

Università degli Studi di Napoli “Federico II”

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

Dipartimento di Fisica



Laurea triennale in Fisica

**Misure della sezione d'urto di produzione
del top singolo nel canale-s con
l'esperimento CMS ad LHC**

Relatori:

Prof. Guglielmo De Nardo
Dott. Luca Lista
Dott. Mario Merola

Candidato:

Salvatore Fusco
Matricola 567000483

A.A. 2013/2014

Alla mia famiglia

Indice

Introduzione	2
1 LHC e l'esperimento CMS	4
1.1 LHC	4
1.2 Esperimento CMS	6
1.2.1 I sottorivelatori	8
2 Il Modello Standard	11
2.1 Le particelle elementari	11
2.2 L'interazione debole	13
2.3 L'interazione forte	15
3 Il quark top	17
3.1 Caratteristiche	17
3.2 Processi di produzione e decadimento	18
4 Misura della sezione d'urto	21
4.1 Concetti introduttivi	21
4.2 Simulazione degli eventi	23
4.3 Selezione degli eventi	23
4.4 Funzione di likelihood	30
4.5 Misura sezione d'urto	33
Conclusioni	35
Bibliografia	36
Ringraziamenti	38

Introduzione

Il quark top è una delle particelle fondamentali previste dal Modello Standard della fisica delle particelle. È nettamente il più pesante dei sei quark, tanto che è stato possibile raggiungere energie sufficienti a fornire le prime evidenze sperimentali della sua esistenza solo nel 1995 al Tevatron, l'acceleratore protone-antiprotone del Fermilab, dove sono state prodotte le prime coppie top-antitop. Con sempre più dati raccolti, è stato possibile effettuare misure di precisione di diverse proprietà del top, fino alla prima osservazione di produzione del quark top singolo, ossia non prodotto insieme alla sua antiparticella, avvenuta nel 2009.

Il Large Hadron Collider del CERN di Ginevra, l'acceleratore protone-protone più potente fino ad oggi realizzato, produce una quantità di quark top al secondo circa di cento volte superiore rispetto al Tevatron grazie ad una più alta energia nel centro di massa e ad una maggiore luminosità istantanea, permettendo di superare la precisione raggiunta al Fermilab in gran parte delle misure realizzate.

In particolare LHC permette lo studio dei canali di produzione elettrodebole del quark top, quelli di produzione del top singolo, molto rari a Tevatron.

Il lavoro di tesi consiste nello studio di uno dei canali di produzione del top quark singolo, il canale-s, analizzando i dati raccolti da CMS durante il 2012, al fine di effettuare una misura della sezione d'urto.

Nel primo capitolo verranno descritte struttura e proprietà di LHC e dell'esperimento CMS.

Nel secondo capitolo saranno brevemente introdotti alcuni aspetti teorici e fenomenologici del Modello Standard.

Il terzo capitolo sarà dedicato ad un'introduzione del quark top, presentandone proprietà e motivi di interesse.

Il quarto, infine, conterrà una descrizione dell'analisi effettuata della misura della sezione d'urto nel canale-s.

Capitolo 1

LHC e l'esperimento CMS

1.1 LHC

Il *Large Hadron Collider* (LHC) [1] è un acceleratore circolare di particelle, l'ultimo elemento di una successione di macchine che compongono il complesso di acceleratori del CERN (Organizzazione Europea per la Ricerca Nucleare).

LHC è l'acceleratore di adroni di più alta energia realizzato fino ad ora, costruito con lo scopo di cercare di rispondere a diversi quesiti fondamentali nella fisica delle particelle elementari, quali l'origine della massa e dell'asimmetria tra materia ed antimateria, per eseguire misure di precisione testando la validità del Modello Standard (MS) e ricercare nuova fisica.

Costruito tra il 1998 ed il 2008, nei pressi di Ginevra, al confine tra Svizzera e Francia, LHC ha una circonferenza di 26.6 km posizionato in un tunnel ad una profondità media di 100 m. Esso consente di far collidere due fasci di protoni con un'energia nel centro di massa pari a 14 TeV, anche se fino ad ora l'energia massima raggiunta è stata di 8 TeV. LHC è costituito da circa 9600 magneti di vario tipo, i 1232 magneti dipolari sono utilizzati per mantenere la traiettoria circolare del fascio, quelli quadripolari per collimarlo il più possibile nei punti di collisione, quelli di ordine superiore per correggere ulteriormente la traiettoria. Le cavità a radiofrequenza, posizionate lungo il tunnel, hanno poi il compito di accelerare i

pacchetti di protoni. Per la costruzione dei magneti sono stati utilizzati cavi di niobio-titanio, tenuti in uno stato di superconduzione ad una temperatura di 1.9 K, tramite un sistema di refrigerazione ad elio 4 superfluido. Ciò permette la circolazione di correnti dell'ordine dei 35 kA, producendo campi magnetici di 8.3 T.

I fasci di protoni, prima di essere immessi nel LHC, attraversano un complesso di acceleratori (Figura 1.1) che incrementano l'energia del fascio fino a 450 GeV. I protoni vengono iniettati nel PS Booster (PSB) dopo essere stati generati dal LINAC 2 e portati ad un'energia di 50 MeV. Il PSB porta a 1.4 GeV l'energia per poi mandare i fasci nel Proton Synchrotron (PS), quest'ultimo aumenta ancora l'energia dei fasci, fino a 25 GeV, e li trasferisce nel Super Proton Synchrotron (SPS), ultimo stadio di accelerazione prima di LHC che, come detto, porta l'energia a 450 GeV, prima di trasferire i fasci nel LHC, sia in direzione oraria che antioraria, dove verranno accelerati per circa 20 minuti fino a raggiungere l'energia di regime.

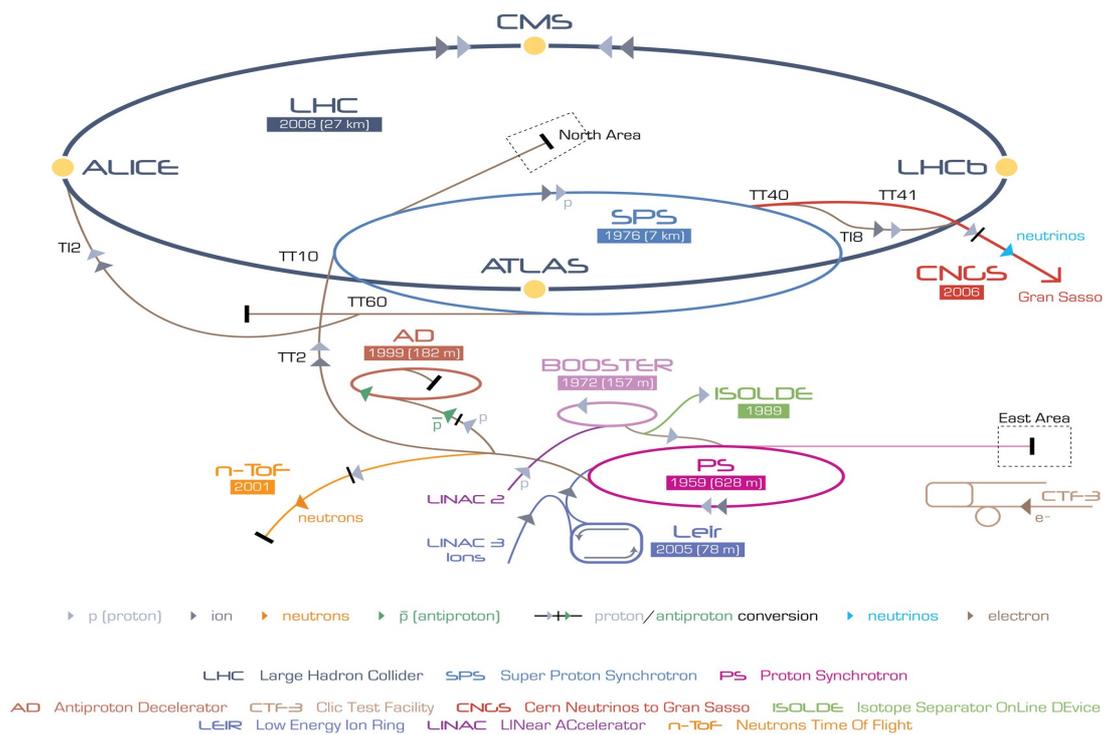


Figura 1.1: Complesso de Accelerazione del CERN.

Nei quattro punti di interazione tra i fasci che girano nelle due direzioni sono posizionati i quattro esperimenti principali:

- **ALICE** (*A Large Ion Collider Experiment*) specializzato nell'analisi delle collisioni a ioni di piombo, con l'intento di osservare l'esistenza e studiare le proprietà del plasma di quark e gluoni, uno stato della materia dove, sotto le condizioni di alta densità e temperatura, quark e gluoni non sono più confinati negli adroni. Studio che consentirebbe di comprendere meglio l'origine dell'universo, poiché tale stato di materia è probabilmente esistito subito dopo il Big Bang.
- **ATLAS** (*A Toroidal LHC ApparatuS*) [2] e **CMS** (*Compact Muons Solenoid*) [3], sono *general purpose detectors*, ovvero rivelatori progettati per coprire uno studio della fisica ad ampio raggio. Tra gli obiettivi degli esperimenti ci sono: la ricerca e lo studio del bosone di Higgs, lo studio dei quark top e beauty, 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, in uno toroidale, nell'altro solenoidale.
- **LHCb** (*Large Hadron Collider beauty experiment*) specializzato nello studio delle proprietà dei quark *b*, per cercare di comprendere i motivi dell'asimmetria esistente tra materia ed antimateria. È l'unico dei quattro esperimenti in cui non si scontrano due fasci di eguale energia, ma di uno ad energia di regime ed uno ad energia di iniezione (450GeV). L'esperimento è formato da una serie di sottorivelatori per rivelare principalmente le particelle in avanti.

