■ 研究紹介

TAU-Physics at Belle (2)
— CP, T, CPT 不変性の研究 —

名古屋大学大学院理学研究科 素粒子宇宙物理学専攻 高エネルギー物理学実験研究室
大島隆義、 居波賢二
ohshima@hepl.phys.nagoya-u.ac.jp, kenji@hepl.phys.nagoya-u.ac.jp
2005 年 9 月 5 日

はじめに

もう８年前であろうか。B ファクトリーで B 中間子の CP 非保存を研究するならば、つぎは流れとして当然レプトンの CP/T 研究であろう、と考えた。時間反転 (T reflection) 不変性の検証、あるいは、その破れの実験はハドロン反応において、特に、原子核反応において実に多くの探索がある。しかし、到達感度には限界が見え、かつ物理過程のシンプルさがない、というのがそのときの検討結果であった。では純レプトニック反応では？、と実験論文をずいぶんと捜したが $\mu \to e\nu\overline{\nu}$ 過程で electron spin を測定した実験 [1] が唯一見出したものであった。しかも、実験精度（感度）は 2.3%であり、実質的には測定がないと云ってよい状況であった。

B ファクトリーは B 中間子対とほぼ等しいタウ · レプトン対を生成する ($\sigma(e^+e^- \to \tau^+\tau^-) \simeq 0.9$ nb; $\sigma(e^+e^- \to B\bar{B}) \simeq 1.0$ nb.)。100/fb のルミノシティでほぼタウ · レプトン対を１００万事象手に入るわけだ。

すぐに思いつくのは、4 体以上に崩壊する粒子終状態において運動量やスピンという三つのベクトル物理量で時間反転非対称を構成する、いわゆる、triple correlation を作ることである。B ファクトリーでは粒子崩壊というよりは、反応過程 $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ で correlation をしらべればよい。純レプトニック反応としては、$\tau \to (\mu/e)\nu\overline{\nu}$ が使える。しかし、B ファクトリーでは、終状態粒子のスピン測定はとてもできない。そこで、運動量測定のみで triple momentum correlation を構成する。この場合、入射電子の運動量ベクトルが利用できる。したがって、タウ崩壊の二次粒子 μ と e を捕まえればよい。入射電子と二次 μ と e の運動量ベクトルを各々$\boldsymbol{q}$, $\boldsymbol{p}_\mu$, $\boldsymbol{p}_e$ と記せば、correlation observable$\boldsymbol{\mathcal{A}}$ は

$$\boldsymbol{\mathcal{A}} \equiv \boldsymbol{q} \cdot (\boldsymbol{p}_\mu \times \boldsymbol{p}_e) \tag{1}$$

として得られる。この量は時間反転に対して確かに非対称である。

今回はこの triple momentum correlation approach を基礎に、Belle 実験で遂行しているタウ · レプトン対反応からの T 反転不変性、CP 反転不変性、さらには CPT 反転不変性の高感度検証を、逆の意味ではそれらの対称性の破れの探索実験を報告する。

第一章では、T 変換と CP 変換は必ずしも同じでないこと、CPT 不変性のテストも可能であることを直観的に説明する。また、実験の系統的不定性を抑えるための observable 構成を議論する。第二章では、T 反転非対称をタウ · レプトンの電気双極子モーメントの効果として、その存在を追求する。Belle 実験でのタウ · レプトン物理の最初の発表論文 [2] は当初に収集した 29.5/fb のデータを活用した、この電気双極子モーメント (EDM) の研究結果であり、従来の感度を一桁改善しミューオンの EDM 測定感度にあと一桁と迫っている。只今は、400/fb のデータを解析中であり、早晩その成果を発表できるようになるであろう。

1. T vs CP 変換 と Triple-Momentum Correlation

$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 反応で $\tau^\pm \to \mu^\pm/e^\pm\nu\overline{\nu}$ 崩壊を考える (図 1)。純レプトニック崩壊での T/CP 非保存の測定をねらうとすれば、この反応となる。しかし、研究対象を準レプトニック崩壊へ拡げるならば、任意のタウ崩壊過程を対象にすればよく（第二章のように)、以下で登場する μ や e をそれぞれのモードの荷電粒子に置き換えればよい。

Observable $\boldsymbol{\mathcal{A}}$

Triple momentum correlation observable $\boldsymbol{\mathcal{A}}$ として式 (1) でなく、

$$\boldsymbol{\mathcal{A}} \equiv \hat{\boldsymbol{q}} \cdot (\hat{\boldsymbol{p}}_1 \times \hat{\boldsymbol{p}}_2) \tag{2}$$

と定義する。ハットはそれぞれの運動量の単位ベクトルを意味する。粒子の運動量分布による $\boldsymbol{\mathcal{A}}$ へのバイアスを避けるため、運動量ではなくその方向の単位ベクトルをとった。入射電子方向 $\hat{\boldsymbol{q}}$ は一義的に定まっているが、他の二粒

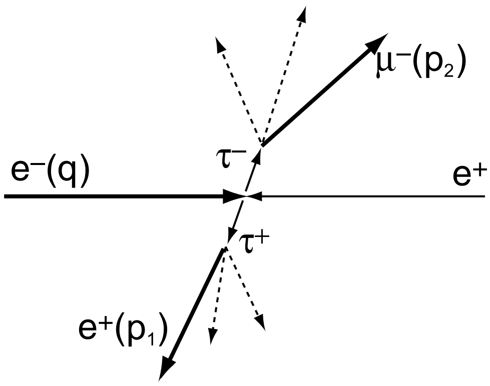

図 1: $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ と momentum の記法

子はそうでないので $\hat{\boldsymbol{p}}_1$ には電荷プラスの粒子を、$\hat{\boldsymbol{p}}_2$ には電荷マイナスの粒子を当てると約束する。

