

2016 年度 修士学位論文

タウ粒子のハドロン崩壊
 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の
崩壊分岐比とスペクトラル関数の
測定

奈良女子大学大学院人間文化研究科
博士前期課程物理学専攻
学籍番号 14810111
長谷川 香織

2017 年 3 月

概要

本研究では、高エネルギー加速器研究機構の高強度電子・陽電子衝突型加速器において生成されたタウ粒子対生成反応 $e^+e^- \rightarrow \tau^-\tau^+$ を用いて、タウ・レプトンが中性パイ中間子 π^0 を2個含む3つの π 中間子へ崩壊する過程 ($\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\pi^0\nu$) を Belle 測定器を用いて測定し、その崩壊分岐比と終状態の質量分布を測定した。得られた崩壊分岐比は $B(\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\pi^0\nu_\tau) = 11.28 \pm 0.01 \pm 0.28\%$ である。また、 $\pi^-\pi^0$ の不変質量分布には、きれいな ρ 共鳴の信号がみられ、この崩壊が主として a_1 共鳴経由の崩壊 $\tau^- \rightarrow a_1^-\nu_\tau \rightarrow (a_1^- \rightarrow \rho^-\pi^0\nu_\tau \rightarrow \pi^-\pi^0\pi^0\nu_\tau)$ であることを示差している。この 3π 状態は軸ベクターのハドロン状態の大きな部分を占めており、本結果は、タウ・粒子崩壊のベクターおよび軸ベクターハドロン状態のスペクトル関数を総合的に測定するという計画の一つのマイルストーンを越せたことを意味している。

目次

はじめに	2
第 1 章 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の物理	4
1.1 素粒子の標準模型	4
1.2 ハドロンと量子色力学 (QCD)	4
1.3 タウ粒子の物理	8
1.4 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の物理	12
第 2 章 実験装置	16
2.1 KEKB 加速器	16
2.2 Belle 検出器	18
第 3 章 事象選別	30
3.1 電子陽電子衝突反応の概要	30
3.2 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象選別	33
3.3 解析に用いたデータ	38
3.4 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 事象選別	39
第 4 章 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比の測定	41
4.1 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比	41
4.2 崩壊分岐比の測定方法	42
4.3 $e-\mu$ 事象	43
4.4 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊	45
4.5 系統誤差	49
4.6 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊分岐比の測定結果	51
第 5 章 まとめ	53
参考文献	54

はじめに

様々な素粒子現象を統一的に記述する理論として「素粒子の標準理論」が現在大きな成功をおさめている。標準理論は、素粒子として知られているクォークやレプトン間に働く、重力以外の3つの力、強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用の記述をもとにしており、多くの素粒子現象を精度よく説明する理論として知られている。しかしながら、標準理論ではゼロとされていたニュートリノが有限の質量を持つことが観測されたり、宇宙には多くの見えない物質が存在する証拠が最近の宇宙の観測で見つかるなど、標準理論を超える現象が近年報告され始めている。また、理論的にも、標準理論が究極の理論になり得ない理由も色々指摘されており、様々な理論的な試み（超対称理論や超弦理論）が提案されている。

それと同時に標準理論の枠内ではあるが大きなミッシングリンクの問題として残っている課題が、低エネルギーのハドロン現象をクォーク間の強い相互作用を記述する量子色力学 (QCD) で理解することである。強い相互作用の結合定数が弱くなる高いエネルギースケールの現象では QCD は実験によって今日、よく検証されているが、低いエネルギー (1GeV 以下) の現象を第一原理 (QCD) から説明できるレベルには達していない。たとえば、ハドロンの共鳴状態や陽子、核子をクォークとグルーオンの力学である QCD からどのように記述できるかは未だ不明である。近年、計算機による Lattice の計算により、ハドロンの質量等いくつかの課題は QCD の第一原理から説明できるようになってきたようである。しかし、Lattice の計算のみでは機構までは分からない。またハドロンの構造関数やイクスクルーシブ反応、たとえば、もっとも基礎的な反応である陽子・陽子弾性散乱や $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ 散乱の断面積を、Lattice で扱うことができない。このようにハドロンが関与する多くの現象のより深い理解には、さらなる実験と理論からのアプローチが不可欠である。

特に、タウレプトンはハドロンの研究で特殊な位置を示している。強い力を感じないスピン 1/2 の素粒子をレプトンと呼ぶ。タウ・レプトンはレプトンの中で最も質量が大きく、ハドロンに崩壊する唯一のレプトンである。そのため、真空から生成される比較的低エネルギーのハドロンの生成機構を研究する理想的な過程として知られている。まず、初期状態がレプトンであるため純粋なハドロン反応に見られる複雑さがない。また、電子・陽電子対からのハドロン生成反応も、ハドロンを調べるのに最適な反応ではあるが、そこでは終状態が光と同じ量子数を持つベクター状態 ($J^P = 1^-$) のみが可能である。他

方で、弱い相互作用による τ 粒子の崩壊では、様々な量子数を持つ状態、ベクター状態 ($J^P = 1^-$)、軸ベクター状態 ($J^P = 1^+$)、さらに原理的にはスカラー状態 ($J = 0$) のハドロン系の研究が可能である。

タウ粒子のハドロン崩壊で実験で決めるべき基本的な測定量は、崩壊分岐比と質量分布である。それを様々な崩壊モードで測定することにより、決まった量子数 (ベクター ($J^P = 1^-$) や軸ベクター ($J^P = 1^+$)) に対応するスペクトラル関数を実験的に決めることができる。この実験で求めたスペクトラル関数と QCD からの理論計算とを比較することにより、中間および低エネルギー領域にハドロンのダイナミクスに関する様々な情報 (例えば、クォーク凝縮やグルーオン凝縮パラメータの値等) を得ることができる。実際、タウ粒子のハドロン崩壊の測定結果は、これまで強い相互作用の結合定数 α_s の精密測定や、ミュー粒子の異常磁気能率の計算精度の向上に重要な役割を果たしてきた。

軸ベクター状態のスペクトラル関数には奇数個のパイ中間子の状態 ($\pi^-\pi^-\pi^+$, $\pi^-\pi^0\pi^0$, 5π) が関与する。本研究ではこれらのうち、2個の中性パイ中間子 (π^0) を含む3つの π 中間子へ崩壊する過程

$$\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\pi^0\nu_\tau$$

について、Belle 実験で収集したデータを解析し、スペクトラル関数を測定する第一ステップとしてその崩壊分岐を測定した結果について報告する。

本論文の構成は以下の通りである。

第1章では理論的な背景として、タウ粒子のハドロン崩壊の一般論とスペクトラル関数の定義および $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の特徴について述べる。第2章では本解析のデータに用いた KEKB 加速器、Belle 検出器の実験装置について述べると共に、各測定器の機能について説明をする。第3章では事象選別について述べる。ここではまず一般的な $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象の選別について説明し、後半に $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\pi^0\nu_\tau$ 事象の選別の方法について説明する。第4章では $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\pi^0\nu_\tau$ 事象の崩壊分岐比の測定について述べる。最初に崩壊分岐比の測定方法と測定に必要となる $e-\mu$ 事象の選別方法について説明し、最後に $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比の測定結果と測定誤差の評価の方法について説明する。最後に第5章で本論文のまとめを行う。

第1章

$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の物理

1.1 素粒子の標準模型

自然界を構成する素粒子の基本的な要素にはクォークとレプトンという2種類がある。クォークとレプトンのスピンはともに $\frac{1}{2}$ で、フェルミ粒子である。現在、3世代6種類のクォーク（電荷 $+\frac{2}{3}$ を持つ u, c, t と電荷 $-\frac{1}{3}$ を持つ d, s, b ）、3世代6種類のレプトン（電荷-1を持つ e, μ, τ と電荷0の ν_e, ν_μ, ν_τ ）が知られている。それぞれのクォーク、レプトンには逆の電荷を持つ反粒子が存在する。

$$\begin{array}{c} \text{電荷} \\ +\frac{2}{3} \\ -\frac{1}{3} \end{array} \begin{array}{c} \text{(第一世代)} \\ \left(\begin{array}{c} u \\ d \end{array} \right) \end{array} \begin{array}{c} \text{(第二世代)} \\ \left(\begin{array}{c} c \\ s \end{array} \right) \end{array} \begin{array}{c} \text{(第三世代)} \\ \left(\begin{array}{c} t \\ b \end{array} \right) \end{array}$$

$$\begin{array}{c} \text{電荷} \\ -1 \\ 0 \end{array} \begin{array}{c} \text{(第一世代)} \\ \left(\begin{array}{c} e \\ \nu_e \end{array} \right) \end{array} \begin{array}{c} \text{(第二世代)} \\ \left(\begin{array}{c} \mu \\ \nu_\mu \end{array} \right) \end{array} \begin{array}{c} \text{(第三世代)} \\ \left(\begin{array}{c} \tau \\ \nu_\tau \end{array} \right) \end{array}$$

クォークとレプトンの違いは強い相互作用をするかしないかである。クォークは強い相互作用を行い、レプトンは強い相互作用に反応しない。相互作用はゲージ理論から導かれ、スピン-パリティが 1^- のゲージボソンによって仲立ちされる。また、クォークとレプトンは共に電磁相互作用（光子を媒介）と、弱い相互作用（ W^\pm, Z^0 ボソンを媒介）を行う。ボソンの種類と相互作用については表1.1にまとめる。また、近年発見されたヒッグス粒子はスピン-パリティが 0^+ のスカラーボソンであり、相互作用を通じて粒子に質量を与える。

1.2 ハドロンと量子色力学 (QCD)

クォークは、マレー・ゲルマンにより今から50年ほど前（1963年）に、そのころ数多く発見されたハドロン（中間子や重粒子）を统一的に説明するためにハドロンの構成要素として導入されたものである。その後、クォークは3つの色荷（カラー）を持つことが分かり、その色荷をスピン1のグルーオンが媒介することにより強い力を伝える理論である

ボソン粒子 (質量)	相互作用	スピン	到達距離 [m]	力を感じるもの
グルーオン (0)	強い相互作用	1	$\leq 10^{-15}$	色荷
W^\pm ボソン (80GeV)	弱い相互作用	1	10^{-18}	弱電荷
Z^0 ボソン (90GeV)	弱い相互作用	1	10^{-18}	弱電荷
光子 $\gamma(0)$	電磁相互作用	1	∞	電荷
ヒッグス (125GeV)	粒子の質量を生成	0		

表 1.1 ボソン一覧表

量子色力学 (Quantum Chromodynamics(QCD)) が作られた。現在、QCD は強い相互作用が関与する素粒子現象、特に高いエネルギーの素粒子反応の記述に大きな成功を取っている。

QCD のラグランジアンは

$$\mathcal{L} = \sum_q \bar{\Psi}_{q,a} (i\gamma^\mu \partial_\mu \delta_{ab} - g_s t_{ab}^C \mathcal{A}_\mu^C - m_q \delta_{ab}) \Psi_{q,b} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^A F^{A\mu\nu} \quad (1.1)$$

で与えられる。ここで、同じインデックスの繰り返しは和を取ることを意味している。 γ^μ はディラックの γ -行列。 $\Psi_{q,a}$ はクォークのフレーバーが q で、色 a 、質量 m_q を持つクォークの場合である。色 a は 3 つの値 $a = 1, 2, 3$ (赤、青、緑) をとる。 \mathcal{A}_μ^C はグルーオンの場合、 C は 1 から $8 = (3^2 - 1)$ までの値を取る。すなわち 8 種類のグルーオンが存在する。 t_{ab}^C は 8 個の 3×3 行列で、 $SU(3)$ 群の生成子と呼ばれている。 t_{ab}^C は次の $SU(3)$ の交換関係を満たす。

$$[t^A, t^B] = i f_{ABC} t^C \quad (1.2)$$

ここで、 f_{ABC} は $SU(3)$ の構造関数である。 g_s は QCD の結合定数である。テンソル場 $F_{\mu\nu}^A$ は

$$F_{\mu\nu}^A = \partial_\mu \mathcal{A}_\nu^A - \partial_\nu \mathcal{A}_\mu^A - g_s f_{ABC} \mathcal{A}_\mu^B \mathcal{A}_\nu^C \quad (1.3)$$

で与えられる。

クォークもグルーオンもどちらも単独で自由粒子としては観測されることはなく、ハドロンとして観測される。ハドロンはクォーク、反クォーク、グルーオンの複合状態で無色 (色について singlet) な状態である。^{*1}

QCD の基礎的なパラメータは結合定数 g_s (または、 $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$) とクォークの質量 m_q である。場の理論の大きな特徴は結合定数がエネルギースケール (μ_R) に依存することである。QCD の場合、その依存性は次の繰り込み群方程式

$$\mu_R^2 \frac{d\alpha_s}{d\mu_R^2} = \beta(\alpha_s) = -(b_0 \alpha_s^2 + b_1 \alpha_s^3 + b_2 \alpha_s^5 + \dots) \quad (1.4)$$

^{*1} これをクォークの閉じ込めというが QCD のラグランジアンがクォークの閉じ込めの機構を含んでいることが確認されているわけではない。

で与えられる。ここで、 $b_0 = (33 - 2n_f)/(12\pi)$ が 1-ループの β 関数の係数で、以下、 $b_1 = (153 - 19n_f)/(24\pi^2)$, $b_2 = (2857 - \frac{5033}{9}n_f + \frac{325}{27}n_f^2)/(128\pi^3)$ である。現在 b_3 までの計算が行われている。 n_f はそのエネルギースケールで関与するクォークのフレーバーの数である。

式 1.4 で右辺が負であることは、QCD の結合定数 (α_s) は、エネルギー (スケール) が高くなると小さくなることを意味している。これは QCD の大きな特徴であり、漸近的自由 (Asymptotic Freedom) 性と呼ばれている。

図 1.1 に様々なエネルギー実験により決められた結合定数 α_s の値と QCD の予言を比較した結果を示す [19]。最もエネルギーの低い点 ($Q = 1.8 \text{ GeV}$) はタウの崩壊から決められた値 (詳しくは後述) である。図から分かるように α_s は、エネルギーの上昇とともに減少しており、QCD の予言である漸近的自由性を明確に示している。また、QCD の予言 (実線) は多くの異なる過程において測定された実験結果とよく一致している。

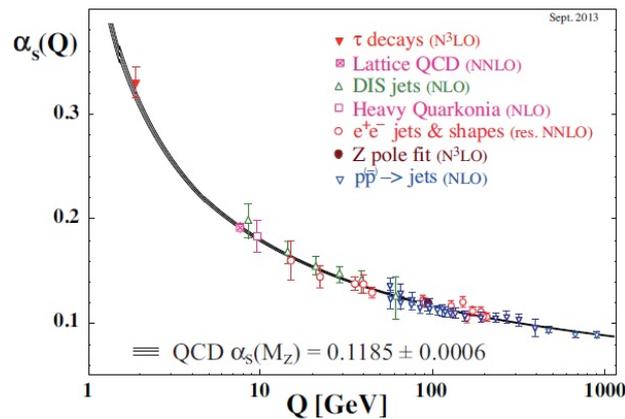


図 1.1 様々な物理過程より決められた強い相互作用の結合定数 α_s の値 (\overline{MS} スキーム)。明らかなエネルギースケール Q 依存性を示す。 $Q=1.777 \text{ GeV}$ の点が τ の崩壊から決定した α_s の値を示す。このとき値は $\alpha_s(m_\tau) = 0.334 \pm 0.014$ である。PDG2016[19] から転載。

図より結合定数の値は 100 GeV から 1 TeV の領域で、 α_s の値は $\alpha_s \sim 0.1$ である。逆に α_s は $Q = \mu_R = 1 \text{ GeV}$ あたり及びそれ以下で 1 以上となり、その領域は強結合領域と呼ばれている。標準理論の大きなミッシングリンクの問題として残っている大きな課題が、この強結合領域の問題である。別の言葉で言えば、低エネルギーのハドロン現象をクォーク間の強い相互作用を記述する量子色力学 (QCD) で理解すること、すなわちクォークの閉じ込め機構の理解が、大きなミッシングリンクの問題として残っている。近年、計算機による Lattice の計算により、ハドロンの質量等いくつかの課題は QCD の第一原理から説明できるようになってきたようであるが、Lattice はハドロンの励起状態である共鳴状態、ハドロンの構造関数はまだ扱えない。また、実験的には最も基本的な過程であるエキスクルーシブ反応、たとえば、もっとも基礎的な反応である陽子・陽子弾性

散乱や $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ 散乱の断面積を、Lattice は扱うことができない。

これと相対的なアプローチとして近年、弦理論からの予言が注目されている。超高エネルギーの理論的枠組みと思われていた弦理論において、AdS/CFT 対応（より一般的には重力/ゲージ (QCD) 対応とも呼ばれる）と呼ばれる対応関係が 2000 年の初頭に発見され、それによれば、ある種の 5 次元重力理論の弱結合領域と 4 次元ゲージ理論 (QCD) の強結合領域に対応関係があることが予想される。まだ、現実の QCD にそのまま対応するゲージ理論が見つけれられたわけではないが、非常に活発に研究が進んでいる領域である。

