

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI CAGLIARI



Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali
Corso di laurea triennale in Fisica

**Produzione di mesoni Υ in interazioni pp a
 $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ in LHCb**

Relatore:
Prof. Biagio Saitta

Candidata:
Sara Intina

Novembre 2012

Sommario

Lo studio dei meccanismi di produzione e decadimento dei cosiddetti “*quarkonia*”, sistemi legati di quark, in particolare di quelli pesanti, è importante per trovare prove e conferme della teoria della QCD non relativistica del Modello Standard e al tempo stesso testarne i limiti. Nelle interazioni pp alle alte energie dell’acceleratore LHC, vengono prodotti copiosamente diversi tipi di mesoni contenenti il quark b ed in questo lavoro di tesi studierò la produzione degli stati legati $b\bar{b}$ (*bottomonium*) rivelati nell’esperimento LHCb. Il nostro obiettivo è misurare i rapporti di produzione degli stati nS del bottomonium, corrispondenti alle risonanze $\Upsilon(nS)$, tramite i loro decadimenti leptonici in coppie $\mu^+\mu^-$. La misura del rapporto consente di rendersi indipendenti dall’efficienza di rivelazione dei muoni. Le misure saranno ripetute in funzione dell’impulso trasverso e della rapidità delle Υ prodotte.

Indice

1	Introduzione	2
1.1	Quarkonia	2
1.2	Bottomonium $b\bar{b}$	2
1.3	LHCb	3
2	Dati	6
2.1	Selezione dati	6
2.1.1	Condizioni di trigger	6
2.1.2	Ambiguitá	7
2.2	Analisi Dati	8
2.2.1	Campione globale	8
2.2.2	Suddivisione in intervalli cinematici	9
2.2.3	Funzione utilizzata nel fit	11
2.2.4	Risultati del fit	12
3	Risultati	17
3.1	Determinazione del numero di $Y(nS)$	17
3.2	Rapporti di produzione	18
4	Conclusioni	23

Elenco delle figure

1.1	Diagramma livelli energetici per $b\bar{b}$	3
1.2	Diagramma di Feynman per decadimento in $\mu^+\mu^-$	4
1.3	Schema struttura LHCb	4
2.1	Distribuzione impulso trasverso μ^+ e μ^- per eventi con candidati multipli	8
2.2	Distribuzione di massa delle coppie $\mu^+\mu^-$	9
2.3	Distribuzione impulso trasverso delle coppie $\mu^+\mu^-$	10
2.4	Popolazione dei campioni negli intervalli P_T, y	10
2.5	Esempi di funzioni CrystalBall	11
2.6	Fit campione totale	12
2.7	Fit campioni P_T, y	14
2.8	Fit campione 17,2 con intervallo di massa 5MeV in rosso e 10 MeV in blu	15
2.9	Risultati del fit per la massa delle $\Upsilon(nS)$	16
4.1	Andamento dei rapporti di produzione in funzione di y	23
4.2	Andamento dei rapporti di produzione in funzione di P_T	24

Elenco delle tabelle

3.1	Numero degli eventi in cui osserviamo $\Upsilon(1S)$ per ciascun campione $P_{T,y}$	19
3.2	Numero degli eventi in cui osserviamo $\Upsilon(2S)$ per ciascun campione $P_{T,y}$	19
3.3	Numero degli eventi in cui osserviamo $\Upsilon(3S)$ per ciascun campione $P_{T,y}$	20
3.4	Numero degli eventi osservati in funzione di y	20
3.5	Numero degli eventi osservati in funzione di P_T	21
3.6	Rapporti di produzione apparenti in funzione di y	21
3.7	Rapporti di produzione apparenti in funzione di P_T	22

Capitolo 1

Introduzione

1.1 Quarkonia

All' interno del Modello Standard, i sistemi piú semplici descritti dalla Cromodinamica Quantistica (QCD) sono i cosiddetti *Quarkonia* [1], ossia sistemi legati di coppie quark-antiquark che compongono i mesoni pesanti: in particolare $c\bar{c}$ (charmonium) e $b\bar{b}$ (bottomonium) . Tali sistemi sono descritti dal potenziale di interazione forte tra quark il cui andamento, sulla base dei comportamenti asintotici dei quark all'interno degli adroni, può essere espresso come:

$$V = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_S(r)\hbar c}{r} + kr \quad (1.1)$$

Da un lato, per analogia tra sistemi quali il sistema atomico elettrone-protone nel caso elettromagnetico o elettrone-positrone (positronio), anch'esso formato da una coppia particella-antiparticella, si ipotizza un termine proporzionale ad $\frac{1}{r}$ simile al potenziale coulombiano. Questo é in accordo coi risultati sperimentali e con la QCD solo a distanze inferiori a $\sim 1fm$, per cui prevale la libert  asintotica e i quark interagiscono come particelle semi-libere. Questo comportamento si riflette nella struttura dei primi livelli energetici. L'altro estremo é rappresentato dal fenomeno di confinamento dei quark all'interno di stati adronici legati, ossia il motivo per cui non é possibile osservare un quark come particella libera, che si pu  rappresentare con un secondo termine che aumenta linearmente con la distanza di separazione. Al di sotto di una soglia oltre la quale questo secondo termine di interazione forte risulta dominante si ipotizza quindi una struttura dei diversi livelli eccitati con spaziatura proporzionale ad $\frac{1}{n^2}$ cui si sommano gli effetti di interazione spin-spin (detta cromomagnetica) e spin-orbita.

1.2 Bottomonium $b\bar{b}$

In Figura 1.1 é riportata la distribuzione energetica dei livelli osservati nello stato $b\bar{b}$, ad ognuno dei quali corrisponde una risonanza. Sotto la soglia di interazione forte (corrispondente alla

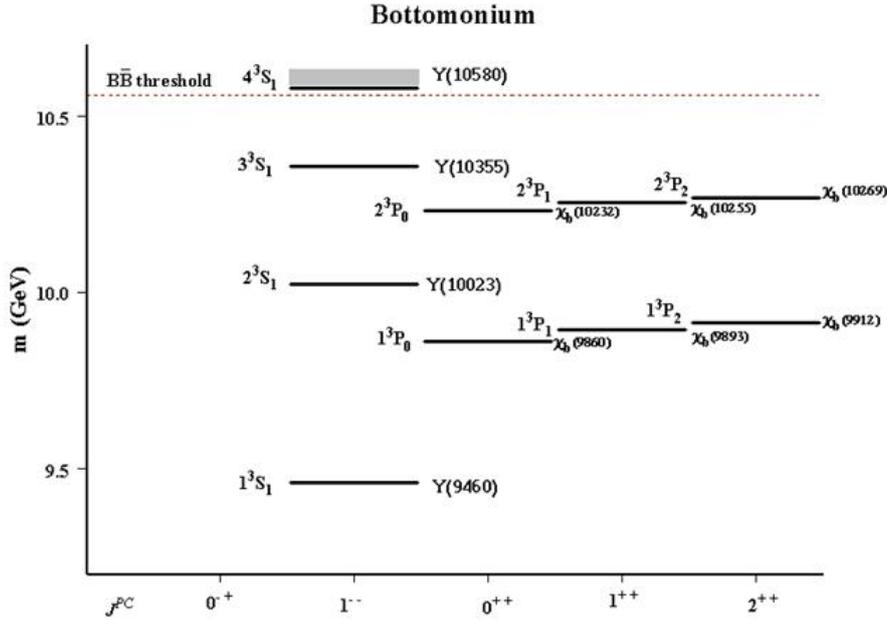


Figura 1.1: Diagramma livelli energetici per $b\bar{b}$

somma delle masse dei mesoni $B\bar{B}$) sono presenti, sino al secondo livello eccitato: un insieme di stati S , corrispondenti alle particelle $\Upsilon(nS)$ $n = 1, 2, 3$ ed un gruppo di stati P corrispondenti alle particelle denominate χ_b . Si tratta di stati non stabili che possono decadere in due maniere: diseccitandosi ad un livello inferiore di quarkonium con emissione di fotoni di energia pari alla distanza tra i due livelli, oppure annichilando b e \bar{b} con produzione di fotoni (o gluoni) che possono essere convertiti in adroni o leptoni, sempre prodotti in coppie particella-antiparticella. Al di sopra della soglia sarebbe invece possibile (e piú probabile) un decadimento di tipo forte con produzione di mesoni leggeri.

Il decadimento che ci interessa é illustrato in Figura 1.2 : si tratta del decadimento leptonic delle $\Upsilon(nS)$ in fotoni virtuali riconvertiti in coppie di muoni $\mu^+\mu^-$. Osservando e identificando i muoni prodotti da questo tipo di decadimento é possibile ricostruirne la massa invariante e pertanto risalire al numero di $\Upsilon(nS)$ decadute.

