Capitolo 2

Panorama sperimentale

La misura del mescolamento $B^0\bar{B}^0$ viene fatta in modo diverso a seconda di come sono stati prodotti i mesoni B. In interazioni e^+e^- all'energia della $\Upsilon(4s)$ si producono o B_d^0 e $\bar{B}_d^0$ o B^+ e B^- per cui una volta identificati i B^0 risulta facile studiarne il mescolamento. In annichilazioni $p\bar{p}$ o e^+e^- all'energia della Z^0 il mescolamento $B^0\bar{B}^0$ si manifesta mediante la presenza di due adroni B (che possono essere sia B_d^0 che $B^{\pm}$ che B_s^0 che barioni) ciascuno contenente un quark b o un $\bar{b}$. Di entrambi gli adroni devo essere ricostruiti completamente i prodotti di decadimento o almeno identificato il sapore. La misura dei parametri legati al mescolamento viene fatta confrontando il numero di eventi "mescolati" rispetto al numero di eventi "non-mescolati" oppure rispetto al totale.

2.1 Produzione di $B\bar{B}$

La produzione di mesoni B avviene tramite molteplici processi. Una delle sorgenti molto sfruttate è il decadimento della Z^0 prodotta al LEP in collisioni e^+e^- dove si ha una sezione d'urto di produzione di coppie di quark b $\sigma_{b\bar{b}} \sim 7.0\ nb$ [16] i quali poi frammentano in mesoni B.

Sempre utilizzando questo tipo di interazioni ma ad una energia più bassa, si produce la $\Upsilon(4S)$ che decade circa metà delle volte in coppie $B_d^0\bar{B}_d^0$ (non sono ammessi decadimenti in $B_s^0\bar{B}_s^0$ per la conservazione dell'energia). Anche se la sezione d'urto di produzione è più bassa ($\sigma_{b\bar{b}} \sim 1\ nb$ [16]) la $\Upsilon(4S)$ risulta una chiara sorgente di mesoni B^0 dal momento che non vi sono altre particelle oltre questa coppia e che $\sigma_{b\bar{b}}$ è circa un quarto della sezione d'urto totale. Queste due caratteristiche facilitano l'identificazione e la ricostruzione di tali adroni.

Senza dubbio la vera fabbrica di coppie $b\bar{b}$ sono le macchine adroniche. La sezione d'urto di produzione va da circa $2 \cdot 10^4\ nb$ al *collider* Sp$\bar{p}$S del CERN, a circa $6 \cdot 10^4\ nb$ al TEVATRON di FERMILAB [16]. L'alta sezione d'urto di produzione deve però essere rapportata alla sezione d'urto totale, in questo caso le macchine adroniche sono sfavorite rispetto a quelle e^+e^- come mostrato in tabella 2.1, a meno che non ricorra all'uso di rivelatori ed algoritmi disegnati per massimizzare tale rapporto.

I mesoni B vengono prodotti, in annichilazioni $p\bar{p}$ (come in quelle e^+e^- all'energia della

Acceleratore	Locazione	$\sqrt{S}(GeV)$	$\sigma_{b\bar{b}}(nb)$	$\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_t$
CESR	Cornell, USA	10.5	1.15	0.25
DORIS	DESY, Germania	10.5	1.15	0.25
PEP	SLAC, USA	29.0	0.04	0.09
PETRA	DESY, Germania	35.0	0.03	0.09
TRISTANO	KEK, Giappone	55.2	0.013	0.09
LEP	CERN, Svizzera	90.0	7.0	0.215
S$p\bar{p}$S	CERN, Svizzera	630	$\approx 2 \cdot 10^4$	$\approx 3 \cdot 10^{-4}$
TEVATRON	FERMILAB, USA	1800	$\approx 5 \cdot 10^4$	$\approx 7 \cdot 10^{-4}$

Tabella 2.1: Acceleratori che hanno operato negli ultimi dieci anni per la produzione di b-quark; l'energia al quadrato nel centro di massa è S, mentre $\sigma_{b\bar{b}}$, σ_t sono la sezione d'urto di produzione di quark $b\bar{b}$ e totale rispettivamente.

Z^0) durante il processo di frammentazione del quark b. Gli adroni includono, partendo dagli stati con massa più bassa, $B^+(\bar{b}u)$, $B_d^0(\bar{b}d)$, $B_s^0(\bar{b}s)$, $\Lambda_b^0(udb)\ldots$ con le loro antiparticelle.

