

B_s^0 中間子の粒子・反粒子振動の観測

平成18年12月22日

受川 史彦

筑波大学 数理物質科学研究科 物理学専攻

305-8571 茨城県つくば市天王台1-1-1

e-mail: ukegawa@hep.px.tsukuba.ac.jp

魚住 聖

筑波大学 数理物質科学研究科 物理学専攻

305-8571 茨城県つくば市天王台1-1-1

e-mail: satoru@hep.px.tsukuba.ac.jp

金 信弘

筑波大学 数理物質科学研究科 物理学専攻

305-8571 茨城県つくば市天王台1-1-1

e-mail: skim@hep.px.tsukuba.ac.jp

日本語抄録

米国フェルミ国立加速器研究所で陽子反陽子衝突型加速器テバトロンを用いて行われている大型国際共同実験CDFが B_s^0 中間子の粒子・反粒子振動の初の観測に成功した。その結果と物理的意義と今後の展望について報告する。

1 はじめに

CDF実験は日米科学技術協力事業の一つとして進められてきた素粒子実験で、日米伊の国際共同実験として1979年に測定器建設が始められ、現在はアジア、米国、ヨーロッパから60の研究機関が参加する国際共同実験として実施されている。日本からは筑波大学を中心に9機関が参加している。CDFはこれまでエネルギー・フロンティア実験としてトップクォークの発見 [1]、 B_c^+ 中間子の発見 [2] などの新粒子の発見に成功してきた。それと並行して、ボトムクォークを含む粒子 (B 粒子) の物理の研究を行ってきた。電子陽電子衝突により B_d^0 、 B^+ 中間子を大量に生成する B ファクトリー [3] と比較して、CDF実験では、ボトムクォークの生成断面積が 10^4 倍程度大きいこと、および B ファクトリーで生成できない重い B_s^0 、 B_c^+ 、 Λ_b^0 ハドロンを生成できるという利点を生かして研究を行っている。

B 粒子の物理の研究では、粒子と反粒子 (物質と反物質) の性質の本質的な違いをあらわす「CP対称性の破れ」という現象を説明する小林・益川理論を高精度で検証して、標準理論を超える物理を探索することを目指してきた。小林・益川理論は「CP対称性の破れ」を説明するために6種類のクォークの存在を予言した。それらは電荷 $(+2/3)e$ のアップ型クォーク3世代 (アップ u 、チャーム c 、トップ t) と電荷 $(-1/3)e$ のダウン型クォーク3世代 (ダウン d 、ストレンジ s 、ボトム b) であり、3世代の弱アイソスピン2重項を構成する。アップ型クォークとダウン型クォークは、互いに $\pm 1e$ の電荷を持つ W ボソンを吸収・放出することによって、世代を超えて遷移することができる。このときのアップ型クォークとダウン型クォークとの間の結合の大きさを表すものが3行3列の小林・益川行列であり、その行列要素の中に複素位相があることによって「CP対称性の破れ」

が説明される．小林・益川行列はユニタリ行列であり，実験によって多様な崩壊モードで，そのユニタリ性が高精度で検証されつつある．

電荷を持たない中性の粒子では，粒子と反粒子が生成される際と崩壊する際の量子力学的な固有状態が異なることが知られている．この時，固有状態の質量に差があると，質量差 Δm の角振動数で粒子・反粒子振動が起きる．粒子・反粒子振動は，これまでに中性 K 中間子と B_d^0 中間子のみで観測されていた．中性 K 中間子は反ストレンジクォークとダウンクォーク， B_d^0 中間子は反ボトムクォークとダウンクォークが結合した中間子である．反ボトムクォークとストレンジクォークが結合してできた B_s^0 中間子では振動数が20倍以上大きく，観測が困難であることが小林・益川理論で予言されていた．

