第4章　事象選別

この章では、Belle 実験が収集した膨大なデータの中から、本解析に用いた $\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$ 事象を選びだす手法とその結果について報告する。事象選別の流れを図 4.1 に示した。この章では、以下、この流れにのっとって事象選別を進め、$\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$ 候補を選別する。

4.1　解析に用いたデータ

本解析で用いた実験データは、KEK にある e^+e^- 衝突型加速器 (KEKB 加速器) と、その衝突点におかれた Belle 検出器を用いて収集されたものである。(KEKB 加速器については 3.1 節で、Belle 検出器については 3.3 節で詳しく述べた)

本解析で用いたのは、Belle 実験において 2000 年 12 月までに収集されたデータ[1]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、τ-pair 事象にして約 4.0×10^6 event 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擬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。そのために用いたプログラムの名称を表 4.1 に示す。$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象生成には TAUOLA プログラム、$e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$,$e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ には、BHLUMI,KKMC を用いた。本解析で用いたモンテカルロシュミレーションプログラムについては、表 4.1 にまとめて示した。これらには、高次の光子放出過程の効果まで含まれている。
用いたモンテカルロシュミレーションの量は実験データの量に対して 2.54 倍ぐらいである。シュミレーションの量を多くすることで、「シュミレーションからくる統計誤差を小さくできる」、「response matrix を正確に決定できることからデータを unfolding する際の系統誤差を小さくできる」といった利点を得ることができる。

4.2　$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象選別

まず、$\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$ 事象を選ぶ前段階として、$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象 (以後、τ-pair 事象、または $\tau^+\tau^-$ 事象と呼ぶ) の選別を行う。これは事象選別の流れ図 4.1 においては、「τ-pair

[1] 2000 年 10 月から 2000 年 12 月までに収集された実験番号 9 のデータ

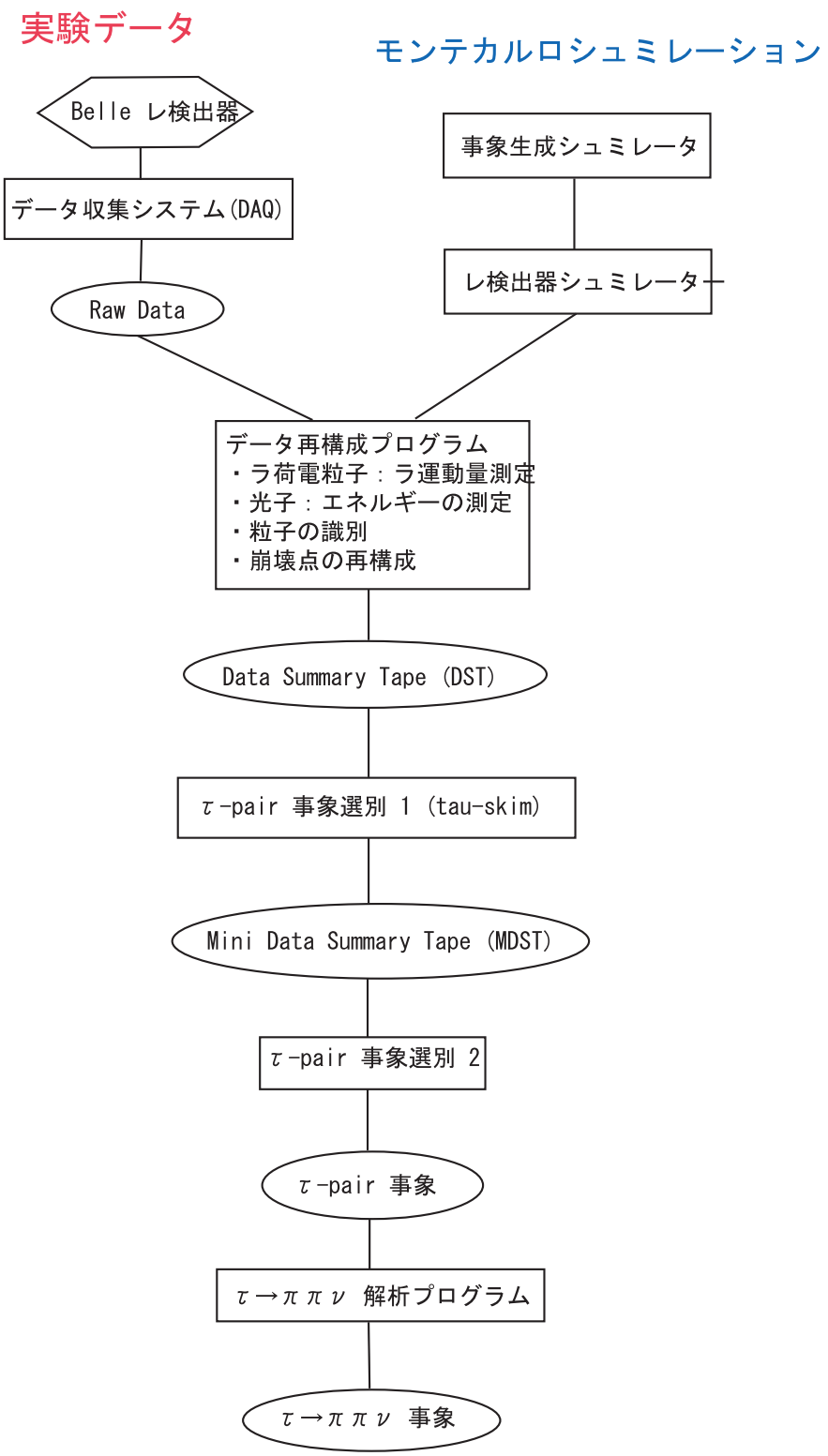

図 4.1: $\tau \to \pi\pi^0\nu$ 事象選別の流れ

表 4.1: シミュレーション使用プログラム

	シュミレーションの崩壊モード	生成断面積	使用したプログラム	参照
signal	$ee \to \tau\tau(\tau\tau)$	0.91nb	KORALB/TAUOLA	[26]
B.G.	$ee \to ee\mu\mu$	18.9 nb	AAFHB	[33]
	$ee \to eeee$	40.9 nb	AAFHB	[33]
	$ee \to eeuu/dd$	12.50 nb	AAFHB	[33]
	$ee \to eess$	0.227 nb	AAFHB	[33]
	$ee \to eecc$	0.03 nb	AAFHB	[33]
	$ee \to bhabha$	100.2 nb	BHLUMI	[31]
	$ee \to \mu\mu\gamma$	1 nb	KKMC	[32]
	$ee \to q\bar{q}(q = u, d, s)$	2.09 nb	QQ	[30]
	$ee \to c\bar{c}$	1.30 nb	QQ	[30]
	$ee \to B^+B^-$	0.525 nb	QQ	[30]
	$ee \to B^0B^0$	0.525 nb	QQ	[30]

事象選別 1(tau-skim) 」「 τ-pair 事象選別 2 」に対応する。

$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 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) がある。このため τ 粒子の崩壊事象においてはこれを運動学的に直接識別することはできない。(よって、「 τ-pair 事象らしきものから いかにバックグラウンドを減らすことができるか 」が重要になる。)

が挙げられる。

様々な τ 粒子の崩壊の中で、荷電粒子 (荷電飛跡) を 1 本含むモードで崩壊するものは全体の 85%、荷電飛跡が 3 本含まれるような崩壊は 15%である。よって、$\tau^+\tau^-$ 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、上にも書いたように τ 粒子の事象においては ν_τ が検出されないため運動量やエネルギーに不足分がある。このため運動学的に直接事象を識別することはできない。しか

