

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

**Analisi dello spettro di massa invariante
 $J/\psi\pi^+\pi^-$ in collisioni p-p a $\sqrt{s} = 8$ TeV con
il rivelatore CMS**

Relatore:

**Dott.ssa
Alessandra Fanfani**

Presentata da:

Vittorio Ricciardulli

Correlatore:

Dott. Daniele Fasanella

**Sessione III
Anno Accademico 2012/2013**

Abstract

In questo lavoro di tesi è stato studiato lo spettro di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$, $m(J/\psi\pi^+\pi^-)$, in collisioni protone-protone a LHC, con energia nel centro di massa (\sqrt{s}) pari a 8 TeV, alla ricerca di nuovi stati adronici. Lo studio è stato effettuato su un campione di dati raccolti da CMS in tutto il 2012, corrispondente ad una luminosità integrata (\mathcal{L}_{int}) di 18.6 fb^{-1} . Lo spettro di massa invariante $m(J/\psi\pi^+\pi^-)$, è stato ricostruito selezionando gli eventi $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ associati a due tracce cariche di segno opposto, assunte essere pioni, provenienti da uno stesso vertice di interazione. Nonostante l'alta statistica a disposizione e l'ampia regione di massa invariante tra 3.6 e $6.0 \text{ GeV}/c^2$ osservata, sono state individuate solo risonanze già note: la risonanza $\psi(2S)$ del charmonio, lo stato $X(3872)$ ed una struttura più complessa nella regione attorno a $5 \text{ GeV}/c^2$, che è caratteristica della massa dei mesoni contenenti il quark beauty (mesoni B). Al fine di identificare la natura di tale struttura, è stato necessario ottenere un campione di eventi arricchito in adroni B. È stata effettuata una selezione basata sulla lunghezza di decadimento, che riflette la caratteristica degli adroni B di avere una vita media relativamente lunga (ordine dei picosecondi) rispetto ad altri adroni. Dal campione così ripulito, è stato possibile distinguere tre sottostrutture nello spettro di massa invariante in esame: una a $5.36 \text{ GeV}/c^2$, identificata come i decadimenti $B_s^0 \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$, un'altra a $5.28 \text{ GeV}/c^2$ come i candidati $B^0 \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ e un'ultima allargata tra 5.1 e $5.2 \text{ GeV}/c^2$ data da effetti di riflessione degli scambi tra pioni e kaoni. Quest'ultima struttura è stata identificata come totalmente costituita di una combinazione di eventi $B^0 \rightarrow J/\psi K^\pm\pi^\mp$ e $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+K^-$.

Indice

| | |
|---|-----------|
| Introduzione | 1 |
| 1 Cenni Teorici | 3 |
| 1.1 Particelle ed interazioni fondamentali | 3 |
| 1.2 Classificazione degli adroni | 5 |
| 1.2.1 Charmonio | 5 |
| 1.2.2 X(3872) | 6 |
| 1.2.3 Mesoni B | 7 |
| 2 Il rivelatore CMS | 9 |
| 2.1 Il Large Hadron Collider | 9 |
| 2.2 Il Compact Muon Solenoid | 10 |
| 2.2.1 Il tracciatore | 11 |
| 2.2.2 I calorimetri | 12 |
| 2.2.3 Il solenoide superconduttore | 12 |
| 2.2.4 Il sistema di rivelazione dei muoni | 13 |
| 2.2.5 Il Trigger | 16 |
| 3 Selezione degli eventi | 17 |
| 3.1 Selezione dei candidati J/ψ | 17 |
| 3.1.1 Selezione dei muoni | 17 |
| 3.1.2 Selezione dei candidati $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ | 19 |
| 3.2 Selezione delle tracce cariche | 23 |
| 3.3 Selezione dei candidati $J/\psi\pi^+\pi^-$ | 24 |
| 3.4 Spettro di massa invariante $J/\psi\pi^+\pi^-$ | 25 |
| 4 Studio dello spettro di massa invariante $J/\psi\pi^+\pi^-$ | 29 |
| 4.1 Selezione dei candidati B | 29 |
| 4.1.1 Fit allo spettro di massa invariante $m(J/\psi\pi^+\pi^-)$ | 33 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 4.2 | Identificazione del <i>bump</i> | 35 |
| 4.2.1 | Riflessione di π^\pm con K^\pm | 35 |
| 4.2.2 | Riflessione del di-pione con un di-kaone | 37 |
| 4.2.3 | Fit allo spettro di massa invariante $m(J/\psi K^+ K^-)$ | 38 |
| 4.3 | Verifica dell'identificazione del <i>bump</i> | 40 |
| 5 | Conclusioni | 43 |
| | Elenco delle figure | 45 |
| | Elenco delle tabelle | 49 |
| | Bibliografia | 51 |

Introduzione

Il CERN (*European Organization for Nuclear Research*) è il laboratorio di fisica delle alte energie situato a Ginevra, dove è ubicato l'acceleratore di particelle LHC (*Large Hadron Collider*). Caratterizzato da valori di energia nel centro di massa dell'ordine dei TeV, esso costituisce lo stato dell'arte nella costruzione degli acceleratori di particelle e permette di studiare processi di fisica fondamentale disponendo di un'alta statistica. I processi di collisione ad alte energie sono studiati indipendentemente da quattro diversi esperimenti. Questo lavoro di tesi è stato svolto nell'ambito della collaborazione CMS (*Compact Muon Solenoid*) e consiste nello studio dello spettro di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$, con $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, in collisioni protone-protone a LHC, con energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 8$ TeV. Tale studio viene effettuato su un campione di dati raccolti da CMS in tutto il 2012 e corrispondente ad una luminosità integrata $\mathcal{L}_{int} = 18.6$ fb $^{-1}$. Vista l'alta statistica di cui si dispone, viene esaminato, alla ricerca di nuovi stati adronici, l'ampio intervallo di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$ tra 3.6 e 6.0 GeV/ c^2 . Nel ricostruire gli eventi $J/\psi\pi^+\pi^-$, con $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, è risultata di fondamentale importanza la caratteristica del rivelatore CMS di avere un ottimo sistema dedicato alla rivelazione dei muoni, che permette di ricostruire meglio i candidati $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Questa tesi è strutturata come segue.

Nel primo capitolo vengono esposti i concetti base della fisica delle particelle elementari e vengono considerati alcuni concetti fondamentali riguardo la classificazione degli adroni con corrispondente descrizione di alcuni di essi.

Nel secondo capitolo viene descritto l'apparato sperimentale: l'acceleratore LHC ed il rivelatore CMS.

Il terzo capitolo tratta la selezione effettuata per ricostruire lo spettro di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$ con $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Nel quarto capitolo viene esaminato lo spettro di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$ nella regione dei 5 GeV/ c^2 allo scopo di identificare le strutture che vi si osservano.

Capitolo 1

Cenni Teorici

In questo capitolo vengono introdotti i concetti essenziali sulle interazioni e sulle particelle fondamentali (paragrafo 1.1) e vengono fatte delle considerazioni sugli adroni al fine di descrivere alcune risonanze osservate in questo lavoro di tesi (paragrafo 1.2).

1.1 Particelle ed interazioni fondamentali

Il Modello Standard (SM) è la teoria quantistica di campo che descrive la materia in termini di particelle elementari e delle interazioni alle quali esse sono soggette: interazione forte, debole ed elettromagnetica (l'interazione gravitazionale non è descritta dal SM perchè la teoria di campo associata risulta non rinormalizzabile). Tali particelle possono essere suddivise in base al numero quantico di spin in *fermioni*, se di spin semi-intero, e in *bosoni*, se di spin intero. I fermioni fondamentali del SM sono i quark e i leptoni, che costituiscono la materia ordinaria, mentre i bosoni fondamentali sono i bosoni di gauge che costituiscono i mediatori delle interazioni tra le particelle. Secondo il SM, ci sono 12 bosoni e 12 fermioni elementari, riportati in tabella 1.1.

Per quanto riguarda i fermioni, essi sono distinti in due famiglie di sei componenti ciascuna: i *leptoni* (l) ed i *quark* (q). Tale distinzione riflette il fatto che i quark risentono dell'interazione forte mentre i leptoni no. All'interno di queste due famiglie, inoltre, si può procedere ad organizzare le particelle in doppietti, come mostrato in tabella 1.1. Secondo tale distinzione, i leptoni sono suddivisi in tre generazioni, e ad ognuna di esse è associato un numero quantico di sapore. Ognuna di queste è costituita da una particella con carica elettrica unitaria negativa ed il corrispondente neutrino, con

carica elettrica nulla. Questi ultimi risentono della sola forza debole, mentre i restanti 3, elettrone, muone e particella τ , interagiscono anche tramite interazione elettromagnetica. Per quanto riguarda i quark, essi presentano carica elettrica frazionaria e numero quantico di sapore distinto, tranne che nel caso del doppietto formato dal quark *up* e dal quark *down*. Questi ultimi, infatti, dal punto di vista del sapore sono considerati come diversi stati della stessa particella (nell'approssimazione di massa uguale) e accoppiati in un doppietto al quale è associato un numero quantico, detto isospin, che soddisfa alle regole algebriche dei momenti angolari. I quark, inoltre, risentono dell'interazione forte e pertanto presentano un numero quantico aggiuntivo, la carica di colore.

I bosoni, invece, sono distinti in base all'interazione cui fanno parte: uno è il quanto del campo elettromagnetico, il fotone (γ), altri tre sono i mediatori della interazione debole (W^\pm e Z^0) e i restanti otto sono i gluoni ($g_1 \dots g_8$), mediatori della interazione forte. Secondo il Modello Standard, inoltre, è presente un ulteriore bosone mediatore massivo con spin nullo, detto bosone del campo di Higgs.

Dal Modello Standard, infine, risulta che esistono altrettante particelle fondamentali, dette antiparticelle, con massa uguale alle precedenti e con numeri quantici opposti.

| Leptoni | | | Bosoni |
|--|--|--|-----------------|
| $\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}$ | $\begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$ | $\begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$ | γ |
| Quark | | | W^\pm |
| $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$ | $\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$ | $\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$ | Z^0 |
| | | | $g_1 \dots g_8$ |

Tabella 1.1: Particelle elementari del Modello Standard.

Per i processi di decadimento che saranno considerati ed osservati in questo lavoro di tesi, nel paragrafo successivo viene esposta qualche nozione sulla fisica di interazione degli *adroni*, le particelle che risentono della forza forte.

1.2 Classificazione degli adroni

Secondo il SM, i quark si combinano tra loro per effetto dell'interazione forte a formare stati legati di adroni con carica di colore risultante nulla (confinamento di colore). Determinare uno di questi stati significa specificarne il contenuto in quark. Il modo in cui i quark si combinano a formare adroni composti è descritto dalla teoria dei gruppi da cui risulta che essi formano stati legati di un quark ed un antiquark, detti *mesoni*, e stati legati di tre quark o di tre antiquark, detti *barioni*. Di seguito vengono descritti alcuni stati adronici ($q\bar{q}$), cioè mesoni, che rivestono particolare importanza in questo lavoro di tesi.

1.2.1 Charmonio

Per *Charmonio* si intende uno stato legato di un quark charm e del corrispondente antiquark ($c\bar{c}$). L'insieme di tutti gli stati del charmonio forma lo spettro del charmonio, mostrato in figura 1.1.

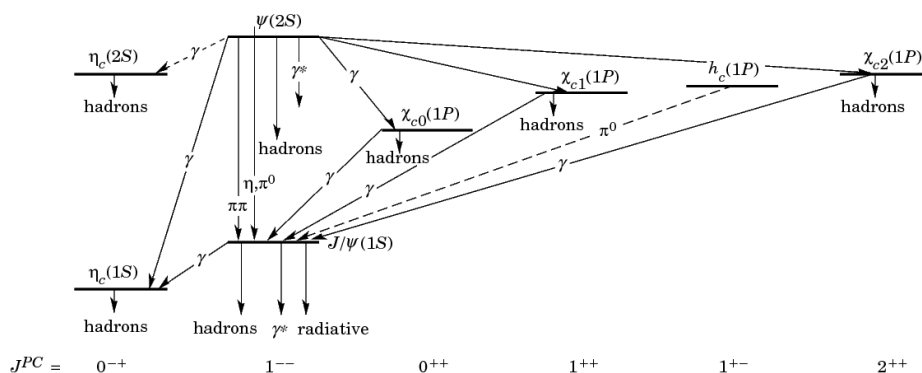


Figura 1.1: Spettro del charmonio.

I numeri quantici che caratterizzano lo spettro sono:

- il momento angolare orbitale totale dei partoni costituenti, L , che può assumere i valori 0, 1 e 2 a cui corrispondono i livelli S, P e D, rispettivamente.
- il momento angolare di spin totale dei partoni costituenti, S , che può assumere i valori 0 e 1 a cui corrispondono gli stati di singoletto e di tripletto, rispettivamente.

- il momento angolare totale del sistema ($c\bar{c}$), J , somma dei momenti angolari orbitali e di spin.
- l'autovalore di parità del sistema ($c\bar{c}$), definito come $P = (-1)^{L+1}$.
- l'autovalore di coniugazione di carica del sistema ($c\bar{c}$), definito come $C = (-1)^{L+S}$.

All'interno dello spettro del charmonio riveste particolare importanza la risonanza J/ψ , primo stato eccitato dello spettro, che rappresenta un ottimo esempio per lo studio dei sistemi ($c\bar{c}$). Scoperto indipendentemente nel novembre 1974 da due gruppi di ricerca, uno al *Brookhaven National Laboratory* [1] e l'altro al laboratorio SLAC a Stanford con l'acceleratore *SPEAR* [2], confermò la predizione teorica dell'esistenza di un quarto quark, il quark charm. Per quanto riguarda le caratteristiche fisiche di tale stato, esso ha una massa di $3096.916 \pm 0.011 \text{ MeV}/c^2$ ed una larghezza di $92.9 \pm 2.8 \text{ keV}/c^2$ [3]. Il valore eccezionalmente piccolo della larghezza è dovuto al fenomeno di soppressione dei decadimenti adronici, che determina una vita media più lunga delle aspettative. Il suo stato eccitato, $\psi(2S)$, ha una massa di $3686.11 \pm 0.01 \text{ MeV}/c^2$ ed una larghezza di $303 \pm 9 \text{ keV}/c^2$ [3]. Come si nota in figura 1.1, tale stato può decadere in $J\psi$ secondo diversi canali di decadimento. In questo lavoro di tesi è stato osservato il decadimento $\psi(2S) \rightarrow J\psi\pi^+\pi^-$.

