

CP 対称性の破れの測定(ϕ_1, ϕ_2)

KEK 素粒子原子核研究所

樋口 岳雄

住澤 一高

堺井 義秀

higuchit@post.kek.jp

kazutaka.sumisawa@kek.jp

yoshihide.sakai@kek.jp

2011 年(平成 23 年)8 月 22 日

1 小林・益川理論

Belle 実験の目的のうちでもっとも重要なもののひとつが小林・益川理論の検証である。小林・益川理論は、1964 年に中性 K 中間子系で発見された CP 対称性の破れ[1]を説明する機構として、1973 年に発表された理論である[2]。

まずは、小林・益川理論の概要をレビューしておこう。ダウングレードクォークの質量固有状態 q_d と弱い相互作用の固有状態 q'_d とは一般に異なっており、両者はユニタリー行列 V_{KM} によって

$$q'_d = V_{KM} q_d \quad (1)$$

のように結ばれている。もしもクォークの世代数が 3 以上ならば、 V_{KM} の要素内に除去できない複素位相が残存し、その位相が弱い相互作用の CP 対称性を破る。これが小林・益川理論の概要である。ユニタリー行列 V_{KM} を通常は小林・益川行列と呼ぶ。

さて、クォークの世代数は実際に 3 であるから、式(1)は

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{KM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2)$$

のように書ける。 V_{KM} の表現としてもっともよく用いられるのは Wolfenstein 表示

$$V_{KM} \simeq \begin{pmatrix} 1 - (\lambda^2/2) & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - (\lambda^2/2) & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (3)$$

である。ここで λ, A, ρ, η は実数であり、除去できない複素位相は V_{ub} と V_{td} に複素数の形で押し込められている。

また、 V_{KM} がユニタリー行列であるという数学的な条件によって、 V_{KM} の要素間にはユニタリー条件とよばれる恒等式 ($V_{KM} V_{KM}^\dagger = 1$) が成立する。その中でも Belle 実験にとってもっとも重要なユニタリー条件が

$$V_{ud} V_{ub}^* + V_{cd} V_{cb}^* + V_{td} V_{tb}^* = 0 \quad (4)$$

である。ユニタリー条件は複素平面上にユニタリティ三角形と呼ばれる図形を描く。そして式(4)に対応するユニタリー

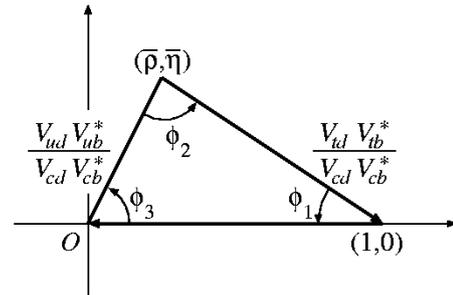


図1 ユニタリー条件(式(4))に対応するユニタリティ三角形。

条件は、図1のような三角形を描く。ユニタリティ三角形の内角 ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 を図のように定義する。Belle 実験では三角形の辺の長さや内角を測定することにより小林・益川理論を検証する。もしも内角の一つが 0° でなければ、 KM 行列が複素位相を持つことを意味し、それは CP 対称性が破れていることと同値である。本稿では内角のうち ϕ_1 および ϕ_2 の測定に焦点を当てて記述する。

2 $B^0-\bar{B}^0$ 混合と CP の破れ

中性 B 中間子である B^0 と \bar{B}^0 は、図2に示すダイアグラムを通じて常に互いに入れ替わっている。これを $B^0-\bar{B}^0$ 混合という。入れ替わりの頻度は、 B^0 中間子の寿命 ~ 1.5 ps に対して ~ 0.5 回/ps である。

三田一郎教授らは、 $B^0-\bar{B}^0$ 混合を用いれば、 B 中間子系における CP 対称性の破れを測定する実験が実現可能であることを示した[3]。まず中性 B 中間子が CP 固有終状態 f_{CP} に崩壊する過程を考える。 f_{CP} は CP 固有状態であるから $B^0 \rightarrow f_{CP}$ と $\bar{B}^0 \rightarrow f_{CP}$ のいずれの崩壊も可能である。つぎに $B^0-\bar{B}^0$ 混合を考慮すると、 B^0 中間子の f_{CP} への崩壊は、 $B^0 \rightarrow f_{CP}$ のほか $B^0-\bar{B}^0$ 混合を経由した $B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow f_{CP}$ 崩壊も可能であることがわかる。 $B^0-\bar{B}^0$ 混合のダイアグラムに

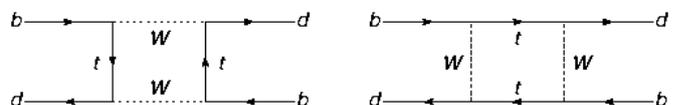


図2 $B^0-\bar{B}^0$ 混合を惹き起こすダイアグラム。

は V_{td}^2 が含まれているため, $B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow f_{CP}$ の崩壊振幅は $B^0 \rightarrow f_{CP}$ に対して $2(\phi_1 - \phi_D)$ の位相差をもつ。ここで, $2\phi_D$ は $B^0 \rightarrow f_{CP}$ と $\bar{B}^0 \rightarrow f_{CP}$ の位相差である。始状態と終状態が同一で位相の異なる 2 つの経路が存在するので, 両者は量子力学的な干渉を起こし, CP 対称性の破れとして現れるので, 位相差を測定することが可能となる。

3 B ファクトリー実験の手法

B ファクトリー実験では中性 B 中間子は $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0$ 崩壊によって得られる。いま, 2 つの B 中間子の一方が CP 固有状態 f_{CP} に崩壊し, 他方がフレーバー特定状態 f_{tag} に崩壊したとする。 $B \rightarrow f_{CP}$ の崩壊時刻を t_{CP} , $B \rightarrow f_{tag}$ の崩壊時刻を t_{tag} とするとき, 崩壊時間差 $\Delta t \equiv t_{CP} - t_{tag}$ の分布は

$$\mathcal{P}(\Delta t, q; S, \mathcal{A}) = \frac{e^{-|\Delta t|/\tau_{B^0}}}{4\tau_{B^0}} \left\{ 1 + q \cdot [\mathcal{S} \sin(\Delta m_d \Delta t) + \mathcal{A} \cos(\Delta m_d \Delta t)] \right\} \quad (5)$$

に従う。ここで $q = \pm 1$ は $B \rightarrow f_{tag}$ に崩壊した B 中間子のフレーバーで, $B^0 \rightarrow f_{tag}$ のとき $q = +1$ である。また $\tau_{B^0} \sim 1.5 \text{ ps}$ は中性 B 中間子の寿命, $\Delta m_d \sim 0.5 \text{ ps}^{-1}$ は $B^0 - \bar{B}^0$ 混合の頻度を示す。そして S と \mathcal{A} が実験で決めるべき CP 対称性の破れを示すパラメータで B 中間子の崩壊モードによる値である。 $S = -\eta_{CP} \sin 2(\phi_1 - \phi_D)$ (η_{CP} は f_{CP} の CP 固有値) であり, \mathcal{A} は「直接的 CP 対称性の破れ」を表す量である。ここで, S は $B^0 - \bar{B}^0$ 混合に関与する $V_{td} V_{tb}^*$ と f_{CP} への崩壊の KM 要素の位相の差 ($\phi_1 - \phi_D$) を測定することになることに注目されたい。即ち, f_{CP} の KM 位相に応じてユニタリ三角形の内角を測定することができる。なお,

$$\begin{aligned} A(\Delta t) &\equiv \frac{\mathcal{P}(\Delta t, +1; S, \mathcal{A}) - \mathcal{P}(\Delta t, -1; S, \mathcal{A})}{\mathcal{P}(\Delta t, +1; S, \mathcal{A}) + \mathcal{P}(\Delta t, -1; S, \mathcal{A})} \\ &= S \sin(\Delta m_d \Delta t) + \mathcal{A} \cos(\Delta m_d \Delta t) \end{aligned} \quad (6)$$

