

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

**Misura della violazione della simmetria CP
nei decadimenti $D^0 \rightarrow K^+ K^-$ e $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$**

Relatore:
Dott. Angelo Carbone

Presentata da:
Andrea Villa

Correlatore:
Dott. Federico Betti

Anno Accademico 2016/2017

Abstract

In questa tesi si presenta una misura dell'entità della violazione diretta della simmetria CP nel settore del quark *charm* ottenuta studiando i decadimenti $D^0 \rightarrow K^+K^-$ e $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. L'analisi è stata compiuta su dati provenienti dall'esperimento LHCb installato al CERN di Ginevra, durante la fase di presa dati denominata RUN-2 svoltasi nel 2016. L'esperimento ha raccolto eventi di collisione protone-protone ad una energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ corrispondenti ad una luminosità integrata di 1.6 fb^{-1} .

I mesoni D sono stati selezionati dal decadimento semileptonico inclusivo del mesone B in $D\mu X$, dove la carica del muone associato viene usata per determinare il sapore iniziale del mesone D . Facendo la differenza tra le asimmetrie osservate nei due canali $D^0 \rightarrow K^+K^-$ e $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, le asimmetrie di rivelazione e produzione si cancellano. La differenza tra le asimmetrie di CP nei due canali risulta essere

$$\Delta A_{CP} = A_{\text{raw}}(K^+K^-) - A_{\text{raw}}(\pi^+\pi^-) = (0.35 \pm 0.16) \times 10^{-2},$$

in cui il valore centrale è *blind*, ossia alterato di un fattore ignoto compreso tra -5% e $+5\%$. Questa precauzione è presa per evitare che la conoscenza del risultato esatto influenzi lo sperimentatore nel corso dell'analisi. La divulgazione del valore vero non è permessa fino alla pubblicazione dell'analisi completa, di cui questa tesi rappresenta un estratto.

È stato inoltre compiuto uno studio di consistenza del risultato per verificare che ΔA_{CP} fosse indipendente dalle proprietà cinematiche del decadimento, ottenendo che tale grandezza non presenta una dipendenza significativa da nessuna delle 8 variabili utilizzate.

Indice

Introduzione	1
1 Il Modello Standard e la violazione di CP	3
1.1 Introduzione	3
1.2 L'interazione debole	5
1.2.1 Fenomenologia	5
1.2.2 La matrice CKM	6
1.3 Simmetrie discrete	11
1.3.1 Trasformazione di parità	11
1.3.2 Coniugazione di carica	11
1.3.3 Trasformazione CP	12
1.4 Violazione di CP nei decadimenti del mesone D^0	12
1.4.1 Formalismo	13
1.4.2 I decadimenti $D^0 \rightarrow K^+K^-$ e $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	15
1.4.3 Osservabili della violazione di CP	16
2 Il rivelatore LHCb	18
2.1 L'acceleratore LHC	18
2.2 L'esperimento LHCb	19
2.3 Il sistema di tracciamento	21
2.3.1 Il magnete	21
2.3.2 VELO	22
2.3.3 Trigger Tracker	23
2.3.4 Stazioni traccianti	24
2.4 Il sistema di identificazione	25
2.4.1 Rivelatori Cherenkov	25
2.4.2 Calorimetri	27
2.4.3 Camere muoniche	28
2.5 Trigger	29
2.5.1 Livello-0	29
2.5.2 High Level Trigger 1	30

2.5.3	High Level Trigger 2	30
3	Misura della violazione di CP	31
3.1	Metodo e formalismo	31
3.2	Il modello di fit	33
3.2.1	Segnale	34
3.2.2	Fondo	34
3.3	Risultati della misura	35
3.3.1	Nota sui risultati presentati	35
3.3.2	Estrazione delle asimmetrie grezze	36
3.4	Verifiche di consistenza	39
3.4.1	Valori di A_{raw} in funzione delle variabili cinematiche	39
3.4.2	Valori di ΔA_{CP} in funzione delle variabili cinematiche	44
	Conclusioni	48
	Bibliografia	51

Elenco delle figure

1.1	Tabella riassuntiva delle particelle del Modello Standard	4
1.2	Esempi di processi a corrente carica e a corrente neutra	5
1.3	Esempio di processo debole non leptónico	6
1.4	Esempio di processo debole semileptonico	6
1.5	Rappresentazione del triangolo unitario nel piano complesso	9
1.6	Fit globali del triangolo unitario ad opera delle collaborazioni CKMfitter e UTfit	10
1.7	Diagrammi di Feynman dei decadimenti $D^0 \rightarrow K^+K^-$ e $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	15
2.1	Schema della posizione di LHC e dei 4 esperimenti maggiori	19
2.2	Vista del rivelatore LHCb nel piano y - z	20
2.3	Geometria del magnete di LHCb	21
2.4	Disposizione dei sensori R e ϕ nel VELO	22
2.5	Schematizzazione del Trigger Tracker	23
2.6	Distribuzione dell'angolo di Cherenkov in funzione dell'impulso per varie particelle	25
2.7	Schema dei rivelatori Cherenkov	26
2.8	Segmentazione di un quarto della facciata anteriore di SPD, PS, ECAL e HCAL	27
2.9	Vista laterale delle stazioni muoniche e loro segmentazione in camere e pad logici	28
3.1	Grafici delle distribuzioni di massa invariante per il canale K^+K^-	37
3.2	Grafici delle distribuzioni di massa invariante per il canale $\pi^+\pi^-$	38
3.3	Distribuzioni di A_{raw} in funzione della cinematica del D^0 nel canale K^+K^-	40
3.4	Distribuzioni di A_{raw} in funzione della cinematica del muone nel canale K^+K^-	41
3.5	Distribuzioni di A_{raw} in funzione della cinematica del D^0 nel canale $\pi^+\pi^-$	42
3.6	Distribuzioni di A_{raw} in funzione della cinematica del muone nel canale $\pi^+\pi^-$	43
3.7	Distribuzioni di ΔA_{CP} in funzione della cinematica del D^0 per la polarità Up	44
3.8	Distribuzioni di ΔA_{CP} in funzione della cinematica del muone per la polarità Up	45

3.9	Distribuzioni di ΔA_{CP} in funzione della cinematica del D^0 per la polarità <i>Down</i>	46
3.10	Distribuzioni di ΔA_{CP} in funzione della cinematica del muone per la polarità <i>Down</i>	47

Elenco delle tabelle

1.1	Tabella con i valori dei parametri della matrice CKM aggiornati dalle collaborazioni CKMfitter e UTfit	10
1.2	Valori aggiornati degli osservabili di violazione di CP	17
3.1	Valori di ΔA_{CP} misurati dalle collaborazioni Belle, BaBar, CDF e LHCb	33
3.2	Tabella con i valori di A_{raw} ottenuti dal fit dei dati e relative ΔA_{CP} . . .	36

Introduzione

Uno dei temi di ricerca più interessanti della fisica contemporanea è lo studio della differenza tra la materia e l'antimateria. L'esistenza di una tale differenza è evidenziata dal fatto che al giorno d'oggi l'universo sembra essere costituito in prevalenza da materia, mentre l'antimateria è quasi del tutto assente.

Le più recenti teorie cosmologiche prevedono che nei primi istanti di vita dell'universo la materia e l'antimateria dovessero essere presenti in proporzioni pressoché identiche, e che un qualche processo ignoto abbia provocato la disparità che osserviamo oggi.

Nel Modello Standard l'operatore che lega la materia all'antimateria è tradotto nella trasformazione CP , composizione della trasformazione di coniugazione di carica C e di parità P . Per lungo tempo si è pensato che tale trasformazione costituisse una simmetria della natura, ossia che un qualsiasi sistema si evolve allo stesso modo del suo CP -coniugato.

Nel corso degli ultimi 60 anni, però, diversi esperimenti hanno mostrato che in realtà la simmetria rispetto alla trasformazione CP non è rispettata, ossia che particelle ed antiparticelle hanno delle differenze. A partire dalla prima scoperta di violazione della simmetria CP nel sistema $K^0-\bar{K}^0$, ad opera di Fitch, Cronin *et al.* nel 1964, diversi esperimenti hanno compiuto osservazioni a supporto di questa ipotesi. Attualmente sono note violazioni di CP anche nei sistemi $B^0-\bar{B}^0$ e $B_s^0-\bar{B}_s^0$.

La comunità scientifica è alla ricerca di evidenze della violazione della simmetria CP anche da parte del quark *charm*; il Modello Standard prevede che tale asimmetria esista, seppure di lieve entità. Ciononostante diverse teorie (prima tra tutte la Supersimmetria, tuttora orfana di evidenze sperimentali) includono sorgenti di violazioni aggiuntive, che potrebbero causare una deviazione dalle previsioni del Modello Standard. Una osservazione in linea con tali teorie sarebbe dunque un chiaro segno dell'esistenza di *Nuova Fisica*.

L'esperimento LHCb del CERN ha dato importanti contributi allo studio della violazione della simmetria CP , grazie al suo design pensato per compiere misure di altissima precisione sui decadimenti di adroni contenenti quark *bottom* e *charm*. Nel corso della fase di presa dati denominata RUN-2, svoltasi nel 2016, l'esperimento ha raccolto dati da eventi di collisione protone-protone ad un'energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 13$ TeV, corrispondenti ad una luminosità integrata di 1.6 fb^{-1} . Questi dati sono stati utilizzati in questa tesi per compiere una misura della violazione di CP nei decadimenti $D^0 \rightarrow K^+ K^-$ e $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

Il documento è strutturato come segue:

- Nel primo capitolo si compie una descrizione del Modello Standard, con particolare attenzione all'interazione debole, e si introduce il meccanismo CKM, che formalizza la violazione della simmetria CP ; ci si concentra poi sulle grandezze tipiche degli studi relativi al settore del quark *charm*.
- Nel secondo capitolo si presenta l'apparato sperimentale LHCb installato all'acceleratore LHC a Ginevra; oltre alle prestazioni complessive del detector, si descrive l'intero sistema di sottorivelatori dedicati al tracciamento e all'identificazione delle particelle prodotte dalle collisioni.
- Nel terzo capitolo, infine, si espone la procedura di analisi dei dati e si riportano i risultati della misura, da confrontare con quelli ottenuti da altre collaborazioni internazionali.

Capitolo 1

Il Modello Standard e la violazione di CP

1.1 Introduzione

Il *Modello Standard* (MS) è la teoria fisica [1] che descrive compiutamente tre delle quattro interazioni fondamentali oggi note, ossia le interazioni *elettromagnetica*, *forte* e *debole*.

La gravitazione sfugge tuttora ad un inquadramento coerente con i principi del MS, che è una *teoria quantistica di campo* (QFT). Ciò significa che descrive la materia e il suo comportamento tramite il concetto di *campo* e di *particella* (o *quanto*) ad esso associata.

Le particelle fondamentali (Fig. 1.1) vengono divise in due categorie, i *fermioni* e i *bosoni*. Alla prima classe appartengono le particelle aventi spin semintero, alla seconda le particelle aventi spin intero.

I fermioni sono suddivisi in:

- *quark*, uniche particelle ad avere carica di colore e pertanto le uniche ad interagire fortemente. Sono sei e si dividono in tre *generazioni*, rispettivamente *up-down*, *charm-strange*, *top-bottom*. Hanno tutte spin $1/2$ ¹ e possiedono carica frazionaria, pari a $+2/3$ ² per i quark *up-like* e a $-1/3$ per i quark *down-like*;
- *leptoni*, particelle di spin $1/2$ divise anch'esse in tre generazioni, dette dell'*elettrone*, del *muone* e del *tau*, che contengono ciascuna una particella di carica -1 e il corrispondente neutrino, che non ha carica ed è soggetto esclusivamente all'interazione debole.

I bosoni costituiscono invece i quanti mediatori delle interazioni fondamentali, e ne sono noti pertanto tre tipi:

¹In unità della costante di Planck ridotta $\hbar = h/2\pi$, con h costante di Planck.

²In unità del modulo della carica dell'elettrone e .

Standard Model of Elementary Particles

		three generations of matter (fermions)				
		I	II	III		
mass		$\approx 2.4 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.275 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 172.44 \text{ GeV}/c^2$	0	$\approx 125.09 \text{ GeV}/c^2$
charge		$2/3$	$2/3$	$2/3$	0	0
spin		$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	0
		u up	c charm	t top	g gluon	H Higgs
	QUARKS	$\approx 4.8 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 95 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$	0	
		$-1/3$	$-1/3$	$-1/3$	0	
		$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	
		d down	s strange	b bottom	γ photon	
	LEPTONS	$\approx 0.511 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 105.67 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.7768 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 91.19 \text{ GeV}/c^2$	
		-1	-1	-1	0	
		$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	
		e electron	μ muon	τ tau	Z Z boson	
		$< 2.2 \text{ eV}/c^2$	$< 1.7 \text{ MeV}/c^2$	$< 15.5 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 80.39 \text{ GeV}/c^2$	
		0	0	0	± 1	
		$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	
		ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	W W boson	
						GAUGE BOSONS
						SCALAR BOSONS

Figura 1.1: Tabella riassuntiva delle particelle del Modello Standard.

- il *fotone*, particella priva di massa e carica ma con spin 1, mediatrice dell'interazione elettromagnetica;
- i *gluoni*, mediatori dell'interazione forte aventi le stesse proprietà del fotone con l'aggiunta della carica di colore, che li separa in 8 differenti particelle;
- i bosoni massivi W^+ , W^- e Z^0 , mediatori dell'interazione debole di spin 1 e con carica rispettivamente +1, -1 e 0.

Ad ogni particella si accompagna una corrispondente *antiparticella*, avente la stessa massa e vita media ma tutti i restanti numeri quantici invertiti.

Il quadro si completa con il *bosone di Higgs*, responsabile della massa delle particelle tramite il meccanismo di Brout–Englert–Higgs.

Il Modello Standard è basato sul gruppo di gauge

$$G_{\text{MS}} = \text{SU}(3)_C \otimes \text{SU}(2)_T \otimes \text{U}(1)_Y \quad (1.1)$$

Il prodotto $\text{SU}(2) \otimes \text{U}(1)$ rappresenta l'unificazione dell'interazione elettromagnetica e debole nella teoria elettrodebole, mentre $\text{SU}(3)$ è il gruppo che governa l'interazione forte.

Le grandezze a pedice indicano il numero quantico conservato da ciascuna interazione, rispettivamente la carica di colore C , l'isospin debole T e l'ipercarica debole Y . Le ultime due sono legate alla carica elettrica Q dalla relazione

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}, \quad (1.2)$$

dove T_3 è la terza componente dell'isospin debole.

La grande maggioranza delle particelle non è stabile, e decade spontaneamente in altre particelle con tempi di vita caratteristici di ciascuna di esse e dipendenti dall'interazione responsabile. Di fatto, la materia ordinaria è costituita esclusivamente di quark up e down, elettroni e neutrini elettronici, mentre le restanti vengono osservate solo in seguito ad urti ed interazione ad alta energia, come quelle prodotte dai raggi cosmici o negli acceleratori di particelle.

1.2 L'interazione debole

1.2.1 Fenomenologia

La teoria dell'interazione debole ha origine dal lavoro di Fermi, che tentò di spiegare il decadimento del neutrone ricalcando il modello dell'interazione elettromagnetica. La teoria che ne derivò introduce 3 particelle mediatrici dell'interazione, i bosoni W^\pm e Z^0 , aventi massa pari a circa 80.3 e 91.2 GeV rispettivamente.

L'interazione debole ha un raggio d'azione molto ridotto, dell'ordine di 10^{-18} m; inoltre la sua intensità è minore di quella delle interazione elettromagnetica e forte, per cui risulta normalmente schermata da queste ultime, e diventa dominante solo nei processi che per le altre interazioni sono vietati a causa di una qualche legge di conservazione.

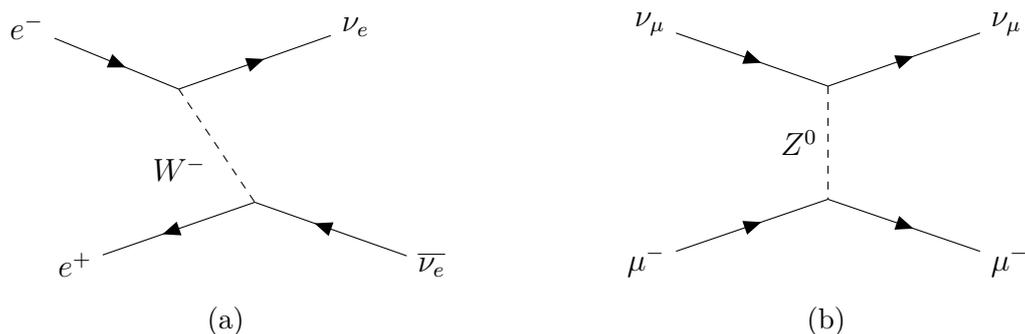


Figura 1.2: Esempi di processi (a) a corrente carica e (b) a corrente neutra (entrambi puramente leptonici).

L'interazione debole può avere luogo tra due quark, tra due leptoni o tra un quark ed un leptone, e può avvenire sotto forma di due processi (Fig. 1.2):

- processi *a corrente carica* (CC), in cui il bosone scambiato è un W^\pm ;
- processi *a corrente neutra* (NC), in cui il bosone scambiato è uno Z^0 ;

Si può inoltre compiere un'altra distinzione e definire i processi *leptonici*, *non leptonici* (Fig. 1.3) e *semileptonici* (Fig. 1.4) quei processi in cui negli stati iniziale e finale di un sistema sono presenti, rispettivamente, solo leptoni, solo adroni, o sia leptoni sia adroni.

I decadimenti dovuti all'interazione debole si distinguono per la vita media notevolmente più lunga rispetto ai decadimenti causati dalle interazioni elettromagnetica e forte.

