



Padova

20/05/2002

Violazione di CP alle Beauty factories

Andrea Parenti

Dottorando XVI Ciclo

Università di Padova

Le Simmetrie C , P e T

Parità (Inversione Spaziale)

- 1) P inverte le coordinate spaziali: $\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$
- 2) Data una particella, ne **inverte** l'impulso (\vec{p}) e l'elicità ($h = \vec{S} \cdot \vec{p}/|\vec{p}|$)
- 3) **Lascia invariati**: Energia (E), # quantici (Q, B, \dots), momento angolare (\vec{L}), spin (\vec{S})

Coniugazione di Carica

- 1) C inverte particelle ed antiparticelle
- 2) **Inverte** i # quantici
- 3) **Lascia invariati**: $E, \vec{p}, \vec{L}, \vec{S}, h$

Inversione Temporale

- T inverte la coordinata temporale: $t \rightarrow -t$
- **Inverte** $\vec{p}, \vec{L}, \vec{S}$
- **Lascia invariati**: # quantici, h

Teorema CPT: La simmetria CPT deve essere **conservata** in tutte le interazioni.

Violazione di CP nel Modello Standard

CP è una simmetria *quasi-esatta*:

- **rispettata** dalle interazioni **forte** ed **elettromagnetica**
- **violata** in alcuni processi **deboli** [e.g. $K_2 \rightarrow 2 \pi$, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 138]

Cosa implica CP :

- ◆ le **interazioni** di materia e antimateria sono **diverse**
- ◆ l'**invarianza temporale** microscopica T è **violata**, in quanto si **conserva** CPT
- ◆ CP è necessaria per l'**asimmetria** materia–antimateria nell'Universo; le altre condizioni sono:
 - Stato di non equilibrio
 - Non conservazione del numero barionico

La CP può avvenire in 3 settori del Modello Standard (= MS):

- ◆ nei **quark**, attraverso la fase della matrice CKM
- ◆ nei **leptoni**, attraverso la fase della matrice MNS
- ◆ nelle **interazioni forti**, attraverso il parametro θ_{QCD}

CP nei quark e matrice CKM (1)

La **Lagrangiana** del MS è:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{MS}} &= \mathcal{L}_{\text{kin}} && \text{(conserva CP)} \\ &+ \mathcal{L}_{\text{Higgs}} && \text{(conserva CP nel MS)} \\ &+ \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} && \text{(può violare CP)} \end{aligned}$$

In particolare: $-\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{\text{quarks}} = Y_{ij}^d \bar{Q}_{Li}^I \phi D_{Rj}^I + Y_{ij}^u \bar{Q}_{Li}^I \phi U_{Rj}^I + \text{h.c.}$

dove: $i = 1, 2, 3$ (indice di generazione)

$Q^I, D^I, U^I =$ autostati di interazione

Il termine di Yukawa dà origine al **termine di massa**: $-\mathcal{L}_{\text{M}}^{\text{quarks}} = M_{ij}^d \bar{D}_{Li}^I D_{Rj}^I + M_{ij}^u \bar{U}_{Li}^I U_{Rj}^I$

Il **termine di massa** può essere **diagonalizzato**:

$$-\mathcal{L}_{\text{M}}^{\text{quarks}} = \bar{D}_{Li} \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}_{ij} D_{Rj} + \bar{U}_{Li} \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}_{ij} U_{Rj}$$

con la **trasformazione unitaria**: $q_{Li} = (V_{qL})_{ij} q_{Lj}^I, \quad q_{Ri} = (V_{qR})_{ij} q_{Rj}^I \quad (q = U, D)$

CP nei quark e matrice CKM (2)

La **matrice CKM** (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) è definita come:

$$V_{CKM} = V_{uL} V_{dL}^\dagger = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}; \quad (V_{CKM} V_{CKM}^\dagger = 1)$$

Definendo $J_{CKM} = \text{Im}(V_{ud} V_{cs} V_{cd}^* V_{us}^*)$ [parametro di Jarlskog], si può provare che la **violazione di CP** avviene se e solo se:

$$J_{CKM} (m_t - m_c)(m_t - m_u)(m_c - m_u)(m_b - m_s)(m_b - m_d)(m_s - m_d) \neq 0$$

Nella **parametrizzazione standard** con $s_{ij} \equiv \sin(\theta_{ij})$ e $c_{ij} \equiv \cos(\theta_{ij})$

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & s_{23} c_{13} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & -c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{23} c_{13} \end{pmatrix}$$

si ha $J_{CKM} = c_{12} c_{23} c_{13}^2 s_{12} s_{23} s_{13} \sin \delta$, dove $\delta =$ **angolo di violazione di CP**

CP nei quark e matrice CKM (3)

Da $J_{CKM} = c_{12} c_{23} c_{13}^2 s_{12} s_{23} s_{13} \sin \delta$ si ha che

Condizioni necessarie e sufficienti per avere CP sono:

- Nessuna degenerazione di massa nei settori U e D
- Gli angoli di mixing sono $\theta_{ij} \neq 0, \pi$
- L'angolo di fase è $\delta \neq 0, \pi$

È comune anche la parametrizzazione della matrice di mixing à la **Wolfenstein**:

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

dove $\lambda = V_{us} \simeq 0.22$ rappresenta il **parametro di espansione** ed η è la **violazione di CP**.

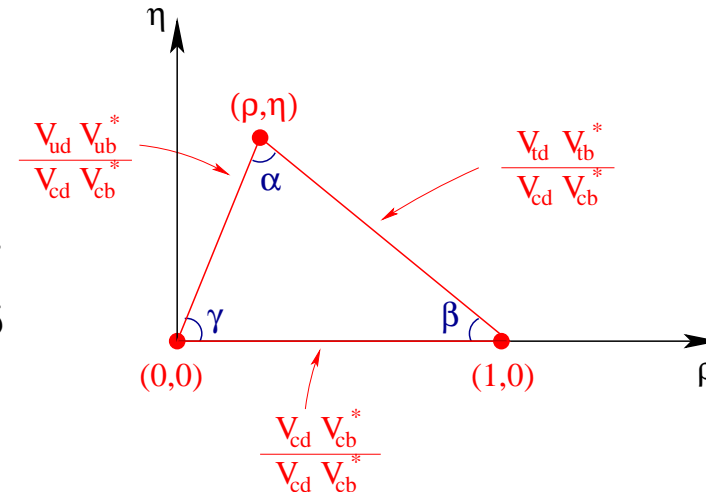
In questa parametrizzazione $J_{CKM} \simeq \lambda^6 A^2 \eta$

Il triangolo di unitarietà (1)

L'unitarietà di CKM comporta

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

Questa relazione può essere rappresentata graficamente con il **triangolo di unitarietà** a fianco ($\gamma = \delta$ della parametrizzazione standard):



L'area del triangolo di unitarietà dà una misura della violazione di CP : $Area = |\eta|/2$, e non dipende dalle rotazioni di CKM (tutto il triangolo ruota).

Esistono altre relazioni di unitarietà, ma questo triangolo è l'unico i cui lati (ed angoli) sono confrontabili:

$$0 \simeq \frac{V_{ud} V_{ub}^*}{V_{cd} V_{cb}^*} + 1 + \frac{V_{td} V_{tb}^*}{V_{cd} V_{cb}^*} \simeq -(\rho + i\eta) + 1 - (1 - \rho - i\eta) + O(\lambda^5)$$

(\Rightarrow **accessibilità sperimentale** della CP)

Il triangolo di unitarietà (2)

I **parametri di CKM** sono calcolati con il metodo del “**Range fit**” (Rfit) da Höcker *et al* [*Eur. Phys. J.* **C21** (2001) 225]:

- Si ha un insieme di **misure sperimentali**: $x_{exp} = \{x_{exp}(i), i < N_{exp}\}$
- Si hanno le corrispondenti **previsioni teoriche**: $x_{theo} = \{x_{theo}(i, y_{mod}), i < N_{exp}\}$
- Le x_{theo} dipendono dai **parametri teorici** $y_{mod} = \{y_{theo}(i), y_{QCD}(j)\}$
 - y_{theo} sono i **parametri liberi** del MS (e.g. parametri di CKM, massa del t , ...)
 - y_{QCD} sono i **parametri calcolabili** ma noti con incertezza non nulla
- Si definiscono le **probabilità** sperimentale e teorica:

$$\mathcal{L}_{exp}(x_{exp} - x_{theo}(y_{mod})) = \prod_{i < N_{exp}} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{exp}^2(i)}} \exp\left\{-\frac{[x_{exp}(i) - x_{theo}(i, y_{mod})]^2}{2\sigma_{exp}^2(i)}\right\}$$

$$\mathcal{L}_{theo}(y_{QCD}) = \prod_{j < N_{QCD}} \left(\mathcal{L}_{theo}(j, y_{QCD}(j)) = \begin{cases} 1 & \text{se } y_{QCD}(j) \in [\bar{y}_{QCD}(j) - \sigma, \bar{y}_{QCD}(j) + \sigma] \\ 0 & \text{altrimenti} \end{cases} \right)$$

- Si calcolano y_{theo} e le **incertezze** definendo il χ^2 :