1.2 Esperimento CMS

Lo scopo di CMS è quello di rivelare particelle secondarie derivanti dalla collisione protone-protone (come pure piombo-piombo o protone-piombo), misurando di queste le loro traiettorie, masse, momenti, energie e cariche. Per questo motivo il rivelatore è costituito da diversi sottorivelatori, che hanno il compito di ricostruire le diverse caratteristiche delle particelle prodotte nelle collisioni.

Un esperimento come CMS ha quindi il bisogno, potendo le particelle dopo l'urto essere dirette in qualsiasi direzione, di coprire il maggior angolo solido possibile

intorno al punto di collisione, affinché una particella abbia quanto minore probabilità di riuscire a superare la zona di rivelazione passando inosservata. Il rivelatore ideale sarebbe quindi un rivelatore sferico o ovale attorno al punto di interazione. Costruire però questo genere di rivelatore non è affatto banale dal punto di vista tecnologico. L'esperimento è per questo costituito da una struttura cilindrica (*Barrel*) che copre la regione centrale, e da due tappi (*Endcaps*) che coprono le regioni più vicine ai fasci (vedi Figura 1.2). In questo modo è rispettata la simmetria circolare almeno nelle direzioni perpendicolari alle linee del fascio.

Consideriamo il sistema di coordinate centrato nel punto di collisione, con asse x diretto radialmente verso il centro della circonferenza descritta da LHC, l'asse y diretto verso l'alto, l'asse z in direzione del fascio. Data la simmetria cilindrica intorno all'asse dei fasci di LHC è possibile utilizzare il seguente sistema di riferimento dove definiamo r la coordinata radiale dall'asse z , φ l'angolo azimutale misurato a partire dall'asse x nel piano xy . L'angolo polare θ è misurato a partire dall'asse z . Si usa spesso introdurre, in luogo di θ , la pseudorapidità η definita come:

$$\eta = -\ln\left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right] \quad (1.1)$$

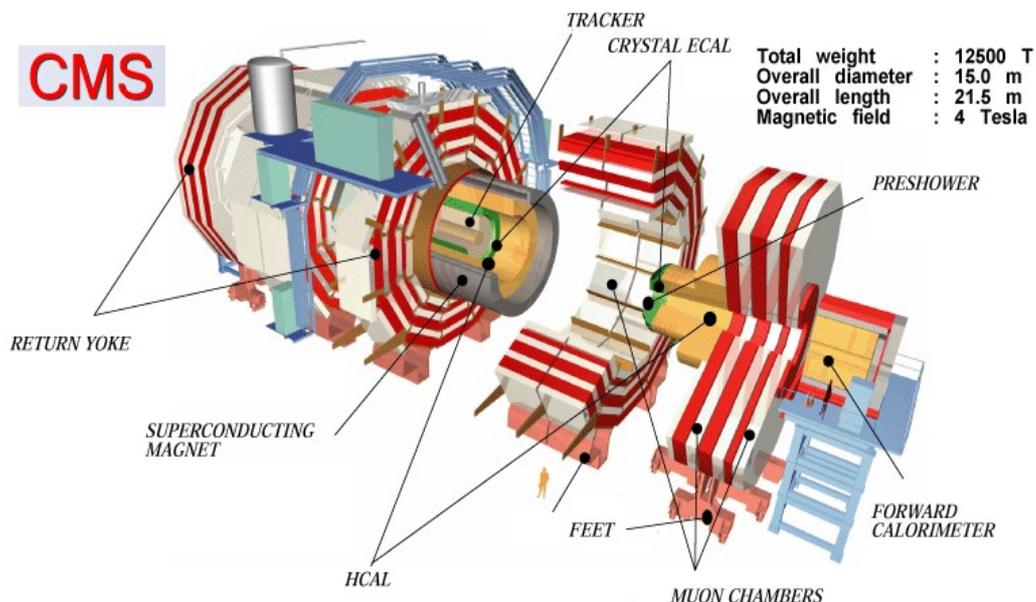


Figura 1.2: Struttura CMS.

1.2.1 I sottorivelatori

Il tracciatore

Il tracciatore è il rivelatore più vicino al punto di collisione, sfrutta tecnologia al silicio, e si divide in due parti, il rivelatore a *pixel*, più interno, e quello a *microstrips*, più esterno. Il tracciatore si sviluppa per un raggio $r < 1.2$ m e pseudorapidità $|\eta| < 2.5$.

Il rivelatore a *pixel* contiene circa 65 milioni di pixels. È il rivelatore più vicino al vertice di collisione, con strati cilindrici posti a 4 cm, 7 cm e 11 cm dal tubo a vuoto del fascio e due dischi ad ogni estremità. È cruciale per ricostruire le tracce di particelle a brevissima vita media e per la ricostruzione iniziale della traiettoria delle particelle cariche. La vicinanza con il punto di interazione implica anche che il flusso di particelle che attraversano questo rivelatore è enorme. Il flusso di particelle ricevute a 8 cm dal tubo a vuoto è di circa 10 milioni di particelle per centimetro quadrato al secondo.

Dopo il rivelatore a *pixel*, le particelle incontrano 10 strati di rivelatori a *microstrip* di silicio. Questi rivelatori si trovano sia nel *Barrel* che negli *Endcaps*

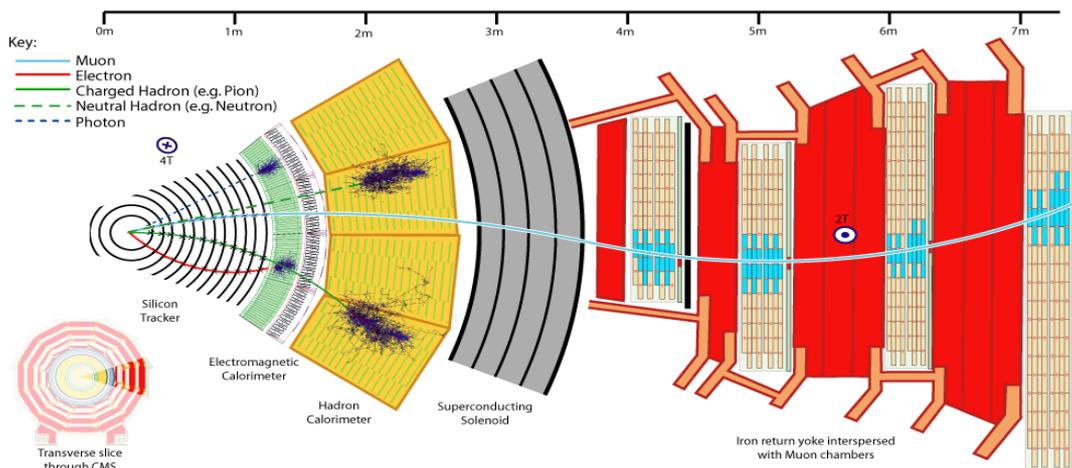


Figura 1.3: Vista trasversale dell'esperimento CMS.

Il calorimetro elettromagnetico (ECAL)

Il calorimetro elettromagnetico permette di rivelare fotoni ed elettroni e misurarne l'energia con grandissima precisione. È composto da cristalli di tungstato di piombo

(PbWO₄). Questi cristalli scintillanti, trasparenti e più densi del ferro, permettono l'assorbimento di elettroni e fotoni di alta energia in soli 23 cm di lunghezza. Il cristallo, attraversato dalla particella produrrà luce visibile che verrà raccolta e trasformata in segnale elettrico da un fotodiodo a valanga accoppiato al cristallo. L'ECAL copre una regione di pseudorapidità $|\eta| < 3$.

Il calorimetro adronico (HCAL)

Il calorimetro adronico si occupa della misura delle energie degli adroni, fornendo inoltre, tramite il calcolo dell'energia trasversa mancante, una misura indiretta di particelle neutre che non interagiscono, come i neutrini. Il calorimetro è formato da dischi di ottone spessi 50 cm intervallati da tegole di scintillatore spessi 4 mm, il tutto organizzato in strati sfalsati tra loro così da non avere zone in cui una particella possa passare inosservata. L'HCAL copre una pseudorapidità $|\eta| < 3$. Negli *Endcaps* si trova anche un altro tipo di calorimetro adronico, chiamato *Forward Hadron Calorimeter*, che si basa sull'effetto *Cerenkov*, e che permette di coprire una pseudorapidità complessiva di $|\eta| < 5.2$.

Il magnete

Dopo i due calorimetri, troviamo il magnete superconduttore, costruito per raggiungere un campo magnetico di 4 T. Questo campo permette di deviare le traiettorie delle particelle cariche, consentendo anche la misura dei momenti delle particelle a più alta energia.

