

Belle 実験におけるタウ物理

名古屋大学

早坂 圭司, 居波 賢二

奈良女子大学

林井 久樹

hayasaka@hepl.phys.nagoya-u.ac.jp, kenji@hepl.phys.nagoya-u.ac.jp, hayashii@hepl.phys.nara-wu.ac.jp

2011年11月28日

1 タウレプトン物理

タウレプトンは質量がもっとも大きいレプトンであるが故に、標準模型を超えた新しい物理(NP)への結合が強いと期待されている粒子であり、中間子へと崩壊できる十分な質量であるため、1GeV 付近の QCD を研究するクリーンな場を提供する粒子でもある。Belle 実験におけるタウ物理研究は、新物理探索と標準模型に従う崩壊の精密測定との2つに大別される。新物理探索としては、タウレプトンフレーバーを破る崩壊の探索、荷電レプトンセクターの CP 非保存現象の探索、そしてタウレプトンの electric dipole moment (EDM) の測定を行った。また、標準模型の精密測定としては、タウレプトン質量の測定、ハドロニック崩壊分岐比の測定、不変質量分布の評価を行った。以下、Belle 実験の誇る世界最高統計量のデータに加え、我々 Belle 実験タウグループのメンバーの努力による解析の効率化によって世界最高感度(精度)での探索(測定)が達成されたそれぞれの結果を紹介していく。標準模型の精密測定では、主に物理毎ではなくモード毎にその成果を紹介していく。

2 新物理探索

2.1 タウレプトンフレーバーを破る崩壊の探索

一般に荷電レプトンフレーバーを破る(cLFV)崩壊は標準模型では禁止されていて、ニュートリノ振動を考慮すると可能な崩壊ではあるが到底実験感度に到達するような大きさは期待できない。一方で、標準模型を自然な形で拡張した様々な NP に基づく模型において cLFV 崩壊が预言されている。このような事情のため、高精度測定により標準理論からのズレとして NP を見出すのではなく、信号事象の検出が即 NP の発見という、原理的に単純明快である点が cLFV 探索の最大の特徴である。中でも、タウ LFV 崩壊が特に脚光を浴びるのは、我々 Belle 実験の到達可能感度内 ($\sim 10^8$) に NP が存する可能性ありと予測され、発見の現実味をもつことによる。

ところで、タウレプトンは中間子を終状態に持つことができるレプトンであり非常に多彩な崩壊様式を持つ。これ

はタウ LFV 崩壊においても同様である。しかし、NP がどのような LFV 崩壊様式に現れるかわからない。そこで、NP を逃がすことなく捕捉すべく、40 以上の異なる崩壊様式にわたり網を張り、網羅的・総体的に探索を行う方針とした。

検出対象となる LFV 崩壊はニュートリノを含まないために(ニュートリノが含まれば lepton flavor が判明しない)、タウレプトンを再構成することができる。したがって、再構成されたタウ信号事象 (M_{signal}) はタウ質量値 (M_{τ}) に、またその重心系エネルギー ($E_{\text{signal}}^{\text{CM}}$) はビームエネルギー ($E_{\text{beam}}^{\text{CM}}$) にほぼ等しいと期待できる。その様子を $\tau \rightarrow \mu\gamma, \mu\mu\mu$ について図 1 に示す。

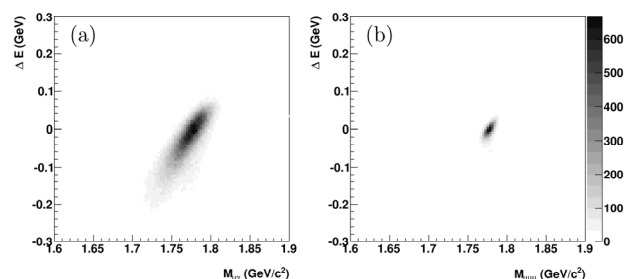


図 1 モンテカルロシミュレーションによる信号事象の M_{signal} vs $E_{\text{signal}}^{\text{CM}} - E_{\text{beam}}^{\text{CM}} (\equiv \Delta E)$ 分布。(a) は $\tau \rightarrow \mu\gamma$, (b) は $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 。

解析においてはこの平面上で信号事象を背景事象から抽出することになる。ここで重要なのは質量分解能ならびにエネルギー分解能である。信号事象数を評価する信号領域はこの分解能を用いて定義する。背景事象が信号域にほぼ一様に分布しているとすれば、信号領域が小さければ小さいほど、すなわち、分解能が良いほど、背景事象の混入は少なくなり、純度高い信号の抽出が可能となる。図 1 において $\tau \rightarrow \mu\gamma$ 信号の分布では信号事象が低い質量域ならびに ΔE の負域へ tail を生じ信号領域を拡げている主要因は、CsI 電磁カロリメータからのエネルギー漏出にもとづく光子エネルギー測定分解能の広がりによる。一方、 $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ の分布では、すべてが荷電粒子であり、トラッキングによる運動量分解能が高いことにより、信号領域は小さくなる。

背景事象は、一般のタウ対事象、 u, d, s, c -クォーク対事象、二光子反応事象、Bhabha 散乱、ミュー対生成などであり、それらが粒子識別の誤判定など誤った事象再構成を介して信号事象の要件を満たす。欠損運動量が大いという条件によりタウ対事象以外の背景事象を、欠損運動量の方向が信号タウ方向と反対向きという条件からタウ対背景事象を、概ね排除することができる。解析ではスラスト軸により事象を半球に分割し、信号事象候補を構成する荷電粒子や光子を含む半球を信号側、もう一方をタグ側と呼ぶ。

信号事象数の評価に対するバイアスを避けるため、信号領域のデータは見ずに、サイドバンド領域のデータを用いた信号領域の背景事象数の見積もり、系統誤差の評価などを行った後信号領域のデータを開示し信号事象数を評価する。以下、主要なモードについて、最近の探索結果を述べる。以降では、 ℓ は e または μ を意味する。

2.1.1 $\tau \rightarrow \ell\gamma$

多くの模型において一般的に $\tau \rightarrow \mu\gamma$ はタウ LFV 崩壊の中で一番大きな分岐比を持つと期待される。一般的に $\tau \rightarrow \mu\gamma$ の有効ラグランジアンは、

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = m_\tau \{ A_R^\mu \tau \sigma^{\mu\nu} P_R \mu + A_L^\mu \tau \sigma^{\mu\nu} P_L \mu \} F_{\mu\nu}$$

と書くことができ、ここから崩壊分岐比は

$$\mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu\gamma) = 48\alpha\pi^3 \{ |A_R^\mu|^2 + |A_L^\mu|^2 \} \mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu\nu\nu) / G_F^2$$

と計算することができる。たとえば、MSSM (Minimum Supersymmetric extension of the Standard Model) でもっともナイーブなケースでは、 $A_{L/R}^\mu$ が $\hat{\tau} - \hat{\mu}$ 質量混合に比例する。

