

2007年度 修士学位論文

$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 及び
 $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ の崩壊分岐比の測定

奈良女子大学大学院人間文化研究科
物理学専攻 高エネルギー物理学研究室
武藤 麻衣子

2008年1月

概要

つくば市にある、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 (KEKB) 実験によって生成された 22.7×10^6 個のタウ粒子対事象を用いて、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の研究を行った。崩壊分岐比 $Br_{3\pi}$ の測定結果は

$$Br_{3\pi} = (8.94 \pm 0.02 \pm 0.31) \%$$

となった。この値は、他実験の $Br_{3\pi}$ と誤差の範囲内で一致しており、高精度な観測と言える。また、 3π による不変質量分布では a_1 共鳴のピークにおいて、データではピークの高さや幅に違いが見られることを確認した。 $\pi^+ \pi^-$ による不変質量分布では ρ のピークを確認する一方、低いエネルギー領域では、 a_1 共鳴しか含まれていないモンテカルロの分布と実験データとの差を確認した。これは、 a_1 共鳴以外による寄与の存在の可能性を示している。

本解析では、加えて $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊の存在の確認を行いこの崩壊のシグナルの有無を調べたが、有意性は得られなかった。崩壊分岐比 Br_{3K} の測定では、

$$Br_{3K} = (5.92 \pm 2.76) \times 10^{-5}$$

と得られた。この値は、PDG で与えられている上限値 ($< 3.7 \times 10^{-5}$) とオーダーは同じレベルである。バックグラウンドが支配的で誤差が大きくモンテカルロ及びデータの事象数を増やすことが課題である。

目次

第 1 章	はじめに	1
第 2 章	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の物理	5
2.1	タウの物理	5
2.1.1	タウ・レプトン	5
2.1.2	タウ粒子崩壊について	6
2.2	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊	9
2.2.1	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊における CP 非保存効果	9
2.3	$\tau^- \rightarrow K^- K^- K^+$ 崩壊	10
第 3 章	実験装置	11
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)	11
3.2	Belle 測定器	13
3.2.1	粒子崩壊点測定器 (SVD:Silicon Vertex Detector)	16
3.2.2	中央飛跡検出器 (CDC:Central Drift Chamber)	17
3.2.3	エアロジェル・チェレンコフカウンター (ACC:Aerogel Čerenkov Counter)	17
3.2.4	飛行時間差測定器 (TOF:Time of Flight)	20
3.2.5	電磁カロリメータ (ECL:Electromagnetic Calorimeter)	21
3.2.6	超電導ソレノイド	24
3.2.7	K_L 、 μ 粒子検出器 (KLM)	24
3.2.8	トリガーシステム	24
3.2.9	データ収集システム (DAQ)	25
第 4 章	事象選別	29
4.1	電子・陽電子衝突反応の概要	29
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	32
4.3	$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象選別	33
4.3.1	$\tau^+\tau^-$ 対生成 事象選別 1	34
4.3.2	$\tau^+\tau^-$ 対生成 事象選別 2	34
4.4	$\tau^- \rightarrow (3h)^- \nu_\tau$ 事象選別	39
4.4.1	π^0 を 1 個以上含む崩壊事象の除去	39
4.4.2	$\pi^\pm \pi^0 \nu_\tau$ 事象の除去	42
4.4.3	K_S を含む崩壊事象の除去	44

4.5	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊事象選別	48
4.5.1	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 選別事象選別条件	48
4.5.2	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 選別の結果	50
第5章	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の質量分布及び崩壊分岐比 $Br_{3\pi}$ の測定	53
5.1	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の質量分布 $M_{3\pi}$	53
5.2	崩壊分岐比の測定	58
5.3	$Br_{3\pi}$ の測定方法	59
5.3.1	$\tau^+ \tau^-$ 対事象数及び、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊候補数	60
5.3.2	$\tau^+ \tau^-$ 対生成事象のバックグラウンドと検出効率の評価	60
5.3.3	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊のバックグラウンドと検出効率の評価	61
5.4	系統誤差の見積もり	63
5.5	崩壊分岐比 $Br_{3\pi}$ の測定結果	65
第6章	$\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊の探索及び、崩壊分岐比 Br_{3K} の測定	67
6.1	$\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 事象選別	67
6.1.1	$\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 選別	67
6.2	M_{3K} 分布	67
6.3	Br_{3K} の測定方法	69
6.3.1	$\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊の信号数	70
6.3.2	$\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊のバックグラウンド	70
6.4	誤差の見積もり	71
6.5	崩壊分岐比 Br_{3K} の測定結果	71
第7章	結果と考察	73

目次

2.1	$\tau^- \rightarrow (\text{hadron})^- \nu_\tau$ 崩壊のファイマン図	8
3.1	KEKB 加速器の概観図	12
3.2	Belle 測定器の全体図	15
3.3	粒子崩壊点測定器の構造	16
3.4	電離損失	18
3.5	中央飛跡検出器の構造	18
3.6	エアロジェルカウンターの構造	19
3.7	エアロジェルカウンターモジュールの構造	20
3.8	TOF/TSC モジュール	21
3.9	CsI(Tl) シャワーカウンター	22
3.10	電磁カロリメータの断面図	23
3.11	シャワーの再構成アルゴリズムの模式図	24
3.12	Belle トリガーシステムのブロック図	26
3.13	データ収集システムのブロック図	27
4.1	事象選別の流れ	31
4.2	事象の半球図	35
4.3	Missing Mass	35
4.4	Missing Mass と Missing Angle の 2 次元プロット	36
4.5	アコプナリティ角 ϕ_{acop}	37
4.6	$\tau^+ \tau^-$ 対生成事象の例 (x-z 平面)	38
4.7	$\tau^+ \tau^-$ 対生成事象の例 (x-y 平面)	38
4.8	クラスタの最大エネルギー分布 (log スケール)	40
4.9	クラスタの最大エネルギー分布 (低エネルギー領域)	40
4.10	E_{th} ベトー後の $\tau^- \rightarrow (3h)^- \nu_\tau$ に対する $\tau^- \rightarrow (3h)^- \pi^0 \nu_\tau$ の割合	41
4.11	荷電粒子を電子とした時の $M_{e^+e^-}$ の分布。	42
4.12	$M_{e^+e^-} < X \text{ GeV}$ の条件を課した後の $\tau^- \rightarrow (3h)^- \nu_\tau$ に対する $\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$ 崩壊の割合	43
4.13	荷電粒子を π^\pm 中間子とした時の $M_{\pi^+\pi^-}$ 分布	44
4.14	$L(K_s)$ の条件毎の K_s 候補中に含まれる $\tau \rightarrow 3h \nu_\tau$ 及び $\tau \rightarrow K_s \nu_\tau$ 崩壊の割合	45
4.15	K_s ベトー後の $\tau \rightarrow 3h \nu_\tau$ に対する $\tau \rightarrow K_s \pi \nu_\tau$ 崩壊の割合	46
4.16	荷電粒子を π^\pm 中間子とした時の $M_{\pi^+\pi^-}$ 分布	46
4.17	$M_{\pi^+\pi^-} (K_s)$ の分布	47

4.18	$M_{tag} > 1.8\text{GeV}$ の時の $M_{3\pi}$ (πK 識別+全ベトー)	49
4.19	$M_{tag} > 1.9\text{GeV}$ の時の $M_{3\pi}$ (πK 識別+全ベトー)	49
4.20	$M_{tag} > 2.0\text{GeV}$ の時の $M_{3\pi}$ (πK 識別+全ベトー)	49
5.1	$M_{3\pi}$ 分布	54
5.2	$M_{\pi^+\pi^-}$ 分布	55
5.3	$M_{\pi^+\pi^-}$ 分布 (低エネルギー部分の拡大図)	56
5.4	$M_{\pi^\pm\pi^\pm}$ 分布	57
5.5	実験番号毎の $Br_{3\pi}$ の結果	66
6.1	M_{3K} 分布	68
6.2	M_{2K} 分布	69

表 目 次

2.1	相互作用一覧表	5
2.2	タウ粒子の崩壊モード一覧表	6
3.1	KEKB 加速器の設計パラメータ	13
3.2	Belle 測定器のパラメータ	14
3.3	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ のルミノシティにおける各事象の断面積とトリガー頻度	25
4.1	シミュレーション使用プログラム	30
4.2	各実験番号の収集時期とルミノシティ	32
4.3	$\tau \rightarrow 3h\nu_\tau$ 崩壊事象選別前のバックグラウンドの評価	39
4.4	E_{th} ベトー後の効果	41
4.5	$M_{e^+e^-}$ ベトーの効果	43
4.6	K_s ベトー後の効果	47
4.7	M_{tag} を変化させた時のハドロン生成の評価	50
4.8	選別条件によるイベント数の段階別変化	50
4.9	$\tau \rightarrow 3h\nu_\tau$ 崩壊事象選別後のバックグラウンドの評価	50
5.1	選別された $\tau^+\tau^-$ 対候補と $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊候補数	60
5.2	$\tau^+\tau^-$ 対生成事象選別でのバックグラウンドの評価	61
5.3	$\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊事象識別における、 $\tau^+\tau^-$ 対事象の崩壊からくるバックグラウンドの評価	62
5.4	$\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊分岐比の系統誤差	63
5.5	崩壊分岐比の系統誤差 (γ ベトー)	64
5.6	実験番号毎に出した崩壊分岐比と、平均との違い	66
5.7	様々な実験で測定された $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ の崩壊分岐比との比較	66
6.1	$\tau^- \rightarrow K^-K^+K^-\nu_\tau$ 崩壊候補数	70
6.2	$\tau^- \rightarrow K^-K^+K^-\nu_\tau$ 崩壊分岐比の誤差	71

第1章 はじめに

現在、様々な素粒子現象を記述する理論として「素粒子の標準理論」が大きな成功をおさめている。この標準理論は、自然界の基礎的な相互作用のうち重力を除く、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、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。しかし標準理論の中には未解決の課題がいくつかある。実験的には、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という証拠が最近の宇宙の観測で見つかるなど、標準理論を越える現象が最近見え始めている。また、理論的にも、標準理論が究極の理論にはなり得ないことも広く知られており、いろいろな理論的な試み（超対称性理論や超弦理論）が提案されている。標準理論の精密な検証とそれを越える物理の探求は現代素粒子物理学の重要な課題である。

同時に、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課題が、低エネルギーのハドロン現象を強い相互作用の第一原理である量子色力学 (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エネルギーの現象では QCD は実験や理論によってよく検証されているが、低いエネルギー (1GeV 以下) の現象を QCD で理解できるレベルにはなっていない。

近年、エネルギーフロンティアでの実験と平行して、高い統計で稀に起こる現象を探索する実験や精度の高い精密測定の実験が精力的に進められている。後者の代表的な実験が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) による実験である。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 の謎にせま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検出器である 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 対称性の破れを始めて確認するという成果をあげた。2007 年 12 月の段階で、KEKB 加速器は世界最強のビーム強度 (ルミノシティ) $\mathcal{L} = 766.267/fb$ を達成し、現在も順調に稼働中である。

KEKB 加速器では、同時に、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 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。ここで生成されるタウ粒子の量は、従来の加速器で得られたタウ粒子の数より 2 桁ほど多い量であり、KEKB は B-ファクトリーであると同時に、タウ粒子を多量に作り出すタウ-ファクトリーとしても重要である。タウ粒子は次

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 倍の質量を持つもっと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) とともに第 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、タウ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。Belle 実験では多量のタウ粒子を用いてこれまでに $\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$, $\tau^- \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-$, $\tau^- \rightarrow e^- K_s^0 \mu^- K_s^0$ のようなレプトン数保存則を破る崩壊の探索や、レプトン系における CP 非保存現象の探索など、標準理論を越える物理現象の研究が進められており、現在、多くの崩壊モードで Belle 実験の結果は世界でもっとも感度の高いものとなっている。

3 番目に挙げた τ 粒子の特徴である、「レプトンの中で唯一ハドロンに崩壊できる粒子である」という事は、タウ粒子が、低いエネルギーでのハドロン状態の研究の場として理想的な環境であることを意味している。すなわち、レプトンは強い相互作用に関与しないことから、ハドロニックなタウ粒子の崩壊は共鳴状態が支配的であるような低いエネルギー領域のハドロン系の情報を提供し、それと QCD との関連を探ることが可能となる。

本論文では、KEKB e^+e^- 衝突型加速器で稼働中の Belle 実験によって収集された高統計のデータを用いて、3 つの荷電中間子に崩壊する

$$\begin{aligned}\tau^- &\rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau \\ \tau^- &\rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau\end{aligned}$$

崩壊¹に関する研究について報告する。

$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の終状態の 3π 状態は、途中に、軸ベクター粒子である $a_1(1260)$ 中間子が介在することがよく知られている。しかしそれ以外にどのような過程からの寄与があるかどうかは不明である。例えば、スカラー粒子である $\pi'(1300)$ の存在が指摘されているが、その寄与があるかどうかはよく分かっていないのが現状である。このような個々の共鳴パラメーターの値とともに、終状態全体の質量分布に関する実験データは、低いエネルギー領域のハドロン状態を記述する基礎的なデータとして非常に重要である。本解析の目的は、Belle の持つ高統計性と高い粒子識別能力を生かして

1. $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ の崩壊分岐比の高精度による測定
2. 終状態である $\pi^- \pi^- \pi^+$ 系の質量スペクトラムの研究

である。崩壊分岐比と質量スペクトラムは最も基本的な観測量であり、これらの精密な測定は理論的な議論の基礎資料となる。中でも、知られている a_1 共鳴以外に、スカラー共鳴の寄与が見えないかが興味のあるテーマとなっている。また $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊は CP 非保存を探索する有望な崩壊モードの一つと期待されており、スカラー成分の存在は CP 非保存現象が観測される為の前提条件であるという点からも興味深い。

¹崩壊モードは、ここでは、 τ^- の崩壊のみを示しているが、解析では、電荷の符号を変えた、 $\tau^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ 反応及び $\tau^+ \rightarrow K^+ K^+ K^- \nu_\tau$ 反応も同時に扱っている。

終状態が 3 つの K^\pm に崩壊する $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊では、B ファクトリー実験以前では観測されておらず崩壊分岐比の上限値が $< 3.7 \times 10^{-5}$ と与えられているのみである。Belle 実験ではこれまでに、 $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ の一部である $\tau^- \rightarrow \phi K^- \nu_\tau$ ($\phi \rightarrow K^+ K^-$) に特化した研究が行われている^[1]。本解析では、Belle で収集したデータの一部を用いて $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 全体の信号の確認を行い解析方法の確立を目的としている

以降、第 2 章では、理論的な背景として、タウ粒子と $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊、 $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊の特徴について述べる。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 測定器全般の説明を行う。4 章では、事象選別について述べる。まず、 $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$ 反応の選別について述べ、後に、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の選別について述べる。第 5 章では、崩壊分岐比の測定結果とその測定誤差に評価について述べ、第 6 章で $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊について述べる。最後に、第 7 章で 結果とまとめを行う。

第2章 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の物理

2.1 タウの物理

1975年、アメリカのスタンフォード線型加速器センター (SLAC) のマーチン・パール、ゲイリー・フェルドマンらによって、タウ粒子が発見された。これは、 e^- と e^+ を衝突させて $\tau^- \tau^+$ 対を生成し、それぞれの τ 粒子が電子と μ 粒子へ崩壊することを確認したものである。彼らはこれを”異常なレプトン生成の存在する証拠について”という題の論文で発表した。当時はタウ・レプトンについて直接的な理論からの予言は全くなく、真の意味での新発見であった。タウ粒子はレプトン族の第3世代に位置し、第3世代の粒子の中では、クォーク族・レプトン族を通じて一番最初に発見された粒子である。第3世代の粒子の発見は、クォーク族とレプトン族の比較から、当時クォーク族も第3世代が存在するという期待をもたせた。

2.1.1 タウ・レプトン

レプトン属には、以下にあるように6種類3世代の粒子が存在することが知られている。

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

これらレプトンの共通の特徴として、強い相互作用をせず、電磁相互作用と弱い相互作用のみ行うことがあげられる。

現在知られている4つの相互作用の特徴を表2.1にまとめた。電磁相互作用は、光子 (γ) を媒介し、無限の距離に到達することができる。一方、弱い相互作用は短距離しか到達できず、 W^\pm ボソンや Z^0 ボソンを媒介する。荷電カレント反応 ($l^\pm \rightarrow \nu_l$) では、 W^\pm が放出され、中性カレント反応 ($e^- \rightarrow Z^0 e^-$) では、 Z^0 が放出される。

タウ粒子は第3世代に属し、レプトンの中でも最も大きい質量 $M_\tau = 1.78 \text{ GeV}/c^2$ を持つ。寿命は $(290.6 \pm 1.1) \times 10^{-5}$ 秒である。このように質量が重いことから、レプトンの中で唯一、終状態にハドロンを含んだモードへ崩壊をすることが出来る。

表 2.1: 相互作用一覧表

相互作用	媒介粒子 (質量)	到達距離 [m]	力を感じるもの
強い相互作用	グルーオン (0)	$\leq 10^{-15}$	色荷
弱い相互作用	$W^\pm (80 \text{ GeV}), Z^0 (90 \text{ GeV})$	10^{-18}	弱電荷
電磁相互作用	光子 $\gamma (0)$	∞	電荷
重力	グラビトン	∞	質量

タウ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タウ粒子対を生成させることである ($e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$)¹。

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、

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)) = 0.919 \text{ nb} \quad (2.2)$$

である。この断面積は B 中間子対生成断面積² とほぼ同じであり、一年間で B 中間子対とほぼおなじ量 (10^8 個) のタウ粒子が生成できる。生成されたタウ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。

2.1.2 タウ粒子崩壊について

現在知られているタウの崩壊モードの例を表 2.2 に示す。タウ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と呼ぶ。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。ハドロニック崩壊には、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状態に大きく分けることができる。

表 2.2: タウ粒子の崩壊モード一覧表。表中、V はベクター状態、A は軸ベクター状態、S はストレンジネスを持つ状態 ($|S| = 1$)、 S_P は擬スカラー状態を示す。崩壊分岐比の値は、2006 年の 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	$e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$	17.84 ± 0.05
	$\mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$	17.36 ± 0.05
ハドロニック崩壊		
V	$\pi^-\pi^0\nu_\tau$	25.50 ± 0.10
V	$\pi^-\pi^-\pi^+\pi^0\nu_\tau$	4.46 ± 0.06
S_P	$\pi^-\nu_\tau$	10.90 ± 0.07
S_P	$K^-\nu_\tau$	0.691 ± 0.023
A	$\pi^-\pi^-\pi^+\eta\nu_\tau$	0.023 ± 0.005
A	$\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$	9.02 ± 0.08
A	$3\pi^-2\pi^+\nu_\tau$	0.08 ± 0.01
S	$\bar{K}^0\pi^-\nu_\tau$	0.90 ± 0.04
S	$K^-\pi^0\nu_\tau$	0.452 ± 0.027
S	$K^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$	0.333 ± 0.035

¹重心系のエネルギー (\sqrt{s}) がタウ粒子の 2 倍 (3.5 GeV) あれば、タウ粒子対を生成することができる。

² $\sigma(e^+e^- \rightarrow B\bar{B}) = 1.05$

レプトニック崩壊

タウ粒子が $e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ や $\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ のような終状態へ崩壊するレプトニック崩壊の割合は 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輻射補正までよく理解されており、崩壊幅は、次式

$$\Gamma_{\tau \rightarrow l} \equiv \Gamma(\tau^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \nu_\tau) = \frac{G_F^2 m_\tau^5}{192 \pi^3} f \left(\frac{m_l^2}{m_\tau^2} \right) r_{EW}, \quad (2.3)$$

で与えられる。ここで G_F 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タウ粒子に比べて非常に小さいため、ほぼ $f(x) = 1$ となる。 $r_{EW} = 0.996$ はフェルミ結合定数 G_F の中に含まれてない輻射補正項である。

この式 (2.3) の崩壊幅を用いて、レプトニックな崩壊の崩壊分岐比 $B_{\tau \rightarrow l}$ は、

$$B_{\tau \rightarrow l} = \frac{\Gamma_{\tau \rightarrow l}}{\Gamma_{tot}}, \quad (l = e, \mu) \quad (2.4)$$

で与えられる。ここで、 Γ_{tot} はタウ粒子が崩壊する全てのモードの崩壊幅の和である。タウ粒子の寿命 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} はタウ粒子の寿命 τ_τ を測定することで求めることができる。

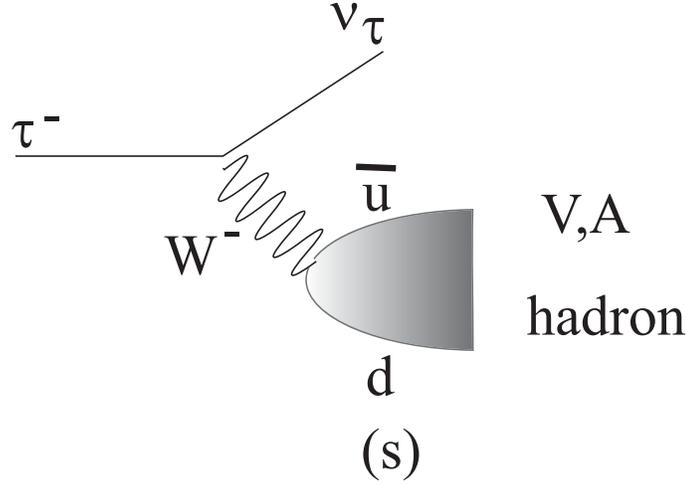
ハドロニック崩壊

タウ粒子のハドロニック崩壊過程

$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau (\text{hadrons})^-$$

のファイマン図を図 2.1 に示す。図から分かるように、 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、ベクトルカレントの保存則 (CVC) により、 $J^P = 0^+$ の状態は禁止されるので、スピン 0 の状態は $J^P = 0^-$ の擬スカラー状態 (P_S) に限られる。これは、終状態の π 中間子が 1 個のみの崩壊である。それゆえ、 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、パリティが $J^P = 1^-$ 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 中間子の個数からベクターか軸ベクターかが区別できる。 π 中間子が偶数個の場合、ベクター状態 (V) でありパリティ変換を行うと $r \Rightarrow -r$ のように符号が反転する。一方、 π 中間子が奇数個の場合、軸ベクター状態 (A) でありパリティ変


 図 2.1: $\tau^- \rightarrow (\text{hadron})^- \nu_\tau$ 崩壊 のファイマン図

換に対して不変である。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 2 乗がかかるため $S = 0$ の崩壊と比べて抑制されている。ベクター、軸ベクター、ストレンジネス状態に対応する崩壊モードの例とその観測されている崩壊分岐比の値を表 2.2 に示してある。

ハドロン崩壊全体の質量スペクトラム関数は以下のように与えられる。

理論的にはタウ粒子のハドロン崩壊率 (R 比)

$$R_\tau \equiv \frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \text{hadrons} \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} = R_{\tau,V} + R_{\tau,A} + R_{\tau,S}, \quad (2.5)$$

はスペクトラル関数 (= 2 点相関関数) $\Pi^T(s)$ と $\Pi^L(s)$ 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。

$$R_\tau = 12\pi \int_0^{M_\tau^2} \frac{ds}{M_\tau^2} \left(1 - \frac{s}{M_\tau^2}\right)^2 \left[\left(1 + 2\frac{s}{M_\tau^2}\right) \text{Im}\Pi^T(s) + \text{Im}\Pi^L(s) \right] \quad (2.6)$$

