

ALMA MATER STUDIORUM UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
Corso di Laurea Triennale in Fisica

**MISURA DELLA SEZIONE
D'URTO DIFFERENZIALE DI
PRODUZIONE TOP-ANTITOP
CON L'ESPERIMENTO ATLAS AD
LHC**

Relatore:
Chiar.mo Prof.
NICOLA SEMPRINI CESARI

Presentata da:
MICHELE MICHETTI

Correlatori:
Dott. LORENZO BELLAGAMBA
Dott. RICCARDO DI SIPIO

Sessione II
Anno Accademico 2012-2013

Indice

1	Modello Standard e la fisica del quark Top	7
1.1	Il modello a partoni	9
1.2	La sezione d'urto totale	9
1.2.1	La sezione d'urto differenziale $\frac{d\sigma}{dX}$	11
1.2.2	Le variabili cinematiche	12
1.3	La fisica del quark top	13
1.3.1	Produzione di coppie top-antitop	13
1.3.2	Produzione di top singoli	14
1.3.3	Decadimento del quark top	15
1.4	Simulazioni Monte Carlo	16
1.4.1	Simulazione dei campioni ad ATLAS	17
2	LHC e ATLAS	19
2.1	LHC	19
2.2	ATLAS	20
2.2.1	Il tracciatore o Inner Detector (ID)	21
2.2.2	Il sistema di magneti	22
2.2.3	Il calorimetro elettromagnetico	23
2.2.4	Il calorimetro adronico	24
2.2.5	Lo spettrometro a muoni	24
2.2.6	Sistema di trigger e acquisizione dati	25
2.2.7	Il sistema di distribuzione dati Grid	27
3	Selezione di eventi top-antitop	29
3.1	La selezione di trigger	29
3.2	Definizione degli oggetti dell'analisi	30
3.2.1	Definizione di leptoni carichi	30
3.2.2	Definizione dei jet	31
3.2.3	Definizione di energia trasversa mancante	31
3.3	Selezione di eventi	31
3.4	Processi di fondo nella produzione $t\bar{t}$	32

3.5	Fit cinematico per $t\bar{t}$	33
3.6	Unfolding	34
3.6.1	Sigle Value Decomposition	35
3.7	Procedura di unfolding	36
3.8	Stima delle incertezze	38
3.8.1	Incertezze sulla simulazione del detector	38
3.8.2	Incertezze sulla simulazione del segnale	39
3.8.3	Incertezze sulla simulazione dei fondi	39
4	Misura della sezione d'urto differenziale top-antitop	41
4.1	Misura della sezione d'urto differenziale	41
4.2	Risultati	42
	Bibliografia	53

Introduzione

Nell'ambito del Modello Standard, la teoria delle particelle elementari e delle forze fondamentali, il quark top occupa una posizione di particolare rilevanza. Infatti, grazie all'elevato valore della costante di accoppiamento con il bosone di Higgs, ha un ruolo primario nel fenomeno della rottura spontanea della simmetria elettrodebole (ElectroWeak Spontaneous Symmetry Breaking, EW SSB). Grazie alle sue caratteristiche di progetto, l'LHC è in grado di sfruttare l'elevata sezione d'urto di produzione di coppie top-antitop al fine di accumulare un'ampia statistica di eventi, che renderà possibile studiare le loro proprietà con una precisione senza precedenti.

In questa tesi è stato analizzato l'accordo fra le misure delle sezioni d'urto differenziali registrate nel 2011 dall'esperimento ATLAS ad una energia del centro di massa $\sqrt{s} = 7$ TeV e le corrispondenti previsioni teoriche di QCD perturbativa.

Le sezioni d'urto differenziali sono state misurate in funzione dell'impulso trasverso, della massa e della rapidità del sistema top-antitop, nel canale di decadimento semileptonico, in cui entrambi i top decadono in Wb , con il W che in un caso decade in una coppia leptone carico-neutrino (dove il leptone carico può essere un e o un μ) e nell'altro in una coppia di quark. La scelta di questo canale permette il miglior compromesso tra la statistica finale di eventi che hanno passato tutte le selezioni e la contaminazione del fondo.

Nel primo capitolo vengono richiamati gli aspetti teorici e fenomenologici di interesse per la presente analisi.

Nel secondo capitolo sono brevemente descritte le componenti hardware e software dei rivelatori dell'esperimento ATLAS coinvolti nella presente analisi.

Il terzo capitolo descrive la selezione degli eventi top-antitop e le variabili cinematiche usate nonché il fit cinematico e il metodo di unfolding Single Value Decomposition (SVD) usato per ridurre le distorsioni introdotte da effetti del detector.

Infine nel quarto capitolo vengono presentate le misure di sezione d'urto differenziale ed i confronti con le predizioni teoriche di differenti generatori

Monte Carlo e calcoli basati sulla QCD perturbativa.

Capitolo 1

Modello Standard e la fisica del quark Top

Il Modello Standard, MS, assume l'esistenza di dodici "tipi" o sapori di particelle elementari di spin definito $s=\frac{1}{2}\hbar$ (fermioni) e masse definite (vedi tabella 1.1). A queste vanno aggiunte dodici antiparticelle aventi lo stesso spin e le stesse masse ma numeri quantici di sapore e cariche interne opposte.

Per quanto riguarda le interazioni fondamentali, il MS incorpora le interazioni deboli, elettromagnetiche e forti che descrive nel contesto di teorie di campo quantizzato (Quantum Field Theory, QFT) quali la teoria Elettrodebole (ElectroWeak Theory, EWT. Descrizione unificata dell'interazione debole e elettromagnetica) e la Cromodinamica Quantistica (descrizione dell'interazione forte), mentre esclude la forza di gravitazione che ancora non risulta formulabile per mezzo di una QFT. Le interazioni portano all'interno del MS altri campi fondamentali di spin $s=1\hbar$ (bosoni) che si aggiungono a quelli delle particelle elementari. Questi sono i tre campi W^+ , W^- e Z^0 (interazione debole), il campo gamma (interazione elettromagnetica) e gli otto campi gluonici (interazione forte). Un ruolo centrale nel MS è giocato infine dal bosone di Higgs cui spetta il compito principale di fornire una massa ai mediatori della interazione debole W^+ , W^- e Z^0 . Questo fatto è cruciale poiché conferisce alla interazione debole le proprietà osservate di essere a corto raggio e molto meno intensa di quella elettromagnetica.

leptone	Carica elettrica (e)	Massa(MeV/c^2)
ν_e	0	$< 2.2 * 10^{-9}$
e	-1	$0,510998928 \pm 0.00000001$
ν_μ	0	$< 1.9 * 10^{-4}$
μ	-1	105.6583715 ± 0.000003
ν_τ	0	< 0.0182
τ	-1	1776.82 ± 0.16
quark	Carica elettrica (e)	Massa(MeV/c^2)
u	$\frac{2}{3}$	$2.3^{+0.7}_{-0.5}$
d	$-\frac{1}{3}$	$4.8^{+0.5}_{-0.3}$
c	$\frac{2}{3}$	1275 ± 25
s	$-\frac{1}{3}$	95 ± 5
t	$\frac{2}{3}$	173070 ± 520
b	$-\frac{1}{3}$	4180 ± 30

Tabella 1.1: I leptoni del Modello Standard[2]

Three Generations
of Matter (Fermions)

	I	II	III	
mass	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	0
charge	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
name	u up	c charm	t top	γ photon
Quarks	4.8 MeV	104 MeV	4.2 GeV	0
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	d down	s strange	b bottom	g gluon
Leptons	< 2.2 eV	< 0.17 MeV	< 15.5 MeV	91.2 GeV
	0	0	0	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	Z^0 weak force
Bosons (Forces)	0.511 MeV	105.7 MeV	1.777 GeV	80.4 GeV
	-1	-1	-1	± 1
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	e electron	μ muon	τ tau	W^\pm weak force

Figura 1.1: Quadro riassuntivo delle particelle materiali e dei campi di forza del Modello Standard.

bosone	Carica elettrica (e)	Massa(GeV/c^2)
γ	0	0
g	0	0
W^+	1	80.4
W^-	-1	80.4
Z^0	0	91.2

Tabella 1.2: I bosoni del Modello Standard[2]

1.1 Il modello a partoni

Ad LHC vengono fatti scontrare fasci di protoni con un'energia del centro di massa di 7 TeV nel 2011 e 8 TeV nel 2012¹. L'energia del centro di massa viene indicata con la seguente formula

$$\sqrt{s} = \sqrt{P_1^2 + P_2^2} \simeq \sqrt{2P_1P_2} = 7 \text{ TeV} \quad (1.1)$$

dove P_1 e P_2 sono i quadrimpulsi dei protoni collidenti. I protoni sono costituiti da 3 quark di valenza (uud) e da un "mare" di coppie quark-antiquark e gluoni che si creano e si distruggono continuamente, detti **partoni**. L'energia realmente disponibile nella collisione è, quindi, solo la frazione portata dai partoni. Ciascun partone i possiede una frazione x di quadrimpulso del protone del fascio pari a:

$$p_i = x_i P \quad 0 \leq x_i \leq 1$$

dove p_i e P rappresentano rispettivamente il quadrimpulso del partone i e del protone mentre x_i è la variabile di Bjorken. Di conseguenza l'energia disponibile nell'urto tra i partoni 1 e 2 vale:

$$\begin{aligned} \hat{s} &= (p_1 + p_2)^2 = x_1^2 P_1^2 + x_2^2 P_2^2 + 2x_1 x_2 P_1 P_2 \simeq x_1 x_2 s \\ &\implies \sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_1 x_2 s} \end{aligned} \quad (1.2)$$

La struttura interna dei protoni complica la cinematica del problema in quanto l'energia disponibile è diversa evento per evento.

1.2 La sezione d'urto totale

La sezione d'urto determina la probabilità con la quale avviene un determinato processo in fisica delle particelle. Si definisce R_{tot} il numero di eventi

¹dal 2015 dopo lo shut down per l'aggiornamento dell'LHC le collisioni saranno ad un energia del centro di massa $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$

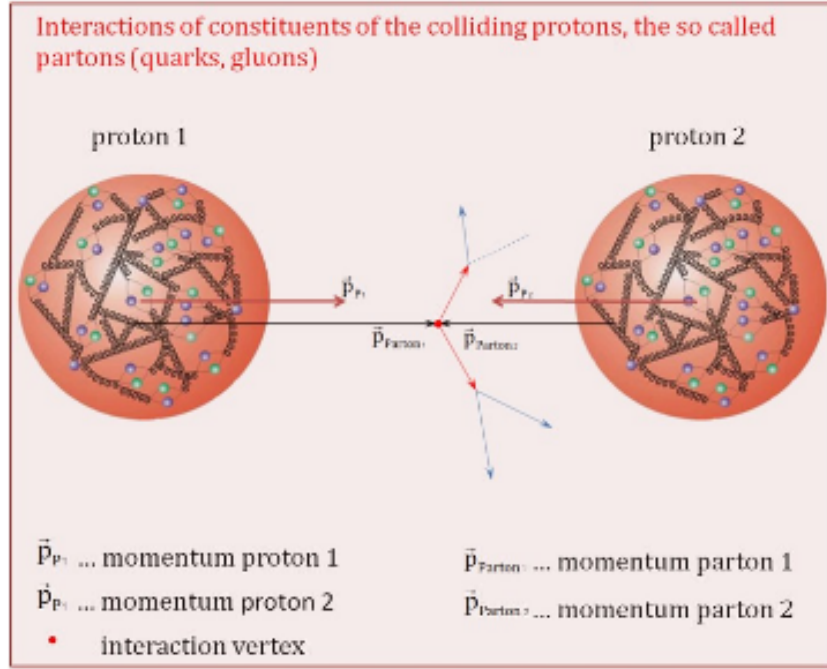


Figura 1.2: Rappresentazione del modello a partoni per i protoni.

nell'unità di tempo:

$$R_{tot} = \frac{dN_{tot}}{dt} = \sigma_{tot}^{pp} \cdot \mathcal{L} \quad (1.3)$$

dove σ_{tot}^{pp} è la sezione d'urto totale protone-protone misurata in cm^2 o *barn* (1 barn = $10^{-24}cm^2$) ed \mathcal{L} è la *luminosità istantanea*, definita come il numero di protoni collidenti per unità di tempo e di area (misurata in $cm^{-2}s^{-1}$) ed è un parametro caratteristico dell'acceleratore.

Valori tipici ad LHC, per la presa dati del 2011, sono: $\sigma_{tot}^{pp}(7TeV) \simeq 70mb$ e $\mathcal{L} \simeq 3 \cdot 10^{33}cm^{-2}s^{-1}$, che sostituiti in 1.4 forniscono il risultato $R_{tot} = 2.1 \cdot 10^8$ interazioni al secondo.

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

$$\sigma = \frac{N_{sig}}{\varepsilon \int \mathcal{L} dt} = \frac{N_{obs} - N_{bkg}}{\varepsilon \int \mathcal{L} dt} \quad (1.4)$$

dove

- N_{sig} è il numero di eventi stimati del segnale;

- N_{obs} è il numero di eventi osservati nei dati dopo aver applicato i tagli di selezione;
- N_{bkg} è il numero di eventi stimati di background che possono essere stimati da simulazioni Monte Carlo o direttamente dai dati;
- ε è l'efficienza della selezione, misurata dalle simulazioni Monte Carlo per il particolare processo che stiamo considerando;
- $\int \mathcal{L} dt$ è la luminosità integrata nel tempo di durata della presa dati.

