

ϕ_2 を測る

東京工業大学 理工学研究所

石野 宏和

ishino@hp.phys.titech.ac.jp

東京大学 理学系研究所

日下 暁人

akito@hep.phys.s.u-tokyo.ac.jp

2007 年 4 月 2 日

1 はじめに

最近の B ファクトリー実験による Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) 行列の検証は目覚しく進展している。CKM 行列のユニタリー条件の一つである、 $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$ は複素平面上で三角形を形成する。この三角形の辺の長さや角度を測り、三角形が閉じているかどうか調べるのである。もっとも精密に測定されているのは、 $\phi_1 = \arg[-V_{cd}V_{cb}^*/V_{td}V_{tb}^*]$ ¹ という角度で、 $\phi_1 = (21 \pm 1)^\circ$ [1] である。この角度は、 $b \rightarrow c\bar{c}s$ 崩壊遷移での CP の破れから測定されている。標準模型では、 $b \rightarrow s\bar{q}q$ という “ペンギン” 崩壊遷移の CP の破れも同じ ϕ_1 の値を与えるはずである。しかし、最近の観測結果は 2.6σ の違いを示している。ペンギン崩壊でのループ内に、新しい粒子が寄与している可能性を示唆しているが、統計精度が足りず結論付けされていない。この詳しい解説は他の記事に譲る [2]。 $\phi_3 = \arg[-V_{ud}V_{ub}^*/V_{cd}V_{cb}^*]$ は測定するのがもっとも難しい角度である。いろいろな測定方法が提案されてきたが [3]、現在の測定値は $\phi_3 = (60_{-24}^{+38})^\circ$ [1] であり、精度はいまひとつである。今後のさらなる発展に期待する。辺の長さの測定精度も、急速によくなっている。詳しくは、PDG [4] の解説を参照して下さい。

この解説記事の主題である $\phi_2 = \arg[-V_{td}V_{tb}^*/V_{ud}V_{ub}^*]$ の測定は、 ϕ_1 ほど簡単ではないが、 ϕ_3 ほど難しいくない。実際、 $\phi_2 = (93_{-9}^{+11})^\circ$ [1] と測定されており、 ϕ_1 に次ぐ精度である。Belle と BaBar 実験の合計積分ルミノシティが 1000 fb^{-1} (約 10^9 個の B^0 中間子が生成された) を超えたことにより、 ϕ_2 測定は精密測定の局面に入っており、今後のユニタリー条件検証の上で重要な役割を果たす。測定方法は ϕ_1 の場合とほぼ同じで、 B^0 中間子系での CP の破れの時間依存性を測定する。ただし、 $b \rightarrow u$ 遷移を使う (図 1 左)。 $b \rightarrow u$ 崩壊確率は $b \rightarrow c$ 崩壊のそれに比べて $|V_{ub}|^2/|V_{cb}|^2 \sim 0.01$ だけ抑制されるので、 ϕ_2 を測るためには、 $\mathcal{O}(1) \times 10^9$ 個の B 中間子データを必要と

する。

CP の破れの時間依存性は

$$\begin{aligned} A_{CP}(t) &= \frac{\Gamma(\overline{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(\overline{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP})} \\ &= S \sin(\Delta m_d t) + A \cos(\Delta m_d t) \end{aligned} \quad (1)$$

と表される [5]。ここで、 $\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP})$ は時刻 $t = 0$ において B^0 中間子だったものが、時刻 t において CP の固有状態 f_{CP} に崩壊する確率、 Δm_d は B^0 - \overline{B}^0 混合の周波数、 S は B^0 - \overline{B}^0 混合に起因する CP の破れ、 A は直接的 CP の破れを示す。詳しい解説は原著論文や教科書に任せるが、簡単に述べると次のことを意味する。 B^0 が f_{CP} に崩壊する過程には、 $B^0 \rightarrow f_{CP}$ と混合後に起きる $B^0 \rightarrow \overline{B}^0 \rightarrow f_{CP}$ の二つがある。量子力学によると、この二つの過程は原理的に区別できないので、われわれが観測する崩壊確率は二つの振幅の和の絶対値二乗となり、干渉項が生じる。同様に $\overline{B}^0 \rightarrow f_{CP}$ と $\overline{B}^0 \rightarrow B^0 \rightarrow f_{CP}$ でも干渉項が生じる。 S はこの干渉項の違いを示す。一方 A は $B^0 \rightarrow f_{CP}$ と $\overline{B}^0 \rightarrow f_{CP}$ の崩壊確率の差を表す。やや正確ではないが、直観的なイメージで言えば、電子線の二重スリットを思い出してもらいたい。二重スリットに電子を入射すると、スリットの後ろに干渉縞が現れる。電子と陽電子の干渉縞の違いが S で表現される。また、スリットを通り抜ける確率の違いが A である。電子線実験で、実際このようなことが起きれば面白いが、

f_{CP} が $\pi^+\pi^-$ や $\rho^+\rho^-$ の場合、 $S = \sqrt{1 - A^2} \sin(2\phi_2 + \kappa)$ の関係式が成立する。 κ は $b \rightarrow d$ のペンギン崩壊汚染 (図 1 右) による余分な位相であり、崩壊モードに依存する。 ϕ_2 を決定するためには、 κ も決めないといけない。アイソスピン関係を利用することにより、それを測る手法が知られており、後程詳らかにする。

本稿では、まず $B \rightarrow \pi\pi$ 、 $\rho\rho$ 崩壊における CP の破れの測定について解説する。つぎにアイソスピン関係を用いた ϕ_2 の測定について触れる。最近、 $B^0 \rightarrow (\rho\pi)^0$ 崩壊における Dalitz plot を用いた新しい ϕ_2 測定の結果が発

¹欧米では、 $(\alpha, \beta, \gamma) = (\phi_2, \phi_1, \phi_3)$ という表記を使用している。

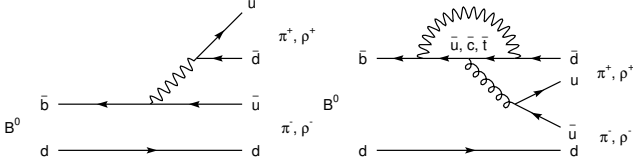


図 1: $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, \rho^+\pi^-, \rho^+\rho^-$ 崩壊のファイマン図. 左がツリー図, 右がペンギン図を示す.

