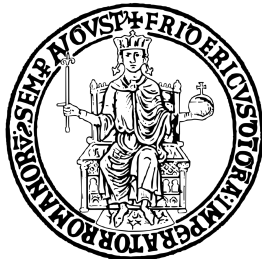


**UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI  
“FEDERICO II”**



**Scuola Politecnica e delle Scienze di Base**

**Area Didattica di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali**

**Dipartimento di Fisica “Ettore Pancini”**

*Laurea Triennale in Fisica*

**Ricerca di una nuova particella  $T' \rightarrow tH$  ad LHC con  
decadimenti dell'Higgs in due fotoni**

**Relatori:**

Alberto Orso Maria Iorio

**Candidato:**

Jonathan Bonetti

Matr. N85001152

**Anno Accademico 2019/2020**

*Ad Alessia  
e Alla Mia Famiglia*

# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>4</b>
<b>1 Modello Standard e Fisica BSM</b>	<b>6</b>
1.1 Modello Standard . . . . .	6
1.1.1 Le Particelle Fondamentali . . . . .	6
1.1.2 Interazione Elettrodebole . . . . .	7
1.1.3 Interazione Forte . . . . .	9
1.1.4 Meccanismo di Higgs . . . . .	9
1.1.5 Quark Top . . . . .	10
1.2 Fisica Oltre il Modello Standard . . . . .	11
1.2.1 Vector-Like Quarks . . . . .	11
1.2.2 Produzione dei VLQ . . . . .	12
1.2.3 Decadimento dei VLQ . . . . .	13
1.2.4 Ricerca dei Vector-Like Quarks . . . . .	14
<b>2 LHC e CMS</b>	<b>16</b>
2.1 LHC . . . . .	17
2.2 CMS . . . . .	19
2.2.1 I Sottorivelatori del CMS . . . . .	20
<b>3 Ricostruzione Degli Oggetti e Analisi</b>	<b>23</b>
3.1 Processi di Segnale Considerati . . . . .	23
3.2 Ricostruzione e Selezione Effettuata . . . . .	24
3.2.1 Processi di Fondo . . . . .	24
3.2.2 Bosone di Higgs . . . . .	26
3.2.3 Leptone . . . . .	28
3.2.4 MET . . . . .	29
3.2.5 jet . . . . .	29
3.2.6 Quark top . . . . .	30
3.2.7 Vector-Like Quark T . . . . .	31
3.2.8 Mis-Identification dei Leptoni . . . . .	31

<i>INDICE</i>	3
3.3 Analisi . . . . .	34
<b>Conclusioni</b>	<b>38</b>
<b>Lista delle Figure</b>	<b>41</b>
<b>Lista delle Tabelle</b>	<b>42</b>
<b>Bibliografia</b>	<b>42</b>

# Introduzione

Nell'ambito della fisica delle particelle elementari il modello migliore e più preciso sviluppato per descrivere la realtà è il modello standard (MS). Tale modello ha infatti provato, grazie ai riscontri ottenuti negli esperimenti del XX e del XXI secolo, la sua efficacia nel rappresentare la natura ottenendo consistentemente conferma delle sue accurate predizioni teoriche.

Tuttavia, per quanto di successo, il MS presenta numerosi problemi che mostrano come la sua descrizione della realtà sia incompleta, problemi che spesso portano a considerarlo un modello fenomenologico a seguito di una teoria sottostante più articolata. Tra le mancanze più evidenti si annoverano la totale assenza di una descrizione della gravitazione e l'assenza di particelle di Materia Oscura, ossia materia che interagisce solo gravitazionalmente e le cui evidenze in campo astrofisico sono numerosissime.

Ci sono una serie di modelli ed ipotesi che tentano di spiegare la fisica attualmente non predetta dal modello standard: in questa tesi si analizzano i *Vector-Like Quark (VLQ)* i quali sono conseguenza comune a diversi modelli di fisica oltre il MS, detti modelli *Beyond Standard Model (BSM)*. Questi VLQ sono delle particelle con massa dell'ordine del TeV con sostanziali differenze dai quark del MS. Attualmente la ricerca di questi VLQ viene svolta agli esperimenti *Compact Muon Solenoid (CMS)* e *A Toroidal LHC Apparatus (ATLAS)*, due degli esperimenti del *Large Hadron Collider (LHC)* al CERN che ha raggiunto energie nel centro di massa di 13 TeV negli anni 2015-2018.

Il lavoro presentato in questa tesi è uno studio del meccanismo di produzione di un VLQ  $T'$  singolo, ed in particolare si tratterà il suo decadimento in un quark top ed un bosone di Higgs. Si studierà lo stato finale  $t \rightarrow l\nu b$  e  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , ossia quello nel quale l'Higgs decade in uno stato finale a due fotoni e invece il quark top decade in un quark b e quindi in jet di adronizzazione, un leptone ed un neutrino. Una peculiarità del canale  $tHq$  è che non è mai stato osservato neanche nell'ambito del MS, ciò aumenta dunque l'interesse dello studio di questo canale anche all'interno del MS.

Il lavoro viene svolto su delle simulazioni di segnale, con varie ipotesi di massa del  $T'$  che vanno da 700 a 1200 GeV, e simulazioni di segnale nell'ambito del

MS e con modelli BSM con lo scopo di valutare la possibilità di scoperta di tale VLQ con i dati raccolti nel cosiddetto Run-II dell'LHC, conclusosi nel 2018, con la prossima presa dati detta Run-III e con l' *High Luminosity LHC* (HL-LHC) ad alta luminosità, oppure semplicemente valutare l'eventualità di osservare il canale tHq anche all'interno dello SM.

Il lavoro presentato si divide in tre capitoli:

- **Capitolo 1:** una presentazione dei tratti fondamentali del MS
- **Capitolo 2:** descrizione di LHC e dell'esperimento CMS
- **Capitolo 3:** esposizione della ricostruzione effettuata e dell'analisi svolta

# Capitolo 1

## Modello Standard e Fisica BSM

### 1.1 Modello Standard

Il modello standard [14] è attualmente il modello di maggior successo in grado di descrivere le varie interazioni fra particelle fondamentali, includendo in sé la descrizione dell'elettrodinamica quantistica e della cromodinamica quantistica, ossia interazioni fra particelle di tipo elettrodebole o forte. Esso è stato in grado di predire fenomeni e proprietà delle suddette interazioni portando inoltre alla scoperta di nuove particelle da esso predette.

#### 1.1.1 Le Particelle Fondamentali

Le particelle fondamentali sono quelli che attualmente si considerano costituenti indivisibili della materia. Questi saranno di due tipi, Bosoni e Fermioni. I primi obbediscono alla statistica di Bose-Einstein ed hanno spin intero, i secondi invece obbediscono alla statistica di Fermi-Dirac e posseggono spin semiintero.

Queste particelle vengono classificate come

- *Leptoni*
- *Quark*
- *Mediatori di Forza*
- *Bosone di Higgs*

I mediatori di forza sono dei bosoni associati ai campi (detti anche di Gauge) che, appunto, mediano l'interazione fra due particelle. Dunque per descriverli è necessario descrivere dapprima le interazioni che mediano, cosa che sarà fatta nei successivi due paragrafi.

Leptone	Simbolo	$\frac{q}{e}$	Massa ( $\frac{MeV}{c^2}$ )
Elettrone	e	-1	$0.511 \pm 3.1 \times 10^{-9}$
Muone	$\mu$	-1	$105 \pm 2.4 \times 10^{-6}$
Tauone	$\tau$	-1	$1776 \pm 0.12$
Neutrino e.	$\nu_e$	0	$< 2 \times 10^{-6}$
Neutrino mu.	$\nu_\mu$	0	$< 2 \times 10^{-6}$
Neutrino tau.	$\nu_\tau$	0	$< 2 \times 10^{-6}$

**Tabella 1.1:** Caratteristiche principali dei leptoni [19]

Sia leptoni che quark sono fermioni con spin  $\frac{1}{2}$ .

I leptoni sono particelle neutre o con carica intera rispetto a quella dell'elettrone, in grado di interagire tramite la forza Elettrodebole. Queste sono l'elettrone, il muone, il tauone e i neutrini a loro associati. Inoltre, ai leptoni è associato il numero quantico leptonico di famiglia che vale 1 per le particelle di una famiglia, -1 per le rispettive antiparticelle e 0 per gli altri leptoni. In generale i numeri quantici sono delle quantità che si conservano in un'interazione, permettendoci di comprendere quali fenomeni sono permessi e quali no. A questi si aggiungono le gli antileptoni, ossia le antiparticelle di ogni leptone. Un'antiparticella è una particella che ha la stessa massa di una data particella, ma carica e numeri quantici opposti (nel caso dei fermioni, quindi, si avrà il numero leptonico di segno invertito). Infine, viene osservato sperimentalmente il fenomeno dell'oscillazione dei neutrini, ossia un neutrino prodotto con un certo sapore può cambiarlo lungo il suo moto. Ciò si spiega con un mixing di questi ultimi regolato dalla matrice *PMNS* (*Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata*). Le principali caratteristiche dei leptoni sono riportate in tabella 1.1.

I quark sono in grado di interagire anche tramite l'interazione forte, hanno carica frazionaria e ogni quark è contraddistinto da un certo numero quantico detto di *sapore*. Questi quark non sono mai osservabili come particelle libere, sono sempre in sistemi legati con altri quark e formano gli adroni, ossia particelle capaci di interazione forte. Nel caso in cui un quark si liberi genererà degli sciami di adroni detti jet. Le principali caratteristiche dei quark sono riassunte in tabella 1.2.

### 1.1.2 Interazione Elettrodebole

Esiste una descrizione unica che tiene conto sia delle interazioni di tipo elettromagnetiche che quelle di tipo debole che è il modello GWS (Glashow-Weinberg-Salam) [15] [20]; tale descrizione si fonda sul fatto che a grandi energie le costanti di accoppiamento delle due forze sono confrontabili.

Se l'interazione viene mediata da bosoni neutri viene detta *interazione di corrente*



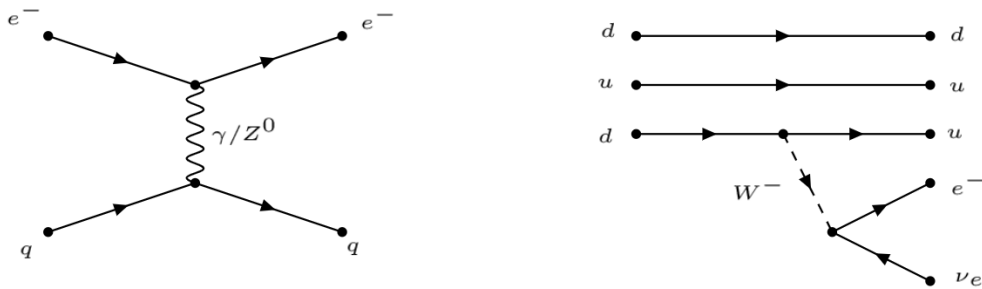
Quark	Simbolo	$\frac{q}{e}$	Massa ( $\frac{MeV}{c^2}$ )
Up	u	$\frac{2}{3}$	$2.2^{+0.5}_{-0.4}$
Down	d	$-\frac{1}{3}$	$4.7^{+0.5}_{-0.3}$
Strange	s	$-\frac{1}{3}$	$95^{+0.9}_{-0.3}$
Charm	c	$\frac{2}{3}$	$1.275^{+0.025}_{-0.035} \times 10^3$
Bottom	b	$-\frac{1}{3}$	$4.18^{+0.04}_{-0.03} \times 10^3$
Top	t	$\frac{2}{3}$	$173.0 \times 10^3 \pm 0.4 \times 10^3$

**Tabella 1.2:** Caratteristiche principali dei Quark [19]

neutra, altrimenti avremo un'interazione di corrente carica.

Le interazioni di corrente neutra sono mediate dal fotone ( $\gamma$ ) e dal bosone  $Z^0$ . Il fotone media l'interazione elettromagnetica e viene scambiato solo fra due particelle cariche, il bosone  $Z^0$  invece media l'interazione debole. Il bosone  $Z^0$  a differenza del fotone non ha massa nulla.

Le interazioni di corrente carica sono mediate invece da bosoni a massa non nulla chiamati  $W^+$  e  $W^-$ . La tabella 1.3 li riporta con le loro principali caratteristiche. Uno degli aspetti fondamentali dell'interazione debole è la violazione di una serie di leggi di conservazione universali quali la conservazione di parità (**P**), la coniugazione di carica (**C**), la combinazione di queste due (**CP**) ed inoltre ci si aspetta anche una violazione dell'inversione temporale (**T**) a causa del teorema CPT.



**Figura 1.1:** Due processi come esempio di interazione debole. A sinistra un processo di interazione a corrente neutra fra un elettrone che può scambiare sia un fotone che un bosone  $Z^0$  con un quark. A destra, come esempio di interazione di corrente carica, il decadimento  $\beta$  del neutrone in protone, mediato dal bosone  $W^-$ .

Un quark che subisce un'interazione debole di corrente carica può acquisire

o perdere una certa quantità di carica a causa di  $W^\pm$ . Ciò comporta un cambiamento del sapore dei quark (figura 1.1) che si possono trasformare l'uno nell'altro all'interno di una stessa famiglia.