を asymmetry 分布という。 $S = 0.65, \mathcal{A} = 0$ の場合の式(5)の分布を図 3 に示した。

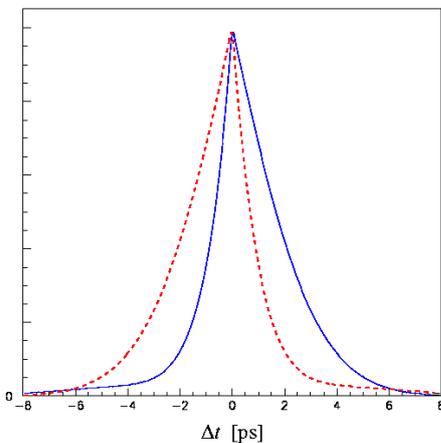


図 3 $S = 0.65, \mathcal{A} = 0$ の場合の式(5)の分布。実線が $q = +1$ に, 破線が $q = -1$ に対応する。

$\Upsilon(4S)$ 中間子から崩壊した 2 つの中性 B 中間子とともに崩壊しないで存在している限り, 2 つはかならず $B^0 - \bar{B}^0$ のペアで存在し, $B^0 - B^0$ や $\bar{B}^0 - \bar{B}^0$ のペアでは存在しえない。これはボーズ統計に由来する。 $\Upsilon(4S)$ は $S = 1$ 粒子であり B^0 と \bar{B}^0 は $S = 0$ 粒子であるから B 中間子対の軌道角運動量は $L = 1$ となる。他方 B^0 も \bar{B}^0 もボーズ粒子であることからこれらが 2 個存在する場合には交換対称でなければならないが, $L = 1$ によって交換関係は反対称になってしまう。したがって, 同種粒子は許されないのである。つまり, f_{tag} に崩壊したのが B^0 であるならば, $B^0 \rightarrow f_{tag}$ の崩壊の瞬間の他方の B 中間子のフレーバーはかならず \bar{B}^0 となる。($\bar{B}^0 \rightarrow f_{tag}$ 崩壊の場合は B^0 がフレーバーとなる。) そして残された B 中間子は単独で $B^0 - \bar{B}^0$ 混合をしながらやがて f_{CP} に崩壊する。

B ファクトリー実験ではおおまかに以下の手順によって S と \mathcal{A} を決定する:

1. $B \rightarrow f_{CP}$ に崩壊した B 中間子を含む事象を集める。
2. $B \rightarrow f_{tag}$ 崩壊で生じた生成粒子の情報を用いて事象ごとに q を決定する。
3. 事象ごとに Δt を決定する。
4. 得られた Δt と q の情報から S と \mathcal{A} を決定する。

次節以降ではこの手順を順に説明する。

4 $B^0 \rightarrow (c\bar{c})K^0$ 崩壊の再構成

$B^0 \rightarrow (c\bar{c})K^0$ 崩壊として $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0, J/\psi K_L^0, \psi(2S)K_S^0$, および $\chi_{c1} K_S^0$ の各崩壊を用いる。ここで $J/\psi K_L^0$ の CP 固有値は $+1$, それ以外は -1 である。 $B^0 \rightarrow (c\bar{c})K^0$ 崩壊は図 4 に示される $b \rightarrow c\bar{c}s$ 遷移によって惹き起こされる。このダイグラムは V_{ub} も V_{td} も含まないため, 崩壊振幅に複素位相が含まれない。そのためユニタリティ三角形の内角 ϕ_1 を直接測定でき, 標準理論では

$$\mathcal{S}_{SM} = -\eta_{CP} \cdot \sin 2\phi_1, \quad \mathcal{A}_{SM} \approx 0$$

と予想されている。

J/ψ 中間子は $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ と $e^+ e^-$ の各崩壊を用いて再構成した。 $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ 崩壊は非常に低いバックグラウンドで再構成できるので, レプトンに対する同定条件は緩く設定した。不変質量について, まず $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 崩壊の再構成では $-60 < M_{\mu^+ \mu^-} - m_{J/\psi} < 36 \text{ MeV}/c^2$ を要求した。他方,

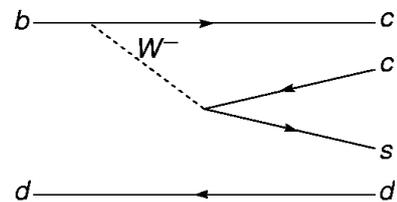


図 4 $B^0 \rightarrow (c\bar{c})K^0$ 崩壊を惹き起こす $b \rightarrow c\bar{c}s$ 遷移。

$J/\psi \rightarrow e^+e^-$ 崩壊の再構成では, radiative γ の効果を取り込むため e^+, e^- の運動量ベクトルに対して 0.05rad 以下の運動量ベクトルをもつ γ のエネルギーも不変質量の計算に含めた。それでもエネルギーを持ち逃げされてしまうため, $-150 < M_{e^+e^-} - m_{J/\psi} < 36\text{MeV}/c^2$ と不変質量の領域を下側に広く設定した。

$\psi(2S)$ および χ_{c1} 中間子は, それぞれ $\psi(2S) \rightarrow \ell^+\ell^-$, $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$, および $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi\gamma$ 崩壊から再構成した。

K_S^0 中間子は $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊を用いて再構成した。 K_S^0 の $c\tau = 2.7\text{cm}$ と寿命が長いこと、崩壊点が IP から r - ϕ 面内で $200\mu\text{m}$ 以上離れていることを要求した。不変質量については $-14 < M_{\pi^+\pi^-} - m_{K_S^0} < 16\text{MeV}/c^2$ を要求した。

$B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ 崩壊の B^0 中間子は J/ψ と K_S^0 の両中間子から再構成した。その質量とエネルギーを計算するに当たっては, e^+e^- 衝突のエネルギー E_{beam} の方が単純に再構成粒子のエネルギーを足し合わせるよりも精度が高いことを利用して,

$$M_{bc} = \sqrt{(E_{\text{beam}}^{\text{cms}})^2 - (\mathbf{p}_{B^0}^{\text{cms}})^2}, \quad \Delta E = E_{B^0}^{\text{cms}} - E_{\text{beam}}^{\text{cms}} \quad (7)$$

のように計算した。ここで上付添字 cms は $\Upsilon(4S)$ の重心系での値を示す。 $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_S^0, \eta_{c1}K_S^0$ も同様に再構成した。図 5 に Belle 実験の $\Upsilon(4S)$ エネルギーでの全データである $772 \times 10^6 BB$ 対から $B^0 \rightarrow (c\bar{c})K_S^0$ 崩壊を再構成したときの M_{bc} 分布を示す(Belle preliminary)。ただしこれは ΔE の信号領域内の B^0 に限定した分布図である。信号領域内の purity は $(c\bar{c})K_S^0$ 全体で 96% であった。

$B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ 崩壊の再構成では, J/ψ 中間子は前述の通りに再構成されたものを用いた。他方 K_L^0 中間子は ECL と KLM の一方または両方を使って同定したが, Belle 検出器の設計から K_L^0 中間子は粒子の同定(すなわち質量)と運動量の向きしかわからない。このため, $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ に崩壊した B^0 中間子では, その質量とエネルギーといった 2 変数を決めることはできない。そこで $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ 崩壊では $\Delta E = 0$ とおき, $\mathbf{p}_{K_L^0}$ の向きと $\mathbf{p}_{J/\psi}$ から \mathbf{p}_{B^0} を計算した。