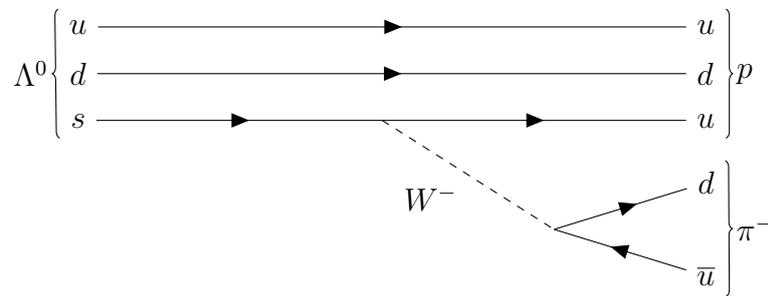


Figura 1.3: Esempio di processo debole non leptonico (*decadimento del barione Λ^0*).

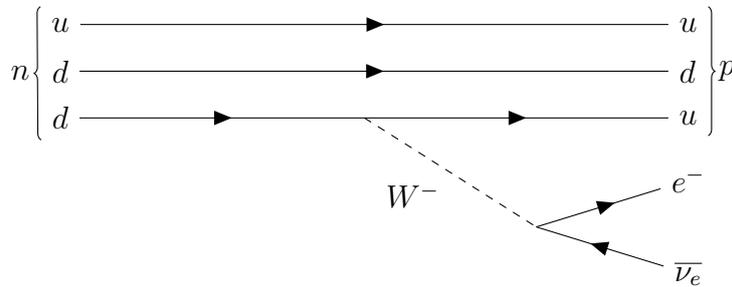


Figura 1.4: Esempio di processo debole semileptonico (*decadimento radioattivo β^-*).

L'interazione debole è l'unica delle interazioni fondamentali a non conservare il numero quantico di sapore. Nei processi a corrente carica, infatti, in concomitanza dell'emissione o dell'assorbimento di un bosone W , si verifica ad esempio la trasformazione di un elettrone in un neutrino o di un quark *up-like* in un quark *down-like*, e viceversa.

1.2.2 La matrice CKM

Nel Modello Standard è contemplato l'accoppiamento dei quark con l'interazione debole in maniera dipendente dalle generazioni dei quark coinvolti nel processo. Questa idea

venne per prima proposta da Cabibbo [2], che la formalizzò per i 3 quark allora conosciuti postulando che gli stati soggetti ad interazione debole non siano gli autostati di massa u , d e s , ma piuttosto degli stati "ruotati" u' , d' e s' tali che $u' = u$ e

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}, \quad (1.3)$$

dove θ_C è un parametro detto *angolo di Cabibbo*, che quantifica la rotazione degli stati rispetto agli autostati di massa, e la matrice di rotazione appena presentata è chiamata *matrice di Cabibbo*.

Studiando processi dovuti ad interazione debole che coinvolgono questi 3 quark si può ottenere una stima dell'angolo di miscelamento, che risulta essere $\theta_C = 12.8^\circ$. Da questo valore appare evidente che i processi che non violano la stranezza ($\Delta S = 0$) sono favoriti rispetto ai processi che la violano ($\Delta S \neq 0$), in quanto i primi saranno proporzionali a $\cos \theta_C$, mentre i secondi a $\sin \theta_C$.

Questo principio può essere esteso per incorporare i restanti 3 quark, non noti al tempo di Cabibbo. La trattazione attuale è derivata dal lavoro di Kobayashi e Maskawa [3], i quali operarono la sostituzione delle 3 generazioni di quark soggette ad interazione forte con le 3 generazioni ruotate, autostati dell'interazione debole:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}, \quad (1.4)$$

per cui i quark carichi positivi restano invariati e quelli carichi negativi sono dati da

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}}_{V_{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (1.5)$$

V_{CKM} è la cosiddetta *matrice di Cabibbo–Kobayashi–Maskawa* (o CKM). Si tratta di una matrice complessa unitaria che codifica il miscelamento degli autostati di massa dei quark a formare gli autostati dell'interazione debole. La matrice fornisce le probabilità di transizione da un quark q ad un altro quark q' , che sono proporzionali a $|V_{qq'}|^2$.

La rappresentazione più comune della matrice fa uso della seguente notazione: si introducono 3 variabili angolari θ_{12} , θ_{13} e θ_{23} , in cui i numeri indicano le generazioni di quark coinvolte nella rotazione, una fase complessa δ_{13} , e si definiscono $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ e

$s_{ij} = \sin \theta_{ij}$. Con queste convenzioni la matrice assume la forma

$$\begin{aligned}
V_{\text{CKM}} &= \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{13}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}. \quad (1.6)
\end{aligned}$$

Gli esperimenti mostrano che $s_{13} \ll s_{23} \ll s_{12}$. Una parametrizzazione che mette in evidenza questa gerarchia è quella proposta da Wolfenstein [4], che si basa su 4 diversi parametri λ , A , ρ ed η , definiti da

$$s_{12} = \lambda = \frac{|V_{us}|}{\sqrt{|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2}} \quad (1.7a)$$

$$s_{23} = A\lambda^2 = \lambda \left| \frac{V_{cb}}{V_{us}} \right| \quad (1.7b)$$

$$s_{13}e^{i\delta_{13}} = V_{ub}^* = A\lambda^3(\rho + i\eta) = \frac{A\lambda^3(\bar{\rho} + i\bar{\eta})\sqrt{1 - A^2\lambda^4}}{\sqrt{1 - \lambda^2[1 - A^2\lambda^4(\bar{\rho} + i\bar{\eta})]}}, \quad (1.7c)$$

con $(\bar{\rho} + i\bar{\eta}) = -\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}$. La matrice CKM si può allora sviluppare in serie di λ , ottenendo, a meno di termini di ordine $\mathcal{O}(\lambda^5)$ [5],

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} - \frac{\lambda^4}{8} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda \left[1 - A^2\lambda^4 \left(\frac{1}{2} - \rho \right) \right] & 1 - \frac{\lambda^2}{2} - \frac{\lambda^4}{8}(1 + 4A^2) & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 \left[1 - \lambda^2 \left(\frac{1}{2} - \rho - i\eta \right) \right] & 1 - \frac{A^2\lambda^4}{2} \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

Il parametro λ è stato determinato essere pari a circa 0.22, per cui gli elementi sulla diagonali sono vicini all'unità, mentre gli elementi fuori diagonale sono molto inferiori, essendo dipendenti da potenze di λ . Da ciò appare evidente che le transizioni con maggiore probabilità sono quelle tra quark di una stessa generazione (u - d , c - s , t - b), mentre quelle tra quark di generazioni differenti sono soppresse di termini crescenti con l'aumentare della distanza tra le stesse (la catena di decadimenti favorita è $t \rightarrow b \rightarrow c \rightarrow s \rightarrow u$).

Gli elementi della matrice CKM possono essere ricavati dallo studio di particolari processi deboli, e i loro valori aggiornati risultano [6]

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} 0.97434_{-0.00012}^{+0.00011} & 0.22506 \pm 0.00050 & 0.00357 \pm 0.00015 \\ 0.22492 \pm 0.00050 & 0.97351 \pm 0.00013 & 0.0411 \pm 0.0013 \\ 0.00875_{-0.00033}^{+0.00032} & 0.0403 \pm 0.0013 & 0.99915 \pm 0.000015 \end{pmatrix}. \quad (1.9)$$

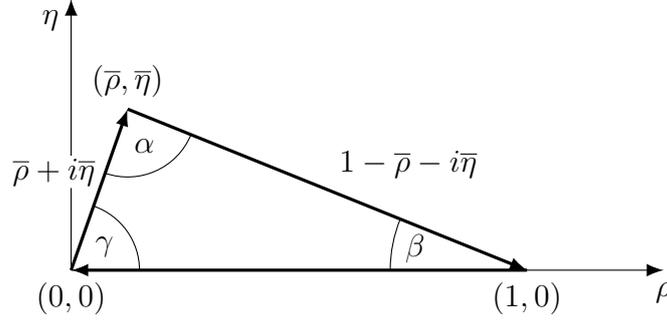


Figura 1.5: Rappresentazione del triangolo unitario nel piano complesso. È utilizzata la parametrizzazione standard del piano, tramite le variabili ρ ed η .

Una interessante proprietà della matrice CKM ha origine dalla condizione di unitarietà, cioè $V_{\text{CKM}}V_{\text{CKM}}^\dagger = \mathbb{1}$, con $\mathbb{1}$ matrice identità. Questa richiesta si traduce in 12 equazioni per gli elementi della matrice, che si possono riassumere in

$$\sum_{k \in \{u,c,t\}} V_{ki}V_{kj}^* = \delta_{ij}, \quad i, j \in \{d, s, b\}. \quad (1.10)$$

Una di queste equazioni è particolarmente interessante, precisamente

$$\underbrace{V_{ud}V_{ub}^*}_{\mathcal{O}(\lambda^3)} + \underbrace{V_{cd}V_{cb}^*}_{\mathcal{O}(\lambda^3)} + \underbrace{V_{td}V_{tb}^*}_{\mathcal{O}(\lambda^3)} = 0, \quad (1.11)$$

in quanto i 3 termini sono tutti dello stesso ordine in λ . Poiché gli elementi coinvolti sono tutti numeri complessi, questa equazione può essere interpretata come una somma di vettori nel piano che formano un triangolo i cui angoli interni sono dati da

$$\alpha = \arg \left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right) \quad (1.12a)$$

$$\beta = \arg \left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right) \quad (1.12b)$$

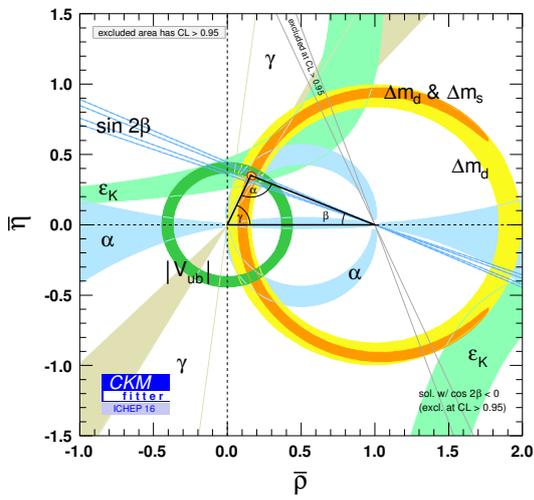
$$\gamma = \arg \left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right). \quad (1.12c)$$

In Figura 1.5 è mostrata una rappresentazione grafica del triangolo in questione.

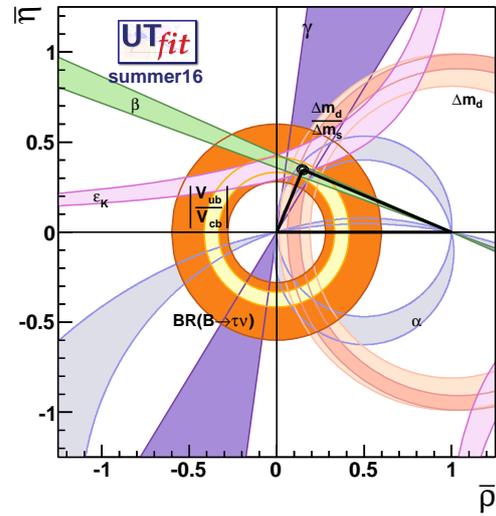
Le grandezze legate alla matrice CKM sono costantemente sottoposte a verifica da parte di gruppi di ricerca specializzati: due di questi sono le collaborazioni *CKMfitter* e *UTfit*, i cui risultati più recenti sono esposti in tabella 1.1 e in figura 1.6.

Tabella 1.1: Tabella con i valori dei parametri della matrice CKM aggiornati dalle collaborazioni CKMfitter [7] e UTfit [8].

Parametro	CKMfitter	UTfit
λ	$0.22509^{+0.00029}_{-0.00028}$	0.22497 ± 0.00069
A	$0.8250^{+0.0071}_{-0.0111}$	0.833 ± 0.012
$\bar{\rho}$	$0.1598^{+0.0076}_{-0.0072}$	0.153 ± 0.013
$\bar{\eta}$	$0.3499^{+0.0063}_{-0.0061}$	0.343 ± 0.011



(a) CKMFitter



(b) UTfit

Figura 1.6: Fit globali del triangolo unitario ad opera delle collaborazioni (a) CKMfitter e (b) UTfit.

1.3 Simmetrie discrete

1.3.1 Trasformazione di parità

La trasformazione di parità è una trasformazione *discreta*, ossia non dipende da parametri variabili con continuità. Consiste nella inversione degli assi spaziali (indicati con $\mathbf{r} = (x, y, z)$), e la sua azione su di uno stato $|\psi(\mathbf{r}, t)\rangle$ è descritta da un operatore autoaggiunto \hat{P} tale che

$$\hat{P}|\psi(\mathbf{r}, t)\rangle = |\psi(-\mathbf{r}, t)\rangle = |\psi(-x, -y, -z, t)\rangle. \quad (1.13)$$

La trasformazione di parità può essere immaginata come una riflessione allo specchio del sistema. È evidente che applicando due volte la trasformazione si ottiene lo stato di partenza:

$$\hat{P}^2|\psi(\mathbf{r}, t)\rangle = \hat{P}|\psi(-\mathbf{r}, t)\rangle = |\psi(\mathbf{r}, t)\rangle. \quad (1.14)$$

Ciò significa che $\hat{P}^2 = \hat{1}$, da cui ne consegue che \hat{P} può avere autovalori $P = \pm 1$,

$$\hat{P}|\psi(\mathbf{r}, t)\rangle = P|\psi(\mathbf{r}, t)\rangle = \pm|\psi(\mathbf{r}, t)\rangle, \quad (1.15)$$

per cui uno stato può avere parità definita o *positiva* ($P = 1$) o *negativa* ($P = -1$). Se un sistema non è autostato dell'operatore \hat{P} si dice che ha parità *non definita*.

In un qualsiasi processo fisico, il numero quantico di parità è conservato se l'operatore parità commuta con l'hamiltoniana, $[\hat{H}, \hat{P}] = 0$.

1.3.2 Coniugazione di carica

La coniugazione di carica è una trasformazione, anch'essa discreta, che consiste nell'inversione di tutti i numeri quantici di una particella, fatta eccezione per lo spin. Di fatto, ad opera della coniugazione di carica una particella viene trasformata nella rispettiva antiparticella.

Anche questa trasformazione può essere formalizzata tramite un operatore autoaggiunto \hat{C} che, agendo su uno stato $|\psi(\mathbf{s}, \mathbf{q})\rangle$ di spin \mathbf{s} e cariche interne \mathbf{q} , lo trasforma in

$$\hat{C}|\psi(\mathbf{s}, \mathbf{q})\rangle = |\psi(\mathbf{s}, -\mathbf{q})\rangle. \quad (1.16)$$

L'autovalore di \hat{C} (detto *C-parità*) è moltiplicativo e può assumere soltanto i valori $C = \pm 1$. La conseguenza di ciò è che una particella può essere autostato di \hat{C} solamente se coincide con la sua antiparticella, come nel caso del fotone γ o del pione neutro π^0 .

È doveroso osservare che l'aver carica elettrica nulla non è una condizione sufficiente per essere autostato di \hat{C} : consideriamo ad esempio il neutrone n , composto dai quark (u, d, d) ; l'applicazione di \hat{C} lo trasforma in un antineutrone \bar{n} , che ha composizione $(\bar{u}, \bar{d}, \bar{d})$, differente quindi da quella della particella di partenza pur essendo anch'esso neutro.

1.3.3 Trasformazione CP

Per lungo tempo si è ritenuto che la parità e la C -parità fossero sempre conservate in un qualsiasi processo. Questo finché nel 1957 Chien-Shiung Wu *et al.* [9] mostrarono che nel decadimento β del neutrone, mediato dall'interazione debole, la conservazione della parità viene violata.

Si osservò poi che applicando la coniugazione di carica ad un neutrino, che si sapeva essere sinistrorso³, lo si trasforma in un antineutrino sinistrorso, che non è mai stato osservato. Ciò mostra che nemmeno la C -parità è conservata dall'interazione debole (poiché è l'unica interazione che può aver luogo tra neutrini).

È interessante notare, però, che tramite la composizione della trasformazione di parità con la coniugazione di carica, ossia operando una trasformazione CP , un neutrino sinistrorso viene trasformato in un antineutrino destrorso, corrispondente a quello osservato in natura. Ciò farebbe pensare che pur non conservando la parità e la C -parità, l'interazione debole potrebbe conservare CP .

Nel 1964 però Cronin, Fitch *et al.* [10] osservarono una violazione della simmetria CP nel sistema $K^0-\bar{K}^0$, in cui un K_L^0 venne osservato decadere in 2 pioni, processo proibito se CP fosse conservata. Questa scoperta valse loro il premio Nobel nel 1980 e diede vita ad un filone di ricerca scientifica concentrata sulla violazione della simmetria CP .

Si possono distinguere due tipi di violazione di CP :

- Si ha violazione *diretta* quando vi è una differenza di comportamento tra particella e antiparticella (per esempio differenti tassi di decadimento).
- Si ha invece violazione *indiretta* quando la probabilità di una particella neutra di oscillare nella propria antiparticella è diversa dalla probabilità di oscillazione antiparticella-particella.

Un terzo tipo possibile di violazione è quello dovuto all'interferenza di violazione diretta e indiretta.

1.4 Violazione di CP nei decadimenti del mesone D^0

La violazione di CP è stata studiata, e viene studiata tuttora, da numerosi esperimenti, a partire dalla sua scoperta nel sistema $K^0-\bar{K}^0$ fino alla osservazione di violazione della simmetria da parte del B^0 e del B_s^0 . Le misure compiute finora sono ampiamente compatibili con le previsioni del Modello Standard.

³Una particella si definisce *destrorsa* (o a *elicità* positiva) se il suo spin e la sua quantità di moto sono allineati e hanno lo stesso verso, e *sinistrorsa* (elicità negativa) se al contrario spin e quantità di moto hanno la stessa direzione ma verso opposto.

Il MS prevede l'esistenza di una piccola violazione di CP anche nel settore del quark *charm*, mentre alcuni modelli di Nuova Fisica prevedono sorgenti di violazione aggiuntive, che causerebbero deviazioni significative dalle previsioni del MS.

