2012年度　修士学位論文

$\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊における CP 対称性の破れの探索

奈良女子大学大学院　人間文化研究科
物理科学専攻　高エネルギー物理学研究室
近藤　麻由

平成 25 年 3 月 7 日

目 次

図 目 次

表 目 次

第1章　はじめに

高エネルギー物理学の素粒子反応の実験で我々の知るところによれば、全ての素粒子には、電荷やレプトン数、バリオン数等々の内部量子数が逆で、質量が同一である反粒子が存在し、真空からは粒子と反粒子が対で生成される。したがって、宇宙のごく初期にも粒子と反粒子が同数だけ存在していたと予想される。しかしながら、宇宙創成から 137 億年たった現在の宇宙は、粒子のみからできており、反粒子からできている反宇宙は存在しない。これは、宇宙の進化の仮定のどこかで、反粒子が消滅したことを意味する。全ての物理法則が粒子と反粒子の入れ替えで不変（CP 対称性）であれば、宇宙の進化を説明できない。つまり、CP 対称性はどこかの過程で破れていなければならないのである。

素粒子の標準理論は、これまでの実験事実をよく説明する理論として確立しているが、未だ未解決の課題として残っているテーマも多い。その一つがこの宇宙の粒子・反粒子の非対称性の問題である。CP 対称性の破れは、標準理論では 3 世代のクォークの混合行列に存在する複素位相によるものと説明されている。しかし、この標準理論の CP の破れの機構のみでは、我々の世界の CP 対称性の破れを説明するために十分でないことが指摘されている。そのため、宇宙の粒子・反粒子の非対称性の理解のためには、標準理論に含まれない新しい CP 対称性の破れの探索が重要である。特に、レプトンセクターにおける CP 対称性の破れの可能性が興味深い。

高エネルギー加速器研究機構（KEK) の電子・陽電子衝突型加速器（KEKB 加速器）は、多量の B 中間子・反 B 中間子を生成することで、B 中間子系における CP 対称性の破れを系統的に研究し、CP の謎に迫る事を目的として建設された加速器である。加速器の衝突点には Belle 測定器が設置されている。実験データの収集は 2000 年 6 月から始まり、2002 年には、B 中間子系における CP 対称性の破れを初めて確認するという大きな成果を挙げた。その後 2011 年の段階で、KEKB 加速器は世界最強のビーム強度（ルミノシティ）$\mathcal{L} = 2.1 \times 10^{34}/cm^2/sec$ 達成した。

KEKB 加速器では、同時に $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 反応を通じて非常に高統計（10^8 個/年）のタウ（τ）粒子を得ることができる。ここで生成される τ 粒子の量は、従来の加速器で得られた τ 粒子の数より 2 桁以上多い量であり、KEKB は B ファクトリーであると同時に、τ 粒子を多量に作り出す τ ファクトリーとしても重要である。τ 粒子は次のようなユニークな特徴を持つ素粒子である。

- 電子の約 3500 倍の質量を持つ最も重いレプトンである。
- トップクォーク（t）やボトムクォーク（b）と共に第 3 世代に属している。
- レプトンの中で唯一ハドロン（複数個の π 中間子や K 中間子）に崩壊できる粒子である。

これらの特徴は、τ 粒子が標準理論を越える物理を探る上で、高い感度を持つ理想的なプローブとして機能する事を意味する。特に本論文では、レプトン系における CP 非保存現象の探索結果について報告する。

現時点までに CP 対称性の破れが観測されているのは、K 中間子と B 中間子の系のみである。これらの中間子系の CP 対称性の破れは、クォークの混合を表すカビボ・小林・益川（CKM）行列に

存在する複素位相により起こるとされており、この機構が素粒子の標準理論の中に取り込まれている。しかしこれだけが自然界に存在する CP 対称性の破れの全てなのであろうか。この疑問に答えるためには、出来るだけ多くの系での CP 対称性の破れの効果を探すことが重要である。その系の一つに τ（タウ）粒子の崩壊がある。
標準理論ではレプトン系には CP 対称性の破れは存在しない。しかし、標準理論を越える理論では、CP 対称性を破る様々な可能性が考えられる。本研究では、このような標準理論にない新しい起源の CP 対称性の破れを Belle 実験によって収集された高統計のデータを用いた研究結果について報告する。特に、τ レプトンが K 中間子を含む 3 個の荷電粒子へ崩壊す過程 $\tau^- \rightarrow K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ に注目し、崩壊角度分布の τ^+ と τ^- での違いを詳しく研究した。尚、上記では、τ^- の崩壊のみを示しているが、特に限らない限り、電荷の符号を変えた、$\tau^- \rightarrow K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 反応も同時に表している。終状態に K 中間子を含むモードに注目するのは、ストレンジ（s）クォークの方が、u、d クォークより重く、ヒッグスとの結合力が強いので探索感度が高いためである。

本研究は、昨年度の貴志による同崩壊過程の研究を引き継ぎ、発展させたものである。貴志は Belle 実験で収集した利用可能なデータ（665/fb）を用いて解析を行い、検出器のバイアスによる効果や検出効率の非対称性、バックグラウンドの CP 非対称度の検討等を行った。昨年度はパリティ変換による効果を含めていなかったため、本研究ではその効果を含めて解析を行った。また、モンテカルロシミュレーションにおけるテストを行った。

本論文の構成は以下の通りである。第 2 章では、理論的な背景として τ レプトン崩壊における CP 対称性の破れについて説明する。第 3 章では、今回の解析に用いたデータを収集した KEKB 加速器及び Belle 検出器全般の説明を行う。第 4 章では、事象選別について述べる。まず初めに $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反応の選別について述べ、後に $\tau^- \rightarrow K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊の選別について述べる。第 5 章で、モンテカルロシミュレーションでのテストについて報告し、第 6 章でデータを用いた CP 非対称度の観測結果について報告する。最後に第 7 章で結果とまとめを行う。

第2章　$\tau^- \rightarrow K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ レプトン崩壊における CP 対称性の破れ

本章では、CP 対称性の破れの理論的背景について記述する。B 中間子の CP 対称性の破れを簡単に復習した後、本研究の主題であるタウ・レプトンの $\tau^- \rightarrow K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊の CP 対称性の破れの観測可能性について詳しく議論する。

2.1　CP 対称性の破れ

C, P, T 変換と不変性

自然界に成り立っている不変性/保存則の中で、離散的（不連続）な変換に対する不変性の代表例が C（荷電共役）、P（パリティ）、T（時間反転）不変性である。強い相互作用と電離相互作用では、これら全ての不変性が成り立っているが、弱い相互作用では C と P、そしてその積 CP、および T 変換に対する不変性が破れていることが知られている。これら 3 つの変換の積 CPT 変換に対しては、自然は不変と信じられ、それが破れている証拠も見つかっていない。表に C、P、T 個々に対する物理量の変換法則を載せた。以下、各々の変換について述べる。
（σ、$\mathbf{A}$ は電磁場のスカラー、ベクターポテンシャル）

物理量	記号	C	P	T	備考
位置ベクトル	$\mathbf{r}$	$\mathbf{r}$	$-\mathbf{r}$	$\mathbf{r}$	
運動量ベクトル	$\mathbf{p}$	$\mathbf{p}$	$-\mathbf{p}$	$-\mathbf{p}$	
角運動量ベクトル	$\mathbf{J}$	$\mathbf{J}$	$\mathbf{J}$	$-\mathbf{J}$	$\mathbf{J} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$
スピン	σ	σ	σ	$-\sigma$	σ は $\mathbf{J}$ と同様
電場ベクトル	$\mathbf{E}$	$-\mathbf{E}$	$-\mathbf{E}$	$\mathbf{E}$	$\mathbf{E}$=- ∇ ϕ- $\partial\mathbf{A}/\partial t$
磁場密度ベクトル	$\mathbf{B}$	$-\mathbf{B}$	$\mathbf{B}$	$-\mathbf{B}$	$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$
粒子	ー	反粒子	粒子	粒子	

パリティ変換

P 変換は鏡に映すことである。鏡の向きに依存しないよう、さらに鏡に垂直に 180 ° 回転させる。

$$\mathbf{x} \rightarrow -\mathbf{x}, \quad \mathbf{p} \rightarrow -\mathbf{p}$$

すなわち

$$(x, y, z) \rightarrow (-x, -y, -z), \quad (p_x, p_y, p_z) \rightarrow (-p_x, -p_y, -p_z)$$

を意味する。自然は回転に対しては不変であるから、P 変換は右と左に対する対称性とも言える。また次式のようにこの変換を 2 回行うと、元の状態に戻る。

$$
\begin{aligned}
P^2\psi(\mathbf{r}) &= P(P\psi(\mathbf{r}) \\
&= (P\psi(-\mathbf{r})) \\
&= \psi(\mathbf{r}) \qquad\qquad (P = \pm\ 1)
\end{aligned}
$$

これより、P 変換の固有値が存在する場合、その値は± 1である。固有値が＋1の時、パリティが正、または偶（even）であるといい、－1の時はパリティが負、または奇（odd）であるという。

荷電共役変換

C（荷電共役）変換は、電荷の符号をはじめ、粒子に固有な量子数（例えばバリオン数やレプトン数）の符号をすべて反転させる変換である。例えば π 中間子に C 変換を行うと、

$$
\begin{aligned}
C|\pi^+\rangle &= |\pi^-\rangle \\
C|\pi^-\rangle &= |\pi^+\rangle \\
C|\pi^0\rangle &= |\pi^0\rangle
\end{aligned}
$$

となる。C 変換の固有状態になれるのは、その系が C 変換のもとで自分自身になる場合、即ち自己荷電共役である場合のみである。そのような系は完全に中性でなければならず、電気または磁気モーメントを持ってはならない。上の C 変換の結果より、π^0 は C 変換の固有状態であるが、π^+、π^- は固有状態ではないことがわかる。π^0 や光子などは自身が反粒子でもあるので、P 変換と同様に＋1か－1の荷電パリティ固有値（C パリティ) を持つ。
例えば、π^0 の C パリティは

$$
\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma
$$

の崩壊が起こることから、＋1のパリティを持つことがわかる。

時間反転

T 変換は、時間を反転させる変換であり、古典力学では t →-t となり、ニュートン方程式はこの変換に対して不変である。量子力学の場合は少し複雑になるが、シュレディンガー方程式に従う波動関数 ψ について、その T 変換は、

$$
\psi(t) \rightarrow \psi'(t') = T\psi(t) = \psi'(-t)
$$

と定義されている。この変換のもとで、シュレディンガー方程式は形を変えない。また、波動関数の絶対値の2乗が観測する確率を与えるという量子力学の基本原理も不変である。

CP 対称性の破れ

CP 対称性とは、C 変換と P 変換の積に対する対称性である。既知のすべての物理法則は C、P、T を同時に変換した場合、不変である。これを CPT 定理と呼ぶ。また、C、P、T の各々の対称性も

ほとんどの物理法則で保存するが、弱い相互作用においては、C 変換の対称性と P 変換の対称性のそれぞれでは破れている。そして CP 変換の対称性も、わずかながら破れていることがクローニンらによって 1964 年に K^0 中間子の崩壊で発見された。
宇宙には、「宇宙規模の非対称」がある。すなわち、この宇宙に反物質は極端に少なく、銀河等は物質のみでできているという事実がある。ビック・バン宇宙において、物質が現在の宇宙の量だけ残るための条件の 1 つが CP 対称性の破れである。以下では、まず K^0 や B^0 中間子等、クォークから形成されている中間子系での CP 対称性の破れについて簡単に復習する。次に本論文の主題である荷電レプトン系での CP 対称性の破れについて議論する。

2.2 $\tau^- \rightarrow K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊における CP 対称性の破れ

クォークセクター（中間子系）における CP 対称性の破れに理論的な説明を与えたのが、小林・益川の理論である。そこでは、カビボ・小林・益川（CKM）行列に存在する複素位相が CP 対称性の破れを起こす原因である。しかしこれだけが自然界に存在する CP 対称性の破れの原因なのであろうか。この疑問に答えるためには、できるだけ多くの系での CP 対称性の破れの効果を探すことが重要である。本論文では、荷電レプトンである粒子の崩壊 $\tau^- \rightarrow K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ における CP 対称性の破れの可能性について論ずる。
標準理論では図 2.1 に示すように、本崩壊は W ボソンを媒介したダイヤグラムで記述される。

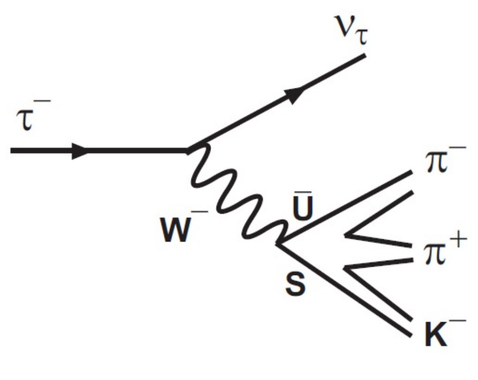


図 2.1: W ボソンを媒介するハドロン崩壊

一方、図 2.2 で示すように、もし標準理論を越えた新しいスピンゼロのボソンが存在し、その結合定数 η_p が複素位相を持てば、図 2.2 のようにダイヤグラムと干渉を起こして、CP 対称性の破れが起こる可能性がある。τ レプトンの崩壊において、CP 対称性の破れが観測される可能性としては、一般的に

1. 全崩壊幅が τ^+ と τ^- で異なる。($N\left(\tau^- \rightarrow K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau\right) \neq N\left(\tau^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-\nu_\tau\right)$)
2. 全崩壊幅は同じであるが、崩壊の角分布（微分崩壊幅）が τ^+ と τ^- で異なる。

の 2 つが考えられる。今回考えているような標準理論のダイヤグラムと、スカラー粒子（ヒッグス粒子）を交換するダイヤグラムとの干渉の場合には、上記 1 の全崩壊幅の違いは小さいと予想される。このような場合には上記 2 に対応する、微分崩壊幅の違いを観測することが重要となる。理論的には特に荷電ヒッグス粒子に付随する CP 対称性の破れの可能性は非常に興味深い。（参考文献[2]）

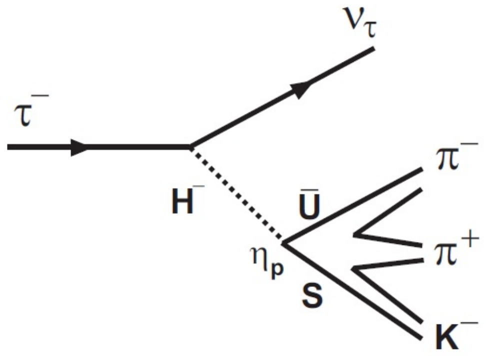


図 2.2: ヒッグス粒子を媒介するハドロン崩壊

2.2.1 $\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊幅の一般論

以下、K.Kiers らの 論文[2] に従って、標準理論とそれを越えるスカラー粒子交換のダイヤグラムから求まる微分崩壊幅と、そこから予想される CP 対称性の破れの測定手法について議論する。

まず、$\tau^- \to K^-(p_1)\pi^-(p_2)\pi^+(p_3)\nu_\tau$ 崩壊への標準理論からの寄与について考える。

標準理論での、有効なハミルトニアンは

$$\mathcal{H}_{\text{eff}}^{SM} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sin\theta_c \bar{\nu_\tau}\gamma_\mu(1-\gamma_5)\tau\bar{s}\gamma^\mu(1-\gamma_5)u + h.c. \tag{2.1}$$

と与えられる。ここで θ_c はカビボ角である。G_F はフェルミ結合定数、τ、$\bar{\nu_\tau}$、u、$\bar{s}$ は、τ、$\bar{\nu_\tau}$、u、$\bar{s}$ のスピノールを表す。γ^μ、γ_5 はディラックの γ 行列である。

崩壊におけるハドロニックな電流 J^μ は、一般的に 4 つのハドロン構造因子 F_1、F_2、F_3、F_4 を用いて表すことが可能である。ここで p_1、p_2、p_3 はそれぞれ、$\tau^- \to K^-(p_1)\pi^-(p_2)\pi^+(p_3)\nu_\tau$ 崩壊での K 中間子、K 中間子と同じ電荷の π 中間子、K 中間子と異なる電荷の π 中間子の 4 元運動量を表す。

$$\begin{aligned}
J^\mu &\equiv \langle K^-(p_1)\pi^-(p_2)\pi^+(p_3)|\bar{s}\gamma^\mu(1-\gamma^5)\mu|0\rangle \\
&= \Big[F_1(s_1,a_2,Q^2)(p_1-p_3)\nu + F_2(s_1,s_2,Q^2)(p_2-p_3)\nu\Big]T^{\mu\nu} \\
&\quad + iF_3(s_1,s_2,Q^2)e^{\mu\nu\rho\sigma}p_{1\nu}p_{2\rho}p_{3\sigma} + F_4(s_1,s_2,Q^2)Q^\mu
\end{aligned} \tag{2.2}$$

ここで、

$$\begin{aligned}
Q^\mu &= (p_1+p_2+p_3)^\mu \\
Q^2 &= (p_1+p_2+p_3)^2 = M^2_{K^-\pi^-\pi^+} \\
T^{\mu\nu} &= g^{\mu\nu} - Q^\mu Q^\nu/Q^2 \\
s_1 &= (p_2+p_3)^2 = M^2_{\pi^-\pi^+} \\
s_2 &= (p_1+p_3)^2 = M^2_{K^-\pi^+} \qquad (\text{慣習的に}\epsilon_{123}=1)
\end{aligned}$$

である。ここで F_1、F_2 は $J^P = 1^-$ のベクター、F_3 は $J^P = 1^+$ の軸ベクター、F_4 は $J^P = 0$ の擬スカラーの構造因子と呼ばれている。F_1、F_2、F_3 と F_4 は、一般に Q^2、s_1、s_2 の関数である。

これらの構造因子を用いて、$\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ における、図 2.1 に示した標準理論のダイヤグラムからの振幅の 2 乗は、

$$|\mathcal{A}_{SM}|^2 = \frac{G_F^2}{2}\sin^2\theta_c L_{\mu\nu}H^{\mu\nu} \tag{2.3}$$

と与えられる。ここで $L_{\mu\nu} = M_\mu(M_\nu)^\dagger$ はレプトンカレントテンソルで、M_μ はレプトン電流である。($M_\mu = \bar{u}_{\nu\tau}\gamma_\mu(1-\gamma^5)u_\tau$) 一方、$H^{\mu\nu} = J^\mu(J^\nu)^\dagger$ はハドロンカレント（式 (2.2)）から形成されるテンソルである。

もし、荷電ヒッグスを媒介するダイヤグラム（図 2.2）が存在するとその有効ハミルトニアンは、

$$\mathcal{H}_{\text{eff}}^{NP} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\sin\theta_c\left[\eta_s\bar{\nu}_\tau(1+\gamma_5)\tau\bar{s}u + \eta_p\bar{\nu}_\tau(1+\gamma_5)\tau\bar{s}\gamma_5 u\right] + h.c. \tag{2.4}$$

で与えられる。ここで、η_s と η_p は一般に複素数で、全ハミルトニアンは $\mathcal{H}_{\text{eff}} = \mathcal{H}_{\text{eff}}^{SM} + \mathcal{H}_{\text{eff}}^{NP}$ である。この新しい物理（New physics, 以下 NP という）の影響は一般に、スカラー構造因子 F_4 の項を以下のように置き換えることでその NP の項を取り入れることができる。

$$J_\mu \to \tilde{J}_\mu \tag{2.5}$$

$$F_4 \to \tilde{F}_4 = F_4 + \frac{f_H}{m_\tau}\eta_p \tag{2.6}$$

ここで、f_H は擬スカラーの構造因子と呼ばれ、

$$\langle K^-(p_1)\pi^-(p_2)\pi^+(p_3)|\bar{s}\gamma^5 u|0\rangle = f_H \tag{2.7}$$

のように定義される、$\tilde{H}^{\mu\nu} = \tilde{J}^\mu(\tilde{J}^\nu)^\dagger$ と定義すると、標準理論と NP の効果を含めた全振幅は、下記の式より得ることができる。

$$|\mathcal{A}|^2 = \frac{G_F^2}{2}\sin^2\theta_c L_{\mu\nu}\tilde{H}^{\mu\nu} \tag{2.8}$$

2.2.2 $\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ の全微分崩壊幅

以上により、標準理論と NP の効果を含んだ $\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊の全微分崩壊幅 $d\Gamma$ は

$$d\Gamma = \frac{G_F^2\sin^2\theta_c}{256(2\pi)^5 m_\tau}\frac{m_\tau^2 - Q^2}{m_\tau^2}\frac{dQ^2}{Q^2}ds_1 ds_2\frac{d\alpha}{2\pi}\frac{d\gamma}{2\pi}\frac{d\cos\beta}{2}\frac{d\cos\theta}{2}L_{\mu\nu}\tilde{H}^{\mu\nu} \tag{2.9}$$

のように与えられる。

ここで角度 α、β、γ はハドロンの静止系（$\vec{Q} \equiv \vec{q_1} + \vec{q_2} + \vec{q_3} = 0$）において、以下のように定義されている（図 2.3)。

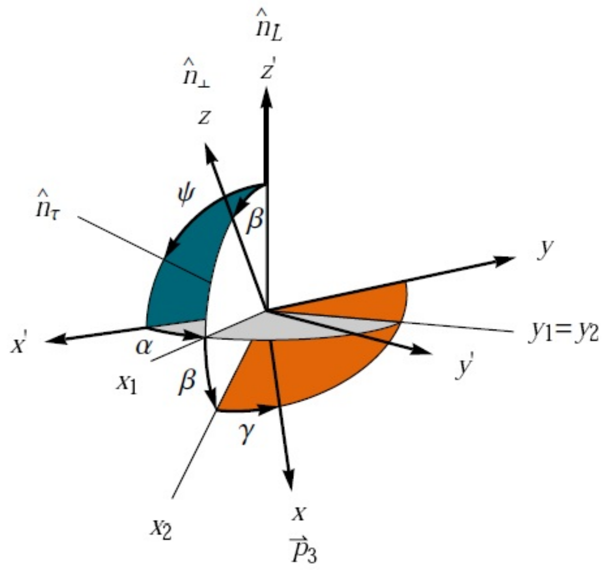


図 2.3: 角 α、β、γ、ϕ の定義

今、ハドロンの静止系で 3 個の粒子 K^-、π^-、π^+ が作る平面に垂直な方向を $\vec{n}_\perp$ とすると、$\vec{n}_{perp}$ は $\vec{n}_\perp \equiv \vec{p}_1 \times \vec{p}_2 / |\vec{p}_1 \times \vec{p}_2|$ で与えられる。角 β は、$\vec{n}_\perp$ とハドロンの静止系での z 軸の方向の間の角である。ハドロンの静止系での z 軸の方向（$\vec{n}_L$）は、静止系から見た実験室系での方向を表す。今、3 番目の粒子 π^+ の $\vec{p}_3(\pi^+)$ の方向を x 軸（$\vec{x}$）とする。角 γ は、$\vec{n}_L$ と $\vec{n}_\perp$ が成す平面と、$\vec{n}_\perp$ と $\vec{x}$ が成す平面との間の角である。具体的な角度の求め方を以下にまとめる。

$$\cos\beta = \vec{n}_L \cdot \vec{n}_\perp \tag{2.10}$$

$$\cos\gamma = \frac{\vec{n}_L \cdot \vec{p}_3}{|\vec{n}_L \times \vec{n}_\perp|} \tag{2.11}$$

$$\sin\gamma = \frac{(\vec{n}_L \times \vec{n}_\perp) \cdot \vec{p}_3}{|\vec{n}_L \times \vec{n}_\perp|} \tag{2.12}$$

$$\cos\alpha = \frac{(\vec{n}_L \times \vec{n}_\tau) \cdot (\vec{n}_L \times \vec{n}_\perp)}{|\vec{n}_L \times \vec{n}_\tau||\vec{n}_L \times \vec{n}_\perp|} \tag{2.13}$$

$$\sin\alpha = -\frac{\vec{n}_\tau \cdot (\vec{n}_L \times \vec{n}_\perp)}{|\vec{n}_L \times \vec{n}_\tau||\vec{n}_L \times \vec{n}_\perp|} \tag{2.14}$$

尚、α は τ 粒子の方向に関する方位角である。一方、ψ はハドロンの静止系での τ 粒子の極角である。また、角度 θ は τ の静止系で定義される角度で、その系におけるハドロン系の方向と、その系の z 軸との間の角度である。この z 軸の方向は実験系での τ の飛行方向として定義されている。

本研究では τ の方向を測定していないので、角 α の値は決められない。しかし、$\cos\theta$ と $\cos\psi$ は測定できる量である、ハドロン系の質量の 2 乗 (Q^2) と実験室系でのハドロンのエネルギー (E_h) を用いて以下の式から決定することができる。

$$cos\theta = \frac{2xm_\tau^2 - m_\tau^2 - Q^2}{(m_\tau^2 - Q^2)\sqrt{1 - 4m_\tau^2/s}} \tag{2.15}$$

$$cos\psi = \frac{x(m_\tau^2 + Q^2) - 2Q^2}{(m_\tau^2 - Q^2)\sqrt{x^2 - 4Q^2/s}} \tag{2.16}$$

ここで、x は $x = sE_h/\sqrt{s}$ で、s は $s = 4E_{beam}^2$ である。
ハドロンテンソル $\tilde{H}^{\mu\nu}$ は式（2.5）で与えられるハドロンカレント $\tilde{J}^\mu$ より、$\tilde{H}^{\mu\nu} = \tilde{J}^\mu(\tilde{J}^\nu)^\dagger$ と定義されているので、ハドロン構造因子 $F_1, \cdots, F_4$ の関数である。今、計算の便宜上、$F_1, \cdots, F_4$ の代わりに新しい $B_k(k = 1, \cdots, 4)$ を導入する。

$$B_1 = \tilde{J}^1 = [f_1(p_1 - p_3)^x + F2(p_2 - p_3)^x] \tag{2.17}$$

$$B_2 = \tilde{J}^2 = (F_1 - F_2)P_1^y \tag{2.18}$$

$$B_3 = -i\tilde{J}^3 = F_3\sqrt{Q^2}p_1^x p_3^x \tag{2.19}$$

$$B_4 = \tilde{J}^0 = \sqrt{Q^2}[F_4 + \frac{f_H}{m_\tau}\eta_p] \tag{2.20}$$

以上を式（2.9）へ代入すると、τ^- に対する全微分崩壊幅の最終的な式（2.21）が得られる。

$$\begin{aligned}
\frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_1 ds_2 d\gamma d\cos\beta d\cos\theta} = & \frac{G_F^2 \sin^2\theta_c}{512(2\pi)^6}\frac{(m_\tau^2 - Q^2)^2}{m_\tau^3 Q^2} \\
& \times \Bigg\{ \left[\frac{2}{3}K_1 + K_2 + \frac{1}{3}\bar{K}_1(3\cos^2\beta - 1)/2\right](|B_1|^2 + |B_2|^2) \\
& + \left[\frac{2}{3}K_1 + K_2 - \frac{2}{3}\bar{K}_1(3\cos^2\beta - 1)/2\right]|B_3|^2 + K_2|B_1|^2 \\
& - \frac{1}{2}\bar{K}_1\sin^2\beta\cos 2\gamma\Big(|B_1|^2 - |B_2|^2\Big) + \bar{K}_1\sin^2\beta\sin 2\gamma Re(B_1 B_2^*) \\
& + 2\bar{K}_3\sin\beta\sin\gamma Re(B_1 B_3^*) + 2\bar{K}_2\sin\beta\cos\gamma Re(B_1 B_4^*) \\
& + 2\bar{K}_3\sin\beta\cos\gamma Re(B_2 B_3^*) - 2\bar{K}_2\sin\beta\sin\gamma Re(B_2 B_4^*) \\
& + 2\bar{K}_3\cos\beta\mathrm{Im}(B_1 B_2^*) + \bar{K}_1\sin 2\beta\cos\gamma\mathrm{Im}(B_1 B_3^*) \\
& - \bar{K}_1\sin 2\beta\sin\gamma\mathrm{Im}(B_2 B_3^*) + 2\bar{K}_2\cos\beta\mathrm{Im}(B_3 B_4^*)\Bigg\}
\end{aligned} \tag{2.21}$$

ここで、パラメータ K_l、$\bar{K}_l$（l=1,2,3）はレプトンテンソル（$L_{\mu\nu}$）から決まる量で、Q^2 と $\cos\psi$ のみの関数である。

$$K_1 = 1 - (m_\tau^2/Q^2) \tag{2.22}$$

$$K_2 = m_\tau^2/Q^2 \tag{2.23}$$

$$K3 = 1 \tag{2.24}$$

$$\bar{K}_1 = K_1(3\cos^2\psi - 1)/2 \tag{2.25}$$

$$\bar{K}_2 = K_2\cos\psi \tag{2.26}$$

$$\bar{K}_3 = K_3\cos\psi \tag{2.27}$$

2.2.3 CP 非対称度 $A_{CP}^{(i)}$

式（2.21）をじっくりみていただきたい。この式で、CP 対称性を破る要因となる複素因子 η_p は関数 B_4 にのみ含まれているので、式（2.21）には B_4 が寄与する項が 4 つ存在する。1 つ目は $|B_4|^2$ の比例項であり、残り 3 つは他の構造因子 B_1、B_2、B_3 との干渉項で、それぞれ $\sin\beta\sin\gamma$、$\sin\beta\cos\gamma$、$\cos\beta$ の角度依存性を持つ。このうち $|B_4|^2$ に比例する項は、小さい振幅 B_4 の 2 乗なので他の 3 つに比べて、寄与は小さいと予想される。したがって本実験では、P 非対称性が期待される 3 つの干渉項の測定が重要である。これらの項は、その角度依存性から予想されるように角崩壊分布を測定しないとそのまま積分されて、その寄与が見えなくなってしまう。

これらの項の効果を抜き出す手段として、文献[2] では表 2.1 に示すような適当な角度変数に関する重みをつける方法が提案されている。例えば表 2.1 の $i = 3$ では、角度 β が $0 \leq \beta < \pi/2$ の時には重みを+1 とし、$\pi/2 \leq \beta < \pi$ の時には重みを-1 とすることを示している。このような重み関数 $g_i(\gamma, \beta)$ を定義すると、

$$\iint f_i(\gamma,\beta)\sin\beta d\gamma d\beta = 2\pi\delta_{ij} \qquad (i = 1, 2, 3) \tag{2.28}$$

となるので、期待通りそれぞれ $\sin\beta\sin\gamma$、$\sin\beta\cos\gamma$、$\cos\beta$ に比例する項を抜き出すことができる。

表 2.1: 角度に対する重みの範囲

i	f_i (γ,β)	$g_i(\gamma,\beta)$
1	$\sin\beta\sin\gamma$	$+1 : 0 \leq \gamma < \pi, 0 \leq \beta < \pi$
		$-1 : \pi \leq \gamma < 2\pi, 0 \leq \beta < \pi$
2	$\sin\beta\cos\gamma$	$+1 : 0 \leq \gamma < \pi/2, 3\pi/2 \leq \gamma < 2\pi, 0 \leq \beta < \pi$
		$-1 : \pi/2 \leq \gamma < 3\pi/2, 0 \leq \beta < \pi$
3	$\cos\beta$	$+1 : 0 \leq \beta < \pi/2$
		$-1 : \pi/2 \leq \beta < \pi$

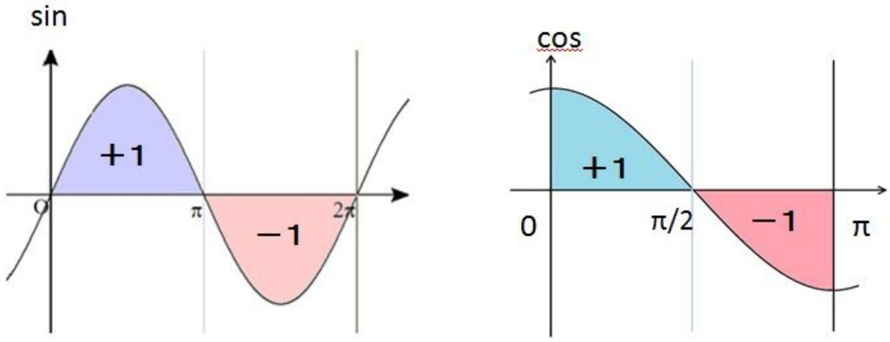


図 2.4: 角度に関する重みの範囲

以下、3 つの質量 $M(K\pi\pi)=\sqrt{Q^2}$、$M(\pi\pi)=\sqrt{s_1}$、$M(K\pi)=\sqrt{s_2}$ の関数のうち Q^2 のプロダクションの分布に関する測定の定義をする。重み関数 $g_i(\gamma,\beta)$ と全微分崩壊幅を用いて、質量 Q^2 に関する前方後方非対称度を式（2.29）のように定義する。

$$A^{(i)}_{FB}(Q^2)\equiv\frac{\int\frac{d\Gamma}{dQ^2ds_1ds_2d\gamma d\cos\beta d\cos\theta}g_i(\gamma,\beta)ds_1ds_2d\cos\beta d\gamma d\cos\theta}{\int\frac{d\Gamma}{dQ^2ds_1ds_2d\gamma d\cos\beta d\cos\theta}ds_1ds_2d\cos\beta d\gamma d\cos\theta} \tag{2.29}$$

ここで $i=1,2,3$ で、表 2.1 に示すようにそれぞれ $\sin\beta\sin\gamma$、$\sin\beta\cos\gamma$、$\cos\beta$ と対応しており、重み関数 $g_i(\gamma,\beta)$ は+1 か-1 の値を角度の領域でもつ。

例えば、$i=3$ の場合は $\cos\beta$ と対応しており $\cos\beta>0$ の時に+1、$\cos\beta<0$ の時に-1 をとる。Q^2 の j 番目のビンに関する前方後方非対称度 $A^{(3)}_{FB}(Q^2_j)$ は次のように表せる。

$$\begin{aligned}A^{(3)}_{FB}(Q^2)&\equiv\frac{\int_0^1\frac{d\Gamma}{dQ^2ds_1ds_2d\cos\beta}ds_1ds_2d\cos\beta-\int_{-1}^0\frac{d\Gamma}{dQ^2ds_1ds_2d\cos\beta}ds_1ds_2d\cos\beta}{\int_0^1\frac{d\Gamma}{dQ^2ds_1ds_2d\cos\beta}ds_1ds_2d\cos\beta+\int_{-1}^0\frac{d\Gamma}{dQ^2ds_1ds_2d\cos\beta}ds_1ds_2d\cos\beta}\\&=\frac{N_j(\cos\beta>0)-N_j(\cos\beta<0)}{N_j(\cos\beta>0)+N_j(\cos\beta<0)}\end{aligned} \tag{2.30}$$