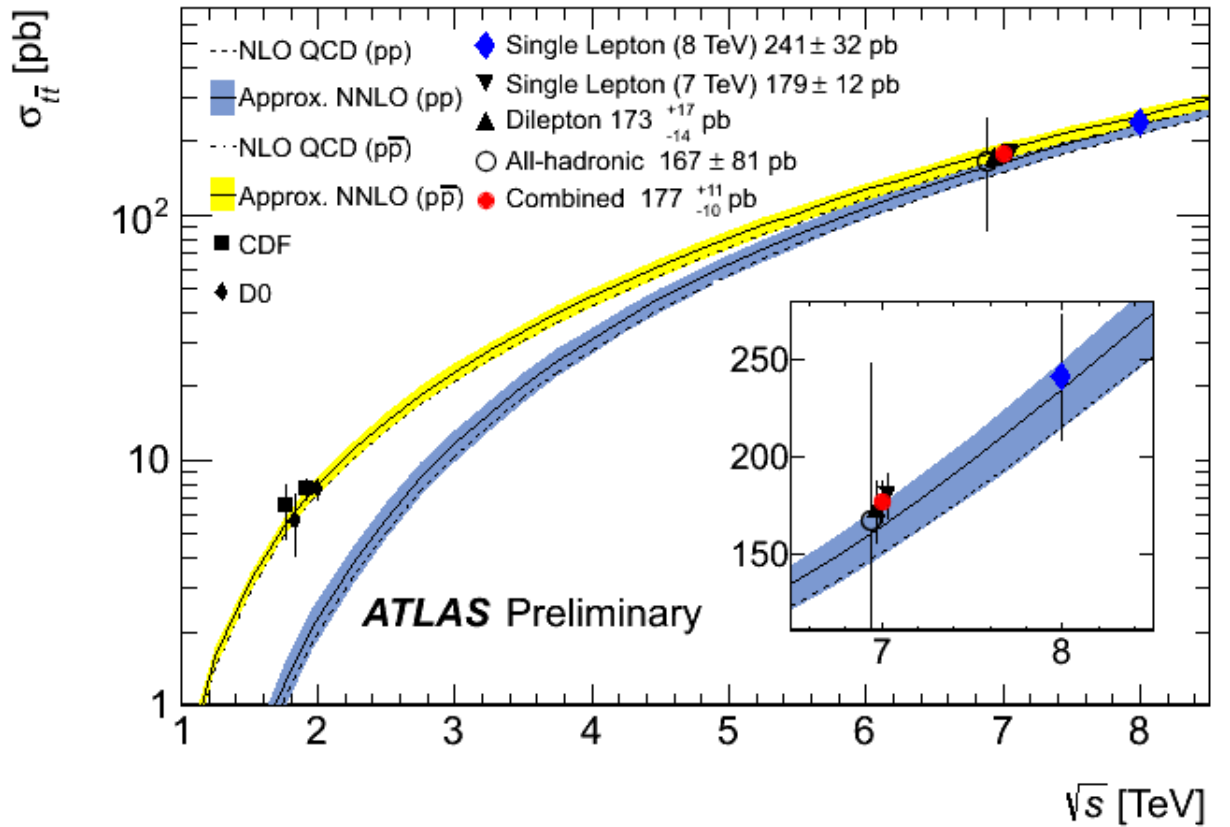


Figura 1.3: Andamento della sezione d'urto differenziale top-antitop in funzione di \sqrt{s} .

1.2.1 La sezione d'urto differenziale $\frac{d\sigma}{dX}$

L'intento della nostra analisi è quello di misurare la sezione d'urto differenziale di produzione di coppie top-antitop in funzione di particolari variabili

cinematiche (massa, rapidità e impulso trasverso del sistema $t\bar{t}$). A differenza di quella totale la sezione d'urto differenziale fornisce informazioni sulla distribuzione della sezione d'urto in funzione della variabile che stiamo considerando.

Dal punto di vista sperimentale la misura viene eseguita suddividendo in bin la generica variabile X con larghezza dei bin ottimizzata rispetto alla risoluzione sperimentale su tale variabile.

Per effetto della risoluzione del rivelatore un evento generato in un particolare bin i della variabile X può essere ricostruito in un bin j diverso da i . Questo fenomeno, detto *migrazione*, viene corretto utilizzando procedure particolari chiamate di *unfolding*, che permettono di stimare le distribuzioni vere ("truth") partendo dalle distribuzioni misurate distorte dagli effetti del rivelatore. Il metodo di unfolding sarà descritto nella sezione 3.5.

1.2.2 Le variabili cinematiche

In questa tesi le sezioni d'urto differenziali di produzione di coppie top-antitop saranno misurate rispetto a queste variabili:

- **impulso trasverso** $p_T^{t\bar{t}}$ definito come

$$p_T^{t\bar{t}} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (1.5)$$

dove p_X e p_Y sono le proiezioni dell'impulso della coppia top-antitop sugli assi perpendicolari alla direzione dei fasci di particelle;

- **la rapidità** $y_{t\bar{t}}$, definita come

$$y_{t\bar{t}} = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (1.6)$$

dove p_Z è la componente dell'impulso della coppia top-antitop lungo l'asse dei fasci di particelle ed E è l'energia;

- **la massa invariante** $m_{t\bar{t}}$, definita come

$$(m_{t\bar{t}}c^2)^2 = (E_t + E_{\bar{t}})^2 - (\vec{p}_t + \vec{p}_{\bar{t}})^2 \quad (1.7)$$

dove E_t e $E_{\bar{t}}$ sono le energie del top e dell'antitop e \vec{p}_t e $\vec{p}_{\bar{t}}$ sono gli impulsi del top e dell'antitop.

Per misurare queste quantità vengono utilizzate altre variabili accessorie:

- la *massa trasversa* m_T , utile per identificare eventi con bosoni W che decadono leptonicamente, determinata come

$$m_T^2 = 2E_T^l E_T^\nu (1 - \cos \phi) \quad (1.8)$$

dove E_T^l e E_T^ν sono rispettivamente le energie del leptone e del neutrino in cui è decaduto il bosone W e ϕ è l'angolo compreso fra le due particelle.

- la *pseudorapidità* η , definita come

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (1.9)$$

dove θ è l'angolo azimutale misurato rispetto all'asse perpendicolare al piano orizzontale passante per LHC;

- l'*energia trasversa mancante* è l'energia dei neutrini, ricavata indirettamente a causa dell'impossibilità di rivelare i neutrini da parte del rivelatore di ATLAS, misurata come

$$E_T^{miss} = \sqrt{(\sum P_x^i)^2 + (\sum P_y^i)^2} \quad (1.10)$$

dove la somma è estesa a tutte le particelle rivelate nell'urto.

1.3 La fisica del quark top

Il quark top è una particella fondamentale del Modello Standard delle interazioni elementari. È stato scoperto nel 1995 dagli esperimenti CDF e DØ presso il laboratorio Fermilab (Chicago, USA). La sua massa, misurata recentemente a LHC con precisione comparabile, vale 173.5 ± 1.0 GeV e la sua carica vale $\frac{2}{3}$ (in unità di $|e|$). I top quark possono essere prodotti nei collider pp come coppie top-antitop ($t\bar{t}$) o singolarmente (*single top*).

1.3.1 Produzione di coppie top-antitop

La sezione d'urto totale del processo di produzione $pp \rightarrow t\bar{t}$ dipende dalla massa del top m_t e dal quadrato dell'energia del centro di massa $s = 4E_{beam}^2$ e viene espressa come

$$\sigma_{pp \rightarrow t\bar{t}}(s, m_t) = \sum_{i,j=q,\bar{q},g} \int dx_i dx_j f_i(x_i, \mu_f^2) f_j(x_j, \mu_f^2) \hat{\sigma}_{ij \rightarrow t\bar{t}}(\hat{s}, m_t, \mu_f, \mu_r, \alpha_s) \quad (1.11)$$

dove $f_i(x_i, \mu_f^2)$ sono funzioni di distribuzione dei partoni (PDF-parton distribution function), $\mu_{f(r)}$ è la scala di fattorizzazione (rinormalizzazione), α_s è la costante di accoppiamento forte e $\hat{s} \sim x_i x_j s$ è l'energia del centro di massa per i partoni.

I processi che contribuiscono alla produzione di coppie $t\bar{t}$ sono: al primo ordine (LO), $gg \rightarrow t\bar{t}$ e $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$, mentre al second'ordine (NLO) sono presenti anche processi $gq \rightarrow t\bar{t}$ e $g\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$. La x per i gluoni a tali energie nel centro di massa ($\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$) è bassa in quanto, supponendo che due partoni abbiano lo stesso impulso, abbiamo

$$x = \frac{2m_t}{\sqrt{s}} = \frac{2 \cdot 173,1}{7000} \simeq 0,05 ; \quad (1.12)$$

a questi valori di x le PDF sono dominate dai gluoni.

1.3.2 Produzione di top singoli

I quark top possono essere prodotti sigolarmente tramite l'interazione elettrodebole. La sezione d'urto per questo processo dipende dal valore della massa del top stesso. La produzione di un top isolato è di difficile osservazione a causa della sua bassa sezione d'urto e degli alti fondi. Esistono tre differenti modalità di produzione:

- *canale t*;
- *canale s*;
- *canale tW*;

Il tabella 1.3 riportiamo i valori delle sezioni d'urto di produzione top singolo, coppie top-antitop e la somma delle due. La produzione di top singoli

Production mode	$\sigma_t [pb]$	$\sigma_{\bar{t}} [pb]$	σ_{tot}
canale t	$41.7 \pm 0.8_{0.2}^{1.6}$	$22.5 \pm 0.5_{0.9}^{0.7}$	64.2 ± 0.9
canale s	$3.17 \pm 0.06_{0.10}^{0.13}$	$1.42 \pm 0.01_{0.07}^{0.06}$	4.59 ± 0.06
canale tW	$7.8 \pm 0.2_{0.6}^{0.5}$	$7.8 \pm 0.2_{0.6}^{0.5}$	15.6 ± 0.3

Tabella 1.3: Tabella della sezioni d'urto totali di produzione singola di top e antitop in collisioni pp per $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$; Calcolo di Kidonakis.

permette la misura dell'elemento $|V_{tb}|$ della matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM)[2]. Le misurazioni sul quark top singolo si basa sulla misura

dei prodotti del suo decadimento, in quanto esse decade prima di adronizzare. In particolare, il decadimento solitamente considerato è $t \rightarrow Wb \rightarrow l\nu_l b$, poiché il decadimento adronico sarebbe difficilmente distinguibile dal fondo. In figura 1.4 sono riportati i vertici fondamentali di produzione di top singoli.

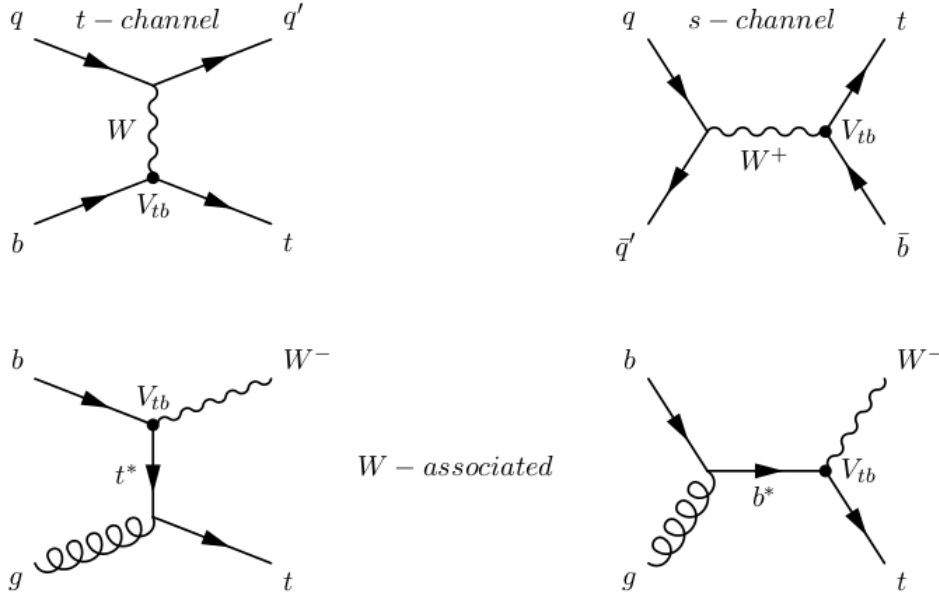


Figura 1.4: Diagrammi a livello d'albero per produzione di singolo top nei tre diversi modi. Nei modi di produzione t-channel e tW, andrebbero sommati, al contributo dato da b nello stato iniziale, anche i contributi da d ed s , che risultano però trascurabili nell'approssimazione $R = 1$ (definito nell'equazione 1.15). Stessa cosa dicasi per quanto riguarda i contributi nello stato finale del modo s-channel.

1.3.3 Decadimento del quark top

Il quark top ha una vita media $\tau_t = \frac{1}{\Gamma_t} \sim 5 \cdot 10^{-25} s$, cioè di un ordine di grandezza inferiore rispetto al tempo medio di adronizzazione $\tau \sim 1 \frac{fm}{c} \sim 3 \cdot 10^{-24} s$, che comporta il decadimento del quark top prima che questo adronizzi.

La frazione di decadimento in un certo canale si calcola come

$$R = \frac{BR(t \rightarrow Wb)}{BR(t \rightarrow Wq)} = \frac{|V_{tb}|^2}{|V_{tb}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{td}|^2} \quad (1.13)$$

ed è pari al 99,3% per il caso $t \rightarrow Wb$.

La coppia $t\bar{t}$ quindi decade nella quasi totalità dei casi in Wb e ha tre possibili

Canale $t\bar{t}$	Branching Ratio
adronico	46,2%
jet+leptonico	43,5%
di-leptonico	10,3%

Tabella 1.4: Probabilità di decadimento nei tre possibili canali $t \rightarrow Wb$

categorie di decadimento (Tabella 1.4), classificabili a seconda del tipo di decadimento dei due bosoni W e quindi dal numero di jets e leptoni presenti nello stato finale:

- *canale di-leptonico*: entrambi i bosoni W decadono in leptoni e neutrini: $t\bar{t} \rightarrow W^+b + W^-\bar{b} \rightarrow \bar{l}\nu_l b + l'\bar{\nu}_{l'}\bar{b}$;
- *canale jet+leptone o semi-leptonico*: un bosone W decade in leptone e neutrino, l'altro in una coppia quark antiquark: $t\bar{t} \rightarrow W^+b + W^-\bar{b} \rightarrow q\bar{q}'b + l'\bar{\nu}_{l'}\bar{b}$;
- *canale adronico*: i bosoni W decadono in coppie quark-antiquark: $t\bar{t} \rightarrow W^+b + W^-\bar{b} \rightarrow q\bar{q}'b + q''\bar{q}'''\bar{b}$;

Il canale jet+leptoni è stato scelto in quanto è quello più conveniente in termini di purezza ($\frac{N_{sig}}{N_{bkg}+N_{sig}}$) e di *branching ratio*. La richiesta di un leptone (elettrone o muone) nello stato finale è di estrema importanza per l'abbattimento del fondo dominante dovuto ad eventi con molti jet che hanno una sezione d'urto molto elevata. Il canale adronico è quello col branching ratio più elevato ma è anche quello con la più alta contaminazione. D'altra parte il canale di-leptonico è quello più pulito poiché richiede due leptoni, ma ha il branching ratio più basso. Il canale jet+leptoni consente una buona purezza combinata ad un elevato branching ratio.

1.4 Simulazioni Monte Carlo

I generatori Monte Carlo sono usati per simulare il segnale e per stimare il contributo di una parte dei processi di fondo. Un'altra parte dei processi di fondo sono stati stimati direttamente dai dati.

La simulazione in generale avviene in due passi successivi:

- generazione del processo che stiamo considerando a partire dalle collisioni pp ad alta energia: in questa fase sono inclusi sia il processo *hard* che descrive l'interazione tra i partoni all'interno del protone sia

i processi di radiazioni di gluone da parte dei partoni entranti e uscenti. Inoltre la simulazione include anche il trattamento dei resti dei due protoni e del processo di adronizzazione che produce gli adroni dello stato finale;

- simulazione della risposta del rivelatore: le particelle dello stato finale vengono fatte passare attraverso il rivelatore simulando i vari processi fisici ai quali vanno incontro e simulando la risposta del detector in modo tale da ottenere lo stesso output prodotto dai dati reali; a questo punto i dati possono essere trattati dallo stesso programma di ricostruzione che viene usato per i dati reali.