ベクトル $\boldsymbol{\mathcal{A}}$ は T ならびに P 反転に対して符号を変える (odd である)。したがって、$\boldsymbol{\mathcal{A}}$ の測定量（平均値）$<\boldsymbol{\mathcal{A}}>$ が

$$<\boldsymbol{\mathcal{A}}> \neq 0 \tag{3}$$

ならば、T 不変性が破れているということである。なお、スピンを含む triple correlation, $\boldsymbol{\sigma}_1\cdot(\boldsymbol{p}_1\times\boldsymbol{p}_2)$, では T 反転に対しては T=odd であるが、P 反転に対しては P=even である。

T, CP, CPT 反転

図 2 に T, C, P, CP, CPT 変換を施した前後の幾何学的な相互配置を示す。

たとえば、C 変換 ((a)→(d)) では粒子の電荷が反転する。(a) の入射電子、陽電子は変換の結果入れ替わる。これを x 軸を中心に 180^o 回転すると、もとの入射電子、陽電子の配置になり、μ^- は $+y$ から $-y$ 軸へと反転し (d) となり、$\boldsymbol{\mathcal{A}} \to \boldsymbol{\mathcal{A}}$ となる。

P 変換 ((a)→(c)) は $\boldsymbol{p} \to -\boldsymbol{p}$ なので、入射電子、陽電子が反転するとともに終状態の e^- と μ^+ も各々$-x$ と $-y$ 方向へと反転する。反転した入射電子、陽電子をもとに戻すため、x 軸を中心に 180^o 回転し、さらに e^- の方向を合わせるため z 軸を中心に 180^o 回転させると、(c) を得る。$\boldsymbol{\mathcal{A}} \to -\boldsymbol{\mathcal{A}}$ となる。

T 変換 ((a)→(b)) では、始状態と終状態を入れ変える (振幅がエルミート共役であるので) と、$-x$ 方向から e^- が $-y$ 方向から μ^+ が反応点に入ってきて、$+z$ 方向に入射電子が $-z$ 方向に陽電子が原点（反応点）から出ていく。つぎに、時間反転を施す。運動の方向が反転する。つまり、$+z$ 方向から入射電子が、$-z$ 方向から陽電子が反応点に入ってきて、$-x$ 方向へ e^- が、$-y$ 方向へ μ^+ が反応点から出てゆく。(a) の配置と合わせるため、x 軸のまわりに 180^o 回転を行ない、つぎに z 軸のまわりに 180^o の回転を行なうと (b) を得る。いま、測定しないのでスピンは無視する。$\boldsymbol{\mathcal{A}} \to -\boldsymbol{\mathcal{A}}$ となる。

さらに、CP 変換 ($(a) \to (e)$) では $\boldsymbol{\mathcal{A}} \to -\boldsymbol{\mathcal{A}}$ となり、CPT 変換 ($(a) \to (f)$) では $\boldsymbol{\mathcal{A}} \to \boldsymbol{\mathcal{A}}$ となることがわかる。

T と CP 変換を比較してみると、両者とも $\boldsymbol{\mathcal{A}} \to -\boldsymbol{\mathcal{A}}$ と変換するが、T では粒子の電荷に変化がなく $\hat{\boldsymbol{p}}_1$ と $\hat{\boldsymbol{p}}_2$ の外積構成が反転しただけである。CP では外積構成が変化するとともに、粒子の電荷が反転している。

つまり、T 研究は同一電荷構成の反応において二次 $e^\pm$ と入射ビーム軸のつくる面に対する空間の対称/非対称性を調べることに相当し、一方、CP は電荷の反転した反応同士での同一空間領域での比較 (同じことであるが、電荷を入れ換えず 1 と 2 の粒子種を入れ換えて、T と同様に二次 $e^\pm$ と入射ビーム軸のつくる面に対する空間の対称/非対称性をしらべること) である。

Observable $\boldsymbol{\mathcal{R}}$

実験のポイントは、単に $<\boldsymbol{\mathcal{A}}>$ を高統計で測定するだけではなく、如何に系統的な不定性を排除し、感度を上げられるかである。そこで分かりやすくするために、$\boldsymbol{\mathcal{A}}$ の分

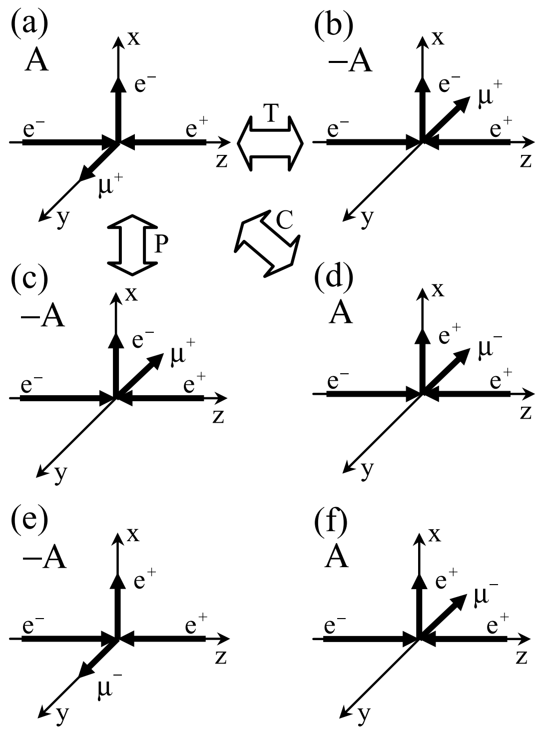

図 2: 状態 (a) に T, P, C, CP, CPT 変換を施す。T : $(a) \to (b)$, $P : (a) \to (c)$, $C : (a) \to (d)$, $CP : (a) \to (e)$, $CPT : (a) \to (f)$.

