2004 年度　修士学位論文

タウ粒子崩壊 $\tau^- \to h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$ の崩壊分岐比の測定 及び $\tau^- \to \pi^- \omega \nu_\tau$ 崩壊の研究

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

2005 年 2 月

目 次

第 1 章　はじめに **1**

第 2 章　$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$、 $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊の物理 **3**
2.1 τ の物理 . . . 3
2.1.1 τ(タウ) レプトン . . . 3
2.2 τ 粒子 の ハドロニック崩壊 . . . 5
2.2.1 $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の物理 . . . 6
2.2.2 4π 系での CVC の関係 . . . 8
2.2.3 $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊とセカンドクラス カレント . . . 8

第 3 章　Belle 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) . . . 11
3.2 Belle 検出器 . . . 13
3.2.1 粒子崩壊点測定器 (SVD:Silicon Vertex Detecter) . . . 17
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) . . . 19
3.2.4 飛行時間測定器 (TOF:Time of Flight) . . . 21
3.2.5 電磁カロリーメータ (ECL:Electromagnetic Calorimeter) . . . 21
3.2.6 K_L,μ 粒子検出器 (KLM) . . . 24
3.2.7 トリガーシステム . . . 24
3.2.8 データ収集システム (DAQ) . . . 26

第 4 章　事象選別 **27**
4.1 解析に用いたデータ . . . 27
4.2 $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象選別 . . . 27
4.2.1 τ 粒子対生成 事象選別 1 (tau skim) . . . 30
4.2.2 τ 粒子対生成 事象選別 2 . . . 31
4.3 $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象選別 . . . 33
4.3.1 π^0 の再構成 . . . 33
4.3.2 $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の選別 . . . 36
4.3.3 $\pi\pi\pi^0$ の不変質量分布 . . . 40

4.3.4 $3\pi\pi^0$ の不変質量分布 40

第 5 章 崩壊分岐比 $\mathcal{B}_{3h\pi^0}$ の測定 43
5.1 測定方法 43
5.2 π^0 の検出効率補正 44
5.3 $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の検出効率とバックグラウンドの評価 44
5.3.1 τ 粒子対生成事象での検出効率 46
5.3.2 τ 粒子対生成事象選別におけるバックグラウンドの評価 46
5.3.3 $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象選別での検出効率 47
5.3.4 $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象選別におけるバックグラウンドの評価 47
5.4 測定結果 48
5.5 系統誤差の検討 50

第 6 章 崩壊分岐比 $\mathcal{B}_{\pi\omega}$ の測定とセカンドクラスカレントの探索 55
6.1 測定方法 55
6.2 $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊事象選別 55
6.2.1 ω の再構成 56
6.2.2 $\pi\omega$ の不変質量分布 59
6.3 $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊の検出効率とバックグラウンドの評価 59
6.3.1 $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊選別での検出効率 59
6.3.2 $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊選別におけるバックグラウンドの評価 65
6.4 測定結果 69
6.5 系統誤差の検討 70
6.6 セカンドクラスカレントの探索 71

第 7 章 結果と考察 75

図 目 次

2.1 τ 粒子のレプトニック崩壊のファイマン図 5
2.2 $\tau^- \to (\mathrm{hadoron})^-)\nu_\tau$ 崩壊 のファイマン図 6
2.3 $\tau^- \to \pi^-\pi^+\pi^-\pi^0\nu_\tau$ 崩壊 7
2.4 $e^+e^- \to$ hadron 過程 8
2.5 $\tau^- \to \pi^-\omega\nu_\tau$ 崩壊 9

3.1 KEKB 加速器 12
3.2 Belle 測定器 15
3.3 Belle 測定器の構造 16
3.4 粒子崩壊点測定器の構造 17
3.5 エネルギー損失 18
3.6 中央飛跡検出器の構造 19
3.7 エアロジェルカウンターの構造 20
3.8 エアロジェルカウンターモジュールの構造 20
3.9 CsI(Tl) シャワーカウンター 22
3.10 電磁カロリーメータの断面図 23
3.11 シャワーの再構成 24
3.12 Belle トリガーシステム 25
3.13 データ収集システム。 26

4.1 事象選別の流れ 28
4.2 Missing Mass 33
4.3 Missing Mass と Missing Angle の 2 次元 plot 34
4.4 アコプナリティ角 35
4.5 τ 粒子対生成事象の例 (x-z 平面) 35
4.6 τ 粒子対生成事象の例 (x-y 平面) 36
4.7 事象の半球図 38
4.8 π^0 シグナル分布 39
4.9 $\pi\pi\pi^0$ 不変質量分布 41
4.10 $3\pi\pi^0$ 不変質量分布 42

6.1 $\pi^+\pi^-\pi^0$ の不変質量分布 57

6.2 $\pi^+\pi^-\pi^0$ の不変質量分布を fit した結果 58
6.3 各目盛ごとの $\pi^+\pi^-\pi^0$ 不変質量分布 NO.1 60
6.4 各目盛ごとの $\pi^+\pi^-\pi^0$ 不変質量分布 NO.2 61
6.5 各目盛ごとの $\pi^+\pi^-\pi^0$ 不変質量分布 NO.3 62
6.6 各目盛ごとの $\pi^+\pi^-\pi^0$ 不変質量分布 NO.4 63
6.7 $\pi\omega$ 不変質量分布 64
6.8 $e^+e^- \to q\bar{q}$ 崩壊の $\pi^+\pi^-\pi^0$ 不変質量分布にフィットを行った結果 66
6.9 $\tau \to 3\pi\nu_\tau$ 崩壊の $\pi^+\pi^-\pi^0$ 不変質量分布にフィットを行った結果 67
6.10 $\tau \to 3\pi 2\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の $\pi^+\pi^-\pi^0$ 不変質量分布にフィットを行った結果 67
6.11 $\tau \to K\omega\nu_\tau$ 崩壊の $\pi^+\pi^-\pi^0$ 不変質量分布にフィットを行った結果 68
6.12 $\tau \to \pi\pi^0\omega\nu_\tau$ 崩壊の $\pi^+\pi^-\pi^0$ 不変質量分布にフィットを行った結果 68
6.13 $\cos\theta$ 分布 72
6.14 $\cos\theta$ 分布にフィットを行った結果 73

表 目 次

2.1 相互作用一覧表 3
2.2 τ 粒子の崩壊モード一覧表 4
2.3 ベクター状態と擬ベクター状態の τ 粒子崩壊モードとその崩壊分岐比。Particle Data Book 2004 年を参照 7
2.4 $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊における異なるスピン・パリティーから期待される角度分布 9

3.1 KEKB 加速器のパラメーター 12
3.2 Belle 検出器のパラメータ 14
3.3 $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ のルミノシティーにおける各事象の断面積とトリガー頻度 . . 25

5.1 π^0 の検出効率補正。数字：(%) 45
5.2 シミュレーション使用プログラム 45
5.3 τ 粒子対生成事象選別でのバックグラウンドの評価 46
5.4 $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象識別における、$\tau^+\tau^-$ 対事象の崩壊以外からくるバックグラウンドの評価 48
5.5 $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 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 49
5.6 崩壊分岐比 $B_{3h\pi^0}$ を決定する各パラメーターの値 50
5.7 系統誤差の項目とその値 50
5.8 バックグラウンドの評価における不定性の影響 52
5.9 モンテカルロシミュレーションの飛跡トリガーとエネルギートリガーの検出効率の変動 ($\pm$ 5%) による崩壊分岐比の系統誤差 53
5.10 他実験の $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊分岐比の結果 53

6.1 ω 粒子の崩壊過程一覧表 56
6.2 $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊事象識別における、$\tau^+\tau^-$ 対事象の崩壊 以外からくるバックグラウンドの評価 65
6.3 $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 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 66
6.4 崩壊分岐比 $B_{\pi\omega}$ を決定する各パラメーターの値 69
6.5 系統誤差の項目とその値 70

第1章　はじめに

物質のもっとも基礎的な構成要素である素粒子として、3 世代 6 種類のレプトンと 3 世代 6 種類のクオークが存在することが現在知られている。これらの素粒子の一つである τ(タウ) 粒子は電子の約 3500 倍の質量を持つもっとも重いレプトンで第 3 世代に属する。τ 粒子は第 3 世代の素粒子中でもっとも早く発見された粒子である。τ 粒子はレプトンであるので、弱い相互作用と電磁相互作用にのみを感じ、強い相互作用の影響を受けない。そのため、電弱相互作用の精密検証に非常に適しており、その弱い相互作用に関する性質を μ 粒子、電子のそれと比較することによって、弱い相互作用におけるレプトンのユニバーサリティーの高い精度での検証に非常に貢献してきた。

同時に、τ 粒子は質量が 1.78GeV と重いので、レプトンの中で唯一 π 中間子や K 中間子のようなハドロン状態へ崩壊することが可能である。そのため、強い相互作用の実験室としても重要である。τ 粒子のハドロン崩壊から決められている強い相互作用の結合定数は、もっとも低いエネルギー領域における結合定数の測定であると同時に、現在、もっとも正確な結合定数の測定の一つとなっている。

このような τ 粒子に関する研究の成果として、近年、τ 粒子のハドロン崩壊が、強い相互作用の理論である QCD の実験場として注目されている。QCD の持つ漸近的自由性のために、高いエネルギーのハドロン現象は、理論、実験とも比較的良く理解されて段階にある。しかしながら、結合定数が大きくなる 1∼2GeV の領域やさらにそれ以下の領域の理解は未だ不十分で、理論と実験の両面で、現在、もっともアクティブに研究されている分野の一つとなっている。[1]

高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の電子・陽電子衝突型加速器 (KEKB 加速器) は、多量の B 中間子・反 B 中間子を生成することで、B 中間子系における CP 対称性の破れを観測し、その謎にせまる事を目的として建設された加速器である。重心系のエネルギーは B 中間子のほぼ 2 倍のエネルギーである 10.6GeV に設定されている。加速器の衝突点には大型検出器 (Belle 測定器) が設置されており、この測定器による実験データの収集が 2000 年 6 月から開始された。KEKB 加速器は世界最強のビーム強度 (ルミノシティ) $\mathcal{L} = 14. \times 10^{33}\ cm^{-2}sec^{-1}$ を達成しており、これはこの形の加速器のみならず、全ての高エネルギー加速器で実現された最高のビーム強度となっている。このルミノシティで年間に 10^8 個の B 中間子を得る事ができることから、KEKB 加速器は B-ファクトリーとも呼

[1] さらに低エネルギーまでいくと、クオークの閉じ込めの問題になる。これを第一原理である QCD から解く問題は、質量ギャップの問題として、21 世紀の数学の 7 大検証問題の一つに挙げられている。

ばれている。2002 年には、B 中間子系において CP 対称性の破れが確かに見られることを本実験においてはじめて確認した。

また、KEKB 加速器では B 中間子を多量に発生できると同時に、$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 反応を通じて非常に高統計 (10^8 個 / 年) の τ (タウ) 粒子を得ることができる。B 中間子対の生成断面積は 1nb, τ 粒子対生成断面積は 0.89nb と両者はほぼ同じである。ここで生成される τ 粒子の量は、従来の加速器で得られた τ 粒子の数より、2∼3 桁多い量であり、KEKB は B-ファクトリーであると同時に、τ-ファクトリーとしても重要なものである。

本論文では、Belle 検出器で収集した多量のタウ粒子対事象を用いて、τ 粒子のハドロン崩壊、特に τ 粒子が $3h\pi^0$ へ崩壊する過程 $\tau^- \to h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ に関する解析結果、特に崩壊分岐比の測定結果を報告する[2]。ここで、$h^\pm$ はハドロンのことで荷電 π 中間子または荷電 K 中間子を示している。τ 粒子が偶数個の π 中間子に崩壊する過程はベクターカレントを呼ばれ、CVC (ベクターカレントの保存則) を通して、同じ重心系エネルギーの $e^+e^- \to hadrons$ 反応と関係している。そのため、この過程は CVC の検証に重要である。さらにこの崩壊には、途中段階で ω の共鳴状態を経由する過程が多く含まれている。本解析では、$\tau^- \to \pi^-\omega\nu_\tau$ の崩壊分岐比および $\pi\omega$ 系の質量分布についても報告する。また、$\pi\omega$ の重心系から崩壊する π の崩壊角度分布の測定から、$\pi\omega$ 系のスピンとパリテイーを決めることが可能である。この解析では、$\pi\omega$ 系の主要な状態のスピンを決めると同時に、「セカンドクラスカレント」と呼ばれる、弱い相互作用ではまだ発見されていない共鳴状態の探索を行った。

以降、第 2 章では τ 粒子のハドロン崩壊に関する理論的背景の説明を行う。特に、$\tau^- \to h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ 崩壊及び、$\tau^- \to \pi^-\omega\nu_\tau$ 崩壊の特徴について述べる。第 3 章で KEKB 加速器及び Belle 測定器全般の説明を行う。第 4 章では、解析の詳細について説明する。まず、$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象の選別方法について述べ、その後 $\tau^- \to h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象及び、$\tau^- \to \pi^-\omega\nu_\tau$ 崩壊事象の選別方法について記述する。第 5 章では、$h^-h^+h^-\pi^0$ 崩壊に関してバックグラウンドの評価や検出効率の評価の議論を行ったのち、崩壊分岐比の測定結果を報告する。第 6 章では、$\tau^- \to \pi^-\omega\nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比の測定と崩壊角分布の測定について記述する。最後に第 7 章で本研究結果のまとめを行う。

[2]ここでは、τ^- の崩壊のみを示しているが、本論文では、電荷の符号を変えた $\tau^+ \to h^+h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ 反応も暗黙の了解として含んでいることとする。

第2章　$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$、　$\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊の物理

1975 年、アメリカの SLAC のマーチン・パール、ゲイリー・フェルドマンらによって、τ 粒子が発見された。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 τ 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。τ 粒子はレプトン族の第 3 世代目に位置し、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 世代目の粒子の発見は、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　τ の物理

2.1.1　τ(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。

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \tag{2.1}$$

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 ($l \to \nu_l$) では、$W^\pm$ が放出され、中性カレント反応 ($e^- \to Z^0 e^-$) では、Z^0 が放出される。
τ 粒子は第 3 世代に属し、レプトンの中でも質量が最も大きい $1.78GeV/c^2$。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

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	$W^\pm$(80GeV),Z^0(90GeV)	10^{-18}	弱電荷
電磁相互作用	光子 γ(0)	∞	電荷
重力	Graviton	∞	質量

表 2.1: 相互作用一覧表

ドロンを含んだ崩壊をすることができる粒子である。

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、$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 反応において、τ 粒子対を生成させることである[1]。
重心系のエネルギー、10.58GeV の KEKB 加速器で、$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 反応によって生成される τ 粒子対の生成断面積は、

$$\sigma(e^+e^- \to \tau^+\tau^-) = 0.89nb \tag{2.2}$$

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 τ 粒子が生成できる。生成された τ 粒子はそれぞれ平均 240μm 飛び、その後、表 2.2 に示すような様々な終状態へ崩壊する。

崩壊過程	崩壊分岐比 (%)
$e^-\overline{\nu_e}\nu_\tau$	17.84 ± 0.06
$\mu^-\overline{\nu_\mu}\nu_\tau$	17.37 ± 0.06
$\pi^-\nu_\tau$	11.06 ± 0.11
$\pi^-\pi^0\nu_\tau$	25.41 ± 0.14
$\pi^-2\pi^0\nu_\tau(ex.K^0)$	9.17 ± 0.14
$\pi^-3\pi^0\nu_\tau(ex.K^0)$	1.08 ± 0.1
$h^-4\pi^0\nu_\tau(ex.K^0)$	0.16 ± 0.06
$K^-\pi^0\nu_\tau$	0.450 ± 0.03
$\pi^-K^0\nu_\tau$	0.89 ± 0.04

表 2.2: τ 粒子の崩壊モード一覧表。ここで、h^- は π^- または K^- を示す。

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 ($\tau \to e\nu_e\nu_\tau$, $\tau \to \mu\nu_\mu\nu_\tau$) をレプトニック崩壊と呼ぶ。終状態にハドロン (π,K やその共鳴状態) を含む崩壊をセミレプトニック崩壊と呼ぶ。現在知られているそれぞれの崩壊モードの崩壊分岐比の値を表 2.2 にまとめた。[3]。

τ 粒子が $e^-\overline{\nu_e}\nu_\tau$ や $\mu^-\overline{\nu_\mu}\nu_\tau$ 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。

この崩壊分岐比の値は理論上、電弱輻射補正のレベルでよく理解されており、崩壊幅は、次式

[1]実際、τ 粒子の最初の発見も、$SLAC$ の電子・陽電子貯蔵リングを用いた実験であった。重心系のエネルギー ($\sqrt{s}$) がタウ粒子の 2 倍 (23.4GeV) あれば、τ 粒子対を生成することができる。
[2]$\sigma(e^+e^- \to B\bar{B}) = 1.05$
[3]表の値は Particle Data Groupe 2002 から得た。

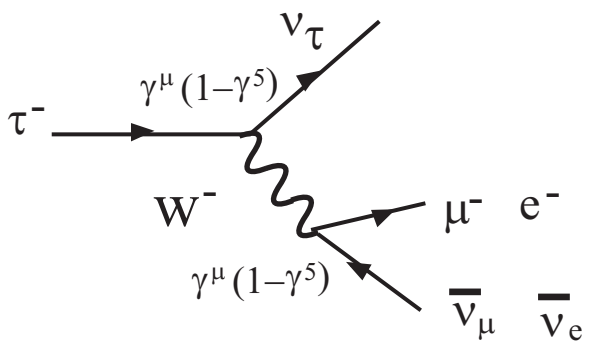

図 2.1: τ 粒子のレプトニック崩壊のファイマン図

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

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 τ 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 $\mathcal{B}_{\tau\to l}$ は、

$$\mathcal{B}_{\tau\to l} = \frac{\Gamma_{\tau\to l}}{\Gamma_{tot}} \quad , \qquad (l = e, \mu) \tag{2.4}$$

で与えられる。ここで、Γ_{tot} は τ 粒子が崩壊するすべてのパターン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 粒子の寿命 τ_τ を測定することで求めることができる。

2.2 τ 粒子 の ハドロニック崩壊

タウ粒子のハドロニック崩壊過程

$$\tau^- \to \nu_\tau \ (\text{hadorons})^-$$

のファイマン図を図 2.2 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。

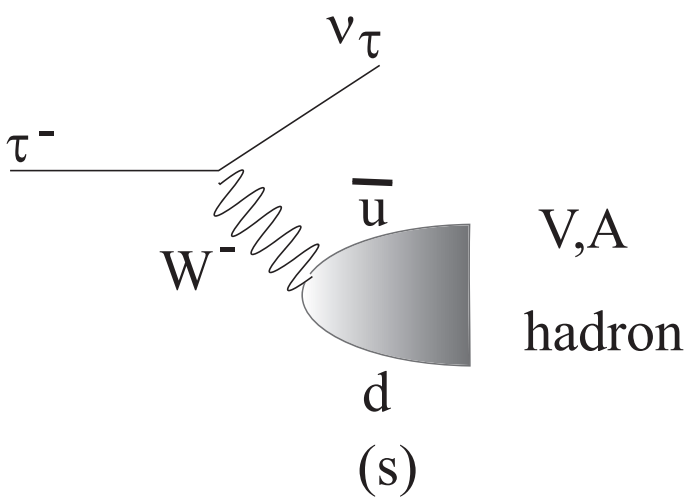

図 2.2: $\tau^- \to (\mathrm{hadoron})^-)\nu_\tau$ 崩壊 のファイマン図

ハドロン側のバーテックスもベクター γ^μ の比例する項と擬ベクターに比例する項 $\gamma^\mu\gamma^5$ 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、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、パリティー $J^p = 1^-$ のベクター状態 (V) と $J^P = 1^+$ の擬ベクター状態 (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擬ベクターかが区別できる。すなわち、偶数個の時がベクター状態で奇数個の時が偽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ンネス S を持つ状態が存在する。この崩壊過程はカビボ角 $\sin\theta_c = V_{us}$ の 2 乗分だけ $S = 0$ の崩壊と比べて崩壊が抑制されている。

ベクター、擬ベクター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 2.3 に示す。これは PDG2004 の値である。1π や 2π 状態は 1 %以下の精度で崩壊幅が測定されているが、3π 以上のモードの崩壊幅の測定精度 $\triangle B/B$ は $10 - 20\%$ でその多くが統計で決まっている。

2.2.1 $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の物理

本論文では、これらの崩壊モードのうち、特に 4 個のハドロンへ崩壊する過程

$$\tau^- \to h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$$

ベクター状態	崩壊幅 (%)	擬ベクター状態	崩壊幅 (%)
$\pi^-\pi^0\nu_\tau$	25.34 ± 0.19	$\pi^-\nu_\tau$	11.23 ± 0.16
$\pi^-3\pi^0\nu_\tau$	1.18 ± 0.14	$\pi^-2\pi^0\nu_\tau$	9.23 ± 0.17
$2\pi^-\pi^+\pi^0\nu_\tau$	2.42 ± 0.09	$2\pi^-\pi^+\nu_\tau$	9.15 ± 0.15
$\pi^-5\pi^0\nu_\tau$	0.04 ± 0.02	$\pi^-4\pi^0\nu_\tau$	0.03 ± 0.03
$2\pi^-\pi^+3\pi^0\nu_\tau$	0.04 ± 0.02	$2\pi^-\pi^+2\pi^0\nu_\tau$	0.10 ± 0.02
$3\pi^-2\pi^+\pi^0\nu_\tau$	0.04 ± 0.02	$3\pi^-2\pi^+\nu_\tau$	0.07 ± 0.01
$\omega\pi^-\nu_\tau$	1.93 ± 0.10	$\omega\pi^-\pi^0\nu_\tau$	0.39 ± 0.11
$\eta\pi^-\pi^0\nu_\tau$	0.17 ± 0.03	$\eta 2\pi^-\pi^+\nu_\tau$	0.04 ± 0.01
-	-	$\eta\pi^-2\pi^0\nu_\tau$	0.02 ± 0.01

表 2.3: ベクター状態と擬ベクター状態の τ 粒子崩壊モードとその崩壊分岐比。Particle Data Book 2004 年を参照

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報告する[4]。本解析で用いた $\tau^- \to h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の模式図を図 2.3 に示す。

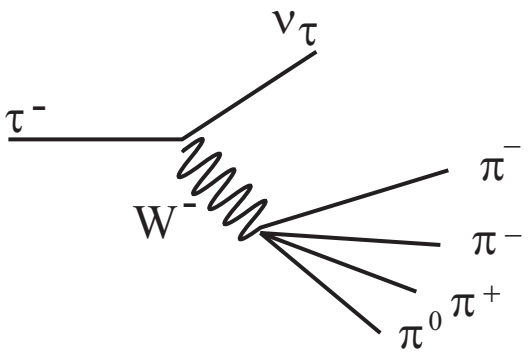

図 2.3: $\tau^- \to \pi^-\pi^+\pi^-\pi^0\nu_\tau$ 崩壊

一般に $\tau^- \to (3h)^-\pi^0\nu_\tau$ 崩壊は、低いエネルギー $(\sim 1GeV)$ 付近のハドロン状態の情報を得るのに有効である。, 特に 4π 系はベクター状態のスペクトラル関数を与える。

この 4π 系は特に以下の点で興味深い。

1)Conserbation of the Vector Current(CVC 仮説)) に基づくと、4π のベクター状態は電子・陽電子衝突による 4π 生成過程と関係づけられる。

$$e^+e - \to \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0 \text{ 及び } 2\pi^+2\pi^-$$

τ 粒子の結果と電子陽電子衝突の結果の比較はこの CVC 仮説の検証に非常に重要である。

[4]ここでは τ^- 崩壊のみを示しているが、本論文ではその荷電共役 $\tau^+ \to h^+h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ 反応も暗黙の了解として含んでいるものとする。

2) ベクター状態のスペクトラル関数は 2π, 4π は μ 粒子の異常磁気モーメントの真空偏極項の評価に重要な役割を果たす。

3)4π 系にはその崩壊の中間過程に ω 粒子強い寄与が見られる。$\pi\omega$ 系では弱い相互作用ではまだ観測されていない、セカンド クラス カレントの探索が可能である。

2.2.2 4π 系での CVC の関係

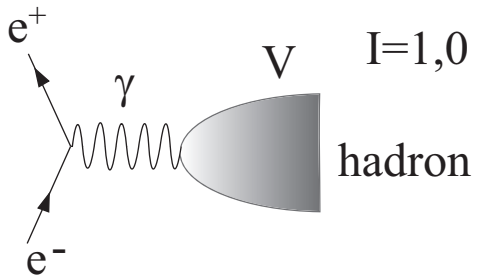

図 2.4: $e^+e^- \to$ hadron 過程

CVC に基づくと、τ 粒子の崩壊幅と電子、陽電子のハドロン生成断面積の関係は以下のように与えられる。

$$\begin{aligned}\Gamma(\tau \to \text{ hadron } \nu_\tau) &= \frac{\cos^2\theta_c G_F^2 m_\tau^3}{32\pi^2} \\ &\times 2\int_0^{m_\tau^2} ds \left(1-\frac{s}{m_\tau^2}\right)^2 \left(1+2\frac{s}{m_\tau^2}\right) \frac{s}{8\pi^2\alpha^2}\sigma^{I=1}_{e^+e^-\to \text{ had}}(s) \end{aligned} \tag{2.5}$$