Nel Monte Carlo vengono salvate sia le informazioni "truth" sia quelle ricostruite ("reco"). Nel corso dell'analisi useremo entrambe queste informazioni nel processo di unfolding (sezione 3.5), che ci permette di correggere le distribuzioni per distorsioni introdotte da effetti di risoluzione del detector (migrazioni tra bin della distribuzione), consentendoci di confrontare direttamente le misure sperimentali con quelle teoriche.

1.4.1 Simulazione dei campioni ad ATLAS

Tutti i campioni utilizzano una simulazione del detector ATLAS basata su GEANT4.

Ad ATLAS vengono utilizzati una serie di generatori, ognuno con caratteristiche differenti che permettono descrizioni migliori per diversi tipi di eventi:

- *Pythia*[16] è un generatore di carattere generale, che simula processi di scattering calcolati al livello più basso della QCD. In seguito vengono aggiunte delle radiazioni QCD e QED come approssimazioni delle cascate di particelle che sono più precise per piccoli angoli. Al termine delle cascate, l'adronizzazione di quark e gluoni viene descritta attraverso un modello fenomenologico;
- *Herwig*[17] è un altro generatore di carattere generale con le stesse finalità di Pythia, raggiunte utilizzando metodi diversi. Viene in particolare usato per simulare processi supersimmetrici;
- *Alpgen*[18] è un generatore progettato per simulare in maniera più sofisticata alcuni stati finali, in particolare quelli in cui sono presenti numerosi partoni e l'elemento di matrice QCD di un ordine fissato dovrebbe dare un'approssimazione migliore di quella fatta attraverso la cascata adronica di Pythia e Herwig. Per esempio, Alpgen viene

utilizzato per generare stati finali in cui è presente un bosone W o Z e vari jet;

- *MC@NLO*[19] è un generatore che produce eventi di hard scattering al next-to-leading-order della teoria perturbativa QCD. Viene utilizzato, ad esempio, per produrre eventi top, W e Z in quanto, rispetto ai generatori di carattere generale come Pythia ed Herwig, fornisce una migliore rappresentazione della distribuzione del impulso trasverso p_T . Facendo uso della teoria perturbativa, vengono generate delle correzioni alle quali viene attribuito un peso positivo o negativo, che deve essere tenuto in considerazione. Una distribuzione di una grandezza, contenendo eventi con entrambi i tipi di peso, con una statistica sufficientemente elevata dovrebbe fornire risultati positivi e quindi fisicamente accettabili. Un generatore simile, che implementa sostanzialmente la stessa fisica di MC@NLO ma dà agli eventi generati soltanto pesi positivi, è Powheg[20].

La simulazione di LHC avviene con una separazione di 50 ns tra i bunch. Il numero di eventi generati (sia per il segnale sia per il fondo) è scelto per corrispondere ad una luminosità integrata minima di 10-15 fb^{-1} . I campioni per gli eventi con produzione di un singolo quark top sono generati usando MC@NLO, con il set di funzioni di distribuzione dei partoni CT10[9] (PDF al NLO), mentre per gli eventi $t\bar{t}$ viene usato il generatore ALPGEN, con il set di funzioni di distribuzione dei partoni CTEQ6L1[24] (PDF al LO). Lo sciame adronico e gli eventi conseguenti sono aggiunti utilizzando i generatori HERWIGv6.510 e JIMMY.

La produzione di di-bosoni è simulata utilizzando ALPGEN interfacciato ai generatori HERWIG e JIMMY; sia per calcolare gli elementi di matrice che l'evoluzione dello sciame adronico (*parton shower*) è utilizzata la funzione di distribuzione di partoni (PDF) CTEQ6.1.

Capitolo 2

LHC e ATLAS

2.1 LHC

Il *Large Hadron Collider* si trova nell'*European Organization for Nuclear Research* (CERN) di Ginevra. È costituito da un anello progettato per accelerare fasci di protoni o ioni pesanti, posto in un tunnel circolare della circonferenza di circa 27 km ad una profondità compresa tra 50 m e 175 m. L'energia nel centro di massa (\sqrt{s}) che è in grado di fornire è di 8 TeV ed ha una luminosità istantanea $L = 6.8 \cdot 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

I fasci circolano in direzioni opposte, in due camere separate in condizioni di vuoto ultra spinto (10^{-10}torr) e sono mantenuti su traiettorie circolari grazie ad un campo magnetico di 8,3 T generato da 1232 magneti di dipolo, ciascuno lungo 15 m e raffreddato con elio superfluido alla temperatura di 1.9 K. Ogni magnete è composto da cavi superconduttori, avvolti in bobine, che generano il campo magnetico al passaggio della corrente elettrica che è dell'ordine di 20.000 A. Entrambi i fasci sono strutturati in 1782 pacchetti o bunch, separati di 50 ns l'uno dall'altro e contenenti circa 10^{11} protoni. Lungo l'anello sono posti diversi esperimenti, i principali sono:

- *ATLAS*: è uno dei due esperimenti progettati per studiare diversi ambiti della fisica, tra cui il bosone di Higgs e il quark top;
- *CMS*: condivide gli stessi scopi di ATLAS, ma utilizza tecnologie differenti;
- *ALICE*: questo esperimento è atto a rivelare collisioni di ioni pesanti allo scopo di ricreare le condizioni immediatamente successive al Big Bang e poter studiare lo stato della materia chiamato *quark gluon plasma*;

- *LHCb*: studia il comportamento del quark bottom, al fine di studiare le differenze tra materia ed antimateria che hanno portato all'attuale asimmetria tra le due.

2.2 ATLAS

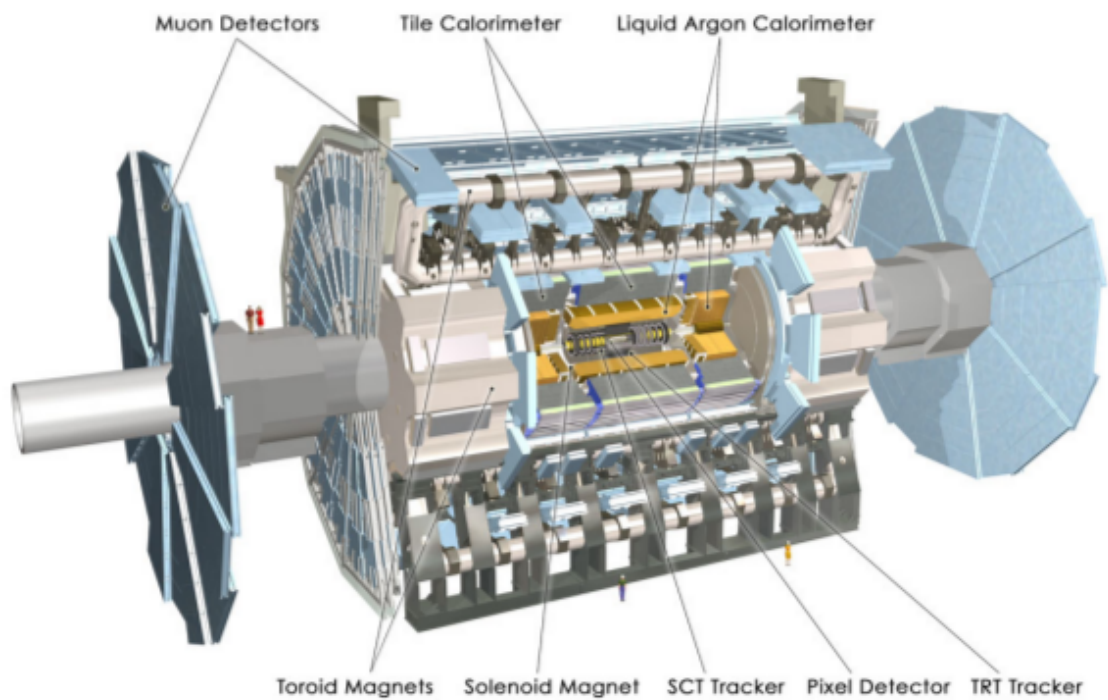


Figura 2.1: Lo spaccato del rivelatore ATLAS a LHC.

Il rivelatore ATLAS, in figura 2.1, è lungo 44 m con un raggio di 11 m. È costituito da strati concentrici attorno al suo asse longitudinale, in ognuno dei quali è sito un rivelatore; in ordine dal più interno al più esterno:

- il tracciatore di particelle cariche;
- il calorimetro elettromagnetico;
- il calorimetro adronico;
- lo spettrometro a muoni.

Questi strati sono riportati nella figura 2.2 .

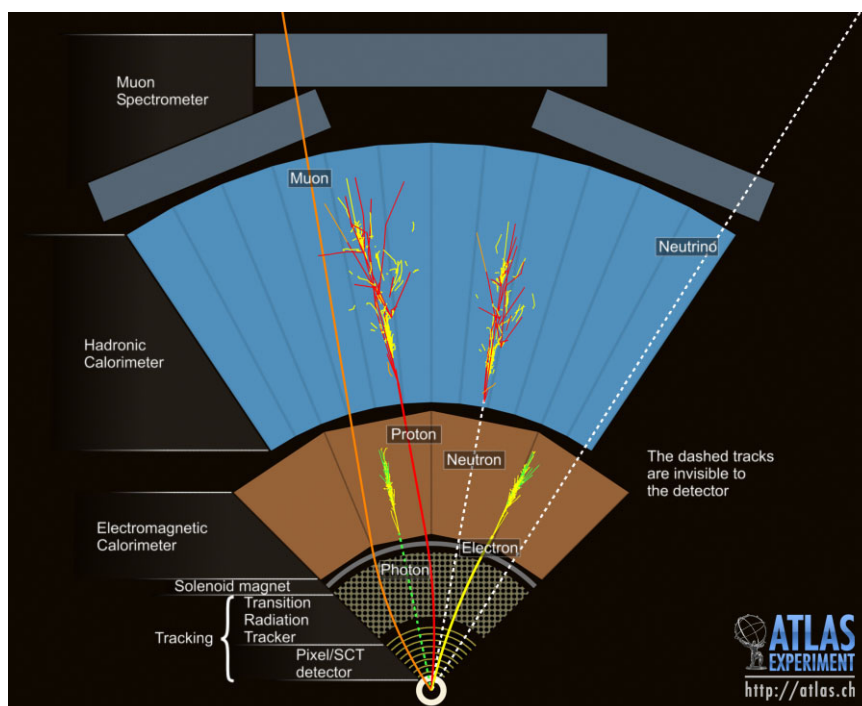


Figura 2.2: Gli strati di cui è costituito il rivelatore ATLAS (sezione trasversale).

2.2.1 Il tracciatore o Inner Detector (ID)

L'Inner Detector è lo strato pi interno del rivelatore (è quindi lo strato più prossimo con la *beam-pipe*); ha un raggio esterno di 115cm ed è lungo 6.2m. Ha una sezione centrale (*barrel*) che si estende per 0.8m simmetricamente rispetto al punto di interazione e da due *end-cap* identici simmetrici al punto di interazione.

Il tracciatore è diviso in tre strati; il primo (*Pixel detector*) è costituito da pixel di silicio che si accendono al passaggio di una particella carica.

Il secondo (*Semi Conductor Tracker - SCT*) da 4088 moduli organizzati in quattro strati di cilindri concentrici, *barrel SCT*, con raggi compresi tra i 30 cm e i 52 cm rispetto alla posizione del fascio, e da due *end-caps*, formati da nove ruote l'uno, che estendono la copertura di SCT a $|\eta| < 2.5$. Il barrel SCT è formato da otto strati di microstrip detectors in silicio, ognuno dei quali ha un'area di $6.36 \times 6.40 \text{cm}^2$.

Il terzo (*Transition Radiation Tracker - TRT*[14]) da un tubo a gas e ha il compito di distinguere la specie delle particelle uscenti dall'Inner Detector rivelando la radiazione di transizione rilasciata da particelle che attraversano un'interfaccia tra due materiali.

L'Inner Detector ha lo scopo di rivelare l'impulso, la carica e i vertici della

particella. Il tracciatore è inoltre immerso in un campo magnetico generato da quattro sistemi di magneti superconduttori: un solenoide, un toroide centrale e due toroidi in avanti.

2.2.2 Il sistema di magneti

Il solenoide è un magnete superconduttore, tenuto a una temperatura di 4.5K, che genera un campo magnetico di 2T e avvolge interamente il tracciatore. Il toroide centrale invece è costituito da 8 bobine superconduttrici lunghe 25m, larghe 5.5m e, mantenute a una temperatura di 4.5K, generano un campo magnetico di 4T. I due toroidi in avanti hanno la funzione di deflettere le particelle emesse con un piccolo angolo rispetto alla direzione del fascio, compito che svolgono generando un campo magnetico in prossimità dei fasci.

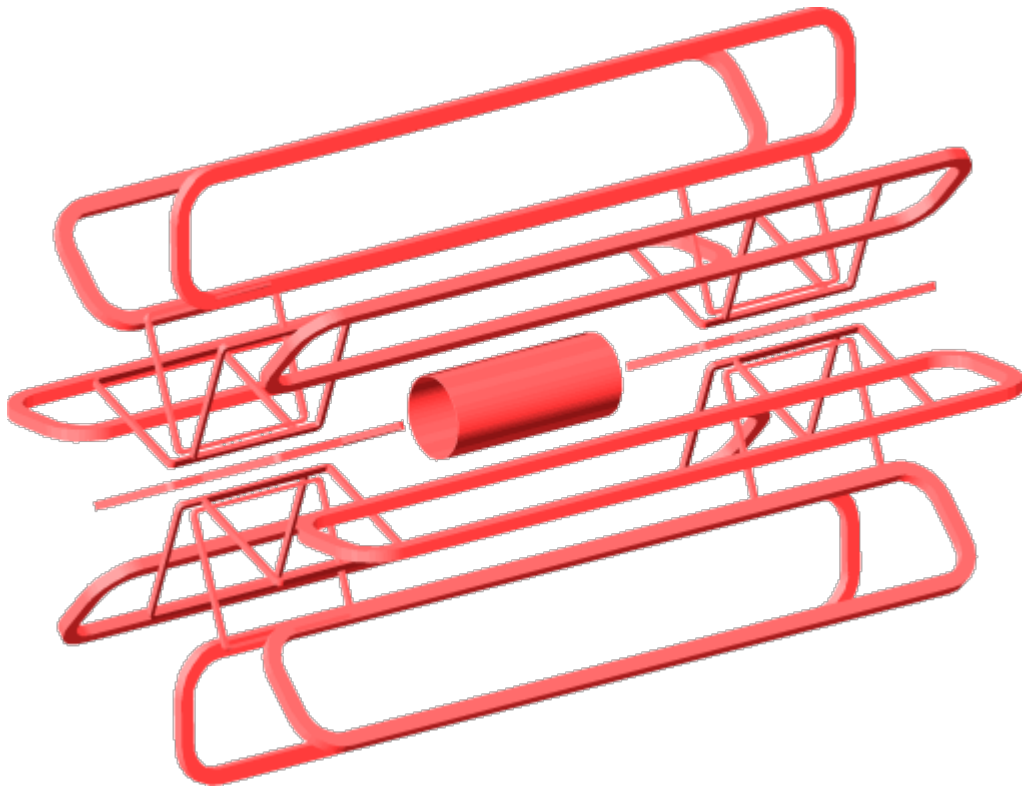


Figura 2.3: Il sistema di magneti dell'esperimento ATLAS.

