

2009年度 修士学位論文

$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$  崩壊のハドロン構造関数の研究

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

2010年2月

# 目次

第 1 章	はじめに	1
第 2 章	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の物理	5
2.1	タウの物理	5
2.1.1	タウ・レプトン	5
2.1.2	タウ粒子崩壊について	6
2.2	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊	9
2.2.1	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊における CP 非保存効果	9
2.3	レプトンテンソルとハドロン構造因子	10
2.4	レプトンテンソル $L_{\mu\nu}$ とハドロンテンソル $H_{\mu\nu}$	14
2.5	構造関数 $W_i$ と構造因子 $F_j$ の関係	16
第 3 章	実験装置	19
3.1	非対称エネルギー電子・陽電子衝突型加速器 (KEKB 加速器)	19
3.2	Belle 測定器	21
3.2.1	粒子崩壊点測定器 (SVD: Silicon Vertex Detector)	24
3.2.2	中央飛跡検出器 (CDC: Central Drift Chamber)	25
3.2.3	エアロジェル・チェレンコフカウンター (ACC: Aerogel Čerenkov Counter)	25
3.2.4	飛行時間差測定器 (TOF: Time of Flight)	28
3.2.5	電磁カロリメータ (ECL: Electromagnetic Calorimeter)	29
3.2.6	超電導ソレノイド	32
3.2.7	$K_L$ 、 $\mu$ 粒子検出器 (KLM)	32
3.2.8	トリガーシステム	32
3.2.9	データ収集システム (DAQ)	33
第 4 章	事象選別	37
4.1	電子・陽電子衝突反応の概要	37
4.2	解析に用いたデータ及びモンテカルロシミュレーション	40
4.3	$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象選別	41
4.3.1	$\tau^+\tau^-$ 対生成 事象選別 1	42
4.3.2	$\tau^+\tau^-$ 対生成 事象選別 2	42
4.4	事象選別	47
4.4.1	$\pi^0$ を 1 個以上含む崩壊事象の除去	47

4.4.2	$\pi^\pm\pi^0\nu_\tau$ 事象の除去	48
4.4.3	$K_S$ を含む崩壊事象の除去	50
4.5	$\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊事象選別	53
4.5.1	$\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 選別事象選別条件	53
4.5.2	$\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 選別の結果	54
<b>第 5 章</b>	$\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊の質量分布の測定	<b>55</b>
5.1	$\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊の質量分布 $M_{3\pi}$	55
<b>第 6 章</b>	<b>構造関数の解析</b>	<b>61</b>
6.1	測定原理と角度モーメント	61
6.2	角度モーメント	62
6.3	角度の検出効率	64
6.4	角度分布	64
6.5	角度モーメントの分布と構造関数	64
6.6	結果の議論	79
6.6.1	ベクター成分の寄与	79
6.6.2	スカラー成分の寄与	79
6.6.3	軸ベクター成分の寄与	79
<b>第 7 章</b>	<b>まとめ</b>	<b>81</b>

# 目次

2.1	$\tau^- \rightarrow (\text{hadron})^- \nu_\tau$ 崩壊のファイマン図	8
2.2	$\tau \rightarrow hhh \nu_\tau$ 崩壊のファイマン図	10
2.3	2つの系 $S$ と $\acute{S}$ に関するオイラー角 $\alpha, \beta, \gamma$ の定義	12
2.4	構造関数 $W_i$ と構造因子 $F_j$ の関係	16
3.1	KEKB 加速器の概観図	20
3.2	Belle 測定器の全体図	23
3.3	粒子崩壊点測定器の構造	24
3.4	電離損失	26
3.5	中央飛跡検出器の構造	26
3.6	エアロジェルカウンターの構造	27
3.7	エアロジェルカウンターモジュールの構造	28
3.8	TOF/TSC モジュール	29
3.9	CsI(Tl) シャワーカウンター	30
3.10	電磁カロリメータの断面図	31
3.11	シャワーの再構成アルゴリズムの模式図	32
3.12	Belle トリガーシステムのブロック図	34
3.13	データ収集システムのブロック図	35
4.1	事象選別の流れ	39
4.2	事象の半球図	43
4.3	Missing Mass	43
4.4	Missing Mass と Missing Angle の 2次元プロット	44
4.5	アコプナリティ角 $\phi_{\text{acop}}$	45
4.6	$\tau^+ \tau^-$ 対生成事象の例 (x-z 平面)	46
4.7	$\tau^+ \tau^-$ 対生成事象の例 (x-y 平面)	46
4.8	クラスターの最大エネルギー分析	48
4.9	荷電粒子を電子とした時の $M_{e^+e^-}$ の分布	49
4.10	荷電粒子を $\pi^\pm$ 中間子とした時の $M_{\pi^+\pi^-}$ 分布	50
4.11	荷電粒子を $\pi^\pm$ 中間子とした時の $M_{\pi^+\pi^-}$ 分布	52
4.12	$M_{\pi^+\pi^-} (K_s)$ の分布	52
5.1	$M_{3\pi}$ 分布	56
5.2	$M_{\pi^+\pi^-}$ 分布	57
5.3	$M_{\pi^+\pi^-}$ 分布 (低エネルギー部分の拡大図)	58

---

5.4	$M_{\pi^{\pm}\pi^{\pm}}$ 分布 . . . . .	59
6.1	角度分布から構造因子を求める流れ . . . . .	63
6.2	角度分布に対する検出効率 . . . . .	65
6.3	すべての $Q^2$ 領域で積分した角度分布 $\cos \beta, \cos \gamma, \sin \gamma, \cos \theta, \cos \psi$ 分布 . . . . .	66
6.4	観測レベルのモーメント $\langle 1 \rangle, \langle (3 \cos^2 \beta - 1)/2 \rangle, \langle \cos 2\gamma \rangle$ . . . . .	67
6.5	観測レベルのモーメント $\langle \sin 2\gamma \rangle, \langle \cos \beta \rangle, \langle \sin 2\beta \cos \gamma \rangle$ . . . . .	68
6.6	観測レベルのモーメント $\langle \sin \beta \sin \gamma \rangle, \langle \sin 2\beta \sin \gamma \rangle, \langle \sin \beta \cos \gamma \rangle$ . . . . .	69
6.7	観測レベルの構造関数 $W_A, W_B, W_C$ . . . . .	70
6.8	観測レベルの構造関数 $W_D, W_E, W_F$ . . . . .	71
6.9	観測レベルの構造関数 $W_G, W_H, W_I$ . . . . .	72
6.10	モーメント $\langle 1 \rangle, \langle (3 \cos^2 \beta - 1)/2 \rangle, \langle \cos 2\gamma \rangle$ (monte carlo) . . . . .	73
6.11	モーメント $\langle \sin 2\gamma \rangle, \langle \cos \beta \rangle, \langle \sin 2\beta \cos \gamma \rangle$ (monte carlo) . . . . .	74
6.12	モーメント $\langle \sin \beta \sin \gamma \rangle, \langle \sin 2\beta \sin \gamma \rangle, \langle \sin \beta \cos \gamma \rangle$ (monte carlo) . . . . .	75
6.13	構造関数 $W_A, W_B, W_C$ (monte carlo) . . . . .	76
6.14	構造関数 $W_D, W_E, W_F$ (monte carlo) . . . . .	77
6.15	構造関数 $W_G, W_H, W_I$ (monte carlo) . . . . .	78

# 表 目 次

2.1	相互作用一覧表 . . . . .	5
2.2	タウ粒子の崩壊モード一覧表 . . . . .	6
3.1	KEKB 加速器の設計パラメータ . . . . .	21
3.2	Belle 測定器のパラメータ . . . . .	22
3.3	$10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 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 . .	33
4.1	シミュレーション使用プログラム . . . . .	38
4.2	各実験番号の収集時期とルミノシティー . . . . .	40
4.3	$\tau \rightarrow 3h\nu_\tau$ 崩壊事象選別前のバックグラウンドの評価 . . . . .	47
4.4	余分な光子事象のベトー効果 . . . . .	48
4.5	$M_{e^+e^-}$ ベトーの効果 . . . . .	50
4.6	$K_S$ ベトー後の効果 . . . . .	51
4.7	選別条件によるイベント数の段階別変化 . . . . .	54
4.8	$\tau \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊事象選別後のバックグラウンドの評価 . . . . .	54

# 第1章 はじめに

現在、様々な素粒子現象を記述する理論として「素粒子の標準理論」が大きな成功をおさめている。素粒子標準理論は、自然界の基礎的な相互作用のうち、素粒子として知られているクォークやレプトン間に働く、強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用の記述をもとにしており、多くの素粒子現象を精度よく説明する理論として知られている。しかしそれで、すべてが説明できるわけではない。実験的には、標準理論ではゼロとされていたニュートリノが有限の質量を持つことが観測されたり、宇宙には多くの見えない物質が存在するという証拠が最近の宇宙の観測で見つかるなど、標準理論を越える現象が最近見え始めている。また、理論的にも、標準理論が究極の理論にはなり得ないことも広く知られており、いろいろな理論的な試み（超対称性理論や超弦理論）が提案されている。標準理論の精密な検証とそれを越える物理の探求は現代素粒子物理学の重要な課題である。

同時に、標準理論の大きなミッシングリンクの問題として残っている大きな課題の一つが、低エネルギーのハドロン現象を、強い相互作用の理論である量子色力学(QCD)で理解することである。強い相互作用の結合定数が弱くなる高エネルギーの現象ではQCDは実験によってよく検証されているが、低いエネルギー(1GeV以下)の現象を理解できるレベルには達していない。そのため、現在においても、理論と実験の両面から活発に研究されている分野となっている。本研究では、タウ・レプトンのハドロン崩壊のデータを解析し、共鳴状態が支配的であるような低エネルギーのハドロン状態の基礎資料を提供することが課題である。

近年、エネルギーフロンティアでの実験と平行して、高い統計で稀に起こる現象を探索する実験や精度の高い精密測定の実験が精力的に進められている。後者の代表的な実験が高エネルギー加速器研究機構(KEK)の電子・陽電子衝突型加速器(KEKB加速器)による実験である。KEKB加速器は、多量のB中間子・反B中間子を生成することで、B中間子系におけるCP対称性の破れを系統的に研究し、CPの謎にせまる事を目的として建設された加速器である。加速器の衝突点にはBelle測定器が設置されている。実験データの収集は2000年6月から始まり、2002年には、B中間子系におけるCP対称性の破れを始めて確認するという大きな成果をあげ、2007年12月の段階で、KEKB加速器は世界最強のビーム強度(ルミノシティ)  $\mathcal{L} = 1.2 \times 10^{34} / \text{cm}^2 / \text{sec}$  を達成し、現在も順調に稼働中である。

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

同時に、タウ粒子を多量に作り出すタウ-ファクトリーとしても重要である。タウ粒子は次のようなユニークな特徴を持つ素粒子である。

- 電子の約 3500 倍の質量を持つもっとも重いレプトンである。
- トップクォーク (t) やボトムクォーク (b) とともに第 3 世代に属している。
- レプトンの中で唯一ハドロン (複数個の  $\pi$  中間子や K 中間子) に崩壊できる粒子である。

これらの特徴は、タウ粒子が標準理論を越える物理を探る上で高い感度を持つ理想的なプローブとして機能する事を意味する。Belle 実験では多量のタウ粒子を用いてこれまでに  $\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$ ,  $\tau^- \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-$ ,  $\tau^- \rightarrow e^- K_s^0 \mu^- K_s^0$  のようなレプトン数保存則を破る崩壊の探索や、レプトン系における CP 非保存現象の探索など、標準理論を越える物理現象の研究が進められており、現在、それらの研究は世界でもっとも感度の高いものとなっている。

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

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

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

崩壊<sup>1</sup>に関する研究について報告する。

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

$$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau \text{ の構造関数についての研究}$$

である。 $\tau$  の崩壊の角度分布から得られる情報は、最も一般的には 16 個の構造関数を記述される。これらの構造関数はスピン 1 とスピン 0 でのハドロニック状態に対するの密度行列要素となっている。実験的にこれらの構造関数を決定し、理論と比較できる基礎のデータを提供するのが本研究の課題である。

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



以降、第 2 章では、理論的な背景として、タウ粒子と  $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$  崩壊の基礎、第 3 章では、今回の解析に用いたデータを収集した KEKB 加速器及び Belle 測定器全般の説明を行う。4 章では、事象選別について述べる。まず、 $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$  反応の選別について述べ、後に、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$  崩壊の選別について述べる。第 5 章では、事象選別後の不変質量分布について議論し、第 6 章で角度分布からモーメント及び構造関数、最後に第 7 章で結果とまとめを行う。



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

### 2.1 タウの物理

$\tau$  粒子は1975年、アメリカのスタンフォード線型加速器センター (SLAC) のマーチン・パール、ゲイリー・フェルドマンらによって、最初に発見された。ここでは、 $e^-$  と  $e^+$  を衝突させて  $\tau^- \tau^+$  対を生成し、それぞれの  $\tau$  粒子が電子と  $\mu$  粒子へ崩壊することを確認したものである。 $e^- e^+$  の重心系のエネルギーがタウ粒子の質量の2倍 ( $3.56 \text{ GeV}$ ) 以上になると、 $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$  の反応が可能となる。彼らはこれを”異常なレプトン生成の存在する証拠について”という題の論文で発表した。当時はタウ・レプトンについて直接的な理論からの予言は全くなく、真の意味での新発見であった。タウ粒子はレプトン族の第3世代に位置し、第3世代の粒子の中では、クォーク族・レプトン族を通じて一番最初に発見された粒子である。第3世代の粒子の発見は、クォーク族とレプトン族の比較から、当時クォーク族も第3世代が存在するという期待をもたせた。

#### 2.1.1 タウ・レプトン

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

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

これらレプトンの共通の特徴として、強い相互作用をせず、電磁相互作用と弱い相互作用のみ行うことがあげられる。現在知られている4つの相互作用の特徴を表2.1にまとめた。電磁相互作用は、光子 ( $\gamma$ ) を媒介し、無限の距離に到達することができる。一方、弱い相互作用は短距離しか到達できず、 $W^\pm$  ボソンや  $Z^0$  ボソンを媒介する。荷電カレント反応 ( $l^\pm \rightarrow \nu_l$ ) では、 $W^\pm$  が放出され、中性カレント反応 ( $e^- \rightarrow Z^0 e^-$ ) では、 $Z^0$  が放出される。

タウ粒子は第3世代に属し、レプトンの中でも最も大きい質量  $M_\tau = 1.78 \text{ GeV}/c^2$  を持つ。寿命は  $(290.6 \pm 1.1) \times 10^{-15}$  秒である。このように質量が重いことから、レプトンの中で

表 2.1: 相互作用一覧表

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

唯一、終状態にハドロンを含んだモードへ崩壊をすることが出来る。

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

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

である。この断面積は B 中間子対生成断面積とほぼ同じであり、一年間で B 中間子対とほぼおなじ量 ( $10^8$  個) のタウ粒子が生成できる。生成されたタウ粒子はそれぞれ平均  $240 \mu\text{m}$  飛び、その後、様々な終状態へ崩壊する。

### 2.1.2 タウ粒子崩壊について

現在知られているタウの崩壊モードを表 2.2 に示す。タウ粒子のこれらの崩壊過程のうち、終状態に軽いレプトンのみを含んだ崩壊過程 ( $\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau$ ,  $\tau \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$ ) をレプトニック崩壊と呼び、終状態にハドロン、すなわち  $\pi, K$  やハドロンの共鳴状態を含む崩壊をハドロニック崩壊またはセミ・レプトニック崩壊と呼ぶ。ハドロニック崩壊には、さらにストレンジ  $S = 0$  のノンストレンジモードと  $|S| = 1$  のストレンジネスを持つ状態に大きく分けることができる。

表 2.2: タウ粒子の崩壊モード一覧表。表中、V はベクター状態、A は軸ベクター状態、S はストレンジネスを持つ状態 ( $|S| = 1$ )、 $S_P$  は擬スカラー状態を示す。崩壊分岐比の値は、2006 年の PDG による。

崩壊モード	崩壊過程	崩壊分岐比 (%)
レプトニック崩壊	$e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$	$17.84 \pm 0.05$
	$\mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$	$17.36 \pm 0.05$
ハドロニック崩壊		
V	$\pi^-\pi^0\nu_\tau$	$25.50 \pm 0.10$
V	$\pi^-\pi^-\pi^+\pi^0\nu_\tau$	$4.46 \pm 0.06$
$S_P$	$\pi^-\nu_\tau$	$10.90 \pm 0.07$
$S_P$	$K^-\nu_\tau$	$0.691 \pm 0.023$
A	$\pi^-\pi^-\pi^+\eta\nu_\tau$	$0.023 \pm 0.005$
A	$\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$	$9.02 \pm 0.08$
A	$3\pi^-\pi^+\nu_\tau$	$0.08 \pm 0.01$
S	$\bar{K}^0\pi^-\nu_\tau$	$0.90 \pm 0.04$
S	$K^-\pi^0\nu_\tau$	$0.452 \pm 0.027$
S	$K^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$	$0.333 \pm 0.035$

## レプトニック崩壊

タウ粒子が  $e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$  や  $\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$  のような終状態へ崩壊するレプトニック崩壊の割合は 35.1% である。レプトニック崩壊の崩壊分岐比は 0.4% の精度で測定されている。この崩壊分岐比の値は理論的には、電弱相互作用のループレベルの輻射補正までよく理解されており、崩壊幅は、次式

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

で与えられる。ここで  $G_F$  はフェルミ結合定数、 $m_l$  は電子の質量 ( $m_e$ ) または  $\mu$  粒子の質量 ( $m_\mu$ )、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  $\mathcal{B}_{\tau \rightarrow l}$  は、

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

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

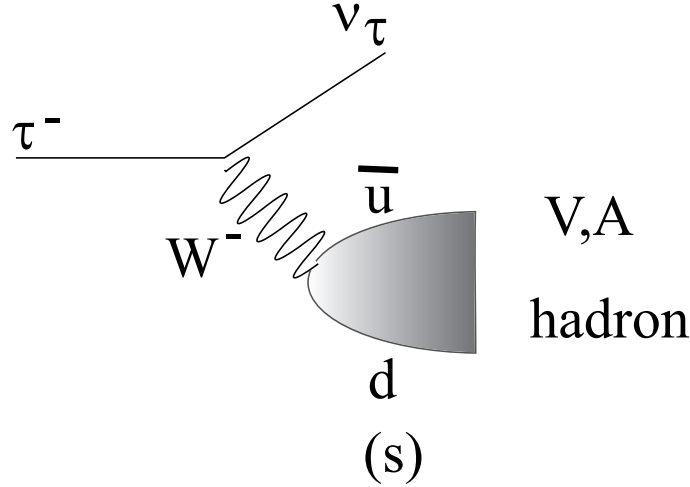
## ハドロニック崩壊

タウ粒子のハドロニック崩壊過程

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

の模式図を図 2.1 に示す。図に示すように、 $\tau$  粒子のハドロニック崩壊では、強い相互作用を受けないレプトンだけのバーテックス部分と、ウィークカレントを経てハドロンの状態へ崩壊するハドロニックな部分とからなっている。前者のバーテックスの構造はよく分かっており、V-A 型 ( $\gamma^\mu (1 - \gamma^5)$ ) で与えられる。

ハドロン側のバーテックスもベクター  $\gamma^\mu$  に比例する項と軸ベクター  $\gamma^\mu \gamma^5$  に比例する項からなるがその比例係数は 1 ではない。一般にその係数はスペクトル関数  $v_J(s)$  と  $a_J(s)$  で与えられる。ここで、 $J$  はハドロン系のスピンである。一般に  $J$  は 1 または 0 の値をとることができるが、ベクトルカレントの保存則 (CVC) により、 $J^P = 0^+$  の状態は禁止されるので、スピン 0 の状態は  $J^P = 0^-$  の擬スカラー状態 ( $P_S$ ) に限られる。これは、終状態の  $\pi$  中間子が奇数個のみの崩壊である。それゆえ、 $\tau$  の崩壊ではスピン 1 の状態が主要な成分となっている。スピン 1 の状態は、スピン、パリティが  $J^P = 1^-$  のベクター状態 (V) と  $J^P = 1^+$  の軸ベクター状態 (A) が可能である。 $\tau$  粒子の場合にはその両者への崩壊が可能で、終状態の  $\pi$  中間子の個数からベクターか軸ベクターかが区別できる。 $\pi$  中間子が偶数個の場合、ベクター状態 (V) でありパリティ変換を行うと  $\mathbf{r} \Rightarrow -\mathbf{r}$  のように符号が反転する。一方、 $\pi$  中間子が奇数個の場合、軸ベクター状態 (A) でありパリティ変


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

換に対して不変である ( $P=+1$ )。これ以外に  $K$  中間子を奇数個含んでいるストレンジネス  $S$  を持つ状態が存在する。この崩壊過程の分岐比はカビボ角  $\sin \theta_c = V_{us}$  の 2 乗がかかるため  $S=0$  の崩壊と比べて抑制されている。ベクター、軸ベクター、ストレンジネス状態に対応する崩壊モードの例とその観測されている崩壊分岐比の値を表 2.2 に示し、ハドロン崩壊全体の質量スペクトラム関数は以下のように与えられる。

理論的にはタウ粒子のハドロン崩壊率 ( $R$  比)

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

は次のようにスペクトラル関数 (= 2 点相関関数)  $\Pi^T(s)$  と  $\Pi^L(s)$  の  $s$  に関する積分として与えられる。ここで  $s$  はハドロン系全体の質量の 2 乗である。

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

上記の相関関数は以下のように各々の寄与に分解される。

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

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

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

ここで、ハドロンのベクターカレント  $J^V$  と軸ベクターカレント  $J^A$  は  $J_\mu^V = \bar{q}_j \gamma_\mu q_i$ ,  $J_\mu^A = \bar{q}_j \gamma_\mu \gamma^5 q_i$  で与えられる。また、添字  $i, j$  はクォークのフレーバー (アップ、ダウン、スト

レンジネス)を表す。相関関数は横向きの成分  $\Pi^T$  と縦向きの成分関数  $\Pi^L$  に分解することが可能である。

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

相関関数の理論計算は、QCD の和則を用いた一般的な方法が知られている、<sup>[1][2]</sup>。ここでは強い相互作用の結合定数とクォークの質量および小林・益川の行列要素がパラメータとなる。その理論計算と実験結果を比較することで、これらのパラメータの値を決定することができる。

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

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

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

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

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

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

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

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

また、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$  崩壊は、レプトン系における CP 非保存が観測できる可能性のあるモードとして注目されている。以下  $3\pi$  系での CP 非保存効果の測定 <sup>[3]</sup> の可能性についてまとめる。

$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$  崩壊で CP 非保存の発見が期待されているのは、他の  $\tau$  粒子のタギングの必要性が無いこと、 $\tau$  静止系のリコンストラクションが、 $\tau$  の生成、崩壊点を正確に確定でき 3 つの荷電粒子崩壊にとって簡単な為である。また、擬スカラー状態である

$\pi'(1300)$  はこれまでに観測されていないが、このスカラー状態の存在は、荷電レプトン崩壊における CP 非保存の観測に重要な意味をもたらす。

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

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

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

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

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

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

と、与えられている。ここで、 $\theta_C$  はキャビボ角である。

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

### 2.3 レプトンテンソルとハドロン構造因子

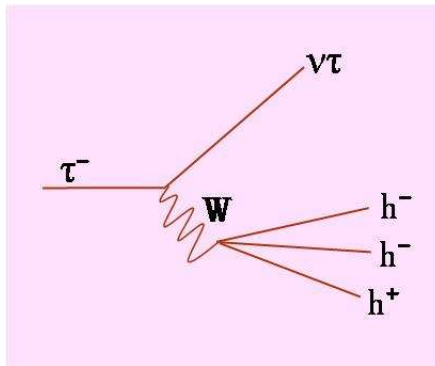


図 2.2:  $\tau \rightarrow hhh\nu_\tau$  崩壊のファインマン図

ここではハドロン系の崩壊分布の情報を含んだタウ粒子の3体崩壊の一般論について議論する。



$$\tau(l, s) \rightarrow \nu(\acute{l}, \acute{s}) + h_1(q_1, m_1) + h_2(q_2, m_2) + h_3(q_3, m_3) \quad (2.10)$$

タウ粒子から 3 個の荷電粒子及びニュートリノのセミレプトニック崩壊の行列要素  $\mathcal{M}$  は次のように書かれる。

$$\mathcal{M} = \cos \theta_c \frac{G}{\sqrt{2}} M_\mu J^\mu \quad (2.11)$$

ここで  $M_\mu$  は  $\tau \rightarrow \nu W$  バーテックスの電流要素である。標準理論では  $g_V = g_A = 1$  である。

$$M_\mu = \bar{u}(\acute{l}, \acute{s}) \gamma_\mu (g_V - g_A \gamma_5) u(l, s) \quad (2.12)$$

一方ハドロン系の電流要素  $J^\mu$  は、一般的に 3 体崩壊では次のような式で表わされる。

$$\begin{aligned} J^\mu(q_1, q_2, q_3) &= V_1^\mu F_1 + V_2^\mu F_2 + V_3^\mu F_3 + V_4^\mu F_4 \\ &= \langle h^- h^- h^+ | V_\nu - A_\nu | 0 \rangle \\ &= [(p_1 - p_3) F_1 + (p_2 - p_3) F_2] \quad \leftarrow \underline{J^P = 1^+} \\ &\quad + i \epsilon^{\mu\alpha\beta\gamma} p_{1\alpha} p_{2\beta} p_{3\gamma} F_3 \quad \leftarrow \underline{J^P = 1^-} \\ &\quad + Q^\mu F_4 \quad \leftarrow \underline{J^P = 0} \end{aligned} \quad (2.13)$$

$F_i (i = 1, 2, 3, 4)$  はハドロンの構造因子であり、一般に  $Q^2, s_1, s_2$  の関数である。ここで  $F_1, F_2$  は  $J^P = 1^+$  の擬ベクター、 $F_3$  は  $J^P = 1^-$  のベクター、 $F_4$  は  $J^P = 0$  のスカラーの構造因子である。 $3\pi$  に対して運動量は  $\pi^-(q_1), \pi^-(q_2), \pi^+(q_3)$  のように割り当てられる。また、カビボ抑制崩壊では  $\cos \theta_c \rightarrow \sin \theta_c$  と置き換えればよい。

$M_\mu$  の平方から現れるレプトンテンソル  $L_{\mu\nu}$  は極性を持った  $\tau$  に対して次のように与えられる。

$$L_{\mu\nu} = \frac{1}{2} (g_V^2 + g_A^2) L_{\mu\nu}^{(1)} + L_{\mu\nu}^{(2)} - \gamma v_A (L_{\mu\nu}^{(3)} + L_{\mu\nu}^{(4)}) \quad (2.14)$$

ここで  $(a, b_{\mu\nu} \equiv a_\mu b_\nu + b_\mu a_\nu - abg_{\mu\nu})$

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu}^1 &= 4\{l, \acute{l}\} \\ L_{\mu\nu}^2 &= -4im_\tau \epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} \acute{l}^\alpha s^\beta \\ L_{\mu\nu}^3 &= -4i\epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} \acute{l}^\alpha \acute{l}^\beta \\ L_{\mu\nu}^4 &= 4m_\tau \{s, \acute{l}\} \end{aligned} \quad (2.15)$$

そして

$$\gamma v_A = \frac{2g_V g_A}{g_V^2 + g_A^2} \quad (2.16)$$

ここでは Bjorken と Drell の法則を使用する。(例えば、マトリックテンソル  $g^{\mu\nu} = g_{\mu\nu} = \text{diag}(1; -1, -1, -1)$ ,  $\epsilon_{0123} = +1$ )  $s$  はタウレプトンの極性を持った 4 つのベクターが次の式を満たすことを定義される。

$$l_\mu s^\nu = 0 \quad s_\mu l^\nu = -P^2 \quad (2.17)$$

ここで、 $P$  は実験系での  $\tau$  の偏極を示す。低いエネルギーに対しては、 $P$  はほぼ 0 である。

以上を用いて微分崩壊比は次の式から得られることができる。

$$d\Gamma(\tau \rightarrow 3h) = \frac{1}{2m_\tau} \frac{G^2}{2} \cos^2 \theta_c \{L_{\mu\nu} H^{\mu\nu}\} dPS^{(4)} \quad (2.18)$$

ここで  $H^{\mu\nu} = J^\mu (J^\nu)^\dagger$  で定義され、ハドロン系の行列要素である。式 (2.18) の  $dPS^{(4)}$  は位相因子であり、崩壊角分布の情報を含んでいる。一般にハドロン系の 3 体崩壊は 3 つの角度で記述される。また、 $\tau \rightarrow \nu_\tau$  ハドロン系の崩壊に 1 つの角度が必要であり、合計 4 つの角度が必要である。

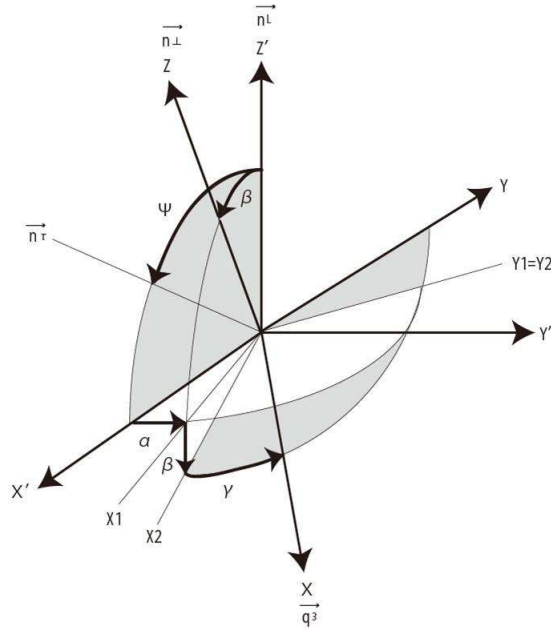


図 2.3: 2 つの系  $S$  と  $S'$  に関するオイラー角  $\alpha, \beta, \gamma$  の定義

式 (2.18) の結果はハドロン系の静止系 ( $\vec{q}_1 + \vec{q}_2 + \vec{q}_3 = 0$ ) で最も簡単に解析できる。図 2.3 に角度の定義を示す。二つの座標系  $S = O\hat{x}\hat{y}\hat{z}$  や  $S' = Oxyz$  が導入され、 $S'$  系ではタウの運動量やそのスピンを簡単に表すことができる。 $Oz$  軸はハドロン系の静止系からみられる実験系の方向  $\vec{n}_L$  を示す。 ( $\vec{n}_L = -\vec{n}_Q$ , ここで  $\vec{n}_Q$  は実験系でのハドロン系の方向)  $S'$  系の  $\hat{x}$  軸は  $\vec{n}_\tau$  ( $\equiv$  ハドロン系の静止系からみたタウの飛行方向。) が  $Oy$  に沿った  $(\vec{n}_L \times \vec{n}_\tau) / |\vec{n}_L \times \vec{n}_\tau|$  にあり、 $(\hat{x}, \hat{z})$  平面上にあるように選ばれる。また、 $\vec{s}_\tau$  ( $\equiv$   $\tau$  のスピンベクトル) も  $(\hat{x}, \hat{y})$  平面に存在する。次に、 $\tau$  の極性をもったベクトル  $\vec{s}$  は、実験系での  $\tau$  の飛行方向と関係することを示す。