1.2.2 X(3872)

Nel 2003 venne scoperto, con l'esperimento BELLE, un nuovo stato adronico con massa superiore ai valori tipici di massa del charmonio, e denominato X(3872), dalla sua massa attorno a $3872 \text{ MeV}/c^2$ [4]. Come si nota in figura 1.1, tale stato adronico non è atteso dalla spettroscopia del charmonio e, nonostante sia stato ampiamente studiato, non è ancora stato possibile darne un'interpretazione certa in termini del contenuto di quark, che potrebbe non essere una semplice combinazione ($q\bar{q}$). Tra le ipotesi avanzate, si pensa che possa essere uno stato legato di quattro quark (un tetraquark) o una "molecola" di due mesoni charmati, cioè contenenti il quark o l'antiquark charm. Per determinare la natura di questa risonanza, bisogna determinare i suoi numeri quantici e secondo uno studio effettuato recentemente dalla collaborazione LHCb (*LHC beauty*), sembra più favorita una descrizione di natura esotica [5].

1.2.3 Mesoni B

I mesoni B sono stati legati contenenti un quark o un antiquark beauty e, pertanto, presentano valori di massa maggiori delle risonanze descritte finora. Dalle combinazioni con i quark e gli antiquark up, down, strange e charm si ottengono, rispettivamente, i mesoni B^\pm , B^0 o \bar{B}^0 , B_s^0 o \bar{B}_s^0 e B_c^\pm . La particolarità di questa classe di particelle è quella di avere un tempo di decadimento medio (τ) dell'ordine dei picosecondi, molto elevato rispetto agli ordini di grandezza caratteristici dei decadimenti adronici. Questa peculiarità dei mesoni B si può spiegare attraverso considerazioni sul decadimento di uno stato legato di tipo $(q\bar{b})$ o $(\bar{q}b)$. In questi sistemi è prevalente il decadimento detto “a spettatore esterno” in cui è il solo quark beauty a decadere, perchè molto più massivo degli altri. Il decadimento dei quark per interazione debole è descritto da una matrice unitaria, detta matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), riportata di seguito:

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

Gli elementi, V_{ij} , di questa matrice danno informazioni sul processo di interazione debole tra il quark “i” e il quark “j” specificati dai pedici. Per quanto riguarda il quark beauty, esso decade in un quark charm o down per interazione debole e, dunque, informazioni sul processo si ottengono considerando gli elementi di matrice V_{ub} e V_{cb} . Questi risultano essere molto più piccoli dei termini principali della matrice e, pertanto, il decadimento del quark b è fortemente soppresso e i mesoni B presentano l’alta vita media osservata. In tabella 1.2 sono riportati le masse ed i valori medi del tempo di decadimento dei quattro mesoni B.

| Mesone | Quarks | Massa(MeV/c ²) | $\tau(\sim 10^{-12}s)$ |
|-----------|--------|----------------------------|------------------------|
| B^\pm | b,u | 5279.26 ± 0.17 | 1.641 ± 0.008 |
| B^0 | b,d | 5279.58 ± 0.17 | 1.519 ± 0.007 |
| B_s^0 | b,s | 5366.77 ± 0.24 | 1.516 ± 0.011 |
| B_c^\pm | b,c | 6276.45 ± 1.8 | 0.452 ± 0.033 |

Tabella 1.2: Contenuto in quark, valori di massa e tempi medi di decadimento dei mesoni B [3].

Una conseguenza di quanto finora discusso è la corrispondente elevata lunghezza di decadimento degli adroni contenenti quark beauty, grandezza

definita come:

$$L = \gamma\beta c\tau = \frac{p_B}{m_B} c\tau$$

dove $\gamma\beta$ rappresenta il boost relativistico del mesone, τ il suo tempo di decadimento, p_B il suo impulso e m_B la sua massa. La quantità $c\tau$, che rappresenta lo spazio percorso dal mesone prima di decadere nel sistema di riferimento solidale con esso, è in media di circa 460 μm . Moltiplicando tale valore per il boost relativistico $\gamma\beta$ si ottiene una lunghezza di decadimento nel sistema di riferimento solidale con il laboratorio, di circa $\sim 3\text{-}5\text{mm}$. Tale valore indica che nella produzione di mesoni B in esperimenti di collisione si può distinguere un vertice di decadimento secondario separato alcuni millimetri da quello primario dove avviene la collisione. Ciò può essere sfruttato per definire un criterio di selezione volto ad ottenere un campione di eventi arricchito di questi mesoni.

Capitolo 2

Il rivelatore CMS

In questo capitolo vengono descritte le principali caratteristiche dell'apparato sperimentale: l'acceleratore di particelle LHC ed il rivelatore CMS.

2.1 Il Large Hadron Collider

Il *Large Hadron Collider* (LHC) è l'acceleratore di particelle costruito presso il CERN di Ginevra allo scopo di ottenere collisioni tra fasci di protoni ad alte energie. Ubicato nel tunnel che fino al 2000 ha ospitato il LEP (*Large Electron-Positron Collider*), l'acceleratore è stato progettato per ottenere collisioni con energia nel centro di massa (\sqrt{s}) fino a 14 TeV ed è entrato in funzione nel 2008. Il tunnel di LHC ha una circonferenza lunga 26.7 km e si trova ad una profondità di 100 m. Un parametro di importanza fondamentale per caratterizzare gli acceleratori è la *luminosità* (\mathcal{L}) definita come: $N = \mathcal{L}\sigma$, dove N è il numero di collisioni nell'unità di tempo (*rate*) e σ è la sezione d'urto. LHC è progettato per raggiungere una luminosità istantanea di $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

I fasci di protoni sono fatti circolare in verso opposto all'interno di due tubi a vuoto distinti, inseriti all'interno di magneti superconduttori che mantengono gli adroni in una traiettoria curvilinea generando un campo magnetico di 8.3 T. Per il funzionamento di tali magneti, l'acceleratore è stato progettato con un impianto criogenico ad elio liquido che li mantiene alla temperatura di lavoro di 1.9 K. I fasci vengono fatti collidere in quattro punti dell'anello acceleratore, in corrispondenza dei rivelatori di particelle usati per studiare le collisioni ad alte energie. I principali rivelatori sono: ALICE (*A Lead Ion Collider Experiment*), ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*), CMS (*Compact Muon Solenoid*) e LHCb (*LHC beauty experiment*).

2.2 Il Compact Muon Solenoid

Il Compact Muon Solenoid [6] è un rivelatore di particelle detto *general purpose*, cioè progettato per poter studiare tutta la fenomenologia delle collisioni protone-protone ed è posto in una delle cavità del tunnel di LHC in cui vengono fatti collidere i fasci di protoni. In figura 2.1 è rappresentato schematicamente il rivelatore.

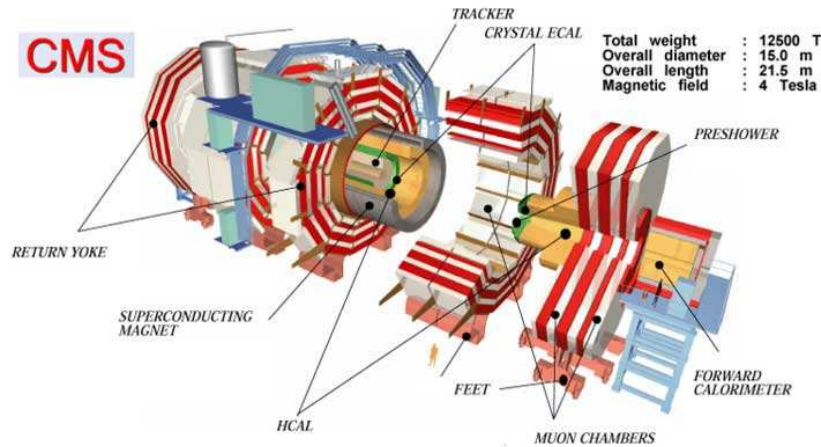


Figura 2.1: Spaccato del rivelatore CMS in cui sono indicate le componenti di rivelazione.

Progettato per avere un ampio volume sensibile per la rivelazione delle tracce lasciate dalle particelle, il rivelatore CMS presenta una lunghezza di 21.6 m, un diametro di 14.6 m ed un peso di 12500 tonnellate. In figura 2.2 sono mostrate le sezioni longitudinale e trasversale del rivelatore ed è indicato il sistema di coordinate usato in CMS. L'origine del sistema di coordinate è posta nel punto nominale di interazione, in cui collidono i fasci di protoni, l'asse z è posto lungo la direzione dei fasci, l'asse x è l'asse orizzontale perpendicolare a z che punta verso il centro dell'anello e l'asse y , perpendicolare al piano individuato da x e z , è l'asse verticale che punta verso l'alto. Definito il sistema di coordinate, si individuano il piano trasversale (piano xy) ed il piano longitudinale (piano yz). Nel piano yz può essere definita una variabile in funzione dell'angolo θ , chiamata *pseudorapidità*, come $\eta = -\ln \tan(\frac{\theta}{2})$. Viene usata tale coordinata per dividere il rivelatore in tre regioni geometriche, convenzionalmente definite come:

- *barrel* per $|\eta| < 0.8$
- *overlap* per $0.8 < |\eta| < 1.2$

- *endcap* per $|\eta| > 2.4$

Questa distinzione tornerà utile nello studio delle collisioni raccolte in CMS.

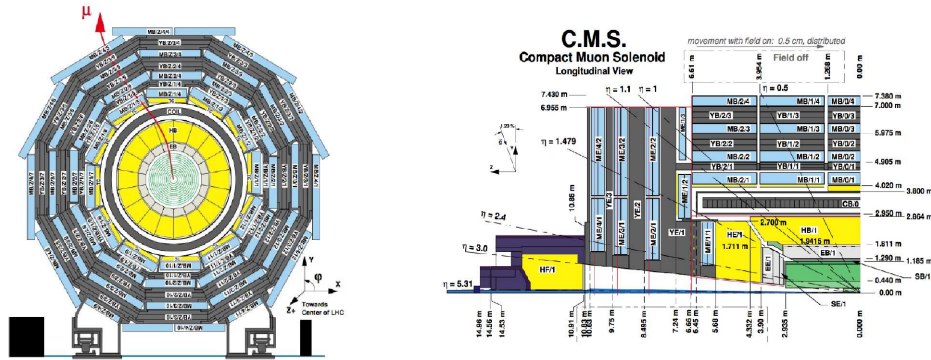


Figura 2.2: Sezione trasversale (a sinistra) e longitudinale (a destra) del rivelatore CMS

Nei paragrafi successivi vengono descritte le principali caratteristiche delle componenti del rivelatore, indicate in figura 2.1.

2.2.1 Il tracciatore

Nella zona più interna del rivelatore, vicino all'origine delle coordinate di CMS, si trova il tracciatore o *Tracker*, il cui scopo principale è quello di localizzare le particelle prodotte nelle collisioni attraverso dei sensori al silicio. È riportato schematicamente in figura 2.3. Ha una lunghezza di 5.8 m ed un diametro di 2.5 m e permette di valutare i parametri delle particelle associate alle tracce rivelate, come ad esempio l'impulso, e di individuare eventuali vertici di interazione secondari. È suddiviso in due componenti, differenti per caratteristiche di costruzione e per posizionamento, descritte di seguito:

- per la zona più vicina all'origine, $r < 20$ cm, in cui il flusso di particelle è molto grande, si impiegano sensori a *pixel* che hanno un'alta resistenza alle radiazioni e che permettono di ottenere un'elevata granularità nella rivelazione.

- per $r > 20$ cm, sono invece impiegati sensori a microstrip di silicio, che hanno risoluzione minore dei pixel. Tale scelta riflette il fatto che il flusso

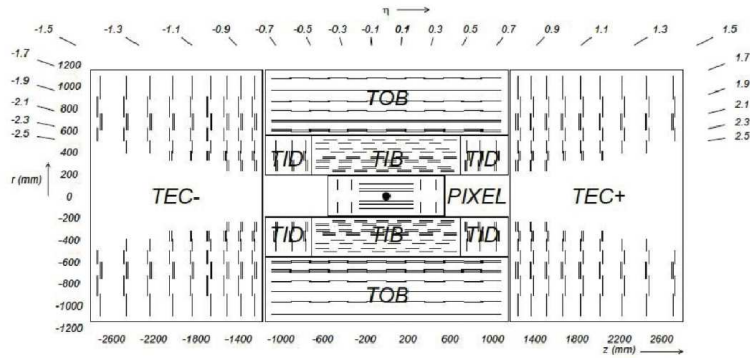


Figura 2.3: Rappresentazione schematica del tracciatore. All'interno si nota il rivelatore a pixel e all'esterno è mostrata la segmentazione del rivelatore a microstrip di silicio.

2.2.2 I calorimetri

Il Compact Muon Solenoid è munito di due tipi di calorimetri: E-CAL (il calorimetro elettromagnetico), posto appena dopo il tracciatore, e H-CAL (il calorimetro adronico), posto appena oltre il primo calorimetro.

- *E-CAL* è costituito da circa 80000 cristalli scintillanti di tungstato di piombo ($PbWO_4$) e, come indica il nome, serve a misurare l'energia di elettroni e fotoni.
- *H-CAL* è formato da strati di materiale metallico denso, quali acciaio e ottone, alternati con strati di scintillatore plastico o fibre di quarzo e serve a misurare l'energia degli adroni. La composizione non omogenea è molto differente dal calorimetro elettromagnetico e si rende necessaria per poter contenere gli sciami adronici, più larghi e penetranti di quelli elettromagnetici.

2.2.3 Il solenoide superconduttore

Esternamente ai calorimetri, CMS presenta un solenoide superconduttore, componente fondamentale dell'apparato sperimentale, che racchiude tutte

e tre le componenti di rivelazione finora introdotte. Ha un diametro di 5.9 m, una lunghezza di 12.9 m ed è costituito di una bobina di materiale superconduttore (niobio-titanio). È mantenuto a 4.65 K dal sistema criogenico ad elio liquido e permette di generare un campo magnetico di 3.8 T al suo interno e di 2.0 T all'esterno. Tale campo magnetico fa curvare le particelle cariche, permettendo così di distinguerle e di misurarne l'impulso attraverso sistemi di rivelazione come il tracciatore. Il campo esterno è stabilizzato dalle strutture dodecagonali in ferro poste all'esterno del solenoide, che vanno in saturazione quando il magnete è in funzione. Questa componente presenta, inoltre, una funzione di schermo perché non lascia passare eventuali adroni che superano i calorimetri.