ここで、$N_j(\cos\beta>0)$ は $\cos\beta>0$ の領域に存在する $\tau\to K\pi\pi\nu_\tau$ 崩壊の Q^2 の j ビン中の事象数、$N_j(\cos\beta<0)$ は $\cos\beta<0$ の領域に存在する $\tau\to K\pi\pi\nu_\tau$ 崩壊の j 番目のビンでの事象数を表している。

Q^2 に関する前方後方非対称度は、微分崩壊幅を残りの 2 つの変数 ds_1、ds_2 で積分した量である。同様に、質量 s_1、s_2 に関する前方後方非対称度 $A^{(i)}_{FB}(s_1)$、$A^{(i)}_{FB}(s_2)$ はそれぞれの残りの変数 dQ^2 と ds_2、dQ^2 と ds_1 で積分した量となる。

$A^{(i)}_{FB}(Q^2)$ は τ^+ と τ^- に対して存在し、同様に表すことができる。

その両者の差を CP 非対称度 $A^{(i)}_{CP}(Q^2)$ として、以下のように定義する。この $A^{(i)}_{CP}(Q^2)$ は CP 保存していれば、ゼロとなるべき量である。

$$\begin{aligned}A^{(i)}_{CP}(Q^2)&\equiv\left(A^{(i)}_{FB}(Q^2)\right)_{\tau^-}-\left(A^{(i)}_{FB}(Q^2)\right)_{\tau^+}\\&=\left(\frac{\int\frac{d\Gamma}{dQ^2ds_1ds_2d\cos\beta d\gamma d\cos\theta}g_i(\gamma,\beta)ds_1ds_2d\cos\beta d\gamma d\cos\theta}{\int\frac{d\Gamma}{dQ^2ds_1ds_2d\cos\beta d\gamma d\cos\theta}ds_1ds_2d\cos\beta d\gamma d\cos\theta}\right)_{\tau^-}-\left(\frac{\int\frac{d\Gamma}{dQ^2ds_1ds_2d\cos\beta d\gamma d\cos\theta}g_i(\gamma,\beta)ds_1ds_2d}{\int\frac{d\Gamma}{dQ^2ds_1ds_2d\cos\beta d\gamma d\cos\theta}ds_1ds_2d\cos}\right.\end{aligned} \tag{2.31}$$

ここで $i=1,2,3$ はそれぞれ、表 2.1 示すように $\sin\beta\sin\gamma$、$\sin\beta\cos\gamma$、$\cos\beta$ に対応している。例えば、$i=3$ は $\cos\beta$ に対応しており、質量 Q^2 の j 番目のビンの $\cos\beta$ に関する CP 非対称度 $A^{(3)}_{CP}(Q^2_j)$ は次のように表すことができる。

$$\begin{aligned}A^{(3)}_{CP}(Q^2_j)&\equiv\left(A^{(3)}_{FB}(Q^2_j)\right)_{\tau^-}-\left(A^{(3)}_{FB}(Q^2_j)\right)_{\tau^+}\\&=\left(\frac{\int_0^1\frac{d\Gamma}{dQ^2ds_1ds_2d\cos\beta}ds_1ds_2d\cos\beta-\int_{-1}^0\frac{d\Gamma}{dQ^2ds_1ds_2d\cos\beta}ds_1ds_2d\cos\beta}{\int_0^1\frac{d\Gamma}{dQ^2ds_1ds_2d\cos\beta}ds_1ds_2d\cos\beta+\int_{-1}^0\frac{d\Gamma}{dQ^2ds_1ds_2d\cos\beta}ds_1ds_2d\cos\beta}\right)_{\tau^-}\\&\qquad-\left(\frac{\int_0^1\frac{d\Gamma}{dQ^2ds_1ds_2d\cos\beta}ds_1ds_2d\cos\beta-\int_{-1}^0\frac{d\Gamma}{dQ^2ds_1ds_2d\cos\beta}ds_1ds_2d\cos\beta}{\int_0^1\frac{d\Gamma}{dQ^2ds_1ds_2d\cos\beta}ds_1ds_2d\cos\beta+\int_{-1}^0\frac{d\Gamma}{dQ^2ds_1ds_2d\cos\beta}ds_1ds_2d\cos\beta}\right)_{\tau^+}\\&=\left(\frac{N_j(\cos\beta>0)-N_j(\cos\beta<0)}{N_j(\cos\beta>0)+N_j(\cos\beta<0)}\right)_{\tau^-}-\left(\frac{N_j(\cos\beta>0)-N_j(\cos\beta<0)}{N_j(\cos\beta>0)+N_j(\cos\beta<0)}\right)_{\tau^+}\end{aligned} \tag{2.32}$$

ここで、$N_j(\cos\beta>0)$ は $\cos\beta>0$ の領域に存在する $\tau\to K\pi\pi\nu_\tau$ 崩壊の j 番目のビンでの事象数、$N_j(\cos\beta<0)$ は $\cos\beta<0$ の領域に存在する $\tau\to K\pi\pi\nu_\tau$ 崩壊の j 番目のビンでの事象数を表している。

Q^2 に関する CP 非対称度は、微分崩壊幅を残りの 2 つの変数 ds_1、ds_2 で積分した量である。同様に、質量 s_1、s_2 に関する CP 非対称度 $A_{CP}^{(i)}(s_1)$、$A_{CP}^{(i)}(s_2)$ はそれぞれの残りの変数 dQ^2 と ds_2、dQ^2 と ds_1 で積分した量となる。

2.3 前方後方非対称度 $A_{FB}^{(i)}(Q^2)$ と構造関数の関係

式 (2.29) に式（2.21）を代入すると、それぞれ $\sin\beta\sin\gamma$、$\sin\beta\cos\gamma$、$\cos\beta$ に比例する項となっていることが確認できる。

$$A_{FB}^{(1)}(Q^2) \propto A(Q^2)\int\left[\langle\bar{K}_3\rangle Re(B_1B_3^*) - \langle\bar{K}_2\rangle Re(B_2B_4^*)\right]ds_1ds_2 \tag{2.33}$$

$$A_{FB}^{(2)}(Q^2) \propto A(Q^2)\int\left[\langle\bar{K}_3\rangle Re(B_2B_3^*) - \langle\bar{K}_2\rangle Re(B_1B_4^*)\right]ds_1ds_2 \tag{2.34}$$

$$A_{FB}^{(3)}(Q^2) \propto A(Q^2)\int\left[\langle\bar{K}_3\rangle Re(B_1B_2^*) - \langle\bar{K}_2\rangle Re(B_3B_4^*)\right]ds_1ds_2 \tag{2.35}$$

ここで係数 $A(Q^2)$ は

$$A(Q^2) = \frac{G_F^2\sin^2\theta_c}{128(2\pi)^5}\frac{(m_\tau^2-Q^2)^2}{m_\tau^2Q^2} \tag{2.36}$$

である。これらの式は重み $g_i(\gamma,\beta)$ をつけた τ レプトンの崩壊に関する式である。
Q^2 に関しては、その他の質量の変数 ds_1、ds_2 について積分した量である。同様に質量 s_1、s_2 の場合は、それぞれの残りの変数 dQ^2 と ds_2、dQ^2 と ds_1 で積分した量となる。

式 (2.33)～式 (2.35) の前方後方非対称度 $A_{FB}^{(1)}(Q^2)$、$A_{FB}^{(2)}(Q^2)$、$A_{FB}^{(3)}(Q^2)$ は、CP-even な項と CP-odd な項で表される。$A_{FB}^{(1)}(Q^2)$ は $B_1B_3^*$(ベクターと軸ベクター) と $B_2B_4^*$(ベクターとスカラー) が寄与している。また、$A_{FB}^{(2)}(Q^2)$ は $B_2B_3^*$(ベクターと軸ベクター) と $B_1B_4^*$(ベクターとスカラー) が寄与しており、$A_{FB}^{(3)}(Q^2)$ は $B_1B_2^*$(2 つのベクター) と $B_3B_4^*$(軸ベクターとスカラー) が寄与している。
ここで、$B_1B_3^*$、$B_1B_3^*$、$B_1B_2^*$ を含む項は CP-even な項であり、CP を破らない項である。また、$B_2B_4^*$、$B_1B_4^*$、$B_3B_4^*$ を含む項は CP-odd な項であり、CP を破る可能性がある項である。

また、τ^- の反粒子である τ^+ の崩壊の場合には、関数 B_4 中に含まれる複素結合定数 η_p を複素共役 η_p^* に置き換える必要がある。

$$\begin{aligned} \tau^- &\rightarrow \tau^+ \\ B_4(\eta_p) &\rightarrow B_4(\eta_p^*) \end{aligned}$$

2.3.1 CP 非対称度 $A_{CP}^{(i)}(Q^2)$ と構造関数の関係

$A_{CP}^{(i)}(Q^2)$ の定義（2.31）に式（2.33）～（2.35）を代入し、式（2.17）～（2.20）を使うと、$A_{CP}^{(i)}(Q^2)$ とハドロン構造因子 F_1、F_2、F_3、F_4 との関係式が得られる。

$$A_{CP}^{(1)}(Q^2) \simeq \frac{m_\tau}{\Gamma(Q^2)}\left[\int \frac{A(Q^2)}{\sqrt{Q^2}} \cos\psi p_1^y \mathrm{Im}(F_1 - F_2) ds_1 ds_2 d\cos\theta\right] \times f_H \mathrm{Im}(\eta_p) \tag{2.37}$$

$$A_{CP}^{(2)}(Q^2) \simeq \frac{m_\tau}{\Gamma(Q^2)}\left[\int \frac{A(Q^2)}{\sqrt{Q^2}} \cos\psi \mathrm{Im}[F_1(p_1 - p_3)^x + F_2(p_2 - p_3)^x] ds_1 ds_2 d\cos\theta\right] \times f_H \mathrm{Im}(\eta_p) \tag{2.38}$$

$$A_{CP}^{(3)}(Q^2) \simeq \frac{m_\tau}{\Gamma(Q^2)}\left[A(Q^2) \cos\psi p_1^y p_3^x \mathrm{Re}(F_3) ds_1 ds_2 d\cos\theta\right] \times f_H \mathrm{Im}(\eta_p) \tag{2.39}$$

ここで p_k^x は粒子 k のハドロンの静止系での粒子の運動量の x 成分を表し、p_1^y は粒子 1 の y 成分を表している。このように、$A_{CP}^{(1)}(Q^2)$、$A_{CP}^{(2)}(Q^2)$ は F_1(ベクター)、F_2(ベクター) と $\tilde{F}_4$(スカラー) との干渉項、$A_{CP}^{(3)}(Q^2)$ は $\mathrm{Re}(F_3)$(軸ベクター) と $\tilde{F}_4$(スカラー) との干渉項に比例している。また、3 つの質量 Q^2、s_1、s_2 に関する崩壊幅はそれぞれ次のように表せる。

$$\Gamma(Q^2) = \int \frac{d\Gamma}{ds_1 ds_2 d\gamma d\cos\beta d\cos\theta} \times ds_1 ds_2 d\gamma d\cos\beta d\cos\theta \tag{2.40}$$

$$\Gamma(s_1) = \int \frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_2 d\gamma d\cos\beta d\cos\theta} \times dQ^2 ds_2 d\gamma d\cos\beta d\cos\theta \tag{2.41}$$

$$\Gamma(s_2) = \int \frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_1 d\gamma d\cos\beta d\cos\theta} \times dQ^2 ds_1 d\gamma d\cos\beta d\cos\theta \tag{2.42}$$

質量 Q^2 に関する崩壊幅 $\Gamma(Q^2)$ は、その他の質量の変数 ds_1、ds_2 について積分した量である。他の質量 s_1、s_2 も同様に、それぞれの残りの変数 dQ^2 と ds_2、dQ^2 と ds_1 で積分した量となる。

以下、3 種類の質量 $M(K\pi\pi) = \sqrt{Q^2}$、$M(\pi\pi) = \sqrt{s_1}$、$M(K\pi) = \sqrt{s_2}$ の関数について観測した結果について報告する。Belle のデータを用いた最終結果を第 5 章と第 6 章に示す。

第3章　実験装置

KEKB 加速器は、B 中間子系で CP 非保存現象の系統的な研究によって小林・益川理論（あるいはそれに代わる理論）の検証を目的として建設された、電子・陽電子衝突型加速器である。KEKB 加速器は以下のような特徴を持っている。

- 重心系のエネルギーが、$\Upsilon(4S)$ の質量に相当する $10.58GeV$ に設定されている。$\Upsilon(4S)$ はほとんど 100% の確率で B 中間子・反 B 中間子対に崩壊する [1] ので、B 中間子以外からのバックグラウンドを低レベルに抑えることができる。また、$\mathrm{B\bar{B}}$ 系の量子力学的な特殊な性質を用いることで CP 非保存の測定に理想的な場を提供している。
- B 中間子の崩壊時間を精度良く測定するために、KEKB 加速器は電子と陽電子のエネルギーが異なる非対称エネルギーの 2 リング型の衝突型加速器になっている。
- CP 非保存の測定に重要な B 中間子の崩壊モードの崩壊分岐比は $10^{-}5$ から $10^{-}6$ と小さいため、大量の B 中間子・反 B 中間子対の生成が必要である。そのため従来より 2 桁高いルミノシティ（$1 \times 10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$）を実現するように設計されている。

3.1　非対称エネルギー電子・陽電子衝突型加速器（KEKB 加速器）

KEKB 加速器のような非対称エネルギー型の衝突型加速器では、電子と陽電子は異なったリング中に蓄積されなければならないため、2 リングが必要となる。KEKB 加速器の全体図を図 3.1 に示す。KEKB では既存の周長 3km のトリスタン実験で使用されたトンネルの中に、電子を蓄積する 8GeV のリングと、陽電子を蓄積する 3.5GeV のリングの 2 リングを並べて設置されている。電子と陽電子は各々のリングの中を反対方向に周回する。2 つのリングは 2ヶ所で交差するが、そのうちの筑波実験棟中の 1ヶ所で電子と陽電子が衝突するようになっており、衝突点を囲んで Belle 測定器と呼ばれる大型の測定器が設置されている。

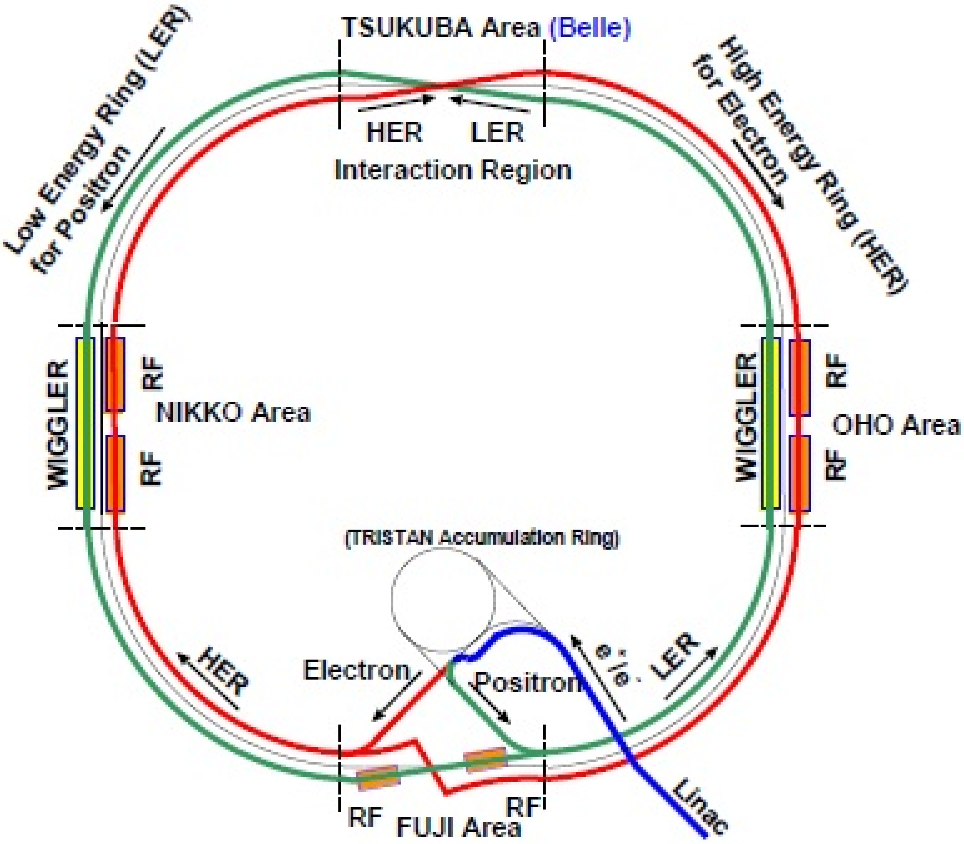


図 3.1: KEKB 加速器の概観図

KEKB 加速器では、ビーム輝度（以下ルミノシティと呼ぶ）が最大となる用に設計されている。ルミノシティ$\mathcal{L}$と断面積σを持つ反応の発生頻度Rとの間には、$R = \mathcal{L}\sigma$の関係が成り立つ。ルミノシティは、ビームの強度やサイズから決まる量であり、衝突型加速器においてルミノシティは次のような式により与えられる。

$$\mathcal{L} = 2.2 \times 10^{34}\zeta(1+r)(\frac{E \cdot I}{\beta_y^*})/cm^{-2}s^{-1}$$

ここで、E はビームのエネルギー（単位：GeV）、I は蓄積電流（単位：A）である。また、ζはビームチューンシフトと呼ばれる量であり、ほぼ 0.040 の値を持つ。rは衝突点における垂直方向のビームサイズを水平方向のビームサイズで割った値であり、β_y^*は衝突点で垂直方向（y 方向）にどれだけビームを絞れるかを表すパラメータである。結局、ルミノシティを大きくするためには、蓄積電流とビームチューンシフトζを大きくし、β_y^*を小さくすれば良い。表 3.1 に、KEKB 加速器の設計値のパラメータの値を示す。設計値のルミノシティ$1 \times 10^{34}cm^{-2}s^{-1}$を達成するには、陽電子リングに 2.6A、電子リングに 1.1A の電流を蓄積し、ビームのy方向のベータβ_y^*を 0.01m にする必要がある [2]。

KEKB では、2003 年 5 月に設計値であるビームルミノシティ、$1 \times 10^{34}cm^{-2}s^{-1}$を達成した。その後も最高記録を更新し続け、2011 年には$2.4 \times 10^{34}cm^{-2}s^{-1}$を記録した。この値は、電子・陽電子衝突型加速器のみではなく、世界中全ての衝突型加速器で実現された最も高い値である。

表 3.1: KEKB 加速器の設計パラメータ

Ring	LER	HER
ビームエネルギー (e^+e^-)	3.5GeV	8.0GeV
周長	3016.26 m	
ルミノシティ	$1 \times 10^{34} cm{-}2s^{-1}$	
ビーム交差角	± 11 mrad	
ビームビームチューンシフト	0.039/0.052	
Beta function at IP(β_x^*/β_y^*)	0.33/0.01 m	
ビーム電流 (e^+e^-)	2.6A	1.1A
ビームエネルギーの広がり	7.1×10^{-4}	6.7×10^{-4}
バンチ間隔	0.59m	
バンチの数	5000	

3.2 Belle 加速器

電子・陽電子の衝突で生成された B 中間子対（B と $\bar{\mathrm{B}}$）が崩壊すると、荷電粒子と光子が平均 10 個ずつ放出される。一方、本論文の主題である。$e^+e^-{\to}\tau^+\tau^-$ 反応で生成された各々の τ 粒子が崩壊すると、その終状態の粒子の多重度は比較的小さく、荷電粒子の数は 2〜6 本で、そこに 0〜3 個の π^0 が含まれている。物理解析では、荷電粒子の運動量の測定のみではなく、荷電粒子の種類（電子、μ 粒子、π 中間子、K 中間子）の識別が非常に重要である。Belle 測定器は、これらの粒子を高い効率で検出し、かつ粒子の崩壊点や粒子の種類を区別する能力を持つように設計された大型で高性能な測定器である。

図 3.2 に Belle 測定器の概略、表 3.2 に Belle 測定器中に組み込まれている各測定器の主要なパラメータと主な性能の一覧を示す。

表 3.2: Belle 測定器のパラメータ

検出器	構成物	主要な パラメータ	読み出し チャンネル数	主な性能
ビームパイプ	ベリリウム (2 重構造)	内半径 2.3cm 0.5mm Be/2nm He /0.5mm Be		
粒子崩壊点 検出器	両面 シリコン ストリップ	300 μ m 厚、3 層 r=3.0-5.8cm 長さ=22-34cm	ϕ :41k θ :41k	σ_{δ_τ} ～105μm
前方 カロリメータ	BGO シンチレータ	2cm × 1.5cm × 12cm	θ : 5 ϕ : 32	
中央飛跡 検出器	ドリフト チェンバー	アノード：52 層 カソード：3 層 r=8.5～90cm -77 ≤ z ≤ 160cm	アノード ：8.4k カソード ：1.5k	$\sigma_{r\phi} = 130\mu$ m $\sigma_z = 200{\sim}1,400\mu$ m $\frac{\sigma_{pt}}{pt} = 0.3\%\sqrt{p_t^2+1}$ $\sigma_{dE/dx} = 6\%$
エアロジェル チェレンコフ カウンター	屈折率 n： 1.01～1.03 シリカ エアロジェル	1 モジュール～ $12 \times 12 \times 12\mathrm{cm}^3$ バレル 960 個 エンドキャップ 228 個 FM-PMT 読み出し	$\mu_{eff} =\geq 6$ 1,788ch	K/π 1.2 ≤ p ≤ 3.5 GeV/c
飛行時間差 測定器	プラスティック シンチレーター	128ϕ segmentation r=120cm, 3 m long	128 × 2ch	σ_t=100ps K/π=up to 1.2GeV/c
電磁 カロリー メータ	CsI($\mathcal{T}\updownarrow$) シンチレータ	タワー構造 $\sim 5.5 \times 5.5 \times 30\mathrm{cm}^3$ 結晶 バレル：r=125-162cm エンドキャップ z=-102 and +196 cm	6,624(B) 1,152(FE) 960(BE)	σ_E/E $= \frac{0.066(\%)}{E} \oplus \frac{0.81(\%)}{E^{1/4}} \oplus 1.34(\%)$ $\sigma_{pos} = 0.5\mathrm{cm}/\sqrt{E}$ E in GeV
超電導 ソレノイド	超電導	inn.rad. =170cm		B=1.5T
K_L、μ 粒子 検出器	高抵抗 平板チェンバー (RPC)	(5cm 鉄+4cm 間隙) ×14 層 各々の間隙に 2 個の RPC θ and ϕ strips	θ : 16k ϕ : 16k	$\delta\phi$=$\delta\theta$=30mrad forK_L σ_t=1ns 1 % hadron fakes

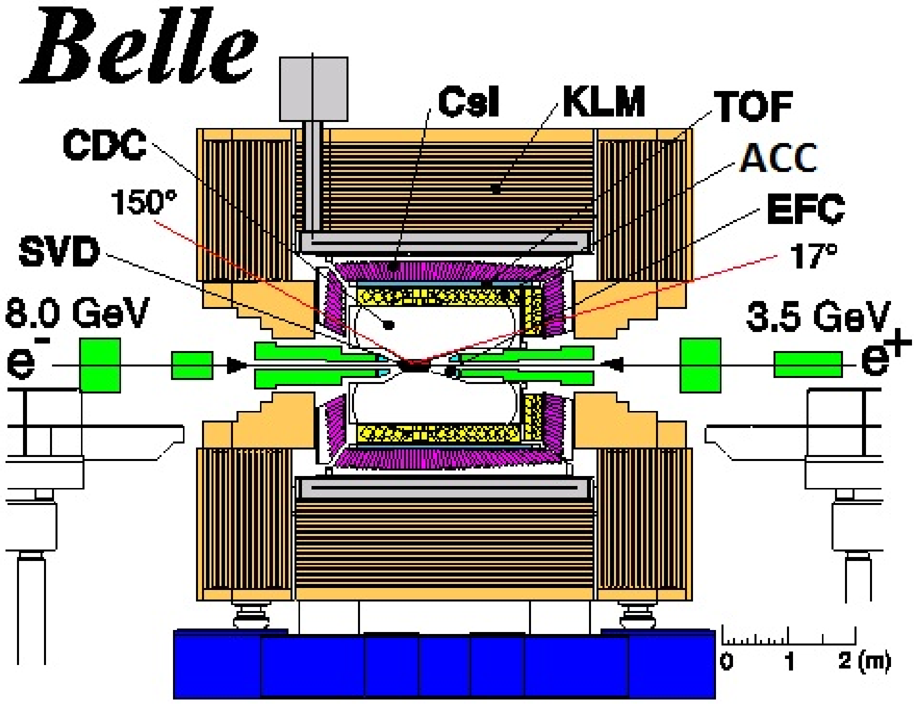


図 3.2: Belle 測定器の全体図

Belle 検出器では、ビームの衝突点を原点とし、電子のビームの方向を z 方向、鉛直上向を y 軸、この 2 つから右手系になるように x 軸という座標軸をとっている。また、z 軸回りの回転角を ϕ、z 軸からの変革を θ、z 軸からの距離を $r(r=\sqrt{x^2+y^2})$ とする。以下、各測定器の構成と機能を説明する。

3.2.1 粒子崩壊点測定器 (SVD:Silicon Vertex Detector)

シリコン・バーテックス・ディテクタ（SVD) は、短い寿命（10^{-10}〜10^{-13} sec）を持つ粒子の崩壊点を測定するための測定器である。粒子の崩壊点の測定は、B 中間子のみでなく、D 中間子や τ レプトンの物理の研究を行う上でも非常に重要である。本測定器は、崩壊点の z 方向の分解能 σ_z〜80μm を達成している。また、SVD はその外側に位置する中央飛跡検出器（CDC) と共に粒子の飛跡を検出し、運動量を精度良く測定する役割を担っている。

図 3.3 は SVD の側面図（sideview）と断面積（endview）である。3 層構造でビーム軸との角度が $23° < \theta < 139°$ の範囲を覆っており、これらは全立体角の 86% に対応する。また各々の層の半径は、内側から 30mm、45.5mm、60.5mm になっており、独立なラダーから成る。各々のラダーには両面読み出しのシリコンストリップ検出器（DSSD）があり、内側の層から 8、10、14 枚がそれぞれの 1 つのラダーを構成する。シリコンストリップ検出器（DSSD) とは厚さ 300μm のシリコン板（n 型）に幅 6μm の電極（p 型）を 25μm 間隔に張り付けたものである。DSSD は両面読み出しで、片面で ϕ 方向、もう片面で z の位置を測定する。この上下面に逆バイアス電圧をかけ、荷電粒子が通過した際に生成する電子・ホール対を各電極に集めて信号を読み出し、位置を測定する。

位置分解能を向上させるため、最も内側の層は可能な限り衝突点に近付け、多重散乱を抑えるために検出器の物質量を小さくし、読み出しのエレクトロニクスは外側に置くように設計している。また、衝突点の最も近くに配置されるため、放射線に対して十分な耐性がなければならず、その要請を満たすための最新のエレクトロニクスの半導体プロセスが用いられている。

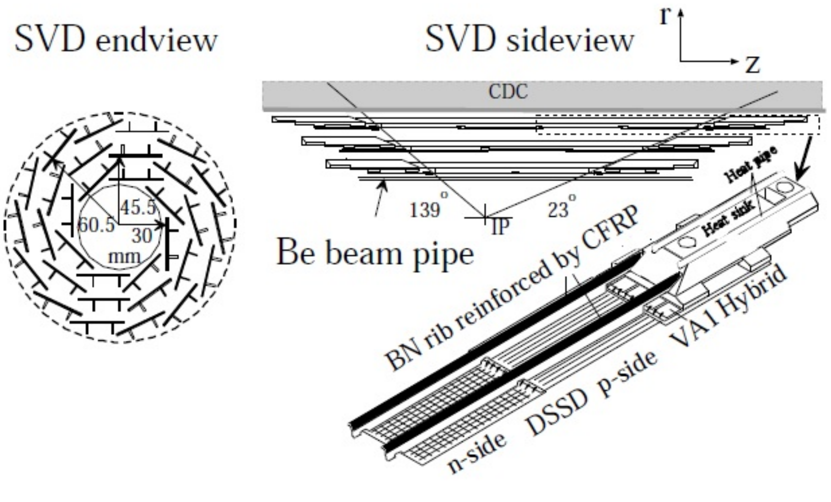


図 3.3: 粒子崩壊点測定器の構造

3.2.2 中央飛跡検出器（CDC:Central Drift Chamber）

荷電粒子の飛跡や運動量の正確な測定が、中央飛跡検出器（CDC) の重要な役割である。CDC は、ソレノイドが作る 1.5 テスラの磁場内に設置され、He(50%)：C_2H_6(50%) 混合ガス中に、多数（約 1 万本）の電極ワイヤーが張られている。荷電粒子の多重散乱の影響を抑えるために、ガス、ワイヤーともに物質量の小さいもの（アルミワイヤー）を使用している。荷電粒子が通過するとガスを電離することから電子が生成され、その電子がワイヤーまで移動（ドリフト）する時間から、粒子の通過位置までの距離を知ることができる。

磁場を通過した荷電粒子は、螺旋した飛跡を描き、飛跡の曲率半径（xy 平面での半径）R を検出することで荷電粒子の横方向運動量（p_t）を以下の式で求めることができる。

$$p_{t[GeV/c]} = 0.3B_{[T]}R_{[m]}$$

ここで、R は螺旋の半径である。また z 方向の運動量は螺旋のピッチから与えられる。

CDC では、荷電粒子のガス中での電離損失（dE/dx）を測定することにより、荷電粒子の種類を惜別する能力を備えている。図 3.4 に CDC で測定された、電離損失を荷電粒子の運動量の関数として示す。電離損失は粒子の速さ（$\beta = v/c$）のみで決まるので、異なる種類の粒子は、最小の電離損失となる運動量が違うため、異なる曲線を与える。したがって検出した荷電粒子が、どの曲線に近いかにより粒子の識別が可能である。

実際の実験の条件下で達成した、横方向の運動量分解能は $\frac{\sigma_{pt}}{p_t} = 0.3\%\sqrt{p_t^2+1}$（$p_t$ の単位は GeV)、dE/dx の分解能は $\frac{\sigma}{dE/dx} = 6\%$ である。

CDC の構造は、図 3.5 にあるように、外半径が約 88cm、長さ約 235cm の円筒形で、衝突点に対して 17° $\leq \theta \leq$150° の領域をカバーしている。z 方向に非対称になっているのは、ビームのエネルギーが電子と陽電子とで異なっていることを考慮しているためである。また前方や後方など半径 r の小さいところ [3] では、運動量の小さな粒子に対するアクセプタンスをより大きくするために円錐形になっている。内部は 3 層のカソードワイヤーと 50 層のアノードワイヤーで構成され、後者は陽電子ビーム軸に平行に張られたアクシャルワイヤーと、z 方向の位置測定能力を上げるためにビーム軸に対して約 50mrad の角度をつけて張られたステレオワイヤーとの 2 種類から成る。

1 本のアノードワイヤーを 8 本のカソードワイヤーが囲んで 1 つのドリフトセルを構成し、ドリフ

トセルはほぼ正方形の形をしている。内側の 3 セルを除けば電子がドリフトする最大の距離は 8mm〜10mm で 1 層の厚みは 15.5mm〜17mm である。読み出しはアノードワイヤーとカソードストリップで行われる。

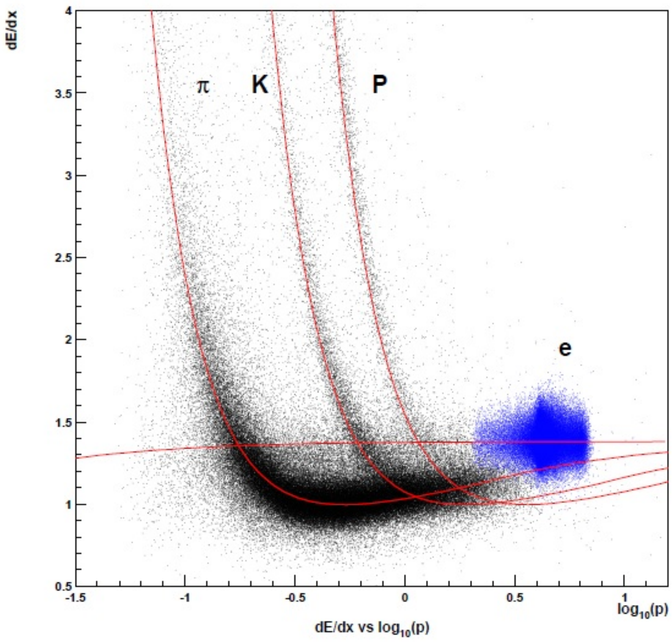


図 3.4: 電離損失。荷電粒子の種類ごとの電離損失を運動量の関数として示した図

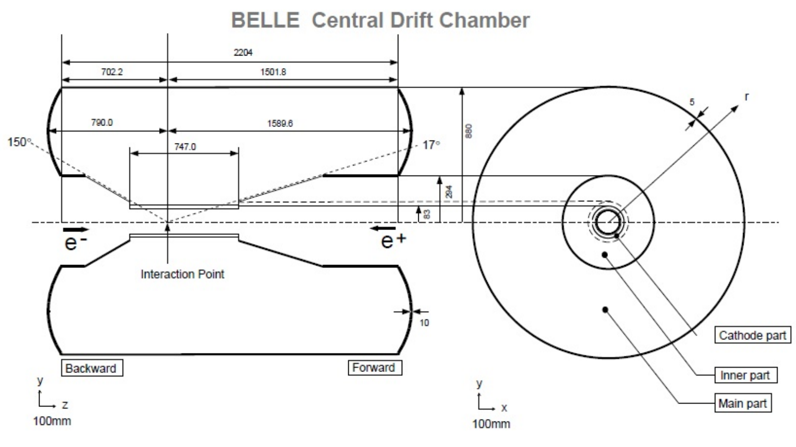


図 3.5: 中央飛跡検出器の構造

3.2.3 エアロジェル･チェレンコフカウンター（ACC:Aerogel Čerenkov Counter）

エアロジェル・チェレンコフカウンター[4]（ACC) の役割は、$K^{\pm}$ と $\pi^{\pm}$ とを識別することである。荷電粒子が ACC を通過するとその粒子速度 v と光速の比 $\frac{v}{c}$ がエアロジェルの屈折率 n に対して、

$$\frac{v}{c} > \frac{1}{n}$$

の条件を満たす時、チェレンコフ光を出す。Belle 測定器では、異なった屈折率（1.01〜1.03）のエアロジェルを用いることにより、1.2〜3.5GeV/c の領域で $K^{\pm}$ と $\pi^{\pm}$ を識別することができるように設計されている（図 3.6）。この運動量領域で荷電粒子が $\pi^{\pm}$ であれば、チェレンコフ光を出し、$K^{\pm}$ であればチェレンコフ光を出さないことを利用して両者を識別する。

