

# Belle 実験での $b \rightarrow s\bar{q}q$ 崩壊モードの CP 非保存の最近の結果

KEK 素粒子原子核研究所

堺 井 義 秀

yoshihide.sakai@kek.jp

2003 年 10 月 20 日

B 中間子での大きな CP 対称性の破れが、2001 年夏に日・米の B ファクトリー実験 Belle と BaBar グループにより発見されて以来、次のステップとして種々の崩壊モードでの CP 非保存の測定が始まっている。加速器のルミノシティの飛躍的な向上による蓄積データの増大により、この夏新たな展開の兆しが見られた。特に、 $b \rightarrow s\bar{q}q$  ペンギン崩壊モードによる CP 非保存の測定結果は標準理論を越える新しい物理を観測する可能性があり、興味深い。この夏発表された  $B^0 \rightarrow \phi K_S^0$  などの崩壊の結果を紹介する。

## 1. はじめに

CP 対称性は粒子と反粒子の振る舞いが同じであることを意味し、普遍的な対称性と考えられていた。1964 年に中性 K 中間子の崩壊で CP 対称性の破れ (CP 非保存) が発見されて以来、CP 非保存の起源の解明は、物理の基本法則としてのみならず宇宙の物質優位性にも関わる重要な問題として約 40 年にわたって研究されてきた。1973 年に小林誠と益川敏英は、クォークの世代間混合の複素位相が弱い相互作用の CP 非保存の根源であるというモデルを提唱した。クォーク混合の行列 (CKM 行列) が除去できない複素位相を持つ条件として 3 世代 6 種類のクォークを予言し、3 種類 ( $u, d, s$ ) のクォークしか知られていなかった当時では画期的なものであった。今や、6 種類のクォークが発見され、小林・益川モデルは素粒子物理の標準理論の重要な要素となっている。

1980 年に三田一郎らは、中性 B 中間子の CP 固有状態への崩壊において、 $B^0$ - $\bar{B}^0$  混合\*を介して大きな CP 非対称が期待されることを予言した。 $B^0$  も  $\bar{B}^0$  も同じ CP 固有状態に崩壊するので、 $B^0$  から直接崩壊する振幅と、混合による  $\bar{B}^0$  を通しての崩壊振幅の間に干渉

が起る。この干渉項の寄与が  $B^0$  と  $\bar{B}^0$  で異なるため CP 非保存が起るのである。CP 非対称度 ( $A_{CP}$ ) は、 $B^0$ - $\bar{B}^0$  混合と同様に崩壊時間 ( $t$ ) により振動する。崩壊のダイアグラムが 1 種類の場合は、 $A_{CP}(t) = S \sin(\Delta m \cdot t)$  となり、CP 非保存の大きさ  $S$  は崩壊の振幅と  $B^0$ - $\bar{B}^0$  混合に含まれる KM 行列要素の間の位相差のみに依存する。 $B \rightarrow J/\psi K_S^0$  に代表される  $b \rightarrow c\bar{c}s$  崩壊モードの場合 (図 1(a)) は  $S = \sin 2\phi_1$  となる。ここで  $\phi_1$  は、ユニタリー三角形の角の一つである<sup>†</sup>。

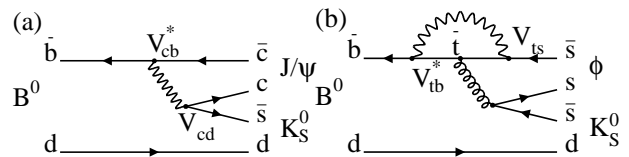


図 1. (a)  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  崩壊のダイアグラム (ツリー)  
(b)  $B^0 \rightarrow \phi K_S^0$  崩壊のダイアグラム (ペンギン)

2001 年夏に予言通り  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  など チャーモニウムと中性 K 中間子の CP 固有状態への崩壊モードで B 中間子初の CP 非保存が発見された [1]。これは、小林・益川モデルを強く支持するものであった。後述のように、その後データ量が増大し測定精度があがり他の測定から標準理論により予測される値と極めて良い一致をみている。これは、さらに強く小林・益川モデルを支持し、その CP 非保存の描像の正しさが確立されたといつてよい。

