2001年度 修士学位論文

タウ粒子ハドロニック崩壊$(\tau \to h\pi^0\nu_\tau)$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
物理科学専攻高エネルギー物理学研究室
片岡　真由子

2002年2月

目 次

第 1 章　はじめに **1**

第 2 章　$\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の物理 **5**
2.1　タウ粒子の物理 5
2.1.1　タウレプトン 5
2.1.2　$\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の特性 7
2.2　ミューオン異常磁気能率と $\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$ 崩壊 8

第 3 章　Belle 実験装置 **13**
3.1　KEKB 加速器 13
3.2　Belle 測定器 15
3.2.1　粒子崩壊点測定器 (SVD;Silicon Vertex Detecter) 18
3.2.2　中央飛跡検出器 (CDC;Central Drift Chamber) 19
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) 19
3.2.4　飛行時間測定器 (TOF;Time of Flight) 22
3.2.5　電磁カロリーメータ (ECL;Electromagnetic Calorimeter) . . 22
3.2.6　K_L,μ 粒子検出器 (KLM) 25
3.2.7　Belle トリガーシステム 26
3.2.8　データ収集システム (DAQ) 27

第 4 章　データ解析 **29**
4.1　崩壊分岐比の測定方法 29
4.2　解析に用いたデータ 29
4.3　$\tau^+\tau^-$ 事象の選別 30
4.4　$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の事象選別 40
4.4.1　光子の条件とπ^0の再構成 40
4.4.2　$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の選別 45
4.4.3　$\pi^\pm\pi^0$ 分布 50

4.5 検出効率とバックグラウンドの見積もり 50
4.5.1 $\tau^+\tau^-$ 対事象選別での検出効率 57
4.5.2 タウ事象選別でのバックグラウンド見積もり 57
4.5.3 $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊選別での検出効率 59
4.5.4 $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 選別におけるバックグラウンドの見積もり 59

第 5 章 $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ の崩壊分岐比測定と系統誤差の検討 61
5.1 崩壊分岐比測定方法 61
5.2 崩壊分岐比の結果 62
5.3 系統誤差の検討 63

第 6 章 まとめと考察 69

図 目 次

2.1 τ におけるハドロニックな崩壊 7
2.2 ミューオンの異常磁気能率ファインマン図 9

3.1 KEKB 加速器 14
3.2 Belle 測定器 15
3.3 Belle 測定器の構造 17
3.4 SVD の構造 18
3.5 エネルギー損失 20
3.6 CDC の構造 20
3.7 ACC の構造 21
3.8 ACC カウンターモジュールの構造 22
3.9 CsI(Tl) カウンター 23
3.10 ECL の断面図 24
3.11 シャワーの再構成 25
3.12 KLM の RPC 図 26
3.13 Belle トリガーシステム 27
3.14 DAQ システム 28

4.1 半球図 32
4.2 V_z 分布 37
4.3 事象軸分布 38
4.4 事象の Missing Mass と Missing Angle との関係 39
4.5 Missing Mass 40
4.6 $(n_{part})_{one} \times (n_{part})_{other}$ 分布 41
4.7 アコプラナリティ角 42
4.8 事象のアコプラナリティ角分布 43
4.9 e^+e^- 非対称衝突型 KEKB 加速器において BELLE 測定器によって観測された $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 崩壊事象:(x-y 平面) 44
4.10 測定器によって観測された $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 崩壊事象:(x-z 平面) . . . 44

4.11 光子のエネルギー補正の効果 (1) 46
4.12 光子のエネルギー補正の効果 (2) 46
4.13 π^0 の運動量分布 (1) 47
4.14 光子のエネルギー分布と θ 分布 48
4.15 π^0 の不変質量分布 49
4.16 π^0 運動量ごとの $\sigma_{\gamma\gamma}$ 分布 (MeV) 50
4.17 π^0 の運動量分布 (2) 51
4.18 π^0のθ分布 52
4.19 荷電粒子の運動量分布 53
4.20 荷電粒子の θ 分布 54
4.21 $\pi^{\pm}\pi^0$ の不変質量分布 55
4.22 $\pi^{\pm}\pi^0$ の不変質量分布 56

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 Parameters of KEKB accelerator. 14
3.2 BELLE 検出器のパラメータ 16
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 26

4.1 $\tau^+\tau^-$ 事象選別条件 33
4.2 π^0 を再構成するための光子の条件 42
4.3 $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊選別項目 47
4.4 モンテカルロによる E_γ^{max} による選別の効果 48
4.5 $\tau^+\tau^-$ 事象選別の検出効率と相対的な効果 57
4.6 シミュレーション使用プログラム 58
4.7 τ 事象選別でのバックグラウンド 58
4.8 $\tau^\pm \to h^\pm\pi^0\nu_\tau$ 選別での検出効率 59
4.9 $\tau^\pm \to h^\pm\pi^0\nu_\tau$ 識別における $\tau^+\tau^-$ 事象崩壊のバックグラウンドの見積もり 60
4.10 $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 識別における $\tau^+\tau^-$ 事象崩壊以外からのバックグラウンドの見積もり 60

5.1 標準的選別条件での崩壊分岐比を決める各項目の値 63
5.2 系統誤差の項目とその値 63
5.3 π^0 の検出効率の不定性による崩壊分岐比の系統誤差 66
5.4 飛跡の検出効率の不定性 $(\pm 2\%)$ による崩壊分岐比の系統誤差 . . . 66
5.5 モンテカルロシミュレーションの飛跡トリガー検出効率とエネルギートリガー検出効率の変動 $(\pm 5\%)$ による崩壊分岐比の系統誤差 . . . 67
5.6 光子の検出効率の不定性による崩壊分岐比の系統誤差 67
5.7 バックグラウンドの見積もりの不定性による崩壊分岐比の系統誤差 68
5.8 他の実験の $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊分岐比 $(\%)$ 結果 68

第1章　はじめに

素粒子物理学の謎として残されている大きな問題の一つに、粒子 · 反粒子間の CP 対称性の破れの問題がある。この CP 対称性の破れは長い間中性 K 中間子系においてのみ観測されていた。しかしながら、素粒子の標準模型の枠内に組み込まれている小林 · 益川理論によれば、CP 対称性の破れは 3 世代のクオーク間の混合時に存在する複素位相によるものと考えられており、第 3 世代の重いクォークである b クォークを含む B 中間子系において、大きな CP 対称性の破れがあることが期待されている。

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 の対称性の破れを観測し、CP 対称性の破れの謎にせまる事を目的として建設された加速器である。 この加速器の衝突点には Belle 測定器と名付けられた大型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 月からはじまっている。2001 年の段階で KEKB 加速器が到達したビーム強度 (ルミノシティー) は $5 \times 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$ であり、この値は電子 · 陽電子衝突型加速器としては現在世界最高のビーム強度を誇っている。加速器の重心系のエネルギーを $b\bar{b}$ クォークの 4 番目の束縛状態である $\Upsilon(4s)$ 状態 (10.6GeV) にあわせることにより、このルミノシティーで、1 年間に 10^8 個の B 中間子対を得ることができる。この意味で KEKB 加速器は 「 B 中間子の工場 (B-ファクトリー) 」とも呼ばれている。

実験は非常に順調に進んでおり、すでに、2000 年と 2001 年に収集されたデータをもとにした解析で、中性 B 中間子系において CP 対称性の破れの現象が見られることが確認されている。現在は、ここで収集された多量の B 中間子をもとに小林 · 益川理論そのものを検証することを目的とした、CP 非保存現象のより詳細な研究や B 中間子の崩壊現象の研究が現在精力的に進められているところである。

本 KEKB 加速器では同時に $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 反応を通じて、非常に高統計 (10^8 個 / 年) のタウ (τ) 粒子を得ることができる。これは、従来の加速器で得られたタ

ウ粒子の数より、2 桁ほど多いタウ粒子の量であり、KEKB は B-ファクトリーであると同時に、タウ粒子の工場 (タウファクトリー) としても重要な位置を占めている。タウ粒子は電子の約 3500 倍の質量を持つ第 3 世代のもっとも重いレプトンで、レプトンの中で唯一ハドロンに崩壊できるという特徴を持っている。このタウ粒子の研究も Belle 実験の重要なテーマである。

タウ粒子の研究の重要なテーマの一つにタウ粒子の崩壊で得られるハドロン系の研究が挙げられる。タウ粒子はハドロンに崩壊できる唯一のレプトンであるため、比較的低いエンルギーのハドロンの性質を調べるプローブとしても非常に重要である。実際、タウ粒子がハドロンに崩壊する崩壊分岐比やその終状態のハドロンの質量分布に関するこれまでの実験データは、ミュー (μ) 粒子の異常磁気能率 ($g-2$) の理論的計算や強い相互作用の結合定数 α_s を決めることに大きな貢献をして来た。

ミュー粒子の異常磁気能率 $g-2$ に関しては、昨年、2001 年 2 月に、ブルックヘブン国立研究所 (BNL) から最新の $g-2$ の測定結果が報告された。その結果は標準模型を用いて計算された理論値との間に 2.6σ のずれがあるというものことであった。この結果は現在の素粒子理論と実験の両面に渡り再検討が必要な課題として広く受け止められている。

$g-2$ の理論計算で、最も不定性を残している部分は、強い相互作用をする粒子を仮想的に作り出すハドロニックな部分を含んだ補正項 (ハドロンの真空偏極項) の計算から来ていることが知られている。この項の純粋な理論計算は現時点では不可能であり、実験的に測定されたデータを用いて補正項が計算されている。実験データとしては、1GeV 以下の $e^+e^- \to$ ハドロン 反応の生成断面積やタウレプトンのハドロンを含む崩壊 (セミレプトニック崩壊) 過程である $\tau^\pm \to \pi^\pm\pi^0\nu_\tau$ 崩壊から得られるスペクトル関数が用いられている。BNL の実験結果と比較された理論値は、その時点までに利用可能であった e^+e^- の実験データとタウ粒子の実験データとを用いて計算されたものであり、用いられたデータの実験誤差が $g-2$ の理論計算の誤差の大半を占めている。その後、理論計算の一部の項で符合が逆になっていたことが確認され、現在の理論値と実験値その差は 1.6σ となった。しかしながら、BNL の $g-2$ の実験は今後 2-3 年で測定精度をさらに数倍あげることが計画されており、それとともに、e^+e^- およびタウ粒子崩壊のデータの実験精度の向上が強く望まれている。

KEKB 加速器では多量のタウ粒子が生成されるので、これを用いて $\tau^\pm \to \pi^\pm\pi^0\nu_\tau$

崩壊のスペクトル関数の測定が可能である。しかし、現在の測定精度(3-4%) をさらに向上し、より精度の高い測定を実現するには、タウ粒子の数のみでなく、測定器の振る舞いをよく理解し、系統的な誤差を小さくすることが不可欠である。

本論文では、タウ粒子が 2 個のハドロンに崩壊する過程 $\tau^{\pm} \to h^{\pm}\pi^0\nu_\tau$ の崩壊分岐比の測定について報告する。ここで、$h^{\pm}$ は荷電パイ中間子または荷電 K 中間子を示している。$\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^0\nu_\tau$ 崩壊のスペクトル関数はこの崩壊分岐比と $\pi^{\pm}\pi^0$ 系の質量分布の積としてあらわせられるので、崩壊分岐比の精密測定はスペクトル関数の測定精度の向上の上で非常に重要な要素である。また、$\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比は、他のタウ粒子の崩壊モードの研究の上で基本となる量であり、その意味でも重要な位置を占めている。

以下、第 2 章では 理論的な背景として、タウ粒子の物理と $\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^0\nu_\tau$ 崩壊について述べたのち、タウ粒子の実験データと μ 粒子の異常磁気能率 $g-2$ の理論的計算との関係について記述する。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、$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象と $\tau^{\pm} \to h^{\pm}\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象の選別の方法について記述する。第 5 章で、$\tau^{\pm} \to h^{\pm}\pi^0\nu_\tau$ 崩壊分岐比の測定結果とその系統誤差の検討結果について報告し、最後に第 6 章で結果のまとめを行う。

第2章　$\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$ 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、タウ粒子が発見され、彼らは" 異常なレプトン生成の存在する証拠について" という題の論文を発表した。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。タウ粒子は第 3 世代目のクォーク · レプトン族の最初のメンバーで、クォークも 3 世代存在するという予言と対比される。

2.1　タウ粒子の物理

2.1.1　タウレプトン

レプトンは, 次にあるように 6 種類 3 世代存在する。

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

これらのレプトンの特徴として、強い相互作用をせず電磁相互作用と弱い相互作用を行う。相互作用については表 2.1 にまとめた。電磁相互作用は、光子 (γ) を媒介し、無限の長距離到達することができる。また弱い相互作用は短距離でしか到達できず、$W^\pm$ や Z^0 を媒介する。荷電カレント反応 $(l \to \nu_l)$ の際 $W^\pm$ が放出され、中性カレント反応の際 Z^0 が放出される。
タウ粒子は第 3 世代に属し、レプトンの中でも質量が最も大きく陽子の約 2 倍の

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

表 2.1: 相互作用一覧表

$1.87GeV/c^2$ であり、寿命は (290.0 ± 1.2)fs である。e^+e^- の重心系のエネルギー 10.5MeV において $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ で生成されるタウ粒子の生成断面積は、

$$\sigma(e^+e^- \to \tau^+\tau^-) = 0.91nb \tag{2.2}$$

で与えらる。生成されたタウ粒子はそれぞれ平均 240μm 飛び崩壊する。

崩壊過程	崩壊分岐比 (%)
$e^-\overline{\nu_e}\nu_\tau$	17.830 ± 0.080
$\mu^-\overline{\nu_\mu}\nu_\tau$	17.350 ± 0.100
$\pi^-\nu_\tau$	11.310 ± 0.150
$\pi^-\pi^0\nu_\tau$	25.240 ± 0.160
$\pi^-2\pi^0\nu_\tau(ex.K^0)$	9.270 ± 0.140
$\pi^-3\pi^0\nu_\tau(ex.K^0)$	1.140 ± 0.140
$h^-4\pi^0\nu_\tau(ex.K^0)$	0.120 ± 0.060
$K^-\pi^0\nu_\tau$	0.520 ± 0.050
$\pi^-K^0\nu_\tau$	0.770 ± 0.080

表 2.2: タウ粒子の崩壊モード 一覧表

タウ粒子はさまざまな崩壊過程をもち、他の軽いレプトンへ崩壊する過程 ($\tau \to e\nu_e\nu_\tau$, $\tau \to \mu\nu_\mu\nu_\tau$) はレプトニック崩壊と呼ばれている。またタウ粒子はハドロン (π,K やその共鳴状態) へ崩壊できる十分な質量を持つため、ハドロンを含む崩壊が可能である。このような崩壊をセミレプトニック崩壊と呼ぶ。タウ粒子の主な崩壊過程と現在知られている崩壊分岐比を表 2.2 に示す。
タウ粒子が、$e^-\overline{\nu_e}\nu_\tau$ 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 $\tau^- \to l^-\bar{\nu}_l\nu_\tau(l = e, \mu)$ は電弱輻射補正のレベルで理解されており、標準模型 (ニュートリノの質量を 0 と想定) の範囲内では崩壊幅は

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

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) またはミュー粒子の質量 (m_μ)、 $f(x) = 1 - 8x + 8x^3 + x^4 - 12x^2\log x$ 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大変小さいため、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 $B_{\tau\to l}$ は、

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

で与えられる。ここで、Γ_{tot} はタウ粒子が崩壊するすべてのパターンの崩壊幅の和である。タウ粒子の寿命 τ_τ と Γ_{tot} は $\Gamma_{tot} = \frac{1}{\tau_\tau}$ の関係がある。

2.1.2 $\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の特性

小節 2.2.1 で述べたように、タウ粒子は唯一終状態でハドロンに崩壊することができる重いレプトンである。また、タウレプトンのセミレプトニック崩壊は、図 2.1 のようにウィークカレントを経て作られる強い相互作用を受けるハドロニックな系の部分と、強い相互作用を受けないレプトンだけの部分との別々に扱うことができるという特性を持つ。よって、タウ粒子の崩壊はハドロニックな系を研究するのに大変適している。

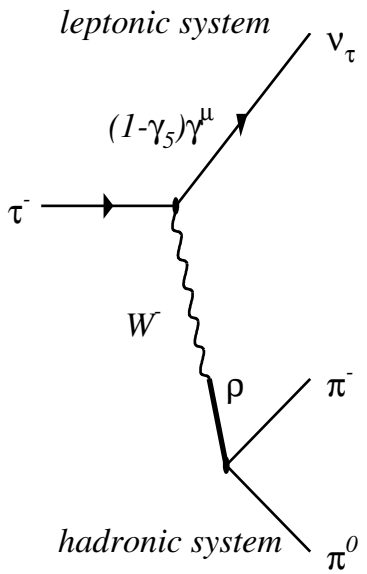

図 2.1: τ におけるハドロニックな崩壊

$\tau^\pm \to \pi^\pm\pi^0\nu_\tau$ 崩壊のように終状態に、2 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=0^+ および 1^- のスピンパリティー量子数をもつ可能性がある。しかし、ベクトルカレントの保存則やアイ

ソスピン保存則により、$J^p{=}0^+$ の状態は禁止される。したがって、$\tau^\pm \to \pi^\pm\pi^0\nu_\tau$ 崩壊では比較的質量の低いベクトルメソン $\rho(770)$ を通じた崩壊 $\tau \to \rho\nu_\tau$ が, 主な崩壊過程となっている。また $\rho(770)$ の励起状態である $\rho'(1450)$ や $\rho''(1700)$ も観測されている。さらにベクトルカレントの保存を仮定すると、この $\tau^\pm \to \pi^\pm\pi^0\nu_\tau$ 崩壊での $\pi\pi^0$ 系の質量スペクトラムと $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ 反応で生成される $\pi^+\pi^-$ 系の質量スペクトラムを関連づけることができる。
次に述べるように、$\tau^\pm \to \pi^\pm\pi^0\nu_\tau$ の崩壊分岐比や $\pi\pi^0$ 系の質量スペクトラムの精密なデータはミューオンの異常磁気能率 $g_\mu - 2$ の理論計算の精度をあげる上で非常に重要である。

2.2 ミューオン異常磁気能率と $\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$ 崩壊

質量 m 電荷 e の粒子の磁気能率は $g-$ 因子を用いて、

$$\mu = g \cdot \frac{e\hbar}{2mc} \tag{2.5}$$

で表される。スピン $\frac{1}{2}$ のディラック粒子の場合 $g = 2$ である。実際のミュー粒子の磁気能率 g_μ は 2 からずれており、そのずれ a_μ は

$$a_\mu \equiv \frac{g_\mu - 2}{2} \tag{2.6}$$

と定義され、異常磁気能率としてよく用いられる。ミュー粒子の異常磁気能率は、電磁量子力学の正しさを証明するものとして、昔から精密な測定が試みられてきた [2]。その最新の実験結果が昨年 2001 年 2 月、アメリカの BNL(ブルックヘブン国立研究所) で行われているミューオンの $g-2$ 実験において報告された [1].
その値は

$$a_\mu(exp) = 11659202.14(16) \times 10^{-10} \tag{2.7}$$

で、一方標準理論による計算値が

$$a_\mu(SM) = 116591596(67) \times 10^{-10} \tag{2.8}$$

[3] である。その差は

$$a_\mu(exp) - a_\mu(SM) = 426 \pm 165 \qquad (2.6\sigma) \tag{2.9}$$

である[1]。この差は、輻射補正と呼ばれる高次の補正項が原因であると考えられている。また a_μ への寄与は、

$$a_\mu = a_\mu(QED) + a_\mu(EW) + a_\mu^{\text{ハドロン}}(\text{真空偏極}) + a_\mu^{\text{ハドロン}}(\text{光光散乱}) \tag{2.10}$$

[1] 2001 年 12 月に理論計算値が更新 [4] され、現在その差が 1.6σ であると発表された。

と分けて表すことができる。
式 2.8 の値を求められた時の式 2.10 の各々の項の値は、

$$a_\mu(QED) = 116584706(3) \times 10^{-11}$$
$$a_\mu(EW) = 151(4) \times 10^{-11}$$
$$a_\mu^{\text{ハドロン}}(\text{真空偏極}) = 6924(62) \times 10^{-11}$$
$$a_\mu^{\text{ハドロン}}(\text{光光散乱}) = -85(25) \times 10^{-11}$$

と報告されている。

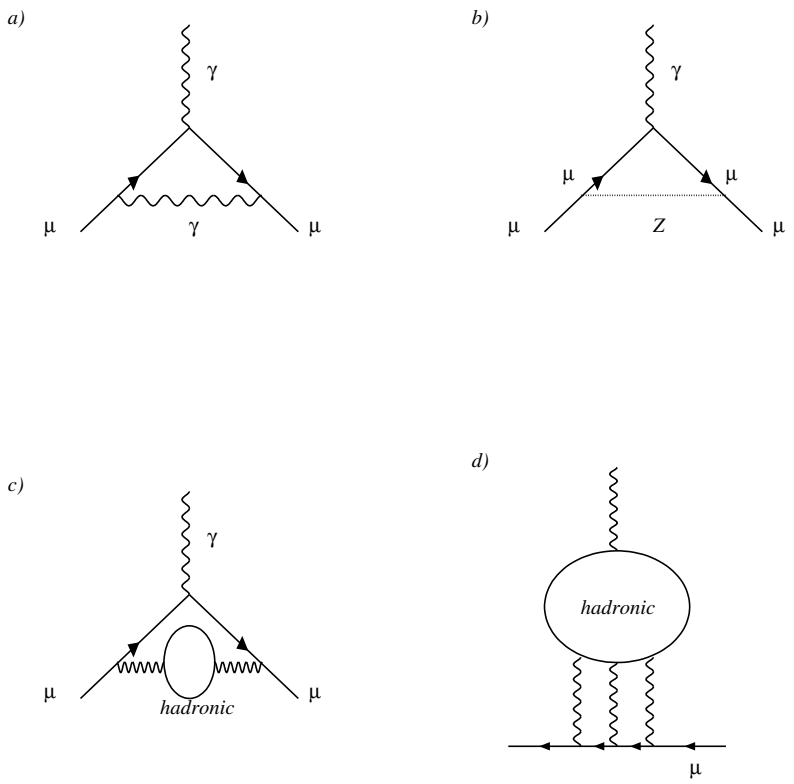

図 2.2: ミューオンの異常磁気能率ファインマン図

$a_\mu(QED)$ は純粋な電磁相互作用による項で、この最低次の項 (図 2.2.(a)) は電子の場合もミューオンの場合も同じである。したがって、$g-$ 因子からのずれはほぼ同じ値をとる。弱い相互作用の影響 $(a_\mu(EW))$ を図 2.2.(b) に示す。この影響は理論的な不定性が少ない。現在、理論にもっとも大きな不定性をもたらすのは、図