ここで、$\sigma^{I=1}_{e^+e^-\to \text{ had}}$ は e^+e^- ハドロン生成反応のうちアイソスピン $I=0$ の状態を表す (図 2.4) 。4π 系の場合、$\sigma^{I=1}_{e^+e^-\to \text{ had}}$ は

$$\sigma^{I=1}_{e^+e^-\to \text{ had}} = \frac{1}{2}\sigma(e^+e^- \to 2\pi^+2\pi^-) + \sigma(e^+e^- \to \pi^+\pi^-2\pi^0) \tag{2.6}$$

で与えられる。

2.2.3 $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊とセカンド クラス カレント

$\tau^- \to \pi^-\omega\nu_\tau$ 崩壊の模式図を図 2.5 に示す。

空間反転に対する偶奇性がパリティーと呼ばれることに類似して、アイソスピン空間での反転に対する偶奇性を G パリティーと呼ぶ。ちなみに、π や ω の G パリティーは -1 で η のパリティーは $+1$ である。

この G パリティーに関して弱い相互作用おけるハドロン崩壊では、ある決まったスピンパリティー J^P に対して G パリティーの値は可能 $\pm$ のうち片方の状態しか観測されて

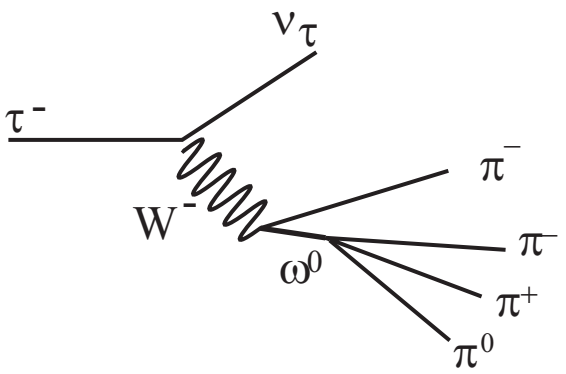

図 2.5: $\tau^- \to \pi^-\omega\nu_\tau$ 崩壊

いないことが実験事実して知られている。すなわち、ファーストクラス カレントと呼ばれる $J^{PG} = 0^{--}, 1^{+-}, 1^{-+}$ は観測されている[5]。しかし、その G パリティーを反転した状態、$J^{PG} = 0^{-+}, 1^{++}, 1^{--}$ はセカンドクラスカレントと呼ばれ、観測されていない。このうち、$J^{PG} = 0^{-+}, 1^{--}$ は $q\bar{q}$ の状態からは実現できないので、クオークモデルそのもので禁止されている。しかしながら、$J^{PG} = 1^{++}$ は、純ハドロン反応では、$b_1(1235)$ の共鳴が観測されている。

$b_1(1235)$ は主に $\pi\omega$ に崩壊することが知られているので、$\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊は弱い相互作用によるセカンドクラス カレントの探索に適した崩壊過程である。

J^P	角運動量 L	$F(\cos\chi)$	ファースト/セカンド
1^{-+}	1	$1-\cos^2\chi$	ファースト
1^{++}	0	1	セカンド
1^{++}	2	$1+3\cos^2\chi$	セカンド
0^{-+}	1	$\cos^2\chi$	セカンド

表 2.4: $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊における異なるスピン・パリティーから期待される角度分布

$\pi\omega$ 系のスピンパリティーの値は、表に示すように、ω 粒子のスピン偏極の違い、すなわち崩壊角分布 $\cos\chi$ の違いとして現れる。ここで、角 χ は ω 粒子の崩壊平面に垂直な方向と ω 粒子の静止系における 4 番目の π の方向とのなす角度である。また、L は $\pi\omega$ 系の軌道角運動量である。

$J^{PG} = 1^{--}$ のファーストクラスカレントのとき、角分布は $F(\cos\chi) = 1-\cos^2\chi$ で与えられる。これに対してセカンドカレントの寄与が存在すると、$F(\cos\chi) = 1$ や $F(\cos\chi) = 1+3\cos^2\chi$ の成分が観測されるはずである。このように、角分布を調べるこ

[5] $J^{PG} = 0^{--}, 1^{+-}, 1^{-+}$ の例として、それぞれ π, $a_1(1260)$,$\rho(770)$ が挙げられる。

とによりセカンドカレントの寄与を導出することができる。

第3章　Belle実験装置

KEKB 加速器は、CP 非保存を予言する小林益川理論を検証すること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。B 中間子反 B 中間子対を大量に生成するために、重心系のエネルギーは $\Upsilon(4s)$ 状態の 10.58GeV に設定されている[1]。

一般に加速器には、高いエネルギーを目指すものと、高いルミノシティを目指すものがある。KEKB 加速器は、大量の B 中間子反 B 中間子の生成を目的としているため高いルミノシティを実現するように設計されている。

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おり、これは B 中間子の崩壊点を精度よく測定するためである。

3.1　非対称エネルギー 電子・陽電子衝突型加速器 (KEKB)

B ファクトリー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。実際の KEKB 加速器の全体図を図 3.1 に示す。KEKB では既存の周長 3km のトリスタンの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計されている。

KEKB 加速器ではビーム輝度 (ルミノシティ) が最大となるように設計されている。ルミノシティ$\mathcal{L}$は、断面積 σ を持つ、反応の発生頻度 R が R=$\mathcal{L}\sigma$ となるように定義される。衝突型加速器において、ルミノシティーはつぎのような式により与えられる。

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

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

[1] $\Upsilon(4s)$ は約 96%以上の確率で B 中間子反 B 中間子対に崩壊する

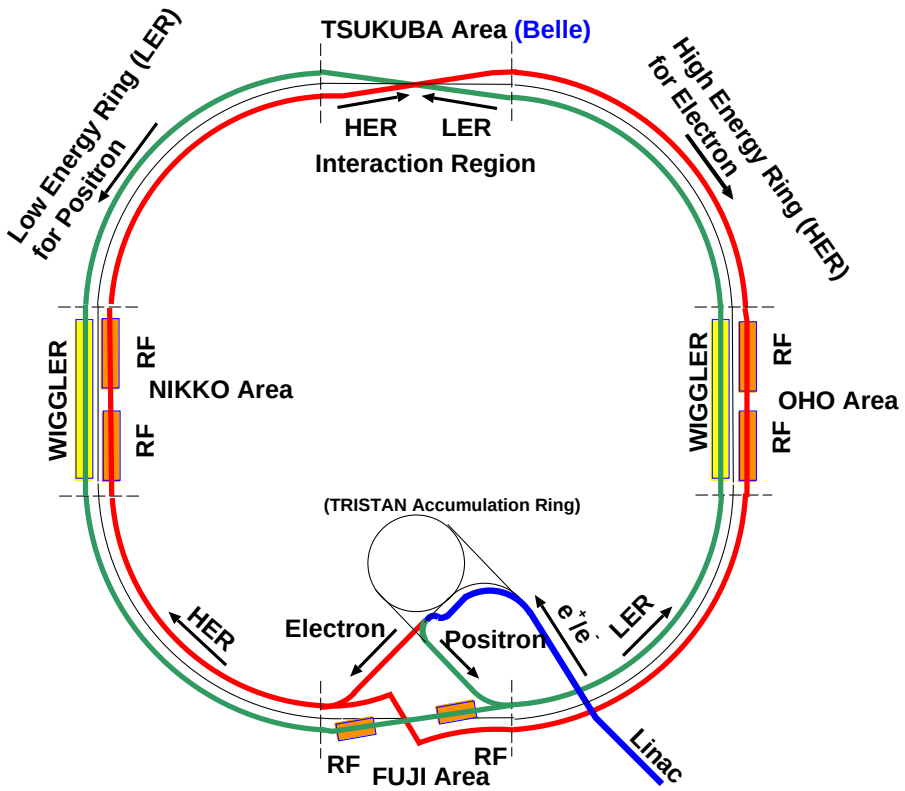

図 3.1: KEKB 加速器

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	$1 \times 10^{34}\ cm^{-2}\,s^{-1}$	
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} MeV	6.7×10^{-4} MeV
バンチ間隔	0.59 m	
バンチの数	5000	

表 3.1: KEKB 加速器のパラメーター

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、ξ と蓄積電流を大きくし、β_y^* を小さくすれば良い。
KEKB では、2003 年 11 月に設計値であるビームルミノシティ、$10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ を達成した。
陽電子リングでは 2.6A の電流を蓄積することが必要である。

3.2 Belle 検出器

電子・陽電子の衝突で生成された B 中間子対が崩壊すると、荷電粒子と光子が平均 10 個づつ放出される。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の測定器である。Belle 測定器の全体図を図 3.2、断面図を図 3.3 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。

ここで、Belle 検出器の座標軸は、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。

Detector	Type	Configuration	Readout	Performance
Beam pipe	Berylium double-wall	Cylindrical, r = 2.3 cm 0.5 mm Be/ 2 mm He /0.5 mm Be		
SVD	Double sided Si strip	300 μm thick, 3 layers r = 3.0 - 5.8 cm Length = 22 - 34 cm	ϕ: 41k θ: 41k	$\sigma_{\Delta z} \sim 105$ μm
EFC	BGO	2 cm × 1.5 cm × 12 cm	θ : 5 ϕ : 32	
CDC	Small cell drift chamber	Anode : 52 layers Cathode : 3 layers r = 8.5 - 90 cm -77 $\leq$ z $\leq$ 160 cm	A: 8.4k C: 1.5k	$\sigma_{r\phi} = 130$ μm $\sigma_z = 200 \sim 1{,}400$ μm $\sigma_{p_t}/p_t = 0.3$ % $\sqrt{p_t^2+1}$ $\sigma_{dE/dx} = 6$ %
ACC	n : 1.01 $\sim$ 1.03 Silica Aerogel	$\sim 12 \times 12 \times 12$ cm ^{3} blocks 960 barrel / 228 endcap FM - PMT readout	1,788 ch	$\mu_{eff} = \geq 6$ K/π 1.2 $\leq$ p $\leq$ 3.5 GeV/c
TOF	Plastic Scintillator	128 ϕ segmentation r = 120 cm, 3 m long	128 × 2 ch	$\sigma_t = 100$ ps K/π =up to 1.2 GeV/c
ECL	CsI	Tower structure $\sim 5.5 \times 5.5 \times 30$ cm^3 crystals Barrel : r = 125 - 162 cm Endcap : z = -102 and +196 cm	6,624(B) 1,152(FE) 960(BE)	σ_E/E $= \frac{0.066(\%)}{E} \oplus \frac{0.81(\%)}{E^{1/4}} \oplus 1.34(\%)$ $\sigma_{pos} = 0.5$ cm / $\sqrt{E}$ E in GeV
MAGNET	super conducting	inn.rad. = 170 cm		B = 1.5 T
KLM	Resistive plate counter	14 layers (5 cm Fe + 4 cm gap) 2 RPCs in each gap θ and ϕ strips	θ: 16k ϕ: 16k	$\Delta\phi = \Delta\theta = 30$ mrad for K_L $\sigma_t = 1$ ns 1 % hadron fakes

表 3.2: Belle 検出器のパラメータ

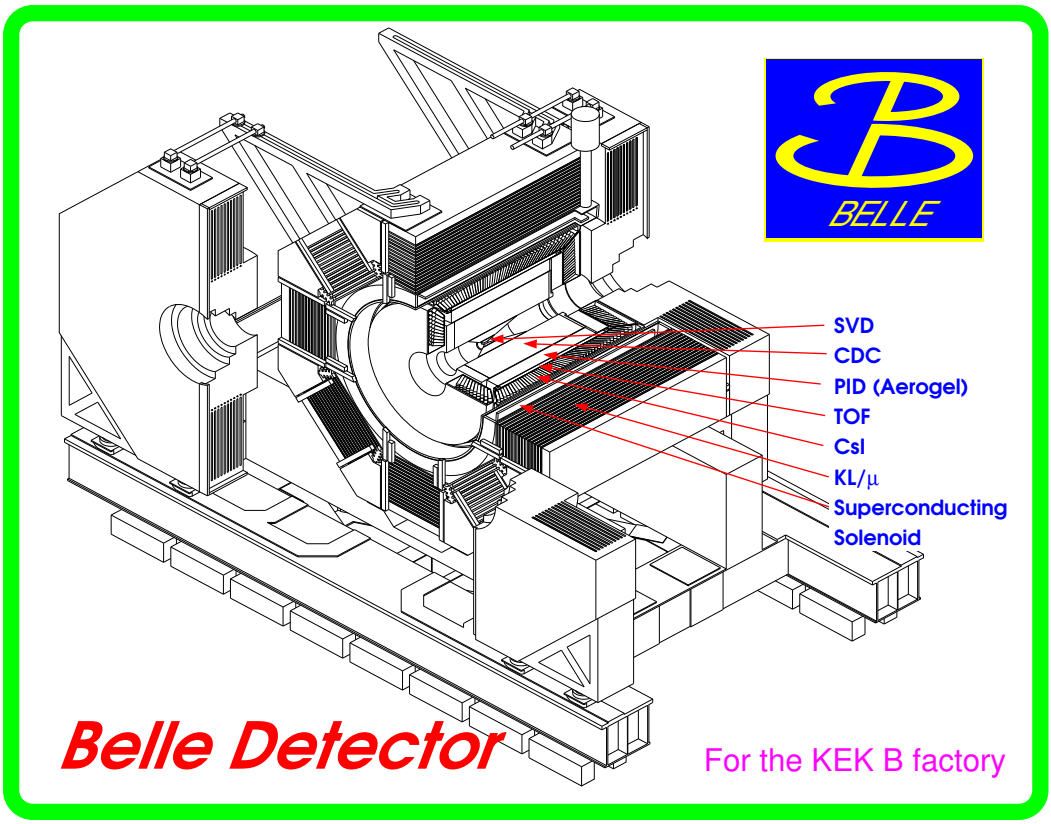

図 3.2: Belle 測定器

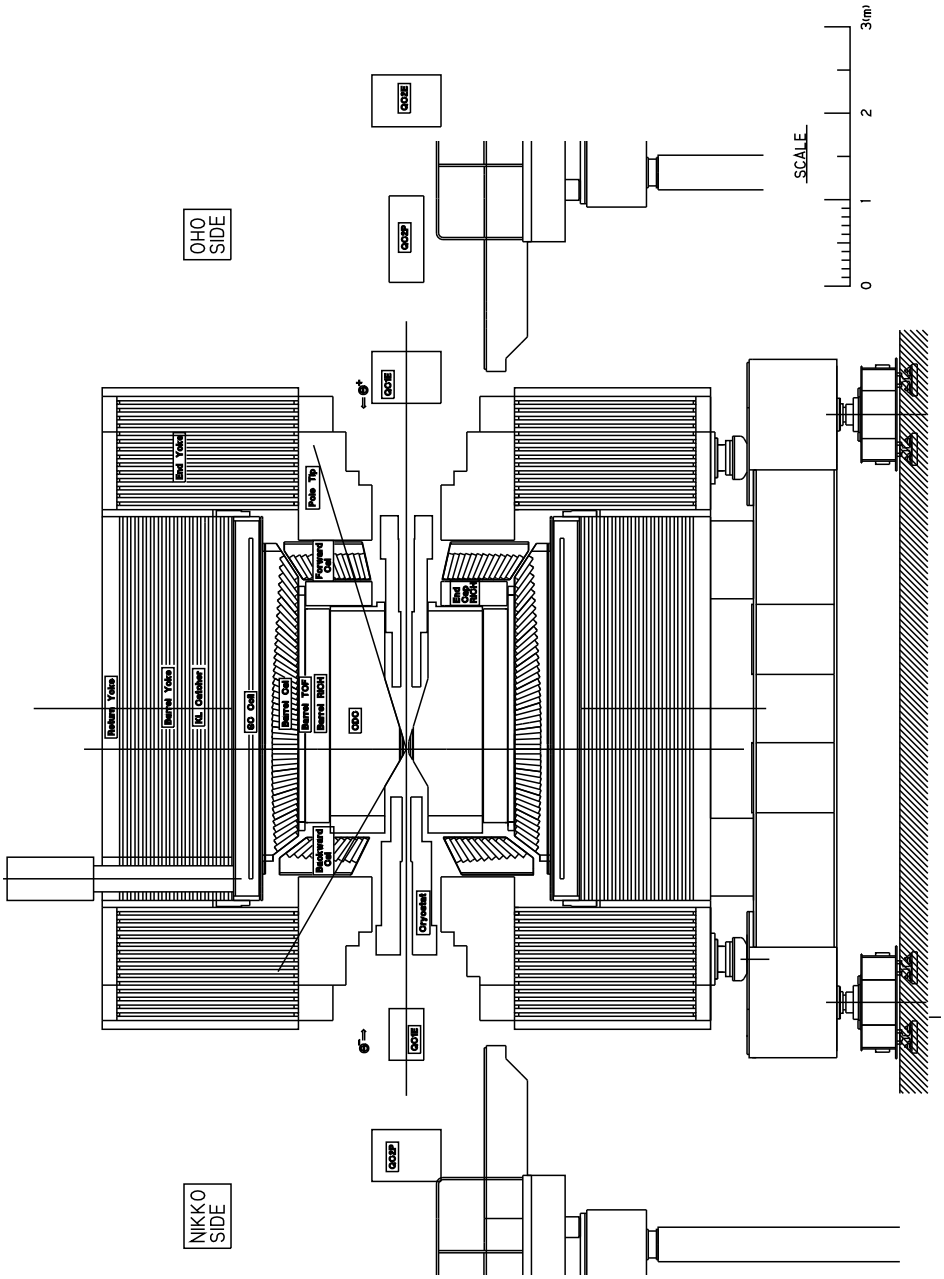

図 3.3: Belle 測定器の構造

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

シリコン · バーッテクス · ディテクター (SVD) は、最もビーム衝突点の近くにおかれた測定器で、短い寿命 $(10^{-10} \sim 10^{-13} sec)$ 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 $\sigma_z \sim 100\mu m$ を達成している。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。

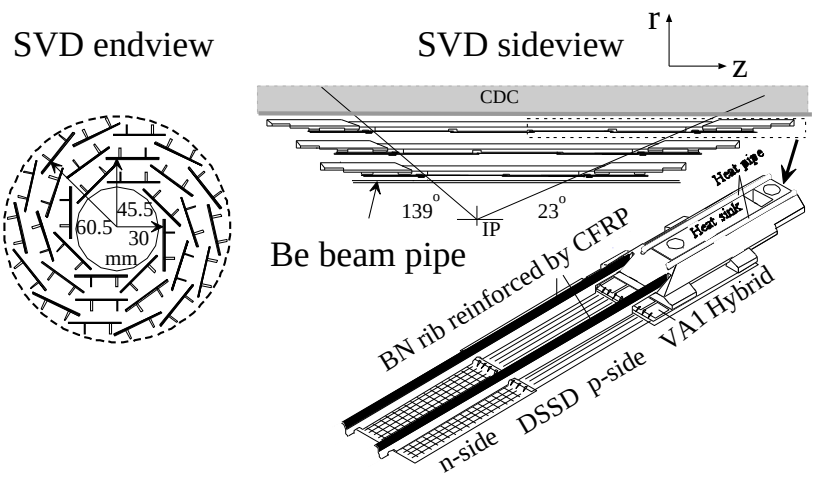

図 3.4: 粒子崩壊点測定器の構造

図 3.4 は SVD の側面図と断面図である。バレル部分は 3 層になっておりビーム軸との角度が $23^\circ < \theta < 139^\circ$ の範囲を覆っている。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 枚でビームパイプを取り囲んでいる。シリコンストリップ検出器 (DSSD) とは厚さ 300μm のシリコン板に幅 6μm の電極を 25μm 間隔に張付けたものであり、この上下面の電極に逆バイアスの電圧をかけることによって、電極間を荷電粒子が通過する際に生じる電子ホール対を各電極に集め、信号として読み出す。

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。ソレノイドが作る 1.5T の磁場中で荷電粒子は、螺旋した飛跡を描き, 飛跡の長さ (xy 平面での半径 r) を検出することで荷電粒子の横方向運動量 (p_t) を以下の式で求めることができる。

$$p_{t[GeV/c]} = q_{[C]} B_{[T]} r_{[m]}$$

ここで、r は螺旋の半径である。また z 方向の運動量は螺旋のピッチから与えられる。また CDC では、荷電粒子のエネルギー損失 (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 3.5 に CDC で測定された、エネルギー損失を荷電粒子の運動量の関数として示す。エネルギー損失は粒子の種類に依存せず速さ $(\beta = v/c)$ で決まる。異なる種類の粒子は最小のエネルギー損失となる運動量が違うため、異なる曲線を与える。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 $\frac{\sigma}{dE/dx} = 6\%$ を達成している。これを用いて、検出した荷電粒子がどの曲線に近いかにより、その粒子の識別が可能である。

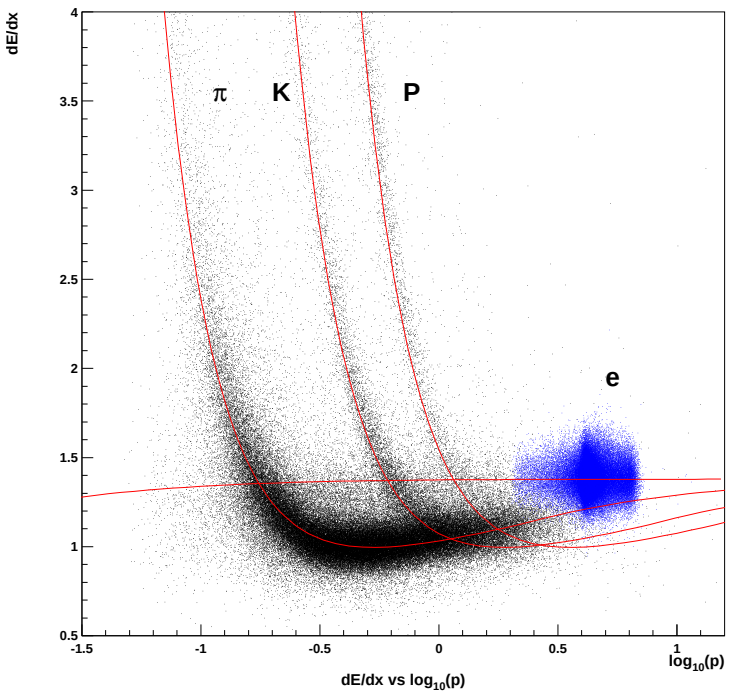

図 3.5: エネルギー損失。 荷電粒子の種類ごとのエネルギー損失を運動量の関数として示した図。

CDC の構造は、図 3.6 にあるように、外径が約 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[2]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

[2]半径 r が 30cm よりも小さいような領域。

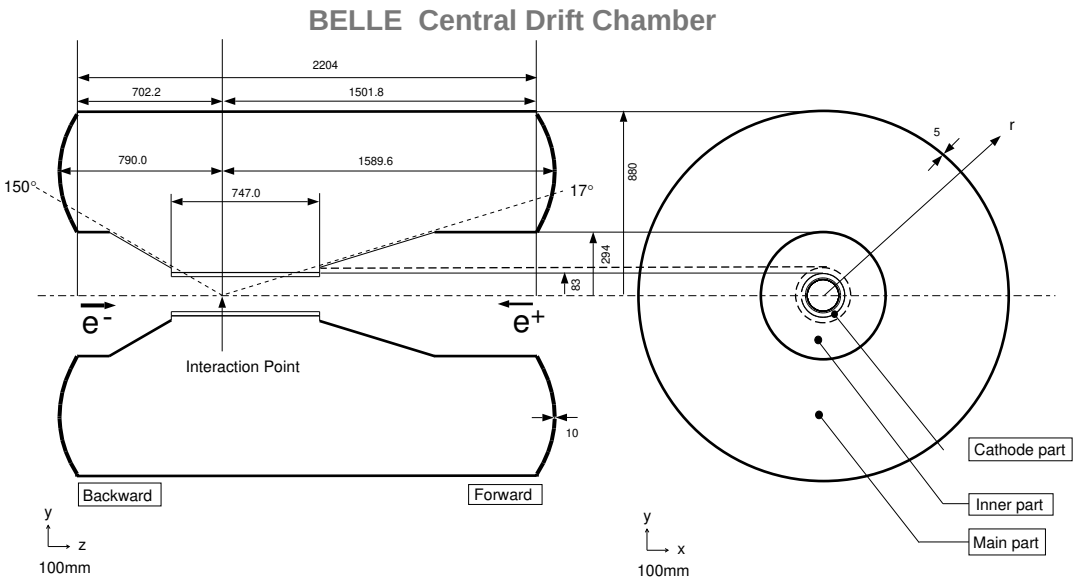

図 3.6: 中央飛跡検出器の構造

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 50_{mrad} 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。各々のドリフトセルはほぼ正方形の形をしており、内側の 3 セルを除けばドリフトする最大の距離は $8_{mm} \sim 10_{mm}$ で半径幅は $15.5_{mm} \sim 17_{mm}$ 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 $\check{C}$erenkov Counter)