Esiste infine un ulteriore fenomeno che, in maniera analoga a come succede coi neutrini e la matrice PMNS, mostra un mescolamento fra quark di famiglie diverse regolato dalla matrice CKM, Cabibbo-Kobayashi-Masakawa [13]:

$$\begin{bmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d \\ s \\ b \end{bmatrix}$$

Tale matrice ci permette di stabilire come avviene il mixing dei quark. I suoi elementi rappresentano infatti la probabilità che un certo quark ne diventi un altro e caratteristica fondamentale della matrice è che gli elementi diagonali sono estremamente favoriti, mentre gli altri sono prossimi allo 0.

### 1.1.3 Interazione Forte

L'interazione forte [11] è quella di maggior intensità ed è mediata da particelle dette gluoni. Solo i quark e i loro stati legati, gli adroni, risentono dell'interazione forte: alle particelle che possono avere interazione forte è associata una carica di *colore* la quale può essere di tre tipi: Red, Blue e Green. A differenza dell'interazione elettromagnetica, non solo i quark ma anche i gluoni possiedono una propria carica di colore. Ciò implica fenomeni di autointerazione dei gluoni e la possibilità che se due quark interagiscano tramite un gluone possono cambiare colore.

La teoria che descrive tali interazioni è detta *Cromodinamica Quantistica* (QCD). Tale teoria ha due caratteristiche che la contraddistinguono, dovute proprio alla possibilità di interazione gluone-gluone:

- **Confinamento Del Colore:** Non è possibile trovare un quark libero, senza altre cariche di colore unite a formare un adrone. Infatti gli adroni hanno sempre una carica di colore complessiva neutra, dunque la carica di colore è "confinata" all'interno della particella.
- **Libertà Asintotica:** L'intensità dell'interazione fra due particelle con carica di colore diminuisce col diminuire delle distanze fra le particelle fino al punto in cui è possibile trattarle come particelle libere.

### 1.1.4 Meccanismo di Higgs

La teoria Elettrodebole e la Cromodinamica quantistica descrivono le interazioni fondamentali con teorie di campo costruite a partire da particolari simmetrie dette

Particella	$\frac{q}{e}$	Massa ( $\frac{GeV}{c^2}$ )
$\gamma$	0	0
$Z^0$	0	$91.2 \pm 2.1 \times 10^{-3}$
$W^\pm$	$\pm 1$	$80.4 \pm 0.012$
$g$	0	0

**Tabella 1.3:** Bosoni Mediatori

*invarianze di Gauge.* Tali simmetrie prevedono, per i vari campi che rappresentano l'interazione, bosoni mediatori con massa nulla.

Nella tabella 1.3 sono riportati i bosoni mediatori. Sorge però il problema dei bosoni  $Z^0$  e  $W^\pm$  i quali posseggono una massa dell'ordine delle decine di GeV. Questa problematica viene risolta introducendo il meccanismo di Higgs: viene postulata l'esistenza di un nuovo campo, detto appunto campo di Higgs, che permea tutto lo spazio e col quale tutte le particelle interagiscono. A tale campo è associata una nuova particella, il bosone  $H^0$ , e la principale conseguenza dell'esistenza di questo campo è che i bosoni di gauge possono acquisire massa senza violare l'invarianza di gauge.

Questo nuovo bosone fu postulato nel 1964 da Peter Higgs ed è stato rivelato per la prima volta ad LHC solo nel 2012 dagli esperimenti ATLAS e CMS [12] [9], anno nel quale fu misurata anche la massa, non predetta dalla teoria, corrispondente a  $125.18 \pm 0.16$  GeV [19]. Di seguito si riportano i principali canali di decadimento del bosone di Higgs:

$$\begin{aligned}
 H &\rightarrow b\bar{b} & 58.2\% \\
 H &\rightarrow W^+W^- & 21.4\% \\
 H &\rightarrow ZZ & 2.62\% \\
 H &\rightarrow \gamma\gamma & 0.227\%
 \end{aligned}$$

### 1.1.5 Quark Top

Il quark top, di particolare interesse per l'analisi svolta in questa tesi, è il quark più pesante fra quelli previsti nel MS, raggiungendo una massa di  $173.0 \pm 0.4$  GeV [19]. Questo ha spin  $S = \frac{1}{2}$  e carica  $q = \frac{2}{3}e$ .

Il quark top è caratterizzato da una vita molto piccola, dell'ordine di  $10^{-25}s$ , tale però da permettergli un decadimento per interazione elettrodebole prima che avvenga il processo di adronizzazione che solitamente avviene in circa  $10^{-24}s$ .

Dai prodotti di decadimento è possibile risalire alle caratteristiche del top il quale

decade. Nella maggioranza dei casi il top decade in un bosone  $W$  e in un quark  $b$ , tutti gli altri casi infatti hanno *branching ratio* ( $BR$ ) dell'ordine di  $10^{-3}$ . Considerando il decadimento  $t \rightarrow Wb$  abbiamo, per i possibili stati finali le misure effettuate del BR [19]:

$$\begin{aligned} t \rightarrow e\nu_e b & \quad (13.3 \pm 0.6)\% \\ t \rightarrow \mu\nu_\mu b & \quad (13.4 \pm 0.6)\% \\ t \rightarrow \tau\nu_\tau b & \quad (7.1 \pm 0.6)\% \\ t \rightarrow q\bar{q}b & \quad (66.5 \pm 0.6)\% \end{aligned}$$

Per questi branching ratio è importante notare che i primi due includono anche il decadimento leptonic  $\tau$ , mentre il terzo include solo i decadimenti adronici del  $\tau$ .

Per l'analisi effettuata in questa tesi ci siamo ristretti ai soli primi due casi ed in particolare abbiamo considerato solo decadimenti in  $\mu$  ed  $e$ .

## 1.2 Fisica Oltre il Modello Standard

Il modello standard non riesce a prevedere numerosi fenomeni osservati sperimentalmente, come l'interazione gravitazionale o la presenza di materia oscura. Un altro punto di debolezze è l'elevato numero di parametri non prevedibili dalla teoria (ne sono ben 19). L'insieme dei modelli che si propongono di spiegare fenomeni non predetti dal modello standard prende il nome di *fisica Beyond Standard Model* ( $BSM$ ).

Sono numerose le teorie che cercano di conciliare, attraverso l'utilizzo di nuova fisica, il modello standard con la fisica  $BSM$ . Fra questi ci sono modelli come quello dell'*Higgs Composito* o quello *Extra Dimensions* nei quali si prevede l'esistenza di nuove particelle dette  $VLQ$  (*Vector-Like Quarks*), attualmente ricercate nei processi all'interno di CMS.

### 1.2.1 Vector-Like Quarks

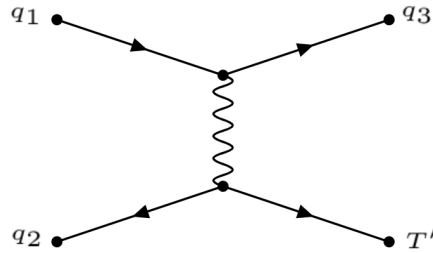
I  $VLQ$  [4] sono dei fermioni ipotetici (tutt'ora non ci sono conferme sperimentali della loro esistenza) che possiedono carica elettrica frazionaria e carica di colore. I  $VLQ$  comunemente previsti sono nella tabella 1.4 dove è possibile notare che alcuni hanno carica differente da quella dei quark del MS. I  $VLQ$  hanno inoltre la caratteristica di avere la massa introdotta in maniera differenziale rispetto alle altre particelle, portandole quindi ad avere un accoppiamento col campo di Higgs non legato alla massa. Inoltre, i  $VLQ$  possono accoppiarsi con altre particelle del MS, andando a modificare i loro accoppiamenti coi bosoni  $Z^0, W^\pm$

### 1.2.2 Produzione dei VLQ

Esistono due differenti modi per ottenere una produzione di VLQ, la cui sezione d'urto dipende sia dall'intensità del loro accoppiamento coi quarks del MS che dall'intensità dell'accoppiamento con i bosoni mediatori massivi  $Z^0$  e  $W^\pm$ . Questi sono:

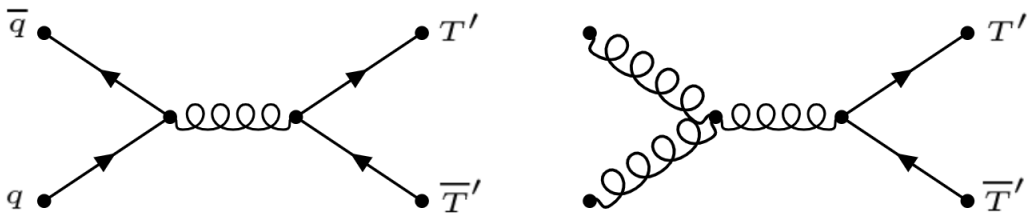
- **Produzione Singola:** processo dovuto ad interazioni elettrodeboli e che dipende dalla massa del fermione, dal mixing dei quark del MS e dall'accoppiamento dei quark risultanti con i bosoni mediatori W e Z. Sono processi del tipo

$$qq' \rightarrow qQ$$

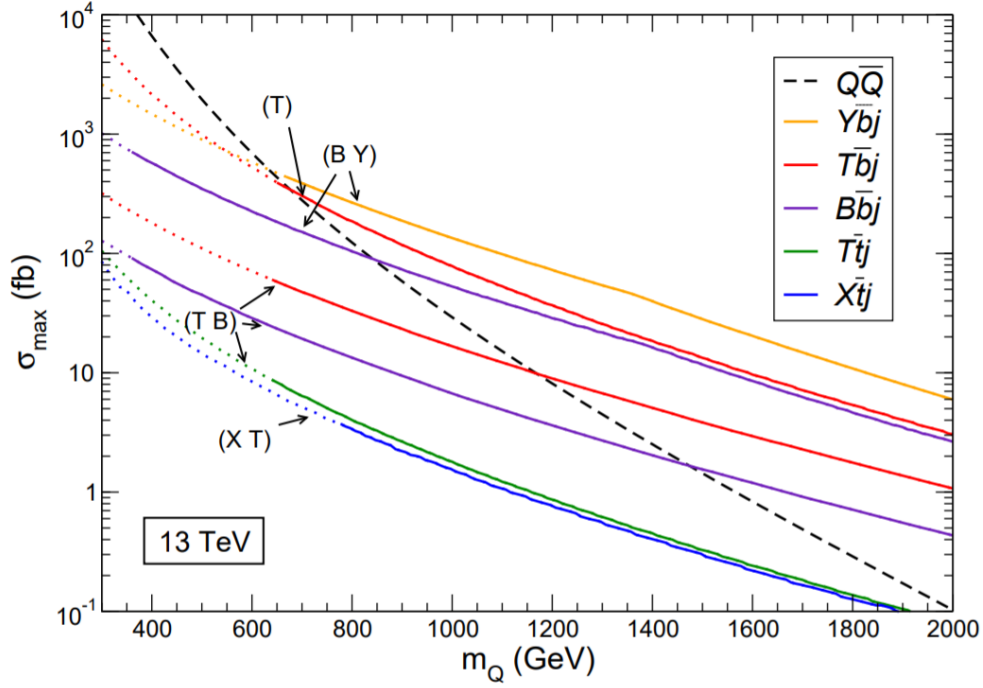


**Figura 1.2:** Diagramma di Feynman di esempio di un processo di produzione singola di un VLQ T

- **Produzione a Coppie:** processo dominato da effetti di QCD e che, prevedendo la formazione di una coppia  $Q\bar{Q}$  (in maniera analoga alla formazione di  $q\bar{q}$  del MS), richiede molta più energia rispetto alla produzione singola.



**Figura 1.3:** Due esempi diagrammi di Feynman come esempi di produzione in coppia del VLQ T'



**Figura 1.4:** Sezioni d'urto di processi di produzione di VLQ con collisioni pp ad energie  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Le linee tratteggiate sono valori esclusi in precedenza. La produzione in coppia è rappresentata dalla linea nera tratteggiata.

### 1.2.3 Decadimento dei VLQ

I *Vector-Like Quarks* possono decadere in altre particelle del MS o in altri VLQ. Si elencano i principali canali di decadimento dei VLQ.

$$\begin{aligned}
 T &\rightarrow W^+ b & T &\rightarrow Z t & T &\rightarrow H t \\
 B &\rightarrow W^- t & B &\rightarrow Z b & B &\rightarrow H b \\
 & & X &\rightarrow W^+ t & & \\
 & & Y &\rightarrow W^- b & &
 \end{aligned}$$

Il particolare canale studiato in questa tesi e discusso nel capitolo 3 sarà  $T \rightarrow H t$ .

