2004 年度 修士学位論文

タウ崩壊 $\tau^- \to K^0_s \pi^- \nu_\tau$ 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
橋本 知佳

2005 年 2 月

目 次

第 1 章　はじめに **1**

第 2 章　$\tau^- \to K^0_s \pi^- \nu_\tau$ 崩壊の物理 **3**
2.1 タウ の物理 . . . 3
2.2 タウ粒子 の セミハドロニック崩壊 . . . 5
2.3 タウ粒子 の セミハドロニック崩壊：理論の枠組 . . . 7
2.4 従来の実験結果 . . . 7

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 崩壊分岐比の測定方法 . . . 27
4.2 解析に用いたデータ . . . 27
4.3 $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象選別 . . . 29
4.3.1 タウ · ペア 事象選別 1 (tau skim) . . . 31
4.3.2 タウ · ペア 事象選別 2 . . . 32
4.4 $\tau^- \to K^0_s \pi^- \nu_\tau$ 事象選別 . . . 34
4.4.1 K^0_s の再構成 . . . 37
4.4.2 $\tau \to K^0_s \pi \nu_\tau$ 崩壊の選別 . . . 38
4.4.3 $K^0_s \pi$ の不変質量分布 ($M_{K^0_s \pi}$) . . . 41

第 5 章　$K_s^0\pi^-$ 崩壊分岐比の測定 **47**
5.1　崩壊分岐比の測定方法 47
5.2　検出効率とバックグラウンドの評価 48
5.2.1　$\tau^+\tau^-$ 対事象選別での検出効率 49
5.2.2　タウ事象選別でのバックグラウンドの評価 49
5.2.3　$\tau \to K_s^0\pi\nu_\tau$ 崩壊選別での検出効率 50
5.2.4　$\tau \to K_s^0\pi\nu_\tau$ 選別におけるバックグランドの評価 50
5.3　崩壊分岐比の結果 51
5.4　系統誤差の検討 52
5.5　これまでの結果との比較 54

第 6 章　結果と考察 **57**

図 目 次

2.1 一般的なタウ粒子のセミハドロニック崩壊過程 5
2.2 終状態にストレンジネスを含むタウ粒子のセミハドロニック崩壊過程 6
2.3 OPAL 実験の結果:測定された質量分布。(a) $K^-\pi^0\nu_\tau$, (b) $K^0_s\pi^-\nu_\tau$, (c) $K^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$, (d)$K^0\pi^-\pi^0\nu_\tau$. 点がデータ、ヒストグラムがモンテカルロ。緑の領域はバックグランドを示す。 8
2.4 タウ粒子のストレンジ崩壊におけるスペクトル関数の測定結果 (OPAL). 白いろの部分が $(K\pi + K\eta)^-$ から、 赤が $(K\pi\pi + K\eta\pi)^-$ から、緑が $(K\pi\pi\pi\pi)^-$ からの寄与を示す。 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 34
4.3 Missing Mass と Missing Angle の 2 次元 plot 35
4.4 アコプナリティ角 36
4.5 タウ · ペア 事象の例 (x-z 平面) 36
4.6 タウ · ペア 事象の例 (x-y 平面) 37
4.7 事象の半球図 39
4.8 K^0_s 不変質量分布 40
4.9 $K^0_s\pi$ 不変質量分布 43

4.10 $K^0_s\pi$ 不変質量分布：log スケール 44
4.11 $K^0_s\pi$ 運動量分布 45
4.12 $K^0_s\pi\theta$ 分布 46

表 目 次

2.1 相互作用一覧表 3
2.2 タウ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タウ粒子崩壊モードとその崩壊分岐比 . . 6

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

4.1 シミュレーション使用プログラム 29
4.2 K_s^0 再構成のパラメーター 39
4.3 選別条件によるイベント数の段階別変化 41

5.1 タウ事象選別でのバックグラウンドの見積もり 49
5.2 $\tau^{\pm} \to K_s^0\pi^{\pm}\nu_\tau$ 識別における $\tau^+\tau-$ 事象崩壊のバックグランド $(b^{feed-across})$ の評価。誤差は PDG による測定値のエラーの値である。 51
5.3 $\tau^{\pm} \to K_s^0\pi^{\pm}\nu_\tau$ 識別における $\tau^+\tau-$ 事象崩壊以外からのバックグランド $(b^{non-tau})$ の評価 51
5.4 標準選別での崩壊分岐比を決定するパラメータ。ここで、誤差はデータもしくはモンテカルロ·シミュレーションの統計誤差である。 52
5.5 系統誤差の項目とその値。この表の値は、崩壊分岐比に対する系統誤差の割合 (Δ B/B) を%で示している。 53
5.6 コントロールサンプルのための補正係数 55
5.7 他の実験による $\tau \to K_s^0\pi\nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比 (%) の測定結果 55

第1章　はじめに

現在の素粒子物理学において、標準模型は様々な素粒子現象を記述する理論として非常に大きな成功をおさめている。この標準理論とは、自然界の基礎的な 4 つの相互作用 (重力、電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用) のうち重力を除く 3 つを束ねる基礎理論のことであり、多くの素粒子現象を精度よく説明する。
しかし、標準理論の中には未解決の課題がいくつかあり、より精密な検証と、それを越える現象を探求することが必要とされている。その 1 つに、CP 対称性の破れの問題がある。小林・益川理論によれば、CP 対称性の破れは 3 世代クォ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。
もう一つの大きな課題は強い相互作用に関することで、低エネルギーのハドロン現象を強い相互作用の第一原理 (量子色力学) で理解することである。強い相互作用の結合定数が弱くなる高エネルギー現象での理論と実験はよく検証されているが、低いエネルギーの現象を統一的に理解するのは今後の課題となっている。[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) と、その衝突点に設置されている大型検出器の Belle 測定器は、これらの疑問、特に B 中間子系での CP 対称性の破れの観測と検証を目的として設立された大型の設備である。これは、多量の B 中間子・反 B 中間子を生成するため、非常に強いビーム強度を実現できるように設計されている。この測定器による実験データの収集は 2000 年 6 月から始まっている。2004 年の段階で、KEKB 加速器は世界最強のビーム強度 (ルミノシティ) $\mathcal{L} = 13.92 \times 10^{33}\ cm^{-2} sec^{-1}$ を達成している。これはルミノシティで年間に 10^8 個の B 中間子を得ることを意味し、よって KEKB 加速器は B 中間子を生成する工場という意味で、B-ファクトリーとも呼ばれている。そして 2002 年には、B 中間子系において CP 対称性の破れが、たしかに見られることを本実験においてはじめて確認することに成功している。

またそれと同時に、KEKB 加速器では、$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反応を通じて非常に高統計 (10^8 個 / 年) のタウ (τ) 粒子を得ることができる。ここで生成されるタウ粒子の量は、従来の加速器で得られたタウ粒子の数より、2 桁ほど多い量であり、KEKB は B-ファクトリーであると同時に、タウ粒子を多量に作り出すタウ-ファクトリーとしても重要である。

[1] 特にクオークがハドロン中の閉じ込められて自由に存在しないこと (クオークの閉じ込め) を第 1 原理から説明できるか否かはまだ良く分かっていない。

タウ 粒子は第 3 世代のもっとも重いレプトン ($m_\tau = 1.78GeV$) で、これは陽子の約 2 倍の質量をに相当する。このように十分に重い質量のため、より軽いレプトン (電子や μ 粒子) への崩壊と同時に、レプトンの中で唯一ハドロン (複数個の π 中間子や K 中間子) に崩壊することができる。

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

第 2 章で詳しく述べるが、タウ粒子がハドロンへ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実験データは、強い相互作用の結合定数 α_s の決定など、低いエネルギー領域のハドロン状態を記述する基礎的なデータとして非常に重要である。特に以下のような終状態でストレンジネスを含む粒子に崩壊する

$$\tau^- \to \nu_\tau \ (\mathrm{hadorons})^-(\mathrm{S} = -1)$$

のようなデータからは、標準理論の重要なパラメータである小林・益川行列の要素 V_{us} の大きさや、ストレンジ・クォークの質量 m_s の決定が可能である。

これらの測定で重要なことは、すべてのハドロンの崩壊モードの測定が必要なことである。たとえば、タウ粒子がストレンジネスを含むハドロン状態に崩壊する崩壊モードには、$\tau^- \to (K\pi)^-\nu_\tau$, $(K\pi\pi)^-\nu_\tau$,$(K\pi\pi\pi)^-\nu_\tau$ がある。ここで、K 中間子は中性 K 中間子である場合と荷電 K 中間子である場合が考えられる。上記の目的に達するためにはについて、これらすべての崩壊モードについてその質量分布関数 (スペクトラル関数) を測定しなければならない。

そのための第一段階として、本論文では、Belle 検出器が収集した多量のタウ粒子対事象を用いて、タウ粒子がが K^0_s と π^- へ崩壊する、

$$\tau^- \to K^0_s\pi^-\nu_\tau$$

過程に関する解析結果について報告する。

崩壊モードは、ここでは、τ^- の崩壊のみを示しているが、解析では、電荷の符号を変えた、$\tau^+ \to K^0_s\pi^+\nu_\tau$ 反応も同時に扱っている。[2]

以下、第 2 章では、タウ粒子とセミハドロニック崩壊の理論的な背景と、$\tau^- \to K^0_s\pi^-\nu_\tau$ 崩壊の特徴について述べる。第 3 章では、タウ粒子を生成し収集した、KEKB 加速器、belle 検出器について、解析に必要な事項を紹介する。第 4 章では、事象選別について述べる。そこではまず $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象の選別について説明し、その後、$\tau^- \to K^0_s\pi^-\nu_\tau$ 崩壊を選ぶために用いた事象選別について述べる。第 5 章では、本研究の中心課題である $\tau^- \to K^0_s\pi^-\nu_\tau$ 崩壊分岐比の測定結果と、その測定誤差について述べる。そして最後に、第 6 章で結果のまとめを行う。

[2]以下の章では、崩壊モードを $\tau \to K^0_s\pi\nu_\tau$ と表すこととする。

第2章　$\tau^- \to K^0_s \pi^- \nu_\tau$ 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。当時はタウレプトンについて直接的な理論からの予言は全くなく、真の意味での新発見であった。タウ粒子はレプトン族の第 3 世代目に位置し、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。実際、1977 年にボトム (b) クォーク、1994 年にトップクォーク (t) が第 3 世代のクォークとして発見されている。

2.1　タウ の物理

現在、レプトン属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 にまとめている。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。
タウ粒子は第 3 世代に属し、寿命は $290.6 \pm 1.1 \times 10^{-5}$ 秒。質量はレプトンの中でも最も大きく、陽子の質量の約 2 倍の $1.78 GeV/c^2$ である。このように質量が非常に重いことから、レプトンの中で唯一、終状態にハドロンを含んだ崩壊をすることができる粒子である。

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

タウ粒子をもっとも簡単に生成する方法は、電子・陽電子衝突型加速器で、$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 反応において、タウ粒子対を生成させることである[1]。
本実験で用いた KEKB 加速器の重心系のエネルギーは 10.58GeV で、このエネルギーにおいて生成されるタウ粒子対の生成断面積は、

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

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) のタウ粒子が生成できる。生成されたタウ粒子はそれぞれ平均 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: タウ粒子の崩壊モード一覧表 。ここで、h^- は π^- または K^- を示す。

タウ粒子のこれら様々な崩壊過程のうち、終状態に軽いレプトン (τ 以外のレプトン。$e, \mu, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$) 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。また、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。現在知られている各々の崩壊モードの崩壊分岐比を表 2.2 にまとめた。[3]

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、標準模型型 (ニュートリノの質量を 0 と想定したもの) の範囲内における崩壊幅は、

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

[1]実際、タウ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、タウ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。

で与えられる。ここで G_F はフェルミ結合定数、m_l は電子の質量 (m_e) または μ 粒子の質量 (m_μ)、 関数 $f(x)$ は $f(x) = 1 - 8x + 8x^3 + x^4 - 12x^2 \log x$ である。特に電子に崩壊する場合、電子の質量はタウ粒子に比べて非常に小さいため、ほぼ $f(x) = 1$ となる。r_{EW}=0.996 はフェルミ結合定数 G_F の中に含まれてない輻射補正項である。
この式 (2.3) の崩壊幅を用いて、レプトニックな崩壊の崩壊分岐比 $\mathcal{B}_{\tau\to l}$ 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} の関係は $\Gamma_{tot} = \frac{1}{\tau_\tau}$ で与えられるので、Γ_{tot} はタウ粒子の寿命 τ_τ を測定することで求めることができる。

2.2 タウ粒子 の セミハドロニック崩壊

先にも述べたように、タウ粒子は複数のハドロンに崩壊できる唯一のレプトンである。

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

一般的なタウ粒子のセミハドロニック崩壊過程を、図 2.2 に示す。図の示すように強い相

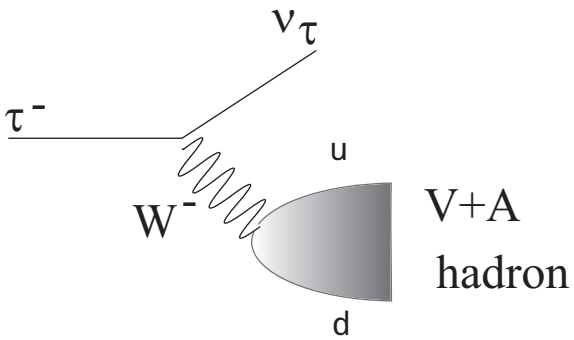

図 2.1: 一般的なタウ粒子のセミハドロニック崩壊過程

互作用を受けないレプトンだけの部分と、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。弱い相互作用のみの部分はよく理解されているので、タウ粒子のセミハドロニック崩壊はエネルギー領域 $(\sim 1 - 2GeV)$ 付近のハドロン状態の情報を得るシステムとして重要である。

終状態のハドロン系は状態は大きく、ストレンジネス (S) を持たない状態 (NS)) と持つ状態 (S) に分類できる。ストレンジネスを持つ状態、

$$\tau^- \to \nu_\tau \ (\text{hadorons})^- (\text{S} = -1)$$

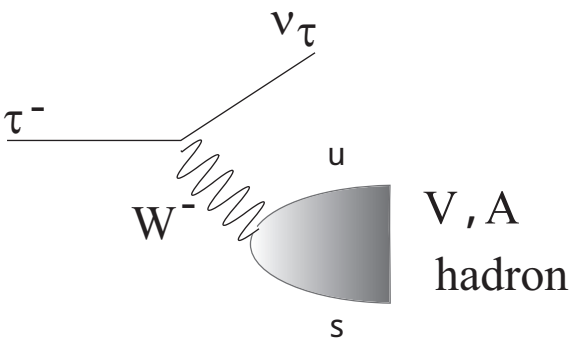

図 2.2: 終状態にストレンジネスを含むタウ粒子のセミハドロニック崩壊過程

Vector	Branching ratio(%)	Axial-vector	Branching ratio(%)
$\pi^-\pi^0\nu_\tau$	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タウ粒子崩壊モードとその崩壊分岐比

の崩壊過程を図 2.2 に示す。ストレンジンネスを持つ状態は K 中間子を含んでいる。この崩壊過程にはカビボ角 $\sin\theta_c = V_{us}$ が含まれているので NS 崩壊と比べてその分崩壊が抑制されている。ストレジネスを持たない状態はさらに、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) に区別できる。終状態の π 中間子の個数が偶数個の時がベクター状態で奇数個の時が擬ベクター状態となる。各状態の崩壊モードを、表 2.3 に示す。[4]
一方、スピンゼロ状態への崩壊は擬スカラー (一個のパイ中間子) への崩壊 $\tau^- \to \pi^-\nu_\tau$ が観測されているのみである。