$S$  系はハドロンテンソルを簡単に説明する。 $(x, y)$  場はハドロン系の運動量と関係あり、 $Oz$  に沿って向けた  $\vec{n}_\perp = (\vec{q}_1 \times \vec{q}_2) / |\vec{q}_1 \times \vec{q}_2|$  のように表せる。 $Ox$  軸は、 $\hat{q}_3 = \vec{q}_3 / |\vec{q}_3|$  の方向によって定義される。 $3\pi$  の場合、 $\vec{q}_3 = \vec{q}_{\pi^+}$ ,  $|\vec{q}_2| > |\vec{q}_1|$  として選ばれる。2 つの系  $S$  と  $S'$  はオイラー回転  $R$  によって次のように関係づけられる。

$$\vec{x} = R(\alpha, \beta, \gamma) \vec{x}' \quad (2.19)$$

ここで、

$$R(\alpha, \beta, \gamma) = \begin{pmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma & 0 \\ -\sin \gamma & \cos \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \beta & 0 & -\sin \beta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \beta & 0 & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha & 0 \\ -\sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} =$$

$$\begin{pmatrix} \cos \alpha \cos \beta \cos \gamma - \sin \alpha \sin \gamma & \sin \alpha \cos \beta \cos \gamma + \cos \alpha \sin \gamma & -\sin \beta \cos \gamma \\ -\cos \alpha \cos \beta \sin \gamma - \sin \alpha \cos \gamma & \sin \alpha \cos \beta \sin \gamma + \cos \alpha \cos \gamma & \sin \beta \sin \gamma \\ \sin \beta \cos \alpha & \sin \beta \sin \alpha & \cos \beta \end{pmatrix}$$

角度  $\alpha$  の方向は2つの場  $(\vec{n}_L, \vec{n}_\tau)$  と  $(\vec{v}_L, \vec{n}_\perp)$  の間の角によって定義される。角度  $\beta$  は  $(\vec{n}_L, \vec{n}_\perp)$  の間の角度を示す。

オイラー角  $\gamma$  は  $\vec{n}_\perp$  のまわりの回転であり、作られたでのハドロンの方向を定める。例えば、 $\gamma$  は  $\mathcal{O}(zz)$  場 ( $\equiv (\vec{n}_L, \vec{n}_\perp)$  場) と  $\mathcal{O}(zx)$  場 ( $\equiv (\vec{n}_\perp, \hat{q}_3)$  場) の間の角を示す。角  $\beta$  と  $\gamma$  の定義は fig2 で示す。 ( $0 \leq \alpha < 2\pi$ ;  $0 \leq \beta < \pi$ ;  $0 \leq \gamma < 2\pi$ )

$$\cos \beta = \vec{n}_L \cdot \vec{n}_\perp \quad (2.20)$$

$$\cos \gamma = \frac{\vec{n}_L \cdot \hat{q}_3}{|\vec{n}_L \times \vec{n}_\perp|} \quad (2.21)$$

$$\sin \gamma = \frac{(\vec{n}_L \times \vec{n}_\perp) \cdot \hat{q}_3}{|\vec{n}_L \times \vec{n}_\perp|} \quad (2.22)$$

$$\cos \alpha = \frac{(\vec{n}_L \times \vec{n}_\tau) \cdot (\vec{n}_L \times \vec{n}_\perp)}{|\vec{n}_L \times \vec{n}_\tau| |\vec{n}_L \times \vec{n}_\perp|} \quad (2.23)$$

$$\sin \alpha = \frac{\vec{n}_\tau \cdot (\vec{n}_L \times \vec{n}_\perp)}{|\vec{n}_L \times \vec{n}_\tau| |\vec{n}_L \times \vec{n}_\perp|} \quad (2.24)$$

オイラー回転  $R$  がハドロニックシステムの方向を述べるので、3つのオイラー角もまた、式 (2.18) の中のフェーズ場  $h_1 + h_2 + h_3 + \nu$  のパラメータに適する。

$$dPS^{(4)} = (2\pi)^4 \delta^4(l - l' - q_1 - q_2 - q_3) \frac{d^3 \vec{l}}{2E_\nu} \frac{d^3 \vec{q}_1}{2E_1} \frac{d^3 \vec{q}_2}{2E_2} \frac{d^3 \vec{q}_3}{2E_3} \frac{1}{(2\pi)^{12}} \quad (2.25)$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{1}{64} \frac{m_\tau^2 - Q^2}{m_\tau^2} \frac{dQ^2}{Q^2} ds_1 ds_2 \frac{d\alpha}{2\pi} \frac{d\gamma}{2\pi} \frac{d\cos \beta}{2} \frac{d\cos \theta}{2}$$

式 (2.25) で我々は、観測できないニュートリノの方位角方向で積分する。ダリッツプロットの不变質量は次の式によって定義される。

$$s_i = (q_j + q_k)^2 \quad (i, j, k = 1, 2, 3; i \neq j \neq k)$$

式 (2.25) で角  $\theta$  は、実験系での  $\tau$  の飛行方向と  $\tau$  の静止系で見られるハドロンの方向との間の角を示す。次の理論でとりわけ重要なことは、実験系の方向と、ハドロンの静止系から見られる  $\tau$  の方向との間の角度を示す角  $\psi$  である。両方の角のコサインはそれぞれの実験で観測でき、実験ではニュートリノを観測できないので、 $\tau$  の方向は実験的には観測

できない。 $\cos \theta$  と  $\cos \psi$  は実験系のハドロニックシステムのエネルギー  $E_h$  とハドロニックシステムの不変質量  $Q^2$  から計算できる。

$$\cos \theta = \frac{2xm_\tau^2 - m_\tau^2 - Q^2}{(m_\tau^2 - Q^2)\sqrt{1 - 4m_\tau^2/s}} \quad (2.26)$$

$$\cos \psi = \frac{x(m_\tau^2 + Q^2) - 2Q^2}{(m_\tau^2 - Q^2)\sqrt{x^2 - 4Q^2/s}} \quad (2.27)$$

$$x = 2\frac{E_h}{\sqrt{s}} \quad s = 4E_{beam}^2 \quad Q = q_1 + q_2 + q_3 \quad (2.28)$$

角  $\theta$  は 0 から  $\pi$  までの範囲で変動し、同じ事が、 $\psi$  でも言える。

$$\beta_Q \equiv \frac{m_\tau^2 - Q^2}{m_\tau^2 + Q^2} < \beta_\tau \equiv \sqrt{1 - 4m_\tau^2/s} \quad (2.29)$$

しかしながら、 $\beta_Q > \beta_\tau$  の範囲で、コサインは制限される。

$$0 < \sqrt{\frac{1 - \beta_\tau^2/\beta_Q^2}{1 - \beta_\tau^2}} \leq \cos \psi \leq 1 \quad (2.30)$$

$$0 \leq \psi \leq \psi_{max} = \arccos \left( \sqrt{\frac{1 - \beta_\tau^2/\beta_Q^2}{1 - \beta_\tau^2}} \right) < \frac{\pi}{2} \quad (2.31)$$

最大値  $\psi_{max}$  は  $\cos \theta = -\beta_\tau/\beta_Q$  に対して得られる。 $\beta_\tau \rightarrow 0$  の極限で、 $\psi_{max}$  は 0 に近づき、 $\vec{n}_\tau$  と  $\vec{n}_L$  は同じになる。相対性理論の推定では  $s \gg m_\tau^2$  である。

$$\cos \psi \approx \frac{x(m_\tau^2 + Q^2) - 2Q^2}{x(m_\tau^2 - Q^2)} = \frac{\cos \theta + \beta_Q}{\beta_Q \cos \theta + 1} \quad (2.32)$$

## 2.4 レプトンテンソル $L_{\mu\nu}$ とハドロンテンソル $H_{\mu\nu}$

今後、我々はレプトンとハドロンテンソル  $L_{\mu\nu}$  と  $H^{\mu\nu}$  を見積もる。レプトンとハドロンテンソルはエルミート共役であり、16 個の独立した項の合計で展開される。

$$L_{\mu\nu}H^{\mu\nu} = L^{00}H^{00} - L^{i0}H^{i0} - L^{0j}H^{0j} + L^{ij}H^{ij} \quad (2.33)$$

ここで  $i,j=1,2,3$  である。16 個の項は角度依存を探り出すもとで記入された対称または反対称の組み合わせでできる  $L_X$  や  $W_X$  で表わされる。

$$L_{\mu\nu}H^{\mu\nu} = \sum_X L_X W^X = (g_V^2 + g_A^2)(m_\tau^2 - Q^2) \sum_X \bar{L}_X W_X \quad (2.34)$$

$\tau$  の崩壊での角度分布によって次のような (式) が与えられる。

$$\begin{aligned}
 \bar{L}_A &= 2/3K_1 + K_2 + 1/3\bar{K}_1(3 \cos^2 \beta - 1)/2 \\
 \bar{L}_B &= 2/3K_1 + K_2 - 2/3\bar{K}_1(3 \cos^2 \beta - 1)/2 \\
 \bar{L}_C &= -1/2\bar{K}_1 \sin^2 \beta \cos 2\gamma \\
 \bar{L}_D &= 1/2\bar{K}_1 \sin^2 \beta \sin 2\gamma \\
 \bar{L}_E &= \bar{K}_3 \cos \beta \\
 \bar{L}_F &= 1/2\bar{K}_1 \sin 2\beta \cos \gamma \\
 \bar{L}_G &= -\bar{K}_3 \sin \beta \sin \gamma \\
 \bar{L}_H &= -1/2\bar{K}_1 \sin 2\beta \sin \gamma \\
 \bar{L}_I &= -\bar{K}_3 \sin \beta \cos \gamma
 \end{aligned} \tag{2.35}$$

ここで

$$\begin{aligned}
 K_1 &= 1 - m_\tau^2/Q^2 \\
 K_2 &= m_\tau^2/Q^2 \\
 K_3 &= 1 \\
 \bar{K}_1 &= K_1(3 \cos^2 \psi - 1)/2 - 3/2K_4 \sin 2\psi \\
 \bar{K}_2 &= K_2 \cos \psi \\
 \bar{K}_3 &= K_3 \cos \psi
 \end{aligned} \tag{2.36}$$

これらは、 $\tau$  の静止系で  $\tau$  の崩壊が解析可能な条件のもとで 16 個の構造関数全ての独立したモデルの研究が明らかになる。

情報はすべてハドロンテンソル  $H^{\mu\nu}$  に含まれており、それは 16 個の構造関数  $W_i$  の和として表わされる。ハドロン系の状態 (スピン・パリティ) と  $W_i$  の関係を図 2.4 に示す。一般的にハドロンの 3 体崩壊では 4 個のフォームファクターと 16 個の構造関数を持ち、ハドロニック構造関数  $W_X$  は  $Q^2, s_1, s_2$  に依存する。(図 2.4 参照)

$W_{SA}$  や  $W_A + W_B$  はスピン 0 やスピン 1 の構造関数と密接な関係がある。

$$\rho_0(Q^2) = \frac{1}{2} \frac{1}{(4\pi)^4} \frac{1}{Q^4} \int ds_1 ds_2 W_{SA} \tag{2.37}$$

$$\rho_1(Q^2) = \frac{1}{6} \frac{1}{(4\pi)^4} \frac{1}{Q^4} \int ds_1 ds_2 (W_A + W_B) \tag{2.38}$$

$$\Gamma(\tau \rightarrow 3h) = \frac{G^2}{4m_\tau} (g_V^2 + g_A^2) \cos^2 \theta_C \frac{1}{(4\pi)} \int dQ^2 (m_\tau^2 - Q^2)^2 \left[ \rho_0 + \left(1 + \frac{2Q^2}{m_\tau^2}\right) \rho_1 \right] \tag{2.39}$$

最近の実験 (DORIS, CESR, LEP) では、 $\tau$  の静止系は再構成できず、関係のある角度係数が式 (2.35) で与えられる。これが最近の実験の状況であり、次にこのケースについての議論を追求する。 $\tau^+ \tau^-$  相関関係の研究を除いては、係数関数  $L_{SC, SE, SG}$  が  $\alpha$  についての積分のもとで消えるので、構造関数  $W_{SC, SE, SG}$  は決定する事ができない (式 (2.35) 参照)。

	$H^\mu \rightarrow$		
$H^{\nu^*} \downarrow$	$J^P = 1^+$	$J^P = 1^-$	$J^P = 0$
$J^P = 1^+$	<b>WA</b> WC WD WE		
$J^P = 1^-$	WF WG WH WI	<b>WB</b>	
$J^P = 0$	WSB WSC WSD WSG	WSF WSG	<b>WSA</b>
		h1h2	
	h1h2h3		

 図 2.4: 構造関数  $W_i$  と構造因子  $F_j$  の関係

三角関数の構成にふさわしいモーメントを使う事によって、ハドロンの角度分布  $\beta$  と  $\gamma$  の特徴を利用する。それによって構造関数  $W_{C,D,F,H}$  を探ることや  $W_{A,B,SA}$  の二次関数を引き出すことが可能になる。しかしながら、スカラーの構成要素を無視できる場合 (ここでは  $W_{SA,SB,SC,SD,SE,SF,SG} = 0$  の場合)、残った空間構造関数を探り出すことが可能になる。

## 2.5 構造関数 $W_i$ と構造因子 $F_j$ の関係

構造関数  $W_i$  と構造因子  $F_j$  の関係は次のようにあらわすことができる。x とはハドロンの構造関数に対する一般的な結果を表現する。

$$W_A = (x_1^2 + x_3^2)|F_1|^2 + (x_2^2 + x_3^2)|F_2|^2 2(x_1 x_2 - x_3^2) \operatorname{Re}(F_1 F_2^*) \quad (2.40)$$

$$W_B = x_4^2 |F_3|^2 \quad (2.41)$$

$$W_C = (x_1^2 - x_3^2)|F_1|^2 + (x_2^2 - x_3^2)|F_2|^2 2(x_1 x_2 + x_3^2) \operatorname{Re}(F_1 F_2^*) \quad (2.42)$$

$$W_D = 2[x_1 x_3 |F_1|^2 - x_2 x_3 |F_2|^2 + x_3(x_2 - x_1) \operatorname{Re}(F_1 F_2^*)] \quad (2.43)$$

$$W_E = -2x_3(x_1 + x_2) \operatorname{Im}(F_1 F_2^*) \quad (2.44)$$

$$W_F = 2x_4[x_1 \operatorname{Im}(F_1 F_3^*) + x_2 \operatorname{Im}(F_2 F_3^*)] \quad (2.45)$$

$$W_G = -2x_4[x_1 \operatorname{Re}(F_1 F_3^*) + x_2 \operatorname{Re}(F_2 F_3^*)] \quad (2.46)$$

$$W_H = 2x_3 x_4 [\operatorname{Im}(F_1 F_3^*) - \operatorname{Im}(F_2 F_3^*)] \quad (2.47)$$

$$W_I = -2x_3 x_4 [\operatorname{Re}(F_1 F_3^*) - \operatorname{Re}(F_2 F_3^*)] \quad (2.48)$$

$$\begin{aligned} q_3^\mu &= (E_3, q_3^x, 0, 0) \\ q_2^\mu &= (E_2, q_2^x, q_2^\nu, 0) \\ q_1^\mu &= (E_1, q_1^x, q_1^\nu, 0) \end{aligned} \quad (2.49)$$

$$\begin{aligned} E_i &= \frac{Q^2 - s_i + m_i^2}{2\sqrt{Q^2}} \\ q_3^x &= \sqrt{E_3^2 - m_3^2} \\ q_2^x &= (2E_2 E_3 - s_1 + m_1^2 + m_3^2) / (2q_3^x) \\ q_1^x &= (2E_1 E_3 - s_2 + m_1^2 + m_3^2) / (2q_3^x) \\ q_2^\nu &= -\sqrt{E_2^2 - (q_2^x)^2 - m_2^2} \\ q_1^\nu &= \sqrt{E_1^2 - (q_1^x)^2 - m_1^2} = -q_2^\nu \end{aligned} \quad (2.50)$$

$$\begin{aligned} x_1 &= V_1^x = q_1^x - q_3^x \\ x_2 &= V_2^x = q_2^x - q_3^x \\ x_3 &= V_1^\nu = q_1^\nu = -q_2^\nu \\ x_4 &= V_3^\nu = \sqrt{Q^2} x_3 q_3^x \end{aligned} \quad (2.51)$$





## 第3章 実験装置

KEKB 加速器は、B 中間子系で  $CP$  非保存現象の系統的な研究によって、小林益川理論 (あるいはそれに変わる理論) の検証を目的として建設された、電子・陽電子衝突型加速器である。KEKB 加速器は以下のような特徴を持っている。

- 重心系のエネルギーが、 $\Upsilon(4S)$  の質量に相当する  $10.58\text{GeV}$  に設定されている。 $\Upsilon(4S)$  はほとんど 100% の確率で B 中間子・反 B 中間子対に崩壊する<sup>1</sup> ので、B 中間子以外からのバックグラウンドを低レベルに抑える事が出来る。また、 $B\bar{B}$  系の量子力学的な特殊な性質を用いる事で  $CP$  非保存の測定に理想的な場を提供している。
- B 中間子の崩壊時間を精度よく測定するために、KEKB 加速器は電子と陽電子のエネルギーが異なる非対称エネルギー、2 リング型の衝突型加速器になっている。
- $CP$  非保存の測定に重要な B 中間子の崩壊モードの崩壊分岐比は  $10^{-5}$  から  $10^{-6}$  と小さいため、大量の B 中間子・反 B 中間子対の生成が必要である。そのため従来より 2 桁高いルミノシティ ( $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) を実現するように設計されている。

### 3.1 非対称エネルギー 電子・陽電子衝突型加速器 (KEKB 加速器)

KEKB 加速器のような非対称エネルギー型の衝突型加速器では、電子と陽電子は異なるリング中に蓄積されなければならないため、2 リングが必要となる。KEKB 加速器の全体図を図 3.1 に示す。KEKB では既存の周長 3km のトリスタン実験で使用されたトンネルの中に、電子を蓄積する  $8\text{GeV}$  のリングと陽電子を蓄積する  $3.5\text{GeV}$  のリングの 2 つリングを並べて設置されている。電子と陽電子は各々のリングの中を反対方向に周回する。2 つのリングは 2ヶ所で交差するが、そのうちの筑波実験棟中の 1ヶ所で電子と陽電子が衝突するようになっており、衝突点を囲んで Belle 測定器と呼ばれる大型の検出器が設置されている。

KEKB 加速器ではビーム輝度 (以下ルミノシティと呼ぶ) が最大となるように設計されている。ルミノシティ  $\mathcal{L}$  と断面積  $\sigma$  を持つ反応の発生頻度  $R$  との間には、 $R = \mathcal{L}\sigma$  の関係が成り立つ。ルミノシティは、ビームの強度やサイズから決まる量であり、衝突型加速器においてルミノシティは次のような式により与えられる。

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

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

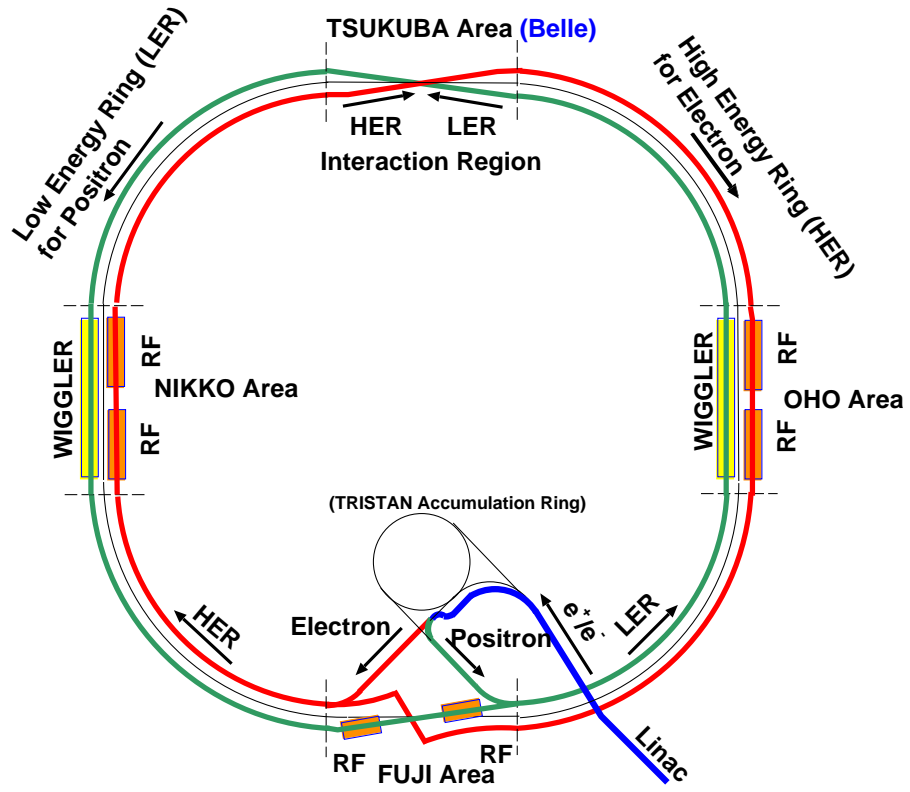


図 3.1: KEKB 加速器の概観図

ここで、 $E$  はビームのエネルギー (単位: GeV)、 $I$  は蓄積電流 (単位: A) である。また、 $\xi$  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、 $\beta_y^*$  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である。結局、ルミノシティを大きくするためには、蓄積電流とビームチューンシフト  $\xi$  を大きくし、 $\beta_y^*$  を小さくすれば良い。表 3.1 に、KEKB 加速器の設計値のパラメータの値を示す。設計値のルミノシティ  $1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  を達成するには、陽電子リングに 2.6A、電子リングに 1.1A の電流を蓄積し、ビームの  $y$  方向のベータ  $\beta_y^*$  を 0.01m にする必要がある<sup>2</sup>。

KEKB では、2003 年 5 月に設計値であるビームルミノシティ、 $1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  を達成した。その後も最高記録を更新し続けており、2005 年 12 月には  $1.6 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  を記録した。この値は、電子・陽電子型加速器のみではなく、世界中全ての衝突型加速器で実現された最も高い値である。

表 3.1: KEBB 加速器の設計パラメータ

Ring	LER	HER
ビームエネルギー ( $e^+e^-$ )	3.5 GeV	8.0 GeV
周長	3016.26 m	
ルミノシティ	$1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	
ビーム交差角	$\pm 11$ mrad	
ビームビームチューンシフト	0.039/0.052	
Beta function at IP ( $\beta_x^*/\beta_y^*$ )	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	$7.1 \times 10^{-4}$	$6.7 \times 10^{-4}$
バンチ間隔	0.59 m	
バンチの数	5000	

## 3.2 Belle 測定器

電子・陽電子の衝突で生成された B 中間子対 ( $B$  と  $\bar{B}$ ) が崩壊すると、荷電粒子と光子が平均 10 個ずつ放出される。一方、本論文の主題である、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  反応で生成された各々の  $\tau$  粒子が崩壊すると、その終状態には、1 本、3 本または 5 本の荷電粒子および 0~3 個の  $\pi^0$  中間子が含まれている。物理解析では、荷電粒子の運動量の測定のみではなく、荷電粒子の種類 (電子、ミュー粒子、 $\pi$  中間子、 $K$  中間子) の識別が非常に重要である。Belle 測定器は、これらの粒子を高い効率で検出し、かつ粒子の崩壊点や粒子の種類を区別する能力を持つように設計された大型で高性能な測定器である。

<sup>2</sup>このベータの値は 2-3 ミクロンのビームサイズに対応する。

表 3.2: Belle 測定器のパラメータ

検出器	構成物	主要なパラメータ	読み出し チャンネル数	主な性能
ビームパイプ	ベリリウム (2重構造)	内半径 2.3 cm 0.5 mm Be / 2 mm He /0.5 mm Be		
粒子崩壊点 検出器	両面 シリコン ストリップ	300 $\mu\text{m}$ 厚, 3 層 $r = 3.0 - 5.8$ cm 長さ = 22 - 34 cm	$\phi$ : 41k $\theta$ : 41k	$\sigma_{\Delta z} \sim 105 \mu\text{m}$
前方 カロリメータ	BGO シンチレータ	2 cm $\times$ 1.5 cm $\times$ 12 cm	$\theta$ : 5 $\phi$ : 32	
中央飛跡 検出器	ドリフト チェンバー	アノード: 52 層 カソード: 3 層 $r = 8.5 \sim 90$ cm $-77 \leq z \leq 160$ cm	アノード: 8.4k カソード: 1.5k	$\sigma_{r\phi} = 130 \mu\text{m}$ $\sigma_z = 200 \sim 1,400 \mu\text{m}$ $\frac{\sigma_{pt}}{p_t} = 0.3 \% \sqrt{p_t^2 + 1}$ $\sigma_{dE/dx} = 6 \%$
エアロジェル チェレンコフ カウンター	屈折率 $n$ : 1.01 $\sim$ 1.03 シリカ エアロジェル	1 モジュール $\sim$ 12 $\times$ 12 $\times$ 12 cm <sup>3</sup> バレル 960 個 エンドキャップ 228 個 FM - PMT 読み出し	$\mu_{eff} = \geq 6$ 1,788 ch	$K/\pi$ $1.2 \leq p \leq 3.5$ GeV/c
飛行時間差 測定器	プラスチック シンチレータ	128 $\phi$ segmentation $r = 120$ cm, 3 m long	128 $\times$ 2 ch	$\sigma_t = 100$ ps $K/\pi = \text{up to } 1.2$ GeV/c
電磁 カロリ メータ	CsI(Tl) シンチレータ	タワー構造 $\sim 5.5 \times 5.5 \times 30$ cm <sup>3</sup> 結晶 バレル: $r = 125 - 162$ cm エンドキャップ: $z = -102$ and $+196$ cm	6,624(B) 1,152(FE) 960(BE)	$\frac{\sigma_E/E}{E} = \frac{0.066(\%)}{E} \oplus \frac{0.81(\%)}{E^{1/4}} \oplus 1.34(\%)$ $\sigma_{pos} = 0.5 \text{ cm} / \sqrt{E}$ E in GeV
超電導 ソレノイド	超電導	inn.rad. = 170 cm (5 cm 鉄 + 4 cm 間隙) $\times 14$ 層 各々の間隙に 2 個の RPC		B = 1.5 T
$K_L$ , $\mu$ 粒子 検出器	高抵抗 平板チェンバー (RPC)	inn.rad. = 170 cm (5 cm 鉄 + 4 cm 間隙) $\times 14$ 層 各々の間隙に 2 個の RPC $\theta$ and $\phi$ strips	$\theta$ : 16k $\phi$ : 16k	$\Delta\phi = \Delta\theta = 30$ mrad for $K_L$ $\sigma_t = 1$ ns 1 % hadron fakes

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

Belle 検出器では、ビームの衝突点を原点とし、電子のビームの方向を  $z$  方向、鉛直上向を  $y$  軸、この 2 つから右手系になるように  $x$  軸という座標軸をとっている。また、 $z$  軸回りの回転角を  $\phi$ 、 $z$  軸からの偏角を  $\theta$ 、 $z$  軸からの距離を  $r$  ( $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ ) とする。以下、各測定器の構成と機能を説明する。

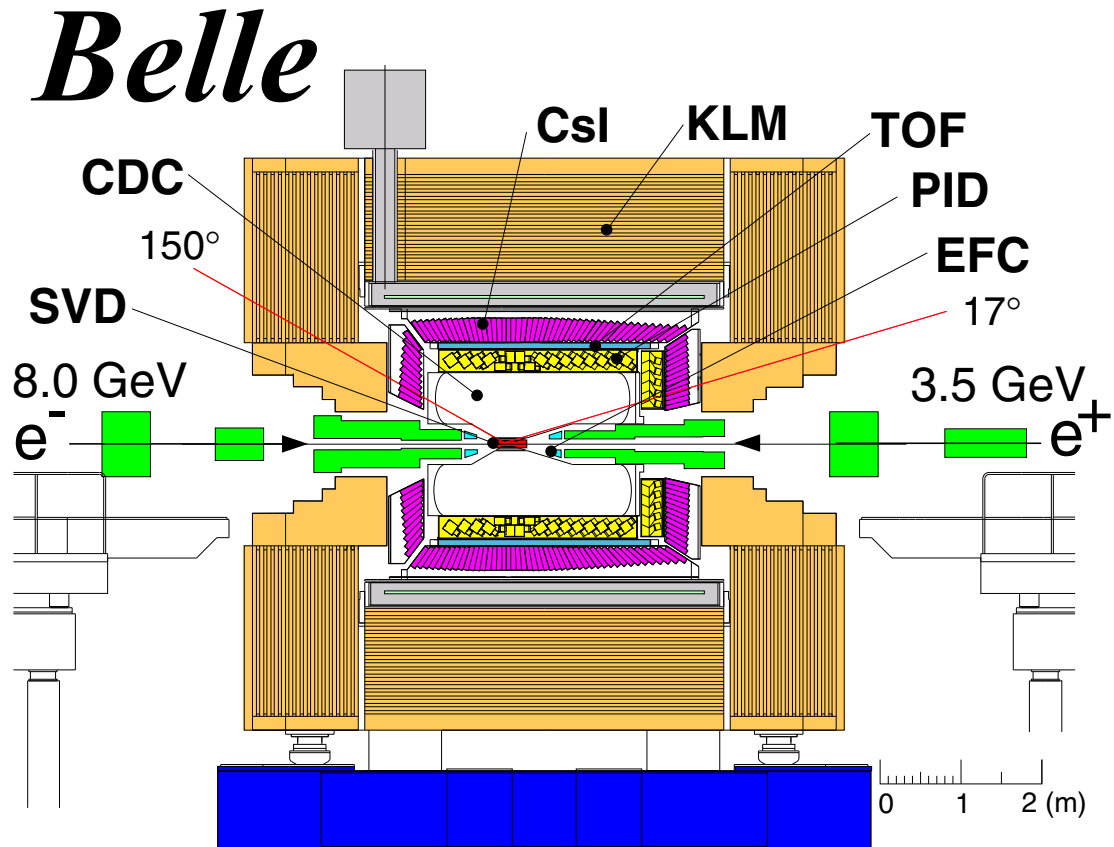


図 3.2: Belle 測定器の全体図

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

シリコン・バーテックス・ディテクター (SVD) は、短い寿命 ( $10^{-10} \sim 10^{-13}$ 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  $\tau$  レプトンの物理の研究を行う上でも非常に重要である。本測定器は、崩壊点の  $z$  方向の分解能  $\sigma_z \sim 80\mu\text{m}$  を達成している。また、SVD はその外側に位置する中央飛跡検出器 (CDC) と共に粒子の飛跡を検出し、運動量を精度良く測定する役割を担っている。