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

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

の時、チェレンコフ光を出す。図 3.7 に示すように、異なった屈折率のエアロジェルを用いることにより、$1.2 \sim 3.5 GeV/c$ の領域で $K^{\pm}$ と $\pi^{\pm}$ を識別することができるように設計されている。この運動量領域で荷電粒子が $\pi^{\pm}$ であれば、チェレンコフ光を出し、K であればチェレンコフ光を出さない構成になっている。

図 3.7 のように ACC は Belle 検出器の中央部分に位置する。ACC のバレル部分には ϕ 方

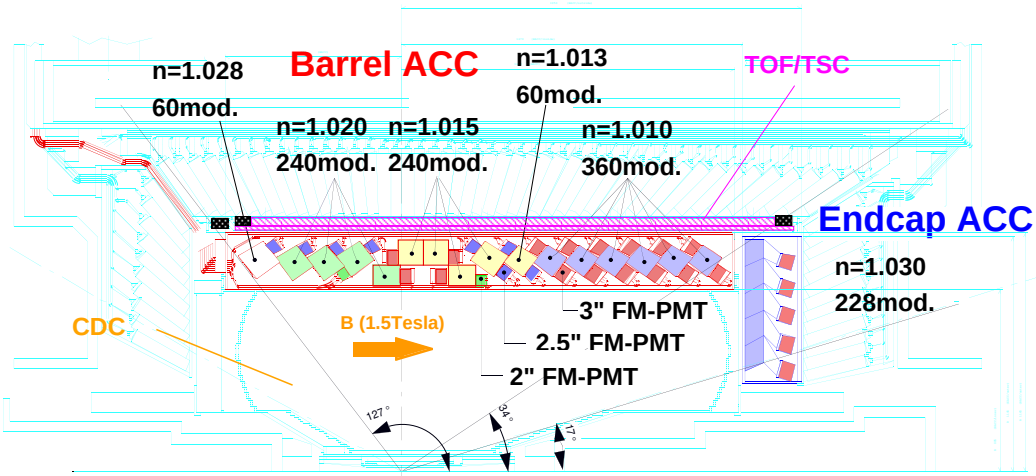

図 3.7: エアロジェルカウンターの構造

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。

$\pi^{\pm}$ と $K^{\pm}$ をより良く識別するために、エアロジェルの屈折率は、$1.01 \sim 1.03$ の間を選ぶ。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

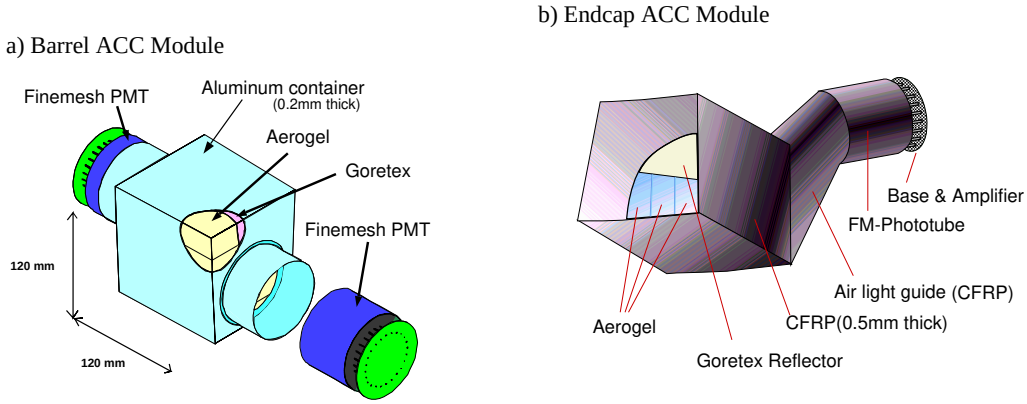

図 3.8: エアロジェルカウンターモジュールの構造

3.8 の (a)(b) に示す。各々バレル部分と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、1,2 個の光電子増倍管 (ファインメッシュ型,FM-PMT) が取りつけられている。

3.2.4 飛行時間測定器 (TOF:Time of Flight)

飛行時間測定器 (TOF) は, プラスチックシンチレーションカウンターを使用した検出器で、荷電粒子の飛行時間を使って、粒子識別を行うための検出器である。本検出器は時間の測定精度が 100psec を達成しており、これによって運動量 1.2GeV を持つ粒子まで識別が可能である。これは、$\Upsilon(4s)$ で生成された粒子の 90%に相当する。
100ps の時間精度を実現するために、シンチレーション発光の立ち上がりの速いシンチレーターを使用した。カウンター内を伝達するシンチレーション光の時間的分散を最小にするために light-guides は使用されていない。また光子収集を最大にするために、感度が広域のフォトカソードを持つ光電子増倍管を使用している。TOF システムは 128 個の TOF カウンターと 64 個の TSC カウンターから成る。台形の形をした長さ 1.2m の TOF カウンター 2 個と、TSC カウンター 1 個でモジュール 1 個を作り、衝突点から 1.2m(r=1.2m) の位置にある 64 個のモジュールで衝突点に対して、$34^\circ < \theta < 120^\circ$ の領域がカバーされている。

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

電子や光子は物質にあたると電磁シャワーを作り、エネルギーを失う。この全エネルギー損失を測定することで、電子や光子のエネルギーを非常に良い精度で測定するのが電磁カロリーメーター (ECL) の役割である。
Belle 実験において電子の識別は、CDC で測定された荷電粒子の運動量と ECL で測定されたエネルギーデポジットとの比 (E/P) により行うことができる。荷電粒子が電子の場合は、この比が 1 であるのに対し、荷電 π 中間子などのハドロンが ECL に入射した場合エネルギーの一部を失うため、E/P が 1 よりずっと小さくなる。これを利用し、電子とハドロン (π,K) との識別が可能である。

上記の要求を満すために、Belle では CsI(Tl) 結晶を電磁カロリーメータとして用いている。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 2 枚を用いている。1 個の CsI(Tl) カウンターのサイズは前面が $5.5cm \times 5.5cm$ で長さが 30cm である (図 3.9)。ECL はこの CsI カウンターが 8736 個使われている。その断面図を図 3.10 に示す。バレル部分は内径が 1.25m で長さ 3m である。前方と後方のエンドキャップは衝突点から Z 方向に+2.0m と-1.0m の位置にある。前方エンドキャップは

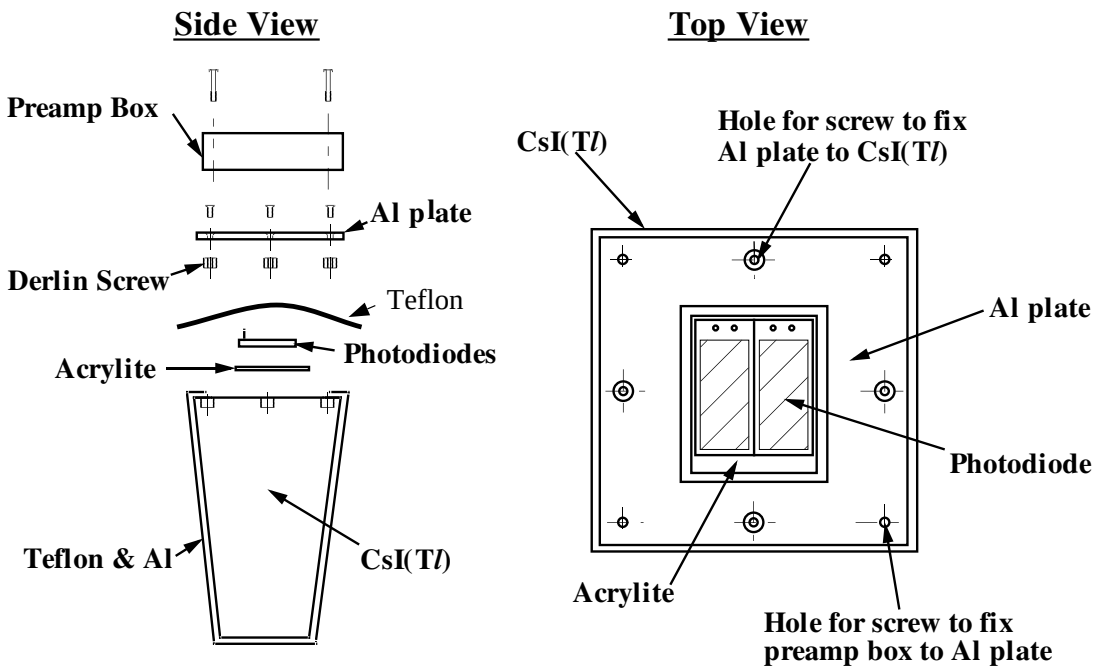

図 3.9: CsI(Tl) シャワーカウンター

$12.4° \sim 31.4°$、バレルは $32.2° \sim 128.7°$、後方エンドキャップは $130.7° \sim 157.1°$ の領域を各々カバーしている。

光子が ECL に入射した場合、その信号は 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を検出しているカウンターと定義し、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

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

で与えられる。π^0 はほぼ 100%で $\pi^0 \to \gamma\gamma$ 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なってしまう。そのため、1 つの光子としてエネルギーを測定してしまう。従って Belle 測定器では、高い運動量の π^0 から出た 2 光子の分離を CsI カウンターの表面を $5.5cm \times 5.5cm$ とシャワーの広がりより小さくすることで可能にしている。

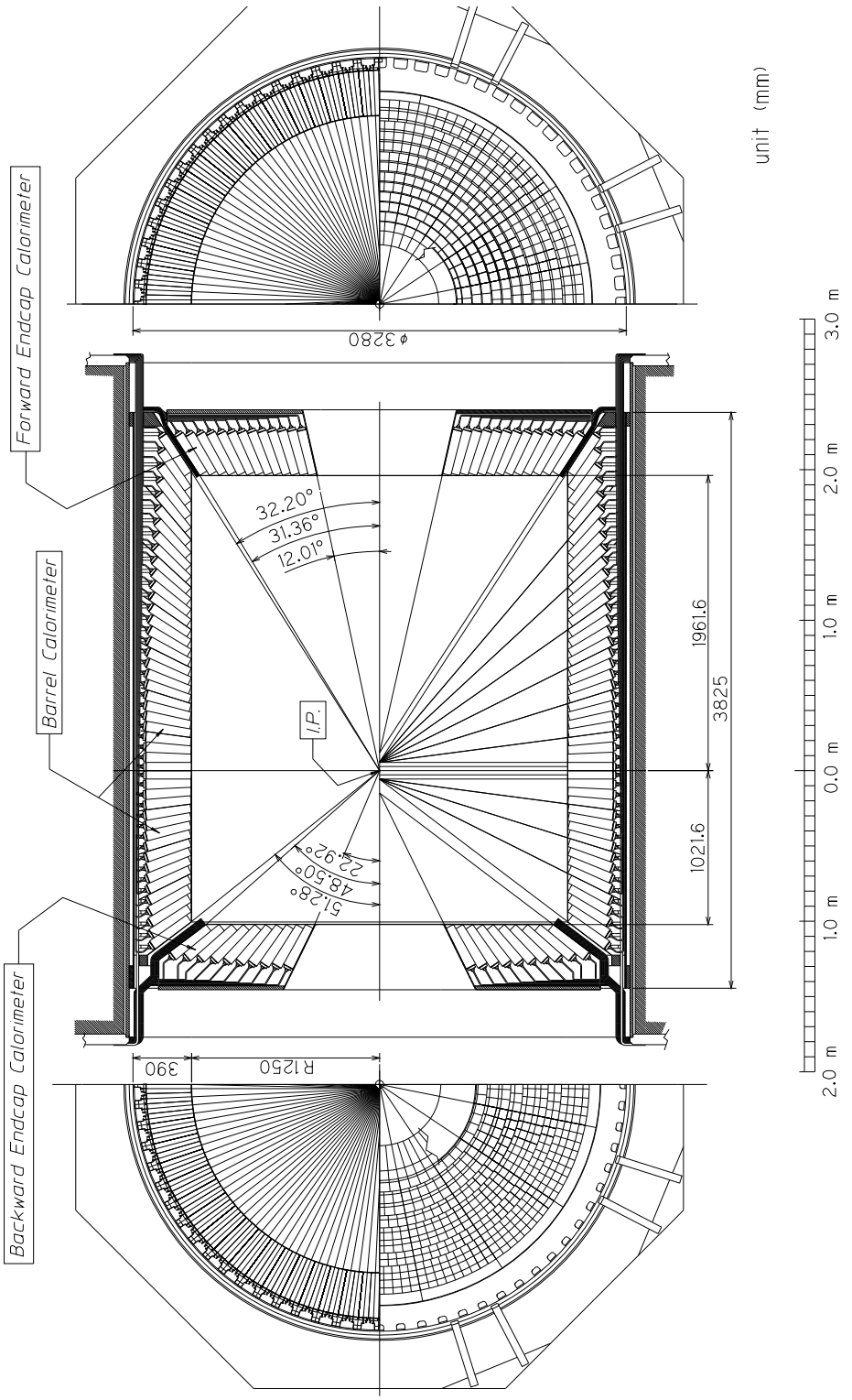

図 3.10: 電磁カロリーメータの断面図

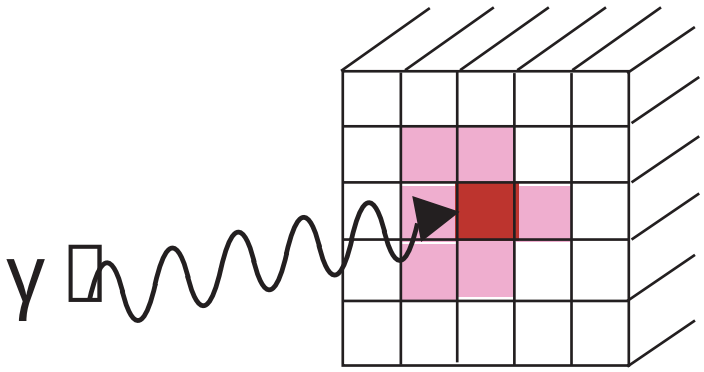

図 3.11: シャワーの再構成

3.2.6 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 600MeV/c 以上の広い運動量領域での、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 の層にクリーンな信号を残す。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 内で残したシャワー信号は K_L によるものである。

3.2.7 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頻度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。目標としている $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ のルミノシティーにおける各事象の断面積と Belle 実験で使用しているトリガー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 粒子トリガーを各々行い、TOF がトリガーのタイミングを行う。これらの情報をまとめ、GDL(Global Decision Logic) が収集すべき事象と判断するとトリガーのゲート[3]が出される。

[3]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。

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

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

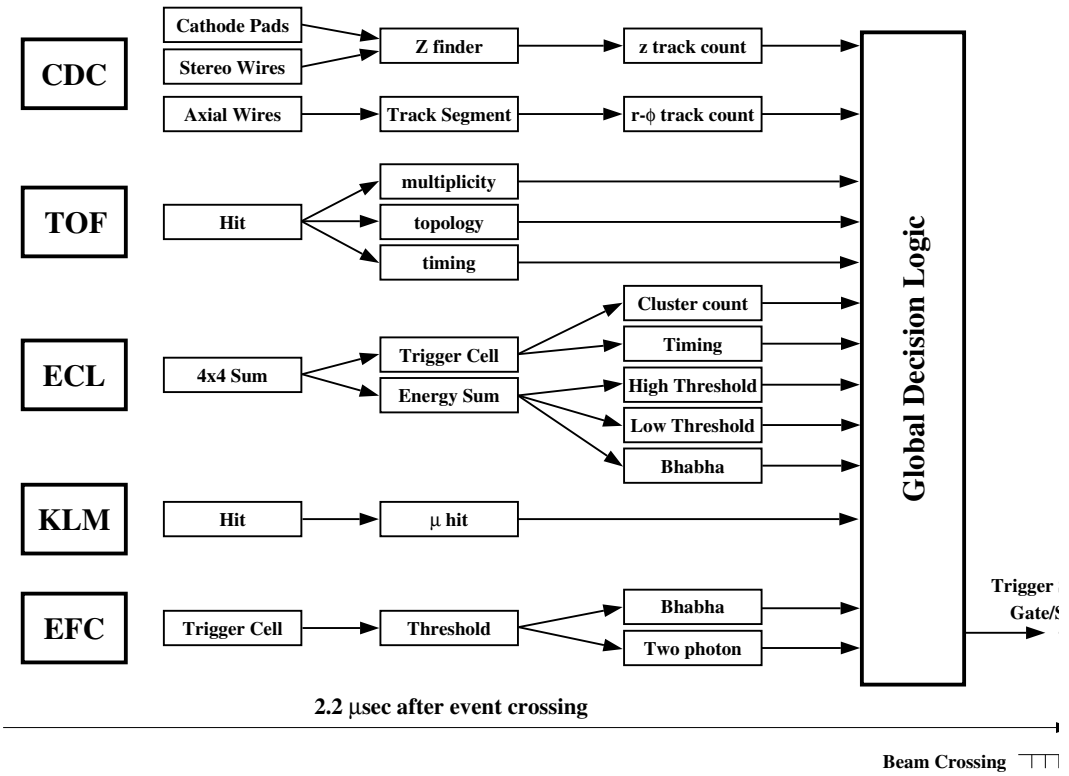

図 3.12: Belle トリガーシステム

3.2.8 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。各検出器のデジタル信号はイベントビルダーに送られ、位置事象分のデータにまとめられる。その後、オンラインコンピューターファームで事象生成が行われる。ここで、バックグラウンド事象を減らしてから、オフラインコンピューターシステムに転送られ、蓄積される。

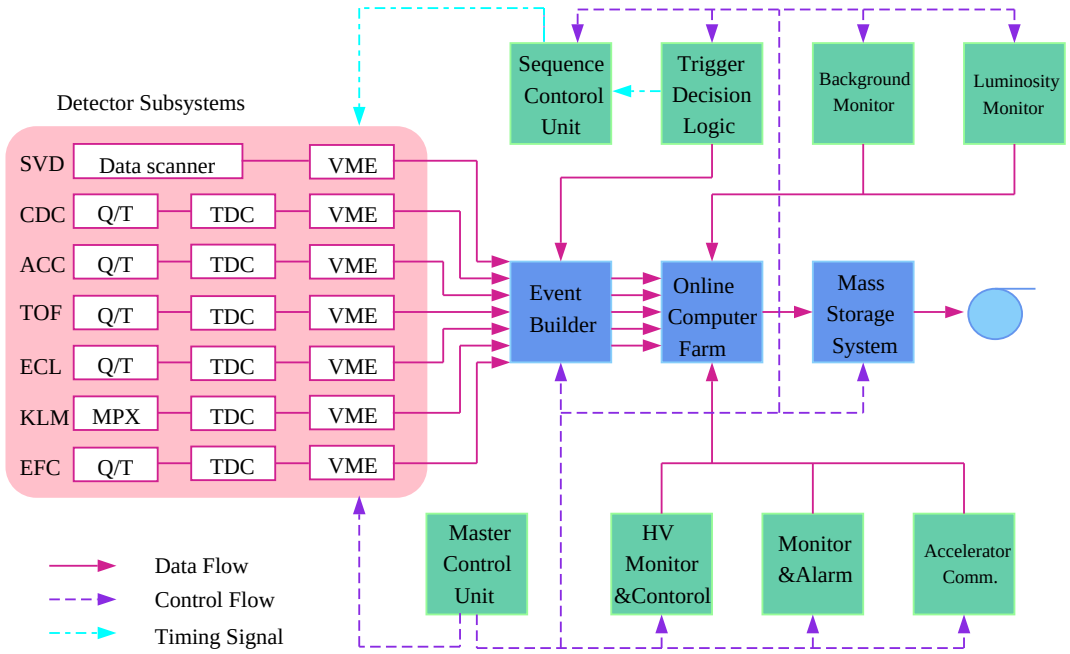

図 3.13: データ収集システム。

第4章　事象選別

本章では、今回の解析の目的である”$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$”崩壊における崩壊分岐比の測定について具体的な解析手順及び結果を報告する。この崩壊過程で示した h はハドロンを示し、荷電粒子の識別を積極的に行っていないため、$\pi^\pm$ と $K^\pm$ の両方を含んでいる。
第 2 章でも述べたように、4 体の $\tau \to 3h\pi^0\nu_{tau}$ 崩壊はベクターカレントの情報を含んでおり、その質量分布を e^+e^- のデータと比較することは、CVC の検証として興味深い。

$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊分岐比を測定するには、一般に目的とする $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の事象数 $N_{3h\pi^0}$ とともに元の τ 粒子の数 N_τ を知る必要がある。本解析では、一般的な $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象を選別し、この τ 粒子対生成の事象数 $N_{\tau\tau}$ から、τ 粒子の数 N_τ を $N_\tau = 2 \cdot N_{\tau\tau}$ として求めた。したがって解析では、τ 粒子対生成の事象の選別と目的の $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊過程の選別の 2 段階の解析が必要となる。また、これらの事象の検出効率やバックグラウンドの量の見積もりが重要である。
以下、具体的な τ 粒子対生成の選別方法、$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象の選択条件、及び選択された事象に含まれるバックグラウンドの量や選別効率の見積もりについて述べる。なお、具体的な崩壊分岐比の導出は次の章にて行う。

4.1　解析に用いたデータ

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 $\sqrt{s} = 10.6GeV$ の e^+e^- 衝突型加速器 (KEKB 加速器) に設置された Belle 検出器を用いて収集された。本解析で用いたのは、Belle 実験において 2000 年 10 月 2000 年 12 月までに収集されたデータであり、そのデータ量は積分ルミノシティにして $4.43/fb^{-1}$ である。この積分ルミノシティは、約 4.0×10^6 個の τ 対事象に相当する。

4.2　$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象選別

事象選別は以下の 2 段階で行われる。
(1)$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象 (τ 粒子対生成事象) の選別
(2)$\tau^- \to h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の選別

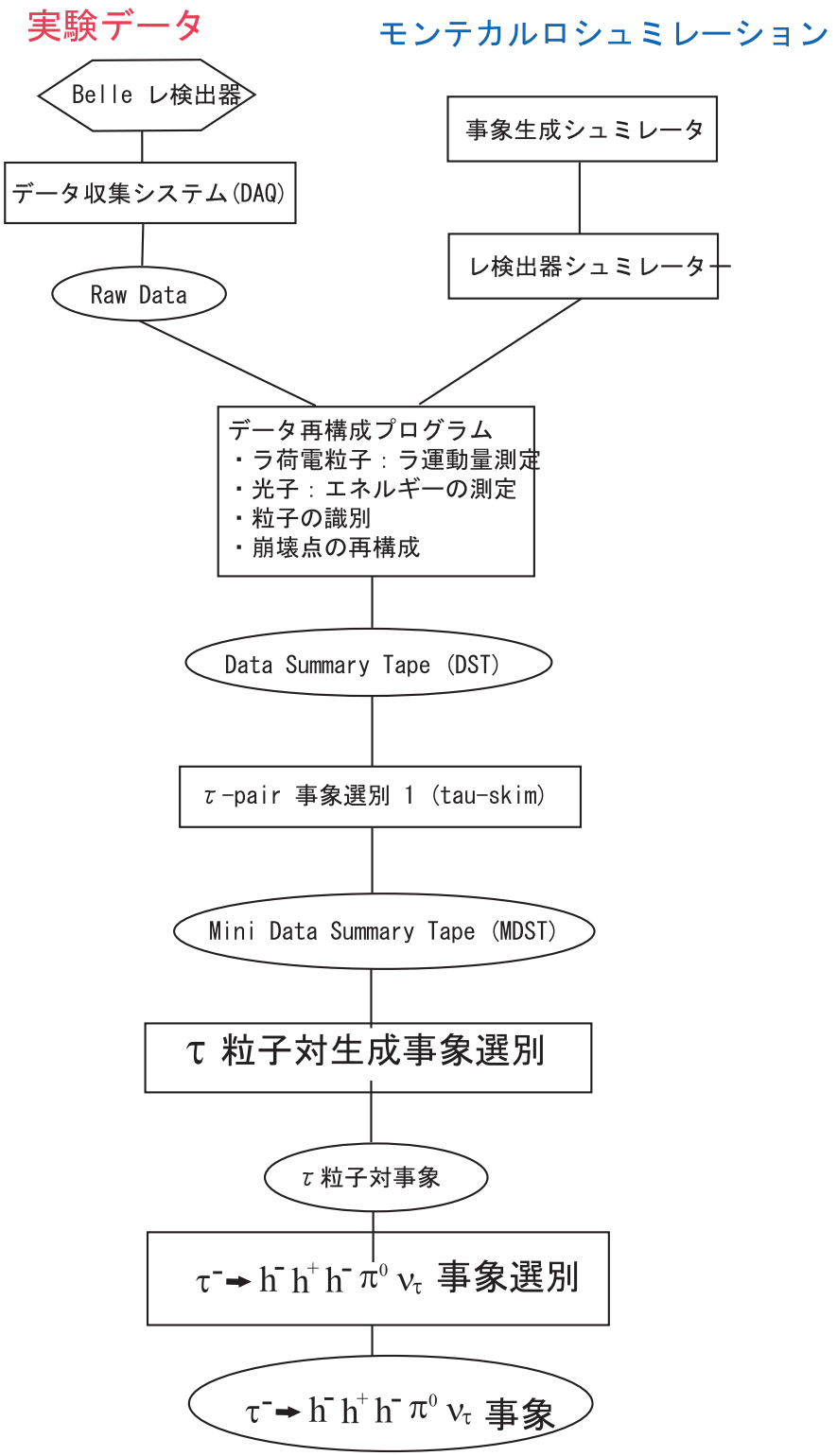

図 4.1: $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 事象選別の流れ

$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象の特徴としては、

- 荷電飛跡の数が少ないこと
- 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) がある。このため τ 粒子の崩壊事象においてはこれを運動学的に直接識別することはできない。(よって、「τ 粒子対生成事象らしきものからいかにバックグラウンドを減らすことができるか」が重要になる。)