表された. このことについても紹介する. 最後に今後の展望について簡単に述べる.

本題に入る前に少し B ファクトリー実験における CP の破れの測定原理について説明する. Belle 実験で得られる B 中間子データは, KEKB 加速器によって供給されている. KEKB 加速器は, 非対称エネルギーの e^+e^- 衝突型蓄積加速器で, 重心エネルギーは $\Upsilon(4S)$ 共鳴粒子の質量 ($10.56 \text{ GeV}/c^2$) である. ピークルミノシティは $1.71 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ で, これは世界記録である. 積分ルミノシティは 2006 年末には 710 fb^{-1} ほど溜められた. $\Upsilon(4S)$ はローレンツブースト因子 $\beta\gamma = 0.425$ で 1 秒間に 20 個弱生成される. $\Upsilon(4S)$ はすぐに B^+B^- または $B^0\bar{B}^0$ 中間子対に崩壊する. 中性 B 中間子は量子もつれの状態であるので, 片方が $f_{\text{tag}} = B^0(\bar{B}^0)$ として崩壊すれば, もう片方は必ず $\bar{B}^0(B^0)$ である. その後中性 B 中間子は独立に時間発展し, 時刻 t_{CP} に f_{CP} へ崩壊する. 二つの B 中間子の崩壊時間差を $\Delta t = t_{CP} - t_{\text{tag}}$ と定義する. つまり, B 中間子のフレイバーが確定した時刻 (t_{tag}) を基準にとり, もう片方の $B \rightarrow f_{CP}$ 崩壊までの時間を Δt とする. Δt は二つの B 中間子の崩壊位置の距離 Δz を用いて, $\Delta t = \Delta z/\beta\gamma c$ から求める. フレイバーの決定には, $B \rightarrow f_{\text{tag}}$ 崩壊でのレプトンや K, π, Λ の電荷等の情報を利用する [6].

2 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

$B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊での CP の破れは, $b \rightarrow u$ 崩壊遷移の中では現在もっとも精密に測定されている. 終状態は二つの荷電粒子のみなので, 検出効率が高く (約 50%程), 背景事象の理解が他の崩壊モードと比較してやさしいからである.

$B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ の再構成には二つの運動変数を用いる. 即ち, $\Delta E = E_{\text{beam}} - E_B$ と $M_{bc} = \sqrt{E_{\text{beam}}^2 - p_B^2}$ である. ここで, E_{beam} はビームエネルギー, E_B と p_B はそれぞれ再構成された $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ のエネルギーと運動量で, すべて $\Upsilon(4S)$ の重心系で測られた量である. 背景事

象には, continuum 事象 ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, $q = u, d, s, c$) と $B^0 \rightarrow K^\pm\pi^\mp$ ² が存在する. 前者は事象のトポロジーを巧みに利用して信号事象と区別する. つまり continuum 事象で生成されるクォーク対は高い運動量を持つので, 事象内で生成された粒子のトポロジーは jet-like になるが, 信号事象は B 中間子崩壊なので, spherical な形になる. 後者は注意が必要だ. $B^0 \rightarrow K^\pm\pi^\mp$ 崩壊の分岐比は $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ に比べて, 約 4 倍大きく, また約 10% の直接的 CP の破れを持つからだ [7, 8].

信号事象と背景事象の区別には ΔE と M_{bc} に加え, particle identification (PID) の情報も使う. Belle 検出器では, エアロジェルチェレンコフカウンターとドリフトチェンバーでの dE/dx の測定を用いて, π^\pm と K^\pm の likelihood 値 L_{π^\pm} と L_{K^\pm} を計算する. これらを用いて likelihood の比を $x_\pm = L_{K^\pm}/(L_{K^\pm} + L_{\pi^\pm})$ と定義する. $x_+(x_-)$ は正 (負) 電荷粒子の PID の変数で, $0 < x_\pm < 1$ の範囲であり, 大きいほど K らしくなる. x_\pm の probability density function (PDF) は $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ を用いて較正する. この情報を取り組むことにより, $B^0 \rightarrow K^\pm\pi^\mp$ と $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ を効率良く分離する.

Belle 実験グループは 535×10^6 の $B^0\bar{B}^0$ 対のデータを使って解析した. 解析手順は次のようにする. まず, 信号事象と背景事象の比を求めるために, ΔE , M_{bc} と $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 候補事象の二つの荷電粒子の PID 情報を用いた四次元関数でフィットする. フィットの結果を図 2 に示す. 信号事象は全部で 1464 ± 65 個検出された. 検出効率は 53.1%なので, 分岐比は $(5.2 \pm 0.2) \times 10^{-6}$ となり, 他に独立に測定された分岐比の世界平均と一致する.

次に CP の破れを測定するために, i 番目の $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 候補事象について次の likelihood 関数を定義する:

$$P_i = \sum_k n_k P_k(\vec{s}_i) P_k(\Delta t_i) \quad (2)$$

ここで k は $\pi^+\pi^-$, $K^\pm\pi^\mp$ または continuum の何れかを示し, n_k は要素 k の数で図 2 のフィットで得られた値, $P_k(\vec{s})$ は $\vec{s} = (\Delta E, M_{bc}, x_+, x_-)$ の PDF, $P_k(\Delta t)$ は Δt の PDF で, $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ の場合は $S_{\pi\pi}$ と $A_{\pi\pi}$ を含む. 16831 事象の全候補について P_i の積をとり, $L = \prod_i P_i$ が最大になるように $S_{\pi\pi}$ と $A_{\pi\pi}$ をフィットする. 結果は,

$$S_{\pi\pi} = -0.61 \pm 0.10(\text{stat}) \pm 0.04(\text{syst}) \quad (3)$$

$$A_{\pi\pi} = +0.55 \pm 0.08(\text{stat}) \pm 0.05(\text{syst}) \quad (4)$$

である [9]. 主な系統誤差は, n_k , $P_k(\vec{s})$ と $P_k(\Delta t)$ のパラメタの不定性, B 中間子位置再構成に関する不定性, f_{tag}

²正確には $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$, $\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+$ であるが, 簡略化するためにこのように表記する.