2.2.4 Il sistema di rivelazione dei muoni

All'esterno del solenoide, incassate nelle strutture in ferro del giogo di ritorno, sono poste le stazioni di rivelazione dei muoni. Come suggerisce il nome, queste hanno lo scopo di rivelare i muoni, dato che sono gli unici prodotti di decadimento che superano il solenoide (assieme ai neutrini, che però non vengono rivelati). Le tracce rivelate in queste stazioni possono essere combinate con quelle nel sistema di rivelazione del tracciatore, come mostrato in figura 2.4, per ottenere una maggiore risoluzione nella ricostruzione della traccia del muone e, quindi, dei suoi parametri caratteristici. Il giogo di ritorno del campo, inoltre, assicura che le traiettorie dei muoni siano curvate, così da poter ricavare l'impulso.

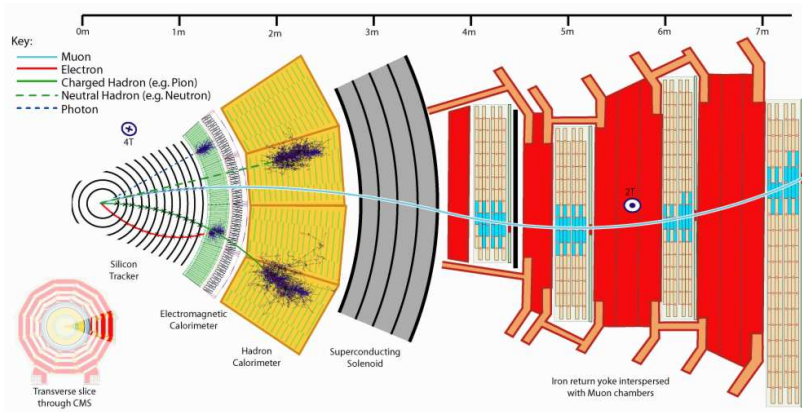


Figura 2.4: Sezione del rivelatore CMS in cui si notano le tracce dei prodotti di decadimento. Si nota, in particolare, la traccia del muone, rivelata sia nel tracciatore che nelle stazioni a muoni.

Il sistema di rivelazione dei muoni si compone di tre tipi di rivelatori gassosi:

- *Drift Tube Chambers* (DT): è costituito da unità elementari (*celle*) contenenti una miscela di *Argon* (85%) e *CO₂* (15%), caratterizzata da una velocità di deriva di 54 $\mu\text{m}/\text{ns}$, ed un filo di rame (il catodo) che legge il segnale. Tali celle sono organizzate in piani sovrapposti (*layers*) a formare dei *superlayers* di quattro piani ciascuno, che a loro volta sono disposti in *camere*, formate da tre superlayers. Queste componenti sono posizionate a ricoprire la regione di pseudorapidità di $|\eta| < 1.2$. La risoluzione spaziale delle camere a deriva è di 200 μm , corrispondente ad un tempo massimo di deriva di 370 ns.
- *Cathode Strip Chambers* (CSC): sono camere di forma trapezoidale contenenti una miscela gassosa in cui è immersa una rete di cavi anodici e strip catodici in rame disposti ortogonalmente. Queste componenti sono disposte nelle regioni di overlap ed endcap, $0.9 < |\eta| < 2.4$. La risoluzione spaziale varia da 75 a 150 μm , peggiorando in zone di pseudorapidità crescenti.
- *Resistive Plate Chambers* (RPC): sono costituiti da due piani di bachelite paralleli posti ad una distanza di pochi millimetri, che hanno la funzione di anodo e catodo. Sono ricoperti di microstrip di alluminio, che rappresentano l'elemento attivo nella rivelazione perchè leggono il segnale. Queste componenti sono disposte nelle regioni di pseudorapidità $|\eta| < 1.6$ e presentano una buona risoluzione spaziale ed un'ottima risoluzione temporale di $\Delta\tau \simeq 1$ ns.

Questo sistema di rivelazione dedicato per i soli muoni rende la rivelazione di tali particelle il punto forte di CMS. La struttura secondo cui tale sistema è organizzato è riportata in figura 2.5.

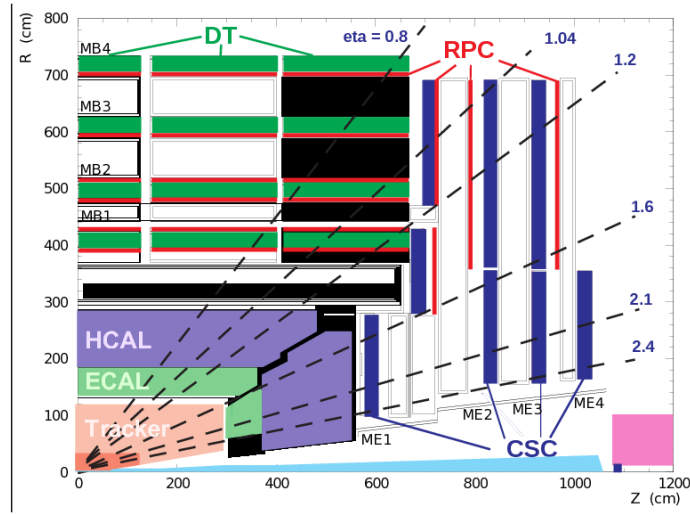


Figura 2.5: Sezione longitudinale del rivelatore CMS in cui sono visibili le componenti di rivelazione e sono indicati i valori di pseudorapidità.

Il sistema di camere a muoni di CMS garantisce la ricostruzione dell'impulso dei muoni con una risoluzione mostrata in figura 2.6 separatamente per la regione centrale e per quella in avanti. Come si nota dalla figura, la risoluzione nella ricostruzione delle tracce di muoni peggiora all'aumentare della pseudorapidità.

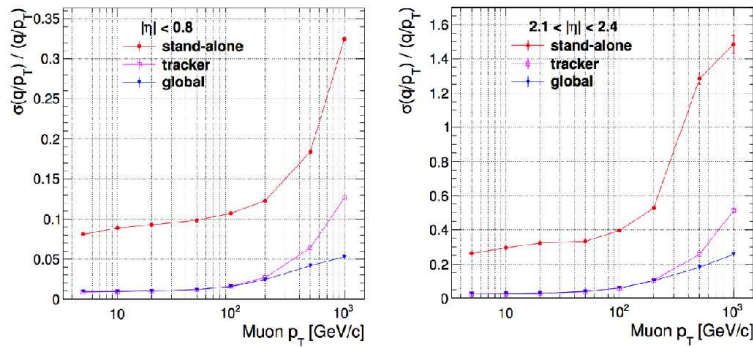


Figura 2.6: Risoluzione in p_T dei muoni per la regione centrale e per quella in avanti.

2.2.5 Il Trigger

Dato l'elevatissimo rate di collisioni che caratterizza l'LHC (circa 1 miliardo di collisioni al secondo) la mole di dati prodotti è troppo grande per poter essere registrata permanentemente. Si rende necessario, pertanto, un sistema di acquisizione dati che sia in grado di trattenere solo la parte di esse ritenuta importante. A tale scopo il rivelatore CMS è equipaggiato con un sistema elettronico di accettazione dati munito di un sistema detto *Trigger*, che ha il compito di selezionare tra gli eventi prodotti nelle collisioni quelli ritenuti interessanti, permettendo di ridurre il rate di eventi da 40 MHz a 100 Hz.

In questo lavoro di tesi riveste particolare importanza il trigger di di-muoni provenienti da J/ψ . Questo seleziona quegli eventi in cui due muoni di carica opposta provengono da un vertice di interazione comune e quegli eventi in cui la massa del di-muone è compresa tra 2.9 e 3.5 GeV/c^2 ed il momento trasverso del di-muone è maggiore di 7 GeV/c .

Capitolo 3

Selezione degli eventi

Scopo di questo lavoro di tesi è la ricerca di nuovi stati nello spettro di massa invariante $J/\psi\pi^+\pi^-$ nell'intervallo di massa tra 3.6 e 6.0 GeV/c^2 . Il campione di dati considerato è stato ottenuto dagli eventi raccolti dal rivelatore CMS in tutto il 2012 e corrisponde ad una luminosità integrata di circa 18.6 fb^{-1} . In questo capitolo è descritta la selezione di eventi J/ψ accoppiati a due tracce cariche di segno opposto.

3.1 Selezione dei candidati J/ψ

I candidati J/ψ vengono ricostruiti dal decadimento in $\mu^+\mu^-$. Gli eventi considerati soddisfano un *trigger* di dimuoni che richiede il sistema del dimuone in un intervallo di massa invariante compreso tra 2.8 e 3.5 GeV/c^2 e con un momento trasverso $p_T > 7 \text{ GeV}/c$.

3.1.1 Selezione dei muoni

La traiettoria seguita da un muone prodotto nelle collisioni protone-protone in CMS viene ricostruita individuando i punti di interazione, gli *hits*, nel tracciatore interno (il Tracker) e nel sistema di camere a muoni, come descritto nel capitolo 2. Una volta individuati tali *hits*, viene eseguito un fit volto ad estrapolare la traccia del muone. Dalla traccia così ricostruita si possono ricavare i valori dei parametri caratteristici del muone, come ad esempio l'impulso e la posizione. Vengono, quindi, applicati dei criteri di selezione volti a scartare muoni ricostruiti male. Ciò si traduce nell'applicazione di tagli sulle variabili caratteristiche del muone e si può suddividere

in una selezione sulla qualità di ricostruzione della traccia e in una selezione sulle variabili cinematiche. Tali tagli di selezione sono riassunti in tabella 3.1.

La selezione sulla qualità è stabilita secondo i criteri seguenti:

- almeno 5 hits per ciascuna traccia nel Tracker, di cui almeno 1 hit nel rivelatore a pixel.
- un limite superiore sul parametro d'impatto del muone rispetto al vertice primario fissato a $|D_{xy \text{ max}}| = 3$ cm, nel piano trasverso, e di $|D_{z \text{ max}}| = 30$ cm, nel piano longitudinale. Questo criterio mira a scartare muoni non provenienti dalle collisioni protone-protone, come ad esempio raggi cosmici.
- un limite superiore sul chi quadro normalizzato del fit di ricostruzione della traccia, sia globalmente che nel solo tracciatore; tali limiti sono posti a $\chi^2/NDF \leq 20$, per il fit globale, e $\chi^2/NDF \leq 1.8$, per quello nel tracciatore (NDF rappresenta il numero di gradi di libertà);

Per quanto riguarda la selezione cinematica, essa è definita in modo da tener conto della regione di accettazione del rivelatore, che riflette la limitata copertura geometrica e le diverse caratteristiche dei tracciatori in differenti regioni di pseudorapidità. Una selezione di questo tipo significa imporre dei tagli sull'impulso trasverso del muone in funzione della regione di pseudorapidità(η):

- un impulso trasverso $p_T > 4$ GeV/c per pseudorapidità $|\eta| \leq 1.2$.
- un impulso trasverso $p_T > 3.3$ GeV/c per pseudorapidità $1.2 < |\eta| \leq 2.4$.

| Selezione dei muoni | |
|-----------------------------------|------------------|
| numero di hits nel Tracker | ≥ 5 |
| numero di hits nel riv. a Pixel | ≥ 1 |
| $ D_{xy} $ | < 3 cm |
| $ D_z $ | < 30 cm |
| χ^2/NDF per fit globale | < 20 |
| χ^2/NDF per fit nel Tracker | < 1.8 |
| p_T per $ \eta \leq 1.2$ | > 4 GeV/ c |
| p_T per $1.2 < \eta \leq 2.4$ | > 3.3 GeV/ c |

Tabella 3.1: Elenco dei tagli introdotti nella selezione delle tracce dei muoni utilizzate per ricostruire gli eventi $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$

3.1.2 Selezione dei candidati $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$

Una volta ricostruite e selezionate come discusso in precedenza le tracce di muoni, si procede a verificare che il sistema formato da una coppia di muoni di carica opposta (il di-muone) provenga da una risonanza J/ψ del charmonio. Tale verifica viene effettuata tramite l'applicazione di tagli di selezione sulle variabili relative al sistema del di-muone e mediante un'ottimizzazione di tale selezione.

I tagli di selezione effettuati sono i seguenti:

- viene richiesto che la probabilità che le due tracce provengano dallo stesso vertice d'interazione sia superiore all'1%.
- si fissa un limite inferiore sul momento trasverso pari a $p_T > 7$ GeV/ c ed un limite superiore sulla regione di rapidità di produzione pari a $|y| \leq 2.1$. Questi criteri derivano dal trigger cui soddisfano gli eventi considerati.

Nella ricostruzione dello stato J/ψ , inoltre, bisogna tener conto della diversa risoluzione del rivelatore di muoni nelle tre regioni di rapidità di *barrel* ($|y| \leq 0.9$), *overlap* ($0.9 < |y| \leq 1.2$) ed *endcap* ($1.2 < |y| \leq 2.1$). Ciò significa che l'ottimizzazione della selezione di eventi che provengono da una risonanza individuata come J/ψ deve essere svolta per ciascuna delle tre regioni. A tale scopo si considerano le tre distribuzioni di massa invariante del di-muone corrispondenti alle tre regioni di rapidità definite, come mostrato nelle figure

3.1, 3.2 e 3.3. Per questa parte dello studio viene considerato un sottoinsieme del campione di eventi. Tutti e tre gli spettri presentano una distribuzione di fondo quasi piatta ed una distribuzione molto pronunciata preponderante che rappresenta il segnale, la risonanza J/ψ . Quest'ultima ha una forma simile ad una gaussiana, con la differenza di essere lievemente asimmetrica a causa della coda più lunga sul lato sinistro, dovuta alla radiazione nello stato finale. Una funzione di densità di probabilità(PDF) con le caratteristiche di asimmetria notate è la PDF crystal ball [7]. Questa, infatti, è formata da una gaussiana con una coda esponenziale sul lato sinistro che ne altera la simmetria.

