

Osservazione delle
oscillazioni $B_s^0 - \bar{B}_s^0$
e misura di Δm_s

Dalle collisioni $p - \bar{p}$ creiamo coppie $b - \bar{b}$ che legandosi a coppie $s - \bar{s}$ formano mesoni $B_s^0(\bar{b}s)$ o $\bar{B}_s^0(b\bar{s})$

Densità di probabilità di decadimento di un B_s :

$$P(B_s^0 \rightarrow B_s^0[\bar{B}_s^0])(t) = \frac{1}{2\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} (1 \pm \cos(\Delta m_s t))$$

dove $\Delta m_s = m_h - m_l$

Per la **misura** di Δm_s e, quindi, per osservare oscillazioni dipendenti dal tempo, dobbiamo determinare

- Flavour di B al tempo di produzione e di decadimento: **FLAVOUR TAGGING**
- **Tempo proprio** di decadimento dell'adrone

FLAVOUR TAGGING

Il flavour al tempo di decadimento si determina guardando la carica delle particelle prodotte allo stato finale, ad esempio $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$

$$\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-$$

Quello al tempo di produzione è più difficile da determinare!

L'efficacia di un flavour tag è quantificata grazie al potere effettivo di tagging $\mathcal{E}D^2$ dove **D** è la diluizione e \mathcal{E} l'efficienza.

Si ha

$$\mathcal{E} = \frac{N_R + N_W}{N_R + N_W + N_{NT}}$$

$$D = \frac{N_R - N_W}{N_R + N_W} = (1 - 2p_W) \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} \text{Tag perfetto (Pw=0)} \rightarrow D=1 \\ \text{Tag random (Pw=0.5)} \rightarrow D=0 \end{cases}$$

$$N_R \propto \frac{1}{2} [1 + D \cos(\Delta m_s t)]$$

$$N_W \propto \frac{1}{2} [1 - D \cos(\Delta m_s t)]$$

Quello che dobbiamo misurare è proprio un segnale oscillante di ampiezza D!

D grande \rightarrow facile fare la misura \rightarrow risoluzione più alta.

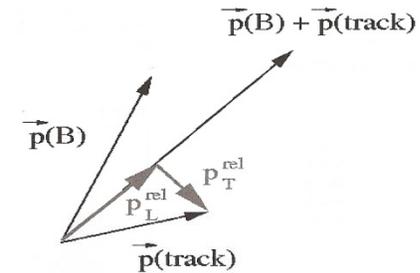
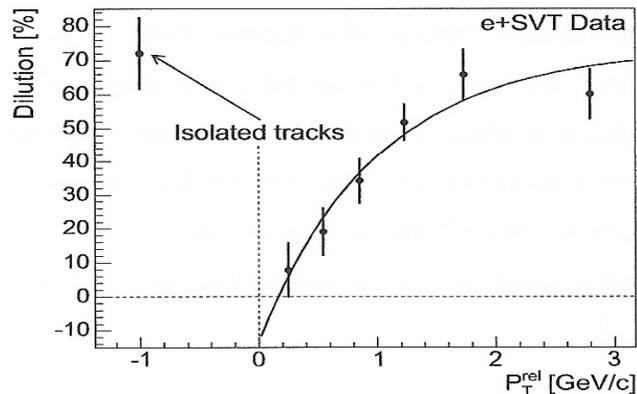
$$\text{Avremo } \frac{1}{\sigma} \propto \sqrt{N \varepsilon D^2}$$

Per migliorare la risoluzione: suddivido i tags con diluizione diversa e parametrizzo D in ciascuna categoria.

