

**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  $T'$  che decade in  
un quark top e in un bosone Z con il rivelatore  
CMS ad LHC**

**Relatori:**

Prof. Alberto Orso Maria Iorio

**Candidato:**

Pasquale Francesco Romano

Matr. N85001082

**Anno Accademico 2019/2020**

# INDICE

Introduzione	iii
1 LHC E L'ESPERIMENTO CMS	1
1.1 LHC	1
1.1.1 Caratteristiche e funzionamento dell'LHC	1
1.2 L'esperimento Compact Muon Solenoid	5
1.2.1 I sottorivelatori	6
2 IL MODELLO STANDARD E LA FISICA BSM	10
2.1 Il Modello Standard	10
2.1.1 Le particelle elementari	10
2.1.2 L'interazione elettrodebole	11
2.1.3 L'interazione forte	13
2.1.4 Rottura spontanea della simmetria e il meccanismo di Higgs	14
2.2 Fisica oltre il Modello Standard	15
2.2.1 I Vector Like Quark	15
2.2.2 Meccanismo di produzione dei Vector Like Quark	15
2.2.3 Canali di decadimento dei Vector Like Quark	17
2.2.4 Ricerca dei Vector Like Quark	17
3 RICOSTRUZIONE DEGLI OGGETTI FISICI E ANALISI	20
3.1 Decadimento della nuova particella T' nel canale con 3 muoni	20
3.2 Ricostruzione e selezione degli oggetti fisici	21
3.2.1 Processi di fondo	21
3.2.2 Muoni	21
3.2.3 Bosone Z	23
3.2.4 Jet e b-tagging	23
3.2.5 Momento Trasverso Mancante	26
3.2.6 Quark top	26
3.2.7 Ricostruzione del Vector Like Quark T	28
3.2.8 Ricostruzione del Jet Forward e selezione della regione di segnale	28
3.3 Analisi nella regione di segnale	30
Conclusione	35
BIBLIOGRAFIA	37

*a Matteo  
e nonna Anna*

# INTRODUZIONE

Il Modello Standard (MS) della fisica delle particelle è il modello che meglio descrive tre delle quattro forze fondamentali della Natura. Nel XX secolo ci sono state numerose scoperte e misure che hanno dato conferma sperimentale di predizioni teoriche del MS. Tuttavia il Modello Standard non è una teoria completa, in quanto essa non spiega l'interazione gravitazionale, l'esistenza della Materia Oscura suggerita da numerose evidenze in ambito astrofisico. Il Modello Standard presenta inoltre ha numero elevato di parametri non previsti dalla teoria, che presentano strutture gerarchiche potenzialmente indicative di una teoria più fondamentale di cui il MS è un'approssimazione alle energie a noi accessibili.

Per risolvere alcuni di questi problemi molte teorie hanno supposto l'esistenza di nuove particelle, i *Vector-Like Quark* (VLQ) con masse nella scala dei *TeV*. I VLQ presentano numerose differenze rispetto ai quark del MS. L'esperimento *Compact Muon Solenoid* (CMS) e uno dei quattro esperimenti al *Large Hadron Collider* (LHC), che grazie alle alte energie nel centro di massa raggiunte  $s = \sqrt{13}$  TeV e alla luminosità istantanea  $L = 2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , potrebbe trovare evidenze dei VLQ.

In questa tesi si presenta un lavoro di ricerca per un canale che produce un singolo VLQ T, il quale decade in un quark top ed in un bosone Z. In particolare si studierà il canale di decadimento che presenta tre leptoni nello stato finale:  $t \rightarrow W^+ b \rightarrow \mu \nu_\mu b$ . Questo studio è atto a valutare dapprima le prestazioni di un'analisi su questo canale usando una statistica corrispondente ai dati raccolti nel Run-II di LHC, e poi individuare le potenzialità di scoperta con la statistica più elevata che si raggiungerà nel Run-III e ad High-Luminosity LHC. Per effettuare questa analisi sono state usate delle simulazioni del segnale a diverse ipotesi di massa, in un range che varia da 700 ai 1700 GeV, e dei principali processi di fondo previsti dal Modello Standard. La trattazione si svolgerà in tre capitoli:

- **Il primo capitolo**, una descrizione dell'acceleratore LHC e dell'esperimento CMS.
- **Il secondo capitolo**, un'introduzione al Modello Standard e alla fisica *Beyond the Standard Model*.
- **Il terzo capitolo** presenta una descrizione della ricostruzione e della selezione degli oggetti nello stato finale, l'analisi effettuata e l'esposizione dei risultati ottenuti.

## 1.1 LHC

Il *Large Hadron Collider* (LHC) è il più grande e potente acceleratore di particelle al mondo.

È stato realizzato dall'Organizzazione Europea per la Ricerca Nucleare (CERN) al confine tra la Francia e la Svizzera tra il 1998 e il 2008 grazie alla partecipazione di oltre 10000 scienziati e ingegneri, con la collaborazione di istituti di ricerca e università da tutto il mondo, allo scopo di cercare di rispondere a diversi quesiti fondamentali nella fisica delle particelle elementari come l'origine della massa e dell'asimmetria tra materia e antimateria, per eseguire misure di precisione testando la validità del Modello Standard (MS) e ricercare nuova fisica.

### 1.1.1 Caratteristiche e funzionamento dell'LHC

L'LHC [11] è un acceleratore circolare di adroni (protoni e ioni pesanti). Il compito di tale acceleratore è di portare gli adroni a una velocità prossima a quella della luce e farli successivamente scontrare con un'energia nel centro di massa di 14 TeV. A maggio 2015, dopo due anni di pausa tecnica, si sono raggiunti i 13 TeV (molto vicina all'energia di progetto della macchina di 14 TeV, finora mai raggiunta in laboratorio). L'LHC è costruito all'interno di un tunnel sotterraneo lungo 27 km, a 100 m di profondità in media, situato al confine tra la Francia e la Svizzera, in una regione compresa tra l'aeroporto di Ginevra e i monti Giura, originariamente scavato per realizzare il Large Electron-Positron Collider (LEP). L'LHC è costituito da 1234 magneti dipolari che hanno il compito di mantenere circolare l'orbita del fascio, 392 magneti quadrupolari che collimano il fascio, da diverse cavità a radiofrequenza che accelerano il fascio e da magneti esapolari, ottupolari e di ordine superiore che correggono ulteriormente l'orbita delle particelle.

I magneti sono superconduttori costruiti in una speciale lega di niobio-titanio che, per il loro funzionamento, hanno bisogno di temperature dell'ordine di 1.9 K. Questo permette di far circolare correnti dell'ordine di 35 kA in grado di produrre campi magnetici di 8.3 T. L'intero circuito è raffreddato dal più imponente impianto di criogenia al mondo con le sue 96 tonnellate circa di  $^4\text{He}$  *superfluido*. Le particelle che principalmente vengono utilizzate in tale acceleratore sono i protoni provenienti da gas di idrogeno e prodotti mediante l'utilizzo di un campo elettrico che priva gli atomi di idrogeno dei loro elettroni. I fasci di protoni, prima di essere immessi nell'LHC, attraversano un complesso

di acceleratori che incrementano l'energia del fascio fino 450 GeV. Il primo acceleratore è LINAC2 (*LINear particle ACcelerator*) che genera protoni di 50 MeV i quali vengono immessi in PSB (*Proton Synchrotron Booster*) che porta l'energia del fascio a 1.4 GeV per poi mandarli nel PS (*Proton Synchrotron*) che accelera i protoni a 450 GeV che sono, infine, immessi sia in direzione oraria che antioraria nell'anello principale. Quest'ultimo, durante una sessione di circa 20 minuti, accelera le particelle fino a raggiungere l'energia di regime.

Un parametro importante in un acceleratore è la *luminosità*. La *luminosità istantanea* è il fattore di proporzionalità tra la sezione d'urto e il numero di eventi osservati nell'unità di tempo.

$$\mathcal{L} = \frac{R}{\sigma} \quad (1.1)$$

Con  $\mathcal{L}$  luminosità istantanea,  $R$  numero di eventi osservati nell'unità di tempo (*rate*),  $\sigma$  sezione d'urto, e ha le dimensioni di un flusso, si misura in  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

Si definisce *luminosità integrata* la luminosità istantanea integrata nel tempo

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \int \mathcal{L} dt \quad (1.2)$$

Supposto un profilo gaussiano dei fasci e una collisione frontale (*head-on*), la luminosità istantanea è data da

$$L = \frac{\gamma f k_B N^2}{4\pi\sigma^*} F \quad (1.3)$$

dove:

- $\gamma$  è il fattore di Lorentz per i protoni;
- $f$  è la frequenza di rivoluzione;
- $k_B$  è il numero dei *bunch*;
- $N$  è il numero dei protoni per *bunch*;
- $\sigma^*$  è la sezione trasversa dei *bunch*;
- $F$  è un fattore geometrico e tiene conto dell'angolazione a cui si incontrano i fasci.

Nella tabella 1.1 sono riportati i valori caratteristici del fascio di protoni relativi alla presa dati del 2018. Nel 2018 il picco di Luminosità è stato di  $L = 2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , che corrisponde a circa 2 miliardi di collisioni *protone-protone* al secondo per un rate di 40 MHz. Nella figura 1.1 è rappresentata l'evoluzione dei picchi di luminosità tra le run del 2011 e del 2018. A LHC i fasci si incontrano in quattro punti dove sono situati i quattro esperimenti principali:

- **ALICE** (*A Large Ion Collider Experiment*) [8] si dedica allo studio delle collisioni di nuclei pesanti (in particolar modo Pb-Pb) in un *range* di

Parametri	Valori
$\gamma$	7641
f	12,246 kHz
$K_b$	2835
$\sigma^*$	16 $\mu m$
N	$1.15 \times 10^{11}$

Tabella 1.1: Valori dei parametri dell'LHC

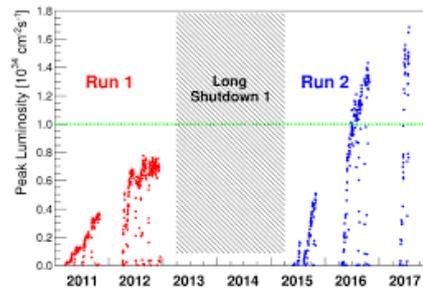


Figura 1.1: Evoluzione della Luminosità dell'LHC

densità molto elevate nel quale si prevede di osservare l'esistenza del plasma di quark e gluoni (QGP), un nuovo stato della materia in cui, sotto le condizioni di alta densità e temperatura, quark e gluoni non sono più confinati negli adroni.

- **ATLAS** (*A Toroidal LHC ApparatuS*) e **CMS** (*Compact Muons Solenoid*) sono dei *general purpose detector*, ovvero dei rivelatori progettati per identificare una grande varietà di segnature sperimentali in modo da consentire uno studio ad ampio raggio dei processi a LHC. Tra gli obiettivi degli esperimenti ci sono lo studio dei quark top e bottom e del bosone di Higgs, la ricerca di particelle supersimmetriche o altre particelle al di là di quelle previste dal MS.

I due esperimenti differiscono principalmente per la configurazione dei magneti per il sistema di rivelazione dei muoni, nel primo è toroidale, nel secondo solenoidale.

- **LHCb** (*Large Hadron Collider beauty Experiment*) [9] è stato progettato ed ottimizzato per lo studio delle proprietà del quark b e dell'asimmetria materia-antimateria. Dei quattro esperimenti LHCb è l'unico in cui non si scontrano due fasci di uguale energia, infatti uno è a energia di regime, l'altro a energia di iniezione.

## The CERN accelerator complex Complexe des accélérateurs du CERN

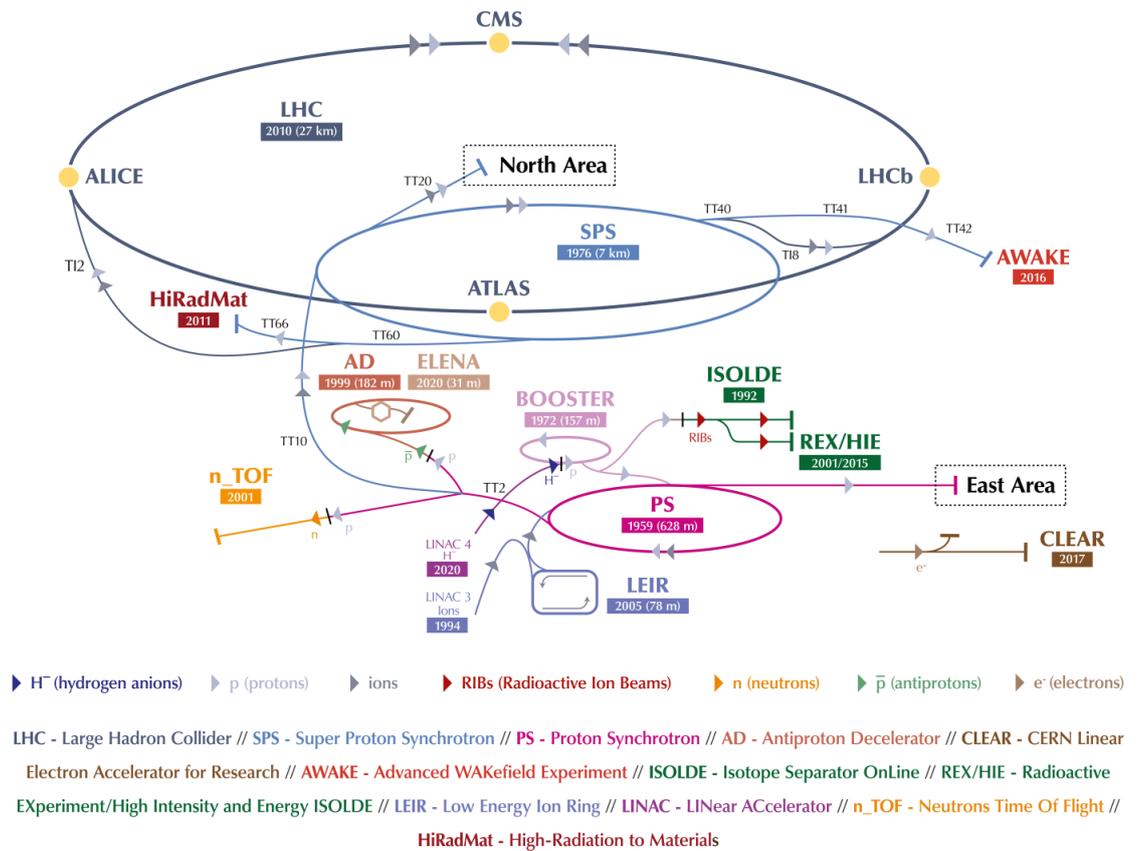


Figura 1.2: Rappresentazione grafica del complesso di acceleratori del CERN

## 1.2 L'ESPERIMENTO COMPACT MUON SOLENOID

La struttura di CMS [10] è tale da rivelare particelle derivanti dalla collisione di adroni e da misurare masse, momenti, energie e cariche. Per tale motivo il rivelatore è costituito da molteplici sottorivelatori che hanno il compito di ricostruire le diverse caratteristiche delle particelle prodotte nelle collisioni. L'ermeticità di un rivelatore come CMS è uno dei requisiti più importanti, per tale motivo CMS presenta una struttura cilindrica (*Barrel*) che copre la regione centrale, e due tappi (*Endcaps*) che coprono le regioni più vicine ai fasci, in modo da rispettare la simmetria cilindrica intorno all'asse del fascio. Per curvare le particelle cariche, si utilizza un magnete solenoidale che genera un campo di 3.8 *Tesla*.