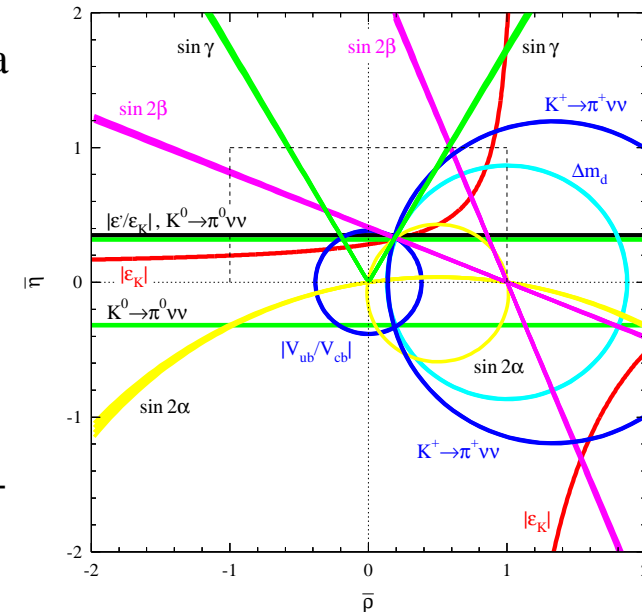
$$\chi^2(y_{theo}) \equiv -2 \ln \left[\mathcal{L}_{exp}(x_{exp} - x_{theo}(y_{mod})) \mathcal{L}_{theo}(y_{QCD}) \right]$$

Il triangolo di unitarietà (3)

La conoscenza attuale del triangolo di unitarietà è data da Höcker *et al* in hep-ph/0112295:

$$\begin{aligned} \lambda &= 0.2221 \pm 0.0041 & A &\in (0.763, 0.905) \\ \bar{\rho} &= \rho(1 - \frac{\lambda^2}{2}) \in (0.07, 0.37) \\ \bar{\eta} &= \eta(1 - \frac{\lambda^2}{2}) \in (0.26, 0.49) & \sin(2\alpha) &\in (-0.90, 0.51) \\ & & \sin(2\beta) &\in (0.59, 0.88) & \gamma &\in (37^\circ, 80^\circ) \end{aligned}$$

A lato sono indicate le grandezze sperimentali che contribuiscono al Rfit.



Le B-factories contribuiscono alla determinazione dei seguenti parametri di CKM:

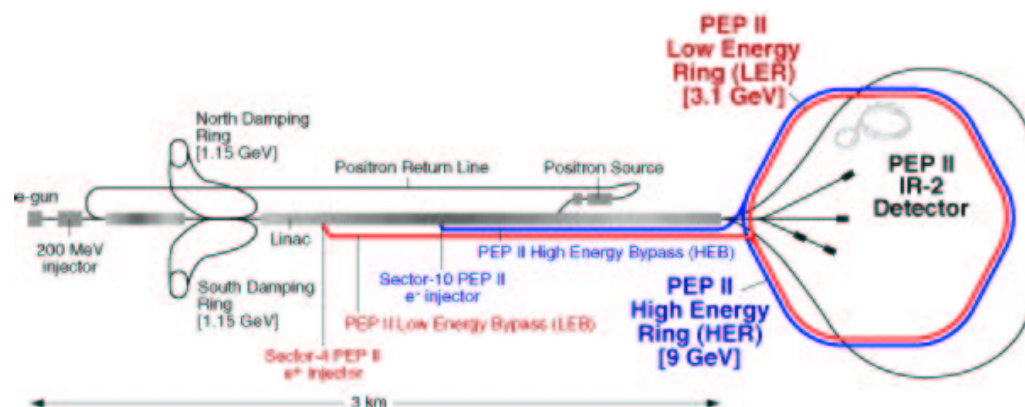
- $|V_{ub}|$, mediante $B^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l$ e $B^0 \rightarrow \rho^- l^+ \nu_l$ (Cleo)
- $|V_{cb}|$, mediante $B \rightarrow D^{(*)} l \bar{\nu}_l$ e $b \rightarrow l^- \bar{\nu}_l X_c$ (Cleo)
- Δm_{B_d} , dalle oscillazioni $B^0 - \bar{B}^0$ (BaBar + Belle)
- $\sin 2\beta$, dai decadimenti dei B in autostati di CP (BaBar + Belle)

Esperimenti alle Beauty Factories

Perché le Beauty Factories?

- Collider (simmetrici/asimmetrici) e^+e^- , $\sqrt{s} = m_{\Upsilon(4S)} = 10.58$ GeV
- $\Upsilon(4S)$ = Sorgente “pulita” di mesoni B :
 - Sezione d’urto elevata: $\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)) = 1.05 \pm 0.1$ nb
 - Buon rapporto S/N: $\sigma(\Upsilon(4S)) \simeq 0.28 \sigma_{\text{TOT}}$
 - Decadimento esclusivo in $B\bar{B}$: $BR(\Upsilon(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}) < 4\%$
- Misura dei tempi di decadimento dalle lunghezze di decadimento (nelle B.F. asimmetriche)
- Stima dei fondi dai dati off-resonance (sotto soglia della $\Upsilon(4S)$)

Il Collider PEP-II

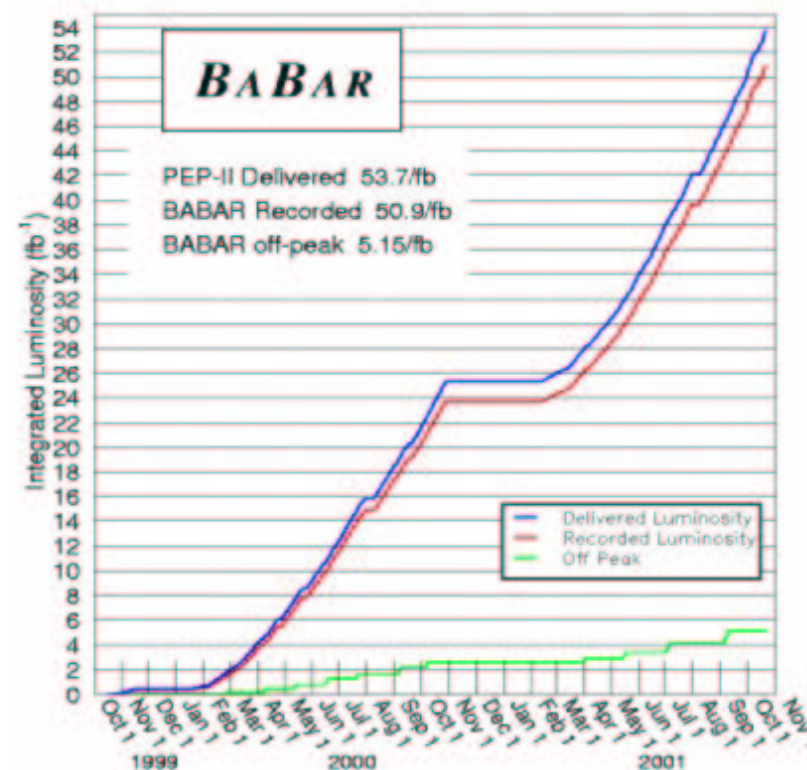


PEP-II al 06/05/2002	e^+	e^-	
Energie	3.120	8.994	GeV
Correnti	1775	1050	mA
Luminosità di picco (il 19/03/2002)	4.602×10^{33}		$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Record di luminosità (il 07/12/2001)	288.7		$\text{pb}^{-1}/\text{day}$
Luminosità integrata	89.1		fb^{-1}

Collider *asimmetrico* e^+e^- :

$$\sqrt{s} = 10.595 \text{ GeV}$$

$$\beta \gamma = 0.56$$



L'esperimento Babar a PEP-II

Silicon Vertex Tracker (SVT)

- 5 layers, 340 sensori, 150k canali
- Copertura angolare: $20.1^\circ < \theta < 150.2^\circ$
- Prestazioni: $\sigma(d_0) = 55 \mu\text{m}$; $\sigma(z_0) = 65 \mu\text{m}$

Drift Chamber (DCH)

- 40 layers (stereo + assiali), $17.2^\circ < \theta < 152.6^\circ$
- Prestazioni: $\frac{\sigma(P_T)}{P_T} = 0.47\%$; $\sigma(dE/dx) = 7.5\%$

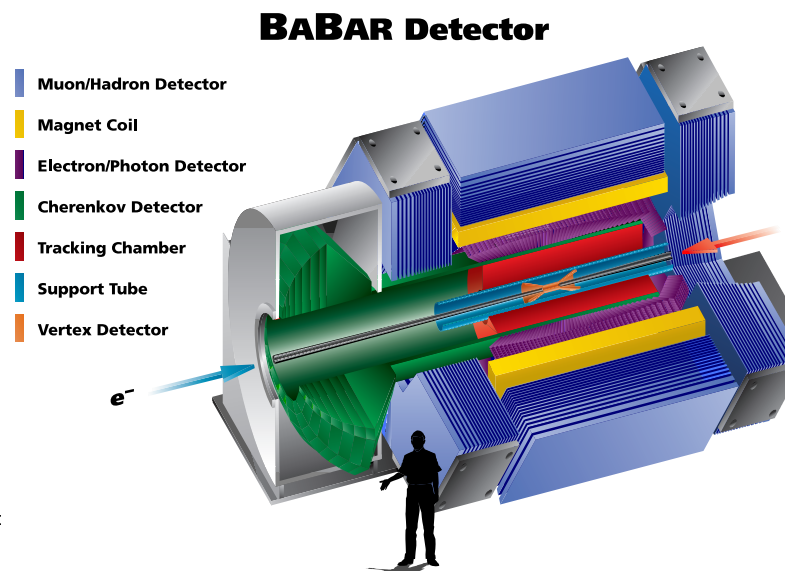
Detector of Internally Reflected Čerenkov light (DIRC)