Si esegue un fit per ciascuna delle distribuzioni e, per quanto discusso, ci si serve delle seguenti funzioni di densità di probabilità:

- un esponenziale per modellare il fondo combinatorio.
- la somma di una gaussiana e di una crystal ball con media comune per il segnale.

Il fit è stato eseguito sui dati *unbinned*, considerando il valore di massa invariante per ciascun evento e non il valore medio per un raggruppamento di eventi(*binned*). Il metodo utilizzato per il fit permette di calcolare i parametri delle curve che meglio approssimano la distribuzione di dati tramite la determinazione di una *log-likelihood function* ed è implementato in un pacchetto di ROOT, chiamato RooFit [8]. Le curve ottenute dal fit sono mostrate nelle figure 3.1, 3.2 e 3.3. Sono riportate, inoltre, le distribuzioni dei pull per ciascun fit. Queste hanno lo scopo di valutare la qualità di un fit perchè permettono di calcolare il χ^2/NDF ad esso associato. I pull sono calcolati, infatti, come la differenza tra i dati ed il risultato del fit, divisa per l'errore associato. Si ricava, quindi, il χ^2/NDF dividendo la somma dei quadrati dei valori del pull in ogni bin, per la differenza tra il numero di bin ed il numero di parametri liberi determinati nel fit.

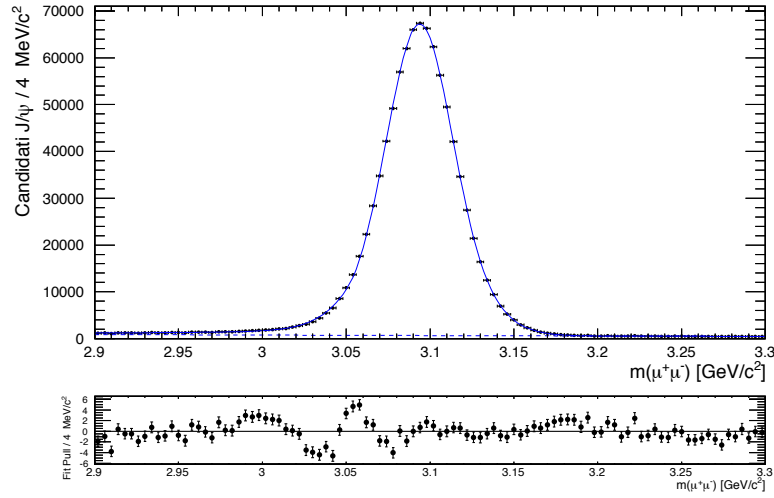


Figura 3.1: Spettro di massa invariante $m(\mu^+\mu^-)$ in regione di rapidità del barrel. Le curve in blu rappresentano i risultati del fit: la linea solida rappresenta la somma delle PDF usate per modellare il fondo combinatorio ed il segnale, mentre quella tratteggiata è la sola PDF di fondo. E' riportata la distribuzione dei pull.

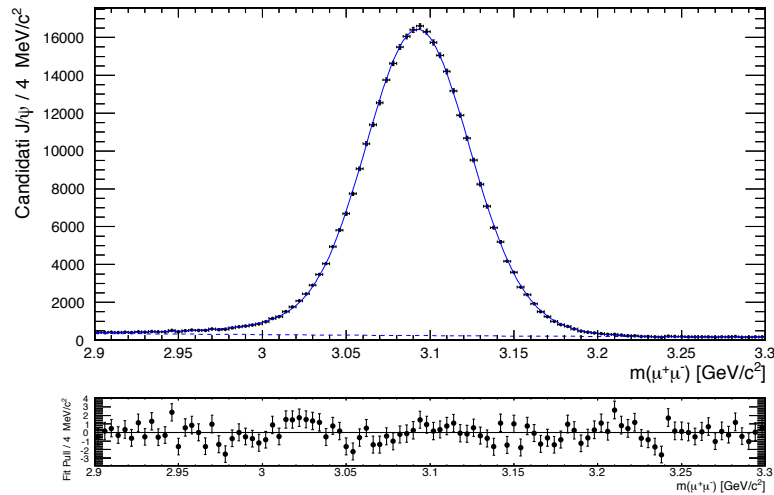


Figura 3.2: Spettro di massa invariante $m(\mu^+\mu^-)$ in regione di rapidità dell'overlap. Le curve in blu rappresentano i risultati del fit: la linea solida rappresenta la somma delle PDF usate per modellare il fondo combinatorio ed il segnale, mentre quella tratteggiata è la sola PDF di fondo. E' riportata la distribuzione dei pull.

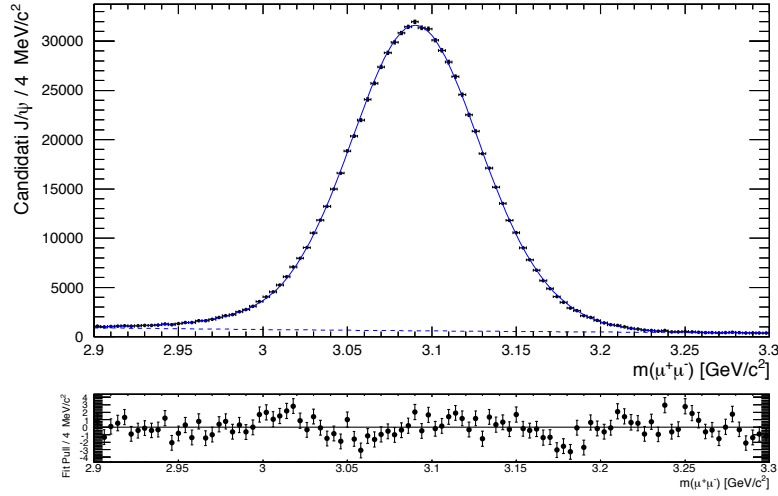


Figura 3.3: Spettro di massa invariante $m(\mu^+\mu^-)$ in regione di rapidità dell'end-cap. Le curve in blu rappresentano i risultati del fit: la linea solida rappresenta la somma delle PDF usate per modellare il fondo combinatorio ed il segnale, mentre quella tratteggiata è la sola PDF di fondo. E' riportata la distribuzione dei pull.

I parametri ottenuti dal fit sono il valore di picco ($M_{J/\psi}$) e la larghezza della risonanza ($\sigma_{J/\psi}$), riportati in tabella 3.2, nelle tre regioni di rapidità considerate. La larghezza è ottenuta da una media pesata tra quella della gaussiana e quella della PDF crystal ball. Come si può osservare in tabella, tale parametro aumenta all'aumentare della rapidità. Tale andamento riflette il peggioramento della risoluzione del rivelatore CMS in regioni di rapidità crescente, dovuto alle caratteristiche tecniche di costruzione, come spiegato nel paragrafo 2.2.4.

Il numero di candidati J/ψ , $S_{J/\psi}$, e il numero di eventi di fondo, $B_{J/\psi}$, sono ottenuti contando gli eventi in una finestra di massa di $k \cdot \sigma_{J/\psi}$ attorno al valore di picco $M_{J/\psi}$, dove k è un coefficiente che ne determina la larghezza. Tale finestra viene stabilita valutando il rapporto $S_{J/\psi}/(S_{J/\psi} + B_{J/\psi})$, che rappresenta la purezza del campione. I valori di $S_{J/\psi}$ e $B_{J/\psi}$ vengono calcolati per $k = 2.5$ e per $k = 3$ e sono riportati in tabella 3.2. Confrontando i valori ottenuti, si sceglie di ridursi ad una finestra di $\pm 2.5 \cdot \sigma_{J/\psi}$ nel considerare gli eventi come provenienti da uno stato J/ψ . Questa parte dello studio è fondamentale per ricostruire lo spettro $J/\psi\pi^+\pi^-$ perchè, scartando gli eventi al di fuori dell'intervallo determinato, permette di ridurre il fondo combinatorio.

| Parametri del fit | Barrel | Overlap | Endcap |
|--|------------------|-----------------|------------------|
| $M_{J/\psi}$ [GeV/ c^2] | 3.094 | 3.093 | 3.090 |
| $\sigma_{J/\psi}$ [GeV/ c^2] | 0.023 | 0.034 | 0.042 |
| χ^2/NDF | 3.3 | 1.2 | 1.9 |
| $c = 3$ | | | |
| $S_{J/\psi}$ | 65516 ± 1274 | 32660 ± 964 | 77154 ± 1146 |
| $B_{J/\psi}$ | 16191 ± 355 | 12620 ± 304 | 40233 ± 463 |
| $S_{J/\psi}/(S_{J/\psi} + B_{J/\psi})$ | 98% | 96% | 95% |
| $c = 2.5$ | | | |
| $S_{J/\psi}$ | 64405 ± 1252 | 32204 ± 950 | 76119 ± 1130 |
| $B_{J/\psi}$ | 13485 ± 296 | 10493 ± 253 | 33326 ± 383 |
| $S_{J/\psi}/(S_{J/\psi} + B_{J/\psi})$ | 98% | 97% | 96% |

Tabella 3.2: Parametri relativi allo stato J/ψ ricavati dai fit mostrati nelle figure 3.1, 3.2 e 3.3

3.2 Selezione delle tracce cariche

Come detto in precedenza, la traccia ricostruita dal rivelatore permette di valutare alcuni parametri cinematici caratteristici della particella come l'impulso o la posizione, o come la carica, valutandone la curvatura. Il rivelatore CMS non può, però, identificare se le tracce cariche rivelate siano pioni o kaoni. A causa di ciò, si assume che le tracce cariche di segno opposto da accoppiare alla risonanza J/ψ siano pioni. Viene, quindi, effettuata una selezione sulla qualità di ricostruzione e sulla cinematica del pione.

I tagli di selezione sono elencati di seguito:

- si richiede un minimo di 7 hits nel Tracker, di cui almeno 2 nel rivelatore a pixel.
- si richiede che il fit di ricostruzione della traccia abbia un $\chi^2/NDF \leq 5$.
- si impone un limite inferiore sull'impulso trasverso della traccia pari a $p_{T \text{ min}} = 600 \text{ MeV}/c$.

In tabella 3.3 sono riassunti i tagli di selezione.

| Selezione delle tracce cariche | |
|---------------------------------|--------------------------|
| numero di hits nel Tracker | ≥ 7 |
| numero di hits nel riv. a Pixel | ≥ 2 |
| χ^2/NDF | < 5 |
| p_T | $\geq 600 \text{ MeV}/c$ |

Tabella 3.3: Elenco dei tagli introdotti nella selezione delle tracce cariche utilizzate per ricostruire lo spettro di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$

3.3 Selezione dei candidati $J/\psi\pi^+\pi^-$

A partire dalle tracce finora selezionate, si ricostruisce il campione degli eventi $J/\psi\pi^+\pi^-$ che costituisce lo spettro di massa invariante da esaminare. Dapprima si accoppiano tra loro due pioni di carica opposta provenienti dallo stesso vertice d'interazione, quindi si associa a questo sistema il candidato J/ψ ricostruito in precedenza. Il campione così ottenuto viene sottoposto ad una selezione volta a diminuire la componente del fondo combinatorio, scartando gli eventi che hanno meno probabilità di provenire dal decadimento di una risonanza. Tali eventi sono selezionati seguendo i criteri specificati in un articolo pubblicato dalla collaborazione CMS sullo stato $X(3872)$ [9] e delineati di seguito:

- nell'accoppiare tra loro le due tracce cariche e i due muoni bisogna tener conto della probabilità che il vertice di interazione sia lo stesso e vengono perciò scartate quelle combinazioni per le quali questa è inferiore al 5%.
- dato che le tracce devono provenire dal decadimento di uno stato adronico legato, si richiede che la direzione di produzione del candidato J/ψ e quella del sistema formato dalle due tracce di carica opposta siano tra loro compatibili. Tale richiesta è imposta attraverso un taglio sulla distanza angolare, ΔR , tra ciascuna delle tracce cariche e il candidato J/ψ , definita come:

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

dove $\Delta\eta$ e $\Delta\phi$ sono, rispettivamente, la differenza in pseudorapidità e in distribuzione angolare, valutata nel piano trasverso, della traccia

carica rispetto alla risonanza J/ψ . Il taglio su tale variabile è fissato a $\Delta R \leq 0.55$.

- si deve, inoltre, considerare la pre-selezione impostata a livello di trigger sulla J/ψ che impone un limite sulla regione cinematica esplorata. Si richiede, infatti, una soglia sull'impulso trasverso e un limite superiore sulla regione geometrica accessibile dal candidato tramite i tagli seguenti: $p_T \geq 10 \text{ GeV}/c$ e $|y| \leq 2.1$.

I tagli effettuati mirano a ridurre il fondo combinatorio presente nel campione cercando di non incidere su quegli eventi che potrebbero comporre del segnale di uno stato adronico legato. Una volta analizzato lo spettro ed identificati gli stati legati che lo costituiscono, si può procedere ad applicare tagli più specifici, ma validi solo nella particolare regione di massa invariante che si considera.

3.4 Spettro di massa invariante $J/\psi\pi^+\pi^-$

In questa sezione viene esaminato lo spettro di massa invariante ricostruito e selezionato come delineato nel paragrafo precedente, riportato in figura 3.4. Come si vede dalla figura 3.4, la distribuzione di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$ presenta un certo numero di strutture descrivibili come degli stati adronici legati:

- una che presenta un massimo attorno al valore di $3.7 \text{ GeV}/c^2$.
- una con un picco attorno al valore di $3.9 \text{ GeV}/c^2$.
- una più complessa, probabilmente composta, distribuita in una regione di massa compresa tra 5 e $5.5 \text{ GeV}/c^2$.

Gli stati osservati vengono identificati valutando il valore di massimo attorno al quale tali strutture si distribuiscono che viene confrontato con valori di massa di risonanze note. Le strutture osservate sono identificabili nel modo seguente:

- dato il valore attorno al quale è distribuita la prima struttura, è ragionevole identificarla con lo stato $\psi(2S)$ del charmonio, che ha massa $m_{\psi(2S)} = 3.68611 \pm 0.00001 \text{ GeV}/c^2$ [3] ed è uno stato eccitato della risonanza J/ψ . Tale risonanza è stata già ampiamente studiata.

