

ϕ_3 の測定

東北大学大学院理学研究科

山本 均 小貫 良行

yhitoshi@epx.phys.tohoku.ac.jp onuki@epx.phys.tohoku.ac.jp

名古屋大学素粒子宇宙起源研究機構

堀井 泰之

yhorii@hepl.phys.nagoya-u.ac.jp

2011年8月19日

1 ϕ_3 測定とその現状

CP の破れの角 ϕ_3 は小林益川行列要素を用いて $\phi_3 \equiv \arg\{-V_{ub}^*V_{ud}/V_{cb}^*V_{cd}\}$ と定義される。ボトムクォークがチャームクォークに遷移する過程とボトムクォークがアップクォークに遷移する過程の遷移振幅の位相差が ϕ_3 の関数となるが、実験的に最も重要な崩壊過程は、 B^- 中間子が $D^0(\bar{D}^0)$ 中間子と K^- 中間子に崩壊する過程である(図1, 2)。ここで D^0 中間子と \bar{D}^0 中間子が同じ終状態になる崩壊を選ぶことにより干渉が起こる。この過程には図のようにツリー崩壊のみが主として寄与し、ペンギン崩壊の寄与が小さいため理論的不定性が小さい。しかし、終状態までの崩壊分岐比を考えた場合 $D \rightarrow K^+\pi^-$ で 10^{-7} 程度となり統計量が少ない。このため現在ユニタリー三角形の内角中で一番測定精度が低い。2011年7月時点での ϕ_3 の値は 68^{+13}_{-14} となっている(図3)。

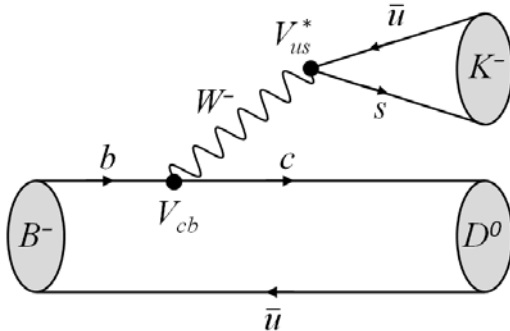


図1 DK優勢崩壊

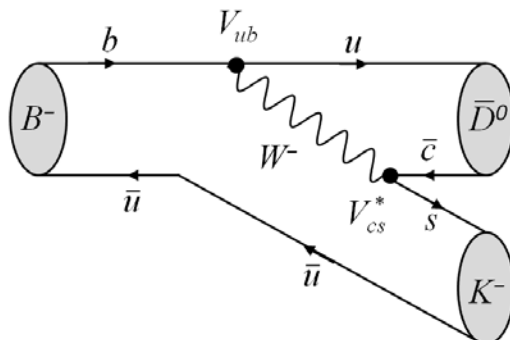


図2 DK抑制崩壊

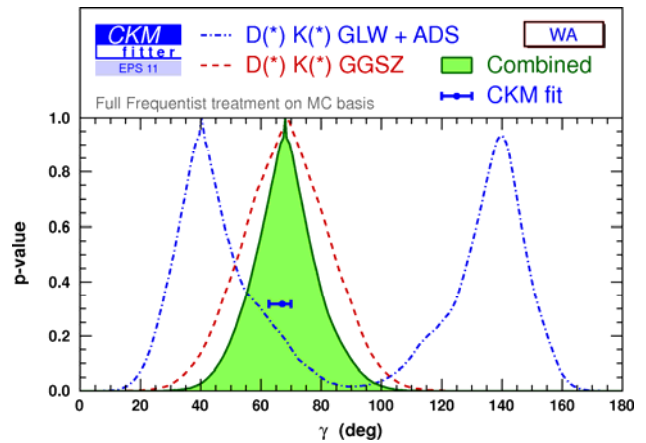


図3 CKM fitter グループによる ϕ_3 世界平均値

2 測定手法

ϕ_3 を測定する主な方法として Gronau-London-Wyler (GLW) 法[1], Atwood-Dunietz-Soni(ADS)法[2], Giri-Grossman-Soffer-Zupan(Dalitz)法[3]などがある。これらは荷電 B 中間子を使うため、粒子反粒子混合振動は起こらず崩壊時間分布を考慮しなくてよい。そこで引き起こされる CP の破れは、直接的 CP 対称性の破れと呼ばれる。中性 B 中間子を用いて混合過程と崩壊過程で干渉させ崩壊時間分布を見る測定法もあるが、本稿では前者を紹介する。

