



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI CAGLIARI

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

Nuovi criteri per la selezione del
decadimento $B_d^0 \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$ in LHCb

Relatore:
Prof. Biagio Saitta

Tesi di Laurea di:
Marianna Fontana

Anno Accademico
2007-2008

Indice

Introduzione	1
1 Decadimenti rari del B_d^0	3
2 L'esperimento LHCb	9
2.1 LHC - Large Hadron Collider	9
2.2 L'esperimento LHCb	10
2.2.1 Il VELO	12
2.2.2 I RICH	13
2.2.3 Il Trigger Tracker	14
2.2.4 Il magnete	14
2.2.5 Il sistema di tracciamento	14
2.2.6 I calorimetri	16
2.2.7 Il rivelatore di muoni	16
3 Campione $B_d^0 \rightarrow K^* \mu \mu$ e Selezione tradizionale	19
3.1 Effetti di accettazione geometrica e di trigger	20
3.2 Identificazione <i>standard</i>	22
4 Fit cinematico per la ricostruzione di decadimenti	29
4.1 Fit 1C applicato al campione $B^0 \rightarrow K^* \mu \mu$	32
Conclusioni	41
Bibliografia	44

Elenco delle figure

1.1	Diagrammi di Feynman per il decadimento $B_d^0 \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$. . .	4
1.2	Variabili cinematiche per il decadimento $B_d^0 \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$	4
1.3	FBA per $B_d^0 \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$ come predetto nel MS e da alcuni modelli SUSY. Qui $s = q^2$	6
1.4	$A_T(1)$ (sinistra) e $A_T(2)$ (destra) in funzione di q^2	7
1.5	Risultato sperimentale della misura di A_{FB}	8
2.1	Complesso degli acceleratori del CERN.	10
2.2	Il rivelatore LHCb: sezione verticale.	11
2.3	Vista laterale del rivelatore di μ nel piano $y - z$	17
3.1	χ^2 del vertice per le combinazioni corrette.	23
3.2	Significanza del parametro d'impatto per le combinazioni corrette	23
3.3	M_{K^*} in funzione della massa invariante del B_d^0	24
3.4	Distribuzione delle particelle da segnale	26
3.5	Spettro di massa invariante dei due muoni	27
3.6	Spettro di massa invariante dei due muoni considerando tutte le combinazioni accettabili	27
4.1	Distribuzione di probabilità del χ^2	33
4.2	Differenza tra l'impulso del B_d^0 fittato e MC	34
4.3	Differenza tra l'impulso del B_d^0 misurato e MC	34
4.4	Differenza tra l'impulso del B_d^0 misurato e MC nella selezione standard	35
4.5	Differenza tra l'impulso del B_d^0 fittato e MC per eventi con selezione sul χ^2	36

4.6	Massa invariante del sistema K π per eventi fittati dopo la selezione sul χ^2	37
4.7	Distribuzione di probabilità per eventi non ambigui	38
4.8	Differenza tra l'impulso fittato e MC del B_d^0 per eventi non ambigui	39

Elenco delle tabelle

3.1	Effetti dei trigger, dell'accettazione e della ricostruzione sul campione di eventi.	21
3.2	Eventi e combinazioni	22
3.3	Effetti della selezione standard sul campione complessivo di eventi preselezionati.	25
3.4	Effetti della selezione standard separatamente per i campioni con uno o più vertici primari.	25
4.1	Risultati del fit 1C applicato a tutti gli eventi	32
4.2	Risultati del fit 1C applicato separatamente a eventi con uno o più vertici primari	33
4.3	Risultati del fit 1C applicato a combinazioni selezionate con taglio sul χ^2	35
4.4	Risultati del fit 1C applicato separatamente a combinazioni con taglio sul χ^2 in eventi con uno o più vertici primari	36
4.5	Risultati del fit 1C applicato a combinazioni selezionate con taglio sul χ^2 e massa del sistema $K\pi$	37
4.6	Risultati del fit 1C applicato separatamente a combinazioni con taglio sul χ^2 e massa del sistema $K\pi$ in eventi con uno o più vertici primari	38
4.7	Efficienza e purezza del metodo relative al campione di eventi identificabili per le varie selezioni effettuate	39

Introduzione

Il Modello Standard è una teoria di campo quantistica, che descrive con successo molti dei fenomeni conosciuti ed è stata confermata sperimentalmente in un vasto intervallo di energie. Essa postula l'esistenza dei bosoni di Higgs, non ancora osservati e necessari a spiegare il meccanismo attraverso il quale le particelle acquisiscono massa. La scoperta dell'Higgs servirebbe a completare il quadro del Modello Standard che, tuttavia, nella sua formulazione non può essere candidato ad una teoria di grande unificazione. Esso descrive infatti solo tre delle quattro interazioni fondamentali, non includendo la gravità.

Osservazioni quali il fatto che i neutrini abbiano una massa diversa da zero (dedotto dal fenomeno delle oscillazioni di neutrino) e l'esistenza della *materia oscura* (la cui composizione non è attribuibile a particelle note) sono la dimostrazione di fenomeni che non trovano spiegazione nell'ambito del Modello Standard, rendendone dunque necessarie delle estensioni.

Con il termine *Nuova Fisica* vengono pertanto indicati nel gergo comune gli effetti causati dalla presenza di nuovi mediatori e/o nuove interazioni introdotte in questi modelli.

Scopo principale di LHC sarà proprio la ricerca del bosone di Higgs e di fisica oltre il Modello Standard alla scala del TeV. L'esperimento LHCb dedicato principalmente allo studio del quark b, cercherà evidenze indirette di Nuova Fisica misurando Branching Ratio, ampiezze di decadimento ed effetti dell'asimmetria CP negli adroni contenenti quark b, 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 sperimentalmente.

Il lavoro descritto in questa tesi si incentra in particolare sul canale raro $B_d^0 \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$, il cui *branching ratio* di $(1.22 \pm 0.3)10^{-6}$, misurato alle B-factories, è in accordo col Modello Standard. Esso è importante poiché una misura della Asimmetria Forward-Backward in funzione della massa invariante della coppia di muoni, permetterebbe di stimare il contributo di nuova fisica.

Questo lavoro specificamente mira a suggerire nuovi criteri di selezione, basati sul metodo classico di fit cinematico vincolato e verificare se essi abbiano una migliore efficienza sul segnale, rispetto ai risultati ottenuti con criteri di selezione tradizionale, effettuati utilizzando tagli su variabili misurate.

Esso è articolato nella maniera seguente. Nel primo capitolo vengono discussi gli aspetti teorici del decadimento $B_d^0 \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$. Il secondo capitolo fornisce una breve descrizione dell'esperimento LHCb, analizzando con maggior dettaglio le componenti significative per la rivelazione del decadimento studiato, quali i RICH, il rivelatore di muoni, il sistema di tracciamento e il trigger. Nel terzo capitolo si analizzano i criteri di selezione tradizionali, applicandoli al decadimento in esame. Nel quarto capitolo verrà esposto l'algoritmo di fit cinematico implementato e discussa la sua applicazione agli eventi di segnale generati. I risultati ottenuti saranno confrontati con quelli della selezione standard e verranno tratte infine le conclusioni.

Capitolo 1

Decadimenti rari del B_d^0

Comunemente vengono chiamati rari quei decadimenti i cui *branching ratio* sono dell'ordine di 10^{-5} o minori e pertanto generalmente difficili da misurare in un esperimento. Nel Modello Standard essi non sono descritti da diagrammi *tree-level*: questi processi non avvengono dunque all'ordine più basso e pertanto sono soppressi. In alcuni casi si possono aggiungere altre soppressioni 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.

Una delle teorie più accreditate è la *Supersimmetria*. In essa ogni particella del Modello Standard possiede un partner supersimmetrico: ad ogni fermione corrisponde un bosone scalare mentre ad ogni bosone vettore di gauge corrisponde un partner fermionico. Nell'ambito di questa teoria 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.

Lo studio dei decadimenti rari diviene di particolare interesse in quanto essi possono fornire prove indirette di fisica oltre il MS. Il decadimento $B_d^0 \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$ è proprio uno di questi. Nel Modello Standard esso è soppresso poichè si tratta di un processo mediato da corrente neutra con cambiamento di *flavour* (FCNC). In Figura 1.1 sono mostrati i diagrammi di Feynman

del Modello Standard (essi non sono tree-level bensì del tipo *Electroweak penguins*):

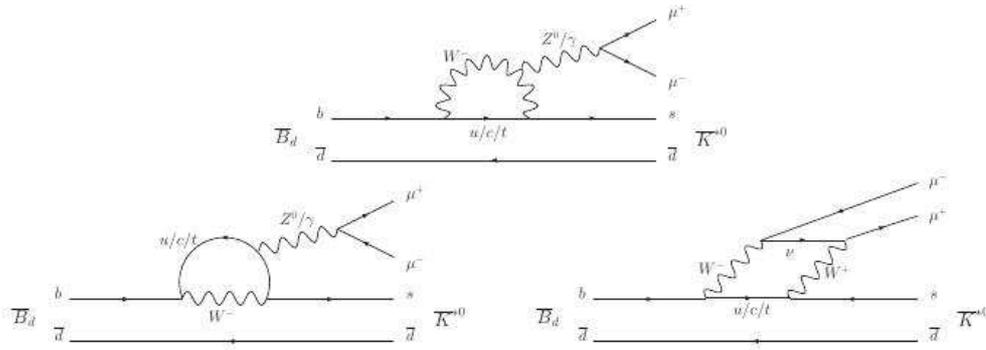


Figura 1.1: Diagrammi di Feynman per il decadimento $B_d^0 \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$.

In tali diagrammi è possibile sostituire i mediatori di gauge con nuove particelle neutre e cariche e pertanto modificare branching fractions e distribuzioni angolari dei prodotti di decadimento.

I tre angoli θ_k , θ_l e ϕ , che comunemente vengono utilizzati per descrivere la distribuzione angolare in $B_d^0 \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$ sono illustrati in Figura 1.2:

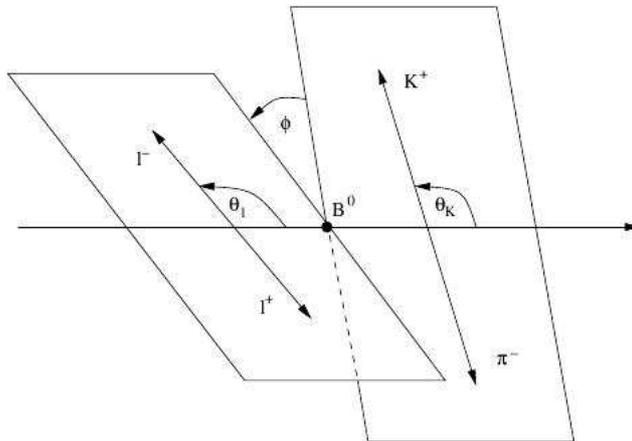


Figura 1.2: Variabili cinematiche per il decadimento $B_d^0 \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$

θ_l è l'angolo tra la direzione del B_d e del μ^+ nel sistema a riposo dei due

μ , θ_k é definito come l'angolo supplementare a quello (α) tra la direzione del B_d e quella del K nel sistema di quiete del K^* ; infine ϕ è l'angolo fra i piani definiti da $K\pi$ e da $\mu^+\mu^-$ nel sistema di riposo del B.