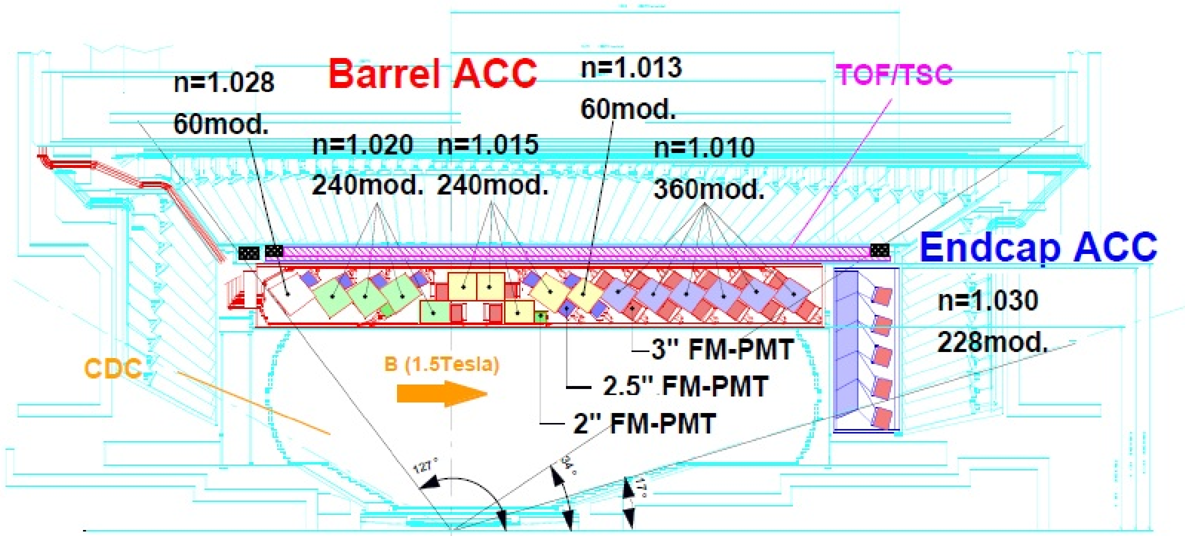


図 3.6: エアロジェルカウンターの構造

ACC は Belle 測定器の中央 CDC の外側に位置する（図 3.6）。ACC のバレル部分には ϕ 方向に 60 セルに分けられた 960 個のカウンターモジュールがあり、エンドキャップ部分は同心の 5 層に配列された 228 個のカウンターモジュールがある。全てのカウンターは衝突点の方向を向いた状態で配列されている。ACC がカバーしている領域は $17° < \theta < 127.2°$ である。

ACC カウンターモジュールを図 3.7 の (a) と (b) に示す。(a) はバレル部分、(b) はエンドキャップ部分に使われている。5 枚のエアロジェルのタイルが厚さ 0.2mm の薄いアルミニウム製の一辺 12cm の立方体の箱の中に積み重ねられている。チェレンコフ光を検出するために、各モジュールの両端に光電子増倍管（ファインメッシュ型，FM-PMT）が取りつけられている。

3.2.4 飛行時間差測定器（TOF:Time of Flight）

TOF(Time of Flight Counter) は、荷電粒子の飛行時間を測定することによって K/π 中間子の識別を行なうことを主目的とするプラスチックシンチレーションカウンターである。また、TOF は CDC と組み合わせて荷電粒子を検出することにより、トリガー信号を出す役割も担っている。

TOF の荷電粒子の識別は主として 1.2GeV/c 以下の運動量領域で有効である。TOF システムは 128 個の TOF カウンターと 64 個の TSC（トリガーシンチレーター）から構成されている。台形断面の TOF カウンター 2 個と TSC1 個で 1 つのモジュールを作る。衝突点から 1.2m の位置にある計 64 個の TOF/TSC モジュールで 34°¡θ¡120° の範囲を覆う。これらのモジュールは電磁カロリメータ（ELC）の内壁に取り付けられている。TOF カウンターと TSC の間には 1.5cm の間隔が設けてある。これはビームに起因するバックグラウンド中の光子が、TSC 中で電子・陽電子対生成を起こしても、1.5 テスラの磁場のために発生した電子や陽電子の軌道は小さく旋回して TOF に届かないようにするためである。

粒子の飛行時間 T_{TOF}、飛行距離 L_{path} と粒子の速度 $\beta = (\frac{v}{c})$ トの間には以下の関係がある。

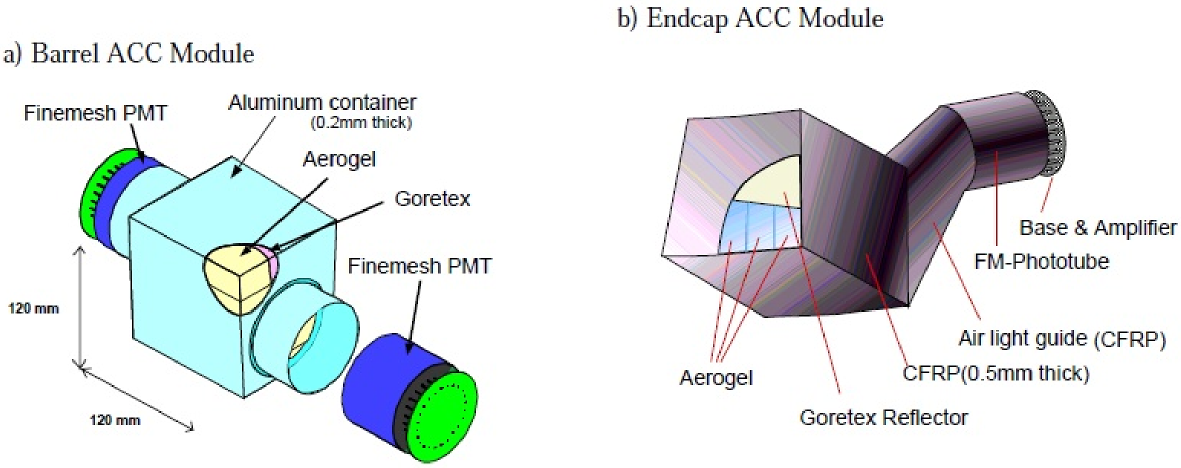


図 3.7: ACC カウンターモジュールの構造　a) バレル部　b) エンドキャップ部

$$\beta = \frac{L_{path}}{c \cdot T_{TOF}} = \frac{p}{E} = \frac{p}{\sqrt{m^2 + p^2}}$$

$$T_{TOF} = \frac{L_{path}}{c}\sqrt{1 + \left(\frac{m^2}{p^2}\right)^2}$$

ここで、E、P、m はそれぞれ粒子のエネルギー、運動量、質量である。CDC で測定された運動量を用いれば、上式から粒子の質量が計算でき、種類を同定できる。飛行時間 1.2m、時間分解能 100psec であれば、1.2GeV/c 以下の粒子識別が可能である。これは $\Upsilon(4s)$ 崩壊で生成される粒子の 90%にあたる。

分解能 100psec を実現するためにシンチレーション光の減衰長が 2m 以上と十分長く、発行の立ち上がりが速いシンチレーターを使用している。また、カウンター内を伝播するシンチレーション光の時間的分散を最小限にするために、ライトガイドを使用せずに大面積のフォトカソードを持つファインメッシュ型光電子増倍管をシンチレーターに直接取り付けている。　ビーム衝突実験環境下で $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ 事象を用いて観測された時間分解能は約 100psec で、粒子の入射位置にはほとんど依存しないという性能を得ている。

TOF が発生するトリガー信号は、検出器の信号の読み出しに必要なゲート信号および TDC のストップ信号を生成する源となる。

3.2.5　電磁カロリメータ（ECL:Electromagnetic Calorimeter）

高エネルギーの電子や光子は、十分厚い物質に入射すると電磁シャワーを作り、その全エネルギーを失う。このほとんど全ての損失エネルギーを測定することで、電子や光子のエネルギーを良い精度で測定するのが電磁カロリメーター（ECL) である。
また、ECL で測定されたエネルギー E と CDC で測定された荷電粒子の運動量 P との比（E/P）より、電子と他の粒子との識別が可能である。電子の場合には、この比がほぼ 1 であるのに対し、荷電 π 中間子などのハドロンが ECL に入射した場合には、ハドロンはエネルギーの一部を失うのみであるため、E/P が 1 よりずっと小さくなる。これを利用して、電子とハドロン（π、K）との識別が高い信頼度で可能である。

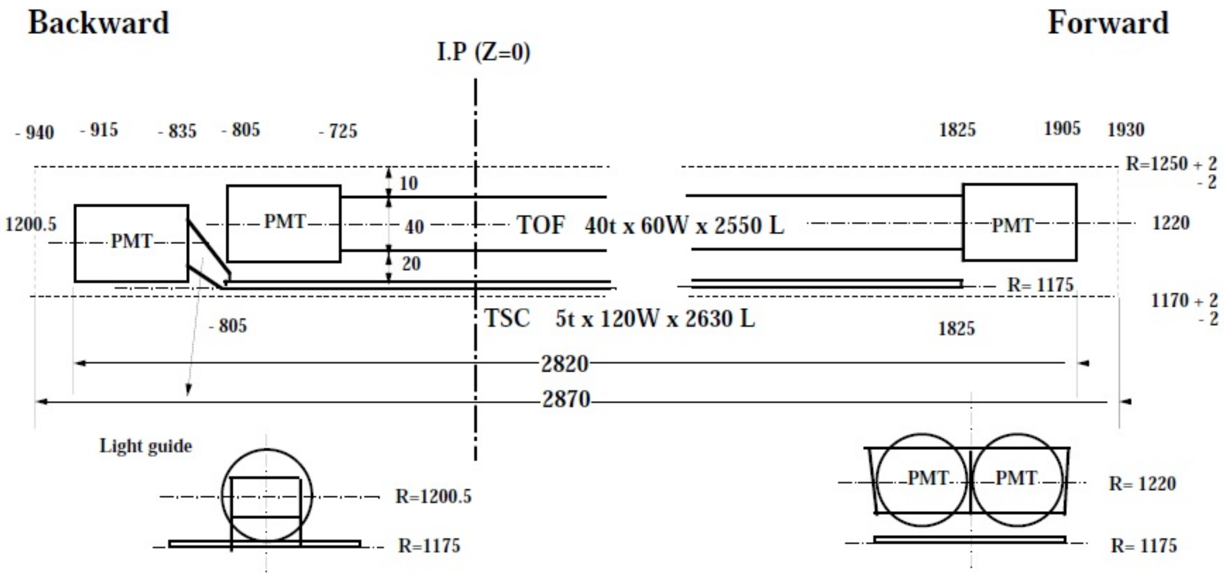


図 3.8: TOF/TSC モジュール

上記の要求を満たすために、Belle 測定器では、光量が多く他にも様々な利点を持つ CsI（Tl）結晶を電磁カロリメータの検出体として用いている。CsI(Tl) 中で発生したシンチレーション光の読み出しには、磁場中で問題なく使えるシリコンフォトダイオードを各カウンターあたり 2 枚用いている。1 個の CsI（Tl）カウンターのサイズは、断面が 5.5cm×5.5cm で長さが 30cm である（図 3.9）。ECL はこの CsI(Tl) カウンター 8736 個から構成されている。ECL の断面図を図 3.10 に示す。バレル部分は内径が 1.25m で長さ 3m である。前方と後方のエンドキャップは衝突点から Z 方向に+2.0cm と-1.0m に位置している。前方エンドキャップは 12.4°～128.7°、後方エンドキャップは 130.7°～157.1° の領域を各々カバーしている。ECL に入射した光子あるいは電子が起こしたシャワーは、1 個の CsI カウン

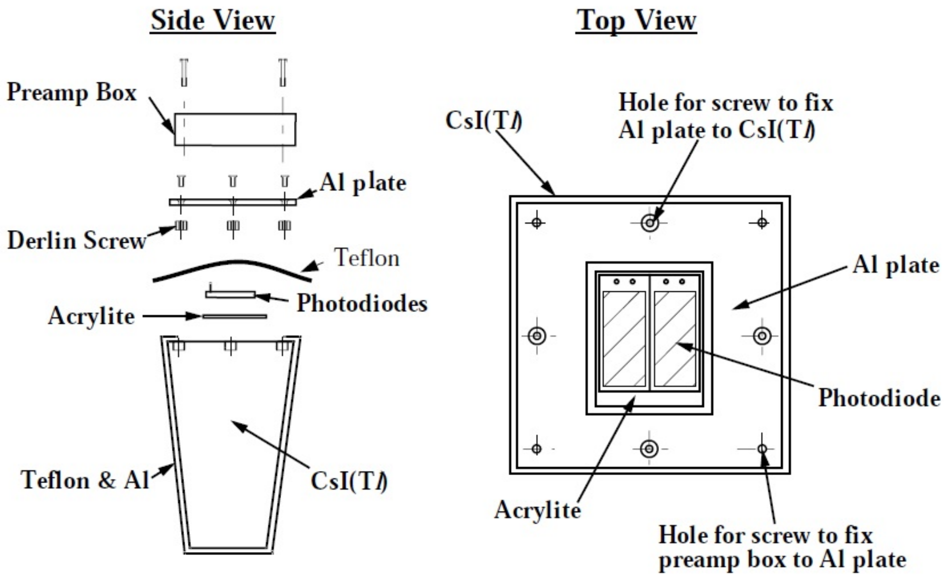


図 3.9: CsI(Tl) シャワーカウンター

ターに収まらず、周りの CsI カウンターまで及ぶ。直接光子が入射したカウンターは、周りのカウン

ターに比べ高いエネルギーが観測される。そのカウンターを中心にカウンター 5 個 ×5 個（図 3.11）領域内の 25 個のカウンターのエネルギーの和をそのシャワーのエネルギーとしている。達成されたエネルギーの分解能は

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{0.066\%}{E} \oplus \frac{0.81\%}{E^{\frac{1}{4}}} \oplus 1.34\%}, \qquad E \text{ の単位は GeV}$$

で与えられる。ここで $\oplus$ は 2 乗和を表す。これは 1GeV の光子に対して、$\frac{\sigma_E}{E} = 1.7\%$ の分解能に対応している。また、このように 1 つの粒子に起因する信号を持つカウンター群をクラスターと呼ぶ。

π^0 はほぼ 100%で $\pi^0 \to \gamma\gamma$ 二崩壊する。特に高い運動量を持つ π^0 の検出は、2 つの γ のなす角度が小さいため 2 つの光子のシャワー領域が重なることが問題となる。このような 2 つの光子をより良く分離するためには、カウンターのサイズを出来るだけ小さくすることが重要である。Belle 測定器では、5.5cm×5.5cm の比較的小型の CsI カウンターを用いてこの問題に対応している。このサイズはシャワーの広がりにほぼ対応しており、ほぼ 3GeV 近くの π^0 から崩壊した 2 つの光子の分離が可能である。

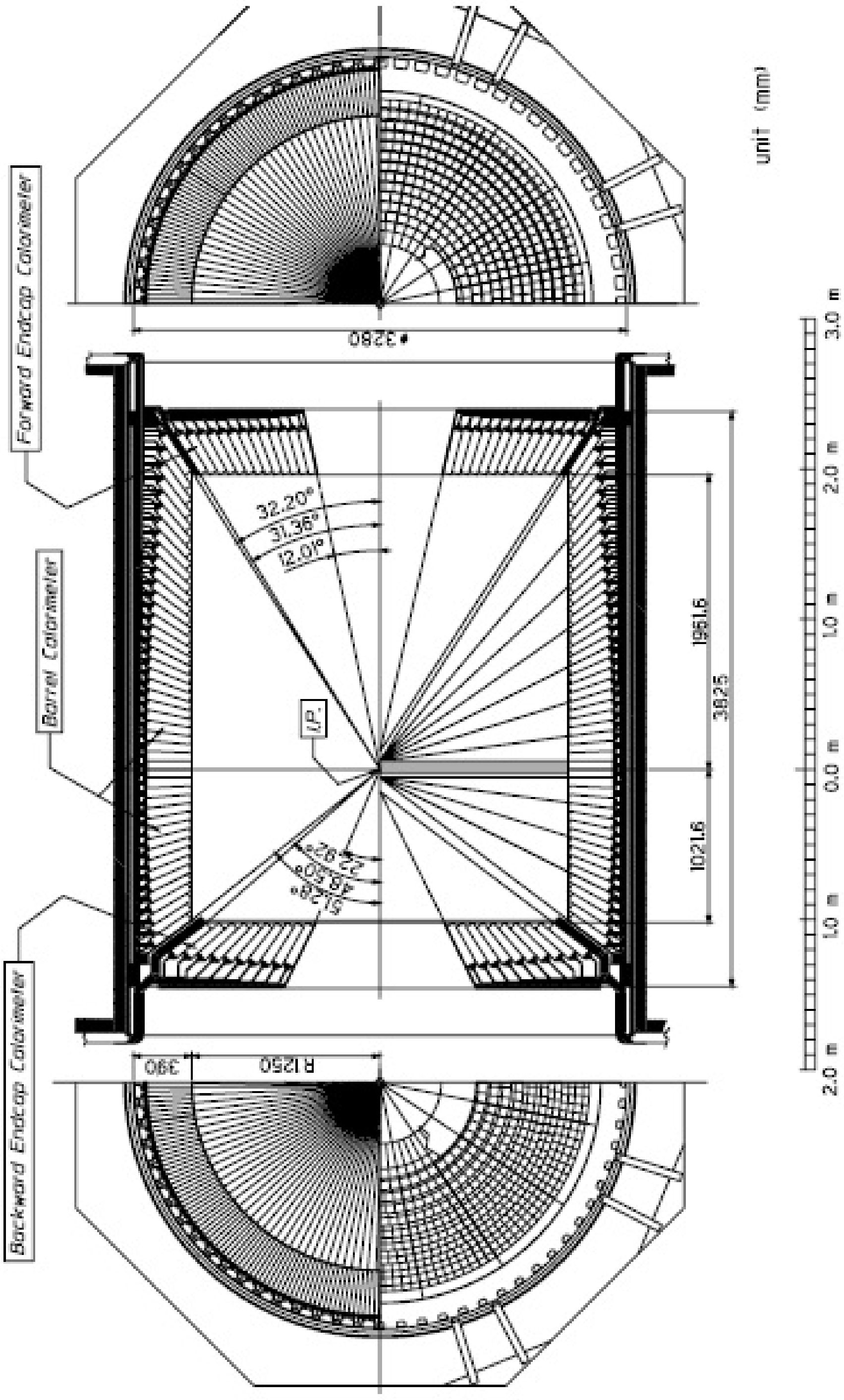


図 3.10: 電磁カロリメータの断面図

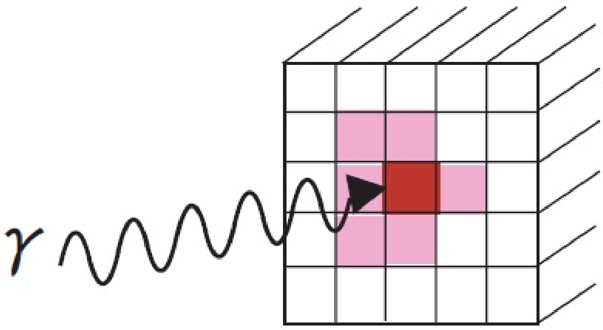


図 3.11: シャワーの再構成アルゴリズムの模式図。中心の濃い色のカウンターが光子の入射したカウンターとすると、その周囲にもシャワーが広がり、薄い色で示したようにように何本かのカウンターから信号が出るのでこれらを足し合わせる。

3.2.6 超電導ソレノイド

超電導ソレノイドは TOF とミューオン検出器（KLM) の間に位置し、1.5 テスラの磁場を検出器中心付近の直径 3.4m、長さ 4m の部分に作る。コイルは Nb.Ti 合金超電導材を使った線材で巻かれ、液体ヘリウム冷凍機により-268°C まで冷却されて超電導状態になっている。コイル中には 4160A の大電流が、断面 3×33mm の線材に流れている。

3.2.7 K_L、μ 粒子検出器（KLM)

Belle 測定器の最も外側に位置する K_L, μ 検出器（KLM) は、600MeV/c 以上の運動量領域で K_L 及び μ 粒子の識別を役割としている。KLM 検出器は、高抵抗平行板チェンバー（RPC) と厚さ 4.7cm の鉄を 11 層重ねた構造を持っている。

μ 粒子は貫通力が優れているため鉄を突き抜け、多くの RPC の層に明瞭に連なった信号を残す。よって、CDC で測定した飛跡と KLM のセットを関連づけることにより、μ 粒子の同定が可能である。一方で K_L は鉄と衝突し、反応（強い相互作用）を起こす。CDC に飛跡を残さず、KLM 内でのみ起こるシャワー信号より K_L の同定が可能である。

3.2.8 トリガーシステム

トリガーとは研究対象である物理事象を効率よく識別し、バックグラウンド事象を除き、収集すべき反応事象を限られたデータ収集システム容量内に収めることを目的としている。$10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ のルミノシティにおける各事象の断面積と Belle 実験で使用しているトリガーのトリガー頻度を表 3.3 に示す。実際には、この表にあげた物理事象の他に、ビームと真空パイプ中の残存ガスとの衝突点や宇宙線からのバックグラウンドが多くあり、それらを除いてこのようなデータ収集が可能な反応頻度に抑えるのがトリガーの役割である。

Belle トリガーシステムの構成を図 3.12 に示す。各検出器にはサブトリガーシステムがあり、CDC は飛跡トリガー、ECL はエネルギートリガー、KLM は μ 粒子トリガーの信号を出し、TOF がトリガーのタイミングを発する。これらの情報をまとめ、GDL(Global Decision Logic) がまとめ、収集すべき事象と判断するとトリガーのゲート [5] が出される。

表 3.3: $10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ のルミノシティーにおける各事象の断面積とトリガー頻度。Bhabha 散乱と光子対生成の事象は反応断面積が大きいので、トリガー頻度を 1/100 に下げている。

物理事象過程	断面積 (nb)	反応頻度 (Hz)
$e^+e^-\to\Upsilon(4S)\to BB$	1.15	11.5
$e^+e^-\to q\bar{q}$	2.8	28.
$\mu^+\mu^- + \tau^+\tau^-$	1.6	16.
$e^+e^-\to e^+e^-(\theta_{lab}\geq 17°)$	44.	$4.4^{(a)}$
$e^+e^-\to\gamma\gamma(\theta_{lab}\geq 17°)$	2.4	$0.24^{(a)}$
$2\gamma processes(\theta_{lab}\geq 17°, p_t\geq 0.1\mathrm{GeV})$	～15	～35
Total	～67	～96

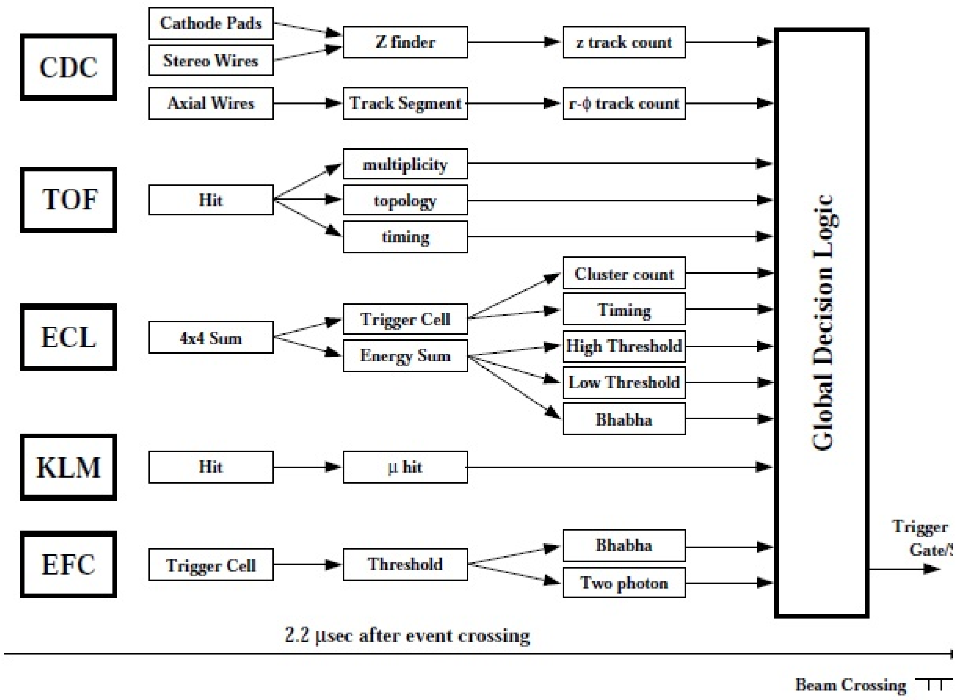


図 3.12: Belle トリガーシステムのブロック図

3.2.9　データ収集システム（DAQ)

Belle 実験のデータ収集システムを図 3.13 に示す。各検出器からのデジタル信号はイベントビルダーに送られ、1 事象分のデータにまとめられる。その後、オンラインコンピューターファームで事象再構成が行われる。そこで、バックグラウンド事象を減らしてから、オフラインコンピューターシステムに転送され、データサマリー用テープに蓄積される。

3.2.10　K と π の識別

$\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ の解析には、荷電 $K^\pm$ と $\pi^\pm$ の識別が重要となるので、ここでは K$^\pm$ と $\pi^\pm$ の識別について述べる。

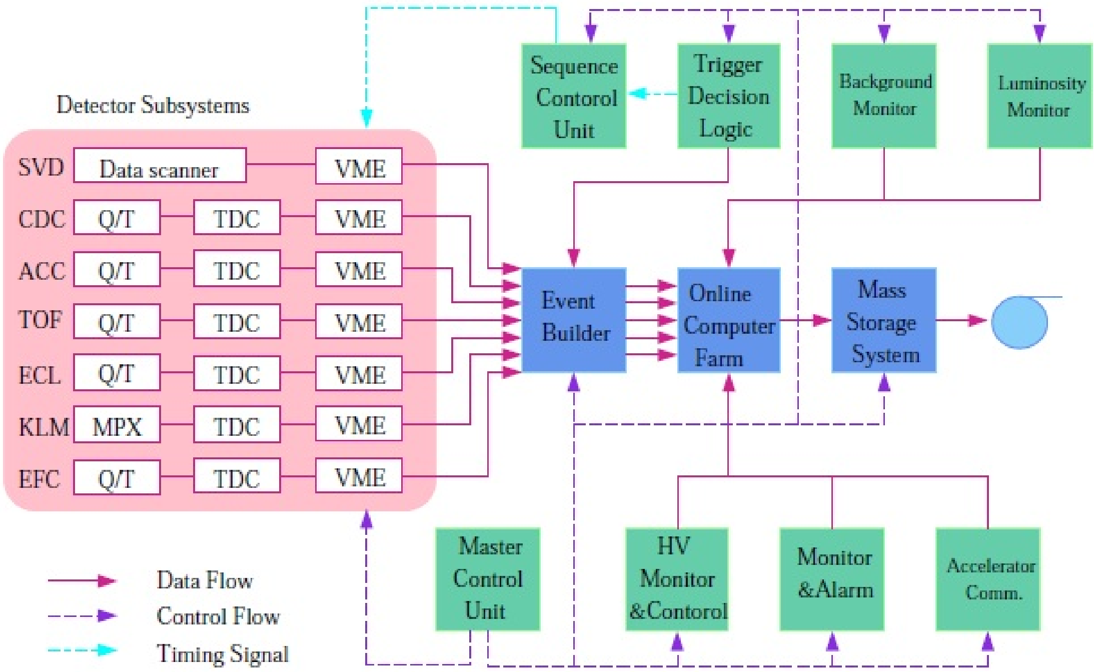


図 3.13: データ収集システムのブロック図

$K^{\pm}$ と $\pi^{\pm}$ の識別は、CDC での電離損失 (dE/dr) の測定と、ACC のヒット情報及び TOF の時間の情報を用いて行われる。それぞれ粒子識別に適した運動量領域があり、各検出器はその他を補うことで広範囲の運動量領域の K/π 識別を可能にしている。各検出器が K と π を識別するのに可能な運動量領域は、CDC では、0.8GeV/c までと 2.5GeV/c 以上、ACC では、1.2〜3.5GeV/c、TOF では、1.2GeV/c までである。(図 3.14)

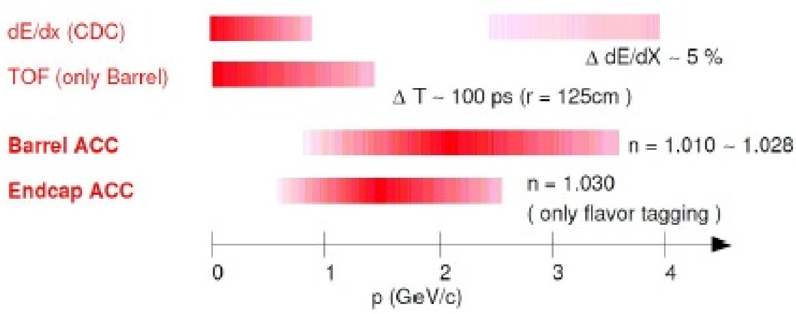


図 3.14: 各検出器の粒子識別の可能な運動領域

解析では、各検出器の情報を用いて、K らしさ、π らしさ (Likelihood) をそれぞれ求め、その積として全 Likelihood を求める。

$$L_{\pi} = L_{\pi}^{CDC} \times L_{\pi}^{ACC} \times L_{\pi}^{TOF} \tag{3.1}$$

$$L_{K} = L_{K}^{CDC} \times L_{K}^{ACC} \times L_{K}^{TOF} \tag{3.2}$$

これらの全 Likelihood より、π らしさと K らしさの比 (Likelihood ratio)P(π/K) は以下のように与えられる。

$$P(\pi/K) = \frac{L_\pi}{L_\pi + L_K} \tag{3.3}$$

図 3.15[3] に Likelihood ratioP(π/K) を示す。ここで、赤丸は K と分かっている粒子に対する P(π/K) の分布である。一方、青い三角形は π と分かっているトラックに対する P(π/K) の分布である。データにおいて、例えば $D^{*+}\!\to\!\pi^+ D^0 (D^0\!\to K^-\pi+)$ と $D^{*-}\!\to\!\pi^- \bar{D}^0 (\bar{D}^0\!\to K^+\pi^-)$ 崩壊を使うと終状態の電荷から損粒子が K であるか π であるか識別することが可能である。またヒストグラムはモンテカルロシミュレーションの結果である。

また、図 3.16 に K の検出効率と K と間違って π と識別する割合の運動量依存性を示す。K の検出効率が 80-90%で、間違う割合が 10%である。

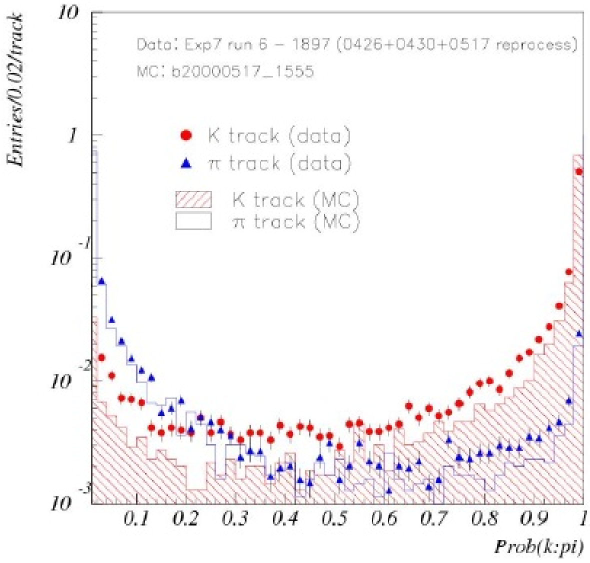


図 3.15: Likelihood ratio P(π/K) の分布。赤が K で青が π である。

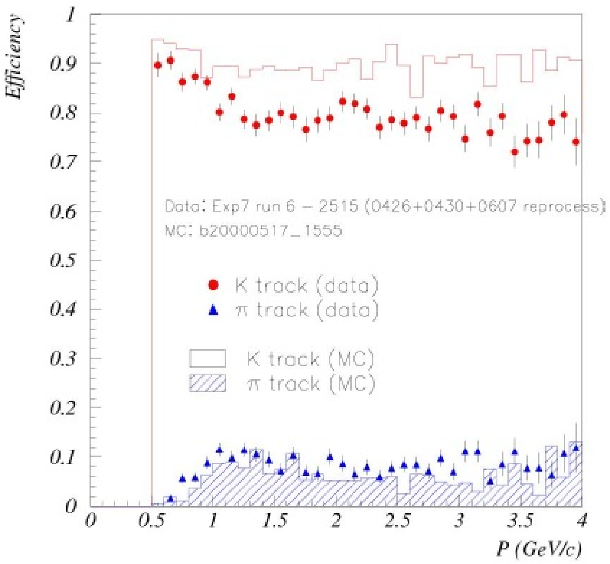


図 3.16: K の検出効率（赤）と、π を間違って K と識別する割合（青）と、運動量の関係。

第4章　データ解析

本章では Belle 実験で収集したデータから、$e^+e^-\to\tau^+\tau^-$ 事象（以下 $\tau^+\tau^-$ 対生成事象と呼ぶ）を選別し、そこからさらに $\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊事象を選別する方法について述べる。本章で選ばれた事象は、以下の章で質量分布及び CP 非対称度を測る研究に用いられる。

4.1　電子・陽電子衝突反応の概要

本解析で用いた実験データは、重心系のエネルギー $\sqrt{s}$=10.58GeV の e^+e^- 衝突型加速器 (KEKB 加速器) の衝突点に設置された Belle 測定器を用いて収集されたものである。

収集したデータには本研究の対象である $\tau^+\tau^-$ 対生成事象以外にも、様々な反応事象が含まれている。解析の第 1 段階は、信号事象をそれ以外の事象（バックグラウンド）から分離することである。バックグラウンドとなりうる反応の種類と生成断面積を表 4.1 に示し、その特徴を以下にまとめる。

表 4.1: e^+e^- 衝突で起こる様々な反応の生成断面積および、その反応のシミュレーションに使用したプログラム名。プログラム名がデータとなっているのは、その見積もりをシミュレーションに頼らず、実験データそのものを用いて行ったことを意味する。