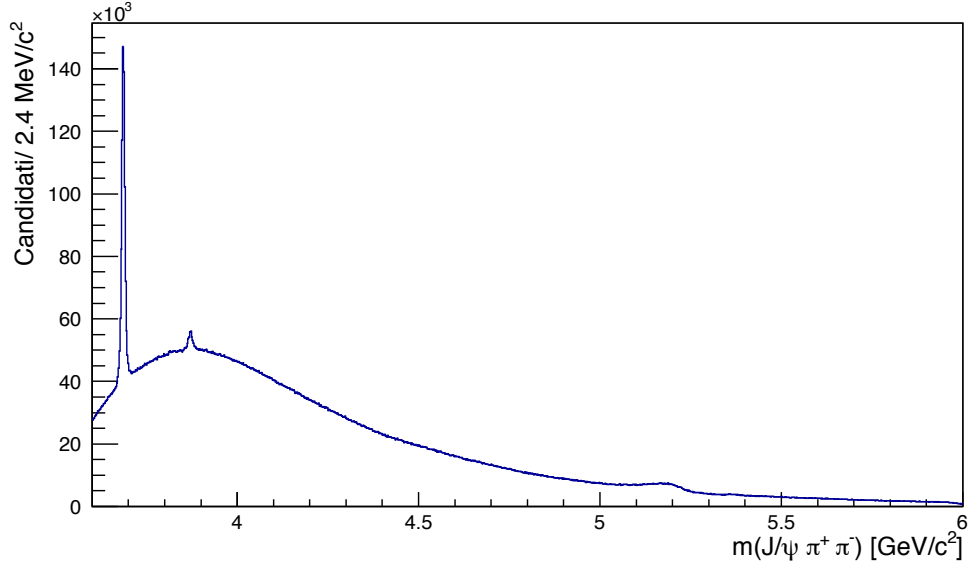


Figura 3.4: Spettro di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$ corrispondente a $\mathcal{L}_{int} = 18.6 \text{ fb}^{-1}$. Si riconoscono i picchi delle risonanze note quali $\psi(2S)$ e $X(3872)$ e si distingue una ulteriore struttura nella regione attorno a $5 \text{ GeV}/c^2$.

- il picco a fianco è identificabile con la risonanza $X(3872)$, stato scoperto nel 2003 dall'esperimento Belle [4] ed anch'esso ampiamente studiato, che presenta la particolarità di non essere tra gli stati attesi dal modello statico a quark o dalla spettroscopia del charmonio. Questo, infatti, è caratterizzato da numeri quantici che sembrano indirizzare verso una descrizione di natura esotica come molecola di stati del charmonio o come una risonanza formata da quattro quark, un tetraquark.

In figura 3.5 è mostrato lo spettro di massa invariante nell'intervallo tra 3.6 e $4.0 \text{ GeV}/c^2$ in cui sono visibili le prime due risonanze osservate.

La struttura più complessa si trova in una regione di massa caratteristica dei mesoni contenenti quark beauty, detti mesoni B. Come si nota dalla figura 3.6, in cui è mostrato lo spettro di massa invariante nell'intervallo attorno ai $5 \text{ GeV}/c^2$, essa si compone di una distribuzione piuttosto larga tra 5.1 e $5.2 \text{ GeV}/c^2$ e di un'altra appena visibile intorno ai $5.35 \text{ GeV}/c^2$. Dato che l'identificazione degli stati che compongono tale struttura non è banale, lo studio in dettaglio di questa parte dello spettro è argomento del capitolo successivo.

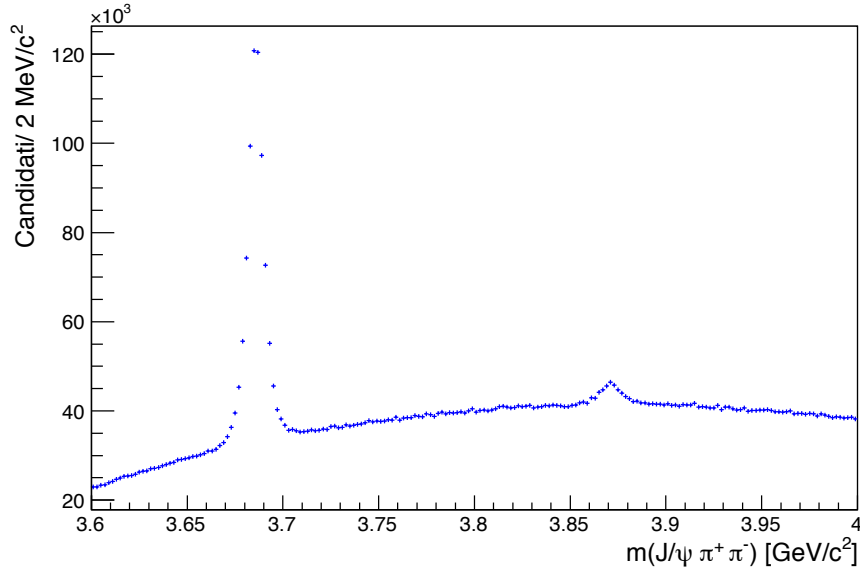


Figura 3.5: Spettro di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$, corrispondente a $\mathcal{L}_{int} = 18.6 \text{ fb}^{-1}$, in cui sono visibili i picchi degli stati $\psi(2S)$ e $X(3872)$.

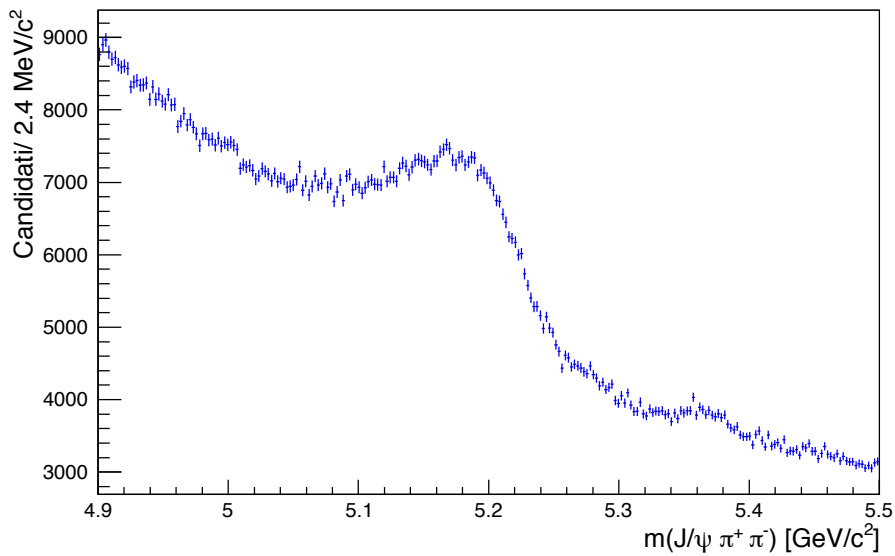


Figura 3.6: Spettro di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$ corrispondente a $\mathcal{L}_{int} = 18.6 \text{ fb}^{-1}$ in cui è visibile la struttura osservata nella regione di massa dei mesoni B.

Capitolo 4

Studio dello spettro di massa invariante $J/\psi\pi^+\pi^-$

In questo capitolo viene esaminato in dettaglio lo spettro di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$, $m(J/\psi\pi^+\pi^-)$, nella zona attorno ai $5 \text{ GeV}/c^2$. Come accennato nel capitolo precedente, tale intervallo è caratteristico dei mesoni B, che hanno massa compresa tra 5.27 e $5.37 \text{ GeV}/c^2$. Si effettua una selezione mirata ad ottenere un campione arricchito di eventi con mesoni B (paragrafo 4.1) e si studia lo spettro $m(J/\psi\pi^+\pi^-)$ identificando la combinazione di mesoni che lo compone (paragrafo 4.2).

4.1 Selezione dei candidati B

In figura 4.1 è riportata la distribuzione di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$ con la selezione descritta nel capitolo precedente. Per identificare la struttura osservata bisogna valutare il valore di picco attorno al quale essa si distribuisce. A tale scopo occorre poter distinguere con chiarezza le strutture appartenenti a risonanze dalla distribuzione di fondo. Tuttavia, come si nota in figura 4.1, il fondo combinatorio potrebbe nascondere parte del segnale e non rendere possibile tale distinzione. Nel paragrafo 1.2.3 è stato discusso che i mesoni B hanno la caratteristica di avere una vita media (τ) relativamente lunga ($\tau \simeq 10^{-12} \text{ s}$) rispetto ad altre risonanze, caratteristica che si riflette sulla loro lunghezza di decadimento. Quest'ultima grandezza è definita come:

$$L = \gamma\beta c\tau = \frac{p_B}{m_B} c\tau$$

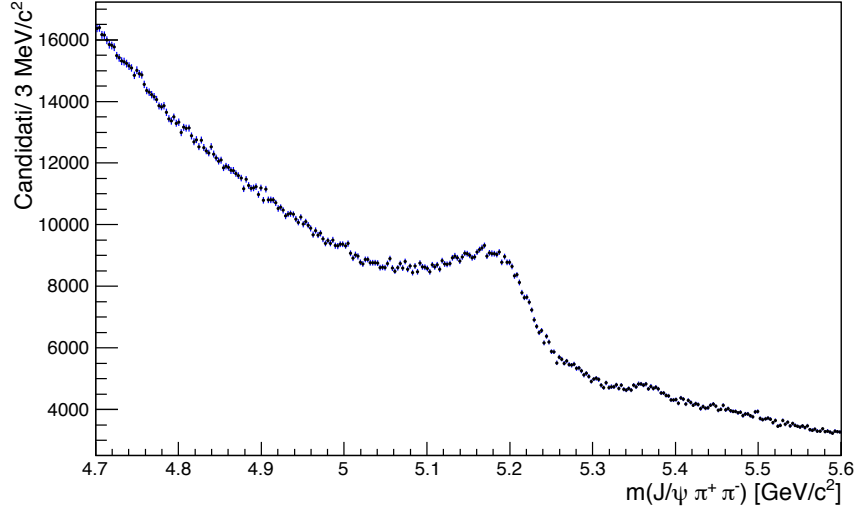


Figura 4.1: Spettro di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$ corrispondente a $\mathcal{L}_{int} = 18.6 \text{ fb}^{-1}$.

dove p_B è l'impulso del mesone B, m_B la sua massa e $\beta\gamma$ il suo boost relativistico. Per i mesoni B la distanza di decadimento è in media di $c\tau \simeq 460 \text{ }\mu\text{m}$, che, moltiplicata per il boost relativistico, da un valore di lunghezza di decadimento di $L \simeq 3 - 5 \text{ mm}$ nel sistema di riferimento del laboratorio. Un mesone B, quindi, presenta un vertice di decadimento secondario posto ad una distanza dell'ordine dei millimetri da quello primario, come mostrato schematicamente in figura 4.2.

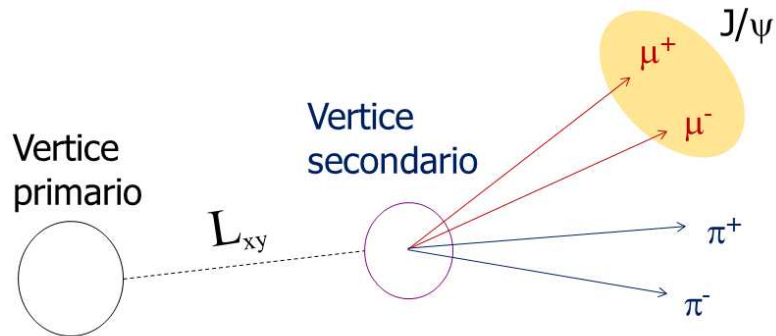


Figura 4.2: Rappresentazione schematica del decadimento di un mesone B in cui si nota la presenza di un vertice secondario separato da quello primario.

Basandosi su tale caratteristica dei mesoni B, viene effettuata una selezione volta a limitare il rumore. A tale scopo, è utile definire la quantità:

$$l_{xy} = \frac{m}{p_T} L_{xy}$$

dove L_{xy} è la distanza tra vertice primario e secondario calcolata nel piano trasverso e m e p_T sono, rispettivamente, la massa e l'impulso trasverso del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$. La distribuzione di tale variabile, riportata in scala logaritmica in figura 4.3, mostra un picco centrato a zero, che racchiude quegli eventi il cui vertice secondario è molto vicino a quello primario, che perciò costituiscono del fondo. Presenta, inoltre, una coda pronunciata a più alti valori di l_{xy} , che racchiude la componente di decadimenti da mesoni B.

Per selezionare i candidati B si utilizza la significatività legata alla lunghezza di decadimento, definita come:

$$S = \frac{l_{xy}}{\sigma_l}$$

dove σ_l è l'errore su l_{xy} . La distribuzione di tale variabile è riportata in scala logaritmica in figura 4.3.

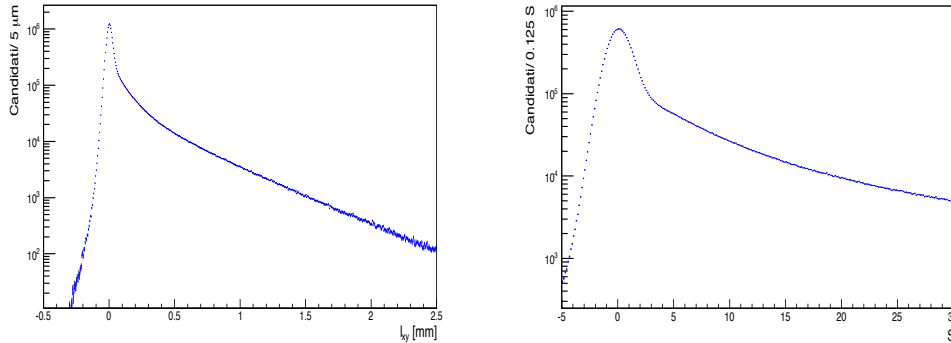


Figura 4.3: Distribuzione in scala logaritmica della lunghezza di decadimento l_{xy} (a sinistra) e della significatività S (a destra) dei candidati $J/\psi\pi^+\pi^-$.

Per quanto finora discusso, imporre un limite inferiore su S significa scartare sia quegli eventi che presentano una lunghezza di decadimento troppo bassa per essere compatibili con un candidato B, sia quelli che presentano un'incertezza grande nella determinazione di tale grandezza. Il taglio di selezione viene definito a $S > 5$ e si ottiene un campione arricchito di eventi con mesoni B. L'effetto si può notare nello spettro di massa invariante in figura 4.4, in cui è evidente l'efficacia del criterio di selezione scelto.