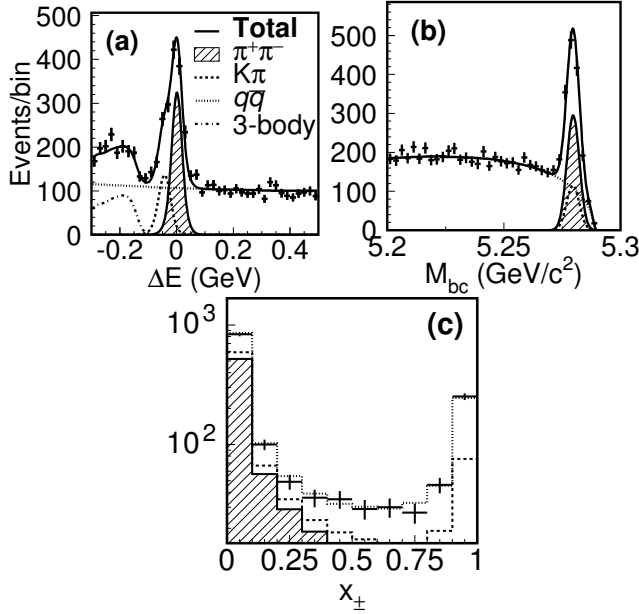


図 2: (a) ΔE , (b) M_{bc} , (c) x_{\pm} 分布. (a) は $M_{bc} > 5.271 \text{ GeV}/c^2$ と $x_{\pm} < 0.4$, (b) は $|\Delta E| < 0.064 \text{ GeV}$ と $x_{\pm} < 0.4$, (c) は $M_{bc} > 5.271 \text{ GeV}/c^2$ と $0.00 < \Delta E < 0.02 \text{ GeV}$ の事象についてプロットしたものである. クロスバーがデータで, カーブやヒストグラムはフィットで使した PDF の投影である.

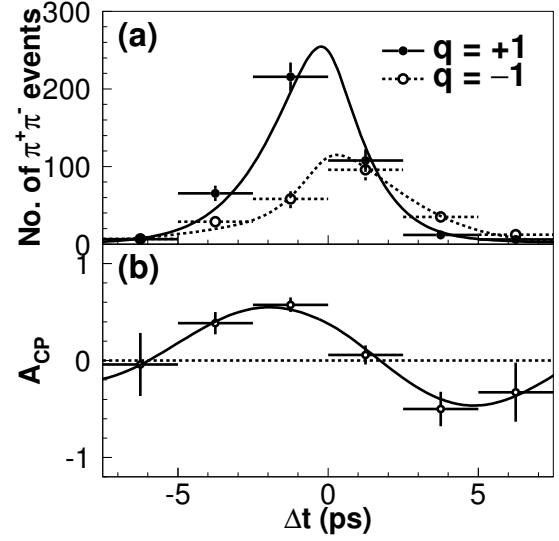


図 3: (a) $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 事象の Δt 分布. $q = +1(-1)$ は $f_{\text{tag}} = B^0(\bar{B}^0)$ を意味する. 各 Δt のビンで, \vec{s} の情報を使って信号事象の数を抽出した. $q = +1$ と $q = -1$ の高さの違いが直接的 CP の破れを示す. (b) $A_{CP}(\Delta t)$ の分布. カーブはフィット結果の投影を示す.

の CP の破れについての不定性である. 図 3 に $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 事象の Δt 分布および $A_{CP}(\Delta t)$ 分布を示す. きれいなモジュレーションが見え, これは CP の破れの確実な証拠である. CP の破れの有意性を計算するために, 統計誤差と系統誤差両方を考慮して, frequentist approach [10] を用いて信頼度 (confidence level, C.L.) を計算した. 図 4 はその結果を示す. Belle の $S_{\pi\pi}$ と $A_{\pi\pi}$ の測定結果は, それぞれ 5.5σ , 5.3σ の有意性で $A_{\pi\pi} = 0$, $S_{\pi\pi} = 0$ の仮説を棄却した. B 中間子系で初めて Belle 実験が 5σ 以上 (つまり “observation”) の有意性で直接的 CP の破れを発見した.

最近 BaBar 実験も同じ測定について結果を更新し,

$$S_{\pi\pi} = -0.60 \pm 0.11(\text{stat}) \pm 0.03(\text{syst}) \quad (5)$$

$$A_{\pi\pi} = +0.21 \pm 0.09(\text{stat}) \pm 0.02(\text{syst}) \quad (6)$$

を得た [8]. $S_{\pi\pi}$ は見事に一致しているが, $A_{\pi\pi}$ は幾分違いがみられる. 実際 Belle と BaBar の違いは, $S_{\pi\pi}$ - $A_{\pi\pi}$ の 2次元平面上で 2.1σ である. 実験初期の段階では, $S_{\pi\pi}$ の測定値も双方の間でだいぶ違っていたが, 統計が溜るにつれて $S_{\pi\pi}$ の値はお互い歩み寄ってきた歴史がある. 将来さらに統計が溜れば $A_{\pi\pi}$ についても同じようなことが起きるかもしれない.