1.3 LHCb

LHCb é uno dei quattro esperimenti in funzione presso il Large Hadron Collider al CERN di Ginevra. Si tratta di un esperimento che si propone di studiare la fisica del quark b (violazione di CP e decadimenti rari dei mesoni contenenti il quark b) sfruttando le collisioni pp prodotte

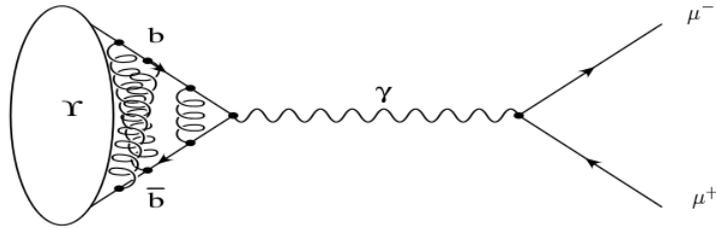


Figura 1.2: Diagramma di Feynman per decadimento in $\mu^+\mu^-$

nell'acceleratore di LHC. I protoni vengono precedentemente accelerati da un acceleratore lineare detto LINAC e portati ad energie sempre più alte passando tra vari acceleratori circolari, per poi essere immessi in LHC in due fasci che viaggiano a velocità opposte e raggiungere un'energia di 7 TeV nel centro di massa prima della collisione. La direzione e la curvatura dei fasci è regolata accuratamente tramite magneti superconduttori (mantenuti in stato criogenico) di diversa potenza e dimensioni posti lungo tutto l'anello sotterraneo. Il rivelatore di LHCb è uno spettrometro ad un braccio, in avanti rispetto al vertice di collisione pp ed è caratterizzato da diversi sottorivelatori ognuno con una funzione specifica nella ricostruzione degli eventi successivi alla collisione, schematizzati in Figura 1.3 .

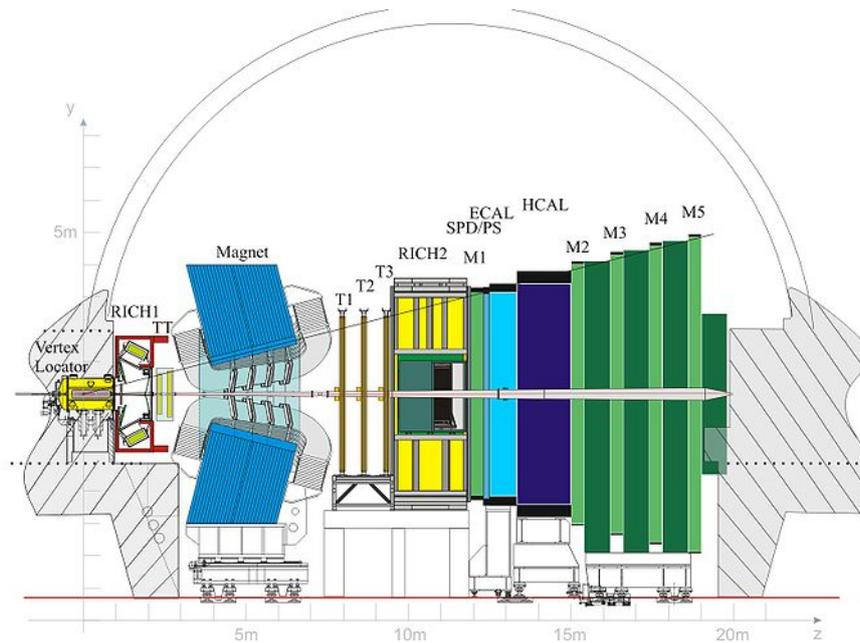


Figura 1.3: Schema struttura LHCb

Descriviamo qui brevemente solo quei rivelatori le cui prestazioni sono rilevanti ai fini della nostra analisi:

- Sistema di tracciamento
composto da VELO (Vertex Locator) che risale con precisione alla posizione del vertice di interazione primario e altre tre stazioni T1, T2, T3 che ricostruiscono le tracce delle particelle cariche che attraversano il rivelatore;
- Rivelatore di muoni
individua le tracce di possibili candidati muoni; é composto da 4 moduli M2, M3, M4, M5 con camere multifilo. Vista la capacità di penetrazione dei muoni, esse sono localizzate nella parte di LHCb piú a valle rispetto al fascio. Un altro modulo interno M1 é posto prima dei calorimetri ed essendo meno schermato, per la parte piú vicina al fascio, utilizza la tecnologia GEM piú adatta alle alte frequenze di eventi. I moduli sono separati tra loro da uno spessore di ferro che funge da assorbitore per particelle diverse dai muoni e sono posizionati in modo da assicurare una geometria proiettiva verso il punto di interazione studiata per ottimizzarne le prestazioni.

Capitolo 2

Dati

2.1 Selezione dati

Il campione di dati utilizzato in questa analisi consiste in eventi contenenti coppie di μ identificate e ricostruite nelle interazioni pp a 7 TeV nel centro di massa registrate da LHCb durante la presa dati dell'anno 2011 che corrisponde ad una luminosità integrata di $\sim 1fb^{-1}$. Le quantità cinematiche relative agli eventi di interesse sono organizzate in strutture chiamate n-tuple che possono essere analizzate attraverso un software sviluppato per la fisica delle particelle denominato Root [2]. Nel nostro caso, per esempio, sono registrati nella n-tupla i quadrivettori relativi ai muoni, gli eventuali vertici formati dall'intersezione delle loro traiettorie, quantità che esprimono la qualità della ricostruzione etcetera. La condizione che la massa invariante di due muoni di segno opposto con vertice comune sia compresa tra $8500MeV$ e $12500MeV$ seleziona circa dodici milioni di coppie. Per un'analisi quantitativa occorre operare delle selezioni che migliorino la qualità della ricostruzione ed al tempo stesso il rapporto segnale/fondo. A questo fine le selezioni vengono effettuate solo sul campione di eventi per i quali sono soddisfatte specifiche condizioni sia di *trigger* di livello 0 (L0Trigger, hardware), ossia della catena che conduce al segnale di consenso all'acquisizione che determina la scrittura dell'evento sul disco in fase di presa dati, che di livelli più alti (HLT, software), descritte in seguito.

2.1.1 Condizioni di trigger

Le condizioni di trigger utilizzate per questa analisi sono:

- L0 Trigger
prodotto degli impulsi trasversi dei due muoni maggiore di $1.68 GeV^2$ (variabile logica L0DiMuonDecision asserita);

- High Level Triggers (HLT)

HLT1

muoni con impulsi trasversi maggiori di $500 \text{ MeV}/c$ e impulso totale $P > 6 \text{ GeV}/c$ con tracce ben ricostruite a partire da un vertice comune con massa invariante $M > 2,7 \text{ GeV}/c^2$ (variabile logica Hlt1DiMuonHighMassDecision asserita);

HLT2

riconferma i tagli di Hlt1 con maggiore precisione e massa invariante $M > 4.7 \text{ GeV}/c^2$ (variabile logica Hlt2DiMuonBDecision asserita) .

In questa analisi si richiede inoltre che entrambe le particelle siano state identificate come muoni e quindi discriminate da π e K , condizione espressa dalla variabile logica isMuon asserita. Si richiede inoltre che il χ^2 per la ricostruzione della traccia sia $\chi^2 < 4$ e che l'impulso trasverso di ciascun muone sia maggiore di 1 GeV .

2.1.2 Ambiguitá

La presenza nell'ambito dello stesso evento di piú di un muone della stessa carica comporta un'ambiguitá nelle coppie che costituiranno i candidati. Inoltre errori nella ricostruzione possono creare artificialmente una copia (clone) di un muone giá esistente contribuendo ulteriormente all'ambiguitá. Per esempio nel campione iniziale, 12732420 candidati corrispondono a 12405080 eventi con una molteplicitá media di 1.026 candidati per evento. Quest'ambiguitá si puó eliminare considerando semplicemente un candidato per evento purché la combinazione scelta sia casuale e non introduca un bias nel campione. Questa soluzione tuttavia sottostima il contributo degli eventi in cui sono presenti piú di tre muoni. Per mostrare che la scelta non introduce bias, nella Figura 2.1 vengono confrontate le distribuzioni in impulso trasverso per eventi in cui sono presenti due combinazioni $\mu^+\mu^-$ separatamente per i μ^+ e i μ^- tratti dal primo o dal secondo candidato.

Il fatto che le distribuzioni entro gli errori siano in accordo tra di loro per candidati distinti mostra che la maniera in cui essi sono ordinati all'interno dell'evento é un fenomeno casuale e quindi abbiamo scelto di includere nella nostra analisi solo il primo candidato per ogni evento (nCandidate=0) in modo da proteggerci dalla presenza di cloni nel campione. Ad ogni modo poiché la molteplicitá di candidati per evento é prossima all'unitá, gli effetti eventualmente introdotti con questa correzione sono comunque piccoli.

