



# UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI CAGLIARI

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e  
Naturali  
Corso di Laurea in Fisica

## Tecniche cinematiche per la identificazione di decadimenti rari di mesoni $B_s^0$ in LHCb

Relatore:  
Prof. Biagio Saitta

Tesi di Laurea di:  
Francesca Dordei

Anno Accademico  
2007-2008



# Indice

|                                                                                               |           |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>Introduzione</b>                                                                           | <b>1</b>  |
| <b>1 Decadimenti rari del <math>B_s^0</math></b>                                              | <b>5</b>  |
| <b>2 L'esperimento LHCb</b>                                                                   | <b>9</b>  |
| 2.1 LHC - Large Hadron Collider . . . . .                                                     | 9         |
| 2.2 L'esperimento LHCb . . . . .                                                              | 11        |
| 2.2.1 Il VELO . . . . .                                                                       | 13        |
| 2.2.2 I RICH . . . . .                                                                        | 13        |
| 2.2.3 Il magnete . . . . .                                                                    | 14        |
| 2.2.4 Il sistema di tracciamento . . . . .                                                    | 14        |
| 2.2.5 I calorimetri . . . . .                                                                 | 16        |
| 2.2.6 Il rivelatore di muoni . . . . .                                                        | 16        |
| <b>3 Fit cinematico per la ricostruzione di decadimenti</b>                                   | <b>19</b> |
| 3.1 Algoritmo . . . . .                                                                       | 20        |
| <b>4 Campione <math>B_s^0 \rightarrow \mu\mu</math> e Selezione tradizionale</b>              | <b>25</b> |
| 4.1 Effetti di accettazione geometrica e di trigger . . . . .                                 | 26        |
| 4.2 Identificazione <i>standard</i> . . . . .                                                 | 29        |
| <b>5 Selezione del campione <math>B_s^0 \rightarrow \mu\mu</math> mediante fit cinematico</b> | <b>37</b> |
| 5.1 Fit applicato al campione C1 . . . . .                                                    | 38        |
| 5.2 Considerazioni statistiche . . . . .                                                      | 45        |
| 5.3 Fit applicato ai campioni C2-C3 . . . . .                                                 | 49        |
| 5.4 Fit applicato ad un campione di eventi di fondo . . . . .                                 | 52        |
| <b>Conclusioni</b>                                                                            | <b>53</b> |



# Elenco delle figure

|     |                                                                                                                                   |    |
|-----|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1.1 | Diagrammi di Feynman che contribuiscono al decadimento $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ all'interno del Modello Standard . . . . . | 6  |
| 1.2 | Diagramma di Feynman per il termine dominante del decadimento $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ mediato da Bosoni di Higgs. . . . . | 7  |
| 2.1 | Complesso degli acceleratori del CERN. . . . .                                                                                    | 10 |
| 2.2 | Il rivelatore LHCb: sezione verticale. . . . .                                                                                    | 12 |
| 2.3 | Vista laterale del rivelatore di $\mu$ nel piano $y - z$ . . . . .                                                                | 17 |
| 3.1 | Schema di decadimento a due corpi. . . . .                                                                                        | 20 |
| 4.1 | Pseudorapidità dei muoni. . . . .                                                                                                 | 28 |
| 4.2 | Impulso trasverso dei muoni. . . . .                                                                                              | 28 |
| 4.3 | $\chi^2$ e significanza del parametro d'impatto del $B_s^0$ . . . . .                                                             | 30 |
| 4.4 | Massa invariante della coppia $\mu^+ \mu^-$ . . . . .                                                                             | 30 |
| 4.5 | Differenza delle componenti x y z, misurate e MonteCarlo (MC), della quantità di moto del $\mu^+$ . . . . .                       | 32 |
| 4.6 | Differenza delle coordinate x y z, misurate e MonteCarlo (MC), del vertice primario. . . . .                                      | 33 |
| 4.7 | Differenza delle coordinate x y z, misurate e MonteCarlo (MC), del vertice di decadimento del $B_s^0$ . . . . .                   | 34 |
| 4.8 | Differenza delle componenti x y z, misurate e MonteCarlo (MC), della quantità di moto del $B_s^0$ . . . . .                       | 35 |
| 5.1 | Confronto $(P, \theta, \phi)$ del $\mu^+$ ottenuti dal fit con quelli MC. . . . .                                                 | 38 |
| 5.2 | Confronto $(P, \theta, \phi)$ del $\mu^+$ misurati con quelli MC. . . . .                                                         | 39 |
| 5.3 | $\sigma_{P_{mis}}/P_{mis}$ e $\sigma_{P_{fit}}/P_{fit}$ . . . . .                                                                 | 40 |
| 5.4 | $\sigma_{P_{mis}}/P_{mis}$ e $\sigma_{P_{fit}}/P_{fit}$ . . . . .                                                                 | 40 |

|      |                                                                                                                                   |    |
|------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 5.5  | Correlazioni $(\sigma_{P_{mis}})-(\sigma_{P_{fit}})$ e $(\sigma_{P_{mis}}/P_{mis})-(\sigma_{P_{fit}}/P_{fit})$ . . . . .          | 41 |
| 5.6  | Confronto $\theta$ del $B_s^0$ misurato e fittato con quello MC. . . . .                                                          | 41 |
| 5.7  | Confronto $\phi$ del $B_s^0$ misurato e fittato con quello MC. . . . .                                                            | 42 |
| 5.8  | Confronto $P$ del $B_s^0$ misurato e fittato con quello MC. . . . .                                                               | 42 |
| 5.9  | Differenza relativa di $P$ del $B_s^0$ misurato e fittato con quello MC. . . . .                                                  | 43 |
| 5.10 | Correlazione $(P_{B_s}^{Mis} - P_{B_s}^{MC})$ e $(P_{B_s}^{Fit} - P_{B_s}^{MC})$ . . . . .                                        | 44 |
| 5.11 | Valore medio del $\chi^2$ in funzione della differenza $(P_{B_s}^{Fit} - P_{B_s}^{MC})$ . . . . .                                 | 44 |
| 5.12 | Distribuzione della probabilità del $\chi^2$ . . . . .                                                                            | 45 |
| 5.13 | <i>Pull</i> relativi a $(P, \theta, \phi)$ del $\mu^+$ . . . . .                                                                  | 46 |
| 5.14 | Nuova distribuzione della probabilità del $\chi^2$ . . . . .                                                                      | 47 |
| 5.15 | Nuovi <i>pull</i> relativi a $(P, \theta, \phi)$ del $\mu^+$ . . . . .                                                            | 48 |
| 5.16 | Distribuzione del $\chi^2$ del vertice formato dalla coppia di $\mu$ per<br>le combinazioni corrette e per quelle errate. . . . . | 50 |

# Elenco delle tabelle

|     |                                                                                                  |    |
|-----|--------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 4.1 | Effetti dei trigger, dell'accettanza e della ricostruzione sul campione di eventi. . . . .       | 27 |
| 4.2 | Effetti della selezione standard sul campione di eventi preselezionato. . . . .                  | 31 |
| 5.1 | Vari campioni preselezionati su cui applicare il fit cinematico.                                 | 37 |
| 5.2 | Effetto del fit cinematico sul campione C1, confrontato con la selezione tradizionale. . . . .   | 38 |
| 5.3 | Effetto del fit cinematico sul campione C2, confrontato con la selezione tradizionale. . . . .   | 49 |
| 5.4 | Effetto del fit cinematico sul campione C3, confrontato con la selezione tradizionale. . . . .   | 51 |
| 5.5 | Effetto del fit cinematico sul campione di fondo, confrontato con la selezione standard. . . . . | 52 |





# Introduzione

Il Modello Standard è una teoria di campo quantistica atta a descrivere tre delle quattro forze fondamentali note, ossia le interazioni elettrodeboli e forti. Ad oggi, le previsioni del Modello Standard sono state in larga parte verificate sperimentalmente con un'ottima precisione, anche grazie all'utilizzo degli acceleratori di particelle, che ne hanno mostrato l'attendibilità in un vasto intervallo di energie.

Tuttavia, questo costrutto teorico postula anche l'esistenza di particolari particelle, i bosoni di Higgs, non ancora osservate e necessarie per spiegare il meccanismo per il quale le particelle acquisiscono massa. Il bosone di Higgs non è stata ancora osservato sperimentalmente e la sua massa non è prevista dal Modello Standard; ricerche dirette effettuate al LEP del CERN e al Tevatron del Fermilab hanno permesso di escludere valori della massa inferiori a 114.4 GeV. Con l'avvento ormai prossimo di LHC, il collisionatore adronico costruito al CERN, sarà possibile però dare una risposta definitiva sulla sua esistenza, dal momento che misure indirette della determinazione dei parametri elettrodeboli danno indicazione che i valori della massa sono, con buona probabilità, in un intervallo ad esso accessibile.

D'altra parte, nonostante la verifica sperimentale dell'esistenza dell'Higgs rappresenterebbe l'ultima importante conferma del Modello Standard, molti sforzi sono già stati compiuti per poter integrare questo modello in una teoria di unificazione più vasta che, necessariamente, include al suo interno una descrizione dell'interazione gravitazionale, completamente ignorata nell'attuale modello.

Sebbene in numero limitato, esistono dei segni di possibile fisica che non può essere inquadrata all'interno del Modello Standard, come la massa non

nulla dei neutrini, dedotta dall'osservazione sperimentale del fenomeno delle oscillazioni di neutrino o le spiegazioni circa la natura della materia oscura.

Modelli supersimmetrici che postulano simmetrie della natura aggiuntive rispetto a quelle previste dal Modello Standard, e che assegnano ad ogni particella un partner supersimmetrico, potrebbero portare ad un innalzamento di svariati ordini di grandezza dei branching fractions per alcuni decadimenti rari o proibiti nel M.S. Lo studio, in particolare, dei decadimenti rari del B può rivelarsi utilissimo nel fornire tali prove indirette di fisica non inquadrabile nell'ambito del Modello Standard.

L'esperimento LHCb si candida come uno degli ambienti ideali per queste misure dal momento che, alla luminosità nominale, la produzione di mesoni B sarà di circa  $10^{12}$  per anno, in grado quindi di fornire statistica sufficiente affinché anche quei decadimenti con branching fraction molto esigui divengano accessibili.

La sfida sperimentale è quindi quella di sviluppare algoritmi di ricostruzione che siano efficienti per il segnale ed abbiano eccezionali capacità di reiezione per il fondo, per far fronte al rapporto segnale-fondo molto piccolo.

Questo lavoro di tesi si inserisce proprio in questo contesto. È stato implementato un algoritmo di fit cinematico che potrà essere utilizzato per gli scopi appena descritti e se ne è testata la efficacia su un canale abbondantemente studiato con metodi differenti, quale  $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ , che non avendo particelle mancanti nello stato finale è dunque completamente determinato. L'intenzione è, naturalmente, di poter estendere il metodo di fit cinematico a decadimenti diversi ed altrettanto rari e/o con particelle mancanti nello stato finale.

Questo lavoro è articolato nella maniera seguente. Il primo capitolo descrive brevemente l'importanza dello studio dei decadimenti rari del  $B_s^0$ . Il secondo capitolo fornisce una breve descrizione dell'esperimento LHCb nel suo complesso, analizzando in dettaglio le componenti significative per il decadimento studiato, quali il rivelatore di muoni, il sistema di tracciamento e il trigger. Nel terzo capitolo si descrive l'algoritmo di fit cinematico implementato che verrà confrontato con la selezione standard, i cui criteri e risultati vengono trattati nel quarto capitolo. Nel quinto capitolo vengono esposti i

risultati ottenuti mediante l'applicazione dell'algoritmo di fit, confrontandoli con quelli ottenuti mediante criteri di selezione standard, verificando inoltre l'eventuale vantaggio di applicare tale algoritmo al fondo del decadimento studiato. Vengono infine tratte le opportune conclusioni.



# Capitolo 1

## Decadimenti rari del $B_s^0$

Comunemente vengono chiamati rari quei decadimenti (nel caso nostro considereremo solo quelli del  $B_s^0$ ) i cui *branching fractions* sono dell'ordine di  $10^{-5}$  o minori e pertanto difficili da misurare in un esperimento. In genere nel Modello Standard essi sono soppressi poichè descritti da diagrammi non *tree-level*, ossia questi processi non avvengono all'ordine più basso. A questa soppressione, in certi casi, se ne possono aggiungere altre derivanti da fattori cinematici. Alcune estensioni del Modello Standard prevedono che i contributi a questo tipo di decadimenti da diagrammi che contengono nuovi mediatori siano dello stesso ordine o maggiori di quelli previsti dal MS stesso. Esistono inoltre decadimenti quali ad esempio  $\mu \rightarrow e\gamma$ ,  $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$  o  $B_s^0 \rightarrow \mu\tau$ , proibiti nel Modello Standard poichè vi è una violazione del numero leptonico. Lo studio di tutti questi canali diviene quindi di particolare interesse in quanto essi possono fornire prove indirette di fisica oltre il MS.

Il decadimento  $B_s^0 \rightarrow l^+ l^-$  appartiene alla prima tipologia. Nel Modello Standard esso è soppresso poichè si tratta di un processo di corrente neutra con cambiamento di *flavour* (FCNC), che avviene attraverso i diagrammi illustrati in Figura 1.1 .

Inoltre, come tutti i decadimenti leptonici puri, è soppresso per ragioni di elicità; in particolare se i due leptoni fossero privi di massa esso sarebbe completamente proibito poichè i due leptoni dovrebbero essere emessi con uguale elicità, in questo caso chiralità, e leptoni e antileptoni privi di massa hanno chiralità opposte.

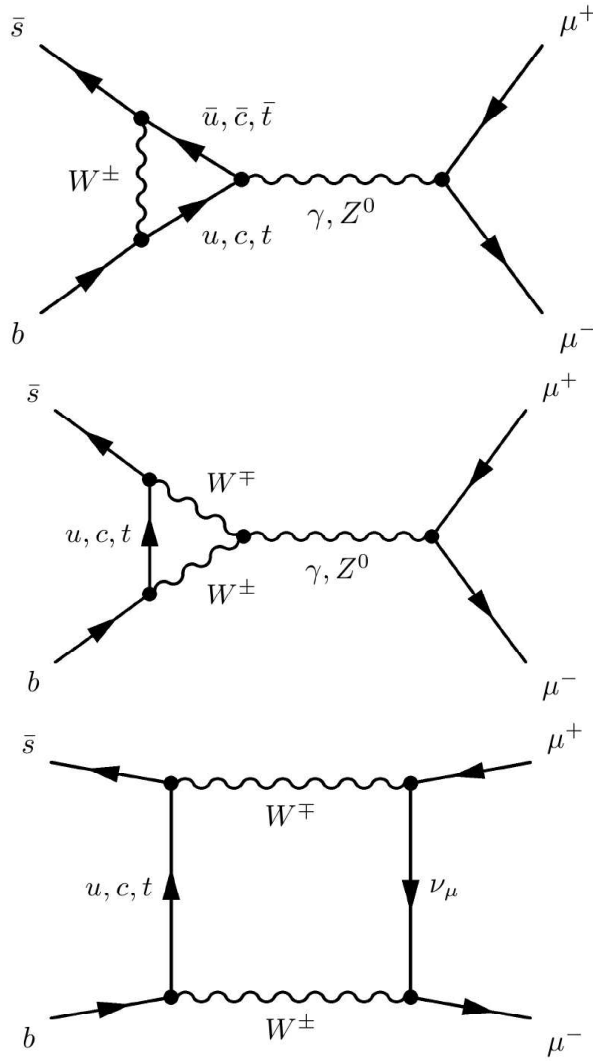


Figura 1.1: Diagrammi di Feynman che contribuiscono al decadimento  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  all'interno del Modello Standard .

Il modello Standard prevede per questi decadimenti i *branching fraction* seguenti:

$$\begin{aligned}
 BR(B_s^0 \rightarrow e^+ e^-) &\sim 10^{-14}, \\
 BR(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) &\sim 3 \times 10^{-9}, \\
 BR(B_s^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-) &\sim 6.7 \times 10^{-7}.
 \end{aligned}$$

Il decadimento in due leptoni  $\tau$ , pur essendo favorito dalla minore soppressione in elicità, è meno accessibile a causa della difficoltà di rivelazione del leptone  $\tau$ .

