

CDF Run-II実験での B 粒子の物理

筑波大学 数理物質科学研究科 物理学専攻

受川 史彦 ukegawa@hep.px.tsukuba.ac.jp

2006 年 (平成 18 年) 6 月 15 日

1 はじめに

CDF 実験は、米国フェルミ国立加速器研究所 (Fermilab) のテバトロン加速器 (Tevatron) を用いた重心系エネルギー 1.96 TeV の陽子・反陽子衝突実験である。現在進行中の Run-II 実験は、2001 年に開始され、これまでに積分輝度 1 fb^{-1} 以上のデータを蓄積した。CDF 実験の主目的は、エネルギー・フロンティア実験として、他の加速器では生成されないトップクォークや電弱ゲージボソンの性質を高統計のデータを用いて測定し、また素粒子標準理論やそれを超える理論で预言される新粒子を探索することにある。しかしまた高エネルギーのハドロン衝突においては、ボトムクォークの生成断面積が大きく、それを有効に利用することにより、 B 粒子の物理の研究を行うことが可能である。本稿では、CDF 実験での B 粒子の物理の最新の結果を紹介したい。

Tevatron での B 粒子の生成は強い相互作用による $b\bar{b}$ クォーク対の生成が主である。その生成断面積は中央ラピディティ領域に限っても $10 \mu\text{b}$ のオーダーであり、 $\Upsilon(4S)$ 共鳴上での $B\bar{B}$ 中間子対生成の断面積 1.1 nb より 4 桁大きい。加速器の最大瞬間輝度は Tevatron のほうが KEKB 加速器より 2 桁低く、積分輝度では Belle 実験のおよそ $1/500$ である。それでも、生成された B 粒子の数は、CDF 実験の方が 20 倍程度多いことになる。

ハドロン衝突実験では衝突反応のすべてを記録することは不可能であり、興味を持つ事象を選択的にトリガーして取得することが必要である。CDF 実験ではこれまで、 B 粒子崩壊の事象を、その終状態に現れるレプトンをトリガーすることにより収集してきた。 B 粒子のセミレプトニック崩壊は分岐比が高く、そこで生成される電子および μ 粒子は、 $10 - 20 \text{ GeV}/c$ 程度の運動量領域での単一レプトンの生成の主たる起源となる。また、 B 粒子の J/ψ 粒子への崩壊は、 J/ψ 粒子がレプトン対に崩壊した場合に特徴的な信号となり、低運動量閾値でのトリガーを可能とするため、単一レプトンと共に、きわめて重要

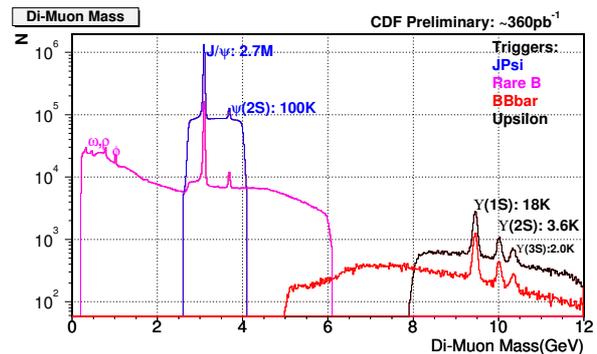


図 1: Dimuon トリガーにより収集された $\mu^+\mu^-$ 対候補事象の不変質量分布。

である。

Run-II 実験では、これらのレプトントリガーに加えて、シリコン飛跡検出器の情報を利用した SVT (Silicon Vertex Trigger) が稼動している。まず、トリガーの第一段階で中央部飛跡検出器で荷電粒子を再構成し、その第二段階ではシリコン検出器の情報を用いて、飛跡の生成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とができる (横運動量 p_T が $2 \text{ GeV}/c$ 以上)。 B 粒子の寿命はおよそ 1.5 ps ($c\tau \simeq 450 \mu\text{m}$) であるので、その崩壊点で生じた粒子を選択することが可能となる。これにより、 $B^- \rightarrow D^0\pi^- \rightarrow (K^-\pi^-)\pi^-$ などの崩壊様式の再構成が可能となった。

2 J/ψ および B 粒子の生成

CDF の Run-II 実験では、 μ 粒子対を個々の横運動量の閾値 $p_T > 1.5 \text{ GeV}/c$ で収集している。これらの事象の $\mu^+\mu^-$ 対の不変質量分布を図 1 に示す。対の質量範囲により異なるトリガーが存在するが、 ψ や Υ 粒子などの共鳴状態の信号が再構成されているのが判る。図 2 は J/ψ 領域の拡大図である。質量の分解能は約 $14 \text{ MeV}/c^2$ であ

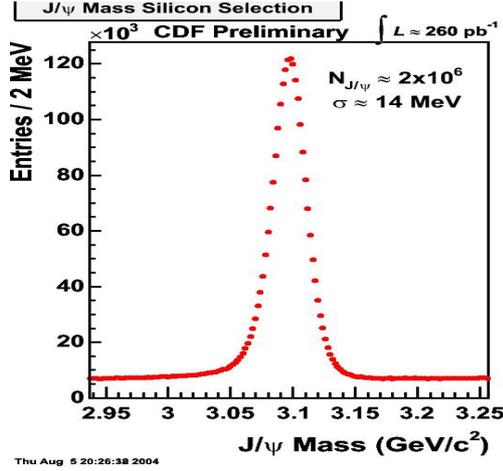


図 2: $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ の信号 .

り, 260 pb^{-1} のデータ中におよそ 2×10^6 事象が再構成されている . その包括的生成断面積は, ラピディティ領域 $|y(J/\psi)| < 0.6$ において

$$\sigma(\bar{p}p \rightarrow J/\psi X) \cdot \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) = 240 \pm 1_{-28}^{+35} \text{ nb}$$

と測定された [1] .

陽子・反陽子衝突における J/ψ 粒子の生成は, QCD 過程によるものと, B 粒子の崩壊に起因するものに大別される . 前者は, $\bar{p}p \rightarrow c\bar{c}X$ を素過程とし, J/ψ が直接生成される場合と, χ_c 状態などのより重い $c\bar{c}$ 束縛状態の崩壊による場合とがある . CDF Run-I 実験のデータは, 直接生成の J/ψ 粒子の生成断面積が理論値をおよそ 50 倍も上回るという結果を示した [2] . これを説明するには新たな生成機構が必要であり, color octet 模型などが提唱されたが, J/ψ 生成時の偏極度の測定は必ずしもそれを支持しない [3] .

また, B 粒子の生成についても, データは輻射補正を含む QCD の摂動計算 [4] より 2-3 倍程度大きな値を示している . B 粒子の崩壊を起源とする J/ψ 粒子は, その崩壊点が B 粒子の寿命を反映するため, 崩壊長の分布を測定することにより, QCD 過程に起因するものと区別することが可能であり, 平均で約 15% である .

