

Università degli Studi di Padova  
Dipartimento di Fisica e Astronomia "G. Galilei"

Corso di laurea in Fisica

---

Studio delle proprietà dei quark pesanti a CMS

**Relatore:** Dott. Stefano Lacaprara

**Laureando:** Francesco Nalin

---

Anno Accademico 2015/2016



## Sommario

1	Introduzione	pag. 05
1.1	Motivazioni	pag. 05
2	Il modello Standard	pag. 05
2.1	Bosoni e Fermioni	pag. 05
2.2	Il Mixing del b	pag. 06
2.3	Il decadimento tt	pag. 06
2.4	Analisi del Mixing	pag. 07
3	Descrizione dell'apparato	pag. 08
4	Analisi dati	pag. 09
4.1	Elenco Dataset	pag. 09
4.2	Normalizzazione	pag. 14
4.3	Confronto MC - Dati	pag. 15
5	Conclusioni	pag. 27
6	Bibliografia	pag. 28



# 1 Introduzione

Questa tesi si pone lo scopo di confrontare dati raccolti dall'esperimento CMS con simulazioni ottenute tramite il metodo Monte Carlo. I dati analizzati sono stati raccolti nel 2012 in interazioni protone-protone effettuate all'acceleratore LHC del CERN (Ginevra) con un'energia del centro di massa di 8 TeV. Il confronto sarà eseguito per una serie di variabili cinematiche elencate in seguito, ciascuna di esse rappresenta una grandezza fisica associata alla produzione di coppie di quark "top" e al loro successivo decadimento in canale "semileptonico".

## 1.1 Motivazioni

Il confronto è uno studio preliminare per sviluppare un metodo alternativo per la misura del "mixing" del quark "bottom", un fenomeno fisico che verrà esposto in seguito. Il metodo consiste nello studio del mixing usando decadimenti di  $t\bar{t}$  semileptonici, e si basa sulle simulazioni per sviluppare algoritmi che identifichino correttamente il segnale e ricostruiscono completamente il decadimento. La verifica che la simulazione sia in buon accordo con i dati sperimentali è una parte fondamentale di questo metodo, ed è una delle prime operazioni svolte.

# 2 Il Modello Standard

Il Modello Standard è una teoria fisica che spiega le relazioni tra le particelle elementari e le loro interazioni. Le interazioni forte, debole e elettromagnetica sono infatti comprese da questo modello, mentre non è stato possibile associarvi anche l'interazione gravitazionale.

La prima teorizzazione di questo modello è stata enunciata verso la fine degli anni '60, e fu delineato completamente entro la fine degli anni 70. I principali responsabili di questo lavoro furono Weinberg, Salam e Glashow, come testimoniato dal premio Nobel che ricevettero nel 1979. Il Modello Standard si basa sulla suddivisione delle particelle in due tipologie ben definite: i Bosoni ed i Fermioni.

## 2.1 Bosoni e Fermioni

Bosoni e Fermioni sono particelle elementari distinte per il loro spin. Infatti, mentre i bosoni hanno spin intero, i fermioni hanno spin semi-intero, e questo ne determina un diverso comportamento: i bosoni seguono la statistica di Bose-Einstein, mentre i fermioni seguono la statistica di Fermi-Dirac (entrambe le particelle prendono il loro nome dai rispettivi studiosi). Nel modello standard le due tipologie di particelle hanno due ruoli differenti: i bosoni sono le particelle mediatrici delle interazioni fondamentali, mentre i fermioni costituiscono la materia che possiamo osservare a livello macroscopico.

La tesi si concentrerà principalmente sui fermioni, perciò è opportuno analizzarli più nel dettaglio. Essi sono suddivisi in due tipi: i Quark, come i quark Up e Down (che costituiscono i protoni e i neutroni), e i Leptoni, ad esempio l'elettrone ed il muone, con i rispettivi neutrini elettronico e muonico. Sia i quark che i leptoni sono suddivisi in tre famiglie o generazioni. La terza famiglia di quark è composta da top e bottom (detti anche quark t e b), due particelle che assumeranno un ruolo centrale all'interno della tesi.

		Tre generazioni della materia (fermioni)			
		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	<b>γ</b> fotone
	Quark	4,8 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>d</b> down	104 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>s</b> strange	4,2 GeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>b</b> bottom	0 0 1 <b>g</b> gluone
		<2,2 eV 0 $\frac{1}{2}$ <b><math>\nu_e</math></b> neutrino elettronico	<0,17 MeV 0 $\frac{1}{2}$ <b><math>\nu_\mu</math></b> neutrino muonico	<15,5 MeV 0 $\frac{1}{2}$ <b><math>\nu_\tau</math></b> neutrino tauonico	91,2 GeV 0 1 <b>Z<sup>0</sup></b> forza debole
	Leptoni	0,511 MeV -1 $\frac{1}{2}$ <b>e</b> elettrone	105,7 MeV -1 $\frac{1}{2}$ <b>μ</b> muone	1,777 GeV -1 $\frac{1}{2}$ <b>τ</b> tauone	80,4 GeV $\pm 1$ 1 <b>W<sup>±</sup></b> forza debole
					Bosoni di gauge

Figura 1- Schema riassuntivo di Bosoni e Fermioni

### 2.2 Il Mixing del b

L'osservazione sperimentale di mesoni formati da un quark bottom (i mesoni sono particelle formate da un quark e un anti-quark), ha permesso di osservarne un comportamento particolare: in alcuni casi il quark oscilla nella sua antiparticella ( $\bar{b}$ ). Questo processo prende il nome di "Mixing", ed è un fenomeno statistico che si presenta con determinate probabilità. Per osservare questo fenomeno è necessario identificare un mesone B quando viene prodotto e quando decade. Il processo di identificazione, detto "tagging", consiste nel capire se la particella sia un B o un anti-B. Nel nostro caso si cercherà di effettuare il tagging del b tramite lo studio della particella da cui è stata generata, cioè il top. Le caratteristiche del b saranno state determinate quando si capirà se esso sia stato prodotto da un top o da un anti-top.

### 2.3 Il decadimento tt

LHC produce numerose coppie di  $t\bar{t}$ : la sezione d'urto di produzione di  $t\bar{t}$  a 8TeV è di circa 250 pb, quindi con la luminosità integrata di circa 20 fb<sup>-1</sup> si producono circa 5\*10<sup>6</sup> coppie. Di queste coppie solo il 40% decade secondo il processo che vogliamo osservare (tt semileptonico), quindi avremo circa 2 milioni di tt semileptonici. In questa tesi ci concentreremo solo su eventi con muoni nello stato finale, quindi circa 1/3 della statistica. Il numero effettivo degli eventi utilizzati in questa analisi dipende anche dal tipo di trigger utilizzato e dalle efficienze di trigger, selezione e ricostruzione.

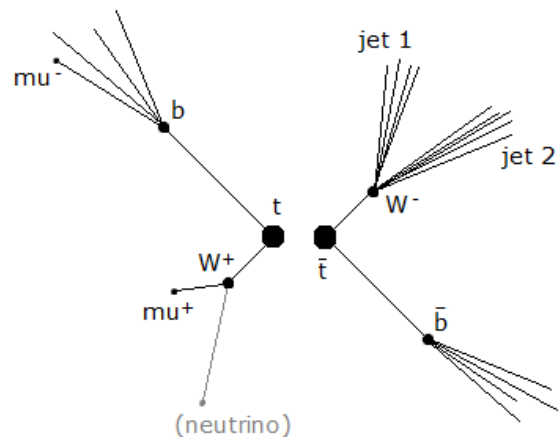


Figura 2 - Esempio di decadimento tt

Il motivo per cui le coppie vengono studiate è la loro catena di decadimento. Sia il top che l'anti-top decadono il 100% delle volte in una particella W e in un quark b.

Il W decade immediatamente e può portare essenzialmente a due risultati differenti:

- L'emissione di un leptone e di un neutrino ( $\sim 30\%$  dei casi)
- L'emissione di due quark ( $\sim 70\%$  dei casi). I quark generano due jet, cioè di due getti di particelle (cariche e neutre) con una direzione simile e un momento dato dal quark di partenza.

Il b invece genera sempre un jet di particelle che può contenere anche leptoni come elettroni o muoni. La vita media del b è relativamente lunga ( $\tau \cong 10^{12} s$ ), o, in maniera equivalente, un b viaggia in media  $c\tau \cong 0.5 mm$  nel sistema di riferimento proprio. Nel sistema di riferimento del laboratorio, la vita media risulta moltiplicata per il fattore  $\gamma = \frac{E}{m}$  relativistico.

Questa dilatazione ci permette di osservare, tramite rivelatori con sufficiente risoluzione spaziale, che il decadimento del b avviene ad una distanza non nulla dal punto di produzione. In questo modo potremo distinguere i jet da b da quelli originati da quark più leggeri.

## 2.4 Analisi del Mixing

L'idea del gruppo CMS è quella di effettuare un'analisi del mixing, basandosi sul decadimento tt. Infatti, le regole di conservazione della carica ci permettono di compiere delle assunzioni sulle particelle finali prodotte da tale decadimento in un caso particolare, cioè nel caso in cui vi sia un muone sia dal b che dal W. Il quark top ha carica  $2/3$ , perciò può decadere soltanto in un  $W^+$  con carica  $+1$  e in un b con carica  $-1/3$ . Il  $W^+$  potrà decadere in un antimuone con carica  $+1$  (più un neutrino). Il quark b produce un jet tramite un processo detto "adronizzazione" che porta (circa nel 10% dei casi) alla produzione di un leptone con carica negativa (più altre particelle contenute nel jet). Per l'anti-top vale lo stesso ragionamento ma con lo scambio di segni.

Il metodo con cui si intende valutare il mixing del b sarà dunque un'osservazione della carica dei muoni (molto semplici da osservare). Ad esempio, se si riuscirà ad abbinare nel giusto modo due muoni con lo stesso t di partenza, si potrà anche dedurre l'oscillazione del b a partire dalle cariche di questi muoni. Per esempio, seguendo lo schema del decadimento in figura 2, sapremo che il b che produce un muone era originariamente un b (e non un  $\bar{b}$ ), visto che deriva da un top (e non da un anti-top) identificato a sua volta grazie alle particelle emesse dalla W (in particolare dal muone prodotto dal W).

Questo tipo di analisi ha il vantaggio di studiare particelle facili da identificare come i muoni, però presenta degli svantaggi legati alla ricostruzione del fenomeno a partire dai dati raccolti. In particolare, una associazione errata di un quark b al top genitore rende errata l'analisi del mixing.

Inoltre una particella  $b$  può portare ad un decadimento a cascata di questo genere: un quark  $b$  con carica  $-1/3$  decade in un quark  $c$  con carica  $+2/3$  che a sua volta decade in un quark  $d$  ( $-1/3$ ) e in un leptone.

Il leptone prodotto in questo modo ha carica opposta rispetto a quello che viene prodotto direttamente dal decadimento del  $b$ , perciò può portare a interpretazioni errate.