上記の相関関数は以下のように各々の寄与に分解される。

$$\Pi^J(s) \equiv |V_{ud}|^2 \left[\Pi_{ud}^{V,J}(s) + \Pi_{ud}^{A,J} \right] + |V_{us}|^2 \left[\Pi_{us}^{V,J}(s) + \Pi_{us}^{A,J} \right] \quad (2.7)$$

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 点相関関数は電流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。

$$\Pi_{\mu\nu,ij}^{V/A}(q) \equiv i \int dx e^{ipx} \langle 0 | T(J_{\mu,ij}^{V/A}(x) J_{\nu,ij}^{V/A}(0)^\dagger) | 0 \rangle, \quad (2.8)$$

ここで、ハドロンベクターカレント 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。相関関数は横向き成分 Π^T と縦向き成分関数 Π^L に分解することが可能である。

$$\Pi_{\mu\nu,ij}^{V/A}(p) = (p_\mu p_\nu - g_{\mu\nu} p^2) \Pi_{i,j}^{V/A,T}(p^2) + p_\mu p_\nu \Pi_{i,j}^{V/A,L}(p^2) \quad (2.9)$$

相関関数の理論計算は、QCD の和則を用いた一般的な方法が知られている^[7,2]。そこでは強い相互作用の結合定数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。その理論計算と実験結果を比較することで、これらのパラメータの値を決定することができる。

このように、タウ粒子のハドロニック崩壊のデータはスペクトラル関数や μ 粒子の異常磁気能率の真空偏極項を実験的に決め、理論計算に用いることができるという利点を持っている。また、スペクトラル関数は重心系エネルギーで $0.5 \sim 2 \text{ GeV}$ にあたる領域のハドロン状態の情報をふくんでおり、QCD 和則などの理論との比較により、クォーク凝縮状態 ($\langle 0|q\bar{q}|0 \rangle$) に関する情報を得る事ができる為非常に重要である。

2.2 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊

$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ は、軸ベクター状態の中で最も崩壊幅が大きい崩壊である。終状態に 3 つの擬スカラーメソンを含むハドロニックな状態への崩壊では、終状態のハドロン系は一般に $J^P = 1^+$ および 0^- のスピンパリティ-量子数を持つことが可能である。これまでに観測されている共鳴は、 $a_1(1260)$ 共鳴のみであり、質量と幅の最新の値 (PDG2006) は

$$a_1: \quad J^P = 1^+ \quad m_{a_1} = 1.23 \text{ GeV} \quad \Gamma_{a_1} = 0.25 \sim 0.60 \text{ GeV}$$

である。 a_1 共鳴は、 $\rho\pi$ の中間状態を介して 3π に崩壊する。 ρ は、 $\rho(770)$ と $\rho(1450)$ の混合であり、 $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ あるいは $\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ の崩壊が存在する。一方、 3π モードへ崩壊するスカラー粒子としては $\pi'(1300)$ 共鳴が知られている。この共鳴 $\pi'(1300) \rightarrow 3\pi$ のモードは、 τ 粒子の崩壊では観測されていないが、他の崩壊モードで $\pi'(1300) \rightarrow 3\pi$ が確認されており、その質量と幅は、

$$\pi': \quad J^P = 0^- \quad m_{\pi'} = 1.30 \text{ GeV} \quad \Gamma_{\pi'} = 0.2 \sim 0.6 \text{ GeV}$$

である。実験では、高統計のデータを用いて、まず $a_1(1260)$ 以外の共鳴の寄与の確認が最初の課題となっている。

2.2.1 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊における CP 非保存効果

以下で 3π 系での CP 非保存効果の測定^[3]の可能性についてまとめる。

$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊で CP 非保存の発見が期待されているのは、他の τ 粒子のタギングの必要性が無いこと、 τ 静止系のリコンストラクションが、 τ の生成、崩壊点を正確に確定でき 3 つの荷電粒子崩壊にとって簡単な為である。また、擬スカラー状態である $\pi'(1300)$ はこれまでに観測されていないが、このスカラー状態の存在は、荷電レプトン崩壊における CP 非保存の観測に重要な意味をもたらす。

CP 非保存を観測するためには、CP が破れている位相だけでなく、CP が保存されている位相との干渉が必要である。一般に、 τ 崩壊では、ヒッグス多重項とスカラーレプトクォークモデルのような標準理論を拡張したスカラー交換ダイアグラムと、W ボソン交換ダイアグラム間に CP 非保存位相を持つ。

$\tau \rightarrow 3\pi\nu_\tau$ 崩壊における振幅ではそれぞれ異なるスピント、比較的大きな幅を持つ 2 つの重複している a_1 と π' 共鳴の寄与があり、 $\tau \rightarrow 3\pi\nu_\tau$ 崩壊における CP 非保存は、 a_1 と π' 共鳴の振幅 (A_V, A_S) の干渉 $|A_V + A_S|^2$ によって CP の非対称性が強調される。

$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の行列要素は以下の式で与えられている。

$$\begin{aligned} M &= |A_V + A_S| \\ &= \sqrt{2}G_F [(1 + \chi)\bar{u}(k, -)\gamma^\mu P_- u(p, \sigma)J_\mu + \eta\bar{u}(k, -)P_+ u(p, \sigma)J_p] \end{aligned}$$

ここで、 $P_\pm = (1 + \gamma_5)/2$ を示しており、 G_F はフェルミ定数、 p と k はそれぞれ τ レプトンと τ ニュートリノの 4 元運動量である。 χ, η は、標準理論を越える新しい物理の寄与を与える項で、一般的には複素数であり、その位相が CP 非保存の効果を表している。 J_μ, J_P はそれぞれベクトル、スカラーハドロニック行列要素で、

$$\begin{aligned} J_\mu &= \cos\theta_C \langle (3\pi)^- | \bar{d}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)u | 0 \rangle \\ J_P &= \cos\theta_C \langle (3\pi)^- | \bar{d}(1 + \gamma_5)u | 0 \rangle \end{aligned}$$

と、与えられている。ここで、 θ_C はキャビボ角である。

$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊は CP 非保存が期待されるモードであるが、ハドロニック行列要素の不確実性がある為、CP 非保存が発見された後の非保存パラメーターの正確な測定の為には、共鳴の質量や幅の実験における正確な値が重要となってくる。

2.3 $\tau^- \rightarrow K^- K^- K^+$ 崩壊

$\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊は、終状態が $S=1$ であるストレンジ崩壊である。B ファクトリーの実験が始まる以前では、この崩壊モードは観測されておらず、崩壊分岐比の上限値が $Br_{3K} < 3.7 \times 10^{-5}$ で与えられている。終状態が 3 つの K 中間子に崩壊するモードには、 $\phi(1020)$ 共鳴と K^- 状態を介して 3K 中間子に崩壊するものがあり。崩壊分岐比は、 $Br_{\phi K} < 6.7 \times 10^{-5}$ と与えられている。この崩壊は、 $K^+ K^-$ 系で $\phi(1020)$ によるピークが際だつことにより、このモードに特化した研究が進んでいる。今回の測定では、 $\tau^- \rightarrow \phi K^-$ 崩壊を区別せず、全体の信号を見たものである。

この観測事象が増えることにより、 $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊では、 τ 粒子が π 中間子よりも約 3.5 倍重い K 中間子 3 つとニュートリノに崩壊するので、 $M_{3K} - M_\tau$ を求めることにより、 τ ニュートリノの質量の精密測定に有望なモードとなる。

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 (あるいはそれに変わる理論) 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事が出来る。また、 $B\bar{B}$ 系の量子力学的な特殊な性質を用いる事で 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。

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 つ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検出器が設置されている。

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次のような式により与えられる。

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

¹ その他に崩壊すると知られているものには、 e^+e^- ($\sim 10^{-5}$) があり、最近、 $\Upsilon(4S) \rightarrow \Upsilon(1S)J/\psi$ に崩壊するものも確認された。

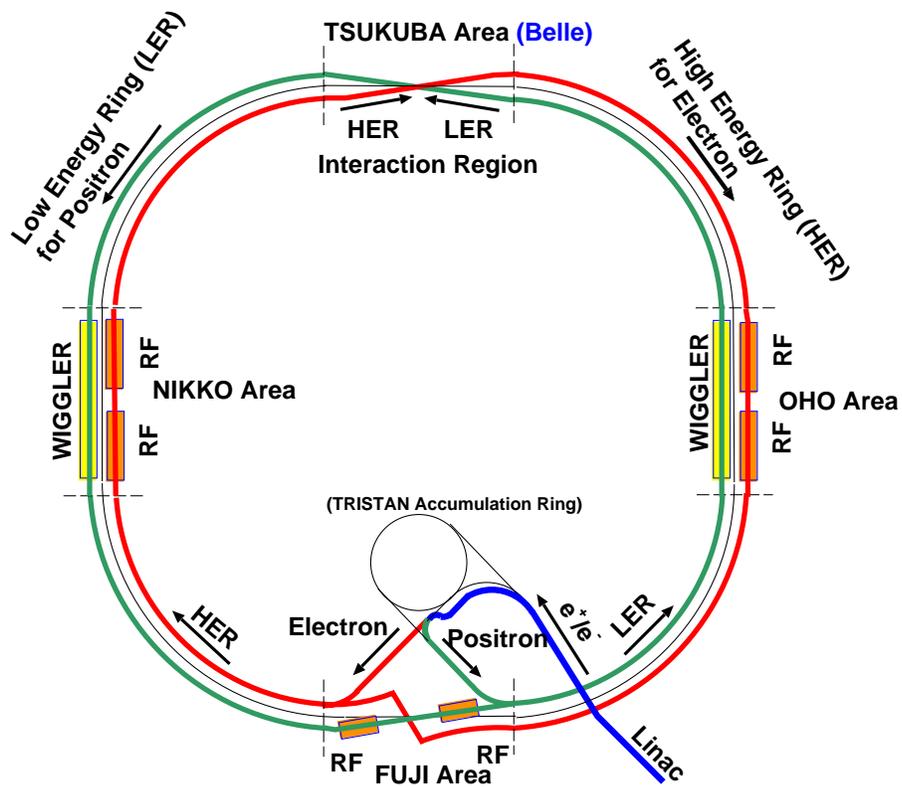


図 3.1: KEKB 加速器の概観図

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ーである。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 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 $1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 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 0.01m 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、 $1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 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。

表 3.1: KEBB 加速器の設計パラメータ

Ring	LER	HER
ビームエネルギー (e^+e^-)	3.5 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	± 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^-)	2.6 A	1.1 A
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	0.59 m	
バンチの数	5000	

3.2 Belle 測定器

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 個づつ放出される。一方、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。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、ミュー粒子、 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。

²このベータの値は 2-3 ミクロンのビームサイズに対応する。

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 2.3 cm 0.5 mm Be / 2 mm He /0.5 mm Be		
粒子崩壊点 検出器	両面 シリコン ストリップ	300 μm 厚, 3 層 $r = 3.0 - 5.8$ cm 長さ = 22 - 34 cm	ϕ : 41k θ : 41k	$\sigma_{\Delta z} \sim 105 \mu\text{m}$
前方 カロリメータ	BGO シンチレータ	2 cm \times 1.5 cm \times 12 cm	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 $r = 8.5 \sim 90$ cm $-77 \leq z \leq 160$ cm	アノード: 8.4k カソード: 1.5k	$\sigma_{r\phi} = 130 \mu\text{m}$ $\sigma_z = 200 \sim 1,400 \mu\text{m}$ $\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = 0.3 \% \sqrt{p_t^2 + 1}$ $\sigma_{dE/dx} = 6 \%$
エアロジェル チェレンコフ カウンター	屈折率 n : 1.01 \sim 1.03 シリカ エアロジェル	1 モジュール \sim 12 \times 12 \times 12 cm ³ パレル 960 個 エンドキャップ 228 個 FM - PMT 読み出し	$\mu_{eff} = \geq 6$ 1,788 ch	K/π $1.2 \leq p \leq 3.5 \text{ GeV}/c$
飛行時間差 測定器	プラスチック シンチレータ	128 ϕ segmentation $r = 120$ cm, 3 m long	128 \times 2 ch	$\sigma_t = 100$ ps $K/\pi = \text{up to } 1.2 \text{ GeV}/c$
電磁 カロリ メータ	CsI(Tl) シンチレータ	タワー構造 $\sim 5.5 \times 5.5 \times 30 \text{ cm}^3$ 結晶 パレル: $r = 125 - 162$ cm エンドキャップ: $z = -102$ and $+196$ cm	6,624(B) 1,152(FE) 960(BE)	$\frac{\sigma_E/E}{E} = \frac{0.066(\%)}{E} \oplus \frac{0.81(\%)}{E^{1/4}} \oplus 1.34(\%)$ $\sigma_{pos} = 0.5 \text{ cm} / \sqrt{E}$ E in GeV
超電導 ソレノイド	超電導	inn.rad. = 170 cm (5 cm 鉄 + 4 cm 間隙) $\times 14$ 層 各々の間隙に 2 個の RPC θ and ϕ strips		B = 1.5 T $\Delta\phi = \Delta\theta = 30 \text{ mrad}$ for K_L $\sigma_t = 1 \text{ ns}$ 1 % hadron fakes

Belle 測定器の概略を図 3.2 に示し、表 3.2 に Belle 測定器中にくみこまれている各測定器の性能の一覧を示す^[4]。

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。

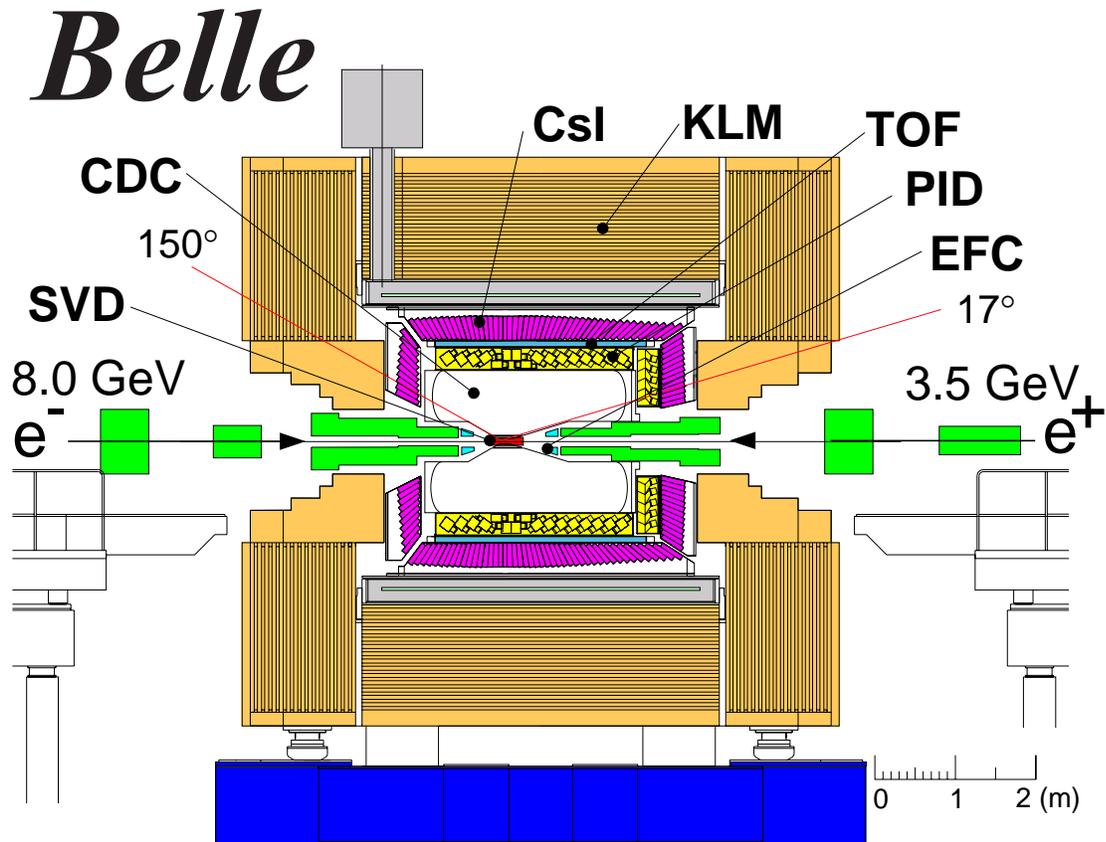


図 3.2: Belle 測定器の全体図

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・ディテクター (SVD) 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 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。

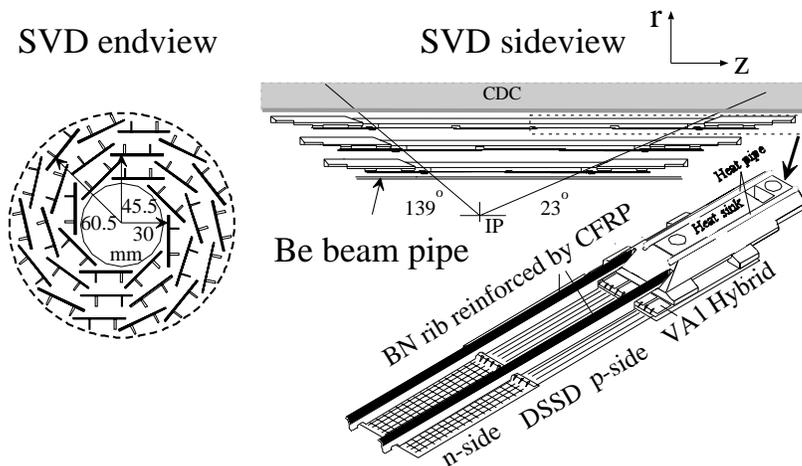


図 3.3: 粒子崩壊点測定器の構造

図 3.3 は SVD の側面図 (sideview) と断面図 (endview) である。3 層構造でビーム軸との角度が $23^\circ < \theta < 139^\circ$ 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 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 枚がそれぞれの一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 $300 \mu\text{m}$ のシリコン板 (n 型) に幅 $6 \mu\text{m}$ の電極 (p 型) を $25 \mu\text{m}$ 間隔に張付けたものである。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づけ、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。

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%):C₂H₆(50%) 混合ガス中に、多数の (約 1 万本) 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押さえるために、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。

$$p_t[\text{GeV}/c] = 0.3B_{[\text{T}]}R_{[\text{m}]}$$

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、荷電粒子の種類を識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 $\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = 0.3\% \sqrt{p_t^2 + 1}$ (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 $17^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$ 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 8_{mm} ~ 10_{mm} で 1 層の厚みは 15.5_{mm} ~ 17_{mm} 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。

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 π^\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

³半径 r が 30cm よりも小さいような領域。

⁴エアロジェルは、SiO からなるジェル状の物質で屈折率 1.01-1.03 を持つ。

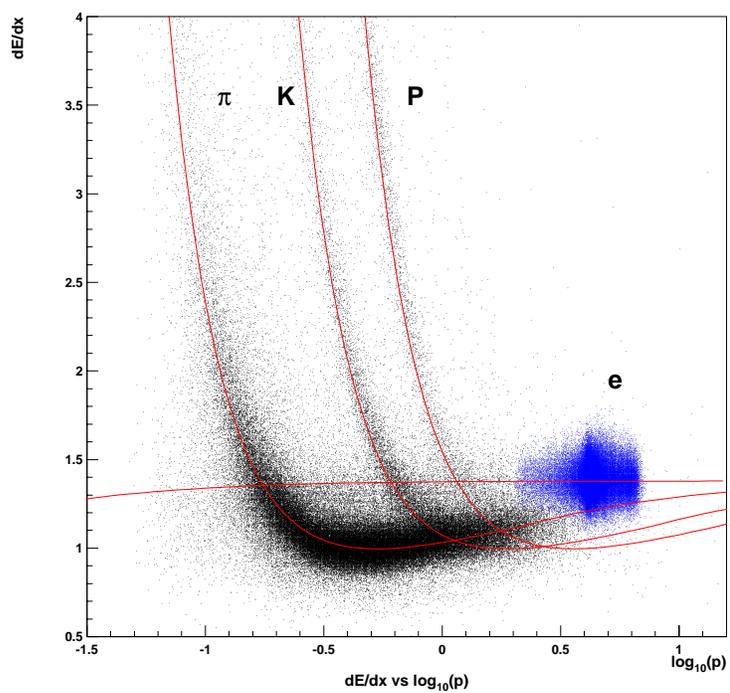


図 3.4: 電離損失。荷電粒子の種類ごとの電離損失を運動量の関数として示した図。

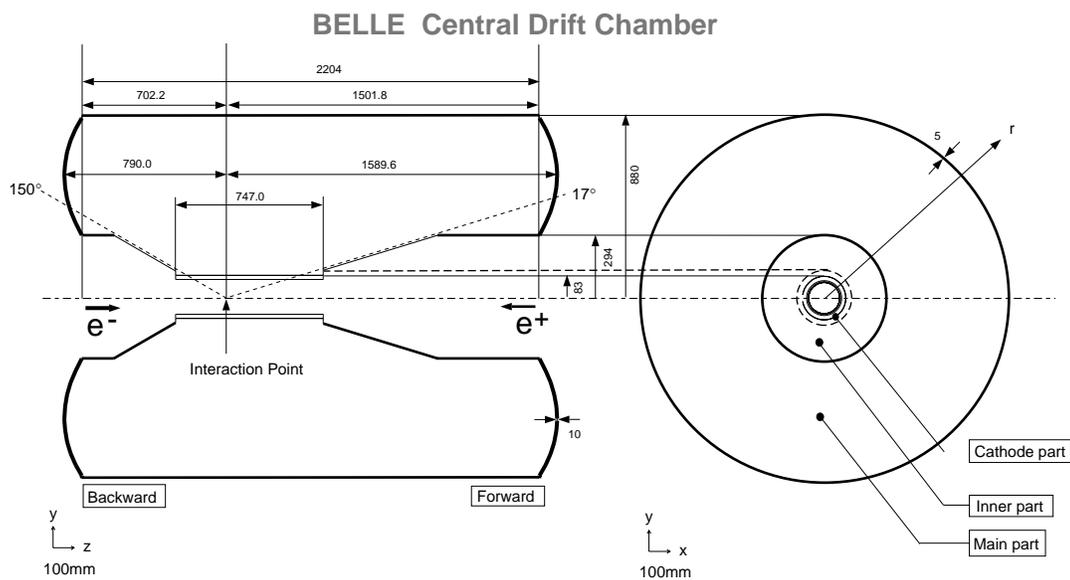


図 3.5: 中央飛跡検出器の構造

折率 n に対して、

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

の条件を満たすとき、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 ~ 3.5 GeV/c の領域で K^\pm と π^\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 π^\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。

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

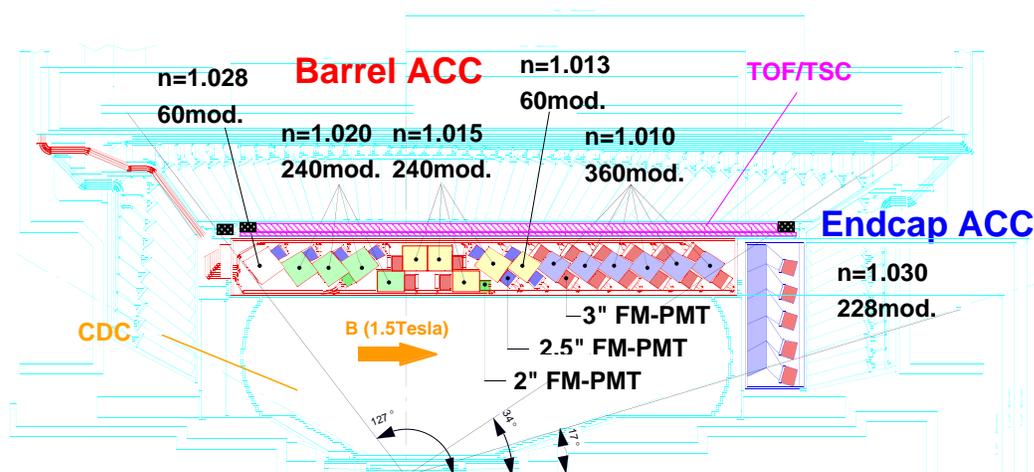


図 3.6: エアロジェルカウンターの構造

向に 60 セルにわけられた 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。すべ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 $17^\circ < \theta < 127.2^\circ$ 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 のうす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) が取り付けられている。