布を計測数 $N(\ell^+\ell^-)$ の比 $\boldsymbol{\mathcal{R}}$ の形に変形する。（非対称度 $<\boldsymbol{\mathcal{A}}>$、つまり $\boldsymbol{\mathcal{A}}$ の正負分布の非対称性をみることは、横軸に $\boldsymbol{\mathcal{A}}$ をとった分布をつぎのように比の形にして比較するのと同じである。）

$$
\begin{aligned}
\boldsymbol{\mathcal{R}}^{T}_{\mu^+e^-} &\equiv \frac{N(\mu^+e^-;>)}{N(\mu^+e^-;<)} = \frac{N_0(1+\delta^T_{\mu e})}{N_0(1-\delta^T_{\mu e})} = 1+2\delta^T_{\mu e} \\
\boldsymbol{\mathcal{R}}^{T}_{e^+\mu^-} &\equiv \frac{N(e^+\mu^-;>)}{N(e^+\mu^-;<)} = 1+2\delta^T_{e\mu} \\
\boldsymbol{\mathcal{R}}^{CP}_{\mu^+e^-} &\equiv \frac{N(\mu^+e^-;>)}{N(e^+\mu^-;<)} = \frac{N_0(1+\delta^{CP}_{\mu e})}{N_0(1-\delta^{CP}_{\mu e})} = 1+2\delta^{CP}_{\mu e} \\
\boldsymbol{\mathcal{R}}^{CP}_{e^+\mu^-} &\equiv \frac{N(e^+\mu^-;>)}{N(\mu^+e^-;<)} = 1+2\delta^{CP}_{e\mu}\ . \qquad (4)
\end{aligned}
$$

ここで、$>, <$ は $\boldsymbol{\mathcal{A}}$が正、負である粒子配置 (configuration) を意味する。$\delta^T_{\ell^+\ell^-}$, $\delta^{CP}_{\ell^+\ell^-}$ は T, CP 破れの率であり、N_0 は破れがない場合の計測数である。

CPT が破れていれば、$\delta^T_{\ell^+\ell^-} \neq \delta^{CP}_{\ell^+\ell^-}$ である。

T, CPT の破れ率を δ と Δ で表示すると、図 3 に示すような関係があり、

$$
\begin{aligned}
\boldsymbol{\mathcal{R}}^{T}_{\mu^+e^-} &= \boldsymbol{\mathcal{R}}^{T}_{e^+\mu^-} = 1+2\delta, \qquad (5) \\
\boldsymbol{\mathcal{R}}^{CP}_{\mu^+e^-} &= 1+2(\delta+\Delta)\ , \\
\boldsymbol{\mathcal{R}}^{CP}_{e^+\mu^-} &= 1+2(\delta-\Delta)\ . \qquad (6)
\end{aligned}
$$

また、CPT 破れのパラメーターは

$$
\begin{aligned}
\boldsymbol{\mathcal{R}}^{CPT}_{\mu^+e^-;\,>} &\equiv \frac{N(\mu^+e^-;>)}{N(e^+\mu^-;>)} \\
= \boldsymbol{\mathcal{R}}^{CPT}_{\mu^+e^-;\,<} &\equiv \frac{N(\mu^+e^-;<)}{N(e^+\mu^-;<)} = 1+2\Delta\ . \qquad (7)
\end{aligned}
$$

したがって、$\boldsymbol{\mathcal{R}}^T$, $\boldsymbol{\mathcal{R}}^{CP}$, $\boldsymbol{\mathcal{R}}^{CPT}$ を測定することによって T, CP 対称性の破れを精査するだけでなく、CPT 不変性をも追求することができる。

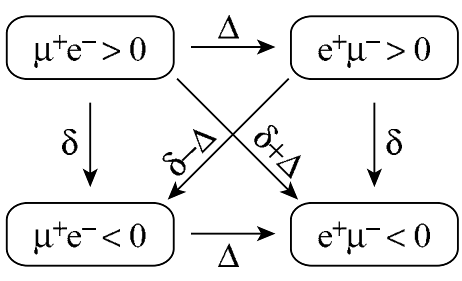

図 3: T, CP, CPT の破れの相互関係。不等号 $\lessgtr 0$ は $\mathcal{A}$ の正負を示す。T, CPT 不変性の破れを各々δ, Δ とすると、反応の幾何学に図示した対称性の相関がある。

到達感度

実験的には系統誤差の相殺を狙って、$\boldsymbol{\mathcal{R}}^{T/CP}$ の二重比を、たとえば、つぎのように構成すればよい。

$$
\begin{aligned}
\tilde{\boldsymbol{\mathcal{R}}} &\equiv \boldsymbol{\mathcal{R}}^{T}_{\mu^+e^-}\cdot\boldsymbol{\mathcal{R}}^{T}_{e^+\mu^-} = \boldsymbol{\mathcal{R}}^{CP}_{\mu^+e^-}\cdot\boldsymbol{\mathcal{R}}^{CP}_{e^+\mu^-} \\
&= \frac{N(\mu^+e^-;>)}{N(\mu^+e^-;<)} \times \frac{N(e^+\mu^-;>)}{N(e^+\mu^-;<)} = 1+4\delta\ . \quad (8)
\end{aligned}
$$

ほとんどの不定性は分母分子で相殺する。残っても高次のオーダである。具体的な不定性抑制法やその評価、さらに到達可能感度などを参考文献 [3] にまとめている。

そこでは、initial state radiation の効果を考慮しても、T/CP 対称性の破れはこのアプローチで $\mathcal{O}(\alpha/2\pi)$ のオーダまでは複雑な物理過程を心配せず攻めることができると解析できた。そして、Belle 実験開始以前であったが 10/fb のデータで δ への感度は

$$\Delta\delta \simeq 0.003 \qquad (9)$$

と見積もった。

2. タウ・レプトンの電気双極子モーメントの探索

2.1 測定原理

EDM と T 不変性

荷電粒子の電磁場での相互作用ハミルトニアンは

$$\mathcal{H}_{\mathrm{int}} = \rho_{\mathrm{m}}\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{H} + \rho_{\mathrm{e}}\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{E} \qquad (10)$$

と表示でき、第一項が磁気双極子モーメント (MDM)、第二項が電気双極子モーメント (EDM) の電磁場との相互作用である。電場、磁場ならびに電流の時間反転はそれぞれ $+, -, -$ であるので、第一、二項は時間反転で $+, -$ と変化する。

不変則が成り立つというのは変換に対して、ハミルトニアンが変わらないこと。つまり、時間反転不変性が成立するには MDM は存在しても問題ないが、EDM はゼロである必要がある。