ESEMPIO

Studio la variazione di D dei tags di elettroni con pTrel

Si ottiene il seguente grafico

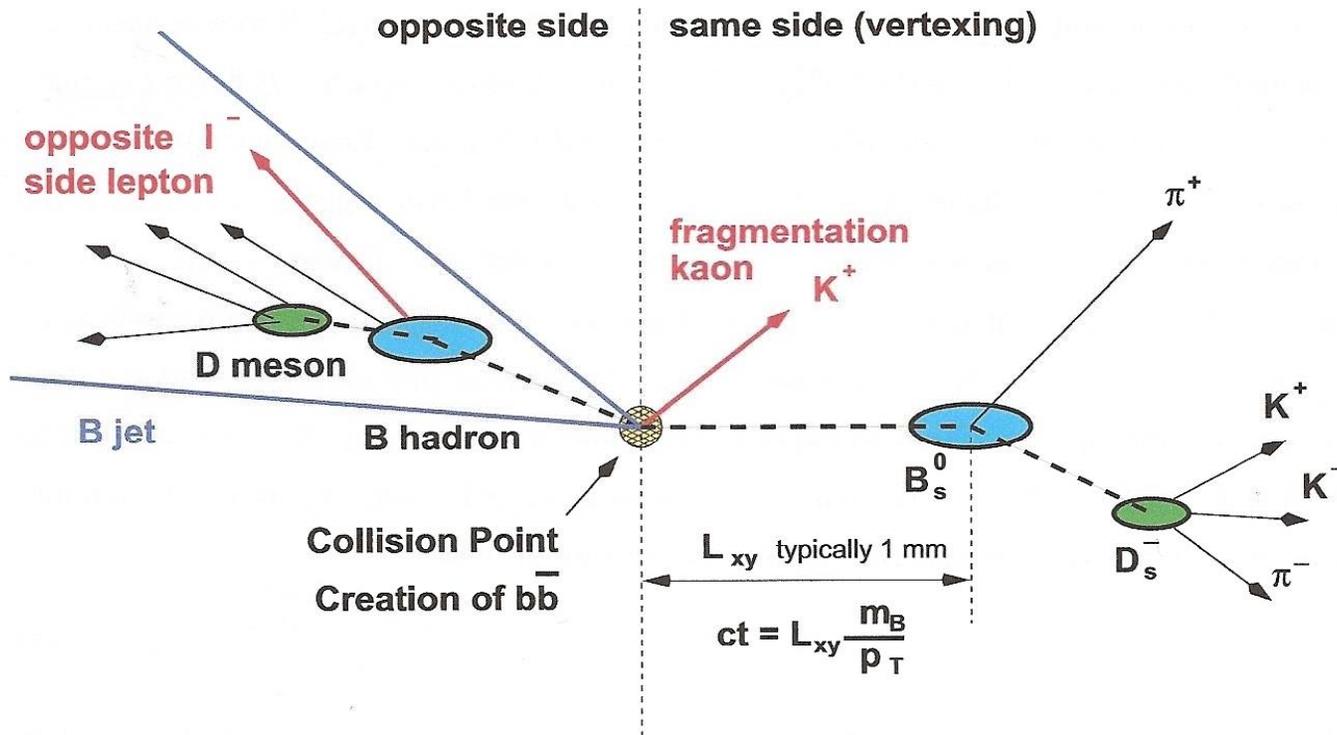


Quindi se ho un algoritmo che mi dice il flavour iniziale del B e so che è migliore per certi valori di pTrel, mi conviene fare la misura in diversi bin di pTrel. In ciascun bin i avrò $\varepsilon_i, D_i \rightarrow \sum_i \varepsilon_i D_i^2 \geq \varepsilon D^2$

In pratica la somma quadratica è maggiore del quadrato della somma, quindi rende maggiore la risoluzione della misura.

Il flavor tag alla produzione si divide in

- **Same Side Tag (SST)** : guarda le tracce associate all'adronizzazione del b / \bar{b} che produce il \bar{B}_s^0 / B_s^0
- **Opposite Side Tag (OST)** : guarda i prodotti di decadimento dell'adrone B prodotto dall'altro quark \bar{b} / b nello stesso evento.



OST

- **Metodo di calibrazione**

Per la calibrazione utilizziamo un campione semileptonico inclusivo parzialmente ricostruito.

Il modo in cui si controlla la diluizione di un tagger è di osservare l'ampiezza di oscillazione. Se questa è pari alla D calcolata allora abbiamo ben calibrato.

D è la stessa sia per il mixing di B_d , di B_s o per lo studio della carica di B^+, B^- .

Verifico la D misurata nel campione inclusivo ricostruendo

- decadimenti di B^+/B^-
- decadimenti di B_d

- **Metodi di tagging**

1) Lepton tagging

2) Kaon tagging

3) Jet Charge tagging

1) LEPTON TAGGING

Cerca elettroni o muoni dal decadimento semileptonico di B che avviene nell'opposite side: $b \rightarrow cl^- \bar{\nu}, \bar{b} \rightarrow \bar{c} l^+ \nu$

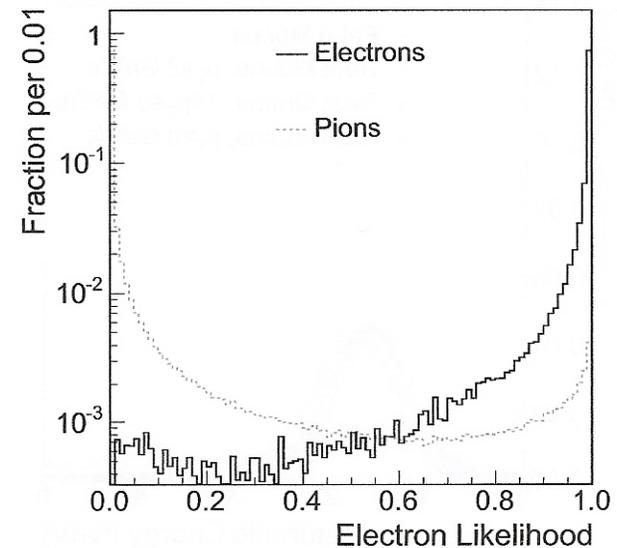
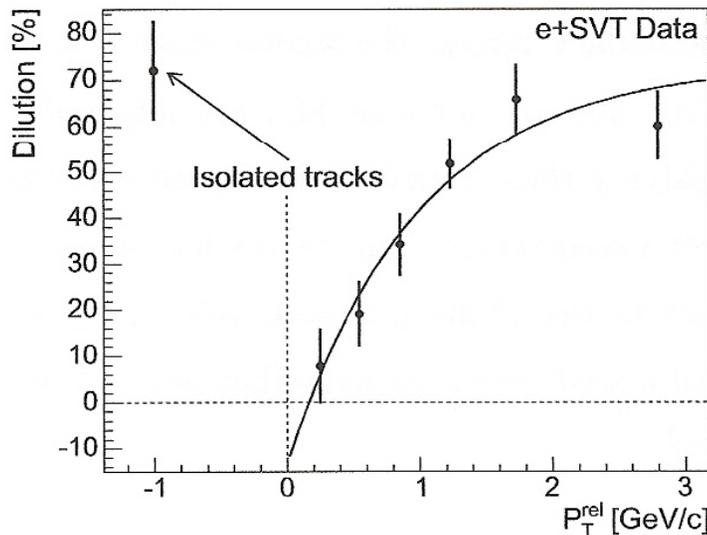
La carica di questo leptone è correlata al sapore dell'adrone B. $BR(B \rightarrow l X) \sim 20\%$