前述の閾値の下降により, J/ψ の横運動量のほとんどすべての領域に対して有感となった . B 粒子に起因する J/ψ 粒子の生成断面積は, b クォークを含むハドロン H_b の生成断面積と同値であり,

$$\begin{aligned} & \sigma(\bar{p}p \rightarrow H_b X) \cdot \mathcal{B}(H_b \rightarrow J/\psi X) \cdot \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) \\ & = 24.5 \pm 0.5 \pm 4.7 \text{ nb} \end{aligned}$$

である (ラピディティ領域 $|y(H_b)| < 0.6$) [1] . 理論計算と

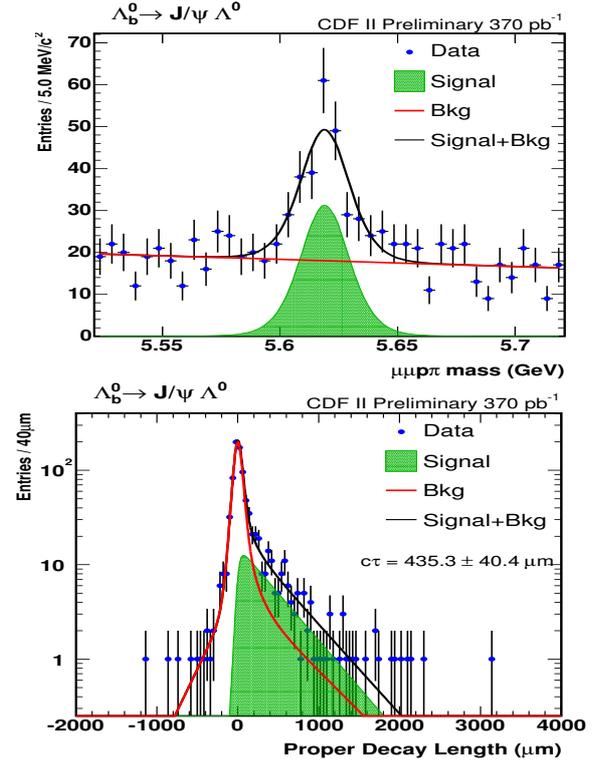


図 3: $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \Lambda^0$ 候補事象の質量および固有崩壊長の分布 .

の直接比較にはクォークの生成断面積が有用である . 世界平均の分岐比を用いると, ラピディティ領域 $|y(b)| < 1.0$ に対し

$$\sigma(\bar{p}p \rightarrow bX) = 29.4 \pm 0.6 \pm 6.2 \mu\text{b}$$

を得る [1] . 一方, NLO 摂動計算に NLL resummation を加えた最新の理論値は $25.0_{-8.1}^{+12.6} \mu\text{b}$ [5] であり, 一致の度合いはよい .

3 B 粒子の質量および寿命の測定

テバトロンでの B 粒子生成は高運動量の b クォークのハドロン化によるため, B^- , \bar{B}^0 中間子だけでなく, \bar{B}_s^0 , Λ_b^0 , B_c^- などのより重い粒子も生成される . これらの粒子の質量および寿命を精密に測定することは, クォークを束縛してハドロンを作る強い相互作用, および重いクォークの崩壊機構, の理解の観点から重要である .

3.1 Λ_b^0 バリオン

B 粒子の J/ψ 粒子への崩壊は, クォーク遷移 $b \rightarrow c\bar{c}s$ により起こるので, J/ψ とストレンジ粒子を組み合わせ

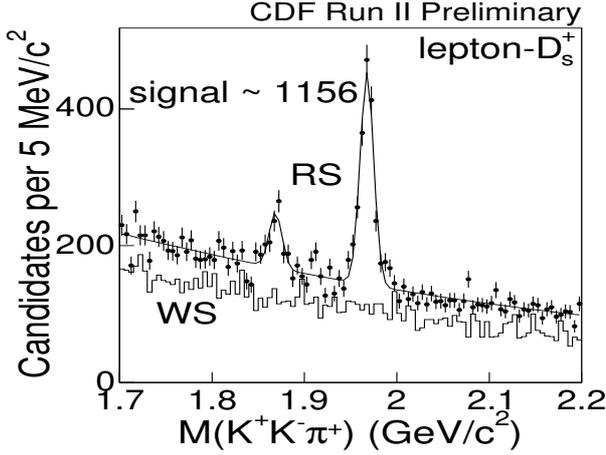


図 4: 単一レプトンサンプル中に再構成された $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ 候補事象の質量分布 .

れば, その全再構成が可能である . 図 3 (上) は, 崩壊 $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi\Lambda^0$ 候補事象の質量分布を示す . 図 3 (下) は, 信号領域の事象の固有崩壊長

$$ct \equiv L_B \frac{m(\Lambda_b^0)}{p_T(\Lambda_b^0)}$$

の分布である . ここで, L_B はビーム軸に垂直な平面で測定した Λ_b^0 粒子候補の崩壊長, $p_T(\Lambda_b^0)$ は横運動量, $m(\Lambda_b^0)$ は質量である . 寿命は

$$\tau(\Lambda_b^0) = 1.54_{-0.12}^{+0.13} \pm 0.02 \text{ ps}$$

と測定された [6] . また, \bar{B}^0 中間子の寿命 (世界平均値) との比は

$$\tau(\Lambda_b^0)/\tau(\bar{B}^0) = 0.944 \pm 0.089$$

を得る . Heavy Quark Expansion 技法を用いた最近の理論予言値は, 0.86 ± 0.05 である [7] . 従来の実験値は比 0.80 ± 0.05 を示したのに対して, 理論値は 0.90 ± 0.05 であり, その原因は謎であったが, 一致の程度は向上した .

3.2 \bar{B}_s^0 中間子

\bar{B}_s^0 中間子は, 崩壊様式 $\bar{B}_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ の全再構成, $\bar{B}_s^0 \rightarrow \ell^-\bar{\nu}D_s^+X$ の部分再構成, を用いるのが実験的に有効である . 後者は分岐比も大きく, D_s^+ 中間子もその崩壊 $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ を用いた再構成が容易である . 図 4 に単一レプトントリガー (p_T 閾値 $8 \text{ GeV}/c$) のデータ中に再構成された D_s^+ 中間子の信号を示す . RS は \bar{B}_s^0 中間子の崩壊において期待される荷電相関 ($\ell^\pm D_s^\pm$) を持った対の場合, WS は信号ではありえない荷電相関 ($\ell^\pm D_s^\mp$) を

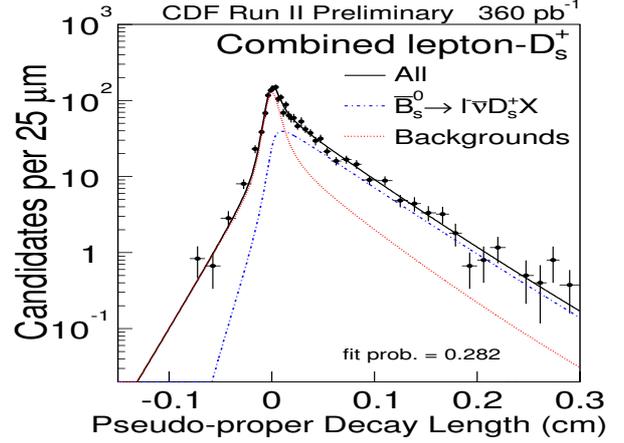


図 5: 単一レプトンサンプル中に再構成された $\bar{B}_s^0 \rightarrow \ell^-\bar{\nu}D_s^+X$ 崩壊候補事象の擬固有崩壊長分布 .