Il magnete ha un diametro interno di circa 6 m ed una lunghezza di 12.5 m. È poi circondato da una struttura in ferro, *iron yoke*, di circa 10'000 tonnellate, che mantiene costante il flusso del campo magnetico.

Il sistema di rivelazione dei muoni

I rivelatori muonici sono utilizzati per il riconoscimento dei muoni e per la misura dei momenti, costituendo uno degli elementi fondamentali di CMS. Siccome i muoni possono penetrare diversi metri di ferro senza interagire, i rivelatori vengono posti all'esterno del magnete, dove, dunque, i muoni sono in grado di giungere e rilasciare un segnale.

Sono utilizzati tre tipi di rivelatori: le camere a *drift* (*Drift Chambers*, DT), posizionate nel *Barrel*, camere a *strip* (*Chatode Strip Chambers*, CSC), situate negli

Endcaps, le camere a piatti resistivi (*Resistive Plates Chambers*, RPC) posizionate sia nel *Barrel* che negli *Endcaps*. Il sistema così costituito copre una regione di pseudorapidità di $|\eta| < 2.4$.

Sistema di trigger

Con una luminosità¹ di progetto di $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ogni volta che si fanno collidere due fasci di particelle si hanno in media 17 eventi di collisione. Considerando che si fanno collidere fasci ad intervalli di 25 ns, in un secondo ci sono circa un miliardo di eventi che producono informazioni. Attualmente si è raggiunta una luminosità di $8 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ con collisioni ogni 50 ns.

Una così grande quantità di informazioni non può essere gestita con i sistemi di calcolo attuali, e deve essere ridotta di un fattore circa di 10^7 , in maniera tale da registrare un centinaio di eventi al secondo. Questo lavoro viene svolto dal trigger, un sistema che si divide in due livelli: *Level-1*(L1) e *High Level Trigger*(HLT).

L1, realizzato con schede elettroniche dedicate, usa i dati provenienti dai calorimetri e rivelatori muonici per ridurre di un fattore 10^4 gli eventi da immagazzinare. HLT, realizzato come filtro *software* che opera su *farm* dedicata di calcolatori, accede alle informazioni di L1, le elabora, e riduce ulteriormente di un fattore 10^3 , raggiungendo circa 100 eventi al secondo che vengono, in maniera definitiva, registrati su disco.

¹ La luminosità è il fattore di proporzionalità tra la sezione d'urto di un dato processo e il numero di eventi osservati nell'unità di tempo (vedi Capitolo 4).

Capitolo 2

Il Modello Standard

Il Modello Standard (MS) è la teoria che, ad oggi, meglio descrive i fenomeni di fisica delle particelle elementari, comprendendo tre delle quattro interazioni fondamentali: quella elettromagnetica, debole e forte, e tutte le particelle ad esse collegate. Tale modello teorico ci permette di indagare la struttura microscopica del mondo che ci circonda. Le varie previsioni del MS sono state in larga parte verificate sperimentalmente con ottima approssimazione, ultima delle quali la scoperta del bosone di Higgs[4][5]. Tuttavia, essa non si può considerare una teoria completa, non comprendendo l'interazione gravitazionale e non essendo in grado di prevedere l'esistenza della materia oscura, di cui esistono prove da osservazioni astrofisiche.

2.1 Le particelle elementari

Dopo la scoperta che i nuclei atomici erano costituiti da protoni e neutroni, si delineò l'idea che la materia potesse essere descritta da un ristretto numero di particelle elementari: il protone, il neutrone, l'elettrone, il neutrino ed il fotone. Questa idea durò poco, si scoprì che alcune di quelle che si credevano particelle elementari in realtà così non erano, vennero scoperte centinaia di altre particelle e per ognuna la rispettiva antiparticella. Nonostante tutto ciò si è giunti ad un quadro

relativamente semplice.

Le particelle elementari possono essere classificate in tre gruppi: leptoni, quark e quanti di campo. I primi due gruppi sono formati da fermioni, posseggono spin semi-intero, seguono la statistica di Fermi-Dirac ed il principio di esclusione di Pauli. Il terzo gruppo è formato dai bosoni, che sono particelle a spin intero e che seguono la statistica di Bose-Einstein.

I leptoni (vedi Tabella 2.1) sono fermioni di spin $1/2$ ed interagiscono attraverso interazioni elettromagnetiche e deboli. Si distinguono in elettrone (e), muone (μ) e tauone (τ), i quali hanno tutti una carica $Q/e = -1$, dove e è il modulo della carica dell'elettrone. Ad ogni leptone è poi associato un rispettivo antileptone con uguale massa e con tutti i numeri quantici invertiti.

Tabella 2.1: Caratteristiche dei leptoni

Nome	Simbolo	Q/e	s	Massa (Gev/c ²)
elettrone	e	-1	1/2	0.511×10^{-3}
muone	μ	-1	1/2	105.7×10^{-3}
tauone	τ	-1	1/2	1.78

Associata ad ognuna di queste particelle c'è un neutrino (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 indicano le evidenze sperimentali.

Tabella 2.2: Caratteristiche dei neutrini

Neutrino	Simbolo	Q	s	Massa (eV/c ²)
elettronico	ν_e	0	1/2	< 2.2
muonico	ν_μ	0	1/2	170×10^3
tauonico	ν_τ	0	1/2	15.5×10^6

I quark (vedi Tabella 2.3) sono fermioni di spin $1/2$ e risentono di tutti e tre i tipi di interazione. Tutti i quark posseggono numero barionico $B = 1/3$. Per ogni quark esiste un corrispettivo antiquark, con egual massa e tutti i numeri quantici invertiti.

Tabella 2.3: Caratteristiche dei quark

Nome	Simbolo	Q/e	s	B	Massa (GeV/c ²)
down	<i>d</i>	-1/3	1/2	1/3	$3 \div 7 \times 10^{-3}$
up	<i>u</i>	+2/3	1/2	1/3	$1.5 \div 3 \times 10^{-3}$
strange	<i>s</i>	-1/3	1/2	1/3	$\sim 95 \times 10^{-3}$
charm	<i>c</i>	+2/3	1/2	1/3	~ 1.25
bottom	<i>b</i>	-1/3	1/2	1/3	$4.2 \div 4.7$
top	<i>t</i>	+2/3	1/2	1/3	~ 173

I quanti di campo sono i mediatori delle interazioni del MS e hanno spin intero uguale ad 1; ne esistono di tre tipi:

- Il *fotone* , particella con massa nulla, è il mediatore responsabile delle interazioni elettromagnetiche.
- I *bosoni* W^\pm e Z , responsabili delle interazioni deboli, con masse rispettivamente di 80.385 ± 0.015 GeV/c² e di 91.1876 ± 0.0021 GeV/c² [6].
- Il *gluone* , particella a massa nulla, responsabile dell'interazione forte.

Da questo insieme di particelle e antiparticelle è possibile descrivere la struttura della materia ad oggi nota.

2.2 L'interazione debole

Questa interazione viene definita debole poiché è normalmente molto meno intensa delle interazioni elettromagnetica e forte. Essa diventa osservabile solamente quando, a causa di qualche legge di conservazione, le altre interazioni sono impossibilitate ad avvenire.

L'interazione debole è possibile tra tutti i fermioni. Sono sicuramente processi deboli quei processi che coinvolgono neutrini, poiché questi non posseggono né carica elettrica né carica forte, e quelli che implicano un cambiamento di sapore dei quark, proibiti sia per l'interazione elettromagnetica che per quella forte. L'interazione debole viene mediata attraverso i bosoni W^\pm con carica ± 1 e dal bosone Z di carica

neutra, i quali, essendo particelle massive, avranno un *range* di interazione ridotto $r \sim 10^{-18}$ m.

In base al bosone che media il processo, si potranno avere processi di corrente carica (bosoni W^\pm) e corrente neutra (bosone Z). Questi processi possono essere descritti dai diagrammi di Feynman in Figura 2.1

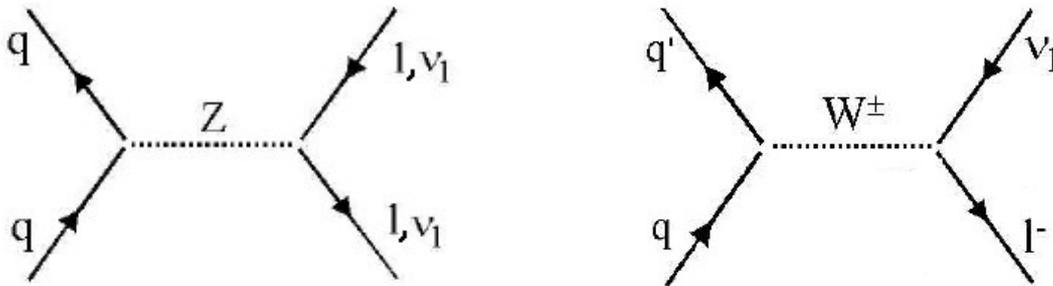


Figura 2.1: Diagrammi di Feynman per due processi di interazione debole.

