

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

Scuola di Scienze  
Corso di Laurea in Fisica

Misura della sezione d'urto di produzione  $t\bar{t}$   
nel canale adronico in collisioni  $pp$  con  
 $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  a CMS

Relatore:

Chiar.mo Prof.  
Andrea Castro

Presentata da:

Fabio Iemmi

Correlatore:

Dott. Luca Brigliadori

Sessione II  
Anno Accademico 2012/2013



*«Three quarks for Muster Mark!  
Sure he has not got much of a bark  
And sure any he has it's all beside the mark.»*  
James Joyce, *Finnegans Wake*



---

*Un ringraziamento speciale va al Professor Andrea Castro per la cortesia e il garbo nei miei confronti, oltre che per la costante presenza e per l'attenzione dedicatami, che non mi pento di definire superiori ad ogni aspettativa.*

*Un grande grazie anche al Dottor Luca Briigliadori per il suo prezioso supporto e per tutti i consigli che ha saputo regalarmi.*

*A chi mi è stato vicino lungo il cammino che ha portato a questo primo traguardo va tutta la riconoscenza di cui sono capace.*

---



# Indice

<b>1</b>	<b>Il quark top</b>	<b>3</b>
1.1	Proprietà fisiche . . . . .	3
1.2	Tappe storiche della scoperta . . . . .	4
<b>2</b>	<b>La fisica delle alte energie ad LHC</b>	<b>11</b>
2.1	Il Large Hadron Collider . . . . .	11
2.2	L'esperimento CMS . . . . .	14
2.3	Nozioni fondamentali . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Fenomenologia del quark top</b>	<b>21</b>
3.1	Produzione e decadimento del quark top . . . . .	21
<b>4</b>	<b>Analisi dei dati sperimentali</b>	<b>25</b>
4.1	Campioni di eventi: dati e Monte Carlo . . . . .	25
4.2	Selezione degli eventi . . . . .	26
4.2.1	Preselezione: trigger sugli eventi, richieste su $N_{jet}$ , tagli cinematici . . . . .	27
4.2.2	Rete neurale . . . . .	29
4.2.3	b-tagging e richieste su $\Delta R_{bb}$ . . . . .	30
4.3	Fit cinematico di massa e stima del fondo . . . . .	33
4.3.1	Fit cinematico di massa con test chi-quadrato . . . . .	33
4.3.2	Stima della distribuzione in massa del fondo . . . . .	35
4.4	Template e fit di verosimiglianza per $\sigma_{t\bar{t}}$ . . . . .	36
4.4.1	Istogrammi Template . . . . .	36
4.4.2	Correzioni all'efficienza . . . . .	37
4.4.3	Fit di verosimiglianza . . . . .	38
<b>5</b>	<b>Discussione dei risultati sperimentali</b>	<b>41</b>
5.1	Valore misurato della sezione d'urto di produzione $\sigma_{t\bar{t}}$ . . . . .	41
5.2	Breve discussione delle incertezze sistematiche . . . . .	41
5.3	Conclusioni . . . . .	42





# Abstract

La sezione d'urto di produzione per coppie  $t\bar{t}$  viene misurata utilizzando dati raccolti dall'esperimento CMS in collisioni protone-protone ad LHC, con energia nel sistema del centro di massa  $\sqrt{s} = 8$  TeV. Il campione raccolto corrisponde ad una luminosità integrata di  $19.5 fb^{-1}$ . La misura viene effettuata su eventi che contano un numero di jet pari o superiore a 6, almeno due dei quali identificati come prodotto dell'adronizzazione di quark bottom. Il valore di sezione d'urto ottenuto è  $(260 \pm 10 (stat)) pb$ , in accordo con le previsioni teoriche del Modello Standard.



# Capitolo 1

## Il quark top

In questo capitolo si descrivono brevemente le caratteristiche peculiari del quark top e le tappe fondamentali che, storicamente, hanno portato alla sua scoperta.

### 1.1 Proprietà fisiche

	3 generazioni di fermioni			12 bosoni di gauge
	I	II	III	
massa →	2,4 MeV	1,27 GeV	171,2 GeV	0
carica →	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
spin →	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
nome →	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	$\gamma$ fotone
	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b>g</b> gluone
	$\nu_e$ neutrino elettronico	$\nu_\mu$ neutrino muonico	$\nu_\tau$ neutrino tauonico	$Z^0$ forza debole
	<b>e</b> elettrone	<b><math>\mu</math></b> muone	<b><math>\tau</math></b> tauone	<b>W<math>^\pm</math></b> forza debole

Il quark top (che in seguito indicheremo, seguendo la notazione universalmente accettata, con la lettera  $t$ ) è un fermione del Modello Standard; appartiene, insieme al suo “partner elettrodebole” (il quark bottom,  $b$ ) ed ai leptoni  $\tau^-$  e  $\nu_\tau$ , alla terza generazione di fermioni fondamentali. La carica elettrica del quark top è pari ai  $2/3$  della carica elementare  $e$ ; la sua antiparticella, il quark antitop  $\bar{t}$  ha, come previsto dalla teoria, carica elettrica  $-2/3 e$ . Come tutti i fermioni, particella e corrispettiva antiparticella hanno spin  $1/2 \hbar$ ; entrambe, inoltre, possono esistere nelle tre cariche di colore previste dalla QCD.

Figura 1.1: Modello standard. In giallo sono indicati i quarks, in azzurro i leptoni; i fermioni sono suddivisi in generazioni.

Caratteristica fondamentale del quark top è la sua massa, che risulta elevatissima se rapportata a quella degli altri fermioni fondamentali: il suo valore misurato è infatti  $(173.07 \pm 0.52 \pm 0.72) \text{ GeV}^1$  [1], vale a dire oltre 40 volte la massa del quark  $b$  e più di 170 volte la massa del protone. La grande massa del quark top spiega come mai sia stato l’ultimo fermione ad essere scoperto: infatti macchine acceleratrici poco potenti non sono in grado di raggiungere una energia sufficiente nel sistema del centro di massa tale da renderne possibile la creazione.

<sup>1</sup>Si fa presente che in questo lavoro si è scelto di utilizzare unità di misura naturali.

Le prime evidenze sperimentali dell'esistenza del quark top sono state ottenute nel biennio 1994-1995 grazie alla macchina acceleratrice Tevatron, situata presso il Fermilab di Chicago (USA).

## 1.2 Tappe storiche della scoperta

*«Essi infatti [Leucippo e Democrito, nda] dicevano che i principi sono infiniti di numero e ritenevano che fossero atomi, cioè indivisibili, ed inalterabili pel fatto che sono solidi e cioè non contengono vuoto. Questi atomi [...] si muovono nel vuoto, e incontrandosi, si urtano: e parte rimbalzano e vengono spinti dove capita, parte invece si collegano a seconda della convenienza di forma, grandezza, ordine e posizione, e restano uniti; e così si svolge la generazione di tutto ciò che è composto.»[2]*

Con queste parole si esprimeva, all'incirca quindici secoli fa, il filosofo e matematico Simplicio. Ovviamente i filosofi greci non avevano né le conoscenze fisiche né la tecnologia necessaria per indagare in modo sistematico ed accurato il mondo microscopico, eppure queste poche righe testimoniano come, anche nelle civiltà antiche, la speculazione sulla struttura intima della materia sia stata sempre in primo piano. Nonostante l'ipotesi atomistica sia nata in tempi così antichi per molti secoli, in mancanza di evidenze sperimentali, faticò ad affermarsi; la situazione rimase sostanzialmente inalterata fino agli inizi del 1800 quando, nella comunità dei chimici, si tentò nuovamente di utilizzare un modello atomistico per spiegare le proprietà della materia.

Nel 1802-1803 il chimico britannico John Dalton formulò una teoria atomica che interpretava le molecole come aggregati di atomi indivisibili di massa differente. Questi atomi erano ancora intesi, in maniera piuttosto generica, come “mattoni” costituenti la materia, e si ipotizzava fossero tenuti insieme da una non meglio precisata forza atomica. Nel decennio tra il 1830 e il 1840 ebbero luogo gli esperimenti sull'elettrolisi di Michael Faraday, il quale riuscì a mostrare come la materia (e dunque l'atomo) fosse formata da particelle cariche positivamente e negativamente. Pareva legittimo, allora, supporre che gli atomi fossero tenuti insieme dalla forza elettrostatica. Pochi decenni dopo venne progettato e via via ottimizzato lo strumento che avrebbe rivoluzionato lo studio del mondo atomico, il tubo catodico: inizialmente concepito per studiare le scariche nei gas rarefatti, diverrà ben presto il prototipo dell'acceleratore di particelle. Infatti, nel 1895, utilizzando questo dispositivo, Wilhelm Conrad Röntgen scoprì che il tubo catodico emette una radiazione a seguito dell'urto dei raggi catodici con l'anodo e con il vetro di cui è costituito lo strumento: il fisico tedesco, vista la natura anomala della radiazione (che sembrava mostrare caratteristiche sia particellari che ondulatorie) la chiamerà radiazione X; soltanto due anni dopo, nel 1897, Joseph John Thomson dimostrò che i raggi catodici sono formati da un flusso di particelle dotate di carica

negativa. Il britannico fu anche in grado di misurare il rapporto  $q/m$ , che scoprì essere costante, indipendentemente dal gas contenuto nel tubo: era la scoperta dell'elettrone. Nello stesso anno il francese Antoine Henri Becquerel, studiando dei sali di uranio, scoprì il fenomeno della radioattività, prima fondamentale manifestazione dell'interazione debole. Inoltre, nel 1905, lo statunitense Robert Andrews Millikan, con i suoi celebri esperimenti, riuscì a determinare la carica dell'elettrone, e da qui la sua massa: ci si rese conto che l'elettrone è una particella leggerissima, che quasi non entra nel computo del peso della materia. Grazie allo sviluppo tecnologico degli spettrometri di massa, fu possibile ricavare il rapporto  $q/m$  di moltissimi elementi, e venne scoperta l'esistenza degli isotopi: ormai appariva chiaro come la materia fosse effettivamente formata da sottostrutture discrete. Infine, tra il 1920 e il 1930 Ernest Rutherford eseguì i suoi famosi esperimenti che rivelarono l'architettura atomica: lo scienziato neozelandese scoprì che la quasi totalità della massa dell'atomo risiede in un nucleo, dove convivono protoni carichi positivamente e particelle di massa simile, ma neutre, dette neutroni<sup>2</sup>. Infine vi erano gli elettroni, che per effetto della forza elettrostatica orbitavano intorno al nucleo.

Lo schiudersi, per così dire, della porta d'accesso al mondo microscopico, rese necessario lo sviluppo di una teoria capace di interpretare tutta una serie di fenomeni nuovi ed insoliti a cui la meccanica classica non era in grado di dare una spiegazione. Questo scopo fu raggiunto per mezzo del grande apparato teorico della meccanica quantistica. Grazie al contributo di grandissime personalità quali Max Plank, Erwin Schrödinger, Niels Bohr, Werner Heisenberg ecc. venne formulata una teoria capace di descrivere in modo coerente il comportamento dei costituenti dell'atomo e di risolverne gli apparenti paradossi. Questo quadro teorico appariva, secondo il parere di molti fisici dell'epoca, del tutto soddisfacente, e si sospettava addirittura di essere giunti al completamento della Fisica. Tuttavia, nuove sorprese attendevano la comunità dei fisici: ci si rese presto conto, infatti, che nei raggi cosmici erano presenti particelle non appartenenti all'architettura dell'atomo e che, dunque, la materia "ordinaria" è solamente una manifestazione particolare di una classe di fenomeni ben più ampia di quella conosciuta all'epoca.

I raggi cosmici vennero studiati con strumenti di rivelazione abbastanza semplici: in primo luogo emulsioni fotografiche, camere a nebbia e camere a bolle. Nel 1932 Carl Anderson scoprì il positrone, particella con la stessa massa dell'elettrone ma carica opposta, confermando così la teoria di Paul Adrien Maurice Dirac, che pochi anni prima, nel tentativo di interpretare la sua equazione d'onda relativistica, ne aveva previsto l'esistenza. Nello stesso anno, come accennato poco sopra, James Chadwick scoprì il neutrone. Queste furono soltanto le prime di numerose scoperte. Nel 1930 Wolfgang Pauli, per garantire la conservazione dell'energia nel decadimento di alcuni nuclei, ipotizzò l'esistenza di una particella di massa piccolissima, detta neutrino; nel 1935 il fisico giapponese Hideki Yukawa propose la prima teoria delle

---

<sup>2</sup>In realtà, di queste ultime Rutherford suppose solamente l'esistenza, che fu effettivamente provata da Chadwick nel 1932.

interazioni forti, mediate da particelle dette mesoni  $\pi$ . Già nel 1937 si credette di aver trovato la particella di Yukawa, infatti Carl David Anderson, mentre compiva studi con rivelatori piazzati su palloni aerostatici, scoprì una particella che sembrava avere le caratteristiche previste dal fisico nipponico; tuttavia parecchi anni dopo ci si rese conto che, in realtà, si trattava di una specie di “elettrone pesante”, a cui fu dato il nome di muone ( $\mu$ ). Lo studio dei raggi cosmici stava ampliando a ritmo sostenuto il mondo delle particelle conosciute, e tuttavia una nuova svolta si ebbe con la costruzione e l’affinamento delle macchine acceleratrici.

Lo spunto per la creazione di questi acceleratori venne dai lavori di Rutherford, che avevano messo in evidenza l’efficacia dell’uso di particelle cariche per sondare la natura dell’atomo. Per spingere oltre la ricerca, però, era necessario disporre di energie sempre maggiori: particelle più energetiche avrebbero interagito con i bersagli in modo più intenso e avrebbero fornito maggiori informazioni. Fu così che, nel 1930, John Douglas Cockcroft e Ernest Thomas Walton costruirono una sorta di tubo catodico sottoposto ad altissima tensione che raggiungeva gli 800 keV; vennero poi i cosiddetti *acceleratori lineari*, in cui le particelle venivano accelerate in linea retta da campi elettrici pulsanti. Si intuì infine che, forzando le particelle lungo orbite circolari mediante l’uso di campi magnetici, si sarebbero potute ottenere energie molto maggiori e così, nel 1930 Ernest Lawrence e allievi costruirono il ciclotrone, primo *acceleratore circolare*. L’uso sistematico degli acceleratori di particelle generò un’autentica pioggia di nuove particelle, fenomeno conosciuto storicamente come *proliferazione degli adroni*. Non si verificò, tuttavia, niente di analogo nel campo dei leptoni: nel primo periodo di sviluppo delle macchine acceleratrici vennero scoperti solamente due leptoni, che andavano ad aggiungersi all’elettrone e al muone: si trattava del neutrino elettronico ( $\nu_e$ ) e del neutrino muonico ( $\nu_\mu$ ). Per spiegare una tale vastità dello spettro adronico si rese necessario sviluppare un modello teorico soddisfacente e, a tal proposito, nel 1964 Murray Gell-Mann e George Zweig proposero il loro *modello a quark*.