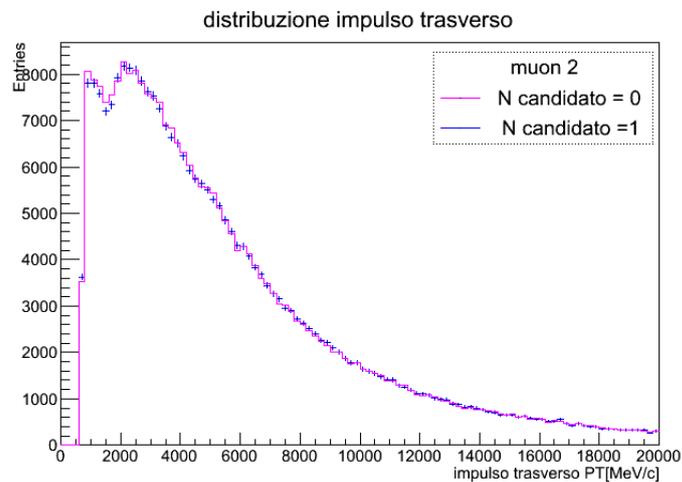
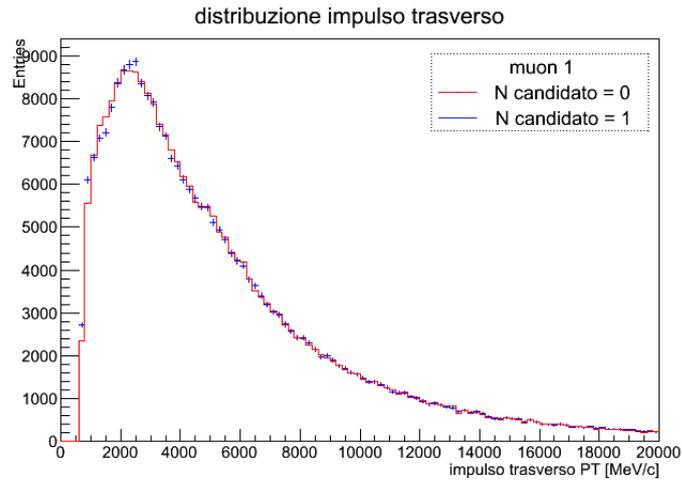


Figura 2.1: Distribuzione impulso trasverso μ^+ e μ^- per eventi con candidati multipli

2.2 Analisi Dati

2.2.1 Campione globale

Partendo dal campione selezionato di coppie $\mu^+\mu^-$ si ricostruisce la massa invariante mostrata in Figura 2.2 dove sono chiaramente visibili i tre picchi corrispondenti alle risonanze $\Upsilon(1S)$ ($\sim 9.4 GeV/c^2$), $\Upsilon(2S)$ ($\sim 10 GeV/c^2$) e $\Upsilon(3S)$ ($\sim 10.4 GeV/c^2$). Questi sono individuabili anche precedentemente alle selezioni (denominato campione totale in Figura 2.2), queste tuttavia hanno avuto l'effetto di migliorare il rapporto segnale/fondo.

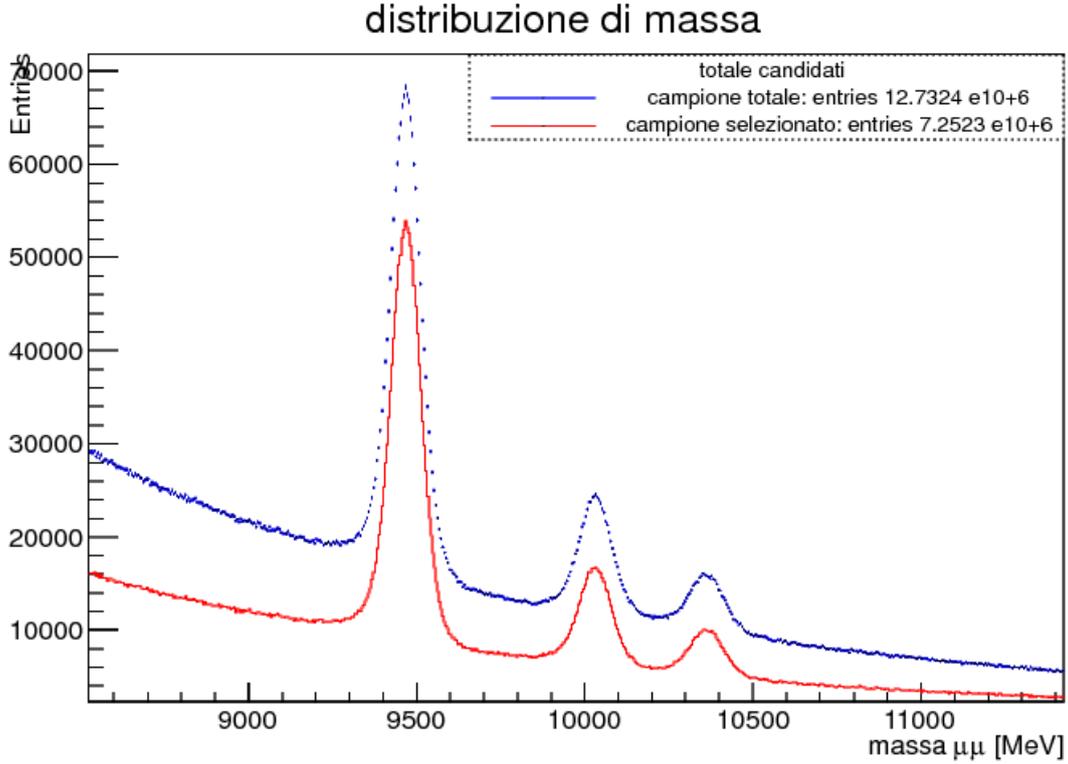


Figura 2.2: Distribuzione di massa delle coppie $\mu^+\mu^-$

2.2.2 Suddivisione in intervalli cinematici

Il campione é stato ulteriormente diviso in regioni con diverse caratteristiche cinematiche anche per poter confrontare i risultati ottenuti con altri esperimenti. A questo scopo sono state utilizzate le variabili impulso trasverso e rapidità dei candidati Υ .

La rapidità é una grandezza adimensionale che individua l'angolo iperbolico con $\tanh(\phi) = \frac{v}{c}$ che mette in relazione il sistema di riferimento del laboratorio e il sistema di riferimento solidale alla particella lungo l'asse del fascio e dipende sia dall'energia della particella che dall'angolo polare della sua traiettoria rispetto all'asse del fascio. La rapidità puó essere calcolata come:

$$\phi = y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_z}{E - P_z} \quad (2.1)$$

dove E é l'energia della particella e P_z il momento della particella lungo l'asse del fascio.

In LHCb l'intervallo di rapidità accessibile, a causa della geometria del rivelatore, é compreso essenzialmente fra 2 e 4.5. La distribuzione dell'impulso trasverso P_T sul campione é mostrata invece in Figura 2.3 . Osservando queste distribuzioni abbiamo scelto degli intervalli e, basandoci sulla consistenza statistica dei vari campioni, é apparso appropriato considerare 21 intervalli di