I vertici fondamentali nel caso di interazione debole a corrente neutra saranno llZ e $\nu_l Z$ per i leptoni e qqZ per i quark. Per processi di corrente carica i vertici saranno $l\nu_l W$ per i leptoni e $qq'W$ per i quark. Mentre, come si può osservare, nei processi di corrente neutra è conservato il sapore dei quark, ciò non accade nel caso di processi di corrente carica.

Il vertice di corrente carica dei quark, anche essendo del tutto analogo al vertice leptonico, presenta un doppietto di quark qq' dove l'accoppiamento debole si divide tra le tre possibili coppie formate da un quark di carica $+2/3$ e uno dei tre quark di carica $-1/3$, con dei pesi dati dalla matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), che è una matrice unitaria.

Quindi si avranno i tre doppietti $\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}$ dove d' , s' e b' sono dati da:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Gli elementi della diagonale principale sono prossimi ad 1, mentre quelli non diagonali sono decisamente minori. Questo significa che un quark d si accoppia

principalmente a uno u , un quark s a uno c ed un quark b a uno t .

L'interazione debole viola la conservazione di parità (P), della carica (C) e del loro prodotto (CP).

Per energie superiori alla massa dei bosoni, le due interazioni, debole e elettromagnetica, sono unificate, come previsto dalla teoria elettrodebole, introdotta, nel 1968, da Glashow [7], Salam e Weinberg [8].

2.3 L'interazione forte

L'interazione forte è l'interazione con intensità maggiore. Questo tipo di interazione conserva parità e carica. L'interazione forte può essere descritta tramite scambio di gluoni. Quark e gluoni sono le uniche particelle in grado interagire in maniera forte, uniche a possedere una carica forte, il colore. I quark possono essere in tre stati di colore: *red* (R), *green* (G) e *blue* (B). Gli antiquark avranno i rispettivi anticolori. La conservazione del colore nelle interazioni forti conduce a considerare i gluoni bicolore, trasportatori di un colore e un anticolori. Questo fa sì che possano esistere processi di interazione gluone-gluone. I vertici fondamentali sono rappresentati in Figura 2.2



Figura 2.2: Vertici interazione forte.

Poiché a livello adronico il colore non si manifesta, si postula che il colore è confinato nei quark e nei gluoni. Questa proprietà, nota come confinamento del colore, comporta che un quark si combina quindi con gli altri in modo da formare adroni non colorati. Il colore non è dunque osservabile sperimentalmente, anche se il *range* di interazione, essendo il gluone a massa nulla, risulta infinito. Ciò è dovuto

ad un'altra proprietà, la libertà asintotica, secondo cui l'intensità dell'interazione di colore diventa sempre più debole al diminuire della distanza tra le particelle interagenti, mentre cresce con la distanza a causa dell'aumento delle coppie gluone-gluone prodotte.

Non è stato fino ad ora possibile osservare l'unificazione di questa interazione con le altre due, anche se ci sono teorie che prevedono, su scale di energia dell'ordine di 10^{15} GeV, un'unificazione tra tutte e tre le interazioni.

Capitolo 3

Il quark top

3.1 Caratteristiche

Il quark top è la particella con maggiore massa nel MS. La misura ottenuta dalla combinazione delle misure di LHC (CMS ed ATLAS) e Tevatron (CDF e D0) è $m_{top} = 173.34 \pm 0.27$ (stat) ± 0.71 (syst) GeV, con incertezza totale di 0.76 GeV [9].

Il quark top decade in maniera esclusiva per interazione debole, con tempi di decadimento dell'ordine di 10^{-25} s. Questo fa sì che il quark top non abbia il tempo di adronizzare, permettendo, come vedremo, misure dirette di diverse quantità.

L'adronizzazione definisce il processo di formazione degli adroni a partire da quark e gluoni. A causa del fenomeno del confinamento del colore, quark derivanti dalle collisioni ad alta energia si combinano con quark e antiquark creati spontaneamente dal vuoto per formare adroni.

Il quark top, come detto sopra, decade per interazione debole, tramite il processo $t \rightarrow Wq'$, dove q' sta per un quark tra d, s e b . Nella quasi totalità dei casi, però, il decadimento è del tipo $t \rightarrow Wb$ (Figura 3.1). Questo conduce ad un valore di $|V_{tb}|$ molto maggiore rispetto a quello di $|V_{ts}|$ e $|V_{td}|$, ed equivalentemente a dire che la frazione di decadimento (*branching fraction*) del quark top, in questo canale, $R = BR(t \rightarrow Wb) / BR(t \rightarrow Wq)$, con q somma dei quark d, s e b , è molto prossima ad 1 [10].

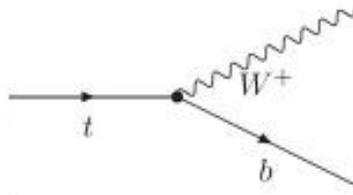
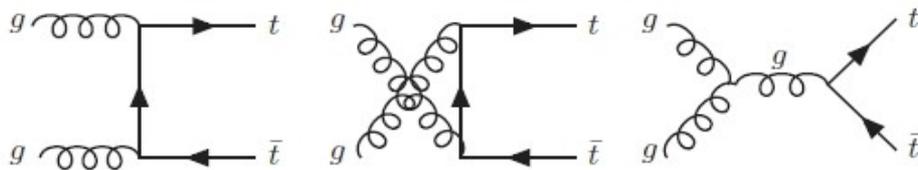


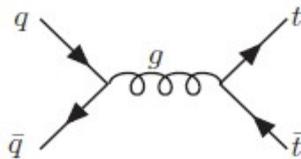
Figura 3.1: Diagramma di Feynman relativo al decadimento del quark top.

3.2 Processi di produzione e decadimento

La produzione del quark top può avvenire sia attraverso interazione forte che debole. Nel caso di interazione forte, il processo dominante di produzione è la creazione di coppie top-antitop, processo che può avvenire attraverso una fusione di gluoni o tramite annichilazione quark-antiquark. Sono riportati, in Figura 3.2, i diagrammi di Feynman di questi processi.



(a)



(b)

Figura 3.2: Produzione coppie top-antitop per interazioni forti: (a) $gg \rightarrow t\bar{t}$ (b) $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$.

Il principale meccanismo di produzione, nel caso di interazione debole, è il top singolo. Esistono tre diversi canali di produzione, il canale-s, il canale-t e il processo di produzione associata tW , riportati in Figura 3.3.

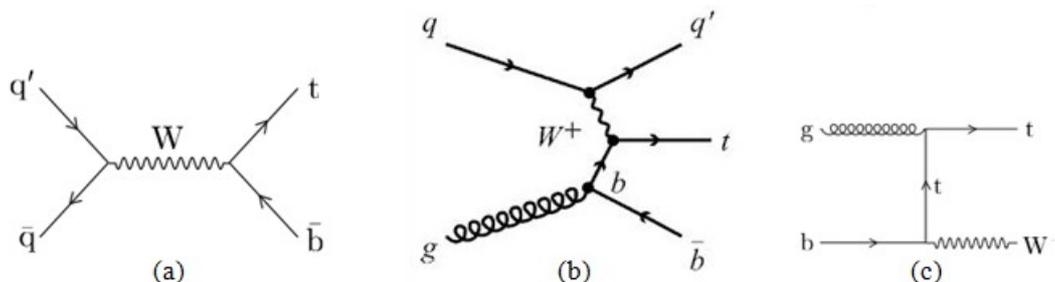


Figura 3.3: Produzione quark top singolo per interazione debole: (a) canale-s, (b) canale-t, (c) produzione associata tW .

In particolare il canale-s, oggetto di studio, è un processo a corrente carica e consiste nell'annichilazione quark-antiquark e la produzione di un quark top ed un antibottom (o equivalentemente in un antitop ed un bottom).

La produzione di quark top singolo è stata osservata per la prima volta nel 2009 dagli esperimenti D0 [11] e CDF [12] al Tevatron. Il decadimento solitamente considerato è $t \rightarrow Wb \rightarrow l\nu_l b$, ovvero quello in cui il bosone W decade in leptone e rispettivo neutrino $l\nu_l$, in quanto, a differenza del canale di decadimento adronico, più conveniente per discriminare il segnale dal fondo.

Lo studio della produzione di quark top singoli è interessante per varie ragioni. Essa costituisce un test importante del MS ed è importante misurare tutti e tre i modi di produzione, poiché essi sono sensibili in modo differente al vertice Wtb . Inoltre dallo studio dei prodotti di decadimento del top, si possono ricavare diverse proprietà di questo quark, come spin, carica e massa. Proprio la massa del top ha un importante ruolo nella fisica del MS. In primo luogo poiché pur essendo un parametro fondamentale non abbiamo previsioni teoriche del suo valore, comportando la necessità di misure con la più alta precisione possibile; inoltre il quark top, proprio in virtù della sua grande massa, ha un rapporto privilegiato con il bosone di Higgs, facendo ipotizzare che giochi un ruolo speciale nella rottura della

simmetria elettrodebole.

