

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

**Misura della massa del quark top
all'esperimento CMS in eventi arricchiti di
single-top**

Relatori:

Prof. Giovanni De Lellis
Dott. Luca Lista
Dott. Alberto Orso Maria Iorio

Candidato:

Carmen Giugliano
Matricola N85000379

A.A. 2013/2014

Alle mie Nonne.

Indice

Introduzione	5
1 Il Modello Standard	6
1.1 Introduzione	6
1.2 La struttura del Modello Standard	6
1.2.1 Particelle fondamentali	6
1.2.2 Forze e quanti di campo	6
1.3 L'interazione elettrodebole	8
1.4 L'interazione forte	9
2 LHC e CMS	11
2.1 Evoluzione degli acceleratori	11
2.2 La fisica di LHC	12
2.3 Esperimenti principali di LHC	14
2.4 L'esperimento CMS	14
2.4.1 Il sistema di coordinate	14
2.4.2 I sottorivelatori	15
3 Il quark Top	19
3.1 Introduzione	19
3.2 I processi di produzione del quark top	20
3.3 Il quark top nel canale t	20
4 Misura della massa del quark top	24
4.1 Ricostruzione e selezione degli eventi	25
4.1.1 Definizione degli oggetti fisici	25
4.1.2 Definizione del campione di dati	27
4.2 Ricostruzione della massa del quark top	27
4.3 La metodologia di analisi	28
4.3.1 Studio delle variabili $m_{lb\nu}$ ed η_j	28
4.3.2 Strategie per l'estrazione della massa del top	31
4.3.3 Scelta della funzione di densità di probabilità	32
4.3.4 Fit finale	32
Conclusioni	36
Ringraziamenti	37
Elenco delle tabelle	38

Elenco delle figure	39
Bibliografia	41

Introduzione

Il quark top è una delle particelle fondamentali del Modello Standard. Fu osservato per la prima volta nel 1995 all'acceleratore Tevatron presso i laboratori del Fermilab negli Stati Uniti. È la particella più massiva prevista dal Modello Standard ed è caratterizzato da un tempo di decadimento molto basso che gli permette di non andare incontro al fenomeno di adronizzazione. Esso piuttosto decade tramite interazione elettrodebole e attraverso lo studio dei suoi diversi prodotti di decadimento è possibile risalire a molte delle sue proprietà, come la massa, la carica elettrica e l'elicità. Effettuare misure accurate delle suddette proprietà permette di consolidare la teoria del Modello Standard o di andare alla ricerca di indizi che potrebbero condurre a scenari di nuova fisica oltre il Modello Standard. Tutti gli studi diretti sul quark top sono effettuati grazie ad acceleratori in grado di raggiungere energie nel centro di massa sufficienti a produrre particelle così massive. Tali energie sono state raggiunte prima dal Tevatron e poi al CERN di Ginevra dall'acceleratore di protoni LHC. L'energia nel centro di massa ad LHC è tale da consentire la produzione di grandi quantità di particelle pesanti come il quark top, tanto che si parla di LHC come *top factory*. Accanto ai processi di produzione attraverso interazione forte ci sono quelli di natura elettrodebole. I primi conducono alla formazione di coppie top-antitop, i secondi, principalmente, alla produzione di top singolo. Sebbene i processi di *single-top* siano contraddistinti da una minore sezione d'urto rispetto ai processi di produzione di natura forte, il loro studio rappresenta un punto cruciale del programma di fisica del top a LHC, dal momento che consentono di effettuare misure complementari della fisica del top rispetto ai processi $t\bar{t}$. Lo scopo di questa tesi è quello di effettuare uno studio preliminare della misura della massa del top in uno dei suoi canali di produzione singola, noto come canale t , mediante l'utilizzo dei dati raccolti nel 2012 dall'esperimento CMS con energia nel centro di massa pari a $\sqrt{s} = 8$ TeV. Il canale t è, infatti, il più abbondante tra i meccanismi di produzione di top singolo e presenta una segnatura molto caratteristica che permette di distinguerlo da altri processi. Il lavoro di tesi è strutturato in quattro capitoli:

- **Capitolo 1**-Discussione dei tratti fondamentali del Modello Standard.
- **Capitolo 2**-Descrizione delle principali caratteristiche dell'LHC e dell'esperimento CMS.
- **Capitolo 3**-Presentazione delle proprietà del quark top e dei suoi meccanismi di produzione.
- **Capitolo 4**-Esposizione dell'analisi effettuata per la misura della massa del quark top.

Capitolo 1

Il Modello Standard

1.1 Introduzione

Quasi un secolo di studio di fisica delle particelle può essere racchiuso nel Modello Standard [1,2]: una teoria di grande successo le cui predizioni rendono conto di una larga classe di fenomeni che si verificano a livello subnucleare. Il Modello Standard (MS) mira a classificare i costituenti fondamentali della materia e a studiare le loro interazioni prendendo in considerazione tre delle quattro forze fondamentali.

1.2 La struttura del Modello Standard

1.2.1 Particelle fondamentali

Le particelle elementari sono i costituenti fondamentali della materia, quelli che allo stato attuale si ritengono indivisibili, e vengono classificati in tre distinte famiglie:

- *Leptoni*
- *Quark*
- *Quantità di campo, o bosoni mediatori di forza*

Ogni gruppo, ad eccezione dei bosoni mediatori di forza, consta di sei particelle che sono suddivise in tre generazioni (figura 1.2.1) ed ognuna di esse è stata osservata direttamente o indirettamente. Leptoni e quark sono fermioni di spin $1/2$, si differenziano per la massa, per il tipo di interazione alla quale sono soggette e per la loro carica elettrica avendo i primi -elettroni, muoni, tau e neutrini- carica elettrica di valore intero rispetto a quella dell'elettrone, $+1$, -1 e 0 (per i neutrini), mentre i secondi hanno tutti carica frazionaria rispetto a quella dell'elettrone $+2/3$ o $-1/3$. Ciò che differenzia però leptoni e quark di generazioni diverse è la massa: le particelle più leggere e stabili fanno parte della prima generazione, quelle più pesanti e meno stabili appartengono alla seconda e alla terza generazione. Essi interagiscono per mezzo dello scambio dei quanti di campo, i bosoni mediatori, che sono particelle con spin intero.

1.2.2 Forze e quanti di campo

Evidenze sperimentali indicano che l'universo è regolato da quattro tipi di forze:

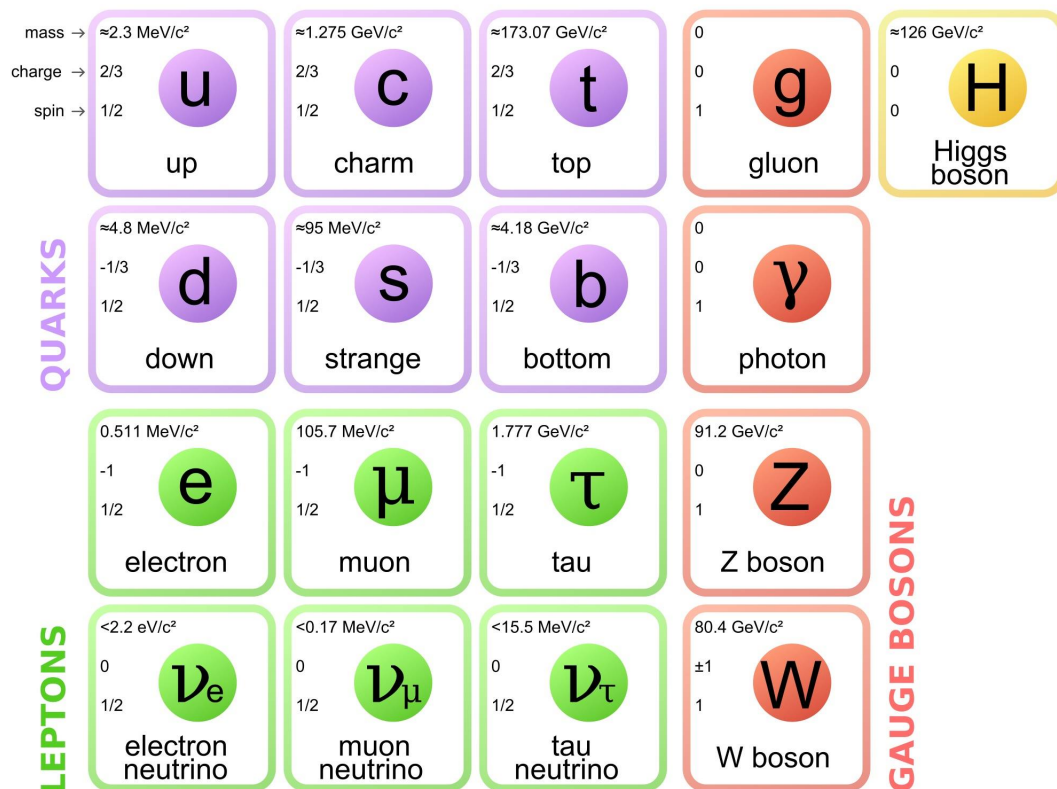


Figura 1.1: Le particelle elementari, quark e leptoni, sono suddivise in tre generazioni. Nel caso dei leptoni, i neutrini sono elettricamente neutri e sebbene il MS assuma che abbiano massa nulla, evidenze sperimentali indicano che potrebbero avere una massa diversa da zero, dell'ordine di una frazione di eV/c^2 .

- *forte*
- *debole*
- *elettromagnetica*
- *gravitazionale*

La forza di gravità e quella elettromagnetica hanno un raggio d'azione infinito ma la seconda è più intensa della prima. La forza debole e quella forte si manifestano principalmente a corto raggio d'azione, ovvero su scale atomiche e subatomiche. A dispetto del nome che porta, la forza debole, è più intensa della forza di gravità ma è meno intensa delle altre due. La forza forte, invece, è la più intensa tra le interazioni fondamentali. Il Modello Standard descrive la forza elettromagnetica, debole e forte, ovvero, tutte eccetto quella gravitazionale. Le prime due sono unificate nell'interazione elettrodebole. Nel MS le particelle scambiano tra di loro quantità discrete di energia attraverso i bosoni mediatori di campo. Ogni forza fondamentale ha il suo corrispondente bosone:

- *gluoni* per la forza forte
- *fonone* (γ), W^\pm , Z per la forza elettrodebole

L'impossibilità di includere l'interazione gravitazionale e il suo mediatore (il *gravitone*) rappresentano uno dei punti deboli del MS, il problema, però, risulta trascurabile negli attuali esperimenti di fisica delle particelle. Del Modello Standard è parte integrante il meccanismo di Higgs-Brout-Englert grazie al quale le particelle fondamentali e quelle mediatrici, tutte inizialmente poste a massa nulla per motivi di simmetria della teoria, acquistano massa tramite un meccanismo definito di rottura spontanea della simmetria che regola le interazioni elettromagnetiche e deboli, che prevede l'introduzione di una nuova particella scalare, il *bosone di Higgs* [3,4,5,6].

1.3 L'interazione elettrodebole

L'interazione elettromagnetica nel MS avviene tramite scambio di fotoni, ed interessa solo le particelle fondamentali dotate di carica elettrica. L'interazione debole, invece, ha luogo tra tutti i fermioni fondamentali (quark e leptoni) aventi *elicità* negativa, detti fermioni sinistrorsi. È descritta dallo scambio di bosoni mediatori di massa non nulla, da cui consegue la natura a corto raggio d'azione dell'interazione. La forza debole viola la conservazione di parità (**P**), di carica (**C**), del prodotto delle ultime due (**CP**), e, per il teorema (**CPT**), si attende anche un'inversione temporale (**T**). Se i bosoni mediatori di forza sono carichi (W^\pm) si parla di interazione di corrente di carica, se invece essi sono neutri (Z) allora si avrà una interazione di corrente neutra (figura 1.3). Nel confronto tra le

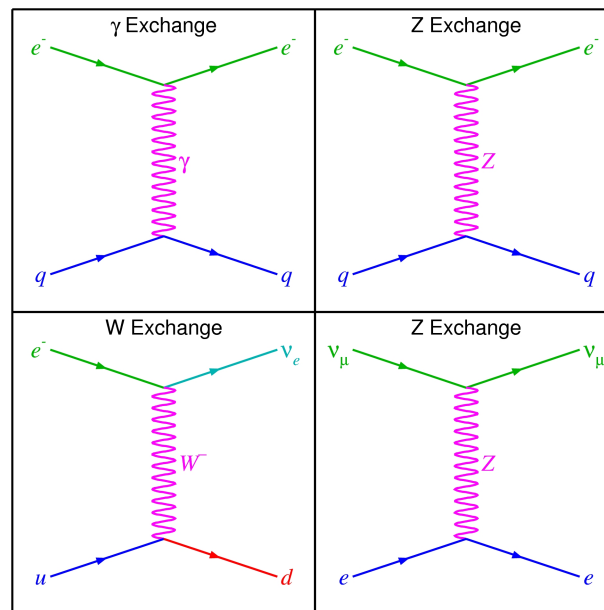


Figura 1.2: Esempi di processi di interazione elettromagnetica (primo grafico a sinistra) e debole (tutti gli altri grafici). Nel caso di scambio del bosone W si ha corrente di carica, nel caso di scambio del bosone Z si ha corrente neutra.

due forze, si nota, inoltre, che la costante di accoppiamento debole risulta dello stesso ordine di grandezza di quella elettromagnetica, nonostante le osservazioni sperimentali indichino una minore intensità delle interazioni deboli rispetto a quelle

elettromagnetiche su scale di energia minori rispetto alla massa dei mediatori deboli. Pertanto, nel MS, a grandi energie, le due forze sono unificate seguendo il modello di *Glashow-Weinberg-Salam* (GWS) [7,8,9]. L'interazione debole di corrente carica trasforma il leptone nel suo corrispondente neutrino e viceversa. Per i quark per i quark si osserva il mescolamento tra le tre generazioni (figura 1.3) e quindi il