EDM の探索状況と New Physics

表 1 に EDM 探索の現状を載せる。“New Physics Search” として EDM の探索実験がこのように進んでいる。現在のところ、タウ・レプトンの EDM (d_τ) テストが最も感度が悪い。

理論的には、Multi-Higgs モデル、scalar lepto-quark モデル、SUSY モデル、Majorana neutrino などは図 4 に示すような量子ループの寄与を通して $d_\tau \neq 0$ の存在を許す。d_τ はタウ・レプトン質量 m_τ と virtual particle の質量に依存し、上記の各々のモデルは $d_\tau \propto m_\tau^3, m_\tau, m_t^2 m_\tau, m_\nu^2 m_\tau$ の依存性を示唆する。

表 1: EDM の探索実験の現状

	EDM (e cm)	
	Limit	SM [4]
e	$(0.18 \pm 0.12 \pm 0.10)\times 10^{-26}$	10^{-40}
μ	$(3.7 \pm 3.4)\times 10^{-19}$	10^{-38}
τ	L3/LEP: $\mid d_\tau \mid < 3.1 \times 10^{-16}$	10^{-37}
	ARGUS: $\mid Re(d_\tau) \mid < 4.6 \times 10^{-16}$	
	ARGUS: $\mid Im(d_\tau) \mid < 1.8 \times 10^{-16}$	
n	6 - 10 $\times 10^{-26}$	$10^{-(30-31)}$
Nuclei	2 $\times 10^{-24}$	10^{-30}

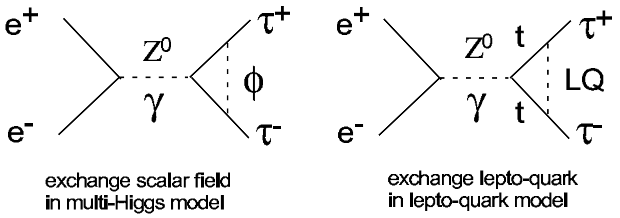

図 4: New Physics での d_τ を生む量子ループ効果

そして、d_τ の予測値は

$$d_\tau \sim 10^{-19} \quad e\,\mathrm{cm} \tag{11}$$

であり、タウ · レプトン質量の大きさが New Physics 探索に有利に作用している。しかし、New Physics に届くには、現状の感度をさらに 3 桁向上させる必要はある。

EDM と Spin-momentum correlation

EDM が存在する場合の相互作用ラグランジアンは

$$\mathcal{L}_{\rm int} = \overline{\psi}(i\partial\!\!\!/ - eQA\!\!\!/)\psi - id_\tau\overline{\psi}\sigma^{\mu\nu}\gamma_5\partial_\mu A_\nu \ . \tag{12}$$

つまり、第一項は図 5(a) に対応し、標準理論で考慮すべき最低次の振幅である。第二項は図 5(b) に対応し、タウ · レプトン対の生成 vertex に EDM の効果を入れたものである。

式 (12) を計算して微分断面積を求める。遷移振幅 $\mathcal{M}$ は

$$\begin{aligned}\mathcal{M}^2 = \mathcal{M}^2_{SM} \ &+ \ Re(d_\tau)\mathcal{M}^2_{Re} \\ &+ \ Im(d_\tau)\mathcal{M}^2_{Im} + \mid d_\tau \mid^2 \mathcal{M}^2_{d^2}\end{aligned} \tag{13}$$

であり、$Re(d_\tau)$, $Im(d_\tau)$ は EDM の実数部と虚数部である。$\mathcal{M}^2_{Re/Im}$ は図 5(a) と (b) の干渉項であり、各々つぎの

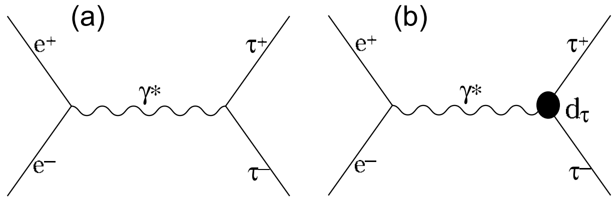

図 5: EDM と相互作用ラグランジアン

spin-momentum correlation をもつ。

$$\mathcal{M}^2_{Re} \ \propto \ (\boldsymbol{S}_+ \times \boldsymbol{S}_-)\cdot\hat{\boldsymbol{k}}, \ \ (\boldsymbol{S}_+ \times \boldsymbol{S}_-)\cdot\hat{\boldsymbol{p}}, \tag{14}$$

$$\mathcal{M}^2_{Im} \ \propto \ (\boldsymbol{S}_+ - \boldsymbol{S}_-)\cdot\hat{\boldsymbol{k}}, \ \ (\boldsymbol{S}_+ - \boldsymbol{S}_-)\cdot\hat{\boldsymbol{p}}. \tag{15}$$

ここで、$\boldsymbol{S}_\pm$ はタウ · レプトン $\tau^\pm$ のスピンベクトルであり、$\hat{\boldsymbol{k}}, \hat{\boldsymbol{p}}$ は τ^+ と e^+ の momentum 方向を示す単位ベクトルである。

$\mathcal{M}^2_{Re}$ は T=odd, CP=odd であり、$\mathcal{M}^2_{Im}$ は T=even, CP=odd である。つまり、前者は CPT を保存するが、後者は保存則を破る項である。

EDM と Optimal Observable Method

式 (13)–(15) から、$\boldsymbol{S}_\pm$ ならびに $\hat{\boldsymbol{k}}$ を測定すれば EDM がわかるわけであるが、実験的には両者とも直接は測定はできず、測定量は崩壊粒子の運動量ベクトルのみである。第一章の triple momentum correlation $\boldsymbol{\mathcal{A}}$ がここでは spin-momentum correlation となったわけである。