I due fisici decisero di interpretare gli adroni come stati legati di particelle presumibilmente elementari, chiamate *quark* (nome di fantasia tratto da un passo dei *Finnegans Wake* di James Joyce), tenute assieme dall’interazione forte. Per giustificare l’esistenza di tutte le particelle allora note, fu sufficiente postulare l’esistenza di tre quark (tre diversi *sapori*, in gergo), che furono chiamati up ( $u$ ), down ( $d$ ) e strange ( $s$ ). Il quark  $u$ , secondo il modello, avrebbe carica  $2/3 e$ , mentre i quark  $d$  e  $s$  avrebbero carica  $-1/3 e$ . Come tutti i fermioni, anche i tre quark avrebbero spin  $1/2 \hbar$ . Inoltre, secondo il modello, aggregati di quark non sarebbero stati possibili all’interno dei leptoni, che non sono soggetti ad interazione forte, spiegando così il loro scarso numero. Fu allora chiaro che, se il modello fosse stato valido, le proprietà degli adroni sarebbero state da ricercare nel mondo dei quark e che le particelle elementari potevano essere suddivise in due grandi gruppi: *quark*, soggetti ad interazione forte, debole e elettromagnetica e *leptoni*, soggetti ad interazione debole ed elettromagnetica. Nonostante il modello spiegasse l’evidenza sperimentale, in molti lo ritennero un mero espediente teorico, in primo luogo

perché presupponeva l'esistenza di cariche elettriche frazionarie (cosa che all'epoca i fisici non erano disposti ad accettare di buon grado); secondariamente, sembrava impossibile ottenere sperimentalmente quark isolati. Da ultimo, per spiegare il fatto che leptoni e quark non fossero in numero uguale (all'epoca erano conosciuti soltanto  $e, \mu, \nu_e, \nu_\mu$  tra i leptoni e  $u, d, s$  tra i quark) era necessario complicare notevolmente il quadro teorico.

Ad ogni modo, bastò aspettare all'incirca un decennio perché il modello di Gell-Mann e Zweig trovasse una giustificazione sperimentale: nei primi anni 70, presso lo SLAC (Stanford Linear Accelerator Center), si fecero collidere leptoni contro bersagli fissi costituiti da protoni e neutroni e si riuscì a mostrare che questi adroni sono in realtà lo stato legato di particelle puntiformi dotate delle stesse cariche elettriche e dello stesso spin predetti dal modello a quark. Nel 1974, esperimenti condotti indipendentemente presso il Brookhaven National Laboratory di New York City e presso lo SLAC, portarono alla fondamentale scoperta di un nuovo adrone molto massivo ( $\sim 3$  GeV), a cui fu dato il nome di mesone  $J/\Psi$ ; questa nuova particella risultava essere lo stato legato di un tipo di quark fino a quel momento sconosciuto, a cui fu dato il nome di quark charm ( $c$ ), e del suo antiquark. Il quark  $c$ , dotato di carica elettrica  $2/3 e$  e spin  $1/2 \hbar$ , permetteva di stabilire la tanto ricercata simmetria fra il mondo dei quark e quello dei leptoni: si conoscevano all'epoca due coppie di quark, vale a dire  $(u, d)$ ,  $(c, s)$  e due coppie di leptoni, ovvero  $(e, \nu_e)$ ,  $(\mu, \nu_\mu)$ . Ma questo risultato non rappresentò certo la fine delle scoperte. Nuovamente presso lo SLAC, nel 1976, venne scoperto un terzo leptone carico, che fu chiamato leptone tau ( $\tau$ ); solo un anno più tardi al Fermi National Accelerator Laboratory in Illinois fu osservato un nuovo adrone chiamato mesone upsilon ( $\Upsilon$ ) di massa notevole ( $\sim 10$  GeV); come era già avvenuto per  $J/\Psi$ , si capì presto che il nuovo mesone doveva essere lo stato legato di un ulteriore nuovo quark, che fu chiamato quark bottom ( $b$ ), e della sua antiparticella. Poco dopo si scoprì che  $b$  aveva carica elettrica pari a  $-1/3 e$  e spin  $1/2 \hbar$ , esattamente come  $d$  e  $s$ .

Grazie a queste scoperte e allo sviluppo del Modello Standard, i fisici realizzarono che i costituenti ultimi della materia sono divisi in *generazioni*, ognuna delle quali è formata da una coppia di leptoni e da una di quark. Un qualsiasi quark di una data generazione può decadere, tramite interazione debole, nell'altro quark della stessa generazione, e un meccanismo analogo vale per i leptoni. La materia ordinaria è il risultato della combinazione dei soli elementi della prima generazione, vale a dire di quark  $u, d$  e dei leptoni  $e, \nu_e$ . Con semplici considerazioni di "simmetria" risultò comunque evidente che almeno due particelle mancavano ancora all'appello: il neutrino da accoppiare con  $\tau$  e il quark associato con  $b$ , a cui si diede il nome di *quark top* ( $t$ ). Considerando i rapporti fra le masse dei quark appartenenti ad una stessa generazione si stimò che la massa del  $t$  dovesse essere all'incirca tre volte quella del  $b$ : ci si aspettava, perciò, un po' come era accaduto per  $J/\Psi$  e  $\Upsilon$ , di trovare un adrone che fosse stato legato di quark top e antitop con massa  $\sim 30$  GeV. Si trattava dell'inizio di una ricerca che sarebbe durata all'incirca un ventennio.

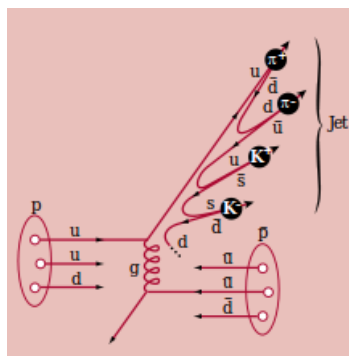


Figura 1.2: Un protone ( $p$ ) e un antiprotone ( $\bar{p}$ ), formati rispettivamente da  $uud$  e  $\bar{u}\bar{u}\bar{d}$ , collidono. In questo esempio, un quark  $u$  e un  $\bar{u}$  scambiano un gluone ( $g$ ), il mediatore della forza forte, subendo diffusione. La grande intensità della forza tra le loro cariche di colore impedisce che possano allontanarsi liberamente dal punto di impatto. L'energia presente nella zona di collisione viene convertita in massa, creando coppie quark-antiquark. Un quark, ora, può unirsi ad un antiquark per generare adroni non colorati. In questo caso specifico vengono prodotti mesoni  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $K^+$  e  $K^-$  che, viaggiando all'incirca nella stessa direzione, formano un jet.

I primi esperimenti progettati per rivelare questo nuovo e misterioso adrone vennero condotti presso lo SLAC e il DESY di Amburgo, dove si facevano collidere elettroni e positroni; nessuno di questi, tuttavia, diede esito positivo. Nei primi anni '80, presso il CERN di Ginevra, entrò in funzione un nuovo tipo di acceleratore, in cui fasci di protoni e di antiprotoni venivano messi in rotazione in senso opposto e successivamente fatti collidere, raggiungendo energie pari a 600 GeV. Quando le energie in gioco sono così alte, lo scontro tra protone e antiprotone si traduce in realtà nella collisione diretta fra i quark che li compongono. Questo crea una serie di problemi: i singoli quark trasportano soltanto una frazione dell'energia cinetica totale della particella di cui sono i costituenti, e dunque bisogna fornire energia sufficientemente elevata affinché la collisione possa portare alla creazione del quark top. Inoltre, più sono energetiche, più le collisioni di questo tipo diventano rare. Comunque, gli esperimenti condotti al CERN misero subito in luce che i quark potevano essere diffusi con violenza dopo l'urto; i quark ad alta energia che "escono" dall'urto sono soggetti ad interazione forte, e l'energia disponibile può essere convertita in massa secondo la nota legge  $E = mc^2$ , creando altri quark. Questi ultimi possono combinarsi andando a formare adroni: è il cosiddetto fenomeno dell'*adronizzazione*. Quel che viene rivelato negli esperimenti è appunto questo insieme di prodotti, che si dispongono attorno alla direzione iniziale del quark di partenza, andando a formare i cosiddetti *jet* (cfr. figura 1.2).

A seguito di queste considerazioni apparve decisamente improbabile l'esistenza del tanto agognato stato legato di  $t$  e  $\bar{t}$ , ma si pensò di potere ottenere un singolo quark top come prodotto del decadimento del bosone  $W$  in  $t$  e  $\bar{b}$ , a patto che la



massa del  $t$  fosse inferiore a quella del  $W$  (i bosoni mediatori della forza debole,  $W^\pm$  e  $Z^0$ , erano stati scoperti da pochi anni al CERN di Ginevra grazie al lavoro condotto dal team del professor Carlo Rubbia). Tuttavia, nemmeno questo tipo di evento venne mai osservato. Nel 1990 i fisici dell'esperimento CDF (Collider Detector at Fermilab) presso la macchina Tevatron fissarono il limite inferiore per la massa del quark top a 91 GeV, escludendo così di fatto la possibilità di ottenerlo per decadimento del  $W$ . A questo punto, l'unico modo per osservare la particella restava quello della produzione in coppie  $t\bar{t}$ , secondo processi analoghi a quelli di figura 1.2, con successivo decadimento in particelle rilevabili. In particolare, se la collisione tra  $p$  e  $\bar{p}$  avviene ad energia sufficientemente elevata, due quark che li costituiscono possono annichilare e produrre una coppia  $t\bar{t}$ ; successivamente il top (antitop) decade per processo debole in un quark  $b$  ( $\bar{b}$ ) emettendo un bosone  $W^+$  ( $W^-$ ); i bosoni, a loro volta, decadono in coppie leptone-neutrino o in coppie quark-antiquark. Ognuno dei quark prodotti darà origine a jet.

A partire dal 1992, presso il Fermilab, la ricerca del quark top procedette a ritmi serrati: al primo esperimento già presente, CDF, ne venne affiancato un secondo, DØ; fu l'inizio di una vera e propria competizione scientifica fra i due team, che già dopo pochi mesi dall'avvio diede risultati incoraggianti. Nell'ottobre 1992 CDF ottenne i primi "indizi" della presenza del quark top: vennero infatti rivelati un muone e un elettrone molto energetici, accompagnati da due jet, evento compatibile con il decadimento di due bosoni  $W$ . Una sola "apparizione", ad ogni modo, non era certo sufficiente per poter affermare di aver scovato la particella, infatti si sarebbe potuto trattare di un evento di fondo, ossia appartenente a tutta quella serie di eventi che non sono risultato del decadimento di coppie  $t\bar{t}$ , ma che casualmente potrebbero presentarne caratteristiche analoghe. Dopo tre anni di intensa ricerca, nel marzo 1995 i team di CDF e DØ indissero conferenze in cui fu annunciata la *scoperta del quark top*. Nel proprio lavoro[3], CDF mostrò di aver rivelato, fra campioni di miliardi di eventi, 6 eventi a due leptoni e 43 eventi a leptone singolo; la probabilità che *non* fossero il risultato di decadimenti della coppia  $t\bar{t}$  era stimata in  $1/10^6$ . DØ, invece[4], contò 3 eventi a due leptoni e 14 a singolo leptone, concludendo che la probabilità che fossero eventi dovuti alle fluttuazioni del fondo era da stimare in circa  $2/10^6$ . Per distinguere gli eventi di segnale da quelli di fondo è necessario ricostruire la massa del quark top a partire dai suoi prodotti: il segnale presenterà una distribuzione approssimabile ad una gaussiana, con picco in corrispondenza del valore di massa del quark top; il fondo, invece, si disporrà in modo casuale, senza picchi pronunciati. Entrambi gli esperimenti ottennero distribuzioni compatibili con quelle attese (figura 1.3). CDF misurò una massa di  $(176 \pm 13)$  GeV, mentre DØ ottenne  $(199 \pm 30)$  GeV, misure fra loro compatibili. La ricerca poteva dirsi conclusa. Si chiudeva così, nel 1995, un percorso di ricerca durato vent'anni.

Per completezza aggiungiamo che l'ultima particella mancante del Modello Standard, il neutrino  $\nu_\tau$ , verrà scoperto nell'anno 2000 presso il Fermilab.

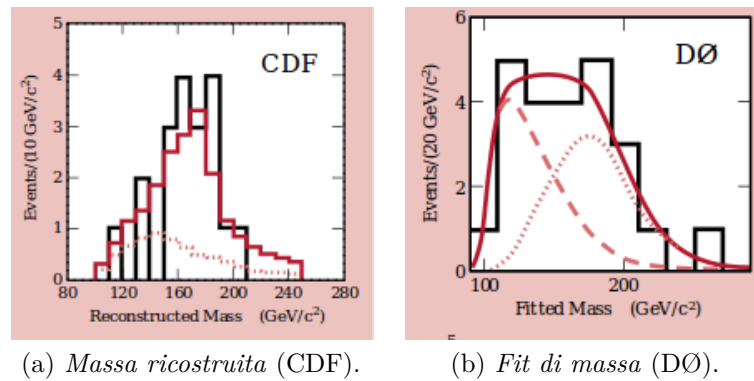


Figura 1.3: Ricostruzione della massa del quark top negli esperimenti CDF e DØ. La massa del quark top può essere ricostruita a partire dalle energie e dalle direzioni dei prodotti di decadimento, sfruttando la conservazione dell'energia. Gli istogrammi in nero rappresentano i dati, che in entrambi gli esperimenti presentano un picco in corrispondenza della massa del quark top, come previsto. La linea rossa punteggiata per CDF e quella tratteggiata per DØ rappresentano le distribuzioni casuali del fondo. La curva rossa punteggiata nel grafico DØ rappresenta la curva di best fit per gli eventi di segnale. Le curve rosse e continue rappresentano la distribuzione di massa, ottenuta da una simulazione, attesa per la somma di segnale e fondo.

## Capitolo 2

# La fisica delle alte energie ad LHC

In questo capitolo vengono descritti la macchina LHC, l'esperimento CMS e le grandezze di rilievo per lo studio delle collisioni prodotte negli acceleratori di particelle.