Il decadimento più interessante risulta quindi  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , che è pertanto ampiamente studiato anche perchè le previsioni di modelli supersimmetrici portano le stime dei *branching ratio* a valori presto accessibili sperimentalmente.

Questa classe di modelli si basa sull'assunto che ogni particella del Modello Standard possieda un partner supersimmetrico: ad ogni fermione del MS corrisponde quindi un bosone scalare supersimmetrico mentre, al contrario, ad un bosone vettore corrisponde un partner fermionico supersimmetrico.

In quest'ambito si definisce un nuovo numero quantico, la *R-Parità*, che è uguale ad 1 per le particelle del modello standard e a -1 per i loro partner supersimmetrici. Esistono realizzazioni del modello che conservano la R-Parità ed altre che non la conservano.

Una classe particolare di modelli supersimmetrici, detti *seesaw*, risultano interessanti in quanto, sotto certe ipotesi, forniscono previsioni significative per il *branching ratio* del canale di nostro interesse. In questi modelli, per il decadimento  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  si ottiene un'interazione dell'ordine dominante, del tipo mostrato in Figura 1.2, mediata dalle nuove particelle.

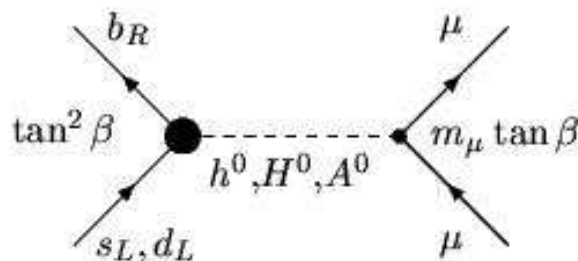


Figura 1.2: Diagramma di Feynman per il termine dominante del decadimento  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  mediato da Bosoni di Higgs.

Dai diagrammi si nota come le ampiezze siano proporzionali alla quantità

$\tan\beta$ :

$$\tan\beta = \frac{v_u}{v_d} \quad (1.1)$$

fra i valori di aspettazione del vuoto dei doppietti accoppiati a quark di tipo  $u$  e a quark di tipo  $d$  e, nel limite di grandi valori di questo parametro, si può scrivere un'espressione approssimata dei *branching ratio* per il termine dominante:

$$Br(B_s^0 \rightarrow \mu\mu) \simeq 1.9 \times 10^{-5} \left[ \frac{\tan\beta}{60} \right]^6 \left[ \frac{100 \text{ GeV}}{M_A} \right]^4 \quad (1.2)$$

Muovendosi nello spazio dei parametri individuato dai valori di  $M_A$  e  $\tan\beta$ , compatibilmente con i vincoli sperimentali, si può comprendere come il *branching ratio* possa aumentare anche di più di un ordine di grandezza. Il limite sperimentale attuale è di:

$$BR(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) < 2 \times 10^{-6} \quad (1.3)$$

fissato dall'esperimento CDF [CDF] impone dei vincoli sulla combinazione  $M_A$  e  $\tan\beta$ .



# Capitolo 2

## L'esperimento LHCb

### 2.1 LHC - Large Hadron Collider

LHC è il collider adronico attualmente in fase di costruzione al CERN di Ginevra. L'acceleratore è situato in un tunnel sotterraneo di circonferenza pari a circa 27 Km e produrrà collisioni protone-protone e tra ioni pesanti (Pb-Pb), con energie nel centro di massa rispettivamente di 14 TeV e 2.8 TeV.

La scelta di un collider adronico invece di uno leptonico, come per esempio LEP, è conseguenza della perdita di energia per radiazione di sincrotrone molto più bassa rispetto a un collisore  $e^+e^-$ , infatti la potenza dissipata è inversamente proporzionale alla quarta potenza della massa della particella accelerata. Inoltre, sebbene le macchine protone-antiprotone consentano di far viaggiare le particelle e le antiparticelle sullo stesso tubo, la bassa efficienza di produzione di antiprotoni non consente il raggiungimento di luminosità molto alte, pertanto si è preferito costruire un collisore protone-protone.

LHC è un sincrotrone con due tubi di fascio distinti in cui vengono accelerati i protoni, o gli ioni, in direzioni opposte. La curvatura delle particelle si ottiene grazie all'utilizzo di dipoli superconduttori, tenuti a temperatura criogenica di 1.9 K, che generano un campo magnetico di 8.4 T. Sono inoltre presenti vari altri tipi di magneti per correggere errori di multipolo, focalizzare i fasci, guidarli nelle zone di interazione e aumentarne la luminosità per collisioni. La forma dell'acceleratore non è perfettamente circolare ma pre-

senta dei tratti rettilinei in corrispondenza dei punti di interazione, nei quali sono installati gli esperimenti, e nei punti in cui sono presenti installazioni utili al preservamento del fascio.

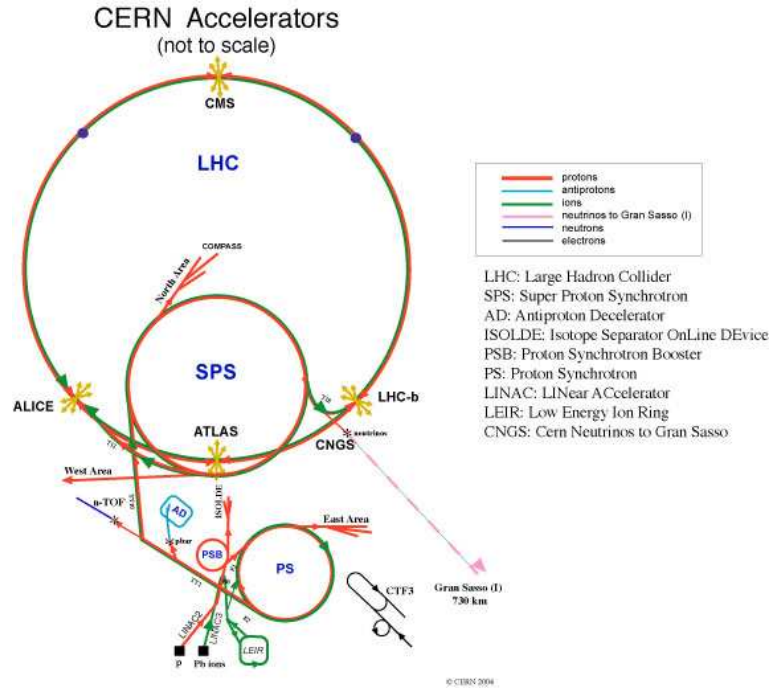


Figura 2.1: Complesso degli acceleratori del CERN.

LHC si avvale dell'SPS come iniettore e pertanto ne sfrutta tutta la catena di accelerazione schematicamente illustrata in Figura 2.1. Il fascio di protoni è accelerato inizialmente da un acceleratore lineare (LINAC) a energie superiori ai 50 MeV, successivamente un acceleratore circolare, detto *booster*, porta l'energia a 1 GeV. I protoni sono quindi iniettati nel PS dove raggiungono un'energia di 26 GeV, a questo punto entrano nell'SPS nel quale sono accelerati fino a 450 GeV ed essere quindi iniettati in LHC per l'accelerazione finale a 7 TeV.

All'interno del tubo di fascio i protoni sono strutturati in gruppi, detti *bunches*, separati tra loro spazialmente e distanziati temporalmente di 25 ns. Nei punti di collisione due bunches provenienti da direzioni opposte si scontrano con una certa frequenza, detta di *bunch crossing*, che nel caso di LHC è pari a 40MHz. Caratteristica di questo collider sarà l'elevata luminosità

$\mathcal{L}$ , che in condizioni nominali, dovrebbe essere di  $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . A tale luminosità si avranno circa 14 interazioni  $pp$  per *bunch crossing*. L'esperimento LHCb, invece, lavorerà ad una luminosità  $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , portando a 0.3 il numero medio di interazioni per *bunch crossing* e godendo, quindi, di una situazione più semplice nella ricostruzione.

Cinque sono gli esperimenti che utilizzeranno LHC. ATLAS e CMS che sono esperimenti *multi-purpose* con lo scopo principale della ricerca del bosone di Higgs; ALICE che si occuperà della fisica degli ioni pesanti ed in particolare dello studio del *Quark Gluon Plasma*; TOTEM, un esperimento relativamente piccolo per la misura della sezione d'urto totale a LHC; LHCb che è dedicato alla fisica del *quark b* e che sarà descritto in maggior dettaglio, poichè nel suo ambito è stato svolto questo lavoro.

## 2.2 L'esperimento LHCb

L'esperimento LHCb è stato concepito essenzialmente per studiare la violazione della simmetria  $\text{CP}^1$  nei decadimenti dei mesoni B ed i decadimenti rari di queste stesse particelle. Lo scopo è una più profonda conoscenza della fisica dei quark nell'ambito del Modello Standard ma anche, come già menzionato, la rivelazione di possibili indizi di nuova fisica. Più recentemente, poichè le misure di  $\Delta M_s$ , la differenza di massa fra il  $B_s^0$  ed il  $\bar{B}_s^0$ , e di  $\phi_s$ , la fase nelle oscillazioni  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$  sono già state effettuate dall'esperimento CDF, lo studio dei decadimenti rari sta assumendo sempre maggiore importanza.

Le caratteristiche principali del rivelatore LHCb sono la alta efficienza di identificazione di particelle (tipicamente  $K$ ,  $\pi$ ,  $\mu$ ), una grande risoluzione temporale e un'alta efficienza di trigger sia per i canali leptonici che per quelli adronici.

Il rivelatore opererà a una luminosità di  $2 \times 10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , inferiore a quella degli altri esperimenti; in ogni caso, grazie all'alta sezione d'urto per la produzione di coppie  $b\bar{b}$  (stimata essere circa  $500\mu\text{b}$ ) per le collisioni  $pp$ , la produzione totale di mesoni B risulta comunque la più grande fra gli esperi-

---

<sup>1</sup>Charge Conjugation Parity.

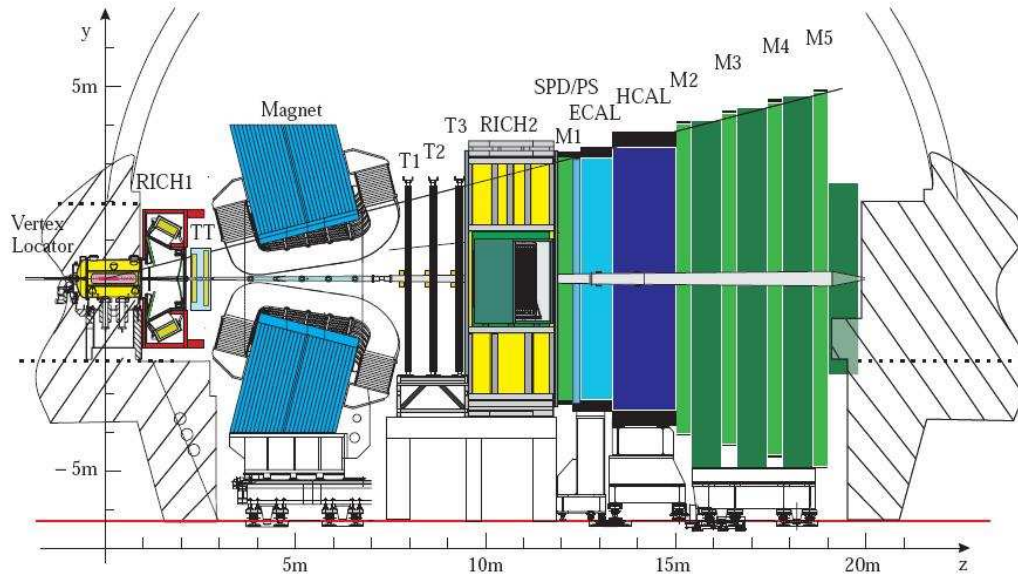


Figura 2.2: Il rivelatore LHCb: sezione verticale.

menti oggi disponibili. Verranno prodotte  $10^{12}$  coppie  $b\bar{b}$  e quindi  $10^{11} B_s^0$  per anno, essendo 10% la frazione di adronizzazione del  $b$  in  $B_s^0$ .

La struttura geometrica dell'esperimento, visibile in Figura 2.2, è molto simile a quella di un esperimento a bersaglio fisso: essa risulta proiettata in avanti in conseguenza della distribuzione angolare dei B prodotti. Il sistema di coordinate di LHCb è destrorso, con l'asse  $z$  che scorre dal punto di interazione verso le camere a muoni lungo la linea del fascio e con l'asse  $y$  che punta verso l'alto. Il campo magnetico è tale che la traiettoria delle particelle cariche abbia curvatura solo nel piano  $x-z$  (orizzontale) e non siano incurvate nel piano  $y-z$  (verticale).

La copertura angolare va da 10 mrad a 300 mrad nel piano  $x-z$  e da 10 mrad a 250 mrad nel piano  $y-z$ . Questo equivale ad una copertura in pseudo-rapidità  $\eta$  fra 1.8 e 4.9.

Nella Figura 2.2, possono essere individuate alcuni componenti fondamentali dell'apparato:

- il rivelatore di vertice (VELO);
- i rivelatori ad effetto Cherenkov RICH1 e RICH2;

- il magnete;
- il sistema di tracciamento (T1,T2,T3);
- i calorimetri elettromagnetico (ECAL) e adronico (HCAL);
- il rivelatore di muoni (M1,M2,M3,M4,M5).

Nell'ambito di questo lavoro di tesi rivestono particolare importanza il sistema di tracciamento e il rivelatore di muoni e pertanto essi saranno descritti in maniera più dettagliata.

### 2.2.1 Il VELO

Il rivelatore di vertice è posto attorno alla regione di collisione tra i due fasci e ha il compito di una precisa ricostruzione del vertice primario e dei vertici secondari dovuti al decadimento dei mesoni B.

Il VELO è composto sostanzialmente da due metà identiche poste attorno al fascio; ciascuna metà è costituita da 25 stazioni formate da una coppia di rivelatori al silicio di forma emicircolare, una a strip circolari ed una a strip radiali; il sistema è in comunicazione diretta col vuoto del tubo di fascio.

La simmetria del sistema è cilindrica attorno al fascio e le due metà possono muoversi in direzione radiale rispetto al fascio. La risoluzione del rivelatore è pari a  $42\mu m$  nella direzione  $z$  e di  $10\mu m$  nella direzione perpendicolare al fascio. Si otterrà inoltre una risoluzione di  $20\mu m$  per la ricostruzione del parametro d'impatto rispetto al vertice primario delle tracce a più alto impulso trasverso.

### 2.2.2 I RICH

La presenza di due rivelatori RICH a effetto Cherenkov è richiesta principalmente per la distinzione tra mesoni  $\pi$  e  $K$  nell'intervallo di energie richiesti da LHCb, 1-150 GeV. Per poter ottenere questi risultati è necessario disporre di più mezzi radiatori e pertanto i RICH in LHCb sono due.

### 2.2.3 Il magnete

Si tratta di un magnete dipolare, orientato in modo tale da curvare le particelle cariche nel piano  $x - z$ . L'intensità massima del campo magnetico è di 1.1T, mentre il campo integrato sul cammino medio compiuto da una particella che ha avuto origine nel vertice primario è di  $\sim 4\text{Tm}$ . L'apertura del magnete definisce anche una regione di accettazione pari 300 mrad sul piano  $x - z$  e 250 mrad sul piano  $y - z$ .

### 2.2.4 Il sistema di tracciamento

Il sistema di tracciamento, costituito dalle stazioni T1, T2 e T3 e posizionato immediatamente dopo il magnete dipolare, ha il compito di fornire informazioni di posizione relativamente al passaggio di particelle cariche tra il rivelatore di vertice e i calorimetri.

Ogni stazione misura la coordinata  $x$ , lungo il piano di curvatura, e due coordinate *stereo* spostate angolarmente rispetto alla prima di un angolo  $\theta = \pm 5^\circ$  in modo da avere una qualche informazione lungo la direzione  $y$  e risolvere le ambiguità.

