

論文内容の要旨

論文題目: Observation of CP Violation with B^0 Meson Decaying to the $J/\psi K_S$ State
(中性 B 中間子の $J/\psi K_S$ 終状態への崩壊における CP 非対称性の発見)

氏名: 樋口岳雄

自然法則における対称性への期待は、20 世紀後半からつぎつぎと破られてきた歴史を持つ。1957 年、Wu らのグループは、 ^{60}Co の β 崩壊を観測することにより自然界には $\bar{\nu}_R$ と ν_L とのみが存在し、 $\bar{\nu}_L$ と ν_R とのいずれもが存在しないことを実験的に証明した。これにより荷電共役の対称性 (C) とパリティ対称性 (P) とのいずれもが破れていることが明らかとなった一方で、依然として両者の合成変換である CP 変換は保存するとする理論が展開されていた。しかし、続く 1964 年、Christenson らのグループは K_L 中間子が 2 つの π 中間子に崩壊することを発見し、 CP 対称性もが破れていることが明らかとなった。1973 年、小林と益川は、標準模型の枠組みで CP 対称性の破れを説明するためには、当時 3 つしか知られていなかったクォークが、6 種類以上存在していなければならないことを示した。彼らの理論は、6 つ以上のクォークが存在する場合にそれらの混合にクォークの位相の再定義で除去できない複素位相が発生し、それが CP 対称性を破るというものである。続く数年間の間に 4 番目の c クォークと 5 番目の b クォークが、1995 年には 6 番目の t クォークが発見され、彼らの理論は標準模型で CP 対称性を記述する本質的な機構であると信じられるところとなった。この混合定数からなる行列は CKM-行列として知られる。しかしながら、CKM-行列の要素はいまだ精密に測られておらず、その測定は小林・益川理論の検証、ひいては標準模型の正当性を議論する上で極めて重要である。

1980 年、Carter、Bigi、および三田らは中性 B 中間子系で大きな CP 対称性の破れを観測できる可能性を示した。この対称性の破れの観測を通して我々は CKM-行列の要素間の位相差を調べることができる。本論文では $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$ の崩壊モードを使用して CP 対称性の破れを観測する。この崩壊モードは CP 対称性の破れの測定における理論的な不確定性が極めて小さく、また他の崩壊と比較して分岐比が大きいという利点がある上に、バックグラウンドが非常に少ないと予想されている。このため $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$ の崩壊モードによる CP 対称性の破れの観測は、もっ

とも成果が期待されている。2つの B 中間子の一方 (B_{CP}) が $J/\psi K_S$ モードに崩壊する時刻を、他方の B 中間子 (B_{tag}) の崩壊時刻からの時間差として Δt と測定するとき、その Δt は CP 対称性の破れを仮定すると理論的には図 1 (左) のように分布する。ここで実線は B_{tag} の崩壊時に

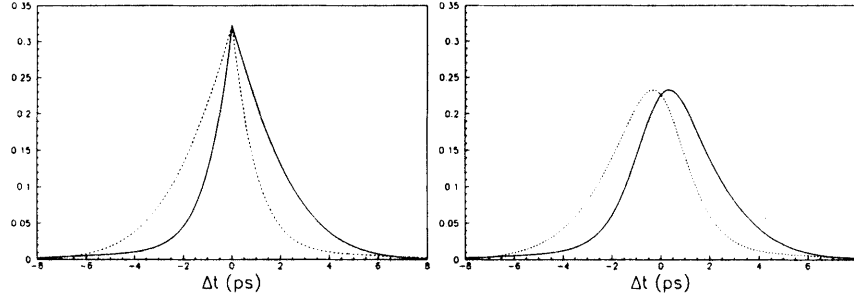


図 1: 非対称な Δt の分布。 $\sin 2\phi_1 = 0.60$ の場合の理論的な分布 (左) と検出器の性能を含めた場合に実験的に得られると予想される分布 (右)。

$B_{\text{tag}} = B^0$ であった場合で点線はそれと CP 共役な系、すなわち B_{tag} の崩壊時に $B_{\text{tag}} = \bar{B}^0$ であった場合である。この CP 対称性の破れは小林・益川理論に従うと行列要素間の位相差 ϕ_1 によって $\sin 2\phi_1$ と表される。 $\sin 2\phi_1 = 0$ の場合には CP 対称性は保存していることになり、 Δt の分布には非対称性が見えなくなる。図 1 は $\sin 2\phi_1 = 0.60$ の場合を示す。