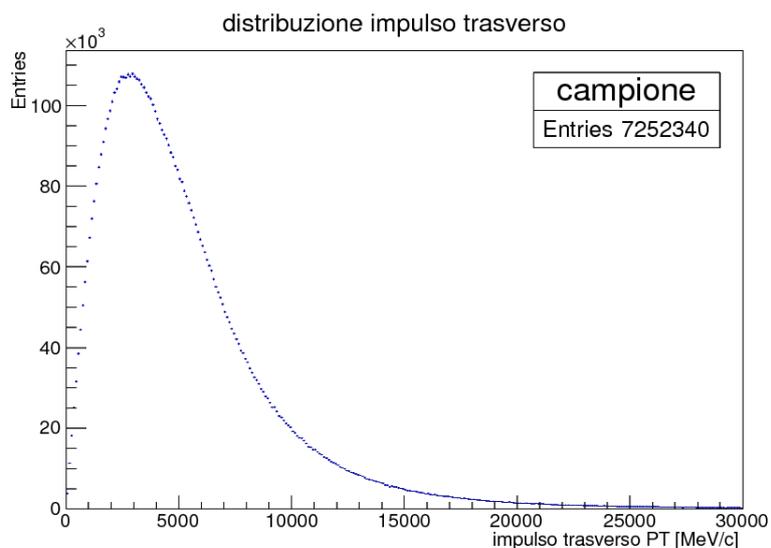


Figura 2.3: Distribuzione impulso trasverso delle coppie $\mu^+\mu^-$

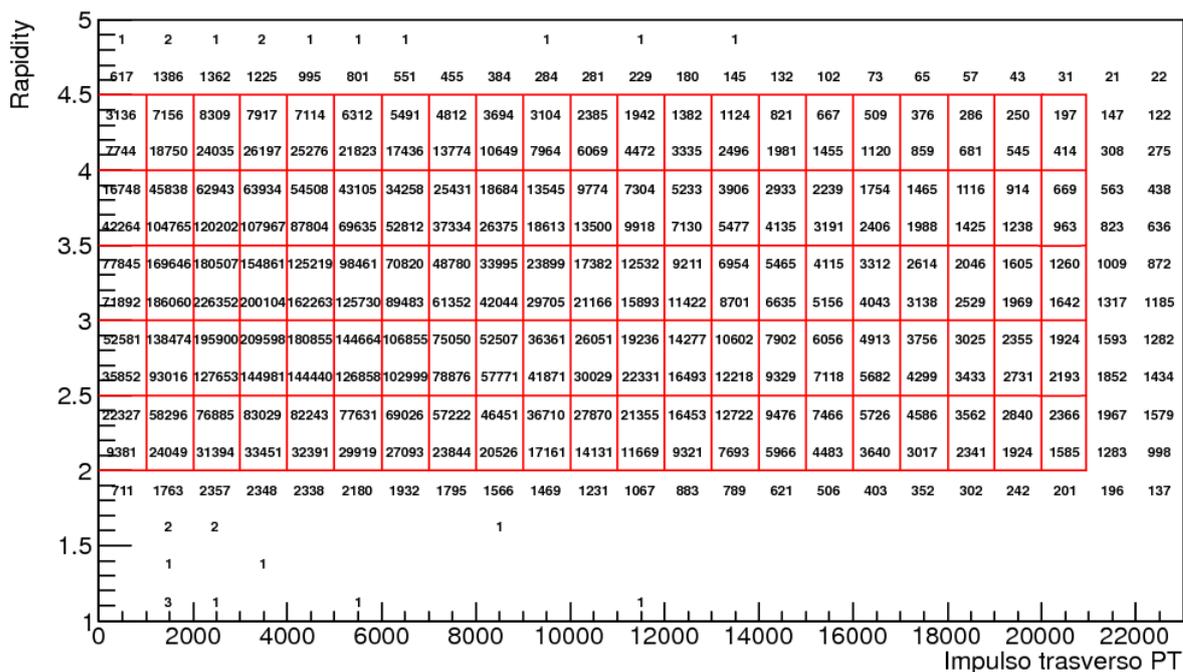


Figura 2.4: Popolazione dei campioni negli intervalli $P_{T,y}$

ampiezza 1 GeV/c con P_T variabile tra 0 e 21 GeV/c e 5 intervalli di rapidità di larghezza 0.5 con y compresa tra 2 e 4.5 per un totale di 105 campioni.

Le dimensioni dei singoli campioni sono evidenziate in Figura 2.4 : va osservato che risultano meno popolate le regioni ad alti P_T e alta rapidità e pertanto in tali regioni ci si aspetta una minore precisione dal punto di vista statistico.

2.2.3 Funzione utilizzata nel fit

Per stimare quantitativamente il numero di risonanze prodotte a partire dalla distribuzione di massa invariante delle coppie $\mu^+\mu^-$ è utile individuare una funzione che possa descrivere le caratteristiche dei tre picchi e riprodurre l'andamento sia del segnale che del fondo. La funzione utilizzata comunemente in letteratura per descrivere decadimenti con perdita radiativa (curva asimmetrica) è la cosiddetta CrystalBall [3], definita come

$$CB(x) = N \exp \left[-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2} \right] \text{ per } \frac{x - \mu}{\sigma} > -\alpha \quad (2.2)$$

$$CB(x) = NA \left(B - \frac{x - \mu}{\sigma} \right)^{-n} \text{ per } \frac{x - \mu}{\sigma} \leq -\alpha \quad (2.3)$$

dove $A = \left(\frac{n}{|\alpha|} \right)^n e^{\left[-\frac{\alpha^2}{2} \right]}$ e $B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|$. Questa essenzialmente è una funzione che riproduce una gaussiana centrale con una coda modificata al di sotto di una certa soglia α con una funzione di grado n per simulare le perdite radiative; la funzione e la sua derivata prima sono continue. L'andamento tipico di questa funzione è mostrato in Figura 2.5 per diversi valori dei parametri.

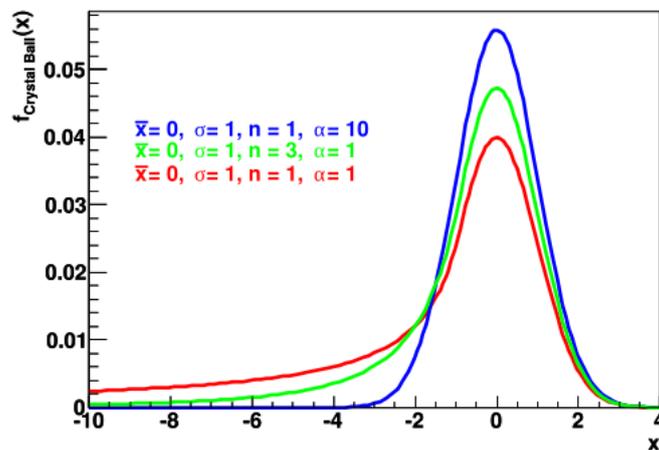


Figura 2.5: Esempi di funzioni CrystalBall

Per descrivere la distribuzione di massa invariante è stata utilizzata una funzione che si ottiene dalla somma di tre funzioni di tipo Crystal Ball centrate approssimativamente sulla massa delle

risonanze nS piú un segnale di fondo di tipo esponenziale decrescente.

$$f_{fit}(x) = CB_1(x) + CB_2(x) + CB_3(x) + \exp(A - Bx)$$

Per questa analisi particolare abbiamo fissato i parametri n ed α rispettivamente ai valori 1 e 2 mentre gli altri parametri sono liberi e vengono determinati dal fit ai punti sperimentali con un criterio di minimizzazione del χ^2 .

2.2.4 Risultati del fit

Sia per il campione totale che per i campioni in ciascuno degli intervalli $(P_{T,y})$ é stato effettuato un fit della distribuzione di massa invariante con la funzione precedentemente indicata, per $8900 \text{ MeV} < M_{\mu\mu} < 10600 \text{ MeV}$. Il risultato ottenuto sul campione totale degli eventi é mostrato in Figura 2.6 dove sono stati evidenziati anche i contributi delle singole funzioni Crystal Ball sottraendo il fondo. La posizione dei picchi indica che sistematicamente la massa viene