Il rate differenziale di decadimento può essere espresso come funzione delle variabili angolari e di q^2 , la massa invariante della coppia $\mu\mu$, ed è dato da:

$$\frac{d^4\Gamma}{dq^2 d\theta_k d\theta_l d\phi} = \frac{9}{32\pi} I(q^2, \theta_k, \theta_l, \phi) \sin \theta_l \sin \theta_k \quad (1.1)$$

dove $I(q^2, \theta_k, \theta_l, \phi)$ può essere espressa a sua volta in termini delle ampiezze $A_0, A_{\parallel}, A_{\perp}, A_t$, che dipendono da q^2 , per la cui espressione dettagliata rimandiamo alla referenza [1].

Nel decadimento in esame è possibile definire alcune osservabili, il cui andamento con q^2 è predicibile all'interno del Modello Standard ed è sensibilmente diverso in modelli supersimmetrici.

Una fra le piú promettenti è la asimmetria forward-backward (FBA), ossia la asimmetria che si riscontra tra i casi in cui il μ^+ si muova in avanti o indietro rispetto alla direzione del B_d^0 nel sistema in cui i due μ sono a riposo. Questa asimmetria è espressa dalla relazione seguente (che si applica anche al μ^- nel decadimento del \bar{B}_d^0).

$$A_{FB}(q^2) = \frac{\int_0^1 d \cos \theta \frac{d\Gamma}{d \cos \theta ds} - \int_{-1}^0 d \cos \theta \frac{d\Gamma}{d \cos \theta ds}}{\int_{-1}^1 d \cos \theta \frac{d\Gamma}{d \cos \theta ds}} \quad (1.2)$$

La predizione del MS per A_{FB} è mostrata in Figura 1.3,

unitamente alle predizioni di alcune implementazioni di modelli supersimmetrici (vedi (4)). Questa asimmetria potrebbe notevolmente aumentare in presenza di contributi dovuti alla supersimmetria, in particolare per grandi valori di $\tan\beta = \frac{v_u}{v_d}$ (il rapporto fra i valori di aspettazione nel vuoto dei doppietti di Higgs accoppiati a quark di tipo u e a quark di tipo d) e il suo segno dipende da uno dei parametri considerati nei modelli. Quindi misurare il segno della asimmetria potrebbe distinguere fra questi.

Un'osservabile particolarmente sensibile a nuova fisica è il cosiddetto *zero crossing point* della FBA, che si manifesta in un regime cinematico a piccoli

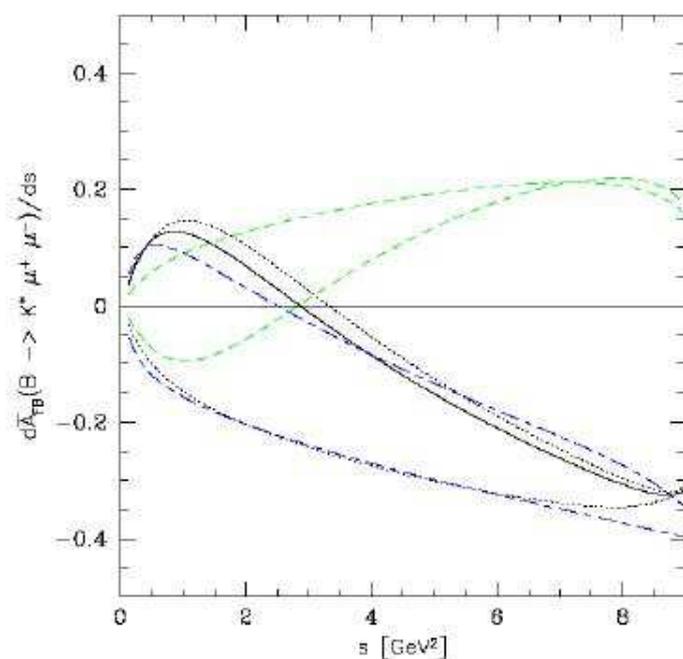


Figura 1.3: FBA per $B_d^0 \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$ come predetto nel MS e da alcuni modelli SUSY. Qui $s = q^2$

valori di q^2 , in cui le incertezze adroniche si cancellano completamente ed è possibile testare le previsioni del MS.

Altre importanti asimmetrie sono quelle comunemente indicate con $A_T(1)$ e $A_T(2)$ per la cui definizione si rimanda alla referenza (2), poichè esse sono sensibili soprattutto alle correnti *right-handed* e che dunque permettono di testare la struttura V-A delle interazioni deboli nel MS. Tali quantità sono predette con un errore teorico molto piccolo ed è stato mostrato che contributi supersimmetrici generalmente cambiano il valore di queste asimmetrie, come mostrato nella Figura 1.4.

La curva solida si riferisce alle previsioni del MS e la banda ne rappresenta l'incertezza teorica. Le altre curve sono le previsioni di implementazioni diverse di modelli SUSY.

È importante sottolineare che il valore di tali asimmetrie varia in maniera significativa in modelli SUSY con piccoli $\tan\beta$ e questo rende queste misure complementari a quelle di uno dei canali più importanti per la ricerca di

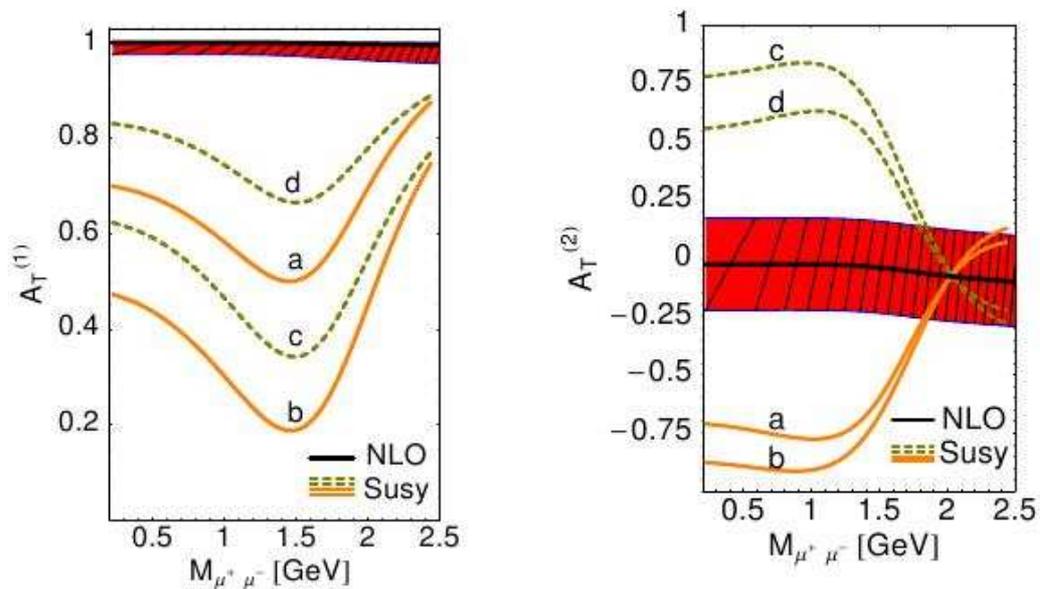


Figura 1.4: $A_T(1)$ (sinistra) e $A_T(2)$ (destra) in funzione di q^2

nuova fisica che è il $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Il *branching ratio* per il decadimento $B_d^0 \rightarrow K^*\mu^+\mu^-$ è stato di recente misurato alle B-Factories ottenendo

$$BR(B_d \rightarrow K^*\mu\mu) = 1.22^{+0.38}_{-0.32} \cdot 10^{-6} \quad (1.3)$$

Sia pur con limitata statistica, anche A_{FB} è stata misurata dalla collaborazione Belle (1), come mostrato nella Figura 1.5. La situazione attuale non permette di trarre però alcuna conclusione.

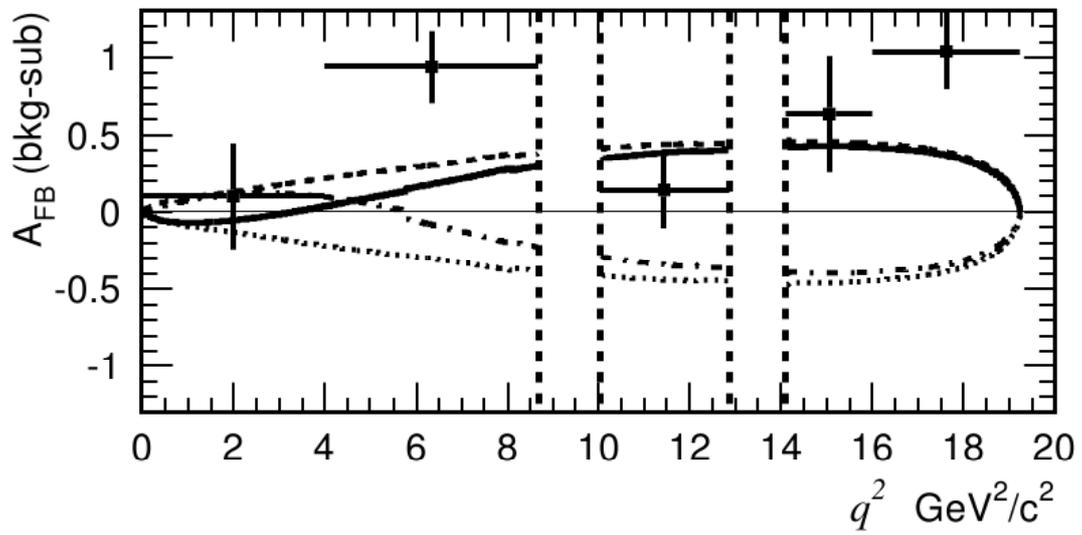


Figura 1.5: Risultato sperimentale della misura di A_{FB}

Capitolo 2

L'esperimento LHCb

2.1 LHC - Large Hadron Collider

LHC è il collider adronico attualmente in fase di ultimazione al CERN di Ginevra. L'acceleratore, situato in un tunnel sotterraneo ha una circonferenza di 27 Km e produrrà collisioni protone-protone e tra ioni pesanti con energie nel centro di massa di 14 TeV e 2.8 TeV e luminosità nominali di $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ e $10^{28}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

L'acceleratore è costituito da due anelli a sincrotrone paralleli, che si incrociano in 4 punti di collisione, nei quali sono installati gli esperimenti. La curvatura dei fasci si ottiene grazie all'utilizzo di magneti superconduttori, tenuti a temperature criogeniche che generano un campo magnetico di 8.4 T.

LHC si avvale dell'SPS come iniettore e della catena di acceleratori mostrati in Figura 2.1. Il fascio di protoni è accelerato inizialmente da un acceleratore lineare (LINAC) fino ad energie di circa 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 per essere quindi iniettati in LHC per l'accelerazione finale a 7 TeV.