持った対の場合である . 質量 $1.87 \text{ GeV}/c^2$ 付近の小さなピークは, Cabibbo 抑制の崩壊 $D^+ \rightarrow \phi\pi^+$ 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, その擬固有崩壊長の分布を示したものが図 5 である . 擬固有崩壊長 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 . 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 . 寿命は

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

と決定された [8] . 同一サンプル中に再構成された $\bar{B}^0 \rightarrow \ell^-\bar{\nu}D^{*+}X$ 崩壊を用いて測定した \bar{B}^0 中間子 ($\equiv b\bar{d}$) の寿命に対する比は

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

である . Heavy Quark Expansion 技法を用いた理論計算は, \bar{B}^0 中間子と \bar{B}_s^0 中間子の寿命差を 1%程度と予想するが, これと矛盾しない .

3.3 B_c^- 中間子

B_c^- 中間子 ($\equiv b\bar{c}$) は, 二種類の重いクォークの束縛状態であり, 他に類を見ない粒子である . B_c^- 中間子は,

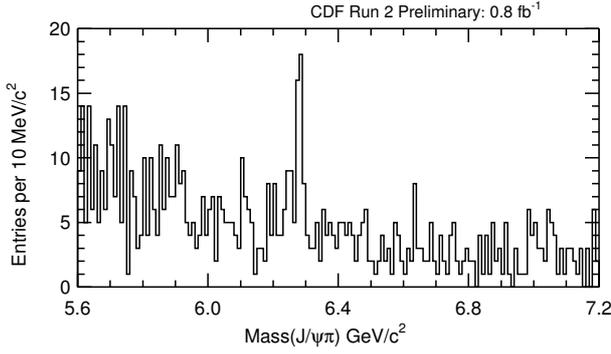


図 6: $B_c^- \rightarrow J/\psi\pi^-$ 候補事象の質量分布 .

CDF 実験により Run-I データ中に、そのセミレプトニック崩壊 $B_c^- \rightarrow J/\psi\ell^- \bar{\nu} X$ を用いて発見された [9] . 質量の精密測定は、格子 QCD などの理論計算の検証に有用である . 実験的には、全再構成可能な崩壊様式 $B^- \rightarrow J/\psi\pi^-$ が適しているが、これまで観測されていなかった . 図 6 に CDF Run-II 実験 (0.8 fb^{-1}) で得られた質量分布を示す . $6.3 \text{ GeV}/c^2$ 付近に excess が見えるが、その有意度は 6σ 以上である . 質量は

$$m(B_c^-) = 6275.2 \pm 4.3 \pm 2.3 \text{ MeV}/c^2$$

と決定された [10] . 最近の格子 QCD の計算 [11] は、 $6304 \pm 12_{-0}^{+18} \text{ MeV}/c^2$ と予言している .

寿命の測定には、より高統計が得られるセミレプトニック崩壊が適している . 図 7 (上) に、レプトンとして横運動量 $2 \text{ GeV}/c$ 以上の電子を用い、 J/ψ 粒子と組み合わせたときの質量分布を示す . 全再構成の場合と異なり、 $J/\psi e^-$ 質量は B_c^- 中間子の質量以下の領域に有限の広がりを持つ分布を示すが、評価された背景事象 (実線ヒストグラム) を超えて約 100 事象が観測された . 実データの分布は、 B_c^- 中間子の信号から期待されるもの (破線ヒストグラム) とよい一致を示す . 信号領域 $4.0 < m(J/\psi e^-) < 6.0 \text{ GeV}/c^2$ の事象の擬固有崩壊長の分布を図 7 (下) に示す . 擬固有崩壊長 ct^* は、 B_s^0 中間子の場合と同様に

$$ct^* \equiv L_B \frac{m(B_c^-)}{p_T(J/\psi e^-)}$$

と定義される . 寿命は

$$\tau(B_c^-) = 0.474_{-0.066}^{+0.073} \pm 0.033 \text{ ps}$$

と決定した [12] . この値は他の軽い B 粒子の寿命より短く、チャーム粒子の寿命に近い . よって、 B_c^- 中間子中の \bar{c} クォークの全崩壊幅への寄与が大きいことを意味する . また、これまで未観測の崩壊様式 $B_c^- \rightarrow \bar{B}_s^0 \pi^-$ などの相対分岐比を測定することにより、崩壊機構の理解が進むと期待される .

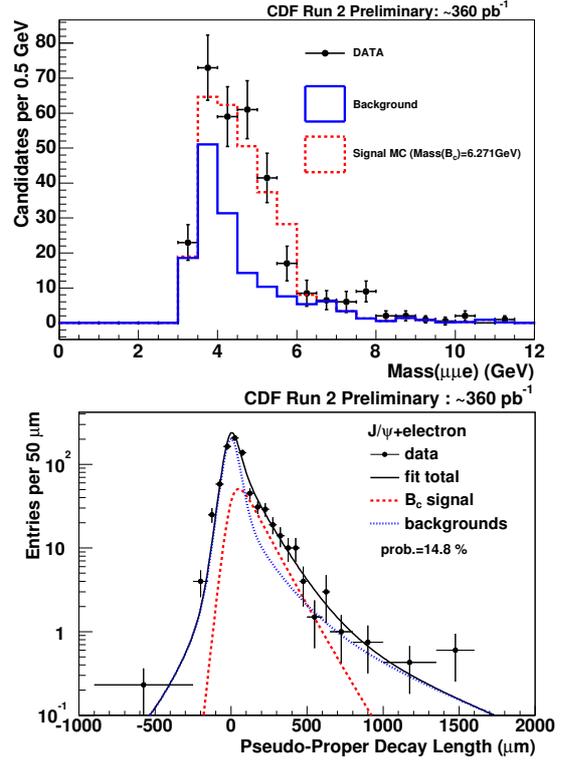


図 7: $B_c^- \rightarrow J/\psi e^- \bar{\nu} X$ 候補事象の質量および擬固有崩壊長の分布 .

4 小林・益川理論の検証

素粒子の標準模型における CP 対称性の破れは、三世代のクォークの混合を記述する混合行列 (小林・益川行列) に現れる複素位相を起源とする . CP 対称性の破れに関する情報は、ユニタリ三角形で表すのが便利である . その角度が 0 でないことは、CP 対称性の破れに対応する . また、辺の長さは異なるクォーク間の遷移の強さを表す . 近年の B ファクトリー実験により、 B 中間子系における CP 対称性の破れは確立し、小林・益川理論が CP 対称性の破れを正しく説明する理論である可能性が高くなった . 図 8 に、2005 年夏におけるユニタリ三角形の情報を総合したものを示す .