2.2.(c) に示してあるハドロンによる真空偏極によるもの ($a_\mu^{\text{ハドロン}}$(真空偏極)) と、4 個の光子の間の光光散乱が、ハドロンを媒介として起こる図 2.2.(d) にあるようなもの ($a_\mu^{\text{ハドロン}}$(光光散乱)) との 2 つの部分からなっている。特にこのうち前者の補正が大きい。前者の補正 $a_\mu^{\text{ハドロン}}$(真空偏極) は純粋な理論的計算が不可能であり、低エネルギーでの e^+e^- 衝突の断面積を量子力学的に考えなおすことで計算がなされる。後者に関する補正は適当な実験値を使って表すことができる量であるため理論的に計算されている。よって、前者について以下に述べる。

ミュー粒子の異常磁気能率のハドロン真空偏極の項のうち、主要な寄与を与えるのは $\pi\pi$ 系であり、その寄与はタウ崩壊と e^+e^- のデータからもとめられる。特に $\tau^- \to \pi^-\pi^0\nu_\tau$ の崩壊確率は、式 2.11 のように書かれる。

$$\frac{d\Gamma(\tau^- \to \pi^-\pi^0\nu_\tau)}{dq^2} = \frac{G_F^2|V_{ud}|^2 S_{EM}^{\pi\pi}}{32\pi^2 M_\tau^3}(M_\tau^2 - q^2)^2(M_\tau^2 + 2q^2)v^{\pi\pi^0}(q^2), \qquad (2.11)$$

ここで $q = M_{\pi\pi^0}$ は $\pi\pi^0$ 系の不変質量である。$J^p = 1^-$ の $\pi^-\pi^0$ 系に関係したハドロニックな物理の情報はスペクトル関数と呼ばれる関数 $v^{\pi\pi^0}(q^2)$ に含まれている。G_F はフェルミ結合定数、V_{ud} はカビボ-小林益川行列の成分、M_τ はタウ粒子の質量、$S_{EW}^{\pi\pi}$ は電弱補正 (G_F には含まれていない) を意味する。$v^{\pi\pi^0}$ 以外のものは理論的に既知であるため、式 2.11 の左辺の崩壊確率を測定することによって、$v^{\pi\pi^0}(q^2)$ を測定することができる。また、$\pi^+\pi^-$ 系のスペクトル関数 $v^{\pi\pi}$ は、$e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ の崩壊断面積に関係し、式 2.12 のように書ける。

$$\sigma(e^+e^- \to \pi^+\pi^-) = \left(\frac{4\pi^2\alpha_{em}^2}{s}\right) v^{\pi\pi}(s), \qquad (2.12)$$

ここで、$s = q^2$ は e^+e^- の重心エネルギーの 2 乗である。タウ崩壊から得られた $v^{\pi\pi^0}(s)$ と e^+e^- の場合の $v^{\pi\pi}(s)$ はアイソスピン保存則より、

$$v_{I=1}^{\pi\pi}(s) = v^{\pi\pi^0}(s) \qquad (2.13)$$

の関係で結ばれている。

ミュー粒子の異常磁気能率のハドロン真空偏極の項は、スペクトル関数 $v^{\pi\pi}(s)$ を用いて、

$$a_\mu^{\text{ハドロン}} = \frac{\alpha_{em}^2(0)}{\pi}\int_{4M_\pi^2}^{\infty}\frac{ds}{s}v^{\pi\pi}(s)K(s), \qquad (2.14)$$

で与えられる。ここで、$\alpha_{em}(0)$ は微細構造定数である。$K(s)$ は既知の関数であり、

$$K(s) = x^2\left(1-\frac{x^2}{2}\right) + (1+x)^2\left(1+\frac{1}{x^2}\right)\left(\ln(1+x) - x - \frac{x^2}{2}\right) + \left(\frac{1+x}{1-x}\right)x^2\ln x,$$

で与えられている。ここで x、β_μ は、ミュー粒子の質量 M_μ の関数で、

$$x = (1-\beta_\mu)/(1+\beta_\mu),$$
$$\beta_\mu = (1-4M_\mu^2/s)^{\frac{1}{2}},$$

である。
このように、$\tau^- \to \pi^-\pi^0\nu_\tau$ 崩壊や $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ 反応が持つスペクトル関数 $v^{\pi\pi^0}(q^2)$ を測定することによって、ハドロン補正部分 $a_\mu^{\text{ハドロン}}$ を計算することができる。

実際に $\tau^- \to \pi^-\pi^0\nu_\tau$ 崩壊からスペクトル関数を測定するには、まず式 2.11 から次式のように書けることに注目する。

$$v^{\pi\pi^0}(q^2) = \frac{32\pi^2 M_\tau^3}{G_F^2|V_{ud}|^2 S_{EM}^{\pi\pi}(M_\tau^2-q^2)^2(M_\tau^2+2q^2)}\frac{d\Gamma(\pi\pi^0)}{dq^2} \tag{2.15}$$

ここで、崩壊分岐比が、

$$B_{\tau\to e} = \frac{\Gamma_{\tau\to e}}{\Gamma_{tot}}, \tag{2.16}$$

$$B_{\tau\to\pi\pi^0} = \frac{\Gamma_{\tau\to\pi\pi^0}}{\Gamma_{tot}}, \tag{2.17}$$

と定義され、タウ粒子が電子に崩壊する崩壊幅が

$$\Gamma_{\tau\to e} = \frac{G_F^2 M_\tau^5}{192\pi^3}S_{EW}^e, \tag{2.18}$$

で与えられることに注目すると、式 2.15 は、

$$v^{\pi\pi^0}(q^2) = \frac{M_\tau^8}{6\pi|V_{ud}|^2(M_\tau^2-q^2)^2(M_\tau^2+2q^2)}\frac{S_{EW}^e}{S_{EW}^{\pi\pi}}\frac{B_{\pi\pi^0}}{B_e}\frac{1}{N_{\pi\pi^0}}\frac{dN_{\pi\pi^0}}{dq^2}, \tag{2.19}$$

と変形することができる。
したがって、$v^{\pi\pi^0}(q^2)$ を求めるには、$\tau^\pm \to \pi^\pm\pi^0\nu_\tau$ の崩壊分岐比と $\tau^\pm \to e^\pm\nu_e\nu_\tau$

の崩壊分岐比の比 ($B_{\pi\pi^0}/B_e$) および、$\pi\pi^0$ 系の質量分布 $\frac{1}{N_{\pi\pi^0}}\frac{dN_{\pi\pi^0}}{dq^2}$ を測定すれば良いことがわかる。

本論文では、その第一段階として $\tau^\pm \to \pi^\pm\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比を含むハドロニック崩壊過程 $\tau^\pm \to h^\pm\pi^0\nu_\tau$ の崩壊分岐比の測定に的を絞って解析を行ったので、その結果を中心に報告する。

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 10.6GeV に設定されている。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　KEKB 加速器

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 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L は、断面積 σ を持つ、反応の発生頻度 R が、R=Lσ 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。

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

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

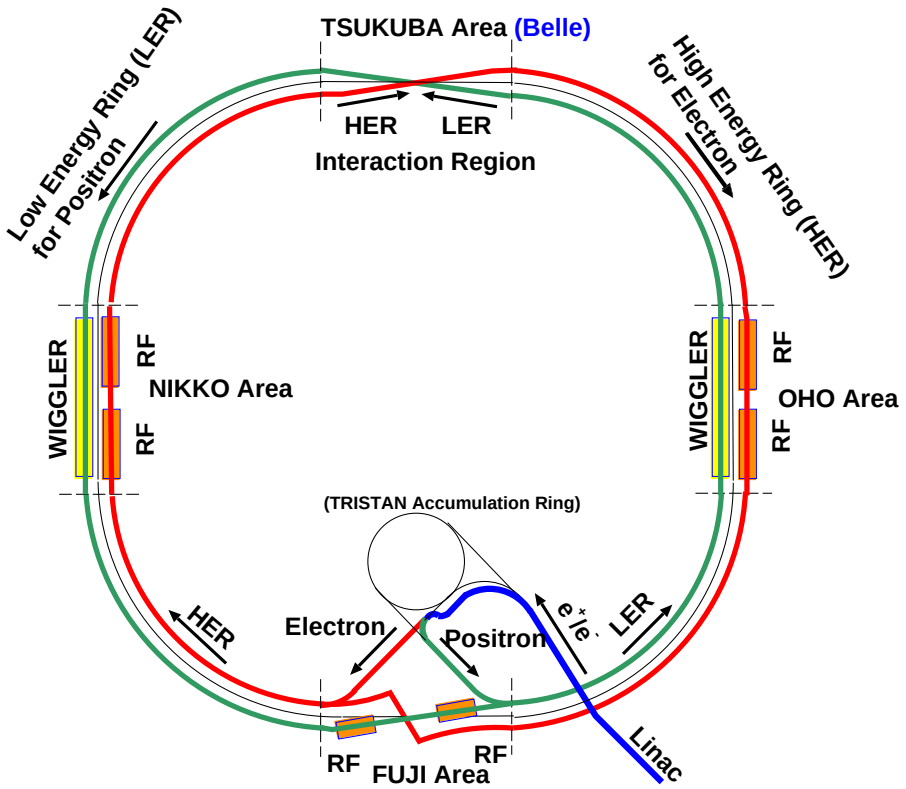

図 3.1: KEKB 加速器

Ring	LER	HER	
ビームエネルギー (GeV)(e^+e^-)	3.5	8.0	GeV
周長 (m)	3016.26		m
ルミノシティ($cm^{-2}s^{-1}$)	1×10^{34}		$\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$
ビーム交差角 (mrad)	± 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 (A) (e^+e^-)	2.6	1.1	A
ビームエネルギーの広がり (MeV)	7.1×10^{-4}	6.7×10^{-4}	
バンチ間隔	0.59		m
バンチの数	5000		

表 3.1: Parameters of KEKB accelerator.

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、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、表 3.1 にあるように、$10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ のビームルミノシティをめざしている。この目標を達成するためには、電子リングで 1.1A、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 測定器

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。

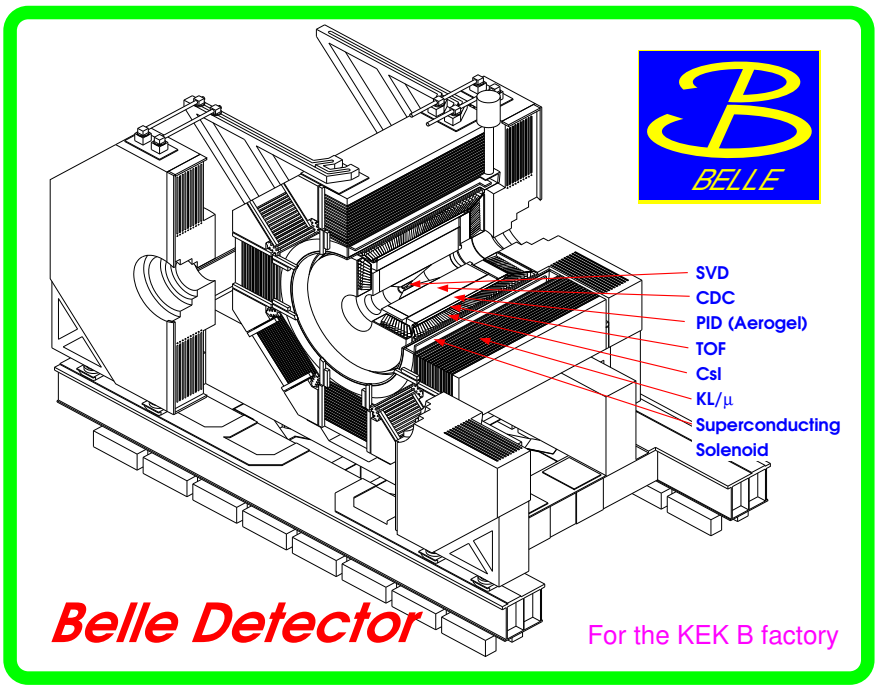

図 3.2: Belle 測定器

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

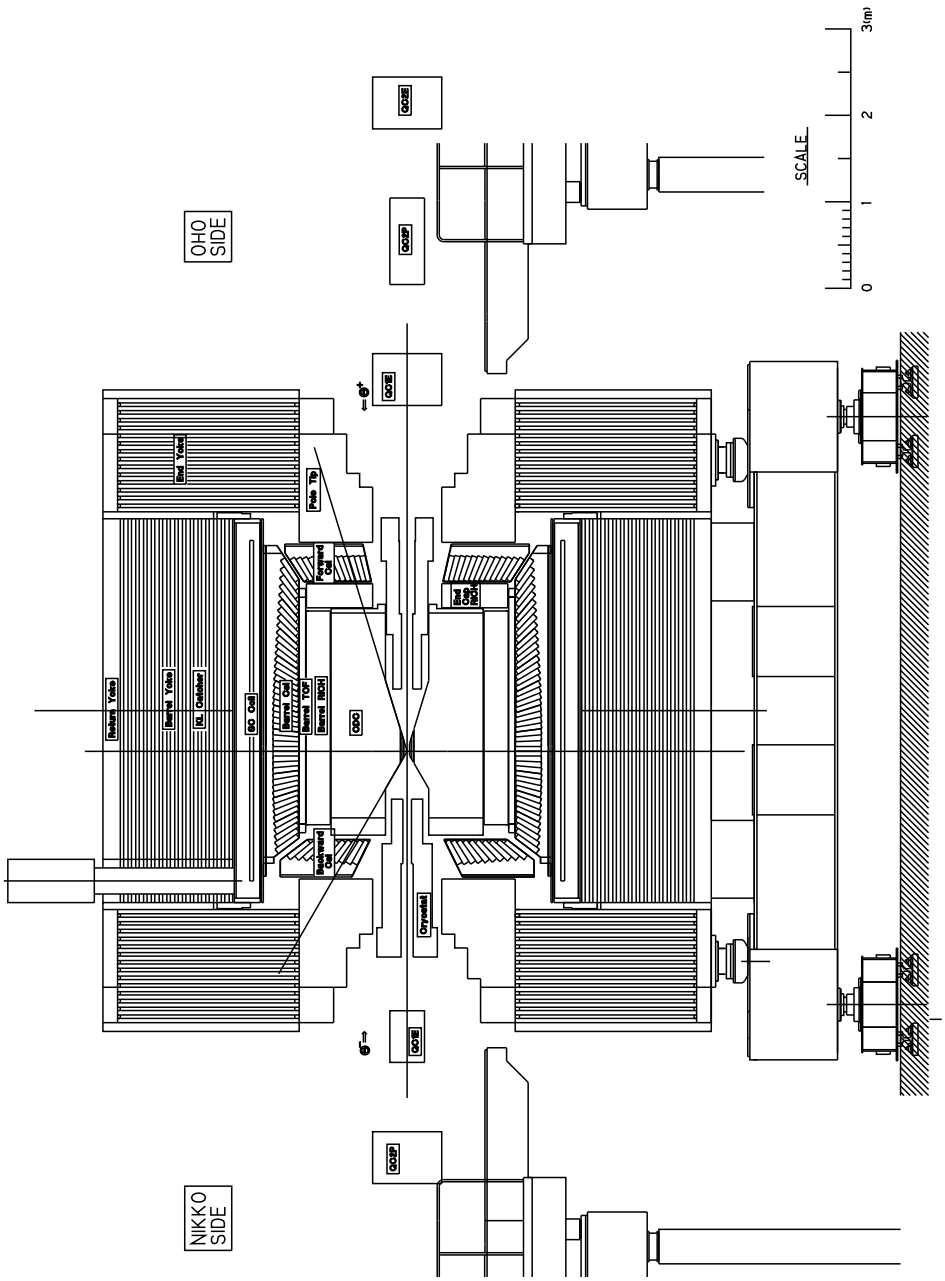

図 3.3: Belle 測定器の構造

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。

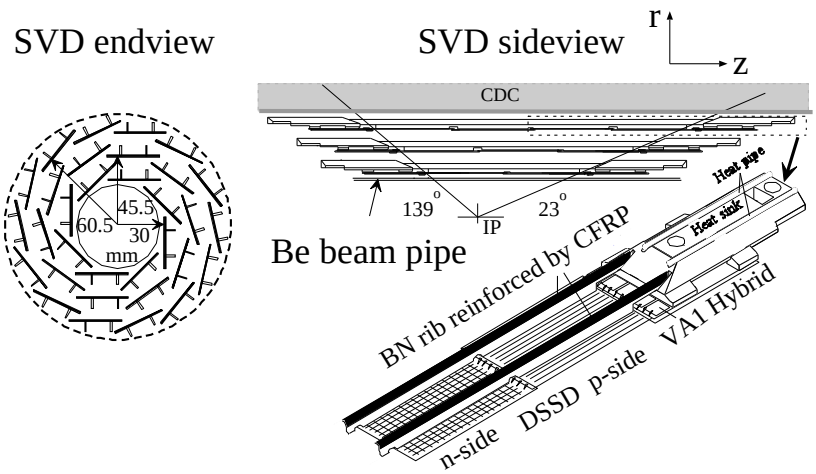

図 3.4: SVD の構造

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を $23° < \theta < 139°$ と固定してある。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 (図 4.9 参照) を描き, 飛跡の長さ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、q は電荷である。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 ($\beta = \gamma/c$) 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。以上のことを用いて、荷電粒子の識別が可能である。

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 の小さいところでは、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 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 Čerenkov 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

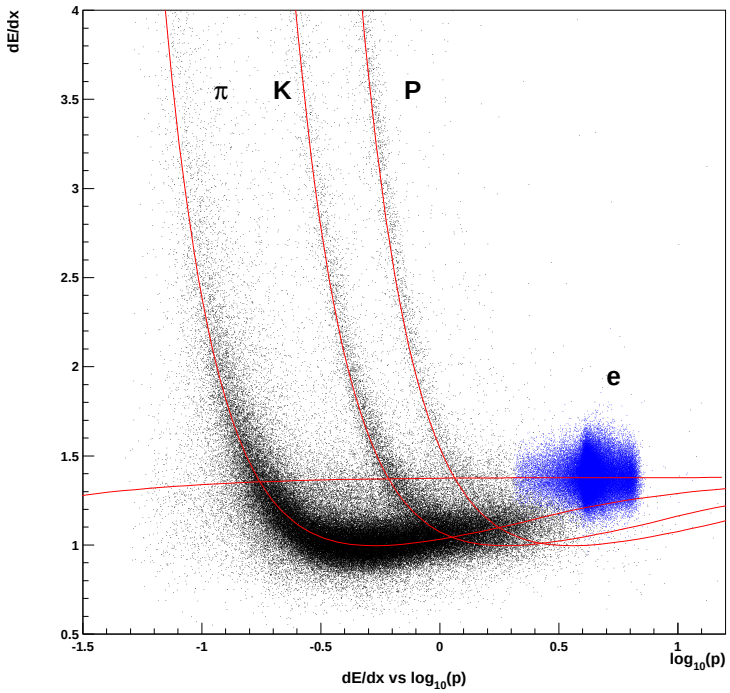

図 3.5: エネルギー損失

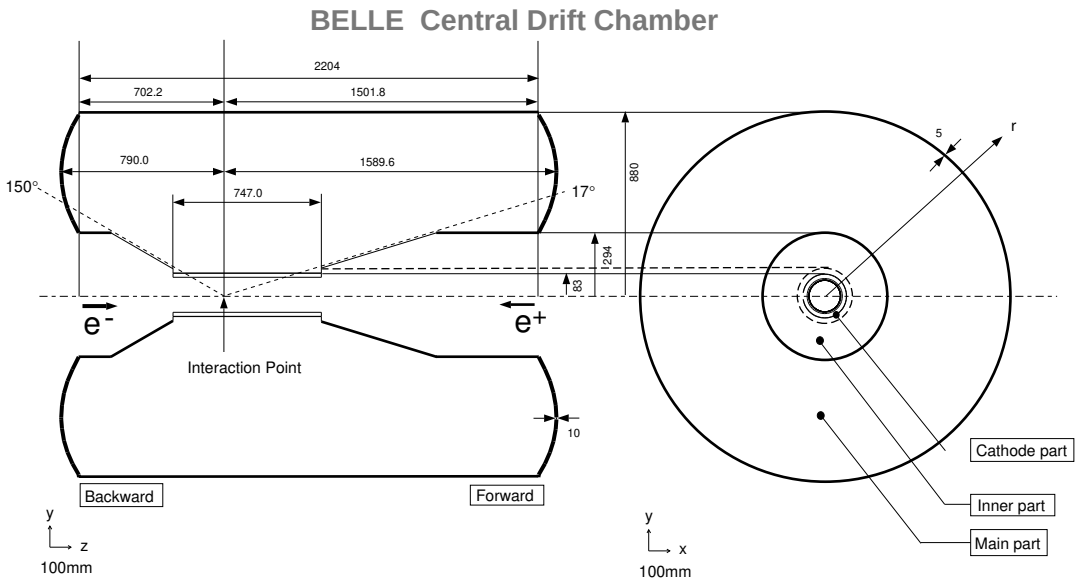

図 3.6: CDC の構造

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

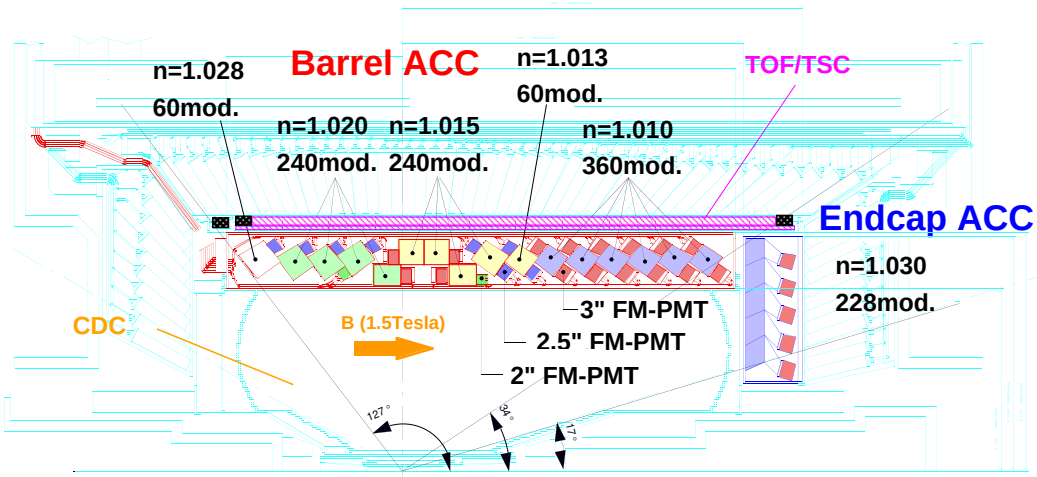

図 3.7: ACC の構造

には ϕ 方向に 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 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 (FM-PMTs) が直接エアロジェルに取りつけている。

