

Università degli studi di Perugia Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali Corso di Laurea Specialistica in Fisica

Tesi di Laurea

Studio dell'effetto della violazione di CP nel tagging del mesone B⁰ con l'esperimento BaBar

Candidato:

Francesco Renga

Relatori:

Prof.ssa Ida M. Peruzzi

Dott. Maurizio Biasini

Anno Accademico 2004-2005

"Droit devant soi, on ne peut pas aller bien loin..."

ANTOINE DE SAINT-EXUPÉRIE

Indice

Introduzione

1	Il q	uadro teorico	1
	1.1	Il Modello Standard	2
	1.2	Matrice CKM e Triangolo di Unitarietà	2
	1.3	Violazione di CP	4
	1.4	Le oscillazioni di <i>sapore</i>	6
	1.5	Violazione di CP nel sistema de i B	8
		1.5.1 Violazione di CP <i>diretta</i> o nel decadimento	9
		1.5.2 Violazione di CP <i>indiretta</i> o nel <i>mixing</i>	10
		1.5.3 Violazione di CP nell'interferenza tra decadimento di-	
		retto e decadimento via <i>mixing</i>	11
2	La	violazione di CP alle B-factory asimmetriche	15
	2.1	Produzione dei mesoni B nell'annichilazione e^+e^-	16
	2.2	Evoluzione temporale di una coppia coerente di mesoni B	17
	2.3	Misura degli angoli del triangolo di unitarietà	20
	2.4	Violazione di CP nei decadimenti utilizzati come $tagging \ \ . \ .$	24
		2.4.1 Impatto della violazione di CP nel lato di tag sulle	
		misure di α e β	33

 \mathbf{V}

		2.4.2 Misura di $\sin(2\beta)$ con $B^0 \to \phi K^0 \in B^0 \to K^+ K^- K^0_S$. 33	3
		2.4.3 Misura di α con $B^0 \rightarrow \rho^+ \rho^-$	3
3	L'es	perimento <i>BaBar</i> 39)
	3.1	PEP-II)
	3.2	Il sistema di riferimento 41	L
	3.3	Il rivelatore di vertice	2
	3.4	La camera a deriva	2
	3.5	Il rivelatore Čerenkov	3
	3.6	Il calorimetro elettromagnetico	5
	3.7	Il magnete	7
	3.8	L'Instrumented Flux Return	7
4	Stra	tegia d'analisi 49)
	4.1	Definizione del campione	L
		4.1.1 Selezione e ricostruzione parziale del decadimento $B^0 \rightarrow$	
		$D^*l\nu$	L
		4.1.2 Algoritmo di $tagging$	2
		4.1.3 Ricostruzione dei vertici di decadimento 53	3
		4.1.4 Composizione del campione	1
		4.1.5 Determinazione dei contributi al fondo	3
	4.2	Procedura di estrazione dei parametri	2
		4.2.1 Segnale	3
		4.2.2 Fondo <i>peaking</i>	7
		4.2.3 Fondo continuo	3
		4.2.4 Fondo combinatorio	3

5	Ver	rifica della strategia d'analisi	73	
	5.1	Fit al segnale	74	
	5.2	Fit al fondo <i>peaking</i>	88	
	5.3	Fit al fondo continuo	88	
	5.4	Test sul fondo combinatorio	89	
	5.5	Fit al Montecarlo globale	92	
	5.6	Fit con asimmetrie di CP non nulle	99	
	5.7	Conclusioni	102	
6	6 Risultati 1			
	6.1	Fit ai dati	106	
	6.2	Incertezze sistematiche	108	
		6.2.1 $$ Sorgenti d'incertezze sistematiche e loro valutazione	108	
	6.3	Risultati	111	
Conclusioni 115				
A Generazione dell'asimmetria di CP nel Montecarlo 119				
Bi	Bibliografia 12			
\mathbf{R}	Ringraziamenti 12			

Introduzione

La violazione della simmetria CP è indubbiamente uno dei fenomeni più interessanti nell'ambito della moderna fisica delle particelle elementari.

Al di là delle note implicazioni cosmologiche (la violazione di CP è un elemento necessario se si vuole spiegare con un modello relativamente semplice, quello di Sakarov [Sak 67], l'asimmetria materia-antimateria oggi osservata nell'universo), essa presenta infatti taluni aspetti che la rendono particolarmente adatta a sondare la validità del *Modello Standard*, la teoria attualmente utilizzata per descrivere le proprietà delle particelle elementari e le loro interazioni. In effetti, la violazione di CP non deriva in maniera più o meno diretta dai principi su cui si basa la teoria stessa, ma viene inclusa in essa a posteriori, per render conto di alcune osservazioni sperimentali. L'effetto rappresenta dunque uno degli anelli deboli del modello: dal suo studio potrebbero emergere le prime inconsistenze tra la teoria ed i risultati sperimentali.

Anche in quest'ottica sono stati realizzati nell'ultimo decennio diversi esperimenti, tra i quali l'esperimento *BaBar*, atti a misurare i parametri da cui dipende la violazione di CP. L'elevato numero di eventi disponibile in tali esperimenti hanno permesso di ridurre notevolmente gli errori statistici associati alle grandezze misurate, sicché un ulteriore porgresso in tali misure non può prescindere da una corretta e quanto più completa comprensione delle incertezze sistematiche.

La violazione di CP nel lato di tag, che sarà l'oggetto principale di questo lavoro di tesi, è un effetto fisico finora trascurato nelle analisi utilizzate per estrarre le asimmetrie di CP. Tale approssimazione introduce notevoli incertezze sistematiche in alcune tra le più importanti analisi effettuate nell'ambito dell'esperimento *BaBar*. Presentiamo qui la prima misura mai effettuata di tale effetto; essa ci permetterà di ridurre sensibilmente le incertezze associate alle misure di importanti parametri della violazione di CP, quali gli angoli α [Aub 05] e β [Aub 05b] del triangolo di unitarietà. La violazione di CP nel lato di tag dipende inoltre dalla quantità $2\beta + \gamma$ e può essa stessa fornire informazioni su tali angoli.

Nel primo capitolo di questa tesi introdurremo i concetti teorici fondamentali alla base del fenomeno della violazione di CP, concentrando l'attenzione su quanto concerne il sistema dei mesoni B.

Nel secondo capitolo, invece, analizzeremo i metodi sperimentali che ci consentono di misurare i parametri che determinano la violazione di CP nel sistema dei B e introdurremo il problema della violazione di CP nel lato di tag, studiandone le conseguenze e discutendo brevemente due analisi nelle quali tale effetto rappresenta un'importante sorgente d'incertezze sistematiche.

Il terzo capitolo sarà invece dedicato all'esperimento *BaBar*, nell'ambito del quale si è svolto il presente lavoro di tesi; ci limiteremo ad una sommaria descrizione dell'apparato e delle sue componenti.

L'analisi effettuata sarà invece descritta nei tre capitoli successivi: nel capitolo IV prenderemo in considerazione la strategia d'analisi, comprendente selezione del campione ed estrazione dei parametri d'interesse tramite *fit* di massima verisimiglianza; il capitolo V descriverà invece il metodo utilizzato per verificare le prestazioni ottenibili con questa strategia, utilizzando un campione di eventi simulati; presenteremo infine i risultati ottenuti sui dati raccolti dall'esperimento tra l'anno 1999 ed il 2004, valutando altresì le incertezze sistematiche cui è soggetta la misura in questione.

Il candidato si è occupato in particolare del miglioramento delle parametrizzazioni, dello sviluppo di un nuovo codice in linguaggio C++ da utilizzare per il *fit*, degli studi sulla composizione del campione e sui fondi, delle procedure di verifica dell'analisi e dell'estrazione del risultato finale. Gli argomenti in questione sono trattati nelle sezioni 4.1.5, 4.2 e nei capitoli V e VI.

Perugia, 8 Settembre 2005

F.R.

Capitolo 1

Il quadro teorico

Il *Modello Standard* è l'insieme delle teorie attualmente utilizzate per descrivere le interazioni tra le particelle elementari.

È noto che il Modello Standard non risponde a questioni ritenute fondamentali. Si pensi ad esempio al numero di generazioni o alla gerarchia delle masse, che al momento restano solo un fatto sperimentale. Le sue previsioni tuttavia sono state confermate da numerosi esperimenti negli ultimi decenni. Esso, dunque, allo stato attuale delle nostre conoscenze, rappresenta un ottimo modello, quanto meno fenomenologico, e ad esso ci riferiremo nel presentare gli aspetti teorici della violazione di CP.

Inizieremo questo capitolo con una brevissima descrizione del Modello Standard (per una trattazione dettagliata si veda [Gri 87]). Passeremo poi a considerare la violazione di CP e la sua fenomenologia nel sistema dei mesoni B (a tale riguardo, vd. [Per 04]).

1.1 Il Modello Standard

Leptoni e quark sono i costituenti fondamentali della materia. In base alle loro proprietà, possiamo distinguere tre diverse *famiglie* di leptoni:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \qquad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \qquad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$$
(1.1)

e tre diverse famiglie di quark:

$$\left(\begin{array}{c}u\\d\end{array}\right), \qquad \left(\begin{array}{c}c\\s\end{array}\right), \qquad \left(\begin{array}{c}t\\b\end{array}\right) \tag{1.2}$$

Tutte le particelle appena elencate hanno spin $\frac{1}{2}$ e per ciascuna di esse esiste un'anti-particella di carica opposta. Le interazioni cui esse sono soggette vengono descritte attraverso *teorie di gauge* che introducono ulteriori particelle di spin intero, i *bosoni di gauge*, il cui scambio determina l'interazione stessa. Le interazioni comprese nel Modello Standard sono quella forte (gruppo di gauge $SU(3)_C$) e quella elettrodebole (gruppo $SU(2)_I \times U(1)_Y$), cioè gli effetti di 3 delle quattro forze ritenute fondamentali; per inserire la forza di gravità, è necessario estendere l'attuale Modello, ma finora nessuna delle estensioni proposte ha ricevuto una chiara conferma sperimentale.

1.2 Matrice CKM e Triangolo di Unitarietà

Gli stati di leptoni e quark elencati in (1.1) e (1.2) sono autostati di massa, ovvero stati di massa definita, che non necessariamente coincidono con gli autostati delle interazioni, cioè quelli che si accoppiano coi bosoni di gauge. Questo avviene, in particolare, nel caso delle interazioni elettrodeboli, nelle quali i quark $u, c \in t$ si accoppiano rispettivamente agli stati $d', s' \in b'$, con:

$$\begin{pmatrix} d'\\ s'\\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub}\\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb}\\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d\\ s\\ b \end{pmatrix}$$
(1.3)

La matrice unitaria V che determina il mescolamento degli stati è la cosiddetta *Matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM)* [Kob 73], la cui parametrizzazione più nota e diffusa è quella proposta da Wolfenstein [Wol 83]:

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4)$$
(1.4)

dove gli unici elementi complessi sono V_{ub} e V_{td} e i 4 parametri indipendenti sono le quantità reali A, ρ, λ ed η .

La richiesta di unitarietà implica:

$$\sum_{i=u,c,t} V_{ij} V_{ik}^* = \delta_{jk} \qquad \qquad \sum_{i=u,c,t} V_{ji} V_{ki}^* = \delta_{jk} \qquad (1.5)$$

da cui, in particolare:

$$V_{ud}V_{ub}^{*} + V_{cd}V_{cb}^{*} + V_{td}V_{tb}^{*} = 0 \implies$$

$$\implies \frac{V_{ud}V_{ub}^{*}}{V_{cd}V_{cb}^{*}} + \frac{V_{td}V_{tb}^{*}}{V_{cd}V_{cb}^{*}} + 1 = 0$$
(1.6)

Il triangolo che, in virtù della (1.6), si ottiene rappresentando sotto forma di vettori nel piano complesso le tre quantità qui sommate, è noto col nome di Triangolo di unitarietà ed è rappresentato in fig.1.1. Gli angoli α , $\beta \in \gamma$



Figura 1.1: Il triangolo di unitarietà. Gli angoli α , β e γ sono detti anche ϕ_1 , ϕ_2 e ϕ_3

(detti anche ϕ_1 , $\phi_2 \in \phi_3$) si ricavano dagli elementi della matrice CKM:

$$\alpha = \arg\left[\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right], \quad \beta = \arg\left[\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right], \quad \gamma = \arg\left[\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right]$$
(1.7)

Poiché gli elementi della matrice CKM compaiono nelle ampiezze di transizione di processi mediati dall'interazione debole, gli angoli del triangolo di unitarietà potranno apparire esplicitamente in quantità misurabili. Si potranno dunque ricavare tali angoli da misure sperimentali, ottenendo informazioni e vincoli sugli elementi della matrice.

1.3 Violazione di CP

Si considerino le operazioni di inversione spaziale $(P : \mathbf{x} \to -\mathbf{x})$, inversione temporale $(T : t \to -t)$ e coniugazione di carica $(C : particella \to anti - particella).$

È noto, già dalla seconda metà degli anni '50, che le interazioni deboli non sono simmetriche rispetto all'operazione di inversione spaziale [Wu 57]. Tuttavia, con buona approssimazione, esse appaiono simmetriche rispetto all'operazione combinata CP. Solo alla fine degli anni '60 J. H. Christenson e J. W. Cronin individuarono sperimentalmente un effetto di violazione della simmetria CP nei decadimenti dei mesoni K neutri [Chr 64]. Cerchiamo dunque di capire in che modo è possibile introdurre effetti di questo tipo nell'ambito del Modello Standard.

Ogni teoria di campo Lorentz-invariante ed è questo il caso del Modello Standard, dev'essere simmetrica sotto la trasformazione combinata CPT. Questo risultato, noto come *Teorema CPT*, implica tra l'altro che, data un'ampiezza di transizione A, l'ampiezza \overline{A} per il processo coniugato di CP può differire dalla prima al massimo per una pura fase. Se si vuole osservare un'asimmetria tra le probabilità di decadimento di due processi CP-coniugati (*Violazione di CP*), esprimibile come:

$$\mathcal{A} = \frac{\Gamma(i \to f) - \Gamma(\bar{i} \to \bar{f})}{\Gamma(i \to f) + \Gamma(\bar{i} \to \bar{f})}$$
(1.8)

è dunque necessaria la presenza di *due o più ampiezze diverse* che contribuiscano insieme all'ampiezza complessiva: se la fase relativa tra tali ampiezze cambia sotto CP, è possibile ottenere un'asimmetria non nulla senza per questo violare CPT.

La matrice CKM dovrà dunque contenere elementi complessi, tali da fornire le fasi necessarie (si può dimostrare che per questo servono almeno tre famiglie di quark). Inoltre, tutti i triangoli che si possono formare usando la (1.5) devono avere area non nulla e i quark devono avere masse diverse.

In base al tipo di processi le cui ampiezze interferiscono, producendo l'asimmetria, distinguiamo tre tipi differenti di violazione di CP, che descriveremo più avanti. Prima, però, consideriamo le cosiddette *oscillazioni di sapore*, fondamentali nel proseguio della trattazione.



Figura 1.2: I diagrammi di Feynman al livello più basso per le oscillazioni dei mesoni B

1.4 Le oscillazioni di *sapore*

Prendiamo in considerazione un mesone pseudoscalare (cioè una particella di spin 0 e parità intrinseca -1, costituita da una coppia quark-antiquark, come $K^0 = d\bar{s}, B^0 = d\bar{b}, D^0 = c\bar{u}, B_s^0 = s\bar{b}$) e chiamiamolo genericamente P^0 . Indichiamo invece con \bar{P}^0 il suo coniugato di CP. Le particelle prodotte in uno di questi stati possono evolvere nel tempo e oscillare spontaneamente nelle rispettive antiparticelle, con un meccanismo di *mixing* mediato dalle interazioni deboli, che dà $\Delta F = 2$. I due tipi di diagrammi di Feynman che consentono il processo sono rappresentati in figura 1.2. Abbiamo in totale sei *diagrammi a box* (cioè diagrammi con 4 vertici) e sono quelli col quark t a dominare.

Per comprendere la fenomenologia del processo, indichiamo con H l'Hamiltoniana che determina l'evoluzione degli stati stessi e consideriamo il contributo delle interazioni deboli (H_W) come una piccola perturbazione all'Hamiltoniana comprendente interazioni elettromagnetiche e forti (H_0) ; possiamo scrivere:

$$H = H_0 + H_W \tag{1.9}$$

Gli stati appena definiti saranno autostati di H_0 e saranno detti *autostati* di sapore: come tali verranno prodotti attraverso interazioni forti ed elettromagnetiche e sotto CP si trasformeranno uno nell'altro, a meno di una pura fase:

$$CP|P^{0}\rangle = e^{2i\theta_{C}P}|\bar{P}^{0}\rangle CP|\bar{P}^{0}\rangle = e^{-2i\theta_{C}P}|P^{0}\rangle$$
(1.10)

Essi non saranno però autostati di H.

D'altronde è proprio H a determinare l'evoluzione degli stati, secondo l'equazione di Schrödinger, che scriviamo per $\hbar = c = 1$:

$$i\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} |P^{0}(t)\rangle \\ |\bar{P}^{0}(t)\rangle \end{pmatrix} = H \begin{pmatrix} |P^{0}(t)\rangle \\ |\bar{P}^{0}(t)\rangle \end{pmatrix}$$
(1.11)

Poiché H non è diagonale in $|P^0\rangle \in |\bar{P}^0\rangle$, sono possibili le transizioni $P^0 \leftrightarrow \bar{P}^0$. Gli stati che diagonalizzano H sono invece gli autostati di massa (chiamiamoli $P_1^0 \in P_2^0$) e potranno essere scritti come:

$$|P_1^0\rangle = p |P^0\rangle + q |\bar{P}^0\rangle, \qquad |P_2^0\rangle = p |P^0\rangle - q |\bar{P}^0\rangle$$
(1.12)

Se CP è conservata da tutte le interazioni ([CP, H] = 0), essi coincidono con gli autostati di CP. Segue:

$$|P_{1}^{0}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|P^{0}\rangle + e^{2i\theta_{C}P} |\bar{P}^{0}\rangle \right), \qquad |P_{2}^{0}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|P^{0}\rangle - e^{2i\theta_{C}P} |\bar{P}^{0}\rangle \right)$$
(1.13)

cio
è $q/p = e^{2i\theta_C P}$ e $|q/p| = 1. \,$ Data la relazione tra gli auto
stati di massa

e quelli di sapore, è banale ricavare l'evoluzione temporale di questi ultimi. Essa dipende dalle masse di P_1 e P_2 e dalle loro larghezze.

Nel caso dei mesoni B_d^0 , i due stati hanno una differenza in larghezza molto piccola; avendo infatti un gran numero di canali di decadimento a disposizione hanno praticamente la stessa vita media, il che li rende sperimentalmente indistinguibili. Si definisce allora lo stato fisico $B_{phys}^0(t)$ (rispettivamente $\bar{B}_{phys}^0(t)$) come lo stato corrispondente a una particella prodotta all'istante t = 0 come B^0 (\bar{B}^0) e poi lasciata evolvere liberamente, si trova:

$$|B_{phys}^{0}\rangle = f_{1}(t)|B^{0}\rangle + \frac{q}{p}f_{2}(t)|\bar{B}^{0}\rangle$$
 (1.14)

$$|\bar{B}^{0}_{phys}\rangle = \frac{p}{q}f_{2}(t)|B^{0}\rangle + f_{1}(t)|\bar{B}^{0}\rangle$$
 (1.15)

dove:

$$f_1 = \frac{1}{2} \left(e^{-iM_1 t} e^{-\Gamma_1 t/2} + e^{-iM_2 t} e^{-\Gamma_2 t/2} \right)$$
(1.16)

$$f_2 = \frac{1}{2} \left(e^{-iM_1 t} e^{-\Gamma_1 t/2} - e^{-iM_2 t} e^{-\Gamma_2 t/2} \right)$$
(1.17)

In particolare, se CP è conservata, la probabilità di $B^0_{phys}(t) = \bar{B}^0$ e quella di $\bar{B}^0_{phys}(t) = B^0$ coincidono (|q/p = 1|). Altrimenti detto:

$$\Gamma(B^0(t=0) \to \bar{B}^0(t)) = \Gamma(\bar{B}^0(t=0) \to B^0(t)) \qquad \mathbf{CP} \text{ conservata } (1.18)$$

1.5 Violazione di CP nel sistema dei B

Passiamo ora a considerare i tre tipi di violazione di CP, concentrando l'attenzione su quanto avviene nel sistema dei mesoni B.

1.5.1 Violazione di CP *diretta* o nel decadimento

Si parla di violazione di CP nel decadimento (o anche violazione diretta di CP) quando la probabilità $|A_f|^2$ per un decadimento $B \to f$ è diversa dalla probabilità $|\bar{A}_{\bar{f}}|^2$ per il processo (CP-coniugato) $\bar{B} \to \bar{f}$. Poiché sono necessari almeno due diversi contributi all'ampiezza totale, possiamo scrivere:

$$A = A_1 e^{i\varphi_1} e^{i\delta_1} + A_2 e^{i\varphi_2} e^{i\delta_2}$$
(1.19)

dove le φ sono fasi *deboli* che cambiano segno sotto CP, mentre le δ sono fasi *forti* invarianti sotto CP. Le prime derivano dalla matrice CKM e sono quindi un'effetto dell'interazione debole, le seconde compaiono invece a causa dell'interazione forte tra quark nello stato finale.