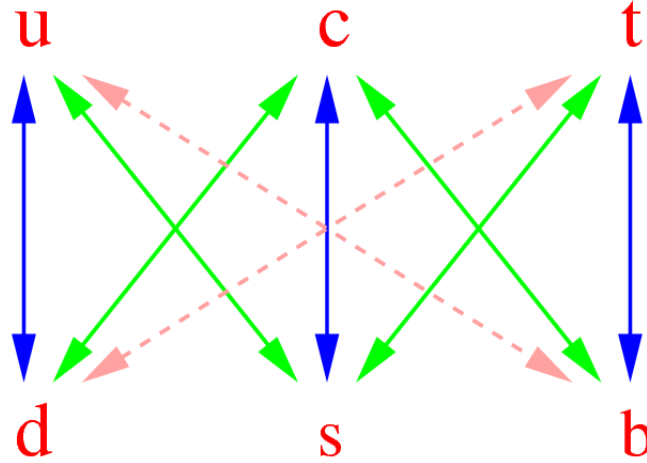


Figura 1.3: Possibili transizioni tra quark di tipo diverso. Esse avvengono tramite lo scambio del bosone W e permettono di collegare generazioni diverse. Le transizioni più probabili sono sempre quelle all'interno della stessa generazione (freccie verticali).

passaggio da un quark con carica $(Q/e) = +2/3$, ad uno con carica $(Q/e) = -1/3$. Tale fenomeno venne ben descritto da Cabibbo prima e da Kobayashi e Maskawa poi nella matrice **CKM** [10,11,12]:

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

Gli elementi della matrice CKM non sono indipendenti tra loro ma possono essere espressi per mezzo di quattro parametri: 3 angoli di Eulero e 1 fase. Il mescolamento è un processo fortemente gerarchico: le transizioni favorite sono sempre quelle tra quark della stessa generazione, esso inoltre avviene sempre attraverso lo scambio del bosone carico W. Solo facendo agire due volte il bosone W su un quark è possibile ottenere la transizione di un quark verso un altro quark di carica uguale (figura 1.3): fenomeni del genere vanno sotto il nome di FCNC (Flavor Changing Neutral Currents), sono molto rari e permettono verifiche di precisione del Modello Standard.

Anche per i neutrini esiste una matrice analoga a quella CKM detta PMNS (Pontecorvo, Maki, Nakagawa e Sakata) [13,14,15] che discende, come per i quark, dal fatto che gli autostati di massa non coincidono con quelli di interazione. Il mescolamento tra autostati diversi per i neutrini genera il fenomeno delle oscillazioni che consente di ottenere una misura indiretta della massa.

1.4 L'interazione forte

L'interazione forte interessa i quark e i *gluoni* (figura 1.4), entrambe le specie, fermioni e bosoni, possiedono infatti una carica di *colore* in analogia alla carica

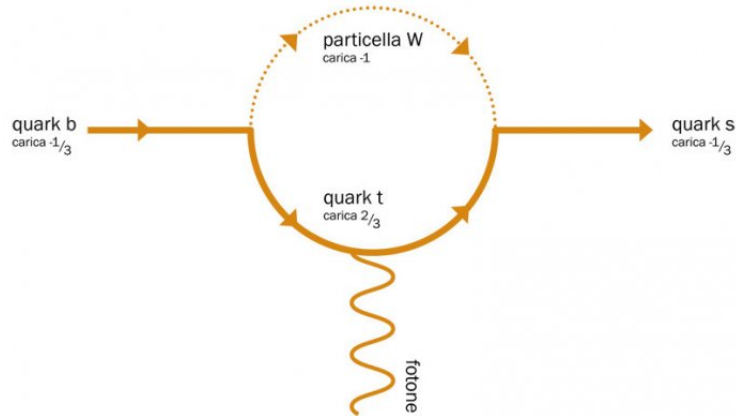


Figura 1.4: Decadimento di un quark in un altro quark di carica uguale.

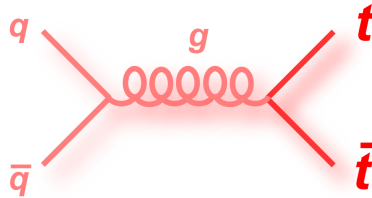


Figura 1.5: Esempio di interazione forte.

elettrica per la forza elettromagnetica. A differenza dell'interazione elettromagnetica, esistono tre tipi diversi di carica di colore: **Red**, **Green**, **Blue**. In particolare modo i gluoni sono bicolorati e la composizione di colore-anticolore rende possibile l'esistenza di otto differenti gluoni. La teoria che descrive le interazioni forti tra i quark va sotto il nome di *cromodinamica quantistica* (QCD)[16,17,18]. Due peculiari proprietà della QCD sono dovute all'interazione gluone-gluone:

- *confinamento del colore*
- *libertà asintotica*

La prima è sostanzialmente una regola per la composizione dei quark nella formazione di particelle più pesanti e rende conto del fatto che i quark non possono mai essere isolati da altre cariche di colore, ma si trovano permanentemente confinati all'interno di particelle composte a carica di colore neutra. Inoltre, la forza di colore tra due quark non diminuisce con la distanza che li separa, il che è all'origine del loro confinamento all'interno degli adroni, che possono essere composti da quark e antiquark, mesoni, o da tre quark, barioni. L'altra proprietà invece afferma che ad altissima energia –il che, per il principio d'indeterminazione di Heisenberg, equivale alle piccolissime distanze– quark e gluoni interagiscono abbastanza debolmente da poter essere trattati come particelle libere. Nel corso degli ultimi vent'anni la QCD nel regime delle alte energie ha portato a predizioni sempre più precise, che sono state verificate sperimentalmente con grande accuratezza. Questa teoria ha prodotto numerose predizioni per gli esperimenti che hanno recentemente portato alla scoperta del bosone di Higgs nelle collisioni tra protoni nell'acceleratore LHC del CERN [5,6].

Capitolo 2

LHC e CMS

2.1 Evoluzione degli acceleratori

I modelli teorici, come il MS, indicano le direzioni più promettenti nella progettazione di esperimenti. In fisica delle particelle gli acceleratori sono strumenti di indagine efficaci per sondare processi su scala subatomica. In essi vengono immessi fasci di particelle, accelerati e poi fatti scontrare o contro un bersaglio fisso o contro altri fasci. Come illustrato nel diagramma di Livingstone (figura 2.1), la

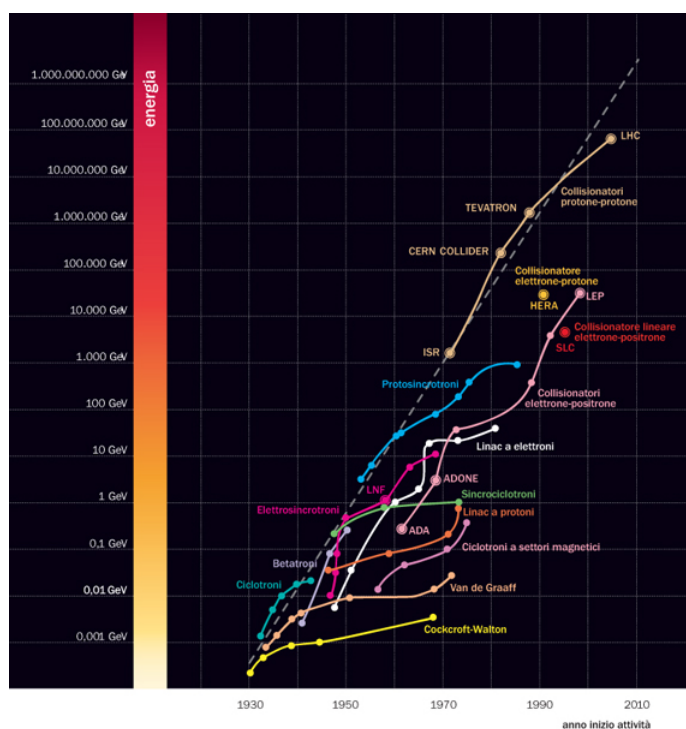


Figura 2.1: Le linee di diverso colore connettono tra loro acceleratori della stessa famiglia, identificati dall'anno di inizio attività e dall'energia del loro fascio. Nel caso dei collisionatori, però, il valore dell'energia che si legge sull'asse verticale non è quello dei loro fasci, bensì l'energia che dovrebbe avere una macchina tradizionale (fascio contro bersaglio fisso) per disporre della stessa energia del corrispondente collisionatore: con questa scelta, i due tipi di macchine hanno la stessa energia nel centro di massa, l'energia cioè che misurerebbe, in ambedue i casi, un osservatore "seduto" sul baricentro del sistema proiettile-bersaglio.

storia degli acceleratori è caratterizzata da un continuo aumento dell'energia dei

fasci per studiare nuovi processi fisici ad energie crescenti. L'incremento della massima energia accessibile nel tempo è stato esponenziale. LHC come si vede dal diagramma è in grado di far collidere due fasci di protoni caratterizzati da energie nel centro di massa pari a $\sqrt{s} = 8$ TeV, senza considerare l'attuale upgrade per ottenere energie dell'ordine dei 14 TeV. L'utilizzo di tecnologie sempre più avanzate ha portato ad un aumento delle dimensioni delle macchine e al miglioramento delle prestazioni offerte: in particolare, decisivo è stato l'utilizzo della superconduttività.

2.2 La fisica di LHC

Il Large Hadron Collider (LHC) [19] è il collisore di protoni e ioni pesanti al CERN di Ginevra: è costituito da due anelli intrecciati ed è installato all'interno dello stesso tunnel circolare, lungo 27 km, già utilizzato per il LEP (Large Electron Positron collider). LHC rappresenta solo l'ultimo elemento di una successione di macchine che accelerano le particelle e ne incrementano l'energia. Le particelle principalmente utilizzate sono protoni provenienti da gas di idrogeno. Mediante l'utilizzo di un campo elettrico si provvede a privare gli atomi di idrogeno dei loro elettroni. I protoni vengono poi accelerati, mediante cavità a radiofrequenza, passando in una serie di acceleratori lineari e circolari -(Linac2), Proton Synchrotron Booster (PSB), Proton Synchrotron (PS), Super Proton Synchrotron (SPS)- e infine immessi nei due anelli viaggiando in direzioni opposte. I fasci vengono fatti scontrare in quattro punti in prossimità dei maggiori esperimenti: ALICE [20], ATLAS [21], CMS [22] e LHCb [23]. Affinchè i fasci non sfuggano dall'anello, ma rimangano confinati in esso e ben focalizzati, sono disposti, lungo LHC, dei magneti superconduttori: i dipoli curvano il fascio lungo l'anello, i quadrupoli, invece, mantengono il fascio ben focalizzato. Al momento delle collisioni, in particolare, quando i protoni hanno ormai velocità relativistiche, il campo magnetico dei dipoli supera gli 8 Tesla ed è quindi circa 200 mila volte più intenso del campo magnetico terrestre. Per ottenere simili prestazioni i magneti superconduttori vengono portati, mediante l'utilizzo di elio superfluido, alla temperatura di 1,49 gradi Kelvin. In tali condizioni i conduttori tendono a deformarsi a causa dell'intensità del campo magnetico. Inoltre, la forza elettromagnetica tra i fasci e le correnti persistenti nel superconduttore producono forze il cui effetto è quello di rendere caotiche e instabili le traiettorie dei protoni. Un parametro di merito dell'acceleratore è la *luminosità*, che indica, fissata la sezione d'urto del processo, il numero di particelle che attraversano la superficie di impatto per unità di tempo. Più è alta la luminosità, maggiore è il numero di eventi di collisione nello stato finale. Si definisce *luminosità istantanea*:

$$L = \frac{R_{inel}}{\sigma_{inel}}$$

ovvero il rapporto tra il rate di collisioni inelastiche e la sezione d'urto inelastica per il processo p-p ed ha le dimensioni di un flusso $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Si definisce *luminosità integrata* e si misura in cm^{-2} :

$$L = \int_0^t L(t') dt'$$

La luminosità può essere misurata a partire dai parametri della macchina tenendo conto delle caratteristiche geometriche e cinematiche del fascio. Per gli acceleratori circolari essa è definita come:

$$L = \frac{F\gamma f K_B N_p^2}{4\pi\sigma^*}$$

dove:

- γ è il fattore di Lorentz per i protoni;
- f è la frequenza di rivoluzione;
- K_B è il numero dei *bunch* (grappoli di protoni);
- N_p è il numero di protoni per *bunch*;
- σ^* è la sezione trasversa dei *bunch*;
- F è un fattore geometrico e tiene conto dell'angolazione a cui si incontrano i fasci.

Nella tabella 2.1 sono riportati i valori dei parametri del fascio che determinano la luminosità riferiti ad LHC con energia di progetto.

La luminosità di un acceleratore si può migliorare ad esempio aumentando la

Simbolo	Valore
γ	7641
f	12.246 kHz
k_B	2835
N_p	$1,05 * 10^{11}$
σ^*	$16\mu\text{m}$

Tabella 2.1: Valori dei parametri del fascio riferiti ad LHC con energia di progetto.

collimazione del fascio o incrementando il numero di particelle in esso presenti. Un aumento di luminosità comporta, però, una probabilità maggiore di collisioni p-p contemporanee in quanto si possono verificare eventi prodotti all'interno del medesimo bunch-crossing generando un fenomeno che va sotto il nome di *pile-up*. Limitazioni tecnologiche al valore della luminosità del fascio sorgono quando si definiscono le caratteristiche di alcuni sistemi che hanno il ruolo di contenere, accelerare e deviare il fascio: le particelle del fascio sono soggette a rapide variazioni di moto a seguito delle quali irradiano energia e danno luogo alla cosiddetta radiazione di sincrotrone. Il sistema criogenico, quindi, oltre a raffreddare i magneti, deve essere concepito per assorbire la potenza di sincrotrone irradiata continuamente lungo la traiettoria del fascio, nonché la radiazione depositata quando parte del fascio si disperde. A LHC si osserva quindi un deterioramento della luminosità istantanea dei fasci che decresce circa dell'1% ogni 10 minuti, secondo la legge:

$$L = L_0 e^{-t/\tau} \text{ con } \tau \simeq 14\text{h.}$$

2.3 Esperimenti principali di LHC

Come si è detto, i fasci vengono fatti interagire in quattro punti diversi lungo l'anello, in corrispondenza dei quali sono dislocati gli esperimenti più grandi:

- **ATLAS**-A Toroidal Lhc ApparatuS;
- **CMS**-Compact Muon Solenoid;
- **ALICE**-A Large Ion Collider Experiment;
- **LHCb**-Large Hadron Collider beauty.