我々は、約 90 fb^{-1} のデータを用いた探索[1]の後、約 6 倍の 535 fb^{-1} のデータで探索を行った[2]。この $\tau \rightarrow \mu\gamma(e\gamma)$ 探索において主な背景事象となるのが、光子の始状態放射を伴った $\tau \rightarrow \mu\nu\nu(e\nu\nu)$ 崩壊を含む τ 対事象や μ 対 (Bhabha) 事象である。ニュートリノを含む τ 崩壊に対し、 μ 対 (Bhabha) 事象は比較的運動量が高い。このため、 μ 対 (Bhabha) 事象は、 $\Delta E > 0$ の領域に分布し信号領域の中心部には入り込まず、さらにタグ側に μ -veto (e -veto) を要求することで、95% 以上棄却することができる。一方で、 $\tau \rightarrow \mu\nu\nu(e\nu\nu)$ 崩壊と始状態放射光子からなる背景事象は、 $\Delta E \sim 0 \text{ GeV}$ 付近まで tail をひく分布となり、その上、粒子識別では排除できないので、非常にやっかいな背景事象となる。信号事象との違いは様々な系で見た $\mu - \gamma$ の開き角や欠損運動量に現れる。

それらに対し、最初の解析より厳しい選別条件を課すことになり、信号検出効率は前回の解析に比べ 6 割程度まで落ちたが、背景事象は 3 分の 1 程度まで抑えることに成功した。最終的に、信号事象は観測されなかったが、90% 信頼度における新たな上限値 $\mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu\gamma) < 4.5 \times 10^{-8}$ 、 $\mathcal{B}(\tau \rightarrow e\gamma) < 1.2 \times 10^{-7}$ を求めた(図 2 参照)。

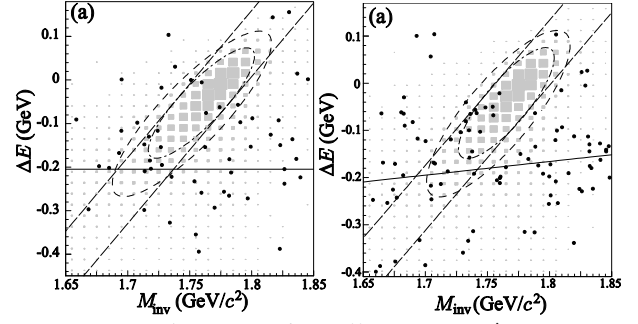


図 2 $\tau \rightarrow e\gamma$ (左)、 $\mu\gamma$ (右) の信号 (○) とデータ (●) の $M_{\text{signal}} - \Delta E$ 分布。小さい楕円は信号領域 ($\pm 2\sigma$)、大きい楕円はブラインド領域 ($\pm 3\sigma$)。

2.1.2 $\tau \rightarrow \ell\ell\ell$

電荷を考慮すると、全 6 モード ($\tau^- \rightarrow e^- e^+ e^-$, $\mu^- \mu^+ \mu^-$, $e^- \mu^+ \mu^-$, $\mu^- e^+ e^-$, $e^+ \mu^- \mu^-$, $\mu^+ e^- e^-$) を考えることができ、うち 2 モードは、レプトン数をも破る ($e^+ \mu^- \mu^-$, $\mu^+ e^- e^-$)。レプトン数を破らないモードは多くの模型で予言されていて、Higgs mediated 模型などで分岐比が大きくなると期待されている。一方レプトン数を破るモードは 2 重に荷電したヒッグス粒子が存在する模型などで現れる。実験的には、前述の通り信号領域は小さくとることができ、レプトンを 3 つ含む背景事象はほとんどないので、レプトン同定により背景事象はよく抑制されるため、非常にクリーンな解析環境となる。

Belle 実験では、 87 fb^{-1} [3]、 535 fb^{-1} [4]、 782 fb^{-1} [5] のデータを使って探索を行った。2 光子過程と γ -conversion による電子陽電子対が主な背景事象となるが、2 光子過程はタグ側に e -veto を課すことにより、 γ -conversion は電子陽電子から再構成される質量を評価することにより排除することができる。782 fb^{-1} のデータを解析した結果、90% の信頼度で分岐比の上限値を

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(\tau^- \rightarrow e^- e^+ e^-) &< 3.6 \times 10^{-8}, \quad \mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-) < 3.2 \times 10^{-8}, \\ \mathcal{B}(\tau^- \rightarrow e^- \mu^+ \mu^-) &< 4.1 \times 10^{-8}, \quad \mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \mu^- e^+ e^-) < 2.7 \times 10^{-8}, \\ \mathcal{B}(\tau^- \rightarrow e^+ \mu^- \mu^-) &< 2.3 \times 10^{-8}, \quad \mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \mu^+ e^- e^-) < 2.0 \times 10^{-8} \end{aligned}$$

と求めた(図 3 参照)。

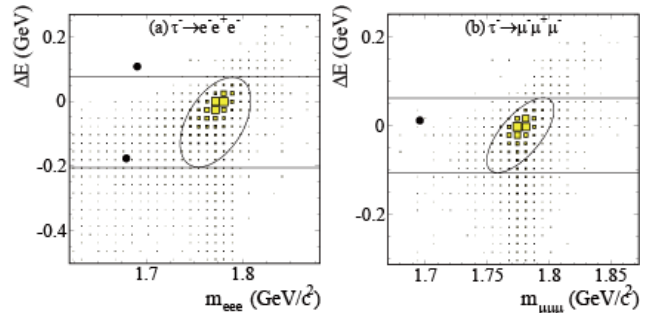


図 3 $\tau \rightarrow eee$ (左)、 $\mu\mu\mu$ (右) の信号 (○)、データ (●) の $M_{\text{signal}} - \Delta E$ 分布。楕円は信号領域。平行線は背景事象評価に用いたサイドバンド領域。

2.1.3 $\tau \rightarrow \ell P^0 (P^0 = \pi^0, \eta, \eta')$

このモードは Higgs mediated 模型により分岐比が大きくなることが予想されている。特に $\tau \rightarrow \mu\eta$ はストレンジクォーク対を含み $\tau \rightarrow \mu\eta'$ より位相空間が広いのもっとも大きな分岐比が期待される。 $\tau \rightarrow \mu\eta$ のメインの終状態は $\tau \rightarrow \mu\gamma\gamma$ であり、再構成された信号質量とエネルギーの分解能が $\tau \rightarrow \mu\gamma$ よりも悪いことが予想される。しかし、 η 質量に対する要請が結果的に tail を作る γ を排除することになり $\tau \rightarrow \mu\gamma$ ほど分解能は悪くない。主な背景事象は $\tau \rightarrow \mu\gamma$ と同様に $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$ に始状態放射やビームバックグラウンドによる光子が信号再構成に紛れ込んだ事象となる。