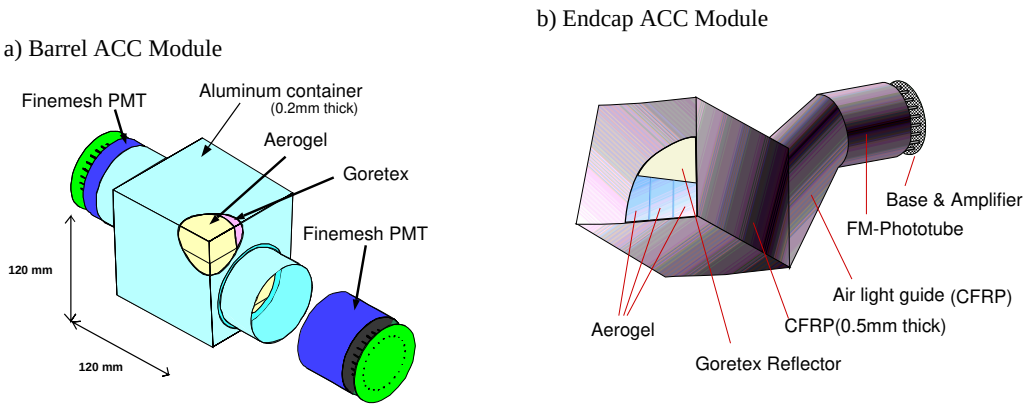

図 3.8: ACC カウンターモジュールの構造

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、Υ_{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、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、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 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。

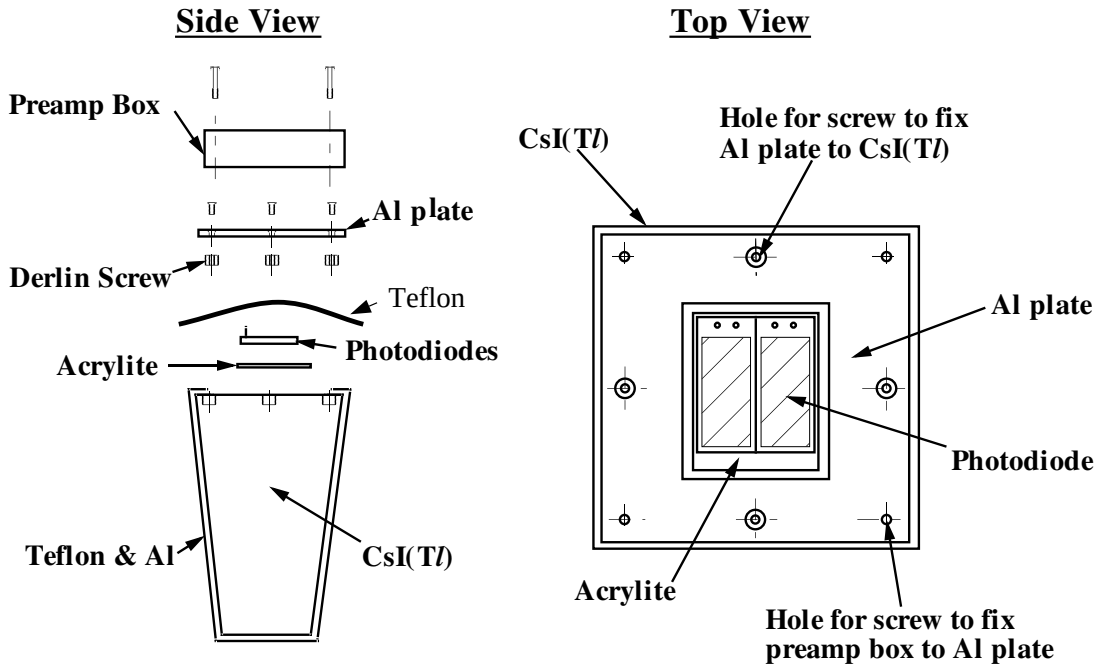

図 3.9: CsI(Tl) カウンター

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 $5cm \times 5cm$ 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。内径が 1.25m で長さ 3m である。環状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 $12.4^\circ \sim 31.4^\circ$、バレルは $32.2^\circ \sim 128.7^\circ$、後方エンドキャップは $130.7^\circ \sim 115.1^\circ$ 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

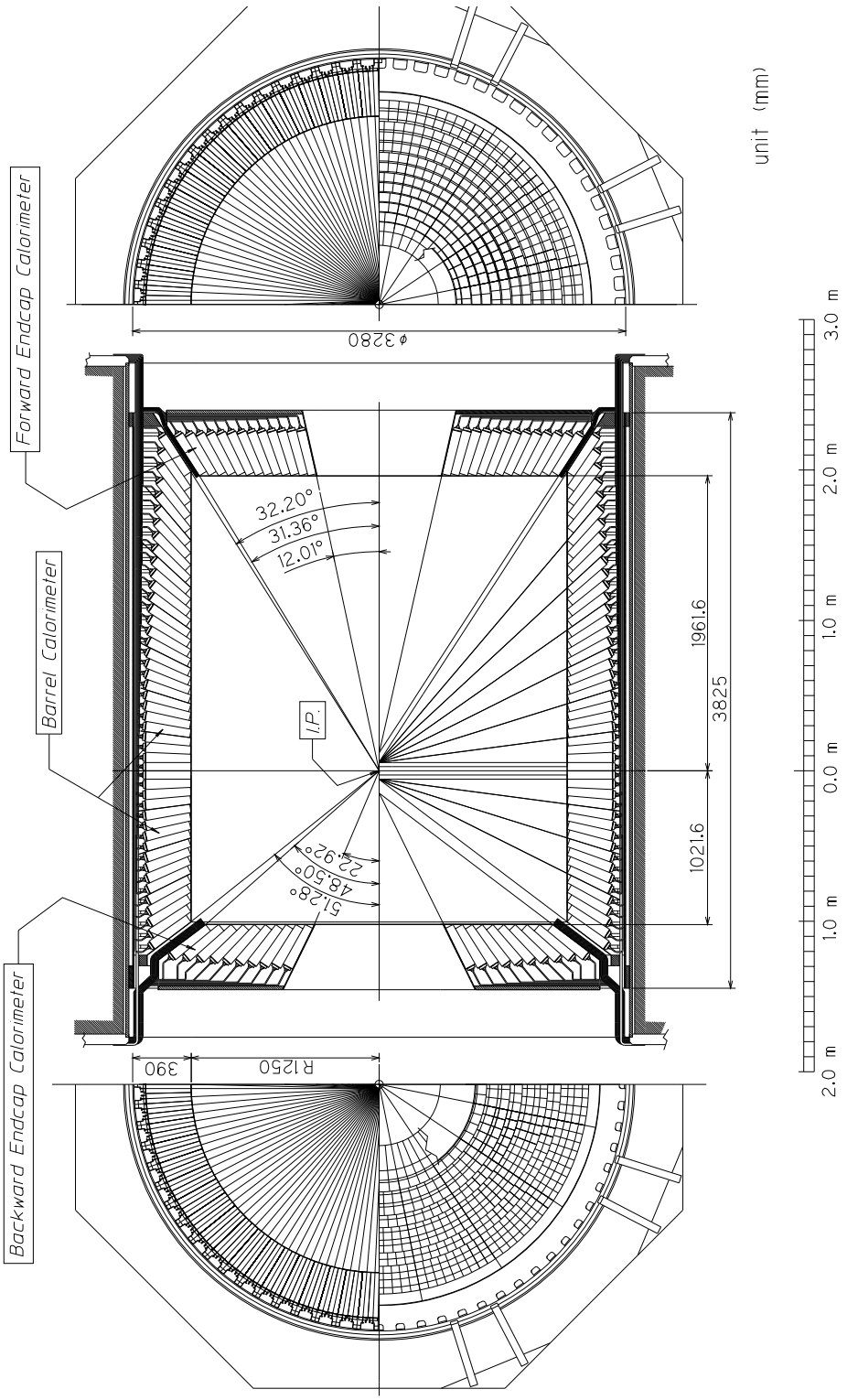

図 3.10: ECL の断面図

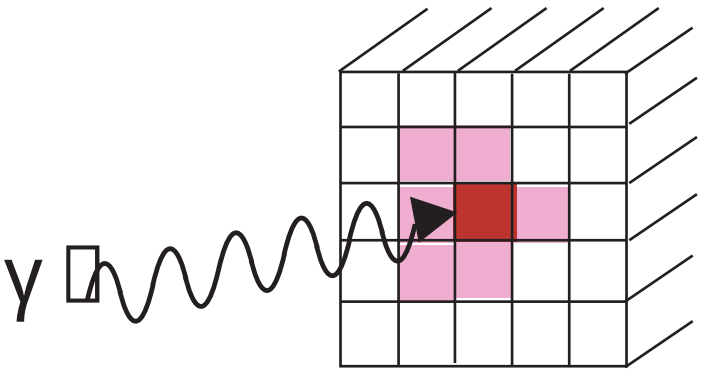

図 3.11: シャワーの再構成

を中心にカウンター 5 個 × 5 個(図 3.11) 領域内の 25 個のカウンターのエネルギーの和が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。中性 π 中間子 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 $5cm \times 5cm$ と小さくすることで可能にしている。

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 (RPC:図 3.12) 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。

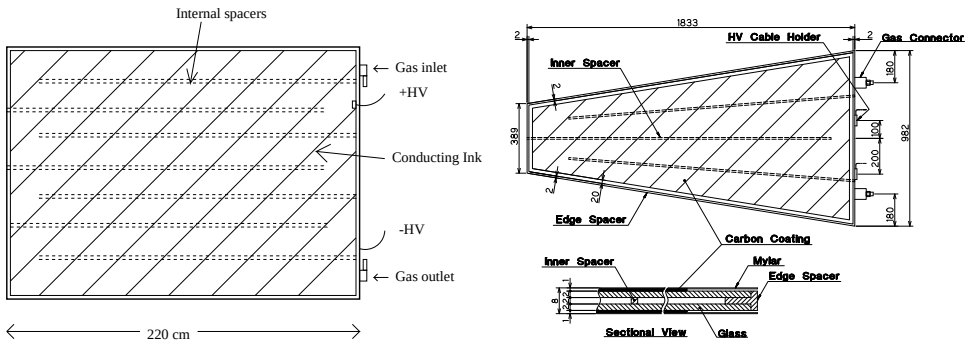

図 3.12: KLM の RPC の構造である。左図がバレル部分、右図がエンドキャップ部分を示す。

3.2.7　Belleトリガーシステム

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

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 3.13 に示す。各検出器にはサブトリガーシステムが

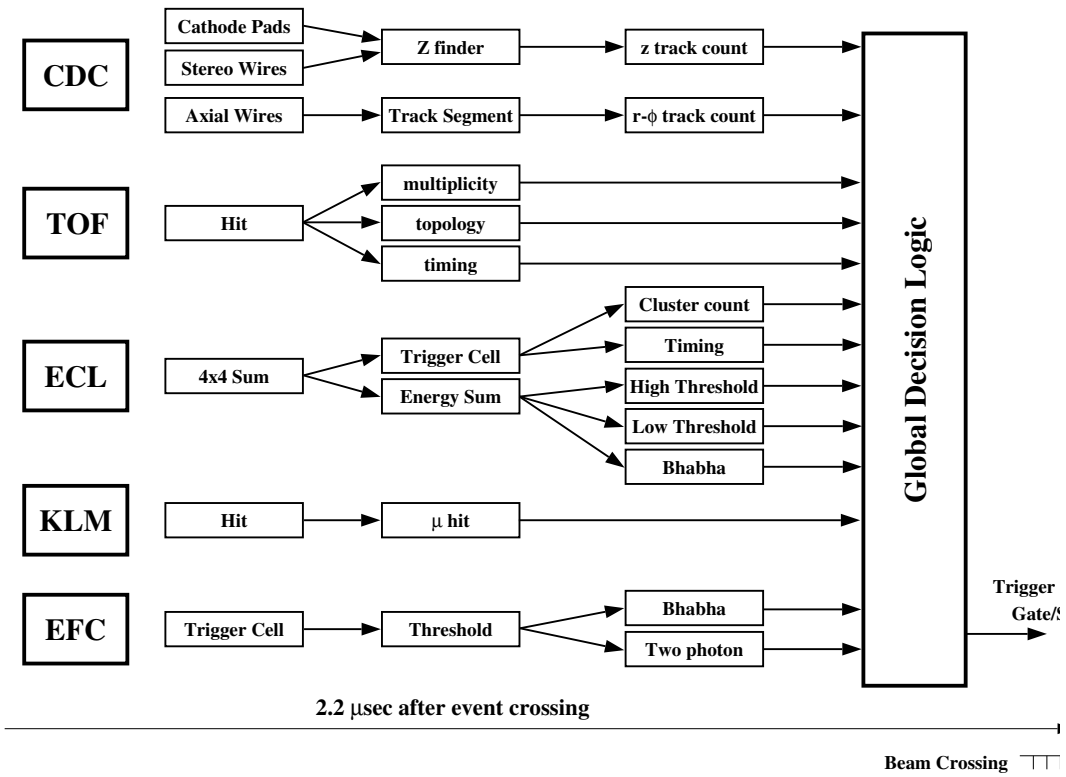

図 3.13: Belle トリガーシステム

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) でトリガーのゲートが出される。

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 3.14 に示す。各検出器デジタル信号はイベントビルダーに送られ、検出器ごとの信号に変換された後、コンピュータファームに蓄積される。

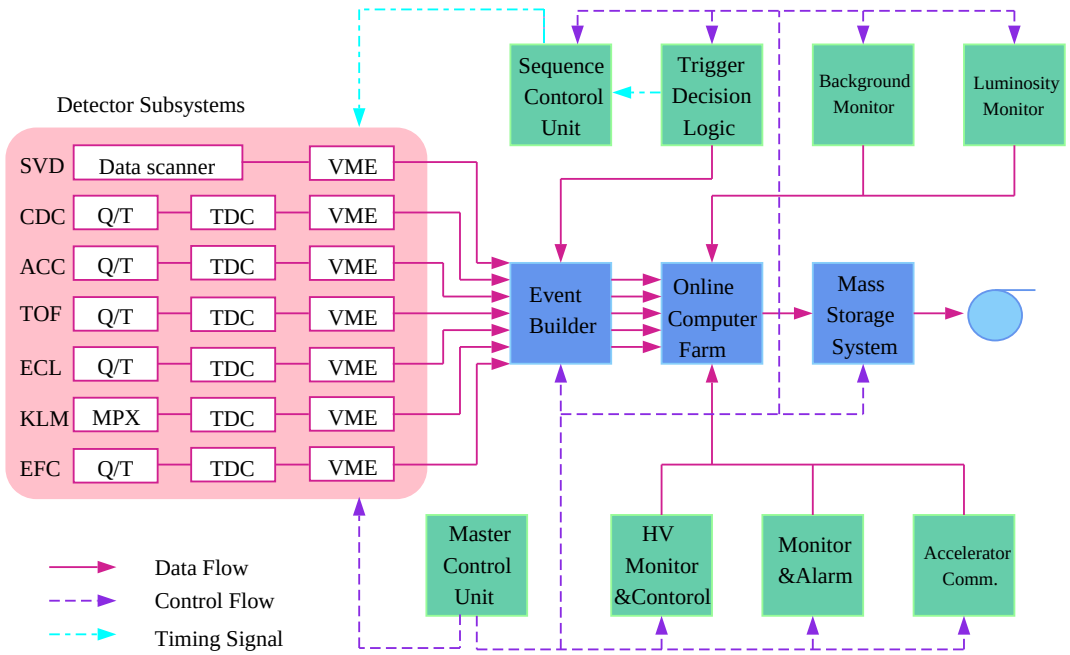

図 3.14: DAQ システム

第4章　データ解析

本研究の目的である「$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$」崩壊における崩壊分岐比の測定について具体的な解析の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。

4.1　崩壊分岐比の測定方法

$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比

$$B_{h\pi^0} = \frac{N^{h\pi^0}}{N_\tau} \tag{4.1}$$

を測定するには、$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の事象数 $N^{h\pi^0}$ とともに元のタウ粒子の数 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 $\tau^+\tau^-$ の事象数 $N_{\tau\tau}$ から、タウの粒子の数 N_τ を $N_\tau = 2 \cdot N_{\tau\tau}$ として求めた。したがって、解析では一般的な $\tau^+\tau^-$ 対事象の選別と $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊過程の選別の 2 段階の解析が必要となる。また、これらの事象の選別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 $\tau^+\tau^-$ 事象の選別方法、$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 事象の選択条件、及び選別された事象中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。

4.2　解析に用いたデータ

本解析で用いたデータサンプルは KEK にある重心系のエネルギー $\sqrt{s} = 10.6GeV$ の e^+e^- 非対称衝突型加速器 (KEKB) に設置された Belle 測定器で収集された。本論文の解析では、2000 年 10 月から 2000 年 12 月までに収集されたデータを用いた。この期間に収集されたデータ量は、積分ルミノシティにして 4.417/fb である。

この積分ルミノシティは約 4.0×10^6 個の $\tau^+\tau^-$ 事象の生成に対応する。

4.3　$\tau^+\tau^-$ 事象の選別

まず、$\tau^+\tau^-$ 対事象の選別方法について説明する。e^+e^- 衝突による $\tau^+\tau^-$ 生成反応 $(e^+e^- \to \tau^+\tau^-)$ 事象の特徴としては、

- 荷電飛跡の本数が少ないこと。
- ν_τ が検出されないので運動量やエネルギーに不足分 (missing) がある

が上げられる。様々な τ 崩壊のうち 1 本の荷電粒子を含むモードで崩壊する崩壊確率は約 85%、3 本の荷電粒子への崩壊は約 15% である。そのため、τ^+ と τ^- がそれぞれ 1 本の荷電飛跡へ崩壊して 2 本の飛跡が観測される確率が 72%、1 本と 3 本の荷電飛跡へ崩壊し 4 本の飛跡が観測される確率が 13% となる。したがって、荷電飛跡の本数が 2 本から 4 本の事象を選べば、ほとんど (85%) の $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象を選ぶことができる。また、ν_τ が検出されないで運動量やエネルギーに不足分があり、これが他の反応と区別する重要な特徴である。
実際、実験データには信号として選別したい $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象以外に、多くのバックグラウンド事象が含まれている。それらのバックグラウンドの過程としては、

∗Bhabha 散乱過程	e^+e^-	$\to e^+e^-(\gamma)$
∗ ミュー粒子対生成	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^-	$\to (e^+)(e^-)\mu^+\mu^-$
		$\to (e^+)(e^-)e^+e^-$
		$\to (e^+)(e^-)\tau^+\tau^-$
		$\to (e^+)(e^-)q^+q^-$
		$\to (e^+)(e^-)$ ハドロン
∗ ビームガス反応		
∗ 宇宙線		

等があげられる。これらの反応の散乱断面積は表 4.6 のようになっている。Bhabha 散乱過程やミュー粒子対生成では測定された飛跡がバックトゥバックの方向へ放出され、全運動量や全エネルギーが散乱前とほぼ変らず、運動量やエネルギーの不足分がほとんどない。このようなきれいな Bhabha 散乱過程やミュー粒子対生成

反応は、$\tau^+\tau^-$ 事象と簡単に区別できる。しかし、表 4.6 に記すように Bhabha 散乱過程の生成断面積が非常に大きく、

$$e^+e^- \to e^+e^-\gamma$$

や

$$e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma$$

のような過程で光子 1 個を検出できなかった事象を除くことが実際の解析では重要となってくる。また、ハドロン対生成や $B\bar{B}$ 対生成は、$\tau^+\tau^-$ 事象に比べ、荷電飛跡の本数や光子の数が多いのが特徴である。
一方で、2 光子生成反応は、電子と陽電子が放出した仮想光子同士の散乱である。この散乱の際、電子と陽電子は高い運動量やエネルギーを持ち、ビームパイプ方向へ進む。したがって、2 光子生成反応は運動量やエネルギーの不足分が大きいことが特徴である。

これらの特徴を考慮の上、$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象の選別を以下のようにして行った。なお、以下の解析において用いた荷電飛跡の条件として、

- 飛跡とビーム軸との x-y 平面での最近接距離 (dr) と z 位置 (dz) がそれぞれ $\mid dr \mid < 1.0cm$ と $\mid dz \mid < 5.0cm$ を満たし、飛跡がビーム衝突点からのものであること。
- 横方向の運動量 P_t が 0.1GeV 以上であること。