	反応の名称	e^+e^- 衝突反応	生成断面積	使用したプログラム	参照
信号	$\tau^+\tau^-$ 対生成	$e^+e^-\to\tau^+\tau^-$ ($\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$、 $\tau^-\to others$)	0.92nb	KOLALB TAUOLA	[4] [5]
バックグラウンド	$\tau^+\tau^-$対生成	$e^+e^-\to\tau^+\tau^-$ (τ^-、$\tau^+\to generic$)	0.919nb	KORALB TAUOLA	[4] [5]
	(1) バーバー散乱	$e^+e^-\to e^+e^-$	100.2nb	BHLUMI	[6]
	(2)$\mu^+\mu^-$対生成	$e^+e^-\to\mu^+\mu^-\gamma$	1nb	KKMC	[7]
	(3) ハドロン生成	$e^+e^-\to q\bar{q}(q=u,d,s)$	2.09nb	QQ	[8]
		$e^+e^-\to c\bar{c}$	1.30nb	QQ	[8]
	(4)B 中間子対生成	$e^+e^-\to B^+B^-$	0.525nb	QQ	[8]
		$e^+e^-\to B^0B^0$	0.525nb	QQ	[8]
	(5) 二光子過程	$e^+e^-\to e^+e^-\mu^+\mu^-$	18.9nb	AAFHB	[9]
		$e^+e^-\to e^+e^-e^+e^-$	40.9nb	AAFHB	[9]
		$e^+e^-\to e^+e^-\mu^+\mu^-/d^+d^-$	12.50nb	AAFHB	[9]
		$e^+e^-\to e^+e^-s^+s^-$	0.227nb	AAFHB	[9]
		$e^+e^-\to e^+e^-c^+c^-$	0.03nb	AAFHB	[9]
	ビームガスとの反応			データ	
	宇宙線			データ	

(1) バーバー散乱（$e^+e^-\to e^+e^-(\gamma)$）
終状態の e^+e^- は、back-to-back の方向に生成される。検出される全運動量や全エネルギーが散乱前と変わらず、運動量やエネルギーに不足分がない。生成断面積が非常に大きく、$e^+e^-\to e^+e^-\gamma$ などの過程で γ が検出されない場合や終状態の e あるいは γ が、衝突点付近の物質と反応してシャワーを起こした場合にはエネルギーに不足が見られ、$\tau^+\tau^-$ 対生成事象と間違いやすい。

(2) $\mu^+\mu^-$ 対生成（$e^+e^-\to\mu^+\mu^-(\gamma)$）
バーバー散乱と同じく、終状態の $\mu^+\mu^-$ は back-to-back の方向に生成される。検出される全運動量や全エネルギーが散乱前と変わらず運動量やエネルギーに不足分がない。

(3) ハドロン生成（$e^+e^-\to q\bar{q}$）
クォーク・反クォーク対 $q\bar{q}$ は back-to-back の方向に生成される。ここで q は、u、d、s および c クォークを意味する。観測されるハドロンは、そのクォークの方向にジェット状に生成される。$\tau^+\tau^-$ 対生成事象に比べ、荷電飛跡の本数や光子の個数が多いことが特徴である。

(4) B 中間子対生成（$e^+e^-\to\Upsilon(4S)\to B^0B^0, B^+B^-$）
e^+e^- が消滅後いったん、$\Upsilon(4S)$ の共鳴状態を形成、その後 2 つの B 中間子（$B\bar{B}$）に崩壊する反応である。$\tau^+\tau^-$ 対生成事象に比べ、荷電飛跡の本数や光子の個数が多いことが特徴である。終状態の粒子は、$e^+e^-\to q\bar{q}$ 反応と比べて広範囲に分布する。そのため、$\tau^+\tau^-$ 対との区別は容易である。

(5) 二光子過程二光子過程とは、入射した e^+e^- が放出した光子どうしが衝突して、終状態にレプトン又はハドロンを生成する過程で、大きく二光子レプトン対生成（$e^+e^-\to e^+e^-\mu^+\mu^-$、$e^+e^-\to e^+e^-e^+e^-$）、および二光子ハドロン対生成（$e^+e^-\to e^+e^-q\bar{q}$）反応に分けられる。ここで q には、u、d、s、クォークからの寄与がある。光子を放出した後の電子と陽電子は高い運動量やエネルギーを持ち、ビームパイプに沿って進む。そのため、この過程では検出される運動量やエネルギーを散乱前の状態と比較すると不足分が大きい。また、横方向の全運動量が良くバランスしているという特徴を持つ。

また、ビームとビーム中に残っているガス（ビームパイプ）との反応や宇宙線もバックグラウンドとなる。これらの反応はビームの軌道に沿って一様に起こるので、信号事象が衝突点付近で起こるという条件で大半を落とすことができる。

事象選別では、信号の検出効率を保ちながらバックグラウンドをいかに少なくするかが課題となる。

$\tau^+\tau^-$ 対生成事象においては終状態の ν_τ が検出されないため、運動量やエネルギーに不足分がある。このため運動学的に直接事象を識別することはできない。しかしながら、不足分があることは逆に $\tau^+\tau^-$ 対生成事象の重要な特徴であり、その特徴をうまく利用することで、$e^+e^-\to\tau^+\tau^-$ 反応以外のバックグラウンドを減らすことができる。本解析のフローチャートを図 4.1 に示す。Belle 検出器で測定された実験データはデータ収集システム (DAQ) を通り、データ再構成プログラムでバックグラウンド事象を減らし、そのデータが Data Summary tape(DST) に蓄積される。その中から $\tau^+\tau^-$ 対生成事象を選別し、τ が 3 つの荷電粒子に崩壊する事象を選別する。その後 $\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象を選別し、CP 対称性の破れの解析を行う。これらの事象選別については後に示す。モンテカルロシミュレーションでも同じようにデータ再構成や事象選別を行う。

このフローチャートに沿って、まず τ 粒子対生成事象の選別条件を説明し、表に、$\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊の選別について説明する。

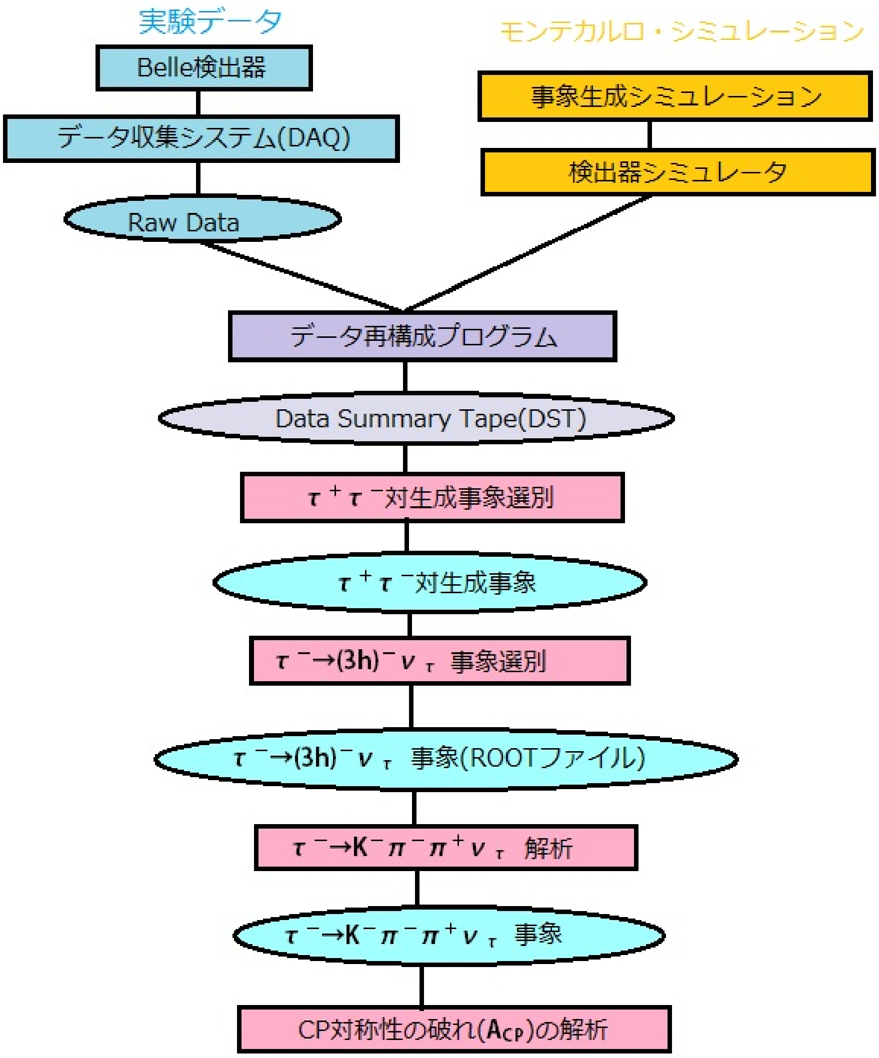


図 4.1: $\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象選別と解析の流れ

4.2 解析に用いたデータ及びモンテカルロシミュレーション

本解析で用いたデータは、Belle 測定器で 2000 年 1 月から 2006 年 12 月までに収集したもので、積分ルミノシティにして 672.328/fb に相当する。この量は $\tau^+\tau^-$ 生成事象にして約 3.6×10^8 事象に対応する。具体的なデータの収集時期と積算ルミノシティの値を表 4.2 にまとめる。

この期間の全積分ルミノシティは 672.328/fb であるが、一部分解析の途中で miss しているため、$\tau^+\tau^-$ 生成事象数 363.8M イベントと miss 分の $\tau^+\tau^-$ 生成事象数 4.1M イベントを考慮して、実際に解析に用いたデータの積分ルミノシティは 664.93/fb である。

表 4.2: 各実験番号の収集時期とルミノシティ

実験番号	収集された時期	ルミノシティ
7	2000 年 1 月〜2000 年 7 月	6.515/fb
9	2000 年 10 月〜2000 年 12 月	4.436/fb
11	2001 年 1 月〜2001 年 4 月	9.335/fb
13	2001 年 4 月〜2001 年 7 月	11.932/fb
15	2001 年 10 月〜2001 年 12 月	13.904/fb
17	2002 年 1 月〜2002 年 3 月	12.034/fb
19	2002 年 3 月〜2002 年 7 月	28.535/fb
21	2002 年 9 月〜2002 年 10 月	4.375/fb
23	2002 年 10 月〜2002 年 10 月	7.689/fb
25	2003 年 1 月〜2003 年 4 月	28.625/fb
27	2003 年 4 月〜2003 年 7 月	29.176/fb
31	2003 年 10 月〜2003 年 12 月	20.243/fb
33	2004 年 1 月〜2004 年 2 月	20.420/fb
35	2004 年 2 月〜2004 年 3 月	18.693/fb
37	2004 年 3 月〜2004 年 7 月	67.737/fb
39	2004 年 9 月〜2004 年 12 月	49.961/fb
41	2005 年 1 月〜2005 年 4 月	65.595/fb
43	2005 年 4 月〜2005 年 6 月	63.513/fb
45	2005 年 9 月〜2005 年 10 月	15.381/fb
47	2005 年 11 月〜2005 年 12 月	41.122/fb
49	2006 年 1 月〜2006 年 3 月	29.849/fb
51	2006 年 4 月〜2006 年 6 月	43.682/fb
55	2006 年 9 月〜2006 年 12 月	79.576/fb
合計		672.328/fb

以下に述べる様な事象選別条件の最適化や、実験データに含まれるバックグラウンドの見積もり、事象の検出効率を求めるために疑似事象生成プログラム（モンテカルロシミュレーション：MC）を用いた。用いたプログラムの名称を表 4.1 に示した。これらのプログラムは、各反応の微分断面積や終状態の各分布や粒子の多重度をモデル化し、現実を再現するように長年改良されてきたものであり、この分野で標準的に使われているものである。

$\tau^+\tau^-$ 対の発生には、KORALB/TAUOLA プログラム [4,5,10]、バーバー散乱に BHLUMI プログラム、$\mu^+\mu^-$ 対生成に KKMC プログラム、$B\bar{B}$ 中間子対やハドロン対生成（$q\bar{q}$）には QQ プログラム、二光子過程には AAFHB プログラムを用いた。BHLUMI と KKMC には、現在までに知られている最

も高次の輻射補正の効果が含まれている。

粒子と検出器を構成する物質との相互作用のシミュレーションには、GEANT プログラム [11] を用いた。ビームと真空パイプ中の残留ガスとの反応から生じるバックグラウンドを忠実にシミュレートするために、ランダムな時間 [1] に読み出したデータを用いて、その情報をシミュレーションの事象に含めた。

図 4.1 のフローチャートに示すように、モンテカルロの事象は、データと同じ解析プログラムを通すことで、データ再構成のアルゴリズムや選別条件の影響が自動的にモンテカルロ事象にも反映されるようになっている。

4.3 $e^+e^-\to\tau^+\tau^-$ 事象選別

先にも述べたように $e^+e^-\to\tau^+\tau^-$ 事象の特徴は、

(1) 荷電飛跡の数が 2〜5 本と少ないこと

(2) 反応の中で出てくるニュートリノ（ν_τ）が検出されないため運動量やエネルギーに不足分（ミッシング）があること

が挙げられる。
τ 粒子の全崩壊モードの中で、荷電飛跡を 1 本含むモードで崩壊するものは全体の 85%、荷電飛跡が 3 本含まれるような崩壊は 15%である。よって、$\tau^+\tau^-$ 事象では、

- $\tau^+\tau^-$ の両方が荷電飛跡 1 本のモードへ崩壊（荷電飛跡：計 2 本）する割合が 72%
- $\tau^+\tau^-$ のうち、一方が荷電飛跡を 1 本、もう 1 方が 3 本の崩壊モードへ崩壊（荷電飛跡 : 計 4 本）する割合が 13%

となる。つまり、荷電飛跡が 2 本から 4 本ある事象を選べば、$e^+e^-\to\tau^+\tau^-$ 事象のうちの大部分（85%）を選ぶことができる。

データ解析では、まず、測定器で間違いなく検出された「荷電粒子」やカロリーメータで信号として観測される「光子」の条件をはっきりさせることが重要である。以下の条件を「荷電粒子」、「光子」の条件として要求する。

1. 荷電粒子の条件
   (a) CDC や SVD で測定した荷電飛跡を衝突点へ向けて外挿したとき、ビーム軸と荷電飛跡の外挿との間の $x-y$ 平面上での距離 dr が 1.0cm の範囲（$|dr| < 1.0$cm）にあり、かつ、衝突点に対する最近接点の z 座標が± 5cm の範囲内にあること（$|dz| < 5.0$cm）。この条件は、ビームガスや宇宙線からの飛跡を除くと共に、π や K が CDC の途中で崩壊したときに、その崩壊生成物の飛跡を除くための条件である。
   (b) 横方向の運動量 P_t が 0.10GeV 以上であること。（$|\mathbf{P}_t| \geq 0.1$GeV）
   P_t が 0.10GeV 以下であると、螺旋が CDC の真ん中付近で旋回し、CDC で正しく飛跡を測定できなくなる。

2. 光子の条件
   (a) 光子のエネルギーが 0.08GeV 以上であること。
   これは、ビームバックグラウンド等のノイズと真の光子とを分別するための条件である。

(b) CsI(Tl) カロリーメータで観測されたクラスターの位置と、CDC で検出された飛跡をカロリメータの前面への外挿した点との距離が 25cm 以上離れていること。
これは、荷電飛跡がカロリメータの物質を通過することによって作られるクラスターを光子のクラスターの候補から除くための条件である。

4.3.1 $\tau^+\tau^-$ 対生成　事象選別（1）

$\tau^+\tau^-$ 対生成事象を選ぶ第一段階として比較的緩い条件で $e^+e^-\to\tau^+\tau^-$ らしい事象を選別する。この選別は、Belle 測定器で収集した多量のデータから、後に行うより詳しい解析に使うためのデータをあらかじめ選別することが目的である。要求した条件は以下の通りである。

(1) 荷電飛跡の本数が 2〜8 本であること。（$2 \leq N_{track} \leq 8$）

(2) 運動量の絶対値の和（$\Sigma|P|$）が 9.0GeV 以下で、カロリーメータで観測された重心系におけるクラスターのエネルギーの和（$\Sigma|E|$）が 9.0GeV 以下であること。（$\Sigma|P| \leq 9.0GeV/c$、$\Sigma|E| \leq 9.0GeV$）
これは、明白なバーバー散乱やミュー粒子対生成事象を除くための条件である。

(3) 少なくとも 1 本の荷電飛跡の横方向の運動量 P_t が 0.5GeV 以上であること。（$P_t \geq 0.5GeV$）
これは、トリガーが確実にかかっていることを保証するための条件である。

4.3.2 $\tau^+\tau^-$ 対生成　事象選別（2）

以上のような条件を課しても、まだ、多くのバーバー散乱（$e^+e^-\to e^+e^-(\gamma)$、$e^+e^-\to e^+e^-\gamma\gamma$）[2]、ハドロン対生成（$e^+e^-\to q\bar{q}$）、二光子過程（$e^+e^-\to (e^+)(e^-)\mu^+\mu^-$　等）がバックグラウンドとして残っているのでこれらを除く必要がある。その為に、前節で課した条件に加え、さらに以下のような条件を要求して $e^+e^-\to\tau^+\tau^-$ 事象を選んだ。

まず、事象選別（1）で選別された事象を図 4.2 のように、e^+e^- の重心系で 2 つの半球に分ける。具体的には、荷電飛跡の中で他の荷電飛跡と 90° 以上離れており、かつ、最も運動量の高いものの方向を「事象軸」と定義し、事象軸に垂直な面で、荷電粒子や光子を 2 つの半球に分離する。

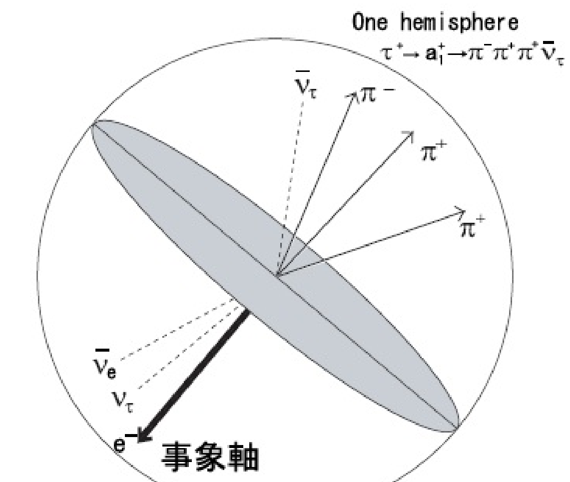


図 4.2: 事象の半球図

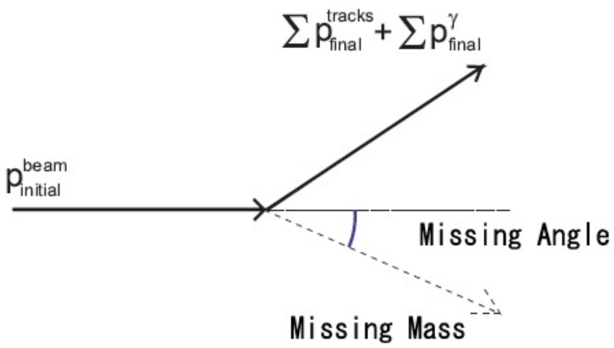


図 4.3: ミッシング質量

$\tau^+\tau^-$ 対生成事象の選別条件としては、

(1) 荷電飛跡の本数が 2〜4 本で（$2 \le N_{track} \le 4$）各事象の全電荷が保存されていること。

(2) それらの荷電飛跡から再構成された事象生成点の距離が、$x-y$ 平面でのビーム軸から 2.5cm 以内（$|V_Z| < 2.5$cm）かつ、$x-y$ 平面での z の位置が 0.5cm 以内であること。

(3) 事象軸の偏向が e^+e^- の重心系で 35°〜145° であること。

を要求した。事象生成点に制限を加えることでビーム・ガス反応や宇宙線からのバックグラウンドをほとんど除くことができる。

さらに、残りのバックグラウンドを除去するために以下の条件を課す。まず、ミッシング質量（Mssing Mass、以下 MM）が

$$\mathrm{MM}^2 = (p_{\mathrm{initial}}^{\mathrm{beam}} - \Sigma p_{\mathrm{final}}^{\mathrm{tracks}} - \Sigma p_{\mathrm{final}}^{\gamma})^2 \tag{4.1}$$

のように求められる。

ここで、$p_{\mathrm{initial}}^{\mathrm{beam}}$ は始状態の e^+e^- ビームの全 4 元運動量、$p_{\mathrm{final}}^{\mathrm{tracks}}$ は終状態で観測された荷電飛跡の 4 元運動量、$p_{\mathrm{final}}^{\gamma}$ は同じく光子の 4 元運動量である（図 4.3 を参照）。

また、運動量の保存から決まるミッシングの重心系における方向をミッシング角（$\theta^*_{\mathrm{missing}}$）と呼ぶ。MM と $\theta^*_{\mathrm{missing}}$ の 2 次元プロットを図 4.4 に示す。図 4.4-(1) は、データ、図 4.4-(2)-(4) はモンテカルロシミュレーションによる分布で、順に、$\tau^+\tau^-$ 対生成、バーバー散乱、二光子生成反応の分布を示す。

図 4.4-(3) より、バーバー散乱事象やミュー粒子対生成事象は、MM がゼロの辺りに集中し、また、図 4.4-(4) より、二光子生成反応は MM の比較的高い領域に集中して分布することがわかる。これらのモンテカルロによる分布とデータの分布を比較することで、$\tau^+\tau-$ 対生成事象の条件として図中の八角形の中にあることを要求した。

ちなみに、図 4.4-(3) で $\theta^*_{\mathrm{missing}}$ が 45° 付近と 145° 付近に見えるバンドは、光子を伴うバーバー散乱（$e^+e^- \to e^+e^-\gamma$）において、電子または光子がカロリーメータのバレル部分とエンドキャップ部分の境界に向かっているような事象である。その付近はカロリーメータの境界部分であり、エネルギーを正しく測定できないために $\tau^+\tau^-$ 対生成事象の候補として残っている。このような事象を落とすために、荷電飛跡や光子がカロリーメータのバレル部分とエンドキャップ部分の境界に向いていないことを要求した。

バーバー散乱は生成断面積が非常に大きいので、それをさらに落とすための工夫が必要である。その

ためにアコプナリティ角 ϕ_{acop} を導入する。アコプナリティ角とは最も運動量の大きい荷電飛跡と 2 番目に高い運動量を持つ荷電飛跡とが $x-y$ 平面においてなす角 ϕ_{open} の補角であり、$\phi = 180° - \phi_{\mathrm{open}}$ と表せる（図 4.5)。

この段階で残っているバーバー散乱事象（$e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$）は、生成された電子あるいは陽電子が、ビーム付近の物質と相互作用して運動量が正しく測れないような事象である。このような場合にも、電子（陽電子）の方向はよく保存しているのでアコプナリティ角 $\phi_{\mathrm{scop}} \leq 1°$ を要求することでそのようなバーバー散乱を除去できる。$\mu^+\mu^-(\gamma)$ 対生成もこの条件で除去できる。

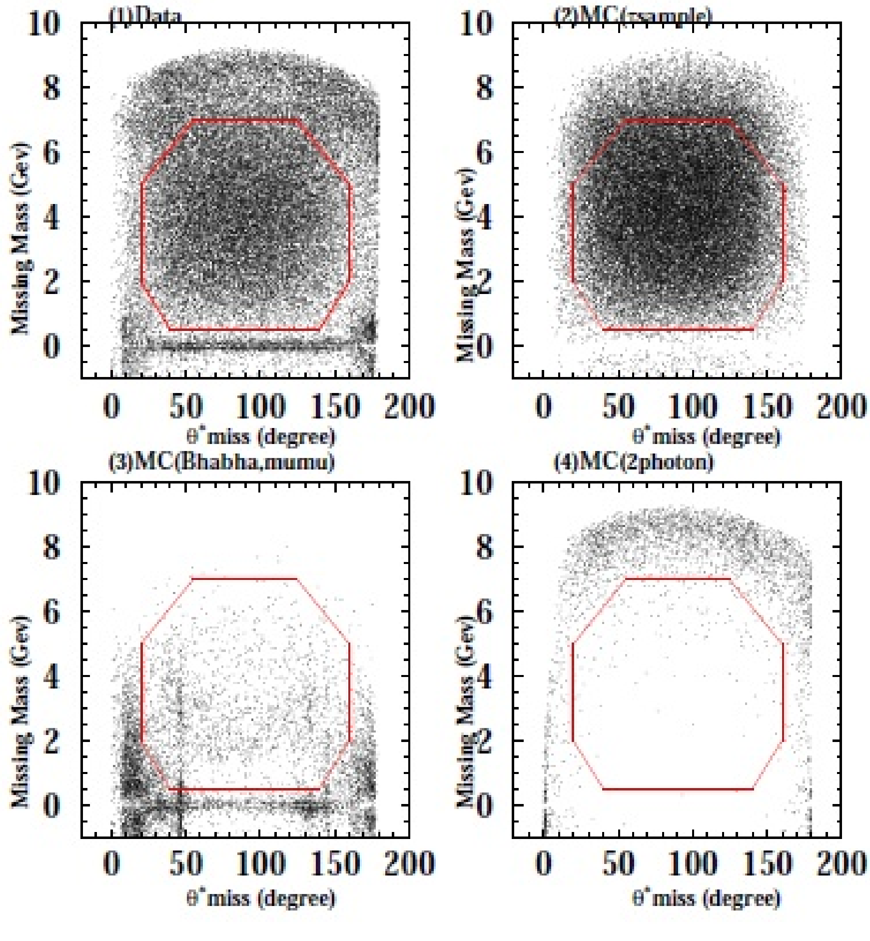


図 4.4: ミッシング質量とミッシング角の 2 次元プロット。(1) はデータを、(2)(3)(4) はモンテカルロシミュレーションによる分布で、順に、$\tau^+\tau^-$ 対生成、バーバー散乱、二光子生成反応それぞれからのバックグラウンドを示す。ここで、赤の多角形の枠内に入ったものを $\tau^+\tau^-$ 対生成事象とみなしている。

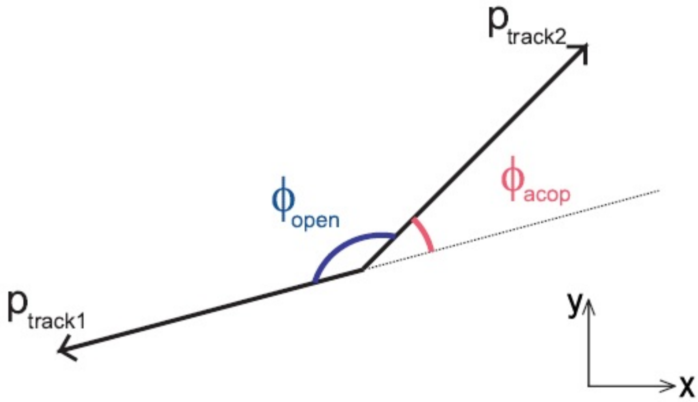


図 4.5: アコプナリティ角 $\phi_{\rm acop}$ は、$\phi_{\rm acop} = |180° - \phi_{\rm open}|$ と定義される。ここで $\phi_{\rm open}$ は、$r-\varphi$ 平面での 2 つのトラックの開き角である。

次に、ハドロン生成反応（$e^+e^-\to q\bar{q}$）を除去する。ハドロン事象は荷電粒子や光子の数が多いという特徴がある。そこで、一つの半球内にある粒子の数を荷電飛跡の数と光子の数の和とし、$n_{\rm part} = n_{\rm track} + n_\gamma$ で表す。また、それぞれの半球中について粒子の数を $(n_{\rm part})_{\rm one} \cdot (n_{\rm psrt})_{\rm other}$ で表し、その積を $X_{\rm part} \equiv (n_{\rm part})_{\rm one} \times (n_{\rm part})_{\rm other}$ と定義して、これが 25 以下であることを要求した。

Belle 実験ではビーム衝突反応と他の反応を区別するため、物理現象を検出するための様々なトリガーが用いられている。本解析では、選別した自主尾は以下のいずれかのトリガーを満たしていることを要求した。

(1) フル荷電飛跡（CDC を外筒まで通過している荷電飛跡）が 2 本以上あり、その荷電飛跡がなす角度 θ が 135° 以下で、かつ TOF の 2ヶ所以上で検出されていること。さらに、トリガーレベルでバーバー散乱であると認識されていないこと。

(2) 電磁カロリーメータで測定されたエネルギーが 1GeV 以上であり、かつトリガーレベルでバーバー散乱や宇宙線であると認識されていないこと。

(3) 電磁カロリーメータで測定されたエネルギーが 0.5GeV 以上であり、ショート荷電飛跡（CDC の外筒まで到達していない飛跡）が 2 本以上、フル荷電飛跡が 1 本以上、その荷電飛跡がなす角度 θ が 135° であること。さらに、トリガーレベルでバーバー散乱であると認識されていないこと。

1 つの事象は、普通いくつかのトリガー条件を満たしており、この重複を利用して、トラックトリガーやエネルギートリガーのトリガー効率を求めることができる。
以上の条件を全て要求することにより選ばれた $e^+e^-\to\tau^+\tau^-$ 生成反応の候補事象数は 22.71×10^6 事象である。
選別された典型的な事象例を図 4.6 と図 4.7 に示す。これは、$e^+e^-\to\tau^+\tau^-$ 事象の中で最も事象数の多い 2-prong 過程（それぞれの τ 粒子が 1 本の荷電粒子をグ組む崩壊をしたとき、つまり、事象全体で荷電粒子が 2 本となるような事象）の例である。一方の τ は、$\tau^-\to\pi^-\pi^0\nu_\tau$ に崩壊し、他方は、$\tau^+\to e^+\nu_e\nu_\tau$ に崩壊している。

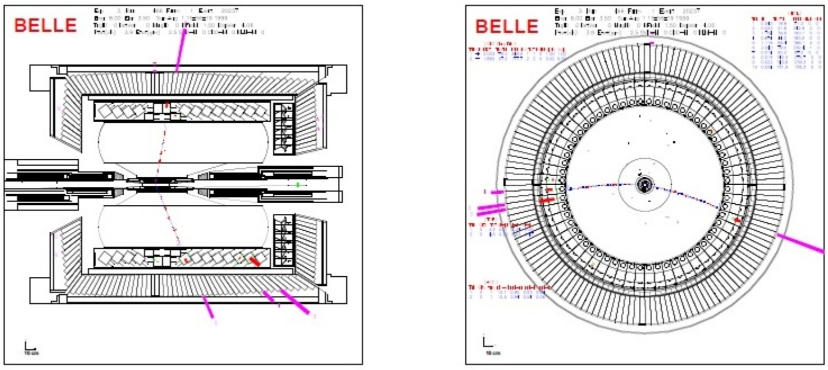


図 4.6: (a)$\tau^+\tau^-$ 対生成事象の例（$x-z$ 平面）。この事象では τ^- が $\tau^-\to\pi^- pi^0\nu_\tau$ 崩壊をし、τ^+ が $\tau^+\to e^+\nu_e\nu_\tau$ 崩壊をしている。(b)$\tau^+\tau^-$ 対生成事象の例（$x-y$ 平面）。図 4.6 と同じ事象を $x-y$ 平面で見た図。ビームは円の中心に紙面垂直に通っている。

4.4　バックグラウンドの除去

前節で選別した $e^+e^-\to\tau^+\tau^-$ 事象の中からまず、τ^- が 3 個の荷電粒子へ崩壊した事象 $\tau^-\to(3h)^-\nu_\tau$（ここで h は π または K を表す。）を選別し、そこから粒子識別の情報を用いて $\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊を選別した。以下にその詳細を説明する（選別の手順の概要図 4.1 を参照)。

4.4.1　事象を半球に分割

まず選別した $e^+e^-\to\tau^+\tau^-$ 事象を e^+e^- の重心系で事象軸に垂直な 2 つの半球に分け、片方の半球をシグナルサイド、他の半球をタッグサイドと呼ぶ。事象軸としては、最も運動量の高い粒子の方向を用いた。選別された事象のうちシグナルサイドに荷電飛跡が 3 本あるものを $\tau^-\to(3h)^-\nu_\tau$ 崩壊の候補とした。タッグサイドには、荷電飛跡が 1 本で、粒子の数が 2 個以下であることを要求した。そこには $\mu^-\nu_\mu\nu_\tau$ や $e^-\nu_e\nu_\tau$、$\pi^-\pi^0\nu_\tau$ 等の事象が存在する。

この段階のサンプル中には、信号である $\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 以外に様々なバックグラウンドが含まれている。最も大きなバックグラウンドは、$\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ であり、これと信号とは荷電粒子の識別の情報を用いて区別する（4.5 節参照)。これ以外に、$\tau^-\to(3h)^- n\pi^0\nu_\tau$ のような π^0 を 1 個以上含む崩壊や、K_s を 1 個以上含む崩壊 $\tau^-\to K_s\pi^-\nu_\tau$ がある。また、$\tau^-\to\rho\nu_\tau\to\pi^-\pi^0\nu_\tau$ は崩壊分岐比が大きいのでバックグラウンドとして重要である。これらのバックグラウンドを抑えるために要求した選別条件について以下で説明する。

4.4.2　π^0 を 1 個以上含む崩壊事象の除去

π^0 粒子は、ほぼ 100%の確率で 2 つの光子（$\pi^0\to\gamma\gamma$）に崩壊するので、γ の存在が π^0 を含む事象の特徴である。π^0 以外からの起源による γ も存在し、$e^+e^-\to\tau^+\tau^-\gamma$ のような過程中で γ が発生することがある。またそれ以外にも、本当の γ ではないがビームと残留ガスとの相互作用によるバックグラウンドにより ECL のカウンターが鳴る場合や、ハドロンシャワーによって ECL カウンターが鳴らされる場合がある。一般にこの場合にはエネルギーが低く、普通 100MeV 以下である。以下、ECL で CsI 結晶のブロックがかたまって入射粒子により鳴っている集まりをクラスターと呼ぶ。高いエネルギー領域では、$\tau^-\to(3h)^- n\pi^0\nu_\tau (n=1,2)$ 崩壊による π^0 によるものが多く占めている。$\tau^-\to(3h)^-\nu_\tau$ 中に存

在するクラスターは、ハドロンがカロリーメータ中で起こしたハドロンシャワーによるもの（0.2GeV 付近）と、ビームガスバックグラウンドが主成分である。

また、「クラスターのエネルギーがある値（E_{th}）以上持つ場合は除去する」という条件によって高いエネルギーを持つクラスターを除くことにする。今回の実験では、荷電粒子が 3 本でそれ以外に γ が存在しない事象を選別することが目的なので、0.2GeV のエネルギーを持つクラスターが存在する事象は、信号のサンプルから除いた。

4.4.3 $\tau^{\pm}\to\pi^{\pm}\pi^{0}\nu_{\tau}$ 事象の除去

$\tau^{\pm}\to\pi^{\pm}\pi^{0}\nu_{\tau}$ 崩壊は大きな崩壊分岐比（25%）を持つ。信号事象には 3 本の荷電粒子が存在するのに、荷電粒子が 1 個しかない $\tau^{\pm}\to\pi^{\pm}\pi^{0}\nu_{\tau}$ 崩壊がバックグラウンドとして含まれるのは、π^0 から崩壊した 2 個の γ のうち少なくとも 1 個が検出器の物質近くで電子対（e^+e^-）を生成し、そのトラックが荷電粒子として数えられるためである。符号の異なる荷電粒子をそれぞれ電子の質量 $M(e)$=0.51GeV と仮定し、その 2 つの荷電粒子の不変質量の分布を見ることにより $\gamma\to e^+e^-$ の事象を容易に判別できる。