Poichè la densità di tracce in un tipico evento è maggiore nella regione in prossimità dell'asse fascio e decresce approssimativamente come l'inverso del quadrato della distanza da tale asse ciascuna stazione è divisa in due parti:

- *Inner Tracker*: è la regione vicino al fascio, costituita da rivelatori al silicio, e ha una risoluzione spaziale di  $\sim 75\mu\text{m}$ ;
- *Outer Tracker*: posto più esternamente, è investito da una luminosità più bassa ed è costituito da due strati di *straw tubes* sfalsati tra loro. La risoluzione è di  $\sim 200\mu\text{m}$ .

Le stazioni di tracciamento, unitamente al VELO e al TT (Trigger Tracker), consentono la ricostruzione dell'impulso e delle traiettorie delle particelle cariche. Non sempre gli hit di una particella sono presenti in tutte le stazioni e pertanto si definiscono tracce di classe *long* quelle tracce che presentano degli hit nel VELO e in tutte le stazioni T. Esistono altri tipi di tracce, la cui ricostruzione è maggiormente affetta da errori, ma tipicamente solo le tracce

*long* sono utilizzate per la ricostruzione dei decadimenti del B, in quanto si richiede una precisione elevata nella ricostruzione dei vertici secondari.

La strategia di ricostruzione si divide in due fasi: nella prima vengono ricercati i cosiddetti “semi” di traccia, separatamente nel VELO e nelle stazioni, pertanto si parlerà di *VELO seeds* e di *T seeds*; nella seconda fase si ricostruisce la traccia vera e propria.

- **VELO seeds:** sono segmenti di tracce rettilinei, ricostruiti utilizzando le coordinate radiali e angolari dei cluster di energia depositata in VELO. Ovviamente non è ancora presente nessuna informazione sull'impulso.
- **T seeds:** sono ricostruiti usando i cluster nei tracker, si tratta di parametrizzazioni paraboliche, in quanto il valore del campo magnetico, sebbene ridotto in questa zona, non è ancora trascurabile. Può essere effettuata una stima dell'impulso assumendo che la traccia abbia origine dalla posizione nominale del vertice di interazione.
- **Ricerca di tracce lunghe.** Si sceglie un VELO seed e gli si assegna a turno uno degli hit su una singola stazione T. A questo punto è possibile definire un impulso e quindi la traiettoria della particella. Per questa traiettoria si cercano quindi degli hit nelle altre stazioni, includendo la TT. Se un numero sufficiente di hit è ritenuto compatibile con la traiettoria la traccia è ricostruita, o quantomeno è ritenuta tale. In questo modo viene ricostruito all'incirca il 90% delle tracce lunghe. La procedura viene ripetuta per tutti i VELO seeds. A questo punto, scartando tutti gli hit nelle stazioni che sono stati già assegnati ad una traccia, si può ricostruire un ulteriore 5% di tracce lunghe sfruttando i T seeds ed estrapolandone una traccia e richiedendo che la stessa sia compatibile con un VELO seed.

La risoluzione in impulso è dipendente dall'impulso stesso della particella e va dallo 0.35% per bassi impulsi allo 0.55% per grandi impulsi.

### 2.2.5 I calorimetri

I calorimetri consentono l'identificazione di elettroni, fotoni (ECAL) e adroni (HCAL).

ECAL è un calorimetro elettromagnetico di tipo segmentato, costituito da strati di piombo dello spessore di 2mm alternati a piani di scintillatore di 4mm; il suo spessore in  $z$  è pari a 25 lunghezze di radiazione. Esso è preceduto da un *preshower*, ossia uno strato di piombo di 12mm seguito da 15mm di scintillatore. Il *preshower* permette una rapida distinzione tra fotoni ed elettroni e pioni che può essere usata nel trigger.

HCAL, il calorimetro adronico, è del tipo a campionamento ed è costituito da piastrelle di ferro dello spessore di 16mm, che fungono da materiale passivo, e da piastrelle di scintillatore di 4mm come materiale attivo. La sua lunghezza è pari a 1.6m per un totale di  $5.6\lambda_I$ .

### 2.2.6 Il rivelatore di muoni

Il rivelatore di muoni è il rivelatore più lontano dal vertice di interazione. Questo è possibile poichè i muoni possono attraversare grandi spessori di materiale, come per esempio i calorimetri, senza interagire significativamente. I dati forniti si rivelano utili, oltre che per l'analisi offline, anche per il trigger. Le specifiche del rivelatore sono poste strettamente in relazione al suo utilizzo come trigger, infatti è in grado di rivelare muoni con un grande impulso trasverso con un'efficienza del 95% con una frequenza di eventi fino a 10MHz alla luminosità di LHCb. Di tutti i muoni rivelati, il 99%, sono risolti temporalmente a 20ns, in modo tale che sia possibile assegnare gli hits al bunch crossing corrispondente. L'intero sistema è composto da cinque stazioni (M1-M5) posizionate al di là del calorimetro adronico, ad eccezione della prima, M1, che è posta davanti al calorimetro elettromagnetico. A partire da M2, dopo ogni stazione è posto un assorbitore di ferro dello spessore di 80cm atto ad attenuare particelle diverse dai muoni e provenienti dal calorimetro. Ogni stazione è divisa in quattro regioni, R1-R4, che hanno dimensioni che aumentano al crescere della distanza dal fascio. La rivelazione degli hits è affidata a camere proporzionali multifilo ad eccezione della regione R1 di M1,



che è equipaggiata con rivelatori a tripla GEM, che hanno risposte migliori in regimi di alto flusso come quelli presenti nella regione antistante i calorimetri.

Una caratteristica costruttiva notevole di questo rivelatore è la proiettività. Infatti il posizionamento delle camere di ogni stazione nel piano  $x - y$ , così come le dimensioni delle regioni, sono tali da preservare al massimo la proiettività del sistema rispetto al punto di interazione nominale. Questo è fondamentale per ottimizzare le prestazioni del trigger L0 e per minimizzare le inefficienze ai bordi delle camere.

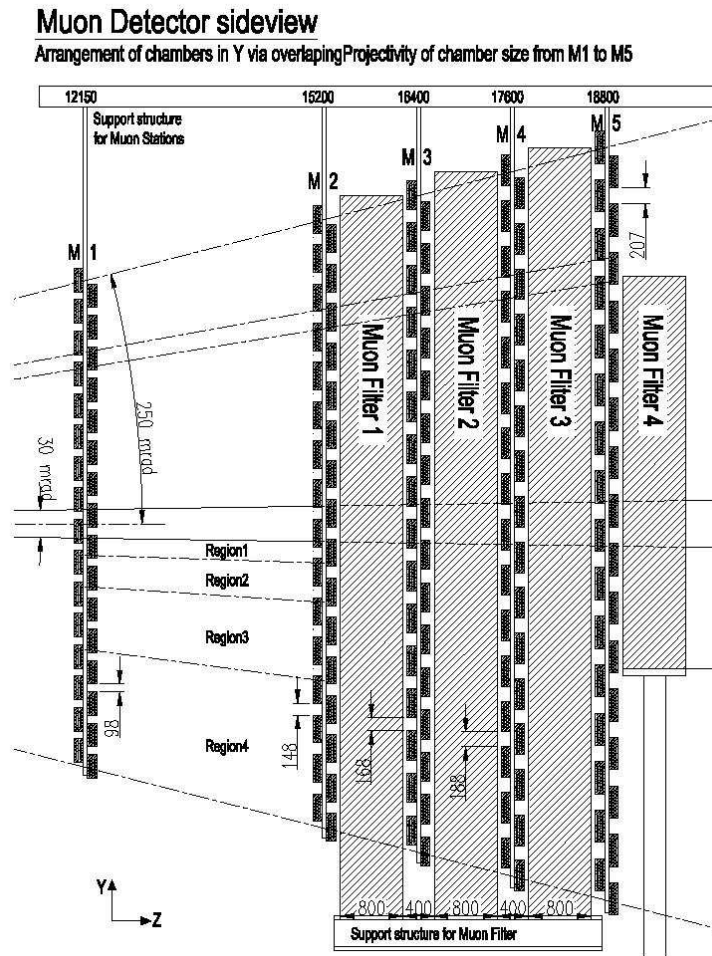


Figura 2.3: Vista laterale del rivelatore di  $\mu$  nel piano  $y - z$ .



## Capitolo 3

# Fit cinematico per la ricostruzione di decadimenti

In generale, da un punto di vista cinematico, i decadimenti possono essere inquadrati in due categorie: quelli per i quali tutte le particelle prodotte nello stato finale vengono rivelate, la loro quantità di moto misurata e il segno della carica e la loro natura identificate, e quelli per i quali ciò può non avvenire. Tuttavia, l'ipotesi di un particolare decadimento, anche con particelle mancanti o quantità non misurate, può essere statisticamente verificata mediante una procedura definita di *fit cinematico*. La Figura 3.1 illustra il decadimento a due corpi di una particella neutra in due particelle cariche. Se le quantità di moto  $\vec{P}_1$  e  $\vec{P}_2$  sono misurate, allora è possibile valutare la probabilità di precise ipotesi di decadimento (ciascuna equivalente ad imporre le masse  $M_0$  della particella che decade ed  $M_1$  e  $M_2$  dei prodotti di decadimento) e di scegliere la migliore di esse.

Le quattro equazioni che esprimono la conservazione dell'energia e della quantità di moto al vertice di decadimento consentono di determinare  $\vec{P}_0$ , la quantità di moto della particella che decade.

Poichè le quantità incognite sono tre e le equazioni dei vincoli (*constraints*) sono quattro, il problema è sovradeterminato e pertanto la procedura associata per la sua soluzione viene denominata *Fit-1C*.

Nel caso in cui si imponga la direzione di volo della particella che decade, imponendo ad esempio che essa giaccia lungo la congiungente il vertice di produzione e quello di decadimento, determinato dal punto dello spazio in cui

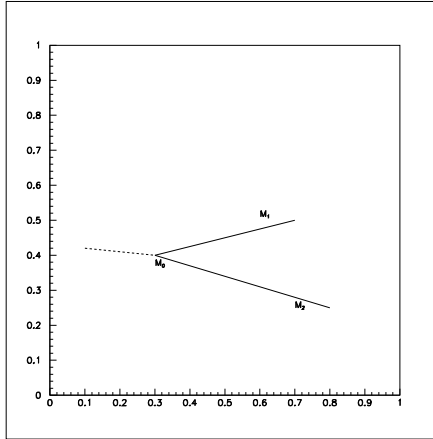


Figura 3.1: Schema di decadimento a due corpi.

si incrociano i prolungamenti delle tracce dei prodotti carichi di decadimento, l'unica variabile sconosciuta è il modulo della quantità di moto  $p_0$  e pertanto in questo caso si parla di *Fit-3C*.

Qualora si misurasse solo la direzione di uno dei prodotti del decadimento e non il modulo della quantità di moto, la procedura permetterebbe una sua determinazione riducendo in questo caso il numero dei vincoli da tre a due.

L'algoritmo matematico implementato è descritto nel seguito. La sua efficacia è stata verificata su un canale abbondantemente studiato con metodi differenti, senza particelle mancanti nello stato finale e, dunque, completamente determinato, quale  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .

L'intenzione è di poter estendere il metodo di fit cinematico a decadimenti diversi ed altrettanto rari e/o con particelle mancanti nello stato finale.

### 3.1 Algoritmo

L'algoritmo di fit cinematico si basa su una procedura iterativa di minimizzazione del  $\chi^2$ , una tecnica di lunga data che storicamente è stata applicata a numerosi problemi di diversa natura.

Tale metodo permette, data la conoscenza dei valori di  $N$  variabili  $(y_1, \dots, y_N)$

misurate sperimentalmente (nel caso nostro esse saranno l'insieme delle quantità di moto  $p_j$  e delle direzioni nello spazio di un gruppo di particelle) e data un'ipotesi (nel nostro caso un'ipotesi di un determinato decadimento) di verificarne la consistenza statistica, di stimare il valore delle quantità non misurate e di migliorare l'errore su quelle misurate.

Supponendo che l'errore su ogni singola variabile sia distinto ma noto, la miglior stima  $f_i$  dei parametri (si veda per esempio ref. [3]) è quella che si ottiene minimizzando la quantità:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left( \frac{y_i - f_i}{\sigma_i} \right)^2 = \text{minimo} \quad (3.1)$$

dove  $\sigma_i$  è la *deviazione standard* associata a ciascun parametro.

In generale ciò di cui si dispone è un vettore  $\eta$  di  $N$  osservabili, tipicamente legate alle particelle nello stato finale, per le quali esiste una stima data dai valori  $y_i$  misurati, il cui errore è contenuto in una matrice di covarianza  $V(y)$  nota, che, nel caso particolare di osservabili indipendenti, si riduce ad una matrice diagonale. In aggiunta esiste un set di  $J$  variabili non misurate  $\xi$ , tipicamente legate alla particella che decade.

Gli  $N$  parametri misurati e i  $J$  parametri non misurati sono legati tra loro e devono soddisfare un set di  $K = 4$  equazioni dei vincoli, detti *constraints*:

$$f_K(\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_N, \xi_1, \xi_2, \dots, \xi_J) = 0 \quad (3.2)$$

Tali *constraints* impongono la conservazione dell'impulso lungo le tre direzioni cartesiane e la conservazione dell'energia.

Le miglior stime per le variabili misurate  $\eta$  e per le variabili non conosciute  $\xi$  risultano essere determinate dalla soluzione simultanea del sistema:

$$\chi^2(\eta) = (y - \eta)^T V^{-1} (y - \eta) = \text{minimo} \quad (3.3)$$

$$f(\eta, \xi) = 0 \quad (3.4)$$

Il problema della *minimizzazione vincolata* può essere risolto eliminando  $K$  valori non noti dall'equazione dei *constraints*, sostituendo nel  $\chi^2$  e minimizzando questa funzione rispetto alle  $N + J - K$  incognite restanti.

Il metodo dell'eliminazione presenta d'altra parte lo svantaggio che non vi è alcuna regola che prescriva quale parametro eliminare dall'equazione dei *constraints*.

Classicamente il problema della *minimizzazione vincolata* è quindi risolto con l'introduzione dei *moltiplicatori di Lagrange* che consentono di trattare tutte le variabili allo stesso modo.

Per trovare la soluzione delle Eq.(3.3) e Eq.(3.4) con il metodo dei moltiplicatori di Lagrange si introducono K parametri sconosciuti  $\lambda = (\lambda_1, \dots, \lambda_k)$  e si riformula il problema richiedendo la minimizzazione non vincolata della quantità:

$$\chi^2(\eta, \xi, \lambda) = (y - \eta)^T V^{-1} (y - \eta) + 2\lambda^T f(\eta, \xi) \quad (3.5)$$

La soluzione, data dai valori di  $\eta$ ,  $\xi$  e  $\lambda$ , può essere determinata per iterazioni successive mediante un processo di linearizzazione, fino alla convergenza del  $\chi^2$ .

Ad ogni iterazione  $\nu$  successiva le equazioni vengono risolte in maniera tale che i nuovi valori delle variabili non misurate  $\xi^{\nu+1}$  sono ricavati per primi, subito dopo si ottengono i nuovi moltiplicatori di Lagrange  $\lambda^{\nu+1}$  e, alla fine, vengono calcolate le stime migliorate delle quantità misurate  $\eta^{\nu+1}$ . Si può dimostrare che [3]:

$$\xi^{\nu+1} = \xi^{nu} - \left( F_\xi^T (F_\eta^\nu V (F_\eta^\nu)^\nu)^{-1} F_\xi \right)^{-1} \left[ F_\xi^T (F_\eta^\nu V (F_\eta^\nu)^T)^{-1} r \right] \quad (3.6)$$

$$\lambda^{\nu+1} = \left( F_\eta^\nu V (F_\eta^\nu)^T \right)^{-1} [r + F_\xi (\xi^{\nu+1} - \xi^\nu)] \quad (3.7)$$

$$\eta^{\nu+1} = y - V F_\eta^T \lambda^{\nu+1} \quad (3.8)$$

dove:

$$r \equiv (f^\nu + F_\eta^\nu (y - \eta^\nu)) \quad (3.9)$$

$$(F_\eta)_{kj} \equiv \frac{\partial f_k}{\partial \eta_j} \quad (3.10)$$

$$(F_\xi)_{kj} \equiv \frac{\partial f_k}{\partial \xi_j} \quad (3.11)$$

Con i valori  $\xi^{\nu+1}$ ,  $\lambda^{\nu+1}$  e  $\eta^{\nu+1}$  si calcola il valore del  $(\chi^2)^{\nu+1}$  alla  $(\nu + 1)$  -esima iterazione e lo si confronta con quello calcolato alla iterazione prece-

dente; se non si è raggiunto il minimo viene iniziata una nuova iterazione a partire dai valori appena determinati.