次の重要なステップは、小林・益川モデルの説くクォークの世代間混合の複素位相が CP 非保存の根源であることをさらに確認することである。これは、ユニ

\*中性 B 中間子 ( $B^0$ ) と 反中性 B 中間子 ( $\bar{B}^0$ ) が時間とともに互いに移り変わる量子力学的現象である。標準理論では中間状態に 2 個の W 粒子と t クォークが現れる Box ダイアグラムで表され KM 行列要素は  $V_{tb}V_{td}^*$  である。

<sup>†</sup>小林・益川行列はユニタリー行列なので、条件の一つ  $V_{ub}V_{ud}^* + V_{cb}V_{cd}^* + V_{tb}V_{td}^* = 0$  は複素平面上での三角形を表す。その内角を  $\phi_1, \phi_2, \phi_3$  とする ( $\beta, \alpha, \gamma$  と呼ばれる)。

タリー三角形の他の角 ( $\phi_2, \phi_3$ ) および 三角形の辺の長さを測定し、整合性を調べるにより行なう。また、(時間積分した)  $B$  と反  $B$  中間子の崩壊比そのものが異なる「直接的 CP 非保存」を確定することも重要である。ここで注目を浴びているのが、 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  崩壊の CP 非保存であるが本記事では触れない。

もうひとつの重要なステップは、標準理論の次のレベルの新理論 (たとえば超対称性理論) を示す現象を探索・発見することである。標準理論は TeV 以下のエネルギー領域での今までの実験結果を矛盾無く説明する非常にすぐれた理論であるが、そのままでは数 TeV 以上のエネルギー領域では破綻することが知られている。多くの新理論は、まだ検知されていない大質量の新粒子を预言する。このような 大質量をもつ新粒子が関与する現象を検知するには  $B \rightarrow \phi K_S^0$  (図 1(b)) のようにループを含むペンギン・ダイアグラムのみにより崩壊するものが最適である。標準理論では、このダイアグラムの KM 行列要素は  $J/\psi K_S^0$  と同じ位相を持ち  $S = \sin 2\phi_1$  が预言される。もし、ループに異なる位相を持つ新粒子が関与している場合は、 $S \neq \sin 2\phi_1$  となる。また、標準理論のペンギン・ダイアグラムと新粒子のダイアグラムとの崩壊振幅の干渉により「直接的 CP 非保存」が起こる可能性があり、CP 非対称度は  $A_{CP}(t) = S \sin(\Delta m \cdot t) + \mathcal{A} \cos(\Delta m \cdot t)$  となる。「直接的 CP 非保存」がある場合は  $\mathcal{A} \neq 0$  である。従って、 $S$  が  $\sin 2\phi_1$  からずれているか  $\mathcal{A}$  がゼロでない測定結果は、標準理論では説明できない新しい物理の証拠となる。

Belle 実験では、 $b \rightarrow s\bar{q}q$  ペンギン・ダイアグラムにより CP 固有状態に崩壊するモード、 $B^0 \rightarrow \phi K_S^0, \eta' K_S^0$  および  $K^+K^-K_S^0$  の CP 非保存の測定を行ない、興味深い結果を今夏発表した。ここでは、それらの結果 [2] を報告する。

## 2. B 中間子での CP 非保存の測定

KEK B ファクトリー加速器は、非対称エネルギーの  $e^+e^-$  衝突型蓄積加速器であり、 $\Upsilon(4S)$  共鳴粒子の質量 ( $10.56 \text{ GeV}/c^2$ ) に重心系のエネルギーを合わせて運転している。1999 年からのデータ収集開始以来 飛躍的な性能の向上を見せている。KEK B ファクトリーは今年 5 月に ついにピークルミノシティで 世界初の  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  の壁を破る快挙を成し遂げた [3]。Belle 実験の蓄積データ量も、B 中間子対数で 昨年夏の 8500 万個から今年夏までには 1 億 5 千万個にほぼ倍増した。