そこで Optimal Observable Method という手法を採る。つまり、崩壊過程が判明していれば、崩壊粒子の測定運動量ベクトルから 確率的 に $\boldsymbol{S}_\pm$ ならびに $\hat{\boldsymbol{k}}$ を推測することができる。もっとも高い確率をもたらす $\boldsymbol{S}_\pm$ ならびに $\hat{\boldsymbol{k}}$ を得て、(つまり、EDM に対する感度を最高にする $\boldsymbol{S}_\pm$ ならびに $\hat{\boldsymbol{k}}$ である) 式 (13) の各項を測定事象ごとに計算する (第四項は小さいので無視する)。このとき、EDM 測定の指標になるのは

$$\begin{aligned}\mathcal{O}_{Re} &\equiv \frac{\mid \mathcal{M}_{Re} \mid^2}{\mid \mathcal{M}_{SM} \mid^2}, \\ \mathcal{O}_{Im} &\equiv \frac{\mid \mathcal{M}_{Im} \mid^2}{\mid \mathcal{M}_{SM} \mid^2}\end{aligned} \tag{16}$$

であり、optimal observable $\mathcal{O}$ とよぶ。

実験で求めるのは $< \mathcal{O}_{Re/Im} >$ である。この量は式 (13) を用いて $\mathcal{O}_{Re/Im}$ の平均値を計算すればそれぞれ EDM の実数部と虚数部に比例する：

$$\begin{aligned}\mathcal{O}_{Re} &= C_{Re}Re(d_\tau), \\ \mathcal{O}_{Im} &= C_{Im}Im(d_\tau).\end{aligned} \tag{17}$$

以上が EDM を導出する論理であり、この論理を適用して EDM を求めるわけだ。すでに ARGUS グループが実

行し

$$
\begin{aligned}
Re(d_\tau) &< 4.6\times10^{-16}e\,\mathrm{cm},\\
Im(d_\tau) &< 1.8\times10^{-16}e\,\mathrm{cm},
\end{aligned}
\tag{18}
$$

を得ている。

2.2 Belle 実験

ここで報告するのは Belle 実験の最初のタウ物理解析であって、初期の 29.5/fb (26.8×10^6 タウ対) のデータを使ったものである。崩壊モードは純レプトニックのみでなく、ハドロンを含む $\tau^+\tau^-\to(e\nu\overline{\nu})(\mu\nu\overline{\nu})$, $(e\nu\overline{\nu})(\pi\nu)$, $(\mu\nu\overline{\nu})(\pi\nu)$, $(e\nu\overline{\nu})(\rho\nu)$, $(\mu\nu\overline{\nu})(\rho\nu)$, $(\pi\nu\overline{\nu})(\rho\nu)$, $(\pi\nu)(\pi\nu)$, $(\rho\nu)(\rho\nu)$ の 8 モードを対象として解析を行なった。

信号事象の選択

信号事象は、荷電総量がゼロとなる二つの荷電粒子とゼロ光子からなると要請した。ただし、$\rho^\pm\to\pi^\pm\pi^0$, $\pi^0\to\gamma\gamma$ の光子は許す。信号選別の基準を表 2 に載せる。粒子識別が重要な役割を果たす。

表 2: Event selection criteria

荷電粒子:	$p_t > 0.1$ GeV/c
光子 :	$E_\gamma > 0.1$ GeV
二つの荷電粒子 (総電荷量がゼロ)	
$\rho^\pm$ の崩壊粒子以外の光子がない	
電子識別:	Electron likelihood > 0.95
	$p > 0.5$ GeV/c, $-0.60 < \cos\theta < 0.83$
Muon 識別:	Muon likelihood > 0.95
	$p > 1.2$ GeV/c, $-0.60 < \cos\theta < 0.83$
$\pi^\pm$:	Hadron likelihood > 0.95
	Electron Likelihood < 0.01
	$p > 1.2$ GeV/c, $-0.50 < \cos\theta < 0.62$
$\rho^\pm$:$\to\pi^\pm\pi^0$	$\pi^\pm$ と π^0 の間の角度が 90° 以下
	$p > 1.0$GeV/c
	$\pi^\pm$: not-e and not-μ
	π^0 : $\to\gamma\gamma$
	$110 < M(\gamma\gamma) < 150$ MeV/c^2,
	$p_{\pi^0} > 0.2$ GeV/c
$-0.95 < \cos\theta_{\mathrm{missing}} < 0.985$	
$\Sigma\|p\| < 9.0$ GeV/c	
$e\pi$ モード:	e と π の間の角度が 175° 以下、
	もしくは $\Sigma\|p\| < 6.0$ GeV/c

主要なバックグラウンド（BG) は two-photon process, Bhabha, $\mu\mu$ である。これらは、missing momentum の方向がビームパイプ外であることや、二つの荷電粒子の momentum 和が 9 GeV/c 以下であることなどを課し、さらには、hard initial state radiation を伴うタウ対や誤認されたタウ対は $\hat{\boldsymbol{k}}$ が運動学的に再構成されないことを利用して除去した。その結果、これらの寄与は無視できる。

図 6 に選択基準を満足した粒子の (a) 運動量と (b) 角度分布を示す。データとモンテカルロ · シミュレーション分布の非常によい一致を見ることができ、崩壊過程ならびに検出器の特性を充分に把握していることが理解できる。