### 1.2.4 Ricerca dei Vector-Like Quarks

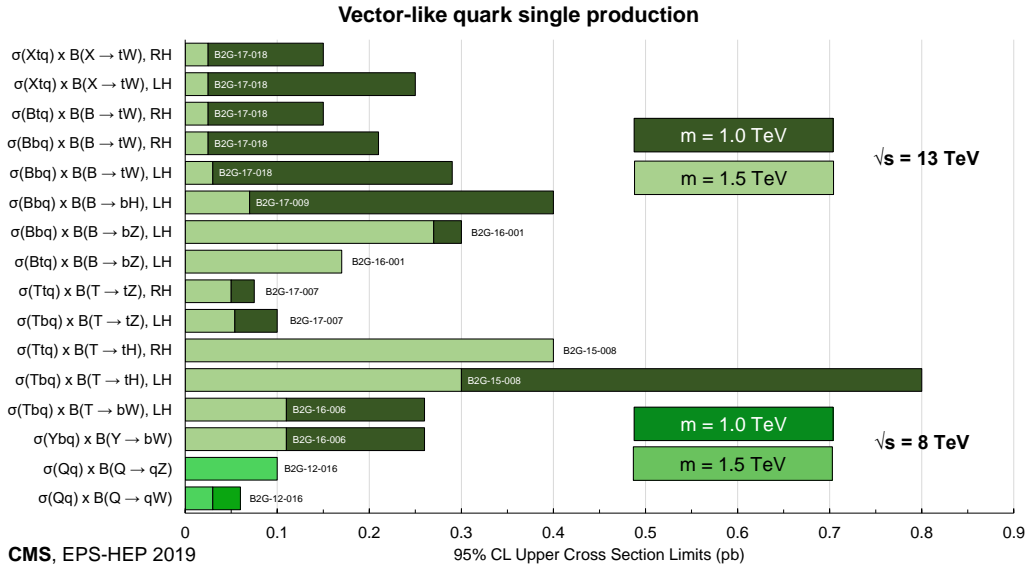
Le principali ricerche condotte sui VLQ sono due: una al Tevatron, in America, ed un'altra, tutt'ora in corso, ad LHC con gli esperimenti CMS ed ATLAS. In particolare si svolgono studi su vari canali di decadimento di questi VLQ, fra cui uno in cui un VLQ decade in un Higgs e in un top trattato in questa tesi, in vista di valutare le potenzialità di scoperta di questo canale quando partiranno il Run-III di LHC e HL-LHC, che mirano a luminosità molto maggiori di quelle raggiunte nel Run-II.

Nel 2019 sono state svolte delle ricerche al CMS sia per la produzione singola che la produzione di coppie.

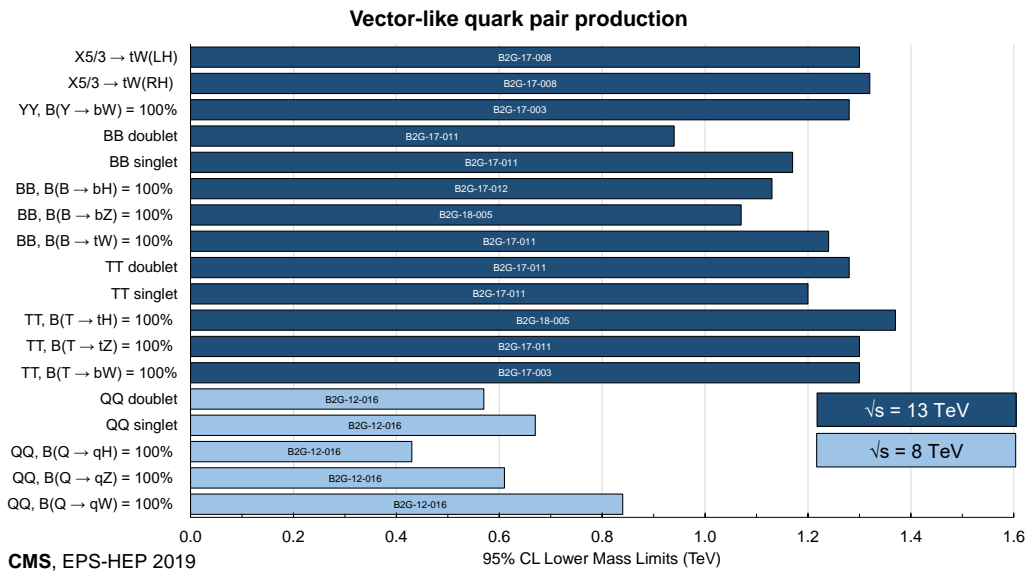
VLQ	$\frac{q}{e}$
X	$\frac{5}{3}$
T	$\frac{2}{3}$
B	$-\frac{1}{3}$
Y	$-\frac{4}{3}$

**Tabella 1.4:** Vector-Like Quarks e le loro cariche

Nelle figure 1.5 sono mostrati in sintesi i risultati delle ricerche per i processi di produzione singola e di coppia dei VLQ effettuate dall'esperimento CMS.



(a)



(b)

**Figura 1.5:** Sintesi dei risultati ottenuti nelle ricerche per i VLQ in produzione singola (a) e produzione a coppie (b).



# Capitolo 2

## LHC e CMS

Tra gli strumenti più efficaci ed utilizzati per la ricerca nell'ambito fisica delle particelle elementari vi sono gli *acceleratori*, i quali grazie all'utilizzo di forti campi elettromagnetici permettono di accelerare le particelle. Queste verranno poi fatte scontrare contro un bersaglio fisso o contro un altro fascio che viaggia in direzione opposta (l'apparato in questo caso viene detto *collisore*). Essenziale è quindi l'energia nel centro di massa del processo d'urto, indicata con  $\sqrt{s}$ . Essa rappresenta anche la *massa invariante* del sistema, e dunque è la massa delle risonanze che possono essere prodotte dall'acceleratore.

Il complesso di acceleratori al CERN a Ginevra è attualmente il più potente al mondo ed il centro di ricerca più importante nella fisica delle particelle.

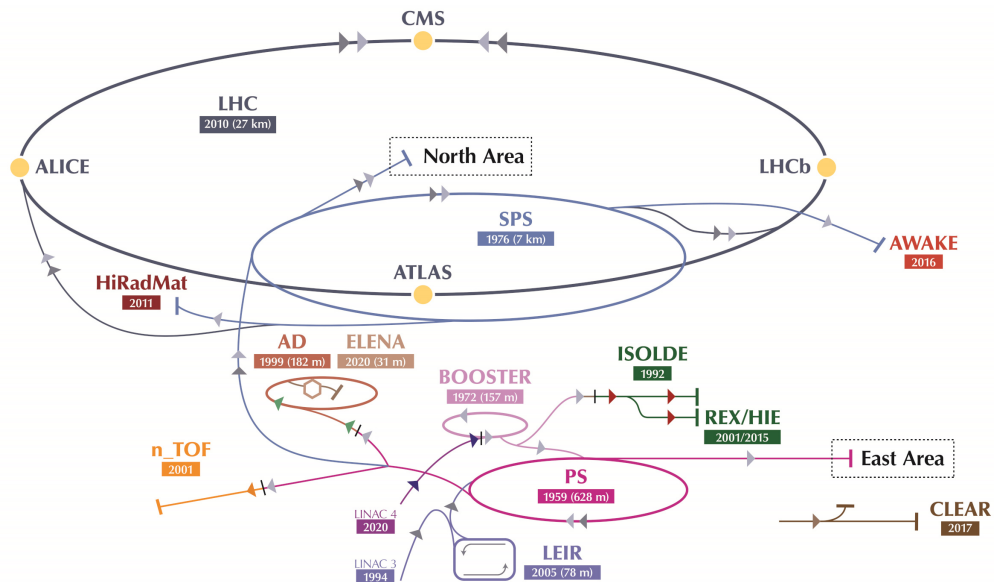


Figura 2.1: Schematizzazione del complesso di acceleratori al CERN

## 2.1 LHC

Il *Large Hadron Collider (LHC)* [10] è un acceleratore di adroni e ioni pesanti, costituito da due anelli e si trova in un tunnel sotterraneo lungo 27 km precedentemente utilizzato per il *Large Electron-Positron collider (LEP)*, un acceleratore di fasci di elettroni e positroni in funzione per 11 anni, fino al 2000, e che ha raggiunto energie fino a 209 GeV.

L'energia massima raggiunta dall'LHC è di 13 TeV, questo attualmente è spento per un upgrade per ripartire poi col Run-III e con HL-LHC.

Le particelle utilizzate nell'LHC sono protoni, ricavati da atomi di idrogeno privati dell'elettrone con l'utilizzo di intensi campi elettrici. Queste passano in una serie di acceleratori, sia lineari che circolari -*LINear particle ACcelerator (LINAC2)*, *Proton-Synchrotron Booster (PSB)*, *Proton-Synchrotron (PS)*, *Super Proton-Synchrotron (SPS)*- per poi essere immesse in direzioni opposte nei due anelli di LHC.

Il fascio viene controllato tramite dei magneti superconduttori: magneti dipolari, che curvano la traiettoria del fascio perché rimanga all'interno dell'anello, e magneti quadrupolari che invece lo focalizzano. Questi infatti, con la loro capacità di far circolare correnti dell'ordine dei 35kA, permettono di generare campi magnetici anche di 8 tesla se raffreddati fino a temperature inferiori a 2 K.

Importante parametro di un acceleratore è la *Luminosità* che ci permette di stabilire il numero di eventi di un processo del quale conosciamo la sezione d'urto. Questa viene definita come

$$L = \frac{R}{\sigma}$$

dove R è il rate di eventi osservati nell'unità di tempo e  $\sigma$  è la sezione d'urto dell'evento che ci interessa. Questa ci permette di definire la *Luminosità Integrata*

$$\int_0^t L dt$$

Nel collider le particelle sono raggruppate in un certo numero di *bunch*, in LHC questi contengono fino a  $N_b \sim 10^{11}$  protoni per bunch. Se si suppone il fascio Gaussiano allora è possibile misurare la luminosità istantanea che sarà

$$L = \frac{\gamma f_{rev} k_b N_b^2}{4\pi\sigma^*} F$$

dove:

- $N_b$  è il numero di particelle per bunch

- $k_b$  è il numero di bunch
- $f$  è la frequenza di rivoluzione
- $\gamma$  è il fattore relativistico
- $\sigma^*$  la sezione trasversa dei bunch
- $F$  è un fattore geometrico di riduzione della luminosità dovuta all'angolo con cui si incontrano i fasci.

I valori di questi parametri per LHC sono riportati nella tabella 2.1

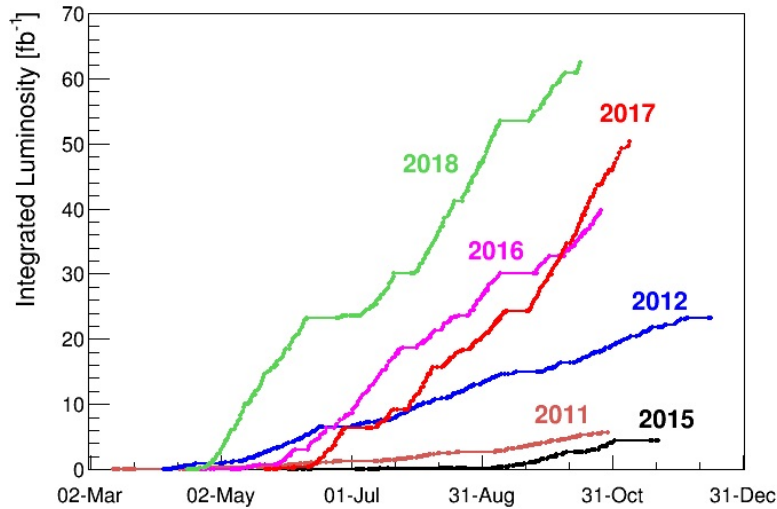
Parametro	Valore
$N_b$	$1.05 \times 10^{11}$
$k_b$	2835
$f$	12.246 kHz
$\gamma$	7641
$\sigma^*$	$16 \mu m$

**Tabella 2.1:** parametri del fascio

LHC è stato progettato per riuscire a raggiungere una luminosità istantanea di  $L = 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$  e nel Run-II ha raggiunto energie di  $\sqrt{s} = 13$  TeV; il Run-III si prospetta di aumentare l'energia fino a 14 TeV, mentre HL-LHC (*High Luminosity - LHC*) aumenterà la luminosità di un ordine di grandezza.

I fasci vengono fatti collidere su quattro punti lungo l'anello dove si trovano i quattro principali esperimenti (figura 2.1):

- **ALICE** - *A Large Ion Collider Experiment* [2]: studio di collisioni fra nuclei di piombo nel quale si ricerca la possibilità di esistenza del plasma di quark e gluoni.
- **LHCb** - *LHC beauty experiment* [5]: esperimento a bassa luminosità per lo studio del quark b.
- **ATLAS** - *A Toroidal LHC ApparatuS* e **CMS** - *Compact Muons Solenoid* [1] [3]: detector di tipo "generico", in grado di identificare e studiare una gran quantità di fenomeni. Fra i loro obiettivi principali c'è quello di ricercare e studiare nuova fisica. Differiscono per la configurazione del magnete superconduttore e, conseguentemente, del campo magnetico nel sistema sistema a muoni. ATLAS ha un magnete toroidale, mentre CMS ha un campo solenoidale.