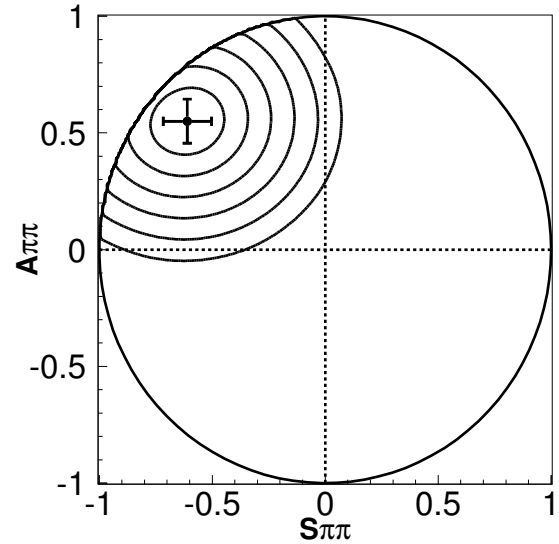


図 4: Belle で得られた $A_{\pi\pi}$ と $S_{\pi\pi}$ の信頼度 (confidence level) の図. 十字は測定値とそのエラーを示し, 等高線は内側から $1, 2, 3, 4, 5, 6\sigma$ を示す.

3 $B^0 \rightarrow \rho^+ \rho^-$

ρ 中間子はスピン 1 を持つために、 $B \rightarrow \rho\rho$ 崩壊では軌道角運動量 L は 0, 1, 2 のいずれの値を持つこともできる。パリティ固有値が $(-1)^L$ なので、 $B^0 \rightarrow \rho^+ \rho^-$ の CP の固有値は $L = 0, 2$ のとき +1, $L = 1$ のときは -1 となる。従って、 $B^0 \rightarrow \rho^+ \rho^-$ の終状態は一般に CP の固有状態の混合となるので、 ϕ_2 の測定は難しいと考えられていた。

$\rho \rightarrow \pi\pi$ 崩壊での π の方向を測定することにより、 ρ の偏極が分る。実際測定すると、ほぼ 100% 縦方向に偏極していることが明かになった（つまり ρ のスピン方向は ρ の進行方向に対して垂直である）。これは、 $L = 0$ または $L = 2$ であり、 $B^0 \rightarrow \rho^+ \rho^-$ の CP の固有値が +1 であることを意味する。また、 $B^0 \rightarrow \rho^+ \rho^-$ と $B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0$ の分岐比が $\sim 26 \times 10^{-6}$ であるのに対し、 $B^0 \rightarrow \rho^0 \rho^0$ のそれは $\sim 1 \times 10^{-6}$ で、極端に小さい。次の節で説明するが、これはペンギン汚染が大変小さく、 κ が小さいことを意味し、したがって ϕ_2 の測定精度が他の崩壊モードと比較してよくなると考えられる。

Belle グループは 535×10^6 の $B^0 \bar{B}^0$ 対を使って、 $B^0 \rightarrow \rho^+ \rho^-$ の CP の破れを測定した。この崩壊モードの終状態は $\pi^+ \pi^0 \pi^- \pi^0$ なので、 π の運動量が $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ と比較して小さい。そのため、continuum 事象が偶発的に B^0 として再構成されてしまう確率が増える。そこで、前節で説明した事象のトポロジーを PDF の中に取込むことにより、信号事象と continuum 事象の区別を行う。フィットの結果、

$$S_{\rho\rho} = +0.19 \pm 0.30(\text{stat}) \pm 0.08(\text{syst}) \quad (7)$$

$$A_{\rho\rho} = +0.16 \pm 0.21(\text{stat}) \pm 0.08(\text{syst}) \quad (8)$$

を得た [11]。主な系統誤差は、 $b \rightarrow u$ 崩壊背景事象と $B^0 \rightarrow \rho\pi\pi$ 崩壊の CP 非対称の不定性、 $CP = -1$ の寄与の不定性、 f_{tag} の CP の不定性である。 $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ では問題にならない系統誤差が大部分を占めているのが特徴的である。また、BaBar グループの結果 [12] は Belle の結果とよく一致している。

4 アイソスピン解析

図 1 に示されているように、 $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 崩壊ではツリー図（左側）とペンギン図（右側）の二つが存在する。もしツリー図のみ寄与するのであれば、 $S = \sin 2\phi_2$ 、 $A = 0$ となり、 ϕ_2 は容易に決定される。しかしながら、現実にはペンギン図の寄与も存在するので、余分な位相 κ

が入り込んでしまい、 ϕ_2 測定が難しくなってしまう。ところが素晴らしいことにアイソスピン関係を使うことによって、 κ を決定することができる [13]。

ツリー図では始状態のアイソスピンは $I = 1/2$ 、終状態は $I = 0$ または $I = 2$ となる。 $I = 1$ の終状態は、 $B \rightarrow \pi\pi$ 系の角運動量が 0 であることと、波動関数が粒子入れ替えに対して対称であるべしという条件により禁止されている。従って、 $\Delta I = 1/2, 3/2$ の両方の遷移が存在する。一方ペンギン図の場合は、グルーオンのアイソスピンが 0 であるために、 $\Delta I = 1/2$ 遷移しか存在しない（終状態は $I = 0$ である）。従って、 $B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ 崩壊での終状態は $I = 2$ のみなので、ペンギン図の寄与はない。以上の事実と Clebsch-Gordan 係数を使って崩壊振幅を計算すると、