ATLAS e CMS vengono definiti *general purpose* in quanto si propongono di effettuare misure di precisione dei meccanismi del MS e di ricercare nuova fisica al di là del Modello Standard, come la supersimmetria, o nuove extra-dimensioni spaziali, utilizzando, però, tecnologie diverse. ALICE si dedica allo studio delle collisioni di nuclei pesanti (in particolar modo Pb-Pb) per meglio comprendere il fenomeno del confinamento di colore che è una conseguenza del MS. LHCb, studia le proprietà ed i meccanismi di produzione del quark b , violazioni di CP negli adroni composti dal quark b . (figura 2.3)

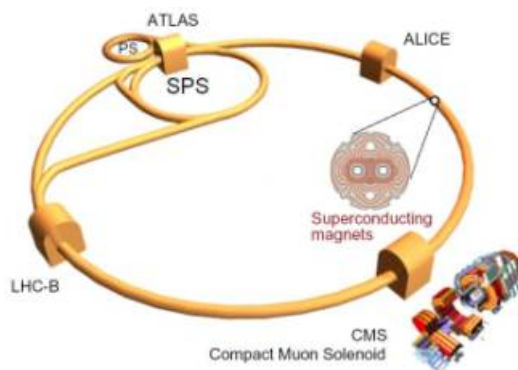


Figura 2.2: Acceleratori e rivelatori di LHC.

2.4 L'esperimento CMS

CMS è uno degli apparati sperimentali più grandi di LHC. Il rivelatore ha un diametro di 15m, è lungo 28.7m ed ha un peso totale di oltre 14000 tonnellate ed è composto di sottorivelatori capaci, ciascuno, di misurare un particolare tipo di particella o una sua proprietà. La sua struttura è basata su un magnete solenoidale costituito da una bobina superconduttrice che genera un campo magnetico interno di 3.8 Tesla. Si indica la parte centrale cilindrica con il nome di *barrel* e le sue estremità *endcap* (figura 2.4).

2.4.1 Il sistema di coordinate

Considerata la sua geometria, il sistema di coordinate a cui sovente si ricorre è orientato nel seguente modo:

- l'asse x punta verso il centro dell'anello di LHC e funge da coordinata orizzontale;

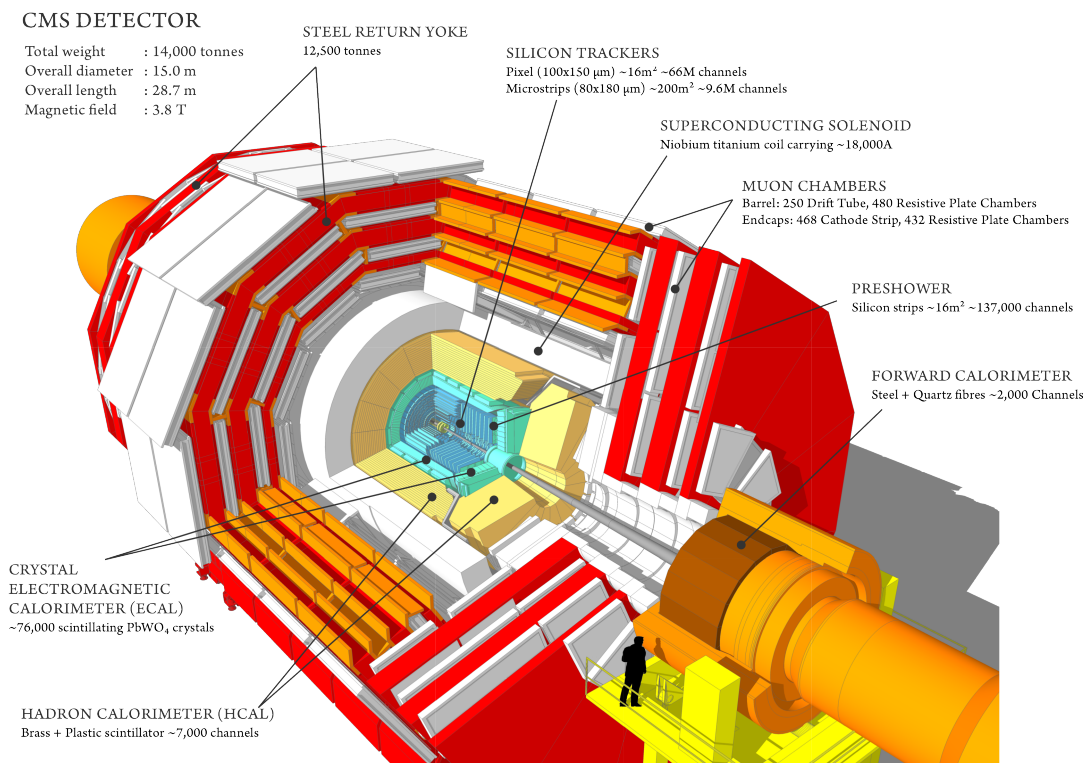


Figura 2.3: Rappresentazione tridimensionale di CMS.

- l'asse y punta verso l'alto e rappresenta la coordinata verticale;
- l'asse z è diretto lungo la direzione del fascio;
- l'angolo azimutale, ϕ , 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 θ è definito come angolo di rotazione attorno all'asse x , con l'origine sull'asse z e crescente in senso orario.

Si definisce inoltre la grandezza *pseudorapidità* indicata con η :

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$$

2.4.2 I sottorivelatori

L'apparato sperimentale di CMS è studiato in maniera da garantire la maggiore copertura angolare possibile intorno al punto di interazione in modo che nessuna informazione vada persa ma sfruttata al meglio nonostante i limiti strumentali. L'energia delle particelle che interagiscono è nota ed è determinata dai parametri dell'acceleratore, mentre l'energia delle particelle prodotte, è calcolabile a partire dai segnali che esse rilasciano nel rivelatore. Se i principi di conservazione vengono apparentemente violati, se si osservano cioè energia e quantità di moto mancanti per la chiusura cinematica dell'evento, è possibile dedurre che il rivelatore è stato attraversato da particelle che non hanno interagito. La presenza di energia

mancante si ha in caso di rivelatore non ermetico: parte dell'energia è persa nelle zone cieche e dunque aggiunta a quella dovuta alle particelle non interagenti. Per quanto detto, è bene sottolineare che la conservazione, a cui si fa riferimento, si può misurare solo nel piano $x - y$, perpendicolare alla direzione in cui si muove il fascio, dal momento che alcune particelle prodotte restano nel tubo in cui sono state accelerate e quindi non possono essere rivelate. Si può, quindi, condurre lo studio sulla natura delle particelle per mezzo di sottorivelatori specializzati a segnalare il passaggio di una specifica particella (figura 2.4.2). Segue una breve descrizione dei sottorivelatori e del magnete di CMS, andando dall'interno all'esterno rispetto al punto di collisione dei fasci.

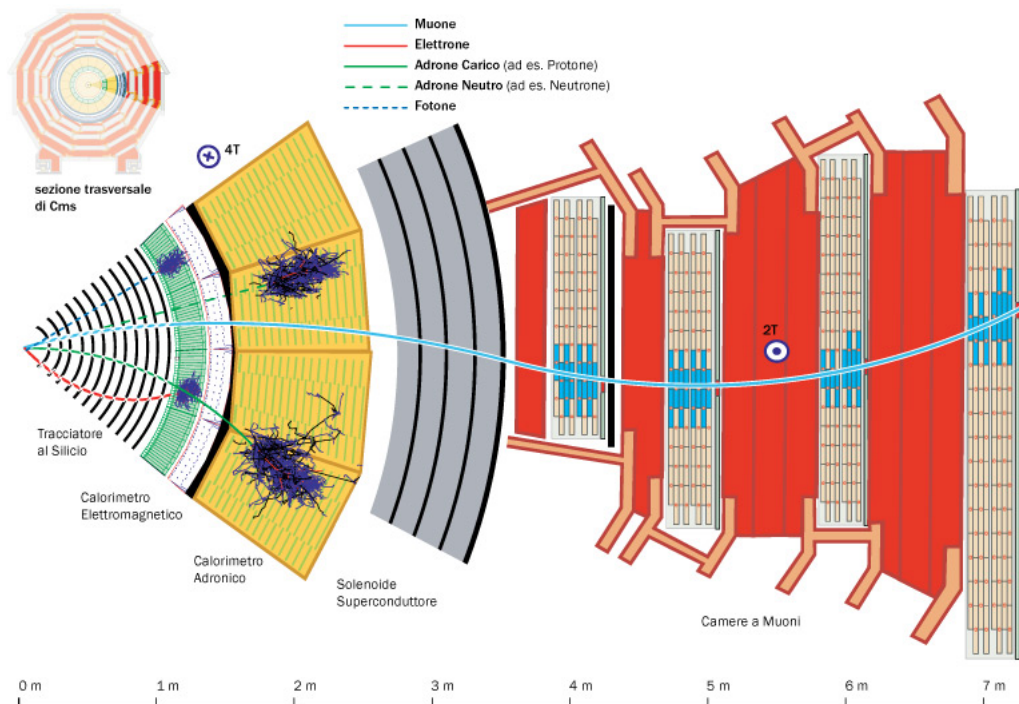


Figura 2.4: Sezione trasversale con particolare dei rivelatori.

- Il **Tracker** [24], o tracciatore, è il rivelatore più vicino al punto di collisione. È quindi, attraversato da un numero enorme di particelle (circa 10 milioni di particelle per centimetro quadrato al secondo) e ne misura le successive posizioni. Ve ne sono di due tipi: a pixel, di fondamentale importanza nella ricostruzione di particelle a brevissima vita media, e quelli al silicio. Entrambi funzionano in modo simile: attraversati da particelle cariche il materiale di cui sono fatti, silicio drogato, viene eccitato in modo da formare coppie e^- -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 con una precisione di $20 \mu\text{m}$.
- I **Calorimetri** [25,26] misurano l'energia di una particella incidente e la convertono in un segnale (elettrico, ottico, termico). Durante l'interazione con

il calorimetro le particelle incidenti possono dare luogo a sciame di particelle secondarie che vengono assorbite nello strumento. In CMS è possibile trovare sia calorimetri atti alla rivelazione di elettroni e fotoni (calorimetri *elettromagnetici* **ECAL**) che quelli deputati alla rivelazione degli adroni (calorimetri *adronici* **HCAL**). I primi, si trovano più all'interno e sono composti da cristalli di tungstato di piombo (PbWO_4), che permettono l'assorbimento di elettroni e fotoni in soli 23 cm di lunghezza. Attraversati dalle particelle, producono luce visibile che viene opportunamente raccolta e trasformata in segnale elettrico. Tale segnale all'uscita dai cristalli viene moltiplicato tramite un foto-diodo a valanga. Poiché in HCAL gli adroni decadono in altre particelle, è possibile che parte dell'energia sfugga attraverso particelle non interagenti come i neutrini senza contare il fatto che si potrebbero avere perdite laterali dovute alla non completa ermeticità del rivelatore. Per mitigare gli effetti di dispersione, il calorimetro è costituito da strati sfalsati tra loro, così da non avere zone in cui una particella potrebbe passare inosservata. Gli strati sono ottenuti dall'alternanza di denso materiale assorbitore con strati di scintillatore fluorescente. La luce di scintillazione è poi raccolta in fibre ottiche speciali che la trasmettono ai fotomoltiplicatori in grado di amplificare il segnale.

- Il **Magnete** solenoidale è composto da spire di bobina superconduttrice che producono un campo magnetico uniforme quando vi scorre una corrente elettrica. È posto a basse temperature così da rendere il materiale di cui è composto superconduttore. 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 collisioni dei fasci di LHC. Nota la traiettoria, infatti, è possibile misurare l'impulso di una particella e la sua carica elettrica. Il tracciatore ed i calorimetri (il più interno, ECAL, ed il più esterno, HCAL) sono collocati all'interno del magnete, mentre i rivelatori di muoni sono posti all'esterno della bobina. Per impedire effetti di bordo e far sì 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 giogo metallico. Il giogo è, invece, fatto di strati intervallati da rivelatori di muoni.
- Le **Camere per i muoni** [27] sono in grado di individuare i muoni che passano indisturbati attraverso i calorimetri. In CMS sono presenti camere di vari tipi: camere a deriva *Drift Tubes (DT)*, camere proporzionali con catodo segmentato in strips *Cathode Strip Chambers (CSC)* e camere resistive *Resistive Plate Chambers (RPC)* che misurano la traccia delle particelle che le attraversano e forniscono un segnale di trigger. Le DT e le RPC sono disposte su cilindri concentrici attorno alla direzione del fascio (regione barrel) mentre le CSC e le RPC formano i dischi di chiusura endcap della regione barrel. Il momento del muone viene misurato dalla traccia curva formata dall'interpolazione dei segnali che si ottengono nelle camere a muoni e tenendo conto del segnale acquisito nel Tracker.
- Il **sistema di trigger** [28] e di **acquisizione dati (DAQ)** serve a selezionare e ad 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. È quindi

indispensabile abbassare la frequenza degli eventi per permettere la scrittura su memoria di massa che avviene con una frequenza 100 Hz. Il sistema di trigger a tal fine deve essere in grado di decidere se un dato evento è fisicamente rilevante o meno e di ridurre, dopo una prima selezione, almeno di un fattore 10^6 la frequenza degli eventi in modo da consentire la scrittura su disco dei dati.