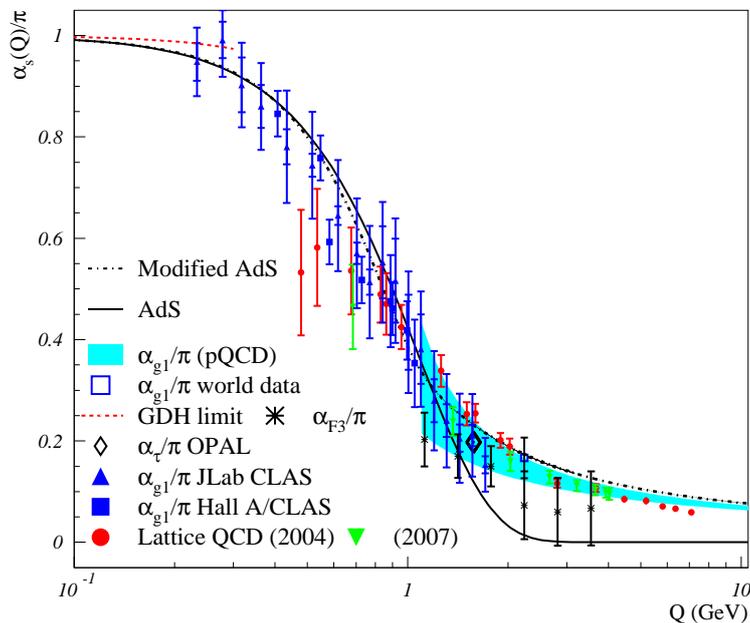


図 1.2 低い Q 領域の強い相互作用の結合定数 α_s の値 (g_1 スキーム)。ダイヤモンドがタウのデータである。図は [11],[7] から展載。

この弦理論の対応関係に刺激されて、S.Brodsky らによって提案されている AdS/QCD から予言される低いエネルギー領域の α_s のふるまい、 $\alpha_s/\pi = e^{-\frac{Q^2}{4\kappa^2}}$ と低エネルギーの実験値との比較を図 1.2 に示す [11, 7]。図には結果としてスピン構造関数の測定結果、タウの実験で求めた値、Lattice QCD の結果等がプロットされている。^{*2}

ここで、実線は 5 次元の反ド・ジッター重力理論 と Light-Front QCD との対応関係を用いた理論からの予言である [11, 8]。

このように、ハドロンが関与する低エネルギーの領域は、標準理論のミッシング部分として重要な領域で理論的にも興味深い領域であるが、実験的にはハドロンが関与する多く

^{*2} なお、結合定数には、繰り込みスキームの違いによる依存性があり、図 1.1 は \overline{MS} スキーム、図 1.2 は g_1 スキームの α_s である。

の過程において誰もが使える形で提供されたデータが不足しており、ハドロンが関与する多くの現象のより深い理解には、さらなる実験と理論からのアプローチが不可欠である。特に、ハドロンの共鳴状態は、実験サイドでは現象論的な Breit-Wigner(BW) の形でデータをフィットし、それから質量や強い相互作用の位相を用いているが、理論的にはこの位相を QCD からどのように導出するかが問題になっている。この点でも実験サイドから理論家が使える形でデータを提供することが重要性である。

1.3 タウ粒子の物理

タウ粒子 (τ) は、第三世代の電荷を持つレプトンで、レプトンの中で最も大きい質量 ($1.777 \text{ GeV}/c^2$) を持つ粒子である。

τ 粒子をもっとも簡単に生成する方法は、電子・陽電子衝突型加速器で、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反応により τ 粒子対を生成させることである。重心系のエネルギー $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$ の KEKB 加速器で、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反応の生成断面積は、

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)) = (0.919 \pm 0.003) \text{ nb} \quad (1.5)$$

である (1 ループレベルの放射補正を含む) [3]。この生成断面積は B 中間子対生成断面積とほぼ同じであり、KEKB 加速器では一年間で B 中間子対とほぼ同じ量 (10^8 個) の τ 粒子が生成できる。生成された τ 粒子はそれぞれ平均 $240 \mu\text{m}$ 飛び、その後、様々な終状態へ崩壊する。

現在知られている τ の主要な崩壊モードの例を表 1.2 に示す。 τ 粒子のこれらの崩壊過程のうち、終状態に軽いレプトンのみを含んだ崩壊過程 ($\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau, \tau \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$) をレプトニック崩壊、終状態にハドロン、すなわち π 、 K やハドロンの共鳴状態を含む崩壊をハドロニック崩壊 (またはセミ・レプトニック崩壊) と呼ぶ。ハドロニック崩壊は、さらにストレンジ $S=0$ のノンストレンジモードと $|S|=1$ のストレンジネスを持つ崩壊モードに大きく分類することが出来る。

レプトニック崩壊

τ 粒子のレプトニック崩壊には $\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ や $\tau^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$ がある。レプトニック崩壊の崩壊分岐比は 35.1% である。レプトニック崩壊の崩壊分岐比は 0.4% の精度で測定されている。この崩壊分岐比の値は理論的には電弱相互作用のループレベルの放射補正までよく理解されており、崩壊幅は次式

$$\Gamma = 1\tau \rightarrow l \equiv \Gamma(\tau^- \rightarrow l^-\bar{\nu}_l\nu_\tau) = \frac{G_\mu^2 m_\tau^5}{192\pi^3} f\left(\frac{m_l^2}{m_\tau^2}\right) \left(1 + \frac{3}{5} \frac{m_\tau^2}{m_w^2}\right) \left(1 + \frac{\alpha(m_\tau)}{2\pi} \left[\frac{25}{4} - \pi^2\right]\right) \quad (1.6)$$

で与えられる。ここで l は e または μ 、 G_μ はフェルミ結合定数、 m_l は電子の質量 (m_e) または μ 粒子の質量 (m_μ)、関数 $f(x)$ は $f(x) = 1 - 8x + 8x^3 + x^4 - 12x^2 \log x$ である。特に電子に崩壊する場合、電子の質量は τ 粒子に比べて非常に小さいため、ほぼ $f(x) = 1$

表 1.2 タウ粒子の主な崩壊モード一覧表。表中、A は軸ベクター状態 ($J^P = 1^+$)、V はベクタ状態 ($J^P = 1^-$) を表す。S はストレンジネスを持つ状態である。崩壊分岐比の値は 2014 年 PDG による。

崩壊モード	崩壊過程	崩壊分岐比 (%)
レプトニック崩壊		
	$e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	17.83 ± 0.04
	$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	17.41 ± 0.04
ハドロニック崩壊		
A	$\pi^- \nu_\tau$	10.83 ± 0.06
V	$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	25.52 ± 0.09
A	$\pi^- 2\pi^0 \nu_\tau$	9.30 ± 0.11
V	$\pi^- 3\pi^0 \nu_\tau$	1.05 ± 0.07
A	$\pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$	9.02 ± 0.06
V	$\pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0 \nu_\tau$	4.48 ± 0.06
S	$K^- \nu_\tau$	0.700 ± 0.010
S	$K^- \pi^0 \nu_\tau$	0.429 ± 0.015
S	$\bar{K}^0 \pi^- \nu_\tau$	0.84 ± 0.04
S	$K^- 2\pi^0 \nu_\tau$	0.065 ± 0.023
S	$K^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	0.349 ± 0.016
S	$\bar{K}^0 \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	0.40 ± 0.04

となる。

この式 (1.6) の崩壊幅を用いて、レプトニックな崩壊の崩壊分岐比 $\mathcal{B}_{\tau \rightarrow l}$ は

$$\mathcal{B}_{\tau \rightarrow l} = \frac{\Gamma_{\tau \rightarrow l}}{\Gamma_{tot}} (l = e, \mu) \quad (1.7)$$

で与えられる。ここで、 Γ_{tot} は τ 粒子が崩壊する全てのモードの崩壊幅の和である。 τ 粒子の寿命 τ_τ と Γ_{tot} の関係は $\Gamma_{tot} = \frac{1}{\tau_\tau}$ で与えられるので、 Γ_{tot} は τ の寿命 τ_τ を測定することで求めることができる。

ハドロニック崩壊

τ 粒子のハドロニック崩壊過程 $\tau^- \rightarrow \nu_\tau (hadrons)^-$ のファインマン図を図 1.3 に示す。

図 1.3 から分かるように、 τ 粒子のハドロニック崩壊では、強い相互作用を受けないレプトンだけのバーテックス部分と、ウィークカレントを経てハドロンの状態へ崩壊するハドロニックな部分とからなっている。前者のバーテックスの構造はよく分かっており、V-A 型 ($\gamma^\mu (1 - \gamma^5)$) で与えられる。

ハドロンの側のバーテックスもベクター γ^μ に比例する項と軸ベクター $\gamma^\mu \gamma^5$ に比例する

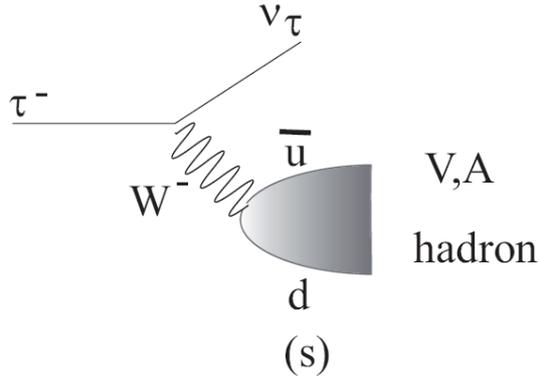


図 1.3 $\tau^- \rightarrow (\text{hadrons})^- \nu_\tau$ 崩壊のファインマン図

項からなるがその比例係数は 1 ではない。一般にその係数はスペクトラル関数 $v_J(s)$ と $a_J(s)$ で与えられる。ここで、 J はハドロン系のスピンである。一般に J は 1 または 0 の値をとることができるが、 τ の崩壊ではスピン 1 の状態が主要な成分となっている。スピン 1 の状態は、スピン、パリティ $J^P = 1^-$ のベクター状態 (V) と $J^P = 1^+$ の軸ベクター状態 (A) が可能である。 τ 粒子の場合にはその両者への崩壊が可能で、終状態の π 中間子が偶数個の時にベクター状態、奇数個の時に軸ベクター状態となる。これ以外に K 中間子を奇数個含んでいるストレンジネス S を持つ状態が存在する。この崩壊過程の分岐比はカビボ角 $\sin \theta_c = V_{us}$ の二乗がかかるため $S = 0$ の崩壊と比べて抑制されている。

τ 粒子のハドロン崩壊率 (R 比) は

$$R_\tau \equiv \frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow (\text{hadrons})^- \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} = R_{\tau,V} + R_{\tau,A} + R_{\tau,S} \quad (1.8)$$

で与えられる。ここで、 $R_{\tau,V}$ 、 $R_{\tau,A}$ 、 $R_{\tau,S}$ はハドロンがベクター状態、軸ベクター状態、ストレンジネス $S = \pm 1$ 状態の R 比である。理論的に R 比は 2 点相関関数 $\Pi^J(s)$ の s に関する積分として与えられる。ここで s はハドロン系全体の質量の 2 乗で、 J はハドロン状態の角運動量である。

$$R_\tau = 12\pi \int_0^{M_\tau^2} \frac{ds}{M_\tau^2} \left(1 - \frac{s}{M_\tau^2}\right)^2 \left[\left(1 + 2\frac{s}{M_\tau^2}\right) \text{Im}\Pi^{(1)}(s) + \text{Im}\Pi^{(0)}(s) \right] \quad (1.9)$$

ここで相関関数 $\Pi^J(s)$ は以下のように各々の寄与に分解される。

$$\Pi^J(s) \equiv |V_{ud}|^2 [\Pi_{ud}^{V,J}(s) + \Pi_{ud}^{A,J}] + |V_{us}|^2 [\Pi_{us}^{V,J}(s) + \Pi_{us}^{A,J}] \quad (1.10)$$

V_{ij} は小林益川の行列要素である。上の標識中に現れる 2 点相関関数はハドロンカレント $J_\mu^{V/A}$ の真空期待値として以下のように定義されている。この定義式は理論の計算に便利である。

$$\Pi_{\mu\nu,ij}^{V/A}(q) \equiv i \int dx e^{ipx} \langle 0 | T(J_{\mu,ij}^{V/A}(x) J_{\nu,ij}^{V/A}(0)^\dagger) | 0 \rangle \quad (1.11)$$

ここで、ハドロンのベクターカレント J^V と軸ベクターカレント J^A は $J_\mu^V = \bar{q}_j \gamma_\mu q_i$, $J_\mu^A = \bar{q}_j \gamma_\mu \gamma^5 q_i$ で与えられる。また、添え字 i, j はクォークのフレーバー (アップ、ダウン、ストレンジネス) を表す。相関関数はハドロ静止系の角運動量 $J = 0, 1$ により、 Π^0 と Π^1 に分解することが可能である。

$$\Pi_{\mu\nu,ij}^{V/A}(p) = (p_\mu p_\nu - g_{\mu\nu} p^2) \Pi_{i,j}^{V/A,1}(p^2) + p_\mu p_\nu \Pi_{i,j}^{V/A,0}(p^2) \quad (1.12)$$

相関関数の虚数部がハドロンのスペクトラル関数 v_1 (ストレンジネスのベクター状態)、 a_1 (ストレンジネスの軸ベクター状態)、 v_0 (ノンストレンジのベクター状態) に対応する。

$$\text{Im}\Pi_{\bar{u}d(s)}^{(1),V/A}(s) = \frac{1}{2\pi} v_1/a_1(s) \quad (1.13)$$

$$\text{Im}\Pi_{\bar{u}d(s)}^{(0),A}(s) = \frac{1}{2\pi} a_0(s), \quad (1.14)$$

相関関数を第 1 原理である QCD からすべての s の領域について求めることは今のところできない。しかしながら、 s の大きな領域 $s = M_\tau^2$ においては相関関数の解析性と摂動論的 QCD を用いて求めることが可能である。そこでは強い相互作用の結合定数 α_s とクォークの質量および小林・益川の行列要素がパラメータとなる。 τ 粒子のストレンジネスを持たない ($S=0$) のハドロニック崩壊の崩壊率 $R_{\tau,V+A}$ は α_s の影響を受けることが知られている。

$$R_{\tau,V+A} = N_c |V_{ud}|^2 S_{EW} (1 + \delta_P + \delta_{NP}) \quad (1.15)$$

ここで N_c はクォークカラーの数であり 3 である。 $S_{EW} = 1.01907 \pm 0.0003$ は EW の補正項である。 δ_P は摂動論的 QCD からの補正項であり α_s^4 の項まで良く知られた値である [6, 2, 20]。

$$\delta_P = \frac{\alpha_s(m_\tau^2)}{\pi} + 5.2023 \frac{\alpha_s^2(m_\tau^2)}{\pi^2} + 26.366 \frac{\alpha_s^3(m_\tau^2)}{\pi^3} + 127.1 \frac{\alpha_s^4(m_\tau^2)}{\pi^4} + \frac{\hat{\alpha}}{\pi} \left(\frac{85}{24} - \frac{\pi^2}{2} \right) + O(\alpha_s^5(m_\tau^2))$$

δ_{NP} は非摂動論的 QCD の補正項である。理論的にはこの項の不定性が一番大きい。タウのスペクトラル関数は、この項の見積もりのために重要である [5], [12]。ハドロニック崩壊の崩壊率 $R_{\tau,S,V+A}$ の測定値は τ のレプトン崩壊の分岐比から求まり、

$$R_{\tau,S,V+A} = 3.6380 \pm 0.0083 \quad (1.16)$$

である。一方、QCD の 0 次のオーダーであるクォークモデルからは

$$R_{\tau,S,V+A} = N_c \times (|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2) = 2.9997 \pm 0.0010 \quad (1.17)$$

が期待される。ここで $V_{ud} = 0.974 \pm 0.0010$, $V_{us} = 0.2246 \pm 0.00012$ である。この両者の差が QCD の効果で、ここから α_s の値が決まる。 α_s の分布を図 1.2 に示す。 $Q = 1.777$ GeV のとき τ 粒子の質量を表しており、 $\alpha_s = 0.334 \pm 0.014$ である。現在、 α_s の精度の高い測定は τ と Z_0 のハドロニック崩壊比で決まっている。

τ 粒子のハドロニック崩壊の実験データは崩壊率 R を実験的に決めることが出来るという利点を持っている。特にハドロニック崩壊のベクター状態と軸ベクター状態に分けた

質量分布は非摂動論的 QCD によるハドロンの理解に必須の情報となる。スペクトラル関数は重心系エネルギーで $0.5 \sim 2$ GeV にあたる領域のハドロンの情報を持っており、この低いエネルギー部分は QCD 理論では計算することが出来ない。それゆえ、実験からスペクトラル関数を求めることは非常に重要であり、QCD 和則などの理論と比較することで、クォーク凝縮状態 ($\langle 0|q\bar{q}|0 \rangle$) 等に関する情報を得ることが出来る。これは式 1.15 の δ_{NP} の項の見積もりに重要である。

1.4 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の物理

本論文では、 τ のハドロニック崩壊のなかでも、特に 3 個の π 中間子へ崩壊する過程 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ について Belle 検出器で収集したデータを用いて研究した結果について述べる。 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の模式図を以下に示す。