La frammentazione di *quark* e gluoni in adroni avviene a grandi distanze, dove la QCD perturbativa non può essere applicata. Per descrivere questo processo sono stati sviluppati diversi modelli ([18], [19] e [20]); nel caso dei quark pesanti viene utilizzata la funzione di frammentazione di Peterson [17], ottenuta calcolando la probabilità di transizione $Q \to Q\bar{q}+q$ in cui Q è il *quark* pesante e q quello leggero:

$$f(z) \quad \propto \quad \frac{1}{z\left[1-(1/z)-\epsilon_Q/(1-z)\right]^2} \tag{2.1}$$

dove

$$z \quad = \quad \frac{\left(E+P_{\|}\right)_{adrone}}{\left(E+P\right)_{quark}} \tag{2.2}$$

è il rapporto tra la somma dell'energia e dell'impulso parallelo alla direzione di frammentazione portata dall'adrone primario e la somma dell'energia e dell'impulso del *quark* tenendo conto della radiazione nello stato iniziale, del Bremsstrahlung gluonico e della radiazione fotonica nello stato finale. Il parametro di frammentazione ϵ_Q per ciascun *quark* pesante è dato $\epsilon_Q \approx M_q^2/M_Q^2$, rapporto tra i quadrati delle masse dei *quark* leggeri e pesanti che formano il mesone primario.

Nel caso del *quark* b nella referenza [21] si riportano i valori

$$\begin{aligned} < z_b > &= 0.83 \pm 0.01 \pm 0.02 \\ \epsilon_b &= 0.006 \pm 0.001 \pm 0.002 \end{aligned} \tag{2.3}$$

Sfruttando questo modello si ricavano le abbondanze relative delle varie specie di adroni B:

$$B_u : B_d : B_s : B_{barioni} = 0.375 : 0.375 : 0.15 : 0.10 \tag{2.4}$$

Queste frazioni sono state verificate dagli esperimenti LEP che hanno riportato per la frazione di $B_{barioni}0.11 \pm 0.04$, per il B^0_s 0.15 ± 0.04 da cui si ricava 0.37 ± 0.03 per il B^0_d e B_u permettendo un 5% di differenza tra il *rate* di produzione di B carichi e neutri [36]. Purtroppo queste frazioni non sono ancora state misurate in annichilazioni $p\bar{p}$ ma poiché il processo di frammentazione è lo stesso ci si aspetta che non siano molto diverse.

2.2 Misure esistenti del mescolamento $B^0\bar{B}^0$

La determinazione, sia dipendente dal tempo che integrata, del paramentro $x_{d(s)}$ richiede la conoscenza del sapore dei mesoni B sia al momento della produzione che a quello del decadimento.

Nel decadimento della $\Upsilon(4S) \to B^0_d\bar{B}^0_d$, la coppia $B^0_d\bar{B}^0_d$ è prodotta coerentemente con momento angolare orbitale 1 e C-parità -1. Ciò implica che quando uno dei due mesoni decade come B^0_d l'altro deve essere un $\bar{B}^0_d$. Questo sistema si comporta come se fosse un sistema ad una particella e la probabilità di osservare una coppia $B^0_dB^0_d$ è esattamente la probabilità per il $\bar{B}^0_d$ di decadere come B^0_d. La grandezza misurata sperimentalmente, R, è definita come il rapporto tra il numero di eventi in cui vi è stato mescolamento e quello in cui non vi è stato :

$$R = \frac{N_{B^0B^0} + N_{\bar{B}^0\bar{B}^0}}{N_{B^0\bar{B}^0}} \qquad (2.5)$$

è uguale ad r definito in 1.20.

Nel decadimento della Z^0 o in interazioni $p\bar{p}$ non si dispone di una sorgente di puri B^0_d si hanno anche B^0_s, $B^{\pm}$ e barioni. Un B neutro (che può mescolare) può essere prodotto in associazione con un altro B neutro o carico o con un barione. In questo caso si può dimostrare [70] che

$$R = \frac{2r}{1+r^2} \qquad (2.6)$$

ma risulta più difficile distingure gli eventi meescolati da quelli non. In questi casi viene spesso usata la probabilità assoluta di mescolamento χ definita in 1.19. che corrisponde al rapporto tra gli eventi mescolati rispetto a tutti gli eventi che contengono un quark b:

$$\chi = \frac{N_{BB} + N_{\bar{B}\bar{B}}}{N_{b\bar{b}}} \qquad (2.7)$$

Sperimentalmente la quantità misurata è $\bar{\chi}$: una combinazione lineare di χ_d e χ_s dovuti al diverso mescolamento di questi due mesoni:

$$\bar{\chi} = F_d\chi_d + F_s\chi_s \qquad (2.8)$$

in cui F_d e F_s sono le frazioni relative di B^0_d e B^0_s rispettivamente prodotti nella frammentazione del quark b.