Capitolo 3

Il quark Top

3.1 Introduzione

Il quark top è il più pesante tra i quark previsti dal MS. La sua massa, ottenuta da una combinazione delle misure effettuate nei collider adronici LHC e Tevatron, è di 173.34 ± 0.76 GeV (figura 3.1) [29]. La più recente misura di CMS, 172.38 ± 0.66 GeV, in particolar modo, segna l'inizio di una nuova era nella precisione delle misure del quark top ad LHC.

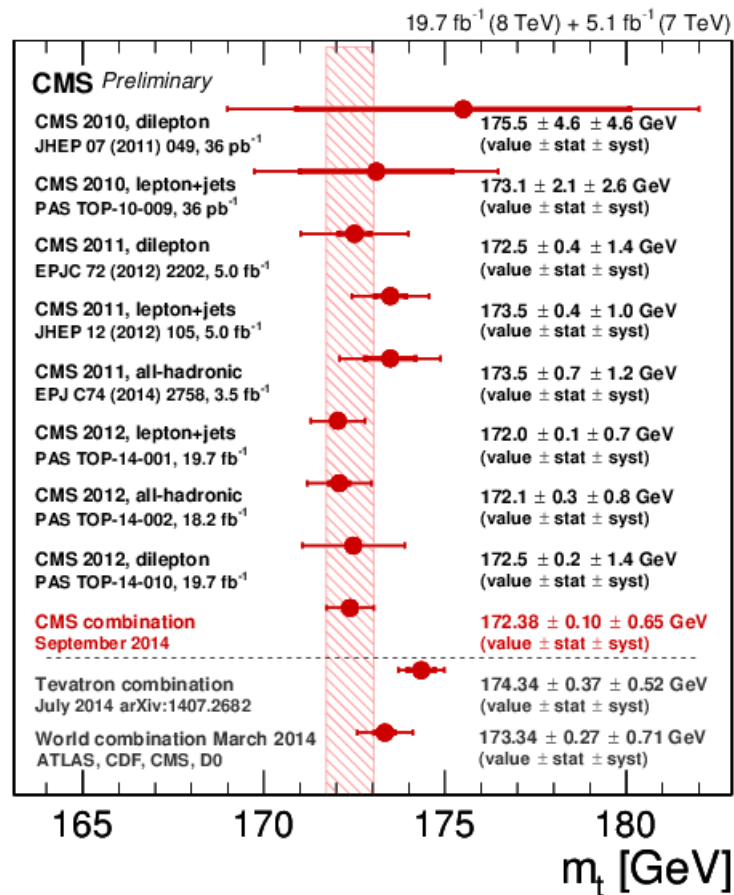


Figura 3.1: Sommario con tutte le misure della massa del quark top dell'esperimento CMS. In figura è anche mostrata la combinazione dei nuovi risultati con le precedenti misure di CMS e degli esperimenti LHC e Tevatron.[29]

Il top è caratterizzato da una vita media estremamente piccola, dell'ordine di 10^{-25} s, che è tale da permettergli di decadere tramite un processo elettrodebole prima di adronizzare. Il processo di adronizzazione, infatti, avviene in circa 10^{-24} s. Siccome il quark top non va incontro a tale fenomeno, è possibile risalire alle sue caratteristiche come lo spin, la carica, nonché la massa, mediante lo studio delle proprietà nei prodotti di decadimento. Nella maggior parte dei casi, infatti, il top decade in un bosone W e in un quark b. Dall'analisi dei dati sperimentali, risulta che le misure effettuate finora di *spin* e *carica* non si discostano dalle previsioni del MS, ovvero: $s = \frac{1}{2}$ e $\frac{Q}{e} = +\frac{2}{3}$.

3.2 I processi di produzione del quark top

Data l'elevata massa del quark top è fondamentale per la sua produzione agli acceleratori avere energie elevate nel centro di massa, raggiunte allo stato attuale solo da LHC e Tevatron. Come si è detto nel primo capitolo, i quark sono in grado di interagire sia mediante interazioni deboli che forti. I processi di produzione forti, nelle collisioni protone-protone ad LHC, sono quelli più frequenti data la maggiore sezione d'urto che li caratterizza e portano alla formazione di coppie top-antitop ($t\bar{t}$) come si vede in figura 3.2. La produzione debole, invece, porta alla

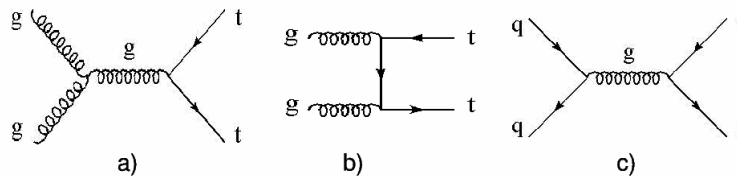


Figura 3.2: Diagrammi di Feynman per i processi di produzione forte di coppie $t\bar{t}$.

formazione di coppie top-antitop, nel caso di interazione di corrente neutra o di pura interazione elettromagnetica, e alla produzione di un top singolo (*single-top*) [35,36,37] nel caso di interazione debole di corrente carica. In particolar modo, la formazione del *single-top* si ottiene nei seguenti processi (figura 3.2):

- **Canale t** o t -channel: un quark bottom produce un top scambiando un bosone W con un altro quark.
- **Canale s** o s -channel: un quark, annichilendo con un antiquark, produce, mediante lo scambio di un bosone W, un top e un antibottom.
- **Produzione-Wt** o Wt-associated production: un quark bottom interagisce con un gluone producendo un top ed un bosone W.

3.3 Il quark top nel canale t

Il canale t è il processo dominante per la formazione del quark top singolo. Come si vede dalla tabella 3.1, la produzione del *single-top* nel canale t è il processo di interazione debole caratterizzato dalla maggiore sezione d'urto (figura 3.3). Una verifica sperimentale della produzione del *single-top* rappresenta una conferma rilevante del MS. Inoltre, tale produzione conduce ad una misura diretta dell'elemento di matrice CKM relativo al cambiamento di sapore da t a b , che teoricamente è

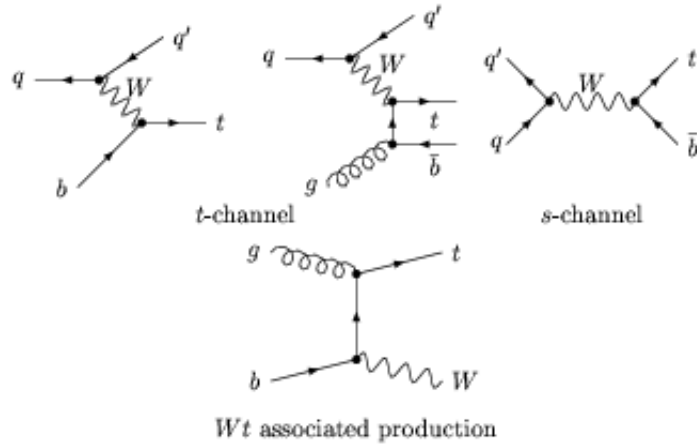


Figura 3.3: Diagrammi di Feynman per i processi di produzione debole del quark top nei canali t , s e Wt .

prossimo all'unità. In particolar modo, è possibile risalire all'elemento V_{tb} a partire dalle misure sulla sezione d'urto data la seguente proporzionalità:

$$\sigma_{t-ch} \propto |V_{tb}|^2$$

Una verifica indiretta, invece, del valore di V_{tb} può avvenire imponendo il vincolo di unitarietà alla matrice CKM e misurando gli elementi: V_{td} e V_{ts} . Deviazioni dalle predizioni del MS condurrebbero a ipotizzare altri scenari riguardanti i quark come la presenza di una quarta generazione. Lo studio del canale t , inoltre, consente di effettuare misure precise dell'elicità e della produzione asimmetrica dei quark top rispetto agli antitop. La partecipazione ad interazioni di tipo debole, comporta che i quark coinvolti abbiano elicità negativa. Ciò implica che spin e direzione del momento tendano ad essere allineati. Tale polarizzazione si ripercuote anche sulle distribuzioni angolari dei suoi prodotti di decadimento (figura 3.3). È possibile, infatti, ottenere:

$$\frac{d\sigma}{d\theta^*} \propto (1 - \alpha \cos\theta^*)$$

con θ^* angolo con cui emergono i prodotti di decadimento, calcolato rispetto all'asse di spin del quark top, e α dipendente dal prodotto di decadimento osservato, ad esempio 1 per i leptoni.

Infine, a causa dell'abbondanza di quark u , rispetto ai d , nei protoni che collidono, i quark top ed antitop non sono prodotti nella stessa quantità ma in maniera asimmetrica con un rapporto di circa 2:1. (figura 3.3)

7 TeV		
<i>Mode</i>	<i>value [pb]</i>	<i>Total uncert. [pb]</i>
top	41.80	+1.78 -1.52
antitop	22.02	+1.27 -1.16
top+antitop	63.89	+2.91 -2.52
8 TeV		
<i>Mode</i>	<i>Central value [pb]</i>	<i>Total uncert. [pb]</i>
top	54.87	+2.29 -1.94
antitop	29.74	+1.67 -1.51
top+antitop	84.69	+3.76 -3.23
13TeV		
<i>Mode</i>	<i>Central value [pb]</i>	<i>Total uncert. [pb]</i>
top	136.02	+5.40 -4.57
antitop	80.95	+4.06 -3.61
top+antitop	216.99	+9.04 -7.71
14TeV		
<i>Mode</i>	<i>Central value [pb]</i>	<i>Total uncert. [pb]</i>
top	154.76	+6.12 -5.21
antitop	93.28	+4.62 -4.11
top+antitop	248.09	+10.30 -8.82

Tabella 3.1: Valori della sezione d'urto del *single-top* a $\sqrt{s}=7, 8, 13$ e 14TeV per il top, antitop e per la loro combinazione. [30,31,32]

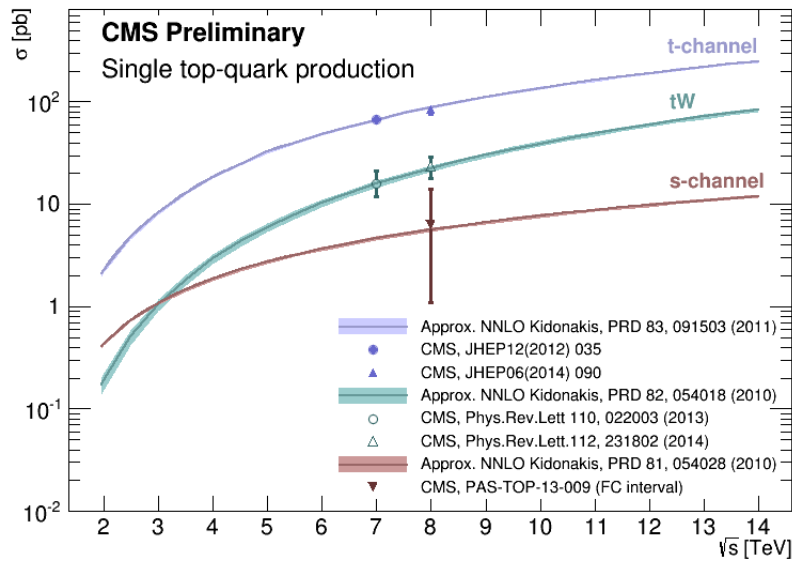


Figura 3.4: Sezione d'urto misurata da CMS come funzione dell'energia del centro di massa.[29]

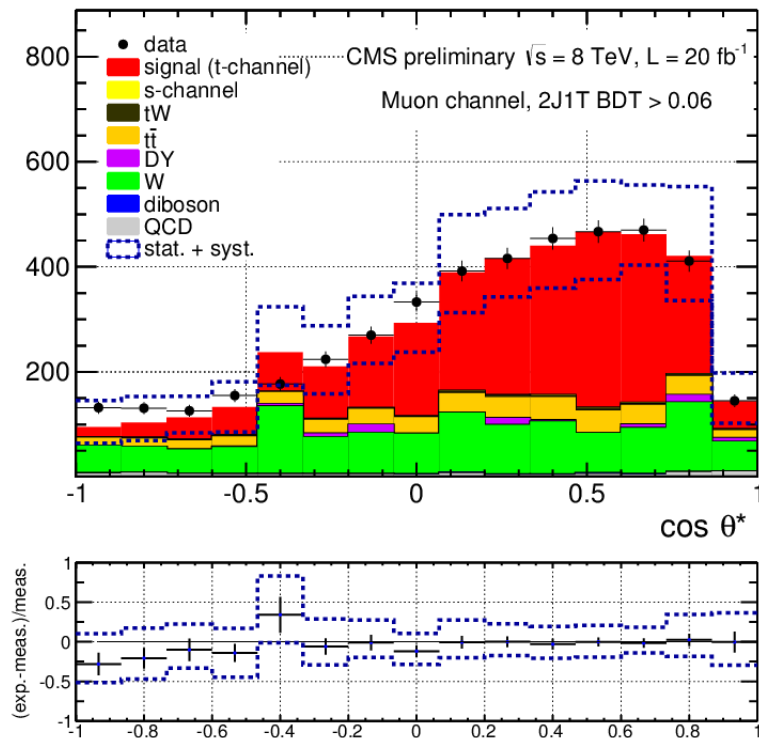


Figura 3.5: Distribuzione degli eventi in funzione di $\cos \theta^*$. [33]