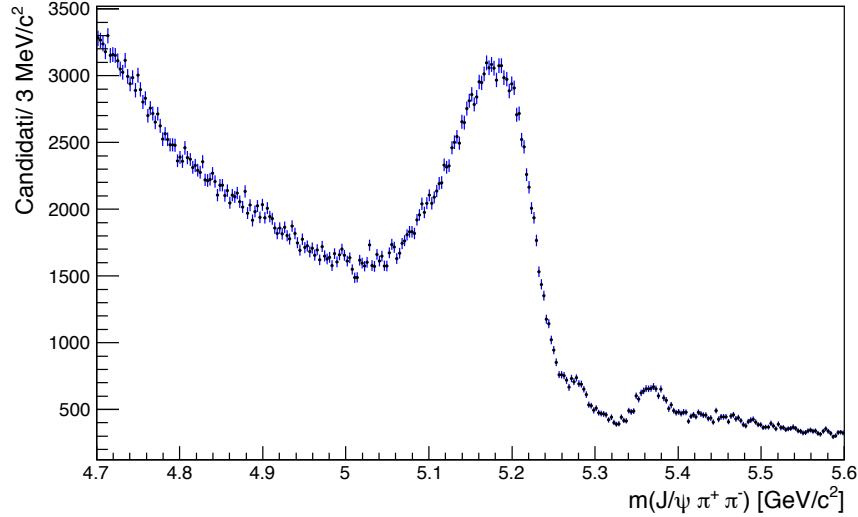


Figura 4.4: Spettro di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$, corrispondente a $\mathcal{L}_{int} = 18.6 \text{ fb}^{-1}$, con taglio di selezione sulla significatività $S > 5$ del candidato B. È evidente l'efficacia del criterio di selezione scelto nel ridurre il rumore dello spettro.

Il campione così selezionato mostra che la struttura osservata è in realtà composta. Si riconoscono, infatti, tre sottostrutture:

- quella larga tra 5.1 e 5.2 GeV/c^2 , già visibile in precedenza, mostra la presenza di una coda estesa sul lato sinistro. Dato il valore di massa attorno al quale essa si distribuisce e la forma che presenta, l'identificazione mediante mesoni B non è immediata e si rimanda alle sezioni seguenti. Ci si riferirà a tale sottostruttura con il nome di *bump*.
- una sensibilmente più piccola che presenta un massimo a 5.28 GeV/c^2 , a ridosso della precedente, visibile solo grazie al taglio di selezione effettuato sulla significatività della lunghezza di decadimento. Tra gli stati contenenti quark beauty, lo stato B^0 ha una massa di $5.27958 \pm 0.00017 \text{ GeV}/c^2$ [3] e costituisce, pertanto, un'identificazione ragionevole di questa struttura.
- la terza, appena visibile prima della selezione di un campione arricchito di mesoni B, presenta un valore di picco di 5.36 GeV/c^2 ed una distribuzione abbastanza simmetrica. Analogamente a quanto fatto prima, si nota che tale valore corrisponde alla massa del mesone B_s^0 :

$5.36677 \pm 0.00024 \text{ GeV}/c^2$ [3]. Tale risonanza costituisce, pertanto, un'identificazione ragionevole di quest'ultima struttura.

4.1.1 Fit allo spettro di massa invariante $m(J/\psi\pi^+\pi^-)$

Grazie alla selezione sulla significatività effettuata nel paragrafo precedente, lo spettro di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$ si presenta più pulito ed è pertanto possibile eseguire un fit volto a calcolare il numero di eventi di segnale contenuti in ciascuna delle sottostrutture individuate. Nel fit si utilizzano le seguenti funzioni di densità di probabilità (PDF):

- una gaussiana per la distribuzione della risonanza B_s^0 .
- una gaussiana per modellare la distribuzione dello stato B^0 , con media fissata al valore di massa di tale stato.
- la somma di una Crystal Ball e di una gaussiana per modellare la distribuzione del *bump*.
- una polinomiale di Chebychev di grado 7 per modellare la distribuzione di fondo. È stato necessario utilizzare una funzione con molti parametri liberi per descrivere la complessa struttura del fondo combinatorio.

Il fit è stato eseguito sui dati *unbinned*, considerando il valore di massa invariante per ciascun evento e non il valore medio per un raggruppamento di eventi (*binned*). Il metodo utilizzato per il fit permette di calcolare i parametri delle curve che meglio approssimano la distribuzione di dati tramite la determinazione di una *log-likelihood function* ed è implementato in un pacchetto di ROOT, chiamato RooFit [8]. Le curve ottenute dal fit sono mostrate in figura 4.5, dove sono riportate la PDF di fondo (punteggiata), quella di segnale (tratteggiata) e quella totale (piena) data dalla somma delle PDF di segnale e di fondo. È riportata, inoltre, la distribuzione dei pull. Questa ha lo scopo di valutare la qualità del fit perchè permette di calcolare il χ^2/NDF ad esso associato. I pull sono calcolati, infatti, come la differenza tra i dati ed il risultato del fit, divisa per l'errore associato. Si ricava, quindi, il χ^2/NDF dividendo la somma dei quadrati dei valori del pull in ogni bin, per la differenza tra il numero di bin ed il numero di parametri liberi determinati nel fit.

In tabella 4.1 è riportato il χ^2/NDF ed il numero di eventi ottenuto dal fit per ciascuna delle strutture di *bump*, B^0 e B_s^0 , rispettivamente N_{bump} , N_{B^0} e $N_{B_s^0}$.

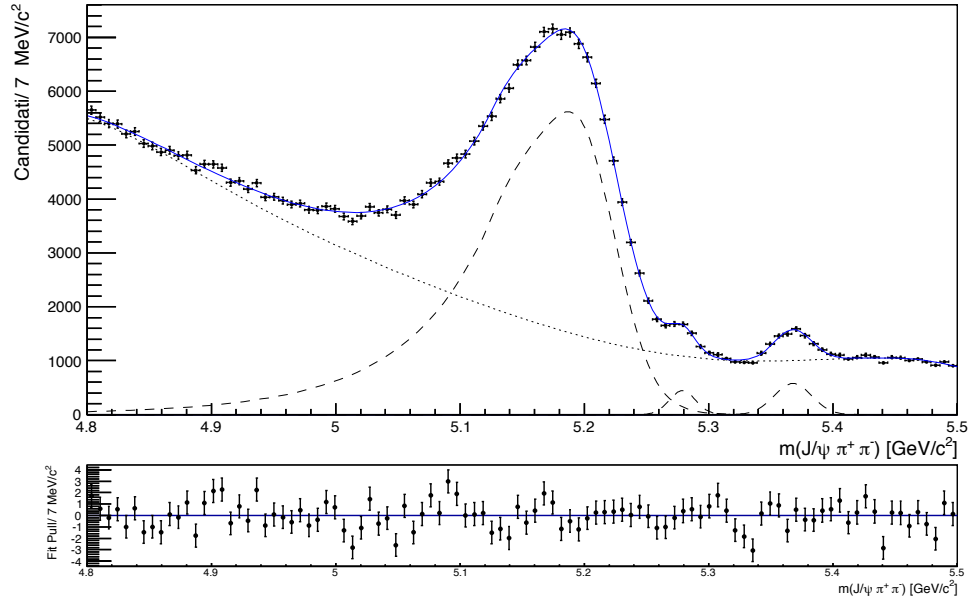


Figura 4.5: Spettro di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$, corrispondente a $\mathcal{L}_{int} = 18.6 \text{ fb}^{-1}$, con taglio di selezione sulla significatività $S > 5$ del candidato B. Le curve rappresentano i risultati del fit: quella punteggiata è la PDF di fondo, le linee tratteggiate sono quelle di segnale e quella piena è la PDF totale, somma di quella di fondo e di quelle di segnale. È riportata la distribuzione dei pull.

| Parametri del fit | |
|-------------------|-------------------|
| N_{bump} | 114800 ± 3280 |
| N_{B^0} | 1672 ± 275 |
| $N_{B_s^0}$ | 3102 ± 250 |
| χ^2/NDF | 1.74 |

Tabella 4.1: Elenco dei parametri ottenuti dal fit mostrato in figura 4.5, corrispondente a $\mathcal{L}_{int} = 18.6 \text{ fb}^{-1}$. È riportato il χ^2/NDF calcolato dalla distribuzione dei pull di figura 4.5

4.2 Identificazione del *bump*

Come spiegato nel capitolo 3, lo spettro di massa invariante $J/\psi + 2$ tracce cariche è stato ricostruito assumendo che quest'ultime fossero pioni. Ai fini dell'identificazione del *bump*, risulta utile osservare come si modifica lo spettro se ad una delle tracce si associa la massa del kaone K^\pm invece della massa del pione π^\pm . Si parla di effetti di riflessione di un π carico con un K carico o di entrambi i pioni con una coppia di kaoni di carica opposta.

4.2.1 Riflessione di π^\pm con K^\pm

Di seguito viene considerata la riflessione di π^+ con K^+ . La riflessione di π^- con K^- ha caratteristiche del tutto analoghe, come ci si aspetterebbe in una interazione di questo tipo in cui non c'è violazione di simmetria C.

Per osservare come si modifica lo spettro di massa invariante per effetto di una tale operazione, è utile servirsi di un istogramma bidimensionale con entrambi gli spettri $m(J/\psi\pi^+\pi^-)$ e $m(J/\psi K^+\pi^-)$, mostrato in figura 4.6. Questo, infatti, permette di valutare quali intervalli dei due spettri sono correlati.

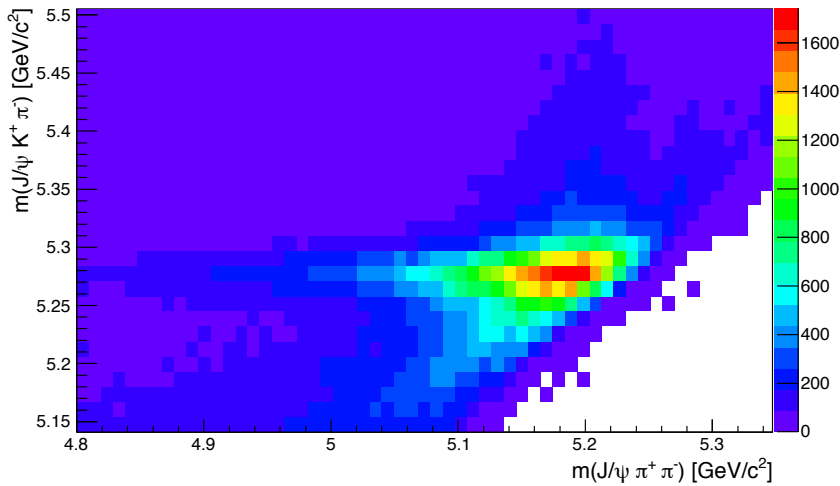


Figura 4.6: Grafico di correlazione tra gli spettri di massa invariante dei sistemi $J/\psi\pi^+\pi^-$ e $J/\psi K^+\pi^-$.

Dalla figura si nota che c'è una correlazione tra l'intervallo di massa invariante del *bump* nel canale $J/\psi\pi^+\pi^-$ e l'intervallo tra 5.2 e 5.35 GeV/c^2 nel

canale $J/\psi K^+\pi^-$. Soprattutto, il picco del *bump* viene mappato in un valore compreso tra 5.27 e 5.28 GeV/c^2 nel canale di decadimento $J/\psi K^+\pi^-$, intervallo in cui cade la massa del mesone B^0 . Il *bump*, pertanto, presenta una componente dovuta al decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K^+\pi^-$.

Per ottenere maggiori informazioni sul processo $B^0 \rightarrow J/\psi K^+\pi^-$, è utile considerare la correlazione tra gli spettri di massa invariante dei sistemi $J/\psi K^+\pi^-$ e $K^+\pi^-$, riportata nel grafico di figura 4.7. Osservando come sono correlati tali spettri si possono individuare gli stati intermedi attraverso i quali avviene il processo considerato.

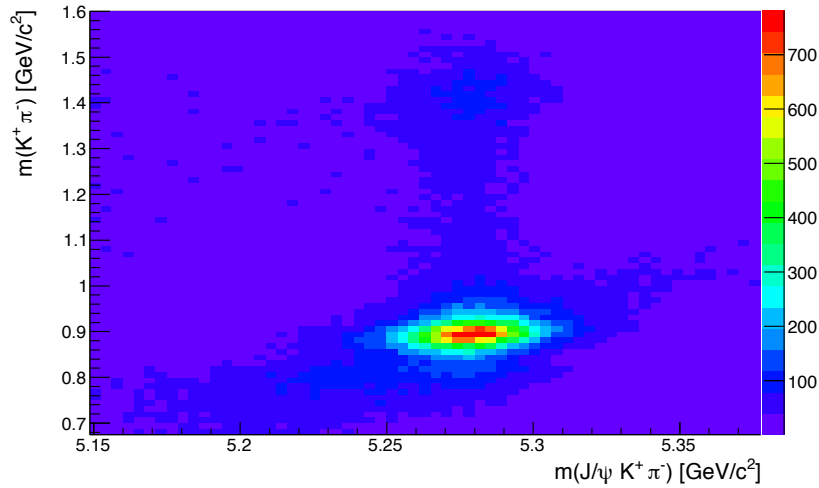


Figura 4.7: Grafico di correlazione tra gli spettri di massa invariante dei sistemi $J/\psi K^+\pi^-$ e $K^+\pi^-$.

Dalla figura si nota che vi è una forte correlazione nell'intervallo di massa invariante $m(K^+\pi^-)$ compreso tra 0.84 e 0.98 GeV/c^2 e la regione di massa invariante $m(J/\psi K^+\pi^-)$ corrispondente al B^0 . La distribuzione $m(K^+\pi^-)$ raggiunge un massimo tra 0.88 e 0.90 GeV/c^2 , intervallo in cui cade la massa del mesone $K^*(892)$. In figura 4.7 si nota, inoltre, una più debole correlazione per $m(K^+\pi^-)$ tra 1.38 ed 1.46 GeV/c^2 . Alcuni stati eccitati del mesone K^* hanno valori di massa compresi in tale intervallo.