- Separazione π - K mediante luce Čerenkov [$\theta_C = 1/n\beta$] in cristalli di quarzo, fino a 4.2 GeV
- Copertura angolare: $25.5^\circ < \theta < 141.4^\circ$
- Prestazioni: $\sigma(\theta_C) = 2.5 \text{ mrad}$ (sulla traccia)

Electro-Magnetic Calorimeter

- Copertura angolare: $15.8^\circ < \theta < 140.8^\circ$
- 6500 cristalli di $C_sI(Tl)$, letti da fotodiodi
- $\sigma(E)/E = (2.32 \pm 0.30)\% / \sqrt[4]{E} \oplus (1.85 \pm 0.12)\%$

[Nucl. Instr. Meth. A479 (2002) 1]

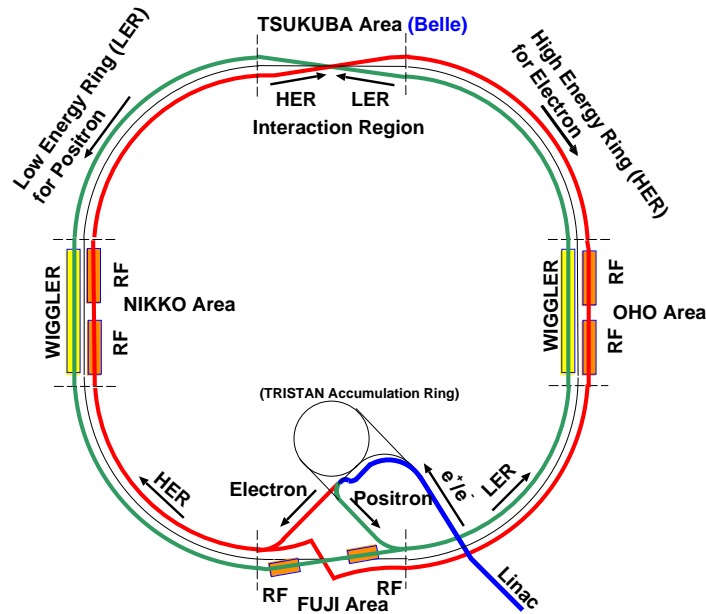


Campo magnetico: 1.5 T

Instrumented Flux Return (IFR)

- 806 moduli di RPC, installati nel giogo di ritorno
- Copertura angolare: $20^\circ < \theta < 154^\circ$
- Efficienza(μ) = 90%; Fake(μ) = 6 – 8%

[Prestazioni per 1 GeV, quando non indicato diversamente]



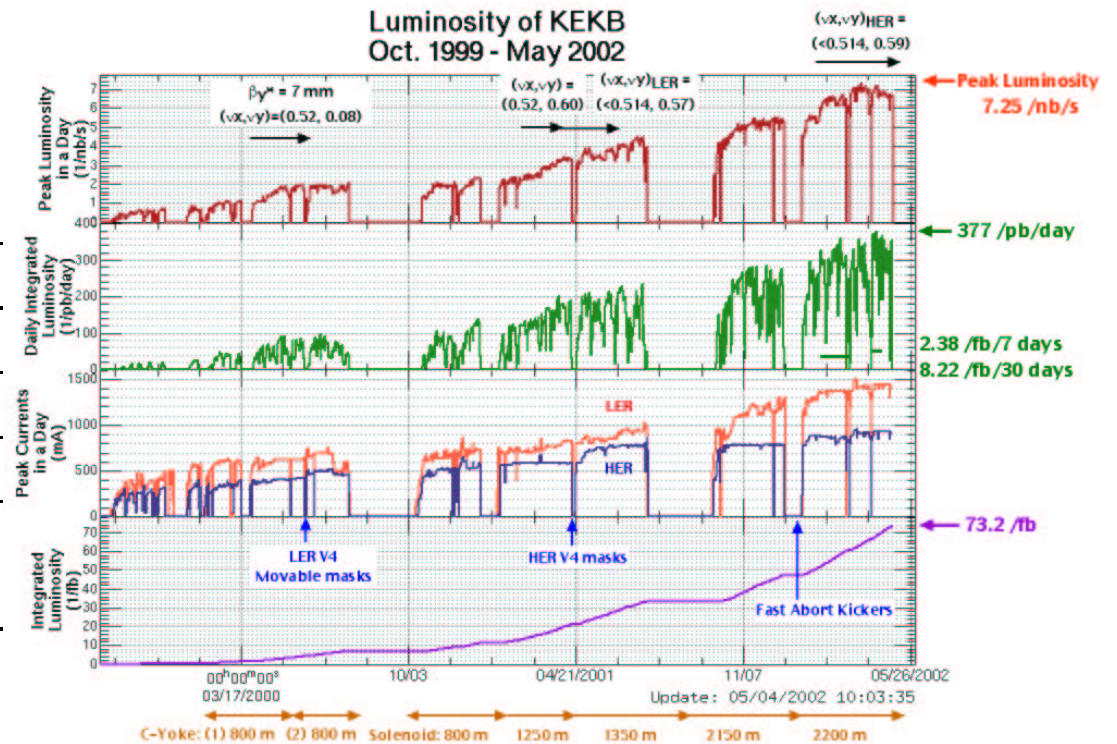
Il collider KEKB

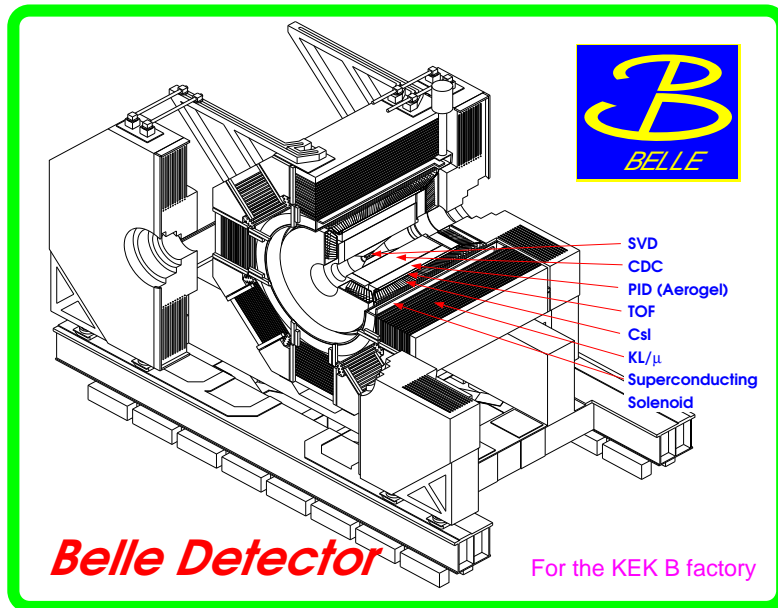
Collider **asimmetrico** $e^+ e^-$:

$$\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$$

$$\beta\gamma = 0.425$$

KEKB al 20/03/2002	e^+	e^-	
Energie	3.5	8.0	GeV
Correnti	1393	869	mA
Vita media	98	276	min.
Luminosità di picco	7.249×10^{33}		$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Record di luminosità (il 17/04/2002)	395.2		$\text{pb}^{-1}/\text{day}$
Luminosità integrata (14/05/2002)	76.262		fb^{-1}
Circonferenza	3016		m





Silicon Vertex Detector (SVD)

- 3 layers, 82k canali
- Copertura angolare: $23^\circ < \theta < 139^\circ$
- Prestazioni: $\sigma(d_0) = \sigma(z_0) = 55 \mu\text{m}$ (ad 1 GeV)

Central Tracking Chamber (CDC)

- 50 layers: stereo + assiali + strip catodiche
- Copertura angolare: $17^\circ < \theta < 150^\circ$
- Risoluzione su $\sigma(P_T)/P_T$: $0.3\% \sqrt{P_T^2 + 1}$
- Risoluzione su dE/dx : 6–8 % (su dimuoni)

L'esperimento BELLE a KEKB

[KEK Progress Report 2000-4]

Time Of Flight counters (TOF)

- 128 scintillatori veloci ($\Delta t \sim 100 \text{ ps}$)
- Discrimina particelle per $p < 1.2 \text{ GeV}$

Aerogel Čerenkov Counter system (ACC)

- 960 (Barrel) + 228 (End Cap) Contatori
- Separa π e K per $1.2 < p < 3.5 \text{ GeV}$

Electromagnetic CaLorimeter (ECL)

- 8736 cristalli di $C_s I(Tl)$, letti da fotodiodi
- Copertura angolare: $17^\circ < \theta < 150^\circ$
- Risoluzione: $\sigma(E)/E = 1.3\%/\sqrt{E}$

Campo magnetico: 1.5 T

K_L - μ detection system (KLM)