が挙げられる。

様々な τ 粒子の崩壊の中で、荷電粒子 (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、τ 粒子対生成事象で考えると

- $\tau^+\tau^-$ のいずれも荷電飛跡 1 本を含む崩壊 (荷電飛跡 計 2 本) : 72%
- $\tau^+\tau^-$ のうち一方が荷電飛跡を 1 本、もう一方が 3 本含む崩壊 (荷電飛跡 計 4 本) : 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、τ 粒子対生成事象のうちの大部分 (85%) を選ぶことができる。

また、上にも書いたように τ 粒子の事象においては 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、これは τ 崩壊の大きな特徴であり他の反応と区別し、$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 反応以外のバックグラウンドを減らす際に重要なものである。
実験データに含まれる $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象以外のバックグラウンドには次のようなものがある。

バーバ散乱	: $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$
μ 粒子対生成	: $e^+e^- \to \mu^+\mu^-\gamma$
ハドロン対生成	: $e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma)$
$B\bar{B}$ 対生成	: $e^+e^- \to B\bar{B}$
2 光子生成反応	: $e^+e^- \to (e^+)(e^-)\mu^+\mu^-$: $e^+e^- \to (e^+)(e^-)e^+e^-$: $e^+e^- \to (e^+)(e^-)\tau^+\tau^-$: $e^+e^- \to (e^+)(e^-)q^+q^-$: $e^+e^- \to (e^+)(e^-)$ ハドロン
ビームガス反応	
宇宙線	

これらの反応の反応断面積は表 5.2 のようになっている。

今回の解析において用いた「荷電飛跡」と「光子 (カロリーメーターで観測されるもの)」の条件として、

⋆ 荷電粒子

· 荷電飛跡を衝突点へのばしたとき、ビーム軸と荷電飛跡の作る $x-y$ 平面上での距離 dr が $\pm 1.0cm$ の範囲にあり ($|dr| < 1.0cm$)、かつ、z 軸方向への距離 dz が $\pm 5cm$ の範囲内にあること ($|ds| < 5.0cm$)。

· 横方向の運動量 P_t が $0.1GeV$ 以上であること。($|\mathbf{P_t}| \geq \mathbf{0.1GeV}$)

⋆ カロリーメーターで観測された光子

· カロリーメーターで観測されたクラスターが荷電粒子からのものでないこと。(カロリーメーターのクラスターが CDC で検出された飛跡の外挿と一致するかしないかで判断)

· 光子のエネルギーが $50MeV$ 以上であること。

を要求している。

4.2.1　τ 粒子対生成 事象選別 1 (tau skim)

まず、τ 粒子対生成事象を選ぶ第一段階として非常に緩い条件で $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ らしい事象を選別した。ここで、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、カロリーメーター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 9.0GeV 以下であること。($\sum |P| \leq 9.0GeV/c$, $\sum |E| \leq 9.0GeV$)
これは、クリーンなバーバ散乱や μ 粒子対生成事象を除くための条件である。

3. 少なくとも 1 本の荷電飛跡の横方向の運動量 P_t が 0.5GeV 以上であること。($P_t \geq 0.5GeV$)
これは、その事象に対して、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、

· 放射光子を含むバーバ 散乱 ($e^+e^- \to e^+e^-\gamma$, $e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma$) [1]

[1] 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

· ハドロン事象 $(e^+e^- \to q\bar{q})$

· 2 光子生成反応 $(e^+e^- \to (e^+)(e^-)\mu^+\mu^-$ 等)

がバックグラウンドとして残っているので、これらを除く必要がある。次の小節 4.2.2 では、これらのバックグラウンドの除去を行う。

4.2.2 τ 粒子対生成 事象選別 2

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、τ 粒子対生成事象を選ぶ。小節 4.2.1 では除去しきれなかったバックグラウンドを除く条件もここで要求する。

ここで、図 4.7 のように、事象を e^+e^- の重心系で 2 つの半球に分けた。この際、荷電飛跡の中で「他の荷電飛跡と 90° 以上離れており、その中で、最も運動量の高いもの」を「事象軸」と定義し、「事象軸に垂直な面」で事象を 2 つの半球に分けた。これを用いて、事象選別を進める。

(1) τ 粒子対生成事象の選別条件

(a) 荷電飛跡の本数が $2 \sim 4$ 本であること $(2 \leq N_{track} \leq 4)$。

(b) 荷電飛跡から再構成された事象生成点 (event vertex) が x-y 平面でのビーム軸からの距離が 2.5cm より小さく $(|V_Z| < 2.5cm)$ 、x-y 平面での z の位置が 0.5cm より小さい $(|V_r| < 0.5cm)$ こと。
この条件でビームガスによるバックグラウンドや宇宙線の事象をほとんど除くことができる。

(c) 事象軸の方向が、e^+e^- の重心系で 35 度 ~145 度であること。$(35^\circ < \theta^*_{event} < 145^\circ)$

(2) バックグラウンドを除去するための条件

(a) バーバ散乱 ·2 光子生成反応の除去

i. Missing Mass(MM と書くこととする。) と Missing Angle $(\theta^*_{missing})$ の 2 次元プロットに対する条件
MM は、

$$MM^2 = (p^{beam}_{initial} - \sum p^{tracks}_{final} - p^{\gamma}_{final})^2 \tag{4.1}$$

で与えられる。
ここで、$p^{beam}_{initial}$ は e^+e^- 系におけるビームの 4 元運動量、$\sum p^{tracks}_{final}$ は終状態で観測された荷電飛跡の 4 元運動量、p^{γ}_{final} は同じく光子の 4 元運動量である (図 4.2 を参照)。MM と $\theta^*_{missing}$ の 2 次元プロットを図 4.3 に示す。図 4.3-(3) より、バーバ散乱事象や μ 粒子対生成事象は、MM がゼロの辺りに集中し、また、図 4.3-(4) より、2 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、図の赤の八角形の中にあることを要求した。

ii. 荷電飛跡がカロリー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に対する条件
図 4.3-(3) で $\theta^*_{missing}$ が 45 度付近と 145 度付近は、バーバ散乱において、電子がカロリー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。また、カロリーメーターの境界部分ではエネルギーを正しく測定できない。このことから、この条件を課した。

iii. アコプナリティ角 ϕ_{acop} が 1 度より大きいこと ($\phi_{acop} > 1^\circ$)
アコプナリティ角は x-y 平面において、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なす角であり、$\phi = 180^\circ - \phi_{open}$ と表せる (図 4.4)。ϕ_{acop} が 1 度付近ではバーバ散乱や μ 粒子対生成反応といったバック-トウ-バック反応が起きていることが多い。

(b) ハドロン生成反応 ($e^+e^- \to q\bar{q}$) の除去
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、$n_{part} = n_{track} + n_\gamma$ で表す。また、それぞれの半球中について粒子の数を $(n_{part})_{one}, (n_{part})_{other}$ で表し、その積を $X_{part} \equiv (n_{part})_{one} \times (n_{part})_{other}$ と定義して、これが 25 以下であることを要求した 。

(3) トリガー (trigger) 条件
Belle 実験ではビーム衝突反応と他の反応を区別するため、様々なトリガーが用いられている。本解析では、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。

(a) フル荷電飛跡 (CDC を通過しきっている荷電飛跡) 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 が 2ヶ所以上でなっていること。さらに、トリガーレベルでバーバ散乱であると認識されていないこと。

(b) 電磁カロリー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散乱や宇宙線であると認識されていないこと。

(c) 電磁カロリー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散乱であると認識されていないこと。

(4) 事象全電荷 $\Delta Q = 0$ であることを要求

以上の条件で、τ 粒子対生成事象を 1,389,358event 観測した。
事象例として、τ 粒子対生成事象の中で最も事象数の多い 2-プロング 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

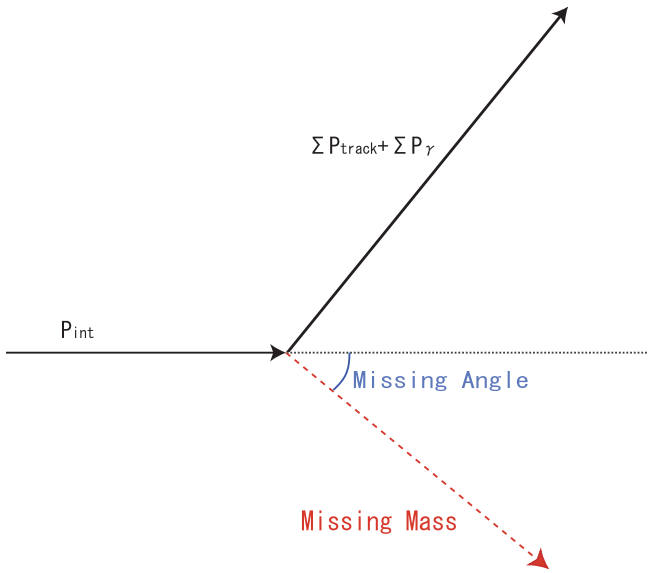

図 4.2: Missing Mass

ような事象) を図 4.5, 4.6 に示す。Belle 検出器において、τ 粒子対生成事象はこのように見える。

このようにして選別した τ 粒子対生成事象から、次の 4.3 節では本解析で用いた $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 事象を選んでいく。

4.3 $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象選別

この節では、前節で選別した τ 粒子対生成事象の中から $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象を選別する。この手順は、事象選別の流れ図 4.1 においては、「$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 解析プログラム」に対応する。

4.3.1 π^0 の再構成

π^0 粒子は、ほぼ 100%の確率で光子 2 つに崩壊する ($\pi^0 \to \gamma\gamma$)。よって、2 つの光子を組み合わせることで、π^0 を再構成を行う。
π^0 を再構成するために用いる光子について、検出器で正しく測定されていることを保証する為に、以下の条件を課した。

(1) 光子のエネルギー補正

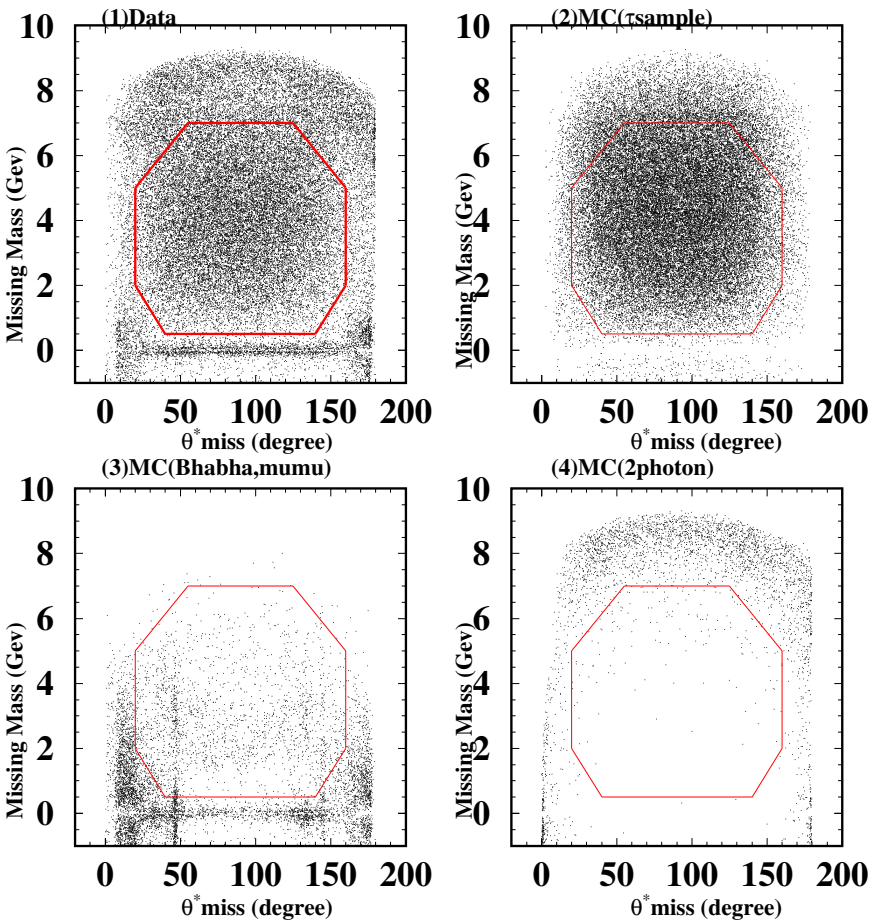

図 4.3: Missing Mass と Missing Angle の 2 次元 plot。(1) はデータを、(2)(3)(4) はモンテカルロシュミレーションによる分布で、順に τ 粒子対生成サンプル、バーバ散乱からのバックグラウンド、2 光子生成反応からのバックグラウンドをそれぞれ示す。ここで、赤の多角形の枠内に入ったものを τ 粒子対生成事象と見なしている。

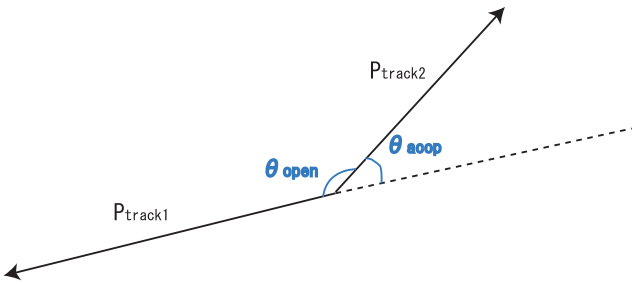

図 4.4: アコプナリティ角

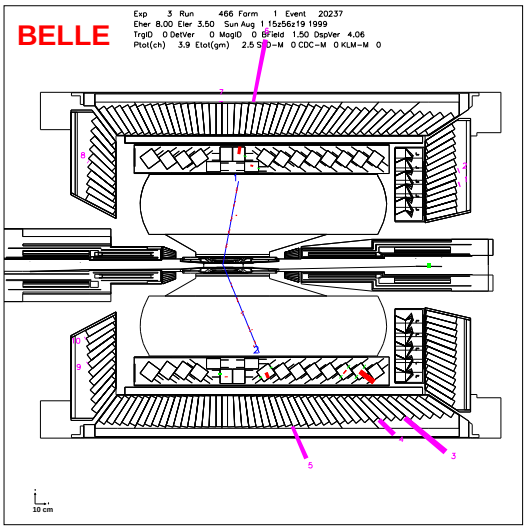

図 4.5: τ 粒子対生成事象の例 (x-z 平面)。この事象では τ^- が $\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$ 崩壊 (signal) をし、τ^+ が $\tau^+ \to e^+\bar{\nu_e}\nu_\tau$ 崩壊をしている。

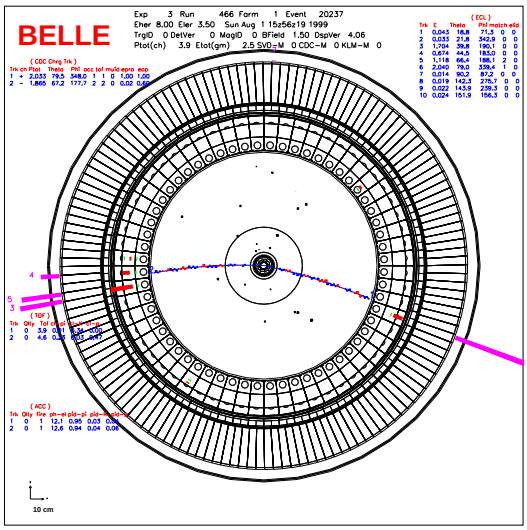

図 4.6: τ 粒子対生成事象の例 (x-y 平面)。図 4.5 と同じ事象を x-y 平面で見た図。ビームは円の中心に紙面垂直に通っている。

(2) $E_\gamma \geq 80.0MeV$

(3) $24^\circ \leq \theta_\gamma \leq 138^\circ$
SVD は 23° 以内や、 139° 以上の部分に比較的多くの物質が存在するので、安全のため $24^\circ \leq \theta_\gamma \leq 138^\circ$ の部分を選んだ。

(4) カロリーメーターのバレルとエンドキャップの境界で観測された光子の除去
光子の運動量の方向が、カロリーメーターのバレルとエンドキャップの境界線に向いている場合、光子の全部のエネルギーを測定しきれない。そのような光子は除いた。

さらに、これらの条件を満たした 2 つの光子の不変質量と π^0 の質量 $M_{\pi^0} = 134.9\mathrm{Mev}$ の差を 2 つの光子の不変質量の分解能で割ったものを、

$$S_{\gamma\gamma} \equiv \frac{(M_{\gamma\gamma} - M_{\pi^0})}{\sigma_{\gamma\gamma}} \tag{4.2}$$

と定義し、 $S_{\gamma\gamma}$ が-3 から 2 の範囲に入っていることを要求した。
その分布を図 4.8 に示す。

4.3.2　$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の選別

$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊を選別するために、以下の条件を課した。

(1) $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊条件を要求する。

(a) 半球中に π^0 粒子が 1 つある。

(b) 半球中に荷電飛跡が 3 本あり、その電荷の合計が
$-1(\tau^- \to h^-h^+h^-\pi^0\nu_\tau)$
$+1(\tau^+ \to h^+h^+h^-\pi^0\nu_\tau)$
の 2 通りに限定する。

(2) 本解析で目的としている $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊以外の τ 崩壊からくるバックグラウンド (フィードアクロス B.G.) の除去。

(a) 光子転換している事象の除去

i. 符号の異なる荷電粒子の質量を、それぞれ電子の質量 $M_e = 0.51\mathrm{Gev}$ に仮定する。その 2 つの荷電粒子の不変質量を求め、不変質量が $0.15\mathrm{Gev}$ 以下になる。

ii. 荷電粒子の粒子 ID (e or π) をエアロジェルチェレンコフカウンターと電磁カロリーメーターから得る (第 3 章を参照)。この ID は、1 に近いほど粒子が π らしく、0 に近いほど e らしいといえる。
ここで、プラスかマイナスどちらかの荷電粒子の粒子 ID が 0.1 以下になる。

上記 2 つの条件を満たす事象は排除した。これにより、光子転換 $\gamma\gamma \to e^+e^-$ を含む事象を除去することができる。

(b) $E_\gamma^{max} < 200\mathrm{Mev}$
π^0 から崩壊した 2 つの光子以外に、200Mev 以上のエネルギー E_γ^{max} を持つ光子があれば、その事象を除く。これは π^0 が複数あった可能性があるからであり、複数の π^0 を含むフィードアクロスバックグラウンド[2]を除去することができる。

(c) $P^*_{\pi^0}/E^*_{beam} > 0.04$
$E^*_{beam} = 5\mathrm{Gev}$ なので、すなわち e^+e^- 重心系での π^0 の運動量が 200Gev 以上になるようにしている。

以上の選別の結果、1,389,358 事象に及ぶ τ 粒子対生成のうち、$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊が 39,621 個観測された。

[2] $\tau \to 3h2\pi^0\nu_\tau$ 崩壊や、$\tau \to 3h3\pi^0\nu_\tau$ 崩壊が挙げられる。

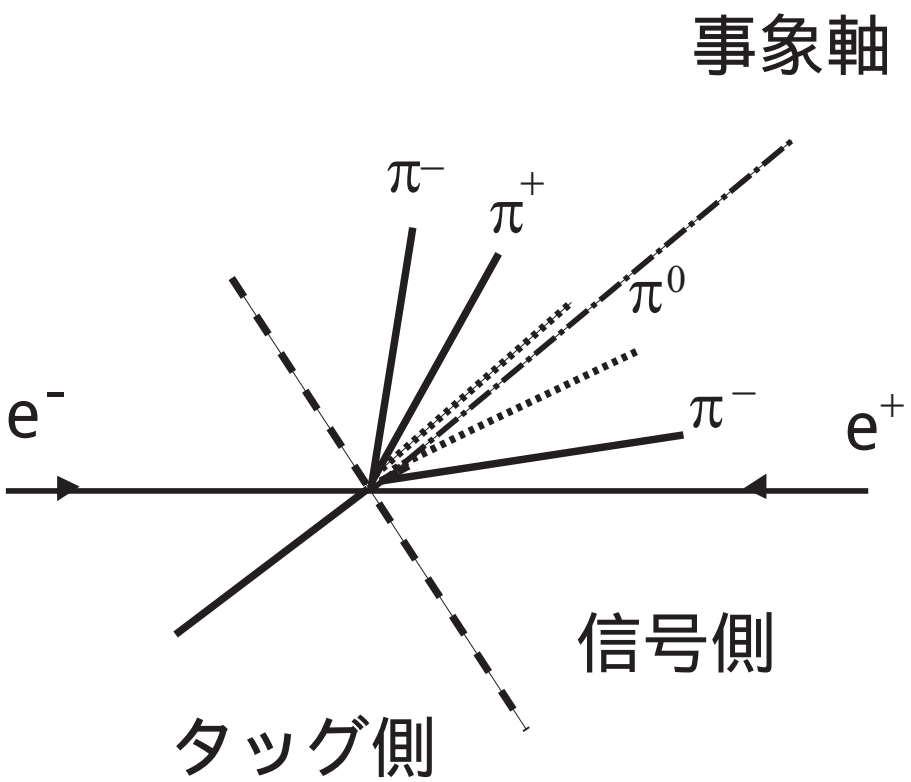

図 4.7: 事象の半球図

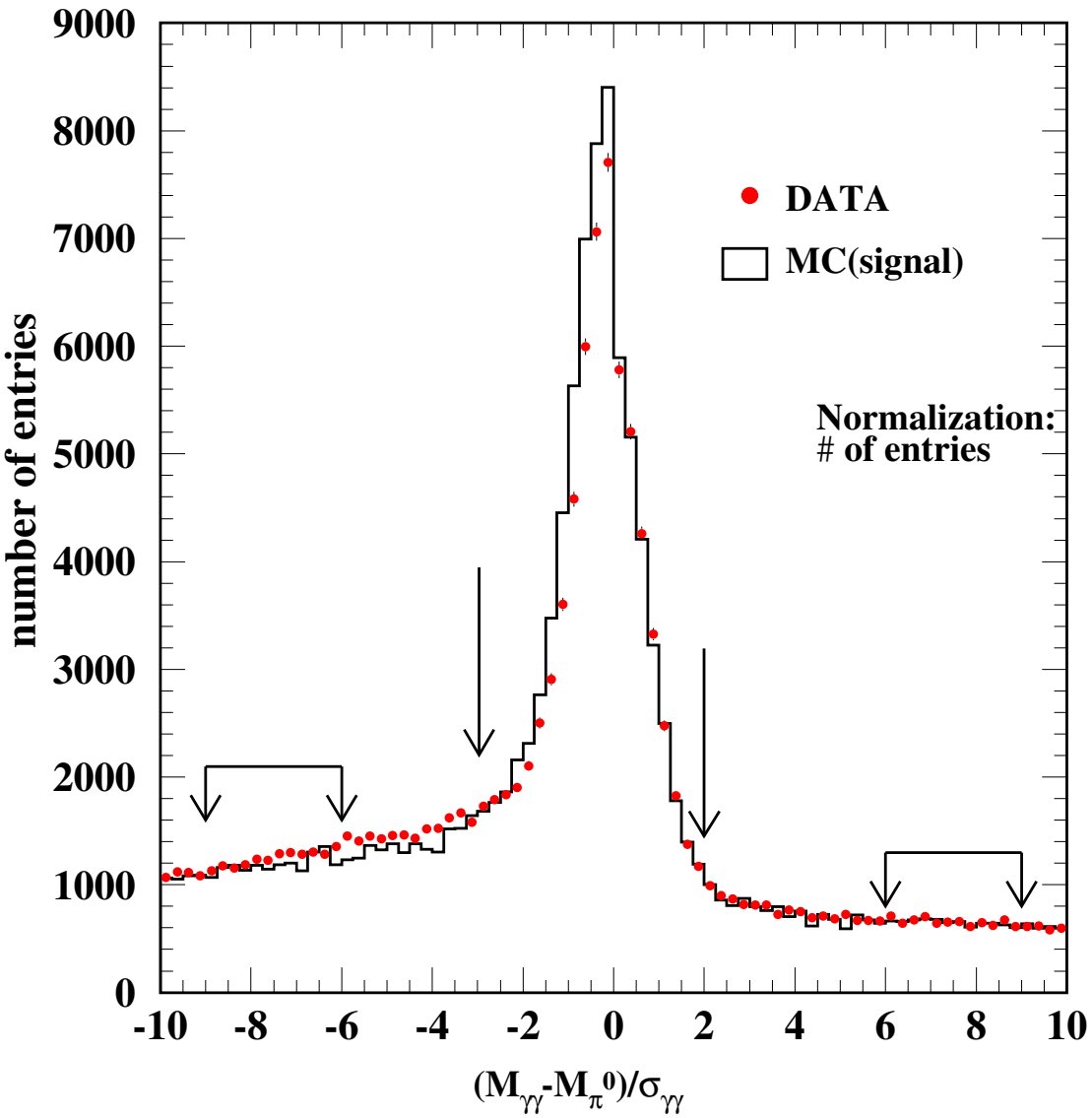

図 4.8: π^0 シグナル分布 ($S_{\gamma\gamma} = (M_{\gamma\gamma} - M_{\pi^0})/\sigma_{\gamma\gamma}$). 赤の点はデータを、ヒストグラムは MC によるシグナルを示す。矢印はシグナルの範囲 $-3 < S_{\gamma\gamma} < 2$ を表している。(また、この π^0 の事象には 200Mev$< P^*_{\pi^0}$ が要求されている。)