B_s^0 中間子の粒子・反粒子振動 (B_s^0 と \bar{B}_s^0 の間の振動) の振動数の測定は小林・益川行列のトップクォークとストレンジクォークの結合 V_{ts} を高精度で決定するのに重要な役割を果たすものであり，今後の小林・益川理論の検証には不可欠な測定である．今回の B_s^0 中間子の粒子・反粒子振動の振動数の測定によって，小林・益川理論の検証精度を大幅に上げることに成功した．

2 CDF実験における B 粒子の物理

ハドロン衝突実験においては種々の物理反応が高頻度で生じるため，そのすべてを記録することは不可能である．したがって，着目する反応を選択し効率よく収集することが必須となる．CDF実験においては B 粒子生成の事象を収集するために，そのレプトンへの崩壊を利用してきた（以下，電子 e^- とミュー粒子 μ^- を ℓ^- で総称する）．セミレプトニック崩壊 (B_s^0 の場合は $\bar{b} \rightarrow \bar{c}\ell^+\nu$ ， \bar{B}_s^0 の場合は $b \rightarrow c\ell^-\bar{\nu}$) は

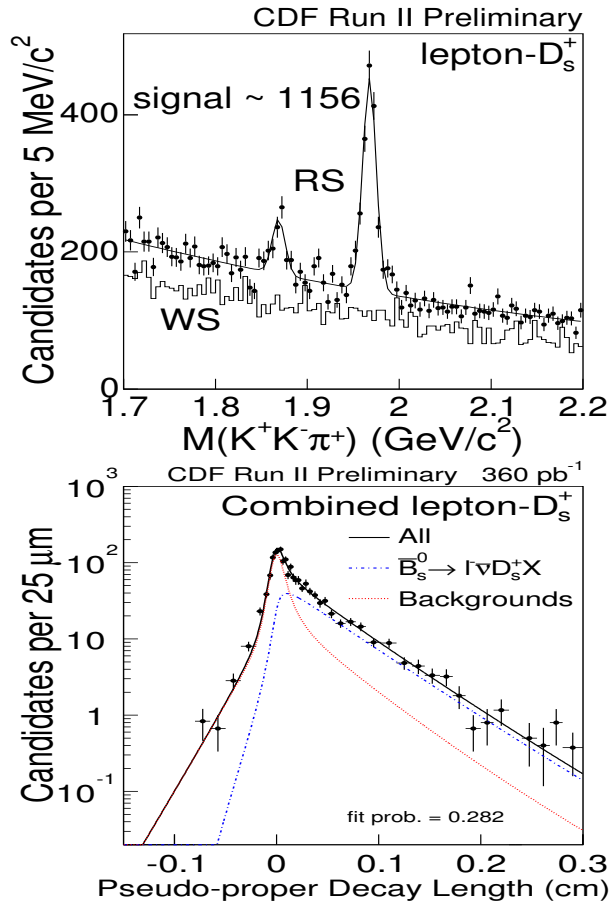


図 1: 単一レプトンサンプル中に再構成された $\bar{B}_s^0 \rightarrow \ell^- \bar{\nu} D_s^+ X$ 崩壊の信号と候補事象の擬固有崩壊長分布。

およそ10%と高い分岐比を持ち、運動量5 – 20 GeV/c付近のレプトンの主な起源となる。また、 B 粒子の J/ψ 粒子への崩壊から生じるレプトン対は、より低い運動量領域において有効なトリガーとなる。

\bar{B}_s^0 中間子は、後者を用いて崩壊様式 $\bar{B}_s^0 \rightarrow J/\psi \phi \rightarrow (\mu^+ \mu^-)(K^+ K^-)$ の全再構成がなされている。また、前者を利用して、セミレプトニック崩壊 $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ \ell^- \bar{\nu} X$ が部分再構成されている。ここではトリガーしたレプトンの近傍に、チャームクォークと反ストレンジクォークから成る中間子 D_s^+ が荷電相関を持って生成される。 D_s^+ 中間子はその崩壊 $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+ \rightarrow (K^+ K^-) \pi^+$ などを用いた再構成が容易である。図1に単一レプトントリガー（横運動量 8 GeV/c