Risulta importante anche lo studio della sezione d'urto dei processi a top singolo. Attraverso queste misure è possibile effettuare misure dirette dell'elemento di matrice V_{tb} della matrice CKM, essendo $|V_{tb}|^2$ direttamente proporzionale alla sezione d'urto σ , permettendo la ricerca di eventuali discrepanze dal valore teorico. In aggiunta, data la produzione tramite interazione elettrodebole, un'altra interessante proprietà da misurare è la polarizzazione del quark top. I quark top risulterà avere sempre elicità negativa. Poiché decade prima di adronizzare, questa caratteristica sarà trasferita ai suoi prodotti di decadimento. In particolare la distribuzione dell'angolo polare con cui emerge il leptone carico rispetto all'asse di spin del quark top, risulterà proporzionale a $(1 + \cos\theta)$.

Possiamo dire, infine, che c'è un interesse speciale, in LHC, per la produzione di top singolo in canale-s, poiché molto sensibile a diversi modelli di nuova fisica che comportano mediatori non-MS, come W' o il bosone di Higgs carico.

Capitolo 4

Misura della sezione d'urto

In questo capitolo verrà discusso lo studio effettuato per misurare la sezione d'urto di produzione del top singolo nel canale-s, eseguito utilizzando dati di collisioni forniti da LHC e raccolti da CMS nel 2012 ad un'energia di centro di massa di 8 TeV, corrispondenti ad una luminosità integrata di 19,7 fb⁻¹.

4.1 Concetti introduttivi

Un parametro importante di un acceleratore è la luminosità istantanea. La luminosità per un acceleratore circolare di adroni è data da:

$$L = \frac{\gamma f k_B N_p^2}{4 \pi \sigma^*} F \quad (4.1)$$

dove γ rappresenta il fattore di Lorentz per i protoni, f è la frequenza di rivoluzione, k_B è il numero dei *bunches* (pacchetti di protoni), N_p è il numero di protoni per *bunch*, σ^* è la sezione trasversa dei *bunches* e F è un fattore geometrico che tiene conto dell'angolazione a cui si incontrano i fasci. La luminosità istantanea di design di LHC è di $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, che si traduce circa in 1 miliardo di interazioni protone-protone al secondo. Un aumento della luminosità si potrebbe ottenere

migliorando la collimazione dei fasci, o aumentando il numero di particelle del fascio; per contro ciò comporterebbe una maggiore probabilità di collisioni p-p contemporanee, contaminando le segnature sperimentali dei processi considerati come segnale con le segnature di altri eventi di collisione simultanei (*pile-up*). Viene definita luminosità integrata la luminosità istantanea integrata nel tempo:

$$L_{integrata} = \int L dt \quad (4.2)$$

La sezione d'urto determina la probabilità con la quale avviene un determinato processo di fisica. Si definisce R_{tot} il numero di eventi totali nell'unità di tempo:

$$R_{tot} = \frac{dN}{dt} = L \cdot \sigma_{pp} \quad (4.3)$$

dove σ_{pp} rappresenta la sezione d'urto totale per il processo protone-protone. Il numero totale di collisioni registrate in un lasso di tempo sarà dato dall'integrazione nel tempo di questa quantità.

In generale la sezione d'urto di un determinato processo viene misurata fissando una serie di tagli di selezione che hanno lo scopo di ottimizzare il rapporto segnale/rumore. La sezione d'urto sperimentale si ottiene dall'equazione:

$$\sigma_{sper} = \frac{N_{sig}}{\epsilon \int L dt} = \frac{N_{obs} - N_{bkg}}{\epsilon \int L dt} \quad (4.4)$$

dove:

- N_{sig} è il numero stimato di eventi del segnale.
- N_{obs} è il numero di eventi osservati nei dati dopo aver applicato i tagli di selezione;
- N_{bkg} è il numero stimato di eventi di fondo che può essere stimato da simulazioni Monte Carlo o direttamente dai dati;
- ϵ è l'efficienza della selezione, misurata dalle simulazioni Monte Carlo per il particolare processo che stiamo considerando;
- l'integrale di L è la luminosità integrata nel tempo di durata della presa dati.

La predizione del MS della sezione d'urto totale di produzione di quark top singolo nel canale-s ad LHC a 8 TeV è 5.55 ± 0.08 (scale) ± 0.21 (PDF) pb [13].

4.2 Simulazione degli eventi

I generatori Monte Carlo utilizzano una classe di algoritmi computazionali che ci forniscono una simulazione dei processi di segnale e fondo cui siamo interessati. La simulazione in generale avviene in due passi successivi:

- generazione del processo di interazione che stiamo considerando a partire dalle collisioni pp ad alta energia;
- simulazione della risposta del rivelatore, simulando i vari processi fisici ai quali vanno incontro le particelle e simulando la risposta del *detector* in modo tale da ottenere lo stesso *output* prodotto dai dati reali.

A questo punto gli eventi Monte Carlo possono essere trattati dallo stesso programma di ricostruzione che viene usato per i dati reali.

4.3 Selezione degli eventi

Il primo passo dell'analisi consiste nella ricostruzione e selezione degli eventi. La ricostruzione avviene attraverso vari criteri per l'identificazione degli oggetti fisici, la selezione degli eventi attraverso tagli su diverse variabili cinematiche, quali possono essere il momento trasverso del leptone o energia trasversa mancante (E_t^{miss}). Quest'ultima è definita come la parte mancante della somma vettoriale degli impulsi trasversi di tutti gli oggetti fisici ricostruiti nel rivelatore (leptoni, *jets*, ossia gruppi di particelle collimate provenienti dalla frammentazione di quark e gluoni, ecc.). Se tutte le particelle prodotte nella collisione fossero rivelate l'energia trasversa sarebbe bilanciata e non ci sarebbe energia trasversa mancante. Lo sbilanciamento viene prodotto da particelle come i neutrini che non interagiscono nel rivelatore e dall'energia persa a causa di particelle che attraversano le zone cieche del *detector*. La selezione viene eseguita per arricchire il campione di dati in eventi di segnale. Il nostro segnale, il canale-s, è caratterizzato dalla presenza di un muone o elettrone isolato nello stato finale e da due quark b , provenienti uno dal top

e l'altro ricolante dal top. Verranno, in questo lavoro di tesi, presi in considerazione solo i processi muonici.

La ricostruzione degli eventi avviene tramite un algoritmo che combina le informazioni provenienti da tutti i sottorivelatori (*Particle Flow* [14]).

I muoni vengono ricostruiti combinando le informazioni provenienti dallo spettrometro a muoni e dall'*Inner Detector*. I candidati muoni vengono selezionati solo se hanno un impulso trasverso $p_T > 26$ GeV/c e una pseudorapidità $|\eta| < 2.1$. I possibili muoni devono essere sufficientemente isolati da altra attività nel *detector*. L'isolamento viene definito considerando un cono di raggio $\Delta R = 0.4$ attorno al candidato muone, con $\Delta R = ((\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2)^{1/2}$, nel quale si misura l'energia trasversa totale depositata.

Queste richieste sui muoni, vengono definite di tipo *tight*. Un evento è selezionato se è presente uno ed un solo muone *tight*, questo per ridurre gli eventi dileptonici provenienti da processi $t\bar{t}$. Vengono rigettati eventi che presentano muoni *loose* addizionali, ossia muoni con $p_T > 10$ GeV/c e $|\eta| < 2.5$.

Per quanto riguarda i *jets*, invece, i depositi energetici nei calorimetri vengono calibrati usando fattori di correzione in funzione di energia e pseudorapidità. È ricercata la presenza di due *jets*, i quali abbiano almeno $p_T > 40$ GeV e una pseudorapidità $|\eta| < 4.5$. Un'ulteriore richiesta è che i due *jets* siano entrambi classificati come *b-jet* (*b-tagging*): siano, cioè entrambi prodotti dall'adronizzazione di quark *b*. Per l'identificazione sono disponibili diversi algoritmi di *b-tagging* [15]. Un *jet* di adroni è classificato come un *b-jet* quando al suo interno sono presenti almeno tre adroni che possiedano una significanza del parametro d'impatto¹ maggiore di un certo valore ottimizzato per la selezione di *jets* provenienti da quark leggeri. Infine, la ricostruzione del quark top si effettua confrontando le masse ricostruite con i due quark *b* e selezionando quella che si avvicina maggiormente al valore teorico 172.5 GeV/c².

Dopo questa selezione rimarranno ancora eventi di fondo, ovvero processi fisici che

1 Viene definito parametro di impatto (IP) la distanza che i mesoni B_0 B_s , di caratteristica vita media τ , percorrono nel tempo τ . Si definisce significanza di IP come il rapporto tra IP e la sua incertezza sulla misura a CMS.

possiedono lo stesso stato finale del segnale.

Come fondo dell'analisi sono stati considerati diversi processi del MS:

- Gli altri processi con quark top singolo, canale-t e produzione associata tW ;
- $t\bar{t}$ sia tramite canale di decadimento di-leptonico che semi-leptonico;
- Bosone vettore più *jets*: $W+jets$ e $Z+jets$;
- Processi dibosonici: WW , ZZ e WZ ;
- QCD multijets, in presenza di un muone o elettrone.