4.3.3　$\pi\pi\pi^0$ の不変質量分布

$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象選別を終えた後の、$\pi\pi\pi^0$ の不変質量分布を図 4.9 に示す。ω 粒子の質量である 0.783Gev 付近のピークが顕著に見えている。
しかし図 4.9 においてピーク付近でのデータとモンテカルロのイベント数が一致しない。これは本実験で使用しているモンテカルロの TAUOLA では、$3\pi\pi^0$ 事象から ω カレントへの比率を真値より多く設定してしまっていることがわかっている。現在最新の TAUOLA では $3\pi\pi^0$ 事象から ω カレントへの比率を 68%を 40%に更新しているので、新しい TAUOLA を使用して、データとモンテカルロのイベント数が一致する事を確認するのが課題である。

4.3.4　$3\pi\pi^0$ の不変質量分布

$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象選別を終えた後の、$3\pi\pi^0$ の不変質量分布を図 4.10 に示す。
データとモンテカルロで分布がずれているのは、先ほど述べた TAUOLA での、$3\pi\pi^0$ 事象から ω カレントへの比率を真値より多く設定してしまっていることに起因するものと考えられる。

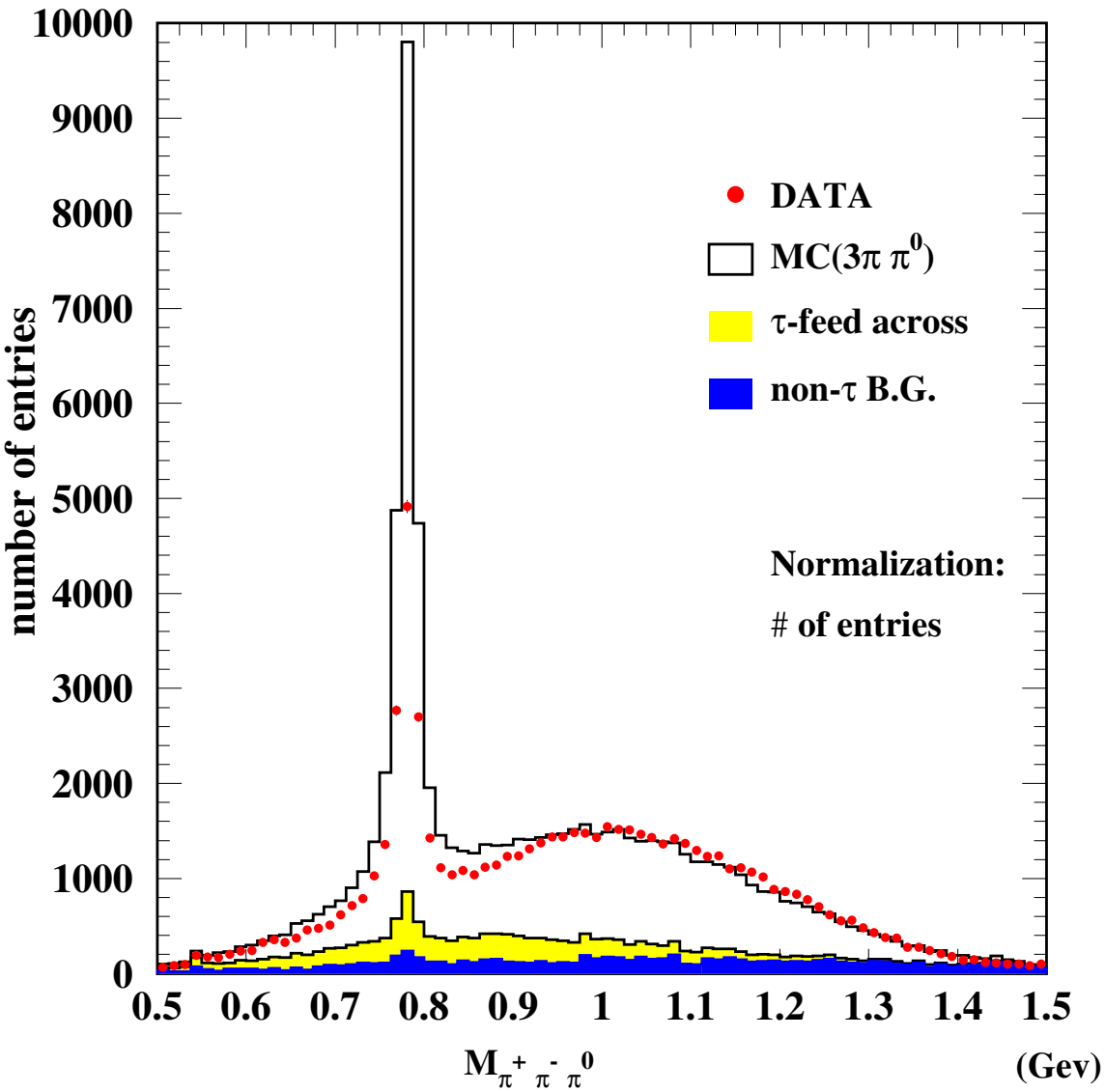

図 4.9: $\pi\pi\pi^0$ 不変質量分布　赤の点はデータを、ヒストグラムは MC によるシグナルを示す。

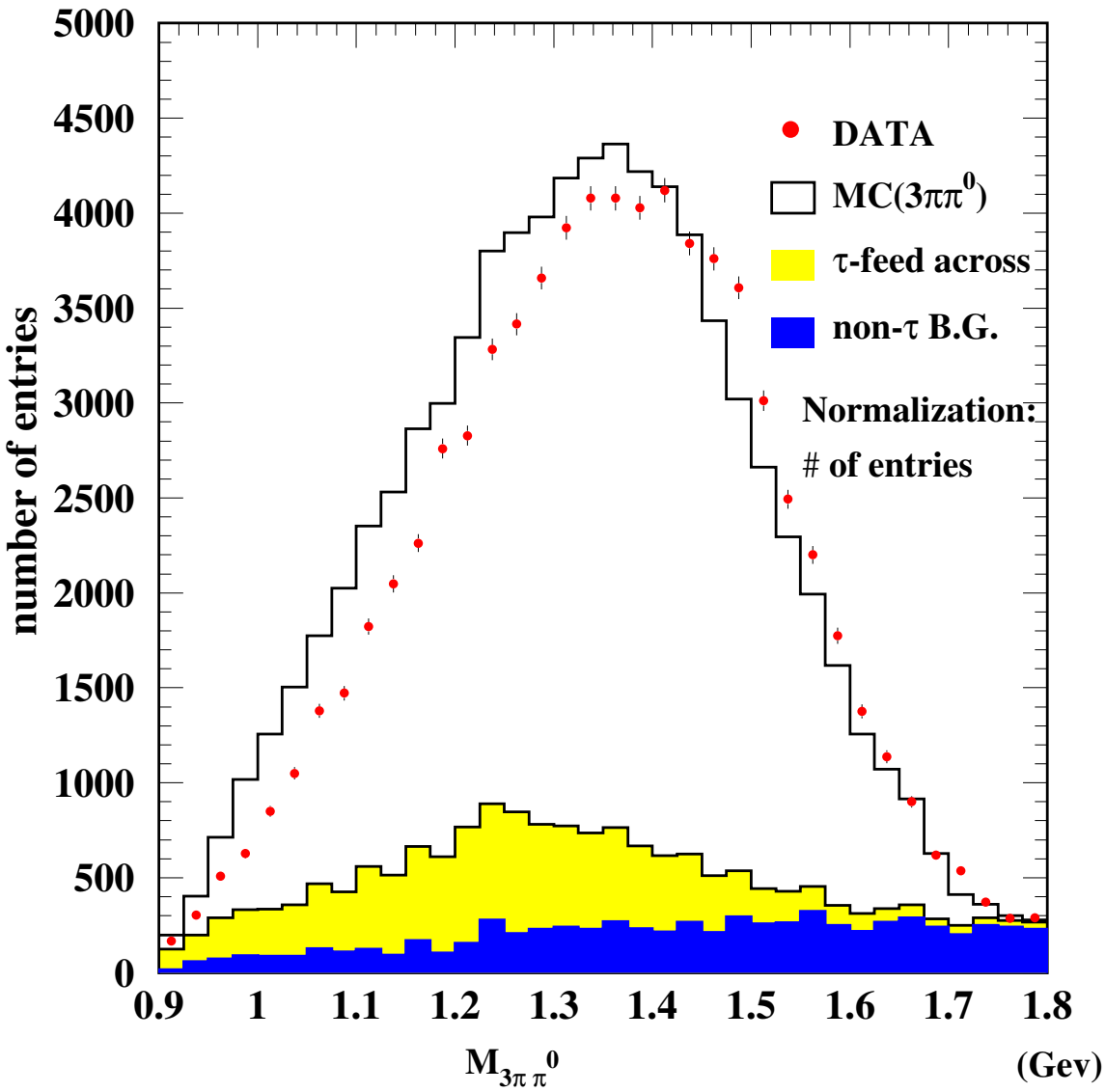

図 4.10: $3\pi\pi^0$ 不変質量分布　赤の点はデータを、ヒストグラムは MC によるシグナルを示す。

第5章　崩壊分岐比$\mathcal{B}_{3h\pi^0}$の測定

5.1　測定方法

崩壊分岐比は、$3h\pi^0$事象の数と、τ粒子対生成事象の数の比から求めることができる。実際には、選択された事象中に含まれるバックグラウンド事象の除去や、検出器の検出効率の補正を行う必要がある。これらの補正を考慮して、崩壊分岐比は、以下の式で計算できる。

$$\mathcal{B}_{3h\pi^0} = \frac{N_{3h\pi^0}}{2N_{\tau\tau}} \cdot \frac{(1 - b^{feed-across} - b^{non-\tau})}{1 - b^{\tau\tau}} \cdot \frac{\epsilon_{\tau\tau}}{\epsilon^{\tau\tau}_{3h\pi^0}} \cdot \frac{1}{\epsilon^{ID}_{3h\pi^0}} \tag{5.1}$$

$N_{3h\pi^0}$: 観測された$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$崩壊の観測数。

$N_{\tau\tau}$: 比較的ゆるい条件で選別したτ粒子対生成事象の数。
τ粒子対生成の事象数におけるτ粒子の数は$2N_{\tau\tau}$となる。

$b^{\tau\tau}$: τ粒子対生成事象中に含まれる$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$崩壊過程以外からのバックグラウンドの割合。

$b^{feed-across}$: $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$崩壊のサンプル中に含まれる、他の崩壊過程であるバックグラウンドの割合。

$b^{non-\tau}$: $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$崩壊のサンプル中に含まれる、$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$崩壊過程以外からのバックグラウンドの割合。

$\epsilon_{\tau\tau}$: τ粒子対生成事象の検出効率。

$\epsilon^{\tau\tau}_{3h\pi^0}$: τ粒子対生成事象の選別によって、$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$崩壊事象が選別される効率。

$\epsilon^{ID}_{3h\pi^0}$: τ粒子対生成事象中から$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$崩壊事象を選別する効率。

$3h\pi^0$ 崩壊事象の検出効率に関しては、2 つの値の積になっている。

$$\epsilon^{\tau\tau}_{3h\pi^0} = \frac{N^{3h\pi^0}_{\tau\tau}}{N^{3h\pi^0}_{gen}} \tag{5.2}$$

$$\epsilon^{ID}_{3h\pi^0} = \frac{N^{ID}_{3h\pi^0}}{N^{3h\pi^0}_{\tau\tau}} \tag{5.3}$$

$$\epsilon_{3h\pi^0} = \epsilon^{\tau\tau}_{3h\pi^0} \cdot \epsilon^{ID}_{3h\pi^0} \tag{5.4}$$

これは崩壊分岐比が、検出効率の比

$$f_b = \frac{\epsilon^{\tau\tau}_{3h\pi^0}}{\epsilon_{\tau\tau}} \tag{5.5}$$

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示すためである。実際、この比を上式のように f_b とおくと、崩壊分岐比 $B_{3h\pi^0}$ を得る式 5.1 は式 5.6 に置き換えられる。

$$\mathcal{B}_{3h\pi^0} = \frac{N_{3h\pi^0}}{2N_{\tau\tau}} \cdot \frac{(1 - b^{feed-across} - b^{non-\tau})}{1 - b^{\tau\tau}} \cdot \frac{1}{f_b \times \epsilon^{ID}_{3h\pi^0}} \tag{5.6}$$

あとで示すように、この比 f_b はほぼ 1 である。また、f_b はルミノシティや $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 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いてこない利点をもっている。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も互いに打ち消し合うことになって、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。

5.2　π^0 の検出効率補正

現在の Belle 測定器では、π^0 の検出効率が π^0 の運動量の幅によって違ってきていることが分かっている。それを表 5.1 に示す。本実験では光子の運動量の閾値を 80Mev、π^0 の運動量の閾値を 200Mev としているので、表より 0.934 を用いる。よって崩壊分岐比 $\mathcal{B}_{3h\pi^0}$ は、最終的に式 5.7 で求めることができる。

$$\mathcal{B}_{3h\pi^0} = \frac{N_{3h\pi^0}}{2N_{\tau\tau}} \cdot \frac{(1 - b^{feed-across} - b^{non-\tau})}{1 - b^{\tau\tau}} \cdot \frac{1}{f_b \times \epsilon^{ID}_{3h\pi^0}} \cdot \frac{1}{0.934} \tag{5.7}$$

次節では式の各値を求めていく。

5.3　$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の検出効率とバックグラウンドの評価

前章で述べてきた、τ 粒子対生成事象と $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象の選別による検出効率と、事象中のバックグラウンドは、モンテカルロシミュレーション法により見積もった。使用したシミュレーションプログラムは表 5.2 に示す。

	0.2Gev< P_{π^0} <0.4Gev	0.4Gev< P_{π^0} <0.6Gev	0.6Gev< P_{π^0} <0.1Gev	1.0Gev< P_{π^0} <3.0Gev
50Mev< E_γ	0.924±0.031	0.949±0.029	0.952±0.017	0.976±0.009
80Mev< E_γ	0.934±0.038	0.960±0.027	0.958±0.017	0.981±0.009

表 5.1: π^0 の検出効率補正。数字：(%)

バックグラウンド崩壊項目	生成断面積 (nb)	使用したプログラム	関連図書
$ee \to ee\mu\mu$	18.9	AAFHB	[14]
$ee \to eeee$	40.9	AAFHB	[14]
$ee \to eeuu/dd$	12.5	AAFHB	[14]
$ee \to eess$	0.228	AAFHB	[14]
$ee \to eecc$	0.03	AAFHB	[14]
$ee \to bhabha$	123.5	BHLUMI	[15]
$ee \to \mu\mu\gamma$	1.005	KKMC	[16]
$ee \to q\bar{q}(q = u, d, s)$	2.09	QQ	[17]
$ee \to c\bar{c}$	1.30	QQ	[17]
$ee \to B^+B^-$	0.525	QQ	[17]
$ee \to B^0B^0$	0.525	QQ	[17]
signal:$\tau\tau$	0.89	KORALB/TAUOLA	[13]

表 5.2: シミュレーション使用プログラム

バックグラウンド 崩壊項目	生成断面積 (nb)	生成 事象数	生成ルミノシティ (fb^{-1})	τ 粒子対生成事象選別後の 事象数 ($/1fb^{-1}$)	バックグラウンド の割合 (%)
$ee \to ee\mu\mu$	18.9	2.0×10^8	10.58	1452	0.49±0.00
$ee \to eeee$	40.9	2.0×10^8	4.89	838	0.28±0.00
$ee \to eeuu/dd$	12.5	1.6×10^8	12.8	429	0.15±0.00
$ee \to eess$	0.228	9.0×10^7	427	39.1	0.01±0.01
$ee \to eecc$	0.03	1.0×10^7	333	7.02	0.00±0.00
$ee \to bhabha$	123.5	1.8×10^8	1.46	1902	0.64±0.01
$ee \to \mu\mu\gamma$	1.005	5.0×10^7	49.8	1123	0.38±0.00
$ee \to q\bar{q}(q = u, d, s)$	2.09	3.0×10^6	1.44	12737	4.31±0.03
$ee \to c\bar{c}$	1.30	2.0×10^6	1.54	3692	1.34±0.02
$ee \to B^+B^-$	0.525	1.0×10^6	1.905	253	0.09±0.00
$ee \to B^0B^0$	0.525	1.0×10^6	1.905	353	0.12±0.00
バックグラウンド合計				22,822	7.82±0.05

表 5.3: τ 粒子対生成事象選別でのバックグラウンドの評価

5.3.1　τ 粒子対生成事象での検出効率

$\tau^+\tau^-$ 事象での検出効率は以下の式で求められる。

$$\epsilon_{\tau\tau} = \frac{N_{\tau\tau}}{N^{\tau\tau}_{gen}} \tag{5.8}$$

ここで、$N^{\tau\tau}_{gen}$ はモンテカルロシミュレーション、TAUOLA [13] によって発生させた一番最初の τ 粒子対生成事象数であり、$N_{\tau\tau}$ は本実験で用いた τ 粒子対生成事象の選別条件を課した結果、残る τ 粒子対生成事象数である。実際の値は

$$N^{\tau\tau}_{gen} = 9{,}659{,}900[\text{event}]$$
$$N_{\tau\tau} = 2{,}956{,}896[\text{event}]$$

となり、検出効率は

$$\epsilon_{\tau\tau} = (30.61 \pm 0.02)\%$$

と求められた。

5.3.2　τ 粒子対生成事象選別におけるバックグラウンドの評価

それぞれのバックグラウンドの量を評価するために、表 5.2 で示したモンテカルロシミュレーションを用いた。τ 粒子対生成事象選別におけるバックグラウンドの評価を行った結果を表 5.3 に示す。

表 5.3 における生成ルミノシティ、及びバックグラウンドの割合は以下の式で求められる。

$$\text{生成ルミノシティ} = \frac{\text{生成事象数}}{\text{生成断面積}}$$

$$\text{バックグラウンドの割合} = \frac{\text{各崩壊項目の}\tau\text{粒子対生成事象選別後の事象数}}{\text{全崩壊項目 (sinal+各バックグラウンド) の}\tau\text{粒子対生成事象選別後の事象数}}$$

最も多くバックグラウンドとして残っている項目は $ee \to q\bar{q}$ 崩壊であり、4.3%を占めている。選別した τ 粒子対生成事象に含まれる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ると、7.82%と見積もることができた。

5.3.3 $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象選別での検出効率

$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象での検出効率は以下の式で求められる。

$$\epsilon^{\tau\tau}_{3h\pi^0} = \frac{N^{3h\pi^0}_{\tau\tau}}{N^{3h\pi^0}_{gen}} \tag{5.9}$$

$$\epsilon^{ID}_{3h\pi^0} = \frac{N^{ID}_{3h\pi^0}}{N^{3h\pi^0}_{\tau\tau}} \tag{5.10}$$

$$\epsilon_{3h\pi^0} = \epsilon^{\tau\tau}_{3h\pi^0} \cdot \epsilon^{ID}_{3h\pi^0} \tag{5.11}$$

ここでそれぞれの値は以下の内容になっている。

$N^{3h\pi^0}_{gen}$: TAUOLA [13] によって発生させた一番最初の $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象数

$N^{3h\pi^0}_{\tau\tau}$: τ 粒子対生成事象選別を終えた後、残った $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象数

$N^{ID}_{3h\pi^0}$: $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象選別を終えた後、最終的に検出された $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象数

実際の値は

$$N^{3h\pi^0}_{gen} = 851{,}168[\text{event}]$$
$$N^{3h\pi^0}_{\tau\tau} = 247{,}171[\text{event}]$$
$$N^{ID}_{3h\pi^0} = 76{,}415[\text{event}]$$

となり、検出効率は

$$\epsilon^{\tau\tau}_{3h\pi^0} = (19.04 \pm 0.15)\%$$
$$\epsilon^{ID}_{3h\pi^0} = (30.92 \pm 0.13)\%$$

と求められた。

5.3.4 $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象選別におけるバックグラウンドの評価

$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象識別の結果、$4.43 fb^{-1}$ 実験データ中に、$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象は $39{,}621$ 個観測された。この数値におけるバックグラウンドの評価をモンテカルロシミュレーションを用いて行った。$e^+e - \to \tau^+\tau^-$ 過程以外からのバックグラウンドを表 5.4 に、$e^+e - \to \tau^+\tau^-$ 過程からのフィードアクロスバックグラウンドを表 5.5 にそれぞれ示す。

バックグラウンド 崩壊項目 (non-tau)	$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象選別後の 事象数 $(/1fb^{-1})$	バックグラウンド の割合 (%)
$ee \to eeuu/dd$	17.2	0.19
$ee \to eess$	1.23	0.01
$ee \to eecc$	0.44	0.005
$ee \to q\bar{q}(q = u, d, s)$	846.4	9.38
$ee \to c\bar{c}$	227.6	2.52
$ee \to B^+B^-$	14.2	0.16
$ee \to B^0B^0$	23.1	0.26
バックグラウンド合計	1130	12.53±0.39

表 5.4: $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象識別における、$\tau^+\tau^-$ 対事象の崩壊以外からくるバックグラウンドの評価

$e^+e - \to \tau^+\tau^-$ 過程以外からのバックグラウンドは合わせて 12.53%となった。主に占めているのは、9.38%もの $ee \to q\bar{q}(q = u, d, s)$ 崩壊からくるバックグラウンドであることが表 5.4 よりわかる。また $e^+e - \to \tau^+\tau^-$ 過程からのフィードアクロスバックグラウンドは合わせて 9.28%となった。主に占めているのは $\tau \to 3\pi\nu_\tau$ 崩壊であり、2.97%ある。これは $ee \to \tau\tau\gamma$ 崩壊のような放射光子を、τ から崩壊したものと誤認してしまっている可能性が考えられる。また、$\tau \to \pi\pi^0\omega\nu_\tau$ 崩壊も多くを占めている。ω は $\pi^+\pi^-\pi^0$ に崩壊することから $\tau \to 3\pi 2\pi^0\nu_\tau$ 崩壊と同種とも言え、2 項目を合計すると 3.23%になる。

5.4　測定結果

前章で述べたように、今回使用したデータ積分ルミノシティ $4.43fb^{-1}$ のデータ解析の結果、τ 粒子対生成事象数：$N_{\tau\tau}$ は 1,389,358±1,179 事象、$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象の観測数：$N_{3h\pi^0}$ は 39,621±199 個であった。