**Figura 2.2:** Prestazioni dal 2011 al 2018 dell’LHC. Le linee rappresentano la luminosità integrata durante tutto il periodo di attività nel corso dell’anno, misurata in  $fb^{-1}$  dal CMS, uno degli esperimenti che sfruttano la luminosità massima raggiunta da LHC.

## 2.2 CMS

Il CMS (*Compact Muon Solenoid*) è costituito da un rivelatore di 15 m di diametro e 28 m di lunghezza, in grado di rivelare il passaggio di particolari particelle e di misurarne alcune caratteristiche come l’impulso che posseggono, la carica o la massa.

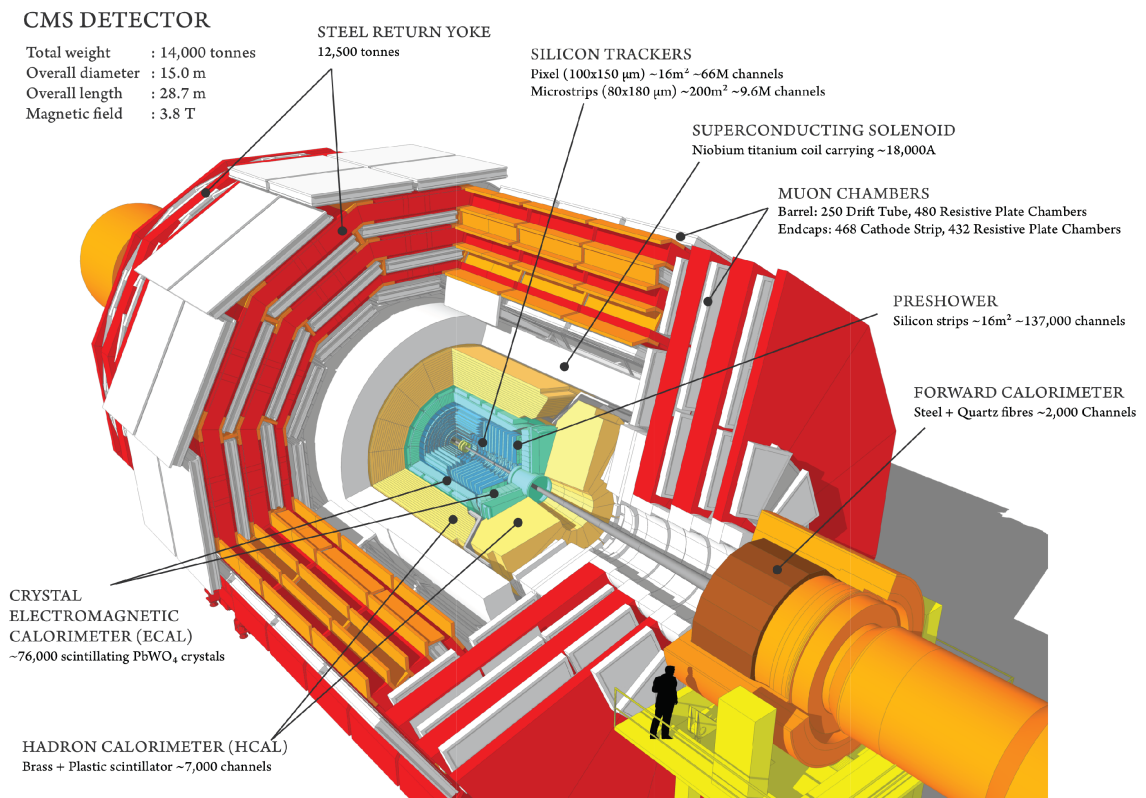
Esso è costituito da un grande numero di sottorivelatori, ognuno dei quali con specifiche funzionalità, i quali sono posizionati attorno ad una bobina solenoidale di materiale superconduttore in grado di generare campi magnetici di 3.8 T. La parte cilindrica viene detta *Barrel*, le estremità *Endcap*

Al fine di poter studiare la fisica all’interno del rivelatore è necessario andare a studiare il *sistema di coordinate* utilizzate:

- *Asse x* che punta verso il centro di LHC è la coordinata orizzontale
- *Asse y* che punta verso l’alto è la coordinata verticale
- *Asse z* lungo la direzione del fascio, all’interno del rivelatore
- *Angolo Azimutale*  $\phi$  ossia l’angolo che si ottiene per rotazione attorno all’asse z, con origine sull’asse x e crescente in senso orario nel verso delle z positivo.

- *Angolo Polare*  $\theta$  ossia l'angolo che si ottiene per rotazione attorno all'asse  $x$ , con origine sull'asse  $z$  e crescente in senso orario.
- *La Pseudorapidità*  $\eta$  che viene definita come

$$\eta = -\ln\left(\operatorname{tg}\frac{\theta}{2}\right)$$



**Figura 2.3:** Rappresentazione del CMS

### 2.2.1 I Sottorivelatori del CMS

I vari rivelatori che vanno a formare il CMS sono stati posizionati in modo da raccogliere il maggior numero di informazioni possibili attorno al punto di interazione. I rivelatori saranno in grado di comprendere, tramite leggi di conservazione, se c'è stato qualcosa che non è stato rivelato, ad esempio dell'energia mancante sfuggita a causa di neutrini o altre particelle che non interagiscono con il rivelatore.

Ovviamente quando si misura l'energia ed il momento di una particella possiamo vederli solo nel piano  $xy$ , poiché i frammenti del protone che vengono persi lungo l'asse  $z$  del fascio non possono essere rivelati. In particolare quando studiamo il momento andiamo ad utilizzare appunto il momento nel piano trasverso, appunto solo su  $xy$ , indicato con  $p_t$

Di seguito si descrivono brevemente i vari sottorivelatori di CMS, a partire dal centro verso l'esterno.

- **Tracker:** rivelatore basato su tecnologia al silicio, è il primo rivelatore che le particelle incontrano. Questo infatti può essere attraversato da circa 10 milioni di particelle al secondo. Ve ne sono di due tipologie: *il Tracker a Pixel* è costituito da tre strati cilindrici ed è utilizzato per ricostruire la posizione di particelle a brevissima vita media, *il Tracker a Microstrips* è posto ad una distanza maggiore e può ricostruire la posizione di particelle con una risoluzione di  $35\text{-}52\ \mu\text{m}$ .  
Il loro funzionamento è il seguente: quando un elemento viene colpito da una particella carica esso, composto di silicio drogato, viene eccitato generando una coppia  $e^-$ -lacuna. Per effetto di un campo elettrico gli elettroni vengono accelerati e portati a dei sensori che rivelano un impulso di circa un nanosecondo, permettendoci di comprendere dove la particella è passata e quindi ricostruire la sua traiettoria.
- **Calorimetri:** questi sono in grado di misurare l'energia di una particella incidente e convertirla in un segnale. Le particelle incidenti danno origine a sciami di particelle secondarie. In CMS ci sono due tipi di calorimetri
  - *ECAL:* specializzato per rivelazione di fotoni ed elettroni. Esso è composto da cristalli di tungsteno e piombo i quali sono scintillanti, trasparenti e molto densi, riescono ad assorbire elettroni e fotoni in 23 cm di lunghezza. Le particelle vengono rivelate proprio alla loro capacità di scintillazione che, al passaggio di una particella, produrrà fotoni raccolti e trasformati in segnale elettrico.
  - *HCAL:* specializzato nella rivelazione di adroni. Questi ultimi sono più complessi da rivelare, poiché decadono in altre particelle (spesso non interagenti, come neutrini) portandoci a vedere dell'energia "mancante". Si cerca di limitare il più possibile questi effetti di dispersione tramite l'utilizzo di strati di materiale denso ed assorbente (ottone) e scintillatori a fluorescenza.
- **Magnete:** questo ha il compito di curvare la traiettoria delle particelle all'interno dell'acceleratore. Esso è composto da una bobina di superconduttore solenoidale a basse temperature (anche 1.9 K) ed è in grado di generare

campi magnetici dell'ordine di 3.8 T. Il campo magnetico deve essere il più possibile uniforme per ridurre al minimo effetti di bordo.

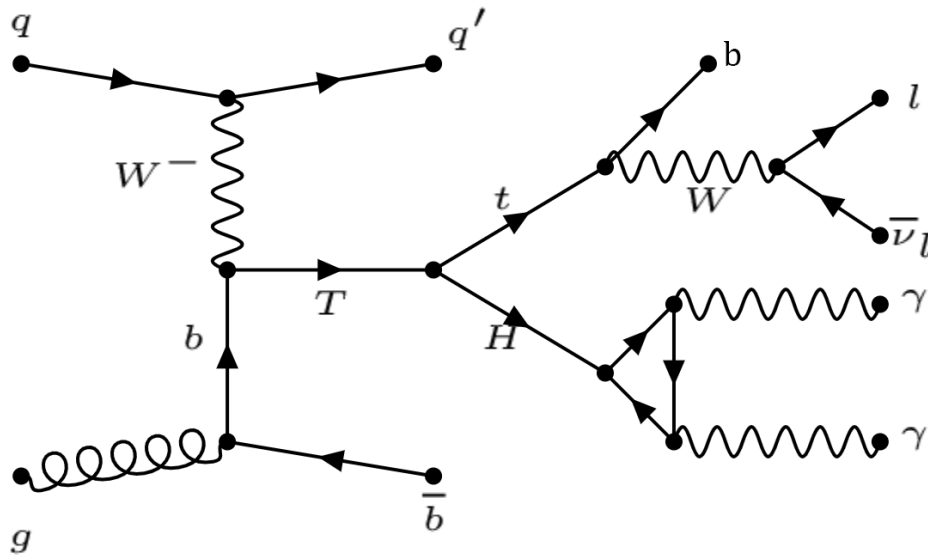
- **Camere Muoniche:** la maggior parte dei muoni è in grado di attraversare i primi strati del rivelatore senza mai interagire. Dunque per evitare che i muoni sfuggano si utilizzano queste camere per riuscire a rivelarli. Senza descriverne il principio di funzionamento, i vari tipi di camere muoniche sono: *Drift Chambers (DT)*, *Cathode Strip Chambers (CSC)*, *Resistive Plates Chambers (RPC)*. Le prime due si trovano nel barrel, le ultime due negli endcaps. I muoni lasceranno una traccia che ci darà la misura del momento.
- **Sistema di Trigger e Acquisizione Dati (DAQ):** È fisicamente impossibile riuscire ad immagazzinare tutte le informazioni necessarie di ogni singolo evento: la frequenza di eventi prodotti dall'elevata luminosità di LHC infatti raggiunge i 40 MHz, la capacità di acquisizione dati (e scrittura in memoria delle informazioni) invece raggiunge circa i 100 Hz. Il sistema di trigger serve proprio a selezionare da subito gli eventi *fisicamente rilevanti*, così da ignorare gli eventi non interessanti che costituiscono la maggioranza delle collisioni di LHC.

# Capitolo 3

## Ricostruzione Degli Oggetti e Analisi

### 3.1 Processi di Segnale Considerati

In questa tesi s'intende studiare il VLQ  $T$  nel processo di decadimento  $T' \rightarrow Ht$  ed in particolare quello mostrato in figura 3.1 che ha nello stato finale un jet di adronizzazione, un leptone con l'antineutrino ad esso associato e due fotoni provenienti dal decadimento dell'Higgs.



**Figura 3.1:** Diagramma di Feynman del particolare processo ricostruito ed analizzato.

Nel segnale è considerato anche il processo coniugato di carica, che presenta antileptone e neutrino corrispondenti. Le analisi sono state effettuate su simula-



zioni *Monte Carlo* nelle quali è stata considerata un'energia nel centro di massa di  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Per scegliere la normalizzazione dei segnali e i fondi sono state utilizzate tre diverse ipotesi per la luminosità così da poter trattare sia il caso del Run-II di LHC, sia il caso del Run-III che quello di *HL-LHC*.

I segnali simulati analizzati, oltre ai fondi, sono stati molteplici e con varie ipotesi di segnali di nuova fisica che condividono lo stesso stato finale, sia in presenza di risonanza  $T'$  che in caso di produzione non risonante. Sono stati analizzati tre segnali con risonanza del  $T'$  a tre ipotesi di massa: 700, 1000 e 1200 GeV. Inoltre sono stati analizzati altri due segnali simulati: *tHq-SM* (chiamato nei plot SM) che simula segnali provenienti da processi di modello standard in cui il diagramma di Feynman in figura 3.1 ha interferenza distruttiva con altri diagrammi possibili andando quindi ad abbassare la sezione d'urto di tale processo, mentre l'altro segnale è chiamato *tHq-BSM* (nei plot BSM) e ipotizza casi previsti in modelli BSM nei quali è possibile che diagrammi di Feynman alternativi abbiano interferenza costruttiva, aumentando la sezione d'urto. Questo processo che abbiamo analizzato con quei prodotti finali non è mai stato osservato neanche nell'ambito del MS, con un quark al posto di T. Dunque per tale ragione può risultare interessante anche un'analisi sui segnali SM e BSM.