以上)のデータ中に再構成された D_s^+ 中間子の信号を示す。データ点(RS, right signの略)は \bar{B}_s^0 中間子の崩壊において期待される荷電相関($\ell^\mp D_s^\pm$)を持った対の場合, ヒストグラム(WS, wrong signの略)は信号ではありえない荷電相関($\ell^\pm D_s^\pm$)を持った対の場合である。質量 $1.97 \text{ GeV}/c^2$ 付近に D_s^+ 中間子の信号が見てとれる。質量 $1.87 \text{ GeV}/c^2$ 付近の小さなピークは, チャームクォークと反ダウクォークから成る中間子 D^+ 中間子の崩壊による。 D_s^+ 中間子の信号領域の事象を $\bar{B}_s^0 \rightarrow \ell^- \bar{\nu} D_s^+ X$ 候補事象とし, その近似的な固有崩壊長の分布を示したものが図1である。近似的な固有崩壊長 ct^* は

$$ct^* \equiv L_B \frac{m(B_s^0)}{p_T(\ell^- D_s^+)}$$

で定義される。ここで, L_B はビーム軸に垂直な平面で測定した \bar{B}_s^0 中間子候補の崩壊長, $p_T(\ell^- D_s^+)$ は $\ell^- D_s^+$ 対の横運動量, $m(B_s^0)$ は \bar{B}_s^0 中間子の質量である。 B_s^0 中間子の生成点および崩壊点は, シリコン・マイクロストリップ検出器を用いて荷電粒子の飛跡を高精度に再構成することにより, 測定する。固有崩壊長を求めるには B_s^0 中間子の事象毎の運動量が必要である。セミレプトニック崩壊においてはニュートリノその他の観測されない粒子があるが, 信号事象のモンテカルロ計算を用いて補正する。 \bar{B}_s^0 中間子の寿命は

$$\tau(\bar{B}_s^0) = 1.381 \pm 0.055^{+0.052}_{-0.046} \text{ ps}$$

と決定された[4]。同一サンプル中に再構成された $\bar{B}_d^0 \rightarrow \ell^- \bar{\nu} D^{*+} X$ 崩壊を用いて測定した \bar{B}_d^0 中間子の寿命との比は

$$\tau(\bar{B}_s^0)/\tau(\bar{B}_d^0) = 0.938 \pm 0.044^{+0.049}_{-0.046}$$

である。Heavy Quark Expansion技法を用いた理論計算は, \bar{B}_d^0 中間子と \bar{B}_s^0 中間子の寿命差を1%程度と预言するが, これと矛盾しない。また, この測定は, B_s^0 - \bar{B}_s^0 系の寿命差 $\Delta\Gamma_s$ の探索のためにも重要である。

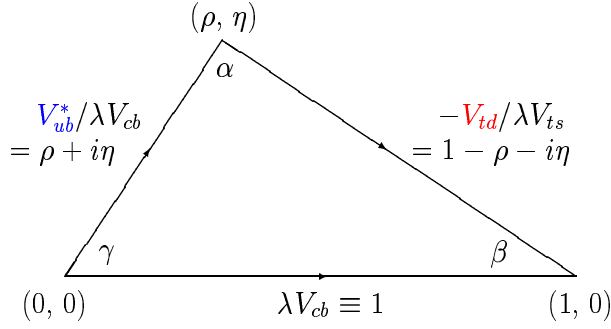


図 2: 小林・益川行列のユニタリ三角形 .

2001年より進行中のCDF Run-II実験では, silicon vertex trigger と呼ぶ装置を導入している. これは, シリコン飛跡検出器の情報をオンライン・トリガーで用い, 荷電粒子の飛跡の陽子・反陽子反応点に対する衝突パラメータをおよそ $50 \mu\text{m}$ の分解能で決定する. これにより, 長寿命の B 粒子の崩壊により生じた荷電粒子を選択・収集し, 終状態にレプトンを含まない崩壊様式 $B^- \rightarrow D^0 \pi^- \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^-$ などを再構成することが可能となった.