しながら、これは τ 崩壊の大きな特徴であり他の反応と区別し、$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 反応以外のバックグラウンドを減らす際に重要なものである。
実験データに含まれる $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象以外のバックグラウンドには以下のようなものがある。

$$
\text{バックグラウンド} = \begin{cases}
\text{Bhabha 散乱} & e^+e^- \to e^+e^-(\gamma) \\
\text{ミュー粒子対生成} & e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma) \\
\text{ハドロン対生成 (continume)} & e^+e^- \to q\bar{q}(\gamma) \\
\text{2 光子生成反応} & \begin{cases}
e^+e^- \to (e^+)(e^-)\mu^+\mu^- \\
e^+e^- \to (e^+)(e^-)e^+e^- \\
e^+e^- \to (e^+)(e^-)\tau^+\tau^- \\
e^+e^- \to (e^+)(e^-)q^+q^- \to (e^+)(e^-)\ \text{Hadron}
\end{cases} \\
\text{ビームガス反応} & \\
\text{宇宙線} &
\end{cases}
$$

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。

ここで「荷電飛跡」と「光子 (カロリーメーターで観測されるもの)」に対しては、次のようなの条件を要求し、以下の解析ではこの条件を満たすものをそれぞれ「荷電飛跡」「光子」とした。

* 荷電飛跡
  - 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 方向への距離 dz が $\pm 5cm$ の範囲内にあること ($|dz| < 5.0cm$)。
  - 横方向の運動量 P_t が 0.1GeV 以上であること。($\boldsymbol{P}_t \geq 0.1GeV$)
* 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。(これは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している。)
  - 光子のエネルギーが 50MeV 以上であること。

4.2.1　τ-pair 事象選別 1 (tau skim)

まず、τ-pair 事象を選ぶ第一段階として非常に緩い条件で $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ らしい事象を選別した。ここで、要求した条件は以下の通りである。

1. 荷電飛跡の本数が $2 \sim 8$ であること。($2 \leq N_{track} \leq 8$)

2. 運動量の絶対値の和 $\sum|P|$ が 9.0GeV 以下で、カロリーメーターで観測された重心系におけるクラスターのエネルギーの和 $\sum|E|$ が 9.0GeV 以下であること。($\sum|P| \leq 9.0GeV/c$, $\sum|E| \leq 9.0GeV$)
   これは、クリーンな 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 ($e^+e^- \to e^+e^-\gamma$, $e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma$) [2]
- ハドロン事象 ($e^+e^- \to q\bar{q}$)
- 2 光子生成反応 ($e^+e^- \to (e^+)(e^-)\mu^+\mu^-$ 等)

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

4.2.2 τ-pair 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 4.2.1 では除去しきれなかったバックグラウンドを除く条件もここで要求する。ここで用いた条件は、昨年 $\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$ の崩壊分岐比を測定する際にも用いられたものである [35] 。

ここで、図 4.8 のように、事象を e^+e^- の重心系で 2 つの半球に分けた。この際、荷電飛跡の中で「他の荷電飛跡と 90° 以上離れており、その中で、最も運動量の高いもの」を「事象軸」と定義し、「事象軸に垂直な面」で事象を 2 つの半球に分けた。これを用いて、事象選別を進める。

(1) τ-pair 事象の選別条件
   (a) 荷電飛跡の本数が 2 ∼ 4 本であること ($2 \leq N_{track} \leq 4$)。
   (b) 事象全体の電荷の和 ΔQ がゼロであること ($|\Delta Q| = 0$)。
   (c) 荷電飛跡から再構成された事象生成点 (event vertex) が

$$\begin{cases} \text{x-y 平面でのビーム軸からの距離が 2.5cm より小さい } (|V_Z| < 2.5cm) \\ \text{x-y 平面での z の位置が 0.5cm より小さい } (|V_r| < 0.5cm) \end{cases}$$

[2] これらの事象において 1 つあるいは 2 つの光子が検出できなかった場合

という条件を課す。
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。

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

(2) バックグラウンドを除去するための条件

(a) Bhabha 散乱 ·2 光子生成反応を除く

i. Missing Mass(MM)[3] と Missing Angle($\theta^*_{missing}$) [4] の 2 次元 plot に対する条件
MM は、

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

で与えられる[5]。
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、[6] 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[7]。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 散乱やミュー粒子対生成反応といった back-to-back 反応が起きていることが多い。

(b) ハドロン生成反応を除く $(X_{part} \equiv (n_{part})_{one} \times (n_{part})_{other} \leq 25)$
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、これらの事象の特徴として荷電粒子や光子の数が多いという事があげられる。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

[3] ニュートリノが検出できないために生じる不変質量の不足分。以降では MM と書くこととする。
[4] MM と同様の理由で生じる運動量不足分の方向
[5] 4 元運動量は一般に、E をエネルギー、$\boldsymbol{P}$ を運動量とした時、$p^2 = (E)^2 - (\boldsymbol{P})^2$ と定義される。よって MM をエネルギーと運動量を使って書くと、$MM^2 = (E_{beam} - E_{tracks} - E_{\gamma})^2 - (\boldsymbol{P}_{beam} - \boldsymbol{P}_{tracks} - \boldsymbol{P}_{\gamma})^2$ となる。
[6] この段階で残っているものは、Bhabha 散乱などの中でも実際には出たはずの光子が検出できなかった事象である。こういった事象は光子が検出できなくても、MM や Missing Angle はゼロ付近となる。
[7] 2 光子生成反応は電子と陽電子が高い運動量を持ってビームパイプ方向に進むことから、不足分 (missing) が大きいという特徴がある

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 physics trigger が用いられている。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) 荷電飛跡に関する trigger(F0,F3,F4,F5) [8, 9]

(b) カロリーメーターで観測されたエネルギーに関する trigger(F12) [10]

(c) カロリーメーターと荷電飛跡に関する trigger(F44) [11]

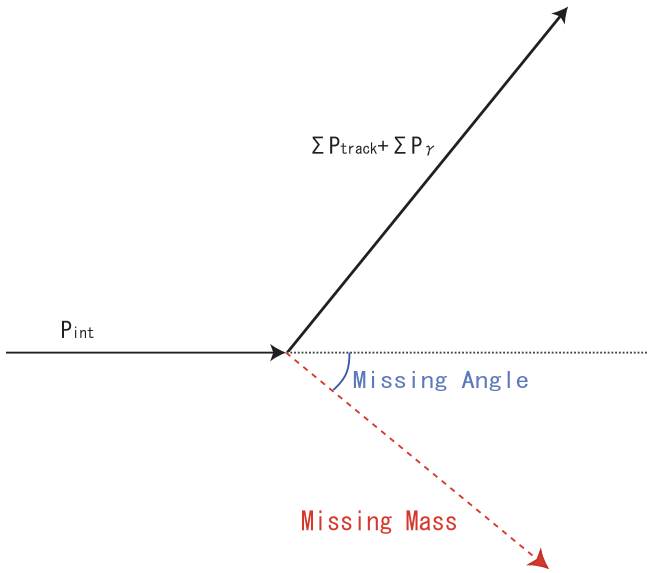

図 4.2: Missing Mass

以上、$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象を選ぶための条件を表 4.2.2 にまとめた。

この条件で、$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象を 1,370,812event 観測した。

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 τ 粒子が 1 本の荷電粒子を含む崩壊をしたとき、つまり、事象全体で荷電粒子が 2 本となるような事象) を図 4.5, 4.6 に示す。Belle 検出器において、τ-pair 事象はこのように見える。

[8] full track(CDC でカールしていない荷電飛跡) が 2 本以上その荷電粒子のなす角が 135 度以上。TOF が 2 個所でなっていること。トリガー段階で Bhabha でないこと。

[9] short track(飛跡が CDC を通過しきっていない荷電飛跡) が 3 本以上。フル荷電飛跡が 2 本以上あり、そのなす角が 135 度以上。TOF が 2 個所でなっていること。

