■ 研究紹介

Belle におけるチャーム物理

KEK 素粒子原子核研究所
堺 井 義 秀　yoshihide.sakai@kek.jp

2012 年 (平成 24 年) 2 月 12 日

1　はじめに

$\Upsilon(4S)$ 共鳴粒子のエネルギー (10.6 GeV) での電子・陽電子消滅反応によるチャームクォーク対生成断面積は, 約 1.2 nb であり, $\Upsilon(4S)$ の生成断面積 (約 1.1 nb) と同程度 (やや大) である。従って, B ファクトリーでは B 中間子と同様に大量のチャーム粒子が生成されるので, B ファクトリーはチャームファクトリーでもあるといえる。

Belle では, 積極的にチャーム物理の解析も行ってきた。B 中間子と同様に, チャーム物理も多岐にわたっているが, ここでは成果のあった D^0 中間子混合と今後標準理論を越える新しい物理の研究に有用な CP 対称性の破れの探索を中心に紹介する。

なお, チャームハドロンの崩壊や分光学もチャーム物理の重要なテーマの一つであるが, ここでは割愛し, チャームクォークを含む新粒子の発見に関しては宮林氏の記事を参照されたい。

2　D^0 中間子混合

D^0 中間子混合は, 粒子・反粒子（フレーバー）の固有状態と質量の固有状態が異なることにより起こる量子力学の基本過程であり, K および B 中間子混合と同じように記述される。質量の固有状態 D_1 と D_2 は

$$|D_{1,2}>=p|D^0> \pm q|\overline{D}^0> \tag{1}$$

で表される ($|q|^2+|p|^2=1$)。$P_{1,2}$ の質量と崩壊全幅を $m_{1,2}$, $\Gamma_{1,2}$ とするとそれぞれの質量固有状態の時間発展は

$$\begin{aligned}|D^0(t)> &= e^{(im-\Gamma/2)t}\{\cosh[(y+ix)\Gamma t/2]|D^0(0)> \\ &+ \frac{q}{p}\sinh[(y+ix)\Gamma t/2]|\overline{D}^0>\}, \qquad (2)\\ |\overline{D}^0(t)> &= e^{(im-\Gamma/2)t}\{\cosh[(y+ix)\Gamma t/2]|\overline{D}^0> \\ &+ \frac{p}{q}\sinh[(y+ix)\Gamma t/2]|D^0(0)>\} \qquad (3)\end{aligned}$$

となる。ここで, $m=(m_1+m_2)/2$, $\Gamma=(\Gamma_1+\Gamma_2)/2$, $x=(m_1-m_2)/\Gamma$, $y=(\Gamma_1-\Gamma_2)/2\Gamma$ である。$x\neq 0$ または $y\neq 0$ の場合に P^0 と $\overline{P}^0$ の間に混合 (振動) が起り, 混合の振舞いは x と y により決まる。上式より, $|q/p|^2\neq|p/q|^2$ の場合に $D^0\to\overline{D}^0$ と $\overline{D}^0\to D^0$ の遷移率が異なることになり 中間子混合の CP 非保存が起る。$|q/p|=1$ の場合は中間子混合で CP は保存する。

D^0 中間子混合は, K および B 中間子混合と同じように, 標準理論では図 1 に示すようなボックスダイアグラムによって起こると考えられている。b クォークの寄与は, カビボ・小林・益川 (CKM) 行列要素 $V_{ub}V_{cb}^*$ の値が d クォークや s クォークの場合 ($V_{ud}V_{cd}^*$ と $V_{us}V_{cs}^*$) に比べて非常に小さいので無視できる。d クォークと s クォークの寄与は GIM 機構によりキャンセルし合い, 単純に計算すると $x\propto(m_s^2-m_d^2)^2/m_c^2\sim 0(10^{-5})$ と非常に小さくなる。しかし, c クォークの質量は摂動計算が信頼できるほど大きくないのでハドロン相互作用の効果を入れた非摂動計算が必要であり, 正確な理論の予言は困難である。最近の種々の計算では $x,y=10^{-3}\sim 0.01$ となっている [1]。

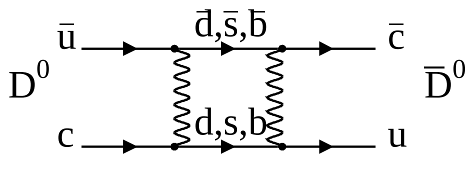

図 1: D^0 中間子混合に主に寄与するクォークダイアグラム。W 粒子 (波線) が横向きで内部クォークが縦向きのダイアグラムも同様の寄与をするが, ここでは省略してある。

D^0 中間子混合の測定は, 特定の崩壊モードに現れる D^0 中間子混合の影響を検出することにより行う。一般に, D^0 と $\overline{D}^0$ から終状態 f への崩壊振幅をそれぞれ A_f, $\overline{A}_f$ とすると $t=0$ で純粋に D^0 の状態の粒子の固

有時間 t での崩壊振幅は,

$$A[D^0(t) \to f] = e^{(im-\Gamma/2)t}\{A_f \cosh[(y+ix)\Gamma t/2] + \frac{q}{p}\overline{A}_f \sinh[(y+ix)\Gamma t/2]\} \qquad (4)$$

となる[1]。生成時に D^0 であることは, $D^{*+} \to D^0\pi_s^+$ 崩壊の π_s^+ の電荷によりタグできる (運動量が低いので通常 π_s と表記する)。

