMS. Con una validazione positiva, *Delphes* verrà usato in modo sistematico per produrre velocemente campioni di segnale e di fondo. Le configurazioni delle varie fasi dell'*upgrade* di CMS (*post LS1 e post LS2*) saranno anche presto disponibili. Sarà allora possibile iniziare uno studio dettagliato del canale $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu, 4e, 2\mu 2e$, a $\sqrt{s} = 14$ TeV e con varie configurazioni del rivelatore CMS.

Prospettive e Conclusioni

Il confronto tra la *Full Simulation* di CMS e *Delphes*, mostra un buon accordo per eventi con *pile up* di 50. Una validazione dettagliata di *Delphes* con aggiustamento dei parametri è in corso.

Al termine del *Long Shutdown* (previsto per il 2015) LHC opererà con nuovi parametri:

- L'energia al centro di massa \sqrt{s} aumenterà da 8 TeV a 14 TeV;
- La luminosità aumenterà da $8 \cdot 10^{33}$ a $\sim 2 \cdot 10^{34}$ Hz/cm²;
- Il *pile up* di conseguenza aumenterà da ~ 30 a ~ 50 ;

Dopo il LS3, ci si aspetta un *pile up* fino a 140 e una luminosità di $5 \cdot 10^{34}$ Hz/cm².

A questo punto possiamo affermare che le simulazioni effettuate con *Delphes* per gli eventi previsti con *pile up* di 50 e di 140 siano realistiche e possano essere utilizzate per affinare le analisi e per stimare il beneficio dei vari *upgrades* in termini di efficienza e risoluzione.

Bibliografia

[1] <http://www.infn.it/lhcitalia>

[2] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults>

[3] The CMS Collaboration, "The CMS experiment at the CERN LHC", JINST 3 (2008) S08004.

[4] M.Masciovecchio, "Evidence for a new boson in four lepton final states using the CMS detector at the LHC", Tesi di Laurea, Università di Bologna, II Sessione, A.A. 2011-2012.

[5] Henry A. Rowland Department of Physics & Astronomy
(www.pha.jhu.edu)

[6] G. Abbiendi et al. (ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP Working Group for Higgs Boson Searches), "Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP", Phys. Lett. B 565 (2003) 61.

[7] The TEVNPH Working Group, "Updated Combination of CDF and D0 Searches for Standard Model Higgs Boson Production with up to 10.0 fb^{-1} of Data", FERMILAB-CONF-12-318-E, CDF Note 10884, D0 Note 6348 (2012), arXiv:1207.0449 [hep-ex].

[8] ATLAS Collaboration, CMS Collaboration, "First observations of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson at the LHC", Phys. Lett. B 716 (2012) 1.

[9] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSections>.

[10] CMS-PAS-HIG-13-02, "Properties of the Higgs-like boson in the decay H to ZZ to $4l$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV", CMS Collaboration.

[11] S. Oryn, X. Rouby, V. Lemaitre, "Delphes, a framework for fast simulation of a generic collider experiment", arXiv:0903.2225v3 (2010).

Un sincero grazie a Paolo e Sylvie per la loro sconfinata disponibilità, pazienza e simpatia. Un altro grazie alla mia famiglia per avermi permesso di laurearmi in Fisica. Un grazie anche ai miei amici "bolognesi" Federico e Fabio, ma anche Michele Isac e Paolo e ovviamente agli amici di Casa Bartolucci.

Un ultimo grazie va a colei cui appartiene il mio cuore...