$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊は 3π 系の軸ベクター状態であり、この崩壊のスペクトラル関数の測定は、QCD 理論との比較において非常に重要である。これまで $\tau \rightarrow 3\pi$ 系のスペクトラル関数は、ALEPH 実験と OPAL 実験からの測定結果の報告がある。OPAL 実験で得られたベクター状態のスペクトラル関数を図 1.4 に、軸ベクター状態のスペクトラル関数を図 1.6 に示す。ALEPH 実験で得られたベクター状態のスペクトラル関数を図 1.5 に、軸ベクター状態のスペクトラル関数を図 1.7 に示す。

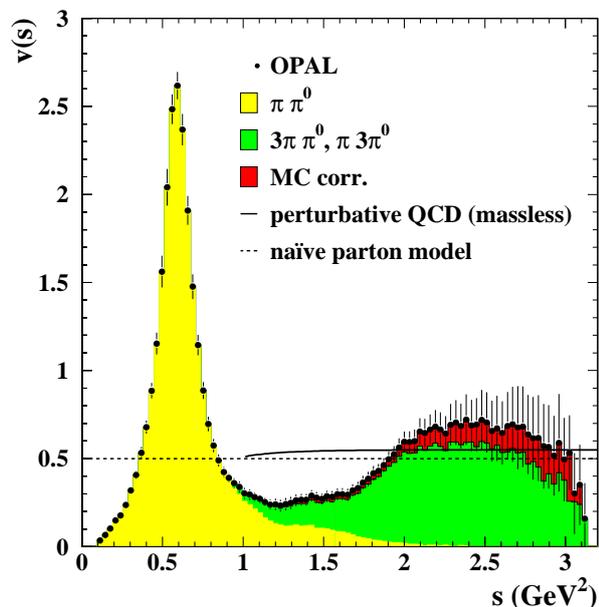


図 1.4 ベクター状態のスペクトラル関数の分布 (OPAL 実験)。緑色のヒストグラムが 4π の分布を表しており、 $v(s)=0.6$ 付近にある黒色の実線は摂動論的 QCD の理論値である [1]。

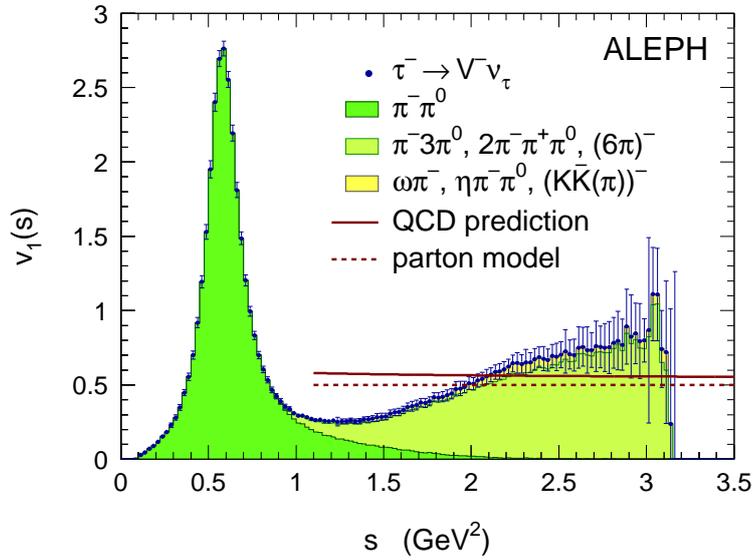


図 1.5 ベクター状態のスペクトル関数の分布 (ALEPH 実験) 黄緑色のヒストグラムが 4π の分布を表しており、 $v(s)=0.6$ 付近にある赤色の実線は摂動論的 QCD の理論値である [21, 10]。

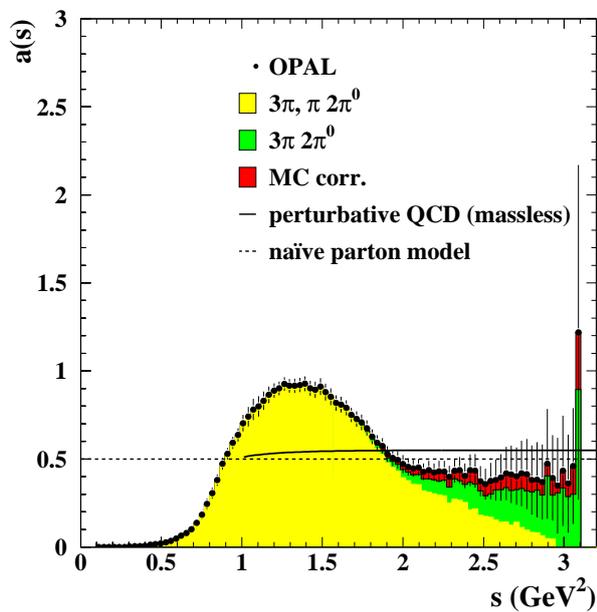


図 1.6 軸ベクター状態のスペクトル関数の分布 (OPAL 実験) $a(s)=0.6$ 付近にある黒色の実線は摂動論的 QCD の理論値である。[1]

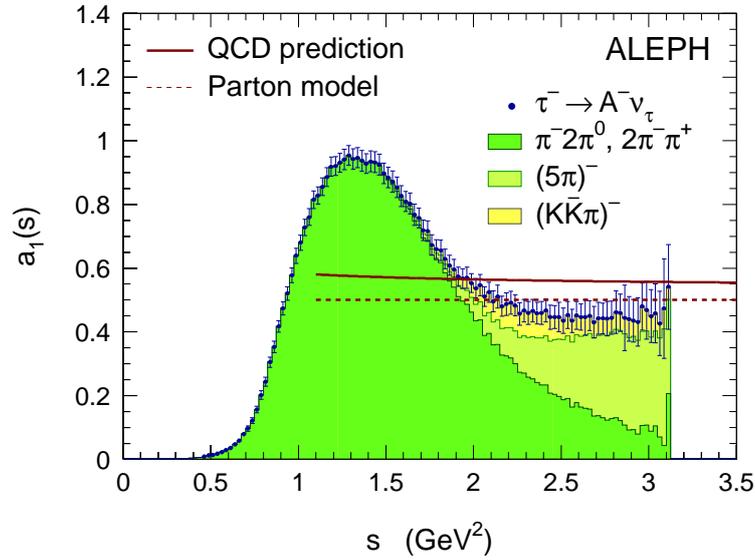


図 1.7 軸ベクター状態のスペクトル関数の分布 (ALEPH 実験) $a_1(s)=0.6$ 付近にある赤色の実線は摂動論的 QCD の理論値である [21, 10]。

1.4.1 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊のモデル

タウ粒子崩壊の標準的なシュミレーターとして TAUOLA というプログラムがよく使われている [15]。このプログラム中で使われている $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊のモデルを以下に説明する。

TAUOLA では、タウから 3 個のパイ中間子への崩壊は、

$$\tau^-(P, s) \rightarrow \pi^0(q_1) \pi^0(q_2) \pi^-(q_3) \nu_\tau(N) \quad (1.18)$$

タウがいったん a_1 中間子に崩壊し ($\tau \rightarrow a_1 \nu_\tau$)、その a_1 が $a_1 \rightarrow \rho^- \pi$, $\rho^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ と ρ 中間子を経由した 2 段階の崩壊によって、3 個のパイ中間子になるというモデルが使われている。変数を $Q = q_1 + q_2 + q_3$, $P^2 = m_\tau^2$, $q_1^2 = q_2^2 = q_3^2 = m_\pi^2$ と定義すると、崩壊のハドロン電流 J_μ は

$$J_\mu = f_3(Q^2) \left[\left(q_{1\mu} - q_{3\mu} - Q_\mu \frac{Q \cdot (q_1 - q_3)}{Q^2} \right) F_\pi(s_2) + (1 \leftrightarrow 2) \right] \quad (1.19)$$

で与えられる。ここで、 f_3 は a_1 共鳴の形を表す関数で、次のような Breit-Wigner の形を持つ。

$$f_3(Q^2) = \cos \theta_c \frac{2\sqrt{2}}{3f_\pi} \frac{m_{a_1}^2}{m_{a_1}^2 - Q^2 - im_a \Gamma_{a_1}(Q^2)} \quad (1.20)$$

この時の幅 $\Gamma_{a_1}(Q^2)$ は、式 1.19 の積分によって以下のように与えられる。

$$\Gamma_{a1}(Q^2) = \Gamma_{a1}(m_{a1}^2) \frac{g(Q^2)}{g(m_{a1}^2)} \quad (1.21)$$

ここで、

$$g(Q^2) = \int \frac{ds_1 ds_2}{Q^2} \frac{-J^\mu J_\mu^*}{|f_3(Q^2)|^2} \quad (1.22)$$

である。 $g(Q^2)$ の近似式は

$$\begin{aligned} g(Q^2) &= Q^2(1.623 + 10.38/Q^2 - 9.32/Q^4 + 0.65/Q^6), \quad \text{if } Q^2 > (m_\rho + m_\pi)^2 \\ &= 4.1(Q^2 - 9m_\pi^2)^3 [1 - 3.3(Q^2 - 9m_\pi^2) + 5.8(Q^2 - 9m_\pi^2)^2], \quad \text{elsewhere} \end{aligned} \quad (1.23)$$

で与えられる。

他方、 $F_\pi(s_2)$ は $\rho \rightarrow 2\pi$ 崩壊のフォームファクター (構造関数) で、

$$F_\pi(s_2) = \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 - Q^2 - im_\rho \Gamma(Q^2)} \quad (1.24)$$

$$\Gamma_\rho(Q^2) = \Gamma_\rho \frac{m_\rho}{Q} \left(\frac{p_\pi(Q^2)}{p_\pi(m_\rho^2)} \right)^2 \quad (1.25)$$

で与えられる。プログラムでは、共鳴のパラメーターの値として、 $m_{a1} = 1.251\text{GeV}$, $\Gamma_{a1}(m_{a1}^2) = 0.599\text{GeV}$, $m_\rho = 773\text{MeV}$, $\Gamma_\rho = 145\text{MeV}$ が使われている。

以下の章で TAUOLA のモンテカルロ事象と比較する時には、以上のモデルと比較していることになる。

第 2 章

実験装置

2.1 KEKB 加速器

KEKB 加速器は、茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) に建設された、2 リング型の電子・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 10.58 GeV に設定されている。 $\Upsilon(4S)$ はほとんど 100% の確立で B 中間子・反 B 中間子対に崩壊するので、 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出来る。また、 $B\bar{B}$ 系に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よく測定するために、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、2 リング型の衝突型加速器になっている。
- CP 非保存の測定には重要な 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 ($1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) を実現するように設計されている。

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 加速器全体の概略図を図 2.1 に示す。KEKB 加速器は既存の周長 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 8 GeV のリングと陽電子を蓄積する 3.5 GeV のリングの 2 つのリングを並べて設置されている。電子と陽電子はそれぞれ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検出器が設置されている。

KEKB 加速器ではビーム強度 (以下ルミノシティと呼ぶ) が最大となるように設計されている。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式 2.1 により与えられる。

$$\mathcal{L} = 2.2 \times 10^{34} \xi (1+r) \left(\frac{E \cdot I}{\beta_y^*} \right)_{\pm} \quad (2.1)$$

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 ξ 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、 β_y^* は衝突点における垂直方向 (y 方向) にどれだけビームを絞れるかを表すパラメーター (単位: cm) 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 ξ を大きくし、 β_y^* を小さくすれば良い。表 (2.1) に、KEKB 加速器の設計値のパラメタの値を示す。設計値のルミノシティ $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 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 0.01 m にする必要がある。

KEKB では、2003 年 5 月に設計値であるビームルミノシティ、 $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ を達成した。その後も最高記録を更新し続けており、2005 年 12 月には $1.6 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ を記録した。この値は、電子・陽電子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。

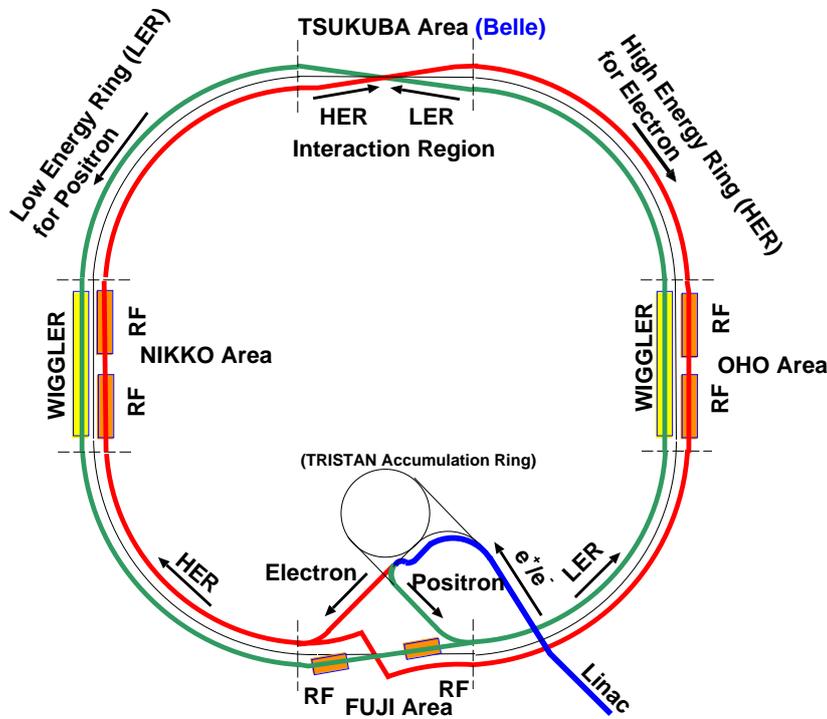


図 2.1 KEKB 加速器の概略図

Ring	LER	HER
ビームエネルギー (e^+e^-)	3.5 GeV	8.0 GeV
周長	3016.26 m	
ルミノシティ	$1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	
ビーム交差角	$\pm 11 \text{ mrad}$	
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^-)	2.6 A	1.1 A
バンチ間隔	0.59 m	
バンチの数	5000	

表 2.1 KEKB 加速器 : 各パラメータの設計値

2.2 Belle 検出器

電子・陽電子の衝突で生成された B 中間子対 (B と \bar{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。一方で、本論文の主題である、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反応で生成された各々の τ 粒子が崩壊すると、その終状態には、1 本、3 本または 5 本の荷電粒子および 0~3 個の π^0 中間子が含まれている。したがって、 $\tau^+\tau^-$ ペアの事象には、比較的少数 (2 本、4 本、6 本) の荷電粒子が存在し、 $B\bar{B}$ 対反応とは異なった様子を示す。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。

Belle 測定器の概略を図 2.2 に示し、表 2.2 に各検出器の主な役割を示す。

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、鉛直上向きを y 軸、この 2 つから右手系になるように x 軸という座標軸を取っている。また z 軸周りの回転角を ϕ 、 z 軸からの偏角を 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。

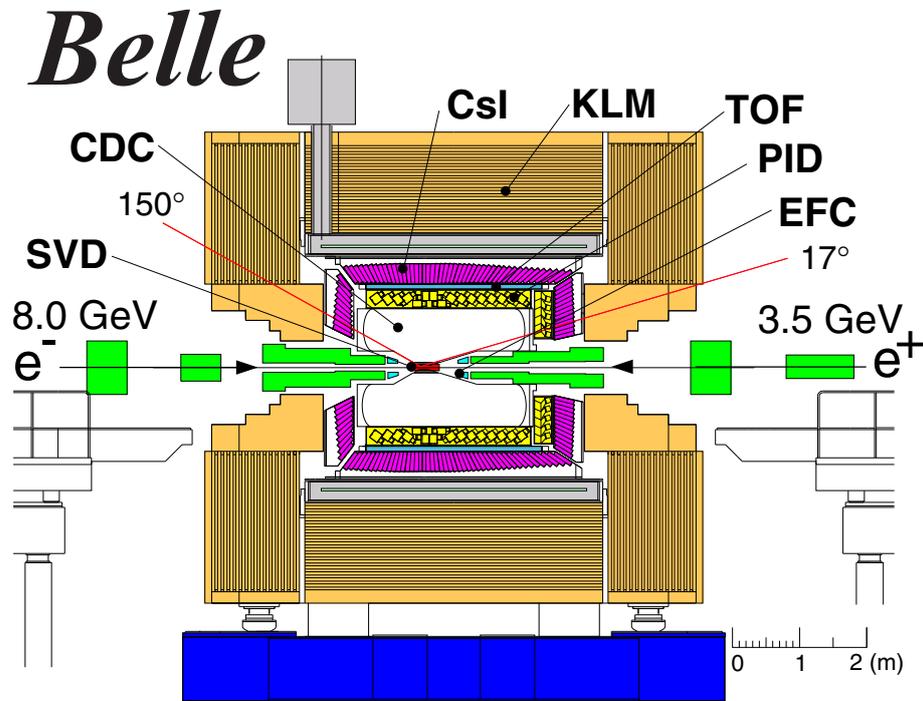


図 2.2 Belle 検出器の全体図

検出器	役割
EFC(超前後方カロリメーター)	ルミノシティのモニター
SVD(粒子崩壊点検出器)	B 中間子の崩壊点測定
CDC(中央飛跡検出器)	荷電粒子の運動量測定
ACC(エアロジェルチェレンコフカウンター)	粒子識別 (K 中間子/ π 中間子)
TOF(飛行時間測定器)	粒子識別 (K 中間子/ π 中間子)
ECL(CsI 電磁カロリメーター)	光子の検出とエネルギー測定
KLM(K_L^0 および μ 粒子検出器)	K_L^0 粒子と μ 粒子の検出