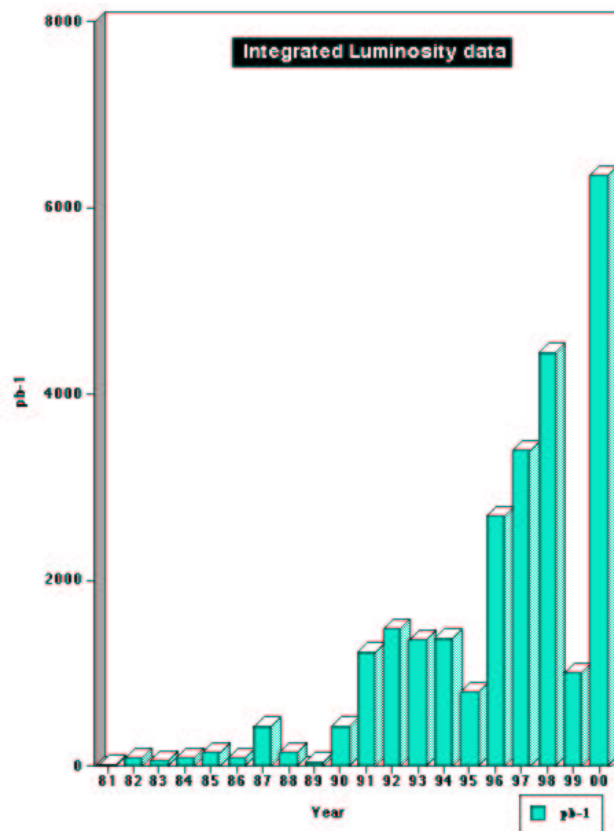
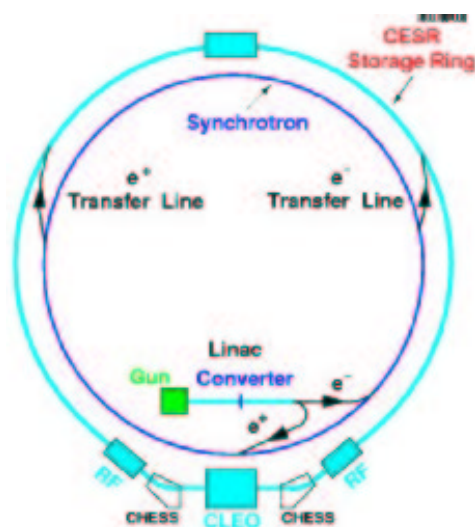
- 14 layer di 2 RPC, nel giogo di ritorno del campo
- Copertura angolare: $20^\circ < \theta < 155^\circ$
- Efficienza(μ) $> 90\%$; Fake(μ) $< 5\%$ ($p > 1.5 \text{ GeV}$)

Il Collider CESR

Collider **simmetrico** $e^+ e^-$:

$$\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$$

Energie dei fasci	4.7–5.6	GeV
Correnti dei fasci	365	mA
Luminosità di picco	1.25×10^{33}	$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Record di luminosità (Apr/2001)	73	$\text{pb}^{-1}/\text{day}$
Luminosità integrata (CLEO II)	13.48	fb^{-1}
Circonferenza	768.43	m



CLEO II al CESR

Silicon Vertex Detector (SVX), in CLEO II.V

- 3 layer – 64 sensori – 26.2k canali
- Prestazioni: $\sigma(r\phi) = 90\mu\text{m}$, $\sigma(z) = 190\mu\text{m}$

Central Drift Chambers

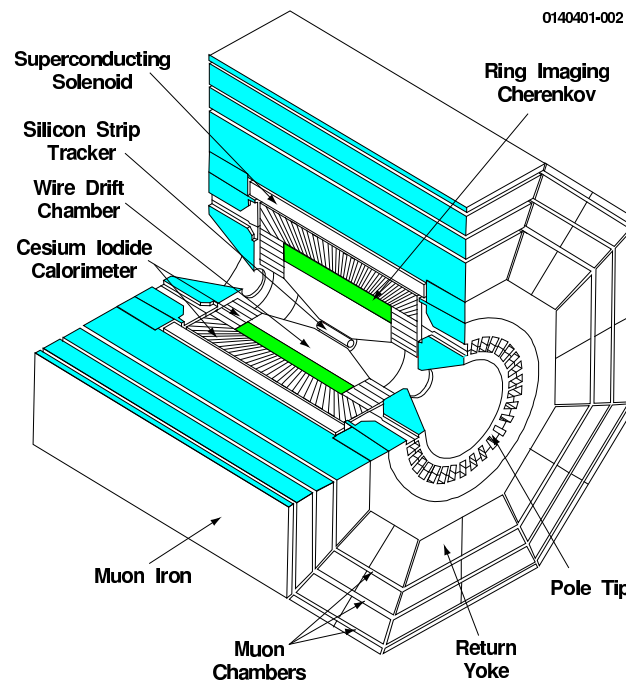
- Camera a drift ($R_{in} = 17.5 \text{ cm} - R_{out} = 95 \text{ cm}$)
- 40 layer assiali e 11 “stereo”, 12.4k canali
- Copertura angolare: 95% dell’angolo solido
- Prestazioni: $\sigma(dE/dx) = 6-7\%$
 $\sigma(P_T)/P_T = 0.11\%P_T \oplus 0.67\%$

Time of Flight (TOF)

- 64 scintillatori veloci (barrel) + 28 (endcap)
- Copertura angolare: $15^\circ < \theta < 165^\circ$
- Precisione: 154 ps (su π con $P < 0.7 \text{ GeV}$)

Crystal Calorimeter

- 7800 cristalli di $C_sI(Tl)$, di $5 \times 5 \times 30 \text{ cm}$
- Copertura angolare: $32^\circ < \theta < 135^\circ$
- $\sigma(E)/E = 0.35\%E^{-0.75} + 1.9\% - 0.1\%E$ (barrel)



Campo Magnetico: 1.5 T

Muon Tracking Chambers

- Plastic Streamer Counters
- Copertura angolare: $30^\circ < \theta < 150^\circ$
- Efficienza(μ) $> 90\%$; Fake(μ) $< 3\%$
($P > 1.5\text{GeV}$)

[Nucl. Instr. Meth. A320 (1992) 66 + NIM A386 (1997) 32]

Mixing dei $B^0-\bar{B}^0$

Consideriamo il sistema di mesoni B neutri:

$$\left. \begin{array}{l} B^0 = (\bar{b}d) \\ \bar{B}^0 = (b\bar{d}) \end{array} \right\} CP|B^0\rangle = |\bar{B}^0\rangle$$

Nelle interazioni si creano $|B^0\rangle$ (o $|\bar{B}^0\rangle$) (**autostati di CP**), che evolvono poi in $|B_{phys}^0(t)\rangle = a(t)|B^0\rangle + b(t)|\bar{B}^0\rangle$, secondo

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = \left[\underbrace{\begin{pmatrix} M & M_{12} \\ M_{12}^* & M \end{pmatrix}}_{\mathbf{M}} - \frac{i}{2} \underbrace{\begin{pmatrix} \Gamma & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma \end{pmatrix}}_{\Gamma} \right] \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix}$$

Gli autostati di $(\mathbf{M} - \frac{i}{2}\Gamma)$ (**autostati di massa**) sono

$$|B_{\pm}\rangle = p|B^0\rangle \pm q|\bar{B}^0\rangle = \frac{(1+\varepsilon)|B^0\rangle \pm (1-\varepsilon)|\bar{B}^0\rangle}{\sqrt{2(1+|\varepsilon|^2)}}$$

Gli autovalori di $(\mathbf{M} - \frac{i}{2}\Gamma)$ sono

$$\lambda_{\pm} = \left(M - \frac{i}{2}\Gamma\right) \pm \frac{q}{p} \left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right) \quad \text{dove}$$

$$\frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} = \frac{q}{p} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*/2}{M_{12} - i\Gamma_{12}/2}}$$

Gli stati $|B_{\pm}\rangle$ hanno massa e larghezza di decadimento ben definite:

$$M_{\pm} = \text{Re}(\lambda_{\pm}) \quad \Gamma_{\pm} = -2 \text{Im}(\lambda_{\pm})$$

CP nel mixing dei mesoni (o indiretta)

Se gli autostati di massa sono diversi da quelli di CP , ovvero $|q/p| \neq 1 \Leftrightarrow \text{Im}(\Gamma_{12}/M_{12}) \neq 0$, si attende una **asimmetria** nelle oscillazioni dei B^0 e \bar{B}^0 :

$$\text{Prob}(B_{phys}^0(t) \rightarrow \bar{B}^0) \neq \text{Prob}(\bar{B}_{phys}^0(t) \rightarrow B^0)$$

La CP può essere investigata nei **decadimenti semileptonici**

$$a_{CP} = \frac{N(\bar{B}_{phys}^0(t) \rightarrow l^+ \nu X) - N(B_{phys}^0(t) \rightarrow l^- \nu X)}{N(\bar{B}_{phys}^0(t) \rightarrow l^+ \nu X) + N(B_{phys}^0(t) \rightarrow l^- \nu X)} \simeq$$

$$\simeq 1 - \left| \frac{q}{p} \right|^2 \simeq \frac{4 \text{Re}(\epsilon)}{1 + |\epsilon|^2}$$

che in termini di M_{12} e Γ_{12} si scrive

$$a_{CP} \simeq \text{Im} \left(\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right)$$