$$\frac{1}{\sqrt{2}} A_{+-} + A_{00} = A_{+0} \quad (9)$$

の関係式を得る。ここで、 A_{+-} 、 A_{00} 、 A_{+0} はそれぞれ、 $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 、 $B^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 、 $B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ の崩壊振幅である。このアイソスピン関係式は複素平面上で三角形をつくる。これをアイソスピン三角形という。 \bar{B}^0 と B^- 崩壊の間でも同様の三角形が形成される。ところで、 A_{+0} と A_{-0} はツリー図のみが寄与するので、 $\tilde{A}_{-0} = e^{-2i\phi_2} (q/p) A_{-0}$ とすると、簡単な計算により、 $A_{+0} = \tilde{A}_{-0}$ と一致する。ここで、 q/p は $B^0 - \bar{B}^0$ 混合の位相である。従って、 B と \bar{B} の二つのアイソスピン三角形は $A_{+0} = \tilde{A}_{-0}$ を共通の底辺とすることができ、図 5 のような配置が可能である。さて、 $S_{\pi\pi} \propto \sin[\arg(q/p \cdot \bar{A}_{+-}/A_{+-})] = \sin(2\phi_2 + \kappa)$ である。ここで \bar{A}_{+-} を $\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ の崩壊振幅とする。 $\tilde{A}_{+-} = e^{-2i\phi_2} (q/p) \bar{A}_{+-}$ と置けば、 $\kappa = \arg(\tilde{A}_{+-}/A_{+-})$ となるので、図 5 に示されているように辺 A_{+-} と \tilde{A}_{+-} の間の角度が κ になる。従って、 $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 、 $\pi^0 \pi^0$ 、 $B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ の分岐比と $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 、 $\pi^0 \pi^0$ の直接的 CP の破れから、二つのアイソスピン三角形の三辺の長さを測ることによって、 κ を求めることができる。

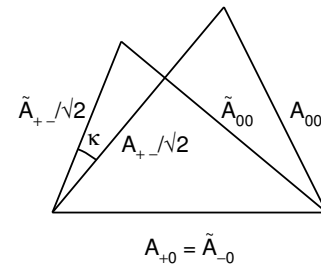


図 5: アイソスピン三角形。 A_{+-} と \tilde{A}_{+-} の間の角度が κ である。

ϕ_2 を決定するためには, $S_{\pi\pi}$, $A_{\pi\pi}$, 三つの分岐比と $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ の直接的 CP の破れ ($A_{\pi^0\pi^0}$) の六つの情報を使う. 一方, 求める物理的パラメータは, 二つのアイソスピン三角形の配置を決定する五つのパラメータと ϕ_2 の計六つである. これらの情報から χ^2 を組む (κ は辺の長さから計算され, $S_{\pi\pi}$ の χ^2 項に含まれる). 分岐比と $A_{\pi^0\pi^0}$ は世界平均値を使う [14]. フィットする六つのパラメータの内, ϕ_2 をある値に固定して, 残りの五つのパラメータを動かして χ^2 の最小値を求める. それを $\chi^2(\phi_2)$ として, ϕ_2 を 0° から 180° の間でスキャンする. $\chi^2(\phi_2)$ の最小値 χ_{\min}^2 になる ϕ_2 が求める解と考える. 信頼度を計算するために, $\Delta\chi^2 = \chi^2(\phi_2) - \chi_{\min}^2$ を計算し, これを自由度 1 の累積 χ^2 分布関数 (cumulative χ^2 distribution function) を使って信頼度 (C.L.) に焼き直す.

図 6 のダッシュ線に Belle の $A_{\pi\pi}$ と $S_{\pi\pi}$ を使って計算した ϕ_2 の信頼度を ϕ_2 の関数として表示した. C.L.=0 (1-C.L.=1) が ϕ_2 の解を示しており, 1-C.L.= 0.317, 0.046 の横線で区切られた ϕ_2 の領域がそれぞれ 1σ , 2σ での ϕ_2 信頼領域になる. ϕ_2 の解がいくつかある. 実は, アイソスピン関係のみを使うと一般に八つの ϕ_2 の解が存在する. 図 5 での二つの三角形の配置が A_{+0} の辺を鏡面对称にして上下四通り考えられるので, κ の値も四通り存在する. さらに, $S_{\pi\pi} \propto \sin(2\phi_2 + \kappa)$ なので, $2\phi_2 + \kappa$ と $\pi - (2\phi_2 + \kappa)$ の解があるので, 計八つとなる. 図 6 では四つ解があるように見える. これは, 現在の測定値では一つのアイスピン三角形が潰れて, その三角形の配置の鏡面对称による不定性がないからである. 四つの解のあいまいさは, 残念ながら現在のデータではこれ以上除くことができない.

$B \rightarrow \rho\rho$ 崩壊に関しても, 類似の議論ができる. ただし, 縦偏極成分比も考慮する必要がある. 分岐比と縦偏極成分比の測定の世界平均 [14] と Belle の $S_{\rho\rho}$ と $A_{\rho\rho}$ の測定値から得られた ϕ_2 の制限を図 6 の点線に示す. 前節で述べたように $B^0 \rightarrow \rho^0\rho^0$ の分岐比が他の分岐比に比べて極端に小さいので, 図 5 の A_{00} と \tilde{A}_{00} の辺の長さが他の辺よりだいぶ短くなり, かなりひしゃげた形になる. そのため, κ の値が小さくなり, ϕ_2 の測定精度が $B \rightarrow \pi^+\pi^-$ よりもよくなると思われていた. しかし, 図 6 にみるように ϕ_2 の制限は $B \rightarrow \pi\pi$ に比べてかなり弱い. これは $B^0 \rightarrow \rho^0\rho^0$ の CP の破れが測定されていないためである. この CP の破れが今後測定されれば, $B \rightarrow \rho\rho$ 崩壊は ϕ_2 によりよい制限を与えることができると期待される.