➡ bassa efficienza, alta D

Se considero il tag per gli elettroni ➡ $L_e > 0.85$

Parametrizzo D:

$$D_{mis}(p_T^{rel}) = A \cdot (1 - e^{-p_T^{rel} + B})$$



2) KAON TAGGING

Cerca Kaoni nei jet nell'opposite side dalla catena di decadimento $b \rightarrow c \rightarrow s$. La carica di un K è correlata al sapore di B:

K^- da $b \rightarrow c \rightarrow s$, $b \rightarrow c \bar{c} s$, $b \rightarrow c u \bar{u} s$; K^+ da un \bar{b} .

Ostacoli: - identificazione di kaoni in un vasto background di pioni (importanza TOF e di dE/dx)

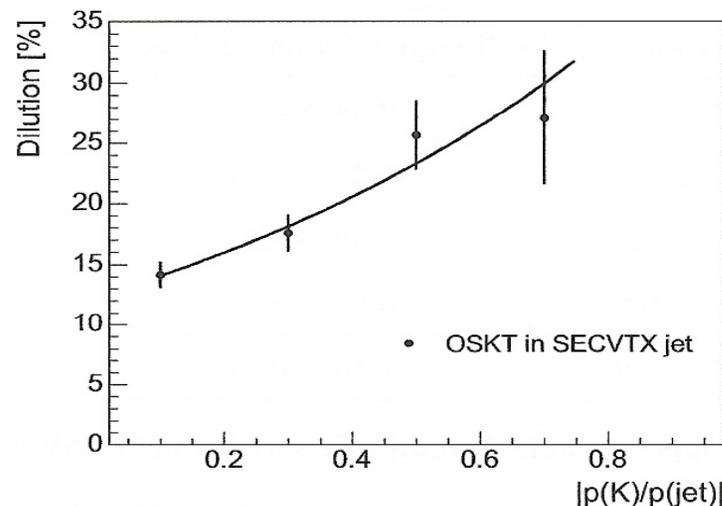
- distinguere fra K da decadimento di B e non dalla prima interazione

$p - \bar{p}$ (importanza del parametro di impatto).

➡ Alta efficienza, bassa D

Parametrizziamo D in funzione di una variabile x : $D(x) = e^{A + Bx}$

Per $x = p(K)/p(\text{jet})$



3) JET CHARGE TAGGING

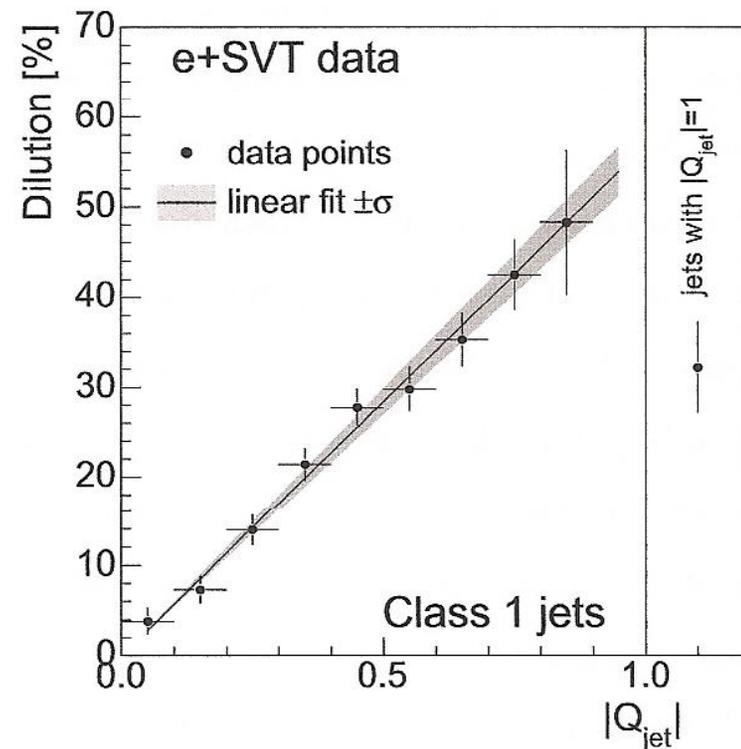
Sfrutta il fatto che il segno della somma della carica delle particelle negli opposite side b jet, pesata sul momento delle particelle, è correlato alla carica del b quark che produce questi jet ($Q_b = -1/3$, $Q_{\bar{b}} = +1/3$)

$$Q_{jet} = \frac{\sum_i Q_i p_T^i (1 + P_{trk}^i)}{\sum_i p_T^i (1 + P_{trk}^i)}$$

Alta efficienza, bassa D.