[10] カロリメーターで測定されたエネルギーが 1GeV 以上。トリガー段階で Bhabhaya、宇宙線でないこと。

[11] カロリメーターで観測されたエネルギーが 0.5GeV 以上。short track が 2 本以上。full track が 1 本以上。荷電粒子のなす角は 135 度以上。トリガー段階で Bhabha、宇宙線でないこと。

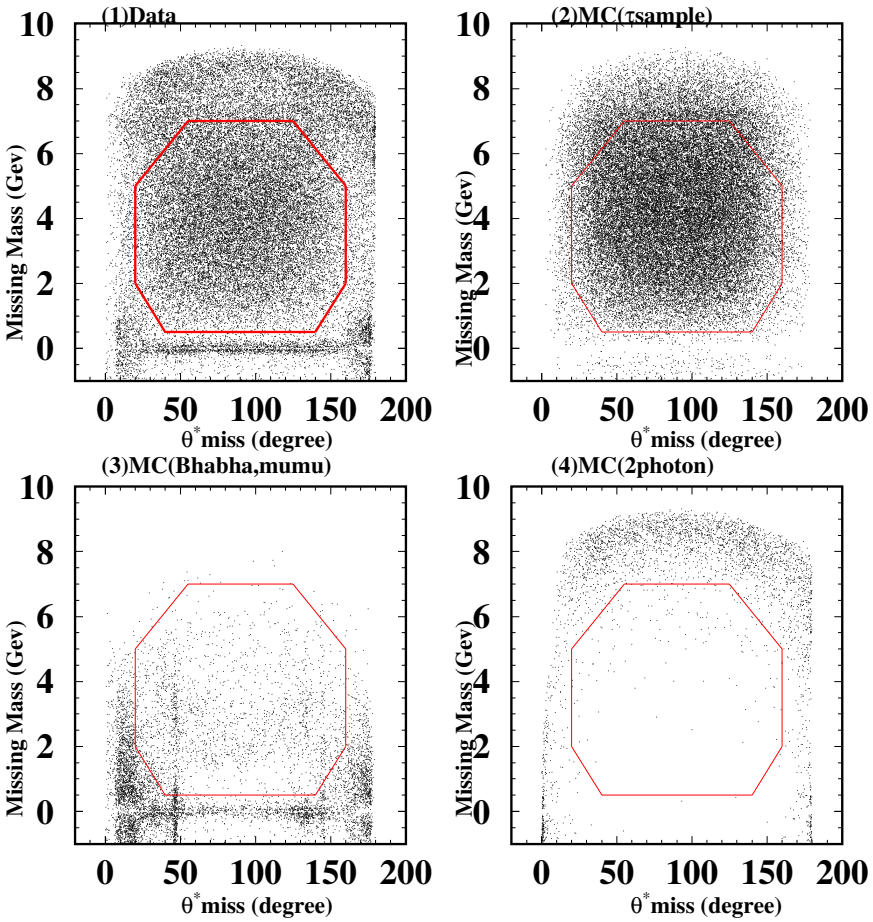

図 4.3: Missing Mass と Missing Angle の 2 次元 plot。(1) はデータを、(2)(3)(4) はモンテカルロシュミレーションによる分布で、順に τ-pair sample、radiative Bhabha 散乱からのバックグラウンド、2 光子生成反応からのバックグラウンドをそれぞれ示す。ここで、赤の多角形の枠内に入ったものを τ-pair 事象と見なしている。

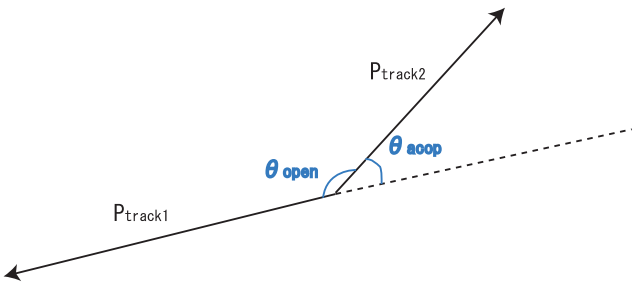

図 4.4: アコプナリティ角

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

表 4.2: τ-pair 事象選別条件

$\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$ 事象選別

item	効果	参照節
$2 \leq N_{track} \leq 4$		4.2.2
$\|\Delta Q\| = 0$		4.2.2
$\|V_Z\| < 2.5cm$, $\|V_r\| < 0.5cm$)	ビームガス B.G. や宇宙線の除去	4.2.2
$35^\circ < \theta^*_{event} < 145^\circ$		4.2.2
$\sum\|P\| \leq 9.0GeV/c$, $\sum\|E\| \leq 9.0GeV$	クリーンな Bhabha 散乱 · ミュー粒子対生成の除去	4.2.1
MM , $\theta^*_{missing}$ cut	Bhabha 散乱 ·2 光子生成反応の除去	4.2.2
ECL の境界部分の除去	Bhabha 散乱 ·2 光子生成反応の除去	4.2.2
$\phi_{acop} > 1^\circ$	Bhabha 散乱 ·2 光子生成反応の除去	4.2.2
$X_{part} \equiv (n_{part})_{one} \times (n_{part})_{other} \leq 25$	ハドロン事象の除去	4.2.2
physics trigger		4.2.2

4.3 $\tau^- \to \pi^-\pi^0\nu_\tau$ 事象選別

この章では、前節で選別した $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象の中から $\tau^- \to \pi^-\pi^0\nu_\tau$ 事象を選別する。この手順は、事象選別の流れ図 4.1 においては、「$\tau \to \pi\pi\nu$ 解析プログラム」に対応する。