$\overline{D}^0$ の崩壊として, $\overline{D}^0 \to K^+\ell^-\nu$ のようなセミレプトニック崩壊を選ぶと ($\overline{A}_f = 1$, $A_f = 0$), $D^0 \to \overline{D}^0$ の信号のみを直接観測することができるが, その割合は $(x^2+y^2)/2$ (式 (4) を $x, y \ll 1$ の近似で積分) となる。これは, x と y について二次のため非常に小さい割合なので感度は低くなり, Belle でも解析を行なったが D^0 混合の検知には至らなかった [2]。一方, A_f と $\overline{A}_f$ がともにゼロでない場合は, 混合による $D^0 \to \overline{D}^0 \to f$ の振幅と $D^0 \to f$ の直接の崩壊の振幅との干渉項が x, y の一次になるので混合の測定の感度が上る。

2.1 $D^0 \to K^+K^-/\pi^+\pi^-$ 崩壊モード

終状態が CP 固有状態の場合 (CP 固有値 η_f) は崩壊および混合に CP 非保存がないとすると D^0 からも $\overline{D}^0$ からも同じ崩壊分岐比で崩壊するので $A_f = \eta_f \overline{A}_f$, $q/p = 1$ であり, 式 (4) より

$$\Gamma[D^0(t) \to CP\ \text{固有状態}] \cong e^{-\Gamma(1-\eta_f y)t} \qquad (5)$$

となる。すなわち, CP 固有状態への崩壊で測定した見かけ上の寿命が 実際の D^0 の寿命と y の割合だけ異なる (寿命は崩壊全幅の逆数 $\tau = 1/\Gamma$ である)。

Belle では, 540 fb^{-1} のデータを使って, $D^0 \to K^+K^-$ および $\pi^+\pi^-$ の CP 固有状態 (CP 固有値 +1) への崩壊モードと $D^0 \to K^-\pi^+$ 崩壊モードの見かけ上の寿命の差を測定した [3]。$D^0 \to K^-\pi^+$ 崩壊モードは $e^{-\Gamma t}$ で崩壊する。これらの事象は, $D^{*+} \to D^0\pi_s^+$, $D^0 \to K^+K^-/\pi^+\pi^-/K^-\pi^+$ 崩壊チャンネルで再構成され, 信号は再構成された D^0 の質量 (M_{D^0}) および $D^{*+} \to D^0\pi_s^+$ 崩壊での解放エネルギー $Q = M_{D^0\pi_s^+} - M_{D^0} - m_\pi$ を使って選択された。B 中間子崩壊からの D^0 を除去するために D^{*+} の重心系での運動量が 2.5 GeV/c 以上であることを要求した。崩壊時間は, 衝突点から D^0 の崩壊点への距離と D^0 の運動量 ($c\beta\gamma$) に計算された。D^0 の崩壊点を精度よく測定するためそれぞれのトラックに十分な数のシリコンバーテックス検出器のヒットがあることを要求する。$D^0 \to K^+K^-$, $\pi^+\pi^-$, $K^-\pi^+$ 崩壊モードでそれぞれ 11 万, 4.9 万, 122 万個の信号事象が 98%, 92%, 98% の高純度で選択された。

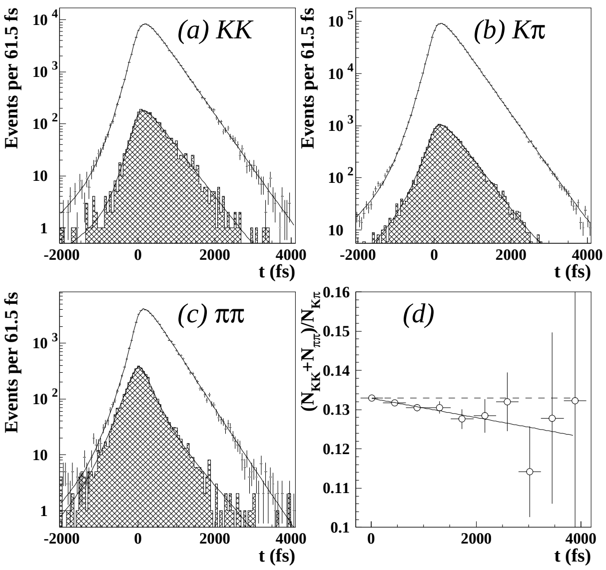

図 2: 崩壊時間分布と同時フィットの結果 (a) $D^0 \to K^+K^-$, (b) $D^0 \to K^+\pi^-$, (c) $D^0 \to \pi^+\pi^-$ 崩壊モード。交差斜線領域はバックグラウンドを示す。(d) $D^0 \to K^+K^-$, $\pi^+\pi^-$ と $D^0 \to K^+\pi^-$ 崩壊モードの比の時間依存。直線はデータ点をフィットしたもの。

y_{CP} は, $D^0 \to K^+K^-$, $\pi^+\pi^-$, $K^-\pi^+$ 事象の崩壊時間分布を同時フィットして求める。$D^0 \to K^+K^-$ と $\pi^+\pi^-$ 事象を合せて $D^0 \to K^-\pi^+$ との寿命の差を求めた結果は

$$y_{CP} = [1.32 \pm 0.32(\text{stat}) \pm 0.25(\text{syst})]\% \qquad (6)$$

である。それぞれの時間分布とフィット結果を図 2 に示す。この方法では, 類似の崩壊モードで同じ方法により測定された二つの寿命の差をとるため多くの系統誤差が相殺する。この結果は, 統計的に 4.1σ, 系統誤差を含めて 3.2σ の有意性であり, 世界で初めて 3σ 以上の有為性で D^0 混合を観測するものであった[2]。両者の見かけの寿命の違いは 図 2(d) にはっきりと見てとれる。

2.2 $D^0 \to K^+\pi^-$ 崩壊モード

$D^0 \to K^+\pi^-$ 崩壊は D^0 混合を通しての $D^0 \to \overline{D}^0 \to K^+\pi^-$ と 二重 Cabibbo 抑制 (Double Cabibbo Suppressed = DCS) 崩壊 $D^0 \to K^+\pi^-$ による直接の崩壊の二つの振幅の寄与がある。CP が保存する場合は, 式