3 GLW 法と測定結果

GLW法は $D^0(\bar{D}^0)$ 中間子が CP 固有状態に崩壊する崩壊モードとフレーバー特定状態に崩壊するモードを使う。 CP 固有値が偶の崩壊としては $D \rightarrow K^+K^-, \pi^+\pi^-$ など、 CP 固有値が奇の崩壊としては $K_S\pi^0, K_S\phi$ などを使用する。

$$|D_{CP\pm}^0\rangle = (|D^0\rangle \pm |\bar{D}^0\rangle) / \sqrt{2} \text{ より}$$

$$\sqrt{2}A(B^+ \rightarrow D_{CP\pm}^0 K^+) = A(B^+ \rightarrow D^0 K^+) \pm A(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+),$$

$$\sqrt{2}A(B^- \rightarrow D_{CP\pm}^0 K^-) = A(B^- \rightarrow D^0 K^-) \pm A(B^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-)$$

となり、たとえば $CP+$ に対しては図4の二つの三角形を描

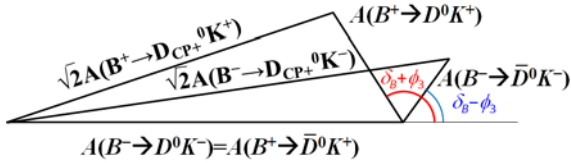


図4 GLW法による複素崩壊振幅三角形

くことができる。図に示されているように、二つの辺の間の角が $2\phi_3$ となっている。 $A(B^+ \rightarrow D^0 K^+)$ と $A(B^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-)$ はそれぞれ $A(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+)$ と $A(B^- \rightarrow D^0 K^-)$ に比べ大きさが1/10程度であるので三角形は潰れ、 ϕ_3 抽出のためには分岐比に関する高い相対的測定精度が要求される。実験的には(式1)で与えられる $R_{CP\pm}$ 、 $A_{CP\pm}$ の測定が行われる。

$$R_{CP\pm} \equiv \frac{2\{B(B^- \rightarrow D_{CP\pm} K^-) + B(B^+ \rightarrow D_{CP\pm} K^+)\}}{B(B^- \rightarrow D^0 K^-) + B(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+)}$$

$$= 1 + r_B^2 \pm 2r_B \cos \delta_B \cos \phi_3$$

$$A_{CP\pm} \equiv \frac{B(B^- \rightarrow D_{CP\pm} K^-) - B(B^+ \rightarrow D_{CP\pm} K^+)}{B(B^- \rightarrow D_{CP\pm} K^-) + B(B^+ \rightarrow D_{CP\pm} K^+)}$$

$$= \pm 2r_B \sin \delta_B \sin \phi_3 / R_{CP\pm} \quad (\text{式1})$$

よって3つのパラメータ(ϕ_3, r_B, δ_B)に関する連立方程式が得られる。ここで r_B は $B^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-$ 崩壊振幅と $B^- \rightarrow D^0 K^-$ 崩壊振幅の比 $r_B \equiv |A(B^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-) / A(B^- \rightarrow D^0 K^-)|$ 、 δ_B は強い相互作用の位相差である。しかし、(式1)は $(\phi_3, \delta_B) \Leftrightarrow (\delta_B, \phi_3)$ 、 $(\phi_3, \delta_B) \Leftrightarrow (\phi_3 + \pi, \delta_B + \pi)$ 、 $(\phi_3, \delta_B) \Leftrightarrow (-\phi_3, -\delta_B)$ の入れ替えに対称なため8つの解を持つ。 δ_B はB崩壊の終状態ごとに違うので様々なB崩壊モードを用いることで解を減らすことが可能である。既に Belle 実験では 275×10^6 B中間子対を用いて $B^\pm \rightarrow D_{CP} K^\pm$ および $B^\pm \rightarrow D_{CP}^* K^\pm$ について測定がなされている[4]。さらに今年の夏に全データ 772×10^6 B中間子対を用いて $B^\pm \rightarrow D_{CP} K^\pm$ のアップデートがなされ、下記の結果(暫定)を得た。