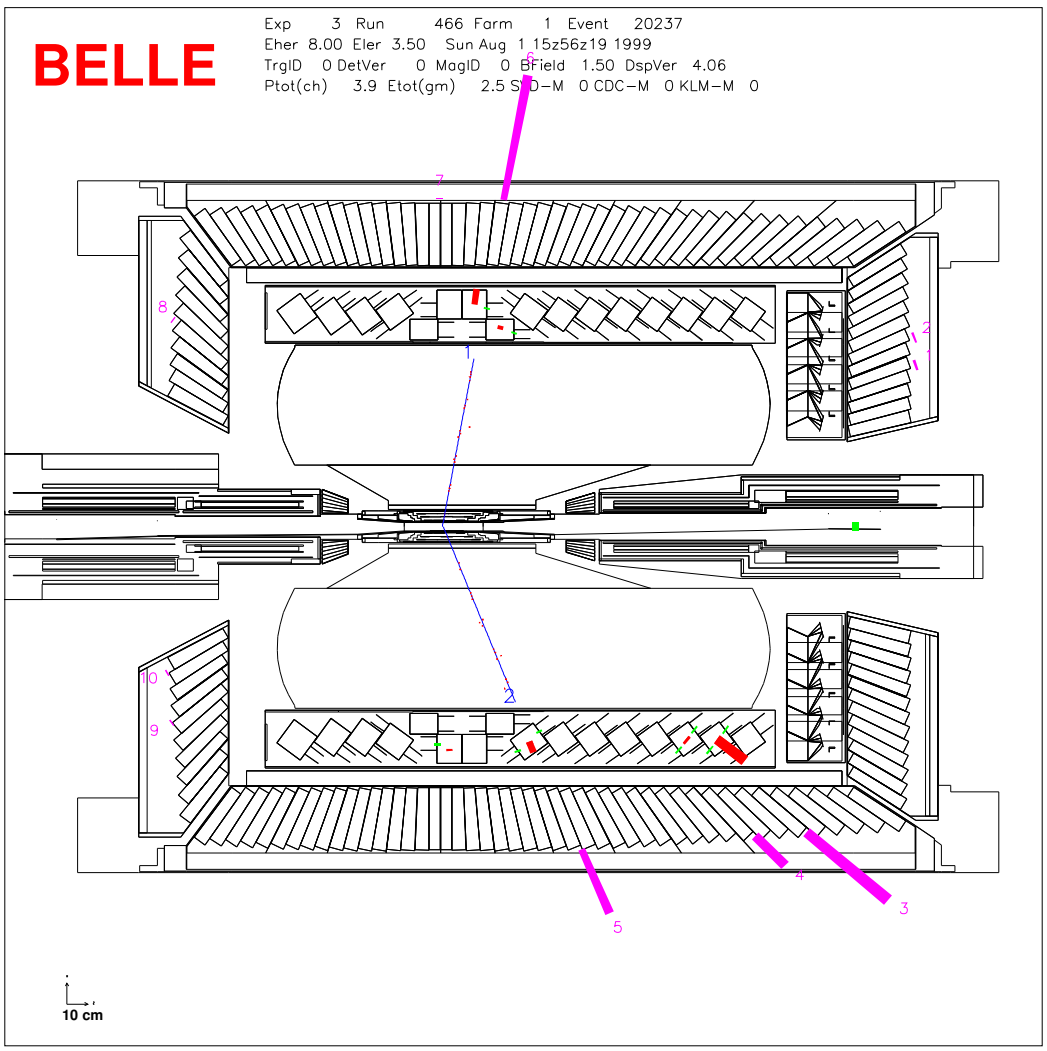

図 4.5: τ-pair 事象の例 (x-z 平面)。この事象では τ^- が $\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$ 崩壊 (signal) をし、τ^+ が $\tau^+ \to e^+\bar{\nu}_e\nu_\tau$ 崩壊をしている。

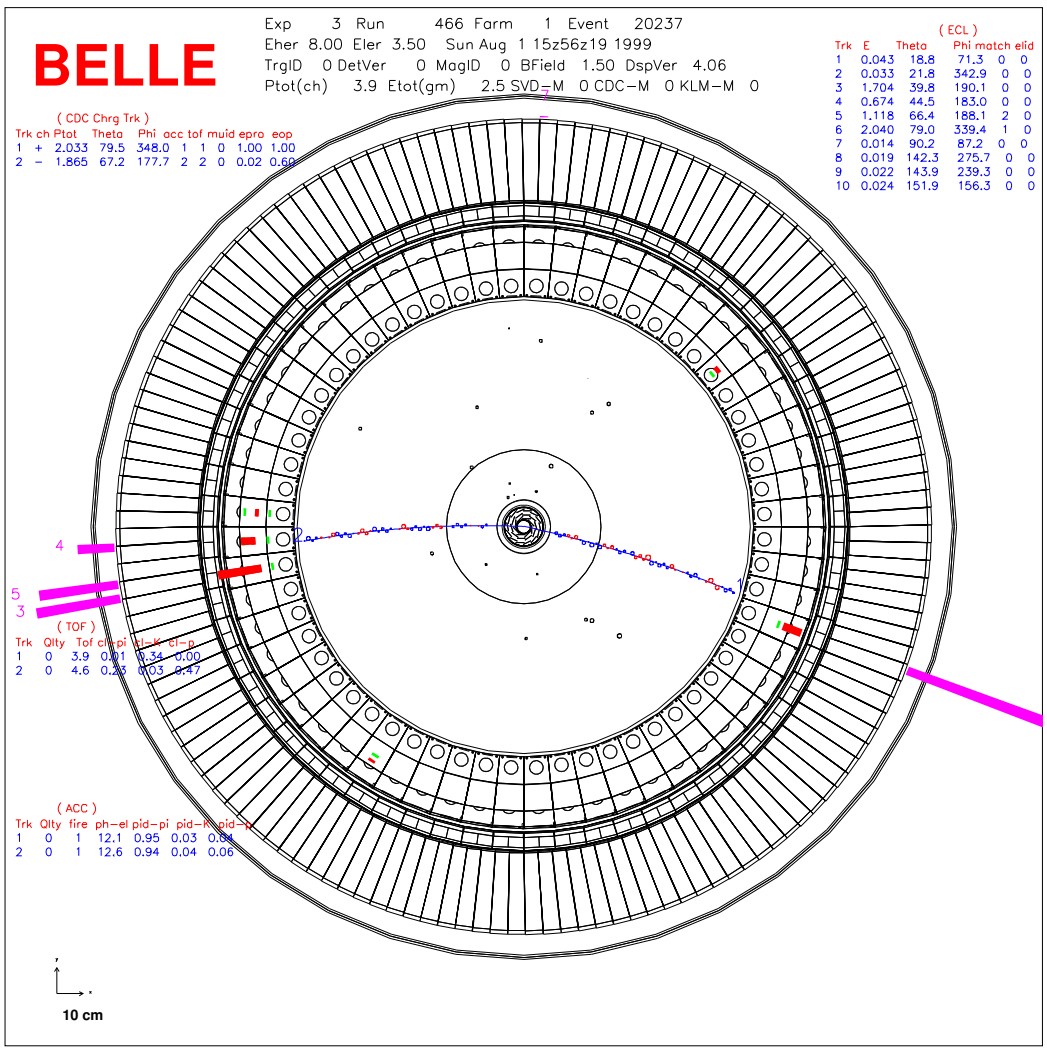

図 4.6: τ-pair 事象の例 (x-y 平面)。図 4.5 と同じ事象を x-y 平面で見た図。ビームは円の中心に紙面垂直に通っている。

4.3.1　π^0 の再構成

π^0 粒子は、ほぼ 100%の確率で光子 2 つに崩壊する ($\pi^0 \to \gamma\gamma$)。よって、2 つの光子を組み合わせることで、π^0 を再構成する。
π^0 を再構成するために用いる光子として、以下の条件を課した。

- 光子のエネルギー補正
- $E_\gamma \geq 80.0MeV$
- $24^\circ \leq \theta_\gamma \leq 138^\circ$
- カロリーメーターで観測された shower が光子らしいもの ($E9/E25 \geq 0.75$ [12]、また、そのクラスターが CDC からの外挿と一致していないこと。)
- カロリーメーターの barrel と endcap の境界で観測された光子を除く

これは、光子が検出器で正しく測定されるための条件である。

ここでは、緩い π^0 選別の条件として、

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

と定義した $S_{\gamma\gamma}$ が-9 から 9 の範囲に入っていることを要求した ($-9.0 < S_{\gamma\gamma}9.0$)。ここで、$m_{\gamma\gamma}$ は 2 つの光子の不変質量、m_{π^0} は π^0 の質量 ($= 134.98MeV$)、$m_{\gamma\gamma}$ は $\sigma_{\gamma\gamma}$ は $m_{\gamma\gamma}$ の分解能である。

また、光子 2 つの不変質量の分解能、$\sigma_{\gamma\gamma}$ と π^0 の運動量 P_{π^0} の関係を調べるために、$\sigma_{\gamma\gamma}$ を P_{π^0} の関数として図 4.7 に示した。この図からわかるように、運動量の低いところでデータとモンテカルロに違いがみるられる。この関係を fit し、得られた関数からモンテカルロを補正した。

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

この節で、$\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$ 崩壊を選別するために行うのは、以下のことである。

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

(2) 本解析で目的としている $\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$ 崩壊以外の τ 崩壊から来るバックグラウンド (feed across B.G.) を除く。

(3) 前小節で得た π^0 候補から、サイドバンドを除く

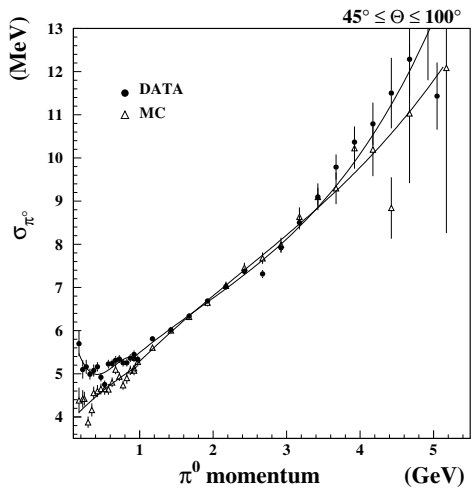

図 4.7: 各運動量における光子 2 つの分解能. $\sigma_{\gamma\gamma}$ を p_{π^0} の関数として plot している。ただし、この図には $45^\circ < \theta_{\pi^0} < 100^\circ$ という条件が入っている。黒丸はデータを白の丸はモンテカルロを示している。