### 2.1 Il Large Hadron Collider

LHC, acronimo per Large Hadron Collider[5], è il più grande e potente acceleratore di particelle del mondo; consiste in un anello di magneti superconduttori di 27 km di circonferenza e in un insieme di strutture capaci di accelerare le particelle lungo il percorso. Ultima aggiunta al sistema di macchine acceleratrici del CERN di Ginevra, è entrato in funzione per la prima volta il 10 settembre 2008.

#### **Il progetto**

Già negli anni '80, quando al CERN era ai primi stadi il progetto per la costruzione del LEP (Large Electron-Positron collider), gruppi di fisici ed ingegneri erano all'opera per programmare il futuro a lungo termine della ricerca nel campo delle alte energie: l'idea era quella di riutilizzare lo spazio che avrebbe occupato il LEP per costruire una macchina ancora più potente, capace di far collidere fasci di protoni o, più in generale, di adroni. Vennero presto organizzati gruppi di lavoro per considerare i pro e i contro nella realizzazione di un tale progetto e per capire quali risultati si sarebbero potuti ottenere dallo studio delle collisioni fra adroni; nel 1994 il consiglio del CERN diede il via libera per la realizzazione effettiva del progetto LHC. Inizialmente si pensò, per questioni di bilancio, di realizzare il progetto in due fasi distinte; tuttavia, contributi economici provenienti da nazioni come Giappone, Stati Uniti, India, Canada, Russia resero possibile realizzare il progetto in un'unica fase. Fra il 1996 e il 1998 quattro esperimenti – CMS,



Figura 2.1: Febbraio 2006: tecnici del gruppo LHC festeggiano il posizionamento del del millesimo magnete bipolare dei 1232 totali.

ATLAS, ALICE e LHCb – ricevettero l’autorizzazione ad entrare in attività. Nel dicembre 1997 venne spedito al CERN il primo prototipo di uno degli oltre 1200 magneti che avrebbero costituito il cuore di LHC; a progettarlo è stato un istituto italiano, l’INFN. Nell’agosto del ’98 ebbero inizio gli scavi di pozzi e caverne per alloggiare l’esperimento CMS; nel novembre 2000 venne definitivamente spento il LEP, e nel dicembre iniziò lo smantellamento per liberare la cavità in cui sarebbe stata alloggiata la nuova macchina. Negli anni seguenti l’attività, fra scavi e test dei nuovi componenti, fu frenetica; nel giugno 2003 venne inaugurata la caverna ospitante ATLAS mentre nel febbraio 2005, a conclusione del lavoro di ingegneria civile, fu la volta di quella di CMS: lunga 53 metri, larga 27 e alta 24, aveva richiesto sei anni per essere costruita. Dopo aver quasi completato nel 2006 l’installazione dei magneti (vedi fig. 2.1), nel 2008 vennero installati gli ultimi componenti e il 10 settembre LHC entrò per la prima volta in funzione.

### La macchina

LHC, le cui caratteristiche principali sono riassunte in figura 2.2, non è una circonferenza perfetta, ma è in realtà costituito da 8 archi e 8 “inserzioni”. Gli archi contengono i magneti bipolari che tengono in traiettoria i fasci di particelle; le inserzioni, invece, sono costituite da una lunga zona rettilinea e due regioni di transizione che la delimitano. Ognuna di queste zone rettilinee può avere un diverso uso, ad esempio zona di collisione, oppure di iniezione o scarico dei fasci. Viene chiamato *settore* la zona delimitata da due punti di inserzione. Gli otto settori di LHC sono le unità di lavoro della macchina, e sono sostanzialmente indipendenti: hanno alimentazioni separate, componenti hardware dedicati ecc. (fig 2.3).

In un acceleratore come LHC i fasci circolano in un tubo a vuoto, per evitare le collisioni tra particelle e molecole del gas atmosferico. La pressione ottenuta a LHC è  $10^{-13}$  atm (vuoto ultraspinato). Inoltre, per il corretto funzionamento della macchina, sono necessari molti tipi diversi di magneti: magneti a due, quattro, sei, otto poli ecc. per un totale di 9600. Ogni tipo di magnete contribuisce ad ottimizzare la “qualità” dei fasci: i magneti bipolari, per esempio, mantengono i fasci nella loro orbita circolare mentre i magneti a quattro poli, posizionati alle inserzioni, li collimano, massimizzando la probabilità di collisione tra particelle. I

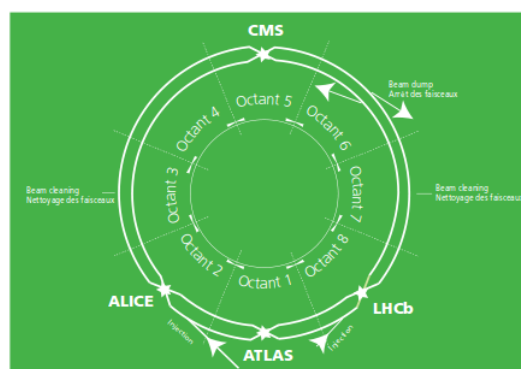


Figura 2.3: Schema della struttura di LHC

magneti a due poli sono stati una delle più grandi sfide tecnologiche da affrontare per la costruzione di LHC. Si tratta infatti di elettromagneti superconduttori capaci di generare campi magnetici di intensità fino a 8.3 T; sono costituiti da cavi di niobio-titanio (NbTi), materiale che diventa superconduttore al di sotto della temperatura di 10 K. A regime, comunque, i magneti funzionano a 1.9 K; la scelta è dovuta al fatto che, a questa temperatura, l'elio si presenta allo stato superfluido e acquista grande conduttività termica, diventando un perfetto refrigeratore capace di mantenere i magneti in regime di superconduttività. Una corrente di 12 kA fluisce nei dipoli generando il campo magnetico capace di mantenere lungo l'orbita di 27 km fasci da 7 (o 8) TeV di energia.

Quantity	number
Circumference	26 659 m
Dipole operating temperature	1.9 K (-271.3°C)
Number of magnets	9593
Number of main dipoles	1232
Number of main quadrupoles	392
Number of RF cavities	8 per beam
Nominal energy, protons	7 TeV
Nominal energy, ions	2.76 TeV/u (*)
Peak magnetic dipole field	8.33 T
Min. distance between bunches	~7 m
Design luminosity	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
No. of bunches per proton beam	2808
No. of protons per bunch (at start)	$1.1 \times 10^{11}$
Number of turns per second	11 245
Number of collisions per second	600 million

(\*) Energy per nucleon

Figura 2.2: Caratteristiche tecniche del Large Hadron Collider.

gono i 25 GeV, da qui raggiungono il Super Proton Synchrotron (SPS) che le porta a 450 GeV. Infine i protoni giungono ad LHC, dove vengono accelerati per una ventina di minuti fino a raggiungere l'energia nominale di 7 (o 8) TeV. Il percorso

LHC non è l'unica macchina acceleratrice presente presso il CERN. A monte, infatti, ve ne sono altre, adibite a preparare e pre-accelerare i fasci. Il processo di accelerazione dei protoni avviene nel modo seguente: per prima cosa si ottengono protoni strappando elettroni da atomi di idrogeno; successivamente il Linear accelerator 2 (Linac2) imprime la prima accelerazione alle particelle, immettendole nel PS Booster (PSB), che le accelera a sua volta fino ad un'energia di 1.4 GeV. Da questo punto in avanti i protoni vengono "travasati" da una macchina all'altra, acquistando sempre più energia: da PSB passano al Proton Synchrotron (PS) dove raggiungono

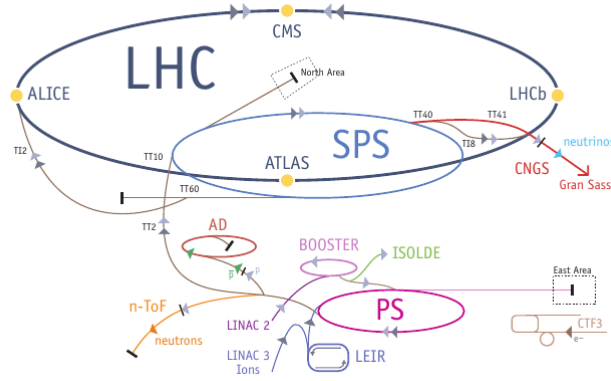


Figura 2.4: Il complesso delle macchine acceleratrici del CERN.

appena descritto è indicato in modo schematico nella figura 2.4.

Il Large Hadron Collider è stato costruito per diversi scopi. Uno di questi è quello di verificare la correttezza del meccanismo di Higgs, il processo di interazione delle particelle con il campo di Higgs grazie al quale queste ultime acquistano massa. Un secondo obiettivo è quello di verificare (o smentire) le teorie riguardanti la Supersimmetria. Ancora, osservazioni in campo astrofisico hanno mostrato come la materia “visibile” sia solo il 4% del totale; della restante materia “oscura” (23%) ed energia “oscura” (73%) non si conosce praticamente nulla. I fisici auspicano che LHC sia in grado di produrre particelle o evidenziare fenomeni capaci di farci comprendere qualcosa di queste misteriose entità. Infine, studi sulle collisioni di ioni pesanti potrebbero fornire informazioni sullo stato della materia nelle primissime fasi di vita dell’universo (plasma di quark e gluoni).[6]

## 2.2 L’esperimento CMS

CMS (Compact Muon Solenoid) è un rivelatore[7] progettato per studiare le caratteristiche di una grande varietà di particelle prodotte nelle collisioni ad alta energia che avvengono presso LHC. Lungo 21 metri, largo 15 e alto 15, con un peso di 12500 tonnellate, si presenta come un enorme cilindro dalla struttura “a cipolla”: differenti strati di dispositivi rivelano tipi diversi di particelle, e i dati raccolti vengono utilizzati per ricostruire gli eventi che si generano a seguito delle collisioni. Lo scopo degli esperimenti condotti presso il rivelatore è principalmente quello di ricercare nuovi fenomeni che possano fornire spiegazione ad alcuni fatti ancora misteriosi (ad esempio la questione della materia e dell’energia oscura, come si è già accennato); tuttavia CMS, in virtù della sua eccezionale precisione, viene anche utilizzato per studiare particelle già note e per affinare la precisione delle

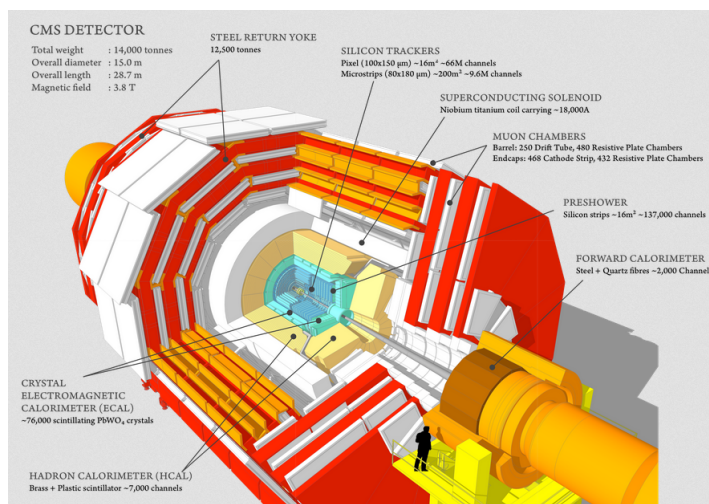


Figura 2.5: Vista in sezione del rivelatore CMS.

misure (ed eventualmente scoprire fenomeni imprevisti che, con rivelatori meno efficienti, non potevano essere osservati).

### Struttura del rivelatore

Il rivelatore è strutturato a strati, ognuno dei quali sfrutta le caratteristiche di un certo tipo di particella per rivelarla e misurarne energia e quantità di moto. Per funzionare correttamente CMS ha bisogno di:

- un sistema ad alta precisione per tracciare le particelle e ricostruirne il momento;
- un sistema ad alta precisione per rivelare elettroni e fotoni;
- un calorimetro ermetico per rivelare adroni, “racchiudere” le collisioni ed evitare che le particelle fuoriescano;
- un sistema ad alta precisione per rivelare i muoni.

Tenendo conto di questo, il più importante componente del rivelatore è un potente magnete. Maggiore è il momento di una particella carica, minore è la deflessione che questa subisce per effetto del campo magnetico, ed è anche vero che a partire dalla traiettoria della particella è possibile risalire al suo momento; perciò è necessario un magnete estremamente potente, in grado di deflettere in modo apprezzabile anche particelle dotate di grande momento, come ad esempio i muoni. Il magnete è sostanzialmente un solenoide lungo 13 metri e del diametro di 7, costituito da una bobina di filo superconduttore in cui circola corrente elettrica, generando un campo magnetico di 4T. È il più grande magnete di questo tipo mai costruito.

Lo strato più interno del rivelatore, il primo ad essere incontrato dalle particelle, è quello dei cosiddetti *tracker*, dispositivi progettati per registrare la traiettoria dei prodotti delle collisioni. I dispositivi traccianti sono progettati per essere estremamente precisi e, al contempo, interferire il meno possibile con il cammino delle particelle, per non influenzarne la traiettoria. Inoltre devono essere in grado di sopportare il grande bombardamento di particelle a cui sono soggetti durante gli esperimenti. Ne esistono di due tipi: in primo luogo i *pixel detectors*, grandi all'incirca come una scatola da scarpe, contengono ognuno pixel di silicio in numero di circa 65 milioni, garantendo così una estrema precisione sulla determinazione tridimensionale della traiettoria. Sono i primi dispositivi ad entrare in funzione dopo una collisione, e si trovano disposti in strati posti a 4, 7 e 11 cm dai fasci. Essendo così vicini, ricevono un grande flusso di particelle, stimato in circa 10 milioni di particelle per  $\text{cm}^2$  e per secondo; nonostante questo sono capaci di risolverne le traiettorie. Quando una particella attraversa un pixel trasferisce energia agli elettroni degli atomi di silicio liberandoli e creando coppie elettrone-lacuna. Questo piccolo segnale elettrico viene raccolto ed amplificato: la “accensione” di un pixel testimonia il passaggio di una particella. In secondo luogo, più esternamente, sono disposti 10 strati di *silicon strip detectors*. Questa zona contiene 15200 moduli ad alta sensibilità, per un totale di 10 milioni di strisce rivelatrici che funzionano essenzialmente allo stesso modo dei pixel sopra citati.