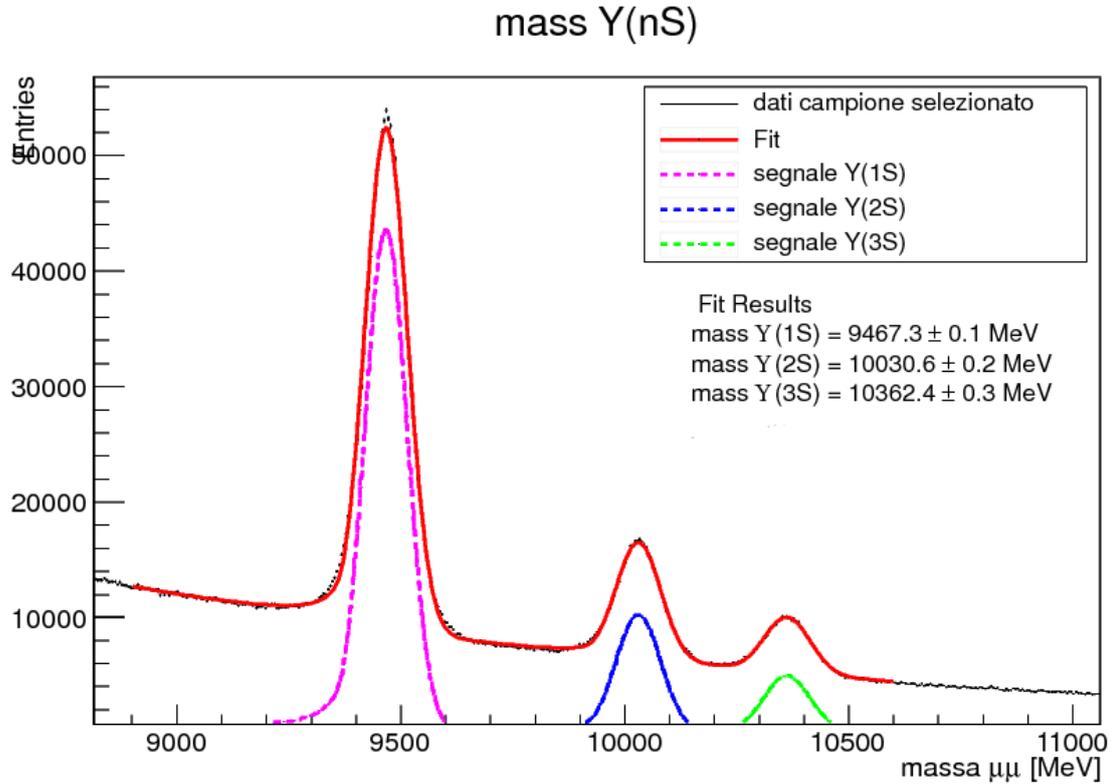


Figura 2.6: Fit campione totale

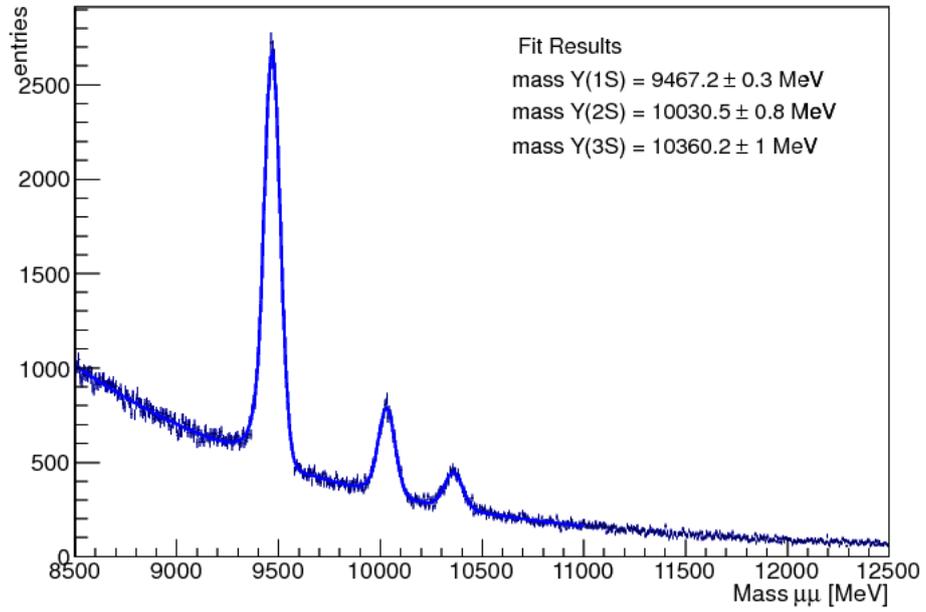
sovrastimata di 7 MeV rispetto ai valori noti delle masse [4] (verosimilmente un piccolo errore della calibrazione della scala dell'impulso) tuttavia questo é ininfluente per gli scopi di questa analisi.

A scopo illustrativo nelle Figure 2.7 e 2.8 sono mostrati i risultati per una regione molto popolata con $3000 \text{ MeV} < P_T < 4000 \text{ MeV}$ e $2.5 < y < 3$ (Campione 3,2), una relativamente ben popolata con $1000 \text{ MeV} < P_T < 2000 \text{ MeV}$ e $3.5 < y < 4$ (Campione 2,4) e una scarsamente popolata con $17 \text{ GeV} < P_T < 18 \text{ GeV}$ e $2,5 < y < 3$ (Campione 17,2).

Per regioni di quest'ultimo tipo può rendersi necessario suddividere la scala di massa invariante in intervalli di larghezza 10 MeV invece che 5 MeV che è la suddivisione di norma utilizzata. Si confrontino a questo scopo le immagini di Figura 2.8.

I risultati ottenuti per le masse delle risonanze $\Upsilon(nS)$ per tutti gli intervalli cinematici considerati sono mostrati in Figura 2.9 . Essi sono tutti consistenti fra loro entro gli errori ad eccezione delle regioni a bassa statistica dove il fit non converge. Questo ha come conseguenza l'esclusione di alcuni intervalli cinematici dai risultati finali.

Fit campione 3,2



Fit campione 2,4

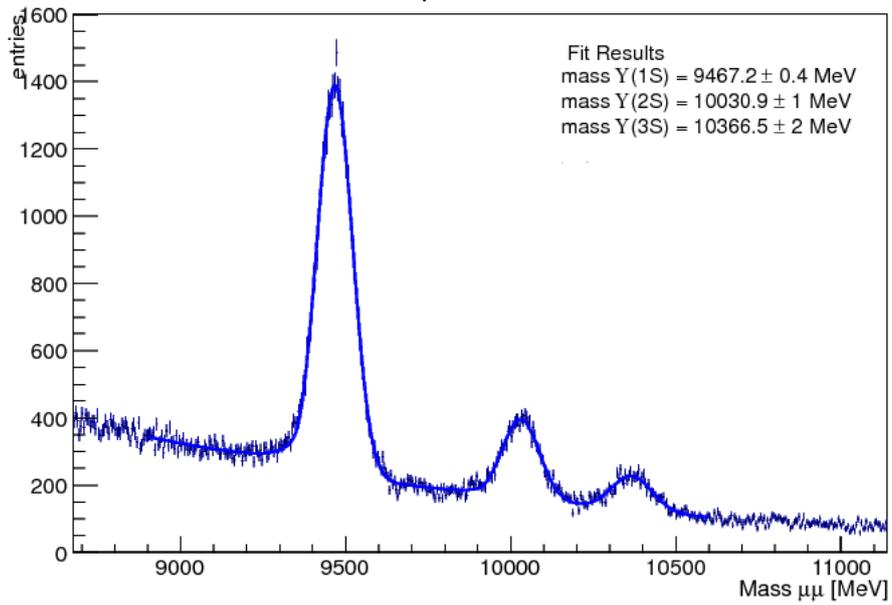


Figura 2.7: Fit campioni P_T, y

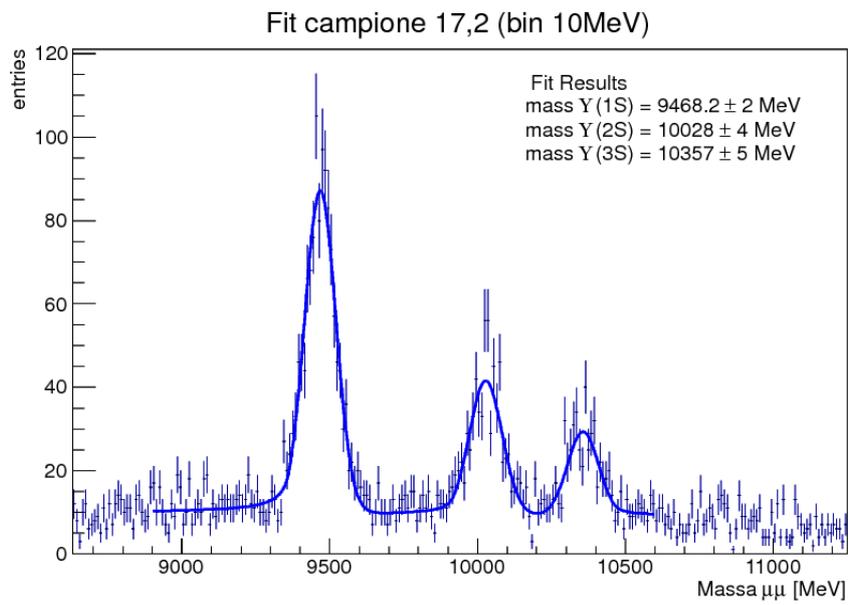
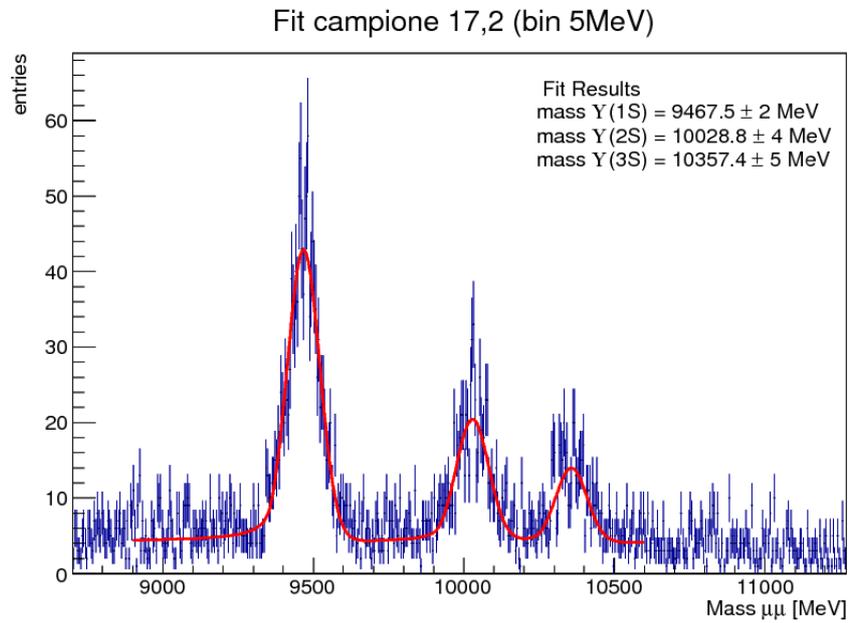


Figura 2.8: Fit campione 17,2 con intervallo di massa 5MeV in rosso e 10 MeV in blu