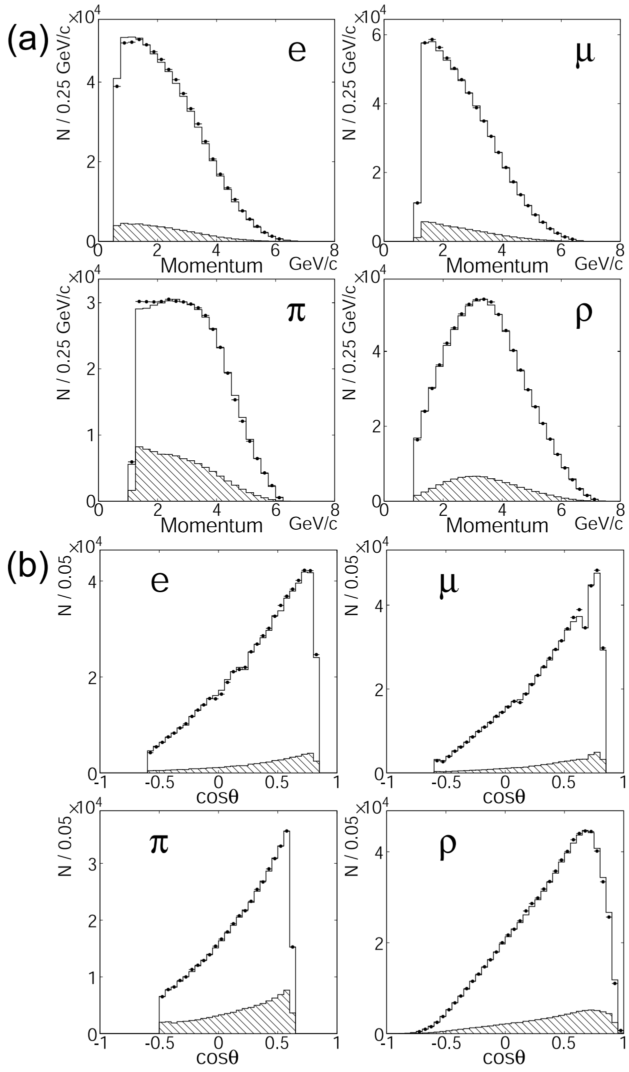

図 6: 信号事象の (a) 運動量と (b) 角度分布。モンテカルロ · シミュレーション分布をヒストグラムで、その中の BG は灰色のヒストグラムで示し、データは黒丸で示す。

また、表 3 は選択基準を通過した事象数と、シミュレーションに基づくそれらの純度ならびに BG の素性と混入率を示す。この段階での BG は表 3 に記載したように、複数の π^0 あるいは K を含む反応からの寄与である。

最適化と Optimal observables $\mathcal{O}$

各事象ごとに、測定量にもとづいて可能な運動学的分布 (kinematical configurations) とその振幅の自乗 $\mathcal{M}^2_{SM/Re/Im}$ を計算する。複数の解が可能な場合は、それらの平均値を最適な $\mathcal{M}^2_{SM/Re/Im}$ とする。

たとえば、両タウがハドロニックに $\tau \to \pi\nu$ あるいは $\rho\nu$ に崩壊する場合は、運動学的に解いて $\hat{\boldsymbol{k}}$ を得ることができるが二つの解が存在するので、その平均値を最適な $\mathcal{M}^2_{SM/Re/Im}$ として採用する。タウの一方あるいは両方がレプトニックに $\tau \to e\nu\overline{\nu}$ あるいは $\mu\nu\overline{\nu}$ に崩壊する場合は、$\nu\overline{\nu}$ 系の有効質量が不明なためモンテカルロ的取り扱いをする。つまり、事象ごとに $\nu\overline{\nu}$ 系の有効質量を変えながら 100 の信号を生成して、運動学的に $\hat{\boldsymbol{k}}$ を解くことができた事象にわたる平均値を最適な $\mathcal{M}^2_{SM/Re/Im}$ とする。

この結果得た式 (16) の Optimal observables $\mathcal{O}_{Re/Im}$ の分布を図 7 にプロットする。$d_\tau = 0$ としたシミュレーションの分布と比較して見るが良い。実によい一致である。

これらの分布から求めた $<\mathcal{O}_{Re/Im}>$ の実験データならびにシミュレーション計算を図 8 に示す。誤差棒は統計ならびに系統誤差を含む。

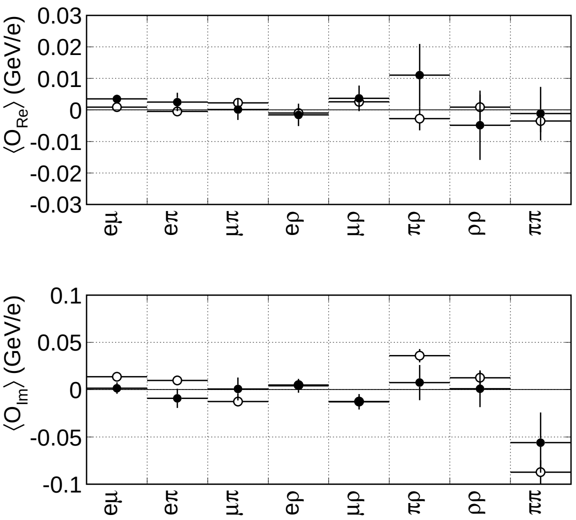

図 8: 8 つの崩壊モードについての Optimal observables $<\mathcal{O}_{Re/Im}>$。黒丸は実験データであり、$\circ$ はシミュレーション計算 ($d_\tau = 0$) である。後者は検出器の特性を含めた測定系全体の $<\mathcal{O}_{Re/Im}>$ に対するオフセット値 $b_{Re/Im}$ である。

$<\mathcal{O}_{Re/Im}>$ と EDM

検出器の検出特性の非一様性や、KEKB のエネルギー非対称性ならびに交差角をもつ衝突を考えると、d_τ は式 (17) からずれて $<\mathcal{O}_{Re/Im}>$ はオフセット値 $b_{Re/Im}$ をもつ。$<\mathcal{O}_{Re/Im}>$ はゼロの近傍で $Re(d_\tau)/Im(d_\tau)$ に比例し、

$$
\begin{aligned}
<\mathcal{O}_{Re}> &= a_{Re}\ Re(d_\tau) + b_{Re} \\
<\mathcal{O}_{Im}> &= a_{Im}\ Im(d_\tau) + b_{Im} \qquad (19)
\end{aligned}
$$

と表せる。$a_{Re/Im}$ の大きさは反応モードの感度の善し悪しを教える。シミュレーションで得た $b_{Re/Im}$ ならびに $a_{Re/Im}$ を図 8 と図 9 に示す。$\tau \to \pi\nu, \rho\nu$ モードが高い感度をもつことが分かる。これは、レプトン崩壊に比べニュートリノ放出数が少なく、$\hat{\boldsymbol{k}}$ の決定に対する不定性が少ないためである。