### 3 Descrizione dell'apparato

Come detto in precedenza, i dati sperimentali sono stati raccolti dalla collaborazione CMS al Large Hadron Collider (LHC) di Ginevra. Il Large Hadron Collider è il più grande acceleratore di particelle del mondo, ed è anche quello in grado di raggiungere le energie maggiori (è pensato per produrre fasci di protoni con un'energia di 14 TeV). Nei punti in cui vengono fatti interagire i protoni sono stati installati due diversi esperimenti: ATLAS e CMS. Il rivelatore CMS ha una struttura cilindrica, lo stesso asse del fascio di protoni e un diametro di 14m. Inoltre esso presenta un magnete solenoidale superconduttivo da 3,8T con asse parallelo ai fasci.

La sua struttura è a strati, in ciascuno di essi vi sono rivelatori differenti per osservare particelle di vario tipo. Viene fornita una breve descrizione procedendo dagli strati più interni a quelli più esterni.

- Pixel Detector: rivelatore di tracce di particelle cariche con ottima risoluzione spaziale. È in grado di identificare il vertice di produzione delle particelle, un'informazione particolarmente utile per lo studio dei jet originati dai quark  $b$
- Silicon Tracker: un altro rivelatore di tracce cariche in grado di misurare la loro curvatura nel campo magnetico, dalla quale si può ricavare il momento delle particelle
- Electromagnetic Calorimeter: assorbe e misura l'energia di elettroni e fotoni
- Hadronic Calorimeter: assorbe e misura l'energia di particelle adroniche (costituite da quark) sia cariche che neutre
- Muon Detector: tracciatore che si trova all'esterno del magnete e viene raggiunto solo dai muoni, perciò è in grado di identificarli con facilità.



#### CMS Detector Subsystems

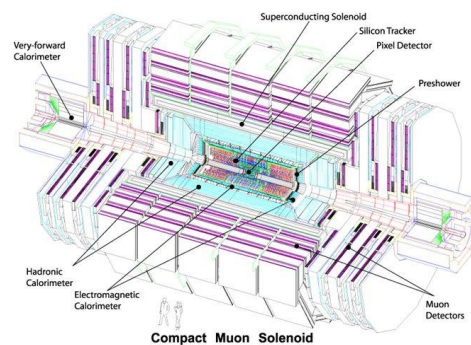


Figura 3 - Raffigurazione del rivelatore CMS



## 4 Analisi dati

Per prima cosa verrà fornito un elenco dei dati disponibili con una breve spiegazione del fenomeno che essi descrivono. Verranno poi discusse le selezioni imposte per mantenere soltanto la frazione di dati che corrisponda ai decadimenti del  $t\bar{t}$  semileptonico. Successivamente verrà discussa la normalizzazione degli eventi del Monte Carlo sui dati sperimentali. Infine si passerà al confronto Monte Carlo-Dati tramite l'analisi di alcune variabili "interessanti" ricavate da entrambi le distribuzioni.

### 4.1 Elenco Dataset

I dati utilizzati per l'analisi sono di due tipi: indicheremo con "data" gli eventi sperimentali raccolti da CMS, e con "MC" quelli generati con metodi di tipo Monte Carlo. Con evento, si intende una singola interazione protone-protone raccolta dall'apparato. Per semplicità sono stati suddivisi in due tabelle seguite dalla spiegazione del tipo di dati che esse contengono.

Dataset "Data"		
Run	Numero eventi (#ev)	Luminosità (L) [ $\text{fb}^{-1}$ ]
A	1'478'830	0.88
B	12'661'031	4.41
C	14'649'596	7.02
D	13'489'622	7.37

Tabella 1 - Elenco dei Dataset "Data"

Questi quattro dataset sono stati raccolti in quattro sessioni differenti dal CMS nel 2012, con un'energia del centro di massa di 8 TeV. Gli eventi considerati in questo lavoro sono quelli selezionati da un trigger con la specifica richiesta di eventi con almeno due muoni, di cui uno con momento trasverso,  $P_t > 17$  GeV e uno con  $P_t > 8$  GeV.

Vengono ora introdotti i dataset relativi agli eventi generati tramite Monte Carlo. Il processo di generazione si è sviluppato nel modo seguente.

Per prima cosa vengono generati eventi tramite una simulazione dei processi fisici veri e propri (ad esempio simulando un processo protone-protone che produce un  $t\bar{t}$  semileptonico). Le particelle prodotte da questa interazione sono poi propagate in una simulazione dettagliata dei rivelatori CMS, tenendo conto del campo magnetico presente e delle possibili interazioni con il materiale.

Questo processo ci permette di ottenere le risposte dei rivelatori alle particelle simulate, per poi processare i segnali ottenuti nello stesso modo in cui vengono processati quelli provenienti dal rivelatore CMS reale, e ricostruire particelle cariche e neutre da utilizzare nell'analisi degli eventi.

Si noti che, oltre al set di dati MC di tt semileptonici, sono generati anche dati che seguono altre distribuzioni. Il motivo è che nella realtà non possiamo separare gli eventi in modo semplice, ma sono necessarie alcune selezioni prima di raggiungere una distribuzione che sia prevalentemente costituita da eventi relativi al processo che vogliamo osservare. In seguito descriveremo le selezioni effettuate.

Dataset "MC"			
Nome	Numero eventi (#ev)	Sezione d'urto ( $\sigma$ ) [pb]	Luminosità (L) [ $\text{fb}^{-1}$ ]
tt semileptonic	2799507	105.20	237.2
tt full-leptonic	5426628	25.32	474.4
Other top			
t s-channel	8127	3.8	2.14
t t-channel	2247	50.2	1.99
t tW	41250	11.1	44.7
tbar s-channel	4267	1.8	77.8
tbar t-channel	44750	28.8	67.2
tbar tW	40988	11.1	44.3
ttW	37804	0.2	845
ttZ	40410	0.2	$1.02 \cdot 10^3$
W + jet	120660	$3.56 \cdot 10^4$	1.62
WW, WZ, ZZ			
WW	369828	39.9	250.6
WZ	499344	24.6	406.4
ZZ	844143	13.5	725.9
Drell Yan			
$10 < M < 50$ GeV	334106	$1.10 \cdot 10^4$	3.42
$M > 50$ GeV	8931469	$3.50 \cdot 10^3$	8.70
Multijet	360095	$1.35 \cdot 10^5$	0.16

Tabella 2 - Elenco dei dataset "MC" (la Luminosità verrà introdotta in sezione 4.2)

- tt semileptonic: costituiscono il dataset che contiene gli eventi che vorremmo osservare, simulati con il metodo Monte Carlo. Tale decadimento è stato riportato in precedenza come esempio per i decadimenti tt. Si può osservare che solo uno dei due W porta ad un decadimento in un leptone più un neutrino, mentre l'altro decade in due jet.
- tt full-leptonic: rappresentano tutti i decadimenti tt con entrambi i W che portano alla produzione di un leptone e un neutrino. Tecnicamente sarebbe possibile effettuare il tagging del b anche in questo tipo di eventi, ma la presenza di più muoni può rendere il processo di identificazione più complicato e meno preciso. Inoltre solo il 10% delle coppie tt decade in questo modo, contro il 40% del caso semileptonico.

- Other top: eventi che presentano un solo top o con altri elementi che potrebbero compromettere l'analisi. Un esempio può essere il ttW: un classico decadimento tt con la presenza di un altro W che decade originando un muone che si può confondere con i muoni prodotti dai due quark. La sezione d'urto è in generale minore di quella del tt, perciò vengono raggruppati in un unico insieme.
- W + jet: eventi in cui sono generati un W e un certo numero di jet. Il W può originare un muone e quindi l'evento può essere scambiato per il segnale che cerchiamo. Nonostante la sezione d'urto di questi processi sia molto alta, è facile limitarne il numero in quanto difficilmente essi presentano un b-jet.
- WW, WZ, ZZ: eventi con combinazioni di W e Z che possono portare a problemi considerevoli (si noti che la particella Z decade in una coppia muone-antimuone).
- Drell Yan: un tipo di evento in cui viene prodotto un Bosone (un  $\gamma$  o una Z, se l'energia è vicina alla sua massa) che decade in una coppia di leptone-antileptone. Le due righe nella tabella rappresentano i due intervalli di massa invariante della coppia leptone-antileptone. Nel secondo intervallo viene prodotto il bosone Z,  $m_Z=91$  GeV.
- Multijet: generici eventi prodotti nelle interazioni protone-protone, caratterizzati dalla presenza frequente di molti quark da cui derivano molti jet. I jet originati da questi eventi possono risultare simili ai jet del tt semileptonico con una probabilità molto bassa, tuttavia la sezione d'urto è molto più grande, perciò non sono trascurabili. (Si noti che la luminosità riportata in tabella porta ad una normalizzazione errata, perciò verrà corretta nella sezione "Normalizzazione")

Sulla base della descrizione del tipico evento di segnale, vengono presentate le selezioni imposte per distinguere gli eventi cercati, riducendo la contaminazione degli eventi di fondo. Il segnale che vogliamo osservare, è caratterizzato da due b-jet, da due jet provenienti da un W e da un W che porta alla produzione di un leptone e di un neutrino che non viene rilevato. Per questi motivi selezioneremo solo eventi con la presenza di quattro jet e di un muone proveniente dal decadimento del W, che risulta isolato, cioè separato spazialmente dalle altre particelle presenti nell'evento.

Per distinguere una particella isolata da una appartenente ad un jet, si introduce un parametro detto isolamento (ISO). Si selezionano tutte le particelle cariche e neutre all'interno di un cono di apertura fissata rispetto alla selezione del muone. Successivamente, l'ISO sarà ricavato dal rapporto tra il momento trasverso di tutte le particelle cariche e neutre contenute nel cono (esclusa la particella studiata) e il momento trasverso della particella stessa. Perciò, osservando un muone isolato, ci aspettiamo che il suo ISO sia nullo (o comunque piccolo), mentre osservando un muone dentro ad un jet, come un b-jet, ci aspettiamo un valore elevato.

Potremo poi sfruttare le informazioni date dal neutrino. Esso non viene osservato dai nostri rivelatori, perciò possiamo tenere in considerazione la Missing Energy sul piano trasverso (MET). La MET è un parametro ricavato dalle regole di conservazione del momento nella collisione, e corrisponde al momento mancante per poter soddisfare tali regole.

Viene chiamata, in modo improprio "energia mancante" (e non momento mancante) per ragioni storiche. In particolare, essa potrà essere ricavata soltanto nel piano perpendicolare al fascio di protoni, in quanto le interazioni vere e proprie avvengono a livello dei quark e dei gluoni che costituiscono i protoni (e non tra i protoni stessi come se fossero particelle elementari).

Perciò, dato che nell'asse del fascio ci saranno interazioni tra particelle elementari che si spartiscono l'energia del protone di provenienza in proporzioni casuali, il momento totale sarà incognito, quindi avremo la sola certezza che il momento totale sia nullo sul piano perpendicolare (mentre non si possono trarre le stesse conclusioni per l'asse del fascio).

A questo punto, sarà possibile stimare la presenza di neutrini tramite il bilancio energetico di tutte le altre particelle rivelate, tuttavia questo non è un calcolo semplice e in alcuni casi ci possono essere errori non trascurabili dovuti alla mancata osservazione o alla stima errata delle grandezze associate ad alcune particelle prodotte.