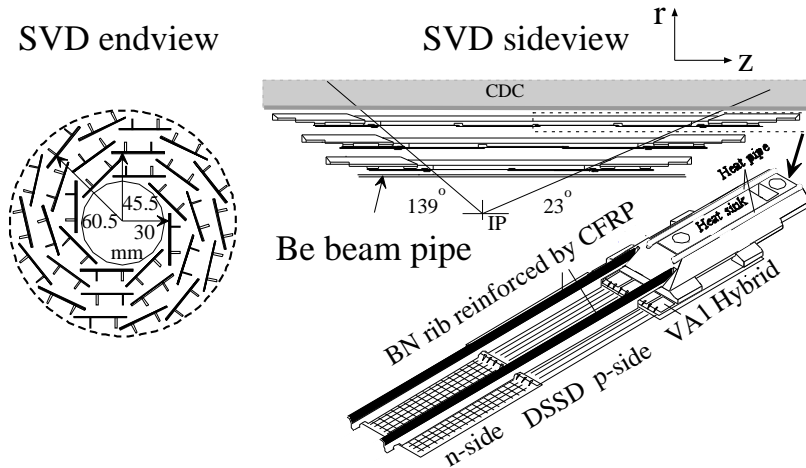


図 3.3: 粒子崩壊点測定器の構造

図 3.3 は SVD の側面図 (sideview) と断面図 (endview) である。3 層構造でビーム軸との角度が  $23^\circ < \theta < 139^\circ$  の範囲を覆っており、これは全立体角の 86% に対応する。また各々の層の半径は、内側から 30mm、45.5mm、60.5mm になっており、独立なラダーから成る。各々のラダーには両面読み出しのシリコンストリップ検出器 (DSSD) があり、内側の層から 8、10、14 枚がそれぞれの一つのラダーを構成する。シリコンストリップ検出器 (DSSD) とは厚さ  $300\mu\text{m}$  のシリコン板 (n 型) に幅  $6\mu\text{m}$  の電極 (p 型) を  $25\mu\text{m}$  間隔に張付けたものである。DSSD は両面読み出しで、片面で  $\phi$  方向、もう片面で  $z$  の位置を測定する。この上下面に逆バイアス電圧をかけ、荷電粒子が通過した際に生成する電子・ホール対を各電極に集めて信号を読み出し、位置を測定する。

位置分解能を向上させるため、最も内側の層は可能な限り衝突点に近づけ、多重散乱を抑えるために検出部の物質量を小さくし、読み出しのエレクトロニクスは外側に置くように設計している。また、衝突点の最も近くに配置されるため、放射線に対して十分な耐性がなければならず、その要請を満たすため最新のエレクトロニクスの半導体プロセスが用いられている。

### 3.2.2 中央飛跡検出器 (CDC:Central Drift Chamber)

荷電粒子の飛跡や運動量の正確な測定が、中央飛跡検出器 (CDC) の重要な役割である。CDCは、ソレノイドが作る 1.5 テスラの磁場内に設置され、He(50%):C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>(50%) 混合ガス中に、多数の (約 1 万本) 電極ワイヤーが張られている。荷電粒子の多重散乱の影響を押さえるために、ガス、ワイヤーともに物質量の小さいもの (アルミワイヤー) を使用している。荷電粒子が通過するとガスを電離することから電子が生成され、その電子がワイヤーまで移動 (ドリフト) する時間から、粒子の通過位置までの距離を知ることができる。

磁場を通過した荷電粒子は、螺旋した飛跡を描き、飛跡の曲率半径 ( $xy$  平面での半径  $R$ ) を検出することで荷電粒子の横方向運動量 ( $p_t$ ) を以下の式で求めることができる。

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

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。

CDC では、荷電粒子のガス中での電離損失 ( $dE/dx$ ) を測定することにより、荷電粒子の種類を識別する能力を備えている。図 3.4 に CDC で測定された、電離損失を荷電粒子の運動量の関数として示す。電離損失は粒子の速さ ( $\beta = v/c$ ) のみで決まるので、異なる種類の粒子は、最小の電離損失となる運動量が違うため異なる曲線を与える。したがって検出した荷電粒子が、どの曲線に近いかにより粒子の識別が可能である。

実際の実験の条件下で達成した、横方向の運動量分解能は  $\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = 0.3\% \sqrt{p_t^2 + 1}$  ( $p_t$  の単位は GeV)、 $dE/dx$  の分解能は  $\frac{\sigma}{dE/dx} = 6\%$  である。

CDC の構造は、図 3.5 にあるように、外半径が約 88cm、長さ約 235cm の円筒形で、衝突点に対して  $17^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$  の領域をカバーしている。 $z$  方向に非対称になっているのは、ビームのエネルギーが電子と陽電子とで異なっていることを考慮しているためである。また前方や後方など半径  $r$  の小さいところ<sup>3</sup>では、運動量の小さな粒子に対するアクセプタンスをより大きくするために円錐形になっている。内部は 3 層のカソードワイヤーと 50 層のアノードワイヤーで構成され、後者は陽電子ビーム軸に平行に張られたアクシャルワイヤーと、 $z$  方向の位置測定能力を上げるためにビーム軸に対して約 50mrad の角度をつけて張られたステレオワイヤーとの 2 種類から成る。

1 本のアノードワイヤーを 8 本のカソードワイヤーが囲んで 1 つのドリフトセルを構成し、ドリフトセルはほぼ正方形の形をしている。内側の 3 セルを除けば電子がドリフトする最大の距離は 8<sub>mm</sub> ~ 10<sub>mm</sub> で 1 層の厚みは 15.5<sub>mm</sub> ~ 17<sub>mm</sub> 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<sup>4</sup>(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

<sup>3</sup>半径  $r$  が 30cm よりも小さいような領域。

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

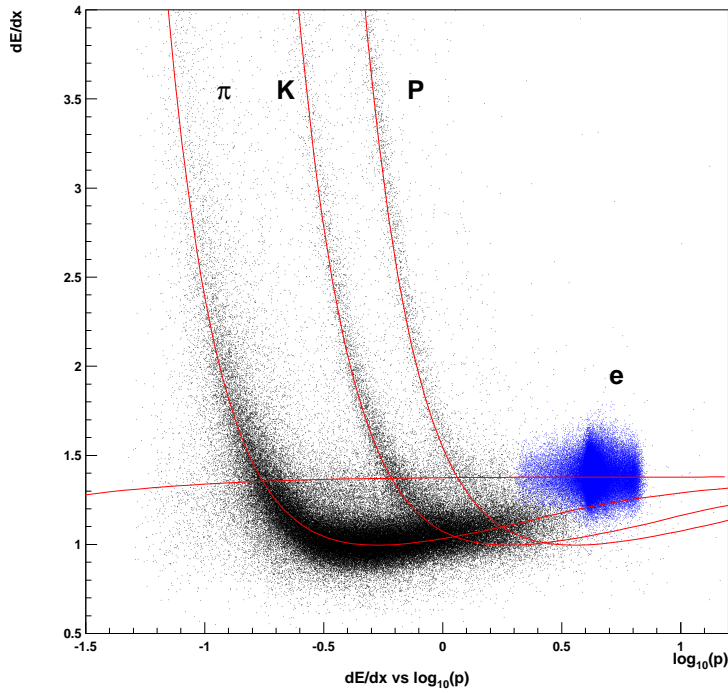


図 3.4: 電離損失。荷電粒子の種類ごとの電離損失を運動量の関数として示した図。

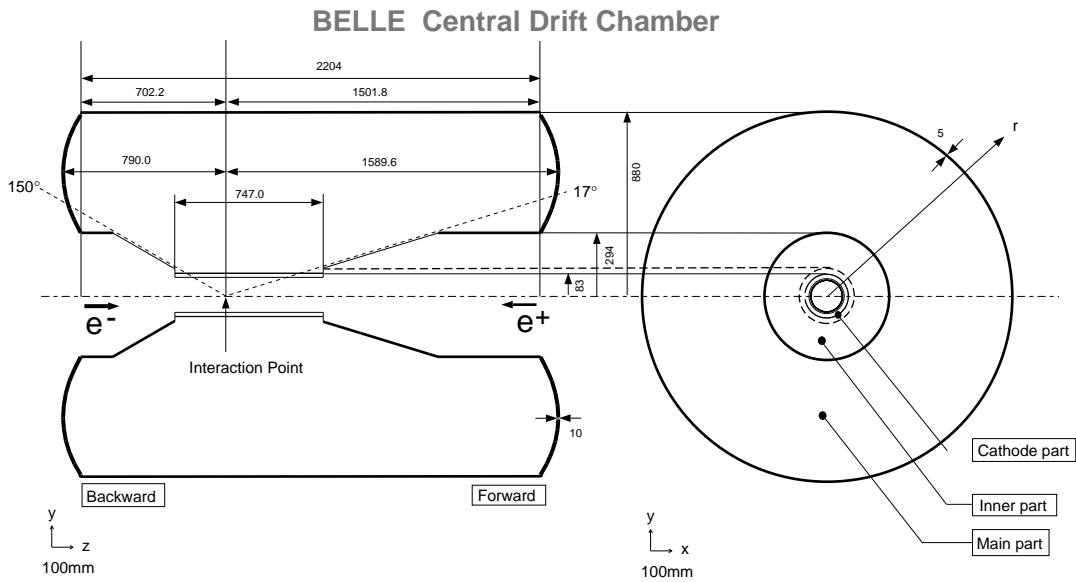


図 3.5: 中央飛跡検出器の構造



折率  $n$  に対して、

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

の条件を満たすとき、チェレンコフ光を出す。Belle 測定器では、異なる屈折率 (1.01～1.03) のエアロジェルを用いることにより、1.2～3.5 GeV/c の領域で  $K^\pm$  と  $\pi^\pm$  を識別することができるように設計されている (図 3.6)。この運動量領域で荷電粒子が  $\pi^\pm$  であれば、チェレンコフ光を出し、 $K^\pm$  であればチェレンコフ光を出さないことを利用して両者を識別する。

ACC は Belle 測定器の中央 CDC の外側に位置する (図 3.6)。ACC のバレル部分には  $\phi$  方

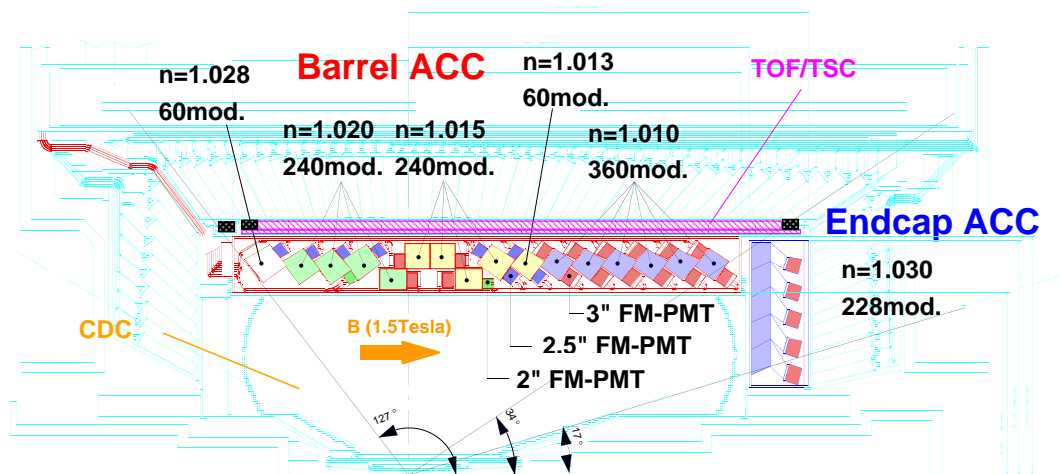


図 3.6: エアロジェルカウンターの構造

向に 60 セルにわけられた 960 個のカウンターモジュールがあり、エンドキャップ部分は同心の 5 層に配列された 228 個のカウンターモジュールがある。すべてのカウンターは衝突点の方向を向いた状態で配列されている。ACC がカバーしている領域は  $17^\circ < \theta < 127.2^\circ$  である。

ACC カウンターモジュールを図 3.7 の (a) と (b) に示す。(a) はバレル部分 (b) はエンドキャップ部分に使われている。5 枚のエアロジェルのタイルが厚さ 0.2mm のうすいアルミニウム製の一辺 12cm の立方体の箱の中に積み重ねられている。チェレンコフ光を検出するために、各モジュールの両端に光電子増倍管 (ファインメッシュ型, FM-PMT) が取り付けられている。

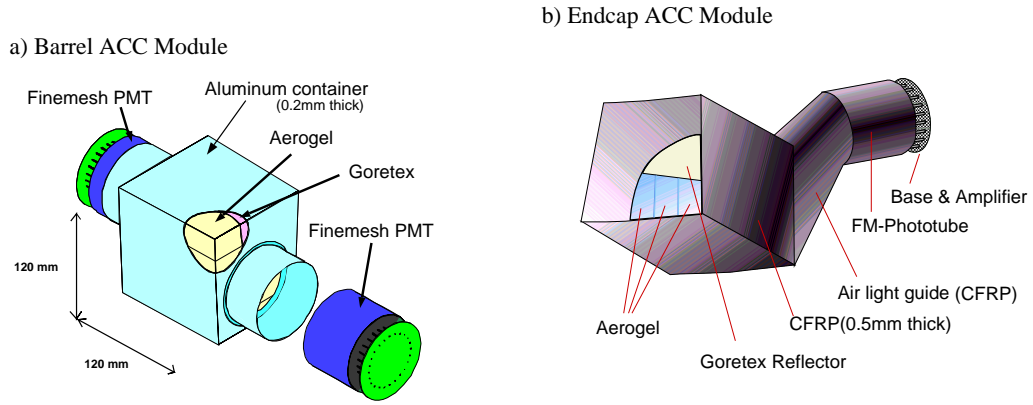


図 3.7: エアロジェルカウンターモジュールの構造 a) バレル部 b) エンドキャップ部

### 3.2.4 飛行時間差測定器 (TOF:Time of Flight)

TOF(Time of Flight Counter)は、荷電粒子の飛跡時間を測定することによって  $K/\pi$  中間子の識別を行うことを主目的とするプラスチックシンチレーションカウンターである。また、TOFはCDCと組み合わせて荷電粒子を検出することにより、トリガー信号を出す役割も担っている。

TOFの荷電粒子の識別は主として  $1.2\text{GeV}/c$  以下の運動量領域で有効である。TOFシステムは128個のTOFカウンターと64個のTSC(トリガーシンチレーター)から構成されている。台形断面のTOFカウンター2個とTSC1個で1つのモジュールを作る。衝突点から1.2mの位置にある計64個のTOF/TSCモジュールで  $34^\circ < \theta < 120^\circ$  の範囲を覆う。これらのモジュールは電磁カロリメータ(ECL)の内壁に取りつけられている。TOFカウンターとTSCの間には1.5cmの間隔が設けてある。これはビームに起因するバックグラウンド中の光子が、TSC中で電子・陽電子対生成を起こしても、1.5テスラの磁場のために発生した電子や陽電子の軌道は小さく旋回してTOFに届かないようにするためである。

粒子の飛行時間  $T_{TOF}$ 、飛行距離  $L_{path}$  と粒子の速度  $\beta = (\frac{v}{c})$  との間には以下の関係がある。

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

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

ここで、 $E$ 、 $P$ 、 $m$  はそれぞれ粒子のエネルギー、運動量、質量である。CDCで測定された運動量を用いれば、上式から粒子の質量が計算でき、種類を同定できる。飛行距離1.2m、時間分解能100 psecであれば、 $1.2\text{GeV}/c$  以下の粒子識別が可能である。これは  $\Upsilon(4S)$  崩壊で生成される粒子の90%にあたる。

分解能100 psecを実現するためにシンチレーション光の減衰長が2m以上と十分長く、発光の立ち上がりが速いシンチレーターを使用している。また、カウンター内を伝搬する

シンチレーション光の時間的分散を最小限にするために、ライトガイドを使用せずに大面積のフォトカソードを持つファインメッシュ型光電子増倍管をシンチレーターに直接取り付けられている。

ビーム衝突実験環境下で  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  事象を用いて観測された時間分解能は約 100 psec で、粒子の入射位置にはほとんど依存しないという性能を得ている。

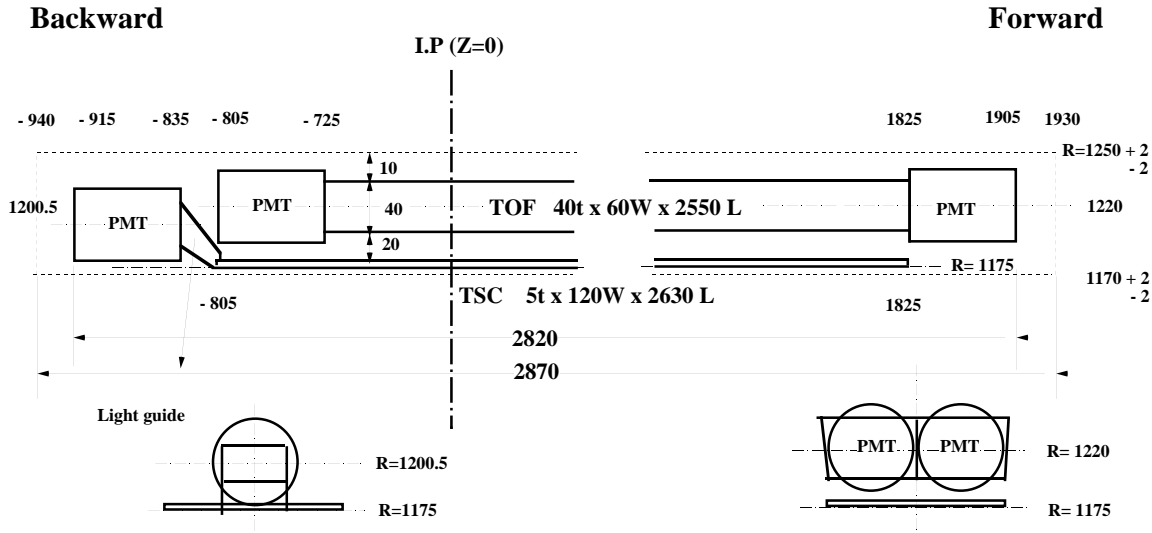


図 3.8: TOF/TSC モジュール

TOFが発生するトリガー信号は、検出器の信号の読み出しに必要なゲート信号およびTDCのストップ信号を生成する源となる。

### 3.2.5 電磁カロリメータ (ECL:Electromagnetic Calorimeter)

高エネルギーの電子や光子は、十分厚い物質に入射すると電磁シャワーを作り、その全エネルギーを失う。このほとんど全ての損失エネルギーを測定することで、電子や光子のエネルギーを良い精度で測定するのが電磁カロリメータ (ECL) の役割である。

また、ECLで測定された全エネルギー E と CDC で測定された荷電粒子の運動量 P との比 (E/P) より、電子と他の粒子との識別が可能である。電子の場合には、この比がほぼ 1 であるのに対し、荷電  $\pi$  中間子などのハドロンが ECL に入射した場合には、ハドロンはエネルギーの一部を失うのみであるため、E/P が 1 よりずっと小さくなる。これを利用して、電子とハドロン ( $\pi, K$ ) との識別が高い信頼度で可能である。

上記の要求を満すために、Belle 測定器では、光量が多く他にも様々な利点を持つ CsI(Tl) 結晶を電磁カロリメータの検出体として用いている。CsI(Tl) 中で発生したシンチレーション光の読み出しには、磁場中で問題なく使えるシリコンフォトダイオードを各カウンターあたり 2 枚用いている。1 個の CsI(Tl) カウンターのサイズは、前面が 5.5cm x 5.5cm で長さが 30cm である (図 3.9)。ECL はこの CsI(Tl) カウンター 8736 個から構成されている。ECL の断面図を図 3.10 に示す。バレル部分は内径が 1.25m で長さ 3m である。前方と

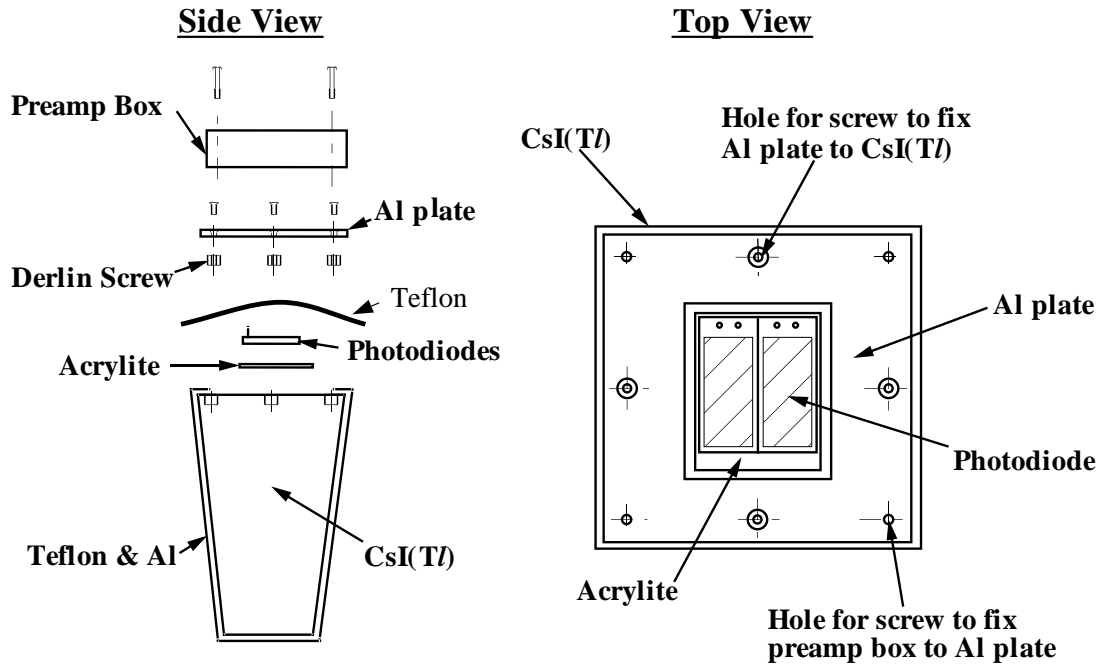


図 3.9: CsI(Tl) シャワーカウンター

後方のエンドキャップは衝突点から Z 方向に +2.0m と -1.0m に位置している。前方エンドキャップは  $12.4^\circ \sim 31.4^\circ$ 、バレルは  $32.2^\circ \sim 128.7^\circ$ 、後方エンドキャップは  $130.7^\circ \sim 157.1^\circ$  の領域を各々カバーしている。

ECL に入射した光子あるいは電子が起こしたシャワーは、1 個の CsI カウンターに収まらず、周りの CsI カウンターまでおよぶ。直接光子が入射したカウンターは、周りのカウンターに比べ高いエネルギーが観測される。そのカウンターを中心にカウンター 5 個  $\times$  5 個 (図 3.11) 領域内の 25 個のカウンターのエネルギーの和をそのシャワーのエネルギーとしている。達成されたエネルギー分解能は

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

で与えられる。ここで  $\oplus$  は 2 乗和を意味する。これは 1GeV の光子に対して、 $\frac{\sigma_E}{E} = 1.7\%$  の分解能に対応している。また、このように 1 つの粒子に起因する信号を持つカウンター群をクラスターと呼ぶ。

$\pi^0$  はほぼ 100% で  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  に崩壊する。特に高い運動量をもつ  $\pi^0$  の検出は、2 つの  $\gamma$  のなす角度が小さいため 2 つの光子のシャワー領域が重ることが問題となる。このような 2 つの光子をよりよく分離するためには、カウンターのサイズを出来るだけ小さくする事が重要である。Belle 測定器では、5.5cm  $\times$  5.5cm の比較的小型の CsI カウンターを用いてこの問題に対応している。このサイズはシャワーの広がりにはほぼ対応しており、ほぼ 3GeV 近くの  $\pi^0$  から崩壊した 2 つの光子の分離が可能である。

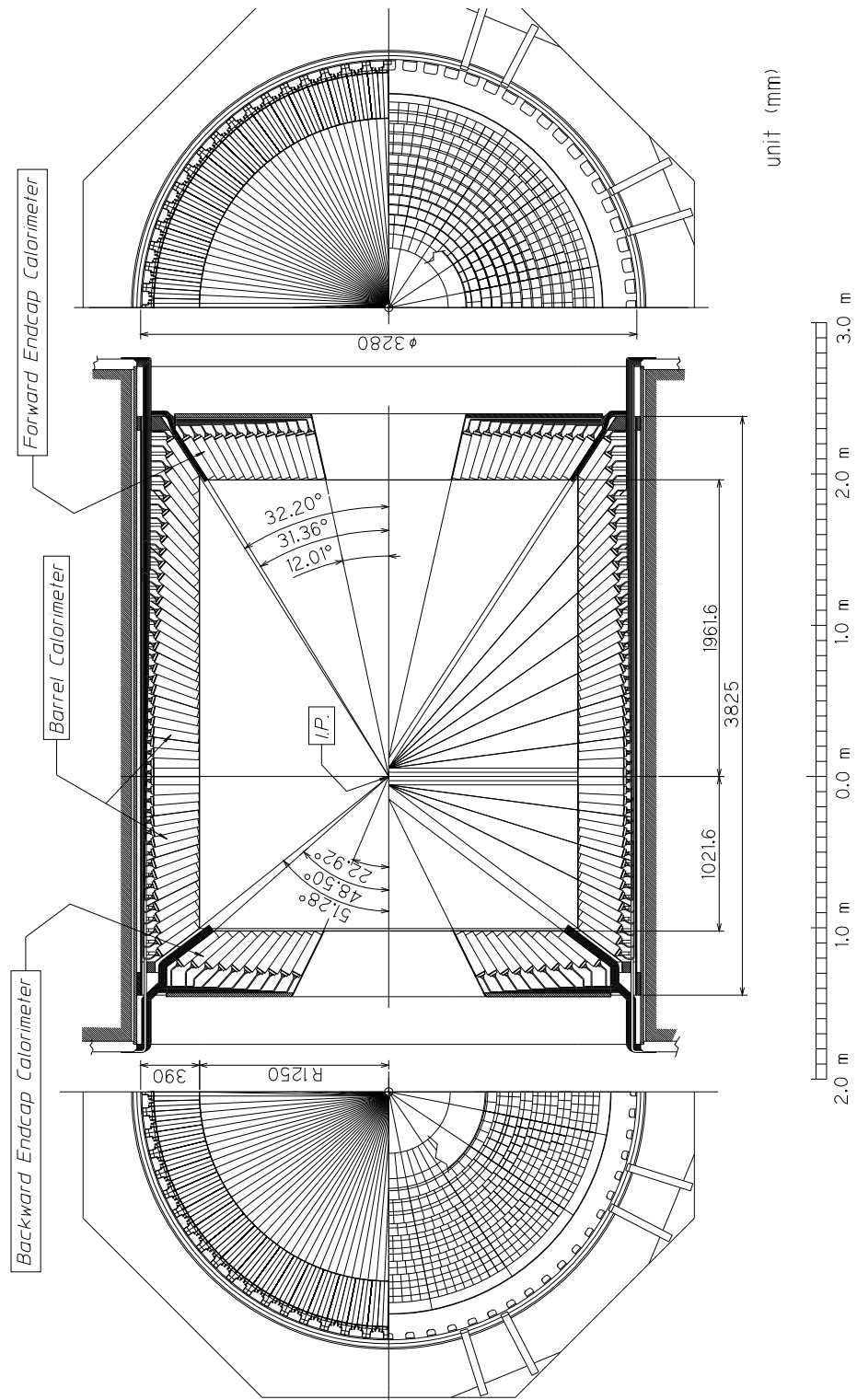


図 3.10: 電磁カロリメータの断面図

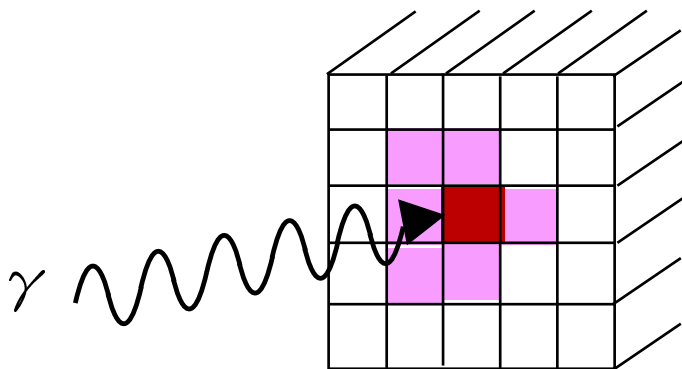


図 3.11: シャワーの再構成アルゴリズムの模式図。中心の濃い色のカウンターが光子の入射したカウンターとすると、その周囲にもシャワーが広がり、薄い色で示したように何本かのカウンターから信号が出るのでこれらを足し合わせる。