La **violazione nel mixing** è stata **osservata** nei K^0

$$|\epsilon_K| \sim 2 \times 10^{-3}$$

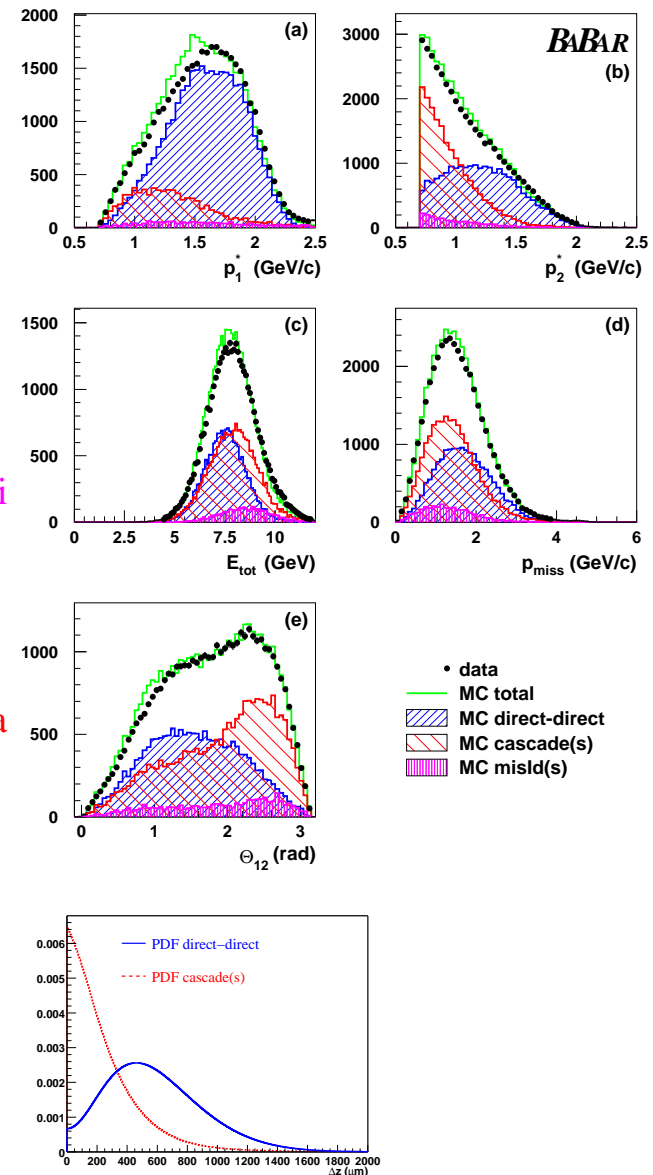
mentre è attesa essere **piccola** nei B^0 :

$$a_{CP} = \text{Im} \left(\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right) \propto \frac{m_c^2}{m_t^2}$$

\mathcal{CP} nel mixing dei mesoni: BaBar (1)

Babar ha presentato i suoi risultati sul mixing in hep-ex/0107059.

- Luminosità: 20.7 fb^{-1} (sulla risonanza) + 2.6 fb^{-1} (fuori risonanza)
- I $B^0-\bar{B}^0$ sono identificati dal segno dei leptoni nei **decadimenti semileptonici (diretti)**: $B^0(\bar{B}^0) \rightarrow l^\mp \nu_l(\bar{\nu}_l)X$
 - Efficienze: 92% (e^\pm) – 75% (μ^\pm)
 - Mis-ID (π): 0.2% (e^\pm) – 3% (μ^\pm)
 - Reiezione (mediante Reti Neurali) dei leptoni da **decadimenti a cascata** $b \rightarrow c \rightarrow l$ (grafici in alto)
 - Ulteriore reiezione richiedendo $\Delta z > 200 \mu\text{m}$ (PDF in basso)
 - Dopo la reiezione: **4.3% eventi non- $B\bar{B}$** (dati fuori risonanza)
- Dopo la selezione:
 - 5252** (e^+e^-) + **5152** ($\mu^+\mu^-$) + **9977** ($e^\pm\mu^\mp$) **eventi**



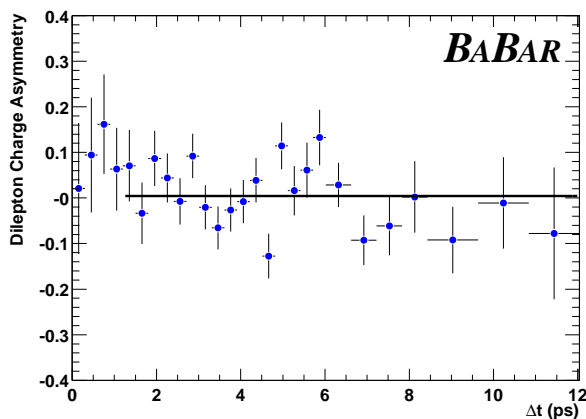
CP nel mixing dei mesoni: BaBar (2)

$$A_T^{mis}(\Delta t) = A_T(\Delta t) \frac{S(\Delta t)}{S(\Delta t) + B(\Delta t)}$$

A_T^{mis} è l'**asimmetria misurata**, dove S e B sono segnale e fondo, mentre A_T è la **asimmetria in assenza di fondo**:

$$A_T(\Delta t) = \frac{P(\bar{B}^0 \rightarrow B^0, \Delta t) - P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0, \Delta t)}{P(\bar{B}^0 \rightarrow B^0, \Delta t) + P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0, \Delta t)} \simeq \frac{4 \operatorname{Re}(\epsilon_B)}{1 + |\epsilon_B|^2}$$

Il **fattore di diluizione** $S/(S+B)$ si ottiene dalle PDF e dai dati fuori risonanza. Inoltre si corregge la asimmetria A_T^{mis} per le **asimmetrie del rivelatore** (tracking, efficienza di PID, mis-ID) per particelle di segno opposto. Si ottiene così:



$$A_T = (0.5 \pm 1.2)\%$$

$$\frac{\operatorname{Re}(\epsilon_B)}{1 + |\epsilon_B|^2} = (1.2 \pm 2.9 \pm 3.6) \times 10^{-3}$$

$$\left| \frac{q}{p} \right| = 0.998 \pm 0.006 \pm 0.007$$

CP nel mixing dei mesoni: CLEO (1)

CLEO [*Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 5000] ha cercato asimmetrie nel decadimento diretto di B^0/\bar{B}^0 in dileptoni di uguale segno:

$$a_{ll} = \frac{N(l^+ l^+) - N(l^- l^-)}{N(l^+ l^+) + N(l^- l^-)} = \frac{4 \operatorname{Re}(\epsilon_B)}{1 + |\epsilon_B|^2}$$

- **9.1 fb⁻¹** (sulla risonanza) + **4.4 fb⁻¹** (fuori risonanza)
- Per eliminare i **fondi** (e.g. $b \rightarrow c \rightarrow l$):
 - Tagli sul momento: $P > 1.6 \text{ GeV}$
 - Non-collinearità: $-0.8 < \cos \theta_{ll} < 0.9$
 - Sottrazione del continuo (dati fuori risonanza)
 - ...
- Gli **eventi selezionati** sono:

Campione	$N(l^+ l^+)$	$N(l^- l^-)$	Asimmetria a_{ll}^m
$\mu\mu$	286 ± 19	286 ± 19	$+0.000 \pm 0.046$
ee	205 ± 17	175 ± 16	$+0.079 \pm 0.062$
μe	500 ± 25	505 ± 25	-0.004 ± 0.035
$\mu e'$	163 ± 16	126 ± 15	$+0.128 \pm 0.078$
ee'	103 ± 19	112 ± 20	-0.042 ± 0.128

[e = elettroni centrali, e' = elettroni non-centrali]

CP nel mixing dei mesoni: CLEO (2)

L'asimmetria **misurata** a_{ll}^m è legata a quella **corretta** a_{ll}^0 da:

$$a_{ll}^m \simeq \frac{d_{ll}^{like} a_{ll}^0 + 2 a_\eta}{1 + r_1}$$

Dove

- $d_{ll}^{like} = 0.70$ è la **diluizione** (dal MC)
- a_η è l'**asimmetria del rivelatore** (estratta dalla asimmetria a_l)
- $r_1/(1 + r_1)$ è la frazione di eventi con un **adrone mis-identificato** come leptone

I risultati finali di CLEO sono (ϵ_B include anche misure precedenti):

$$a_{ll}^0 = (0.013 \pm 0.050 \pm 0.005) \times (1.00 \pm 0.10)$$

$$\frac{Re(\epsilon_B)}{1 + |\epsilon_B|^2} = 0.0035 \pm 0.0103 \pm 0.0015$$

CP nel mixing dei mesoni: riepilogo

Risultati recenti per l'asimmetria nei decadimenti semileptonici sono:

Esperimento	a_{CP}	Referenza
BaBar	$0.0012 \pm 0.0029 \pm 0.0036$	hep-ex/0107059
Aleph	-0.013 ± 0.026	<i>Eur. Phys.</i> C20 (2001) 431
Cleo	$0.014 \pm 0.041 \pm 0.006$	<i>Phys. Rev. Lett.</i> 86 (2001) 5000
Opal	$0.005 \pm 0.055 \pm 0.013$	<i>Eur. Phys.</i> C12 (2000) 609
CDF	$0.024 \pm 0.063 \pm 0.033$	<i>Phys. Rev.</i> D55 (1997) 2546

La media dei precedenti risultati dà

$$a_{CP} = (1.0 \pm 4.5) \times 10^{-3}$$

L'esperimento **più sensibile** è **BaBar**, ma la precisione è ancora peggiore della asimmetria a_{CP} prevista dal **Modello Standard**.

CP nel decadimento dei mesoni (o **diretta**)

Consideriamo i due **decadimenti** CP -coniugati:

$$B \rightarrow f \text{ e } \bar{B} \rightarrow \bar{f}.$$

Se le ampiezze $A_f = A(B \rightarrow f)$ e $\bar{A}_{\bar{f}} = A(\bar{B} \rightarrow \bar{f})$ derivano dal contributo di più termini, si avrà:

$$A_f = \sum_i A_i e^{i(\delta_i - \phi_i)}$$

$$\bar{A}_{\bar{f}} = \sum_i A_i e^{i(\delta_i + \phi_i)}$$

Dove ϕ_i sono le fasi di CKM (“**deboli**”), che **violano** CP , mentre δ_i sono le fasi “**forti**”, presenti anche con Lagrangiane reali, che **conservano** CP . Si originano negli stati intermedi tra B ed f in modo predominante per interazione forte.