All'interno di LHC i protoni saranno divisi in gruppi, detti *bunches*, distanziati spazialmente e temporalmente (25 ns). Le collisioni fra protoni (*bunch crossing*) avverranno con una frequenza di 10 MHz. Alla luminosità massima $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ si avranno circa 20 interazioni per *bunch*

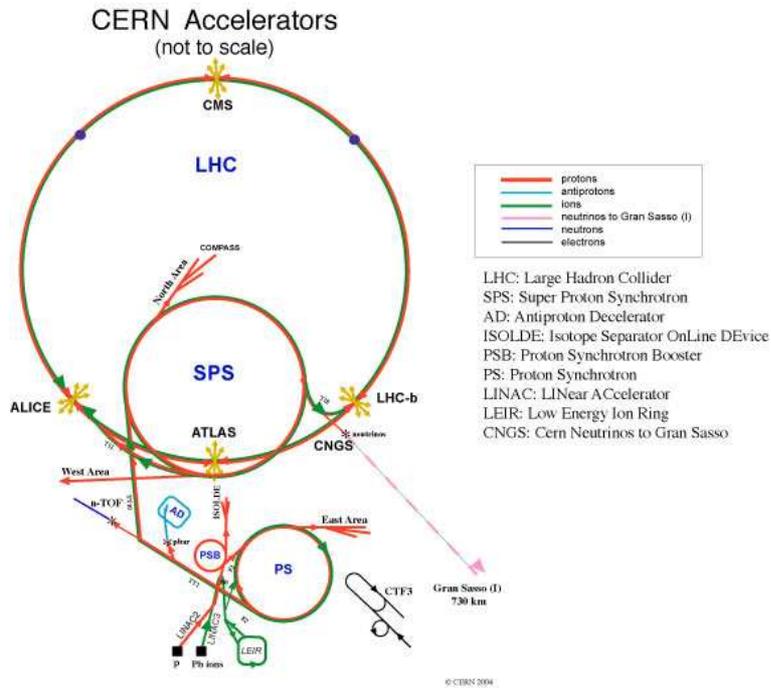


Figura 2.1: Complesso degli acceleratori del CERN.

crossing.

Nel complesso LHC ospiterà cinque esperimenti: ATLAS e CMS con lo scopo principale della ricerca del Bosone di Higgs, ALICE che studierà interazioni tra ioni pesanti ed in particolare si occuperà dello studio del *Quark Gluon Plasma*, LHCb per lo studio della fisica dei mesoni B e TOTEM per la misura della sezione d'urto totale dei protoni. LHCb verrà descritto in maggior dettaglio poiché il lavoro di tesi svolto s'inquadra nell'ambito di tale esperimento.

2.2 L'esperimento LHCb

Il rivelatore LHCb è uno spettrometro a singolo braccio posto nella regione in avanti delle interazioni pp . È dedicato allo studio della violazione della simmetria CP e di decadimenti rari nei mesoni B. Il rivelatore è caratterizzato da un'alta efficienza di identificazione delle particelle (tipicamente K , π , μ),

una grande risoluzione sul tempo di volo del B e un'alta efficienza di trigger per canali leptonici e adronici.

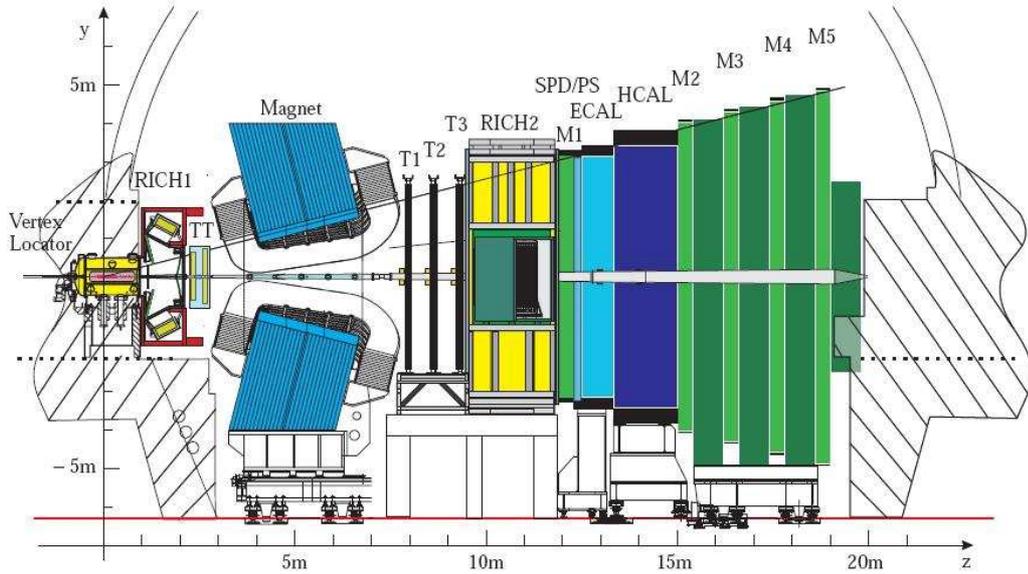


Figura 2.2: Il rivelatore LHCb: sezione verticale.

Sebbene il rivelatore opererà a una luminosità di $2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, inferiore a quella degli altri esperimenti, la sezione d'urto per la produzione di coppie $b\bar{b}$ è stimata essere circa $500 \mu\text{b}$ per le collisioni pp a 14 TeV nel centro di massa. Alla luminosità di progetto la produzione totale di mesoni B risulterà comunque la più grande fra gli esperimenti oggi disponibili. Verranno infatti prodotte 10^{12} coppie $b\bar{b}$ per anno e quindi $4 \times 10^{11} B_d^0$, essendo 40% la frazione di adronizzazione del b in B_d^0 .

La geometria dell'esperimento è stata adattata allo studio dei B, prodotti fortemente in avanti in LHCb. La sezione verticale del rivelatore è mostrata in Figura 2.2.

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 $x-z$ (piano curvante) e non siano incurvate nel piano $y-z$ (piano non curvante).

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 η fra 1.9 e 4.9.¹

La figura mostra alcune componenti fondamentali dell'apparato, che sono qui di seguito elencate:

- 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).

In questo lavoro di tesi rivestono particolare importanza il sistema di tracciamento, il rivelatore di muoni e i RICH e pertanto essi saranno descritti in maggior dettaglio.

2.2.1 Il VELO

Per determinare con precisione i vertici primari e secondari di decadimenti di adroni che contengono il quark b ed escludere le tracce non originate nel vertice primario, è necessaria una precisa ricostruzione del vertice di interazione. Questo avviene ad opera del cosiddetto VELO, il *vertex locator*). Esso è composto 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

¹La pseudorapidità è definita come $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$, dove θ è l'angolo formato dalla traiettoria della particella con l'asse z

vertice primario delle tracce a più alto impulso trasverso. La risoluzione per i vertici secondari varia tra 220 e $370\mu\text{m}$ a seconda del canale di decadimento. Le informazioni provenienti dal VELO verranno inoltre utilizzate per il trigger di alto livello (HLT).

2.2.2 I RICH

In LHCb sono presenti due RICH (*Ring Imaging CHerenkov detector*), il cui obiettivo è l'identificazione delle particelle e in particolare la separazione tra pioni e kaoni. Il RICH rivela le immagini di anelli (sezioni di cono) di fotoni emessi da particelle cariche che attraversano uno strato di radiatore posto al suo ingresso. I fotoni vengono deviati da due serie di specchi (prima sferici poi piani) verso dei fotodiodi ibridi segmentati (HPD), che sono schermati perché sensibili ai campi magnetici.

Per identificare particelle in un ampio intervallo di impulsi sono necessari tre diversi radiatori: aerogel (indice di rifrazione $n = 1.03$) per i bassi impulsi, C_4F_{10} gassoso ($n = 1.0014$) per quelli intermedi e CF_4 per i grandi impulsi. Poiché vi è una forte correlazione tra l'angolo polare delle particelle e il loro impulso, il RICH è diviso in due parti che coprono due diverse regioni di angolo polare (e conseguentemente di impulso) delle particelle:

- Il RICH1 collocato a monte del magnete, subito dopo il VELO, usa sia aerogel che C_4F_{10} come radiatori. Essendo posto prima del magnete è capace di rivelare anche particelle che verranno portate fuori accettazione dal campo magnetico. Copre la regione di bassi impulsi (1-70 GeV) e di grandi angoli polari (30-300 mrad).
- Il RICH2, a valle del magnete, usa C_4F_{10} come radiatore e copre la regione di alti impulsi (12-150 GeV) e bassi angoli polari (15-120 mrad).

Entrambi i rivelatori sono posti fuori del magnete, in regioni di basso campo magnetico, sia per evitare che le tracce siano incurvate mentre attraversano i radiatori, sia perché i rivelatori di fotoni sono sensibili al campo.

2.2.3 Il Trigger Tracker

Il Trigger Tracker (TT) è collocato tra il RICH1 e l'ingresso del magnete. Esso servirà a delineare le tracce di basso impulso che, deviate dal magnete, non arriveranno alle altre stazioni di tracciamento e per assegnare informazioni di impulso trasverso alle tracce con alto parametro d'impatto.

2.2.4 Il magnete

Si tratta di un magnete dipolare, collocato vicino al punto d'interazione e 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 $\sim 4\text{Tm}$ per consentire una risoluzione del 0.4% per la misura di impulsi fino a 200 GeV. L'apertura del magnete definisce anche una regione di accettazione pari 300 mrad sul piano $x - z$ e 250 mrad sul piano $y - z$.

2.2.5 Il sistema di tracciamento

Il sistema di tracciamento fornisce misure di posizione delle tracce cariche e consente, insieme ai punti forniti dal VELO e dal Trigger Tracker di misurare l'impulso delle particelle. Il sistema è costituito da tre stazioni traccianti (T1, T2, T3) ognuna delle quali misura la coordinata x della particella e due coordinate *stereo* spostate angularmente 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.

Poiché la densità di tracce in un tipico evento varia come $1/r^2$ (dove r è la distanza dall'asse z) e sono quindi necessarie diverse risoluzioni, il Tracker è distinto 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* (rivelatori a gas) sfalsati tra loro. La risoluzione è di $\sim 200\mu\text{m}$.

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.
- **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, 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.

2.2.6 I calorimetri

Il sistema di calorimetri permette di identificare elettroni, fotoni (ECAL) e adroni (HCAL) e di misurarne posizione e impulso.

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 $5.6\lambda_I$.

2.2.7 Il rivelatore di muoni

Il rivelatore per muoni è posto all'estremo del rivelatore LHCb: esso ha la funzione di rivelare muoni, uniche particelle cariche a poter attraversare i calorimetri quasi senza interagire. I dati forniti si rivelano utili, oltre che per l'analisi offline, anche per il trigger, infatti è possibile rivelare muoni con un grande impulso trasverso con un'efficienza del 95%, ad 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) (vedi Figura 2.3) posizionate al di là del calorimetro adronico, ad eccezione della prima, M1, che è posta davanti al calorimetro elettromagnetico.

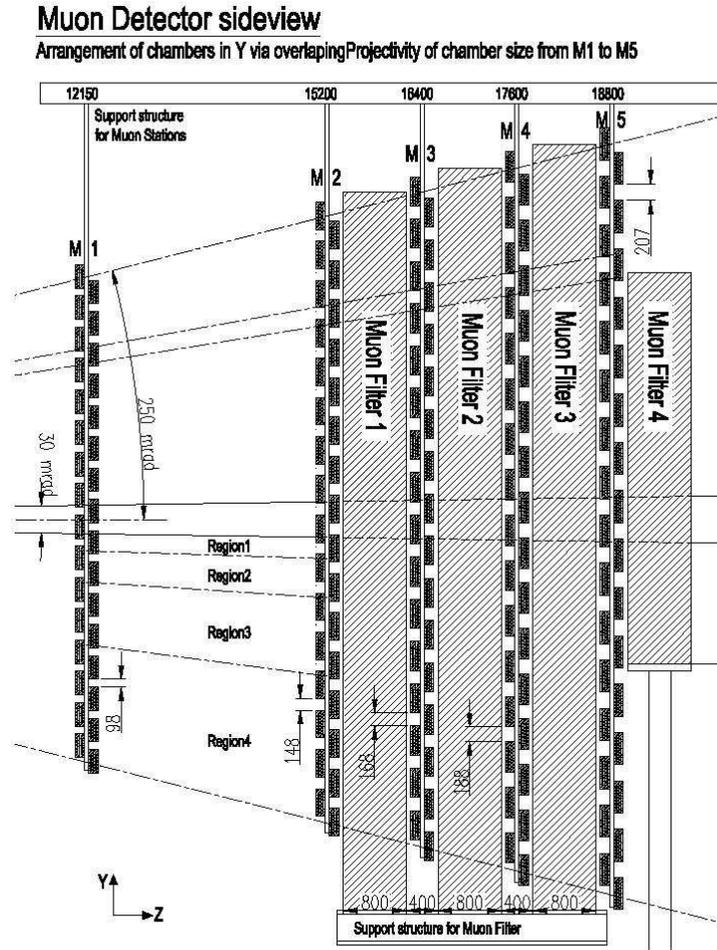


Figura 2.3: Vista laterale del rivelatore di μ nel piano $y - z$.