## 3.2 Ricostruzione e Selezione Effettuata

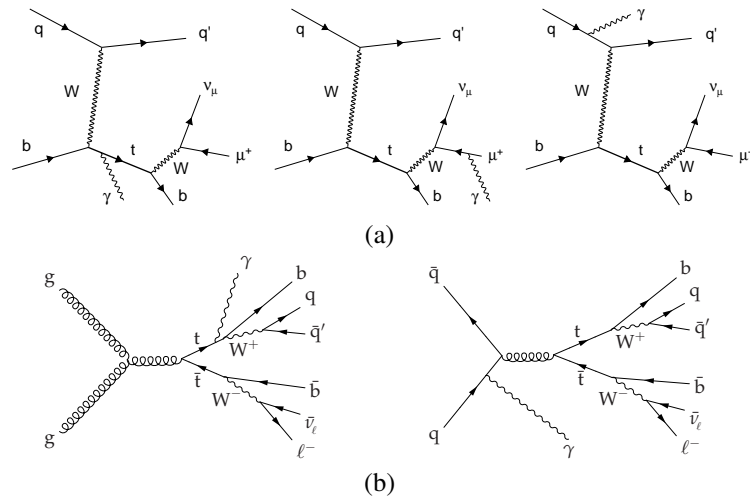
La ricostruzione sui segnali simulati è stata effettuata secondo il seguente schema: ricostruire e selezionare gli Higgs, selezionare gli eventi con singolo leptone, ricostruire il momento trasverso delle MET, ricostruire e selezionare i Jet provenienti da un quark b, ricostruire quindi top e T sommando i vari momenti. Dunque segue analisi dei fondi e comparazioni coi segnali tramite sezioni d'urto.

### 3.2.1 Processi di Fondo

Sono stati studiati, in quest'analisi, tre diversi processi di fondo i quali hanno sezioni d'urto molto maggiori dei processi ricercati e vanno quindi a coprire il nostro segnale in alcune zone (come si può vedere facilmente nell'immagine 3.12 che ci è servita per individuare le zone in cui si potesse distinguere il nostro segnale).

Questi processi sono stati studiati nel dettaglio sia a  $\sqrt{s} = 8$  TeV che a  $\sqrt{s} = 13$  TeV in varie collaborazioni al CMS [18] [8]: sono caratterizzati da sezioni d'urto riportate nella tabella 3.1 Dunque per poter confrontare i vari istogrammi ottenuti dall'analisi dei vari segnali e dei fondi i plot saranno stati scalati moltiplicando i valori al loro interno per un fattore

$$\Sigma = \frac{\sigma_{signal} L}{N}$$



**Figura 3.2:** Diagramma di Feynman dei principali processi che portano alla presenza di un fondo  $t\bar{t}\gamma$  (a) e di un fondo  $tt\bar{t}\gamma$  (b)

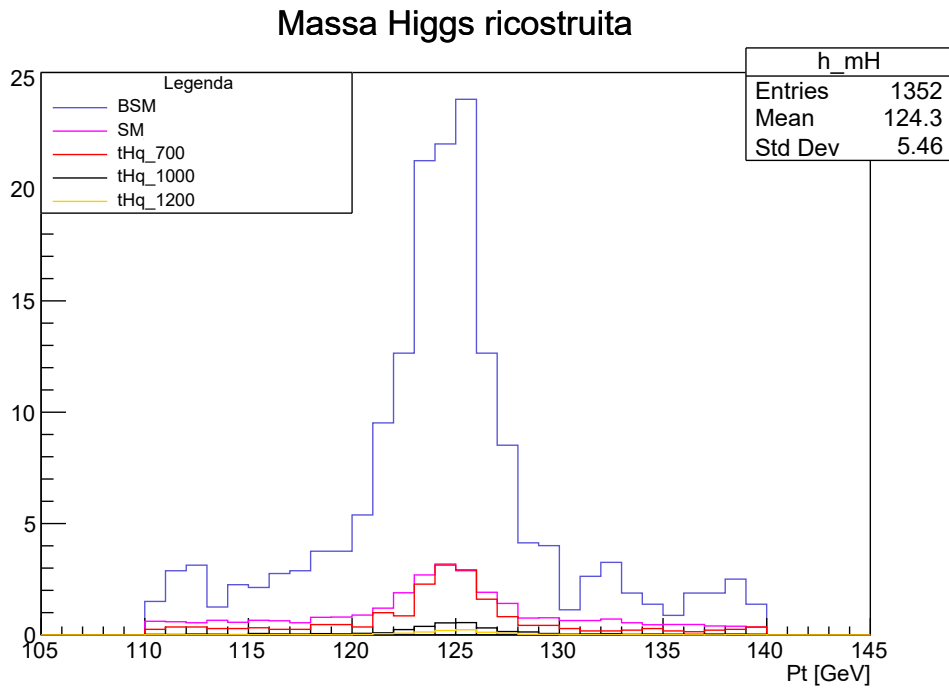
dove con  $\sigma$  viene indicata la sezione d'urto del canale considerato, con  $N$  il numero totale di eventi e con  $L$  la luminosità integrata che vogliamo considerare. In particolare sono state utilizzate le luminosità di Run-II, Run-III e HL-LHC, riportate nella tabella 3.3

Canale	$\sigma$ (pb)
$t\bar{t}\gamma$	2,9
$tt\bar{t}\gamma$	3,8
$tt\bar{t}\gamma\gamma$	0,013
tHq BSM	0,79
tHq SM	0,09
T' tHq-700	0,078
T' tHq-1000	0,0136
T' tHq-1200	0,0051

**Tabella 3.1:** Sezioni d'urto dei processi di fondo e dei processi dei segnali. Si noti che i segnali tHq hanno conteggi decrescenti nei vari istogrammi: ciò è dovuto al fatto che la sezione d'urto decresce con l'aumentare della massa ipotizzata di T'.

### 3.2.2 Bosone di Higgs

Il punto di partenza è stato quello di ricostruire l'Higgs. Selezionare gli eventi che avessero solo due muoni si è mostrato poco efficiente, andando ad escludere tutti gli eventi in cui si potessero avere più fotoni provenienti da altri processi non di interesse.



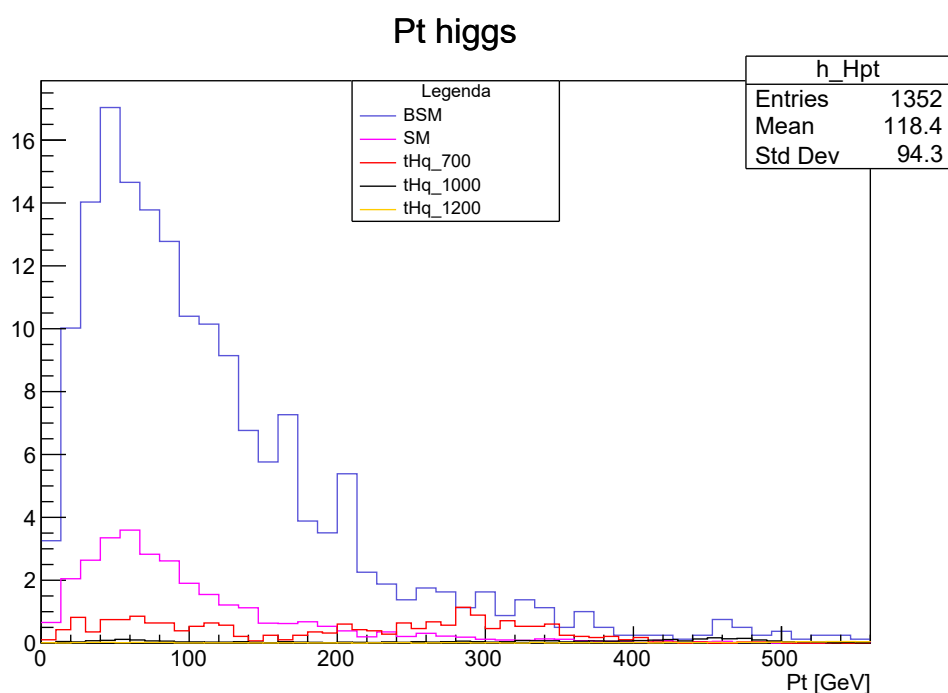
**Figura 3.3:** Distribuzione della massa del bosone di Higgs ricostruita, scalata di un fattore dipendente dalla sezione d'urto, dalla luminosità e dal numero di eventi (utilizzando la luminosità del Run-II,  $137 \text{ fb}^{-1}$ ), nei vari segnali utilizzati.

La ricostruzione è stata quindi effettuata in questa maniera:

- Per ogni evento sono stati selezionati inizialmente solo i fotoni che avessero un  $p_t > 25 \text{ GeV}$ .
- Questi fotoni sono oggetti ricostruiti partendo dalle informazioni provenienti dal rivelatore, ciò significa che la ricostruzione può non essere precisa e contenere errori. Dunque viene applicato un ulteriore criterio di selezione su questi fotoni, ossia quello nel quale viene soddisfatto il criterio di qualità chiamato *Photon mvalD WP-80* [7] ottenuto tramite tecniche di machine learning. Il criterio è molto stringente ed è tale che dopo la selezione per qualità sopravvive circa l'80% dei fotoni.

- Per ogni evento è stata fatta una combinazione fra tutte le coppie di fotoni e da ogni coppia è stato estratto il quadrimomento di una particella che è decaduta generandoli, sommando fra loro i due quadrimomenti. Dai quadrimomenti viene ricavata la massa della particella decaduta e il suo  $p_t$ .
- Per ogni evento erano ricostruiti molteplici candidati Higgs, a noi interessavano eventi con un singolo Higgs. Con lo scopo di eliminare questa ambiguità, fra i vari candidati è stato scelto quello, per ogni evento, che minimizzava lo scarto quadratico medio dalla massa conosciuta del bosone di Higgs.
- Viene fatta un'ultima selezione sulla massa, ossia imponiamo un intervallo di:

$$110\text{GeV} < M_H < 140\text{GeV}$$



**Figura 3.4:** Distribuzione del  $p_t$  del bosone di Higgs, scalata di un fattore dipendente dalla sezione d'urto, dalla luminosità (del Run-II) e dal numero di eventi.

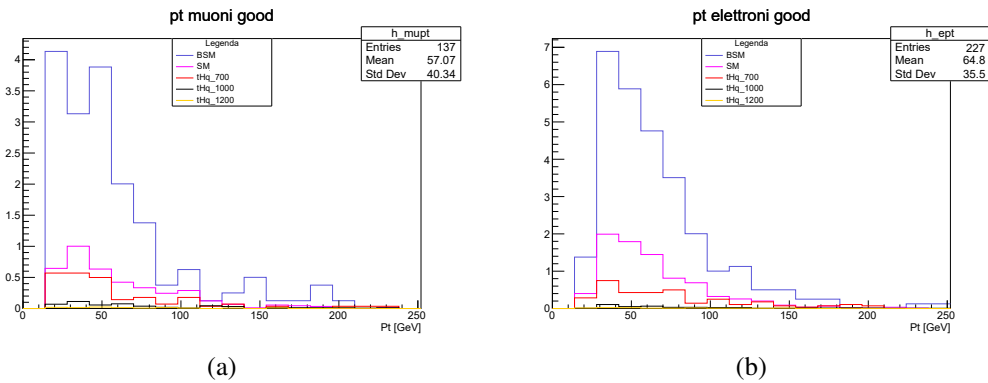
### 3.2.3 Leptone

Il passo successivo, dopo aver identificato il candidato Higgs, è andare fra questi a selezionare gli eventi con un singolo leptone nello stato finale. In particolare sono stati considerati casi nei quali avevamo o solo un elettrone o solo un muone. Per semplicità è stato escluso il tauone, che è comunque presente nelle simulazioni. Prima di contare il numero di leptoni in ognuno degli eventi selezionati e richiedere ve ne fosse solo uno, sono state applicate delle richieste di selezione. In particolare è stata fatta una selezione sul momento trasverso e la qualità dei leptoni, essendo anche essi degli oggetti già ricostruiti.

Sia per muoni che per elettroni è stata scelta una soglia minima di  $p_t > 20$  GeV. Per quanto riguarda la selezione di qualità sono stati invece usati due differenti criteri:

- Per gli elettroni doveva essere verificato il criterio *Electron mvaFall 17V2 Iso WP80* [6] che andrà a selezionare circa l'80% dei nostri elettroni.
- Per i muoni è stato utilizzato il criterio *Muon medium ID* [17]

Per il leptone, partendo dall'informazione sul momento trasverso e dell'angolo  $\phi$  sono stati ricavati i momenti  $p_x$  e  $p_y$ .



**Figura 3.5:** Distribuzione scalata del  $p_t$  dei muoni e degli elettroni selezionati, nei vari segnali utilizzati.

### 3.2.4 MET

La *Missing Transverse Energy*, abbreviata con MET, è un oggetto ricostruito tramite algoritmi che utilizzano le informazioni simultanee di tutti i sistemi di rivelazione. Essa deriva infatti dalla conservazione dell'energia nel piano x-y e rappresenta l'energia *mancante*, energia che per qualche ragione non siamo stati in grado di raccogliere e misurare. La MET è ricavata dal modulo del vettore ottenuto come l'inverso della somma vettoriale nel piano x-y di tutte le particelle ricostruite nei detector, detto momento trasverso mancante.