Per migliorare l'identificazione delle particelle nei jet, questi si dividono in classe 1, 2, 3.

La diluizione D qui è espressa come funzione lineare di Q_{jet} .



Performance OST

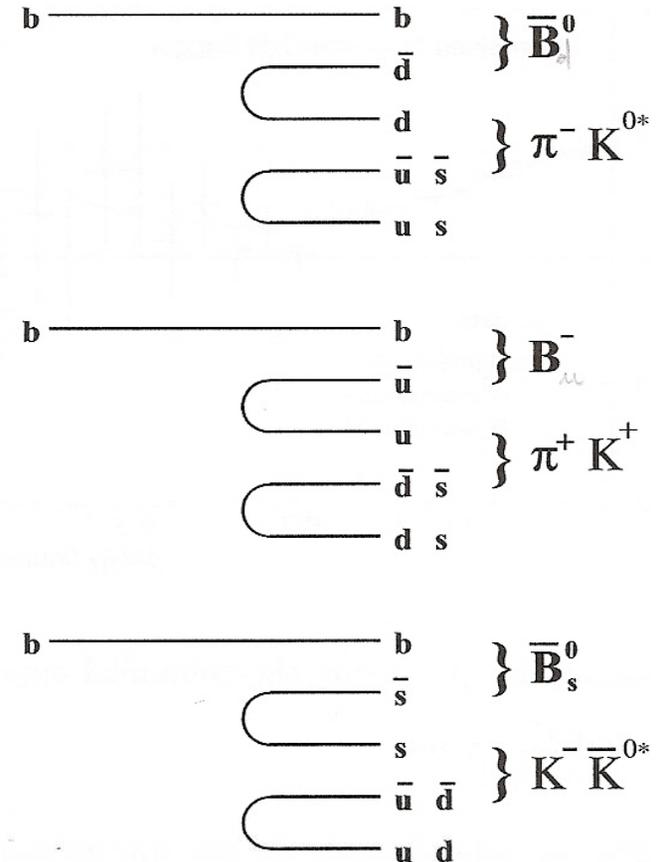
Opposite Side Tag	Efficiency ε [%]	Effect. dilution $\langle \mathcal{D} \rangle$ [%]	Tagging Power $\varepsilon \mathcal{D}^2$ [%]
Muon	4.6 ± 0.0	34.7 ± 3.5	0.58 ± 0.02
Electron	3.2 ± 0.0	30.3 ± 0.7	0.29 ± 0.01
Jet Charge	95.5 ± 0.1	9.7 ± 0.2	0.90 ± 0.03
Kaon	18.1 ± 0.1	11.1 ± 0.9	0.23 ± 0.02
Combined NN	95.8 ± 0.1	12.7 ± 0.2	1.55 ± 0.04

SST

L'idea del SST è di identificare la traccia che deriva dalla frammentazione di b / \bar{b} e determinare il sapore di B alla produzione dalla carica di questa traccia. Nel caso di \bar{B}_s^0 le particelle derivanti dall'adronizzazione sono soprattutto K (SSKT)

Vantaggi rispetto l' OST

- Alta efficienza e alta D: traccia dell'adronizzazione in stessa regione del segnale di B nel detector
- No limitazioni da BR



Performance SST

Dipende strettamente da specie di B che decade, non possiamo usare i dati \Rightarrow MC

[%]		$B_u^- \rightarrow D^0 \pi^-$	$\overline{B}_d^0 \rightarrow D^+ \pi^-$	$\overline{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-$
MC	ϵ	55.9 ± 0.1	56.6 ± 0.1	52.1 ± 0.3
	$\langle \mathcal{D} \rangle$	26.8 ± 0.2	16.1 ± 0.6	29.2 ± 0.7
data (1 fb ⁻¹)	ϵ	58.2 ± 0.3	57.2 ± 0.3	49.3 ± 1.3
	$\langle \mathcal{D} \rangle$	26.4 ± 0.8	15.2 ± 1.7	—

Performance of the NN based algorithm in data and Monte Carlo.