[1] $\overline{D}^0$ に関しても類似の式で表されるが, 簡略化のため, 以後 D^0 のみについて表記する。$\overline{D}^0$ の式は $D^0 \leftrightarrow \overline{D}^0$ 及び $q \leftrightarrow p$ の置き換えにより得られる。崩壊モードについても 特に断らないかぎり荷電共役崩壊モードが含まれるものとする。

[2] 2007 年の Moriond 国際会議で, この結果と BaBar の $D^0 \to K^+\pi^-$ 崩壊モード (次節参照) での 3.9σ の有意性の結果が同時に発表された。

(4) より 崩壊時間分布は

$$\Gamma[D^0(t) \to K^+\pi^-] \cong e^{-\Gamma t}[R_D + \sqrt{R_D}y'\Gamma t + \frac{x'^2+y'^2}{4}(\Gamma t)^2] \tag{7}$$

となる。ここで, R_D は DCS と抑制されない (Cabibbo Favored = CF) 崩壊の崩壊率の比 $|A_f/\overline{A}_f|^2 = |A(D^0 \to K^+\pi^-)/A(D^0 \to K^-\pi^+)|^2$ であり, また $x' = x\cos\delta + y\sin\delta$, $y' = y\cos\delta - x\sin\delta$, δ は DCS と CF 崩壊振幅の位相差 $\arg[A(D^0 \to K^+\pi^-)/A(D^0 \to K^-\pi^+)]$ である。R_D は およそ Cabibbo 抑制因子 $(\sin\theta_C)$ の 4 乗 $(O(10^{-3}))$ の小さい量である。

Belle では, 400 fb^{-1} のデータを使って $D^0 \to K^+\pi^-$ 崩壊 (以後 wrong-sign = WS と呼ぶ) および $D^0 \to K^-\pi^+$ 崩壊 (right-sign = RS) 事象の崩壊時間分布を解析し x'^2, y' を測定した [4]。RS および WS の判断は D^* からの π_s の荷電と K の荷電の相対符号で判断する。信号事象の選別や崩壊時間の測定は, 前節の解析とほぼ同様であり, 107 万の RS 信号と 4024 ± 88 の WS 信号事象が得られた。

まず, RS 事象の崩壊時間分布をフィットして崩壊時間測定の応答関数と寿命を求める。次に, それらの応答関数と寿命を使って, WS 事象の崩壊時間分布を式 (7) でフィットし x'^2 と y' を求める。WS 事象の崩壊時間分布とフィットを図 3 に示す。CP 保存を仮定した場合のフィット結果は,

$$\begin{aligned} x'^2 &= [-0.18\ ^{+0.21}_{-0.23}(\text{stat})] \times 10^{-3}, \\ y' &= [0.6\ ^{+4.0}_{-3.9}(\text{stat})] \times 10^{-3} \end{aligned} \tag{8}$$

であり, 系統誤差を考慮して D^0 混合の有意性は 2.2σ であった (図 4 を参照)。

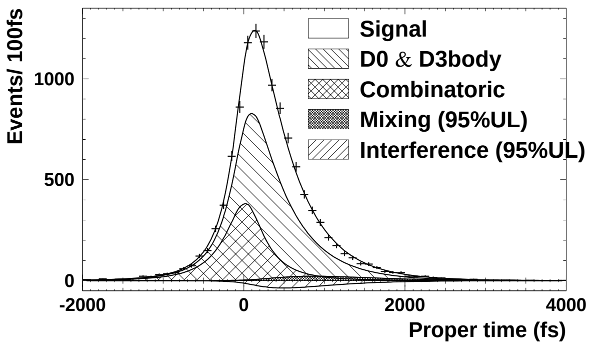

図 3: WS 事象の崩壊時間分布とフィットの結果。実線は CP 保存の場合の D^0 混合のフィット。

この結果は 2006 年に発表され, 最も精度よい測定であった。2007 年に BaBar が 384 fb^{-1} のデータを使ってこの崩壊モードの測定を行い, $x'^2 = [-0.22 \pm 0.30(\text{stat})] \times 10^{-3}$, $y' = [9.7 \pm 4.4(\text{stat})] \times 10^{-3}$ で, D^0 混合の有意性が 3.9σ であるという結果を得た [5]。また, CDF も 1.5 fb^{-1} のデータを使って $x'^2 = [-0.12 \pm 0.35] \times 10^{-3}$, $y' = [8.5 \pm 7.6] \times 10^{-3}$ を得た [6]。この結果は BaBar の結果に近く 3.8σ の有意性で D^0 混合を示すものである。以上の三つの測定結果のなかで, Belle の測定精度が最もよいにもかかわらず統計のいたずらで低い有為性の結果になったのは不運であった。

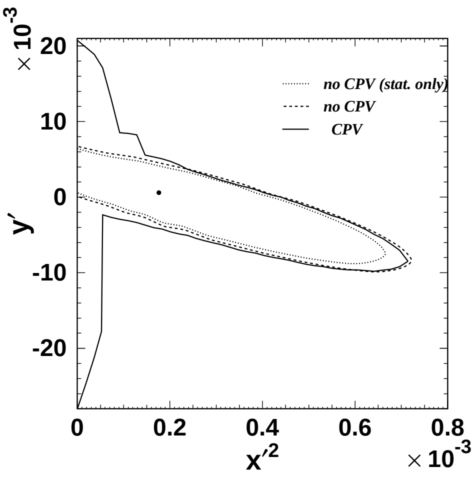

図 4: フィットの中心値 (点) と信頼度 (CL) 95% の領域。

なお, 測定された x', y' から x, y を求めるには δ の値を別に測定する必要がある。CLEO-c で $\psi(3770)$ の崩壊による 量子もつれの状態にある $D^0\overline{D}^0$ 対を使って $cos\delta$ を測定することができる。一方の D^0 (または $\overline{D}^0$) がそれぞれ CP 固有状態 または $D^0 \to K^-\pi^+/K^+\pi^-$ に崩壊する事象と $D^0\overline{D}^0$ 両方が上記の崩壊モードのいづれかに崩壊する事象を再構成し, それらの情報を組合せることにより $\cos\delta = 1.03\ ^{+0.31}_{-0.17}(\text{stat}) \pm 0.08(\text{syst})$ が得られている [7]。

