



**Università degli Studi di Cagliari**

---

FACOLTÀ DI SCIENZE  
Corso di Laurea Triennale in Fisica

TESI DI LAUREA TRIENNALE

**Studio di produzione di mesoni  $\Upsilon$   
in collisioni  $p$ -Pb a  $\sqrt{s_{NN}} = 8,16$  TeV  
con il rivelatore LHCb al CERN di Ginevra**

Candidato:  
**Francesca Puddu**

Relatore:  
**Prof.ssa Giulia Manca**



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>5</b>
<b>1 Cenni teorici</b>	<b>7</b>
1.1 L'interazione forte . . . . .	7
1.2 Formazione del QGP . . . . .	8
1.3 Effetto CNM e collisioni $p$ -Pb . . . . .	9
1.4 Risonanze . . . . .	10
1.5 Mesone $\Upsilon$ . . . . .	10
<b>2 Apparato sperimentale</b>	<b>13</b>
2.1 LHC . . . . .	13
2.2 LHCb . . . . .	13
2.2.1 Sistema di trigger . . . . .	16
<b>3 Selezione e analisi dei dati</b>	<b>17</b>
3.1 Campione dei dati . . . . .	17
3.2 Campione della simulazione Monte Carlo . . . . .	18
3.3 Selezione degli eventi della $\Upsilon$ . . . . .	19
3.4 Massa invariante e Rapidità . . . . .	30
3.5 Spettro di massa della $\Upsilon$ . . . . .	33
3.6 Estrazione rapporti . . . . .	35
<b>4 Risultati e conclusioni</b>	<b>39</b>



# Introduzione

Lo scopo di questo lavoro di tesi è stato lo studio della produzione del mesone  $\Upsilon$  in collisioni di protone piombo e del suo canale di decadimento in  $\mu^+ \mu^-$ , sotto schematizzato:

$$p\text{Pb} \rightarrow \Upsilon(nS, n = 1, 2, 3) \rightarrow \mu^+ \mu^-.$$

Sono stati analizzati i dati delle collisioni  $p\text{-Pb}$  e  $\text{Pb-}p$  ad energia del centro di massa pari a  $\sqrt{s_{NN}} = 8,16$  TeV, presi nell'esperimento LHCb in novembre e dicembre 2016, nel range di rapidità  $1,5 < y < 4,0$ . Con tali dati è stato costruito lo spettro della massa invariante del sistema di dimuoni, da cui sono stati ricavati i rapporti di produzione tra i diversi stati della  $\Upsilon$ ,  $R^{2S/1S}$ ,  $R^{3S/1S}$  e  $R^{3S/2S}$ , e confrontati i valori ottenuti con quelli ricavati ad altre energie e in altri tipi di collisioni. L'esperimento LHCb si trova al CERN di Ginevra e usa i dati dell'acceleratore di particelle LHC. Lo scopo principale dell'esperimento LHCb è studiare la fisica dei quarks  $b$  e  $c$  nelle collisioni  $p\text{-}p$ . Lo studio delle collisioni di nuclei pesanti dà invece accesso alla fisica degli ioni pesanti, che ha come scopo la comprensione del plasma di Quark e Gluoni (QGP), uno stato "caldo" della materia che si pensa esistesse alcuni istanti dopo il Big-Bang. Esso è ricostruibile tramite collisioni di ioni pesanti come per esempio Pb-Pb. Negli esperimenti delle collisioni  $p\text{-Pb}$  e  $\text{Pb-}p$  non si dovrebbe formare il QGP, ma si manifestano effetti di Cold Nuclear Matter (CNM), che possono mimare gli effetti del Quark Gluon Plasma. Per questo le collisioni  $p\text{-Pb}$  e  $\text{Pb-}p$  sono cruciali per identificare chiaramente la presenza del QGP.

Questa tesi è organizzata come segue. Nel Capitolo 1 viene introdotta la Cromodinamica Quantistica, il QGP, gli effetti di CNM e vengono illustrate le caratteristiche principali del mesone  $\Upsilon(nS)$  oggetto dello studio. Nel Capitolo 2 viene descritto l'acceleratore e l'apparato sperimentale di LHCb. Nel Capitolo 3 vengono descritte le caratteristiche del campione dei dati, viene spiegata la selezione degli eventi effettuata sfruttando la simulazione Monte Carlo, e l'analisi dei dati. Vengono anche misurati i rapporti tra i diversi stati della  $\Upsilon$  e confrontati con altre energie ed in diversi sistemi. Nel Capitolo 4 vengono esposte le conclusioni e i risultati principali dell'analisi.

Il mio contributo personale consiste nell'analisi delle variabili necessarie per la selezione degli eventi, il fit e la computazione dei rapporti. Il codice che produce le N-tuple, quello relativo alla simulazione Monte Carlo e quello che fa il fit sono stati forniti da Shanzhen Chen.



# Capitolo 1

## Cenni teorici

### 1.1 L'interazione forte

Il mondo come lo conosciamo oggi è regolato da quattro interazioni fondamentali: interazione gravitazionale, elettromagnetica, forte e debole, descritte nella Tabella 1.1 [1].

Tabella 1.1: Caratteristiche delle 4 forze fondamentali.

Forza	Raggio di azione	Forza relativa	Andamento asintotico	Particella mediatrice
Forte	$\simeq 10^{-15}$ m	10	r	Gluone
Elettromagnetica	$\infty$	$10^{-2}$	$r^{-2}$	Fotone
Debole	$\simeq 10^{-18}$ m	$10^{-13}$	$r^{-1}e^{-Mr}$	Bosoni W e Z
Gravitazionale	$\infty$	$10^{-42}$	$r^{-2}$	Gravitone

L'interazione nucleare forte agisce sulle particelle subatomiche che formano i nucleoni, i quark e gli antiquark, e i gluoni. La forza forte tiene uniti fra loro i quark all'interno dei nucleoni (protoni e neutroni), e i protoni e neutroni all'interno del nucleo. Le particelle mediatrici dell'interazione forte sono i gluoni, responsabili dell'attrazione fra i quark nei nucleoni.

La teoria che sta alla base dell'interazione forte è la Cromodinamica Quantistica (QCD). Una proprietà importante della QCD è che i gluoni e i quark hanno una carica di colore, che può essere di 3 tipi, rosso (r), verde (g) e blu (b). Ogni colore ha un suo anticoloro. I gluoni mediatori della forza forte, possiedono un'unità di colore e un'unità di anticoloro, e sono 8 gluoni:  $r\bar{g}$ ,  $r\bar{b}$ ,  $b\bar{r}$ ,  $b\bar{g}$ ,  $g\bar{r}$ ,  $g\bar{b}$ , più due combinazioni  $(r\bar{r} + b\bar{b} - 2g\bar{g})/\sqrt{3}$ , e  $(r\bar{r} - b\bar{b})/\sqrt{2}$ . Le particelle che possiedono una carica di colore non possono essere osservate singolarmente, ma tutte le particelle osservate devono essere "neutre" dal punto di vista del colore. Pertanto i quark esistono confinati in tripletti (barioni) e in coppie quark-antiquark (mesoni). I barioni e i mesoni fanno parte della famiglia degli adroni, il cui colore è neutro. Il confinamento dei quark all'interno degli adroni è dovuto alla forma del potenziale che agisce fra i quark (vedi Figura 1.1). Esso è dato da un termine che cresce linearmente all'aumentare della separazione

fra i quark, e da una componente coulombiana che prevale a corte distanze. Il potenziale ha la seguente forma:

$$V = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s \hbar c}{r} + kr$$

dove  $\alpha_s$  è la costante di accoppiamento forte, che decresce all'aumentare dell'energia o al diminuire della distanza,  $r$  è la separazione tra i quark e  $k$  è un parametro detto "tensione di stringa", che determina l'energia del campo per unità di lunghezza. Se si cerca di separare un quark dagli altri quarks all'interno di un barione, l'energia del sistema aumenterà rapidamente, fino a che non sarà tale da creare un quark che ripristinerà il barione originale, e un antiquark che formerà un mesone con il quark allontanato. Le particelle formate, il barione e il mesone, quindi saranno neutre di colore, come detto prima.

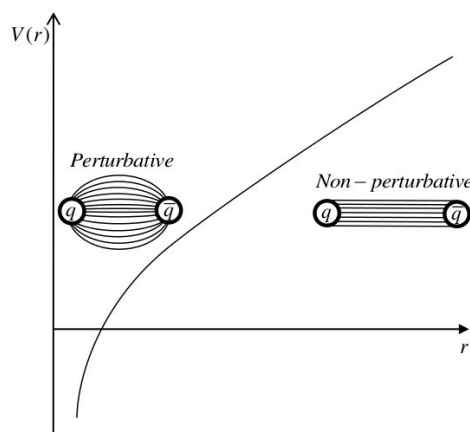


Figura 1.1: Potenziale fra quark in funzione della distanza  $r$  tra i quark all'interno dell'adrone.

## 1.2 Formazione del QGP

Il plasma di quark e gluoni è uno stato di materia "calda" (Hot Nuclear Matter, HNM), che si ottiene solamente a temperature e densità estremamente elevate (circa 6000 miliardi di gradi), e nel quale quark e gluoni non sono più confinati ma liberi di muoversi. Si suppone che l'universo nei primi istanti della sua esistenza si trovasse nello stato di QGP. Il progressivo abbassamento della temperatura ha portato alla formazione della materia ordinaria, come illustrato nella Figura 1.2. Il QGP può essere ricreato negli acceleratori di particelle, attraverso collisioni di ioni pesanti ad energie ultrarelativistiche. Durante tali collisioni, per un breve periodo quark e gluoni sono deconfinati, poi il sistema si raffredda e i quark si ricombinano a formare barioni e mesoni. Il QGP non può essere osservato direttamente, quindi si studiano gli effetti che la sua presenza provoca sulle particelle prodotte nelle collisioni.



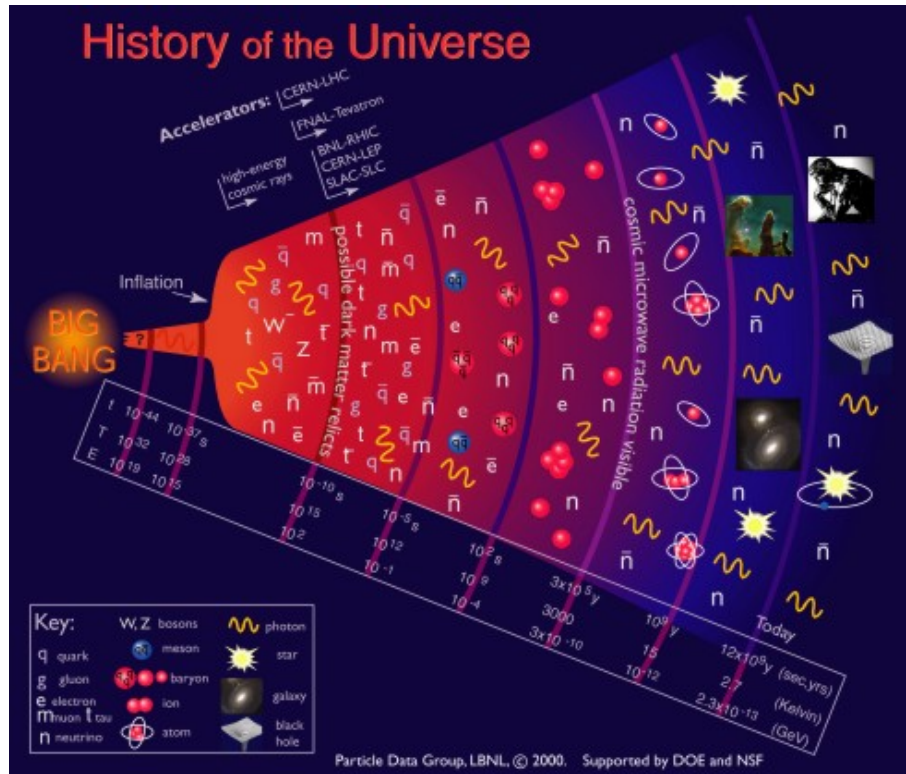


Figura 1.2: Evoluzione temporale dell'universo.

### 1.3 Effetto CNM e collisioni $p$ -Pb

Tuttavia esistono altri effetti di materia ordinaria "fredda" (Cold Nuclear Matter, CNM) che possono provocare effetti simili al QGP. Questi possono essere studiati ad esempio nelle collisioni  $p$ -Pb, dove QGP non dovrebbe formarsi. Le collisioni tra protoni e nuclei pesanti sono importanti per quantificare gli effetti di CNM, per poterli poi sottrarre nelle collisioni tra nuclei pesanti ed identificare chiaramente la presenza di QGP. Gli effetti visibili di materia nucleare fredda nella produzione di quark beauty e charm includono "shadowing", "energy loss" e rottura del nucleo. Il primo effetto si riferisce alla modifica della distribuzione di quark e gluoni all'interno dei nucleoni, che spiegherebbe la differenza tra la produzione di quark pesanti in collisioni protone-protone da quella in collisioni protone-nucleo. La modifica delle distribuzioni dei quark è relativamente nota, diversamente da quella dei gluoni, in cui vi sono grandi incertezze. La perdita di energia ("energy loss") può influire sulla produzione di quark pesanti, poiché prima di collidere nel mezzo nucleare i quark e i gluoni perdono energia, riducendo in questo modo la probabilità di produrre un quark pesante. Infine, quando gli stati del quarkonio si formano possono essere rotti (decomposti) dai nucleoni dei nuclei in collisione. Questa interazione inelastica rompe lo stato limite dei quark pesanti che successivamente si trasformano in due adroni pesanti. Poiché la rottura riguarda solo il quarkonio e non i mesoni charm e beauty, lo studio di entrambi i tipi (mesoni e quarkonio) è fondamentale per districare tutti i possibili effetti. Gli effetti di QGP dipendono dall'energia di legame degli stati.

Quanto meno uno stato è legato più è facile che venga soppresso. Gli effetti di CNM dipendono dal tipo di nuclei collisi e sono più marcati quanto più pesante è il nucleo. Si quantificano confrontando le variabili misurate in  $p$ - $p$  con quelle misurate in  $p$ -Pb e Pb- $p$ , dove ci si aspetta che siano più forti.

## 1.4 Risonanze

Si è osservato che, riportando gli andamenti della sezione d'urto<sup>1</sup> di produzione di coppie di muoni e di adroni, in collisioni di particelle ultrarelativistiche in funzione dell'energia del centro di massa  $\sqrt{s}$ , si trova una dipendenza da  $1/s$  [1]. Questo andamento è però interrotto da vari picchi come per esempio quelli mostrati nella Figura 1.3 dove è riportato il grafico della distribuzione della massa invariante per coppie di muoni ricavato a partire dai dati  $p$ - $p$  raccolti da LHCb nel periodo 2015-2016. Tali picchi si chiamano risonanze e sono delle particelle adroniche instabili che vivono per intervalli di tempo estremamente brevi. Queste particelle possono essere prodotte tramite collisioni tra le particelle, e decadono subito dopo essere state prodotte in diversi stati finali con percentuali diverse. Esempi di risonanze riportate in Figura 1.3 sono  $\rho/\omega$ ,  $\phi$ ,  $J/\psi$  e  $\Upsilon$ .

Nella Figura 1.3 la discontinuità osservata attorno a  $M_{\mu\mu} \simeq 3 \text{ GeV}/c^2$  è l'effetto dei tagli applicati a livello di trigger.