3 B_s^0 - \bar{B}_s^0 振動の観測

小林・益川行列 V は, その近似形を

$$\begin{aligned}
 V &\equiv \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \\
 &\simeq \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

と表すことが可能である. 行列の持つ複素位相とユニタリ性は, 図2に示す「ユニタリ三角形」で表すのが便利である [3]. 辺の長さは異なるクォーク間の遷移の強さを表し, 角度はCP対称性の破れの大きさと関係している.

中性 B 中間子 \bar{B}_q^0 ($\equiv b\bar{q}$, ダウンクォークとストレンジクォークを q で総称する) の粒子・反粒子振動は図3に示すような弱い相互作用の高次の過程で起こる. その振動数は, B_q^0 - \bar{B}_q^0

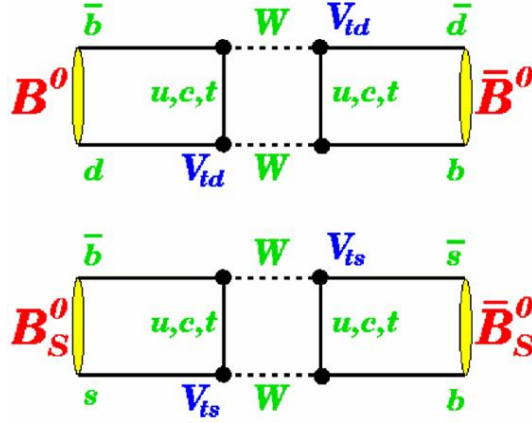


図 3: $B_q^0-\bar{B}_q^0$ 振動を引き起こす過程のFeynman図の例 .

系の質量固有状態の質量差 Δm_q に対応する . 質量差は

$$\Delta m_q = \frac{G_F^2}{6\pi^2} |V_{tb}V_{tq}|^2 m_W^2 m_B f_B^2 B_B \eta_B S\left(\frac{m_t}{m_W}\right)$$

により与えられる . ここで , G_F はFermi定数 , V_{tq} は $t \rightarrow q$ 遷移に対応した小林・益川行列要素 , m_W と m_B は W ボソンと B_q^0 中間子の質量 , f_B と B_B は B_q^0 中間子の崩壊定数とバグパラメータ , η_B はQCD補正の因子である . また , $S(x)$ はクォークと W ボソンの質量比 x についての運動额的因子 (稲見・林の論文[5]にちなんで “Inami-Lim関数” と呼ばれる) であり , 質量の大きいトップクォークの寄与が支配的である . 右辺に現れるのは , V_{tq} を除き , 既知あるいは計算可能な量である . したがって , 左辺の質量差を実験で測定することにより , $|V_{tq}|$ を決定することができる .

$B_d^0-\bar{B}_d^0$ 振動は十年来確立された現象であり , 振動数 Δm_d は現在ではおよそ1%の精度で測定されている . しかし , $|V_{td}|$ の決定の精度はおよそ20%である . これは , $f_B\sqrt{B_B}$ の理論計算の不定性に因る . ただし , $B_s^0-\bar{B}_s^0$ 振動が観測されれば , B_s^0 中間子に対する $f_{B_s}\sqrt{B_{B_s}}$ と \bar{B}_d^0 中間子に対する $f_{B_d}\sqrt{B_{B_d}}$ の比を知ればよいので , 理論的不定性は軽減する . 近年の

格子ゲージ理論の進展に伴い,

$$\xi \equiv \frac{f_{B_s} \sqrt{B_{B_s}}}{f_{B_d} \sqrt{B_{B_d}}}$$

で定義される量はおよそ4%の精度で評価されている [6]. したがって, Δm_s を精度よく測定すれば, Δm_d との比から, $|V_{td}/V_{ts}|$ を4%の精度で決定することが可能である.

粒子・反粒子振動の崩壊時間依存性は次式で与えられる.