2.3 $D^0 \to K^0_S\pi^+\pi^-$ 崩壊モード

前述の二つの測定では y に比べて x を同等の精度で測定することはできない。前節の $D^0 \to K^+\pi^-$ 崩壊モードの測定では, $\cos\delta \sim 1$ なので 実質上 y と x^2 の測定であり, x の測定精度はよくない。

それに対して, $D^0 \to K^0_S\pi^+\pi^-$ 崩壊モードの Dalitz plot 分布の崩壊時間発展を解析することにより x と y を同程度の精度で測定することができる。$D^0 \to K^0_S\pi^+\pi^-$ 崩壊の Dalitz plot 振幅を $A(m^2_-, m^2_+)$ とすると式 (4) より時間 t での崩壊振幅は

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(m^2_-, m^2_+, t) &= e^{(im-\Gamma/2)t} \\ &\quad \{A(m^2_-, m^2_+)\cosh[(y+ix)\Gamma t/2] \\ &\quad -\frac{q}{p}\overline{A}(m^2_-, m^2_+)\sinh[(y+ix)\Gamma t/2]\} \end{aligned} \tag{9}$$

と書ける。ここで，$m_{\pm}^2 = m^2(K_S^0\pi^{\pm})$ である。Dalitz plot 振幅は，中間状態の二体崩壊の振幅の和として表される。

$$A(m_-^2, m_+^2) = \sum_r a_r e^{i\phi_r} A_r(m_-^2, m_+^2) + a_{\rm NR} e^{i\phi_{\rm NR}} \tag{10}$$

最後の項は，Dalitz plot 面で一様に分布する三体崩壊の振幅である。A_r は，相対論的 Breit-Wigner 関数と形成因子の積である。Dalitz plot 上での $A(m_-^2, m_+^2)$ と $\overline{A}(m_-^2, m_+^2)$ の位相差に応じて (前節の δ に対応する)，x および y の一次の項が崩壊時間分布に現れる。従って，Dalitz plot 分布の崩壊時間発展をフィットすることにより x, y を測定することができるのである。

Belle では，540 fb^{-1} のデータを使ってこの崩壊モードの解析を行なった [8]。信号事象の選別や崩壊時間の測定は，前節の解析とほぼ同様であり，信号領域では 95%の純度で 53 万個の信号事象が得られた。図 5 に Dalitz plot 分布およびフィットを，図 6 に崩壊時間分布とフィットを示す。CP 保存の場合の結果は，

$$x = [0.80 \pm 0.29(\mathrm{stat})^{+0.09}_{-0.07}(\mathrm{syst})^{+0.10}_{-0.14}(\mathrm{model})]\%$$
$$y = [0.33 \pm 0.24(\mathrm{stat})^{+0.08}_{-0.12}(\mathrm{syst})^{+0.06}_{-0.08}(\mathrm{model})]\% \tag{11}$$

である。ここで，三番目のエラーは式 (10) の Dalitz plot 振幅のモデルの不完全性および共鳴粒子の質量・崩壊全幅の不定性によるものである。この結果は，D^0 混合の有意性は 2.2σ であるが，x の測定を y とほぼ同じ精度で行った最初の結果として重要なものである。

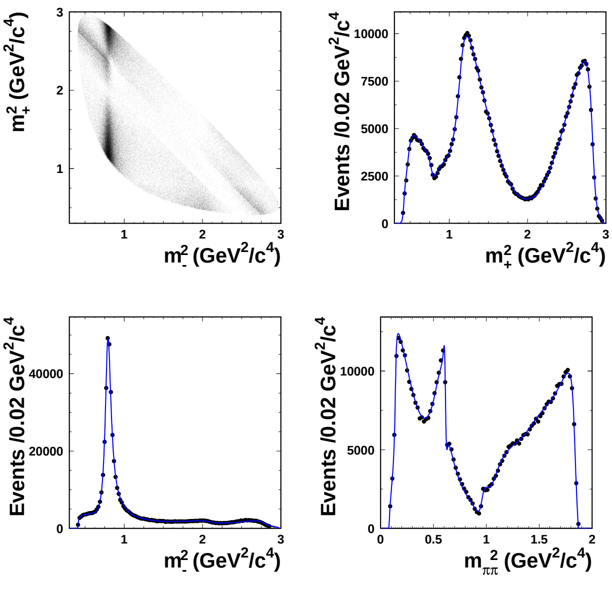

図 5: $D^0 \to K_S^0\pi^+\pi^-$ 崩壊モードの Dalitz plot 分布と射影分布。点はデータ，実線はフィットの結果を示す。

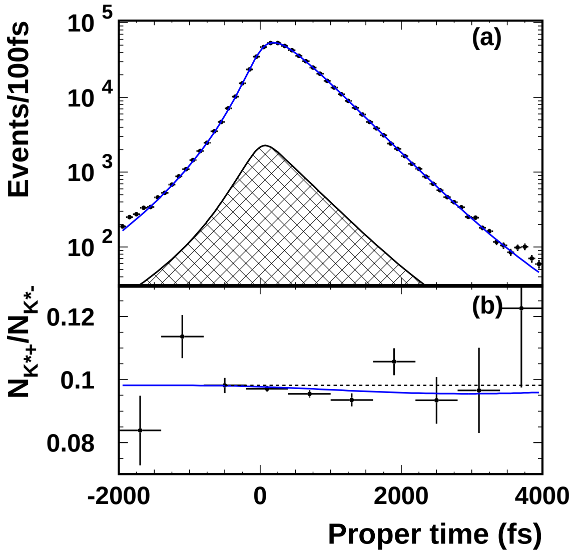

図 6: (a) $D^0 \to K_S^0\pi^+\pi^-$ 崩壊モードの崩壊時間分布。点はデータ，実線はフィットの結果を示す。交差斜線部分はバックグラウンドの寄与を示す。(b) $K^*(892)^+$ (CF) と $K^*(892)^-$ (DCS) 領域の事象の比の崩壊時間依存性。