$B^0 \rightarrow \phi K_S^0, \eta' K_S^0$  および  $K^+K^-K_S^0$  崩壊モードの CP 非保存の測定は、基本的には  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  などのゴールデンモードによる  $\sin 2\phi_1$  の測定と同じである。

- (1) 目的とする CP 固有状態の崩壊事象を再構成・選別する。
- (2) CP 固有状態に崩壊したのは  $B^0$  なのか  $\bar{B}^0$  なのか 識別する (フレーバー・タギング)。
- (3) 2 つの B 中間子の崩壊時間差を測定する。
- (4) CP 非対称の大きさ ( $S$  及び  $\mathcal{A}$ ) を、 $B^0$  と  $\bar{B}^0$  の崩壊時間分布を、検出器の測定精度、バックグラウンド、フレーバー・タギング不完全性などの影響を考慮して、最尤法フィットにより求める。

B ファクトリーでは、 $\Upsilon(4S)$  の崩壊で  $B^0\bar{B}^0$  対がコヒーレントな状態で生成されるため、一方が  $B^0(\bar{B}^0)$  に崩壊した時点で 他方が  $\bar{B}^0(B^0)$  と確定する。崩壊時間はその時点を基準とし  $\Delta t$  で表す (従って、負の場合もある)。  $\Delta t$  は 2 個の B の崩壊点の距離 ( $\Delta z$ ) を測定し、 $\Delta t = \Delta z/\beta\gamma c$  により求める。ここで、 $\beta\gamma = 0.425$  は重心系の実験室系に対するローレンツブースト係数である。  $B^0$  と  $\bar{B}^0$  の崩壊の時間分布の差が CP 非対称を表す。フレーバー・タギングは、CP モードに崩壊したのとは別の B 中間子の崩壊の様子を詳細に調べ特定の粒子 (レプトンや K 粒子) の電荷により判別する。詳しくは高エネルギーニュース 第 20 巻 第 2 号の野崎氏の記事を参照されたい [1]。新たに収集されたデータを加えて更新した解析結果を出す毎に、解析に改善を加えているが基本的な部分は変わっていない。

但し、 $B^0 \rightarrow \phi K_S^0, \eta' K_S^0$  および  $K^+K^-K_S^0$  崩壊モードは崩壊率がずっと小さいので、バックグラウンドの抑制・影響に細心の注意を払う必要がある。

$\sin 2\phi_1$  の測定に関しては、今夏 1 億 5 千万個の B 中間子対の中から選別された  $J/\psi K_S^0$  など約 5500 事象を用いて  $\sin 2\phi_1 = 0.733 \pm 0.057(\text{stat}) \pm 0.028(\text{syst})$  という精度を上げた結果を得た。図 2 に、観測された  $B^0$  と  $\bar{B}^0$  の崩壊の  $\Delta t$  分布および非対称度を示す。昨夏の約 9 千万個の B 中間子対から選別された約 2600 イベントによる BaBar の同様の測定  $0.741 \pm 0.067(\text{stat}) \pm 0.033(\text{syst})$  と合わせて 世界平均値  $0.736 \pm 0.049$  が得られている。CP 非保存の発見当初、両実験の結果に  $2\sigma$  レベルの差が見られ物議を醸し出したが、今や測定精度が上がり互いに良い一致を見ている。また、他の測定から標準理論により予測される値  $0.69 \sim 0.73$  と極めて良く一致する。これは、小林・益川モデルの正当性を強く支持するとともに、 $\sin 2\phi_1$  の測定値が標準理論の「基準点」として信頼するに足るものであることを示している。