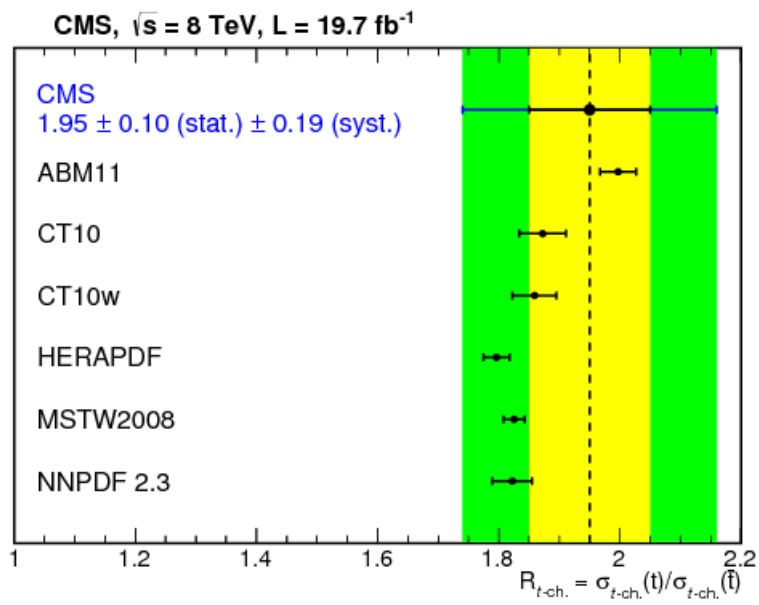


Figura 3.6: Asimmetria di produzione di t e \bar{t} misurata a CMS per i diversi modelli di distribuzioni partoniche. [34]

Capitolo 4

Misura della massa del quark top

Come descritto nel Capitolo 3 la topologia del canale t si compone innanzitutto dei prodotti di decadimento del quark top e di uno o due jet addizionali prodotti in associazione con esso. A questo processo, infatti, contribuiscono due meccanismi di produzione mostrati in figura 4.1, ovvero:

- $(2) \rightarrow (2)$ con un quark leggero ed un quark b in ingresso, ed in uscita un quark leggero (u, d, s) ed un quark top;
- $(2) \rightarrow (3)$ con un gluone e un quark leggero (u, d, s) in ingresso e due quark b in uscita.

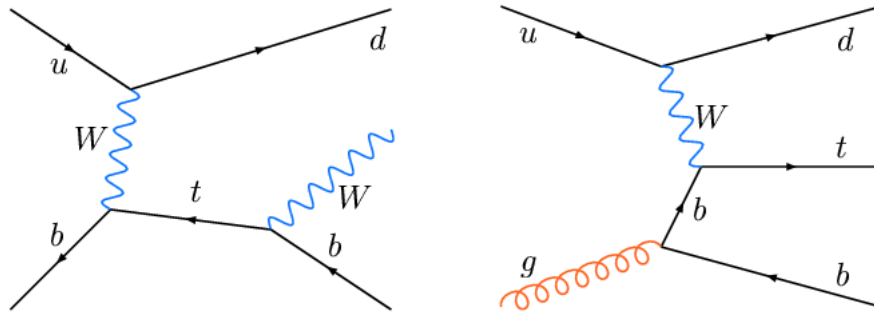


Figura 4.1: Meccanismi di produzione di *single-top* nel t -channel: a sinistra è illustrato il $(2) \rightarrow (2)$, a destra il $(2) \rightarrow (3)$.

Il processo $(2) \rightarrow (3)$ è di ordine superiore perchè caratterizzato da un vertice in più ed è più raro da osservare rispetto al $(2) \rightarrow (2)$. Il jet proveniente dal quark b prende il nome di b -jet. Il b -jet prodotto col meccanismo $(2) \rightarrow (3)$ è difficile da individuare perchè tende ad avere, rispetto agli altri jet, pseudorapidità alta e momento basso. Si prenderanno in considerazione gli eventi con due jet di cui uno identificato come proveniente da un quark b (2-jet 1-tag) che per la maggior parte provengono da un meccanismo $(2) \rightarrow (2)$, a differenza degli eventi con tre jet di cui due provenienti da un quark b che provengono in larga parte da meccanismi $(2) \rightarrow (3)$ in cui si osservano tre jet, due dei quali provenienti da un quark b . In questo tipo di eventi ricerchiamo quelli in cui il top decade secondo la catena: $t \rightarrow Wb \rightarrow \mu\nu b$.

Molti altri processi di fondo (o *background*) possono generare eventi che riproducono questa stessa topologia. Tra i più importanti ci sono:

- **W+jet**: processi in cui un bosone W , che decade in $\mu\nu$, è prodotto insieme a coppie $b\bar{b}$. Esistono, inoltre, eventi in cui il bosone W è associato a partoni leggeri come u, d, s o c che sono erroneamente identificati come eventi di segnale in quanto, occasionalmente, i jet dei quark appena menzionati possono essere identificati come b -jet.
- **$t\bar{t}$** : processi in cui si ha la produzione di coppie $t\bar{t}$. Possono contribuire come fondo al nostro segnale sia eventi, cosiddetti dileptonici, in cui entrambi i top decadono leptonicamente ($t \rightarrow Wb \rightarrow lb\nu$), che quelli detti semileptonici in cui uno decade leptonicamente e l'altro adronicamente ($t \rightarrow Wb \rightarrow qq'b$). Ciò accade quando uno dei due b e l'eventuale altro leptone non vengono identificati.
- **QCD multijet** o semplicemente **QCD**: processi di *hard-scattering* caratterizzati dall'interazione forte tra gluoni che portano alla formazione di due jet. In una piccola frazione di eventi, assieme a questi jet, ben separato da essi, è prodotto un muone ad alto impulso che emula il comportamento del muone proveniente da un bosone W . Dal momento che tali processi sono caratterizzati da una sezione d'urto molto alta, non è possibile trascurare il loro contributo.
- **top singolo: Wt e canale s** : contaminano il campione selezionato perchè hanno uno stato finale simile a quello del segnale.

Sono inoltre presenti altri fondi dovuti alla produzione di coppie di bosoni, WW , WZ , ZZ , detti anche *diboson*, o a bosoni Z più jet, che più raramente, rispetto ai processi menzionati, possono riprodurre la topologia del canale t .

4.1 Ricostruzione e selezione degli eventi

È innanzitutto necessario definire gli oggetti fisici in modo da riuscire a ricostruirli a partire dai segnali nel rivelatore. Dati gli oggetti fisici si definisce poi un campione di dati ottenuti tenendo presente la topologia del canale t . Per arrivare alla stima della massa del top si cerca allora di ricostruirne il quadrimomento a partire dai suoi prodotti di decadimento.

4.1.1 Definizione degli oggetti fisici

Allo scopo di misurare con accuratezza le proprietà del quark top vengono imposti tagli cinematici così da ridurre il contributo degli eventi che contaminano il campione di segnale. CMS utilizza un algoritmo, *Particle Flow* (PF) [38], che, in base ai sottorivelatori interessati nel riconoscimento delle particelle, ne permette la ricostruzione completa. Il PF è in grado di migliorare le prestazioni dei sottorivelatori impegnati nelle misure dell'energia dei jet e dell'energia mancante.

Gli oggetti fisici cui si fa riferimento sono così definiti:

- **Muoni**. I muoni vengono rivelati dalle camere per i muoni e la loro traiettoria è ricostruita anche facendo uso delle informazioni che provengono dal Tracker¹. Essi vengono poi distinti in **tight** e **loose** a seconda delle loro caratteristiche cinematiche e di richieste imposte sulla qualità della ricostruzione. I **tight**

¹Per la ricostruzione delle tracce si utilizza un algoritmo descritto in dettaglio in [39,40]

sono caratterizzati da *pseudorapidità* $|\eta| < 2.1$ e possiedono un momento trasverso $p_T > 26$ GeV. I **loose** invece hanno *pseudorapidità* $|\eta| < 2.5$ e momento trasverso $p_T > 10$ GeV. Si considereranno i muoni **tight** provenienti dal decadimento del top ponendo un veto sulla presenza di muoni derivanti da processi come ad esempio il decadimento del $t\bar{t}$, che presentano due muoni uno **tight** e l'altro **loose**. Si introduce inoltre una variabile di isolamento allo scopo di ridurre il fondo adronico. Essa è definita come:

$$I_{rel} = \frac{I^{ch.h} + \max((I^\gamma + I^{n.h} - I^{PU}), 0)}{p_T} \quad (4.1)$$

con:

- I^{PU} somma dell'energia trasversa associata a tracce che si usano per stimare il contributo di pile-up;
- $I^{ch.h}$, I^γ e $I^{n.h}$ somma dell'energia trasversa depositata rispettivamente da adroni carichi stabili, fotoni e adroni neutri in un cono di misura attorno alla direzione del muone dato da:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.4 \quad (4.2)$$

Vengono selezionati infine solo i muoni **tight** con variabile di isolamento $I_{rel} < 0.12$ e i **loose** con $I_{rel} < 0.2$.

- **Elettroni.** Gli elettroni vengono individuati principalmente nell'ECAL e nel Tracker. Si veta la presenza di elettroni caratterizzati da energia trasversa $E_T > 15$ GeV ed $|\eta| < 2.5$.
- **Jet.** I jet sono prodotti dall'adronizzazione dei quark e vengono ricostruiti tramite l'algoritmo *anti- k_T* [41], al fine di ottenere jet con variabili cinematiche simili a quelle dei quark iniziali. Grazie all'algoritmo *Particle Flow* si può tenere conto delle tracce rivelate nel Tracker oltre che dell'energia persa nell'ECAL e nell'HCAL. Dopo aver corretto l'energia dei jet in modo da tener conto della risposta del rivelatore, si selezionano quelli caratterizzati da $p_T > 40$ GeV e $|\eta| < 5$.
- **Energia trasversa mancante E_T^miss e massa del bosone W.** La E_T^miss è l'energia che manca per la chiusura cinematica dell'evento nel piano trasverso $x-y$ ed è determinata dalla somma dell'energia persa nelle zone cieche del rivelatore, data la non completa ermeticità (si veda Capitolo 2), del momento delle particelle che viaggiano a piccolissimo angolo e dell'energia dei neutrini non misurabile dai sottorivelatori. Collegata strettamente all'energia mancante, si definisce massa misurata nel piano trasverso del bosone W, M_{TW} :

$$M_{TW} = \sqrt{(p_{T,l} + p_{T,\nu})^2 - (p_{x,l} + p_{x,\nu})^2 - (p_{y,l} + p_{y,\nu})^2} \quad (4.3)$$

dove i pedici l e ν indicano il leptone ed il suo corrispettivo neutrino, il cui impulso viene preso dal momento mancante come indicato precedentemente. Per escludere che i leptoni provengano da processi diversi dal decadimento leptonico del bosone W, viene imposto un taglio a 50 GeV su M_{TW} .

- **b-tagging.** Il quark b, prodotto del decadimento del top, adronizza generando un jet. Data l'elevata vita media τ dei mesoni B (B_d e B_s) che sono presenti nei jet provenienti dai quark b, essi sono in grado di percorrere una distanza $c\tau \sim 450 \mu m$. Grazie a questa caratteristica è possibile distinguere i jet che provengono da un quark b dagli altri perchè essi si originano da un vertice secondario separato da quello primario. Nell'ambito di CMS sono stati sviluppati diversi algoritmi [42], in particolare, si è utilizzato il CSV (*Combined Secondary Vertex*).

4.1.2 Definizione del campione di dati

Dopo aver definito gli oggetti fisici, si definisce un campione arricchito di segnale richiedendo che riproduca nel modo più fedele possibile la topologia del canale t . Si richiede quindi la presenza di un muone *tight* e di due jet che abbiano superato la precedente selezione. Superano la selezione anche i fondi che mimano la topologia del top singolo nel canale t . Le misure delle efficienze di ricostruzione dei leptoni e dei b-jet, così come la calibrazione dei calorimetri, sono tenute in conto, e i canali sono normalizzati considerando le relative sezioni d'urto ottenute dalle misure di CMS [34]. Il risultato della selezione riferita al campione di dati raccolti da CMS nel 2012 è riportato nella tabella 4.1.

Processi	Sezione d'urto σ [pb]	Numero di eventi atteso
$t\bar{t}$	245.8	55951
W+jet	36257.2	43626
QCD	134680*	12121
t -channel	84.5	14970
produzione associata Wt	22.2	5852
Z+jet	3503.7	4527
s -channel	5.55	931
$diboson=WW+ZZ+WZ$	54.838+32.3161+8.059	862
Totale MC		138840
Dati		138961

Tabella 4.1: Sezioni d'urto dei processi sottoposti a selezione e relativo numero di eventi selezionati. *(La sezione d'urto QCD è già moltiplicata per l'efficienza di selezione del trigger di muoni.)