3　チャームでの CP 対称性の破れ

B 中間子と同様に，チャーム (D 中間子) でも，3 種類の CP 対称性の破れが考えられる：(a) D^0 中間子混合における CP の破れ，(b) 崩壊振幅における直接的 CP の破れ，(c) D^0 中間子混合と崩壊の干渉による CP の破れ。

前節で述べたように，$|q/p|^2 \neq |p/q|^2$ の場合に D^0 中間子混合に CP 対称性の破れが起り (上記の (a))，その大きさは $A_M = |p/q|^2 - |q/p|^2$ で表される。直接的 CP の破れ (b) の大きさは，$A_d = (|A_f|^2 - |\overline{A}_f|^2)/(|A_f|^2 + |\overline{A}_f|^2)$ で表される ($D^{\pm}$ 中間子でも起る)。また，D^0 中間子混合と崩壊の干渉による CP の破れ (c) の量は，$\phi = \arg(q\overline{A}_f/pA_f)$ で表すことができる (式 (4) 参照)。

標準理論における D 中間子崩壊では，ツリーダイアグラムは第一世代と第二世代のクォークしか含まない。また，ペンギンダイアグラムでは，ボックスダイアグラムと同様に b クォークを含むものは CKM 行列要素が非常に小さいため 非常に抑制されほとんど寄与しない。従って，上記の (a)-(c) のどれも 標準理論における CP 対称性の破れは非常に小さく $O(10^{-3})$ と考えられている。それよりも充分大きな CP 対称性の破れが測定された場合は，明らかに標準理論を越える物理の証拠であり，高精度の CP 非対称度の測定に期待が寄せられている。

3.1 D^0 中間子混合測定における CP の破れ

前節の D^0 中間子混合の測定で, D^0 と $\overline{D}^0$ に対して別々に測定・比較することにより CP 対称性の破れを測定することができる。

$D^0 \to K^+K^-/\pi^+\pi^-$ 崩壊モードの測定 (2.1 節) では事象の見かけの寿命の差に現れる CP 非保存は

$$\begin{aligned} A_\tau &= \frac{\tau(\overline{D}^0 \to h^+h^-) - \tau(D^0 \to h^+h^-)}{\tau(\overline{D}^0 \to h^+h^-) + \tau(D^0 \to h^+h^-)} \\ &= \frac{1}{2} A_M y \cos\phi - x \sin\phi \end{aligned} \tag{12}$$

となる。測定結果は, $A_\tau = [0.01 \pm 0.30(\mathrm{stat}) \pm 0.15(\mathrm{syst})]\%$ [3] であり, ゼロと矛盾しない結果であった。

$D^0 \to K^+\pi^-$ 崩壊モードの測定 (2.2 節) では, x' および y' を D^0 と $\overline{D}^0$ で別々に測定し比較を行ったが, 有為な差は見られなかった [4]。図 4 に CP 非保存を許した場合の 95% の信頼度の領域も示してあるが, (x'^2, y') 平面で 約 90 度 回転した領域も許されることになり, D^0 混合を示す有為性は小くなる。

$D^0 \to K^0_S\pi^+\pi^-$ 崩壊モードの測定 (2.3 節) では, CP 非保存のパラメータ, $|q/p|$ と ϕ, を追加して フィットを行った。結果は, $|q/p| = 0.86\ ^{+0.30}_{-0.29}\ ^{+0.06}_{-0.03} \pm 0.08$, $\phi = [-14\ ^{+16}_{-18}\ ^{+5}_{-3}\ ^{+2}_{-14}]^\circ$ が得られた。x, y の値は, CP 保存の場合とほぼ同じ値であった。有為な CP 対称性の破れは見られないことがわかる。

3.2 崩壊分岐比測定における CP の破れ

D^0 中間子混合の測定では崩壊時間分布を測定したが, 単に D 中間子と 反 D 中間子の崩壊分岐比の違い (非対称度)

$$A_{CP} = \frac{\Gamma(D \to f) - \Gamma(\overline{D} \to \bar{f})}{\Gamma(D \to f) + \Gamma(\overline{D} \to \bar{f})} \tag{13}$$

$$= \frac{N(D \to f) - N(\overline{D} \to \bar{f})}{N(D \to f) + N(\overline{D} \to \bar{f})} \tag{14}$$

を測定することにより CP 対称性の破れを測定することができる。荷電をもつ $D^\pm$ や $D_s^\pm$ の場合は, A_{CP} は直接的 CP 対称性の破れそのものである。D^0 の場合は, 一般的には (a)-(c) すべての CP の破れを含む。