### 3.2.6 超電導ソレノイド

超電導ソレノイドは TOF とミュオン検出器 (KLM) の間に位置し、1.5 テスラの磁場を検出器中心付近の直径 3.4m、長さ 4m の部分につくる。コイルは Nb・Ti 合金超電導材を使った線材で巻かれ、液体ヘリウム冷凍機により  $-268^{\circ}\text{C}$  まで冷却されて超電導状態になっている。コイル中には 4160A の大電流が、断面  $3 \times 33\text{mm}$  の線材に流れている。

### 3.2.7 $K_L$ 、 $\mu$ 粒子検出器 (KLM)

Belle 測定器の最も外側に位置する  $K_L$ 、 $\mu$  粒子検出器 (KLM) は 600MeV/c 以上の運動量領域で  $K_L$  及び  $\mu$  粒子の識別を役割としている。KLM 検出器は、高抵抗平行板チェンバーと厚さ 4.7cm の鉄を 11 層重ねた構造をもっている。

$\mu$  粒子は貫通力が優れているため鉄を突き抜け、多くの RPC の層に明瞭に連なった信号を残す。よって、CDC で測定した飛跡と KLM のヒットを関連づけることにより、 $\mu$  粒子の同定が可能である。一方で  $K_L$  は鉄と衝突し反応 (強い相互作用) を起こす。CDC に飛跡を残さず、KLM 内でのみ起こるシャワー信号より  $K_L$  の同定が可能である。

### 3.2.8 トリガーシステム

トリガーとは研究対象である物理事象を効率よく識別し、バックグラウンド事象を除き、収集すべき反応事象を限られたデータ収集システム容量内に収めることを目的としている。 $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  のルミノシティにおける各事象の断面積と Belle 実験で使用してい

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

物理事象過程	断面積 (nb)	反応頻度 (Hz)
$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$	1.15	11.5
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	2.8	28.
$\mu^+\mu^- + \tau^+\tau^-$	1.6	16.
$e^+e^- \rightarrow e^+e^- (\theta_{lab} \geq 17^\circ)$	44.	4.4 <sup>(a)</sup>
$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma (\theta_{lab} \geq 17^\circ)$	2.4	0.24 <sup>(a)</sup>
$2\gamma$ processes ( $\theta_{lab} \geq 17^\circ, p_t \geq 0.1 \text{ GeV}$ )	$\sim 15$	$\sim 35$
Total	$\sim 67$	$\sim 96$

るトリガーによるトリガー頻度を表 3.3 に示す。実際には、この表にあげた物理事象の他に、ビームと真空パイプ中の残存ガスとの衝突点や宇宙線からのバックグラウンドが多くあり、それらを除いてこのようなデータ収集が可能な反応頻度におさえるのがトリガーの役割である。

Belle トリガーシステムの構成を図 3.12 に示す。各検出器にはサブトリガーシステムがあり、CDC は飛跡トリガー、ECL はエネルギートリガー、KLM は  $\mu$  粒子トリガーの信号を出し、TOF がトリガーのタイミングを発する。これらの情報をまとめ、GDL(Global Decision Logic) がまとめ、収集すべき事象と判断するとトリガーのゲート<sup>5</sup>が出される。

### 3.2.9 データ収集システム (DAQ)

Belle 実験のデータ収集システムを図 3.13 に示す。各検出器からのデジタル信号はイベントビルダーに送られ、1 事象分のデータにまとめられる。その後、オンラインコンピュータファームで事象再構成が行われる。そこで、バックグラウンド事象を減らしてから、オフラインコンピュータシステムに転送され、データサマリー用テープに蓄積される。

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

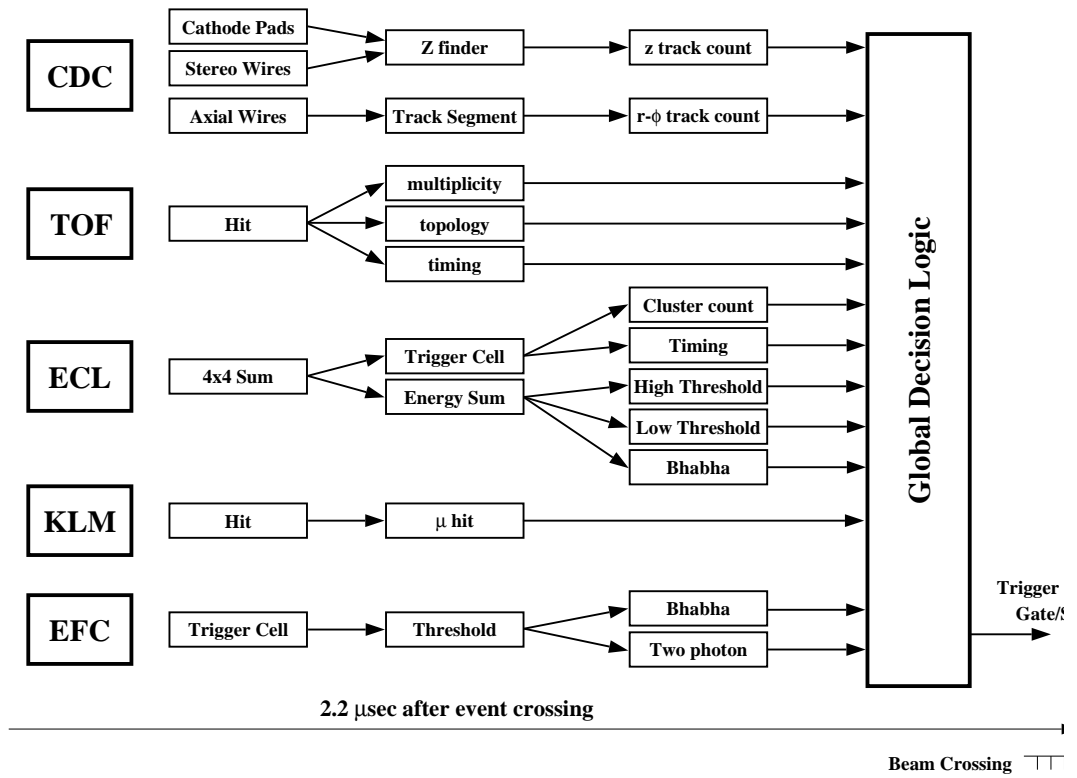


図 3.12: Belle トリガーシステムのブロック図



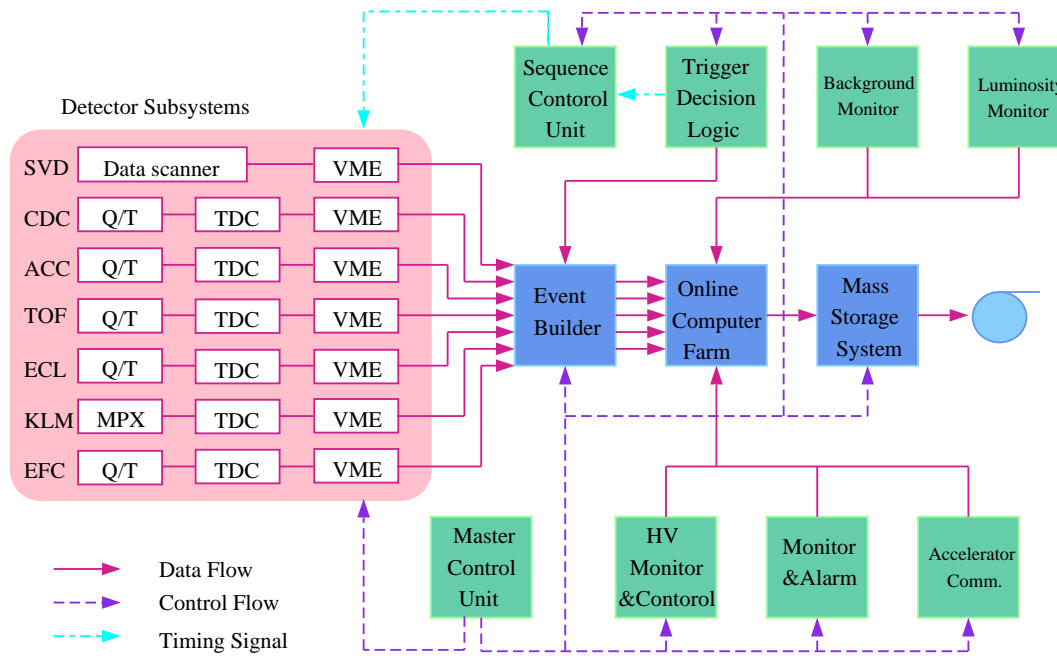


図 3.13: データ収集システムのブロック図



## 第4章 事象選別

本章では、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  事象 (以下  $\tau^+\tau^-$  対生成事象と呼ぶ) 及び  $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$  崩壊事象の選別方法について述べる。本章で選ばれた事象は、以下の章で質量分布及び構造関数の研究に用いられる。

### 4.1 電子・陽電子衝突反応の概要

本解析で用いた実験データは、重心系のエネルギー  $\sqrt{s} = 10.58\text{GeV}$  の  $e^+e^-$  衝突型加速器 (KEKB 加速器) の衝突点に設置された Belle 測定器を用いて収集されたものである。

収集したデータには本研究の対象である  $\tau^+\tau^-$  対生成事象以外にも、様々な反応事象が含まれている。解析の第1段階は、信号事象をそれ以外の事象 (バックグラウンド) から分離することである。バックグラウンドとなりうる反応を表 4.1 に示し、その特徴を以下にまとめる。

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

終状態の  $e^+e^-$  は、back-to-back の方向に生成される。検出される全運動量や全エネルギーが散乱前と変わらず、運動量やエネルギーに不足分がない。生成断面積が非常に大きく、 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$  などの過程で  $\gamma$  が検出されない場合や終状態の  $e$  あるいは  $\gamma$  が、衝突点付近の物質と反応してシャワーを起こした場合には  $\tau^+\tau^-$  対生成事象と間違い易い。そのようなバックグラウンドを除く事が本解析で重要である。

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

バーバー散乱に同じく終状態の  $\mu^+\mu^-$  は、back-to-back の方向に生成される。検出される全運動量や全エネルギーが散乱前と変わらず運動量やエネルギーに不足分がない。

(3) ハドロン生成 ( $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ )

クォーク・反クォーク対  $q\bar{q}$  は back-to-back の方向に生成される。ここで  $q$  は、 $u, d, s$  および  $c$  クォークを意味する。観測されるハドロンはそのクォークの方向にジェット状に生成される。 $\tau^+\tau^-$  対生成事象に比べ荷電飛跡の本数や光子の個数が多いことが特徴である。

(4) B 中間子対生成 ( $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^0B^0, B^+B^-$ )

$e^+e^-$  が消滅後いったん、 $\Upsilon(4S)$  の共鳴状態を形成、その後2つの B 中間子 ( $B\bar{B}$ ) に崩壊する反応である。 $\tau^+\tau^-$  対生成事象に比べ荷電飛跡の本数や光子の個数が多いことが特徴である。終状態の粒子は、 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  反応と比べて広い範囲に分布する。

## (5) 二光子過程

二光子過程には、二光子レプトン対生成 ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ ) および 二光子ハドロン対生成 ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ ) 反応がある。ここで、 $q$ には、 $u, d, s$  クォークからの寄与がある。二光子過程は、電子と陽電子が放出した仮想光子同士の散乱である。このとき、もとの電子と陽電子は高い運動量やエネルギーを持ち、ビームパイプに沿って進む。そのため、この過程では検出される運動量やエネルギーを散乱前の状態と比較すると不足分が大きい。また、横方向の全運動量が良くバランスしているという特徴を持つ。

表 4.1:  $e^+e^-$  衝突で起こる様々な反応の生成断面積および、その反応のシミュレーションに使用したプログラム名。プログラム名がデータとなっているのは、その見積もりをシミュレーションに頼らず、実験データそのものを用いて行った事を意味する。

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

また、ビームとビームガス(ビームパイプ)との反応や宇宙線もバックグラウンドとなる。これらの反応はビームの軌道に沿って一様に起こるので、信号事象が衝突点付近で起こるという条件で落とす事が出来る。事象選別では、信号の検出効率を保ちながらバックグラウンドをいかに少なくするかが課題となる。

$\tau^+\tau^-$  対生成事象においては終状態の  $\nu_\tau$  が検出されないため運動量やエネルギーに不足分がある。このため運動学的に直接事象を識別することはできない。しかしながら、不足

分があることは逆に  $\tau^+\tau^-$  対生成事象の重要な特徴でありその特徴をうまく利用することで、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  反応以外のバックグラウンドを減らす事が出来る。

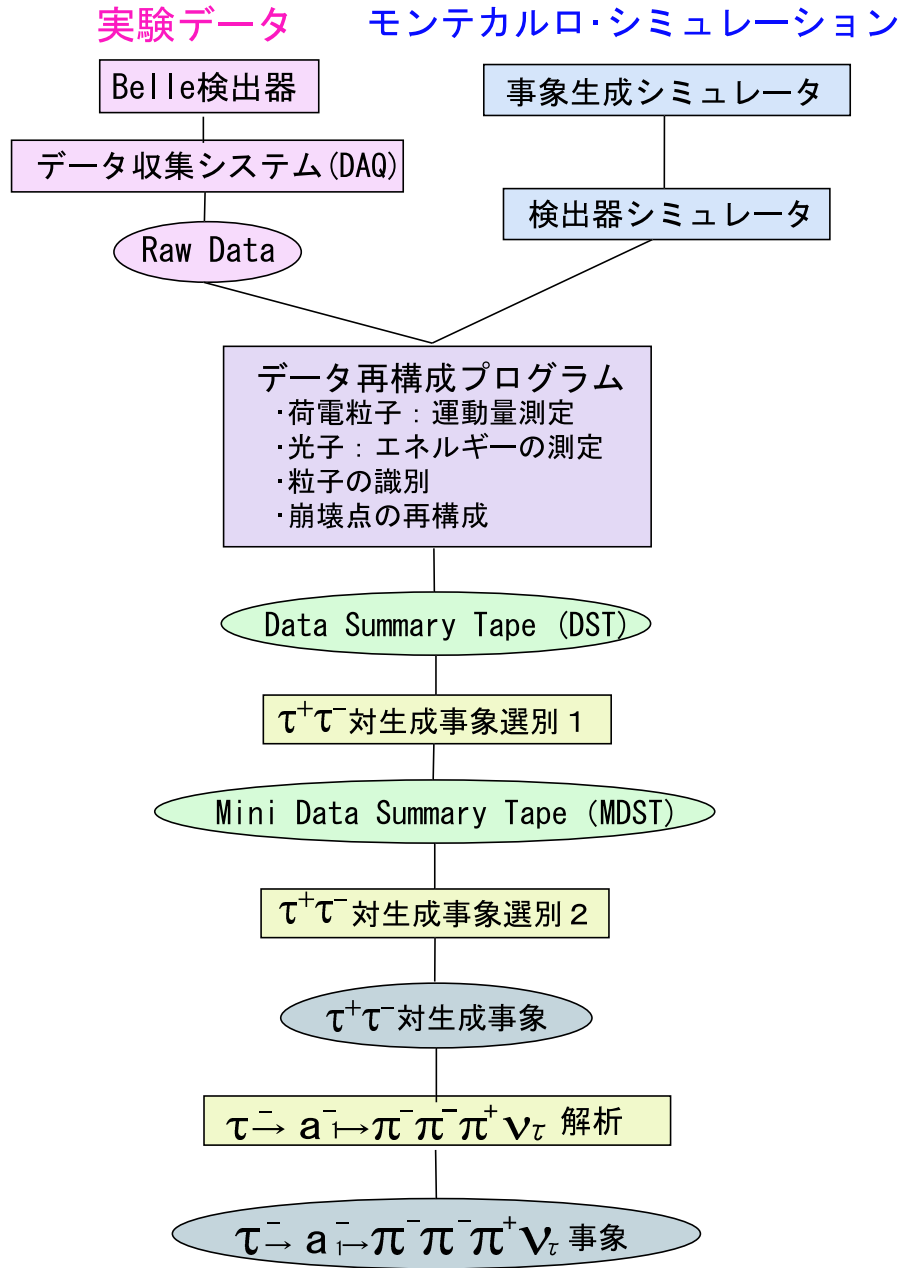


図 4.1:  $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$  事象選別の流れ

本解析のフローチャートを図 4.1 に示す。このフローチャートに沿って、まず  $\tau$  粒子対生成事象の選別条件を説明し、次に、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$  崩壊の選別について説明する。

## 4.2 解析に用いたデータ及びモンテカルロシミュレーション

本解析で用いたデータは、Belle 測定器で 2000 年 10 月から 2002 年 3 月までに収集したもので、積分ルミノシティにして  $72.2/\text{fb}$  に相当する。この量は  $\tau^+\tau^-$  生成事象数にして約  $6.5 \times 10^7$  事象に対応する。具体的なデータの収集時期と積算ルミノシティの値を表 4.2 にまとめる。

表 4.2: 各実験番号の収集時期とルミノシティ

実験番号	収集された時期	ルミノシティ
9	2000 年 10 月～2000 年 12 月	4.44 /fb
11	2001 年 1 月～2001 年 4 月	8.132 /fb
13	2001 年 4 月～2001 年 7 月	10.739 /fb
15	2001 年 10 月～2001 年 12 月	12.682 /fb
17	2002 年 1 月～2002 年 3 月	11.181 /fb
19	2002 年 3 月～2002 年 7 月	25.055 /fb
合計		72.2 /fb

以下に述べる様な事象選別条件の最適化や、実験データに含まれるバックグラウンドの見積もり、事象の検出効率を求めるために疑似事象生成プログラム (モンテカルロシミュレーション; MC) を用いた。用いたプログラムの名称を表 4.1 に示した。これらのプログラムは、各反応の微分断面積や終状態の角分布や粒子の多重度をモデル化し、現実を忠実に再現するように長年改良されてきたものであり、この分野で標準的に使われているものである。

$\tau^+\tau^-$  対の発生には、KORALB/TAUOLA プログラム [5, 6, 11]、バーバー散乱に BHLUMI プログラム、 $\mu^+\mu^-$  対生成に KKMC プログラム、 $B\bar{B}$  中間子対やハドロン対生成 ( $\bar{q}q$ ) には QQ プログラム、二光子過程には AAFHB プログラムを用いた。BHLUMI と KKMC には、現在までに知られている最も高次の輻射補正の効果が含まれている。

粒子と検出器を構成する物質との相互作用のシミュレーションには、GEANT プログラム [12] を用いた。ビームと真空パイプ中の残留ガスとの反応から生じるバックグラウンドを忠実にシミュレートするために、ランダムな時間<sup>1</sup>に読みだしたデータを用いて、その情報をシミュレーションの事象に含めた。

図 4.1 のフローチャートに示すように、モンテカルロの事象は、データと同じ解析プログラムを通す事で、データ再構成のアルゴリズムや選別条件の影響が自動的にモンテカルロ事象にも反映されるようになっている。

<sup>1</sup>この時に実際に  $e^+e^-$  反応が起こっている確率は非常に小さい

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

$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  事象の特徴は、(1) 荷電飛跡の数が2~5本と少ないこと (2) 反応の中で出てくるニュートリノ ( $\nu_\tau$ ) が検出されないため運動量やエネルギーに不足分 missing(以下、ミッシングと呼ぶ) があること、が挙げられる。

$\tau$  粒子の全崩壊モードの中で、荷電飛跡を1本含むモードで崩壊するものは全体の85%、荷電飛跡が3本含まれるような崩壊は15%である。よって、 $\tau^+\tau^-$  事象では、

- $\tau^+\tau^-$  の両方が荷電飛跡1本のモード崩壊 (荷電飛跡計2本) する割合が72%
- $\tau^+\tau^-$  のうち一方が荷電飛跡を1本、もう一方が3本の崩壊モードへ崩壊 (荷電飛跡計4本) する割合が13%

となる。つまり、荷電飛跡が2本から4本ある事象を選べば、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  事象のうちの大部分 (85%) を選ぶことができる。

データ解析では、まず、測定器で間違いなく検出された「荷電粒子」やカロリメータで信号として観測される「光子」の条件をはっきりさせることが重要である。以下の条件を「荷電粒子」、「光子」の条件として要求する。

#### ★ 荷電粒子の条件

- ・ CDC や SVD で測定した荷電飛跡を衝突点へ向けて外挿したとき、ビーム軸と荷電飛跡の外挿との間の  $x - y$  平面上での距離  $dr$  が 1.0cm の範囲にあり ( $|dr| < 1.0\text{cm}$ )、かつ、衝突点に対する最近接点の  $z$  座標  $dz$  が  $\pm 5\text{cm}$  の範囲内にあること ( $|dz| < 5.0\text{cm}$ )。この条件は、ビームガスや宇宙線からの飛跡を除くと共に、 $\pi$  や  $K$  が CDC の途中で崩壊したときに、その崩壊生成物の飛跡を除くための条件である。
- ・ 横方向の運動量  $P_t$  が 0.10GeV 以上であること。 ( $|\mathbf{P}_t| \geq 0.1\text{GeV}$ )  
 $P_t$  が 0.10GeV 以下であると、螺旋が CDC の真ん中付近で旋回し、CDC で正しく飛跡を測定できなくなる。

#### ★ 光子の条件

- ・ 光子のエネルギーが 0.08GeV 以上であること。  
これは、ビームバックグラウンド等のノイズと真の光子とを分別するための条件である。
- ・  $CsI(Tl)$  カロリメータで観測されたクラスターの位置と、CDC で検出された飛跡をカロリメータの前面への外挿した点との距離が 25cm 以上離れていること。  
これは、荷電粒子がカロリメータの物質を通過することによって作られるクラスターを光子のクラスターの候補から除くための条件である。

### 4.3.1 $\tau^+\tau^-$ 対生成 事象選別 1

$\tau^+\tau^-$  対事象を選ぶ第一段階として比較的緩い条件で  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  らしい事象を選別する。この選別は、Belle 測定器で収集した多量のデータから、後に行うより詳しい後に解析に使う為のデータをあらかじめ選別することが目的である。要求した条件は以下の通りである。

- (1) 荷電飛跡の本数が  $2 \sim 8$  であること。 ( $2 \leq N_{track} \leq 8$ )
- (2) 運動量の絶対値の和 ( $\sum |P|$ ) が  $9.0\text{GeV}$  以下で、カロリメーターで観測された重心系におけるクラスターのエネルギーの和 ( $\sum |E|$ ) が  $9.0\text{GeV}$  以下であること。 ( $\sum |P| \leq 9.0\text{GeV}/c$ ,  $\sum |E| \leq 9.0\text{GeV}$ )  
これは、明白なバーバー散乱やミュ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  $0.5\text{GeV}$  以上であること。 ( $P_t \geq 0.5\text{GeV}$ )  
これは、トリガーが確実にかかっていることを保証するための条件である。

### 4.3.2 $\tau^+\tau^-$ 対生成 事象選別 2

以上のような条件を課しても、まだ、多くのバーバー散乱 ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ 、 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ )<sup>2</sup>、ハドロン対生成 ( $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ )、二光子過程 ( $e^+e^- \rightarrow (e^+)(e^-)\mu^+\mu^-$  等) がバックグラウンドとして残っているのでこれらを除く必要がある。その為に、前節で課した条件に加え、さらに以下のような条件を要求して  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  事象を選んだ。

まず、事象選別 1 で選ばれた事象を図 4.2 のように、 $e^+e^-$  の重心系で 2 つの半球に分ける。具体的には、荷電飛跡の中で他の荷電飛跡と  $90^\circ$  以上離れており、かつ、最も運動量の高いものの方向を「事象軸」と定義し、事象軸に垂直な面で、荷電粒子や光子を 2 つの半球に分離した。

$\tau^+\tau^-$  対生成事象の選別条件としては、荷電飛跡の本数が  $2 \sim 4$  本で ( $2 \leq N_{track} \leq 4$ ) 各事象の全電荷が保存されていること。それらの荷電飛跡から再構成された事象生成点の距離が、 $x-y$  平面でのビーム軸から  $2.5\text{cm}$  以内 ( $|V_Z| < 2.5\text{cm}$ ) かつ、 $x-y$  平面での  $z$  の位置が  $0.5\text{cm}$  以内であること。事象軸の偏向が  $e^+e^-$  の重心系で  $35$  度  $\sim$   $145$  度であること。を要求した。事象生成点に制限を加えることでビーム・ガス反応や宇宙線からのバックグラウンドをほとんど除くことができる。

さらに、残りのバックグラウンドを除去するために以下の条件を課す。まず、ミッシング質量 (Missing Mass これを以下 MM と書くこととする。) を

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

から求める。

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

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



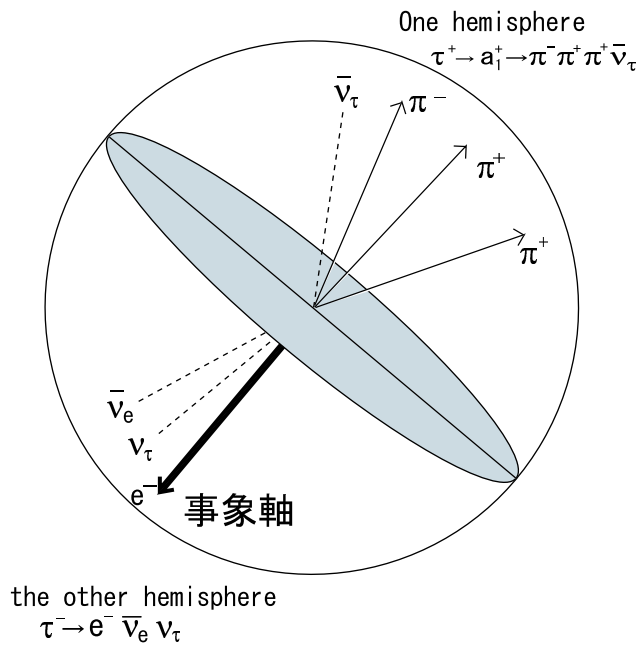


図 4.2: 事象の半球図

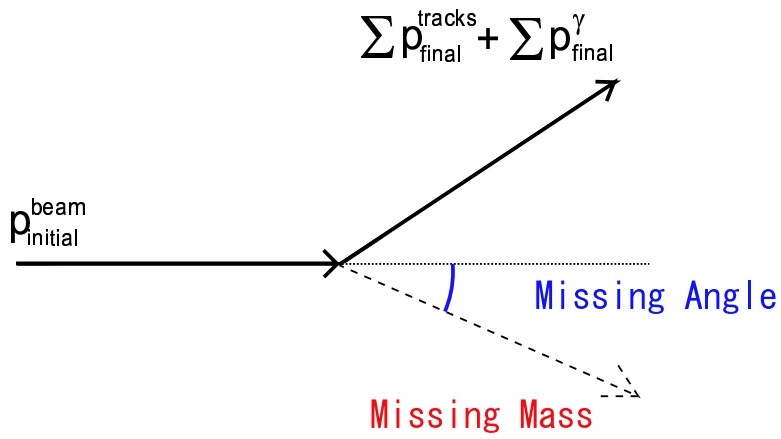


図 4.3: ミッシング質量

また、運動量の保存から決まるミッシングの重心系における方向をミッシング角 ( $\theta_{\text{missing}}^*$ ) と呼ぶ。MM と  $\theta_{\text{missing}}^*$  の 2 次元プロットを図 4.4 に示す。図 4.4(1) は、データ、図 4.4(2)-(4) はモンテカルロシミュレーションによる分布で、順に、 $\tau^+\tau^-$  対生成、バーバー散乱、二光子生成反応の分布を示す。図 4.4(3) より、バーバー散乱事象やミュオン対生成

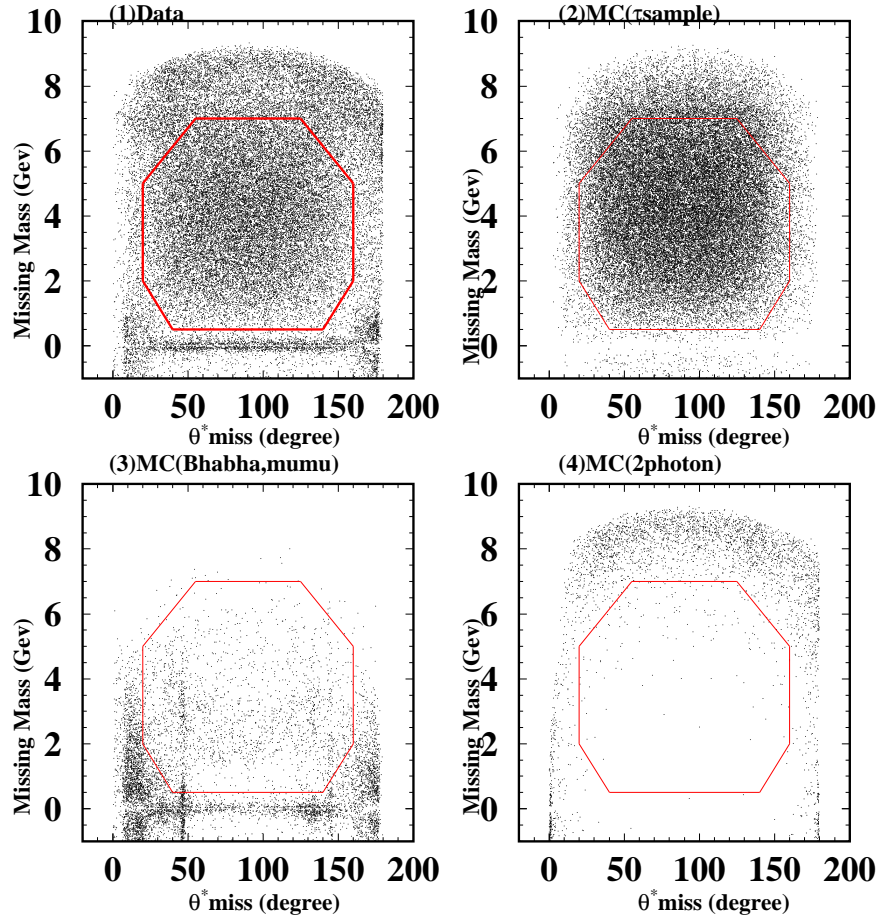


図 4.4: ミッシング質量とミッシング角の 2 次元プロット。(1) はデータを、(2)(3)(4) はモンテカルロシミュレーションによる分布で、順に  $\tau^+\tau^-$  対生成、バーバー散乱、二光子生成反応それぞれからのバックグラウンドを示す。ここで、赤の多角形の枠内に入ったものを  $\tau^+\tau^-$  対生成事象と見なしている。