Gli errori sulle stime finali delle variabili misurate e non misurabili che si ottengono dal procedimento di fit possono essere ricavati applicando la legge di propagazione degli errori. Se si considera che le stime  $\eta = \eta^{\nu+1}$  e  $\xi = \xi^{\nu+1}$  siano funzioni dei valori misurati  $y$ , le nuove matrici di covarianza risultano essere:

$$V(\eta) = V(y) [I_N - (G - HUH^T) V(y)] \quad (3.12)$$

$$V(\xi) = U \quad (3.13)$$

$$Cov(\eta, \xi) = -V(y) HU \quad (3.14)$$

dove:

$$S \equiv F_\eta^\nu V(F_\eta^\nu)^T \quad (3.15)$$

$$G \equiv F_\eta^T S^{-1} F_\eta \quad (3.16)$$

$$H \equiv F_\eta^T S^{-1} F_\xi \quad (3.17)$$

$$U^{-1} \equiv F_\xi^T S^{-1} F_\xi \quad (3.18)$$

Queste formule degli errori implicano che gli errori sui parametri fittati  $\eta$ , in generale, sono più piccoli degli errori sulle osservabili  $y$ ; inoltre le quantità fittate saranno tra loro correlate, nonostante le misure all'inizio fossero indipendenti.

Per la implementazione computazionale dell'algoritmo descritto si è usato il software ROOT [12], un *framework* in linguaggio C++ che comprende vari sottoinsiemi di lavoro per la simulazione e l'analisi dei dati.





## Capitolo 4

# Campione $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ e Selezione tradizionale

Il campione di eventi studiato è stato generato nell'ambito del framework di LHCb, e gli eventi simulati sono organizzati in modo da poter essere processati col software di analisi ROOT. La generazione si sviluppa a partire dalla simulazione completa (nel vuoto) dell'interazione pp e pertanto in ogni evento ci sarà un certo numero di particelle primarie prodotte tra le quali le coppie  $B\bar{B}$ . Uno dei mesoni  $B$  è forzato a decadere in una coppia  $\mu^+\mu^-$ . In tutti gli eventi il  $B_s^0$  è generato in un intervallo angolare di  $\pm 200$  mrad intorno alla direzione del fascio di protoni. Questo però non implica che anche i prodotti di decadimento siano nell'accettanza del rivelatore LHCb.

Successivamente viene simulata la risposta del rivelatore alle particelle prodotte e gli algoritmi di ricostruzione geometrica vengono applicati come se si trattasse di dati reali. Si estraggono quindi le osservabili richieste utili per l'analisi.

La luminosità di LHC è tale che nei 25 ns di *bunch crossing* possa aver luogo più di una interazione pp. In alcune parti di questo lavoro ci si è limitati a studiare eventi in cui era presente un solo vertice di interazione primaria.

## 4.1 Effetti di accettazione geometrica e di trigger

L'elevata frequenza di *bunch crossing* rende impossibile una memorizzazione completa della mole di dati di tutte le iterazioni. Il *trigger* opera una pre-selezione sul campione di eventi in modo da scartare in tempo reale quelli giudicati non interessanti e ridurre la frequenza di scrittura su disco a valori gestibili.

Il trigger di LHCb è composto da due stadi che devono essere superati entrambi affinché l'evento venga memorizzato. Il primo trigger, detto di livello 0 ( $L0$ ), è un trigger di tipo hardware e compie una prima scrematura degli eventi riducendone la frequenza da 4 MHz a qualche centinaio di kHz; il secondo stadio, detto High Level Trigger ( $HLT$ ), è di tipo software e processa eventi che hanno superato in precedenza  $L0$  e porta la frequenza a valori dell'ordine del kHz, ossia la frequenza di scrittura su nastro.

Per il decadimento  $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$  il trigger di Livello 0 coinvolto è  $L0$ -*dimuon* che in linea richiede la presenza di due  $\mu$  con impulso trasverso maggiore di un certo valore di soglia. Il trigger di alto livello software è la cosiddetta  $\mu$ -Alley che richiede che almeno uno dei due  $\mu$  abbia impulso trasverso maggiore di 3 GeV, significanza del parametro d'impatto  $> 3$  e che la massa invariante dei due  $\mu$  sia maggiore di 2.5 GeV.

La significanza del parametro d'impatto (IP) è definita come:

$$s = \frac{|\vec{x}_\mu - \vec{x}_{PV}|}{\sigma_{\mu-PV}} \quad (4.1)$$

dove  $s$  è appunto la significanza, al secondo membro si ha invece al numeratore il modulo della distanza tra la traiettoria ricostruita del  $\mu$  e il vertice primario, mentre al denominatore si ha l'errore sulla sua misura.

Nella Tabella 4.1 sono mostrati gli effetti del trigger, dell'accettazione e della ricostruzione sul campione iniziale di eventi e su quelli ricostruiti con un solo vertice primario. È utile osservare a questo punto che gli eventi con un solo vertice primario ricostruito contengono anche quei *bunch crossing* con due (o più) interazioni p-p originarie nelle quali uno o più vertici non siano stati ricostruiti.

|                                          | Eventi totali | NPV=1 |
|------------------------------------------|---------------|-------|
| Iniziali                                 | 29944         | 20782 |
| $\mu^+ - \mu^-$ in accettazione          | 22512         | 15623 |
| L0 trigger                               | 22512         | 15623 |
| $\geq 1\mu^+ \& \geq 1\mu^-$ ricostruiti | 18635         | 12710 |
| HLT- $\mu$ -Alley                        | 13042         | 8951  |

Tabella 4.1: Effetti dei trigger, dell'accettazione e della ricostruzione sul campione di eventi.

Sulla base della Tabella 4.1 si possono fare le seguenti osservazioni:

- $\sim 70\%$  degli eventi ha un solo vertice primario ricostruito. Su questo campione sarà talvolta rivolta l'analisi;
- il trigger L0 è, su questo campione di eventi, 100% efficiente;
- l'accettazione geometrica e la ricostruzione sono gli effetti dominanti sull'efficienza riducendo il campione di  $\sim 25\%$  e  $\sim 18\%$  rispettivamente;
- il trigger HLT ha anch'esso un effetto importante sulla riduzione del campione.

A supporto di queste osservazioni viene mostrata nella Figura 4.1 la distribuzione della *pseudorapidità* da cui è possibile verificare come una frazione significativa degli eventi ricada al di fuori dell'accettazione nominale di LHCb. Nella Figura 4.2 viene invece mostrata la distribuzione in impulso trasverso, che è responsabile principale della selezione a livello di HLT.

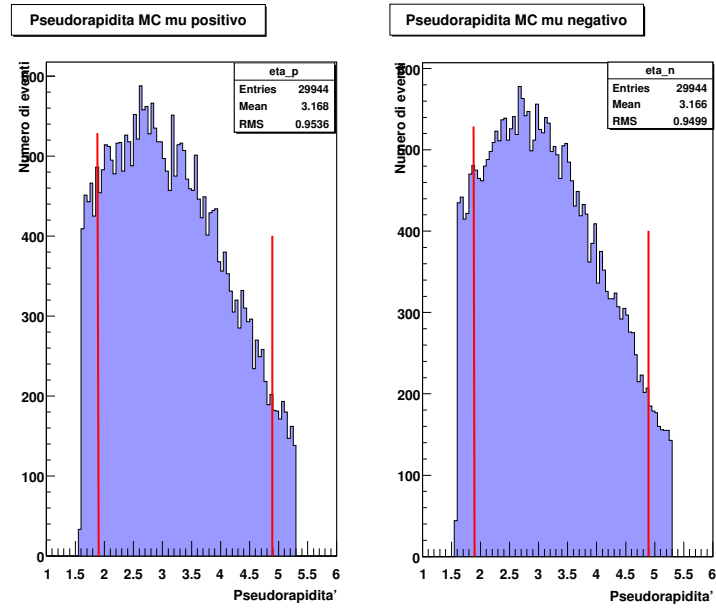


Figura 4.1: Pseudorapidità dei muoni.

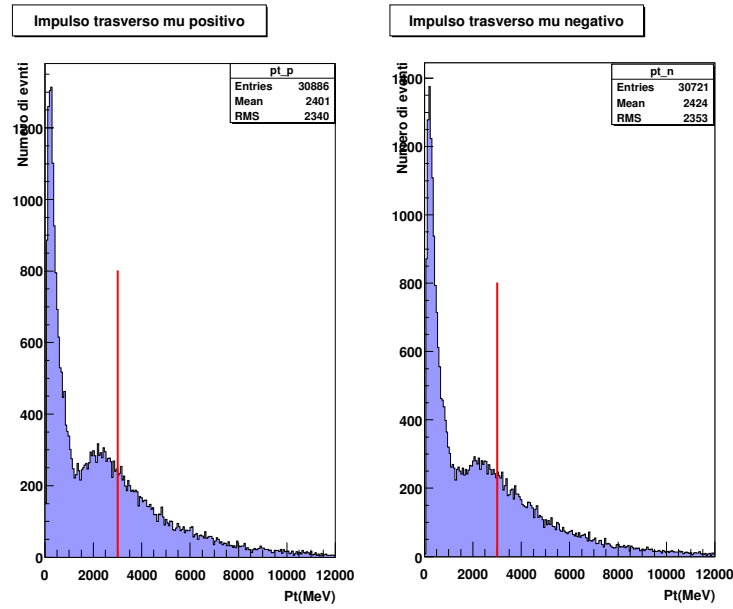


Figura 4.2: Impulso trasverso dei muoni.

## 4.2 Identificazione *standard*

Gli eventi che soddisfano le selezioni sopra esposte costituiscono il campione utilizzato per l'analisi successiva. Questa consiste nella definizione di un insieme di criteri efficienti sia nella identificazione del segnale sia nella reiezione del fondo, poichè, come già detto, il rapporto segnale-fondo è piccolo, trattandosi di decadimenti rari.

I passi tipicamente seguiti nell'analisi sono:

- selezione su variabili di tipo geometrico;
- selezione più severa sulla massa invariante  $\mu^+ \mu^-$ ;
- applicazione di tecniche di analisi multivariata al campione di eventi restanti.

Le grandezze di tipo geometrico ritenute significative nell'ambito del decadimento studiato sono il  $\chi^2$  del vertice formato dalla intersezione delle traiettorie dei due muoni e la significanza del parametro d'impatto del  $B_s^0$  rispetto al vertice primario.

Piccoli valori di  $s$  (è stato utilizzato  $s < 6$ ) servono ad assicurare che il  $B_s^0$  provenga dal vertice primario; effettuare quindi un taglio sulla significanza del parametro d'impatto rende possibile, in parte, escludere le combinazioni errate di muoni.

Il vertice assegnato a ciascuna combinazione di  $\mu$  è il risultato di una procedura di fit sulle loro traiettorie ricostruite e pertanto ad ognuno di essi corrisponderà un  $\chi^2$  che dà un'indicazione di quanto, effettivamente, tali tracce convergano a formare un vertice. Una selezione su questa variabile ( $\chi^2 < 14$ ) è particolarmente efficace nell'escludere gran parte delle combinazioni dei muoni che provengono da altri decadimenti o da  $B_s^0$  differenti.

L'efficacia di queste selezioni è illustrata nella Figura 4.3.

L'unica variabile di tipo dinamico utilizzata a questo stadio è la massa invariante dei due muoni,  $M_{\mu^+\mu^-}$ . La sua distribuzione è mostrata nella Figura 4.4 e su di essa viene operata una selezione scegliendo gli eventi che giacciono all'interno di un intervallo di  $\pm 60$  MeV intorno alla massa del  $B_s^0$ .

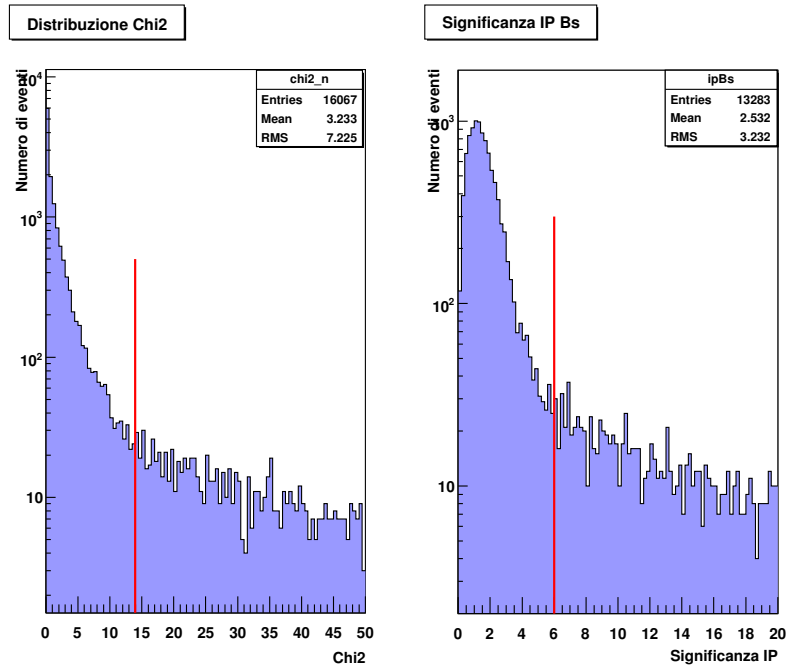


Figura 4.3:  $\chi^2$  e significanza del parametro d'impatto del  $B_s^0$ .

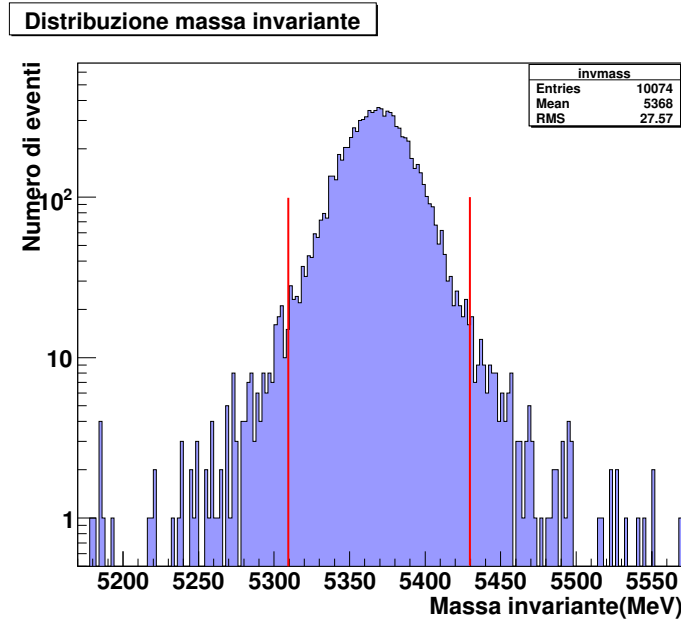


Figura 4.4: Massa invariante della coppia  $\mu^+\mu^-$ .

Gli effetti di queste selezioni sul numero di eventi sono mostrati nella Tabella 4.2.

|                                                        | Eventi totali | NPV=1 |
|--------------------------------------------------------|---------------|-------|
| Preselezionati                                         | 13042         | 8951  |
| $\chi^2 < 14$                                          | 12725         | 8761  |
| $s(IPB_s^\circ) < 6$                                   | 11027         | 8578  |
| $5310 \text{ MeV} < M_{\mu^+\mu^-} < 5430 \text{ MeV}$ | 9792          | 8131  |

Tabella 4.2: Effetti della selezione standard sul campione di eventi preselezionato.

Gli effetti di queste selezioni sono di ridurre ulteriormente il campione, ma essi sono diversi a seconda che il campione contenga uno o più vertici ricostruiti. Il fattore di riduzione è infatti  $\sim 75\%$  e  $\sim 91\%$  rispettivamente.