を要求している。
また、カロリーメーターで観測されている光子に対しては、

- カロリーメーターで観測されているクラスターが、荷電粒子からのものでないこと。
- 光子のエネルギーが 50MeV 以上であること。

を要求している。

まず、前段階の $\tau^+\tau^-$ 事象の選別として以下のような非常に緩い条件で $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ らしき事象を選別した。

1. 荷電飛跡の本数が 2∼8 本であること。

2. 運動量の絶対値の和 $\Sigma|P|$ が 9.0GeV 以下、また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 $\Sigma|E|$ が 9.0GeV 以下であること。これは、きれいな Bhabha 散乱過程やミュー粒子対生成事象 $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ を除く条件である。
3. 少なくとも 1 本の荷電粒子の横方向運動量 $P_t \geq 0.5$GeV 以上であること。これは、事象の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。

以上のような条件のみでは、まだ radiative な Bhabha 散乱過程 ($e^+e^- \to e^+e^-\gamma$, $e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma$) で 1 個の光子が観測されなかった事象やハドロン生成反応 ($e^+e^- \to q\bar{q}$)、2 光子生成散乱過程のバックグラウンドが残っている。$\tau^+\tau^-$ 対事象をバックグラウンドの少ない状態でより良く選別するために、さらに表 4.1 に示すような選別条件を要求した。
以下では、個々の条件について説明する。なお、$\tau^+\tau^-$ 事象の解析では 1 つの事象を e^+e^- の重心系で (後述の) 事象軸に垂直な平面で、図 4.1 のように 2 つの半球にわけ、各々の半球ごとにこの崩壊を解析した。ここで事象軸としては、他の荷電飛跡より 90° 以上はなれている荷電飛跡で最も運動量の高い荷電飛跡の方向を事象軸としている (図 4.1)。

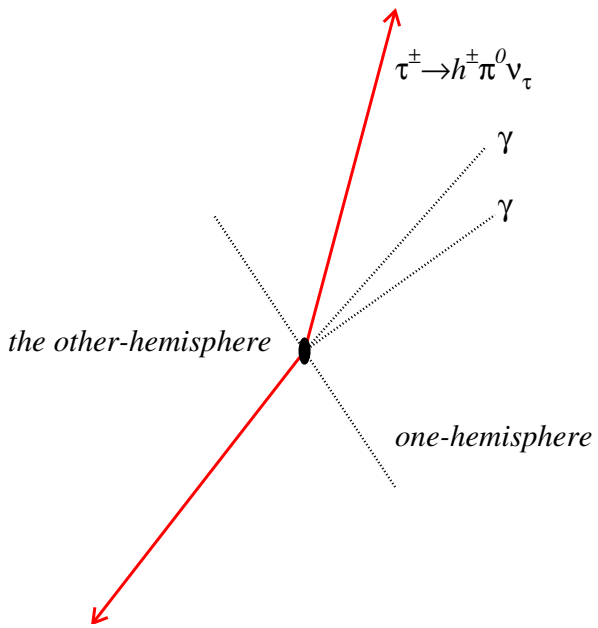

図 4.1: 半球図

$\tau^+\tau^-$ 事象選別条件
(1)$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象選択
(1-1) 荷電飛跡の本数が 2∼4 本。
(1-2) 事象生成点の条件
(1-3) $35^\circ < \theta^*_{event} < 145^\circ$
(2)Bhabha 散乱過程、2 光子生成散乱過程を除去。
(2-1) MM と θ^*_{miss} の条件
(2-2) カロリーメーターの境界部分の除去。
(2-3)$\phi_{acop} > 1^\circ$
(3) ハドロン生成反応 $(e^+e^- \to q\bar{q})$ の除去。
(4) トリガー条件
(5) 事象全電荷の保存。$\Delta Q = 0$

表 4.1: $\tau^+\tau^-$ 事象選別条件

(1) $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象選択条件。

(1-1) 荷電飛跡の本数が 2∼4 本であること。

(1-2) 荷電飛跡で再構成された事象生成点 (V_r はビーム軸からの距離、V_z はその Z 位置) が、

$$|V_z| < 2.5cm, |V_r| < 0.5cm \tag{4.2}$$

であること。
V_z の分布を図 4.2 に示す。V_z の中心が-0.5cm と少し負の方向にずれているのは、実際にビーム衝突が検出器の中心より-0.5cm 下流で起こっているためである。よって、ビームの衝突点で発生した事象は $|V_z| < 2.5cm$ の領域に存在している。この条件で、ビームガスの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。

(1-3) 事象軸の方向が、e^+e^- の重心系で

$$35^\circ < \theta^*_{event} < 145^\circ \tag{4.3}$$

であること。これは、測定器で粒子が正確に再構成されている領域を保証するための条件である。事象軸の方向 (θ^*_{event}) の分布を図 4.3 に示

す。丸 (赤) がデータ、ヒストグラム (白) がモンテカルロによる τ 事象、薄いヒストグラム (緑) が 2 光子散乱過程事象、黒ヒストグラムは $q\bar{q}$ 対事象や $B\bar{B}$ 対事象を示す。バックグラウンドは 7%以下でかつ、モンテカルロがデータをよく再現していることがわかる。$40^\circ \sim 50^\circ$ 付近の構造は、カロリーメータでの前方エンドキャップとバレルの境界線に位置し、この部分ではうまく荷電粒子を捕まえることができていないためである。

(2) Bhabha 散乱過程、2 光子生成散乱過程を除く条件。

(2-1) 事象の Missing Mass(以下 MM と書く) と Missing Angle ($\theta^*_{missing}$) との関係の条件。
事象の Missing Mass(MM) は、

$$MM^2 = (P_{init} - \Sigma P_{track} - \Sigma P_\gamma)^2 \tag{4.4}$$

で与えられる。ここで P_{init} は e^+e^- ビーム系の 4 元運動量、P_{track} は観測された飛跡の 4 元運動量 (質量として π を仮定)、P_γ は光子の 4 元運動量である (図 4.4)。
Missing Mass(MM) と Missing Angle($\theta^*_{missing}$)との 2 次元プロットを図 4.4 に示す。図 4.4 において、(1) はデータであり、(2) は $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 過程のモンテカルロ事象,(3) は radiative Bhabha 散乱過程や radiative $\mu\mu$ 散乱過程、(4) は 2 光子生成散乱過程の分布である。Bhabha 散乱過程やミューオン対生成事象では、MM が 0GeV 付近に分布している。このサンプルに残っている Bhabha 散乱過程事象は主に $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$ のように光子を放出した過程であり、たとえ 1 個の γ や電子が検出されなくても、事象の MM は 0GeV 付近に集中して分布する。一方、2 光子生成反応は MM が大きく、8GeV 付近の高い MM 領域に分布する。解析では、$\tau^+\tau^-$ 事象の条件として図に示した多角形の線 (赤線) より内側にあることを要求した。

(2-2) 荷電飛跡がカロリーメーターのバレルとエンドキャップの境界部分へ向いていないこと。
図 4.4 の (3) で、$\theta^*_{missing}$ が 45° 付近と 145° 付近の多角形内に縦軸と平行に黒い筋状にある事象は、残った Bhabha 散乱で発生した 1 個の電子が、カロリーメーターのバレルとエンドキャップ部分の境界の方向へ放出された事象である。カロリーメーターの境界付近ではエネルギーを正しく測定できないので、少なくとも 1 本の飛跡がカロリーメータの境界

方向を指している事象をサンプルから除いた。

(2-3) アコプラナリティ角 $\phi_{acop} > 1^\circ$ であること。
xy 平面における最も運動量の高い荷電粒子と 2 番目に運動量の高い荷電粒子間のなす角度 (アコプラナリティ角 (図 4.7)) $\phi_{acop} = 180^\circ - \phi_{open}$ 分布を図 4.8 に示す。角度 ϕ_{acop} が 1° 付近では、バックトゥバックの反応をしている Bhabha 散乱過程やミューオン対生成が多く、それらを除くために、$\phi_{acop} > 1^\circ$ であることを要求した。

(3) ハドロン生成反応 $(e^+e^- \to q\bar{q})$ の除去。
$e^+e^- \to q\bar{q}$ 過程や $e^+e^- \to B\bar{B}$ 過程からのバックグラウンドは $\tau^+\tau^-$ 事象に比べ、荷電粒子や光子の数が多いという特徴を持っている。そこで各々の半球中にある粒子の数 n_{part} を

$$n_{part} = n_{track} + n_\gamma (\text{荷電飛跡数と光子の数の和})$$

と定義し、各半球ごとの粒子数の積 $((n_{part})_{one} \times (n_{part})_{other})$ をハドロン生成反応と $\tau^+\tau^-$ 事象を区別する量として用いた。各半球ごとの粒子数の積 $(n_{part})_{one} \times (n_{part})_{other}$ の分布を図 4.6 に示す。この分布では、丸 (赤) がデータ、白ヒストグラムがモンテカルロによる τ 事象、薄いヒストグラム (緑) が 2 光子散乱過程事象、黒ヒストグラムは $e^+e^- \to q\bar{q}$ や $B\bar{B}$ 対事象である。$(n_{part})_{one} \times (n_{part})_{other}$ の値が大きくなるほど、$\tau^+\tau^-$ 事象数が激減することがわかる。より正確に $\tau^+\tau^-$ 事象を選別するために $(n_{part})_{one} \times (n_{part})_{other}$ の値が 25 以下であることを要求した。

(4) トリガー条件。
Belle 実験ではビーム衝突反応を他の反応から区別するために、様々なトリガーがデータ収集時に用いられる。本解析では以下のようなトリガー条件のいずれかを満たす事象を選んだ。

* フル荷電飛跡 (CDC を通過しきっている荷電飛跡) が 2 本以上であり、その荷電飛跡がなす角度 θ が 135° 以下で、かつ TOF が 2ヶ所以上なっていること。さらにトリガーレベルで Bhabha 散乱であると認識されていないこと。

* ショート荷電飛跡 (飛跡がバレル部分まで到達していないもの) が 3 本以上、フル荷電飛跡が 2 本以上であり、その荷電飛跡がなす角度 θ が 135°, TOF が

2ヶ所以上なること。

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

* 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 Bhabha 散乱であると認識されていないこと。
  このうち最初の 2 つの条件は飛跡の本数を元にしたトリガーであり、3 番目はカロリーメーターで観測されたエネルギー情報を元にしたトリガーである。4 番目は飛跡とエネルギーの情報をあわせた条件である。表 4.5 に示すように、トリガーの相対的な検出効率は 89%となっている。

(5) 最後に事象全電荷 $\Delta Q = 0$ であることを要求した。

以上の条件で 1,378,019 個の $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象が検出された。

選別された事象例として、τ 粒子崩壊における 2 プロングの事象 ($\tau^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu\tau}$、$\tau^- \to \pi^-\pi^0\nu_\tau$) を図 4.9 と図 4.10 に示す。この事象では、一方は $\tau \to e\nu_e\nu_\tau$ 崩壊し、他方は $\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$ へ崩壊している。円筒形の測定器の中央にビーム軸がある。図 4.9 はそれに垂直な平面に投影した図であり (x-y 平面)、図 4.10 は x-z 平面図である。
以上で用いた選別条件の効果や残存するバックグラウンドの見積もりについては、4.5 章にて議論する。

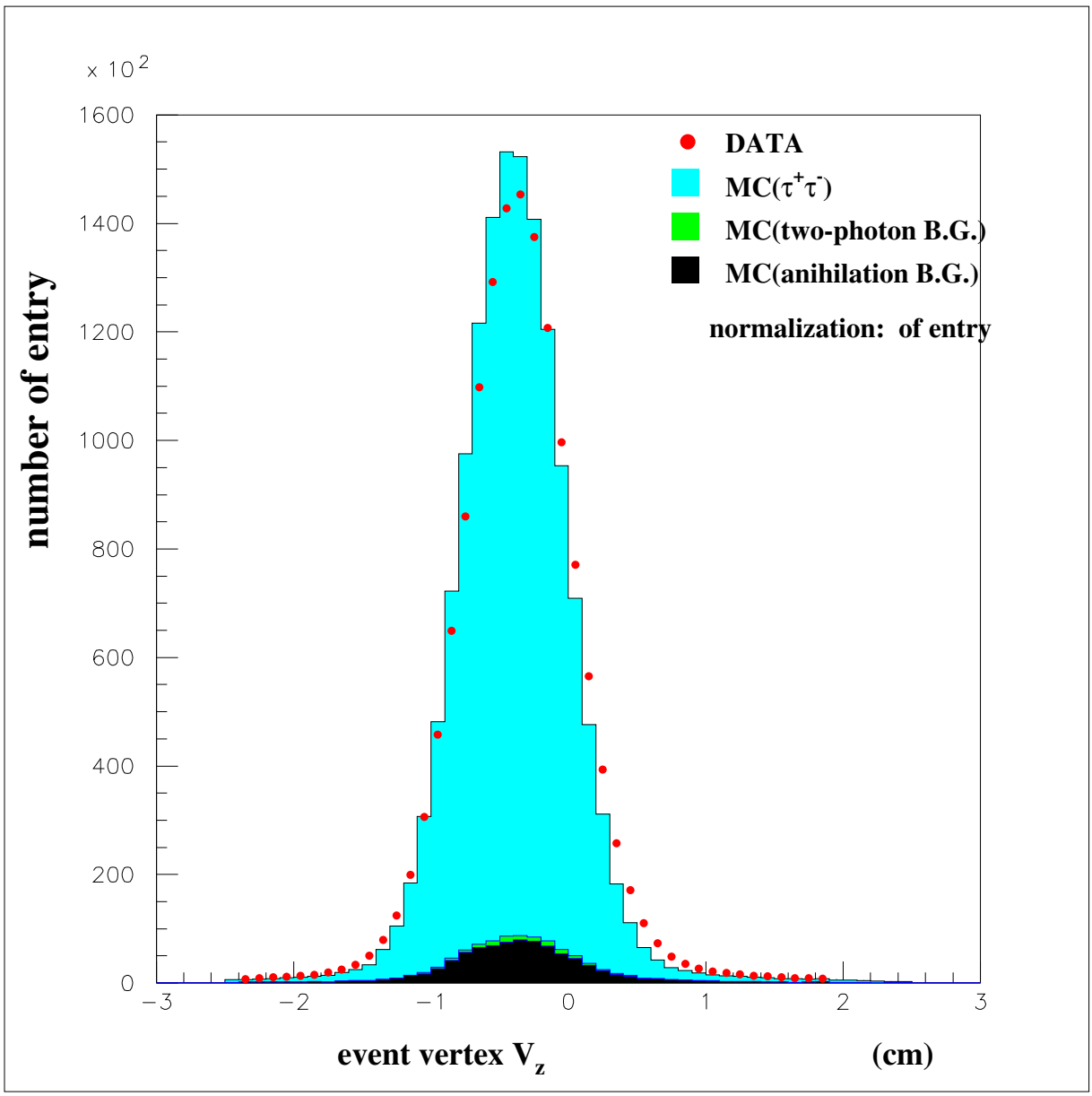

図 4.2: ビーム軸から事象生成点の z 方向の距離分布。丸 (赤) がデータ、薄いヒストグラム (水色) がモンテカルロによる τ 事象、濃いヒストグラム (緑) が 2 光子散乱過程事象、黒ヒストグラムは $q\bar{q}$ 対事象や $B\bar{B}$ 対事象からのバックグラウンドを示す。

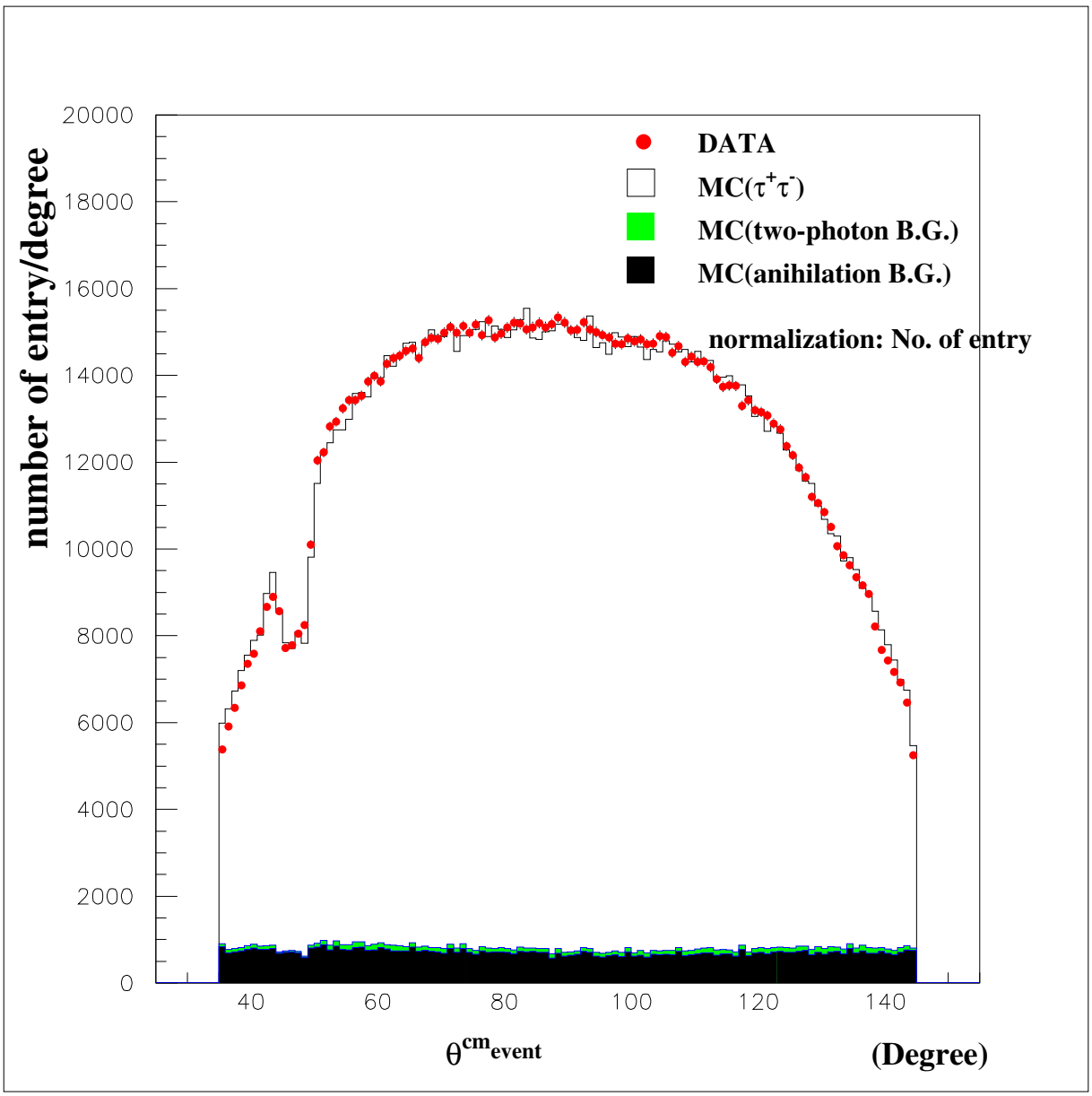

図 4.3: 各事象の事象軸の分布である。事象軸は、荷電飛跡の方向と定義する。丸 (赤) がデータ、薄いヒストグラム (水色) がモンテカルロによる τ 事象、濃いヒストグラム (緑) が 2 光子散乱過程事象、黒ヒストグラムは $q\bar{q}$ 対事象や $B\bar{B}$ 対事象からのバックグラウンドを示す。

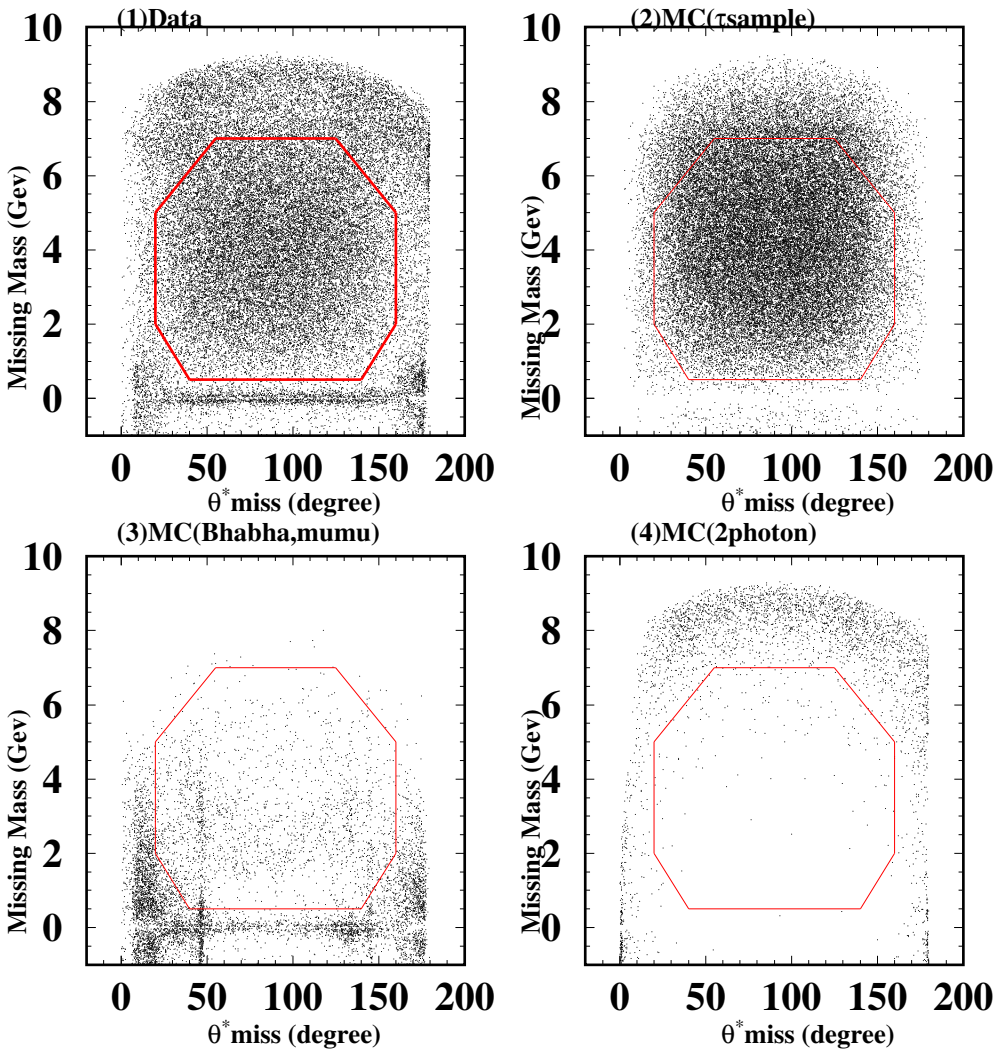

図 4.4: 事象の Missing Mass と Missing Angle との関係を示した分布である。(1) は実験で収集されたデータの分布であり、(2)~(4) はモンテカルロシミュレーションを使って再現したものである。(2) は $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ サンプル, (3) 及び (4) は、それぞれ radiative Bhabha 散乱過程,2 光子生成散乱過程からのバックグラウンド分布を示す。