[4][15] 参照。崩壊分岐比の値は ALEPH の実験によるものである。

2.3 タウ粒子 の セミハドロニック崩壊：理論の枠組

理論的にはタウ粒子のハドロン崩壊率（R 比）

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

はスペクトラル関数（＝2 点相関関数）$\Pi^T(s)$ と $\Pi^T(s)$ の s に関する積分として与えられる。

ここで s はハドロン系全体の質量の 2 乗である。

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

上記の相関関数は以下のように各々の寄与に分解される。

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

V_{ij} は小林益川の行列要素である。上の標識中に現れる 2 点相関関数は電流の真空期待値として以下のように定義されている。この定義式は理論の計算に便利である。

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

ここで、ハドロンのベクター電流 J^V と擬ベクター電流 J^A は $J_\mu^V = \bar{q}_j\gamma_\mu q_i$, $J_\mu^A = \bar{q}_j\gamma_\mu\gamma^5 q_i$ で与えられる。また、インデックス i, j はクォークのフレーバー（アップ、ダウン、ストレンジネス）を表す。相関関数は横向きの成分 Π^T と縦向きの成分関数 Π^L に分解することが可能である。

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

相関関数の理論計算は、QCD の和則を用いた一般的な方法が知られている。そこは強い相互作用の結合定数とクオークの質量および小林 · 益川の行列要素がパラメータとなる。その理論計算と実験結果を比較することで、これらのパラメータの値を決定することができる。

2.4 従来の実験結果

タウ粒子のストレンジスペクトラル関数の測定はこれまでに LEP の実験における 2 つの実験グループ（ALEPH と OPAL 実験チーム）によって試みられている。得られた値は各々、

- ALEPH
  V_{us} :
  $V_{us} = 0.2218 \pm 0.0016$
  ストレンジネスの質量 (m_s) :
  $m_s(m_\tau^2) = (149^{+24+21}_{-30_{exp}-25_{th}})MeV$

- OPAL
  V_{us} :
  V_{us}^{CKMU}=0.2225 ± 0.0019

  ストレンジネスの質量 (m_s) :
  $m_s(1GeV^2) = (125^{+24}_{-22})MeV$
  $m_s(4GeV^2) = (91^{+17}_{-21})MeV$

である。図 2.3 と図 2.4 に示すように、しかしながら、統計精度が非常に悪いのが現状である

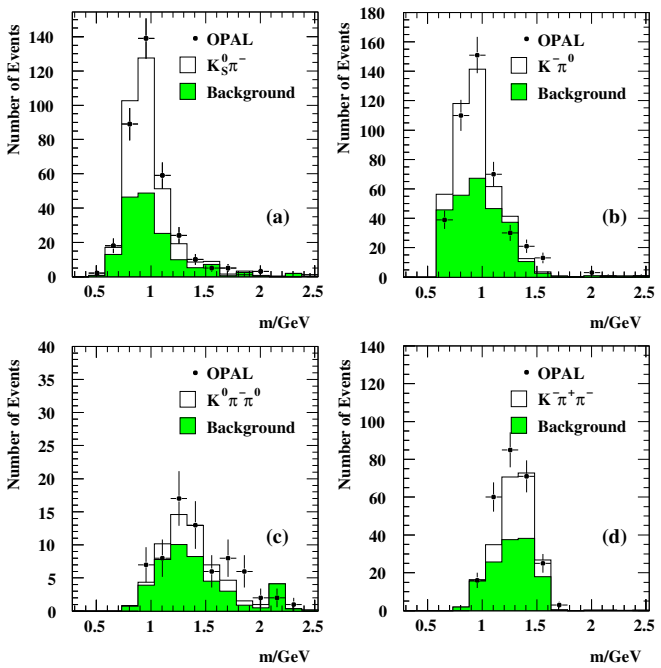

図 2.3: OPAL 実験の結果：測定された質量分布。(a) $K^-\pi^0\nu_\tau$, (b) $K_s^0\pi^-\nu_\tau$, (c) $K^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$, (d)$K^0\pi^-\pi^0\nu_\tau$. 点がデータ、ヒストグラムがモンテカルロ。緑の領域はバックグランドを示す。

Belle 実験では 100 倍以上の統計を貯めることが可能である。本論文ではその第 1 段階として測定した $\tau^- \to K_s^0\pi^-\nu_\tau$ 過程の崩壊分岐比の測定結果について報告する。

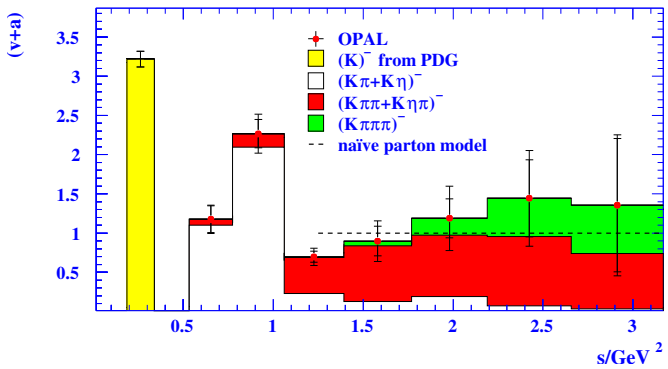

図 2.4: タウ粒子のストレンジ崩壊におけるスペクトル関数の測定結果 (OPAL). 白いろの部分が $(K\pi + K\eta)^-$ から、 赤が $(K\pi\pi + K\eta\pi)^-$ から、緑が $(K\pi\pi\pi\pi)^-$ からの寄与を示す。

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、ルミノシティーは次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

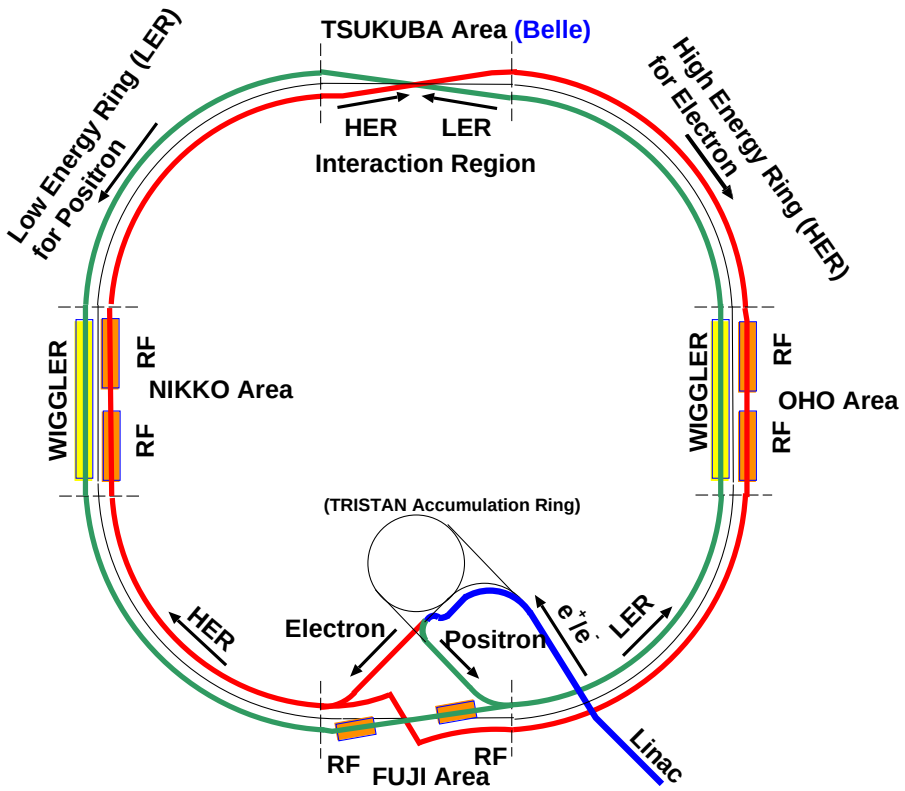

図 3.1: KEKB 加速器

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^* を小さくすればよい。
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。
これには、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。

また、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。以下、これらの各測定器について具体的に説明する。

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

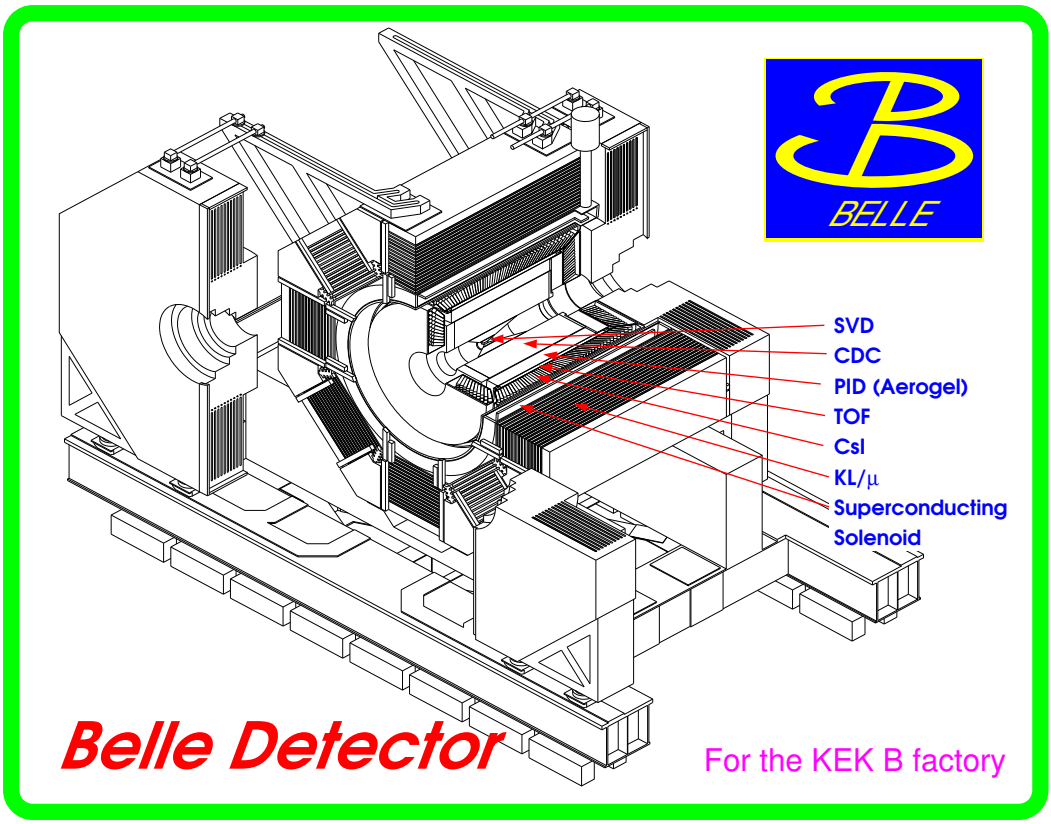

図 3.2: Belle 測定器

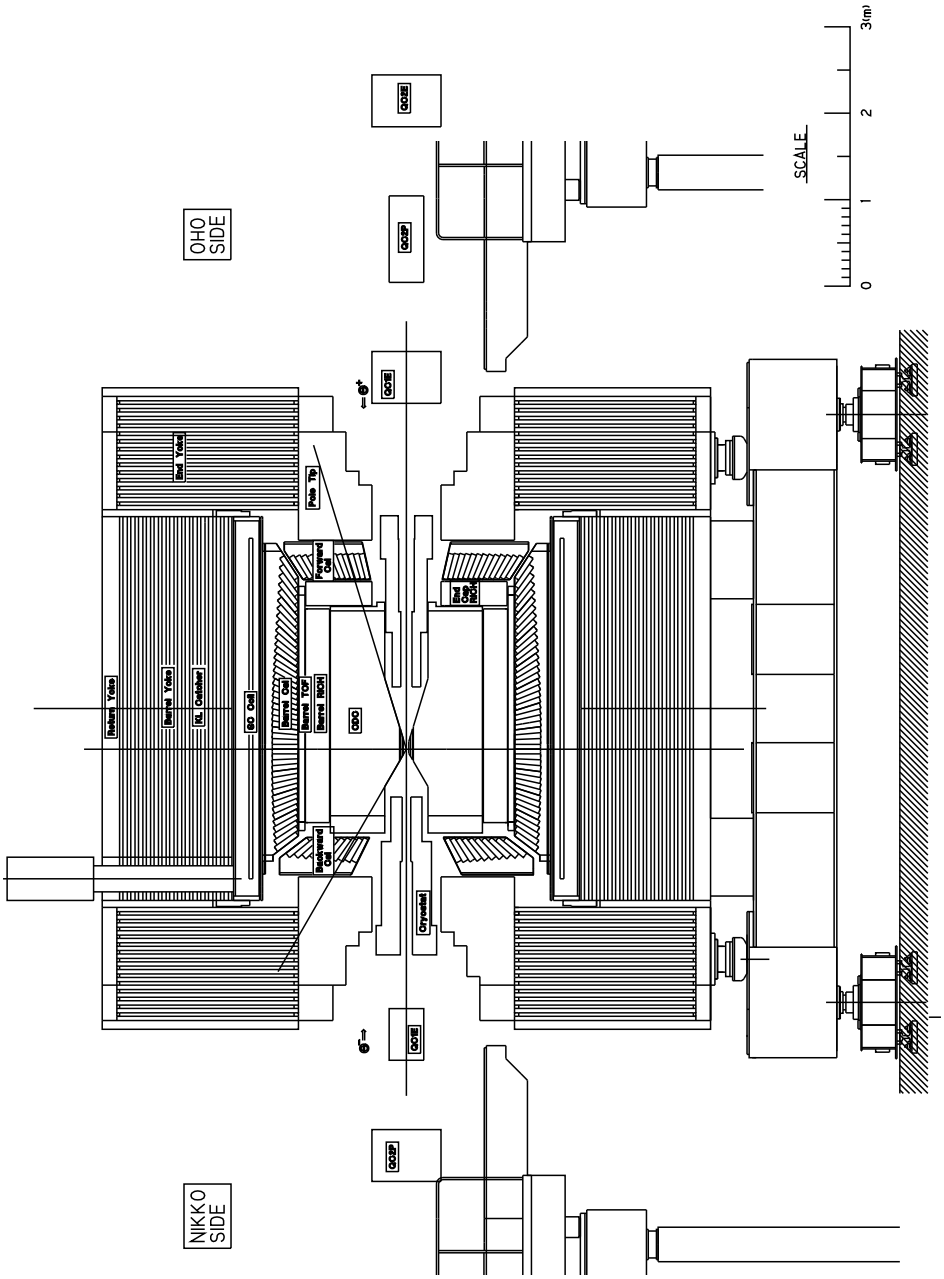

図 3.3: Belle 測定器の構造

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 タウ 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。