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 proietti-

vità. 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.

Capitolo 3

Campione $B_d^0 \rightarrow K^* \mu\mu$ 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 con il 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 $B\bar{B}$. Il mesone B^0 è forzato a decadere in un K^{*0} e una coppia $\mu^+\mu^-$. A sua volta il K^* , per la conservazione della stranezza, decade in un kaone positivo e un pione negativo, mentre il \bar{K}^{*0} prodotto dal \bar{B}^0 decade in un kaone negativo e un pione positivo, quindi il segno della carica del mesone K determina se a decadere sia un B_d^0 oppure un \bar{B}_d^0 (decadimento *flavour specific*). In tutti gli eventi il B_d^0 è generato in un intervallo angolare di ± 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 selezione e ricostruzione vengono applicati come se si trattasse di dati reali. Si estraggono quindi le grandezze richieste 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 questo lavoro sono stati presi in considerazione separatamente eventi con uno o più vertici primari.

3.1 Effetti di accettazione geometrica e di trigger

Date le capacità di memorizzazione disponibili, limitate in confronto alla mole di dati provenienti dall'intero rivelatore, il trigger è un elemento di fondamentale importanza per LHCb, poichè è deputato a selezionare gli eventi di interesse che verranno scritti su disco.

Affinchè l'evento venga memorizzato, esso deve superare due stadi di trigger. Il primo, detto di livello zero ($L0$), è di tipo hardware e compie una prima selezione degli eventi, riducendo, nel caso di nostro interesse qui considerato, la frequenza da 4 MHz a qualche centinaio di kHz. Il secondo stadio, detto High Level Trigger (HLL), è di tipo software e processa eventi che hanno superato in precedenza $L0$, portando la frequenza a valori inferiori, in modo che complessivamente si registrino eventi a circa $2kHz$.

Per il decadimento in esame il trigger di Livello 0 coinvolto è $L0$ -*dimuon*, ossia quello che richiede la presenza di due μ la cui somma degli impulsi trasversi sia maggiore di $1.5 GeV$. Il trigger di alto livello preso in considerazione è denominato $HLL1 \mu\mu$ - *alley*, che è essenzialmente una conferma del trigger $L0$. La selezione sull'impulso trasverso viene però effettuata utilizzando parametri di tracce ricostruite e quindi determinati con maggiore precisione.

Dal momento che il decadimento del B_d^0 è *flavour specific*, ci si è limitati a considerare solamente quei decadimenti che abbiano un K^+ e il π^- nello stato finale. Il campione iniziale è pertanto costituito da 3530 eventi (vedi Tabella 3.1). Questo numero si riduce a 2505 qualora venga richiesto che tutti i prodotti di decadimento del B_d^0 si trovino all'interno dell'accettazione geometrica del rivelatore, ossia giacciono in un intervallo di pseudorapidità η compreso tra 1.9 e 4.9.

Nel seguito chiameremo **candidati** quegli eventi in cui siano state ricostruite le traiettorie di una coppia $\mu^+ \mu^-$ e di una coppia $K^+ \pi^-$, indipendentemente dal fatto che quest'ultima provenga dal decadimento del B_d^0 . Nel caso in cui essa provenga effettivamente dal decadimento del B_d^0 gli eventi saranno invece chiamati **identificabili**.

Nella Tabella 3.1 sono mostrati gli effetti dei trigger, dell'accettazione e della ricostruzione geometrica su tutti gli eventi e separatamente per quelli con uno o più vertici primari. Fra parentesi è indicata la frazione di eventi sopravvissuti e quindi l'efficienza dei vari passi.

Poichè miriamo alla identificazione e ricostruzione del B_d^0 , si é deciso di accettare inizialmente soltanto quegli eventi nei quali fosse presente almeno una combinazione delle particelle ($\mu^+\mu^- K^+ \pi^-$) le cui traiettorie siano consistenti col provenire da un unico vertice e la cui massa invariante sia compresa all'interno di un intervallo di $\pm 200 MeV$ intorno al valore della massa del B_d^0 .

Gli effetti di queste selezioni sono mostrate nella seconda parte della Tabella 3.1, dove sono indicati anche gli eventi identificabili, nel senso precedentemente definito.

Le scelte fatte selezionano $\sim 58\%$ del campione totale iniziale; queste perdite sono determinate pressochè in ugual misura dalla richiesta che i muoni siano in accettazione e dal trigger L0.

Tuttavia soltanto il $\sim 39\%$ di questi eventi contiene la corretta combinazione di particelle, ossia effettivamente provenienti dal decadimento del mesone B (purezza del campione). Questo è comprensibile poichè la condizione da verificare è che altre due particelle (i mesoni K e π) siano in accettazione e ricostruite geometricamente.

Le selezioni successive dovranno essere in grado di identificare queste corrette combinazioni. Questo compito è ulteriormente complicato dalla presenza di un numero elevato di combinazioni casuali, mostrato nella Tabella 3.2 in funzione del numero di eventi.

	Totali	NPV = 1	NPV > 1
Iniziali	3530	2401	1129
$\mu^+\mu^-$ in accettazione	2845 (81%)	1939 (81%)	906 (80%)
Trigger L0	2177 (77%)	1449 (75%)	728 (80%)
Candidati	2150 (99%)	1424 (98%)	726 (99.7%)
$M = M_{B_d} \pm 200 MeV$	2037 (95%)	1327 (93%)	710 (98%)
Eventi identificabili	793 (39%)	537 (40%)	256 (36%)

Tabella 3.1: Effetti dei trigger, dell'accettazione e della ricostruzione sul campione di eventi.

	Totali		NPV = 1		NPV > 1	
	Eventi	Comb	Eventi	Comb	Eventi	Comb
Candidati	2037	133523	1327	38350	710	95173
Identificabili	793	46993	537	13694	256	33299

Tabella 3.2: Eventi e combinazioni

Si osservi che si hanno in media ~ 60 combinazioni per evento; tuttavia per gli eventi con un solo vertice primario questo numero medio è inferiore a quello relativo agli eventi con più di un vertice primario (~ 30 confrontato con ~ 130).

3.2 Identificazione *standard*

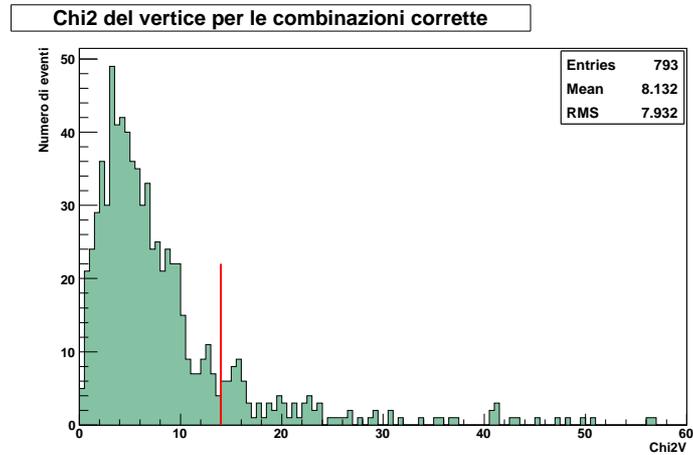
Gli eventi che soddisfano le selezioni sopra esposte costituiscono il campione utilizzato per l'analisi successiva. Poichè lo scopo ultimo è quello di isolare eventi di segnale è necessario definire dei criteri efficienti nella identificazione e che siano in grado di escludere il maggior numero possibile di combinazioni errate. Le selezioni di tipo standard possono avvenire tipicamente su variabili di tipo geometrico e variabili di tipo dinamico.

Le grandezze di tipo geometrico ritenute significative nell'ambito del decadimento studiato sono il χ^2 del vertice formato dalla intersezione delle traiettorie delle quattro particelle e la significanza del parametro d'impatto del B_d^0 rispetto al vertice primario.

Il vertice assegnato a ciascuna combinazione delle quattro particelle è il risultato di una procedura di fit sulle loro traiettorie ricostruite e pertanto ad ognuno di essi corrisponderà un χ^2 , che dà la bontà di quanto tali tracce convergano a formare un vertice. In Figura 3.1 è mostrata la distribuzione del χ^2 del vertice per le corrette combinazioni.

Si osserva come una selezione su questa variabile ($\chi^2 < 14$) può essere particolarmente efficace nell'escludere gran parte delle combinazioni di particelle che provengono da altri decadimenti.

Il parametro d'impatto è la distanza della traiettoria ricostruita del B dal vertice primario. La *significanza* è il rapporto fra questa distanza e il suo

Figura 3.1: χ^2 del vertice per le combinazioni corrette.

errore. Richiedere che quest' ultima sia inferiore a un certo valore di soglia è equivalente ad imporre un grossolano criterio di puntamento del B_d^0 al vertice primario. Nella Figura 3.2

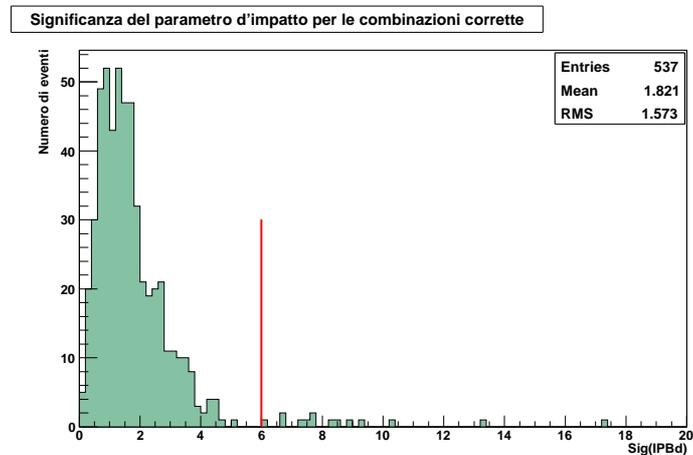


Figura 3.2: Significanza del parametro d'impatto per le combinazioni corrette

la significanza del parametro d'impatto è mostrata ancora per le combinazioni corrette. Da questa si evince che un taglio a $SigIP < 6$ appare ragionevole.

L'effetto complessivo dei tagli geometrici è di ridurre il numero di com-

binazioni accettabili a circa 8 per evento. L'efficienza tuttavia diminuisce passando dal 58% al 37%, a vantaggio della purezza che si porta al 48%.