Le risonanze sono particelle composte da stati legati quark-antiquark, le cui masse sono inferiori all'energia totale disponibile nel centro di massa della reazione. La particella  $J/\psi$  (charmonium) e la  $\Upsilon$  (bottomonium) sono esempi di quarkonio, un mesone costituito rispettivamente da un quark charm e dal suo antiquark o da un quark bottom e la relativa antiparticella.

## 1.5 Mesone $\Upsilon$

Con il mesone  $\Upsilon(nS)$  (con  $n = 1, 2, 3$ ) si indicano 3 stati di bottomonio,  $\Upsilon(1S)$ ,  $\Upsilon(2S)$  e  $\Upsilon(3S)$ . La  $\Upsilon(1S)$  venne scoperta nel 1977 dalla collaborazione E288, e fu la prima particella contenente un quark bottom scoperta, essendo la più leggera. Ha una vita media di  $1,21 \times 10^{-20} \text{ s}$  e una massa di  $9460,30 \pm 0,26 \text{ MeV}/c^2$  [2]. La  $\Upsilon(2S)$  ha una massa pari a  $10023,26 \pm 0,31 \text{ MeV}/c^2$  e infine la  $\Upsilon(3S)$  ha una massa pari a  $10355,2 \pm 0,5 \text{ MeV}/c^2$  [2]. La  $\Upsilon(1S)$  ha una energia legante più alta rispetto agli altri due stati, quindi sopravvive nel QGP più a lungo a temperature e densità elevate.

Si chiama rapporto di ramificazione (Branching Ratio) la probabilità che la particella decada seguendo un particolare canale di decadimento, rispetto al numero totale di decadimenti di quella particelle in qualsiasi canale [1]. La somma di tutte le branching ratios per una particella deve essere 100 %. La  $\Upsilon(nS)$  può decadere in coppie di leptoni ( $e$ ,  $\mu$ ,  $\tau$ ), adroni e in altre particelle (gluoni,  $g$ ),

<sup>1</sup>La sezione d'urto, indicata con  $\sigma$ , è una grandezza misurata in barn ( $1\text{b} = 10^{-24}\text{cm}^2$ ), che quantifica la probabilità che lo stato iniziale di una particella cambi in un altro stato a seguito di una collisione tra particelle.

come indicato nella Tabella 1.2.

In questa tesi ci concentreremo sul decadimento in muoni. I muoni fanno parte della famiglia dei leptoni (insieme a elettroni  $e^-$  e tau  $\tau$ ), non sono soggetti all'interazione forte e interagiscono con la materia tra l'altro tramite Bremsstrahlung<sup>2</sup>. I muoni sono importanti dal punto di vista sperimentale perché sono più facili da ricostruire nei rivelatori, in quanto penetrano la materia molto facilmente, diversamente avviene per elettroni e adroni. Il muone ha una massa di  $105,7 \text{ MeV}/c^2$  e ha una vita media di  $2,2 \mu\text{s}$ , quest'ultima tra le particelle instabili è la più lunga dopo quella del neutrone. I decadimenti di particelle con quark charm e bottom e del quark top includono coppie di muoni.

Tabella 1.2: Principali rapporti di ramificazione dei decadimenti della  $\Upsilon(1S)$ ,  $\Upsilon(2S)$  e  $\Upsilon(3S)$  [2].

Canale di decadimento	$\Upsilon(1S)$	$\Upsilon(2S)$	$\Upsilon(3S)$
$e^+e^-$	$2,4 \pm 0,1 \%$	$1,9 \pm 0,2 \%$	osservato
$\tau^+\tau^-$	$2,6 \pm 0,1 \%$	$2,0 \pm 0,2 \%$	$2,3 \pm 0,3 \%$
$\mu^+\mu^-$	$2,5 \pm 0,1 \%$	$1,9 \pm 0,2 \%$	$2,2 \pm 0,2 \%$
adroni	$86,8 \pm 0,7 \%$	$94,0 \pm 11,1 \%$	$52,9 \pm 2,6 \%$

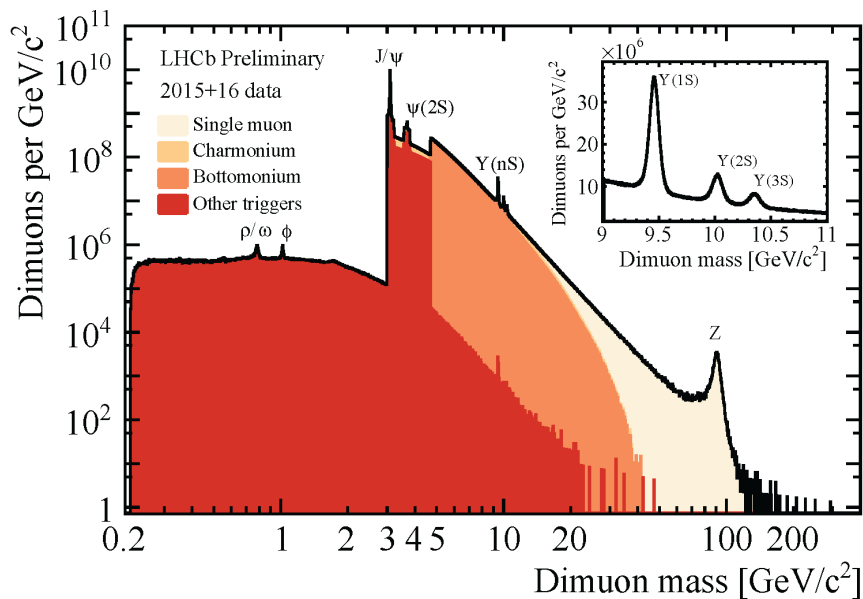


Figura 1.3: Distribuzione della massa invariante per coppie di muoni raccolti in collisioni  $p-p$  da LHCb nel 2015-2016 [3]. La discontinuità osservata a  $M_{\mu\mu} \simeq 3 \text{ GeV}/c^2$  è l'effetto della selezione di trigger.

Nella Tabella 1.3 sono riportati i valori della sezione d'urto degli stati del mesone  $\Upsilon(nS, n = 1, 2, 3)$ , misurati nell'esperimento LHCb nel 2014 per colli-

<sup>2</sup>Con Bremsstrahlung si indica il processo tramite cui le particelle cariche attraversando la materia perdono energia sotto forma di radiazione elettromagnetica. La probabilità di una particella di andare incontro a Bremsstrahlung è inversamente proporzionale alla sua massa alla quarta, per questo è importante per gli elettroni ma meno per i muoni ( $m_\mu \simeq 200 m_e$ ).

sioni  $p$ -Pb e Pb- $p$  a energia del centro di massa  $\sqrt{s_{NN}} = 5$  TeV e nel 2015 per collisioni  $p$ - $p$  a energia del centro di massa  $\sqrt{s} = 7$  e 8 TeV (per  $p_T < 15$  GeV/c). Nella tabella sono riportate due incertezze, la prima è quella statistica, la seconda quella sistematica. Nel caso dei dati utilizzati in questa analisi, la sezione d'urto non è stata ancora misurata ma ci si aspetta che sia maggiore del valore in  $p$ -Pb a 5 TeV dato che  $\sigma$  cresce con la  $\sqrt{s}$ .

Tabella 1.3: Sezioni d'urto misurate negli esperimenti LHCb degli stati del mesone  $\Upsilon(nS, n = 1,2,3)$  nel 2014 e nel 2015 [12] [13]. La prima incertezza è quella statistica, mentre la seconda è sistematica.

2014 a $\sqrt{s_{NN}}=5$ TeV		
	$p$ -Pb	Pb- $p$
$\sigma(\Upsilon(1S)) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$380 \pm 35 \pm 21$ nb	$295 \pm 56 \pm 29$ nb
$\sigma(\Upsilon(2S)) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$75 \pm 19 \pm 5$ nb	$81 \pm 39 \pm 18$ nb
$\sigma(\Upsilon(3S)) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$27 \pm 16 \pm 4$ nb	$5 \pm 26 \pm 5$ nb

$p$ - $p$ 2015		
	$\sqrt{s}=7$ TeV	$\sqrt{s}=8$ TeV
$\sigma(\Upsilon(1S)) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$2460 \pm 3 \pm 80$ pb	$3210 \pm 3 \pm 90$ pb
$\sigma(\Upsilon(2S)) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$614 \pm 2 \pm 20$ pb	$807 \pm 2 \pm 24$ pb
$\sigma(\Upsilon(3S)) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$298 \pm 1 \pm 10$ pb	$373 \pm 1 \pm 11$ pb

# Capitolo 2

## Apparato sperimentale

### 2.1 LHC

L'LHC (Large Hadron Collider) è il più grande e potente acceleratore di particelle mai realizzato finora. È stato costruito all'interno del tunnel del LEP (Large Electron Positron), una circonferenza lunga 27 km e ad una profondità di 100 m sotto il livello del mare, composto da otto archi e da otto tratti rettilinei, ciascuno lungo 528 m. L'acceleratore è in grado di accelerare particelle fino a farle scontrare con un'energia del centro di massa tra 2,76 TeV e 13 TeV. Due fasci di particelle contenuti in un tubo a vuoto vengono accelerati in direzioni opposte, in modo che questi collidano in quattro punti in cui hanno sede i principali esperimenti: ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus), ALICE (A Large Ion Collider Experiment), CMS (Compact Muon Solenoid) e LHCb (LHC-beauty). Per dieci mesi all'anno l'LHC fornisce collisioni  $p$ - $p$ , mentre per circa un mese all'anno vi circolano ioni pesanti (come nuclei di piombo), al fine di studiare il QGP.

### 2.2 LHCb

L'esperimento LHCb [4] è stato ideato per misurare i parametri della violazione Charge-Parity (CP)<sup>1</sup> e studiare i decadimenti rari di mesoni beauty e charm. Principalmente LHCb studia le collisioni  $p$ - $p$ , ma ha anche partecipato con successo alla raccolta dati di  $p$ -Pb nel 2013 e 2016, e nel 2015 per la prima volta ha raccolto dati Pb-Pb.

Nei rivelatori di particelle vi sono diversi sottorivelatori che hanno la funzione di identificare una particolare classe di particelle a seconda di come esse interagiscono con la materia. Uno schema della rivelazione delle particelle di un generico rivelatore è mostrato in Figura 2.1. I sottorivelatori all'interno del rivelatore LHCb hanno la funzione di ricostruire il percorso delle particelle cariche. Nella Figura 2.2 è mostrato uno schema del rivelatore LHCb, dove è possibile distinguere diversi sottorivelatori partendo dal punto di interazione:

---

<sup>1</sup>Si parla di violazione CP, nei casi in cui non è rispettata la simmetria CP, per cui i fenomeni fisici sono simmetrici per scambio tra particelle e le corrispondenti antiparticelle, e contemporaneamente per inversione delle coordinate spaziali.

- il localizzatore di vertici (VELO);
- il magnete deflettore;
- le camere traccianti TT, T1, T2 e T3;
- i due rivelatori a effetto Čerenkov (RICH1 e RICH2);
- i calorimetri elettronico e adronico ECAL e HCAL;
- i rivelatori di muoni M1, M2, M3, M4 e M5.

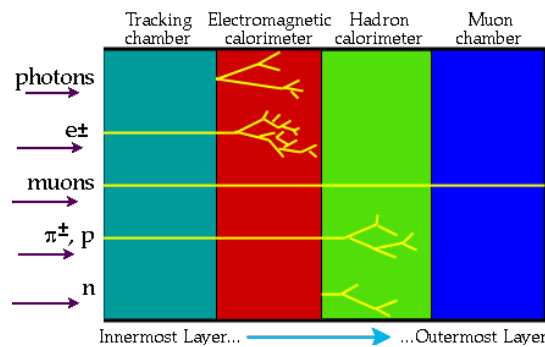


Figura 2.1: Rivelazione delle particelle in un generico rivelatore.

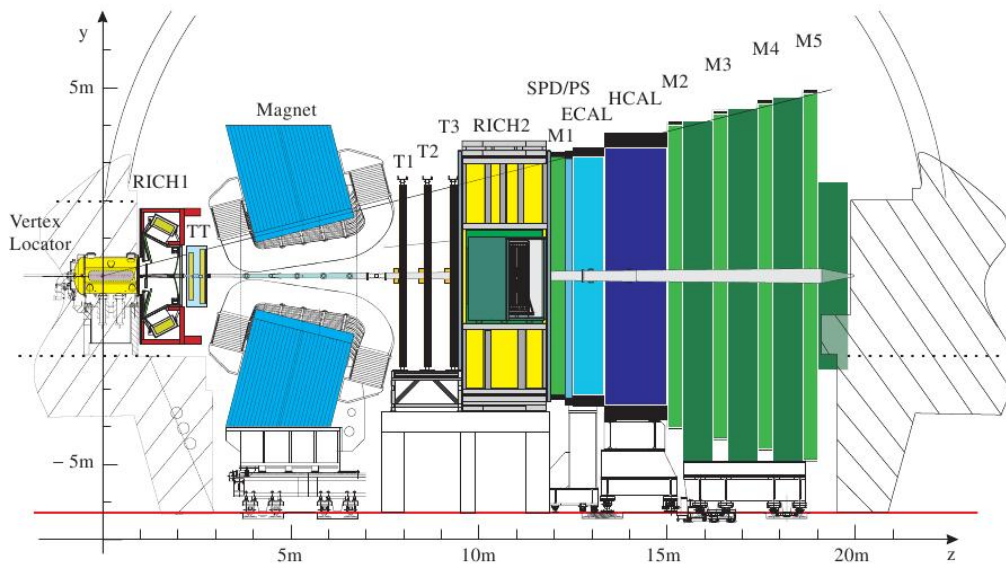


Figura 2.2: Il rivelatore LHCb.

Le coordinate usate in Figura 2.2 sono descritte dal sistema di coordinate mostrato nella Figura 2.3, costituito da una terna cartesiana in cui l'asse  $z$  è diretto lungo la linea del fascio, e va dal centro di interazione verso il sistema dei muoni; mentre l'asse  $y$  è rivolto verso l'alto; e infine l'asse  $x$  va dal centro dell'acceleratore verso il rivelatore.

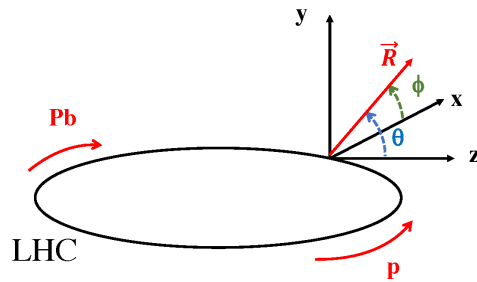


Figura 2.3: Sistema di coordinate del rivelatore LHC.

Il VELO è posizionato intorno alla regione di interazione primaria dei due fasci circolanti nell'LHC ed ha il compito di ricostruire con precisione i vertici di interazione primari e secondari delle tracce. Esso è costituito da 25 stazioni circolari perpendicolari alla direzione del fascio. La risoluzione del VELO per la ricostruzione di un vertice primario è  $42 \mu\text{m}$  lungo la direzione parallela al fascio (l'asse  $z$ ) e  $10 \mu\text{m}$  sul piano perpendicolare al fascio ( $x$ - $y$ ).