Dalla (1.19) segue:

$$\bar{A} = A_1 e^{-i\varphi_1} e^{i\delta_1} + A_2 e^{-i\varphi_2} e^{i\delta_2}$$
(1.20)

da cui un'asimmetria:

$$a \equiv \frac{|A|^2 - |\bar{A}|^2}{|A|^2 + |\bar{A}|^2} = \frac{-2A_1A_2\sin(\delta_1 - \delta_2)\sin(\varphi_1 - \varphi_2)}{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\delta_1 - \delta_2)\cos(\varphi_1 - \varphi_2)} \quad (1.21)$$

Si noti come l'asimmetria, per essere sufficientemente grande da essere osservabile, richiede condizioni particolari; i due processi coinvolti, ad esempio, devono avere ampiezze simili. Inoltre la presenza di altri contributi rischia di ridurre o addirittura annullare l'effetto.

La violazione diretta di CP è stata recentemente osservata nel sistema dei B, nel canale $B^0 \to K^{\pm} \pi^{\mp}$ [Aub 04b], dove si trova un'asimmetria data da:

$$A_{K\pi} \equiv \frac{N_{K^-\pi^+} - N_{K^+\pi^-}}{N_{K^-\pi^+} + N_{K^+\pi^-}} = -0.133 \pm 0.030 \pm 0.009 \qquad (1.22)$$

dove il primo errore è statistico, il secondo sistematico. Tuttavia tali misure non permettono di risalire in maniera precisa a parametri interessanti della matrice CKM e del triangolo di unitarietà, in quanto la presenza determinante di interazioni forti nello stato finale rende le ampiezze difficili da calcolare teoricamente, se non con grosse approssimazioni ed incertezze.

Ovviamente è possibile osservare una violazione di questo tipo anche nei decadimenti dei B carichi.

1.5.2 Violazione di CP indiretta o nel mixing

Data la (1.18), la violazione di CP nel mixing si manifesta come differenza tra le probabilità di transizione $\Gamma(B^0(t=0) \to \bar{B}^0(t))$ (da uno stato puro B^0 al tempo 0 ad un puro \bar{B}^0 all'istante t) e $\Gamma(\bar{B}^0(t=0) \to B^0(t))$ (da uno stato puro \bar{B}^0 al tempo 0 ad un puro B^0 all'istante t). Utilizzando le equazioni (1.14)-(1.17) per le evoluzioni temporali, si trova che l'asimmetria (rapporto tra differenza e somma di queste probabilità) si può scrivere come:

$$a = \frac{1 - |q/p|^4}{1 + |q/p|^4} \tag{1.23}$$

In questo caso, sono le ampiezze relative a stati intermedi virtuali a interferire con quelle relative a stati intermedi *on-shell*, producendo l'asimmetria.

Nel sistema del *B* si trova $q/p \sim e^{-2i\beta} \rightarrow |q/p| \sim 1^{-1}$; dato questo valore di |q/p| molto vicino ad 1 e la quarta potenza che compare nella (1.23), non ci sono ancora evidenze sperimentali di una violazione di CP nel *mixing*. L'elevata statistica attualmente disponibile può rendere tuttavia possibile una misura di questo tipo. È questo, tra l'altro, uno dei temi di ricerca

¹La fase $e^{-2i\beta}$ è dovuta essenzialmente alla presenza di due coefficienti V_{td} nei diagrammi a box che consentono il *mixing*.



Figura 1.3: I due processi che interferiscono generando la violazione di CP nel interferenza tra mixing e decadimento

su cui il gruppo *BaBar* dell'Università di Perugia sta svolgendo la propria attività.

1.5.3 Violazione di CP nell'interferenza tra decadimento diretto e decadimento via *mixing*

Passiamo ora al tipo di violazione di CP che più ci interessa ai fini della nostra tesi. Consideriamo il caso in cui uno stesso stato finale f, che sia autostato di CP, sia accessibile ad entrambi gli stati di sapore $B^0 \in \overline{B}^0$. In questo caso, come mostrato in figura 1.3, il processo $B^0 \to f$ ha due contributi differenti: il mesone B^0 può decadere direttamente in f oppure cambiare sapore e decadere successivamente. Questo può introdurre un'asimmetria di CP definita da:

$$a_{f_{CP}}(t) \equiv \frac{\Gamma(\bar{B}^0_{phys}(t) \to \bar{f}_{CP}) - \Gamma(B^0_{phys}(t) \to f_{CP})}{\Gamma(\bar{B}^0_{phys}(t) \to \bar{f}_{CP}) + \Gamma(B^0_{phys}(t) \to f_{CP})}$$
(1.24)

e si noti come, a causa del *mixing*, vi sia una dipendenza dal tempo nelle ampiezze di decadimento dei B_{phys} , e quindi nell'asimmetria. Definiamo ora le seguenti ampiezze:

$$A_f \quad \text{per il processo} \quad B^0 \to f \tag{1.25}$$

$$\bar{A}_f$$
 per il processo $\bar{B}^0 \to f$ (1.26)

ed il parametro:

$$\lambda_f \equiv \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_f}{A_f} = \eta_f \frac{q}{p} \frac{A_{\bar{f}}}{A_f}$$
(1.27)

dove η_f è l'autovalore di CP dello stato f.

Considerata l'evoluzione temporale degli stati fisici e le ampiezze di decadimento sopra elencate, si trova:

$$a_f(t) = -C_f \cos(\Delta m t) + S_f \sin(\Delta m t) \tag{1.28}$$

dove:

$$C_f = \frac{1 - |\lambda_f|^2}{1 + |\lambda_f|^2}, \qquad S_f = \frac{2\mathcal{I}m(\lambda_f)}{1 + |\lambda_f|^2}$$
(1.29)

In assenza di violazione diretta e indiretta di CP $(|\bar{A}_f/A_f| = 1 e |q/p| = 1)$ si ottiene, in particolare:

$$C_f = 0.$$
 (1.30)

Asimmetrie di questo tipo si possono osservare anche se lo stato finale non è autostato di CP, purché esso sia accessibile tanto al B^0 quanto al \bar{B}^0 . È questo il caso di processi come $B^0 \to D^{\mp}\pi^{\pm}$, $B^0 \to D^{\mp}\rho^{\pm}$, etc. , che ricoprono un ruolo fondamentale nell'ambito di questa tesi.

La violazione di CP nell'interferenza tra *mixing* e decadimento è stata già osservata nel sistema dei B. Essa è estremamente importante al fine di misurare gli angoli del triangolo di unitarietà, in quanto, come vedremo, è possibile in alcuni casi collegare direttamente il parametro S_f a uno degli angoli, o a combinazioni di essi (es. $2\beta + \gamma$), con piccole incertezze teoriche, cosa non possibile utilizzando gli altri due tipi di violazione di CP.

Capitolo 2

La violazione di CP alle B-factory asimmetriche

La gran parte delle considerazioni sviluppate nel capitolo precedente si applicano tanto al sistema dei K quanto a quello dei B, i due ambiti nei quali il Modello Standard prevede siano possibili gli effetti di violazione di CP.

Ovviamente ciascuno dei due sistemi presenta alcune peculiarità. Nel caso dei B, che è quello che ci interessa direttamente, si trova innanzitutto $\Delta\Gamma \sim 0$. Questo ci impedisce di separare nettamente uno dei due autostati di massa dall'altro (come è possibile fare, invece, nel caso dei K) e ci obbliga ad utilizzare strategie particolari per individuare eventuali effetti di violazione di CP.

Andiamo dunque ad analizzare le peculiarità e la fenomenologia della violazione di CP nel sistema dei B, concentrandoci in particolare sui metodi sperimentali che negli ultimi anni hanno permesso di misurare con precisione tali effetti.

In particolare, metteremo in evidenza come lo studio della violazione di CP permetta di misurare gli angoli del triangolo di unitarietà e quindi fornisca dei vincoli alla forma della matrice CKM. Tali vincoli, congiuntamente a misure indipendenti di altri parametri della matrice, possono costituire un'importante verifica sulla consistenza del Modello Standard.

Considereremo poi il problema della violazione di CP nel lato di *tag*, che sarà l'oggetto principale del presente lavoro di tesi.

2.1 Produzione dei mesoni B nell'annichilazione e^+e^-

Lo studio delle asimmetrie di CP nel sistema dei B richiede un elevato numero di mesoni B^0 , dell'ordine di 10⁷-10⁸. Un tale risultato si può ottenere con un collisionatore e^+e^- ad elevata luminosità, ad un'energia nel centro di massa pari alla massa della risonanza $\Upsilon(4S)$. La $\Upsilon(4S)$ è uno stato $b\bar{b}$ la cui massa (10.58 GeV/ c^2) è immediatamente superiore alla soglia di produzione di una coppia $B\bar{B}$ e la cui larghezza è pari a 14 ± 5 MeV [Eid 04]. Tale risonanza decade quasi sempre in una coppia B^0B^0 o B^+B^- , con uguale frequenza. Un'elevata luminosità, che permetta di ottenere un'elevato numero di $\Upsilon(4S)$, può dunque fornire la quantità richiesta di mesoni B. In particolare, considerando che la sezione d'urto per la produzione della $\Upsilon(4S)$ è pari a circa 1nb, è necessaria una luminosità di picco maggiore di $10^{33}cm^{-2}s^{-1}$ per ottenere $10^7mesoni/anno$.

Esistono attualmente due collisionatori, PEP-II a SLAC (California) e KEK-B al KEK Laboratory (Giappone), che lavorano all'energia della $\Upsilon(4S)$ con luminosità prossime ai $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$. Tali acceleratori, completamente dedicati alla produzione di mesoni *B*, vengono comunemente chiamati *B*factory e sono in funzione dal 1999.

2.2 Evoluzione temporale di una coppia coerente di mesoni *B*

Vediamo ora come evolve la coppia di mesoni B prodotta dal decadimento della $\Upsilon(4S)$. Poiché la $\Upsilon(4S)$ è dispari sotto coniugazione di carica (è cioè un autostato di C con autovalore -1) e C è conservata dalle interazioni forti ed elettromagnetiche che ne determinano il decadimento, anche la coppia ottenuta dovrà avere C = -1. Partendo da tali presupposti, è possibile dimostrare che, istante per istante, la coppia sarà sempre formata da un B^0 e da un \bar{B}^0 , nonostante avvenga il processo di *mixing* (parliamo di una coppia coerente di mesoni B).

Lo stato con C = -1 che rappresenta una coppia coerente di mesoni B, presi agli istanti $t_1 \in t_2$, può essere scritto come:

$$|\Psi(t_1, t_2)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|B^0_{phys}(t_1); \mathbf{p}\rangle |\bar{B}^0_{phys}(t_2); -\mathbf{p}\rangle - |\bar{B}^0_{phys}(t_1); \mathbf{p}\rangle |B^0_{phys}(t_2); -\mathbf{p}\rangle)$$
(2.1)

ovvero, trascurando la violazione di CP nel mixing $(|q/p| \sim 1)$ e considerando quindi le (1.14) - (1.15) con $\Gamma_1 \sim \Gamma_2$:

$$|\Psi(t_{1}, t_{2})\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-iM(t_{1}+t_{2})} e^{-\frac{\Gamma}{2}(t_{1}+t_{2})} \times$$

$$\times [\cos(\frac{\Delta M}{2}(t_{1}-t_{2}))(|B^{0}; \mathbf{p}\rangle|\bar{B}^{0}; -\mathbf{p}\rangle - |\bar{B}^{0}; \mathbf{p}\rangle|B^{0}; -\mathbf{p}\rangle) +$$

$$-i\sin(\frac{\Delta M}{2}(t_{1}-t_{2}))(\frac{q}{p}|B^{0}; \mathbf{p}\rangle|B^{0}; -\mathbf{p}\rangle - \frac{p}{q}|\bar{B}^{0}; \mathbf{p}\rangle|\bar{B}^{0}; -\mathbf{p}\rangle)]$$

$$(2.2)$$

dove:

$$\Delta M = M_2 - M_1 \tag{2.3}$$

$$M = \frac{1}{2}(M_1 + M_2) \tag{2.4}$$

$$\Gamma = \frac{1}{2}(\Gamma_1 + \Gamma_2) \tag{2.5}$$

Se $t_1 = t_2$, il termine in seno si annulla; quindi, se i due mesoni sono considerati allo stesso istante, abbiamo solo contributi da stati con un B^0 e un \bar{B}^0 .

In base a quanto dimostrato, se in un certo istante t = 0 si trova che uno dei due mesoni è un B^0 (\overline{B}^0), l'altro sarà certamente un \overline{B}^0 (B^0). Questa proprietà può essere utilizzata per studiare l'evoluzione temporale degli stati fisici e quindi misurare eventuali asimmetrie dipendenti dal tempo.

In primo luogo, si identificherà il sapore di uno dei due mesoni, che chiameremo mesone di tag, B_{tag} (tale operazione, detta tagging, è possibile utilizzando decadimenti che siano accessibili solo ad uno dei due sapori). Sia t = 0l'istante in cui esso decade. In virtù della coerenza della coppia, conosceremo anche il sapore del secondo mesone (il mesone ricostruito, B_{rec}) all'istante t = 0. Esso si propagerà poi liberamente, come stato fisico B_{phys} , fino al suo decadimento e ne potremo dunque studiare l'evoluzione temporale.

Tale procedura è necessaria in quanto, per mesoni prodotti in coppie coerenti, ogni asimmetria di CP integrata nel tempo risulta nulla e occorre studiarne la dipendenza temporale.

È necessario, dunque, poter misurare la differenza di tempo intercorsa tra il decadimento usato per il *tagging* e quello del secondo mesone. Questo è possibile se la $\Upsilon(4S)$ non viene prodotta a riposo nel sistema di riferimento del laboratorio, ma con un boost di Lorentz $\beta\gamma$, ottenuto utilizzando fasci di elettroni e positroni di diversa energia (si parla di *B-factory asimmetriche*, quali sono PEP-II e KEK-B). In questo modo i due mesoni *B* viaggiano praticamente collineari e, decadendo in istanti diversi, permettono di ricostruire, utilizzando appositi rivelatori, due vertici di decadimento separati nello spazio. Detta Δz la distanza spaziale tra i due vertici, la differenza di tempo proprio tra i due decadimenti sarà semplicemente:

$$\Delta t = \frac{\Delta z}{\beta \gamma c} \tag{2.6}$$

avendo trascurato il moto dei B nel sistema di quiete della $\Upsilon(4S)$.

L'operazione non perde di significato se il mesone di tag decade dopo quello ricostruito. In tal caso $\Delta t < 0$.

L'intera procedura è illustrata in figura 2.1.



Figura 2.1: Il tagging e la differenza di tempo Δt

Vogliamo ora ottenere la distribuzione di probabilità per la differenza di tempo proprio $\Delta t = t_2 - t_1$. La probabilità che uno dei due mesoni decada in uno stato f_1 e l'altro in uno stato f_2 è data da $|\langle f_1(t_1), f_2(t_2)|H|\Psi(t_1, t_2)\rangle|^2$. Integrando questa probabilità nella variabile $t_1 + t_2$ otteniamo proprio la distribuzione di probabilità per $\Delta t = t_2 - t_1$. Con le convenzioni (1.25)-(1.26) si ottiene:

$$\mathcal{P}(\Delta t) = Ce^{-\Gamma|\Delta t|} \{ (|A_1|^2 + |\bar{A}_1|^2)(|A_2|^2 + |\bar{A}_2|^2) - 4\mathcal{R}e(\frac{q}{p}A_1^*\bar{A}_1)\mathcal{R}e(\frac{q}{p}A_2^*\bar{A}_2) + \\ -\cos(\Delta m\Delta t)[(|A_1|^2 - |\bar{A}_1|^2)(|A_2|^2 + |\bar{A}_2|^2) + 4\mathcal{I}m(\frac{q}{p}A_1^*\bar{A}_1)\mathcal{I}m(\frac{q}{p}A_2^*\bar{A}_2)] + \\ +2\sin(\Delta m\Delta t)[\mathcal{I}m(\frac{q}{p}A_1^*\bar{A}_1)(|A_2|^2 - |\bar{A}_2|^2) - (|A_1|^2 - |\bar{A}_1|^2)\mathcal{I}m(\frac{q}{p}A_2^*\bar{A}_2)] \}$$

$$(2.7)$$

Nella prossima sezione mostreremo in che modo è possibile utilizzare tale formula al fine di misurare le asimmetrie di CP, dalle quali ricavare poi una misura degli angoli α , $\beta \in \gamma$.

2.3 Misura degli angoli del triangolo di unitarietà

Come già accennato, la misura degli angoli del triangolo di unitarietà è particolarmente importante al fine di valutare gli elementi della matrice CKM o porre vincoli su di essi. In particolare, la violazione di CP nell'interferenza tra *mixing* e decadimento porta in alcuni casi ad asimmetrie che possono essere collegate ai valori dei tre angoli senza dover affrontare il problema delle interazioni forti nello stato finale, quindi in maniera praticamente libera da incertezze di carattere teorico, cosa impossibile nel caso delle altre due forme di violazione.

È questo il caso, ad esempio, dell'importante canale $B^0 \to J/\psi K_S \circ B^0 \to J/\psi K_L$. Lo stato finale è accessibile tanto al B^0 quanto al \bar{B}^0 , consentendo una violazione di CP nell'interferenza tra *mixing* e decadimento. In assenza di violazione diretta di CP, si trova un'asimmetria del tipo (1.28), caratterizzata

da:

$$S_f = \mathcal{I}m(\lambda_f) = -\eta_f \sin(2\beta) \tag{2.8}$$

$$C_f = 0 \tag{2.9}$$

dove $\eta_f = +1$ per K_L ed $\eta_f = -1$ per K_S . Si può dunque estrarre una misura dell'angolo β notevolmente precisa e priva d'incertezze teoriche. Nell'ambito dell'esperimento *BaBar*, utilizzando entrambi gli stati finali, si è ottenuto [Aub 02]:

$$\sin 2\beta = 0.741 \pm \ 0.067 \pm \ 0.034 \tag{2.10}$$

dove il primo errore è statistico, il secondo sistematico. Si ottiene inoltre un valore di C_f compatibile con zero.

In base a quanto illustrato nel paragrafo precedente, sono essenzialmente quattro i passi necessari ad estrarre questo tipo di risultati (cfr. fig. 2.1):

• Ricostruzione dello stato finale B_{rec} :

È innanzitutto necessario ricostruire lo stato finale in cui decade quello che abbiamo chiamato B ricostruito. Tipicamente le particelle nello stato finale decadono a loro volta producendo le particelle che poi saranno effettivamente rivelate. Esse costituiranno la *segnatura* dell'evento. Sono possibili due tipi di ricostruzione:

1. *Ricostruzione completa*: Tutte le particelle nello stato finale vengono ricostruite. Utilizzando gli impulsi e le energie delle particelle rivelate si possono quindi costruire le variabili:

$$\Delta E \equiv E_B^* - E_{fasci}^*, \quad m_{ES} \equiv \sqrt{E_{fasci}^{*2} - |p_B^*|^2}$$
(2.11)

dove * denota il sistema di quiete della $\Upsilon(4S)$ e B denota le quan-

tità relative al mesone ricostruito, ricavate dagli impulsi e dalle energie delle particelle rivelate. ΔE ed m_{ES} fungono da variabili discriminanti tra segnale e fondo. Infatti, per gli eventi di segnale, ci si aspetta che le loro distribuzioni abbiano un picco rispettivamente a zero e alla massa del B. Gli eventi di fondo avranno invece distribuzioni differenti. La necessità di ricostruire tutte le particelle nello stato finale limita l'efficienza del metodo.

Ricostruzione parziale (o inclusiva): Un'efficienza maggiore si può ottenere ricostruendo solo alcune delle particelle nello stato finale.
 È necessario in questo caso definire qualche altra variabile che permetta di discriminare tra eventi di segnale e di fondo.

• Tagging:

Una volta selezionati gli eventi in cui un mesone decade nel canale d'interesse, è necessario determinare il sapore dell'altro mesone, il mesone di *tag.*

Gli algoritmi utilizzati sono diversi. In ogni caso, per aumentare la frazione di eventi a cui l'algoritmo è applicabile, cioè la sua *efficienza*, il mesone di *tag* non viene completamente ricostruito. Nella gran parte degli algoritmi l'operazione di *tagging* viene eseguita cercando di risalire al sapore del B_{tag} tramite l'utilizzo di una sola traccia (o di un numero dispari di tracce). Questo aumenta la probabilità di errore nell'assegnazione del sapore (*mistag*), ma permette di utilizzare un elevato numero di eventi. La probabilità di mistag (ω) e l'efficienza (ε) di un certo algoritmo di *tag* ne determinano l'*efficienza efficace* $Q = \varepsilon(1 - 2\omega_i)^2$. L'errore statistico nelle misure degli angoli del triangolo d'unitarietà è inversamente proporzionale a $\sqrt{\sum_i Q_i}$, dove la somma è fatta sui vari algoritmi utilizzati.

Le tracce prevalentemente utilizzate per il *tagging* sono quelle associate a leptoni ($e \in \mu$) o K carichi.

Nel caso dei leptoni, si sfruttano processi del tipo $B^0 \to l^+ \nu_l X$: un leptone positivo indica un B^0 , uno negativo indica un \bar{B}^0 . Il tag leptonico consente di ottenere basse probabilità di mistag (~ 1%), ma il rapporto di decadimento per $B^0 \to l^+ \nu_l X$ è pari a ~ 10% per ogni tipo di leptone. Questo limita il numero di eventi in cui è possibile utilizzare il tag leptonico.

Nel caso dei K, dato che gli elementi della matrice CKM favoriscono le transizioni $b \to c \to s$ e $\bar{b} \to \bar{c} \to \bar{s}$, un mesone $B^0 = d\bar{b}$ fornisce principalmente un $K^+ = u\bar{s}$, mentre un mesone $\bar{B}^0 = b\bar{d}$ fornisce principalmente un $K^- = s\bar{u}$. Un Kaone positivo (negativo) indica quindi, in prevalenza, un B^0 (\bar{B}^0). Poiché il rapporto di decadimento per $B^0 \to K^+ X$ arriva a (78±8)%, rispetto al *tag* leptonico quello kaonico permette di utilizzare un numero maggiore di eventi ($\varepsilon \sim 35\%$). La probabilità di mistag, tuttavia, è dell'ordine del 15%.