今日における CP 対称性の破れの研究の主目的は、ユニタリ三角形の角度および辺の長さを精密に決定し、独立な測定量の間の一貫性を検証する、あるいは矛盾を探索することにある . たとえば、三角形の右の斜辺が底辺となす角度 β はすでに高精度の測定が存在するので、これが左の斜辺 (長さは $|V_{ub}|$ に比例) と交わるか、がひとつの検証となるが、これまで明らかな矛盾は生じていない . 一方、左の斜辺の角度 γ と右の斜辺の長さの整合性の検証は、まだその精度が充分でない . 後述するように、

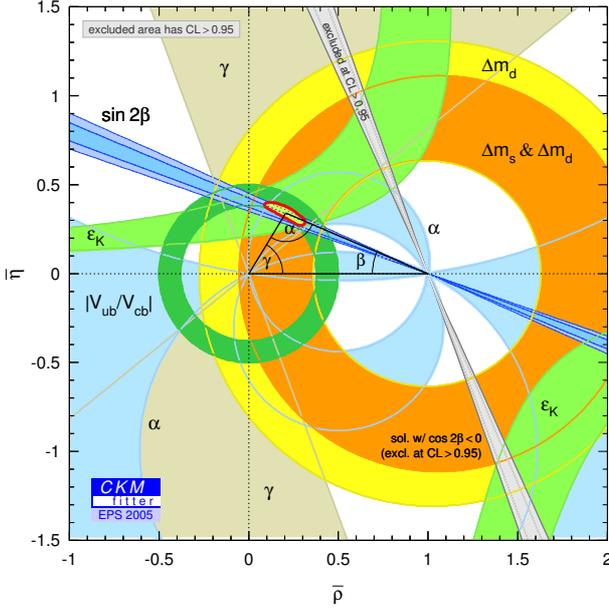


図 8: 2005 年夏におけるユニタリ三角形の様子 .

右の斜辺の長さ $|V_{td}|$ については, CDF 実験が決定的な情報を提供する .

また, 2003 年の Belle 実験による $B^0 \rightarrow \phi K_s^0$ 崩壊での CP 非対称度の測定以来, $b \rightarrow s$ 遷移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 . 実験結果はその後の統計の増加に伴い, 当初見られた不一致が解消する方向にあるが, さらなる実験精度の向上が必要である . $b \rightarrow s$ 遷移に新たな物理が存在するか否かの検証として, CDF 実験は以下に挙げるようなきわめて重要かつ独自の測定を行うことが可能である .

- 中性流による稀崩壊 $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ の探索
- B_s^0 - \bar{B}_s^0 振動の探索・観測および振動数 Δm_s の測定
- 崩壊 $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ における CP 対称性の破れの探索
- 崩壊 $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$ における CP 非対称度の測定

以下, これらの項目についてより詳しく述べる .

4.1 稀崩壊 $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ の探索

崩壊 $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ は, クォークの種類を変える中性流 (FCNC) による崩壊であり, 標準理論では tree level で厳密に禁止される . 2 個の W ボソンの交換などのループ過程による遷移は可能であるが, 高次過程であるため抑制される . また, この崩壊は, スピン 0 粒子のスピン 1/2 粒子対への崩壊であり, ヘリシティ保存により終状態の粒子が軽い場合には強く抑制される . これらの理由によ

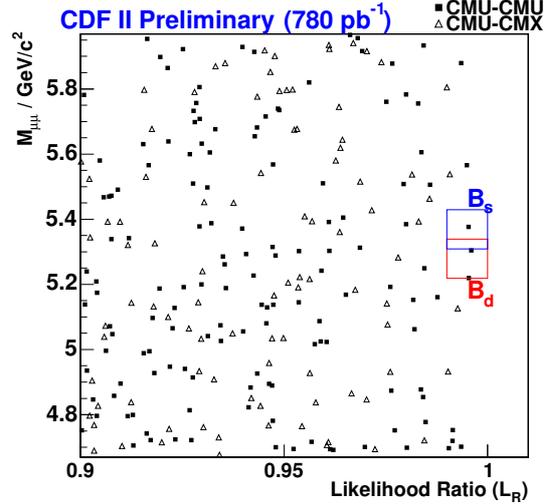


図 9: $B_{(s)}^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ 崩壊の探索 .

り, 崩壊 $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ は標準理論によれば 10^{-9} 程度の分岐比を持つと予想される . 崩壊 $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ は, 関与する小林・益川行列の要素が $|V_{td}|$ であり, 2 桁小さい . これらに対応した電子・陽電子対への崩壊は, それぞれ 5 桁小さくなる .

新しい物理が存在して, $b \rightarrow s$ 遷移に寄与するならば, これらの分岐比を大きく増大する可能性がある .

実験的に, $\mu^+\mu^-$ 終状態はトリガーが容易であり, また背景事象の少ない再構成が可能である . 図 9 は縦軸に $\mu^+\mu^-$ 候補対の質量を, 横軸に信号と背景事象の likelihood ratio をとったものを示す . 二つの長方形は信号領域を表す . 領域内の候補事象数は, B_d^0 崩壊について 2, B_s^0 崩壊は 1 である . これらは背景事象の寄与と矛盾しないので, 分岐比に対する上限値を

$$B(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) < 1.0 \times 10^{-7} \quad (95\% \text{ CL})$$

$$B(B_d^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) < 3.0 \times 10^{-8} \quad (95\% \text{ CL})$$

と決定した (780 pb^{-1}) [13] . これは, これまでの上限値を 2 倍程度改善するものである . 標準理論における理論予言値は

$$B(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = (3.42 \pm 0.54) \times 10^{-9}$$

$$B(B_d^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = (1.00 \pm 0.14) \times 10^{-10}$$

であり [14], B_s^0 中間子では 2 桁以内に迫っている . また, MSSM や SO(10) 模型などの新しい物理に対する有意な制限を与えている .

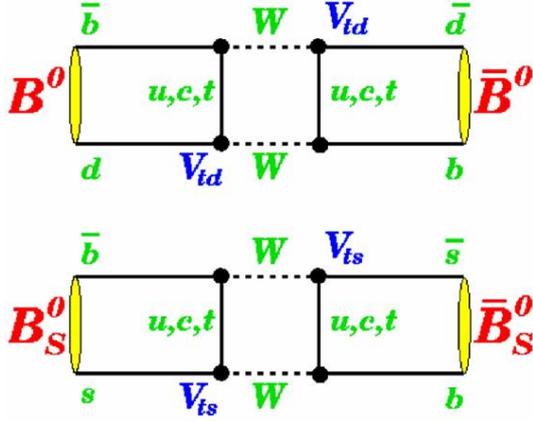


図 10: $B_q^0-\bar{B}_q^0$ 振動を引き起こす過程の Feynman 図 .

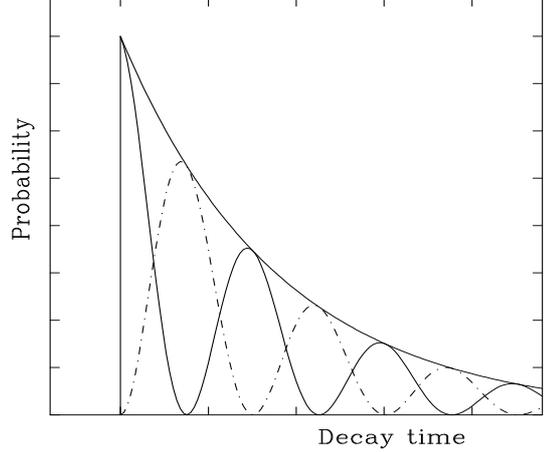


図 11: $B^0-\bar{B}^0$ 振動の崩壊時間の確率分布 .