Un'altra caratteristica che contraddistingue il rivelatore CMS è che, a differenza degli altri rivelatori degli esperimenti LHC, esso non è stato costruito in sito ma bensì in 15 sezioni diverse a livello del suolo per poi essere calato nel suo sito di assemblaggio vicino Cessy, in Francia, e venire quindi riassemblato. Il rivelatore completo è lungo 21 *m*, largo 15 *m* e alto 15 *m*. Considerata la geometria del CMS, il sistema di coordinate a cui sovente si ricorre è un sistema polare orientato nel seguente modo:

- l'asse  $x$  punta verso il centro dell'anello di LHC e funge da coordinata orizzontale;
- l'asse  $y$  punta verso l'alto e rappresenta la coordinata verticale;
- l'asse  $z$  è diretto lungo la direzione del fascio;

Tuttavia le coordinate scelte per descrivere i nostri oggetti fisici, sono coordinate cilindriche:

- la distanza radiale  $r$  dall'asse  $z$ ;
- l'angolo azimutale  $\phi$  è l'angolo di rotazione attorno all'asse  $z$  con origine individuata sull'asse  $x$  e crescente in senso orario guardando nella direzione positiva dell'asse  $z$ ;
- l'angolo polare  $\theta$  è definito come angolo di rotazione attorno all'asse  $x$  con origine sull'asse  $z$  e crescente in senso orario. Si usa spesso introdurre, al posto di  $\theta$ , la pseudorapidità  $\eta$  definita come:

$$\eta = -\ln[\tan(\theta/2)] \quad (1.4)$$

Nelle trasformazioni di particelle ultrarelativistiche, la pseudorapidità  $\eta$  si trasforma in maniera lineare sotto boost lungo l'asse  $z$ . Come conseguenza, la differenza in  $\eta$  tra due particelle relativistiche ( $\Delta\eta$ ) risulta essere un invariante. Come si può vedere nella figura 1.3 l'angolo  $\theta$  cresce a partire da 0, mentre  $\eta$  decresce da  $\infty$ . Utilizzando queste coordinate, la distanza angolare lungo

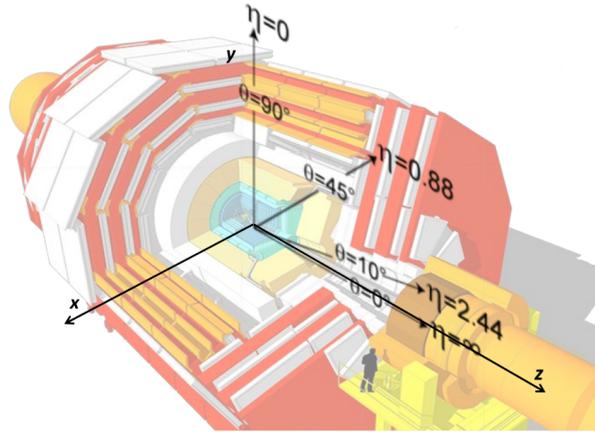


Figura 1.3: Il sistema di coordinate del CMS e la dipendenza funzionale di  $\eta$  dall'angolo  $\theta$

l'asse z tra due particelle può essere descritta da un'invariante di Lorentz:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} \quad (1.5)$$

Altre due variabili largamente utilizzate sono  $p_T$  e  $E_T$ , cioè rispettivamente il momento trasverso e l'energia trasversa, rispetto al riferimento Cartesiano:

$$p_T = \sqrt{P_x^2 + P_y^2} \quad (1.6)$$

$$E_T = E \sin \theta \quad (1.7)$$

### 1.2.1 I sottorivelatori

Procedendo dal centro verso l'esterno, come si può vedere nella figura 1.4, troviamo i seguenti rivelatori:

- **tracker o tracciatore** [19], per rivelare la gran parte delle particelle cariche originate dalla collisione protone-protone. Esso utilizza rivelatori al silicio, si sviluppa per un raggio  $r < 1.2 \text{ m}$  e si divide in due parti:
  - **il rivelatore a *pixel***, più interno, fondamentale per la ricostruzione di particelle a brevissima vita media, permette di misurare la posizione con una precisione di  $10 \mu\text{m}$  per le misure radiali e di  $20 \mu\text{m}$  per quelle trasversali. Tale rivelatore è costituito da strati cilindrici posti a  $2.9 \text{ cm}$ ,  $7 \text{ cm}$ ,  $11 \text{ cm}$  e  $16 \text{ cm}$ , quest'ultimo strato è stato aggiunto in seguito ad un aggiornamento avvenuto tra il 2016 e il 2017.
  - **il rivelatore a *microstrips***, più esterno, possiede una risoluzione tra  $35\text{-}52 \mu\text{m}$  nella direzione radiale e  $530 \mu\text{m}$  nella direzione trasversale

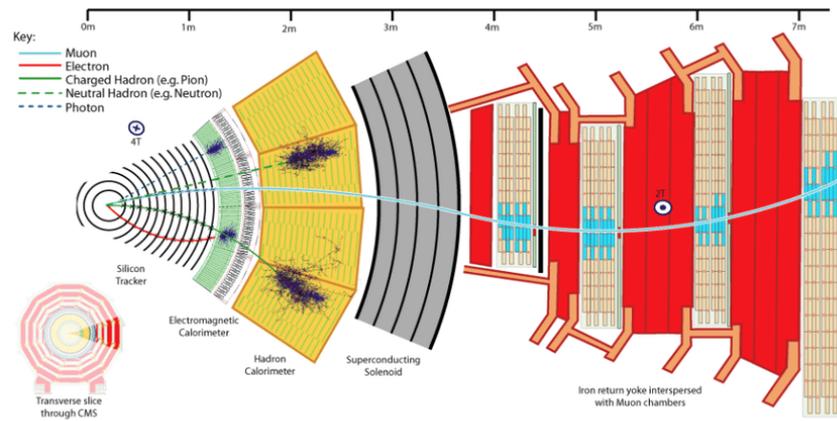


Figura 1.4: Sezione trasversale del CMS

Entrambi i rivelatori sono presenti sia nel *Barrel* che negli *Endcap* e sfruttano tecnologie a semiconduzione per particelle cariche: attraversati da particelle cariche, il materiale di cui sono costituiti, silicio drogato, viene eccitato in modo da formare coppie di elettroni-lacuna. Gli elettroni, per effetto di un campo elettrico applicato, si muovono verso particolari sensori e danno luogo ad un impulso elettrico che dura un nanosecondo. Il segnale viene poi amplificato e permette di ricostruire la traiettoria delle particelle punto per punto. Il *tracker* copre una regione di pseudorapidità di  $|\eta| < 2.5$ .

- **calorimetro elettromagnetico (ECAL)** [17], permette di rivelare elettroni e fotoni e misurarne la relativa energia. È composto da cristalli di tungsteno di piombo ( $\text{PbWO}_4$ ) che, essendo scintillanti, trasparenti, e più densi del ferro, permettono l'assorbimento di elettroni e fotoni in 23 cm di lunghezza. Il materiale scintillante copre una pseudorapidità  $|\eta| < 3$ , ed ha un tempo di decadimento di circa 10 ns che permette di raccogliere l'85% di luce in 25 ns, tempo che intercorre tra due *bunches* successivi.
- **calorimetro adronico (HCAL)** [18], permette la misura delle energie degli adroni come protoni, kaoni, pioni e anche neutroni. Gioca un ruolo cruciale nella determinazione dell'energia trasversa mancante, una misura indiretta di particelle neutre che non interagiscono, come i neutrini. Per mitigare gli effetti di inefficienza, il calorimetro è costituito da strati sfasati tra loro di dischi di ottone (denso materiale assorbente) spessi 50 cm e tegole di scintillatori spessi 4 mm, in modo da non avere zone in cui una particella potrebbe passare senza essere rivelata. Il calorimetro adronico ricopre un *range* di pseudorapidità pari a  $|\eta| < 5$ .
- **magnete**, è un magnete solenoide composto da spire di bobina superconduttrice che producono un campo magnetico quasi uniforme ed è costruito per raggiungere un campo magnetico di 3.8 T.

Il magnete è lo strumento attorno al quale è costruito tutto l'esperimento ed il suo compito è quello di curvare le traiettorie delle particelle ottenute nelle collisione dei fasci LHC. Nota la traiettoria, infatti, è possibile misurare l'impulso di una particella e la sua carica elettrica. Per impedire effetti di bordo e fare in modo che le linee di forza del campo magnetico esterno siano il più possibile uniformi, al di fuori della bobina, in modo da circondarla, si trova un "*iron joke*", lett. giogo metallico. Inoltre grazie all'*iron joke* le linee di campo si chiudono all'esterno del detector creando un campo magnetico quasi uniforme di  $1.8 T$  nel verso opposto a quello interno, così che le particelle cariche che si trovano fuori dal solenoide curvino in verso opposto rispetto alle particelle che si trovano all'interno. Il magnete ha un diametro interno di circa  $6 m$  ed una lunghezza di  $12.5 m$ .

- **sistema a muoni** del CMS, è usata per l'identificazione, la misura del momento e per il triggering dei muoni. In molti processi fisici i muoni risultano essere oggetti ricostruibili nello stato finale, e quindi una robusta e precisa misura dei muoni può essere usata per distinguere i processi interessati dal fondo. I muoni possono attraversare diversi strati di materiale e arrivare alla parte esterna del rivelatore senza interagire, è quindi richiesto un rivelatore dalla grande superficie. La camera muonica copre un'area di circa  $25000 m^2$ , quindi i rivelatori devono essere affidabili, robusti e contenuti nei costi. Per soddisfare queste richieste differenti sono usati tre diversi rivelatori a gas:
  - le camere a *drift* (*Drift Chambers*, DT) posizionate nel *Barrel* e coprono un range di pseudorapidità fino a  $1,2$ . Le *Drift Chambers* sono divise in 4 postazioni. Nelle prime 3 postazioni ci sono due strati di 4 DT l'uno che servono a misurare le coordinate  $r$  e  $\phi$  del muone, e nell'altra postazione un singolo strato di 4 DT che misurano la coordinata  $z$ ;
  - le camere a *strip* (*Cathode Strip Chambers*, CSC) situate negli *Endcaps*, queste ultime coprono un range di pseudorapidità  $0.9 < |\eta| < 2.4$ . Le CSC hanno un buon tempo di risposta e una grande resistenza ai danni da radiazione, proprietà che servono negli *Endcaps* dove il rate di segnale derivante da muoni o dal fondo è maggiore, e il campo magnetico non è uniforme;
  - le camere a piatti restrittivi (*Resistive Plates Chambers*, RPC) posizionate sia nel *Barrel* che negli *Endcaps*. Queste hanno un alta risoluzione temporale mentre la risoluzione spaziale è più bassa rispetto a quella delle DT o delle CSC. Data la doppia allocazione delle RPC, e grazie al loro breve tempo di risposta siamo in grado di ricostruire anche tracce a  $P_t$  basso che potrebbero fermarsi prima di raggiungere gli *Endcaps*;

Il sistema così costituito copre una regione di pseudorapidità di  $|\eta| < 2.4$ .

- **sistema di *trigger* e di acquisizione dati (DAQ)**, serve a selezionare e a immagazzinare gli eventi di potenziale interesse per l'analisi. Immagazzinare tutti i dati provenienti dalle interazioni protone-protone, data la considerevole frequenza di eventi prodotti alla luminosità di progetto di LHC, di circa 40 MHz, con le attuali tecnologie è impossibile. É quindi indispensabile abbassare la frequenza degli eventi per permettere la scrittura su memoria di massa che avviene con una frequenza di 100 Hz.

Il sistema di *trigger* a tale fine deve essere in grado di effettuare una selezione *online* di eventi rilevanti per la fisica e di ridurre la frequenza degli eventi in modo da consentire la scrittura su disco dei dati. Questo processo è in due step: il Level-1 Trigger (L1) e il High-Level Trigger (HLT). Mentre L1 permette una prima selezione veloce di eventi, ad HLT spetterà il compito di decidere, tramite un software di filtraggio dati, quali eventi considerare buoni e quali invece scartare.

# 2

## IL MODELLO STANDARD E LA FISICA BSM

### 2.1 IL MODELLO STANDARD

Il Modello Standard (MS) è la teoria che descrive i componenti fondamentali della materia e le loro interazioni; solo tre delle quattro forze osservate in natura, elettromagnetica, debole, forte e gravitazionale sono di fatto considerate dal modello: l'interazione debole, quella elettromagnetica poi unificate nella cosiddetta interazione elettrodebole e l'interazione forte. L'ultima interazione fondamentale nota, quella gravitazionale, non è descritta in questo modello. Negli anni il MS ha ricevuto diverse conferme sperimentali, annoverando tra le più recenti, ad esempio, la scoperta del quark top [2], dei bosoni Z [4] e W, del neutrino tauonico e del bosone di Higgs [1] [7]. Tuttavia tale teoria non è da considerarsi completa, poiché non predice i valori di numerosi parametri, come la massa delle particelle, che devono essere misurati, non comprende, come abbiamo già detto una delle quattro interazioni fondamentali, quella gravitazionale, e non è in grado di prevedere l'esistenza della materia oscura di cui si hanno prove da osservazioni astrofisiche.

#### 2.1.1 Le particelle elementari

Le particelle elementari sono i costituenti fondamentali della materia, ovvero quelli che, allo stato attuale, si ritengono indivisibili. Le particelle incluse nel MS si dividono in:

- **fermioni**, hanno spin semi-intero ed obbediscono alla statistica di Fermi-Dirac e al principio di esclusione di Pauli;
- **bosoni**, hanno spin intero ed obbediscono alla statistica di Bose-Einstein.