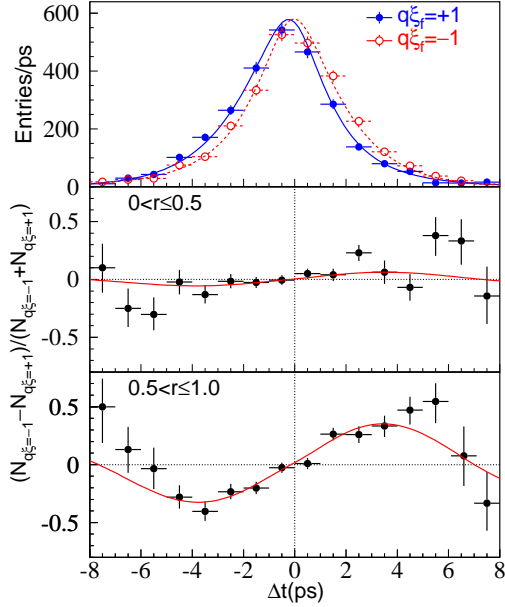


図 2. 観測された  $B^0$  と  $\bar{B}^0$  の崩壊の  $\Delta t$  分布 (上)、および  $\Delta t$  分布分布の非対称度 (中と下)。 $\xi_f$  は崩壊モードの CP 固有値 ( $J/\psi K_S^0$  は  $-1$ 、 $J/\psi K_L^0$  は  $+1$  である)、 $q = +1(-1)$  はタグ側が  $B^0(\bar{B}^0)$  の事象である。CP 固有値が異なると CP 非対称度が逆になるので、 $B^0$  タグと  $\bar{B}^0$  タグを逆にして事象を加えてある。非対称度は、タグの性能の良い事象 (下) とあまり良くない事象 (中) に分けてプロットしてある。カーブは、フィットの結果を示す。

### 3. $b \rightarrow s\bar{q}q$ ペンギン崩壊モードの CP 非保存の測定

昨年夏に初めてこれらの崩壊モードの CP 非対称の測定が試みられ、Belle・BaBar 両実験ともに  $B^0 \rightarrow \phi K_S^0$  で大きな測定誤差ながら標準理論で期待される  $\sin 2\phi_1$  の値とは逆の CP 非対称を示唆しさらにデータを増やしての測定に注目が集まっていた。

$B^0 \rightarrow \phi K_S^0$  と  $\eta' K_S^0$  崩壊は、 $CP = -1$  の固有状態である。 $K^+K^-K_S^0$  崩壊は、三体崩壊なので一般的には CP 固有状態ではないが、 $B^+ \rightarrow K^+K_S^0K_S^0$  崩壊との崩壊比の比較によりほぼ 100%  $CP = +1$  成分が占めていることがわかっている (Belle の測定値を使つての推定は、 $103 \pm 15(\text{stat}) \pm 5(\text{sys}) \%$ )。  $\phi$ 、 $\eta'$ 、 $K_S^0$  は、そ

れぞれ以下の崩壊モードで再構成された。

- $\phi \rightarrow K^+K^-$
- $\eta' \rightarrow \gamma\rho^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)$  および  $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta(\rightarrow \gamma\gamma)$
- $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

$\phi \rightarrow K^+K^-$  では比較的ゆるい K 粒子識別の条件を課すが、 $B^0 \rightarrow K^+K^-K_S^0$  ではバックグラウンドを落とすため、より厳しい K 粒子識別の条件を要求する。また、 $D^0$ 、 $\chi_{c0}$  および  $J/\psi$  からの  $K^+K^-$  対や、 $D^+$  からの  $K^+K_S^0$  は除く。

B 中間子は、ゴールドンモードと同様にビームエネルギー制約質量  $M_{bc} \equiv \sqrt{(E_{\text{beam}}^{\text{cms}})^2 - (p_B^{\text{cms}})^2}$  とエネルギー差  $\Delta E \equiv E_B^{\text{cms}} - E_{\text{beam}}^{\text{cms}}$  の二つの物理量を使って選別される。ここで、 $E_{\text{beam}}^{\text{cms}}$  は重心系のビームエネルギー、 $E_B^{\text{cms}}$  と  $p_B^{\text{cms}}$  は B 候補の重心系のエネルギーと運動量である。フィットには、 $5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$  を満たす事象を使用する。 $\Delta E$  のシグナル領域は、モードごとにエネルギー分解能に応じて設定する ( $|\Delta E|$  で  $0.04 \text{ GeV}$  から  $0.10 \text{ GeV}$ )。