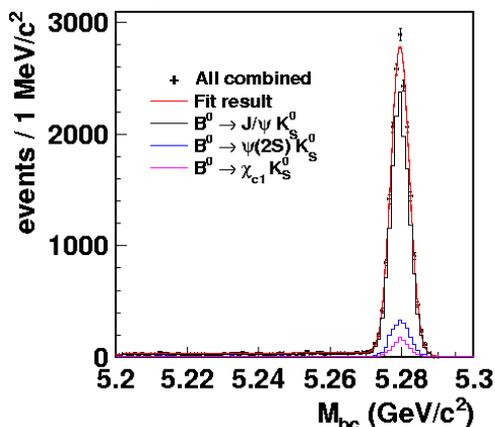


図5 $772 \times 10^6 BB$ 対から $B^0 \rightarrow (c\bar{c})K_S^0$ 崩壊を再構成したときの M_{bc} 分布(Belle preliminary)。

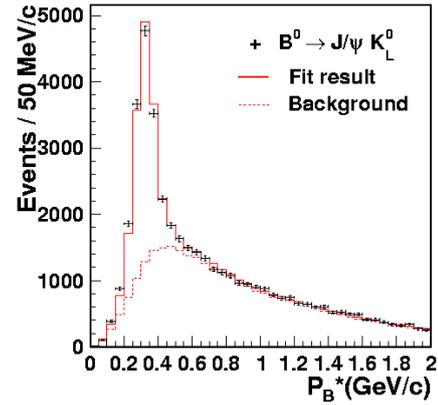


図6 $772 \times 10^6 BB$ 対から $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ 崩壊を再構成したときの $\mathbf{p}_{B^0}^{\text{cms}}$ 分布(Belle preliminary)。

図 6 に $772 \times 10^6 BB$ 対から $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ 崩壊を再構成したときの $\mathbf{p}_{B^0}^{\text{cms}}$ 分布を示す(Belle preliminary)。データ点と MC がよく一致していることがわかる。

信号領域内の purity は 63% であった。

5 B^0 のフレーバーの同定

CP 固有状態への崩壊が再構成された事象に対して, 他方の B 中間子 (f_{tag}) のフレーバーを決定する。 CP 非対称性の大きさは式(6)のように表されるが, 実際の測定では B^0 のフレーバーを誤って同定することがあり, このために本来の値をゆがめてしまう。誤認する確率を w とすると, 測定される CP 非対称性の大きさは,

$$A_{CP}^{\text{obs}} = (1-2w)A_{CP} \quad (8)$$

となる。測定誤差は, 検出効率を ϵ とすると, $(1-2w)\sqrt{\epsilon}$ に反比例する。これより, effective tagging efficiency を $\epsilon_{\text{eff}} \equiv \epsilon(1-2w)^2$ と定義し, この値を出来るだけ大きくすることが CP の破れの大きさを精度よく測定するためには重要となる。

f_{tag} のフレーバーの同定は, CP 崩壊側で使用しなかった全ての荷電粒子の情報を最大限に活用することにより推定する。使用する情報は, 図 7 に示されているような, レプトンや荷電 K 中間子などの電荷になる。Belle では集められた情報変数に対応する多次元の look-up table を作り, 変数

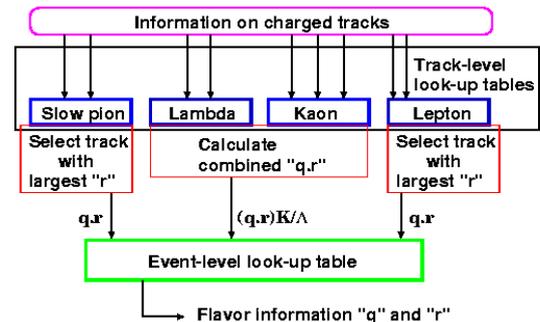


図7 Belle のフレーバー同定方法の概略図。 q および r については本文を参照のこと。

の値に応じてそのテーブルに入れておいたフレーバー同定の情報を取り出すという方法を採用した[4]。テーブルからの出力情報は、 $q \cdot r$ である。 q は f_{tag} のフレーバーで、 $q = 1$ は $f_{\text{tag}} = B^0$ 、 $q = -1$ は $f_{\text{tag}} = \bar{B}^0$ を表す。 r はこのフレーバー同定の確度を表し、 $r = 0$ は、全くフレーバーの同定ができない場合 ($w = 0.5$ と同じ意味)、 $r = 1$ が完璧にフレーバーの同定が出来たという場合 ($w = 0$ と同じ) を表す。 $q \cdot r$ は、テーブルのピンに対応するある特定の変数値をもつ f_{tag} のうちの B^0 の個数を $N(B^0)$ 、 \bar{B}^0 の個数を $N(\bar{B}^0)$ とすると、

$$q \cdot r = \frac{N(B^0) - N(\bar{B}^0)}{N(B^0) + N(\bar{B}^0)} \quad (9)$$

で与えられる。これらのテーブルの値はモンテカルロシミュレーションのイベントを使用して計算した。図 7 に示すように、Belle の方法は、トラックステージとイベントステージの 2 つのステージからなる。CP 側で使用しなかった荷電粒子を、トラックステージで、レプトン、 K 中間子、ラムダ粒子、slow pion の 4 つの種類に分別する。それぞれのカテゴリで、運動量や電荷などいくつかのパラメータを使用した多次元 look-up table が用意されており、そこから $(q \cdot r)_X$ が得られる。この情報が、イベントステージへと送られ、ここでも 3 つの $(q \cdot r)_X$ からなる look-up table があり、一つの q と r が出力される。

この方法で r はイベント毎に与えられる。 r と w は $r = 1 - 2w$ の関係なので、イベント毎の w を出すことは可能であるが、 r はモンテカルロシミュレーションで得られた値なので、実データとの違いが系統的な偏りを作る可能性がある。これを防ぐため、 r を使って、0, 0.1, 0.25, 0.5, 0.625, 0.75, 0.875, 1.0 の間の 7 つの領域に分割して、それぞれの領域のフレーバー同定を間違える確率 $w_l (l = 0, 6)$ は実データにより測定するという方法を取っている。 $l = 0$ の領域はほとんどフレーバーの同定が出来ないというところで、 $w_0 = 0.5$ と固定している。 w_l の測定には、 f_{CP} のかわりにフレーバーの分っている準レプトン崩壊 $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu$ とハドロン崩壊のうち $B^0 \rightarrow D^{(*)-} \pi^+$ 、 $D^{*-} \rho^+$ を再構成する。これらを使用して、表 1 に示すような w_l の値が得られ、 ϵ_{eff} は $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ 崩壊で $(30.1 \pm 0.4)\%$ となった。

表 1 各 r 領域での w と Δw 。 Δw は B^0 と \bar{B}^0 の w の差、 w は平均値である。

r -interval	w	Δw
0.000-0.100	0.5	0.0
0.100-0.250	0.419 ± 0.004	-0.009 ± 0.004
0.250-0.500	0.319 ± 0.003	$+0.010 \pm 0.004$
0.500-0.625	0.223 ± 0.004	-0.011 ± 0.004
0.625-0.750	0.163 ± 0.004	-0.019 ± 0.005
0.750-0.875	0.104 ± 0.004	$+0.017 \pm 0.004$
0.875-1.000	0.025 ± 0.003	-0.004 ± 0.002

6 Δt の決定とその応答関数

Δt の大きさはおよそ 1.5 ps であるが、このような微小な時間を決定することは実験的に極めて困難である。そこで Belle 実験では 2 つの B 中間子が崩壊した時刻を測るかわりに 2 つの B 中間子が崩壊した位置を測り、2 点間の距離を B 中間子の速さで割ることで位置情報を時間情報に焼き直す手順を取っている。すなわち

$$\Delta t \simeq \frac{\Delta z}{(\beta\gamma)c} \quad (10)$$

である(図 8)。Belle 実験では電子-陽電子衝突のエネルギーが一定であることから B 中間子の速さも一定となり、 $\beta\gamma \sim 0.425$ である。ただし式(10)は 2 つの B 中間子が z 軸方向に同じ大きさの運動量を持っている場合のみ等号が成立し、それ以外の場合は近似式となる。典型的な場合、 B 中間子は r - ϕ 面内に 300 MeV/c 程度の運動量を持つ。