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{\text{unmix}}(t) &\equiv \mathcal{P}(B_q^0(0) \rightarrow B_q^0(t)) \\ &= \frac{1}{2\tau} e^{-t/\tau} [1 + \cos(\Delta m_q t)] \\ \mathcal{P}_{\text{mix}}(t) &\equiv \mathcal{P}(B_q^0(0) \rightarrow \bar{B}_q^0(t)) \\ &= \frac{1}{2\tau} e^{-t/\tau} [1 - \cos(\Delta m_q t)] \end{aligned}$$

$\mathcal{P}_{\text{unmix}}$ は, 生成時と同じ粒子状態で崩壊する確率密度, \mathcal{P}_{mix} は, 生成時と同じ粒子状態ではなくその反粒子の状態で崩壊する確率密度である. 二つの確率密度の非対称度 $A(t)$ は

$$\begin{aligned} A(t) &\equiv \frac{\mathcal{P}_{\text{unmix}}(t) - \mathcal{P}_{\text{mix}}(t)}{\mathcal{P}_{\text{unmix}}(t) + \mathcal{P}_{\text{mix}}(t)} \\ &= \cos(\Delta m_q t) \end{aligned}$$

となる.

B_q^0 - \bar{B}_q^0 振動の測定は以下のような手順による (詳細は文献[7, 8, 9]を参照).

- B_q^0 中間子の崩壊を, 崩壊の時点で B_d^0 であったのか \bar{B}_d^0 であったのかが判別できる終状態を用いて再構成する. 例えば, $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^+(n\pi)^-$ や $\bar{B}_d^0 \rightarrow \ell^- \bar{\nu} D^{*+}$ である.
- 崩壊長 L と運動量 p を測定し, 固有崩壊時間 t を求める.
- 始状態が B_q^0 あるいは \bar{B}_q^0 であったかを判別する (flavor 同定).
- 崩壊時間分布から振動数 Δm を決定する.

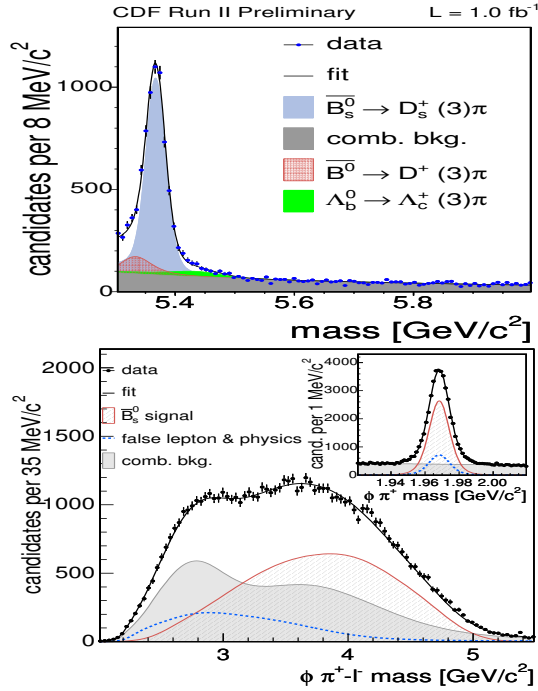


図 4: \bar{B}_s^0 中間子の信号 : (上) ハドロニック崩壊 (下) セミレプトニック崩壊 .

\bar{B}_s^0 中間子の崩壊は, ハドロニック崩壊 $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ (n\pi)^-$ ($n = 1, 3$)およびセミレプトニック崩壊 $\bar{B}_s^0 \rightarrow \ell^- \bar{\nu} D_s^+ X$ を用いて再構成する. D_s^+ 中間子の再構成には, 崩壊様式 $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$, $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$, $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ を用いる. 図4にこれらの信号を示す.

B_s^0 - \bar{B}_s^0 振動の探索には, 歴史的に振幅法と呼ぶ方法が採用されている. これは振幅 A を導入して確率密度分布の振動項を $A \cos(\Delta m_q t)$ で置き換え, 振動数 Δm_q の関数として振幅 A を決定するものである. これは一種のフーリエ解析であり, 任意の波形中の特定の振動数成分を探索することに相当する. もし存在すれば, その振動数において誤差内で振幅1が, それ以外の振動数においては振幅0が得られるはずである.