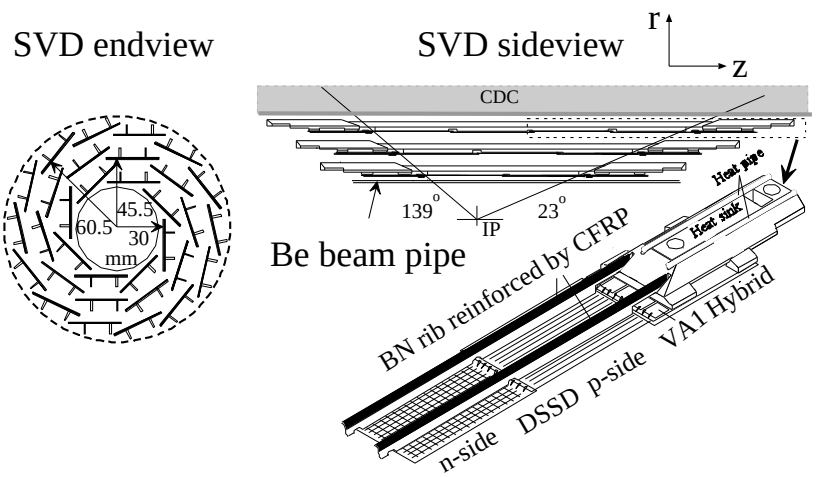

図 3.4: 粒子崩壊点測定器の構造

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。

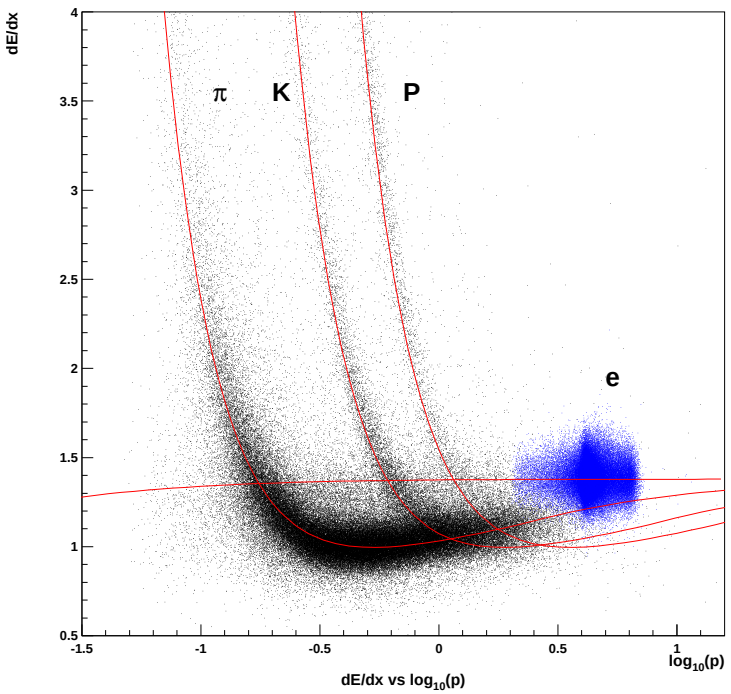

図 3.5: エネルギー損失。 荷電粒子の種類ごとのエネルギー損失を運動量の関数として示した図。

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。

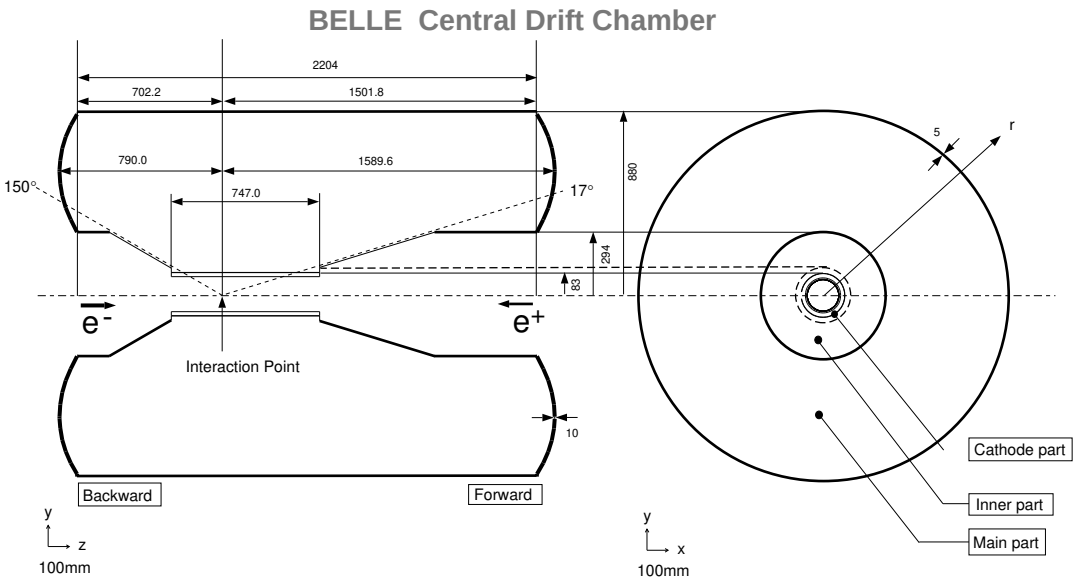

図 3.6: 中央飛跡検出器の構造

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

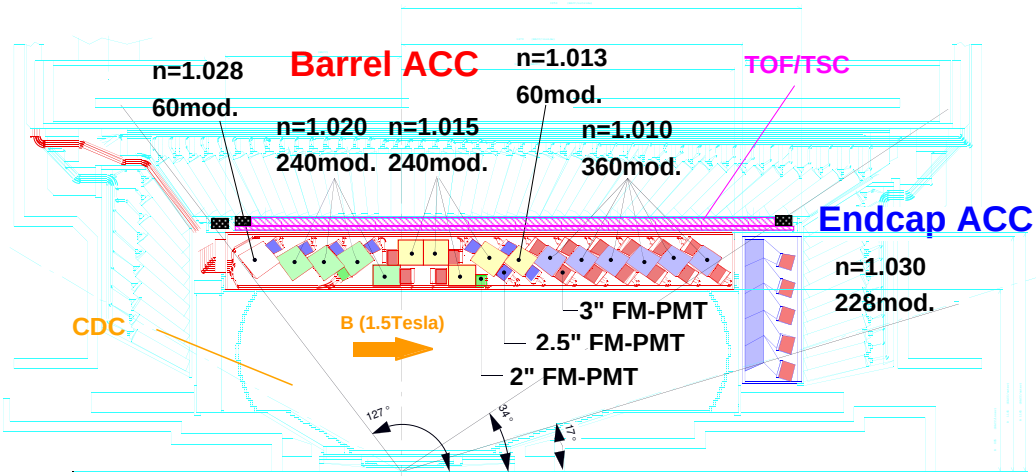

図 3.7: エアロジェルカウンターの構造

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 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

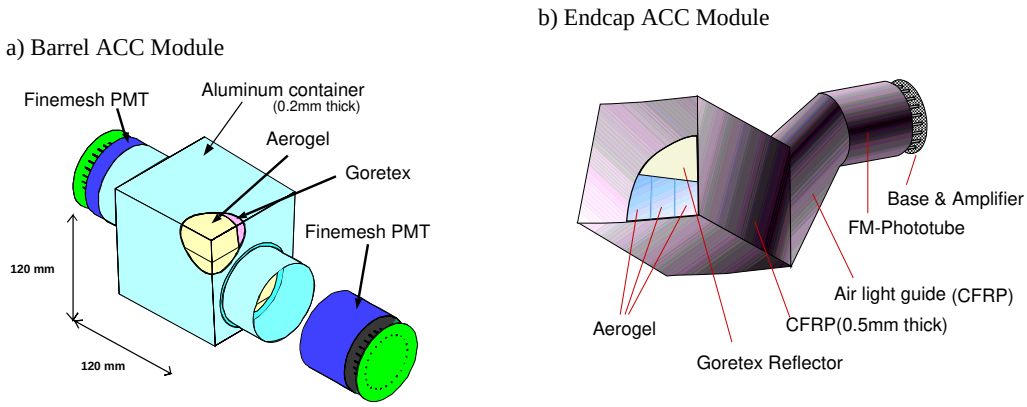

図 3.8: エアロジェルカウンターモジュールの構造

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 $12.4^\circ \sim 31.4^\circ$、バレルは $32.2^\circ \sim 128.7^\circ$、後方エンドキャップは $130.7^\circ \sim 157.1^\circ$ の領域を

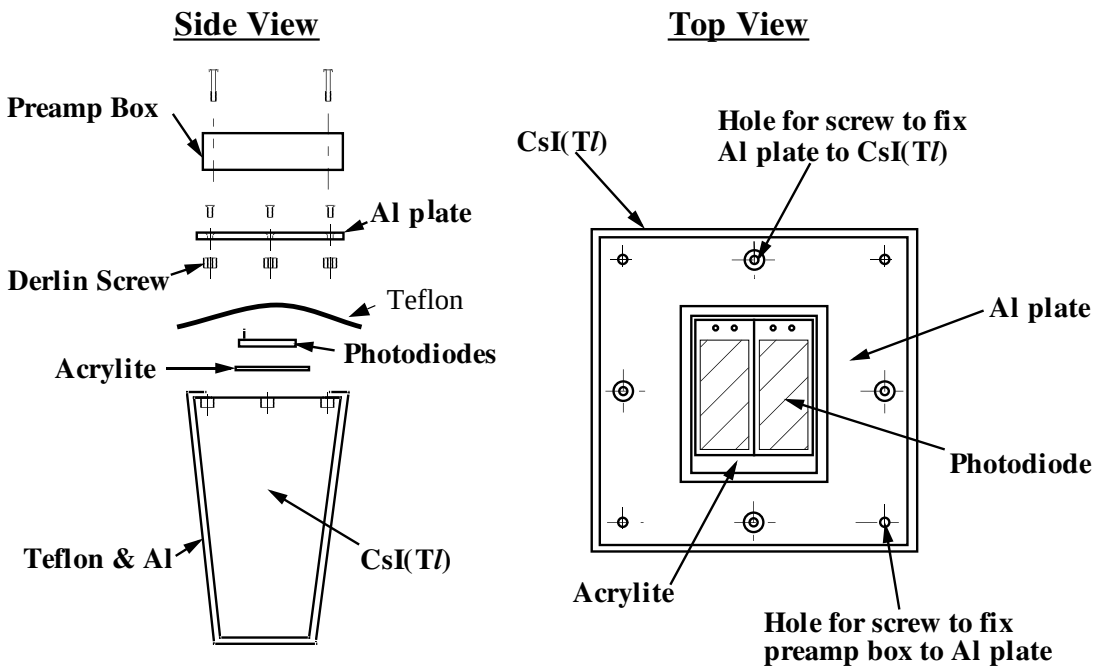

図 3.9: CsI(Tl) シャワーカウンター

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ので、それをカウンターを中心と定義する。そして、それを中心に 5 個 $\times$ 5 個(図 3.11) の領域内の 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識別を可能にしている。

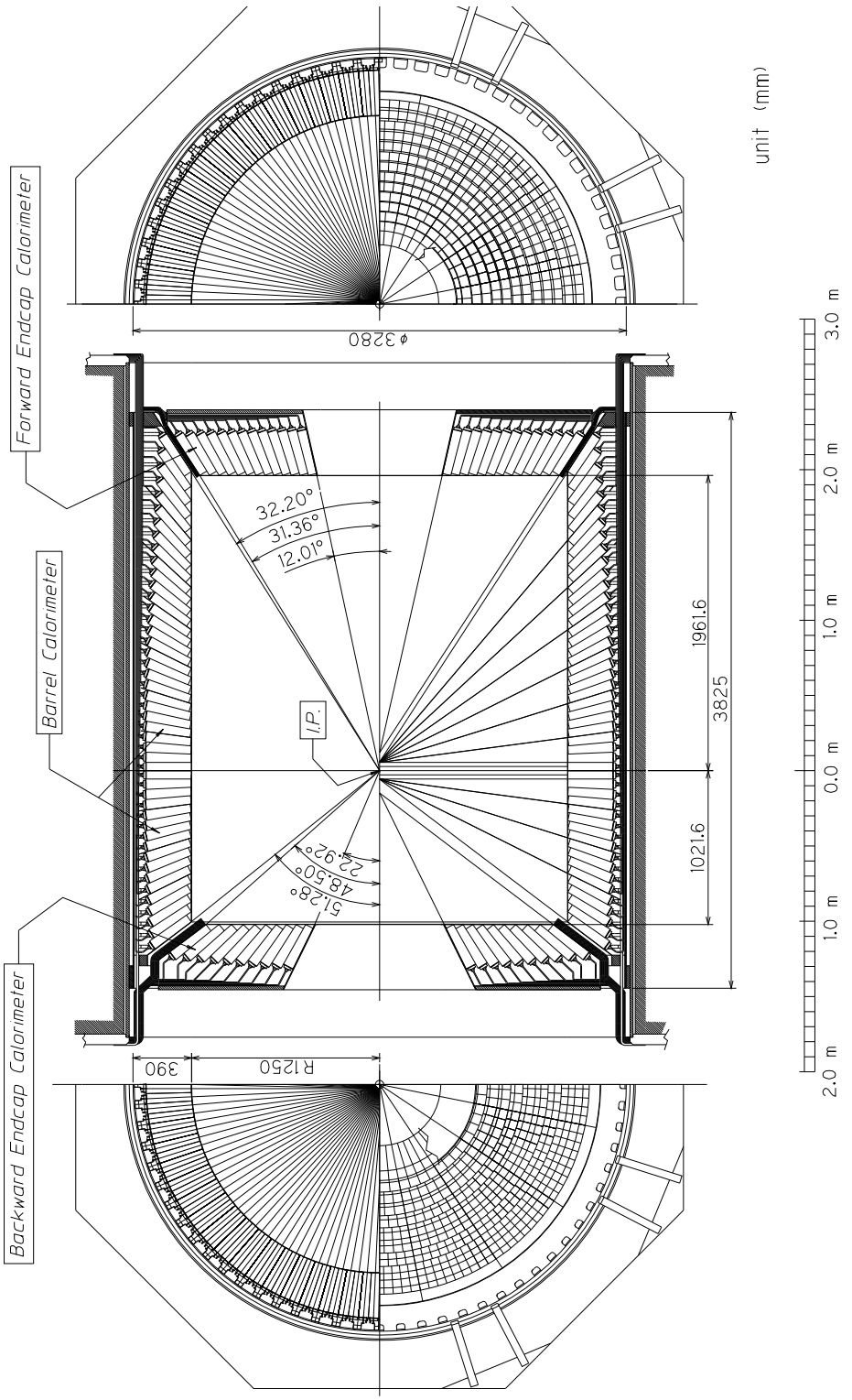

図 3.10: 電磁カロリーメータの断面図

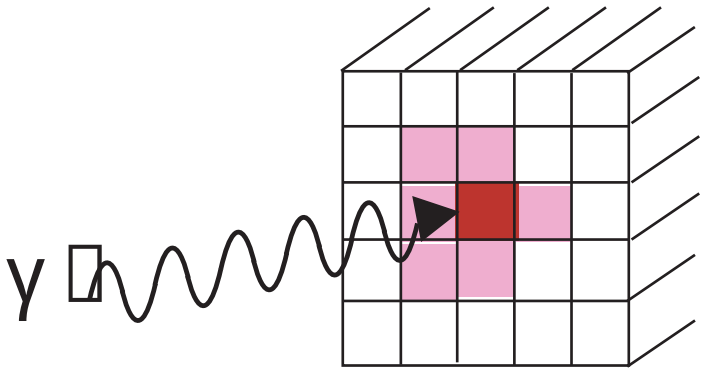

図 3.11: シャワーの再構成

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 (RPC) 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。$10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ 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