4.2 $B_s^0-\bar{B}_s^0$ 振動の観測および振動数 Δm_s の測定

動機 : 中性 B 中間子 \bar{B}_q^0 ($\equiv b\bar{q}$, $q = d, s$) の粒子・反粒子振動は図 10 に示すような過程で起こる . その振動数は , $B_q^0-\bar{B}_q^0$ 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 (m_B) は W ボソン (B_q^0 中間子) の質量 , f_B (B_B) は B_q^0 中間子の崩壊定数 (バグパラメータ) , η_B は QCD 補正の因子 , $S(x)$ は運動学的因子つまり Inami-Lim 関数である . 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 . 一方 , 図 8 において右の斜辺 $|V_{td}|$ 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よる . ただし , $B_s^0-\bar{B}_s^0$ 振動が観測されれば , B_s^0 中間子と \bar{B}_d^0 中間子に対する量 $f_B\sqrt{B_B}$ の比を知ればよいので , 理論的不定性は軽減する . 近年のクエンチ近似を用いない (full QCD) 格子ゲージ理論の進展に伴い ,

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

で定義される量はおおよそ 4% の精度で評価されている .

手法 : 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 , 生成時の反粒子状態で崩壊する確率密度である . これらを模式的に表したものを図 11 に示す . 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 .

$B^0-\bar{B}^0$ 振動の測定は以下のような手順による .

- B^0 中間子の崩壊を flavor specific な終状態を用いて再構成する . 例えば , $\bar{B}^0 \rightarrow D^+(n\pi)^-$ や $\bar{B}^0 \rightarrow \ell^-\bar{\nu}D^{*+}$ である .
- 崩壊長 L と運動量 p を測定し , 固有崩壊時間を求める . $t = \frac{L/c}{\beta\gamma} = \frac{Lm}{p}$
- 始状態が B^0 あるいは \bar{B}^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 .

\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

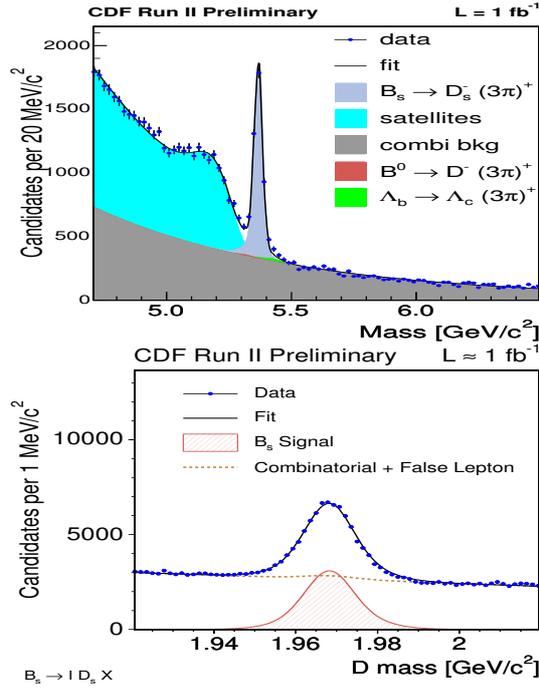


図 12: \bar{B}_s^0 中間子の信号 : (上) ハドロニック崩壊 (下) セミレプトニック崩壊 .

式 $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}K^+$, $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$ を用いる . 図 12 にこれらの信号を示す .

B_s^0 - \bar{B}_s^0 系で期待される粒子・反粒子振動の振動数は非常に高く、その崩壊時間を高い分解能で測定することが必要である . ハドロニック崩壊事象においては、平均 86 fs の分解能が達成されている .

始状態の同定については、二つの方法を用いる . 一つは、 $b\bar{b}$ クォークが対生成されることを利用し、事象中のもう一つの B 粒子の flavor を、レプトンの電荷および jet 電荷を用いて判断する . 二つ目は、信号の B 中間子の近傍の荷電粒子を用いる方法である . \bar{B}_s^0 中間子の場合には、相関を持つ荷電粒子は K^- 中間子であり、TOF 検出器および中央飛跡検出器 (dE/dx) の粒子識別情報を活用する . 二つの方法を合わせた有効効率 ϵD^2 は、ハドロニック崩壊事象に対して $3.42 \pm 0.98\%$ 、セミレプトニック崩壊事象に対して $4.00 \pm 1.02\%$ である . D は dilution と呼ぶ量で、始状態同定を誤る確率 \mathcal{W} を用いて $D \equiv 1 - 2\mathcal{W}$ と定義される . $\mathcal{W} \neq 0$ であるとき、前述の崩壊確率分布の $\cos(\Delta m_q t)$ の項は $D \cos(\Delta m_q t)$ と変化し、また非対称度は $A^{\text{true}}(t) \Rightarrow A^{\text{obs}}(t) = D \cos(\Delta m_q t)$ と変化する .

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 $AD \cos(\Delta m_q t)$ 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 (D は既知で固

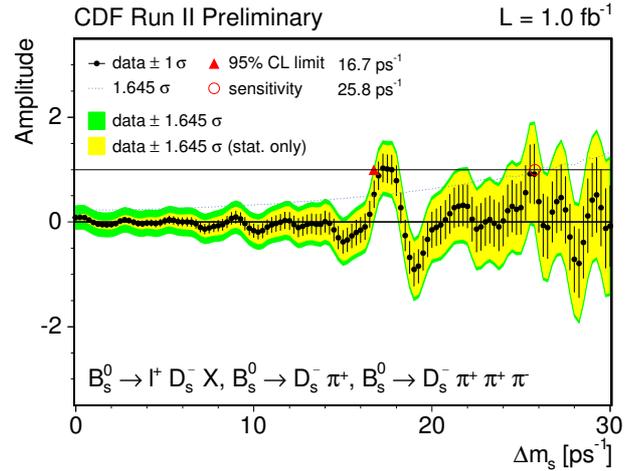


図 13: 振動の振幅を振動数の関数として求めた結果 .

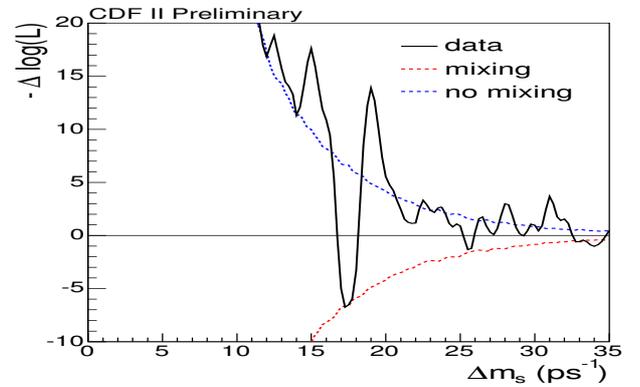


図 14: 規格化された negative log-likelihood の分布 .