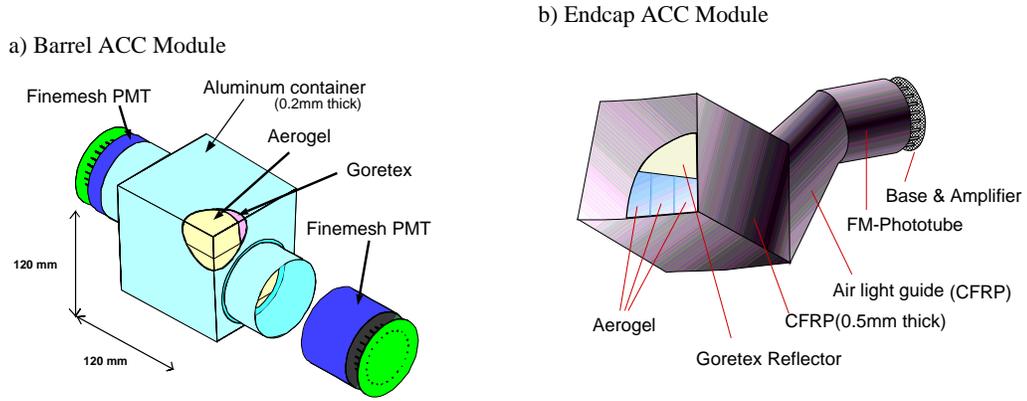


図 3.7: エアロジェルカウンターモジュールの構造 a) バレル部 b) エンドキャップ部

3.2.4 飛行時間差測定器 (TOF:Time of Flight)

TOF(Time of Flight Counter)は、荷電粒子の飛跡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 $1.2\text{GeV}/c$ 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 $34^\circ < \theta < 120^\circ$ の範囲を覆う。これらのモジュールは電磁カロリメータ(ECL)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 $\beta = (\frac{v}{c})$ との間には以下の関係がある。

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

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

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。飛行距離1.2m、時間分解能100 psecであれば、 $1.2\text{GeV}/c$ 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。

ビーム衝突実験環境下で $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 事象を用いて観測された時間分解能は約 100 psec 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。

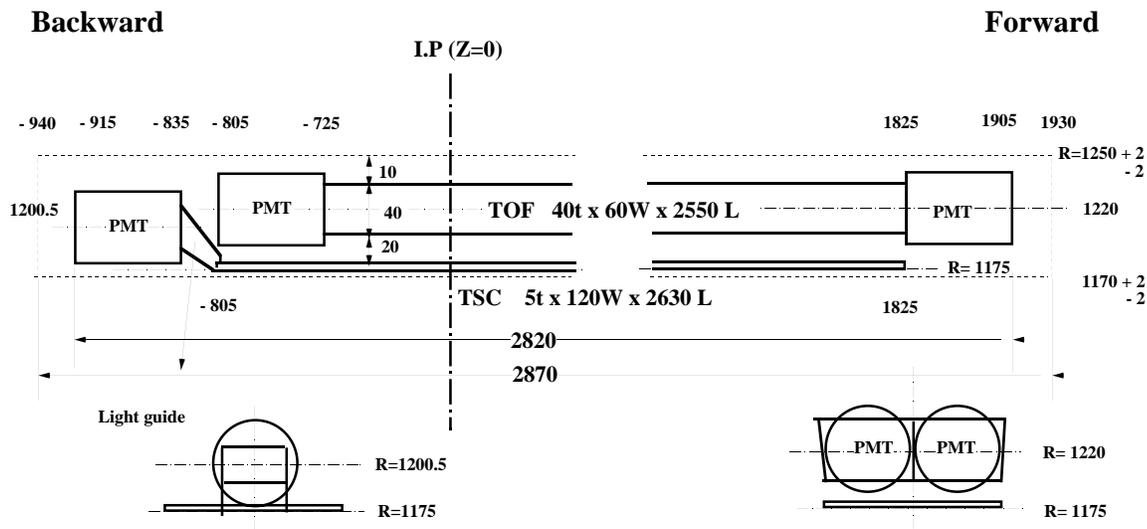


図 3.8: TOF/TSC モジュール

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 (ECL) の役割である。

また、ECL で測定された全エネルギー 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。

上記の要求を満すために、Belle 測定器では、光量が多く他にも様々な利点を持つ $\text{CsI}(Tl)$ 結晶を電磁カロリメータの検出体として用いている。 $\text{CsI}(Tl)$ 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 $\text{CsI}(Tl)$ カウンターのサイズは、前面が $5.5\text{cm} \times 5.5\text{cm}$ で長さが 30cm である (図 3.9)。ECL はこの $\text{CsI}(Tl)$ 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。パレル部分は内径が 1.25m で長さ 3m である。前方と

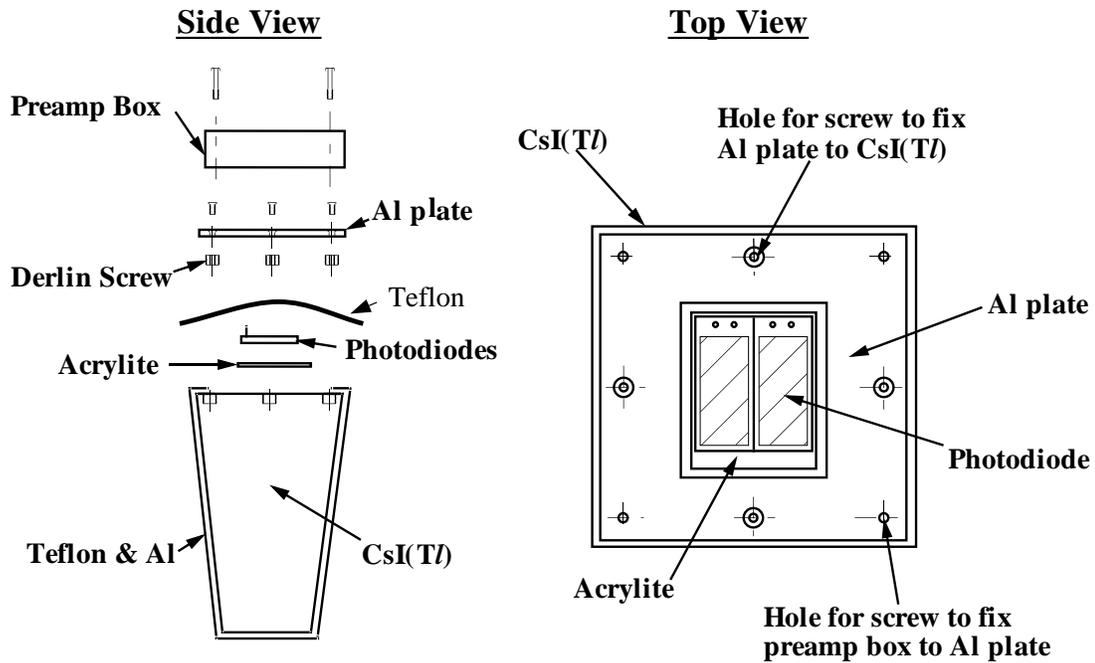


図 3.9: CsI(Tl) シャワーカウンター

後方のエンドキャップは衝突点から Z 方向に +2.0m と -1.0m に位置している。前方エンドキャップは $12.4^\circ \sim 31.4^\circ$ 、バレルは $32.2^\circ \sim 128.7^\circ$ 、後方エンドキャップは $130.7^\circ \sim 157.1^\circ$ 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 カウンターに収まらず、周りの CsI カウンターまでおよぶ。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 \times 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分解能は

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

で与えられる。ここで \oplus は 2 乗和を意味する。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 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ に崩壊する。特に高い運動量をもつ 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ることが問題となる。このような 2 つの光子をよりよ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事が重要である。Belle 測定器では、 $5.5\text{cm} \times 5.5\text{cm}$ 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はほぼ対応しており、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。

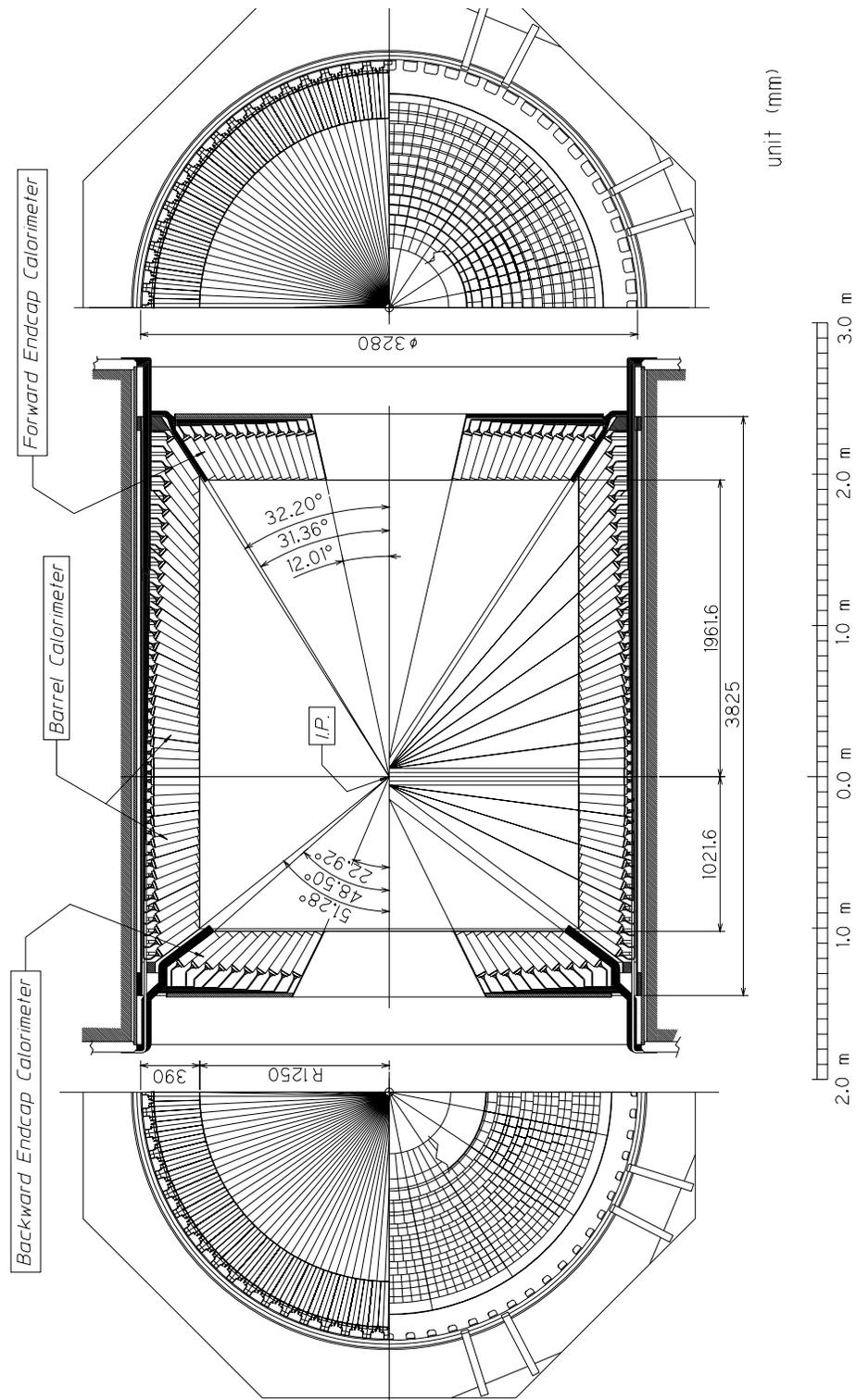


図 3.10: 電磁カロリメータの断面図

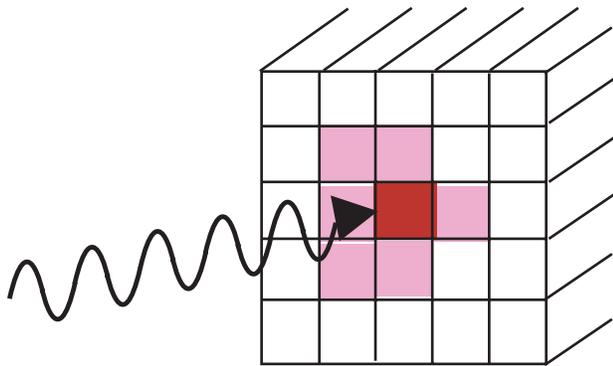


図 3.11: シャワーの再構成アルゴリズムの模式図。中心の濃い色のカウンターが光子の入射したカウンターとすると、その周囲にもシャワーが広がり、薄い色で示したように何本かのカウンターから信号が出るのでこれらを足し合わせる。

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 の部分につくる。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 $3 \times 33\text{mm}$ 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 粒子検出器 (KLM) は $600\text{MeV}/c$ 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と厚さ 4.7cm の鉄を 11 層重ねた構造をもっている。

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 のヒ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。 $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 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

表 3.3: $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ のルミノシティ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)
$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$	1.15	11.5
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	2.8	28.
$\mu^+\mu^- + \tau^+\tau^-$	1.6	16.
$e^+e^- \rightarrow e^+e^- (\theta_{lab} \geq 17^\circ)$	44.	4.4 ^(a)
$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma (\theta_{lab} \geq 17^\circ)$	2.4	0.24 ^(a)
2γ processes ($\theta_{lab} \geq 17^\circ, p_t \geq 0.1 \text{ GeV}$)	~ 15	~ 35
Total	~ 67	~ 96

るトリガーによるトリガー頻度を表 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おさ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。

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。

⁵最終的なトリガー。これをうけて、測定器のサブシステムごとに信号の数値化がスタートする。

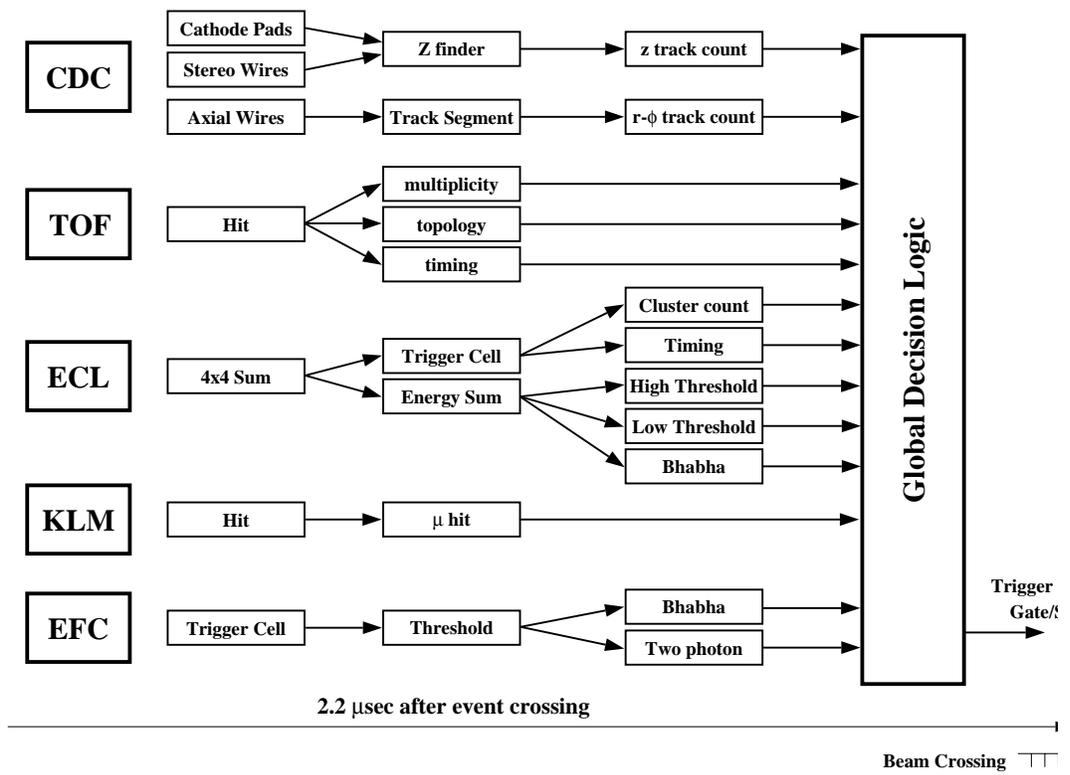


図 3.12: Belle トリガーシステムのブロック図

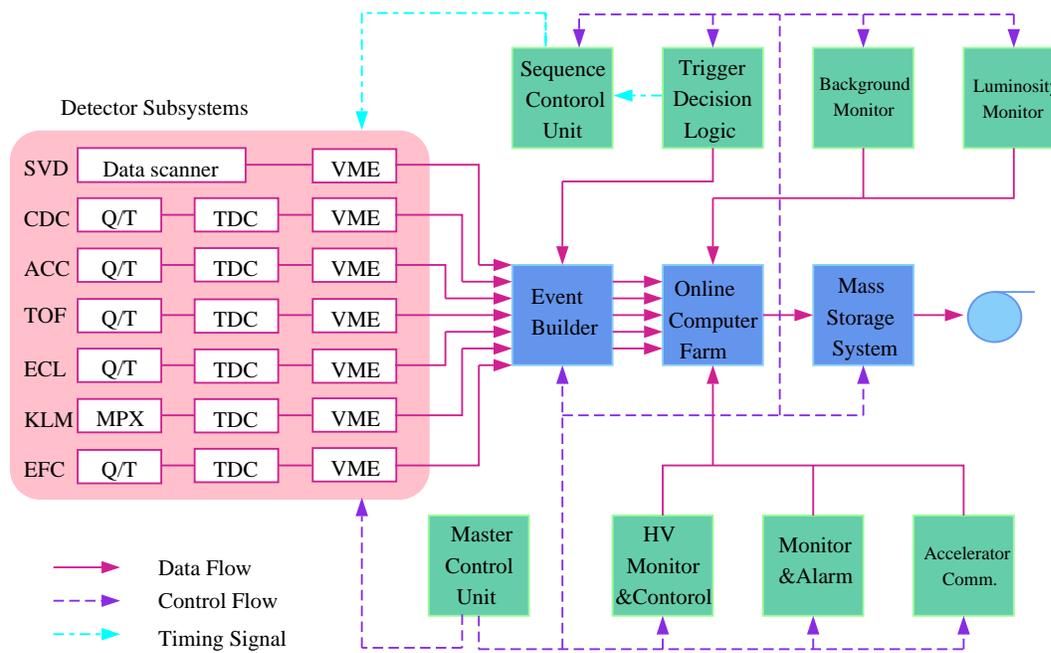


図 3.13: データ収集システムのブロック図

第4章 事象選別

本章では、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象 (以下 $\tau^+\tau^-$ 対生成事象と呼ぶ) 及び $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊事象の選別方法について述べる。本章で選ばれた事象は、以下の章で崩壊分岐比の測定に用いられる。

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、KEKにある重心系のエネルギー $\sqrt{s} = 10.58\text{GeV}$ 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 4.1 に示し、その特徴を以下にまとめる。

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

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易い。そのようなバックグラウンドを除く事が本解析で重要である。

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

バーバー散乱に同じく終状態の $\mu^+\mu^-$ 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 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 ($e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^0B^0, B^+B^-$)

$\tau^+\tau^-$ 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、 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 反応と比べて広い範囲に分布する。

(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 には、 u, d, s クォークからの寄与がある。二光子過程は、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。一方、 P_t の方向は比較的良くバランスしている。

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事を意味する。

	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	$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ ($\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow \text{others}$)	0.92nb	KORALB TAUOLA	[5] [6]
バックグラウンド	$\tau^+\tau^-$ 対生成	$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ ($\tau^-, \tau^+ \rightarrow \text{generic}$)	0.919nb	KORALB TAUOLA	[5] [6]
	(1) パーバー散乱	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	100.2 nb	BHLUMI	[7]
	(2) $\mu^+\mu^-$ 対生成	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$	1 nb	KKMC	[8]
	(3) ハドロン生成	$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(q = u, d, s)$	2.09 nb	QQ	[9]
		$e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$	1.30 nb	QQ	[9]
	(4)B 中間子対生成	$e^+e^- \rightarrow B^+B^-$	0.525 nb	QQ	[9]
		$e^+e^- \rightarrow B^0B^0$	0.525 nb	QQ	[9]
	(5) 二光子過程	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$	18.9 nb	AAFHB	[10]
		$e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	40.9 nb	AAFHB	[10]
		$e^+e^- \rightarrow e^+e^-u^+u^-/d^+d^-$	12.50 nb	AAFHB	[10]
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-s^+s^-$		0.227 nb	AAFHB	[10]	
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-c^+c^-$		0.03 nb	AAFHB	[10]	
	ビームガスとの反応			データ	
	宇宙線			データ	

また、ビームとビームガス (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落とす事が出来る。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、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反応以外のバックグラウンドを減らす事が出来る。

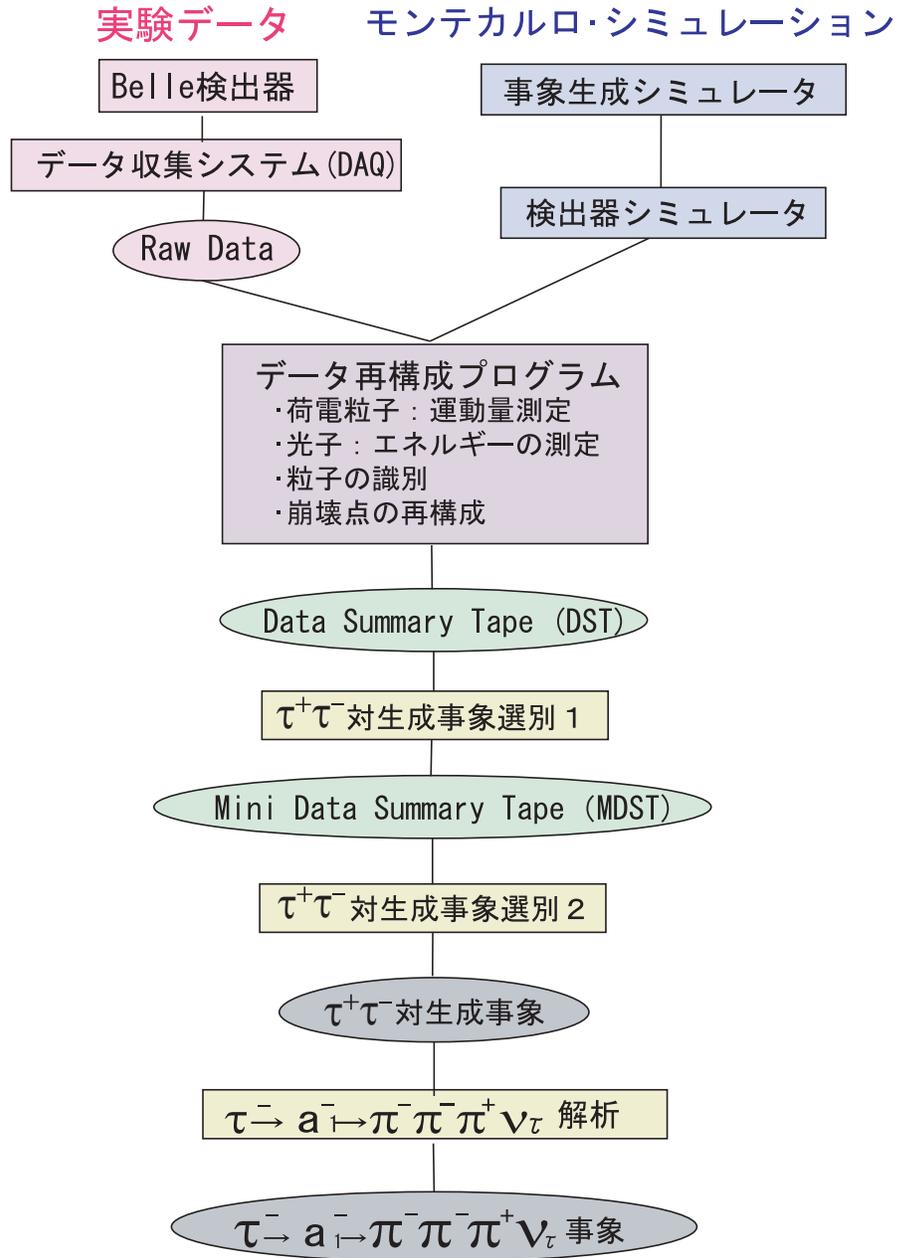


図 4.1: $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 事象選別の流れ

本解析のフローチャートを図 4.1 に示す。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、次に、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の選別について説明する。