• Misura della differenza di tempo proprio Δt :

Essendo noti, a questo punto, lo stato finale del mesone ricostruito e il sapore del mesone di *tag*, occorre risalire alla differenza di tempo tra i decadimenti dei due mesoni, per poter poi studiare l'evoluzione temporale del mesone ricostruito e risalire alle eventuali asimmetrie di CP.

Esistono numerosi algoritmi che consentono di localizzare i due vertici di decadimento, la cui distanza determina Δt secondo la (2.6). Solitamente tutte le tracce nel lato ricostruito vengono utilizzate per ricostruire il corrispondente vertice di decadimento, mentre le altre tracce permettono di risalire al vertice di *tag*.

• Fit alla distribuzione di Δt :

È possibile utilizzare, a questo punto, la (2.7) per descrivere la distribuzione della variabile Δt , sostituendo in essa le ampiezze opportune per i processi considerati. Tali ampiezze conterranno una dipendenza dagli elementi della matrice CKM relativi alle transizioni del decadimento considerato. Confrontando le probabilità per i processi $\bar{B}^0_{rec} \rightarrow \bar{f}$ e $B^0_{rec} \rightarrow f$ sarà possibile ricavare, secondo la (1.24), l'asimmetria dipendente dal tempo, che , nel caso in cui lo stato finale sia autostato di CP, può essere collegata direttamente agli angoli del triangolo d'unitarietà. Si veda il caso dei decadimenti $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$ e $B^0 \rightarrow J/\psi K_L$, considerati in precedenza, per i quali vale la (2.8).

Nell'effettuare il fit sarà d'altronde necessario considerare gli effetti introdotti dal rivelatore, ovvero l'errore nella misura di Δt , il mistag e il contributo dei vari fondi. Nella sezione 4.2.1 vedremo in che modo tali effetti modificheranno la distribuzione utilizzata nella nostra analisi.

2.4 Violazione di CP nei decadimenti utilizzati come *tagging*

Nelle analisi la cui strategia è stata descritta nella sezione precedente si è sempre interessati ad eventuali violazioni di CP nel lato ricostruito. Tuttavia sono possibili effetti di violazione di CP anche per il B utilizzato nel tag, quando questo viene effettuato con un K, a causa di transizioni del tipo $b \rightarrow u$. Tale violazione di CP introduce importanti incertezze sistematiche,


Figura 2.2: Decadimento $B^0 \rightarrow D^{(*)-} \rho^+$ Cabibbo-favorito

ed è nostro scopo ridurre tali errori tramite una misura dei parametri da cui dipende l'effetto.

Si considerino i decadimenti del B in stati formati da un mesone D (o D^*) e da un mesone leggero. I decadimenti Cabibbo-favoriti (cioè quelli favoriti dagli elementi della matrice CKM) sono quelli del tipo $B^0 \to D^- \rho^+, D^{*-} \pi^+$, etc. e $\bar{B}^0 \to D^+ \rho^-, D^{*+} \pi^-$, etc., che avvengono attraverso transizioni $b \to$ $c\bar{u}d$ o $\bar{b} \to \bar{c}u\bar{d}$ (in figura 2.2 è mostrato il diagramma di Feynman per il decadimento di un B^0). Questi sono alcuni dei decadimenti utilizzati nel tagging con kaoni. Infatti il mesone D^- (D^+) decadrà prevalentemente in un K^+ (K^-), che quindi identificherà un B^0 (\bar{B}^0).

In realtà, però, gli stessi stati finali si possono ottenere attraverso transizioni doppio-Cabibbo-soppresse (cioè sfavorite dalla matrice CKM) del tipo $b \rightarrow u\bar{c}d$, come mostrato in figura 2.3. In altri termini, benché sia favorito il processo $\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \rho^-, D^{*+}\pi^-$, etc. (che conduce prevalentemente ad un K^-), può avvenire pure, con una piccola probabilità, il processo $\bar{B}^0 \rightarrow D^- \rho^+, D^{*-}\pi^+$, etc. (che dà prevalentemente un K^+). I due processi sono schematizzati in figura 2.4, e lo stesso discorso vale, ovviamente, per il B^0 . Questo non introduce semplicemente un errore nel tagging, ma rende possibile, pure nel lato di tag, un effetto di violazione di CP nell'interferenza tra mixing e decadimento (Violazione di CP nel lato di tag) [Lon 03], in



Figura 2.3: Decadimento $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)-}\rho^+$ doppio-Cabibbo-soppresso

quanto rende certi stati finali accessibili sia al B^0 che al \bar{B}^0 .

Tale effetto modifica le distribuzioni temporali e introduce quindi rilevanti incertezze sistematiche in numerose analisi effettuate nell'ambito dell'esperimento *BaBar*. Una misura dei parametri da cui esso dipende permetterà una sensibile riduzione di tali incertezze ed è questo l'obiettivo del presente lavoro di tesi.



Figura 2.4: Processo Cabibbo-favorito (sinistra) e processo Cabibbo soppresso (destra) per il decadimento $\bar{B}^0 \to D^* \rho \to K...$

Cerchiamo di capire in che modo la violazione di CP nel lato di *tag* modifica le distribuzioni temporali.

Il caso più semplice è quello in cui il decadimento nel lato ricostruito non sia affetto da violazione di CP. È questo il caso del decadimento semileptonico $B^0 \to D^{*-}l^+\nu$ o $\bar{B}^0 \to D^{*+}l^-\bar{\nu}$. Tale situazione è la migliore, pure dal punto di vista sperimentale, in quanto permette di misurare l'effetto nel lato di *tag* senza contaminazioni dal lato ricostruito. È per questo che useremo tale decadimento nella nostra analisi.

Dal lato di *tag* avremo invece uno dei decadimenti sopra illustrati e non potremo distinguerli uno dall'altro (si ricordi che il *tagging* è realizzato osservando solo una traccia, nella fattispecie un K). Definiamo allora, seguendo la (1.27), una λ media per l'insieme di questi processi, come:

$$<\lambda_f> = \frac{\sum_f \epsilon_f |A_f|^2 \lambda_f}{\sum_f \epsilon_f |A_f|^2}$$
 (2.12)

essendo ϵ_f l'efficienza relativa al canale f.

Si prenda ad esempio la λ corrispondente ad uno di questi canali. Potremo scrivere:

$$\lambda_f \equiv \frac{q}{p} \frac{\langle f|T|\bar{B}^0 \rangle}{\langle f|T|B^0 \rangle} = \frac{\langle f|T|\bar{B}^0 \rangle}{\langle f|T|B^0 \rangle} e^{2i\beta}$$
(2.13)

Poiché l'ampiezza a numeratore è relativa a processi del tipo $\bar{b} \rightarrow \bar{c}u\bar{d}$, mentre quella a denominatore è dovuta a processi $b \rightarrow u\bar{c}d$, segue:

$$\lambda_f = \frac{ae^{i\delta_u}e^{i\gamma}}{Ae^{i\delta_c}}e^{2i\beta} = \frac{a}{A}e^{i(2\beta+\gamma+\delta_u-\delta_c)}$$
(2.14)

dove A ed a sono reali, δ_u e δ_c sono fasi forti invarianti sotto CP, mentre γ è uno degli angoli della matrice CKM, dovuto alla presenza dell'elemento $V_u b$ nelle ampiezze dei processi considerati. Si pone poi:

$$\lambda_f \equiv r e^{i(2\beta + \gamma + \delta)} \tag{2.15}$$

cioè $r = a/A \sim 2\%$ e $\delta \equiv \delta_u - \delta_c$.

Segue che che
 $<\lambda_f>$ può essere posta nella forma:

$$<\lambda_f> = -r'e^{+i(2\beta+\gamma)}e^{i\delta'}$$
 (2.16)

dove $r' \in \delta'$ sono valori medi per $r \in \delta$.

Analogamente si avrà:

$$<\lambda_{\bar{f}}> = -r'e^{-i(2\beta+\gamma)}e^{i\delta'}$$

$$(2.17)$$

considerando gli stati finali \bar{f} al posto degli f.

Utilizzando tali definizioni e osservando che si avrà, nel lato di tag:

$$\bar{A}_f = \frac{p}{q} \lambda_f A_f \tag{2.18}$$

è possibile scrivere la (2.7) per i quattro casi possibili (usiamo la vita media $\tau = 1/\Gamma$):

•
$$\mathbf{f_1} = \mathbf{K^+}$$
 $\mathbf{f_2} = \mathbf{D^{*+}}\mathbf{l^-}\bar{\nu} \text{ (caso UP):}$
 $A_1 \equiv A(B^0 \to f_1) \equiv a_t, \quad \bar{A}_1 \equiv A(\bar{B}^0 \to f_1) = a_t r' e^{-i\gamma} e^{i\delta'}$
 $A_2 \equiv A(B^0 \to f_2) = 0, \quad \bar{A}_2 \equiv A(\bar{B}^0 \to f_2) \equiv a_r$
 $\mathcal{P}(\Delta t) = C e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau}} [(1+r'^2) + (1-r'^2)\cos(\Delta m\Delta t) + -2r'\sin(2\beta + \gamma + \delta')\sin(\Delta M\Delta t)]$ (2.19)

• $\mathbf{f_1} = \mathbf{K}^ \mathbf{f_2} = \mathbf{D}^{*-} \mathbf{l}^+ \overline{\nu}$ (case UN):

$$A_1 = a_t r' e^{+i\gamma} e^{i\delta'}, \qquad \bar{A}_1 \equiv a_t$$

2.4. Violazione di CP nei decadimenti utilizzati come tagging 29

$$A_2 \equiv A(B^0 \to f_2) \equiv a_r, \qquad \bar{A}_2 = 0$$

$$\mathcal{P}(\Delta t) = C e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau}} [(1+r'^2) + (1-r'^2)\cos(\Delta m \Delta t) + 2r'\sin(2\beta + \gamma - \delta')\sin(\Delta M \Delta t)]$$
(2.20)

• $\mathbf{f_1} = \mathbf{K}^+$ $\mathbf{f_2} = \mathbf{D}^{*-} \mathbf{l}^+ \overline{\nu}$ (caso MP):

$$A_1 \equiv A(B^0 \to f_1) \equiv a_t, \qquad \bar{A}_1 \equiv A(\bar{B}^0 \to f_1) = a_t r' e^{-i\gamma} e^{i\delta'}$$
$$A_2 \equiv A(B^0 \to f_2) \equiv a_r, \qquad \bar{A}_2 = 0$$

$$\mathcal{P}(\Delta t) = C e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau}} [(1+r'^2) - (1-r'^2)\cos(\Delta m \Delta t) + -2r'\sin(2\beta + \gamma + \delta')\sin(\Delta M \Delta t)]$$
(2.21)

•
$$\mathbf{f_1} = \mathbf{K}^ \mathbf{f_2} = \mathbf{D}^{*+} \mathbf{l}^- \overline{\nu}$$
 (caso \mathbf{MN}):

$$A_1 = a_t r' e^{+i\gamma} e^{i\delta'}, \qquad \bar{A}_1 \equiv a_t$$
$$A_2 = 0, \qquad \bar{A}_2 \equiv a_r$$

$$\mathcal{P}(\Delta t) = C e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau}} [(1+r'^2) - (1-r'^2)\cos(\Delta m \Delta t) + -2r'\sin(2\beta + \gamma - \delta')\sin(\Delta M \Delta t)]$$
(2.22)

In definitiva, se adottiamo le seguenti convenzioni¹:

 $S_{mix} = 1 \implies$ Eventi *unmixed*, con K ed l di segno opposto (2.23) ¹si noti che $S_{mix} = S_{tag} \times (carica del leptone).$ $S_{mix} = -1 \implies$ Eventi *mixed*, con K ed l dello stesso segno (2.24)

$$S_{tag} = 1 \implies \text{Eventi con } K^+$$
 (2.25)

$$S_{tag} = -1 \implies \text{Eventi con } K^-$$
 (2.26)

abbiamo, nei quattro casi:

UP (*unmixed* -
$$K^+$$
): $S_{mix} = 1$ $S_{tag} = 1$ (2.27)

UN (*unmixed* -
$$K^-$$
): $S_{mix} = 1$ $S_{tag} = -1$ (2.28)

MP (mixed -
$$K^+$$
): $S_{mix} = -1$ $S_{tag} = 1$ (2.29)

MN (mixed -
$$K^-$$
): $S_{mix} = -1$ $S_{tag} = -1$ (2.30)

e le distribuzioni si riducono a:

$$\mathcal{P}(\Delta t, S_{mix}, S_{tag}) = Ce^{-\frac{|\Delta t|}{\tau}} \left[1 + S_{mix} \left(\frac{1 - r'^2}{1 + r'^2} \right) \cos(\Delta m \Delta t) + -S_{mix} \frac{1}{1 + r'^2} (S_{tag}b - c) \sin(\Delta m \Delta t) \right]$$
(2.31)

avendo posto:

$$b = 2r'\sin(2\beta + \gamma)\cos(\delta') \tag{2.32}$$

$$c = 2r'\cos(2\beta + \gamma)\sin(\delta') \tag{2.33}$$

Nelle figure 2.5-2.7 mostriamo gli effetti della violazione di CP nel lato di tag sulla distribuzione di Δt per eventi con $B^0 \rightarrow D^* l\nu$ nel lato ricostruito. In fig. 2.5 è mostrata la distribuzione teorica (2.31) per b = c = 0 ed r' = 0, cioè senza asimmetrie di CP. In figura 2.6 sono mostrate le distribuzioni per diversi valori di b, con r' = 0.05 e c = 0. Viceversa, in figura 2.7 abbiamo b = 0, r' = 0.05 e diversi valori di c. I valori utilizzati sono piuttosto elevati



Figura 2.5: Distribuzione teorica di Δt per eventi $B^0 \rightarrow D^* l \nu$ in assenza di violazione di CP nel lato di tag

rispetto a quelli attesi ($\sim 2\%$) per rendere più evidente l'effetto. Si noti come le distribuzioni per gli eventi *unmixed* risultino praticamente immodificate, mentre possono cambiare notevolmente quelle degli eventi *mixed*.

Ci prefiggiamo di misurare i due parametri $b \in c$, utilizzando la (2.31) in un *fit* binnato di massima verisimiglianza applicato alla distribuzione di Δt .

Data la dipendenza di $b \in c$ da $2\beta + \gamma$, con opportune assunzioni su $r' \in \delta'$ sarebbe altresì possibile estrarre un limite su tale quantità.



Figura 2.6: Distribuzione teorica di Δt per eventi con $B^0 \rightarrow D^* l \nu$ con c = 0, r' = 0.05 e diversi valòori di b



Figura 2.7: Distribuzione teorica di Δt per eventi con $B^0 \rightarrow D^* l \nu$ con b = 0, r' = 0.05 e diversi valori di c

2.4.1 Impatto della violazione di CP nel lato di tag sulle misure di α e β

Al fine di evidenziare l'importanza della misura descritta in questa tesi, illustreremo brevemente, nelle prossime pagine, due delle analisi le cui incertezze sistematiche sono sensibilmente incrementate dalla presenza di un effetto di violazione di CP nel lato di *tag*.

Tali analisi, effettuate anch'esse nell'ambito dell'esperimento BaBar, sono giunte ad una misura degli angoli $\alpha \in \beta$ del triangolo di unitarietà; un ambito, questo, che negli ultimi anni ha sollevato grande interesse per la possibilità di verificare le previsioni del Modello Standard e per la sensibilità a nuova fisica che questo tipo di misure può fornire [Bon 05].

È necessario a tal fine misurare gli stessi parametri utilizzando diversi canali di decadimento, al fine di mettere in evidenza eventuali divergenze.

In tali analisi, il contributo della violazione di CP nel lato di *tag* alle incertezze sistematiche viene stimato tramite una procedura standard descritta in [Lon 03], partendo da deboli assunzioni sui parametri $r', \delta' \in \gamma^2$. Una misura di *b* e *c* consentirebbe di affinare il metodo, riducendo in questo modo la corrispondente incertezza.

2.4.2 Misura di $sin(2\beta)$ con $B^0 \rightarrow \phi K^0$ e $B^0 \rightarrow K^+ K^- K_S^0$

La collaborazione BaBar ha recentemente pubblicato [Aub 05b] una misura di $\sin(2\beta)$ effettuata utilizzando i decadimenti $B^0 \rightarrow \phi K^0_{S,L}$ e $B^0 \rightarrow K^+ K^- K^0_S$. In entrambi i processi, il contributo dominante deriva da transizioni $b \rightarrow s\bar{s}s$, attraverso diagrammi *a pinguino*, come illustrato in fig. 2.8.

²Si suppone solo che $r' \in [0.00, 0.04], \delta' \in [0, 2\pi]$ e $\gamma \in [40\circ, 90\circ]$



Figura 2.8: Decadimento $b \rightarrow s\bar{s}s$ tramite pinguino gluonico

Poichè lo stato finale è accessibile tanto al B^0 quanto al \overline{B}^0 , si ottiene un'asimmetria di CP dovuta all'interferenza tra *mixing* e decadimento. Nella fattispecie, il Modello Standard prevede, in assenza di violazione diretta di CP:

$$C_f = 0, \qquad S_f = -\eta_f \sin(2\beta) \tag{2.34}$$

dove per $B^0 \to \phi K_S^0$ si ha $\eta_f = -1$, per $B^0 \to \phi K_L^0$ si ha $\eta_f = 1$, mentre per $B^0 \to K^+ K^- K_S^0$ il valore di η_f dipende dal momento angolare del sistema $K^+ K^-$. Le incertezze teoriche e le correzioni dovute a transizioni CKM-soppresse risultano abbastanza piccole.

L'analisi viene effettuata selezionando i decadimenti $B^0 \to \phi K^0$, sia con K_S^0 che con K_L^0 , mentre i decadimenti $B^0 \to K^+ K^- K_S^0$ vengono selezionati solo se la coppia $K^+ K^-$ fornisce una massa invariante sufficientemente diversa dalla massa del ϕ .

I parametri C_f ed S_f vengono estratti con un fit multidimensionale applicato a diverse variabili tra cui le variabili discriminanti ΔE ed m_{ES} , la differenza di tempo Δt ed il suo errore $\sigma_{\Delta t}$.

I risultati ottenuti permettono di estrarre $\sin(2\beta)$, qualora sia valida la previsione (2.34) data dal Modello Standard. In caso contrario si ottiene un



Figura 2.9: Misure di $-\eta_f \times S_f = sin(2\beta)$ tramite decadimenti con charmonio (es. $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$) e con pinguini $b \rightarrow s\bar{s}s$ (medie mondiali)

valore efficace $\sin(2\beta_{eff})$, diverso da quello ottenibile con altre analisi (ad esempio utilizzando il canale $B^0 \to J/\psi K_S$). Un risultato di questo tipo potrebbe essere spiegato supponendo che il processo illustrato in fig. 2.8 possa avvenire anche attraverso lo scambio di particelle virtuali non previste dal Modello Standard (ad esempio particelle supersimmetriche), che introdurrebbero ampiezze e fasi.

D'altronde la sensibilità necessaria per evidenziare eventuali divergenze tra le diverse misure di $\sin(2\beta)$ richiede un massiccio incremento della statistica utilizzata, tale da portare l'errore statistico attorno al 10% del valore misurato (vedi gli attuali risultati, riassunti in fig. 2.9). Questo d'altronde è il livello attuale delle incertezze sistematiche, una cui riduzione pare dunque necessaria.



Figura 2.10: Decadimento $b \rightarrow u\bar{u}d$ al livello più basso (diagramma ad albero)

La violazione di CP dal lato di *tag* introduce effetti sistematici valutati seguendo la procedura suggerita in [Lon 03]:

$$\delta C_{\phi K} = 0.03, \quad \delta C_{KKK} = 0.03 \tag{2.35}$$

$$\delta S_{\phi K} = 0.01, \quad \delta S_{KKK} = 0.0$$
 (2.36)

da confrontare con errori statistici attualmente dell'ordine di 0.2 (ma soggetti a ridursi, in futuro, in seguito all'aumento della statistica disponibile) ed errori sistematici complessivi dell'ordine di 0.05.

2.4.3 Misura di α con $B^0 \rightarrow \rho^+ \rho^-$

L'angolo α può essere misurato analizzando i decadimenti $B^0 \to \rho^+ \rho^-$ [Aub 05]. In questo caso il contributo dominante al processo deriva da transizioni $b \to u\bar{u}d$ senza loop (cioè da un *diagrammi ad albero*), come mostrato in fig. 2.10. Sono trascurabili invece i contributi derivanti da diagrammi a pinguino.

Anche in questo caso è possibile osservare un'asimmetria di CP dovuta all'interferenza tra *mixing* e decadimento e si possono misurare i corrispondenti parametri $S \in C$. In questo caso, tuttavia, la presenza di tre diversi stati di elicità, uno solo dei quali è autostato di CP (quello *longitudinale*, con h = 0), obbliga ad estrarre α utilizzando un'analisi d'elicità basata sulla distribuzione angolare dei prodotti di decadimento. Possiamo scrivere:

$$a(t) = -C\cos(\Delta mt) + S\sin(\Delta mt)$$
(2.37)

dove C ed S assumono valori diversi per gli stati longitudinali e trasversali. I valori S_L e C_L , corrispondenti allo stato longitudinale, sono quelli facilmente associabili all'angolo α :

$$\alpha = \frac{\arcsin(S_L/\sqrt{1-C_L^2})}{2} \tag{2.38}$$

Lo stato finale è ricostruito cercando due pioni neutri e due tracce cariche (corrispondenti a due pioni carichi). Ciascun π^0 , in particolare, viene ricostruito tramite due fotoni con energia $E_{\gamma} > 40$ MeV, richiedendo che la loro massa invariante soddisfi $0.10 < m_{\gamma\gamma} < 0.16$ GeV/ c^2 . Si può a questo punto ricostruire la massa dei ρ , che dovrà differire dalla vera massa del ρ per meno di 0.375 GeV/ c^2 . I maggiori contributi al fondo provengono dagli eventi in cui non viene prodotta la $\Upsilon(4S)$, ma coppie di quark più leggeri del b.