4.2 Ricostruzione della massa del quark top

È possibile risalire alla massa del quark top ricostruendo il quadrivettore impulso dei prodotti di decadimento: il quark b, il muone ed il suo corrispettivo neutrino. La massa invariante del quadrivettore così ricostruito è indicata con il simbolo $m_{l\nu b}$, e se ne farà riferimento da qui in poi col nome di massa ricostruita. Poichè il quark b adronizza, per ricostruire il jet corrispondente è necessario ricorrere all'algoritmo descritto nel paragrafo 4.1.1. Il quadrimomento del bosone W, invece, è la somma dei quadrimomenti del muone e del neutrino. Dei due l'uno può essere studiato ricostruendo le tracce provenienti dal Tracker e dalle camere

per muoni, l'altro, può essere studiato solo indirettamente dalla misura dell' \vec{E}_T . Lavorando, quindi, nel piano x - y si assume che le componenti x e y dell'energia siano riconducibili al neutrino e imponendo la massa del bosone W , è possibile determinare la componente longitudinale del neutrino $P_{z,\nu}$:

$$M_W^2 = (E_\mu + \sqrt{\vec{E}_T^2 + P_{z,\nu}^2})^2 - (\vec{P}_{T,\mu} + \vec{E}_T)^2 - (P_{z,\mu} + P_{z,\nu})^2. \quad (4.4)$$

La precedente equazione può avere due soluzioni:

$$P_{z,\nu}^{A,B} = \frac{\mu \cdot P_{z,\mu}}{P_{T,\mu}^2} \pm \sqrt{\frac{\mu^2 \cdot P_{z,\mu}^2}{P_{T,\mu}^4} - \frac{(E_\mu^2 \cdot \vec{E}_T^2) - \mu^2}{P_{T,\mu}^2}} \quad (4.5)$$

avendo posto:

$$\mu = \frac{M_W^2}{2} + \vec{P}_{T,\mu} \cdot \vec{E}_T. \quad (4.6)$$

A seconda del segno del discriminante si ottengono diverse soluzioni dell'equazione (4.5):

- se il discriminante è maggiore di zero si ottengono due soluzioni reali per $P_{z,\nu}$, delle due è scelta quella con valore assoluto più basso;
- se il discriminante è nullo si ottiene una sola soluzione;
- se il discriminante è minore di zero si ottengono soluzioni immaginarie.

Le soluzioni immaginarie corrispondono ai casi in cui $M_{TW} > M_W$. Poichè questo non corrisponde a nessun caso fisico ma è dovuto ad effetti di risoluzione della \vec{E}_T , si impone il caso fisico più vicino che è quello in cui $M_{TW} = M_W$. Per fare ciò è necessario rilasciare la condizione che $p_{x,\nu}$ e $p_{y,\nu}$ possano essere presi direttamente dalle componenti della \vec{E}_T . Per risolvere quest'ambiguità si sceglie la soluzione che minimizza il valore:

$$\Delta(\vec{p}_{T,\nu}, \vec{E}_T)$$

ovvero la differenza tra $\vec{p}_{T,\nu}$ e \vec{E}_T , che è funzione sia di $p_{x,\nu}$ che di $p_{y,\nu}$, ponendo a zero la sua derivata rispetto a $p_{x,\nu}$ e si ha:

$$\frac{d\Delta(p_{T,\nu}, \vec{E}_T)}{dp_{x,\nu}} = 0 \quad (4.7)$$

L'equazione che si ottiene dalla (4.7) è di terzo grado ed, imponendo che le soluzioni siano fisicamente accettabili, è possibile ridurre ad uno la loro molteplicità. Per una descrizione più dettagliata si veda: [43,44].

4.3 La metodologia di analisi

4.3.1 Studio delle variabili $m_{lb\nu}$ ed η_j

Nello studio preliminare si sono tenuti in considerazione campioni ottenuti dalla simulazione Monte Carlo con topologia simile o uguale a quella del canale t . Per quanto detto nei precedenti paragrafi, sono stati selezionati gli eventi caratterizzati

dalla formazione di 2-jet 1-tag. Sono stati presi in considerazione, quindi, i processi citati nella sezione 4.1.2. Ognuno dei campioni Monte Carlo è stato opportunamente ripesato alla luminosità equivalente del campione di dati considerato. Il primo passo è stato quello di studiare la distribuzione della massa ricostruita $m_{lb\nu}$ relativa ad ognuno dei processi (figura 4.2). Nel *plot* 4.2

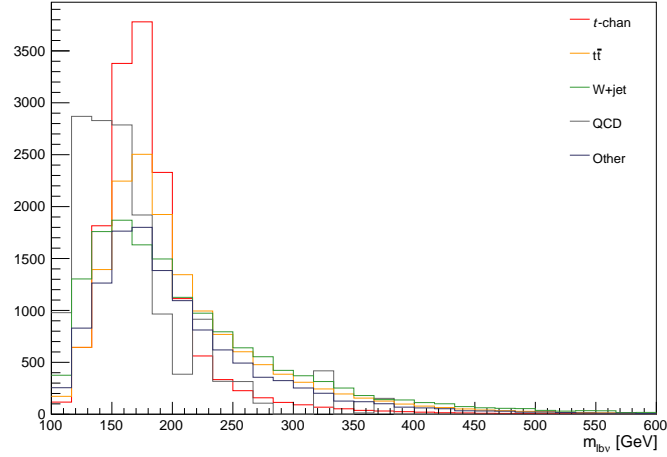


Figura 4.2: Distribuzione della massa ricostruita del segnale e dei processi di fondo, normalizzati alla stessa area.

si è deciso di considerare assieme i contributi dei fondi minori, ovvero, Z +jet, canale s , $diboson$ e produzione associata Wt , identificati come *other* (istogramma in blu). Come si osserva, il campione del canale t presenta un visibile picco in corrispondenza del valore della massa del quark top assunta nella simulazione (172.5 GeV) a differenza degli altri campioni, che non manifestano un andamento così pronunciato. Si è provveduto poi a confrontare la massa ricostruita con i dati separando i contributi dei diversi fondi e normalizzandoli tenendo conto della luminosità integrata del campione di dati (figura 4.3). Come si può vedere il

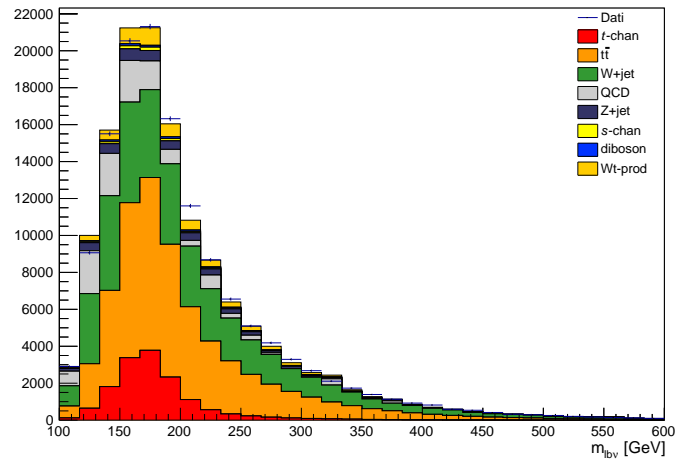
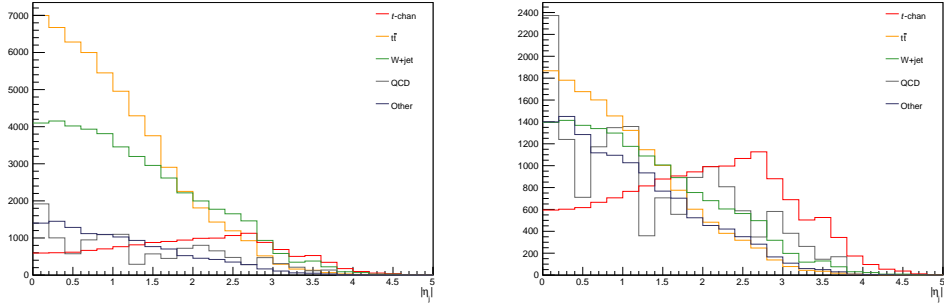


Figura 4.3: Stack dell'istogramma del numero di eventi in funzione della massa ricostruita confrontata con i Dati.

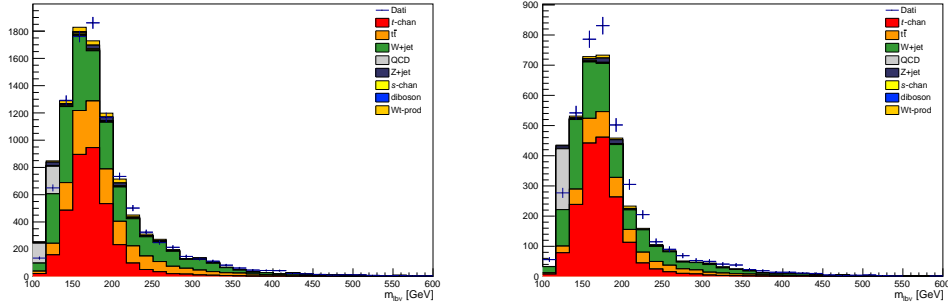
segnale del canale t , in rosso, pur rimanendo centrato attorno al valore atteso, non è piccato come accade nel caso del segnale puro. Allora, per ridurre la contaminazione del segnale dovuta ai fondi, si è lavorato sulle loro variabili cinematiche. Ponendo, infatti, il vincolo di cui si è discusso nella sezione 4.1.1, $M_{TW} > 50$ GeV e un taglio sulla *pseudorapidità*, η_j del jet non coinvolto nella ricostruzione del quark top, sui fondi, aumenta il rapporto relativo tra gli eventi del canale t e quelli che ne mimano la topologia. Per far ciò si è dapprima proceduto andando a studiare la variabile $|\eta_j|$ per ogni campione e poi riscalandoli alla stessa area, ottenendo come risultato i *plot* in figura 4.4. Dalle prove effettuate è emerso che



(a) Variabile $|\eta_j|$ riferita ad ogni campione. (b) Variabile $|\eta_j|$ per ogni campione riscalate al valore del canale t

Figura 4.4: Studio della variabile $|\eta_j|$.

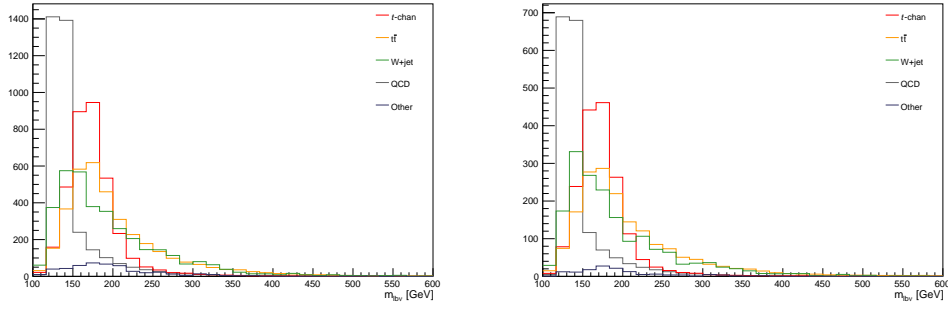
pur apportando tagli sul modulo della *pseudorapidità*, la massa ricostruita nel campione di segnale resta centrata attorno al valore atteso. Il cambiamento più evidente è la diminuzione del numero di eventi e quindi dell'altezza dei bin che compongono l'istogramma. Si sono, allora, effettuate diverse prove con tagli su $|\eta_j|$ a 2.5 e a 3.0 (figura 4.5). Le distribuzioni del campione di QCD tuttavia risentono



(a) Stack della massa ricostruita con $|\eta_j| > 2.5$. (b) Stack della massa ricostruita con $|\eta_j| > 3.0$.

Figura 4.5: Stack della massa ricostruita tenendo conto dei tagli.

pesantemente dello scarso numero di eventi simulati, pertanto, al fine di una più omogenea distribuzione degli eventi di questo campione, è stata utilizzata, invece della distribuzione proveniente dal campione QCD simulato, una estratta dai dati in un campione di controllo ad hoc ottenuto invertendo il taglio di isolamento sui muoni **tight**. Quello che si ottiene è visibile in figura 4.6. In questo modo la distribuzione della massa ricostruita risente meno delle fluttuazioni statistiche del campione QCD.



(a) Massa ricostruita con $|\eta_j| > 2.5$.

(b) Massa ricostruita con $|\eta_j| > 3.0$.

Figura 4.6: Massa ricostruita avendo utilizzato per il campione QCD estratto dai Dati.

4.3.2 Strategie per l'estrazione della massa del top

Allo scopo di estrarre la massa del top si è effettuato un *fit* di massima verosimiglianza [45] sulla distribuzione di $m_{lb\nu}$ tenendo conto del taglio $|\eta_j| > 3.0$. Per la scelta della parametrizzazione della funzione di segnale si è effettuato uno studio apposito che è descritto in seguito. Le parametrizzazioni delle funzioni di fondo, invece, sono state ottenute dalla simulazione Monte Carlo. Si definisce funzione di verosimiglianza estesa il prodotto delle singole distribuzioni di probabilità valutate per ognuno degli eventi, moltiplicata per il fattore di Poisson che tiene conto del numero totale di eventi osservati:

$$L(\vec{x}, \vec{\theta}) = e^{-(N_{t\text{-chan}} + N_{W\text{+jet}} + N_{t\bar{t}} + N_{QCD})} (N_{t\text{-chan}} + N_{W\text{+jet}} + N_{t\bar{t}} + N_{QCD})^N \cdot \prod_{n=0}^N \left(\frac{1}{N_{t\text{-chan}} + N_{W\text{+jet}} + N_{t\bar{t}} + N_{QCD}} \right) \cdot \left(N_{t\text{-chan}} P_{t\text{-chan}}(\vec{x}_n, \vec{\theta}_{t\text{-chan}}) + N_{W\text{+jet}} P_{W\text{+jet}}(\vec{x}_n) + N_{t\bar{t}} P_{t\bar{t}}(\vec{x}_n) + N_{QCD} P_{QCD}(\vec{x}_n) \right) \quad (4.8)$$

dove:

- \vec{x} e $\vec{\theta}$ sono le quantità misurate e l'insieme dei parametri che si vogliono stimare;
- $N_{t\text{-chan}}$, $N_{W\text{+jet}}$, $N_{t\bar{t}}$ e N_{QCD} indicano il numero di eventi per i diversi campioni di segnale e fondi;
- $\vec{\theta}_{t\text{-chan}}$ sono i parametri della funzione di distribuzione scelta per il segnale;
- $P_{t\text{-chan}}(\vec{x}_n, \vec{\theta}_{t\text{-chan}})$, $P_{W\text{+jet}}(\vec{x}_n)$, $P_{t\bar{t}}(\vec{x}_n)$ e $P_{QCD}(\vec{x}_n)$ sono le funzioni di distribuzione di probabilità per il segnale e per i fondi.