このモードは、Belle 実験では、 84fb^{-1} のデータで最初に解析[6]が行われてから、複数回アップデートを繰り返しており[7]、最近 901fb^{-1} のデータを使った解析結果[8]を公表した。解析では、検出効率を上げるために、 η は $\gamma\gamma$ だけでなく $\pi\pi\pi^0$ から再構成した (η' についても同様に 2 つの崩壊モードを利用した)。前者は信号側に荷電粒子を 1 つ、後者は荷電粒子を 3 つ含むために物理解析はまったく異なったものとなる。また、アップデート毎に様々な工夫を加え感度向上に努めた。

最終的に、90% の信頼度で分岐比の上限値を

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu\eta) &< 2.3 \times 10^{-8}, \quad \mathcal{B}(\tau \rightarrow e\eta) < 4.4 \times 10^{-8}, \\ \mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu\eta') &< 3.8 \times 10^{-8}, \quad \mathcal{B}(\tau \rightarrow e\eta') < 3.6 \times 10^{-8}, \\ \mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu\pi^0) &< 2.7 \times 10^{-8}, \quad \mathcal{B}(\tau \rightarrow e\pi^0) < 2.2 \times 10^{-8} \end{aligned}$$

と求めた(図 4 参照)。

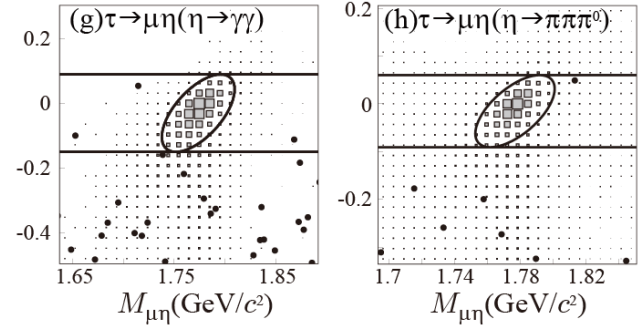


図 4 η を $\gamma\gamma$ (左), $\pi\pi\pi^0$ (右) から再構成した $\tau \rightarrow \mu\eta$ の信号分布 (), データ ()。楕円は信号領域。平行線は背景事象評価に用いたサイドバンド領域。

2.1.4 その他のタウ LFV 崩壊

紙面の都合上すべてのモードについて紹介することは不可能であるが、我々はタウレプトンフレーバー保存則を破る 48 種類の崩壊モードについて解析を行い、上限値を求めた[9]。中には、 $\tau^- \rightarrow \ell^+ \pi^- \pi^-$ のようにレプトンフレーバーのみならずレプトン数も破る崩壊、さらには、 $\tau^- \rightarrow \Lambda \pi^-$ のようにバリオン数までも破る崩壊もある。また、 $\tau^- \rightarrow \ell^- \omega$ や $\ell^- f_0$ のように我々が初めて上限値を与えたモードもある。

図 5 に我々の測定した上限値の一覧を BaBar 実験や CLEO 実験の結果と共に図示する。実験感度が CLEO 時代の $\mathcal{O}(10^{-6})$ から B-factory 時代になり $\mathcal{O}(10^{-8})$ に突入したことが読者の方々にも一目瞭然で理解していただけるであろう。

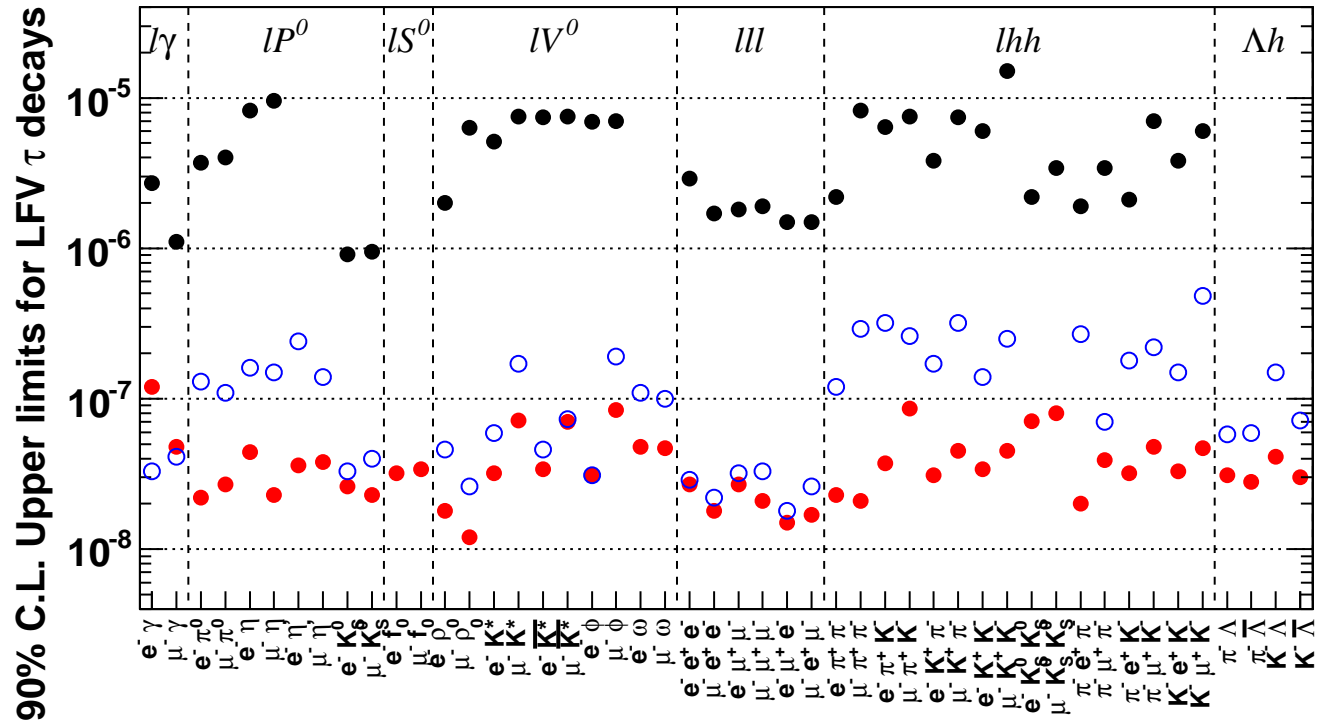


図 5 モード毎のタウ LFV の分岐比上限値。CLEO 実験 (), BaBar 実験 (), Belle 実験 () の結果。

2.2 タウ崩壊における CP 非保存現象の探索

標準模型においてレプトンセクターは CP 対称となっている。しかし、クォークセクターで現在見つかった CP 非対称度だけでは、我々の世界の CP 非対称性を説明するには十分ではない。1 つの期待としては、標準模型を超えた物理世界ではレプトンセクターにおいても CP 対称性が破れているということである。