I risultati ottenuti dal grafico di correlazione indicano, quindi, che tra i decadimenti $B^0 \rightarrow J/\psi K^+\pi^-$ la maggior parte procede attraverso uno stadio intermedio in cui è presente un mesone strano $K^*(892)$:

$$B^0 \rightarrow J/\psi K^*(892) \text{ con } K^*(892) \rightarrow K^+\pi^-$$

Per un numero di eventi sensibilmente inferiore il decadimento avviene con la presenza di quegli stati eccitati del mesone K^* con massa compresa tra 1.38 ed 1.46 GeV/c^2 , come ad esempio il $K_0^*(1430)$ ed il $K_2^*(1430)$ [10, 11].

4.2.2 Riflessione del di-pione con un di-kaone

Di seguito viene considerata la riflessione di $\pi^+\pi^-$ con K^+K^- che procede analogamente al caso discusso nel paragrafo precedente.

Per osservare come si modifica lo spettro di massa invariante, ci si serve del grafico di correlazione tra i due canali di decadimento $J/\psi\pi^+\pi^-$ e $J/\psi K^+K^-$, mostrato in figura 4.8.

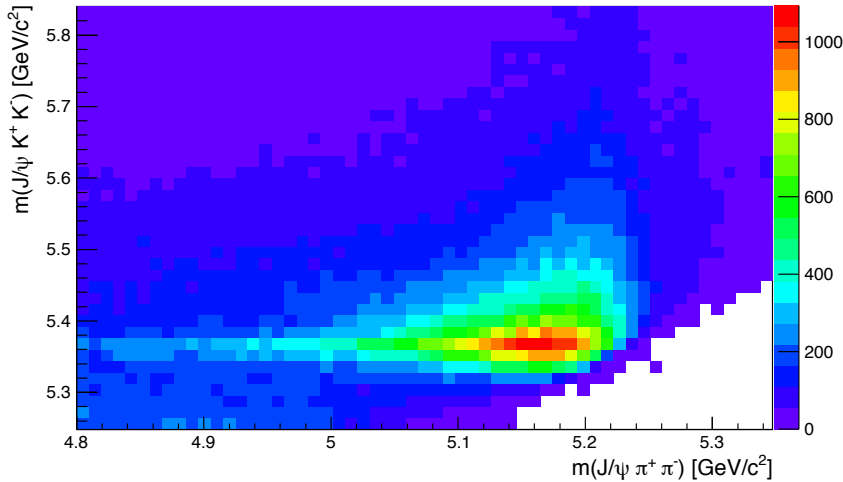


Figura 4.8: Grafico di correlazione tra gli spettri di massa invariante dei sistemi $J/\psi\pi^+\pi^-$ e $J/\psi K^+K^-$.

Come si nota in figura, c'è una correlazione tra l'intervallo di massa invariante del *bump* nel canale $J/\psi\pi^+\pi^-$ e l'intervallo tra 5.32 e 5.56 GeV/c^2 nel canale $J/\psi K^+K^-$. Soprattutto, il picco del *bump* viene mappato in un valore compreso tra 5.34 e 5.38 GeV/c^2 nel canale di decadimento $J/\psi K^+K^-$, intervallo in cui cade la massa del mesone B_s^0 . Il *bump*, pertanto, presenta una componente dovuta al decadimento $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+K^-$.

Per identificare gli stati intermedi attraverso i quali avviene il decadimento $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+K^-$, è utile considerare la correlazione tra i due spettri di massa invariante $m(J/\psi K^+K^-)$ e $m(K^+K^-)$. Tale correlazione è riportata nel grafico di figura 4.9.

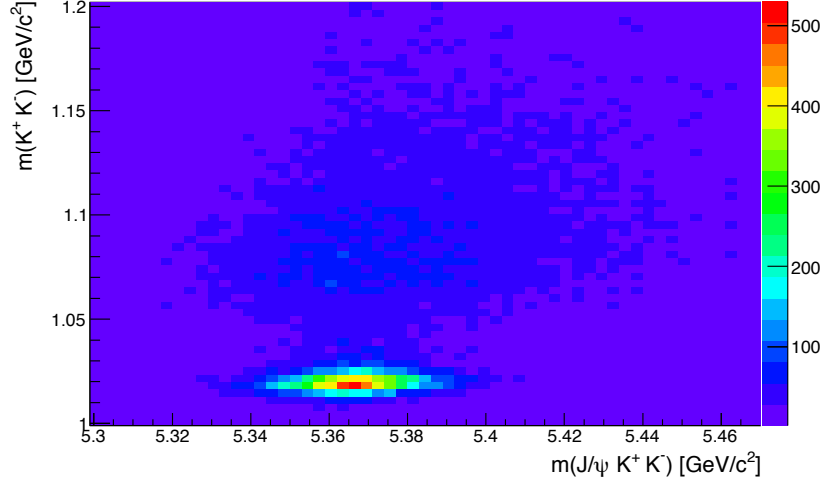


Figura 4.9: Grafico di correlazione tra gli spettri di massa invariante dei sistemi $J/\psi K^+ K^-$ e $K^+ K^-$.

Dalla figura si nota che l'intervallo di massa invariante $m(K^+ K^-)$ tra 1.01 e 1.03 GeV/c^2 e la regione di massa invariante $m(J/\psi K^+ K^-)$ corrispondente al B_s^0 sono fortemente correlati. La distribuzione $m(K^+ K^-)$, inoltre, presenta un massimo a 1.02 GeV/c^2 , valore approssimato della massa del mesone $\phi(1020)$ che è $m_\phi = 1019.455 \pm 0.020 \text{GeV}/c^2$ [3].

I risultati ottenuti indicano, quindi, che tra gli eventi $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$ la maggior parte procede passando attraverso uno stadio intermedio che consiste nel mesone $\phi(1020)$:

$$B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi(1020) \text{ con } \phi(1020) \rightarrow K^+ K^-$$

4.2.3 Fit allo spettro di massa invariante $m(J/\psi K^+ K^-)$

Il decadimento individuato nel paragrafo precedente viene sfruttato per misurare la massa del mesone B_s^0 eseguendo un fit allo spettro di massa invariante del sistema $J/\psi K^+ K^-$.

Per selezionare gli eventi $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi(1020)$ bisogna dapprima selezionare i candidati $\phi(1020) \rightarrow K^+ K^-$ determinando un criterio di selezione basato sulla massa invariante del sistema del di-kaone, $m(K^+ K^-)$, la cui distribuzione è mostrata in figura 4.10.

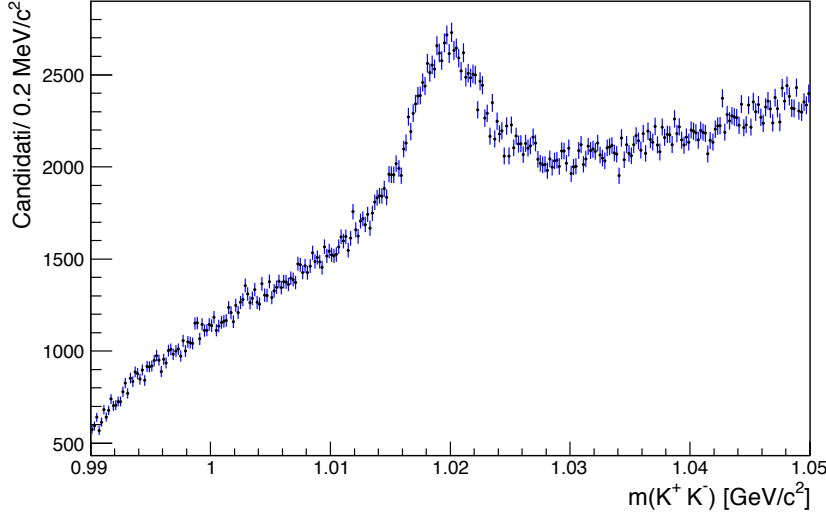


Figura 4.10: Spettro di massa invariante del sistema K^+K^- corrispondente a $\mathcal{L}_{int} = 18.6 \text{ fb}^{-1}$, con taglio di selezione $S > 5$. Si riconosce la distribuzione del mesone $\phi(1020)$ centrata attorno a $1.02 \text{ GeV}/c^2$.

Il taglio di selezione sulla massa invariante del sistema viene stabilito come $|m(K^+K^-) - m_\phi| \leq 2.5\sigma_\phi$, dove m_ϕ e σ_ϕ sono, rispettivamente, la massa e la larghezza della risonanza $\phi(1020)$: $m_\phi = 1019.455 \pm 0.020 \text{ MeV}/c^2$ e $\sigma_\phi = 4.26 \pm 0.04 \text{ MeV}/c^2$ [3]. Viene, pertanto, considerata la distribuzione di massa invariante del sistema $J/\psi K^+K^-$ applicando il taglio di selezione $1.010 \leq m(K^+K^-) \leq 1.030 \text{ GeV}/c^2$, riportata in figura 4.11. Questa presenta una distribuzione di fondo quasi piatta ed una dalla forma di una gaussiana centrata attorno al valore di massa del B_s^0 , che rappresenta il segnale. Viene eseguito un fit servendosi delle seguenti PDF:

- una polinomiale di Chebychev di grado 3 per il fondo.
- la somma di due gaussiane con media comune per il segnale.

Analogamente a quanto fatto nel paragrafo 4.1 per lo spettro di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$, il fit è stato eseguito sui dati *unbinned*, utilizzando le funzionalità del pacchetto RooFit di ROOT. Le curve ottenute dal fit sono mostrate in figura 4.11, dove sono riportate la PDF di fondo (punteggiata), quella di segnale (tratteggiata) e quella totale (piena) data dalla somma di quella di fondo e di quella di segnale. È riportata, inoltre, la distribuzione dei pull che permette di calcolare il χ^2/NDF associato al fit.

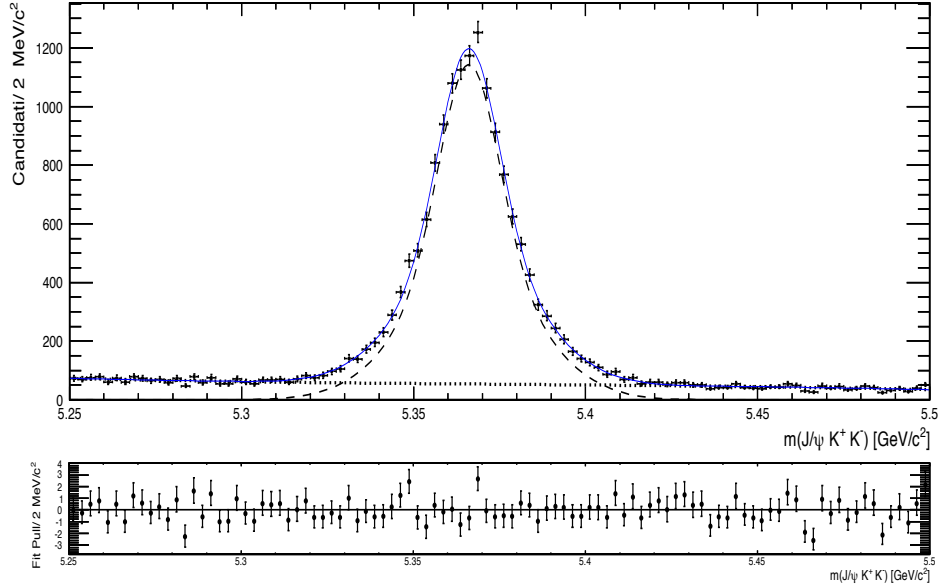


Figura 4.11: Spettro di massa invariante del sistema $J/\psi K^+ K^-$ corrispondente a $\mathcal{L}_{int} = 18.6 \text{ fb}^{-1}$ con i tagli di selezione $S > 5$ e $1.01 \leq m_{\phi(1020)} \leq 1.03 \text{ GeV}/c^2$. Le curve rappresentano i risultati del fit: quella punteggiata è la PDF di fondo, la linea tratteggiata è quella di segnale e quella piena la somma delle due. È riportata la distribuzione dei pull.

Dal fit si ottengono i parametri caratteristici della risonanza B_s^0 : il valore di massimo $M_{B_s^0} = 5.3665 \pm 0.0004 \text{ GeV}/c^2$, consistente con il valore riportato dal Particle Data Group [3], e la larghezza $\sigma_{B_s^0} = 12.9 \pm 2.2 \text{ MeV}/c^2$. Quest'ultima è stata ottenuta come una media pesata delle deviazioni standard delle due gaussiane usate nel fit.

4.3 Verifica dell'identificazione del *bump*

Lo studio degli effetti di riflessione di pioni e kaoni nello spettro di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$ ha permesso di identificare quegli eventi costituenti il *bump* ascrivibili ai mesoni B^0 e B_s^0 . Per verificare che il *bump* sia interamente dovuto a tali effetti di riflessione, si definisce una selezione che permetta di scartare dalla distribuzione di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$ gli eventi $B^0 \rightarrow J/\psi K^\pm \pi^\mp$ e $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$.

Per rimuovere gli eventi $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$ si effettua un taglio sulla massa invariante del sistema $J/\psi K^+ K^-$, $m(J/\psi K^+ K^-)$, scartando la finestra di

massa attorno al picco della risonanza. La distribuzione di $m(J/\psi K^+ K^-)$ è stata mostrata in figura 4.11 e il criterio di selezione adottato è:

$$m(J/\psi K^+ K^-) \leq 5.33 \quad \text{e} \quad m(J/\psi K^+ K^-) \geq 5.41 \text{GeV}/c^2$$

che permette di scartare gli eventi $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$.

Analogamente, per rimuovere gli eventi $B^0 \rightarrow J/\psi K^\pm \pi^\mp$ si richiede il seguente taglio di selezione su $m(J/\psi K^\pm \pi^\mp)$:

$$m(J/\psi K^\pm \pi^\mp) \leq 5.2 \quad \text{e} \quad m(J/\psi K^\pm \pi^\mp) \geq 5.35 \text{GeV}/c^2$$

che permette di scartare i candidati $B^0 \rightarrow J/\psi K^\pm \pi^\mp$.

In figura 4.12 sono mostrate le distribuzioni di massa invariante del sistema $J/\psi \pi^+ \pi^-$ con la sola selezione sulla significatività (a sinistra) e con l'applicazione dei tagli di selezione appena definiti (a destra). Confrontando tali distribuzioni, si nota che i criteri di selezione definiti scartano tutti gli eventi del *bump*. È evidente, pertanto, che tale struttura è completamente costituita dagli eventi identificati nel paragrafo 4.2: $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$ e $B^0 \rightarrow J/\psi K^\pm \pi^\mp$.