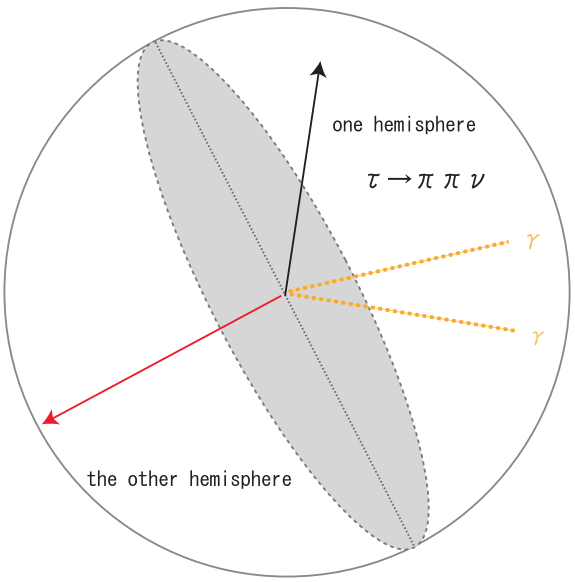

図 4.8: 事象の半球図

(1)$\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の条件として、

- 半球中に、荷電飛跡が 1 本、π^0 粒子が 1 つある。

という条件を要求した。$\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象はこの条件により基本的に選別できる。
また、(2)feed across バックグラウンドを除く条件としては、

- π^0 から崩壊した 2 つの光子以外に、そのエネルギー (E_γ^{max}) が 200MeV 以上のものがあればその事象を除く (E_γ^{max} <200MeV)。
  これにより、$\tau \to \pi^\pm\pi^0\pi^0$ といった (multi-π^0 mode [13]) を除去することができる。

- $P_{\pi^0}/E^*_{beam} > 0.04$

を要求した。

次に、π^0 について考える。これは条件の (3) に相当する。
前小節で選別したものを π^0 とし、2 つの光子 (π^0) の不変質量分布を、4.2 式で定義した $S_{\gamma\gamma}$ の形で図 4.9, 4.10 に示す。

これらからわかるように、データとモンテカルロは非常によく合っている。しかしながら、$|S_{\gamma\gamma}|$ の大きいところでは、少し違いが見られる。よって、図 4.9 にあるように、

シグナル領域　$-6 < S_{\gamma\gamma} < 5$　(図 4.9 中の黄色の矢印)

サイドバンド領域 (左)　$-9 < S_{\gamma\gamma} < -7$　(図 4.9 中の水色の矢印)

サイドバンド領域 (右)　$7 < S_{\gamma\gamma} < 9$　(図 4.9 中の水色の矢印)

とし、二つの光子の組合わせを誤ったり、π^0 からではない光子を用いた事によるの寄与と考えられる' サイドバンド ' を引くこととする。
方法としては、$S_{\gamma\gamma}$ 全領域において、この寄与は一様な分布をすると仮定し、シグナル領域に含まれるこの寄与 ($BG_{signal-region}$) をサイドバンド領域を用いて

$$BG_{signal-regin} = (N^{left}_{side-band} + N^{right}_{side-band}) \times \frac{11}{4}$$

と見積もりシグナル領域に入った全事象数 ($N^{total}_{signal-region}$) から引いた。

$$N_{signal} = N^{total}_{signal-region} - BG_{signal-region}$$

[12] カロリーメーターのクラスターにおいて shower のピーク辺りの 、E9 はクリスタル 9 本の、E25 は 25 本のエネルギーの和。E9/E25 はこの 2 つの数の比であり、この数から shower の広がりがわかる。一般にハドロンが作る shower は広がりが大きい事が知られている。
[13] 終状態に複数個の π^0 を含むような崩壊モード

ここで、$N^{left}_{side-band}$ と $N^{right}_{side-band}$ はサイドバンド領域の左と右に入ったそれぞれの事象を、N_{signal} はシグナル領域に入った事象の中での、本物と思われる事象を示している。また、シグナル領域が 11σ に対して、サイドバンド領域が左と右と合わせて 4σ なので、規格化定数として $BG_{signal-regin}$ を見積もる際、$(N^{low}_{side-band} + N^{high}_{side-band})$ に $11/4$ をかけた。

データにおいてサイドバンド領域に入った事象数のシグナル領域に入った事象数に対する割合は、約 9.5% [14] である。シグナル領域とサイドバンド領域に分け、$(M_{\pi\pi^0})^2$ 分布として図 4.11 に示した。また、モンテカルロについても同様の図を τ-pair、feed across バックグラウンド、$e^+e^- \to q\bar{q}$ 反応によるバックグラウンド、$e^+e^- \to c\bar{c}$ 反応によるバックグラウンド、$e^+e^- \to e^+e^- u\bar{u}$ 反応によるバックグラウンドに分けてそれぞれ 図 4.12 に示した。ここで、τ-pair 事象以外の反応からのバックグラウンドをまとめて、non-τ バックグラウンドと呼ぶこととする。

以上のようにして、$\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$ 事象を選び、約 32 万事象観測した。
ここで $\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$ 事象を選ぶために用いた条件とそれによる効果、詳しい事象数を表 4.3 に示した。

表 4.3: $\tau^\pm \to \pi\pi^0\nu_\tau$ 事象選別

item	事象数 (Exp9)	Efficiency	各条件の相対的な Efficiency
荷電飛跡 1 本	2,308,877	97.1 %	97.1 %
π^0 1 つ	495,739	51.0 %	52.5 %
$E^{max}_\gamma < 200$ の光子の除去	390,652	47.1 %	89.7 %
$P_{\pi^0}/E^*_{beam} > 0.04$	376,877	46.5 %	98.7 %
π^0 シグナル領域 $(-6 < S_{\gamma\gamma} < 5)$	353,355	43.9 %	94.2%
π^0 サイドバンド領域	12,238	0.9 %	
$(-9 < S_{\gamma\gamma} < -7)$	8,227		
$(7 < S_{\gamma\gamma} < 9)$	3,961		

また、このようにして $\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$ 事象を選んだ時の π^0 の運動量を図 4.13 に、荷電粒子 (荷電飛跡) の運動量分布を図 4.15 に示す。π^0 の運動量を図 4.13 に示す。ここで、

$$\begin{aligned} R &= \frac{N_{Data} - N_{MC}}{N_{MC}} \\ &= \frac{Data}{MC} - 1 \end{aligned} \tag{4.3}$$