L'identificazione dei mesoni B^0 e del sapore è fatta utilizzando i vari canali di decadimento.

- Decadimenti esclusivi
  Il B^0 è completamente o quasi completamente ricostruito ed è facile distinguerlo da un $\bar{B}^0$ con una bassa percentuale di errore. L'efficienza di ricostruzione molto spesso è piuttosto bassa e ciò rende limitati in statistica questi campioni.

- Decadimenti inclusivi
  I decadimenti più utilizzati sono quelli semileptonici $B^0 \rightarrow l^+ + X$, $\bar{B}^0 \rightarrow l^- + X$ in quanto la carica del leptone è strettamente correlata con il sapore del quark b. L'unica richiesta che viene fatta sui leptoni è che abbiano alto impulso trasverso (dove per alto si intende superiore al GeV anche se la soglia cambia da esperimento ad esperimento). In questo caso la statistica è piuttosto alta ma si perde in purezza dal momento che vi sono altre sorgenti di leptoni e che non sono distinguibili dai B.

- Decadimenti semi-inclusivi
  L'utilizzo di questi decadimenti è un compromesso tra i due metodi citati in precedenza. Spesso si richiede la presenza di un leptone di alto impulso trasverso e di un D.

2.2.1 Misure integrate sul tempo

Queste misure sono state fatte sia ai *collider* e^+e^- che $p\bar{p}$ a diverse energie. Particolarmente facile risulta lavorare all'energia della $\Upsilon(4S)$, in cui si producono solo $B_d^0\bar{B}_d^0$ come visto in precedenza. Gli eventi appaiono abbastanza puliti e il poco fondo presente proveniente da interazioni e^+e^- può essere facilmente studiato ad energie nel centro di massa inferiori a quella della $\Upsilon(4S)$.
Nel 1987 la collaborazione ARGUS [23] riportò una chiara evidenza sperimentale di oscillazioni $B_d^0\bar{B}_d^0$ mostrando un evento con due B_d^0 completamente ricostruiti.
Lo studio di tali oscillazioni è continuato alla $\Upsilon(4S)$ e le misure più recenti e più precise di χ_d provengono dalle collaborazioni ARGUS [24] e CLEO [25] rispettivamente,

$$\chi_d = 0.155 \pm 0.046 \pm 0.039$$

$$\chi_d = 0.149 \pm 0.023 \pm 0.019 \pm 0.010$$

Da queste misure si ricava per x_d [5]

$$x_d = 0.69 \pm 0.18 \text{ per ARGUS}$$

$$x_d = 0.65 \pm 0.10 \text{ per CLEO}$$

Ai *collider* $p\bar{p}$ il mescolamento è studiato sfruttando i decadimenti semileptonici, data la stretta correlazione tra la carica del leptone e il sapore del B gli eventi in cui c'è stata oscillazione si presentano con due leptoni con la stessa carica, mentre in assenza di mescolamento

la carica è opposta.
La grandezza direttamente misurata è :

$$\tilde{R} = \frac{N(l^+l^+) + N(l^-l^-)}{N(l^+l^-)}$$

dove entrano anche i leptoni provenienti da altre sorgenti. Particolare importanza la rivestono i decadimenti sequenziali in cui il muone proviene dal *charm* che è a sua volta uno dei prodotti del decadimento del b. Definiamo frazione di decadimenti sequenziali f_s :

$$f_s = \frac{N\left(b \rightarrow c \rightarrow \mu\right)}{N\left(b\right)} \tag{2.9}$$

La prima misura di R, fu fatta al *collider* $p\bar{p}$ del CERN dalla Collaborazione UA1 nel 1987 [26] sfruttando l'eccesso di eventi con due muoni con la stessa carica. Il valore riportato dalla stessa collaborazione ottenuto in analisi seguenti è

$$R = 0.42 \pm 0.07 \pm 0.03.[27]$$

L'esperimento CDF che sfrutta un altro *collider* adronico, il TEVATRON, ha studiato le oscillazioni $B^0\bar{B}^0$ utilizzando eventi con coppie di elettroni e elettrone muone riportando

$$R = 0.556 \pm 0.048^{+0.035}_{-0.042}\ [28].$$

I valori previsti in assenza di mescolamento sono $R = 0.26 \pm 0.03$ all'energia di UA1 e $R = 0.23 \pm 0.06$ per l'energia di CDF [27] per il contributo dei decadimenti sequenziali e del *charm* diretto ($c\bar{c}$). Questi valori di R sono comunque dipendenti dai tagli di analisi che cambiano le frazioni di sequenziali e di $c\bar{c}$ contenute nel campione. Confrontando i valori previsti di R e quelli misurati se ne deduce che il mescolamento è necessario.
Noto R è possibile risalire al valore di $\bar{\chi} = p_d\chi_d + p_s\chi_s$:

$$\begin{aligned} UA1 &: \ \bar{\chi} = 0.158 \pm 0.059\ [27] \\ CDF &: \ \bar{\chi} = 0.176 \pm 0.031 \pm 0.032\ [28] \end{aligned}$$