1.4.1 Formalismo

Il mesone neutro D^0 è una particella pseudoscalare (*i.e.* con $J^P = 0^-$) composta dai quark (\bar{u}, c) che può oscillare nella corrispondente antiparticella \bar{D}^0 , con composizione (u, \bar{c}) .

Gli autostati di massa dei mesoni D^0 , $|D_H^0\rangle$ e $|D_L^0\rangle$ ⁴, possono essere scritti come combinazione lineare degli autostati di sapore [11]:

$$|D_H^0\rangle = p|D^0\rangle + q|\bar{D}^0\rangle \quad (1.17a)$$

$$|D_L^0\rangle = p|D^0\rangle - q|\bar{D}^0\rangle, \quad (1.17b)$$

con q e p coefficienti complessi che soddisfano la condizione $|p|^2 + |q|^2 = 1$.

I due nuovi stati hanno masse M_H , M_L e tassi di decadimento Γ_H , Γ_L . Le loro differenze si indicano con

$$\Delta M = M_H - M_L \quad (1.18a)$$

$$\Delta\Gamma = \Gamma_H - \Gamma_L \quad (1.18b)$$

Con queste grandezze si possono costruire i seguenti *parametri di mixing*:

$$x = \frac{\Delta M}{\Gamma} \quad (1.19a)$$

$$y = \frac{\Delta\Gamma}{2\Gamma}, \quad (1.19b)$$

dove $\Gamma = (\Gamma_H + \Gamma_L)/2$. Si definiscono poi le *ampiezze di decadimento* dei mesoni D^0 e \bar{D}^0 nello stato f e nel suo CP -coniugato \bar{f} come:

$$A_f = \langle f | \widehat{H}_W | D^0 \rangle \quad (1.20a)$$

$$\bar{A}_f = \langle f | \widehat{H}_W | \bar{D}^0 \rangle \quad (1.20b)$$

$$A_{\bar{f}} = \langle \bar{f} | \widehat{H}_W | D^0 \rangle \quad (1.20c)$$

$$\bar{A}_{\bar{f}} = \langle \bar{f} | \widehat{H}_W | \bar{D}^0 \rangle, \quad (1.20d)$$

dove \widehat{H}_W è la hamiltoniana che governa l'interazione debole.

⁴ H e L rappresentano rispettivamente l'autostato più pesante (*heavy*) e più leggero (*light*).

Si possono dunque descrivere le evoluzioni temporali dei tassi di decadimento $D^0 \rightarrow f$ e $\bar{D}^0 \rightarrow f$ come

$$\frac{d\Gamma}{dt} (D^0(t) \rightarrow f) = e^{-\Gamma t} |A_f|^2 \left\{ (1 + |\lambda_f|^2) \cosh(y\Gamma t) + (1 - |\lambda_f|^2) \cos(x\Gamma t), \right. \\ \left. + 2 \operatorname{Re}(\lambda_f) \sinh(y\Gamma t) - 2 \operatorname{Im}(\lambda_f) \sin(x\Gamma t) \right\} \quad (1.21)$$

$$\frac{d\Gamma}{dt} (\bar{D}^0(t) \rightarrow f) = e^{-\Gamma t} |\bar{A}_f|^2 \left\{ (1 + |\lambda_f^{-1}|^2) \cosh(y\Gamma t) + (1 - |\lambda_f^{-1}|^2) \cos(x\Gamma t) \right. \\ \left. + 2 \operatorname{Re}(\lambda_f^{-1}) \sinh(y\Gamma t) - 2 \operatorname{Im}(\lambda_f^{-1}) \sin(x\Gamma t) \right\}, \quad (1.22)$$

dove

$$\lambda_f = \frac{q \bar{A}_f}{p A_f}. \quad (1.23)$$

Le equazioni analoghe per uno stato finale CP -coniugato \bar{f} si possono ottenere sostituendo A_f con $A_{\bar{f}}$ e \bar{A}_f con $\bar{A}_{\bar{f}}$.

Si possono definire 3 tipi di violazione della simmetria CP :

1. La violazione per decadimento (diretta) avviene quando i tassi di decadimento $\Gamma(D^0 \rightarrow f)$ e $\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow \bar{f})$ sono diversi, che equivale a

$$\left| \frac{\bar{A}_{\bar{f}}}{A_f} \right| \neq 1. \quad (1.24)$$

Si può definire la corrispondente asimmetria CP integrata nel tempo come

$$A_{CP} = \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow f) - \Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(D^0 \rightarrow f) + \Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow \bar{f})} = \frac{1 - \left| \frac{\bar{A}_{\bar{f}}}{A_f} \right|^2}{1 + \left| \frac{\bar{A}_{\bar{f}}}{A_f} \right|^2}. \quad (1.25)$$

2. La violazione di CP per miscelamento (indiretta) avviene quando la probabilità di oscillazione $D^0 \rightarrow \bar{D}^0$ è diversa dalla probabilità di oscillazione $\bar{D}^0 \rightarrow D^0$, equivalente a

$$\left| \frac{q}{p} \right| \neq 1. \quad (1.26)$$

L'asimmetria CP dipendente dal tempo in questo caso è uguale a

$$A_{CP}(t) = \frac{\frac{d}{dt}\Gamma(D^0(t) \rightarrow f) - \frac{d}{dt}\Gamma(\bar{D}^0(t) \rightarrow \bar{f})}{\frac{d}{dt}\Gamma(D^0 \rightarrow f) + \frac{d}{dt}\Gamma(\bar{D}^0(t) \rightarrow \bar{f})}. \quad (1.27)$$

3. La violazione di CP per interferenza dei due fenomeni descritti sopra si osserva quando lo stato finale di decadimento di D^0 e \bar{D}^0 è comune, ossia un autostato di CP . La condizione da soddisfare perché ciò avvenga è

$$\text{Im}(\lambda_f) \neq 0. \quad (1.28)$$

Un modo per osservare questa violazione è misurare l'asimmetria (1.27) quando lo stato finale è un autostato di CP , cioè quando $f = \bar{f}$.

1.4.2 I decadimenti $D^0 \rightarrow K^+K^-$ e $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

Discuteremo ora la violazione CP in due particolari canali di decadimento del mesone D^0 , ossia $D^0 \rightarrow K^+K^-$ e $D \rightarrow \pi^+\pi^-$. Questi decadimenti corrispondono, rispettivamente, alle transizioni tra quark $c \rightarrow us\bar{s}$ e $c \rightarrow ud\bar{d}$ (Fig. 1.7).

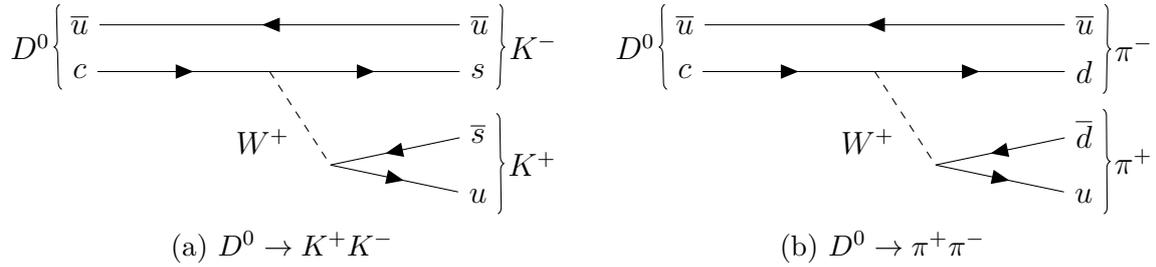


Figura 1.7: Diagrammi di Feynman dei decadimenti (a) $D^0 \rightarrow K^+K^-$ e (b) $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Introduciamo il formalismo necessario a descrivere questo sistema: i prodotti finali, i sistemi K^+K^- o $\pi^+\pi^-$, sono autostati di CP , ossia stati f tali che

$$\widehat{CP}|f\rangle = \eta_{CP}|f\rangle = |\bar{f}\rangle = |f\rangle \quad (1.29)$$

con η_{CP} autovalore di \widehat{CP} , che può assumere solo valori $\eta_{CP} = \pm 1$. Nel caso presente è $\eta_{CP} = 1$ per entrambi i canali di decadimento.

Le ampiezze di decadimento (1.20a) e (1.20b) si possono allora scrivere come [12]

$$A_f = A_f^T e^{+i\phi_f^T} [1 + r_f e^{i(\delta_f + \phi_f)}] \quad (1.30)$$

$$\bar{A}_f = A_f^T e^{-i\phi_f^T} [1 + r_f e^{i(\delta_f - \phi_f)}], \quad (1.31)$$

dove $A_f^T e^{\pm i\phi_f^T}$ sono i contributi dominanti, dovuti a diagrammi "ad albero", δ_f è la fase forte che conserva CP , ϕ_f la fase debole che viola CP e r_f un rapporto che parametrizza i contributi minori dovuti a diagrammi "a pinguino".

1.4.3 Osservabili della violazione di CP

Per uno stato finale f autostato di CP con autovalore $\eta_{CP} = 1$, la asimmetria integrata nel tempo assume la forma

$$A_{CP} = \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow f) - \Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow f)}{\Gamma(D^0 \rightarrow f) + \Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow f)}, \quad (1.32)$$

e poiché dai risultati sperimentali si evince che $x, y, r_f \ll 1$ possiamo espandere A_{CP} in serie di questi tre parametri e dividerla in

$$A_{CP} = A^{\text{dir}} + A^{\text{ind}} + A^{\text{int}}. \quad (1.33)$$

I tre addendi nell'equazione (1.33) corrispondono a:

1. A^{dir} è la violazione di CP nel decadimento (diretta),

$$A^{\text{dir}} = \frac{2r_f \sin \delta_f \sin \phi_f}{1 + 2r_f \cos \delta_f \cos \phi_f}. \quad (1.34)$$

2. A^{ind} è la violazione di CP nel mixing (indiretta), che non dipende dal decadimento,

$$A^{\text{ind}} = -\frac{y}{2} \left(\left| \frac{q}{p} \right| - \left| \frac{p}{q} \right| \right) \cos \phi, \quad (1.35)$$

dove ϕ è la fase debole relativa tra l'ampiezza di mixing e l'ampiezza di decadimento.

3. A^{int} è la violazione di CP per interferenza tra decadimento e mixing, che non dipende dal decadimento,

$$A^{\text{int}} = \frac{x}{2} \left(\left| \frac{q}{p} \right| + \left| \frac{p}{q} \right| \right) \sin \phi. \quad (1.36)$$

I tassi di decadimento in funzione del tempo (1.21) e (1.22) possono allora essere approssimati, essendo $x, y \ll 1$, in forma esponenziale

$$\frac{d\Gamma}{dt} (D^0(t) \rightarrow f) \approx \exp(-t\hat{\Gamma}_{D^0 \rightarrow f}) \quad (1.37)$$

$$\frac{d\Gamma}{dt} (\bar{D}^0(t) \rightarrow f) \approx \exp(-t\hat{\Gamma}_{\bar{D}^0 \rightarrow f}), \quad (1.38)$$

in cui i parametri ad esponente possono essere espansi come

$$\hat{\Gamma}_{D^0 \rightarrow f} = \Gamma \left[1 + \left| \frac{q}{p} \right| (y \cos \phi - x \sin \phi) \right] \quad (1.39)$$

$$\hat{\Gamma}_{\bar{D}^0 \rightarrow f} = \Gamma \left[1 + \left| \frac{p}{q} \right| (y \cos \phi + x \sin \phi) \right]. \quad (1.40)$$

Tabella 1.2: Valori aggiornati degli osservabili di violazione di CP [13].

Osservabile	Valore sperimentale
A_Γ	$(-0.032 \pm 0.026) \%$
y_{CP}	$(0.835 \pm 0.155) \%$
y	$(0.69^{+0.06}_{-0.07}) \%$
x	$(0.32 \pm 0.14) \%$
$\left \frac{q}{p} \right $	$(0.89^{+0.08}_{-0.07})$
ϕ	$(-12.9^{+9.9}_{-8.7})^\circ$

Possiamo ora scrivere due importanti osservabili per lo studio della violazione di CP :

$$y_{CP} = \frac{\widehat{\Gamma}_{D^0 \rightarrow f} + \widehat{\Gamma}_{\overline{D}^0 \rightarrow f}}{2\Gamma} - 1 = \frac{y}{2} \left(\left| \frac{q}{p} \right| + \left| \frac{p}{q} \right| \right) \cos \phi - \frac{x}{2} \left(\left| \frac{q}{p} \right| - \left| \frac{p}{q} \right| \right) \sin \phi, \quad (1.41)$$

$$\begin{aligned} A_\Gamma &= \frac{\widehat{\Gamma}_{D^0 \rightarrow f} - \widehat{\Gamma}_{\overline{D}^0 \rightarrow f}}{\widehat{\Gamma}_{D^0 \rightarrow f} + \widehat{\Gamma}_{\overline{D}^0 \rightarrow f}} = \frac{y}{2} \left(\left| \frac{q}{p} \right| - \left| \frac{p}{q} \right| \right) \cos \phi - \frac{x}{2} \left(\left| \frac{q}{p} \right| + \left| \frac{p}{q} \right| \right) \sin \phi \\ &= -A^{\text{ind}} - A^{\text{int}}. \end{aligned} \quad (1.42)$$

Nel caso in cui CP fosse conservata si avrebbe $y_{CP} = y$.

I valori piÙ recenti di questi parametri sono riportati in tabella 1.2. Si puÙ notare che i valori di y_{CP} e y sono compatibili entro le rispettive incertezze.

La grandezza A_Γ , invece, quantifica la differenza tra i tassi di decadimento $D^0 \rightarrow f$ e $\overline{D}^0 \rightarrow f$, e un valore diverso da zero indica una violazione di CP diretta. Allo stato attuale, il valore di A_Γ è compatibile con l'ipotesi di assenza di violazione di CP .

Capitolo 2

Il rivelatore LHCb

2.1 L'acceleratore LHC

Il *Large Hadron Collider* (LHC) è il più grande acceleratore di particelle del mondo. Situato nei pressi di Ginevra, al confine tra Francia e Svizzera, è costituito da un anello acceleratore di 26.7 km di circonferenza, e ospita 4 grandi esperimenti di fisica delle particelle:

- ATLAS e CMS: rivelatori *general purpose* ermetici, pensati per individuare tutti i prodotti delle collisioni e studiare in modo generale le proprietà delle interazioni fondamentali ad alte energie. I loro obiettivi sono la verifica del Modello Standard, la ricerca del bosone di Higgs, recentemente scoperto, e la fisica oltre il Modello Standard;
- LHCb: esperimento atto allo studio della violazione della simmetria *CP* nei decadimenti di mesoni *B* e *D*; specializzato in particolare nel settore della fisica del sapore;
- ALICE: detector progettato per studiare urti tra ioni pesanti (tipicamente piombo) allo scopo di realizzare il cosiddetto *plasma di quark e gluoni*, uno stato della materia che si pensa essere esistito solo nei primissimi istanti di vita dell'universo.

In Figura 2.1 è possibile vedere l'estensione dell'apparato. LHC è in grado di far collidere due fasci di protoni fino ad un'energia nel centro di massa di 14 TeV, con una luminosità massima di progetto di $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. I fasci sono mantenuti stabili da 1232 magneti superconduttori raffreddati a 1.9 K che esercitano un intenso campo magnetico da 8 T.

I protoni viaggiano lungo l'acceleratore in pacchetti (*bunches*) di 10^{11} particelle che, durante la fase operativa, si scontrano ad una frequenza di 40 MHz, generando circa 20 collisioni per ciascun incontro dei fasci.

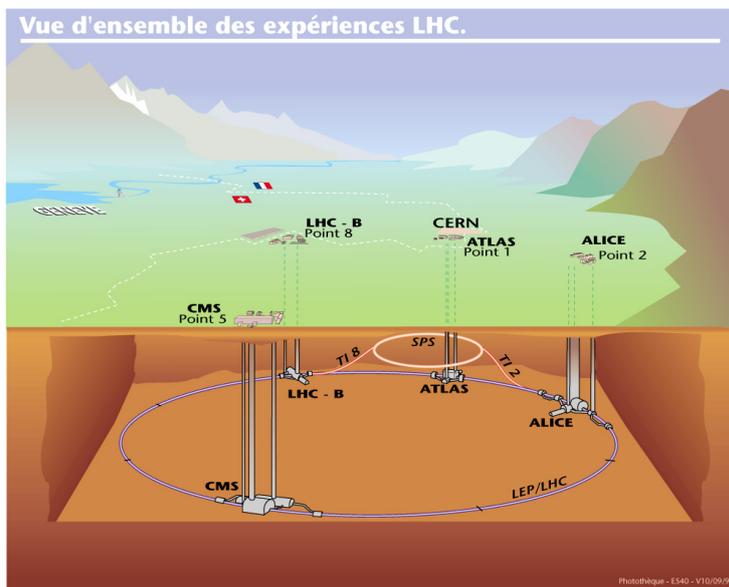


Figura 2.1: Schema della posizione di LHC e dei 4 esperimenti maggiori.

2.2 L'esperimento LHCb

Il rivelatore LHCb [14, 15] è costituito da uno spettrometro a singolo braccio proiettato in avanti rispetto al punto di interazione. Questo design è stato scelto in base a due proprietà della produzione di quark pesanti:

- le coppie di quark $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ vengono prodotte prevalentemente in avanti, ossia parallelamente alla linea dei fasci; un detector con una piccola copertura angolare è dunque in grado di rilevare gran parte delle coppie prodotte;
- tali particelle, quando prodotte, presentano un notevole *boost* lorentziano lungo la loro direzione di volo; ciò gli permette di coprire distanze mediamente più lunghe di quelle percorse da particelle di altro tipo. Questa particolarità gioca un ruolo importante nella risoluzione dei tempi di decadimento e rende più facile distinguere le particelle secondarie da quelle prodotte nelle collisioni iniziali.