Il miglior stimatore dei parametri incogniti è quello a cui corrisponde il valore massimo di L nell'equazione (4.8), ossia quello per cui la derivata della funzione di verosimiglianza è nulla:

$$\frac{\partial \ln L}{\partial \theta_n} = 0 \quad (4.9)$$

Nei paragrafi successivi si procede a descrivere la scelta effettuata per la distribuzione di segnale e poi il *fit* ai dati.

4.3.3 Scelta della funzione di densità di probabilità

Per effettuare la parametrizzazione, sono state scelte, a partire dalle distribuzioni simulate del segnale, due funzioni di densità di probabilità (PDF): l'una che modellasse il picco centrato attorno al valore aspettato, l'altra il fondo combinatorio dovuto ad eventi di segnale di tipo (2)→(3) che contaminano il campione selezionato. A tal proposito, si è pensato di utilizzare per la funzione che riproducesse l'andamento del picco o una Gaussiana o la convoluzione di una Gaussiana con una funzione Breit e Wigner, nota come Voigtiana. Per il fondo, una Gaussiana o una Gaussiana asimmetrica. Le forme funzionali sono le seguenti:

- $N_{picco} \cdot G(x, \mu, \sigma_{top}) + N_{comb} \cdot G(x, \mu_{comb}, \sigma_{comb});$
- $N_{picco} \cdot G(x, \mu, \sigma_{top}) + N_{comb} \cdot B(x, \mu_{comb}, \sigma_{left_{comb}}, \sigma_{right_{comb}});$
- $N_{picco} \cdot V(x, \mu, \sigma_{top}, \gamma_{top}) + N_{comb} \cdot G(x, \mu_{comb}, \sigma_{comb});$
- $N_{picco} \cdot V(x, \mu, \sigma_{top}, \gamma_{top}) + N_{comb} \cdot B(x, \mu_{comb}, \sigma_{left_{comb}}, \sigma_{right_{comb}});$

dove:

- N_{picco} e N_{comb} , sono il numero di eventi di picco e il numero di eventi dovuto al fondo (2)→(3);
- V , G e B sono rispettivamente Voigtiana, Gaussiana e Gaussiana asimmetrica.

Dal test del χ^2 effettuato per ogni parametrizzazione (figura 4.7), si evince che il miglior *fit* è quello dovuto alla somma della Voigtiana con la Gaussiana asimmetrica (Tabella 4.2). Per ognuna di queste PDF si è scelto come parametro di riferimento per ricavare la massa del top, con la procedura che sarà descritta in seguito, il valore della media della funzione utilizzata per il picco, i cui valori, con relativo errore statistico sono riportati nella tabella 4.3.

Funzione	$\chi^2/ndof$
Gaussiana+Gaussiana	525.8/92
Gaussiana+Gaussiana asimmetrica	319.5/91
Voigtiana+Gaussiana	300.7/91
Voigtiana+Gaussiana asimmetrica	266.0/90

Tabella 4.2: Valori del χ^2 divisi per il numero di gradi di libertà riferiti ad ognuna delle parametrizzazioni.

4.3.4 Fit finale

Utilizzando l'andamento dovuto alla Voigtiana+Gaussiana asimmetrica è stato fatto un *fit* del campione Monte Carlo del canale t caratterizzato da massa ricostruita minore di 6 GeV, 166.5 GeV, (DOWN), e poi maggiore di 6 GeV, 178.5 GeV, (UP), rispetto a quella del campione finora utilizzato (172.5 GeV). In figura 4.3.4 è possibile vedere i tre *plot* a confronto. Si osserva come il *fit* segua l'andamento delle simulazioni indicando diversi valori della media della

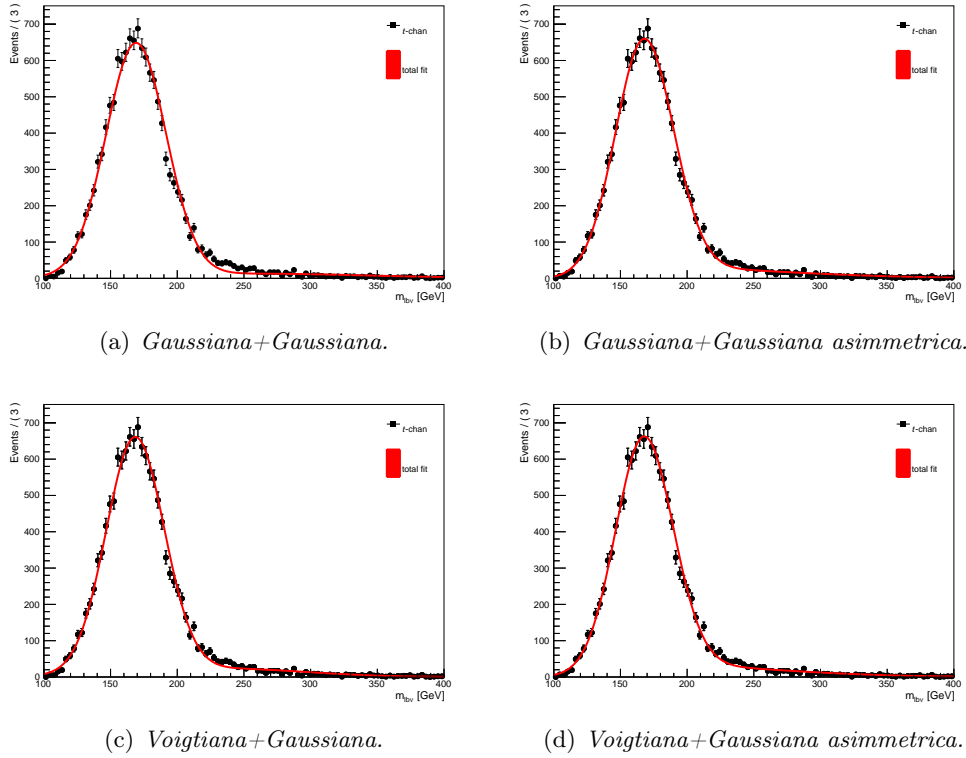


Figura 4.7: Combinazioni delle distribuzioni.

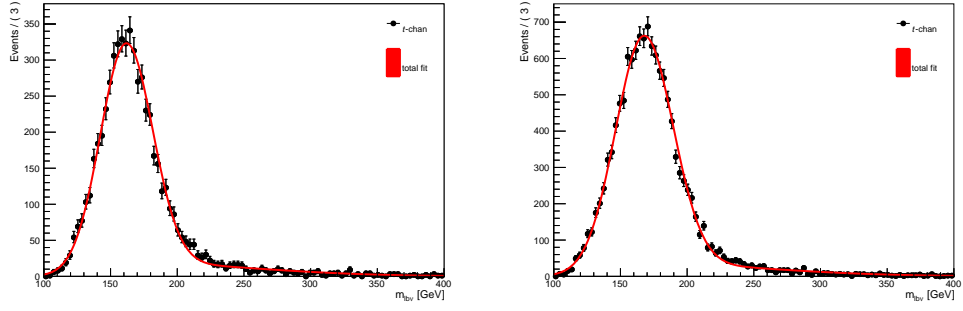
distribuzione utilizzata per il picco (Tabella 4.4), che è stata considerata come parametro di riferimento per la stima della massa del quark top. A questo punto, utilizzando il campione caratterizzato da una massa ricostruita di 172.5 GeV, sono stati presi in considerazione anche i dati e i fondi, la cui distribuzione è stata presa dalla simulazione Monte Carlo o, nel caso della QCD, dal campione di controllo nei dati. I fondi sono stati raggruppati assieme nel seguente modo:

- **WJet** contiene i contributi di: W+jet, Z+jet e *diboson*;
- **t \bar{t}** contiene i contributi di: coppie top-antitop, *single-top* Wt e canale *s*.

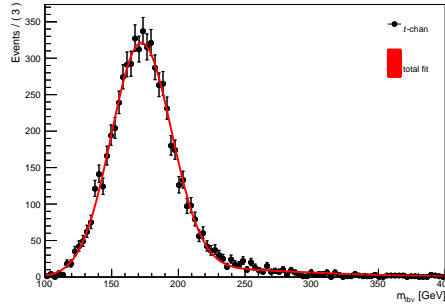
È stato considerato trascurabile l'effetto sul *fit* della dipendenza del t \bar{t} dalla massa del quark top. Si è ottenuto il grafico in figura 4.9, in cui si ritrova il seguente valore di μ con relativo errore statistico: 170.1 ± 0.9 GeV. Infine si è ricercata una

Funzione	μ [GeV]	errore statistico [GeV]
Gaussiana+Gaussiana	169.1	± 0.2
Gaussiana+Gaussiana asimmetrica	168.0	± 0.2
Voigtiana+Gaussiana	168.4	± 0.2
Voigtiana+Gaussiana asimmetrica	167.9	± 0.3

Tabella 4.3: Valori della media della distribuzione con relativo errore statistico per ogni parametrizzazione.



(a) Parametrizzazione del campione DOWN. (b) Parametrizzazione del campione normale.



(c) Parametrizzazione del campione UP.

Figura 4.8: *Plot* delle parametrizzazioni relative ai campione Monte Carlo del canale t .

relazione tra la massa ricostruita e la massa del top. Le medie di picco μ ottenute facendo variare la massa del top sono state graficate in figura 4.10 dove è stato effettuato il *fit* lineare:

$$\mu = B m_{top} + A \quad (4.10)$$

I parametri ottenuti dal *fit* sono:

- $A = -5.0 \pm 0.2$ GeV;
- $B = 0.87 \pm 0.05$;
- $\mu = 170.1 \pm 0.9$ GeV.

Quindi, invertendo la relazione (4.10), si ricava la seguente espressione:

$$m_{top} = \frac{\mu - A}{B} \quad (4.11)$$

campione	μ [GeV]	errore statistico [GeV]
t -channel DOWN	161.9	± 0.4
t -channel	167.9	± 0.3
t -channel UP	172.3	± 0.4

Tabella 4.4: Valori della media della distribuzione con relativo errore statistico per ogni parametrizzazione dei tre campioni del canale t .

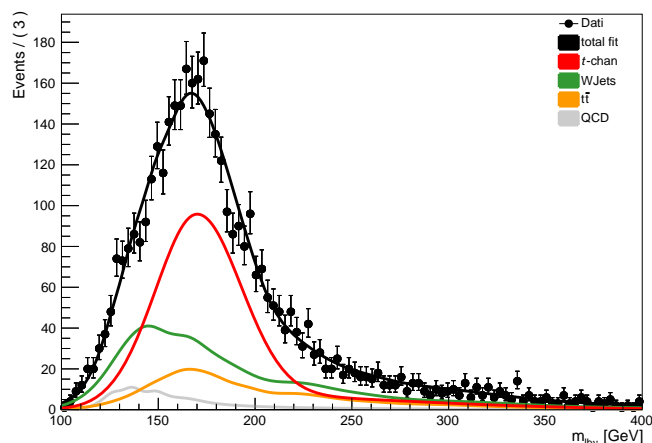


Figura 4.9: *Fit* completo di segnale e fondi.

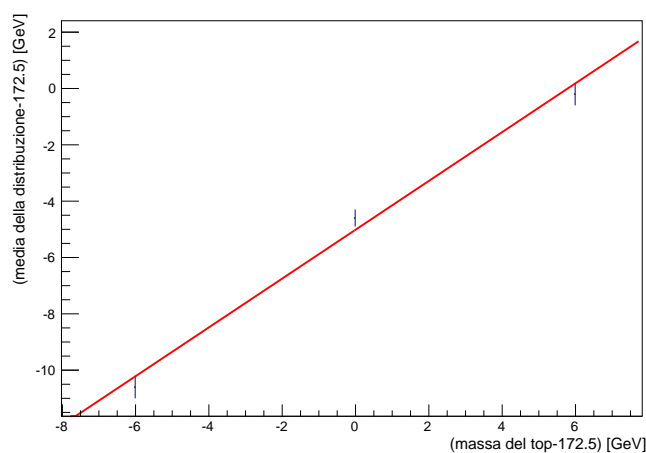


Figura 4.10: Media della distribuzione in funzione della massa del top.

propagando gli errori in modo opportuno si ottiene:

$$m_{top} = 175.5 \pm 1.1 \text{ GeV}. \quad (4.12)$$

Il valore ritrovato presenta una lieve discrepanza rispetto alla media mondiale che si attesta a $173.34 \pm 0.76 \text{ GeV}$ discostandosi da esso di circa due volte l'incertezza statistica. Tuttavia, è bene sottolineare che le incertezze sistematiche non sono state prese in considerazione e ci si aspetta che il loro contributo non sia trascurabile. In misure analoghe l'errore sistematico si attesta intorno a $1 \div 3 \text{ GeV}$. Si veda a tal proposito il sommario delle misure riportato nel Capitolo 3.