In teoria si potrebbero ricercare direttamente eventi caratterizzati da due jet di quark leggeri (da W) e da due b-jet, dato che la lunga vita media dei b permette di distinguere i due casi, come vedremo in seguito.

Tuttavia una selezione di questo genere potrebbe influenzare la distribuzione dei dati, condizionando la misura del mixing, dato che il tempo di vita media della particella b influisce sulla nostra capacità di distinguere i b-jet dagli altri jet, e quindi risulta una variabile correlata al tipo di processo che vogliamo osservare.

Quelle analizzate fino ad ora sono alcune delle motivazioni che stanno alla base delle selezioni elencate, altri tagli verranno chiariti in seguito.

- Eventi: almeno due muoni, senza selezione sulla loro carica.
- Momento trasverso del muone più energetico:  $P_t > 20$  GeV
- Momento trasverso del secondo muone:  $P_t > 8$  GeV
- Isolamento del muone più energetico (tipicamente da W):  $ISO < 0.12$
- Isolamento del secondo muone (tipicamente da b):  $ISO > 0.2$
- Momento dei jet (da b e da W):  $P_t > 20$  GeV
- Missing Energy:  $MEt > 25$  GeV
- Differenza minima tra la massa invariante della coppia di muoni (solo se con segno opposto) e la massa della particella Z:  $|m_{\mu^+, \mu^-} - m_Z| > 15$  GeV
- Massa invariante delle coppie di muoni:  $m_{\mu^+, \mu^-} > 12$  GeV

Descriviamo ora come avviene la ricostruzione dell'evento. Una volta identificato il muone isolato con il  $P_t$  maggiore, esso viene associato al W leptónico, dopodiché vengono selezionati i quattro jet con il maggior  $P_t$ , e si utilizza un algoritmo che testi tutte le possibili combinazioni dei jet, per cercare la configurazione migliore.

In particolare per ottenere la combinazione che sarà presa come ricostruzione dell'evento, si cercherà quella con le masse più vicine alle masse conosciute di top e W, effettuando i seguenti confronti basati sul metodo del  $\chi^2$ :

- confronto tra la massa invariante di due jet e quella del W per trovare i jet da W adronico
- confronto tra la massa del top e la massa invariante del W adronico e di uno degli altri jet per identificare un top
- confronto tra la massa del top e la massa invariante del W leptonic (ricostruendone la massa dal pt del leptone e dalla MET) e del jet restante per identificare il secondo top

Una volta ricostruito globalmente l'evento, si cerca l'eventuale presenza di un ulteriore muone all'interno di uno dei due jet associati ai b.

## 4.2 Normalizzazione

Come accennato in precedenza, il confronto della distribuzione MC con quella dei dati sperimentali, necessita di un'adeguata normalizzazione. A tale scopo è introdotta la luminosità ( $\mathcal{L}$ ), definita dalla relazione  $f = \sigma\mathcal{L}$  (ove  $\sigma$  è la sezione d'urto, e  $f$  la frequenza di produzione). Dalla luminosità si definisce la luminosità integrata  $L = \int \mathcal{L} dt$  tale che il numero di eventi  $\#ev = \sigma L$ .

Gli eventi del MC risulteranno confrontabili con i dati sperimentali, quando si riferiranno alla stessa luminosità integrata osservata nei dati. Verrà pertanto calcolata la luminosità totale dei dati tramite la somma delle luminosità dei 4 "run", mentre ogni serie di eventi MC sarà normalizzata tramite il prodotto per  $\frac{L_{data}}{L_{MC}}$ .

Tuttavia è opportuno verificare che la normalizzazione sia stata applicata correttamente, soprattutto nei casi in cui il valore della Luminosità è incerto. Un caso particolare è quello della distribuzione Multijet: calcolarne la luminosità a partire dalla sezione d'urto è difficile, perciò valutiamo questa distribuzione più da vicino. Fortunatamente per questo tipo di eventi, il muone più energetico, che è comunque prodotto dentro un jet, è tipicamente non isolato, a differenza degli altri campioni in cui il muone proviene dal decadimento di un bosone (W o Z) ed è quindi isolato.

Perciò potremo analizzare la normalizzazione della distribuzione Multijet in una regione di controllo, ovvero in una regione popolata principalmente da eventi di questo tipo con una bassa contaminazione da parte delle altre distribuzioni. In particolare,

questa regione sarà occupata da eventi in cui l'isolamento del muone più energetico è maggiore di 0.2.

Come affermato in precedenza, questa regione era stata esclusa per l'analisi dei tt semileptonici, perciò abbiamo dovuto rimuovere temporaneamente questo tipo di selezione.

Andremo perciò ad osservare l'accordo tra i dati e gli eventi generati dalla distribuzione della Multijet, e cercheremo il rapporto tra le due quantità per poter compiere nuovamente la normalizzazione. Come si può osservare dalla distribuzione, la normalizzazione è riuscita con successo, ma abbiamo dovuto riscalare la luminosità integrata del dataset di un fattore 1.8 per fare in modo di avere un buon adattamento.

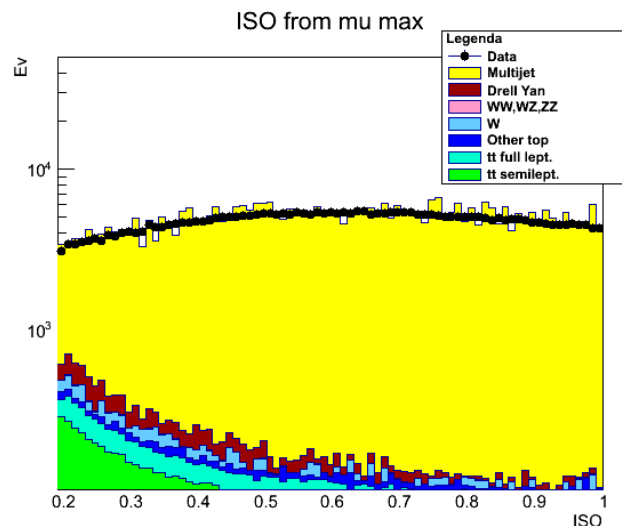


Figura 4 - Normalizzazione del dataset Multijet tramite l'ISO

Un altro set di dati facile da identificare è quello relativo alla Drell Yan. Infatti si potrà osservare un picco di risonanza nel caso la massa invariante dei due muoni sia vicina a quella della Z. Il motivo di questo fatto è che molto spesso gli eventi di tipo Drell Yan decadono passando per una Z che poi produce una coppia muone-antimuone con massa invariante pari a quella della Z (circa 90 GeV), perciò si potrà osservare un picco per la massa invariante dei due muoni in relazione al valore della massa Z. Questo picco, facile da individuare, ci permette di escludere molti eventi di tipo Drell Yan, perciò si giustifica la selezione descritta in precedenza (per analizzare la normalizzazione abbiamo temporaneamente mantenuto gli eventi di questo picco). Dalla distribuzione della massa invariante tra muoni discordi abbiamo potuto osservare un ragionevole accordo tra dati sperimentali e Monte Carlo, perciò non si è rivelata necessaria una nuova normalizzazione sui dati.

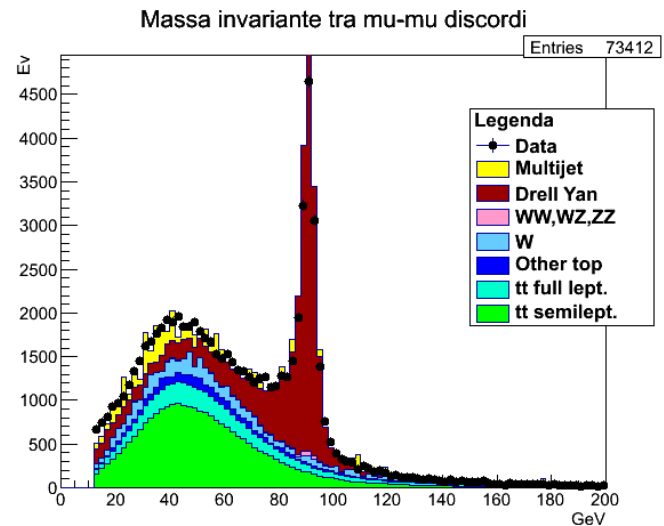


Figura 5 - Normalizzazione del dataset Drell Yan tramite la massa invariante tra muoni discordi

### 4.3 Confronto MC – Dati

Di seguito sono riportati i grafici relativi alle grandezze fisiche che abbiamo ritenuto essere più interessanti. Ad ognuno vengono affiancate la descrizione della variabile osservata e della distribuzione che si ottiene.

#### 4.3.1 Muoni da b e muoni da W

La prima grandezza che andiamo ad analizzare è il momento trasverso, cioè la proiezione del momento sul piano perpendicolare all'asse del cilindro. Il motivo per cui si misura questa grandezza, è che il campo magnetico ha direzione parallela ai fasci di protoni, perciò la curvatura che le particelle subiscono a causa del campo magnetico, dipenderà dalla componente trasversa del momento (indicata con  $P_t$ ).

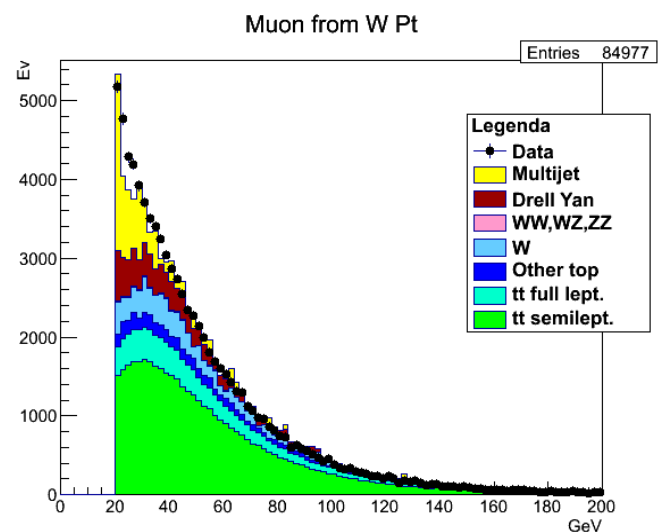


Figura 6 - Momento trasverso da W

Vengono riportati due grafici differenti, il primo relativo al Pt dei muoni prodotti da W, il secondo relativo al Pt di quelli prodotti da b. Possiamo, per prima cosa, evidenziare l'ottimo accordo tra MC e Dati, segno che la distribuzione di eventi generata è coerente con quanto osservato sperimentalmente. Come si può notare è assente una parte di eventi, a causa delle selezioni di cui ho parlato in precedenza (infatti nella prima distribuzione mancano quelli con  $Pt < 20$ , e nella seconda quelli con  $Pt < 8$ ).