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 10 月から 2002 年 3 月までに収集したもので、積分ルミノシティにして $72.2/\text{fb}$ に相当する。この量は $\tau^+\tau^-$ 生成事象数にして約 6.5×10^7 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。

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
9	2000 年 10 月 ~ 2000 年 12 月	4.44 /fb
11	2001 年 1 月 ~ 2001 年 4 月	8.132 /fb
13	2001 年 4 月 ~ 2001 年 7 月	10.739 /fb
15	2001 年 10 月 ~ 2001 年 12 月	12.682 /fb
17	2002 年 1 月 ~ 2002 年 3 月	11.181 /fb
19	2002 年 3 月 ~ 2002 年 7 月	25.055 /fb
合計		72.2 /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擬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角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、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^[5,6,11]、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 ($\bar{q}q$) 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の相互作用のシミュレーションには、GEANT プログラム^[12]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に読みだ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事で、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。

¹この時に実際に e^+e^- 反応が起こっている確率は非常に小さい

4.3 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象選別

$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 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 missing(以下、ミッシングと呼ぶ) 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。

★ 荷電粒子の条件

- ・ 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 の範囲にあり ($|dr| < 1.0\text{cm}$)、かつ、衝突点に対する最近接点の z 座標 dz が $\pm 5\text{cm}$ の範囲内にあること ($|dz| < 5.0\text{cm}$)。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 0.10GeV 以上であること。 ($|P_t| \geq 0.1\text{GeV}$)
 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。

★ 光子の条件

- ・ 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。
- ・ $CsI(Tl)$ 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。

4.3.1 $\tau^+\tau^-$ 対生成 事象選別 1

$\tau^+\tau^-$ 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、後に行うより詳しい後に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。

- (1) 荷電飛跡の本数が $2 \sim 8$ であること。 ($2 \leq N_{track} \leq 8$)
- (2) 運動量の絶対値の和 ($\sum |P|$) が 9.0GeV 以下で、カロリメーターで観測された重心系におけるクラスタのエネルギーの和 ($\sum |E|$) が 9.0GeV 以下であること。 ($\sum |P| \leq 9.0\text{GeV}/c$, $\sum |E| \leq 9.0\text{GeV}$)
これは、明白なバーバー散乱やミュオン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。 ($P_t \geq 0.5\text{GeV}$)
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。

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 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ 、 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$)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、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 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象を選んだ。

まず、事象選別 1 で選ばれた事象を図 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 つの半球に分離した。

$\tau^+\tau^-$ 対生成事象の選別条件としては、荷電飛跡の本数が $2 \sim 4$ 本で ($2 \leq N_{track} \leq 4$) 各事象の全電荷が保存されていること。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 ($|V_z| < 2.5\text{cm}$) かつ、 $x-y$ 平面での z の位置が 0.5cm 以内であること。事象軸の偏向が e^+e^- の重心系で 35 度 \sim 145 度であること。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 (Missing Mass これを以下 MM と書くこととする。) を

$$\text{MM}^2 = (p_{\text{initial}}^{\text{beam}} - \sum p_{\text{final}}^{\text{tracks}} - \sum p_{\text{final}}^\gamma)^2 \quad (4.1)$$

から求める。

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

²これらの事象において 1 つあるいは 2 つの光子が検出できなかった場合がバックグラウンドとなる。

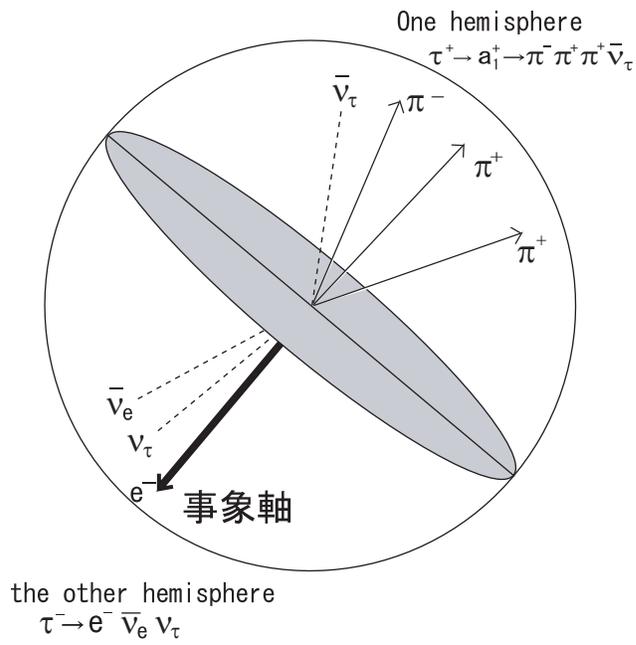


図 4.2: 事象の半球図

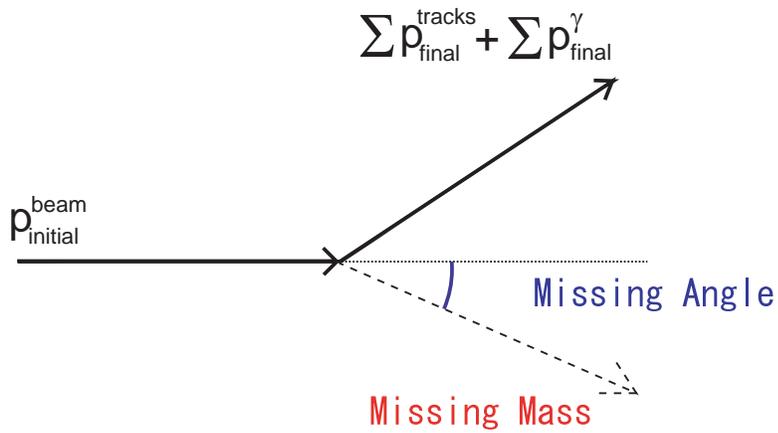


図 4.3: ミッシング質量

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 ($\theta_{\text{missing}}^*$) と呼ぶ。MM と $\theta_{\text{missing}}^*$ 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

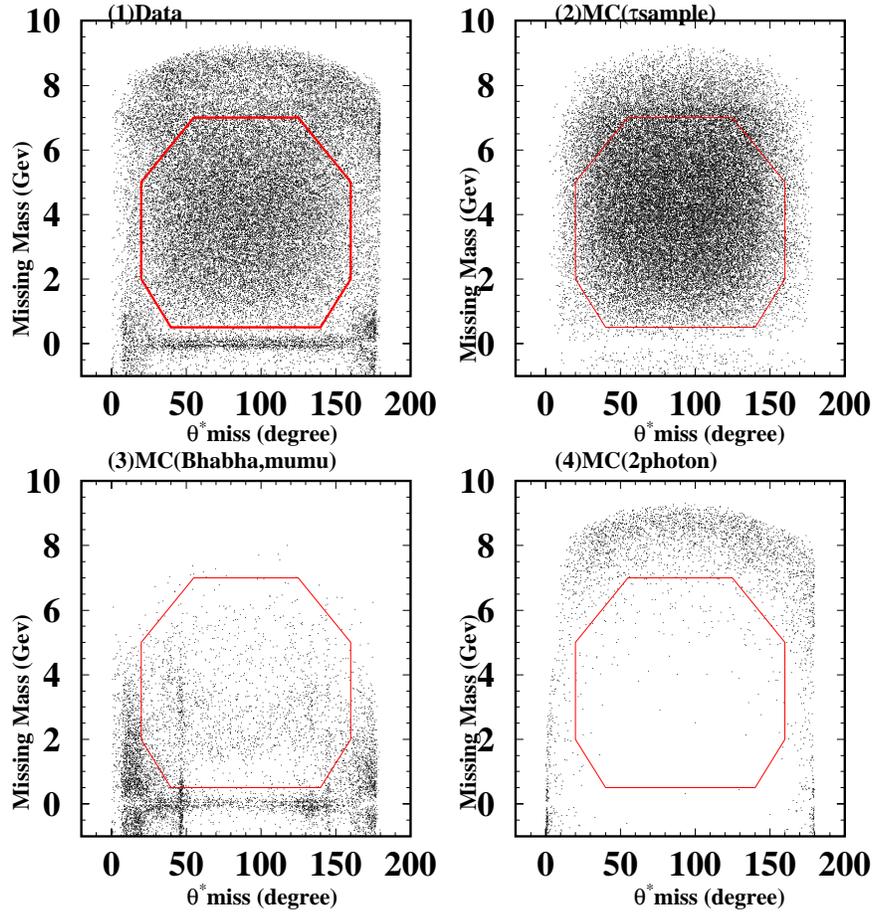


図 4.4: ミッシング質量とミッシング角の 2 次元プロット。(1) はデータを、(2)(3)(4) はモンテカルロシミュレーションによる分布で、順に $\tau^+\tau^-$ 対生成、バーバー散乱、二光子生成反応それぞれのバックグラウンドを示す。ここで、赤の多角形の枠内に入ったものを $\tau^+\tau^-$ 対生成事象と見なしている。

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 $\theta_{\text{missing}}^*$ 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パレル部分とエンドキャップ部分の境界に向かってい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メーターのパ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。

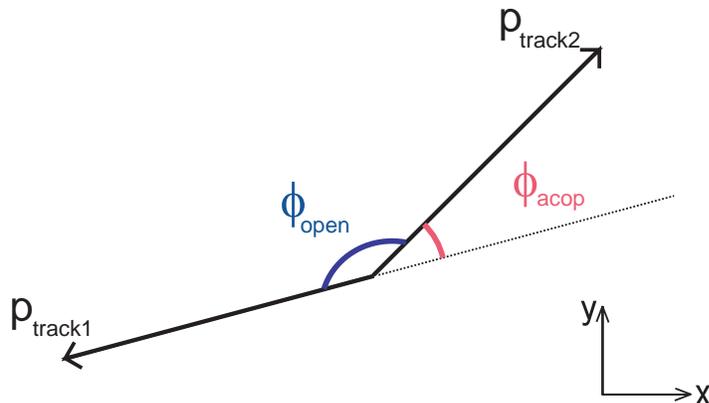


図 4.5: アコプナリティ角 ϕ_{acop} は、 $\phi_{\text{acop}} = |180^\circ - \phi_{\text{open}}|$ と定義される。ここで ϕ_{open} は、 $r - \varphi$ 平面での 2 つのトラックの開き角である。

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、 $\phi = 180^\circ - \phi_{\text{open}}$ 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 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$) 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 $\phi_{\text{acop}} \leq 1^\circ$ を要求する事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。

次に、ハドロン生成反応 ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$) を除去をする。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、 $n_{\text{part}} = n_{\text{track}} + n_{\gamma}$ で表す。また、それぞれの半球中について粒子の数を $(n_{\text{part}})_{\text{one}}$, $(n_{\text{part}})_{\text{other}}$ で表し、その積を $X_{\text{part}} \equiv (n_{\text{part}})_{\text{one}} \times (n_{\text{part}})_{\text{other}}$ 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、物理事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、選別した事象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) 電磁カロリメーター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) 電磁カロリメーター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 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ の数は、 22.71×10^6 事象である。この事象に含まれるバックグラウンド事象の割合等の定量的な議論は、5章、6章で行う。

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、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 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 本の荷電粒子を含む崩壊をしたとき、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、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ に崩壊し、他方は、 $\tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \nu_\tau$ に崩壊している。

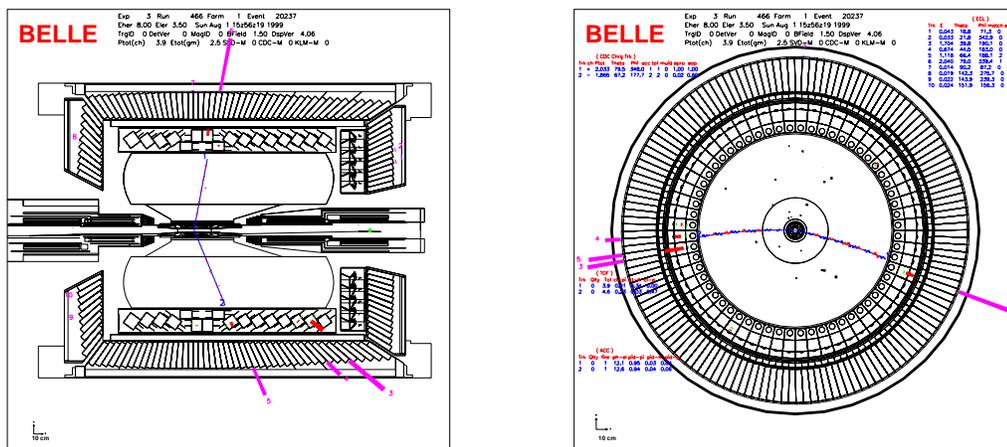


図 4.6: $\tau^+\tau^-$ 対生成事象の例 (x-z 平面)。この事象では τ^- が $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊をし、 τ^+ が $\tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \nu_\tau$ 崩壊をしている。

図 4.7: $\tau^+\tau^-$ 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 $\tau^- \rightarrow (3h)^- \nu_\tau$ 事象選別

前節で選別した $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象の中から $\tau^- \rightarrow (3h)^- \nu_\tau$ 事象を選別する条件について本節で説明し、次節で $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 事象選別について説明する。[選別の手順は図 4.1 に示した。]

まず選別した $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象を e^+e^- の重心系で 2 つの半球に分け片方の半球を信号サイド、他の半球をタッグサイドと呼ぶ。そのうち信号サイドに荷電飛跡が 3 本あるものを $\tau^- \rightarrow (3h)^- \nu_\tau$ 崩壊の候補とした。この段階のサンプル中には、信号である $\tau^- \rightarrow (3h)^- \nu_\tau$ 以外に表 4.3 のようなバックグラウンドが含まれている。

表 4.3: $\tau \rightarrow 3h\nu_\tau$ 崩壊事象選別前のバックグラウンドの評価

崩壊項目	$\tau \rightarrow 3h\nu_\tau$ 崩壊事象選別前の 崩壊項目の事象数 ($/fb^{-1}$)	崩壊項目 の割合 (%)
$\tau \rightarrow 3h\pi^0\nu_\tau$	21,746	25.25
$\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$	4,444	5.16
$\tau \rightarrow 3h2\pi^0\nu_\tau$	3,000	3.48
$\tau \rightarrow h2\pi^0\nu_\tau$	2,409	2.80
$\tau \rightarrow K_s\pi\nu_\tau$	1,389	1.61
その他の崩壊	1,925	2.24
バックグラウンド合計	34,913	40.54

表から分かるように、主なバックグラウンドは、 $\tau^- \rightarrow (3h)^- n\pi^0\nu_\tau$ のような π^0 を 1 個以上含む崩壊及び $\tau^- \rightarrow \rho^-\nu_\tau$ 崩壊と $\tau^- \rightarrow K_s\pi^-\nu_\tau$ 崩壊である。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。

4.4.1 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 ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) 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。質量を持つ π^0 から崩壊する γ と、 π^0 以外からの起源による γ とでは、 γ の持つエネルギーの大きさが異なる。後者による γ は、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$ のような過程で γ が発生するものである。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。これらは、 π^0 を含まない崩壊のシグナルにも検出される。以下、ECL カウンターがかたまって鳴っている集まりをクラスターと呼ぶ。1 事象中に 1 個以上のクラスターが存在する場合、含まれる全てのクラスターのうちで、最大のエネルギーを持つクラスターを選び、そのエネルギー分布を図 4.8 と、その図の低いエネルギー領域を拡大したものを図 4.9 に示す。高いエネルギー領域では、 $\tau^- \rightarrow (3h)^- n\pi^0\nu_\tau$ ($n = 1, 2$) 崩壊による π^0 によるものが多く占めていることが分かる。 $\tau^- \rightarrow (3h)^- \nu_\tau$ 中に存在するクラスターは、ハドロンがカロリメーター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エネルギー E_{th} GeV 以上のエネルギーを持つクラスターを除くことにする。

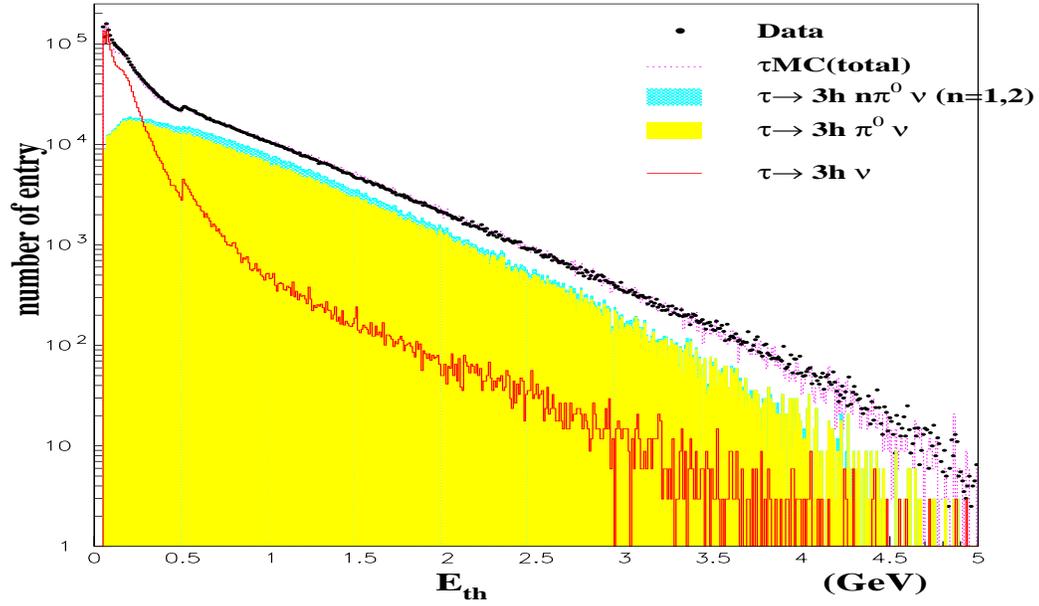


図 4.8: クラスターの最大エネルギー分布 (log スケール)。黄色、水色のヒストグラムが π^0 を含む崩壊であり、赤線がシグナルを表している。崩壊モードによってエネルギー分布の違いが見られる。

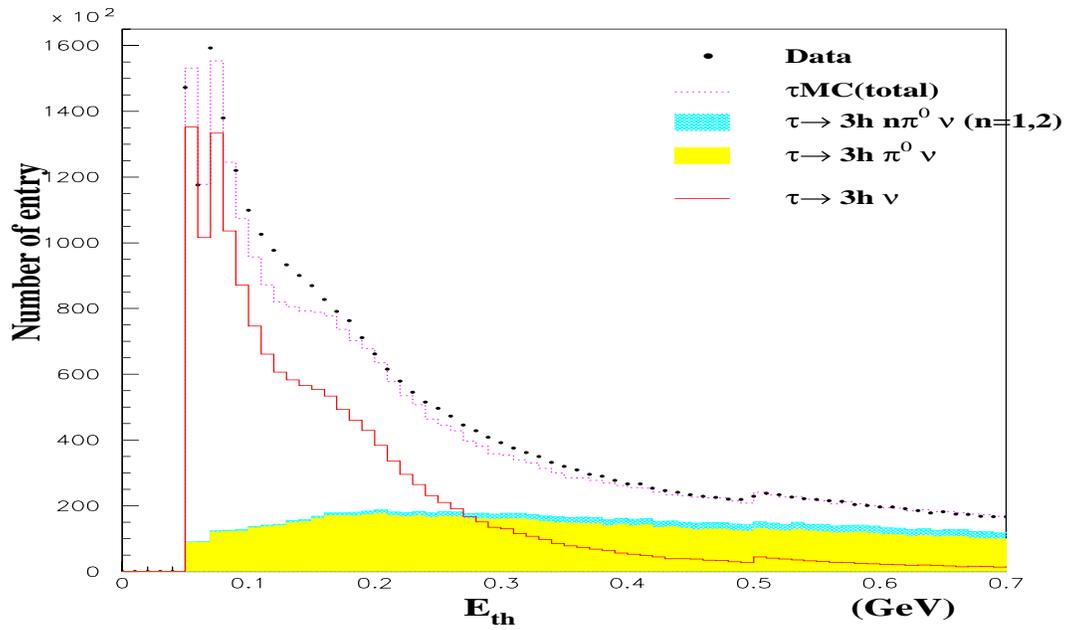


図 4.9: クラスターの最大エネルギー分布 (低エネルギー領域)

表 4.4: E_{th} ベトー後の効果

崩壊項目	E_{th} ベトー前の 崩壊項目数 ($/fb^{-1}$)	E_{th} ベトー後の 崩壊項目数 ($/fb^{-1}$)	除去率 (%)
$\tau^- \rightarrow 3h\pi^0\nu_\tau$	21,746	3,878	82.2
$\tau^- \rightarrow 3h2\pi^0\nu_\tau$	3,000	136	95.5
$\tau^- \rightarrow h2\pi^0\nu_\tau$	2,409	161	93.3
$\tau^- \rightarrow 3h\nu_\tau$	51,215	44,840	12.5

$\tau^- \rightarrow (3h)^-\nu_\tau$ に対する $\tau^- \rightarrow (3h)^-\pi^0\nu_\tau$ の割合 (1 個の π^0 を含む崩壊数 / シグナル数) がどのように変化するかを図 4.8 に示す。この時 E_{th} の 0.2GeV から 0.3GeV の変化に対して $\tau^- \rightarrow (3h)^-\pi^0\nu_\tau$ の割合は 8% から 12% に変化する。