I fermioni si dividono ulteriormente in leptoni e quark. Il leptoni (vedi tabella 2.1) sono fermioni di spin  $\frac{1}{2}$ , interagiscono tramite interazione elettrodebole e si dividono in tre famiglie, ognuna di esse composta da leptoni carichi ( $l$ ) e neutrini ( $\nu$ ). Le famiglie leptoniche sono: elettronica, muonica e tauonica, per ognuna delle quali abbiamo i leptoni carichi l'elettrone ( $e$ ), il muone ( $\mu$ ) e il tau ( $\tau$ ) e hanno una carica  $\frac{Q}{e} = -1$ , dove  $e$  è il modulo della carica dell'elettrone. Ad ognuno di questi leptoni è associato un neutrino, che prende il nome della famiglia leptonica di appartenenza ( $\nu_l$ ) (vedi tabella 2.2). Per essi il MS prevede una massa nulla, anche se esistono estensioni del MS che considerano una massa diversa da zero come indicanto da numerose evidenze sperimentali. Ad ogni leptone è associato un rispettivo antileptone con uguale massa e con tutti i numeri quantici opposti. È sperimentalmente osservato che la differenza

Nome	Simbolo	$\frac{Q}{e}$	s	Massa( $\frac{GeV}{c^2}$ )
elettrone	e	-1	$\frac{1}{2}$	$0.511 \times 10^{-3} \pm 0.16 \times 10^{-8}$
muone	$\mu$	-1	$\frac{1}{2}$	$105.7 \times 10^{-3} \pm 0.25 \times 10^{-8}$
tauone	$\tau$	-1	$\frac{1}{2}$	$1.78 \pm 0.12 \times 10^{-3}$

**Tabella 2.1:** Caratteristiche dei leptoni carichi [16].

Nome neutrino	Simbolo	$\frac{Q}{e}$	s	Massa( $\frac{eV}{c^2}$ )
elettronico	$\nu_e$	0	$\frac{1}{2}$	$< 2.2$
muonico	$\nu_\mu$	0	$\frac{1}{2}$	$< 170 \times 10^3$
tauonico	$\nu_\tau$	0	$\frac{1}{2}$	$< 15.5 \times 10^6$

**Tabella 2.2:** Caratteristiche dei neutrini [16].

tra numero di leptoni e numeri di antileptoni è conservata in ogni processo. Questa legge di conservazione si esprime tramite la conservazione del numero leptonico L, tale che:

- L = +1 per i leptoni;
- L = -1 per gli antileptoni;
- L = 0 per le altre particelle;

e che la somma algebrica di L in ogni processo si conservi. Nel MS è prevista la conservazione del numero leptonico di famiglia. Si applica, cioè, la conservazione separatamente per ogni famiglia di leptoni, e quindi L si conserverà per elettroni, muoni e tau indipendentemente. Questa conservazione è vera strettamente nel caso in cui i neutrini siano senza massa, ma invece è stato dimostrato che i neutrini debbano avere massa. È stata osservata anche l'oscillazione dei neutrini, cioè un fenomeno per il quale un neutrino prodotto con un certo sapore, può assumere un sapore diverso. Le probabilità di mescolamento dei neutrini è descritta dalla matrice 3x3 PMNS, Pontecorvo-Maki-Nagakawa-Sakata,

I quark (vedi tabella 2.3) sono anch'essi fermioni di spin  $\frac{1}{2}$  e sono capaci di interazione forte, debole ed elettromagnetica. Per ogni quark esiste un corrispettivo antiquark con uguale massa e tutti i numeri quantici invertiti. Tutte le interazione fra le particelle sono mediate dai cosiddetti mediatori di campo, particelle bosoniche con spin uguale ad 1 e sono:

Infine c'è il bosone di Higgs, che è responsabile della massa delle particelle.

### 2.1.2 L'interazione elettrodebole

L'interazione elettromagnetica nel MS avviene tramite scambio di fotoni e interessa solamente le particelle fondamentali dotate di carica elettrica, a

Nome	Simbolo	$\frac{Q}{e}$	s	Massa( $\frac{\text{GeV}}{c^2}$ )
down	d	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$3-7 \times 10^{-3}$
up	u	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$1.5-3 \times 10^{-3}$
strange	s	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$95 \times 10^{-3}$
charm	c	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$1.25 \pm 0.02$
bottom	b	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$4.2 - 4.7$
top	t	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$172.9 \pm 0.4$

Tabella 2.3: Classificazione dei quark e delle loro caratteristiche [16].

Nome	Tipo di interazione	$\frac{Q}{e}$	s	Massa( $\frac{\text{GeV}}{c^2}$ )
fotone	elettromagnetica	0	1	0
bosone $W^\pm$	debole	$\pm 1$	1	$80.385 \pm 0.015$
bosone Z	debole	0	1	$91.1876 \pm 0.0021$
gluone	forte	0	1	0

Tabella 2.4: Classificazione dei bosoni

differenza dell'interazione debole che, invece, ha luogo tra tutti i fermioni. Quest'ultima viene definita debole poiché è normalmente molto meno intensa delle interazioni elettromagnetiche e forte. In natura, in genere, essa diventa osservabile solamente quando le altre interazioni sono impossibilitate ad avvenire a causa delle leggi di conservazioni che governano le interazioni fondamentali. L'interazione debole è l'unica delle interazioni a violare le conservazioni universali della parità (P), della carica (C), del loro prodotto (CP) e si prevede anche la violazione della simmetria di inversione temporale (T), come conseguenza che prevede essa non possa violare la combinazione di tutte e tre tali trasformazioni.

Come riassunto nella tabella 2.4 l'interazione debole viene mediata attraverso i bosoni  $W^\pm$ , aventi carica  $\pm 1$  e dal bosone Z di carica 0. Tali bosoni sono dotati di massa relativamente elevata rispetto alla maggior parte delle altre particelle fondamentali, e hanno una vita media di circa  $3 \times 10^{-24}$  secondi, in che implica *range* di interazione molto ridotto dell'ordine di  $\sim 10^{-18}$  m.

I processi di interazione deboli sono facilmente distinguibili poiché essi permettono il cambiamento di sapore dei quark, proibiti sia per l'interazione elettromagnetica che per quella forte. Si possono osservare diversi processi di interazione deboli che si definiscono:

- **interazione a corrente carica:** processi in cui non si conservano i sapori dei quark, mediati dai bosoni  $W^\pm$ , per l'appunto con carica  $\pm 1$  come mostrato nelle figure 2.1 e 2.2;
- **interazione a corrente neutra:** processi in cui si conserva il sapore dei quark, mediati dai bosoni Z, avente carica 0;

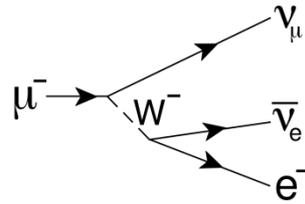


Figura 2.1: Diagramma di Feynman del decadimento del muone in un elettrone, processo di interazione debole a corrente carica.

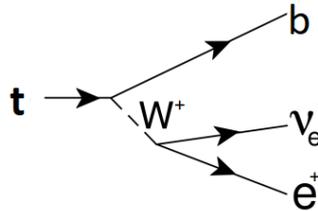


Figura 2.2: Diagramma di Feynman del canale leptonic di decadimento del quark top.

L'interazione debole di corrente carica "trasforma" il leptone nel suo corrispondente neutrino e viceversa. Per i quark si osserva il mescolamento tra le tre generazioni e quindi il passaggio da un quark con carica frazionaria positiva, ad uno con carica frazionaria negativa. I fenomeni di accoppiamento tra i quark appartenenti a generazioni diverse o alla stessa viene ben descritto e riassunto da Cabibbo prima e da Kobayashi e Maskawa poi nella matrice CKM.

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

Gli elementi di questa matrice regolano le probabilità di transizione da un quark  $q$  ad un altro quark  $q'$ , che sarà proporzionale a  $|V_{qq'}|^2$ . Sperimentalmente si ha che le grandezze dei valori della diagonale della matrice sono tutti prossimi ad uno, mentre quelli non diagonali sono valori decisamente minori. Questo significa che un quark  $d$  si accoppia principalmente a un  $u$ , un quark  $s$  a un  $c$  e un quark  $b$  a un  $t$ . Per energie superiori alla massa dei bosoni, circa  $10^2$  GeV, l'interazione elettromagnetica e l'interazione debole sono unificate dalla teoria elettrodebole introdotta nel 1968 da Glashow, Salam e Weinberg, che vede quindi le due interazioni fondamentali come due aspetti differenti di una stessa forza.

### 2.1.3 L'interazione forte

L'interazione forte è chiamata tale poiché è quella con intensità maggiore, e viene schematizzata attraverso lo scambio di gluoni. Infatti essa si manifesta solamente tra quark e gluoni, come si può vedere nella figura 2.3, le uniche

particelle elementari ad avere una carica forte chiamata *colore*. I quark si possono trovare in tre stati di colore: *red* (R), *blue* (B) e *green* (G). Gli antiquark avranno i rispettivi anticolori. Le interazioni forti rispettano le simmetrie di carica C, di parità P e temporale T.

La descrizione dei processi di interazione forte e l'introduzione di una legge di conservazione del colore conduce a considerare i gluoni bicoloreati, che avranno quindi una composizione di colore-anticolore. Con questa considerazione si rende possibile l'esistenza di otto differenti gluoni.

Nel MS il colore è confinato negli adroni, essendo i quark e i gluoni le uniche particelle colorate. Questa proprietà, nota come confinamento del colore, comporta che un quark si combina con gli altri in modo da formare adroni non colorati. Il colore non è dunque osservabile direttamente, anche se il *range* di interazione, essendo il gluone a massa nulla, risulta infinito. Ciò è dovuto a un'altra proprietà, la libertà asintotica, secondo cui l'intensità dell'interazione forte diventa sempre più debole al diminuire della distanza delle coppie gluone-gluone prodotte, e sempre più forte all'aumentare della loro distanza. I quark all'interno degli adroni si comportano come particelle libere a energia elevata. La teoria che descrive le interazioni forti tra i quark va

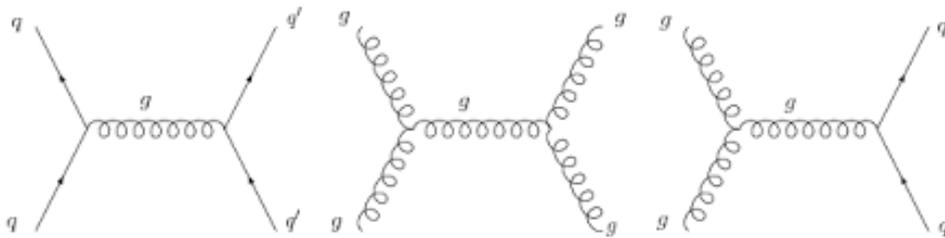


Figura 2.3: Vertici fondamentali dell'interazione forte.

sotto il nome di *cromodinamica quantistica* (QCD). Finora non è stato possibile osservare l'unificazione di questa interazione con le altre due, anche se esistono teorie che prevedono che ad una scala di energie dell'ordine di  $10^{15}$  GeV le forze fondamentali, debole, elettromagnetica e forte si unificano, proprio come si è osservato per l'interazione elettrodebole, diventando espressioni diverse di un'unica forza fondamentale.

#### 2.1.4 Rottura spontanea della simmetria e il meccanismo di Higgs

I bosoni di gauge sono capaci di interagire con le particelle in maniera left-handed e con le antiparticelle in maniera right-handed, questa caratteristica impedisce di avere un termine di massa standard per i bosoni. Per introdurre questo termine di massa, si introduce il bosone di Higgs, un bosone scalare, che genera un campo di Higgs e permette di aggiungere il termine di massa alle particelle elementari.

Il bosone di Higgs fu teorizzato nel 1964 da Peter Higgs e fu rivelato per la prima volta nel 2012 negli esperimenti ATLAS e CMS. Il valore della sua massa non è previsto dal Modello Standard, ma dalle misurazioni risulta essere

intorno ai  $125.10 \pm 0.14 \text{ GeV}$  [16]. Questa particella ha spin zero, è la sua stessa antiparticella ed è pari sotto un'operazione di simmetria CP. Il campo di Higgs permea tutto lo spazio vuoto dell'universo e innesca un meccanismo che dà massa ai bosoni vettori W e Z, ai fermioni e allo stesso bosone di Higgs provocando di conseguenza la rottura spontanea della simmetria di gauge elettrodebole.

## 2.2 FISICA OLTRE IL MODELLO STANDARD

Come discusso in precedenza, il Modello Standard non spiega tutti i fenomeni osservati nella fisica delle alte energie. Grazie agli alti livelli energetici e alle alte luminosità raggiunte dall'LHC, si cercano ora nuove particelle predette da diverse teorie "Beyond the Standard Model", in modo da escludere l'esistenza di quest'ultime. Molte teorie come l'Higgs Composito, e la teoria *Extra Dimensions* prevedono l'esistenza di nuove particelle, i "Vector Like Quark". La teoria dell'Higgs composito, suppone che l'Higgs sia uno stato composito di una nuova interazione forte, L'operatore di massa dell'Higgs potrebbe essere maggiore il che risolverebbe il problema del valore basso della massa misurata del bosone di Higgs. La teoria extradimensionale predice l'esistenza di una dimensione extra oltre le dimensioni spazio temporali (3+1), per risolvere il problema della gerarchia e l'unificazione delle interazioni fondamentali. In entrambi gli scenari i VLQ giocano un ruolo importante. Si suppone essi siano fermioni colorati, che aggirano la divergenza delle correzioni alla massa dell'Higgs.

### 2.2.1 I Vector Like Quark

I Vector Like Quark (VLQ)(2.5) [3] sono fermioni colorati di cui non si hanno ancora evidenze sperimentali. Come detto in precedenza, l'introduzione di queste particelle stabilizza la massa del bosone di Higgs, i VLQ hanno la stessa carica di colore dei quark del Modello Standard, essi sono semplicemente nuovi fermioni colorati che potrebbero apparire oltre il Modello Standard. Il loro accoppiamento con il campo di Higgs non è legato con le loro masse, dato che il termine con cui viene introdotta la massa è diverso da quella dei fermioni del Modello Standard.

I VLQ si possono accoppiare con i quark del Modello Standard, modificando il loro accoppiamento con i bosoni Z, W e Higgs rompendo il meccanismo GIM.

### 2.2.2 Meccanismo di produzione dei Vector Like Quark

Nelle collisioni pp la sezione d'urto della produzione dei VLQ dipende dal loro accoppiamento con i quark del Modello Standard, e anche dall'intensità

VLQ	Carica Elettrica
<b>X</b>	$+\frac{5}{3}$
<b>T</b>	$+\frac{2}{3}$
<b>B</b>	$-\frac{1}{3}$
<b>Y</b>	$-\frac{4}{3}$

Tabella 2.5: Carica dei VLQ.

del loro accoppiamento con i bosoni W e Z. I meccanismi di produzione si dividono in:

- produzione singola, tramite processi elettrodeboli. Questo processo dipende dalla massa del fermione, dal parametro di mescolamento con le particelle del Modello Standard, e dall'accoppiamento tra i nuovi quark e i bosoni W e Z:

$$qq' \xrightarrow{V^*} qQ, V = W, Z \quad (2.1)$$

Nella figura 2.4 è mostrata l'interazione elettrodebole mediata da un bosone vettore con un quark del Modello Standard e un processo mediato da un quark MS con un bosone vettore.