Come nel caso precedente, i parametri d'interesse vengono estratti con un fit multidimensionale, applicato tra l'altro alle variabili discriminanti ΔE ed m_{ES} , alla differenza di tempo Δt , al suo errore $\sigma_{\Delta t}$ e ad altre variabili cinematiche.

Il contributo della violazione di CP nel lato di tag all'incertezza sistematica su S_L e C_L è pari a 0.01 e 0.04 rispettivamente, da confrontare con incertezze sistematiche globali dell'ordine di 0.1 e incertezze statistiche dell'ordine di 0.2.

Capitolo 3

L'esperimento BaBar

Situato presso lo Stanford Linear Accelerator Center, il rivelatore *BaBar* è stato progettato e realizzato per lo studio dei mesoni B, prodotti in coppie $B\bar{B}$ dal decadimento del mesone $\Upsilon(4S)$.

Nel presente capitolo descriveremo brevemente il collisionatore e^+e^- PEP-II utilizzato per produrre la risonanza $\Upsilon(4S)$ e le componenti del rivelatore.

3.1 PEP-II

PEP-II è un sistema di due anelli di accumulazione concentrici (HER e LER) che produce un fascio di elettroni ed uno di positroni, di energie pari rispettivamente a 9.0 GeV e 3.1 GeV, i quali collidono in una zona d'interazione attorno alla quale è posizionato il rivelatore *BaBar*. Si ottiene così un energia nel sistema del centro di massa pari a 10.58 GeV, corrispondente alla massa della $\Upsilon(4S)$. La differenza di energia fra i due fasci fà sì che quest'ultima venga prodotta con un *boost* di Lorentz pari a $\beta\gamma = 0.56$, utile al fine di distinguere i vertici di decadimento dei due B. D'altro canto, in virtù di tale configurazione, il sistema del centro di massa si muove rispetto a quello del laboratorio, provocando una distribuzione asimmetrica dei prodotti di decadimento del B. Per massimizare l'angolo solido, il centro del rivelatore è dunque spostato rispetto al punto d'interazione.

PEP-II è stato progettato per fornire una luminosità (\mathcal{L}) di $s \times 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$ e successivamente necessarie se si vogliono studiare violazione di CP e decadimenti rari nel sistema dei *B*. All'energia considerata, la sezione d'urto σ_{bb} per il processo $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ è di circa 1nb.

In aggiunta alla produzione della $\Upsilon(4S)$ va considerata la produzione non risonante, cioè coppie di quark più leggeri del *b* e di leptoni (*continuum production*). Le sezioni d'urto corrispondenti sono elencate in tabella 3.1.

Processo	Sezione d'urto (nb)		
$e^+e^- \rightarrow 00$	1.05		
$e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$	1.30		
$e^+e^- \rightarrow s\bar{s}$	0.35		
$e^+e^- \rightarrow u \bar{u}$	1.39		
$e^+e^- \rightarrow d\bar{d}$	0.35		
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.94		
$e^+e^- \to \mu^+\mu^-$	1.16		
$e^+e^- \to e^+e^-$	~ 40		

Tabella 3.1: Sezioni d'urto di produzione ad un energia pari a $M(\Upsilon(4S))$. La sezione d'urto riportata per la produzione di e^+e^- (scattering Bhabha) è un valore efficace che tiene conto dell'accettanza del rivelatore.

Una piccola parte dei dati è stata raccolta ad un'energia inferiore di 40 MeV rispetto alla massa della $\Upsilon(4S)$, al fine di stimare i contributi al fondo derivanti da eventi che non siano del tipo $B\bar{B}$.

3.2 Il sistema di riferimento

In BaBar si è scelto di utilizzare la direzione dei fasci come asse z del sistema di riferimento, col verso positivo concorde al moto degli elettroni.

L'origine del sistema di riferimento coincide invece col punto di interazione dei fasci, l'asse y è rivolto verso l'alto e l'asse x è orientato in direzione opposta a quella del centro dell'anello di accumulazione.



Figura 3.1: Sezione longitudinale del rivelatore BaBar.

Si utilizza spesso, inoltre, un sistema di coordinate cilindriche (z, θ, ϕ) con asse coincidente con la direzione dei fasci.

Si definisce infine *Forward* la zona che si trova nella direzione positiva dell'asse z (cioè la direzione del *boost*) e *Bakward* quella opposta (a Nord).

3.3 Il rivelatore di vertice

Il Silicon Vertex Tracker (SVT) è il sottosistema più interno del rivelatore BaBar.

Si tratta di un rivelatore al silicio utilizzato per la misura dei vertici di decadimento dei mesoni B, con una risoluzione che può arrivare a $80\mu m$ lungo la coordinata z. Esso è in grado di tracciare, inoltre, particelle come i pioni lenti, che non arrivano ai rivelatori successivi a causa del loro basso impulso in direzione trasverso ($P_t < 120 \text{ MeV/c}$). Il sistema è costituito da 52 sensori di silicio a doppia faccia, organizzati in 5 strati attorno alla beam-pipe.

L'accettanza geometrica del rivelatore è data da $-0.87 < \cos\theta < 0.96$.



Figura 3.2: Sezione trasversa dell'SVT.

3.4 La camera a deriva

Compresa tra il tracciatore di vertice e il rivelatore Čerenkov, la camera a deriva (DCH, Drift CHamber) consente di effettuare misure di impulso per

particelle cariche con $P_t > 120 \text{ MeV/c}$, sfruttando la curvatura della traccia, grazie a un campo magnetico magnetico, diretto secondo l'asse z, in cui la camera stessa è immersa.

La camera a deriva permette inoltre di valutare il dE/dx, nell'intervallo di impulso compreso tra 100 e 700 MeV/c, ottenendo informazioni utili per l'identificazione delle particelle.

La struttura della camera comprende 40 strati (*layers*), divisi in 10 superlayers, con un totale di circa 7140 fili di senso, utilizzati per la lettura del segnale e circa 4500 fili di campo per la generazione del campo elettrico. Le particolari orientazioni dei fili, diverse per superlayers vicini, garantiscono la necessaria precisione nella ricostruzione delle tracce. Si ottiene in particolare una risoluzione media sul singolo punto di 125 μm , da cui $\sigma(P_t)/P_t \sim 0.3\%$.

Il gas utilizzato (Elio) è particolarmente leggero e introduce quindi piccoli effetti di scattering multiplo.

Combinando le informazioni fornite da SVT e DCH è possibile ricostruire le tracce corrispondenti a particelle cariche. Si definiscono in particolare alcune grandezze che caratterizzano la traccia. Ad esempio, considerando il punto in cui la traccia si avvicina di più all'asse z, si definiscono z_0 e d_0 come le distanze di tale punto dall'origine del sistema di riferimento, sull'asse ze sul piano x-y rispettivamente. Tali variabili, e le relative incertezze, sono utilizzate poi dagli algoritmi che consentono la selezione delle particelle.

3.5 Il rivelatore Čerenkov

Il DIRC (Detector of Internally Reflected Čerenkov light) è il rivelatore a luce Čerenkov utilizzato dall'esperimento *BaBar* per l'identificazione di particelle cariche.



Figura 3.3: II DIRC.

Esso è costituito da 114 barre di quarzo (indice di rifrazione n = 1.474), parallele all'asse z, che circondano la camera a deriva. Particelle con $\beta > 1/n$ producono nel quarzo un cono di luce che si propaga per riflessione totale lungo le sbarre, fino a ragiungere un sistema di fotomoltiplicatori disposto nella parte posteriore del rivelatore, all'esterno degli altri rivelatori e opportunamente schermato. Il principio di funzionamento è schematizzato in figura 3.4.

Come si può notare, le barre fungono dunque sia da radiatore che da guida di luce. Poichè la quantità di luce riflessa aumenta all'aumentare dell'angolo di incidenza, il DIRC è particolarmente adatto alla rivelazione di particelle con elevato *boost* in z, frequenti in una b-factory asimmetrica. Inoltre la particolare configurazione rende il DIRC particolarmente sottile, riducendo la perdita d'energia subita dalle particelle prima di raggiungere il calorimetro elettromagnetico.

La disposizione dei fotomoltiplicatori consente di misurare l'apertura del cono di luce e quindi la velocità della particella che l'ha prodotto, secondo la



Figura 3.4: Principio di funzionamento del DIRC.

nota formula:

$$\theta = \arccos\left(\frac{1}{\beta n}\right)$$

Conoscendo l'impulso, misurato ad esempio dalla DCH, è possibile poi risalire alla massa della particella, rendendone possibile l'identificazione.

Il DIRC fornisce un'accettanza geometrica del 87% nell'angolo polare θ e del 93% in quello azimutale ϕ . La risoluzione ottenuta sull'angolo di Čerenkov è pari a 2.8 mrad, che permette di ottenere un'efficienza di identificazione per i K pari al 95%.

3.6 Il calorimetro elettromagnetico

Il rivelatore BaBar è dotato di un calorimetro elettromagnetico (EMC) per la rivelazione di elettroni e fotoni, che producono sciami elettromagnetici al suo interno. In particolare, questo calorimetro è in grado di misurare con ottima precisione l'energia dei fotoni nell'intervallo compreso tra 20 MeV e 4 GeV. Il sistema è costituito da 6580 cristalli di Ioduro di Cesio drogato con Tallio, che fungono da scintillatori. La luce prodotta da ciascun cristallo viene infine raccolta da due fotodiodi, disposti in prossimità dello stesso e quindi convertita in segnale. In figura 3.5 è mostrato uno dei cristalli dell'EMC.



Figura 3.5: Uno dei cristalli dell'EMC.

L'accettanza geometrica è data da $-0.78 < \cos \theta < 0.96$, mentre l'efficienza di rivelazione per fotoni con $E_{\gamma} > 20$ MeV supera il 96 %. La risoluzione in energia, stimata utilizzando eventi Bhabha $(e^+e^- \rightarrow e^+e^-)$, è data da:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{\sigma_1}{E(\text{GeV})^{1/4}} \oplus \sigma_2 \tag{3.1}$$

con $\sigma_1 \sim 2.3\%$ e $\sigma_2 \sim 1.8\%$.

Lo studio degli eventi Bhabha permette di ricavare anche la risoluzione angolare del calorimetro, ottenendo:

$$\sigma_{\theta\phi} = \frac{\sigma_3}{E(\text{GeV})^{1/2}} + \sigma_4, \qquad (3.2)$$

con $\sigma_3 \sim 3.9$ mrad e $\sigma_4 \sim 2.0$ mrad.

3.7 Il magnete

Il campo magnetico utilizzato in BaBar ha il valore di 1.5 T ed è prodotto da un solenoide superconduttore di raggio pari a 140 cme con asse coincidente con la direzione di fasci. Una struttura in ferro circonda completamente il solenoide, garantendo il ritorno del flusso.

La corrente e la temperatura a cui lavora il solenoide sono rispettivamente di 7100 A e 4.5 K, ottenuta quest'ultima grazie ad un sistema criogenico ad elio liquido.

Le caratteristiche del magnete sono state scelte per una misura ottimale dell'impulso delle particelle cariche, cercando tuttavia di limitarne le dimensioni, condizione necessaria per contenere il volume (e quindi i costi) del calorimetro elettromagnetico.

3.8 L'Instrumented Flux Return

L'Instrumented Flux Return (IFR) è il più esterno dei sottosistemi che costituiscono il rivelatore BaBar.

Progettato per l'identificazione di Muoni e Adroni neutri (K_L^0 e neutroni),

l'IFR è formato da 774 camere ad elettrodi piani e resistivi (*Resitive Plate Chambers*, *RPC*).

Tali camere sono alloggiate all'interno della struttura in ferro che convoglia le linee di forza del campo magnetico; essa, oltre a fungere da supporto per le camere stesse, assorbe parte della radiazione incidente, in particolare gli adroni carichi e lascia filtrare i muoni, i quali possono quindi produrre ionizazione all'interno di diverse camere ed essere rivelati. Gli adroni neutri interagiscono invece nel ferro, producendo particelle cariche che possono poi essere rivelate dalle RPC. La struttura è suddivisa in 19 strati nel Barrel e 18 strati negli Endcap. Lo spessore del ferro tra uno strato e l'altro varia da 2 a 10 centimetri. La parte interna è segmentata più finemente per la rivelazione dei K_L . La miscela di gas utilizzata nelle camere è composta da Argon (65.5%) Isobutano (4.5%) e Freon 134A (30.0%).



Figura 3.6: L'IFR.

Capitolo 4

Strategia d'analisi

Intendiamo misurare i parametri $b \in c$, definiti dalle (2.32) - (2.33), tramite un fit alla distribuzione della variabile Δt , in un set di eventi che abbiano, nel lato ricostruito, il decadimento $B \rightarrow D^* l \nu$. Infatti, come già spiegato, questo canale non è affetto dallo stesso tipo di asimmetria presente nel lato di *tag*: ciò impedisce una contaminazione dell'effetto da misurare dovuta al lato ricostruito.

Dal punto di vista sperimentale, lo stato $D^*l\nu$ può essere facilmente rivelato anche ricorrendo ad una ricostruzione inclusiva, che permette di ampliare il set di eventi a disposizione. Infatti, il D^* decade prevalentemente in $D^0\pi$ e la differenza di massa tra il D^* ed il D^0 è di appena 145 MeV/ c^2 . Il pione, che ha una massa di circa 139.6 MeV/ c^2 avrà quindi, nel sistema di quiete del D^* , un impulso inferiore ai 6 MeV/c e, nel sistema di riferimento del laboratorio, un impulso tipicamente inferiore a 200 MeV/c (nel seguito tale pione verra indicato come *pione soffice*). La presenza di un pione soffice, associata ad una traccia identificata come leptone, rappresenta quindi una chiara segnatura dell'evento e permette di evitare la ricostruzione del D^0 (vd. figura 4.1), mantenendo tuttavia un buon rapporto tra segnale e fondo.



Figura 4.1: Ricostruzione parziale del decadimento $B^0 \rightarrow D^* l \nu$

Gli eventi selezionati dovranno essere quelli nei quali il tag utilizzato è di tipo kaonico. Abbiamo già detto, infatti, che solo in questi eventi sono possibili degli effetti di violazione di CP nel lato di tag e solo per essi vale la (2.31).

In questo capitolo ripercorreremo essenzialmente la sequenza già illustrata, in forma generale, nella sezione 2.3. Nella prima parte analizzeremo rapidamente la strategia di ricostruzione degli eventi, il *tagging*, la ricostruzione dei vertici. Elencheremo quindi le possibili sorgenti di fondo e la procedura utilizzata per determinare il contributo di ciascuna di esse alla distribuzione complessiva di Δt . Nella seconda parte descriveremo invece la procedura di *fit* che ci permetterà di ricavare i parametri *b* e *c*. Dovremo in particolare descrivere la distribuzione di probabilità utilizzata per ciascun fondo e le modifiche introdotte nelle distribuzioni teoriche dagli effetti dovuti al rivelatore.

Il lavoro di tesi si è concentrato in particolare sul perfezionamento del-

le distribuzioni utilizzate nel fit e sulla strategia utilizzata per fissare la distribuzione del fondo combinatorio (vd. sez. 4.2.4).

4.1 Definizione del campione

4.1.1 Selezione e ricostruzione parziale del decadimento $B^0 \rightarrow D^* l \nu$

Come menzionato, il decadimento $B^0 \to D^* l \nu$ viene parzialmente ricostruito individuando solamente un pione soffice, con impulso inferiore a 200 MeV/c, ed un leptone (elettrone o muone) di segno opposto.

Diversi tagli sono applicati alle variabili cinematiche e a quelle che descrivono la risposta dei rivelatori al passaggio di una particella, al fine di aumentare la purezza del campione. Si taglia in particolare su impulsi, energie perse nei diversi rivelatori, caratteristiche della traccia (cfr. le variabili $z_0 e d_0$ definite in sez. 3.4).

L'algoritmo utilizzato permette di ottenere un'efficienza del 90% nell'identificazione degli elettroni e del 74% in quella dei μ . Le probabilità di errata identificazione per il leptone sono inferiori al 3%.

Descriviamo brevemente la cinematica del decadimento. Assumiamo che il B^0 sia prodotto a riposo nel sistema di quiete della $\Upsilon(4S)$. In effetti, in tale sistema di riferimento, il mesone B^0 viene prodotto con un impulso di circa 380 MeV/c, che dà un contributo trascurabile all'impulso complessivo nel sistema di riferimento del laboratorio. Questa approssimazione ci permette di stimare il 4-impulso del B^0 partendo dal boost di Lorentz della $\Upsilon(4S)$. L'impulso del D^* può essere invece stimato a partire da quello del pione soffice, assumendo che, a causa del limitato spazio delle fasi a disposizione, il pione sia praticamente collineare al D^* e parametrizzando il modulo dell'impulso di quest'ultimo nella seguente forma:

$$p(D^*) = \alpha + \beta \cdot p(\pi) \tag{4.1}$$

con $\alpha = 200 \text{ MeV}/c$ e $\beta = 12.3$, stimati su dati simulati. Questo permette di misurare la direzione del D^* con un'errore di circa 15 gradi, ed il suo impulso con un errore di circa 400 MeV/c.

È possibile a questo punto calcolare la massa invariante del neutrino:

$$\mathcal{M}_{\nu}^{2} = (P_{B^{0}} - P_{D^{*}} - P_{l})^{2} \tag{4.2}$$

Il valore misurato di \mathcal{M}^2_{ν} è condizionato dalla risoluzione e dalle approssimazioni nella ricostruzione degli impulsi e avrà quindi una distribuzione centrata in zero e tanto più larga quanto meno precise sono le misure d'impulso. Inoltre negli eventi di fondo, nei quali il decadimento è stato assegnato erroneamente al canale $B^0 \to D^* l \nu$, la cinematica è diversa e si possono ottenere valori di \mathcal{M}^2_{ν} molto diversi da zero.

4.1.2 Algoritmo di tagging

Come già accennato, solo gli eventi con tag kaonico vengono utilizzati nell'analisi descritta in questa tesi. È possibile identificare i kaoni da usare per il tagging, utilizzando le informazioni fornite dal tracciatore di vertice (SVT), dalla camera a Deriva (DCH) e dal rivelatore Čerenkov (DIRC). In particolare si utilizzano tagli sul dE/dx misurato nei primi due rivelatori, sul numero di fotoni raccolti dal DIRC e sull'angolo di Čerenkov misurato dallo stesso.

A questo punto un algoritmo, basato su tagli all'impulso e alle variabili z_0 e d_0 (vd.sez. 3.4), consente di determinare se il kaone può essere associato al B^0 di *tag* per determinarne il sapore [Ber 01]. In primo luogo, si rimuovono dall'evento tutte le tracce provenienti dal B^0 ricostruito. Successivamente si applicano i tagli, che consentono di ridurre il numero dei kaoni, fino a sceglierne uno solo, la cui carica è utilizzata per il *tagging* (ricordiamo che una carica positiva viene associata ad un B^0 , una negativa ad un \bar{B}^0).

Si ottiene così un'efficienza dell'ordine del 35%, con una probabilità di assegnare al mesone di *tag* il sapore sbagliato (*probabilità di mistag*) dell'ordine del 15%.

4.1.3 Ricostruzione dei vertici di decadimento

Al fine di misurare l'intervallo di tempo Δt intercorso tra i decadimenti dei due mesoni B^0 , è necessario risalire alla posizione dei corrispondenti vertici di decadimento, utilizzando le tracce rivelate.

Nel caso del lato ricostruito, il vertice viene determinato utilizzando entrambe le tracce a disposizione, quella del leptone e quella del π . Il punto di decadimento viene determinato con un fit che permette di determinare l'intersezione delle due tracce, col vincolo che il vertice sia compreso, nel piano trasversale, all'interno della regione d'interazione. Questa regione viene ampliata di 50 μm in direzione y, per tenere in considerazione la deriva del B^0 nel piano stesso. Solo gli eventi in cui il fit al vertice abbia una probabilità maggiore dello 0.1% sono presi in considerazione.

Per ricostruire il vertice nel lato di tag, si utilizzano invece tutte le tracce che formino col pione soffice un angolo $\Theta > 90^{\circ}$. Questo taglio permette di ridurre la frazione di tracce provenienti dal D^{0} (non ricostruito) del decadimento del B_{rec} . La richiesta che il numero di tracce utilizzate sia uguale a 2 permette di ridurre ulteriormente tale frazione. Si noti come il kaone utilizzato per il tagging non debba comparire necessariamente tra le tracce utilizzate nella ricostruzione del vertice. Potremo quindi avere eventi in cui il K di tag provenga dal lato ricostruito (eventi D-tag), ma il vertice di tag sia localizzato correttamente. Questo può creare dei problemi in quanto rende difficile distinguere la distribuzione di Δt per gli eventi D-tag da quella per gli eventi con il tag corretto.

Una volta determinata la posizione dei vertici, si chiede che la distanza Δz tra essi sia minore di 3 mm e che l'errore sulla misura della stessa sia minore di 0.5 mm, per eliminare eventi mal ricostruire e quindi migliorare la qualità del campione. A questo punto è possibile ricavare l'intervallo di tempo Δt , utilizzando la (2.6).