La MET può dipendere dai detector, a causa di malfunzionamenti, calibrazioni errate o parti danneggiate, o semplicemente può essere dovuta al fatto che una particella potrebbe essere sfuggita. Nel nostro caso quest'ultima ipotesi è fondamentale poiché stiamo considerando dei processi che coinvolgono, nello stato finale, dei neutrini i quali sono estremamente sfuggenti.

Dunque anche la MET viene analizzata per ogni evento, assieme alle componenti x e y del momento trasverso mancante dette  $p_x(MET)$  e  $p_y(MET)$ .

### 3.2.5 jet

Lo studio dei jet risulta essere più complesso a causa della loro stessa natura. Dalla QCD sappiamo che non è possibile osservare quark o gluoni liberi. Infatti questi, prima di giungere al rivelatore, subiscono il processo di adronizzazione: si genera una certa quantità di adroni –raccolti insieme appunto sotto il nome di jet– che interagiranno col nostro rivelatore. Inoltre in ogni evento i jet sono molto numerosi, ciò ne complica l'analisi.

In particolare in quest'analisi a noi interessa selezionare il quark b, per fare ciò CMS utilizza particolari algoritmi che sfruttano le proprietà di lunga vita media dei mesoni B (mesoni composti da un quark o antiquark di tipo b e un altro quark). Difatti se la vita media di questi adroni è lunga saranno in grado di viaggiare una grande distanza rispetto al punto dove vengono generati.

È stato utilizzato l'algoritmo *Jet b-tag DeepFlavB* [16] il quale restituisce in output un numero: è stata scelta, tramite considerazioni di precedenti studi del CMS, il valore minimo di soglia. Impostato questo valore otteniamo un punto di lavoro nel quale abbiamo un'efficienza *mis-ID* del 10% che è fra le efficienze più alte fra tutte quelle studiate nel gruppo di CMS.

Abbiamo così selezionato, per un evento, solo i Jet che sono ragionevolmente considerabili provenienti da un quark b. Tali Jet però sono ancora molto numerosi, va dunque aggiunto un ulteriore livello di selezione: per ogni evento verrà quindi considerato solo il Jet col maggiore momento trasverso sul quale andiamo poi ad imporre anche la soglia minima di 30 GeV.

### 3.2.6 Quark top

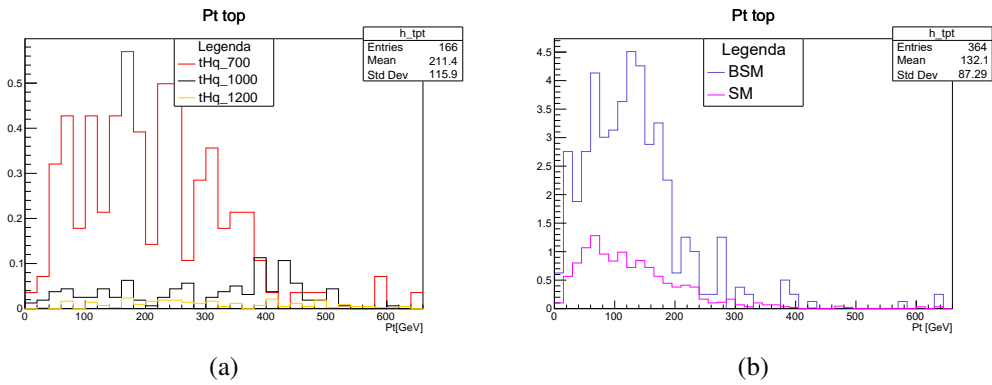
Com'è possibile vedere dalla figura 3.1 il quark top decade negli oggetti analizzati nelle precedenti sezioni: leptone, neutrino e un quark b. Dunque dai momenti trasversi di questi oggetti è possibile ricavare il momento trasverso del quark t andando a fare una semplice somma vettoriale.

Per quest'analisi siamo andati ad utilizzare la quantità  $p_t(top)$  definita come:

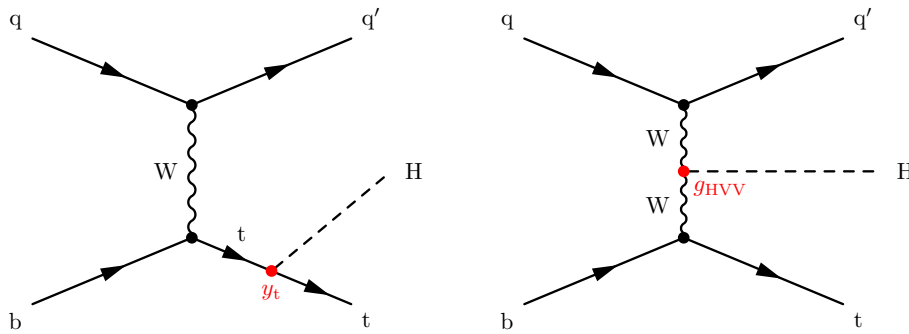
$$p_x(top) = p_x(lep) + p_x(MET) + p_x(Jet)$$

$$p_y(top) = p_y(lep) + p_y(MET) + p_y(Jet)$$

$$p_t(top) = \sqrt{p_x^2(top) + p_y^2(top)}$$



**Figura 3.6:** Distribuzioni del  $p_t$  per il quark top ricostruito sui 6 segnali utilizzati e scalate in base alla sezione d'urto, utilizzando la luminosità del Run-II.



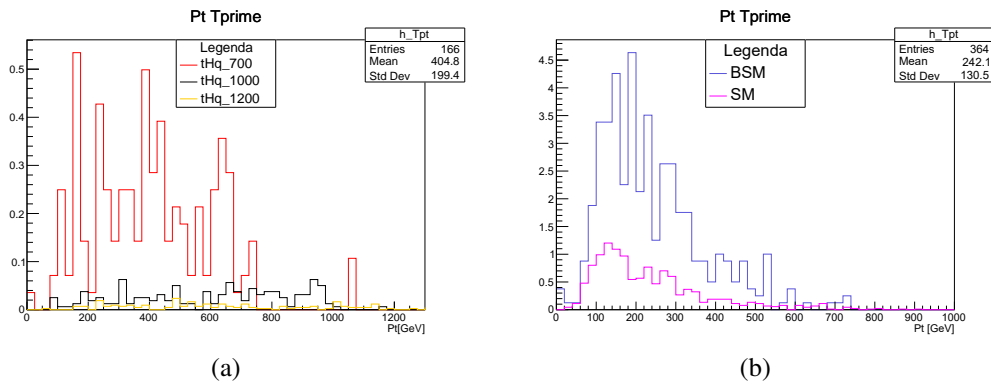
**Figura 3.7:** Principali diagrammi di Feynman che rappresenta la produzione associata, nelle ipotesi del MS, di un singolo quark top e di un bosone di Higgs.

### 3.2.7 Vector-Like Quark T

Ricostruiti i vari oggetti fisici necessari a fare un'analisi del VLQ T che intendiamo cercare nei segnali simulati l'ultimo passo che resta da fare è ricostruire proprio T.

È stata ottenuta una distribuzione di  $p_t$  del top effettuando una semplice somma lineare

$$p_t(T') = p_t(H) + p_t(top)$$



**Figura 3.8:** Distribuzioni del  $p_t$  per il VLQ T ricostruito sui 6 segnali utilizzati e scalato al numero di eventi. Le altezze sono differenti per i vari segnali a causa del fatto che ogni segnale è stato scalato con un fattore dipendente dalla sua sezione d'urto. In particolare per i segnali tHq-700/1000/1200 la sezione d'urto decresce col crescere della massa ipotizzata per T.

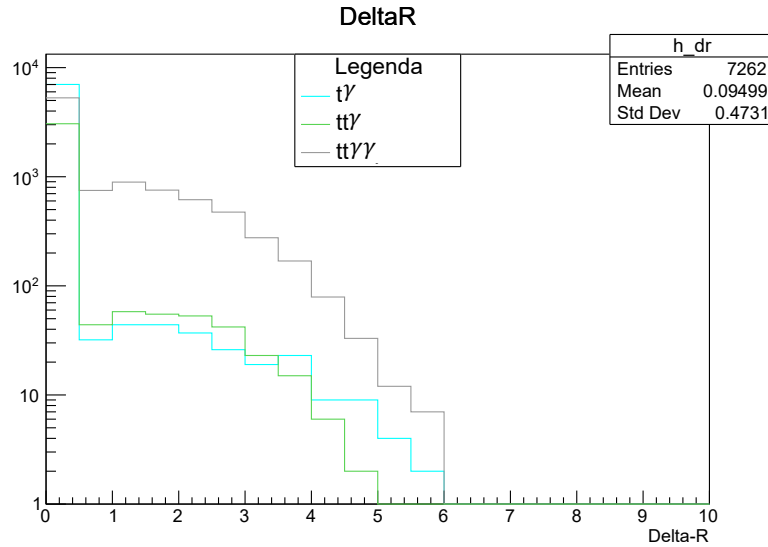
### 3.2.8 Mis-Identification dei Leptoni

Nella figura 3.10 sono stati riportati gli eventi sopravvissuti ad ogni taglio, i *Cut-flow*. È stata riscontrata un'anomalia nell'istogramma C, infatti si vede che nel taglio dei leptoni sopravvive un gran numero di eventi, soprattutto nei segnali  $t\gamma$  e  $tt\gamma$  dove la frazione di eventi passa dal 45% al 35% del totale, per una riduzione assoluta del 10% e parziale, rispetto allo step precedente, del 23%. Questo numero è però incompatibile col BR leptonic del quark top (sezione 3.2.6).

Da ciò si evince che l'efficienza di selezione dei segnali  $t\gamma$  e  $tt\gamma$  è apparentemente più alta. Per questo motivo non è ragionevole pensare che i fondi  $t\gamma$  e  $tt\gamma$  abbiano quasi tutti già verificata la condizione di singolo leptone con una soglia minima di energia.

Per risolvere questa problematica è necessario riuscire a comprendere dove si origina il problema, da cosa è causato: si è indagata l'ipotesi che ciò potesse essere





**Figura 3.9:** Distribuzione della distanza  $\Delta R_{lp}$  minima per i tre fondi che mostra un picco in zero estremamente accentuato per due dei tre fondi.

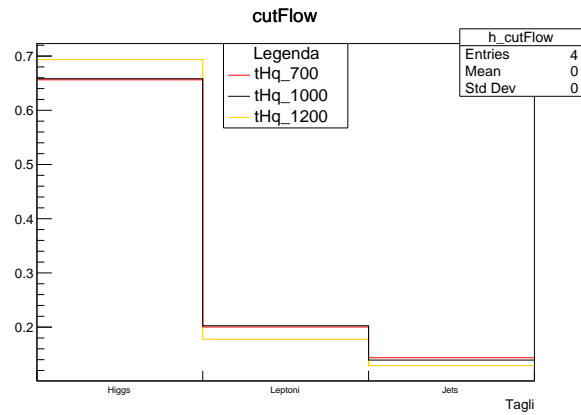
dovuto alla "*mis-identification*", ovvero ad elettroni ricostruiti erroneamente come fotoni che aumentano l'efficienza di selezione e vengono contati due volte, sia nella ricostruzione dell'Higgs che quando andiamo a selezionare i leptoni provenienti dal top che decade. È stata analizzata una nuova grandezza, la distanza nel piano  $\eta$ - $\phi$  fra il leptone selezionato e i due fotoni che sono stati selezionati per il bosone di Higgs. Tale distanza è stata definita come

$$\Delta R_{lp} = \sqrt{(\phi_l - \phi_p)^2 + (\eta_l - \eta_p)^2}$$

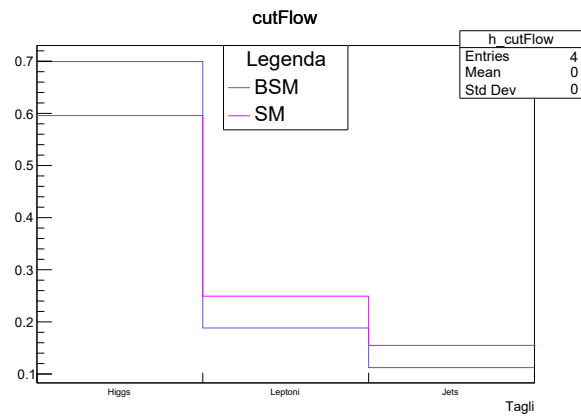
Dove l'indice l indica la grandezza riferita al leptone e l'indice p quella al fotone. In particolare siamo andati ad analizzare soltanto la distanza minore fra quella del leptone col primo o col secondo fotone e i risultati appaiono nella figura 3.9 dove si vede che per  $t\gamma$  e  $tt\gamma$  il conteggio di eventi che hanno questa distanza molto prossima allo zero supera di quasi due ordini di grandezza il resto degli eventi, ciò ci mostra quindi qual è il problema: l'ipotesi che ci fosse una *mis-identification* di un leptone è consistente. È ragionevole pensarlo dato che in un grandissimo numero di eventi appunto la distanza angolare fra questi due oggetti risulta essere quasi nulla.