La geometria del rivelatore è mostrata in Figura 2.2. È definito un sistema di coordinate destrorso (x, y, z) in cui l'asse z è parallelo alla linea dei fasci e l'asse y è orientato verso l'alto. I sottorivelatori sono posizionati in sequenza lungo la linea dei fasci, circondandola. L'apparato copre una regione angolare compresa tra 10 e 300 mrad nel piano di deflessione $(x-z)$ e tra 10 e 250 mrad nel piano di non deflessione $(y-z)$.

La luminosità istantanea del rivelatore è mantenuta intorno a $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, un valore circa 50 volte inferiore alla massima luminosità raggiungibile. Questo perché LHCb

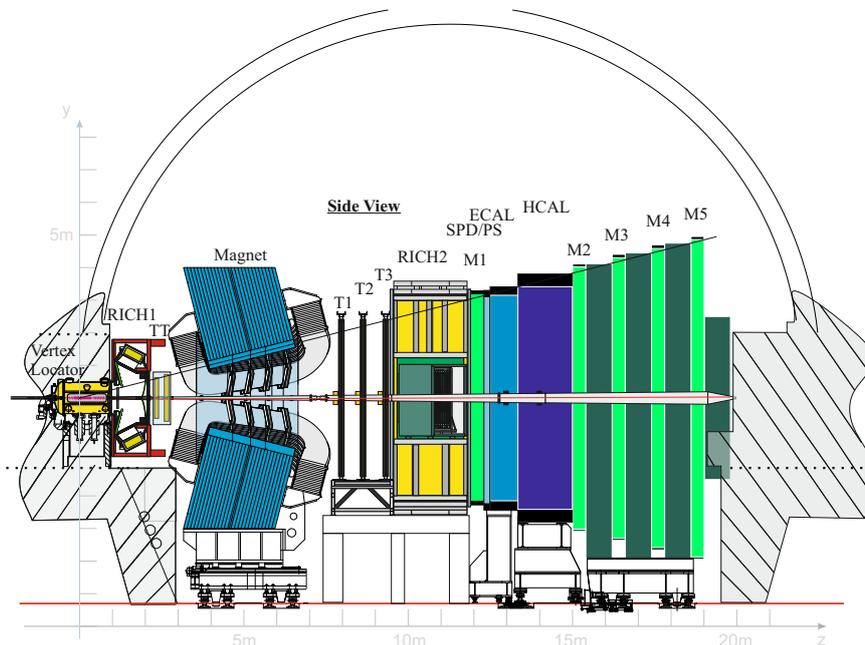


Figura 2.2: Vista del rivelatore LHCb nel piano y - z . Nel testo sono indicate le varie componenti.

è progettato per lavorare in maniera ottimale in condizioni di ridotta molteplicità di interazioni sovrapposte, per meglio determinare la vita media dei mesoni e il loro stato di sapore. Inoltre il minor numero di interazioni diminuisce la velocità con cui le componenti del rivelatore vengono danneggiate a causa della dose di radiazione assorbita.

Il numero medio di interazioni per incrocio dei fasci può essere variato regolando le ottiche di questi ultimi nel punto di interazione; in questo modo la luminosità istantanea può essere mantenuta pressoché costante durante la presa dati, nonostante l'intensità dei fasci diminuisca col passare del tempo per colpa delle numerose collisioni.

L'esperimento è formato da numerosi apparati in grado di ricavare informazioni sull'identità, la traiettoria, l'impulso e l'energia delle particelle prodotte, distinguendo ognuna di esse dalle altre centinaia di particelle generate nel punto di interazione. I sottorivelatori possono essere raggruppati in due categorie:

- Il *sistema di tracciamento* è composto dal localizzatore di vertice (VELO), che circonda la zona d'interazione, e le stazioni traccianti, una davanti (il *Trigger Tracker*) e tre dietro (T1-T3) il magnete.
- Il *sistema di identificazione* delle particelle si compone dei due rivelatori *Ring-Imaging CHerenkov*, posti prima e dopo il magnete (RICH 1 e RICH 2), dei due calorimetri elettromagnetico ed adronico (ECAL e HCAL) assieme ai due rivelatori ausiliari *Scintillating Pad Detector* (SPD) e *Pre-Shower detector* (PS), e delle

cinque camere muoniche (M1-M5), di cui la prima è posta davanti ai calorimetri e le restanti 4 in fondo al rivelatore.

Di seguito vengono descritte nel dettaglio le componenti appena citate.

2.3 Il sistema di tracciamento

Le prestazioni del detector dipendono in larga misura dalla capacità di ricostruire con grande precisione i vertici di interazione, le traiettorie e gli impulsi delle particelle.

Il sistema tracciante adempie a questo scopo per mezzo del rivelatore di vertice (*VER*tex *LOC*ator, VELO), del *Trigger Tracker* (TT) e delle stazioni traccianti T1, T2 e T3.

2.3.1 Il magnete

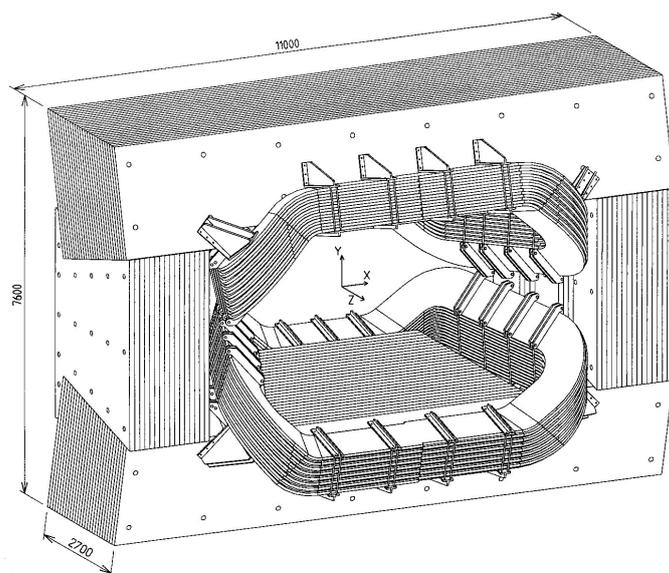


Figura 2.3: Geometria del magnete di LHCb.

Il magnete di LHCb è posizionato a circa 5 m dalla zona di interazione, ed è costituito da due bobine trapezoidali da 27 tonnellate ciascuna piegate ad un angolo di 45° nei due lati trasversali (vedi Figura 2.3). Il magnete si estende per 4.3 metri in orizzontale e 3.6 metri in verticale. Ciascuna bobina è costituita da 10 strati ricoperti da circa 3000 metri di cavi di alluminio.

Il campo magnetico raggiunge un'intensità massima di circa 1 T, mentre il campo magnetico integrato $\int B dl$ lungo la sua intera lunghezza è di circa 4 T m.

Lo studio delle traiettorie delle particelle deflesse dal campo magnetico permette di risalire all'impulso delle stesse, con una risoluzione $\delta p/p$ dello 0.8% circa attorno a 100 GeV/ c e dello 0.5% per particelle con impulso minore di 20 GeV/ c .

A causa della geometria non perfetta del magnete e del diverso modo di interagire col materiale del rivelatore da parte di particelle e antiparticelle, esiste una asimmetria di rivelazione tra particelle cariche positive e particelle cariche negative. Per studiare gli effetti sistematici dovuti a questa asimmetria, durante la presa dati la polarità del magnete viene più volte invertita, passando dalla configurazione *Up* a *Down* e viceversa. Ciò è possibile grazie al fatto che il magnete non è di tipo superconduttivo, ma tradizionale.

2.3.2 VELO

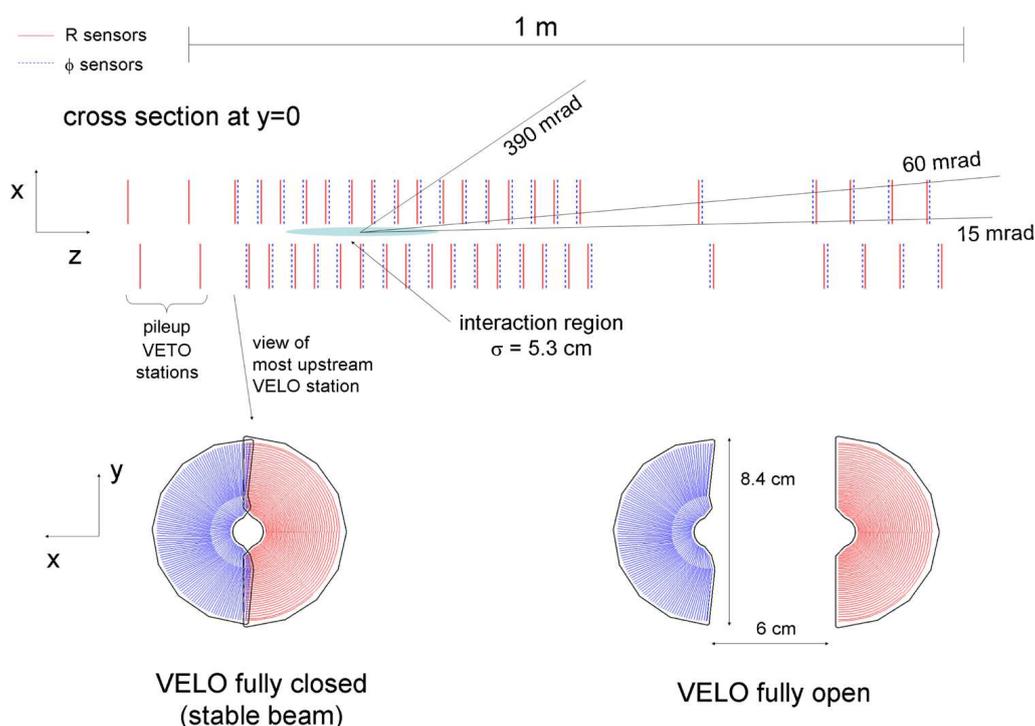


Figura 2.4: Disposizione dei sensori R e ϕ nel VELO. In basso sono visibili le due configurazioni possibili, *aperto* e *chiuso*.

Il localizzatore di vertice (VELO) circonda la zona di interazione dei fasci, e misura le coordinate delle tracce lasciate dalla particelle prodotte nelle collisioni pp . Il suo scopo è di localizzare i vertici primari (PV), ossia i punti di interazione pp da cui hanno origine le coppie $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$, e i vertici secondari di decadimento dei mesoni B e D . Questi ultimi hanno

infatti vite medie dell'ordine di 10^{-12} s e percorrono all'incirca un centimetro prima di decadere, per cui i loro punti di origine vengono ricostruiti dal VELO.

Il VELO (Fig. 2.4) è costituito da 21 moduli semicircolari composti da due differenti tipi di sensori a microstrip di silicio: uno misura la coordinata radiale R , ossia la distanza dalla linea dei fasci, l'altro l'angolo azimutale ϕ , definito come l'angolo tra l'asse x e un vettore nel piano $x-y$ nel sistema di coordinate precedentemente introdotto. I due sensori si differenziano per la segmentazione delle *strip* di silicio: i sensori R sono segmentati secondo cerchi concentrici, mentre i sensori ϕ sono segmentati radialmente. Entrambi i tipi di sensori hanno una maggiore densità di *strip* vicino ai fasci.

I moduli del VELO hanno un'ampiezza di 182° , e sono disposti leggermente sfalsati in modo da sovrapporsi per evitare lacune nella accettazione.

Le due metà dei moduli del VELO possono essere allontanate o avvicinate meccanicamente: quando i fasci di protoni sono stabili, cioè ben collimati, esse sono alla minima distanza possibile, appena 5 mm dal fascio, mentre durante la fase di iniezione e di stabilizzazione dei fasci le due metà vengono separate per minimizzare i danni alle componenti dovuti alle radiazioni.

2.3.3 Trigger Tracker

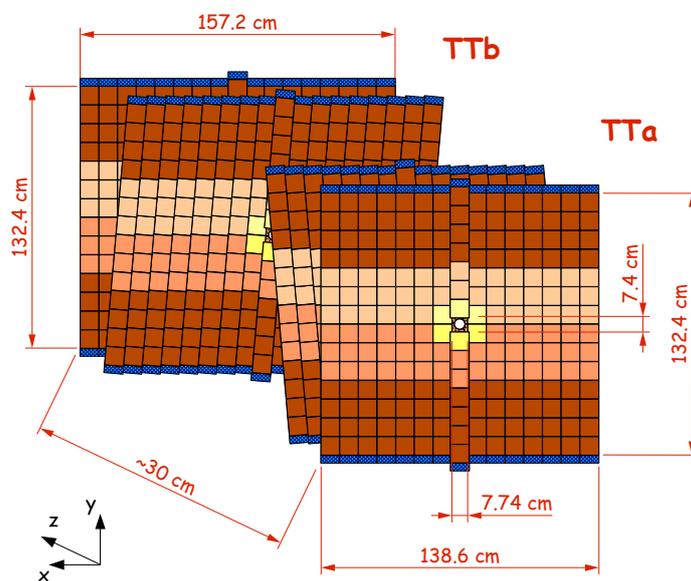


Figura 2.5: Schematizzazione del Trigger Tracker. In blu è raffigurata l'elettronica di acquisizione. Gli altri colori rappresentano i tracciatori al silicio, con le diverse tonalità a identificare i diversi passi delle *strip*.

Il *Trigger Tracker* (TT) è posto dopo il RICH 1 e davanti all'apertura del magnete. Utilizza microstrip di silicio con un passo di $183\ \mu\text{m}$, ed ha una risoluzione su una singola *hit* di $50\ \mu\text{m}$. In Figura 2.5 è schematizzata la sua composizione.

Il TT è composto da due coppie di rivelatori planari distanziate di 27 cm, di cui la prima coppia è denominata TTa e la seconda TTb. Ciascuno dei 4 strati occupa un'area di circa $2\ \text{m}^2$, e copre l'intera accettazione del rivelatore. Il primo e il quarto strato hanno *strip* disposte verticalmente, mentre il secondo ed il terzo sono inclinati di -5° e $+5^\circ$, rispettivamente. Questa configurazione permette di avere informazioni anche sulla coordinata y , oltre che sulla deflessione nel piano $x-z$.

Il *Trigger Tracker* viene impiegato per misurare l'impulso trasverso delle tracce con alto parametro d'impatto e per identificare le particelle che vengono deflesse fuori dalla regione di accettazione del rivelatore e non riescono a raggiungere le stazioni T, tipicamente perché aventi impulso minore di $2\ \text{GeV}/c$. In maniera più generale, viene usato nella fase di trigger per verificare l'autenticità delle tracce fornite dal VELO.

2.3.4 Stazioni traccianti

Le *Tracking stations* rappresentano le componenti più grandi del sistema di tracciamento di LHCb e consistono di tre stazioni planari equidistanti poste dopo il magnete, denominate T1, T2 e T3. Ognuna di esse copre un'area di circa $30\ \text{m}^2$ ed è formata da 4 strati in configurazione analoga al TT, con il primo e quarto strato allineati verticalmente e il secondo e terzo inclinati di -5° e $+5^\circ$ rispettivamente.

L'elevato flusso di particelle nella zona più vicina ai fasci rispetto alle zone più periferiche richiede che vengano utilizzate delle tecnologie più performanti nella parte centrale delle stazioni, ossia dei rivelatori a microstrip di silicio analoghi a quelli del TT, mentre la restante parte della superficie è occupata da camere a deriva, meno efficienti ma più economiche. La regione centrale del sottorivelatore prende il nome di *Inner Tracker* (IT), mentre quella esterna *Outer Tracker* (OT):

- L'IT copre un'area di circa $125 \times 40\ \text{cm}^2$ a forma di croce attorno alla linea dei fasci, con una larghezza massima di 126 cm e una altezza massima di 41.4 cm. Come il TT è in grado di misurare la posizione di una traccia con una risoluzione di $50\ \mu\text{m}$.
- L'OT occupa la maggior parte delle stazioni traccianti. Ognuno dei dodici pannelli, di dimensioni $595 \times 480\ \text{cm}^2$, è composto da due strati di 64 *straw-tubes*, ossia tubi a deriva aventi diametro interno di 4.9 mm e pareti spesse $75\ \mu\text{m}$. I tubi sono riempiti con una miscela gassosa di argon, anidride carbonica (CO_2) e ossigeno (O_2) in proporzioni del 70, 28.5 e 1.5 % rispettivamente. Il tempo di deriva è inferiore ai 50 ns, requisito molto importante poiché la minima separazione temporale possibile tra due pacchetti consecutivi di protoni ad LHC è di 25 ns, ed è fondamentale evitare la sovrapposizione di eventi dovuti a collisioni di protoni provenienti da

pacchetti differenti. Questo apparato ha un'efficienza del 99.8 %, con una risoluzione sulla singola traccia di circa 210 μm .

2.4 Il sistema di identificazione

I pioni costituiscono le particelle piú abbondanti tra i prodotti delle collisioni pp ad LHC, mentre i decadimenti di adroni contenenti quark b e c producono numerosi kaoni, pioni, protoni e leptoni, per cui risulta necessaria la presenza di un sistema per identificare ciascuna di queste particelle per minimizzare il fondo combinatorio.

Il sistema di identificazione di LHCb consiste dei due rivelatori Cherenkov, del sistema di calorimetri e delle cinque camere muoniche.

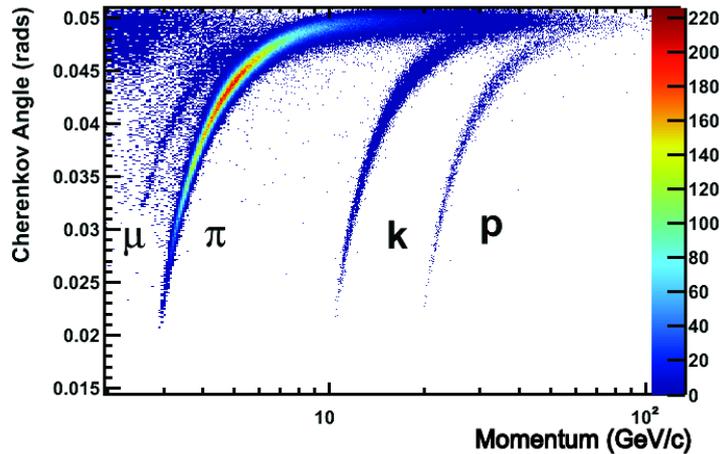


Figura 2.6: Distribuzione dell'angolo di Cherenkov in funzione dell'impulso per varie particelle.