定) . 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 が得られるはずである . 評価された感度は 25.8 ps^{-1} であり、これは昨年までの世界平均の感度 18.2 ps^{-1} を上回り (本年の D0 実験の感度は 14.1 ps^{-1})、標準理論で予言される振動数領域を包含する .

データ: 図 13 に今回のデータ解析で得られた振幅を振動数 Δm_s の関数として示す . 誤差棒は統計誤差を表す . 低振動数領域 (15 ps^{-1} 程度以下) では振幅は 0 と矛盾しない . また、 25 ps^{-1} 程度以上では振幅の統計誤差が大きくなり、感度が減少する . データ点に付いた帯は $\pm 1.645\sigma$ の範囲を表すが、これが振幅 $A = 1$ の線を横切る点 (16.7 ps^{-1}) 以下の振動数は 95% の確度で除外される . 平均的には、この下限値は前述の感度 25.8 ps^{-1} と一致するはずである (振動が存在しない場合) . 今回のデータで得られた下限値は感度を大きく下回るが、これは振動数 17.3 ps^{-1} 付近

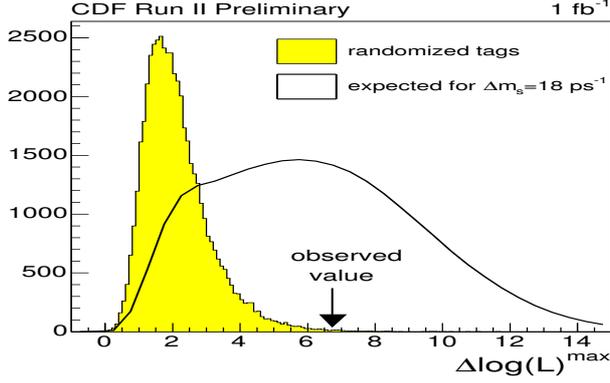


図 15: 背景事象の揺らぎを振動現象と間違ふ確率の評価 .

で振幅が 1 に近く, 振動を示唆する振る舞いをするためである . ここでの振幅および統計誤差は $\mathcal{A} = 1.03 \pm 0.28$ であり, 単純には振幅 0 から 3.7σ 離れている .

図 14 は, 各振動数での尤度 \mathcal{L} と, 振動がない ($\mathcal{A} = 0$) ものとして算出した場合の尤度 \mathcal{L}_0 との比から negative log likelihood $-\ell \equiv -\ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_0)$ を計算して示したものである . データは実曲線であるが, $\Delta m_s \simeq 17.3 \text{ ps}^{-1}$ において最小となり, その深さは 6.75 である .

振動の有意さの評価には次の方法を用いた . 実データと同一の統計量の, 振動が起こっていない Monte Carlo 事象の集合を用意し, 振幅解析を行う . 尤度は何らかの振動数で最大となるが, その点での規格化された negative log likelihood の値 (前述の深さ 6.75 に対応する量) を求める . これを多数の集合について繰り返すと, 図 15 のヒストグラムの分布を得た . その大半は, ごく浅い極値を示し, 6.75 以上の深さを得る確率は 0.2% 以下であると評価される (最大尤度を与える Δm は任意) . つまり, 今回のデータが背景事象の揺らぎによって生じた確率は 0.2% 以下である . 言い換えると, $B_s^0-\bar{B}_s^0$ 振動は 99.8% の確度で観測されたことになる .

一方, 真の振動数 $\Delta m_s = 18 \text{ ps}^{-1}$ を持つ Monte Carlo 事象の集合を用意して, 同様の深さを評価したものを同じ図に曲線で示す . 実測値は特に幸運でも不運でもなかったことが判る .

振動数 Δm_s の測定および $|V_{td}/V_{ts}|$ の決定: 図 16 は, 尤度分布の最大値付近を拡大したものである . 最大尤度は振動数 $\Delta m_s = 17.31 \text{ ps}^{-1}$ において生じ, 増分 $\Delta(-\ell) = 1/2$ に対応して

$$\Delta m_s = 17.31_{-0.18}^{+0.33} \pm 0.07 \text{ ps}^{-1}$$

を得る [15] . 2 番目は別途評価された系統誤差である . 相対精度は約 2% である . また, 確度 90% および 95% の領

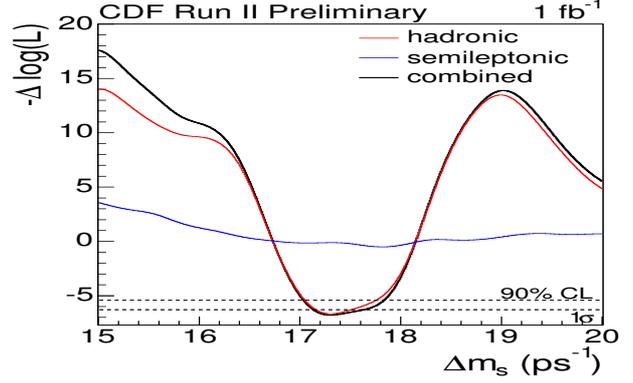


図 16: Negative log-likelihood 分布の極値近傍の拡大図 .

域は

$$17.01 < \Delta m_s < 17.84 \text{ ps}^{-1} \quad (90\% \text{ CL})$$

$$16.96 < \Delta m_s < 17.91 \text{ ps}^{-1} \quad (95\% \text{ CL})$$

である .

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 計算の世界平均値 [16]

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

を用いると, 小林・益川行列の要素に対して

$$\left| \frac{V_{td}}{V_{ts}} \right| = 0.208_{-0.002}^{+0.001} \pm 0.008_{-0.006}$$

を得る [15] . 相対精度は 4% であり, 主に ξ の不定性による . 図 17 は Δm_s の測定を含めた後のユニタリ三角形を示す . 右斜辺の長さの決定の精度は大きく向上した . これは点 (1, 0) を中心とする円周の幅に反映している (本稿の電子版ではオレンジ色の帯) . これに伴い, 三角形の頂点の位置の決定もかつてない精度で行われた . 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 .

今後も, データの統計量増加にともなう実験精度の向上, および理論不定性の減少により, ユニタリ三角形の整合性の検証はさらに進展すると期待される .

$B_s^0-\bar{B}_s^0$ 振動の観測は, それ自体が重要であるが, それを利用した新たな物理量の測定の道を開く . 以下, その例をいくつか紹介する .