Le variabili di tipo dinamico utilizzate sono la massa invariante del B_d^0 e quella del K^* . Una prima selezione viene infatti operata imponendo che gli eventi giacciono all'interno di un intervallo ± 60 MeV intorno alla massa del B_d^0 . Questa riduce ulteriormente il numero di combinazioni per evento (~ 3.5).

Tuttavia imporre l'ulteriore restrizione che la massa del K^* si trovi nell'intervallo compreso tra i valori 800 e 1000 MeV (vedi Figura 3.3) risulta maggiormente efficace nell'escludere le combinazioni errate, che passano così a ~ 1.7 per evento.

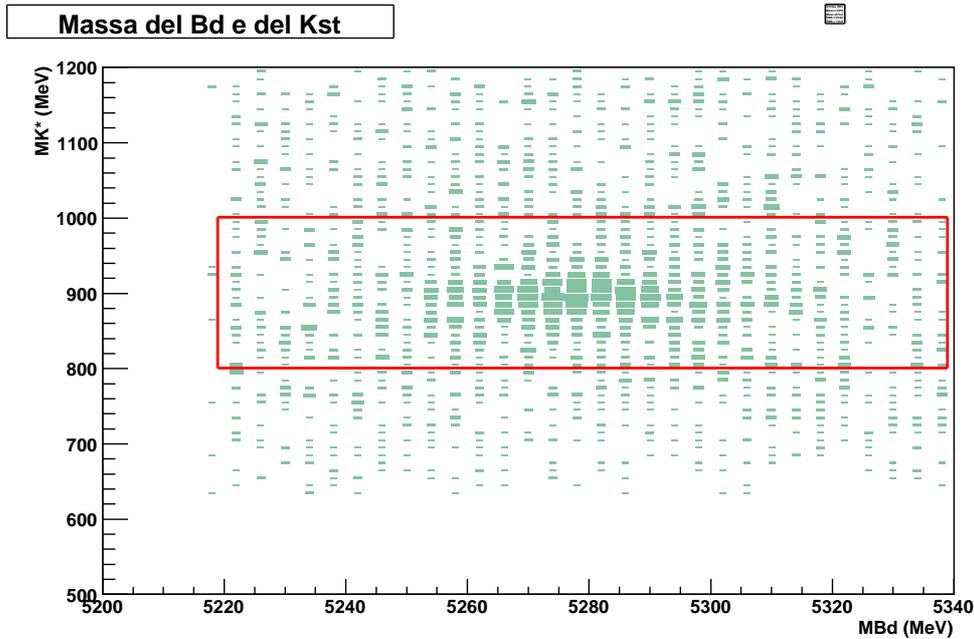


Figura 3.3: M_{K^*} in funzione della massa invariante del B_d^0 .

Gli effetti di queste selezioni sul numero di eventi e di combinazioni sono mostrati nelle Tabella 3.3 e Tabella 3.4.

Circa il 24% degli eventi totali generati sopravvive alle selezioni fin qui

	Eventi	Eventi Iden	Comb
Preselezionati	2037		139560
$\chi^2 < 14$	1374	626	11836
$s(IPB_d^0) < 6$	1301	619	10860
$M_{B_d} \pm 60 MeV$	1138	608	3951
$800 MeV < M_{K^*} < 1000 MeV$	839	524	1446

Tabella 3.3: Effetti della selezione standard sul campione complessivo di eventi preselezionati.

	NPV = 1			NPV > 1		
	Eventi	Ev.Iden	Comb	Eventi	Ev.Iden	Comb
Preselezionati	1327		43918	710		95642
$\chi^2 < 14$	906	433	7661	468	193	4175
$s(IPB_d^0) < 6$	856	427	6759	445	192	4101
$M_{B_d} \pm 60 MeV$	754	417	2557	384	191	1394
$800 MeV < M_{K^*} < 1000 MeV$	579	366	1012	260	158	434

Tabella 3.4: Effetti della selezione standard separatamente per i campioni con uno o più vertici primari.

effettuate. Sebbene permangano ancora delle ambiguit  nella scelta della combinazione corretta, la purezza del campione passa dal 39% al 62%. Questi tagli si sono rivelati particolarmente efficaci nel caso di eventi con pi  di un vertice primario, in quanto il numero di combinazioni per evento   passato da 130 a 1.7.

In Figura 3.4   riportata la distribuzione del numero di particelle da segnale (da zero a quattro), presenti nelle combinazioni accettate, prima e dopo aver effettuato il taglio sulla massa invariante del K^* . Da questa si evince che la selezione rimuove principalmente associazioni casuali, dovute all'elevato numero di adroni prodotti. Dopo la selezione, invece, queste combinazioni si riducono di un fattore di circa 3 a vantaggio di quelle corrette (4 particelle da segnale).

Dal momento che ci proponiamo di misurare la asimmetria A_{FB} in funzione di q^2 ,   importante studiare come le selezioni effettuate modifichino la distribuzione. Le distribuzioni di q^2 prima e dopo la selezione sono confronta-

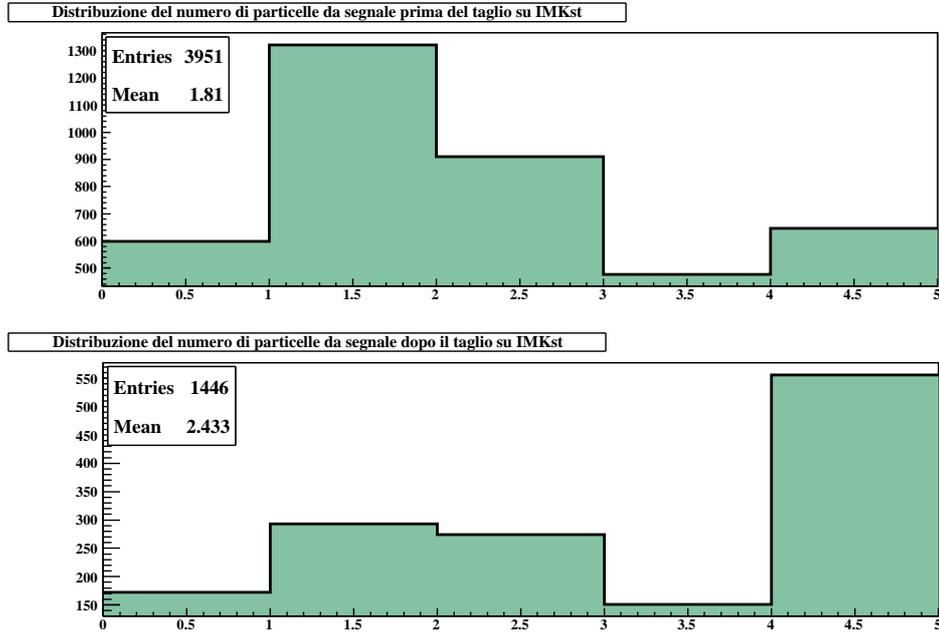


Figura 3.4: Distribuzione delle particelle da segnale

te nella Figura 3.5. Va osservato che nella distribuzione relativa al campione selezionato sono stati scelti solo gli eventi identificabili. Sperimentalmente tuttavia, a questo stadio, non si è in grado di identificare la combinazione corretta. La distribuzione in q^2 ottenuta utilizzando tutte le combinazioni accettabili è mostrata nella figura Figura 3.6. La presenza di picchi irregolari è dovuta a più combinazioni dello stesso evento, che hanno valori quasi identici di q^2 , poichè le ambiguità sono principalmente dovute agli scambi $K \leftrightarrow \pi$. Queste avranno un effetto maggiore sulle variabili angolari.

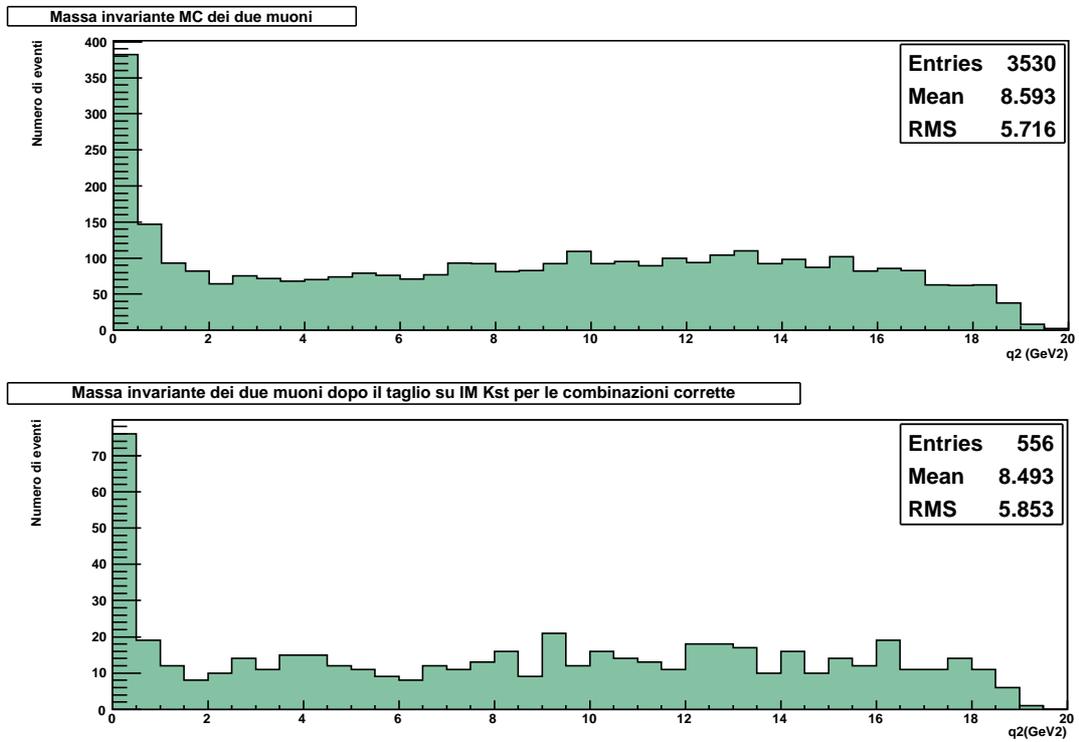


Figura 3.5: Spettro di massa invariante dei due muoni

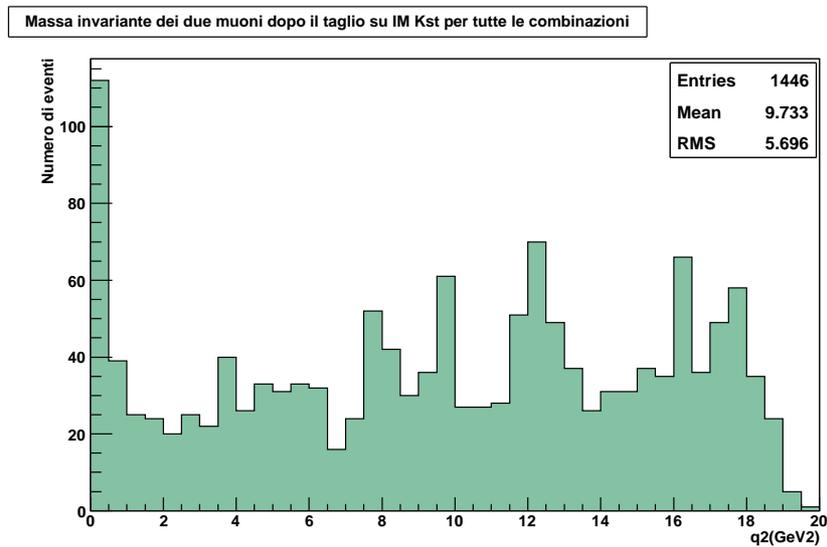


Figura 3.6: Spettro di massa invariante dei due muoni considerando tutte le combinazioni accettabili

Capitolo 4

Fit cinematico per la ricostruzione di decadimenti

L'ipotesi di un particolare tipo di decadimento può essere statisticamente verificata mediante una procedura detta di *fit cinematico*. Sebbene questa sia di carattere del tutto generale ne descriveremo l'implementazione limitatamente al caso di nostro interesse.