表 2.2 各検出器とその役割

2.2.1 粒子崩壊点検出器 (SVD)

シリコンバーテックス検出器 (SVD ; Silicon Vertex Detector) は、短い寿命 ($10^{-10} \sim 10^{-13} \text{sec}$) をも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 中間子のみではなく、 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 $\sigma_z \sim 80 \mu\text{m}$ を達成している。また、SVD で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。

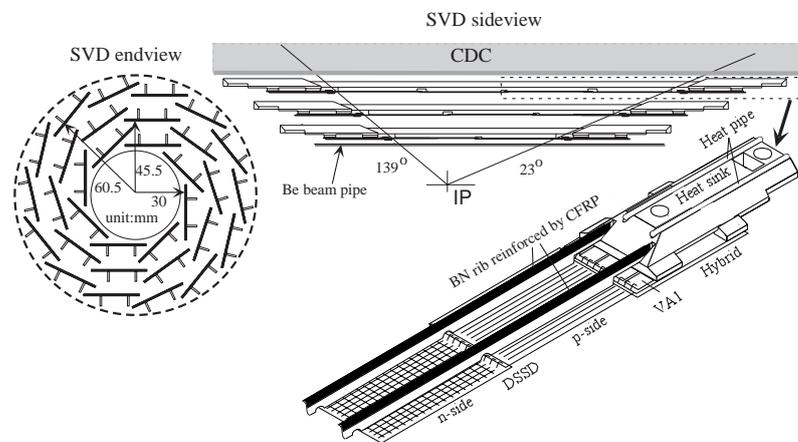


図 2.3 SVD の全体図

図 2.3 は SVD の断面図 (sideview) と断面図 (endview) である。3 層構造でビーム軸と角度が $23^\circ < \theta < 139^\circ$ の範囲を覆っており、これは全立体角の 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 の位置にある。SVD は短冊型の半導体検出器である両面シリコンストリップ検出器 (DSSD) からできている。シリコンストリップ検出器 (DSSD) とは、厚さ $300 \mu\text{m}$ のシリコン板の両面に幅 $6 \mu\text{m}$ の電極を $25 \mu\text{m}$ の間隔で形成したものである。片面で ϕ 方向、もう片面で z 軸方向の位置を測定する。この上下の面には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と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。この DSSD を何層か重ねて多重はしご (ラダー) 構造にし、ビームラインを中心に隙間がないように円筒状に配置している。各層で検出された粒子の位置を組み合わせ、衝突点付近まで内挿することによって B 中間子の崩壊点測定を行う。位置分解能は約 $100 \mu\text{m}$ である。

位置分解能を向上させるための検出器の構造上の工夫として、最も内側の層は可能な限り衝突点に近づけ、検出器全体をビームパイプと一体になるように組み立てる設計になっている。また、多重散乱を抑えるために検出部の物質量を小さくし、読み出しのエレクトロニクスは検出器有感領域の外側に置いている。さらに、衝突点の最も近くに配置されビ-

ムバックグラウンドを多く受けるため、放射線に対して十分な耐性がなければならない。その要請を満たすため最新のエレクトロニクスの高純度半導体プロセスが用いられている。実験の期間中に2種類のSVD (SVD1とSVD2) が用いられた。

2.2.2 中央飛跡検出器 (CDC)

中央飛跡検出器 (CDC; Central Drift Chamber) は、荷電粒子の検出と運動量測定およびエネルギー損失 (dE/dx) の測定を行う多線式のドリフトチェンバーである。1.5 Teslaの磁場中に設置され、He(50%):C₂H₆(50%)の混合ガス中に多数の電極ワイヤーが張られている。荷電粒子がCDCを通過すると、ガスの分子がイオン化される。この時、原子から分離される電子が陽極ワイヤーまで移動(ドリフト)する時間から、粒子の通過位置を知ることができる。磁場中を運動する荷電粒子は、ローレンツ力を受けて運動量に応じた螺旋を描く。この飛跡を各々のワイヤーから得た通過位置から再構成し、磁場の大きさと曲率半径から荷電粒子の運動量を測定する。飛跡の xy 平面上での曲率半径を $R[\text{m}]$ とすると、荷電粒子の横方向運動量 $P_t[\text{GeV}/c]$ は次式(2.2)で求めることができる。

$$P_t[\text{GeV}/c] = 0.3B_{[\text{T}]}R_{[\text{m}]} \quad (2.2)$$

運動量の z 成分は z 軸に対する傾きから得られる。ワイヤー1本の xy 平面内の位置分解能は $130 \mu\text{m}$ 、運動量 $P_t[\text{GeV}/c]$ の分解能 σ_{P_t}/P_t は $0.5\sqrt{P_t^2 + 1}(\%)$ である。

また、CDCでは同時に、荷電粒子が通過した際に生じる電子を集めて信号として読み出し、通過粒子のガス中での電離損失 dE/dx を測定する。 dE/dx は、運動量が同じであっても荷電粒子の種類によって値が異なるので、粒子識別を行うことができる。 dE/dx の分解能は6.0%である。

CDCの構造を図2.4に示す。外半径88 cm、内半径7.7 cm、長さ235 cmの円筒形で、SVDと同じ $17^\circ < \theta < 150^\circ$ の領域をカバーしている。また、電子ビームと陽電子ビームのエネルギーが異なっていることを考慮して、 z 方向に非対称な形となっている。内部のチェンバーは50層のアノードワイヤーと3層のフィールドワイヤーで構成され、陽極(アノードワイヤー)には直径 $30 \mu\text{m}$ の金メッキタングステン製、陰極(フィールドワイヤー)には直径 $120 \mu\text{m}$ のアルミニウム合金製ワイヤーが使用されている。1本のアノードワイヤーを、8本のフィールドワイヤーで取り囲むように配置されており、ワイヤーの総本数はCDC全体で3万本にも及ぶ。荷電粒子の多重散乱による運動量分解能悪化を最小にするために、ガス・ワイヤーともに物質量の小さいものを使用していることが大きな特徴である。

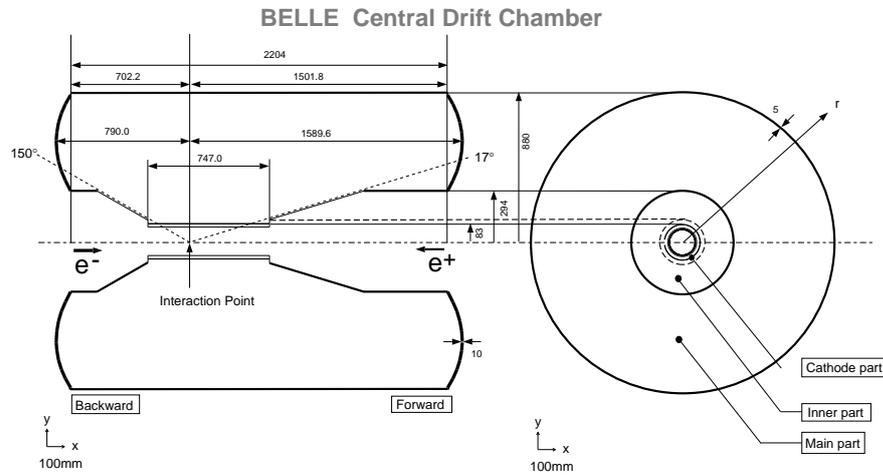


図 2.4 CDC の断面図

2.2.3 エアロジェルチェレンコフカウンター (ACC)

エアロジェルチェレンコフカウンター (ACC ; Aerogel Cerenkov Counter) は、広い運動量領域 (1.2~3.5 GeV/c) において K 中間子と π 中間子の識別を行うことを目的とした閾値型チェレンコフカウンターである。質量 m の荷電粒子が屈折率 n の物質を速度 v で通過する際、下式 (2.3) の条件を満たせばチェレンコフ光を放射する。

$$n > \frac{1}{\beta} = \sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2} \quad \beta = \frac{v}{c} \quad (2.3)$$

K 中間子と π 中間子が同じ運動量で放射体を通過しても、 K と π の質量の違いから π 中間子のみがチェレンコフ光を放射する運動量領域が存在する。すなわち、放射体として適当な屈折率の物質を用いれば、チェレンコフ光が放射されたか否かによって K/π を識別することができる。

Belle 検出器では、放射体に屈折率が非常に小さいシリカエアロジェル ($n=1.01\sim 1.03$) を使用し、ファインメッシュタイプの光電子増倍管でチェレンコフ光を検出している。非対称エネルギーのビーム衝突であるため、発生する粒子の運動量の大きさは z 軸方向からの角度 θ に依存する。そのため、それに対応して広い運動量領域での高精度の K/π 中間子識別を実現するために図 2.5 に示すように θ によって異なる屈折率のエアロジェルを使用している。

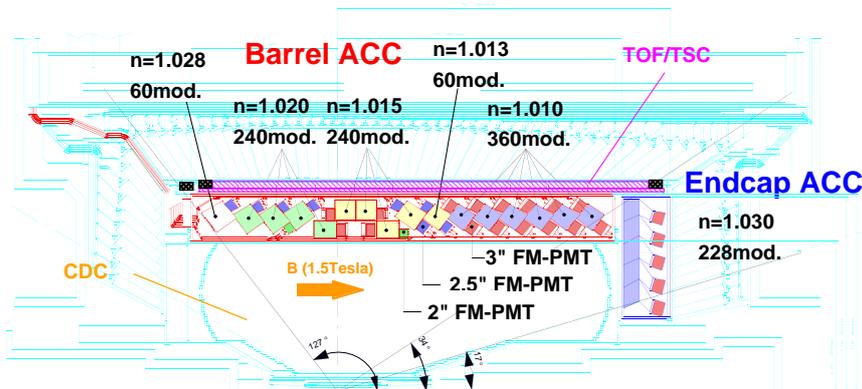


図 2.5 ACC の配置図

ACC のバレル領域は ϕ 方向に 60 セルに分割した 960 個のカウンターモジュール、エンドキャップ領域は 5 層の同心円状に配列された 228 個のカウンターモジュールから構成されている。全てのカウンターモジュールは衝突点の方向に向けた状態で配列されており、ACC 全体で $17^\circ < \theta < 127.2^\circ$ の領域をカバーしている。

ACC のカウンターモジュールを図 2.6 に示す。(a)、(b) はそれぞれバレル領域、エンドキャップ領域のモジュールである。5 枚のエアロジェルのタイルが板厚 0.2mm のアルミニウム製の箱の中に積み重ねられている。箱の大きさは約 $12 \times 12 \times 12 \text{cm}^3$ である。チェレンコフ光を効率的に検出するために、1 つまたは 2 つのファインメッシュ型光電子増倍管 (FM-PMT) をエアロジェルに直接取り付けている。この FMT-PMT は 1.5 Tesla の磁場中でも使用可能である。

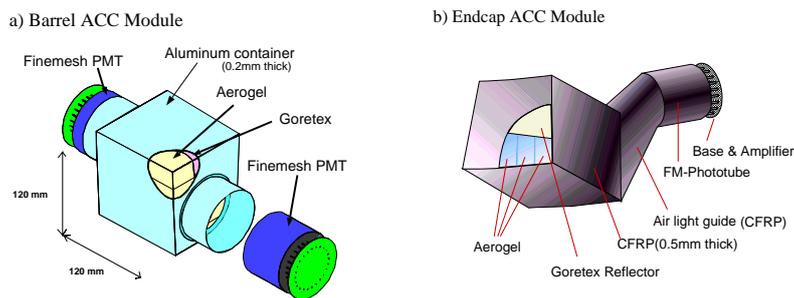


図 2.6 ACC のカウンターモジュール

2.2.4 飛行時間測定器 (TOF)

飛行時間測定器 (TOF ; Time of Flight Counter) は、衝突点からの飛行時間を測定することによって K/π 中間子の識別を行うことを主な目的としたプラスチックシンチレーションカウンターである。粒子の種類が異なると、同じ運動量をもつ粒子であっても速さが異なるため、荷電粒子の速さを測定することで K/π 中間子を識別することができる。TOF の荷電粒子の識別は主として 1.2 GeV/c 以下の運動量領域で有効である。また、CDC と組み合わせて荷電粒子を検出することで、事象が発生した時刻を得るためのトリガー信号を発する役割も担っている。

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 1.2 cm の位置にある計 64 個の TOF/TSC モジュールで $34^\circ < \theta < 120^\circ$ の範囲を覆う。これらのモジュールは ECL の内壁に取り付けられている。TOF 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電子・陽電子対生成を起こしても、1.5 Tesla の磁場によって軌道を小さく旋回させ、発生した電子・陽電子が 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} と飛行距離 L_{path} との間には以下の関係がある。

$$\beta = \frac{L_{path}}{c \cdot T_{TOF}} = \frac{p}{E} = \frac{p}{\sqrt{m^2 + p^2}} \quad (2.4)$$

$$T_{TOF} = \frac{L_{path}}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{m^2}{p^2}\right)^2} \quad (2.5)$$

ここで、 p 、 m はそれぞれ粒子の運動量、質量である。CDC で測定された運動量を用いれば、上式 (2.4) から粒子の質量が計算でき、種類を同定できる。飛行距離 1.2m、時間分解能 100psec であれば、1.2 GeV/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 100 psec 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、発光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、カウンター内を伝搬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られている。これらの工夫の結果、 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 事象を用いて観測された時間分解能は粒子の入射位置の z 座標にはほとんど依存せず、約 100 psec を達成している。

さらに TOF は、後述する QtoT(charge to time) 変換に必要なゲート信号を作り、かつ数値化を担う TDC のストップ信号を生成するという役割を担う。トリガー信号の重複を防ぐため、TOF トリガー信号の頻度は 70kHz 未満に保たなければならず、ECL 用のゲートと CDC 用のストップ信号は 10 nsec の精度を必要とする。これまでに、これらの条件を満たしつつ、 B 中間子対生成を含むハドロン事象に対してほぼ 100% のトリガー効

率を実現してきた。

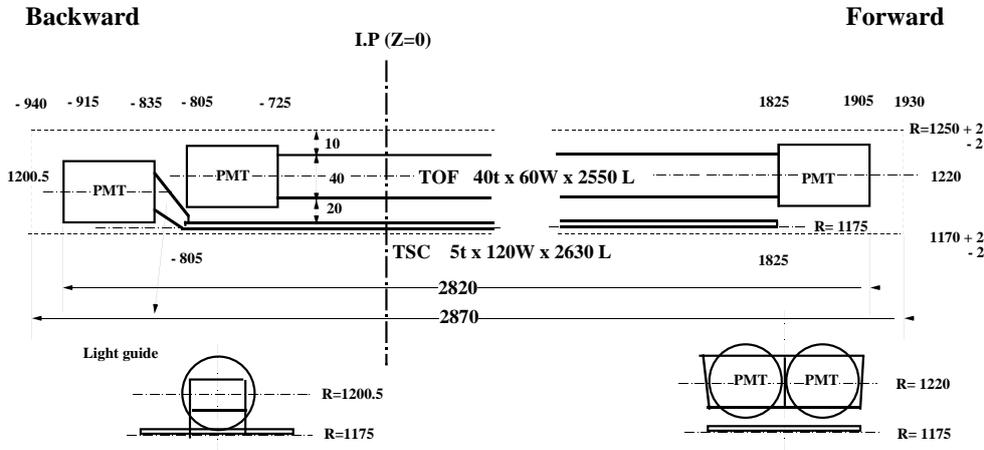


図 2.7 TOF/TSC モジュール

2.2.5 電磁カロリメータ (ECL)

電磁カロリメータ (ECL ; Electromagnetic Calorimeter) は、光子や電子 (陽電子) のエネルギーと入射位置を測定する検出器である。高エネルギーの光子や電子が物質に入射すると、電磁シャワーを形成してエネルギーを失う。シャワー中の粒子のエネルギー損失により励起状態になった物質中の原子は、脱励起する際に発光する。この光をシンチレーション光と呼ぶ。物質の厚さが十分であれば、入射した光子・電子はエネルギーのほとんど全てを物質中で失う。よって、この時のシンチレーション光の光量を電気信号に変換して読み出すことで、入射粒子のエネルギーを知ることができる。

CDC で測定した運動量 (p) と ECL で測定したエネルギー損失 (E) の間の比 (E/p) は電子または陽電子を識別する上で重要な測定量である。表 2.3 に示すように、荷電粒子の中では電子・陽電子だけが電磁シャワーを形成し、ECL 中でほとんどのエネルギーを失う。それに対し、他の荷電粒子は一部のエネルギーを失うに過ぎないため、 E/p は 1 よりもずっと小さくなる。すなわち、 E/p の値から、電子・陽電子と他の荷電粒子を高い信頼度で識別することが可能である。また、 B 中間子の崩壊過程の約 $1/3$ は π^0 を含んでおり、 π^0 は 2 つの光子に崩壊する。そのため、光子のエネルギーおよび方向を精度良く測定することは B 中間子の崩壊過程を研究する上で非常に重要である。