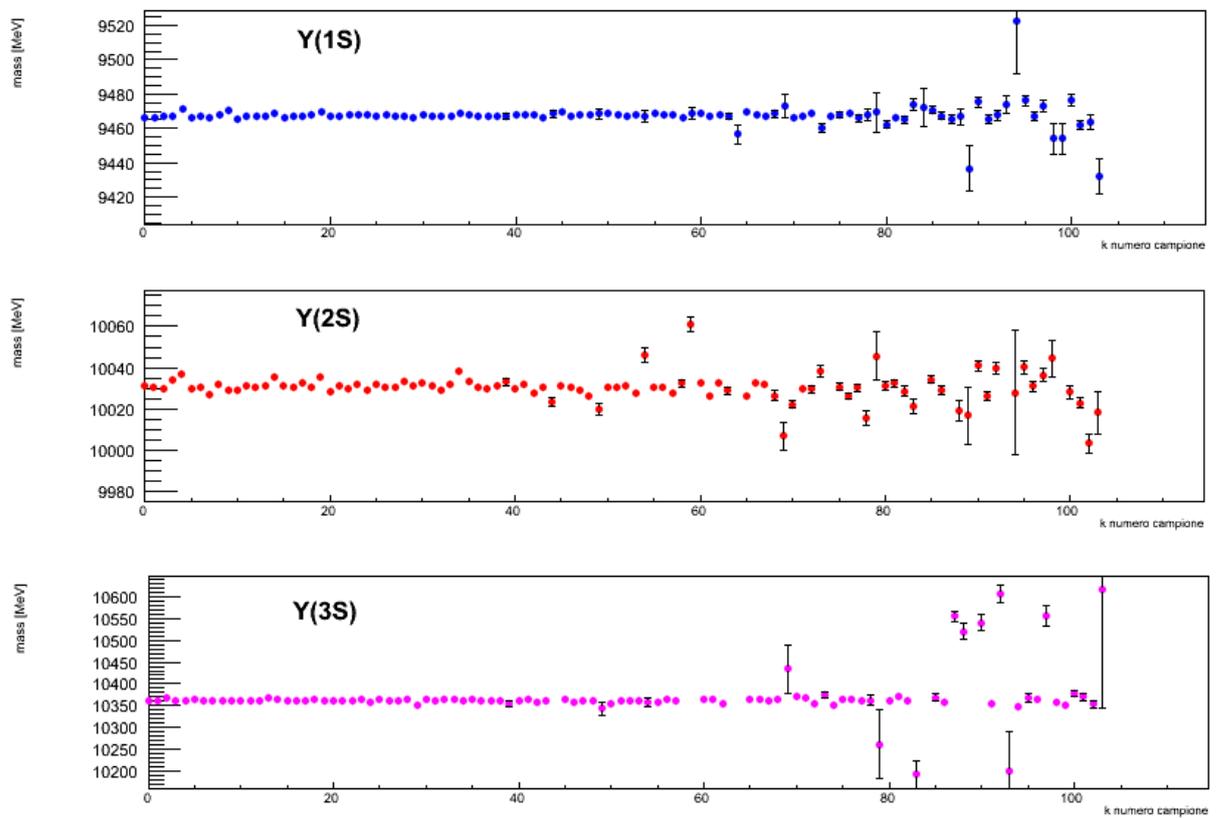


Figura 2.9: Risultati del fit per la massa delle $\Upsilon(nS)$

Capitolo 3

Risultati

3.1 Determinazione del numero di Y(nS)

É possibile ricavare il numero di eventi in cui si osserva una risonanza $\Upsilon(nS)$ facendo l'integrale della funzione Crystal Ball associata ad ogni picco.

$$N_i = \int_0^{+\infty} CB_i(x) dx \quad (3.1)$$

Questo integrale é eseguibile analiticamente; detta Δx la larghezza dell'intervallo in MeV, per $\frac{x-\mu}{\sigma} > -\alpha$ il contributo della Gaussiana risulta

$$I_1 = \frac{N\sigma}{\Delta x} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \operatorname{erfc}\left(-\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right) \quad (3.2)$$

per $\frac{x-\mu}{\sigma} < -\alpha$ e $n=1$, condizione da noi imposta, il contributo del termine polinomiale risulta

$$I_2 = \frac{N\sigma}{\Delta x} A \ln \frac{B + \mu/\sigma}{B + \alpha} \quad (3.3)$$

con l'ulteriore condizione $\alpha = 2$ imposta nel fit, $A = \frac{1}{2}e^{-2}$ e $B = -\frac{3}{2}$.

Pertanto il risultato finale per il numero di eventi sar :

$$N_i = I_1 + I_2 = \frac{N\sigma}{\Delta x} \left[\sqrt{\frac{\pi}{2}} \operatorname{erfc}(-\sqrt{2}) + \frac{1}{2}e^{-2} \ln \frac{\mu - 3\sigma}{\sigma} \right] \quad (3.4)$$

Da queste formule, propagando gli errori sui parametri é possibile ottenere l'errore sul numero di eventi. I risultati ottenuti da questa formula con i parametri ottenuti dal fit per ciascun campione, con relativi errori, sono mostrati nelle Tabelle 3.1 , 3.2 e 3.3. Inoltre integrando sulla rapidit  (o su P_T) é possibile studiare l'andamento del numero degli eventi osservati in funzione di P_T (o di y): i risultati sono mostrati in Tabella 3.5 (o Tabella 3.4).

3.2 Rapporti di produzione

Il numero di $\Upsilon(nS)$ decadute N_{nS}^M da noi misurato é solo una frazione del numero di particelle presenti N_{nS}^V . Essi sono legati dal rapporto di decadimento della $\Upsilon(nS)$ nel canale muonico $BR_{nS \rightarrow \mu\mu}$ e dall'efficienza nel rivelare i muoni prodotti in questo decadimento $\epsilon_{\mu\mu}^{nS}$ secondo

$$N_{nS}^M = N_{nS}^V BR_{nS \rightarrow \mu\mu} \epsilon_{\mu\mu}^{nS} \quad (3.5)$$

In questa analisi si suppone che l'efficienza del rivelatore di muoni sia indipendente dal tipo di decadimento in cui essi sono prodotti $\epsilon_{\mu\mu}^{1S} = \epsilon_{\mu\mu}^{2S} = \epsilon_{\mu\mu}^{3S}$.

Possiamo quindi ottenere il rapporto di produzione tra due Υ generiche:

$$R_{ij} = \frac{N_{iS}^V}{N_{jS}^V} = \frac{N_{iS}^M}{BR_{iS \rightarrow \mu\mu} \epsilon_{\mu\mu}^{iS}} \frac{BR_{jS \rightarrow \mu\mu} \epsilon_{\mu\mu}^{jS}}{N_{jS}^M} = \frac{N_{iS}^M}{N_{jS}^M} \frac{BR_{jS \rightarrow \mu\mu}}{BR_{iS \rightarrow \mu\mu}} \quad (3.6)$$

Bisogna considerare che questo é solo un rapporto apparente, poiché si sta ignorando il contributo di quelle $\Upsilon(nS)$ $n = 2, 3$ prodotte ma decadute in altri stati di livello inferiore $\Upsilon(nS)$ $n = 1, 2$ che risultano quindi maggiormente popolati rispetto al numero di particelle prodotte direttamente dall'interazione primaria (prompt). Ulteriori correzioni possono essere apportate considerando il contributo agli stati $\Upsilon(nS)$ $n = 1, 2, 3$ dei decadimenti degli stati χ_b . In Tabella 3.6 e 3.7 sono mostrati i risultati ottenuti per i rapporti di produzione apparente R_{21} e R_{31} in funzione (rispettivamente) della rapidità e dell'impulso trasverso P_T .