と定義した、R を用いて図 4.3.2, 4.3.2 に示し、データとモンテカルロの一致を確かめた。

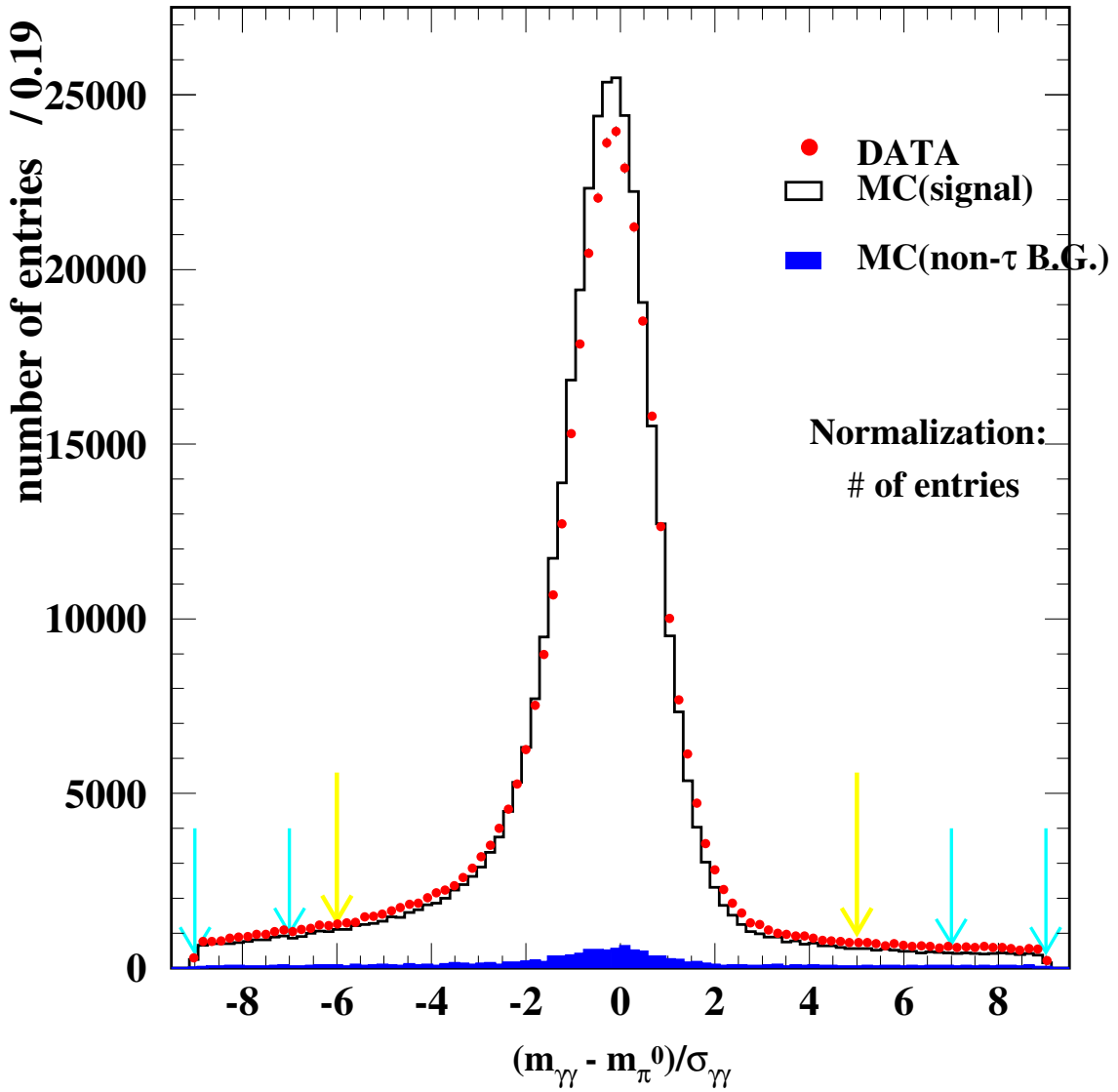

図 4.9: π^0 シグナル分布 ($S_{\gamma\gamma} = (m_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0})/\sigma_{\gamma\gamma}$). 赤の点はデータを、ヒストグラムは MC によるシグナルを、色 (青) のついたヒストグラムは τ 以外から来るバックグラウンドをそれぞれ示す。黄色の矢印はシグナルの範囲 $-6 < S_{\gamma\gamma} < 5$ を、水色の矢印はサイドバンドの範囲 $-9 < S_{\gamma\gamma} < -7$, $7 < S_{\gamma\gamma} < 9$ を表している。(また、この π^0 の事象には $\pi^0 1 - C\ fit$ が要求されている。)

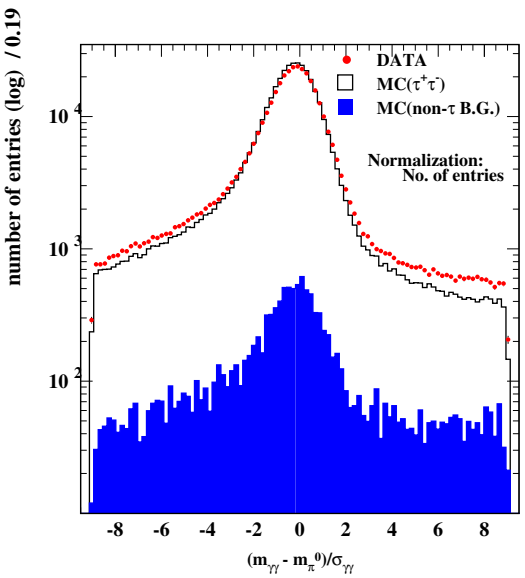

図 4.10: π^0 シグナル 分布 (log). ヒストグラムなどの意味は図 4.9 と同じである。

また、運動量ごとの π^0 分布を調べるために、$P^*_{\pi^0}/E^*_{beam}$ の範囲ごとの $S_{\gamma\gamma}$ 分布を図 4.17 に示した。

4.3.3 $\pi^-\pi^0$ の不変質量分布 ($M^2_{\pi^\pm\pi^0}$)

前小節 4.3.2 のように選んだ $\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$ 事象での、$\pi^-\pi^0$ の不変質量分布を図 4.18 に示す[15]。

ここで、モンテカルロの値としては表 4.3.3 にある値を使っている。通常モンテカルロを発生させる際の値としては、PDG(Particle Data Group) の値を使うが、今回は ρ 中間子の質量 (m_ρ) の値として、PDG の値 (769.3 MeV) ではなく、775.3 MeV を用いた。

この理由は、「本解析では τ のデータを扱っているから」である。m_ρ は、基となるデータの違いにより値が異なっていることが知られており、PDG の値 ·769.3 MeV は、

$$\begin{cases} m_\rho = 766.5\ MeV & \text{ハドロン反応の場合} \\ m_\rho = 776.0\ MeV & \tau \text{ と } e^+e^- \text{ 実験の場合} \end{cases}$$

の 2 つの値の平均値である。よって、今回のように τ のデータを扱う場合は、$m_\rho = 776.0\ MeV$ を用いた方が適切と言える。

[14] $\dfrac{12,238 \times (4/11)}{353,355} = 0.095$

[15] 2 章でふれたように本解析の目的であるスペクトラル関数の測定においては、その式の中に $(\pi^-\pi^0)^2$ の不変質量があることから $\pi^-\pi^0$ の不変質量分布を質量の 2 乗を横軸に取る形で示した。

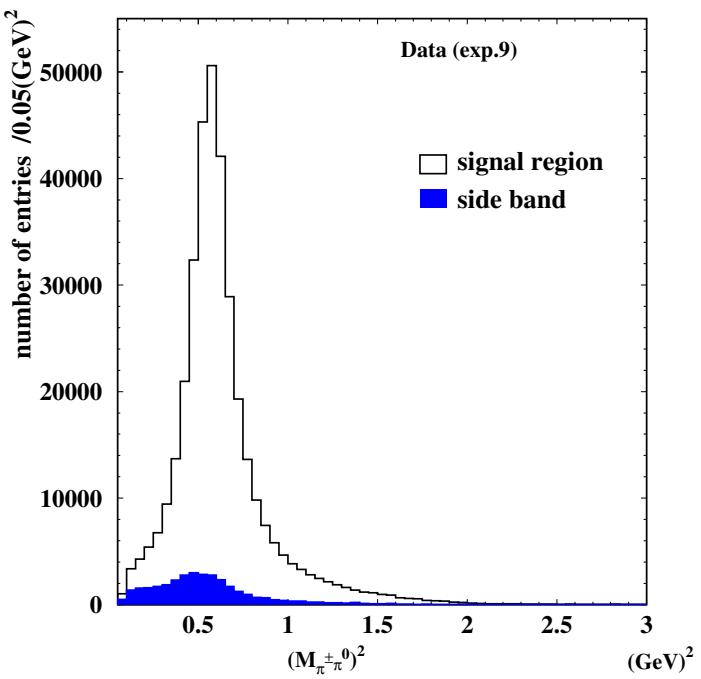

図 4.11: シグナル領域とサイドバンド領域における $(M_{\pi\pi^0})^2$ 分布。 ヒストグラムはシグナル領域に入った事象を、色 (青) のついたヒストグラムはサイドバンド領域に入った事象を示している。次の節からは、サイドバンド領域に入った事象 (色 (青) のついたヒストグラム) を引いたデータを使用する。