この節では第 3 世代のレプトンであるタウ粒子の崩壊における CP の破れ、次節ではタウ粒子対生成過程での CP の破れ (τ EDM) の探索について報告する。一般に、崩壊において CP 対称性の破れが観測されるためには、CP を破る位相を持つ素過程と共に、CP を保存する素過程の存在が不可欠である。タウレプトンはレプトンの中で唯一ハドロンに崩壊するレプトンであり、ハドロン崩壊に存在する強い相互作用の複素位相がこの CP を保存する位相の役割を果たす。別の言い方をすれば、たとえ CP を破る新物理起源の複素位相が存在しても、それをレプトン崩壊で測定できる可能性を持つのはタウレプトンのみである。

Belle ではこれまでに $\tau^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm \nu_\tau$ 崩壊における CP 対称性の破れを 699 fb^{-1} のデータを用いて研究した。この崩壊における CP の破れは一般的に、ベクターボソン W を媒介とする標準理論の振幅と新物理に含まれるスカラーボソンを媒介とする振幅の干渉項の符号が正電荷と負電荷のタウの崩壊で異なる現象として観測される。この干渉項は崩壊角度 $\cos \beta$ と $\cos \psi$ の積に比例するので、 τ^- の事象に対する平均値 $\langle \cos \beta \cdot \cos \psi \rangle_{\tau^-}$ と τ^+ に対するそれとの差、

$$A^{CP} = \langle \cos \beta \cdot \cos \psi \rangle_{\tau^-} - \langle \cos \beta \cdot \cos \psi \rangle_{\tau^+}$$

として、CP 対称性の破れの観測量 A^{CP} を定義した。ここで、 β は $K_s \pi$ の静止系での K_s の方向、 ψ は $K_s \pi$ の静止系での τ の方向である。Belle で収集した 699 fb^{-1} のデータから再構成した 32 万の $\tau^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm \nu_\tau$ 事象に対する $K_s \pi$ 系の質量分布を図 6 に示す [10]。

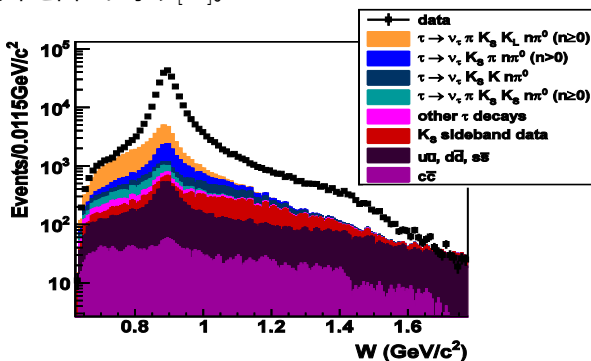


図 6 選別した $\tau^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm \nu_\tau$ 事象の $K_s \pi$ 不変質量分布

図 7 の で示した点はこの事象から得られた CP 対称度 A^{CP} の結果である。観測の結果有意な CP の破れは観測されず、非対称度の上限值から、CP を破る複素スカラー結合定数 η_s の上限値として、90% の信頼性で

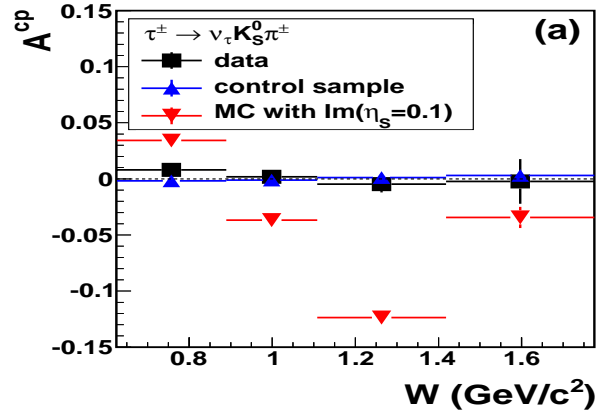


図 7 $K_s \pi$ 不変質量 (= W) の関数でみた CP 非対称度。が本研究で得られた結果である。

$$|\text{Im}(\eta_s)| < (0.012 - 0.026)$$

を得た。なお、図 7 の中の赤い逆 3 角形の点は以前の実験 (CLEO) の上限値に対応する。

本研究結果は従来の実験感度を一桁以上向上させた。図 8 はこのような CP 非対称度を起こすモデルの一つである 3 重ヒッグスモデル (3HDM) の荷電ヒッグスの質量と結合定数の積 (XZ^*) 平面での制限領域を示す。青色 (濃い灰色) が排除された領域である。

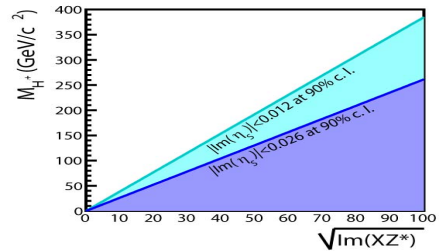


図 8 本研究で得られた 3 重ヒッグスモデル (3HDM) に対する荷電ヒッグスの質量と結合定数の積 (XZ^*) の制限領域を示す。色つきの領域が制限領域を示す。位相角の不定性により 2 種類の結果が得られているため、制限領域も 2 種類描かれている。

2.3 タウレプトンの EDM の測定

寿命が非常に短いタウレプトンの EDM や magnetic dipole moment (MDM) をミュオンや中性子のように測定することは非常に困難である。しかし、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反応での崩壊生成物の運動量相関を取ることで測定が可能である。

EDM (d_τ) が存在する場合の相互作用ラグランジアンは、

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \bar{\psi}(i\partial - eQA)\psi - id_\tau \bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \gamma_5 \partial_\mu A_\nu$$

と表示でき、第一項が標準理論で考慮すべき最低次の振幅、第二項が EDM の電磁場との相互作用である。時間反転不変性が成立するには EDM はゼロである必要がある。

ラグランジアンから遷移振幅を計算すると、

$$\mathcal{M}^2 = \mathcal{M}_{\text{SM}}^2 + \text{Re}(d_\tau) \mathcal{M}_{\text{Re}}^2 + \text{Im}(d_\tau) \mathcal{M}_{\text{Im}}^2 + |d_\tau|^2 \mathcal{M}_d^2$$

となる。ここで、 $\text{Re}(d_\tau)$ 、 $\text{Im}(d_\tau)$ は EDM の実数部と虚数部を示し、 \mathcal{M}_{SM} 、 $\mathcal{M}_{\text{Re/Im}}$ は、標準理論での振幅、EDM と

の干渉項である。 $M_{\text{Re/Im}}$ は、特徴として、次のような spin-momentum correlation を持つ。

$$\begin{aligned} M_{\text{Re}}^2 &\propto (\mathbf{S}_+ \times \mathbf{S}_-) \cdot \hat{\mathbf{k}}, (\mathbf{S}_+ \times \mathbf{S}_-) \cdot \hat{\mathbf{p}} \\ M_{\text{Im}}^2 &\propto (\mathbf{S}_+ - \mathbf{S}_-) \cdot \hat{\mathbf{k}}, (\mathbf{S}_+ - \mathbf{S}_-) \cdot \hat{\mathbf{p}} \end{aligned}$$