Inseriamo in Tabella 4.1 il numero di eventi attesi dopo la selezione fin'ora effettuata

Tabella 4.1: Numero di eventi attesi da vari processi

Processo fisico	Numero di eventi
canale-s	272
canale-t	729
produzione associata tW	244
$t\bar{t}$	8372
$W+jets$	645
$Z+jets$	211
Dibosoni	78
QCD	400
Totale MC	10951
Dati	12593

Visto che i fondi sono ancora predominanti, ricerchiamo variabili che presentino una buona separazione segnale fondo per ottenere una stima della sezione d'urto. Le variabili che andiamo a considerare, mostrate in figura 4.1 con simulazioni normalizzate ai dati, sono:

- $m_{T,W}$: la massa trasversa del bosone W , ricostruita dal leptone e dall'energia mancante. Questa variabile tiene traccia dei momenti del leptone e del neutrino, così come della loro correlazione angolare, presentando un chiaro picco jacobiano per la coppia leptone-neutrino provenienti dal bosone W . Questa variabile ha un forte potere discriminatorio tra eventi in cui è presente

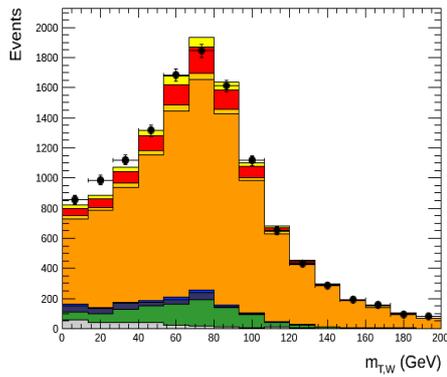
un singolo bosone W (per esempio canale-s) da eventi in cui ci sono due bosoni, come $t\bar{t}$, in cui entrambi i t producono un W , ed eventi come i QCD Multijets che non ne producono.

$$m_{T,W} = \sqrt{(p_{T,l} + p_{T,v})^2 - (p_{x,l} + p_{x,v})^2 - (p_{y,l} + p_{y,v})^2} \quad (4.5)$$

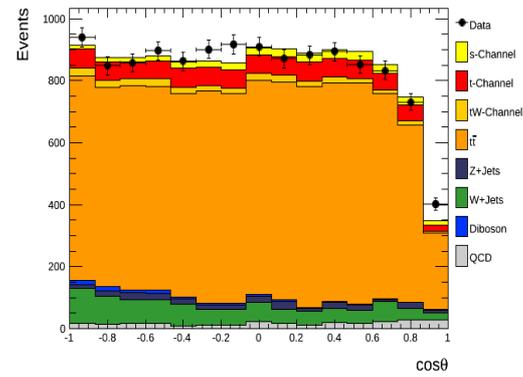
- $\cos\theta$: il coseno dell'angolo tra il leptone ed il *jet* rinculante, entrambi nel sistema di riposo del quark top. La distribuzione di questa variabile negli eventi di segnale del canale-s deriva dalla polarizzazione del quark top singolo. I quark top da processi $t\bar{t}$ sono prodotti non polarizzati.
- p_T^{bb} : il momento trasverso del sistema formato dai due *b-jets*. Nel caso si considerino coppie bb dal decadimento delle coppia $t\bar{t}$ o dalla produzione associata $W+jets$, si otterrà uno spettro più energetico rispetto agli eventi di segnale. Le coppie bb negli eventi di segnale portano una frazione più larga del momento trasverso originale del sistema che picca attorno lo zero. Quindi vedremo una percentuale maggiore di eventi di segnale per valori piccoli del momento e quasi solo fondo per valori grandi.
- H_T : la somma scalare totale delle energie dei *jets*. Gli eventi di segnale producono un ambiente con *jets* ben separati e distinguibili, producendo due soli quark b nello scattering forte, mentre, per esempio, gli eventi $t\bar{t}$ prevedono la presenza di almeno altri due quark extra. Quindi questa variabile ha un buon potere discriminatorio tra il segnale e $t\bar{t}$ in particolare.
- $m_{b,l}$: la massa invariante leptone e *b-jet*. Nel caso di quark b proveniente da t associato correttamente, il leptone ed il jet trasporteranno una frazione del momento del top. Osservando quindi un picco intorno al valore atteso della massa. In caso di associazione errata del *b-jet*, o se il quark top non è presente nell'evento, non si presenterà alcuna relazione e la distribuzione si mostrerà più piatta. In generale, per il canale-s il quark b non derivante da t ha momento più alto, mentre per eventi $t\bar{t}$ gli spettri dei quark b sono identici. Quindi, per questa variabile, si presenta un picco netto per il segnale ed una distribuzione più piatta per il fondo.
- m_{top} : la massa del top ricostruita. È un potente discriminante rispetto ai $W+jets$ e a quella parte di fondo che non contiene un quark top, presentando

una chiara struttura a picco per gli eventi di segnale.

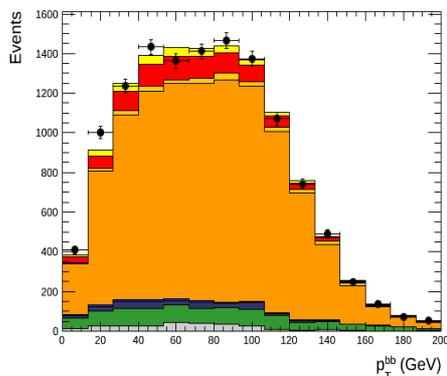
- E_T^{miss} e $p_{T,l}$: lo spettro del momento trasverso del neutrino e del leptone. Il leptone e neutrino derivanti dal decadimento del bosone W mostreranno differenze tra il segnale e il fondo principale. Si potranno infatti osservare valori più bassi nel caso del segnale, dal momento che per $t\bar{t}$ sono presenti leptoni e neutrini extra.
- *Numero di loose jets*: il numero di *jets* corrispondenti a criteri *loose*. È un forte discriminante poiché il segnale contiene al più due *jets* di adroni corrispondenti a quei criteri. Il fondo invece può contenerne in numero molto maggiore.



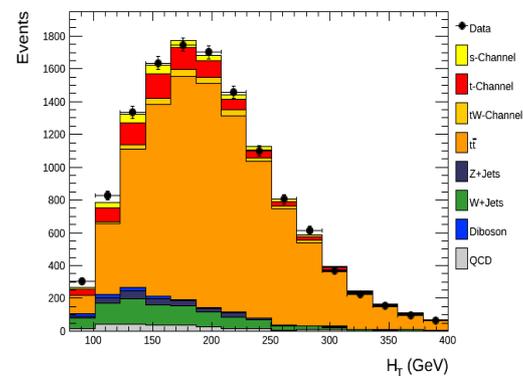
(a)



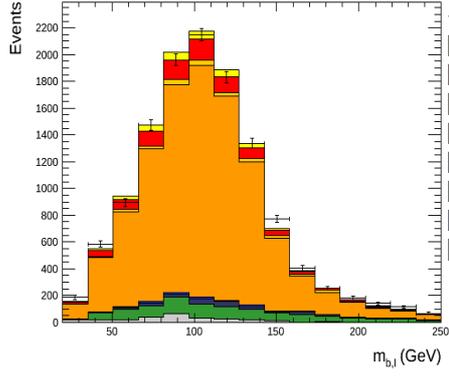
(b)



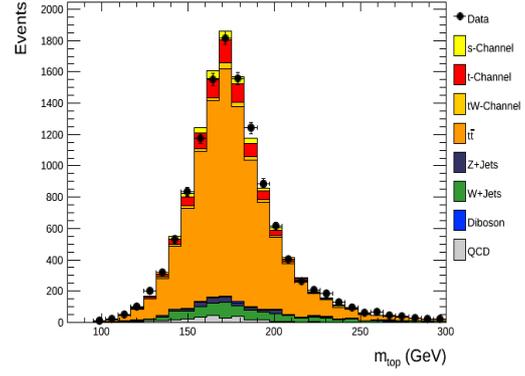
(c)



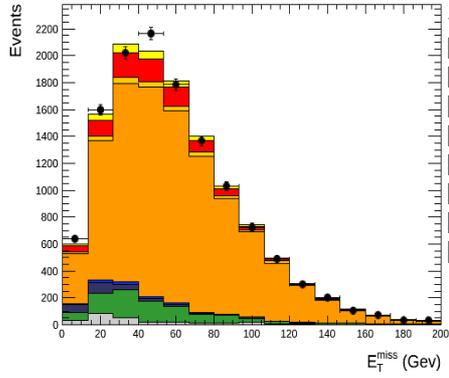
(d)



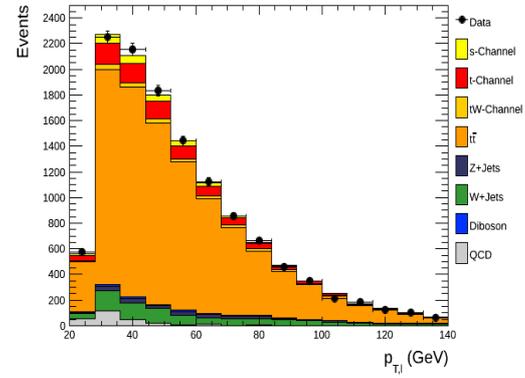
(e)



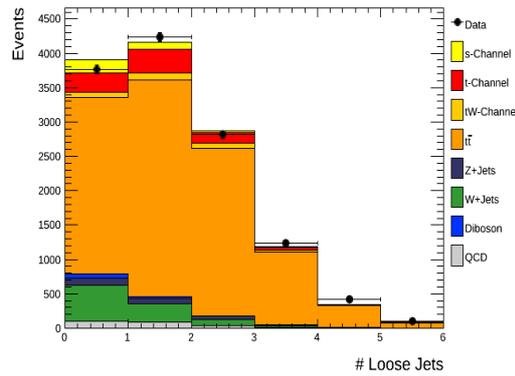
(f)



(g)



(h)



(i)

Figura 4.1: Distribuzioni delle variabili con Monte Carlo normalizzato ai dati: (a) $m_{T,W}$; (b) $\cos\theta$; (c) p_T^{bb} ; (d) H_T ; (e) $m_{b,l}$; (f) m_{top} ; (g) E_T^{miss} ; (h) $p_{T,l}$; (i) # loose jets.