Tutti gli esperimenti LEP hanno misurato $\bar{\chi}$. I valori sono riassunti come segue:

Esperimento	$\bar{\chi}$
DELPHI	$0.121^{+0.044}_{-0.040} \pm 0.017$ [29]
OPAL	$0.143^{+0.022}_{-0.021} \pm 0.007$ [30]
L3	$0.121 \pm 0.017 \pm 0.006$ [31]
ALEPH	0.129 ± 0.022 [32]

DELPHI, OPAL, L3 hanno utilizzato eventi con due leptoni nello stato finale mentre ALEPH ha usato la tecnica della *jet charge* di cui sarà discusso in seguito.

2.2.2 Misure dipendenti dal tempo

Lo studio delle oscillazioni $B^0\bar{B}^0$ dipendenti dal tempo è relativamente recente ma molto importante in quanto permette di misurare direttamente x_d e x_s. Di seguito vengono riportati i risultati pubblicati da diverse collaborazioni LEP.

Utilizzo delle correlazioni D^* - leptone

La presenza di un $D^{*\pm}$ serve per identificare il sapore del B_d^0 ($B_d^0 \to D^{*-}X$; $\bar{B}_d^0 \to D^{*+}X$) al momento del decadimento mentre il leptone nell'emisfero opposto dà informazioni sul sapore alla produzione. Il $D^{*\pm}$ viene riconosciuto attraverso il decadimento $D^{*\pm} \to D^0\pi$ e con $D^0 \to K\pi$,$K\pi\pi\pi$ e $K\pi\pi^0$. L'identificazione del leptone avviene con tecniche diverse da esperimento a esperimento.

In assenza di mescolamento dalla parte del leptone una coppia $D^{*-}l^+$ rivela un evento in cui è avvenuto mescolamento mentre se si ha $D^{*-}l^-$ significa che non c'è stato alcun mescolamento o che entrambi hanno mescolato.. Se il campione così selezionato avesse purezza perfetta la funzione di correlazione di carica,

$$C_Q = \frac{N^{++/--} - N^{+-}}{N^{++/--} + N^{+-}} \tag{2.10}$$

sarebbe semplicemente $C_Q = \cos\Delta mt$. In pratica si deve tener conto della presenza del fondo che proviene dal *charm* , dagli errori nell'identificare i leptoni a causa dei decadimenti sequenziali e dal fondo scorrelato che contribuiscono a ridurre l'ampiezza dell'oscillazione.

ALEPH

La collaborazione ALEPH ([33]) usando questa tecnica ricostruisce un campione di circa 660 coppie D^*l con un rapporto segnale rumore di circa 1.9 in media. Il leptone deve avere un impulso trasverso rispetto all'asse del *jet* di almeno 0.75 GeV/c per eleminare i decadimenti sequenziali e un impulso totale minimo di 3 GeV/c.

L'impulso del B_d^0 non è ricostruito e l'analisi viene fatta utilizzando la lunghezza di decadimento al posto del tempo proprio, con la frequenza di oscillazione che si trasforma in $\Delta m/\hbar c\beta\gamma$, dove $\beta\gamma$ è il boost di Lorenz.

Il vertice del D^* non può essere ricostruito con l'appropriata precisione poichè il pione lento presente nel decadimento $D^* \to D^0\pi$ è quasi parallelo al D^0 e quindi la somma della lunghezza di decadimento del B_d^0 e del D^0 appare nell'analisi come parametro.

In figura 2.1 sono mostrati i dati con il risultato del fit sovraimposto. La frequenza di oscillazzione, ottenuta dal fit (un *unbinned maximum likelihood*), corrisponde ad una differenza in massa

$$\Delta m_d = \left[0.52^{+0.10}_{-0.11}\ (stat.)\ ^{+0.04}_{-0.03}\ (sist.)\right] \quad ps^{-1}$$

Utilizzando $\tau_B = 1.44 \pm 0.15$ ps, si ricava :

$$x_d = 0.75^{+0.15}_{-0.14}\ (stat.)\ ^{+0.08}_{-0.05}\ (sist.)$$

OPAL

Poichè il campione di eventi a disposizione di questa collaborazione è piuttosto limitato, viene ricostruito solo il D^{*+} mediante il decadimento $D^{*+} \to D^0\pi^+$ con il $D^0 \to k^-\pi^+$. La presenza del pione a basso impulso in questo decadimento impedisce del tutto l'identificazione del vertice del $\bar{B}^0$ e viene usato il vertice del D^0 come migliore approssimazione.