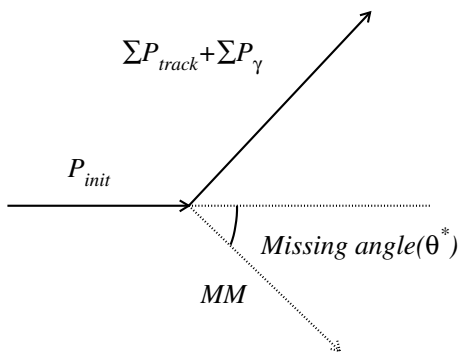

図 4.5: Missing Mass

4.4　$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の事象選別

このようにして選別した $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象中に含まれる $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象を以下のようにして選別した。

4.4.1　光子の条件とπ^0の再構成

π^0 は、ほぼ 100%の割合で 2 つの光子 ($\gamma\gamma$) に崩壊する。よって $\gamma\gamma$ の不変質量分布をとることで、π^0 候補の再構成を行うことができる。
この π^0 を再構成するために使用する光子について、検出器で正しく測定されていることを保証するために以下のような条件をカロリーメーターで測定された光子のクラスターに要求した。その条件項目を表 4.2 に示す。

これらの条件を満した 2 光子の不変質量分布を図 4.15 に示す。この分布は、2 光子の不変質量 $M_{\gamma\gamma}$ と π^0 の質量 $M_{\pi^0} = 134.9MeV$ との差を $\sigma_{\gamma\gamma}$ で割ったものである。$\sigma_{\gamma\gamma}$ は $M_{\gamma\gamma}$ の分解能である。$\sigma_{\gamma\gamma}$ の値は 2 光子系の運動量 $P_{\gamma\gamma}$ によって異なり、図 4.16 に示すように $P_{\gamma\gamma} = 200MeV$ の時、$\sigma_{\gamma\gamma} = 4.8MeV$,$P_{\gamma\gamma} = 1GeV$ の時、$\sigma_{\gamma\gamma} = 5.4MeV$,$P_{\gamma\gamma} = 5GeV$ の時、$\sigma_{\gamma\gamma} = 8.5MeV$, というようになっている。
また $\sigma_{\gamma\gamma}$ には、まだモンテカルロとデータとでは 3.3% の違いがみられるので、モ

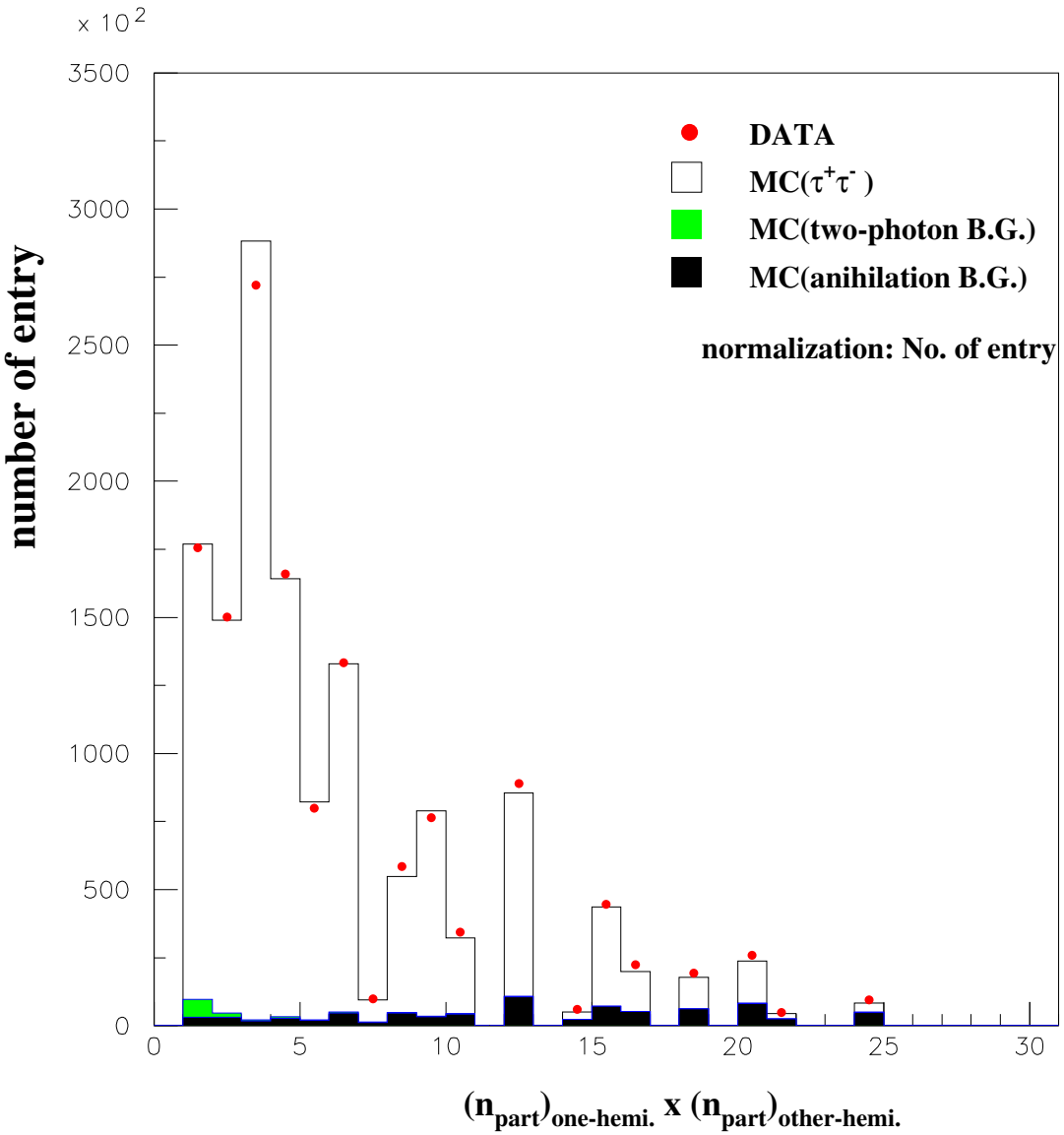

図 4.6: 各半球ごとの粒子数の積を用いた分布。丸 (赤) がデータ、白ヒストグラムがモンテカルロによる τ 事象、薄いヒストグラム (緑) 及び黒ヒストグラムはそれぞれ 2 光子生成過程、ハドロン生成過程からのバックグラウンドを示す。

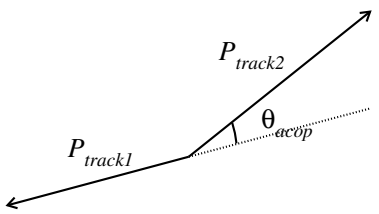

図 4.7: アコプラナリティ角

π^0 を再構成するための光子の条件
(1) 光子のエネルギー補正。
(2) カロリーメーターのバレルとエンドキャップの境界部分で測定された光子の除去。
(3)$E_\gamma \geq 80MeV$
(4)$24^\circ \leq \theta_\gamma \leq 138^\circ$

表 4.2: π^0 を再構成するための光子の条件

ンテカルロの $\sigma_{\gamma\gamma}$ には 1.033 をかけて、データにあうように調整し、$\gamma\gamma$ の不変質量を π^0 の質量と等しいという条件を用いて、運動学的にフィットを実行することで、π^0 の運動量の分解能を良くすることを行った。

なお、2 つの光子の組み合わせにおいては、同じ半球内にある光子の組合わせのみを用いた。
つぎに、表 4.2 にある光子の条件について詳しく述べる。

(1) 光子のエネルギー補正の効果
参考のために、光子のエネルギー補正の効果を図 4.11 と図 4.12 に示す。図 4.11 は、モンテカルロのエネルギー補正前 (点線)、及び補正後 (実線) の

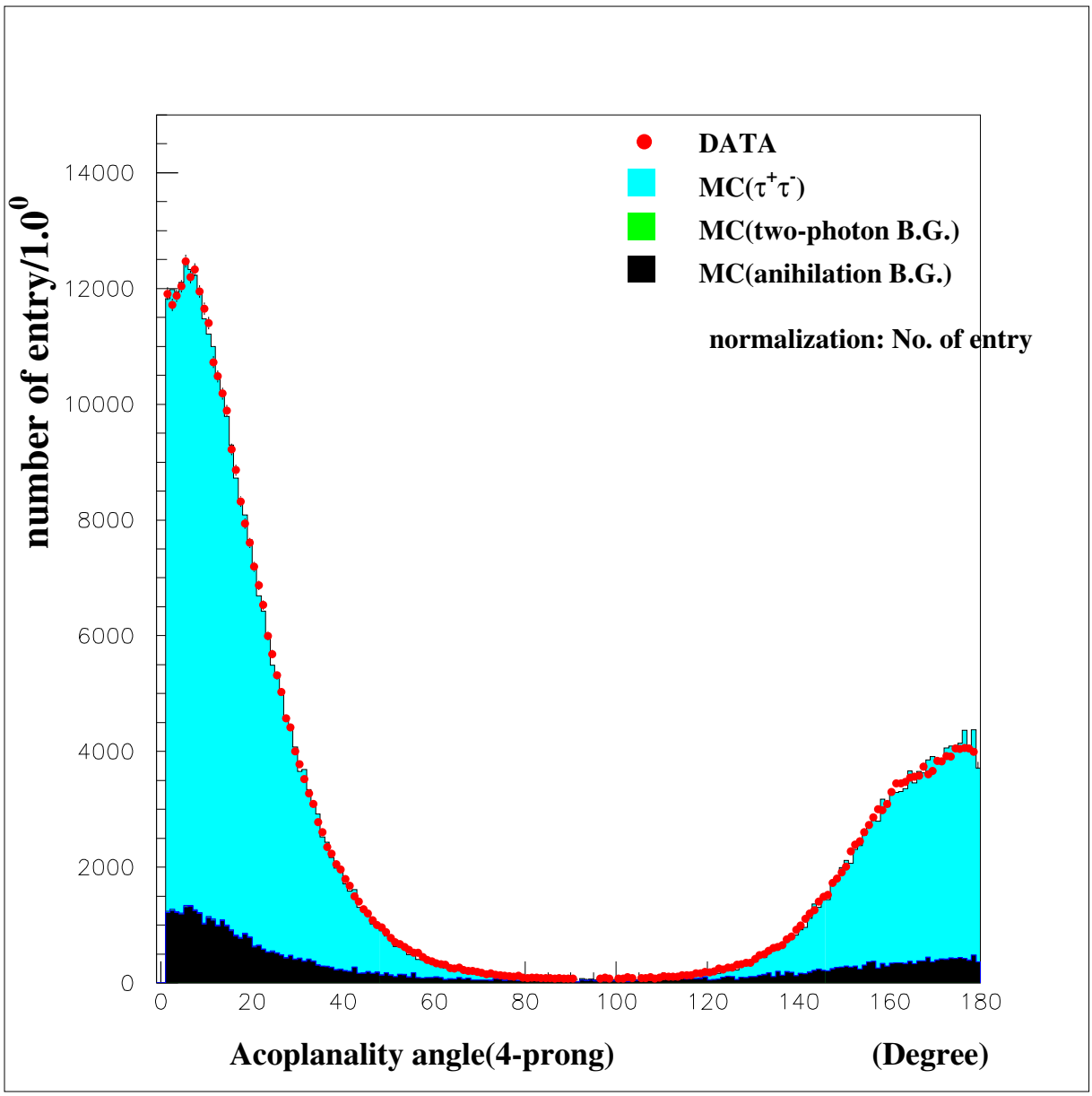

図 4.8: xy 平面におけるそれぞれの半球の荷電粒子のなす角度分布。丸 (赤) がデータ、白ヒストグラムがモンテカルロによる τ 事象を示す。薄いヒストグラム (緑) 及び黒ヒストグラムはそれぞれ 2 光子生成過程、ハドロン生成過程からのバックグラウンドを示す。

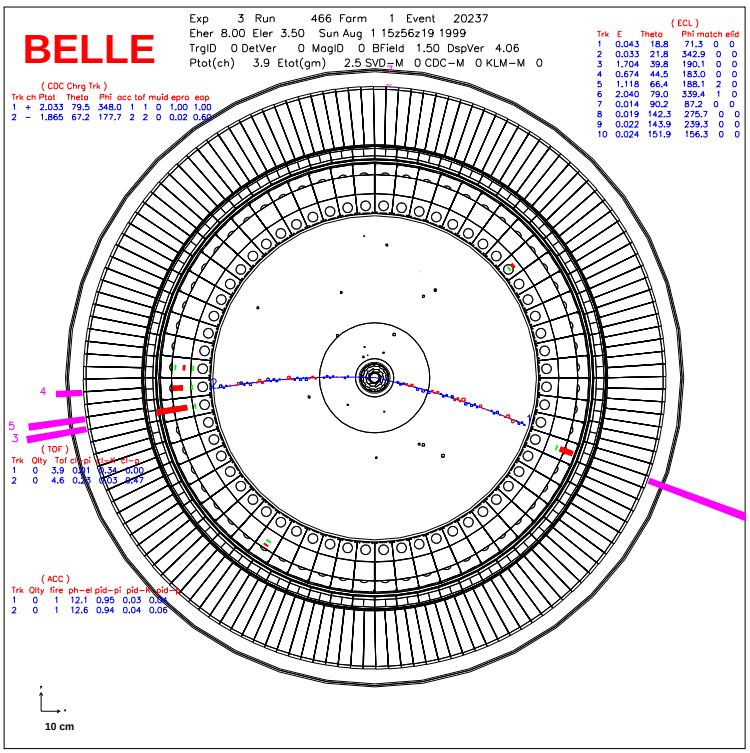

図 4.9: e^+e^- 非対称衝突型 KEKB において BELLE 測定器によって観測された $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 崩壊事象の例。円筒形の測定器の中央にビーム軸があり、それに垂直な平面に投影した図である (x-y 平面)。この事象では、一方は $\tau \to e\nu_e\nu_\tau$ 崩壊し、他方は $\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$ へ崩壊している。

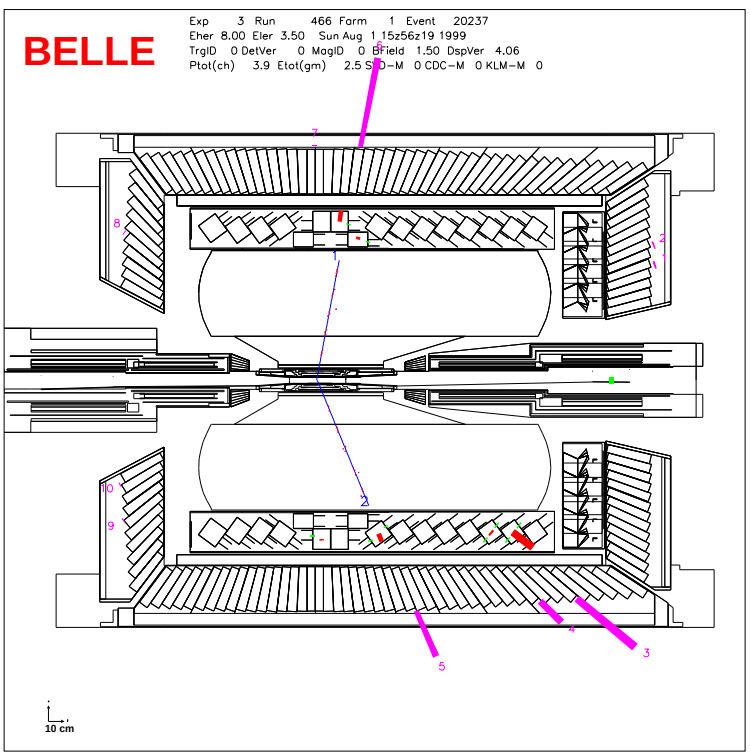

図 4.10: 図 4.9 と同じ事象の x-z 平面断面図。

$\gamma\gamma$ 不変質量の規格化された $(\frac{M_{\gamma\gamma}-M_{\pi^0}}{\sigma_{\gamma\gamma}})$ 分布である。エネルギー補正後ピークが 0 により近づいていることがわかる。全体に右方向へシフトしている。2 光子の不変質量と π^0 の質量 ($135\mathrm{MeV}$) との差がより小さくなったことがわかる。また、図 4.12 の左の図はデータとモンテカルロ (補正前) 、右の図はデータとモンテカルロ (補正後) 、それぞれの $\frac{M_{\gamma\gamma}-M_{\pi^0}}{\sigma_{\gamma\gamma}}$ の比較の分布である。エネルギー補正後、データとモンテカルロの一致が良くなっている。

(2) カロリーメーターのバレルとエンドキャップの境界部分で測定された光子の除去。
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。

(3) $E_\gamma \geq 80MeV$ 条件の効果
光子のエネルギー E_γ の閾値が $50MeV$ の時の π^0 の運動量分布 (実験室系) の分布を図 4.13 に示す。$200\mathrm{MeV}$ 以下でデータとモンテカルロが大きくずれていることが分かる。これは、非常にエネルギーの低い光子に問題があると考えられる。

(4) $24^\circ \leq \theta_\gamma \leq 138^\circ$ 条件の効果
光子の実験室系の θ_γ 分布を図 4.14 の右図に示す。θ_γ が 24° 以下や 138° 以上のところでも、データとモンテカルロに大きなずれはみられないが、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。

4.4.2 $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の選別

前小節で述べたように、2 光子の不変質量が $-9.0 < \frac{M_{\gamma\gamma}-M_{\pi^0}}{\sigma_{\gamma\gamma}} < 9.0$ の領域に入ったものを π^0 とした。その π^0 を用い、各半球ごとに $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の選別を行った。
$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊選別条件を表 4.3 に示す。

(1) $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊選択条件。
$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊は π^0 の数を 1 個と荷電飛跡の本数を 1 本を含むことで基本的に選別できる。図 4.19 は荷電粒子の運動量分布、図 4.20 は θ 分布を示す。両図ともモンテカルロがデータを再現していることが良くわかる。

(2) フィードアクロスバックグラウンド除去。

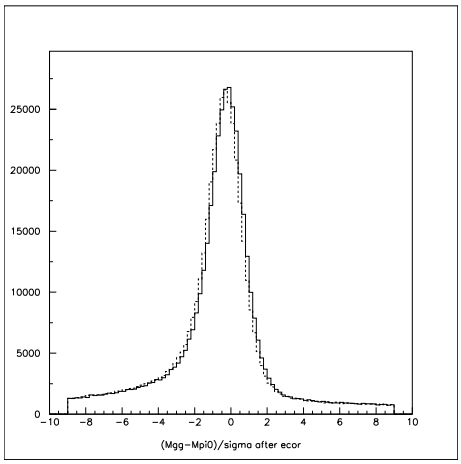

図 4.11: 光子のエネルギー補正の効果を示す $\frac{M_{\gamma\gamma}-M_{\pi^0}}{\sigma_{\gamma\gamma}}$ 分布である。モンテカルロ用いた、点線が補正前、実線が補正後を示す。

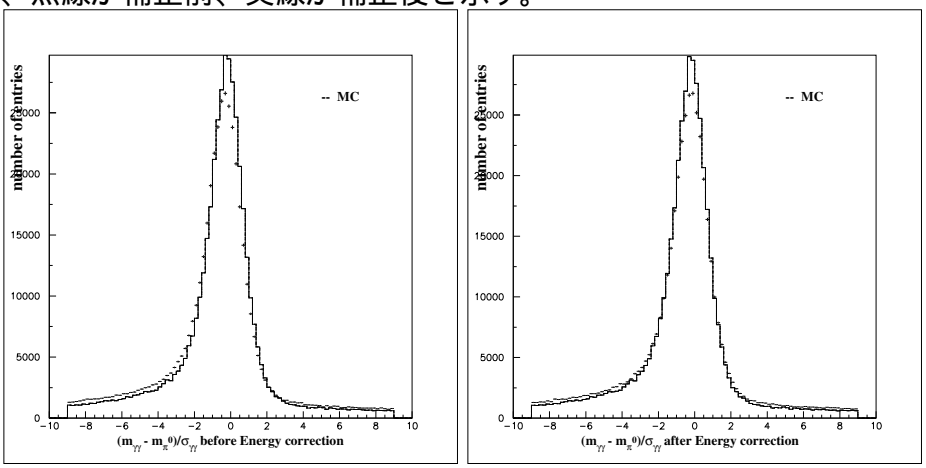

図 4.12: 光子のエネルギー補正の効果を示す $\frac{M_{\gamma\gamma}-M_{\pi^0}}{\sigma_{\gamma\gamma}}$ 分布である。点線 が補正前、実線が補正後を示す。