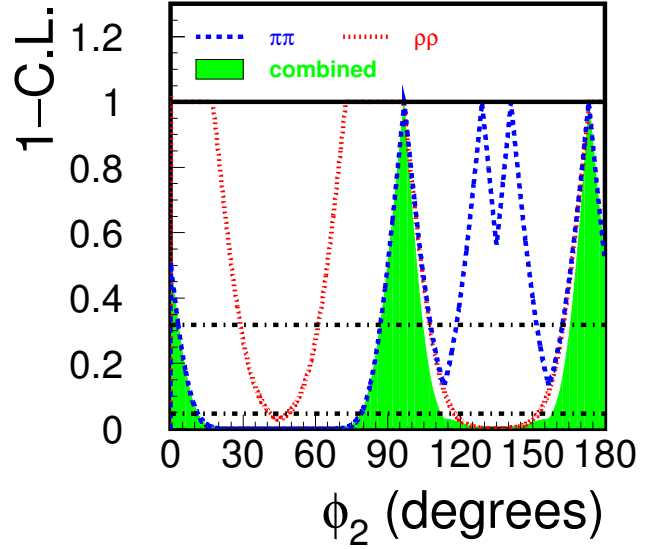


図 6: ϕ_2 の信頼度. ダッシュ線が $B \rightarrow \pi\pi$, 点線が $B \rightarrow \rho\rho$, 影つき部分が二つの結果を組合せて得られた ϕ_2 の信頼度を示す. 横線はそれぞれ 1-C.L.= 0.317 (1σ), 0.046 (2σ) を示す. それぞれのカーブの内, 横線で切取られた部分が ϕ_2 の制限領域を表す.

5 $B^0 \rightarrow (\rho\pi)^0$

$B^0 \rightarrow (\rho\pi)^0$ 崩壊過程も $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\rho^+\rho^-$ と同様のダイアグラムで記述され, したがって ϕ_2 に感度を持つ. ただし, $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (および $B^0 \rightarrow \rho^+\rho^-$) においては関連する崩壊過程が $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ に加えて $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ と $B^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ の計三つなのに対し, $B^0 \rightarrow (\rho\pi)^0$ には五つの関連する崩壊過程 ($B^0 \rightarrow \rho^+\pi^-, \rho^-\pi^+, \rho^0\pi^0, B^+ \rightarrow \rho^+\pi^0, \rho^0\pi^+$) が存在し, アイソスピン関係は前者のような三角形ではなく五角形で表されるものとなる [15]. このため, $B \rightarrow \rho\pi$ においてアイソスピン解析を行うことは, 三角形の場合に比べてより高次の方程式を解くことに対応し, 多くの解が現れてしまう. 従って, 現在の統計においては, このアイソスピン関係のみから ϕ_2 に対する有意義な制限を得ることは難しい.

Snyder と Quinn は, この問題を克服する手法として, $B^0 \rightarrow (\rho\pi)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊過程において Dalitz plot と時間依存性を併用する解析方法を提案した [16]. ρ 中間子は即座に π 中間子二つに崩壊するので, $B^0 \rightarrow \rho^+\pi^-, \rho^-\pi^+, \rho^0\pi^0$ 崩壊の終状態はすべて $\pi^+\pi^-\pi^0$ となる. この終状態の運動学は, 以下の s_+ , s_- によって定義される Dalitz plot によって完全に記述することができる:

$$s_+ = (p_+ + p_0)^2, \quad s_- = (p_- + p_0)^2$$

ここで, p_+ , p_- , p_0 はそれぞれ π^+ , π^- , π^0 の 4 元運動量

である。この運動学、すなわち Dalitz plot 上での分布は、 $\rho^+\pi^-$ 、 $\rho^-\pi^+$ 、 $\rho^0\pi^0$ のそれぞれで異なるが、 ρ 中間子の共鳴の幅が広いために、それらは互いに重なりを持って分布しており、その重なった部分においては互いに干渉し合っている (図 7)。Dalitz plot と時間依存性を併用する解析方法により、 $B^0 \rightarrow \rho^+\pi^-$ 、 $\rho^-\pi^+$ 、 $\rho^0\pi^0$ の擬二体崩壊だけでなく、その間の干渉過程、およびその干渉過程における時間依存性も測定し、 ϕ_2 を制限する情報として用いる、というのが、この手法の重要な点である。

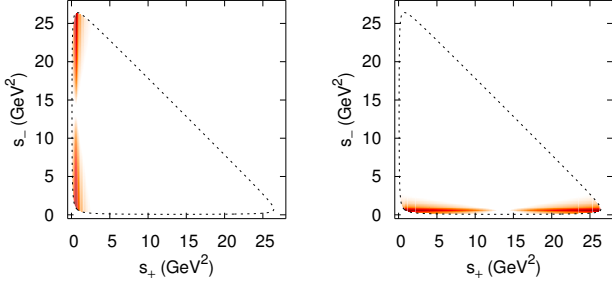


図 7: Dalitz plot における $B^0 \rightarrow \rho^+\pi^-$ (左) と $B^0 \rightarrow \rho^-\pi^+$ (右) の分布 (振幅の絶対値)。Dalitz plot の左下の部分で双方が重なり合っており、この部分において干渉が起こる。点線は、運動学的な境界で、内側の領域のみが許される。

それぞれの崩壊の複素振幅を

$$\begin{aligned} A^\kappa &\equiv A(B^0 \rightarrow \rho^\kappa \pi^\sigma) \\ \bar{A}^\kappa &\equiv \frac{q}{p} A(\bar{B}^0 \rightarrow \rho^\kappa \pi^\sigma) \end{aligned}$$

$$\left([\kappa, \sigma] = [+,-], [-,+], [0,0] \right)$$

と定義したとき、 $B^0 \rightarrow \rho^+\pi^-$ 、 $\rho^-\pi^+$ 、 $\rho^0\pi^0$ の擬二体崩壊における CP 非対称の測定は

$$|A^\kappa|^2 \pm |\bar{A}^\kappa|^2, \text{Im} [\bar{A}^\kappa A^{\kappa*}]$$

を測ることに相当し、一方その間の干渉とその干渉における CP 非対称度の測定は

$$\text{Re}(\text{Im}) [A^\kappa A^{\sigma*} \pm \bar{A}^\kappa \bar{A}^{\sigma*}],$$

$$\text{Re}(\text{Im}) [\bar{A}^\kappa A^{\sigma*} - (+) \bar{A}^\sigma A^{\kappa*}]$$

$$(\kappa \neq \sigma)$$

を測ることに相当する。式の形から、後者の測定が A^κ と A^σ (または \bar{A}^κ と \bar{A}^σ) の間の相対位相に関する情報を含むことが分かる。 $B \rightarrow \rho\pi$ 崩壊過程においては、アイソスピン関係によってこれらの複素位相が CKM 角 ϕ_2 と

$$e^{+2i\phi_2} = \frac{\bar{A}^+ + \bar{A}^- + 2\bar{A}^0}{A^+ + A^- + 2A^0}$$

という関係式によって結び付けられるため、 ϕ_2 を決める上でこの相対位相の情報が必要となる。さらに、原理的にはすべての相対位相を一意的に決定するのに十分な情報量が得られるため、上記の式から ϕ_2 を離散的な不定性なしに決めることが可能である。これは、 $B \rightarrow \pi\pi$ や $B \rightarrow \rho\rho$ を用いた解析手法にはない、 $B \rightarrow \rho\pi$ の解析に特有の特徴である。