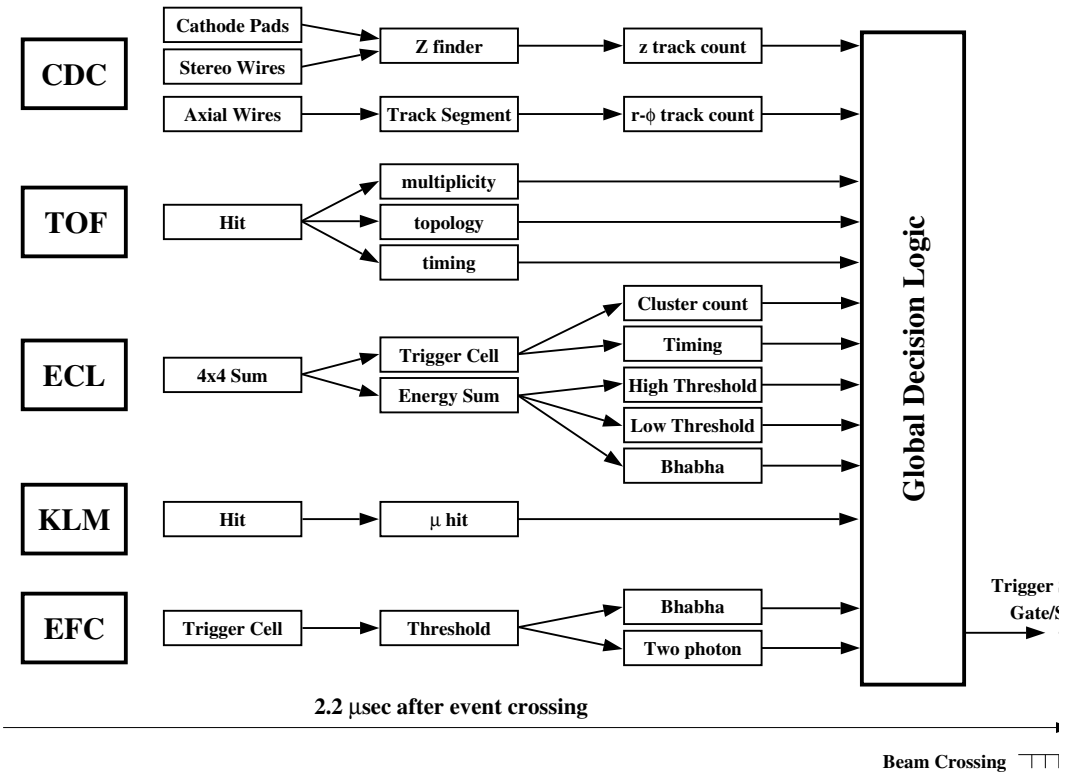

図 3.12: Belle トリガーシステム

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。

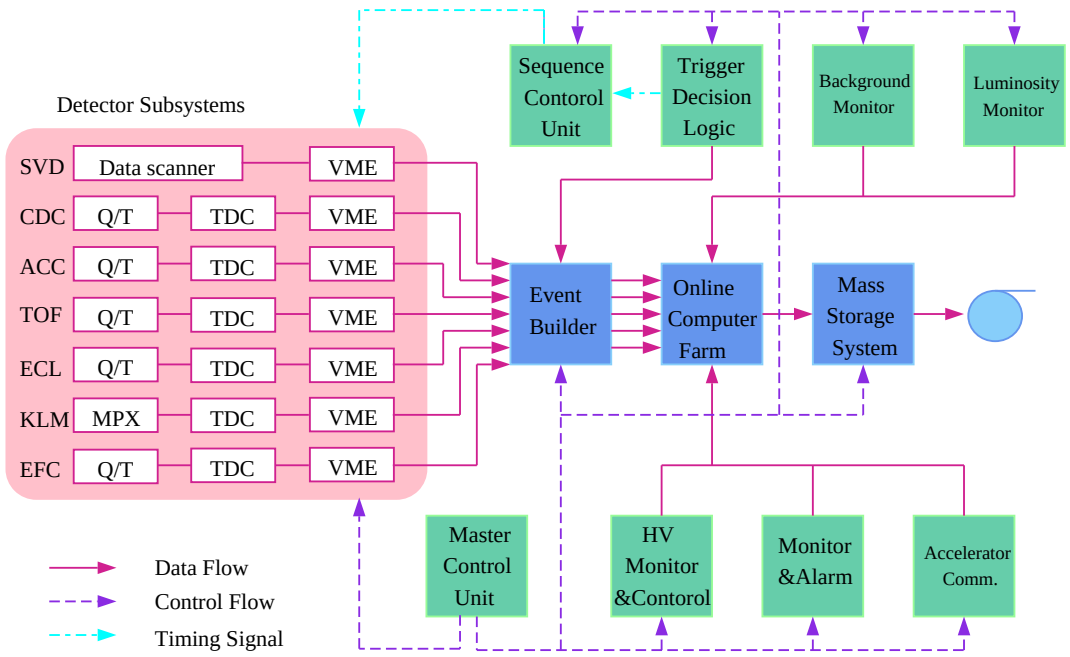

図 3.13: データ収集システム。

第4章　事象選別

この章では、Belle 実験で収集された膨大なデータから、本研究の目的であるタウ粒子から K^0_s と π 粒子に崩壊する事象 $(\tau \to K^0_s \pi \nu_\tau)$ を選別した手法を述べ、またその結果について報告する。事象選別の全体的な流れを図 4.1 に示す。以下、その詳細について説明する。

4.1　崩壊分岐比の測定方法

$\tau \to K^0_s \pi \nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比を測定するには、$\tau \to K^0_s \pi \nu_\tau$ 崩壊の事象数 $N_{K^0_s \pi}$ と元のタウ粒子の数 N_τ が必要である。
本解析では、はじめに一般的なタウ · ペア生成事象 $(e^+e^- \to \tau^+\tau^-)$ を選別し、そこで選ばれたタウ · ペアの事象数 $(N_{\tau\tau})$ から、タウ粒子の数 (N_τ) を $N_\tau = 2 \cdot N_{\tau\tau}$ として求めた。次に、このタウ · ペア事象の中から目的の $\tau \to K^0_s \pi \nu_\tau$ 崩壊を選択した。1 つのタウ · ペア事象中には 2 個のタウ粒子が存在するので、解析では事象を 2 つの半球に分け、それぞれの半球ごとに目的の崩壊事象を選別した。更に、このようにして求められた $K^0_s \pi \nu_\tau$ 崩壊事象の数を $N_{K^0_s \pi}$ とすると、崩壊分岐比 $B_{K^0_s \pi}$ は、

$$B_{K^0_s \pi} = \frac{N_{K^0_s \pi}}{2 \cdot N_{\tau\tau}} \times \ (\text{検出効率の補正}) \times \ (\text{バックグラウンド}) \tag{4.1}$$

で求められる。
以下、$\tau^+\tau^-$ 事象の選別方法は $\tau \to K^0_s \pi \nu_\tau$ 事象の選別条件、及び選別された事象に含まれるバックグラウンドの量や検出効率の評価の方法について述べる。なお、実際の崩壊分岐比の導出は第 5 章にて行う。

4.2　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 $\sqrt{s} = 10.6 GeV$ 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ものである。本解析で用いたのは、Belle 実験において 2000 年 10 月から 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 $4.44/fb$ である。これは、約 4.0×10^6 個のタウ · ペア生成に相当する。

また、実験データに含まれるバックグラウンドの見積もりや、実験のアクセプタンスを求めるために疑似事象生成プログラム (モンテカルロシュミレーション) を用いた。そのた

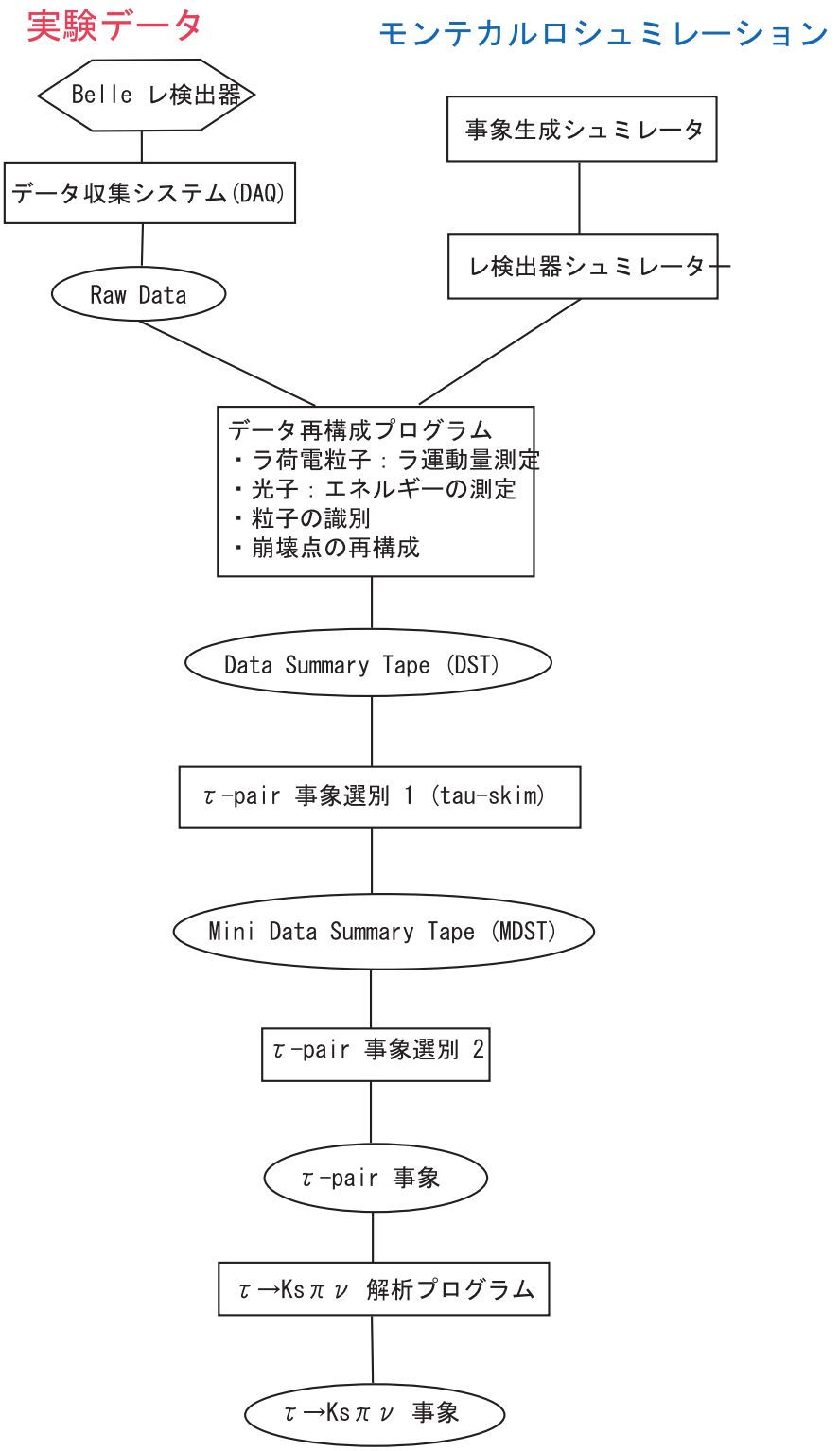

図 4.1: $\tau \to K^0_s \pi \nu$ 事象選別の流れ

めに用いたプログラムの名称を表 4.1 に示す。タウ · ペアの生成には TAOLA プログラムを用いた。

	e^+e^- 衝突反応	生成断面積	使用したプログラム	参照
信号	$ee \to \tau\tau(\tau \to \pi\pi^0\nu_{tau})$	0.91nb	KORALB/TAUOLA	[1]
バックグラウンド	$ee \to \tau\tau(\tau \to others)$	0.91nb	KORALB/TAUOLA	[1]
	$ee \to ee\mu\mu$	18.9 nb	AAFHB	[5]
	$ee \to eeee$	40.9 nb	AAFHB	[5]
	$ee \to eeuu/dd$	12.50 nb	AAFHB	[5]
	$ee \to eess$	0.227 nb	AAFHB	[5]
	$ee \to eecc$	0.03 nb	AAFHB	[5]
	$ee \to e^+e^-$	100.2 nb	BHLUMI	[3]
	$ee \to \mu\mu\gamma$	1 nb	KKMC	[4]
	$ee \to q\bar{q}(q = u, d, s)$	2.09 nb	QQ	[2]
	$ee \to c\bar{c}$	1.30 nb	QQ	[2]
	$ee \to B^+B^-$	0.525 nb	QQ	[2]
	$ee \to B^0B^0$	0.525 nb	QQ	[2]

表 4.1: データに寄与する e^+e^- 衝突反応の生成断面積及び、シミュレーションに使用したプログラム名

4.3 $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象選別

事象選別は、$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象 (タウ粒子対生成事象) の選別と、$\tau^- \to K_s^0\pi^-\nu_\tau$ 崩壊の選別の 2 段階で行われる。
$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 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) が挙げられる。特に後者のために、タウ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、「タウ · ペア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。)

様々なタウ粒子の崩壊の中で、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約 85%、荷電飛跡が 3 本含まれるような崩壊は約 15%である。よって、$\tau^+\tau^-$ 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、$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象のうちの大部分 (85%) を選ぶことができる。
また、先にも述べたようにタウ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、これはタウ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となっている。
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。

$Bhabha$ 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 4.1 のようになっている。

$\tau^+\tau^-$ 事象と区別する場合の特徴として各々、

- Bhabha 散乱
  反応の前後で、運動量やエネルギーの不足分がほとんどない。しかし、表 4.1 に示すように生成断面積が非常に大きいため、$e^+e^- \to e^+e^-\gamma$ 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である。

- μ 粒子対生成
  反応の前後で、運動量やエネルギーの不足分がほとんどない。

- ハドロン対生成
  $\tau^+\tau^-$ 事象に比べ、荷電飛跡の本数や光子の数が多い。

- 2 光子生成反応
  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と進む。よって、運動量やエネルギーの不足分が大きい。

が挙げられる。

これらの特徴を考慮の上、「荷電飛跡」と「光子 (カロリーメーターで観測されるもの)」に対して次の条件を要求し、本解析においてはこれらを満たすものを各々「荷電飛跡」「光子」とした。

- ⋆ 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。

4.3.1 タウ · ペア 事象選別 1 (tau skim)

まず、タウ · ペア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。この主な目的は Bhabha、μ 粒子対、ハドロン事象の多くを除くためである。

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 Bhabha 散乱やミュー粒子対生成事象を除くための条件である。
3. 少なくとも 1 本の荷電飛跡の横方向の運動量 P_t が 0.5GeV 以上であること。($P_t \geq 0.5GeV$)
   これは、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、

- · radiative Bhabha 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 4.3.2 では、これらのバックグラウンドの除去を行う。

4.3.2　タウ・ペア 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、$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象を選ぶ。小節 4.3.1 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。一般的には半球に分ける際の「事象軸」は、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」と定義される。しかし、今回の解析では以下の選別条件にも挙げているように、K_s^0 からの V_0 トラックもイベントとして含めるため、スラスト軸を事象軸として「事象軸に垂直な面」で事象を 2 つの半球に分けた。スラスト T は、

$$T = \mathbf{n_{max}} \frac{\Sigma_i |\mathbf{p_i} \cdot \mathbf{n}|}{\Sigma_i |\mathbf{p_i}|} \tag{4.2}$$

で定義されている。ここで、p_i は生成された粒子の運動量を、n はスラスト軸方向の単位ベクトルを意味する。これを用いて事象選別を進める。

(1) タウ・ペア事象の選別条件

(a) e^+e^- のインタラクション・ポイントからの荷電飛跡の本数が $2 \sim 4$ 本であること。$(2 \leq N_{track} \leq 4)$。さらに、$K_s^0$ からの V_0 トラックがあれば、それもイベントとして含めること。[2]

(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) 事象全体の電荷の和 ΔQ が 0 であること $(|\Delta Q|=0)$

(d) 事象軸の方向が、e^+e^- の重心系で 35 度 ~145 度であること。$(35^\circ < \theta^*_{event} < 145^\circ)$ これは、測定器で粒子が正確に際構成されている領域を保証するための条件である。

(2) バックグラウンドを除去するための条件

(a) Bhabha 散乱・2 光子生成反応の除去

[2] K_s^0 は比較的寿命が長いため、インタラクション・ポイントから離れた地点で崩壊する。

i. Missing Mass(以下、MM) と Missing Angle ($\theta^*_{missing}$) の 2 次元 plot に対する条件
MM は、

$$MM^2 = (p^{beam}_{initial} - \sum p^{tracks}_{final} - p^{\gamma}_{final})^2 \tag{4.3}$$

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 plot を図 4.3 に示す。図 4.3-(3) より、radiative Bhabha 事象やミュー粒子対生成事象は、MM がゼロの辺りに集中し、また、図 4.3-(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 barrel 部分と endcap 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、Bhabha 散乱において、電子がカロリーメーターの barrel 部分と endcap 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 Bhabha 散乱や μ 粒子対生成反応といったバック・トゥ・バック反応が起きていることが多い。

(b) ハドロン生成反応の除去
ハドロン事象とは、$(e^+e^- \to q\bar{q})$ や $(e^+e^- \to B\bar{B})$ 過程のことで、$/tau^+/tau^-$ 事象に比べて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 trigger がデータ収集時に用いられている。本解析では、以下のいずれかの trigger 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 Bhabha 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 Bhabha 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 Bhabha 散乱であると認識されていないこと。