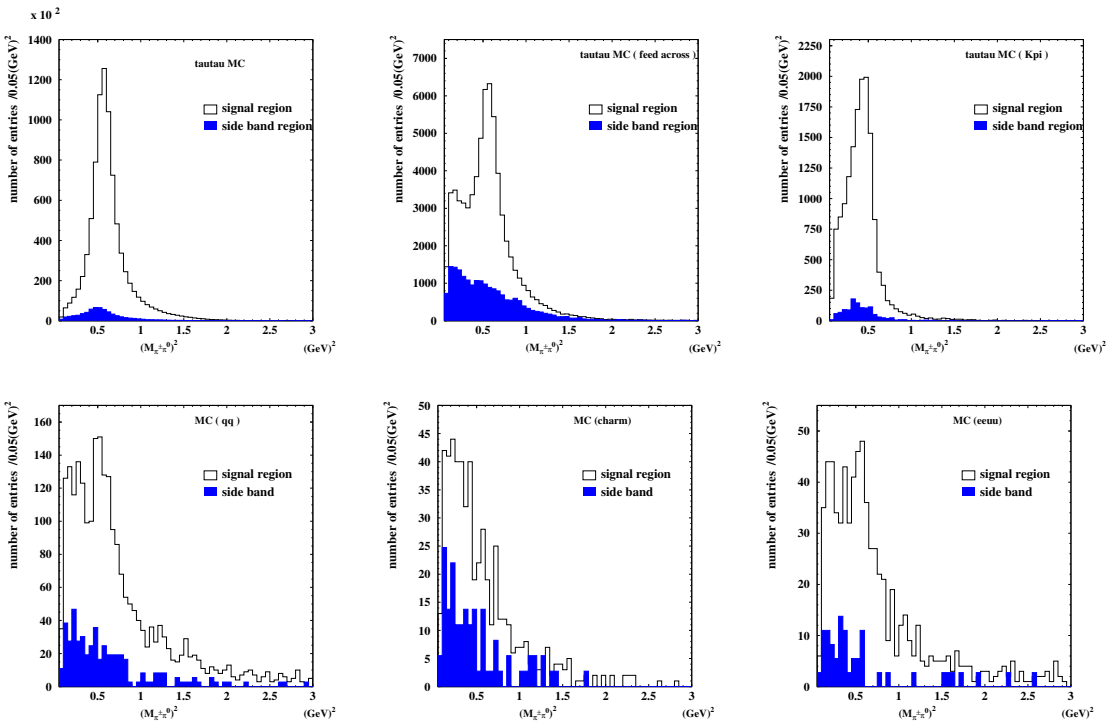

図 4.12: モンテカルロにおける、シグナル領域とサイドバンド領域の $(M_{\pi\pi^0})^2$ 分布。 図は順に、τ-pair、feed across バックグラウンド、$\tau \to K\pi^0\nu_\tau$ 反応からの feed across バックグラウンド、$e^+e^- \to q\bar{q}$ 反応によるバックグラウンド、$e^+e^- \to c\bar{c}$ 反応によるバックグラウンド、$e^+e^- \to e^+e^-u\bar{u}$ 反応によるバックグラウンドである。

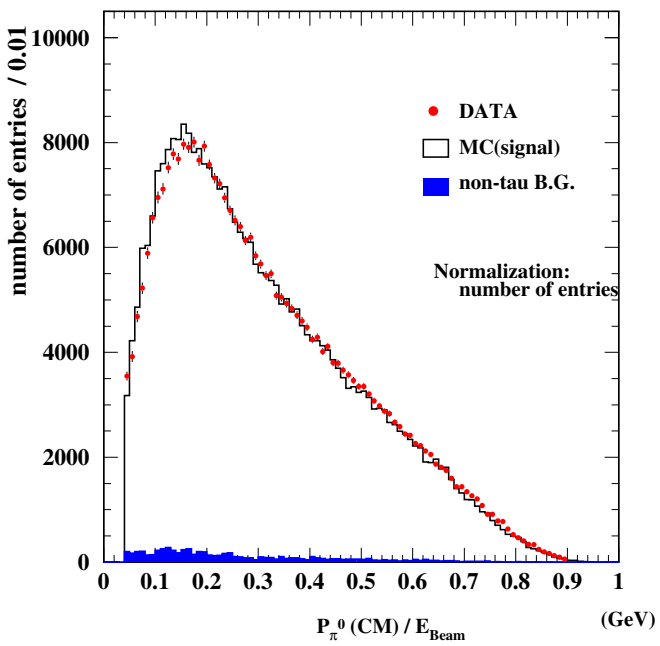

図 4.13: π^0 の運動量分布.(P_{π^0}/E_{beam}).　ここでは、π^0 の運動量 (P_{π^0}) をビームのエネルギー (E_{beam}) で割った形になっている。赤の点はデータを、ヒストグラムは MC のシグナルを、色つきのヒストグラムは $non-\tau$ からのバックグラウンドをそれぞれ示す。

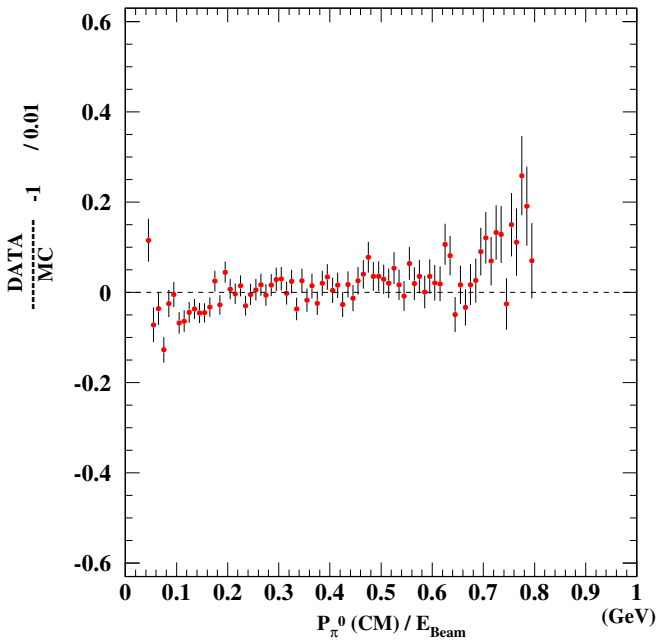

図 4.14: π^0 の運動量分布の $R = \frac{Data}{MC} - 1$ plot.　横軸に π^0 の運動量を、縦軸に $R = \frac{Data}{MC} - 1$ をとった図。ここでの π^0 の運動量は、図 4.13 と同じである。