Le camere traccianti hanno la funzione di perfezionare la ricostruzione delle tracce. La prima camera (TT), posta a monte del magnete deflettore, ha due compiti, quello di ricostruire le traiettorie delle particelle con alto momento trasverso, e di misurare il momento delle particelle che aventi un basso impulso, sono state deflesse dal magnete, e che perciò non proseguono oltre. È possibile determinare tutte le componenti del momento delle particelle interessate attraverso l'utilizzo delle altre tre camere di tracciamento (T1, T2 e T3).

Prima delle tre camere traccianti si trova un magnete dipolare, utilizzato per la misura degli impulsi delle particelle di interesse. L'intensità massima del campo magnetico è 1,1 T, ed è orientato verticalmente lungo l'asse  $y$ , in modo da curvare la traiettoria delle particelle verso il piano  $x$ - $z$ . Il campo magnetico è più alto tra il VELO e le camere traccianti, e decresce per tracce distanti dalla zona di interazione. La direzione del campo magnetico viene periodicamente invertita per ridurre gli errori sistematici, introdotti nelle misure da un'eventuale asimmetria del rivelatore nella direzione  $x$ .

L'identificazione delle particelle in LHCb avviene tramite quattro differenti sottorivelatori: il calorimetro, i due rivelatori RICH1 e RICH2 e il rivelatore di muoni. Il ruolo primario dei due rivelatori RICH è quello di identificare gli adroni carichi ( $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$ ), mentre per i leptoni carichi ( $e^\pm$ ,  $\mu^\pm$ ) ci si serve del contributo del calorimetro e dei rivelatori di muoni. Il primo rivelatore (RICH1) è posto tra il VELO e il magnete, e identifica le particelle con impulso fino a  $60 \text{ GeV}/c$ . Il secondo rivelatore (RICH2) si trova davanti ai due calorimetri, e identifica le particelle con impulso fino a  $100 \text{ GeV}/c$ .

I calorimetri hanno lo scopo di identificare le particelle (adroni, elettroni, fotoni), misurare le loro energie e le loro coordinate spaziali. I calorimetri consistono di due piani di scintillatori (SPD/PS), seguiti dal calorimetro elettromagnetico e da quello adronico. Gli scintillatori hanno la funzione di scartare le particelle neutre, distinguendole da quelle cariche che interagendo con SPD/PS rilasciano energia. ECAL misura le energie dei prodotti di decadimento più leggeri, come

elettroni e fotoni, mentre HCAL si occupa delle particelle più pesanti (protoni, neutroni e altri stati legati di quark).

Il riconoscimento che una traccia ricostruita nel sistema di tracciamento appartenga a un muone si basa sul sistema dei rivelatori di muoni. Questo sistema è posizionato a valle dei calorimetri, ed è il rivelatore più lontano dalla regione di interazione, per sfruttare la caratteristica dei muoni di interagire poco con la materia (vedi Figura 2.1). Tale sistema è costituito da cinque stazioni rettangolari (M1, M2, M3, M4 e M5) riportate in Figura 2.2, formate da camere a fili separate da uno spesso strato di ferro assorbente. I muoni vengono rivelati con un'efficienza del 95%, ad una frequenza di 10 MHz. I rivelatori di muoni riconoscono i muoni e misurano il loro momento trasverso. Il sistema di tracciamento dei muoni è importante per distinguere i muoni dalle particelle adroniche. Le cinque stazioni sono poste lungo la direzione del fascio. Il momento minimo che deve avere il muone per attraversare tutte le cinque stazioni è pari a 6 GeV/c.

### 2.2.1 Sistema di trigger

Il sistema di trigger sfrutta tutte le informazioni ricavate, come per esempio il momento trasverso delle particelle selezionate dalle camere traccianti, le energie e le coordinate spaziali delle particelle ricavate dai calorimetri, il momento trasverso dei muoni ricavato dal sistema dei rivelatori di muoni, tutto ciò al fine di selezionare tra gli eventi raccolti quelli di interesse per l'analisi. Il sistema di trigger utilizzato in LHCb consiste di due livelli; il livello 0 (L0) e il livello High Level Trigger (HLT). Il primo livello è un trigger di tipo hardware, che ha lo scopo di ridurre il numero di eventi scartando quelli non interessanti per l'analisi ("fondo"). Il trigger L0 sfrutta le informazioni ricevute dal VELO e dal sistema dei calorimetri, selezionando adroni, elettroni o fotoni con una energia trasversa  $E_T$  maggiore di una determinata soglia, e dal sistema dei muoni, selezionando uno o due muoni con momento trasverso  $p_T$  maggiore della soglia stabilita. Il trigger di alto livello processa gli eventi selezionati dal trigger L0, esso è un trigger interamente software, che esegue una ricostruzione preliminare degli eventi per applicarvi una selezione, ed è suddiviso in due stadi successivi HLT1 e HLT2.

### Raccolta ed elaborazione dei dati

La sessione di misurazione del rivelatore detta run, ha una durata di circa un'ora. I files vengono immagazzinati e copiati nel centro di calcolo. Opportuni algoritmi elaborano nuovi file, detti SDST (Stripping Data Summary Tape), che contengono tutte le informazioni sulle variabili fisiche interessanti per l'analisi, secondo l'ordine con cui sono stati acquisiti i dati nel corso dei runs. I dati sono organizzati in candidati di un particolare evento. Ciascun candidato può appartenere ad un solo evento, ma a un evento possono corrispondere più candidati. I candidati sono organizzati in strutture dette N-tuple, nelle quali vi sono tutte le grandezze fisiche (masse, impulsi, energie etc.) su cui verrà poi effettuata l'analisi attraverso il pacchetto software ROOT.



# Capitolo 3

## Selezione e analisi dei dati

I dati utilizzati in quest'analisi sono stati raccolti nell'esperimento LHCb nei mesi di novembre e dicembre del 2016 e si riferiscono a collisioni  $p$ -Pb e Pb- $p$  con energia del centro di massa nel sistema nucleone nucleone pari a  $\sqrt{s_{NN}} = 8,16$  TeV. Sfruttando tali dati è stato ricostruito lo spettro della massa invariante delle coppie di muoni, selezionando i muoni provenienti dal decadimento della particella  $\Upsilon(nS)$ , formatasi nelle collisioni  $p$ -Pb e Pb- $p$ .

Considerando le masse degli stati  $\Upsilon(1S)$ ,  $\Upsilon(2S)$  e  $\Upsilon(3S)$  (introdotte nel Capitolo 1.5), nell'analisi viene analizzata la distribuzione di massa nella regione 8500 - 11500 MeV/ $c^2$ , al fine di selezionare gli eventi di interesse.

### 3.1 Campione dei dati

Nelle collisioni  $p$ -Pb la luminosità integrata <sup>1</sup> è pari a 13,6 nb<sup>-1</sup>, mentre nel caso delle collisioni Pb- $p$  è pari a 20,8 nb<sup>-1</sup>.

La rapidità copre due regioni:

- $1,5 < y < 4,0$  (forward region, indicato come " $p$ -Pb"),
- $-5,0 < y < -2,5$  (backward region, indicato come "Pb- $p$ ").

La configurazione  $p$ -Pb è quella dove i protoni entrano dal punto di interazione verso il rivelatore di muoni ed il fascio di piombo attraversa tutto il rivelatore prima di interagire, mentre la configurazione Pb- $p$  è quella dove il fascio di piombo entra dal punto di interazione verso il rivelatore di muoni ed i protoni attraversano tutto il rivelatore prima di interagire.

La "forward region" è la regione del detector che si trova vicino all'asse del fascio, ossia nel semiasse positivo delle  $z$ , mentre la "backward region" si trova nel semiasse negativo delle  $z$ .

Nel rivelatore è possibile studiare solo la forward region. Considerando però che si hanno a disposizione non solo i dati delle collisioni  $p$ -Pb, ma anche quelli Pb- $p$ , ossia a fasci invertiti, è come se si studiassero entrambe le regioni.

I dati sono soggetti ad una preselezione, si chiede che gli eventi passino i trigger

---

<sup>1</sup>La luminosità integrata è il numero di eventi per sezione d'urto per unità di tempo.

L0 e HTL1, i cui tagli sono riportati nella Tabella 3.1, dove  $\chi_{tr}^2$  è il  $\chi^2$  della traccia, e  $\chi_{vx}^2$  è il  $\chi^2$  del vertice.

Tabella 3.1: Tagli applicati nella preselezione trigger.

Trigger	Tagli
L0	Almeno un muone con $p_T > 900$ MeV/c
HTL1	$\chi_{tr}^2 < 3,0$ $\chi_{vx}^2 = 25$ $p > 6000$ MeV/c $p_T > 500$ MeV/c $M > 2700$ MeV/c <sup>2</sup>

## 3.2 Campione della simulazione Monte Carlo

Dopo il trigger, i dati sono soggetti ad una ulteriore selezione, che consiste nell'operare dei tagli noti su una serie di variabili. Tali tagli sono stati verificati in base ai risultati della simulazione Monte Carlo, basata sul campionamento casuale di risultati numerici relativi alle variabili dei mesoni  $\Upsilon$ , utilizzando il software di simulazione LHCb standard, chiamato Gauss [7]. La simulazione è fatta di due step successivi, la prima è la fase in cui vengono generati gli eventi, mentre nella seconda avviene la simulazione basata sul pacchetto GEANT4 [5] [6], in cui le particelle create, vengono inserite in una versione simulata del rivelatore. La fase della simulazione utilizza il pacchetto PYTHIA [11] per le collisioni, e successivamente il programma EVTGEN [9] per il decadimento delle particelle. I campioni vengono generati utilizzando il generatore di eventi EPOS [8], interfacciato con il software di simulazione Gauss. Nella Tabella 3.2 è possibile vedere il numero di eventi simulati nei campioni dati Monte Carlo per collisioni  $p$ -Pb e Pb- $p$  per i tre stati della  $\Upsilon$ (nS).

Tabella 3.2: Numero di eventi generati nei campioni Monte Carlo usati in questa analisi.

	$\Upsilon(1S)$	$\Upsilon(2S)$	$\Upsilon(3S)$
$p$ -Pb	212548	161974	40945
Pb- $p$	271672	129224	23009

### 3.3 Selezione degli eventi della $\Upsilon$

Occorre selezionare gli eventi di coppie di  $\mu^+\mu^-$  (dimuoni) interessanti, ossia quelle generate dal decadimento della  $\Upsilon(nS)$ , tra tutte le coppie presenti nei dati. A tal fine si applica la selezione sulle variabili dei muoni e del sistema di dimuoni, indicata nella Tabella 3.3. Ogni valore indicato nella Tabella 3.3 è stato verificato confrontando le distribuzioni delle variabili ottenute a partire dalla simulazione Monte Carlo con le distribuzioni delle variabili ricavate dai dati reali. Questo confronto è stato fatto con il campione Monte Carlo dello stato  $\Upsilon(1S)$ , sia per i dati delle collisioni  $p$ -Pb, che per i dati delle collisioni Pb- $p$ . Dal momento che la cinematica degli eventi  $\Upsilon(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $\Upsilon(3S) \rightarrow \mu^+\mu^-$  è molto simile, ci aspettiamo che i risultati trovati per la  $\Upsilon(1S)$  siano validi anche per gli altri due stati. Per ciascuna variabile definita nel seguito, i grafici delle Figure 3.1, 3.2, 3.3 e 3.4 mostrano il numero di candidati in funzione della variabile studiata nella simulazione Monte Carlo del segnale (in blu), e nel caso dei dati reali analizzati (in rosso)<sup>2</sup>. Nei grafici dei dati sono stati applicati tutti i tagli della Tabella 3.3, tranne il taglio sulla variabile in esame.

Viene definito S/B il rapporto tra il segnale S e il fondo B. La selezione degli eventi ha lo scopo di migliorare il rapporto S/B, e questo si può osservare nei grafici delle Figure 3.1, 3.2, 3.3 e 3.4, dove non c'è una grande differenza fra le due curve blu e rossa, quindi la selezione permette di eliminare un gran numero di eventi di fondo ed identificare efficientemente il segnale.

Di seguito sono elencate le variabili usate nella selezione con la loro definizione.

- I muoni devono avere cariche di segno opposto.
- Il quadrimomento ( $p$ ) di ciascun muone deve essere  $p > 10$  GeV/c. È possibile osservare nei grafici (a) e (b) delle Figure 3.1 e 3.3, che tale taglio è ragionevole confrontando i dati con la simulazione Monte Carlo, in quanto gli eventi della simulazione, che rappresentano i veri eventi della  $\Upsilon$  che si vuole selezionare, sono concentrati nella regione con  $p > 10$  GeV/c.
- Il momento trasverso ( $p_T$ ) del muone, corrispondente alla componente del quadrimomento nel piano trasverso (x-y) del rivelatore, è definito come

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}.$$

Il momento trasverso di ciascun muone deve essere maggiore di 1 GeV/c, ma quello della coppia di muoni deve essere  $0 < p_T < 15$  GeV/c. Nei grafici (c) e (d) delle Figure 3.1 e 3.3, si intuisce che tale taglio è ragionevole, infatti confrontando i dati con la simulazione Monte Carlo si osserva che gli eventi della simulazione sono concentrati nella regione con  $p_T > 1$  GeV/c.

---

<sup>2</sup>Nota: i dati sono soggetti alla preselezione del trigger mostrata nella Tabella 3.1, inoltre i grafici della simulazione Monte Carlo sono stati normalizzati a quelli dei dati, al fine di poter confrontare le distribuzioni dei due grafici.

- La probabilità di identificazione del muone (ProbNN) è una funzione di probabilità contenente una serie di variabili relative al muone, tra cui la presenza di segnale nelle stazioni dei muoni (hits) oppure il rilascio di energia da parte dei muoni nel calorimetro.  
Tale probabilità deve essere maggiore di 0,8. Nei grafici (e) e (f) delle Figure 3.1 e 3.3 nella curva della simulazione Monte Carlo i candidati sono concentrati nella regione  $\text{ProbNN} > 0,8$ , perciò il taglio è sensato.
- La ghost probability della traccia, è la probabilità che la traccia assegnata al muone, ricostruita dal sistema di tracciamento, sia un "ghost", definito come segue. Per ogni combinazioni di hits che forma una traccia, ci sarà una combinazione con il fit migliore che viene presa come traccia vera, e le combinazioni che possono essere create con fit peggiori vengono chiamate ghost. Per ciascuna combinazione di hits ci possono essere molti "ghost", per questo si chiede che per la traccia del muone tale probabilità sia bassa. La ghost probability deve essere minore di 0,3. Nei grafici (a) e (b) delle Figure 3.2 e 3.4, si osserva che il taglio è ragionevole, non solo perché la probabilità che una traccia sia una ghost deve essere bassa, ma anche per l'andamento della curva della simulazione Monte Carlo.
- Il  $\chi^2$  della traccia deve essere minore di 3. Infatti nei grafici (c) e (d) delle Figure 3.2 e 3.4, la curva in blu diventa nulla per  $\chi^2 > 3$ .
- La pseudorapidità ( $\eta$ ) è una coordinata spaziale, che descrive l'angolo tra una particella e l'asse del fascio, ed è definita come

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

dove  $\theta$  è l'angolo tra il momento della particella e l'asse del fascio (mostrato in Figura 2.3). La pseudorapidità deve essere  $1,9 < |\eta| < 4,9$ . Osservando l'andamento della curva in blu nei grafici (e) e (f) delle Figure 3.2 e 3.4, il taglio risulta ragionevole.