(4) 事象中のトラックの全電荷がゼロ $(\Delta Q = 0)$ であることを要求

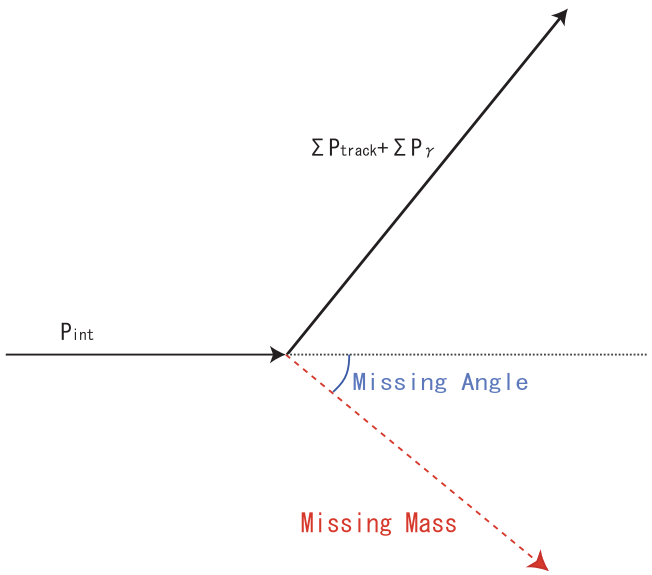

図 4.2: Missing Mass

以上の条件より、$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象を 1,599,955 個観測した。
選別された事象例として、$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象の中で最も事象数の多い 2-prong 過程 (それぞれのタウ粒子が 1 本の荷電粒子を含む崩壊をしたとき、つまり、事象全体で荷電粒子が 2 本となるような事象) を図 4.5、 4.6 に示す。Belle 検出器において、タウ · ペア事象はこのように見える。

このようにして選別したタウ · ペア事象から、次の 4.4 節では本解析の目的である $\tau \to K^0_s\pi\nu_\tau$ 事象を選んでいく。

4.4　$\tau^- \to K^0_s\pi^-\nu_\tau$ 事象選別

ここでは、前節で選別した $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象の中から $\tau^- \to K^0_s\pi^-\nu_\tau$ 崩壊をする事象を選別していく。この手順は、事象選別の流れ図 4.1 においては、「$\tau \to K^0_s\pi\nu$ 解析プ

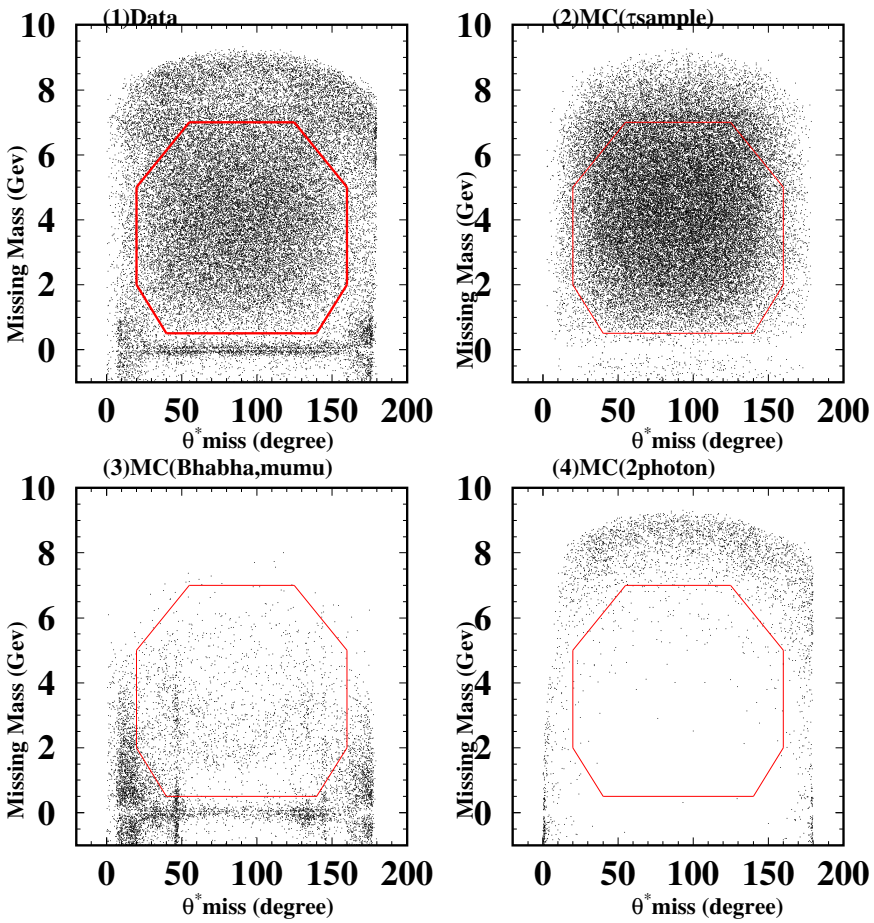

図 4.3: Missing Mass と Missing Angle の 2 次元 plot。(1) はデータを、(2)(3)(4) はモンテカルロシュミレーションによる分布で、順にタウ · ペア sample、radiative Bhabha 散乱からのバックグラウンド、2 光子生成反応からのバックグラウンドをそれぞれ示す。ここで、赤の多角形の枠内に入ったものを タウ-pair 事象と見なしている。

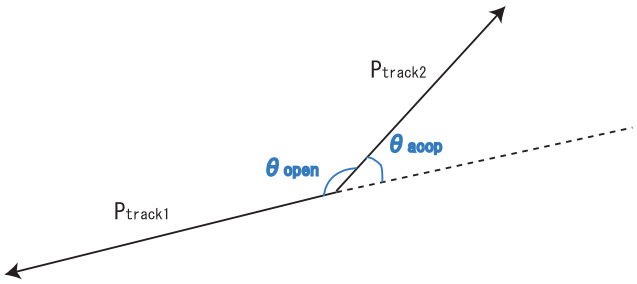

図 4.4: アコプナリティ角 (x-y 平面)

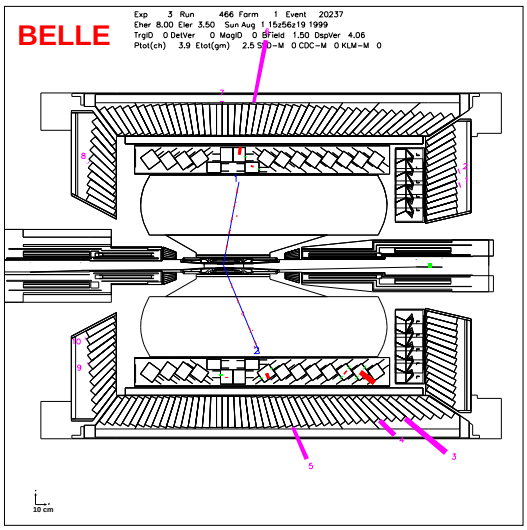

図 4.5: タウ · ペア事象の例 (x-z 平面)。この事象では τ^- が $\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$ 崩壊 (signal) をし、τ^+ が $\tau^+ \to e^+\bar{\nu_e}\nu_\tau$ 崩壊をしている。

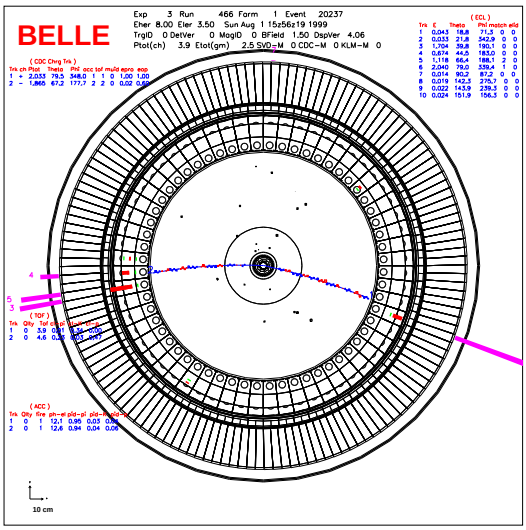

図 4.6: タウ・ペア事象の例 (x-y 平面)。図 4.5 と同じ事象を x-y 平面で見た図。ビームは円の中心に紙面垂直に通っている。

ログラム」に対応する。

4.4.1 K_s^0 の再構成

K_s^0 粒子は、約 69%の確率で $\pi^+\pi^-$ 対に、また約 31%の確率で 2 つの π^0 に崩壊する ($K_s^0 \to \pi^+\pi^-$、$K_s^0 \to \pi^0\pi^0$)。よって、2 つの π を組み合わせることで、K_s^0 再構成を行う。

また K_s^0 は、生成される他の粒子と比べて比較的寿命が長い (0.09×10^{-10}s)。そのため、K_s^0 が生成された地点 (タウ粒子の崩壊点) から比較的大きく離れた地点 (約 2.7cm) で崩壊を起こすという特徴を持っている。よって、K_s^0 を再構成するにはビームの衝突点とタウ粒子の崩壊点、K_s^0 の崩壊点との位置関係に関して、特に細かい条件を課す必要がある。K_s^0 が崩壊する際の模式図を図 4.7 に示す。ここで、e^+e^- 対から生成したタウ粒子のうち $\tau \to K_s^0\pi$ 事象を含む半球をシグナル側、その逆サイドの半球をタッグ側と呼ぶことにする。K_s^0 を再構成する上で、再構成する元になる π 粒子対候補に課した条件は以下のとおりである。各パラメータの意味を、表 4.2 に示す。

(1) $P < 0.5GeV$ の場合

- $Z_{dist} < 0.8cm$
- $dr > 0.05cm$

- $d\phi < 0.3rad$

(2) $0.5 < P < 1.5GeV$ の場合

- $Z_{dist} < 1.8cm$
- $dr > 0.03cm$
- $d\phi < 0.1rad$
- $flight > 0.08cm$

(3) $P > 1.5GeV$ の場合

- $Z_{dist} < 2.4cm$
- $dr > 0.02cm$
- $d\phi < 0.03rad$
- $flight > 0.22cm$

以上の (1)∼(3) の条件のうち、いずれかに当てはまる場合に、これを K^0_s 再構成の候補として選別した。
さらに、これを再構成した上で、

$$|M_{\pi\pi} - M_{K^0_s}| = 0.015GeV \tag{4.4}$$

という、質量カットの条件も課している。ここで、$M_{\pi\pi}$、$M_{K^0_s}$ は各々、π 粒子 2 つで再構成したものの不変質量と、K^0_s の質量を表しており、$M_{K^0_s}$=0.498GeV である。
図 4.8 に、これらの再構成を行った上で得られた、K^0_s の不変質量分布を示す。

4.4.2　$\tau \to K^0_s \pi \nu_\tau$ 崩壊の選別

この小節では、前小節で選別した K^0_s を用い、各半球ごとに $\tau \to K^0_s \pi \nu_\tau$ 崩壊を選別する。
$\tau \to K^0_s \pi \nu_\tau$ 崩壊の条件として、

- シグナル側に K^0_s 粒子が 1 つある。
- シグナル側に K^0_s から以外の荷電飛跡が 1 本あり、その荷電粒子が 7 割以上の確率で π 粒子である。[3]

[3] エアロジェルチェレンコフカウンター (ACC) と飛行時間測定器 (TOF) によって $K^\pm$ と $\pi^\pm$ との識別を行っている。

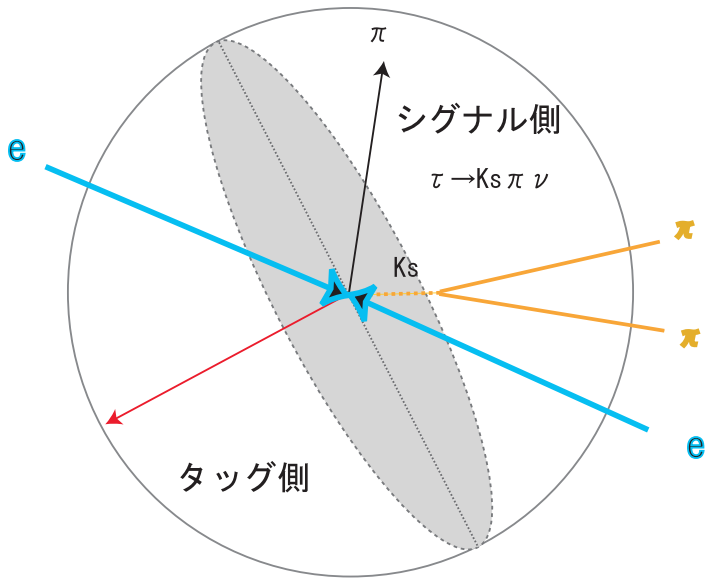

図 4.7: 事象の半球図

表示	説明
P	粒子の運動量の絶対値
Z_{dist}	K^0_s 崩壊点とビームの原点の Z 軸に対するずれの距離
dr	タウ粒子の崩壊点と K^0_s を再構成した点とのずれの距離
$d\phi$	タウ粒子の崩壊点と K^0_s を再構成した点との方向と、K^0_s 崩壊によって生成される 2 粒子の方向の合成ベクトルとの角度
flight	タウ粒子の崩壊点と K^0_s の崩壊点との距離

表 4.2: K^0_s 再構成のパラメーター

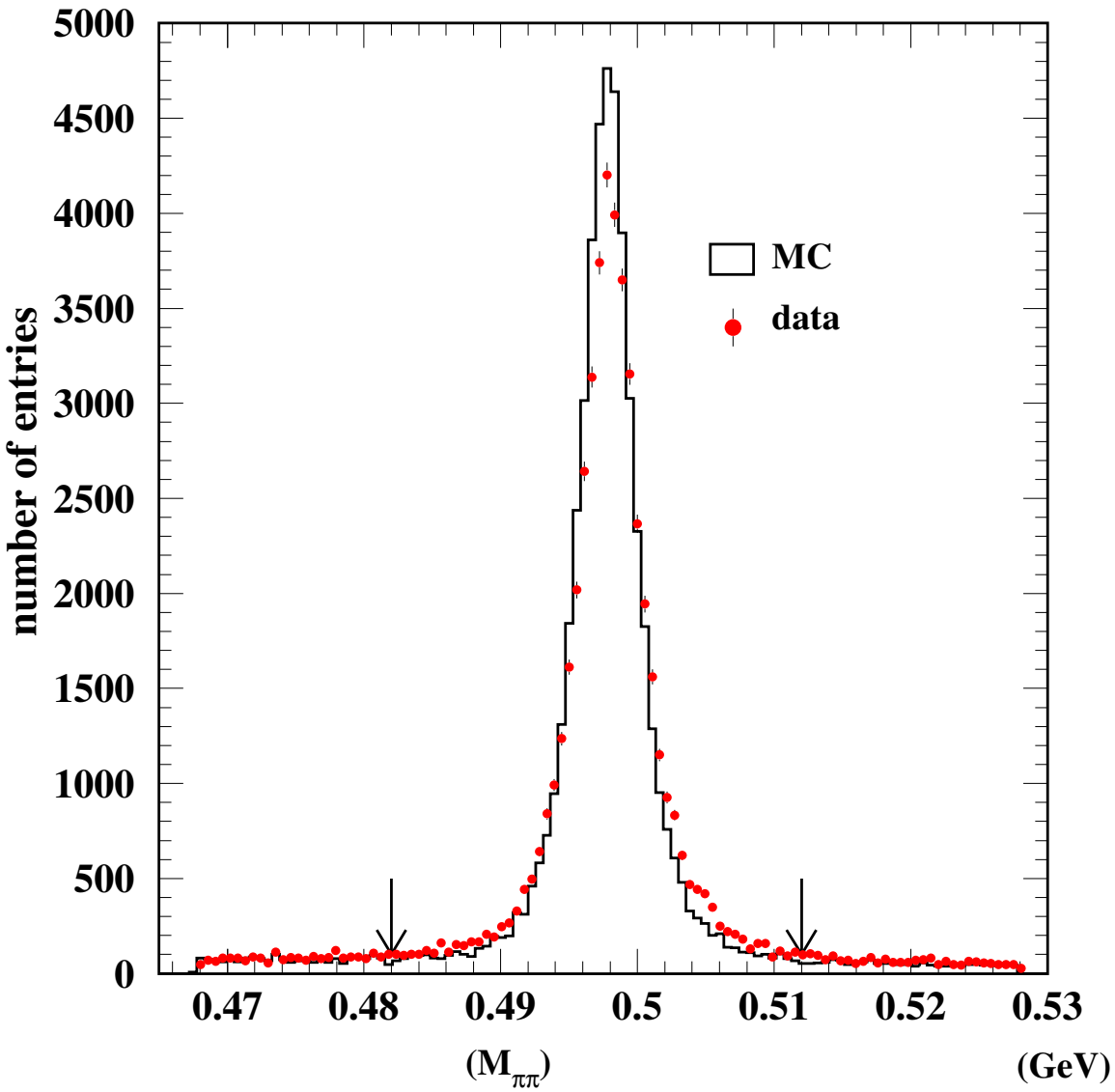

図 4.8: K_s^0 の不変質量分布。赤の点はデータを、ヒストグラムは MC による K_s^0 の不変質量を各々示す。矢印は質量カットを入れた後に採用される範囲を表している。