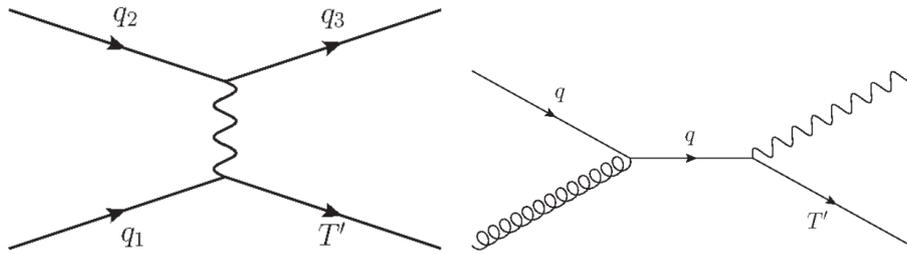


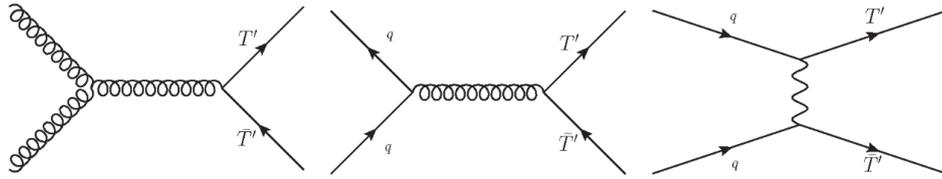
Figura 2.4: Diagramma di Feynman del processo di produzione singola di un Vector Like top quark.

- la produzione a coppia è dominata da dei processi di QCD. La sezione d'urto diminuisce fortemente al crescere della massa dei nuovi fermioni, e rispetto al processo di produzione singola, è necessaria molta più energia per produrre entrambe le particelle. Questi processi sono molto simili alla produzione in coppia dei quark MS:

$$gg, q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q} \quad (2.2)$$

dove  $Q = T, B, X, Y$ . Alcuni esempi di produzione di coppie di Vector Like Quark top sono riportati nelle figure 2.5. Ad ogni modo ad altri processi di produzione di coppie sono fortemente soppressi, come i processi elettrodeboli di corrente carica e neutra:

$$\bar{q}q' \rightarrow W^+ \rightarrow \bar{T}X, \bar{B}T, \bar{Y}B \quad (2.3)$$



**Figura 2.5:** Diagramma di Feynman del processo di produzione di coppie dei Vector Like Quark top tramite gluoni (sinistra e centro) e bosoni di W, Z e Higgs (destra).

$$\bar{q}q' \rightarrow W^- \rightarrow T\bar{X}, B\bar{T}, Y\bar{B} \quad (2.4)$$

$$\bar{q}q' \rightarrow Z \rightarrow Q\bar{Q} \quad (2.5)$$

o con il bosone di Higgs:

$$\bar{q}q' \rightarrow H \rightarrow Q\bar{Q} \quad (2.6)$$

### 2.2.3 Canali di decadimento dei Vector Like Quark

Dato che i VLQ rompono il meccanismo di GIM, essi possono decadere in maniera sia elettrodebole che neutrale nei quark del Modello Standard o altri VLQ. Considerando i decadimenti nelle particelle del MS, i canali principali permessi sono:

$$T \rightarrow W^+b, Zt, Ht \quad (2.7)$$

$$B \rightarrow W^-t, Zb, Hb \quad (2.8)$$

$$X \rightarrow W^+t \quad (2.9)$$

$$Y \rightarrow W^-b \quad (2.10)$$

### 2.2.4 Ricerca dei Vector Like Quark

La ricerca dei VLQ è stata condotta sia al Tevatron che ad LHC. I principali studi fatti al Tevatron sono stati fatti durante la RUN II, con  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$  e con una luminosità di  $5.4 \text{ fb}^{-1}$  negli esperimenti CDF e D0. All'LHC con  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  e con una luminosità di  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , e studi sono in corso di svolgimento ad ATLAS e al CMS. Le ricerche principali sono basate sui processi di QCD di produzione di coppie dato che, come abbiamo detto, la sezione d'urto non dipende dal modello e ciò permette una ricerca a più

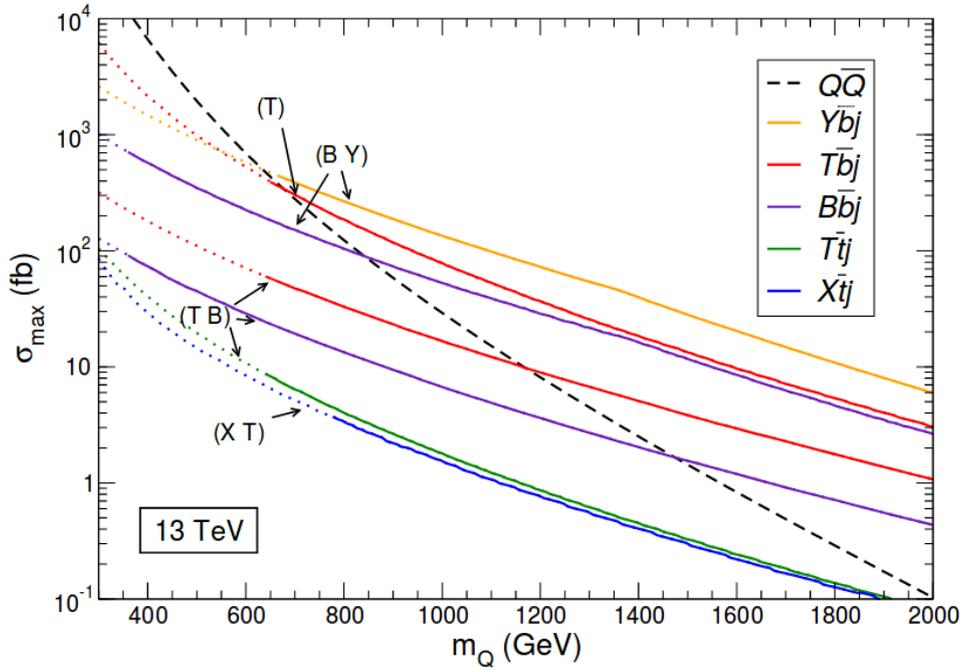


Figura 2.6: Sezione d'urto della produzione dei VLQ nelle collisioni  $pp$  a  $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ . in funzione della loro massa. La linea nera discontinua rappresenta la produzione in coppia dei VLQ, mentre quelle colorate rappresentano quelle della produzione singola. Le linee colorate tratteggiate rappresentano i valori della sezione d'urto escluse da studi precedenti

ampio spettro. La strategia di analisi ha richiesto una moltitudine di stati finali, ci possono essere infatti stati finali con: tutti adroni, singoli o con molteplici leptoni, con o senza energia trasversa mancante. Nelle immagini 2.7 e 2.8 sono mostrati i risultati delle ricerche per i processi di produzione di singoli VLQ e coppie di VLQ al CMS svolte nel Luglio 2019.

In questi grafici non è presente il canale di decadimento a tre leptoni sui cui è stato svolto il lavoro di questa tesi, in quanto nel lavoro qui presentato si vuole effettuare un primo studio delle potenzialità di ricerca in questo canale.

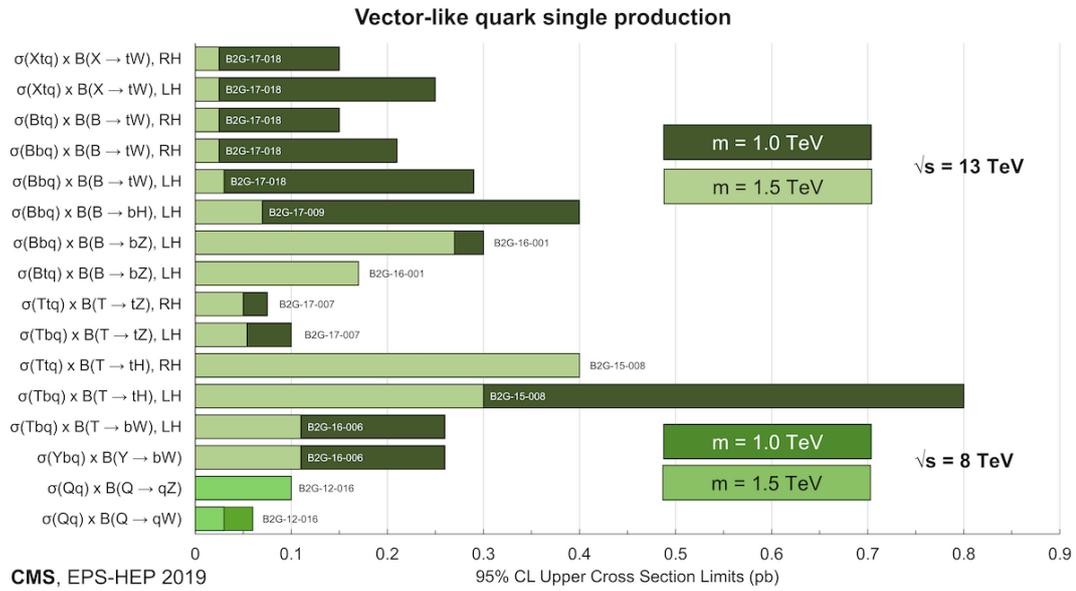


Figura 2.7: Sintesi dei risultati della produzione di singoli VLQ

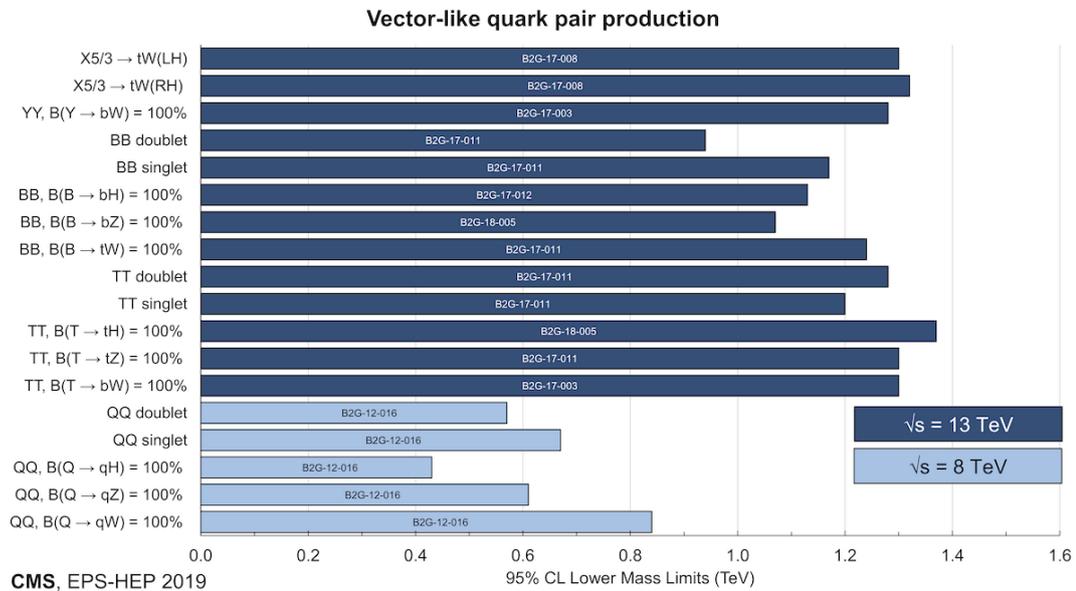


Figura 2.8: Sintesi dei risultati della produzione di coppie VLQ

# 3

## RICOSTRUZIONE DEGLI OGGETTI FISICI E ANALISI

### 3.1 DECADIMENTO DELLA NUOVA PARTICELLA $T'$ NEL CANALE CON 3 MUONI

L'obiettivo di questa tesi è effettuare una prima analisi del processo di produzione singola di un Vector-Like Quark  $T$  attraverso il di decadimento  $T' \rightarrow Zt$ , in particolare studieremo il canale in cui il bosone  $Z$  decadrà in due muoni, e il quark top in un quark bottom e un bosone  $W^+$  che decadrà successivamente in antimuone e neutrino muonico. Sono considerati anche i processi con le rispettive antiparticelle senza distinzione, per semplicità nel testo per questi ultimi si sottintenderanno essere eseguite le stesse operazioni. L'analisi si baserà su dati ottenuti tramite simulazioni Monte Carlo (MC) con un'energia nel centro di massa di  $s = \sqrt{13}$  TeV. Nella figura 3.1 è mostrato il diagramma di Feynman del processo cercato.

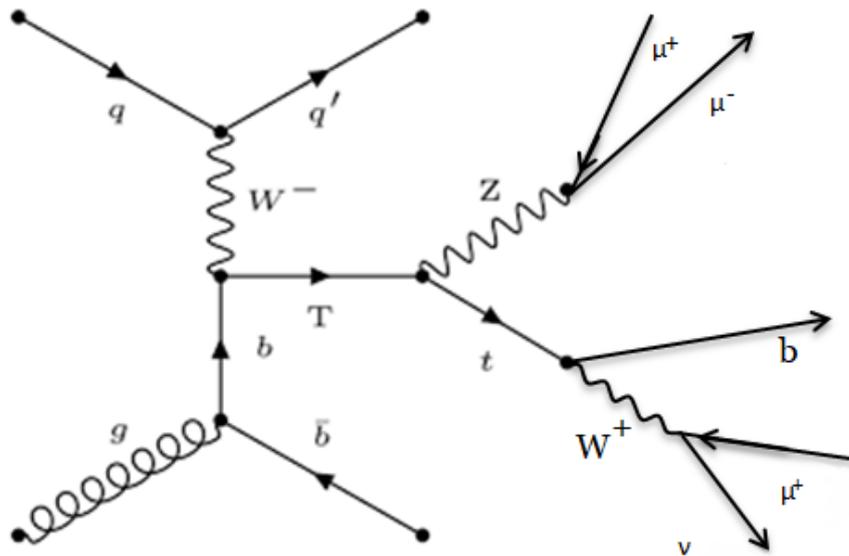


Figura 3.1: Diagramma di Feynman del processo ricercato.