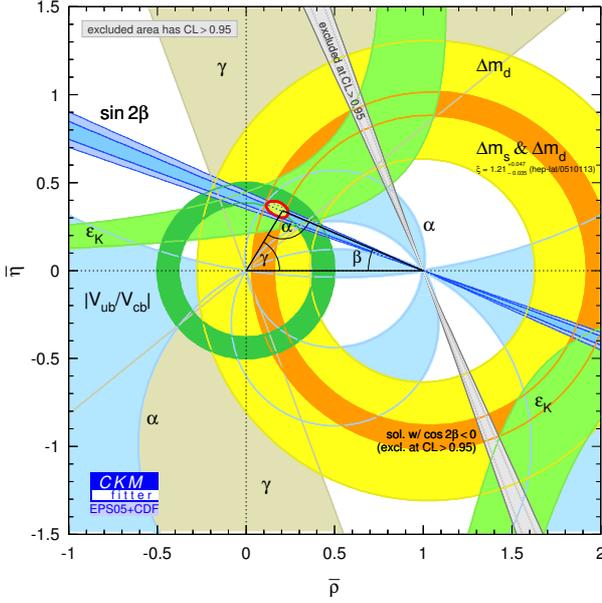


図 17: Δm_s 測定後のユニタリ三角形の様子 .

4.3 $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ 崩壊における CP 対称性の破れの探索

崩壊様式 $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ はほぼ $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ に対応し, その CP 非対称度は B_s^0 - \bar{B}_s^0 振動の位相 ϕ_s と関係している . 標準理論においては $\phi_s = 2 \arg(V_{ts}^*) = \mathcal{O}(10^{-2})$ であり, CP 対称性の破れは小さいと予想される . したがって, 大きな CP 非対称度が観測されれば, それは新しい物理の存在の紛れもない証拠となる .

CP 対称性の破れは B_s^0 - \bar{B}_s^0 振動に同期し, 非対称度は

$$A(t) = \sin(\phi_s) \sin(\Delta m_s t)$$

の時間依存性を持つ . 解析は B_s^0 - \bar{B}_s^0 振動の探索に類似したものとなり, 既知の振動数 Δm_s での振幅が CP 非対称度となる .

図 18 に $\bar{B}_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ 崩壊の信号を示す (260 pb^{-1}) . 寿命は

$$\tau(B_s^0) = 1.397_{-0.127}^{+0.150} \pm 0.020$$

を得る . 崩壊偏極度の測定より, CP-even の割合が

$$\Gamma_{\perp}/\Gamma = 0.125 \pm 0.069$$

と決定されている [17] . B_s^0 - \bar{B}_s^0 系の二つの質量固有状態は, その崩壊幅の差が観測可能な程度の大きさを持つと予想される [18] . 上記の CP 組成を用いて, 崩壊時間分布を 2 成分で解釈すると,

$$\Delta\Gamma_s/\Gamma_s = 0.61_{-0.33}^{+0.25} \pm 0.01$$

を得る [17] .

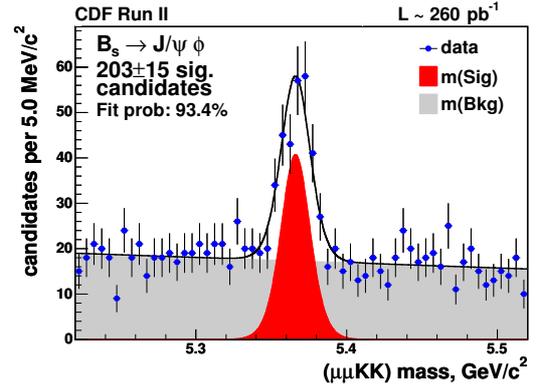


図 18: $\bar{B}_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ 崩壊候補事象の質量分布 .

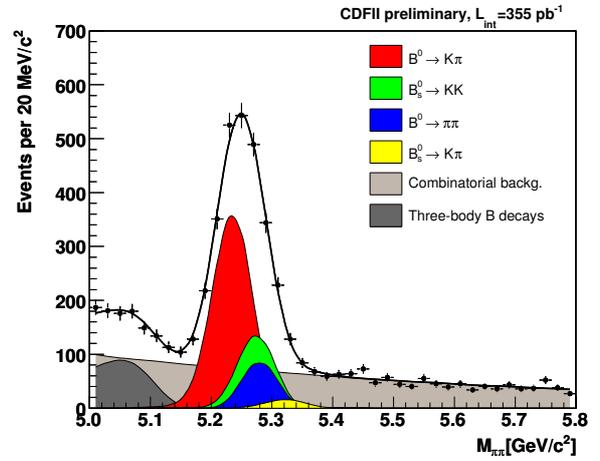


図 19: $\bar{B}_d^0/\bar{B}_s^0 \rightarrow h^+ h'^-$ 候補事象の質量分布 .

4.4 $B_s^0 \rightarrow K^+ K^-$ 崩壊における CP 非対称度の測定

$B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 崩壊は主に $b \rightarrow u$ tree 過程により起り, $b \rightarrow d$ penguin 過程が存在しない極限では, その CP 非対称度は $\sin 2(\beta + \gamma) = \sin 2\alpha$ と一致する . 実際には, penguin 過程の寄与は無視できず, 直接に測定された CP 非対称度から角度 α を抽出するのは簡単ではない .

これを解決する方法のひとつが, R. Fleischer [19] が提唱した, $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 崩壊と $B_s^0 \rightarrow K^+ K^-$ 崩壊における CP 非対称度を同時に測定し, 角度 γ を penguin 過程および tree 過程の振幅とともに決定するというものである . ここでは, 崩壊に tree 過程と penguin 過程の両方が寄与することを積極的に利用する . 二つの崩壊過程が存在して CP 固有状態に崩壊する場合には, CP 非対称度は

$$A_{\text{CP}}(t) = \mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}} \cos(\Delta m t) + \mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{mix}} \sin(\Delta m t)$$

という時間依存性を持つ . $\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}}$ は二つの崩壊振幅の干渉

により生じ、 $\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{mix}}$ は粒子・反粒子振動との干渉により生ずる．よって、 $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊と $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$ 崩壊においては、計 4 つの CP 非対称度 \mathcal{A}_{CP} が観測量となる．これらは、penguin 過程 P と tree 過程 T の振幅の比 $d = |d| e^{i\theta} \propto P/(T+P)$ 、角度 γ および角度 β により記述される．測定数の数が 4 であり、未知数の数が 4 であるので、原理的にこれらを決定することができる．現実には角度 β はすでに精度よく決定されているので、より制限の強い測定となる．

図 19 に \bar{B}_d^0 および \bar{B}_s^0 中間子の軽いハドロン $h \equiv \pi/K$ への 2 体崩壊 $\bar{B}_q^0 \rightarrow h^+h'^-$ 候補事象の質量分布を示す．信号は $\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+$ 、 $\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ および $\bar{B}_s^0 \rightarrow K^+K^-$ 、 $\bar{B}_s^0 \rightarrow K^+\pi^-$ の和である．中央部飛跡検出器の電離情報 (dE/dx) を用いて粒子識別を行い、組成を決定した． $\bar{B}_d^0 \rightarrow K^-\pi^+$ 崩壊の信号数はおよそ 1500 であり、CP 非対称度は

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\text{CP}} &\equiv \frac{\Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow K^-\pi^+) - \Gamma(B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-)}{\Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow K^-\pi^+) + \Gamma(B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-)} \\ &= -0.058 \pm 0.039 \pm 0.007 \end{aligned}$$