事象は、MM がゼロの辺りに集中し、また、図 4.4(4) より、二光子生成反応は MM の比較的高い領域に集中して分布することがわかる。これらのモンテカルロによる分布とデータの分布を比較することで、 $\tau^+\tau^-$  対生成事象の条件として図中の八角形の中にあることを要求した。

ちなみに、図 4.4(3) で  $\theta_{\text{missing}}^*$  が 45 度付近と 145 度付近に見えるバンドは、光子を伴

うバーバー散乱 ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ ) において、電子または光子がカロリメーターのパレル部分とエンドキャップ部分の境界に向かっていているような事象である。その付近は、カロリメーターの境界部分でありエネルギーを正しく測定できないために  $\tau^+\tau^-$  対生成事象の候補として残っている。このような事象を落とすために、荷電飛跡や光子がカロリメーターのパレル部分とエンドキャップ部分の境界に向いていないことを要求した。

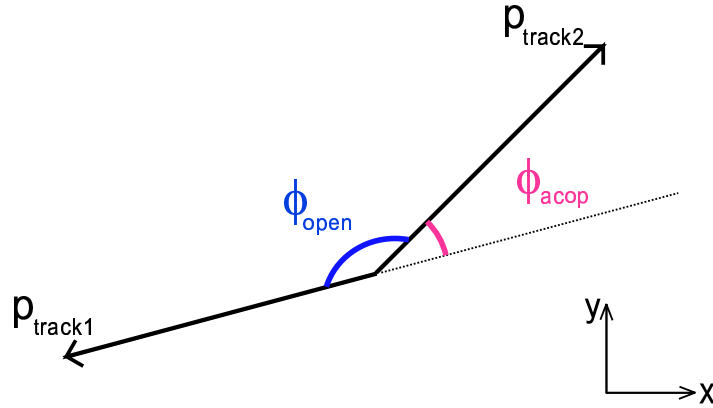


図 4.5: アコプナリティ角  $\phi_{\text{acop}}$  は、 $\phi_{\text{acop}} = |180^\circ - \phi_{\text{open}}|$  と定義される。ここで  $\phi_{\text{open}}$  は、 $r-\phi$  平面での 2 つのトラックの開き角である。

バーバー散乱は生成断面積が非常に大きいので、それをさらに落とすための工夫が必要である。そのためにアコプナリティ角  $\phi_{\text{acop}}$  を導入する。アコプナリティ角とは最も運動量の大きい荷電飛跡と 2 番目に高い運動量を持つ荷電飛跡とが  $x$ - $y$  平面においてなす角  $\phi_{\text{open}}$  の補角であり、 $\phi = 180^\circ - \phi_{\text{open}}$  と表せる (図 4.5)。

この段階で残っている、バーバー散乱事象 ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ ) は、生成された電子あるいは陽電子が、ビーム付近の物質と相互作用して運動量が正しく測れないような事象である。このような場合にも、電子(陽電子)の方向はよく保存しているのでアコプナリティ角  $\phi_{\text{acop}} \leq 1^\circ$  を要求する事でそのようなバーバー散乱を除去できる。 $\mu^+\mu^-(\gamma)$  対生成もこの条件で除去できる。

次に、ハドロン生成反応 ( $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ) を除去をする。ハドロン事象は荷電粒子や光子の数が多という特徴がある。そこで、一つの半球内にある粒子の数を荷電飛跡の数と光子の数の和とし、 $n_{\text{part}} = n_{\text{track}} + n_\gamma$  で表す。また、それぞれの半球中について粒子の数を  $(n_{\text{part}})_{\text{one}}$ ,  $(n_{\text{part}})_{\text{other}}$  で表し、その積を  $X_{\text{part}} \equiv (n_{\text{part}})_{\text{one}} \times (n_{\text{part}})_{\text{other}}$  と定義して、これが 25 以下であることを要求した。

Belle 実験ではビーム衝突反応と他の反応を区別するため、物理事象を検出するための様々なトリガーが用いられている。本解析では、選別した事象は以下のいずれかのトリガーを満たしていることを要求した。

- (1) フル荷電飛跡 (CDC を外筒まで通過している荷電飛跡) が 2 本以上あり、その荷電飛跡がなす角度  $\theta$  が  $135^\circ$  以下で、かつ TOF の 2ヶ所以上で検出されていること。

さらに、トリガーレベルでバーバー散乱であると認識されていないこと。

- (2) 電磁カロリメーターで測定されたエネルギーが 1GeV 以上であり、かつトリガーレベルでバーバー散乱や宇宙線であると認識されていないこと。
- (3) 電磁カロリメーターで測定されたエネルギーが 0.5GeV 以上であり、ショート荷電飛跡 (CDC の外筒まで到達していない飛跡) が 2 本以上、フル荷電飛跡が 1 本以上、その荷電飛跡がなす角度  $\theta$  が  $135^\circ$  であること。さらに、トリガーレベルでバーバー散乱であると認識されていないこと。

1つの事象は、普通いくつかのトリガー条件を満たしており、この重複を利用して、トラックトリガーやエネルギートリガーのトリガー効率を求めることができる。

以上の条件を全て要求することにより選ばれた  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  の数は、 $22.71 \times 10^6$  事象である。この事象に含まれるバックグラウンド事象の割合等の定量的な議論は、5章、6章で行う。

選別された典型的な事象例を図 4.6 と図 4.7 に示す。これは、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  事象の中で最も事象数の多い 2-prong 過程 (それぞれの  $\tau$  粒子が 1 本の荷電粒子を含む崩壊をしたとき、つまり、事象全体で荷電粒子が 2 本となるような事象) の例である。一方の  $\tau$  は、 $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\nu_\tau$  に崩壊し、他方は、 $\tau^+ \rightarrow e^+\nu_e\nu_\tau$  に崩壊している。

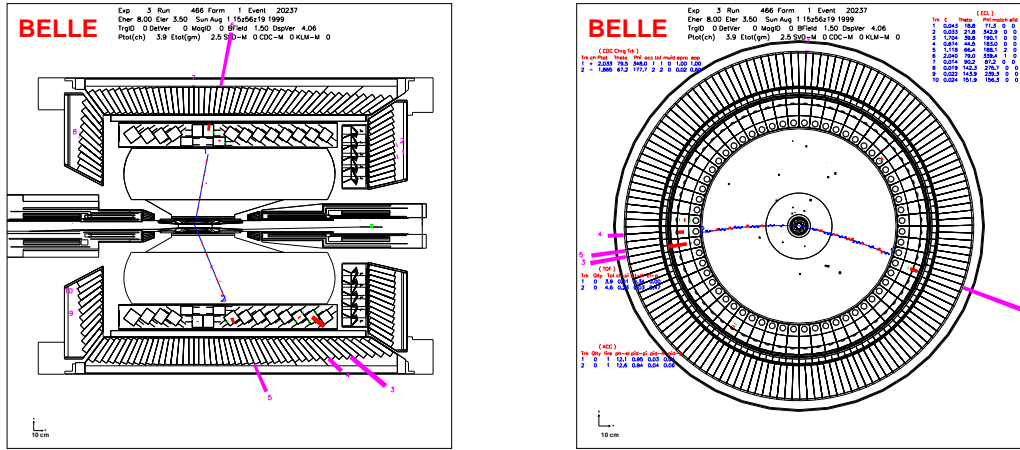


図 4.6:  $\tau^+\tau^-$  対生成事象の例 (x-z 平面)。この事象では  $\tau^-$  が  $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\nu_\tau$  崩壊をし、 $\tau^+$  が  $\tau^+ \rightarrow e^+\nu_e\nu_\tau$  崩壊をしている。  
 図 4.7:  $\tau^+\tau^-$  対生成事象の例 (x-y 平面)。図 4.6 と同じ事象を x-y 平面で見た図。ビームは円の中心に紙面垂直に通っている。

## 4.4 事象選別

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

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

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

崩壊項目	$\tau \rightarrow 3h\nu_\tau$ 崩壊事象選別前の 崩壊項目の事象数 ( $/fb^{-1}$ )	崩壊項目 の割合 (%)
$\tau \rightarrow 3h\pi^0\nu_\tau$	20214	25.33
$\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$	4060	5.09
$\tau \rightarrow 3h2\pi^0\nu_\tau$	2782	3.49
$\tau \rightarrow h2\pi^0\nu_\tau$	2190	2.75
$\tau \rightarrow K_s\pi\nu_\tau$	1102	1.38
その他の崩壊	4360	5.46
バックグラウンド合計	34711	43.5

表から分かるように、主なバックグラウンドは、 $\tau^- \rightarrow (3h)^- n\pi^0\nu_\tau$  のような  $\pi^0$  を1個以上含む崩壊及び  $\tau^- \rightarrow \rho^-\nu_\tau$  崩壊と  $\tau^- \rightarrow K_s\pi^-\nu_\tau$  崩壊である。これらのバックグラウンドを抑えるために要求した選別条件について以下で説明する。

### 4.4.1 $\pi^0$ を1個以上含む崩壊事象の除去

$\pi^0$  粒子は、ほぼ100%の確率で2つの光子 ( $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ) に崩壊するので  $\gamma$  の存在が  $\pi^0$  を含む事象の特徴である。質量を持つ  $\pi^0$  から崩壊する  $\gamma$  と、 $\pi^0$  以外からの起源による  $\gamma$  とでは、 $\gamma$  の持つエネルギーの大きさが異なる。後者による  $\gamma$  は、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$  のような過程中で  $\gamma$  が発生するものである。それ以外にも、本当の  $\gamma$  ではないが、ビームと残留ガスとの相互作用によるバックグラウンドにより ECL のカウンターが鳴る場合やハドロンシャワーによって ECL カウンターが鳴らされる場合がある。これらは、 $\pi^0$  を含まない崩壊のシグナルにも検出される。以下、ECL カウンターがかたまって鳴っている集まりをクラスターと呼ぶ。1事象中に1個以上のクラスターが存在する場合、含まれる全てのクラスターのうちで、最大のエネルギーを持つクラスターを選び、そのエネルギー分布を図 4.8 に示す。高いエネルギー領域では、 $\tau^- \rightarrow (3h)^- n\pi^0\nu_\tau$  ( $n=1, 2$ ) 崩壊による  $\pi^0$  によるものが多く占めていることが分かる。 $\tau^- \rightarrow (3h)^-\nu_\tau$  中に存在するクラスターは、ハドロンがカロリメーター中で起こしたハドロンシャワーによるもの (0.2GeV 付近) と、ビームガスバックグラウンドが主成分である。

また、「クラスターのエネルギーがある値 ( $E_{th}$ ) 以上持つ場合は除去する」という条件によってエネルギー  $E_{th}$  GeV 以上のエネルギーを持つクラスターを除くことにする。

今回の実験では、 $\tau^- \rightarrow (3h)^-\nu_\tau$  を選別することが目的なので、0.2GeV 以上のエネル

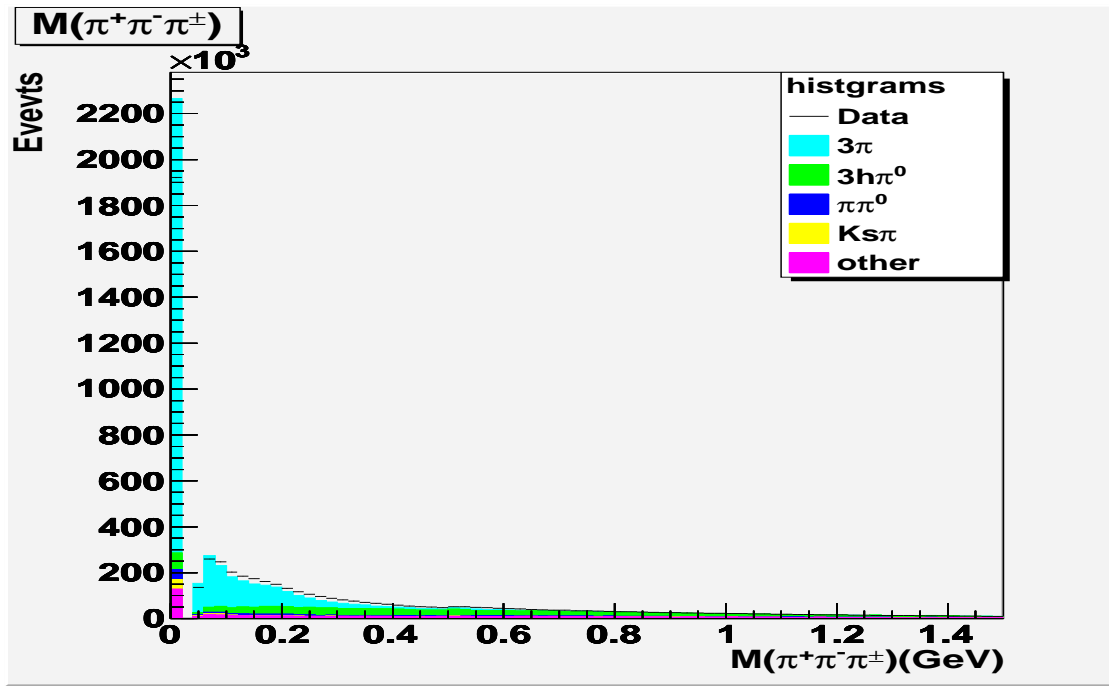


図 4.8: クラスターの最大エネルギー分布

表 4.4: 余分な光子事象のベトー効果

崩壊項目	ベトー前の 崩壊項目数 (/1fb <sup>-1</sup> )	ベトー後の 崩壊項目数 (/1fb <sup>-1</sup> )	除去率 (%)
$\tau \rightarrow 3h\pi^0\nu_\tau$	20214	3618	82.1
$\tau \rightarrow 3h2\pi^0\nu_\tau$	2782	122	95.6
$\tau \rightarrow h2\pi^0\nu_\tau$	2190	128	93.3
$\tau \rightarrow 3h\nu_\tau$	45083	39570	12.2

ギーを持つクラスターが存在する事象を除く条件を加えた。

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

表から分かるように、 $\tau^- \rightarrow (3h)^-\pi^0\nu_\tau$  を 82.1%、 $\tau^- \rightarrow (3h)^-2\pi^0\nu_\tau$  を 95.6 % の効率でバックグラウンドを除去でき、それによる信号のロス は 12% 程度である。

#### 4.4.2 $\pi^\pm\pi^0\nu_\tau$ 事象の除去

$\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0\nu_\tau$  崩壊は大きな崩壊分岐比をもつ。(25%)  $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0\nu_\tau$  崩壊 ( $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm\nu_\tau$ ) がバックグラウンドとして含まれるのは、 $\pi^0$  から崩壊した 2 個の  $\gamma$  のうち少なくとも 1 個が検出器の物質近くで電子対 ( $e^+e^-$ ) を生成し、そのトラックが荷電粒子として数えられる為である。符号の異なる荷電粒子をそれぞれ電子の質量  $M_e=0.51\text{GeV}$  と仮定し、その 2 つの荷電粒子の不変質量分布を見ることにより容易に識別できる。

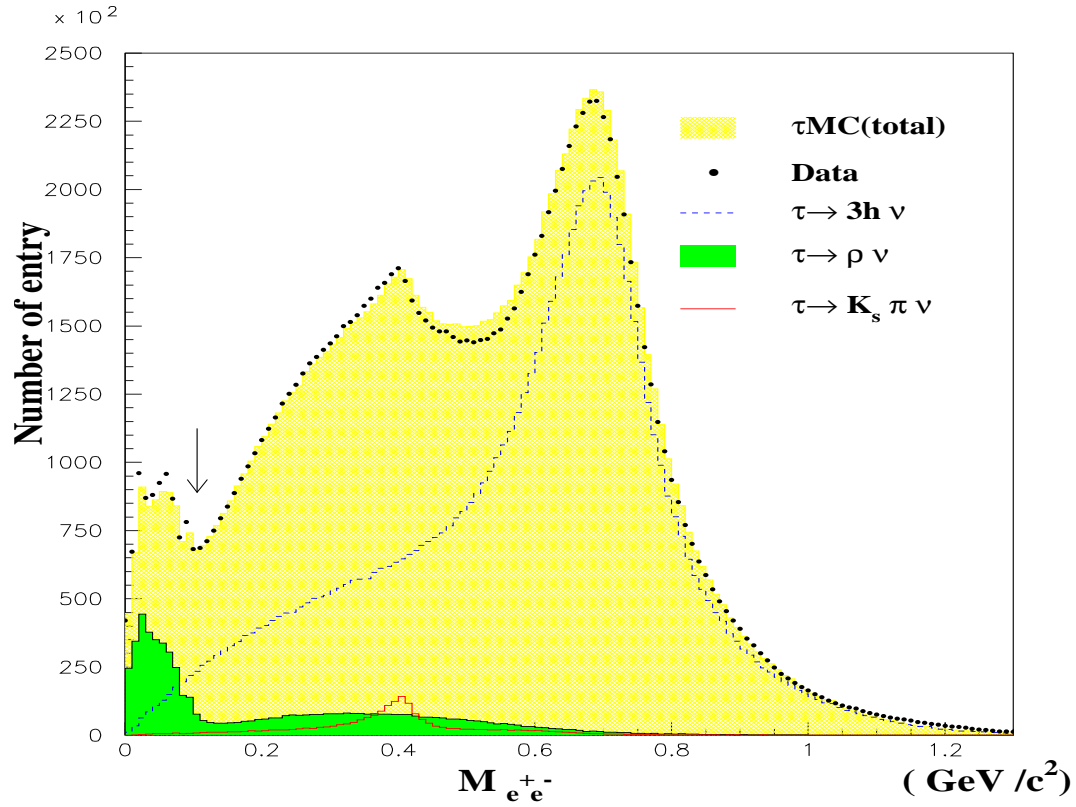


図 4.9: 荷電粒子を電子とした時の  $M_{e^+e^-}$  の分布。緑のヒストグラムが  $\tau \rightarrow \rho \nu_\tau$  崩壊である。矢印は最終的に決めた  $M_{e^+e^-}$  のカット点である。

図 4.9 に見えるように、 $\leq 0.1\text{GeV}$  付近に  $\gamma \rightarrow e^+e^-$  によるピークが見られる。(この他にも  $\tau^- \rightarrow K_s \pi^- \nu_\tau$  のピークが見られるが、これについては  $K_s$  選別で言及する。) 選別では、 $M_{e^+e^-} < 0.1\text{GeV}$  を満たす事象を排除した。図 4.9 にカット点を矢印で示す。

表 4.5:  $M_{e^+e^-}$  ベト-の効果

崩壊項目	$M_{e^+e^-}$ ベト-前の 崩壊項目数	$M_{e^+e^-}$ ベト-後の 崩壊項目数 ( $/1fb^{-1}$ )	除去率 (%)
$\tau \rightarrow \rho \nu_\tau$	4060	558	86.25
$\tau \rightarrow 3h \nu_\tau$	45082	44715	0.82

表 4.5 より、光子転換事象の除去率は約 86.2% となった。

#### 4.4.3 $K_s$ を含む崩壊事象の除去

$\tau^\pm \rightarrow K_s \pi^\pm \nu_\tau$  崩壊は、 $K_s$  が約 69.2% の確率で  $\pi^+ \pi^-$  に崩壊し、その一部が  $\tau^- \rightarrow (3h)^- \nu_\tau$  事象のバックグラウンドとして含まれる。図 4.9 でも  $K_s$  のピークが見えるが、ここでは異なる荷電粒子を  $\pi$  中間子と仮定し、この 2 つの荷電粒子の不変質量を図 4.10 に示す。0.5GeV 付近で  $\tau^- \rightarrow K_s \pi^- \nu_\tau$  バックグラウンドによるピークが見られる。より正

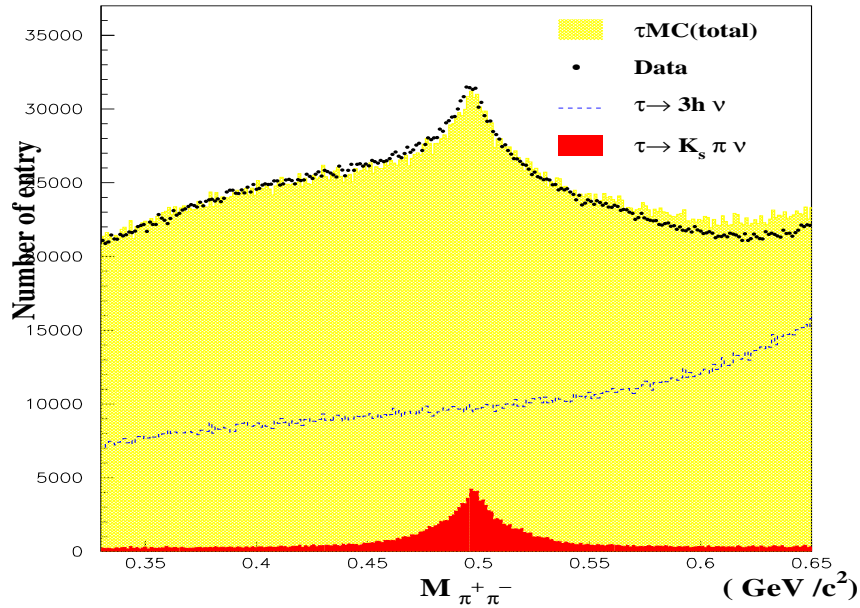


図 4.10: 荷電粒子を  $\pi^\pm$  中間子とした時の  $M_{\pi^+ \pi^-}$  分布。赤のヒストグラムが  $\tau^\pm \rightarrow K_s \pi^\pm \nu_\tau$  崩壊を示す。

確に  $K_s$  を識別する為に、以下のようにしてより  $K_s$  らしい信号を選別する。



表 4.6:  $K_s$  ベトー後の効果

崩壊項目	$K_s$ ベトー前の 崩壊項目数 ( $/1fb^{-1}$ )	$K_s$ ベトー後の 崩壊項目数 ( $/1fb^{-1}$ )	除去率 (%)
$\tau \rightarrow K_s \pi \nu_\tau$	1102	287	74.01
$\tau \rightarrow 3h\nu_\tau$	45082	44878	0.45

$K_s$  は生成される他の粒子に比べて比較的寿命が長い (  $0.09 \times 10^{-10} s$  )、ビームの衝突点から比較的離れた地点で崩壊を起こすという特徴を持つ。従って、再構成には  $K_s$  の生成点と崩壊点の位置関係における条件を課す必要がある。再構成する元になる  $\pi^+\pi^-$  粒子対に課した条件を以下に記す [13]。

- (1) ビーム軸 (衝突点) から離れて崩壊し、トラックの軌跡が V 状の軌跡 ( $V_0$  粒子) として観測されていること。
- (2)  $V_0$  の方向がシグナル半球と同じであること。
- (3)  $V_0$  崩壊点における  $\pi^+$  と  $\pi^-$  のトラックにおいて、最近接点における  $z$  方向の距離の差 ( $z_{dist}$ ) が 1.5 cm 以下であること。
- (4) XY 平面における  $V_0$  の崩壊の長さ  $L_{xy}$  が  $0.1 \text{ cm} \leq L_{xy} \leq 20 \text{ cm}$  であること。
- (5) Z 方向での  $V_0$  の崩壊の長さ  $L_z$  が  $L_z \leq 20 \text{ cm}$  であること。
- (6)  $\pi^+\pi^-$  対の不変質量が、 $487 \text{ MeV} < M_{\pi^+\pi^-}(K_s) < 510 \text{ MeV}$  であること。
- (7) 3次元での  $V_0$  の崩壊の長さ  $L(K_s)$  が、 $L(K_s) > 1.0 \text{ cm}$  であること。

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

(1) から (5) の条件を課した時の、 $K_s$  ( $\pi^+\pi^-$ ) の不変質量分布を図 4.11 に示す。これらの条件を満たす事象中には、 $\tau^- \rightarrow K_s \pi^- \nu_\tau$  崩壊は 31.3%、 $\tau \rightarrow 3h\nu_\tau$  崩壊は 19.3% 含まれている。

$K_s$  崩壊は、0.2 cm 以上で  $L(K_s)$  に比例して増えていることが分かる。

表 4.3 にあるように、バックグラウンドに含まれる  $K_s$  崩壊は他のバックグラウンドと比べて小さいことより、 $L(K_s) > 1.0 \text{ cm}$  とした。

(1) から (7) の全条件を課して再構成された  $\pi^+\pi^-$  対の不変質量を図 4.12 に示す。図 4.11 と比較すると、 $K_s$  の信号がきれいに除去されている事が分かる。

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

$\tau \rightarrow K_s \pi \nu_\tau$  バックグラウンドは約 74% 除去でき、これによるシグナルのロスは 0.45% である。

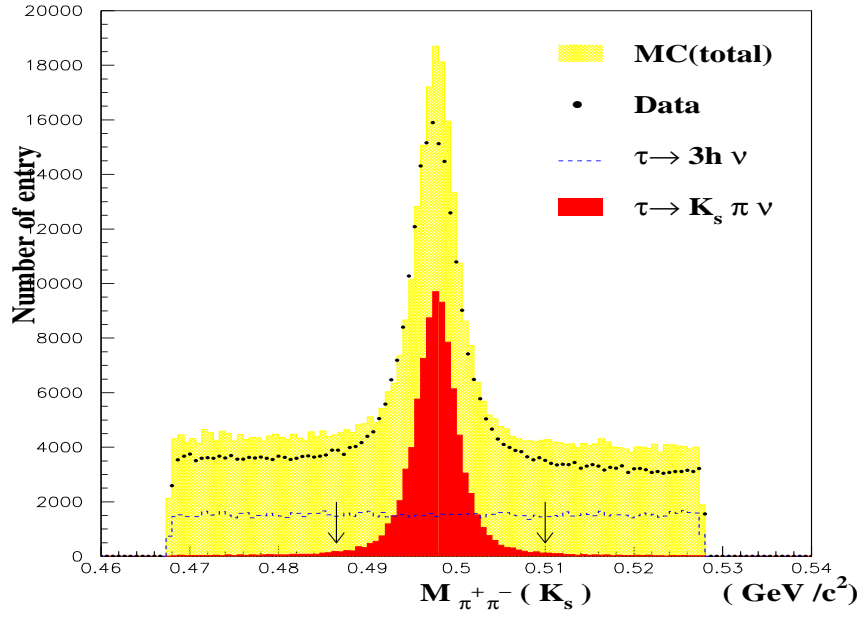


図 4.11: 荷電粒子を  $\pi^\pm$  中間子とした時の  $M_{\pi^+\pi^-}$  分布。(1) ~ (5) の条件を課している。赤いヒストグラムが  $\tau^- \rightarrow K_s \pi^- \nu_\tau$  崩壊である。矢印は (6) の条件で課す、 $M_{e^+e^-}$  のカット点である。

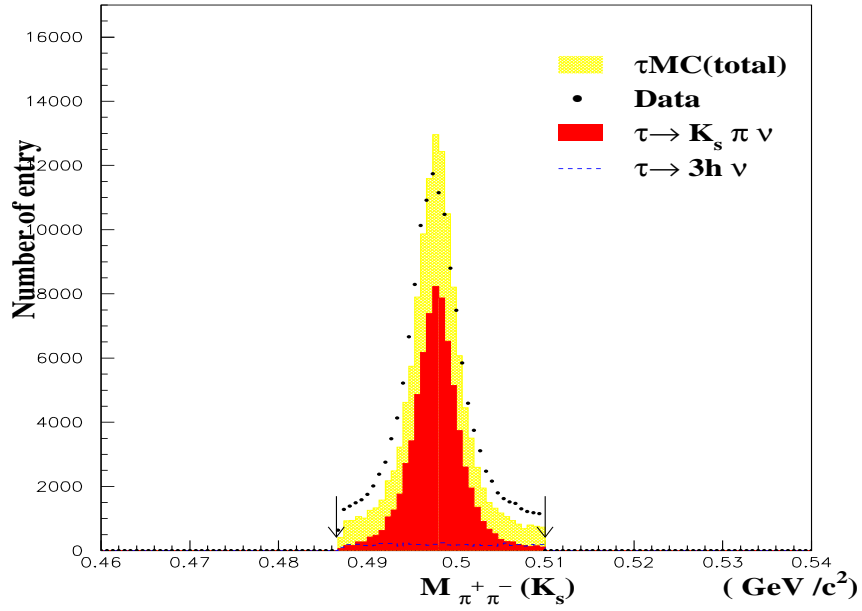


図 4.12:  $M_{\pi^+\pi^-} (K_s)$  の分布。(1) ~ (7) の全条件を課している。

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

以上の条件で選別された  $\tau^- \rightarrow (3h)^- \nu_\tau$  事象に含まれる主な崩壊モードの割合は MC から、

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

となる。これらの崩壊を識別することは、 $\pi^\pm$  と  $K^\pm$  の識別が重要になる。そこで、エアロジェルチェレンコフカウンター、電離損失 ( $dE/dX$ ) や、TOF 情報を用いて得られる荷電粒子の粒子 ID ( $\pi^\pm$  or  $K^\pm$ ) を用いる。(第3章を参照)。この ID ( $P_{\pi/K}$ ) は、1に近いほど  $K^\pm$  と比べて  $\pi^\pm$  らしく、0に近いほど  $\pi^\pm$  と比べて  $K^\pm$  らしいといえる。

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

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

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

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

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

$$\epsilon_{\pi ID\_correction} = \epsilon_{\pi ID\_correction1} \cdot \epsilon_{\pi ID\_correction2} \quad (4.3)$$