Se i ϕ_i sono tutti uguali, CP si conserva:

$$\left| \frac{\bar{A}_{\bar{f}}}{A_f} \right| = 1$$

Altrimenti le due **ampiezze differiscono** in modulo e si avranno **asimmetrie** nei **decadimenti**

$$a_f = \frac{\Gamma(B \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f})} = \frac{1 - |\bar{A}_{\bar{f}}/A_f|^2}{1 + |\bar{A}_{\bar{f}}/A_f|^2}$$

Questa **asimmetria** è l'unico tipo di CP per **mesoni carichi**.

CP diretta: risultati

La violazione di CP nei decadimenti è stata investigata da BaBar (hep-ex/0107074, hep-ex/0109006), Belle (hep-ex/0109095) e CLEO (*Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 5940, *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 525, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 5661). Tutte le asimmetrie misurate sono compatibili con 0.

Decadimento	BaBar	Belle	CLEO
$B^\pm \rightarrow \eta' K^\pm$	$-0.11 \pm 0.11 \pm 0.02$		0.03 ± 0.12
$B^\pm \rightarrow \omega \pi^\pm$	$-0.01^{+0.29}_{-0.31} \pm 0.03$		-0.34 ± 0.25
$B^\pm \rightarrow \phi K^\pm$	$-0.05 \pm 0.20 \pm 0.03$		
$B^\pm \rightarrow \phi K^{*\pm}$	$-0.43^{+0.36}_{-0.30} \pm 0.06$		
$B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0$		$-0.059^{+0.222}_{-0.196}^{+0.055}_{-0.017}$	-0.29 ± 0.23
$B^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$		$0.098^{+0.430}_{-0.343}^{+0.020}_{-0.063}$	0.18 ± 0.24
$B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$			$0.018 \pm 0.043 \pm 0.004$
$B^0(\bar{B}^0) \rightarrow \phi K^{*0}(\bar{K}^{*0})$	$0.00 \pm 0.27 \pm 0.03$		
$B^0(\bar{B}^0) \rightarrow K^\pm \pi^\mp$	$-0.07 \pm 0.08 \pm 0.02$	$0.044^{+0.186}_{-0.167}^{+0.018}_{-0.021}$	-0.04 ± 0.16
$B \rightarrow K^\pm (\pi^\pm + \pi^0)$		$0.003^{+0.142}_{-0.126}^{+0.017}_{-0.014}$	
$\overset{(-)}{b} \rightarrow \overset{(-)}{s} \gamma$			$(-0.079 \pm 0.108 \pm 0.022) \times (1 \pm 0.030)$

CP nell'interferenza

Consideriamo il **decadimento** di B^0 e \bar{B}^0 nello stesso stato finale f_{CP} , autostato di CP : $CP |f_{CP}\rangle = \eta_f |f_{CP}\rangle$.

Il decadimento può avvenire **direttamente**, oppure attraverso il **mixing** (e.g. $\bar{B}^0 \rightarrow B^0 \rightarrow f_{CP}$).

$\lambda_f = \eta_f \frac{q}{p} \frac{A(\bar{B}^0 \rightarrow f_{CP})}{A(B^0 \rightarrow f_{CP})}$ definisce se si viola CP :

$$a_f(t) = \frac{\Gamma(\bar{B}_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(B_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(\bar{B}_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(B_{phys}^0(t) \rightarrow f_{CP})} =$$

$$= -C_f \cos(\Delta m_{B_d} t) + S_f \sin(\Delta m_{B_d} t)$$

Dove

$$S_f = \frac{2 \operatorname{Im}(\lambda_f)}{1 + |\lambda_f|^2} \quad \text{e} \quad C_f = \frac{1 - |\lambda_f|^2}{1 + |\lambda_f|^2}$$

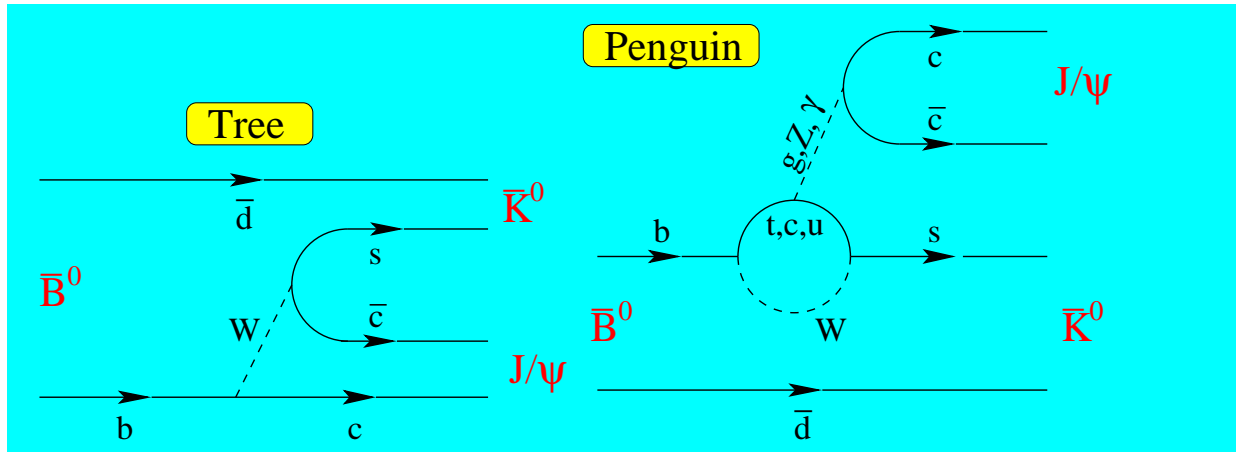
Nel caso $|\lambda_f| = 1$ (e.g. 1 sola ampiezza, o 2 con la stessa fase debole), la asimmetria si riscrive

$$a_f(t) = \operatorname{Im}(\lambda_f) \sin(\Delta m_{B_d} t) =$$

$$= -\eta_f \sin 2(\phi_{mixing} + \phi_{decay}) \sin(\Delta m_{B_d} t)$$

CP nell'interferenza: $B \rightarrow J/\psi K, 2\pi$

Il “golden mode” $B \rightarrow J/\psi K$ è basato sul decadimento $b \rightarrow c \bar{c} s$, che nel MS avviene con le topologie “albero” e “pinguino”.



La contaminazione da pinguini è piccola:

$$A_{\text{tree}} \propto V_{cs}^* V_{cb} = A \lambda^2$$

$$A_{\text{penguin}} \propto V_{us}^* V_{ub} = A \lambda^4 (\rho - i \eta)$$

La asimmetria si riduce a $A_{CP}(t) \simeq -\eta_f \sin 2\beta \sin(\Delta m_{B_d} t)$

Nel decadimento $B \rightarrow \pi^+ \pi^-$, basato su $b \rightarrow u \bar{u} d$, i pinguini non sono trascurabili:

$$A_{\text{tree}} \propto V_{ud}^* V_{ub} = A \lambda^3 (\rho - i \eta)$$

$$A_{\text{penguin}} \propto V_{td}^* V_{tb} = A \lambda^3 (1 - \rho + i \eta)$$

Dunque $S_{\pi\pi} = \sin 2\alpha_{\text{eff}} = \sin 2(\alpha + \delta_{\text{peng}})$ e inoltre

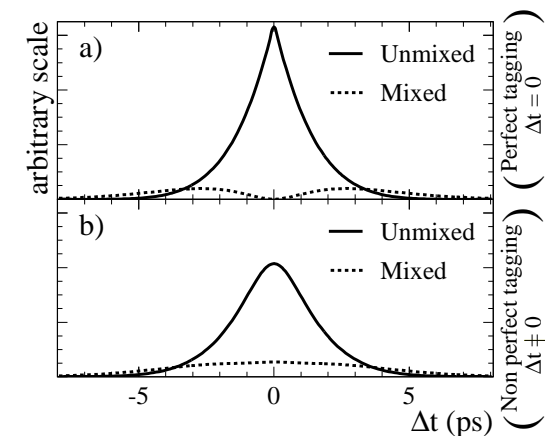
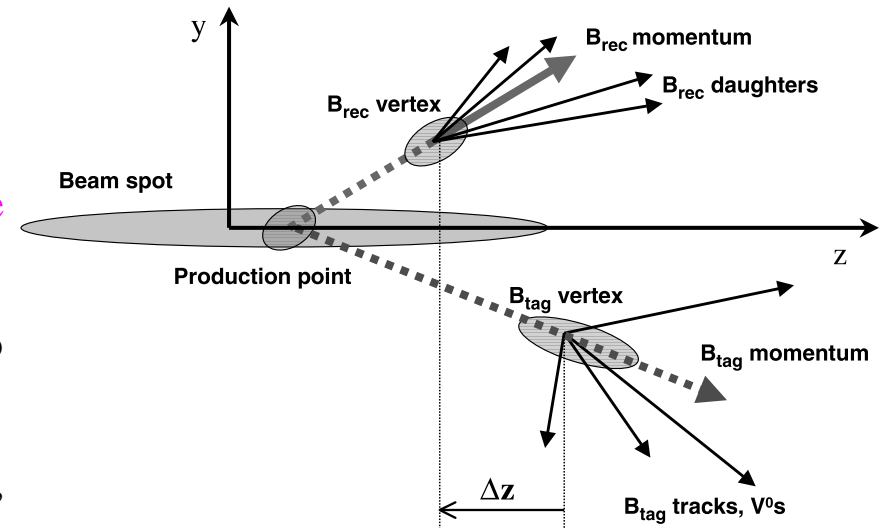
$$C_{\pi\pi} \neq 0$$