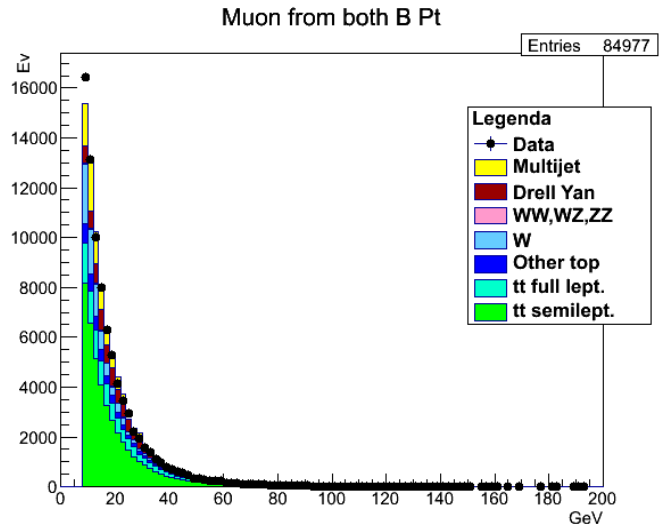


Figura 7 - Momento trasverso da b

Inoltre è interessante osservare la differenza tra le due distribuzioni: la prima ha il massimo della distribuzione intorno ai 35 GeV e una coda che raggiunge i 200 GeV, mentre nella seconda la maggior parte dei muoni ha un momento trasverso più basso, intorno ai 10-20 GeV. La ragione è che i primi vengono dal decadimento di una particella con grande massa invariante ( $M_W \cong 80 \text{ GeV}$ ), quindi, anche decadendo a riposo, la particella W produce muoni con Pt fino a  $\frac{M_W}{2}$  (ma in generale va aggiunto il Pt che la W possiede), mentre i secondi fanno parte di un b-jet, perciò devono spartire l'energia con un numero maggiore di particelle.

Inoltre, possiamo osservare come la distribuzione dei muoni da W del fondo multijet sia più concentrata a bassi Pt, dato che il muone prodotto in questi eventi è parte di un jet.

Per continuare questo tipo di confronto riportiamo anche le distribuzioni relative all'isolamento di muoni provenienti da W e da b. La distribuzione MC del muone associato a W presenta un ottimo accordo con i dati sperimentali. Possiamo osservare che è distribuita prevalentemente attorno allo 0, dato che i W generano muoni isolati.

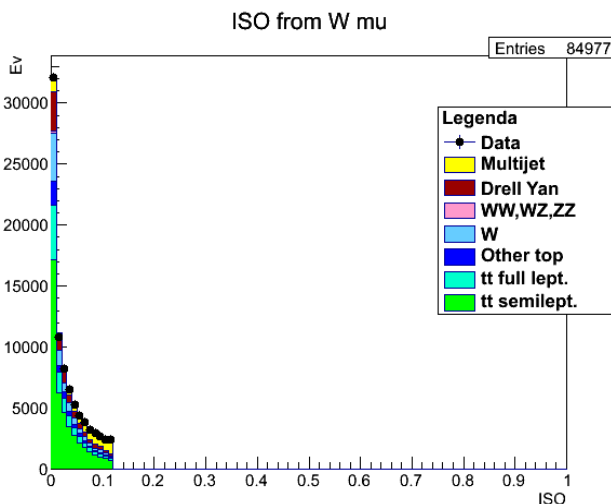


Figura 8 - Isolamento dei muoni da W

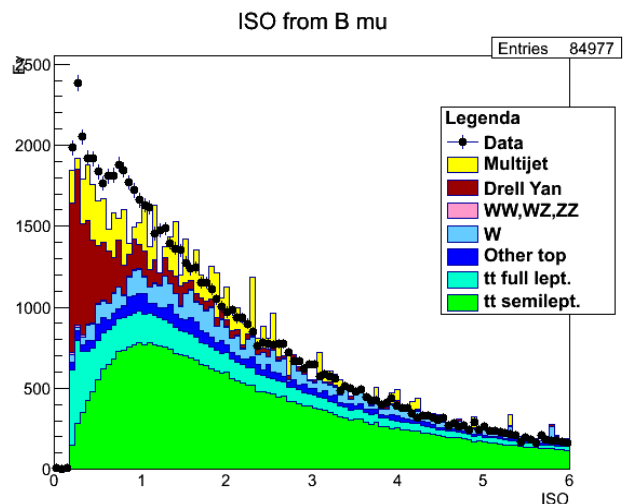


Figura 9 - Isolamento dei muoni da b



Questo fatto ci induce a compiere una selezione su tutti i muoni prodotti da W, che ci permette di eliminare un gran numero di eventi dalla Multijet (quelli che abbiamo osservato in fase di normalizzazione).

Per quanto riguarda la seconda distribuzione, quella dei muoni associati a b, non possiamo ritenerci soddisfatti dell'accordo con i dati. Infatti vi sono delle incongruenze soprattutto con ISO attorno a 1, che potrebbero essere dovute alla distribuzione Multijet (che è anche la più irregolare). Il motivo potrebbe essere legato alla mancanza di dati Multijet, infatti, in fase di generazione, è stato generato solo un certo tipo di eventi, cioè quello che noi abbiamo ritenuto essere più simile al segnale. Tuttavia sembra che manchino dei dati, perciò non riteniamo prudente l'utilizzo della distribuzione Multijet così com'è, ma suggeriamo di trovare soluzioni alternative per l'analisi successiva. Inoltre possiamo osservare come la Drell Yan sia l'unica distribuzione ad avere spesso il secondo muone (quello associato a b) con un isolamento basso. Il motivo di questo fatto si può ricercare nel tipo di processo: sappiamo infatti che la Drell Yan porta alla produzione di una coppia muone-antimuone, entrambi provenienti dal decadimento di uno stesso bosone, e quindi isolati.

Introduciamo una nuova variabile definita come parametro d'impatto. Come si può notare dallo schema in figura 10, il parametro d'impatto rappresenta la distanza tra la traiettoria ricostruita di una particella e il vertice da cui è partito il jet che l'ha prodotta. Nel caso in cui la particella non sia stata prodotta nel vertice primario ma in un vertice secondario, spostato rispetto al primario come nel caso dei b-jet, ci aspetteremo di avere un grande parametro d'impatto. Infatti la traiettoria del muone ha più possibilità di essere lontana dal vertice primario quando il muone viene emesso con un maggior ritardo, perciò il tempo di vita della particella risulta determinante in queste distribuzioni.

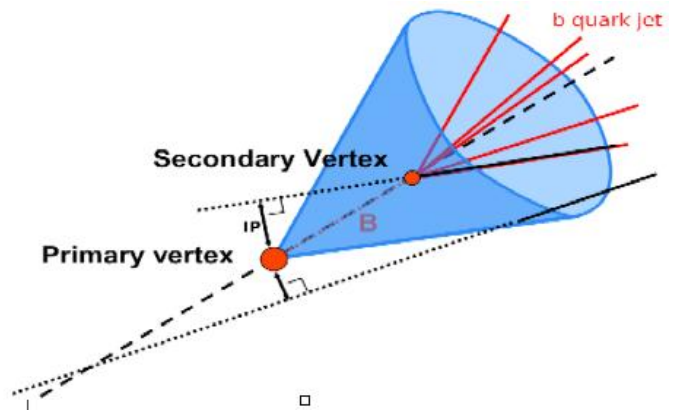


Figura 10 - Schema del parametro d'impatto

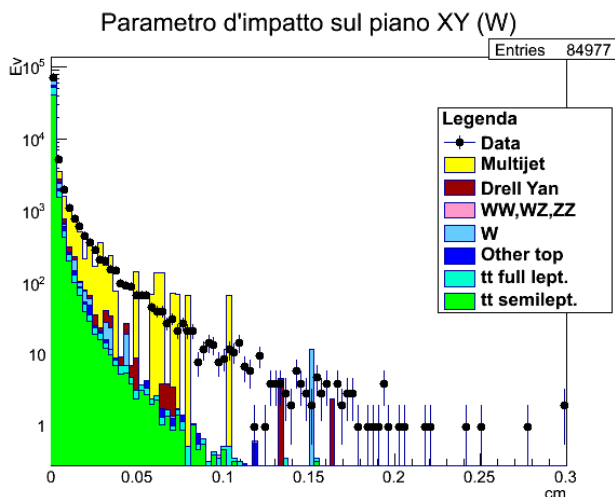


Figura 11 - Parametro d'impatto delle particelle W lungo il piano perpendicolare al fascio

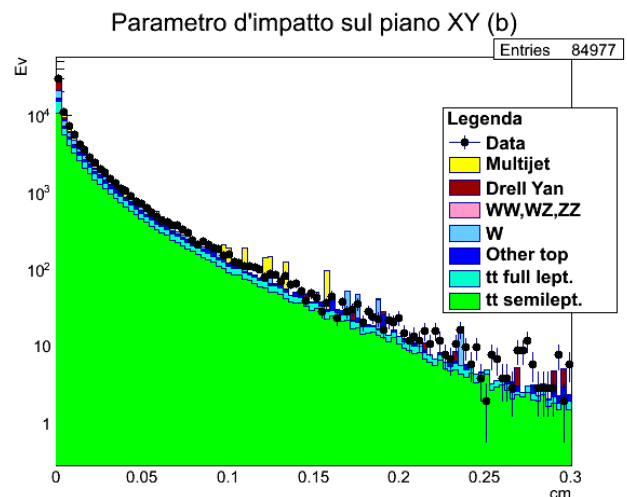


Figura 12 - Parametro d'impatto delle particelle b lungo il piano perpendicolare al fascio

Nel caso di muoni provenienti dal decadimento del W, che ha una vita media trascurabile, si osserva una distribuzione più concentrata attorno allo 0, che riflette semplicemente la risoluzione sperimentale della misura del parametro d'impatto. Le distribuzioni sono in entrambi i casi molto buone, (si noti che le ordinate sono in scala logaritmica, quindi quelle che sembrano incongruenze sono in realtà trascurabili). L'unico limite che emerge da queste distribuzioni è lo scarso numero di eventi Multijet che sopravvivono alle selezioni, palesemente insufficienti per descrivere i dati.

Oltre al parametro d'impatto sul piano perpendicolare all'asse del rivelatore, possiamo indagare la struttura della proiezione sull'asse stesso (asse z). In questo caso la distanza è riferita al vertice primario ricostruito per ogni evento, dato che l'interazione lungo l'asse del fascio può avvenire entro un'area di circa 10 cm, e che calcolandola a partire da un vertice fissato si otterrebbe una distribuzione senza valore. Anche in questo caso possiamo riscontrare un buon accordo tra MC e eventi osservati sperimentalmente, per lo meno per la maggior parte dei dati.