Conclusioni

Nel presente lavoro è stata effettuata una misura preliminare della massa del quark top considerando il processo di produzione elettrodebole in cui si ha la formazione del top singolo nel canale t . In particolare sono stati considerati i decadimenti del quark top attraverso la catena $t \rightarrow Wb \rightarrow lb\nu$. Sono stati studiati tagli cinematici sui campioni simulati sia di segnale, sia di processi che mimano la topologia del canale t , allo scopo di migliorare il rapporto tra il numero di eventi di segnale e quelli di fondo. Le simulazioni sono state confrontate con i dati raccolti da CMS nel 2012 con energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 8$ TeV ottenendo un buon accordo. Si è studiata la distribuzione della massa del quark top ricostruita dai suoi prodotti di decadimento ed è stata scelta come funzione per riprodurre l'andamento nel canale t la somma di una funzione voigtiana più una gaussiana asimmetrica. È stato effettuato un *fit* di massima verosimiglianza a tale variabile nei dati considerando assieme sia la distribuzione del canale t che quella dei fondi. Per questi ultimi, ad eccezione del fondo QCD *multijet*, per il quale è stata adoperata una distribuzione ottenuta da un campione di controllo arricchito di eventi di fondo nei dati, è stata utilizzata la distribuzione proveniente dalla simulazione. È stata ricavata una relazione lineare tra il parametro che individua la posizione del picco della distribuzione e la massa del quark top, invertendo la quale è stato ricavato il seguente risultato:

$$m_{\text{top}} = 175.5 \pm 1.1 \text{ GeV}. \quad (4.13)$$

Il risultato ottenuto, considerando che non si è tenuto conto degli errori sistematici, è confrontabile con la media mondiale della massa del top:

$$m_{\text{top,World comb.}} = 173.34 \pm 0.76 \text{ GeV}. \quad (4.14)$$

Il completamento di questa misura richiede lo studio delle incertezze sistematiche dovute ai modelli di segnale e fondo utilizzati, alle relative sezioni d'urto, alle fluttuazioni statistiche nei campioni Monte Carlo accentuate dalla presenza di tagli cinematici che riducono significativamente il numero di eventi simulati disponibile e all'incertezza dovuta alle misure delle energie dei jet.

I risultati ottenuti sono stati presentati anche all'interno dei *meeting* della collaborazione CMS e rappresentano il punto di partenza per uno studio più approfondito.

Ringraziamenti

Desidero ringraziare i miei relatori Prof. G. De Lellis e Dott. L. Lista per i loro puntuali e proficui consigli e per il tempo che mi hanno dedicato.

Un ringraziamento speciale va al Dott. A.O.M. Iorio, mio esempio e mio mito, per avermi seguita ed incoraggiata dimostrando grande attenzione, disponibilità e tantissima pazienza.

Grazie al Dott. F.Thyssen per i suoi preziosi consigli in altrettanta preziosa lingua inglese!

Grazie alla mia Grande famiglia per avermi sostenuta e spronata a fare sempre meglio, insegnandomi il valore della cultura, dello studio, del lavoro e della costanza. Grazie a Vincenzo per essersi preso cura di me, come un fratello maggiore, in questi tre anni di duri viaggi nei mezzi pubblici, per le chiacchiere e l'allegria di sempre.

Grazie ai miei amici storici, per avermi insegnato a non prendermi troppo sul serio e per aver saputo comprendere le mie assenze.

Grazie anche a tutti i miei colleghi di corso, in particolar modo a Luca e a Peppe, compagni inseparabili dal primo giorno di università, e ai miei carri armati, Maria e Martina, con cui ho condiviso tante giornate di studio "matto e disperatissimo".

...uno non ha idea di quello che può fare finchè non lo fa...

grande saggio AOMI

Elenco delle tabelle

2.1	Valori dei parametri del fascio riferiti ad LHC con energia di progetto.	13
3.1	Valori della sezione d'urto del <i>single-top</i> a $\sqrt{s}=7, 8, 13$ e 14TeV per il top, antitop e per la loro combinazione. [30,31,32]	22
4.1	Sezioni d'urto dei processi sottoposti a selezione e relativo numero di eventi selezionati. *(La sezione d'urto QCD è già moltiplicata per l'efficienza di selezione del trigger di muoni.)	27
4.2	Valori del χ^2 divisi per il numero di gradi di libertà riferiti ad ognuna delle parametrizzazioni.	32
4.3	Valori della media della distribuzione con relativo errore statistico per ogni parametrizzazione.	33
4.4	Valori della media della distribuzione con relativo errore statistico per ogni parametrizzazione dei tre campioni del canale <i>t</i>	34

Elenco delle figure

1.1	Le particelle elementari, quark e leptoni, sono suddivise in tre generazioni. Nel caso dei leptoni, i neutrini sono elettricamente neutri e sebbene il MS assuma che abbiano massa nulla, evidenze sperimentali indicano che potrebbero avere una massa diversa da zero, dell'ordine di una frazione di eV/c^2	7
1.2	Esempi di processi di interazione elettromagnetica (primo grafico a sinistra) e debole (tutti gli altri grafici). Nel caso di scambio del bosone W si ha corrente di carica, nel caso di scambio del bosone Z si ha corrente neutra.	8
1.3	Possibili transizioni tra quark di tipo diverso. Esse avvengono tramite lo scambio del bosone W e permettono di collegare generazioni diverse. Le transizioni più probabili sono sempre quelle all'interno della stessa generazione (freccette verticali).	9
1.4	Decadimento di un quark in un altro quark di carica uguale.	10
1.5	Esempio di interazione forte.	10
2.1	Le linee di diverso colore connettono tra loro acceleratori della stessa famiglia, identificati dall'anno di inizio attività e dall'energia del loro fascio. Nel caso dei collisori, però, il valore dell'energia che si legge sull'asse verticale non è quello dei loro fasci, bensì l'energia che dovrebbe avere una macchina tradizionale (fascio contro bersaglio fisso) per disporre della stessa energia del corrispondente collisore: con questa scelta, i due tipi di macchine hanno la stessa energia nel centro di massa, l'energia cioè che misurerebbe, in ambedue i casi, un osservatore "seduto" sul baricentro del sistema proiettile-bersaglio.	11
2.2	Acceleratori e rivelatori di LHC.	14
2.3	Rappresentazione tridimensionale di CMS.	15
2.4	Sezione trasversa con particolare dei rivelatori.	16
3.1	Sommario con tutte le misure della massa del quark top dell'esperimento CMS. In figura è anche mostrata la combinazione dei nuovi risultati con le precedenti misure di CMS e degli esperimenti LHC e Tevatron.[29]	19
3.2	Diagrammi di Feynman per i processi di produzione forte di coppie $t\bar{t}$	20
3.3	Diagrammi di Feynman per i processi di produzione debole del quark top nei canali t , s e Wt	21
3.4	Sezione d'urto misurata da CMS come funzione dell'energia del centro di massa.[29]	22
3.5	Distribuzione degli eventi in funzione di $\cos \theta^*$.[33]	23
3.6	Asimmetria di produzione di t e \bar{t} misurata a CMS per i diversi modelli di distribuzioni partoniche.[34]	23
4.1	Meccanismi di produzione di <i>single-top</i> nel t -channel: a sinistra è illustrato il $(2) \rightarrow (2)$, a destra il $(2) \rightarrow (3)$	24
4.2	Distribuzione della massa ricostruita del segnale e dei processi di fondo, normalizzati alla stessa area.	29

4.3	Stack dell'istogramma del numero di eventi in funzione della massa ricostruita confrontata con i Dati.	29
4.4	Studio della variabile $ \eta_j $	30
4.5	Stack della massa ricostruita tenendo conto dei tagli.	30
4.6	Massa ricostruita avendo utilizzato per il campione QCD estratto dai Dati.	31
4.7	Combinazioni delle distribuzioni.	33
4.8	<i>Plot</i> delle parametrizzazioni relative ai campione Monte Carlo del canale t	34
4.9	<i>Fit</i> completo di segnale e fondi.	35
4.10	Media della distribuzione in funzione della massa del top.	35

Bibliografia

- [1] P. Langacker, *Introduction to the Standard Model and Electroweak Physics*, arXiv:0901.0241
- [2] J.R. Aitchison, A.J.G. Hey, *Gauge Theory in Particle Physics* (Vol 1), Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia. I.J.R. Aitchison, A.J.G. Hey, *Gauge Theory in Particle Physics* (Vol 2), Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia.
- [3] F. Englert and R. Brout, *Broken Symmetries and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett., 13:321-323, (1964).
- [4] Peter W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett., 13:508-509, (1964).
- [5] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the Atlas detector at the LHC*. Phys.Lett.B, (2012).
- [6] CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*. Phys.Lett.B,(2012).
- [7] S. Glashow, *Partial-symmetries of weak interaction*, Nuclear Physics, 22:579-588, (1961).
- [8] Steven Weinberg, *A model of leptons*, Phys.Rev.Lett., 19:1264-1266,(1967).
- [9] N.Svartholm, *Elementary particle theory: relativistic groups and analyticity*, Nobel symposium.
- [10] N.Cabibbo, Phys.Rev.Lett.10, 531 (1963).
- [11] M. Kobayashi and T.Maskawa, Prog.Theor.Phys.49, 652(1973).
- [12] L.L. Chau and W.Y.Keung,Phys.Rev.Lett.53,1802(1984).
- [13] B. Pontecorvo, Zh.Eksp.Teor.Fiz.53, 1717 (1967) [Sov. Phys. JETP 26, 984(1968)].
- [14] B. Pontecorvo, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 33, 549 (1957) and 34, 247 (1958).
- [15] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, Prog. Theor. Phys.28, 870 (1962).
- [16] G. Zweig, *An $SU(3)$ model for strong interaction symmetry and its breaking*, Technical Report CERN-TH-401, CERN, Geneva, (1964).

- [17] M.Y.Han and Y.Nambu, *Three-triplet model with double SU(3) symmetry*, Phys.Rev.,139:B1006-B1010, (1965).
- [18] O.W.Greenberg, *Spin and Unitary Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons*, Phys.Rev.Lett., 13:589-602, (1964).
- [19] *LHC Machine*, 2008 JINST 3 S08001 http://jinst.sissa.it/LHC/LHCmachine/2008_JINST_3_S08001.pdf.
- [20] *The ALICE experiment at the CERN LHC*, 2008 JINST 3 S08002 http://jinst.sissa.it/LHC/ALICE/2008_JINST_3_S08002.pdf.
- [21] *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, 2008 JINST 3 S08003 http://jinst.sissa.it/LHC/ATLAS/2008_JINST_3_S08003.pdf.
- [22] *The CMS Experiment at the CERN LHC*, 2008 JINST 3 S08004 http://jinst.sissa.it/LHC/CMS/2008_JINST_3_S08004.pdf.
- [23] *The LHCb Detector at the LHC*, 2008 JINST 3 S08005 http://jinst.sissa.it/LHC/LHCb/2008_JINST_3_S08005.pdf.
- [24] The CMS Collaboration, *The CMS tracker system project: technical design report*, CERN-LHCC-98-006, <http://cdsweb.cern.ch/record/368412>.
- [25] The CMS Collaboration, *Performance and operation of the CMS electromagnetic calorimeter*, Journal of Instrumentation 5 (2010). doi:10.1088/1748-0221/5/03/T03010.
- [26] The CMS collaboration, *The hadron calorimeter project: technical design report*, CERN-LHCC-97-031, <http://cdsweb.cern.ch/record/357153>.
- [27] The CMS collaboration, *The CMS muon project, technical design report*, CERN-LHCC-97-032, <http://cdsweb.cern.ch/record/343814>.
- [28] The CMS collaboration, *The TriDAS project, technical design report. Volume2: Data acquisition and high-level trigger technical design report*, CERN-LHCC-2002-026, <http://cdsweb.cern.ch/record/578006>.
- [29] CMS-PAS-TOP-14-015, *Combination of the CMS top-quark mass measurements from Run 1 of the LHC*, <http://cds.cern.ch/record/1951019?ln=en>.
- [30] *ATLAS-CMS recommended predictions for single-top cross sections using the HATHOR v2.1 program*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/SingleTopRefXsec>.
- [31] M.Aliev et al., *HATHOR - HAdronic Top and Heavy quarks crOss section calculatoR*, arXiv:1007.1327 [hep-ph].
- [32] P.Kant et al., *HATHOR for single top-quark production: Updated predictions and uncertainty estimates for single top-quark production in hadronic collisions*, arXiv:1406.4403 [hep-ph].
- [33] TOP-13-001: *Measurement of top-quark polarization in t-channel single-top production*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsTOP13001>.

- [34] The CMS Collaboration: *Measurement of the t -channel single-top-quark production cross section and of the $|V_{tb}|$ CKM matrix element in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, JHEP06(2014) 090.
- [35] B.W.Harris, E.Laenen, L.Phaf, Z.Sullivan and S.Weinzierl, *The fully differential single top quark cross-section in next to leading order QCD*, Phys. Rev.D 66(2002) 054024[hep-ph/0207055] [INSPIRE].
- [36] N.Kidonakis, *Higher-order soft gluon corrections in single top quark production at the LHC*, Phys. Rev.D 75(2007) 071501[hep-ph/0701080] [INSPIRE].
- [37] J.M.Campbell and F.Tramontano, *Next-to-leading order corrections to Wt production and decay*, Nucl. Phys. B 726 (2005) 109[hep-ph/0506289] [INSPIRE].
- [38] The CMS Collaboration, *Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and ET*, *CMS Physics Analysis Summary* CMS-PAS-PFT-09-001, 2009.
- [39] M.Pioppi. *Iterative Tracking*. CMS Internal Note 2007/065 (2008),2008.
- [40] P.Billoir et al., *Track Element Merging Strategy and Vertex Fitting in Complex Modular Detectors*. 1985.
- [41] M.Cacciari, Salam G.P. e G.Soyez. *The Standard Model intermediate Higgs Boson, in the prospective on Higgs Physics. High Energy Physics-Phenomenology*. JHEP 0804:063, 2008. url: arXiv:0802.1189.
- [42] CMS Collaboration, *Identification of b -quark jets with the CMS experiment*, JINST 8(2013) P04013, doi:10.1088/1748-0221/8/04/P04013.
- [43] Alberto Orso Maria Iorio. *Measurement of single top t -channel production cross section through the $t \rightarrow Wb \rightarrow \mu\nu b$ decay in 7 Tev proton-proton collisions with the Compact Muon Solenoid detector at Large Hadron Collider*. Ph.D. 2011
- [44] *Measurement of the t -Channel Single Top Quark Production Cross Section in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV* Phys. Rev. Lett. 107, 091802.
- [45] G. Cowan (Particle Data Group). *Statistics*. Rev. PDG, 2012. url: pdg.lbl.gov/2013/reviews/rpp2012-rev-statistics.pdf.