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

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

$\tau$  粒子崩壊過程に、以上の選別条件を用いて選別毎で事象数が段階的にどのように変化するかを表 4.7 にまとめる。

表 4.7: 選別条件によるイベント数の段階別変化

選別条件	事象数 ( $/fb^{-1}$ )	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 信号の純度 %
$\tau \rightarrow 3h\nu_\tau$ 事象	79793	56.50
] $\gamma$ ベトー後	48211	82.08
$\rho$ ベトー後	47047	83.73
$K_s$ ベトー後	45341	86.20
$\pi K$ 識別後	87417	90.51

ここに含まれるバックグラウンドは 9.5% で、 $\tau \rightarrow 3h\nu_\tau$  が主要なバックグラウンドである (表 4.8)。表 4.7 は各条件によって信号の純度がどのように向上するかを示している。

表 4.8:  $\tau \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$  崩壊事象選別後のバックグラウンドの評価

崩壊項目	$\tau \rightarrow 3h\nu_\tau$ 崩壊事象選別後の事象数 ( $/fb^{-1}$ )	崩壊項目の割合 (%)
$\tau \rightarrow 3h\pi^0\nu_\tau$	2656	8.00
$\tau \rightarrow K_s\pi\nu_\tau$	173	0.52
$\tau \rightarrow 3h2\pi^0\nu_\tau$	90	0.27
$\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$	57	0.17
$\tau \rightarrow h2\pi^0\nu_\tau$	10	0.03
その他の崩壊	164	0.49
バックグラウンド合計	3149	9.49

以下の章では、このようなサンプルを用いた質量分布と構造関数の解析結果について報告する。

## 第5章 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の質量分布の測定

本章では、4章で選択したサンプルを用いて、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$  崩壊の質量分布を求める。

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

選別された  $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$  崩壊事象の  $\pi^- \pi^- \pi^+$  系の  $\tau^- \tau^- \tau^+$  系の不変質量分布を図 5.1 に示す。黒線はデータで、緑の部分が  $\tau^- \rightarrow (3h)^- \pi^0 \nu_\tau$  のバックグラウンド、青の部分が TAUORA のプログラムから予想される  $\tau^- \rightarrow 3\pi \nu_\tau$  からの寄与である。前章に示すように全フィールドダウンバックグラウンドの割合は 9.2% で、 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(q, \bar{q}) = 3.3\%$  である。この図では、データの事象数とモンテカルロの全事象数が合うように規格化されている。TAUOLA プログラムはデータのふるまいをおおよそ再現しているが、ピークの高さと幅、特に右側の領域の形で差が見られる。

3つの荷電粒子 ( $\pi_1^- \pi_2^- \pi_3^+$ ) のうち、異なる電荷を持つ2つの荷電粒子 ( $\pi_1^- \pi_3^+$  or  $\pi_2^- \pi_3^+$ ) の不変質量分布を図 5.2 に、同じ電荷を持つ2つの荷電粒子 ( $\pi^\pm \pi^\pm$ ) の不変質量分布を図 5.4 に示す。

$M_{\pi^+\pi^-}$  分布では、きれいな  $\rho(770)$  共鳴のピークが見える。これは  $a_1(1260)$  共鳴が、 $a_1 \rightarrow \rho\pi$  経路で崩壊していることを示している。一方、 $M_{\pi^\pm\pi^\pm}$  分布には特徴的な構造は見えない。 $M_{\pi^+\pi^-}$  分布をさらに詳しく見ると、0.3GeV から 0.7GeV にかけてデータとモンテカルロの不一致が見える。この差はバックグラウンドを考慮しても無視できるものではなく、 $M_{3\pi}$  分布で見られた差がこの部分に反映されているものと考えられる。実際に、現在のモンテカルロには  $a_1$  共鳴しか含まれておらず、 $a_1$  共鳴を再現するモンテカルロだけでは実験データを十分再現できないことが分かる。この領域において、 $a_1$  以外の共鳴の寄与の可能性を示している。この範囲を拡大したものを図 5.3 に示す。

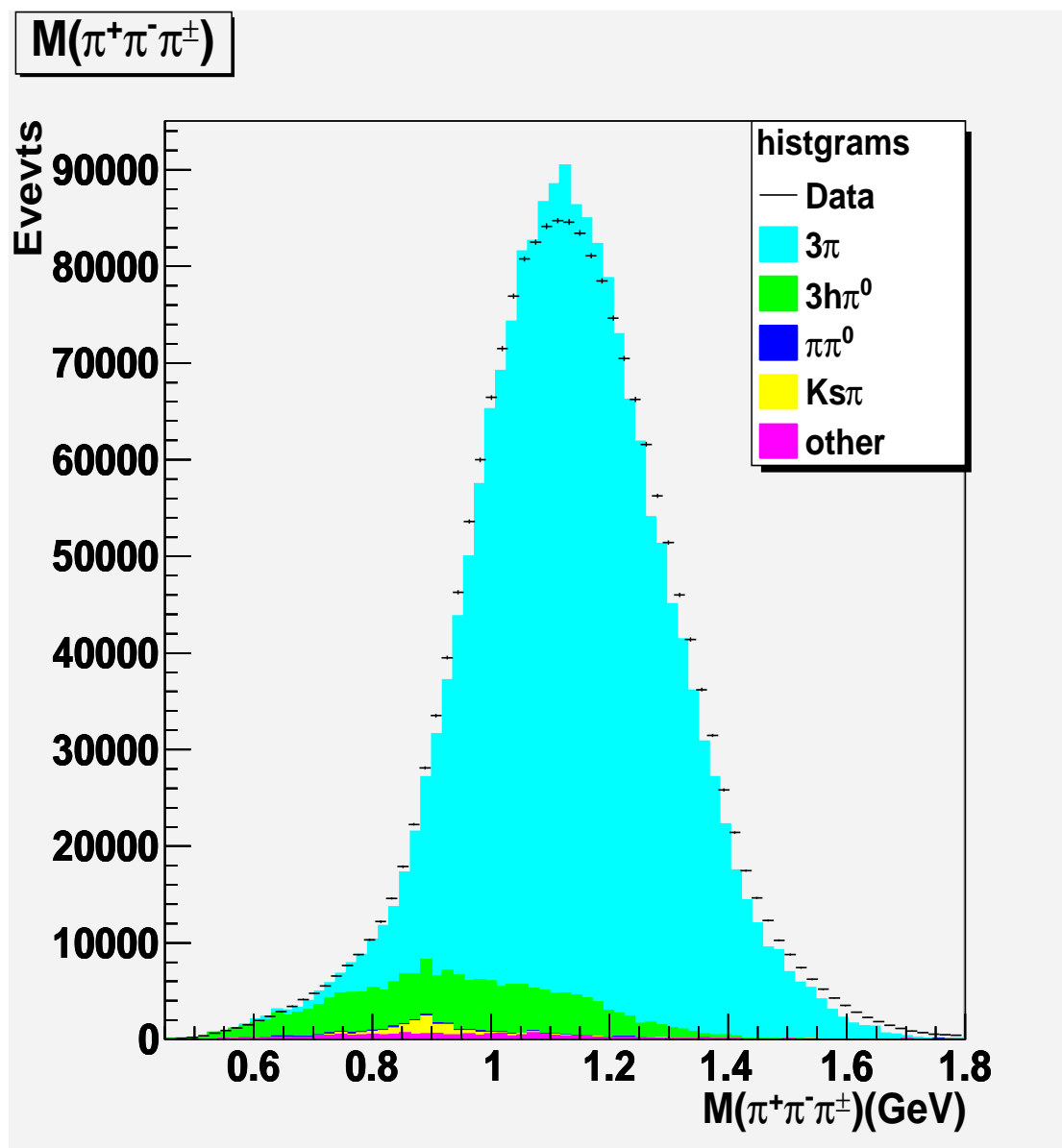


図 5.1:  $M_{3\pi}$  分布。黒線がデータの分布、青いヒストグラムがモンテカルロシミュレーションの  $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$  分布、緑のヒストグラムは  $\tau^- \rightarrow 3h\pi^0$  のバックグラウンド、青のヒストグラムは  $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0$  のバックグラウンド、黄のヒストグラムは  $\tau^- \rightarrow K_s \pi$  のバックグラウンド、赤のヒストグラムはその他のバックグラウンドの合計を表している。ピークの高さと幅に違いが見られる。

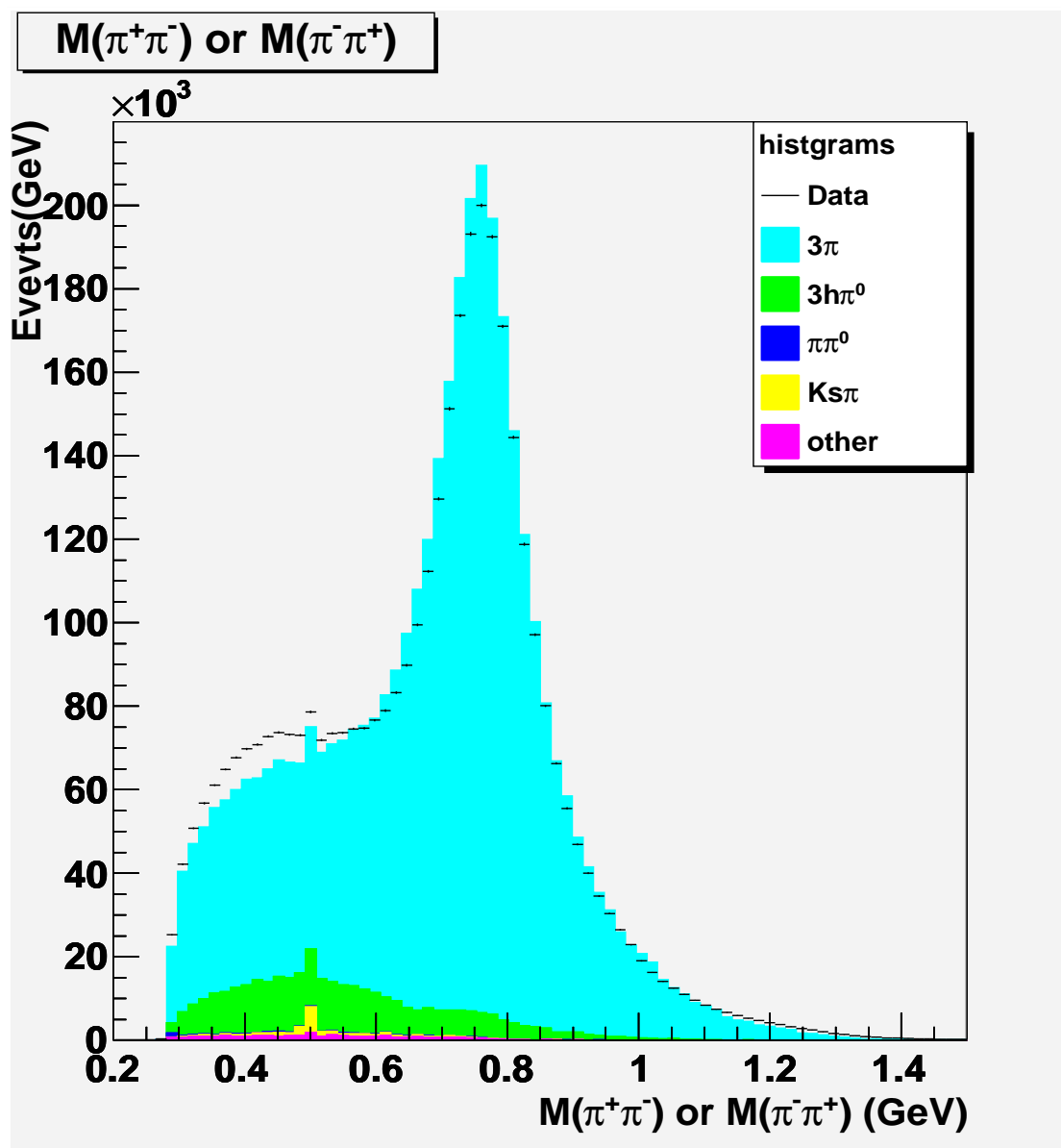


図 5.2:  $M_{\pi^+\pi^-}$  分布。  $M_{\pi^+\pi^-}$  分布。770MeV 近辺で  $\rho(770)$  のピークが見える。低いエネルギー部分ではプロットされたデータと、白抜きのヒストグラムで示されているバックグラウンドとシグナルを合わせたモンテカルロの間で、差が見られる。

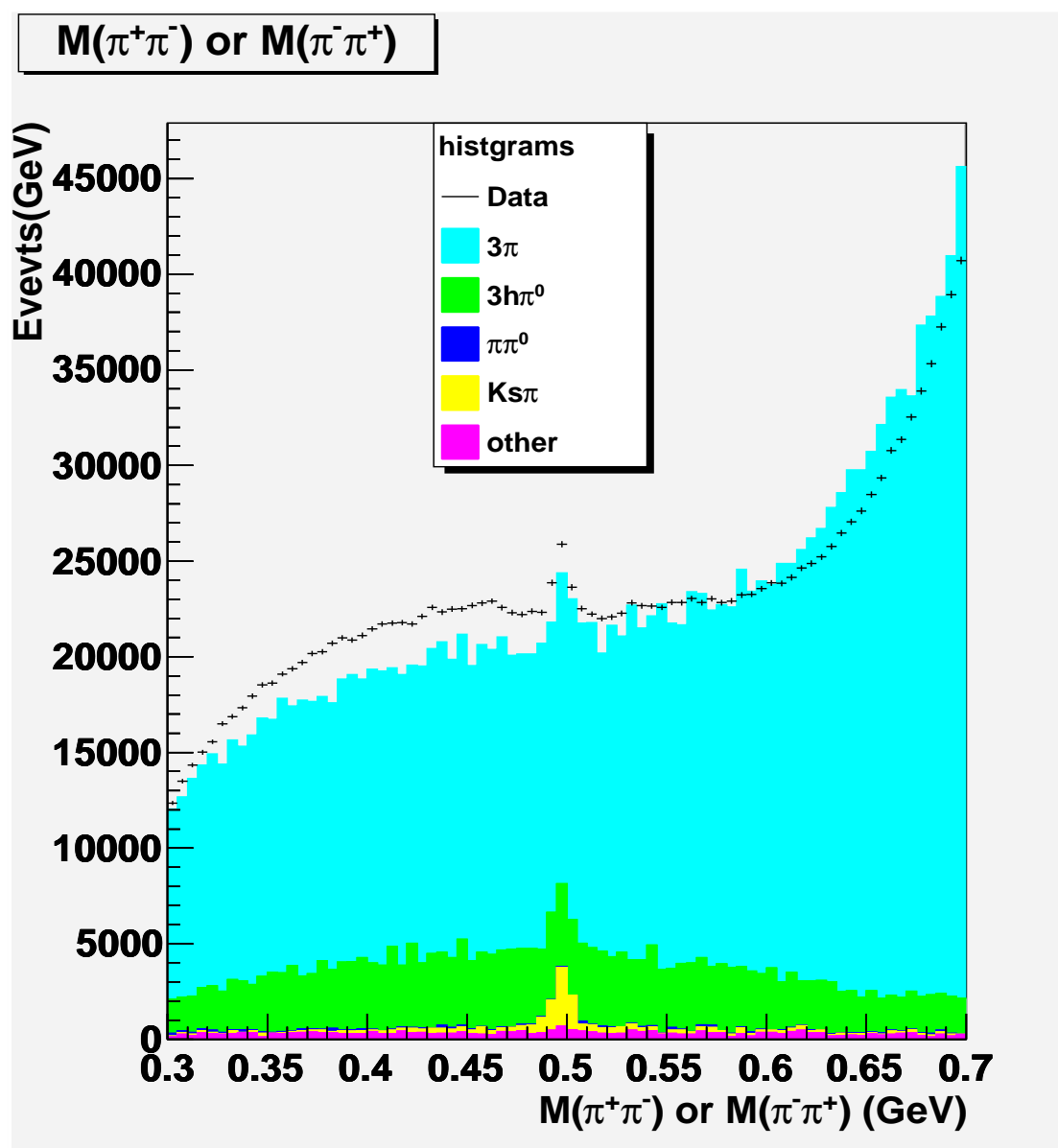


図 5.3:  $M_{\pi^+\pi^-}$  分布 (低エネルギー部分の拡大図)。 $M_{\pi^+\pi^-} \sim 0.5$  GeV 付近の小さなピークは  $\tau \rightarrow K_s \pi \nu_\tau$  からの寄与である。



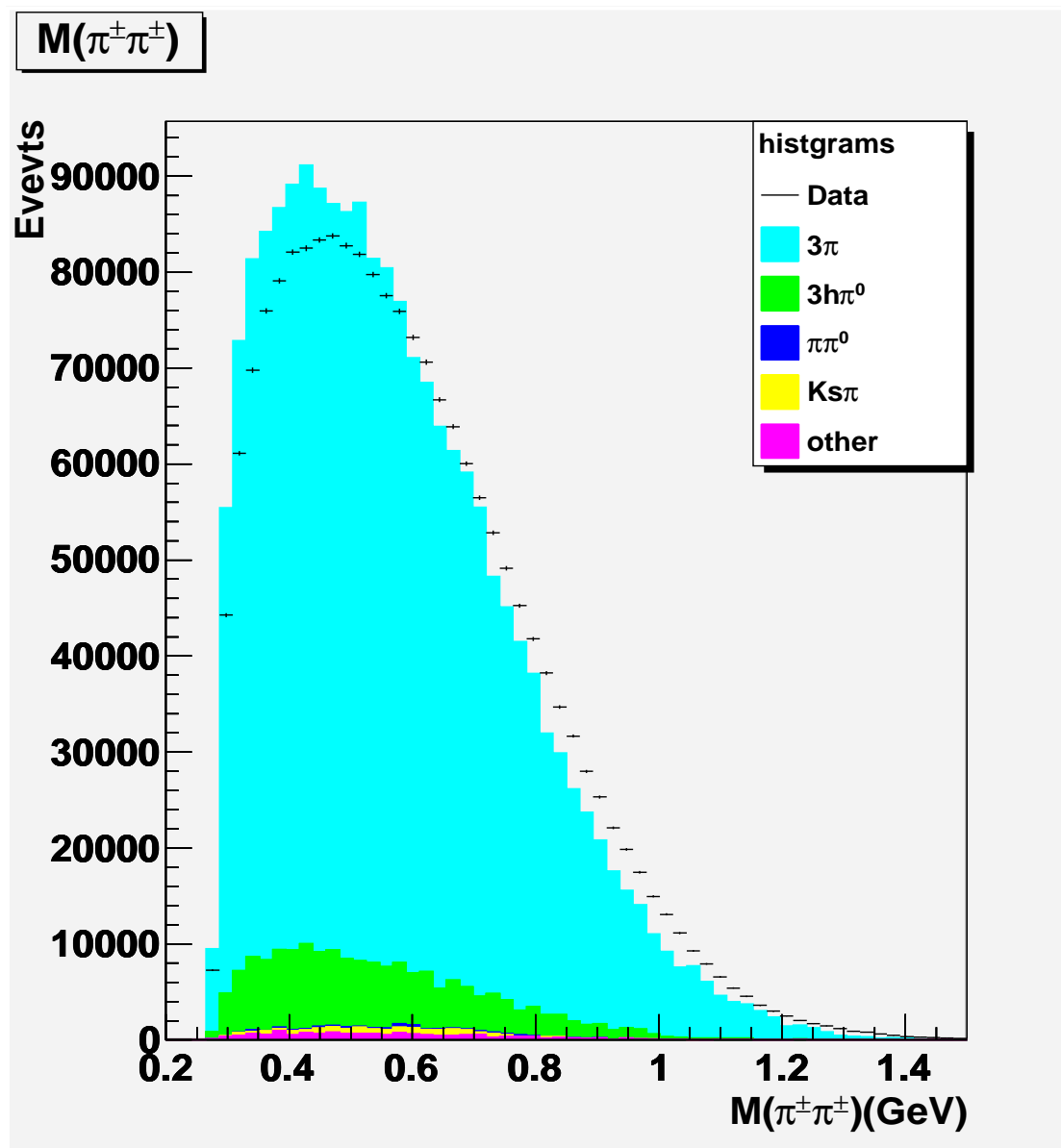


図 5.4:  $M_{\pi^+\pi^-}$  分布。この分布では、特徴的な構造は見られない。



## 第6章 構造関数の解析

本章では、4章で選別した事象を用いて、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$  崩壊の角度分布を求め、そこから構造関数のを決定する。

### 6.1 測定原理と角度モーメント

第2章で示したように、ハドロンの構造は、4個の構造因子(複素振幅)  $F_1, F_2, F_3, F_4$  で一般に表現できる。これらの構造因子は  $Q^2, s_1, s_2$  の関数である。実験の究極の課題は構造関数  $W_A, \dots, W_{SG}$  を決めることである。この構造関数も  $Q^2 = M^2(\pi^- \pi^- \pi^+), s_1 = M^2(\pi^- \pi^+), s_2 = M^2(\pi^- \pi^-)$  の関数である。

式2.18と2.34から分かるように、微分断面積は  $\bar{L}_j$  とハロン構造関数  $W_j$  の  $L_j W_j (j = 1, \dots, 16)$  に比例する。ここで式(2.35)に示すように  $L_i$  は角度  $\cos \beta, \gamma$  と  $\cos \theta$  の関数である。したがって原理的には、各  $(Q^2, s_1, s_2)$  の値に対する  $W_j$  の値は、各角度  $(\cos \beta, \cos \gamma, \cos \theta)$  毎の微分断面積、すなわち6次元(3+3=6)空間で解析を実行すれば決定できる。

今、決まった  $Q^2, s_1, s_2$  と  $\cos \theta$  に対する、角度モーメント  $\langle m \rangle (Q^2)$  を以下のように定義する。

$$\langle m \rangle = \frac{3}{2} \frac{1}{m_\tau^2 - Q^2} \int L_{\mu\nu} H^{\mu\nu} m \frac{d \cos \beta}{2} \frac{d\gamma}{2\pi} \quad (6.1)$$

ここで  $m$  として以下の9個の角度モーメントを考える。

$M = 1, (3 \cos^2 \beta - 1)/2, \cos 2\gamma, \sin 2\gamma, \cos \beta, \sin 2\beta \cos \gamma, \sin \beta \sin \gamma, \sin 2\beta \sin \gamma, \sin \beta \cos \gamma$   
このモーメント  $\langle m \rangle$  は実験から決定可能であり、 $W_j (j = 1, \dots, 16)$  と以下のような関係を9個持つ。

$$\langle 1 \rangle = (2K_1 + 3K_2)(W_A + W_B) + 3K_2W_{SA} \quad (6.2)$$

$$\langle (3 \cos^2 \beta - 1)/2 \rangle = \frac{1}{5} \bar{K}_1 (W_A - 2W_B) \quad (6.3)$$

$$\langle \cos 2\gamma \rangle = -\frac{1}{2} \bar{K}_1 W_C \quad (6.4)$$

$$\langle \sin 2\gamma \rangle = \frac{1}{2} \bar{K}_1 W_D \quad (6.5)$$

$$\langle \cos \beta \rangle = \bar{K}_3 W_E - \bar{K}_2 W_{SF} \quad (6.6)$$

$$\langle \sin 2\beta \cos \gamma \rangle = \frac{2}{5} \bar{K}_1 W_F \quad (6.7)$$

$$\langle \sin \beta \sin \gamma \rangle = -\bar{K}_3 W_G - \bar{K}_2 W_{SA} \quad (6.8)$$

$$\langle \sin 2\beta \sin \gamma \rangle = -\frac{2}{5} \bar{K}_1 W_H \quad (6.9)$$

$$\langle \sin \beta \cos \gamma \rangle = -\bar{K}_3 W_I + \bar{K}_2 W_{SB} \quad (6.10)$$

同様の関係は  $s_1, s_2$  について積分した構造関数  $w_j$  についても成立する。

$$w_j(Q^2) = \int W_j(Q^2, s_1, s_2) ds_1 ds_2 \quad (6.11)$$

これらの構造関数を用いて、 $W_C, W_D, W_F, W_H$  はモーメントから直接、また、 $w_A, w_B, w_{SA}$  はモーメントの線形結合から求められる。

## 6.2 角度モーメント

$s_1, s_2$  で積分した各  $Q^2$  ビンごとの角度モーメント  $\langle m \rangle$  (式 6.1) は、ある与えられた  $\cos \theta$ 、あるいは  $\cos \psi$  に対して、

$$\langle m \rangle = \frac{6 \cdot 64 \cdot (2\pi)^5 \cdot 2}{\cos \theta_c} \frac{m_\tau^2 Q^2}{(m_\tau^2 - Q^2)^2} \frac{m_\tau}{G_F^2} \frac{\Gamma_{tot}}{\Delta Q^2 \Delta \cos \theta} \frac{1}{N_\tau} \sum_i^{N_{ev}} m_j \quad (6.12)$$

で与えられる。ここで、 $m_\tau = 1.77 \text{ GeV}$  ,  $\Gamma_{tot} = 1/\tau_\tau = 2.263 \times 10^{12} \text{ GeV}$  ,  $G_F = 1.16637 \times 10^{-5} \text{ GeV}^2$   $\cos \theta_c$  はカビボ角である。 $N_\tau$  は生成された  $\tau$  の個数でビームルミノシティ  $\mathcal{L}$  と  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  断面積  $\sigma$  から  $N_\tau = 2\mathcal{L}\sigma$  で考えられる。

本解析では  $\cos \psi = 0.8 \sim 1.0$  ( $\Delta \cos \psi = 0.2$ ) の事象を用いた。ここから  $\Delta \cos \psi = 0.2$  とし、そこから  $\Delta \cos \theta$  を以下のように与えられる。

$$\Delta \cos \theta = \left| \frac{\beta_Q^2 - 2\beta_Q \cos \psi + 1}{(\beta_Q \cos \theta - 1)^2} \right| |\Delta \cos \psi| \quad (6.13)$$

ここで、 $\beta_Q \equiv (m_\tau^2 - Q^2)/(m_\tau^2 + Q^2)$  である。

第 2 章で示したように、構造関数  $W_X$  から構造因子  $F_i$  を決めることができる。(図 6.1) に角度分布から角度モーメントと構造因子を求める一連の手順を示す。

## ハドロン構造因子を求める手順

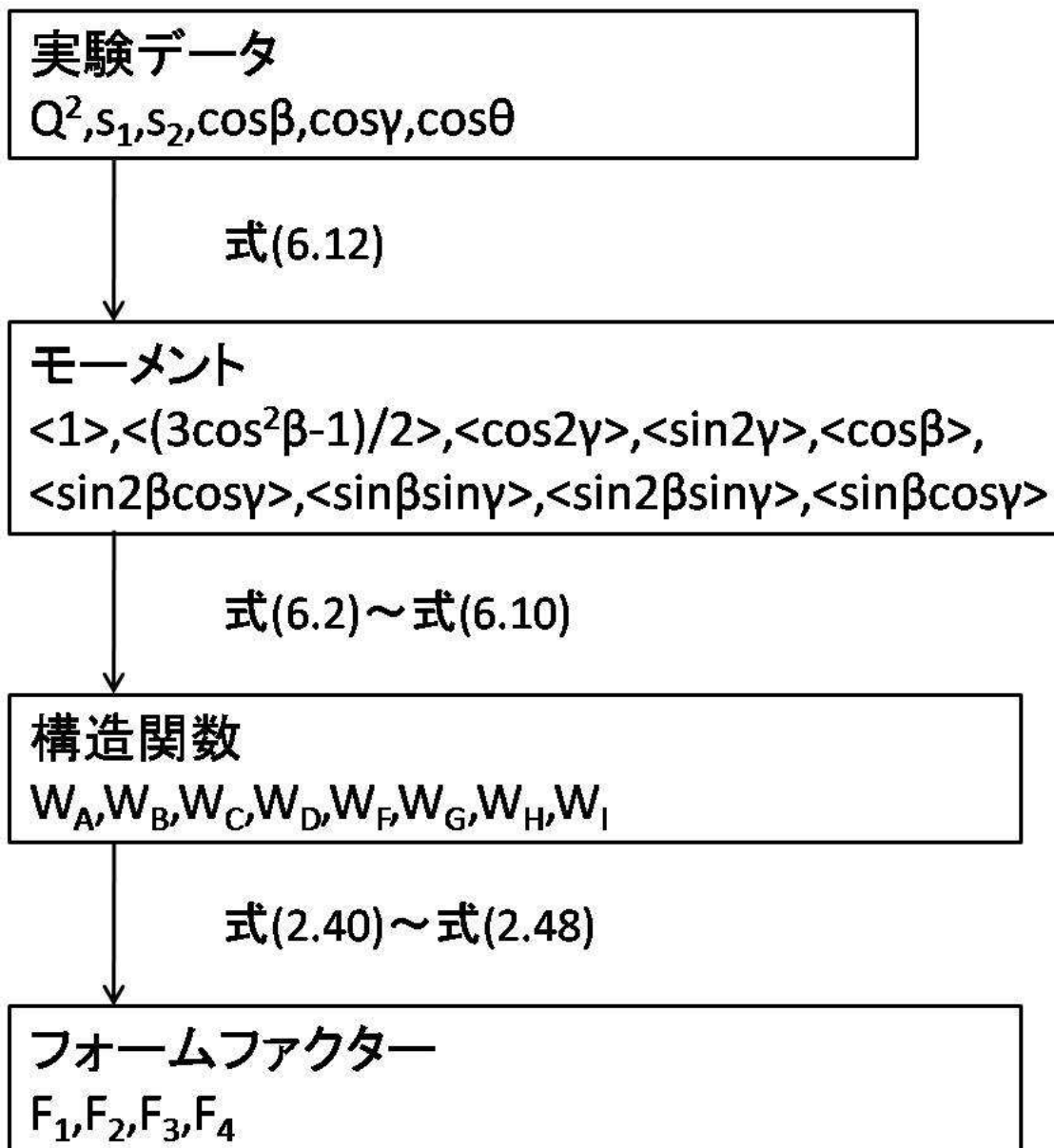


図 6.1: 角度分布から構造因子を求める流れ

### 6.3 角度の検出効率

モーメントは角度の積分で求められるので、角度分布に対する検出効率が重要である。モンテカルロで求めた各角度分布に対する検出効率を図 6.2 に示す。 $\cos \beta$  に対する検出効率が  $\cos \beta \simeq 0$  付近で低下しているのが見て取れる。