Tabella 3.3: Selezione effettuata sui candidati.

Variabile	Selezione
Quadrimento ( $p$ ) del muone	$p > 10 \text{ GeV}/c$
Momento trasverso ( $p_T$ ) del muone	$p_T > 1 \text{ GeV}/c$
Probabilità di identificazione del muone	$> 0,8$
Ghost Probability della traccia del muone	$< 0,3$
$\chi^2$ della traccia del muone	$< 3$
Pseudorapidità ( $\eta$ ) del muone	$1,9 <  \eta  < 4,9$

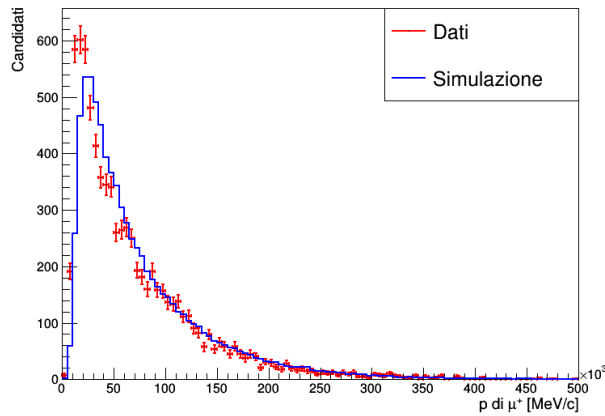
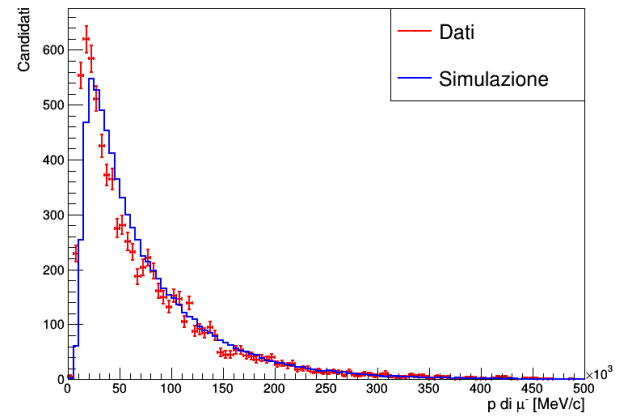
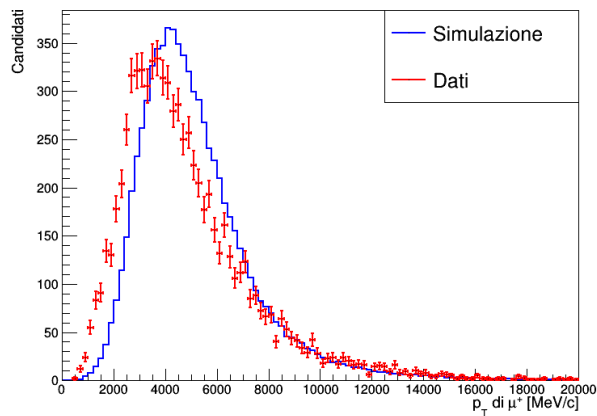
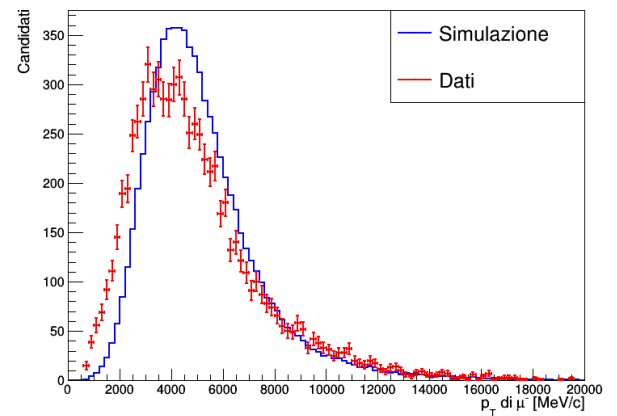
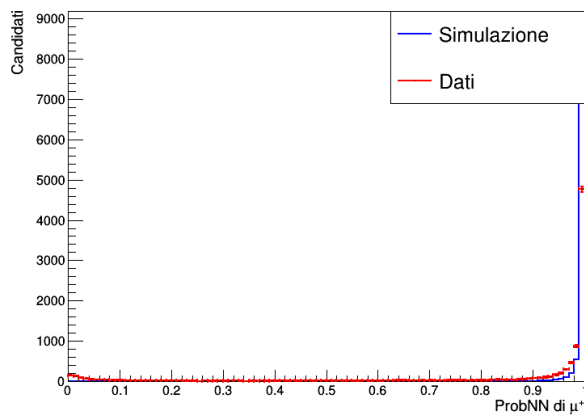
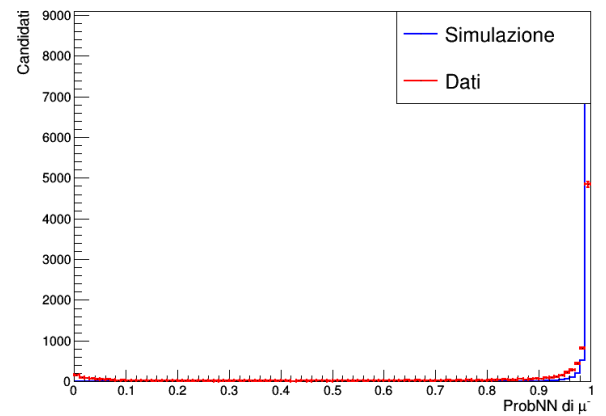
(a)  $p$  di  $\mu^+$ .(b)  $p$  di  $\mu^-$ .(c)  $p_T$  di  $\mu^+$ .(d)  $p_T$  di  $\mu^-$ .(e)  $ProbNN$  di  $\mu^+$ .(f)  $ProbNN$  di  $\mu^-$ .

Figura 3.1: Grafici candidati in funzione di ciascuna variabile nel caso dei muoni nelle collisioni  $p$ -Pb, per la simulazione Monte Carlo dello stato  $\Upsilon(1S)$  (in blu) e per i dati (in rosso).

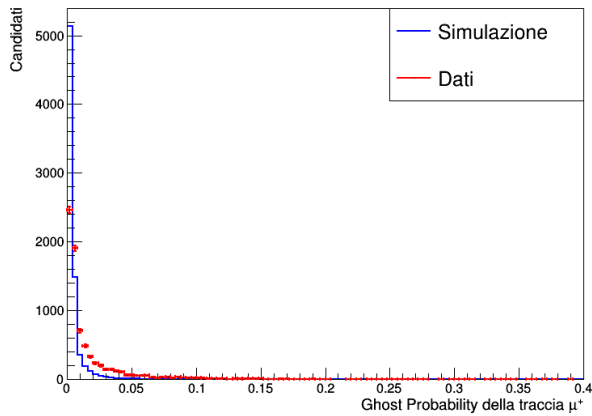
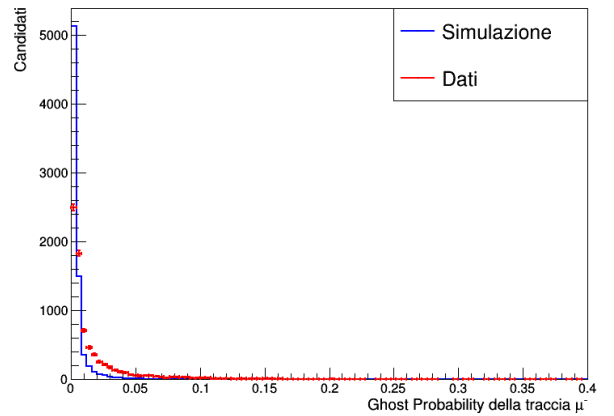
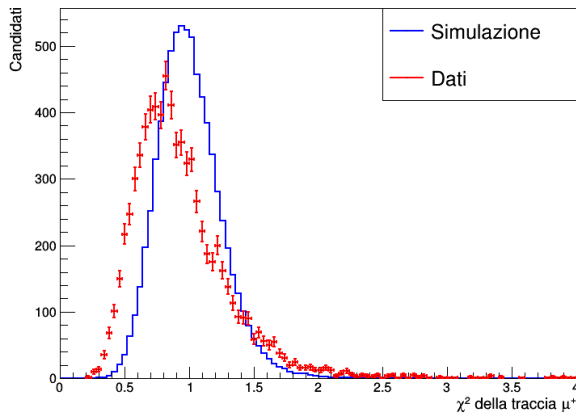
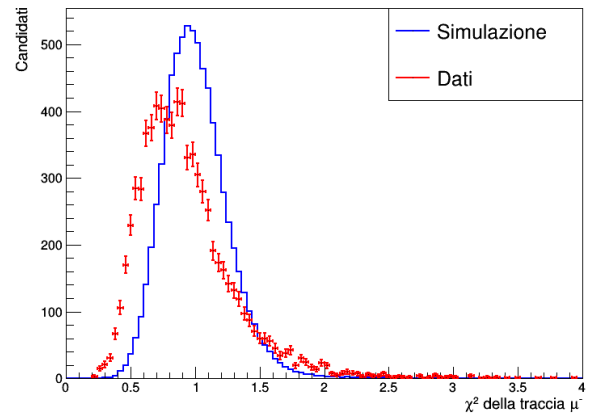
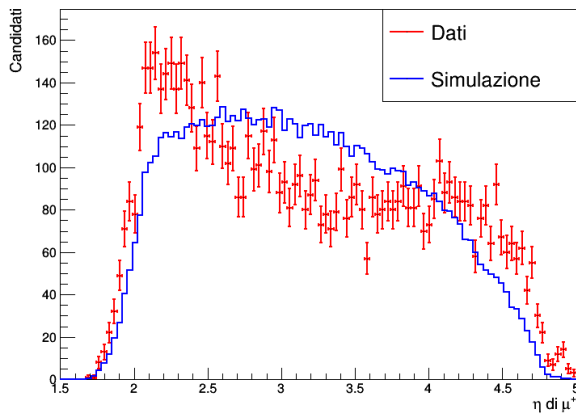
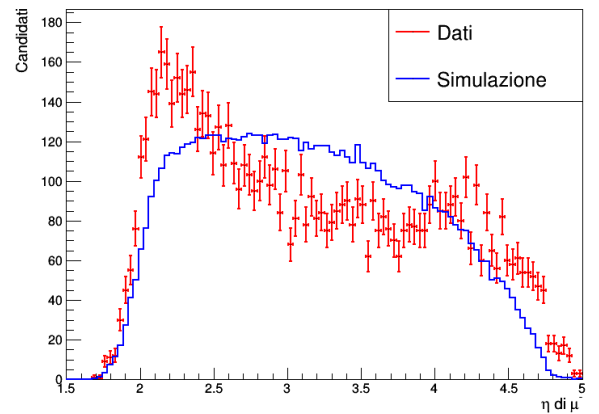
(a) Ghost Probability della traccia di  $\mu^+$ .(b) Ghost Probability della traccia di  $\mu^-$ .(c)  $\chi^2$  della traccia di  $\mu^+$ .(d)  $\chi^2$  della traccia di  $\mu^-$ .(e)  $\eta$  di  $\mu^+$ .(f)  $\eta$  di  $\mu^-$ .

Figura 3.2: Grafici candidati in funzione di ciascuna variabile nel caso dei muoni nelle collisioni  $p$ -Pb, per la simulazione Monte Carlo dello stato  $\Upsilon(1S)$  (in blu) e per i dati (in rosso).

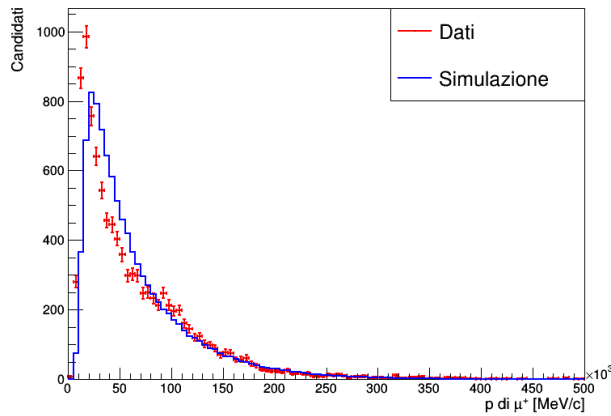
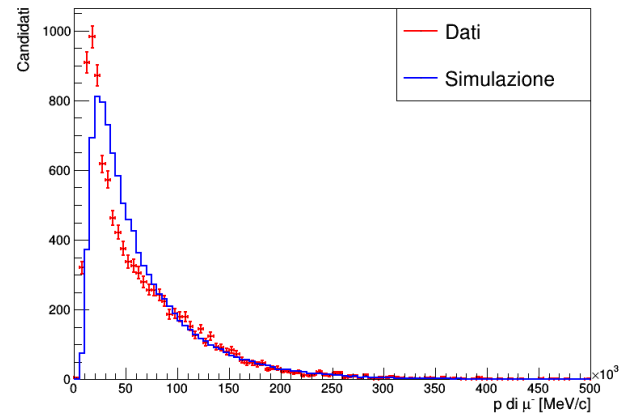
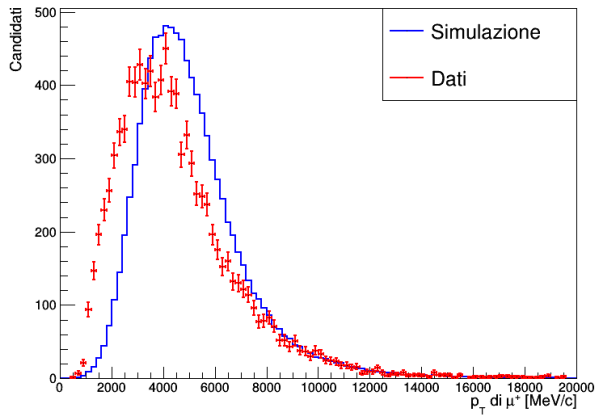
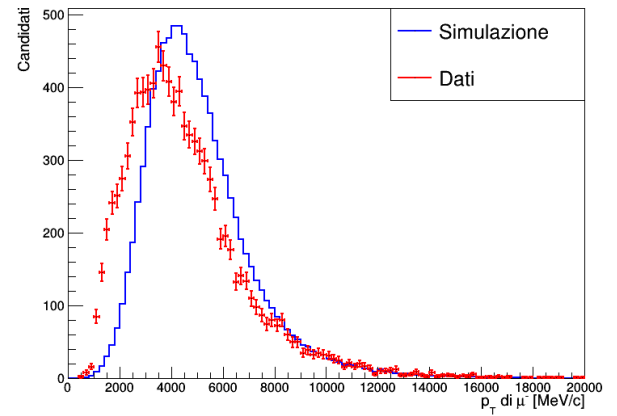
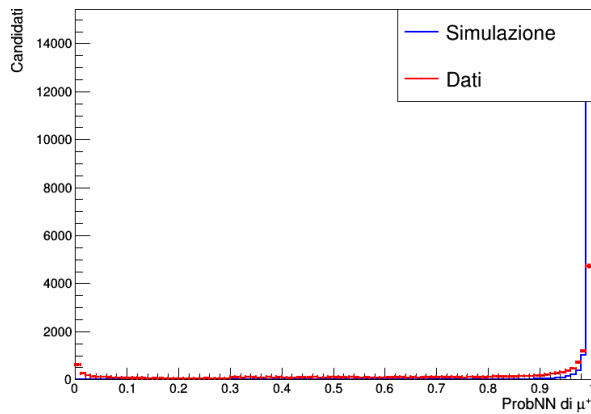
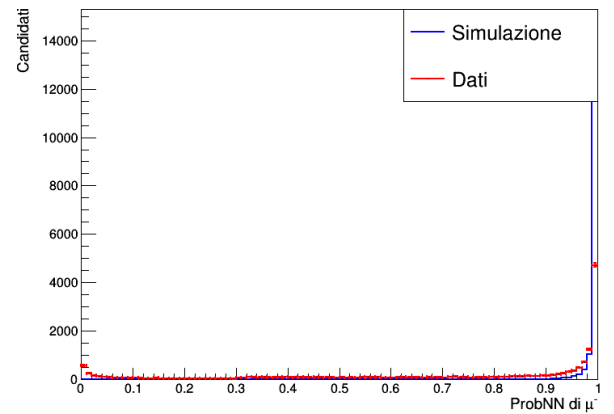
(a)  $p$  di  $\mu^+$ .(b)  $p$  di  $\mu^-$ .(c)  $p_T$  di  $\mu^+$ .(d)  $p_T$  di  $\mu^-$ .(e)  $ProbNN$  di  $\mu^+$ .(f)  $ProbNN$  di  $\mu^-$ .