粒子	相互作用	エネルギー損失
e, γ	電磁シャワー	～ 粒子のエネルギー
μ	イオン化	～200MeV
π, K, p	イオン化とハドロン相互作用	≥ 200 MeV < 粒子のエネルギー

表 2.3 ECL と粒子の相互作用

ECL では、良いエネルギー分解能を得るために、光量の多い CsI(Tl) 結晶を用いている。ECL はバレル部分と前方及び後方エンドキャップ部分から構成されており、使用されている CsI カウンターの総数は 8736 本、総重量は 43t に及ぶ。バレル部分は外径 3.0 m、内径 1.25 m の円筒状で、前方・後方のエンドキャップはそれぞれ衝突点から 1.96 m と -1.02 m に位置している。また、検出領域はビーム軸から $17.0^\circ < \theta < 150.0^\circ$ の範囲である。各々の結晶はその軸をほぼ衝突点方向に向けて配列されている。衝突点で発生した光子がカウンターとカウンターの境界をすり抜けるのを防ぐため、バレル領域では r - ϕ 平面上で約 1.3° 、前方エンドキャップ領域では θ 方向に約 1.5° 、後方エンドキャップ領域では θ 方向に約 4° カウンターを傾けてある。ECL の断面図を図 2.8 に示す。

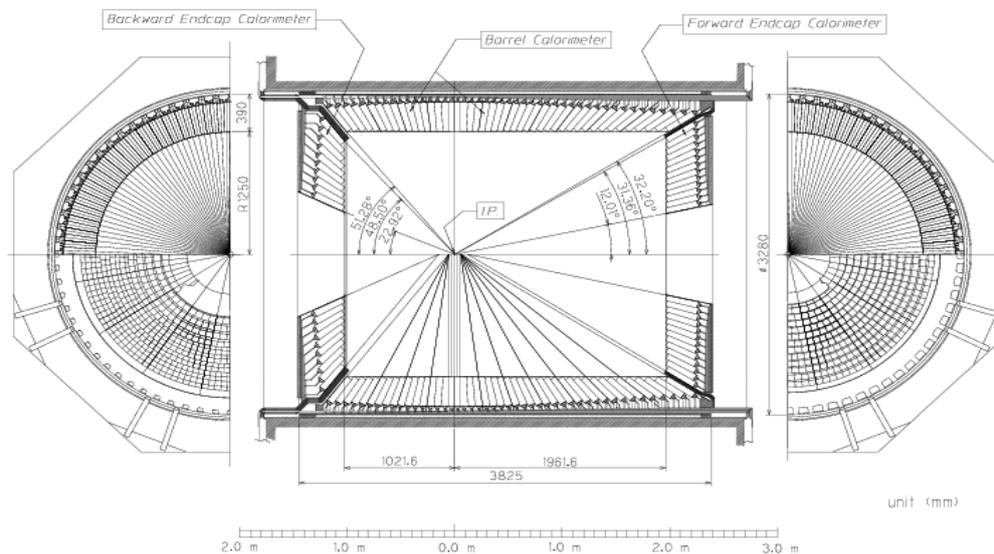


図 2.8 ECL の断面図

CsI 結晶の形状は長さ 30cm、前面 (衝突点側) は約 $5.5 \times 5.5 \text{ cm}^2$ 、後面 (信号読み出し側) は約 $6.5 \times 6.5 \text{ cm}^2$ となっており、隙間なく配置するために結晶の位置によって形状を変えてある。結晶の長さは $16.2X_0$ (X_0 :放射長) に対応し、断面の大きさはモリエール半径 (3.8 cm) を考慮した大きさとなっている。入射粒子のエネルギー損失により発生す

るシンチレーション光の読み出しには PIN フォトダイオードを用いている。そのため、ECL を超伝導ソレノイド内に設置することが可能となり、前方物質の量を低減して光子の検出効率を確保している。また、フォトダイオードにシンチレーション光を効率良く集められるように、結晶は厚さ 200 μm の白色ゴアテックスシートで包んでいる。さらに、その上から 25 μm の厚さのマイラーフィルム上に 25 μm のアルミニウムを蒸着したシートで包み、雑音シールドを施している。結晶後面に接着したフォトダイオードの背後にはアルミニウム製ケーシングの入ったプリアンプを取り付け、フォトダイオードの信号に雑音が混入する前に増幅する設計になっている。

シャワーは横方向に広がりを持つため、電子や光子が直接入射したカウンターにとどまらず、その周辺を含めた複数のカウンターにも信号をもたらす。そこで、1 つの粒子に起因する信号を持つカウンターの集団を見つけ、エネルギーの総和をとるという作業をする。まず、隣接するどのカウンターよりも大きな信号を検出し、かつその値が 10 MeV 以上のもの (シードカウンター) を探す。このシードカウンターを中心に 5×5 の範囲に入る計 25 本のカウンターのうち、0.5 MeV 以上の信号を検出したカウンターを選ぶ。こうして得られたカウンターの集団をクラスターと呼ぶ。エネルギーの測定は、クラスターに含まれるカウンターが検出したエネルギーの総和をとり、入射位置はクラスター内のエネルギーの重心から決定する。

エネルギーは、実際に入射した粒子のエネルギーよりも若干小さくなる傾向がある。これは、クラスターの範囲外のカウントやカウンターの後方にシャワーが漏れ出すためだと考えられる。また、カウンターの大きさが有限であるため、測定した入射位置と実際の位置にもずれが生じる。そこで、モンテカルロシミュレーションが電磁シャワーの振る舞いをよく再現していることを用いて補正関数を求め、これを適用してシャワーのエネルギーと入射位置を得ている。

2.2.6 K_L^0 、 μ 粒子検出器 (KLM)

K_L^0 、 μ 粒子検出器 (KLM ; K_L and Muon Detector) は寿命の長い K_L^0 中間子と、 μ 粒子を検出する。KLM は超伝導ソレノイドの外側に位置し、厚さ 4.7 cm の鉄プレートと Resistiv Plate Counter(RPC) という検出器が交互に積み重ねられた構造をしており、全体で 14 層を成している。

K_L^0 中間子は寿命の長い中性粒子であるので、内部の検出器では測定できない。そのため、原子核と強い相互作用して発生するハドロンシャワーの測定により検出する。KLM では 600 MeV/c 以上の K_L^0 が測定可能である。一方で、 μ 粒子は高い貫通力を持つため、ある程度高い運動量 (≥ 600 MeV/c) ならば内側の検出器を通過し、KLM に達する。 dE/dx 、TOF、ACC を用いた粒子の質量による粒子同定方法では、 μ 粒子 (105 MeV/c²) と π 中間子 (140 MeV/c²) の識別はできない。ここで、KLM 中での荷電粒子の振舞いに着目すると、 π^\pm 、 K^\pm 等の荷電ハドロンは電磁相互作用に加えて強い相互作用をするので、ほとんどが KLM に達する以前に止まってしまう。一方、 μ 粒子は電磁相互作用し

か起こさないため、KLM を何層にもわたって貫いて信号を残す。この性質から、SVD、CDC で検出した飛跡を KLM へ外挿し、対応する場所に KLM を何層にもわたって貫く飛跡があれば μ 粒子と識別することができる。現在、1.5 GeV/c の μ 粒子に対する検出効率は 95% 以上である。

2.2.7 トリガーシステム

トリガーとは研究対象である物理現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。トリガーには主として、飛跡トリガーとエネルギートリガーがある。飛跡トリガーは、TOF・CDC からの飛跡と時間情報を用い、エネルギートリガーは、ECL で検出された全エネルギーと信号を検出したカウンター群の総数の情報を用いてトリガーを行う。トリガーのタイミングは主として TOF の TSC による信号で決められる。図 2.9 に Belle で採用されているトリガーシステムのブロックダイアグラムを示す。

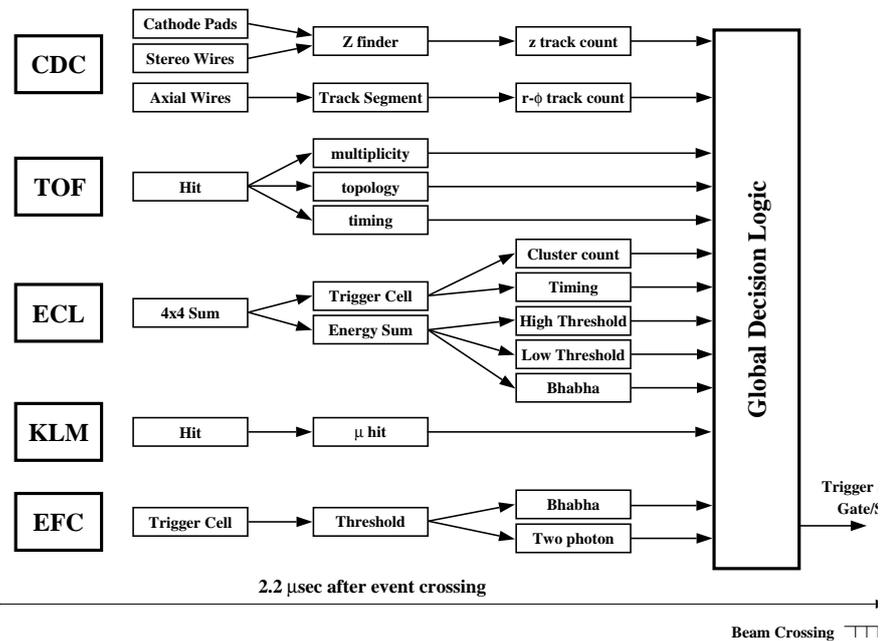


図 2.9 Belle トリガーシステム

これらの検出器サブシステムが発したトリガー信号は、グローバルデシジョンロジック (GDL) に送られる。GDL は各検出器サブシステムが発したトリガー信号の情報を総合して 2.2 μ sec 以内に当該事象のデータ収集を行うか否かを判定する。収集が決定された場合、その後 0.35 μ sec 以内に各検出器に向けて最終トリガー信号を送る。GDL では

最終トリガー信号を発する理論判断にプログラマブルゲートアレイ (FPGA) を用いており、論理判断の条件を柔軟に変更・調整できるようになっている。加速器の運転状況に対応して調整を適したものにすることで、最終トリガーレートは 400Hz 程度であり、後段のデータ収集システムの処理および転送能力の許容範囲に収まっている。ルミノシティ $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ における各事象の断面積とトリガーレートを表 2.4 に示す。

物理過程	断面積 (nb)	トリガーレート (Hz)
$B\bar{B}$ 事象	1.2	12
$q\bar{q}$ 事象	2.8	28
μ/τ 対生成	1.2	12
Bhabha 散乱	44	$4.4^{(a)}$
光子対生成	2.4	$0.24^{(a)}$
計	~ 67	~ 96

表 2.4 ルミノシティ $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ における断面積とトリガーレート:

上付 ^(a) は 1/100 をかけた値を示す。Bhabha 散乱と光子対生成の事象はルミノシティの測定や検出器の較正に用いられるが、その断面積が大きすぎるため該当事象 100 事象当たり 1 事象のデータのみ収集する。

第3章

事象選別

本研究の目的である $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊事象は、KEKB 加速器で $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反応で生成された多量のタウ粒子の崩壊事象を選別することで得られる。本章では $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反応で生成したタウ粒子対のうち、片方のタウ粒子(ここでは τ^-) が本研究対象である $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ に崩壊し、もう一方のタウ粒子(ここでは τ^+) がレプトニック崩壊 ($\tau^+ \rightarrow \ell^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\ell$) をする事象選別の方法について述べる。ここで ℓ は電子 (e) またはミュー粒子 (μ) を示す。(以下、特に断らない限り荷電共役反応を含む。) 他方のタウ粒子にレプトニック崩壊を要求したのは、ハドロン生成 ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$) のバックグラウンドを少なくし、信号の S/N 比を向上させるためである。

3.1 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、KEK にある重心系のエネルギー $\sqrt{s}=10.58$ GeV 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を表 3.1 に示し、その特徴を以下にまとめる。

1. バーバー散乱 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$)

バーバー散乱の終状態の 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、 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ 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 $\tau^+\tau^-$ 対生成事象と間違いやすい。

2. $\mu^+\mu^-$ 対生成 ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$)

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 ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$)

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 クォーク及び c クォークを意味する。実験で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 ($e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^0B^0, B^+B^-$)

$\tau^+\tau^-$ 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、 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 反応と比べて広い角度の範囲に分布する。この事象は事象の形状を表す量 (スラスト) を用いて容易に信号と区別できる。

5. 二光子過程

二光子過程には、二光子レプトン対生成 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-, e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$) および二光子ハドロン対生成 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$) 反応がある。ここで q は、 u, d, s クォークを示す。二光子過程とは電子と陽電子が放出した仮想光子同士の散乱である。このとき、もと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。 P_t の方向は比較的良くバランスしているので、この特徴を用いて $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反応と区別が可能である。

6. ビームとビームガス (ビームパイプ) との反応

ビームとビームガス (ビームパイプ) との反応がバックグラウンドとなる。この反応はビームの軌道に沿って一様に起こるので、衝突点の領域に制限を加えることで、信号事象と区別が可能である。

これらのバックグラウンドに対して信号となる $\tau^+\tau^-$ 対生成事象では終状態の ν_τ が検出されないための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、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反応以外のバックグラウンドを減らすことが出来る。

信号の検出効率を高く保ちながら、バックグラウンドを効率的に少なくするには、信号やバックグラウンド過程の特徴を正確に知る必要がある。そのためには計算機上で疑似事象を生成し、検出器の細かい特徴をシミュレーションを用いて調べる方法が最も正確である。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り、事象の検出効率を求めめるために用いたプログラムの名称を表 3.1 に示す。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、現実を忠実に再現するように長年改良されてきたものであり、高エネルギー実験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、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、 $\bar{B}B$ 中間子対や、ハ

ドロン対生成 ($\bar{q}q$) 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相互作用のシミュレーションには、GEANT プログラムを用いた。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、ランダムな時間に読み出しデータを用いて、その情報をシミュレーションの事象に含めた。

表 3.1 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事を意味する。

	反応の名称	e^+e^- 衝突反応	生成断面積 (nb)	使用した プログラム	参照
信号	$\tau^+\tau^-$ 対生成	$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ ($\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\pi^0\nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow \text{others}$)	0.92	KORALB TAUOLA	[16] [17, 18, 15]
バック グラ ウン ド	$\tau^+\tau^-$ 対生成	$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ ($\tau^-, \tau^+ \rightarrow \text{generic}$)	0.919	KORALB TAUOLA	[16] [17, 18, 15]
	(1) バーバー散乱	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$		BHLUMI	[13]
	(2) $\mu^+\mu^-$ 対生成	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$	1	KKMC	[14]
	(3) ハドロン生成	$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(q = u, d, s)$	1.30	QQ	[9]
		$e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$	2.09	QQ	[9]
	(4) B 中間子対生成	$e^+e^- \rightarrow B^+B^-$	0.525	QQ	[9]
		$e^+e^- \rightarrow B^0B^0$	0.525	QQ	[9]
	(5) 二光子過程	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$	18.9	AAFHB	[4]
		$e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	40.9	AAFHB	[4]
		$e^+e^- \rightarrow e^+e^-u^+u^-/d^+d^-$	12.50	AAFHB	[4]
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-s^+s^-$		0.227	AAFHB	[4]	
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-c^+c^-$		0.03	AAFHB	[4]	
(6) ビームガスとの反応			データ		
宇宙線			データ		

3.2 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象選別

この節では一般的な $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象の選別に用いた具体的な条件について説明する。

3.2.1 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象の特徴

$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象は、

- 荷電飛跡の数が 2~5 本と少ないこと
- 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 missing(以下、ミッシングと呼ぶ) があること

が特徴としてあげられる。 τ 粒子の全崩壊モードの中で、荷電飛跡 1 本含むモードで崩壊するのは全体の 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、もう一方が 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、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 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、それ以外のノイズと区別することが重要である。間違いなく検出された「荷電粒子」、「光子」として以下の条件を要求した。

- 荷電粒子の条件
 - CDC や SVD で観測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 0.5 cm の範囲にあり ($|dr| \leq 0.5$ cm)、かつ、衝突点に対する最近接点の z 座標 dz が ± 3 cm の範囲内にあること ($|dz| \leq 3.0$ 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。
 - 横方向の運動量 P_t が 0.10 GeV 以上であること ($|P_t| \geq 0.1$ GeV)。 P_t が 0.10 GeV 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。これはそのような荷電粒子を除くための条件である。
- 光子の条件
 - 光子のエネルギーが ECL のバレル部分では 0.05 GeV 以上であり、エンドキャップ部分では 0.07 GeV 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。

- CSI(TI) カロリメータで観測されたクラスターの位置と、CDC で検出されたトラックの飛跡をカロリメータの前面への外挿した点との距離が 25 cm 以上離れていること。これは、荷電粒子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。

3.2.2 $\tau^+\tau^-$ 対生成事象選別

$\tau^+\tau^-$ 対事象を選ぶ第一段階として比較的緩い条件で $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 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、後に行う詳しい解析に使う為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。