測定は, D 中間子と反 D 中間子の崩壊を再構成し, 信号事象数の非対称度を求めるという比較的簡単なものである。一般的には, 非対称度の測定は多くの系統誤差が相殺するが, 1% 以下の精度で測定しようとすると測定器に起因する非対称度の補正などに細心の注意を払う必要がある。Belle での測定の場合, 測定された非対称度 (A_{rec}) は以下ののように表される (非対称度は $\ll 1$ として近似)。

$$A_{\mathrm{rec}} = A_{CP} + A_{FB} + A^h_\epsilon\ (+A_{\pi_s}) \tag{15}$$

ここで, A_{FB} は e^+e^- 消滅反応における仮想光子と Z^0 粒子の干渉による 生成された D 中間子の前後方非対称度である。測定器および検出効率が重心系で前後方対称であれば, 全体の事象数には影響がないが, KEKB 加速器が非対称エネルギーのため Belle 測定器は対称ではないので A_{FB} の影響を補正する必要がある。A^h_ϵ は, 荷電ハドロン h^+ と h^- の間の検出効率の非対称度である。これは, 飛跡再構成効率, K/π 同定の非対称度および測定器と粒子ハドロン反応の違いの影響を含む。A_{π_s} は, 前述のように D^0 中間子の場合には, $\pi_s^\pm$ により D^0 か $\overline{D}^0$ であるかをタグするが, その検出効率の非対称度である。A^h_ϵ および A_{π_s} は, 粒子の運動量およびビーム軸に対する角度 (θ) に依存する。これらの補正量は, 小さな量であるが精度よく求める必要があるので, 工夫をこらして実際の実験データを使って求める。

表 1 に Belle で測定を行った D 中間子崩壊の CP 非対称度の測定を示す。

A_{π_s} は, 以下に示すような方法で求められる。π_s でタグされた $D^0 \to K^-\pi^+$ 崩壊事象の非対称度 $(A^{\mathrm{tag}}_{\mathrm{rec}})$ と タグを要求しない $D^0 \to K^-\pi^+$ 崩壊事象の非対称度 $(A^{\mathrm{untag}}_{\mathrm{rec}})$ は,

$$A^{\mathrm{tag}}_{\mathrm{rec}} = A_{FB} + A^{K\pi}_{CP} + A^{K\pi}_\epsilon + A_{\pi_s} \tag{16}$$

$$A^{\mathrm{untag}}_{\mathrm{rec}} = A_{FB} + A^{K\pi}_{CP} + A^{K\pi}_\epsilon \tag{17}$$

と書ける。従って, $A^{\mathrm{tag}}_{\mathrm{rec}} - A^{\mathrm{untag}}_{\mathrm{rec}}$ により A_{π_s} を求めることができる。A_{π_s} は, π_s の運動量と角度 $(\cos\theta_{\pi_s})$ を分割して, それぞれのビン毎に求め, 補正に使われる。得られた A_{π_s} を図 7 に示す。

$D^0 \to K^+K^-$ や $D^0 \to \pi^+\pi^-$ のような CP 固有状態への崩壊の場合は, D^0 と $\overline{D}^0$ で終状態が同じなので, π_s の補正を行ったあとは $A^{\mathrm{cor}}_{\mathrm{rec}} = A_{CP} + A_{FB}$ となる。A_{FB} は, 重心系での $\cos\theta^*_D$ に対して反対称であるが, A_{CP} は一定値なので

$$A_{CP} = \frac{A^{\mathrm{cor}}_{\mathrm{rec}}(\cos\theta^*_D) + A^{\mathrm{cor}}_{\mathrm{rec}}(-\cos\theta^*_D)}{2}, \tag{18}$$

$$A_{FB} = \frac{A^{\mathrm{cor}}_{\mathrm{rec}}(\cos\theta^*_D) - A^{\mathrm{cor}}_{\mathrm{rec}}(-\cos\theta^*_D)}{2} \tag{19}$$

により A_{CP} と A_{FB} を分けて求めることができる。図 8 に $D^0 \to K^+K^-$ と $D^0 \to \pi^+\pi^-$ の結果を示す。

中性中間子と π^+ への崩壊の CP 非対称度は, 基本的には $D_s^+ \to \phi\pi^+$ 崩壊の非対称度との差をとることにより求める。$D_s^+ \to \phi\pi^+$ 崩壊は, カビボ抑制のないツリーダイアグラムのみにより崩壊するため, 新しい物理の影響が少くその CP 非対称度は充分に小さいと考えられる。従って,

$$A^{h^0\pi^+}_{\mathrm{rec}} = A_{FB} + A^{h^0\pi^+}_{CP} + A^\pi_\epsilon, \tag{20}$$

$$A^{D^s\to\phi\pi^+}_{\mathrm{rec}} = A_{FB} + A^\pi_\epsilon \tag{21}$$

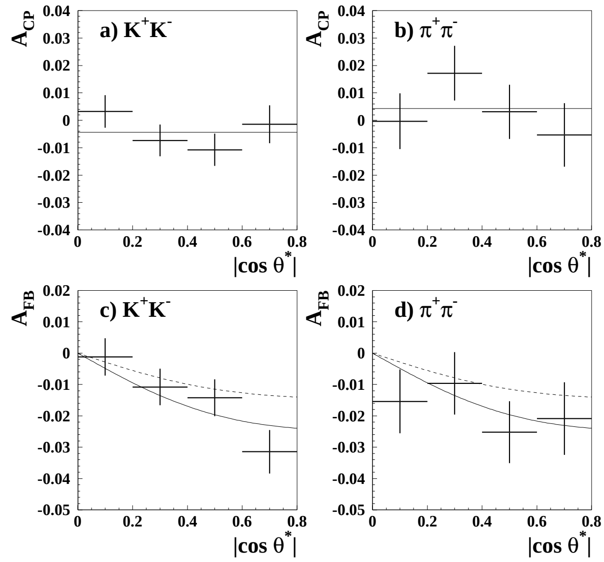

図 8: (a) $D^0 \to K^+K^-$ と (b) $D^0 \to \pi^+\pi^-$ の CP 非対称度 A_{CP}。(c) $D^0 \to K^+K^-$ と (d) $D^0 \to \pi^+\pi^-$ の A_{FB}。実線 (点線) はフィットの結果 (最低次の理論期値) を示す。