$$R_{CP+} = 1.03 \pm 0.07(\text{統計}) \pm 0.03(\text{系統})$$

$$R_{CP-} = 1.13 \pm 0.09(\text{統計}) \pm 0.05(\text{系統})$$

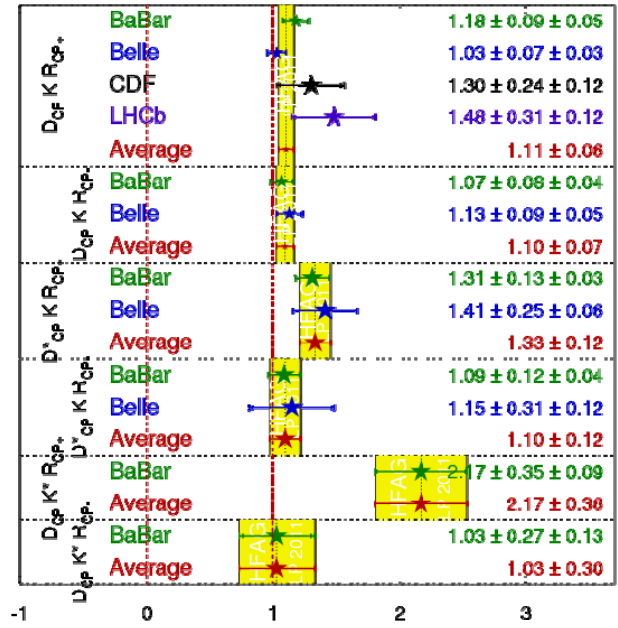
$$A_{CP+} = 0.29 \pm 0.06(\text{統計}) \pm 0.02(\text{系統})$$

$$A_{CP-} = -0.12 \pm 0.06(\text{統計}) \pm 0.01(\text{系統})$$

GLWの観測量に対する世界平均値を図5, 6に示す。

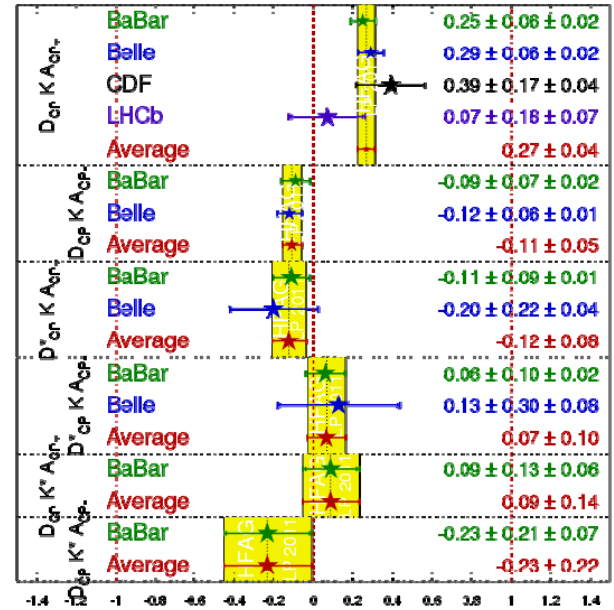
R_{CP} Averages

HFAG
LP 2011
PRELIMINARY

図5 HFAGグループによる R_{CP} 世界平均

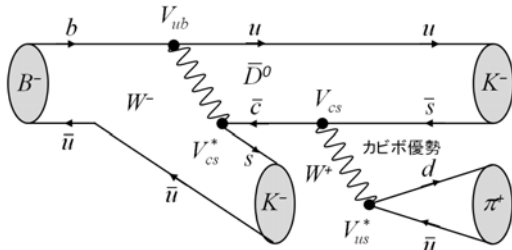
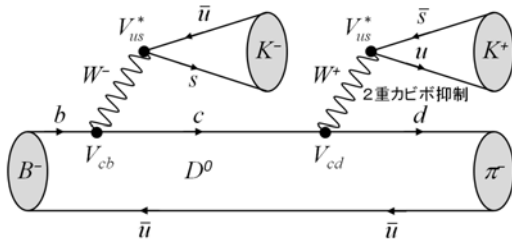
A_{CP} Averages