- 荷電粒子の本数が 2~8 であること。
- 荷電粒子の本数が 2 本のときは、運動量の絶対値の和 ($\sum |P|$) が 9.0 GeV 以下で、カロリ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 ($\sum |E|$) が 9.0 GeV 以下であること ($\sum |P| \leq 9.0 \text{ GeV}, \sum |E| \leq 9.0 \text{ GeV}$)。これは、明白なバーバー散乱や μ 粒子対生成事象を除くための条件である。
- 荷電粒子の本数が 3~8 本のときは、運動量の絶対値の和が 10.0 GeV 以下で、カロリ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が 10.0 GeV 以下であること。
- 少なくとも 1 本の荷電飛跡の横方向の運動量 P_t が 0.5 GeV 以上であること ($P_t \geq 0.5 \text{ GeV}$)。

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。

以上のような条件を課しても、まだ多くのバーバー散乱 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ 、 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$)²、ハドロン対生成 ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$)、二光子過程 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ 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、さらに以下のような条件を要求して $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象を選んだ。

まず、これまでの条件で得られた事象を図 3.3 のように、 e^+e^- の重心系で二つの半球に分ける。その際、事象軸を決めるためにスラスト (Thrust) の計算が必要である。

スラスト T は、

$$T = \frac{\sum_i |\vec{n} \cdot \vec{p}_i|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \quad (3.1)$$

で与えられる。ここで \vec{p}_i は粒子の運動量で、 \vec{n} は T が最大となるように決めた事象軸である。また、スラストは事象の形状を表す量で、完全に一直線上にジェットが向くとき

は $T = 1$ 、球状となるときは $T = 0.5$ となる。これにより、 $\tau^+\tau^-$ 事象は2つのジェットがほぼ正反対を向き一直線となる形をとる特徴があるので、今回 $\tau^+\tau^-$ 事象を選ぶために $T > 0.9$ を要求することでハドロン対生成 ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$) の球体事象を減らすことができる。データと $\tau\tau^-$ MC のスラスト分布を図 3.2 に示す。MC はデータの分布をよく再現している。

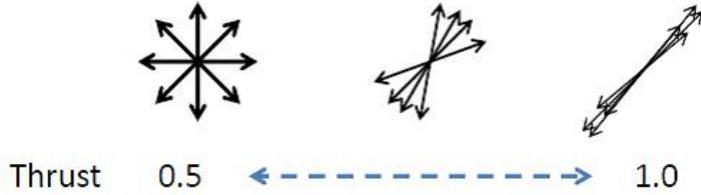
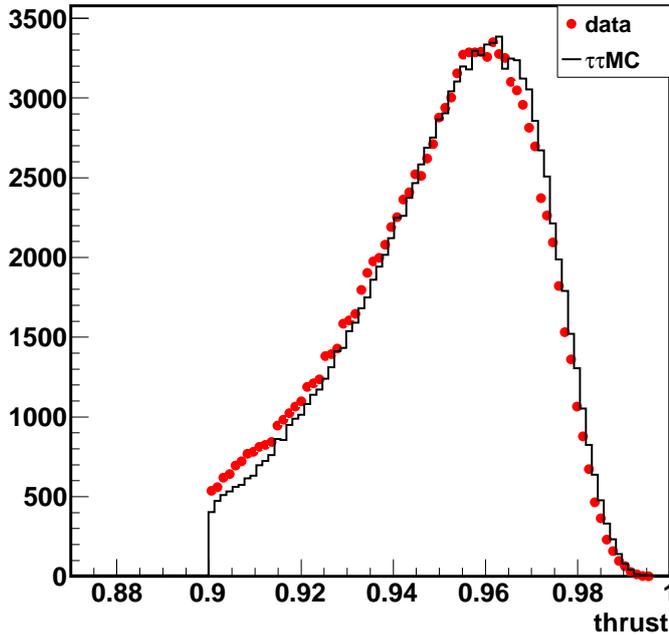


図 3.1 事象の形とスラストの関係

図 3.2 スラスト分布。0.9 以下はカットしている。



さらに、残りのバックグラウンドを除去するためにミッシング質量 (Missing Mass) の条件を課す。ミッシング質量は

$$M_{miss}^2 = (P_{initial}^{beam} - \sum P_{final}^{tracks} - \sum P_{final}^{\gamma})^2 \quad (3.2)$$

から求める。ここで $P_{initial}^{beam}$ は始状態の e^+e^- ビームの全 4 元運動量、 P_{final}^{tracks} と P_{final}^{γ} は終状態で観測された荷電飛跡と光子の 4 元運動量である。(図 3.4 を参照)

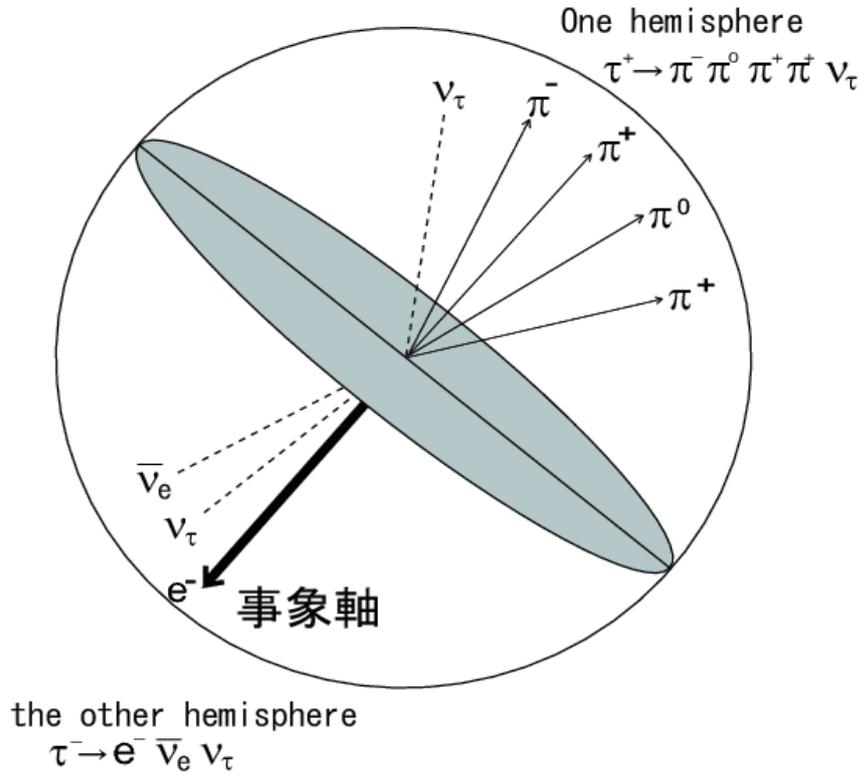


図 3.3 事象の半球図

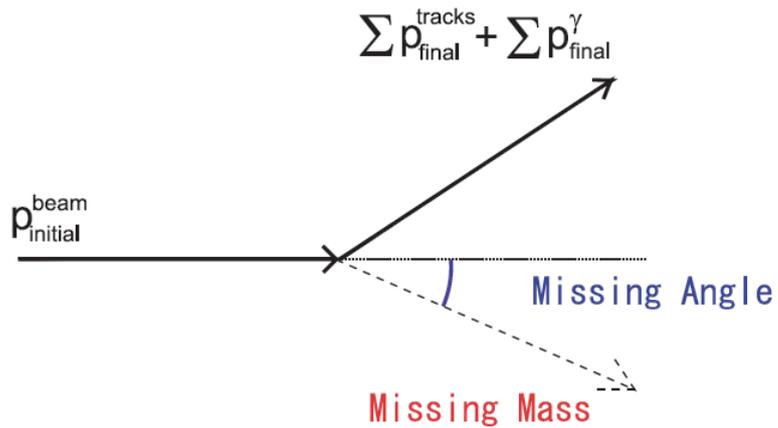


図 3.4 ミッシング質量

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 (θ_{miss}^*) と呼ぶ。 M_{miss} と (θ_{miss}^*) の二次元プロットを図 3.5 に示す。図 (1) は、データ、図 (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、

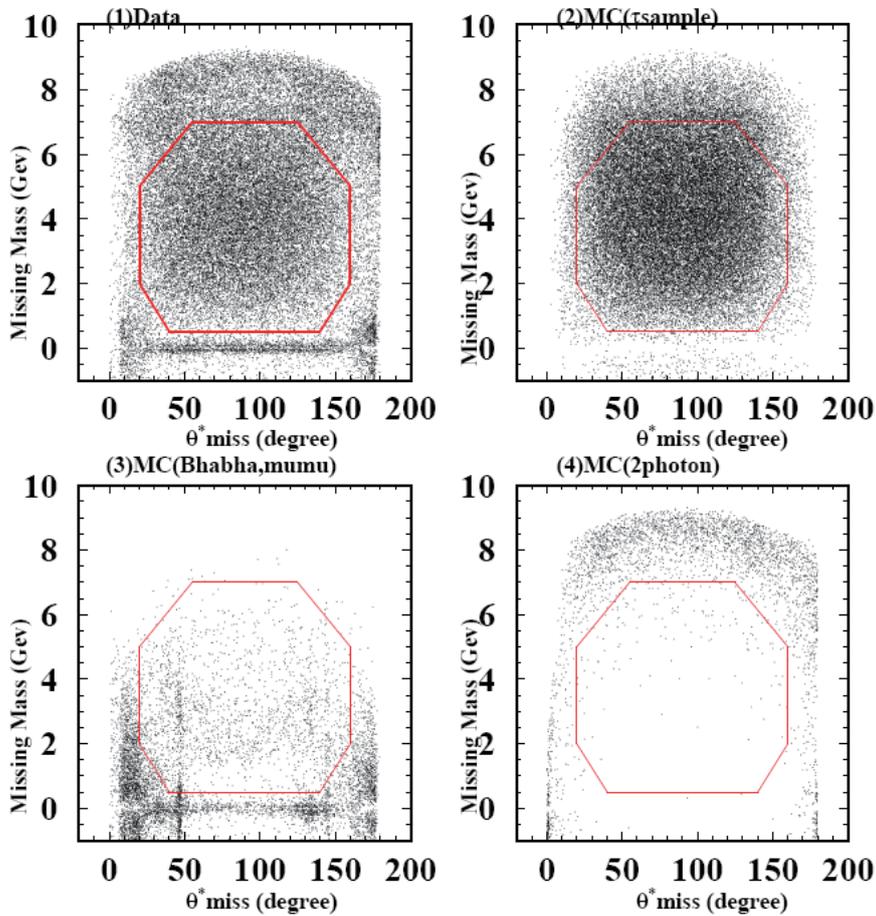


図 3.5 ミッシング質量とミッシング角の 2 次元プロット。(1) はデータを、(2)(3)(4) はモンテカルロシミュレーションによる分布で、順に $\tau^+\tau^-$ 対生成、バーバー散乱、二光子生成反応それぞれからのバックグラウンドを示す。ここで赤の多角形の枠内に入ったものを $\tau^+\tau^-$ 対生成事象と見なしている。

二光子生成反応の分布を示す。

図 (3) より、バーバー散乱事象やミュー粒子対生成事象は、 M_{miss} がゼロの辺り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 (3) で θ_{miss}^* が 45 度付近と 145 度付近に見えるバンドは、光子を伴うバーバー散乱 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$) において、電子または光子がカロリメーター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、カロリメーターの境界条件であり、エネルギーを正しく測定出来ないために $\tau^+\tau^-$ 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メーター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

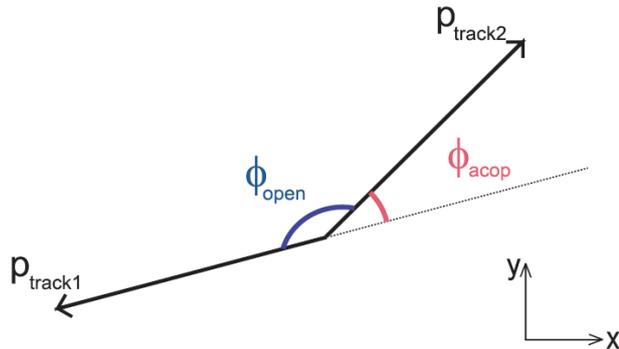


図 3.6 アコプナリティ角 ϕ_{acop} は、 $\phi_{acop} = |180^\circ - \phi_{open}|$ と定義される。ここで ϕ_{open} は $r - \phi$ での 2 つのトラックの開き角である。

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、 $\phi = 180^\circ - \phi_{open}$ と表せる (図 3.6)。この段階で残っているバーバー散乱事象 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$) 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 $\phi_{acop} \leq 1^\circ$ 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。

3.3 解析に用いたデータ

本解析に用いたデータは、Belle 測定器で 2000 年 10 月から 2008 年 6 月までに収集したものである。この期間に収集したもののうち、実験番号 31,41,51 を解析に用いた。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 3.2 にまとめた。

以上の条件を全て要求することにより選ばれた $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ の数は 113.9×10^6 事象である。

実験番号	収集された時期	ルミノシティ $\mathcal{L}(/fb)$
31	2003 年 10 月～2003 年 12 月	20.243
41	2005 年 1 月～2005 年 4 月	65.595
51	2006 年 4 月～2006 年 6 月	43.682
合計		129.520

表 3.2 各実験番号の収集時期とルミノシティ

3.4 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 事象選別

この節では、前節で選別した $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象の中から一方の τ 粒子が $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ に崩壊し、もう一方の τ 粒子がレプトニック崩壊する事象の選別条件について説明する。

3.4.1 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の選別条件

$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊した事象を選別するために以下の条件を課した。

1. 半球中に荷電粒子が1つある。
2. 半球中に光子が4つ以上ある。

π^0 中間子はほぼ100%の確立で2つの光子に崩壊するので、2つの光子の組み合わせにより π^0 中間子の再構成を行う ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$)。 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊では2つの π^0 中間子が存在するので、この条件を課した。

3. 半球中に π^0 中間子が2つある。

光子をエネルギーが高い順に重複を避けて2つ選ぶ。以上の手続きを以下でより詳しく説明する。この2つの光子の不変質量 $m_{\gamma\gamma}$ と π^0 の質量 $m_{\pi^0}=134.9$ MeV の差を、2つの光子の不変質量の分解能で割ったものを

$$S_{\gamma\gamma} \equiv \frac{(m_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0})}{\sigma_{\gamma\gamma}} \quad (3.3)$$

と定義し、 $S_{\gamma\gamma}$ が-5から3の範囲に入っているとき、この2光子を π^0 中間子であるとみなした。 $S_{\gamma\gamma}$ の分布を図3.7に示す。ここで、図3.7から分かるように $S_{\gamma\gamma}$ が-2以下の範囲において特にデータとモンテカルロの事象にずれがある。この点における原因についての追及は今後の課題である。また、 γ の組み合わせの数を限るために、いったん2つの γ の $S_{\gamma\gamma}$ が上記で述べた π^0 の条件を満たせば、その2つの γ とも、その後の π^0 の候補を探す候補から除いた。

4. 半球中にある荷電トラックが π 中間子と識別されている。

π 中間子と識別するには、CDC の dE/dX、TOF の時間情報、ACC のヒットの情報を用いた。

5. $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ に崩壊する半球の反対側に荷電粒子が1個あり、それが電子または μ 粒子である。

以上の条件を課して $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 事象はデータで 1.293×10^6 事象を選別した。ここで $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 事象を選ぶために用いた条件とそれによる効果、および詳しい事象数を表3.3に示した。なお、この表は τ のモンテカルロでの本物の事象数と比較しており、Efficiency は生成された全ての事象数 2.15×10^7 に対する割合である。各実験ごとのデータ数とルミノシティに対する比を表3.4にまとめる。

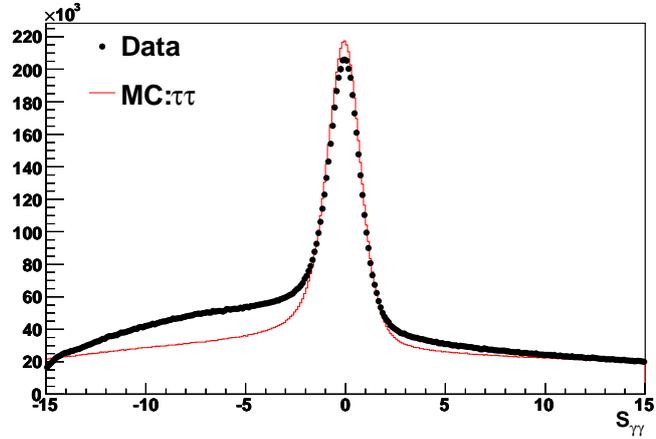


図 3.7 π^0 のシグナル分布。データを黒丸でモンテカルロの事象を赤のヒストグラムで示した。

表 3.3 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 事象選別条件による事象数の変化率

選別条件	事象数	Efficiency(%)
(1) 荷電粒子が 1 つある	8893456	41.41
(2) 光子が 4 つ以上ある	5067818	23.60
(3) π^0 が 2 つある	2999752	13.97
(4) $\pi 2\pi^0$ であると識別	2810678	13.09
(5) 反対側が電子 or μ 粒子である	2458098	11.45

表 3.4 各実験ごとのデータで選別された $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 事象数とルミノシティ (\mathcal{L})

実験番号	事象数 ($N_{3\pi-\ell}^{\text{obs}}$)	ルミノシティ \mathcal{L} (/fb)	$N_{3\pi-\ell}^{\text{obs}}/\mathcal{L}$
31	194616	20.107	9679.0173
41	655765	64.296	10199.1570
51	441539	43.992	10036.8022