Questo canale si mostra interessante per un'analisi data la particolarità dello stato finale che comprende tre leptoni, che rende possibile ridurre significativamente la contaminazione da fondi da processi di pura QCD, che costituiscono i processi più frequentemente prodotti ad LHC. In questo processo, data l'e-

levata massa dei candidati  $T'$ , i quark top e bosoni  $Z$  coinvolti presentano un elevato boost di Lorentz, quindi ci aspettiamo siano molto energetici e i loro prodotti di decadimento sono collimati intorno all'asse del momento del quark top o bosone  $Z$ . Nell'esposizione delle distribuzioni ottenute, nei grafici e nelle tabelle si useranno le unità naturali  $\hbar = c = 1$ .

## 3.2 RICOSTRUZIONE E SELEZIONE DEGLI OGGETTI FISICI.

Si è effettuata la ricerca della particella  $T'$  su segnali simulati tramite l'uso di tecniche MonteCarlo (MC), con diverse ipotesi di massa in un range dai 700 a 1700  $GeV$  con step di 200  $GeV$ . Per ricostruire il  $T'$  in questo canale si sono richiesti eventi che avessero due muoni con cui ricostruire il bosone  $Z$ , un muone spaiato proveniente dalla catena di decadimento del top  $t \rightarrow W^+b \rightarrow \mu\nu_\mu b$ , energia trasversa mancante, e un jet riconosciuto come proveniente da un quark  $b$ , definito *jet b-tagged*.

### 3.2.1 Processi di fondo

I processi di fondo che sono stati presi in considerazione in questa analisi, sono gli stessi utilizzati nella scoperta del processo  $tZq$  Standard Model, poiché ci sono vari processi nel Modello Standard che prevedono un quark top e un bosone  $Z$  nello stato finale [13], essi sono costituiti dalla produzione di coppie  $t\bar{t}$  in associazione ad un bosone vettore. Come mostrato nelle figure 3.2, nel caso di  $t\bar{t}Z$  è presente un quark top ed una  $Z$ , che non possono essere rimossi nella ricostruzione in maniera semplice contando il numero di oggetti ricostruiti nello stato finale, nel caso  $t\bar{t}W$  si tratta di fondi combinatori irriducibili, in un caso i leptoni cercati possono provenire dal quark top e dal bosone  $W$ . Mentre il fondo  $tZQ$  produce negli stadi finali le stesse particelle del segnale analizzato, quindi salvo la ricostruzione della massa del  $T'$ , il fondo  $tZQ$  è irriducibile.

Le sezioni d'urto dei processi di fondo e dei segnali sono riportate nella tabella 3.1 [5].

Queste sono i valori considerando una sezione d'urto dell' 1%, se invece dovessimo considerare la sezione d'urto al 5% questi valori verrebbero moltiplicati all'incirca di un fattore 10.

### 3.2.2 Muoni

I muoni sono rivelati sia nel sistema di tracking che nel sistema a muoni. I muoni sono ricostruiti come tracce a partire dalle posizioni in cui i rivelatori hanno individuato un passaggio della particella stessa, tramite l'uso di una tecnica basata sull'algoritmo di filtro Kalman. I muoni le cui tracce

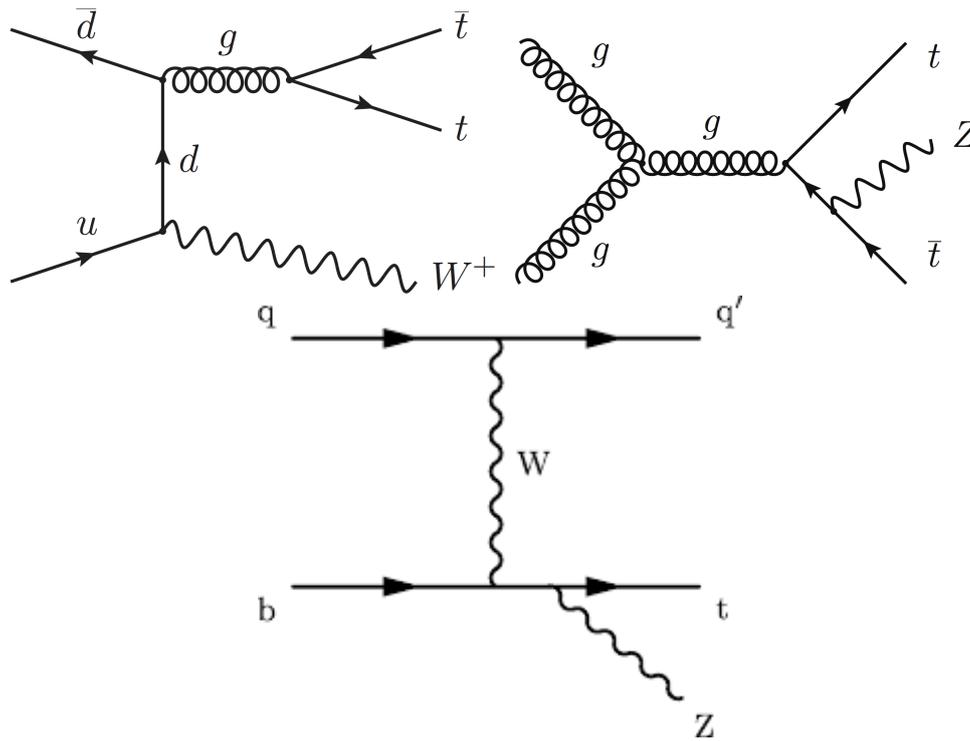


Figura 3.2: A sinistra il diagramma di Feynman del fondo irriducibile  $t\bar{t}W$ , a destra il diagramma di Feynman del fondo irriducibile  $t\bar{t}Z$  e in basso il diagramma di Feynman del processo  $tZq$ .

Processo	Sezione d'urto $\sigma(\text{fb})$
$M_{\Upsilon'} = 0.7\text{TeV}$	0.078
$M_{\Upsilon'} = 0.9\text{TeV}$	0.023
$M_{\Upsilon'} = 1.1\text{TeV}$	0.0082
$M_{\Upsilon'} = 1.3\text{TeV}$	0.0033
$M_{\Upsilon'} = 1.5\text{TeV}$	0.0014
$M_{\Upsilon'} = 1.7\text{TeV}$	0.00064
$t\bar{t}Z$	0.73
$t\bar{t}W$	0.66
$tZq$	0.094
$t\bar{t}$	831

Tabella 3.1: Sezioni d'urto in fb dei principali fondi e dei processi analizzati, sui segnali c'è un'incertezza del 5 % mentre sui fondi è circa del 20% [5].

ricostruite solo nel rivelatore interno sono chiamati *Tracker Muons* [12], quelli ricostruiti solo nel rivelatore esterno sono chiamati *Stand Alone Muons*. Una ricostruzione di *Global Muon* è data dalla ricostruzione di due tracce: un *Tracker Muon* e un *Stand Alone Muon*, che sono abbinate insieme. In questa tesi si sono usati i muoni ricostruiti con classificazione *Global Muon Tight*, cioè muoni ricostruiti con criteri più stringenti tra quelli individuati dal gruppo di fisica di CMS che si occupa della ricostruzione dei muoni [15].

Per ricostruire il muone e l'antimuone provenienti dal decadimento del bosone Z, si è richiesto che ci fossero in uno stesso evento almeno 2 muoni, che fossero di carica opposta, si sono scartati i muoni con una massa che si discostasse di tre deviazioni standard dal valor medio della sua Distribuzione, considerata gaussiana intorno al valore atteso della massa del muone stesso. In una fase più avanzata dell'analisi si è chiesto poi la presenza di un terzo muone, proveniente dal quark top.

### 3.2.3 Bosone Z

Una volta trovati un muone ed un antimuone che abbiano passato la restrizione sulla massa, si sono sommati i quadrimomenti dei muoni in precedenza selezionati in modo da ricostruire il bosone Z, anche qui si sono effettuati delle selezioni sulla massa, per poter meglio riconoscere la veridicità della sua ricostruzione. I bosoni Z sono definiti da una richiesta sulla massa invariante  $M_Z$

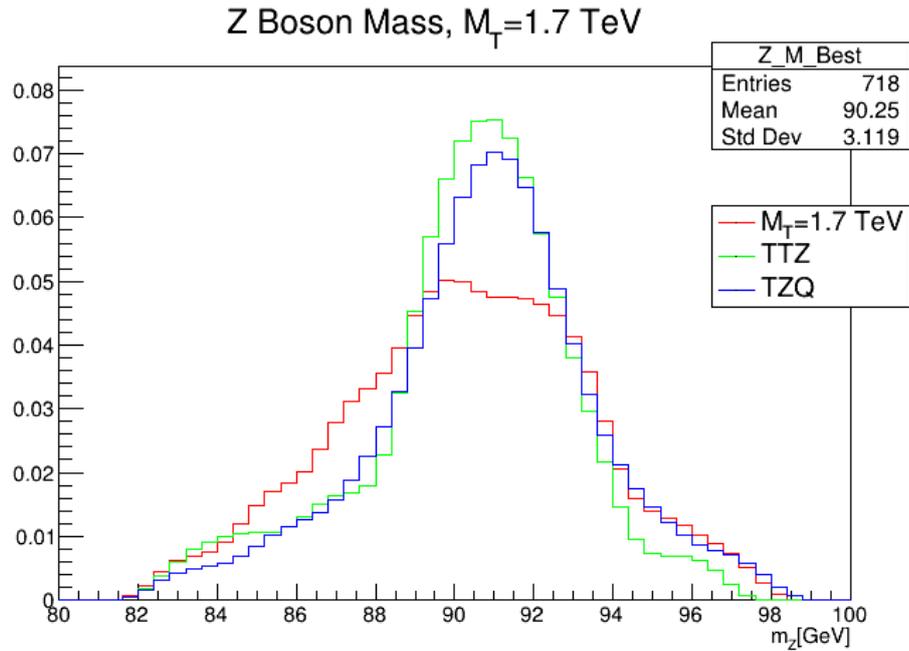
$$82.4 \frac{\text{GeV}}{c^2} < M_Z < 98.2 \frac{\text{GeV}}{c^2} \quad (3.1)$$

Procedendo in questo modo ci si è assicurati della presenza di almeno un bosone Z nell'evento, cosa che permette di ridurre in questa prima fase i fondi provenienti da processi esclusivamente di QCD. La Distribuzione della massa del bosone ricostruito così è mostrata in figura 3.3 e il momento trasverso del bosone Z è mostrato nella figura 3.4, l'istogramma è soggetto a forti fluttuazioni statistiche, in particolare per i fondi, a causa della scarsità di eventi che sopravvivono ai tagli cinematici, questo si potrebbe ovviare usando campioni MC con un maggiore numero di eventi, ciò si può riscontrare sia in questo plot che nei successivi livelli di selezione.

### 3.2.4 Jet e b-tagging

Tutti i quark e i gluoni, prodotti negli stati finali delle interazioni protone protone ad LHC, che prima di interagire direttamente con i rivelatori subiscono il processo di adronizzazione, sono indirettamente osservati sotto forma di "jet", agglomerati di adroni di carica di colore totale nulla. CMS usa differenti algoritmi per la ricostruzione dei jet, in questa tesi si usano jet ricostruiti con l'algoritmo anti- $k_T$  [6].

In questo lavoro di tesi, serviva ricostruire due jet: un *jet b-tagged* che proviene dal decadimento del top, e in una fase dell'analisi più avanzata è



**Figura 3.3:** Distribuzione, normalizzata al numero di eventi, della massa dei bosoni Z ricostruiti con le simulazioni MC del segnale e i principali fondi che presentano un bosone Z prompt.

stata richiesta la presenza di un secondo jet generico, proveniente dallo stato iniziale, per dare un'ulteriore selezione e cercare di ridurre maggiormente i fondi. In questa analisi sono stati usati dei jet ricostruiti come jet AK4, cioè jet, formati da particelle adroniche molto vicine tra loro. Come detto in precedenza per ricostruire il top è necessario individuare un jet AK4 b-tagged. Per individuare i jet provenienti da un quark b, all'interno di CMS si usano diversi algoritmi, che sfruttano le proprietà delle catene di decadimento dei mesoni B. Questi ultimi infatti, hanno una lunga vita media e quindi sono capaci di viaggiare una considerevole distanza dal vertice primario, prima di decadere. L'algoritmo utilizzato in questa analisi si chiama *Deep Combined Secondary Vertex* (DeepCSV) [14]. Una volta individuato quindi un textitjet b-tagged, si è richiesto che il suo  $p_T$  fosse maggiore di  $200 \text{ GeV}/c$ . Si sono studiati  $p_T$ ,  $E_T$ ,  $\phi$  e  $\eta$  dei jet b-tagged, e si è studiata la distanza angolare tra l'antimuone proveniente dal quark top, e il bosone Z ricostruito.

$$\Delta R_{\mu,b} = \sqrt{\Delta\phi_{\mu,b}^2 + \Delta\eta_{\mu,b}^2} \quad (3.2)$$

$$\Delta R_{Z,b} = \sqrt{\Delta\phi_{Z,b}^2 + \Delta\eta_{Z,b}^2} \quad (3.3)$$

Si sono analizzati questi i valori di  $\Delta R_{Z,b}$  e di  $\Delta R_{\mu^+,b}$  per capire se fosse possibile sfruttare le informazioni angolari aggiungendo richieste sulla distanza angolare, infatti ci aspettiamo che mentre il jet b-tagged e il  $\mu^+$  siano collimati, tra la Z e il jet b-tagged ci sia almeno un angolo di 90 gradi. Si è scelto di non si sono effettuati tagli a riguardo poiché il numero di muoni co-lineari ai jet