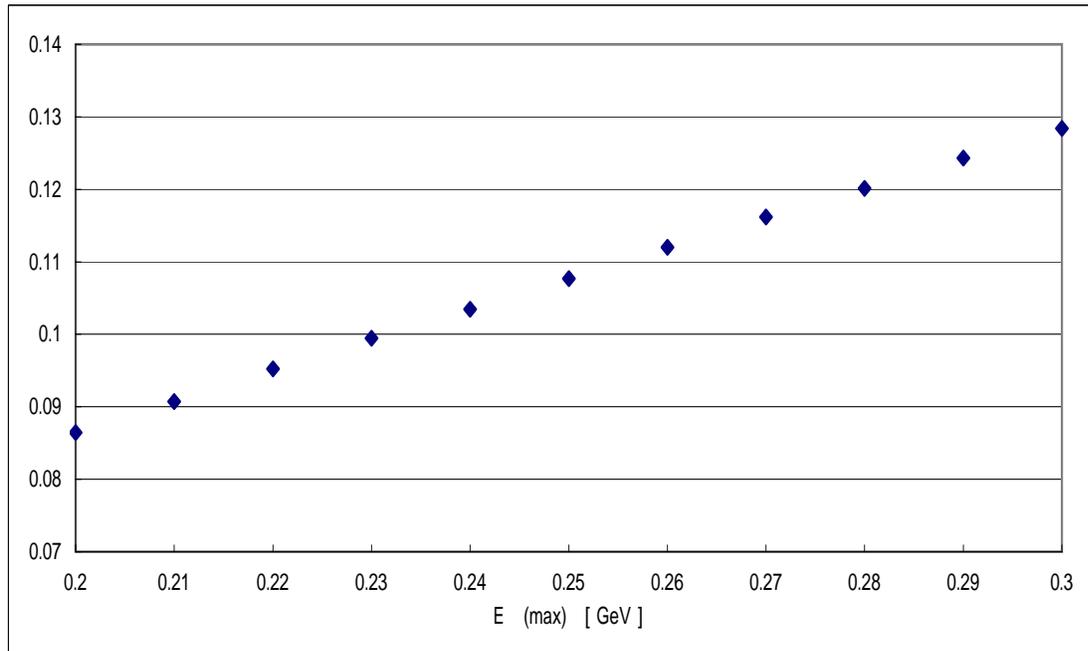


図 4.10: E_{th} ベトー後の $\tau^- \rightarrow (3h)^-\nu_\tau$ に対する $\tau^- \rightarrow (3h)^-\pi^0\nu_\tau$ の割合。 E_{th} が高くなると $\tau^- \rightarrow (3h)^-\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の割合が増えていく。

今回の実験では、 $\tau^- \rightarrow (3h)^-\nu_\tau$ を選別することが目的なので、0.2GeV 以上のエネルギーを持つクラスターが存在する事象を除く条件を加えた。

この選別によって除去されるバックグラウンド (π^0 を含む崩壊) 及びシグナル ($\tau^- \rightarrow (3h)^-\nu_\tau$) の割合を表 4.4 に示す。

表から分かるように、 $\tau^- \rightarrow (3h)^-\pi^0\nu_\tau$ を 82.2%、 $\tau^- \rightarrow (3h)^-2\pi^0\nu_\tau$ を 95.5 % の効率でバックグラウンドを除去でき、それによる信号のロス は 12% 程度である。

4.4.2 $\pi^\pm\pi^0\nu_\tau$ 事象の除去

$\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0\nu_\tau$ 崩壊 ($\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm\nu_\tau$) 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為である。符号の異なる荷電粒子をそれぞれ電子の質量 $M_e=0.51\text{GeV}$ と仮定し、その 2 つの荷電粒子の不変質量分布を見ることにより容易に識別できる。

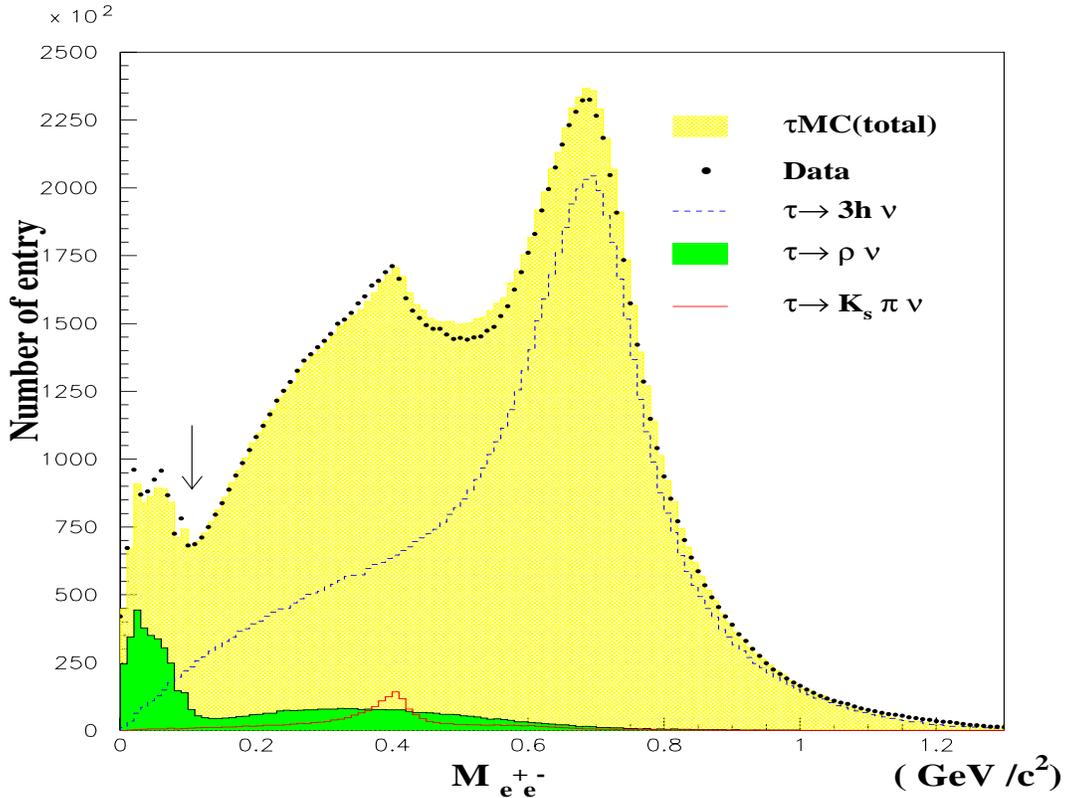


図 4.11: 荷電粒子を電子とした時の $M_{e^+e^-}$ の分布。緑のヒストグラムが $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$ 崩壊である。矢印は最終的に決めた $M_{e^+e^-}$ のカット点である。

図 4.11 に見えるように、 $\leq 0.1\text{GeV}$ 付近に $\gamma \rightarrow e^+e^-$ によるピークが見られる。(この他にも $\tau^- \rightarrow K_s\pi^-\nu_\tau$ のピークが見られるが、これについては K_s 選別で言及する。) 図 4.12 に、 $M_{e^+e^-} \leq X \text{ GeV}$ の条件を課した後に残る $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\nu_\tau$ 崩壊バックグラウンドの割合 ($\rho\nu_\tau$ 崩壊数 / signal 数) を、カットの値 X の関数として示す。除去する前での $\tau^- \rightarrow \rho^-\nu_\tau$ バックグラウンドの割合は 8.7% となっており、 X が 0.1GeV 以上になると、バックグラウンドは 1% 未満に落ち着いてくることが分かる。選別では、 $M_{e^+e^-} < 0.1\text{GeV}$ を満たす事象を排除した。図 4.11 にカット点を矢印で示す。

表 4.5 より、光子転換事象の除去率は約 90% となった。

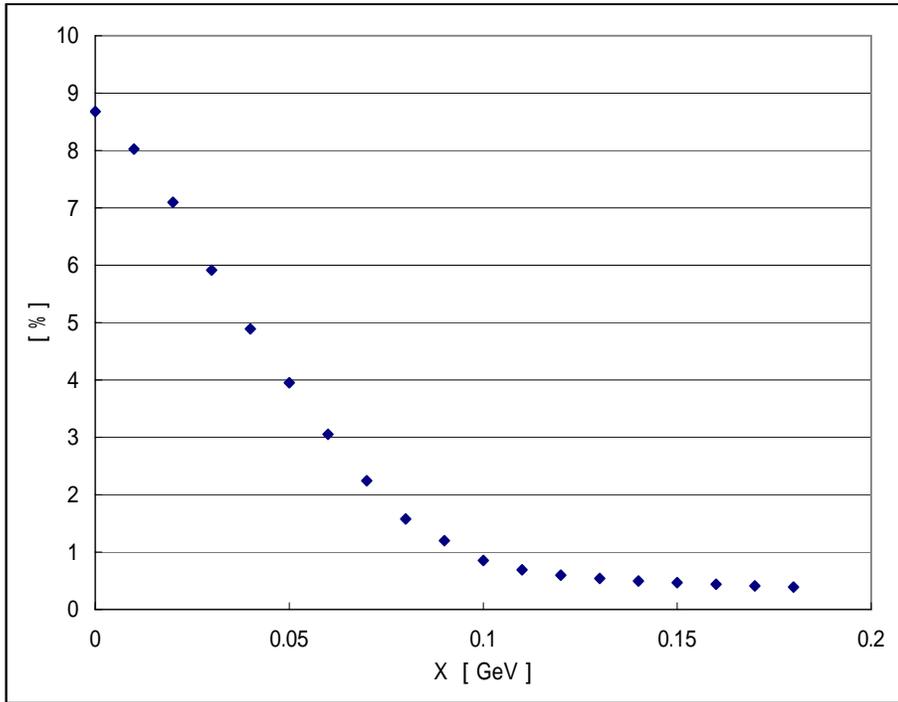


図 4.12: $M_{e^+e^-} < X\text{GeV}$ の条件を課した後の $\tau^- \rightarrow (3h)^-\nu_\tau$ に対する $\tau^- \rightarrow \rho^-\nu_\tau$ 崩壊の割合。
 X の値が増えるにつれて、 $\tau^- \rightarrow \rho^-\nu_\tau$ 崩壊の割合は減っている。

表 4.5: $M_{e^+e^-}$ ベトーの効果

崩壊項目	$M_{e^+e^-}$ ベトー前の 崩壊項目数	$M_{e^+e^-}$ ベトー後の 崩壊項目数 ($/fb^{-1}$)	除去率 (%)
$\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$	4,444	424	90.8
$\tau \rightarrow 3h\nu_\tau$	51,215	49,582	3.2

4.4.3 K_s を含む崩壊事象の除去

$\tau^\pm \rightarrow K_s \pi^\pm \nu_\tau$ 崩壊は、 K_s が 約 69.2% の確率で $\pi^+ \pi^-$ に崩壊し、その一部が $\tau^- \rightarrow (3h)^- \nu_\tau$ 事象のバックグラウンドとして含まれる。図 4.11 でも K_s のピークが見えるが、ここでは異なる荷電粒子を π 中間子と仮定し、この 2 つの荷電粒子の不変質量を図 4.13 に示す。0.5 GeV 付近で $\tau^- \rightarrow K_s \pi^- \nu_\tau$ バックグラウンドによるピークが見られる。より

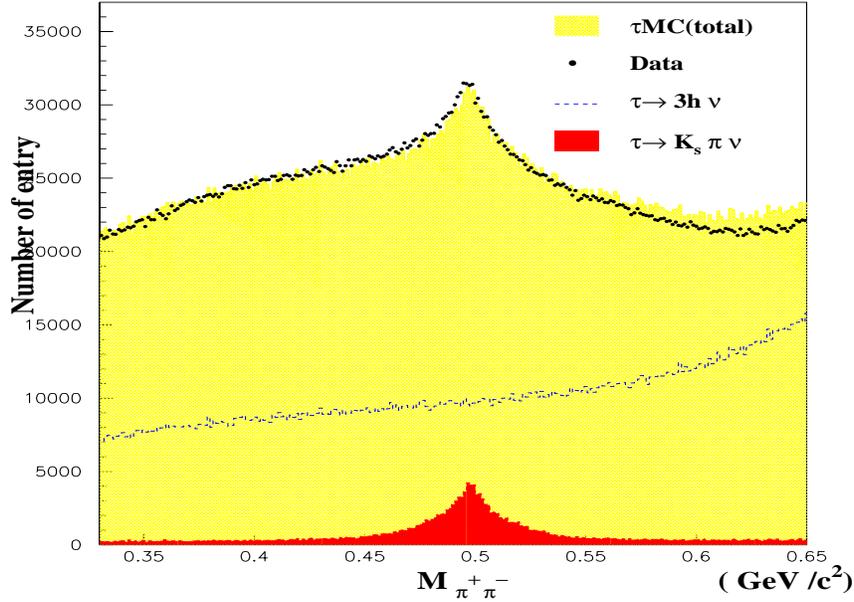


図 4.13: 荷電粒子を π^\pm 中間子とした時の $M_{\pi^+ \pi^-}$ 分布。赤のヒストグラムが $\tau^\pm \rightarrow K_s \pi^\pm \nu_\tau$ 崩壊を示す。

正確に K_s を識別する為に、以下のようにしてより 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 ($0.09 \times 10^{-10} s$)、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。従って、再構成には K_s の生成点と崩壊点の位置関係における条件を課す必要がある。再構成する元になる $\pi^+ \pi^-$ 粒子対に課した条件^[13] を以下に記す。

- (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 1.5 cm 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 $0.1 \text{ cm} \leq L_{xy} \leq 20 \text{ cm}$ であること。

- (5) Z 方向での V_0 の崩壊の長さ L_z が $L_z \leq 20$ cm であること。
- (6) $\pi^+\pi^-$ 対の不変質量が、 $487 \text{ MeV} < M_{\pi^+\pi^-}(K_s) < 510 \text{ MeV}$ であること。
- (7) 3次元での V_0 の崩壊の長さ $L(K_s)$ が、 $L(K_s) > 1.0$ cm であること。

もし、全条件を課しても1つの事象に2つの K_s 候補が存在する場合は、 z_{dist} の小さいものを K_s と識別した。

(1) から (5) の条件を課した時の、 $K_s (\pi^+\pi^-)$ の不変質量分布を図 4.16 に示す。これらの条件を満たす事象中には、 $\tau^- \rightarrow K_s \pi^- \nu_\tau$ 崩壊は 31.3%、 $\tau^- \rightarrow 3h \nu_\tau$ 崩壊は 19.3% 含まれている。図 4.14 に崩壊の長さ $L(K_s)$ に対するカットへの依存性 (シグナル及びバックグラウンド の崩壊項目数 / カットされたイベント数) を示す。0.2 cm 以下では、それぞれの割合はほとんど変化しないが、0.3 cm 以上で変化率が大きくなり、0.5 cm 以上になると割合の変化率は数%に落ち着いてくる事が分かる。

また、(1) から (6) の条件で選んだ K_s 候補を除いた後の事象中に残る、 $\tau^- \rightarrow (3h)^- \nu_\tau$ に

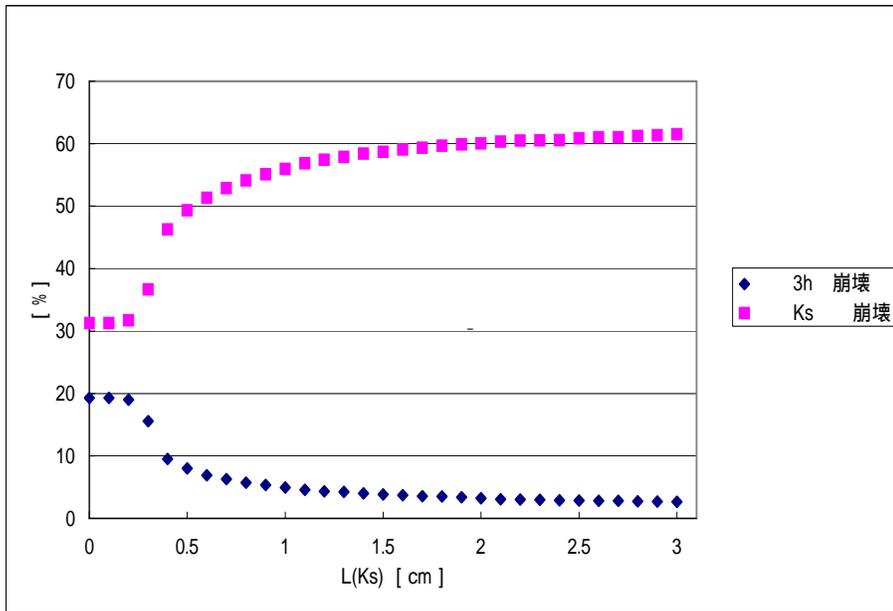


図 4.14: $L(K_s)$ の条件毎の K_s 候補中に含まれる $\tau^- \rightarrow 3h \nu_\tau$ 及び $\tau^- \rightarrow K_s \nu_\tau$ 崩壊の割合。 L_{K_s} が長くなるにつれ、シグナルの割合は減り、 K_s 崩壊の割合は増えていく。

対する $\tau^- \rightarrow K_s \pi^- \nu_\tau$ 崩壊の割合 (K_s 崩壊 / シグナル数) を図 4.15 に示す。 K_s 崩壊は、0.2 cm 以上で $L(K_s)$ に比例して増えていることが分かる。

表 4.3 にあるように、バックグラウンドに含まれる K_s 崩壊は他のバックグラウンドと比べて小さいことより、図 4.14 や図 4.15 を考慮して、 $L(K_s) > 1.0$ cm とした。

(1) から (7) の全条件を課して再構成された $\pi^+\pi^-$ 対の不変質量を図 4.17 に示す。図 4.16 と比較すると、 K_s 候補に含まれる $\tau^- \rightarrow K_s \pi^- \nu_\tau$ 崩壊はほぼ変わらず、 $\tau^- \rightarrow (3h)^- \nu_\tau$ 崩壊やその他の崩壊モードでは事象数は減少していることが分かる。

$\tau^- \rightarrow (3h)^- \nu_\tau$ 崩壊を選別するために、以上 (1) ~ (7) の条件を満たすものを $\tau^- \rightarrow K_s \pi^- \nu_\tau$ 崩壊として除去した。この選別による崩壊項目の除去率を表 4.6 に示す。

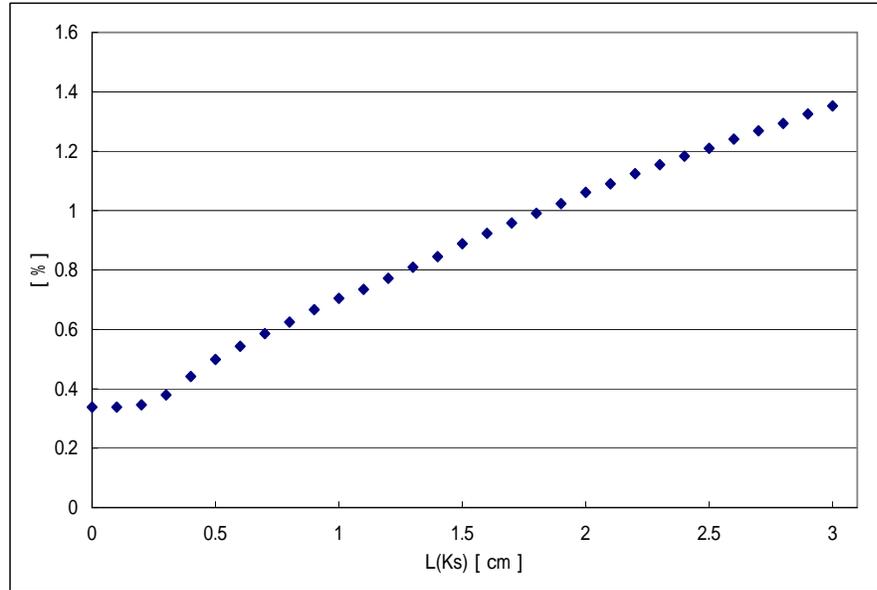


図 4.15: K_s ベトー後の $\tau \rightarrow 3h\nu_\tau$ に対する $\tau \rightarrow K_s\pi\nu_\tau$ 崩壊の割合。

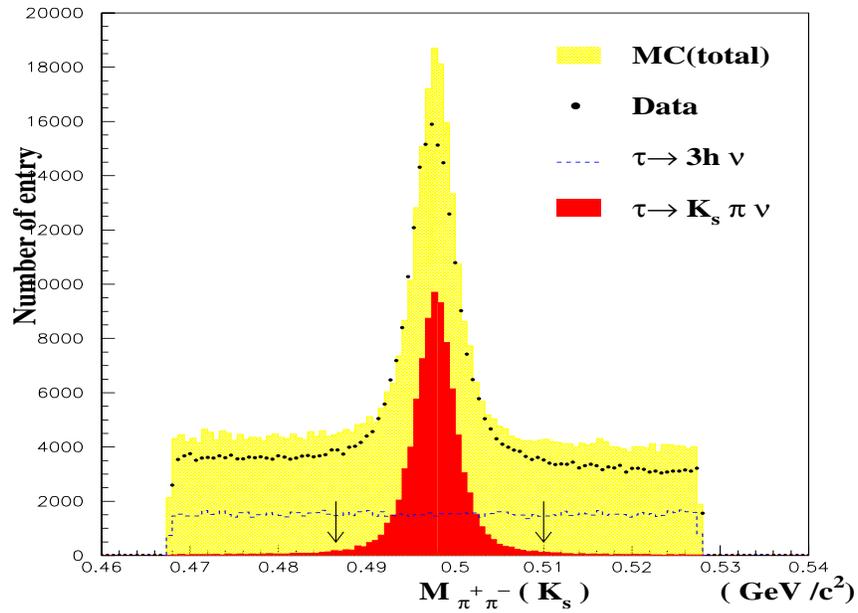


図 4.16: 荷電粒子を π^\pm 中間子とした時の $M_{\pi^+\pi^-}$ 分布。(1) ~ (5) の条件を課している。赤いヒストグラムが $\tau^- \rightarrow K_s\pi^-\nu_\tau$ 崩壊である。矢印は (6) の条件で課す、 $M_{e^+e^-}$ のカット点である。

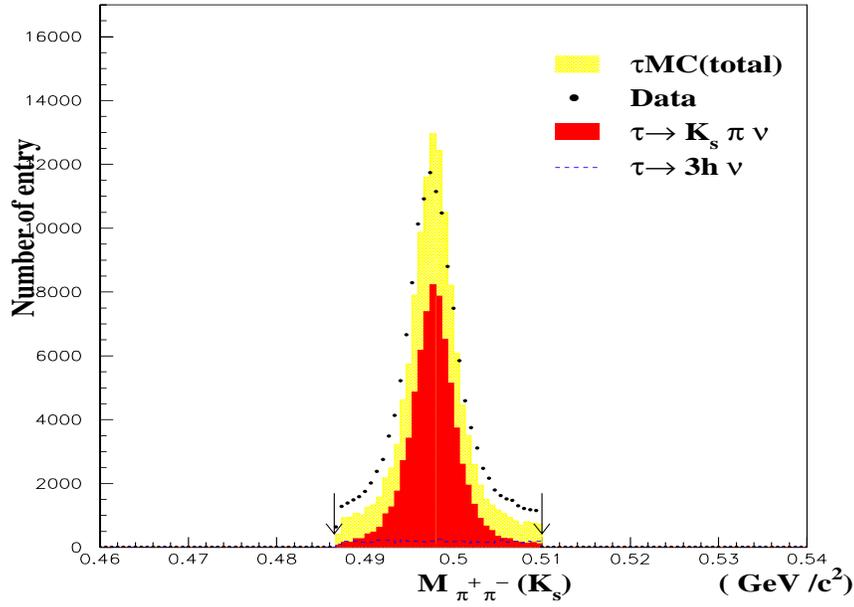


図 4.17: $M_{\pi^+\pi^-} (K_s)$ の分布。(1) ~ (7) の全条件を課している。

表 4.6: K_s ベトー後の効果

崩壊項目	K_s ベトー前の 崩壊項目数 ($/fb^{-1}$)	K_s ベトー後の 崩壊項目数 ($/fb^{-1}$)	除去率 (%)
$\tau \rightarrow K_s \pi \nu_\tau$	1,389	224	83.9
$\tau \rightarrow 3h \nu_\tau$	51,215	50,603	1.2