Il 32.7% degli eventi totali generati sopravvivono a tutte le selezioni. Questa frazione diviene il 39.1% limitandosi ad eventi con un solo vertice primario ricostruito. Su di essi verrà applicata l'analisi multivariata e con questo campione saranno confrontati i risultati del fit cinematico.

Poichè possono essere presenti e ricostruiti nell'evento un numero di muoni maggiore di due, cioè quelli provenienti dal decadimento  $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ , si possono verificare delle ambiguità nella scelta della combinazione corretta. Il numero di combinazioni accettate per evento è  $\sim 1.01$  e pertanto questo effetto è dell'ordine 1%.

Poichè i  $\mu$  ricostruiti possono non provenire dal decadimento del  $B_s^0$ , i numeri indicati nella Tabella 4.2 sono comprensivi anche di questi eventi. Tuttavia la purezza stimata è superiore al 99%.

La precisione nella misura delle quantità di moto peculiare del rivelatore LHCb si riflette in una grande accuratezza nella determinazione dei parametri del  $B_s^0$ . Questo è illustrato dalla Figura 4.5, dove sono mostrate le differenze tra la quantità moto ricostruita e quella vera (MonteCarlo) lungo i tre assi coordinati. Per  $P_x$  e  $P_y$  si osserva che esse sono misurate con una precisione assoluta di 0.04 MeV (FWHM), mentre per  $P_z$  essa è comprensibilmente minore essendo di 0.4 MeV. La precisione relativa è dello stesso ordine di grandezza.

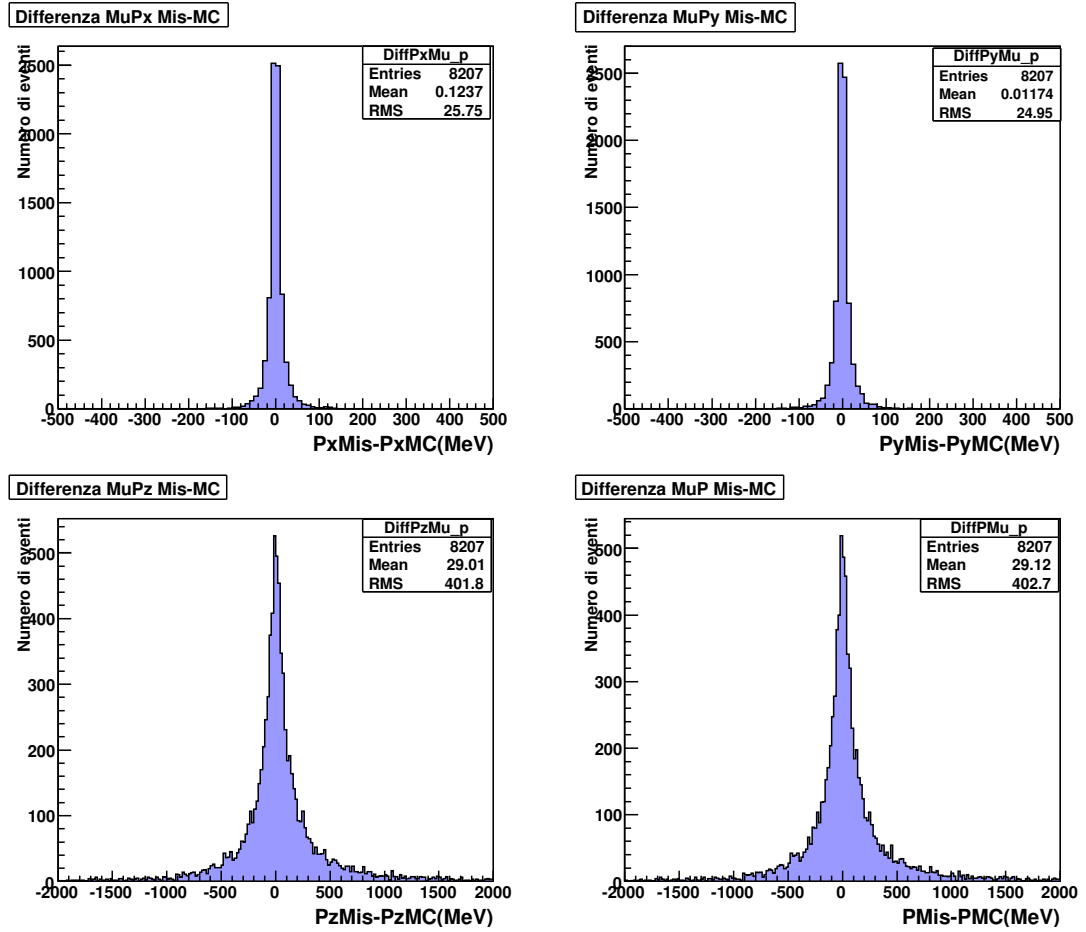


Figura 4.5: Differenza delle componenti x y z, misurate e MonteCarlo (MC), della quantità di moto del  $\mu^+$ .

L'ottima precisione è mostrata nella accuratezza dei vertici. Il primario è ricostruito con una risoluzione di  $12 \mu m$  nelle coordinate trasverse alla direzione del fascio e  $82 \mu m$  nella coordinata longitudinale. Queste risoluzioni divengono  $20 \mu m$  e  $300 \mu m$  rispettivamente qualora si consideri il vertice del  $B_s^0$ , come visibile nella Figura 4.6 e nella Figura 4.7.

Come già detto, questa precisione si riflette in una accurata determinazione dell'impulso del  $B_s^0$ , mostrata nella Figura 4.8.

A questo livello, per gli eventi con un solo vertice primario ricostruito, l'efficienza della selezione che precede l'analisi multivariata è  $0.91 \pm 0.01$ .



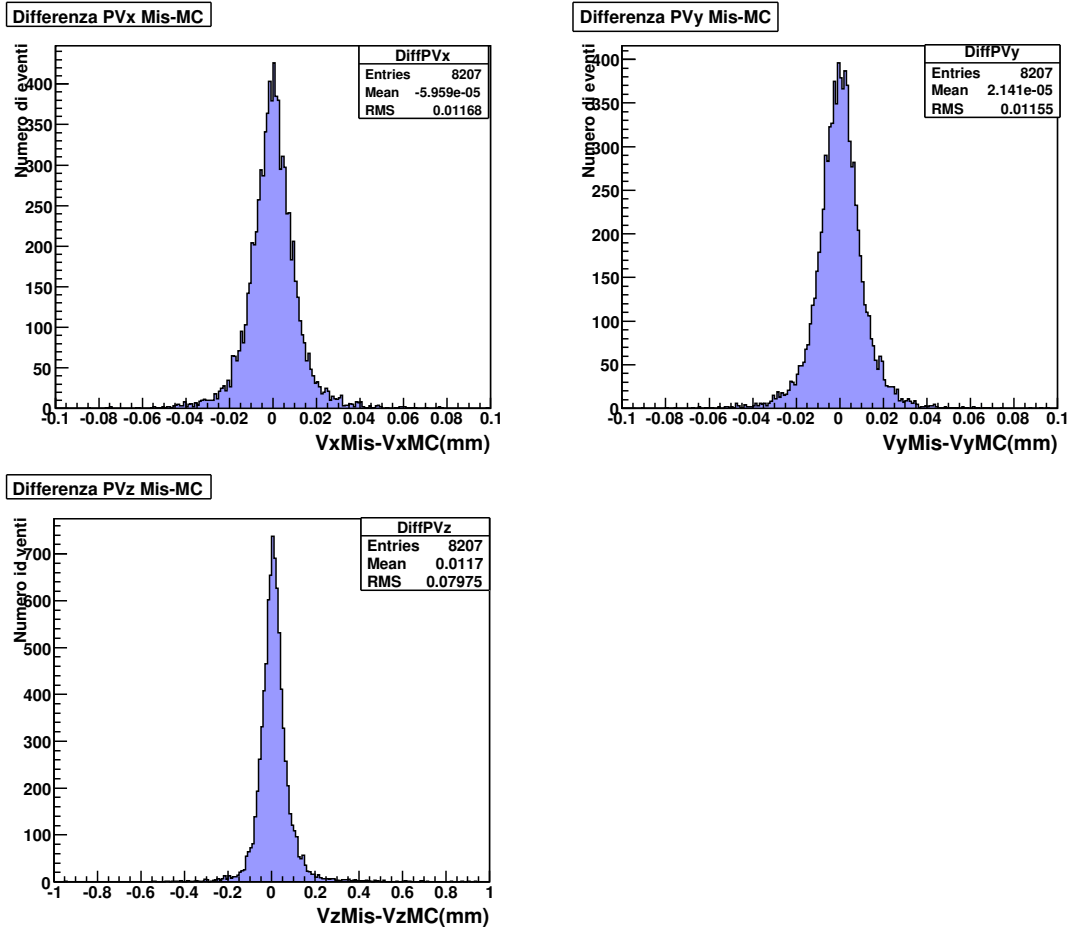


Figura 4.6: Differenza delle coordinate x y z, misurate e MonteCarlo (MC), del vertice primario.

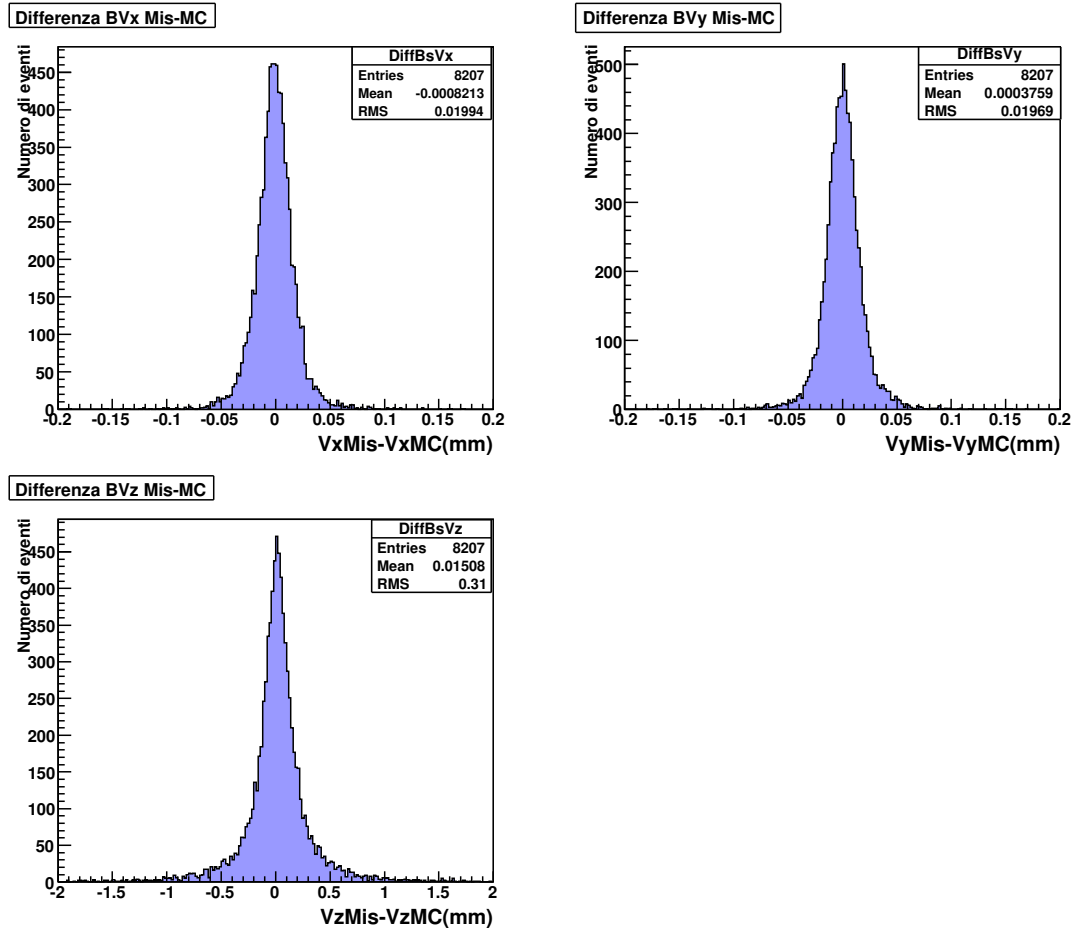


Figura 4.7: Differenza delle coordinate x y z, misurate e MonteCarlo (MC), del vertice di decadimento del  $B_s^0$ .

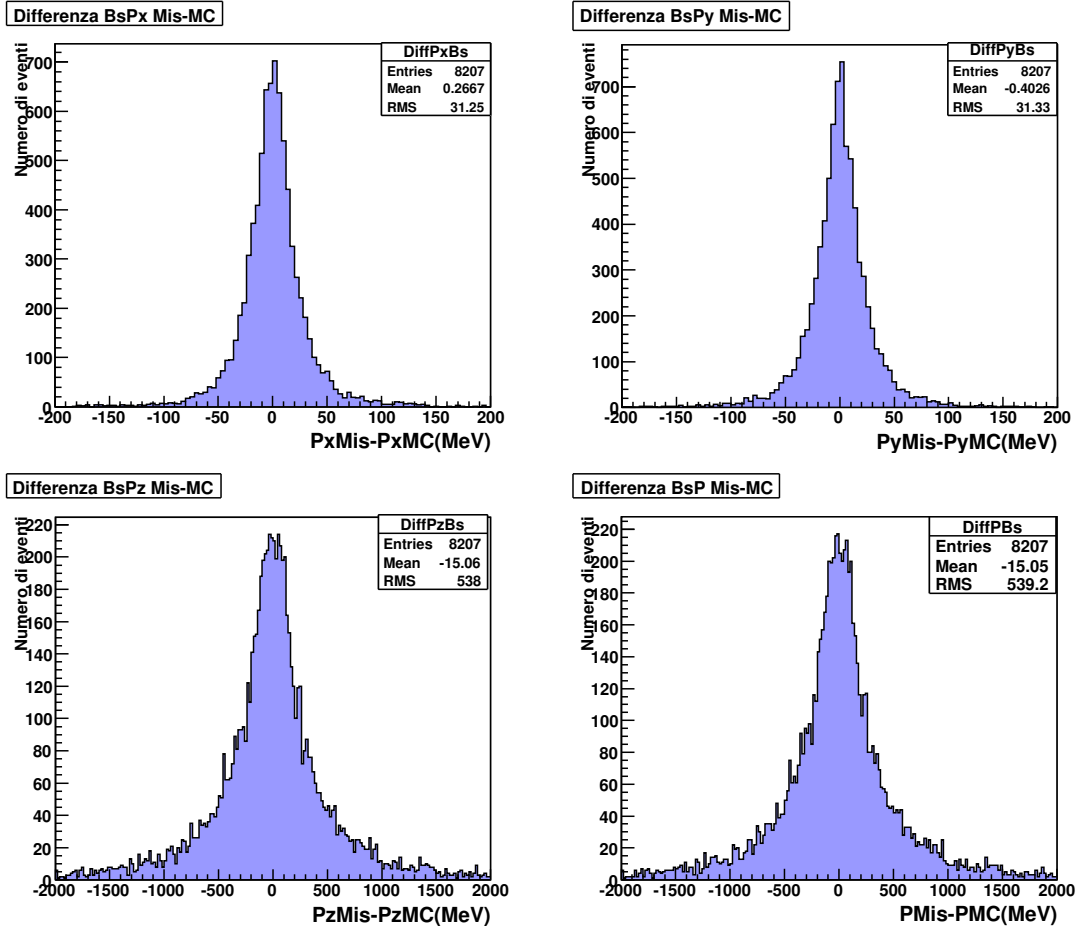


Figura 4.8: Differenza delle componenti x y z, misurate e MonteCarlo (MC), della quantità di moto del  $B_s^0$ .