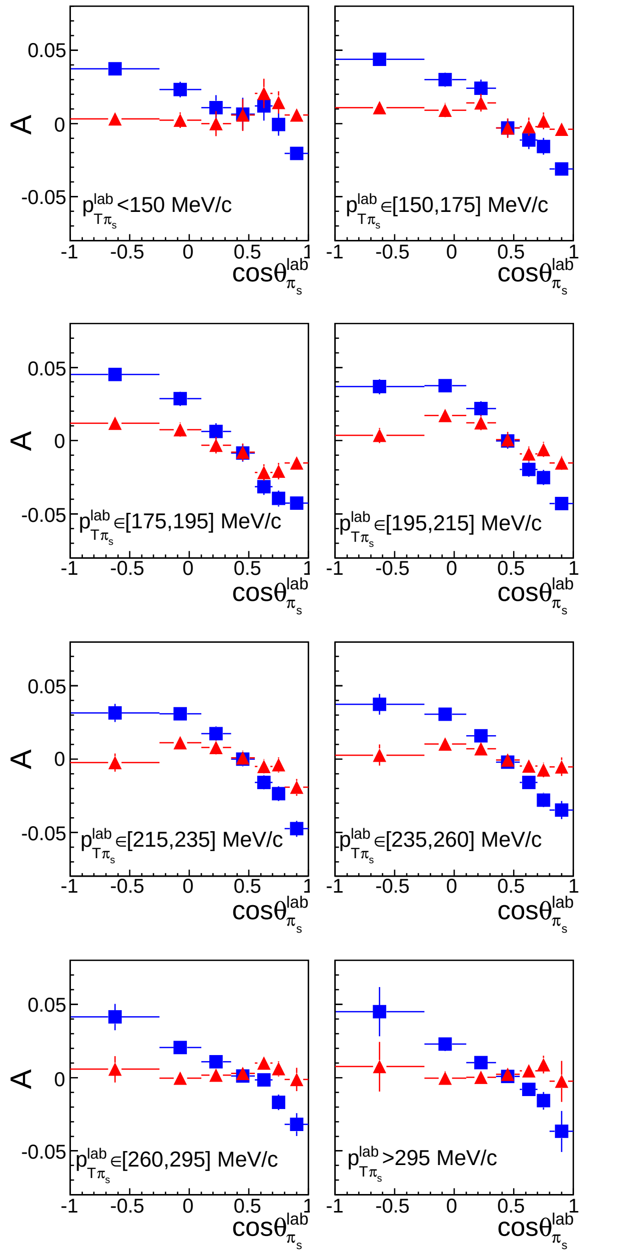

図 7: π_s の運動量と $\cos\theta_{\pi_s}$ に対する A_{π_s} (三角のマーク)。$A^{\rm tag}_{\rm rec}$ も四角のマークで示されているが, 前後方非対称性が見られる。

であり, $A^{h^0\pi^+}_{CP} = A^{h^0\pi^+}_{\rm rec} - A^{D^s\to\phi\pi^+}_{\rm rec}$ となる。 D^+ の崩壊モードの場合は, A_{FB} が D^+ と D^+_s で同じであることが要求されるが, 実際にデータで確認されている。

中性中間子と K^+ への崩壊の CP 非対称度の測定では, まず A^K_ϵ の補正を行い, 続いて先に述べた方法で A_{CP} と A_{FB} を分けて求める。A^K_ϵ は, $D^0 \to K^-\pi^+$ と $D^+_s \to \phi\pi^+$ の非対称度の差をとることにより求める。

K^0_S を含む崩壊では, 中性 K 中間子の CP 対称性の破れの影響があるので, D 中間子の崩壊振幅に CP 対称性の破れがない場合でも約 0.33% の CP 非対称度が理論的に期待される。これは, 実際の崩壊は

$$D^+ \;\to \overline{K}^0\pi^+ \;\to [\overline{K}^0 \to K^0_S]\pi^+, \qquad (22)$$

$$D^- \;\to K^0\pi^- \;\to [K^0 \to K^0_S]\pi^- \qquad (23)$$

であるので K^0_S に含まれる K^0 と $\bar{K}^0$ の割合に違いがあることから生じる。表 1 の中では, $D^+_s \to K^0_S\pi^+$ 崩壊のみが正の非対称度 (+0.33%) で, 他の崩壊モードは負の非対称度 (−0.33%) が期待される。最も有為性の高い測定は, $D^+ \to K^0_S\pi^+$ であり, 2.6σ の有為性で CP 非対称度が測定されている。現在, 全データを使い 解析方法を改善しており, 充分な有為性で CP 非対称度の測定が期待される。

最近, LHC 加速器での LHCb 実験が $\Delta A_{CP} = A_{CP}(D^0 \to K^+K^-) - A_{CP}(D^0 \to \pi^+\pi^-)$ の値が $[-0.82 \pm 0.21({\rm stat.}) \pm 0.11({\rm syst.})]\%$ [14] と 3.5σ の有為性での CP 対称性の破れの証拠を発表し話題になった。Belle の結果は表 1 より $\Delta A_{CP} = -0.83{\pm}0.60{\pm}0.09$