ここで、 \mathbf{s}_\pm はタウレプトン τ^\pm のスピンベクトルであり、 $\hat{\mathbf{k}}, \hat{\mathbf{p}}$ は τ^-, e^- の運動量方向を示す単位ベクトルである。これらの項は CP 変換で非対称であることが分かる。また、 M_{Im} は CPT 保存を破る項にもなっている。

上記のように \mathbf{s}_\pm と $\hat{\mathbf{k}}$ が測定できれば EDM が計算できるが、タウ崩壊から出るニュートリノが 2 つ検出できないため、完全に計算することはできない。そこで、解析では、Optimal Observable と呼ばれる量[11]を測定する。反応ごとに測定した崩壊粒子の運動量から確率的に \mathbf{s}_\pm と $\hat{\mathbf{k}}$ を推定することができる。それらをもとに、

$$\mathcal{O}_{\text{Re}} = \frac{M_{\text{Re}}^2}{M_{\text{SM}}^2}, \mathcal{O}_{\text{Im}} = \frac{M_{\text{Im}}^2}{M_{\text{SM}}^2}$$

となる $\mathcal{O}_{\text{Re}}, \mathcal{O}_{\text{Im}}$ を計算すると、その平均は EDM に比例しかつ最大の感度を持つ。実際の測定では、Belle 測定器の前方後方非対称性などの影響でオフセットを持つため、シミュレーションなどを元に変換係数を求め、 $\langle \mathcal{O}_{\text{Re}} \rangle, \langle \mathcal{O}_{\text{Im}} \rangle$ から $\text{Re}(d_\tau), \text{Im}(d_\tau)$ を導出する。例として、 $\tau^+\tau^- \rightarrow (\pi\nu)(\rho\nu)$ 崩壊に対するシミュレーションで得られた比例関係を図 9 に示す。

Belle 実験で得られた初期の 29.5 fb^{-1} のデータを用い、解析を行った[12]。崩壊モードは、 $\tau^+\tau^- \rightarrow (e\nu\nu)(\mu\nu\nu), (e\nu\nu)(\pi\nu), (\mu\nu\nu)(\pi\nu), (e\nu\nu)(\rho\nu), (\mu\nu\nu)(\rho\nu), (\pi\nu)(\pi\nu), (\rho\nu)(\pi\nu), (\rho\nu)(\rho\nu)$ の 8 モードを対象とした。

$(\rho\nu)(\rho\nu), (\pi\nu)(\pi\nu)$ モードについて解析で得られた $\langle \mathcal{O}_{\text{Re}} \rangle, \langle \mathcal{O}_{\text{Im}} \rangle$ 分布を図 10 に示す。 $d_\tau = 0$ としたシミュレーションと非常に良い一致を示している。

得られた Optimal Observable の平均から、EDM の値を導出する。結果は図 11 のように得られた。いずれの崩壊モードもゼロと一致した。この中では $\tau \rightarrow \pi\nu, \rho\nu$ モードが高い感度を持つ。これは、レプトン崩壊と比べニュートリノ放出数が少なく、 \mathbf{s}_\pm と $\hat{\mathbf{k}}$ への不定性が少ないためである。

8 つのモードの重み付き平均を取り、以下の結果を得た。

$$\begin{aligned} \text{Re}(d_\tau) &= (1.15 \pm 1.70) \times 10^{-17} \text{ e cm} \\ \text{Im}(d_\tau) &= (-0.83 \pm 0.86) \times 10^{-17} \text{ e cm} \end{aligned}$$

95%信頼度で上下限値を求めると、

$$\begin{aligned} -2.2 \times 10^{-17} &< \text{Re}(d_\tau) < 4.5 \times 10^{-17} \text{ e cm} \\ -2.5 \times 10^{-17} &< \text{Im}(d_\tau) < 0.8 \times 10^{-17} \text{ e cm} \end{aligned}$$

となる。この結果は、Belle 実験以前の結果の感度を 10 倍上回る結果となっている。

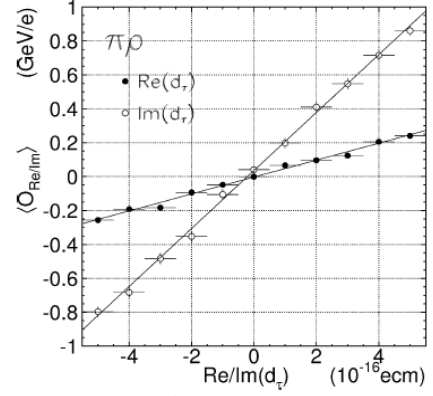


図 9 シミュレーションで得た $\tau^+\tau^- \rightarrow (\pi\nu)(\rho\nu)$ モードに対する EDM と Optimal Observable の平均との相関関係。黒丸が実数部、白丸が虚数部に対する依存性を示す。

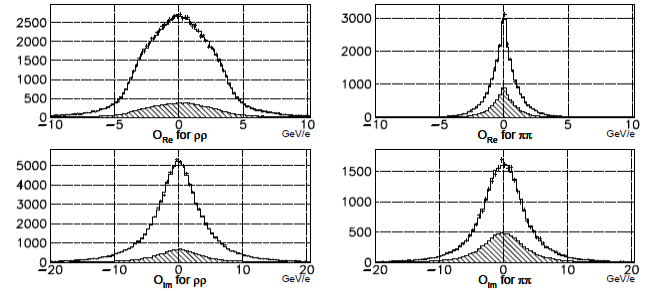


図 10 $\tau^+\tau^- \rightarrow (\rho\nu)(\rho\nu), (\pi\nu)(\pi\nu)$ に対する Optimal Observable 分布。黒丸がデータ、ヒストグラムがシミュレーション結果を示す。斜線ヒストグラムはバックグラウンド成分を示す。

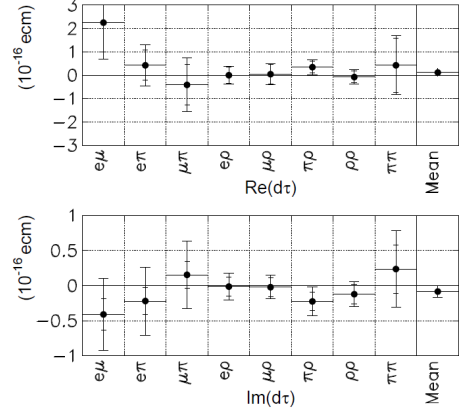


図 11 8 つの崩壊モードについての EDM 測定結果。右端は重み付き平均を取った結果を示す。内側の誤差棒は統計誤差を示す。

3 標準模型の精密測定

3.1 タウレプトン質量の測定

タウレプトンの質量は基本的な物理量の一つであり、特にレプトン・ユニバーサルティの高精度な検証のためにその正確な値は非常に重要である。Belle では 580 W $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\mp \pi^\pm \nu_\tau$ 事象を用いて、タウの有効質量 M_{min}

$$M_{\text{min}} = \sqrt{M_x^2 + 2(E_{\text{beam}} - E_x)(E_x - P_x)}$$

を求め、その分布からタウレプトン質量を決定した[13]。ここで M_x, P_x, E_x はそれぞれ 3π 系の不変質量、運動量とエネルギーである。得られた結果は、

$$m_\tau = (1776.61 \pm 0.13(\text{stat.}) \pm 0.35(\text{sys.})) \text{MeV}/c^2$$