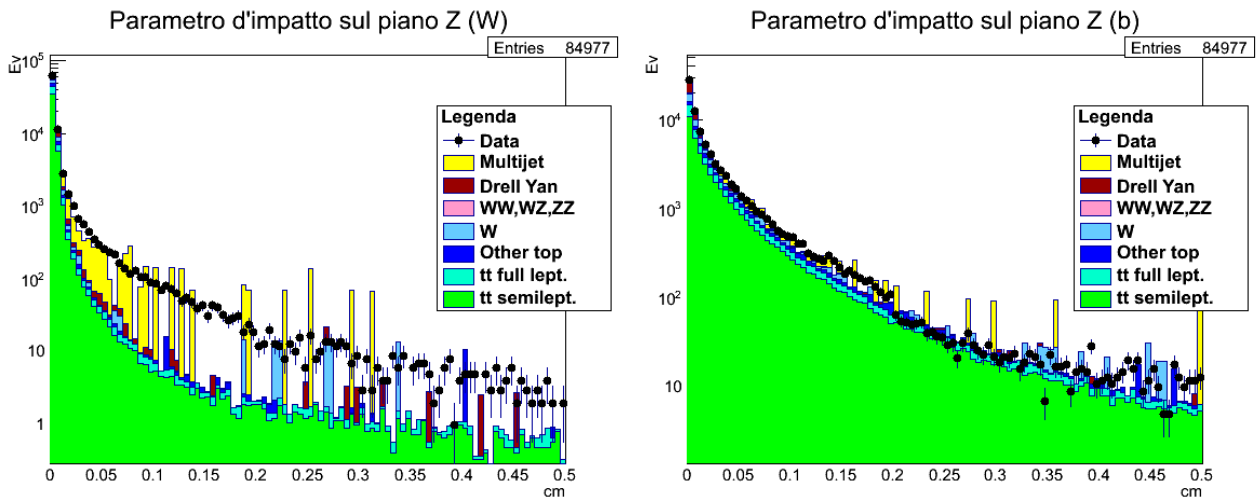


Figure 13, 14 - Parametro d'impatto delle particelle lungo l'asse del fascio - Particelle da W e particelle da b

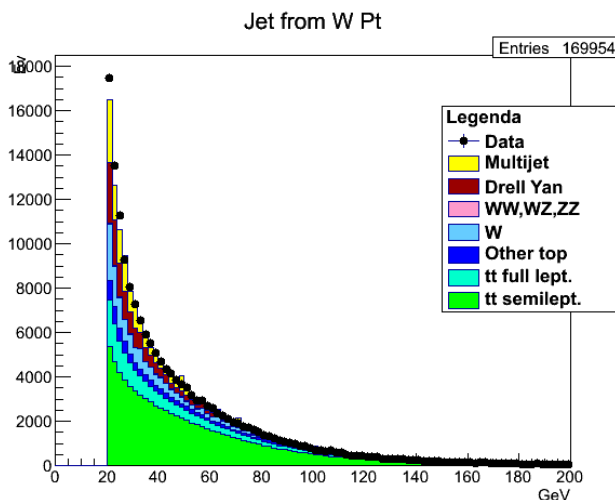


Figure 15 - Momento trasverso dei jet da W

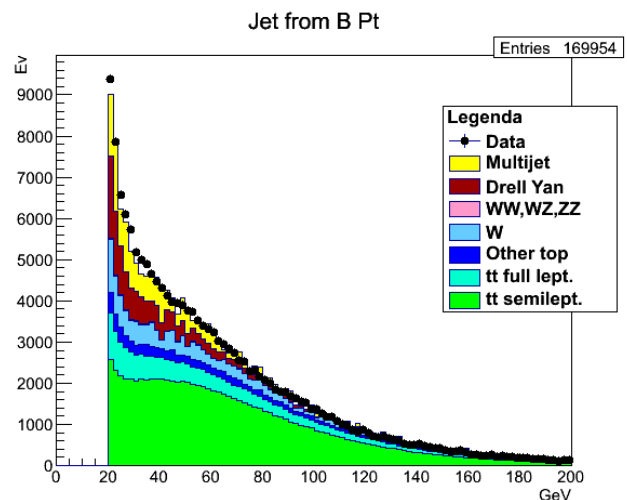


Figure 16 - Momento trasverso dei jet da b

### 4.3.2 Jet da b e jet da W

Ci occupiamo ora di analizzare i jet. Per prima cosa analizziamo il Pt dei jet che provengono da W (figura 15) e di quelli provenienti da b (figura 16). L'accordo tra MC e Dati è molto buono, perciò possiamo concentrarci sulla spiegazione della fisica di queste due distribuzioni. La distribuzione da W presenta molti più eventi a bassi Pt ed un andamento regolare, mentre quella da b ha un andamento più discontinuo.

Il motivo è che i jet da W in media dividono tra loro l'energia del W, mentre quelli da b hanno a disposizione l'energia rimanente dalla relazione [top (170 GeV)  $\rightarrow$  W(80 GeV) + b(5 GeV)], cioè, considerando che il top decada da fermo, circa 40-50 GeV ( $\frac{90}{2}$  GeV). Questo motiva la spalla osservata nella distribuzione.

Proseguiamo analizzando un altro parametro interessante: la proiezione del Pt del muone rispetto alla direzione del jet di provenienza. Ovviamente, dato che i muoni da W sono isolati, quest'analisi si concentrerà solo sui muoni contenuti in b-jet, e andremo ad analizzare la proiezione perpendicolare e quella parallela.

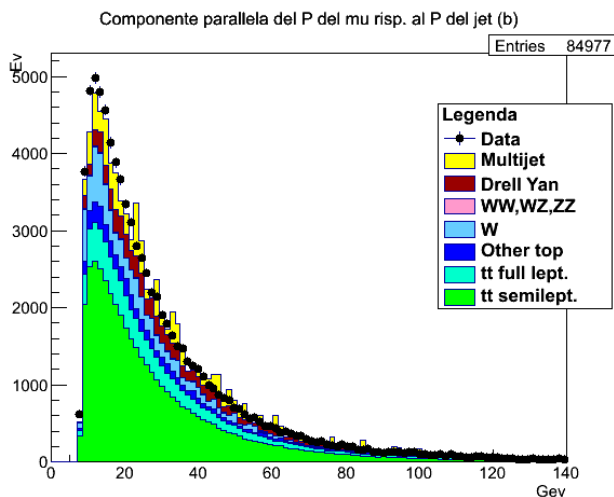


Figura 17 - Componente del P del muone sul P dei b-jet

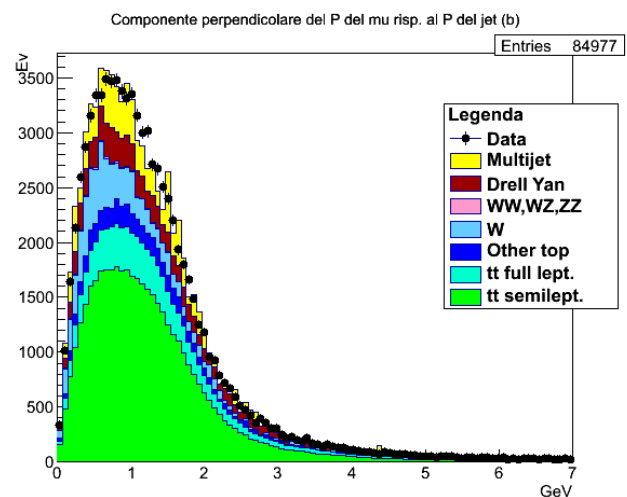


Figura 18 - Componente del P del muone perp. al P dei b-jet

Per entrambi possiamo riscontrare un buon accordo MC-Dati, che ci permette di effettuare un'analisi un po' differente, per eseguire un confronto che può tornare utile.

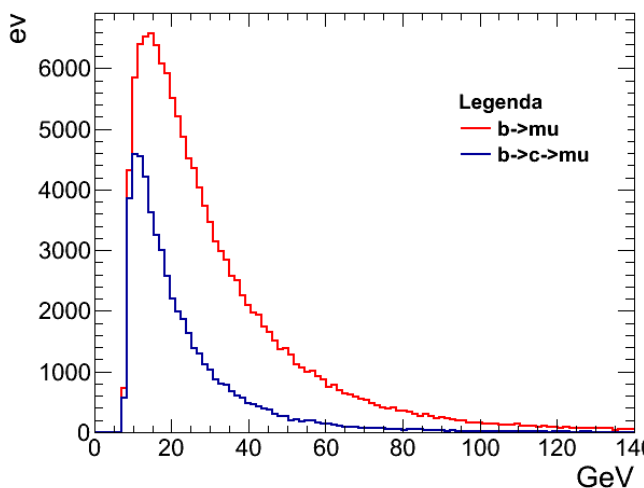


Figura 19 - Confronto tra decadimenti a cascata e decadimenti semplici - P(mu) perpendicolare al P(W)

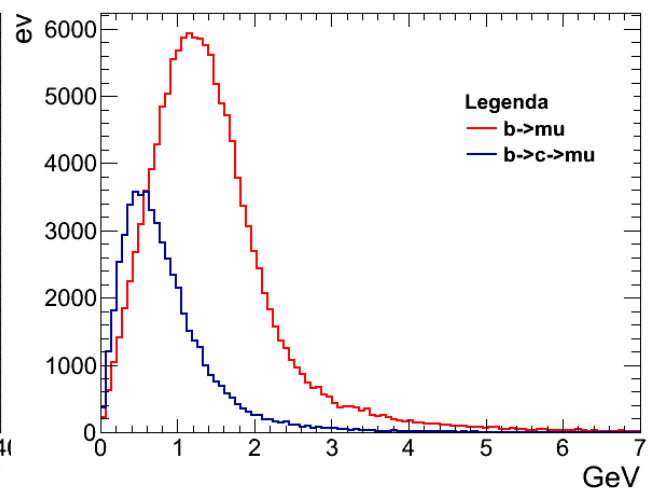


Figura 20 - Confronto tra decadimenti a cascata e decadimenti semplici - P(mu) perpendicolare al P(b-jet)

Come abbiamo visto in precedenza, la distribuzione Monte Carlo è generata a partire da vere e proprie simulazioni di eventi, perciò ci è possibile associare ad ogni evento ricostruito del dataset un evento generato. Perciò analizzeremo le differenze tra i muoni generati tramite decadimento semplice ( $b \rightarrow \mu$ ) e quelli generati tramite decadimento a cascata ( $b \rightarrow c \rightarrow \mu$ ). La proiezione parallela del  $P_t$  (dovuta al  $P_t$  della particella che le ha generate) mantiene valori relativamente alti ma ci permette di osservare che il muone emesso direttamente dal  $b$  può avere in generale un momento maggiore (è evidente che, dovendo spartire l'energia nel decadimento del  $b$ , il  $c$  produrrà una particella con  $P_t$  minore).

La proiezione ortogonale ci permette di distinguere bene le due distribuzioni in funzione della massa della particella da cui deriva il muone. Infatti sulla componente perpendicolare è più facile osservare gli effetti dovuti alla massa della particella madre, perciò vedremo come il  $P_t$  perpendicolare delle particelle prodotte direttamente da  $b$  sia maggiore di quello delle particelle originate da  $c$  (che ha massa minore).