Nell'emisfero opposto al D^* viene poi cercato un leptone, sfruttando tecniche piuttosto complicate nell'identificazione. Per ridurre il numero di decadimenti sequenziali si richiede che l'impulso trasverso rispetto all'asse del *jet* sia maggiore di 0.75 GeV/c; mentre l'impulso totale deve essere maggiore di 3 GeV/c.

Dal fit della correlazione di carica C_Q, espressa in funzione della lunghezza di decadimento dal momento che $\beta\gamma$ non viene misurato, la collaborazione OPAL ottiene [34]

$$\Delta m_d = [0.57 \pm 0.11(sta.) \pm 0.02(sist)] \quad ps^{-1}$$

col quale si ricava con la stessa vita media usata da ALEPH

$$x_d = 0.82 \pm 0.16\ (stat)\ \pm 0.03\ (sist.)\ \pm 0.09\ (sist.\ su\ \tau_B)$$

Il risultato del fit è mostrato in figura 2.2

Utilizzo delle correlazioni D^* - Carica media dell'evento

Lo studio del mescolamento sfruttando questa tecnica è stato fatto dalla collaborazione DELPHI [35]. Il sapore del B^0 al momento del decadimento e la relativa lunghezza di decadimento è data dalla ricostruzione del D^*. Questa particella viene ricostruita sfruttando il decadimento $D^{*+} \to D^0\pi^+$ seguito dal $D^0 \to K^-\pi^+$ e i coniugati di carica per il D^{*-}. La grandezza $X_E = E_{D^*}/E_{fascio}$ è richiesta minore di 0.5 per ridurre la contaminazione dei D^* provenienti da *charm* diretto.

Il sapore del B^0 al momento della sua produzione può essere ottenuto dalla variabile C_H definita per ciascun emisfero

$$C_H = \frac{\sum_i (p_i \cdot e_s)^k q_i}{\sum_i (p_i \cdot e_s)^k}$$

in cui e_s è il vettore unitario dell'asse di sfericità, p_i e q_i sono l'impulso e la carica della traccia $i-$esima. Un valore di 0.6 è stato scelto per k, il fattore peso e la somma è fatta su tutte le tracce di un emisfero. Per migliorare l'efficienza di riconoscimento del B^0 invece di C_H è stato usata la differenza ΔC_H tra la carica nell'emisfero opposto al D^* e la carica dell'emisfero contenente il D^*.

Un evento è da considerarsi "mescolato" se ΔC_H ha segno opposto rispetto al D^*. Analogamente sarà "non-mescolato" quando ΔC_H e D^* hanno lo stesso segno per la carica. Con queste definizioni si può definire la correlazione di carica analogamente a 2.10.

Poichè il vertice di decadimento del B^0 non viene individuato $\beta\gamma$ non può essere misurato direttamente e il tempo proprio utilizzato nel fit è parametrizzato $t \simeq \frac{m_B}{p_B} d$ in cui d è la lunghezza di decadimento ricostruita m_B è la massa e p_B l'impulso del B. Quest'ultimo viene approsimato con $p_B \simeq 0.7 E_{fascio}$.

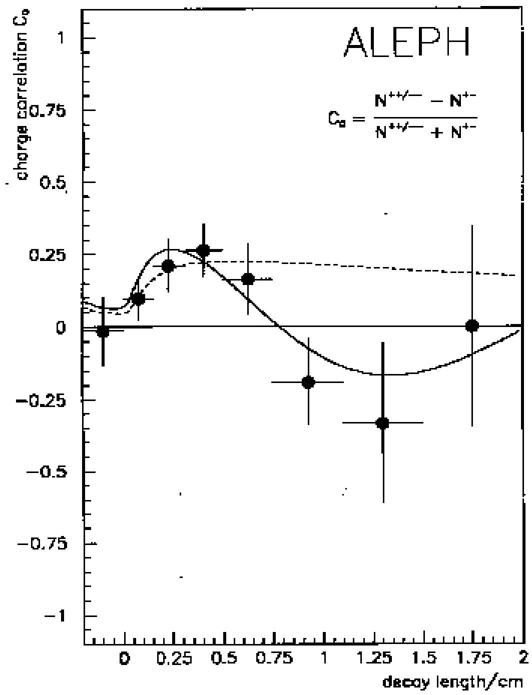

Figura 2.1: Correlazione di carica C_Q. Il risultato del fit che include la dipendenza temporale è mostrato come linea continua, mentre la linea tratteggiata è il risultato senza dipendenza temporale.