具体的には以下のような条件で $\gamma\to e^+e^-$ 事象を判別した。

(1) ビーム軸（衝突点）から離れて崩壊し、トラックの軌跡が V 状の軌跡（V_0 粒子）として観測されていること。

(2) V_0 の方向がシグナル半球と同じであること。

(3) V_0 の子供のトラックの最近接点距離（z 方向）が 1.5cm 以下であること。

(4) xy 平面における V_0 の崩壊の長さ（L_{xy}）が $L_{xy} \geq 2.0cm$ であること。

(5) γ の不変質量が 490MeV $<M_{\pi^-\pi^+}(K_s)<$ 510MeV であること。

という条件を用いて $\gamma\to e^+e^-$ 反応が含まれる事象を除去した。

4.4.4 K_s を含む崩壊事象の除去

$\tau^{\pm}\to K_s\pi^{\pm}\nu_{\tau}$ 崩壊は、K_s が約 69.2%の確率で $\pi^+\pi^-$ に崩壊するので、その一部がバックグラウンドとして残る。ここでは異なる荷電粒子を π と仮定し、以下のようにして K_s らしい信号を選別する。K_s は生成される他の粒子に比べて比較的寿命が長いため（0.09×10^-10s）、ビームの衝突点から比較的離れた地点で崩壊を起こすという特徴を持つ。まず、自明な K_s を選別するために K_s の生成点と崩壊点の位置関係における条件を用いた。再構成する元になる $\pi^+\pi^-$ 粒子に課した条件を以下に記す[12]。

(1) ビーム軸（衝突点）から離れて崩壊し、トラックの軌跡が V 状の軌跡（V_0 粒子）として観測されていること。

(2) V_0 の方向がシグナル半球と同じであること。

(3) V_0 崩壊点における π^+ と π^- のトラックにおいて、最近接点における z 方向の距離の差（z_{dist}）が 1.5cm 以下であること。

(4) xy 平面における V_0 の崩壊の長さ（L_{xy}）が L_{xy} ≥0.5cm であること。

(5) $\pi^+\pi^-$ 対の不変質量が、490MeV $<M_{\pi^-\pi^+}(K_s)<$ 510MeV であること。

4.5 $K\pi$ 識別

実験データに対して、前項までで述べた

- 余計な γ を含む事象の除去
- $\gamma \to e^+e^-$ 事象の除去
- 自明な K_s 信号を含む事象の除去

の条件を用いて選別された $\tau^- \to (3h)^-\nu_\tau$ の候補の数は 4.67M イベントである。ここから信号 $\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ を識別するには、$\pi^\pm$ と $K^\pm$ の識別が重要になる。第 3 章で述べたように Belle では $\pi^\pm$ と $K^\pm$ の識別のために 3 つの装置、エアロジェルチェレンコフカウンター、電離損失（dE/dX）や TOF の情報を持っている。これらの装置の情報を使って荷電粒子が π 粒子らしい確率 $P(\pi/K)$ を求め、これを用いて π と K の識別を行なった。
終状態には 3 本の荷電粒子が存在するので、その荷電粒子のうち何個の粒子が $K^\pm$ または $\pi^\pm$ と識別されているかによって、表 4.3 に示すように、粒子識別の様子を 9 個のカテゴリーに分けた。荷電粒子は 3 個なので、同符号の粒子が 2 個と異符号の粒子が 1 個存在する。同符号の 2 個の粒子のうち、運動量が高い方を X_1^-、低い方を X_2^-、異符号の粒子を X_3^- とする。また、それぞれのカテゴリーを mode1、2、…、10 と呼ぶ。今回解析している $\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ は mode2 と mode3 に対応している ここで、$P(\pi/K)$ が 1 に近いほど $K^\pm$ と比べて $\pi^\pm$ らしく、0 に近いほど $\pi^\pm$ と比べて $K^\pm$ らしいと言える。今回の解析では確率 $P(\pi/K) \geqq 0.6$ 以下を π 粒子、$P(\pi/K) < 0.1$ を K 粒子と識別されているとした。

表 4.3: 荷電粒子 ID による識別の条件と、これらの条件で選ばれた事象数。但し、前項（4.4.4）で説明した K_s を除く強い条件（条件 2）を課していない。$\mathrm{X}_1^+\mathrm{X}_2^+\mathrm{X}_3^-$ の場合も同様である。

mode	X_1^-	X_2^-	X_3^+	条件	事象数
1	π^-	π^-	π^+	$P_1(\pi/K) \geqq 0.6, P_2(\pi/K) \geqq 0.6, P_3(\pi/K) \geqq 0.6$	18,008,557
2	K^-	π^-	π^+	$P_1(\pi/K) < 0.1, P_2(\pi/K) \geqq 0.6, P_3(\pi/K) \geqq 0.6$	1,295,194
3	π^-	K^-	π^+	$P_1(\pi/K) \geqq 0.6, P_2(\pi/K) < 0.1, P_3(\pi/K) \geqq 0.6$	632,012
4	π^-	π^-	K^+	$P_1(\pi/K) \geqq 0.6, P_2(\pi/K) \geqq 0.6, P_3(\pi/K) < 0.1$	791,456
5	K^-	K^-	π^+	$P_1(\pi/K) < 0.1, P_2(\pi/K) < 0.1, P_3(\pi/K) \geqq 0.6$	67,820
6	K^-	π^-	K^+	$P_1(\pi/K) \geqq 0.6, P_2(\pi/K) < 0.1, P_3(\pi/K) < 0.1$	225,072
7	π^-	K^-	K^+	$P_1(\pi/K) \geqq 0.6, P_2(\pi/K) < 0.1, P_3(\pi/K) < 0.1$	93,290
8	K^-	K^-	K^+	$P_1(\pi/K) < 0.1, P_2(\pi/K) < 0.1, P_3(\pi/K) < 0.1$	25,812
10				mode1〜8 以外すべて	4,410,821

荷電粒子 ID による選別では、1,927,206 イベントの $\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 候補を選んだ。この候補に対する $K_s(\pi^+\pi^-)$ の質量分布を図 4.8 に示す。
図 4.7 から分かるように、0.5GeV 付近に $\tau^- \to K_s\pi^-\nu_\tau$ バックグラウンドによる K_s のピークが残っている。これは、自明な K_s のみをカットしたからである。

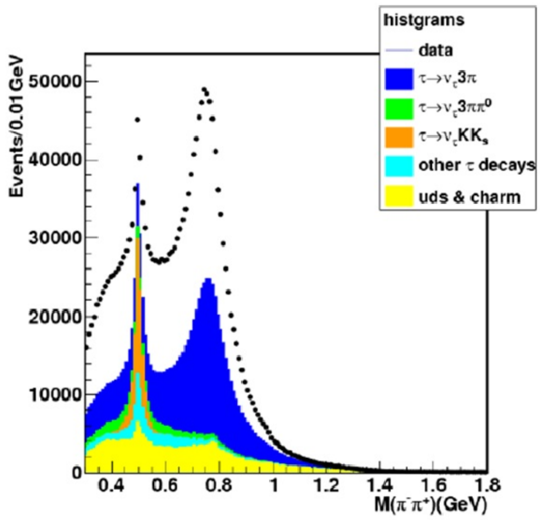


図 4.7: 荷電粒子を $\pi^{\pm}$ とした時の $M(\pi^-\pi^+)$ 分布。オレンジ色のヒストグラムが $\tau^{\pm}\to K_s\pi^{\pm}\nu_\tau$ 崩壊を示す。

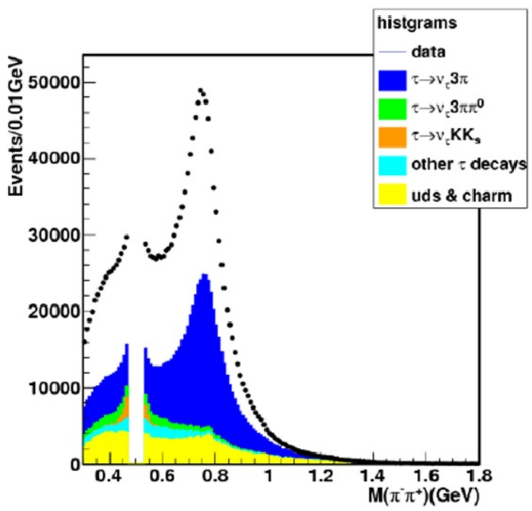


図 4.8: 荷電粒子を $\pi^{\pm}$ とした時の $M(\pi^-\pi^+)$ 分布。470MeV $< M_{\pi^-\pi^+} <$ 530MeV の範囲をカットした。

そこで、さらに条件として、$\pi^+\pi^-$ の不変質量分布が K_s の領域であれば取り除く条件を入れることにする。条件として、470MeV $< M_{\pi^-\pi^+} <$ 530MeV の範囲の事象を全て取り除いた。(図 4.8)

図 4.7 の 470MeV $< M_{\pi^-\pi^+} <$ 530MeV の事象を全て取り除くと、図 4.8 のようになる。470MeV $< M_{\pi^-\pi^+} <$ 530MeV の条件を入れた後の事象の総数を表 4.4 に示す。

以上全ての条件を課して、最終的に 1.7M イベントの $\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊の候補を選択した。これは従来より 3 桁以上多い事象数である。

4.6 バックグラウンドの評価

このようにして選別した崩壊の候補には、まだバックグラウンドが含まれている。このバックグラウンドの中には、τ の別の崩壊モードからくるものと、$\tau^+\tau^-$ 対生成以外のプロセスからくるものがあ

表 4.4: K_s の範囲 (470MeV $< M_{\pi^-\pi^+} <$ 530MeV) を除いた後の事象の総数を表す。

種類	割合 (%)
実験データ	1,711,060
MC($K2\pi$)	2,839,365
MC(3π)	2,746,667
MC($3\pi\pi^0$)	250,557
MC(KK_s)	51,586
MC($K2\pi\pi^0$)	208,475
MC($2K\pi$)	158,167
MC($others$)	281,135
MC(uds)	70,392
MC($charm$)	15,596

り、これらのバックグラウンドの評価が必要である。τ の崩壊モードからくるバックグラウンドの割合は、TAUOLA モンテカルロを用いて評価した。主要なバックグラウンドは $\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ や $\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\pi^0\nu_\tau$ であり、その分岐比は精密に測定されている。一方 $\tau^+\tau^-$ 生成以外のプロセスでバックグラウンドとして残るのは、$e^+e^-\to q\bar{q}(q=u,d,s,c)$ である。この $e^+e^-\to q\bar{q}(q=u,d,s,c)$ の中で粒子数が少ない事象がバックグラウンドとして残る。これらの割合はモンテカルロシミュレーションで正しく再現できないので、$M(K\pi\pi)$ が τ の質量より高い領域を用いてその量を評価した。$e^+e^-\to q\bar{q}(q=u,d,s,c)$ においては補正係数 1.92 をかけたルミノシティ（補正後のルミノシティ）を本解析で用いた。（表 4.5）

データのルミノシティと表 4.5 の補正後のモンテカルロルミノシティを用いて規格化する。

表 4.5: K_s の範囲 (470 $< M_{\pi^-\pi^+} <$ 530(MeV)) を除いた後の事象の総数を表す。

	生成したイベント数	反応断面積	ルミノシティ	補正係数	補正後のルミノシティ
τ	2.87×10^9	0.92nb	$3120fb^{-1}$		
$q\bar{q}(q=u,d,s)$	2.42×10^8	2.09nb	$116fb^{-1}$	1.92	$222fb^{-1}$
$c\bar{c}(charm)$	2.26×10^8	1.30nb	$174fb^{-1}$	1.92	$334fb^{-1}$

ここで、データのルミノシティは表 4.2 より 621.73(fb^{-1}) である。

$$\begin{aligned}\frac{\mathcal{L}_{data}}{\mathcal{L}_\tau} &= 0.199\\ \frac{\mathcal{L}_{data}}{\mathcal{L}_q} &= 2.79\\ \frac{\mathcal{L}_{data}}{\mathcal{L}_c} &= 1.86\end{aligned} \tag{4.2}$$

(4.2) の規格化定数を用いて、$\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊に含まれる主なバックグラウンドの崩壊モードの割合を示す。

$\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$	31.9%
$\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^+\pi^0\nu_\tau$	2.91%
$\tau^- \to K^-K_s\nu_\tau$	0.60%
$\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\pi^0\nu_\tau$	2.42%
$\tau^- \to K^-K^+\pi^-\nu_\tau$	1.84%
$e^+e^- \to q\bar{q}(q = u, d, s)$	11.5%
$e^+e^- \to c\bar{c}$	1.69%

ここに記載している $\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ のバックグラウンドの全てを足し合わせた割合は 52%である。またこれらの結果からわかるように、この $\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊の主要なバックグラウンドは、$\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ から来ており、その割合は 32%である。

4.7 $\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊の質量分布

選別した $\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊の候補の終状態のハドロン系の質量分布を以下に示す。図 4.9 は $K^-\pi^-\pi^+$ 系の不変質量分布である。黒丸はデータで、誤差はわずかである。色つきの領域は前章でモンテカルロから評価したバックグラウンドである。青色のヒストグラムが $\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$、緑色のヒストグラムは $\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^+\pi^0\nu_\tau$、オレンジ色のヒストグラムは $\tau^- \to K^-K_s\nu_\tau$、水色のヒストグラムは τ^- のほかの崩壊、黄色のヒストグラムは $e^+e^- \to q\bar{q}(q = u, d, s, c)$ からの寄与である。$\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ のうちの 3 つの荷電粒子 ($K^-\pi^-\pi^+$) のうち、異なる電荷を持つ 2 つの粒子 ($K^-\pi^-$ と $\pi^-\pi^+$) の系の不変質量分布を順に図 4.10、図 4.11 に示す。$M_{K^-\pi^+}$ 分布では $K^*(890)$ 共鳴によるピークがよく見えている。また、$M_{\pi^-\pi^+}$ 分布では 770MeV 付近に $\rho(770)$ 共鳴のきれいなピークが見えている。470MeV $< M_{\pi^-\pi^+} <$ 530MeV が欠けているのは、K_s を除去するために課した条件のためである。

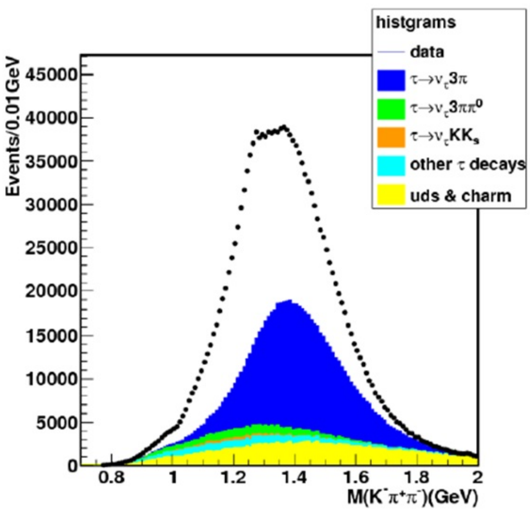


図 4.9: $M(K\pi\pi)$ 分布。黒丸がデータの分布、色つきの領域はモンテカルロシミュレーションで見積もったバックグラウンドである。それぞれの色の意味は、青色のヒストグラムは $\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$、緑色のヒストグラムは $\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^+\pi^0\nu_\tau$、オレンジ色のヒストグラムは $\tau^- \to K^-K_s\nu_\tau$、水色のヒストグラムは τ^- の他の崩壊、黄色のヒストグラムは $e^+e^- \to q\bar{q}(q = u, d, s, c)$ からの寄与である。

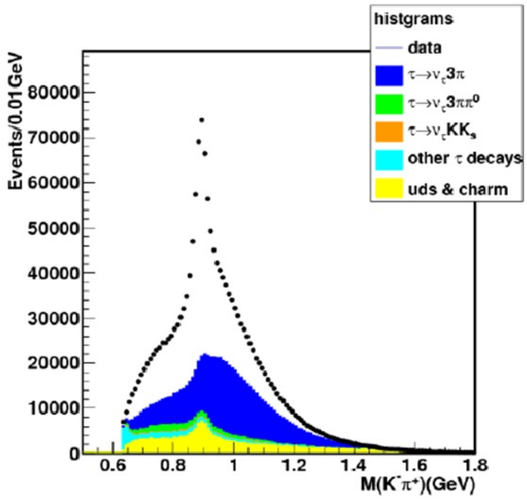


図 4.10: $M(K^-\pi^+)$ 分布。色の定義は図 4.9 と同様である。890MeV 付近に $K^*(890)$ 共鳴によるピークがよく見えている。

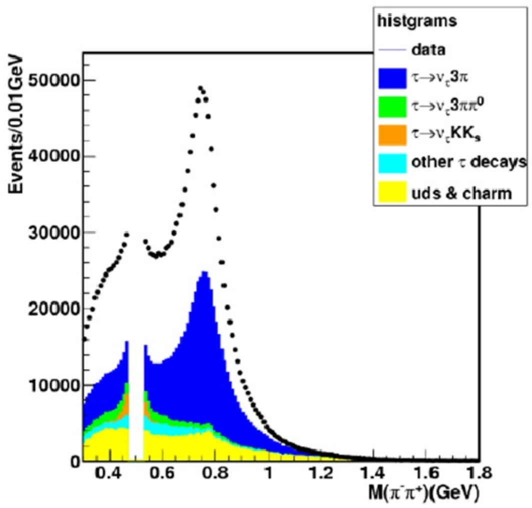


図 4.11: $M(\pi^+\pi^-)$ 分布。色の定義は図 4.9 と同様である。770MeV 付近に $\rho(770)$ 共鳴のきれいなピークが見えている。470MeV $< M_{\pi^-\pi^+} <$ 530MeV が欠けているのは、K_s を除去するために課した条件のためである。

4.8 崩壊角分布

CP 非対称度の測定で重要となる崩壊角 $\cos\beta$ の分布を図 4.12 に示す。黒丸はデータで、バックグラウンドは色つきのヒストグラムで表されている。信号の分布は、$\cos\beta \simeq 0$ が低く、$\cos\beta = \pm 1$ で高くなっている。これは、$\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ の主要な成分である $J^P = 1^+$ の成分からの寄与である。この場合には式 (2.22) にあるように、

$$\frac{3\cos^2\beta - 1}{2} + \text{定数} \tag{4.3}$$

の分布が期待される。

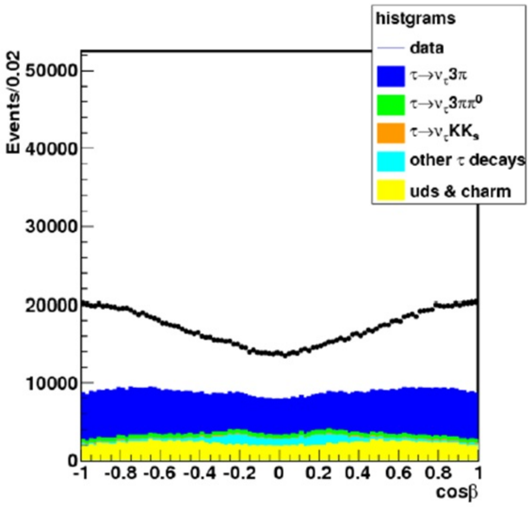


図 4.12: $\cos\beta$ 分布。色の定義は図 4.9 と同様である。$\frac{3\cos^2\beta-1}{2}$ + 定数 の分布が期待される。

また、崩壊角 γ の分布を図 4.13 に示す。

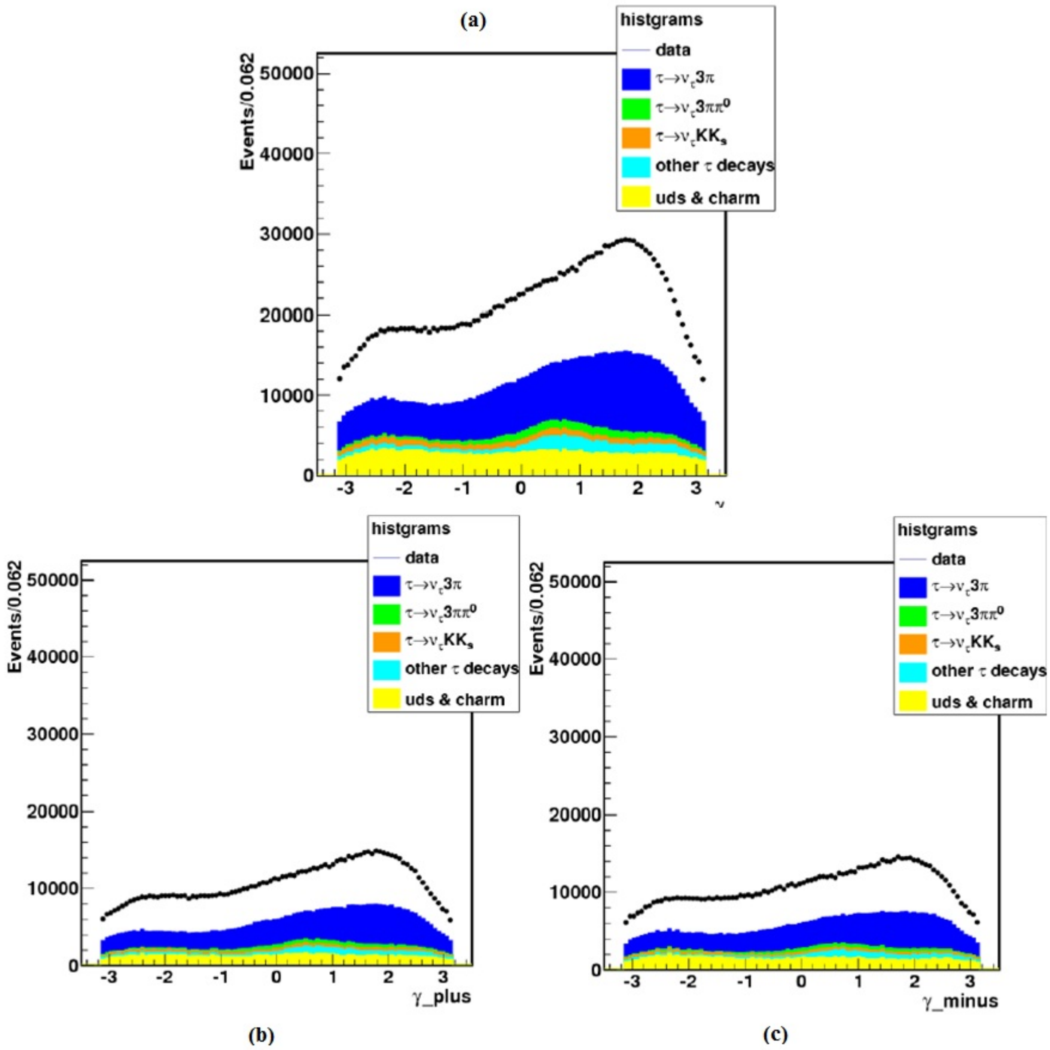


図 4.13: (a) 角 γ の分布。色の定義は図 4.9 と同様である。(b)τ^+ の場合の角 γ の分布。(c)τ^- の場合の角 γ の分布。

(a) の分布は $\tau^\pm$ の崩壊における全事象数を用いた分布である。また、(b) の分布は τ^+ の崩壊における事象数を用いた分布、(c) は τ^- の崩壊における事象数を用いた分布を表している。

また、$\sin\beta\sin\gamma$ と $\sin\beta\cos\gamma$ の分布を示す。

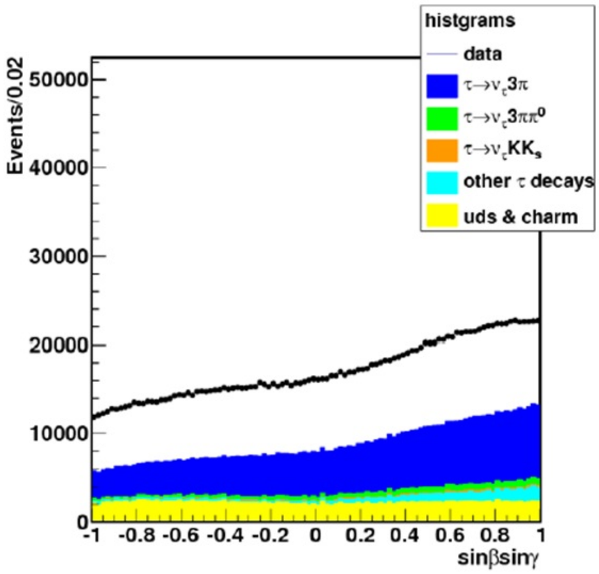


図 4.14: $\sin\beta\sin\gamma$ 分布。色の定義は図 4.9 と同様である。

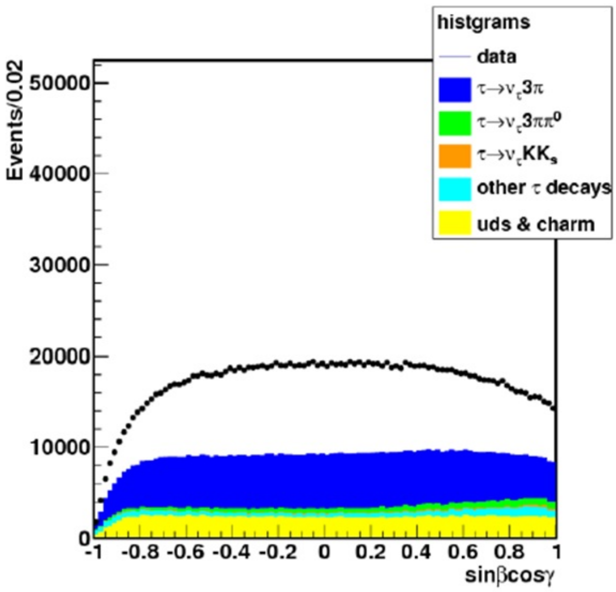


図 4.15: $\sin\beta\cos\gamma$ 分布。色の定義は図 4.9 と同様である。

第5章　モンテカルロシミュレーションによるテスト

本章では、まず検出器のバイアスや τ 粒子対のスピン-スピン相関による非対称度が,、CP 非対称度に影響していないことを確かめるために、モンテカルロ事象を用いた。CP 非対称度の効果を持たないモンテカルロ事象を発生し、測定器の応答をシミュレーションした。本解析過程では、$\sin\beta\sin\gamma$、$\sin\beta\cos\gamma$、$\cos\beta$ に関する 3 種類の CP 非対称度を測定することが可能である。今回、$\sin\beta\sin\gamma$、$\sin\beta\cos\gamma$、$\cos\beta$ に関する CP 非対称度 $A^{(1)}_{CP,j}$、$A^{(2)}_{CP,j}$、$A^{(3)}_{CP,j}$ を 3 つの質量 $M(K\pi\pi)$、$M(K\pi)$、$M(\pi\pi)$ それぞれについて調べた結果について報告する。$\sin\beta\sin\gamma$、$\sin\beta\cos\gamma$ の分布はそれぞれ図 4.14、図 4.15 に、$\cos\beta$ に関する分布は図 4.12 に示した。
以下、j を 3 つの質量 $M(K\pi\pi)$、$M(\pi\pi)$、$M(K\pi)$ の分布の質量ビンとする。

5.1　CP 非対称度の定義

式 (2.30) より、質量 $M(K\pi\pi) = \sqrt{Q^2}$ の $\cos\beta$ に対する前方後方非対称度 $A^{(3)}_{FB}(Q^2_j)$ は次のように書ける。

$$A^{(3)}_{FB}(Q^2_j) \equiv \frac{\int_0^1 \frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_1 ds_2 d\cos\beta} ds_1 ds_2 d\cos\beta - \int_{-1}^0 \frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_1 ds_2 d\cos\beta} ds_1 ds_2 d\cos\beta}{\int_0^1 \frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_1 ds_2 d\cos\beta} ds_1 ds_2 d\cos\beta + \int_{-1}^0 \frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_1 ds_2 d\cos\beta} ds_1 ds_2 d\cos\beta}$$
$$= \frac{N_j(\cos\beta > 0) - N_j(\cos\beta < 0)}{N_j(\cos\beta > 0) + N_j(\cos\beta < 0)} \tag{5.1}$$

式 (5.1) と同様に、$\sin\beta\sin\gamma$、$\sin\beta\cos\gamma$ に対する前方後方非対称度 $A^{(1)}_{FB}(Q^2_j)$、$A^{(2)}_{FB}(Q^2_j)$ は以下のように書ける。

$$A^{(1)}_{FB}(Q^2_j) = \frac{N_j(\sin\beta\sin\gamma > 0) - N_j(\sin\beta\sin\gamma < 0)}{N_j(\sin\beta\sin\gamma > 0) + N_j(\sin\beta\sin\gamma < 0)} \tag{5.2}$$

$$A^{(2)}_{FB}(Q^2_j) = \frac{N_j(\sin\beta\cos\gamma > 0) - N_j(\sin\beta\cos\gamma < 0)}{N_j(\sin\beta\cos\gamma > 0) + N_j(\sin\beta\cos\gamma < 0)} \tag{5.3}$$

ここで、$\cos\beta$ の場合の $N_j(\cos\beta > 0)$ は、j 番目のビンで $\cos\beta > 0$ の領域にある $\tau \to K\pi\pi\nu_\tau$ 崩壊の事象数である。同様に $N_j(\cos\beta < 0)$ は、j 番目のビンで $\cos\beta < 0$ の領域にある $\tau \to K\pi\pi\nu_\tau$ 崩壊の事象数である。これらのことは $\sin\beta\sin\gamma$、$\sin\beta\cos\gamma$ に関しても同様である。また、前方後方非対称度は τ^+ と τ^- に対して存在し、それぞれ同様に表すことができる。
残りの質量 $M(\pi\pi) = \sqrt{s_1}$、$M(K\pi) = \sqrt{s_2}$ に関する前方後方非対称度 $A^{(i)}_{FB}(s_{1,j})$、$A^{(i)}_{FB}(s_{2,j})$ はそれぞれ、式 (5.1) で残りの変数 dQ^2 と ds_2、dQ^2 と ds_1 で積分した量から得られる。

式 (2.32) より、$\cos\beta$ に対する CP 非対称度 $A^{(3)}_{CP}(Q^2_j)$ は、その前方後方非対称度 $A^{(3)}_{FB}(Q^2_j)$ を用

いて次のように書ける。

$$
\begin{aligned}
A^{(3)}_{CP}(Q^2_j) &= \left(A^{(3)}_{FB}(Q^2_j)\right)_{\tau^-} - \left(A^{(3)}_{FB}(Q^2_j)\right)_{\tau^+} \\
&= \left(\frac{\int_0^1 \frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_1 ds_2 d\cos\beta} ds_1 ds_2 d\cos\beta - \int_{-1}^0 \frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_1 ds_2 d\cos\beta} ds_1 ds_2 d\cos\beta}{\int_0^1 \frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_1 ds_2 d\cos\beta} ds_1 ds_2 d\cos\beta + \int_{-1}^0 \frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_1 ds_2 d\cos\beta} ds_1 ds_2 d\cos\beta}\right)_{\tau^-} \\
&\quad - \left(\frac{\int_0^1 \frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_1 ds_2 d\cos\beta} ds_1 ds_2 d\cos\beta - \int_{-1}^0 \frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_1 ds_2 d\cos\beta} ds_1 ds_2 d\cos\beta}{\int_0^1 \frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_1 ds_2 d\cos\beta} ds_1 ds_2 d\cos\beta + \int_{-1}^0 \frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_1 ds_2 d\cos\beta} ds_1 ds_2 d\cos\beta}\right)_{\tau^+} \\
&= \left(\frac{N_j(\cos\beta > 0) - N_j(\cos\beta < 0)}{N_j(\cos\beta > 0) + N_j(\cos\beta < 0)}\right)_{\tau^-} - \left(\frac{N_j(\cos\beta > 0) - N_j(\cos\beta < 0)}{N_j(\cos\beta > 0) + N_j(\cos\beta < 0)}\right)_{\tau^+} \qquad (5.4)
\end{aligned}
$$

また式 (5.4) と同様に、$\sin\beta\sin\gamma$、$\sin\beta\cos\gamma$ に対する CP 非対称度 $A^{(1)}_{CP}(Q^2_j)$、$A^{(2)}_{CP}(Q^2_j)$ は以下の式で表すことができる。

$$
\begin{aligned}
A^{(1)}_{CP}(Q^2_j) &= \left(A^{(1)}_{FB}(Q^2_j)\right)_{\tau^-} - \left(A^{(1)}_{FB}(Q^2_j)\right)_{\tau^+} \\
&= \left(\frac{N_j(\sin\beta\sin\gamma > 0) - N_j(\sin\beta\sin\gamma < 0)}{N_j(\sin\beta\sin\gamma > 0) + N_j(\sin\beta\sin\gamma < 0)}\right)_{\tau^-} - \left(\frac{N_j(\sin\gamma\sin\gamma > 0) - N_j(\sin\beta\sin\gamma < 0)}{N_j(\sin\beta\sin\gamma > 0) + N_j(\sin\beta\sin\gamma < 0)}\right)_{\tau^+}
\end{aligned} \qquad (5.5)
$$

$$
\begin{aligned}
A^{(2)}_{CP}(Q^2_j) &= \left(A^{(2)}_{FB}(Q^2_j)\right)_{\tau^-} - \left(A^{(2)}_{FB}(Q^2_j)\right)_{\tau^+} \\
&= \left(\frac{N_j(\sin\beta\cos\gamma > 0) - N_j(\sin\beta\cos\gamma < 0)}{N_j(\sin\beta\cos\gamma > 0) + N_j(\sin\beta\cos\gamma < 0)}\right)_{\tau^-} - \left(\frac{N_j(\sin\gamma\cos\gamma > 0) - N_j(\sin\beta\cos\gamma < 0)}{N_j(\sin\beta\cos\gamma > 0) + N_j(\sin\beta\cos\gamma < 0)}\right)_{\tau^+}
\end{aligned} \qquad (5.6)
$$

ここで、$\cos\beta$ の場合の $N_j(\cos\beta > 0)$ は、j 番目のビンで $\cos\beta > 0$ の領域にある $\tau\!\to K\pi\pi\nu_\tau$ 崩壊の事象数である。同様に $N_j(\cos\beta < 0)$ は、j 番目のビンで $\cos\beta < 0$ の領域にある $\tau\!\to K\pi\pi\nu_\tau$ 崩壊の事象数である。これらのことは $\sin\beta\sin\gamma$、$\sin\beta\cos\gamma$ に関しても同様であり、τ^+ と τ^- の場合で同様である。

また、残りの質量 $M(\pi\pi) = \sqrt{s_1}$、$M(K\pi) = \sqrt{s_2}$ に関する CP 非対称度 $A^{(i)}_{CP}(s_{1,j})$、$A^{(i)}_{CP}(s_{2,j})$ はそれぞれ、式 (5.5) で残りの 2 つの変数 dQ^2 と ds_2、dQ^2 と ds_1 で積分した量から得られる。