崩壊生成粒子の飛跡から崩壊点を決定するにあたり、崩壊点の位置と粒子の飛跡から計算される χ^2 を最小化するような崩壊点を、ラグランジュの未定係数法で探索する方法を採用した。崩壊点の精度よく決定するための方策として、SVD にヒットを持つ荷電粒子のみを使い、崩壊点は IP の広がり範囲内にあること、という条件も課した。

J/ψ 中間子や $\psi(2S)$ 中間子は寿命が無視するほど短い。そこで $B \rightarrow f_{CP}$ の崩壊点は、これらの粒子が 2 つのレプトンに崩壊した点をもって代用した。 $B \rightarrow f_{CP}$ の崩壊点の測定精度は $\sim 75 \mu\text{m}$ であった。

他方 $B \rightarrow f_{\text{tag}}$ 崩壊の崩壊点は、 $B \rightarrow f_{CP}$ 崩壊の再構成に使われなかったすべての粒子を用いて再構成した。 $B \rightarrow f_{\text{tag}}$ 崩壊には K_S^0 や D^+ 、 D^0 といった寿命が長めの粒子が含まれることがある。これらの粒子の崩壊点は B 中間子の崩壊点から有意にずれる(図 9)ため、 $B \rightarrow f_{\text{tag}}$ のすべての崩壊生成粒子を同等に扱うと崩壊点の決定精度が悪化する。

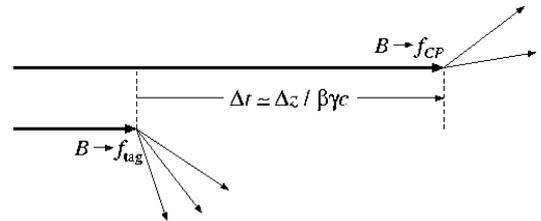


図 8 2 つの B 中間子の崩壊点の測定と Δt の計算。

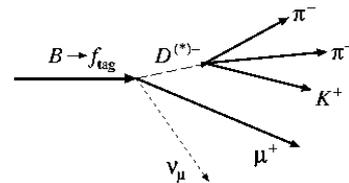


図 9 $B^0 \rightarrow D^{(*)-} \mu^+ \nu$ 崩壊の模式図。 D^- 中間子は続いて $K^+ \pi^- \pi^-$ に崩壊している。 D^- 中間子には有意に長い寿命をもつため、 μ^+ 、 K^+ 、 π^- 、 π^- の 4 粒子を使って B^0 中間子の崩壊点を決定すると、 D^- 中間子の飛距離の分だけ崩壊点の位置がずれる。

同一の崩壊点から発生していない粒子群を同一の崩壊点から発生したものと思い込んで崩壊点を決定しようとする、その χ^2 が大きくなる。そこで、寿命が長めの粒子から崩壊してきた粒子(secondary particle)をなるべく排除するため、 χ^2 に上限値を設定した。もしも χ^2 が上限値を超えた場合は最大の χ^2 を与える粒子をひとつ排除して再度崩壊点を決定した。この過程を χ^2 が十分小さくなるまで繰り返した。ただし、高い運動量を持つレプトンは $B^0 \rightarrow D^{*0} \ell^+ \nu_\ell$ 崩壊のように B 中間子から直接崩壊していると考えられるので、そのようなレプトンはどのような場合であっても排除しなかった。 $B \rightarrow f_{\text{tag}}$ の崩壊点の測定精度は $\sim 165 \mu\text{m}$ であった。

このように決定された Δt の値には実験的な不定性が付随する。そして後段で S と A を決定する際には、不定性の強さ(測定精度の悪さ)に応じて事象の重みが相対的に下げられる。従って Δt の不定性を決定することは正確な S と A の決定に欠かせない。Belle 実験では Δt 不定性の起源として以下の3項目を想定して対処した[5]：

1. 検出器応答の不定性、
2. $B \rightarrow f_{\text{tag}}$ の崩壊点を決定する際に secondary particle が混ざり込む効果、
3. $\Delta t \simeq \Delta z / (\beta\gamma)c$ の近似による効果。

SVDとCDCによって検出された荷電粒子の飛跡(すなわち位置と運動量)には検出器由来の測定誤差が付随する。 B 中間子の崩壊点を決定する際にもこの誤差は伝播し、崩壊点の決定誤差となる。したがって理想的には崩壊点の決定誤差がそのまま検出器応答の不定性に対応するのだが、実際の実験ではこの通りにならずにほとんどの場合で崩壊点の決定誤差は実際の不定性よりも小さく見積もられる。Belle 実験では、崩壊点決定時の χ^2 に比例する定数を崩壊点の決定誤差にかけ合わせることで不定性を見積もりが適切になることを経験的に見出し、このモデルを採択することとした。

Secondary particle が $B \rightarrow f_{\text{tag}}$ の崩壊点決定に混ざり込む影響については、 K_S^0 や D 中間子の飛距離がおおむね指数関数に従うことに着目し、指数関数を基調とした経験的なモデルを採択した。

$\Delta t \simeq \Delta z / (\beta\gamma)c$ の近似による効果は、その不定性が B 中間子の運動量の向きと大きさを使って運動学的に完全に予測できる。したがってこの近似に由来する不定性は運動学に従って計算されるモデルを使用した。以上の効果が全体で Δt 決定の不定性を与える。 Δt の応答関数はこの3つの関数モデルの畳み込みによって表現した。

7 $\sin 2\phi_1$ と A の決定

事象ごとに得られた Δt と q の情報を用い、最尤関数法によって $\sin 2\phi_1$ と A を決定した。標準模型によれば $(c\bar{c})K_S^0$ 崩壊については $S_{\text{SM}} = \sin 2\phi_1$ となり、 $J/\psi K_L^0$ 崩壊については $S_{\text{SM}} = -\sin 2\phi_1$ となるが、本研究では $(c\bar{c})K_S^0$ と $J/\psi K_L^0$ を同時に用いたので決定パラメータを $\sin 2\phi_1$ としたことに注意されたい。最尤関数 $L(\sin 2\phi_1, A)$ は以下の通りに定義される：

$$L(\sin 2\phi_1, A) = \prod_{i=1}^N \mathcal{P}_i(\Delta t_i, q_i; \sin 2\phi_1, A) \quad (11)$$

ここで N は事象の総数で $\mathcal{P}_i(\Delta t_i, q_i; \sin 2\phi_1, A)$ は Δt と q の確率密度関数である。さらに \mathcal{P}_i は以下のように構築される：

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_i(\Delta t_i, q_i; \sin 2\phi_1, A) = & (1 - f_{\text{ol}}) \cdot f_{\text{sig}} \times \frac{e^{-|\Delta t_i|/\tau_{B^0}}}{4\tau_{B^0}} \\ & \times \left\{ 1 - q_i \Delta w_i + q_i (1 - 2w_i) \cdot [\sin 2\phi_1 \sin(\Delta m_d \Delta t_i) + A \cos(\Delta m_d \Delta t_i)] \right\} \\ & \otimes R_i(\Delta t_i) + (1 - f_{\text{ol}}) \cdot (1 - f_{\text{sig}}) \cdot P_{\text{bkg}}(\Delta t_i) + f_{\text{ol}} P_{\text{ol}}(\Delta t_i) \end{aligned} \quad (12)$$

右辺第1項は Δt の応答関数 $R_i(\Delta t)$ を含んだ信号部分の Δt 分布、第2項はバックグラウンド成分の Δt 分布、第3項は分量はわずかだが非常に広い幅をもつ分類不能の成分を意味する。 f_{sig} は事象ごとの信号確率で、図5や図6をもとに構築したモデルに従って計算した。 $P_{\text{bkg}}(\Delta t)$ の分布は $M_{bc} - \Delta E$ や $p_{B^0}^{\text{cms}}$ の信号領域から十分はなれた場所にある事象の Δt 分布のモデル化やモンテカルロシミュレーションによる推定によって決定した。 $P_{\text{ol}}(\Delta t)$ の分布はガウス分布でモデル化し、そのパラメータは Δt の信号領域を $|\Delta t| < 70 \text{ ps}$ と τ_{B^0} よりも十分長くとることによって決定した。 σ_{ol} は $\sim 30 \text{ ps}$ 、 f_{ol} は0.4%であった。