2.4.1 Rivelatori Cherenkov

I detector *Ring-Imaging CHerenkov* (RICH) sfruttano l'effetto Cherenkov per distinguere le tracce di kaoni, pioni e protoni.

Si ha effetto Cherenkov quando una particella carica attraversa un mezzo ad una velocità βc superiore a quella della luce in tale mezzo. In questa situazione il mezzo emette radiazione elettromagnetica, che si propaga lungo un cono di luce attorno alla direzione di propagazione con apertura angolare θ_C data da

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n\beta} = \frac{1}{n} \frac{\sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}}{pc},$$

dove p è l'impulso della particella, m la sua massa a riposo e n l'indice di rifrazione del mezzo in questione. I rivelatori RICH misurano l'angolo di Cherenkov θ_C tramite lo studio della radiazione Cherenkov; combinando il valore di θ_C con i valori di impulso ottenuti dal sistema di tracciamento si può identificare la particella in esame. In Figura 2.6 si può vedere la relazione tra l'angolo θ_C e l'impulso di varie particelle.

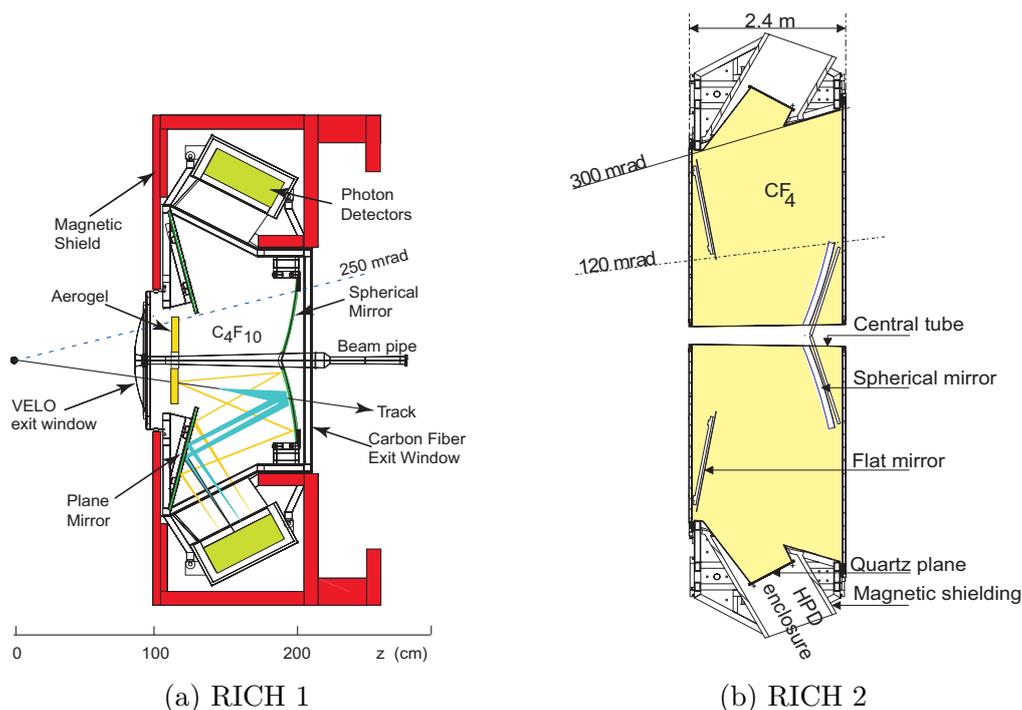


Figura 2.7: Schema dei rivelatori Cherenkov. In (a) è disegnato il percorso dei fotoni nel rivelatore. L'asse z raffigurato corrisponde a quello del sistema di coordinate di LHCb.

LHCb possiede due rivelatori Cherenkov, ciascuno dei quali utilizza un materiale differente in modo da poter coprire un range di impulso da 2 a 100 GeV/ c . RICH 1 è situato direttamente dopo il VELO, mentre RICH 2 è posto dopo la stazione T3. La loro composizione è visibile in Figura 2.7. Entrambi utilizzano degli specchi circolari per dirigere i fotoni sugli *Hybrid Photon Detectors* (HPD), ossia dei rivelatori al silicio da 1024 pixel ciascuno che rivelano il passaggio di fotoni emessi per effetto Cherenkov.

- RICH 1 copre l'intera regione di accettazione angolare di LHCb, e riesce a discriminare le particelle con impulsi compresi tra 1 e 60 GeV/ c . Per fare ciò si avvale di due mezzi differente: aerogel con indice di rifrazione $n = 1.03$ per particelle con impulso inferiore a 9.3 GeV/ c e il fluorocarburo gassoso C_4F_{10} ($n = 1.0014$) per particelle con impulso fino a 40 GeV/ c .

- RICH 2 copre una regione angolare minore di RICH 1, tra 15 e 120 mrad, poiché le particelle ad alto impulso sono prodotte prevalentemente in avanti. Il mezzo utilizzato in questo caso è tetrafluorometano gassoso, CF_4 , con indice di rifrazione $n = 1.00048$, che permette di identificare particelle con impulso compreso tra 15 e 100 GeV/c.

2.4.2 Calorimetri

Il sistema di calorimetri di LHCb consiste di quattro apparati: lo *Scintillating Pad Detector* (SPD), il *Pre-Shower detector* (PS) e i calorimetri elettromagnetico (ECAL) e adronico (HCAL). Sono tutti formati da strati di materiali assorbenti, come piombo o ferro, alternati a placche scintillatrici, e si trovano tra le camere muoniche M1 e M2.

Quando una particella perde energia nel materiale assorbente si osserva la produzione di numerose particelle cariche e fotoni. Il materiale scintillatore converte tutta l'energia in fotoni, che sono poi rivelati tramite fotomoltiplicatori. Il segnale ottenuto è proporzionale all'energia iniziale della particella entrata nel calorimetro.

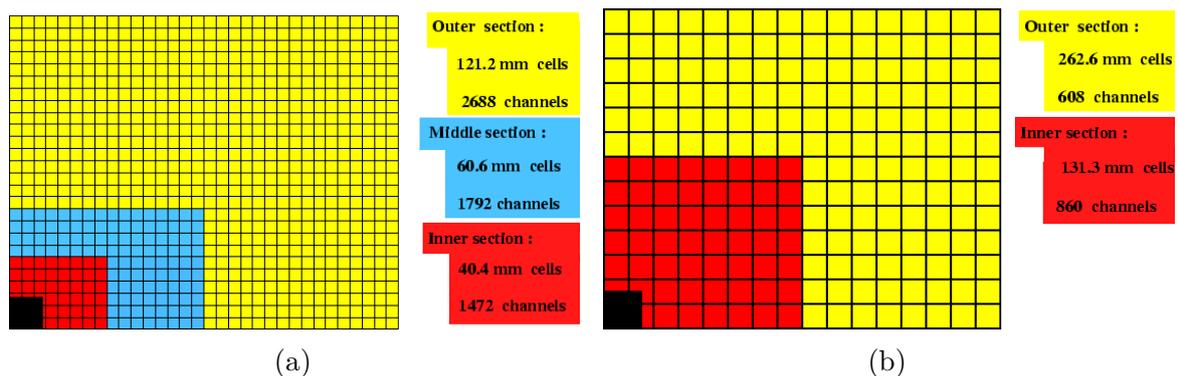


Figura 2.8: Segmentazione di un quarto della facciata anteriore di (a) SPD, PS, ECAL e (b) HCAL.

I quattro rivelatori hanno una granulosità variabile, con celle più piccole in prossimità dei fasci e più grandi a distanze maggiori, come si può vedere in Figura 2.8.

ECAL è composto da strati di piombo spessi 2 mm alternati a strati scintillatori spessi 4 mm, mentre HCAL alterna strati di ferro da 16 mm a piani di scintillatore plastico di spessore 4 mm.

Le tracce rivelate da SPD, il primo della catena di calorimetri, indicano la molteplicità di particelle che raggiungono gli apparati, e dal loro numero si può decidere se accettare o rigettare gli eventi con produzione di numerose o poche particelle. ECAL e HCAL, invece, operano congiuntamente per distinguere le cascate elettromagnetiche da quelle adroniche, facilitando l'identificazione delle particelle.

Ogni stazione è intervallata da strati di piombo di 80 cm.

Le camere sfruttano la cosiddetta *geometria proiettiva*, ossia la loro dimensione trasversale aumenta con la distanza dalla zona di interazione. Questo fa sì che particelle ad alto impulso, aventi una traiettoria pressoché rettilinea, colpiscano lo stesso *pad* in ogni stazione, facilitando la ricostruzione della loro traiettoria.

2.5 Trigger

LHCb opera ad una luminosità media di $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, un valore di due ordini di grandezza inferiore al limite raggiungibile da LHC. Ciò comporta due vantaggi, ossia che le componenti sono esposte ad un minore flusso di radiazioni e che ad ogni incontro dei fasci siano presenti interazioni dovute prevalentemente a collisioni singole, semplificando il compito di ricostruire le tracce delle particelle.

Il sofisticato sistema di trigger di LHCb riduce l'afflusso di dati dagli iniziali 40 MHz a circa 2 kHz, frequenza alla quale i dati vengono scritti per potervi accedere nel corso di analisi successive. Questa riduzione viene ottenuta grazie a due livelli di trigger: il Livello-0 (L0), che viene eseguito a livello hardware per mezzo dell'elettronica di acquisizione, e l'*High Level Trigger* (HLT), che agisce a livello software da una *CPU farm* ed è a sua volta suddiviso in HLT1 e HLT2.

2.5.1 Livello-0

Il trigger Livello-0 riduce la frequenza di 40 MHz a cui si incrociano i fasci nel rivelatore fino a 1 MHz, frequenza alla quale si può compiere la lettura dei dati provenienti da tutte le componenti del detector. Per fare ciò compie delle stime preliminari dell'energia e dell'impulso trasversi delle particelle, e, a seconda che questi valori abbiamo superato o meno determinate soglie, decide se accettare o rigettare l'evento. Infatti i mesoni B , a causa dello loro grande massa, decadono spesso in particelle con grandi energie e impulsi trasversi. L0 si basa su tre sistemi che operano in parallelo:

Trigger foto/elettronico: questo trigger analizza le informazioni provenienti dai calorimetri SPD, PS e ECAL, che misurano il deposito di energia delle cascate elettromagnetiche.

Trigger adronico: allo stesso modo del trigger foto/elettronico, valuta l'utilità di un evento tramite i valori di energia trasversa, provenienti però dal detector HCAL, dovuti quindi a piogge adroniche.

Trigger muonico: utilizza le informazioni delle cinque stazioni a muoni. Le tracce vengono ricostruite definendo zone di interesse attorno alle *hit* delle particelle, e congiungendo quelle che giacciono nelle stesse zone. La precisione della ricostruzione dell'impulso trasverso dei muoni è dell'ordine del 25 %.

2.5.2 High Level Trigger 1

I dati vagliati da L0 vengono trasferiti in una *computer farm*, dove vengono elaborati dal trigger di alto livello HLT. Il primo stadio, HLT1, riduce la frequenza dei dati da 1 MHz a circa 40 kHz e compie una ricostruzione più precisa delle tracce.

I criteri usati da HLT1 per decidere se un evento è interessante o meno sono derivati da alcuni vincoli particolari:

- Come già citato, i decadimenti dei mesoni B producono solitamente particelle con impulso trasverso e totale maggiore in confronto a quelle prodotte dai decadimenti di mesoni più leggeri;
- I mesoni B hanno distanze di decadimento di circa 1 cm, per cui i prodotti dei loro decadimenti avranno dei notevoli parametri d'impatto (IP) rispetto al vertice primario (PV);
- Ogni decadimento di un mesone B ha almeno una particella con alto impulso (totale e trasverso) e IP nello stato finale.

2.5.3 High Level Trigger 2

L'ultimo stadio del trigger di alto livello diminuisce la frequenza di acquisizione dei dati a 2 kHz, valore a cui è possibile scrivere i dati in maniera permanente per analisi successive. HLT2 filtra i dati analizzando le cosiddette *linee topologiche* del decadimento.

Per prima cosa, si seleziona un insieme di tracce che soddisfano determinati requisiti di qualità della ricostruzione e di parametro d'impatto. Dopodiché si combinano due di esse a formare un oggetto a due corpi con il vincolo che la loro *Distance Of Closest Approach* (DOCA) sia sufficientemente piccola. Con lo stesso requisito si possono poi aggiungere fino a 2 ulteriori tracce, generando oggetti a 3 o 4 corpi.

Oltre alla richiesta di prossimità delle tracce, viene aggiunto un taglio sulla massa invariante e l'impulso trasverso dell'oggetto a n corpi. Infine, viene compiuta una selezione multivariata per decidere se un candidato può essere accettato oppure no. Questo approccio permette di ricostruire con accuratezza le tracce del decadimento di un mesone B .

Capitolo 3

Misura della violazione di CP

In questo capitolo si presentano i risultati dell'analisi per la misura della violazione diretta della simmetria CP nei decadimenti $D^0 \rightarrow K^+K^-$ e $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

3.1 Metodo e formalismo

Come spiegato nella sezione 1.4.1, la asimmetria CP integrata nel tempo per un mesone D^0 o \bar{D}^0 che decade in uno stato f o \bar{f} è data da

$$A_{CP} = \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow f) - \Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(D^0 \rightarrow f) + \Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow \bar{f})}. \quad (3.1)$$

Per estrarre questa grandezza dai dati sperimentali occorre considerare altre quantità, in particolare la asimmetria grezza integrata nel tempo ricavata dai dati [16],

$$A_{\text{raw}} = \frac{N(D^0 \rightarrow f) - N(\bar{D}^0 \rightarrow \bar{f})}{N(D^0 \rightarrow f) + N(\bar{D}^0 \rightarrow \bar{f})}, \quad (3.2)$$

dove N rappresenta il numero di eventi di segnale osservati per il dato decadimento. Lo stato finale f nel caso presente corrisponde ad un autostato di CP K^+K^- o $\pi^+\pi^-$.

I mesoni D^0 e \bar{D}^0 sono selezionati tramite il decadimento semileptonico del mesone B in $D\mu X$, dove X rappresenta una o più particelle che non vengono ricostruite (ad esempio il neutrino muonico). Poichè il mesone D^0 viene prodotto assieme ad un muone carico negativo e il mesone \bar{D}^0 assieme ad un muone carico positivo, si può determinare il sapore iniziale del mesone D misurando la carica del muone associato. In tal caso la asimmetria grezza diventa

$$A_{\text{raw}} = \frac{N^-(f) - N^+(\bar{f})}{N^-(f) + N^+(\bar{f})}, \quad (3.3)$$

con N^+ (N^-) ad indicare il numero di mesoni candidati ricostruiti associati ad un muone positivo (negativo).

La asimmetria grezza è approssimativamente uguale alla somma di contributi dovuti, oltre alla violazione intrinseca della simmetria insita nel decadimento, alla asimmetria di rivelazione da parte del detector e alla asimmetria di produzione di mesoni B :

$$A_{\text{raw}} \approx A_{CP} + A_{\text{riv}}(\mu) + A_{\text{prod}}(B). \quad (3.4)$$

Gli ultimi due termini dell'equazione sopra si possono definire come

$$A_{\text{riv}}(\mu) = \frac{\varepsilon(\mu^-) - \varepsilon(\mu^+)}{\varepsilon(\mu^-) + \varepsilon(\mu^+)}, \quad (3.5)$$

$$A_{\text{prod}}(B) = \frac{P(\overline{B}) - P(B)}{P(B) + P(\overline{B})}, \quad (3.6)$$

in cui ε rappresenta l'efficienza di rivelazione per un muone carico positivo o negativo, e P la probabilità di produrre un mesone B o \overline{B} (e di conseguenza un mesone D^0 o \overline{D}^0). Poiché le asimmetrie di rivelazione e produzione e ΔA_{CP} sono dell'ordine dell'1%, l'approssimazione (3.4) è esatta a meno di correzioni dell'ordine di 10^{-6} .

Facendo la differenza tra le asimmetrie grezze nei due canali K^+K^- e $\pi^+\pi^-$ le asimmetrie di rivelazione e produzione si cancellano quasi completamente e si ottiene una misura molto affidabile della asimmetria CP :

$$\begin{aligned} \Delta A_{CP} &= A_{\text{raw}}(K^+K^-) - A_{\text{raw}}(\pi^+\pi^-) \\ &\approx A_{CP}(K^+K^-) - A_{CP}(\pi^+\pi^-). \end{aligned} \quad (3.7)$$

Affinchè tale cancellazione sia più completa possibile, occorre che le distribuzioni cinematiche dei due canali siano identiche; per questo i campioni di dati del canale K^+K^- sono stati ripesati in modo che le sue distribuzioni cinematiche fossero uguali a quelle dei campioni del canale $\pi^+\pi^-$.

Misure di ΔA_{CP} sono state compiute dalle collaborazioni Belle, BaBar, CDF e LHCb [17–21]; i rispettivi risultati sono riportati in Tabella 3.1. Tutti le misure sono compatibili con l'ipotesi di assenza di violazione di CP nel settore del quark *charm*.

Poichè la geometria del magnete del rivelatore causa una asimmetria di rivelazione tra particelle cariche positive e particelle cariche negative, la grandezza A_{riv} (e dunque A_{raw}) assume valori differenti a seconda della polarità del magnete. Per questo motivo vengono compiute delle misure separate di A_{raw} per ciascuna configurazione possibile, *up* e *down*.

I corrispondenti valori per i due canali vengono sottratti a formare ΔA_{CP}^{\uparrow} e $\Delta A_{CP}^{\downarrow}$, dei quali viene poi fatta la media pesata, in modo da combinare entrambi i campioni di dati.