2.2.3 Il calorimetro elettromagnetico

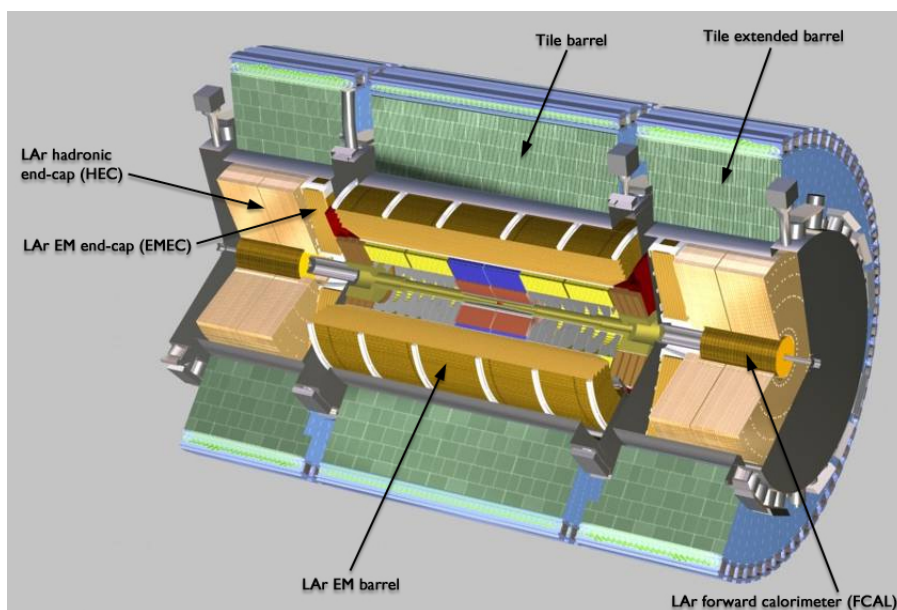


Figura 2.4: Il calorimetro elettromagnetico dell'esperimento ATLAS.

Attorno al tracciatore si trova il *calorimetro elettromagnetico* (Figura 2.4); è costituito da metallo pesante (Piombo) alternato a materiale attivo (Argon liquido) per la rivelazione del segnale prodotto, in modo tale che gli elettroni e i fotoni che lo attraversano subiscano l'emissione di bremsstrahlung, creando il cosiddetto **sciame elettromagnetico**. L'energia delle particelle viene persa tramite ionizzazione nel materiale, permettendo di ricavare l'energia delle particelle e identificarle. La quantità che caratterizza un calorimetro elettromagnetico è la **lunghezza di radiazione** X_0 del materiale, definita come distanza media che riduce l'energia della particella incidente ad un fattore $1/e$ (e è il numero di Eulero); questo calorimetro ha uno spessore di circa $23 X_0$, sufficiente ad assorbire tutta l'energia delle particelle con le quali interagisce. Questo strato permette di identificare e misurare l'energia particelle che interagiscono elettromagneticamente.

Questo calorimetro è anche dotato di un pre-shower ad alta granularità che permette di riconoscere i decadimenti del $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$, che possono essere scambiati per elettroni.

2.2.4 Il calorimetro adronico

Il *calorimetro adronico* avvolge il calorimetro elettromagnetico e ha la funzione di rivelare gli adroni con lo stesso principio usato dal calorimetro elettromagnetico. I materiali utilizzati sono Ferro, Rame e Tungsteno, in quanto le particelle che risentono della forza forte, passandoci attraverso, interagiscono con i nuclei creando uno **sciame adronico**. La quantità caratteristica è la **lunghezza di interazione** λ_I e lo spessore di questo calorimetro è di circa $11 \lambda_I$. La risoluzione in energia di un calorimetro è parametrizzata dalla relazione

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{\sqrt{E}} \oplus c \quad (2.1)$$

Dove a dipende dai materiali di cui è composto il calorimetro, b dipende dal rumore dei canali di lettura del segnale e c è un termine costante dipendente dall'omogeneità del calorimetro.

2.2.5 Lo spettrometro a muoni

Lo spettrometro di muoni è posto nella parte più esterna del rivelatore. Questa scelta è giustificata dal fatto che i muoni hanno una vita media piuttosto lunga e in quanto interagiscono debolmente, non danno origine ad uno sciame: sono quindi le uniche particelle rivelate da ATLAS che possono giungere a grande distanza dal punto di interazione quasi indisturbate.

Lo spettrometro per misurare l'impulso dei muoni utilizza tre magneti toroidali, che hanno lo scopo di curvare la traiettoria, combinato a due diversi sistemi per la misura dell'impulso: **camere di tracciamento ad alta precisione e camere per il trigger**.

La curvatura della traccia per $|\eta| < 1.0$ avviene tramite un magnete toroidale nel *barrel* che genera un campo magnetico di picco 3.9T, mentre per $1.4 < |\eta| < 2.7$ è causata da due magneti *end-caps*, inseriti ad entrambe le estremità del magnete centrale, che generano un campo magnetico di 4.1 T. Nel range di transizione $1.0 < |\eta| < 1.4$ la deflessione si ottiene tramite sovrapposizione di effetti fra il toroide barrel e i magneti end-caps.

La simmetria del rivelatore di muoni è cilindrica, con una lunghezza di 46 m ed un diametro esterno di circa 22 m. Nella regione *barrel* le tracce sono misurate da tre camere sistemate in strati cilindrici attorno all'asse del fascio, invece, nelle zone di transizione e di *end-caps* le camere sono disposte verticalmente.

Il sistema delle camere di tracciamento ad alta precisione si divide in due parti: **Monitored Drift Tubes (MDTs)** e **Cathode Strip Chambers (CSCs)** ed è strutturato in modo tale da avere una copertura completa e

per permettere ad ogni muone di attraversare almeno tre camere. Nella maggior parte dell'intervallo di pseudorapidità la misura delle coordinate della traccia, nella principale direzione di curvatura del campo magnetico, è effettuata dalle MDT. Ogni camera è composta da un tubo a deriva di 3 cm di diametro riempito da una miscela di gas Ar/CO_2 e tenuto alla pressione di 3 bar. Il muone attraversando il gas lo ionizza e gli elettroni rilasciati sono raccolti da un cavo centrale tenuto alla tensione di 3080 V. Misurando il tempo di deriva nei singoli tubi è possibile ricostruire la traiettoria della particella. A grandi pseudorapidità e vicino al punto di interazione, sono usate le CSC, camere multifilo con catodi segmentati a strisce, ognuna contenente una miscela di Ar/CO_2 . Le CSC possiedono un'alta granularità e sono in grado di gestire l'alto tasso di incidenza e la grande quantità di fondo.

Il sistema delle **camere a trigger** copre l'intervallo di pseudorapidità $|\eta| < 2.4$ ed è formato dalle **Resistive Plate Chambers (RPC)**, usate nella parte barrel, e dalle Thin Gap Chambers (TGC) usate nella regione end-caps. Una camera RPC è formata da due lastre parallele di bakelite, distanziate di 2 mm da dischi in policarbonato, e contiene gas $C_2H_2F_4$. Quando una particella passa attraverso una camera gli elettroni primari di ionizzazione sono moltiplicati a valanga da un campo elettrico di 4.9 kV/mm. Il segnale è letto da strip poste su entrambi i piani delle lastre, le une ortogonali alle altre, così da misurare le coordinate θ e ϕ . La risoluzione temporale è di 1 ns e la risoluzione spaziale di 1 cm. Le TGCs sono camere proporzionali multifilo che operano in condizioni di quasi saturazione con una miscela di gas $CO_2/n C_5H_{12}$ e misurano la coordinata azimutale ϕ .

2.2.6 Sistema di trigger e acquisizione dati

Il trigger ha lo scopo di selezionare gli eventi di maggior interesse fisico, ripulendo le misure dagli eventi di fondo. Gli eventi selezionati, sotto forma di informazioni digitali, sono acquisiti e memorizzati dal *data-acquisition system (DAQ)*, per essere poi processati *offline* con i programmi di analisi dati (*sistema di analisi dati GRID*). Per poter immagazzinare permanentemente le informazioni il *tasso iniziale per bunch (bunching rate)* di 40 MHz deve ridursi a circa 100 Hz.

Il trigger presenta tre livelli di selezione: Livello1 (L1), Livello2 (L2) e Event Filter (EF), che sfruttano algoritmi di crescente complessità e tempo di elaborazione in modo da ridurre la frequenza degli eventi selezionati fino a 200 Hz (Figura 1.7).

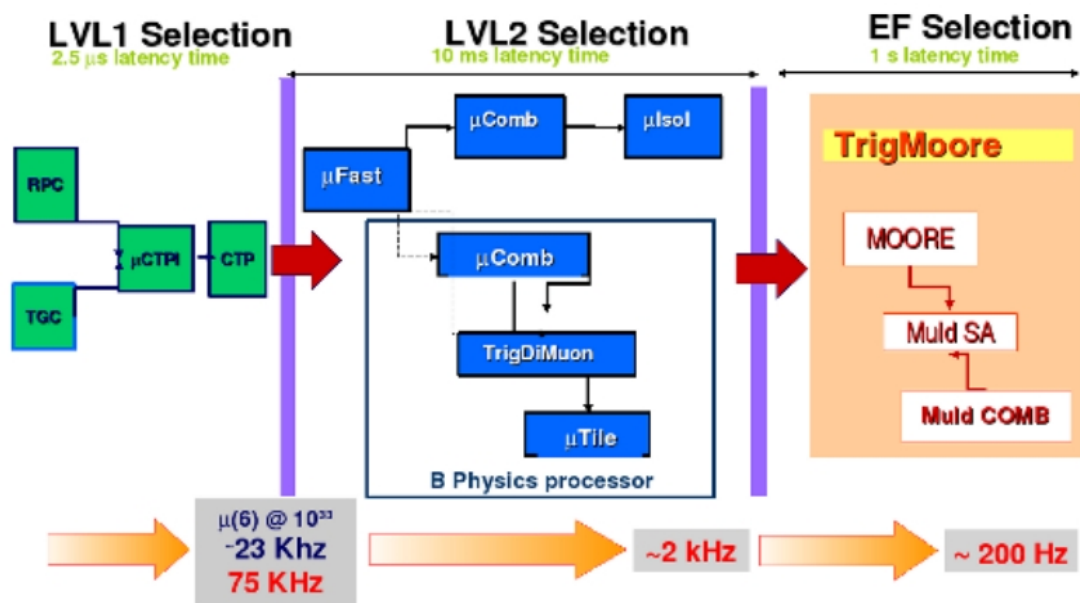


Figura 2.5: Sistema di trigger con i vari algoritmi utilizzati.

Primo livello di selezione (L1)

Il primo livello è un trigger di carattere *hardware* e effettua una prima selezione basandosi sui dati letti dal rivelatore di muoni e dai calorimetri, scartando gli eventi a basso p_T o non provenienti dalle regioni di interazione. Un compito fondamentale che il LVL1 deve svolgere è distinguere i vari bunch, per questo il tempo di latenza in questo livello deve essere molto piccolo ($2.5 \mu s$). Nel caso del trigger dei muoni questa operazione è difficile poiché la dimensione fisica dello spettrometro comporta un tempo di volo paragonabile all'intervallo di tempo intercorrente tra i vari bunch. Durante questo tempo di elaborazione i dati sono immagazzinati nelle *memorie pipeline* (inserite in circuiti integrati) poste vicino al detector, in zone ad un alto livello di radiazioni. Successivamente le informazioni sono digitalizzate e trasferite nei *buffers di lettura (ROBs)* dove stazionano fino a quando non sono analizzati dal trigger di secondo livello (LVL2).

Secondo livello di selezione (L2)

Scopo del L2 è ridurre il rate del trigger di primo livello di 1.5 ordini di grandezza, combinando informazioni provenienti da diversi rivelatori, al fine di ottenere una maggiore precisione. Il tempo di latenza è di circa 10 ms. Il secondo livello, di tipo *software*, fa uso delle *region of interest (RoI)*, ovvero

porzioni in cui il detector è suddiviso; quando una particella supera i criteri di selezione del L1 il trigger acquisisce i dati contenuti nella RoI all'interno della quale è stata rivelata si accende e solo i dati riguardanti questa porzione di detector passano al secondo livello.

Event Filter(EF)

Il terzo livello, anch'esso di tipo *software*, decide quali eventi saranno archiviati dal DAQ per le analisi offline. Il suo scopo è quello di ridurre il rate del trigger di secondo livello di un ordine di grandezza. Usa algoritmi offline per raffinare la selezione effettuata da L2. Il tempo di latenza è dell'ordine del secondo.

2.2.7 Il sistema di distribuzione dati Grid

Per analizzare offline i dati prodotti da LHC è stato scelto di creare una rete di nodi di calcolo distribuiti geograficamente che si ripartiscono mole di lavoro e potenza di calcolo alla tramite un sistema di fibre ottiche alla velocità di 1 Gbyte/secondo. Il centro computazionale del CERN (Tier 0) è il punto di partenza da cui vengono inviati dati agli undici Tier 1 che a loro volta sono connessi ai 150 Tier 2.

I dati vengono archiviati in diversi formati:

- *Raw Data Object (RDO)*: contengono tutte le informazioni dell'evento provenienti dai trigger online ed archiviate tramite i ROBs. Una copia di questi dati è conservata nel Tier 0 del CERN;
- *Event Summary Data (ESD)*: sono prodotti riducendo le informazioni degli RDO. Contengono sufficienti informazioni per permettere l'identificazione delle particelle, il *re-fit delle tracce*, la *calibrazione dei jet*. Ogni evento è descritto da 500 Kbyte di informazioni. Sono archiviati nel Tier 0 e nei Tier 1;
- *Analysis Object Data (AOD)*: sono oggetti ROOT ottenuti filtrando gli ESD e contengono tutti i dati necessari per un'analisi fisica. Vengono immagazzinati nei Tier 2;
- *Derived Physics Data (DPD)*[15]: i dati non vengono salvati come classi C++ ma come n-tuple, ovvero tabelle di numeri (strutture di array).