È stato dunque effettuato un ulteriore taglio per discriminare, almeno per i fondi, tutti gli eventi in cui ha senso pensare che ci sia quest'errore. In particolare è stata imposta la soglia

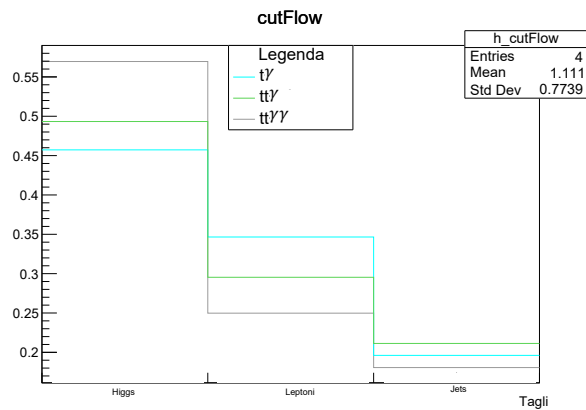
$$\Delta R_{lp} > 0,4$$



(a)

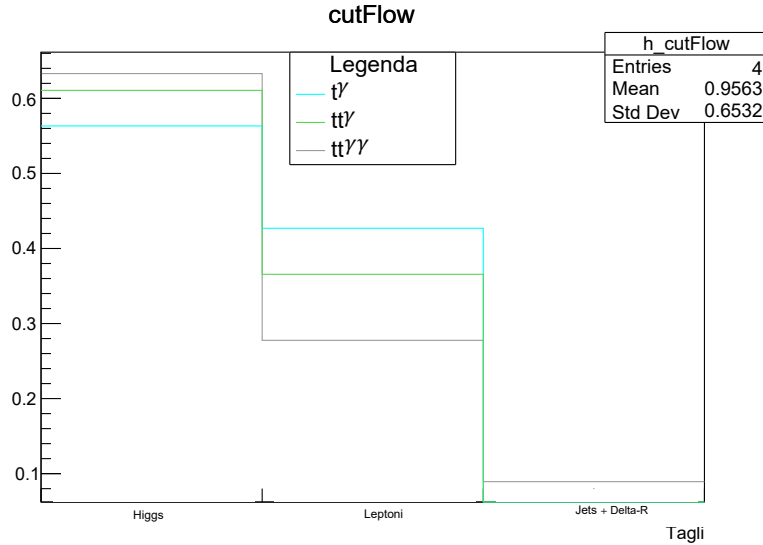


(b)



(c)

**Figura 3.10:** Distribuzioni di eventi che sopravvivono dopo ogni taglio, normalizzate al numero di eventi. Questo ci permette di valutare l'efficacia dei vari tagli: al primo bin ci sono gli eventi che sopravvivono al primo taglio, la selezione del bosone di Higgs, al secondo gli eventi che sopravvivono alla selezione del leptone e al terzo quelli che sopravvivono alla selezione del jet.



**Figura 3.11:** Distribuzione del numero di eventi in funzione del taglio dopo aver applicato la richiesta in  $\Delta R_{lp} > 0,4$ . Il numero di eventi sopravvissuti si riduce significativamente.

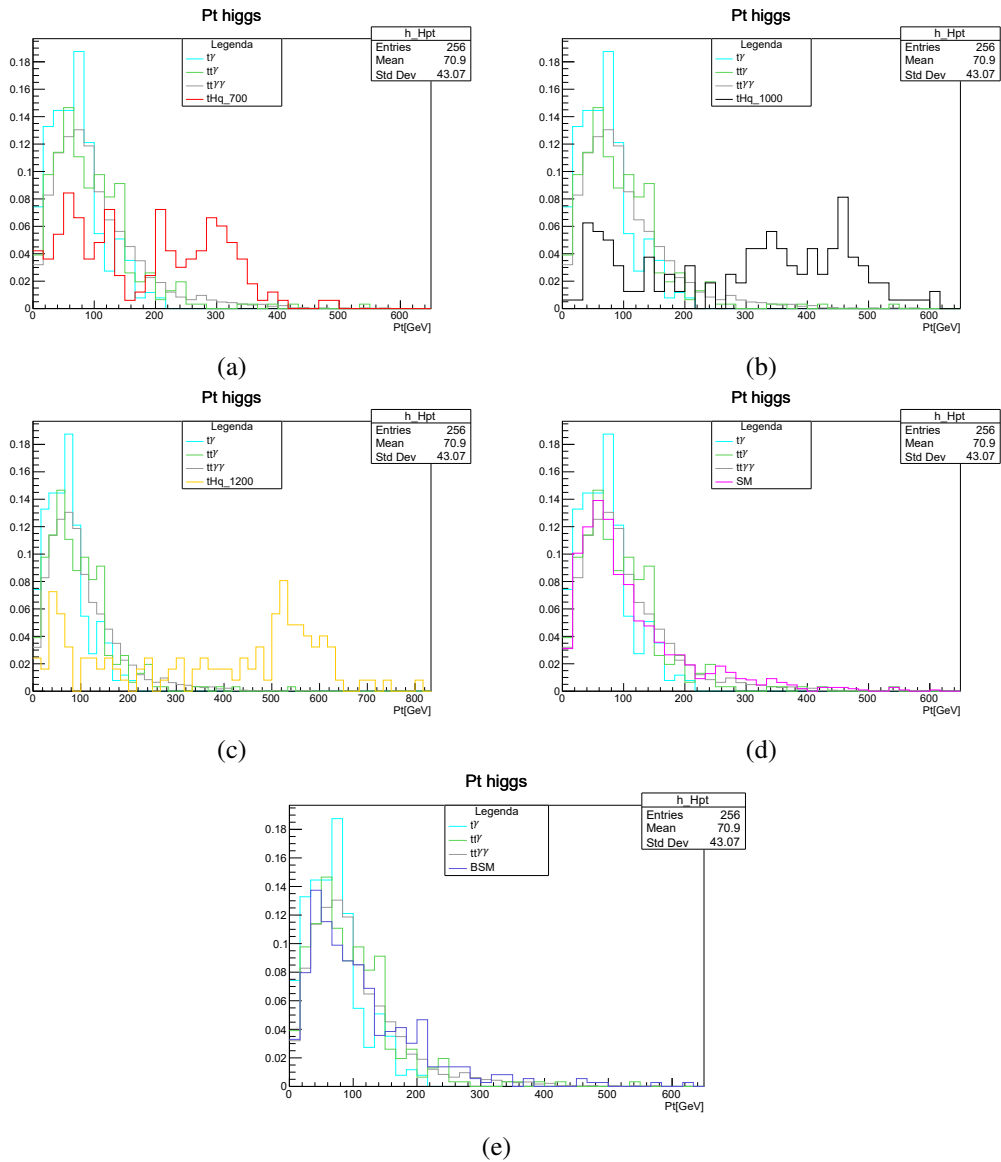
Per quanto riguarda invece il T' il segnale non è affetto significativamente da questa discriminazione in quanto rimuove semplicemente i casi con bosoni di Higgs falsamente ricostruiti che si presentano tipicamente per bassi valori del  $p_t$ .

### 3.3 Analisi

È stata fatta, infine, la scelta di andare a studiare il  $p_t$  del bosone di Higgs all'ultimo livello di selezione. Ciò perché facendo un plot di questa grandezza, come si vede in figura 3.12, è possibile individuare abbastanza facilmente una soglia minima in cui è possibile considerare il nostro segnale significativamente distinguibile dal fondo. Le soglie scelte sono riportate nella tabella 3.2.

Segnale	Soglia (GeV)
SM-all	250
BSM	160
tHq-700	180
tHq-1000	250
tHq-1200	260

**Tabella 3.2:** Soglie scelte per calcolare la *significance*



**Figura 3.12:** Distribuzioni del momento trasverso del bosone di Higgs utilizzate per fare il confronto fra i vari segnali e ricavare un valore ragionevole da scegliere come limite inferiore dell'integrale per ricavare la significanza. Tutte le distribuzioni sono normalizzate a uno.

Tali soglie ci servono al fine di andare a calcolare la *Significance*, ossia la *significatività statistica*, grandezza che ci permette di comprendere quanto il caso che stiamo studiando si allontana dall'ipotesi di solo fondo. In particolare definiamo la significanza  $Z(\nu)$  in funzione del numero di eventi atteso  $\nu$  come il numero di deviazioni standard di una distribuzione gaussiana centrata in  $\nu$  e con varianza

$\sqrt{\nu}$  corrispondente al valore  $\nu - \nu_B$ , dove  $\nu_B$  è l'ipotesi di solo fondo. Si scriverà quindi

$$Z = \frac{\nu_S(L)}{\sqrt{\nu_S(L) + \nu_B(L)}}$$

dove  $\nu_S(L)$  rappresenta il numero di eventi del segnale considerato alla luminosità  $L$  considerando però solo quelli oltre la soglia minima decisa, mentre  $\nu_B(L)$  è la somma degli eventi di tutti e tre i fondi considerati alla luminosità  $L$ . Questi numeri di eventi sono dati semplicemente dagli integrali degli istogrammi in figura 3.12 fatti con le soglie minime della tabella 3.2.

Segnale	Significance		
	L=137 $fb^{-1}$	L=400 $fb^{-1}$	L=4000 $fb^{-1}$
SM	0,065	0,11	0,35
BSM	0,58	1,0	3,2
tHq-700	0,17	0,29	0,93
tHq-1000	0,035	0,060	0,19
tHq-1200	0,010	0,018	0,056

**Tabella 3.3:** Significance calcolate a varie luminosità utilizzando l'informazione sul  $p_t$  di Higgs: 137  $fb^{-1}$  è il Run-II di LHC, 400  $fb^{-1}$  è quanto si prospetta per il Run-III e 4000  $fb^{-1}$  invece è quanto si prospetta per HL-LHC.

Nella tabella 3.3 sono riportate tutte le varie significances ricavate. È possibile notare da subito come i risultati ottenuti per il segnale di BSM e per tHq-700 siano molto distanti da quanto ottenuto per gli altri, infatti in questi due segnali abbiamo sezioni d'urto significativamente più grandi come si vede nella tabella 3.1.

Data la natura ipotetica dei processi nei tre segnali di tHq con le loro ipotesi di massa è stato provato anche lo stesso calcolo ipotizzando però sezioni d'urto dei processi di un ordine di grandezza superiore. I risultati ottenuti sono nella tabella 3.4.

Segnale	Significance		
	L=137 $fb^{-1}$	L=400 $fb^{-1}$	L=4000 $fb^{-1}$
tHq-700	1,6	2,8	8,9
tHq-1000	0,34	0,59	1,9
tHq-1200	0,10	0,18	0,56

**Tabella 3.4:** Significance con diversa ipotesi di sezione d'urto dei processi considerati, calcolata a tre diverse luminosità.

È possibile procedere ulteriormente nell'analisi chiedendosi quali possano essere le sezioni d'urto minime affinché le significanze dei segnali tHq-1000 e tHq-1200 raggiungano almeno l'unità con le luminosità integrate che abbiamo considerato. I risultati ottenuti da quest'ultima analisi sono riportati nella tabella 3.5.

Segnale	$\sigma$ (pb)		
	$L=137 \text{ fb}^{-1}$	$L=400 \text{ fb}^{-1}$	$L=4000 \text{ fb}^{-1}$
tHq-700	1,490	0,844	0,258
tHq-1000	1,286	0,726	0,222
tHq-1200	1,600	0,905	0,277

**Tabella 3.5:** Sezioni d'urto che permettono di raggiungere una significanza di almeno 3 ai vari segnali.

# Conclusioni

Nel presente lavoro di tesi è stato studiato uno stato finale con un quark top e un bosone di Higgs ponendo l'attenzione su due aspetti: studiare nuove particelle ipotizzate, i *Vector-Like Quark*, allo scopo di definire una strategia di ricostruzione e studiare i segnali così ricostruiti per effettuare delle predizioni sulle possibilità di trovare questi processi nelle prossime prese dati di LHC.

Il modello standard è attualmente il modello di maggior successo per descrivere un grande numero di fenomeni naturali che coinvolgono interazioni di *cromodinamica quantistica* ed *elettrodeboli*, mostrandosi d'altro canto incompleto sotto molti aspetti. Dunque prendiamo in considerazione alcuni modelli *Beyond Standard Model* i quali prevedono l'esistenza di nuove particelle non previste dal MS e che con le loro proprietà possono risolvere alcune problematiche che quest'ultimo lascia irrisolte. Questi, come detto, sono i VLQ e sono stati il fulcro dello studio effettuato in questa tesi, concentrata sulla ricerca e la ricostruzione, in particolari segnali provenienti da simulazioni Monte Carlo, del VLQ T per il quale si ipotizzano varie masse dell'ordine del TeV. La ricerca di questa particella continuerà agli esperimenti CMS ed ATLAS al CERN dove l'LHC è attualmente in fase di upgrade al fine di migliorarne la luminosità e la potenza, così da avere collisioni con maggiore energia nel centro di massa.