5.2 generator レベルでの前方後方非対称度と CP 非対称度

generator レベルには、完全な検出効率が含まれている。そのため、τ 粒子対のスピン-スピン相関による非対称度について調べることができる。モンテカルロシミュレーションでは CP 非対称度がゼロであることが期待される。

generator レベルでの解析に用いた $\tau^-\!\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象数 N_{τ^-} は 9,410,146±3068 であり、$\tau^+ \to K^+\pi^+\pi^-\nu_\tau$ 事象数 N_{τ^+} は 9,405,593±3066 である。全事象数の差 $(N_{\tau^-} - N_{\tau^+})/(N_{\tau^-} + N_{\tau^+}) = +0.02\%$ である。以下に示す CP 非対称度の図の右上の p^0 は、質量領域の平均 CP 非対称度 $\bar{A}_{CP}$ を表す。

5.2.1 $\cos\beta$ に関する前方後方非対称度と CP 非対称度

式 (2.33)〜式 (2.35) と式 (2.37)〜式 (2.39) より、$\cos\beta$ に関する前方後方非対称度と CP 非対称度は、それぞれ次のように書ける。

$$
\begin{aligned}
A_{FB}^{(3)}(Q^2) &\propto A(Q^2)\int\left[\langle\bar{K}_3\rangle Re(B_1B_2^*) - \langle\bar{K}_2\rangle Re(B_3B_4^*)\right]ds_1ds_2 \\
A_{CP}^{(3)}(Q^2) &\simeq \frac{m_\tau}{\Gamma(Q^2)}\left[A(Q^2)\cos\psi p_1^y p_3^x \mathrm{Re}(F_3)ds_1ds_2d\cos\theta\right]\times f_H\mathrm{Im}(\eta_p)
\end{aligned}
$$

よって、$\cos\beta$ に関する前方後方非対称度 $A_{FB}^{(3)}$ には B_1(ベクター) と B_2^*(ベクター) の干渉項が寄与しており、CP 非対称度 $A_{CP}^{(3)}$ には B_3(軸ベクター) と B_4^*(スカラー) の干渉項が寄与していることがわかる。

(a) に τ^- と τ^+ に対する generator レベルでの β に対する前方後方非対称度 $A_{FB,j}^{(3)(-)}$ 及び $A_{FB,j}^{(3)(+)}$ の質量依存性を示す。質量としては、上から $M_{K^-\pi^-\pi^+}$、$M_{K^-\pi^+}$、$M_{\pi^-\pi^+}$ の順に並んでいる。緑色は τ^- に対する非対称度 $A_{FB,j}^{(3)(-)}$ を表し、赤色は τ^+ に対する非対称度 $A_{FB,j}^{(3)(+)}$ を表している。また、(b) はこの両者の差として求めた CP 非対称度 $A_{CP,j}^{(3)}$ を示す。

これより先の全ての図のエラーバーは統計誤差である。(a)、(b) どちらの列も上から順に $M_{K^-\pi^-\pi^+}$、$M_{K^-\pi^+}$、$M_{\pi^-\pi^+}$ と並んでいる。

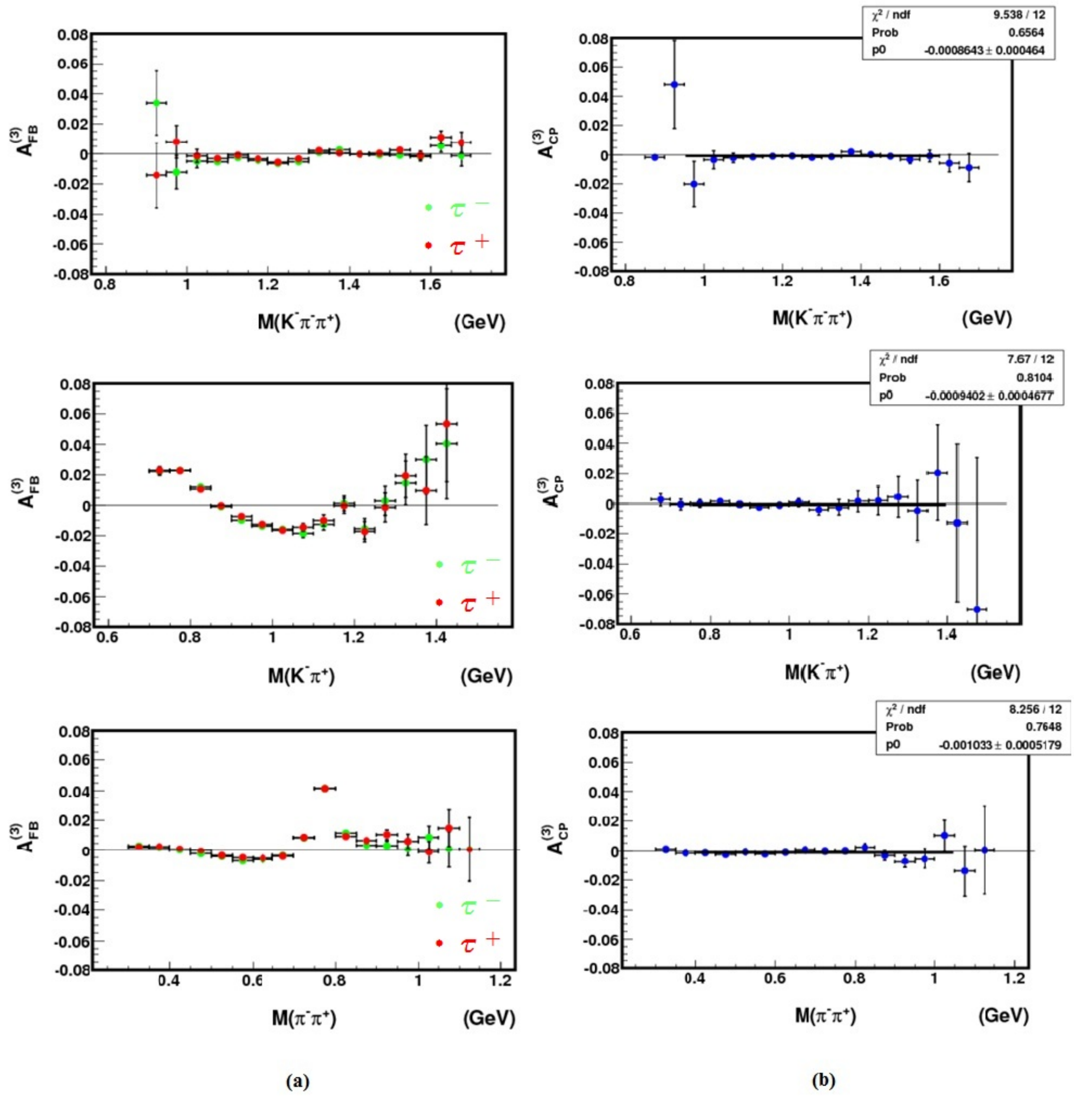


図 5.1: (a)generator レベルの $\cos\beta$ に関する前方後方非対称度の質量依存性 (b)generator レベルの $\cos\beta$ に関する CP 非対称度の質量依存性

ここで、以上の結果を定量的に評価するために、χ^2 検定の方法を用いて、「結果が CP 非対称度ゼロという仮定」と統計的にどれだけ無矛盾であるかを評価する。そのために、結果を $A_{CP} = a$(一定) という関数をフィットし χ^2 を求めた。ここで確率 ($prob$) は

$$prob = \int_{\chi^2}^{\infty} f(z, ndf)dz \tag{5.7}$$

で定義されている量で、ここで $f(z, ndf)$ は χ^2 の確率分布関数である。$prob \geq 0.01$ であればその過程がもっともらしく、$prob < 0.01$ であればその過程が正しくないことを意味している。以降の χ^2 検定も同様の定義で行う。

以下の表に、崩壊モードと質量の種類、χ^2/ndf、$prob$(確率)、$\bar{A}_{CP}$(CP 非対称度 A_{CP} の平均値)を示す。

よって、generator レベルの $\cos\beta$ に関して、CP 非対称度がゼロという仮定に無矛盾であると言える。

	崩壊モード	質量	χ^2/ndf	prob	$\bar{A}_{CP}$	図の番号
generator レベル	$\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$	$M(K\pi\pi)$	9.538/12	0.66	-0.0009 ± 0.0005	図 5.1
		$M(K\pi)$	7.67/12	0.81	-0.0009 ± 0.0005	
		$M(\pi\pi)$	8.256/12	0.76	-0.0010 ± 0.0005	

5.2.2 $\sin\beta\sin\gamma$ に関する前方後方非対称度と CP 非対称度

式 (2.33)〜式 (2.35) と式 (2.37)〜式 (2.39) より、$\sin\beta\sin\gamma$ に関する前方後方非対称度と CP 非対称度は、それぞれ次のように書ける。

$$A_{FB}^{(1)}(Q^2) \propto A(Q^2)\int\left[\langle\bar{K}_3\rangle Re(B_1B_3^*) - \langle\bar{K}_2\rangle Re(B_2B_4^*)\right]ds_1ds_2$$

$$A_{CP}^{(1)}(Q^2) \simeq \frac{m_\tau}{\Gamma(Q^2)}\left[\int\frac{A(Q^2)}{\sqrt{Q^2}}\cos\psi p_1^y \mathrm{Im}(F_1 - F_2)ds_1ds_2d\cos\theta\right]\times f_H\mathrm{Im}(\eta_p)$$

よって、$\sin\beta\sin\gamma$ に関する前方後方非対称度 $A_{FB}^{(1)}$ には B_1(ベクター) と B_3^*(軸ベクター) の干渉項が寄与しており、CP 非対称度 $A_{CP}^{(1)}$ には B_2(ベクター) と B_4^*(スカラー) の干渉項が寄与していることがわかる。

(a) に τ^- と τ^+ に対する generator レベルでの $\sin\beta\sin\gamma$ に対する前方後方非対称度 $A_{FB,j}^{(1)(-)}$ 及び $A_{FB,j}^{(1)(+)}$ の質量依存性を示す。緑色は τ^- に対する非対称度 $A_{FB,j}^{(1)(-)}$ を表し、赤色は τ^+ に対する非対称度 $A_{FB,j}^{(1)(+)}$ を表している。また、(b) はこの両者の差として求めた CP 非対称度 $A_{CP,j}^{(1)}$ を示す。

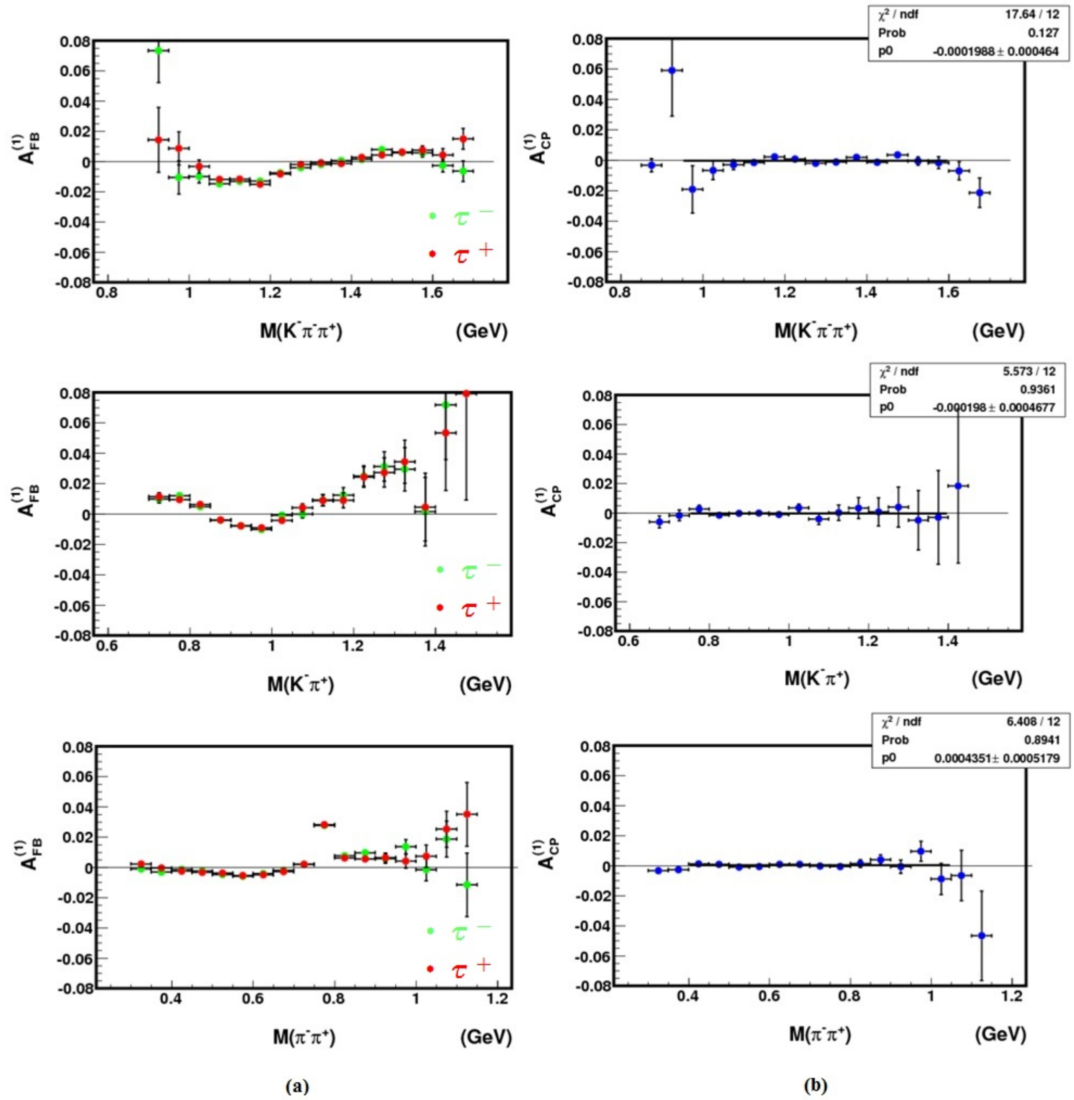


図 5.2: (a)generator レベルの $\sin\beta\sin\gamma$ に関する前方後方非対称度の質量依存性 (b)generator レベルの $\sin\beta\sin\gamma$ に関する CP 非対称度の質量依存性

以下の表に $\sin\beta\sin\gamma$ に関する CP 非対称度の χ^2 検定の結果を示す。
よって、generator レベルの $\sin\beta\sin\gamma$ に関して、CP 非対称度がゼロという仮定に無矛盾であること

	崩壊モード	質量	χ^2/ndf	prob	$\bar{A}_{CP}$	図の番号
generator レベル	$\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$	$M(K\pi\pi)$	17.64/12	0.13	-0.0002 ± 0.0005	図 5.2
		$M(K\pi)$	5.573/12	0.94	-0.0002 ± 0.0005	
		$M(\pi\pi)$	6.408/12	0.89	-0.0004 ± 0.0005	

が言える。

5.2.3 $\sin\beta\cos\gamma$ に関する前方後方非対称度と CP 非対称度

式 (2.33)〜式 (2.35) と式 (2.37)〜式 (2.39) より、$\sin\beta\cos\gamma$ に関する前方後方非対称度と CP 非対称度は、それぞれ次のように書ける。

$$A^{(2)}_{FB}(Q^2) \propto A(Q^2)\int\left[\langle\bar{K}_3\rangle Re(B_2B_3^*) - \langle\bar{K}_2\rangle Re(B_1B_4^*)\right]ds_1ds_2$$
$$A^{(2)}_{CP}(Q^2) \simeq \frac{m_\tau}{\Gamma(Q^2)}\left[\int\frac{A(Q^2)}{\sqrt{Q^2}}\cos\psi\mathrm{Im}[F_1(p_1-p_3)^x + F_2(p_2-p_3)^x]ds_1ds_2d\cos\theta\right] \quad \times f_H\mathrm{Im}(\eta_p)$$

よって、$\sin\beta\cos\gamma$ に関する前方後方非対称度 $A^{(2)}_{FB}$ には B_2(ベクター) と B_3^*(軸ベクター) の干渉項が寄与しており、CP 非対称度 $A^{(1)}_{CP}$ には B_1(ベクター) と B_4^*(スカラー) の干渉項が寄与していることがわかる。

(a) に τ^- と τ^+ に対する generator レベルでの $\sin\beta\cos\gamma$ に対する前方後方非対称度 $A^{(2)(-)}_{FB,j}$ 及び $A^{(2)(+)}_{FB,j}$ の質量依存性を示す。緑色は τ^- に対する非対称度 $A^{(2)(-)}_{FB,j}$ を表し、赤色は τ^+ に対する非対称度 $A^{(2)(+)}_{FB,j}$ を表している。また、(b) はこの両者の差として求めた CP 非対称度 $A^{(2)}_{CP,j}$ を示す。

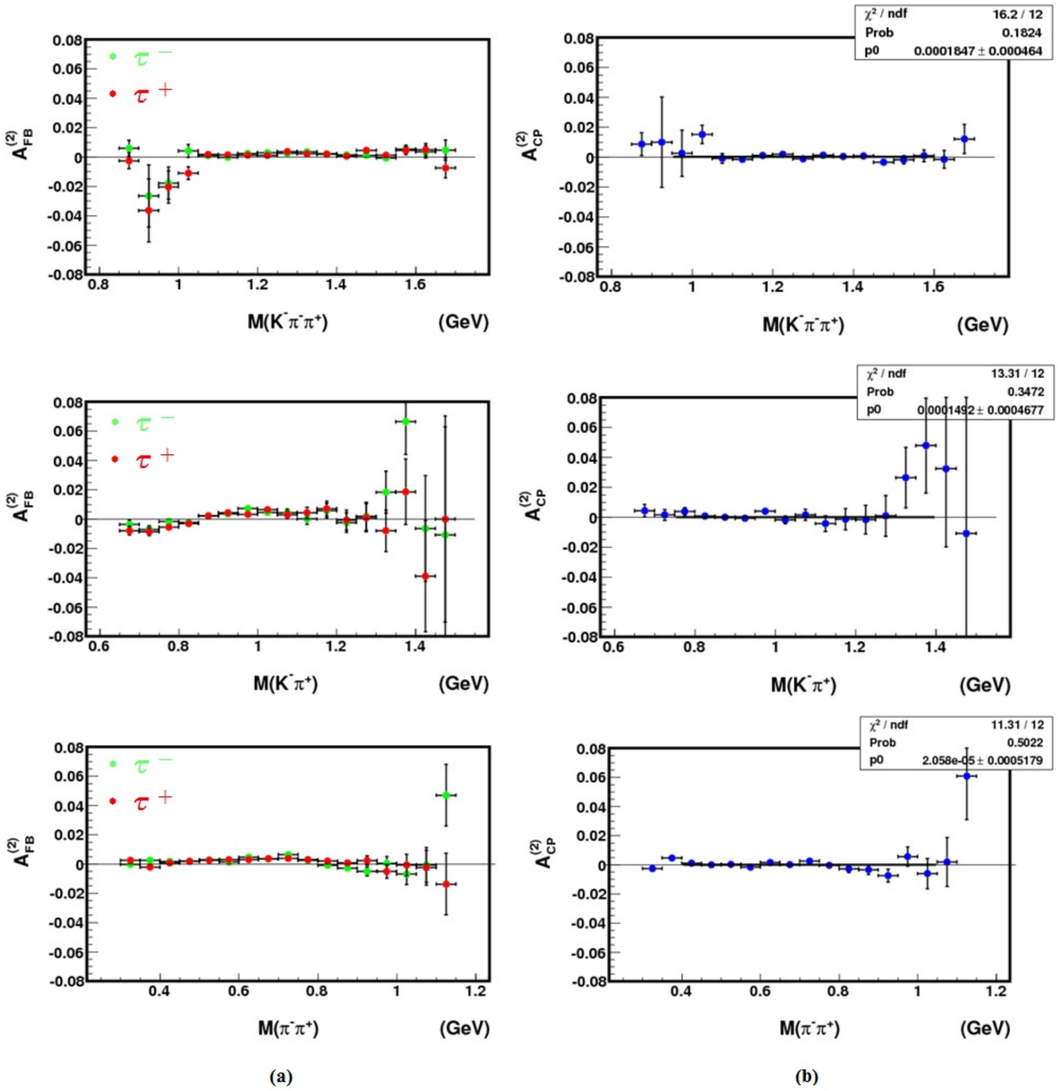


図 5.3: (a)generator レベルの $\sin\beta\cos\gamma$ に関する前方後方非対称度の質量依存性 (b)generator レベルの $\sin\beta\cos\gamma$ に関する CP 非対称度の質量依存性

以下の表に $\sin\beta\cos\gamma$ に関する CP 非対称度の χ^2 検定の結果を示す。

よって、generator レベルの $\sin\beta\cos\gamma$ に関して、CP 非対称度がゼロという仮定に無矛盾であるこ

	崩壊モード	質量	χ^2/ndf	prob	$\bar{A}_{CP}$	図の番号
generator レベル	$\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$	$M(K\pi\pi)$	16.2/12	0.18	0.0002 ± 0.0005	図 5.3
		$M(K\pi)$	13.31/12	0.35	0.0001 ± 0.0005	
		$M(\pi\pi)$	11.31/12	0.50	0.00002 ± 0.0005	

とが言える。

5.3 観測レベルにおける前方後方非対称度と CP 非対称度

観測レベルには検出器のシミュレーションが含まれている。モンテカルロシミュレーションには CP 非対称度の効果が含まれていないので観測レベルの事象を用いて、検出器による影響を調べる。モンテカルロシミュレーションでは CP 非対称度がゼロであることが期待される。観測レベルでの解析に用いた $\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象数 N_{τ^-} は 1,410,729±1195 であり、$\tau^+ \to K^+\pi^+\pi^-\nu_\tau$ 事象数 N_{τ^+} は 1,428,636±1187 である。全事象数の差 $(N_{\tau^-} - N_{\tau^+})/(N_{\tau^-} + N_{\tau^+}) = -0.63\%$ である。

5.3.1 $\cos\beta$ に関する前方後方非対称度と CP 非対称度

式 (2.33)〜式 (2.35) と式 (2.37)〜式 (2.39) より、$\cos\beta$ に関する前方後方非対称度と CP 非対称度は、それぞれ次のように書ける。

$$A^{(3)}_{FB}(Q^2) \propto A(Q^2) \int \left[\langle \bar{K}_3 \rangle Re(B_1 B_2^*) - \langle \bar{K}_2 \rangle Re(B_3 B_4^*) \right] ds_1 ds_2$$

$$A^{(3)}_{CP}(Q^2) \simeq \frac{m_\tau}{\Gamma(Q^2)} \left[A(Q^2) \cos\psi p_1^y p_3^x \mathrm{Re}(F_3) ds_1 ds_2 d\cos\theta \right] \times f_H \mathrm{Im}(\eta_p)$$

よって、$\cos\beta$ に関する前方後方非対称度 $A^{(3)}_{FB}$ には B_1(ベクター) と B_2^*(ベクター) の干渉項が寄与しており、CP 非対称度 $A^{(3)}_{CP}$ には B_3(軸ベクター) と B_4^*(スカラー) の干渉項が寄与していることがわかる。

(a) に τ^- と τ^+ に対する観測レベルでの $\cos\beta$ に対する前方後方非対称度 $A^{(3)(-)}_{FB,j}$ 及び $A^{(3)(+)}_{FB,j}$ の質量依存性を示す。緑色は τ^- に対する非対称度 $A^{(3)(-)}_{FB,j}$ を表し、赤色は τ^+ に対する非対称度 $A^{(3)(+)}_{FB,j}$ を表している。また、(b) はこの両者の差として求めた CP 非対称度 $A^{(3)}_{CP,j}$ を示す。

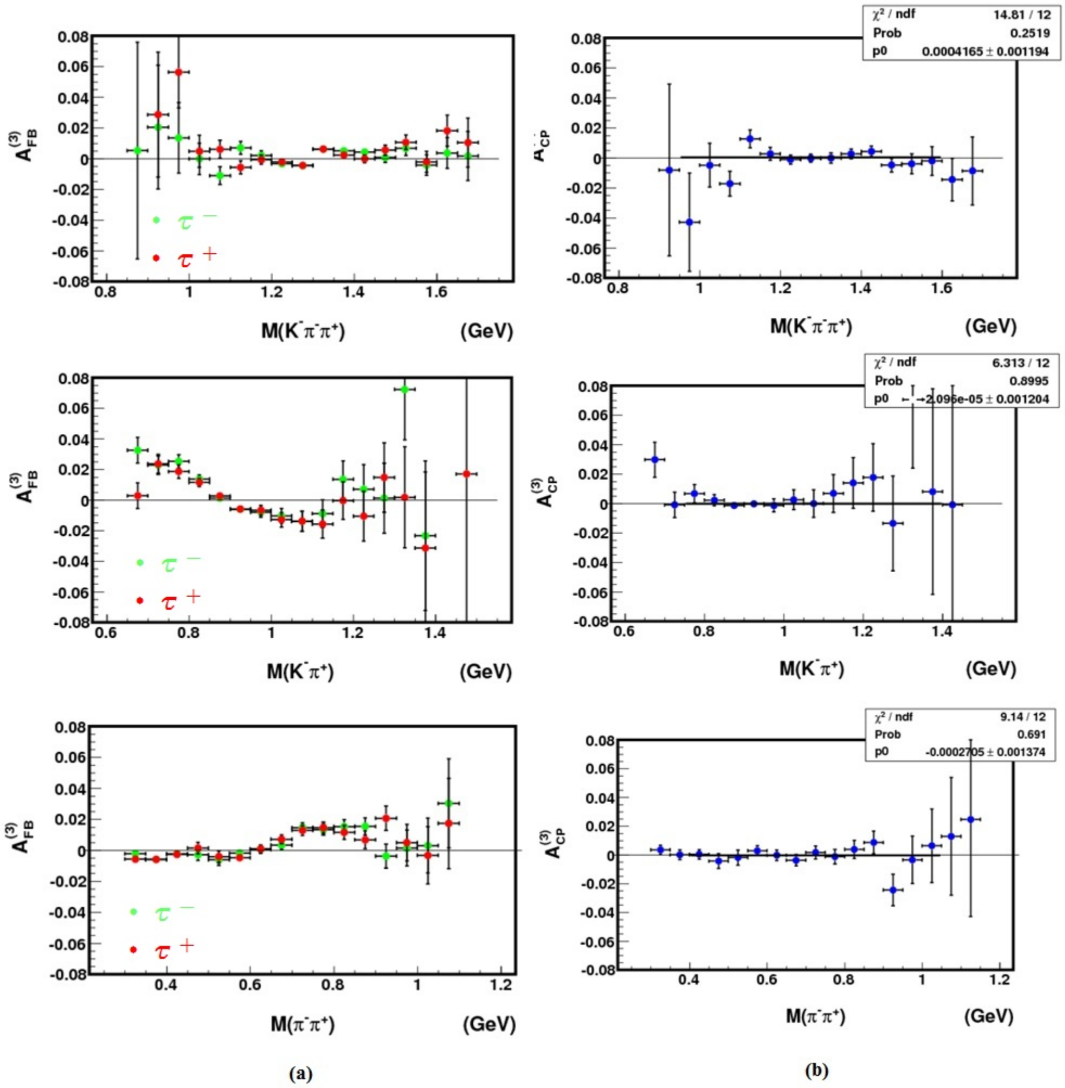


図 5.4: (a) 観測レベルの $\cos\beta$ に関する前方後方非対称度の質量依存性 (b) 観測レベルの $\cos\beta$ に関する CP 非対称度の質量依存性

以下の表に $\cos\beta$ に関する CP 非対称度の χ^2 検定の結果を示す。
よって、観測レベルの $\cos\beta$ に関して、CP 非対称度がゼロという仮定に無矛盾であることが言える。

	崩壊モード	質量	χ^2/ndf	prob	$\bar{A}_{CP}$	図の番号
観測レベル	$\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$	$M(K\pi\pi)$	14.81/12	0.25	0.0004 ± 0.0012	図 5.4
		$M(K\pi)$	6.313/12	0.90	-0.00002 ± 0.0012	
		$M(\pi\pi)$	9.14/12	0.69	-0.0003 ± 0.0014	

5.3.2 $\sin\beta\sin\gamma$ に関する前方後方非対称度と CP 非対称度

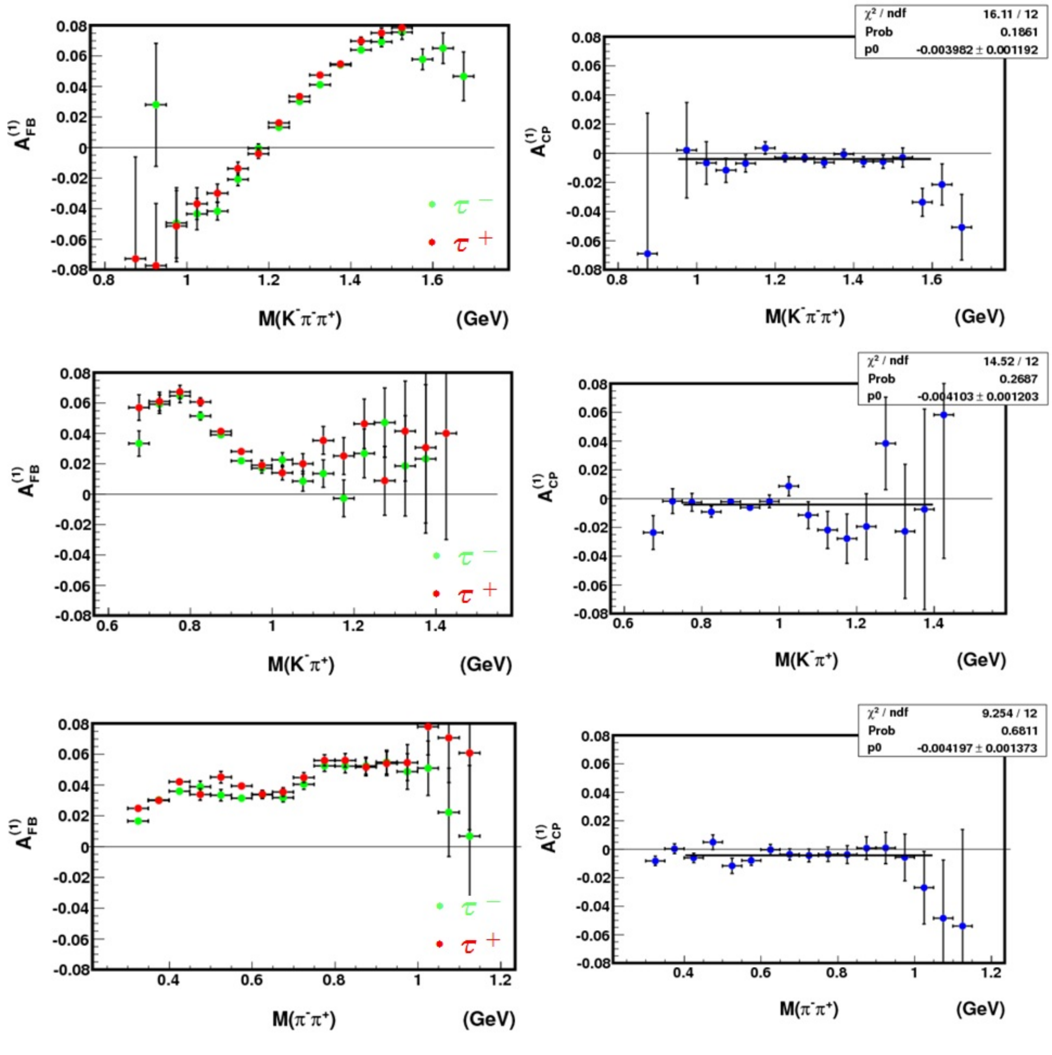
式 (2.33)〜式 (2.35) と式 (2.37)〜式 (2.39) より、$\sin\beta\sin\gamma$ に関する前方後方非対称度と CP 非対称度は、それぞれ次のように書ける。

$$A_{FB}^{(1)}(Q^2) \propto A(Q^2)\int\Big[\langle\bar{K}_3\rangle Re(B_1B_3^*) - \langle\bar{K}_2\rangle Re(B_2B_4^*)\Big]ds_1ds_2$$

$$A_{CP}^{(1)}(Q^2) \simeq \frac{m_\tau}{\Gamma(Q^2)}\Big[\int\frac{A(Q^2)}{\sqrt{Q^2}}\cos\psi p_1^y \mathrm{Im}(F_1-F_2)ds_1ds_2d\cos\theta\Big]\times f_H\mathrm{Im}(\eta_p)$$

よって、$\sin\beta\sin\gamma$ に関する前方後方非対称度 $A_{FB}^{(1)}$ には B_1(ベクター) と B_3^*(軸ベクター) の干渉項が寄与しており、CP 非対称度 $A_{CP}^{(1)}$ には B_2(ベクター) と B_4^*(スカラー) の干渉項が寄与していることがわかる。

(a) に τ^- と τ^+ に対する観測レベルでの $\sin\beta\sin\gamma$ に対する前方後方非対称度 $A_{FB,j}^{(1)(-)}$ 及び $A_{FB,j}^{(1)(+)}$ の質量依存性を示す。緑色は τ^- に対する非対称度 $A_{FB,j}^{(1)(-)}$ を表し、赤色は τ^+ に対する非対称度 $A_{FB,j}^{(1)(+)}$ を表している。また、(b) はこの両者の差として求めた CP 非対称度 $A_{CP,j}^{(1)}$ を示す。以下の表に $\sin\beta\sin\gamma$ に関する CP 非対称度の χ^2 検定の結果を示す。



(a) (b)

図 5.5: (a) 観測レベルの $\sin\beta\sin\gamma$ に関する前方後方非対称度の質量依存性 (b) 観測レベルの $\sin\beta\sin\gamma$ に関する CP 非対称度の質量依存性

	崩壊モード	質量	χ^2/ndf	prob	$\bar{A}_{CP}$	図の番号
観測レベル	$\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$	$M(K\pi\pi)$	16.11/12	0.19	-0.0040 ± 0.0012	図 5.5
		$M(K\pi)$	14.52/12	0.27	-0.0041 ± 0.0012	
		$M(\pi\pi)$	9.254/12	0.68	-0.0042 ± 0.0014	

よって、観測レベルの $\sin\beta\sin\gamma$ に関して、CP 非対称度がゼロという仮定に無矛盾であることが言える。

5.3.3 $\sin\beta\cos\gamma$ に関する前方後方非対称度と CP 非対称度

式 (2.33)〜式 (2.35) と式 (2.37)〜式 (2.39) より、$\sin\beta\cos\gamma$ に関する前方後方非対称度と CP 非対称度は、それぞれ次のように書ける。

$$A_{FB}^{(2)}(Q^2) \propto A(Q^2)\int\left[\langle\bar{K}_3\rangle Re(B_2B_3^*) - \langle\bar{K}_2\rangle Re(B_1B_4^*)\right]ds_1ds_2$$

$$A_{CP}^{(2)}(Q^2) \simeq \frac{m_\tau}{\Gamma(Q^2)}\left[\int\frac{A(Q^2)}{\sqrt{Q^2}}\cos\psi\mathrm{Im}[F_1(p_1-p_3)^x + F_2(p_2-p_3)^x]ds_1ds_2d\cos\theta\right]\times f_H\mathrm{Im}(\eta_p)$$