Capitolo 3

Selezione di eventi top-antitop

I criteri di selezione degli eventi, descritti in questo paragrafo, hanno il compito di individuare e selezionare per la successiva analisi, gli eventi di produzione di coppie top-antitop che sono prodotti nelle interazioni tra protoni insieme ad una enorme quantità di altri eventi che non sono di interesse per la nostra analisi. Questa analisi prenderà in considerazione il canale di decadimento della coppia top-antitop denominato *jet+leptone*, nel quale un W decade adronicamente in due jet e l'altro leptonicamente in un e o μ ed un rispettivo neutrino.

Gli eventi che andremo a considerare quindi presentano:

- un leptone isolato (e o μ) di alto impulso trasverso;
- due jet originati dai quark bottom;
- due jet generati dal decadimento del bosone W;
- la presenza di un'elevata energia trasversa mancante dovuta al neutrino.

3.1 La selezione di trigger

La selezione si divide in una fase online (trigger) che decide quali eventi devono essere registrati per la successiva fase offline. Il sistema di trigger di ATLAS è suddiviso in tre livelli ed è già stato descritto in dettaglio sul paragrafo 2.2.5.

La selezione di trigger usata per questa analisi è quella di muone singolo in cui si richiede un muone con $p_T > 18$ GeV o di elettrone singolo che richiede un elettrone con $p_T > 20$ o 22 GeV. La richiesta sul p_T dell'elettrone è stata aumentata nel corso del run di LHC con il miglioramento delle prestazioni dell'acceleratore e l'aumento della luminosità istantanea.

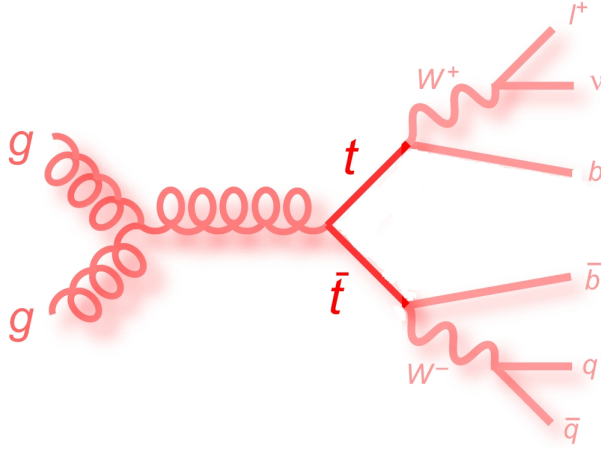


Figura 3.1: Vertice d'interazione per la produzione $t\bar{t}$ con relativi decadimenti

3.2 Definizione degli oggetti dell'analisi

3.2.1 Definizione di leptoni carichi

Elettroni

Gli elettroni candidati devono avere un'energia trasversa $E_T > 25$ GeV e una pseudorapidità del cluster elettromagnetico associato all'elettrone $|\eta_{cluster}| < 2.47$. I candidati che vengono ricostruiti nella regione di transizione tra i calorimetri barrel ed end-cap ($1.37 < |\eta_{cluster}| < 1.52$) vengono rigettati per assicurare una buona qualità di ricostruzione.

I candidati elettroni devono essere sufficientemente isolati da altra attività nel detector. L'isolamento viene realizzato considerando un cono di raggio $\Delta R = 0.2^1$ attorno alla direzione dell'elettrone, nel quale si misura l'energia trasversa totale depositata. A questa quantità viene sottratta l'energia trasversa dell'elettrone stesso e vengono apportate correzioni per tenere conto dell'energia depositata dalle interazioni di pile-up (vedi paragrafo 3.2.2). L' E_T risultante deve essere inferiore a 4 GeV.

Muoni

I muoni vengono ricostruiti combinando le informazioni provenienti dallo *spettrometro a muoni* e dall'*Inner Detector*. I muoni candidati vengono selezionati solo se hanno un'impulso trasverso $p_T > 25$ GeV e una pseudorapidità $|\eta| < 2.5$. L'isolamento spaziale per i muoni utilizza un procedimento

¹ $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$

analogo a quello degli elettroni per la somma degli impulsi trasversi delle tracce in un cono di raggio $\Delta R = 0.3$ attorno al candidato muone. Si considerano tutte le tracce con $p_T > 1$ GeV ad eccezione di quella associata al candidato muone; l'impulso trasverso così ottenuto deve essere minore di 2.5 GeV.

3.2.2 Definizione dei jet

I jet ricostruiti dall'algoritmo anti- k_t [7] vengono calibrati alla scala adronica usando fattori di correzione in funzione di energia trasversa e pseudorapidità. I jet utilizzati nell'analisi sono tutti quelli con $p_T > 25$ GeV e $|\eta| < 2.5$. Nelle interazione tra bunch di protoni si producono molteplici collisioni protone-protone, in media fino a 20 durante il run di LHC del 2011. Questo fenomeno fa sì che nel detector ci sia dell'attività extra dovuta a queste molteplici collisioni oltre a quella dell'evento che abbiamo selezionato (*pile-up*). Per ridurre l'effetto del pile-up si scartano tutti quei jet per i quali la frazione di p_T portata dalle tracce associate al jet e provenienti dal vertice primario dell'interazione rispetto alla somma dei p_T di tutte le tracce appartenenti al jet sia inferiore di 0.75. Questi jet, avendo una grande frazione di tracce non provenienti dal vertice dell'evento selezionato, hanno una grande probabilità di essere originati dalle collisioni extra di pile-up.

3.2.3 Definizione di energia trasversa mancante

La condizione posta sull'energia trasversa mancante è $E_T^{miss} > 30$ GeV, dove E_T^{miss} è definita come la somma vettoriale degli impulsi trasversi estesa a tutti i depositi calorimetrici con pseudorapidità $|\eta| < 4.9$. Se tutte le particelle prodotte nella collisione fossero rivelate l'energia trasversa sarebbe bilanciata e non ci sarebbe energia trasversa mancante. Lo sbilanciamento viene prodotto da particelle come i neutrini che non interagiscono nel rivelatore.

3.3 Selezione di eventi

Una volta definiti gli oggetti utilizzati nell'analisi, le seguenti richieste di selezione vengono applicate agli eventi:

- un vertice primario con associate almeno cinque tracce di $p_T > 0.4$ GeV. Il vertice primario viene scelto come quello con $\sum p_T^2$ massima, dove la somma viene estesa a tutte le tracce associate al vertice con $p_T > 0.4$ GeV;

	$e+\text{jet}$	$\mu+\text{jet}$
$t\bar{t}(l+\text{jet})$	11200 ± 1500	13100 ± 1600
$t\bar{t}(\text{di-leptone})$	850 ± 140	930 ± 140
Top singolo	560 ± 120	660 ± 150
W+jet	920 ± 360	1300 ± 400
Multijet	400 ± 200	200 ± 40
Altro	180 ± 80	113 ± 30
Predizioni	14100 ± 1600	16300 ± 1700
Dati	13167	15752

Tabella 3.1: Lista del numero di eventi predetti per i diversi processi nei canali $e+\text{jet}$ e $\mu+\text{jet}$ dopo la selezione. Le incertezze sulle predizioni MC comprendono sia gli errori statistici che sistematici. La riga "altro" include i fondi di di-bosone e di Z+jet. Le ultime due righe mostrano la predizione totale ed il numero di eventi selezionati nei dati.

- uno e un solo leptone isolato con $p_T > 25$ GeV;
- almeno 4 jet, ognuno con $p_T > 25$ GeV;
- almeno un jet identificato come proveniente da quark b (b -tagging);
- $E_T^{\text{miss}} > 30$ GeV;
- massa trasversa del W, ricostruita usando l'impulso del leptone ed assegnando tutto l'impulso trasverso mancante a un singolo neutrino, $m_T^W > 35$ GeV.

Le predizioni MC per i diversi processi ed il numero di dati dopo la selezione sopra descritta sono riportati in tabella 3.1.

3.4 Processi di fondo nella produzione $t\bar{t}$

I processi di fondo più rilevanti associati alla produzione $t\bar{t}$ sono la produzione di W+jet, seguiti dai processi di fondo derivanti dalla produzione elettrodebole di top singoli, produzione di di-bosoni (WW, ZZ, WZ) e un significativo contributo del canale $t\bar{t}$ di-leptonico, oltre al contributo di eventi QCD con molti jet. I contributi di top singolo, $t\bar{t}$ di-leptonico, Z+jet e di-bosonico vengono stimati dalle simulazioni Monte Carlo, mentre i fondi dovuti a W+jet ed eventi QCD con molti jet, che hanno notevoli incertezze nelle predizioni Monte Carlo, sono valutati direttamente dai dati.

3.5 Fit cinematico per $t\bar{t}$

Per ricostruire la cinematica della coppia $t\bar{t}$ viene utilizzato un *fit cinematico* che mette in relazione gli oggetti ricostruiti (leptoni, jet e E_T^{miss}) con i prodotti del decadimento $t\bar{t}$ assumendo una rappresentazione del processo al LO (vedi figura 3.1).

Assumendo i valori di energia ed impulso degli oggetti ricostruiti, viene considerata come cinematica del processo quella che massimizza la probabilità che gli osservabili provengano dalla produzione di una coppia top-antitop. La probabilità, o meglio likelihood, L , si calcola come:

$$\begin{aligned}
 L = & B(\tilde{E}_{p,1}, \tilde{E}_{p,2} | m_W, \Gamma_W) B(\tilde{E}_{lep}, \tilde{E}_\nu | m_W, \Gamma_W) \cdot \\
 & B(\tilde{E}_{p,1}, \tilde{E}_{p,2}, \tilde{E}_{p,3} | m_t, \Gamma_t) B(\tilde{E}_{lep}, \tilde{E}_\nu, \tilde{E}_{p,4} | m_t, \Gamma_t) \cdot \\
 & W(E_x^{\hat{miss}} | p_{x,\nu}) W(E_y^{\hat{miss}} | p_{y,\nu}) W(\hat{E}_{lep} | \tilde{E}_{lep}) \cdot \\
 & \prod_{i=1}^4 W(E_{jet,i}^{\hat{}} | \tilde{E}_{p_i}) \prod_{i=1}^4 P(tagged | parton\ flavor)
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

dove:

- B sono le distribuzioni di Breit-Wigner, che descrivono una risonanza di massa M e larghezza Γ è

$$B(m, M, \Gamma) \propto \frac{1}{(mc^2 - Mc^2)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \ , \tag{3.2}$$

che rappresenta una caratteristica distribuzione a campana in funzione della massa m centrata intorno ad Mc^2 , mentre Γ rappresenta la larghezza a metà altezza. Le distribuzioni di massa di Breit-Wigner sono valutate usando la massa invariante dai quadrivettori dei partoni e leptoni associati ai W e ai top e considerando $m_W = 80.4$ GeV, $m_t = 173.0$ GeV, $\Gamma_W = 2.1$ GeV e $\Gamma_t = 1.5$ GeV;

- W sono le funzioni di trasferimento e rappresentano la probabilità che vengano osservate le energie e gli impulsi misurati a livello di variabili ricostruite, date le energie e gli impulsi "truth" a livello dei partoni e dei leptoni generati dal decadimento della coppia top-antitop. Esse associano le quantità ricostruite (indicate con \hat{X}) ai quark e ai leptoni prodotti nello scattering ad alto impulso (indicati con \tilde{X}). Queste funzioni vengono valutate tramite simulazioni Monte Carlo;

- $P(\text{tagged}|\text{parton flavor})$ è la probabilità di b-tag, dato il sapore (flavor) del quark che ha originato il jet che stiamo considerando. Questa probabilità è ottenuta dalle simulazioni Monte Carlo e ci consente di includere nella likelihood anche l'informazione sul b -tag.

Per massimizzare la likelihood si provano tutte le possibili associazioni degli oggetti ricostruiti alle particelle (top e W) prodotte nel processo. Gli eventi che consideriamo hanno almeno 4 jet. Nel caso ci siano più di 5 jet nell'evento, solo i 5 jet con p_T maggiore vengono considerati per le possibili combinazioni. Come detto, tra tutte le possibili associazioni, viene selezionata quella che massimizza la likelihood.

Una ulteriore richiesta, $\log L > -50$ (vedi figura 3.2), viene applicata per rigettare gli eventi mal ricostruiti che deteriorerebbero la risoluzione delle variabili cinematiche studiate nella nostra analisi.

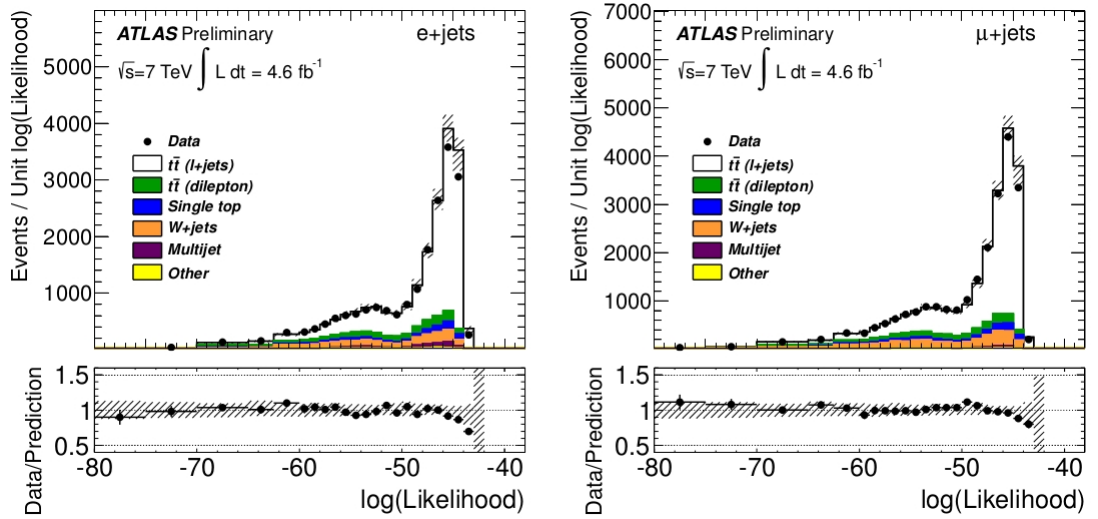


Figura 3.2: Confronto tra dati e previsioni Monte Carlo per $\log L$, per il canale $e+\text{jet}$ a sinistra e $\mu+\text{jet}$ a destra.

3.6 Unfolding

Il processo di unfolding consente di correggere possibili "migrazioni"² tra bin in distribuzioni sperimentali dovute ad effetti di risoluzione del detector.

²Un evento generato in un determinato bin "truth" per una particolare variabile cinematica, può essere ricostruito, per effetto della risoluzione sperimentale della misura, in un bin differente. Questo effetto è detto "migrazione" e l'unfolding consente di stimarlo e correggerlo.