Per misurare le energie di elettroni e fotoni viene utilizzato un calorimetro elettromagnetico (ECAL). Alla base del funzionamento dell'ECAL sta una struttura di cristalli costituiti da composti del tungsteno (come  $\text{PbWO}_4$ ) i quali, al passaggio di elettroni o fotoni, “scintillano”, ovvero producono luce in relazione all'energia delle particelle che li attraversano. Il rivelatore è organizzato in 61200 cristalli, raggruppati in 36 moduli, disposti a formare uno strato attorno ai tracker. Infine sono presenti due superfici piane di cristalli che chiudono il cilindro alle due estremità.

In uno strato più esterno è disposto il calorimetro adronico (HCAL), progettato per misurare l'energia degli adroni. Come l'ECAL, anche l'HCAL sfrutta materiali capaci di scintillare per effettuare le misure. Inoltre questo calorimetro è progettato per essere praticamente ermetico, in modo da non lasciare sfuggire nessuna particella. Si tratta di una proprietà molto importante, perché permette di rivelare in modo indiretto anche la presenza di particelle non osservabili direttamente come i neutrini: se, per esempio, applicando la conservazione dell'energia e del momento si notano una certa frazione di energia e momento mancanti, si può dedurre che queste appartengono appunto a particelle invisibili al calorimetro ma che pure devono esistere.

Nella parte più esterna sono posizionati i rivelatori destinati a registrare il passaggio dei muoni. Nel complesso sono presenti 1400 *camere* per muoni: 250 *drift tubes* (DTs), 540 *cathode strip chambers* (CSCs) e 610 *resistive plate chambers* (RPCs). I DTs sono disposti sulla superficie laterale del cilindro di CMS e rivelano la posizione dei muoni; i CSCs svolgono la stessa funzione ma sono posti nelle basi.



Le RPCs, da ultimo, servono da trigger per gli eventi, selezionando quali devono essere registrati e quali no.

Il sistema di trigger svolge un ruolo importantissimo nell'acquisizione dati, e consiste in un dispositivo in grado di selezionare una certa categoria di eventi scartandone altre. La scelta del tipo di trigger è dettata dal valore limitato di acquisizioni per secondo (*trigger bandwidth*) che il sistema è in grado di accettare. Trigger molto "deboli" lascerebbero passare un numero eccessivo di eventi, causando evidenti problemi in fase di acquisizione dati; una selezione troppo stretta, d'altro canto, non fornirebbe campioni contenenti un numero adeguato di eventi per eseguire una analisi dati. Bisogna dunque raggiungere un ragionevole compromesso che permetta di acquisire in modo agevole e fornisca un sufficiente numero di eventi delle topologie richieste.

## 2.3 Nozioni fondamentali

### Sistema di riferimento

Per descrivere gli eventi all'interno dei rivelatori si utilizza un sistema di riferimento centrato nel punto in cui avviene la collisione. L'evidente simmetria del problema suggerisce l'uso di un sistema di coordinate cilindriche  $(r, \theta, \phi)$ , dove  $r$  rappresenta la distanza dall'asse dei fasci,  $\theta$  è l'angolo polare rispetto a quest'asse e  $\phi$  è l'angolo azimutale.

### Variabili di rilievo

Elenchiamo di seguito un certo numero di grandezze che verranno citate nel corso del lavoro, fornendo per ognuna una breve descrizione.

- $\eta$ : pseudorapidità, grandezza spaziale utilizzata per descrivere l'angolo tra un vettore e l'asse di collisione dei fasci. È definita come  $\eta = -\log[\tan(\frac{\theta}{2})]$ ;
- $p_T$ : quantità di moto trasversa. È definita come  $p_T = p \sin \theta$ , dove  $p$  è il modulo del vettore quantità di moto di una particella;
- $E_T$ : energia trasversa. È definita in modo analogo a  $p_T$  dalla relazione  $E_T = E \sin \theta$ , dove  $E$  è l'energia di una particella o di un jet di particelle.

### Luminosità

La luminosità è una delle grandezze fondamentali che è necessario conoscere per ottenere una misura di sezione d'urto. La *luminosità istantanea*  $\mathcal{L}$ , espressa generalmente in  $cm^{-2}s^{-1}$ , è una misura di flusso di particelle. Si tratta di una grandezza che dipende esclusivamente dalle caratteristiche della macchina acceleratrice e dei pacchetti di particelle coinvolti nelle collisioni:

$$\mathcal{L} \propto \frac{n_1 n_2 N_b \nu}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (2.1)$$

dove  $n_i$  indica il numero di particelle presente nel pacchetto  $i$ -esimo;  $N_b$  è il numero di pacchetti (*bunches*);  $\nu$  è la frequenza a cui i pacchetti circolano nella macchina;  $\sigma_x$  e  $\sigma_y$  sono le dimensioni trasverse dei pacchetti.

La *luminosità integrata*  $L$ , la cui unità di misura è il  $cm^{-2}$  o, più usualmente, il  $barn^{-1}$  con i suoi sottomultipli ( $pb^{-1}$  o  $fb^{-1}$ ), è legata alla luminosità istantanea dalla relazione

$$L = \int \mathcal{L}(t) dt \quad (2.2)$$

Il valore della luminosità integrata è di vitale importanza perchè risulta legato direttamente a quello della sezione d'urto.

### Sezione d'urto

Con il termine *sezione d'urto* si indica, in modo del tutto generale, una grandezza che quantifica la probabilità che un dato evento si verifichi. La sua unità di misura è il  $cm^2$  o, altrimenti, il *barn* [ $b$ ], unità legate fra loro dalla relazione  $1b = 10^{-24}cm^2$ . Vi sono, nella storia della Fisica, celebri esempi di studi che hanno portato alla misura di sezioni d'urto, come quelli condotti da Rutherford sullo scattering di particelle  $\alpha$  contro bersagli fissi. Nel caso specifico la *sezione d'urto di produzione  $t\bar{t}$*  è la probabilità che, fissata l'energia nel sistema del centro di massa dei fasci, dalla loro collisione si generino coppie di quark top e antitop (i.e. la probabilità che si verifichi il processo  $pp \rightarrow t\bar{t}$ ). La conoscenza della luminosità integrata e della sezione d'urto permette di calcolare il numero di eventi con produzione di coppie  $t\bar{t}$  atteso nell'esperimento: per farlo ci si serve della seguente *relazione fondamentale*:

$$N_{exp}^{t\bar{t}} = cost. \times \sigma_{t\bar{t}} \times L^1 \quad (2.3)$$

Dalla (2.3) appare chiaro che, una volta noti i valori di  $L$ ,  $N_{exp}^{t\bar{t}}$  e della costante moltiplicativa, è possibile risalire alla sezione d'urto  $\sigma_{t\bar{t}}$ . Uno dei problemi più importanti trattati in questo lavoro, effettivamente, sarà precisamente quello di determinare una procedura sperimentale per stimare  $N_{exp}^{t\bar{t}}$  a partire da un campione di dati.

È importante sottolineare come la sezione d'urto sia un valore che può essere previsto a partire dai modelli teorici, perciò lo scopo degli esperimenti è quello di verificare se c'è un accordo con i valori calcolati.

### Jet

I jet sono insiemi di particelle fortemente collimate che si producono a seguito del processo di adronizzazione di quark o gluoni. In virtù del confinamento del

---

<sup>1</sup>Il ruolo della costante moltiplicativa verrà chiarito fra breve.

colore le particelle dotate di tale carica non possono esistere allo stato libero, perciò decadono o si trasformano convertendo la loro energia in massa e andando a formare una vasta gamma di adroni non colorati (cfr fig. 1.2). Questo insieme di particelle viene ricostruito nei rivelatori di CMS servendosi di sofisticati algoritmi matematici come, ad esempio, l'algoritmo *particle-flow*[8], che combina le informazioni ottenute nei calorimetri (che sono dotati di una scarsa risoluzione) con quelle raccolte da altri dispositivi più precisi (come i tracker) fino ad ottenere il risultato più accurato possibile. L'algoritmo è in grado di ricostruire una grande varietà di particelle fra cui muoni, elettroni, fotoni, adroni neutri e carichi. L'utilizzo di questo metodo permette in genere di migliorare la risoluzione sull'energia dei jet, rispetto al metodo basato esclusivamente sui dati raccolti dai calorimetri, fino ad arrivare al 15% a 10 GeV, al 8% a 100 GeV e al 4% a 1 TeV. Successivamente, servendosi di simulazioni, vengono applicate correzioni all'energia dei jet, definite come funzioni di variabili cinematiche dei jet ricostruiti quali  $\eta$  e  $p_T$ . Per ridurre la contaminazione dei campioni da parte di "falsi jet" (particelle singole eventualmente ricostruite come jet) si richiede che la frazione di energia derivante da fotoni, elettroni e adroni neutri sia inferiore al 99%, mentre quella proveniente da adroni carichi deve essere molto maggiore di zero.



# Capitolo 3

## Fenomenologia del quark top

In questo capitolo si descrivono i processi di produzione e decadimento del quark top.

### 3.1 Produzione e decadimento del quark top

I meccanismi dominanti che portano alla creazione di coppie  $t\bar{t}$  sono descritti in modo corretto dalla *quantum chromodynamics* (QCD), teoria di campo quantizzato (rinormalizzabile) delle interazioni forti. Secondo questo modello, la carica interna che permette l'accoppiamento delle particelle al campo forte è la carica di colore, che ciascun quark può possedere in tre diversi “valori”, usualmente indicati con *rosso*, *verde* e *blu*. La mediazione dell'interazione forte avviene tramite *campi gluonici* i cui quanti sono i *gluoni*, particelle dotate di spin pari a  $1 \hbar$  e massa  $m = 0$ . Il processo di emissione di un gluone da parte di quark comporta il cambiamento della carica di colore della particella emittente, sempre nel rispetto della legge di conservazione della carica di colore. Come avviene per ogni teoria di campo quantizzato, i processi di interazione forte possono essere descritti tramite diagrammi di Feynman. Il  $t$ , caso peculiare tra i quark, ha un tempo di vita brevissimo, all'incirca  $10^{-24}$  s, inferiore di circa un ordine di grandezza al tempo necessario all'interazione forte per causare adronizzazione. Il quark top, dunque, non forma stati legati (i.e. non adronizza) e grandezze come la massa  $m_t$  o la sezione d'urto  $\sigma_{t\bar{t}}$  possono essere misurate direttamente a partire dai prodotti del decadimento.

La produzione del quark top può avvenire in due modi distinti: singolarmente o in coppie  $t\bar{t}$ . Per quanto riguarda la produzione singola i processi sono governati dall'interazione debole e avvengono in tre canali:

- per decadimento di un bosone  $W$  virtuale:  $q\bar{q} \rightarrow W \rightarrow t\bar{b}$ , canale  $s$ ;
- per scambio di un bosone  $W$  virtuale:  $bq \rightarrow tq'$  o  $b\bar{q} \rightarrow t\bar{q}'$ , canale  $t$  (fig. 3.1);
- produzione di un bosone  $W$ :  $bg \rightarrow tW$ .

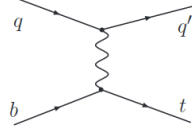


Figura 3.1: Diagramma di Feynman per la produzione singola di un quark top nel canale  $t$ .

Per quel che concerne la produzione in coppie essa, ad LHC, è dominata sostanzialmente da processi forti di fusione gluonica e parzialmente da annichilazione  $q\bar{q}$ . La figura 3.2 riporta i diagrammi di Feynman che descrivono i suddetti processi all'ordine perturbativo più basso (*leading order*, LO). La sezione d'urto di produzione dipende dal valore della massa del quark top  $m_t$  e dall'energia a cui opera la macchina  $\sqrt{s}$ . Per  $m_t = 172.5$  GeV e  $\sqrt{s} = 8$  TeV la sezione d'urto vale  $\sigma_{t\bar{t}} \simeq 252$  pb, calcolata[9] al *next-to-next-to-leading order* (terzo ordine perturbativo).

Come già accennato il  $t$  decade in tempi brevissimi in un bosone  $W^+$  e in un  $b$ . Lo stato finale del decadimento  $t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b}$  dipende dal comportamento successivo dei bosoni  $W$  (cfr. fig. 3.2). Si possono presentare, infatti, tre casi:

1. Entrambi i  $W$  decadono in una coppia leptone - neutrino. Questo tipo di decadimento viene detto *dilepton channel* (canale a due leptoni). In breve:

$$t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} \rightarrow \bar{l}\nu_l b l'\bar{\nu}_{l'} \bar{b} \quad (3.1)$$

con  $l \equiv e, \mu$ . I casi in cui i leptoni sono dei  $\tau$  vengono generalmente trattati separatamente. La frazione di eventi in questo stato è data dal *branching ratio* (BR), che per il *dilepton channel* vale circa il 5%.

2. Un solo  $W$  decade in coppia leptone - neutrino. In questo caso si parla di *single-lepton channel* (canale a leptone singolo). In breve:

$$t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} \rightarrow \bar{l}\nu_l b qq'\bar{b} \quad (3.2)$$

o anche:

$$t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} \rightarrow qq'b l\bar{\nu}_l \bar{b} \quad (3.3)$$

Il *branching ratio* di questo canale è circa il 30%.

3. Nessuno dei bosoni  $W$  decade in leptoni: lo stato finale contiene solamente jet. A questo tipo di decadimento viene dato il nome di *all-hadronic channel* (canale a soli adroni). In breve:

$$t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} \rightarrow qq'b qq'\bar{b} \rightarrow j_1 j_2 j_3 j_4 j_5 j_6 \quad (3.4)$$

con un *branching ratio* di circa il 46%.

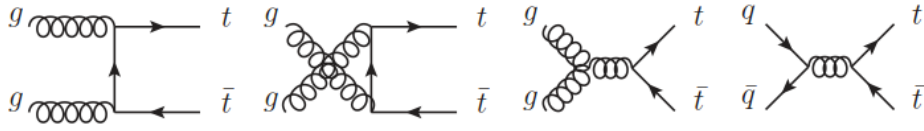


Figura 3.2: Alcuni diagrammi di Feynman che descrivono la produzione di coppie  $t\bar{t}$  al primo ordine perturbativo.

**Top Pair Decay Channels**

$c\bar{s}$	electron+jets	muon+jets	tau+jets	all-hadronic	
$u\bar{d}$					
$\tau^+\tau^-$	tau+jets				
$\mu^+\mu^-$	muon+jets				
$e^+e^-$	electron+jets				
$W$ decay	$e^+$	$\mu^+$	$\tau^+$	$u\bar{d}$	$c\bar{s}$

Figura 3.3: Possibili stati finali per un sistema  $t\bar{t}$ . Come si vede, il canale *all-hadronic* è il più popolato.