4.1.4 Composizione del campione

L'analisi presentata in questa tesi è basata sui dati raccolti dall'esperimento BaBar nell'arco di cinque anni, dal 1999 al 2004, corrispondenti ad una luminosità integrata di circa 200.7 fb^{-1} alla risonanza della $\Upsilon(4S)$. Prima di analizzare i dati, la procedura di fit è stata sottoposta ad una verifica basata su:

- 1. Eventi simulati corrispondenti a coppie B^0B^0 o B^+B^- (eventi Montecarlo). Le simulazioni Montecarlo utilizzate tengono conto non solo dei processi fisici che intervengono nei fenomeni da studiare, ma anche degli effetti introdotti dai rivelatori, permettendo una verifica completa dei metodi che si intende utilizzare.
- 2. Dati raccolti 40 MeV sotto la risonanza (off-peak).

Le luminosità corrispondenti sono riassunte in tabella 4.1, assieme al numero di coppie $B\bar{B}$ corrispondente.

	Alla Risonanza	off-peak	B^0B^0	B^+B^-
$\mathcal{L} (fb^{-1})$	200.7	21.5	887.9	844.0
Num.coppie	$\sim 220 \times 10^6$	_	$\sim 488 \times 10^6$	$\sim 464 \times 10^6$

Tabella 4.1: Composizione dei campioni

Si può notare che la statistica disponibile per gli eventi simulati è di circa 4 volte superiore a quella per i dati raccolti alla risonanza.

Nel Montecarlo, è possibile dividere gli eventi selezionati in quattro categorie, caratterizzate da diverse distribuzioni della variabile discriminante \mathcal{M}^2_{ν} :

- Segnale: Questa categoria comprende gli eventi del tipo B⁰ → D*lν e B → D*lνγ, nonché i decadimenti B⁰ → D*τν/D*X_c → D*lX e B⁰ → D*π col π scambiato per un μ , che danno comunque l'esatto sapore del B⁰. La distribuizione di M²_ν ha un picco attorno a zero e si estende nella regione compresa tra -2 GeV²/c⁴ e +2 GeV²/c⁴ (regione di segnale).
- Fondo con un picco nella regione di segnale (*peaking*): Questa categoria comprende i decadimenti di *B* carichi con caratteristiche cinematiche simili a quelle degli eventi di segnale ovvero B⁻ → l⁻νD^{*+}π⁻ e B⁻ → D^{*+}π⁻X col π identificato come muone. Come nel segnale, la distribuzione di M²_ν ha un picco intorno allo zero.
- Fondo Combinatorio: Tale categoria comprende tutti gli eventi di tipo $B^0 \bar{B}^0$ o B^+B^- non compresi nelle categorie precedenti. Si tratta cioè di eventi nei quali sono stati selezionati un leptone ed un pione soffice che, per combinazione, superano la selezione, pur proveniendo da canali diversi da quelli che classifichiamo come segnale o come *peaking*.

La distribuzione di \mathcal{M}^2_{ν} non presenta picchi rilevanti e si estende tra -10 GeV²/c⁴ e +2 GeV²/c⁴.

 Fondo Continuo: Questa categoria comprende gli eventi nei quali non è stata prodotta la Υ(4S), ma una coppia di quark più leggeri del b o una coppia di leptoni, che possono poi dare una coppia l − π_s che passa la selezione. La distribuzione di M²_ν si estende anche in questo caso tra -10 GeV²/c⁴ e +2 GeV²/c⁴.

Il numero di eventi che hanno superato la selezione è riportato in tabella 4.2, diviso per le categorie UP, UN, MP, MN descritte in sez. 2.4. Nell'ulitima riga riportiamo il numero di eventi riscalato alla luminosità del segnale.

	dati	segnale	off-peak	combinatorio	peaking
$unmixed - K^+ (UP)$	262548	344031	4496	607377	37891
unmixed - K^- (UN)	246953	326724	4361	570865	36232
mixed - K^+ (MP)	299622	402683	3881	712738	29474
mixed - K^- (MN)	274269	384048	3392	681951	27404
totale	1083392	1457486	16130	2572931	131001
totale riscalato	1083392	329449	150572	~ 600000	31152

Tabella 4.2: Numero di eventi selezionati per ciascun campione (segnale, fondo continuo, fondo combinatorio e fondo peaking) e per ciascuna categoria di fit. Nell'ulitima riga, il numero di eventi è riscalato alla luminosità dei dati

Notare, dal Montecarlo, il contributo determinante del fondo combinatorio.

4.1.5 Determinazione dei contributi al fondo

Per tener conto della presenza di diverse sorgenti di fondo, è necessario modificare la distribuzione di Δt utilizzata nel fit. In particolare, si supponga che siano note le distribuzioni del segnale e dei fondi. Chiamiamole genericamente \mathcal{P}_i , dove *i* può rappresentare il segnale, il fondo *peaking*, il fondo continuo o il fondo combinatorio.

La funzione di distribuzione complessiva potrà essere posta nella forma:

$$\mathcal{P}(\Delta t) = \sum_{i} f_i \mathcal{P}_i(\Delta t) \tag{4.3}$$

dove le frazioni f_i rappresentano sostanzialmente la probabilità che un certo evento sia un'evento di segnale, di fondo combinatorio, di fondo *peaking* o di fondo continuo. È importante trovare allora una o più variabili, indipendenti da Δt , la cui distribuzione sia diversa per il segnale ed i vari fondi, in modo tale da poterli discriminare, per ottenere poi le frazioni f_i come funzioni di tali varabili. Nel nostro caso, in particolare, è possibile stabilire una dipendenza di tali frazioni dalla massa ricostruita del neutrino, definita dalla (4.2).

La distribuzione di \mathcal{M}^2_{ν} , infatti, è nettamente diversa per ciascuno dei quattro campioni. Di conseguenza la frazione f_i dipende da \mathcal{M}^2_{ν} . Si trova inoltre che la distribuzione per ciascun campione dipende anche da S_{mix} ed S_{tag} e così sarà per f_i . Possiamo quindi scrivere:

$$f_i = f_i(\mathcal{M}_{\nu}^2, S_{mix}, S_{tag}) \tag{4.4}$$

Vediamo ora com'è possibile ricavare tali frazioni. Si supponga di parametrizzare la distribuzione di \mathcal{M}^2_{ν} in uno dei quattro campioni utilizzando un set di parametri \vec{p}_i . Indichiamo con $\mathcal{F}_i(\mathcal{M}^2_{\nu}, \vec{p}_i)$ tale parametrizzazione. Con un fit alla distribuzione nel relativo campione Montecarlo si ricavano i valori dei parametri. Nelle figure 4.2-4.5 sono mostrati i risultati di questi fit.

Le funzioni utilizzate sono opportuni prodotti di polinomi ed esponenziali. Poiché questo tipo di descrizione è puramente empirica, i parametri ricavati dal fit sono privi di un significato fisico ben definito. Si scrive a questo punto la distribuzione complessiva di \mathcal{M}^2_ν come:

$$\mathcal{F}(\mathcal{M}_{\nu}^{2}, \vec{q}) = \sum_{i} q_{i} \mathcal{F}_{i}(\mathcal{M}_{\nu}^{2}, \vec{p}_{i})$$
(4.5)

Fissati i parametri \vec{p}_i ai valori ottenuti col fit precedente, si usa tale funzione per un fit alla distribuzione di \mathcal{M}^2_{ν} nei dati, stimando così i parametri q_i . Il fit viene eseguito imponendo anche:

$$q_{continuo} = \frac{\mathcal{L}_{on-peak}}{\mathcal{L}_{off-peak}} \tag{4.6}$$

e restano quindi da stimare solo tre parametri.

Le frazioni, ora, saranno date da:

$$f_i(\mathcal{M}_{\nu}^2) = \frac{q_i \mathcal{F}_i(\mathcal{M}_{\nu}^2, \vec{p}_i)}{\sum_j q_j \mathcal{F}_j(\mathcal{M}_{\nu}^2, \vec{p}_j)}$$
(4.7)

ed eseguendo l'operazione, separatamente, per i diversi valori di S_{mix} ed S_{tag} , si ottengono frazioni differenti per i quattro casi UP, UN, MP ed MN.

In figura 4.6 è mostrato il risultato dei fit ai dati. In figura 4.7, infine, sono mostrate le frazioni calcolate utilizzando la 4.7.

In ciascuna figura mostriamo i risultati per i campioni UP (in alto a destra), UN (in alto a sinistra), MP (in basso a destra), MN (in basso a sinistra). Tale suddivisione sarà spesso utilizzata nel mostrare i risultati dell'analisi, dato che, essenzialmente, gli effetti di *mixing* e di violazione di CP creano proprio delle differenze tra le quattro categorie.



Figura 4.2: Fit alla distribuzione di $\mathcal{M}^2_{
u}$ per il campione Montecarlo di segnale



Figura 4.3: Fit alla distribuzione di $\mathcal{M}^2_{
u}$ per il campione Montecarlo di fondo continuo



Figura 4.4: Fit alla distribuzione di \mathcal{M}^2_{ν} per il campione Montecarlo di fondo combinatorio



Figura 4.5: Fit alla distribuzione di \mathcal{M}^2_{ν} per il campione Montecarlo di fondo peaking


Figura 4.6: Fit alla distribuzione di \mathcal{M}^2_{ν} nei dati. È possibile distinguere segnale (verde), fondo peaking (blu), fondo combinatorio (giallo) e fondo continuo (magenta).



Figura 4.7: Frazioni delle componenti come funzioni di \mathcal{M}^2_{ν} : segnale (verde), fondo peaking (blu), fondo combinatorio (giallo) e fondo continuo (magenta).

4.2 Procedura di estrazione dei parametri

Come accennato nella sezione 2.4, intendiamo estrarre i parametri b e c, da cui dipende l'entità dell'asimmetria di CP nel lato di tag, utilizzando un fit binnato di massima verisimiglianza alla distribuzione di Δt nel campione considerato. A causa della presenza di eventi di fondo e degli effetti introdotti dalla risoluzione finita dell'apparato sperimentale, tuttavia, la descrizione della distribuzione considerata è molto più complicata di quanto non sia la distribuzione teorica (2.31). In questa sezione illustreremo in che modo è possibile modificare la funzione di distribuzione per tener conto degli effetti appena menzionati.

In primo luogo, come già accennato nella sezione 4.1.5, è possibile tener conto della presenza dei fondi scrivendo la funzione di distribuzione complessiva come:

$$\mathcal{P}(\Delta t) = \sum_{i} f_i(\mathcal{M}_{\nu}^2, S_{mix}, S_{tag}) \mathcal{P}_i(\Delta t)$$
(4.8)

Dovremo quindi definire le funzioni $\mathcal{P}_i(\Delta t)$ non solo per il segnale, ma anche per i fondi e modificarle per tener conto degli effetti introdotti dal rivelatore.

Ciascuna funzione dovrà descrivere correttamente la distribuzione di Δt negli eventi del rispettivo campione, mentre la 4.8 sarà utilizzata nel fit complessivo ai dati.

In particolare, eseguiremo dei fit binnati di massima verosimiglianza, limitatamente all'intervallo $-18ps < \Delta t < 18ps^{-1}$, che sarà diviso in 100 bin. Assegneremo un'incertezza sistematica tanto alla scelta dell'intervallo quanto al numero di bin utilizzati.

 $^{^{1}18\}mathrm{ps}$ corrispondono a circa 11.7 volte la vita media del mesone $B^{0},$ pari a $(1.539\pm0.009)ps$ [Eid 04].



Figura 4.8: Distribuzione di $\Delta t - \Delta t'$ nel campione di segnale del Montecarlo

4.2.1 Segnale

La distribuzione teorica di Δt è quella riportata nella (2.31), ovvero:

$$\mathcal{P}_{th}(\Delta t, S_{mix}, S_{tag}) = Ce^{-\frac{|\Delta t|}{\tau}} \left[1 + S_{mix} \left(\frac{1 - r'^2}{1 + r'^2} \right) \cos(\Delta m \Delta t) + -S_{mix} \frac{1}{1 + r'^2} (S_{tag}b - c) \sin(\Delta m \Delta t) \right]$$
(4.9)

Dobbiamo correggerla per tener conto degli effetti introdotti dal rivelatore. Notiamo in primo luogo che l'intervallo temporale realmente misurato risente della risoluzione spaziale finita dell'apparato sperimentale. Se indichiamo con $\Delta t'$ l'intervallo "vero", quello misurato, Δt , si distribuirà attorno ad esso: la probabilità per la grandezza $\Delta t - \Delta t'$ (di cui in figura 4.8 mostriamo la distribuzione nel campione di segnale del Montecarlo) sarà data da una certa funzione $\mathcal{R}_{sig}(\Delta t - \Delta t')$, che chiameremo funzione di risoluzione. La distribuzione dell'intervallo misurato sarà dunque la convoluzione della distribuzione teorica (4.9) con la funzione di risoluzione, ovvero:

$$\mathcal{P}_{1}(\Delta t, S_{mix}, S_{tag}) = \mathcal{P}_{th}(\Delta t) \otimes \mathcal{R}_{sig}(\Delta t) = = \int_{\Delta t_{min}}^{\Delta t_{max}} \mathcal{P}_{th}(\Delta t') \mathcal{R}_{sig}(\Delta t - \Delta t') d(\Delta t') \quad (4.10)$$

Poiché gli effetti di risoluzione sono molteplici, è necessario utilizzare, come funzione di risoluzione, la somma di più gaussiane, con larghezze e valori medi differenti. Nella fattispecie ne utilizziamo tre, che si distinguono in particolare per la loro larghezze:

$$\mathcal{R}_{sig}(\Delta t) = (1 - f_w - f_o) \cdot \mathcal{G}(\Delta t - b_n, s_n \sigma(\Delta t)) + + f_w \cdot \mathcal{G}(\Delta t - b_w, s_w \sigma(\Delta t)) + + f_o \mathcal{G}(\Delta t, \sigma_o)$$
(4.11)

dove s_n ed s_w sono fattori di scala da stimare e σ è l'errore associato a ciascun evento. Tale errore varia evento per evento, con una certa distribuzione di probabilità \mathcal{P}_{σ} . Dobbiamo dunque considerare, in realtà, la probabilità combinata di Δt e $\sigma(\Delta t)$, che sarà:

$$\mathcal{P}_{2}(\Delta t, \sigma(\Delta t), S_{mix}, S_{tag}) = \mathcal{P}(\Delta t | \sigma) \cdot \mathcal{P}_{\sigma} =$$
$$= (\mathcal{P}_{th}(\Delta t) \otimes \mathcal{R}_{sig}(\Delta t)) \cdot \mathcal{P}_{\sigma} \qquad (4.12)$$

In sostanza, quindi, è necessario eseguire un fit bidimensionale. Tuttavia, poiché \mathcal{P}_{σ} non fornisce informazioni di interesse fisico, modelleremo la funzione di distribuzione degli errori sulla distribuzione di σ nei dati stessi. Ciò



Figura 4.9: Distribuzione di σ nei dati per le quattro categorie del fit

considerato, nel seguito tralasciamo di riscrivere il fattore \mathcal{P}_{σ} , sottintendendo che esso dovrà moltiplicare tutte le funzioni di distribuzione di Δt . La distribuzione di σ nei dati è mostrata in fig. 4.9.

Un altro effetto di cui occorre tener conto è la possibilità che, in alcuni casi, l'assegnazione di un certo sapore al B di tag sia sbagliata. Se ω è la probabilità di sbagliare il tag (e quindi anche S_{mix}), allora la distribuzione correttà è:

$$\mathcal{P}_{3}(\Delta t, \sigma(\Delta t), S_{mix}, S_{tag}) = (1 - \omega) \mathcal{P}_{2}(\Delta t, \sigma(\Delta t), S_{mix}, S_{tag}) + \omega \mathcal{P}_{2}(\Delta t, \sigma(\Delta t), -S_{mix}, -S_{tag})$$
(4.13)

Consideriamo infine la possibilità che il K utilizzato nel tagging non proven-

ga dal lato di *tag* ma da un decadimento del D^0 nel lato ricostruito (D-tag). Descriviamo questi eventi tramite una distribuzione \mathcal{P}_{Dtag} di tipo esponenziale convoluta con un'ulteriore funzione di risoluzione, anch'essa somma di tre gaussiane. Indichiamo con α_U la probabilità che avvenga il D-tag negli eventi UP e UN e con α_M quella per gli eventi MP ed MN. Troviamo che la funzione di distribuzione complessiva per il segnale può essere scritta come:

$$\mathcal{P}_{sig}(\Delta t, \sigma(\Delta t), S_{mix}, S_{tag}) = (1 - \alpha(S_{mix})) \cdot \mathcal{P}_{3}(\Delta t, \sigma(\Delta t), S_{mix}, S_{tag}) + \\ + \alpha(S_{mix}) \cdot (\mathcal{P}_{Dtag}(\Delta t) \otimes \mathcal{R}_{Dtag}(\Delta t)) \cdot = \\ = \left[(1 - \alpha(S_{mix})) \cdot Ce^{-\frac{|\Delta t|}{\tau}} \left[(1 + S_{mix}D\cos(\Delta m\Delta t)) + \right] \right] \\ - S_{mix}(S_{tag}b - Dc)\sin(\Delta m\Delta t) \right] \otimes \mathcal{R}_{sig}(\Delta t) + \\ + \alpha(S_{mix}) \cdot \frac{1}{2\tau_D} e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau_D}} \otimes \mathcal{R}_{Dtag}(\Delta t) \right] \cdot$$
(4.14)

essendo $D = (1-2\omega)$, τ_D una vita media efficace che descrive la distribuzione degli eventi D-tag e avendo trascurato i termini in r'^2 .

I valori di α_U ed α_M vengono stimati nel montecarlo, trovando:

$$\alpha_U = 0.0572 \pm 0.0046 \tag{4.15}$$

$$\alpha_M = 0.572 \pm 0.030 \tag{4.16}$$

dove gli errori si ottengono supponendo che il numero di eventi in ciascun campione fluttui secondo una distribuzione di Poisson.

Si noti come la frazione dei D-tag negli eventi *mixed* sia 10 volte più grande di quella negli eventi *unmixed*. Questo dipende dal fatto che un K proveniente dal D^0 non ricostruito ha prevalentemente il segno opposto a quello del π_s , e quindi lo stesso segno del leptone. Un tipica catena di decadimento è infatti:

$$\bar{B}^0 \to D^{*+} l^- \bar{\nu} \tag{4.17}$$

$$D^{*+} \to D^0 \pi_s^+ D^0 \to K^- X \tag{4.18}$$

Segue che gli eventi D-tag vengono classificati il più delle volte come eventi *mixed*.

Useremo la funzione di distribuzione (4.14) nel fit, che dunque sarà effettuato per la coppia di osservabili $\Delta t \in \sigma(\Delta t)$.

4.2.2 Fondo *peaking*

Poiché i *B* carichi non subiscono *mixing*, nel caso di eventi derivanti da coppie B^+B^- la distribuzione teorica di Δt sarà semplicemente un'esponenziale e gli eventi avranno tutti $S_{mix} = 1$.

Tuttavia, la possibilità di errori nel *tagging* fà sì che alcuni eventi si presentino come *mixing*. Procedendo con le stesse considerazioni sviluppate nella sezione precedente, troviamo:

$$\mathcal{P}_{peak}(\Delta t, \sigma(\Delta t), S_{mix}, S_{tag}) = C e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau_+}} \frac{1 + D_+ S_{mix}}{2} \otimes \mathcal{R}_{sig}(\sigma_{\Delta t})$$
(4.19)

usando per il *peaking* la stessa funzione di risoluzione utilizzata per il segnale.

D'altronde, il termine $1 + D_+S_{mix}$ rende conto solo del rapporto tra il numero di eventi mixati e non mixati. Poiché non intendiamo effettuare un fit che tenga conto del numero di eventi in ciascuna categoria, non saremo sensibili al parametro D_+ .

4.2.3 Fondo continuo

Il fondo continuo, dovuto essenzialmente a produzione di quark più leggeri del *b*, sarà descritto da un termine di pura vita media sommato a un termine di pura risoluzione. Il secondo termine, in particolare, descrive il caso in cui, nell'evento, i due vertici vadano a coincidere.

In definitiva scriviamo:

$$\mathcal{P}_{off}(\Delta t, S_{mix}) = (1 - f_{res}) \frac{1}{2\tau_{off}} e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau_{off}}} (1 + S_{mix}\mathcal{D}_{off}) + f_{res}\delta(\Delta t)(1 + S_{mix}\mathcal{D}_{res})$$
(4.20)

Tale funzione, tuttavia, non ha la normalizzazione richiesta. Imponendo che la funzione sia separatamente normalizzata per ciascuna categoria di *mixing* e *tag*, otteniamo:

$$\mathcal{P}_{off}(\Delta t, S_{mix}) = (1 - f'_{res}(Smix))\frac{1}{2\tau_{off}}e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau_{off}}} + f'_{res}(Smix)\delta(\Delta t) \quad (4.21)$$

dove:

$$f'_{res}(Smix) = \frac{f_{res}(1 + S_{mix}\mathcal{D}_{res})}{(1 - f_{res})(1 + S_{mix}\mathcal{D}_{off}) + f_{res}(1 + S_{mix}\mathcal{D}_{res})}$$
(4.22)

La funzione di risoluzione sarà invece:

$$\mathcal{R}_{off}(\Delta t, \sigma_i, f_{out_{off}}, s_{off}, b_{off}, \sigma_{out_{off}}) = (1 - f_{out}) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i s_{off}} e^{-\frac{(\Delta t - b_{off})^2}{2\sigma_i^2 s_{off}^2}} + f_{out_{off}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{out_{off}}} e^{-\frac{\Delta t^2}{2\sigma_{out_{off}}^2}} (4.23)$$

4.2.4 Fondo combinatorio

La descrizione del fondo combinatorio risulta piuttosto complicata. Come si può notare in figura 4.7, è dal combinatorio che viene la gran parte del



Figura 4.10: Rapporto tra le distribuzioni di Δt nel combinatorio-regione di segnale e nel combinatorio-regione laterale, diviso per eventi UP, UN, MP, MN

contributo per $\mathcal{M}^2_{\nu} < -2 \text{ GeV}^2/c^4$, mentre in questa regione non c'è alcun contributo dal segnale. Di conseguenza, eseguire il fit considerando pure gli eventi in questa regione può essere utile solo al fine di ottenere una migliore stima della distribuzione del combinatorio.