TEMPO PROPRIO DI DECADIMENTO

$$c\tau = \frac{L}{\beta\gamma} = \frac{L}{p/m_{B_s}} = \frac{L_{xy}}{p_T} m_{B_s}$$

$$\sigma_{c\tau} = \sqrt{\frac{m_{B_s}^2}{p_T^2} \sigma_{L_{xy}}^2 + \frac{c\tau^2}{p_T^2} \sigma_{p_T}^2}$$

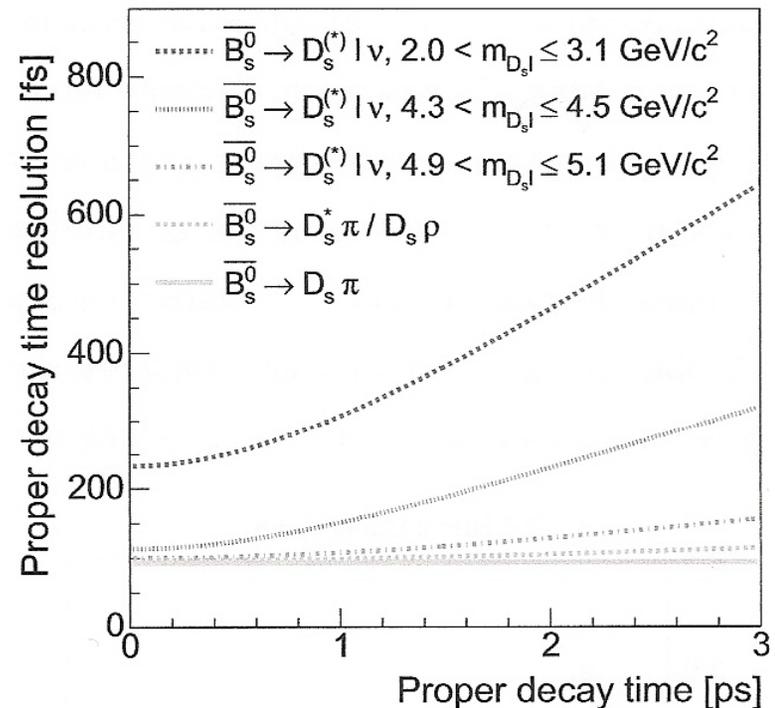
Errore su m_{B_s} è trascurabile.

Errore su L_{xy} dominato da incertezza su misura vertice secondario (importanza rivelatori di vertice al silicio). Simile per decadimenti adronici e semileptonici.

Errore su p_T , a causa del neutrino, è molto più grande per i decadimenti semileptonici.

Risoluzione sul mixing:

$$\frac{1}{\sigma} = \sqrt{\frac{S \varepsilon D^2}{2}} e^{-\frac{(\Delta m_s \sigma_{c\tau})^2}{2}} \sqrt{\frac{S}{S+B}}$$



Misura di Δm_s

AMPLITUDE SCAN

E' una tecnica di fitting basata sul metodo della stima del massimo della likelihood, che estrae i parametri di interesse dal campione di dati di B.

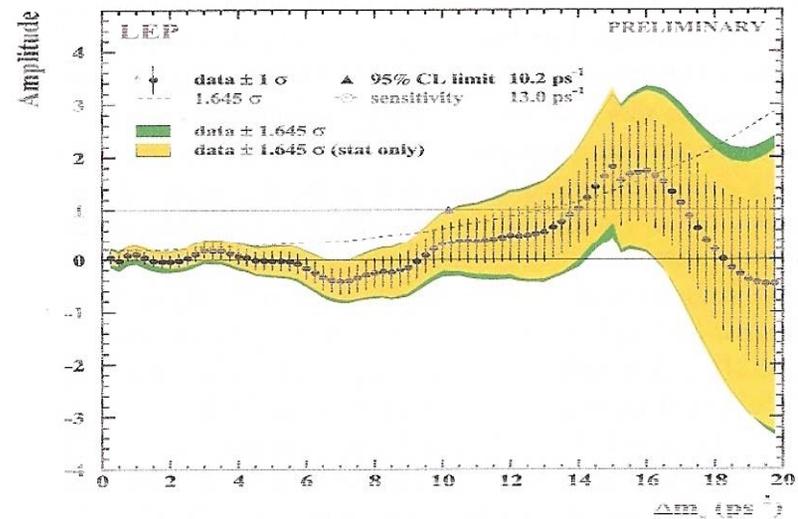
Fittiamo per l'ampiezza di oscillazione A, mentre fissiamo Δm_s

Introduciamo il parametro A nel modello della likelihood.

La parte del tempo proprio $\sim [1 \pm A \cdot D \cos(\Delta m_s t)] \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$

- $\left\{ \begin{array}{l} A=1 \quad \text{mixing; valore di } \Delta m_s \text{ fissato vicino al valore vero} \\ A=0 \quad \text{no mixing; altrimenti} \end{array} \right.$

σ_A cresce con $\Delta m_s \Rightarrow$ per valori alti di Δm_s è impossibile distinguere fra A=1 e A=0.