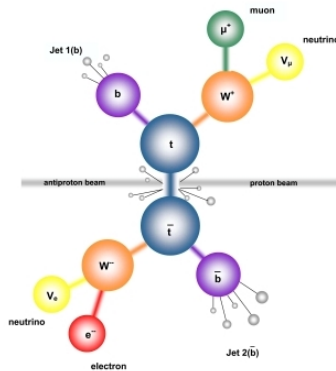


Figura 3.4: Rappresentazione visiva della produzione di una coppia  $t\bar{t}$  a seguito di una collisione  $p\bar{p}$ . Non ci sono differenze di rilievo tra questo tipo di collisioni e quelle  $pp$  trattate in questo lavoro.





# Capitolo 4

## Analisi dei dati sperimentali

In questo capitolo si descrive il procedimento sperimentale che ha portato alla misura della sezione d'urto di produzione  $\sigma_{t\bar{t}}$ .

### 4.1 Campioni di eventi: dati e Monte Carlo

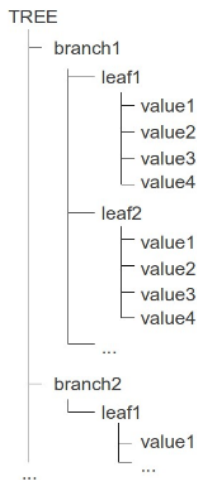


Figura 4.1: Struttura ad albero di un file in formato .root.

I dati utilizzati per la misura di sezione d'urto sono stati raccolti dall'esperimento CMS nel corso dell'anno 2012. Dopo essere stati pre-processati nel febbraio 2013, sono stati salvati in file di formato ROOT organizzati secondo la logica *tree - branch - leaf*: una struttura gerarchica propria dei file di ROOT[10] che permette un facile accesso a tutte le variabili (fig. 4.1).

Il campione di eventi simulati con metodo Monte Carlo è stato prodotto dal generatore MADGRAPH[11]. Tutte le misure riportate in questa trattazione sono state eseguite nel canale *all-hadronic*, per cui faremo riferimento ad un campione di eventi  $t\bar{t}$  esclusivamente della topologia descritta dalla equazione 3.4. Tale campione, generato con  $m_t = 172.5$  GeV, contiene all'incirca 30 milioni di eventi. Questo valore di massa è quello comunemente usato per la produzione Monte Carlo di eventi  $t\bar{t}$ ; tale valore non viene sempre aggiornato con l'evoluzione delle misure, tuttavia è ragionevolmente vicino alla attuale media mondiale  $m_t = (173.07 \pm 0.52 \pm 0.72)$  GeV[1]. Poiché gli eventi  $t\bar{t}$  con stato finale in questo canale sono i più frequenti, si ha a disposizione una grande mole di eventi. In più lo stato finale non presenta particelle non rilevabili: in questo modo non si presenta il problema di tenere in conto eventuali energie o momenti trasversi mancanti. D'altro canto vi è anche una grande quantità di eventi QCD di fondo che si mescolano con il segnale e conta-

Tabella 4.1: Caratteristiche dei campioni di dati e Monte Carlo  $t\bar{t}$ . I valori riportati per  $N_{events}$  sono quelli dopo la selezione del trigger.

campione	$N_{events}$	$L$ ( $fb^{-1}$ )	BR
dati	26477811	19.5	-
MC	5380335	294.62	46%

minano inevitabilmente la purezza del campione di dati. Per questo motivo le misure condotte nel canale *all-hadronic* sono quelle affette dalla maggiore incertezza statistica, risultando comunque utili per una misura completa. Gli eventi sono selezionati con il trigger multijet *HLT\_QuadJet60\_DiJet20* che richiede la presenza di quattro jet con  $p_T > 60$  GeV e di due jet dotati di  $p_T > 20$  GeV.

La tabella 4.1 riassume le caratteristiche dei campioni utilizzati per questa analisi, al netto della selezione applicata dal trigger.

## 4.2 Selezione degli eventi

Come accennato nella sezione 2.3, un passo fondamentale verso la determinazione della sezione d'urto è stimare la quantità  $N_{exp}^{t\bar{t}}$ , ovvero il numero di eventi candidati  $t\bar{t}$  atteso nell'esperimento. Risolvere questo problema, tuttavia, non è assolutamente banale. Ad ogni collisione avvenuta nell'acceleratore viene prodotto un certo numero di particelle che vengono rivelate da tracker, calorimetri e camere muoniche. Ovviamente non tutte le collisioni creeranno coppie  $t\bar{t}$ ; anzi, come è facile intuire, solo una piccola frazione degli eventi analizzati sarà costituita effettivamente da eventi del tipo richiesto. Se si considera il grande numero di eventi raccolti dagli esperimenti ci si renderà facilmente conto della difficoltà, almeno allo stato attuale, di studiare questi campioni di dati raccolti: a questo livello di selezione, infatti, sono costituiti da una piccolissima frazione di eventi di *segnale* (cioè eventi  $t\bar{t}$ ) "sommersa" da una enorme mole di eventi di *fondo* (cioè eventi che non interessano ai fini dell'analisi dati). Una caratterizzazione di quanto appena sottolineato viene fornita dal rapporto segnale/rumore S/B. Per eventi che passano il trigger multijet ci aspettiamo infatti un rapporto S/B  $\sim 1/76$ .

Alla luce di queste considerazioni il primo obiettivo da raggiungere per poter effettuare una corretta analisi è sviluppare un metodo che consenta di migliorare la purezza dei campioni di dati, applicando una *selezione degli eventi* che privilegi quelli di segnale a scapito di quelli di fondo. Per questo scopo si sfruttano gli eventi  $t\bar{t}$  Monte Carlo: confrontando il comportamento dei dati con quello delle simulazioni si può analizzare in cosa segnale e fondo si assomigliano e in cosa differiscono, sfruttando poi queste differenze per separarli nel modo più netto possibile.

In questo senso si introduce una grandezza fondamentale, l'efficienza  $\epsilon$ , definita come

$$\epsilon = \frac{N_{sel}^{MC}}{N_{gen}^{MC}} \quad (4.1)$$

dove abbiamo indicato con  $N_{gen}^{MC}$  in numero di eventi  $t\bar{t}$  generati nel campione Monte Carlo e con  $N_{sel}^{MC}$  il numero di eventi Monte Carlo che passano una determinata selezione.

A questo punto siamo in grado di chiarire il significato della costante moltiplicativa che compare nell'equazione 2.3: essa infatti risulta essere il prodotto fra l'efficienza della selezione  $\epsilon$  e il *branching ratio* BR del campione Monte Carlo  $t\bar{t}$ . Possiamo quindi riscrivere la 2.3 nella sua forma definitiva:

$$N_{exp}^{t\bar{t}} = \epsilon \times BR \times \sigma_{t\bar{t}} \times L \quad (4.2)$$

### 4.2.1 Preselezione: trigger sugli eventi, richieste su $N_{jet}$ , tagli cinematici

Il primo passo verso un campione più puro è quello di effettuare una *preselezione* sugli eventi. Nel presente lavoro la preselezione è stata effettuata principalmente per mezzo di una macro per ROOT scritta in linguaggio C++ (in seguito ci riferiremo alla macro con il nome che le è stato assegnato, ovvero `prese1.C`). La logica che sta alla base di `prese1.C` è, a grandi linee, la seguente:

1. prima di essere lanciata, riceve come argomento un flag che la istruisce se lavorare sui campioni di dati o su Monte Carlo;
2. una volta avviata legge i file in formato `.root`, estrae gli eventi e ne acquisisce le variabili cinematiche. Ordina gli eventuali jet in ordine di  $p_T$  decrescente ;
3. applica un trigger e un taglio sul numero  $N_{jet}$  di jet del singolo evento;
4. lancia una funzione che calcola un certo numero di variabili cinematiche di rilievo dell'evento (aplanarità, centralità ecc.);
5. riempie e scrive degli istogrammi contenenti queste variabili cinematiche, che saranno disponibili per essere consultati in un file direttamente accessibile da ROOT.

Il passaggio che più ci interessa, a questo punto, è il numero 3. Considerando gli argomenti della sezione 3.1 è lecito richiedere la condizione

$$N_{jet} \geq 6 \quad (4.3)$$

Infatti, tenendo a mente l'equazione 3.4, è facile convincersi che un evento con meno di sei jet sarebbe un cattivo candidato ad essere un evento  $t\bar{t}$ . Inoltre la logica utilizzata per effettuare le misure (che verrà esposta nelle sezioni successive)

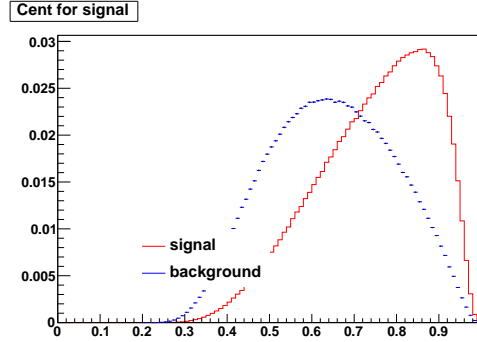


Figura 4.2: Comportamento della centralità per segnale e fondo. In questo caso è evidente come il comportamento del segnale si discosti da quello del fondo.

necessita obbligatoriamente della presenza di un numero di jet almeno pari a sei, pena l'impossibilità di applicare il metodo di analisi scelto, che richiede la ricostruzione cinematica completa dello stato finale.

Un altro tentativo possibile in fase di preselezione è quello di confrontare il comportamento delle variabili cinematiche (cfr. punto 4) per i dati (dominati da eventi di fondo) e per il Monte Carlo  $t\bar{t}$ , nella speranza che esista un comportamento diverso nei due casi capace di fungere da discriminante per stabilire se un evento appartiene al segnale o al fondo. In generale si nota che quasi per ogni variabile è possibile individuare un comportamento tale da prestarsi ad una distinzione del genere appena accennato.

In figura 4.2 è riportato il grafico della centralità per i dati e per il Monte Carlo  $t\bar{t}$ . Questa quantità è definita come  $\text{Cent} = \sum_{j=1}^{N_{jet}} E_T^j / \sqrt{\hat{s}}$ , cioè come il rapporto tra l'energia trasversa totale dei jet e la massa invariante del sistema multijet. Si noterà ad una prima occhiata come, indicativamente, scegliendo eventi che hanno  $\text{Cent} \gtrsim 0.7$  si privilegerà abbastanza nettamente la scelta del segnale rispetto al fondo. Infatti nella parte del plot in cui  $\text{Cent} \in [0.7; 1]$  sono presenti la maggior parte degli eventi di segnale, mentre il fondo va calando. Ad ogni modo, per ottenere il valore preciso di taglio è stato implementato un semplice algoritmo C++ che, per ogni bin dell'istogramma, esegue gli integrali delle due curve da quel bin in avanti ottenendo un valore S per il segnale e un valore B per il fondo; successivamente cerca il massimo della quantità  $S/\sqrt{B}$ . Il valore di centralità corrispondente a questo massimo risulta quello ottimale in cui effettuare il taglio. Ottenuti i valori dei tagli per tutte le variabili cinematiche si può applicarli uno dopo l'altro, "a cascata", e valutare se il rapporto fra segnale e fondo è aumentato. Anziché usare  $S = N_{exp}^{t\bar{t}}$ , per semplicità, il calcolo del rapporto S/B viene fornito dalla relazione:

$$\frac{S}{B}(i) = \frac{N_{sel}^{MC}(i) \times (L_{dati}/L_{MC})}{N_{sel}^{dati}(i)} \quad (4.4)$$

dove  $N_{sel}^{MC}(i)$  e  $N_{sel}^{dati}(i)$  sono, rispettivamente, il numero di eventi di segnale e di fondo che passano il taglio  $i$ -esimo. Si noti che, in generale, il campione dei dati e quello del Monte Carlo  $tt$  hanno luminosità integrata differente: perciò si è reso necessario riscalare il valore  $N_{sel}^{MC}(i)$  alla luminosità integrata dei dati. Altre variabili cinematiche (cfr. fig. 4.3) che esibiscono un comportamento distintivo sono:

- *Apla*, aplanarità dell'evento, definita a partire dal tensore  $M^{ab} = \sum_{j=1}^{N_{jet}} p_j^a p_j^b$  dove  $\mathbf{p}_j$  sono le quantità di moto dei jet e  $a, b \in \{1, 2, 3\}$ .
- *EtStar1* ed *EtStar 2*, definite dal prodotto  $E_T \sin^2(\theta^*)$  per i primi due jet, dove  $\theta^*$  è l'angolo tra i jet e l'asse dei fasci, misurato nel centro di massa del sistema multijet.
- *ProdStar3N*, media delle quantità  $E_T \sin^2(\theta^*)$  calcolate per i rimanenti  $(N_{jet} - 2)$  jet.

Nonostante questo metodo migliori effettivamente la purezza dei campioni, tuttavia esistono modi di procedere più raffinati, che verranno descritti nelle sezioni successive, in grado di garantire rapporti segnale-rumore ancora migliori. Questo perché il metodo dei tagli in sequenza ha alcuni difetti, fra cui il più grave è quello di non considerare l'effetto che un taglio su una certa variabile produce sulle distribuzioni delle altre variabili cinematiche.

## 4.2.2 Rete neurale

Nel paragrafo precedente abbiamo notato come il taglio sulle variabili cinematiche non sia del tutto soddisfacente e come sia possibile ottenere risultati migliori utilizzando tecniche più raffinate. Una di queste è quella di impostare una analisi multivariata svolta tramite rete neurale (*neural network*), servendosi del pacchetto TMVA[12] (Toolkit for Multivariate Data Analysis). Una analisi multivariata standard si compone in genere di due passi indipendenti:

1. fase di *training* della rete neurale. Attraverso degli oggetti dedicati (*Factory*) l'utente imposta le variabili in input, i metodi di analisi e i dati su cui la rete neurale dovrà lavorare. I metodi vengono quindi testati, ovvero il programma valuta quali delle variabili in input sono maggiormente discriminanti e quali lo sono in misura inferiore (cfr. fig. 4.4). Al termine del test viene prodotto un file di *pesi* che verrà utilizzato nella seconda fase;
2. applicazione dei risultati del training ad un campione di eventi. Servendosi di una seconda classe di oggetti (*Reader*) l'utente seleziona come metodo di analisi quello che si è rivelato essere il migliore alla luce del training, fornendo come argomento il file di pesi. L'oggetto *Reader* può ora leggere gli eventi oggetto dell'analisi dati, elaborandone le variabili cinematiche, e restituisce in output la variabile risultato dell'analisi,  $NN_{out}$ .