Figura 3.3: Grafici candidati in funzione di ciascuna variabile nel caso dei muoni nelle collisioni Pb-p, per la simulazione Monte Carlo dello stato  $\Upsilon(1S)$  (in blu) e per i dati (in rosso).

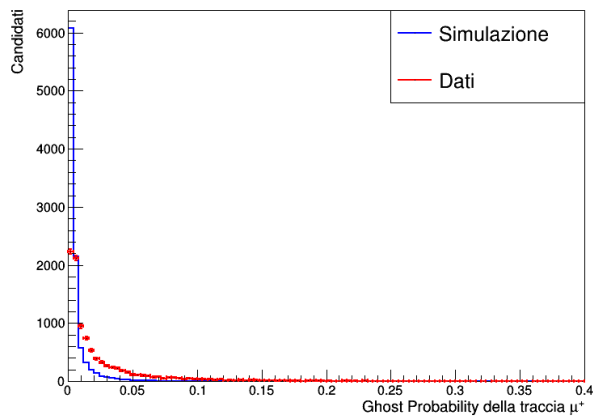
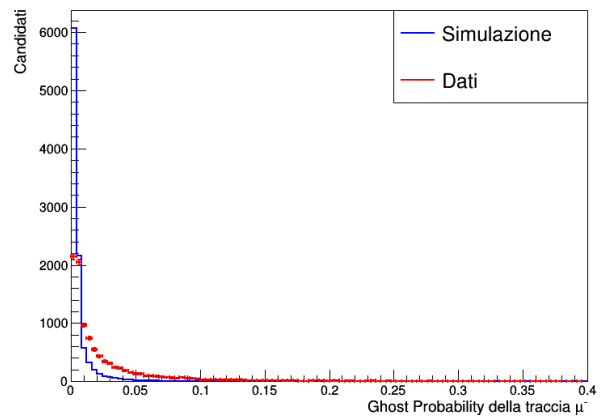
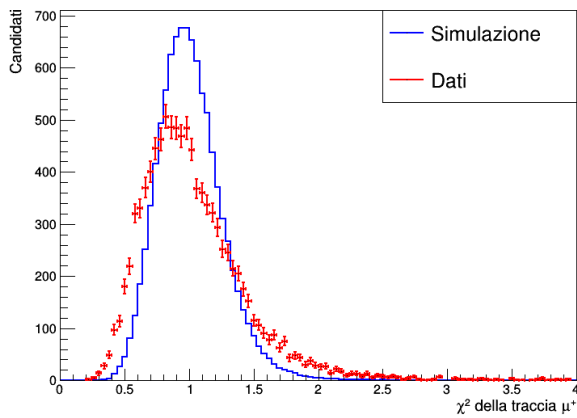
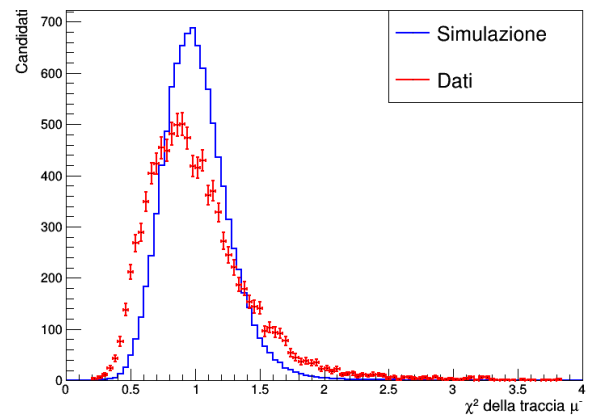
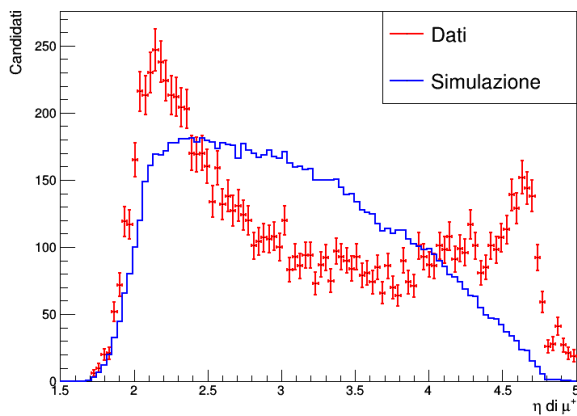
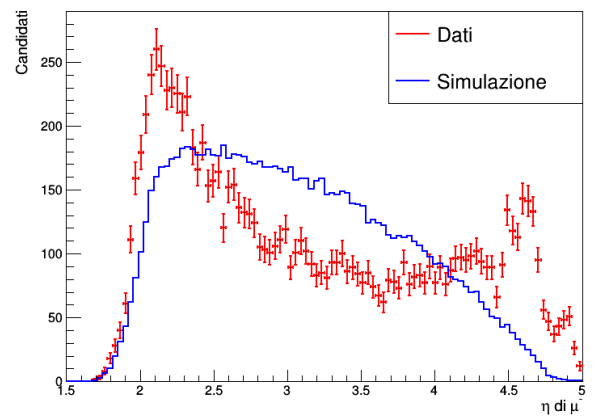
(a) Ghost Probability della traccia di  $\mu^+$ .(b) Ghost Probability della traccia di  $\mu^-$ .(c)  $\chi^2$  della traccia di  $\mu^+$ .(d)  $\chi^2$  della traccia di  $\mu^-$ .(e)  $\eta$  di  $\mu^+$ .(f)  $\eta$  di  $\mu^-$ .

Figura 3.4: Grafici candidati in funzione di ciascuna variabile nel caso dei muoni nelle collisioni Pb-p, per la simulazione Monte Carlo dello stato  $\Upsilon(1S)$  (in blu) e per i dati (in rosso).



Le Figure 3.5, 3.6, 3.7 e 3.8 mostrano i grafici del numero di candidati in funzione di ciascuna delle variabili, rispettivamente per le collisioni  $p$ -Pb e Pb- $p$ . La curva in blu è quella in cui i dati sono soggetti solo alla preselezione del trigger, mentre la rossa è quella in cui i dati sono soggetti alla preselezione del trigger e alla selezione di tutti i tagli meno uno (quello relativo alla variabile esaminata). In tal modo si può verificare l'effetto della variabile in esame, rispetto alle altre variabili. Si può notare che il numero di candidati diminuisce passando dalla preselezione del trigger, alla selezione degli eventi basata sui tagli della Tabella 3.3, come ci si aspetta.

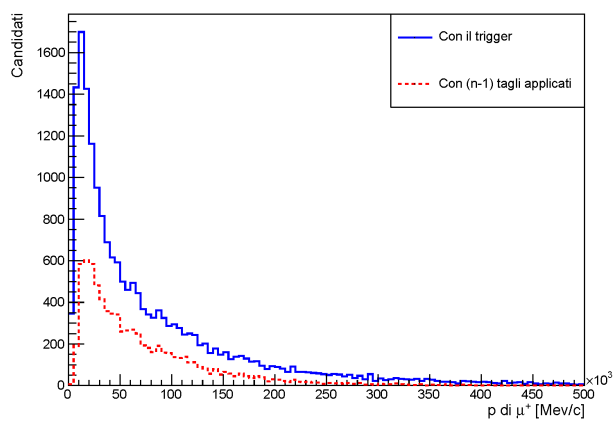
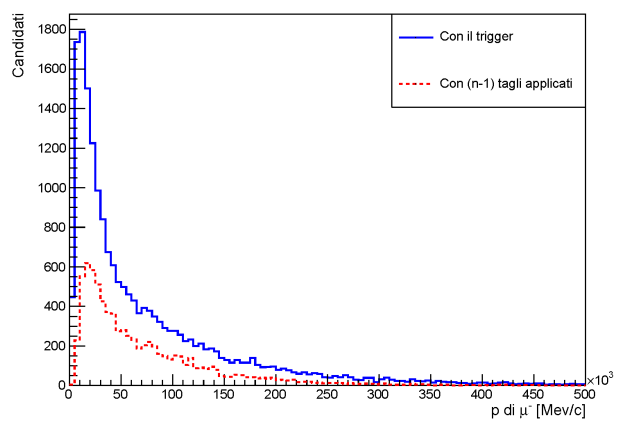
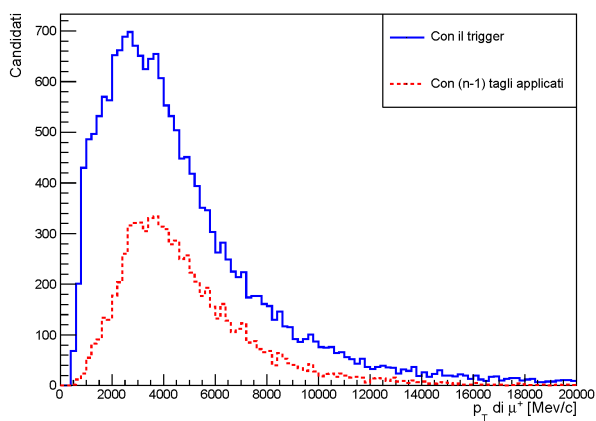
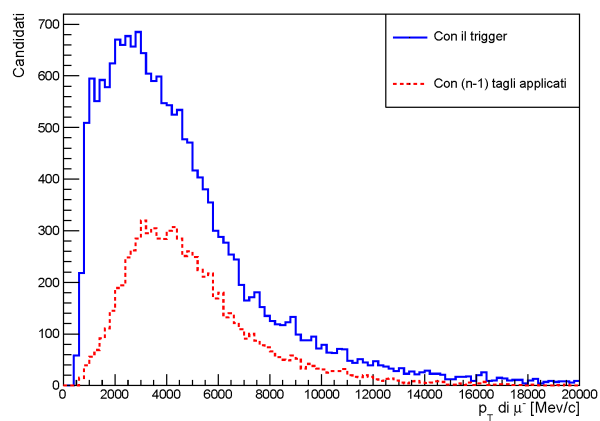
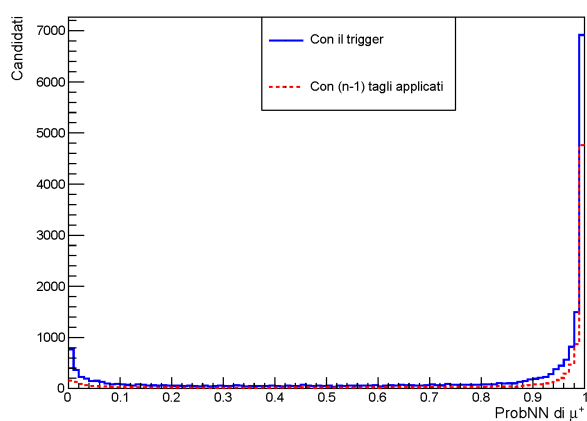
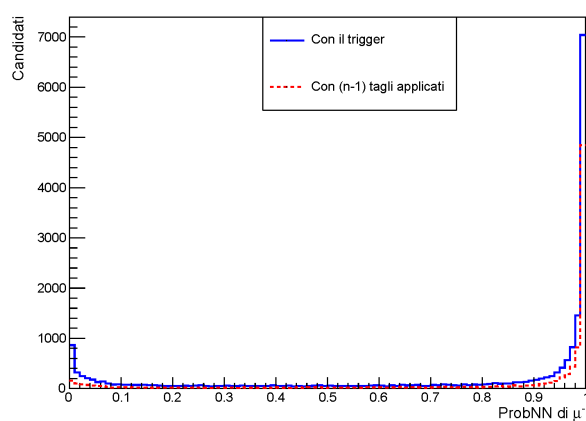
(a)  $p$  di  $\mu^+$ .(b)  $p$  di  $\mu^-$ .(c)  $p_T$  di  $\mu^+$ .(d)  $p_T$  di  $\mu^-$ .(e) ProbNN di  $\mu^+$ .(f) ProbNN di  $\mu^-$ .

Figura 3.5: Grafici candidati in funzione di ciascuna variabile nel caso dei muoni nelle collisioni  $p$ -Pb.