Tabella 3.1: Valori di ΔA_{CP} misurati dalle collaborazioni Belle, BaBar, CDF e LHCb. Le misure riportate da LHCb¹ e LHCb² differiscono per il metodo di selezione dei mesoni D : entrambe le analisi hanno utilizzato dati da eventi di collisioni p - p ad una energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 7 + 8$ TeV corrispondenti ad una luminosità integrata di 3 fb^{-1} , ma la prima ha usato il decadimento della risonanza D^* proveniente dal vertice primario di interazione in $D\pi$, mentre la seconda il decadimento semileptonico del mesone B (lo stesso di questa tesi).

Collaborazione	$\Delta A_{CP} \times 10^2$
Belle	$-0.86 \pm 0.60(\text{stat}) \pm 0.07(\text{syst})$
BaBar	$+0.24 \pm 0.62(\text{stat}) \pm 0.26(\text{syst})$
CDF	$-0.62 \pm 0.21(\text{stat}) \pm 0.10(\text{syst})$
LHCb ¹	$-0.10 \pm 0.08(\text{stat}) \pm 0.03(\text{syst})$
LHCb ²	$+0.14 \pm 0.16(\text{stat}) \pm 0.08(\text{syst})$

3.2 Il modello di fit

I dati utilizzati per compiere la misura sono derivati da eventi di collisione protone-protone raccolti da LHCb nel 2016 ad un'energia nel centro di massa di $\sqrt{s} = 13$ TeV, corrispondenti ad una luminosità integrata di 1.6 fb^{-1} .

L'osservabile scelto per ottenere il valore di A_{raw} è la massa invariante dei due candidati K^+K^- o $\pi^+\pi^-$ ricostruiti, che chiameremo m . Il numero totale di eventi osservati¹ N^\pm sarà allora pari alla somma degli eventi di segnale e di fondo N_{sig}^\pm (rilevanti per la misura di A_{raw}) e N_{back}^\pm , ottenuti adattando una funzione di densità di probabilità ai dati con un fit di χ^2 binnato compiuto simultaneamente sui due campioni separati in base alla carica del muone.

Le due distribuzioni utilizzate per i campioni di dati con il muone carico positivo e negativo, rispettivamente, sono date da

$$f^+(m, \mathbf{p}^+) = N_{\text{sig}}^+ S^+(m, \mathbf{p}_{\text{sig}}^+) + N_{\text{back}}^+ B^+(m, \mathbf{p}_{\text{back}}^+), \quad (3.8)$$

$$f^-(m, \mathbf{p}^-) = N_{\text{sig}}^- S^-(m, \mathbf{p}_{\text{sig}}^-) + N_{\text{back}}^- B^-(m, \mathbf{p}_{\text{back}}^-), \quad (3.9)$$

dove $\mathbf{p}^\pm = \mathbf{p}_{\text{sig}}^\pm + \mathbf{p}_{\text{back}}^\pm$ indica il vettore di parametri da cui ciascuna distribuzione dipende, mentre S e B sono le distribuzioni che modellizzano il segnale ed il fondo. Questo modello è lo stesso per i due canali di decadimento, ma per alcuni parametri l'intervallo di valori permessi varia da un canale all'altro, come verrà spiegato più avanti.

¹Il simbolo \pm ad apice, qui e nel seguito, indica la separazione del campione di dati in due parti, una relativa ad eventi con il muone carico positivo e l'altra relativa ad eventi con il muone carico negativo.

3.2.1 Segnale

Il numero di eventi di segnale per ogni tag del muone è parametrizzato dal valore di asimmetria $A_{\text{raw}}^{\text{sig}}$ secondo

$$N_{\text{sig}}^{\pm} = N_{\text{sig}} \frac{1 \mp A_{\text{raw}}^{\text{sig}}}{2}, \quad (3.10)$$

con $N_{\text{sig}} = N_{\text{sig}}^{+} + N_{\text{sig}}^{-}$. $A_{\text{raw}}^{\text{sig}}$ corrisponde alla grandezza A_{raw} presentata nell'equazione (3.2).

La funzione che modella la componente di segnale è data dalla convoluzione

$$S^{\pm}(m) = \int_0^{\infty} (m')^s G^{\pm}(m + m') dm', \quad (3.11)$$

in cui G è la somma di due gaussiane con la stessa media μ_{sig}^{\pm} e diverse deviazioni standard $\sigma_{1,\text{sig}}^{\pm}$ e $\sigma_{2,\text{sig}}^{\pm}$:

$$G^{\pm}(m) = f \text{Gaus}(m; \mu_{\text{sig}}^{\pm}, \sigma_{1,\text{sig}}^{\pm}) + (1 - f) \text{Gaus}(m; \mu_{\text{sig}}^{\pm}, \sigma_{2,\text{sig}}^{\pm}), \quad (3.12)$$

con f frazione di miscelamento delle due gaussiane. Le larghezze della componente negativa sono date da

$$\sigma_{1,\text{sig}}^{-} = c\sigma_{1,\text{sig}}^{+}, \quad (3.13)$$

$$\sigma_{2,\text{sig}}^{-} = c\sigma_{2,\text{sig}}^{+}, \quad (3.14)$$

ossia le larghezze della componente positiva moltiplicate per una stessa costante c .

La quantità s parametrizza una coda dovuta alla cosiddetta *radiazione QED dello stato finale* (FSR), e può assumere solo valori prossimi a -1 .

3.2.2 Fondo

La componente di fondo dei dati si può dividere in due contributi: il cosiddetto *fondo combinatorio* B_{comb} e la componente detta *di reflection* B_{ref} . Quest'ultima componente è causata da una errata identificazione dei mesoni nello stato finale, che genera una massa invariante sbagliata; la sorgente principale di questo fondo è il decadimento $D^0 \rightarrow K^{-}\pi^{+}$. Gli eventi totali di fondo N_{back}^{\pm} saranno perciò divisi in due parti, N_{comb}^{\pm} e N_{ref}^{\pm} .

Fondo combinatorio

Il fondo combinatorio è dovuto al conteggio di eventi con tracce compatibili con le richieste di selezione, ma che tuttavia non fanno parte della stessa catena di decadimenti (ad esempio una coppia $K^{+}K^{-}$ con un muone non proveniente dal decadimento di un mesone B).

Per questa componente è definita una asimmetria $A_{\text{raw}}^{\text{comb}}$ tale che il numero di eventi attribuibili ad essa siano

$$N_{\text{comb}}^{\pm} = N_{\text{comb}} \frac{1 \mp A_{\text{raw}}^{\text{comb}}}{2}, \quad (3.15)$$

con $N_{\text{comb}} = N_{\text{comb}}^{+} + N_{\text{comb}}^{-}$. La funzione di densità di probabilità usata per modellizzare questa componente è

$$B_{\text{comb}}^{\pm}(m) = \exp(a^{\pm}m), \quad (3.16)$$

dipendente da due parametri negativi a^{\pm} .

Fondo di reflection

La componente di fondo di reflection si presenta per masse inferiori al picco di segnale nel canale $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e per masse superiori al picco di segnale nel canale $D^0 \rightarrow K^+K^-$.

Anche questa componente avrà una asimmetria $A_{\text{raw}}^{\text{ref}}$, per cui gli eventi di fondo dovuti a reflection saranno

$$N_{\text{ref}}^{\pm} = N_{\text{ref}} \frac{1 \mp A_{\text{raw}}^{\text{ref}}}{2}, \quad (3.17)$$

con $N_{\text{ref}} = N_{\text{ref}}^{+} + N_{\text{ref}}^{-}$. Questa componente si descrive con una gaussiana per ciascun tag del muone,

$$B_{\text{ref}}^{\pm}(m) = \text{Gaus}(m; \mu_{\text{ref}}^{\pm}, \sigma_{\text{ref}}^{\pm}), \quad (3.18)$$

dipendente dai 4 parametri $\mu_{\text{ref}}^{\pm}, \sigma_{\text{ref}}^{\pm}$.

In conclusione, il modello di fit complessivo sarà dato da

$$f^{\pm}(m; \mathbf{p}) = N_{\text{sig}}^{\pm} S^{\pm}(m) + N_{\text{comb}}^{\pm} B_{\text{comb}}^{\pm}(m) + N_{\text{ref}}^{\pm} B_{\text{ref}}^{\pm}(m), \quad (3.19)$$

con la condizione di normalizzazione $N_{\text{sig}}^{\pm} + N_{\text{comb}}^{\pm} + N_{\text{ref}}^{\pm} = N^{\pm}$.

L'intero modello, includendo gli eventi con il muone taggato positivo e gli eventi con il muone taggato negativo, dipende da 19 parametri.

3.3 Risultati della misura

3.3.1 Nota sui risultati presentati

È necessario fare un appunto sui valori che verranno presentati nel seguito: i risultati numerici dei valori di A_{raw} , e di tutte le grandezze da essa derivate (cioè ΔA_{CP}), non

corrispondono ai valori reali, ma ai valori veri a cui è stato aggiunto un numero casuale sconosciuto compreso tra -5% e 5% , diverso tra i due canali. Questa procedura, che prende il nome di *blinding* dei parametri, viene impiegata dalla collaborazione LHCb per evitare che la conoscenza del risultato influenzi lo sperimentatore nel corso della misura.

In questa tesi i valori veri saranno sempre mascherati in quanto è ancora in corso d'opera la stesura di una pubblicazione a nome della collaborazione LHCb sulla presente analisi, e non è permesso divulgare i valori ufficiali delle grandezze di interesse.

3.3.2 Estrazione delle asimmetrie grezze

In Figura 3.1 e 3.2 si riportano i grafici dei fit alle distribuzioni della massa invariante nei due canali di decadimento e nelle due polarità del magnete.

Per il canale $\pi^+\pi^-$ il fit è compiuto nella regione di massa invariante $1790 - 1940$ MeV, mentre per il canale K^+K^- il campione di dati è stato ristretto alla regione $1820 - 1940$ MeV, per eliminare contributi di fondo difficili da modellizzare, come ad esempio i decadimenti a tre corpi del mesone D . Entrambe le distribuzioni sono state divise in 500 bin.

Sotto ad ogni grafico è mostrata la distribuzione delle *pull*, definite, per ciascun bin, come la differenza tra il valore atteso (ottenuto dal fit) e il valore osservato, diviso per l'incertezza del bin.

Tabella 3.2: Tabella con i valori di A_{raw} ottenuti dal fit dei dati e relative ΔA_{CP} .

Polarità del magnete	$A_{\text{raw}}(K^+K^-) \times 10^2$	$A_{\text{raw}}(\pi^+\pi^-) \times 10^2$	$\Delta A_{CP} \times 10^2$
Up	1.95 ± 0.10	1.64 ± 0.19	0.31 ± 0.21
Down	2.41 ± 0.11	2.01 ± 0.21	0.40 ± 0.24

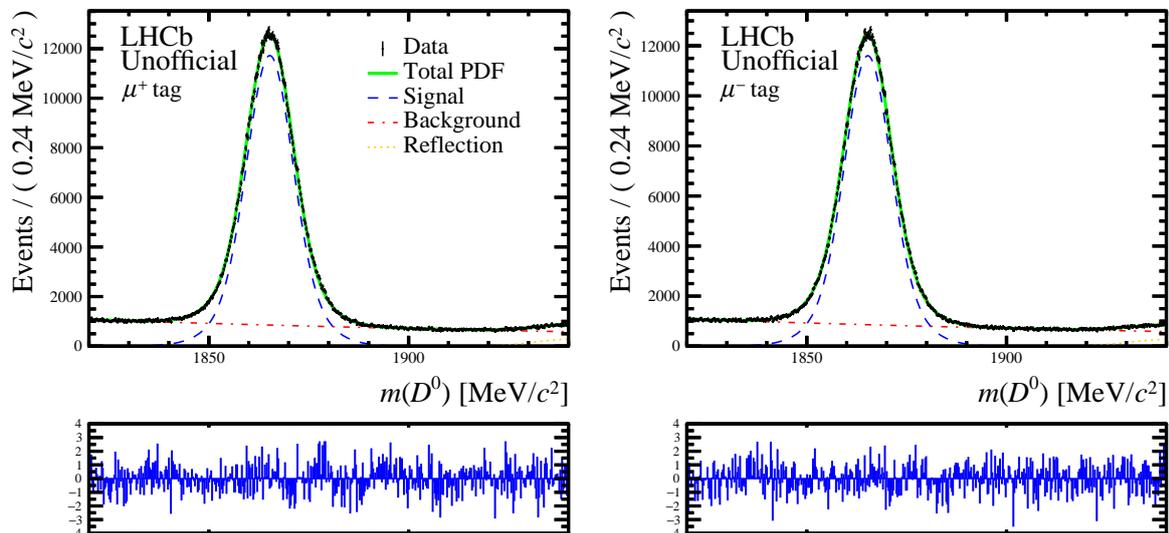
In Tabella 3.2 sono riportati i valori di A_{raw} estratti dai dati, assieme alle differenze tra le asimmetrie nei due canali relative a ciascuna polarità del magnete. La media pesata dei due valori di ΔA_{CP} fornisce un risultato finale di

$$\Delta A_{CP} = (0.35 \pm 0.16) \times 10^{-2},$$

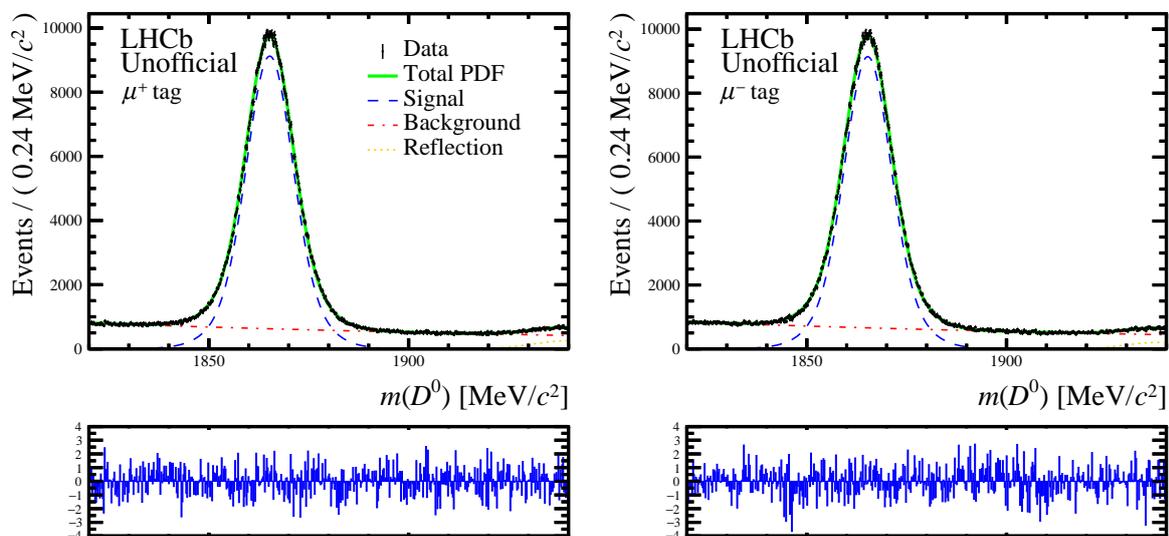
dove l'incertezza è solo statistica.

Nel corso di questa tesi non si è compiuto uno studio degli effetti sistematici; tuttavia il gruppo LHCb di Bologna presso cui ho svolto il lavoro sta portando avanti una analisi completa della misura, e i risultati preliminari della valutazione delle incertezze sistematiche riportano un valore di 0.08×10^{-2} .

Tale misura migliora il precedente risultato di LHCb. Il valore ottenuto selezionando i mesoni D provenienti dalla risonanza D^* (voce LHCb¹ in Tabella 3.1) ha una precisione maggiore rispetto a quella che si ottiene mediante il decadimento semileptonico. La nuova

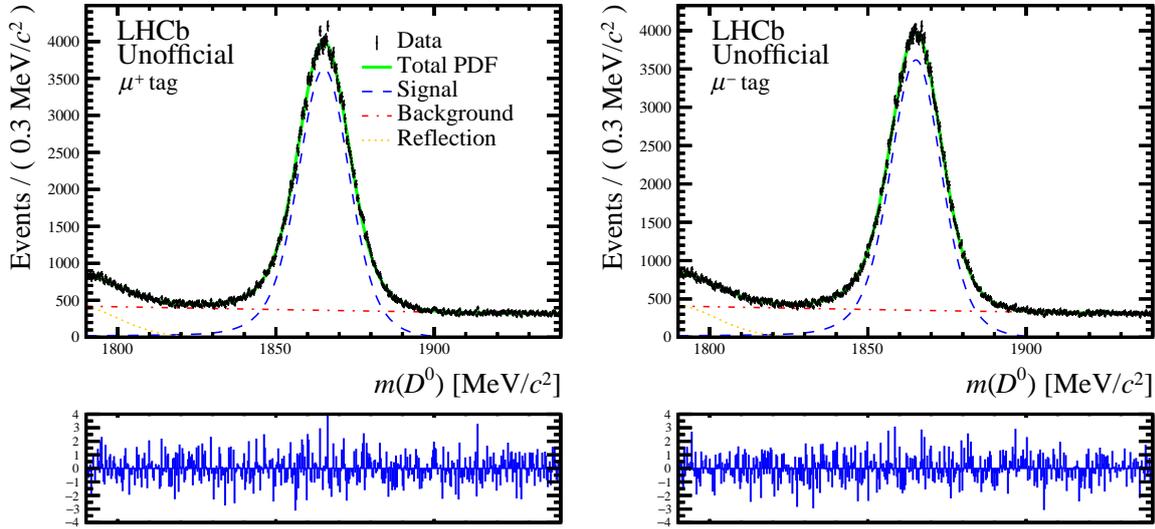


(a) $D^0 \rightarrow K^+K^-$, magnete con polarit  up.