Belleでは、収集した全データ772M ($M = 10^6$)個の $B\bar{B}$ 対を解析して、最終的に

$$\begin{aligned} \sin 2\phi_1 &= +0.668 \pm 0.023 \pm 0.013, \\ A &= +0.007 \pm 0.016 \pm 0.013 \end{aligned} \quad (13)$$

と決定した(Belle preliminary)。図10に実験で得られた Δt 分布と最尤関数法で決定されたフィット曲線、および asymmetry 分布を示す。ただし、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ 崩壊については $-\Delta t$ をパラメータとして分布を描いてある。

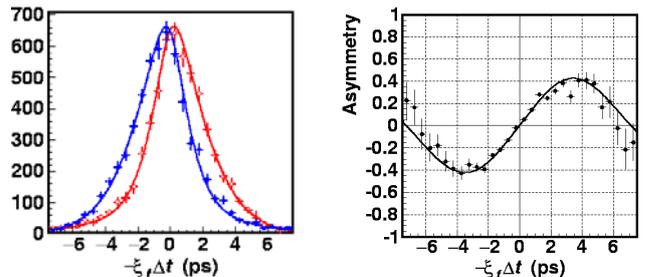


図10 772 × 10⁶個の $B\bar{B}$ 対における $c\bar{c}K_S^0$ 崩壊の Δt 分布図と最尤関数法で決定されたフィット曲線(左)、および asymmetry 分布。ただし、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ 崩壊については $-\Delta t$ をパラメータとして分布を描いた。

また参考のため、表 2 に Belle 実験による $\sin 2\phi_1$ の決定の歴史を示した。2001 年夏に 31.3 M の $B\bar{B}$ 対のデータで 5σ 以上の有意性で CP の破れを発見し、その後精度を上げた測定を行ってきた。

Belle 実験の最終結果も取り込んだ Heavy Flavor Averaging Group による $\sin 2\phi_1$ の最新の平均値は

$$\begin{aligned}\sin 2\phi_1 &= +0.679 \pm 0.020, \\ \phi_1 &= (21.4 \pm 0.8)^\circ\end{aligned}\quad (14)$$

である(他の実験の結果から $\phi_1 = 68.6^\circ$ の解は unlikely である)[13]。

表 2 Belle 実験による $\sin 2\phi_1$ の決定結果の歴史。ただし 2011 年の結果は preliminary である。

発表年 [文献]	データ量	$\sin 2\phi_1$	$J/\psi K^0$ 以外に 用いた崩壊
2001[6]	11.2M $B\bar{B}$	$+0.58^{+0.32+0.09}_{-0.34-0.10}$	$\psi(2S)K_S^0, \chi_{c1}K_S^0,$ $\eta_c K_S^0, J/\psi\pi^0$
2001[7]	31.3M $B\bar{B}$	$+0.99 \pm 0.14 \pm 0.06$	$\psi(2S)K_S^0, \chi_{c1}K_S^0,$ $\eta_c K_S^0, J/\psi K^{*0}$
2002[8]	85M $B\bar{B}$	$+0.719 \pm 0.074 \pm 0.035$	$\psi(2S)K_S^0, \chi_{c1}K_S^0,$ $\eta_c K_S^0, J/\psi K^{*0}$
2005[9]	152M $B\bar{B}$	$+0.728 \pm 0.056 \pm 0.023$	$\psi(2S)K_S^0, \chi_{c1}K_S^0,$ $\eta_c K_S^0, J/\psi K^{*0}$
2005[10]	386M $B\bar{B}$	$+0.652 \pm 0.039 \pm 0.020$	—
2007[11]	535M $B\bar{B}$	$+0.642 \pm 0.031 \pm 0.017$	—
2011[12]	772M $B\bar{B}$	$+0.668 \pm 0.023 \pm 0.013$	$\psi(2S)K_S^0, \chi_{c1}K_S^0$

8 ϕ_2 の測定

ϕ_2 の測定は、 ϕ_1 の測定による CP の破れの見出し後、小林・益川理論の検証のための次の内角の測定として期待されていた。Belle 実験でも最初の $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ の結果[14]は 2002 年 3 月に発表され、時間依存性を用いた CP 非対称性の測定では $B^0 \rightarrow c\bar{c}K^0$ に次ぐものであった。

ϕ_2 を測定するのに使用する崩壊過程は、 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $B^0 \rightarrow \rho\pi$, $B^0 \rightarrow \rho\rho$ など、 $b \rightarrow u$ の遷移により崩壊する過程である。 $b \rightarrow u$ 遷移は、図 11 のツリーダイアグラムのようになっており、崩壊振幅に V_{ub} が入っているので、時間に依存する崩壊振幅を計算すると、 $S = \sin 2\phi_2$, $A \simeq 0$ が得られる。しかし、この崩壊過程では、もう一つループをもつペンギンダイアグラムで記述される $b \rightarrow d$ 遷移があり、 V_{ub}

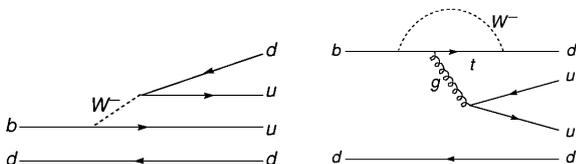


図 11 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊。ツリー(左)とペンギン(右)ダイアグラム。

とは位相の異なる V_{td} をもつので、 S は $\sin 2\phi_2$ からずれ、 A もゼロではなくなる。ループダイアグラムの寄与が無視できないくらい大きい場合には、 ϕ_2 の値を正しく求めるためには工夫をする必要がある。これは、使用する崩壊過程や、解析手法によっていくつかの方法がある。

上述のように、 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊を用いた測定は、 ϕ_2 の測定の中では最初に試みられたものである。この崩壊は、他の過程に比べ、再構成が比較的容易でありイベント数が多い。 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊の再構成は、反対の電荷を持つ荷電 π 中間子対を選んで、不変質量が B^0 付近にあり、 $\Upsilon(4S)$ の重心系でのエネルギーが、衝突エネルギーの半分になっているということを要求するという比較的簡単なものである。しかし、使用しているのが、 π 中間子のみということと、この容易で余り制約をかけられない再構成の方法が災いして、背景事象はシグナルを埋め尽くして見えないくらい大量に存在する。この背景事象のうち主なものは、 $B^0 \rightarrow K^+\pi^+$ 崩壊と、 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$) 過程から来るものの二つからなる。 $B^0 \rightarrow K^+\pi^+$ 崩壊では、荷電 K 中間子を π と間違えると、 $\pi^+\pi^-$ 事象になってしまう。軽い粒子に間違えるので、その分エネルギーが本来の値より小さくなってしまふ。再構成された B^0 中間子のエネルギーでは、信号事象の分布の中央値より約 40 MeV 低いところにこの背景事象が現れる。この再構成された B^0 中間子のエネルギーの分布の幅はその半分の約 20 MeV、 $B^0 \rightarrow K^+\pi^+$ 崩壊の崩壊分岐比は $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊の 4 倍あるので、 K/π の識別をしないと、信号は背景事象に埋もれ見えなくなる。Belle 実験では、高性能の K/π 識別能力を持つ検出器が組み込まれており、この識別を高精度で行える。 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 過程では、 $\Upsilon(4S)$ の重心系で、粒子は反対方向にジェット状に生成され連続的な運動量分布をもつ。従って、逆方向にそれぞれクォークの約半分のエネルギーをもつ反対電荷の π 中間子対を生成することは珍しくはなく、大量の背景事象が起こる。これらを信号事象と区別するために、事象の形状の違いを利用する。信号事象は、 $\Upsilon(4S)$ から 2 つの B^0 中間子が発生しそれぞれが独立に崩壊するという過程をたどる。この時 B^0 中間子の運動量は約 300 MeV/c と遅いため、終状態にある粒子は四方に特に偏りもなく飛んでいくことが予想される。一方、 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 過程で出てくる粒子は、球状ではなく、ジェット状に分布する。この形状の違いを数値化する。いろいろな解析が行われ、現在では Fox-Wolfram moment[15] を改良したモーメントを fisher discriminant[16] を利用して線形結合をした値と、 B^0 中間子の飛行方向などの値を利用して、事象毎に信号らしさ L を計算する。図 12 に $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊の候補事象の ΔE 分布を示す。背景事象として、 B 中間子の三体の稀崩壊から来るものもあるが、 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ の信号領域内にはほとんど入ってこないで、以下の CP 非対称度のフィットでは無視することにした。