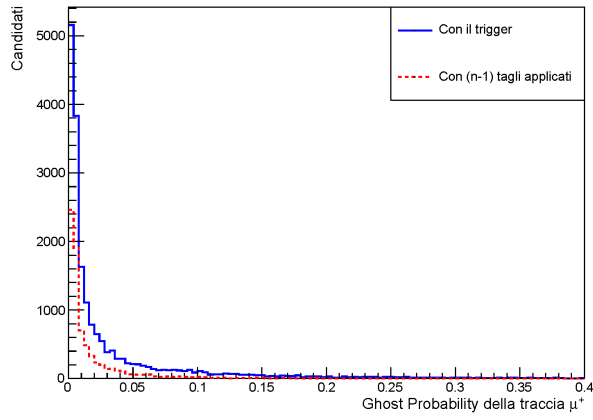
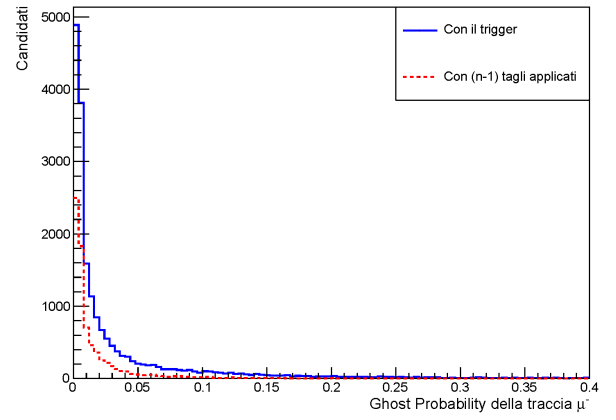
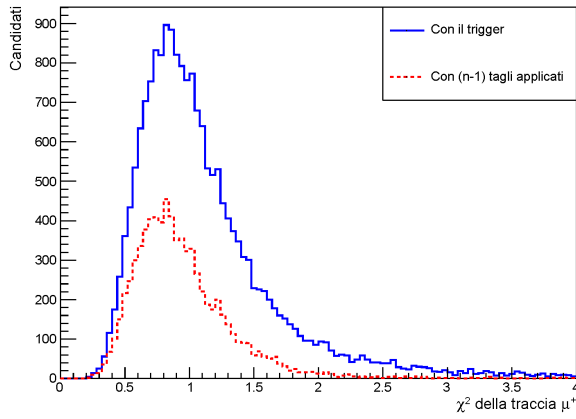
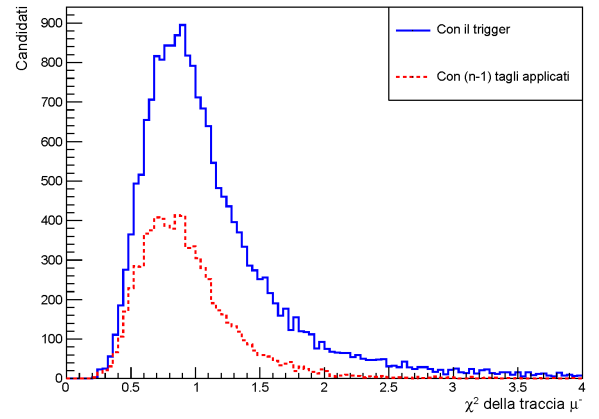
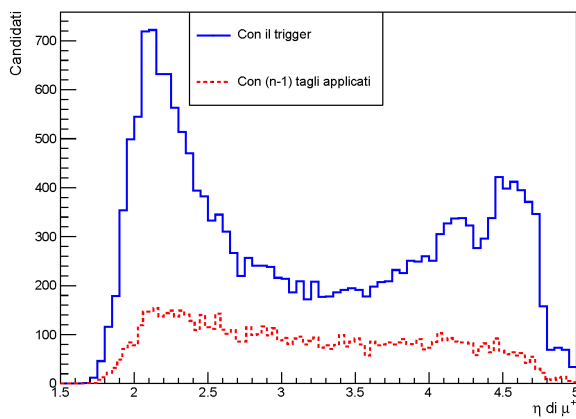
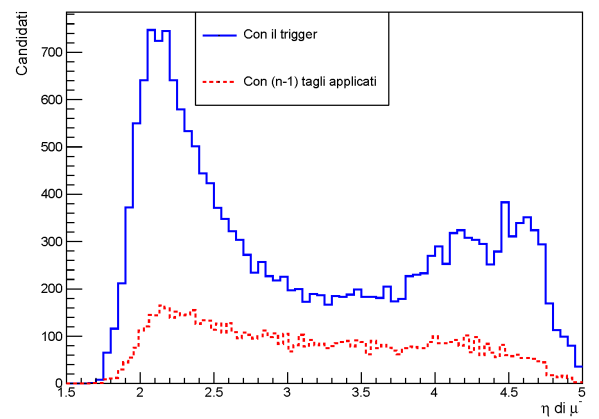
(a) Ghost Probability della traccia di  $\mu^+$ .(b) Ghost Probability della traccia di  $\mu^-$ .(c)  $\chi^2$  della traccia di  $\mu^+$ .(d)  $\chi^2$  della traccia di  $\mu^-$ .(e)  $\eta$  di  $\mu^+$ .(f)  $\eta$  di  $\mu^-$ .

Figura 3.6: Grafici candidati in funzione di ciascuna variabile nel caso dei muoni nelle collisioni  $p$ -Pb.

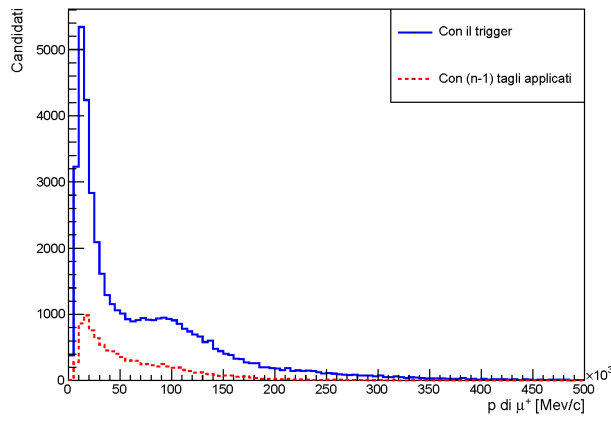
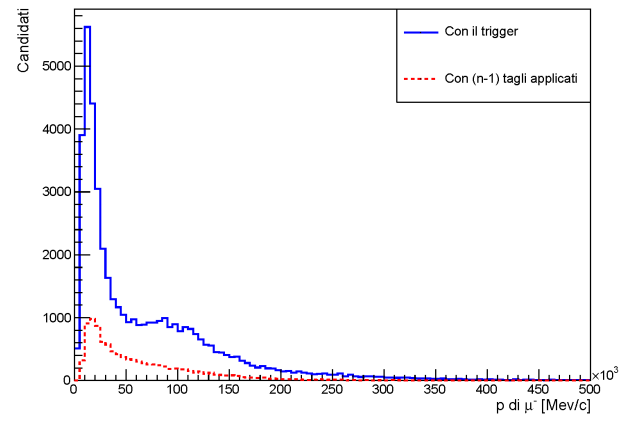
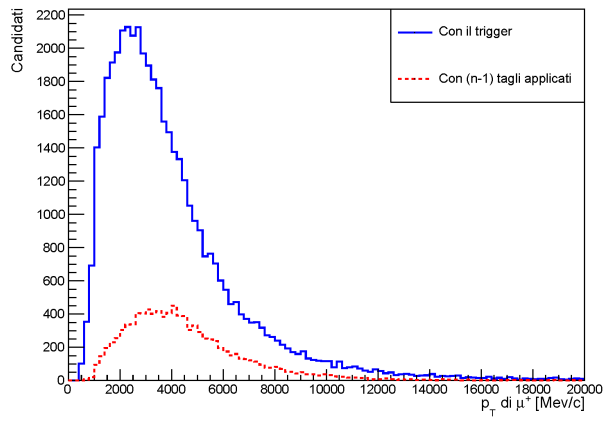
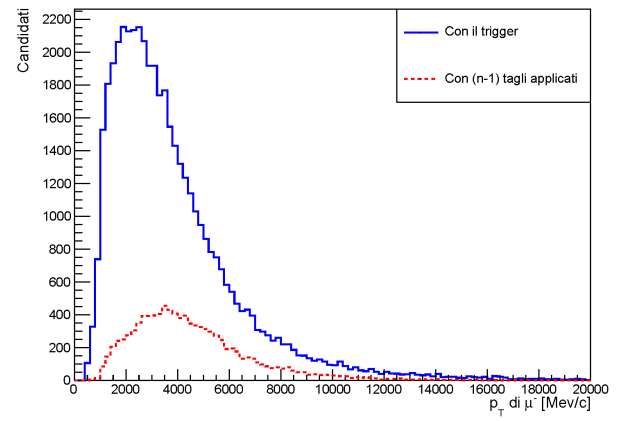
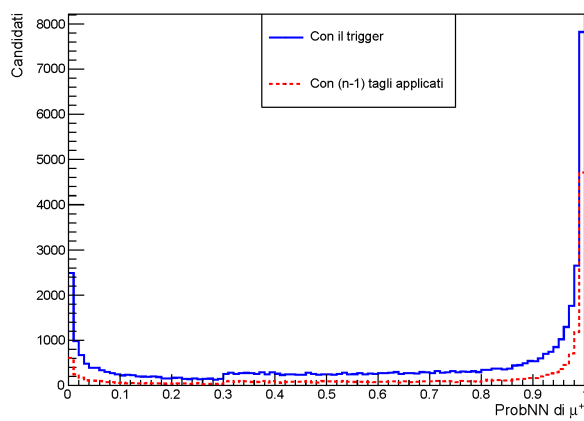
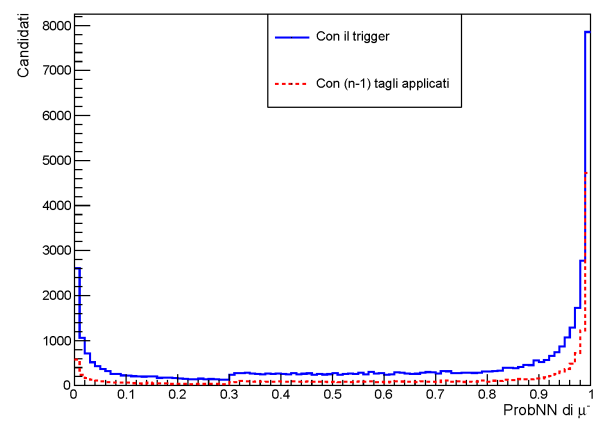
(a)  $p$  di  $\mu^+$ .(b)  $p$  di  $\mu^-$ .(c)  $p_T$  di  $\mu^+$ .(d)  $p_T$  di  $\mu^-$ .(e)  $ProbNN$  di  $\mu^+$ .(f)  $ProbNN$  di  $\mu^-$ .

Figura 3.7: Grafici candidati in funzione di ciascuna variabile nel caso dei muoni nelle collisioni Pb-p.

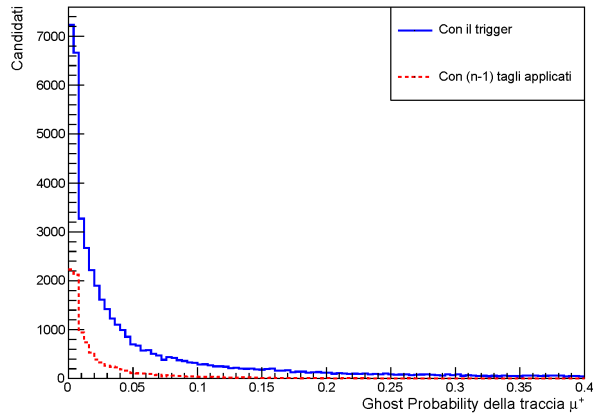
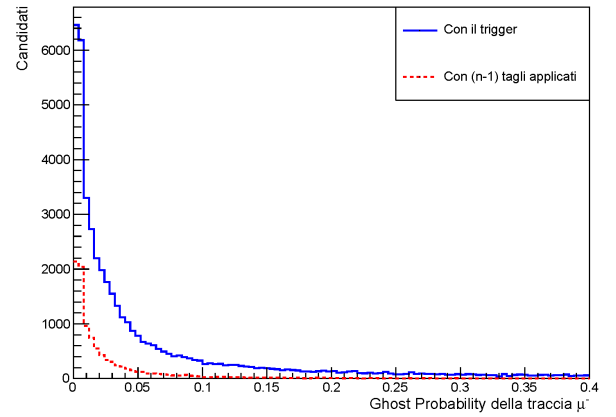
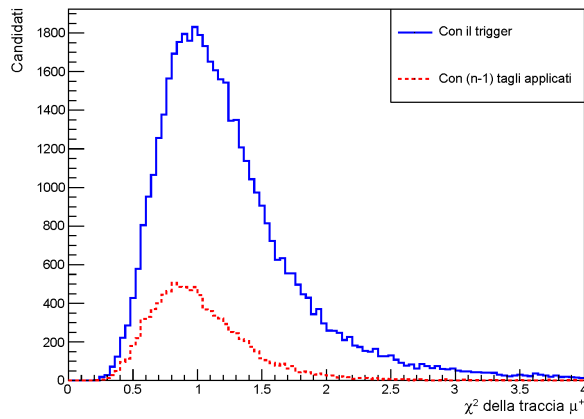
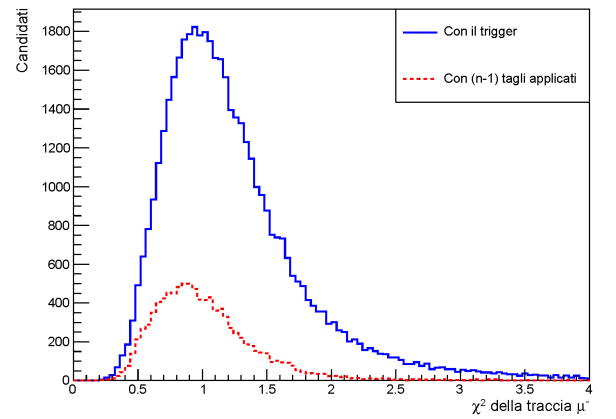
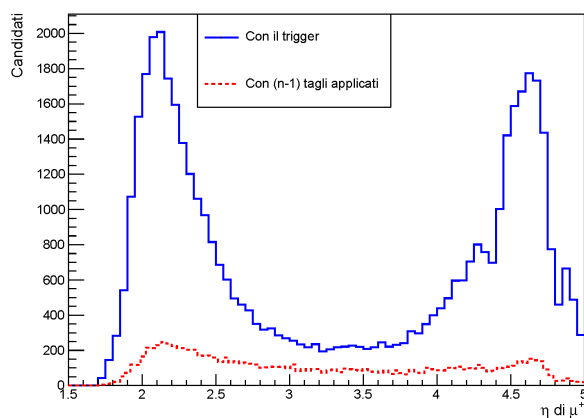
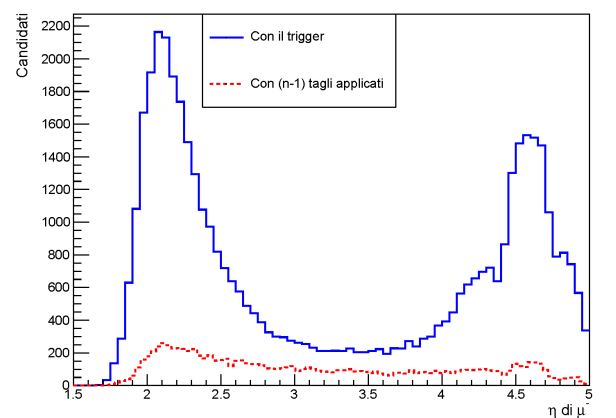
(a) Ghost Probability della traccia di  $\mu^+$ .(b) Ghost Probability della traccia di  $\mu^-$ .(c)  $\chi^2$  della traccia di  $\mu^+$ .(d)  $\chi^2$  della traccia di  $\mu^-$ .(e)  $\eta$  di  $\mu^+$ .(f)  $\eta$  di  $\mu^-$ .

Figura 3.8: Grafici candidati in funzione di ciascuna variabile nel caso dei muoni nelle collisioni Pb-p.

### 3.4 Massa invariante e Rapidità

Per le coppie di muoni che hanno superato la selezione della Tabella 3.3, è stata studiata la distribuzione della massa invariante  $M_{\mu^+\mu^-}$ , sia per collisioni  $p$ -Pb che per collisioni Pb- $p$ . La Figura 3.9 mostra il grafico della massa invariante  $M_{\mu^+\mu^-}$ , subito dopo lo stripping (curva in verde), dopo la preselezione del trigger (curva in blu) e dopo la selezione della Tabella 3.3 (curva in rosso). In questi grafici è possibile osservare l'effetto della selezione degli eventi. Si possono inoltre vedere i tre stati della  $\Upsilon$ (nS, n = 1, 2, 3), le cui masse sono consistenti coi valori pari a  $9460,30 \pm 0,26$  MeV/ $c^2$ ,  $10023,26 \pm 0,31$  MeV/ $c^2$  e  $10355,2 \pm 0,5$  MeV/ $c^2$  [2], com'è possibile osservare nel grafico. Il picco più alto è  $\Upsilon(1S)$ , essendo infatti la più leggera delle tre, ha una sezione d'urto maggiore. Nella curva avente tutti i tagli applicati è possibile osservare che sono notevolmente diminuiti gli eventi di fondo, mantenendo una buona efficienza per il segnale. Si può notare che passando dalla curva "prima di tutti i tagli", a quella "con il trigger", per poi vedere quella "con tutti i tagli applicati", il rapporto S/B migliora sempre di più. Nella figura si nota inoltre che il fondo è maggiore per le collisioni Pb- $p$  rispetto alle collisioni  $p$ -Pb, questo vuol dire che nelle collisioni Pb- $p$  vengono generati un maggior numero di eventi non di interesse.