番号	選択条件	イベント数	事象数の変化の割合 (%)
(1)	タウ対事象	1,599,955	-
(2)	シグナル側に K^0_s 粒子が 1 つ	23,777	1.49
(3)	シグナル側に K^0_s から以外の荷電粒子が 1 本	18,350	77.2
(4)	シグナル側に $E_\gamma > 200MeV$ の光子を含まない	9,139	49.8
(5)	タッグ側に荷電粒子が 1 本	7,802	85.4
(6)	タッグ側に $E_\gamma > 200MeV$ の光子が 2 本以下	6,910	88.6
(7)	(3) の K^0_s から以外の荷電粒子が π 粒子である	5,214	75.5

表 4.3: 選別条件によるイベント数の段階別変化

- シグナル側に、$E_\gamma > 200MeV$ の光子を含まない。
- タッグ側に、荷電粒子が 1 本ある。
- タッグ側で、$E_\gamma > 200MeV$ の光子が 2 本以下である。

という条件を要求した。$\tau \to K^0_s\pi\nu_\tau$ 崩壊事象はこの条件により基本的に選別できる。ここで、タッグ側に課した条件は第 5 章で述べる、$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 過程以外のプロセスからくるバックグラウンド $(b^{non-\tau})$ を抑えるためのものである。[4]タッグ側の条件を除いて選別を行った結果、これらの条件がシグナル側の選別にほとんど影響を与えないことが確認できている。[5]各条件を課した上で、段階別に事象数がどのように変化したかを表 4.3 に示す。
この方法で選別した結果、1,599,955 事象の $\tau^+\tau^-$ 事象のうち、$\tau \to K^0_s\pi\nu_\tau$ 崩壊が 5,214 個観測された。

4.4.3 $K^0_s\pi$ の不変質量分布 $(M_{K^0_s\pi})$

前小節 4.4.2 のように選んだ $\tau \to K^0_s\pi\nu_\tau$ 事象での、$K^0_s\pi^-$ の不変質量分布を図 4.9 と図 4.10 に示す。また、た $K^0_s\pi$ 再構成粒子の運動量分布と θ 分布を各々、図 4.11 と 4.12 に示す。ここでは、モンテカルロ·シミュレーションを用いて、$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象以外からくるバックグラウンドの主な事象についても取り挙げている。バックグラウンドはほとんどが、$e^+e^- \to q\bar{q}$ と $e^+e^- \to c\bar{c}$ からの寄与によるものであり、これらは本研究の目的でもある崩壊分岐比の計算で考慮する必要がある。これについては次章の 5.2 で、より詳しく説明する。またここで、モンテカルロを発生させる際の値としては、PDG(particle Data Group) の値を使用している。

[4]実際、タッグ側の条件を除いた選別による $b^{non-\tau}$ が 24.6%だったのに対し、これら全条件を含めて選別を行った結果、$b^{non-\tau}$ は 13.4%にまで減少している。
[5]これによる feed-across バックグラウンド (第 5 章参照) の変化の割合を測定した結果、その値はわずか 0.13%であった。

これらの図を見てもわかるように、$0.9\mathrm{GeV}$ のあたりにきれいなピークを見ることができる。これは、$K^*_{(892)}(M_{K^*_{(892)}}=0.89\mathrm{GeV})$ の質量と一致している。このことは、$K^*_{(892)}$ 粒子の崩壊において、$\tau \to K\pi\nu_\tau$ 崩壊が支配的であることを示している。[6]

また、データのプロットとモンテカルロのヒストグラムの一致から、非常に精度よくモンテカルロが現象を再現できていることがわかる。

次の章では、これらの結果で得られた数値を用いて、崩壊分岐比を求めると共に誤差の評価について説明する。

[6]実際、$K^*_{(892)}$ は $K^0_s\pi^-$ や $K^-\pi^0$ など、ほぼ $100\%K\pi$ に崩壊する。

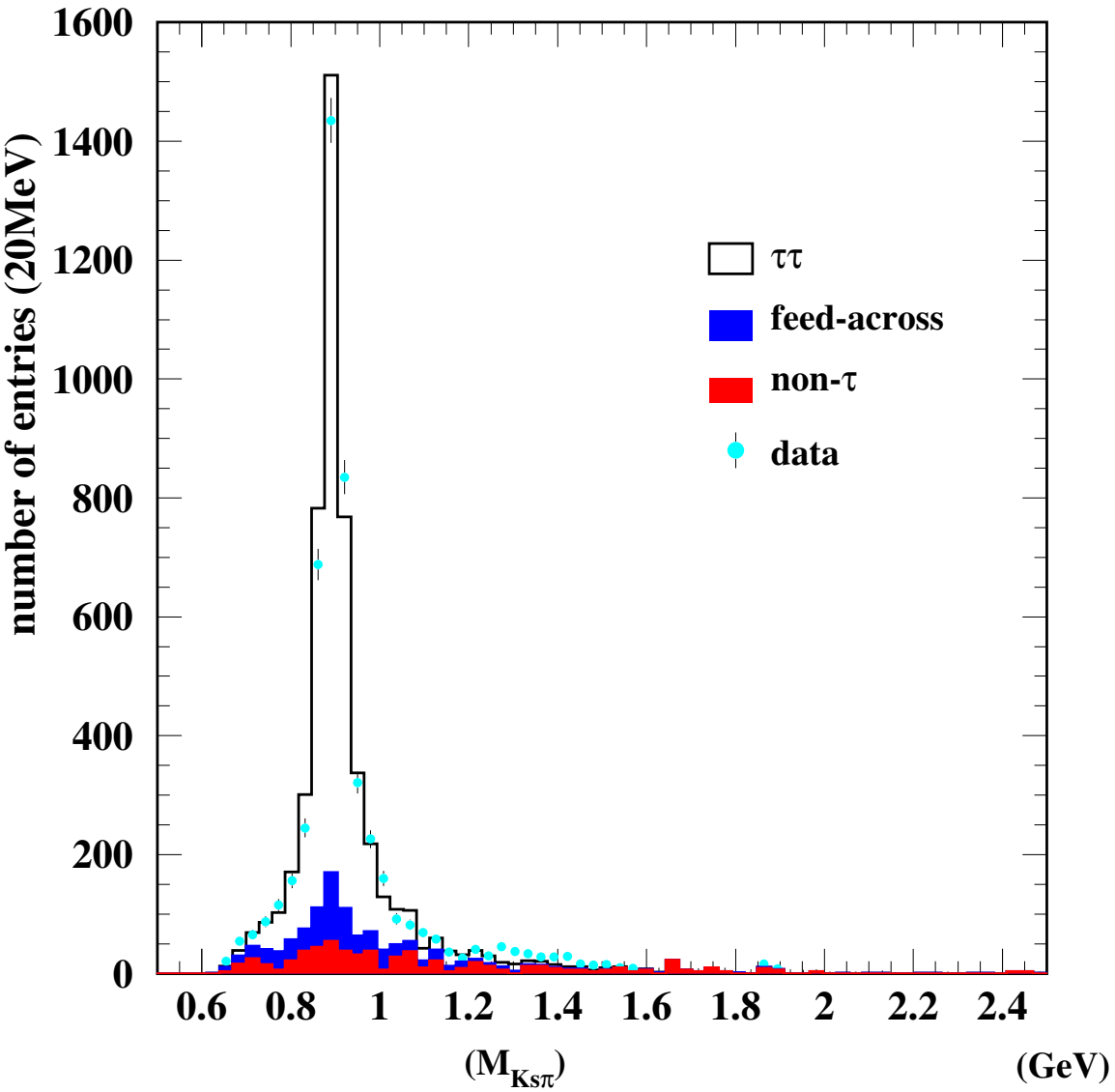

図 4.9: $K^0_s \pi$ の不変質量分布。水色の点がデータ、ヒストグラムがモンテカルロによるサンプルを示す。ヒストグラムは各々、白の範囲が $e^+e^- \to \tau^+\tau-$ 事象を、青は feed-across バックグランドを示している。また、赤は non-τ バックグラウンドの主な原因である、$e^+e^- \to q\bar{q}$ 事象と $e^+e^- \to c\bar{c}$ 事象を経たものの合計を示している。

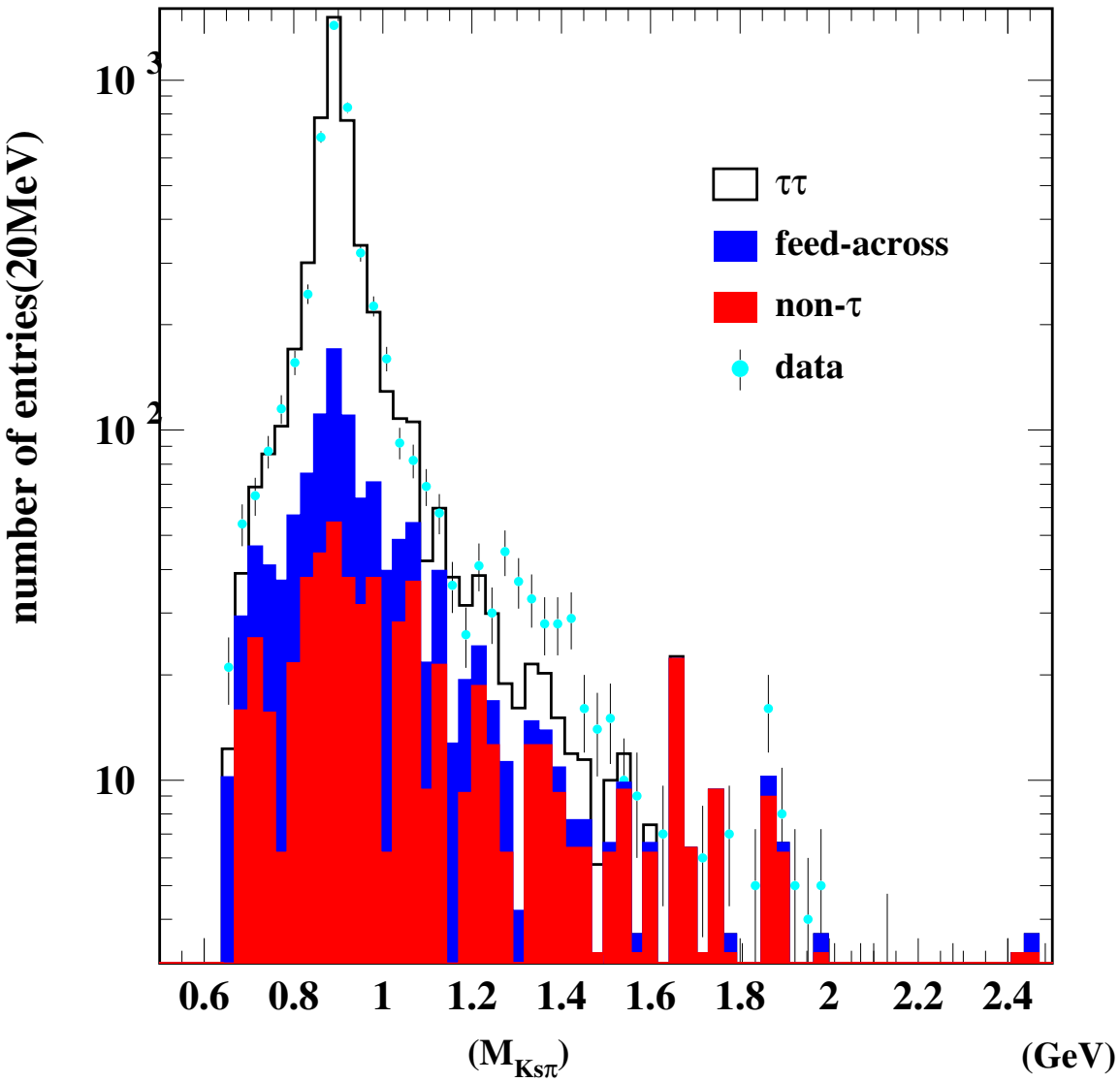

図 4.10: $K_s^0\pi$ の不変質量分布。図 4.9 の縦軸 (イベント数) を log スケールで表示している。各パラメータの表示に関しては図 4.9 と同様である。