われわれは、Belle のデータに初めてこの解析手法を適用し、 ϕ_2 への制限を求めた [17]。解析には、 $449 \times 10^6 B\bar{B}$ に相当する 414 fb^{-1} のデータサンプルを用いた。図 8 は解析の結果得られた $\rho^+\pi^-$ 、 $\rho^-\pi^+$ 、 $\rho^0\pi^0$ の各領域における質量・ヘリシティ・時間依存したフレーバー非対称であり、フィットによって得られた結果がデータ点をよく再現しているのが分かる。時間依存したフレーバー非対称の分布において、 $B^0 \rightarrow \rho^-\pi^+$ の領域で $\cos(\Delta m_d \Delta t)$ に比例した非対称が見られるが、終状態 $\rho^-\pi^+$ が CP の固有状態ではないため、これは CP の破れではないことに注意されたい。また、すべての領域において $\sin(\Delta m_d \Delta t)$ に比例した非対称は見られない。この結果において有意な CP の破れは見られないが、標準理論においては $\phi_2 \sim 90^\circ$ が予想されること、 CP の破れに関する測定量が雑大に言って $\sin 2\phi_2$ に比例することから、これは不自然なことではない。なお、得られた結果の一つである、 $B^0 \rightarrow \rho^0\pi^0$ 崩壊過程における $\sin(\Delta m_d \Delta t)$ の係数

$$S_{\rho^0\pi^0} = +0.17 \pm 0.57 \pm 0.35$$

は世界で初めて測定された。

こうして得られた結果から、アイソスピン関係を用いて得た ϕ_2 への制限が、図 9 において点線で示されたものである。これに加えて、やはりアイソスピンにより関連付けられる荷電 B 中間子の崩壊過程 $B^+ \rightarrow \rho^+\pi^0$ 、 $\rho^0\pi^+$ の崩壊分岐比および CP 非対称の測定値の情報も活用することができる。われわれは、Dalitz plot 解析によって得た結果とこれら荷電 B 中間子の崩壊過程の情報とを組み合わせた解析を世界で初めて行い、最終的な結果として図 9 の実線により示された制限を得た。これにより、標準理論に一致する 68.3% 信頼区間として、

$$68^\circ < \phi_2 < 95^\circ$$

が得られた。ただし、他にも $0^\circ < \phi_2 < 5^\circ$ 、 $23^\circ < \phi_2 < 34^\circ$ 、 $109^\circ < \phi_2 < 180^\circ$ の領域が許されている。

6 まとめと今後の展望

最近の ϕ_2 測定の進展について概観した。 $B \rightarrow \pi\pi$ 、 $\rho\rho$ 崩壊での CP の破れや分岐比の測定からアイソスピン関

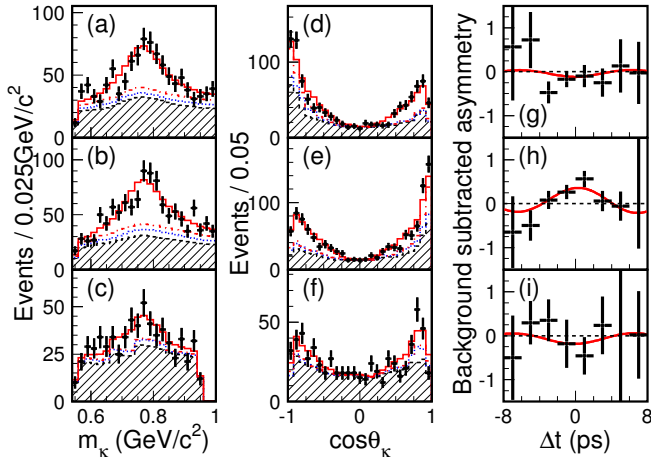


図 8: 解析の結果得られた ρ^k の質量 (左列). ρ^k のヘリシティ (中央列), および時間依存したフレーバー非対称の分布 (右列). 上段, 中段, 下段がそれぞれ $B^- \rightarrow \rho^+ \pi^-$, $B^0 \rightarrow \rho^- \pi^+$, $B^0 \rightarrow \rho^0 \pi^0$ に対応する. ヒストグラムおよび曲線はフィットの結果得られた分布であり, データ点とよく一致する. ヒストグラムにおいては実線が信号事象に相当する.

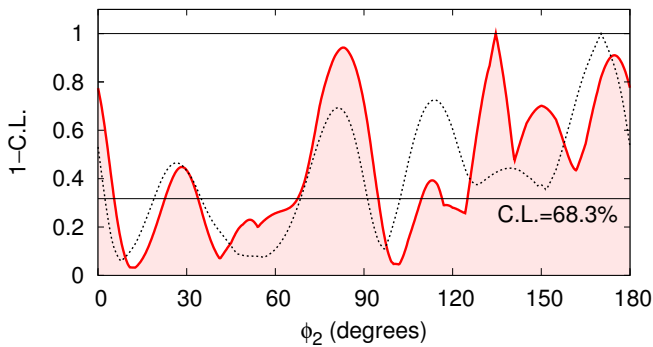


図 9: $B \rightarrow \rho\pi$ から得られた ϕ_2 への制限. 縦軸は 1-C.L. (confidence level) である. 点線は Dalitz plot 解析のみの結果によって得られた制限を, 実線は Dalitz plot 解析に加えて荷電 B 中間子の崩壊過程からの情報もあわせて得られた制限を示す.