相対的には大きいですが、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$ の崩壊は分岐比が $\mathcal{O}(10^{-4})$ であるため、なお大量の $B^0\text{-}\bar{B}^0$ 中間子対を生成させる能力を持った加速器が必要である。我々は茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構に建設された、年間最大で 1 億個の $B\bar{B}$ 中間子対を作る能力を持った加速器 (KEKB) を利用する。我々は、 Δt を 2つの B 中間子の崩壊点間の距離 (Δz) として測定し、2つの B 中間子の運動とともに $\beta\gamma$ と近似することにより

$$\Delta t \simeq \frac{\Delta z}{\beta\gamma c}$$

によって得る。 Δz を測定可能な程度の距離に設定するため、KEKB 加速器は 8.0 GeV の電子と 3.5 GeV の陽電子の衝突により $\beta\gamma \simeq 0.425$ として B 中間子を生成する。これにより B 中間子は崩壊までに平均 200 μm 程度飛行する。 $\sin 2\phi_1$ の測定に当たっては、 B_{CP} の崩壊が確実に $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$ であったことを決定する作業に加え Δz の精密な測定と B_{tag} のフレーバーの同定が必要であり、我々は $B^0\text{-}\bar{B}^0$ 中間子対の崩壊点の周りに Belle 検出器を建設した。荷電粒子は中央飛跡検出器により検出される。また $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$ の崩壊におけるレプトンを同定するため、Belle 検出器には、電磁カロリメータや μ 粒子検出器が備えられている。 Δz はシリコン崩壊点検出器によって精密に測定される。 B_{tag} のフレーバーは、その崩壊生成粒子を吟味することで決定される。セミレプトニック崩壊はフレーバー決定の強い指標を与えるため、 J/ψ の再構成に使用された検出器がここでも活用される。一方、 K 中間子もフレーバーの決定に欠かせない役割を担うため、 K 中間子と π 中間子の分離のために dE/dx 、Cherenkov 光、および粒子の飛行時間の測定能力をそれぞれに備えた各検出器が設置されている。

我々は KEKB 加速器により生成された 31.3×10^6 個の $B\bar{B}$ のデータを解析した。 B_{CP} を $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$ ($\ell = e, \mu$) と $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ の崩壊から再構成しそれらのイベントに対して Δz の測定と B_{tag} のフレーバーの決定を行った。最終的に、我々は 387 個の $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$ 崩壊の候補

を得た。

崩壊点の測定精度やフレーバーの決定を誤る確率をイベントごとに評価するために、unbinned-maximum-likelihood 法により $\sin 2\phi_1$ の決定を決定した。図 1 (右) に Δz の測定精度を $100 \mu\text{m}$ 、としたときに実験的に得られる Δt の非対称性の分布を示す。まず、図に示すような Δt の分布を表現する確率密度関数 $\mathcal{P}(\Delta t; \sin 2\phi_1)$ を構築し、387 イベントの Δt_i の情報を使って $\mathcal{L}(\sin 2\phi_1) = \prod_i^{387} \mathcal{P}(\Delta t_i; \sin 2\phi_1)$ を最大化する $\sin 2\phi_1$ を求めた。図 1 に示すように、 Δt の測定精度は $\sin 2\phi_1$ の決定に大きな影響を与える。 Δt の測定精度に対する寄与は検出器による Δz の測定誤差が主要な要因を占める。 Δz の測定誤差は、トラックの多重散乱、エネルギー損失など、複数の、またイベントごとに異なる要因からなる誤差の重ね合わせであると考えられる。我々は Δz の誤差を評価するために必要な B_{CP} および B_{tag} の崩壊点の測定誤差に対する較正した上で、 Δz の誤差を評価する手法を定式化した。また B_{tag} の崩壊がチャーム中間子を伴う場合に、その有限の寿命が崩壊点の再構成に与えるずれも考慮した。このようにして、我々は図 2 に示すような Δt の測定誤差を示す関数 \mathcal{R} を得た。ここで、図の横軸は、再構成された Δt の真の Δt との違い

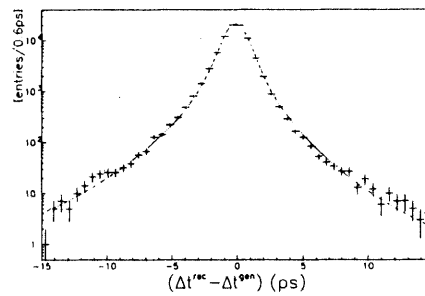


図 2: モンテカルロシミュレーションによる Δt の測定誤差とその関数の表現。

$(\delta(\Delta z))$ を示し、重ね合わせられた曲線は構築された \mathcal{R} を示す。 \mathcal{R} は $\delta(\Delta t)$ の分布をその裾の部分も含めてよく再現している。我々はバックグラウンドが Δt の分布に与える影響も定式化し、 $\mathcal{P}(\Delta t; \sin 2\phi_1)$ を確立した。