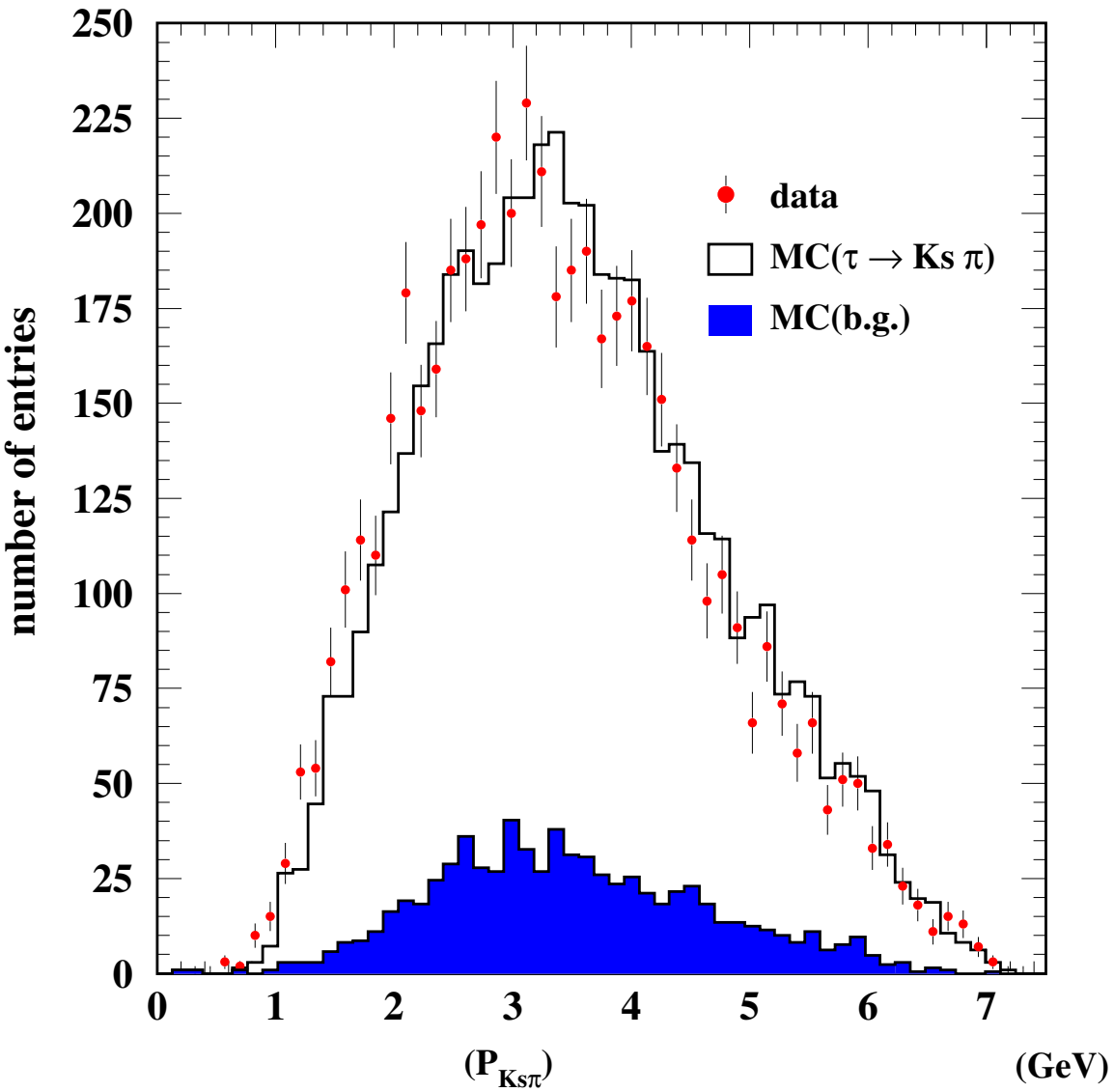

図 4.11: $K^0_s \pi$ の運動量分布。赤の点はデータを、ヒストグラムは MC による $K^0_s \pi$ の運動量を各々示す。

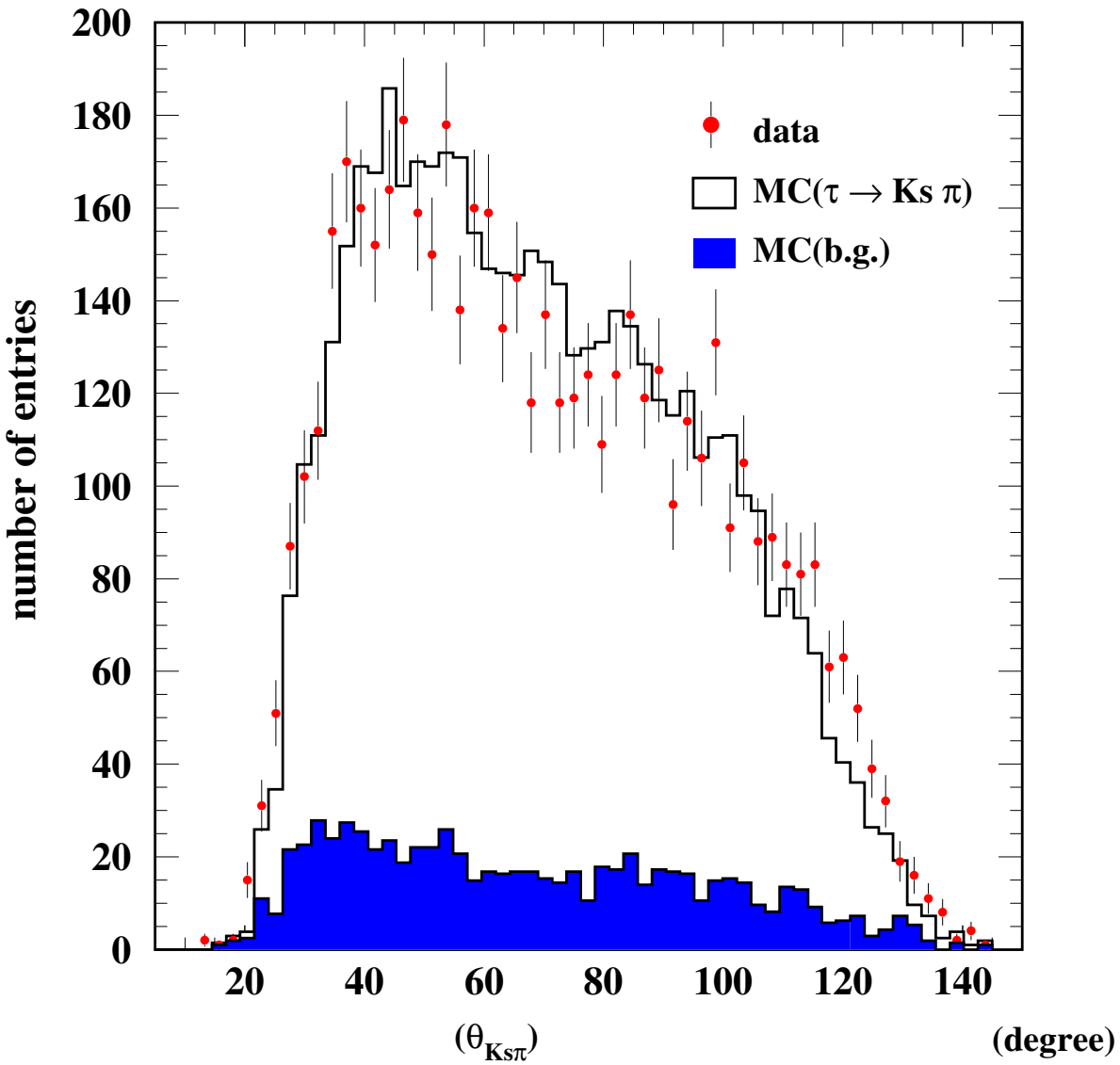

図 4.12: $K^0_s\pi$ の θ 分布。赤の点はデータを、ヒストグラムは MC による $K^0_s\pi$ の θ を各々示す。

第5章　$K_s^0\pi^-$ 崩壊分岐比の測定

この章では、 崩壊分岐比の計算方法とその結果について述べる。崩壊分岐比の計算には、その要素として、前章で求めた各崩壊事象数の他に、$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 崩壊と $\tau \to K_s^0\pi\nu_\tau$ 崩壊の両方からの、検出効率とバックグラウンドの見積もりが必要である。
そこで、4 章で得た $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 崩壊と、$\tau \to K_s^0\pi\nu_\tau$ 崩壊から得られた崩壊事象数を用いて、そこから本解析の目的である崩壊分岐比を求め、同時に誤差の評価を行う。

5.1　崩壊分岐比の測定方法

一般に崩壊分岐比は、前章で述べた式 4.1 のように、$\tau^+\tau-$ 対の事象と $K_s^0\pi$ 事象の数との比で求めることができる。実際には、前節で述べたような、選択された事象中に含まれる有限のバックグラウンド事象を差し引いたり、検出器の持つ有限の検出効率の補正を行う必要がある。これらを加味すると、$\tau \to K_s^0\pi\nu_\tau$ の崩壊分岐比 $B_{K_s^0\pi}$ は、

$$B_{K_s^0\pi} = \frac{N_{K_s^0\pi}}{2N_{\tau\tau}} \cdot \frac{1 - b^{feed-across} - b^{non-\tau}}{1 - b^{\tau\tau}} \cdot \frac{\eta_{\tau\tau}}{\eta^{\tau}_{K_s^0\pi}} \cdot \frac{1}{\eta^{ID}_{K_s^0\pi}} \tag{5.1}$$

で与えられる。各パラメータの意味は、以下のとおりである。[1]

- $N_{K_s^0\pi}$
  観測された $K_s^0\pi$ 崩壊事象の数。
- $N_{\tau\tau}$
  比較的ゆるい条件で選別したタウ · ペア生成の事象数。$\tau^+\tau^-$ 対なので、事象数中のτ 粒子の数は $2N_{\tau\tau}$ となっている。
- $b_{\tau\tau}$
  $\tau^+\tau^-$ 対の事象中に含まれる、バックグラウンドの割合。
- $b^{feed-across}$
  $K_s^0\pi$ 崩壊のサンプル中に含まれるバックグラウンドの割合で、$\tau \to K_s^0\pi\nu_\tau$ 崩壊以外のτ 粒子が $K_s^0\pi$ 崩壊事象として観測された割合。

[1] 前節 5.2 参照。

- $b^{non-\tau}$
  $K^0_s\pi$ 崩壊のサンプル中に含まれるバックグラウンドの割合で、$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 過程以外のプロセスからきているもの。

- $\eta_{\tau\tau}$
  $\tau^+\tau^-$ 対事象を検出する効率。

- $\eta^{\tau}_{K^0_s\pi}$
  $\tau^+\tau^-$ 対の選別条件によって $K^0_s\pi$ が選別される効率。

- $\eta^{ID}_{K^0_s\pi}$
  $\tau^+\tau^-$ 事象中から $\tau \to K^0_s\pi\nu_\tau$ 崩壊を選択する効率。

これらの中で、$K^0_s\pi$ 崩壊の前検出効率を $\eta^{\tau}_{K^0_s\pi}$ と $\eta^{ID}_{K^0_s\pi}$ の 2 つの積に分けた理由は、崩壊分岐比比 $B_{K^0_s\pi}$ が、検出効率、$\eta_{\tau\tau}$ と $\eta^{\tau}_{K^0_s\pi}$ との比

$$f_b = \frac{\eta^{\tau}_{K^0_s\pi}}{\eta_{\tau\tau}} \tag{5.2}$$

はほぼ 1 で、各々検出率の絶対値によらないことを明白にするためである。[2]また、比 f_b は、ルミノシティーや $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ の生成断面積によらない量なので、崩壊分岐比の測定に、これらの不定性が効いてこないという利点も持っている。また、崩壊分岐比を、事象数の比から求めることで、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となり、小さく抑えることができている。この点に関しては、のちの 5.4 節でより詳しく述べる。
比 f_b を用いて、式 5.1 を書き換えると、

$$B_{K^0_s\pi} = \frac{N_{K^0_s\pi}}{2N_{\tau\tau}} \cdot \frac{1 - b^{feed-across} - b^{non-\tau}}{1 - b^{\tau\tau}} \cdot \frac{1}{f_b \times \eta^{ID}_{K^0_s\pi}} \tag{5.3}$$

のようになる。

5.2　検出効率とバックグラウンドの評価

前節の式 5.3 において、積分ルミノシティ 4.44/fb のデータを用いた結果、$N_{K^0_s\pi}$ は 5,214 ± 72 個、$N_{\tau\tau}$ は 1,599,955 ± 1,265 個観測されている。以下この節では、式 5.3 における各項の検出効率とバックグラウンドについての詳細と結果を述べる。

[2] f_b がほぼ 1 になる理由は、5.4 節で述べる。

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	タウ事象選別後の事象数 (fb^{-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	1,599	$0.47 \pm 0.01\%$
$ee \to eeee$	40.9 nb	2×10^8	4.89	974	$0.28 \pm 0.01\%$
$ee \to eeuu/dd$	12.50 nb	1.6×10^8	12.8	832	$0.24 \pm 0.01\%$
$ee \to eess$	0.227 nb	9.7×10^7	427	95.7	$0.03 \pm 0.00\%$
$ee \to eecc$	0.03 nb	1×10^7	333	14.4	$0.00 \pm 0.00\%$
$ee \to bhabha$	100.2 nb	1.8×10^8	1.46	2130	$0.62 \pm 0.01\%$
$ee \to \mu\mu\gamma$	1 nb	5×10^7	49.8	1140	$0.33 \pm 0.01\%$
$ee \to q\bar{q}(q = u, d, s)$	2.09 nb	3×10^6	1.44	24000	$7.00 \pm 0.05\%$
$ee \to c\bar{c}$	1.30 nb	2×10^6	1.54	7510	$2.19 \pm 0.03\%$
$ee \to B^+B^-$	0.525 nb	1×10^6	1.905	571	$0.17 \pm 0.01\%$
$ee \to B^0B^0$	0.525 nb	1×10^6	332	781	$0.23 \pm 0.01\%$
all background				39,700	11.6

表 5.1: タウ事象選別でのバックグラウンドの見積もり

5.2.1 $\tau^+\tau^-$ 対事象選別での検出効率

検出効率は、一般にモンテカルロを用いて、解析を行う上でどれほど効率よく必要な事象を検出できるかを計ったものである。$\tau^+\tau^-$ 対事象選別での検出効率は、

$$\eta_{\tau\tau} = \frac{N_{\tau\tau}}{N_{gen}} \tag{5.4}$$

という式で求められる。ここで N_{gen} はモンテカルロで最初に発生させた $\tau^+\tau^-$ 対事象数、$N_{\tau\tau}$ は解析プログラムで検出された $\tau^+\tau^-$ 対事象数である。
測定の結果、各々の値は、

- N_{gen}=9,849,934 [event]
- $N_{\tau\tau}$=3,224,302 [event]

で、検出効率 $\eta_{\tau\tau}$=32.73 ± 0.02%を得た。ここで、誤差は統計誤差のみを示している。

5.2.2 タウ事象選別でのバックグラウンドの評価

タウ事象選別でのバックグラウンドの見積もるために使用した、シミュレーション・プログラムは、前章の表 4.1 で紹介したものである。また、表 4.1 に示したモンテカルロ・シミュレーションを用いて測定した結果を表 5.1 に示す。
表 5.1 で示している生成ルミノシティは、

$$\text{生成ルミノシティ} = \frac{\text{生成事象数}}{\text{生成断面積}} \tag{5.5}$$

で求められている。これらの値で、検出の割合は、

$$\text{検出の割合} = \frac{\text{各崩壊項目のτ 事象選別後の事象数}}{\text{全崩壊項目のτ 事象選別後の事象数}} \tag{5.6}$$

で求められている。[3]
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 11.6%と見積もることができる。中でも、$q\bar{q}$ はそのうち 7.00%を占めており、最も多くバックグラウンドが残っている崩壊項目であることがわかる。
今回使用した、積分ルミノシティ$L = 4.417fb^{-1}$ のデータ中には $1{,}795{,}205$ 事象の $\tau^+\tau^-$ が観測された。一方、同じデータ量のモンテカルロ · シミュレーションを用いて得られた $\tau^+\tau^-$ の事象数は $1{,}736{,}532$ 事象であり、データ量とモンテカルロ · シミュレーションの比は、$1.034(\pm\ 0.011\%)$ となる。ルミノシティーの不定性 (1.4%) を考慮すると、データのモンテカルロ · シミュレーションの期待値はよくあっている。モンテカルロ · シミュレーションが事象を精度よく再現していることがここでもよくわかり、この検出効率の信頼性は高いと言える。

5.2.3 $\tau \to K_s^0\pi\nu_\tau$ 崩壊選別での検出効率

$\tau \to K_s^0\pi\nu_\tau$ 崩壊選別での検出効率の求め方は、基本的に 5.2.1 と同様である。

$$\eta_{K_s^0\pi}^{ID} = \frac{N_{K_s^0\pi}^{obs(MC)}}{N_{K_s^0\pi}^{\tau\tau}} \tag{5.7}$$

モンテカルロ · シミュレーションにおいて、$\tau^+\tau^-$ 事象選別の結果、観測された $29{,}846$ 事象[4]のうち、$\tau \to K_s^0\pi\nu_\tau$ 崩壊を選別した結果、$\tau \to K_s^0\pi\nu_\tau$ 崩壊が $10{,}858$ 個[5]観測された。これを計算すると、$\tau \to K_s^0\pi\nu_\tau$ 崩壊選別での検出効率、$\eta_{\tau\to K_s^0\pi\nu_\tau}$=36.38%が得られた。

5.2.4 $\tau \to K_s^0\pi\nu_\tau$ 選別におけるバックグランド の評価

$\tau \to K_s^0\pi\nu_\tau$ 崩壊の選別の結果、$4.417fb^{-1}$ の実験データ中に $\tau \to K_s^0\pi\nu_\tau$ 崩壊は $5{,}214$ 個観測された。$\tau \to K_s^0\pi\nu_\tau$ 識別の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て行った。その結果を表 5.2 と表 5.3 に示した。崩壊過程の項目は、