よって、$\sin\beta\cos\gamma$ に関する前方後方非対称度 $A_{FB}^{(2)}$ には B_2(ベクター) と B_3^*(軸ベクター) の干渉項が寄与しており、CP 非対称度 $A_{CP}^{(2)}$ には B_1(ベクター) と B_4^*(スカラー) の干渉項が寄与していることがわかる。

(a) に τ^- と τ^+ に対する観測レベルでの $\sin\beta\cos\gamma$ に対する前方後方非対称度 $A_{FB,j}^{(2)(-)}$ 及び $A_{FB,j}^{(2)(+)}$ の質量依存性を示す。緑色は τ^- に対する非対称度 $A_{FB,j}^{(2)(-)}$ を表し、赤色は τ^+ に対する非対称度 $A_{FB,j}^{(2)(+)}$ を表している。また、(b) はこの両者の差として求めた CP 非対称度 $A_{CP,j}^{(2)}$ を示す。

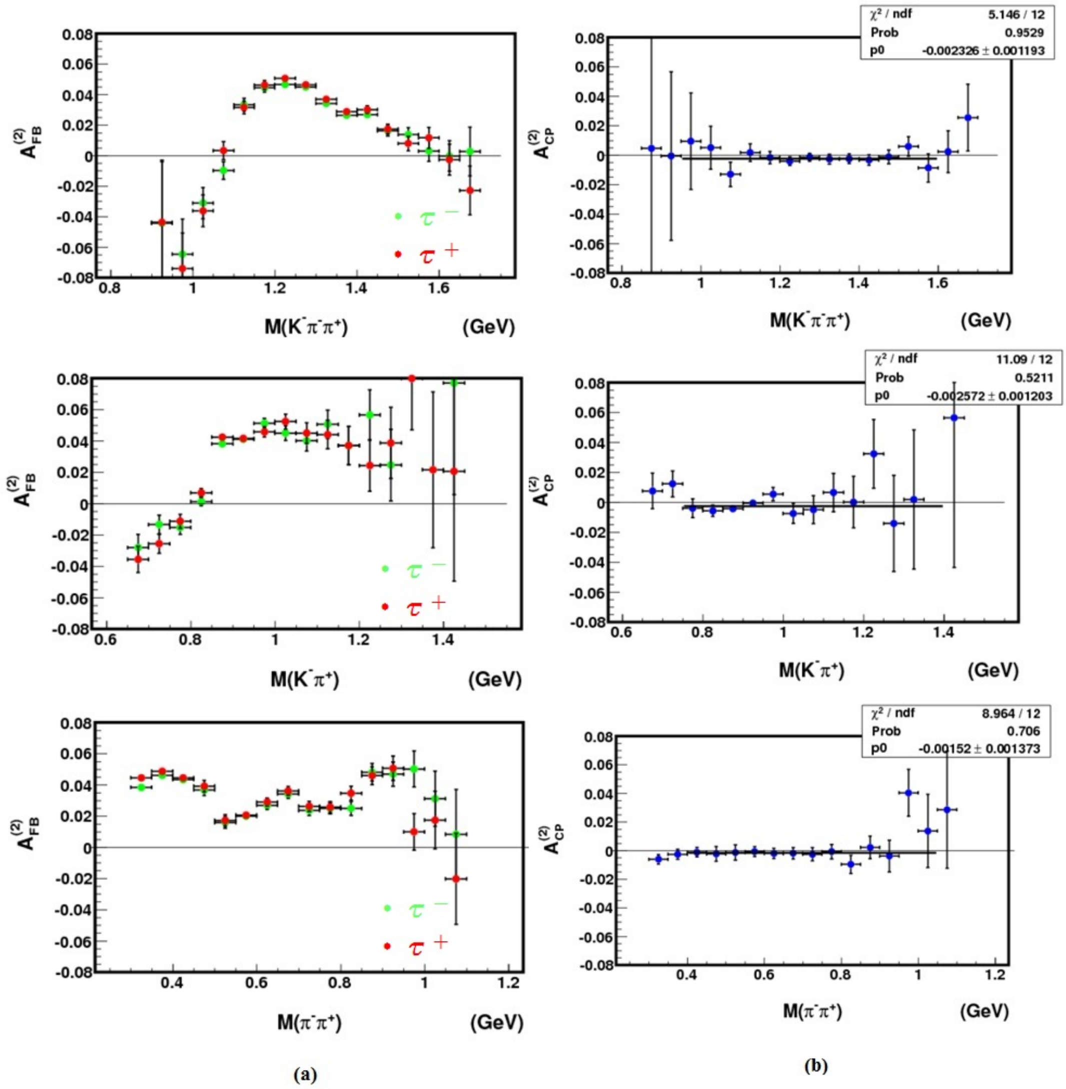


図 5.6: (a) 観測レベルの $\sin\beta\cos\gamma$ に関する前方後方非対称度の質量依存性 (b) 観測レベルの $\sin\beta\cos\gamma$ に関する CP 非対称度の質量依存性

以下の表に $\sin\beta\cos\gamma$ に関する CP 非対称度の χ^2 検定の結果を示す。

	崩壊モード	質量	χ^2/ndf	prob	$\bar{A}_{CP}$	図の番号
観測レベル	$\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$	$M(K\pi\pi)$	5.146/12	0.95	-0.0023 ± 0.0012	図 5.6
		$M(K\pi)$	11.09/12	0.52	-0.0026 ± 0.0012	
		$M(\pi\pi)$	8.964/12	0.71	-0.0015 ± 0.0014	

よって、観測レベルの $\sin\beta\cos\gamma$ に関して、CP 非対称度がゼロという仮定に無矛盾であることが言える。

本章では、モンテカルロシミュレーションを用いた $\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊での $\sin\beta\sin\gamma$、$\sin\beta\cos\gamma$、$\cos\beta$ に関する前方後方非対称度と CP 非対称度の検証結果を示した。generator レベルと観測レベルは共に非対称度が 0%であることが確認できた。これは、スピン-スピン相関の影響や検出効率の非対称性、e^+e^- 前方後方非対称度の影響が無視できることを意味する。

次章で、データを用いて調べた $\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊での CP 非対称度について示す。

第6章　データにおけるCP非対称度の測定結果

本章では、$\sin\beta\sin\gamma$、$\sin\beta\cos\gamma$、$\cos\beta$ の 3 種類の CP 非対称度 $A^{(1)}_{CP,j}$、$A^{(2)}_{CP,j}$、$A^{(3)}_{CP,j}$ について、データを用いて測定した結果を報告する。

今回 $\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象と、$\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象について調べた。$\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象は、$\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象に約 32%含まれる主なバックグラウンドである。これは、本当のシグナルは $\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊であるが、π^- を K^- と間違って識別してしまい、$\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ のシグナルとして現れることで生じるバックグラウンドである。$\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象を調べることで、バックグラウンドの影響を調べる。

今回の解析で用いた $\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ の事象数 N_{τ^-} は 854,862±925 であり、$\tau^+\to K^+\pi^+\pi^-\nu_\tau$ の事象数 N_{τ^+} は 856,198±925 である。全事象数の差 $(N_{\tau^-}-N_{\tau^+})/(N_{\tau^-}+N_{\tau^+})=+0.08\%$ である。

6.1　$\cos\beta$ に関する前方後方非対称度及び CP 非対称度

式 (2.33)〜式 (2.35) と式 (2.37)〜式 (2.39) より、$\cos\beta$ に関する前方後方非対称度と CP 非対称度は、それぞれ次のように書ける。

$$A^{(3)}_{FB}(Q^2)\propto A(Q^2)\int\left[\langle\bar{K}_3\rangle Re(B_1B_2^*)-\langle\bar{K}_2\rangle Re(B_3B_4^*)\right]ds_1ds_2$$
$$A^{(3)}_{CP}(Q^2)\simeq\frac{m_\tau}{\Gamma(Q^2)}\left[A(Q^2)\cos\psi p_1^y p_3^x \mathrm{Re}(F_3)ds_1ds_2d\cos\theta\right]\times f_H\mathrm{Im}(\eta_p)$$

よって、$\cos\beta$ に関する前方後方非対称度 $A^{(3)}_{FB}$ には B_1(ベクター) と B_2^*(ベクター) の干渉項が寄与しており、CP 非対称度 $A^{(3)}_{CP}$ には B_3(軸ベクター) と B_4^*(スカラー) の干渉項が寄与していることがわかる。

6.1.1　$\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象での前方後方非対称度と CP 非対称度

(a) に τ^- と τ^+ に対するデータでの $\cos\beta$ に関する前方後方非対称度 $A^{(3)(-)}_{FB,j}$ 及び $A^{(3)(+)}_{FB,j}$ の質量依存性を示す。緑色は τ^- に対する非対称度 $A^{(3)(-)}_{FB,j}$ を表し、赤色は τ^+ に対する非対称度 $A^{(3)(+)}_{FB,j}$ を表している。また、(b) はこの両者の差として求めた CP 非対称度 $A^{(3)}_{CP,j}$ を示す。

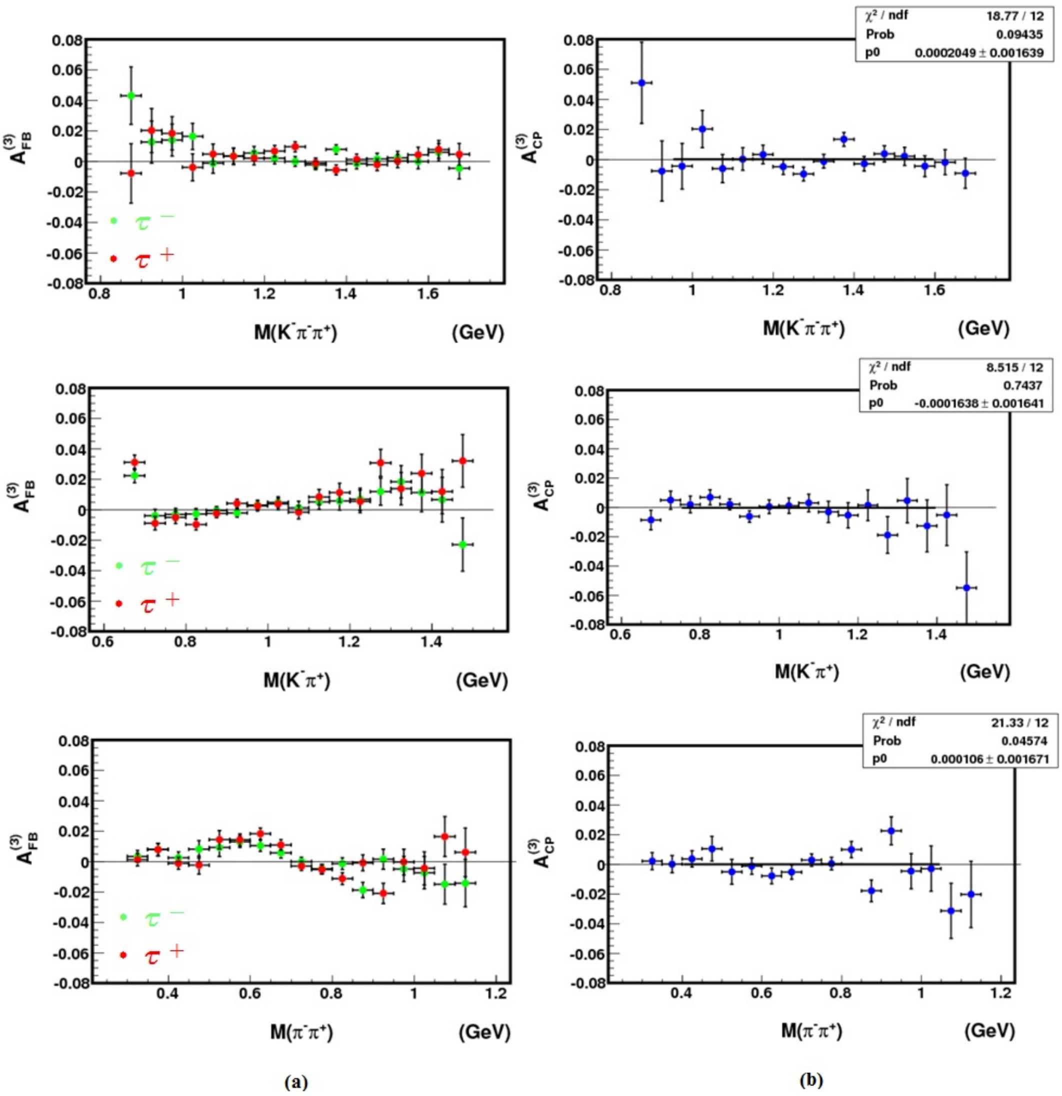


図 6.1: (a)$\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象の $\cos\beta$ に関する前方後方非対称度の質量依存性 (b)$\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象の $\cos\beta$ に関する CP 非対称度の質量依存性

以下の表に、第 5 章と同様にして求めた χ^2 検定の結果を示す。
よって、データを用いた $\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ での $\cos\beta$ に関して、CP 非対称度がゼロという仮定に無

崩壊モード	質量	χ^2/ndf	prob	$\bar{A}_{CP}$	図の番号
$\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$	$M(K\pi\pi)$	18.77/12	0.09	0.0002 ± 0.0016	図 6.1
	$M(K\pi)$	8.515/12	0.74	-0.0002 ± 0.0016	
	$M(\pi\pi)$	21.33/12	0.05	0.0001 ± 0.0017	

矛盾であることが言える。

6.1.2 $\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象での前方後方非対称度と CP 非対称度

$\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象は、$\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象に約 32%含まれる主なバックグラウンドである。これは、本当のシグナルは $\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊であるが、π^- を K^- と間違って識別してしまい、$\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ のシグナルとして現れることで生じるバックグラウンドである。

(a) に τ^- と τ^+ に対する観測レベルでの $\cos\beta$ に対する前方後方非対称度 $A^{(3)(-)}_{FB,j}$ 及び $A^{(3)(+)}_{FB,j}$ の質量依存性を示す。緑色は τ^- に対する非対称度 $A^{(3)(-)}_{FB,j}$ を表し、赤色は τ^+ に対する非対称度 $A^{(3)(+)}_{FB,j}$ を表している。また、(b) はこの両者の差として求めた CP 非対称度 $A^{(3)}_{CP,j}$ を示す。

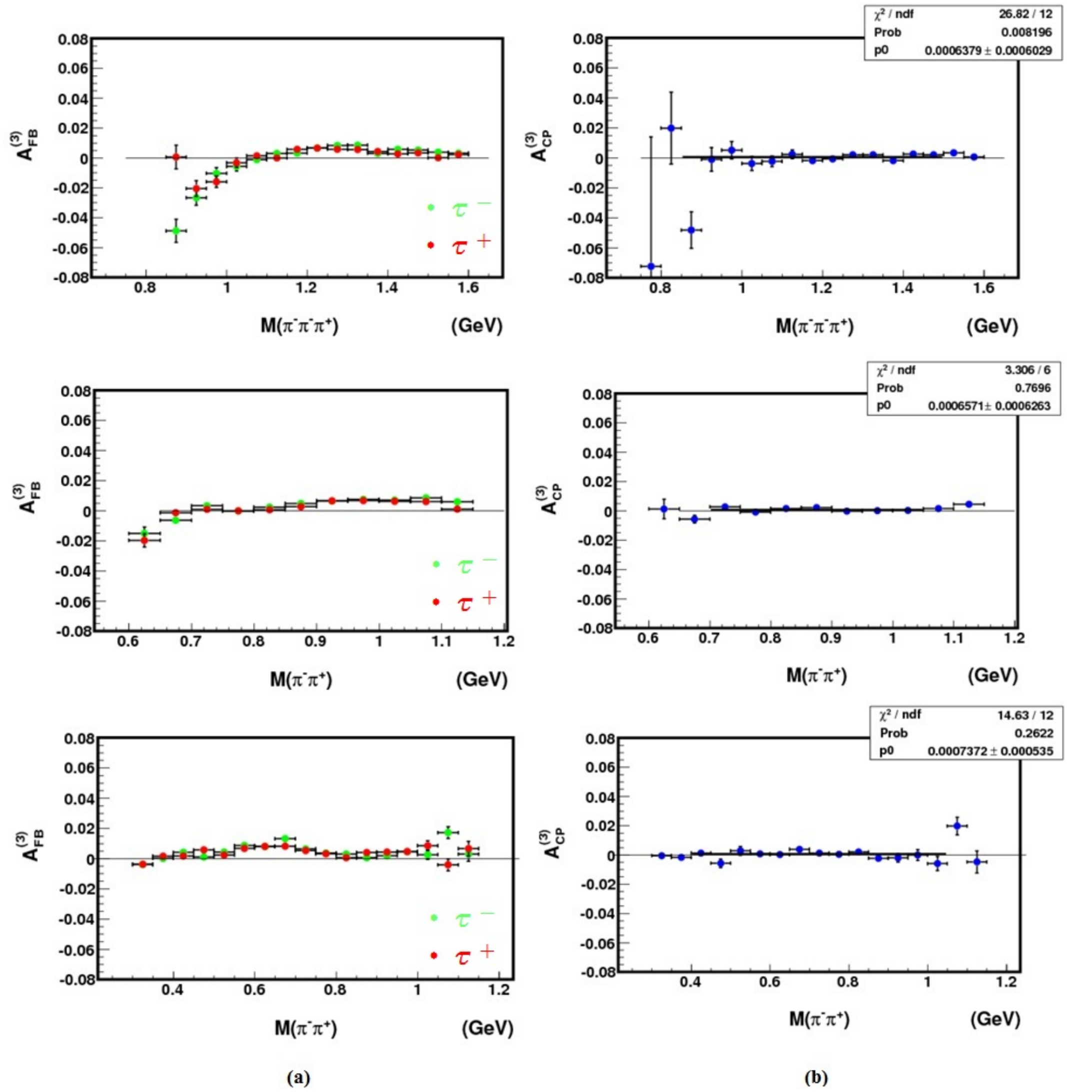


図 6.2: (a)$\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象の $\cos\beta$ に関する前方後方非対称度の質量依存性 (b)$\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象の $\cos\beta$ に関する CP 非対称度の質量依存性

以下の表に χ^2 検定の結果を示す。
よって、データを用いた $\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ での $\cos\beta$ に関して、CP 非対称度がゼロという仮定に無

崩壊モード	質量	χ^2/ndf	prob	$\bar{A}_{CP}$	図の番号
$\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$	$M(\pi\pi\pi)$	26.82/12	0.01	0.0006 ± 0.0006	図 6.2
	$M(\pi\pi)$	3.306/6	0.77	0.0007 ± 0.0006	
	$M(\pi\pi)$	14.63/12	0.26	0.0007 ± 0.0005	

矛盾であることが言える。

6.2 $\sin\beta\sin\gamma$ に関する前方後方非対称度と CP 非対称度

式 (2.33)〜式 (2.35) と式 (2.37)〜式 (2.39) より、$\sin\beta\sin\gamma$ に関する前方後方非対称度と CP 非対称度は、それぞれ次のように書ける。

$$A_{FB}^{(1)}(Q^2) \propto A(Q^2)\int\left[\langle\bar{K}_3\rangle Re(B_1B_3^*) - \langle\bar{K}_2\rangle Re(B_2B_4^*)\right]ds_1ds_2$$

$$A_{CP}^{(1)}(Q^2) \simeq \frac{m_\tau}{\Gamma(Q^2)}\left[\int\frac{A(Q^2)}{\sqrt{Q^2}}\cos\psi p_1^y \mathrm{Im}(F_1-F_2)ds_1ds_2d\cos\theta\right] \times f_H\mathrm{Im}(\eta_p)$$

よって、$\sin\beta\sin\gamma$ に関する前方後方非対称度 $A_{FB}^{(1)}$ には B_1(ベクター) と B_3^*(軸ベクター) の干渉項が寄与しており、CP 非対称度 $A_{CP}^{(1)}$ には B_2(ベクター) と B_4^*(スカラー) の干渉項が寄与していることがわかる。

6.2.1 $\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象での前方後方非対称度と CP 非対称度

(a) に τ^- と τ^+ に対する観測レベルでの $\sin\beta\sin\gamma$ に対する前方後方非対称度 $A_{FB,j}^{(1)(-)}$ 及び $A_{FB,j}^{(1)(+)}$ の質量依存性を示す。緑色は τ^- に対する非対称度 $A_{FB,j}^{(1)(-)}$ を表し、赤色は τ^+ に対する非対称度 $A_{FB,j}^{(1)(+)}$ を表している。また、(b) はこの両者の差として求めた CP 非対称度 $A_{CP,j}^{(1)}$ を示す。

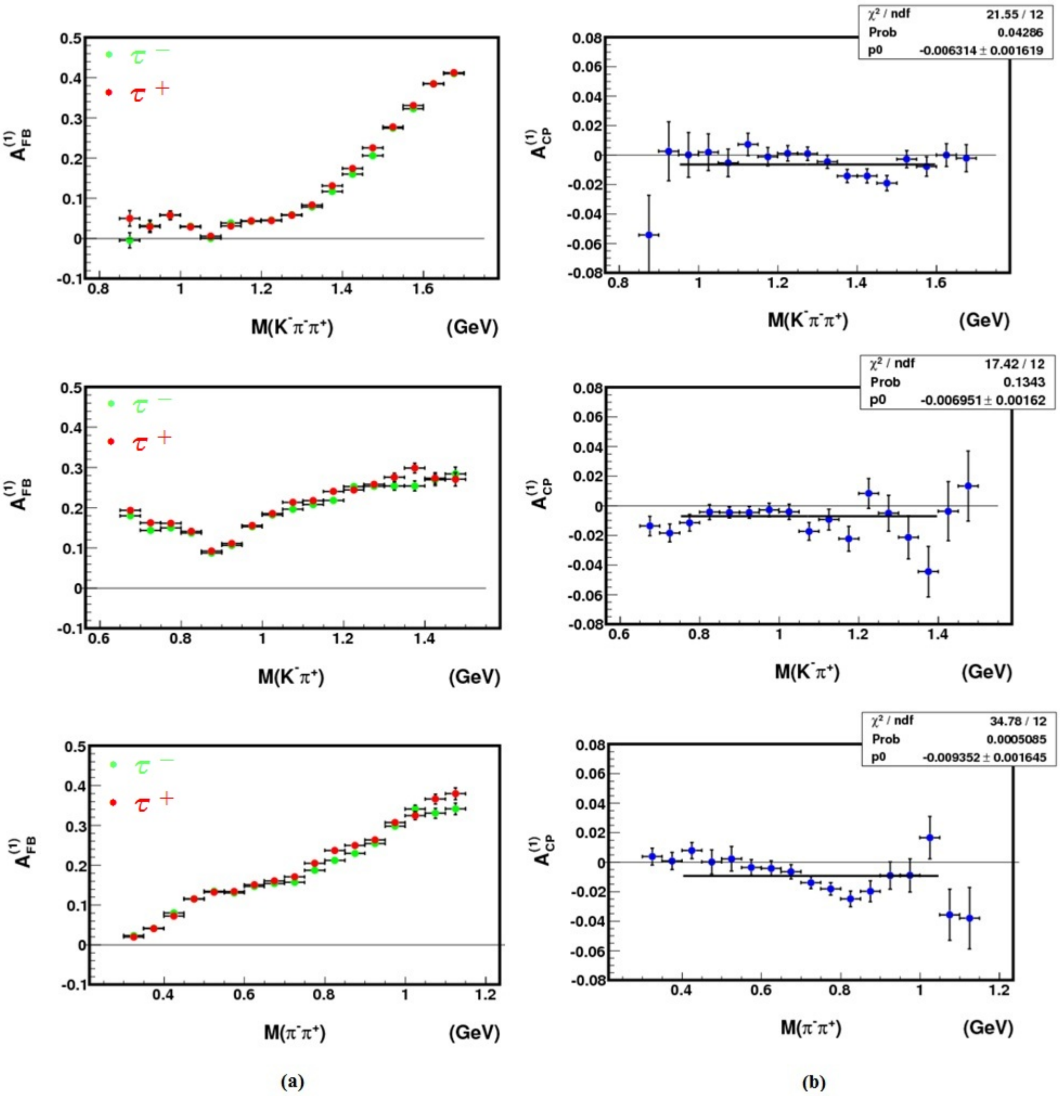


図 6.3: (a)$\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象の $\sin\beta\sin\gamma$ に関する前方後方非対称度の質量依存性 (b)$\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象の $\sin\beta\sin\gamma$ に関する CP 非対称度の質量依存性

以下の表に χ^2 検定の結果を示す。

よって、データを用いた $\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ での $\sin\beta\sin\gamma$ に関する CP 非対称度では、平均質量への

崩壊モード	質量	χ^2/ndf	prob	$\bar{A}_{CP}$	図の番号
$\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$	$M(K\pi\pi)$	21.55/12	0.04	-0.0063 ± 0.0016	図 6.3
	$M(K\pi)$	17.42/12	0.13	-0.0070 ± 0.0016	
	$M(\pi\pi)$	34.78/12	0.0005	-0.0094 ± 0.0016	

依存性が見えている。

6.2.2 $\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象での前方後方非対称度と CP 非対称度

$\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象は、$\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象に約 32%含まれる主なバックグラウンドである。これは、本当のシグナルは $\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊であるが、π^- を K^- と間違って識別してしまい、$\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ のシグナルとして現れることで生じるバックグラウンドである。

(a) に τ^- と τ^+ に対するデータでの $\sin\beta\sin\gamma$ に関する前方後方非対称度 $A^{(1)(-)}_{FB,j}$ 及び $A^{(1)(+)}_{FB,j}$ の質量依存性を示す。緑色は τ^- に対する非対称度 $A^{(1)(-)}_{FB,j}$ を表し、赤色は τ^+ に対する非対称度 $A^{(1)(+)}_{FB,j}$ を表している。また、(b) はこの両者の差として求めた CP 非対称度 $A^{(1)}_{CP,j}$ を示す。

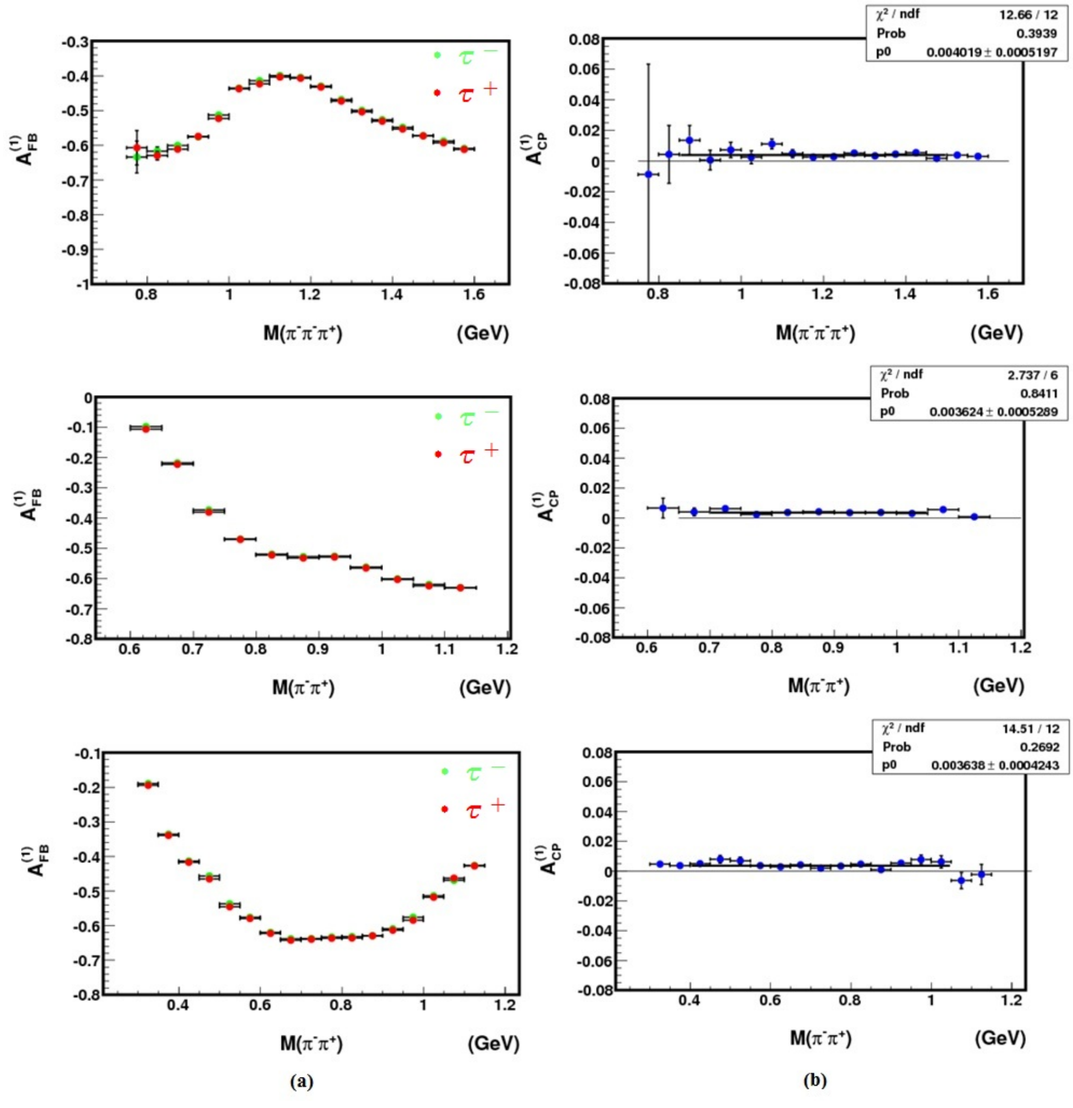


図 6.4: (a)$\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象の $\sin\beta\sin\gamma$ に関する前方後方非対称度の質量依存性 (b)$\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象の $\sin\beta\sin\gamma$ に関する CP 非対称度の質量依存性

以下の表に χ^2 検定の結果を示す。
よって、データを用いた $\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ での $\sin\beta\sin\gamma$ に関して、CP 非対称度がゼロという仮定

崩壊モード	質量	χ^2/ndf	prob	$\bar{A}_{CP}$	図の番号
$\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$	$M(\pi\pi\pi)$	12.66/12	0.39	0.0040 ± 0.0005	図 6.4
	$M(\pi\pi)$	2.737/6	0.84	0.0036 ± 0.0005	
	$M(\pi\pi)$	14.51/12	0.27	0.0036 ± 0.0004	

に無矛盾であることが言える。

6.3 $\sin\beta\cos\gamma$ に関する前方後方非対称度及び CP 非対称度

式 (2.33)〜式 (2.35) と式 (2.37)〜式 (2.39) より、$\sin\beta\cos\gamma$ に関する前方後方非対称度と CP 非対称度は、それぞれ次のように書ける。

$$A_{FB}^{(2)}(Q^2) \propto A(Q^2)\int\left[\langle\bar{K}_3\rangle Re(B_2B_3^*) - \langle\bar{K}_2\rangle Re(B_1B_4^*)\right]ds_1ds_2$$
$$A_{CP}^{(2)}(Q^2) \simeq \frac{m_\tau}{\Gamma(Q^2)}\left[\int\frac{A(Q^2)}{\sqrt{Q^2}}\cos\psi\mathrm{Im}[F_1(p_1-p_3)^x + F_2(p_2-p_3)^x]ds_1ds_2d\cos\theta\right]\times f_H\mathrm{Im}(\eta_p)$$

よって、$\sin\beta\cos\gamma$ に関する前方後方非対称度 $A_{FB}^{(2)}$ には B_2(スカラー) と B_3^*(軸ベクター) の干渉項が寄与しており、CP 非対称度 $A_{CP}^{(2)}$ には B_1(ベクター) と B_4^*(スカラー) の干渉項が寄与していることがわかる。

6.3.1 $\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象での前方後方非対称度と CP 非対称度

(a) に τ^- と τ^+ に対するデータでの $\sin\beta\cos\gamma$ に関する前方後方非対称度 $A_{FB,j}^{(2)(-)}$ 及び $A_{FB,j}^{(2)(+)}$ の質量依存性を示す。緑色は τ^- に対する非対称度 $A_{FB,j}^{(2)(-)}$ を表し、赤色は τ^+ に対する非対称度 $A_{FB,j}^{(2)(+)}$ を表している。また、(b) はこの両者の差として求めた CP 非対称度 $A_{CP,j}^{(2)}$ を示す。

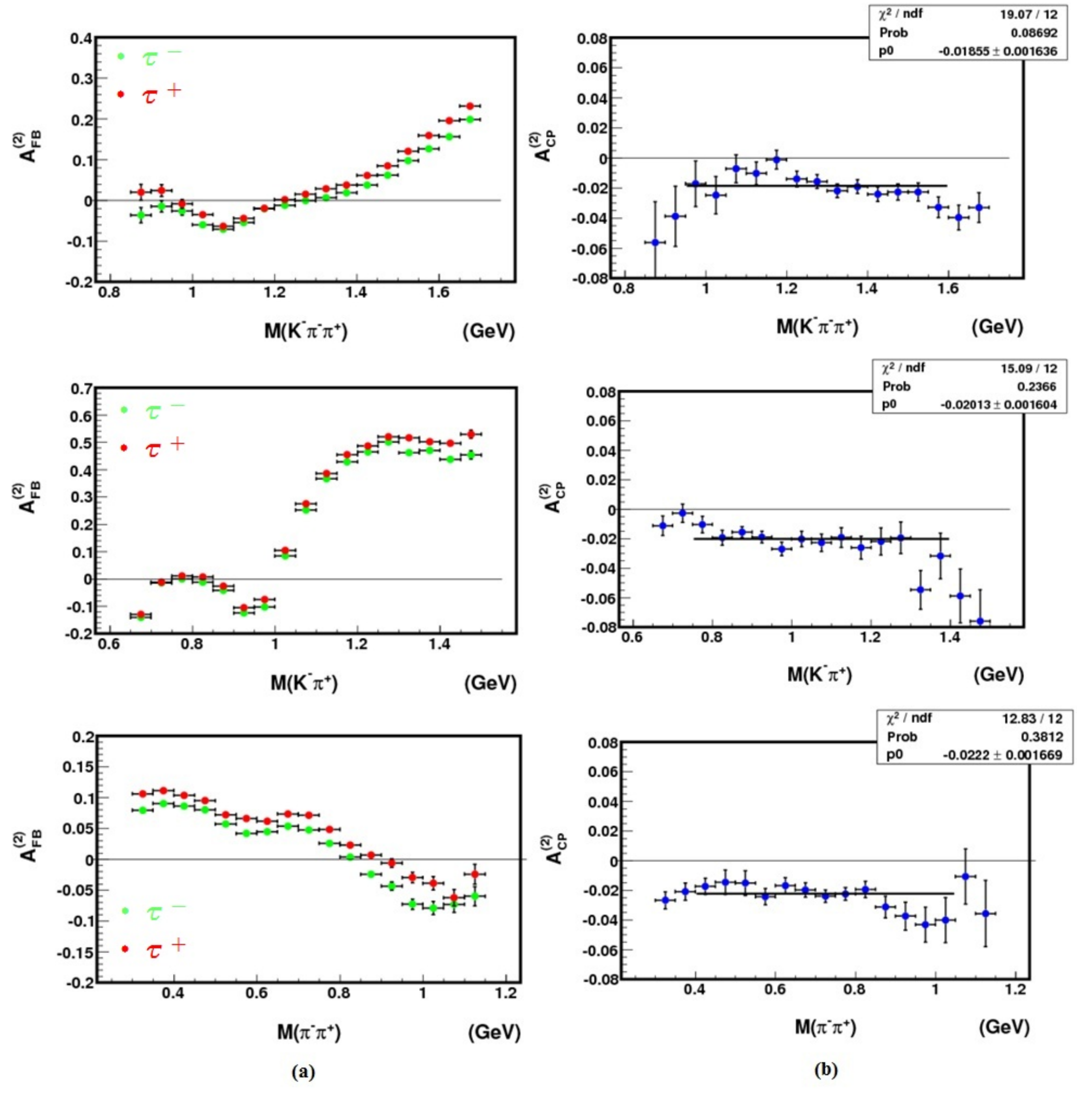


図 6.5: (a)$\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象の $\sin\beta\cos\gamma$ に関する前方後方非対称度の質量依存性 (b)$\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象の $\sin\beta\cos\gamma$ に関する CP 非対称度の質量依存性