$\tau \rightarrow K_s \pi \nu_\tau$ バックグラウンドは約 56% 除去でき、これによるシグナルのロス は 4.9% である。

4.5 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊事象選別

前節で選別された $\tau^- \rightarrow (3h)^- \nu_\tau$ 事象に含まれる主な崩壊は、

$$\begin{aligned} \tau^- &\rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau & 95.32\% \\ \tau^- &\rightarrow \pi^- \pi^+ K^- \nu_\tau & 2.96\% \\ \tau^- &\rightarrow \pi^- K^+ K^- \nu_\tau & 1.68\% \end{aligned}$$

であった。これらの崩壊を識別することは、 π^\pm と K^\pm の識別が重要になる。そこで、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 情報を用いて得られる荷電粒子の粒子 ID (π^\pm or K^\pm) を用いる。(第 3 章を参照)。この ID ($P_{\pi/K}$) は、1 に近いほど K^\pm と比べて π^\pm らしく、0 に近いほど π^\pm と比べて K^\pm らしいといえる。

以下で $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の選別条件を記す。

4.5.1 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 選別事象選別条件

- ◇ 荷電粒子 ID を用いて π^\pm と K^\pm の識別を課して選別を行う。ここでは、 π^\pm と ID される確率を $P_{\pi/K} \geq 0.8$ とする。識別する荷電粒子は、3 つの荷電粒子 ($h^- h^- h^+$) のうち同じ電荷を持つ粒子 ($h^- h^-$) が各々 $P_{\pi/K} \geq 0.8$ であるとした。これは、 $\tau^- \rightarrow \pi^- K^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊や $\tau^- \rightarrow \pi^- K^- K^+ \nu_\tau$ 崩壊と区別をする為である。また、荷電粒子識別は実験データとモンテカルロで差が見られる。その為に、 $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ $D^0 \rightarrow \pi^+ K^-$ 崩壊を用いて π^\pm と K^\pm の識別率を求めた結果^[14] を利用して、 π^\pm / K^\pm 識別の補正を求めた。 π^\pm の検出率の補正は以下の式で与えられている。

$$\epsilon_{\pi ID_correction} = \frac{\epsilon_{DATA}(\theta, P)}{\epsilon_{MC}(\theta, P)} \quad (4.2)$$

$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の選別では、2 つの荷電粒子を π 粒子であると識別しているので、それぞれの π 粒子で $\epsilon_{\pi ID_correction}$ を求めなければならない。従って $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊での荷電 π 粒子の検出補正は、

$$\epsilon_{\pi ID_correction} = \epsilon_{\pi ID_correction1} \cdot \epsilon_{\pi ID_correction2} \quad (4.3)$$

と求めることが出来る。実際にモンテカルロを用いて測定された $\epsilon_{\pi ID_correction}$ は、91.34% となった。

- ◇ 半球中に含まれる全粒子の不変質量が τ 粒子の質量 ($M_\tau = 1.78 \text{ GeV}$) より大きい事象は、ハドロン生成による崩壊である場合がある。そこで、見ている半球 (シグナル側) と反対側の半球 (タッグ側) での不変質量を測定し、ハドロン生成を再現している QQ モンテカルロを用いて τ 粒子の崩壊以外からくるバックグラウンドとの不定性を調べた。 M_{tag} や選別条件を変えて不定性 $f = (N_{Data} - N_{\tau MC}) / N_{q\bar{q} MC}$ を

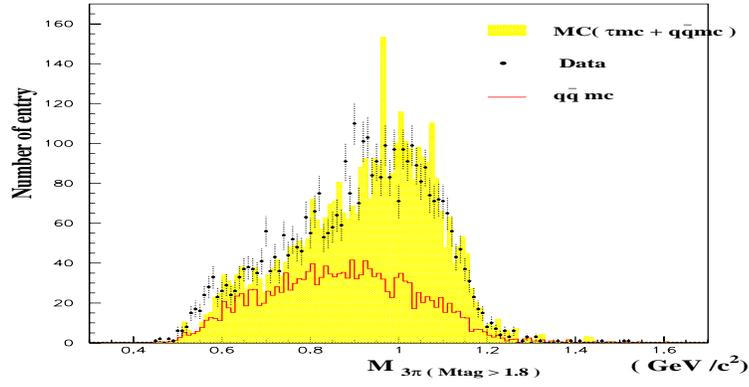


図 4.18: $M_{tag} > 1.8 \text{ GeV}$ の時の $M_{3\pi}$ (πK 識別+全ベトー)

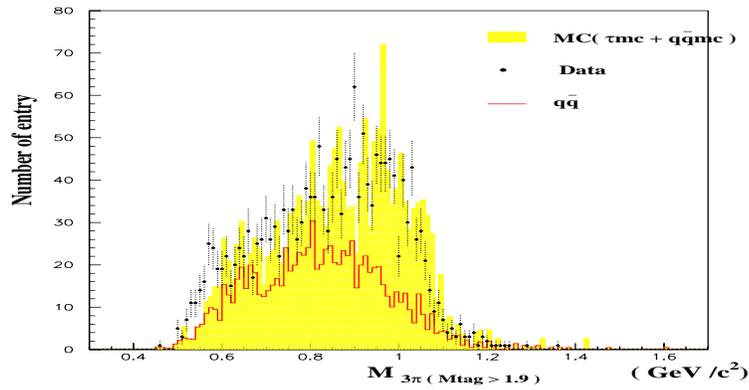


図 4.19: $M_{tag} > 1.9 \text{ GeV}$ の時の $M_{3\pi}$ (πK 識別+全ベトー)

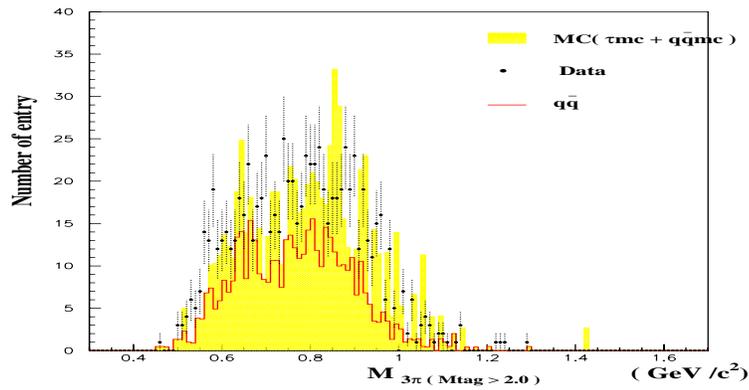


図 4.20: $M_{tag} > 2.0 \text{ GeV}$ の時の $M_{3\pi}$ (πK 識別+全ベトー)

表 4.7: M_{tag} を変化させた時のハドロン生成の評価

$M_{tag} > X \text{ GeV}$	$f(\pi K \text{ 識別のみ})$	$f(\pi K \text{ 識別} + \text{全ベト})$
1.8	1.045 ± 0.021	1.004 ± 0.029
1.9	1.044 ± 0.030	1.006 ± 0.041
2.0	1.124 ± 0.047	1.133 ± 0.067

求めた結果を表 4.7 に示す。

f はほぼ 1 に近いことから、QQ モンテカルロはデータをよく再現していると言える。統計誤差の大きさを考慮し、ハドロン生成によってバックグラウンドに含まれる崩壊を除去する条件として、 $M_{tag} < 1.8 \text{ GeV}$ を追加した。この時データとの不定性は、 1.004 ± 0.029 と決定した。

4.5.2 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 選別の結果

τ 粒子崩壊過程に、以上の選別条件を用いて選別毎で事象数が段階的にどのように変化するかを表 4.8 に示す。

表 4.8: 選別条件によるイベント数の段階別変化

選択条件	事象数 ($/1fb^{-1}$)	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 信号の純度 %
$\tau^+ \tau^-$ 対事象	300,015	8.65
荷電粒子数 = 3	86,127	56.40
γ ベト後	51,896	82.12
ρ ベト後	48,709	84.81
K_s ベト後	47,736	86.40
πK 識別後	38,499	90.42
M_{tag} ベト後	38.460	90.43

これより、 τ 粒子崩壊過程における $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の検出率は 90.43% となった。また、これらのベトを合わせて選別された $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 事象中に含まれるバックグラウンドの割合を表 4.9 に示す。

表 4.9: small $\tau \rightarrow 3h\nu_\tau$ 崩壊事象選別後のバックグラウンドの評価

崩壊項目	$\tau \rightarrow 3h\nu_\tau$ 崩壊事象選別後の事象数 ($/1fb^{-1}$)	崩壊項目の割合 (%)
$\tau \rightarrow 3h\pi^0\nu_\tau$	3,030	7.87
$\tau \rightarrow K_s\pi\nu_\tau$	219	0.57
$\tau \rightarrow 3h2\pi^0\nu_\tau$	97	0.26
$\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$	72	0.19
$\tau \rightarrow h2\pi^0\nu_\tau$	40	0.02
バックグラウンド合計	3,678	9.57

以上で選別した $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 事象を用いて、次の 5 章で質量分布、崩壊分岐比の

測定および、候補事象中に残るバックグラウンドの見積もりについて議論する。

第5章 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の質量分布及び 崩壊分岐比 $Br_{3\pi}$ の測定

本章では、4章で選択したサンプルを用いて、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の質量分布及び崩壊分岐比 ($Br_{3\pi}$) を求める。

5.1 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の質量分布 $M_{3\pi}$

選別された $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊事象の不変質量分布を図 5.1 に示す。この図は観測された荷電粒子の質量として、 π の質量 ($M_\pi = 139.5 \text{ MeV}$) を用いて計算した $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ の不変質量分布である。黒丸はデータで、青い部分が $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 過程からのバックグラウンドの寄与、緑の破線のハッチが $\tau^- \rightarrow (3h)^- \pi^0 n\nu_\tau$ のバックグラウンド、全バックグラウンドの寄与を赤線のヒストグラムで示す。表 5.3 に示すように全フィードダウンバックグラウンドの割合は 9.2 % で、 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q, \bar{q} = 3.3\%$) である。点線のヒストグラムが、TAUOLA のプログラムで予想される信号の a_1 の寄与を示している。この図では、データの事象数とモンテカルロの全事象数が合うように規格化されている。TAUOLA プログラムはデータのふるまいをおおよそ再現しているが、ピークの高さと幅、特に右側の領域の形で差が見られる。

3つの荷電粒子 ($\pi_1^- \pi_2^- \pi_3^+$) のうち、異なる電荷を持つ2つの荷電粒子 ($\pi_1^- \pi_3^+$ or $\pi_2^- \pi_3^+$) の不変質量分布を図 5.2 に、同じ電荷を持つ2つの荷電粒子 ($\pi^\pm \pi^\pm$) の不変質量分布を図 5.4 に示す。 $M_{\pi^+ \pi^-}$ 分布では、きれいな $\rho(770)$ 共鳴のピークが見える。これは $a_1(1260)$ 共鳴が、 $a_1 \rightarrow \rho\pi$ 経路で崩壊していることを示している。一方、 $M_{\pi^\pm \pi^\pm}$ 分布には特徴的な構造は見えない。 $M_{\pi^+ \pi^-}$ 分布をさらに詳しく見ると、0.3GeV から 0.7GeV にかけてデータとモンテカルロの不一致が見える。この差はバックグラウンドを考慮しても無視できるものではなく、 $M_{3\pi}$ 分布で見られた差がこの部分に反映されているものと考えられる。実際に、現在のモンテカルロには a_1 共鳴しか含まれておらず、 a_1 共鳴を再現するモンテカルロだけでは実験データを十分再現できないことが分かる。この領域において、 a_1 以外の共鳴の寄与の可能性を示している。この範囲を拡大したものを図??に示す。

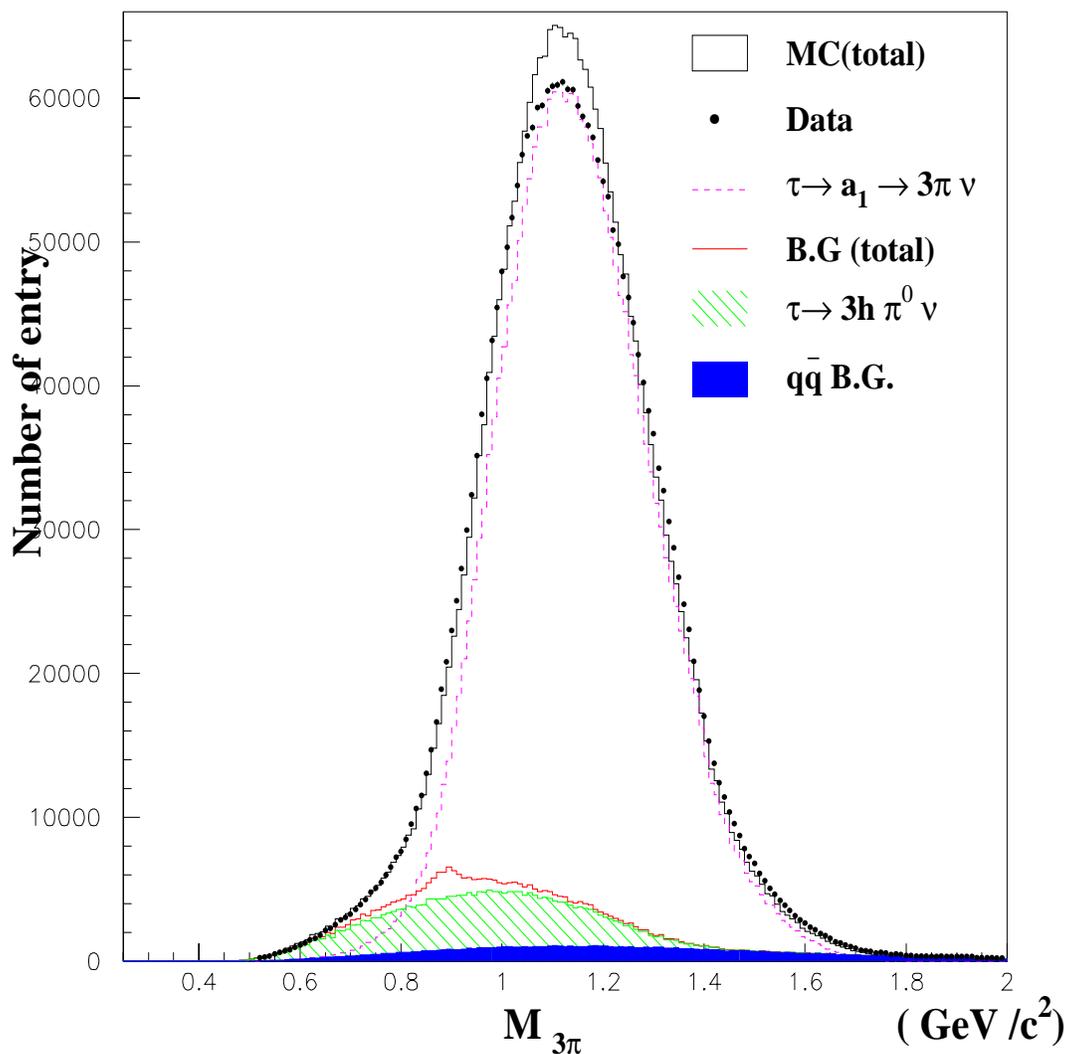


図 5.1: $M_{3\pi}$ 分布。青いヒストグラムは $q\bar{q}$ バックグラウンド、緑の斜線のヒストグラムは $\tau^- \rightarrow (3h)^- \pi^0 \nu_\tau$ バックグラウンド、赤線はバックグラウンドの合計を表している。 a_1 の寄与を示しているヒストグラムが点線であり、プロットで示されたデータと、おおよそ一致している。ピークの高さと幅に違いが見られる。

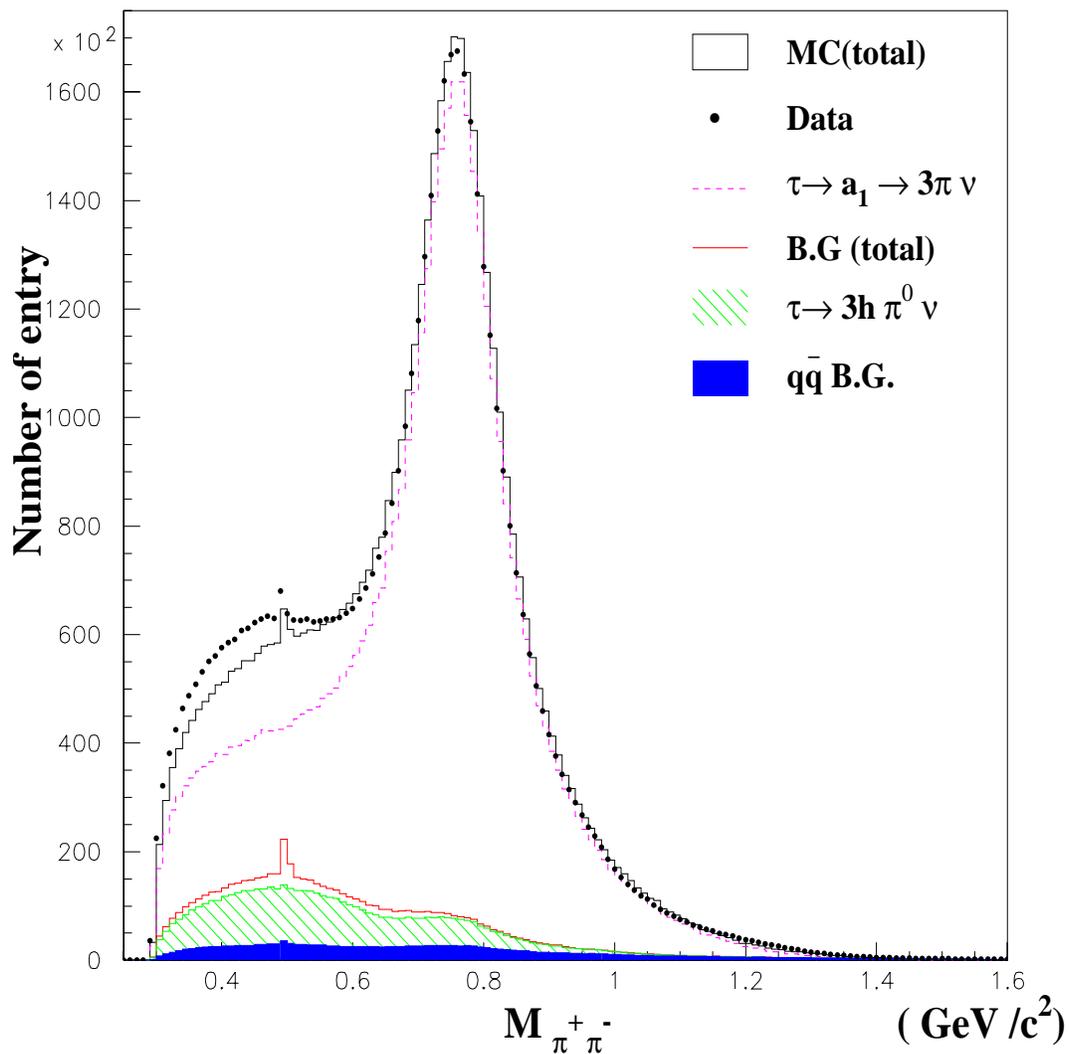


図 5.2: $M_{\pi^+ \pi^-}$ 分布。770MeV 近辺で $\rho(770)$ のピークが見える。低いエネルギー部分ではプロットされたデータと、白抜きのヒストグラムで示されているバックグラウンドとシグナルを合わせたモンテカルロの間で、差が見られる。

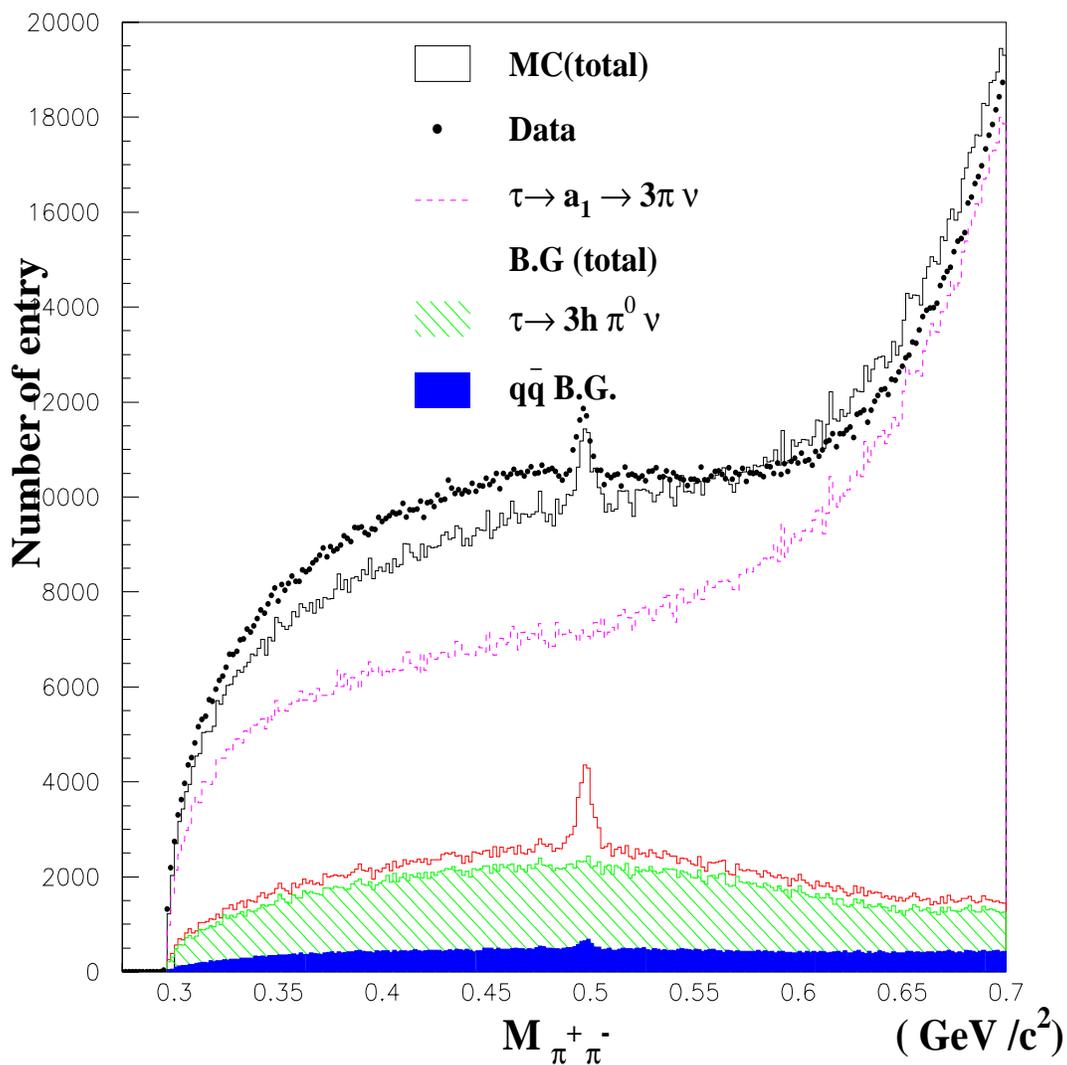


図 5.3: $M_{\pi^+\pi^-}$ 分布 (低エネルギー部分の拡大図)。 $M_{\pi^+\pi^-} \sim 0.5 \text{ GeV}$ 付近の小さなピークは $\tau \rightarrow K_s \pi \nu_\tau$ からの寄与である。