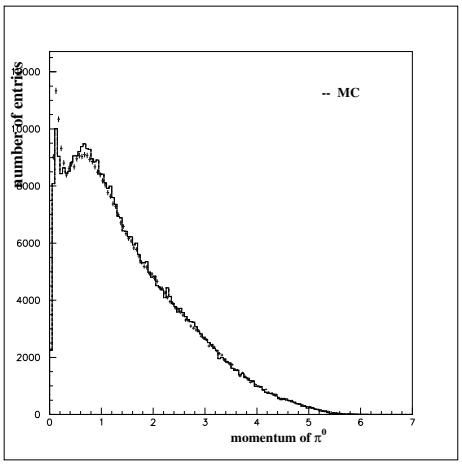

図 4.13: π^0 の運動量分布。プロットがデータ、ヒストグラムがモンテカルロである。

$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の選別項目
(1)$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊選択
* π^0 の数を 1 個とする。
* 半球軸の荷電飛跡の本数を 1 本とする。
(2) タウ粒子の他の崩壊モードからくるフィードアクロスバックグラウンド除去。
*$E_\gamma^{max} < 200MeV$
*$P_{\pi^0} > 200MeV$

表 4.3: $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊選別項目

* $E_\gamma^{max} < 200MeV$
  π^0 から崩壊した 2 つの光子以外に $200\mathrm{MeV}$ 以上のエネルギー E_γ^{max} を持つ光子があればそのサンプルを除く。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を除くことができる。この E_γ^{max} 条件の値を変化さたときの相対的な検出効率とバックグラウンドの割合を表 4.4 にまとめた。検出効率を高く保ち、バックグラウンドを低くする点として、$E_\gamma^{max} < 200MeV$ の条件を用いた。
* 最後に $P_{\pi^0} > 200MeV$ を要求する。

以上の選別の結果、1,378,019 事象の $\tau^+\tau-$ 事象のうち、$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊が 383,671 個観測された。その観測された荷電粒子の運動量分布と θ 分布をそれぞれ図 4.19

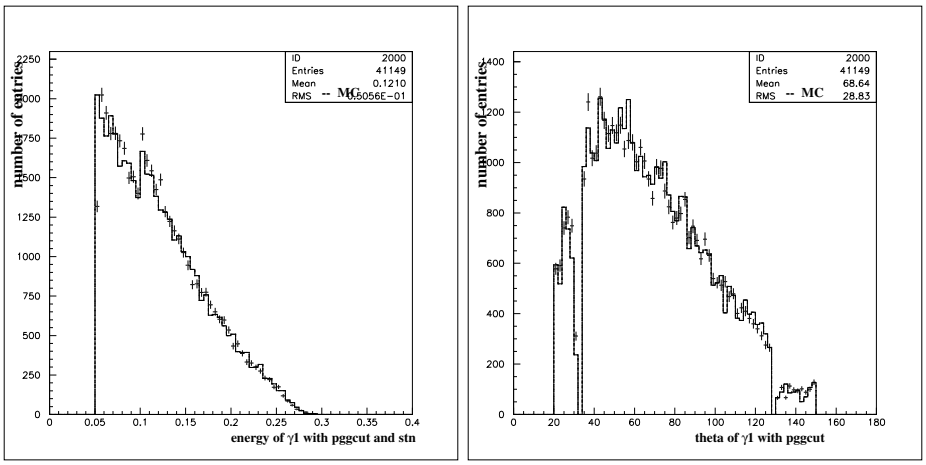

図 4.14: 左右それぞれ光子のエネルギー分布と θ 分布。プロットがデータ、ヒストグラムがモンテカルロである。

と図 4.20 に示し、π^0 の運動量分布と θ 分布は図 4.17 と図 4.18 に示す。各々の図は、丸 (赤) がデータ、白ヒストグラムがモンテカルロによる $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 過程からの崩壊サンプル、黒ヒストグラムは $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 過程以外からのバックグラウンドの寄与を示す。データとモンテカルロが非常によく一致している。これらの図から明らかなように、モンテカルロがデータをよく再現していることがわかる。$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 過程以外からのバックグラウンドの割合は 2.9%であり、そのうち $q\bar{q}$ 対過程の割合が最も高く 2.2%ある。

選別条件項目	相対的な検出効率	その他の崩壊からのバックグラウンド $/\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の数 (%)
なし	1.0	28.6
N_π^0=1	0.877	12.8
$E_\gamma^{max} < 1.0GeV$	0.865	12.0
$E_\gamma^{max} < 0.8GeV$	0.863	11.4
$E_\gamma^{max} < 0.6GeV$	0.860	11.0
$E_\gamma^{max} < 0.4GeV$	0.854	10.4
$E_\gamma^{max} < 0.3GeV$	0.850	9.5
$E_\gamma^{max} < 0.2GeV$	0.838	8.3
$E_\gamma^{max} < 0.1GeV$	0.810	4.6

表 4.4: モンテカルロによる E_γ^{max} による選別の効果

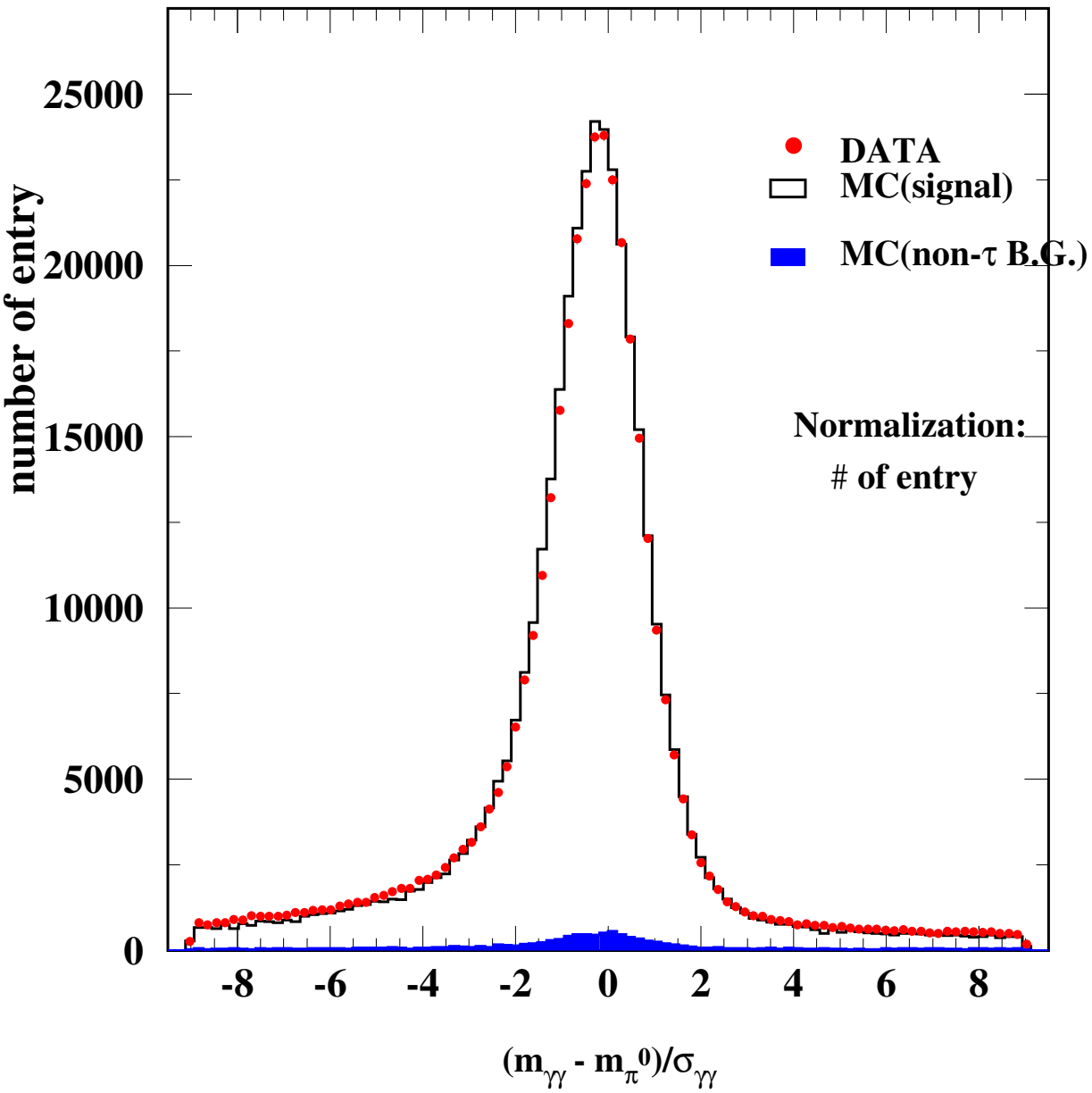

図 4.15: π^0 の $\frac{M_{\gamma\gamma}-M_{\pi^0}}{\sigma_{\gamma\gamma}}$ 分布。丸 (赤) がデータ、モンテカルロによる τ からの崩壊サンプルがヒストグラム、また黒ヒストグラムが $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 過程以外からのバックグラウンドの寄与である。

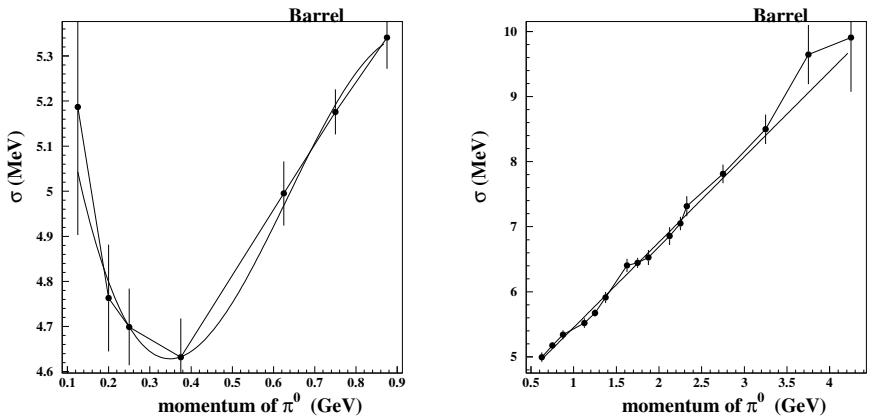

図 4.16: $\gamma\gamma$ の不変質量の分解能 $\sigma_{\gamma\gamma}$ の運動量依存。左の図が π^0 の運動量が低い部分の $\sigma_{\gamma\gamma}$ 分布であり、右の図は運動量が高い部分の $\sigma_{\gamma\gamma}$ 分布である。

4.4.3　$\pi^{\pm}\pi^0$ 分布

選別された $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象の $\pi^{\pm}\pi^0$ の不変質量分布を図 4.21 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 $139.5\mathrm{MeV}$ を用いて計算した $\pi^{\pm}\pi^0$ の不変質量分布である。白いヒストグラムがシグナルの $\pi^{\pm}\pi^0$ である。バックグラウンドは上に位置している濃い (緑色) ヒストグラムが $K^{\pm}\pi^0$ のサンプルである。次に薄い部分 (黄色) がフィードアクロスバックグラウンド示し、黒いヒストグラムが $\tau^+\tau^-$事象 以外のバックグランドを示す。この図において、ピークは $\rho(770)$ 共鳴状態である。
一方、対数スケールをとった図を図 4.22 に示す。高い質量領域でわずかに肩が見えている。この領域は $\rho(770)$ の励起状態である $\rho\prime$ 共鳴状態に対応する。

4.5　検出効率とバックグラウンドの見積もり

以上述べてきた、$\tau^+\tau^-$ 対事象と $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象の選別による信号の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。

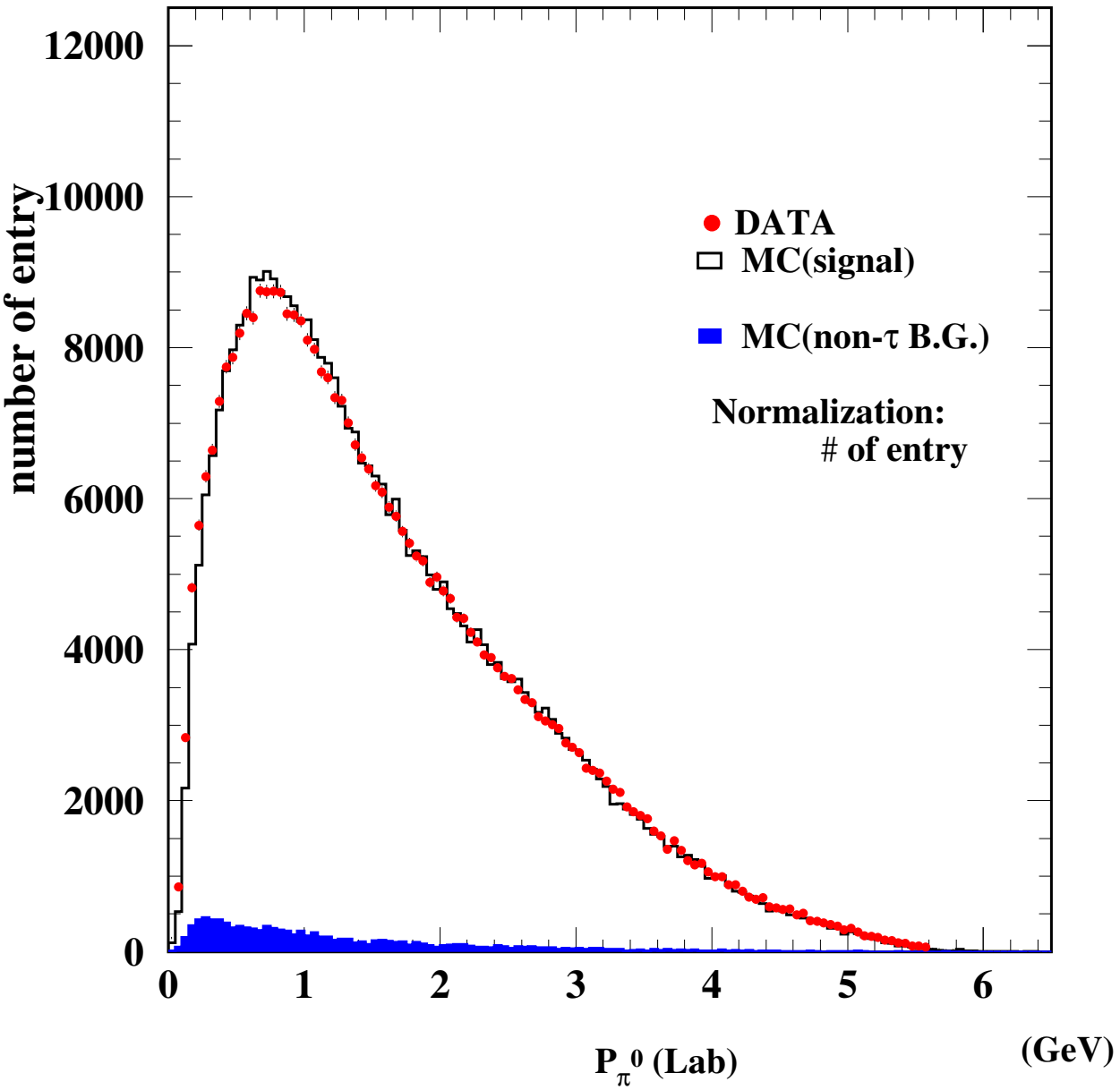

図 4.17: $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ における π^0 の運動量の分布である。丸 (赤) がデータ、モンテカルロによる τ からの崩壊サンプルがヒストグラム、また黒ヒストグラムは $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 過程以外からの寄与を示す。

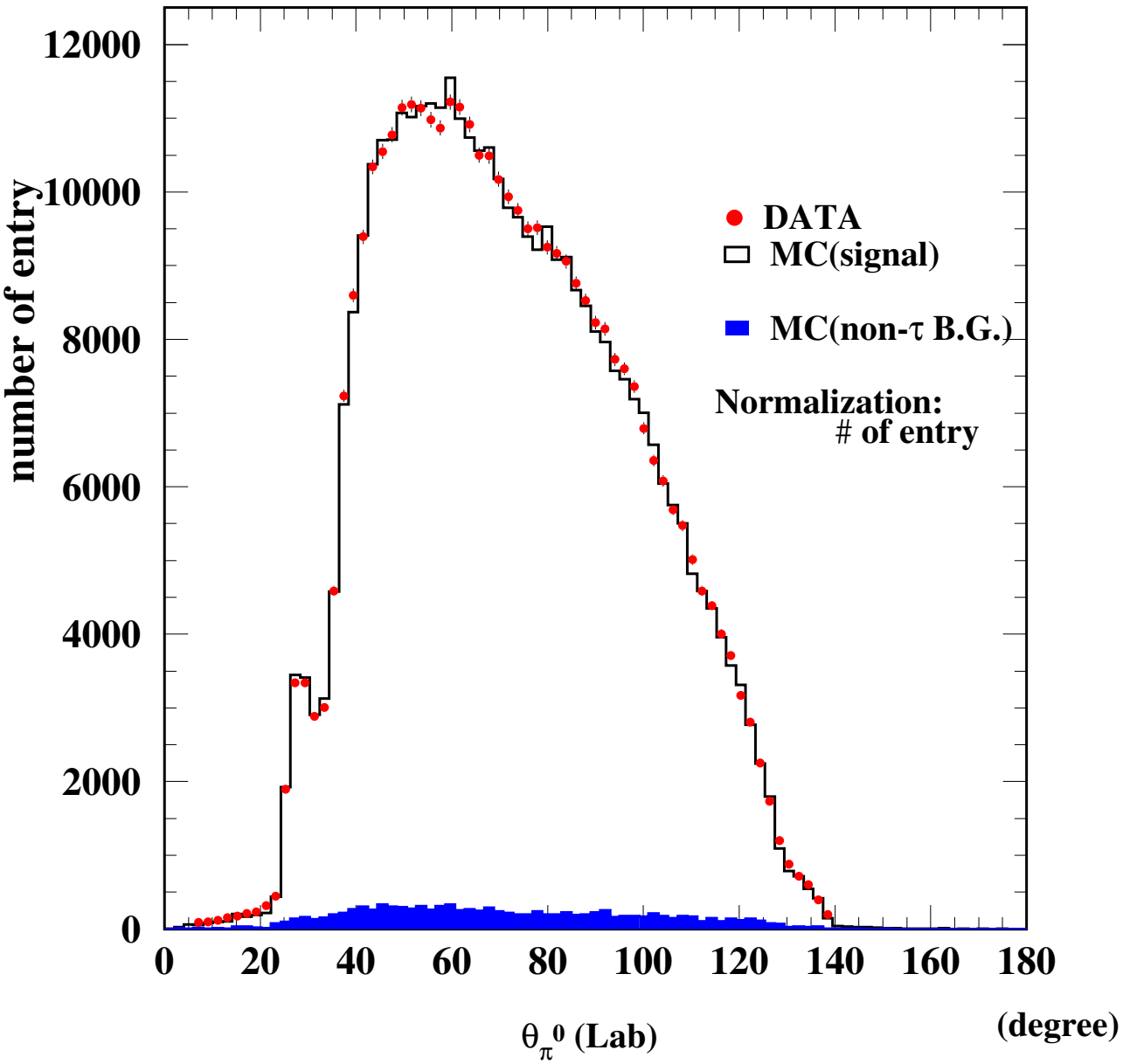

図 4.18: $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊における π^0 の θ 分布。丸 (赤) がデータ、モンテカルロによる τ からの崩壊サンプルがヒストグラム、また黒ヒストグラムは $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 過程以外からの寄与を示す。

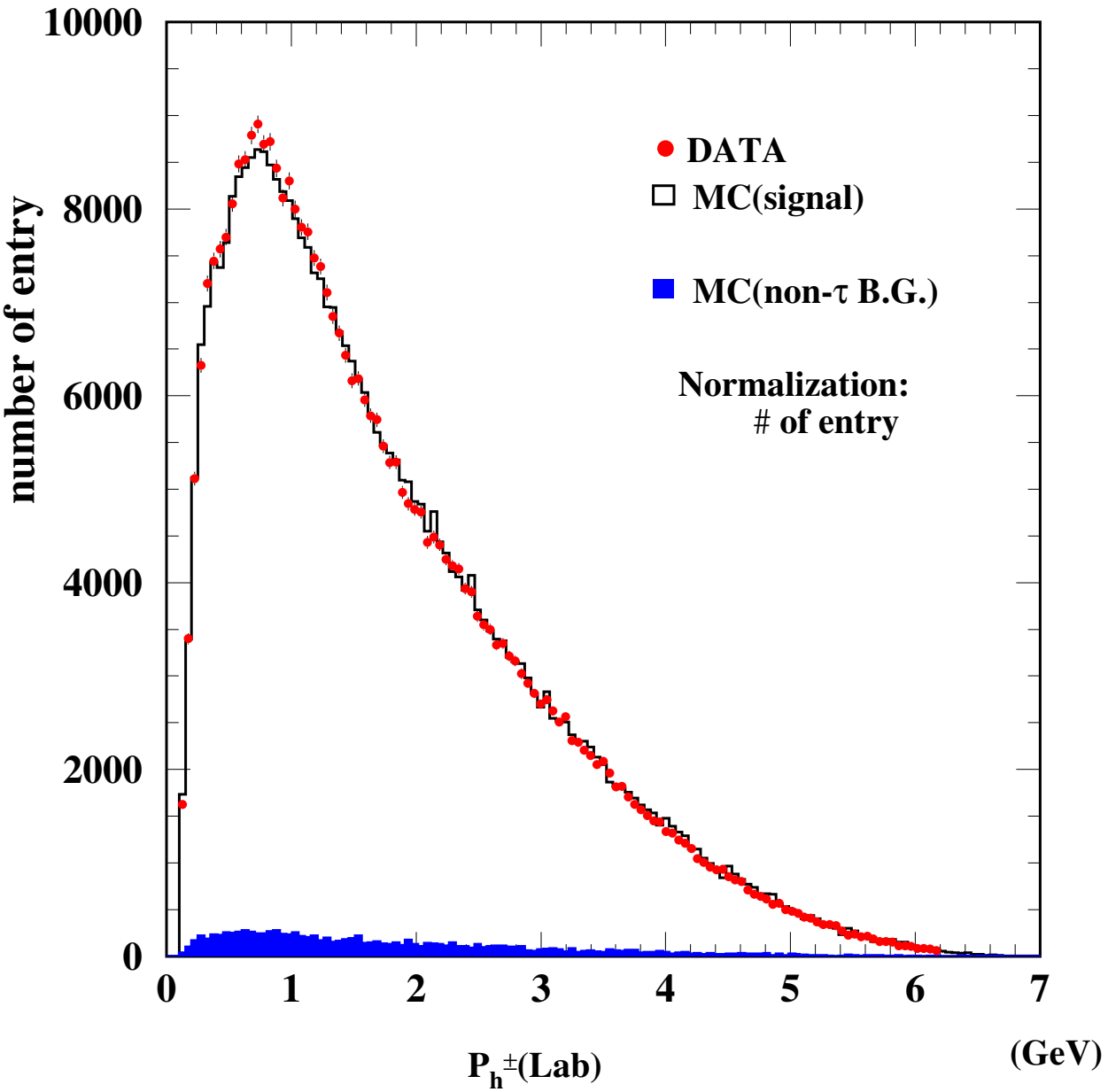

図 4.19: $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊における荷電粒子の運動量分布を示す。プロットがデータ、ヒストグラムがモンテカルロである。