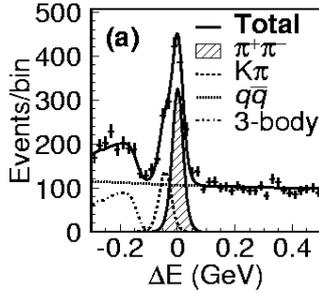


図12 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊の ΔE プロット。信号が見えやすくなるよう実際に使用している選択条件より多少厳しい選択条件を課している。

信号事象の再構成後の、崩壊点の決定、フレーバーの同定は、 ϕ_1 の測定と同じ方法を用いて行う。最初の $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊の CP の破れの測定は 48 $MB\bar{B}$ 対を使用し、結果は

$$S_{\pi\pi} = -1.21^{+0.38+0.16}_{-0.27-0.13}$$

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

であった。最新の結果は、535 $MB\bar{B}$ 対を使用して行った解析で、

$$S_{\pi\pi} = -0.61 \pm 0.10 \pm 0.04$$

$$A_{\pi\pi} = +0.55 \pm 0.08 \pm 0.05$$

となっている[17]。 Δt 分布と asymmetry プロットを図13に示す。 $A_{\pi\pi}$ がゼロではなく、大きな直接的 CP 対称性の破れがあることを示している。最初の測定からすでに 2.9σ の有意性を示し、2004年1月に152 $MB\bar{B}$ 対のデータによる測定で 3.2σ の有意性で B 中間子では初めて直接的 CP 対称性の破れの証拠を発表したが[18]、BaBar の測定が小さな値であったので、認知は保留された。最新の結果による世界平均は、 $A_{\pi\pi} = 0.38 \pm 0.06$ [13] で 5σ 以上の有意性である。

大きな $A_{\pi\pi}$ は、ループダイアグラムからの崩壊が無視できなくて、 $S_{\pi\pi} = \sin 2\phi_2$ からずれていることを示している。このため、 ϕ_2 からの位相のずれを見積るために Gronau-

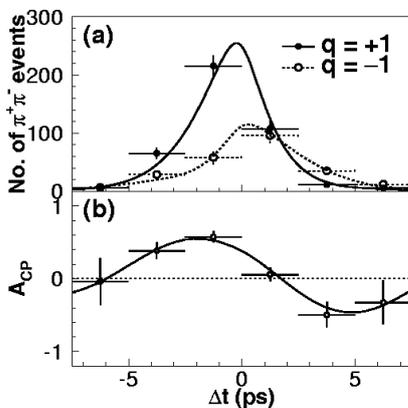


図13 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊の (a) Δt 分布と (b) asymmetry プロット。誤差付きの点は実データで、線はフィットの結果を射影したもの。

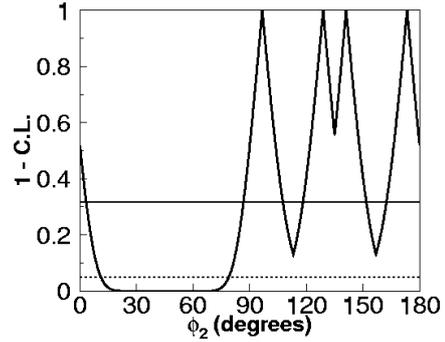


図14 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊でアイソスピンの関係性を利用して出した、 ϕ_2 に対する 1-C.L. プロット (C.L. は confidence level の略)。実線と破線は、それぞれ C.L. = 68.3% (1σ) と 95% を表す。

London により提唱されたアイソスピン対称性を利用した解析[19]を行う。 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0$ と $B^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ の崩壊分岐比と、 $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ の直接的 CP の破れの大きさ ($A_{\pi^0\pi^0}$) と、 $S_{\pi\pi}, A_{\pi\pi}$ から、この位相差を見積ることができ、 ϕ_2 を求めることが出来る。2007年までの Belle 実験の結果を用いて求めたところ、図14のようになり、 $\phi_2 = (97 \pm 11)^\circ$ が得られた。図に見るように、この方法では多重の不定性が出る。

$B^0 \rightarrow \rho\pi$ 崩壊は終状態が2つの荷電 π 中間子と1つの中性 π 中間子に壊れ、 $B^0 \rightarrow \rho^0\pi^0, \rho^\mp\pi^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ の3つの中間状態がある。この中間状態の干渉を Dalitz 振幅解析で解きほぐすことにより、 $\sin 2\phi_2$ ではなく直接 ϕ_2 を求めることが出来るようになり、原理的には多重の不定性を回避することができる。 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊の再構成の方法は、中性 π 中間子が一つ増えた以外は $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ の場合とあまり変わらない。 CP 非保存のパラメータは、 Δt と二個の Dalitz パラメータの分布に対する3次元フィットを行う。Belle では449 $MB\bar{B}$ 対のデータを使って測定を行った[20]。この解析では、Dalitz 平面を記述するパラメータをどれにするか、検出効率の Dalitz 平面依存性をどのように補正するか、フィットで求めるパラメータをどのように取ると収束性がよくなるかなど、非常に大変な作業が多々あった。得られた結果は 68.3% (1σ) の信頼区間で $68^\circ < \phi_2 < 95^\circ$ である。

$B^0 \rightarrow \rho^+\rho^-$ 崩壊は、擬スカラー粒子の B^0 が2つのベクトル粒子 $\rho^+\rho^-$ に崩壊する過程なので、終状態は1つの縦偏極と2つの横偏極の混合状態になっている。偏極の状態によって CP 固有値も変わるので、 CP の破れを測定するためには、偏極の混合比も測定する必要がある。幸い、ほぼ100%近く縦偏極であり $CP = +1$ の状態が支配的であることが分かった。535 M の $B\bar{B}$ 対を使用して得られた結果は、

$$A_{\rho^+\rho^-} = +0.16 \pm 0.21 \pm 0.07$$

$$S_{\rho^+\rho^-} = +0.19 \pm 0.30 \pm 0.07$$

である[21]。この場合も $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ と同じようにアイソスピンの関係性を利用して、 ϕ_2 を求めることが可能である。

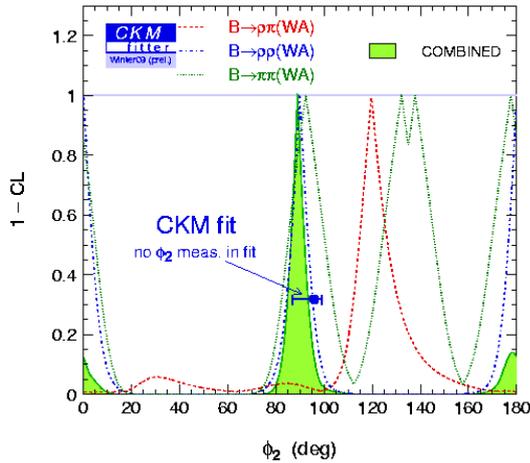


図 15 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $B^0 \rightarrow \rho\pi$, $B^0 \rightarrow \rho\rho$ を使用した ϕ_2 に対する 1-C.L. プロット。