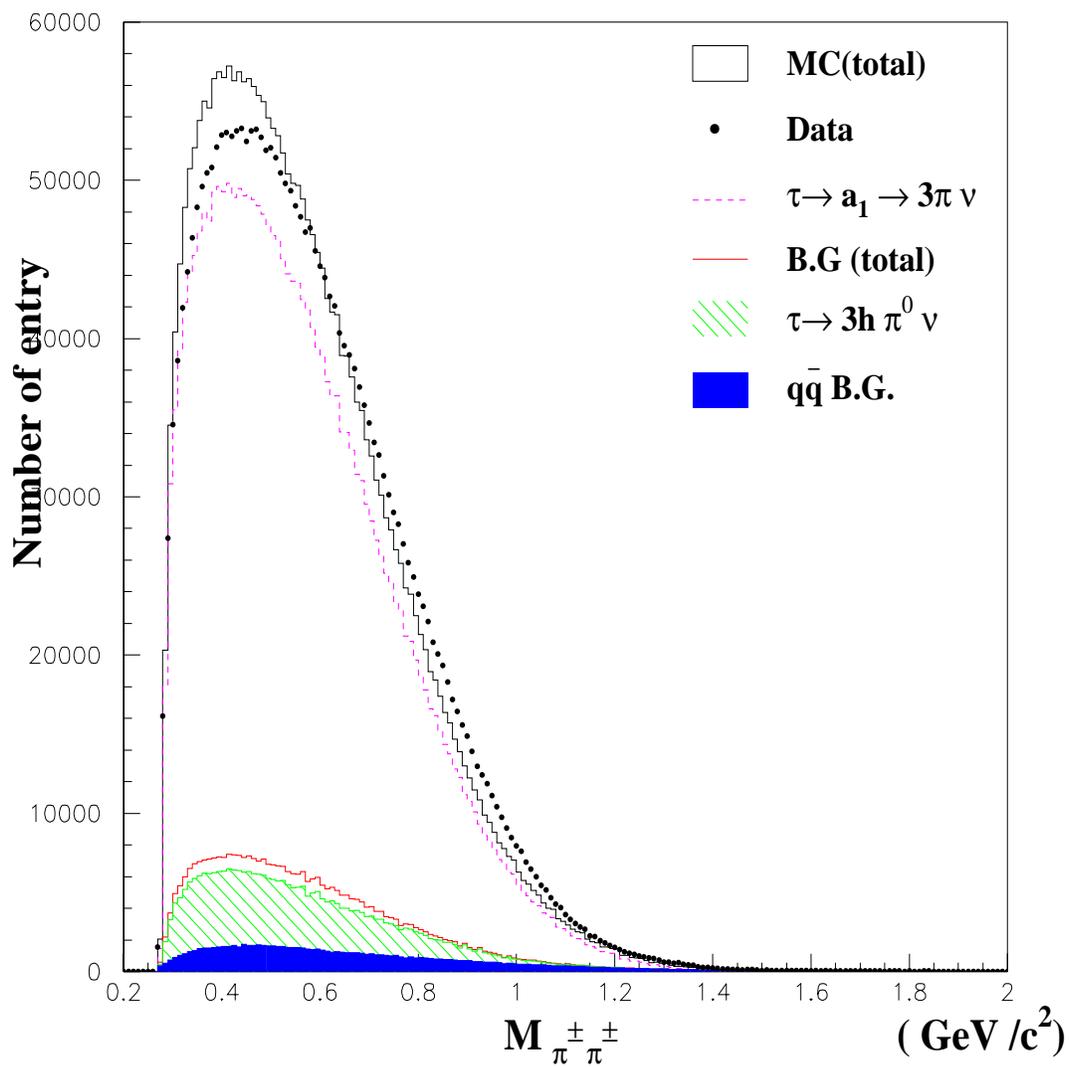


図 5.4: $M_{\pi^\pm \pi^\pm}$ 分布。この分布では、特徴的な構造は見られない。

5.2 崩壊分岐比の測定

まず、タウ粒子の崩壊分岐比の測定方法の概要^[15]を復習する。 τ^- 粒子の $\tau^- \rightarrow X\nu_\tau$ モードへの崩壊分岐比 Br_X は、求めたい崩壊モード ($\tau^- \rightarrow X^- \nu_\tau$) の事象数 N_X とともに τ 粒子の数 N_τ との比 ($=\frac{N_X}{N_\tau}$) に、検出効率とバックグラウンドの補正を加える事で求める事が出来る。ここで問題となるのは、高い精度で分岐比を求めたいときに、これらの数及び補正係数の精度をいかに保証するかということである。

Br_X を求めるために歴史的に用いられてきた方法は、分母に現れる τ 粒子の数 N_τ を決める方法の違いから、以下の 3 つに分類される。

- (i) $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ の生成断面積 $\sigma_{\tau\tau}$ とビームルミノシティ (\mathcal{L}) から、 N_τ を求める方法。

$$N_\tau = 2 \cdot \sigma_{\tau\tau} \cdot \mathcal{L}$$

この方法では、 $\sigma_{\tau\tau}$ の計算精度と \mathcal{L} の測定精度が結果に直接効いてくる。

- (ii) 精度良く測定された既知の崩壊モード (例えば、 $\tau^- \rightarrow e^- \nu_e \nu_\tau$ の崩壊分岐比 Br_e) と、その観測数 N_e を用いる方法。

$$N_\tau = \frac{N_e}{\eta_e} \cdot \frac{1}{Br_e}$$

この方法では、既知の崩壊モードの選別効率 η_e の精度が問題となる。

- (iii) ゆるい条件で選別された $\tau^+\tau^-$ 対の数 $N_{\tau\tau}$ を用いる方法 ($N_\tau = 2N_{\tau\tau}$)。この方法は初め PETRA の CELLO 実験の解析に用いられ、その後、LEP 実験の解析で広く使われた方法である。この方法は、後で述べるように他の方法に比べて検出効率の系統誤差を少なく出来る利点を持つ。

本解析では、(iii) の方法を用いて $Br_{3\pi}$ を求めた。以下、その詳細について報告する。

5.3 $Br_{3\pi}$ の測定方法

$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ の崩壊分岐比 $Br_{3\pi}$ は、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ の事象の数 $N_{3\pi}$ を $\tau^+ \tau^-$ 対事象の数 $N_{\tau\tau}$ で割り、バックグラウンドや検出効率の補正を行う事によって次式により求める。

$$Br_{3\pi} = \frac{N_{3\pi}}{N_{\tau\tau}} \quad (5.1)$$

$$= \frac{N_{3\pi}^{obs}}{2N_{\tau\tau}^{obs}} \cdot \frac{(1 - b^{\text{feed-down}} - b^{\text{non-}\tau})}{(1 - b_{\tau\tau})} \cdot \frac{\epsilon_{\tau\tau}}{\epsilon_{\tau\tau}^{3\pi}} \cdot \frac{1}{\epsilon_{3\pi}^{ID}} \quad (5.2)$$

ここで、 $N_{3\pi}$ 、 $N_{\tau\tau}$ は

$$N_{3\pi} \equiv \frac{N_{3\pi}^{obs} (1 - b^{\text{feed-down}} - b^{\text{non-}\tau})}{\epsilon_{\tau\tau}^{3\pi} \cdot \epsilon_{3\pi}^{ID}} \quad (5.3)$$

$$N_{\tau\tau} \equiv \frac{2N_{\tau\tau}^{obs} (1 - b_{\tau\tau})}{\epsilon_{\tau\tau}} \quad (5.4)$$

である。各記号の意味を以下にまとめる。

- $N_{3\pi}^{obs}$: 実際に観測された $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の数 (バックグラウンドも含む)。
- $N_{\tau\tau}^{obs}$: 比較的ゆるい条件で選別した、実際に観測された $\tau^+ \tau^-$ 対生成事象の数。
 $\tau^+ \tau^-$ 対生成事象中の τ 粒子の数は $2N_{\tau\tau}^{obs}$ となる。
- $b^{\text{feed-down}}$: $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊のサンプル中に含まれる、他の τ 粒子崩壊過程のバックグラウンドの割合。
- $b^{\text{non-}\tau}$: $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊のサンプル中に含まれる、 $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$ 崩壊過程以外から来るバックグラウンドの割合。
- $b_{\tau\tau}$: $\tau^+ \tau^-$ 対生成事象中に含まれる $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$ 崩壊過程以外からのバックグラウンドの割合。
- $\epsilon_{\tau\tau}$: $\tau^+ \tau^-$ 対生成事象の検出効率。
- $\epsilon_{\tau\tau}^{3\pi}$: $\tau^+ \tau^-$ 対生成事象の選別後に $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊を検出する効率。
- $\epsilon_{3\pi}^{ID}$: $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 事象候補を選別後、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊が検出される効率。
- $N_{Gen}^{3\pi}$: $\tau^+ \tau^-$ 対生成事象選別 1 を行う前の $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ の生成数。

式 (5.2) では、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の全検出効率を 2 つの積に分けている。これは、崩壊分岐比 $Br_{3\pi}$ が検出効率の比

$$f_b = \frac{\epsilon_{\tau\tau}^{3\pi}}{\epsilon_{\tau\tau}} \quad (5.5)$$

のみに依存し、それぞれの検出効率の絶対値によらないことを明白にするためである。後に示すように、この比 f はほぼ 1 である。 f を (5.2) に代入すると、(5.6) に置き換えられる。

$$B_{r_{3\pi}} = \frac{N_{3\pi}^{obs}}{2N_{\tau\tau}^{obs}} \cdot \frac{(1 - b^{\text{feed-down}} - b^{\text{non-}\tau})}{(1 - b_{\tau\tau})} \cdot \frac{1}{f \cdot \epsilon_{3\pi}^{ID}} \quad (5.6)$$

この比 f は、データのルミノシティや $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ の生成断面積によらない量であり、崩壊分岐比の測定にルミノシティの測定精度や生成断面積の不定性が効かない利点がある。さらに崩壊分岐比を事象数の比から求めているので、トリガー効率の変動や飛跡検出効率の不定性の影響を互いに打ち消し合い小さく抑えることができる。この点に関しては、あとの系統誤差の議論で詳しく述べる。以下で、式 (5.2) に出てきたバックグラウンドや検出効率の評価方法やその値について述べる。

5.3.1 $\tau^+\tau^-$ 対事象数及び、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊候補数

実験期間毎の $N_{\tau\tau}^{obs}$ 、 $N_{3\pi}^{obs}$ 及び、その比 $N_{3\pi}^{obs} / 2N_{\tau\tau}^{obs}$ を表 5.1 に示す。前章で説明

表 5.1: 選別された $\tau^+\tau^-$ 対候補と $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊候補の数を実験番号毎に示す。 $N_{3\pi}^{obs} / 2N_{\tau\tau}^{obs}$ は、実験番号 17、19 で低くなっている。

実験番号	9	11	13	15	17	19	計
$N_{\tau\tau}$	1,389,375	2,599,152	3,390,457	4,092,103	3,488,611	7,751,310	22,711,008
$N_{3\pi}$	155,880	296,248	382,499	459,844	387,138	860,843	2,542,502
$N_{3\pi} / 2N_{\tau\tau}$	5.61(%)	5.70(%)	5.64(%)	5.62(%)	5.55(%)	5.55(%)	5.60(%)

した選択条件を通過した全 $\tau^+\tau^-$ 対候補は、 $N_{\tau\tau}^{obs} = 22.71 \times 10^6$ 事象であった。また、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 事象数は、 $N_{3\pi}^{obs} = 2.54 \times 10^6$ 事象である。

5.3.2 $\tau^+\tau^-$ 対生成事象のバックグラウンドと検出効率の評価

$\tau^+\tau^-$ 対生成事象のバックグラウンド

$b_{\tau\tau}$ は、 τ 対生成事象の中にバックグラウンドとして存在する $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 崩壊以外の割合である。その詳細を表 5.2 に示す。表から分かるように、事象の選択条件の最適化により多くの過程でその寄与は 0.5% 以下に抑えられている。バックグラウンドとして大きいのは $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} (q = u, d, s)$ と $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ からの寄与であり、それぞれ 4.14%、1.19%、合計で 5.33% を占める。以下これら過程を合わせて continuum ハドロン生成過程と呼ぶ。continuum の意味は共鳴経由の $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ 過程と区別するためである。全バックグラウンドの割合は、バックグラウンドとなる各崩壊の割合を足し合わせ

$$b_{\tau\tau} = (7.38 \pm 0.01)\%$$

が得られた。0.01% はモンテカルロの統計誤差である。

表 5.2: $\tau^+ \tau^-$ 対生成事象選別でのバックグラウンドの評価

バックグラウンド 崩壊項目	バックグラウンド の割合 (%)
$ee \rightarrow ee\mu\mu$	0.453
$ee \rightarrow eeee$	0.270
$ee \rightarrow eeuu/dd$	0.135
$ee \rightarrow eess$	0.013
$ee \rightarrow eecc$	0.002
$ee \rightarrow bhabha$	0.617
$ee \rightarrow \mu\mu\gamma$	0.366
$ee \rightarrow q\bar{q}(q = u, d, s)$	4.143
$ee \rightarrow c\bar{c}$	1.195
$ee \rightarrow B^+ B^-$	0.081
$ee \rightarrow B^0 B^0$	0.116
バックグラウンド合計	7.38 ± 0.01

$\tau^+ \tau^-$ 対生成事象の検出効率

$\epsilon_{\tau\tau}$ は、モンテカルロを用いる事で次式により求める事ができる。

$$\epsilon_{\tau\tau} = \frac{N^{\tau\tau}}{N_{Gen}^{\tau\tau}} \quad (5.7)$$

$N_{Gen}^{\tau\tau}$ は、事象生成プログラム (TAUOLA) によって発生させた $\tau^+ \tau^-$ 対の生成事象数であり、 $N^{\tau\tau}$ は、TAUOLA によって発生させた $\tau^+ \tau^-$ 対に、本実験で用いた $\tau^+ \tau^-$ 対生成事象の選別条件を課した後に含まれる $\tau^+ \tau^-$ 対の生成事象数である。実際の値は、 $N_{gen}^{\tau\tau} = 22,491,344$ 事象、 $N_{\tau\tau} = 7,335,119$ 事象より、検出効率

$$\epsilon_{\tau\tau} = (32.61 \pm 0.01)\%$$

が得られた。

5.3.3 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊のバックグラウンドと検出効率の評価

$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊のバックグラウンド

- ◇ $b^{feed-down}$ は、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊サンプル事象中 (ハドロン生成事象によるバックグラウンドも含む。) に含まれる他の τ 崩壊過程であるバックグラウンドの割合である。表 5.3 に示すように、主に $\tau \rightarrow 3h\pi^0 \nu_\tau$ からのバックグウンド (7.611%) であることが分かる。全て足し合わせて、

$$b^{feed-down} = (9.23 \pm 0.03)\%$$

である。

- ◇ $b^{non-\tau}$ は、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ シグナル事象中に含まれる $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$ 崩壊過程以外からのバックグラウンドである。主なバックグラウンドは、continuum ハドロン生成過程 ($e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}$, $e^+ e^- \rightarrow c\bar{c}$) 崩壊になる。それぞれの崩壊の占める割合は、

$$b_{e^+e^- \rightarrow q\bar{q}} = 2.366\% \quad b_{e^+e^- \rightarrow c\bar{c}} = 0.933\%$$

表 5.3: $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊事象識別における、 $\tau^+ \tau^-$ 対事象の崩壊からくるバックグラウンドの評価

バックグラウンド崩壊項目 (feed-down)	バックグラウンドの割合 (%)
$\tau \rightarrow 3h\pi^0\nu_\tau$	7.611
$\tau \rightarrow 2\pi K\nu_\tau$	0.274
$\tau \rightarrow 3h2\pi^0\nu_\tau$	0.255
$\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$	0.183
$\tau \rightarrow Ks\pi\nu_\tau$	0.553
$\tau \rightarrow \pi 2K\nu_\tau$	0.158
$\tau \rightarrow 5h\nu_\tau$	0.031
$\tau \rightarrow h2\pi^0\nu_\tau$	0.022
$\tau \rightarrow \pi\nu_\tau$	0.020
$\tau \rightarrow Ks\pi\pi^0\nu_\tau$	0.039
その他の崩壊	0.080
バックグラウンド合計	9.23 ± 0.03

となり、これらの寄与を足し合わせ

$$b^{non-\tau} = (3.30 \pm 0.02)\%$$

を得た。

$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の検出効率

◇ $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の検出効率 $\epsilon_{\tau\tau}^{3\pi}$ と $\epsilon_{3\pi}^{ID}$ は、モンテカルロを用いてそれぞれ次式より求まる。

$$\epsilon_{\tau\tau}^{3\pi} = \frac{N_{\tau\tau}^{3\pi}}{N_{Gen}^{3\pi}} = \frac{1,206,891}{4,033,006} = 29.93 \pm 0.03\% \quad (5.8)$$

$$\epsilon_{3\pi}^{ID} = \frac{N_{3\pi}^{ID}}{N_{\tau\tau}^{3\pi}} = \frac{851,468}{1,206,891} = 70.55 \pm 0.10\% \quad (5.9)$$

これら 2 つの検出効率の積

$$\epsilon_{3\pi}^{\tau} \cdot \epsilon_{3\pi}^{ID} = N_{3\pi}^{ID} / N_{gen}^{3\pi} \quad (5.10)$$

は、終状態 $3\pi\nu_\tau$ の全体の検出効率を表す。また、先に述べたように式 (5.5) の f_b は (5.7) と (5.8) を用いて

$$f_b = \frac{\epsilon_{\tau\tau}^{3\pi}}{\epsilon_{\tau\tau}} = \frac{29.93}{32.61} = 0.918 \pm 0.001 \quad (5.11)$$

であり、ほぼ 1 になっていることが分かる。

- ◇ 今回の測定では、4 章で述べたように K^\pm 粒子と π^\pm 粒子の識別を行っている。しかし、 K^\pm 、 π^\pm 粒子の識別効率を現在のモンテカルロは再現できないことが知られており、既知の信号 ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) を用いて較正している。それによる π^\pm の検出率の補正は式 (4.3) で求めたように、

$$\epsilon_{\pi ID_correction} = 0.913 \pm 0.015 \quad (5.12)$$

で与えられている。従って、全体の検出効率は (5.10) に $\epsilon_{\pi ID_correction}$ を掛けた

$$\epsilon_{sig} = \epsilon_{3\pi}^\tau \cdot \epsilon_{3\pi}^{ID} \cdot \epsilon_{\pi ID_correction} = 19.3\% \quad (5.13)$$

と得ることができた。また式 (5.6) は、 $\epsilon_{\pi ID_correction}$ の補正を合わせると、 $Br_{3\pi}$ を求める式は最終的に

$$Br_{3\pi} = \frac{N_{3\pi}^{obs}}{2N_{\tau\tau}^{obs}} \cdot \frac{(1 - b^{\text{feed-down}} - b^{\text{non-}\tau})}{(1 - b_{\tau\tau})} \cdot \frac{1}{f \cdot \epsilon_{3\pi}^{ID} \cdot \epsilon_{\pi/KID}} \quad (5.14)$$

となる。

これまでの値を代入すると、

$$Br_{3\pi} = (8.94 \pm 0.02) \%$$

と得られる。ここでの誤差は、統計誤差である。系統誤差については次節で議論する。

5.4 系統誤差の見積もり

検討した崩壊分岐比の系統誤差の項目は以下のとおりである。また、その結果を表 5.4 にまとめる。

表 5.4: $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊分岐比の系統誤差

系統誤差の項目	$\Delta Br_{3\pi}(\%)$
飛跡検出効率の不定性	0.27
バックグラウンドの評価における不定性	0.01
γ veto	0.07
π/K 識別による不定性	0.17
トリガーの不定性	0.03
モンテカルロの不定性	0.02
合計	0.31

★ 飛跡検出効率の不定性からくる系統誤差

崩壊分岐比の良く分かっている $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ 崩壊のデータを用いて、Belle 検出器の飛跡 1 本あたりの検出効率の不定性は、 $\pm 1\%$ であることが確認されている。本実験では荷電粒子 3 本を扱っているので、 $\Delta Br_{3\pi}/Br_{3\pi} = 3.0\%$ と見積もった。あとで述べるように現在これが最大の誤差となっている。

★ バックグラウンドの見積りの不定性からくる系統誤差

4.7章で、 τ の質量よりも高い質量領域のサンプルを用いて、 τ 粒子崩壊過程以外からくるバックグラウンドの評価を行い、使用したモンテカルロの値に補正係数をかけてデータの値に正規化している。ハドロン崩壊 ($q\bar{q}$ 崩壊) には、補正係数

$$b = 1.004 \pm 0.029$$

を用いており、補正係数の誤差 ± 0.03 を変動による不定性と評価した。

一方、他の τ 崩壊過程から来るフィードダウン・バックグラウンドの不定性から来る系統誤差は、PDG(2006) に載っている崩壊分岐比の測定誤差、

崩壊項目	PDG による崩壊分岐比 (%)	相対誤差 (%)
$\tau^- \rightarrow 3h\pi^0\nu_\tau$	4.55 ± 0.06	1.32
$\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$	0.333 ± 0.035	10.51
$\tau^- \rightarrow 3h2\pi^0\nu_\tau$	0.492 ± 0.034	6.91
$\tau^- \rightarrow K_S \pi^- \nu_\tau$	0.45 ± 0.02	4.44

より、 $\Delta b_{\text{feed-down}}/b_{\text{feed-down}} = 0.11\%$ と評価した。

 ★ γ ベトーの効果

事象選別において、 π^0 を含む崩壊モードからのバックグラウンドを減らすために γ のベトー (余計な γ が半球中に存在しない事: veto) を要求している。しかし、もし $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反応の始状態または終状態で実際に γ が放射すれば、シグナルをも落してしまうことになる。加えて、 γ は、電磁シャワーの状態で見られる為、電子を γ と間違えて再構成している可能性もある。

これらの項目からの不定性を評価する為、 γ のベトーの閾値を ± 0.05 GeV 変化させて崩壊分岐比を測定した。表 5.5 より、 γ のベトーによる不定性は $\Delta Br_{3\pi} = 0.07\%$ である。

表 5.5: 光子の閾値を ± 0.05 GeV 変化させたときの崩壊分岐比の値と、その差。

	γ threshold (GeV)	Br	ΔBr $= Br - Br_{ref}$
standard	0.150	8.87%	-0.07%
	0.175	8.91%	-0.03%
	0.200	8.94%	0.0%
	0.225	8.97%	+0.03%
	0.250	9.01%	+0.07%

 ★ π/K 識別の不定性

4.5 節で述べた、 K^\pm 粒子と π^\pm 粒子の識別による補正を行いデータの値に正規化している。補正係数

$$\epsilon_{\pi ID_correction} = 0.913 \pm 0.015$$

を用いており、その誤差： ± 0.015 を不定性と評価した。

★ トリガーの不定性

飛跡のトリガーには、CDC のカソードにヒットがあること及び TOF カウンターの 2ヶ所以上で検出されることが要求されている。また、エネルギートリガーでは、カロリメータに 1GeV 以上のエネルギーが観測される事が要求されている。これらのトリガー条件の変動に伴う不定性は、実験が運転している間モニターし、その間に見られた最大の変化値から、飛跡やエネルギートリガーにおける検出効率の不定性をそれぞれ $\pm 3\%$ と見積もった。 $\tau^+ \tau^-$ のトリガー検出効率が高い (97%) ので、これによる $B_{r_{3\pi}}$ の不定性 $\Delta B_{r_{3\pi}}$ は小さく 0.03 % となる。