である。図 12 に示したように本結果はタウレプトンの質量をもっとも高い精度で測定した実験の一つである。また、まったく異なった系統誤差をもつ、タウ粒子対生成のしきい値付近での最近の測定結果(KEDR 実験)の値ともよく一致している。

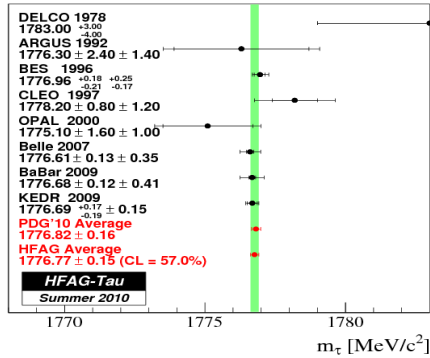


図 12 タウレプトンの質量の世界平均

3.2 $\tau \rightarrow \pi\pi^0\nu$

本研究は、Belle 実験で収集された従来の解析より 2 桁以上多い 4600 万個の $\tau \rightarrow \pi\pi^0\nu$ 事象を用いて 2π 崩壊の崩壊分岐比と質量スペクトラムの精密測定を行い、そこからミュオン異常磁気能率の 2π 項 $a_\mu^{2\pi}$ を求めることを目的としている[14]。崩壊分岐比の測定結果は

$$\mathcal{B}(\tau \rightarrow \pi\pi^0\nu) = (25.24 \pm 0.04(\text{stat.}) \pm 0.40(\text{sys.}))\%$$

で、これまでに報告された中でもっとも精度の高い測定の一つである。検出器の有限な分解能やアクセプタンスの補正およびバックグラウンドの評価に細心の注意を払うことにより、もっとも高精度な質量スペクトラムの測定に成功した。その結果を図 13 に示す。図中の実線は $\rho(770)$, $\rho(1450)$, $\rho(1700)$ の 3 つの共鳴で結果をフィットした結果である。このフィットによりこれまでよく決まっていなかった $\rho(1700)$ のパラメータ(質量, 幅, 強度および干渉の大きさ)を初めて決定した。このスペクトラムから求めたハドロンの真空偏極項の中の 2π 系からの寄与 $a_\mu^{\pi\pi}$ の大きさは

$$a_\mu^{\pi\pi} = (523.5 \pm 1.5(\text{実験}) \pm 2.7(\text{Br.}) \pm 2.5(\text{isospin})) \times 10^{-10}$$

である。この値にはアイソスピンを破る効果の補正が含まれている。結果はこれまでの ALEPH, CLEO, OPAL の結果と誤差内でよく一致しているとともに、我々の結果がもっとも小さい実験誤差を与えている。

図 14 に最新のミュオン粒子の異常磁気能率 $a_\mu = (g-2)/2$ の実験と理論の比較を示す[15]。理論の予言でもっとも大きな不定性が存在するのはハドロンの真空偏極項でそのうち 2π からの寄与がもっとも大きい。この寄与は第一原理から計算できないため実験からの情報が必要となる。一般に、 $e^+ + e^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 過程の断面積が用いられるが、CVC

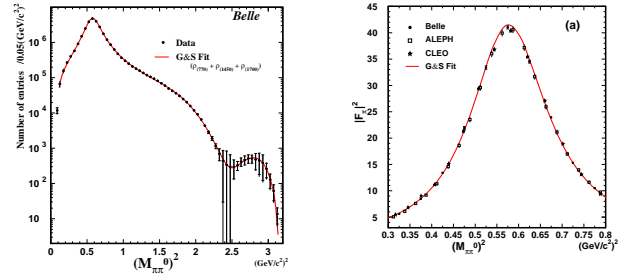


図 13 $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \nu_\tau$ 反応の 2π 不変質量分布(左図)とそこから求めたパイオン構造因子 ($|F_\pi|^2$)。実験結果のエラーは統計誤差と系統誤差を含んでいるがほとんどの点でエラーの大きさは黒丸のサイズ以下である。

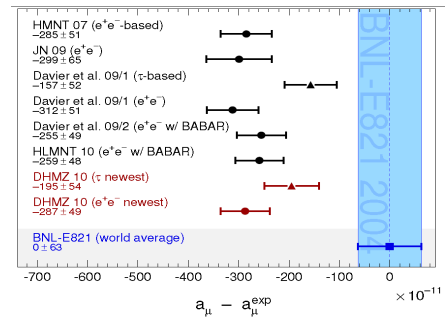


図 14 ミュー粒子の異常磁気能率の最近の結果。青いバンドは実験誤差の範囲。三角上向きの点がタウの結果を用いた理論の予言値を示す[15]。

(Conserved Vector Current)を用いることで、 $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \nu_\tau$ の測定結果からも計算可能である。図中の印が e^+e^- のデータのみを、印がタウのデータを用いた結果である。データと理論値の差は e^+e^- の時が 3.6σ 、タウのデータを用いた時が 2.4σ である。この e^+e^- とタウとの差について、最近 e^+e^- にのみ存在する $\gamma - \rho$ 干渉の効果の重要性が F. Jegerlehner らによって指摘され、これを考慮すれば、タウのデータを用いた計算結果が e^+e^- の結果とほぼ等しくなると報告されている[16]。

これまでの LHC 実験の結果では超対称性粒子を始めとする新物理の兆候は見えておらず、これと $(g-2)_\mu$ の結果との関係が議論され始めている。今後これがどのような発展をみるか非常に興味深い。

3.3 $\tau \rightarrow \pi K_s^0 \nu$

$\tau \rightarrow \pi K_s^0 \nu$ 崩壊は $K \rightarrow \pi l \nu$ とともに、ベクターとスカラーの $K\pi$ 形状因子を決める非常にクリーンな過程である。Belle 実験で得た 53,100 個の $\tau \rightarrow \pi K_s^0 \nu$ 事象に対する πK_s^0 系の質量分布を図 15 に示す[17]。図中の線は通常よく使われる Breit-Wigner(BW)タイプのフィットではなく、低エネルギーでよく成り立つことが知られているカイラル摂動論を共鳴領域まで拡張した有効場の理論(RChT)にもとづくフィットの結果である(詳しくは参考文献[18]を参照)。