Nel grafico 3.10 è riportata la distribuzione del numero di candidati in funzione della rapidità della  $\Upsilon$  con la preselezione del trigger (in blu) e con tutti i tagli applicati (in rosso), nel caso di collisioni  $p$ -Pb e Pb- $p$ . Nel grafico è possibile osservare la differenza tra le collisioni  $p$ -Pb e Pb- $p$ , per il fatto che i fasci sono invertiti, la rapidità in un caso è opposta all'altro. Inoltre anche in questi grafici è possibile notare che il numero di eventi di fondo è maggiore nelle collisioni Pb- $p$ , rispetto a quello nelle collisioni  $p$ -Pb.

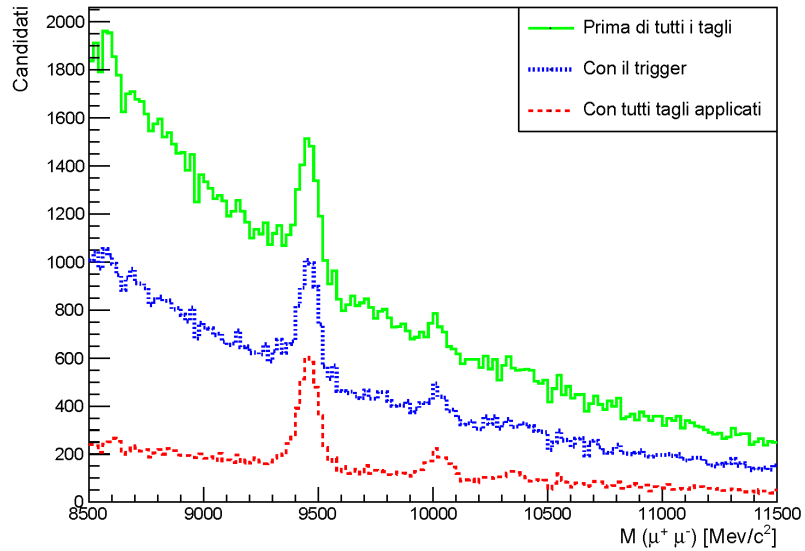
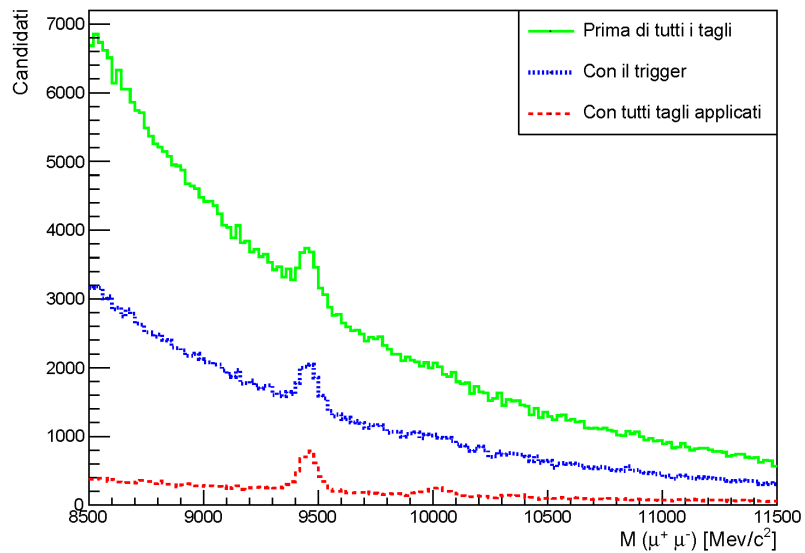
(a) *Collisioni p-Pb.*(b) *Collisioni Pb-p.*

Figura 3.9: Spettro massa invariante della coppia  $\mu^+ \mu^-$  in un caso per collisioni  $p$ -Pb (sopra), e nell'altro Pb- $p$  (sotto).

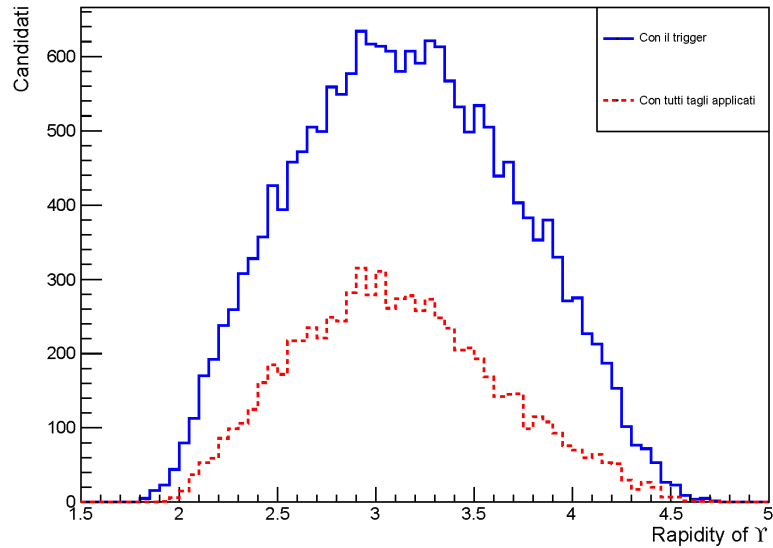
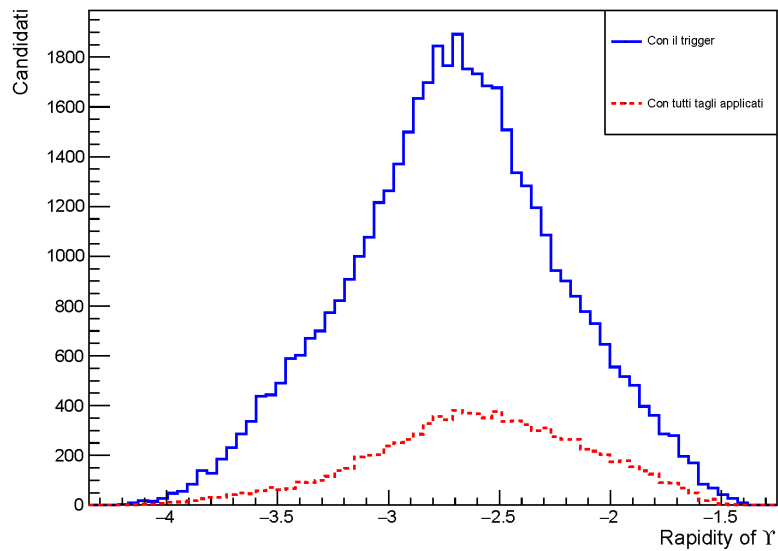
(a) *Collisioni  $p$ -Pb (forward region).*(b) *Collisioni Pb- $p$  (backward region).*

Figura 3.10: Spettro della rapidità della  $\Upsilon$  in un caso per collisioni  $p$ -Pb (sopra) e nell'altro Pb- $p$  (sotto).



### 3.5 Spettro di massa della $\Upsilon$

Nella Figura 3.11 è mostrata la massa invariante  $M(\mu^+\mu^-)$  nella regione  $8500 < M(\mu^+\mu^-) < 11500 \text{ MeV}/c^2$ .

La distribuzione ottenuta in seguito alla selezione dei candidati è stata fittata usando una funzione composta da tre Crystal Balls per il segnale, più un'esponenziale per il fondo. Il fit serve ad estrarre il numero reale dei candidati della  $\Upsilon(nS)$  dopo aver sottratto il fondo.

La Crystal Ball, definita nella formula 3.1 è una gaussiana modificata, che tiene conto degli effetti di Bremsstrahlung:

$$f(x; \alpha, n, \bar{x}, \sigma) = N \begin{cases} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}} & \text{se } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha \\ A(B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma})^{-n} & \text{se } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases} \quad (3.1)$$

dove

$$A = \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \quad (3.2)$$

$$B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha| \quad (3.3)$$

$$N = \frac{1}{\sigma(C + D)} \quad (3.4)$$

$$C = \frac{n}{|\alpha|} \frac{1}{n-1} \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \quad (3.5)$$

$$D = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(1 + \text{erf}\left(\frac{|\alpha|}{\sqrt{2}}\right)\right). \quad (3.6)$$

Qui  $N$  è un fattore di normalizzazione, mentre  $\alpha$ ,  $n$ ,  $\bar{x}$  e  $\sigma$  sono parametri fittati sui dati,  $\text{erf}$  è la funzione degli errori. Secondo il processo di Bremsstrahlung, particelle decelerate deviate da altre particelle cariche, perdono energia tramite una radiazione elettromagnetica (detta appunto Bremsstrahlung), pertanto la loro massa invariante risulta minore. Queste particelle vengono tuttavia contate come segnale nell'analisi grazie alla Crystal Ball che considera questi effetti.

La funzione rossa è il risultato dalla somma delle tre Crystal Balls, la verde è il fondo, e la blu è la somma delle due. Nella figura è possibile vedere che i picchi dei tre stati della  $\Upsilon$  sono più visibili rispetto ai grafici della Figura 3.9.

Nella Figura 3.11 è stato inserito anche un grafico chiamato pulls, dove è indicato di quanto il fit si avvicina ai dati analizzati, ossia la differenza fra la funzione blu e i candidati.

Nella Tabella 3.4 sono riportati i valori del numero di candidati degli stati  $nS$  (con  $n = 1, 2, 3$ ) della  $\Upsilon$ , nel caso delle collisioni  $p\text{-Pb}$  e  $\text{Pb-}p$ , estrapolati dal grafico 3.11. L'incertezza sul numero di candidati viene dal fit.

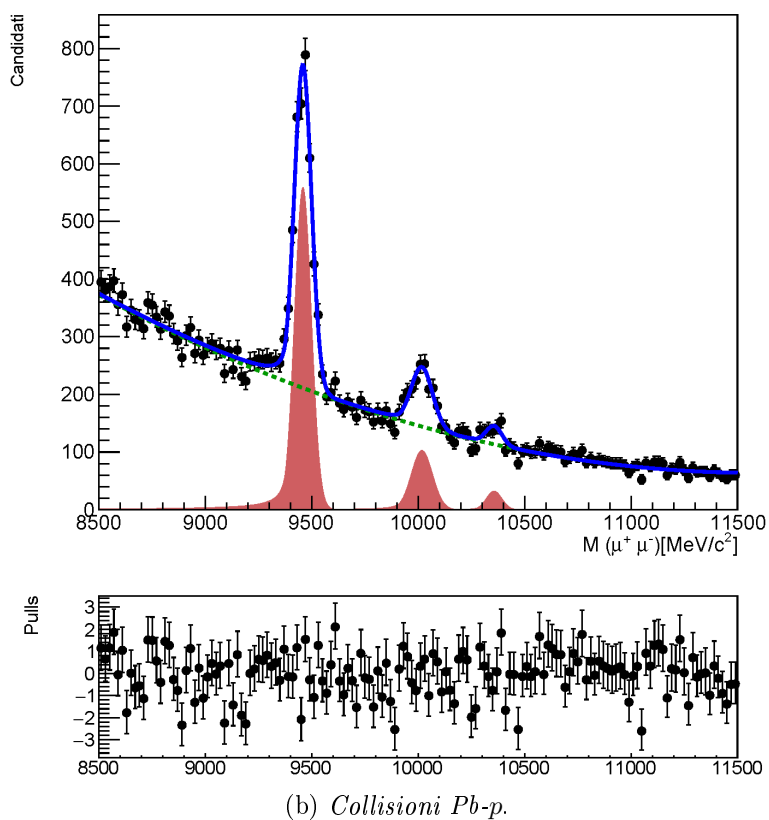
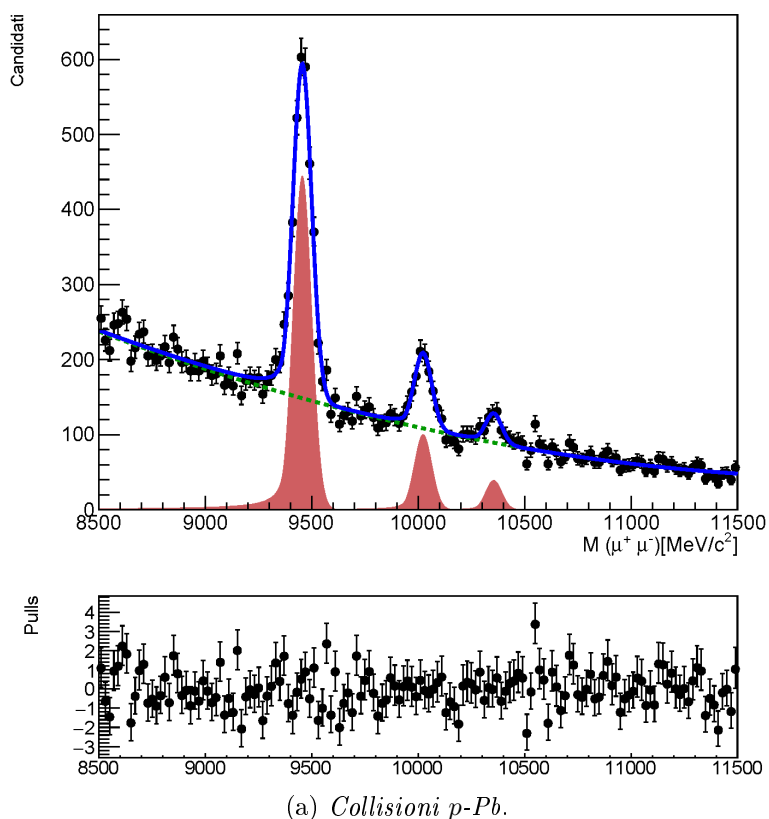


Figura 3.11: Spettro della massa invariante della coppia  $\mu^+\mu^-$  con sovrapposto il risultato del fit descritto, in un caso per le collisioni  $p$ -Pb (sopra) e nell'altro Pb- $p$  (sotto). Le curve in rosso indicano il segnale.

Tabella 3.4: Valori del numero di candidati degli stati  $nS$  (con  $n = 1, 2$  e  $3$ ) della  $\Upsilon$ . L'incertezza viene dal fit.

	Collisioni $p$ -Pb	Collisioni Pb- $p$
$N_{1S}$	$2618,9 \pm 74,8$	$3031,1 \pm 80,9$
$N_{2S}$	$563,9 \pm 58,1$	$701,8 \pm 63,6$
$N_{3S}$	$204,4 \pm 51,6$	$164,7 \pm 40,4$

### 3.6 Estrazione rapporti

Lo studio dei vari stati di  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon(1S)$ ,  $\Upsilon(2S)$  e  $\Upsilon(3S)$ , è importante per lo studio di effetti di CNM. Per il fatto che gli stati del mesone  $\Upsilon$  hanno energie leganti diverse, è interessante studiare i rapporti di produzione fra i diversi stati. Infatti tali rapporti, in assenza di effetti di soppressione, sono indipendenti dal tipo di collisione e dall'energia del centro di massa, quindi una loro variazione dà informazioni sulla presenza del QGP e sugli effetti di CNM.