$B^0 \rightarrow \rho^0\rho^0$ 崩壊の崩壊分岐比が $B^0 \rightarrow \rho^+\rho^-$ および $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0$ の崩壊分岐比に比べてずっと小さいために、 ϕ_2 からの位相のずれが小さい点が有利である。Belle 実験では $B^0 \rightarrow \rho^0\rho^0$ の有意な信号はまだ見付かっていないため、上限値を使って求めた現在の結果は 1σ の信頼区間で $(91.7 \pm 14.9)^\circ$ である。

2011 年現在の Belle 実験と Babar 実験で得られた ϕ_2 に対する制約は図 15 のようになっていて、 1σ に相当する信頼区間は $\phi_2 = (89.0^{+4.4}_{-4.2})^\circ$ である。

現在、Belle 実験では取得した全てのデータを使用してこれら ϕ_2 の測定をアップデートするための解析が進行中である。

9 新しい CP の破れの探索： $b \rightarrow s\bar{q}q$ 崩壊

ペンギンダイアグラム $b \rightarrow s\bar{q}q$ ($q = u, d, s$) による崩壊は、標準理論では W 粒子とアップタイプクォーク (u, c, t) の仮想状態のループにより起こり、主にトップクォークの寄与による(図 16)。KM 行列要素は $V_{tb}^*V_{ts}$ であり、その複素位相は $B^0 \rightarrow (c\bar{c})K^0(V_{cs}^*V_{cb})$ と λ の高次の寄与を除いて同じである。従って、CP 固有状態への崩壊モードの CP の破れの大きさは、 $S = -\eta_{CP} \sin 2\phi_1$, $A = 0$ となる。

標準理論でのループの仮想粒子の質量が重いので、標準理論を越える新しい物理による数百 GeV 程度までの重さの粒子のループによるペンギンダイアグラムの寄与の影響が充分大きいことが期待される。これらの新粒子のペンギ

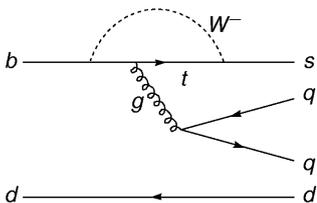


図 16 $b \rightarrow s\bar{q}q$ ペンギンダイアグラム。

ンダイアグラムの複素位相が、標準理論のものとは異なる場合、 S の値は $-\eta_{CP} \sin 2\phi_1$ からずれ、さらにハドロン位相が異なる場合は A は大きな値を持つことが可能である。つまり、 $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ と異なる S または A の値が測定されれば、新しい物理の証拠となる。

$b \rightarrow s\bar{q}q$ による CP 固有状態への崩壊は、数多くありこれまでに精力的に測定がなされてきた。なかでも、 $B^0 \rightarrow \phi K^0, \eta' K^0, K^0 K^0 K^0$ 崩壊は、 $b \rightarrow s\bar{s}s$ ダイアグラムによるものであり、標準理論では他のダイアグラムによる寄与がないので、理論的にも $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ の値からのずれが小さいとされており新しい物理の探索に適している。

一方、 $B^0 \rightarrow \pi^0 K^0, \rho^0 K^0, \omega K^0$ などは、 $b \rightarrow s\bar{u}u$ および $b \rightarrow s\bar{d}d$ ダイアグラムによるものであるが、異なる KM 複素位相をもつ $b \rightarrow us\bar{u}$ ツリーダイアグラムの寄与がある。この場合、新粒子の寄与がなくても、 S と A の値にずれが生じる可能性がある。標準理論でどれだけずれるかおさえる必要があるが、現在のところ理論的な不定性がある。しかし、 $B^0 \rightarrow (c\bar{c})K^0$ の値から大きくずれていれば新しい物理の影響の可能性が高いので、測定することは重要である。

Belle では、早くから $b \rightarrow s\bar{q}q$ ペンギン崩壊の CP の破れの測定に取り組み 2002 年春に $44.8 MB\bar{B}$ 対のデータを使って $B^0 \rightarrow \eta' K_s^0$ 崩壊の測定を行った [22]。 η' は、 $\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ ($\eta \rightarrow \gamma\gamma$) および $\eta' \rightarrow \rho^0\gamma$ ($\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$) の二つの崩壊で再構成された。結果は、

$$S = 0.28 \pm 0.55^{+0.07}_{-0.08}, \quad A = 0.13 \pm 0.32^{+0.09}_{-0.08},$$

と(大きな)誤差の範囲内で $B^0 \rightarrow (c\bar{c})K^0$ の値と一致した。 $B^0 \rightarrow \eta' K^0$ 崩壊は、 $b \rightarrow s\bar{q}q$ ペンギン崩壊のなかでは異常に大きな崩壊分岐比を示し新しい物理の寄与が示唆されていた。しかも、事象数が多いので最も精度のよい測定ができる。535 $MB\bar{B}$ 対のデータを使った解析では、 $B^0 \rightarrow \eta' K_L^0$ 崩壊も加えてさらに統計精度を上げる努力をした [23]。結果は、

$$S = 0.64 \pm 0.10 \pm 0.04, \quad A = -0.01 \pm 0.07 \pm 0.05,$$

であり、充分な統計的有意性 (5.6σ) で CP の破れを示し、 $B^0 \rightarrow (c\bar{c})K^0$ の値とよい一致を見せている。

続いて 2002 年夏には 85 $MB\bar{B}$ 対のデータで $B^0 \rightarrow \phi K_s^0$ 崩壊の測定を行った [24]。 ϕ は、 $\phi \rightarrow K^+ K^-$ で再構成した。 $B^0 \rightarrow (c\bar{c})K^0$ と逆符号の S の値を得たが、統計的には 2.1σ の有意性であった。2003 年夏に、152 $MB\bar{B}$ 対のデータでアップデートしたところ [25]、 $S = -0.96 \pm 0.50^{+0.09}_{-0.11}$ と 3.5σ の有意性のずれとなり、新しい物理の可能性が話題となった。しかし、2004 年夏の 275 $MB\bar{B}$ 対のデータで $S = +0.06 \pm 0.33 \pm 0.09$ と符号が逆転し [26]、2005 年夏の 386 $MB\bar{B}$ 対のデータで [10] $S = +0.44 \pm 0.27 \pm 0.05$ と $B^0 \rightarrow (c\bar{c})K^0$ の値に近づいて有意なずれはなくなった。

$B^0 \rightarrow \phi K_s^0$ 崩壊は、理論的には不定性が小さな優良モードであるが、実験的に精密に測定するには、同じ $K^+K^-K_s^0$ の終状態となる $B^0 \rightarrow f_0(980)$ や $B^0 \rightarrow K^+K^-K_s^0$ 三体崩壊の振幅との干渉項の影響を正しく考慮する必要がある。そのため、 $B^0 \rightarrow K^+K^-K_s^0$ 三体崩壊の Dalitz プロット振幅解析と上述の崩壊時間に依存する CP の破れの解析手法を組合せた解析手法が開発された。この解析では、Dalitz プロット変数 ($M_{K^+K_s^0}^2, M_{K^-K_s^0}^2$) と Δt の3次元フィットを行う。Dalitz プロット振幅は、共鳴粒子 $\phi, f_0(980)$ および f_X (質量約 1.5 GeV のスカラー粒子) を中間状態とする K^+K^- への崩壊をあらゆる Breit-Wigner 関数と共鳴粒子を通さない三体崩壊の振幅の和で表す。この手法では、 $S = \sin 2\phi_1^{\text{eff}}$ ではなく、位相 ϕ_1^{eff} を直接求めることができ、 ϕ と $\pi/2 - \phi$ の二重不定性を回避することができる。フィットにより、 $B^0 \rightarrow \phi K_s^0, f_0(980)K_s^0$, それ以外の $K^+K^-K_s^0$ 三体崩壊の CP の破れを同時に測定することができる。675 MB $B\bar{B}$ 対のデータを使った解析結果[27]を図 17 に示す。結果は、

$$\phi_1^{\text{eff}} = (32.2 \pm 9.0 \pm 3.0)^\circ \quad (\sin 2\phi_1^{\text{eff}} = 0.90_{-0.19}^{+0.09} \text{ に相当}),$$

$$\mathcal{A} = 0.04 \pm 0.20 \pm 0.10$$

と $B^0 \rightarrow (c\bar{c})K^0$ の値と 1σ レベルで一致する。この解析手法は、 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-K_s^0$ 崩壊モードでの、 $B^0 \rightarrow \rho^0K_s^0$ および $f_0(980)K_s^0$ の CP の破れの測定にも使われている[28]。