[3] となり LHCb の結果と矛盾しない。

表 1: Belle での D 中間子の CP 非対称度の測定。データ量は fb^{-1} の単位である。

崩壊モード	データ量	A_{CP} (%)	Ref.
$D^0 \to K^+K^-$	540	$-0.43 \pm 0.30 \pm 0.11$	[9]
$D^0 \to \pi^+\pi^-$	540	$+0.43 \pm 0.52 \pm 0.12$	[9]
$D^+ \to K_S^0\pi^+$	673	$-0.71 \pm 0.19 \pm 0.20$	[10]
$D_s^+ \to K_S^0\pi^+$	673	$+5.45 \pm 2.50 \pm 0.33$	[10]
$D^+ \to K_S^0K^+$	673	$-0.16 \pm 0.58 \pm 0.25$	[10]
$D_s^+ \to K_S^0K^+$	673	$+0.12 \pm 0.36 \pm 0.22$	[10]
$D^0 \to K_S^0\pi^0$	791	$-0.28 \pm 0.19 \pm 0.10$	[11]
$D^0 \to K_S^0\eta$	791	$+0.54 \pm 0.51 \pm 0.16$	[11]
$D^0 \to K_S^0\eta'$	791	$+0.98 \pm 0.67 \pm 0.14$	[11]
$D^+ \to \eta\pi^+$	791	$+1.74 \pm 1.13 \pm 0.19$	[12]
$D^+ \to \eta'\pi^+$	791	$-0.12 \pm 1.12 \pm 0.17$	[12]
$D^+ \to \phi\pi^+$	955	$+0.51 \pm 0.28 \pm 0.05$	[13]

4 まとめ

チャーム物理のなかでも, D^0 中間子混合は未発見のまま残った中間子混合として, その探索は長らく精力的に行われてきたが, ついに Belle および BaBar の B ファクトリー加速器実験によって, 2007 年 3 月に初めて 3σ 以上の有意性で 観測された。D^0 中間子混合は, 標準理論の検証とそれを越える新しい物理の探索における重要な手がかりの一つであり, その後さらにその測定は活気を帯び, 今や全測定の世界平均は 図 9 に示すように 5σ をゆうに越える有為性であり, ゆるぎないものとなったといえる。

x と y の世界平均は [15],

$$x = [0.63\pm^{+0.19}_{-0.20}]\%, \quad y = [0.75 \pm 0.12]\% \qquad (24)$$

である。興味深いことに x, y はともに $\sim 1\%$ のレベルであり, 標準理論の理論的予言の上限に近い。標準理論を越える新しい物理による D^0 混合の様々な理論的予言が出されており [1], $\sim 1\%$ のものも多い。標準理論の予言にはまだ大きな不定性があるので, 現在の結果は大きな新しい物理の寄与を否定するものではない。今後, 実験的測定精度を上げ, 理論的にも標準理論の予言の不定性を小さくすることが重要である。CP 非保存を示すパラメータの世界平均は,

$$|q/p| = 0.89^{+0.17}_{-0.15}, \quad \phi = -10.1^{+9.4}_{-8.8}] \text{ 度} \qquad (25)$$

[3] 差をとると A_{π_s} の系統誤差 (0.10%) が相殺するので, 系統誤差は小さくなる。

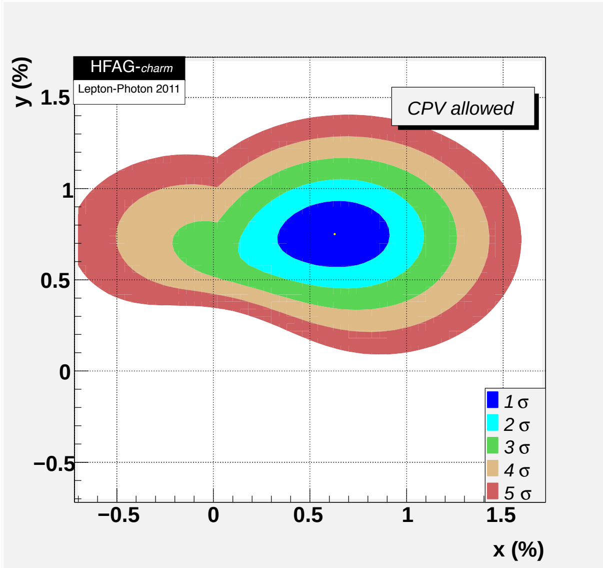

図 9: すべての実験結果を使ってフィットにより求めた CP 非保存を含めた場合の x, y の制限領域。

であり, CP 保存と矛盾しない。B 中間子や K 中間子での CP 対称性の破れに, 中間子混合が重要な役割を担っていることから, D 中間子混合の発見・確定は今後の D 中間子での CP 対称性の破れの測定にとって大きな前進である。

CP 非保存の探索は, D 中間子の崩壊率の測定でも精力的に行われており, Belle でも積極的に進めてきた。標準理論における D 中間子での CP 非保存には, ハドロンの相互作用を含む非摂動の寄与により 大きな CP 非保存が生じる可能性が低いので, 大きな CP 非保存 ($> 1\%$) が観測された場合には, 新しい物理の明瞭な証拠となる。これまでの Belle での測定では, 有為な CP 非保存の結果は得られていないが, LHCb による 3.5σ の有為性の測定結果が出て, 今後さらに精度を上げた測定に興味がもたれる。Belle でも, 全データを使った D^0 中間子混合および D 中間子の崩壊率の CP 非対称度の精度を上げた測定を進めており, さらに SuperKEKB での測定に期待がもたれる。

参考文献

[1] A. Petrov, Int. J. Mod. Phys. A **21**, 5686 (2006) およびその中の参考文献参照のこと。

[2] U. Bitenc *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **72**, 071101 (2005).

[3] M. Staric *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 211803 (2007).

[4] L. M. Zhang *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **96**, 151801 (2006).

[5] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 211802 (2007).

[6] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **100**, 121802 (2008).

[7] W. M. Sum (for CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **100**, 221801 (2008).

[8] L. M. Zhang *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **99**, 131803 (2007).

[9] M. Staric *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Lett. **B670**, 190 (2008).

[10] B. R. Ko *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **104**, 181602 (2010).

[11] B. R. Ko *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **106**, 211801 (2011).

[12] B. R. Ko *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **107**, 221801 (2010).

[13] M. Staric *et al.* (Belle Collaboration), arXiv:1110.0694 (Phys. Rev. Lett. 誌に掲載予定).

[14] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), arXiv: 1112.0938.

[15] Heavy Flavor Averaging Group (HFAG), Charm physics section, `http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/charm/`