HFAG
LP 2011
PRELIMINARY

図6 HFAGグループによる A_{CP} 世界平均

4 ADS法と測定結果

ADS法はGLW法を改良した方法で、複数の終状態への分岐比を用いて、フィットによって ϕ_3 を抽出する方法である。特に、 $B^- \rightarrow D^0 K^-$ 崩壊の D^0 中間子崩壊が二重力ピボ抑制され、 $B^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-$ 崩壊の \bar{D}^0 中間子がカビボ優勢になるような共通の終状態に対しては、干渉する崩壊振幅が同程度になり、大きなCP非対称性が期待される(図7, 8)。終状態 f として $K\pi$ 、 $K\pi\pi^0$ 、 $K\pi\pi\pi$ などが挙げられる。

図7 $[K\pi]_D K$ カビボ優勢崩壊図8 $[K\pi]_D K$ 2重カビボ抑制崩壊

ADS法の観測量としては、通例(式2)に示す R_{ADS} , A_{ADS} が測定されてきた。ここで r_b, δ_b は GLW 法と同じで、 $r_D = |A(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) / A(D^0 \rightarrow K^+ \pi^-)|$, δ_D は強い相互作用の位相差である。 r_D, δ_D の値は精度よくわかっている[5]。

$$R_{ADS} \equiv \frac{B(B^- \rightarrow [f]_D K^-) + B(B^+ \rightarrow [\bar{f}]_D K^+)}{B(B^- \rightarrow [\bar{f}]_D K^-) + B(B^+ \rightarrow [f]_D K^+)} \\ = r_D^2 + r_b^2 + 2r_D r_b \cos(\delta_b + \delta_D) \cos \phi_3 \\ A_{ADS} \equiv \frac{B(B^- \rightarrow [f]_D K^-) - B(B^+ \rightarrow [\bar{f}]_D K^+)}{B(B^- \rightarrow [\bar{f}]_D K^-) + B(B^+ \rightarrow [f]_D K^+)} \\ = 2r_D r_b \sin(\delta_b + \delta_D) \sin \phi_3 / R_{ADS} \quad (\text{式2})$$

Belle 実験では全データ $772 \times 10^6 B$ 中間子対を用いて D 中間子の終状態 $K\pi$ についての解析が行われ、

$$R_{DK} = 1.63_{-0.41}^{+0.44} (\text{統計})_{-0.13}^{+0.07} (\text{系統}), \\ A_{DK} = -0.39_{-0.28}^{+0.26} (\text{統計})_{-0.03}^{+0.04} (\text{系統})$$

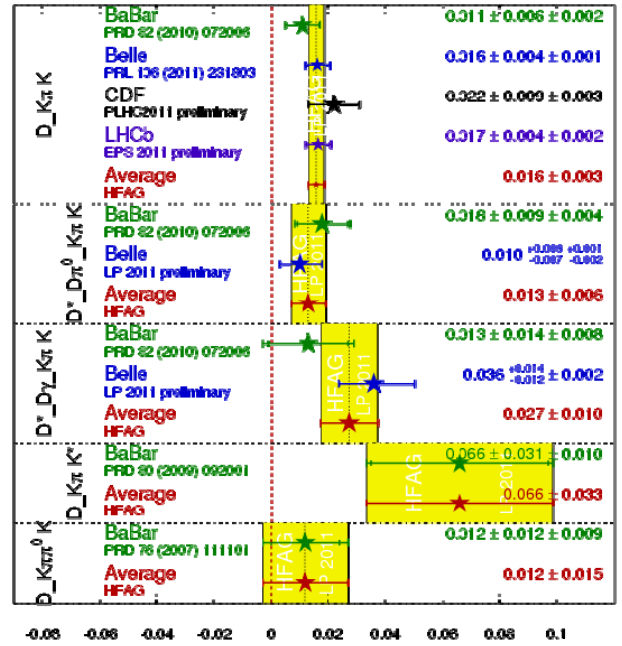
を得た[6]。 R_{DK} では初めて 4.1σ の有意度で値を測定した。さらに $B \rightarrow D^* K (D^* \rightarrow D\pi^0, D\gamma)$ について測定が行われ

$$R_{D^*K, D^* \rightarrow D\pi^0} = [1.0_{-0.7}^{+0.8} (\text{統計})_{-0.2}^{+0.1} (\text{系統})] \times 10^{-2} \\ A_{D^*K, D\pi^0} = 0.4_{-0.7}^{+1.1} (\text{統計})_{-0.1}^{+0.2} (\text{系統}) \\ R_{D^*K, D^* \rightarrow D\gamma} = [3.6_{-1.2}^{+1.4} (\text{統計}) \pm 0.2 (\text{系統})] \times 10^{-2} \\ A_{D^*K, D^* \rightarrow D\gamma} = 0.51_{-0.29}^{+0.33} (\text{統計}) \pm 0.08 (\text{系統})$$