他にも、多くの崩壊モードで CP の破れの測定を行った。図 18 に、Belle および BaBar の $\sin 2\phi_1^{\text{eff}}$ の最新の結果を示す[13]。 $B^0 \rightarrow (c\bar{c})K^0$ の値から有意にずれているものはなく、ほとんどの崩壊モードでの測定は 1σ レベルの範囲内にあるが、スーパー-B ファクトリーでさらに精度のよい測定をすることにより、新しい物理の影響を発見することが可能である。

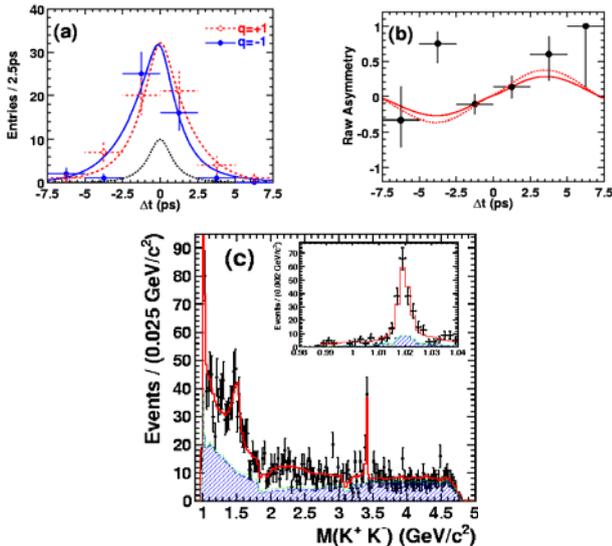


図 17 $B^0 \rightarrow K^+K^-K_s^0$ 崩壊の時間依存の Dalitz プロット振幅解析による $B^0 \rightarrow \phi K_s^0$ の CP の破れの結果。 ϕK_s^0 領域の $r > 0.5$ の事象の Δt 分布(a)および非対称度(b)。(a)の点線は、バックグラウンドを示す。(b)の点線は、 $B^0 \rightarrow (c\bar{c})K^0$ から標準理論で期待される非対称度。(c) K^+K^- 質量分布とフィット結果。実線およびハッチ部は、フィットおよびバックグラウンドを示す。

$$\sin(2\beta^{\text{eff}}) \equiv \sin(2\phi_1^{\text{eff}}) \quad \text{HFAG Beauty 2011 PRELIMINARY}$$

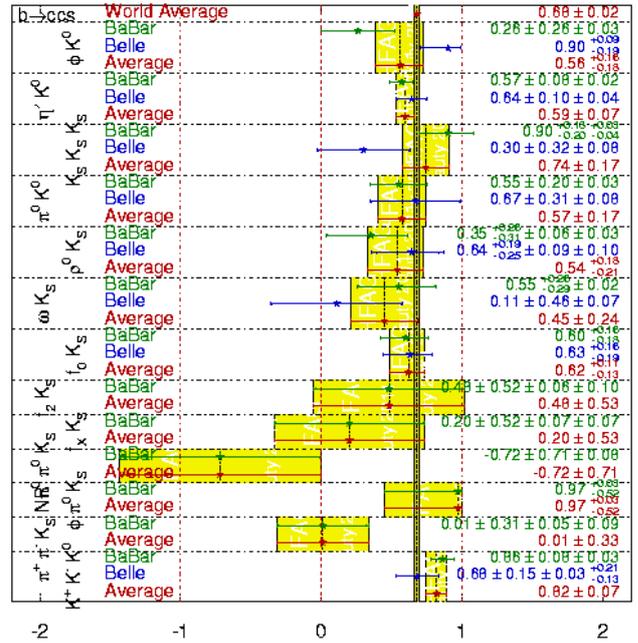


図 18 $b \rightarrow s\bar{q}q$ ペンギン崩壊の CP の破れ $\sin 2\phi_1^{\text{eff}}$ の測定のサマリー[13]。

10 まとめ

B 中間子における CP 対称性の破れの発見と小林・益川理論の検証は、 B ファクトリー実験の最も重要な目的の一つであったが、Belle では上述のように 2001 年に $B^0 \rightarrow (c\bar{c})K^0$ 崩壊で CP 対称性の破れを発見して以来、年々より多くのデータを使って精度を上げた測定を行ってきた。Belle の全データを使った $\sin 2\phi_1$ の測定結果は、4% の精度であり単独では最も精度のよい測定である。世界平均は、3% (ϕ_1 では 0.8°) の精度で、小林・益川理論の検証に大きな役割を果たすと同時に、標準理論を超える新しい物理の探索のための標準理論の基準値となっている。

小林・益川理論の検証には、ユニタリ三角形の他の内角や辺の長さを測定する必要があるが、 ϕ_2 測定を目的とした Belle の $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊の CP の破れの測定は、 B 中間子では初めて直接的 CP 対称性の破れを証拠づけるものであり、小林・益川理論を支持するものであった。 ϕ_2 の測定は、Belle と BaBar の $B \rightarrow \pi\pi, \rho\rho, \rho\pi$ の測定を総合して約 4° の精度が得られている。

$b \rightarrow s\bar{q}q$ ペンギン崩壊の CP の破れの測定は、新しい物理の探索に有効であり、多くの崩壊モードで精力的に測定を行ってきた。これまでの測定では、測定精度の範囲で標準理論と一致しているが、今後スーパー-B ファクトリーにより精度のよい測定により、新しい物理の発見が期待される。

参考文献

- [1] L. H. Christenson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).
- [2] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
- [3] A. B. Carter and A. I. Sanda, Phys. Rev. Lett. **45**, 952 (1980).
- [4] H. Kakuno *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **533**, 516 (2004).
- [5] H. Tajima *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **533**, 370 (2004).
- [6] A. Abashian *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **86**, 2509 (2001).
- [7] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **87**, 091802 (2001);
K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **66**, 032007 (2002).
- [8] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **66**, 071102(R) (2002).
- [9] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **71**, 072003 (2005).
- [10] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), hep-ex/0507037 (2005).
- [11] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 031802 (2007).
- [12] Y. Yusa, presentation in Rencontres de Moriond EW (2011).
- [13] D. Asner *et al.* (Heavy Flavor Averaging Group), arXiv:1010.1589 (2010) and online update at <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag>
- [14] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **89**, 071801 (2002).
- [15] C. C. Fox and S. Wolfram, Phys. Rev. Lett. **41**, 1581 (1978).
- [16] R. A. Fisher, Ann. Eugenics **7**, 179 (1936).
- [17] H. Ishino *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 211801 (2007).
- [18] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **93**, 021601 (2004).
- [19] M. Gronau and D. London, Phys. Rev. Lett. **65**, 3381 (1990).
- [20] A. Kusaka *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 221602 (2007); Phys. Rev. D **77**, 072001 (2008).
- [21] A. Somov *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **76**, 011104 (2007).
- [22] K. -F. Chen *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Lett. B **546**, 196 (2002).
- [23] K. -F. Chen *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 031802 (2007).
- [24] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **67**, 031102 (2003).
- [25] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **91**, 261602 (2003).
- [26] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), hep-ex/0409049 (2004).
- [27] Y. Nakahama *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **82**, 073001 (2010).
- [28] J. Dalseno *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **79**, 072004 (2009).