と測定された [20]． 1 fb^{-1} のデータでは統計誤差 ± 0.025 が期待され、Belle/BaBar 実験と肩を並べる． $\bar{B}_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ($\bar{B}_s^0 \rightarrow K^+K^-$) の信号数はおよそ 500 (300) である (360 pb^{-1})． 8 fb^{-1} のデータ量では CP 非対称度測定の精度は ± 0.2 程度と評価される．

4.5 崩壊 $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^\pm K^\mp$

前節の崩壊 $\bar{B}_s^0 \rightarrow K^+K^-$ を用いた角度 γ の決定は、最終的には SU(3) 対称性の破れの効果の理論的不定性により制限される．

理論的不定性の小さい決定法として、崩壊 $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^\pm K^\mp$ を用いることが提唱されている [21]．ただし、実験的には、分岐比が小さいこと、および $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+\pi^-$ 崩壊からの分離、が課題となる．当面の目標は信号を観測することにある．

また、類似の崩壊様式 $B^- \rightarrow D_{\text{CP}}^0 K^-$ を用いた CP 対称性の直接的破れの探索も可能である．

4.6 $b \rightarrow s$ penguin 過程の検証

Belle 実験の結果が示唆する $B_d^0 \rightarrow \phi K_S^0$ 崩壊における新しい物理の兆候は、同一のクォーク遷移 $b \rightarrow s\bar{s}$ による崩壊様式を用いて直接に検証されるべきである．

荷電 B 中間子の対応する崩壊様式 $B^\pm \rightarrow \phi K^\pm$ はおよ

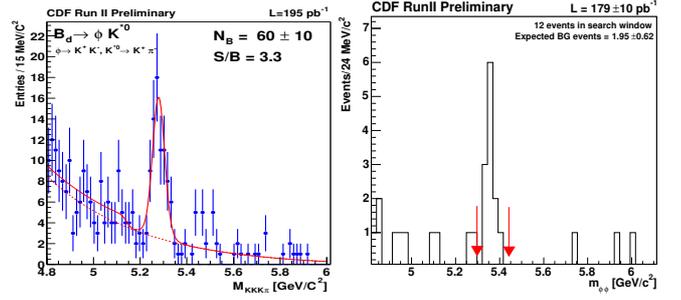


図 20: $\bar{B}_d^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$ および $\bar{B}_s^0 \rightarrow \phi\phi$ 候補事象の質量分布．

そ 50 事象 (180 pb^{-1}) が再構成され、CP 非対称度が

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\text{CP}} &\equiv \frac{\Gamma(B^- \rightarrow \phi K^-) - \Gamma(B^+ \rightarrow \phi K^+)}{\Gamma(B^- \rightarrow \phi K^-) + \Gamma(B^+ \rightarrow \phi K^+)} \\ &= -0.07 \pm 0.17^{+0.03}_{-0.02} \end{aligned}$$

と測定された [22]．他の実験の結果と同様に、CP 対称性の破れがないことと矛盾しない．

中性 B 中間子の崩壊 $B \rightarrow VV'$ では、 $\bar{B}_d^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$ および $\bar{B}_s^0 \rightarrow \phi\phi$ が再構成されている (図 20)．短期の目標として偏極度の測定が重要であり、中期的には粒子・反粒子振動に同期した CP 非対称度の測定を行う．

5 おわりに

以上、CDF 実験における B 粒子の物理の結果について、主なものを記した．その範囲は広きにわたり、また Belle 実験および BaBar 実験では実行が難しい測定が可能であり、 B -factory 実験と相補的な役割を持つことが判る．

特に B_s^0 中間子の崩壊の測定は、 $b \rightarrow s$ 遷移についての非常に重要かつ独自の測定・情報を与える．長年待たれていた B_s^0 - \bar{B}_s^0 振動の観測はその一例であり、振動数 Δm_s の測定は、小林・益川理論の検証が新たな段階に入ったことを如実に示すものである．

Tevatron Run-II 実験は 2009 年まで継続され、総計 $5 - 9 \text{ fb}^{-1}$ のデータを蓄積する予定である．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．本稿で紹介した B 粒子の物理においても、 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し、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．

参考文献

- [1] D. Acosta *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. D **71**, 032001 (2005).
山下智弘, “Measurement of J/ψ meson and b -hadron production cross section in proton-antiproton collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV”, 博士論文 (岡山大学), 2006年1月.
- [2] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **79**, 572 (1997).
F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **79**, 578 (1997).
- [3] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **85**, 2886 (2000).
CDF Collaboration, CDF public note 05-04-28 (2005).
- [4] P. Nason, S. Dawson and R. K. Ellis, Nucl. Phys. **B303**, 607 (1988).
P. Nason, S. Dawson and R. K. Ellis, Nucl. Phys. **B327**, 49 (1990); (E) **B335**, 260 (1990).
- [5] M. Cacciari, arXiv:hep-ph/0407187.
- [6] CDF Collaboration, CDF public note 7867 (2005).
- [7] F. Gabbiani, A. Onishchenko and A. Petrov, Phys. Rev. D. **70**, 0940311 (2004).
- [8] CDF Collaboration, CDF public note 7757 (2005).
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.
- [9] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **81**, 2432 (1998).
F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. D **58**, 112004 (1998).
鈴木潤一, “Observation of the B_c meson in 1.8-TeV proton-antiproton collisions”, 博士論文 (筑波大学), 1998年1月.
- [10] CDF Collaboration, CDF public note 05-11-10 (2005).
- [11] I. Allison *et al.* (HPQCD, Fermilab Lattice and UKQCD Collaborations), Phys. Rev. Lett. **94**, 172001 (2005).
- [12] A. Abulencia *et al.* (CDF Collaboration), submitted to Phys. Rev. Lett. [arXiv:hep-ex/0603027].
青木雅人, “Measurement of the B_c meson lifetime with the Collider Detector at Fermilab”, 博士論文 (筑波大学), 2006年2月.
- [13] CDF Collaboration, CDF public note 8176 (2006).
以前の結果は, A. Abulencia *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **95**, 221805 (2005); (E) **95**, 249905 (2005).
- [14] G. Buchalla and A. J. Buras, Nucl. Phys. **B400**, 225 (1993).
A. J. Buras, Phys. Lett. B **566**, 115 (2003).
- [15] A. Abulencia *et al.* (CDF Collaboration), submitted to Phys. Rev. Lett. [arXiv:hep-ex/0606027].
- [16] M. Okamoto, arXiv:hep-lat/0510113 (2005).
- [17] D. Acosta *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **94**, 101803 (2005).
- [18] 例えば
A. Lenz, arXiv:hep-ph/0412007 (2004).
M. Beneke *et al.*, arXiv:hep-ph/0307344 (2003).
M. Ciuchini *et al.*, arXiv:hep-ph/0308029 (2003).
- [19] R. Fleischer, Phys. Lett. B **459**, 306 (1999).
- [20] CDF Collaboration, CDF public note 8202 (2006).
- [21] R. Aleksan, I. Dunietz and B. Kayser, Z. Phys. C **54**, 653 (1992).
- [22] D. Acosta *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **95**, 031801 (2005).

CDF public notes は

<http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/bottom/bottom.html>
を参照されたい.