(暫定)を得た。この結果は、国際会議 Lepton Photon で発表された。ADS法に関する世界平均を図9, 10に示す。GLW法の観測量とADS法の観測量は統合的に扱うことができ、 ϕ_3 の測定結果としては図1の青線の結果が得られている。

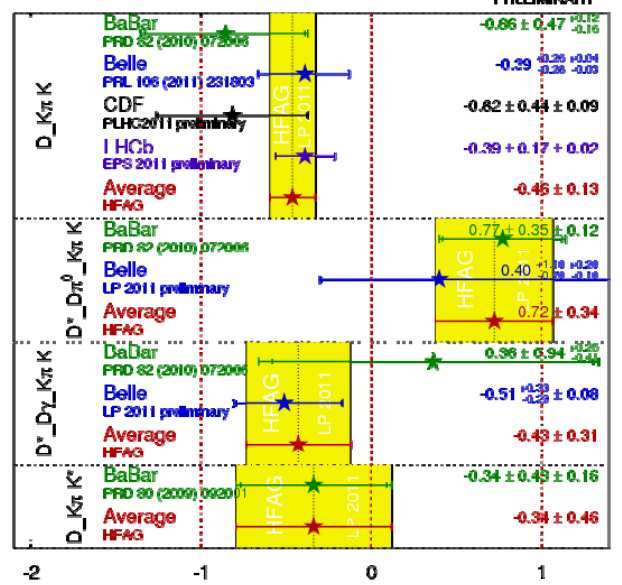
R_{ADS} Averages

HFAG
LP 2011
PRELIMINARY

図9 HFAGグループによる R_{ADS} 世界平均

A_{ADS} Averages

HFAG
LP 2011
PRELIMINARY

図10 HFAGグループによる A_{ADS} 世界平均

中性 B 中間子の DK^{*0} 崩壊は、 K^{*0} の再構成により B 中間子のフレーバーを同定できるモードであり、ADS法と同様の方法を当てはめられる。Belle 実験では全データを用いて解析が行われ

$$R_{DK^*} = [3.2 \pm 6.2 (\text{統計})_{-0.9}^{+1.3} (\text{系統})] \times 10^{-2} \\ R_{DK^*} < 0.13 (90\% \text{ CL})$$

(暫定)が得られた。

5 Dalitz 法と測定結果

Dalitz 法は D 中間子が CP 固有状態の三体状態 $K_s h^+ h^-$ ($h = K$ または π) に崩壊する過程を用い、Dalitz 平面における干渉を利用して ϕ_3 を導く方法である。Dalitz 平面では異なる中間状態を持つ $D \rightarrow K_s h^+ h^-$ 過程の干渉の効果が、平面中の密度のパターンとして現れる。Dalitz 平面における崩壊振幅強度 M_{\pm} を(式 3)で表す。

$$M_{\pm} = f(m_{\pm}^2, m_{\mp}^2) + r e^{\pm i\phi_3 + i\delta} f(m_{\mp}^2, m_{\pm}^2) \quad (\text{式 3})$$

ここで $f(m_{\pm}^2, m_{\mp}^2)$ は D 崩壊の Dalitz 平面上の振幅で r と δ は r_B と δ_B のことである。Belle 実験における Dalitz 測定は $B^- \rightarrow D^{(*)0} K^- (D^* \rightarrow D\pi^0, D\gamma)$, $D \rightarrow K_s \pi^+ \pi^-$ を用いて行われ、

$$\phi_3 = (78.4_{-11.6}^{+10.8} (\text{統計}) \pm 3.6 (\text{系統}) \pm 8.9 (\text{モデル}))^\circ$$

と現在最高精度の測定[7]である。しかし D 中間子崩壊に関するモデル不定性による誤差が統計誤差と同程度に大きく、将来の Belle II 実験で統計が増えても精度向上は難しい。そこでモデル不定性を取り除いた方法の研究が近年進んだ[8,9]。この方法は図 11 のように Dalitz 平面上を強い相互作用の位相が大きく変化しないようないくつかの bin に分割することで、モデルをフィット関数に導入せずに、ある bin に入ったイベント数から干渉の効果を測定する方法である。

$$M_i^{\pm} = h \left\{ K_i + r_B^2 K_{-i} + 2\sqrt{K_i K_{-i}} (x_{\pm} c_i + y_{\pm} s_i) \right\} \quad (\text{式 4})$$