以下の表に χ^2 検定の結果を示す。

データを用いた $\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ での $\sin\beta\cos\gamma$ に関して、質量に依存しない約 -2% のシフトがみ

崩壊モード	質量	χ^2/ndf	prob	$\bar{A}_{CP}$	図の番号
$\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$	$M(K\pi\pi)$	19.07/12	0.09	-0.0186 ± 0.0016	図 6.5
	$M(K\pi)$	15.09/12	0.24	-0.0201 ± 0.0016	
	$M(\pi\pi)$	12.83/12	0.38	-0.0222 ± 0.0017	

える。

6.3.2 $\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象での前方後方非対称度と CP 非対称度

$\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象は、$\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象に約 32%含まれる主なバックグラウンドである。これは、本当のシグナルは $\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊であるが、π^- を K^- と間違って識別してしまい、$\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ のシグナルとして現れることで生じるバックグラウンドである。

(a) に τ^- と τ^+ に対するデータでの $\sin\beta\cos\gamma$ に対する前方後方非対称度 $A^{(2)(-)}_{FB,j}$ 及び $A^{(2)(+)}_{FB,j}$ の質量依存性を示す。緑色は τ^- に対する非対称度 $A^{(2)(-)}_{FB,j}$ を表し、赤色は τ^+ に対する非対称度 $A^{(2)(+)}_{FB,j}$ を表している。また、(b) はこの両者の差として求めた CP 非対称度 $A^{(2)}_{CP,j}$ を示す。

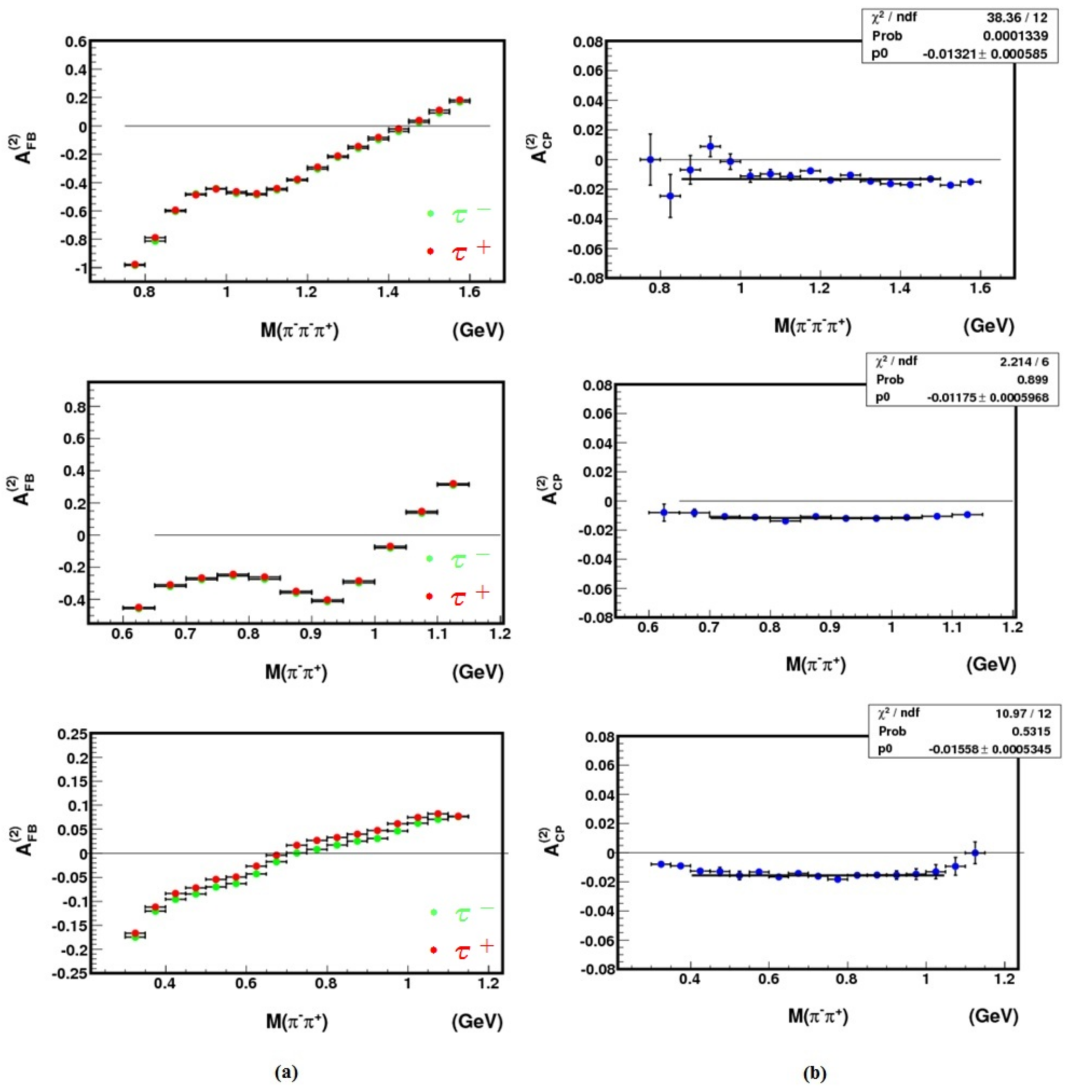


図 6.6: (a)$\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象の $\sin\beta\cos\gamma$ に関する前方後方非対称度の質量依存性 (b)$\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象の $\sin\beta\cos\gamma$ に関する CP 非対称度の質量依存性

以下の表に χ^2 検定の結果を示す。
データを用いた $\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ での $\sin\beta\cos\gamma$ に関して、$\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ の場合と同様に質量に

崩壊モード	質量	χ^2/ndf	prob	$\bar{A}_{CP}$	図の番号
$\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$	$M(\pi\pi\pi)$	38.36/12	0.0001	-0.0132 ± 0.0006	図 6.6
	$M(\pi\pi)$	2.214/6	0.90	-0.0118 ± 0.0006	
	$M(\pi\pi)$	10.97/12	0.53	-0.0156 ± 0.0005	

依存しない約 -2% のシフトがみられる。
よって、$\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ での約 -2% のシフトは、その主なバックグラウンドである $\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ によるものかもしれないと考えられる。

6.4 結果の議論

本章では、データを用いて調べた $\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象と、その主なバックグラウンドである $\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象の CP 非対称度の測定結果について示した。

$\cos\beta$ に関する CP 非対称度は、$\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象と $\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象の両方において、CP 非対称度がゼロという仮定に無矛盾であるという結果になった。また、$\sin\beta\sin\gamma$ に関しては、$\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象で質量に依存する CP 非対称度が見えているが、$\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象では、CP 非対称度がゼロという仮定に無矛盾であることが言える。$\sin\beta\cos\gamma$ に関しては、$\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象で質量に依存しない約 -2% のシフトが見えており、$\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象でも同様に約 -1% のシフトが見えている。そのため、バックグラウンドである $\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象からの影響が現れているかもしれないと考えられる。また、この CP 非対称度が物理によるものか、他の影響によるものかを今後考える必要がある。昨年の結果より、電荷別の $K^\pm$ と $\pi^\pm$ の 検出効率の非対称度や、$\tau^+\tau^-$ の前方後方非対称度の影響は無視できることが確認されている。

第 7 章　まとめ

本解析では、Belle 実験で収集した 664.93/fb のデータを用いて $\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊における CP 対称性の破れの探索を行った。用いたデータは 2000 年から 2006 年の期間に収集したもので、そこには 1,711,060 イベントの $\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ の候補が含まれている。

第 5 章のモンテカルロシミュレーションによるテストでは、generator レベルと観測レベルの両方で CP 非対称度がゼロという仮定に無矛盾であることを確認した。これは、検出効率の非対称性やスピン-スピン相関の影響を無視できることを意味する。

第 6 章のデータによる測定では、$\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象とその主なバックグラウンドである $\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象にについて調べた。その結果、$\cos\beta$ に関する CP 非対称度は、$\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象と $\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象の両方において、CP 非対称度がゼロという仮定に無矛盾であるという結果になった。また、$\sin\beta\sin\gamma$ に関して、$\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象で質量に依存する CP 非対称度が見えているが、$\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象では、CP 非対称度はゼロという仮定に無矛盾であることが言える。$\sin\beta\cos\gamma$ に関しては、$\tau^- \to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象で質量に依存しない約 -2% のシフトが見えており、$\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象でも同様に約 -1% のシフトが見えている。そのため、バックグラウンドである $\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象からの影響が現れているかもしれないと考えられる。今後の課題としては、この CP 非対称度が物理によるものか、他の影響によるものかを考えることや、CP を破るモデルによる研究、さらなるバックグラウンドの研究が必要である。

謝辞

本研究を行うにあたり、お世話になりました方々に紙面をお借りしてお礼申し上げます。
まず、このような素晴らしい国際的な実験に参加できる機会を与えて下さった、高エネルギー物理学研究室の林井先生、宮林先生に深く感謝致します。

直接ご指導いただきました林井先生には、解析手法だけでなく、物理や解析の楽しさも教えていただきました。宮林先生には、高エネルギー物理学の基礎から丁寧にご指導いただきました。本当にありがとうございました。

また、日ごろの疑問や質問にいつも丁寧に答えて下さった岩下先輩をはじめとする研究室の皆様、名古屋大学の方々、他の Belle Collaborator の方々に心から感謝致します。皆様のおかげで、大変充実した研究生活を送ることができました。

最後に、充実した研究生活ができるように支えてくれた磯村さん、木原さん、平山さん、脇田さんをはじめとする研究室のメンバーや友人達、家族、私が関わった全ての方々に感謝致します。

付 録A　B中間子におけるCP対称性の破れと小林・益川行列

1973 年に小林と益川は「クォークが 3 世代 6 種類のフレーバーを持ち、それらが混合を起こしているならば、CP の破れは必然的に導かれる」という仮説を発表した。

自然界を構成する基本的な要素には ’レプトンとクォーク ’という 2 種類がある。レプトンとクォークはスピン $\frac{1}{2}$ を持っており、フェルミ粒子である。現在、6 種類のレプトンとクォーク、そしてそれぞれ 6 種類の反粒子が知られている。クォークの種類は ’flavor ’と呼ばれ、次のように 2 重項を形成し、3 世代から成る。

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s \\ c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

弱い相互作用のうち、荷電粒子 $W^{\pm}$ によって媒介される荷電電流（チャージカレント）と呼ばれる相互作用によってのみ、クォークはその種類（フレーバー）を変えることができる。クォークは世代間の遷移のみならず、世代を越えて崩壊する反応が観測されている。これをクォーク混合と呼ぶ。

図 2.1 にクォーク間の遷移の強さを表す定性的な図を示す。図中の矢印は、その遷移のおおよその強さを表している。≡ が一番強く、=、ー、点線の順に弱くなっていく。

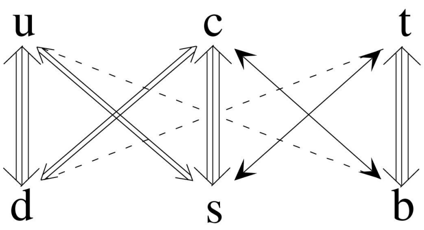


図 A.1: クォークの遷移とその強さ

また、この様子を行列式で表すと、

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{A.1}$$

となり、これがいわゆるカビボ・小林・益川行列（CKM 行列）である。CKM 行列はユニタリー行列であることより、$VV^{\dagger} = 1$ である。つまり、

$$V_{td}V_{tb}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{ud}V_{ub}^* = 0$$

の関係がある。ユニタリー行列で CKM 行列が取ることのできる自由なパラメータは 4 つであり、そのうちの 1 ちが、複素位相である。この複素位相が CP 対称性を破る働きをしている。

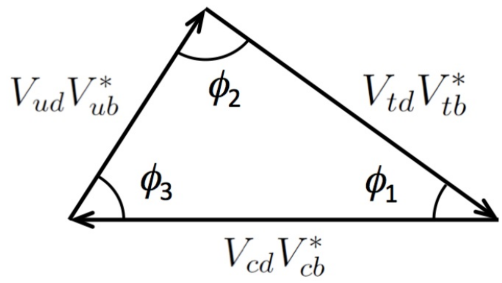


図 A.2: ユニタリティ三角形

上記のユニタリーの関係を複素平面上で書くと、図 2.2 のような三角形を描く。この三角形をユニタリティ三角形と呼ぶ。　ユニタリティ三角形の各辺の長さが同程度で、CP 対称性の破れを実験的に見やすいため、d 列、b 列の直交性に対するユニタリティ三角形が最もよく扱われる。CP 対称性の破れが存在すると、実験によって得られたユニタリティ三角形の内角及び辺の長さを用いると三角形となる。

Belle 実験で観測された $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ 崩壊の CP 対称性の破れの様子を図 2.3 に示す。ここで、赤は最初の時刻（反対側の B 中間子がタッグされた時刻）に B^0 であったものが $J/\psi K_s$ に崩壊する様子を、一方青は最初の時刻に B^0 であったものの様子を示している。明らかに両者の崩壊に違いが見えている。

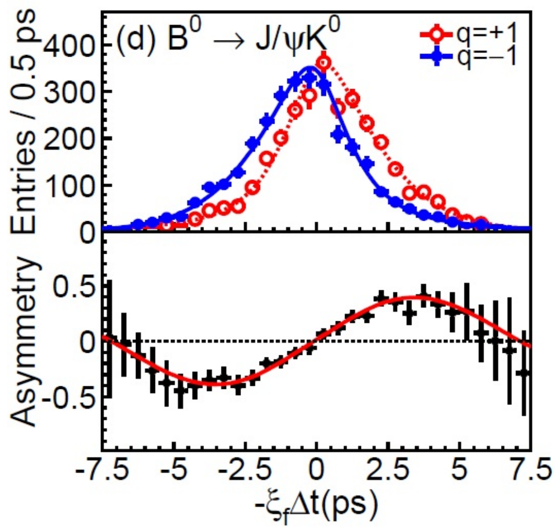


図 A.3: Belle で観測された $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ の CP 対称性の破れの観測結果

付 録B　wrong sign”$\tau \to \pi^-\pi^-K^+\nu_\tau$” 事象での前方後方非対称度と$CP$非対称度

バックグラウンドとして最も大きな割合を占めているのは、$\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊である。これは、本当のシグナルは $\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊であるが、π^- を K^- と間違って識別してしまい、$\tau^-\to K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ のシグナルとして現れることで生じるバックグラウンドである。

バックグラウンドの効果を見積もるために、終状態の K の電荷が τ の電荷と逆になっている $\tau^-\to\pi^-\pi^-K^+\nu_\tau$ という τ の崩壊では許されないサンプルを用いる。以下、これを”wrong sign”と呼ぶ。このような崩壊は標準理論では禁止されており、これは $\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊で π^+ が間違って K^+ と識別された事象とみなすことができる。よってこのサンプルを用いて、主なバックグラウンドである $\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 中に存在する可能性のある CP 非対称性を調べることができる。

B.1　$\cos\beta$ に関する前方後方非対称度と CP 非対称度

(a) に”wrong sign”事象 ($\tau^-\to\pi^-\pi^-K^+\nu_\tau$) での、$\tau^-$ と τ^+ に対する $\cos\beta$ に関する前方後方非対称度 $A^{(3)(-)}_{FB,j}$ 及び $A^{(3)(+)}_{FB,j}$ の質量依存性を示す。緑色は τ^- に対する非対称度 $A^{(3)(-)}_{FB,j}$ を表し、赤色は τ^+ に対する非対称度 $A^{(3)(+)}_{FB,j}$ を表している。また、(b) はこの両者の差として求めた CP 非対称度 $A^{(3)}_{CP,j}$ を示す。

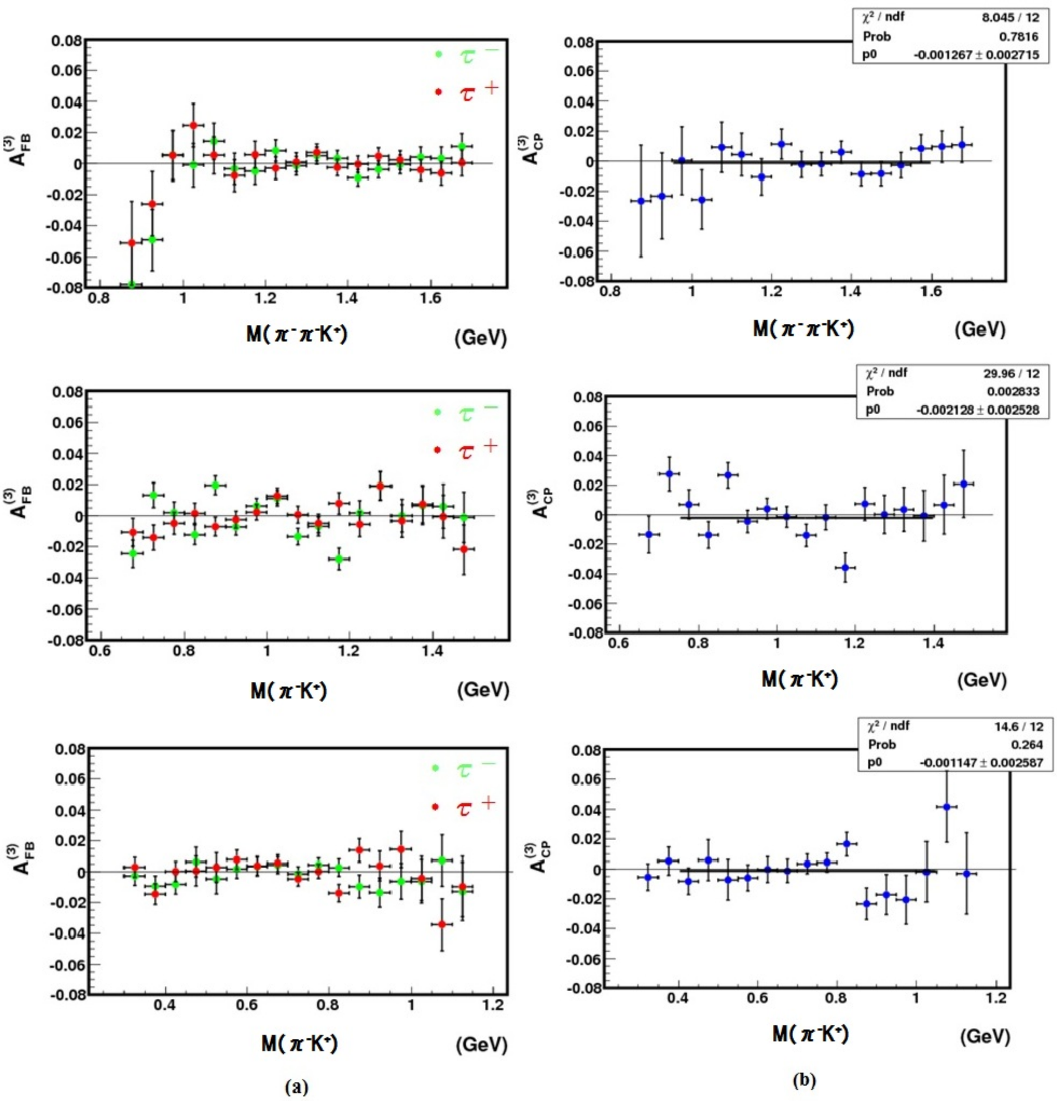


図 B.1: (a)wrong sign"$\tau^-\to\pi^-\pi^-K^+\nu_\tau$" 事象の $\cos\beta$ に関する前方後方非対称度の質量依存性
(b)wrong sign"$\tau^-\to\pi^-\pi^-K^+\nu_\tau$" 事象の $\cos\beta$ に関する CP 非対称度の質量依存性

B.2　$\sin\beta\sin\gamma$ に関する前方後方非対称度と CP 非対称度

(a) に"wrong sign"事象 ($\tau^-\to\pi^-\pi^-K^+\nu_\tau$) での、$\tau^-$ と τ^+ に対する $\sin\beta\sin\gamma$ に関する前方後方非対称度 $A^{(1)(-)}_{FB,j}$ 及び $A^{(1)(+)}_{FB,j}$ の質量依存性を示す。緑色は τ^- に対する非対称度 $A^{(1)(-)}_{FB,j}$ を表し、赤色は τ^+ に対する非対称度 $A^{(1)(+)}_{FB,j}$ を表している。また、(b) はこの両者の差として求めた CP 非対称度 $A^{(1)}_{CP,j}$ を示す。

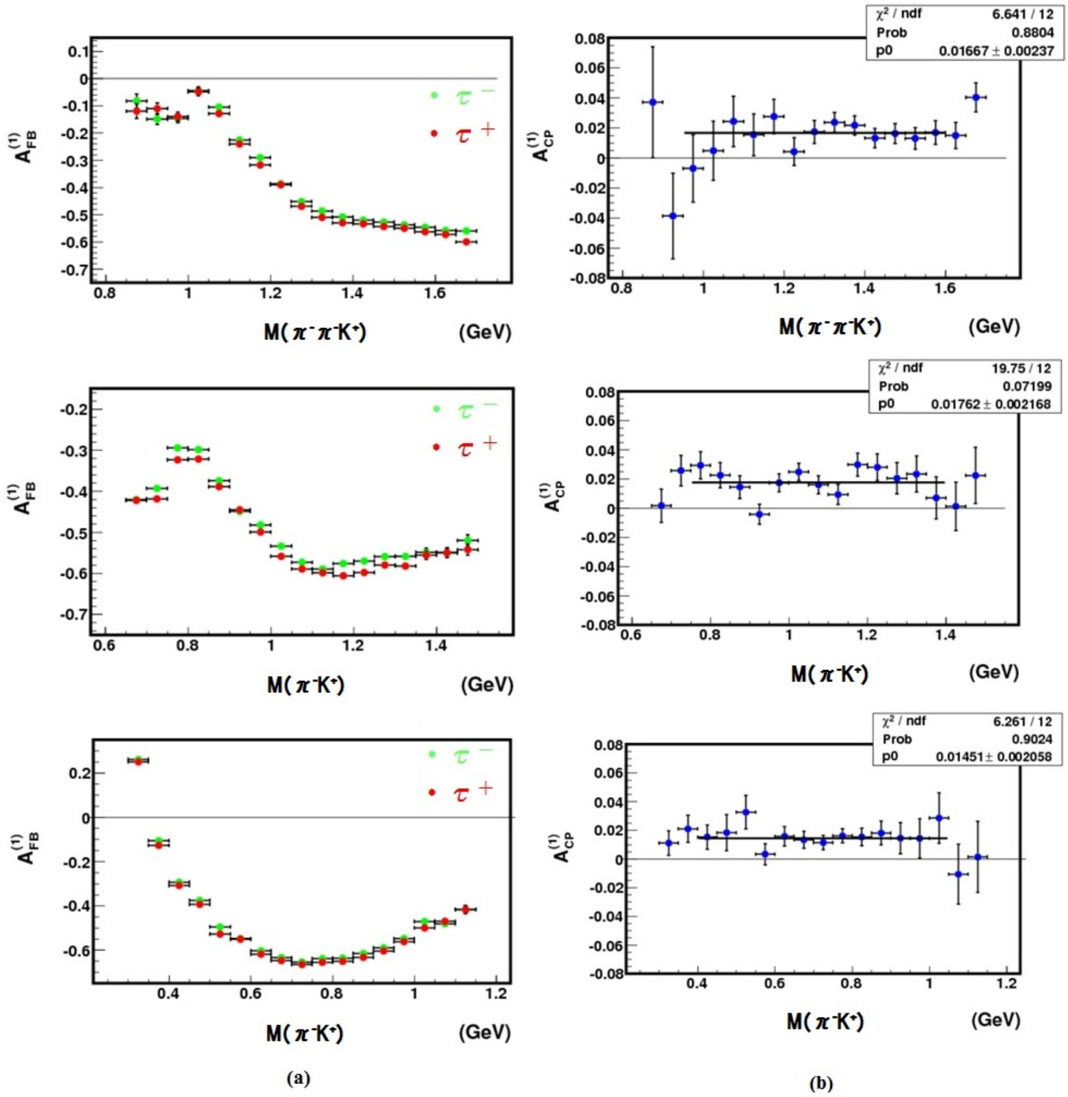


図 B.2: (a)wrong sign"$\tau^-\to\pi^-\pi^-K^+\nu_\tau$" 事象の $\sin\beta\sin\gamma$ に関する前方後方非対称度の質量依存性 (b)wrong sign"$\tau^-\to\pi^-\pi^-K^+\nu_\tau$" 事象の $\sin\beta\sin\gamma$ に関する CP 非対称度の質量依存性

B.3 $\sin\beta\cos\gamma$ に関する前方後方非対称度と CP 非対称度

(a) に”wrong sign”事象 ($\tau^-\to\pi^-\pi^-K^+\nu_\tau$) での、$\tau^-$ と τ^+ に対する $\sin\beta\cos\gamma$ に関する前方後方非対称度 $A^{(2)(-)}_{FB,j}$ 及び $A^{(2)(+)}_{FB,j}$ の質量依存性を示す。緑色は τ^- に対する非対称度 $A^{(2)(-)}_{FB,j}$ を表し、赤色は τ^+ に対する非対称度 $A^{(2)(+)}_{FB,j}$ を表している。また、(b) はこの両者の差として求めた CP 非対称度 $A^{(2)}_{CP,j}$ を示す。

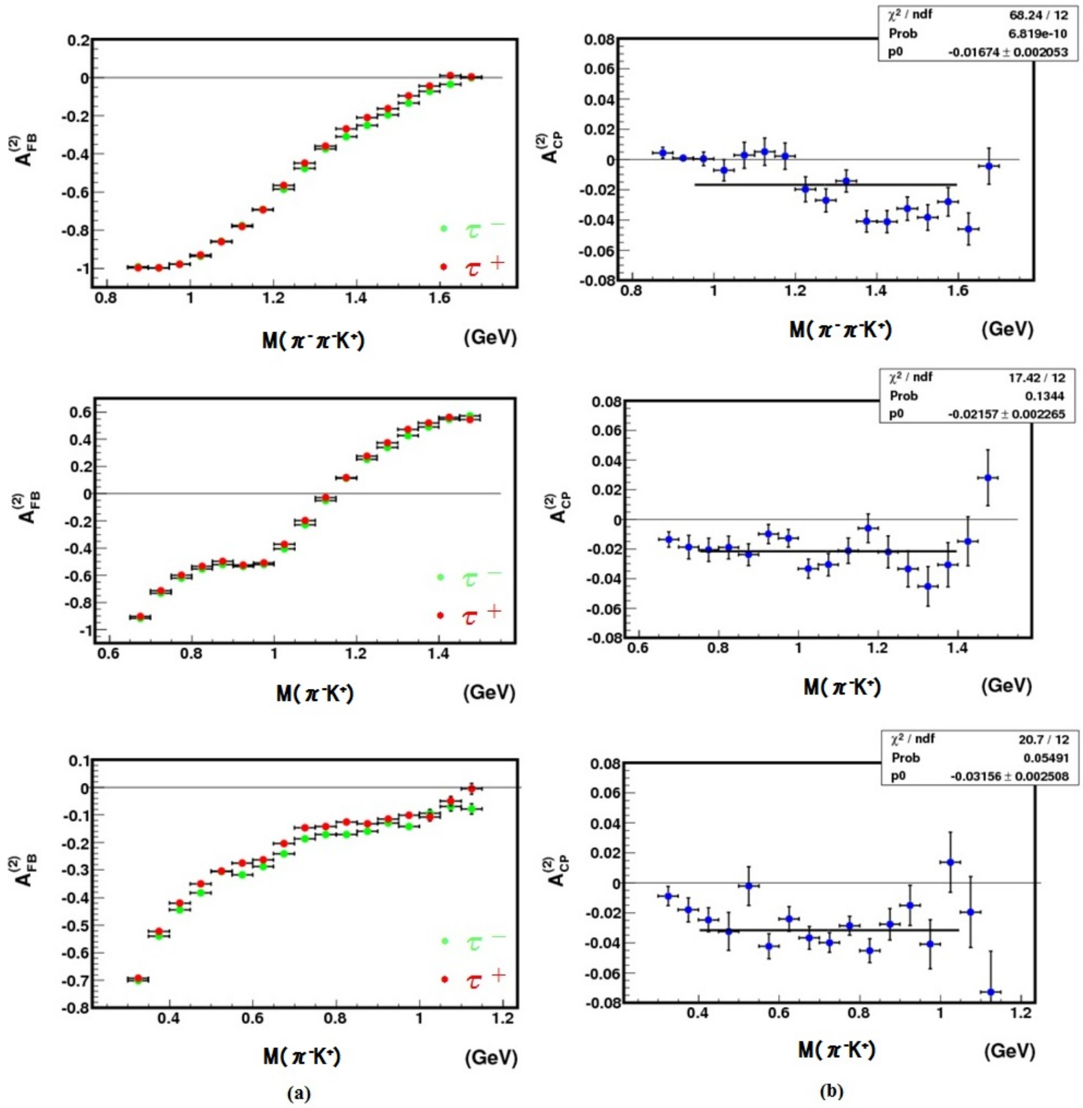


図 B.3: (a)wrong sign”$\tau^-\to\pi^-\pi^-K^+\nu_\tau$” 事象の $\sin\beta\cos\gamma$ に関する前方後方非対称度の質量依存性 (b)wrong sign”$\tau^-\to\pi^-\pi^-K^+\nu_\tau$” 事象の $\sin\beta\cos\gamma$ に関する CP 非対称度の質量依存性

B.4 χ^2 検定

表 B.1: χ^2 検定の結果 ($\tau^- \to \pi^- \pi^- K^+ \nu_\tau$ 事象)

$\cos\beta \quad (A_{CP}^{(3)})$

崩壊モード	質量	χ^2/ndf	prob	$\bar{A}_{CP}$	図の番号
$\tau^- \to \pi^- \pi^- K^+ \nu_\tau$	$M(\pi\pi K)$	8.045/12	0.78	-0.0013 ± 0.0027	図 B.1
	$M(\pi K)$	29.96/12	0.0028	-0.0021 ± 0.0025	
	$M(\pi K)$	14.6/12	0.26	-0.0011 ± 0.0026	

$\sin\beta\sin\gamma \quad (A_{CP}^{(1)})$

崩壊モード	質量	χ^2/ndf	prob	$\bar{A}_{CP}$	図の番号
$\tau^- \to \pi^- \pi^- K^+ \nu_\tau$	$M(\pi\pi K)$	6.641/12	0.88	0.0167 ± 0.0024	図 B.2
	$M(\pi K)$	19.75/12	0.07	0.0176 ± 0.0022	
	$M(\pi K)$	6.261/12	0.90	0.0145 ± 0.0021	

$\sin\beta\cos\gamma \quad (A_{CP}^{(2)})$

崩壊モード	質量	χ^2/ndf	prob	$\bar{A}_{CP}$	図の番号
$\tau^- \to \pi^- \pi^- K^+ \nu_\tau$	$M(\pi\pi K)$	68.24/12	6.82×10^{-10}	-0.0167 ± 0.0021	図 B.3
	$M(\pi K)$	17.42/12	0.13	-0.0216 ± 0.0023	
	$M(\pi K)$	20.7/12	0.05	-0.0316 ± 0.0025	

参考文献

[1] M. Bischofbarger and H. Hayashii. CP violation in $\tau^{\pm}\rightarrow K_s^0\pi^{\pm}\nu_\tau$ decays at Belle, The Belle Collaboration (2010).

[2] Ken Kiers, *et al.* CP violation in $\tau\rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$. Phys. Rev., Vol.D78, p.113008, (2008).

[3] H. Hamasaki, *et al.* Kaon identification in belle, (2000).

[4] S. Jadach and Z. Was. KORALB(v2.4), Comp. Phys. Commun. **85**, 453(1995). **64**, 267(1991);**36**,191(1985).

[5] J.H. Kiihn, S. Jadach. and Z. Was, Comp. Phys. Commun. **64**, 275(1991). **70**, 69(1992); **76**, 361(1993).

[6] S. Jadach *et al.*, Comp. Phys. Commun. **102**, 229(1997).

[7] Z. Was, S. Jadach, and B.H.L. Ward, Comp. Phys. Commun. **130**, 260(2000).

[8] CLEO Collaboration. The QQ B meson decay event generator. See `http://www.lns.cornell.edu/public/CLEO/soft/QQ`.

[9] P.H. Daverveldt, F.A. Berends, and R. Kleiss, Comp. Phys. Commun. **40**, 285(1986).

[10] hep-ph/0312240(unpublished);Z. Was P. Golonka *et al.* and P. Golonka, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **144**, 88(2005).

[11] R. Brun *et al.*, GEANT 3.21, CERN Report No.DD/EE/84-1(1987).

[12] D. Epifanov *et al.*. Study of $\tau^{-}\rightarrow K_s\pi^{-}\nu_\tau$ decay at Belle, The Belle Collaboration (2007).

[13] K. Sakai and T. Kawasaki. Search for CP-violation charge asymmetry in $B^{\pm}\rightarrow J/\psi K^{\pm}$ decays, (2011).