Alcuni studi, tuttavia, ci hanno permesso di verificare che, in realtà, la distribuzione di Δt nel combinatorio per $\mathcal{M}^2_{\nu} < -2 \text{ GeV}^2/c^4$ (regione laterale) è sensibilmente diversa da quella per $\mathcal{M}^2_{\nu} > -2 \text{ GeV}^2/c^4$ (regione di segnale). In effetti, come mostrato in figura 4.10, il rapporto tra le due distribuzioni è tutt'altro che uniforme. Questo è dovuto probabilmente al fatto che il fondo combinatorio ha in realtà una molteplicità di contributi, con distribuzioni di Δt potenzialmente diverse tra loro. Se la frazione relativa di tali contributi cambia al variare di \mathcal{M}^2_{ν} , cambierà anche la distribuzione complessiva di Δt . Concludiamo che, stando l'attuale classificazione dei fondi, dalla regione $\mathcal{M}^2_{\nu} < -2 \text{ GeV}^2/c^4$ è impossibile ricavare informazioni relative alla distribuzione del combinatorio nella regione di segnale.

Abbiamo provato allora a suddividere il fondo combinatorio in diversi sotto-campioni, affinchè in ciascuno di essi non vi fossero le differenze tra regione di segnale e regione laterale. Una tale suddivisione, tuttavia, non è stata ottenuta.

Si è quindi deciso di limitare il fit alla regione di segnale e di individuare una strategia per fissare la distribuzione del fondo combinatorio.

Il metodo adottato utilizza un campione di controllo ottenuto selezionando eventi in cui il leptone ed il pione soffice non avessero cariche opposte, ma bensì la stessa carica. Gli eventi di tale campione hanno coppie l- π_s che non derivano dal canale $D^* l \nu$ o da canali simili, ma, per pura combinazione, superano i test di selezione. In questo campione, dunque, non avremo né eventi di segnale né eventi di fondo *peaking* (la cui cinematica assomiglia a quella del segnale), ma solo eventi di combinatorio e fondo continuo.

Se indichiamo con \mathcal{P}_{++} la distribuzione di Δt nella combinatorio di questo campione e con \mathcal{P}_{+-} quella nel nostro fondo combinatorio, troviamo (nel Montecarlo):

$$\left(\frac{\mathcal{P}_{+-}}{\mathcal{P}_{++}}\right)_{\mathcal{M}^2_{\nu} > -2GeV^2/c^4} = \left(\frac{\mathcal{P}_{+-}}{\mathcal{P}_{++}}\right)_{\mathcal{M}^2_{\nu} < -2GeV^2/c^4}$$
(4.24)

In figura 4.11 è mostrato in effetti il rapporto di questi due rapporti nel Montecarlo: esso risulta abbastanza uniforme e uguale a 1.



Figura 4.11: Rapporto dei rapporti mostrati in (4.24)

Dalla 4.24 segue:

$$(\mathcal{P}_{+-})_{\mathcal{M}^2_{\nu} > -2GeV^2/c^4} = \left(\frac{\mathcal{P}_{+-}}{\mathcal{P}_{++}}\right)_{\mathcal{M}^2_{\nu} < -2GeV^2/c^4} \cdot (\mathcal{P}_{++})_{\mathcal{M}^2_{\nu} > -2GeV^2/c^4} \quad (4.25)$$

Le \mathcal{P}_{++} possono essere ricavate, nei dati, utilizzando il campione di controllo. La $(\mathcal{P}_{+-})_{\mathcal{M}^2_{\nu} < -2GeV^2/c^4}$ può essere ricavata, sempre dai dati, guardando alla regione laterale del nostro campione. Ribadiamo che in tale regione entrambi i campioni non hanno contributi dal segnale o dal fondo *peaking*. Hanno però un contributo dal fondo continuo, che quindi va sottratto utilizzando i dati *off-peak* raccolti al di sotto della risonanza.

In definitiva, è possibile ottenere, utilizzando solo i dati e non la simulazione, una stima del contributo derivante dal fondo combinatorio nella regione di segnale. Effettueremo quindi il fit a questa sola regione, fissando il combinatorio dalla (4.25) e assegnando a tale strategia un'opportuna incertezza sistematica.

4.3 Sommario

Abbiamo appena descritto la strategia utilizzata per selezionare il campione da utilizzare nell'analisi ed estrarre i parametri $b \in c$ collegati alla violazione di CP nel lato di *tag*.

Abbiamo evidenziato in particolare le modifiche da introdurre nella distribuzione di Δt per il segnale, necessarie per tener conto dei diversi effetti di rivelazione. Dovremo dunque verificare, tramite l'utilizzo di eventi simulati, la correttezza di tali modifiche e del metodo d'analisi nel suo complesso.

Abbiamo visto, infine, come sia stato necessario sviluppare una strategia per fissare il contributo del combinatorio nella regione di massa. Sarà necessario sottoporre anch'essa ad un'opportuna verifica.

Capitolo 5

Verifica della strategia d'analisi

Prima di essere applicata ai dati, la strategia progettata per estrarre i valori dei parametri $b \in c$ è stata sottoposta a diversi test, utilizzando eventi simulati. Solo quando la strategia adottata ha superato tutti i test sulle simulazioni, si passa ad analizzare i dati per estrarre il risultato finale.

Il presenta capitolo è dedicato alla verifica della strategia illustrata nel capitolo precedente, effettuata dal candidato utilizzando eventi simulati. Il fit viene effettuato utilizzando solo gli eventi nella regione di segnale $M_{\nu} > 2$ Gev^2/c^4 . Al termine del processo di verifica avremo a disposizione una previsione dell'errore statistico atteso nella misura dei due parametri ed informazioni su eventuali deviazioni sistematiche (*bias*) introdotti dai metodi utilizzati.

5.1 Fit al segnale

Una prima serie di fit è stata eseguita coi soli eventi di segnale presenti nel campione simulato, senza generare nessuna violazione di CP nel lato di tag. Ci aspettiamo quindi di trovare b = c = 0.

Qui, come nel seguito, il fit viene effettuato utilizzando solo gli eventi nella regione di segnale $M_{\nu}^2 > 2 \text{ Gev}^2/c^4$. Le luminosità equivalenti per il campione simulato sono quelle riportate in tabella 4.1. I fit sono stati eseguiti utilizzando un pacchetto di classi C++ denominato *RooFit* [Ver 03]. *RooFit* deriva dal pacchetto *ROOT* ed usa i metodi di *Minuit* nelle procedure di minimizzazione.

In un campione simulato, è possibile conoscere il tempo "vero" che è stato generato, libero dagli effetti di rivelazione, così come il vero sapore del B ricostruito e di quello di tag. E' quindi possibile effettuare il fit in diverse configurazioni:

- a) Δt vero e stato di *mixing* e tag vero;
- **b**) Δt vero e stato di *mixing* e tag misurato eventi D-tag esclusi;
- c) Δt vero e stato di *mixing* e tag misurato eventi D-tag inclusi;
- d) Δt misurato e stato di *mixing* e tag vero;
- e) Δt misurato e stato di *mixing* e tag misurato eventi D-tag esclusi;
- f) Δt misurato e stato di *mixing* e tag misurato eventi D-tag inclusi;

Verificare la procedura in diverse configurazioni è utile al fine di individuare la sorgente di eventuali problemi, che possono derivare da una cattiva descrizione di un qualche effetto di rivelatore (mistag, D-tag o risoluzione). Per la <u>configurazione a</u> sarebbe necessario utilizzare la distribuzione teorica (2.31), che qui riportiamo per comodità:

$$\mathcal{P}(\Delta t, S_{mix}, S_{tag}) = Ce^{-\frac{|\Delta t|}{\tau}} \left[1 + S_{mix} \left(\frac{1 - r'^2}{1 + r'^2} \right) \cos(\Delta m \Delta t) + S_{mix} \frac{1}{1 + r'^2} (S_{tag}b - c) \sin(\Delta m \Delta t) \right]$$
(5.1)

Inseriamo tuttavia il fattore D a moltiplicare il termine in coseno. Ci aspettiamo, dal fit, D = 1. I risultati ottenuti sono riportati in tabella 5.1 (qui e nel seguito lasciamo due cifre significative solo per i parametri $b \in c$) e nei grafici di figura 5.1. In quest'ultima è mostrata anche la deviazione relativa, definita come:

$$d_j = \frac{\#MC_j - \#FIT_j}{\sqrt{(\#FIT_j)}} \tag{5.2}$$

dove j indica il bin considerato, $\#MC_j$ il numero di eventi in tale bin e $\#FIT_j$ il numero di eventi previsto in base al risultato del fit. Nell'ipotesi che la funzione di fit descriva correttamente la distribuzione, ci aspettiamo che tale grandezza sia distribuita gaussianamente attorno allo zero, con larghezza pari a 1. Graficando inoltre il valore di d_j in funzione di Δt è possibile evidenziare eventuali strutture, sintomo di un fit non buono. Come al solito, il campione è diviso nei sottocampioni UP (in alto a sinistra), UN (in alto a destra), MP (in basso a sinistra), MN(in basso a destra). Per quanto riguarda il parametro Δm (espresso qui e in seguito in unità di \hbar/c^2) il risultato è compatibile con quello utilizzato per generare il Montecarlo (0.489 ps⁻¹). Il risultato per τ risulta invece sensibilmente più alto di quello utilizzato nella generazione (1.540 ps). I risultati per b e c presentano bias non preoccupanti, considerando che l'errore aumenterà introducendo gli effetti di rivelatore, considerando anche i fondi e passando al fit nei dati, per i quali la statistica è minore e quindi l'errore atteso è maggiore rispetto al Montecarlo.

Passando alla <u>configurazione b</u>, quello che ci aspettiamo è che D diventi diverso da 1. I risultati del fit sono riportati in tabella 5.2 e in figura 5.2. Valgono essenzialmente gli stessi commenti fatti in precedenza. Confrontando col caso precedente, si noti come l'errore su c aumenti più di quello su b. Questo riflette il fatto che c viene moltiplicato nella distribuzione per il fattore D. In altri termini, il mistag riduce in particolare la sensibilità sul parametro c.

Nella <u>configurazione c</u> è necessario introdurre, attraverso i parametri α_U ed α_M , il contributo dei D-tag. In tal caso il fit è effettuato col nuovo parametro libero τ_D . I risultati del fit sono riportati in tabella 5.3 e in figura 5.3. Si noti come i risultati per τ e τ_D siano del tutto compatibili, come dev'essere quando si considera il tempo vero, che non dipende dalla ricostruzione e quindi ha la stessa distribuzione per tutti gli eventi, compresi i D-tag.

Nelle <u>configurazioni d, e ed f</u>, è necessario tener conto degli effetti di risoluzione. Al fine di ottenere un fit stabile e valori di b e c compatibili con zero, è stato necessario utilizzare diversi parametri di risoluzione per eventi *mixed* e *unmixed*. In realtà tale scelta non ha un preciso senso fisico, ma pemette di rendere il fit molto più stabile e di ridurre i *bias* sui parametri b e c. È necessario inoltre fissare alcuni dei parametri. A tal fine, si esegue un primo fit liberando tali parametri, i quali vengono poi fissati in un successivo fit e quindi di nuovo liberati per un terzo fit. Il risultato ottenuto in quest'ultimo fit viene usato per fissare il valore dei parametri nel fit finale, i cui risultati sono mostrati, per le tre configurazioni, nelle tabelle 5.4-5.6 e nelle figure 5.4-5.6. Si noti, in tutti i tre casi, la presenza di *bias* in b e c, che tuttavia continuano ad essere poco preoccupanti, considerato che l'errore statistico è destinato a crescere aggiungendo i fondi. Tuttavia va notato che i *bias* aumentano considerevolmente nel momento in cui si introducono nel campione gli eventi D-tag, e la qualità del fit tende a peggiorare. Evidentemente la descrizione di questo tipo d'eventi non è del tutto corretta, e in un futuro miglioramento dell'analisi sarà necessario studiare il problema. Si noti infine, per la configurazione \mathbf{f} , la differenza tra $\tau \in \tau_D$. In tal caso, probabilmente, la presenza di eventi in cui il K di tag viene dal lato ricostruito ed entra anche nella ricostruzione del vertice tende a rendere più stretta la distribuzione di Δt per gli eventi D-tag. La configurazione \mathbf{f} è quella che tiene conto di tutti gli effetti di rivelazione. La funzione di distribuzione utilizzata è la (4.14), ovvero:

$$\mathcal{P}_{sig}(\Delta t, \sigma(\Delta t), S_{mix}, S_{tag}) = (1 - \alpha(S_{mix})) \cdot \mathcal{P}_{3}(\Delta t, \sigma(\Delta t), S_{mix}, S_{tag}) + \\ + \alpha(S_{mix}) \cdot (\mathcal{P}_{Dtag}(\Delta t) \otimes \mathcal{R}_{Dtag}(\Delta t)) \cdot \mathcal{P}_{\sigma} = \\ = \left[(1 - \alpha(S_{mix})) \cdot Ce^{-\frac{|\Delta t|}{\tau}} \left[(1 + S_{mix}D\cos(\Delta m\Delta t)) + \right] - S_{mix}(S_{tag}b - Dc)\sin(\Delta m\Delta t)) \right] \otimes \mathcal{R}_{sig}(\Delta t) + \\ + \alpha(S_{mix}) \cdot \frac{1}{2\tau_{D}} e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau_{D}}} \otimes \mathcal{R}_{Dtag}(\Delta t) \right] \cdot \mathcal{P}_{\sigma}$$
(5.3)

che sarà utilizzata anche nel fit ai dati per descrivere la componente di segnale della distribuzione di Δt .

parametro	risultato
$ au(\mathrm{ps})$	1.565 ± 0.002
$\Delta m \; (\mathrm{ps}^{-1})$	0.4889 ± 0.0005
\mathcal{D}	0.9933 ± 0.0003
b	0.00159 ± 0.00095
с	0.00029 ± 0.00096
$\chi^2 = 420.016/394 g.d.l.$	

Tabella 5.1: Configurazione **a**. Risultato del fit considerando tempo vero e stati di mixing e tag veri

parametro	risultato
$ au(\mathrm{ps})$	1.5598 ± 0.0019
$\Delta m \; (\mathrm{ps}^{-1})$	0.4857 ± 0.0019
\mathcal{D}	0.481 ± 0.002
b	0.0023 ± 0.0017
с	0.0037 ± 0.0036
$\chi^2 = 473.574/395 g.d.l.$	

Tabella 5.2: Configurazione **b**. Risultato del fit considerando tempo vero e stato di mixing e tag misurato. Gli eventi D-tag sono esclusi

parametro	risultato
$ au(\mathrm{ps})$	1.554 ± 0.004
$ au_D(\mathrm{ps})$	1.553 ± 0.008
$\Delta m \; (\mathrm{ps}^{-1})$	0.486 ± 0.002
\mathcal{D}	0.475 ± 0.004
b	0.0048 ± 0.0021
с	0.0019 ± 0.0045
$\chi^2 = 434.1585/394 g.d.l.$	

Tabella 5.3: Configurazione **c**. Risultato del fit considerando tempo vero e stato di mixing e tag misurato. Gli eventi D-tag sono inclusi

parametro	risultato
$ au(\mathrm{ps})$	1.544 ± 0.004
$\Delta m \; (\mathrm{ps}^{-1})$	0.4682 ± 0.0014
${\cal D}$	0.9513 ± 0.0011
b	-0.00229 ± 0.00152
С	-0.00464 ± 0.00181
b_n - Unmixed (ps)	-0.184 ± 0.002
b_n - Mixed (ps)	-0.160 ± 0.010
b_w - Unmixed (ps)	-0.86 ± 0.02
b_w - Mixed (ps)	-0.79 ± 0.08
s_n - Unmixed	0.952 ± 0.003
s_n - Mixed	1.040 ± 0.011
s_w - Unmixed	2.138 (fissato)
s_w - Mixed	1.963 (fissato)
f_n	0.889 ± 0.002
σ_o	9.0575 (fissato)
f_o	0.0060 (fissato)
$\chi^2 = 780.011/388 g.d.l.$	

Tabella 5.4: Configurazione **d**. Risultato del fit considerando tempo misurato e stato di mixing e tag vero

parametro	risultato
$ au(\mathrm{ps})$	1.564 ± 0.003
$\Delta m \ (\mathrm{ps}^{-1})$	0.464 ± 0.002
\mathcal{D}	0.503 ± 0.003
b	-0.0014 ± 0.0020
С	-0.0040 ± 0.0063
b_n - Unmixed (ps)	-0.183 ± 0.003
b_n - Mixed (ps)	-0.210 ± 0.010
b_w - Unmixed (ps)	-0.74 ± 0.03
b_w - Mixed (ps)	-0.63 ± 0.06
s_n - Unmixed	0.930 ± 0.005
s_n - Mixed	0.785 ± 0.009
s_w - Unmixed	2.138 (fissato)
s_w - Mixed	1.963 (fissato)
f_n	0.871 ± 0.003
σ_o	9.0575 (fissato)
f_o	0.0060 (fissato)
$\chi^2 = 625.968/388 g.d.l.$	

Tabella 5.5: Configurazione **e**. Risultato del fit considerando tempo e stato di mixing e tag misurati. Gli eventi D-tag sono esclusi

parametro	risultato
$ au(\mathrm{ps})$	1.562 ± 0.007
$ au_D(\mathrm{ps})$	1.499 ± 0.017
$\Delta m \; (\mathrm{ps}^{-1})$	0.465 ± 0.003
\mathcal{D}	0.511 ± 0.007
b	-0.0045 ± 0.0020
С	-0.0085 ± 0.0069
b_n - Unmixed (ps)	-0.185 ± 0.004
b_n - Mixed (ps)	-0.172 ± 0.011
b_w - Unmixed (ps)	-0.73 ± 0.03
b_w - Mixed (ps)	-0.68 ± 0.06
s_n - Unmixed	0.933 ± 0.005
s_n - Mixed	0.792 ± 0.014
s_w - Unmixed	2.138 (fissato)
s_w - Mixed	1.963 (fissato)
f_n	0.865 ± 0.004
σ_o	9.0575 (fissato)
f_o	0.0060 (fissato)
b_n - Dtag (ps)	-0.210 (fissato)
b_w - Dtag (ps)	-1.475 (fissato)
s_n - Dtag	0.888 (fissato)
s_w - Dtag	2.313 (fissato)
f_w - Dtag	0.9652 (fissato)
$\chi^2 = 718.292/387g.d.l.$	

Tabella 5.6: Configurazione **f**. Risultato del fit considerando tempo e stato di mixing e tag misurati. Gli eventi D-tag sono inclusi



Figura 5.1: Configurazione **a**. IN ALTO: distribuzione del tempo vero (punti) e risultato del fit (linea rossa). IN BASSO: deviazioni relative in funzione del tempo.



Figura 5.2: Configurazione **b***. IN ALTO: distribuzione del tempo vero (punti) e risultato del fit (linea rossa). IN BASSO: deviazioni relative.*



Figura 5.3: Configurazione **c**. IN ALTO: distribuzione del tempo vero (punti) e risultato del fit (linea rossa). IN BASSO: deviazioni relative.



Figura 5.4: Configurazione **d**. IN ALTO: distribuzione del tempo misurato (punti) e risultato del fit (linea rossa). IN BASSO: deviazioni relative.



Figura 5.5: Configurazione **e**. IN ALTO: distribuzione del tempo misurato (punti) e risultato del fit (linea rossa). IN BASSO: deviazioni relative.



Figura 5.6: Configurazione **f**. IN ALTO: distribuzione del tempo misurato (punti) e risultato del fit (linea rossa). IN BASSO: deviazioni relative.

5.2 Fit al fondo *peaking*

Consideriamo ora la componente di fondo dovuta ai decadimenti dei B carichi. In tal caso la distribuzione da considerare è la (4.19), che qui riportiamo:

$$\mathcal{P}_{peak}(\Delta t, \sigma(\Delta t), S_{mix}, S_{tag}) = C e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau_+}} \frac{1 + D_+ S_{mix}}{2} \otimes \mathcal{R}_{sig}(\Delta t)$$
(5.4)

Fissando i parametri della funzione di risoluzione ai valori ottenuti nel fit alla componente di segnale e ricordando che non siamo sensibili al parametro D_+ , otteniamo:

$$\tau_{B^+} = (1.609 \pm 0.006) ps \tag{5.5}$$

Il risultato del fit è mostrato in fig. 5.10. Il valore di τ_{B^+} risulta più elevato di quello di τ , come deve effettivamente essere considerando che la vita media del B^+ è effettivamente maggiore di quella del B^0 .

5.3 Fit al fondo continuo

Avendo a disposizione un campione di dati raccolti in BaBar al di fuori della risonanza della $\Upsilon(4S)$, non è necessario utilizzare dati simulati per lo studio del fondo continuo, costituito proprio da quegli eventi che sono presenti anche quando si è al di sotto dalla risonanza (cioè eventi senza produzione di una coppia $B\bar{B}$).