Per lo studio del T ci siamo concentrati particolarmente su un canale di decadimento raro, con una segnatura sperimentale molto marcata e pulita rispetto ai fondi di MS, ossia il  $T \rightarrow tH \rightarrow b\nu_l\gamma\gamma$ . Tale stato finale inoltre ha la particolarità che il processo di modello standard top + Higgs, che ha la stessa segnatura sperimentale nel rivelatore, non è ancora stato osservato, dunque oltre che allo studio di questo canale proveniente dal decadimento di un T, sono stati indagati anche i segnali di tH nello stesso canale di decadimento prodotti nel modello standard e segnali con ipotesi oltre il modello standard che non prevedevano risonanza visibile. Lo studio è stato condotto considerando la luminosità corrispondente al campione raccolto negli anni 2016-2018 con 13 TeV di energia nel centro di massa e a quelle ci aspettiamo per le prossime prese dati di LHC così da studiare la possibilità di osservarlo.

Sono stati analizzati quindi i principali processi di fondo che andrebbero ad ag-

giungere rumore alle nostre misure nell'esperimento e che quindi dobbiamo considerare se vogliamo avere una proiezione realistica che tenga conto del segnale e del fondo naturalmente presenti nei dati. Abbiamo quindi calcolato la significatività statistica (significance) al fine di mostrare la possibilità che un segnale venga misurato, con una certa luminosità, significativamente differente da zero in unità di deviazioni standard gaussiane.

I risultati trovati indicano che, mentre con le sezioni d'urto ipotizzate nel segnale SM e con la selezione effettuata usando solo i dati del Run-II resta difficile riuscire ad osservare questo canale coi mezzi attuali poiché quasi indistinguibile dal fondo, si mostra promettente l'ipotesi di interferenze costruttive dei diagrammi di Feynman del segnale BSM la cui significanza raggiunge quasi l'unità nel Run-III e addirittura si arriva a 3 nel caso di HL-LHC. Dunque questo canale sarebbe molto facile da distinguere dal fondo con gli strumenti di HL-LHC. Invece, per quanto riguarda la produzione del VLQ T per tutte e tre le ipotesi di massa secondo il primo modello considerato questo canale da solo non è sufficiente a rivelare tale processo a causa della bassa sezione d'urto prevista. Considerando modelli diversi che prevedono sezioni d'urto più elevate, invece il processo considerato diventa visibile anche senza prospettive di combinare la ricerca con altri canali.

Si sono effettuati anche studi al variare della sezione d'urto, riscontrando che in particolare i processi per una larghezza della risonanza maggiore diventerebbero visibili già con i dati del Run-II, per ipotesi di massa del VLQ più basse, a sezioni d'urto dell'ordine del pb.

L'analisi qui presentata ha posto la sua attenzione solo su uno specifico canale di decadimento del VLQ T mostrando la difficoltà del riuscire a rivelare la particella in questo modo, ma presenta ancora margini di miglioramento per il futuro. L'analisi può essere infatti ampliata considerando anche altri canali di decadimento, oppure può essere migliorata ancora sfruttando ulteriori informazioni sullo stato finale così da affinare la selezione, o facendo uso di tecniche di analisi più avanzate per l'estrazione del segnale.



# Elenco delle figure

1.1	Due processi come esempio di interazione debole. A sinistra un processo di interazione a corrente neutra fra un elettrone che può scambiare sia un fotone che un bosone $Z^0$ con un quark. A destra, come esempio di interazione di corrente carica, il decadimento $\beta$ del neutrone in protone, mediato dal bosone $W^-$ . . . . .	8
1.2	Diagramma di Feynman di esempio di un processo di produzione singola di un VLQ T . . . . .	12
1.3	Due esempi diagrammi di Feynman come esempi di produzione in coppia del VLQ T' . . . . .	12
1.4	Sezioni d'urto di processi di produzione di VLQ con collisioni pp ad energie $\sqrt{s} = 13$ TeV. Le linee tratteggiate sono valori esclusi in precedenza. La produzione in coppia è rappresentata dalla linea nera tratteggiata. . . . .	13
1.5	Sintesi dei risultati ottenuti nelle ricerche per i VLQ in produzione singola (a) e produzione a coppie (b). . . . .	15
2.1	Schematizzazione del complesso di acceleratori al CERN . . . . .	16
2.2	Prestazioni dal 2011 al 2018 dell'LHC. Le linee rappresentano la luminosità integrata durante tutto il periodo di attività nel corso dell'anno, misurata in $fb^{-1}$ dal CMS, uno degli esperimenti che sfruttano la luminosità massima raggiunta da LHC. . . . .	19
2.3	Rappresentazione del CMS . . . . .	20
3.1	Diagramma di Feynman del particolare processo ricostruito ed analizzato. . . . .	23
3.2	Diagramma di Feynman dei principali processi che portano alla presenza di un fondo $t\gamma$ (a) e di un fondo $tt\gamma$ (b) . . . . .	25
3.3	Distribuzione della massa del bosone di Higgs ricostruita, scalata di un fattore dipendente dalla sezione d'urto, dalla luminosità e dal numero di eventi (utilizzando la luminosità del Run-II, $137 fb^{-1}$ ), nei vari segnali utilizzati. . . . .	26

3.4	Distribuzione del $p_t$ del bosone di Higgs, scalata di un fattore dipendente dalla sezione d'urto, dalla luminosità (del Run-II) e dal numero di eventi. . . . .	27
3.5	Distribuzione scalata del $p_t$ dei muoni e degli elettroni selezionati, nei vari segnali utilizzati. . . . .	28
3.6	Distribuzioni del $p_t$ per il quark top ricostruito sui 6 segnali utilizzati e scalate in base alla sezione d'urto, utilizzando la luminosità del Run-II. . . . .	30
3.7	Principali diagrammi di Feynman che rappresenta la produzione associata, nelle ipotesi del MS, di un singolo quark top e di un bosone di Higgs. . . . .	30
3.8	Distribuzioni del $p_t$ per il VLQ T ricostruito sui 6 segnali utilizzati e scalato al numero di eventi. Le altezze sono differenti per i vari segnali a causa del fatto che ogni segnale è stato scalato con un fattore dipendente dalla sua sezione d'urto. In particolare per i segnali tHq-700/1000/1200 la sezione d'urto decresce col crescere della massa ipotizzata per T. . . . .	31
3.9	Distribuzione della distanza $\Delta R_{lp}$ minima per i tre fondi che mostra un picco in zero estremamente accentuato per due dei tre fondi. . . . .	32
3.10	Distribuzioni di eventi che sopravvivono dopo ogni taglio, normalizzate al numero di eventi. Questo ci permette di valutare l'efficacia dei vari tagli: al primo bin ci sono gli eventi che sopravvivono al primo taglio, la selezione del bosone di Higgs, al secondo gli eventi che sopravvivono alla selezione del leptone e al terzo quelli che sopravvivono alla selezione del jet. . . . .	33
3.11	Distribuzione del numero di eventi in funzione del taglio dopo aver applicato la richiesta in $\Delta R_{lp} > 0,4$ . Il numero di eventi sopravvissuti si riduce significativamente. . . . .	34
3.12	Distribuzioni del momento trasverso del bosone di Higgs utilizzate per fare il confronto fra i vari segnali e ricavare un valore ragionevole da scegliere come limite inferiore dell'integrale per ricavare la significance. Tutte le distribuzioni sono normalizzate a uno. . . . .	35

# Elenco delle tabelle

1.1	Caratteristiche principali dei leptoni [19] . . . . .	7
1.2	Caratteristiche principali dei Quark [19] . . . . .	8
1.3	Bosoni Mediatori . . . . .	10
1.4	Vector-Like Quarks e le loro cariche . . . . .	14
2.1	parametri del fascio . . . . .	18
3.1	Sezioni d'urto dei processi di fondo e dei processi dei segnali. Si noti che i segnali tHq hanno conteggi decrescenti nei vari istogrammi: ciò è dovuto al fatto che la sezione d'urto decresce con l'aumentare della massa ipotizzata di T'. . . . .	25
3.2	Soglie scelte per calcolare la <i>significance</i> . . . . .	34
3.3	Significance calcolate a varie luminosità utilizzando l'informazione sul $p_t$ di Higgs: $137 \text{ fb}^{-1}$ è il Run-II di LHC, $400 \text{ fb}^{-1}$ è quanto si prospetta per il Run-III e $4000 \text{ fb}^{-1}$ invece è quanto si prospetta per HL-LHC. . . . .	36
3.4	Significance con diversa ipotesi di sezione d'urto dei processi considerati, calcolata a tre diverse luminosità. . . . .	36
3.5	Sezioni d'urto che permettono di raggiungere una <i>significance</i> di almeno 3 ai vari segnali. . . . .	37

# Bibliografia

- [1] G. AAD, J. BUTTERWORTH, J. THION, U. BRATZLER, P. RATOFF, R. NICKERSON, J. SEIXAS, I. GRABOWSKA-BOLD, F. MEISEL, S. LOKWITZ, ET AL., *The atlas experiment at the cern large hadron collider*, Jinst, 3 (2008), p. S08003.
- [2] K. AAMODT, A. A. QUINTANA, R. ACHENBACH, S. ACOUNIS, D. ADAMOVIĆ, C. ADLER, M. AGGARWAL, F. AGNESE, G. A. RINELLA, Z. AHAMMED, ET AL., *The alice experiment at the cern lhc*, Journal of Instrumentation, 3 (2008), p. S08002.
- [3] R. ADOLPHI ET AL., *The cms experiment at the cern lhc*, Jinst, 803 (2008), p. S08004.
- [4] J. A. AGUILAR-SAAVEDRA, R. BENBRIK, S. HEINEMEYER, AND M. PÉREZ-VICTORIA, *Handbook of vectorlike quarks: Mixing and single production*, Physical Review D, 88 (2013), p. 094010.
- [5] A. A. ALVES JR, L. ANDRADE FILHO, A. BARBOSA, I. BEDIAGA, G. CERNICCHIARO, G. GUERRER, H. LIMA JR, A. MACHADO, J. MAGNIN, F. MARUJO, ET AL., *The lhcb detector at the lhc*, Journal of instrumentation, 3 (2008), p. S08005.
- [6] C. COLLABORATION ET AL., *Performance of electron reconstruction and selection with the cms detector in proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=8$  tev*, arXiv preprint arXiv:1502.02701, (2015).
- [7] C. COLLABORATION ET AL., *Performance of photon reconstruction and identification with the cms detector in proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=8$  tev*, (2015).
- [8] C. COLLABORATION ET AL., *Measurement of the semileptonic  $t\bar{t}$  gamma production cross section in pp collisions at  $\sqrt{s}=8$  tev*, arXiv preprint arXiv:1706.08128, (2017).

- [9] F. ENGLERT AND R. BROUT, *Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons*, Physical Review Letters, 13 (1964), p. 321.
- [10] L. EVANS AND P. BRYANT, *Lhc machine*, Journal of instrumentation, 3 (2008), p. S08001.
- [11] M.-Y. HAN AND Y. NAMBU, *Three-triplet model with double  $su(3)$  symmetry*, Physical Review, 139 (1965), p. B1006.
- [12] P. W. HIGGS, *Broken symmetries and the masses of gauge bosons*, Physical Review Letters, 13 (1964), p. 508.
- [13] M. KOBAYASHI AND T. MASKAWA,  *$C_p$ -violation in the renormalizable theory of weak interaction*, Progress of theoretical physics, 49 (1973), pp. 652–657.
- [14] P. LANGACKER, *Introduction to the standard model and electroweak physics*, arXiv preprint arXiv:0901.0241, (2009).
- [15] L. G. E. SHELDON, *Partial-symmetries of weak interactions*, Selected Papers on Gauge Theory of Weak and Electromagnetic Interactions, 171 (1981).
- [16] A. M. SIRUNYAN, M. BACKHAUS, L. BÄNI, P. BERGER, L. BIANCHINI, G. DISSERTORI, M. DITTMAR, M. DONEGÀ, C. DORFER, C. GRAB, ET AL., *Identification of heavy-flavour jets with the cms detector in  $pp$  collisions at 13 tev*, Journal of Instrumentation, 13 (2018), p. P05011.
- [17] A. M. SIRUNYAN, A. TUMASYAN, W. ADAM, F. AMBROGI, E. ASILAR, T. BERGAUER, J. BRANDSTETTER, E. BRONDOLIN, M. DRAGICEVIC, J. ERÖ, ET AL., *Performance of the cms muon detector and muon reconstruction with proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=13$  tev*, Journal of Instrumentation, 13 (2018), pp. P06015–P06015.
- [18] A. M. SIRUNYAN, A. TUMASYAN, W. ADAM, F. AMBROGI, E. ASILAR, T. BERGAUER, J. BRANDSTETTER, M. DRAGICEVIC, J. ERÖ, A. E. DEL VALLE, ET AL., *Evidence for the associated production of a single top quark and a photon in proton-proton collisions at  $s=13$  tev*, Physical review letters, 121 (2018), p. 221802.
- [19] M. TANABASHI, K. HAGIWARA, K. HIKASA, K. NAKAMURA, Y. SUMINO, F. TAKAHASHI, J. TANAKA, K. AGASHE, G. AIELLI, C. AMSLER, ET AL., *Review of particle physics*, Physical Review D, 98 (2018), p. 030001.

- [20] S. WEINBERG, *A model of leptons*, Physical review letters, 19 (1967), p. 1264.