Per poter correggere le distribuzioni a livello ricostruito si fa uso della *matrice di risposta* calcolata con le simulazioni Monte Carlo. Tale matrice connette i valori "truth" (quelli dei partoni nel generatore MC) ai valori ricostruiti. Le distribuzioni ricostruite sono infatti dipendenti dal particolare rivelatore e dall'analisi e quindi non permettono di fare confronti tra i diversi esperimenti e tra esperimenti e teorie. Col processo di unfolding noi vogliamo quindi risalire alle distribuzioni "truth" date le distribuzioni misurate dal nostro rivelatore. Per far questo dobbiamo invertire la matrice di risposta e tenere conto dell'efficienza di selezione.

Il metodo utilizzato per l'unfolding in questa analisi è il Single Value Decomposition (SVD) con regolarizzazione di Tikhonov[13].

3.6.1 Sigle Value Decomposition

Il cuore del processo di unfolding, che fa parte della classe dei problemi inversi, riguarda l'inversione della matrice di risposta, un'operazione piuttosto delicata che può essere effettuata utilizzando vari metodi standard.

Conoscendo le distribuzioni "truth" (T_j^{MC}) e quelle "reco" (R_i^{MC}) ricavate dal MC di segnale è possibile trovare la matrice di risposta M_{ji} dalla relazione

$$R_i^{MC} = \sum_j M_{ji} T_j^{MC} . \quad (3.3)$$

Qui R e T sono vettori n -dimensionali (dove n è il numero di bin in cui è suddivisa la distribuzione in esame) che rappresentano generiche distribuzioni di variabili cinematiche e contengono il numero di eventi nei bin, indicati dagli indici i e j per i bin ricostruiti e truth, rispettivamente. M_{ji} è la matrice di risposta ($n \times n$) che include tutti gli effetti legati alla ricostruzione ed alla selezione dell'analisi.

Indicando l'inversa della matrice di risposta con M_{ji}^{-1} , è possibile ricavare le distribuzioni sperimentali reali (T_j) da quelle ricostruite (R_i)

$$T_j = \sum_i M_{ji}^{-1} R_i . \quad (3.4)$$

Il metodo SVD, utilizzato in questa analisi, introduce una decomposizione della matrice M utilizzando due matrici ortogonali U e V :

$$M = USV^T , \quad (3.5)$$

dove U e V sono matrici ortogonali e S è una matrice diagonale con tutti elementi positivi.

$$M^{-1} = (USV^T)^{-1} = (V^T)^{-1}(S)^{-1}(U)^{-1} = VS^{-1}U^T \quad (3.6)$$

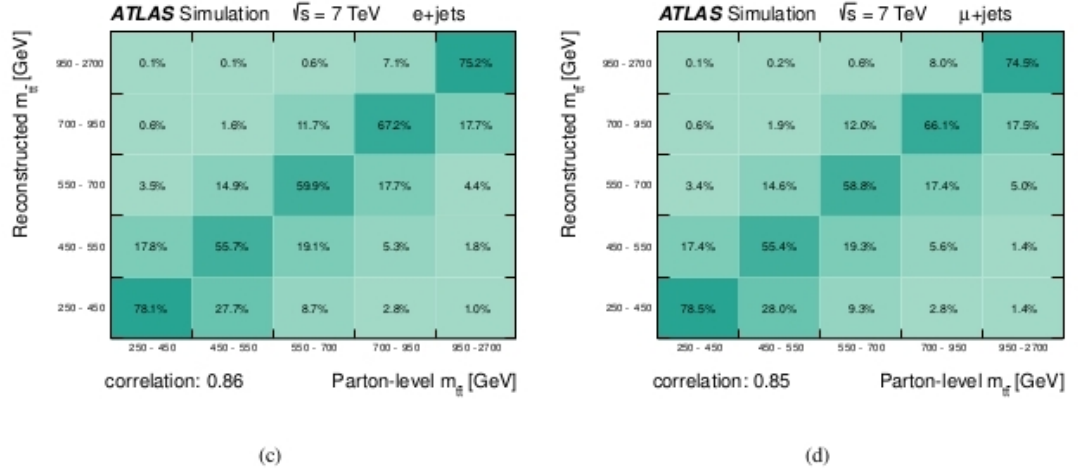


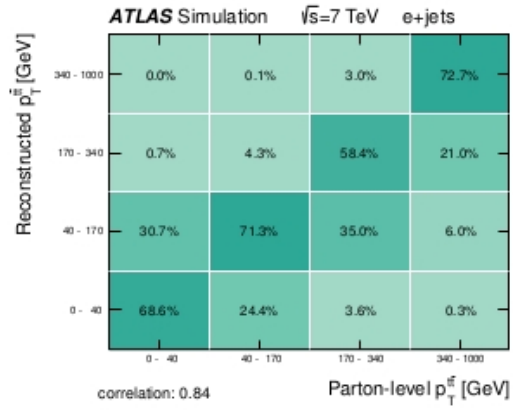
Figura 3.3: Le matrici di migrazione per $m_{t\bar{t}}$ per e +jet a sinistra e μ +jet a destra.

Questo procedimento semplifica notevolmente il processo di inversione e permette inoltre di regolarizzare la soluzione limitando la sensibilità alle fluttuazione statistiche.

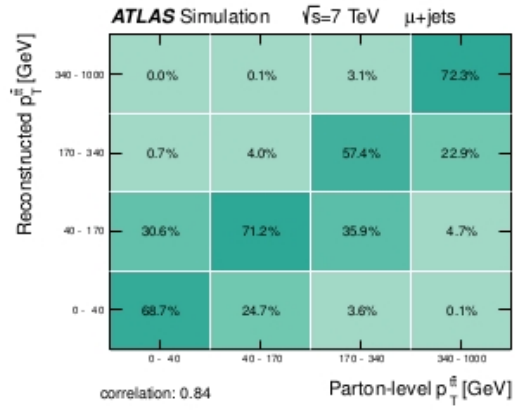
3.7 Procedura di unfolding

Il binnaggio delle distribuzioni è stato determinato sulla base delle risoluzioni sperimentali delle variabili cinematiche, ottimizzandolo per ridurre al minimo le incertezze sui risultati finali. Il valore tipico della risoluzione relativa su $m_{t\bar{t}}$ è del 15%, mentre la risoluzione relativa per $p_T^{t\bar{t}}$ migliora in funzione dello stesso $p_T^{t\bar{t}}$ ed è del 40% a 100 GeV. La risoluzione assoluta per la rapidità della coppia top-antitop ($y_{t\bar{t}}$) varia fra il 25% e il 35% spostandosi dalle rapidità centrali a quelle periferiche.

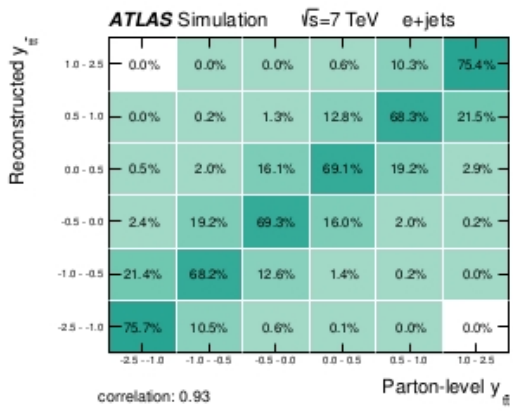
Le figure 3.5 e 3.6 mostrano le matrici di migrazione usate nell'unfolding per le variabili cinematiche prese in considerazione nell'analisi. Le matrici di migrazione sono ottenute dalle matrici di risposta scorporando l'effetto della efficienza di selezione. Ogni colonna della matrice di migrazione rappresenta la probabilità che un evento generato in un bin i della variabile in esame venga ricostruito in un bin j . La diagonale rappresenta quindi la frazione di eventi per i quali il bin ricostruito rimane lo stesso di quello generato. La larghezza dei bin è stata scelta in funzione della risoluzione in modo tale da avere sulla diagonale almeno il 50% degli eventi, evitando eccessive migrazioni.



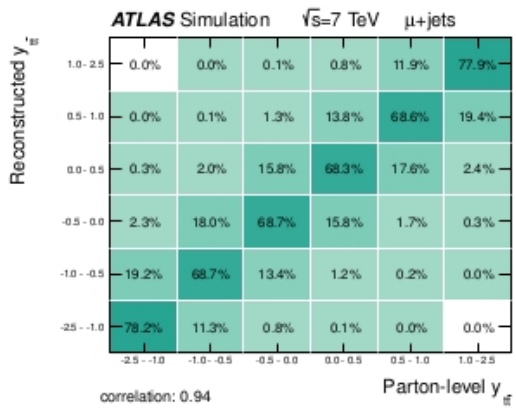
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 3.4: Le matrici di migrazione per $y_{\bar{t}}$ e $p_T^{\bar{t}}$ per e+jet a sinistra e μ +jet a destra.

3.8 Stima delle incertezze

Le sezioni d'urto differenziali che andremo a misurare sono quelle normalizzate, cioè divise per la sezione d'urto totale del processo. Per queste distribuzioni normalizzate tutte le incertezze sistematiche che producono uno spostamento globale della distribuzione si cancellano nel rapporto, consentendo un confronto più stringente con le predizioni teoriche. Le uniche incertezze che rimangono sono quindi quelle relative alla forma della distribuzione.

Le incertezze sui risultati finali si dividono in incertezze statistiche e sistematiche. Le incertezze sistematiche possiamo suddividerle ulteriormente in incertezze legate alla simulazione del rivelatore, alla simulazione del segnale ed alla predizione dei fondi.

L'incertezza dovuta alla statistica dei dati viene valutata attraverso degli pseudo-esperimenti. Ciascun pseudo-esperimento è realizzato estraendo per ciascun bin un valore da una distribuzione Poissoniana con valore medio il numero di eventi in quel bin. In questo modo generiamo una serie di pseudo-esperimenti che tengono conto delle fluttuazioni statistiche dei dati. Su ciascun pseudo-esperimento viene effettuato l'unfolding ed in questo modo valutiamo come gli errori statistici nei dati si propagano nei risultati finali dell'unfolding.

L'effetto delle incertezze sistematiche viene invece valutato variando ciascuna sorgente di una deviazione standard (nelle due direzioni) e riapplicando tutto il processo di selezione ed unfolding per valutare come l'incertezza si propaghi nei risultati finali.

3.8.1 Incertezze sulla simulazione del detector

Le incertezze sistematiche sulla simulazione del detector inducono effetti sulla ricostruzione degli oggetti (leptoni, jet e E_T^{miss}) usati per la ricostruzione delle variabili cinematiche che sono oggetto dell'analisi. Le maggiori fonti di incertezza provengono dal b -tagging e dall'energia di scala dei jet (JES). L'incertezza sistematica sulla sezione d'urto differenziale normalizzata dovuta alla JES varia dall' 1% al 4% a seconda del bin considerato per $m_{t\bar{t}}$ e $y_{t\bar{t}}$, e raggiunge il 7% nell'ultimo bin della distribuzione di $p_T^{t\bar{t}}$.

L'incertezza sulla risoluzione dell'energia dei jet è inferiore all'1% ma cresce fino ad alcuni punti percentuali alle alte energie.

Le correzioni che tengono conto delle differenze tra dati e MC nell'efficienza di b -tagging sono derivate dai dati e parametrizzate in funzione di p_T e η dei jet. Il loro contributo all'incertezza sistematica è tipicamente tra l'1% e il 4%.

Le efficienze di trigger e quelle sulla ricostruzione e sulla selezione di elet-

troni e muoni sono misurate nei dati usando i decadimenti di W e Z e sono incorporate, tramite appropriati fattori di correzione nelle simulazioni. Una procedura simile viene usata anche per correggere la scala e la risoluzione delle energie dei leptoni. L'impatto delle incertezze su queste correzioni è comunque trascurabile sui risultati finali.

Infine l'incertezza sull' E_T^{miss} è valutata propagando su questa quantità le incertezze sulla scala e sulla risoluzione di energia dei jet e dei leptoni.

3.8.2 Incertezze sulla simulazione del segnale

Le sorgenti di incertezza relative alla simulazione del segnale dipendono dal generatore usato per la simulazione del processo $t\bar{t}$, dal MC usato per il parton shower e l'adronizzazione, dalla scelta delle incertezze sulle Parton Distribution Function (PDF) e sulla simulazione della radiazione QCD dello stato iniziale e finale (IFSR).

Le incertezze relative al generatore vengono valutate utilizzando il generatore alternativo MC@NLO per il segnale al posto di Alpgen. La differenza fra i due generatori nell'efficienza della selezione è tra il 3 e il 7% per gli spettri normalizzati.

Le incertezze sistematiche sul parton shower e sull'adronizzazione sono valutate utilizzando come MC Alpgen+Pythia al posto di Alpgen+Herwig. I campioni di Alpgen+Pythia usati a questo scopo sono generati usando Alpgen (v2.14) e la PDF CTEQ5L. L'effetto delle incertezze sulla simulazione IFSR viene determinato usando due campioni generati con Alpgen+Pythia modificando i parametri che controllano l'emissione di radiazione QCD nello stato iniziale e finale. Questa sistematica è particolarmente rilevante per $p_T^{t\bar{t}}$. Le incertezze sistematiche sulle PDF si determinano studiando l'effetto di tre diversi set di PDF sull'efficienza di selezione del segnale. Le PDF usate sono CT10[9], MSTW2008NLO[10] e NNPDF2.3[11].

3.8.3 Incertezze sulla simulazione dei fondi

L'incertezza sulla normalizzazione del fondo W +jet dipende in gran parte dalle incertezze sulla composizione in sapore dei jet ed è valutata essere intorno al 15% sia per il canale elettronico che muonico.

L'incertezza sul fondo data-driven di multijet QCD è dell'ordine del 50% e del 20%, rispettivamente per i canali elettronico e muonico. L'impatto di questa sistematica, visto che la contaminazione del fondo di multijet è molto minore rispetto a quello W +jet, è comunque trascurabile. Le incertezze relative agli altri processi di fondo sono anch'esse trascurabili.