Nel decadimento $B^0 \rightarrow K^* \mu \mu$ vi sono quattro particelle cariche nello stato finale ($\mu^+ \mu^- K^+ \pi^-$). Di esse, sperimentalmente, sono misurate le traiettorie, le quantità di moto ed il segno della carica e la loro identità è stabilita, grazie allo spettrometro per i muoni ed al segnale nei RICH per il K. La possibilità di applicare la procedura di fit si fonda sulla assunzione che le traiettorie siano compatibili con il convergere ad un unico vertice, quello del decadimento del B_d^0 .

In una prima fase, senza imporre alcuna condizione sulla direzione di volo della particella che decade, poichè le quantità di moto $\vec{P}_1 - \vec{P}_4$ sono misurate, è possibile valutare la probabilità di precise ipotesi di decadimento (ciascuna equivalente ad imporre la massa M_0 della particella che decade) e di scegliere la migliore di esse. Nel caso nostro, naturalmente, la massa imposta sarà quella del B_d^0 e le quattro equazioni che esprimono la conservazione dell'energia e della quantità di moto al vertice di decadimento permettono la determinazione di \vec{P}_0 , la sua quantità di moto.

Poichè le 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 voglia imporre la direzione di volo del B_d^0 , supponendo per esempio che essa giaccia lungo la congiungente il vertice di produzione e quello di decadimento, l'unica variabile sconosciuta sarebbe il modulo di \vec{P}_0 e pertanto in questo caso si parla di *Fit-3C*.

L'algoritmo matematico implementato è descritto nel seguito e consiste in una procedura standard di minimizzazione iterativa del χ^2 .

Il problema viene schematicamente formulato nella maniera seguente.

Sia dato un vettore η di N osservabili (in genere legate alle particelle nello stato finale) per le quali esiste una stima data dai valori y_i misurati ed il cui errore è contenuto in una matrice di covarianza $V(y)$ nota (nel caso particolare di osservabili indipendenti questa si riduce ad una matrice diagonale). In aggiunta esiste un set di J variabili non misurate ξ , 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*:

$$f_K(\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_N, \xi_1, \xi_2, \dots, \xi_J) = 0 \quad (4.1)$$

Nel caso nostro, si avrà $N = 12$ o $N = 18$ a seconda che si utilizzino solo i vettori delle quantità di moto delle quattro particelle nello stato finale (4 particelle \times 3 quantità note per ciascuna) oppure si usino anche le coordinate dei vertici primario e di decadimento per imporre la direzione di volo del B_d^0 (2 vertici \times 3 coordinate).

Corrispondentemente si avrà $J = 3$ oppure $J = 1$ come numero di variabili non misurate.

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

Le miglior stime per le variabili misurate η e per le variabili non conosciute ξ possono essere determinate dalla soluzione simultanea del sistema:

$$\chi^2(\eta) = (y - \eta)^T V^{-1} (y - \eta) = \text{minimo} \quad (4.2)$$

$$f(\eta, \xi) = 0 \quad (4.3)$$

Il problema della *minimizzazione vincolata* viene risolto classicamente mediante l'introduzione di K parametri $\lambda = (\lambda_1, \dots, \lambda_k)$, noti come *moltiplicatori di Lagrange*. Le Eq.(4.2) e Eq.(4.3) trovano adesso soluzione con una nuova formulazione del problema richiedendo che sia minima la quantità:

$$\chi^2(\eta, \xi, \lambda) = (y - \eta)^T V^{-1} (y - \eta) + 2\lambda^T f(\eta, \xi) \quad (4.4)$$

La soluzione, data dai valori di η , ξ e λ , può essere determinata in maniera iterativa: ad ogni iterazione vengono prodotte approssimazioni sempre migliori.

In questa procedura l'ordine è particolarmente importante. 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):

$$\xi^{\nu+1} = \xi^{\nu} - \left(F_\xi^T (F_\eta^\nu V (F_\eta^\nu)^\nu)^{-1} F_\xi \right)^{-1} \left[F_\xi^T (F_\eta^\nu V (F_\eta^\nu)^T)^{-1} r \right] \quad (4.5)$$

$$\lambda^{\nu+1} = \left(F_\eta^\nu V (F_\eta^\nu)^T \right)^{-1} [r + F_\xi (\xi^{\nu+1} - \xi^\nu)] \quad (4.6)$$

$$\eta^{\nu+1} = y - V F_\eta^T \lambda^{\nu+1} \quad (4.7)$$

dove:

$$r \equiv (f^\nu + F_\eta^\nu (y - \eta^\nu)) \quad (4.8)$$

$$(F_\eta)_{kj} \equiv \frac{\partial f_k}{\partial \eta_j} \quad (4.9)$$

$$(F_\xi)_{kj} \equiv \frac{\partial f_k}{\partial \xi_j} \quad (4.10)$$

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 precedente; 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 sono esprimibili in termini di matrici di covarianza, per le cui espressioni si rimanda a (3). Qui sarà sufficiente dire che sono essenzialmente ricavate applicando la legge di propagazione degli errori. Inoltre gli errori sui parametri fittati η , in generale, sono più piccoli degli errori sulle osservabili y e che le quantità fittate saranno tra loro correlate, anche se le misure inizialmente erano indipendenti.

4.1 Fit 1C applicato al campione $B^0 \rightarrow K^* \mu \mu$

Gli eventi riportati in Tabella 3.2 costituiscono il campione su cui eseguiamo la selezione tramite fit cinematico e i cui risultati saranno poi confrontati con quelli della selezione standard.

Allo scopo di comprendere il potere discriminante della procedura, cioè la sua capacità di selezionare la combinazione corretta negli eventi identificabili (e niente altro!), inizialmente il fit è stato applicato a tutte le combinazioni presenti negli eventi, senza imporre il vincolo della direzione del B_d^0 (Fit 1C).

Val la pena di osservare che l'intento è quello di isolare le combinazioni corrette (che nel campione in esame sono 750) dal fondo combinatoriale superiore di più di due ordini di grandezza (nel nostro campione sono circa 140000).

Fra le varie combinazioni (ricordiamo che esse sono più di 30 per evento nel caso di un solo vertice primario misurato) si è deciso di scegliere quella che avesse il χ^2 minimo, purchè la probabilità corrispondente fosse maggiore di 0.005.

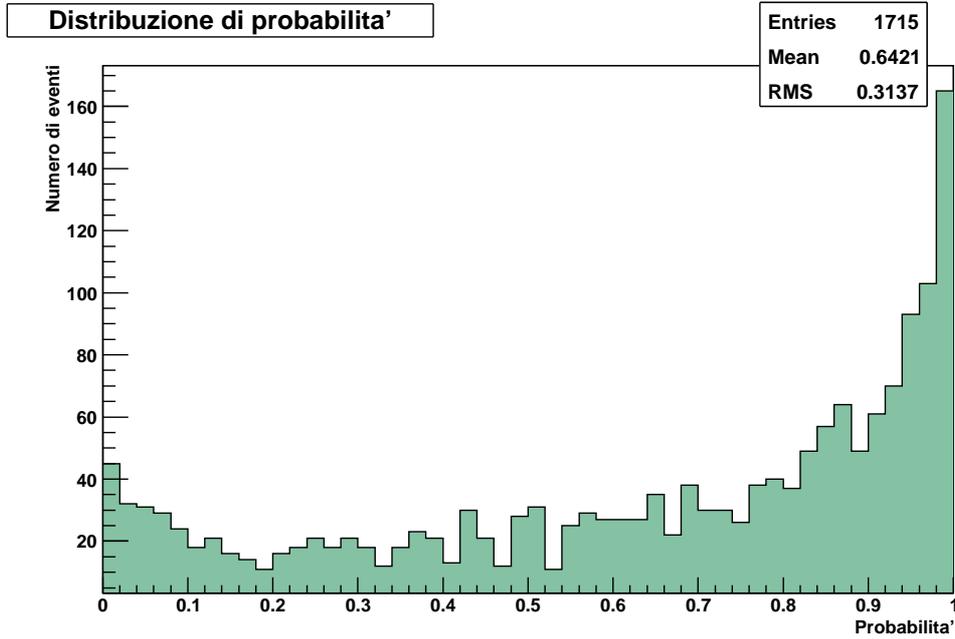
I risultati sono mostrati nella Tabella 4.1 per tutti gli eventi e nella Tabella 4.2 separatamente per gli eventi con uno o più vertici primari. La distribuzione di probabilità del χ^2 è mostrata nella Figura 4.1.

Non sorprende che essa abbia un picco a grandi valori di probabilità, poichè per ogni evento viene scelta la combinazione che rende massima questa probabilità.

	Eventi	$P(\chi^2) > 0.005$	Efficienza
Totali	2037	1715	0.84 ± 0.02
Identificabili	750	367	0.49 ± 0.03
Purezza	0.37 ± 0.01	0.21 ± 0.01	

Tabella 4.1: Risultati del fit 1C applicato a tutti gli eventi

Ancorchè l'efficienza complessiva sia accettabile, la procedura non risulta particolarmente efficace per le combinazioni corrette (ossia per gli eventi identificabili) e la purezza apparentemente diminuisce. Questo è dovuto all'enorme numero di combinazioni presenti che favoriscono la scelta di com-