τ 粒子対生成事象中に含まれるバックグラウンドの割合は、$b_{\tau\tau}$=(7.82±0.05)%、$3h\pi^0$ のサンプルに含まれる τ 粒子の他の崩壊からくるフィードアクロスバックグラウンドが、$b^{feed-across} = (9.28\pm0.33)\%$、$\tau$ 粒子対生成事象以外の過程からくるバックグラウンドが $b^{non-\tau}$=(12.53±0.39)%である。また、τ 粒子対生成事象の検出効率は $\epsilon_{\tau\tau}$=(30.61±0.02)%、$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象が τ 粒子対生成事象選別の条件で検出される効率は、$\epsilon^{\tau\tau}_{3h\pi^0}$=(29.04±0.15)% である。したがって、検出効率の比 f_b=$\epsilon^{\tau\tau}_{3h\pi^0}/\epsilon_{\tau\tau}$ は、f_b=(0.949±0.002)%となった。さらに、τ 粒子対生成事象から $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象を選別する効率は、$\epsilon^{ID}_{3h\pi^0}$=(30.92±0.13)%であった。以上の結果を、表 5.6 に示す。ここで示した誤差は、データおよびモンテカルロシミュレーションの統計誤差である。

バックグラウンド崩壊項目 (feed-across)	$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象選別後の事象数 $(/1fb^{-1})$	バックグラウンドの割合 (%)
$\tau \to \pi\nu_\tau$	11.1	0.12
$\tau \to \rho\nu_\tau$	7.83	0.09
$\tau \to \pi 2\pi^0\nu_\tau$	19.3	0.21
$\tau \to \pi 3\pi^0\nu_\tau$	2.21	0.02
$\tau \to 3\pi\nu_\tau$	267.9	2.97
$\tau \to 3\pi 2\pi^0\nu_\tau$	85.5	0.95
$\tau \to K\pi^0\nu_\tau$	49.9	0.55
$\tau \to Ks\pi\nu_\tau$	7.46	0.08
$\tau \to K2\pi^0\nu_\tau$	1.01	0.01
$\tau \to Ks\pi\pi^0\nu_\tau$	152.4	1.69
$\tau \to 5h\nu_\tau$	2.58	0.03
$\tau \to \pi\pi^0\omega\nu_\tau$	205.7	2.28
その他の崩壊	35.9	0.39
バックグラウンド合計	848.7	9.28±0.33

表 5.5: $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 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

パラメータ	標準選別による値
$N_{\tau\tau}$	(1,389,358±1,179) 事象
$N_{3h\pi^0}$	(39,621±199) 事象
$\epsilon_{\tau\tau}$	(30.61±0.02)%
$\epsilon^{\tau\tau}_{3h\pi^0}$	(29.04±0.15)%
f_b=$\epsilon^{\tau\tau}_{3h\pi^0}/\epsilon_{\tau\tau}$	(0.949±0.002)%
$\epsilon^{ID}_{3h\pi^0}$	(30.92±0.13)%
$b_{\tau\tau}$	(7.82±0.05)%
$b^{feed-across}$	(9.28±0.33)%
$b^{non-\tau}$	(12.53±0.39)%
崩壊分岐比 $B_{3h\pi^0}$	(4.40±0.02)%

表 5.6: 標準的な選別での崩壊分岐比を決定する各項目の値。ここで、誤差はデータまたはモンテカルロシミュレーションの統計誤差である。

系統誤差の項目	ΔB/B(%)
(1) モンテカルロの統計	±0.21
(2)π^0 の検出効率補正の不定性	±1.8
(3) 飛跡の検出効率の不定性	±2.7
(4) トリガーの不定性	±0.56
(5) バックグラウンドの評価における不定性	±0.48
総計	±3.33

表 5.7: 系統誤差の項目とその値

表 5.6 の値を式 5.7 へ代入すると、$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象の崩壊分岐比は

$$B_{3h\pi^0} = (4.40 \pm 0.02)\% \tag{5.12}$$

と求められる。ここで示した誤差は、データの統計誤差である。統計が高いので統計誤差は 0.02%と非常に小さく抑えられている。

5.5　系統誤差の検討

次に、$\tau \to 3h\pi^0\nu_{tau}$ 崩壊分岐比測定に含まれる系統的な誤差について述べる。まず、崩壊分岐比の系統誤差の項目と、その誤差の大きさを表 5.7 に示す。この表では、崩壊分岐比に対する系統誤差の割合 (ΔB/B) を%で示している。

以下、表 5.7 中の各項目 (1)∼(5) について説明する。

(1) モンテカルロの統計からくる系統誤差
式 5.13 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。

$$
\begin{aligned}
(\Delta B_{MC})^2 = &(\frac{\partial B_{3h\pi^0}}{\partial N_\tau})^2 \cdot (\Delta N_\tau)^2 + (\frac{\partial N_{3h\pi^0}}{\partial N_{3h\pi^0}})^2 \cdot (\Delta N_{3h\pi^0})^2 \\
&+ (\frac{\partial B_{3h\pi^0}}{\partial \epsilon_{\tau\tau}})^2 \cdot (\Delta \epsilon_{\tau\tau})^2 + (\frac{\partial B_{3h\pi^0}}{\partial \epsilon^{\tau}_{3h\pi^0}})^2 \cdot (\Delta \epsilon^{\tau}_{3h\pi^0})^2 \\
&+ (\frac{\partial B_{3h\pi^0}}{\partial \epsilon^{ID}_{3h\pi^0}})^2 \cdot (\Delta \epsilon^{ID}_{3h\pi^0})^2 + (\frac{\partial B_{3h\pi^0}}{\partial b_{\tau\tau}})^2 \cdot (\Delta b_{\tau\tau})^2 \\
&+ (\frac{\partial B_{3h\pi^0}}{\partial b^{feed-across}})^2 \cdot (\Delta b^{feed-across})^2 + (\frac{\partial B_{3h\pi^0}}{\partial b^{non-\tau}})^2 \cdot (\Delta b^{non-\tau})^2
\end{aligned}
\tag{5.13}
$$

(2) π^0 の検出効率補正の系統誤差
崩壊分岐比を求める際、π^0 の検出効率補正を行っている。表 5.1 にある、補正係数の誤差を考慮にいれた場合での崩壊分岐比の違いは ΔB/B=$\pm$1.8%であり、この違いを π^0 の検出効率の不定性からくる系統誤差とした。

(3) 飛跡の検出効率における不定性の影響
$\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊と $\eta \to \gamma\gamma$ 崩壊のデータを用いて、Belle 測定器の飛跡 1 本あたりの検出効率の不定性は、$\pm$0.9%であることが確認されている。本実験では、荷電粒子飛跡 3 本を扱っているので、Δ B/B=$\pm$0.9$\times$3=$\pm$2.7%を、飛跡の検出効率の不定性からくる系統誤差とした。

(4) トリガーの影響
飛跡のトリガーには、CDC のカソードにヒットがあることや、TOF カウンターが 2ヶ所以上なることが要求されている。これらのトリガーの検出効率は実験期間を通して、最大 $\pm$5%の変動が見られる。この変動によるトリガーの検出効率の不定性は、現在 $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象における解析で評価済みであり、その詳細を表 5.9 に示す。飛跡トリガーと、エネルギートリガーからくる不定性は合わせて Δ B/B=$\pm$0.56%と評価されており、この値は他崩壊でも共通するので、本解析でも使用した。

(5) バックグラウンドの評価における不定性と影響
τ 粒子の崩壊以外からきているバックグラウンドの評価を行う際、使用したモンテカルロの値には補正係数をかけてデータの値に正規化している。表 5.4 より、τ 粒子の崩壊以外からきているバックグラウンドで主に占めているのは、$e^+e^- \to q\bar{q}$ 崩壊と、$e^+e^- \to c\bar{c}$ 崩壊であり、この 2 項目に関しては、補正係数に関わる不定性を考慮する必要がある。$q\bar{q}$ 崩壊及び $c\bar{c}$ 崩壊には

補正係数：1.07$\pm$0.03

崩壊過程	補正係数	Δ B/B(%)
$e^+e^- \to q\bar{q}$	1.07±0.03	±0.28
$e^+e - \to c\bar{c}$	1.07±0.03	±0.04
既存の崩壊分岐比 (%)		
$\tau \to 3\pi$	9.47±0.10	±0.01
$\tau \to 3\pi 2\pi^0$	0.55±0.04	±0.22
$\tau \to Ks\pi\pi^0$	0.37±0.04	±0.18
$\tau \to \pi\pi^0\omega$	0.44±0.05	±0.26
総計		±0.48

表 5.8: バックグラウンドの評価における不定性の影響

を用いており、補正係数の誤差：±0.03 の変動による不定性を見積もった。結果を表 5.8 に示す。
また表 5.5 からは、$\tau^+\tau^-$ 対事象の崩壊からきているフィードアクロスバックグラウンドでは、3π 崩壊、$3\pi 2\pi^0$ 崩壊、$Ks\pi\pi^0$ 崩壊、$\pi\pi^0\omega$ 崩壊のものが多いことが判る。そこで以上に挙げた崩壊事象に関しては、既知である崩壊分岐比をもとに不定性を見積もった。結果を表 5.8 に示す。

以上の項目の系統誤差を合わせた結果、全系統誤差は Δ B/B=±3.33%となる。
この系統誤差 を含めて、今回の解析で得られた $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比の測定結果は、

$$B_{3h\pi^0} = (4.40 \pm 0.02_{(stat)} \pm 0.15_{(sys)})\%$$

となる。ここで、2 番目の項は統計誤差、最後の項はこの節で検討した系統誤差の分を示す。
今回測定された結果と比較するために、他の実験でこれまで測定された結果を表 5.10 に示す。今回の結果は誤差の範囲で、他実験の結果と一致していることがわかる。

項目	トリガー	
トリガー検出効率変化	飛跡トリガー ($\pm 5\%$)	エネルギートリガー ($\pm 5\%$)
$\tau\tau$ Eff.: $\Delta\epsilon_{\tau\tau}/\epsilon_{\tau\tau}\|_{ref}$	$\pm 1.38\%$	$\pm 0.26\%$
$h\pi^0$ Eff.: $\Delta\epsilon^{\tau}_{h\pi^0}/\epsilon^{\tau}_{h\pi^0}\|_{ref}$	$\pm 1.02\%$	$\pm 0.24\%$
f_b change: $\Delta f_b/f_b\|_{ref}$	$\pm 0.37\%$	$\pm 0.02\%$
$h\pi^0$ Eff.: $\Delta\epsilon^{ID}_{h\pi^0}/\epsilon^{ID}_{h\pi^0}\|_{ref}$	$\pm 0.21\%$	$\pm 0.04\%$
$\tau\tau$B.G.: $\Delta b_{\tau\tau}/(1-b_{\tau\tau})\|_{ref}$	$\pm 0.10\%$	-
feed B.G.: $\Delta b^{feed}/(1-b^{feed})\|_{ref}$	-	-
non-τ B.G.: $\Delta b^{non-\tau}/(1-b^{non-\tau})\|_{ref}$	-	-
分岐比の変化量: $\Delta B_{h\pi^0}/B_{h\pi^0}\|_{ref}$	$\pm 0.49\%$	$\pm 0.13\%$

表 5.9: モンテカルロシミュレーションの飛跡トリガーとエネルギートリガーの検出効率の変動 ($\pm$ 5%) による崩壊分岐比の系統誤差

実験名	$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊分岐比 (%)	関連図書
CLEO(1995)	$4.23\pm0.06\pm0.22$	[1]
ALEPH(1997)	$4.30\pm0.09\pm0.09$	[2]
PDG2004	4.35 ± 0.09	[3]

表 5.10: 他実験の $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊分岐比の結果

第6章　崩壊分岐比$\mathcal{B}_{\pi\omega}$の測定とセカンドクラスカレントの探索

6.1　測定方法

$\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比を求めるためには、まず $\tau \to 3h\pi^0$ 崩壊事象中に、$\pi\omega$ 崩壊が何事象含まれているかを表す $f_{\pi\omega}$ を求める。$f_{\pi\omega}$ は以下の式で求められる。

$$f_{\pi\omega} = \frac{N_{\pi\omega}(1 - b_{\pi\omega}^{feed-across} - b_{\pi\omega}^{non-\tau})}{N_{3h\pi^0}(1 - b_{3h\pi^0}^{feed-across} - b_{3h\pi^0}^{non-\tau})} \cdot \frac{\epsilon_{3h\pi^0}^{ID}}{\epsilon_{\pi\omega}^{ID}} \tag{6.1}$$

$N_{\pi\omega}$: 観測された $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊の観測数。

$b_{\pi\omega}^{feed-across}$: $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊のサンプル中に含まれる、他の崩壊過程であるバックグラウンドの割合。

$b_{\pi\omega}^{non-\tau}$: $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊のサンプル中に含まれる、$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 崩壊過程以外からのバックグラウンドの割合。

$\epsilon_{\pi\omega}^{ID}$: $\tau^+\tau^-$ 対事象中から $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊事象を選別する効率。

ここで、式 6.1 に含まれる $N_{3h\pi^0}$、$b_{3h\pi^0}^{feed-across}$、$b_{3h\pi^0}^{non-\tau}$、$\epsilon_{3h\pi^0}^{ID}$ は、前章で求めた表 5.6 示される値である。
次に、ω 粒子の崩壊分岐比を考慮する必要がある。現在既知である、ω 粒子の主な崩壊過程とその崩壊分岐比を表 6.1 に示す。本解析では、ω 粒子に関して $\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊事象のみ扱っているので、$Br_{\omega\to\pi^+\pi^-\pi^0}$=0.891 を用いて値を補正しなければならない。以上をふまえると、$\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比は、式 6.2 で与えられる。

$$B_{\pi\omega} = \frac{B_{3h\pi^0} \times f_{\pi\omega}}{Br_{\omega\to\pi\pi\pi^0}} \tag{6.2}$$

6.2　$\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊事象選別

この節では、前節で選別した $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象の中でも、3h が 3π で崩壊過程の途中に ω の共鳴状態を持つ、$\tau \to \pi\omega(\to \pi^+\pi^-\pi^0)\nu_\tau$ 崩壊事象を選別する。

崩壊過程	崩壊分岐比 (%)
$\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0$	89.1 ± 0.7
$\omega \to \pi^0\gamma$	$8.92^{+0.28}_{-0.24}$
$\omega \to \pi^+\pi^-$	1.70 ± 0.27

表 6.1: ω 粒子の崩壊過程一覧表

6.2.1　ω の再構成

表 6.1 の通り、ω 粒子の主な崩壊過程は 89.1%ある $\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0$ であり、再構成はこの崩壊過程に関してのみ行う。
再構成するにあたり最初に以下 2 項目の作業が重要である。

(1) 2 通りの不変質量分布
$\tau \to h_1^- h^+ h_2^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊事象において、$h^+h^-\pi^0$ の不変質量分布は h^- が h_1^- と h_2^- の 2 通りあるので、1 事象あたり $h^+h_1^-\pi^0$ と $h^+h_2^-\pi^0$ の組合せが考えられる。

(2) π と K の識別
$h^+h^-\pi^0$ の不変質量分布の組合せをとった後さらに、残る 4 つめの h^- に π^- か K^- の識別を行う。識別を行うために必要な荷電粒子の情報は、Belle 測定器内のチェレンコフカウンターより得られる。本実験でこの ID は、1 に近いほど π らしく、0 に近いほど K らしくなるよう設定している。4 つめの h^- の ID が 0.6 以上である、という条件を課すことにより、$\tau^- \to \pi^-(h^+h^-\pi^0)\nu_\tau$ 崩壊事象の選択ができる。

$\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊の事象選別を行ったあとの、$h^+h^-\pi^0$ の不変質量分布を図 6.1 に示す。ω 粒子の質量である 0.783Gev 付近のピークが顕著に見えている。
しかし図 6.1 においてピーク付近でのデータとモンテカルロのイベント数が一致しない。これは第 4 章の $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象選別の節でも述べたように、本実験で使用しているモンテカルロの TAUOLA では、$3\pi\pi^0$ 事象から ω カレントへの比率を真値より多く設定していることがわかっている。現在最新の TAUOLA では $3\pi\pi^0$ 事象から ω カレントへの比率を 68%を 40%に更新しているので、新しい TAUOLA を使用して、データとモンテカルロのイベント数が一致する事を確認するのが課題である。

さらに図 6.1 をフィットしてピークの領域を求めることで、$\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊事象数を求めることができる。フィットした結果を図 6.2 に示す。

以上の選別の結果、$\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊事象数は $9{,}245$ 個観測された。

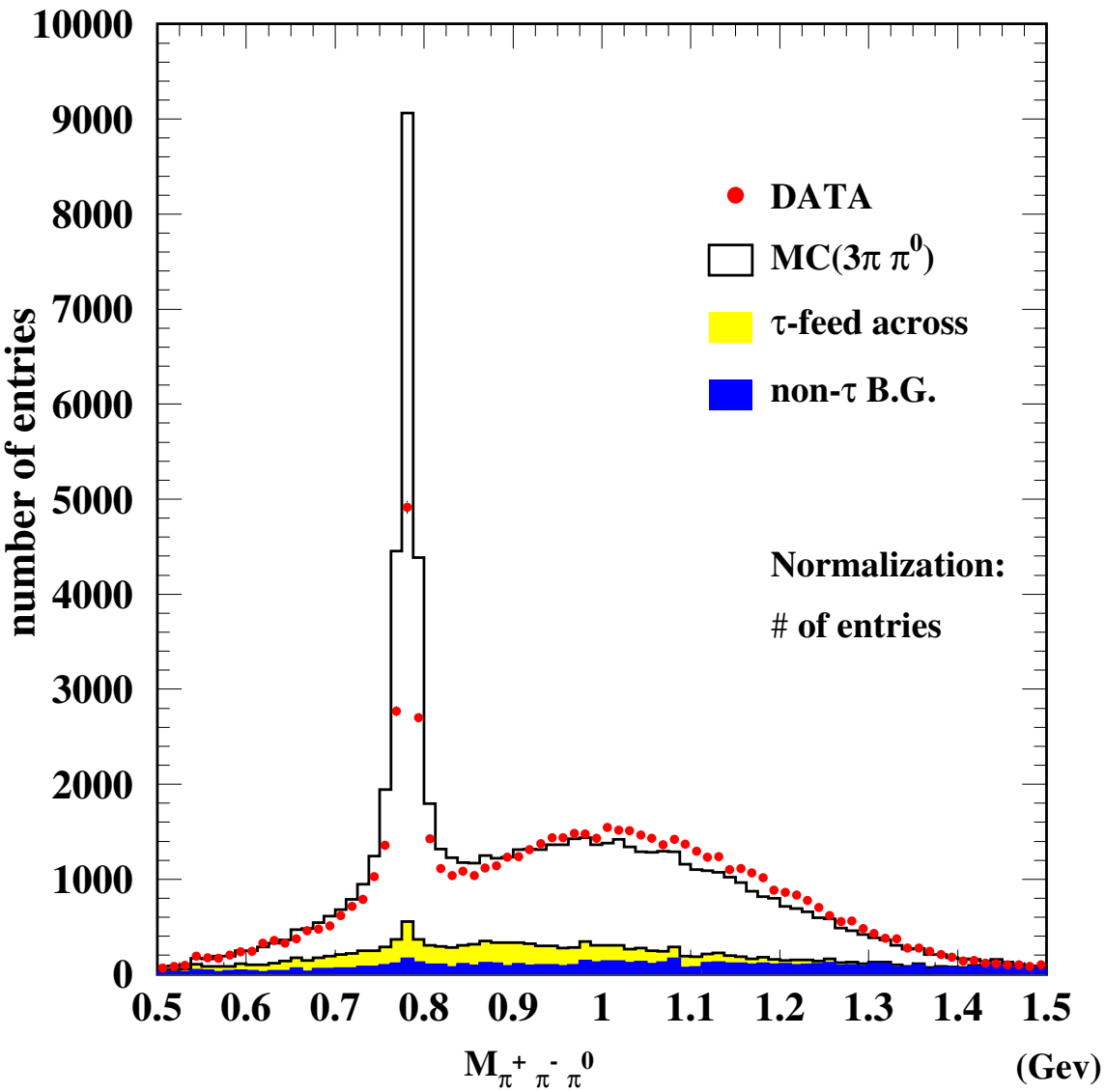

図 6.1: $\pi^+\pi^-\pi^0$ の不変質量分布。 赤の点はデータを、ヒストグラムは MC を示す。

MINUIT Likelihood Fit to Plots
data_omega_4thpi
File: data09h_omega.hbk 22-JAN-2005 07:49
Plot Area Total/Fit 24073. / 19539. Fit Status 0
Func Area Total/Fit 24213. / 19539. E.D.M. 1.00
Likelihood = 65.1
χ^2= 64.8 for 60 - 8 d.o.f., C.L.= 11.0%

Errors		Parabolic	Minos	
Function 1: Two Gaussians (sigma)				
∗ AREA	9245.4	± 200.9	- 198.5	+ 210.8
∗ MEAN	0.78171	± 2.3329E-04	- 2.3068E-04	+ 2.3861E-04
∗ SIGMA1	7.21770E-03	± 3.7736E-04	- 3.8993E-04	+ 3.8220E-04
∗ AR2/AREA	0.49874	± 4.3847E-02	- 4.3676E-02	+ 4.5163E-02
∗ DELM	-3.35648E-03	± 8.5758E-04	- 8.8956E-04	+ 8.1434E-04
∗ SIG2/SIG1	2.5916	± 0.1264	- 0.1261	+ 0.1354
Function 2: Polynomial of Order 1				
∗ NORM	70365.	± 1398.	- 1450.	+ 1384.
∗ POLY01	2.48418E+05	± 1.8069E+04	- 1.8164E+04	+ 1.8187E+04
∗ OFFSET	0.78200	± 0.	- 0.	+ 0.