これらの崩壊モードがゴールドンモードと大きく異なる点は、崩壊比がずっと小さいこと、および  $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$  のような「クリーンな」崩壊を使用しないことである。崩壊比は、 $J/\psi K^0$  が  $O(10^{-3})$  なのに対して  $\phi K^0$  は  $O(10^{-5})$  である。そのため、continuum と呼ばれる電子・陽電子対消滅によるクォーク対生成事象  $e^+e^- \rightarrow$

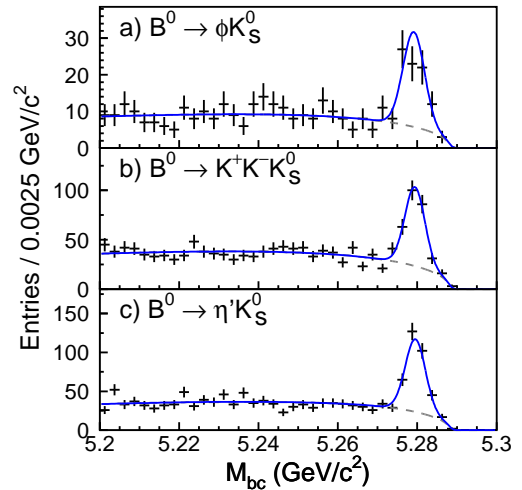


図 3. (a)  $B^0 \rightarrow \phi K_S^0$ , (b)  $B^0 \rightarrow \eta' K_S^0$  および (c)  $B^0 \rightarrow K^+K^-K_S^0$  崩壊の  $M_{bc}$  分布。カーブはフィットの結果を示す。

$q\bar{q}$  ( $q = u, d, s, c$ ) が大きなバックグラウンドになる。これらのバックグラウンドは、重心系で見ると互いに逆向きに粒子が吹き出しているような「ジェット」タイプの事象が多い。一方、 $B$  中間子対は、等方的に粒子が分布する「丸い」事象が多い。そのため、粒子のトポロジーを反映して定量化するパラメータを使って識別する。Belle では、Fox-Wolfram モーメント [4] をアレンジし直したものを開発して使用している (Super-Fox-Wolfram パラメータと呼んでいる)[5]。フレーバー・タギングと崩壊点の再構成はゴールデンモードと全く同じ方法で行う。図 3 に最終的に選別された各モードの事象の  $M_{bc}$  分布を示す。

シグナル領域内の事象数 (シグナルの純度) は、 $B^0 \rightarrow \phi K_S^0$ ,  $\eta' K_S^0$  および  $K^+ K^- K_S^0$  崩壊モードでそれぞれ、106 ( $0.64 \pm 0.10$ ), 361 ( $0.55 \pm 0.05$ ), 421 ( $0.58 \pm 0.05$ ) である。これらの事象の  $\Delta t$  分布に対して最尤法フィットを行って得られた結果を表 1 に示す。

図 4 に各崩壊モードの崩壊時間分布の非対称度を示す。 $B^0 \rightarrow \phi K_S^0$  モードのタギングの性能の良い事象の非対称度は明かに標準理論から期待される分布 (点線のカーブ) からずれている。 $\mathcal{A} = 0$  に固定してフィットした時の  $-\xi_f \mathcal{S}$  の結果は、 $B^0 \rightarrow \phi K_S^0$ ,  $\eta' K_S^0$  および  $K^+ K^- K_S^0$  崩壊モードでそれぞれ、 $-0.99 \pm 0.50$ ,  $+0.54 \pm 0.24$ ,  $+0.43 \pm 0.27$  となる (エラーは統計のみ)。従って、 $\mathcal{A}$  との相関は小さい。フィットの正当性のチェックとして、 $B^+ \rightarrow \phi K^+$  と  $B^+ \rightarrow \eta' K^+$  崩壊モードに対して同じフィットを行った。 $B^+ \rightarrow \phi K^+$  の結果は  $\mathcal{S} = -0.09 \pm 0.26$ ,  $\mathcal{A} = +0.18 \pm 0.20$  であり、 $B^+ \rightarrow \eta' K^+$  では  $\mathcal{S} = +0.10 \pm 0.14$ ,  $\mathcal{A} = -0.04 \pm 0.09$  であった (エラーは統計のみ)。両方の  $\mathcal{S}$  の値は期待されるようにゼロと矛盾しない。また、これらのサンプルを使っての  $B^0$  の寿命のチェックし、崩壊時間分布および  $\Delta t$  の測定精度が妥当であることを確認した。