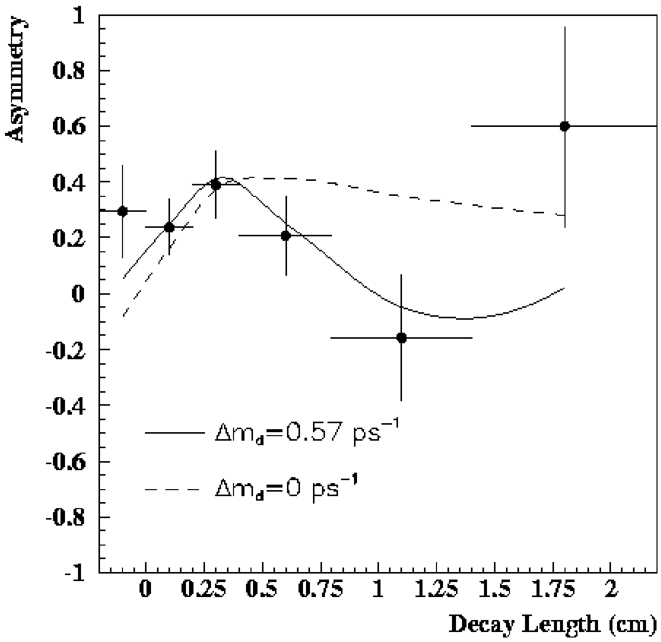

Figura 2.2: Correlazione di carica C_Q. I punti sono i dati con sovraimposto il risultato del fit; la linea tratteggiata è la curva aspettata in assenza di dipendenza temporale.

Il risultato del fit mostrato in figura 2.3 dà

$$\Delta m_d = [0.50 \pm 0.12\ (stat.)\ \pm 0.06\ (sist.)] \quad ps^{-1}$$

dal quale si ricava usando una vita media $\tau_b = 1.44 \pm 0.15\ ps$

$$x_d = 0.72 \pm 0.17\ (stat)\ \pm 0.09\ (sist.)$$

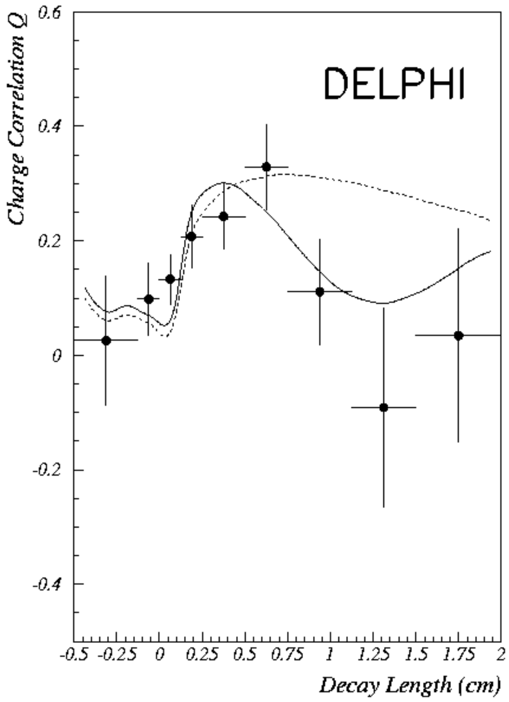

Figura 2.3: Correlazione di carica in funzione della lunghezza di decadimento del D^0 in cm. Sovraimposto il risultato del fit (curva continua) per $\Delta m = 0.50\ ps^{-1}$ e il risultato (curva tratteggiata) nell'ipotesi di mescolamento senza di dipendenza temporale.

Utilizzo delle correlazioni leptone - leptone

Questa misura fatta dalla collaborazione ALEPH ([36]) è molto simile a quella usata in questa tesi. Base dell'analisi è un campione di eventi con due leptoni (che danno il sapore del B) con $p_t\ > 1.25\ GeV$ dove p_t è l'impulso del leptone relativamente all'asse del *jet*. Il vertice di decadimento del mesone B viene ricostruito con una tecnica inclusiva: prima si cerca il vertice terziario del *charm* escludendo il leptone poi la traccia risultante viene congiunta con quella del leptone. L'intersezione delle due dà il vertice di decadimento, sfruttando il quale si può determinare la lunghezza di decadimento d. Il tempo proprio è quindi $t = \frac{d}{p/m}$. L'impulso del B, p, viene stimato usando il leptone, la traccia del *charm*, la frazione dell'energia elettromagnetica totale e la tecnica dell'energia mancante per l'energia del neutrino.