Tabella 3.1: Numero degli eventi in cui osserviamo $\Upsilon(1S)$ per ciascun campione P_T, y

P_T (GeV/c)	$2 < y < 2.5$	$2.5 < y < 3$	$3 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4$	$4 < y < 4.5$
0- 1	6885. \pm 166.	15835. \pm 265.	17025. \pm 302.	11575. \pm 230.	4033. \pm 125.
1- 2	17917. \pm 268.	39650. \pm 415.	42511. \pm 475.	28576. \pm 365.	9727. \pm 191.
2- 3	23382. \pm 307.	50964. \pm 483.	51465. \pm 515.	35131. \pm 402.	12076. \pm 215.
3- 4	23875. \pm 315.	50742. \pm 494.	49685. \pm 501.	33427. \pm 395.	11748. \pm 214.
4- 5	21885. \pm 311.	44107. \pm 471.	42233. \pm 456.	28354. \pm 353.	10027. \pm 204.
5- 6	18863. \pm 288.	36136. \pm 430.	34527. \pm 407.	22379. \pm 316.	7821. \pm 183.
6- 7	15429. \pm 268.	28391. \pm 371.	26723. \pm 347.	16969. \pm 277.	5953. \pm 167.
7- 8	12092. \pm 233.	21984. \pm 320.	20088. \pm 298.	12669. \pm 237.	4399. \pm 140.
8- 9	9192. \pm 212.	16830. \pm 279.	14740. \pm 249.	9166. \pm 198.	2875. \pm 112.
9-10	7310. \pm 191.	12414. \pm 239.	11012. \pm 210.	6900. \pm 169.	2283. \pm 100.
10-11	5693. \pm 167.	9219. \pm 191.	8373. \pm 180.	4870. \pm 144.	1590. \pm 89.
11-12	4181. \pm 138.	7084. \pm 174.	6106. \pm 159.	3594. \pm 118.	1200. \pm 75.
12-13	3173. \pm 123.	5244. \pm 151.	4269. \pm 132.	2462. \pm 76.	602. \pm 44.
13-14	2574. \pm 111.	3892. \pm 123.	3217. \pm 113.	1876. \pm 91.	543. \pm 61.
14-15	1976. \pm 99.	2931. \pm 111.	2272. \pm 94.	1317. \pm 74.	-
15-16	1437. \pm 81.	2141. \pm 92.	1788. \pm 81.	980. \pm 65.	197. \pm 34.
16-17	1115. \pm 76.	1745. \pm 87.	1320. \pm 72.	695. \pm 51.	78. \pm 22.
17-18	895. \pm 65.	1185. \pm 74.	999. \pm 70.	472. \pm 49.	77. \pm 15.
18-19	663. \pm 53.	1055. \pm 63.	663. \pm 48.	267. \pm 46.	31. \pm 18.
19-20	536. \pm 49.	688. \pm 57.	460. \pm 48.	161. \pm 27.	-
20-21	423. \pm 39.	516. \pm 45.	336. \pm 37.	125. \pm 28.	-

Tabella 3.2: Numero degli eventi in cui osserviamo $\Upsilon(2S)$ per ciascun campione P_T, y

P_T (GeV/c)	$2 < y < 2.5$	$2.5 < y < 3$	$3 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4$	$4 < y < 4.5$
0- 1	1464. \pm 98.	3240. \pm 143.	3555. \pm 207.	2519. \pm 154.	842. \pm 64.
1- 2	3719. \pm 147.	8459. \pm 250.	8945. \pm 305.	6045. \pm 219.	2151. \pm 123.
2- 3	5186. \pm 176.	11149. \pm 292.	10894. \pm 345.	7685. \pm 261.	2578. \pm 124.
3- 4	5785. \pm 189.	11020. \pm 300.	11185. \pm 327.	7726. \pm 252.	2754. \pm 142.
4- 5	5392. \pm 194.	10442. \pm 301.	9779. \pm 287.	6859. \pm 239.	2509. \pm 140.
5- 6	4780. \pm 177.	8762. \pm 280.	8320. \pm 265.	5586. \pm 216.	1750. \pm 110.
6- 7	3938. \pm 158.	7536. \pm 248.	6901. \pm 234.	4570. \pm 194.	1670. \pm 133.
7- 8	3498. \pm 166.	5745. \pm 213.	5425. \pm 195.	3238. \pm 177.	1236. \pm 134.
8- 9	2788. \pm 146.	4970. \pm 189.	4313. \pm 169.	2690. \pm 139.	589. \pm 65.
9-10	2194. \pm 133.	3809. \pm 155.	3395. \pm 139.	2032. \pm 121.	731. \pm 113.
10-11	1703. \pm 120.	3121. \pm 143.	2553. \pm 123.	1682. \pm 106.	592. \pm 80.
11-12	1501. \pm 104.	2423. \pm 115.	2161. \pm 112.	1021. \pm 81.	537. \pm 99.
12-13	1096. \pm 85.	1686. \pm 103.	1582. \pm 90.	695. \pm 50.	125. \pm 28.
13-14	903. \pm 79.	1459. \pm 89.	1242. \pm 84.	740. \pm 58.	93. \pm 50.
14-15	738. \pm 80.	1194. \pm 83.	852. \pm 66.	475. \pm 74.	46105. \pm 281.
15-16	619. \pm 60.	869. \pm 69.	672. \pm 63.	304. \pm 48.	34. \pm 19.
16-17	472. \pm 64.	671. \pm 65.	494. \pm 50.	120. \pm 33.	-
17-18	406. \pm 56.	503. \pm 58.	-	103. \pm 23.	-
18-19	224. \pm 35.	436. \pm 46.	231. \pm 39.	-	-
19-20	251. \pm 41.	296. \pm 42.	127. \pm 24.	-	-
20-21	162. \pm 33.	193. \pm 34.	100. \pm 24.	-	-

Tabella 3.3: Numero degli eventi in cui osserviamo $\Upsilon(3S)$ per ciascun campione P_T, y

P_T (GeV/c)	$2 < y < 2.5$	$2.5 < y < 3$	$3 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4$	$4 < y < 4.5$
0- 1	600. \pm 67.	1457. \pm 128.	1529. \pm 158.	1127. \pm 110.	339. \pm 50.
1- 2	1629. \pm 119.	3930. \pm 216.	4239. \pm 277.	2751. \pm 199.	947. \pm 115.
2- 3	2296. \pm 148.	4869. \pm 235.	5359. \pm 270.	3661. \pm 237.	1161. \pm 105.
3- 4	2667. \pm 161.	4857. \pm 256.	5001. \pm 272.	3570. \pm 204.	1339. \pm 141.
4- 5	2434. \pm 147.	4641. \pm 258.	4707. \pm 245.	3046. \pm 207.	1130. \pm 136.
5- 6	2161. \pm 146.	4551. \pm 227.	3999. \pm 218.	2876. \pm 204.	1141. \pm 280.
6- 7	2009. \pm 144.	3861. \pm 215.	3587. \pm 199.	2245. \pm 163.	966. \pm 122.
7- 8	1845. \pm 149.	2853. \pm 179.	2763. \pm 161.	1835. \pm 172.	683. \pm 129.
8- 9	1459. \pm 118.	2894. \pm 176.	2351. \pm 154.	1409. \pm 129.	-
9-10	1282. \pm 110.	2129. \pm 139.	1886. \pm 129.	1033. \pm 106.	268. \pm 117.
10-11	1039. \pm 123.	1898. \pm 124.	1442. \pm 99.	891. \pm 89.	310. \pm 59.
11-12	936. \pm 101.	1442. \pm 107.	1404. \pm 101.	-	-
12-13	673. \pm 84.	1109. \pm 91.	929. \pm 83.	-	-
13-14	517. \pm 78.	940. \pm 76.	678. \pm 74.	323. \pm 50.	-
14-15	546. \pm 75.	833. \pm 87.	513. \pm 62.	200. \pm 74.	-
15-16	390. \pm 50.	588. \pm 71.	403. \pm 86.	252. \pm 62.	199. \pm 71.
16-17	315. \pm 66.	501. \pm 67.	363. \pm 49.	424. \pm 131.	-
17-18	257. \pm 45.	294. \pm 61.	-	-	-
18-19	-	291. \pm 39.	-	320. \pm 128.	-
19-20	146. \pm 41.	125. \pm 41.	-	-	-
20-21	134. \pm 27.	117. \pm 27.	68. \pm 22.	-	-

Tabella 3.4: Numero degli eventi osservati in funzione di y

y	$\Upsilon(1S)$	$\Upsilon(2S)$	$\Upsilon(3S)$
2.0 - 2.5	178986. \pm 893.	46288. \pm 557.	23406. \pm 474.
2.5 - 3.0	351905. \pm 1289.	87415. \pm 818.	44249. \pm 704.
3.0 - 3.5	339001. \pm 1290.	82575. \pm 845.	41555. \pm 712.
3.5 - 4.0	221267. \pm 1005.	54117. \pm 667.	26784. \pm 579.
4.0 - 4.5	76146. \pm 566.	19578. \pm 370.	9421. \pm 326.

Tabella 3.5: Numero degli eventi osservati in funzione di P_T

P_T (GeV/c)	$\Upsilon(1S)$	$\Upsilon(2S)$	$\Upsilon(3S)$
0 - 1	54865.± 514.	11337.± 312.	4887.± 249.
1 - 2	137358.± 808.	28812.± 487.	13120.± 423.
2 - 3	171797.± 905.	36782.± 562.	16778.± 453.
3 - 4	168160.± 904.	37637.± 557.	16880.± 464.
4 - 5	145472.± 842.	34249.± 528.	15429.± 433.
5 - 6	118697.± 760.	28836.± 494.	13851.± 397.
6 - 7	92503.± 669.	23879.± 435.	12216.± 376.
7 - 8	70436.± 579.	18661.± 382.	9498.± 332.
8 - 9	52481.± 496.	15402.± 338.	8442.± 293.
9 - 10	39495.± 427.	11859.± 288.	6410.± 241.
10 - 11	29327.± 359.	9285.± 256.	5339.± 216.
11 - 12	21826.± 312.	7341.± 213.	4521.± 196.
12 - 13	15731.± 270.	5311.± 184.	3246.± 173.
13 - 14	11854.± 231.	4281.± 164.	2420.± 144.
14 - 15	8725.± 195.	3257.± 143.	2099.± 137.
15 - 16	6480.± 169.	2441.± 121.	1612.± 121.
16 - 17	4994.± 154.	1847.± 112.	1255.± 107.
17 - 18	3709.± 136.	1482.± 102.	928.± 91.
18 - 19	2888.± 109.	1280.± 99.	866.± 91.
19 - 20	2059.± 100.	873.± 77.	446.± 83.
20 - 21	1612.± 82.	648.± 70.	434.± 65.