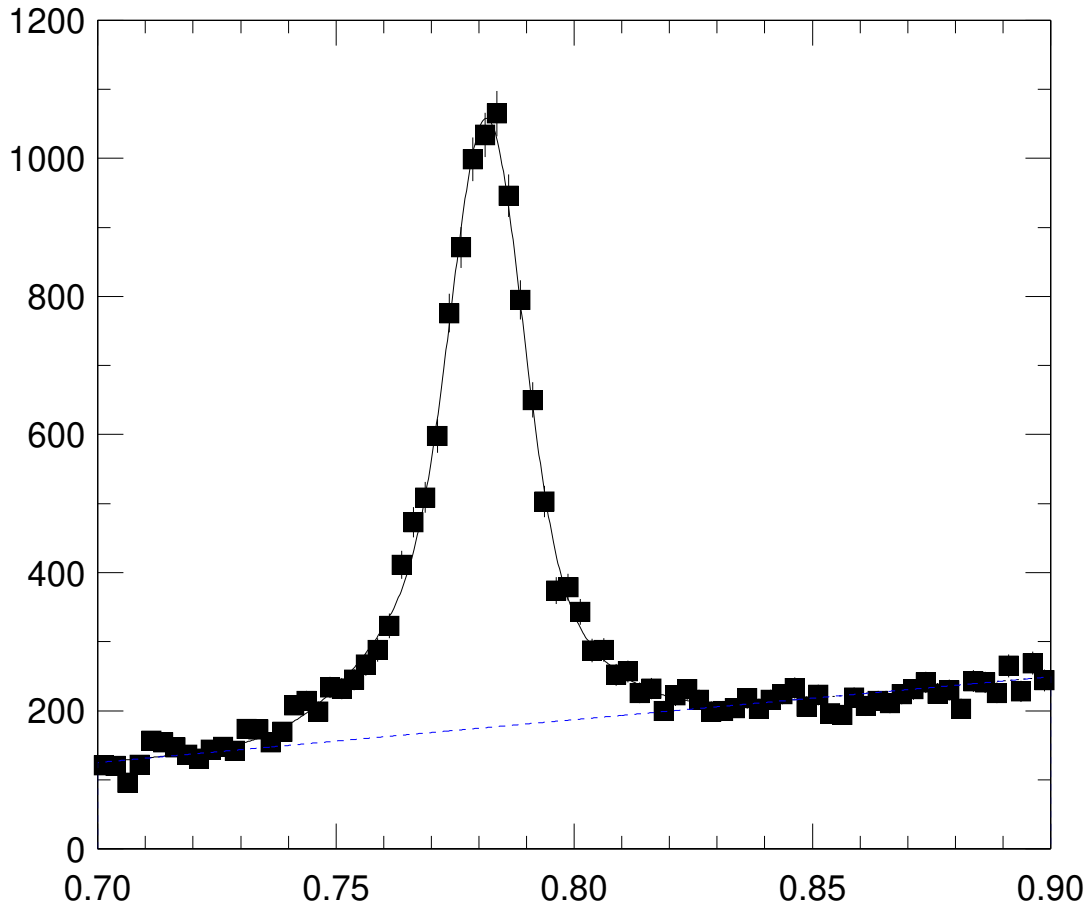

図 6.2: 図 6.1 の $\pi^+\pi^-\pi^0$ の不変質量分布の 0.7~$0.9\mathrm{Gev}$ を拡大し、フィットをした結果。
■ はデータを示す。

6.2.2 $\pi\omega$ の不変質量分布

$\pi\omega$ の不変質量分布を見るためは、図 4.10 を x 軸 (0.9∼1.8) の目盛 36 個 (1 目盛 = 25Mev) に合わせて場合分けをし、目盛それぞれの条件ごとに $\pi^+\pi^-\pi^0$ の不変質量分布 ($M_{\pi\pi\pi^0}$) のフィットを行って、崩壊過程に ω 粒子を含む事象数を求める。その事象数を各目盛ごとの値として設定しなおすことで、$\tau \to 3h\pi^0\nu\tau$ 崩壊事象数であったのを、$\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊事象数の値に直すことができる。その各目盛ごとにフィットを行った結果は、0.9Gev$< M_{3\pi\pi^0} <$1.125Gev の場合を図 6.3、1.125Gev$< M_{3\pi\pi^0} <$1.35Gev の場合を 6.4、1.35Gev$< M_{3\pi\pi^0} <$1.575Gev の場合を 6.5、1.575Gev$< M_{3\pi\pi^0} <$1.8Gev の場合を 6.6 に示す。

36 通りのヒストグラム選別された $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊事象の $\pi\omega$ 質量分布を図 6.7 に示す。

6.3 $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊の検出効率とバックグラウンドの評価

第 4 章で述べてきた、$\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊事象選別における検出効率と、事象中のバックグラウンドはモンテカルロシミュレーション法により評価した。$\tau^+\tau^-$ 対事象選別における検出効率等は、$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の際と共通であるので、説明を省く。

6.3.1 $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊選別での検出効率

$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象での検出効率は以下の式で求められる。

$$\epsilon_{\pi\omega}^{ID} = \frac{N_{\pi\omega}^{ID}}{N_{\tau\tau}^{\pi\omega}} \tag{6.3}$$

ここでそれぞれの値は以下の内容になっている。

$N_{\tau\tau}^{\pi\omega}$: $\tau\tau$ 対事象選別を終えた後、残った $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊事象数

$N_{\pi\omega}^{ID}$: $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊事象選別を終えた後、最終的に検出された $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊事象数

実際の値は

$$N_{\tau\tau}^{\pi\omega} = 163{,}616[\text{event}]$$
$$N_{\pi\omega}^{ID} = 45{,}302[\text{event}]$$

となり、検出効率は

$$\epsilon_{\pi\omega}^{ID} = (27.69 \pm 0.14)\%$$

と求められた。

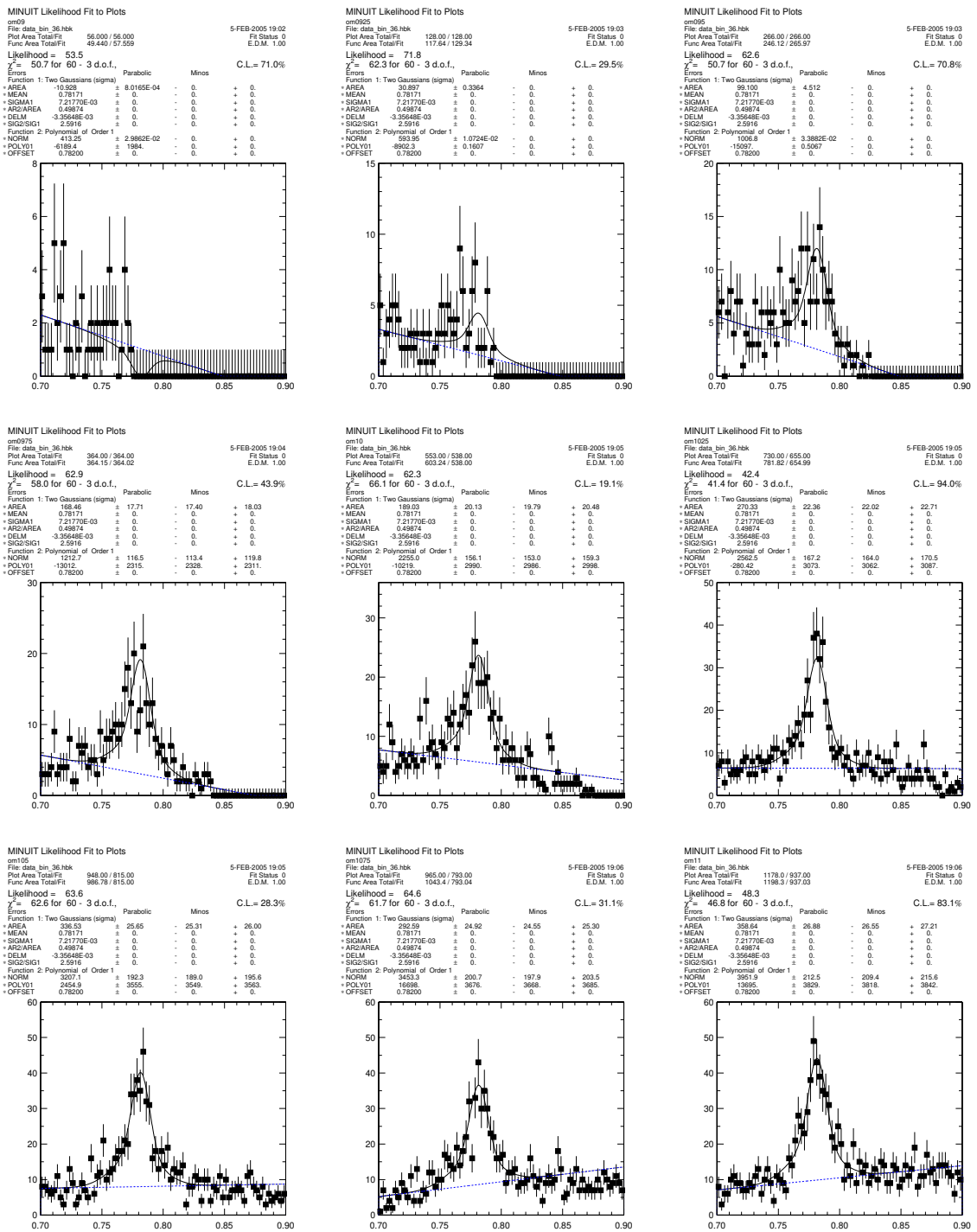

図 6.3: 各目盛ごとの $\pi^+\pi^-\pi^0$ 不変質量分布 NO.1

上段から $0.9\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 0.925\mathrm{Gev}$、 $0.925\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 0.95\mathrm{Gev}$、 $0.95\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 0.975\mathrm{Gev}$

中段は、 $0.975\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.0\mathrm{Gev}$、 $1.0\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.025\mathrm{Gev}$、 $1.025\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.05\mathrm{Gev}$

下段は、 $1.05\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.075\mathrm{Gev}$、 $1.075\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.1\mathrm{Gev}$、 $1.1\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.125\mathrm{Gev}$

の条件を課している。

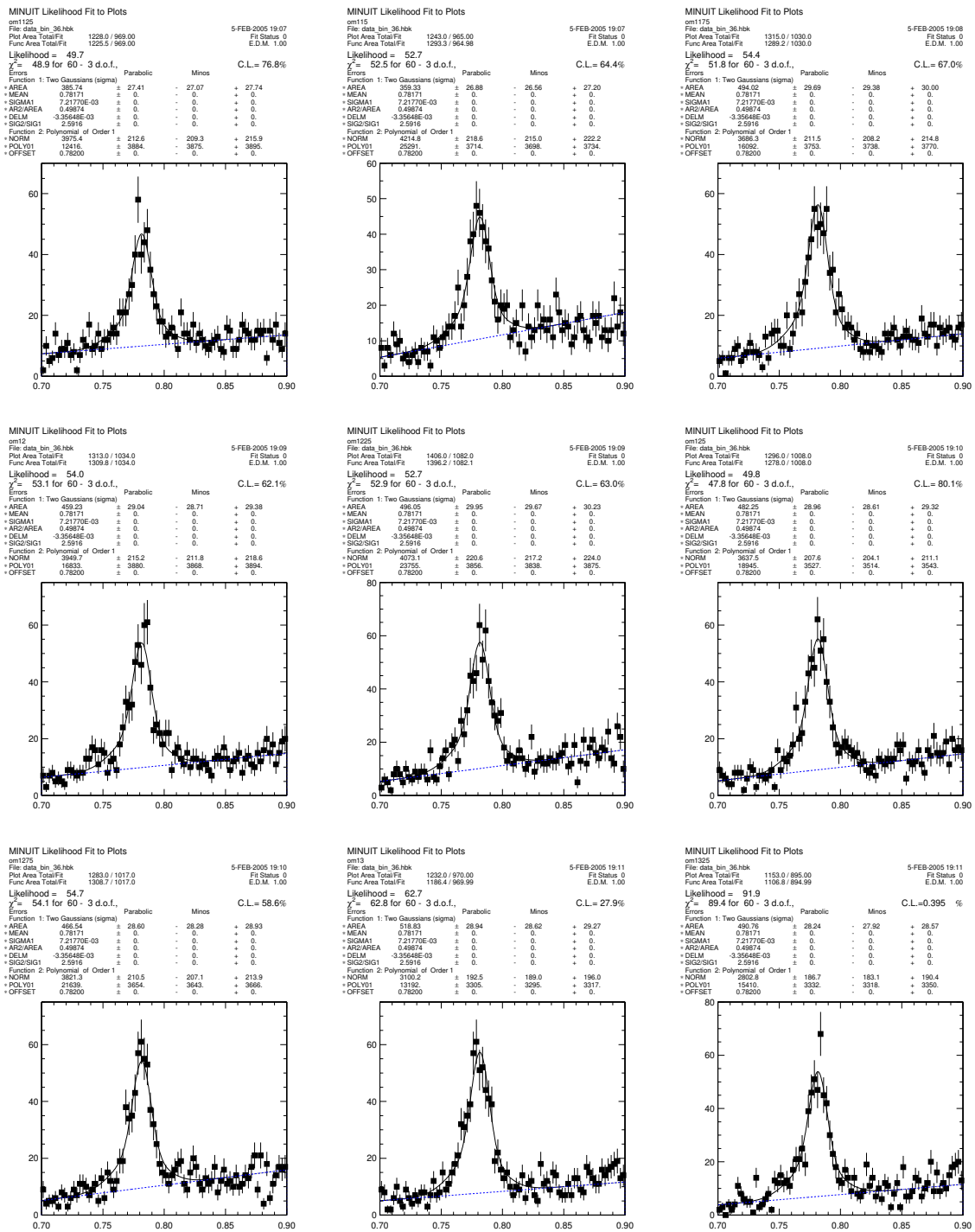

図 6.4: 各目盛ごとの $\pi^+\pi^-\pi^0$ 不変質量分布 NO.2

上段から $1.125\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.15\mathrm{Gev}$、 $1.15\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.175\mathrm{Gev}$、 $1.175\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.2\mathrm{Gev}$

中段は、 $1.2\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.225\mathrm{Gev}$、 $1.225\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.25\mathrm{Gev}$、 $1.25\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.275\mathrm{Gev}$

下段は、 $1.275\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.3\mathrm{Gev}$、 $1.3\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.325\mathrm{Gev}$、 $1.325\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.35\mathrm{Gev}$

の条件を課している。

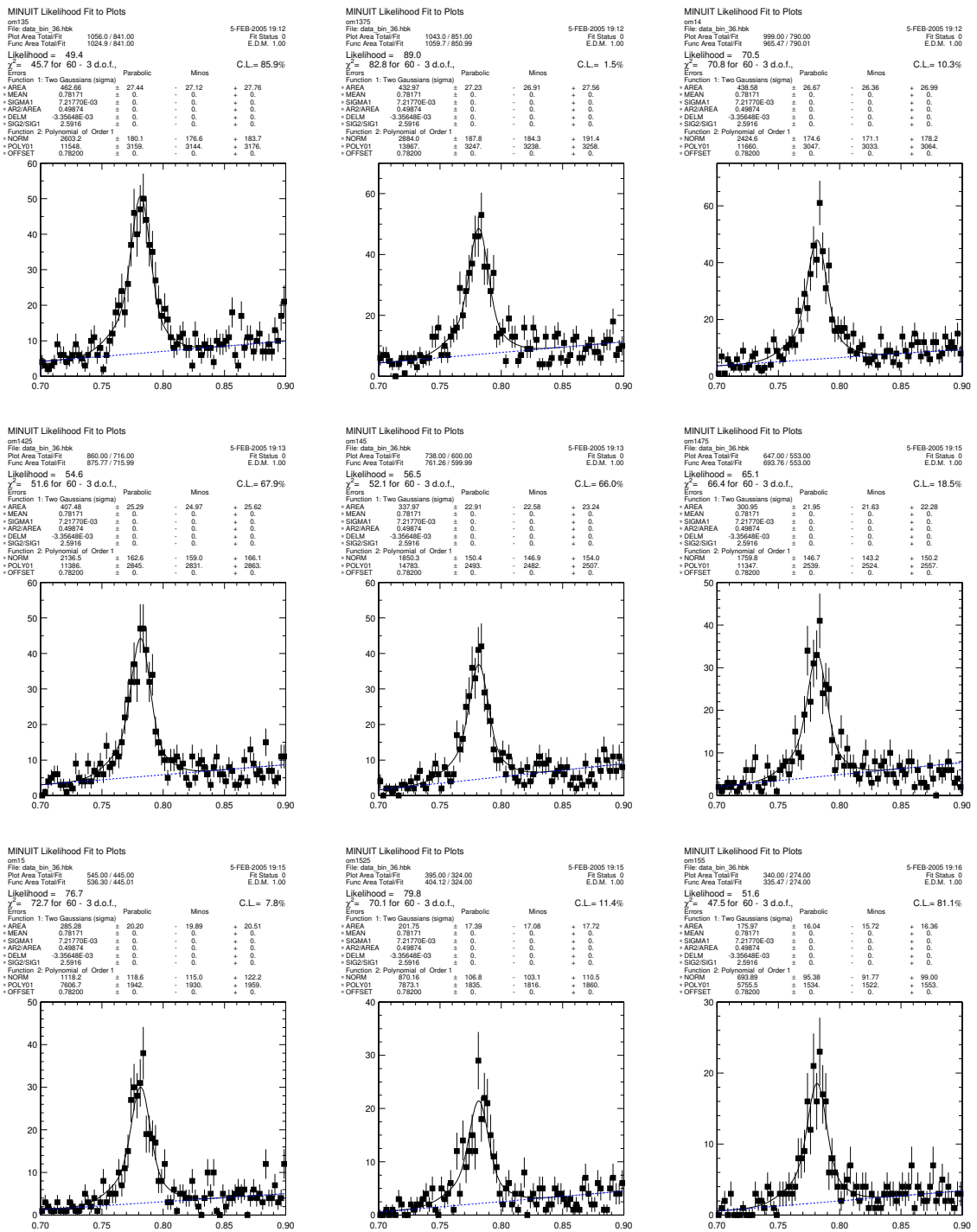

図 6.5: 各目盛ごとの $\pi^+\pi^-\pi^0$ 不変質量分布 NO.3

上段から $1.35\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.375\mathrm{Gev}$、 $1.375\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.4\mathrm{Gev}$、 $1.4\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.425\mathrm{Gev}$

中段は、 $1.425\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.45\mathrm{Gev}$、 $1.45\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.475\mathrm{Gev}$、 $1.475\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.5\mathrm{Gev}$

下段は、 $1.5\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.525\mathrm{Gev}$、 $1.525\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.55\mathrm{Gev}$、 $1.55\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.575\mathrm{Gev}$

の条件を課している。

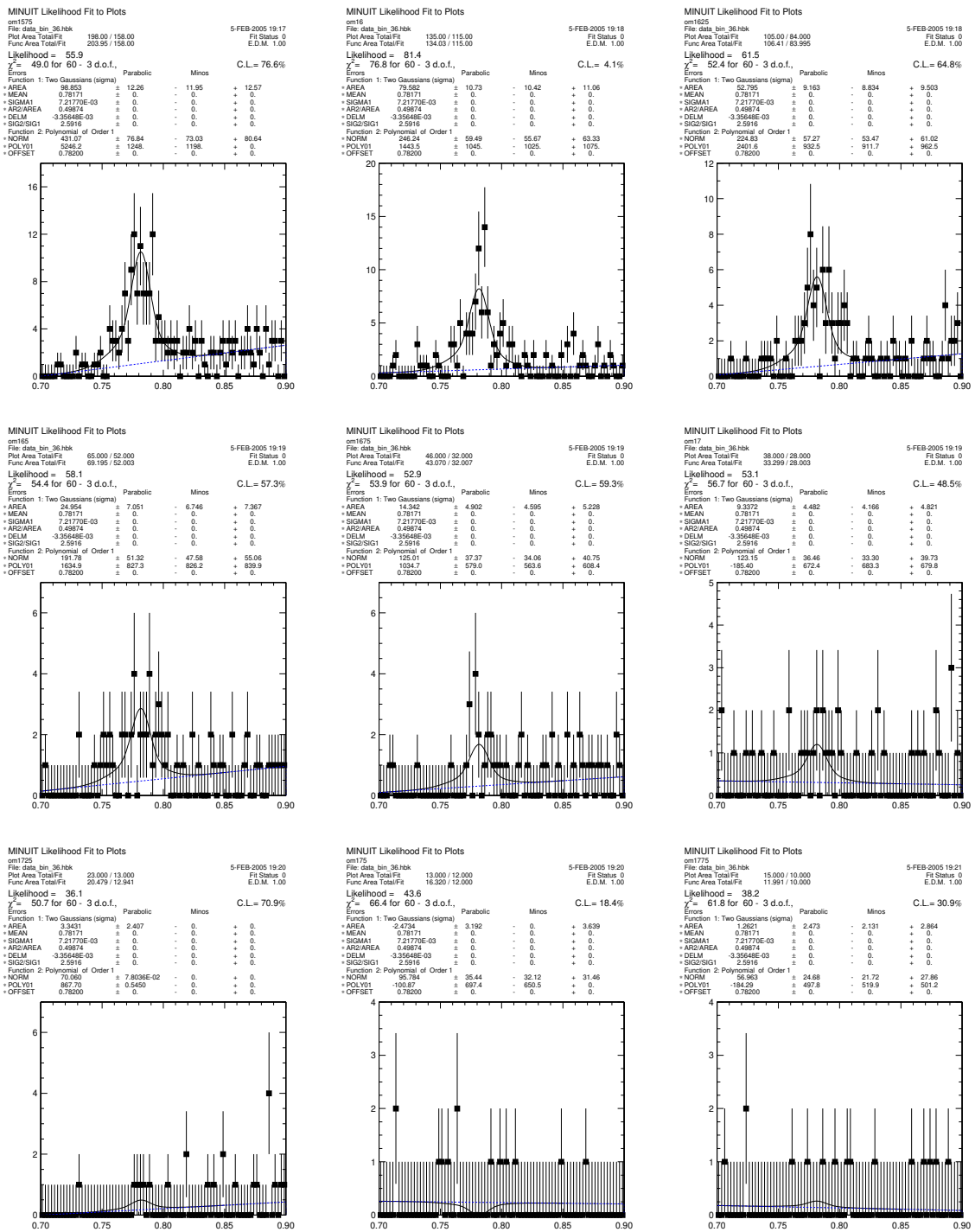

図 6.6: 各目盛ごとの $\pi^+\pi^-\pi^0$ 不変質量分布 NO.4

上段から $1.575\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.6\mathrm{Gev}$、 $1.6\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.625\mathrm{Gev}$、 $1.625\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.65\mathrm{Gev}$

中段は、 $1.65\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.675\mathrm{Gev}$、 $1.675\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.7\mathrm{Gev}$、 $1.7\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.725\mathrm{Gev}$

下段は、 $1.725\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.75\mathrm{Gev}$、 $1.75\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.775\mathrm{Gev}$、 $1.775\mathrm{Gev} < M_{3\pi\pi^0} < 1.8\mathrm{Gev}$

の条件を課している。

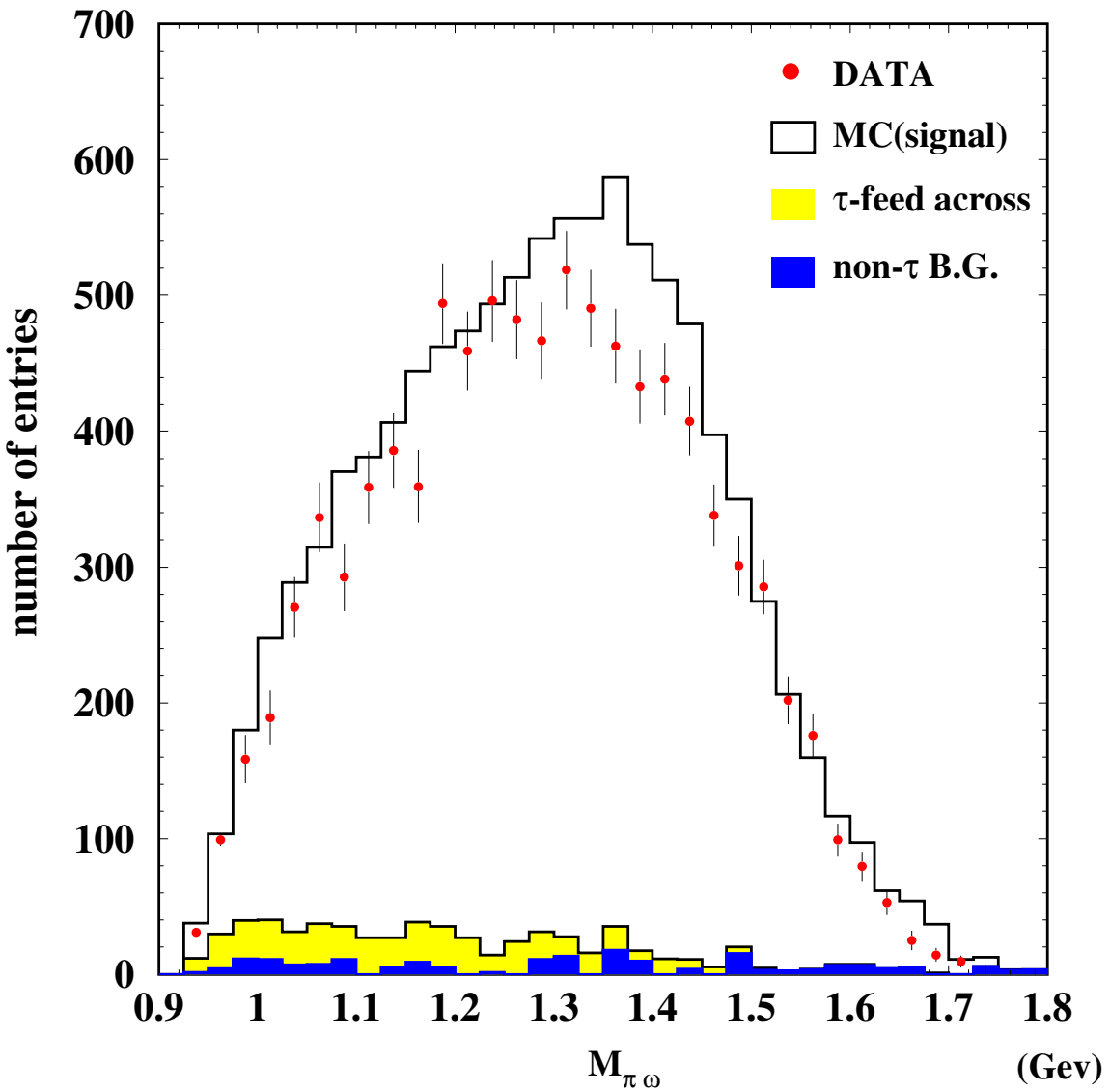

図 6.7: $\pi\omega$ 不変質量分布　赤の点はデータを、ヒストグラムは MC によるシグナルを示す。

バックグラウンド 崩壊項目 (non-tau)	$\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊事象選別後の 事象数 $(/1fb^{-1})$	バックグラウンド の割合 (%)
$ee \to eeuu/dd$	1.95	0.05±0.02
$ee \to eess$	0.02	0.00±0.00
$ee \to eecc$	0.02	0.00±0.00
$ee \to q\bar{q}(q = u, d, s)$	38.63	1.02±0.23
$ee \to B^0B^0$	0.89	0.02±0.03
バックグラウンド合計	41.51	1.10±0.23

表 6.2: $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊事象識別における、$\tau^+\tau^-$ 対事象の崩壊 以外からくるバックグラウンドの評価