## Capitolo 5

### Selezione del campione $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ mediante fit cinematico

Agli eventi che soddisfano le condizioni imposte dall'HLT è stata applicata la procedura di fit cinematico descritta nel Cap.3. Per uno studio della efficienza e delle capacità selettive del metodo si è deciso di procedere in maniera sistematica, con grado di complicazione via via crescente. La situazione più semplice è quella in cui, oltre ad avere un solo vertice primario ricostruito, esiste solamente una coppia  $\mu^+\mu^-$  e pertanto è possibile formare una sola combinazione. La successiva sarà quella in cui vengono considerate tutte le possibili combinazioni, per concludersi con quella a più di un vertice primario ricostruito. Il numero di eventi e di combinazioni che appartengono a ciascuna di queste categorie è mostrato nella Tabella 5.1. Qui ci limiteremo solamente ad applicare l'algoritmo di Fit di tipo 1-C a tutte le classi della tabella; la classe C3, tuttavia, si presta meglio ad un fit in cui la direzione di volo del  $B_s^0$  sia imposta.

|                                                                          | Eventi | Combinazioni | Classe |
|--------------------------------------------------------------------------|--------|--------------|--------|
| <b>NPV=1 &amp; <math>1\mu^+ 1\mu^-</math></b>                            | 4434   | 4434         | C1     |
| <b>NPV=1 &amp; <math>\geq 1\mu^+ \geq 1\mu^-</math></b>                  | 8951   | 20690        | C2     |
| <b>NPV<math>\geq 1</math> &amp; <math>\geq 1\mu^+ \geq 1\mu^-</math></b> | 13042  | 40222        | C3     |

Tabella 5.1: Vari campioni preselezionati su cui applicare il fit cinematico.

## 5.1 Fit applicato al campione C1

I due  $\mu$  provengono effettivamente dal decadimento del  $B_s^0$  solo in 4300 dei 4434 eventi di classe C1; nei rimanenti uno dei due  $\mu$  proviene dal decadimento di una particella diversa dal  $B_s^0$ .

I risultati ottenuti per questa classe di eventi sono mostrati nelle figure che seguono e sono sintetizzati nella Tabella 5.2. È da osservare che sono

|                          | Iniziali | Eventi Fittati | Selezione Standard | Efficienza Fit     | Efficienza Standard |
|--------------------------|----------|----------------|--------------------|--------------------|---------------------|
| $\mu^+\mu^-$ dal $B_s^0$ | 4300     | 4153           | 4052               | $(96.7 \pm 1.5)\%$ | $(94.2 \pm 1.5)\%$  |
| $1\mu$ dal $B_s^0$       | 134      | 6              | 1                  | $(4.5 \pm 1.8)\%$  | $(0.7 \pm 0.7)\%$   |

Tabella 5.2: Effetto del fit cinematico sul campione C1, confrontato con la selezione tradizionale.

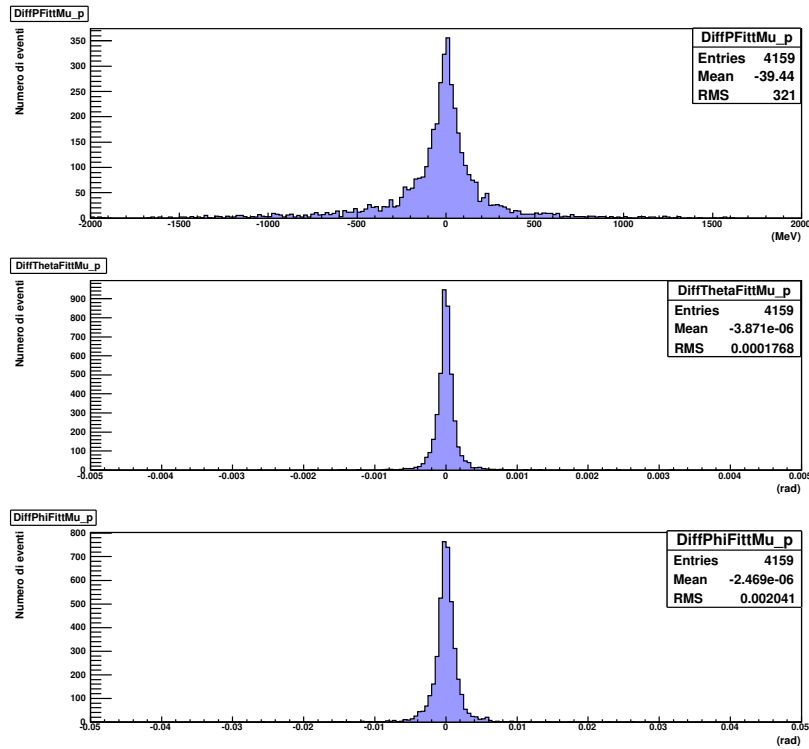


Figura 5.1: Confronto  $(P, \theta, \phi)$  del  $\mu^+$  ottenuti dal fit con quelli MC.

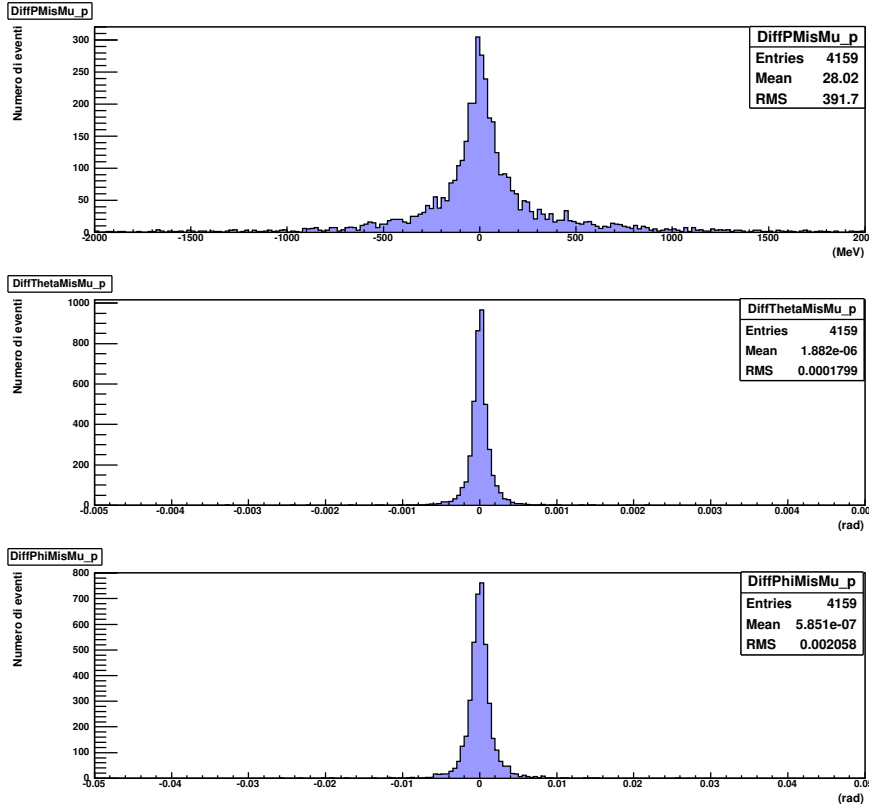
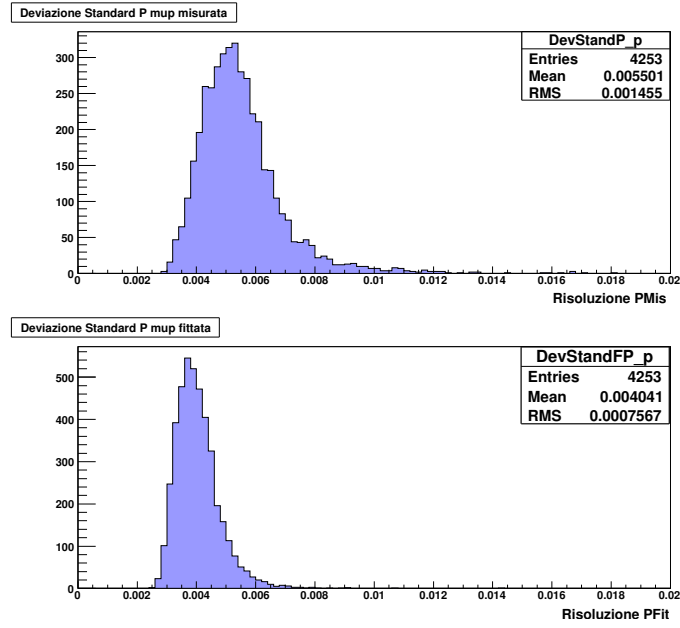
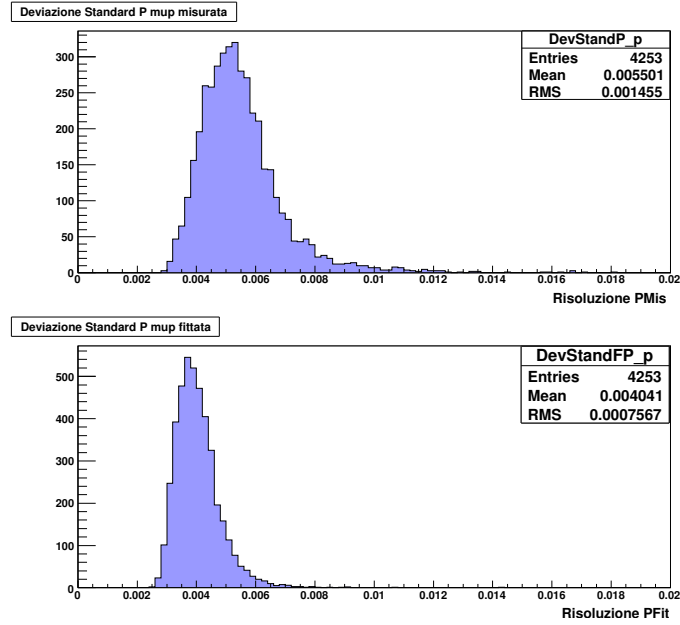


Figura 5.2: Confronto  $(P, \theta, \phi)$  del  $\mu^+$  misurati con quelli MC.

stati accettati soltanto eventi per i quali  $P(\chi^2)$ , la probabilità del  $\chi^2$ , risulta maggiore di  $2 \cdot 10^{-4}$ ; questo in base ad un esame della distribuzione di probabilità che mostrava un picco al di sotto di questo valore. Nella Figura 5.1 è mostrato il confronto tra i parametri  $(P, \theta, \phi)$  fittati e quelli MC, relativi al muone positivo, unitamente a quelli misurati (Figura 5.2). Si osservi che, mentre le variabili angolari rimangono essenzialmente inalterate, la risoluzione sull'impulso è migliorata di  $\sim 15\%$ . Il risultato del fit è inoltre quello di migliorare la stima dell'errore sulle quantità misurate. I rapporti  $\sigma_{P_{mis}}/P_{mis}$  e  $\sigma_{P_{fit}}/P_{fit}$  sono mostrati nella Figura 5.4 da cui si può osservare immediatamente che la risoluzione media passa dallo 0.55% allo 0.4% con un miglioramento quindi di  $\sim 40\%$ , mentre la larghezza si riduce di un fattore due. Le correlazioni  $(\sigma_{P_{mis}})-(\sigma_{P_{fit}})$  e  $(\sigma_{P_{mis}}/P_{mis})-(\sigma_{P_{fit}}/P_{fit})$  sono mostrate in Figura 5.5, a ulteriore conferma di quanto affermato. Più significativo,

Figura 5.3:  $\sigma_{P_{mis}}/P_{mis}$  e  $\sigma_{P_{fit}}/P_{fit}$ .Figura 5.4:  $\sigma_{P_{mis}}/P_{mis}$  e  $\sigma_{P_{fit}}/P_{fit}$ .



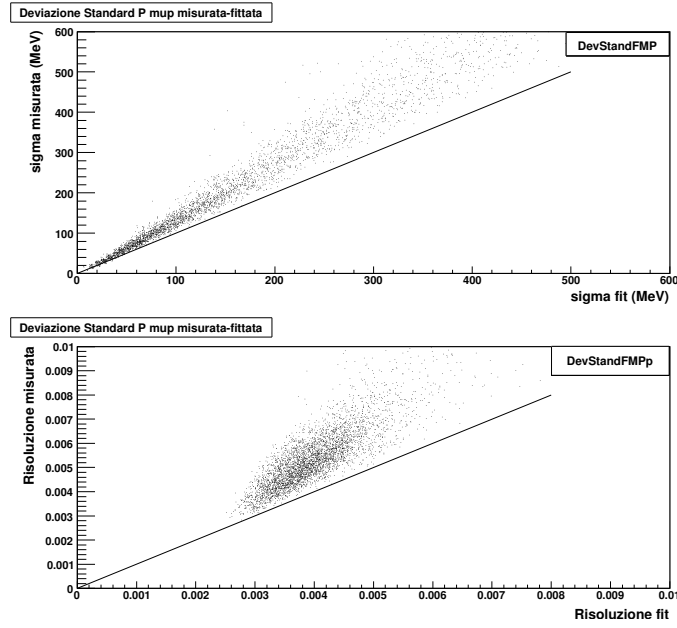


Figura 5.5: Correlazioni  $(\sigma_{P_{mis}}) - (\sigma_{P_{fit}})$  e  $(\sigma_{P_{mis}}/P_{mis}) - (\sigma_{P_{fit}}/P_{fit})$ .

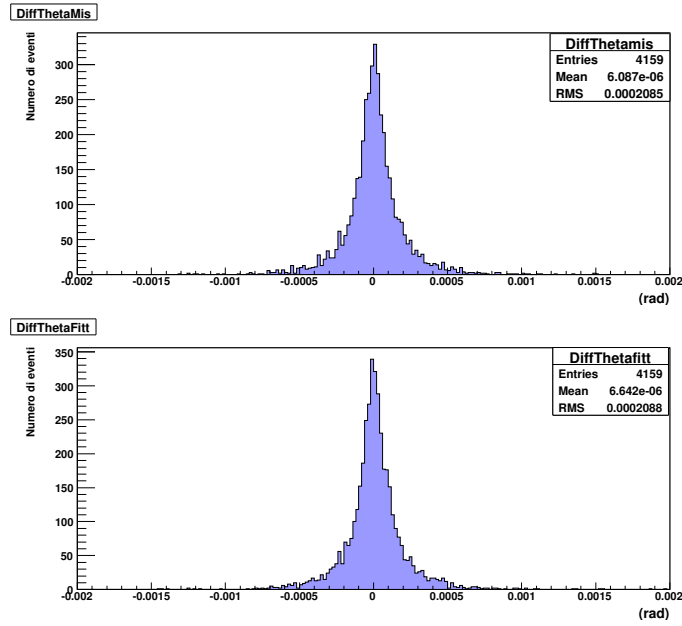


Figura 5.6: Confronto  $\theta$  del  $B_s^0$  misurato e fittato con quello MC.

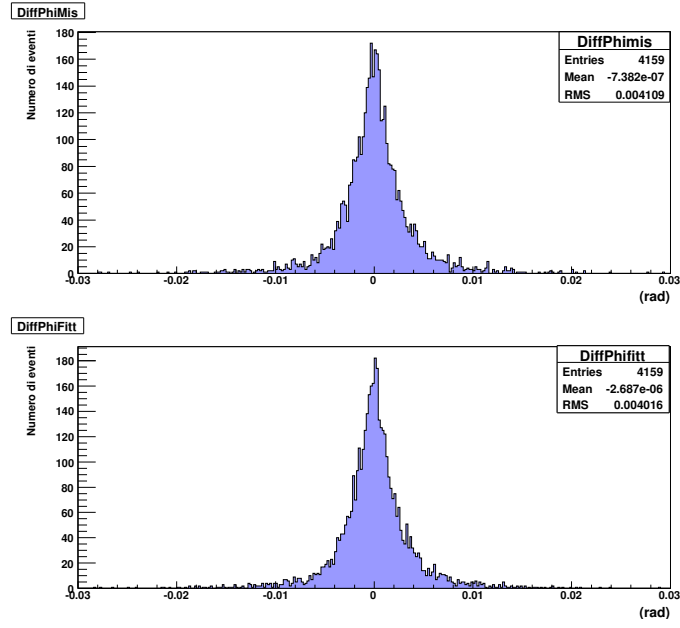


Figura 5.7: Confronto  $\phi$  del  $B_s^0$  misurato e fittato con quello MC.