### 6.4 角度分布

すべての  $Q^2$  領域で積分した、 $\cos \beta, \cos \gamma, \cos \theta, \cos \psi$  の分布を図 6.3 に示す。定性的な分布のようすは、 $a_1(1270)$  共鳴をモデル化したモンテカルロとよく一致している。以下、より詳しい分布の解析をモーメントを用いておこなう。

### 6.5 角度モーメントの分布と構造関数

データから得られた観測レベルでのモーメント  $\langle m \rangle$  と構造関数  $W_X$  を図 6.4～図 6.9 に示す。(式 2.35 参照) 同じようにしてモンテカルロシミュレーションで求めたモーメントと構造関数を図 6.10～図 6.15 に示す。

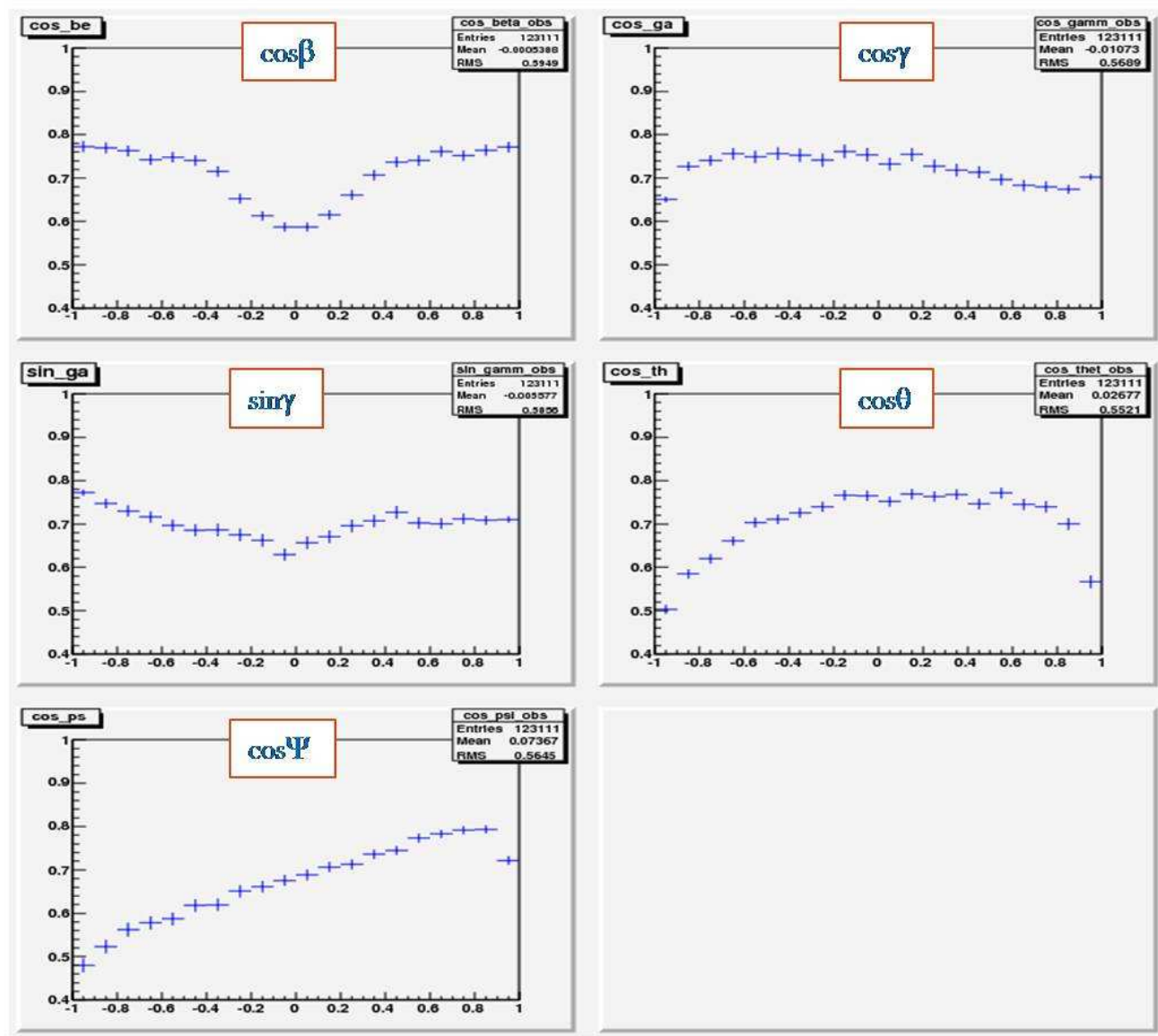


図 6.2: 角度分布に対する検出効率

observe

MC

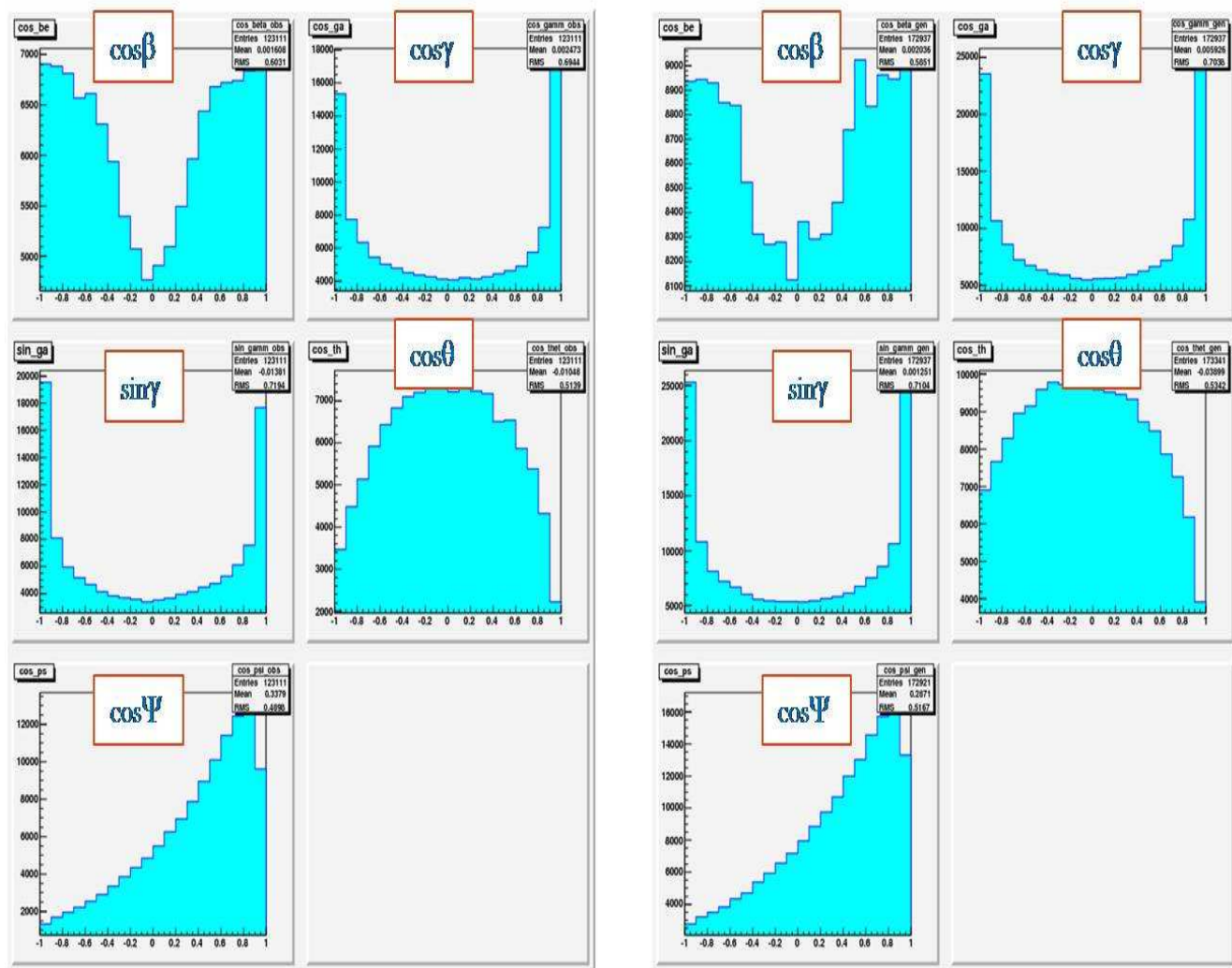


図 6.3: すべての  $Q^2$  領域で積分した角度分布  $\cos\beta, \cos\gamma, \sin\gamma, \cos\theta, \cos\psi$  分布



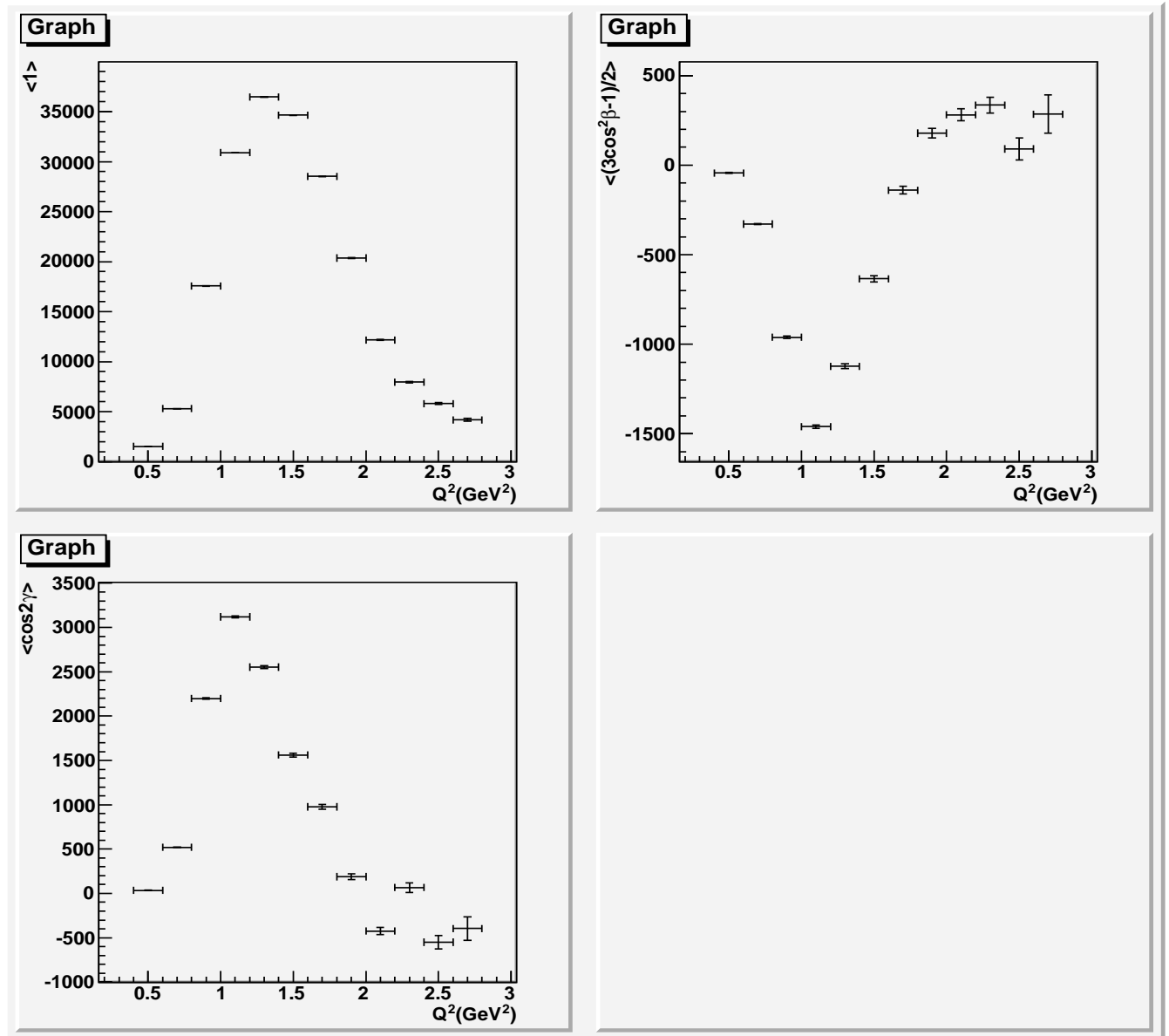


図 6.4: 観測レベルのモーメント  $\langle 1 \rangle$ ,  $\langle (3\cos^2\beta - 1)/2 \rangle$ ,  $\langle \cos 2\gamma \rangle$

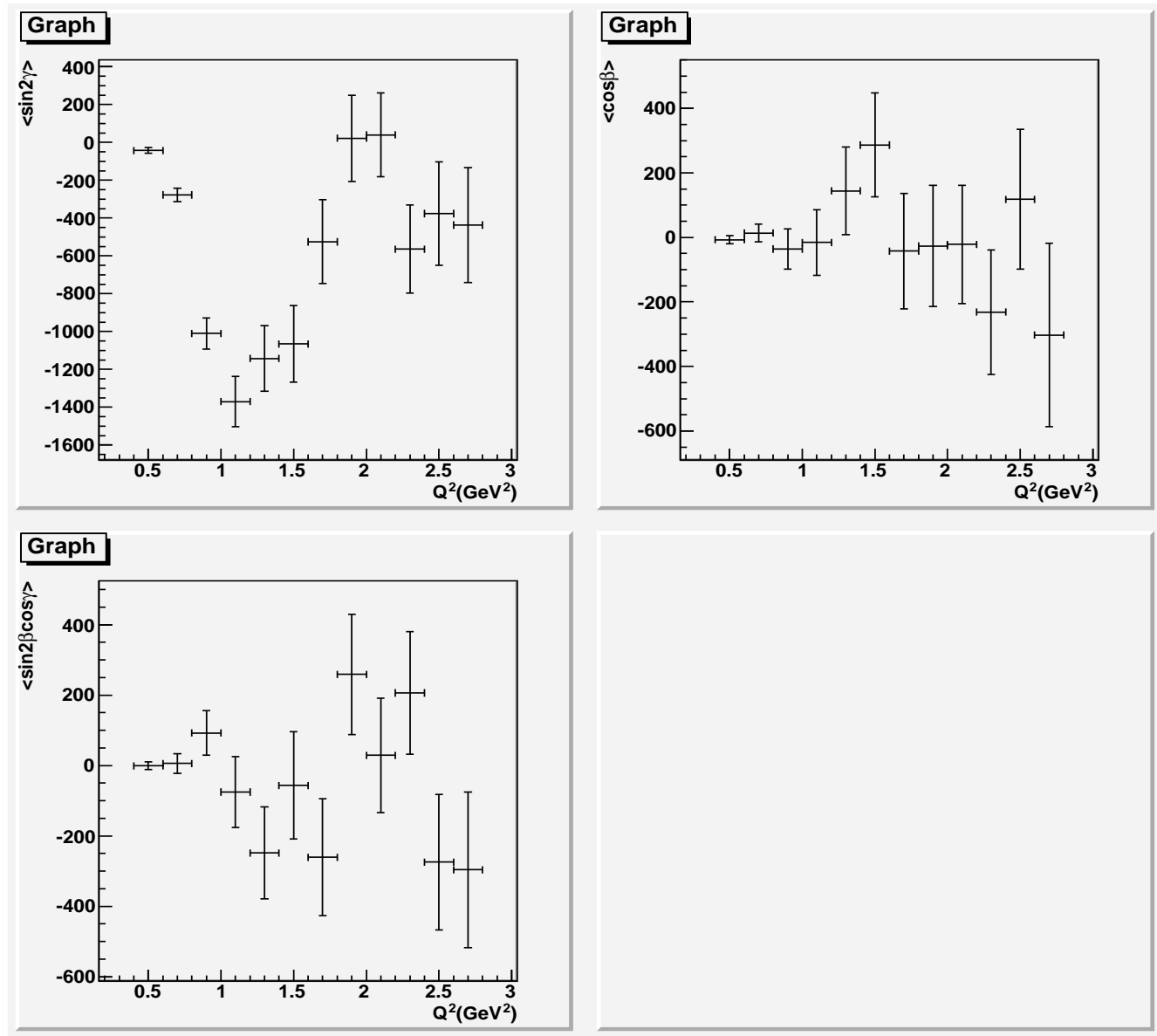


図 6.5: 観測レベルのモーメント  $\langle \sin 2\gamma \rangle$ ,  $\langle \cos \beta \rangle$ ,  $\langle \sin 2\beta \cos \gamma \rangle$

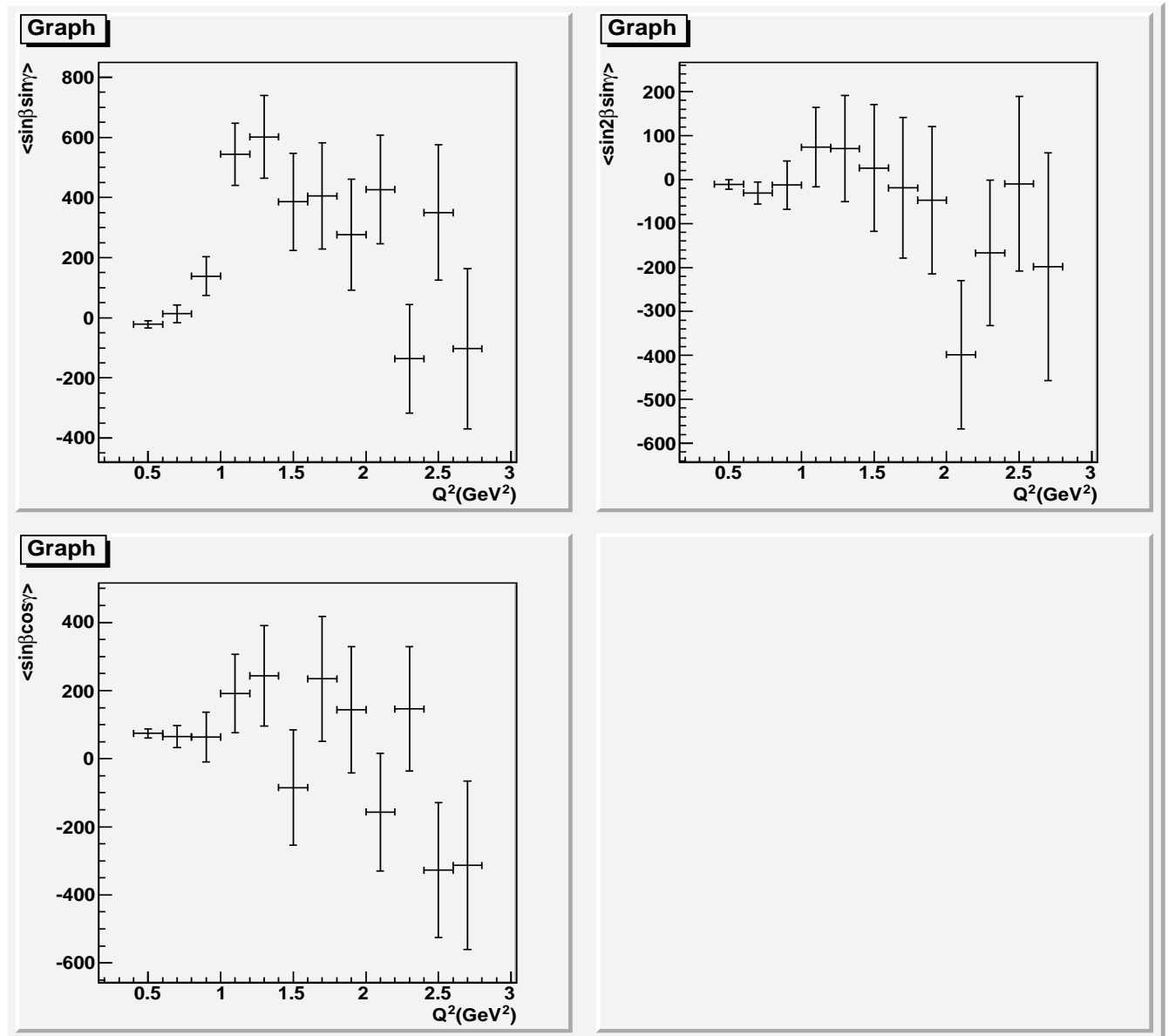


図 6.6: 観測レベルのモーメント  $\langle \sin \beta \sin \gamma \rangle$ ,  $\langle \sin 2\beta \sin \gamma \rangle$ ,  $\langle \sin \beta \cos \gamma \rangle$