Dallo studio dei grafici mostrati è stata stabilita una selezione nelle diverse variabili al fine di ridurre ulteriormente i fondi. I tagli sono stati eseguiti sulle code delle distribuzioni, considerando quelli che permettevano un aumento della significatività, dove quest'ultima è definita come:

$$\frac{\text{numero di eventi di segnale}}{\sqrt{\text{numero di eventi di segnale} + \text{numero di eventi di fondo}}} \quad (4.6)$$

Riportiamo nella Tabella 4.2 i tagli effettuati.

Tabella 4.2: Tagli sulle variabili discriminanti

Variabile	Taglio Effettuato
$m_{T,W}$	<110 GeV
p_T^{bb}	<150 GeV
H_T	>80 GeV & <280 GeV
$m_{b,l}$	<155 GeV
m_{top}	>135 GeV & <210 GeV
E_T^{miss}	<100 GeV
$p_{T,l}$	<75 GeV
Num. loose jets	<2

La significatività varia da un valore di 2.63 prima dei tagli, ad un valore di 2.93.

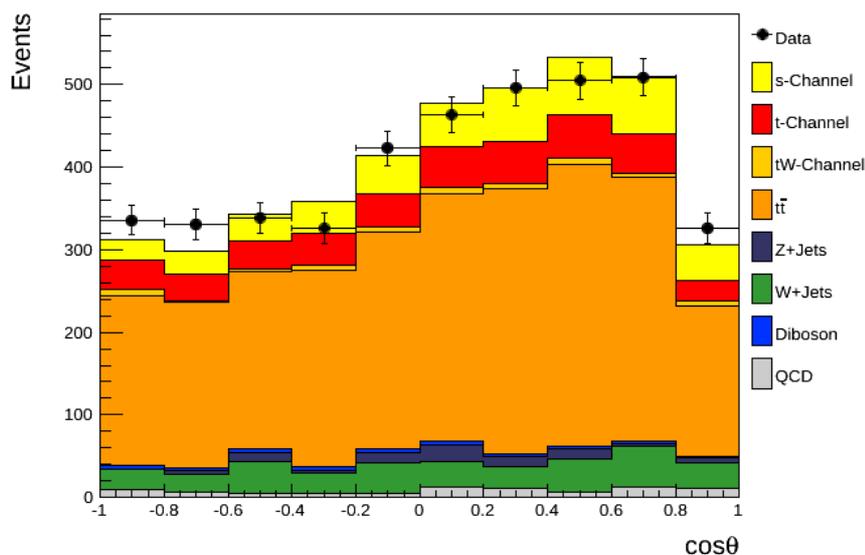


Figura 4.2: Distribuzione $\cos\theta$ dopo i tagli.

4.4 Funzione di *likelihood*

Consideriamo una variabile casuale x distribuita secondo una funzione di densità di probabilità $f(x;\theta)$. Supponiamo nota $f(x;\theta)$, ma non sia noto il valore del parametro θ . Allora la stima del parametro potrà essere eseguita attraverso il metodo di massima verosimiglianza (*maximum likelihood*), utilizzando il campione di dati che si ha a disposizione. Supponendo che la misura di una variabile x sia stata ripetuta n volte: x_1, \dots, x_n . Se le x_k sono indipendenti tra di loro ed ognuna di esse segue una differente $f(x_k;\theta)$, si definisce funzione di *likelihood* il prodotto delle singole distribuzioni di probabilità:

$$L(\theta) = \prod_{k=1}^n f(x_k; \theta) \quad (4.7)$$

Nella funzione di *likelihood* i dati campionari sono fissati, mentre il valore del parametro incognito può variare. Quindi la *likelihood* deve essere vista come una funzione del solo parametro che ci indica quanto è plausibile uno specifico valore del parametro ignoto, una volta che sia stato osservato un dato campione di misure. Il miglior stimatore di θ è quello per cui la $L(\theta)$ è massima.

Per molte applicazioni risulta più semplice usare il logaritmo naturale della funzione di *likelihood*. Questo poiché la funzione logaritmica trasformerà la produttoria in una somma. Trovare il massimo di una funzione quindi, richiedendo l'utilizzo di derivate, risulterà di più semplice risoluzione.

$$\log L(\theta) = \sum_{k=1}^n \log f(x_k; \theta) \quad (4.8)$$

Nel caso di un grande campione di dati, considerando m_{tot} osservazioni della variabile casuale x , la funzione di *likelihood* diventa difficile da calcolare poiché bisogna sommare i logaritmi dei valori delle distribuzioni di densità di probabilità per ogni valore di x_k . In questi casi, si possono raggruppare i valori in un istogramma ad m bins, con $\mathbf{m}=(m_1, \dots, m_N)$ vettore di dati con valore di aspettazione $\mathbf{v} = (v_1, \dots, v_N)$

dato da:

$$v_i(\theta) = m_{tot} \int_{x_i^{min}}^{x_i^{max}} f(x; \theta) dx \quad (4.9)$$

dove con x_i^{min} e x_i^{max} si sono indicati i *bin* limite.

La funzione di *likelihood* corrisponderà a:

$$L(\theta) = \prod_{i=1}^N f(m_i; v(\theta)) \quad (4.10)$$

La funzione di *likelihood* utilizzata per il *fit* è quindi la seguente:

$$L(N_s, N_{b1}, N_{b2}; \cos\theta_1, \dots, \cos\theta_n) = e^{-N_s - N_{b1} - N_{b2}} \prod_{k=1}^n (N_s \cdot P_s(\cos\theta_k) + N_{b1} \cdot P_{b1}(\cos\theta_k) + N_{b2} \cdot P_{b2}(\cos\theta_k)) \quad (4.11)$$

dove N_s , N_{b1} e N_{b2} sono i numeri di eventi di segnale e fondo, n è il numero di eventi osservati, P_s, P_{b1} e P_{b2} sono funzioni di densità di probabilità.

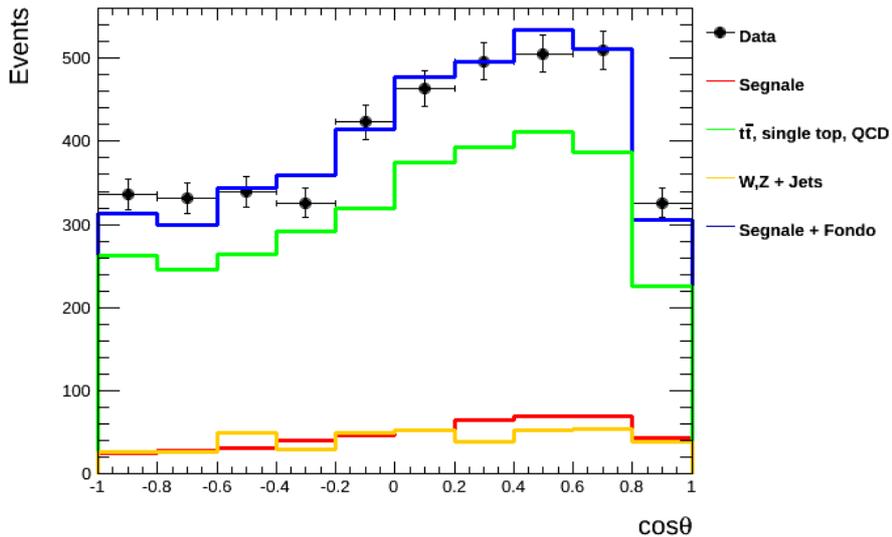


Figura 4.3: Fit di $\cos\theta$.

Per stimare la sezione d'urto inclusiva del top singolo nel canale-s è stato eseguito un

fit binnato di *maximum likelihood*, utilizzando come parametri liberi il numero di eventi di segnale (N_s) e di due fondi (N_{b1}, N_{b2}), uno comprendente *W+jets* e *Z+jets* ed un altro tutti i restanti fondi. Come funzioni P_s, P_{b1} e P_{b2} sono stati utilizzati i *templates*, ossia gli istogrammi, ottenuti dalla simulazione. Si sono così calcolati i valori che massimizzavano la nostra funzione, riportati in Tabella 4.3, facendo uso del *software* di analisi dati ROOT [16].