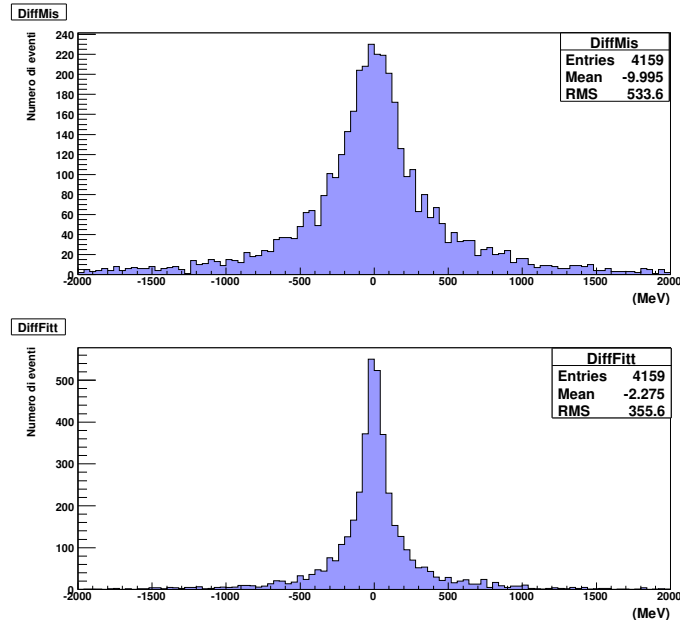


Figura 5.8: Confronto  $P$  del  $B_s^0$  misurato e fittato con quello MC.

di quanto non sia per i parametri del  $\mu$ , è il miglioramento ottenuto qualora si considerino i parametri  $(P, \theta, \phi)$  del  $B_s^0$ .

In questo caso, per valore *misurato* si intende quello ottenuto a partire della somma vettoriale delle quantità di moto dei due muoni.

Per le variabili angolari valgono le stesse considerazioni fatte in precedenza (si vedano a questo proposito le figure 5.6 e 5.7).

Diversa è la situazione per la quantità di moto a cui viene apportato un miglioramento significativo (vedi Figura 5.8), poichè la FWHM della distribuzione passa da  $\sim 400\text{MeV}$  a  $\sim 160\text{MeV}$ . Questo miglioramento di più di

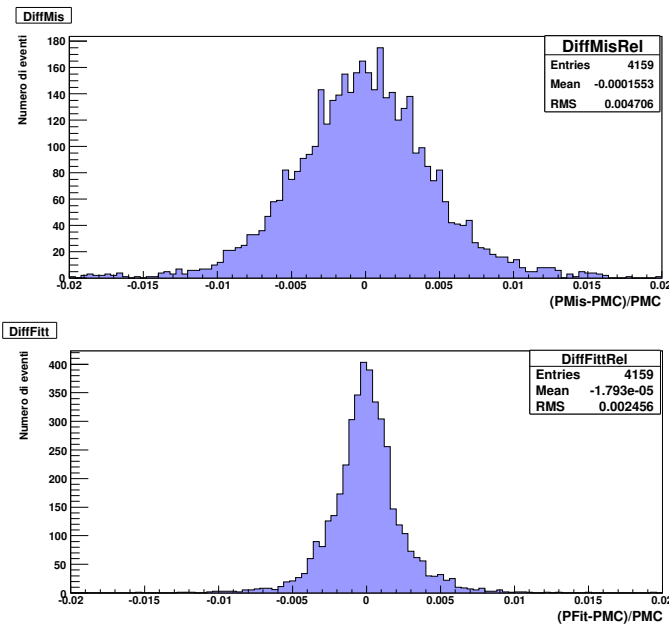


Figura 5.9: Differenza relativa di  $P$  del  $B_s^0$  misurato e fittato con quello MC.

un fattore 2 è evidenziato nella Figura 5.9, dove è mostrato il rapporto:

$$\frac{P_{B_s}^{Fit} - P_{B_s}^{MC}}{P_{B_s}^{MC}} \quad (5.1)$$

confrontato con la quantità corrispondente misurata.

La correlazione riscontrata nel fit fra  $(P_{B_s}^{Mis} - P_{B_s}^{MC})$  e  $(P_{B_s}^{Fit} - P_{B_s}^{MC})$  è mostrata nella Figura 5.10, mentre nella Figura 5.11 è mostrato il valor medio del  $\chi^2$  al variare della differenza  $(P_{B_s}^{Fit} - P_{B_s}^{MC})$ . È evidente che piccole differenze corrispondono a valori più piccoli del  $\chi^2$ .

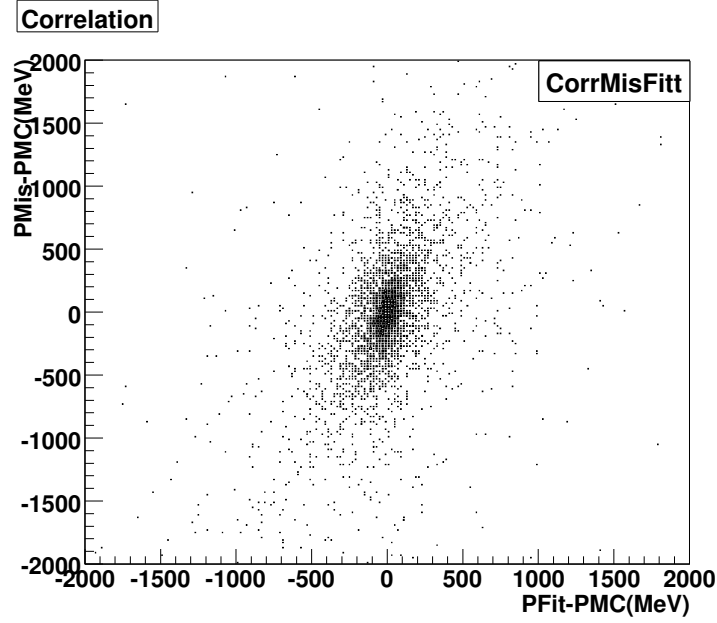


Figura 5.10: Correlazione  $(P_{B_s}^{Mis} - P_{B_s}^{MC})$  e  $(P_{B_s}^{Fit} - P_{B_s}^{MC})$ .

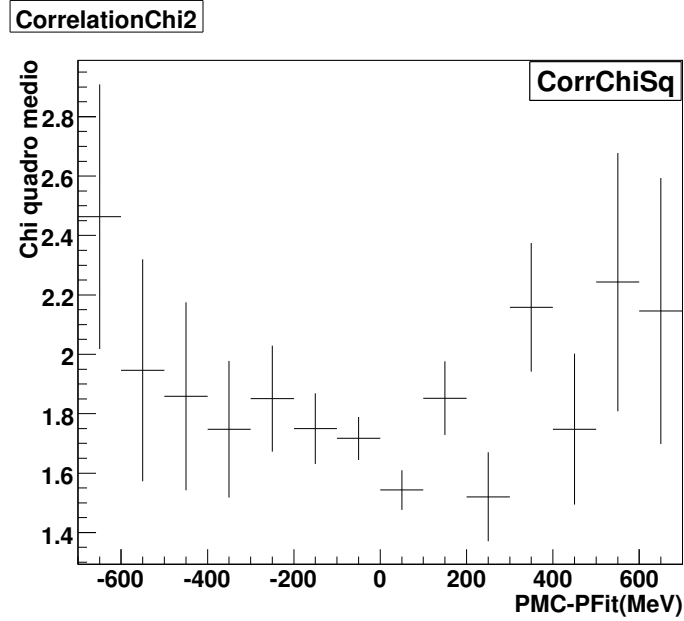


Figura 5.11: Valore medio del  $\chi^2$  in funzione della differenza  $(P_{B_s}^{Fit} - P_{B_s}^{MC})$ .

## 5.2 Considerazioni statistiche

La distribuzione di  $P(\chi^2)$  è mostrata nella Figura 5.12.

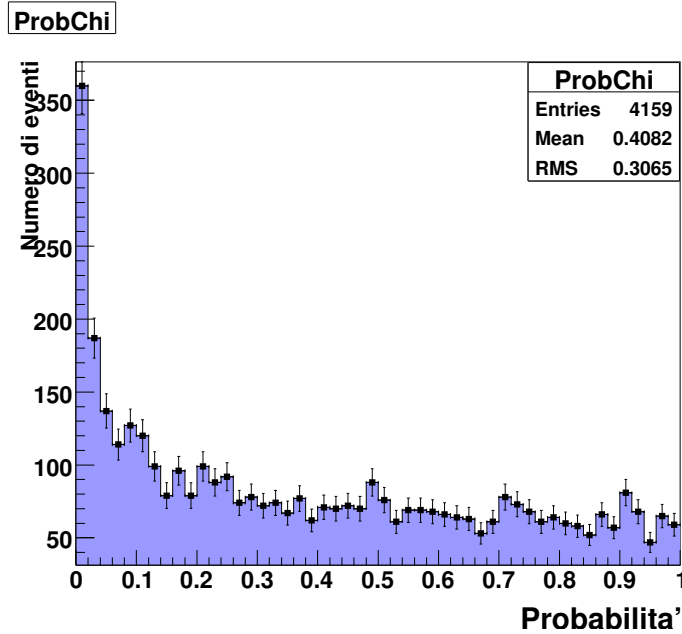


Figura 5.12: Distribuzione della probabilità del  $\chi^2$ .

Oltre al picco evidente a bassi valori della probabilità, in base al quale si era dedotto il taglio precedentemente applicato, si nota che il valor medio di  $P(\chi^2)$  è inferiore a quello atteso. Tipicamente questo è causato da valori troppo grandi del  $\chi^2$ , a loro volta correlati con una stima sbagliata degli errori sperimentali.

Le quantità denominate *pull*, definite come:

$$\frac{y_{mis} - y_{fit}}{\sqrt{\sigma_{y_{mis}}^2 - \sigma_{y_{fit}}^2}} \quad (5.2)$$

dovrebbero essere gaussianamente distribuite, con valore medio nullo e varianza uno.

I *pull* relativi a  $(P, \theta, \phi)$  del  $\mu^+$  sono riportati nella Figura 5.13 (quelli del  $\mu^-$  sono sostanzialmente identici).

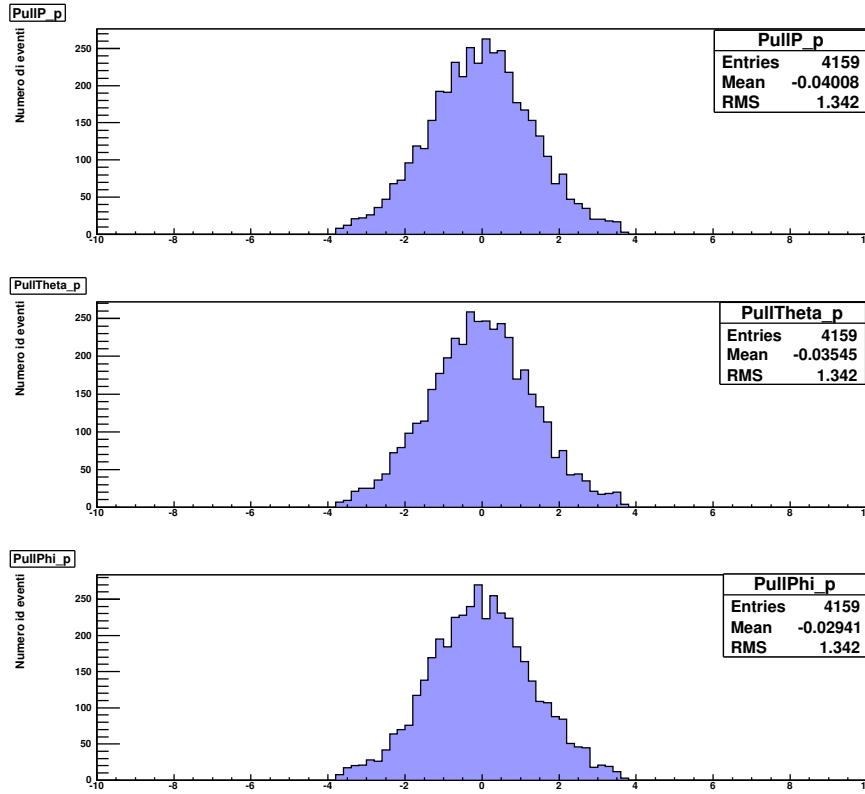


Figura 5.13: *Pull* relativi a  $(P, \theta, \phi)$  del  $\mu^+$ .

Notiamo una leggera deviazione dallo zero nel valor medio, ma soprattutto un aumento della larghezza della distribuzione normale che lascia sospettare una sottostima degli errori sperimentali.

Per verificare questa congettura gli errori sono stati artificialmente aumentati di un fattore  $\sqrt{2}$ .

Riferendoci ai risultati esposti nella Tabella 5.2, si ha che per lo stesso campione C1 il numero di eventi fittati con  $\mu^+$  e  $\mu^-$  dal  $B_s^0$  passa da 4153 a 4245, mentre nel caso in cui solo un  $\mu^+$  o un  $\mu^-$  vengano dal  $B_s^0$  il numero di eventi passa da 6 a 8. L'efficienza del fit è  $(98.7 \pm 1.5)\%$  e  $(5.9 \pm 2.1)\%$  rispettivamente.

La correzione introdotta sembra quindi operare nel verso giusto e tale affermazione è confermata dalla nuova distribuzione della probabilità e dai nuovi *pull*, mostrati nelle figure 5.14 e 5.15.

Come si può notare, la nuova distribuzione di probabilità risulta essere più piatta e il valor medio è di  $\sim 0.5$ , quindi vicino a quello atteso. Similmente, anche i nuovi *pull* risultano essere normalmente distribuiti, con valore medio quasi nullo e varianza  $\sim 1$ .

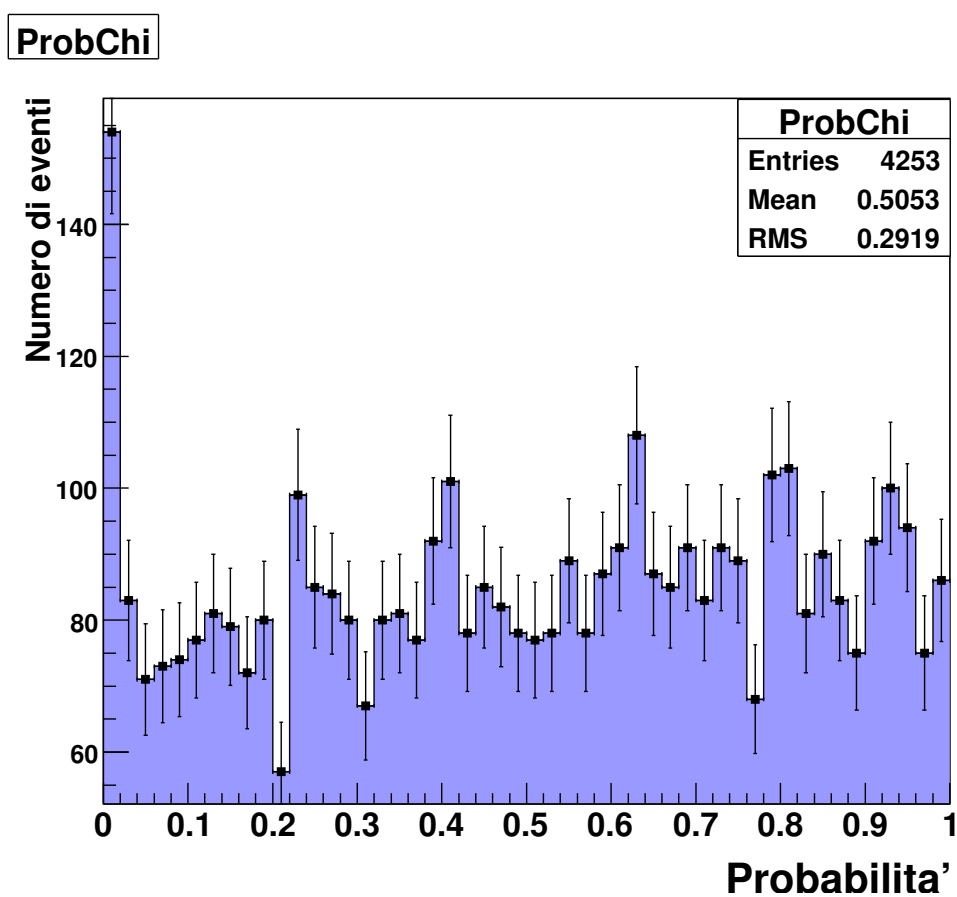


Figura 5.14: Nuova distribuzione della probabilità del  $\chi^2$ .