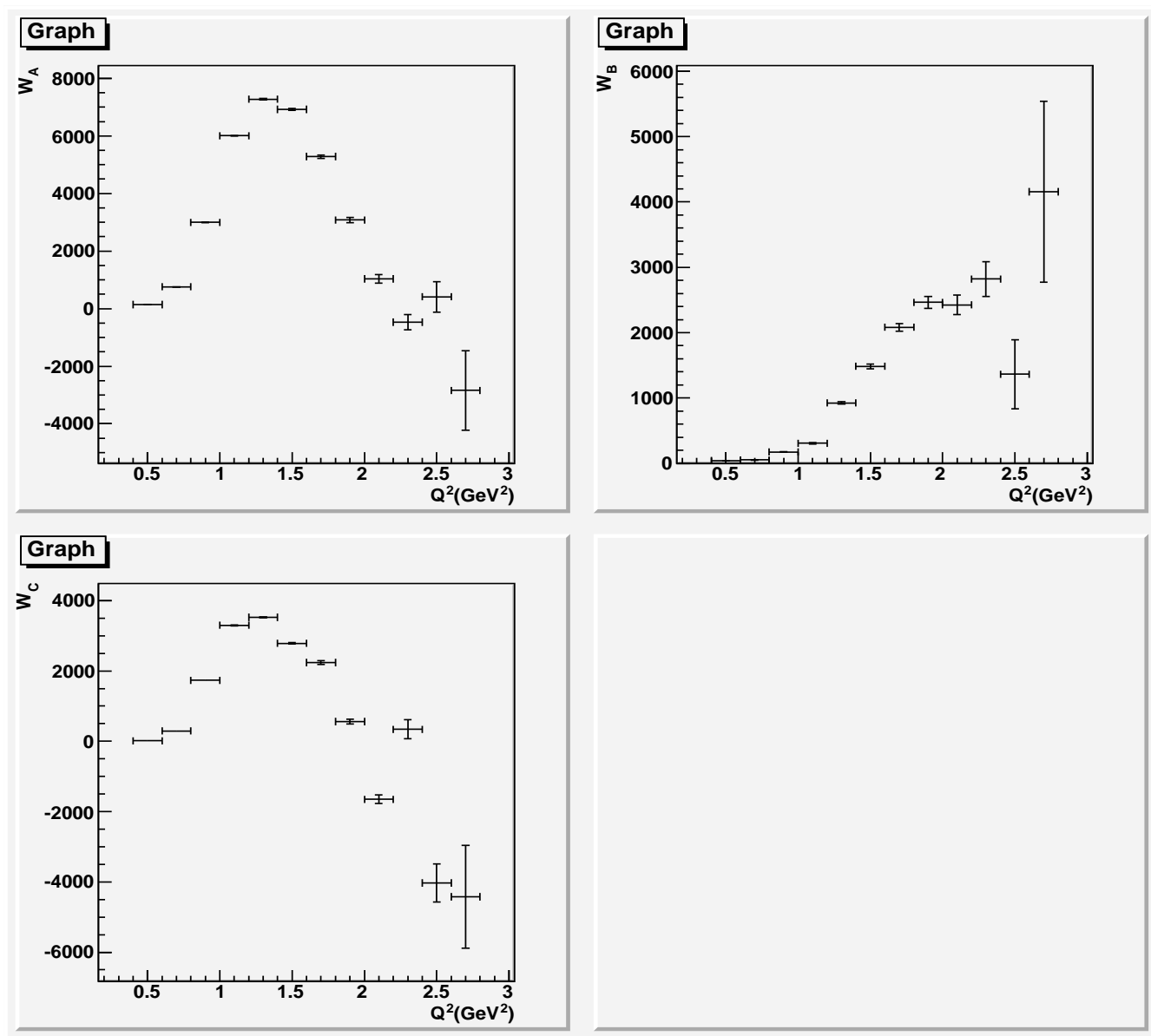


図 6.7: 観測レベルの構造関数  $W_A, W_B, W_C$

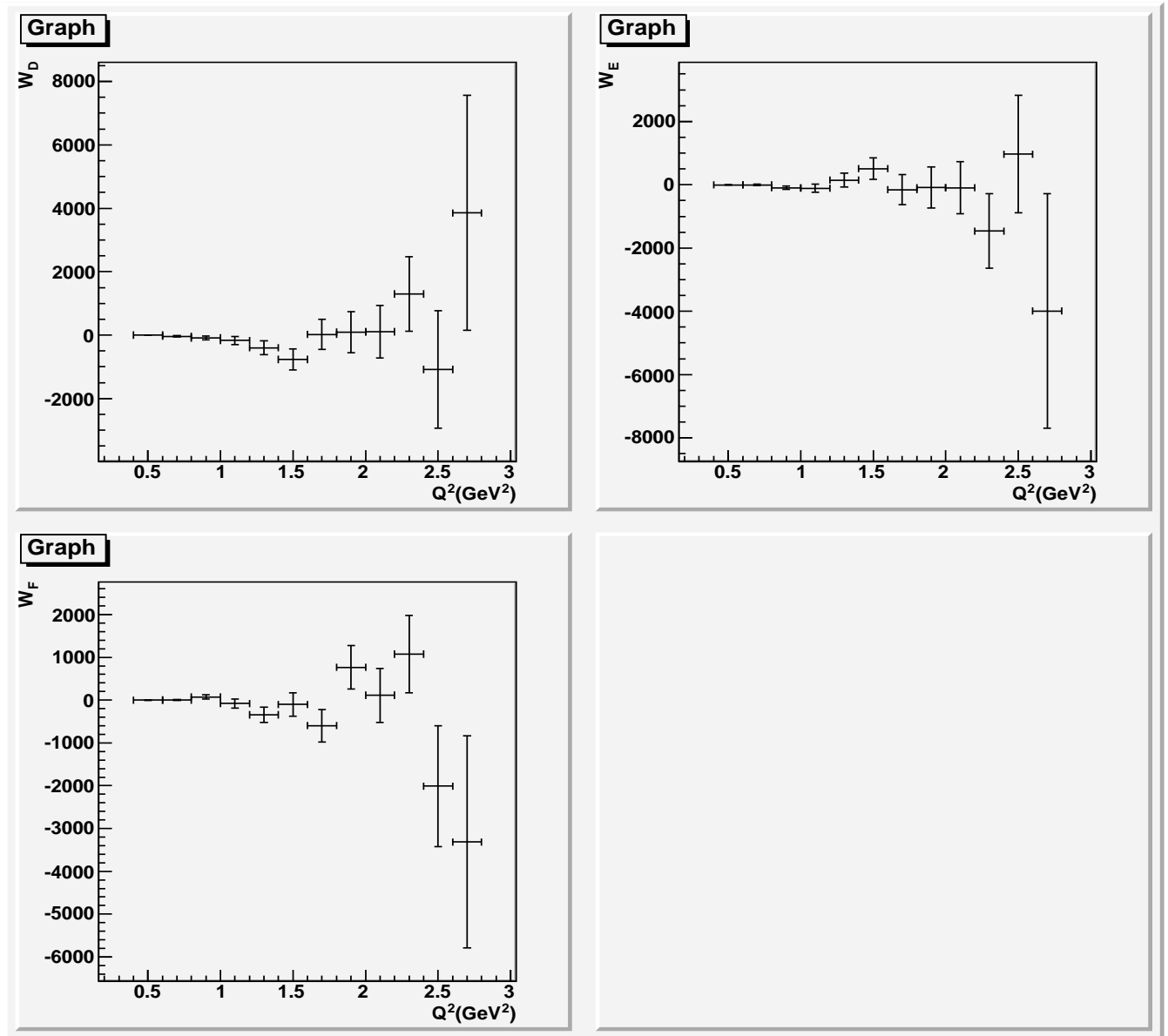


図 6.8: 観測レベルの構造関数  $W_D, W_E, W_F$

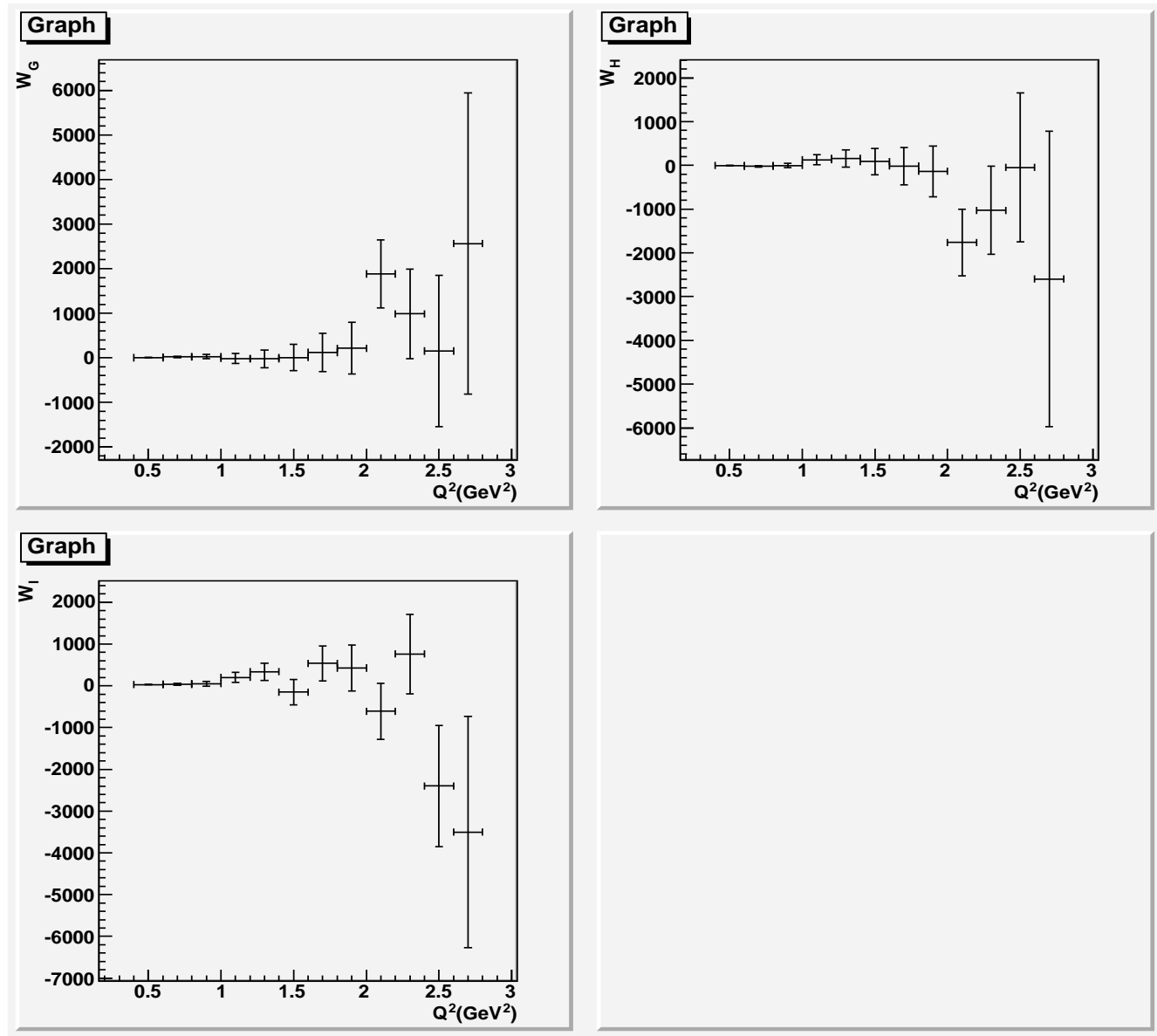


図 6.9: 観測レベルの構造関数  $W_G, W_H, W_I$

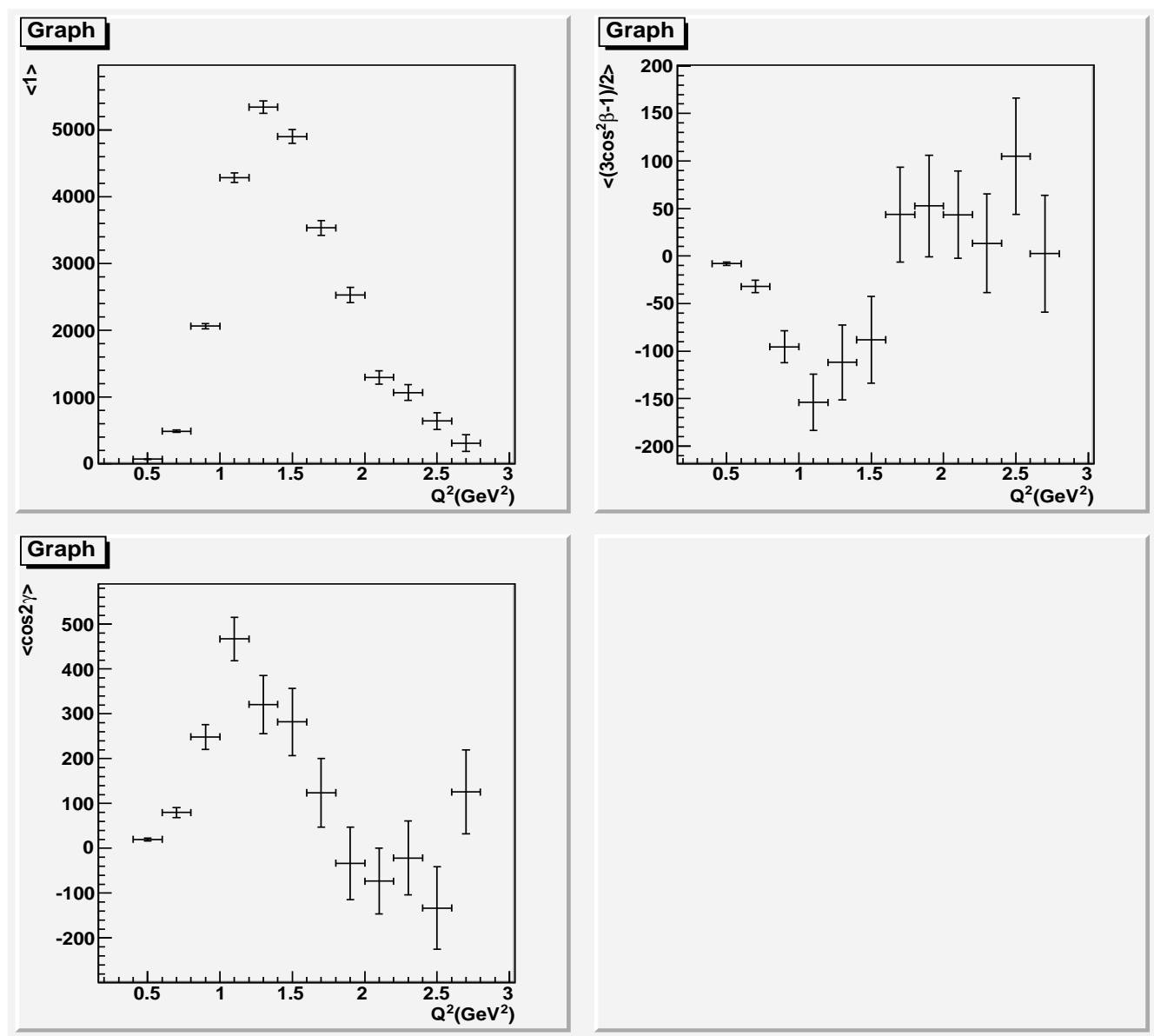


図 6.10: モーメント  $\langle 1 \rangle, \langle (3 \cos^2 \beta - 1)/2 \rangle, \langle \cos 2\gamma \rangle$  (monte carlo)

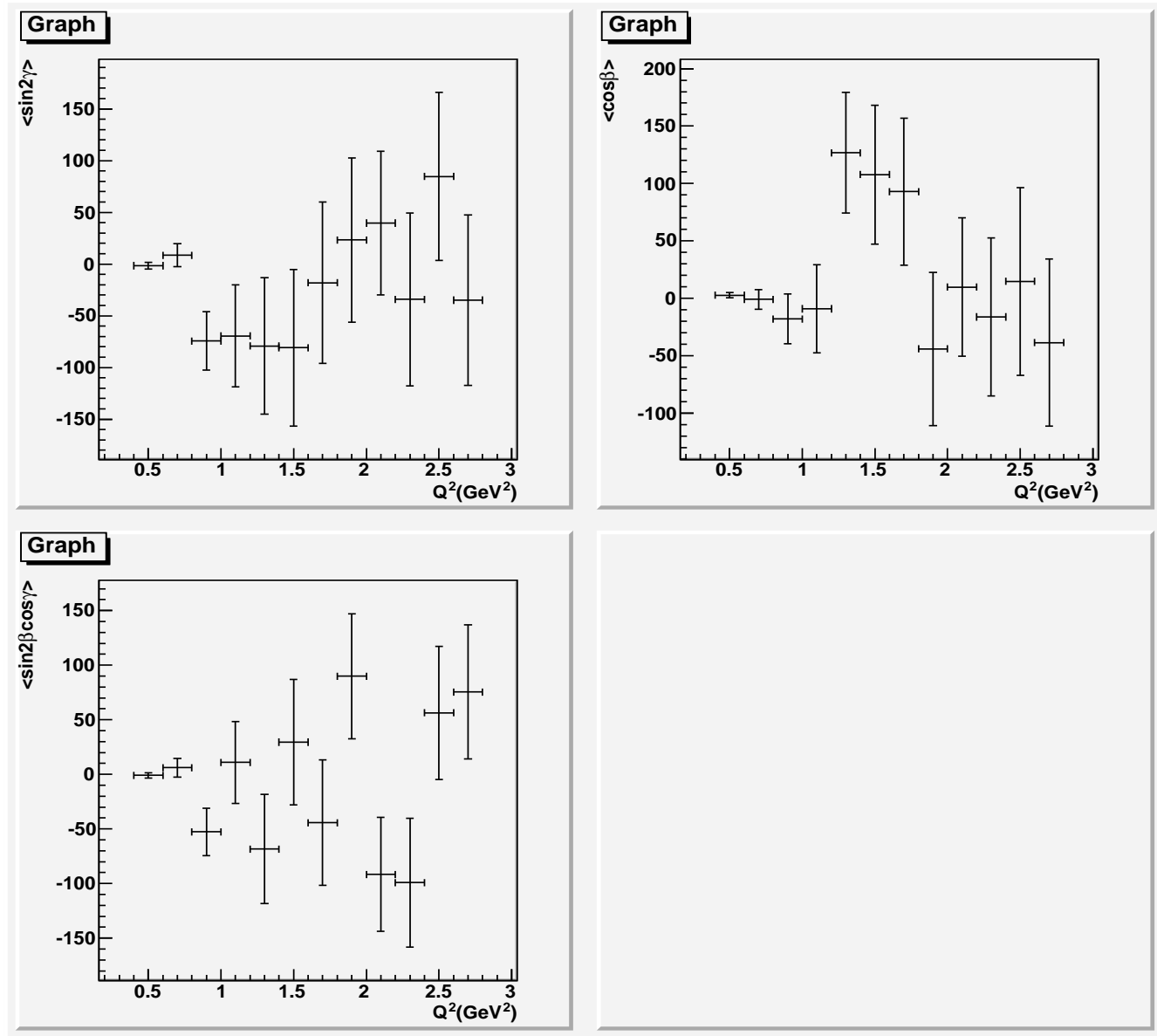


図 6.11: モーメント  $\langle \sin 2\gamma \rangle$ ,  $\langle \cos \beta \rangle$ ,  $\langle \sin 2\beta \cos \gamma \rangle$  (monte carlo)



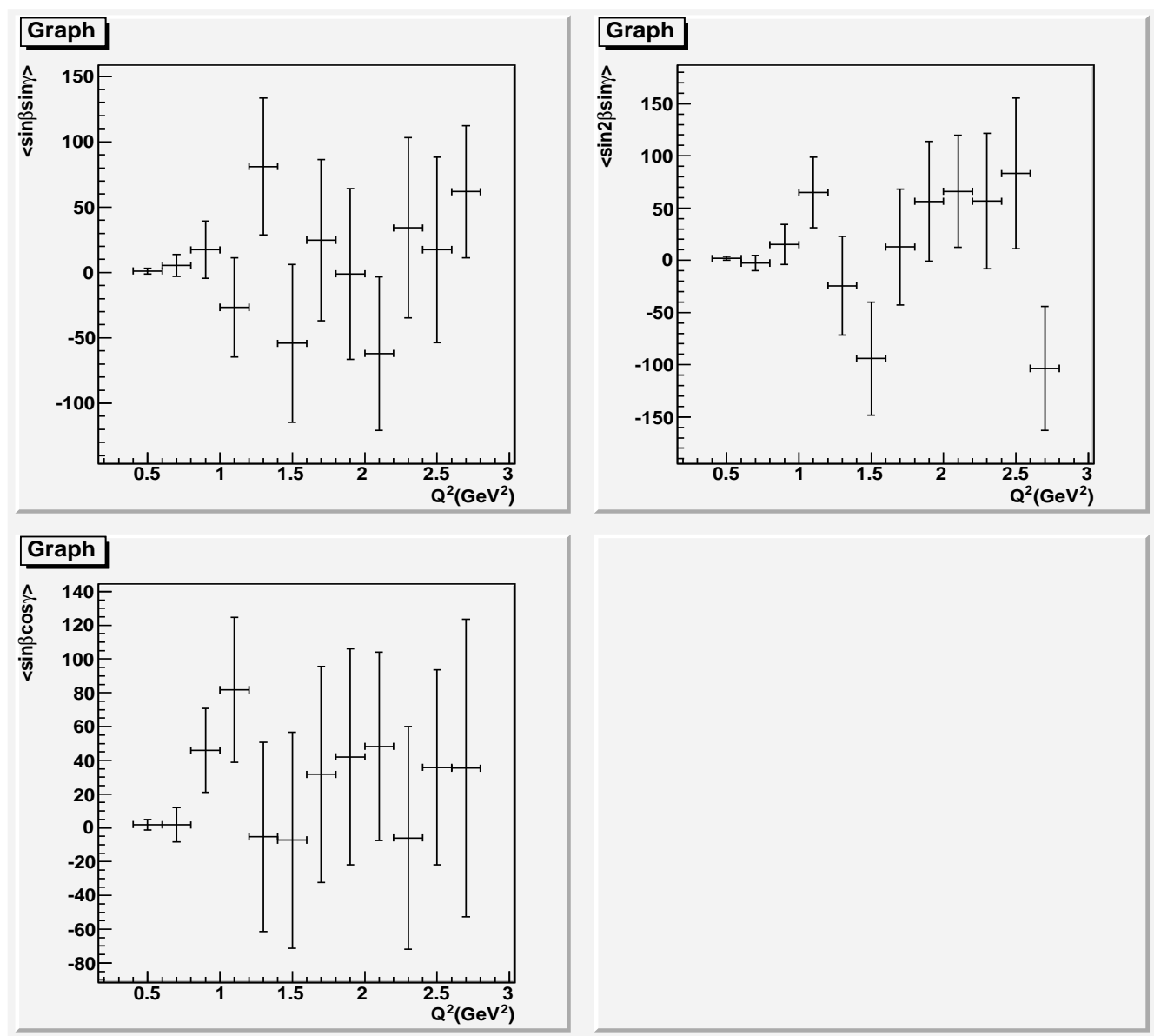


図 6.12: モーメント  $\langle \sin \beta \sin \gamma \rangle$ ,  $\langle \sin 2\beta \sin \gamma \rangle$ ,  $\langle \sin \beta \cos \gamma \rangle$  (monte carlo)

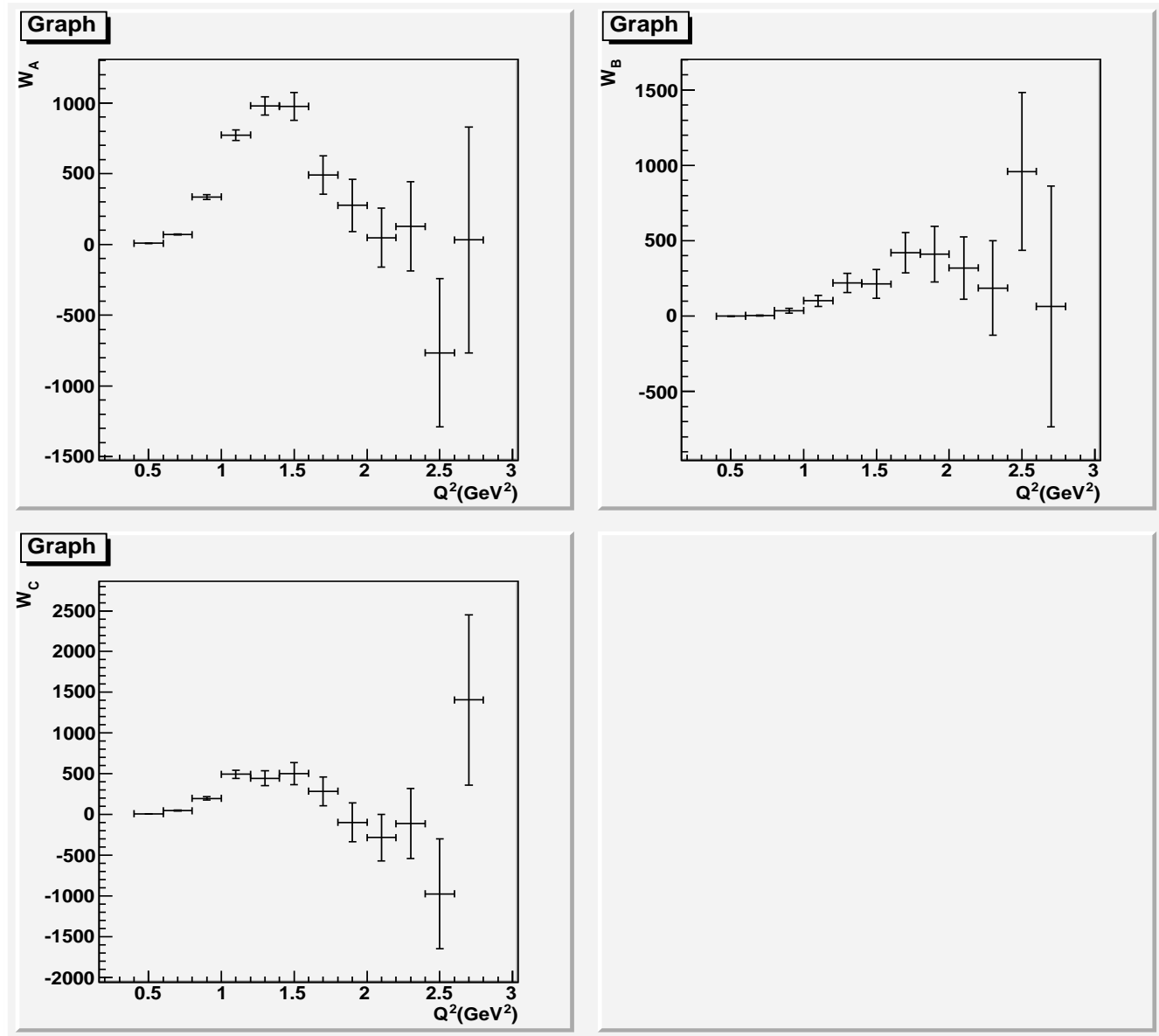


図 6.13: 構造関数  $W_A, W_B, W_C$  (monte carlo)

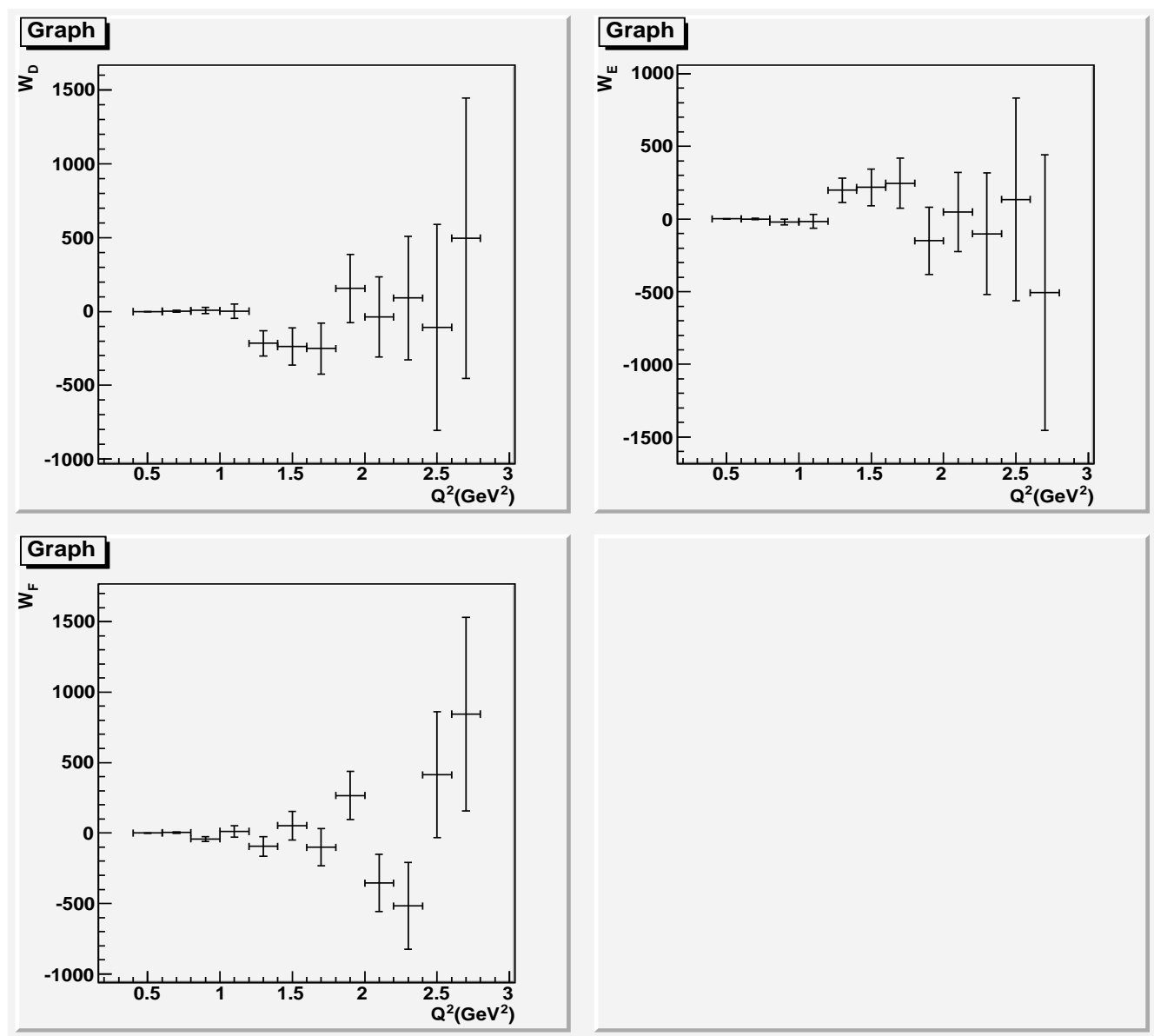


図 6.14: 構造関数  $W_D, W_E, W_F$ (monte carlo)

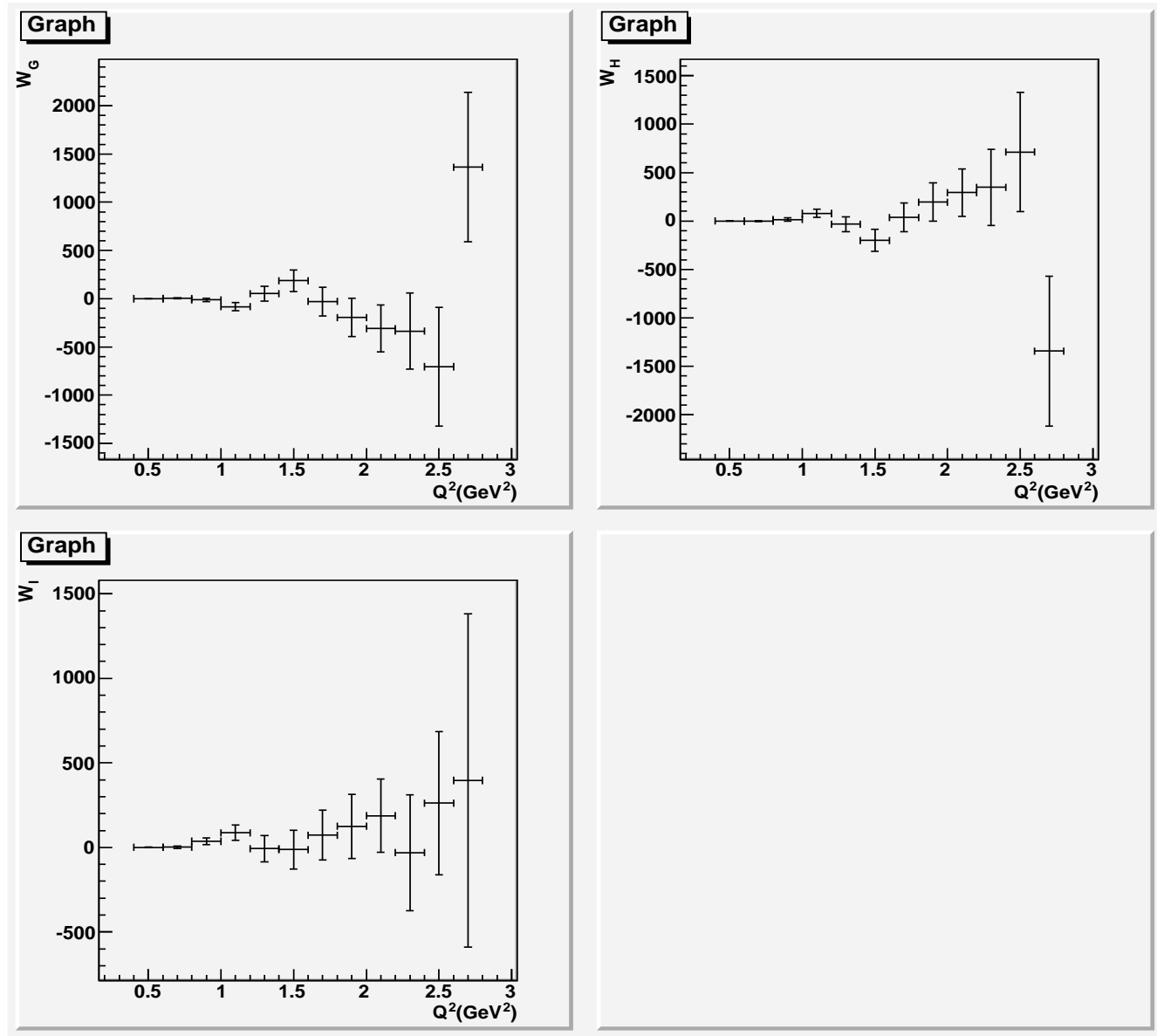


図 6.15: 構造関数  $W_G, W_H, W_I$ (monte carlo)

## 6.6 結果の議論

0 次のモーメント  $\langle 1 \rangle$  (図 6.4) は質量分布を示す。1.2GeV にピークを持つ大きな構造は  $a_1(1270)$  共鳴からの寄与である。

### 6.6.1 ベクター成分の寄与

$\langle 1 \rangle, \langle (3 \cos^2 \beta - 1)/2 \rangle, \langle \cos 2\gamma \rangle, \langle \sin 2\gamma \rangle$  は大きな構造を持ち、 $W_A, W_C, W_D$  は  $F_1, F_2(a_1(1270)$  共鳴) からの寄与とその間の干渉を示している。

### 6.6.2 スカラー成分の寄与

スカラー項 ( $F_4$ ) の寄与は  $\langle \cos \beta \rangle, \langle \sin \beta \cos \gamma \rangle, \langle \sin \beta \sin \gamma \rangle$  にみられる。それらの分布は統計の範囲で 0 なので、寄与は少ないといえる。 $\langle \sin \beta \sin \gamma \rangle$  については 1.4GeV 付近に少し構造が見られる。

### 6.6.3 軸ベクター成分の寄与

軸ベクター項 ( $F_3$ ) の寄与は  $W_B, W_F, W_G, W_H, W_I$  にみられる。それらの分布は統計の範囲で 0 なので、寄与は少ないといえる。 $W_B$  は、 $Q^2$  の小さい部分では 0 に近い値をとっているが大きくなると構造がみられる。これは、軸ベクター成分の情報が入っていないモンテカルロの結果でも同じように構造が見られるため、検出効率の補正が入っていないことが原因だと思われる。



## 第7章 まとめ

本解析では、72.2/fb のデータを用いて  $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$  崩壊の構造関数の研究を Belle 実験ではじめて行った。用いたデータは 2000 年から 2002 年の期間に収集したもので、イベントの  $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$  が含まれている。

解析ではデータからモーメントを求め、そこから主要な構造関数  $W_j$  の  $Q^2$  依存性を求めた。

このような構造関数の研究は、以前の実験でも OPAL の実験で  $3\pi$  系について 1~2 の報告があるのみである。本解析では角度分布から構造関数、構造因子を決める解析の枠組みを構築した。今後、角度モーメントに対する検出効率の補正や統計を増やしたより詳しい  $3\pi$  系および、他の系  $K\pi\pi, KK\pi, KKK$  系での研究が重要である。





# 謝辞

本研究を行うにあたり、お世話になりました方々に紙面をお借りしてお礼申し上げます。

まず、このような素晴らしい国際的な実験に参加できる機会を与えてくださった、高エネルギー物理学研究室の野口先生、林井先生、宮林先生に深く感謝致します。

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

また、日頃の疑問や質問にいつも丁寧に答えて下さった藤川先輩、片岡先輩、関谷先輩を始めとする研究室の皆様、名古屋大学の方々、他の Belle Collaborator の方々に心から感謝致します。この方々のおかげで、大変充実した研究生活を送ることができました。

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



## 関連図書

- [1] S.Narison, QCD as a Theory of Hadrons (2004).
- [2] E.Peskin and V.Schroeder, An Introduction Quantum Field Theory (1995).
- [3] S.Y. Choi, K.Hagiwara, and M.Tanabashi. CP violation in  $\tau \rightarrow 3\pi\nu_\tau$ , Theory Group, KEK, Tsukuba,Ibaraki 305, Japan (1995).
- [4] BELLE Collaboration, BELLE Progress Report, (2000).
- [5] S. Jadach and Z. Was. KORALB(v2.4), Comp. Phys. Commun. **85**, 453 (1995). **64**, 267 (1991);**36**,191 (1985).
- [6] J.H. Kühn, S. Jadach, and Z. Was, Comp. Phys. Commun. **64**, 275 (1991). **70**, 69 (1992);**76**, 361 (1993).
- [7] S. Jadach *et al.*, Comp. Phys. Commun. **102**, 229 (1997).
- [8] Z. Was, S. Jadach, and B.H.L. Ward, Comp. Phys. Commun. **130**, 260 (2000).
- [9] CLEO Collaboration. The QQ  $B$  meson decay event generator. See <http://www.lns.cornell.edu/public/CLE0/soft/QQ>.
- [10] P.H. Daverveldt, F.A. Berends, and R. Kleiss, Comp. Phys. Commun. **40**, 285 (1986).
- [11] hep-ph/0312240 (unpublished);Z. Was P. Golonka *et al.* and P. Golonka, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **144**, 88 (2005).
- [12] R. Brun *et al.*, GEANT 3.21, CERN Report No.DD/EE/84-1 (1987).
- [13] D.Epifanov *et al.*. Study of  $\tau^- \rightarrow K_s\pi^-\nu_\tau$  decay at Belle, The Belle Collaboration (2007).
- [14] S.Nishida. Study of Kaon Pion Identification Using Inclusive  $D^*$  Sample, KEK, High Energy Accelerator Research Organization (2005).