Δm_{B_d} a BaBar e Belle

- Nel decadimento $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0$, i due B sono prodotti in **onda P**
- $B_{tag}(t_{tag})$ viene identificato come B^0 o \bar{B}^0
- Dalla **statistica di Bose**, $B_{rec}(t_{tag})$ deve avere **sapore opposto**
- B_{rec} è ricostruito come **autostato di sapore** al tempo t_{rec}
- La probabilità di oscillazione (e non oscillazione) è, in funzione di $\Delta t = (t_{rec} - t_{tag}) = \Delta z / (c\beta\gamma)$:

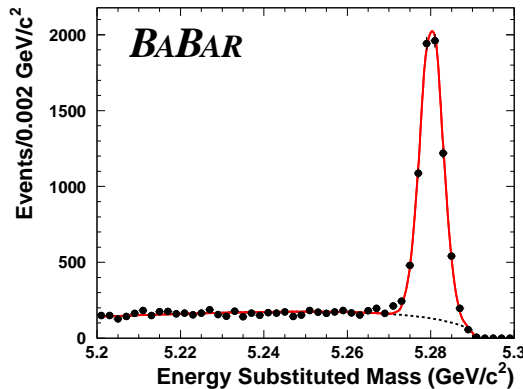
$$Prob(B^0 \bar{B}^0 \rightarrow B^0 B^0, \bar{B}^0 \bar{B}^0) = \frac{1}{4 \tau_{B^0}} \exp\left(-\frac{|\Delta t|}{\tau_{B^0}}\right) [1 - \cos(\Delta m_{B_d} \Delta t)]$$

$$Prob(B^0 \bar{B}^0 \rightarrow B^0 \bar{B}^0) = \frac{1}{4 \tau_{B^0}} \exp\left(-\frac{|\Delta t|}{\tau_{B^0}}\right) [1 + \cos(\Delta m_{B_d} \Delta t)]$$



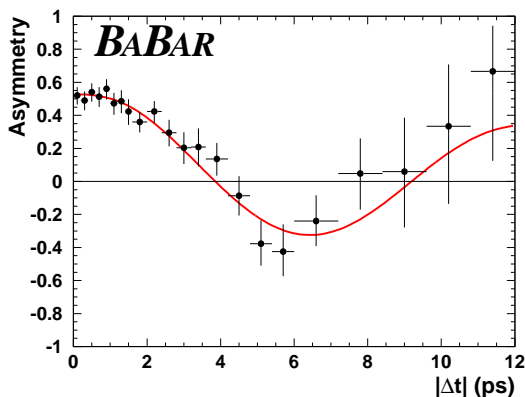
Δm_{B_d} a BaBar

- 20.7 fb⁻¹ analizzati in [hep-ex/0107036](#)
- Il I B è completamente ricostruito dal decadimento adronico ($B_{rec} \rightarrow D^{(*)-} \pi^+ / \rho^+ / a_2^+$ e $B_{rec} \rightarrow J/\psi K^{*0}$)
 - La massa del B_{rec} è: $m_{ES} = \sqrt{(0.5 s + \vec{p} \cdot \vec{p}_i)^2 / E_i^2 - p^2}$,
(E_i, \vec{p}_i) = 4-momento dello stato iniziale nel CMS
 \vec{p} = momento del B_{rec} nel CMS
 - Regione di segnale: $m_{ES} \in [5.27, 5.29]$ & $|m_{ES} - m_B| < 3\sigma(m_{ES})$



- Il II B è identificato ([tagging algorithm](#)) dai prodotti di decadimento
 - Tutte le particelle non associate a B_{rec} sono usate per il B_{tag}
 - L'algoritmo di identificazione è lo stesso di $\sin 2\beta$
 - Tipicamente: $\Delta z \sim \beta\gamma\tau_{B^0} = 260 \mu\text{m}$

La [differenza di massa](#) Δm_{B_d} (oltre alle probabilità di mis-ID nel tagging: ω_i) è determinata mediante fit:



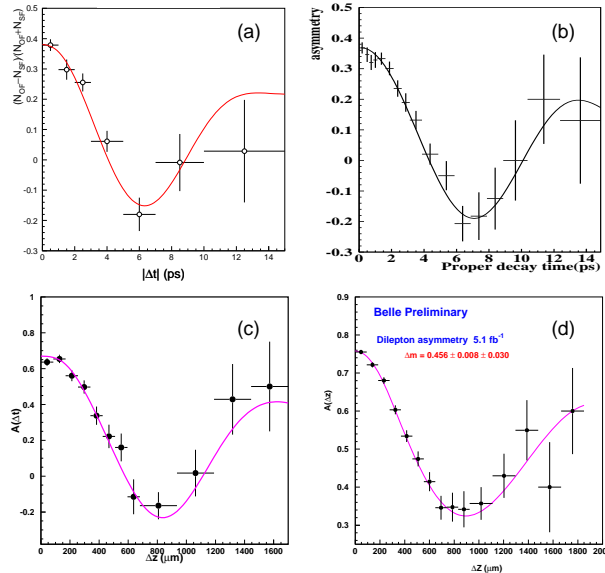
$$A_{mix}(\Delta t) = \frac{N_{unmix} - N_{mix}}{N_{unmix} + N_{mix}} \propto \cos(\Delta m_{B_d} \Delta t)$$

$$\Delta m_{B_d} = 0.519 \pm 0.020 \pm 0.016 \text{ ps}^{-1}$$

Δm_{B_d} a Belle

- 29.1 fb⁻¹ analizzati in [hep-ex/0202010](#)
- Tre metodi di ricostruzione del B_{rec}:
 - Ricostruzione dei decadimenti adronici B⁰ → D^{(*)-} π⁺, D^{*-} ρ⁺
 - Ricostruzione dei decadimenti semi-leptonici B⁰ → D^{*-} l⁺ ν_l
 - Ricostruzione parziale di B⁰ → D^{*±} π[∓]: si usano solo il π_{fast} dal B ed il π_{slow} da D^{*±} → D⁰ π⁺
- Anche Belle selezione una regione di segnale m_{ES} ∈ [5.27, 5.29] e |m_{ES} - m_B| < *** (dipende dal canale)
- Il secondo B è identificato da un algoritmo di tagging, che dà q = +1 (-1) se B_{tag} è identificato come B⁰ (B⁰), ed una incertezza sulla identificazione r ∈ [0, 1]

Un fit simultaneo di N_{mix} ed N_{unmix} dà Δm_{B_d} e le probabilità di Mis-tagging



$$\Delta m_{B_d} = 0.521 \pm 0.017 \begin{matrix} +0.011 \\ -0.014 \end{matrix} \text{ ps}^{-1} \text{ (dec. adronici)}$$

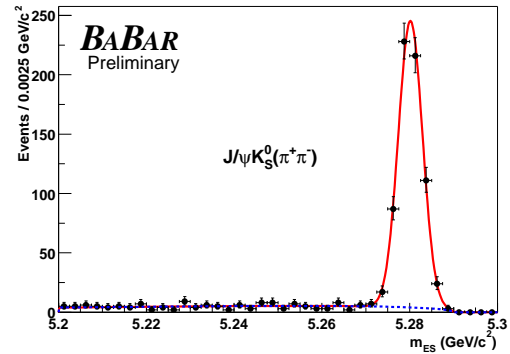
$$\Delta m_{B_d} = 0.489 \pm 0.012 \begin{matrix} +0.011 \\ -0.014 \end{matrix} \text{ ps}^{-1} \text{ (dec. semi-lep.)}$$

$$\Delta m_{B_d} = 0.505 \pm 0.017 \pm 0.020 \text{ ps}^{-1} \text{ (D}^{*\pm} \text{ } \pi^{\mp}\text{)}$$

$$\Delta m_{B_d} = 0.490 \pm 0.010 \text{ ps}^{-1} \text{ (totale)}$$

sin(2β) a BaBar

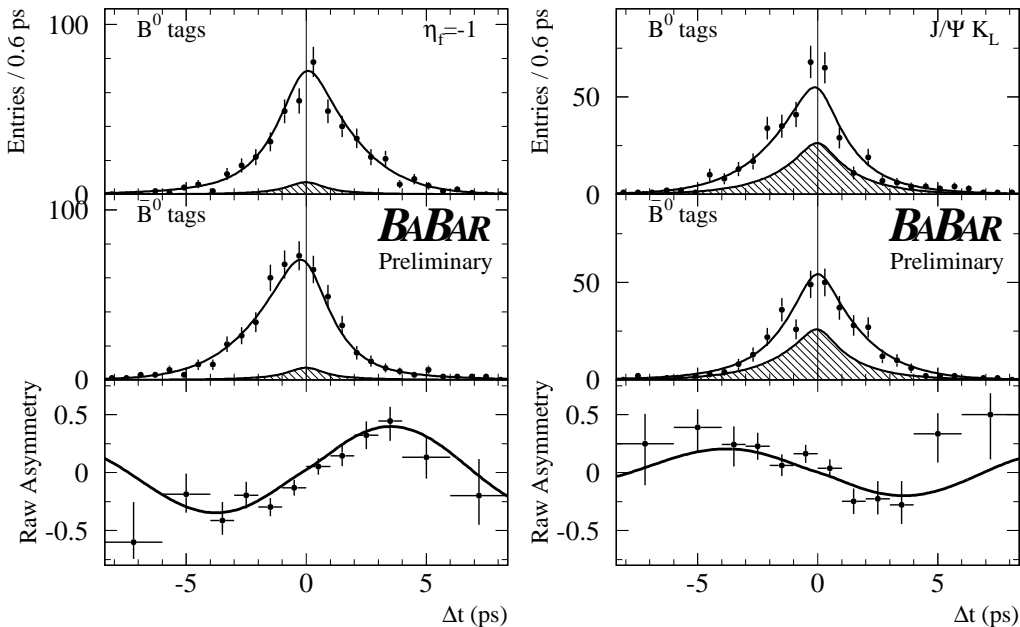
- 56 fb⁻¹ analizzati in hep-ex/0203007
- Si ricostruisce B_{rec} come autostato di CP:
 - $\eta_{CP} = -1$:
 $B \rightarrow J/\psi K_S^0, \psi(2S) K_S^0, \chi_{c1} K_S^0$
 - $\eta_{CP} = +1$: $B \rightarrow J/\psi K_L^0$
 - mixing di $\eta_{CP} = \pm 1$: $B \rightarrow J/\psi K^{*0}$
- Si effettuano i soliti tagli su m_{ES} e $|m_{ES} - m_B|$
- Si identifica B_{tag} come in Δm_{B_d}