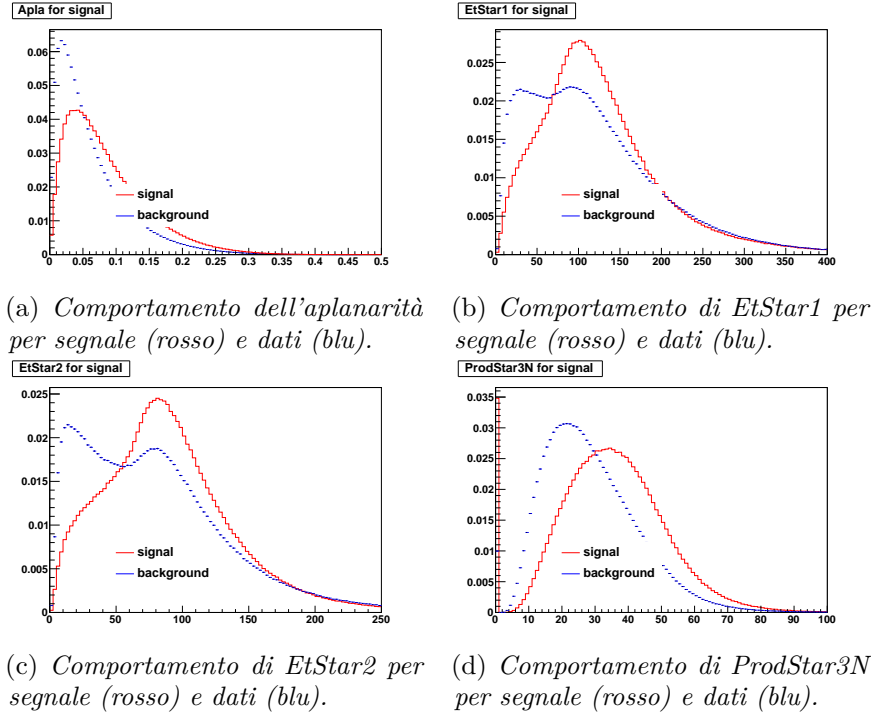


Figura 4.3: Istogrammi per le variabili Apla, EtStar1, EtStar2 e ProdStar3N

E' importante sottolineare il fatto che il processo di analisi multivariata *tiene conto di come sono tra loro correlate le variabili cinematiche*, a differenza di quanto avveniva per i tagli in sequenza.  $NN_{out}$  risulta essere una variabile che assume valori nell'intervallo  $[0;1]$ , il cui comportamento atteso è quello di essere distribuita per la maggior parte verso lo 0 nel caso dei dati, che sono costituiti prevalentemente da eventi di fondo, per la maggior parte verso 1 nel caso del Monte Carlo  $t\bar{t}$ . Tanto più questo comportamento è marcato, tanto meglio è possibile separare il segnale dal rumore. La variabile  $NN_{out}$  viene utilizzata per effettuare un taglio con procedimento del tutto analogo a quello già esposto in 4.2.1, il cui esito è riportato nella tabella 4.2. Con riferimento alla figura 4.5 si può stimare in (a) che il taglio ideale dovrebbe essere attorno ad un valore dell'ascissa  $\sim 0.5$ ; la conferma arriva da (b) in cui si vede che il  $\max(S/\sqrt{B})$  corrisponde ad un valore in ascissa di 0.55 .

### 4.2.3 b-tagging e richieste su $\Delta R_{bb}$

Uno degli strumenti più importanti a disposizione per migliorare la qualità dei campioni di segnale è quello che permette di identificare i prodotti di decadimento dei quark pesanti, come ad esempio  $b$  o  $c$ , tramite una procedura detta *tagging*. Le equazioni 3.1, 3.2, 3.3 e 3.4 mostrano come un evento  $t\bar{t}$  sia sempre caratterizzato dalla presenza, nei prodotti, di un quark  $b$  e del rispettivo antiquark  $\bar{b}$ . Perciò si

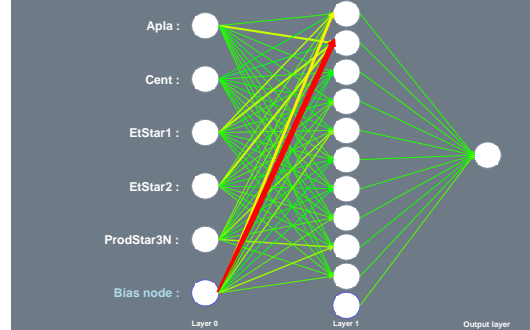
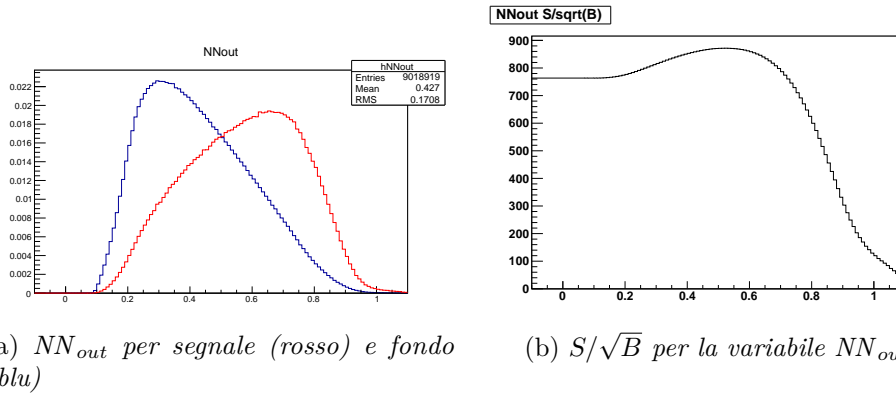


Figura 4.4: Schema del funzionamento della rete neurale. La rete neurale riceve in input una serie di nodi contenenti le variabili cinematiche, che nel nostro caso sono cinque: aplanarità, centralità, Etstar1, Etstar2 e Prodstar3N (layer 0); esegue il training elaborando le variabili e assegnando ad ognuna di esse pesi diversi per ottenere una serie di nodi intermedi. Lo spessore di ogni freccia sta ad indicare il maggiore o minore peso assegnato ad una certa variabile (layer 1). Da ultimo è possibile ottenere in output la variabile  $NN_{out}$  utilizzata come criterio di selezione (output layer).



(a)  $NN_{out}$  per segnale (rosso) e fondo (blu)

(b)  $S/\sqrt{B}$  per la variabile  $NN_{out}$

Figura 4.5: In (a) è riportato il comportamento della variabile  $NN_{out}$  risultante dall'output dell'analisi multivariata. Le curve per dati e  $t\bar{t}$  Monte Carlo non risultano essere pronunciate soltanto agli estremi del grafico (caso ideale), ma si estendono anche nella zona centrale. Nonostante ciò l'utilizzo di questa variabile per la selezione di eventi è più efficiente del taglio "in cascata" sulle variabili cinematiche. In (b) il rapporto  $S/\sqrt{B}$  in funzione del taglio su  $NN_{out}$ .

Tabella 4.2: Rapporto segnale/rumore per eventi che passano il trigger, la richiesta su  $N_{jet}$ , il taglio su  $NN_{out}$ , la richiesta 1 tag, la richiesta 2 tag, il taglio in  $\Delta R_{bb}$ . Con  $N = N_{sel}^{dati}$  si indica il numero di eventi del campione di dati, mentre  $S = N_{exp}^{t\bar{t}}$  è il segnale già normalizzato alla luminosità del campione di dati come nella eqazione 4.4. Si pone  $B = N - S$ .

Taglio	N	S	S/B
trigger	26477811	356108	$\sim 1/76$
$N_{jet} \geq 6$	12303189	223335	$\sim 1/54$
$NN_{out} \geq 0.55$	2202099	85328	$\sim 1/25$
$\geq 1$ tag	314095	41158	$\sim 1/7$
$\geq 2$ tag	73290	20519	$\sim 1/3$
$\Delta R_{bb} \geq 1.5$	43266	15782	$\sim 1/2$

procede con l'analizzare i jet degli eventi e sottoporli ad un algoritmo che determina, con una certa efficienza, se questi sono prodotto del decadimento di quark bottom. In questo caso particolare la procedura prende il nome di *b-tagging*. Applicare una richiesta sul numero di tag dei singoli eventi consente di eliminare un certo numero di eventi QCD di fondo. L'algoritmo scelto, chiamato *combined secondary vertex*[13], individua la presenza di vertici secondari a seguito della collisione. Gli adroni di tipo *b*, infatti, hanno mediamente un tempo di vita piuttosto lungo, e hanno dunque la possibilità, prima di decadere, di allontanarsi dal vertice primario di interazione. Il punto di lavoro scelto per l'algoritmo corrisponde ad una efficienza di circa il 50% di identificare un jet proveniente da un quark *b*, contro una probabilità dello 0.1 % di *mistag*, ovvero di identificare un jet proveniente da quark leggeri<sup>1</sup>. Nel caso degli eventi  $t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b}$  la richiesta più naturale è

$$N_{b\_tag} \geq 2 \quad (4.5)$$

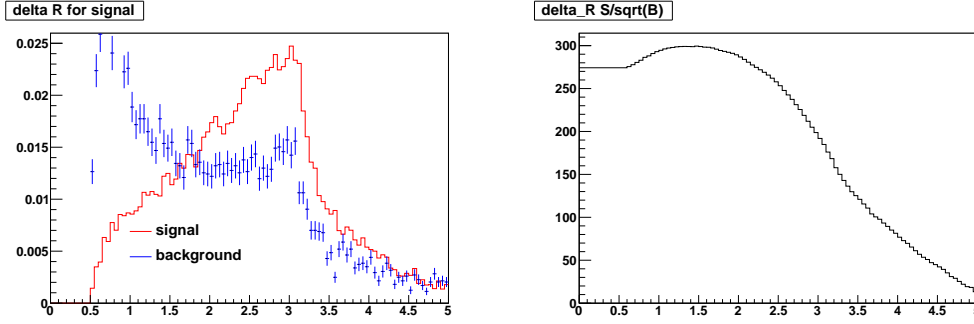
La tabella 4.2 mostra come le richieste sui tag migliorino la purezza dei dati: dopo la rete neurale il rapporto S/B è ancora piuttosto piccolo, circa 1/25. Già la richiesta di un tag comporta un discreto miglioramento, portando il rapporto a circa 1/7. Se poi, come richiesto dall'equazione 4.5, si impone la presenza di due jet taggati, si raggiunge il valore di 1/3.

Un altro parametro importante in sede di selezione dati è la variabile  $\Delta R_{bb}$ , funzione degli angoli tra i due jet taggati, definita come la distanza nello spazio delle variabili  $(\eta, \phi)$ :

$$\Delta\eta = \eta_1 - \eta_2 \quad (4.6)$$

<sup>1</sup>Variando il punto di lavoro dell'algoritmo si ottengono efficienze diverse e probabilità di mistag diverse. La scelta viene effettuata dai fisici a seconda delle esigenze del caso in esame. È prassi, ormai, scegliere come riferimento tre punti di lavoro principali, che corrispondono ai cosiddetti tag *loose*, *medium* e *tight*.





(a)  $\Delta R_{bb}$  per segnale (rosso) e per il fondo (blu).

(b)  $S/\sqrt{B}$  per la variabile  $\Delta R_{bb}$

Figura 4.6: In (a) è riportato il comportamento della variabile  $\Delta R_{bb}$ ; in (b) il rapporto  $S/\sqrt{B}$  in funzione del taglio in  $\Delta R_{bb}$ .

$$\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2 \quad (4.7)$$

$$\Delta R_{bb} = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (4.8)$$

dove  $\eta_i$  e  $\phi_i$  sono i valori dell' $i$ -esimo jet. Anche per  $\Delta R_{bb}$  si può determinare il bin per il quale si ottiene il massimo rapporto segnale/rumore. Trovato il valore di taglio si ha a disposizione un ulteriore criterio per separare il segnale dal fondo. Il taglio ottimale è quello per valori di ascissa maggiori di 1.5 (cfr. fig. 4.6).

## 4.3 Ricostruzione di massa con fit cinematico e stima del fondo

### 4.3.1 Fit cinematico di massa con test chi-quadrato

Una volta isolato un campione di eventi candidati  $t\bar{t}$  sufficientemente puro, il passo successivo è quello di ricostruire la massa del quark top per mezzo di un fit cinematico effettuato su tutti gli eventi che superano i tagli in  $NN_{out}$ , in  $\Delta R_{bb}$  e che contengono due jet taggati. Il fit viene eseguito a partire dalle sei variabili cinematiche dei jet  $E_T$ ,  $\eta$ ,  $\phi$ ,  $p_x$ ,  $p_y$ ,  $p_z$  ed è affidato alla macro di ROOT `anaMass.C`. Di seguito riassumiamo la logica che permette di passare dalle variabili cinematiche alla massa ricostruita  $m_t^{rec}$ .