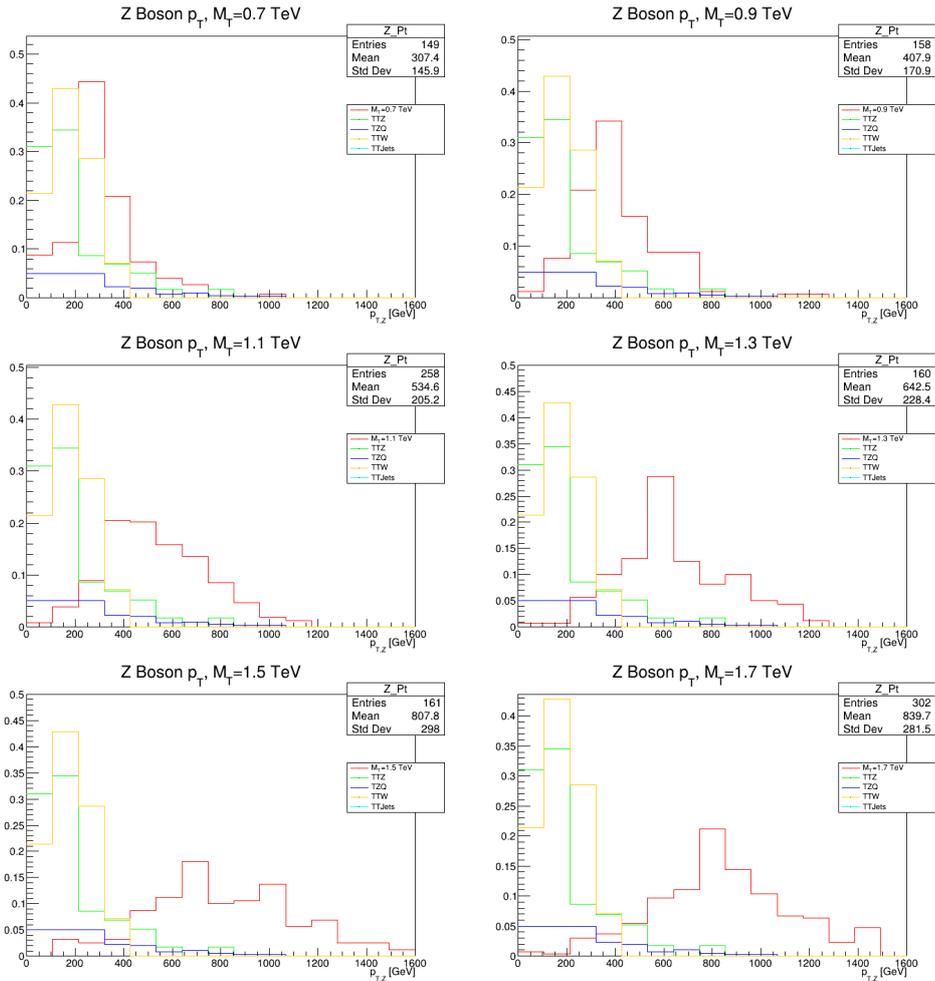


Figura 3.4: Differenza nella Distribuzione, normalizzata al numero di eventi, dell'impulso trasverso del bosone Z per le diverse ipotesi di massa considerate: partendo da in alto a sinistra 700, 900, 1100, 1300, 1500 e 1700 GeV

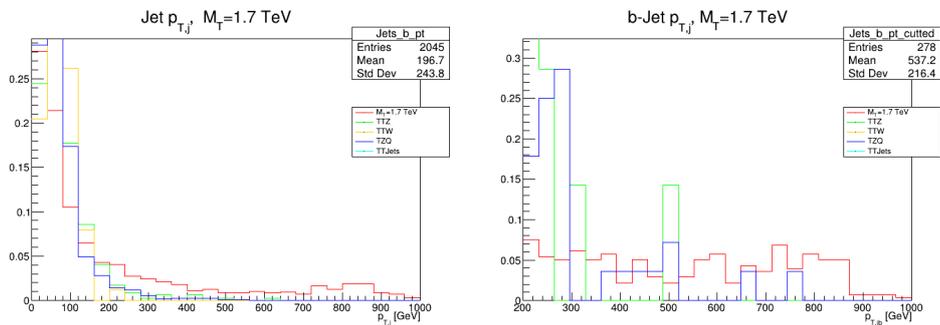


Figura 3.5: A sinistra la distribuzione, normalizzata al numero di eventi, del  $P_T$  dei jet prima del taglio, a destra il  $P_T$  dei jet sopravvissuti al taglio a 200 GeV.

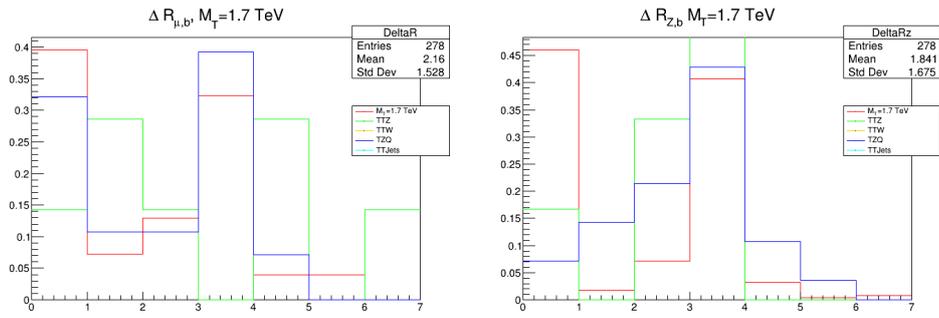


Figura 3.6: A sinistra la Distribuzione, normalizzata al numero di eventi, dei valori di  $\Delta R_{\mu,b}$ , a destra quella dei valori di  $\Delta R_{z,b}$

$b$ -tagged è troppo alto nel segnale per essere utile a discriminare i fondi.

### 3.2.5 Momento Trasverso Mancante

Ad LHC, ed in generale in tutti i collisori di adroni, la componente  $z$  del momento del fascio di protoni è conosciuta e le componenti  $x$  e  $y$  sono nulle nel sistema di riferimento del centro di massa, che con ottima approssimazione è lo stesso dei rivelatori in esso centrati. La conservazione del momento nel piano  $x$ - $y$  ci permette di trovare il momento perso dovuto alle particelle che non vengono rivelate dai detector. L'energia trasversa persa, in inglese *missing transverse energy* (MET) è ricostruita usando degli algoritmi che usano la somma vettoriale degli impulsi trasversi di tutti gli oggetti ricostruiti. In ogni caso la MET è sensibile da effetti di detector come la calibrazione errata o parti del detector che sono inattive o danneggiate. In questa tesi si deve tenere conto della presenza di un neutrino proveniente dalla catena di decadimento del quark top. La MET è anche una variabile cruciale per la ricerca di fisica oltre il Modello Standard, sicché molti modelli prevedono particelle che non lascerebbero nessuna traccia nei rivelatori. La presenza di tali particelle potrebbe essere misurata con la MET.

### 3.2.6 Quark top

Per ricostruire il quark top si sono uniti i momenti del terzo muone non appaiato dell'evento, il jet  $b$ -tagged e la MET del neutrino proveniente dal decadimento del top. Date le difficoltà della ricostruzione del momento del neutrino lungo l'asse del fascio, e siccome la chiusura cinematica non può essere garantita lungo l'asse a causa dei residui di collisione che vengono persi lungo la direzione del fascio allora si è considerata solamente la componente dell'impulso trasverso mancante del neutrino e quindi si è derivato il  $p_T$  (momento trasverso) del quark top.

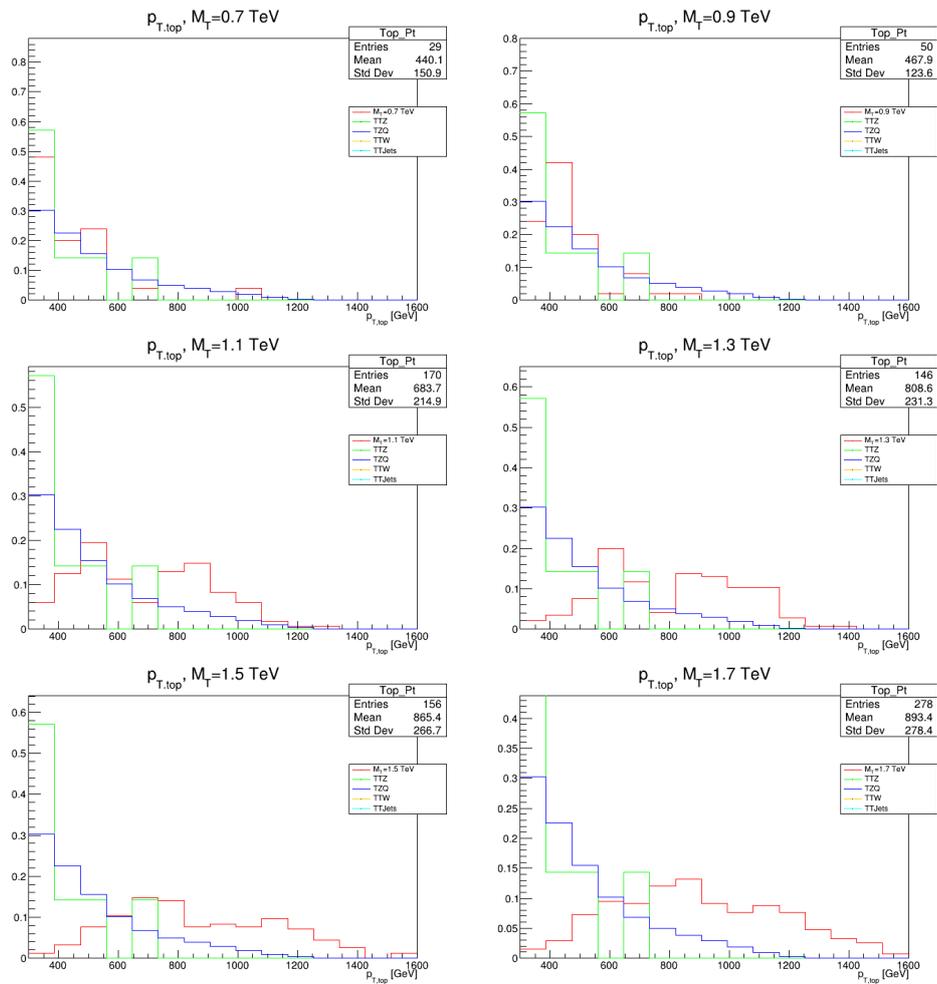


Figura 3.7: Differenza nella Distribuzione, normalizzata al numero di eventi, dell'impulso trasverso del quark top per le diverse ipotesi di massa considerate: partendo da in alto a sinistra 700, 900, 1100, 1300, 1500 e 1700 GeV

### 3.2.7 Ricostruzione del Vector Like Quark T

Nella ricostruzione della particella  $T'$  si sono sommati linearmente gli impulsi trasversi dei suoi prodotti di decadimento, in questo caso del quark top e del bosone Z, ottenuti precedentemente. Questa quantità ottenuta denominata  $p_{T,T'}$  è direttamente sensibile alla massa della particella, e non presenta un picco intorno al valore nullo poiché non rappresenta la somma vettoriale dei momenti.

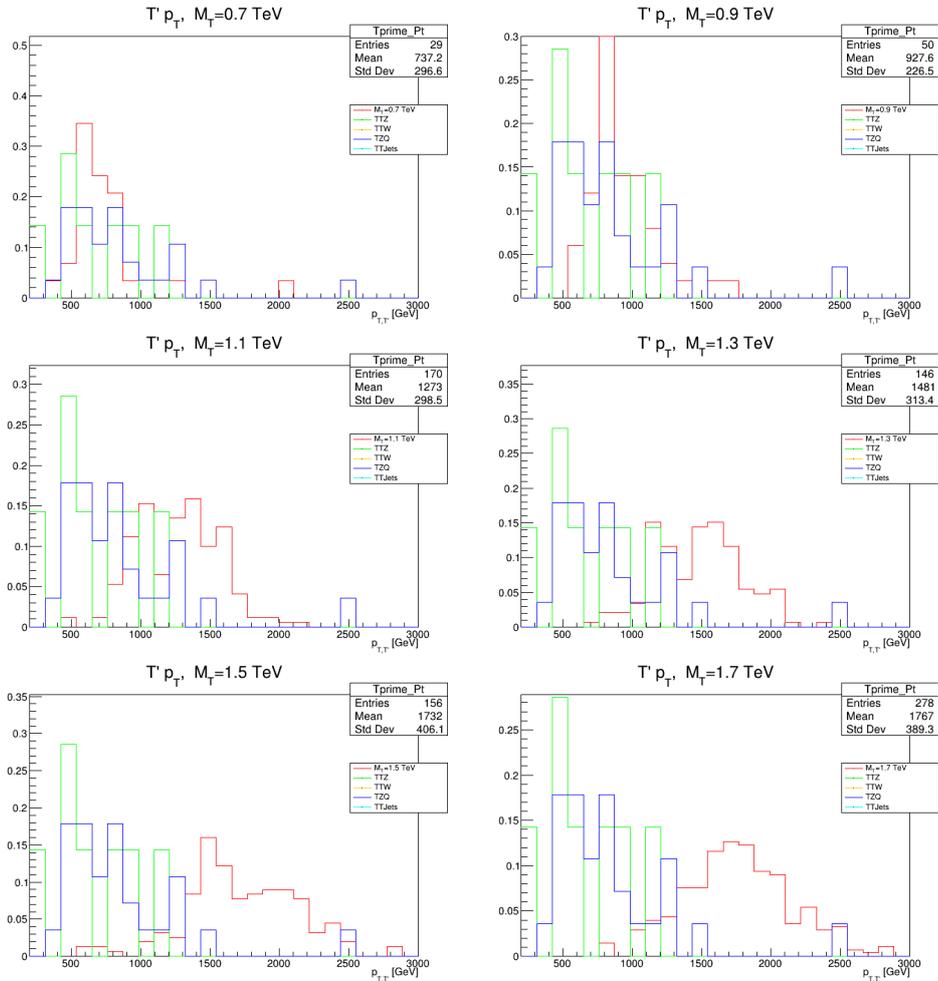


Figura 3.8: Differenza nella Distribuzione, normalizzata al numero di eventi, dell'impulso trasverso del Vector Like Quark T per le diverse ipotesi di massa considerate: partendo da in alto a sinistra 700, 900, 1100, 1300, 1500 e 1700 GeV

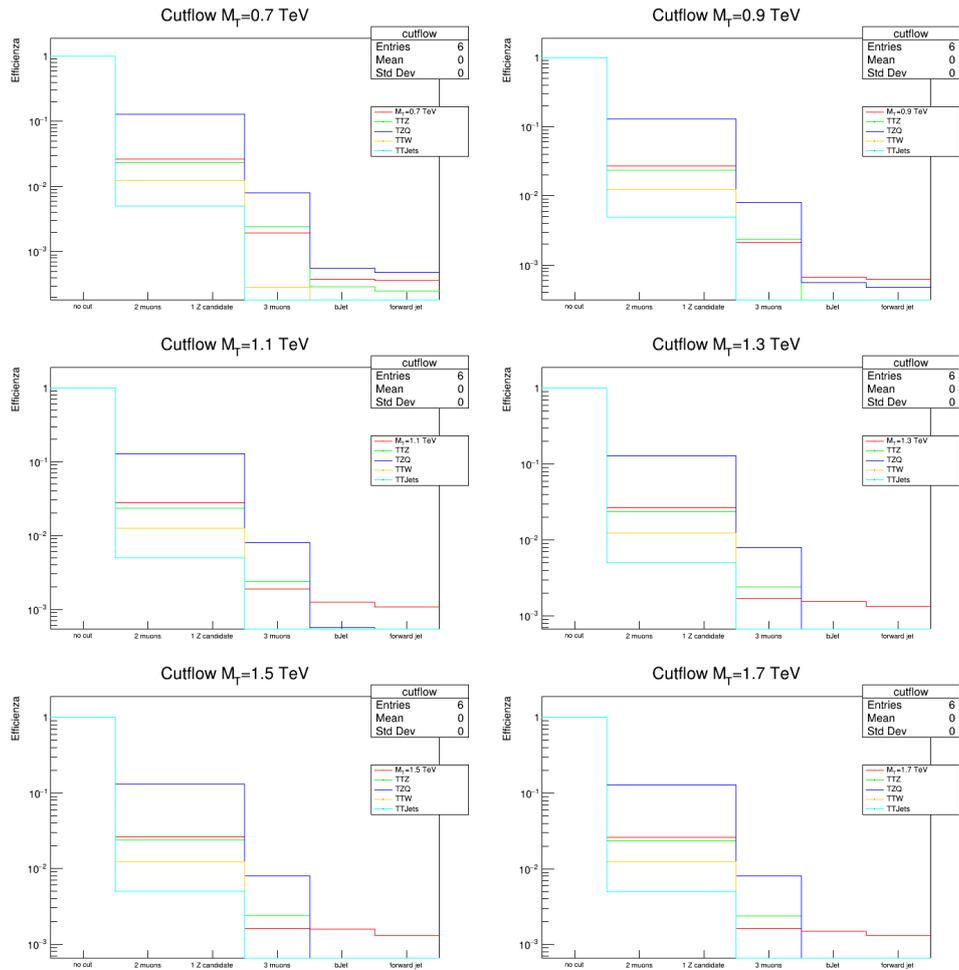
### 3.2.8 Ricostruzione del Jet Forward e selezione della regione di segnale