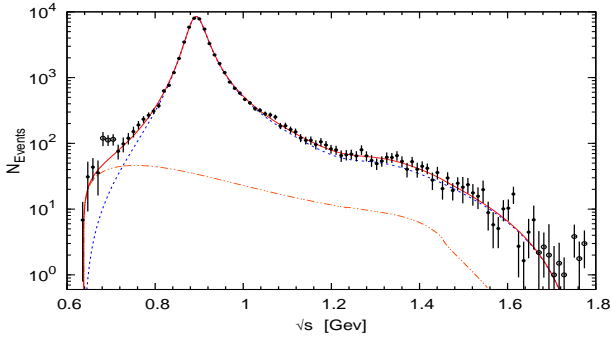


図 15 $\tau \rightarrow \pi K_s^0 \nu$ 崩壊の $K\pi$ 質量分布を RChT のモデルによってフィットした結果。実線がベクターとスカラーの和、ダッシュがスカラーの寄与である[18]。

フィットには2つの K^* ベクター共鳴, $K^*(890)$ とその励起状態 $K^{*'}(1280)$ および K_L^0 のセミレプトニック崩壊から決められたスカラー共鳴の寄与が含まれている。今後 RChT に基づく理論が低エネルギーの共鳴状態をどこまで再現できるか、非常に楽しみである。荷電 $K^*(890)$ 共鳴の質量は共鳴の形に BW タイプを使った場合には、

$$M_{K^{*-}} = 895.47 \pm 0.20 (\text{MeV}) (\text{BW})$$

となり、PDG の値より 3 MeV ほど高くなっている。しかし [18] で指摘されているように“pole mass”を使うとフィットのタイプによらず安定でよく PDG の値に一致している。

3.4 $\tau \rightarrow K\phi\nu$

$\tau \rightarrow K\phi\nu$ 崩壊は Cabibbo 抑制崩壊であり、位相空間も小さいため崩壊分岐比が小さく、CLEO 実験などの Belle 実験以前ではまだ観測されていなかった。 $\tau^- \rightarrow \phi K^- \nu$ は、 $\tau^- \rightarrow K^* K^- \nu$ 崩壊と Cabibbo 角を用いて $\mathcal{O}(10^{-5})$ の崩壊分岐比であると予想されていた。我々は 401fb^{-1} のデータ使い、 $\phi \rightarrow KK$ 崩壊から ϕ を再構成し、この崩壊の解析を行った [19]。終状態に3つの K 中間子という厳しい選別条件に加え、 ϕ は非常に鋭いピークを持つためよい S/N で解析を行うことが可能であった。図 16 に示すように非常にクリアな ϕ ピークを観測することができた。この解析は $\tau \rightarrow K\phi\nu$ の初測定となり、崩壊分岐比は最終的に 9σ 以上の精度で $\mathcal{B}(\tau \rightarrow K\phi\nu) = (4.05 \pm 0.25 \pm 0.26) \times 10^{-5}$ と評価された。

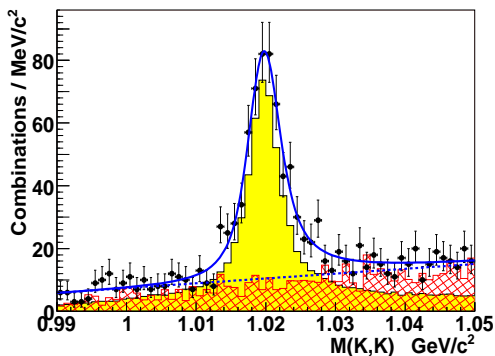


図 16 $\tau \rightarrow K\phi\nu$ 崩壊の KK 質量分布 () とフィット結果(実線)。点線は背景事象分布のフィット結果を表す。

3.5 $\tau \rightarrow X\eta\nu (X = K, \pi\pi^0, K\pi^0, \pi K_s^0, KK_s^0, \pi K_s^0\pi^0), \tau \rightarrow h\eta\eta\nu (h = \pi, K)$

τ から η を含む崩壊は、観測が期待されるセカンドクラスカレント¹により引き起こされる崩壊 $\tau \rightarrow \pi\eta\nu$ モードの背景事象の研究においても重要である。また、スペクトラムの研究において、たとえば $\tau \rightarrow \pi\pi^0\pi^0\nu$ と SU(3) 回転でつながっていないこともあり、非常に興味深い対象である。特に $\tau \rightarrow \pi\pi^0\eta\nu$ 崩壊は、chiral anomaly により生じた相互作用から引き起こされると考えることができ、ベクトル的な反応であると期待されている。このため、 $ee \rightarrow \pi\pi\eta$ との比較により CVC の検証が可能である。

我々は 490fb^{-1} のデータを用いて、終状態に η を含むタウレプトンの崩壊の測定を行った [21]。解析では図 17 のように、 η の生成数を数えることによって信号数の評価とした。中でも、 $X = K, \pi\pi^0, K\pi^0$ の評価では、お互いが cross-feed として背景事象になることから同時に分岐比を評価することにより誤差を大幅に減らすことに成功した。

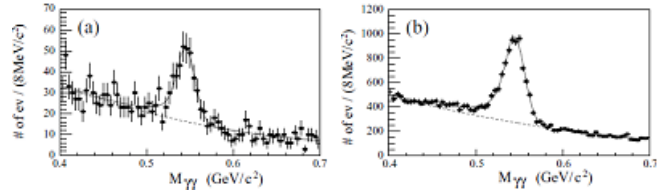


図 17 $\tau \rightarrow K\eta\nu$ 崩壊の $\gamma\gamma$ 質量分布(左)と $\tau \rightarrow \pi\eta\nu$ 崩壊の $\gamma\gamma$ 質量分布(右)。

結果として、分岐比 $\mathcal{B}(\tau \rightarrow K\eta\nu) = (1.58 \pm 0.05 \pm 0.09) \times 10^{-4}$, $\mathcal{B}(\tau \rightarrow \pi\pi\eta\nu) = (1.35 \pm 0.03 \pm 0.07) \times 10^{-3}$, $\mathcal{B}(\tau \rightarrow K\pi\eta\nu) = (4.6 \pm 1.1 \pm 0.4) \times 10^{-5}$ を得た。この結果は chiral 模型の予言とよく一致しており、chiral 模型がこの範囲ではよく機能していることを実証した。また、この時、考えられる背景事象として、 $\tau \rightarrow h\eta\eta\nu (h = \pi, K)$ の評価も同時に行った。信号は観測されず、分岐比の上限値が $\mathcal{B}(\tau \rightarrow \pi\eta\eta\nu) < 7.4 \times 10^{-6}$, $\mathcal{B}(\tau \rightarrow K\eta\eta\nu) < 3.0 \times 10^{-6}$ と求まり、また $\tau \rightarrow X\eta\nu (X = K, \pi\pi^0, K\pi^0)$ の分岐比測定には影響しないと結論した。また、事象に $K_s^0 \rightarrow \pi\pi$ の vertex を要求し、 $\tau \rightarrow X\eta\nu (X = \pi K_s^0, KK_s^0, \pi K_s^0\pi^0)$ の解析を行った。結果として、 $\tau \rightarrow X\eta\nu (X = KK_s^0, \pi K_s^0\pi^0)$ の信号は観測されず分岐比の上限値が 90% の信頼度で $\mathcal{B}(\tau \rightarrow KK_s^0\eta\nu) < 4.5 \times 10^{-6}$, $\mathcal{B}(\tau \rightarrow \pi K_s^0\pi^0\eta\nu) < 2.5 \times 10^{-5}$ と求まり、 $\tau \rightarrow \pi K_s^0\eta\nu$ の分岐比を $\mathcal{B}(\tau \rightarrow \pi K_s^0\eta\nu) = (4.4 \pm 0.7 \pm 0.3) \times 10^{-5}$ と決定した。これはアイソスピン共役な関係にある $\tau \rightarrow K\pi^0\eta\nu$ と同じ分岐比を与えると期待されるが、我々の