表 1

(a)  $\phi K_S^0$ , (b)  $K^+ K^- K_S^0$ , (c)  $\eta' K_S^0$  崩壊モードの  $\Delta t$  分布に対するフィットの結果。最初のエラーは統計エラーで、二番目は系統エラーを示す。 $K^+ K^- K_S^0$  の三番目のエラーは  $CP = +1$  の成分の割合の不定性によるもの。標準理論では  $-\xi_f \mathcal{S} = \sin 2\phi_1$ ,  $\mathcal{A} = 0$  である。

	$-\xi_f \mathcal{S}$	$\mathcal{A}$
(a)	$-0.96 \pm 0.50^{+0.09}_{-0.11}$	$-0.15 \pm 0.29 \pm 0.07$
(b)	$+0.51 \pm 0.26 \pm 0.05^{+0.18}_{-0.00}$	$-0.17 \pm 0.16 \pm 0.04$
(c)	$+0.43 \pm 0.27 \pm 0.05$	$-0.01 \pm 0.16 \pm 0.04$

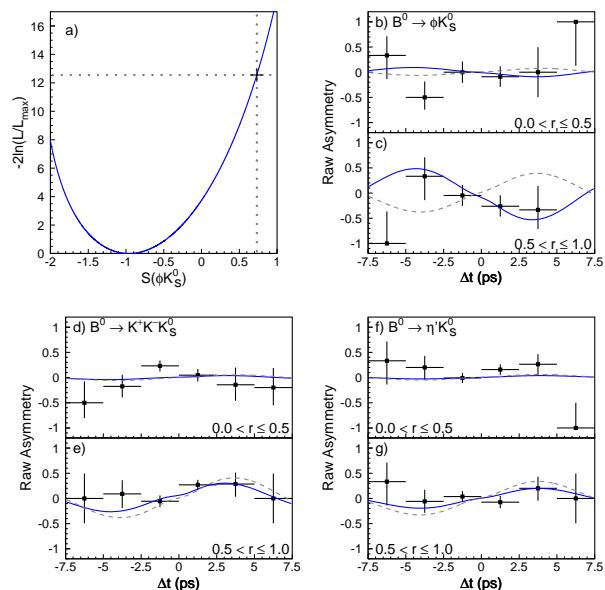


図 4. (a)  $B^+ \rightarrow \phi K^+$  のフィットにおける  $-2\ln(L/L_{\max})$  の  $\mathcal{S}$  に対する依存性。十字は、標準理論の期待値  $\mathcal{S} = 0.73$  を示す。(b)-(d)  $B^0 \rightarrow \phi K_S^0$ ,  $\eta' K_S^0$  および  $K^+ K^- K_S^0$  崩壊モードの崩壊時間分布の非対称度。図 2 と同様にフレーバー・タギングの性能の良い事象 (c,e,g) とあまり良くない事象 (b,d,f) に分けてプロットしてある。実線はフィットの結果を示す。点線は  $\mathcal{S} = \sin 2\phi_1$  の場合を示す。