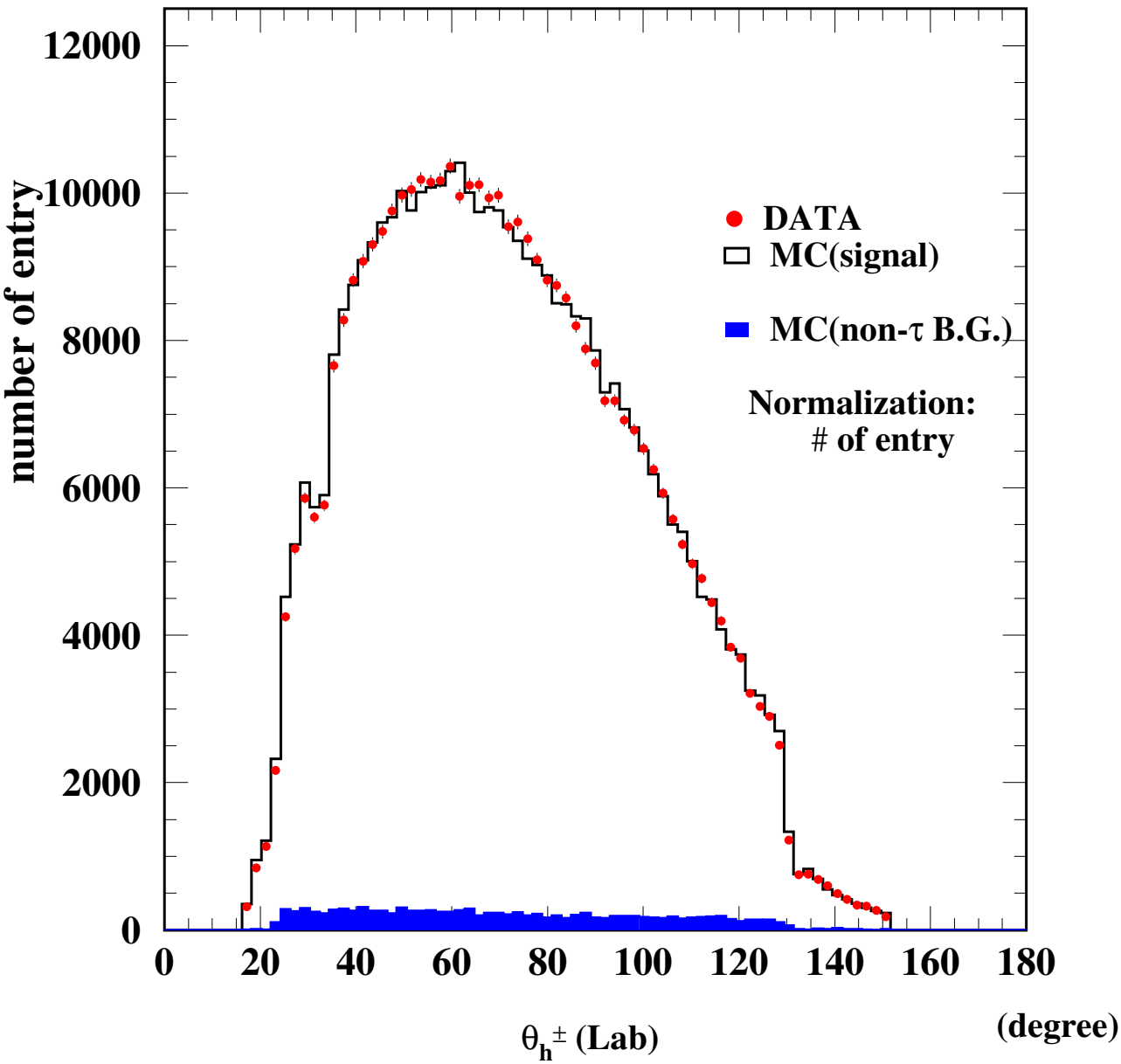

図 4.20: $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊における荷電粒子 h の θ 分布を示す。プロットがデータ、ヒストグラムがモンテカルロである。

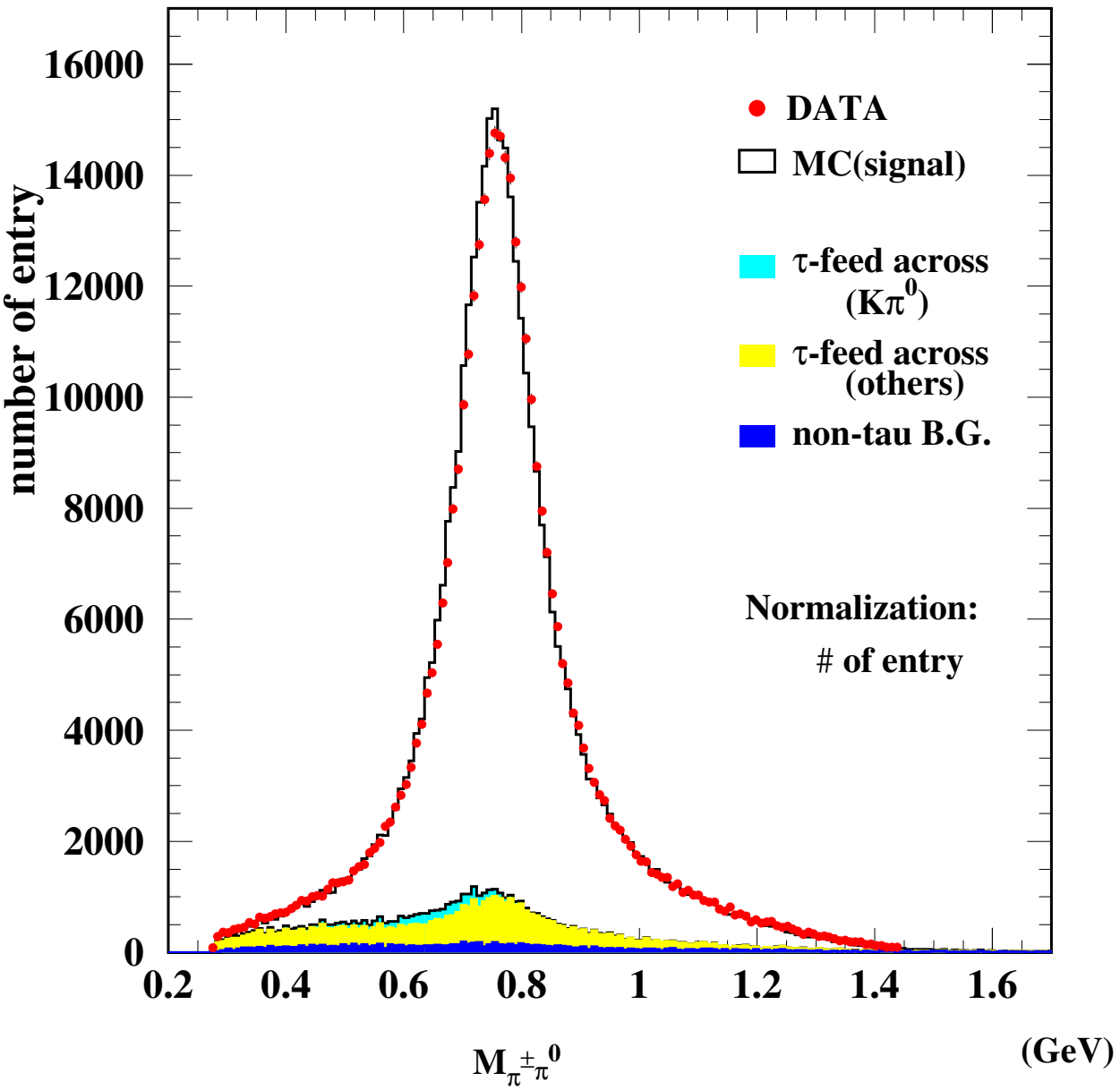

図 4.21: $\pi^{\pm}\pi^{0}$ の不変質量分布である。右図は対数をとったものである。プロットがデータ、ヒストグラムがモンテカルロである。

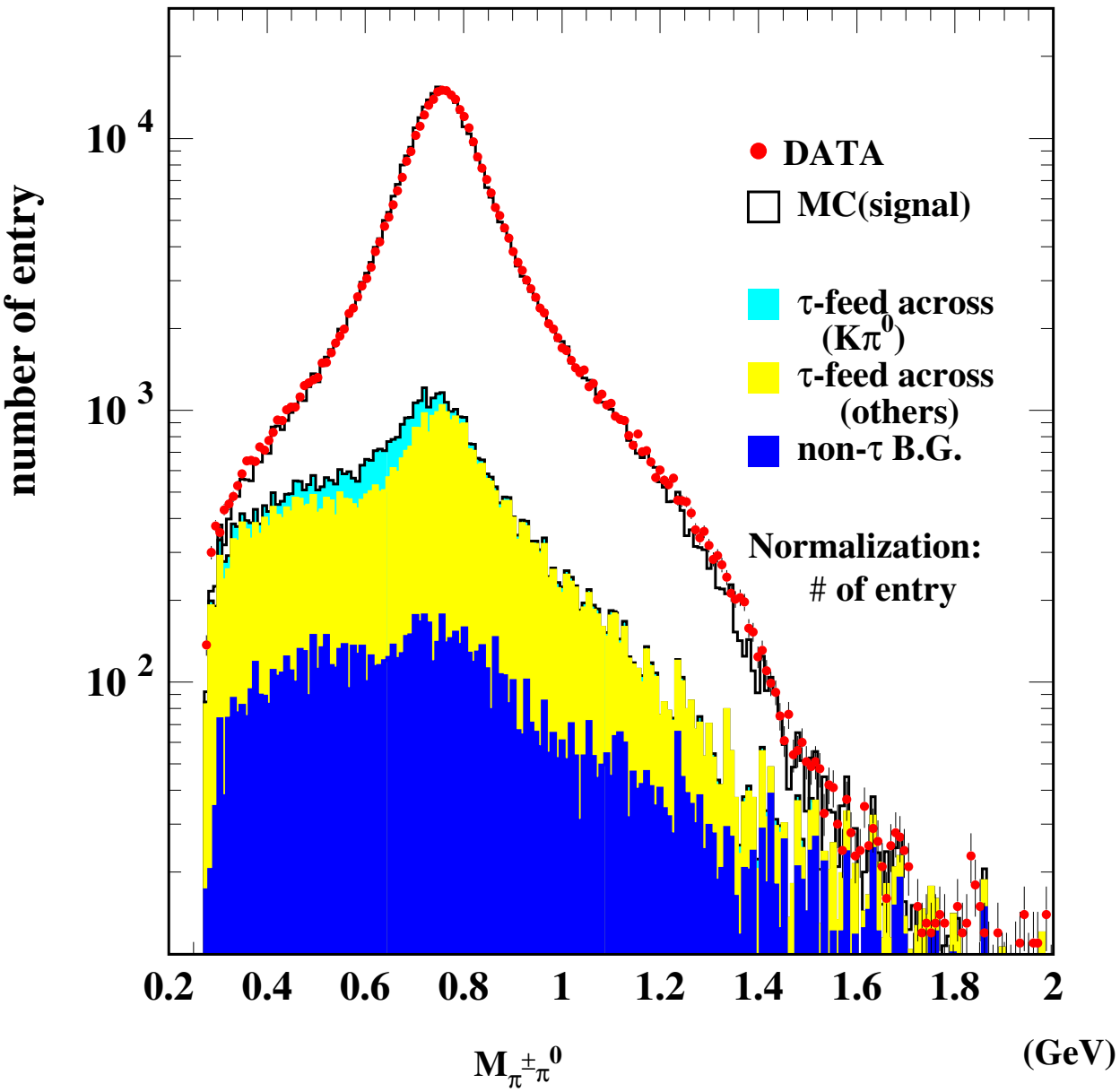

図 4.22: $\pi^{\pm}\pi^{0}$ の不変質量分布である。右図は対数をとったものである。プロットがデータ、ヒストグラムがモンテカルロである。

4.5.1 $\tau^+\tau^-$ 対事象選別での検出効率

$\tau^+\tau^-$ 対事象選別に用いた各条件の効果と。その検出効率を表 4.5 に示す。MM の条件と θ^* の領域の条件が比較的強い条件となっている。トリガー効率は約 90% である。$\tau^+\tau^-$ 対事象選別の全検出効率は $32.40 \pm 0.05\%$ となっている。この値には、幾何学的なアクセプタンス (75%) を含んでいる。また誤差は統計誤差のみである。

$\tau^+\tau^-$ 事象選別条件	検出効率 $(\%)$	各選別条件の相対的な効果 $(\%)$
前段階の選別	70.46	70.46
$2 \leq N_{trk} \leq 4$	66.51	94.4
事象全電荷 $\lvert Q\rvert \leq 1$	65.22	98.1
事象生成点の条件	64.51	98.9
$35^\circ < \theta^*_{event} < 145^\circ$	55.16	85.5
MM と θ^*_{miss} の条件	44.29	80.3
カロリーメーターの境界線 ($ne \geq 1$ 場合)	42.52	96.0
$(n_{part})_{one} \times (n_{part})_{other} < 25$	40.94	97.3
トリガー条件	36.44	89.0
事象全電荷 $\lvert Q\rvert = 0$	33.37	91.6
$\tau^+\tau^-$ 事象検出効率	$32.40 \pm 0.05\%$	- -

表 4.5: $\tau^+\tau^-$ 事象選別の検出効率と相対的な効果

4.5.2 タウ事象選別でのバックグラウンド見積もり

それぞれのバックグラウンドの量を見積もるためにシミュレーションに使用したプログラムを表 4.6 に示す [5]。表 4.6 に示したモンテカルロシミュレーションを用い、$\tau^+\tau^-$ 事象選別でのバックグラウンドの見積もりを行った結果を表 4.7 に示す。

$$\text{生成ルミノシティ} = \frac{\text{生成事象数}}{\text{生成断面積}}$$
$$\text{検出の割合} = \frac{\text{各崩壊項目の}\tau\text{事象選別後の事象数}}{\text{表 } 4.7 \text{ の } (1)}$$

最も多くバックグラウンドとして残っている崩壊項目は、$q\bar{q}$ (コンティニウム) に崩壊するモードで 3.9%残っている。選別した $\tau^+\tau^-$ 事象に含まれる、バックグラウンドの割合は 6.8%と見積もることができる。今回、使用した積分ルミノシティー $L = 4.417 fb^{-1}$ のデーター中には約 $1{,}378{,}000$ 事象の $\tau^+\tau^-$ 事象が観測された。一方、同じデーター量のモンテカルロシミュレーション (MC) を用いて期待される $\tau^+\tau^-$ 対事象とバックグラウンドを加えた事象数は約 $1{,}397{,}000$ 事象であり、データ

バックグラウンド崩壊項目	生成断面積	使用したプログラム	関連図書
$ee \to ee\mu\mu$	18.9 nb	AAFHB	[6]
$ee \to eeee$	40.9 nb	AAFHB	[6]
$ee \to eeuu/dd$	12.50 nb	AAFHB	[6]
$ee \to eess$	0.227 nb	AAFHB	[6]
$ee \to eecc$	0.03 nb	AAFHB	[6]
$ee \to bhabha$	100.2 nb	BHLUMI	[7]
$ee \to \mu\mu\gamma$	1 nb	KKMC	[8]
$ee \to q\bar{q}(q = u, d, s)$	2.09 nb	QQ	[9]
$ee \to c\bar{c}$	1.30 nb	QQ	[9]
$ee \to B^+B^-$	0.525 nb	QQ	[9]
$ee \to B^0B^0$	0.525 nb	QQ	[9]
signal:$\tau\tau$	0.91nb	KORALB/TAUOLA	[5]

表 4.6: シミュレーション使用プログラム

量とモンテカルロシミュレーションの比は、0.987(-1.3%) となる。ルミノシティー測定の不定性 (1.4%) 等を考慮すると、データとモンテカルロシミュレーションの期待値はよくあっていると言える。モンテカルロシミュレーションの検出効率の信頼性は高い。

バックグラウンド崩壊項目	生成断面積	生成事象数	生成ルミノシティ (fb^{-1})	τ 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 nb	2×10^8	10.58	1,289	$0.41 \pm 0.00\%$
$ee \to eeee$	40.9 nb	2×10^8	4.89	741	$0.23 \pm 0.00\%$
$ee \to eeuu/dd$	12.50 nb	1.6×10^8	12.8	4960	$0.12 \pm 0.00\%$
$ee \to eess$	0.228 nb	9.7×10^7	427	35.5	$0.01 \pm 0.008\%$
$ee \to eecc$	0.03 nb	1×10^7	333	6.3	$0.00 \pm 0.00\%$
$ee \to bhabha$	123.5 nb	1.8×10^8	1.46	1668	$0.53 \pm 0.01\%$
$ee \to \mu\mu\gamma$	1.005 nb	5×10^7	49.8	988	$0.31 \pm 0.00\%$
$ee \to q\bar{q}(q = u, d, s)$	2.09 nb	3×10^6	1.44	12,200	$3.86 \pm 0.03\%$
$ee \to c\bar{c}$	1.30 nb	2×10^6	1.54	3,513	$1.11 \pm 0.02\%$
$ee \to B^+B^-$	0.525 nb	1×10^6	1.905	340	$0.08 \pm 0.00\%$
$ee \to B^0B^0$	0.525 nb	1×10^6	1.905	332	$0.10 \pm 0.00\%$
all back.				21,400	$6.77 \pm 0.03\%$

表 4.7: τ 事象選別でのバックグラウンドの見積もり

4.5.3 $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊選別での検出効率

$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 選別条件の検出効率と相対的な効果を表 4.8 に示す。
$\tau^+\tau^-$ 事象選別の結果、観測された 1,378,019 事象の $\tau^+\tau^-$ 事象のうち、$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊選別の結果、$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊が 383,671 個観測された。これは 46.60% の検出効率である。

$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 選別条件	検出効率 (%)	各選別条件の相対的な効果 (%)
荷電飛跡数 1 本	97.11	97.11
$N_{\pi^0} = 1$	50.98	52.50
$E_\gamma^{max} < 200MeV/c^2$	47.03	92.25
$P_{\pi^0} > 200MeV/c$	46.60	99.07
$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 検出効率	46.60%	–

表 4.8: $\tau^\pm \to h^\pm\pi^0\nu_\tau$ 選別での検出効率

4.5.4 $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 選別におけるバックグラウンドの見積もり

$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 識別の結果、$4.417fb^{-1}$ の実験データ中に $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊は 383,671 個観測された。$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 識別におけるバックグラウンドの見積もりをモンテカルロシミュレーションを用い、行った結果を表 4.9 と表 4.10 に示した。崩壊過程の項目は、大きく分けて $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 過程からのフィードアクロスバックグラウンドと $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 過程以外からのバックグラウンドに分けられる。
フィードアクロスバックグラウンドの割合は $8.80 \pm 0.06\%$ である。このうち、π^0 を複数個含む崩壊モードの割合が最も高く $6.87 \pm 0.06\%$ である。また $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 過程以外からのバックグラウンドの割合は、$e^+e^- \to q\bar{q}$ からの寄与が高く、全体 $2.86 \pm 0.04\%$ である。ここでエラーはモンテカルロの統計誤差である。

崩壊過程	バックグラウンドの割合
$\tau \to e$	$0.42 \pm 0.01\%$
$\tau \to \mu$	$0.26 \pm 0.01\%$
$\tau \to \pi$	$0.76 \pm 0.02\%$
$\tau \to h\ n\pi^0 (n \geq 2)$	$6.87 \pm 0.06\%$
$\tau \to a1$	$0.09 \pm 0.01\%$
$\tau \to 3h\ n\pi^0 (n \geq 1)$	$0.05 \pm 0.00\%$
$\tau \to K + X$ $(notK\pi^0)$	$0.32 \pm 0.01\ \%$
$\tau \to other$	$0.00 \pm 0.00\%$
sum (feed across BG)	$8.80 \pm 0.06\%$

表 4.9: $\tau^{\pm} \to h^{\pm}\pi^0\nu_\tau$ 識別における $\tau^+\tau^-$ 事象崩壊のバックグラウンドの見積もり

散乱過程	バックグラウンドの割合
$ee \to q\bar{q} (q = u, d, s)$	$2.19 \pm 0.04\%$
$ee \to c\bar{c}$	$0.48 \pm 0.02\%$
$eeu\bar{u}/d\bar{d}$	$0.07 \pm 0.00\%$
others	$0.12 \pm 0.01\%$
sum(non-tau BG)	$2.86 \pm 0.04\%$

表 4.10: $\tau^{\pm} \to h^{\pm}\pi^0\nu_\tau$ 識別における $\tau^+\tau^-$ 事象崩壊以外からのバックグラウンドの見積もり

第5章　$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$の崩壊分岐比測定と系統誤差の検討

本章では、$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比の測定結果とその測定誤差の検討について述べる。