Capitolo 4

Misura della sezione d'urto differenziale top-antitop

4.1 Misura della sezione d'urto differenziale

La misura della sezione d'urto differenziale per la produzione $t\bar{t}$ è stata misurata rispetto alle variabili $m_{t\bar{t}}$, $y_{t\bar{t}}$ e $p_T^{t\bar{t}}$. La sezione d'urto differenziale in ciascun bin della variabile generica X è definita come

$$\frac{d\sigma}{dX_j} = \frac{1}{\Delta X_j} \cdot \frac{\sum_i M_{ji}^{-1} [D_i - B_i]}{BR \cdot L \cdot \epsilon_j}, \quad (4.1)$$

dove

- ϵ_j è l'efficienza per il segnale $t\bar{t}$ nel bin "truth" j , definita come il rapporto tra numero di eventi generati nel bin j e ricostruiti in un qualunque bin i e tutti gli eventi generati nel bin j . L'efficienza ϵ_j sulla selezione degli eventi per il j -esimo bin di ogni variabile viene valutata utilizzando il rateo dello spettro partonico determinato prima e dopo la selezione e la ricostruzione degli eventi. L'efficienza, mostrata in figura 4.1, varia dal 3 al 5%. La diminuzione di efficienza ad alti valori di $m_{t\bar{t}}$, $p_T^{t\bar{t}}$ e $y_{t\bar{t}}$ è dovuta al fatto che i prodotti del decadimento del top hanno un notevole boost di Lorentz ed i jet tendono a sovrapporsi facendo sì che la richiesta di almeno quattro jet separati non sia più soddisfatta;
- BR è il Branching Ratio per il canale $t\bar{t} \rightarrow Wb$ e vale 0.438;
- L è la luminosità integrata del campione di dati che stiamo considerando (4.6 fb^{-1});
- D_i è il numero di eventi nel bin ricostruito i ;

- B_i è il fondo stimato nel bin i ;
- ΔX_j è la larghezza del j -esimo bin;
- M_{ij} è la matrice di migrazione che connette bin truth ai bin ricostruiti la cui inversa viene usata nel procedimento di unfolding per correggere gli effetti dovuti alla risoluzione del detector. Il processo di unfolding viene eseguito separatamente sui due canali muonico ed elettronico ed in seguito la due sezioni d'urto così ottenute vengono combinate.

La sezione d'urto così ottenuta in ciascun bin viene poi normalizzata dividendola per la sezione d'urto totale, la quale viene calcolata integrando su tutti i bin. I risultati finali vengono dati come sezione d'urto differenziale normalizzata $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dX_j}$ perché in questo modo tutte le incertezze sistematiche che non sono legate alla forma ma che producono una variazione globale della distribuzione vengono cancellate, permettendo quindi un confronto più stringente con le previsioni teoriche.

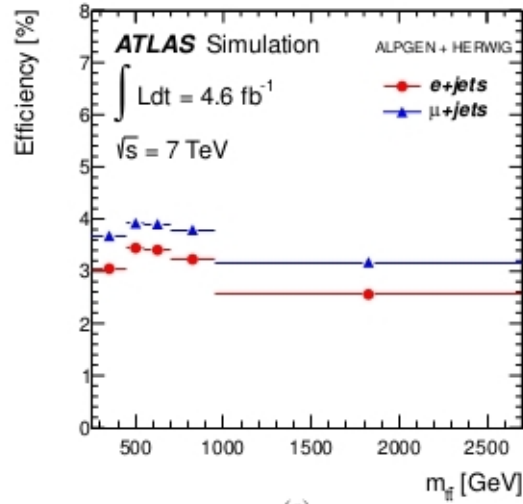
4.2 Risultati

Le sezioni d'urto differenziali normalizzate di massa, impulso trasverso e rapidità del sistema top-antitop sono riportate nella tabella 4.1 per i diversi bin di ciascuno spettro insieme con le incertezze statistiche e sistematiche.

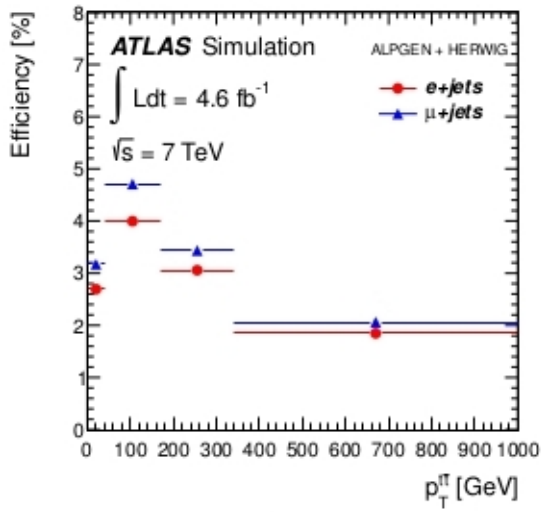
Tra le diverse sorgenti di incertezza sistematica, sono dominanti quelle dovute alla scala di energia dei jet (JES), al generatore MC usato per il segnale, al b-tagging e, nel caso del p_T del sistema top-antitop, alla radiazione dello stato iniziale e finale. Generalmente l'incertezza sistematica è maggiore di quella statistica a parte per due bin di rapidità dove si equivalgono. Questi risultati sono ottenuti combinando bin per bin i due canali e +jets e μ +jets con il metodo *asymmetric iterative best unbiased linear estimator* (AIBLUE)[21].

La Figura 4.2 mostra il confronto tra i risultati sperimentali e le predizioni di diversi generatori MC per il segnale al leading order (LO) ed al next to leading order (NLO). In particolare abbiamo usato ALPGEN che è un generatore al LO che permette di generare campioni con diverso numero di partoni nello stato finale e MC@NLO e POWHEG che sono invece generatori al NLO.

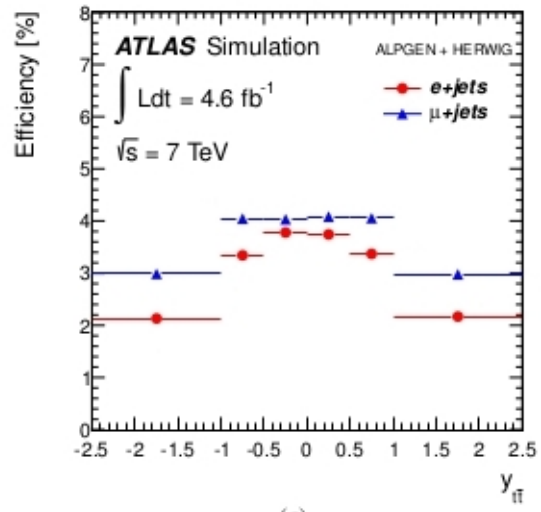
Per tutti questi generatori è stato usato HERWIG per la simulazione del parton shower e dell'adronizzazione. Per quello che riguarda le funzioni partoniche del protone (PDF) è stato usato CTEQ6L1 nel caso di ALPGEN e CT10NLO[9] per MC@NLO e POWHEG. Il confronto tra dati e MC mostra



(a)



(b)

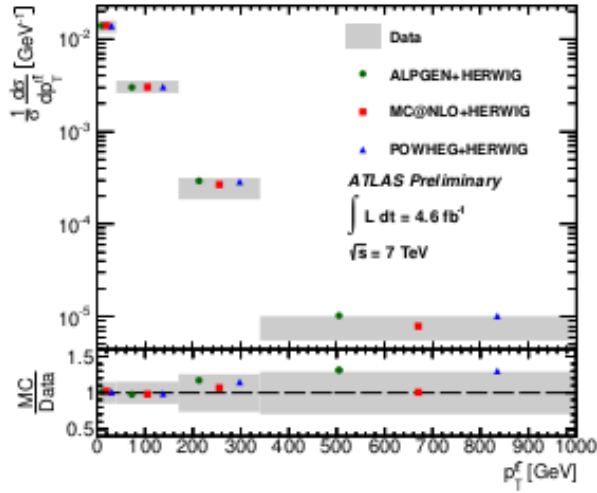


(c)

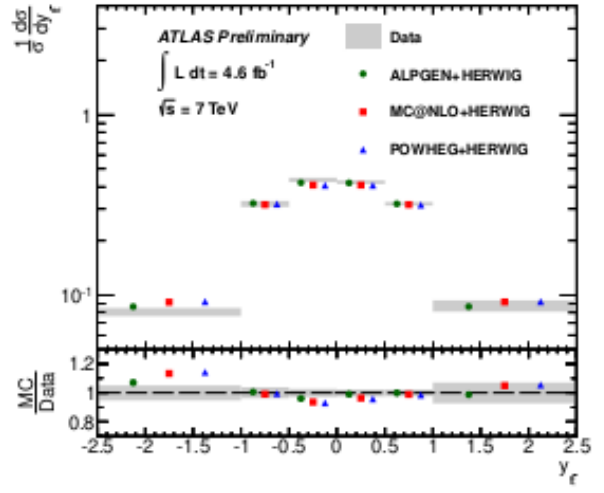
Figura 4.1: L'efficienza delle selezioni eventi per $m_{t\bar{t}}$ (a), $p_T^{t\bar{t}}$ (b) e $y_{t\bar{t}}$ (c) ottenute dalle simulazioni ALPGEN+HERWIG

$m_{t\bar{t}}[GeV]$	$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dm_{t\bar{t}}}[TeV^{-1}]$	Errore statistico[%]	Errore sistematico[%]
250 to 450	2.50 ± 0.08	± 1	± 3
450 to 550	2.73 ± 0.07	± 1	± 2
550 to 700	1.02 ± 0.04	± 2	± 4
700 to 950	0.23 ± 0.01	± 3	± 4
950 to 2700	0.0076 ± 0.0005	± 4	± 5
$p_T^{t\bar{t}}[GeV]$	$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dp_T^{t\bar{t}}}[TeV^{-1}]$	Errore statistico[%]	Errore sistematico[%]
0 to 40	14 ± 2	± 3	± 10
40 to 170	3.1 ± 0.4	± 2	± 10
170 to 340	0.25 ± 0.06	± 4	± 20
340 to 1000	0.008 ± 0.002	± 8	± 20
$y_{t\bar{t}}$	$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dy_{t\bar{t}}}[10^{-3}]$	Errore statistico[%]	Errore sistematico[%]
-2.5 to -1.0	81 ± 3	± 2	± 3
-1.0 to -0.5	321 ± 9	± 1	± 3
-0.5 to 0.0	436 ± 9	± 1	± 2
0.0 to 0.5	423 ± 7	± 1	± 1
0.5 to 1.0	321 ± 5	± 1	± 1
1.0 to 2.5	87 ± 5	± 3	± 4

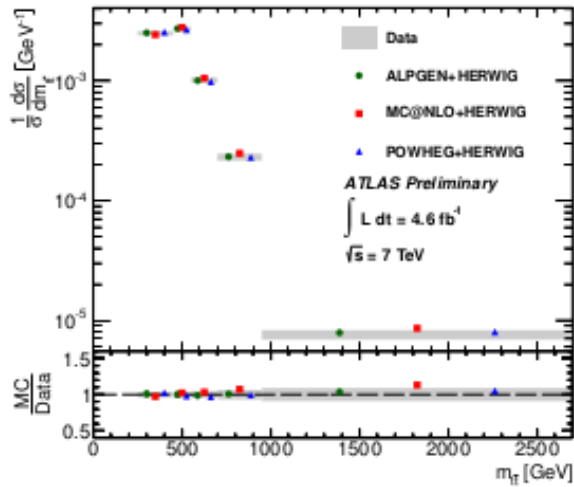
Tabella 4.1: Sezione d'urto differenziale normalizzata nei vari bin delle distribuzioni considerate. I valori riportati nella seconda colonna sono le sezioni d'urto integrate nel bin considerato, normalizzate per la sezione d'urto totale e divise per la larghezza del bin. Le incertezze riportate nella seconda colonna sono date dalle incertezze statistiche e sistematiche sommate in quadratura. La terza e quarta colonna riportano i contributi relativi delle incertezze statistiche e sistematiche, rispettivamente.



(a)



(b)



(c)

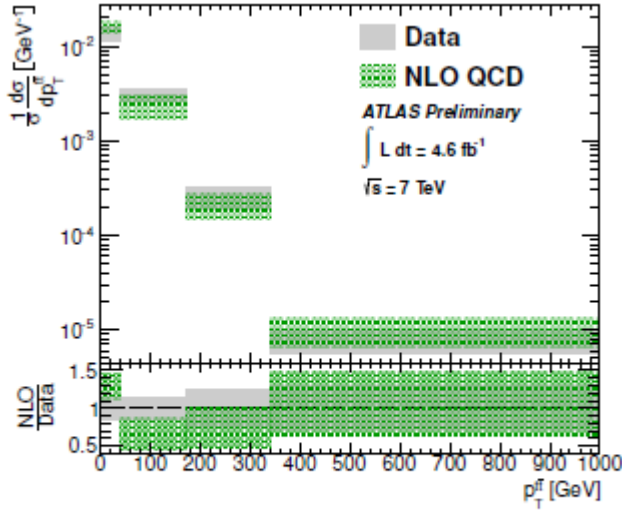
Figura 4.2: Confronto tra le sezioni d'urto differenziali normalizzate misurate dai dati e predette dai generatori MC per il segnale al LO (ALPGEN) ed al NLO (MC@NLO e POWHEG). Il plot in basso rappresenta il rapporto tra le predizioni ed i dati. Le bande grigie indicano le incertezze totali sui dati.

che nel caso di $\frac{d\sigma}{dy_{t\bar{t}}}$ ALPGEN è la predizione con il miglior accordo, mentre per $\frac{d\sigma}{dm_{t\bar{t}}}$ e $\frac{d\sigma}{dp_{T}^{t\bar{t}}}$ tutte e tre i generatori sono in ragionevole accordo con i dati entro le incertezze. In Figura 4.3 sono mostrati i confronti tra i dati e le predizioni NLO QCD ottenute usando il programma MCFM[8] usando la PDF CT10NLO. Anche in questo caso c'è un ragionevole accordo, anche se si osserva una certa tensione tra dati e predizioni nel caso delle distribuzioni di rapidità e massa.

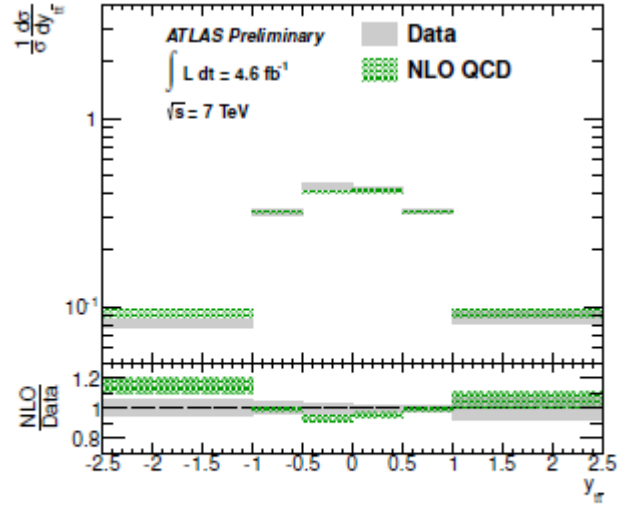
In fig. 4.4 la predizione di un calcolo che include correzioni ulteriori al NLO (NLO + NNLL, next to next leading logarithmic corrections) sono confrontate con i dati per $\frac{d\sigma}{dm_{t\bar{t}}}$. In questo caso è stata usata la PDF MSTW2008NNLO[23] e si osserva una discrepanza piuttosto evidente tra dati e predizioni.

Infine la fig. 4.5 confronta le predizioni, ottenute usando MCFM con differenti PDF, con i dati per le diverse distribuzioni. È abbastanza evidente il fatto che i dati hanno sufficiente sensibilità per discriminare tra le diverse PDF per lo meno per le distribuzioni di massa e p_T . In particolare HERAPDF 1.5 ha un accordo molto migliore con i dati rispetto alle PDF alternative.