$B^0 \rightarrow \phi K_S^0$  では、系統誤差に対する主な寄与は次のとおりである。 $\mathcal{S}$  が物理的境界に近いために起りうるバイアス ( $\mathcal{S} : {}^{+0.00}_{-0.00}$ )、 $B^0 \rightarrow K^+ K^- K_S^0$  および  $f_0(980) K_S^0$  のバックグラウンドの影響による不定性 ( $\mathcal{S} : {}^{+0.00}_{-0.08}$ ,  $\mathcal{A} : \pm 0.04$ )、他のバックグラウンド量の不定性によるもの ( $\mathcal{S} : \pm 0.05$ ,  $\mathcal{A} : \pm 0.04$ )、崩壊点の再構成による不定性 ( $\mathcal{S} : \pm 0.02$ ,  $\mathcal{A} : \pm 0.05$ )。他の二つのモードの系統誤差に対する主な寄与は、バックグラウンド量の不定性と崩壊点の再構成による不定性によるものである。

図 4(a) に見るように、 $B^0 \rightarrow \phi K_S^0$  のフィットの  $-2\ln(L/L_{\max})$  の値は、標準理論の期待値  $\mathcal{S} = 0.73$  で 12.5 であり  $3.5\sigma$  のずれを示している。さらに統計的に厳密に標準理論からのずれの有意性を評価するために、Ferdman-Cousins の frequentist 法による計算を行った。 $B^0 \rightarrow \phi K_S^0$  のデータと同じ事象数からなる多数の擬似実験 (Toy Monte Carlo) に対してデータと同じフィットを行い、 $\mathcal{S}$  のインプット値に対するフィットの結果の分布により有意性を求めた。分布には系統エラー

の影響も考慮した。われわれの結果は  $S = 0.73$  を 99.95% の確度 (confidence level) で排除するものであり、 $3.5\sigma$  の有意性に相当する。これは新しい物理の可能性を強く示唆するものである。他の二つの崩壊モードの結果は、どちらも標準理論の期待値よりやや小さいが統計誤差の範囲内で矛盾はしない。

一方、BaBar は、今夏までに蓄積された 1 億 2 千万個の B 中間子対のデータから 70 個のシグナル事象を選別し、 $S_{\phi K_S} = +0.45 \pm 0.43(\text{stat}) \pm 0.07(\text{syst})$  という標準理論の期待値と矛盾しない結果を得ている。Belle と BaBar の結果の示唆するところは大きく異なるが、両結果の差は  $2\sigma$  レベルであり統計のふらつきによるものと矛盾しない。

#### 4. おわりに

以上のように、2001 年に B 中間子で初めて CP 非対称が発見され、今や  $\sin 2\phi_1$  の測定は精密測定領域に入ったと言って良く Belle・BaBar の実験間で良く一致している。また他の測定から標準理論により予想される値と非常に良い一致を示しており、小林・益川モデルによる CP 非保存の描像を強く支持している。

さらに、次のステップとしての結果が出始めており、 $B^0 \rightarrow \phi K_S^0$  崩壊での標準理論を越える新物理のように重要な発見を示唆する結果が Belle より発表された。しかし BaBar は、Belle との差は統計的に矛盾しない  $2\sigma$  レベルではあるが、否定的な結果を示しており、今後さらに大量のデータによる測定結果により、どう展開するか非常に興味を持たれる。また、 $B^0 \rightarrow \phi K_S^0$  と同様に  $b \rightarrow s\bar{q}q$  ペンギン崩壊である  $B^0 \rightarrow \eta' K_S^0$  および  $K^+ K^- K_S^0$  崩壊モードでは標準理論の期待値に近い結果が得られており、新物理に対して制約を与えるものとして興味深い。これらはこれからの物理の展開を左右するものであり、将来の B ファクトリー加速器の更なる luminositiy の向上によるデータの増大に期待がかかる。

#### 参考文献

- [1] 野崎忠男：高エネルギーニュース 第 20 巻 第 2 号 (2001) 62.
- [2] Belle Collaboration, K.Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. 誌に掲載予定。hep-ex/0308035
- [3] 生出勝宣：日本物理学会誌 58 (2003) 662; 小磯春代：高エネルギーニュース 第 21 巻 第 1 号 (2002) 30.

[4] G.Fox and S.Wolfram, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1581.

[5] Belle Collaboration, B.C.K.Casey *et al.*, Phys. Rev. D66 (2002) 092002.