5.1　崩壊分岐比測定方法

前章に述べたように、$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比 $B_{h\pi^0}$ は、 $h\pi^0$ 事象の数と $\tau^+\tau^-$ 対の事象数の比から原理的に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有限のバックグランド事象の差引や、検出器が持つ有限の検出効率の補正を行なう必要がある。これらの補正を考慮すると、崩壊分岐比 $B_{h\pi^0}$ は、以下の式で与えられる。

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

ここで、$N_{h\pi^0}$ は観測された $h\pi^0$ 崩壊の観測数、$N_{\tau\tau}$ は 比較的ゆるい条件で選別した $\tau^+\tau^-$ 対の事象数である。$\tau^+\tau^-$ 対の事象数中のタウ粒子の数は $2N_{\tau\tau}$ となる。$b_{\tau\tau}$ は、$\tau^+\tau^-$ 対の事象中に含まれる $e^-e^- \to \tau^+\tau^-$ 過程以外の過程からのバックグラウンドの割合を表す。 一方、$b^{feed-across}$ と $b^{non-\tau}$ は、$h\pi^0$ 崩壊のサンプル中に含まれバックグラウンドの割合である。ここでは、バックグラウンドの理由別に、$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊以外のタウ粒子の崩壊が間違って $h\pi^0$ 崩壊として観測される割合を $b^{feed\ across}$ (フィード アクロス バックグラウンド), $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 過程以外のプロセスからくるバックグラウンドの割合を $b^{non-tau}$ (タウの崩壊過程でないバックグラウンド) として区別した。

検出効率に関しては、$\epsilon_{\tau\tau}$ が $\tau^+\tau^-$ 対の事象の検出効率を、積 $\epsilon^{\tau}_{h\pi^0} \cdot \epsilon^{ID}_{h\pi^0}$ が $h\pi^0$ 崩壊事象の検出効率を示す。後者のそれぞれは、$\epsilon^{\tau}_{h\pi^0}$ が $\tau^+\tau^-$ 対の選別条件によって、$h\pi^0$ 崩壊事象が選別される効率を、$\epsilon^{ID}_{h\pi^0}$ が $\tau^+\tau^-$ 事象中から $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊を選択する効率を示す。

このように $h\pi^0$ 崩壊の全検出効率を 2 つの積に分けた理由は、崩壊分岐比 $B_{h\pi^0}$ が 検出効率の比

$$f_b = \frac{\epsilon^\tau_{h\pi^0}}{\epsilon_{\tau\tau}}$$

に依存し、それぞれ検出率の絶対値によらないことを式で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 $B_{h\pi^0}$ を得る式 5.1 は式 5.2 と書き換えられる。

あとで示すように、この比 f_b はほぼ 1 である。また、この比 f_b は、ルミノシティーや $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ の生成断面積に依らない量であり、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持っている。また、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比にすると互いに打ち消し合うので、小さく押さえることができる。この点に関しては、あとの系統誤差の議論のところ詳しく述べる予定である。

$$B_{h\pi^0} \quad = \quad \frac{N_{h\pi^0}}{2N_{\tau\tau}} \cdot \frac{(1 - b^{feed-across} - b^{non-\tau})}{(1 - b_{\tau\tau})} \cdot \frac{1}{f_b \times \epsilon^{ID}_{h\pi^0}} \tag{5.2}$$

5.2 崩壊分岐比の結果

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ー $4.417fb^{-1}$ のデータの解析の結果、$\tau^+\tau^-$ 対事象数 $N_{\tau\tau}$ は $(1,378 \pm 1)$K 事象、$h\pi^0$ の観測数 $N_{h\pi^0}$ は (383.7 ± 0.6)K 個であった。

$\tau^+\tau^-$ 対事象数中に含まれるバックグラウンドの割合は $b_{\tau\tau} = 6.77 \pm 0.03\%$、$h\pi^0$ のサンプルに含まれるタウの他の崩壊からのフィードアクロスバックグラウンドが $b^{feed-across} = 8.80 \pm 0.06\%$、タウ以外からの過程からのバックグラウンドが $b^{non-\tau} = 2.86 \pm 0.04\%$ である。また、$\tau^+\tau^-$ をの検出効率は $\epsilon_{\tau\tau} = 32.40 \pm 0.04\%$、$h\pi^0$ 崩壊事象が $\tau^+\tau^-$ の選別条件で検出される効率は $\epsilon^\tau_{h\pi^0} = 35.99 \pm 0.07\%$ となっている。したがって、検出効率の比 $f_b = \frac{\epsilon^\tau_{h\pi^0}}{\epsilon_{\tau\tau}}$ は、$f_b = 1.110 \pm 0.003\%$ である。また、$\tau^+\tau^-$ 対の 事象から $h\pi^0$ 崩壊を選別する効率は $\epsilon^{ID}_{h\pi^0} = 46.60 \pm 0.13\%$ であった。この効率は主に、π^0 の検出効率で決まっている。以上の結果を表 5.2 に示す。ここで示した誤差はデータの統計誤差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。

以上の結果を式 5.2 へ代入すると、$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ の崩壊分岐比として、

$$B_{h\pi^0} = 25.48 \pm 0.01 \quad \%$$

という結果となる。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 0.01% と非常に小さい。

パラメータ	標準選別による値
$N_{\tau\tau}$	1378020±1174 事象
$N_{h\pi^0}$	383671±627 サンプル
$\epsilon_{\tau\tau}$	32.40±0.04%
$\epsilon^{\tau}_{h\pi^0}$	35.99±0.07%
$f_b = \frac{\epsilon^{\prime}_{h\pi^0}}{\epsilon_{\tau\tau}}$	1.110±0.003%
$\epsilon^{ID}_{h\pi^0}$	46.60±0.13%
$b_{\tau\tau}$	6.77±0.03%
b^{feed}	8.80±0.06%
$b^{non-\tau}$	2.86±0.04%
崩壊分岐比 $B_{h\pi^0}$	25.48±0.01%

表 5.1: 標準的の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ュミレーションの統計誤差である。

5.3 系統誤差の検討

次に、この測定に含まれる系統的な誤差について述べる。まず、この章のまとめとして、以下で検討する崩壊分岐比の系統誤差の項目とその誤差の大きさを表 5.2 に示す。この表では、崩壊分岐比に対する系統誤差の割合 $(\Delta B/B\ )$ を %で示している。

系統誤差の項目	$\Delta B/B\%$
(1) モンテカルロの統計	$\pm 0.37\%$
(2) π^0 の選択の不定性	$\pm 0.30\%$
(3) 飛跡の検出効率の不定性	$\pm 0.92\%$
(4) トリガーの不定性	$\pm 0.56\%$
(5) 光子の検出効率の不定性	$\pm 1.25\%$
(6) バックグラウンドの見積もりの不定性	$\pm 1.10\%$
Total	$\pm 2.07\%$

表 5.2: 系統誤差の項目とその値

以下、表 5.2 中の各項目 (1)∼(6) 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 5.3 の方法で求められるモンテカルロの統計からくる誤差 ($\pm 0.37\%$) は、検出効率の計算の統計誤差及び、バックグラウンドの見積もりの統計誤差が含まれている。

$$\begin{aligned}(\Delta B_{MC})^2 &= \left(\frac{\partial B_{h\pi^0}}{\partial N_\tau}\right)^2 \cdot (\Delta N_\tau)^2 + \left(\frac{\partial B_{h\pi^0}}{\partial N_{h\pi^0}}\right)^2 \cdot (\Delta N_{h\pi^0})^2 \\ &+ \left(\frac{\partial B_{h\pi^0}}{\partial \epsilon_{\tau\tau}}\right)^2 \cdot (\Delta \epsilon_{\tau\tau})^2 + \left(\frac{\partial B_{h\pi^0}}{\partial \epsilon^\tau_{h\pi^0}}\right)^2 \cdot (\Delta \epsilon^\tau_{h\pi^0})^2 \\ &+ \left(\frac{\partial B_{h\pi^0}}{\partial \epsilon^{ID}_{h\pi^0}}\right)^2 \cdot \left(\Delta \epsilon^{ID}_{h\pi^0}\right)^2 + \left(\frac{\partial B_{h\pi^0}}{\partial b_{\tau\tau}}\right)^2 \cdot (\Delta b_{\tau\tau})^2 \\ &+ \left(\frac{\partial B_{h\pi^0}}{\partial b^{feed}}\right)^2 \cdot \left(\Delta b^{feed}\right)^2 + \left(\frac{\partial B_{h\pi^0}}{\partial b^{non-\tau}}\right)^2 \cdot \left(\Delta b^{non-\tau}\right)^2 \quad (5.3)\end{aligned}$$

(2) π^0 の検出効率の不定性の見積もり。
π^0 の領域を標準値 $(-9.0 < \frac{Mass_{(\gamma\gamma)} - Mass_{(\pi^0)}}{\sigma_{\gamma\gamma}} < 9.0)$ にした場合と、$-6.0 < \frac{Mass_{(\gamma\gamma)} - Mass_{(\pi^0)}}{\sigma_{\gamma\gamma}} < 6.0$ にした場合、$-3.0 < \frac{Mass_{(\gamma\gamma)} - Mass_{(\pi^0)}}{\sigma_{\gamma\gamma}} < 3.0$ にした場合とをそれぞれ崩壊分岐比やパラメーターの比較した。その結果を、表 5.3 にまとめる。特に、$-6.0 < \frac{Mass_{(\gamma\gamma)} - Mass_{(\pi^0)}}{\sigma_{\gamma\gamma}} < 6.0$ の場合の崩壊分岐比の結果の違いは $\Delta B/B = \pm 0.30\%$ であり、この差を π^0 の検出効率の不定性からくる系統誤差とした。

(3) 飛跡の検出効率の不定性の影響。
$\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ 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、$\pm 2\%$ 以下であることが確認されている。モンテカルロで各飛跡の検出効率を $\pm 2\%$ 変動させ、そこからくる崩壊分岐比の不定性を見積もった。その時の崩壊分岐比やそのパラメーターの不定性を表 5.4 にまとめた。$\tau^+\tau^-$ 対事象や $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象の検出効率がそれぞれ約 4% の違いがあるが、分岐比を $\tau^+\tau^-$ 対事象数と $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象数の比から求めているので、崩壊分岐比への影響は小さくなる。その崩壊分岐比の結果は $\Delta B/B = \pm 0.92\%$ であった。

(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じて、最大 $\pm 5\%$ の変動がみられる。モンテカルロで飛跡トリガーの検出効率を $\pm 5\%$ 変動させた。そこからくる崩壊分岐比の不定性を見積もっ

た。その結果、$\Delta B/B = \pm 0.55\%$ であった。一方、カロリーメーターのエネルギートリガーの検出効率は非常に安定しているが、エネルギートリガーの検出効率を同じく $\pm 5\%$ 変動させた結果、分岐比への影響は $\Delta B/B = \pm 0.13\%$ と小さい。飛跡トリガーやエネルギートリガーによる崩壊分岐比やそのパラメーターの不定性を表 5.5 にまとめた。
これらの 2 つの効果を合わせて、トリガーからくる不定性を $\Delta B/B = \pm 0.56\%$ と見積もった。

(5) 光子の検出効率の不定性の影響。
現在の Belle 測定器では、特に 200~$300\mathrm{MeV}$ 以下の低いエネルギーの光子の検出効率に不定性が残っている。この不定性の影響を最大限見積もるために、光子の閾値を $300\mathrm{MeV}$ と $500\mathrm{MeV}$ とに大きく変えて、それぞれについて崩壊分岐比の結果を表 5.6 にまとめた。特に、標準の場合 $(80\mathrm{MeV})$ した場合と、$300\mathrm{MeV}$ 以上にした場合での崩壊分岐比の違いは $\Delta B/B = \pm 1.25\%$ であり、この差を光子の検出効率の不定性からくる系統誤差とした。

(6) バックグラウンドの見積もりの不定性の影響。
表 4.7 に示したように、$\tau^+\tau^-$ 事象の標準的選別条件の場合、バックグラウンド全体の割合が 6.8% である。そのバックグラウンドのうち $e^+e^- \to q\bar{q}$ 崩壊の割合が高い。選別条件として $\Delta Q = 0$ を用いなかった場合、$e^+e^- \to q\bar{q}$ 崩壊が含まれる割合が約 10.0% となる。全電荷の条件を $\Delta Q = 0$ とした場合と、$|\Delta Q| \leq 1$ とした場合とで、崩壊分岐比やパラメーターの違いを表 5.7 にまとめた。崩壊分岐比の値には $\Delta B/B = \pm 1.10\%$ の違いがみられる。この違いをモンテカルロによるバックグラウンドの見積もり不定性からくる系統誤差とした。

以上の項目の系統誤差を合わせた結果、全系統誤差は $\Delta B/B = \pm 2.1\%$ となる。

この系統誤差を含めて、今回の解析で得られた $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比の測定結果は、

$$\mathbf{B_{h\pi^0} = 25.48 \pm 0.01_{(stat)} \pm 0.53_{(sys)}} \quad \%$$

となる。ここで、最後の誤差はここで検討した系統誤差 ($\Delta B/B = \pm 2.1\%$) 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に測定された結果を表 5.8 に示す。今回の結果はこれらの結果と誤差の範囲でよく一致している。統計誤差の割合は他の実験では 0.1% 以上あるのに対して、今回の結果は 0.01% と非

常に小さい。これは、本実験の統計がこれまでの実験と比較して 2 桁以上多いためである。一方、系統誤差 0.53% は他の実験結果とほぼ同じ程度であるが、もっとも精度よい結果よりは約 2 倍程度悪くなっている。今後、高い統計のデータがあることを利用して、系統誤差の理由を理解し、その誤差を低くする努力が必要である。

項目	π^0 の領域	
	$[-6\sigma, 6\sigma]$	$[-3\sigma, 3\sigma]$
Signal change: $\Delta N_{h\pi^0}/N_{h\pi^0}\|_{ref}$	-2.44%	-9.97%
$h\pi^0$ Eff. : $\Delta\epsilon^{ID}_{h\pi^0}/\epsilon^{ID}_{h\pi^0}\|_{ref}$	-1.84 %	-8.83%
feed BKG : $\Delta b^{feed}/(1-b^{feed})\|_{ref}$	-0.21 %	-0.34%
non-τ BKG: $\Delta b^{non-\tau}/(1-b^{non-\tau})\|_{ref}$	-0.01%	-0.19%
分岐比の変化量: $\Delta B_{h\pi^0}/\ B_{h\pi^0}\|_{ref}$	-0.31 %	-0.68%

表 5.3: π^0 の検出効率の不定性による崩壊分岐比の系統誤差

項目	飛跡検出効率の不定性 $\pm 2\%$/飛跡 1 本あたり
$\tau\tau$ Eff: $\Delta\epsilon_{\tau\tau}/\epsilon_{\tau\tau}\|_{ref}$	$\pm$ 3.49 %
$h\pi^0_{\tau\tau}$Eff.: $\Delta\epsilon^{\tau}_{h\pi^0}/\epsilon^{\tau}_{h\pi^0}\|_{ref}$	$\pm$ 3.77 %
f_b change: $\Delta f_b/f_b\|_{ref}$	$\mp$ 0.24 %
$h\pi^0$ Eff.: $\Delta\epsilon^{ID}_{h\pi^0}/\epsilon^{ID}_{h\pi^0}\|_{ref}$	$\mp$ 0.37 %
$\tau\tau$ BKG.: $\Delta b_{\tau\tau}/(1\text{-}b_{\tau\tau})\|_{ref}$	$\mp$ 0.24 %
feed BKG.: $\Delta b^{feed}/(1-b^{feed})\|_{ref}$	-
non-τ BKG: $\Delta b^{non-\tau}/(1-b^{non-\tau})\|_{ref}$	-
分岐比の変化量: $\Delta B_{h\pi^0}/\ B_{h\pi^0}\|_{ref}$	$\pm$ 0.92 %

表 5.4: 飛跡の検出効率の不定性 $(\pm 2\%)$ による崩壊分岐比の系統誤差

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

表 5.5: モンテカルロシミュレーションのエ飛跡トリガー検出効率とエネルギートリガー検出効率の変動 (±5%) による崩壊分岐比の系統誤差

項目	E_γ の閾値	
	0.3 GeV	0.5 GeV
$N_{h\pi^0}$ change: $\Delta N_{h\pi^0}/N_{h\pi^0}\|_{ref}$	-38.8 %	-61.6%
$h\pi^0$ Eff.: $\Delta\epsilon^{ID}_{h\pi^0}/\epsilon^{ID}_{h\pi^0}\|_{ref}$	-40.8 %	-61.5 %
feed BKG.: $\Delta b^{feed}/(1-b^{feed})\|_{ref}$	2.2%	0.68%
non-τ BKG: $\Delta b^{non-\tau}/(1-b^{non-\tau})\|_{ref}$	-0.50 %	-0.79 %
分岐比の変化量: $\Delta B_{h\pi^0}/\ B_{h\pi^0}\|_{ref}$	1.80 %	2.42%

表 5.6: 光子の検出効率の不定性による崩壊分岐比の系統誤差

項目	全電荷
	$\|\Delta Q\| \leq 1$
$N_{\tau\tau}$ change: $\Delta N_{\tau\tau}/N_{\tau\tau}\|_{ref}$	15.1 %
$\tau\tau$ Eff: $\Delta\epsilon_{\tau\tau}/\epsilon_{\tau\tau}\|_{ref}$	9.1 %
$h\pi^0_{\tau\tau}$Eff.: $\Delta\epsilon^{\tau}_{h\pi^0}/\epsilon^{\tau}_{h\pi^0}\|_{ref}$	4.9 %
f_b change: $\Delta f_b/f_b\|_{ref}$	-3.9 %
$\tau\tau$ BKG.: $\Delta b_{\tau\tau}/(1\text{-}b_{\tau\tau})\|_{ref}$	3.9 %
$N_{h\pi^0}$ change: $\Delta N_{h\pi^0}/N_{h\pi^0}\|_{ref}$	3.0 %
$h\pi^0$ Eff.: $\Delta\epsilon^{ID}_{h\pi^0}/\epsilon^{ID}_{h\pi^0}\|_{ref}$	-2.9 %
feed BKG.: $\Delta b^{feed}/(1-b^{feed})\|_{ref}$	-
non-τ BKG: $\Delta b^{non-\tau}/(1-b^{non-\tau})\|_{ref}$	0.9 %
分岐比の変化量: $\Delta B_{h\pi^0}/\ B_{h\pi^0}\|_{ref}$	-1.10 %

表 5.7: バックグラウンドの見積もりの不定性による崩壊分岐比の系統誤差

実験名	$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊分岐比 (%)	関連図書
OPAL(98)	$25.89 \pm 0.17 \pm 0.29$	[10]
ALEPH(98)	$25.76 \pm 0.15 \pm 0.13$	[11]
L3(92)	$25.05 \pm 0.35 \pm 0.50$	[12]
CLEO(94)	$25.87 \pm 0.12 \pm 0.42$	[13]
L3(TAU2000)	$25.38 \pm 0.18 \pm 0.14$	[14]
PDG2000	25.76 ± 0.15	
CVC による予言値 (e^+e^- のデータを利用)	25.39 ± 0.23	

表 5.8: 他の実験の $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊分岐比 (%) の結果

第6章　まとめと考察

KEKB 加速器における Belle 実験で収集したデータを用い、$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ の崩壊分岐比の測定を行った。
用いたデータは 2000 年 10 月から 2000 年 12 月までに収集した $4.417/\mathrm{fb}$ のデータで観測したタウ事象数は 1,378,019 事象である。そのうち $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊数は 383,671 個観測した。$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の事象数とタウ粒子の数から測定する方法を用い、τ 粒子のハドロニック崩壊過程 $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ の崩壊分岐比の測定を行った。その結果は

$$B_{h\pi^0} = 25.48 \pm 0.01_{(stat)} \pm 0.53_{(sys)} \quad \% \tag{6.1}$$

である。ここで、最初の誤差は統計誤差、2 番目の誤差は系統誤差である。結果は現在もっとも精度のよい測定と、誤差の範囲で良く一致している。誤差も最も精度の良い測定とほぼ同じ程度であるが、今後高い統計のデータをより詳しく調べることにより、系統誤差の改良が望まれる。

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。

野口先生には、さまざまな場面で理解しやすいお言葉でアドバイスを頂き、また私に志を高く持つ事を教えてくださった事を、心より感謝いたします。
宮林先生には日頃から励ましてくださり、ありがとうございました。
直接の指導してください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な論文が書け、また解析方法など論議する中で物理の面白さや楽しさを教えて頂きましたことを感謝致します。

また奈良女子大学高エネルギー物理学研究室のみなさま、大変お世話になりましたKEKの方々、名古屋大学の方々にも心から感謝致します。とても充実した研究生活を送ることができました。御礼申し上げます。

関連図書

[1] H.N. Brown *et al.*, Phys. Rev. Lett., **86**, 2227(2001).

[2] 南部陽一郎、木下東一郎、牧　二郎、中西　襄, 政池　明,
大学院素粒子物理 1 -素粒子の基本的性質- 4 章「量子電磁力学の精密テスト」

[3] M. Davier and A. Höcker, Phys. Lett., **B435**, 427(1998).

[4] M. Hayakawa and T. Kinoshita, hep-ph/0112102.

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

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

[7] S. Jadach, W. Placzek, E.R. Was, B.F.L. Ward and Z. Was, Comput. Phys. Commun. **70** (1992) 305.

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

[9] 'QQ - The CLEO Event Generateor'
(http://www.lns.cornell.edu/public/CLEO/soft/QQ/).

[10] K. Ackerstaff et al, Euro. Phys. Jour. **C4**(1998), 193.

[11] D. Buskulic et al, Zeit. Phys. **C70**(1996), 579.

[12] M. Acciarri et al, Phys. Lett. **B345**(1995), 93.

[13] M, Artuso et al, Phys. Rev. Lett. **72**(1994), 3762.

[14] P. Garcia-Abia, Nucl. Phys. **B**(*Proc Suppl.*) **98**(2001),75-84.