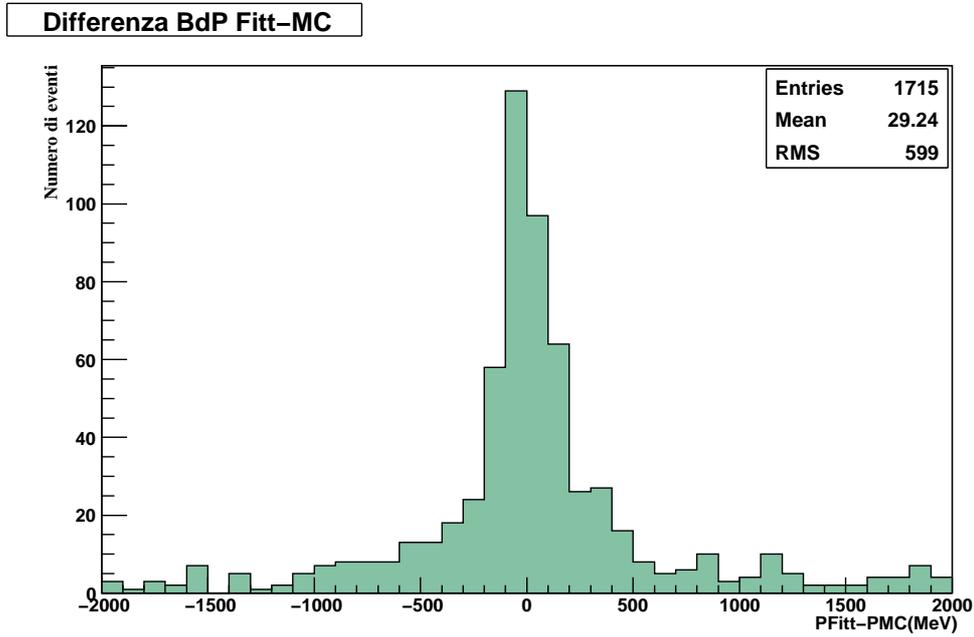
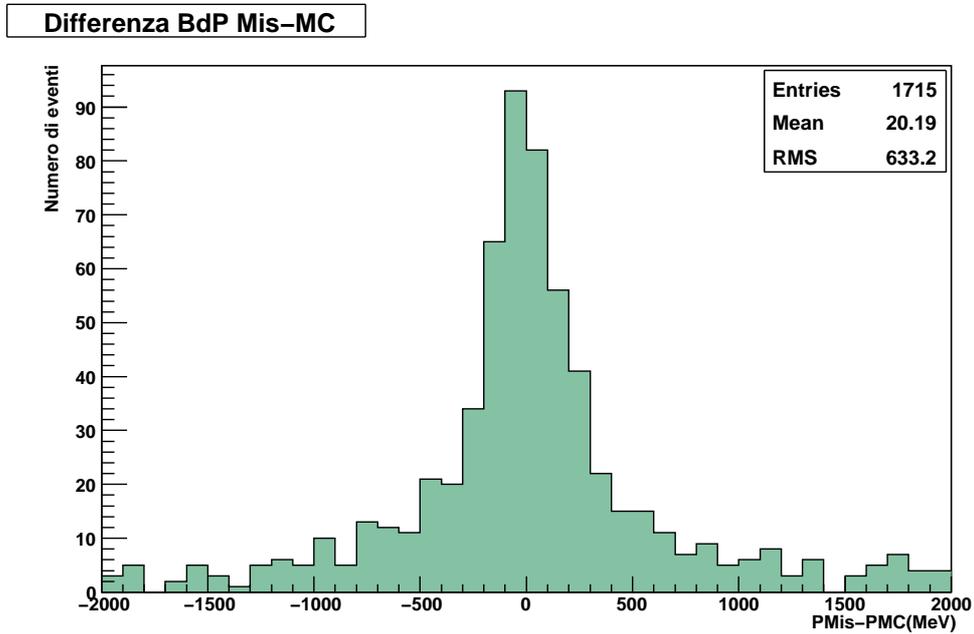
Figura 4.1: Distribuzione di probabilita' del χ^2

	NPV = 1			NPV > 1		
	Eventi	$P(\chi^2)$	Efficienza	Eventi	$P(\chi^2)$	Efficienza
Totali	1327	1076	0.81 ± 0.02	710	639	0.90 ± 0.04
Identificabili	512	286	0.56 ± 0.03	238	81	0.34 ± 0.04
Purezza	0.39 ± 0.02	0.27 ± 0.02		0.34 ± 0.02	0.13 ± 0.01	

Tabella 4.2: Risultati del fit 1C applicato separatamente a eventi con uno o piú vertici primari

binazioni casuali, come mostrato nella Tabella 4.2 dove si può notare come l'effetto sia maggiore per eventi con piú di un vertice primario che hanno in media 130 combinazioni per evento. Ciò nonostante è possibile confrontare l'impulso del B fittato e misurato con quello vero (ossia generato nel MC). Questo è mostrato nelle Figura 4.2 e Figura 4.3 in cui notiamo un leggero miglioramento nella stima dell'impulso. La stessa quantità ottenuta con la selezione standard è mostrata nella Figura 4.4 e anche rispetto a questa il fit costituisce un piccolo miglioramento.

Sebbene la procedura sia in grado di selezionare combinazioni corrette

Figura 4.2: Differenza tra l'impulso del B_d^0 fittato e MCFigura 4.3: Differenza tra l'impulso del B_d^0 misurato e MC

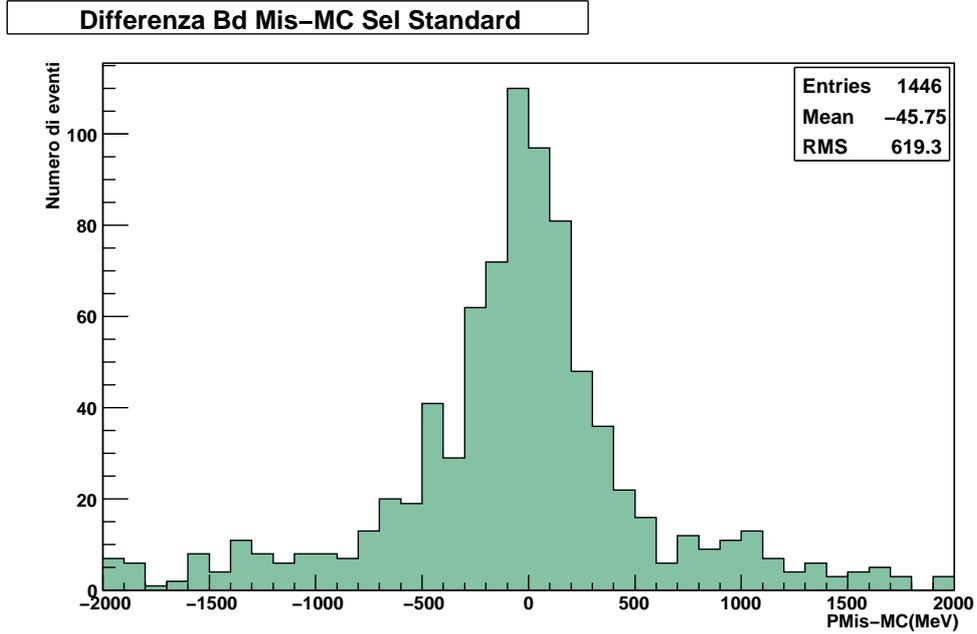


Figura 4.4: Differenza tra l'impulso del B_d^0 misurato e MC nella selezione standard

con efficienza non trascurabile, appare evidente dai risultati la necessità di una preselezione delle combinazioni su cui operare: agire su tutte si è rivelato troppo ambizioso. Richiedere che le particelle che si presumono provengano dal decadimento del B_d^0 formino un vertice è la prima e più ovvia di queste selezioni. Applicando il fit unicamente a quelle combinazioni per le quali il χ^2 del vertice sia minore di 14 (per uniformità con la selezione standard) si ottengono i risultati mostrati nelle Tabella 4.3, Tabella 4.4. che costituiscono l'analogo delle Tabella 4.1, Tabella 4.2. La selezione ha una efficienza iniziale di circa 83%, tuttavia la purezza passa dal 21 al 45%.

	Eventi	$P(\chi^2) > 0.005$	Efficienza
Totali	2037	1067	0.52 ± 0.02
Identificabili	626	481	0.77 ± 0.04
Purezza	0.31 ± 0.01	0.44 ± 0.02	

Tabella 4.3: Risultati del fit 1C applicato a combinazioni selezionate con taglio sul χ^2

	NPV = 1			NPV > 1		
	Eventi	$P(\chi^2)$	Efficienza	Eventi	$P(\chi^2)$	Efficienza
Totali	1327	714	0.54 ± 0.02	710	353	0.50 ± 0.03
Identificabili	433	335	0.77 ± 0.04	193	146	0.76 ± 0.06
Purezza	0.33 ± 0.02	0.47 ± 0.03		0.27 ± 0.02	0.41 ± 0.03	

Tabella 4.4: Risultati del fit 1C applicato separatamente a combinazioni con taglio sul χ^2 in eventi con uno o più vertici primari

Un miglioramento è osservato nella capacità selettiva ed in particolare per quello che concerne la purezza. Anche la risoluzione sull'impulso mostra la stessa tendenza, come illustrato nella Figura 4.5 ; la larghezza a mezza altezza si riduce infatti a circa 300 MeV .

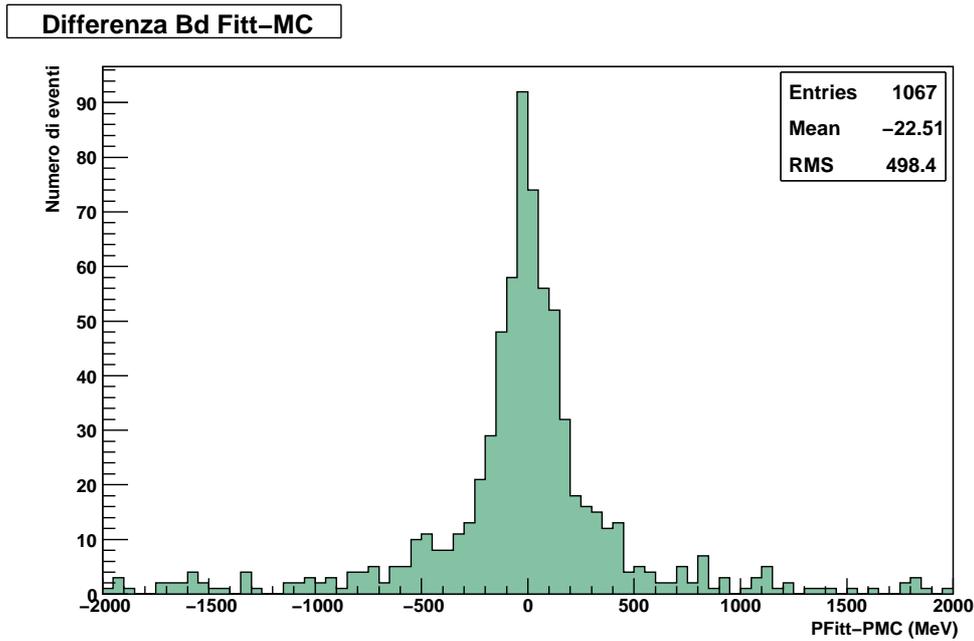


Figura 4.5: Differenza tra l'impulso del B_d^0 fittato e MC per eventi con selezione sul χ^2

Per questi stessi eventi la distribuzione della massa invariante del sistema $K\pi$ è mostrata nella figura Figura 4.6. Essendo la purezza di circa il 40% è ragionevole aspettarsi una distribuzione che si estende ben al di là del

picco del K^* . Questo suggerisce una possibile seconda preselezione sulle combinazioni su cui far agire il fit.