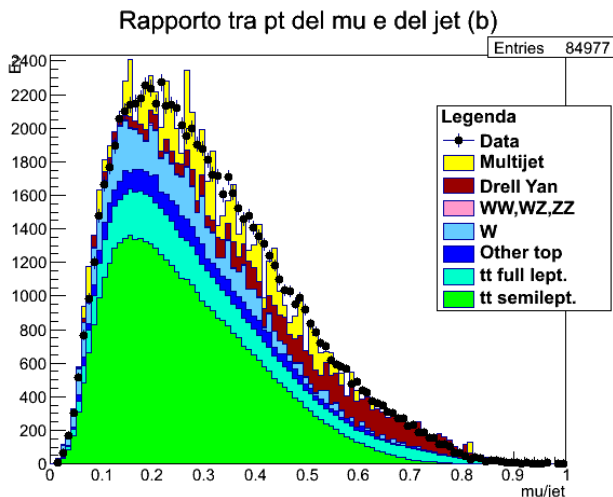


Figura 21 - Rapporto tra  $P_t(\mu)$  e  $P_t(b\text{-jet})$

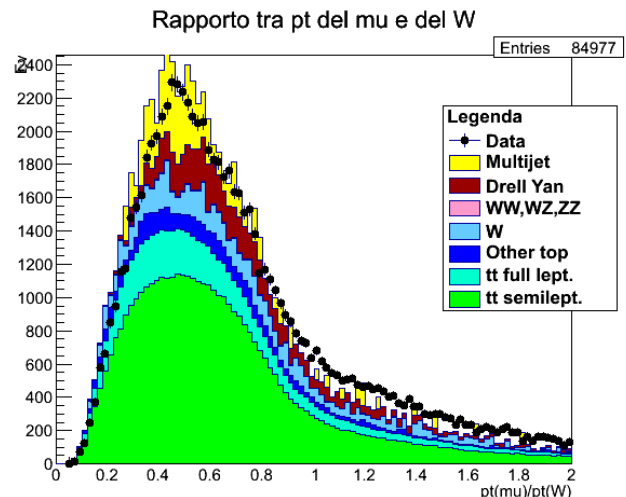


Figura 22 - Rapporto tra  $P_t(\mu)$  e  $P_t(W)$

Sulla base di questa differenza ci si baserà nelle fasi successive per ridurre il numero di decadimenti a cascata ed assicurarsi di osservare il mixing vero e proprio.

Proseguiamo proponendo il rapporto tra il momento dei muoni e quello dei jet da cui sono prodotti. La distribuzione (Figura 21) rappresenta il confronto tra  $P_t$  del muone e  $P_t$  del jet da  $b$ . Possiamo rappresentare la distribuzione analoga per i bosoni  $W$ , eseguendo il rapporto tra  $P_t$  del muone e  $P_t$  del  $W$  (figura 22). Si noti che il  $P_t$  del  $W$  non è osservabile direttamente, ma viene ottenuto tramite un processo di ricostruzione del  $P_t$  del neutrino basato sulla  $ME_t$  (verrà descritto meglio in seguito in relazione alla massa del top leptonico). La prima distribuzione ci permette di osservare ancora una volta un buon accordo tra MC e dati, e risulta coerente con quanto aspettato, dato che ha un massimo per  $R=0.2$  e la maggior parte dei valori rimane compresa entro 0.5. Il motivo di questo comportamento è che il muone deve spartire l'energia del  $b$  con tutte le particelle del jet.

Al contrario, la seconda distribuzione presenta una parte di eventi che causano un cattivo accordo, principalmente dovuti alla MET, come mostreremo in seguito, e ha un massimo a 0.5 dovuto al fatto che i muoni devono dividere l'energia del W con il solo neutrino (questo massimo risulta coerente con quanto aspettato).

Inoltre si può riscontrare un comportamento apparentemente anomalo nel rapporto  $Pt(\mu)/Pt(W)$ : nonostante il muone sia prodotto dal W, in alcuni eventi il rapporto assume valori maggiori di 1. Questo è dovuto al metodo impiegato per ricostruire il Pt del W, e, in alcuni casi, porta a risultati errati in quanto non fisici. Perciò sarà opportuno tenere presente che le ricostruzioni a partire dalla MET non sono generalmente affidabili (in seguito approfondiremo questo ragionamento). Questo genere di problema non si verifica nella distribuzione  $Pt(\mu)/Pt(b\text{-jet})$ , dato che il Pt del jet è ricavato a partire dalle particelle.

Anche in questo caso proponiamo il confronto tra muoni generati tramite decadimento semplice e muoni generati tramite decadimento a cascata, per quanto riguarda il rapporto tra il Pt del muone e quello del jet. Da notare che questo rapporto è fortemente correlato con la proiezione longitudinale del momento del muone rispetto alla proiezione del jet mostrata in precedenza.

Osserveremo che, per i muoni prodotti per decadimento semplice, questo rapporto risulta maggiore. Il motivo appare evidente: questi muoni vengono prodotti in una situazione in cui l'energia da spartire con il jet è maggiore, mentre i secondi sono prodotti dal c che ha già perso parte dell'energia del b di partenza.

Il CSV (Combined Secondary Vertex) di un jet è un parametro che combina alcune grandezze tipiche per stimare quanto è credibile che il jet provenga da un b.

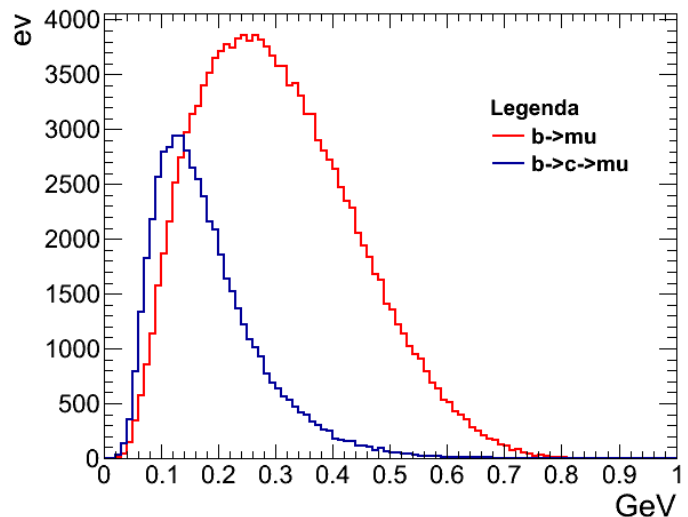


Figura 23 - Confronto tra muoni da decadimento a cascata e muoni da decadimento semplice -  $Pt(\mu)/Pt(jet)$

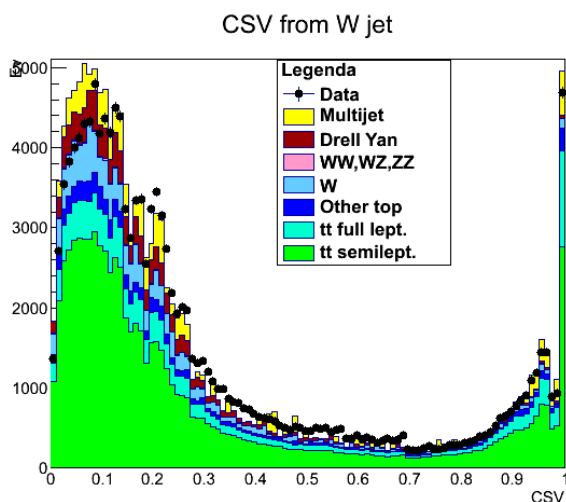


Figura 24 - CSV dei jet da W

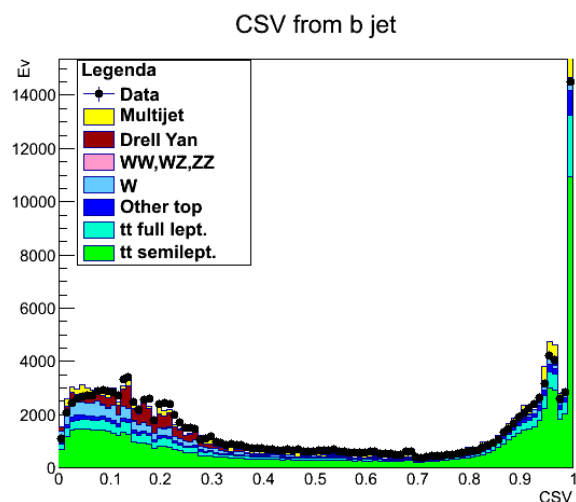


Figura 25 - CSV dei b-jet

In particolare sfrutta il parametro d'impatto delle particelle del jet rispetto al vertice primario e l'eventuale presenza di un vertice secondario ricostruito. I valori del CSV possono andare da 0 (il jet non ha le caratteristiche tipiche di un b-jet) a 1 (il jet ha le caratteristiche di un b-jet).

Riteniamo utile proporre le distribuzioni dei CSV delle per valutare la buona ricostruzione degli eventi.

Osservando le due distribuzioni emerge chiaramente che i jet associati a quark b hanno un CSV più alto, segno che le loro caratteristiche sono coerenti con quelle di un jet da b. Tuttavia possiamo notare un picco a 1 anche nella distribuzione del W, e ci sono eventi con bassi CSV anche per dei b-jet. Il motivo è che a volte viene associato al b un jet che in realtà viene da W (e viceversa), quindi sembra che la W produca b-jet, oppure un jet da b viene ricostruito come uno proveniente da un quark leggero. Questa discrepanza si può verificare anche per eventi che sono stati ricostruiti in maniera corretta perché non tutti i b-jet devono avere le caratteristiche del caso "ideale". In generale ci si aspetta di trovare una minoranza di casi di questo tipo, e la maggioranza di eventi "coerenti" ci fa pensare che la ricostruzione dei jet sia stata affrontata con successo. Tuttavia ci sono probabilmente margini di miglioramento nell'associazione dei jet.

#### 4.3.3 Masse

Confrontiamo le distribuzioni delle masse di particelle che abbiamo potuto osservare nei nostri processi.

Per prima cosa proponiamo la distribuzione della massa del W adronico. Sottolineiamo che non verrà proposta la distribuzione della massa del W leptonic, dato che non si può ricostruire direttamente dalle particelle che lo formano in quanto il neutrino non viene osservato, anzi, si utilizza il valore della massa del W per ricostruire una componente del momento del neutrino. Come si può vedere dal semplice fit che abbiamo effettuato, la distribuzione risulta ben spartita attorno ad un valore di massimo di circa 80.9 GeV che è coerente con il valore della massa del bosone W conosciuto (80.4 GeV).

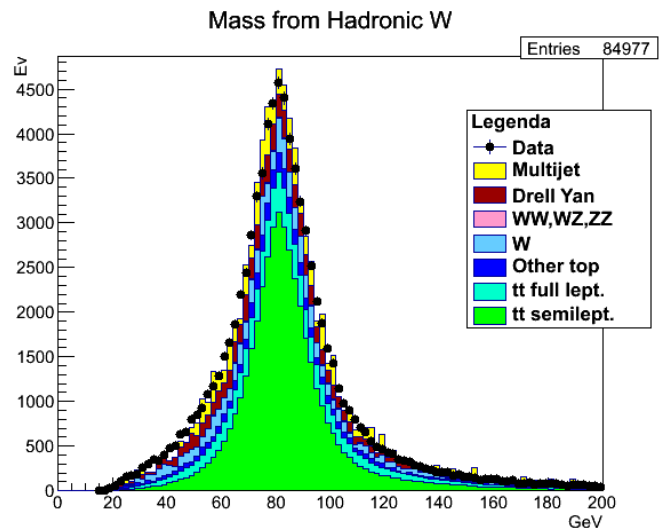


Figura 26 - Massa del W adronico

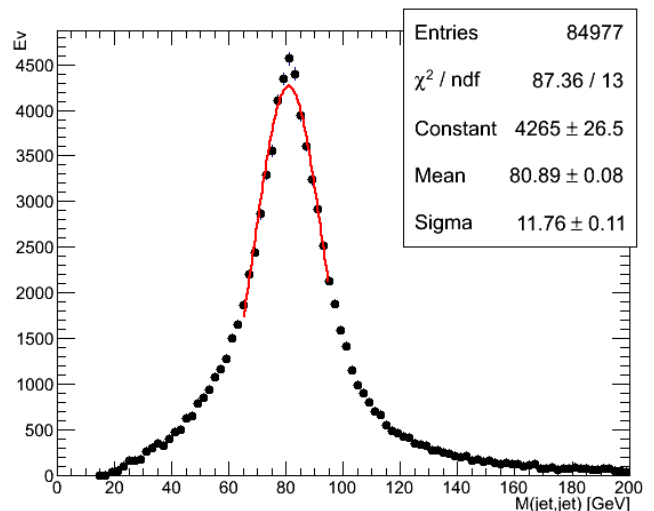


Figura 27 - Fit sulla massa del W adronico

La coda a sinistra parte da un'interruzione e cresce in maniera più veloce di quanto non cali la coda a destra, ed il motivo di questo fatto è la selezione effettuata sui minimi e non sui massimi del  $P_t$ , che dunque non limita i valori più alti.