La asimmetria (eccetto che per $J/\psi K^{*0}$) si scrive

$$A_{CP}(t) \simeq -\eta_{CP} \sin 2\beta \sin(\Delta m_{B_d} t)$$

Il fit simultaneo di tutti i canali dà:



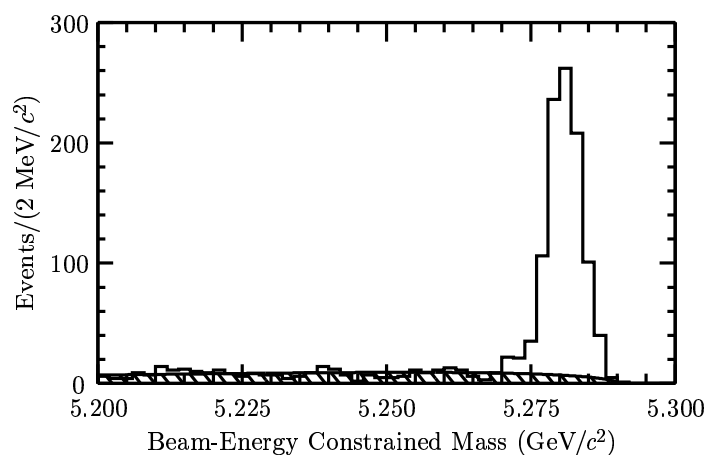
$$\sin 2\beta = 0.75 \pm 0.09 \pm 0.004$$

Facendo fluttuare $|\lambda|$ nel fit per $\eta_{CP} = -1$, si ottiene

$$|\lambda| = 0.92 \pm 0.06 \pm 0.02$$

sin(2β) a Belle

- 42 fb⁻¹ analizzati in hep-ex/0205020
- Si ricostruisce B_{rec} come autostato di CP :
 - $\xi_f = -1$: $B \rightarrow J/\psi K_S^0, \psi(2S) K_S^0, \chi_{c1} K_S^0, \eta_c K_S^0$
 - $\xi_f = +1$: $B \rightarrow J/\psi K_L^0$
 - mixing di $\xi_f = \pm 1$: $B \rightarrow J/\psi K^{*0}$
- Si effettuano i soliti tagli su m_{ES} e $|m_{ES} - m_B|$

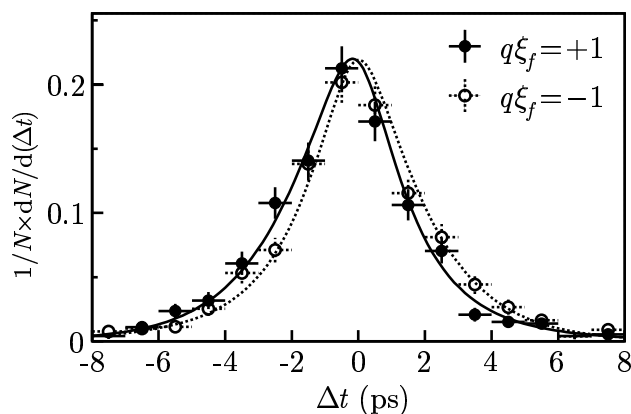


- Si identifica B_{tag} come in Δm_{B_d}
 - L'identificazione (come in Δm_{B_d}) dà $q = \pm 1$ e $r \in [0, 1]$

La asimmetria (eccetto che per $J/\psi K^{*0}$) si scrive

$$A_{CP}(t) \simeq -\xi_f \sin 2\beta \sin(\Delta m_{B_d} t)$$

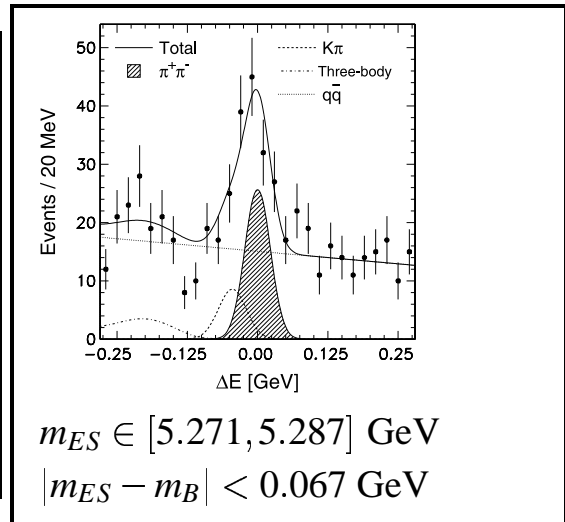
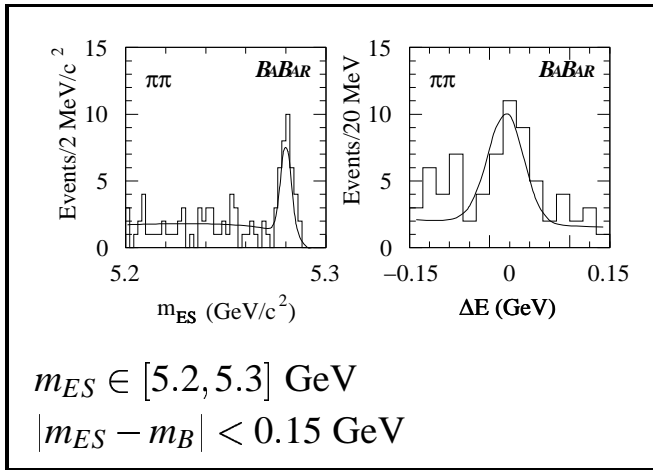
Il valore di $\sin 2\beta$ si ottiene dal fit delle due distribuzioni $q \xi_f = \pm 1$



$\sin 2\beta = 0.82 \pm 0.12 \pm 0.05$

sin 2 α_{eff} a BaBar e Belle

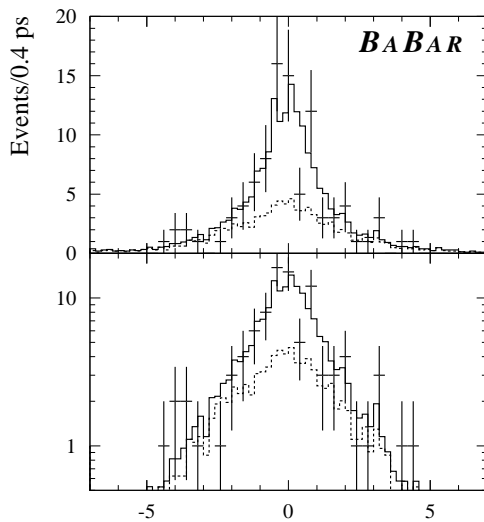
- Analizzati 33.7 fb^{-1} (BaBar), 41.8 fb^{-1} (Belle)
- Si ricostruisce $B \rightarrow \pi^+ \pi^-$
- Si identifica l'altro B con gli algoritmi standard
- Su B_{rec} si applicano i tagli sulla massa:



Il rate di decadimento si scrive ($B^0 = +$, $\bar{B}^0 = -$):

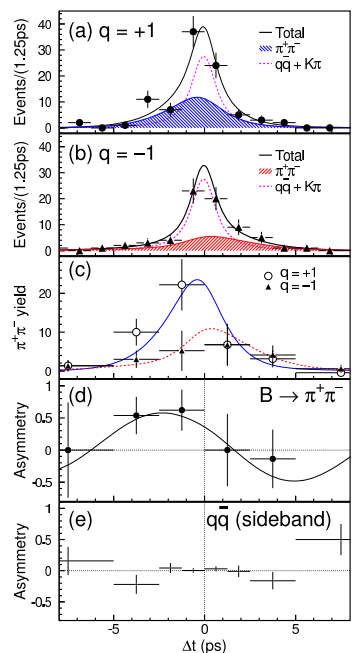
$$f_{\pm}(\Delta t) = \frac{\exp(-|\Delta t|/\tau_B)}{4 \tau_B} [1 \pm S_{\pi\pi} \sin(\Delta m_{B_d} \Delta t) \mp \cos(\Delta m_{B_d} \Delta t)]$$

Dal fit si ottiene



BaBar: $S_{\pi\pi} = 0.03^{+0.53}_{-0.56} \pm 0.11$

$C_{\pi\pi} = -0.25^{+0.45}_{-0.47} \pm 0.14$



Belle:

$S_{\pi\pi} = -1.21^{+0.38}_{-0.27} \pm 0.27$

$C_{\pi\pi} = -0.94^{+0.25}_{-0.31} \pm 0.09$