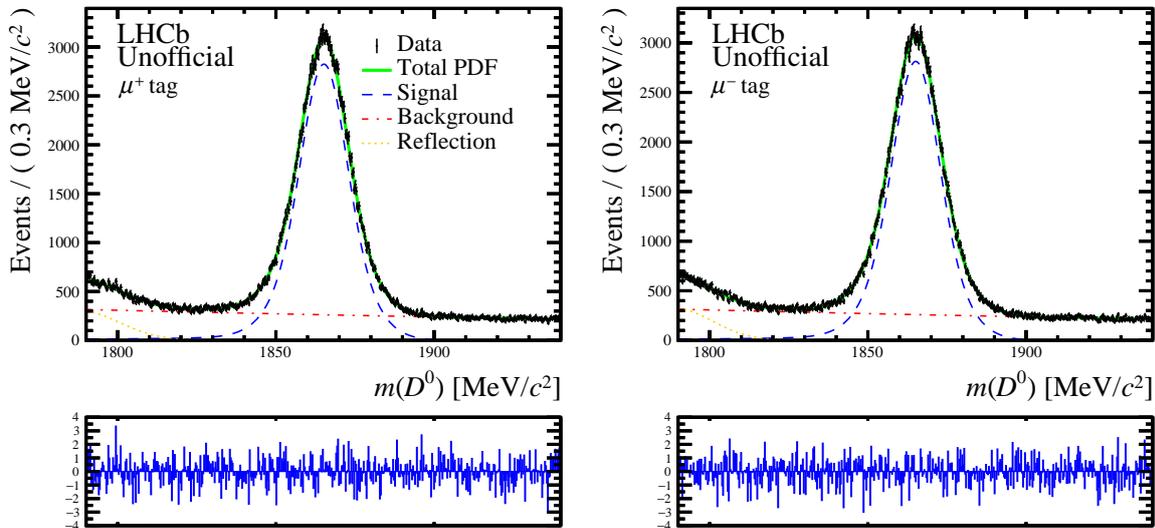


(b) $D^0 \rightarrow K^+K^-$, magnete con polarit  down.

Figura 3.1: Grafici delle distribuzioni di massa invariante per il canale K^+K^- . In alto la polarit  up, in basso la polarit  down. I grafici di destra e di sinistra rappresentano rispettivamente il campione di dati contenenti un muone carico positivo e negativo.



(a) $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, magnete con polarità *up*.



(b) $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, magnete con polarità *down*.

Figura 3.2: Grafici delle distribuzioni di massa invariante per il canale $\pi^+\pi^-$. In alto la polarità *up*, in basso la polarità *down*. I grafici di destra e di sinistra rappresentano rispettivamente il campione di dati contenenti un muone carico positivo e negativo.

misura con un campione di dati più recente (da parte del gruppo LHCb di Bologna di cui sopra) raggiungerà una precisione dell'ordine di 0.06×10^{-2} .

3.4 Verifiche di consistenza

La definizione di A_{raw} data in (3.2) non assicura che tale grandezza sia indipendente dalla cinematica del decadimento del mesone B , per cui è possibile avere una qualche dipendenza dalle variabili che saranno introdotte a breve. Al contrario, facendo la differenza tra le asimmetrie grezze a formare ΔA_{CP} come in (3.7) si ottiene una grandezza che non dipende dalla cinematica del decadimento. Sono state quindi studiate A_{raw} e ΔA_{CP} in bin di diverse variabili cinematiche, per verificare che, mentre la prima presenta una dipendenza da esse, la seconda risulta avere un andamento piatto.

Le variabili scelte per compiere questo studio sono:

- La pseudorapidità² η ;
- L'impulso P ;
- L'impulso trasverso P_T ;
- La variabile angolare azimutale ϕ ;

sono state usate tali variabili relative sia al mesone D che al muone associato, per un totale di 8 variabili di controllo. La misura viene fatta per ognuna delle due polarità del magnete.

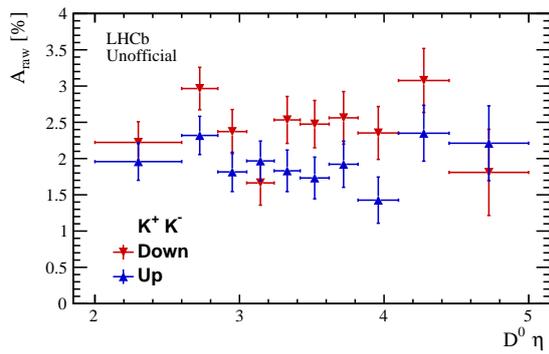
Per compiere questa verifica si sono divisi gli intervalli di valori permessi per ciascuna variabile in 10 bin, in modo che ciascuno di essi contenesse approssimativamente lo stesso numero di eventi, e si è fatta una misura di A_{raw} (e in seguito di ΔA_{CP}) sul campione di dati ridotto dalla condizione che la variabile cinematica assumesse valori entro quel bin. Il primo e l'ultimo bin di ogni grafico contengono anche gli estremi dei rispettivi domini di esistenza della variabile cinematica.

È stato realizzato uno studio con lo scopo di quantificare l'accordo statistico con l'ipotesi di nessuna dipendenza da ogni variabile per le distribuzioni di ΔA_{CP} . Dallo studio è emerso che tutti gli andamenti di ΔA_{CP} in funzione delle variabili cinematiche sono compatibili con una distribuzione uniforme, come atteso.

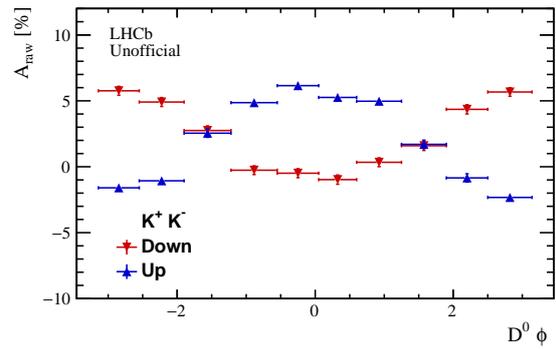
3.4.1 Valori di A_{raw} in funzione delle variabili cinematiche

Nelle Figure da 3.3 a 3.6 sono riportate le distribuzioni di A_{raw} in funzione delle 8 variabili cinematiche. È evidente la dipendenza di questa grandezza dalle variabili in questione.

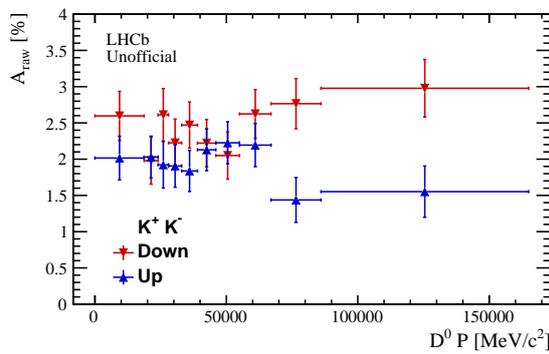
²La pseudorapidità η è definita come $-\log(\tan \frac{\theta}{2})$, dove θ è l'angolo polare rispetto alla direzione di propagazione dei fasci. La regione di accettazione del detector LHCb in funzione di questa variabile è $1.6 < \eta < 4.9$.



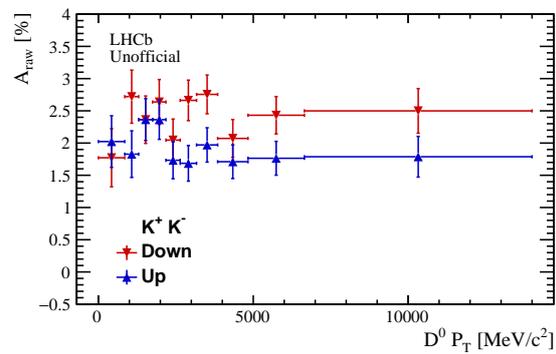
(a) Pseudorapidità



(b) Angolo azimutale

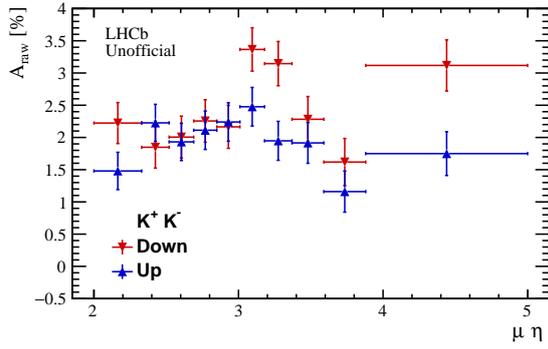


(c) Impulso

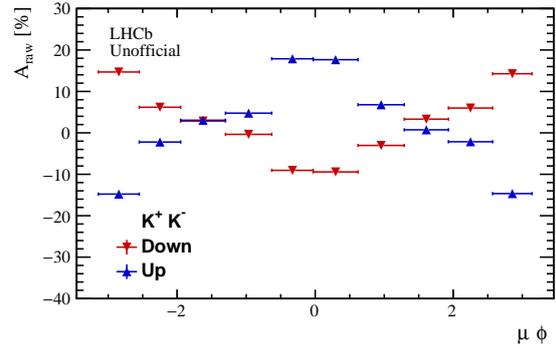


(d) Impulso trasverso

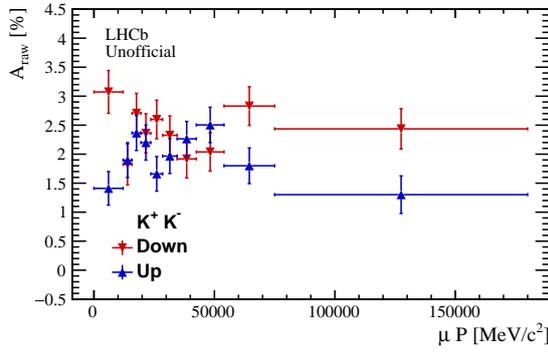
Figura 3.3: Distribuzioni di A_{raw} in funzione della cinematica del D^0 nel canale K^+K^- , per entrambe le polarità del magnete (Up in blu, $Down$ in rosso).



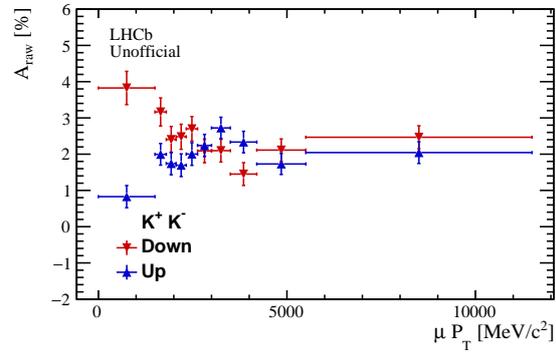
(a) Pseudorapidità



(b) Angolo azimutale

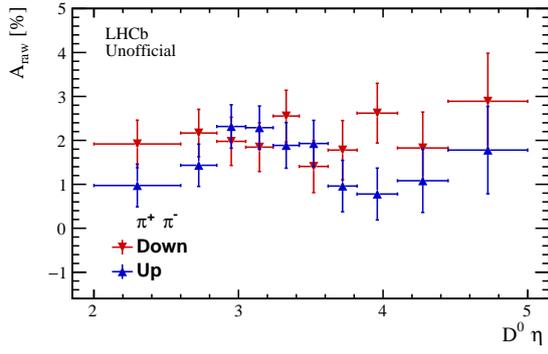


(c) Impulso

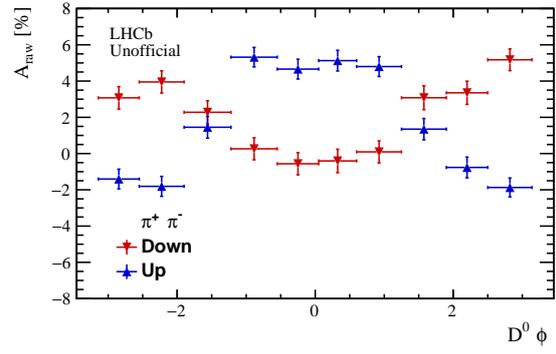


(d) Impulso trasverso

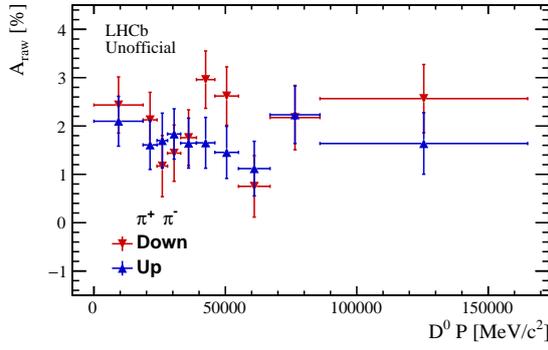
Figura 3.4: Distribuzioni di A_{raw} in funzione della cinematica del muone nel canale K^+K^- , per entrambe le polarità del magnete (Up in blu, $Down$ in rosso).



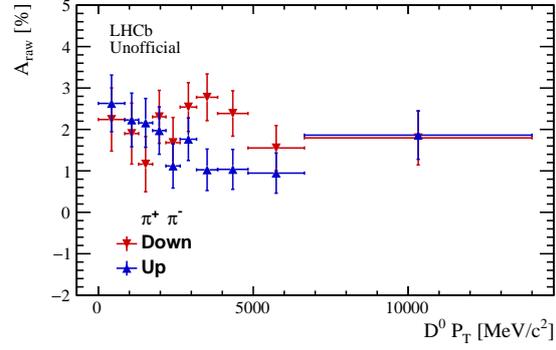
(a) Pseudorapidità



(b) Angolo azimutale

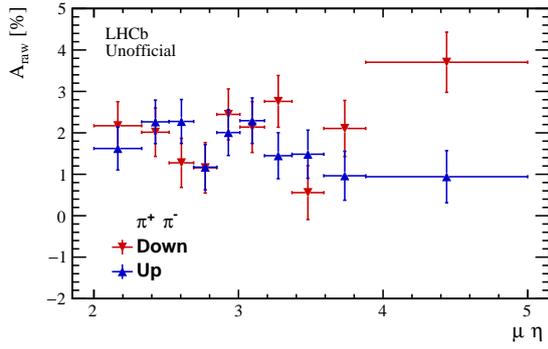


(c) Impulso

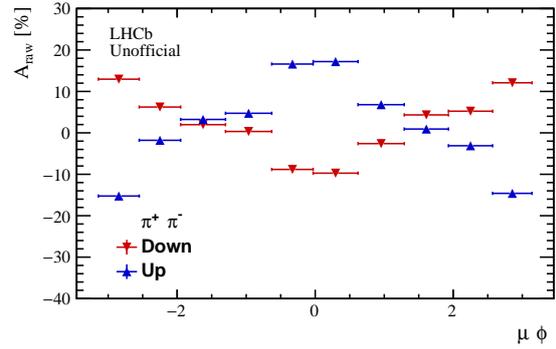


(d) Impulso trasverso

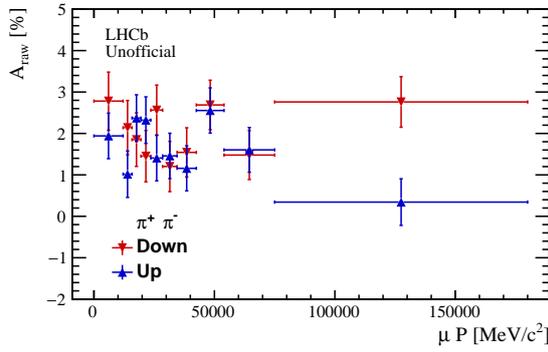
Figura 3.5: Distribuzioni di A_{raw} in funzione della cinematica del D^0 nel canale $\pi^+\pi^-$, per entrambe le polarità del magnete (Up in blu, $Down$ in rosso).



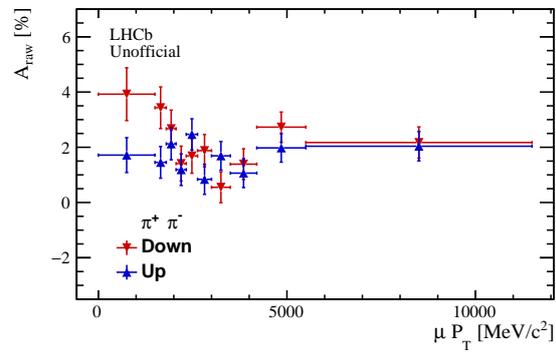
(a) Pseudorapidità



(b) Angolo azimutale



(c) Impulso



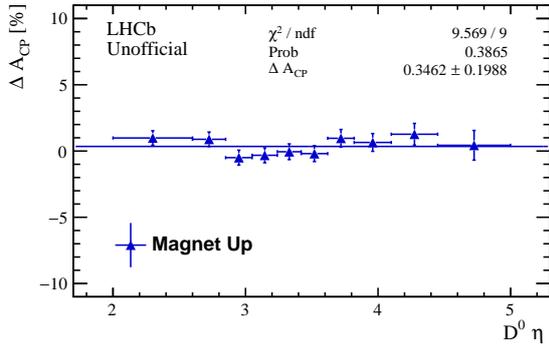
(d) Impulso trasverso

Figura 3.6: Distribuzioni di A_{raw} in funzione della cinematica del muone nel canale $\pi^+\pi^-$, per entrambe le polarità del magnete (Up in blu, $Down$ in rosso).

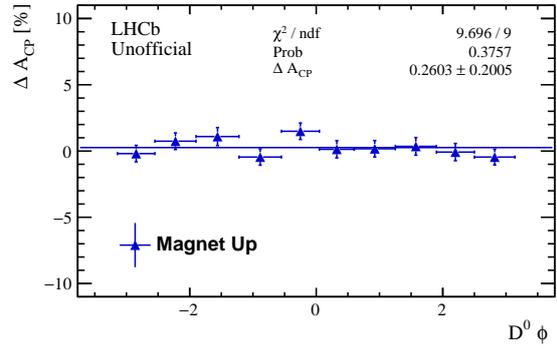
3.4.2 Valori di ΔA_{CP} in funzione delle variabili cinematiche

Nelle Figure da 3.7 a 3.10 sono riportate le distribuzioni di ΔA_{CP} in funzione delle 8 variabili cinematiche. Si nota che compiendo la differenza tra le asimmetrie nei due canali si ottiene una grandezza pressoché indipendente dalla cinematica.