Proponiamo ora le masse invarianti dei due top differenti. Il primo è detto Top adronico in quanto porta alla produzione di un W che decade in due jet, mentre il secondo è detto top leptonic in quanto il W produce un leptone e un neutrino. Per prima cosa osserviamo che, in entrambi le distribuzioni, l'accordo tra MC e dati è ottimo. Inoltre, tramite dei fit, ci è stato possibile osservare che i massimi delle due distribuzioni sono 169.2 GeV per quella adronica e 167.4 GeV per quella leptonica, valori coerenti con quanto aspettato (173.21 GeV). Tuttavia, è facile osservare che, nella seconda distribuzione, la coda a sinistra si ferma a circa 100 GeV, mentre nella prima si ferma a 50 GeV, un comportamento strano per due distribuzioni che si riferiscono allo stesso tipo di particella.

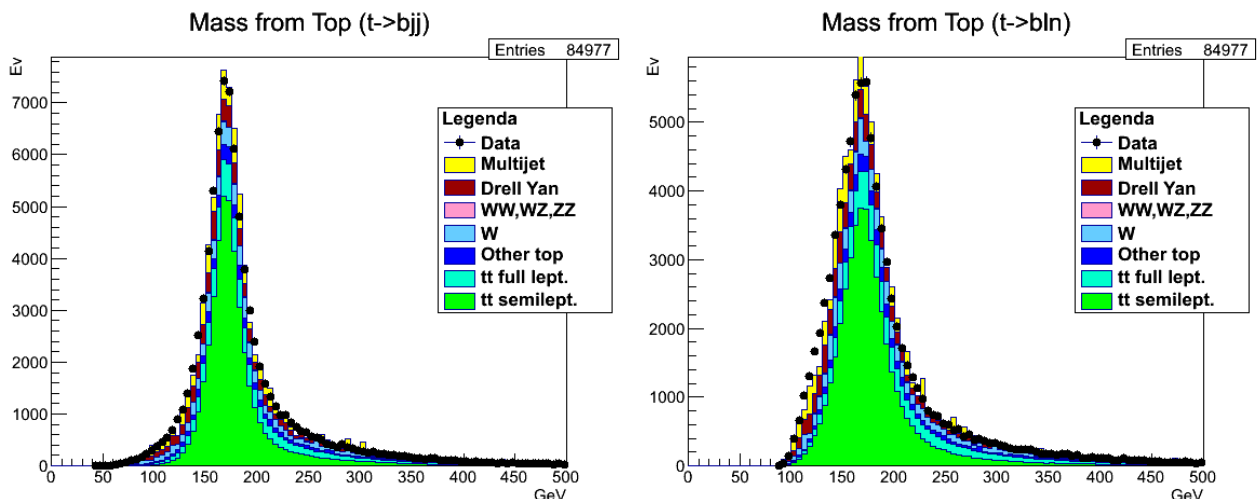


Figure 28, 29 - Masse dei top adronici e leptonici

Il motivo è che il top leptonic è soggetto alla presenza del neutrino, che non viene osservato dai rivelatori, perciò la sua massa invariante viene ricavata tramite una ricostruzione che assume che la  $ME_t$  sia data solo dal contributo del neutrino. Il quadrimomento del neutrino è ricavato tramite l'assunzione che la massa invariante del neutrino unito al muone debba essere uguale a quella del W che li ha prodotti, come accennato in precedenza. In questo modo il quadrimomento del neutrino viene spesso sovrastimato, in quanto difficilmente il contributo totale della  $ME_t$  sarà dato solo dal neutrino. Infatti si può vedere che la  $ME_t$  può essere spesso stimata in maniera errata, come ad esempio per la distribuzione di tipo DY che, pur non producendo neutrini, può raggiungere i 60 GeV di  $ME_t$ . Perciò possiamo motivare la differenza tra le due distribuzioni con una sovrastima nel contributo dei neutrini alla massa del top (di fatto, la seconda distribuzione rappresenta la massa del top vera e propria, la prima risulta distorta). Inoltre osserviamo come la seconda distribuzione sia meno precisa, dato che la larghezza del picco è maggiore.



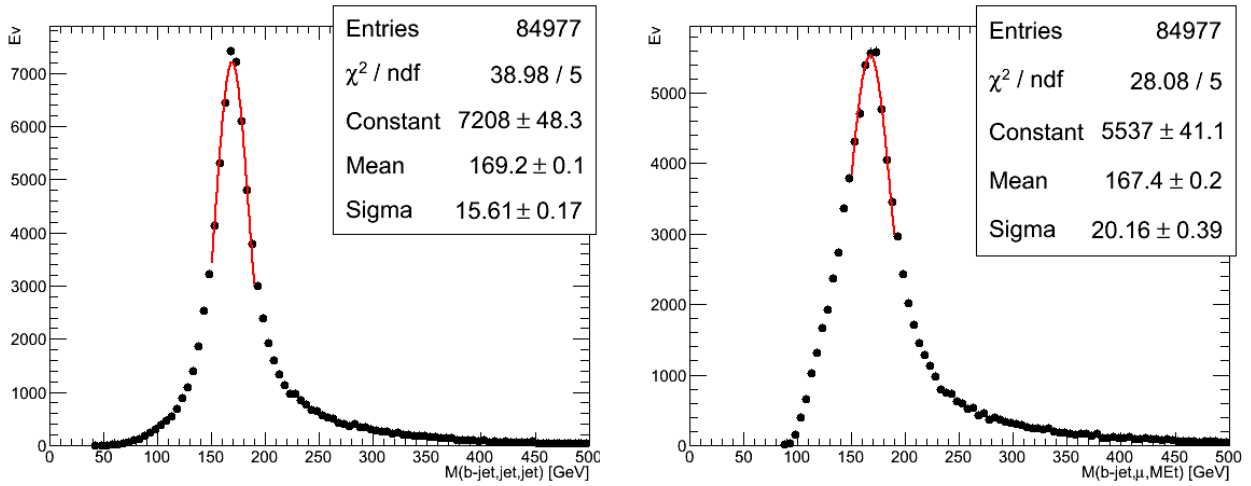


Figure 30, 31 - Fit sulle masse dei top adronici e leptonici

Questo fatto indica che, in questo caso particolare, una distribuzione ricavata da particelle conosciute con un'incertezza relativamente elevata (come le particelle dei jet) risulta più precisa di una distribuzione in cui una particella è conosciuta con grande precisione (il muone del W) mentre l'altra è caratterizzata in maniera imprecisa (il neutrino).

Infine osserviamo le distribuzioni della massa invariante di coppie di muoni (un muone da b e uno da W). È importante notare che la massa invariante analizzata non corrisponde a quella di una particella realmente esistente, dato che i muoni vengono prodotti da due particelle differenti. La prima distribuzione è relativa ai muoni con lo stesso segno e la seconda rappresenta i muoni discordi.

L'accordo tra distribuzioni è buono, fatta eccezione per gli eventi di Multijet che sono piuttosto irregolari.

Come si può notare, la distribuzione dei muoni discordi presenta una discontinuità tra 75 GeV e 105 GeV (circa). Il motivo è la selezione effettuata per escludere la maggior parte degli eventi di tipo Drell Yan, che, come sappiamo, produce solo di muoni con segno opposto. Questo implica anche che gli eventi di Drell Yan siano quasi totalmente assenti dalla prima distribuzione dato che i muoni hanno lo stesso segno.

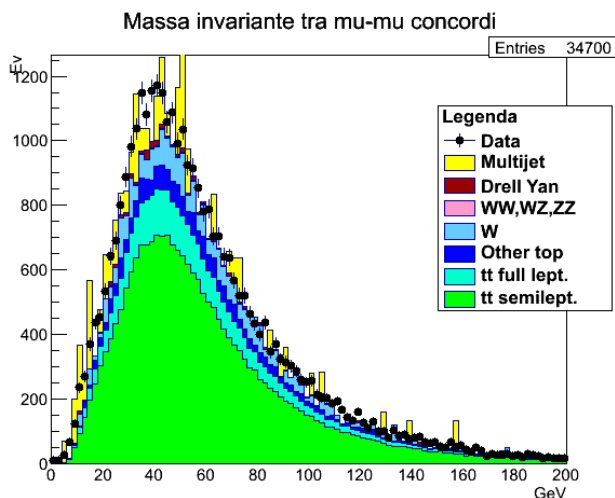


Figura 32 - Massa invariante per muoni con lo stesso segno

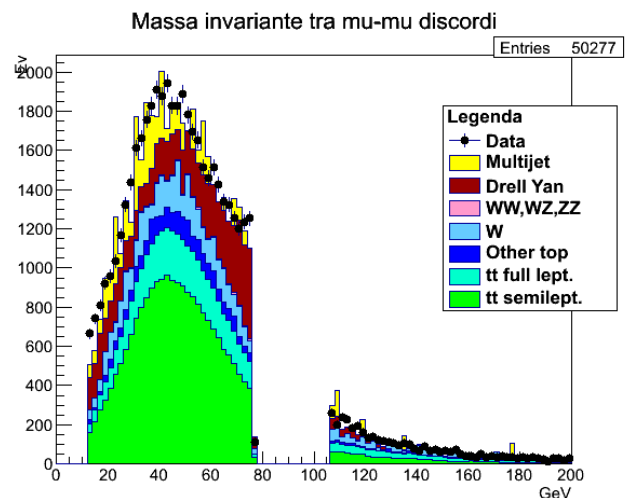


Figura 33 - Massa invariante per muoni con segno opposto



#### 4.3.4 Altre variabili

Dato il gran numero di riferimenti alla MET, riteniamo opportuna un'analisi sulla distribuzione di questa variabile. Come si può vedere, il dataset di Drell Yan ha un andamento differente da tutti gli altri: è molto più frequente a basse MET, ed il motivo è che in questo tipo di eventi non dovrebbero essere prodotti neutrini, perciò, tutta la MET è dovuta ad errori di ricostruzione. Inoltre si osserva un pessimo accordo attorno ai 20 GeV.