Tabella 4.3: Valori di massimizzazione della *likelihood*

Parametro	Valore	Errore
N_s	466	219
N_{b1}	3615	215
N_{b2}	412	103

Per stimare la significanza statistica del nostro segnale utilizziamo il *likelihood ratio*, ovvero il profilo della funzione di *likelihood*. Il test consiste nel minimizzare la funzione:

$$-2 \ln \lambda(N_s) = -2 \ln \left(\frac{L(N_s, \hat{N}_{b1}, \hat{N}_{b2})}{L(\hat{N}_s, \hat{N}_{b1}, \hat{N}_{b2})} \right) \quad (4.12)$$

Dove a denominatore c'è il valore della funzione di *likelihood* dal *best fit* dei dati, mentre a numeratore il valore della funzione di *likelihood* fittata per N_{b1} e N_{b2} per differenti ipotesi di N_s .

Dal teorema di Wilks tale funzione è approssimabile ad un χ^2 con un grado di libertà, tale che:

$$-2 \ln \lambda(N_s) = -2 (\ln L(N_s) - \ln L(\hat{N}_s)) = n_\sigma^2 \quad \text{con} \quad n_\sigma = \frac{N_s - \hat{N}_s}{\sigma}$$

dove n_σ rappresenta quante deviazioni standard gaussiane il segnale misurato (\hat{N}_s) dista dall'ipotesi N_s .

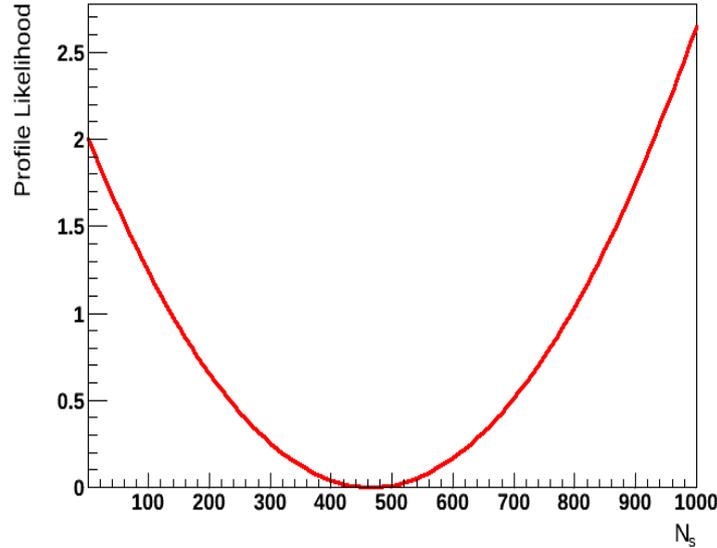


Figura 4.4: Profilo della *likelihood*.

Se consideriamo $N_s = 0$, l'intercetta del profilo della *likelihood* ci fornirà la stima di quante deviazioni standard gaussiane il segnale misurato dista dall'ipotesi nulla di assenza di segnale. Come si può vedere dalla figura 4.4 si ottiene $n_\sigma = 2$.

4.5 Misura sezione d'urto

Ricordando l'equazione 4.3, essa ci consente di relazionare il numero di eventi di segnale con la sezione d'urto del processo studiato. Integrata rispetto al tempo, questa equazione, fornisce per il canale-s la relazione:

$$L_I \cdot \sigma_{s-ch} = N_{s-ch} \quad (4.13)$$

otterremo quindi una sezione d'urto sperimentale:

$$L_I \cdot \sigma_{s-ch}^{sper} \cdot \varepsilon^{sper} \cdot \alpha^{sper} = N_{s-ch}^{sper} \quad (4.14)$$

Dove ε rappresenta l'efficienza dei tagli effettuati ed α l'accettanza, ossia la frazione di eventi generati le cui particelle nello stato finale rientrano nella copertura angolare del rivelatore. Questi valori comporteranno una diminuzione del numero di eventi, rispetto alla formula teorica 4.13. Per gli eventi attesi da simulazioni Monte

Carlo si avrà una relazione:

$$L_I \cdot \sigma_{s-ch}^{att} \cdot \varepsilon^{att} \cdot \alpha^{att} = N_{s-ch}^{att} \quad (4.15)$$

Possiamo dunque ottenere una stima della sezione d'urto sperimentale, confrontando le equazioni 4.14 e 4.15 e assumendo che i valori dell'efficienza dei tagli e dell'accettazione del *detector* siano uguali nelle due relazioni osservata e attesa. Si ottiene dunque la relazione:

$$\sigma_{s-ch}^{sper} = \frac{N_{s-ch}^{sper}}{N_{s-ch}^{att}} \cdot \sigma_{s-ch}^{att} \quad (4.16)$$

dove : $N_{s-ch}^{att} = 166$ e $N_{s-ch}^{sper} = 466 \pm 219$

per cui il valore ottenuto per la sezione d'urto sperimentale è;

$$\sigma_{s-ch}^{sper} = 15.6 \pm 7.3 \text{ (stat) pb.}$$

Conclusioni

Lo studio svolto ha lo scopo di effettuare una misura della sezione d'urto di produzione del quark top singolo nel canale-s. Il lavoro è iniziato con la selezione di un campione di eventi arricchito di segnale, analizzando la catena di decadimento $t \rightarrow bW \rightarrow b\mu\nu_\mu$. Per una discriminazione del nostro segnale dal fondo sono state selezionate 9 variabili sulle quali sono stati effettuati dei tagli. Si è quindi compiuto un *fit* di massima verosimiglianza basato sulla distribuzione della variabile $\cos\theta$ per stimare il numero di eventi di segnale presenti nel campione di dati analizzato, stimandone poi la significanza statistica con il metodo del *profile likelihood*. Infine, la sezione d'urto così misurata è risultata essere:

$$\sigma_{s-ch}^{sper} = 15.6 \pm 7.3 \text{ (stat) pb.}$$

Il valore ottenuto di σ differisce dal valore atteso dal Modello Standard di poco più di una deviazione standard. L'errore ottenuto è un errore solo di tipo statistico, resterebbero da valutare una serie di incertezze sistematiche di origine strumentale e teorica, come le incertezze sull'energia di scala dei *jets* e quelle dovute all'efficienza del *b-tagging* fra le prime, e le incertezze sui modelli dei fondi fra le seconde.

Per ridurre l'incertezza statistica sulla misura si potrebbe includere, ad esempio, il canale elettronico di decadimento del top, si potrebbero utilizzare criteri meno restrittivi sul *b-tagging* e, infine, si potrebbe includere nell'analisi anche il campione di dati raccolto a CMS nel 2011 ad un'energia di centro di massa di 7 TeV.

Bibliografia

[1] “*LHC machine*”, Journal of Instrumentation 3 no.8, (2008) S08001.
<http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08001>.

[2] ATLAS Collaboration, G. Aad, *et al*, “*The ATLAS experiment at the CERN LHC*”, Journal of Instrumentation 3 no.8, (2008) S08003.
<http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08003>.

[3] CMS Collaboration, S. Chatrchyan, *et al*, “*The CMS experiment at the CERN LHC*”, Journal of Instrumentation 3 no.8, (2008) S08004.
<http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08004>.

[4] ATLAS Collaboration, “*Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*”,
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931200857X>.

[5] CMS Collaboration, “*Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*”,
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008581>.

[6] K.A. Olive *et al.* (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 38, 090001 (2014).

[7] S. Glashow, “*Partial-Symmetries of weak interactions*”, Nuclear Physics, 22:579-588, (1961).

- [8] S. Weinberg, “*A model of leptons*”, Phys. Rev. Lett., 19:1264-1266, (1967).
- [9] The ATLAS, CDF, CMS, D0 Collaboration, “*First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass*”, <http://arxiv.org/abs/1403.4427>.
- [10] CMS Collaboration, “*Measurement of the ratio $B(t \rightarrow Wb)/B(t \rightarrow Wq)$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$* ”, <http://arxiv.org/abs/1404.2292>.
- [11] The D0 Collaboration: V.M. Abazov, *et al*, “*Observation of Single Top-Quark Production*”, <http://arxiv.org/abs/0903.0850>.
- [12] The CDF Collaboration: T. Aaltonen, *et al*, “*First Observation of Electroweak Single Top Quark Production*”, <http://arxiv.org/abs/0903.0885>.
- [13] N. Kidonakis, “*Differential and total cross sections for top pair and single top production*”, <http://arxiv.org/abs/1205.3453>.
- [14] CMS Collaboration, “*Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and MET*”, CMS Physics Analysis Summaries, CMS-PAS-PFT-09-001.
- [15] CMS Collaboration, “*Commissioning of b -jet identification with pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$* ”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-BTV-10-001.
- [16] R. Brun & F. Rademakers, “*An object oriented data analysis framework*”, Linux Journal 1998 July Issue 51, Metro Link Inc.

Ringraziamenti

Desidero ringraziare il Prof. De Nardo ed il Dott. Lista, relatori di questa tesi, per la disponibilità e cortesia dimostratemi, e per l'aiuto fornito durante la stesura.

Un ringraziamento particolare al Dott. Mario Merola, instancabile nell'assistermi e consigliarmi.

Un ringraziamento sincero a Rosalba, costantemente al mio fianco a darmi forza.

Il ringraziamento più importante, infine, ai miei genitori, che, con il loro incrollabile sostegno morale ed economico, mi hanno permesso di raggiungere questo traguardo.