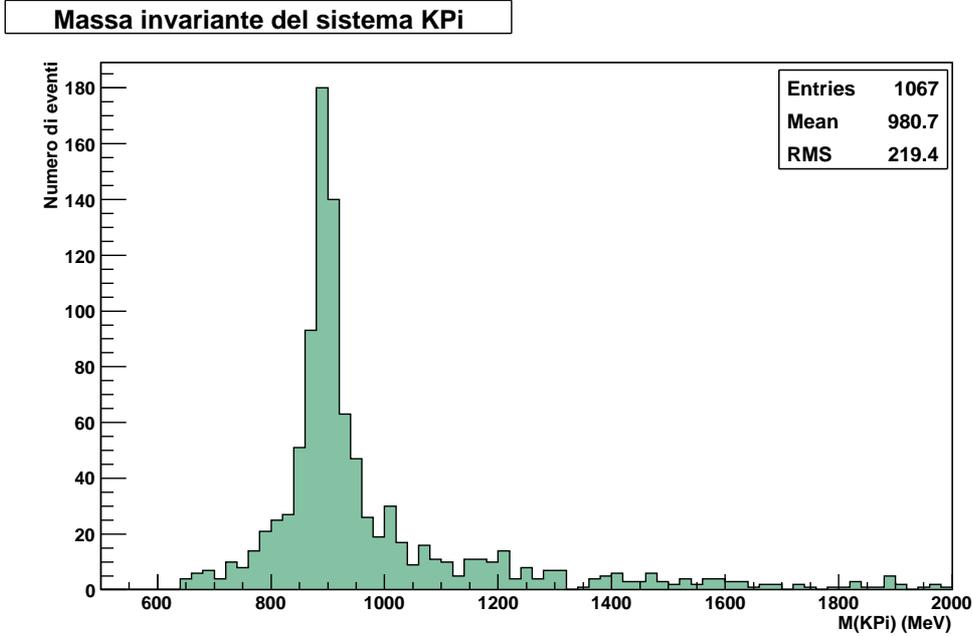


Figura 4.6: Massa invariante del sistema K π per eventi fittati dopo la selezione sul χ^2

Sempre per uniformità con la selezione standard sono state accettate solo quelle combinazioni per le quali $M_{K\pi}$ fosse compresa nell'intervallo tra 800 e 1000 MeV. I risultati così ottenuti sono mostrati nelle tabelle Tabella 4.5, Tabella 4.6

	Eventi	$P(\chi^2) > 0.005$	Efficienza
Totali	2037	794	0.39 ± 0.01
Identificabili	538	464	0.86 ± 0.04
Purezza	0.26 ± 0.01	0.58 ± 0.03	

Tabella 4.5: Risultati del fit 1C applicato a combinazioni selezionate con taglio sul χ^2 e massa del sistema $K\pi$

La scelta univoca fatta fino a questo punto, ossia selezionare la combinazione con il χ^2 minimo merita di essere rivista criticamente. Possono infatti

	NPV = 1			NPV > 1		
	Eventi	$P(\chi^2)$	Efficienza	Eventi	$P(\chi^2)$	Efficienza
Totali	1327	550	0.41 ± 0.02	710	244	0.34 ± 0.02
Identificabili	379	326	0.86 ± 0.05	159	138	0.87 ± 0.07
Purezza	0.29 ± 0.01	0.59 ± 0.03		0.22 ± 0.02	0.57 ± 0.05	

Tabella 4.6: Risultati del fit 1C applicato separatamente a combinazioni con taglio sul χ^2 e massa del sistema $K\pi$ in eventi con uno o più vertici primari

esistere combinazioni accettabili dal punto di vista della probabilità e questo indicherebbe una ambiguità nella scelta. Per rendersi conto della estensione del problema sono state accettate tutte le combinazioni la cui probabilità era all'interno di un fattore 2 rispetto a quella massima. In questo modo si ottengono in media 1.15 combinazioni ambigue per evento. Tuttavia selezionando quegli eventi per i quali non vi sono ambiguità la purezza del campione si porta a 0.67 ± 0.03 .

La distribuzione di probabilità e la differenza fra l'impulso del B_d^0 stimato e quello vero sono mostrate nelle Figura 4.7 e Figura 4.8.

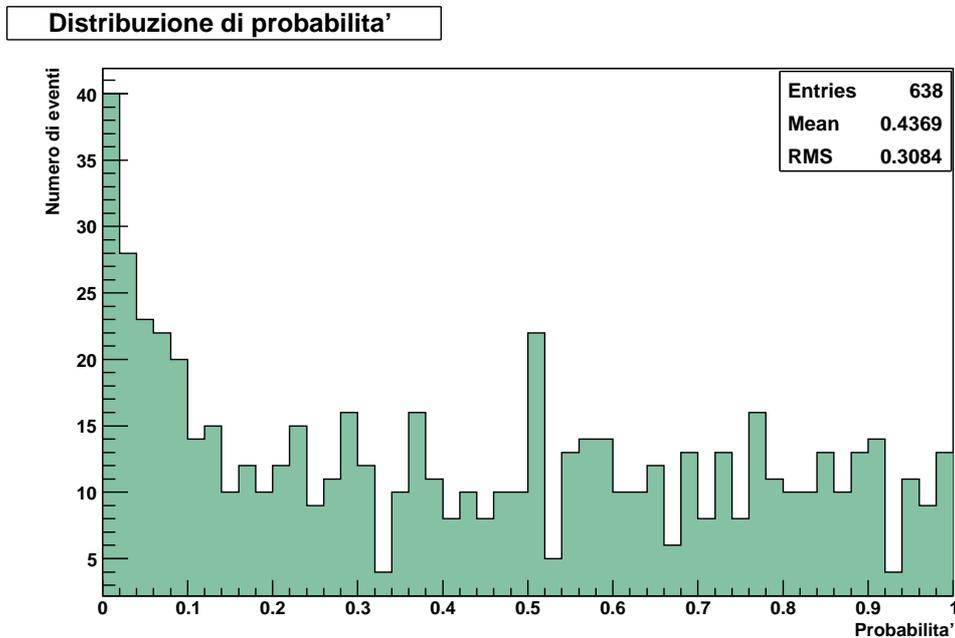


Figura 4.7: Distribuzione di probabilità per eventi non ambigui

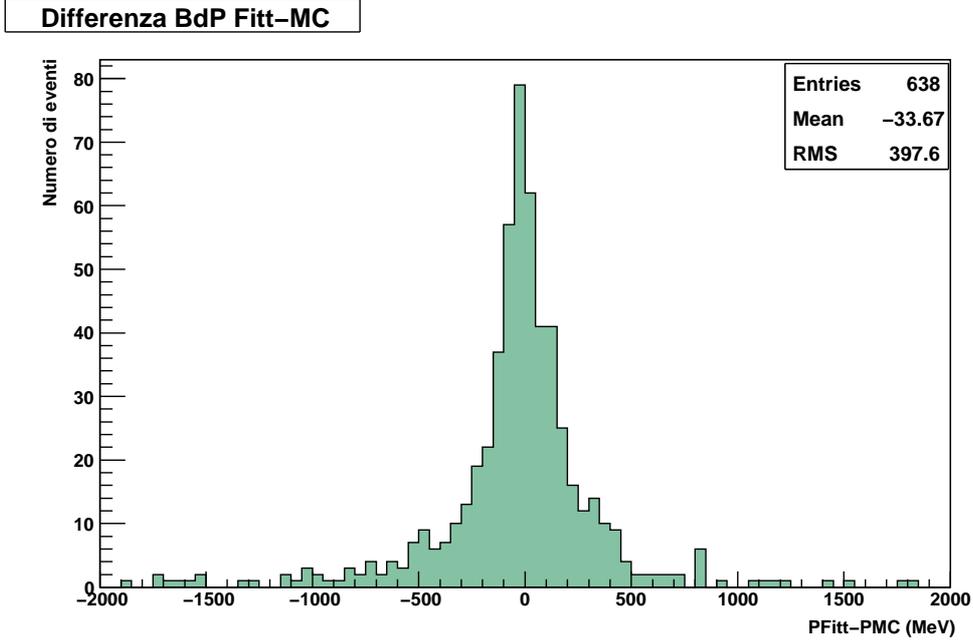


Figura 4.8: Differenza tra l'impulso fittato e MC del B_d^0 per eventi non ambigui

L'efficienza delle varie selezioni sul campione identificabile e la relativa purezza sono sintetizzate per comodità nella Tabella 4.7

Selezione	Efficienza	Purezza
Nessuna	0.49 ± 0.03	0.21 ± 0.01
χ^2 vertice	0.64 ± 0.03	0.45 ± 0.02
χ^2 M($K\pi$)	0.62 ± 0.03	0.58 ± 0.03
Comb. non amb	0.57 ± 0.03	0.67 ± 0.03

Tabella 4.7: Efficienza e purezza del metodo relative al campione di eventi identificabili per le varie selezioni effettuate

Con le efficienze stimate, poiché il numero di decadimenti osservabili è dato da

$$N_{oss} = N_{B_d^0} \cdot A_{B_d^0} \cdot BR(B^0 \rightarrow K^* \mu \mu) \cdot BR(K^* \rightarrow K \pi) \cdot \epsilon_{tot} \quad (4.11)$$

usando il $BR(B^0 \rightarrow K^* \mu \mu)$ misurato ci si aspetta di osservare circa 20000

eventi (dato che $N_{B_d^0} = 4 \times 10^{11}$, $A_{B_d^0} = 0.4$ e $BR(K^* \rightarrow K\pi) = 0,67$) su cui potranno essere effettuate ulteriori selezioni per migliorare la purezza del campione, poichè quella qui stimata è solo del 67% .

Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stato implementato un algoritmo di fit cinematico per la ricostruzione e la selezione di decadimenti rari, nell'ambito dell'esperimento LHCb.

A tali finalità l'algoritmo è stato applicato al canale $B^0 \rightarrow K^* \mu \mu$ ottenendo dei discreti miglioramenti, rispetto ai risultati ottenuti mediante criteri di selezione standard, nella risoluzione in impulso e per quel che riguarda la purezza del campione.

Il metodo utilizzato può essere applicato, in linea di principio, a qualunque decadimento; lo scopo però è di poterlo applicare ai decadimenti rari dove ci si aspetta di rivelare eventuali indizi di fisica non spiegabile nel Modello Standard.

L'applicazione di questa procedura, imponendo la direzione di volo della particella che decade, potrebbe migliorare la risoluzione nelle variabili angolari del decadimento $B^0 \rightarrow K^* \mu \mu$. Le asimmetrie angolari rivelabili sono funzione di queste variabili e modelli teorici diversi predicono comportamenti differenti.

Ringraziamenti

Desidero ringraziare il Prof. Saitta per avermi dato la possibilità di lavorare nel suo laboratorio e soprattutto per l'entusiasmo e la dedizione con cui mi ha seguito.

Un grande grazie ad Andrea e Francesco per il prezioso aiuto.

Grazie a Liliana, Riccardo e Sara per le innumerevoli chiacchierate e caffè.

Grazie a Francesca per questi anni, per il lavoro svolto assieme e per gli interessanti discorsi.

Grazie a tutti i colleghi ed amici che mi hanno sempre supportato e spinto ad andare avanti.

Grazie a Matte per essermi sempre stato vicino in questi anni.

Ringrazio infine i miei genitori per avermi dato l'opportunità di studiare questa splendida materia, che ovunque manifesta la sua infinità.

Bibliografia

- [1] Ishikawa, A. and others, Measurement of forward-backward asymmetry and Wilson coefficients in $B \rightarrow K^* l^+ l^-$, Phys. Rev.Lett., 96, 2006, 251801.
- [2] Ulrik Egede, Angular correlations in the $B \rightarrow K^* \mu\mu$ decay, LHCb 2007-057.
- [3] A.G. Frodesen, O. Skjeggestad, *Probability and statistics in particle physics*, 1979, Department of physics university of Bergen, Oslo.
- [4] Ali et al, Physics Review D61:074024, 2000.
- [5] *LHCb calorimeters Technical Design report*, CERN-LHCC-2000-036.
- [6] *LHCb muon system Technical Design Report*, CERN-LHCC-2001-010.
- [7] *LHCb VELO (Vertex LOcator) Technical Design Report* , CERN-LHCC-2001-011.
- [8] *LHCb RICH Technical Design Report* , CERN-LHCC-2000-007.
- [9] *LHCb inner tracker Technical Design Report* , CERN-LHCC-2002-029.
- [10] *LHCb outer tracker Technical Design Report* , CERN-LHCC-2001-024.
- [11] *LHCb magnet Technical Design Report* , CERN-LHCC-2000-007.
- [12] *CDF Collaboration*,Phys.Rev.Lett.97:062003,2006.
- [13] *Root.cern.ch/tutorials*.