La (4.21), convoluta con la funzione di risoluzione (4.23), è stata quindi applicata a tale campione, ottenendo i risultati riportati in tabella 5.7 e in fig. 5.11. La funzione, ricordiamo, è così fatta:

$$\mathcal{P}_{off}(\Delta t, S_{mix}) = (1 - f'_{res}(Smix))\frac{1}{2\tau_{off}}e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau_{off}}} + f'_{res}(Smix)\delta(\Delta t) \quad (5.6)$$

parametro	risultato
$ au_{off}(ps)$	1.13 ± 0.12
$f'_{res}(Unmixed)$	0.72 ± 0.04
$f'_{res}(Mixed)$	0.74 ± 0.03
s_{off}	1.08 ± 0.02
$b_{off}(ps)$	0.043 ± 0.013
$f_{out_{off}}$	0.008 ± 0.004
$\sigma_{out_{off}}(ps)$	8 ± 3
$\chi^2 = 445.785/393 g.d.l.$	

Tabella 5.7: Risultati del fit per il fondo continuo

5.4 Test sul fondo combinatorio

Nella sezione 4.2.4 abbiamo descritto la strategia adottata per estrarre dai dati una stima del contributo del fondo combinatorio alla distribuzione di Δt . La strategia è stata testata nel Montecarlo. Si è considerata la distribuzione $(\mathcal{P}_{+-})_{\mathcal{M}^2_{\nu} > -2GeV^2/c^4}$ nel campione di combinatorio del Montecarlo (che chiameremo distribuzione vera del combinatorio), e la stima che si può ottenere dalla (4.25) usando le distribuzioni $(\mathcal{P}_{+-})_{\mathcal{M}^2_{\nu} < -2GeV^2/c^4}$, $(\mathcal{P}_{++})_{\mathcal{M}^2_{\nu} < -2GeV^2/c^4}$ e $(\mathcal{P}_{++})_{\mathcal{M}^2_{\nu} > -2GeV^2/c^4}$, anch'esse prese dal Montecarlo.

La distribuzione vera e quella stimata, normalizzate al numero di eventi della prima, sono mostrate in figura 5.7.

Il grafico di figura 5.8 mostra i rapporti tra i contenuti dei bin delle due distribuzioni; si può notare l'assenza di strutture particolari. In figura 5.9 mostriamo anche la distribuzione di questi rapporti.



Figura 5.7: Distribuzione di Δt nel Montecarlo di combinatorio (punti neri) e distribuzione stimata (linea rossa)



Figura 5.8: Rapporti tra le distribuzioni di fig. 5.7



Figura 5.9: Distribuzione dei rapporti

5.5 Fit al Montecarlo globale

Gli ultimi test effettuati utilizzando il campione simulato, sono stati effettuati utilizzando l'intero campione Montecarlo, comprensivo di eventi di segnale, fondo *peaking* e fondo combinatorio.

La funzione di distribuzione da utilizzare nel fit sarà:

$$\mathcal{P}(\Delta t, \sigma(\Delta t), S_{mix}, S_{tag}) = f_{sig}(\mathcal{M}^2_{\nu}) \times \mathcal{P}_{sig} + f_{peak}(\mathcal{M}^2_{\nu}) \times \mathcal{P}_{peak} + f_{comb}(\mathcal{M}^2_{\nu}) \times \mathcal{P}_{comb}$$
(5.7)

dove le f_i sono estratte col fit alla distribuzione di \mathcal{M}^2_{ν} (vd. sez. 4.1.5),mentre la funzione \mathcal{P}_{comb} è modellata sull'istogramma ottenuto con la procedura illustrata nella sez. 4.2.4.

In realtà, nel Montecarlo, possiamo valutare la bontà di tale strategia eseguendo due diversi fit: nel primo caso, fissiamo il fondo combinatorio utilizzando la sua vera distribuzione; nel secondo caso, utilizzando la distribuzione stimata.

I risultati dei due fit sono riportati nelle tabelle 5.8-5.9 e nelle figure 5.12-5.13. Si notino, in entrambe le configurazioni, gli errori su b e c, sensibilmente maggiori rispetto a quelli ottenuti sul solo segnale, e l'assenza di *bias* sui due parametri. Le figure riguardanti le deviazioni relative mostrano però delle strutture la cui origine andrebbe investigata, benché ciò non influisca sui risultati di b e c.

Dal confronto tra i due risultati, inoltre, non emergono divergenze preoccupanti, tali da invalidare la procedura scelta per fissare il fondo combinatorio.

Riscalando gli errori ottenuti su $b \in c$ alla luminosità dei dati (circa 4.3

volte quella del Montecarlo), otteniamo le seguenti previsioni:

parametro	risultato
$ au(\mathrm{ps})$	1.565 ± 0.005
$ au_D(\mathrm{ps})$	1.431 ± 0.009
$\tau_B^+(\mathrm{ps})$	1.81 ± 0.02
$\Delta m \; (\mathrm{ps}^{-1})$	0.455 ± 0.004
${\cal D}$	0.520 ± 0.007
b	-0.0018 ± 0.0030
С	-0.0052 ± 0.0117
b_n - Unmixed (ps)	-0.156 ± 0.005
b_n - Mixed (ps)	-0.10 ± 0.02
b_w - Unmixed (ps)	-0.63 ± 0.03
b_w - Mixed (ps)	-1.38 ± 0.17
s_n - Unmixed	0.921 ± 0.007
s_n - Mixed	0.710 ± 0.018
s_w - Unmixed	2.08 ± 0.04
s_w - Mixed	1.66 ± 0.08
f_n	0.857 ± 0.007
σ_o	9.0575 (fissato)
f_o	0.0060 (fissato)
b_n - Dtag (ps)	-0.330 ± 0.014
b_w - Dtag (ps)	-0.4 ± 0.3
s_n - Dtag	0.888 (fissato)
s_w - Dtag	$2.\overline{313}$ (fissato)
f_w - Dtag	0.9652 (fissato)
$\chi^2 = 729.998/382 g.d.l.$	

$$\delta b \sim 0.006 \delta c \sim 0.025 \tag{5.8}$$

Tabella 5.8: Risultati del fit a tutto il Montecarlo. Il fondo Combinatorio è fissato dalla sua vera distribuzione

parametro	risultato
$ au(\mathrm{ps})$	1.572 ± 0.009
$ au_D(\mathrm{ps})$	1.48 ± 0.02
$ au_B^+(\mathrm{ps})$	1.78 ± 0.03
$\Delta m \; (\mathrm{ps}^{-1})$	0.463 ± 0.004
\mathcal{D}	0.496 ± 0.012
b	0.0011 ± 0.0030
С	-0.0000 ± 0.0121
b_n - Unmixed (ps)	-0.161 ± 0.005
b_n - Mixed (ps)	-0.09 ± 0.03
b_w - Unmixed (ps)	-0.68 ± 0.03
b_w - Mixed (ps)	-1.4 ± 0.4
s_n - Unmixed	0.927 ± 0.003
s_n - Mixed	0.70 ± 0.02
s_w - Unmixed	2.17 ± 0.04
s_w - Mixed	1.8 ± 0.2
f_n	0.872 ± 0.004
σ_o	9.0575 (fissato)
f_o	0.0060 (fissato)
b_n - Dtag (ps)	-0.348 ± 0.015
b_w - Dtag (ps)	-0.2 ± 0.7
s_n - Dtag	0.888 (fissato)
s_w - Dtag	$2.\overline{313}$ (fissato)
f_w - Dtag	0.9652 (fissato)
$\chi^2 = 1305.86/382 g.d.l.$	

Tabella 5.9: Risultati del fit a tutto il Montecarlo. Il fondo Combinatorio è fissato utilizzando la strategia illustrata in 4.2.4



Figura 5.10: IN ALTO: distribuzione del tempo misurato (punti) e risultato del fit (linea rossa) per il fondo peaking. IN BASSO: deviazioni relative



Figura 5.11: IN ALTO: distribuzione del tempo misurato (punti) e risultato del fit (linea rossa) per il fondo continuo. IN BASSO: deviazioni relative.


Figura 5.12: IN ALTO: distribuzione del tempo misurato (punti) e risultato del fit (linea rossa) per tutto il Montecarlo. Sono mostrati i contributi derivanti da segnale(bianco), fondo peaking (blu) e fondo combinatorio (giallo). Quest'ultimo e fissato dalla sua vera distribuzione. IN BASSO: deviazioni relative.



Figura 5.13: IN ALTO: distribuzione del tempo misurato (punti) e risultato del fit (linea rossa) per tutto il Montecarlo. Sono mostrati i contributi derivanti da segnale(bianco), fondo peaking (blu) e fondo combinatorio (giallo). Quest'ultimo e fissato utilizzando la strategia illustrata in 4.2.4. IN BASSO: deviazioni relative.



Figura 5.14: Valore fittato contro valore generato per i parametri b (sinistra) e c (destra), con fit al solo segnale. La linea rossa mostra l'andamento atteso

5.6 Fit con asimmetrie di CP non nulle

Per verificare la presenza di eventuali deviazioni dei risultati dai valori attesi di b e c, è necessario effettuare una serie di fit generando asimmetrie di CP non nulle. La procedura utilizzata a tale scopo è illustrata in dettaglio nell'Appendice A. Essa permette di generare asimmetrie corrispondenti a diversi valori di b e c, scegliendo i parametri r', $\delta' e 2\beta + \gamma$.

Il metodo è stato innanzitutto utilizzato per il campione di segnale. Sono stati così generati otto diversi campioni, con differenti asimmetrie, a cui è stato applicato il fit. In figura 5.14 sono graficati i risultati ottenuti per i parametri $b \in c$, come funzione dei valori generati. La linea rossa rappresenta l'andamento atteso (par. fittato = par. generato), mentre la linea nera è il



Figura 5.15: Valore fittato contro valore generato per i parametri b (sinistra) e c (destra), con fit al'intero Montecarlo, fissando il combinatorio con la sua vera distribuzione. La linea rossa mostra l'andamento atteso



Figura 5.16: Valore fittato contro valore generato per i parametri b (sinistra) e c (destra), con fit al'intero Montecarlo, fissando il combinatorio con la strategia illustrata in 4.2.4. La linea rossa mostra l'andamento atteso

risultato di una regressione lineare:

$$b_{fit} = A_b b_{gen} + B_b \tag{5.9}$$

$$c_{fit} = A_c c_{gen} + B_c \tag{5.10}$$

Si noti l'ottima linearità dei valori ottenuti, nonché l'assenza di *bias* preoccupanti. Le deviazioni dal valore atteso nel caso del parametro *b*, infatti, sono dell'ordine di una o due sigma, ascrivibili ad un effetto statistico.

La procedura è stata poi applicata anche al Montecarlo globale. L'asimmetria viene in tal caso generata solo per gli eventi di segnale, dopo di che si effettua il fit a tutto il Montecarlo. Anche in questo caso abbiamo fissato il fondo combinatorio in due maniere differenti, come già illustrato in precedenza. I risultati ottenuti sono riportati nelle figure 5.15 e 5.16. In tal caso compaiono *bias* non trascurabili sul parametro *b*, ma solo quando il valore generato è particolarmente elevato. Occorrerà tenerne conto quando andremo ad estrarre il risultato finale. In particolare, la regressione lineare nel secondo caso restituisce:

$$A_b = 0.78 \pm 0.04$$
 $B_b = 0.0012 \pm 0.0009$ (5.11)

$$A_c = 1.20 \pm 0.15$$
 $B_c = -0.005 \pm 0.003$ (5.12)

Utilizzeremo tali valori per correggere i risultati ottenuti nel fit ai dati, e associeremo a tale correzione un'errore sistematico. Per quantificare meglio l'entità della correzione, si considerino i grafici di figura 5.17, che rappresentano le distribuzioni delle differenze tra valore fittato e valore generato, per $b \ e \ c$. Si può notare che tali differenze si distribuiscono attorno allo zero con una larghezza pari al $4 \div 5$ per mille (simile all'errore statistico atteso su $b \ e$ abbastanza inferiore all'errore statistico atteso su c).



Figura 5.17: Distribuzione delle differenze tra valore fittato e generato per b (sinistra) e c (destra)

5.7 Conclusioni

Abbiamo appena descritto le procedure adottate per verificare la validità del metodo d'analisi tramite l'utilizzo di dati simulati, e abbiamo mostrato i risultati ottenuti. Ci aspettiamo, dal fit ai dati, errori statistici dell'ordine di 0.006 su $b \in 0.024$ su c. Abbiamo notato, inoltre, che la descrizione adottata per gli eventi D-tag, nei quali il K utilizzato per il tag viene in realtà dal lato ricostruito, non è del tutto corretta, in quanto l'introduzione di questo tipo d'eventi peggiora la qualità del fit e introduce dei *bias* nei parametri che intendiamo misurare. Non è escluso che si possano ottenere dei miglioramenti cambiando addirittura la strategia di ricostruzione del vertice di tag (imponendo ad esempio che il K di tag sia tra le tracce utilizzate) e modi-

ficando contestualmente la funzione di distribuzione utilizzata. Verrà presto intrapreso uno studio volto a sondare tale possibilità.

Anche la strategia adottata per fissare la distribuzione del combinatorio è stata sottoposta a una verifica che ha dato ridultati positivi. Abbiamo tuttavia notato che i *bias* aumentano considerevolmente con l'introduzione dei fondi nel fit. L'origine del problema non è ancora chiara e necessita di un'apposito studio.

Allo stato attuale, dovremo tener conto delle deviazioni ottenute rispetto ai valori attesi e correggere di conseguenza i risultati ottenuti sui dati. Sarà necessario, inoltre, associare un'opportuna incertezza sistematica alla correzione applicata.

Capitolo 6

Risultati

La procedura d'analisi testata sul campione simulato è stata applicata ai dati al fine di estrarre i valori dei due parametri b e c collegati alla violazione di CP nel lato di tag.

Nel presente capitolo analizzeremo i risultati ottenuti su un campione di dati raccolti dall'esperimento *BaBar* tra il 1999 ed il 2004, per un totale di 200.7 fb^-1 di luminosità integrata, in corrispondenza della risonanza $\Upsilon(4S)$. Anche in questo caso il fit utilizza solo i dati nella regione di segnale $M_{\nu}^2 > -2$ Gev^2/c^4 .

I dati sono stati trattati utilizzando le stesse procedure di selezione e lo stesso codice utilizzato per il montecarlo, al fine di ridurre eventuali incongruenze tra dati e simulazione. L'effettivo accordo tra dati e simulazione è stato verificato nell'ambito di altre analisi [Aub 05c] che utilizzavano gli stessi campioni.

Nella prima sezione considereremo i risultati del fit, mentre nella seconda sezione considereremo le diverse sorgenti di incertezze sistematiche e i metodi con cui queste possono essere valutate. Il risultato finale con errori statistici e sistematici sarà presentato e discusso alla fine del capitolo.

6.1 Fit ai dati

Il fit ai dati è stato effettuato utilizzando lo stesso metodo testato sulla simulazione Montecarlo.

La funzione utilizzata è sostanzialmente identica alla (5.7), con l'aggiunta di un termine $f_{off}(\mathcal{M}^2_{\nu}) \times \mathcal{P}_{continuo}$ per tener conto del fondo continuo. La distribuzione del fondo combinatorio è stata fissata utilizzando la strategia presentata nella sezione 4.2.4, cioè utilizzando anche il campione di controllo nel quale leptone e pione hanno la stessa carica.

Anche in questo caso alcuni parametri sono stati fissati, utilizzando lo stesso metodo già applicato per la validazione del fit. Fanno eccezione i parametri fissi della $\mathcal{P}_{continuo}$, i cui valori sono stati ricavati dal fit al campione off-peak (vd. tabella 5.7).

Il risultato del fit è mostrato in tabella 6.1 ed in figura 6.1. Da notare il valore di τ (1.474 ± 0.017), sensibilmente inferiore a quello misurato nel Montecarlo, ma parzialmente bilanciato dal valore particolarmente alto di τ_D .

Abbiamo, per i parametri collegati alla violazione di CP nel lato di tag:

$$b = -0.0045 \pm 0.0067 \tag{6.1}$$

$$c = -0.031 \pm 0.030 \tag{6.2}$$

dove l'errore è quello statistico ottenuto dal fit.



Figura 6.1: IN ALTO: distribuzione del tempo misurato (punti) e risultato del fit (linea rossa) per i dati. Sono mostrati i contributi derivanti da segnale(bianco), fondo peaking (blu), fondo combinatorio (giallo) e fondo continuo (magenta). Quest'ultimo e fissato dalla sua effettiva distribuzione. IN BASSO: deviazioni relative

6.2 Incertezze sistematiche

Il metodo utilizzato per estrarre i parametri b e c è soggetto a incertezze di carattere sistematico. Tali effetti vengono introdotti ogni qual volta si fanno assunzioni particolari sulle caratteristiche del campione di dati o si stimano grandezze che poi saranno utilizzate nel fit. Altre incertezze sistematiche possono poi essere introdotte dal rivelatore, che può condizionare in materia sistematica un certo tipo di misure. Infine la strategia d'analisi può essere soggetta a *bias* intrinseci, che alterano sistematicamente il risultato.

È dunque necessario tener conto di questo tipo di effetti, introducendo per ciascuno di essi un'incertezza sistematica. In questa sezione elencheremo le sorgenti di questi effetti e valuteremo tali incertezze. Potendo essere considerate indipendenti una dall'altra, esse saranno sommate in quadratura per ottenere l'incertezza sistematica complessiva da sommare all'errore statistico già mostrato.

6.2.1 Sorgenti d'incertezze sistematiche e loro valutazione

Prendiamo innanzitutto in considerazione le incertezze sistematiche introdotte stimando alcune delle grandezze e dei parametri utilizzati nel fit:

• Parametrizzazione:

Indichiamo con questo nome l'incertezza introdotta dall'aver fissato alcuni parametri nel fit ai dati. L'errore sistematico da associare a ciascun parametro fissato può essere valutato variando del 10% in più e in meno il suo valore, rieffettuando il fit e calcolando le deviazioni δb e δc dei nuovi risultati dai valori di riferimento 6.1. I valori maggiori per δb e δc vengono presi come incertezze sistematiche corrispondenti al fissaggio di quel dato parametro. Si ripete infine l'operazione per tutti i parametri fissati e si sommano in quadratura le incertezze ottenute.

• Frazioni dei D-tag:

Valutando le frazioni α_U ed α_M (cfr. sez. 4.2.1) direttamente dal Montecarlo, si introduce un'incertezza sistematica, che può essere stimata variando le due frazioni di una quantità pari all'errore statistico stimato nel Montecarlo. Anche in questo caso si considerano le deviazioni massime dai valori di riferimento e si sommano in quadratura per ottenere l'incertezza sistematica. Esistono d'altronde dei metodi che consentono di stimare i valori di α_U ed α_M dai dati, e potranno essere utilizzati in un eventuale perfezionamento dell'analisi.

• Composizione del campione:

Indichiamo con questo nome l'errore sistematico associato alla valutazione delle frazioni $f(\mathcal{M}^2_{\nu})$ col metodo illustrato nella sezione 4.1.5. Tale incertezze può essere stimata variando i parametri q_i di una quantità pari all'errore statistico ottenuto dal fit alla distribuzione di \mathcal{M}^2_{ν} nei dati.

Abbiamo considerato una sola sistematica introdotta dal rivelatore:

• Disallineamento SVT:

Un cattivo allineamento del tracciatore di vertice modifica sensibilmente i risultati di una analisi basata sulla misura di Δt , in quanto condiziona la ricostruzione dei vertici di decadimento. Tale disallineamento si sviluppa col passare del tempo, andando a modificare i parametri utilizzati nella ricostruzione delle tracce. Per valutare l'entità dell'effetto, è possibile rielaborare i dati tenendo conto di possibili disalineamenti, effettuare nuovamente il fit e valutare le deviazioni dei risultati dai valori di riferimento.

Concludiamo con le sistematiche dovute alla strategia d'analisi:

• Binning:

L'utilizzo di un fit binnato può, in linea di principio, introdurre un bias nella stima dei parametri. Per tener conto di questo tipo do effetti, associamo al binning un'incertezza sistematica valutata variando il binning in Δt da 100 a 120 e a 80 e quello in $\sigma_{\Delta t}$ da 25 a 20 e 30.

• Intervallo di Fit:

Anche la scelta dell'intervallo di Δt a cui viene applicato il fit può introdurre un errore sistematico, valutabile variando il valore massimo di Δt da 18ps a 16ps e 20ps.

• Fissaggio del Combinatorio:

La procedura utilizzata per fissare il combinatorio è stata descritta nella sezione 4.2.4. Essa ci ha permesso di estrarre, dai dati, una stima della distribuzione del combinatorio nella regione di segnale. Vogliamo valutare l'incertezza sistematica da associare a tale strategia. Si è visto, nel Montecarlo, che il rapporto tra la distribuzione vera e quella stimata è distribuito attorno ad 1, come mostrato in figura 5.9. Per ciascun bin di Δt - $\sigma_{\Delta t}$, utilizziamo tale distribuzione per generare un numero casuale, e lo moltiplichiamo per il valore, in quel bin, della distribuzione stimata. Otteniamo così una distribuzione modificata, che utiliziamo per eseguire un nuovo fit al segnale. La differenza tra il nuovo risultato e quello di riferimento rappresenta l'incertezza sistematica cercata.

• *Bias* d'analisi:

Il *bias* intrinseco alla strategia d'analisi è stato stimato considerando i risultati dei fit al Montecarlo globale con asimmetrie non nulle (sez. 5.6). Il risultato delle regressioni lineari di fig. 5.16, riportato nelle (5.9)-(5.10), è stato utilizzato per correggere il risultato (6.1), ottenendo:

$$b = -0.0073 \tag{6.3}$$

$$c = -0.022$$
 (6.4)

Associamo un'incertezza sistematica pari alla correzione stessa.