1. prima di essere lanciata, `anaMass.C` riceve come argomento un flag che la istruisce se lavorare sui campioni di dati o su  $t\bar{t}$  Monte Carlo
2. legge un file contenente le variabili cinematiche degli eventi e ne acquisisce una copia. I jet sono già stati ordinati in  $p_T$  decrescente, perciò la macro

si limita a considerare i primi 6, detti *leading jets*, che hanno la maggiore quantità di moto trasversa<sup>2</sup>

3. inizio del fit vero e proprio. A partire dai valori delle variabili cinematiche dei prodotti finali del decadimento  $t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b}$  vengono ricostruiti i quadrivettori  $P^\mu = (E, \mathbf{p})$  dei sei jet; successivamente, procedendo “all’indietro”, si ricostruiscono i quadrivettori dei bosoni W e dei quark  $b$ , insieme alle loro masse invarianti; da ultimo si ottengono i quadrivettori della coppia  $t\bar{t}$ .

$$P_{W^+}^\mu = P_q^\mu + P_{q'}^\mu \quad (4.9)$$

$$P_{W^-}^\mu = P_q^\mu + P_{q'}^\mu \quad (4.10)$$

$$P_t^\mu = P_{W^+}^\mu + P_b^\mu \quad (4.11)$$

$$P_{\bar{t}}^\mu = P_{W^-}^\mu + P_{\bar{b}}^\mu \quad (4.12)$$

La massa del quark top viene ricavata servendosi della funzione

$$\chi^2 = \frac{(m_{jj}^{(1)} - m_W)^2}{\sigma_W^2} + \frac{(m_{jj}^{(2)} - m_W)^2}{\sigma_W^2} + \frac{(m_{jjb}^{(1)} - m_t^{rec})^2}{\sigma_t^2} + \frac{(m_{jjb}^{(2)} - m_t^{rec})^2}{\sigma_t^2} \quad (4.13)$$

dove  $m_{jj}^{(1,2)}$  sono le masse invarianti dei sistemi a due jet che provengono dai due bosoni  $W$ ;  $m_{jjb}^{(1,2)}$  sono le masse invarianti dei sistemi a tre jet che provengono dai due quark top;  $\sigma_W$  e  $\sigma_t$  sono le incertezze associate alle distribuzioni previste per le masse di  $W$  e  $t$  ricostruite in eventi  $t\bar{t}$  Monte Carlo (tipicamente  $\sigma_W = 8\%m_{jj}$  e  $\sigma_t = 10\%m_{jjb}$ ). Come noto, le funzioni modellate sul test chi-quadrato permettono la verifica della validità di una data ipotesi (in genere l’accordo fra la distribuzione dei dati di un esperimento e la distribuzione limite prevista); si ha un buon accordo quando  $\chi^2$  è sufficientemente piccolo. Nella 4.13 tutti i valori sono noti (in quanto calcolati in precedenza), eccetto quello di  $m_t^{rec}$  che compare come parametro libero. Perciò, *minimizzando la funzione*  $\chi^2$  tramite l’algoritmo MINUIT[14] si ottiene la miglior stima della massa ricostruita del quark top. Si noti ora come sia impossibile, a priori, stabilire quale coppia di jet sia il prodotto di decadimento del  $W^+$ , quale il prodotto di decadimento del  $W^-$ , oppure quale tripletto ( $jjb$ ) sia derivato dal decadimento del  $t$ . Dunque si rende necessario eseguire l’operazione di minimizzazione *per ogni permutazione possibile dei jet* e scegliere quella che fornisce il minor valore della funzione  $\chi^2$ . La distribuzione della funzione  $\chi^2$  può essere utilizzata come ulteriore selezione per discriminare segnale e fondo. Il taglio ottimale risulta essere  $\chi^2 < 15$ .

---

<sup>2</sup>Si noti che, in linea di principio, non esiste alcuna garanzia del fatto che l’evento abbia 6 (o più) jet. È soltanto in virtù della richiesta 4.3 che abbiamo la garanzia del corretto funzionamento della logica qui esposta.

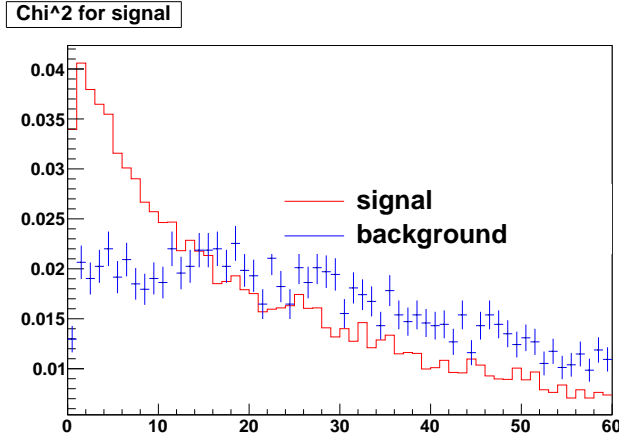


Figura 4.7: Comportamento della funzione  $\chi^2$  per eventi a due tag. Il fondo è distribuito in modo uniforme su grandi e piccoli valori del chi-quadrato mentre il segnale popola con un picco ben marcato la zona dei piccoli valori.

4. viene prodotto in output un file che riporta, per ogni evento, i valori della massa ricostruita  $m_t^{rec}$  e della funzione  $\chi^2$  (`massesMJ.dat` per i dati, `massesMC.dat` per il Monte Carlo).

### 4.3.2 Stima della distribuzione in massa del fondo

Per stimare la distribuzione di massa del fondo si ricorre ad un metodo, detto *event mixing*, che consiste nel mischiare fra loro eventi taggati due volte che passano le richieste su  $N_{jet}$ ,  $N_{b\_tag}$  e  $NN_{out}$ , ottenendo un terzo evento a 6 jet il quale, risultando dall'unione del tutto arbitraria di due eventi, dovrebbe essere completamente privo della dinamica di un evento  $t\bar{t}$  e comportarsi perciò come un evento di fondo. I jet vengono selezionati dai due eventi di partenza in modo casuale, ma mantenendo in ogni caso la presenza, nell'evento finale, di due jet taggati separati da  $\Delta R_{bb} > 1.5$  (uno appartenente al primo evento e uno al secondo). In virtù di questa totale perdita di dinamica bisogna effettuare un test sul  $\Delta R$  di ogni coppia di jet per verificare che non esistano coppie troppo "vicine". Gli eventi che verificano almeno una volta  $\Delta R < 0.5$  vanno scartati. Anche per gli eventi *mixed* viene prodotto un file contenente i valori di  $m_t^{rec}$  e  $\chi^2$  (`massesMIX.dat`).

La decisione di servirsi di questo metodo per modellare il fondo può essere convalidata studiando un campione di controllo povero di segnale, come può essere quello di eventi che passano la selezione usuale *ma che soddisfano un taglio in  $\chi^2$  invertito*, ovvero  $\chi^2 \geq 15$ . Dopo aver sommato la distribuzione in massa per il campione  $t\bar{t}$  Monte Carlo con quella per gli eventi *mixed* si effettua un confronto con la distribuzione dei dati. Il comportamento atteso, se l'utilizzo dell'*event mixing*

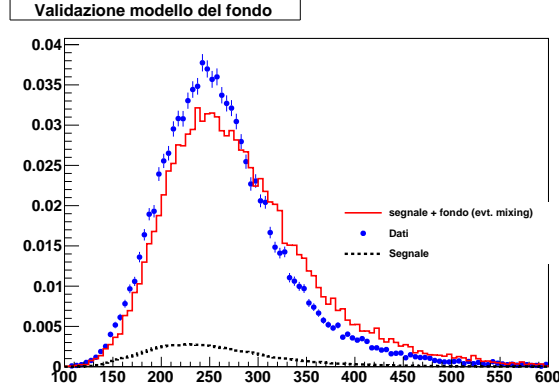


Figura 4.8: Campioni di controllo per la validazione del modello di fondo. In rosso è descritta la distribuzione di segnale + *event mixing*; in blu quella dei dati, con barre d'errore. Infine in nero tratteggiato il solo segnale che, come previsto, popola scarsamente il campione.

è lecito, è quello di ottenere due distribuzioni tra loro compatibili. Come si vede dalla figura 4.8 nel nostro caso si è ottenuto un ragionevole accordo.

## 4.4 Template per segnale e fondo; fit di verosimiglianza per $\sigma_{t\bar{t}}$

### 4.4.1 Istogrammi Template

Una volta disponibili i valori di  $m_t^{rec}$  e  $\chi^2$  per segnale (`massesMC.dat`), fondo (`massesMIX.dat`) e dati (`massesMJ.dat`) si può procedere ad una misura di sezione d'urto. Il primo passo è leggere questi file servendosi di una macro per ROOT chiamata `fitXsec.C` e scrivere tre istogrammi contenenti gli eventi con ( $100 < m_t^{rec} < 550$ ) GeV; effettuata la selezione si calcola la sua efficienza. Successivamente si normalizzano gli istogrammi di segnale e fondo ad area unitaria, ottenendo in questo modo due funzioni densità di probabilità dette *template*, riportate in figura 4.9. Il segnale è caratterizzato da un picco molto marcato nella zona ( $160 < m_t^{rec} < 180$ ) GeV, intervallo compatibile con il valore della massa del quark top. Il fondo, invece, si presenta distribuito in modo piuttosto uniforme, crescendo e diminuendo in modo regolare, senza mostrare picchi di rilievo. I contenuti del bin  $i$ -esimo per le densità di probabilità del segnale e del fondo verranno indicati nel seguito con  $s[i]$  e  $b[i]$ .

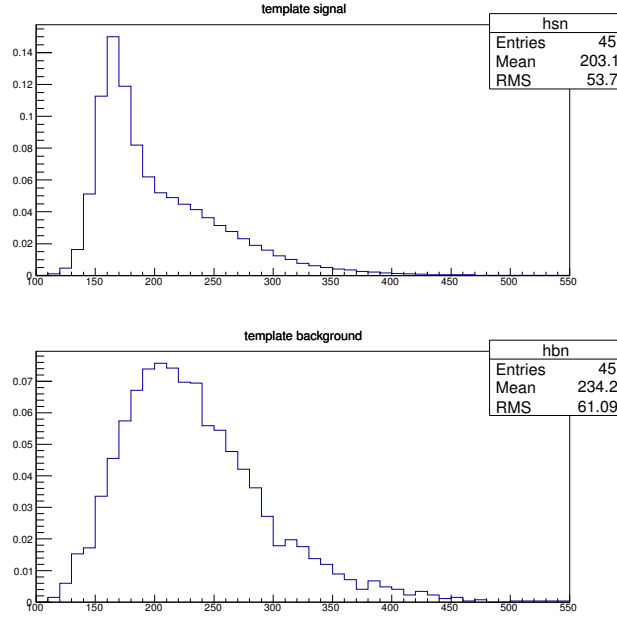


Figura 4.9: Templates per segnale (in alto) e fondo (in basso).

#### 4.4.2 Correzioni all'efficienza

A questo punto è bene sottolineare un particolare molto importante ai fini della misura: l'efficienza  $\epsilon$  che compare nell'equazione 4.1 *deve essere corretta* per tenere conto delle efficienze del trigger e dell'algoritmo di b-tagging, valutate realisticamente sui dati più che sugli eventi simulati. Introduciamo quindi una efficienza corretta

$$\epsilon' = \epsilon \times SF_{b\_tag}^2 \times SF_{trig}$$

dove  $SF_{b\_tag}$  rappresenta un fattore di scala tra l'efficienza di b-tag misurata nei dati e quella misurata negli eventi simulati. Considerato il fatto che si richiedono due b-tag,  $SF_{b\_tag}$  è stato stimato valere  $0.93 \pm 0.04$ [15]. Invece  $SF_{trig}$  è un fattore di degradazione dell'efficienza legato alla curva di *turn-on* del trigger. La curva di *turn-on* descrive la probabilità che un jet di una fissata  $p_T$  passi il trigger. La curva ideale dovrebbe essere un gradino: per valori di  $p_T$  inferiori ad un valore fissato la probabilità sarebbe nulla, mentre per valori superiori corrisponderebbe al 100%. Il comportamento reale non è ovviamente così netto, come si può facilmente notare dalla figura 4.10. La curva più a sinistra rappresenta la curva di *turn-on* per il trigger *HLT\_QuadJet50\_DiJet40*, utilizzato nell'anno 2011, quando LHC lavorava a  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Allo stato attuale non è ancora stata preparata una curva di *turn-on* per il trigger *HLT\_QuadJet60\_DiJet20* da noi utilizzato; abbiamo perciò cercato di ottenere una curva di *turn-on* ragionevole traslando quella del 2011 di 10 GeV verso destra, ottenendo la seconda curva riportata in figura. Si noti come un jet

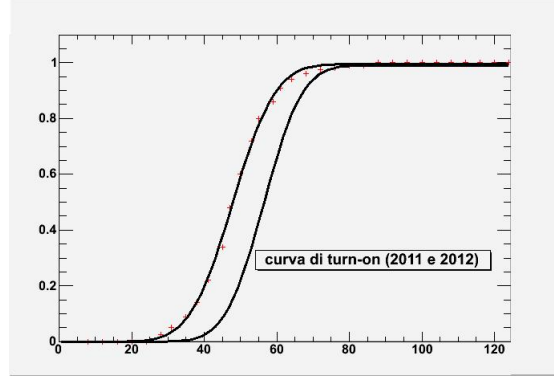


Figura 4.10: Curva di turn-on per il sistema di trigger. Versione per il trigger 2011 (sinistra) e versione stimata per il 2012 (destra).

dotato di  $p_T \sim 60$  GeV abbia poco più del 50% di probabilità di passare il trigger. L'efficienza di trigger si ottiene sommando, per ogni evento, le probabilità di avere tutti i primi quattro jet che passano il trigger; i due jet rimanenti hanno invece probabilità pressoché del 100% di passare il trigger. Il fattore correttivo  $SF_{trig}$  è stato stimato valere circa 0.69.

### 4.4.3 Fit di verosimiglianza

A partire dalle distribuzioni *template* e usando le efficienze corrette si effettua la misura vera e propria, servendosi di un fit di verosimiglianza. In generale, osservato un campione di misure  $(x_1, x_2, \dots, x_n)$  estratto da una popolazione  $X$  la cui distribuzione dipenda da un set di parametri  $\alpha$ , la funzione di verosimiglianza (*likelihood function*)  $\mathcal{L}(\alpha)$  descrive la probabilità di misurare quel determinato campione al variare di  $\alpha$ .

Nell'affrontare il problema in esame abbiamo a disposizione gli istogrammi delle funzioni densità di probabilità in massa per i dati, per il segnale e per il fondo, contenenti rispettivamente  $n$ ,  $n_s$  e  $n_b$  eventi. La funzione di verosimiglianza si compone di due fattori: il primo, detto *fattore di normalizzazione*, di forma poissoniana

$$\mathcal{L}_{norm} = e^{-\mu} \frac{\mu^n}{n!}; \quad \mu \equiv \text{numero eventi attesi} = n_s + n_b \quad (4.14)$$

e il secondo, legato alla forma delle distribuzioni, dato da

$$\mathcal{L}_{shape} = \prod_{i=1}^n \left[ \frac{n_s s[i] + n_b b[i]}{n_s + n_b} \right] \quad (4.15)$$

Si può perciò scrivere immediatamente

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{norm} \times \mathcal{L}_{shape} = e^{-\mu} \frac{\mu^n}{n!} \times \prod_{i=1}^n \left[ \frac{n_s s[i] + n_b b[i]}{n_s + n_b} \right] \quad (4.16)$$

Tabella 4.3: Riassunto del fit di verosimiglianza. Si riportano i valori di: luminosità integrata dei dati, numero eventi candidati, numero eventi di fondo, numero eventi di segnale, prodotto fra efficienza e *branching ratio* e infine sezione d'urto di produzione.