Tabella 3.6: Rapporti di produzione apparenti in funzione di y

y	$\Upsilon(2S)/\Upsilon(1S)$	$\Upsilon(3S)/\Upsilon(1S)$
2.0 - 2.5	0.332±0.030	0.149±0.013
2.5 - 3.0	0.319±0.029	0.143±0.013
3.0 - 3.5	0.313±0.028	0.139±0.013
3.5 - 4.0	0.314±0.029	0.137±0.013
4.0 - 4.5	0.330±0.030	0.140±0.014

Tabella 3.7: Rapporti di produzione apparenti in funzione di P_T

P_T (GeV/c)	$\Upsilon(2S)/\Upsilon(1S)$	$\Upsilon(3S)/\Upsilon(1S)$
0 - 1	0.265 ± 0.025	0.101 ± 0.010
1 - 2	0.269 ± 0.025	0.109 ± 0.010
2 - 3	0.275 ± 0.025	0.111 ± 0.010
3 - 4	0.287 ± 0.026	0.114 ± 0.011
4 - 5	0.302 ± 0.028	0.120 ± 0.011
5 - 6	0.312 ± 0.029	0.133 ± 0.013
6 - 7	0.332 ± 0.031	0.150 ± 0.014
7 - 8	0.340 ± 0.032	0.153 ± 0.015
8 - 9	0.377 ± 0.035	0.183 ± 0.017
9 - 10	0.385 ± 0.036	0.185 ± 0.018
10 - 11	0.407 ± 0.038	0.207 ± 0.021
11 - 12	0.432 ± 0.041	0.235 ± 0.024
12 - 13	0.434 ± 0.042	0.235 ± 0.025
13 - 14	0.464 ± 0.046	0.232 ± 0.025
14 - 15	0.479 ± 0.049	0.274 ± 0.031
15 - 16	0.484 ± 0.051	0.283 ± 0.034
16 - 17	0.475 ± 0.054	0.286 ± 0.036
17 - 18	0.513 ± 0.061	0.285 ± 0.039
18 - 19	0.569 ± 0.071	0.341 ± 0.049
19 - 20	0.545 ± 0.073	0.246 ± 0.052
20 - 21	0.516 ± 0.077	0.306 ± 0.056

Capitolo 4

Conclusioni

I risultati ottenuti per i rapporti di produzione apparente R_{21} e R_{31} sono illustrati in Figura 4.1 e 4.2, dove è possibile osservare un'andamento crescente in funzione dell'impulso trasverso e costante in funzione della rapidità in maniera concorde per entrambi i rapporti di produzione. Questo tipo di andamento è stato riscontrato anche da analisi più dettagliate, seppure entro un range più ristretto di impulso.

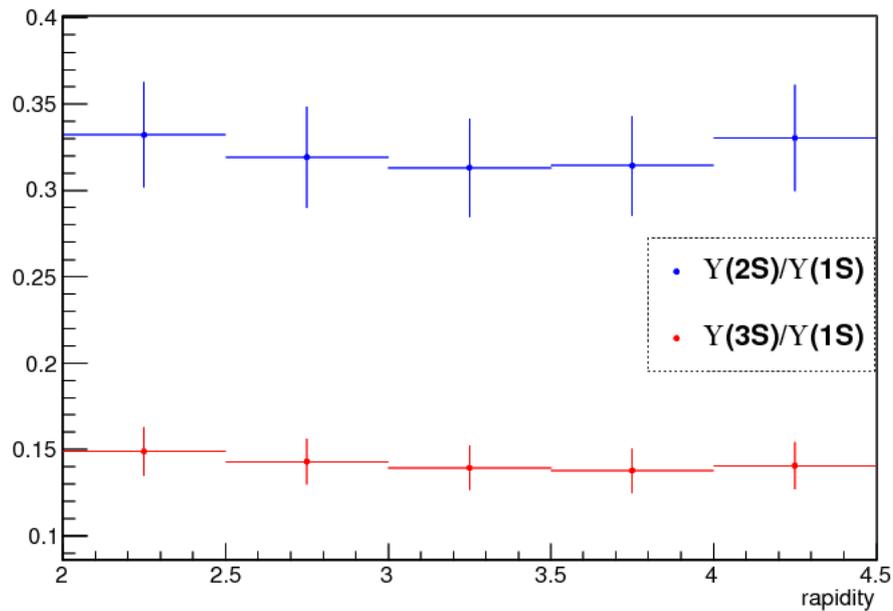


Figura 4.1: Andamento dei rapporti di produzione in funzione di y

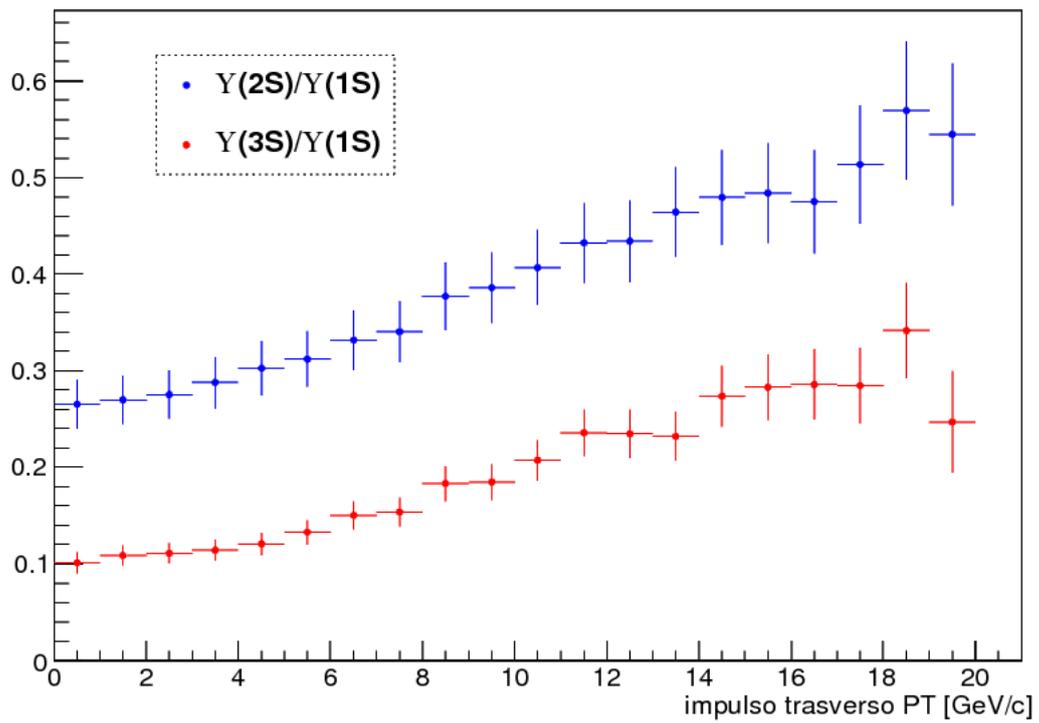


Figura 4.2: Andamento dei rapporti di produzione in funzione di P_T

Bibliografia

- [1] B. Pohv K. Rith C. Scholz F. Zetsche , *Particelle e Nuclei* , (2002)
- [2] *ROOT: A Data Analysis Framework* , <http://root.cern.ch/drupal/>
- [3] J.E. Gaiser, *Charmonium Spectroscopy from Radiative Decays of the J/Ψ and Ψ'* , Ph.D. Thesis, SLAC-R-255, Appendix-F p.178 , (1982)
- [4] Particle Data Group, *Particle Physics Booklet*, (2012)

Ringraziamenti

C'è una domanda, tra le nostre discussioni da scout, che mi viene in mente ora:

Stai facendo ciò che vuoi davvero in questo momento della tua vita?

Finalmente penso di poter dire sí, durante questo lavoro di tesi lo stavo facendo, con tutte le mie forze.

Per questo ringrazio infinitamente il Professor Saitta che mi ha guidato e istruito durante questa piccola impresa impossibile, rendendola possibile, con immensa pazienza e disponibilità. Ringrazio il Dottor Andrea Contu per il supporto, i consigli e le risposte alle mie domande piú stupide e la Dottoressa Giulia Manca per i consigli tecnici.

É stato un piacere e un onore poter lavorare sui dati di LHCb.