このようにして構築された Δt の確率密度関数を最尤関数法により実際のデータにフィットし、 $\sin 2\phi_1 = 0.81 \pm 0.20$ の結果を得た。ここで誤差は統計誤差のみである。 Δt を B_{tag} のフレーバーに応じて分類した分布にその確率密度関数を重ねたものを図 3 に示す。ここで実線は B_{tag} が \bar{B}^0 の場合を、点線は B^0 の場合を示している。我々はこの結果に対して、境界条件に対する系統的

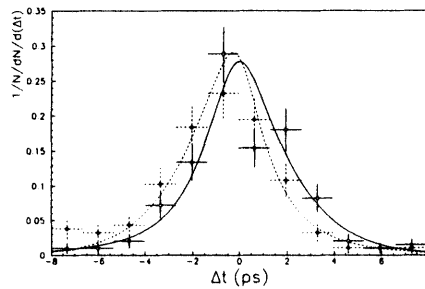


図 3: B_{tag} のフレーバーに応じた Δt の分布とそれにフィットされた確率密度関数。

な誤差を考察した。これに関しては B_{tag} のフレーバーを誤る確率の見積りに関する不確定性が支配的であり R の決定における裾の取り扱いによる不確定性がそれに次ぐ系統誤差を与えた。全体の系統誤差は ± 0.04 となった。この誤差の大きさは統計誤差と比較して十分小さいため、系統誤差は $\sin 2\phi_1$ の測定結果が持つ有意性には大きな影響を与えない。以上から、我々は $\sin 2\phi_1$ を

$$\sin 2\phi_1 = 0.81 \pm 0.20 \text{ (stat)} \pm 0.04 \text{ (syst)}$$

と決定した。真の $\sin 2\phi_1$ が 0 の場合において、この結果よりも大きな $\sin 2\phi_1$ を実験的に得る可能性は、0.003% である。 $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$ の崩壊モードに加え、さらに我々は、 $\psi(2S)K_S$ 、 $\chi_{c1}K_S$ 、 $\eta_c K_S$ 、 $J/\psi K_L$ 、および $J/\psi K^{*0}$ の崩壊モードも加え $\sin 2\phi_1$ を測定し、

$$\sin 2\phi_1 = 0.99 \pm 0.14 \text{ (stat)} \pm 0.06 \text{ (syst)}$$

と決定した。真の $\sin 2\phi_1$ が 0 である場合にこの結果よりも大きな $\sin 2\phi_1$ を得る可能性は 10^{-9} 以下である。

標準模型の枠組みにおける理論的予想 ($\sin 2\phi_1 = 0.70 \pm 0.04$) と、 $\sin 2\phi_1 = 0.81 \pm 0.20 \pm 0.04$ の測定結果との関係を図 4 に示す。図は ϕ_1 の領域を示しており、点線は $\sin 2\phi_1$ の中心値を、薄い扇型は 68% 信頼区間を、濃い扇型は 95% 信頼区間を示している。理論と測定の結果は一致を見

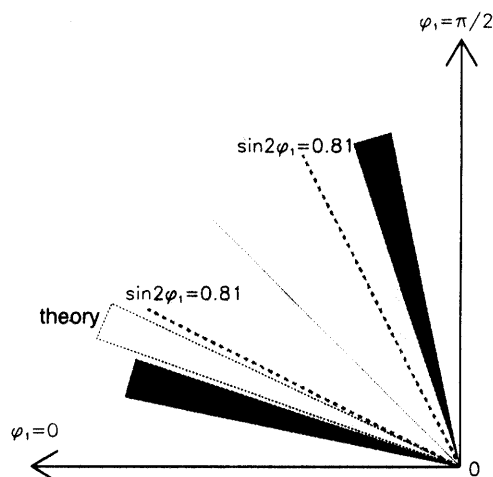


図 4: B_{tag} のフレーバーに応じた Δt の分布とそれにフィットされた確率密度関数。

せているが、実験結果の統計誤差はまだまだ大きく、理論と現実の一致もしくは乖離を決定するまでには至っておらず、より大量のデータが望まれる。

以上のとおり我々は CP 対称性の破れを B 中間子系で初めて証明した。この結果は、標準模型を CP 対称性の観点から研究する意義を与えるものとして極めて重要である。