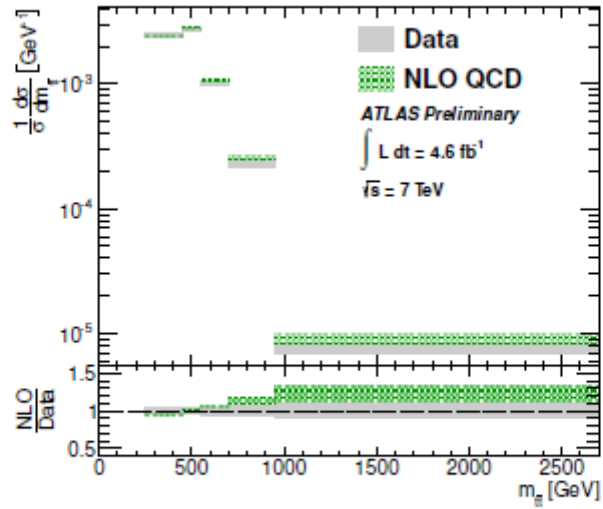
In conclusione i risultati ottenuti sono in grado di fornire importanti indicazioni per i confronti con le predizioni di QCD perturbativa ed hanno una buona sensibilità rispetto alle predizioni delle diverse PDF. In particolare le distribuzioni più efficaci per questo scopo sono quelle di massa e rapidità del sistema top-antitop, mentre l'incertezza ancora molto elevata per il p_T del sistema top-antitop, fa sì che questa distribuzione sia al momento di scarsa utilità nel costringere le predizioni.



(a)



(b)



(c)

Figura 4.3: Confronto tra le sezioni d'urto differenziali normalizzate misurate dai dati e predette dal calcolo teorico al NLO QCD ottenuto con il programma MCFM e la PDF CT10NLO. Il plot in basso rappresenta il rapporto tra le predizioni ed i dati. Le bande grigie e verdi indicano le incertezze totali sui dati e sulle predizioni, rispettivamente.

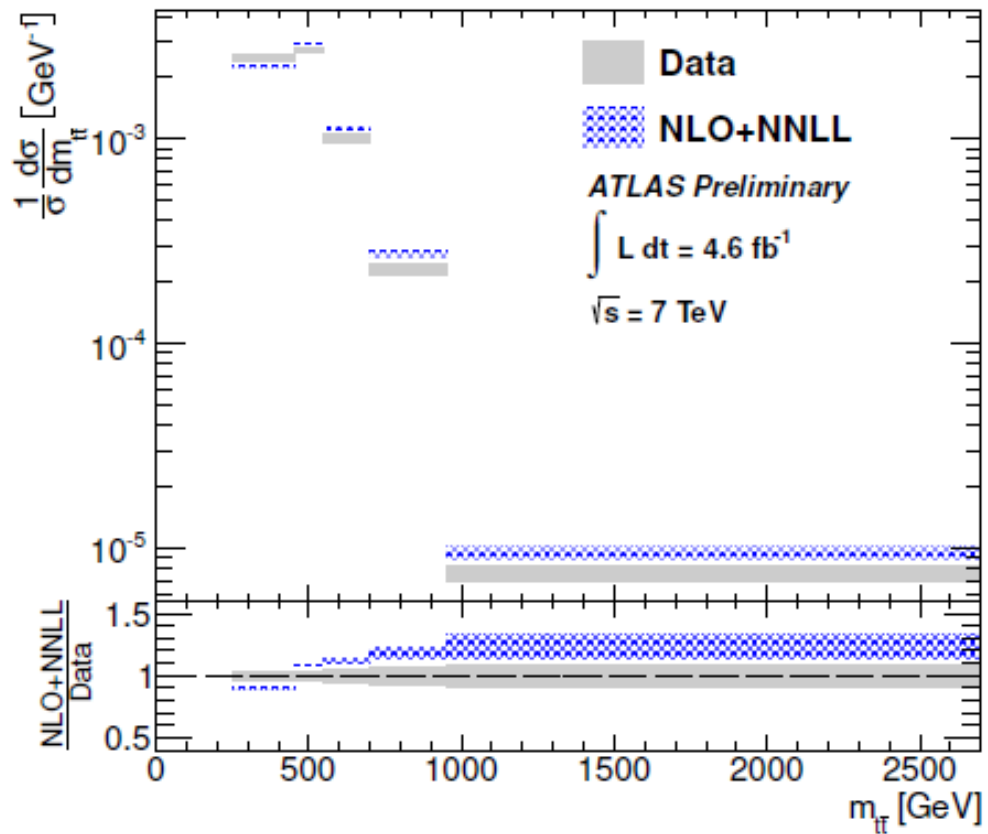
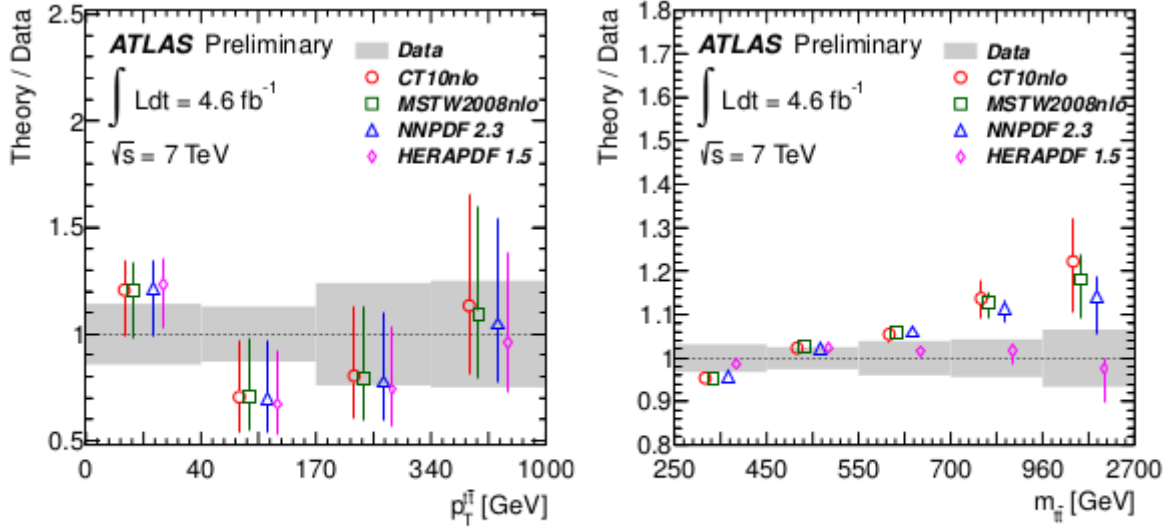
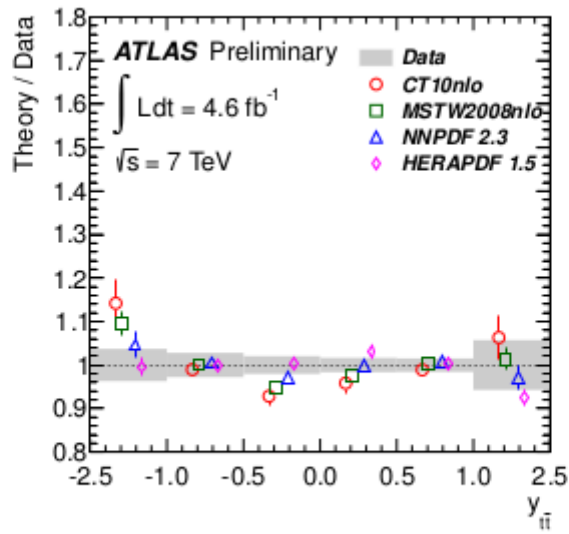


Figura 4.4: Confronto tra la sezione d'urto differenziali normalizzata per $m_{t\bar{t}}$ misurata dai dati e predetta dal calcolo teorico al NLO+NNLL QCD usando la PDF MSTW2008NNLO. Il plot in basso rappresenta il rapporto tra le predizioni ed i dati. Le bande grigie ed azzurre indicano le incertezze totali sui dati e sulle predizioni, rispettivamente.



(a)

(b)



(c)

Figura 4.5: Confronto tra le sezioni d'urto differenziali normalizzate misurate dai dati e predette dal calcolo teorico al NLO QCD ottenuto con il programma MCFM utilizzando differenti PDF. I simboli colorati rappresentano le predizioni ottenute con le differenti PDF. Le bande grigie indicano le incertezze totali sui dati.

Conclusioni

Lo scopo di questa tesi è la misura delle distribuzioni differenziali normalizzate di produzione $t\bar{t}$ in collisioni pp ad LHC. Queste misure sono particolarmente importanti perché permettono uno stringente confronto tra i dati sperimentali e le predizioni teoriche di QCD perturbativa

Lo stato finale prescelto è quello nel canale semileptonico di decadimento della coppia top-antitop, in cui entrambi i top decadono in $W+b$, con il W che in un caso decade in una coppia leptone-neutrino e nell'altro in una coppia di quark; la scelta di questo canale permette il miglior compromesso tra la statistica finale di eventi che hanno passato tutte le selezioni e la contaminazione dal fondo.

La selezione permette di ridurre i fondi W +jets e multijets ed è basata sulla selezione di eventi con 4 jet (di cui almeno uno proveniente da un quark bottom e due generati dal decadimento del bosone W), un leptone carico (elettrone o muone) e la presenza di un'elevata energia trasversa mancante dovuta al neutrino. Gli oggetti ricostruiti sono sottoposti a una selezione sul range di rapidità e sulla soglia minima di impulso trasverso (o di energia trasversa).

Per ricostruire le distribuzioni "truth" a partire dalle distribuzioni misurate si utilizza un processo di unfolding (il particolare il metodo di unfolding usato in questa tesi è quello denominato Single Value Decomposition[13]) che permette di ripulire i dati dagli effetti di distorsione e di migrazione introdotti dal detector.

I generatori al LO (ALPGEN+HERWIG) e quelli al NLO (MC@NLO e POWHEG interfacciati con HERWIG) dimostrano di avere un buon accordo, all'interno delle incertezze, con i dati sperimentali riguardanti le sezioni d'urto differenziali normalizzate rispetto alla rapidità e alla massa del sistema top-antitop. Anche per quello che riguarda il p_T del sistema top-antitop le predizioni sono in accordo con le misure, in questo caso però le incertezze sono notevolmente maggiori rispetto agli altri spettri ed il confronto con le predizioni è molto meno stringente.

Per il calcolo al NLO+NNLL QCD della sezione d'urto differenziale normaliz-

zata rispetto alla massa del sistema $t\bar{t}$ viene usata la PDF MSTW2008NNLO e presenta un buon accordo con i dati sperimentali.

Dal confronto fra i diversi set di PDF, effettuato usando predizioni al NLO ottenute tramite il programma MCFM, emerge che HERAPDF 1.5 è quella che meglio si accorda con i dati.

Bibliografia

- [1] S.Braibant, G.Giacomelli, M.Spurio - *Particelle e interazioni fondamentali*, Springer-Verlag Italia, 2010.
- [2] *Particle Data Group*, estratto da *Review of Particle Physics*, J. Beringer, luglio 2012.
- [3] F.P. Schilling - *Top quark physics at the LHC: a review of the first two years*, International Journal of Modern Physics A, 2012, vol. 27, No. 17.
- [4] W.H.Bell, L. Bellagamba, C.Bernard, P.Berta, K. Bilsback, J.T. Childers, R. Di Sipio, L. Dell'Asta, M. Franchini, C. Galbadon, M. Yamada, J. Kanzaki, J. Kvita, M.Romano, A. Sady, J. Schovancova, F. Spanò, R. Spighi, J. Sjölin, M. Talby, N. Tannoury, I.J. Watson - *Measurements of top quark pair differential cross-sections with ATLAS in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, ATLAS NOTE, 16 settembre 2013.
- [5] Nikolaos Kidonakis - *Top Quark Theoretical Cross Sections and p_T and Rapidity Distributions*, Proceedings of the DPF-2011 Conference, Providence, RI, August 8-13, 2011
- [6] J. Campbell, K. Ellis, and C. Williams, *MCFM - Monte Carlo for FeMtobarn Processes*. <http://mcfm.fnal.gov/>.
- [7] Gavin P. Salam - *Towards Jetography*
- [8] N. Kidonakis, *Next-to-next-to-leading soft-gluon corrections for the top quark cross section and transverse momentum distribution*, Phys. Rev. D82 (2010) 114030.
- [9] H.-L. Lai, M. Guzzi, J. Huston, Z. Li, P. M. Nadolsky, et al., *New parton distributions for collider physics*, Phys. Rev. D82 (2010) 074024.
- [10] A. Martin, W. Stirling, R. Thorne, and G. Watt, *Parton distributions for the LHC*, Eur. Phys. J. C63 (2009) 189285.

- [11] R. D. Ball et al., *Parton distributions with LHC data*.
- [12] H1 and ZEUS Collaborations, *Combined measurement and QCD analysis of the inclusive $e^\pm p$ scattering cross sections at HERA*, JHEP 1001 (2010) 109.
- [13] A. Hocker V. Kartvelishvili, *SVD Approach to Data Unfolding*, MC-TH-95/15, 19 settembre 1995.
- [14] http://atlas.ch/inner_detector3.html
- [15] Paul Laycock , *Derived Physics Data Production in ATLAS: Experience with Run 1 and Looking Ahead*
- [16] T.Sjostrand, S. Mrenna and P.Skands, *PYTHIA 6.64 physics and manual*, JHEP 05 026, arXiv:hep-ph/0603175, 2006
- [17] G. Corcella et al., *HERWIG 6: An event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric process)*, JHEP 01 010, arXiv:hep-ph/0011363, 2001
- [18] M.L. Mangano et al., *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, JHEP 07 001, arXiv:hep-ph/0206293, 2003
- [19] S.Frixione, P.Nason and B.R. Webber, *Matching NLO QCD and parton showers in heavy flavour production*, JHEP 08 007 arXiv:hep-ph/0305252, 2003
- [20] S.Frixione, P,Nason and C.Oleari, *Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method*, JHEP 11 300-304, arXiv:hep-ph/0709.2092, 2007
- [21] R. Group, C. Ciobanu, K. Lannon, and C. Plager, *Combination of Single Top Quark Production Results from CDF*, arXiv:0809.4670.
- [22] Michal Czakon, Paul Fiedler, Alexander Mitov *The total top quark pair production cross-section at hadron colliders through $\mathcal{O}(\alpha_S^4)$* , arXiv:1303.6254v1, 2013.
- [23] C. Anastasiou, L. J. Dixon, K. Melnikov, and F. Petriello, *High-precision QCD at hadron colliders: Electroweak gauge boson rapidity distributions at next-to-next-to leading order*, Phys. Rev. D69 (2004) 094008, arXiv:hep-ph/0312266.

- [24] J. Pumplin et al., *New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis*, JHEP 0207 (2002) 012, arXiv:hep-ph/0201195