¹ セカンドクラスカレントはアイソスピン対称性により強く抑制されている。系のパリティを P , G -パリティを G , 全角運動量を J とすると、 $PG(-1)^J = 1$ となる反応をファーストクラスカレント、 $PG(-1)^J = -1$ をセカンドクラスカレントと分類できる [20]。 $J^{PC}(\pi) = 0^{-}$, $J^{PC}(\eta) = 0^{+}$ なので、 $\pi-\eta$ 間の角運動量が 0 の時、 $\pi-\eta$ 系は $J^{PC} = 0^{++}$ となりセカンドクラスと分類される。

測定値は非常によく一致している。さらにこれらの信号事象の中から $K\pi$ 質量分布から K^* ピークを評価して、 $\tau \rightarrow K^*\eta\nu$ の分岐比の測定を行った。 $\tau \rightarrow \pi K_s^0\eta\nu$, $\tau \rightarrow K\pi^0\eta\nu$ 両方の結果を評価して $B(\tau \rightarrow K^*\eta\nu) = (1.34 \pm 0.12 \pm 0.09) \times 10^{-4}$ を得た。

また、 $ee \rightarrow \pi\pi\eta$ の測定と CVC から予言される $\tau \rightarrow \pi\pi\eta\nu$ の不変質量分布と我々が実際に測定した $\tau \rightarrow \pi\pi\eta\nu$ の質量分布との比較を行った。結果として非常に両者は非常によく一致していて、CVC がよく機能していることを実証した(図 18 参照)。

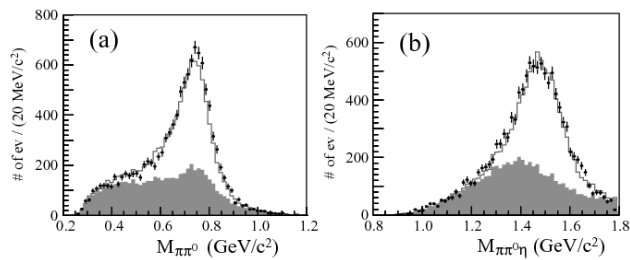


図18 $\tau \rightarrow \pi\pi^0\eta\nu$ 崩壊の $\pi\pi^0$ 質量分布(左)と $\pi\pi^0\eta$ 質量分布(右)。黒十字がデータ、グレーのヒストグラムが MC による背景事象分布、白ぬきヒストグラムが CVC による予言。

4 まとめ

Belle 実験タウグループは、新しい物理探索や標準模型の精密検証に関わる様々な重要な成果をあげてきていることを紹介した。ここですべてを紹介することはできなかったが、タウレプトンの寿命の精密測定や、セカンドクラスカレントの探索なども行っている。タウ LFV の探索は B-factory 以前の成果と比較して 100 倍程度の探索感度の向上に成功した。標準模型に従う崩壊の分岐比の測定においても、以前の測定と比較して圧倒的に高い精度での測定に成功している。B-factory はまさにタウ物理の独壇場となった。タウ LFV の探索はほぼ完了した感があるが、荷電レプトンセクターの CP 非保存現象の探索や、標準模型の精密測定においてはまだまだこれから新しい成果があがってくる予定である。データ収集そのものは終了したが、これからも高いアクティビティを保ち引き続き様々な成果を発信していくので注目していただきたい。

参考文献

[1] K. Abe *et al.*, (Belle collab.), Phys. Rev. Lett. **92**, 171802 (2004), K. Hayasaka *et al.*, (Belle collab.), Phys. Lett. B **613**, 20 (2005).
 [2] K. Hayasaka *et al.*, (Belle collab.), Phys. Lett. B **666**, 16 (2008).
 [3] Y. Yusa *et al.*, (Belle collab.), Phys. Lett. B **589**, 103 (2004).

[4] Y. Miyazaki *et al.*, (Belle collab.), Phys. Lett. B **660**, 154 (2008).
 [5] K. Hayasaka *et al.*, (Belle collab.), Phys. Lett. B **687**, 139 (2010).
 [6] Y. Enari *et al.*, (Belle collab.), Phys. Rev. Lett. **93**, 081803 (2004).
 [7] Y. Enari *et al.*, (Belle collab.), Phys. Lett. B **622**, 218 (2005), Y. Miyazaki *et al.*, (Belle collab.), Phys. Lett. B **648**, 341 (2007).
 [8] K. Hayasaka *et al.*, (Belle collab.), PoS ICHEP2010, 241 (2010).
 [9] タウ LFV 解析の結果は HFAG tau sub group のページにまとめられていて、原論文はリンクにより参照できる。
<http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/tau/HFAG-TAU-LFV.htm> を参照されたい。
 [10] M. Bischofberger *et al.*, (Belle collab.), Phys. Rev. Lett. **107**, 131801 (2011).
 [11] D. Atwood and A. Soni, Phys. Rev. D **45**, 2405 (1992).
 [12] K. Inami *et al.*, (Belle collab.), Phys. Lett. B **551**, 16 (2003).
 [13] M. Shapkin *et al.*, (Belle collab.), Phys. Rev. Lett. **99**, 011801 (2007).
 [14] M. Fujikawa *et al.*, (Belle collab.), Phys. Rev. D **81**, 011101 (2008).
 [15] M. Davier, A. Hoecker, B. Malaescu and Z. Zhang, arxiv:1010.4180.
 [16] F. Jegerlehner, R. Szafron, Eur. Phys. J. C **71**, 1632 (2011).
 [17] D. Epifanov *et al.*, (Belle collab.), Phys. Lett. B **654**, 65 (2007).
 [18] D.R. Boito, R. Escribano, M. Jamin, JHEP 1009,031 (2010).
 [19] K. Inami *et al.*, (Belle collab.), Phys. Lett. B **643**, 5 (2006).
 [20] S. Weinberg, Phys. Rev., **112**, 1375 (1958).
 [21] K. Inami *et al.*, (Belle collab.), Phys. Lett. B **672**, 209 (2009).