第4章

$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比の測定

4.1 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比

まず、今回測定する $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比 $\mathcal{B}_{3\pi}$ の測定の概要について説明する。

これまで選別してきた事象は $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反応で生成した τ 粒子対のうち、片方の τ 粒子が $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ に崩壊し、もう一方の τ 粒子がレプトニック崩壊 ($\tau^+ \rightarrow \ell^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\ell$) をする事象であり、まとめて書くと $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow (\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau)(\ell^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\ell)$ である。ここで ℓ は電子または μ 粒子を示す。この $\tau^+\tau^- \rightarrow (\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau)(\ell^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\ell)$ の事象数を $N_{3\pi-\ell}$ とすると

$$N_{3\pi-\ell} = 2 \times N_{\tau\tau} \times \mathcal{B}_{3\pi} \times \mathcal{B}_\ell \quad (4.1)$$

よって

$$\mathcal{B}_{3\pi} = \frac{N_{3\pi-\ell}}{2 \times N_{\tau\tau} \times \mathcal{B}_\ell} \quad (4.2)$$

となり、ここでの $\mathcal{B}_\ell = \mathcal{B}_e + \mathcal{B}_\mu$ である。 $N_{\tau\tau}$ は $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象の数である。ここから、崩壊分岐比を測定するには $N_{\tau\tau}$ を決める必要がある。一般に $N_{\tau\tau}$ は以下の2つの方法で求めることができる。

1. $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ の生成断面積 $\sigma_{\tau\tau}$ とルミノシティ \mathcal{L} から $N_{\tau\tau}$ の求める方法。

$$N_{\tau\tau} = \sigma_{\tau\tau} \times \mathcal{L} \quad (4.3)$$

2. 精度良く測定された既知の崩壊の崩壊分岐比と観測数から求める方法。

例えば、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反応で生成した τ 粒子対のうち、片方の τ 粒子が電子に崩壊し、もう一方の τ 粒子が μ に崩壊する事象 $\tau^+\tau^- \rightarrow (e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e)(\mu^+ \bar{\nu}_\tau \nu_\mu)$ を用いた場合、崩壊分岐比を $\mathcal{B}_\ell = \mathcal{B}_e, \mathcal{B}_\mu$ 、観測数を $N_{e-\mu}$ とすると、

$$N_{e-\mu} = 2 \times N_{\tau\tau} \times \mathcal{B}_e \times \mathcal{B}_\mu \quad (4.4)$$

よって

$$N_{\tau\tau} = \frac{N_{e-\mu}}{2 \times \mathcal{B}_e \times \mathcal{B}_\mu} \quad (4.5)$$

で求められる。

今回は、2の方法を用いて $\mathcal{B}_{3\pi}$ の測定を行った。精度良く測定された既知の崩壊には、 $\tau^+\tau^- \rightarrow (e^-\nu_\tau\bar{\nu}_e)(\mu^+\bar{\nu}_\tau\nu_\mu)$ (以後 $e-\mu$ 事象と呼ぶ。) を利用した。

4.2 崩壊分岐比の測定方法

$\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\pi^0\nu_\tau$ の崩壊分岐比 $\mathcal{B}_{3\pi}$ は式 4.2 に式 4.5 を代入して

$$\begin{aligned} \mathcal{B}_{3\pi} &= \frac{N_{3\pi-\ell}^{\text{TRUE}}}{N_{e-\mu}^{\text{TRUE}}} \cdot \frac{\mathcal{B}_e \times \mathcal{B}_\mu}{(\mathcal{B}_e + \mathcal{B}_\mu)} \\ &= \frac{N_{3\pi-\ell}^{\text{obs}}(1 - b_{3\pi-\ell})}{\eta_{3\pi-\ell}} \cdot \frac{\eta_{e-\mu}}{N_{e-\mu}^{\text{obs}}(1 - b_{e-\mu})} \cdot \frac{\mathcal{B}_e\mathcal{B}_\mu}{(\mathcal{B}_e + \mathcal{B}_\mu)} \end{aligned} \quad (4.6)$$

から求められる。ここで、各変数の意味は以下のとおりである。

- $N_{3\pi-\ell}^{\text{obs}}$: 実際に観測した $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\pi^0\nu_\tau$ 事象の数 (バックグラウンドも含む)。
- $N_{e-\mu}^{\text{obs}}$: 実際に観測した $e-\mu$ 事象の数 (バックグラウンドも含む)。
- $b_{3\pi-\ell}$: 観測した $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\pi^0\nu_\tau$ 事象に含まれるバックグラウンドの割合。
- $b_{e-\mu}$: 観測した $e-\mu$ 事象に含まれるバックグラウンドの割合。
- $\eta_{3\pi-\ell}$: $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\pi^0\nu_\tau$ 事象の検出効率。
- $\eta_{e-\mu}$: $e-\mu$ 事象の検出効率。

4.3 $e\text{-}\mu$ 事象

この節では 3 章で選別した $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象の中から $e\text{-}\mu$ 事象を選別する方法について説明する。

4.3.1 $e\text{-}\mu$ 事象の選別の条件

$e\text{-}\mu$ 事象の選別の条件を以下にあげる。

1. 荷電粒子のトラックの本数が半球中に 1 本ずつの計 2 本で、電荷の合計が 0 である。
これにより次の事象を選別したことになる。 $0(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ と $\tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau)$
 $0(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ と $\tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau)$
2. 2 本のトラックのうち 1 本がレプトン ID の $P_e > 0.9$ でもう一方が $P_\mu > 0.9$ である。
ここで、 $P_{e,\mu}$ は電子またはミュー粒子である確率である。電子の識別には CDC の dE/dX カロリメータの情報を用いた。ミュー粒子の識別には KLM の情報を用いた。
3. 一番高い光子のエネルギーが $E_\gamma^{max} < 0.2\text{GeV}$ である。
4. アコプナリティ角 $\phi_{acop} > 1^\circ$ である。
5. $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ のときと同様にトリガー条件をみたしている。

これらの条件を課して $e\text{-}\mu$ 事象は 1.323×10^6 事象選別された。

ここで $e\text{-}\mu$ 事象を選ぶために用いた条件とそれによる効果、詳しい事象数を表 4.1 に示した。この表は τ のモンテカルロでの本物の事象数で比較しており、Efficiency は生成された全ての事象数 2.0×10^7 に対する割合である。各実験ごとのデータ数とルミノシティに対する比を表 4.2 にまとめる。

表 4.1 $e\text{-}\mu$ 事象選別条件によるイベント数の変化率

選別条件	事象数	Efficiency(%)
(1) トラックが 2 本	6073758	30.27
(2) トラックが電子と μ 粒子 ($P_e > 0.9$, $P_\mu > 0.9$)	4609635	22.95
(3) $E_\gamma^{max} < 200\text{MeV}$	3873250	19.28
(4) $\phi_{acop} > 1.0^\circ$	3753723	18.69
(5) トリガー条件をみたく	3643066	18.14

表 4.2 各実験ごとのデータで選別された $e\text{-}\mu$ 事象数とルミノシティ (\mathcal{L})

実験番号	事象数 ($N_{e\text{-}\mu}^{\text{obs}}$)	ルミノシティ \mathcal{L} (/fb)	$N_{e\text{-}\mu}^{\text{obs}}/\mathcal{L}$
31	208155	20.107	10352.36485
41	661588	64.296	10289.72253
51	453412	43.992	10306.69213

4.3.2 $e\text{-}\mu$ 事象のバックグラウンドの見積り

前節の選別の結果、 $e\text{-}\mu$ 事象を 1.3×10^6 事象観測した。これらの事象に対する $M_{e\text{-}\mu}$ 分布を図 4.1 に示す。観測された $e\text{-}\mu$ 事象の実データが赤色のプロット、モンテカルロでシミュレーションされた $e\text{-}\mu$ 事象が黒色のヒストグラムでバックグラウンドが色付きのヒストグラムである。モンテカルロシミュレーションより見積ったバックグラウンドの各崩壊の割合を表 4.3 に示す。主なバックグラウンドは光子対生成 ($e\bar{e}\mu\mu$)3%、片方は電子であるが、もう一方が μ 粒子と間違えて π 中間子を選別している $\pi\text{-}e$ 事象 1.6% であることがわかる。また $e\text{-}\mu$ 事象のサンプルに入ってくるバックグラウンドの割合は全体で 5.5% であると見積もった。

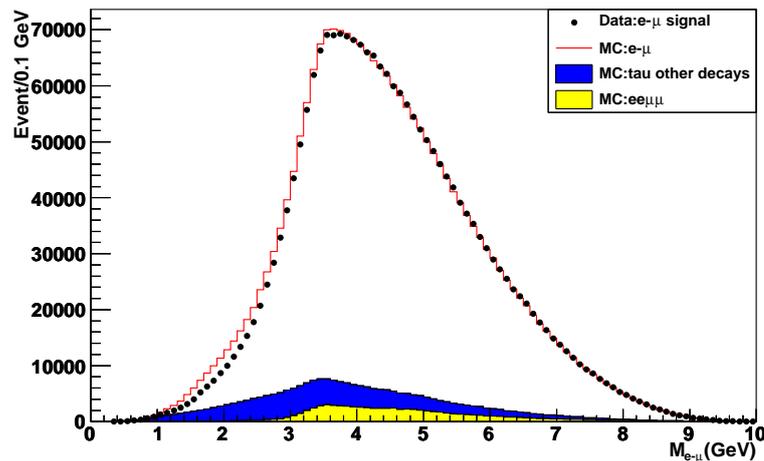


図 4.1 $e\text{-}\mu$ の質量分布。ルミノシティで規格化している。黒丸がデータ、赤のヒストグラムがモンテカルロ、色がついたヒストがバックグラウンドを示している。

$e\text{-}\mu$ 事象の検出効率はモンテカルロを用いることで、式 4.7 から求めることができる。

$$\eta_{e\text{-}\mu} = \frac{N_{e\text{-}\mu}}{N_{e\text{-}\mu}^{\text{GEN}}} \times \eta_e^{\text{cor}} \times \eta_\mu^{\text{cor}} \quad (4.7)$$

表 4.3 $e\text{-}\mu$ 事象のバックグラウンドの評価

バックグラウンドの崩壊モード	バックグラウンドの割合 (%)
$\pi - e$	1.5738 ± 0.0065
$\rho - e$	0.3907 ± 0.0032
$K - e$	0.1555 ± 0.0020
$\pi - \mu$	0.1488 ± 0.0020
その他の τ 崩壊	0.1831 ± 0.0022
光子対生成 ($ee\mu\mu$)	3.0800 ± 0.0197
バックグラウンドの合計	5.532 ± 0.021

$N_{e\text{-}\mu}^{\text{GEN}}$ は事象生成シミュレータで生成された $e\text{-}\mu$ 事象の事象数であり、 $N_{e\text{-}\mu}$ は $N_{e\text{-}\mu}^{\text{GEN}}$ に選別条件を課した後に残った事象数で、 η_e^{COR} 、 η_μ^{COR} は電子と μ 粒子の補正係数である。

4.4 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊

4.4.1 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 事象の質量分布とバックグラウンド

前章の選別の結果、 1.3×10^6 個の $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 事象を観測した。観測された $M_{\pi^- \pi^0 \pi^0}^2$ 分布を図 4.2 に示す。また、同様に観測された $M_{\pi^- \pi^0}$ 分布を図 4.3 に、 $M_{\pi^0 \pi^0}$ 分布を図 4.4 に示す。観測された実データが黒色の線のプロット、モンテカルロでシミュレーションされたバックグラウンドが色付きのヒストグラムである。モンテカルロシミュレーションより見積ったバックグラウンドの各崩壊の割合を表 4.4 に示す。表 4.4 より、主なバックグラウンドは $\tau \rightarrow \pi 3\pi^0 \nu_\tau$ 、 $\tau \rightarrow \pi \pi^0 \nu_\tau$ であることがわかる。また $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ のサンプルに入ってくるバックグラウンドの割合は全体で 29.3% である。

今回、uds と charm のモンテカルロの規格化を精密に行うために高い質量領域 (3.5 GeV^2 以上) のデータ数が uds と charm の MC と一致するように、モンテカルロの規格化定数を決めた。その規格化定数は $f^{uds+c} = 5.1$ である。uds と charm の MC の規格化は常にこの定数を用いた。

図 4.2 は $\pi^- \pi^0 \pi^0$ の不変質量の二乗である。先に述べたように $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ の MC は $\tau \rightarrow a_1 \nu_\tau$ の成分のみを含んでいる。データと MC の一致が良いことは、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ がほぼ $\tau \rightarrow a_1 \nu_\tau$ の課程のみであることを示している。図 4.3 は $\pi^- \pi^0$ の不変質量分布である。きれいな ρ 信号が観測されている。一方 $\pi^0 \pi^0$ の不変質量分布である図 4.4 には、顕著な構造はみえない。

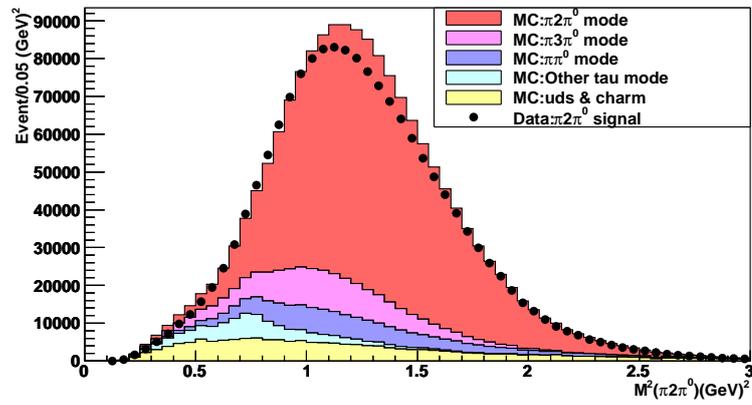


図 4.2 $\pi^- \pi^0 \pi^0$ の不変質量の 2 乗の分布。実験データを黒丸、色つきのヒストグラムがバックグラウンドである。

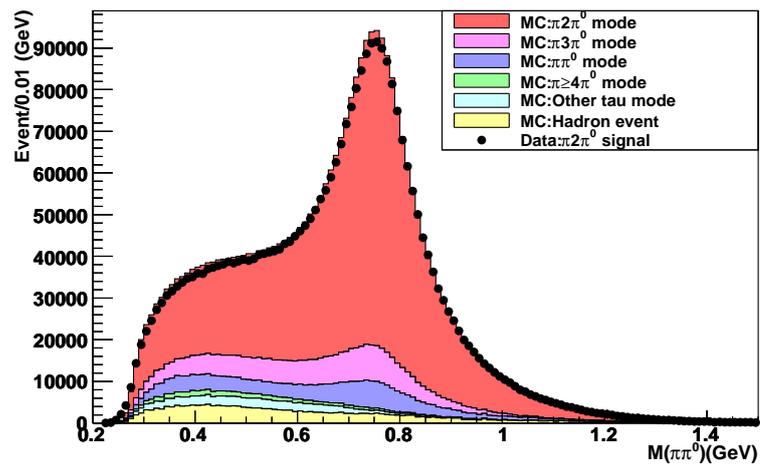


図 4.3 $\pi^- \pi^0$ の不変質量の分布。実験データを黒丸、色つきのヒストグラムがバックグラウンドである。

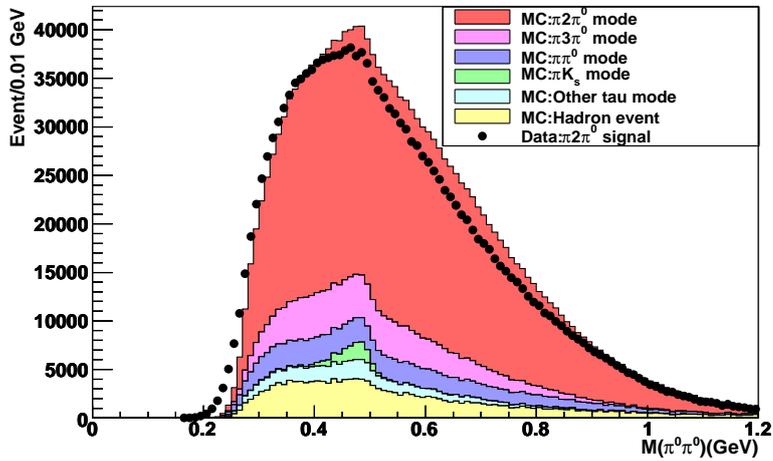


図 4.4 $\pi^0\pi^0$ の不変質量の分布。実験データを黒丸、色つきのヒストグラムがバックグラウンドである。

表 4.4 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊事象選別における、 $\tau^+ \tau^-$ 対事象の崩壊からくるバックグラウンドの評価