- $b^{feed-across}$
  $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 過程から、$\tau \to K_s^0\pi\nu_\tau$ 以外のτ 粒子の崩壊事象が $K_s^0\pi$ への崩壊として識別されてしまう割合。

- $b^{non-\tau}$
  $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 過程以外からのプロセスからくるバックグラウンドの割合。

に分けられる。測定の結果、$b^{feed-across}$=12.26%、$b^{non-\tau}$=13.40% が得られた。
$b^{feed-across}$ における最も大きな寄与は、$K_s^0\pi\pi^0$ や KK_s^0 の崩壊モードであり、これらは

[3]全崩壊項目には $ee \to \tau\tau$ 事象も含んでいる。
[4]式 5.7 の $N_{K_s^0\pi}^{\tau\tau}$ に相当する。
[5]式 5.7 の $N_{K_s^0\pi}^{obs(MC)}$ に相当する。

崩壊過程	バックグラウンドの割合
$\tau \to K^0_s \pi\pi^0$	$7.54 \pm 0.82\%$
$\tau \to K K^0_s$	$1.38 \pm 0.01\%$
$\tau \to \rho(\pi\pi^0)$	$1.21 \pm 0.007\%$
$\tau \to \pi^-\pi^+\pi^-$	$0.63 \pm 0.007\%$
other decay mode	$1.49 \pm 0.05\%$
sum (feed-across BG)	$12.26 \pm 0.84\%$

表 5.2: $\tau^\pm \to K^0_s \pi^\pm \nu_\tau$ 識別における $\tau^+\tau-$ 事象崩壊のバックグランド $(b^{feed-across})$ の評価。誤差は PDG による測定値のエラーの値である。

散乱過程	バックグラウンドの割合
$ee \to q\bar{q}$	$8.76 \pm 0.34\%$
$ee \to c\bar{c}$	$3.59 \pm 0.13\%$
$ee \to B^0 B^0$	$0.38 \pm 0.01\%$
$others$	$0.67 \pm 0.04\%$
sum (non-tau BG)	$13.40 \pm 0.37\%$

表 5.3: $\tau^\pm \to K^0_s \pi^\pm \nu_\tau$ 識別における $\tau^+\tau-$ 事象崩壊以外からのバックグランド $(b^{non-tau})$ の評価

各々7.54%、1.38%を占めている。これらは $\tau \to K^0_s \pi\nu_\tau$ 選別の際に、γ に対する条件や、荷電粒子に対する条件で π 粒子と K 粒子との識別をより詳細にすることで、バックグラウンドのさらなる減少につなげられるかと思われる。
一方、$b^{non-\tau}$ においては、$e^+e^- \to q\bar{q}$ からの寄与が最も大きく、全体の 8.76%を占める。$b^{feed-across}$ と $b^{non-\tau}$ の寄与は、前章の図 4.9 や図 4.10 でも示している。

5.3 崩壊分岐比の結果

モンテカルロ · シミュレーションと、データ積分ルミノシティ$4.44fb^{-1}$ のデータを用いて解析を行った結果、得られた各パラメータ[6]を、表 5.4 に示す。
これらの結果を式 5.3 に代入すると、$\tau \to K^0_s \pi\nu_\tau$ の崩壊分岐比として、

$$B_{K^0_s\pi}=(0.393 \pm 0.005)\%$$

が得られた。ここで示した誤差はデータの統計誤差である。統計が非常に高いため統計誤差は非常に小さくなっている。次の 5.4 節では、系統誤差についての検討を行う。

[6]前節 5.1 の式 5.1 のパラメータ。

パラメータ	標準選別による値
$N_{\tau\tau}$	1,599,955 ± 1,265 事象
$N_{K^0_s\pi}$	5,214 ± 72 事象
$\eta_{\tau\tau}$	32.73 ± 0.02%
$\eta^{\tau}_{K^0_s\pi}$	31.35 ± 0.21%
$f_b = \frac{\eta^{\tau}_{K^0_s\pi}}{\eta_{\tau\tau}}$	0.958 ± 0.01
$\eta^{ID}_{K^0_s\pi}$	36.38 ± 0.36%
$b^{\tau\tau}$	11.6 ± 0.26%
$b^{feed-across}$	12.26 ± 0.86%
$b^{non-\tau}$	13.40 ± 0.34%
崩壊分岐比 $B_{K^0_s\pi}$	0.393 ± 0.005%

表 5.4: 標準選別での崩壊分岐比を決定するパラメータ。ここで、誤差はデータもしくはモンテカルロ・シミュレーションの統計誤差である。

5.4 系統誤差の検討

この節では、これらの測定に含まれる系統的な誤差について検討していく。検討する崩壊分岐比の系統誤差の項目とその誤差の値を併せて、まず表 5.5 に示す。以下、表 5.5 中の各項目について説明していく。[7]

(1) モンテカルロの統計からくる系統誤差

モンテカルロの統計からくる誤差は、

$$
\begin{aligned}
(\Delta\ B_{MC})^2 = &(\frac{\partial B_{K^0_s\pi}}{\partial N_\tau})^2\cdot(\Delta\ N_\tau)^2 + (\frac{\partial N_{K^0_s\pi}}{\partial N_{K^0_s\pi}})^2\cdot(\Delta\ N_{K^0_s\pi})^2 \\
&+(\frac{\partial B_{K^0_s\pi}}{\partial \eta_{\tau\tau}})^2\cdot(\Delta\ \eta_{\tau\tau})^2 + (\frac{\partial B_{K^0_s\pi}}{\partial \eta^{\tau}_{K^0_s\pi}})^2\cdot(\Delta\ \eta^{\tau}_{K^0_s\pi})^2 \\
&+(\frac{\partial B_{K^0_s\pi}}{\partial \eta^{ID}_{K^0_s\pi}})^2\cdot(\Delta\ \eta^{ID}_{K^0_s\pi})^2 + (\frac{\partial B_{K^0_s\pi}}{\partial b_{\tau\tau}})^2\cdot(\Delta\ b_{\tau\tau})^2 \\
+(\frac{\partial B_{K^0_s\pi}}{\partial b^{feed-across}})^2\cdot(\Delta\ b^{feed-across})^2 &+ (\frac{\partial B_{K^0_s\pi}}{\partial b^{non-\tau}})^2\cdot(\Delta\ b^{non-\tau})^2 \qquad (5.8)
\end{aligned}
$$

という方法で求められる。これは、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系統誤差が含まれている。

[7] ここで、項目 (6)(7) については関連文献 [11] の値を参照したため説明は割愛する。

系統誤差の項目	Δ B/B%
(1) モンテカルロの統計	± 2.01%
(2) 飛跡の検出効率の不定性	± 0.92%
(3) トリガーの不定性	± 0.56%
(4) 光子の検出効率の不定性の影響	± 1.25%
(5) バックグラウンドの評価の不定性	± 1.08%
(6)K_s^0 の選択の不定性	± 2.0%
(7)π 粒子の ID の不定性	± 0.8%
Total	± 3.55%

表 5.5: 系統誤差の項目とその値。この表の値は、崩壊分岐比に対する系統誤差の割合 (Δ B/B) を%で示している。

(2) 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た、Belle 測定器の飛跡 1 本あたりの検出効率の不定性は、± 2%以下であることが確認されている。そこで、モンテカルロで各飛跡の検出効率を 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。$\tau^+\tau^-$ 対事象数と $\tau \to K_s^0\pi\nu_\tau$ 崩壊事象の検出効率が各々、約 4%の違いがあるが、前節でも述べたように、分岐比を $\tau^+\tau^-$ 対事象数と $\tau \to K_s^0\pi$ 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。

(3) 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。
- 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± 5%の変動が見られる。そこで、モンテカルロで飛跡トリガーの検出効率を± 5%変動させた。そして、そこからくる崩壊分岐比の不定性を見積もった結果、Δ B/B=± 5%であった。

また、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± 5% 変動させた結果、崩壊分岐比への影響はΔ B/B=± 0.13%と小さかった。

これら 2 つの効果を合わせて、トリガーからくる不定性をΔ B/B=± 0.56%と見積もった。

(4) 光子の検出効率の不定性の影響

Belle 検出器では、特に 200 ~ 300MeV 以下の低いエネルギーの光子の検出効率において、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 300MeV と 500MeV とに大きく変えた。特に、標準の場合 (80MeV) と、300MeV 以上にした場合での崩壊分岐比の違いはΔ B/B=± 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。

(5) バックグラウンドの見積もりの不定性の影響

- $b^{non-\tau}_{K^0_s\pi}$ の評価の不定性
  $b^{non-\tau}_{K^0_s\pi}$ を見積もる際、モンテカルロをデータに正規化するために、各崩壊に対して表 5.6 に示す補正係数をかけた。これは、コントロールサンプル (生成されるトラックが多い崩壊) がモンテカルロ·シミュレーションで正確に再現されていないためにかかる係数である。これらの中でも、特に $b^{non-\tau}_{K^0_s\pi}$ に対する主な寄与である $e^+e^- \to q\bar{q}$ をとりあげて[8]、$b^{non-\tau}_{K^0_s\pi}$ の評価の不定性をΔ B/B=± 0.04%とした。
- $b^{feed-across}_{K^0_s\pi}$ の評価の不定性
  $b^{feed-across}_{K^0_s\pi}$ の原因となる $\tau \to K^0_s\pi\nu_\tau$ 以外の崩壊モードからの統計誤差を $b^{feed-across}_{K^0_s\pi}$ の評価の不定性とし、Δ B/B=± 1.04%とした。

以上の項目の系統誤差を合わせた結果、全統計誤差はΔ B/B=± 3.55%となった。

前節の崩壊分岐比の結果に、この系統誤差を含めると、今回の解析で得られた $\tau \to K^0_s\pi\nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比の測定結果は、

$$B_{K^0_s\pi} = (0.393 \pm 0.005_{(stat)} \pm 0.014_{(sys)})\ \%$$

となる。ここで、二番目の値は統計誤差、最後の値は系統誤差 (Δ B/B=± 3.55%) による値である。
また、一般的に $\tau \to K^0_s\pi\nu_\tau$ 崩壊事象は $\tau \to K^0\pi\nu_\tau$ 崩壊事象として語られることが多い。この崩壊分規比は、今回の結果を 2 倍した値に相当する。

$$B_{\bar{K}^0\pi} = (0.786 \pm 0.010_{(stat)} \pm 0.028_{(sys)})\ \%$$

5.5 これまでの結果との比較

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 5.7 に示す。今回の値はこれらの結果と比べて誤差の範囲内で一致している。統計誤差の値は、他の実験と比べてオーダーが小さい。これは、本実験の統計が他の実験に比べて非常に多いことによるためである。一方、系統誤差の検討については、特に K^0_s の ID の不定性において確実を期すため誤差の値が比較適大きく設定されている。これを含めて、今後より正確な結果を促す努力が必要である。

[8] 表の hadoronic decay にあたる

e^+e^- 対からの崩壊モード	補正ファクター
2-photon	1.13
bhabha	1.16
$\mu\mu$	1.16
hadronic decay	1.07

表 5.6: コントロールサンプルのための補正係数

実験名	$\tau \to K_s^0 \pi \nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比 (%)
OPAL	$0.933 \pm 0.068_{(stat)} \pm 0.049_{(sys)}$
ALEPH99	$0.928 \pm 0.045_{(stat)} \pm 0.034_{(sys)}$
ALEPH98	$0.855 \pm 0.117_{(stat)} \pm 0.066_{(sys)}$
CLEO96	$0.704 \pm 0.041_{(stat)} \pm 0.072_{(sys)}$
L3	$0.95 \pm 0.015_{(stat)} \pm 0.06_{(sys)}$
ours	$0.786 \pm 0.010_{(stat)} \pm 0.028_{(sys)}$

表 5.7: 他の実験による $\tau \to K_s^0 \pi \nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比 (%) の測定結果

第6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て、$\tau \to K^0_s \pi \nu_\tau$ 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 月までに収集された $4.44/\mathrm{fb}$ のデータであり、事象選別の結果、観測されたτ 事象数は $1{,}599{,}955$ 事象で、そのうち $\tau \to K^0_s \pi \nu_\tau$ 崩壊は $5{,}214$ 事象観測された。そして、$\tau \to K^0_s \pi \nu_\tau$ 崩壊とτ 粒子の数からの測定法を用い、$\tau \to K^0_s \pi \nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比の測定を行った。その結果、

$$B_{K^0_s \pi} = 0.393 \pm \ 0.005_{(stat)} \pm \ 0.014_{(sys)} \ \%$$

が得られた。ここで、最初の誤差は統計誤差、後の誤差は系統誤差を示している。

この結果は、他の実験による既存の結果と誤差の範囲内で一致している。特に、統計誤差においては、本実験の高い統計性から非常に精度の良いものとなっている。しかし一方で、系統誤差においてはまだ改良の余地がある。今後、選別条件をより詳細に追求していくこと、またより高い統計のデータを調べていくことで、結果の精度をさらに高めていくことが望まれる。

謝辞

本研究を行うにあたって、お世話になった方々にこの場を借りて、お礼申し上げたいと思います。

まずはじめに、本研究を含む高エネルギー物理学を学ぶきっかけを与えてくださった、奈良女子大学高エネルギー研究室の野口先生、林井先生、宮林先生に感謝したいと思います。
特に、私の指導教官でもあった林井先生には、研究の基本からふとした疑問に至るまで、納得がいくまで根気強く教えていただき、大変お世話になりました。高エネルギー物理学に関してはもちろんのこと、その解析方法に関連するテクニックやツールの扱いまで、広い視点を持ってたくさんのことに関心を持てたのも、先生の御指導のおかげだと思っています。本当にありがとうございました。

また、解析を行うにあたり、大学以外でもお世話になった名古屋大学の皆様や KEK の方々にもお礼申し上げます。
そして、いつも私を励ましアドバイスして下さった、片岡先輩や井本先輩を始めとする、研究室の皆様にも心から感謝致します。
そして最後に、私が物理学に興味を持ち、ここに至るまで、支え励まして下さったすべての方々にお礼申し上げたいと思います。ありがとうございました。

関連図書

[1] 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.

[2] 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.

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

[4] 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.

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

[6] K.G.Chetyrkin,J.H.Kuhn,A.A.Pivovarov
Determining the strange quark mass in Cabbibo-suppressed tau lepton decays, Nucl.Phys.B533(1998)473-493.

[7] K.Maltman
Issues in the Extraction of m_s and V_{us} from Hadronic tau Decay Data,Tau04

[8] Tau leptons book by J.Portoles
Hadronic decays of the tau lepton: Theoretical overview,Tau04

[9] S.Chen,M.Davier,E.Gamiz,A.Hocker,A.Pich,J.Prades
Strange quark mass from the invariant mass distribution of Cabbibo-suppressed tau decays, European Physical Journal C22,31-38(2001)

[10] E.Gamiz,M.Jamin,A.Pich,J.Prades,F.Schwab
Extraction of m_s and —V_{us}— from Hadronic Tau Decays, hep-ph/0411278,Tau04

[11] M.Iwasaki
Improved Mesurement of the Electroweak Penguin Process $B \to X_s l^+ l^-$

[12] F.Salvatore,A.J.Lyon
Preliminary mesurement of B($\tau^- \to K^- \pi^0 \nu_\tau$) using the BABAR detector

[13] Wolfgang Mader
Mesurement of the Strangeness Spectral Function and the Mass of the Strange Quark with the Opal Detector at LEP

[14] Michel Davier,Shaomin Chen,Andreas Hocker
Strange Quark Mass from τ Decays

[15] A.Stahl
Physics with Tau Leptons

[16] 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」

[17] 平野有希子
2002 年度 修士学位論文 「$\tau^- \to \pi^\pm \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊における $\pi^\pm \pi^0$ スペクトラル関数測定」

[18] 松田圭子
2003 年度 修士学位論文 「$\tau^- \to \pi^\pm \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊における $\pi^\pm \pi^0$ スペクトラル関数測定」