図5に今回のデータ解析で得られた振幅 A を振動数 Δm_s の関数として示す. 誤差棒は統計誤差を表す. 振動数 Δm_s が 16 ps^{-1} 以下で A は0と矛盾しない. また, 30 ps^{-1} 程度以

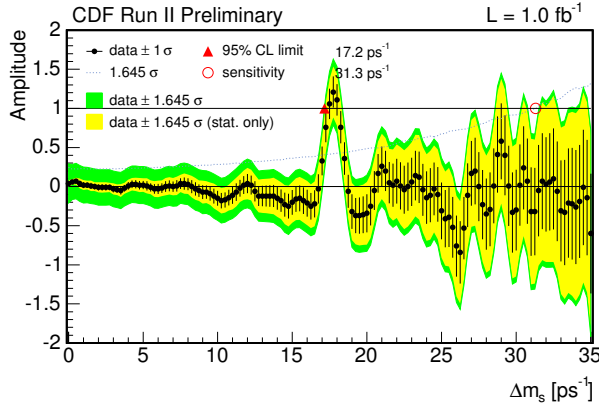


図 5: 振動の振幅 A を振動数 Δm_s の関数として求めた結果 .

上では A の統計誤差が大きくなり、感度が減少する . 一方、 Δm_s が振動数 17.75 ps^{-1} 付近では A が 1 に近く、 $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ 振動を示唆する . ここでの振幅および統計誤差は $A = 1.21 \pm 0.20$ であり、単純には振幅 0 から 6σ 離れている .

各振動数での尤度 \mathcal{L} と、振動がないものとして ($A = 0$) 算出した場合の尤度 \mathcal{L}_0 との比から negative log likelihood $-\ell \equiv -\ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_0)$ を計算すると、 $\Delta m_s = 17.77 \text{ ps}^{-1}$ において最小値 -17.26 を得る .

振動の有意さの評価には次の方法を用いた . 実データの flavor 同定の情報をランダム化し、振幅解析を行う . その場合でも尤度は何らかの振動数で最大となるので、その点での規格化された negative log likelihood の値 (前述の -17.26 に対応する量) を求める . これを多数くり返すことにより、 -17.26 以下の値を得る確率は 8×10^{-8} であると評価された (最大尤度を与える Δm_s は任意) . これは、 $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ 振動が存在しないにもかかわらず今回のような有意なデータが現れる可能性が正規分布でいうと 5.4σ だけ離れていることに相当し、 $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ 振動は確立した .

尤度分布より、その振動数は

$$\Delta m_s = 17.77 \pm 0.10 \pm 0.07 \text{ ps}^{-1}$$

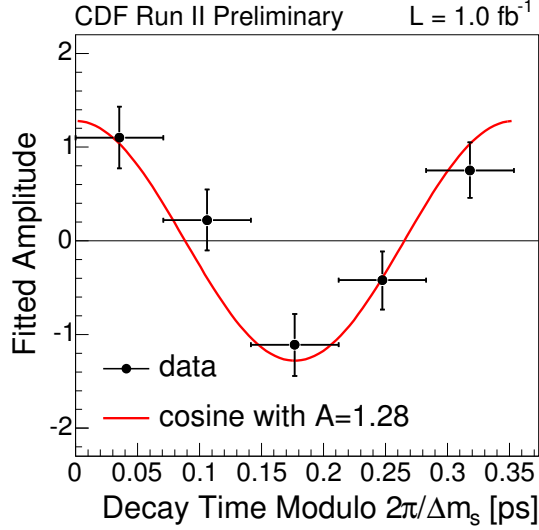


図 6: 非対称度の時間依存性 .

と決定された [7] . 2番目は別途評価された系統誤差である .