★ モンテカルロの統計からくる系統誤差

式 5.15 の方法で求められるモンテカルロの統計からくる誤差は、検出効率の計算の統計及びバックグラウンドの見積もりの統計誤差が含まれる。

$$\begin{aligned} (\Delta B_{r_{MC}})^2 = & \left(\frac{\partial B_{r_{3\pi}}}{\partial N_\tau}\right)^2 \cdot (\Delta N_\tau)^2 + \left(\frac{\partial B_{r_{3\pi}}}{\partial N_{3\pi}}\right)^2 \cdot (\Delta N_{3\pi})^2 \\ & + \left(\frac{\partial B_{r_{3\pi}}}{\partial \epsilon_{\tau\tau}}\right)^2 \cdot (\Delta \epsilon_{\tau\tau})^2 + \left(\frac{\partial B_{r_{3\pi}}}{\partial \epsilon_{3\pi}^\tau}\right)^2 \cdot (\Delta \epsilon_{3\pi}^\tau)^2 \\ & + \left(\frac{\partial B_{r_{3\pi}}}{\partial \epsilon_{3\pi}^{ID}}\right)^2 \cdot (\Delta \epsilon_{3\pi}^{ID})^2 + \left(\frac{\partial B_{r_{3\pi}}}{\partial b_{\tau\tau}}\right)^2 \cdot (\Delta b_{\tau\tau})^2 \\ & + \left(\frac{\partial B_{r_{3\pi}}}{\partial b^{feed-down}}\right)^2 \cdot (\Delta b^{feed-down})^2 + \left(\frac{\partial B_{r_{3\pi}}}{\partial b^{non-\tau}}\right)^2 \cdot (\Delta b^{non-\tau})^2 \end{aligned} \quad (5.15)$$

5.5 崩壊分岐比 $B_{r_{3\pi}}$ の測定結果

式 ?? にバックグラウンドおよび検出効率の値 (表 5.2) を代入し、得られた $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ の崩壊分岐比は、

$$B_{r_{3\pi}} = (8.94 \pm 0.02 \pm 0.31)\% \quad (5.16)$$

である。ここで 2 番目の値は統計誤差、3 番目の値は系統誤差である。この系統誤差は、先に検討したものの全ての寄与を 2 乗和で足し合わせたものである (表 5.4)。

この結果と実験番号毎に出した崩壊分岐比のと差を表 5.6 と図 5.5 に示す。

これにより、実験番号に依るふらつきは最大で $\Delta B_{r_{3\pi}} = 0.16\%$ である事が分かる。これは、上で求めた系統誤差の範囲内である。

この結果とこれまでの実験の結果との比較を、表 5.7 に示す。今回の結果は、他の実験の結果と誤差の範囲内で一致している。

表 5.6: 実験番号毎に出した崩壊分岐比と、平均との違い
 実験番号毎に出した崩壊分岐比の値と、平均との違い

item	$Br_{3\pi} \pm (\text{統計誤差})$	ΔBr $= Br - Br_{ref}$
平均	$8.94 \pm 0.02\%$	0.0 %
exp 9	$8.96 \pm 0.03\%$	+0.02%
exp 11	$9.10 \pm 0.02\%$	+0.16%
exp 13	$9.00 \pm 0.02\%$	+0.06%
exp 15	$8.97 \pm 0.02\%$	+0.03%
exp 17	$8.86 \pm 0.02\%$	-0.08%
exp 19	$8.87 \pm 0.02\%$	-0.07%

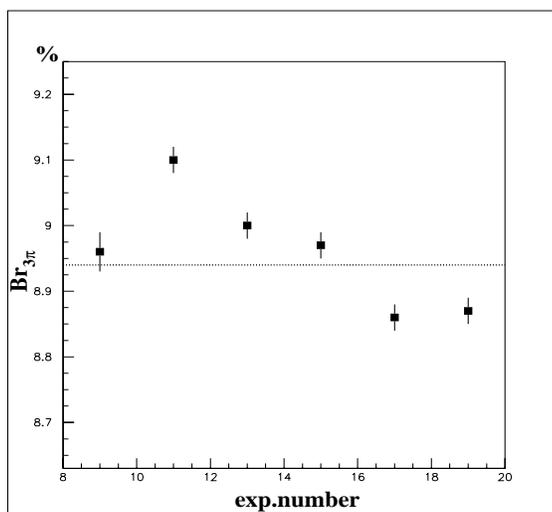

 図 5.5: 実験番号毎の $Br_{3\pi}$ の結果。誤差棒は、統計誤差を表す。

 表 5.7: CLEO の結果は、Ref.^[16] BaBar の結果は^[17] から得た。

実験	$Br_{3\pi} (\%)$
BaBar'07	$8.83 \pm 0.01 \pm 0.13$
CLEO'03	$9.13 \pm 0.05 \pm 0.46$
PDG'06	9.02 ± 0.06
Belle	$8.94 \pm 0.02 \pm 0.31$

第6章 $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊の探索及び、 崩壊分岐比 Br_{3K} の測定

本章では、4章で選択した $\tau \rightarrow (3h)^- \nu_\tau$ サンプルを用いて、 $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊を探索し、その崩壊分岐比 (Br_{3K}) を求める。

6.1 $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 事象選別

6.1.1 $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 選別

$\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊選別は $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊選別の $\tau^- \rightarrow (3h)^- \nu_\tau$ 選別までは同様に行い、最後に荷電粒子が3つとも荷電 K 粒子と識別されていることを要求し $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊を選別した。

ここでは K^\pm と ID される確率について $P_{K/\pi} \geq 0.9$ であることを要求した。この π^\pm / K^\pm 識別の補正は、 $\epsilon_{KID_correction} = 77.00\%$ である。 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊と比べて低いのは、K と識別される荷電粒子の運動量が高いためだと思われる。一方、 π/K 識別を課しても π 中間子が誤って K 中間子と認識される割合の補正係数は $\epsilon_{fake} = 2.354 \pm 0.104$ である。

また $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊に関しても、ハドロン生成によってバックグラウンドに含まれる崩壊を除去する条件として、 $M_{tag} < 1.8 \text{ GeV}$ を要求した。

以上の選別条件を課すことで、データの $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊事象を得る。現在 $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊はモンテカルロに含まれてはいないが、同じ条件をモンテカルロに課して選別することで、 $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊に含まれるバックグラウンドを評価することができる。

6.2 M_{3K} 分布

選別された $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊事象の不変質量分布 $K^+ K^+ K^-$ を図 6.1 に示す。この図は観測された荷電粒子の質量を、K の質量 ($M_\pi = 493.677 \text{ MeV}$) を用いて計算した不変質量分布である。黒丸がデータで、色付部分が $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}$ プロセスからのバックグラウンド、実線が既知のモードからのバックグラウンドである。モンテカルロによるとその内訳は、

$$\begin{aligned}\tau^- \rightarrow (\pi 2K)^- \nu_\tau & 82.0\% \\ \tau^- \rightarrow (2\pi K)^- \nu_\tau & 7.3\% \\ \tau^- \rightarrow (3\pi)^- \nu_\tau & 4.3\%\end{aligned}$$

$$\tau^- \rightarrow (\rho)^- \nu_\tau \quad 3.7 \%$$

となっている。ここで、バックグラウンドの評価には π 粒子の fakerate の補正係数 ϵ_{fake} が掛けられている。

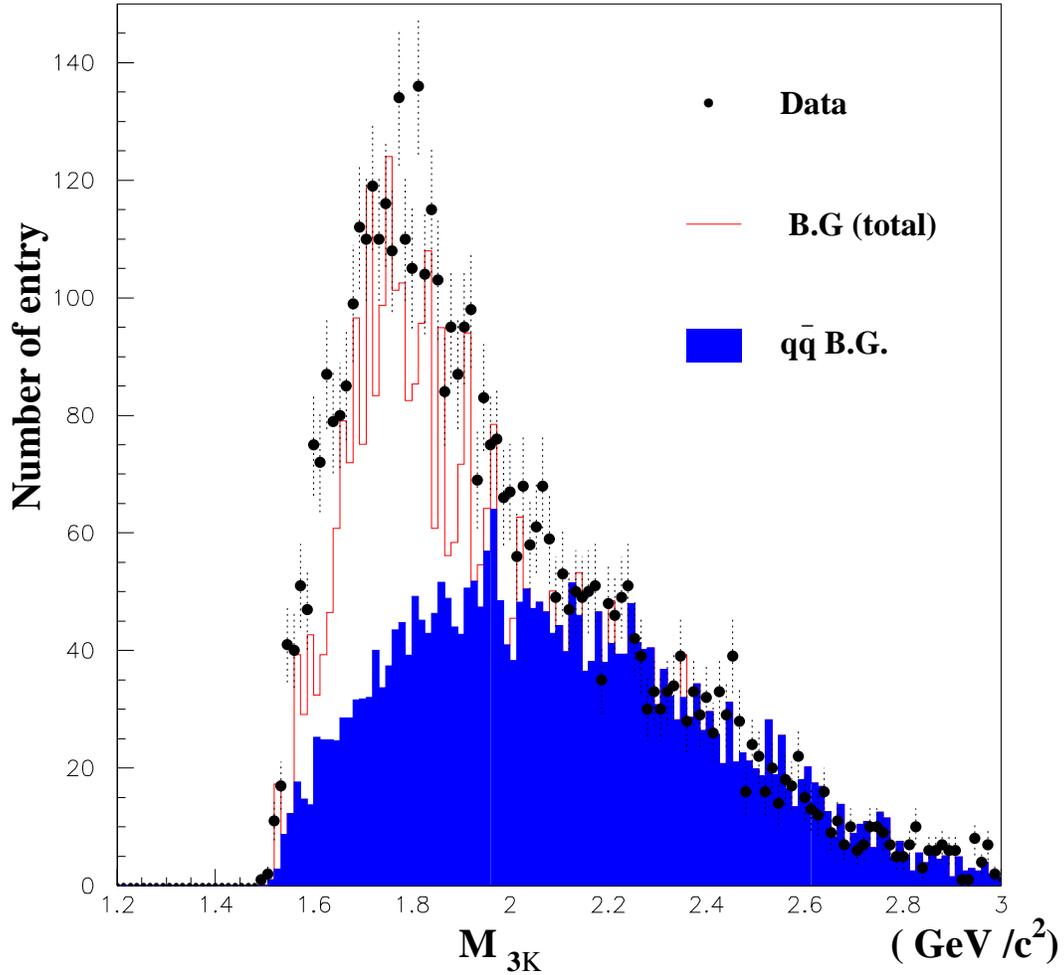
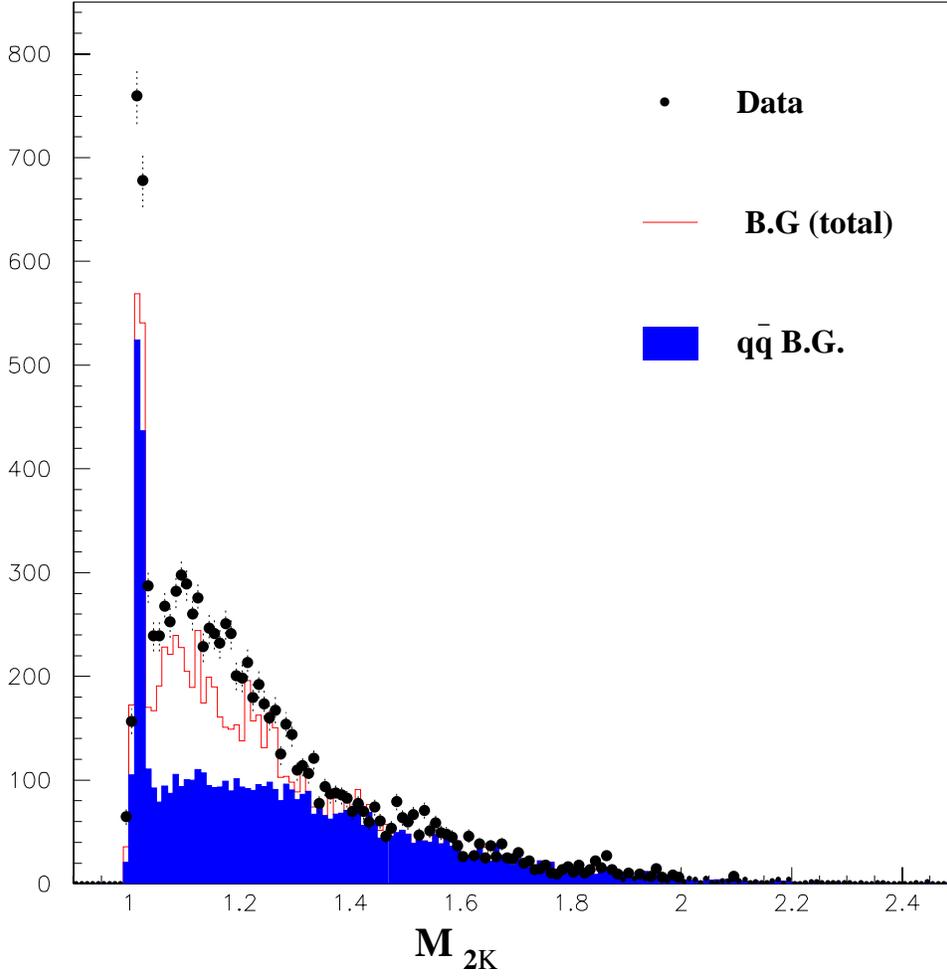


図 6.1: M_{3K} 分布。青いヒストグラムが $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ バックグラウンド、赤線ヒストグラムがフィードダウンバックグラウンドである。データのプロットとほとんど同じである。

モンテカルロよりも多く、データが検出されている部分が $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊であると思われる事象だが、誤差も大きくモンテカルロと実験データではほとんど一致している。質量分布は τ の質量 (1.78 GeV) 付近以上の範囲にわたっており、ほとんどがバックグラウンドであると言える。また、 $M_{K^+K^-}$ の質量分布を図 6.2 に示す。この分布においても大部分がバックグラウンドであることが確認できる。1GeV 付近のピークは、 $\tau^- \rightarrow \phi K^- \nu_\tau$ ($\phi \rightarrow K^+ K^-$) 崩壊における ϕ の寄与が現れているものと考えられる。


 図 6.2: M_{2K} 分布。

6.3 Br_{3K} の測定方法

現在のモンテカルロには $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊は含まれておらず、 $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊の検出効率やバックグラウンドの見積もりを行うことができないので、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ の崩壊分岐比の測定で用いたパラメータを次式 (6.1) に使用する。 $b^{\text{feed-down}}$ 、 $b^{\text{non-}\tau}$ については、モンテカルロを用いた選別で最後まで残ったものを全てバックグラウンドとし、データとモンテカルロの差を $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊事象とすることによりそれぞれのバックグラウンドの割合を求める。

$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ の崩壊分岐比 Br_{3K} を、

$$Br_{3K} = \frac{N_{3K}^{\text{obs}}}{2N_{\tau\tau}^{\text{obs}}} \cdot \frac{(1 - b^{\text{feed-down}} - b^{\text{non-}\tau})}{(1 - b_{\tau\tau})} \cdot \frac{\epsilon_{\tau\tau}}{\epsilon_{3\pi}^{\tau\tau}} \cdot \frac{1}{\epsilon_{3\pi}^{\text{ID}} \epsilon_{\pi/K} ID_{\text{corre}}} \quad (6.1)$$

で与える。

6.3.1 $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊の信号数

実験データにより得られた $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ の事象数 N_{3K} は、 $5,088 \pm 71$ である。実験期間毎の値を表 6.1 に示す。同じルミノシティで、 $e^+ e^- \rightarrow q \bar{q}$ ($q, \bar{q} = u, d, s$) から

表 6.1: $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊候補の数を実験期間毎に示す。

実験番号	9	11	13	15	17	19	計
N_{3K}	320	609	875	874	730	1,680	5,088
$N_{3K}/2N_{\tau\tau}$ ($\times 10^{-4}$)	1.15	1.17	1.29	1.07	1.05	1.08	1.12

予想されるバックグラウンドは $3,065 \pm 153$ 、一方、 τ のフィードダウンから予想されるバックグラウンドは、 $1,556 \pm 177$ となる。よって、 $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ の信号数は

$$N_{3K} = 5,088 - 3,065 - 1,556 = 467 \pm 244$$

と得られた。

6.3.2 $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊のバックグラウンド

- ◇ $b_{\text{non-}\tau}$ は、 $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ シグナル事象中に含まれる continuum ハドロン生成過程によるバックグラウンドによる割合である。6.3.1 の値を用いて、

$$b_{\text{non-}\tau} = (60.24 \pm 1.81)\%$$

となる。

- ◇ $b_{\text{feed-down}}$ は、 $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ シグナル事象中に含まれる他の τ 粒子崩壊過程によるバックグラウンドの割合である。TAUOLA モンテカルロで $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ シグナル事象中に含まれるものは全てバックグラウンドになる。さきほどと同様に、6.3.1 の値を用いて、 $b_{\text{feed-down}} = (30.58 \pm 3.21)\%$ となる。
- ◇ 今回の測定でも、4.5 節で述べたように K^\pm 粒子と π^\pm 粒子の識別を行っているので、 K^\pm/π^\pm 粒子識別の検出効率の補正をする必要がある。この補正は式 (4.3) と同様に求められ、

$$\epsilon_{\pi ID_correction} = 0.77 \pm 0.02$$

となる。

ここまでの値を代入すると

$$Br_{3K} = 1.76 \times 10^{-5}$$

が得られる。誤差については次節で述べる。

6.4 誤差の見積もり

検討した崩壊分岐比の誤差を表 6.2 にまとめる。図 6.1 から分かるように、選別され

表 6.2: $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊分岐比の誤差

誤差の項目	ΔN (事象数)
統計誤差	± 71
他の τ 崩壊によるバックグラウンドの評価による不定性	± 163
$\tau^- \rightarrow (K\pi\pi)^-$ 崩壊の崩壊分岐比の不定性	± 69
continuum ハドロン生成過程によるバックグラウンドによる不定性	± 153
合計	244

た事象中にはバックグラウンドが大多数を占めており、バックグラウンドによる誤差が崩壊分岐比の値に与える影響が大きいことが分かる。

6.5 崩壊分岐比 Br_{3K} の測定結果

式にバックグラウンドの値を代入し得られた $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ の崩壊分岐比は、

$$Br_{3K} = 5.92 \pm 2.76 (\times 10^{-5}) \quad (6.2)$$

であった。誤差の値は統計誤差と系統誤差合わせたものである。

シグナルの優位性は 1.5σ レベルである。これは、モンテカルロの事象数を増やすことで改善できる。また、現在 Belle 検出器で集められているデータ数は今回使用しているデータ数よりも 1 桁上回っているので実験データ数を増やすことでも今後の解析による改善が期待される。

第7章 結果と考察

Belle 実験で収集したデータを用いて、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊と $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊の質量分布と崩壊分岐比、を測定した。

使用したデータは、Belle 実験で 2000 年 10 月から 2002 年 3 月までに収集された 72.2/fb に相当する。観測された $\tau^+ \tau^-$ 対生成事象は 22.7×10^6 事象で、そのうち、 2.37×10^6 事象の $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 事象を得た。これは従来の実験の最も高い統計のデータ量の 17 倍に相当する。また $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 事象に関しては、5,088 事象を得たが、バックグラウンドの割合が、約 97% 以上であると思われる。

本研究で測定した $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ と $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ の崩壊分岐比は、

$$\begin{aligned} \mathcal{B}_{3\pi} &= (8.94 \pm 0.02(\text{stat.}) \pm 0.31(\text{sys.}))\% \\ \mathcal{B}_{3K} &= (5.92 \pm 2.76) \times 10^{-5} \end{aligned}$$

である。 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ の値は他実験による測定結果と誤差の範囲で一致している。統計誤差は Belle 実験による高い統計量によって少なく抑えられているが、系統誤差に関しては改良の余地がある。 $M_{3\pi}$ の質量分布では、ピークの高さや幅にモンテカルロとの差を確認した。また、 $M_{\pi^+ \pi^-}$ の質量分布において、 $a_1 \rightarrow \rho \pi$ の寄与は現在のモンテカルロでよく再現できていることを確認した。一方、0.4GeV から 0.7GeV の領域にモンテカルロとの不一致が存在し、モンテカルロでは再現できていない寄与の存在を確認した。

$\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊についてはシグナルの優位性は 1.5σ 程度であり、誤差が大きくバックグラウンドの除去が重要である。また今回使用したデータ量は、現在までに Belle 実験で検出されたデータ量の 10 分の 1 であり、データ数を挙げることで、より多くの $\tau^- \rightarrow K^- K^+ K^- \nu_\tau$ 崩壊の観測が可能になるとと思われる。

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くださった、高エネルギー物理学研究室の野口先生、林井先生、宮林先生に深く感謝致します。

野口先生は、日頃から気にかけて下さり絶妙なタイミングで有益な助言をして下さいました。宮林先生には、高エネルギー物理学の基礎から丁寧に御指導いただきました。そして直接御指導いただきました林井先生には、解析手法のだけでなく、物理や解析の楽しさも教えて頂きました。本当にありがとうございました。

また、日頃の疑問や質問にいつも丁寧に答えて下さった藤川先輩、片岡先輩、関谷先輩を始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。この方々のおかげで、大変充実した研究生生活を送ることができました。

最後に、私が充実した研究生生活ができるよう支えて下さった全ての方々に感謝いたします。

関連図書

- [1] K.Inami *et al.*. First Observation of the Decay $\tau^- \rightarrow \phi K^- \nu_\tau$, The Belle Collaboration (2006).
- [2] S.Narison, QCD as a Theory of Hadrons (2004).
- [3] S.Y. Choi, K.Hagiwara, and M.Tanabashi. CP violation in $\tau \rightarrow 3\pi\nu_\tau$, Theory Group, KEK, Tsukuba,Ibaraki 305, Japan (1995).
- [4] BELLE Collaboration, BELLE Progress Report, (2000).
- [5] S. Jadach and Z. Was. KORALB(v2.4), Comp. Phys. Commun. **85**, 453 (1995). **64**, 267 (1991);**36**,191 (1985).
- [6] J.H. Kühn, S. Jadach, and Z. Was, Comp. Phys. Commun. **64**, 275 (1991). **70**, 69 (1992);**76**, 361 (1993).
- [7] S. Jadach *et al.*, Comp. Phys. Commun. **102**, 229 (1997).
- [8] Z. Was, S. Jadach, and B.H.L. Ward, Comp. Phys. Commun. **130**, 260 (2000).
- [9] CLEO Collaboration. The QQ B meson decay event generator. See <http://www.lns.cornell.edu/public/CLEO/soft/QQ>.
- [10] P.H. Daverveldt, F.A. Berends, and R. Kleiss, Comp. Phys. Commun. **40**, 285 (1986).
- [11] hep-ph/0312240 (unpublished);Z. Was P. Golonka *et al.* and P. Golonka, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **144**, 88 (2005).
- [12] R. Brun *et al.*, GEANT 3.21, CERN Report No.DD/EE/84-1 (1987).
- [13] D.Epifanov *et al.*. Study of $\tau^- \rightarrow K_s \pi^- \nu_\tau$ decay at Belle, The Belle Collaboration (2007).
- [14] S.Nishida. Study of Kaon Pion Identification Using Inclusive D^* Sample, KEK, High Energy Accelerator Research Organization (2005).
- [15] M. Fujikawa. 高統計データによる $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の研究, Master's thesis, Nara Women's University (2006).

- [16] R.A. Briere *et al.*. Branching Fraction of τ Leptons to Three Charged Hadrons , CLEO Collaboration (2006).
- [17] Alberto Lusiani. Tau Results from BABAR , BaBar Collaboration (2006).