係を用いて, ϕ_2 が 10° 強の精度で測定された. だが, ϕ_2 の解がいくつかあり, この二つの崩壊モードでは残念ながら区別することができない. $B \rightarrow \rho\pi$ は, 統計精度が足りず緩い ϕ_2 制限を与えているにとどまっている. しかし, Belle と BaBar の結果を使い, 三つの崩壊モードの合わせ技で ϕ_2 を測定すると, $\phi_2 = (93_{-9}^{+11})^\circ$ となる. 図 10 に CKM fitter グループから拝借した ϕ_2 の信頼度の図を示す [1]³. CKM 行列ユニタリー条件から, ユニタリー三角形の他の角度と辺の長さの測定から ϕ_2 を予言することができ, $\phi_2 = (100_{-7}^{+5})^\circ$ である. これは直接観測とよく一致していて, CKM 行列のユニタリー条件を支持している.

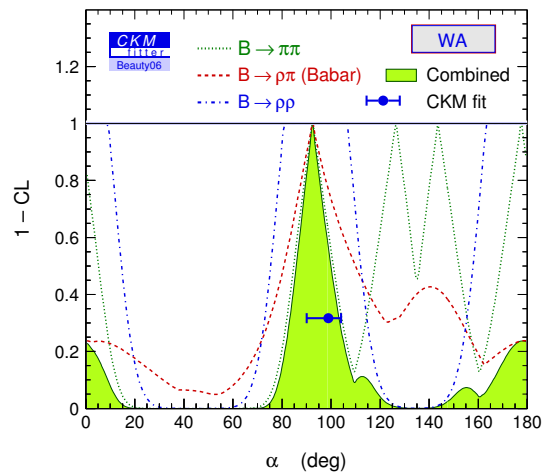


図 10: CKM fitter グループによる $\phi_2 (= \alpha)$ の制限.

Belle 実験は $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 崩壊で 5σ 以上の有意性で直接的 CP の破れ ($\mathcal{A}_{\pi\pi}$) を測定した. 一方 BaBar の $\mathcal{A}_{\pi\pi}$ の測定値は 0 と矛盾していない. $S_{\pi\pi}$ の値は双方の実験とも一致しているので, 今後さらにデータ量を増やして, $\mathcal{A}_{\pi\pi}$ を測定し続ける必要がある.

现阶段では $B \rightarrow \pi\pi$ が ϕ_2 にもっとも強い制限を与えている. しかし, 近い将来 $B^0 \rightarrow \rho^0 \rho^0$ の CP の破れの測定結果が加われば, $B \rightarrow \rho\rho$ 崩壊モードによる ϕ_2 制限も重要になるであろう. $B \rightarrow \rho\pi$ 崩壊モードは, 現在はあまり強くない ϕ_2 制限を与えているが, 統計が溜まると実はこのモードがもっとも強力になる. また, 最近 $B^0 \rightarrow a_1 \pi$ の新しい崩壊モードによる ϕ_2 測定が開始された.

ϕ_2 は基本的物理定数であるので, 実験家としては測定すること自体価値がある. 現在 ϕ_2 は約 10% の精度で決定されており, ユニタリー三角形の輪郭がぼやけた形で見えはじめた状態である. 今後 Belle と BaBar 実験はそれ

³この図には Belle の $B \rightarrow \rho\pi$ による ϕ_2 制限は含まれていない.

ぞれ 1000 fb^{-1} のデータを溜めることができると期待される。豊富なデータ量と解析方法のたえまない改善で ϕ_2 測定を ϕ_1 と並ぶ精密測定領域に持っていきたい。精密測定をすることにより、CKM 行列のユニタリー条件の綻びを初めて明かにすることができるかもしれないからだ。

参考文献

- [1] J. Charles *et al.*, Eur. Phys. J. C **41**, 1 (2005), <http://ckmfitter.in2p3.fr>.
- [2] 堺井義秀：高エネルギーニュース 第2 2巻 第3号 99 (2003).
- [3] 阿部和雄：高エネルギーニュース 第2 3巻 第4号 1 (2005).
- [4] W.-M. Yao *et al.* (Particle Data Group), J. Phys. G **33**, 1 (2006).
- [5] A. B. Carter and A. I. Sanda, Phys. Rev. Lett. **45**, 952 (1980); A. B. Carter and A. I. Sanda, Phys. Rev. **D23**, 1567 (1981); I. I. Bigi and A. I. Sanda, Nucl. Phys. **193**, 85 (1981); M. Gronau, Phys. Rev. Lett. **63**, 1451 (1989).
- [6] H. Kakuno *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **533**, 516 (2004).
- [7] Y. Chao *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **93**, 191802 (2004).
- [8] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), hep-ex/0703016, submitted to Phys. Rev. Lett.
- [9] H. Ishino *et al.* (Belle Collaboration), hep-ex/0608035, submitted to Phys. Rev. Lett.
- [10] G. J. Feldman and R. D. Cousins, Phys. Rev. D **57**, 3873 (1998).
- [11] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), hep-ex/0702009.
- [12] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), hep-ex/0607098.
- [13] M. Gronau and D. London, Phys. Rev. Lett. **65**, 3381 (1990).
- [14] Heavy Flavor Averaging Group, August 2006, <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/>.
- [15] H. J. Lipkin, Y. Nir, H. R. Quinn, and A. Snyder, Phys. Rev. D **44**, 1454 (1991); M. Gronau, Phys. Lett. B **265**, 389 (1991).
- [16] A. E. Snyder and H. R. Quinn, Phys. Rev. D **48**, 2139 (1993).
- [17] A. Kusaka, C. C. Wang, H. Ishino, *et al.* (Belle Collaboration), hep-ex/0701015, submitted to Phys. Rev. Lett.