Le varie sorgenti di fondo sono state studiate ed ne è stata parametrizzata la distribuzione del tempo di decadimento. La dipendenza temporale del mescolamento appare nella frazione degli eventi con lo stesso segno

$$\frac{N(l^{\pm}l^{\pm})(t)}{N_{tot}} = Q(t)$$

Allo scopo di ottenere la frequenza dell'oscillazione è stato fatto un fit (usando la tecnica *unbinned maximun likelihood*) a $Q(t)$ lasciando come parametri liberi Δm_d, τ_B mentre τ_{B_d}/τ_B la frazione di B_d^0 e di B_s^0 nel campione usato e la frazione di fondo dovuto ai decadimenti sequenziali sono state limitate entro errori gaussiani. Si assume inoltre che il mescolamento del B_s^0 sia massimo. La frequenza ottenuta dal fit corrisponde ad una differenza di massa per B_1^0 e B_2^0

$$\Delta m_d = 0.53^{+0.07}_{-0.06}\ (stat.)\ ^{+0.11}_{-0.10}\ (sist.) \quad ps^{-1}$$

che corrisponde

$$x_d = 0.76 \pm 0.10\ (stat.)\ \pm 0.16\ (sist.)$$

facendo uso del già ciatato τ_B.
In figura 2.4 è visualizzato il risultato del fit alla quantità $Q(t)$ e il contributo a quest'ultima delle varie sorgenti di fondo.

Dalla stessa analisi, lasciando Δm_s come parametro libero nel fit, si ottiene un limite per il mescolamento nel B_s^0

$$\Delta m_s > 1.8 \quad ps^{-1} \qquad 95\% C.L.$$

che implica $x_s > 2$.

Metodo della *jet-charge*

Questa è una nuova tecnica (almeno per quanto riguarda lo studio del mescolamento) che ha dato buoni risultati; è stata usata sia della collaborazione OPAL che ALEPH.

OPAL

Questo metodo è stato sfruttato per studiare il mescolamento nel sitema B_d^0. Per ogni evento si richiede che vi sia almeno un decadimento del tipo $B_d^0 \to D^{*-}l^+X$ con il $D^{*\pm} \to D^0\pi^{\pm}$ e il $D^0 \to K^-\pi^+$, $K^-\pi^+\pi^0$ [37]. Con questa richiesta si è sicuri di selezionare un campioni eventi con mesoni B_d^0 con alta purezza e si può risolvere la cinematica associata al vertice di decadimento a meno dell'energia persa a causa del neutrino.

Il sapore del B al momento del decadimento è dato dal segno della carica del leptone. Per identificare il sapore al momento della produzione viene usata la differenza tra la carica

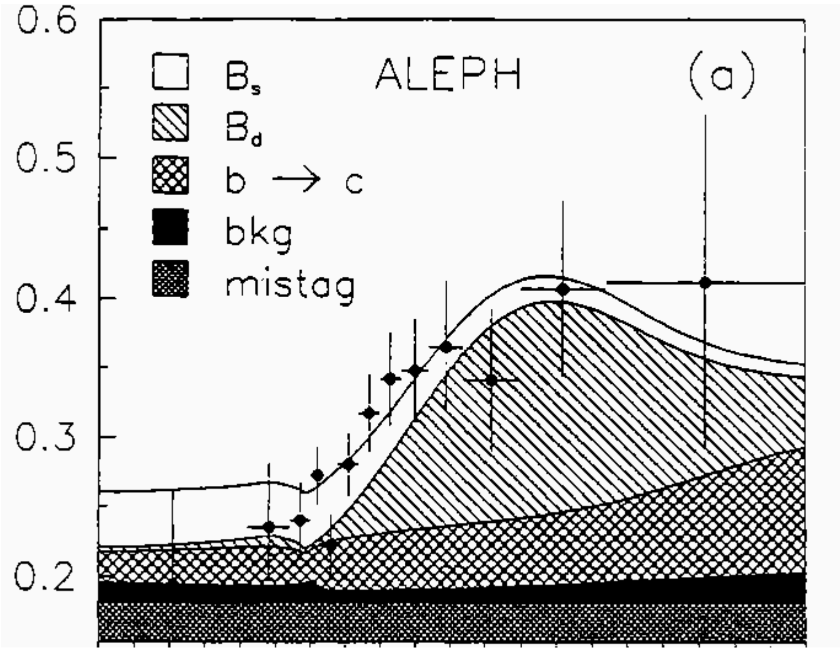

Figura 2.4: Frazione degli eventi con lo stesso segno. Sovraimposto è mostrato il risultato del fit ottenuto assumendo un mescolamento massimale per il B_S^0