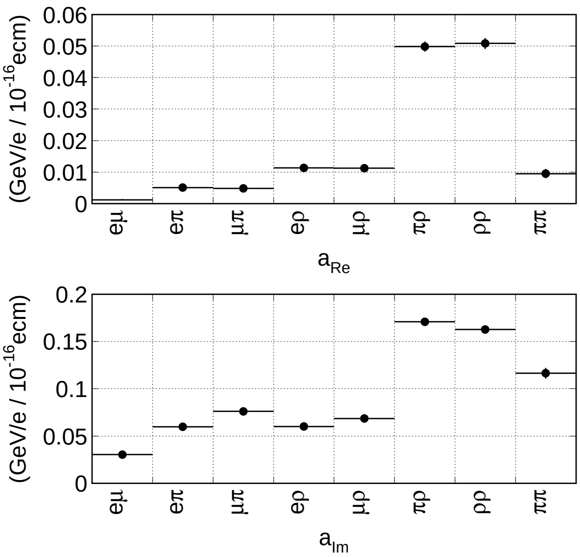

図 9: 8 つのモードごとの EDM に対する感度パラメータ、$a_{Re/Im}$。

これらの準備ののち、$<\mathcal{O}_{Re/Im}>$ から上式 (19) を使って $Re(d_\tau)$ と $Im(d_\tau)$ を求める。結果を表 4 に載せる。

8 つのモードにわたる重み付き平均値から

$$
\begin{aligned}
Re(d_\tau) &= (\ \ 1.15 \pm 1.70) \times 10^{-17}\ e\,\mathrm{cm} \\
Im(d_\tau) &= (-0.83 \pm 0.86) \times 10^{-17}\ e\,\mathrm{cm} \qquad (20)
\end{aligned}
$$

を得、95%信頼度の数値としては

$$
\begin{aligned}
-2.2 \times 10^{-17} < Re(d_\tau) < 4.5 \times 10^{-17}\ e\,\mathrm{cm} \\
-2.5 \times 10^{-17} < Im(d_\tau) < 0.8 \times 10^{-17}\ e\,\mathrm{cm} \qquad (21)
\end{aligned}
$$

を得た。

まとめ

Belle 初期のタウ物理研究の課題としてタウ · レプトンの EDM を追求した。式 (20), (21) に示すような、それまでの

表 4: $Re(d_\tau)$ ならびに $Im(d_\tau)$ の測定結果。平均は 8 つのモードにわたる平均値である。

モード	$Re(d_\tau)$ $(10^{-16} e\,\mathrm{cm})$	$Im(d_\tau)$ $(10^{-16} e\,\mathrm{cm})$
$e\mu$	$2.25 \pm 1.26 \pm 0.93$	$-0.41 \pm 0.22 \pm 0.46$
$e\pi$	$0.43 \pm 0.64 \pm 0.60$	$-0.22 \pm 0.19 \pm 0.45$
$\mu\pi$	$-0.41 \pm 0.87 \pm 0.74$	$0.15 \pm 0.19 \pm 0.44$
$e\rho$	$0.00 \pm 0.36 \pm 0.14$	$-0.01 \pm 0.14 \pm 0.13$
$\mu\rho$	$0.04 \pm 0.42 \pm 0.18$	$-0.02 \pm 0.14 \pm 0.10$
$\pi\rho$	$0.34 \pm 0.25 \pm 0.22$	$-0.22 \pm 0.13 \pm 0.16$
$\rho\rho$	$-0.08 \pm 0.25 \pm 0.17$	$-0.12 \pm 0.14 \pm 0.11$
$\pi\pi$	$0.42 \pm 1.17 \pm 0.48$	$0.24 \pm 0.34 \pm 0.42$
平均	0.115 ± 0.170	-0.083 ± 0.086

感度を１０倍上回り、$Re(d_\tau)$, $Im(d_\tau)$ ともに a few $\times 10^{-17}$ $e\,\mathrm{cm}$ の上限値に達する成果を得た。

これは KEKB 加速器が高強度なルミノシティを生んでくれた賜である。

この解析はなかなか一筋縄では行かなかった。すでに出来上がった解析資源を利用するだけではなく、まず、EDM の効果を取り入れたファインマン振幅の計算からスタートし、その効果をシミュレーション · プログラムに反映しなければならなかったし、また、Belle 初期であったのでシミュレーションがデータをどれほど再現できるか、ほとんどすべての解析資源をゼロからのチューニングする時期でもあった。長期にわたる努力の結果、最終的には図 6 に示すよう実に高精度でデータを再現できるレベルに達した。

この研究は、これを切っ掛けにタウ物理の基本的な解析資源が準備でき、それ以降の解析は高い確信度をもってそれらを利用できるようになった epoch making な実験であった。本解析は測定量に discreate な cuts を施しただけで済むようなものではなく、複雑な最適化手法が要請され、忍耐のいる緻密な思考が特に必要である。また、$a_{Re/Im}$, $b_{Re/Im}$ の評価などシミュレーションに大きく頼るところがあり、データの高統計に比例して多量のモンテカルロ · イベント生成が要求される。名大のわれらの計算機システムを長時間フル稼働させ、はじめて達成できた研究でもある。研究の詳細は居波の博士論文を参照願いたい。

現在は 400/fb 以上のデータの解析の途上にある。$Re(d_\tau)$, $Im(d_\tau)$ ともに $\mathcal{O}(10^{-18})$ $e\,\mathrm{cm}$ の感度に入ることは明らかである。それは、ミューオンの EDM 測定感度にあと一桁 (表 1) と迫ることになり、かつ、本文で記したように New Physics による EDM の寄与, $d_\tau \sim 10^{-19}$ $e\,\mathrm{cm}$, が検出できるに同じくあと一桁と迫る感度である。これはタウ · レプトンの質量の大きさ $(m_\tau/m_\mu \sim 18)$ と New Physics の EDM への寄与の仕方 $(d_\tau \propto m_\tau^n)$ を考えれば、d_μ 測定よりも充分高い感度で New Physics 探索を行なっているわけである。

参考文献

[1] H. Burkard *et al.*, Phys. Lett. **160B** (1985) 343.

[2] K. Inami, *et al.*, Phys. Lett. **B 551** (2003) 16.

[3] T. Ohshima, *et al.*, Prog. Theo. Phys. **99** (1998) 413.