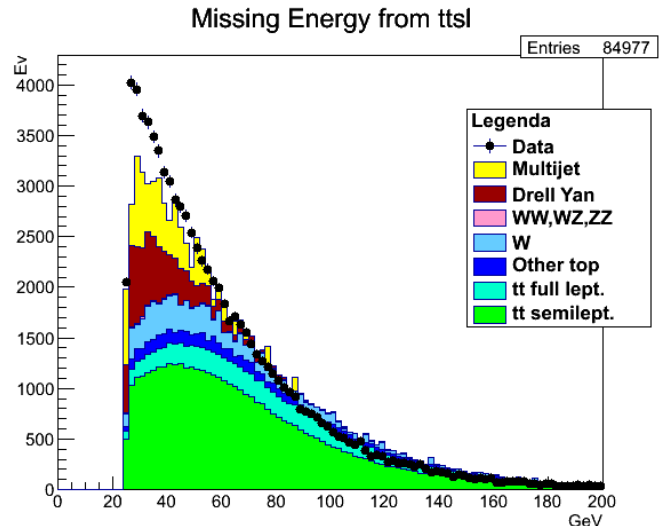


Figura 34 - MET

Il motivo è, ancora una volta, la distribuzione Multijet, che evidentemente manca di un certo tipo di eventi nella regione a bassa MET. Non è invece evidente la ragione del disaccordo a MET più alte. Sarà necessario studiare più in dettaglio questa variabile. La soluzione a questo problema sarà data dalla ricostruzione dei valori mancanti in maniera che siano distribuiti come i dati sperimentali.

Infine effettuiamo un confronto un po' diverso dai precedenti. Lo scopo di tale confronto è osservare con quale frequenza viene prodotto un muone dal b associato al W adronico (bin 1), dal b associato al W leptónico (bin 2), o da entrambi (bin 3). In particolare, sapendo che il quark b produce un muone circa il 10% delle volte, possiamo aspettarci che venga prodotto da entrambi nell'1% delle volte circa. Come si può vedere dalla distribuzione, i muoni vengono prodotti da entrambi circa un decimo delle volte in cui vengono prodotti da uno o dall'altro, perciò possiamo ritenere che il comportamento fisico sia rispettato. Al contrario dovremmo aspettarci lo stesso numero di muoni da entrambi i tipi di b, ma così non avviene. Probabilmente la differenza è dovuta alla fase di ricostruzione dell'evento e dovremo svolgere ulteriori indagini a riguardo.

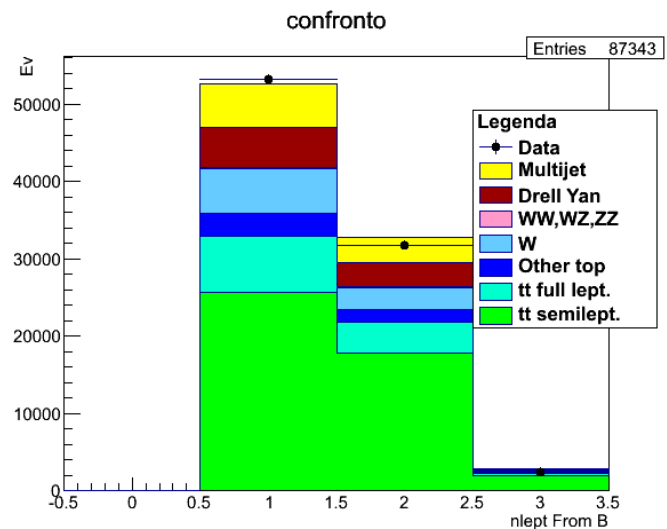


Figura 35 - Confronto

Per riprodurre tale istogramma abbiamo riscontrato alcune difficoltà. Innanzitutto non possiamo osservare casi in cui vi nessuno dei due b abbia prodotto un muone. Il motivo è che la nostra analisi viene effettuata soltanto sugli eventi che rispettano una certa selezione, in particolare essi dovranno avere almeno un muone in uno dei due quark, quindi tutti gli eventi privi di muoni vengono automaticamente esclusi (per questo motivo non si osservano eventi nel bin 0).

Per riprodurre tale istogramma abbiamo riscontrato alcune difficoltà. Innanzitutto non possiamo osservare casi in cui vi nessuno dei due b abbia prodotto un muone. Il motivo è che la nostra analisi viene effettuata soltanto sugli eventi che rispettano una certa selezione, in particolare essi dovranno avere almeno un muone in uno dei due quark, quindi tutti gli eventi privi di muoni vengono automaticamente esclusi (per questo motivo non si osservano eventi nel bin 0).

Inoltre, il programma di ricostruzione si occupa di associare soltanto un muone ad un b, senza associare uno degli altri muoni all'altro b (nemmeno se ne esistesse uno con le caratteristiche adeguate).

Per questo motivo abbiamo sviluppato un algoritmo sui muoni che non fossero già associati ad un b o ad un W, per trovare eventuali casi in cui entrambi i b avessero un muone associato. In particolare abbiamo sfruttato un parametro detto  $\Delta R$  che rappresenta la distanza angolare tra due oggetti.  $\Delta R$  è un parametro definito nel modo seguente:  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ .  $\eta$  e  $\phi$  sono definiti a partire dall'espressione del momento in coordinate "pseudocilindriche": esprimiamo  $P = (Pt, \eta, \phi)$  dalle relazioni con la sua espressione in coordinate sferiche. Se in coordinate sferiche  $P = (P, \vartheta, \phi')$ , allora avremo  $\phi = \phi'$  e  $\eta = \frac{1}{2} \ln(\tan(\frac{\vartheta}{2}))$ . Con  $\Delta$  intendiamo rappresentare la differenza tra le coordinate del momento della particella e quelle del jet di cui fa parte. Una volta selezionato il b a cui non è associato un muone, verrà calcolato il  $\Delta R$  tra il jet del b e tutti i muoni (esclusi quelli già associati all'altro b o al W). Verrà poi applicata una selezione sui muoni, e, se il  $\Delta R$  tra il jet del b e il muone dovesse essere minore di 0.5, allora si riterrà che il muone sia stato emesso dal b, e verrà riempito il terzo bin della distribuzione.

Abbiamo infine riportato anche le distribuzioni relative al  $\Delta R$  calcolato a partire dal muone generato da W, messo in relazione con i jet del b adronico e con quello del b leptonic. Le due distribuzioni sono simili, ed entrambi hanno un buon accordo con i dati, fatta eccezione per il dataset Multijet. Possiamo notare che quella associata al b leptonic appare più accentuata attorno a  $\Delta R=2$ , con una brusca discesa che ci porta ad osservare pochi eventi con  $\Delta R < 0.5$ , che è l'apertura del cono entro il quale sono ricostruiti i jet.

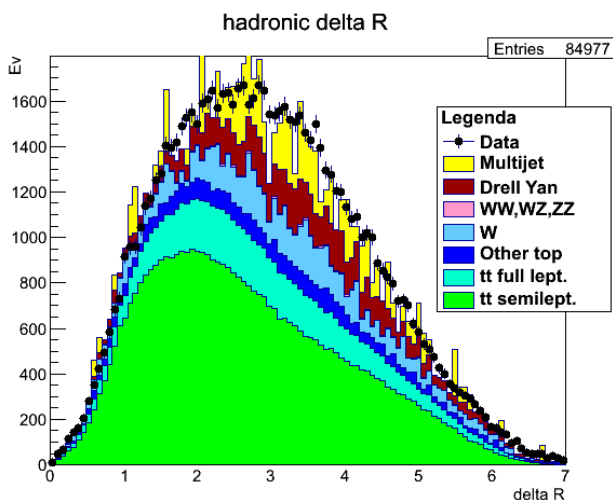


Figura 36 -  $\Delta R$  tra muone da W e b-jet adronico

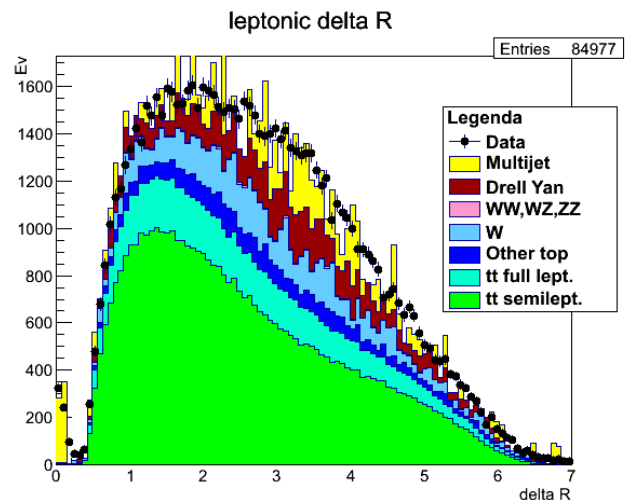


Figura 37 -  $\Delta R$  tra muone da W e b-jet leptonic

## 5 Conclusioni

Considerato quanto visto fino ad ora possiamo concludere che i dataset generati sono compatibili, e le selezioni effettuate sono ragionevoli, dato il buon adattamento delle distribuzioni MC con i dati. In alcune distribuzioni, come la MET e l'isolamento dal secondo muone, l'accordo non è così soddisfacente, perciò dovrà essere migliorato. Si può comunque proseguire lo studio del mixing del b nella seconda fase di analisi della probabilità di oscillazione. Per lo studio successivo si potranno tranquillamente prendere in considerazione le variabili discusse, in quanto l'accordo era quasi sempre buono.

Potrebbe presentarsi un problema dovuto alla distribuzione Multijet che, da come si è potuto osservare, presenta spesso un andamento discontinuo. Il motivo è che il numero di eventi generati è piccolo rispetto agli eventi di tipo Multijet che si possono osservare sperimentalmente. Perciò soltanto pochi eventi potranno superare le selezioni, e, nella fase di normalizzazione, saranno amplificati in maniera maggiore portando a delle discontinuità. Per risolvere questo problema si può prendere in considerazione la generazione di ulteriori eventi di tipo Multijet, oppure utilizzare la distribuzione dei dati in una regione di controllo ricca di Multijet (ad esempio quella usata per correggere la normalizzazione), per studiare la distribuzione di questi eventi per le variabili cinematiche.

## 6 Bibliografia:

### Descrizione dell'apparato CMS:

CMS Collaboration, "The CMS experiment at the CERN LHC", JINST 3 (2008) S08004, doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08004.

### B<sub>0</sub> Mixing

Scoperta:

K [Lande et al., Phys. Rev. 103, 1901-1904 (1956)],

ARGUS [Phys. Lett. B192, 245 (1987)],

CDF/D0 [Phys. Rev. Lett. 97, 242003/021802 (2006)]

Babar [Phys. Rev. Lett. 98, 211802 (2007)]

Teoria:

The Review of Particle Physics (2015)

K.A. Olive et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 38, 090001

<http://pdg.lbl.gov/2015/reviews/rpp2015-rev-b-bar-mixing.pdf>

### TT semileptonici:

Gedalia, O. et al, "Top B Physics at the LHC", Phys. Rev. Lett. 110, 232002, DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.232002

### Sezione d'urto:

CMS Collaboration, "Measurement of the differential cross section for top quark pair production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV", Eur. Phys. J. C 75 (2015) 542

CMS Collaboration, "Measurement of the production cross section in pp collisions at with lepton + jets final states", Physics Letters B, Volume 720, Issues 1–3, 13 March 2013, Pages 83-104, ISSN 0370-2693, <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2013.02.021>.

(<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269313001500>)