バックグラウンドの崩壊モード	バックグラウンドの割合 (%)
$\tau \rightarrow \pi 3\pi^0 \nu_\tau$	11.126 ± 0.018
$\tau \rightarrow \pi \pi^0 \nu_\tau$	8.157 ± 0.015
$\tau \rightarrow \pi (\geq 4) \pi^0 \nu_\tau$	1.569 ± 0.007
$\tau \rightarrow \pi K_s \nu_\tau$	0.917 ± 0.005
$\tau \rightarrow \pi K_s(1/2) \pi^0 \nu_\tau$	0.801 ± 0.005
$\tau \rightarrow \pi(1/2) K l(1/2) \nu_\tau$	0.297 ± 0.003
その他の τ 崩壊	1.097 ± 0.006
反対側が電子または μ 粒子ではない	3.081 ± 0.010
uds	0.843 ± 0.008
charm	1.427 ± 0.011
バックグラウンドの合計	29.31 ± 0.03

4.4.2 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 事象の検出効率

ここで $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 事象の検出効率を求める。 $e-\mu$ 事象の検出効率と同じくモンテカルロを用いることで、式 4.8 から求めた。

$$\eta_{3\pi-\ell} = \frac{N_{3\pi-\ell}}{N_{3\pi-\ell}^{\text{GEN}}} \times \eta_{\pi}^{\text{COR}} \times (\eta_{\pi^0}^{\text{COR}})^2 \times \eta_{e/\mu}^{\text{COR}} \quad (4.8)$$

ここで、 $N_{3\pi-\ell}^{\text{GEN}}$ は事象生成シミュレータで生成された $e-\mu$ 事象の事象数であり、 $N_{3\pi-\ell}$ は $N_{3\pi-\ell}^{\text{GEN}}$ に選別条件を課した後に残った事象数である。また、 η_{π}^{COR} 、 $\eta_{\pi^0}^{\text{COR}}$ 、 $\eta_{e/\mu}^{\text{COR}}$ はそれぞれ、 π 、 π^0 、反対側の電子と μ 粒子の補正係数である。

4.4.3 観測値の評価

$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 事象と $e-\mu$ 事象の選別数

各実験番号における観測された事象数 $N_{3\pi-\ell}^{\text{obs}}$ 、 $N_{e-\mu}^{\text{obs}}$ 、バックグラウンドの割合 $b_{3\pi-\ell}(\%)$ 、 $b_{e-\mu}(\%)$ 、検出効率 $\eta_{3\pi-\ell}$ 、 $\eta_{e-\mu}$ を表 4.5 に、検出効率の補正係数を表 4.6 に示す。

表 4.5 各実験番号における事象の観測数とバックグラウンドの割合

実験番号	$N_{3\pi-\ell}^{\text{obs}}$	$N_{e-\mu}^{\text{obs}}$	$b_{3\pi-\ell}(\%)$	$b_{e-\mu}(\%)$	$\eta_{3\pi-\ell}$	$\eta_{e-\mu}$
31	194616	208155	28.639	5.520	9.843	17.603
41	655765	661588	30.002	5.535	9.781	17.272
51	441539	453412	29.301	5.540	9.933	17.554

表 4.6 各実験番号における検出効率の補正係数

実験番号	η_{π}^{COR}	$\eta_{e/\mu}^{\text{COR}}$	η_e^{COR}	η_{μ}^{COR}
31	0.9669	0.9695	0.9822	0.9808
41	0.9668	0.9659	0.9822	0.9758
51	0.9670	0.9784	0.9822	0.9803

4.5 系統誤差

検討した崩壊分岐比の系統誤差の項目は以下の表 4.7 にまとめる。

Belle 検出器におけるトラックの検出効率の 1 本あたりの不定性は $\pm 0.35\%$ である。本研究では $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 事象 : 1 本/ $e-\mu$ 事象:1 本、計 2 本を使用していることになり、 $\Delta\mathcal{B}/\mathcal{B}(\%) = 0.35\% \times \sqrt{2} = 0.5\%$ と見積もった。

π の PID の粒子識別の不定性は、 π 中間子 1 つあたり $\pm 0.5\%$ で、1 本の π 粒子があるので、 $\Delta\mathcal{B}/\mathcal{B}(\%) = 0.5\%$ とした。

π^0 の検出効率の不定性は、 $\eta_{\pi^0}^{\text{cor}}$ の誤差より、 π^0 中間子 1 つあたり $\pm 1.5\%$ で、2 本の π^0 粒子があるので、 $\Delta\mathcal{B}/\mathcal{B}(\%) = 1.5\% \times \sqrt{2} = 2.2\%$ と見積もった。また、レプトン ID の不定性はほとんど効かないとして考慮しない。

バックグラウンドの割合を見積もる際にモンテカルロをデータに各崩壊モードに対して表 4.8、表 4.9 に示す補正係数かけた。これは世界平均とモンテカルロで使われている値の補正で、誤差には世界平均の誤差を用いた。これによるバックグラウンドの不定性を $\Delta\mathcal{B}/\mathcal{B}(\%) = 0.4\%$ と見積もった。

ハドロン崩壊モデルの不定性は過去の研究結果より、 $\Delta\mathcal{B}/\mathcal{B}(\%) = 0.7\%$ と見積もった。

表 4.7 崩壊分岐比の系統誤差

系統誤差の項目	$\Delta\mathcal{B}/\mathcal{B}(\%)$
トラックの検出効率	0.5
π 中間子識別効率	0.5
π^0 中間子の検出効率	2.2
バックグラウンド τ のフィードダウン	0.4
バックグラウンド ($q\bar{q}$) の寄与	0.04
$e-\mu$ 事象のバックグラウンド	0.02
レプトニック崩壊の崩壊分岐比	0.1
$ee \rightarrow ee - \mu\mu$ 事象	0.6
ハドロン崩壊モデル	0.7
合計	2.52

表 4.8 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 事象バックグラウンドの見積りの不定性

モンテカルロ (MC)		世界平均		補正係数	崩壊分岐比の相対誤差 (%)
崩壊モード	崩壊分岐比 (%)	崩壊モード	崩壊分岐比 (%)		
$\tau \rightarrow \pi 3\pi^0 \nu_\tau$	1.039 ± 0.001	$\tau \rightarrow \pi 3\pi^0 \nu_\tau$	1.04 ± 0.07	1.001	6.731
$\tau \rightarrow \pi \pi^0 \nu_\tau$	25.638 ± 0.007	$\tau \rightarrow \pi \pi^0 \nu_\tau$	25.49 ± 0.09	0.994	0.353
$\tau \rightarrow \pi (\geq 4) \pi^0 \nu_\tau$	0.161 ± 0.001	$\tau \rightarrow h 4\pi^0 \nu_\tau$	0.161 ± 0.009	1.000	5.590
$\tau \rightarrow \pi K_s \nu_\tau$	0.420 ± 0.001	$\tau \rightarrow \pi K_s \nu_\tau$	0.420 ± 0.007	1.000	1.667
$\tau \rightarrow \pi K_s (1/2) \pi^0 \nu_\tau$	0.212 ± 0.001	$\tau \rightarrow \pi K_s \pi^0 \nu_\tau$	0.200 ± 0.020	1.002	10.0
		$\tau \rightarrow \pi K_s 2\pi^0 \nu_\tau$	0.013 ± 0.012		92.308

表 4.9 $e-\mu$ 事象バックグラウンドの見積りの不定性

崩壊モード	モンテカルロ (MC)	世界平均	補正係数	崩壊分岐比の相対誤差 (%)
	崩壊分岐比 (%)	崩壊分岐比 (%)		
$\pi - e$	1.939 ± 0.026	1.931 ± 0.012	0.996	0.598
$\rho - e$	4.566 ± 0.050	4.550 ± 0.019	0.997	0.418
$K - e$	0.125 ± 0.005	0.125 ± 0.002	1.000	1.446
$\pi - \mu$	1.886 ± 0.026	1.886 ± 0.011	1.000	0.600

4.6 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊分岐比の測定結果

式 4.6 に観測で得た表 4.5 と表 4.6 の値を代入し、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 事象の崩壊分岐比 $\mathcal{B}_{3\pi}$ を求めた。

得られた $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ 事象の崩壊分岐比 $\mathcal{B}_{3\pi}$ の結果は、

$$\mathcal{B}_{3\pi} = (11.28 \pm 0.01 \pm 0.28)\%$$

となった。ここで 2 番目の値は統計誤差、最後の値は系統誤差である。世界平均値 PDG(2014) の崩壊分岐比は $\mathcal{B}_{\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau} = (9.30 \pm 0.11)\%$ である。今回観測した $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ の崩壊分岐比 $\mathcal{B}_{\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau}$ と、他の実験で測定された $\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ の崩壊分岐比 $\mathcal{B}_{\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau}$ を比較した表を表 4.10 に示す。ここで、h は π もしくは K である。

表 4.10 が示すように、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$ の崩壊分岐比の測定結果はばらついている。この中で最も精度のよい DLPH の測定結果 $\mathcal{B}_{h^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau} = (9.948 \pm 0.320 \pm 0.275)\%$ と比較すると、今回得られた測定結果は少し高めであるが 3σ 範囲内で一致している。今後、系統誤差を小さくする努力が必要である。

表 4.10 他の実験との崩壊分岐比の比較

$\mathcal{B}_{\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau} (\%)$	TECN
$11.28 \pm 0.01 \pm 0.28$	Belle
$\mathcal{B}_{h^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau} (\%)$	
$9.498 \pm 0.320 \pm 0.275$	DLPH
$8.88 \pm 0.37 \pm 0.42$	L3
$8.96 \pm 0.16 \pm 0.44$	CLEO
$10.38 \pm 0.66 \pm 0.82$	DECAMP
$5.7 \pm 0.5 \pm 1.7$	CBAL
$10.0 \pm 1.5 \pm 1.1$	CELL

表 4.11 崩壊分岐比結果

実験番号	$\mathcal{B}_{3\pi}$ (%)
31	11.126033 ± 0.01786728
41	$11.426468 \pm 0.010126642$
51	11.30348 ± 0.012087341
	$11.28533 \pm 0.01 \pm 0.28$

第 5 章

まとめ

本研究では、高エネルギー加速器研究機構の電子・陽電子衝突型加速器におけるタウ粒子対生成反応 $e^+e^- \rightarrow \tau^-\tau^+$ を用いて、タウ・レプトンが中性パイ中間子 π^0 を 2 個含む 3 つの π 中間子へ崩壊する過程 ($\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\pi^0\nu_\tau$) を Belle 測定器を用いて測定し、その崩壊分岐比と終状態の質量分布を測定した。選別を行って観測した $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\pi^0\nu_\tau$ の事象数は 1.3×10^6 個である。得られた崩壊分岐比は

$$B(\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\pi^0\nu_\tau) = 11.28 \pm 0.01 \pm 0.28\%$$

である。ここで、最初の誤差は統計誤差、2 番目の誤差は系統誤差である。相対誤差は 2.6% である。この結果は、他の実験で最も精度がよい実験結果 $B(\tau^- \rightarrow h^-\pi^0\pi^0\nu_\tau) = 9.498 \pm 0.320 \pm 0.275\%$ と 3σ の範囲で一致している。ここで h は π または K である。また、 $\pi^-\pi^0$ の質量分布にはきれいに ρ 共鳴がみられ、 $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\pi^0\nu_\tau$ システムは主として a_1 共鳴によることを示している。今後の課題として、今回得られた $\pi^-\pi^0\pi^0$ の質量分布の二乗からスペクトラル関数を決定することが挙げられる。

参考文献

- [1] K. Ackerstaff, et al. Measurement of the one prong hadronic tau branching ratios at LEP. *Eur. Phys. J. C*, Vol. 4, pp. 193–206, 1998.
- [2] P. A. Baikov, K. G. Chetyrkin, and Johann H. Kühn. Order α_s^4 QCD Corrections to Z and τ Decays. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 101, p. 012002, 2008.
- [3] Swagato Banerjee, Bolek Pietrzyk, J. Michael Roney, and Zbigniew Wąs. Tau and muon pair production cross-sections in electron- positron annihilations at $\sqrt{s} = 10.58\text{GeV}$. *Phys. Rev. D*, Vol. 77, p. 054012, 2008.
- [4] Frits A. Berends, P.H. Daverveldt, and R. Kleiss. Monte Carlo Simulation of Two Photon Processes. 2. Complete Lowest Order Calculations for Four Lepton Production Processes in electron Positron Collisions. *Comput.Phys.Commun.*, Vol. 40, pp. 285–307, 1986.
- [5] Diogo Boito, Maarten Golterman, Kim Maltman, James Osborne, and Santiago Peris. Strong coupling from the revised ALEPH data for hadronic τ decays. *Phys. Rev.*, Vol. D91, No. 3, p. 034003, 2015.
- [6] E. Braaten, Stephan Narison, and A. Pich. QCD analysis of the τ hadronic width. *Nucl. Phys.*, Vol. B373, pp. 581–612, 1992.
- [7] Stanley J. Brodsky, Guy F. de Teramond, and Alexandre Deur. Nonperturbative QCD Coupling and its β -function from Light-Front Holography. *Phys. Rev.*, Vol. D81, p. 096010, 2010.
- [8] Stanley J. Brodsky, Guy F. de Teramond, Hans Gunter Dosch, and Joshua Erlich. Light-Front Holographic QCD and Emerging Confinement. *Phys. Rept.*, Vol. 584, pp. 1–105, 2015.
- [9] CLEO collaboration. The qq b meson decay event generator. See <http://www.ins.cornell.edu/public/CLEO/soft/qq>.
- [10] Michel Davier, Andreas H?cker, Bogdan Malaescu, Chang-Zheng Yuan, and Zhiqing Zhang. Update of the ALEPH non-strange spectral functions from hadronic τ decays. *Eur.Phys.J.*, Vol. C74, No. 3, p. 2803, 2014.
- [11] A. Deur, S. J. Brodsky, and G. F. de Teramond. Determination of $\lambda_{\bar{m}s}$ at five loops from holographic qcd. 2016.

- [12] Jens Erler. α_s with gapp. In *Workshop on Precision Measurements of α_s* , 2011.
- [13] S. Jadach, W. Placzek, E. Richter-Was, B.F.L. Ward, and Z. Was. Upgrade of the Monte Carlo program BHLUMI for Bhabha scattering at low angles to version 4.04. *Comput.Phys.Commun.*, Vol. 102, pp. 229–251, 1997.
- [14] S. Jadach, B.F.L. Ward, and Z. Was. The Precision Monte Carlo event generator K K for two fermion final states in e^+e^- collisions. *Comput. Phys. Commun.*, Vol. 130, pp. 260–325, 2000.
- [15] S. Jadach, Z. Was, R. Decker, and Johann H. Kuhn. The tau decay library TAUOLA: Version 2.4. *Comput. Phys. Commun.*, Vol. 76, pp. 361–380, 1993.
- [16] S. Jadach and Z. Was. Koralb: An Upgrade to version 2.4. *Comput. Phys. Commun.*, Vol. 85, pp. 453–462, 1995.
- [17] Stanislaw Jadach, Johann H. Kuhn, and Zbigniew Was. TAUOLA: A Library of Monte Carlo programs to simulate decays of polarized tau leptons. *Comput.Phys.Commun.*, Vol. 64, pp. 275–299, 1990.
- [18] M. Jezabek, Z. Was, S. Jadach, and Johann H. Kuhn. The tau decay library TAUOLA, update with exact $O(\alpha)$ QED corrections in $\tau \rightarrow \mu(e)$ neutrino anti-neutrino decay modes. *Comput.Phys.Commun.*, Vol. 70, pp. 69–76, 1992.
- [19] C. Patrignani and others (Particle Data Group). The review of particle physics (2016). *Chin.Phys. C*, **40**, 1000001, 2016.
- [20] Antonio Pich. Tau Decay Determination of the QCD Coupling. In *Proceedings of the Workshop on Precision Measurements of α_S , 9-11 Feb 2011. Munich, Germany*, 2011.
- [21] S. Schael, et al. Branching ratios and spectral functions of tau decays: Final ALEPH measurements and physics implications. *Phys. Rept.*, Vol. 421, pp. 191–284, 2005.

謝辞

本研究を行なうに当たり、お世話になりました方々に紙面を借りてお礼申し上げます。

はじめに、このような素晴らしい実験に携わ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、下村先生に感謝致します。

直接ご指導いただきました林井先生には、本当に大変お世話になりました。解析手法はもちろんのこと、物理や解析の楽しさも教えて頂きました。また、お忙しい中でも疑問や質問についても丁寧に教えて下さいました。本当にありがとうございました。私がここまで研究を進められたのは林井先生のおかげです。重ねて感謝致します。

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頂き、助言を頂きました。下村先生にも、助言や激励の言葉を頂きました。感謝致します。名古屋大学の方々、Belle Collaborationの皆様にも心から感謝致します。

特に共に研究に勤しんだ横山さん、武田さん、池田さん、伊藤さん、坂本さんとは、お互いに励まし合いながら、楽しく充実した日々を過ごすことができました。特に池田さんとは、議論し合いながら研究を進めることができました。本当にありがとうございました。また、後輩の浅野さん、石丸さん、市川さん、加納さん、永松さん、皆吉さん、山本さんにはいろいろと支えていただき楽しく充実した研究室生活を送れました。ありがとうございました。この研究室で大学院生活を送れたことが本当に幸せです。

最後に、何もわからなかった私がこのような研究に携わり、高エネルギー物理学の面白さを肌で感じつつ充実した日々をおくることができたのは、私を支えて下さった皆様のおかげです。私の研究生生活を支えてくださったすべての方々に感謝致します。