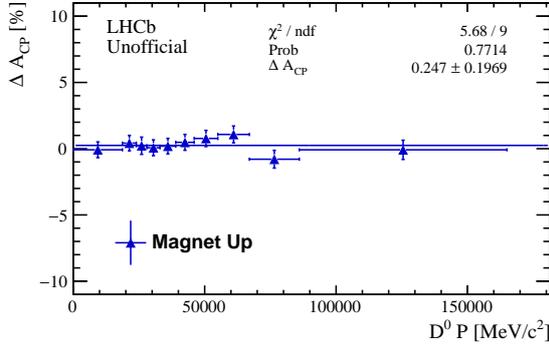
Ad ogni grafico è sovrapposto un fit con una costante per quantificare l'accordo statistico con l'ipotesi di indipendenza da ciascuna variabile, assieme al χ^2 e al valore centrale.



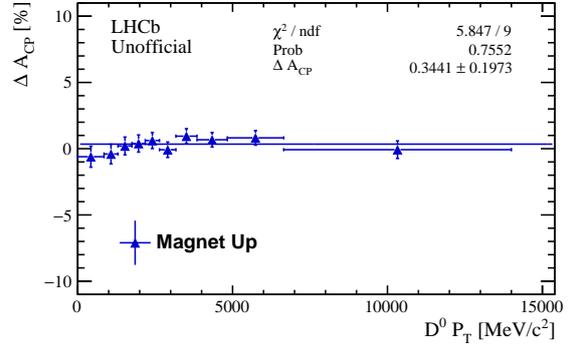
(a) Pseudorapidità, magnete Up



(b) Angolo azimutale, magnete Up

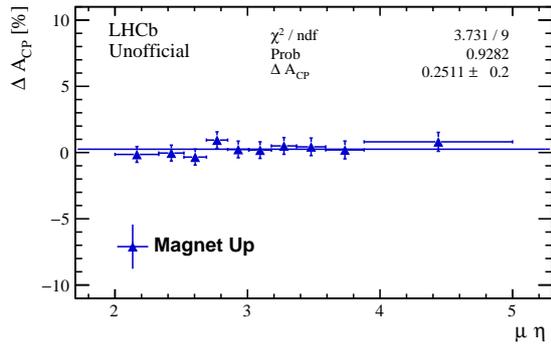


(c) Impulso, magnete Up

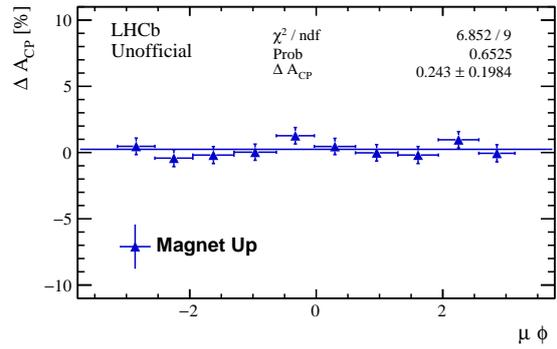


(d) Impulso trasverso, magnete Up

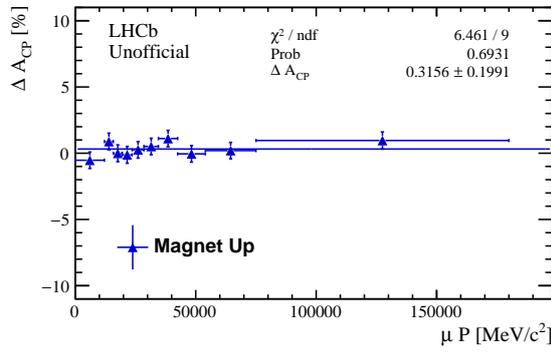
Figura 3.7: Distribuzioni di ΔA_{CP} in funzione della cinematica del D^0 per la polarità Up



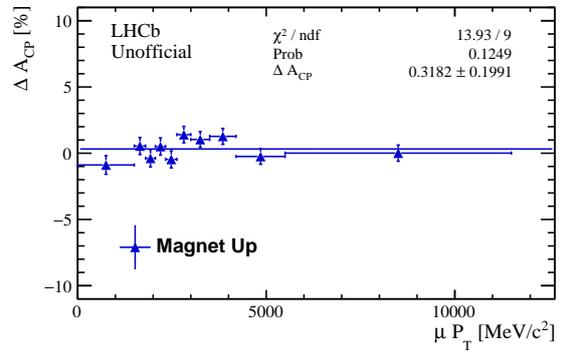
(a) Pseudorapidità, magnete Up



(b) Angolo azimutale, magnete Up

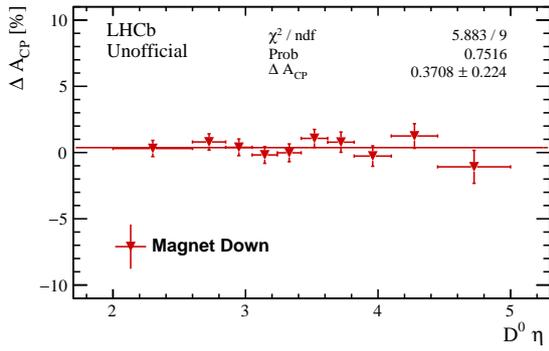


(c) Impulso, magnete Up

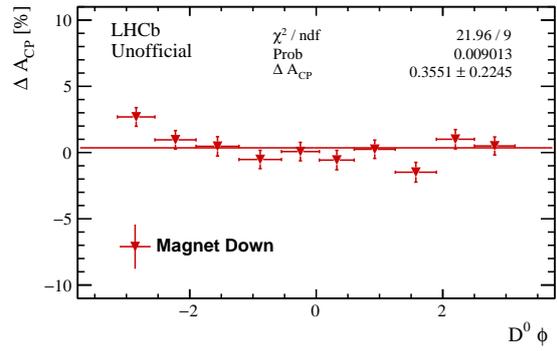


(d) Impulso trasverso, magnete Up

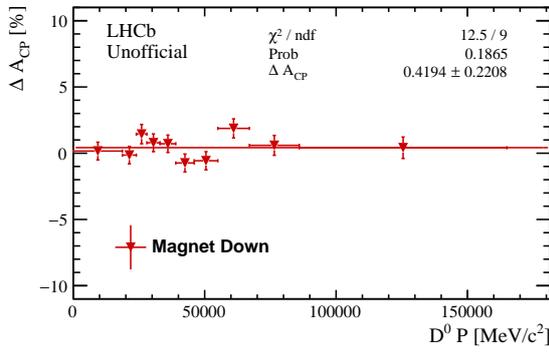
Figura 3.8: Distribuzioni di ΔA_{CP} in funzione della cinematica del muone per la polarità Up



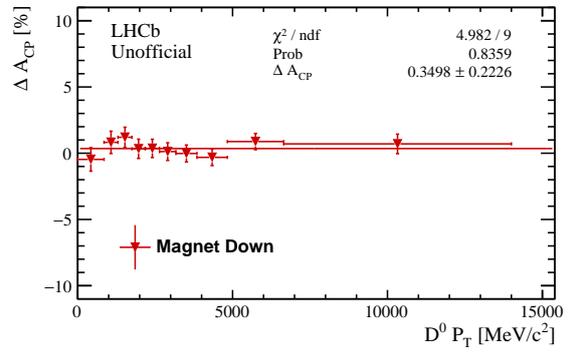
(a) Pseudorapidità, magnete *Down*



(b) Angolo azimutale, magnete *Down*

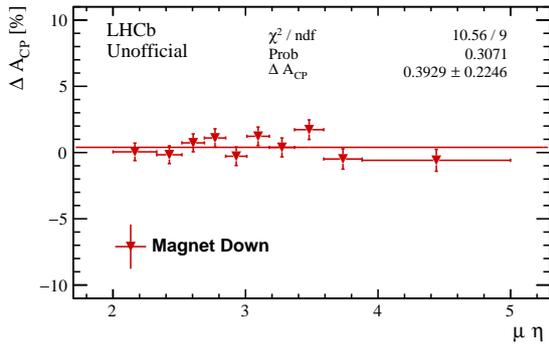


(c) Impulso, magnete *Down*

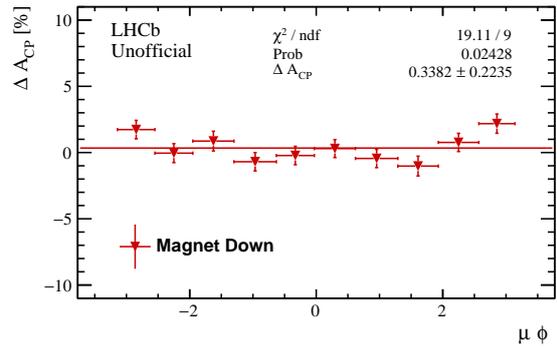


(d) Impulso trasverso, magnete *Down*

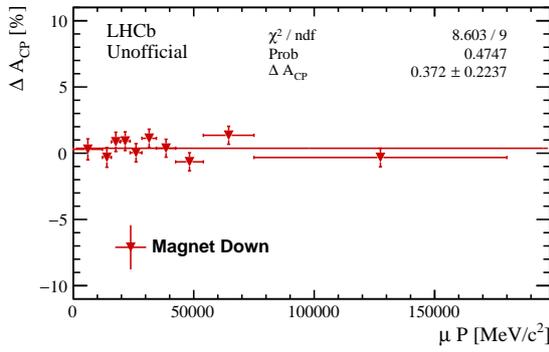
Figura 3.9: Distribuzioni di ΔA_{CP} in funzione della cinematica del D^0 per la polarità *Down*



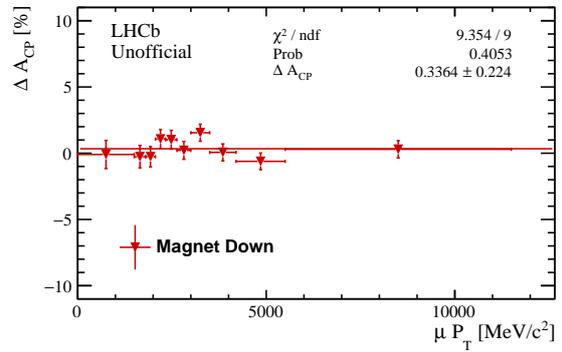
(a) Pseudorapidità, magnete *Down*



(b) Angolo azimutale, magnete *Down*



(c) Impulso, magnete *Down*



(d) Impulso trasverso, magnete *Down*

Figura 3.10: Distribuzioni di ΔA_{CP} in funzione della cinematica del muone per la polarità *Down*

Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stata presentata una misura della entità della violazione di CP nel settore del quark *charm*, in particolare nei decadimenti $D^0 \rightarrow K^+K^-$ e $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Per fare ciò è stato compiuto un fit alle distribuzioni di massa invariante dei due mesoni nello stato finale, per estrarre le asimmetrie grezze tra i dati relativi ai mesoni D^0 e \bar{D}^0 . Il sapore iniziale del mesone D è stato determinato osservando la carica del muone associato proveniente dal decadimento inclusivo del mesone B in $D\mu X$.

Le asimmetrie tra i due canali sono poi state sottratte, per eliminare i contributi dovuti alle asimmetrie di rivelazione e produzione, ottenendo un valore di

$$\Delta A_{CP} = A_{\text{raw}}(K^+K^-) - A_{\text{raw}}(\pi^+\pi^-) = (0.35 \pm 0.16) \times 10^{-2}.$$

Il risultato non corrisponde al valore vero estratto dalla misura, ma al valore *blind*, cioè mascherato da un fattore casuale compreso tra -5% e $+5\%$ in modo da impedire che la conoscenza del risultato esatto influenzi lo sperimentatore; è stato necessario occultare il valore vero in quanto al momento della scrittura di questa tesi è in corso la stesura di una pubblicazione ufficiale da parte della collaborazione LHCb, e di conseguenza non è permesso divulgare risultati ufficiali.

Per testare la validità del risultato ottenuto, è stato compiuto uno studio dell'andamento delle grandezze misurate in funzione di 8 variabili cinematiche. Si è osservato che A_{raw} mostra una qualche dipendenza in funzione della cinematica del decadimento, dovuta al contributo della asimmetria di rivelazione del muone, come detto. Sottraendo le asimmetrie grezze tra i canali K^+K^- e $\pi^+\pi^-$, invece, le asimmetrie dipendenti dalla cinematica si cancellano completamente, e ΔA_{CP} è indipendente dalla cinematica dei decadimenti. Un ulteriore studio ha permesso di verificare che le distribuzioni di ΔA_{CP} sono compatibili con una distribuzione uniforme in funzione di ogni variabile cinematica utilizzata.

Misure di questo tipo sono di primaria importanza per cercare di comprendere la differenza tra la materia e l'antimateria e sottoporre a verifica le previsioni del Modello Standard. Inoltre tali processi sono un interessante oggetto di studio per la ricerca di evidenze di Nuova Fisica.

L'esperimento LHCb ha fornito importanti risultati in vari ambiti della fisica del sapore, presentando le misure più precise mai ottenute da un singolo esperimento. Con

l'aggiornamento del detector, programmato per il 2018 [22], si prevede di aumentare la luminosità istantanea a circa $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, e di raccogliere dati fino ad una luminosità integrata di 50 fb^{-1} nel corso di 5 anni.

Per ottenere questi miglioramenti si punta ad eliminare la fase *offline* del trigger per ridurre il tempo necessario a acquisire i dati provenienti dai vari sottodetector, e ad aggiornare il sistema tracciante e i rivelatori Cherenkov con componenti più performanti. L'aspettativa è di ottenere un aumento del numero di eventi di segnale nei canali adronici di un fattore 20 rispetto alla produzione attuale.

Bibliografia

- [1] S. Braibant, G. Giacomelli e M. Spurio. *Particelle e interazioni fondamentali*. 2^a ed. Springer-Verlag, 2012.
- [2] N. Cabibbo. «Unitary Symmetry and Leptonic Decays». In: *Phys. Rev. Lett.* 10 (12 giu. 1963), pp. 531–533.
- [3] M. Kobayashi e T. Maskawa. «CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction». In: *Progress of Theoretical Physics* 49.2 (1973), pp. 652–657.
- [4] L. Wolfenstein. «Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix». In: *Phys. Rev. Lett.* 51 (21 nov. 1983), pp. 1945–1947.
- [5] M. Bargiotti, A. Bertin et al. «Present knowledge of the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa matrix». In: *Riv. Nuovo Cim.* 23N3 (2000), p. 1. arXiv: hep-ph/0001293.
- [6] C. Patrignani et al. «Review of Particle Physics». In: *Chin. Phys.* C40.10 (2016), p. 100001.
- [7] CKMfitter Group. URL: <http://ckmfitter.in2p3.fr>.
- [8] UTfit Collaboration. URL: <http://www.utfit.org>.
- [9] C. S. Wu, E. Ambler et al. «Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay». In: *Phys. Rev.* 105 (4 feb. 1957), pp. 1413–1415.
- [10] J. H. Christenson, J. W. Cronin et al. «Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson». In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (4 lug. 1964), pp. 138–140.
- [11] Y. Nir. «CP violation in meson decays». In: *High-energy physics. Proceedings, 3rd Latin American CERN-CLAF School, Malargue, Argentina, February 27-March 12, 2005*. 2006, pp. 79–145. arXiv: hep-ph/0510413 [hep-ph].
- [12] Y. Grossman, A. L. Kagan e Y. Nir. «New physics and CP violation in singly Cabibbo suppressed D decays». In: *Phys. Rev. D* 75 (3 feb. 2007), p. 036008.
- [13] Heavy Flavor Averaging Group. URL: <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hflav>.

- [14] The LHCb Collaboration, A. A. Alves Jr. et al. «The LHCb Detector at the LHC». In: *JINST* 3 (2008), S08005.
- [15] The LHCb Collaboration, R. Aaij et al. «LHCb Detector Performance». In: *Int. J. Mod. Phys. A* 30.07 (2015), p. 1530022. arXiv: 1412.6352 [hep-ex].
- [16] The LHCb Collaboration, R. Aaij et al. «Search for direct CP violation in $D^0 \rightarrow h^- h^+$ modes using semileptonic B decays». In: *Phys. Lett.* B723 (2013), pp. 33–43. arXiv: 1303.2614 [hep-ex].
- [17] The Belle Collaboration, M. Staric et al. «Measurement of CP asymmetry in Cabibbo suppressed D^0 decays». In: *Phys. Lett.* B670 (2008), pp. 190–195. arXiv: 0807.0148 [hep-ex].
- [18] The BaBar Collaboration, B. Aubert et al. «Search for CP violation in the decays $D^0 \rightarrow K^- K^+$ and $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$ ». In: *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008), p. 061803. arXiv: 0709.2715 [hep-ex].
- [19] The CDF Collaboration, T. Aaltonen et al. «Measurement of the difference of CP -violating asymmetries in $D^0 \rightarrow K^+ K^-$ and $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ decays at CDF». In: *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012), p. 111801. arXiv: 1207.2158 [hep-ex].
- [20] The LHCb Collaboration, R. Aaij et al. «Measurement of the difference of time-integrated CP asymmetries in $D^0 \rightarrow K^- K^+$ and $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$ decays». In: *Phys. Rev. Lett.* 116.19 (2016), p. 191601. arXiv: 1602.03160 [hep-ex].
- [21] The LHCb Collaboration, R. Aaij et al. «Measurement of CP asymmetry in $D^0 \rightarrow K^- K^+$ and $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$ decays». In: *JHEP* 07 (2014), p. 041. arXiv: 1405.2797 [hep-ex].
- [22] L. Eklund. «The LHCb Upgrade». In: *Proceedings, 11th Conference on the Intersections of Particle and Nuclear Physics (CIPANP 2012): St. Petersburg, Florida, USA, May 29-June 2, 2012*. 2017. arXiv: 1709.04709 [physics.ins-det].