振動は , 前述の非対称度 $A(t)$ を用いると , より直接的に表される . 図6に , ハドロニック崩壊事象の非対称度を示す . 曲線は , 振動数 17.77 ps^{-1} に対して期待されるものであり , データをよく記述する .

また , 質量差の比の関係式

$$\frac{\Delta m_s}{\Delta m_d} = \left| \frac{V_{ts}}{V_{td}} \right|^2 \frac{m_{B_s}}{m_{B_d}} \xi^2$$

および格子QCD計算の平均値 [6]

$$\xi \equiv \frac{f_{B_s} \sqrt{B_{B_s}}}{f_{B_d} \sqrt{B_{B_d}}} = 1.210^{+0.047}_{-0.035}$$

を用いると , 小林・益川行列の要素について

$$\left| \frac{V_{td}}{V_{ts}} \right| = 0.2060 \pm 0.0007^{+0.0081}_{-0.0060}$$

を得る [7] . 相対精度は4%であり , 主に ξ の不定性による .

図7は Δm_s の測定の結果を加える前と後でのユニタリ三角形を示す . これは , B 粒子および K 中間子の様々な崩壊の測定から得られた情報を総合したものである [10] . 三角形の右の斜辺の長さは要素 $|V_{td}/V_{ts}|$ に比例した量であるが , その決定の精度は大きく向上した . これは点 $(1, 0)$ を中心とす

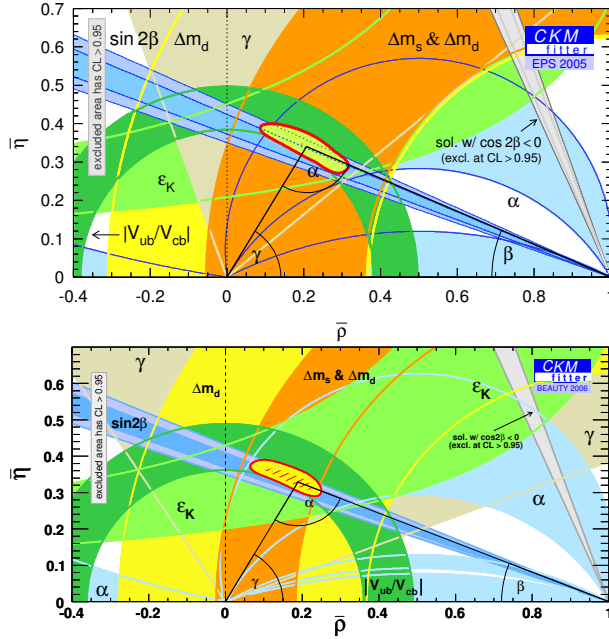


図 7: Δm_s 測定の結果を加える前と後でのユニタリ三角形の様子．CKM fitter groupによる [10]．

るオレンジ色の円周の幅に反映している．三角形についての独立な測定は互いに矛盾せず，小林・益川理論は厳しい検証を経てなお堅牢である．

4 展望

$B_s^0-\bar{B}_s^0$ 振動の観測により，ユニタリ三角形の右の斜辺の長さが高い精度で決定された．今後，左の斜辺の角度 γ （要素 V_{ub} の複素位相）の決定の精度を向上させることにより，整合性の新たな検証がなされるであろう．また， $B_s^0-\bar{B}_s^0$ 振動の観測は， B_s^0 中間子の崩壊におけるCP対称性の破れなどの新たな物理量の測定の道を開く．

2003年のBelle実験による $B^0 \rightarrow \phi K_S^0$ 崩壊でのCP非対称性の測定以来，クォーク遷移 $b \rightarrow s$ に標準理論を超える新たな物理が存在するのではないかと注目されている．この検証のためには，さらなる実験精度の向上が必要である．ここで，CDF実験はきわめて重要かつ独自の寄与をする．