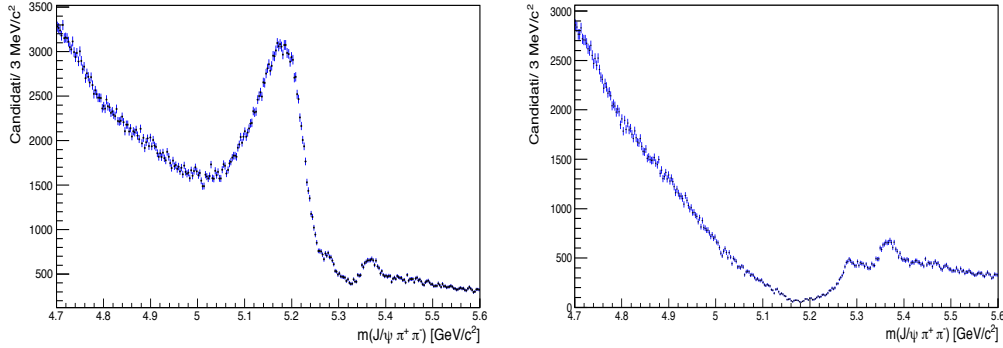


Figura 4.12: Spettro di massa invariante del sistema $J/\psi \pi^+ \pi^-$ corrispondente a $\mathcal{L}_{int} = 18.6 \text{ fb}^{-1}$. Sono confrontate le distribuzioni con il solo taglio di selezione sulla significatività $S > 5$ del candidato B (a sinistra), e quella ottenuta rimuovendo i decadimenti $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$ e $B^0 \rightarrow J/\psi K^\pm \pi^\mp$ (a destra). Si nota come tale taglio di selezione elimini tutti gli eventi contenuti nel *bump*.

Capitolo 5

Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stato studiato lo spettro di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$ in un intervallo tra 3.6 e 6.0 GeV/c^2 alla ricerca di nuovi stati adronici. Gli eventi considerati sono stati raccolti dal rivelatore CMS durante tutto il 2012 per collisioni a $\sqrt{s} = 8$ TeV. Il campione di dati considerato corrisponde ad una luminosità integrata $\mathcal{L}_{int} = 18.6 \text{ fb}^{-1}$.

Sono state osservate solo risonanze note: $\psi(2S)$, $X(3872)$ ed una struttura allargata attorno a 5 GeV/c^2 , regione di massa caratteristica dei mesoni B. È stato portato avanti uno studio più dettagliato volto ad identificare questa struttura. Allo scopo di eliminare parte del fondo combinatorio ed ottenere un campione arricchito di mesoni B, si è proceduto ad applicare un criterio di selezione basato sulla lunghezza di decadimento del mesone. I mesoni B, infatti, hanno la caratteristica di avere una vita media dell'ordine dei picosecondi che conferisce a tali stati una lunghezza di decadimento tale da poter distinguere un vertice secondario distante alcuni millimetri da quello primario. Tale selezione ha permesso di distinguere tre sottostrutture costituenti la distribuzione di massa invariante oggetto dello studio. Una centrata attorno a 5.36 GeV/c^2 è stata identificata come il decadimento del mesone $B_s^0 \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$. Analogamente, quella che presenta un massimo a 5.28 GeV/c^2 è stata identificata come lo stato $B^0 \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$. Per quanto riguarda l'identificazione della distribuzione larga tra 5.1 e 5.2 GeV/c^2 , denominata *bump*, si è reso necessario uno studio più approfondito dettato dalla necessità di dover tenere conto di effetti di riflessione di un pione con un kaone o di entrambi i pioni con due kaoni di carica opposta. Nel caso della riflessione di un pione con un kaone, è risultato che al *bump* contribuiscono i candidati $B^0 \rightarrow J/\psi K^+\pi^-$, di cui la maggior parte procede attraverso uno stadio

intermedio che consiste nel mesone strano $K^*(892)$:

$$B^0 \rightarrow J/\psi K^*(892) \text{ con } K^*(892) \rightarrow K^+\pi^-$$

mentre un numero sensibilmente minore passa per i suoi stati eccitati. Nel caso di riflessione doppia, invece, risulta che anche i candidati $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+K^-$ fanno parte della struttura del *bump*. È stato determinato che la maggior parte di questi eventi procede per lo stadio intermedio rappresentato dal mesone $\phi(1020)$:

$$B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi(1020) \text{ con } \phi(1020) \rightarrow K^+K^-$$

È stato verificato, inoltre, che scartando gli eventi $B^0 \rightarrow J/\psi K^+\pi^-$ e $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+K^-$, la struttura del *bump* scompare.

Elenco delle figure

| | | |
|-----|--|----|
| 1.1 | Spettro del charmonio. | 5 |
| 2.1 | Spaccato del rivelatore CMS in cui sono indicate le componenti di rivelazione. | 10 |
| 2.2 | Sezione trasversale (a sinistra) e longitudinale (a destra) del rivelatore CMS | 11 |
| 2.3 | Rappresentazione schematica del tracciatore. All'interno si nota il rivelatore a pixel e all'esterno è mostrata la segmentazione del rivelatore a microstrip di silicio. | 12 |
| 2.4 | Sezione del rivelatore CMS in cui si notano le tracce dei prodotti di decadimento. Si nota, in particolare, la traccia del muone, rivelata sia nel tracciatore che nelle stazioni a muoni. . | 13 |
| 2.5 | Sezione longitudinale del rivelatore CMS in cui sono visibili le componenti di rivelazione e sono indicati i valori di pseudorapidità. | 15 |
| 2.6 | Risoluzione in p_T dei muoni per la regione centrale e per quella in avanti. | 15 |
| 3.1 | Spettro di massa invariante $m(\mu^+\mu^-)$ in regione di rapidità del barrel. Le curve in blu rappresentano i risultati del fit: la linea solida rappresenta la somma delle PDF usate per modellare il fondo combinatorio ed il segnale, mentre quella tratteggiata è la sola PDF di fondo. E' riportata la distribuzione dei pull. . . | 21 |
| 3.2 | Spettro di massa invariante $m(\mu^+\mu^-)$ in regione di rapidità dell'overlap. Le curve in blu rappresentano i risultati del fit: la linea solida rappresenta la somma delle PDF usate per modellare il fondo combinatorio ed il segnale, mentre quella tratteggiata è la sola PDF di fondo. E' riportata la distribuzione dei pull. | 21 |

| | | |
|-----|--|----|
| 3.3 | Spettro di massa invariante $m(\mu^+\mu^-)$ in regione di rapidità dell'endcap. Le curve in blu rappresentano i risultati del fit: la linea solida rappresenta la somma delle PDF usate per modellare il fondo combinatorio ed il segnale, mentre quella tratteggiata è la sola PDF di fondo. E' riportata la distribuzione dei pull. | 22 |
| 3.4 | Spettro di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$ corrispondente a $\mathcal{L}_{int} = 18.6 \text{ fb}^{-1}$. Si riconoscono i picchi delle risonanze note quali $\psi(2S)$ e $X(3872)$ e si distingue una ulteriore struttura nella regione attorno a $5 \text{ GeV}/c^2$ | 26 |
| 3.5 | Spettro di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$, corrispondente a $\mathcal{L}_{int} = 18.6 \text{ fb}^{-1}$, in cui sono visibili i picchi degli stati $\psi(2S)$ e $X(3872)$ | 27 |
| 3.6 | Spettro di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$ corrispondente a $\mathcal{L}_{int} = 18.6 \text{ fb}^{-1}$ in cui è visibile la struttura osservata nella regione di massa dei mesoni B. | 28 |
| 4.1 | Spettro di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$ corrispondente a $\mathcal{L}_{int} = 18.6 \text{ fb}^{-1}$ | 30 |
| 4.2 | Rappresentazione schematica del decadimento di un mesone B in cui si nota la presenza di un vertice secondario separato da quello primario. | 30 |
| 4.3 | Distribuzione in scala logaritmica della lunghezza di decadimento l_{xy} (a sinistra) e della significatività S (a destra) dei candidati $J/\psi\pi^+\pi^-$ | 31 |
| 4.4 | Spettro di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$, corrispondente a $\mathcal{L}_{int} = 18.6 \text{ fb}^{-1}$, con taglio di selezione sulla significatività $S > 5$ del candidato B. È evidente l'efficacia del criterio di selezione scelto nel ridurre il rumore dello spettro. | 32 |
| 4.5 | Spettro di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$, corrispondente a $\mathcal{L}_{int} = 18.6 \text{ fb}^{-1}$, con taglio di selezione sulla significatività $S > 5$ del candidato B. Le curve rappresentano i risultati del fit: quella punteggiata è la PDF di fondo, le linee tratteggiate sono quelle di segnale e quella piena è la PDF totale, somma di quella di fondo e di quelle di segnale. È riportata la distribuzione dei pull. | 34 |
| 4.6 | Grafico di correlazione tra gli spettri di massa invariante dei sistemi $J/\psi\pi^+\pi^-$ e $J/\psi K^+\pi^-$ | 35 |
| 4.7 | Grafico di correlazione tra gli spettri di massa invariante dei sistemi $J/\psi K^+\pi^-$ e $K^+\pi^-$ | 36 |

-
- 4.8 Grafico di correlazione tra gli spettri di massa invariante dei sistemi $J/\psi\pi^+\pi^-$ e $J/\psi K^+K^-$ 37
- 4.9 Grafico di correlazione tra gli spettri di massa invariante dei sistemi $J/\psi K^+K^-$ e K^+K^- 38
- 4.10 Spettro di massa invariante del sistema K^+K^- corrispondente a $\mathcal{L}_{int} = 18.6 \text{ fb}^{-1}$, con taglio di selezione $S > 5$. Si riconosce la distribuzione del mesone $\phi(1020)$ centrata attorno a $1.02 \text{ GeV}/c^2$ 39
- 4.11 Spettro di massa invariante del sistema $J/\psi K^+K^-$ corrispondente a $\mathcal{L}_{int} = 18.6 \text{ fb}^{-1}$ con i tagli di selezione $S > 5$ e $1.01 \leq m_{\phi(1020)} \leq 1.03 \text{ GeV}/c^2$. Le curve rappresentano i risultati del fit: quella punteggiata è la PDF di fondo, la linea tratteggiata è quella di segnale e quella piena la somma delle due. È riportata la distribuzione dei pull. 40
- 4.12 Spettro di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$ corrispondente a $\mathcal{L}_{int} = 18.6 \text{ fb}^{-1}$. Sono confrontate le distribuzioni con il solo taglio di selezione sulla significatività $S > 5$ del candidato B (a sinistra), e quella ottenuta rimuovendo i decadimenti $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+K^-$ e $B^0 \rightarrow J/\psi K^\pm\pi^\mp$ (a destra). Si nota come tale taglio di selezione elimini tutti gli eventi contenuti nel *bump*. 41

Elenco delle tabelle

| | | |
|-----|--|----|
| 1.1 | Particelle elementari del Modello Standard. | 4 |
| 1.2 | Contenuto in quark, valori di massa e tempi medi di decadimento dei mesoni B [3]. | 7 |
| 3.1 | Elenco dei tagli introdotti nella selezione delle tracce dei muoni utilizzate per ricostruire gli eventi $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ | 19 |
| 3.2 | Parametri relativi allo stato J/ψ ricavati dai fit mostrati nelle figure 3.1, 3.2 e 3.3 | 23 |
| 3.3 | Elenco dei tagli introdotti nella selezione delle tracce cariche utilizzate per ricostruire lo spettro di massa invariante del sistema $J/\psi\pi^+\pi^-$ | 24 |
| 4.1 | Elenco dei parametri ottenuti dal fit mostrato in figura 4.5, corrispondente a $\mathcal{L}_{int} = 18.6 \text{ fb}^{-1}$. È riportato il χ^2/NDF calcolato dalla distribuzione dei pull di figura 4.5 | 34 |

Bibliografia

- [1] Experimental observation of a Heavy Particle J. *Phys. Rev. Lett.*, 33:1404, 1974.
- [2] Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, 33:1406, 1974.
- [3] Particle Data Group. Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D*, 86:010001, 2012.
- [4] Belle Collaboration. Observation of a new narrow charmonium state in exclusive $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi$ decays. *Phys. Rev. Lett.*, 91:262001, 2003.
- [5] LHCb Collaboration. Determination of the X(3872) meson quantum numbers. *Phys. Rev. Lett.*, 110:222001, 2013.
- [6] CMS Collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3:S08004, 2008.
- [7] M.J. Oreglia. *A study of the reactions $\psi' \rightarrow \gamma\gamma\psi$* . PhD thesis, Stanford University, 1980. SLAC-R-236, UMI-81-08973.
- [8] Wouter Verkerke and David P. Kirkby. The RooFit toolkit for data modelling. *eConf*, C0303241:MOLT007, 2003.
- [9] CMS Collaboration. Measurement of the X(3872) production cross section via decays to $J/\psi\pi\pi$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *JHEP*, 04:154, 2013.
- [10] C. Sharma and R. Sinha. Angular analysis of B decaying into J/ψ Tensor, J/ψ Vector and J/ψ Scalar. *Phys. Rev. D*, 73:014016, 2006.
- [11] BABAR Collaboration. Measurement of the $B \rightarrow J/\psi K^*(892)$ decay amplitudes. *Phys. Rev. Lett.*, 87:241801, 2001.

Ringraziamenti

Un ringraziamento speciale va alla dott.ssa Alessandra Fanfani per l'enorme disponibilità mostrata e per avermi guidato con pazienza in questo lavoro di tesi.

Vorrei ringraziare anche il dott. Daniele Fasanella per l'aiuto con il *bump*.

Ringrazio gli amici e coinquilini, Marco e Oscar, per la compagnia di questi anni e per quanto passato insieme, ma soprattutto per avermi sopportato. Re! senza le tue "lezioni di vita" sarei perso.

Ringrazio Daniele e Francesca per i "lunedì The Walking Dead". Nonostante non mi sia dedicato molto a voi in questi mesi, voi ci siete sempre.

Un grazie di cuore va alle mie sorelle, Sara e Marta, perchè non smettete mai di fare il tifo per me e perchè siete sempre presenti nel momento del bisogno. Per il giappo e per il "Lucio Dalla".

Un ultimo ringraziamento va ai miei genitori, Rosa Maria e Nicola, per aver creduto in me fino alla fine. *Papà, tranquillo, non mi abbatto.*