I risultati ottenuti nella valutazione delle sistematiche sono riportati in tabella 6.2. Si può notare che l'errore sistematico su b è dovuto in massima parte al disallineamento dell'SVT e al fissaggio del combinatorio, mentre su c quest'ultima sorgente di incertezza contribuisce da sola alla gran parte dell'errore complessivo.

6.3 Risultati

Effettuati il fit ai dati, la valutazione delle sistematiche e la correzione sulla base di quanto ottenuto per il campione simulato, otteniamo il risultato finale per i parametri che misurano l'impatto della violazione di CP nel lato di tag:

$$b = -0.007 \pm 0.007 \pm 0.008 \tag{6.5}$$

$$c = -0.02 \pm 0.03 \pm 0.04 \tag{6.6}$$

dove il primo errore è statistico ed il secondo sistematico. Come si può vedere, i due contributi sono dello stesso ordine. I risultati ottenuti potranno essere utilizzati per una nuova valutazione delle incertezze sistematiche da associare alle misure degli angoli del triangolo di unitarietà effettuate tramite lo studio delle asimmetrie di CP dipendenti dal tempo. Si potrà inoltre fornire qualche vincolo sulla quantità $2\beta + \gamma$, tramite opportune assunzioni su δ' ed r'. Tali risultati, tuttavia, trascendono gli obiettivi del presente lavoro di tesi.

parametro	risultato	
$ au(\mathrm{ps})$	1.474 ± 0.017	
$ au_D(\mathrm{ps})$	1.68 ± 0.04	
$\tau_B^+(\mathrm{ps})$	1.67 ± 0.06	
$\Delta m \; (\mathrm{ps}^{-1})$	0.499 ± 0.013	
\mathcal{D}	0.446 ± 0.02	
b	-0.0045 ± -0.0067	
с	-0.031 ± 0.030	
b_n - Unmixed (ps)	-0.139 ± 0.013	
b_n - Mixed (ps)	0.03 ± 0.06	
b_w - Unmixed (ps)	-0.48 ± 0.05	
b_w - Mixed (ps)	-0.48 ± 0.17	
s_n - Unmixed	0.93 ± 0.02	
s_n - Mixed	0.68 ± 0.04	
s_w - Unmixed	2.31 ± 0.12	
s_w - Mixed	2.09 ± 0.11	
f_n	0.851 ± 0.019	
σ_o	7.228 (fissato)	
f_o	0.0130 (fissato)	
b_n - Dtag (ps)	-0.33 ± 0.05	
b_w - Dtag (ps)	-0.7 ± 0.3	
s_n - Dtag	0.858 (fissato)	
s_w - Dtag	3.289 (fissato)	
f_w - Dtag	0.0356 (fissato)	
$ au_{off}(ps)$	1.13 (fissato)	
$f_{res}'(Unmixed)$	0.72 (fissato)	
$f'_{res}(Mixed)$	0.74 (fissato)	
S_{off}	1.08 (fissato)	
$b_{off}(ps)$	0.073 ± 0.014	
$f_{out_{off}}$	0.008 (fissato)	
$\sigma_{out_{off}}(ps)$	8 (fissato)	
$\chi^2 = 1156.52/381 g.d.l.$		

Tabella 6.1: Risultati del fit ai dati

Sorgente	δb	δc
Parametrizzazione	0.0005	0.013
Frazioni dei D-tag	0.0003	0.010
Composizione del campione	0.0001	0.005
Binning	0.0017	0.010
Intervallo di fit	0.0011	0.008
Disallineamento SVT	0.0048	0.012
Fissaggio del combinatorio	0.0051	0.026
Bias d'analisi	0.0028	0.009
Totale	0.0078	0.037

Tabella 6.2: Sorgenti di incertezze sistematiche e relativa valutazione

Conclusioni

A partire dall'anno 1999 l'esperimento BaBar ha utilizzato la produzione di coppie $B\bar{B}$ alla *B*-factory PEP-II per ottenere importanti risultati, riguardanti la violazione di CP nel sistema dei *B* ed i parametri della matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa.

Tali risulati sono stati ricavati, in gran parte, utilizzando una tecnica che richiede l'identificazione del sapore di uno dei due B, il B_{tag} , e la ricostruzione completa o parziale dell'altro, il B_{rec} . Studiando l'evoluzione temporale ed i decadimenti di quest'ultimo è possibile misurare, ad esempio, eventuali effetti di violazione di CP cui esso sia soggetto. Quella che abbiamo presentato, invece, è la prima misura mai effettuata riguardante un effetto di violazione di CP associato non al B_{rec} ma al B_{tag} . Un effetto, questo, che introduce importanti incertezze sistematiche in numerose analisi. La riduzione di tali incertezze appare necessaria considerando che attualmente molte analisi importanti effettuate nell'ambito dell'esperimento BaBar hanno errori che sono principalmente di carattere sistematico.

Abbiamo visto come la possibilità di avere transizioni doppio-Cabibbosoppresse del tipo $b \rightarrow u\bar{c}d$ renda possibile una violazione di CP nell'interferenza tra *mixing* e decadimento per processi in cui il *B* decade in un *D* (o D^*) e in un mesono leggero, come un π o un ρ . D'altronde questi sono alcuni dei processi utilizzati per identificare il sapore del B_{tag} , che quindi può essere soggetto, come il B_{rec} , a effetti di violazione di CP (*Violazione di CP nel lato di tag*).

La gran parte delle analisi finora svolte trascura la presenza di questo effetto, associando a tale approssimazione un'incertezza sistematica. Tale incertezza viene valutata tramite una procedura standard che parte da deboli assunzioni sui parametri da cui dipende l'asimmetria di CP nel lato di tag. La misura di tali quantità permetterà di affinare la procedura riducendo in tal modo gli errori sistematici ottenuti.

I parametri in questione sono:

$$b = 2r'\sin(2\beta + \gamma)\cos(\delta') \tag{6.7}$$

$$c = 2r'\cos(2\beta + \gamma)\sin(\delta') \tag{6.8}$$

dove β e γ sono due degli angoli del triangolo d'unitarietà, r' è un valore medio per il rapporto tra i moduli dell'ampiezze doppio-Cabibbo-soppresse e Cabibbo-favorite (~ 2%), mentre δ' è un valore medio per la differenza di fase forte tra le stesse.

Un'analisi basata sui dati raccolti dall'esperimento tra il 1999 ed il 2004, corrispondenti a una luminosità integrata di circa 201 fb^{-1} , ci ha permesso di estrarre i parametri b e c, tramite un fit di massima verisimiglianza applicato alla distribuzione della variabile Δt , definita come la differenza tra i tempi di decadimento dei due mesoni B. Il lavoro di tesi si è concentrato su alcuni degli aspetti più importanti dell'analisi. È stata sviluppata una strategia finalizzata alla determinazione dei contributi del fondo (vd. sez. 4.1.5); sono state affinate le parametrizzazioni utilizzate per descrivere la distribuzione di Δt nel segnale e nei fondi; è stato studiato in particolare il fondo più importante, il cosiddetto *fondo combinatorio*, la cui descrizione ha richiesto una procedura *ad hoc*. La strategia d'analisi è stata quindi sottoposta dal candidato ad un processo di verifica basato su eventi simulati (Montecarlo), che ha permesso di studiarne le prestazioni della strategia e di individuare le deviazioni sistematiche (*bias*) da essa introdotte. L'intera procedura è stata infine applicata ai dati reali, ottenendo:

$$b = -0.007 \pm 0.007 \pm 0.008 \tag{6.9}$$

$$c = -0.02 \pm 0.03 \pm 0.04 \tag{6.10}$$

dove il primo errore è statistico, il secondo sistematico.

In futuro, partendo da tali risultati, sarà possibile rivalutare e ridurre le incertezze sistematiche dovute alla violazione di CP nel lato di tag. Sarà inoltre possibile, con opportune assunzioni sui parametri $r' \in \delta'$, fornire vincoli sul valore di $2\beta + \gamma$.

Appendice A

Generazione dell'asimmetria di CP nel Montecarlo

Al fine di studiare eventuali bias nei risultati ottenuti dal fit per i parametri $b \in c$ è necessario generare, in un campione Montecarlo che non prevede violazione di CP nel lato di tag, effetti del tutto simili a quelli introdotti da valori di $b \in c$ diversi da zero.

A tal fine, è stata sviluppata una procedura che, invertendo lo stato di mix e di tag di alcuni eventi nel campione, permette di riprodurre la distribuzione prevista nel caso in cui si abbiano asimmetrie non nulle.

La distribuzione del tempo "vero" nel campione Montecarlo è correttamente descritta da:

$$\mathcal{P}(\Delta t, S_{mix}) = C e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau}} (1 + S_{mix} \cos(\Delta m \Delta t))$$
(A.1)

mentre noi vogliamo ottenerre la distribuzione (2.31):

$$\mathcal{P}(\Delta t, S_{mix}, S_{tag}) = Ce^{-\frac{|\Delta t|}{\tau}} \left[1 + S_{mix} \left(\frac{1 - r'^2}{1 + r'^2} \right) \cos(\Delta m \Delta t) + S_{mix} \frac{1}{1 + r'^2} (S_{tag}b - c) \sin(\Delta m \Delta t) \right]$$
(A.2)

Si può procedere in tre fasi:

I)
$$Ce^{-\frac{|\Delta t|}{\tau}}(1+S_{mix}\cos(\Delta m\Delta t)) \Longrightarrow \frac{1}{2\tau}e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau}}(1+S_{mix}\frac{1-r'^2}{1+r'^2}\cos(\Delta m\Delta t))$$

Si può introdurre il fattore $(1 - r'^2)/(1 + r'^2)$ cambiando lo stato di mixing di un evento con una probabilità $p_1(\Delta t)$. Dobbiamo chiedere, per gli enventi mixed :

$$1 - \cos(\Delta m \Delta t) + p_1(\Delta t)(1 + \cos(\Delta m \Delta t)) =$$
$$= (1 - \frac{1 - r'^2}{1 + r'^2} \cos(\Delta m \Delta t))$$
(A.3)

mentre, per gli unmixed:

$$1 + \cos(\Delta m \Delta t) + p_1(\Delta t)(1 - \cos(\Delta m \Delta t)) =$$
$$= (1 + \frac{1 - r'^2}{1 + r'^2}\cos(\Delta m \Delta t))$$
(A.4)

Segue:

$$p_1(\Delta t) = \frac{2r'^2}{1+r'^2} \frac{|\cos \Delta m \Delta t|}{1+|\cos \Delta m \Delta t|}$$
(A.5)

II)
$$\frac{1}{2\tau}e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau}}(1+S_{mix}\frac{1-r'^2}{1+r'^2}\cos(\Delta m\Delta t)) \Longrightarrow$$
$$\frac{1}{2\tau}e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau}}(1+S_{mix}\frac{1-r'^2}{1+r'^2}\cos(\Delta m\Delta t)+S_{mix}c\sin(\Delta m\Delta t))$$

Come prima, per ottenere il termine proporzionale a c, cambiamo lo

stato di mixing con una probabilità $p_2(\Delta t)$. In questo caso, però, la probabilità deve dipendere anche dallo stato di mixing e dal segno di $c\sin(\Delta m\Delta t)$. Se $c\sin(\Delta m\Delta t) > 0$ la procedura si applica solo agli eventi mixed, altrimenti ai soli unmixed. Nel primo caso:

$$1 + \frac{1 - r'^2}{1 + r'^2} \cos(\Delta m \Delta t) + p_2(\Delta t) 1 - \frac{1 - r'^2}{1 + r'^2} \cos(\Delta m \Delta t) =$$
$$= 1 + \frac{1 - r'^2}{1 + r'^2} \cos(\Delta m \Delta t) + c \sin(\Delta m \Delta t) \quad (A.6)$$

da cui:

$$p_2(\Delta t) = \frac{c(1+r'^2)\sin(\Delta m \Delta t)}{1+r'^2 - \cos(\Delta m \Delta t)(1-r'^2)}$$
(A.7)

mentre, nel secondo caso::

$$1 - \frac{1 - r'^2}{1 + r'^2} \cos(\Delta m \Delta t) + p_2(\Delta t) 1 + \frac{1 - r'^2}{1 + r'^2} \cos(\Delta m \Delta t) =$$
$$= 1 + \frac{1 - r'^2}{1 + r'^2} \cos(\Delta m \Delta t) + c \sin(\Delta m \Delta t) \quad (A.8)$$

e dunque:

$$p_2(\Delta t) = \frac{-c(1+r'^2)\sin(\Delta m\Delta t)}{1+r'^2+\cos(\Delta m\Delta t)(1-r'^2)}$$
(A.9)

III)
$$\frac{1}{2\tau}e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau}}(1+S_{mix}\frac{1-r'^2}{1+r'^2}\cos(\Delta m\Delta t)+S_{mix}c\sin(\Delta m\Delta t)) \Longrightarrow$$
$$\frac{1}{2\tau}e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau}}(1+S_{mix}\frac{1-r'^2}{1+r'^2}\cos(\Delta m\Delta t)-S_{mix}(S_{tag}b-c)\sin(\Delta m\Delta t))$$

In questo caso, per ottenere il termine proporzionale a b, cambiamo la carica del kaone di tag con una probabilità $p_3(\Delta t)$. In questo caso, però, dobbiamo tener conto dello stato di mix e di tag dell'evento, e del segno di $b\sin(\Delta m\Delta t)$. Riassumiamo qui sotto i vari casi:

unmixed events

$$b\sin(\Delta m\Delta t) > 0 \Rightarrow K^{+} \rightarrow K^{-}$$

$$1 + \frac{1 - r^{\prime 2}}{1 + r^{\prime 2}}\cos(\Delta m\Delta t) + c\sin(\Delta m\Delta t)(1 + p_{3}(\Delta t))$$

$$= 1 + \frac{1 - r^{\prime 2}}{1 + r^{\prime 2}}\cos(\Delta m\Delta t) + (c + b)\sin(\Delta m\Delta t) \qquad (A.10)$$

$$p_{3}(\Delta t) = \frac{b(1 + r^{\prime 2})\sin(\Delta m\Delta t)}{(1 + r^{\prime 2})(1 + c\sin(\Delta m\Delta t)) + \cos(\Delta m\Delta t)(1 - r^{\prime 2})}$$

$$(A.11)$$

$$b\sin(\Delta m\Delta t) < 0 \Rightarrow K^{-} \rightarrow K^{+}$$

$$1 + \frac{1 - r'^{2}}{1 + r'^{2}}\cos(\Delta m\Delta t) + c\sin(\Delta m\Delta t)(1 + p_{3}(\Delta t))$$

$$= 1 + \frac{1 - r'^{2}}{1 + r'^{2}}\cos(\Delta m\Delta t) + (c - b)\sin(\Delta m\Delta t) \qquad (A.12)$$

$$p_{3}(\Delta t) = \frac{-b(1 + r'^{2})\sin(\Delta m\Delta t)}{(1 + r'^{2})(1 + c\sin(\Delta m\Delta t) + \cos(\Delta m\Delta t)(1 - r'^{2})}$$

$$(A.13)$$

mixed events

$$b\sin(\Delta m\Delta t) > 0 \Rightarrow K^{-} \rightarrow K^{+}$$

$$1 - \frac{1 - r^{\prime 2}}{1 + r^{\prime 2}}\cos(\Delta m\Delta t) - c\sin(\Delta m\Delta t)(1 + p_{3}(\Delta t))$$

$$= 1 - \frac{1 - r^{\prime 2}}{1 + r^{\prime 2}}\cos(\Delta m\Delta t) - (c - b)\sin(\Delta m\Delta t) \qquad (A.14)$$

$$p_{3}(\Delta t) = \frac{b(1 + r^{\prime 2})\sin(\Delta m\Delta t)}{(1 + r^{\prime 2})(1 - c\sin(\Delta m\Delta t)) - \cos(\Delta m\Delta t)(1 - r^{\prime 2})}$$

$$(A.15)$$

$$b\sin(\Delta m\Delta t) < 0 \Rightarrow K^+ \to K^-$$

$$1 - \frac{1 - r'^2}{1 + r'^2} \cos(\Delta m \Delta t) - c \sin(\Delta m \Delta t)(1 + p_3(\Delta t))$$

= $1 - \frac{1 - r'^2}{1 + r'^2} \cos(\Delta m \Delta t) - (c + b) \sin(\Delta m \Delta t)$ (A.16)
 $p_3(\Delta t) = \frac{-b(1 + r'^2) \sin(\Delta m \Delta t)}{(1 + r'^2)(1 - c \sin(\Delta m \Delta t) - \cos(\Delta m \Delta t)(1 - r'^2)}$
(A.17)

Bibliografia

- [Abe 02] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], Measurement of CP-violating asymmetries in $B0 \rightarrow pi + pi$ - decays, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 071801 [arXiv:hep-ex/0204002].
- [Ala 99] A. Alavi-Harati *et al.* [KTeV Collaboration], Observation of direct CP violation in $K(S,L) \rightarrow pi \ pi \ decays$, Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 22 [arXiv:hep-ex/9905060].
- [Aub 02] B. Aubert et al. [BABAR Collaboration], Measurement of the CP-violating asymmetry amplitude sin 2beta. ((B)), Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 201802 [arXiv:hep-ex/0207042].
- [Aub 04] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], Measurement of CPviolating parameters in fully reconstructed $B \to D(*)\pi$ and $B \to D(*)\rho$ decays, arXiv:hep-ex/0408059.
- [Aub 04b] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Observation of direct CP violation in $B0 \rightarrow K+$ pi- decays, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 131801 [arXiv:hep-ex/0407057].
- [Aub 05] B. Aubert et al. [BABAR Collaboration], Improved measurement of the CKM angle alpha using B0 (anti-B0) → rho+ rho- decays, Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 041805 [arXiv:hep-ex/0503049].

- [Aub 05b] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], Measurement of CP asymmetries in $B^0 \to \Phi K^0$ and $B^0 \to K^+K^-K^0(S)$ decays, arXiv:hep-ex/0502019.
- [Aub 05c] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], Measurement of the anti-B0 lifetime and the B0 anti-B0 oscillation frequency using partially reconstructed anti-B0 \rightarrow D*+ l- anti-nu(l) decays, arXiv:hep-ex/0507054.
- [Ber 01] J. Beringer, Cut based tagging, BaBar Analysis Document # 118, (2001).
- [Bon 05] M. Bona et al. [UTfit Collaboration], The 2004 UTfit collaboration report on the status of the unitarity triangle in the standard model, JHEP 0507 (2005) 028 [arXiv:hep-ph/0501199].
- [Chr 64] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, Evidence For The 2 Pi Decay Of The K(2)0 Meson, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 138.
- [Eid 04] S. Eidelman et al. [Particle Data Group], Review of particle physics, Phys. Lett. B 592 (2004) 1.
- [Fan 99] V. Fanti et al. [NA48 Collaboration], A new measurement of direct CP violation in two pion decays of the neutral kaon, Phys. Lett. B 465 (1999) 335 [arXiv:hep-ex/9909022].
- [Gri 87] D. Griffiths, Introduction to Elementary Particles, Wiley (1987)
- [Kob 73] M. Kobayashi and T. Maskawa, CP Violation In The Renormalizable Theory Of Weak Interaction, Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 652.

- [Lon 03] O. Long, M. Baak, R. N. Cahn and D. Kirkby, Impact of tag-side interference on time dependent CP asymmetry measurements using coherent B⁰ anti-B⁰ pairs, Phys. Rev. D 68 (2003) 034010 [arXiv:hep-ex/0303030].
- [Per 04] I. Peruzzi, CP violation in B-mesons decays: A review after five years of B-factories, Riv. Nuovo Cim. 27N3 (2004) 1.
- [Sak 67] A. D. Sakharov, Violation of CP Invariance, C Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe, Pisma Zh. Eksp. Teor.
 Fiz. 5 (1967) 32 [JETP Lett. 5 (1967 SOPUA,34,392-393.1991 UFNAA,161,61-64.1991) 24].
- [Ver 03] W. Verkerke and D. Kirkby, The RooFit toolkit for data modeling, eConf C0303241 (2003) MOLT007 [ar-Xiv:physics/0306116].
- [Wol 83] L. Wolfenstein, Parametrization Of The Kobayashi-Maskawa Matrix, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1945.
- [Wu 57] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes and R. P. Hudson, *Experimental Test Of Parity Conservation In Beta* Decay, Phys. Rev. 105 (1957) 1413.

Ringraziamenti

Questa tesi è il risultato del lavoro da me svolto all'interno del gruppo *BaBar* dell'Università di Perugia. Intendo dunque ringraziare il dott. M. Biasini e la prof. ssa I. M. Peruzzi per avermi concesso l'opportunità di lavorare in questo gruppo, con serenità e con tutti gli strumenti necessari. Desidero inoltre ringraziare M. Pioppi, col quale ho avuto il piacere e la fortuna di lavorare, nonché F. Simonetto e M. Margoni, dell'Università di Padova, che hanno collaborato con noi alla realizzazione dell'analisi. Un ringraziamento particolare va poi a R. Covarelli, per i consigli e le preziose informazioni che mi ha spesso fornito, ed E. Manoni, che mi ha dovuto sopportare in questi ultimi mesi.

Sarebbe adesso il momento di ringraziare gli amici, i parenti... e poi c'è sempre quello che si lamenta per una virgola, una parola, una frase di troppo. D'altronde certi ringraziamenti sono d'obbligo. Come faccio a non ringraziare tutte le persone che ho avuto vicino in questi anni? Come faccio a non ringraziare gli amici di Secchiano, sempre pronti a far baldoria, a festeggiare, a sdrammatizare. Come faccio a non ringraziare gli amici dell'Università, con i quali ho condiviso gioie e difficoltà in questi ultimi anni. Come faccio a non ringraziare persone come Davide Mensali, mia cugina Ilaria...

Come faccio, infine, a non ringraziare la mia famiglia: tutto questo, infondo, è soprattutto opera loro.