Questa tecnica equivale grosso modo ad un' **analisi di Fourier del segnale oscillante** $B_s^0 - \overline{B_s^0}$:

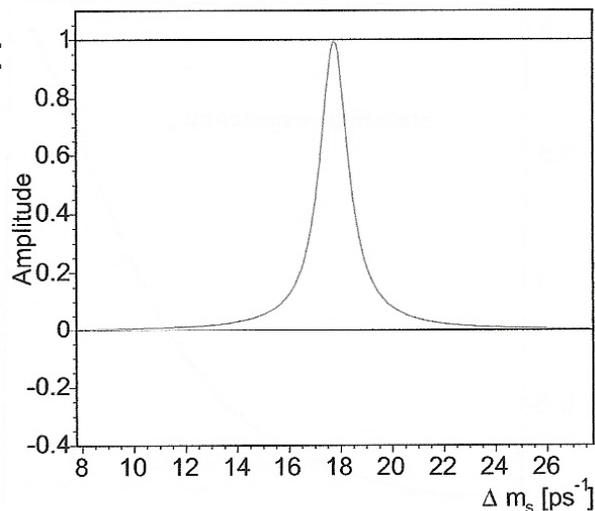
Si è visto che $A(\omega) \approx \delta(\omega)$ = trasformata di Fourier di $\delta(t)$ = differenza fra le distribuzioni di tempo proprio degli eventi taggati come mixed e unmixed. La normalizzazione è tale che $A=1$ alla risonanza \longrightarrow Studio delle distorsioni nelle vicinanze della frequenza di oscillazione usando le trasformazioni di Fourier.

Analisi qualitativa

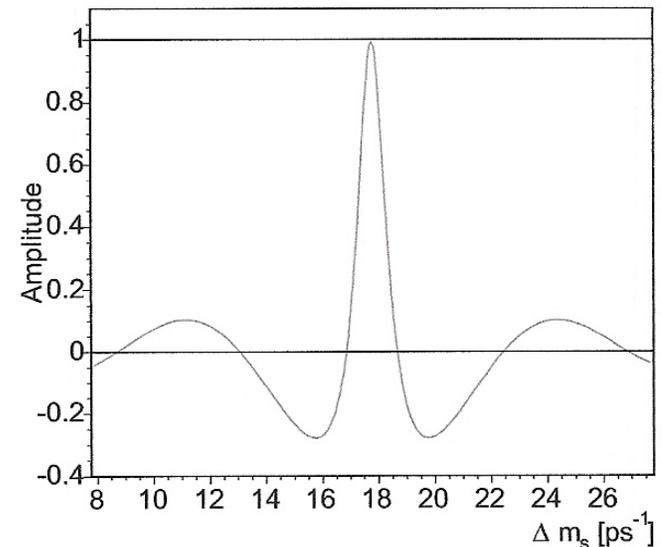
Modello semplificato: trascurata risoluzione, effetti di ricostruzione parziale, background.

Il picco di risonanza aspettato nell' amplitude scan predetto considerando $\text{Re}[\delta(\omega)]$ e normalizzandola al suo valore al picco.

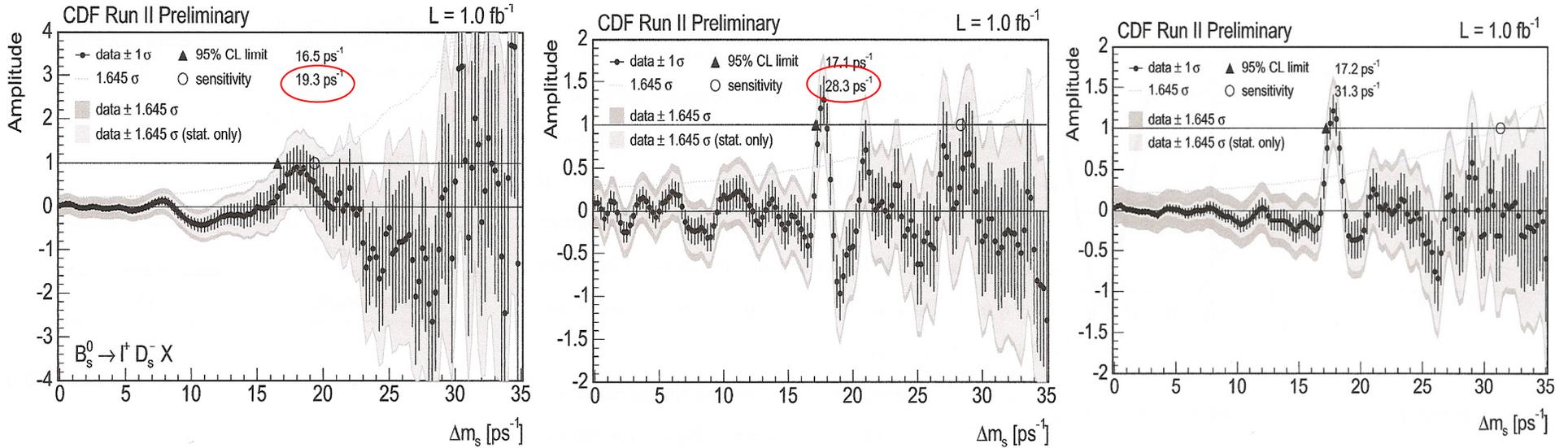
NO
distorsioni:



SI
distorsioni:



Dai dati ottenuti con una descrizione completa della likelihood si osserva

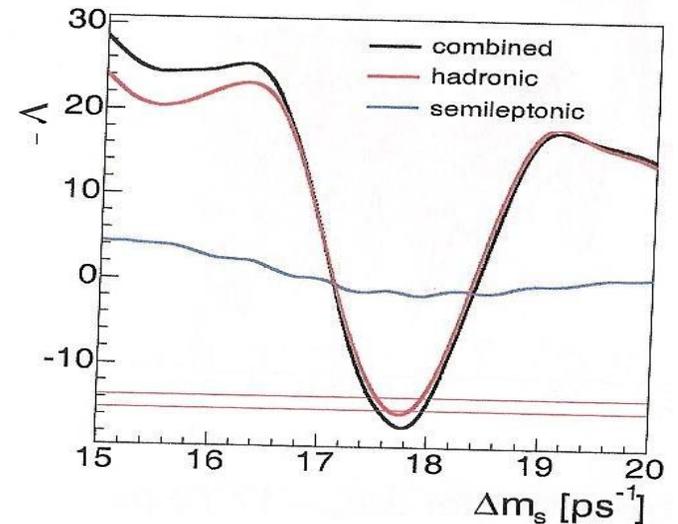


RISULTATI

$A \sim 1$ per $\Delta m_s = 17.75 \text{ ps}^{-1}$. Per $\Delta m_s = 17.75 \text{ ps}^{-1}$ si ha $A = 1.21 \pm 0.20$.

Dall'andamento di $\Lambda \equiv -\log[L^{A=0}/L^{A=1}(\Delta m_s)]$ in funzione di Δm_s estraggo in corrispondenza del minimo $\Lambda = -17.26$

$\Delta m_s = 17.77 \pm 0.10(\text{stat}) \pm 0.07(\text{sist}) \text{ ps}^{-1}$.



INTERPRETAZIONE DEL RISULTATO IN CHIAVE DI CKM

Matrice di CKM

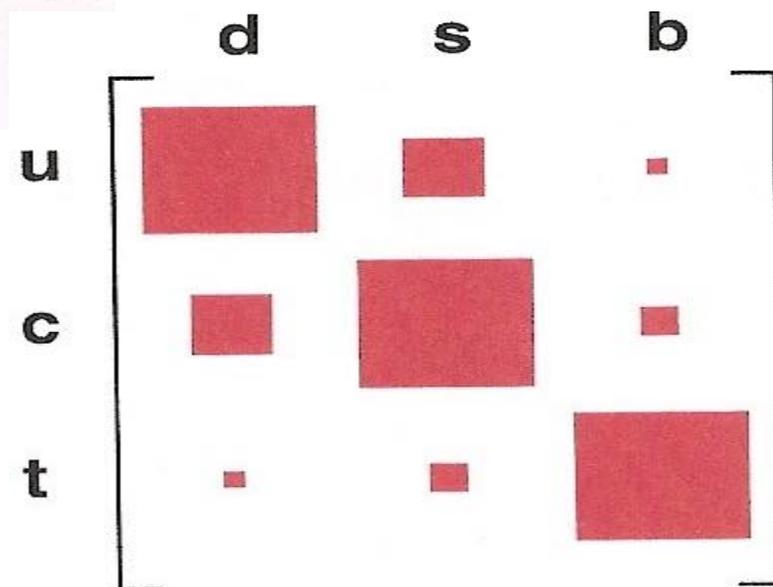
$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

4 gradi di liberta: 3 angoli + 1 fase complessa → violazione CP

Parametrizzazione di Wolfenstein ($\lambda = 0.2272 \pm 0.0010$):

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

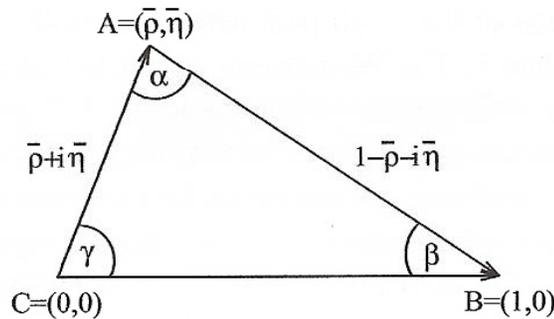
$\rho, \eta < 1$ parametri meno conosciuti.



$$V^\dagger V = 1 \implies \begin{aligned} V_{1j}^* V_{1k} + V_{2j}^* V_{2k} + V_{3j}^* V_{3k} &= \delta_{jk} \\ V_{j1}^* V_{k1} + V_{j2}^* V_{k2} + V_{j3}^* V_{k3} &= \delta_{jk} \end{aligned}$$

$$j \neq k : j=3, k=1 \implies \begin{aligned} V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} &= 0 \\ \frac{V_{ub}^* V_{ud}}{V_{cb}^* V_{cd}} + \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{cb}^* V_{cd}} + 1 &= 0 \end{aligned}$$