$B_s^0-\bar{B}_s^0$ 振動の観測および Δm_s の測定はそのひとつであるが、
それに加えて

- 稀崩壊 $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ の探索
- $B_s^0-\bar{B}_s^0$ 系での寿命差 $\Delta\Gamma_s$ の測定
- 崩壊 $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ におけるCP非対称度の測定
- 崩壊 $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$ におけるCP非対称度の測定

などの研究が可能である。特に、これらのCP対称性の破れは $B_s^0-\bar{B}_s^0$ 振動とともに現れるため、今回の $B_s^0-\bar{B}_s^0$ 振動の観測の持つ意義は高い。

5 おわりに

テバトロンでのCDF実験により、 B_s^0 中間子の粒子・反粒子振動が初めて観測され、その振動数 Δm_s の測定により小林・益川行列の要素 $|V_{td}/V_{ts}|$ が高精度で決定された。また、 $B_s^0-\bar{B}_s^0$ 振動の観測は、それに同期したCP対称性の破れの測定を可能とする。これらは、 B ファクトリー実験における測定と相補的であり、小林・益川行列のユニタリ三角形の整合性の検証において重要な役割を果たす。弱い相互作用のCP対称性の破れの研究は新たな段階に入ったと言える。

テバトロンRun-II実験は2009年まで継続され、総計5～9 fb⁻¹のデータを蓄積する予定である。本稿で紹介した B 粒子の物理の他に、トップクォークの性質の精密測定、ヒッグス粒子の直接・間接の探索などにおいて、素粒子物理学に対し重要な知見を与えるものと期待される。

参考文献

- [1] F. Abe *et al.* (CDF collaboration): Phys. Rev. Lett. **73**, 225 (1994); Phys. Rev. D **50**, 2966 (1994); Phys.

- Rev. Lett. **74**, 2626 (1995).
近藤都登, 滝川紘治, 金 信弘, 近松 健: 日本物理学会誌 **50**, 176 (1995).
- [2] F. Abe *et al.* (CDF collaboration): Phys. Rev. Lett. **81**, 2432 (1998); Phys. Rev. D **58**, 112004 (1998).
金 信弘, 鈴木潤一: 日本物理学会誌 **53**, 704 (1998).
- [3] 片山伸彦: 日本物理学会誌 **61**, 658 (2006).
- [4] CDF Collaboration: CDF public note 7757 (2005),
<http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/bottom/bottom.html>
魚住 聖: “Measurement of the B meson lifetimes with the Collider Detector at Fermilab”, 博士論文 (筑波大学), 2005年7月.
- [5] T. Inami and C. S. Lim, Prog. Theor. Phys. **65**, 297 (1981).
- [6] M. Okamoto: arXiv:hep-lat/0510113 (2005).
- [7] A. Abulencia *et al.* (CDF Collaboration): Phys. Rev. Lett. **97**, 242003 (2006).
- [8] A. Abulencia *et al.* (CDF Collaboration): Phys. Rev. Lett. **97**, 062003 (2006).
- [9] 受川史彦: “CDF Run-II実験での B 粒子の物理”, 高エネルギーニュース **25**, 1 (2006),
<http://www.jahep.org/hepnews/>
- [10] CKM fitter group, J. Charles *et al.*: Euro. Phys. J. C **41**, 1 (2005).
<http://www.slac.stanford.edu/xorg/ckmfitter/>

英文題名

Observation of Particle-Antiparticle Oscillations of the B_s^0
Meson

著者名

Fumihiko Ukegawa, Satoru Uozumi and Shinhong Kim

英文抄録

The CDF experiment at the Tevatron proton-antiproton collider at Fermi National Accelerator Laboratory in Batavia, Illinois, USA, has recently observed particle-antiparticle oscillations of the bottom-strange meson, B_s^0 , and measured the frequency of the oscillations, Δm_s . It has led to a precise determination of the elements $|V_{td}/V_{ts}|$ of the Kobayashi-Maskawa matrix, providing a unique test of the Kobayashi-Maskawa theory of CP violation in weak interactions of elementary particles. The observation will also enables studies of CP-violation phenomena using the decay modes of the B_s^0 meson that have not been explored previously.