Sono stati quindi estrapolati il numero di candidati dei vari stati della  $\Upsilon$  al fine di determinare i rapporti  $R^{2S/1S}$ ,  $R^{3S/1S}$  e  $R^{3S/2S}$ , definiti come:

$$R^{2S/1S} = \frac{N(\Upsilon_{2S})\epsilon_{1S}}{N(\Upsilon_{1S})\epsilon_{2S}}$$

$$R^{3S/1S} = \frac{N(\Upsilon_{3S})\epsilon_{1S}}{N(\Upsilon_{1S})\epsilon_{3S}}$$

$$R^{3S/2S} = \frac{N(\Upsilon_{3S})\epsilon_{2S}}{N(\Upsilon_{2S})\epsilon_{3S}},$$

dove con  $\epsilon_{nS}$  si indicano le efficienze di selezione del segnale della  $\Upsilon(nS)$ .

Le rispettive incertezze sono state calcolate solo statisticamente. Per quanto riguarda le efficienze  $\epsilon_{nS}$  si assume che si cancellino nel rapporto, in quanto ci si aspetta che siano simili per i tre stati, come menzionato anche nel Capitolo 3.3.

I rapporti sono mostrati nella Figura 3.12 e nella Tabella 3.5, ed è possibile verificare che quelli delle collisioni  $p$ -Pb sono compatibili con quelli delle collisioni Pb- $p$ , all'interno delle incertezze statistiche. Nella Tabella 3.6 è possibile inoltre notare che i rapporti sono anche consistenti con quelli calcolati nell'esperimento LHCb in collisioni  $p$ -Pb con energia del centro di massa  $\sqrt{s_{NN}} = 5$  TeV nell'anno 2014 [12], cosa che ci si aspetta per il fatto che i rapporti dovrebbero essere indipendenti dall'energia del centro di massa. I rapporti ricavati in questa analisi sono stati inoltre confrontati nella Tabella 3.7, con quelli calcolati nell'anno 2015 in collisioni  $p$ - $p$  con energia del centro di massa pari a  $\sqrt{s} = 7$  TeV e a  $\sqrt{s} = 8$  TeV, e con momento trasverso  $p_T < 15$  GeV/c [13]. Questi ultimi però non sono consistenti entro l'incertezza coi rapporti calcolati in questa analisi. Gli errori segnati nelle Tabelle 3.6 e 3.7 dei dati del 2015 e del 2014 sono due, la prima incertezza è quella statistica, mentre la seconda è sistematica.

Per capire se i rapporti calcolati nella corrente analisi sono consistenti con quelli

calcolati in altre misure di LHCb, è stata calcolata la significatività  $\sigma$ , un parametro utilizzato in fisica per quantificare di quanto due misure sono compatibili. Il parametro è definito dalla seguente formula:

$$\sigma = |a_3/\delta_3|,$$

dove  $a_3$  è la differenza dei valori  $a_1$  e  $a_2$  che si vogliono confrontare, mentre  $\delta_3$  è l'errore sulla differenza, che nel nostro caso, essendo le misure non correlate, è dato dalla somma in quadratura degli errori di  $a_1$  e di  $a_2$ . Si dice che le misure sono consistenti tra loro se il parametro  $\sigma$  è piccolo,  $\leq 3$ .

Se si confrontano i rapporti delle collisioni  $p$ -Pb e Pb- $p$  calcolati in questa analisi,  $\sigma$  risulta sempre pari a 0, come ci si aspetta.

Confrontando i rapporti  $R$  dei dati di questa analisi con i dati del 2014 della Tabella 3.6,  $\sigma$  risulta essere pari a 1 e a 0, perciò c'è un'ottima compatibilità.

Considerando invece i rapporti della Tabella 3.7,  $\sigma$  è pari a 1 per i rapporti  $R^{3S/2S}$ , ed è pari a 2 per i rapporti  $R^{3S/1S}$  e  $R^{2S/1S}$ , questo indica una buona compatibilità ma non perfetta.

È stato calcolato il parametro  $\sigma$  anche per confrontare i rapporti  $R$  delle collisioni Pb- $p$  di questa analisi, con i rapporti  $R$  delle collisioni  $p$ - $p$  del 2015. In questo caso il valore di  $\sigma$  risulta pari a 1, a 4 e a 7 rispettivamente nel caso dei rapporti  $R^{2S/1S}$ ,  $R^{3S/2S}$  e  $R^{3S/1S}$ , perciò i risultati non sono del tutto compatibili tra loro.

Tutto ciò può essere dovuto al fatto che lo stato  $\Upsilon(3S)$  (e in generale tutti gli stati) è più soppresso nelle collisioni  $p$ -Pb (o nelle collisioni Pb- $p$ ) di quanto lo sia nelle collisioni  $p$ - $p$ , perché le temperature e le densità raggiunte in collisioni  $p$ -Pb (o Pb- $p$ ) sono più elevate che in  $p$ - $p$ , quindi sono più marcati gli effetti di CNM.

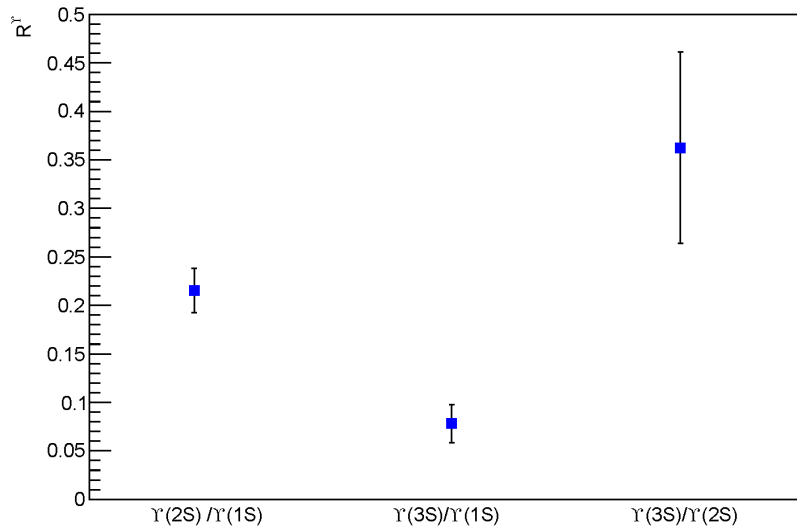
Bisogna considerare però il fatto che le incertezze assunte in questa analisi sono solo statistiche, mentre negli esperimenti utilizzati per il confronto dei rapporti sono state valutate anche le incertezze sistematiche.

Tabella 3.5: Rapporti usando i dati del 2016 a  $\sqrt{s_{NN}}=8,16$  TeV.

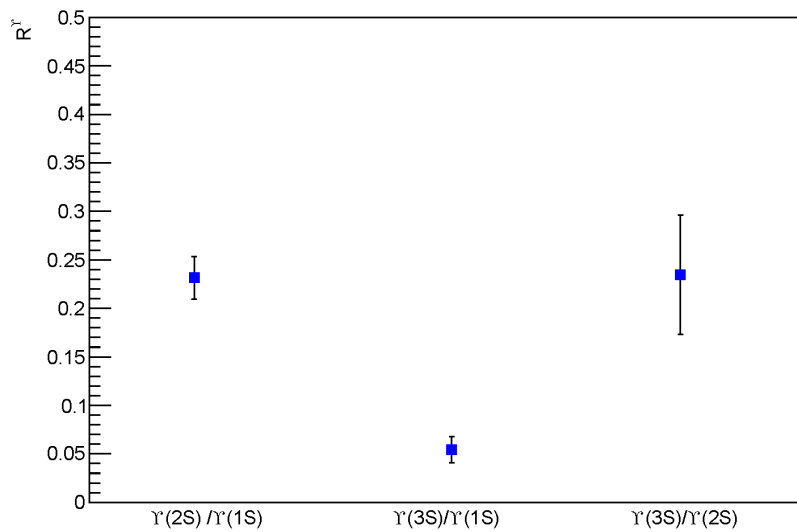
	Collisioni $p$ -Pb	Collisioni Pb- $p$
$R^{2S/1S}$	$0,21 \pm 0,02$	$0,23 \pm 0,02$
$R^{3S/1S}$	$0,08 \pm 0,02$	$0,05 \pm 0,01$
$R^{3S/2S}$	$0,36 \pm 0,10$	$0,23 \pm 0,06$

Tabella 3.6: Rapporti confrontati con i risultati in collisioni  $p$ -Pb e Pb- $p$  [12]. La prima incertezza è quella statistica, mentre la seconda è quella sistematica.

	$p$ -Pb 2016 a $\sqrt{s_{NN}}=8,16$ TeV		$p$ -Pb 2014 a $\sqrt{s_{NN}}=5$ TeV	
	Forward	Backward	Forward	Backward
$R^{2S/1S}$	$0,21 \pm 0,02$	$0,23 \pm 0,02$	$0,20 \pm 0,05 \pm 0,01$	$0,28 \pm 0,14 \pm 0,05$
$R^{3S/1S}$	$0,08 \pm 0,02$	$0,05 \pm 0,01$	$0,07 \pm 0,04 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,09 \pm 0,02$



(a) Collisioni p-Pb.



(b) Collisioni Pb-p.

Figura 3.12: Plot dei rapporti tra le  $\Upsilon(nS)$  nel caso delle collisioni p-Pb (sopra), e Pb-p (sotto) a  $\sqrt{s_{NN}} = 8,16$  TeV.

Tabella 3.7: Rapporti confrontati con i risultati in collisioni p-p [13]. La prima incertezza è statistica, la seconda sistematica.

	p-Pb 2016 a $\sqrt{s_{NN}}=8,16$ TeV	p-p 2015 a $\sqrt{s}=7$ TeV	p-p 2015 a $\sqrt{s}=8$ TeV
	Forward	Forward	Forward
$R^{2S/1S}$	$0,21 \pm 0,02$	$0,249 \pm 0,001 \pm 0,004$	$0,251 \pm 0,001 \pm 0,004$
$R^{3S/1S}$	$0,08 \pm 0,02$	$0,121 \pm 0,001 \pm 0,002$	$0,116 \pm 0,000 \pm 0,002$
$R^{3S/2S}$	$0,36 \pm 0,10$	$0,485 \pm 0,003 \pm 0,007$	$0,463 \pm 0,002 \pm 0,007$



# Capitolo 4

## Risultati e conclusioni

È stato analizzato il campione di dati  $p$ -Pb e Pb- $p$  preso da LHCb nel 2016 e sono stati ricostruiti i segnali provenienti dal canale di decadimento  $\mu^+\mu^-$  del mesone  $\Upsilon(nS, n = 1, 2, 3)$ . È stato costruito lo spettro della massa invariante delle coppie di muoni, tramite un fit costituito da 3 Crystal Balls per il segnale e un'esponenziale per il fondo, allo scopo di estrarre i candidati  $\Upsilon(nS)$ . Il risultato del fit risulta consistente con le caratteristiche del mesone. I segnali ricavati sono stati utilizzati per estrarre i valori dei rapporti  $R^{nS/1S}$  (con  $n = 2$  e  $3$ ) e  $R^{3S/2S}$ . Tali variabili sono interessanti per la loro indipendenza dall'energia del centro di massa e dal tipo di collisione. I risultati ottenuti sono consistenti entro l'incertezza coi risultati precedenti nell'esperimento di LHCb in collisioni  $p$ -Pb del 2014 a energia del centro di massa di  $\sqrt{s_{NN}} = 5$  TeV come osservabile nella Tabella 3.6, ma non lo sono a confronto con i dati presi ad LHCb per collisioni  $p$ - $p$  del 2015 a  $\sqrt{s} = 7$  e  $8$  TeV nella Tabella 3.7. Questo può essere dovuto all'accentuata presenza di effetti di CNM nelle collisioni  $p$ -Pb rispetto a quelle  $p$ - $p$ . Un altro fattore influente è il fatto che in questa analisi sono stati considerati solo gli errori statistici, tralasciando gli errori sistematici, che invece sono stati inclusi nei dati degli esperimenti LHC utilizzati per il confronto dei rapporti.

È stata calcolata la significatività  $\sigma$  per capire se i risultati dei rapporti fossero compatibili tra loro. I risultati del test di compatibilità sono esposti nel Capitolo 3.6. In breve i rapporti risultano quasi tutti compatibili fra loro.

Lo step successivo di questa analisi sarebbe la misura della sezione d'urto della  $\Upsilon(nS)$ , in particolare la  $\Upsilon(3S)$  che finora non è stata osservata nelle collisioni  $p$ -Pb in LHCb.





# Bibliografia

- [1] Povh, Rith, Scorz, Zatsche, "Particles and nuclei. An introduction to the Physical Concepts", Springer, 1995.
- [2] K.A. Olive et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 38, 090001 (2014) and 2015 update
- [3] LHCb Public Plots 2016 data,  
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCb/LHCbPlots2016>
- [4] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], "LHCb Detector Performance," Int. J. Mod. Phys. A **30** (2015) no.07, 1530022 doi:10.1142/S0217751X15300227 [arXiv:1412.6352 [hep-ex]].
- [5] Geant4 collaboration, S. Agostinelli et al., "Geant4: A simulation toolkit", Nucl. Instrum. Meth A506 (2003) 250.
- [6] Geant4 collaboration, J. Allison et al., "Geant4 developments and applications", IEEE Trans. Nucl. Sci. 53 (2006) 270.
- [7] I. Belyaev et al., "Handling of the generation of primary events in Gauss, the LHCb simulation framework", J. Phys. Conf. Ser. 331 (2011) 032047.
- [8] T. Pierog et al., EPOS LHC: "Test of collective hadronization with data mea-881 sured at the CERN Large Hadron Collider", Phys. Rev. C92 (2015), no. 3 034906, arXiv:1306.0121.
- [9] D. J. Lange, " The EvtGen particle decay simulation package", Nucl. Instrum. Meth. A462 (2001) 152.
- [10] P. Golonka and Z. Was, "PHOTOS Monte Carlo: A precision tool for QED corrections 886 in Z and W decays", Eur. Phys. J. C45 (2006) 97, arXiv:hep-ph/0506026.
- [11] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands, "A brief introduction to PYTHIA 8.1 ", Comput. 888 Phys. Commun. 178 (2008) 852, arXiv:0710.3820.
- [12] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], "Study of  $\Upsilon$  production and cold nuclear matter effects in  $p$ Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=5$  TeV," JHEP **1407** (2014) 094 doi:10.1007/JHEP07(2014)094 [arXiv:1405.5152 [nucl-ex]].

- [13] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], “Forward production of  $\Upsilon$  mesons in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV,” JHEP **1511** (2015) 103 doi:10.1007/JHEP11(2015)103 [arXiv:1509.02372 [hep-ex]].

# Ringraziamenti

Vorrei ringraziare prima di tutto la professoressa Giulia Manca che mi ha guidato in questo lavoro di tesi con assoluta disponibilità e pazienza, chiarendo tutti i possibili dubbi. Ringrazio Shanzhen Chen per avermi fornito il codice che produce le N-tuple ed il codice dell'analisi.

Ringrazio mia madre, mio padre e i miei fratelli per la dolcezza e la comprensione con cui mi hanno appoggiato e incoraggiato nel mio percorso universitario.

Ringrazio gli amici, i parenti e i colleghi che mi hanno aiutato con i loro preziosi consigli e confronti, e con cui ho condiviso momenti di difficoltà e di allegria.