Il Triangolo Unitario



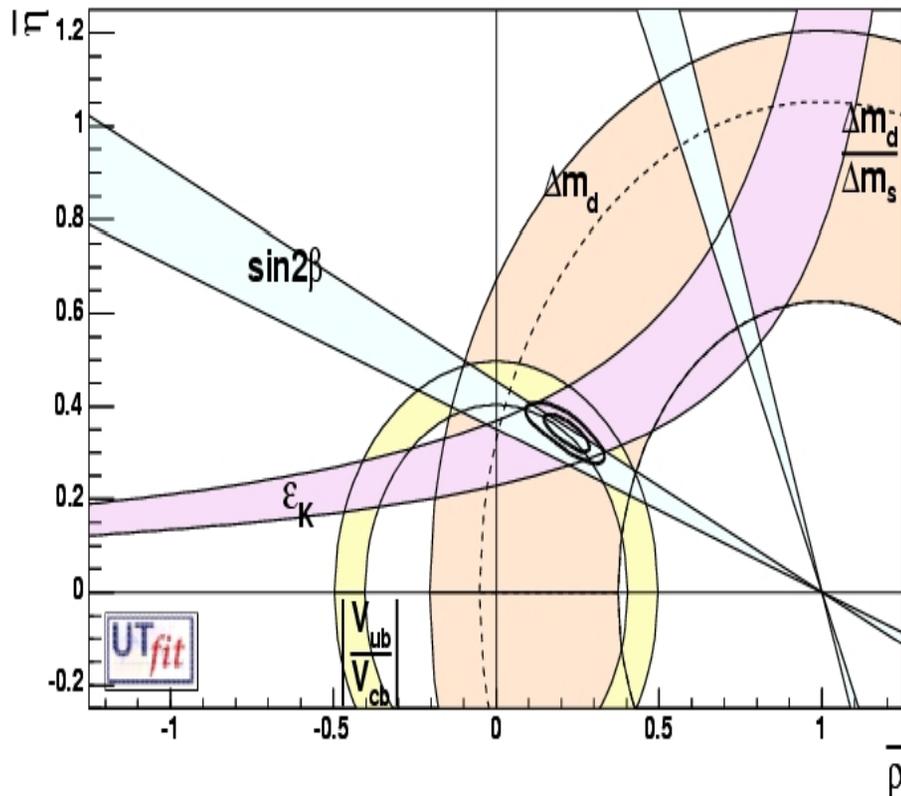
Dalla teoria abbiamo $\Delta m_q \propto m_{B_q} \hat{B}_{B_q} f_{B_q}^2 |V_{tq} V_{tb}^*|^2$ con $q = s, d$

Limite sul valore estratto di V_{td} dalle **incertezze teoriche** di $\approx 11\%$!

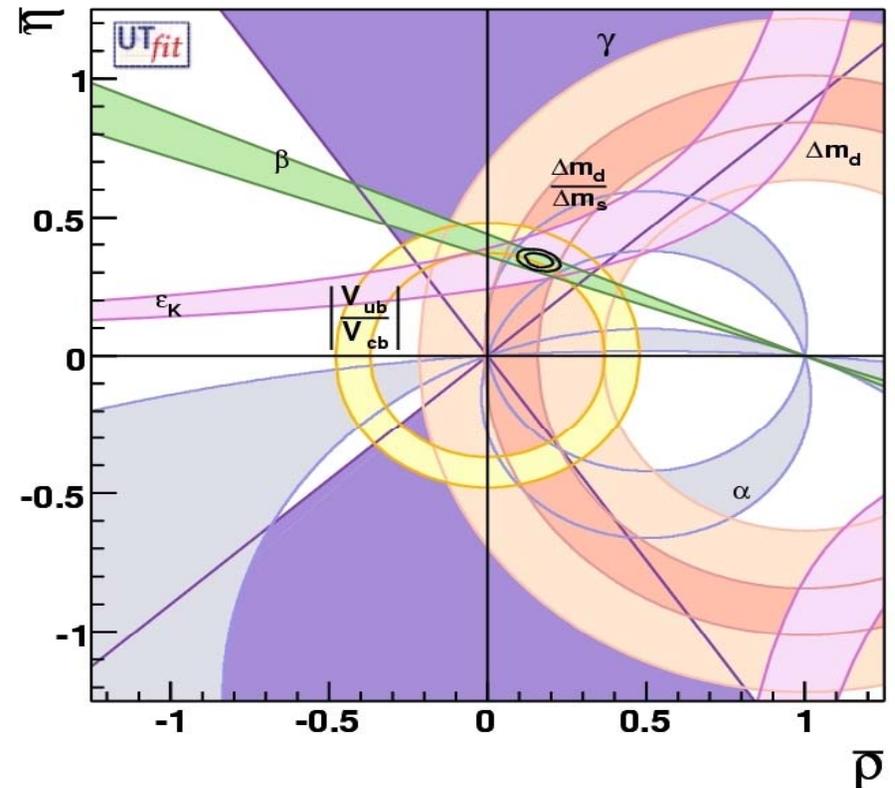
Ridotte con il rapporto

$$\frac{\Delta m_d}{\Delta m_s} = \frac{m_{B_d}}{m_{B_s}} \xi^2 \frac{|V_{td}|^2}{|V_{ts}|^2} \implies \frac{|V_{td}|}{|V_{ts}|} = 0.2060 \pm 0.0007 (\text{exp})_{-0.0060}^{+0.0081} (\text{teo})$$

Prima di Δm_s



Dopo Δm_s



Proposti per il futuro

- Migliorare incertezza teorica sul rapporto

$$\frac{|V_{td}|}{|V_{ts}|}$$

- Ora che abbiamo determinato il modulo dell'ampiezza di mixing Δm_s possiamo cominciare a studiare la sua fase β_s