del *jet* generato dal quark e quella del *jet* prodotto dell'antiquark.
La carica del *jet* è definita

$$Q_{jet} = \sum_{i=1}^{n} q_i \left(\frac{p_i^l}{E_{beam}} \right)^k$$

dove E_{beam} è l'energia del fascio q_i e p_i^l sono la carica e la componente parallella all'asse del *jet* dell'impulso della $i-$esima particella e k è un fattore peso. La somma è fatta su tutte le tracce cariche associate con lo stesso *jet*. Facendo uso di questa carica si definisce

$$Q_{2jet} = Q_{jet}^{k=0}\left(B_d^0\right) - 10 Q_{jet}^{k=1}\left(opp\right)$$

che corrisponde alla differenza tra la carica del *jet* del B_d^0 e quella del *jet* opposto a quest'ultimo. Il segno di Q_{2jet} è usato per ricavare il sapore del B al momento della produzione. In figura 2.5 è mostrato il rapporto, R, tra il numero di eventi in cui è avvenuto il mescolamento e il totale. Il fit su R ha dato

$$\Delta m_d = 0.508 \pm 0.075\ (stat.)\ \pm 0.025\ (sist.)\quad ps^{-1}$$

che, usando $\tau_B = 1.44 \pm 0.15 \quad ps$ corrisponde a

$$x_d = 0.73 \pm 0.11\ (stat.)\ \pm 0.08\ (sist.)$$

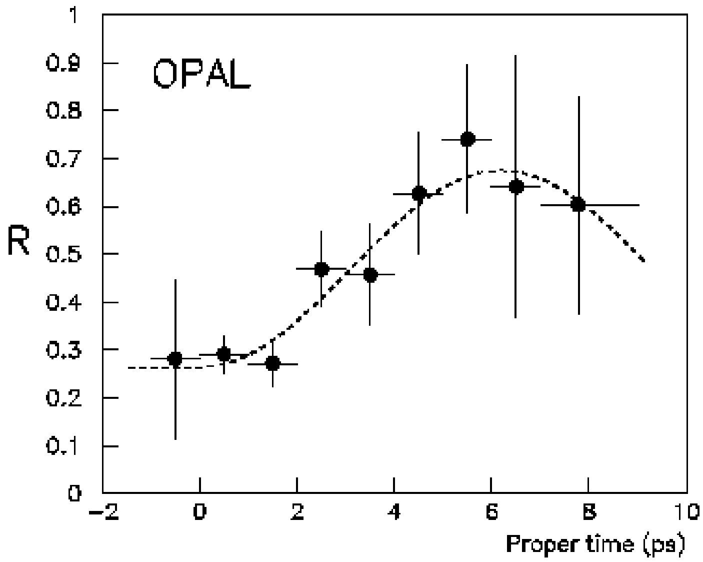

Figura 2.5: Rapporto R degli eventi mescolati sul totale. La funzione sovraimposta è il rislutalto del fit

ALEPH

L'analisi descritta utilizza un grande campione di dati (1991-1993) [38]. Si richiede la presenza di un leptone con alto impulso trasverso ($p_t > 2\ GeV/c$ per gli elettroni e $p_t > 3\ GeV/c$ per i muoni) come indicazione della presenza di mesoni B. I *jet* presenti nell'evento vengono classificati come *stessa parte, s,* o *parte opposta, o,* a seconda che si trovino vicini o nell'emisfero opposto rispetto al leptone. La determinazione del tempo proprio viene fatta in maniera analoga all'analisi che utilizza le correlazioni leptone-leptone. Il segno della carica del leptone indica lo stato finale di particella/antiparticella . Lo stato iniziale è determinato usando il metodo della *jet-charge* in entrambi i due emisferi dell'evento. La carica del *jet* è definita

$$Q_{jet} = \frac{\sum_{i=1}^{n} y_i q_i}{\sum_{i=1}^{n} y_i}$$

in cui q_i è la carica della particella $i-$esima e y_i ne è la rapidità

$$y_i = \ln \frac{E_i + P_i^l}{E_i - P_i^l}$$

dove E_i e P_i^l sono l'energia e la componente lungo l'asse del *jet* per la $i-$esima particella. La somma è fatta su tutte le tracce cariche di un *jet*. In questa analisi la carica viene pesata con la rapidità piuttosto che con l'impulso come era stato fatto dalla collaborazione OPAL.