[4] M. J. Booth, hep-ph/9301293, U. Mahanta, Phys. Rev. **D54** (1996) 3377, X. G. He, B. H. J. McKellar and S. Pakvasa, Int. J. Mod. Phys. **A4** (1989) 5011.

表 3: 選別後の信号事象数とその純度ならびに BG の素性

	事象数	純度 (%)	Background モード (%)
$e\mu$	250,948	96.6 ± 0.1	$2\gamma \to \mu\mu(1.9)$, $\tau\tau \to e\pi(1.1)$.
$e\pi$	132,574	82.5 ± 0.1	$\tau\tau \to e\rho(6.0)$, $eK(5.4)$, $e\mu(3.1)$, $eK^*(1.3)$.
$\mu\pi$	123,520	80.6 ± 0.1	$\tau\tau \to \mu\rho(5.7)$, $\mu K(5.3)$, $\mu\mu(2.9)$, $2\gamma \to \mu\mu(2.0)$.
$e\rho$	240,501	92.4 ± 0.1	$\tau\tau \to e\pi\pi^0\pi^0(4.4)$, $eK^*(1.7)$.
$\mu\rho$	217,156	91.6 ± 0.1	$\tau\tau \to \mu\pi\pi^0\pi^0(4.2)$, $\mu K^*(1.6)$, $\pi\rho(1.0)$.
$\pi\rho$	110,414	77.7 ± 0.1	$\tau\tau \to \rho\rho(5.1)$, $K\rho(4.9)$, $\pi\pi\pi^0\pi^0(3.8)$, $\mu\rho(2.7)$.
$\rho\rho$	93,016	86.2 ± 0.1	$\tau\tau \to \rho\pi\pi^0\pi^0(8.0)$, $\rho K^*(3.1)$.
$\pi\pi$	28,348	70.0 ± 0.2	$\tau\tau \to \pi\rho(9.2)$, $\pi K(9.2)$, $\pi\mu(4.7)$, $\pi K^*(2.0)$.

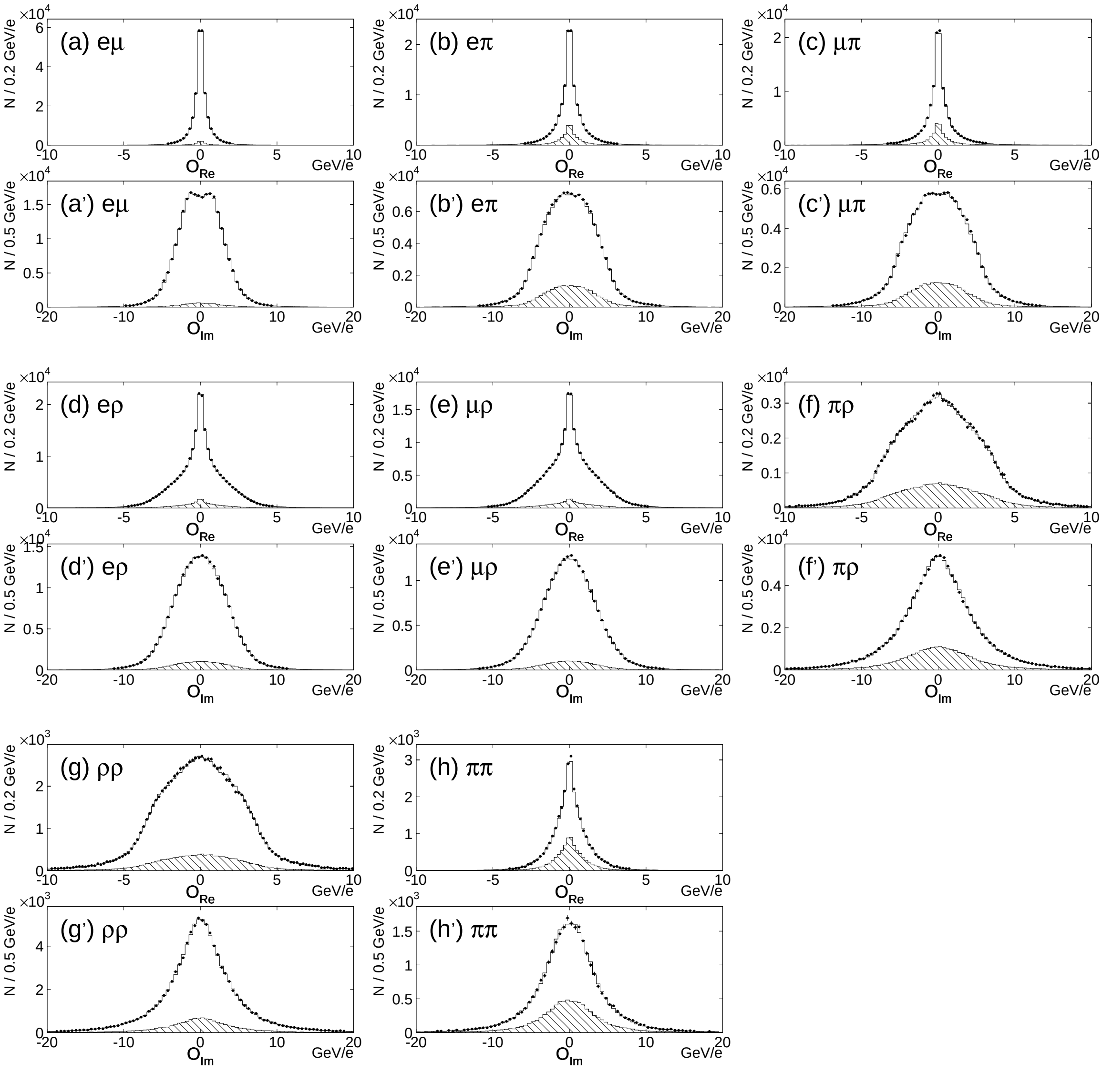

図 7: Optimal observables $\mathcal{O}_{Re}$ と $\mathcal{O}_{Im}$ の分布。データを黒丸で、MC をヒストグラムで示す。