Fit di verosimiglianza	
$L_{dati}$	$19.5 \text{ fb}^{-1}$
$n$	10724
$n_b$	$6826 \pm 165$
$n_s$	$3898 \pm 156$
$\epsilon' \times BR$	$7.7 \times 10^{-4}$
$\sigma_{t\bar{t}}$	$(260 \pm 10) \text{ pb}$

Come più volte sottolineato,  $n_s$  dipende dalla sezione d'urto tramite la relazione  $n_s \equiv N_{exp}^{t\bar{t}} = \epsilon' \times BR \times \sigma_{t\bar{t}} \times L$ , per cui  $n_s$  è un parametro libero nella funzione di verosimiglianza:

$$\mathfrak{L} = \mathfrak{L}(n_s, n_b).$$

Effettuare il fit di verosimiglianza significa dunque trovare i valori di  $n_s$  e  $n_b$  che massimizzano la *likelihood function* (fit a due parametri).

Per questioni di natura computazionale è più conveniente cercare il minimo di una funzione piuttosto che il massimo, così quel che si fa è minimizzare la funzione  $-\log[\mathfrak{L}(n_s, n_b)]$  (la funzione *log* è strettamente monotona, dunque questa operazione è lecita). Si applica l'algoritmo MINUIT alla funzione

$$-\log[\mathfrak{L}(n_s, n_b)] = \mu - n \log \mu + \log(n!) - \sum_{i=1}^n \log \left[ \frac{n_s s[i] + n_b b[i]}{n_s + n_b} \right] \quad (4.17)$$

ottenendo il valore fittato dei parametri liberi. Il risultato ottenuto dal fit (cfr. tabella 4.3) su  $n = 10724$  eventi candidati è che il fondo viene stimato essere  $n_b = 6826 \pm 165$  e il contributo di segnale corrispondere a  $n_s = 3898 \pm 156$ . Ciò si traduce in una sezione d'urto

$$\sigma_{t\bar{t}} = \frac{n_s}{\epsilon' \times BR \times L_{dati}} = (260 \pm 10) \text{ pb}.$$

A questo punto è possibile confrontare i dati con la somma di fondo e segnale attesi, come in figura 4.11. Il buon accordo tra le due distribuzioni testimonia che le scelte effettuate in sede di selezione degli eventi privilegiano in modo soddisfacente il segnale, riducendo invece il fondo, e che la modellizzazione del fondo funziona in modo soddisfacente.

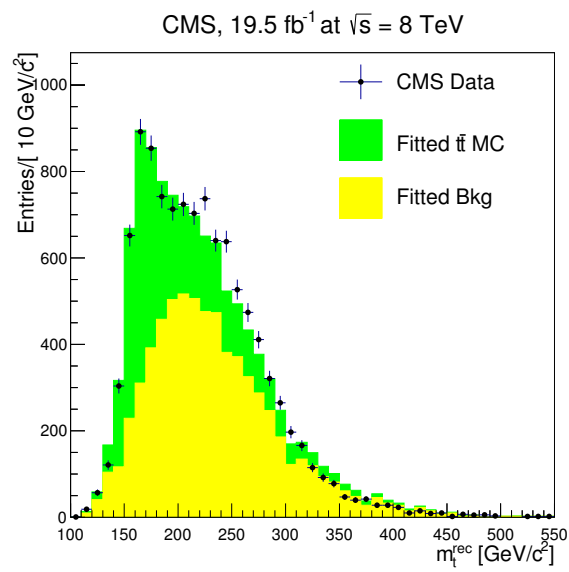


Figura 4.11: Confronto fra dati raccolti a CMS, segnale e fondo atteso. In nero, con relative barre d'errore, sono riportati i valori risultanti dagli eventi di dati che hanno passato le selezioni (preselezione, doppio b-tag,  $\Delta R_{bb}$ ,  $NN_{out}$ ,  $\chi^2$ ). In verde, invece, è riportato il comportamento degli eventi  $t\bar{t}$  generati dal Monte Carlo. Da ultimo, in giallo è descritta la curva del fondo atteso.



# Capitolo 5

## Discussione dei risultati sperimentali

In questo capitolo si discutono i valori ottenuti e si traggono le conclusioni dell'analisi sperimentale condotta.

### 5.1 Valore misurato della sezione d'urto di produzione $\sigma_{t\bar{t}}$

Il valore di sezione d'urto ottenuto dal fit di verosimiglianza risulta essere

$$\sigma_{t\bar{t}} = (260 \pm 10 \text{ (stat)}) \text{ pb} \quad (5.1)$$

in corrispondenza ad un valore  $m_t = 172.5$  GeV, che è quello usato per la generazione degli eventi  $t\bar{t}$  Monte Carlo. La misura, con il relativo errore, risulta statisticamente compatibile con il valore teorico di  $252 \text{ pb}$  previsto dal Modello Standard in corrispondenza dello stesso valore di massa  $m_t$ . L'accordo esistente tra i due valori convalida i metodi utilizzati in sede di analisi dati, in particolare conferma che i criteri scelti per selezionare gli eventi privilegiano effettivamente il segnale a scapito del fondo.

### 5.2 Breve discussione delle incertezze sistematiche

La trattazione delle incertezze sistematiche in esperimenti della portata di CMS risulta molto complessa, soprattutto perché esiste un grandissimo numero di fattori che influenzano la misura e che contribuiscono all'incertezza totale. Alcune fra le più importanti sorgenti di incertezza sistematica sono:

- imprecisione sulla stima delle efficienze. Può dipendere dalla incertezze associate alla modellizzazione del segnale: infatti esistono diversi tipi di generatori Monte Carlo, ognuno dei quali può differire dagli altri e fornire valori di efficienza leggermente diversi.
- imprecisione sulla stima del fondo. Esistono svariati metodi per ottenere una stima della distribuzione del fondo, che producono esiti compatibili ma mai del tutto equivalenti. Abbiamo anche notato nella figura 4.8 come il modello usato per il fondo sia buono ma non eccellente.
- imprecisione relativa alle misure di luminosità.
- imprecisione sulla correzione alla scala energetica dei jet.

Un esempio di incertezza sistematica relativa alla imprecisione sulla stima di efficienza è quello legato alla scelta del tipo di eventi Monte Carlo  $t\bar{t}$  utilizzati per eseguire l'analisi. Mettendo a confronto un campione di eventi esclusivi *all-hadronic* con uno di eventi inclusivi, contenente tutti i tipi di decadimento possibili, si è valutato come variano le efficienze nei due casi. Dallo studio del campione inclusivo è risultato

$$\epsilon_{incl} = 1.32 \times 10^{-3}$$

valore che differisce di circa il 2% rispetto al valore

$$\epsilon_{all\_had} \times BR = 1.29 \times 10^{-3}.$$

Questo si traduce in una incertezza sistematica di circa  $5pb$  sulla misura di  $\sigma_{t\bar{t}}$ .

Altro esempio è quello relativo al fattore di degradazione per l'efficienza sul singolo tag  $SF_{b\_tag}$ , valore noto con errore:  $SF_{b\_tag} = 0.93 \pm 0.04$ . Variandolo di  $\pm 0.04$  il valore di sezione d'urto risulta diverso di circa  $21 pb$ .

Da ultimo, citiamo il fatto che la luminosità integrata è nota con un errore percentuale pari a circa il 2.6%, il che si traduce in una incertezza di circa  $7 pb$  su  $\sigma_{t\bar{t}}$ .

### 5.3 Conclusioni

Partendo da eventi raccolti presso l'esperimento CMS nell'anno 2012, pre-processati nel febbraio 2013 e scritti su file di ROOT, ci siamo occupati di sviluppare un procedimento che permettesse di misurare la sezione d'urto di produzione per coppie di quark top e antitop. Come primo passo si è reso necessario applicare dei metodi di selezione che permettessero di separare il segnale (gli eventi  $t\bar{t}$ ), dal fondo (il grande insieme dei rimanenti processi QCD), in modo da aumentare il rapporto S/B del campione dati. Per fare ciò ci siamo serviti di un campione di eventi  $t\bar{t}$  simulati con metodo Monte Carlo, scelti nel canale *all-hadronic*.

Per prima cosa è stata applicata una *preselezione*, scegliendo di analizzare solamente gli eventi che passano le richieste del trigger *HLT\_QuadJet60\_DiJet20*

e che presentano un numero di jet superiore o pari a 6; scelta, quest'ultima, dettata sia dal tipo di fisica che si è trattata, sia dal tipo di logica utilizzata per effettuare l'analisi dati, come si è visto.

Successivamente si è operato effettuando la selezione vera e propria, basata su procedimenti divenuti ormai pressoché standard nell'analisi dati: *in primis* è stata implementata una rete neurale, che ha fornito la variabile  $NN_{out}$ , capace di fungere da discriminante tra segnale e fondo; successivamente, tenendo a mente le peculiarità del decadimento di coppie  $t\bar{t}$ , si è richiesta la presenza, per ogni evento, di almeno due jet b-tagati, ovvero riconosciuti come provenienti dal decadimento di quark bottom. Da ultimo è stata applicata una richiesta sul valore della variabile  $\Delta R_{bb}$ .

Una volta migliorata la qualità del campione di dati si è ricostruita la massa del quark top, ricorrendo ad un fit cinematico basato sul test chi-quadrato che prevede di minimizzare una funzione  $\chi^2$ , ottenendo la migliore stima della massa  $m_t^{rec}$ . Ci si è serviti della variabile  $\chi^2$  per effettuare una ultima selezione sui dati, capace di migliorare ulteriormente il rapporto S/B. Dopo aver stimato il comportamento della distribuzione attesa del fondo (tramite *event mixing*) abbiamo calcolato gli istogrammi *template* per il segnale e per il fondo, che descrivono in termini di densità di probabilità come è distribuita la massa  $m_t^{rec}$  nel caso del segnale e in quello del fondo. Infine, effettuando un fit di verosimiglianza (cioè massimizzando la *likelihood function*) abbiamo ottenuto il valore di sezione d'urto riportato nell'equazione 5.1.

Come emerge da questa discussione, il procedimento sperimentale che porta alla misura finale si compone di numerosi passi, ognuno dei quali è decisivo al fine di ottenere un valore sufficientemente accurato di sezione d'urto. Il valore misurato in questo lavoro si discosta di meno di una deviazione standard dal valore teorico previsto di  $252 \text{ pb}$ , il che può essere considerato un ottimo accordo. Questa buona corrispondenza tra risultato sperimentale e risultato teorico si traduce anche in una conferma della validità dei metodi scelti per questa analisi.



# Bibliografia

- [1] J. Beringer et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D86, 010001 (2012) and 2013 partial update for the 2014 edition.
- [2] P. Impara, *I presocratici. Lettura e interpretazione dei frammenti e delle testimonianze*, Armando Editore
- [3] CDF Collaboration, *Observation of top quark production in  $p\bar{p}$  collisions with the Collider Detector at Fermilab*, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2626
- [4] DØ Collaboration, *Observation of the Top Quark*, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2632
- [5] L. Evans and P. Bryant, *LHC machine*, JINST 03 (2008) S08001
- [6] <http://home.web.cern.ch/about/accelerators/large-hadron-collider>
- [7] CMS Collaboration, *The CMS experiment at the CERN LHC*, JINST 3 (2008) S08004
- [8] CMS Collaboration, *Commissioning of the Particle-Flow Reconstruction in Minimum-Bias and Jet Events from pp collisions at 7 TeV*, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-PFT-10-002, (2010)
- [9] M. Czakon and A. Mitov, *Top++*, a program for the calculation of the top-pair cross-section at hadron colliders, (2013)
- [10] <http://root.cern.ch>
- [11] J. Alwall, M. Herquet, F. Maltoni, O. Mattelaer and T. Stelzer, *Madgraph 5: going beyond*, JHEP 1106 (2011) 128
- [12] A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer, J. Therhaag, E. von Toerne and H. Voss, *TMVA: Toolkit for Multivariate Data Analysis*, PoS A CAT 040 (2007) [physics/0703039].
- [13] CMS Collaboration, *b-Jet Identification in the CMS experiment*, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-BTV-11-004, (2011)

- [14] <http://lcgapp.cern.ch/project/cls/work-packages/mathlibs/minuit/index.html>
- [15] CMS Collaboration, *Performance of b-tagging at  $\sqrt{S} = 8$  TeV in multijet  $t\bar{t}$  and boosted topology events*, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-BTV-13-001 (2013)

# Elenco delle tabelle

4.1	Caratteristiche dei campioni di dati e Monte Carlo $t\bar{t}$ . . . . .	26
4.2	Rapporto segnale/rumore per eventi che passano il trigger, la richiesta su $N_{jet}$ , il taglio su $NN_{out}$ , la richiesta 1 tag, la richiesta 2 tag, il taglio in $\Delta R_{bb}$ . . . . .	32
4.3	Riassunto del fit di verosimiglianza . . . . .	39





# Elenco delle figure

1.1	Modello standard delle particelle fondamentali . . . . .	3
1.2	Processo di adronizzazione e creazione di jet . . . . .	8
1.3	Ricostruzione della massa del quark top negli esperimenti CDF e DØ. . . . .	10
2.1	Festeggiamenti per il posizionamento del millesimo magnete bipolare . . . . .	12
2.3	Schema della struttura di LHC . . . . .	13
2.2	Caratteristiche tecniche di LHC . . . . .	13
2.4	Il complesso delle macchine acceleratrici del CERN . . . . .	14
2.5	Sezione del rivelatore CMS . . . . .	15
3.1	Diagramma di Feynman per la produzione singola di un quark top nel canale $t$ . . . . .	22
3.2	Diagrammi di Feynman per la produzione di coppie top-antitop . . . . .	23
3.3	Possibili stati finali per un sistema $t\bar{t}$ . . . . .	23
3.4	Rappresentazione visiva della produzione di una coppia $t\bar{t}$ a seguito di una collisione $p\bar{p}$ . . . . .	23
4.1	Struttura ad albero di un file in formato .root . . . . .	25
4.2	Comportamento della centralità per segnale e fondo . . . . .	28
4.3	Istogrammi per le variabili $A_{pl}$ , $EtStar1$ , $EtStar2$ e $ProdStar3N$ . . . . .	30
4.4	Schema del funzionamento della rete neurale. . . . .	31
4.5	Comportamento della variabile $NN_{out}$ risultante dall'output dell'analisi multivariata . . . . .	31
4.6	Comportamento della variabile $\Delta R_{bb}$ . . . . .	33
4.7	Comportamento della funzione $\chi^2$ per eventi a due tag . . . . .	35
4.8	Campioni di controllo per la validazione del modello di fondo . . . . .	36
4.9	Templates per segnale e fondo. . . . .	37
4.10	Curva di turn-on per il sistema di trigger. . . . .	38
4.11	Confronto fra dati raccolti a CMS, segnale e fondo atteso. . . . .	40