(式 4)において M_i は i 番目の bin に入ったイベント数で、 h は規格化因子、 K_i は i 番目の bin に入るフレーバーが識別された $D^0 \rightarrow K_s \pi^+ \pi^-$ 崩壊の事象数である。 i は bin を指し示すインデックスであり、 $i \leftrightarrow -i$ は $m_+^2 \leftrightarrow m_-^2$ に対応する。 x_{\pm}, y_{\pm} は $x_{\pm} = r_B \cos(\delta_B \pm \phi_3)$, $y_{\pm} = r_B \sin(\delta_B \pm \phi_3)$ である。 c_i, s_i は i 番目の bin 中における強い相互作用の位相に関連したパラメータである。つまり、GLW 法と ADS 法における R や A の測定の代わりに、bin で区切られた Dalitz 平面上の各領域に対する事象数を求め、それらを統合して ϕ_3 を測定する方法である。Belle 実験でこの方法を用いた初の ϕ_3 測定が行われ ($772 \times 10^6 B$ 中間子対)、今年の初頭の国際会議で発表された。その値は

$$\phi_3 = (77.3_{-14.9}^{+15.1} (\text{統計}) \pm 4.2 (\text{系統}) \pm 4.3 (c_i, s_i))^\circ$$

(暫定)である。ここで 3 つ目の誤差は D 中間子崩壊の強い相互作用位相に関する不定性で、CLEOc 実験の測定誤差に起因する[10]。この誤差は、BES III 実験により Belle II 実験でも問題にならないレベルに改善されると期待されている。

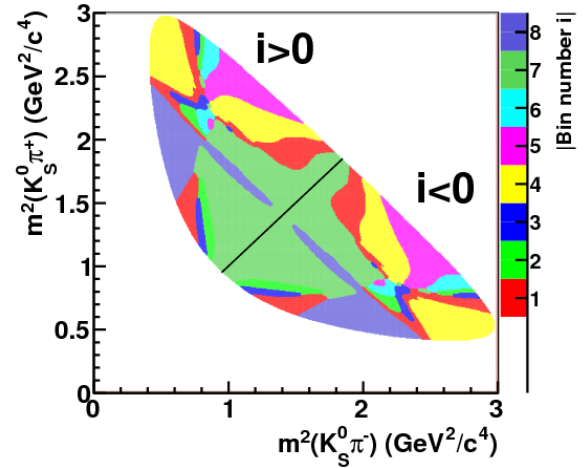


図 11 モデル非依存 Dalitz 法による binning 図

6 まとめ

このように ϕ_3 測定は近年の実験、現象論、解析手法の向上により測定精度が急激に向上している。また理論的不定性が少ないことから Belle II 実験においてもさらなる精度向上が見込まれる。

参考文献

- [1] M. Gronau, D. London, Phys. Lett. B **253**, 483 (1991), M. Gronau, D. Wyler, Phys. Lett. B **265**, 172 (1991).
- [2] D. Atwood, I. Dunietz, A. Soni, Phys. Rev. Lett. **78**, 3257 (1997), Phys. Rev. D **63**, 036005 (2001)
- [3] A. Giri, Yu. Grossman, A. Soffer, J. Zupan, Phys. Rev. D **68**, 054018 (2003), A. Bondar, Proceedings of BINP Special Analysis Meeting on Dalitz Analysis, 24-26 Sep. 2002, unpublished.
- [4] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **73**, 051106 (2006).
- [5] W.-M. Yao *et al.* (Particle Data Group), J. Phys. G **33**, 1 (2006).
- [6] Y. Hori *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **106**, 231803 (2011).
- [7] A. Poluektov *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **81**, 112002 (2010).
- [8] A. Bondar and A. Poluektov, Eur. Phys. J. C **47**, 347-353 (2006).
- [9] A. Bondar and A. Poluektov, Eur. Phys. J. C **55**, 51-56 (2008).
- [10] A. Poluektov *et al.* (Belle Collaboration), Moriond EW 2011 preliminary.