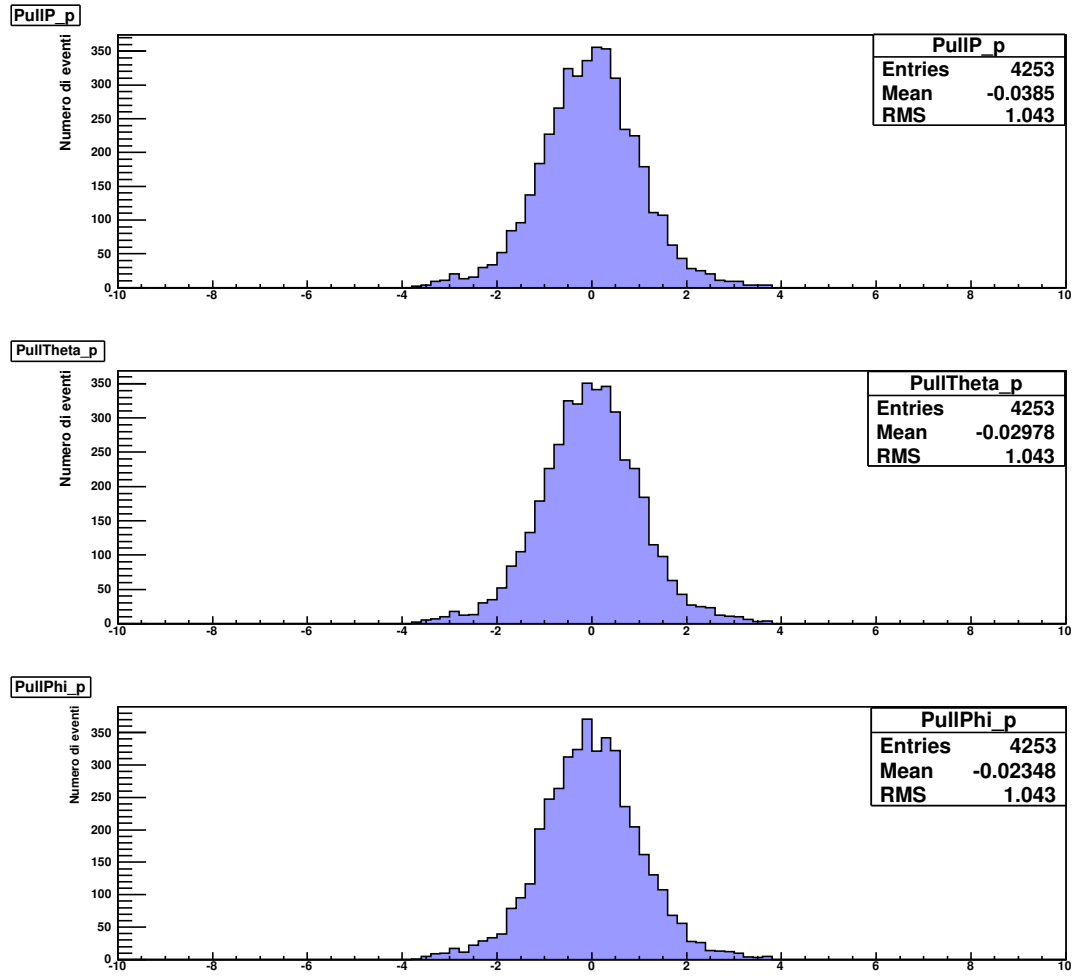


Figura 5.15: Nuovi *pull* relativi a  $(P, \theta, \phi)$  del  $\mu^+$ .



## 5.3 Fit applicato ai campioni C2-C3

I risultati del fit applicato al campione C2 sono sintetizzati nella tabella 5.3.

|                             | Iniziali | Eventi<br>Fittati | Selezione<br>Standard | Efficienza<br>Fit  | Efficienza<br>Standard |
|-----------------------------|----------|-------------------|-----------------------|--------------------|------------------------|
| $\mu^+\mu^-$ dal $B_s^0$    | 8637     | 8286              | 8131 (*)              | $(95.9 \pm 1.1)\%$ | $(90.8 \pm 1.0)\%$     |
| $\geq 1\mu$ non dal $B_s^0$ | 314      | 71                |                       | $(22.6 \pm 2.7)\%$ |                        |

Tabella 5.3: Effetto del fit cinematico sul campione C2, confrontato con la selezione tradizionale.

È da osservare subito che il fit cinematico opera su ciascuna combinazione  $\mu^+\mu^-$  presente nell'evento e che viene scelta, fra tutte le possibili, quella che ha la probabilità maggiore. Può verificarsi pertanto che, pur essendo presente, la combinazione corretta possa venire scartata a favore di una errata. Inoltre, poichè il numero di combinazioni iniziali è dell'ordine di 20000 (o di 40000 per la classe C3, vedi Tab.5.1), il fit opera correttamente selezionando preferenzialmente la combinazione corretta.

Nella selezione standard non è disponibile la distinzione fra le varie combinazioni e pertanto tutte sono state assegnate come se fossero quelle corrette e l'efficienza è stata valutata come il rapporto tra il numero selezionato e il numero iniziale di eventi che hanno soddisfatto le condizioni dell'HLT. Valutata alla stessa maniera, l'efficienza globale del fit cinematico sarebbe di  $(93.4 \pm 1.1)\%$ . Tuttavia l'algoritmo di fit è correttamente più efficiente per gli eventi in cui è presente la combinazione corretta piuttosto che per gli altri. La purezza di questo campione risulta essere  $(99.1 \pm 1.1)\%$ .

Possiamo sottolineare che i miglioramenti alle quantità cinematiche (impulsi, angoli ed errori) sono del tutto analoghi a quelli ottenuti per il campione di classe C1 e già discussi in dettaglio.

Un'attenta analisi è stata effettuata per comprendere la scelta di una combinazione sbagliata in luogo di una corretta. Per costruzione, in questa fase, il fit non tiene conto del vertice formato dalla traiettoria dei due  $\mu$ .

La Figura 5.16 mostra il  $\chi^2$  di questo vertice per i due casi in cui la combinazione scelta è quella corretta oppure quella errata. È evidente che

le due distribuzioni sono differenti e che la scelta errata spesso corrisponde a traiettorie che non si incrociano nello spazio, come testimoniato dai valori enormemente più grandi del  $\chi^2$ .

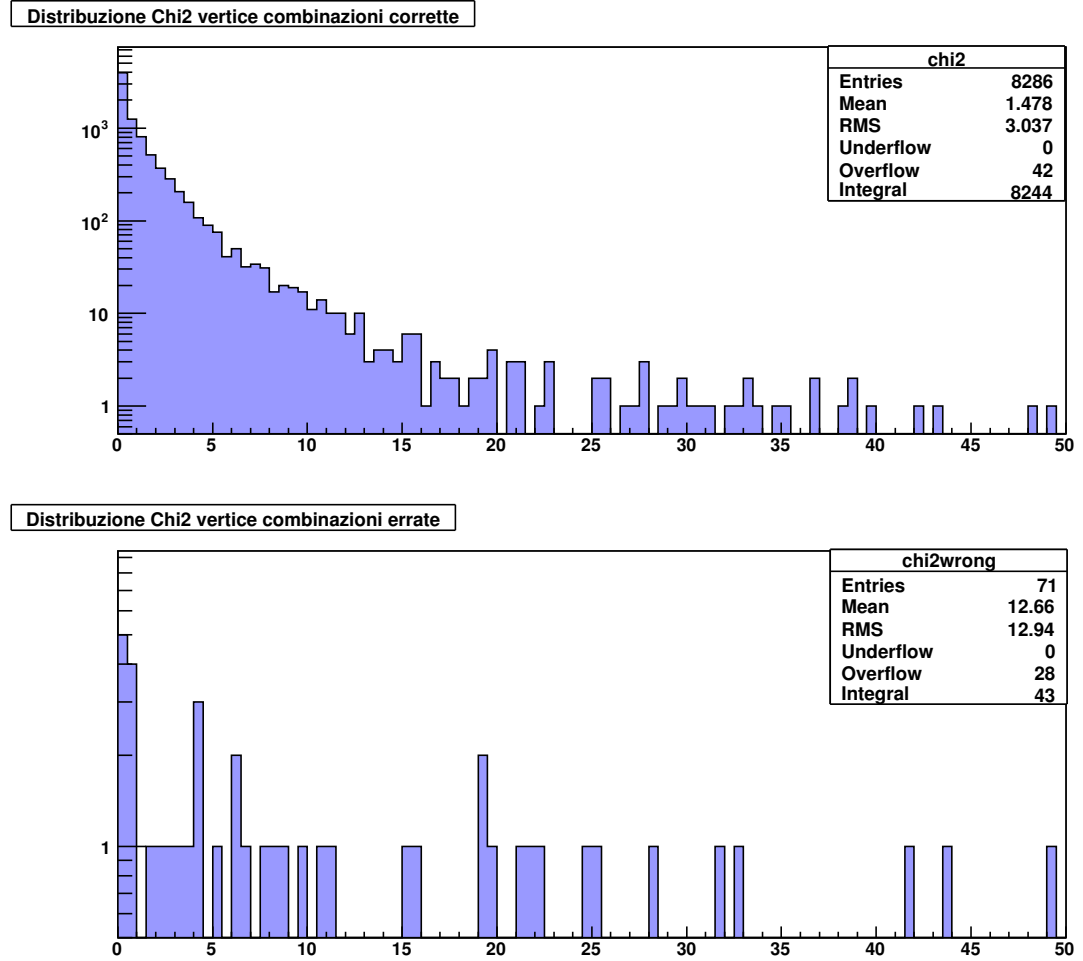


Figura 5.16: Distribuzione del  $\chi^2$  del vertice formato dalla coppia di  $\mu$  per le combinazioni corrette e per quelle errate.

Pertanto appare ragionevole effettuare una selezione su questa variabile richiedendo, alla stessa maniera della selezione standard, che il  $\chi^2$  del vertice sia minore di una certa soglia (fissata a 14 per uniformità).

I risultati di questa operazione sono una piccola riduzione dell'efficienza

che passa da  $(93.4 \pm 1.1)\%$  a  $(92.0 \pm 1.1)\%$ ; la purezza tuttavia aumenta leggermente come atteso, passando da  $(99.1 \pm 1.1)\%$  a  $(99.6 \pm 1.1)\%$ .

I risultati per la classe C3 sono mostrati nella Tabella 5.4.

|                             | <b>Iniziali</b> | <b>Eventi<br/>Fittati</b> | <b>Selezione<br/>Standard</b> | <b>Efficienza<br/>Fit</b> | <b>Efficienza<br/>Standard</b> |
|-----------------------------|-----------------|---------------------------|-------------------------------|---------------------------|--------------------------------|
| $\mu^+\mu^-$ dal $B_s^0$    | 12496           | 11905                     | 9792 (*)                      | $(95.3 \pm 0.9)\%$        | $(75.1 \pm 0.8)\%$             |
| $\geq 1\mu$ non dal $B_s^0$ | 546             | 134                       |                               | $(25 \pm 2)\%$            |                                |

Tabella 5.4: Effetto del fit cinematico sul campione C3, confrontato con la selezione tradizionale.

Per questo campione valgono in generale le stesse considerazioni fatte per la classe C2. D'altra parte l'efficienza appare superiore. Se calcolata allo stesso modo della selezione standard risulta essere  $(92.3 \pm 0.8)\%$  e la purezza è  $(98.9 \pm 0.8)\%$ . Ancora una volta va ribadito che il fit risulta in un netto miglioramento nella stima dei parametri del  $B_s^0$ .

Questi risultati appaiono dunque particolarmente incoraggianti.

## 5.4 Fit applicato ad un campione di eventi di fondo

Una volta verificata l'efficienza dell'algoritmo di fit è importante valutarne le capacità di reiezione del fondo poichè, come più volte menzionato, il rapporto segnale/fondo è particolarmente sfavorevole nel caso di decadimenti rari.

Il fit è stato pertanto applicato ad un campione di  $\sim 1000$  eventi  $bb$  inclusivo, ridotto da una statistica maggiore, avendo applicato tutti i criteri di preselezione descritti nel Cap.4.

Su questo stesso campione, per confronto, è stata applicata la procedura standard.

I risultati sono riassunti nella Tabella 5.5 e si rivelano abbastanza incoraggianti per la procedura di fit, in particolare per gli eventi che abbiano un solo vertice primario ricostruito.

|               | Eventi | Fit | Standard | $\epsilon$ -Fit   | $\epsilon$ -Standard |
|---------------|--------|-----|----------|-------------------|----------------------|
| <b>Totali</b> | 863    | 34  | 46       | $(3.9 \pm 0.7)\%$ | $(5.3 \pm 0.8)\%$    |
| <b>NPV=1</b>  | 632    | 15  | 29       | $(2.4 \pm 0.6)\%$ | $(4.6 \pm 0.9)\%$    |

Tabella 5.5: Effetto del fit cinematico sul campione di fondo, confrontato con la selezione standard.

# Conclusioni

In questo lavoro è stato sviluppato ed implementato, nell'ambito dell'esperimento LHCb, un algoritmo di fit cinematico per la ricostruzione dei decadimenti.

In linea di principio esso può essere applicato a qualunque decadimento senza particelle mancanti nello stato finale o purchè le quantità non misurate siano inferiori al numero di equazioni di vincolo.

L'idea nostra è, tuttavia, di poterlo utilizzare per l'analisi di decadimenti rari, per migliorare l'efficienza ed aumentare il potere di reiezione del fondo.

Per questo scopo l'algoritmo è stato provato su un campione di segnale  $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$  con risultati lusinghieri ed, in certi casi, con efficienze migliori di quelle ottenute con una preselezione standard. Per completezza va detto che tecniche di analisi multivariata non erano ancora state applicate a questo livello. Inoltre, anche le prestazioni sul fondo si sono rivelate soddisfacenti.

Tutto lascia prevedere che l'applicazione della procedura imponendo la direzione di volo della particella che decade contribuirà a migliorare ulteriormente questi risultati.



# Bibliografia

- [1] JoAnne L. Hewett, James D. Wells, *Searching for supersymmetry in rare B decays*, October 1996, CA 94309 Stanford.
- [2] Ashutosh Kumar Alok, Amol Dighe, S. Uma Sankar *Probing extended Higgs sector through rare  $b \rightarrow s\mu^+\mu^-$  transitions*, May 2008, Indian Institute of Technology Bombay, India.
- [3] A.G. Frodesen, O. Skjeggstad, *Probability and statistics in particle physics*, 1979, Department of physics university of Bergen, Oslo.
- [4] *LHCb calorimeters Technical Design report*, CERN-LHCC-2000-036.
- [5] *LHCb muon system Technical Design Report*, CERN-LHCC-2001-010.
- [6] *LHCb VELO (VERtex LOcator) Technical Design Report* , CERN-LHCC-2001-011.
- [7] *LHCb RICH Technical Design Report* , CERN-LHCC-2000-007.
- [8] *LHCb inner tracker Technical Design Report* , CERN-LHCC-2002-029.
- [9] *LHCb outer tracker Technical Design Report* , CERN-LHCC-2001-024.
- [10] *LHCb magnet Technical Design Report* , CERN-LHCC-2000-007.
- [11] *CDF Collaboration*, Phys.Rev.Lett.97:062003,2006.
- [12] *Root.cern.ch/tutorials*.





# Ringraziamenti

Devo ringraziare prima di tutto il Prof. Saitta per avermi seguito in questo studio, per l'aiuto prezioso e le sempre interessanti discussioni.

Un grosso ringraziamento va ad Andrea e Francesco per il supporto offerto nella realizzazione di questa tesi.

Un grazie va a Marianna, per le innumerevoli volte in cui ci siamo confrontate sull'argomento, e a tutti i miei colleghi per gli spunti di riflessione che mi hanno regalato.

Ringrazio Matteo, Stefania e Maria Rosaria per avermi sempre sostenuto e incoraggiato.

Ringrazio infine mio padre e mia madre, per essermi sempre vicini. A loro è dedicato questo lavoro di tesi.