Siccome nel segnale studiato è presente un jet forward, cioè un jet molto energetico proveniente dall'evento di produzione del VLQ T, si è deciso di

ricostruirlo chiedendo la presenza di un ulteriore jet oltre al  $b$  – tagged che avesse

$$|\eta| > 2.25 \quad (3.4)$$

ed usarlo come discriminante per effettuare un'ulteriore riduzione dei fondi. Come si può vedere dalle 3.9 ha permesso di selezionare una regione di segnale in cui gli eventi dei fondi  $t\bar{t}$  che sopravvivono sono nulli, mentre eventi dei fondi come  $tZQ$  sono ancora numerevoli, in quanto come detto in precedenza presentano stati finali molto simili. Si può notare come la richiesta di avere



**Figura 3.9:** In questi grafici sono mostrati le Distribuzioni, normalizzate al numero di eventi, di eventi che sopravvivono ad ogni taglio effettuato nell'analisi: nel bin 0 compare l'efficienza iniziale, nel bin 1 l'efficienza della richiesta di eventi che avessero almeno 2 muoni, nel bin 2 l'efficienza del taglio sugli eventi nei quali si ricostruisce almeno una  $Z$  good, nel bin 4 l'efficienza della richiesta di almeno 3 muoni, nel bin 5 l'efficienza della selezione di eventi che presentano un jet  $b$  – tagged, nell'ultimo bin, infine, è rappresentata l'efficienza della richiesta di almeno un jet forward.

jet  $b$  – tagged molto energetici rende più efficienti la selezione per ipotesi di massa maggiori, poiché a masse minori il quark top è meno energetico e

tende a superare di meno la selezione. Nell'ipotesi di massa di 1700 GeV si ha un'efficienza di taglio di circa il 100% per questo livello di selezione, efficienza che però si andrà a compensare con una minore sezione d'urto di tale ipotesi.

### 3.3 ANALISI NELLA REGIONE DI SEGNALE

Infine si è scelto di studiare la Distribuzione del  $p_T$  del  $T'$  per effettuare una selezione che permettesse di sfruttare direttamente l'informazione sull'energia delle particelle quark top e bosone Z. Si è scelta tale variabile perché aveva una potenza di discriminazione maggiore rispetto alle altre variabili come il momento trasverso del quark top 3.7 o il momento trasverso del bosone Z 3.4. Infatti come si vede dalle figure 3.8 il segnale ha una Distribuzione chiaramente piccata in funzione del  $p_T$  e questo dipende dall'ipotesi di massa. Per questa ragione si effettua una selezione nella regione *forward*, che permette di massimizzare la Significance, dove però ho estratto la forma della Distribuzione dal taglio precedente, quindi nella regione non *forward*. Definita la Significance così:

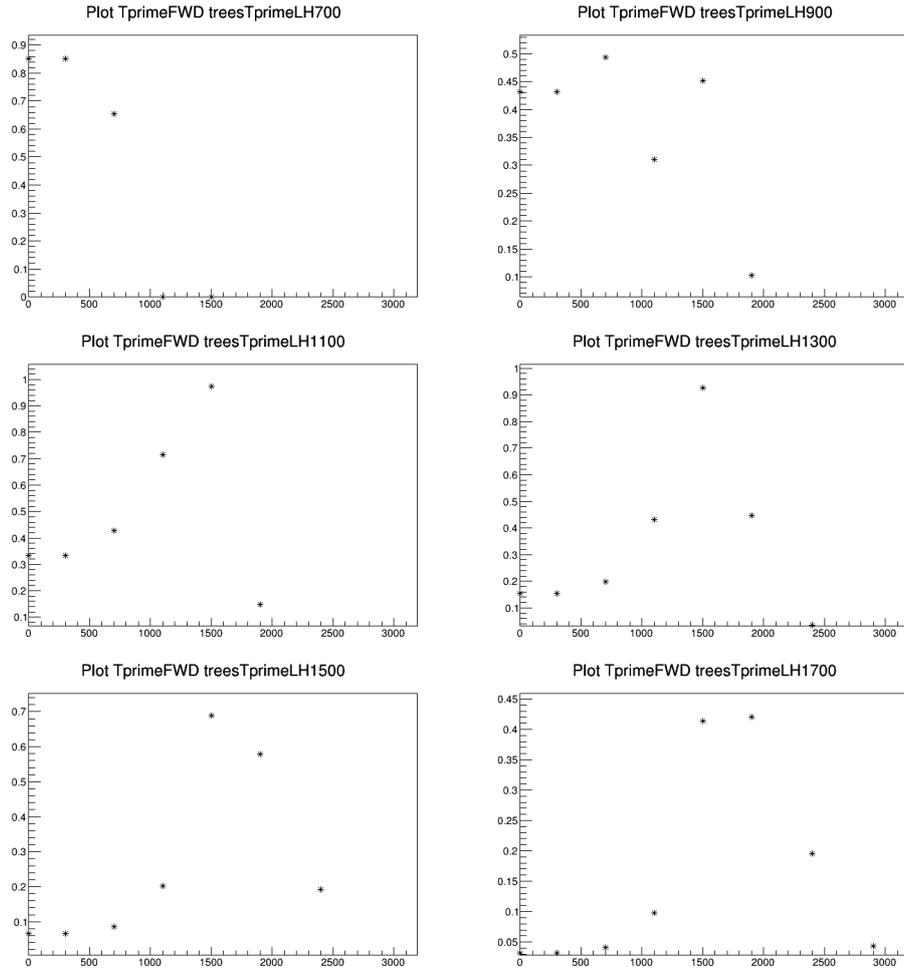
$$\text{Significance} = \frac{S(L)}{\sqrt{S(L) + B(L)}} \quad (3.5)$$

dove  $S(L)$  è il numero di eventi della Distribuzione del  $p_T$  del  $T'$  del segnale alla luminosità  $L$ , mentre  $B(L)$  è la somma del numero degli eventi del del  $p_T$  del  $T'$  dei vari canali di fondo usati nell'analisi alla luminosità  $L$ . Questo studio è stato condotto su canali di decadimento completamente muonici, assumendo simili performances per i canali in cui il quark top, il bosone Z, o entrambi decadono in elettroni, si è ricavata una sensibilità attesa che si otterrebbe considerando dati canali. Considerare tutti questi possibili decadimenti quadruplicherebbe, in assenza di altre differenze, il numero di eventi di segnale e fondo. Questa approssimazione è fatta nello spirito di stabilire la potenza di questa analisi una volta completata la selezione e effettuare delle proiezioni a luminosità più elevate. Questa precisazione permette di avere un valore della Significance scalato di un fattore 4. La Significance che sarà utilizzata d'ora in poi sarà quindi:

$$\text{Significance} = \frac{S(L) \times 4}{\sqrt{S(L) \times 4 + B(L) \times 4}} \quad (3.6)$$

Lo scan in Significance usa la luminosità del Run-II ed è stato effettuato per poter avere una stima approssimativa di che luminosità equivalente si debba avere per poter avere un'evidenza dell'esistenza del VLQ T. Lo scan è mostrato nelle figure 3.10 e i valori massimi raggiunti dalla Significance sono riportati nella tabella 3.2.

Si è poi studiata la forma attesa della distribuzione del segnale contro i



**Figura 3.10:** In questi grafici è riportato lo scan della Significance, ottenuta con le Distribuzioni normalizzate alla sezione d'urto, con larghezza della sezione d'urto del 1%, lungo il  $p_T$  del  $T'$

$M_{T'}(\text{GeV})$	Significance( $\Gamma = 1\% M_{T'}$ )	Luminosità ( $\text{fb}^{-1}$ ) necessaria per $3 \sigma$
700	0.85	1706.57
900	0.50	4932.00
1100	0.98	1283.84
1300	0.93	1425.59
1500	0.69	2589.79
1700	0.42	6989.79

**Tabella 3.2:** Tabella dei valori massimi ottenuti nello scan della Significance ottenuta con le Distribuzioni normalizzate alla sezione d'urto, con larghezza della risonanza del 1%, sulle varie ipotesi di massa. Nell'ultima colonna è presentato la proiezione del valore di luminosità rispetto a quella del Run-II che servirebbe per ottenere un'evidence.

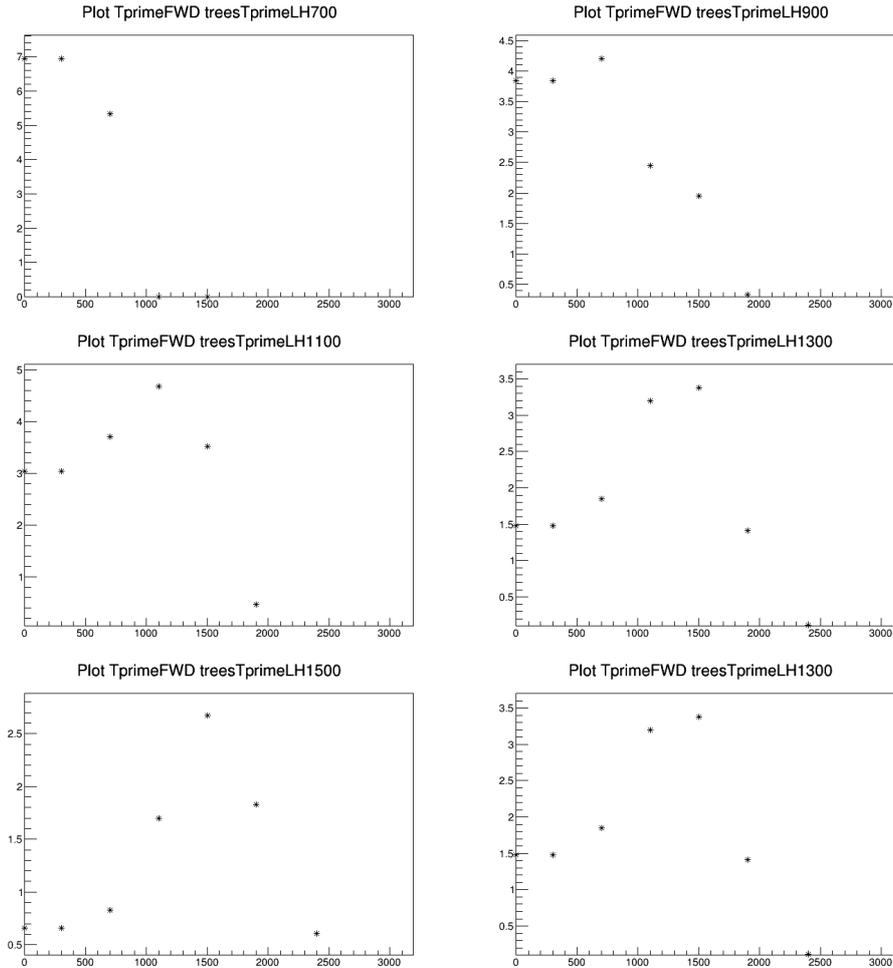
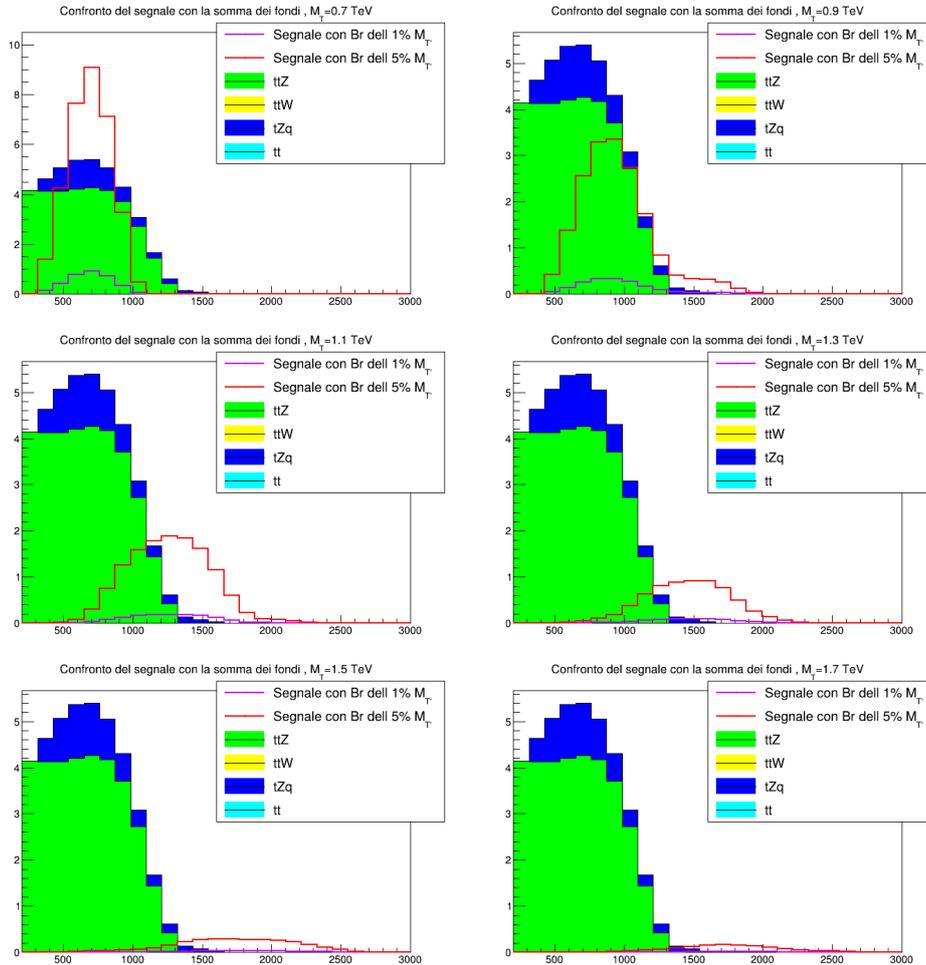


Figura 3.11: In questi grafici è riportato lo scan della Significance, con larghezza della sezione d'urto del 5%, lungo il  $p_T$  del  $T'$

$M_{T'}(\text{GeV})$	Significance( $\Gamma = 5\% M_{T'}$ )	Luminosità ( $\text{fb}^{-1}$ ) necessaria per $3 \sigma$
700	6.93	25.67
900	4.20	69.89
1100	4.69	56.05
1300	3.38	107.92
1500	2.67	172.95
1700	1.83	368.18

Tabella 3.3: Tabella dei valori massimi ottenuti nello scan della Significance, con larghezza della risonanza del 5%, sulle varie ipotesi di massa. Nell'ultima colonna è presentato la proiezione del valore di luminosità rispetto a quella del Run-II che servirebbe per ottenere un'evidence.

fondi nelle ipotesi di massa considerate, normalizzandole ad una luminosità di  $137\text{fb}^{-1}$ . La forma della distribuzioni è stata estratta dalla regione di segnale prima della richiesta sui jet forward, in maniera tale da aumentare la statistica. Questa strategia può essere inoltre applicata sui Dati in modo da ridurre la dipendenza della simulazione dai fondi. Nelle figure 3.12 viene mostrata la distribuzione della somma dei processi di fondo e quella di segnale per diverse ipotesi di massa e di larghezza della risonanza, quella all'1% e quella al 5%.