6.3.2 $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊選別におけるバックグラウンドの評価

$\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊事象識別の結果、$4.43fb^{-1}$ 実験データ中に、$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象は $9{,}245$ 個観測された。この数値におけるバックグラウンドの評価をモンテカルロシミュレーションを用いて行った。$\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊事象数は、最終的にデータのヒストグラムをフィットしてピーク部分の事象数を求めることで決まる。よってバックグラウンドは、データのフィット時に使用したパラメーターのままでバックグラウンドのヒストグラムをフィットして、ピーク部分への寄与をみることで評価ができる。
$e^+e - \to \tau^+\tau^-$ 過程以外からのバックグラウンドを表 6.2 に、$e^+e - \to \tau^+\tau^-$ 過程からのフィードアクロスバックグラウンドを表 6.3 にそれぞれ示す。
$e^+e - \to \tau^+\tau^-$ 過程以外からのバックグラウンドは合わせて 1.10%となった。主に占めているのは、1.02%もの $ee \to q\bar{q}(q = u, d, s)$ 崩壊からくるバックグラウンドであることが表 6.2 よりわかる。また $e^+e - \to \tau^+\tau^-$ 過程からのフィードアクロスバックグラウンドは合わせて 2.65%となった。主に占めているのは $\tau \to \pi\pi^0\omega\nu_\tau$ 崩壊であり、1.87%ある。この崩壊の終状態は $3\pi 2\pi^0\nu_\tau$ であり、$ee \to \tau\tau\gamma$ 崩壊のような放射光子を、τ から崩壊したものと誤認していたり、π^0 の再構成、選別を行う際、バックグラウンドを除去しきれていない可能性が考えられる。また、$\tau \to K\omega\nu_\tau$ 崩壊が 0.3%占めており、これは π と K の識別をする際に K を π に誤認している可能性が考えられる。

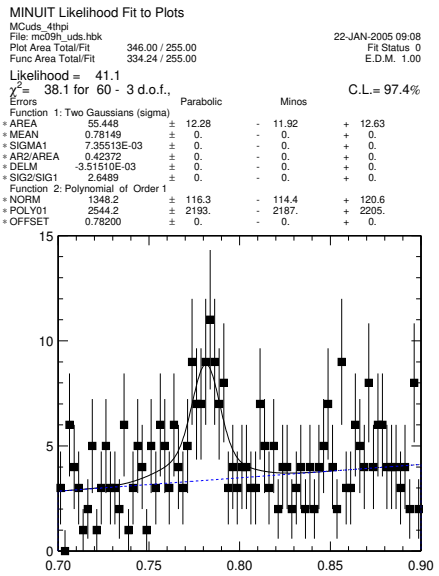

図 6.8: $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ のバックグラウンドである $e^+e^- \to q\bar{q}$ 崩壊の $\pi^+\pi^-\pi^0$ 不変質量分布にフィットを行った結果。

バックグラウンド崩壊項目 (feed-across)	$\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊事象選別後の事象数 $(/1fb^{-1})$	バックグラウンドの割合 (%)
$\tau \to \mu\nu_\tau$	0.09	0.00±0.00
$\tau \to \pi\nu_\tau$	0.33	0.01±0.01
$\tau \to \pi 2\pi^0\nu_\tau$	0.30	0.01±0.01
$\tau \to \pi 3\pi^0\nu_\tau$	0.17	0.00±0.00
$\tau \to 3\pi\nu_\tau$	1.11	0.03±0.04
$\tau \to 3\pi 2\pi^0\nu_\tau$	16.1	0.43±0.05
$\tau \to 5h\nu_\tau$	0.17	0.00±0.00
$\tau \to K\omega$	11.54	0.31±0.04
$\tau \to \pi\pi^0\omega\nu_\tau$	77.66	1.87±0.09
all background	100.48	2.65±0.12

表 6.3: $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 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

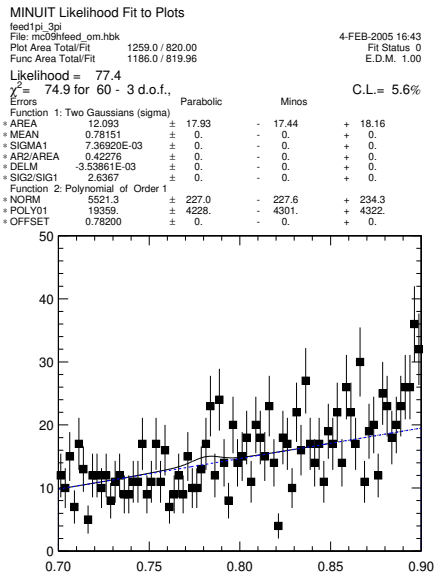

図 6.9: $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ のバックグラウンドである $\tau \to 3\pi\nu_\tau$ 崩壊の $\pi^+\pi^-\pi^0$ 不変質量分布にフィットを行った結果。

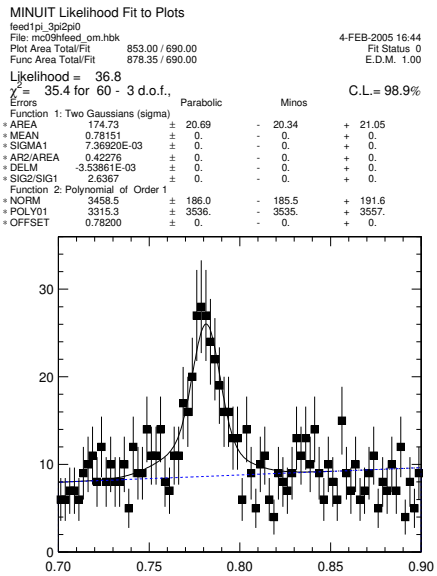

図 6.10: $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ のバックグラウンドである $\tau \to 3\pi 2\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の $\pi^+\pi^-\pi^0$ 不変質量分布にフィットを行った結果。

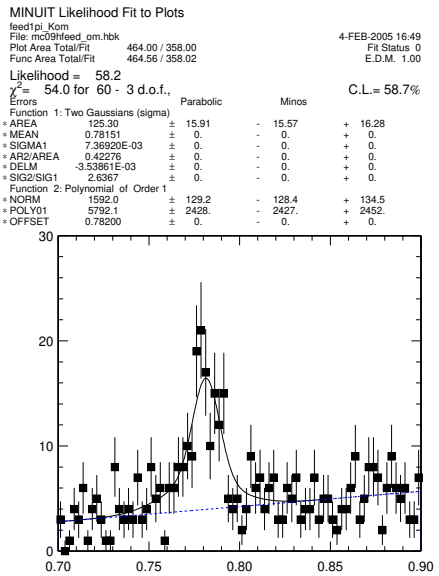

図 6.11: $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ のバックグラウンドである $\tau \to K\omega\nu_\tau$ 崩壊の $\pi^+\pi^-\pi^0$ 不変質量分布にフィットを行った結果。

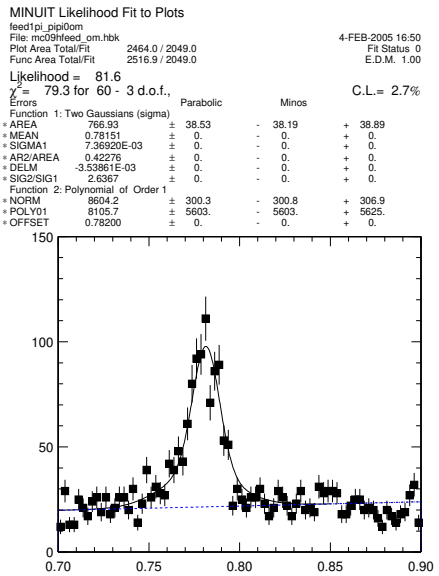

図 6.12: $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ のバックグラウンドである $\tau \to \pi\pi^0\omega\nu_\tau$ 崩壊の $\pi^+\pi^-\pi^0$ 不変質量分布にフィットを行った結果。

パラメータ	標準選別による値
$N_{\pi\omega}$	(9,245±96) 事象
$\epsilon_{\pi\omega}^{ID}$	(27.69±0.14)%
$b_{\pi\omega}^{feed-across}$	(2.65±0.12)%
$b_{\pi\omega}^{non-\tau}$	(1.10±0.23)%
$N_{3h\pi^0}$	(39,621±199) 事象
$\epsilon_{3h\pi^0}^{ID}$	(30.92±0.13)%
$b_{3h\pi^0}^{feed-across}$	(9.28±0.33)%
$b_{3h\pi^0}^{non-\tau}$	(12.53±0.39)%
崩壊分岐比 $B_{3h\pi^0}$	(4.40±0.02)%

表 6.4: 標準的な選別での崩壊分岐比を決定する各項目の値。ここで、誤差はデータまたはモンテカルロシミュレーションの統計誤差である。

6.4 測定結果

本章で述べてきたように、今回使用したデータ積分ルミノシティ$4.43fb^{-1}$のデータ解析の結果、$\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊事象の観測数：$N_{\pi\omega}$ は (9,245±96) 個であった。

$\pi\omega$ のサンプルに含まれる τ 粒子の他の崩壊からくるフィードアクロスバックグラウンドが、$b^{feed-across} = (2.65\pm0.12)\%$、$\tau$ 粒子対生成事象以外の過程からくるバックグラウンドが $b^{non-\tau}$=(1.10±0.23)%である。また、τ 粒子対生成事象から $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊事象を選別する効率は、$\epsilon_{\pi\omega}^{ID}$=(27.69±0.14)%であった。以上の結果および、$\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊の分岐比を求めるために使用したパラメーターを、表 6.4 に示す。ここで示した誤差は、データおよびモンテカルロシミュレーションの統計誤差である。

表 6.4 の値を式 6.1 へ代入すると、$f_{\pi\omega}$ は

$$f_{\pi\omega} = (32.0 \pm 0.32)\% \tag{6.4}$$

と求められる。ここで示した誤差はデータの統計誤差である。$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象中に $\pi\omega$ 崩壊は 32%を占めていることがわかる。
さらに、式 6.2 へ、求めた $f_{\pi\omega}$、$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比を代入すると、

$$B_{\pi\omega} = (1.58 \pm 0.02)\% \tag{6.5}$$

と求められた。

系統誤差の項目	ΔB/B(%)
(1) モンテカルロの統計	± 0.21
(2)π^0 の検出効率補正の不定性	± 1.8
(3) 飛跡の検出効率の不定性	± 2.7
(4) トリガーの不定性	± 0.56
(5) バックグラウンドの評価における不定性	± 0.48
(6)π 粒子の ID の不定性	± 0.8
(7)ω 粒子の崩壊分岐比の不定性	± 0.8
総計	± 3.52

表 6.5: 系統誤差の項目とその値

6.5　系統誤差の検討

次に、$\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊分岐比測定に含まれる系統的な誤差について述べる。まず、崩壊分岐比の系統誤差の項目と、その誤差の大きさを表 6.5 に示す。この表では、崩壊分岐比に対する系統誤差の割合 (ΔB/B) を%で示している。
(1)$\sim$(5) は $\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊分岐比測定の時の系統誤差と共通である。$\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊の場合は、さらに π 粒子の ID の不定性と、ω 粒子の崩壊分岐比の不定性を考慮する必要がある。(1)$\sim$(7) の全項目の系統誤差を合わせた結果、全系統誤差は ΔB/B=± 3.52%となった。

この系統誤差 を含めて、今回の解析で得られた $\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比の測定結果は、

$$B_{\pi\omega} = (1.58 \pm 0.02_{(stat)} \pm 0.06_{(sys)})\%$$

となる。ここで、2 番目の項は統計誤差、最後の項はこの節で検討した系統誤差の分を示す。

6.6 セカンド クラスカレントの探索

第 2 章でも述べたように、$\tau^- \to \pi^-\omega\nu_\tau$ 崩壊は弱い相互作用によるセカンド クラス カレントの探索に適した崩壊過程である。セカンド クラスカレントの寄与を検証するには、$\pi\omega$ 系のスピンパリティーの値を求めなければならない。この値は、ω 粒子のスピン偏極の違い、すなわち崩壊角分布 $\cos\theta$ の違いとして現れる。角 θ は ω の崩壊平面に垂直な方向と、ω 粒子の静止系における 4 番目の π (ω 粒子から崩壊したものではない π) の運動方向とが成す角度である。
この角度での $\cos\theta$ 分布を、図 6.13 に示す。そしてバックグラウンドをシグナルから引き、その分布をフィットすることで、角分布の形を検証することができる。フィットの関数には、

$$Y = \frac{Y_{max}}{4} \cdot \{3(1-\epsilon)(1-cos^2\theta) + 2\epsilon\} \tag{6.6}$$

を用いた。ここで、ϵ がセカンド クラスカレントの寄与を表す。Y_{max} は正規化定数である。フィットを行った結果を図 6.14 に示す。これはスタンダード モデルの形によく一致していると言える。ϵ は

$$\epsilon = (1.50 \pm 1.25) \times 10^{-2}$$

であった。これより、上限値は以下の値になる。

$$\epsilon < 0.036 \ (95\% \ \text{C.L.})$$

同様な実験が ALEPH([2]) でも行われており、上限値は

$$\epsilon < 0.086 \ (95\% \ \text{C.L.})$$

となっている。今回の解析で、ϵ の上限値を更新することができた。

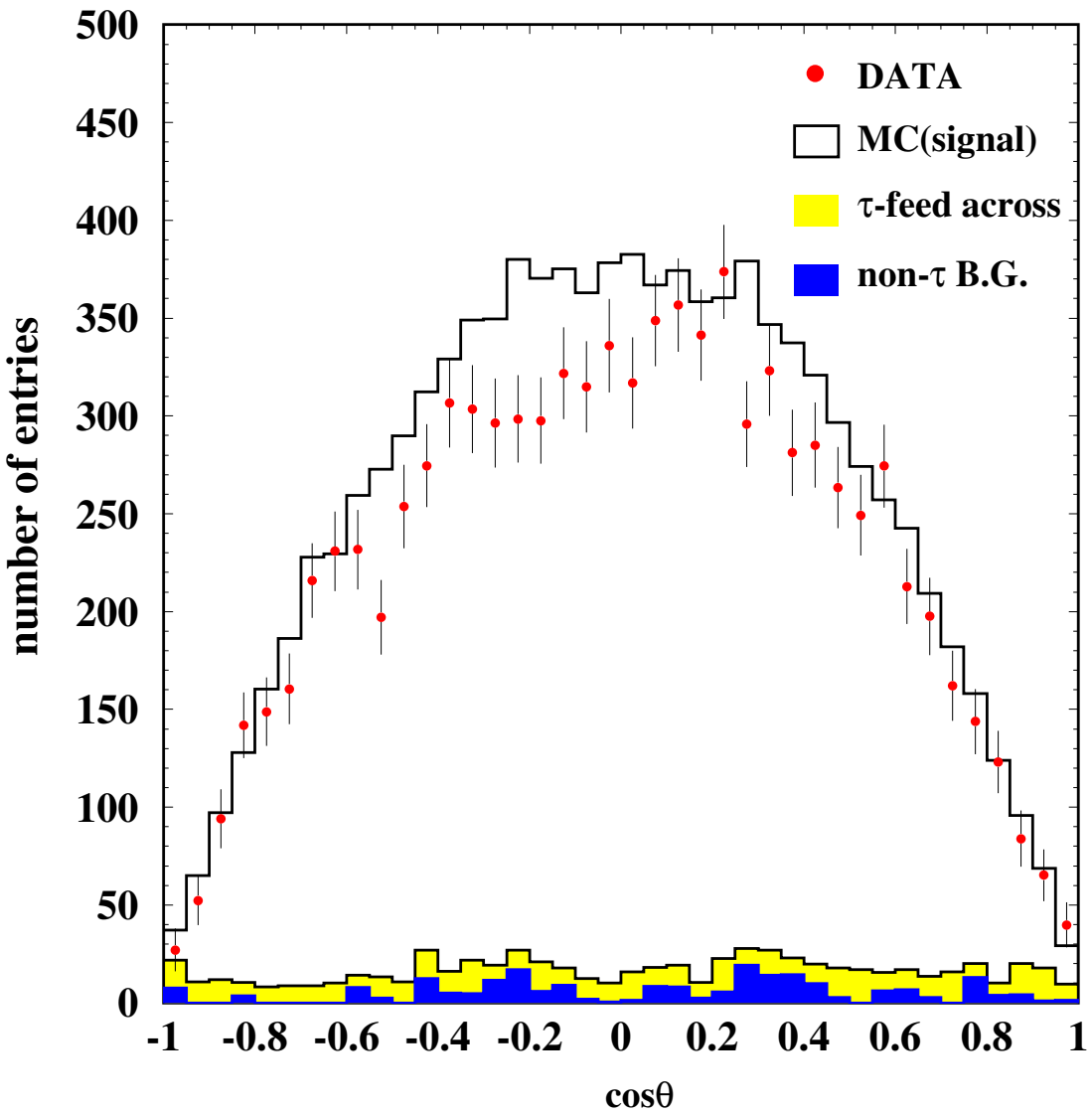

図 6.13: $\cos\theta$ 分布。 赤の点はデータを、ヒストグラムは MC を示す。

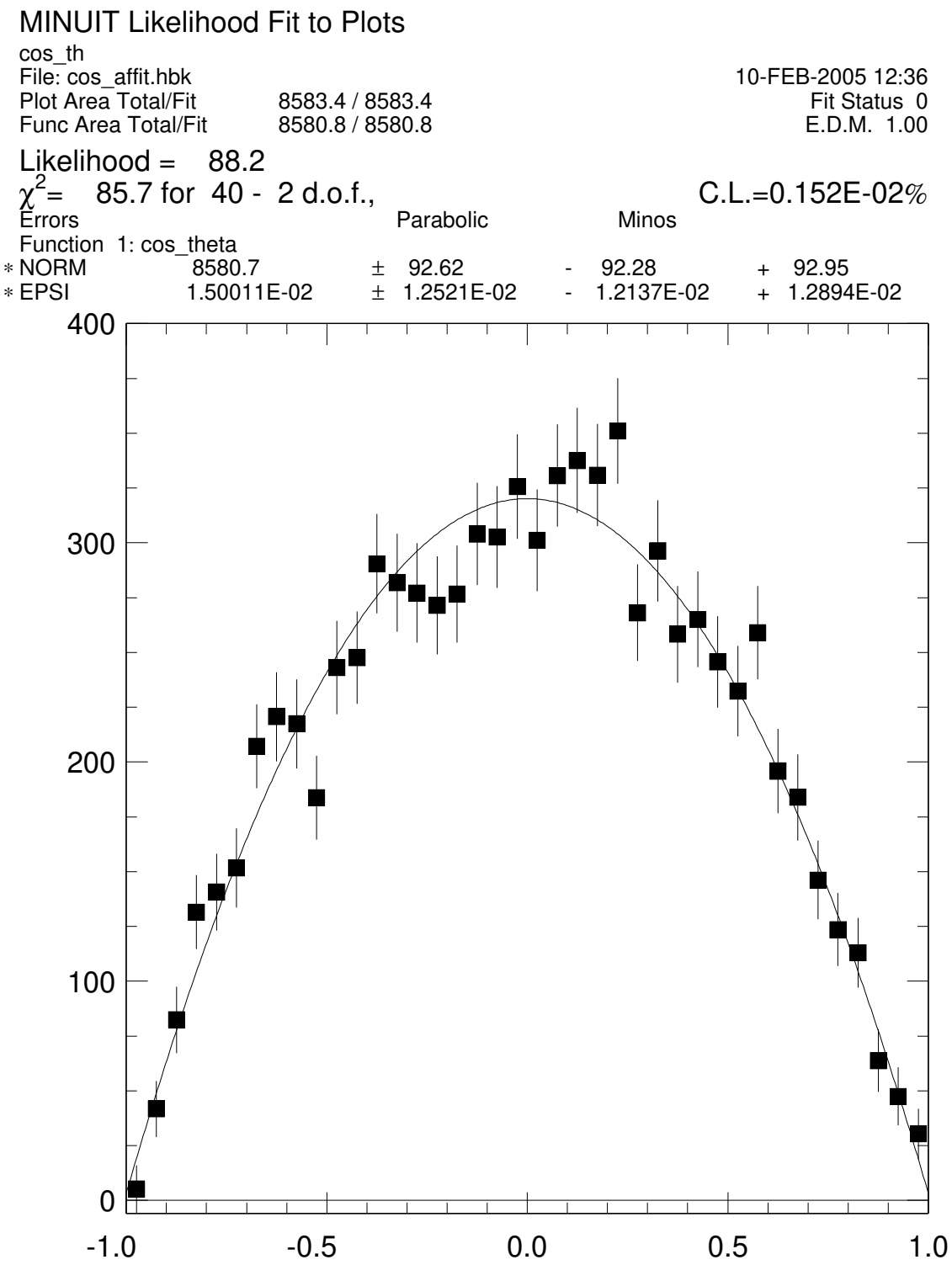

図 6.14: $\cos\theta$ 分布にフィットを行った結果。■はバックグラウンド分を引いたデータ値である。

第7章　結果と考察

KEKB 加速器における、Belle 実験が収集したデータを用い、$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊及び、$\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比の測定を行った。
使用したデータは、Belle 実験で 2000 年 10 月から 2000 年 12 月までに収集した 4.43/fb のデータであり、観測された τ 粒子対生成事象は 1,389,358 事象にのぼる。そのうち、$\tau \to 3h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊は 39,621 事象、$\tau \to \pi\omega\nu_\tau$ 崩壊は 9,245 事象観測した。
以上の結果から崩壊分岐比を測定した。その結果は

$$B_{3h\pi^0} = (4.40 \pm 0.02_{(stat)} \pm 0.15_{(sys)})\%$$

$$B_{\pi\omega} = (1.58 \pm 0.02_{(stat)} \pm 0.06_{(sys)})\%$$

であり、ここで最初の誤差は統計誤差、2 番目が系統誤差である。この結果は他実験による測定結果と誤差の範囲で一致している。統計誤差に関しては 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。

また $\pi\omega$ 系の崩壊角分布の測定を行うことにより、セカンドクラスカレントの上限値 $\epsilon < 0.036$ (95% C.L.) を得た。より高い統計データを扱い、セカンドクラスカレントの感度の高い探索をすることが、今後可能である。

謝辞

本論文を仕上げるにあたり、お世話になりました方々にこの場をお借りしてお礼申し上げます。

まず、このように国際的な実験グループ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、日頃からよく声をかけて励まして下さいました。そのお言葉にどれほど勇気づけられ、力が湧いたか言い表すことができません。
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、大変お世話になりました。何もわからなかった私がこのように論文を書くことができ、解析の醍醐味を知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、奈良女子大学高エネルギー研究室の皆様、KEK の方々、名古屋大学の方々にも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活を送ることができました。
そして、私が研究目標をやり遂げることができるよう、支えて下さったすべての方々にお礼申し上げます。

関連図書

[1] R.Balest *et al.*, (CLEO Collaboration),Phys.Rev.Lett. **75**, 3809 (1995)

[2] D.Buskulic *et al.*,(ALEPH Collaboration),Zeit.Phys. **C74**, 263 (1997)

[3] Particle Data Group, Physics Letters B **Vol 592** , (2004)

[4] A. Abashian *et al.*(Belle Collaboration), Nucl. Instr. Meth. A **479**, 117 (2002).

[5] G. Alimonti *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A453** (2000) 71.

[6] H. Hirano *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A455** (2000) 294; M. Akatsu *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A454** (2000) 322.

[7] H. Ikeda *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A441** (2000) 401.

[8] T. Iijima *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A453** (2000) 321.

[9] H. Kichimi *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A453** (2000) 315.

[10] A. Abashian *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A449** (2000) 112.

[11] Y. Ushiroda *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A438** (1999) 460.

[12] K. Inami, "A Search for T/CP Violation in $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$, Belle note *430*.

[13] KORALB(v.2.4)/TAUOLA(v.2.6): S. Jadach and Z. Wąs, Comp. Phys. Commun. **85** (1995) 453 and *ibid*, **64** (1991) 267, *ibid*, **36** (1985) 191; S. Jadach, Z. Wąs, R. Decker and J.H. Kühn, Comp. Phys. Commun. **76** (1993) 361, *ibid*, **70** (1992) 69, *ibid*, **64** (1991) 275.

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

[15] S. Jadach, W. Placzek, E.R. Wąs, B.F.L. Ward and Z. Wąs, Comput. Phys. Commun. **102** (1997) 229.

[16] S. Jadach, B.F.L. Ward and Z. Wąs, Comput. Phys. Commun. **130** (2000) 260; S. Jadach, B.F.L. Ward and Z. Wąs, Phys. Rev. **D63** (2001) 113009.

[17] The QQ B meson decay event generator was developped by the CLEO Collaboration. See the following URL:
http://www.lns.cornell.edu/public/CLEO/
soft/QQ.

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

[19] 片岡真由子
2001 年度 修士学位論文 「タウ粒子ハドロニック崩壊 ($\tau \to h\pi^0\nu$) の崩壊分岐比測定」

[20] 松田佳子
2003 年度 修士学位論文 「$\tau^- \to \pi^-\pi^0\nu_\tau$ 崩壊おける $\pi^-\pi^0$ スペクトラル関数の測定」