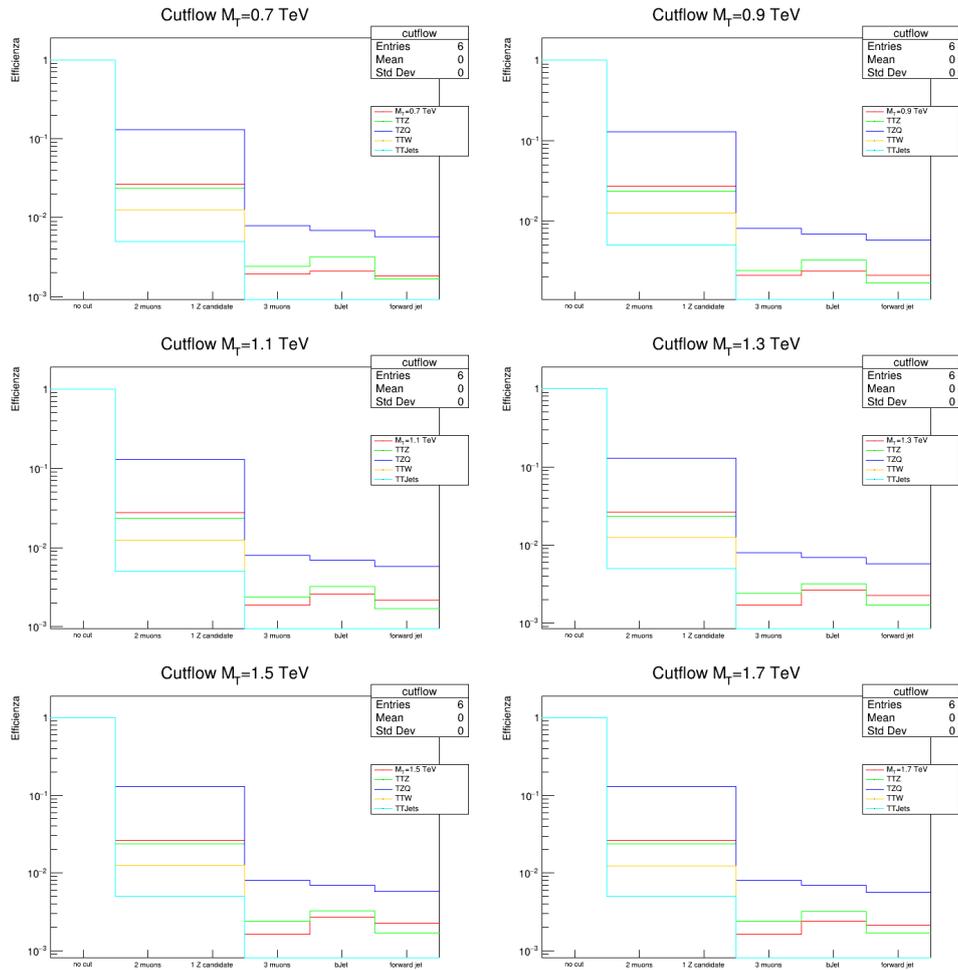


**Figura 3.12:** Distribuzione della somma dei processi di fondo sommati insieme, e le Distribuzioni di segnale con diverse ipotesi di massa e diverse ipotesi di larghezza della sezione d'urto, quella all'1% (in blu) e quella al 5% (in rosso).

Da questa analisi si può, inoltre, derivare una misura riguardante lo studio del canale raro  $tZq$  predetto dallo MS, in quanto la regione di segnale individuata è arricchita in eventi di questo processo, di grande interesse per la fisica di precisione del Modello Standard. Infatti, non richiedendo più che il jet  $b$ -tagged abbia  $p_T > 200\text{GeV}$  si andrebbe ad aumentare il numero di conteggi del processo  $tZq$  nella regione designata. Richiedendo invece:

$$p_{T,b\text{jet}} > 30\text{GeV} \quad (3.7)$$

Si ottiene il grafico delle efficienze in figura 3.13, dove l'efficienza di selezione all'ultimo step supera di un ordine di grandezza quella per l'analisi risonante mostrata in 3.9.



**Figura 3.13:** In questi grafici sono mostrati le Distribuzioni, normalizzate al numero di eventi, di eventi che sopravvivono ad ogni richiesta effettuata nell'analisi, a differenza dei grafici presentati in precedenza, in queste figure si può notare come l'efficienza non diminuisca per i processi di  $tZq$  se la richiesta sui jet  $b$ -tagged è più debole.

## CONCLUSIONE

Il Modello Standard (MS) della fisica delle particelle è il modello che meglio descrive tre delle quattro interazioni fondamentali della Natura, tuttavia esso non si presenta come una teoria completa. Il Modello Standard non spiega infatti né la forza gravitazionale né l'esistenza della Materia Oscura, e ha un numero elevato di parametri non previsti dalla teoria. Tali parametri presentano strutture gerarchiche potenzialmente indicative di una teoria più fondamentale di cui il MS è un'approssimazione alle energie a noi accessibili. Per risolvere alcuni di questi problemi molte teorie hanno supposto l'esistenza di nuove particelle, i *Vector-Like Quark* (VLQ) con masse nella scala dei TeV. L'esperimento *Compact Muon Solenoid* (CMS) e uno dei quattro esperimenti al *Large Hadron Collider* (LHC), che grazie alle alte energie nel centro di massa raggiunte, potrebbe trovare evidenze dei VLQ.

Questo lavoro di tesi presenta un lavoro di ricerca per un canale che produce un singolo VLQ T, il quale decade in un quark top ed in un bosone Z, ed è suddiviso in tre capitoli: nel primo è presente una descrizione dell'acceleratore LHC con un approfondimento sull'esperimento CMS; nel secondo capitolo viene presentata un'introduzione al Modello Standard descrivendo le interazioni fondamentali spiegate da quest'ultimo e inoltre si accenna a modelli di fisica *Beyond Standard Model* ponendo particolare rilievo ai Vector Like Quark; nel terzo capitolo si discute degli oggetti fisici ricostruiti e dell'analisi effettuata sulle simulazioni MonteCarlo dei processi di produzione di singoli VLQ T che presenta tre leptoni nello stato finale.

Lo scopo di questo lavoro di tesi era offrire una prima stima delle potenzialità di questo processo, nello studio di canali di nuova fisica. L'analisi è stata così suddivisa: Dapprima si sono studiati gli oggetti fisici interessati dal processo di decadimento quali muoni, bosoni Z, jet adronici, quark top, e l'energia trasversa mancante; Si sono individuati i principali processi di fondo da tenere in considerazione in vista della raccolta dati; È stata messa a punto di una strategia per effettuare richieste mirate ad eliminare i processi di fondo ed individuare una regione di segnale. Infine si è studiata la significatività (Significance) nella regione di segnale, effettuando delle proiezioni per luminosità maggiori di quelle attualmente raggiunte nel Run-II di LHC.

Questa analisi mostra che per un eventuale scoperta nel caso di una risonanza stretta  $\Gamma = 1\%M_T$ , sarebbe necessaria una luminosità da 1 a 7  $\text{ab}^{-1}$ , raggiungibili nel HL-LHC, mentre nel caso di una risonanza più larga con  $\Gamma = 5\%M_T$ , si potrebbe avere un'eventuale evidenza con la luminosità del Run-II per masse inferiori a 1.3 TeV e con la luminosità del Run-III per masse maggiori di 1.5 TeV, soltanto considerando questo canale. Questa analisi può essere estesa considerando anche gli altri canali di decadimento del quark top e del bosone Z, che aumenterebbero significativamente la quantità di segnale

rilevante.

Un'altra possibile misura ancillare che si può derivare da questa analisi riguarda lo studio del canale raro  $tZq$  predetto dallo MS, in quanto la regione di segnale individuata è arricchita in eventi di questo processo, di grande interesse per la fisica di precisione del Modello Standard.

## BIBLIOGRAFIA

- [1] G. Aad et al. «Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC». In: *Physics Letters B* 716.1 (set. 2012), pp. 1–29. ISSN: 0370-2693. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.08.020](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020). URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020>.
- [2] F. Abe et al. «Evidence for top quark production in  $p\bar{p}$  collisions at  $s=1.8$  TeV». In: *Physical Review Letters* 73.2 (lug. 1994), pp. 225–231. ISSN: 0031-9007. DOI: [10.1103/physrevlett.73.225](https://doi.org/10.1103/physrevlett.73.225). URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.73.225>.
- [3] J. A. Aguilar-Saavedra et al. «Handbook of vectorlike quarks: Mixing and single production». In: *Physical Review D* 88.9 (nov. 2013). ISSN: 1550-2368. DOI: [10.1103/physrevd.88.094010](https://doi.org/10.1103/physrevd.88.094010). URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.88.094010>.
- [4] P. Bagnaia et al. «Evidence for  $Z0 \rightarrow e+e$  at the CERN pp collider». In: *Physics Letters B* 129.1 (1983), pp. 130–140. ISSN: 0370-2693. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)90744-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)90744-X). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026938390744X>.
- [5] Giacomo Cacciapaglia et al. «Next-to-leading-order predictions for single vector-like quark production at the LHC». In: *Physics Letters B* 793 (2019), pp. 206–211. ISSN: 0370-2693. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.04.056>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269319302898>.
- [6] Matteo Cacciari, Gavin P Salam e Gregory Soyez. «The anti-ktjet clustering algorithm». In: *Journal of High Energy Physics* 2008.04 (apr. 2008), pp. 063–063. ISSN: 1029-8479. DOI: [10.1088/1126-6708/2008/04/063](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063). URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063>.
- [7] S. Chatrchyan et al. «Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC». In: *Physics Letters B* 716.1 (set. 2012), pp. 30–61. ISSN: 0370-2693. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.08.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021). URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021>.
- [8] The ALICE Collaboration et al. «The ALICE experiment at the CERN LHC». In: *Journal of Instrumentation* 3.08 (ago. 2008), S08002–S08002. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/s08002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/s08002). URL: <https://doi.org/10.1088%2F1748-0221%2F3%2F08%2Fs08002>.

- [9] The LHCb Collaboration etc. «The LHCb Detector at the LHC». In: *Journal of Instrumentation* 3.08 (ago. 2008), S08005–S08005. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/s08005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/s08005). URL: <https://doi.org/10.1088%2F1748-0221%2F3%2F08%2Fs08005>.
- [10] The CMS Collaboration etc. «The CMS experiment at the CERN LHC». In: *Journal of Instrumentation* 3.08 (ago. 2008), S08004–S08004. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/s08004](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/s08004). URL: <https://doi.org/10.1088%2F1748-0221%2F3%2F08%2Fs08004>.
- [11] Lyndon Evans e Philip Bryant. «LHC Machine». In: *Journal of Instrumentation* 3.08 (ago. 2008), S08001–S08001. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/s08001](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/s08001). URL: <https://doi.org/10.1088%2F1748-0221%2F3%2F08%2Fs08001>.
- [12] Thomas Lenzi e Gilles De Lentdecker. *Development and Study of Different Muon Track Reconstruction Algorithms for the Level-1 Trigger for the CMS Muon Upgrade with GEM Detectors*. 2013. arXiv: [1306.0858](https://arxiv.org/abs/1306.0858) [physics.ins-det].
- [13] A. M. Sirunyan et al. «Observation of Single Top Quark Production in Association with a Z Boson in Proton-Proton Collisions at  $\sqrt{s}=13\text{TeV}$ ». In: *Physical Review Letters* 122.13 (apr. 2019). ISSN: 1079-7114. DOI: [10.1103/PhysRevLett.122.132003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.132003). URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.132003>.
- [14] A.M. Sirunyan et al. «Identification of heavy-flavour jets with the CMS detector in pp collisions at 13 TeV». In: *Journal of Instrumentation* 13.05 (mag. 2018), P05011–P05011. ISSN: 1748-0221. DOI: [10.1088/1748-0221/13/05/p05011](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/05/p05011). URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/13/05/P05011>.
- [15] A.M. Sirunyan et al. «Performance of the CMS muon detector and muon reconstruction with proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=13\text{ TeV}$ ». In: *Journal of Instrumentation* 13.06 (giu. 2018), P06015–P06015. ISSN: 1748-0221. DOI: [10.1088/1748-0221/13/06/p06015](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/06/p06015). URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/13/06/P06015>.
- [16] M. Tanabashi et al. «Review of Particle Physics». In: *Phys. Rev. D* 98 (3 ago. 2018), p. 030001. DOI: [10.1103/PhysRevD.98.030001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.030001>.
- [17] *The CMS electromagnetic calorimeter project: Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. Geneva: CERN, 1997. URL: <https://cds.cern.ch/record/349375>.
- [18] *The CMS hadron calorimeter project: Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. Geneva: CERN, 1997. URL: <https://cds.cern.ch/record/357153>.

- [19] *The CMS tracker: addendum to the Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. Geneva: CERN, 2000. URL: <https://cds.cern.ch/record/490194>.