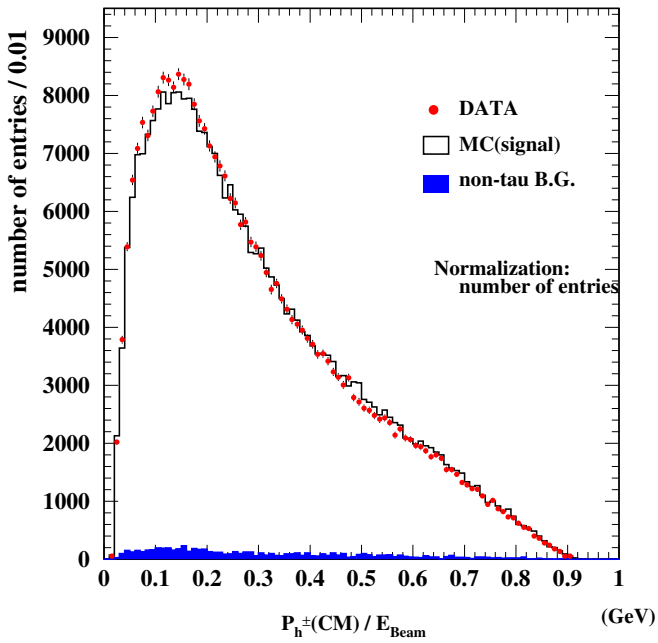

図 4.15: π^- の運動量分布図 (P_{π^-}/E_{beam}). ここでも、π^0 の運動量と同じく π^- の運動量 (P_{π^-}) をビームのエネルギー (E_{beam}) で割った形になっている。点やヒストグラムの意味は、図 4.13 と同じである。

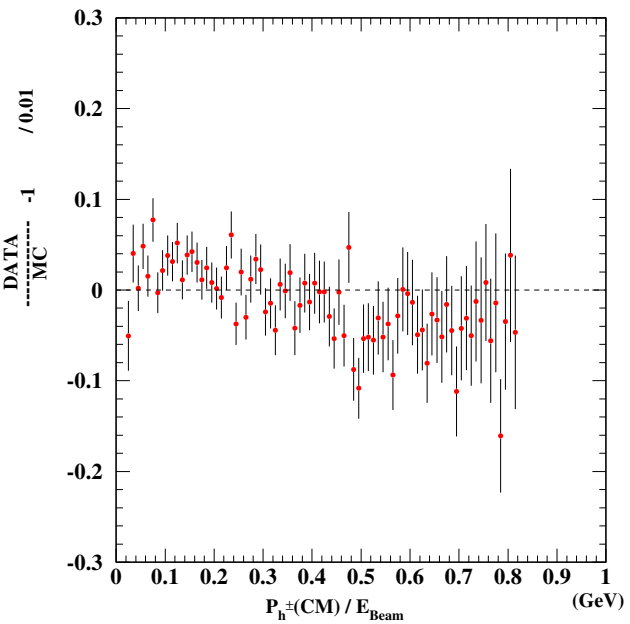

図 4.16: π^0 の運動量分布の $R = \frac{Data}{MC} - 1$ plot. 横軸に π^- の運動量を、縦軸に $R = \frac{Data}{MC} - 1$ をとった図。ここでの π^- の運動量は、図 4.15 と同じである。

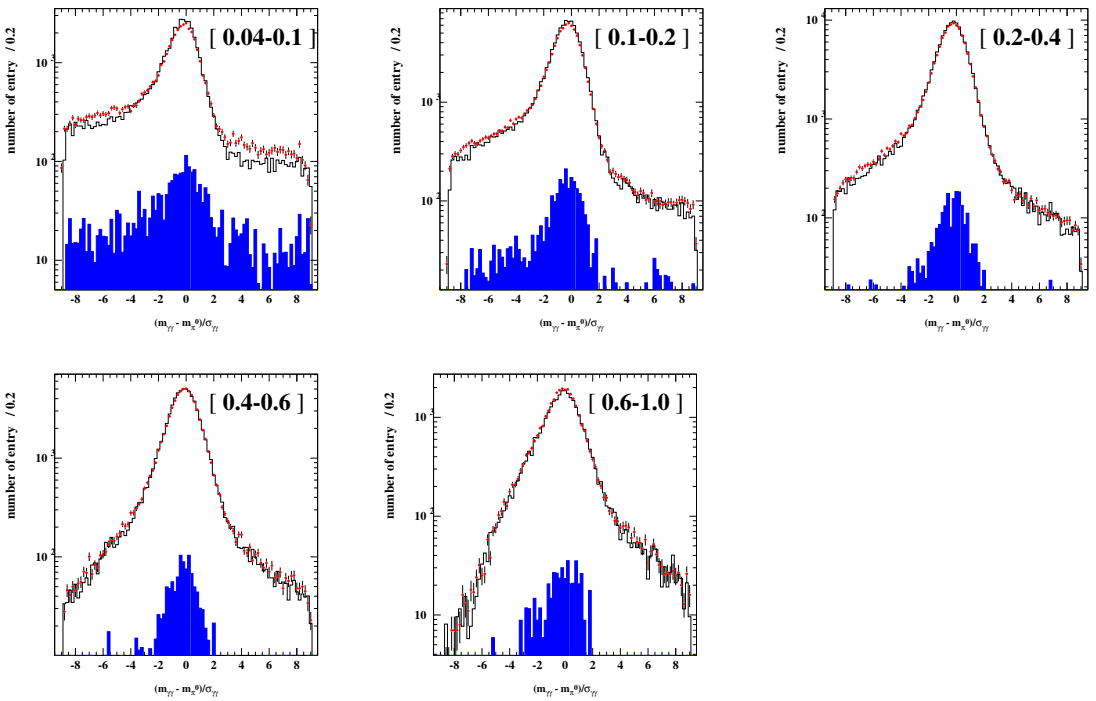

図 4.17: π^0 運動量ごとの $S_{\gamma\gamma}$ 図.　ここで、図中の [-] は、$\frac{p^*_{\pi^0}}{E^*_{beam}}$ の範囲を示している。

表 4.4: MC (TAUOLA / KORALB) における ρ , $\rho^{'}$ の値。

ρ ,$\rho^{'}$ parameters in MC	
M_ρ	775.3 MeV (c.f. 769.3 MeV in PDG)
Γ_ρ	150.2 MeV
$M_{\rho'}$	1370 MeV
$\Gamma_{\rho'}$	510 MeV
β	-0.110

この裏付けとして、m_ρ の値に「$m_\rho = 766.5\ MeV$ を使った場合の $(\pi^-\pi^0)^2$ 分布」を付録 A に示した。

図 4.18 において、きれいな $\rho(770)$ 共鳴状態のピークを見ることができる。このことは、$\tau^\pm \to \pi^\pm\pi^0\nu_\tau$ 崩壊において、$\tau \to \rho\nu_\tau$ 崩壊が支配的であることを示している。
しかし、図 4.18 をよく見ると、質量の高い範囲でわずかながら肩が見られる。これは $\rho(770)$ 共鳴状態の励起状態である $\rho^{'}(1400)$ 共鳴状態であり、$\tau^\pm \to \pi^\pm\pi^0\nu_\tau$ 崩壊には、$\tau \to \rho^{'}\nu_\tau$ 崩壊も含まれていることがわかる。

さらに、$(M_{\pi\pi^0})^2$ 分布の範囲により、π^0 の分布に違いが現れないか確かめるために、$(M_{\pi\pi^0})^2$ 分布の範囲をいくつかに分け、この範囲ごとの $S_{\gamma\gamma} \equiv \frac{(m_{\gamma\gamma}-m_{\pi^0})}{\sigma_{\gamma\gamma}}$ 分布を図 4.19 に示した。π^0 による寄与はどの質量の範囲でも同じであり、質量の大きい範囲 $(2.5 < (M_{\pi\pi^0})^2 \leq 3.0)$ では、事象のほとんどが $non-\tau$ からのバックグラウンドだということが確かめられた。

次の章では、ここで得た $(M_{\pi\pi^0})^2$ 分布から、「$(M_{\pi\pi^0})^2$ 分布の unfolding」と、本解析の目的である「スペクトラル関数の測定」を行う。

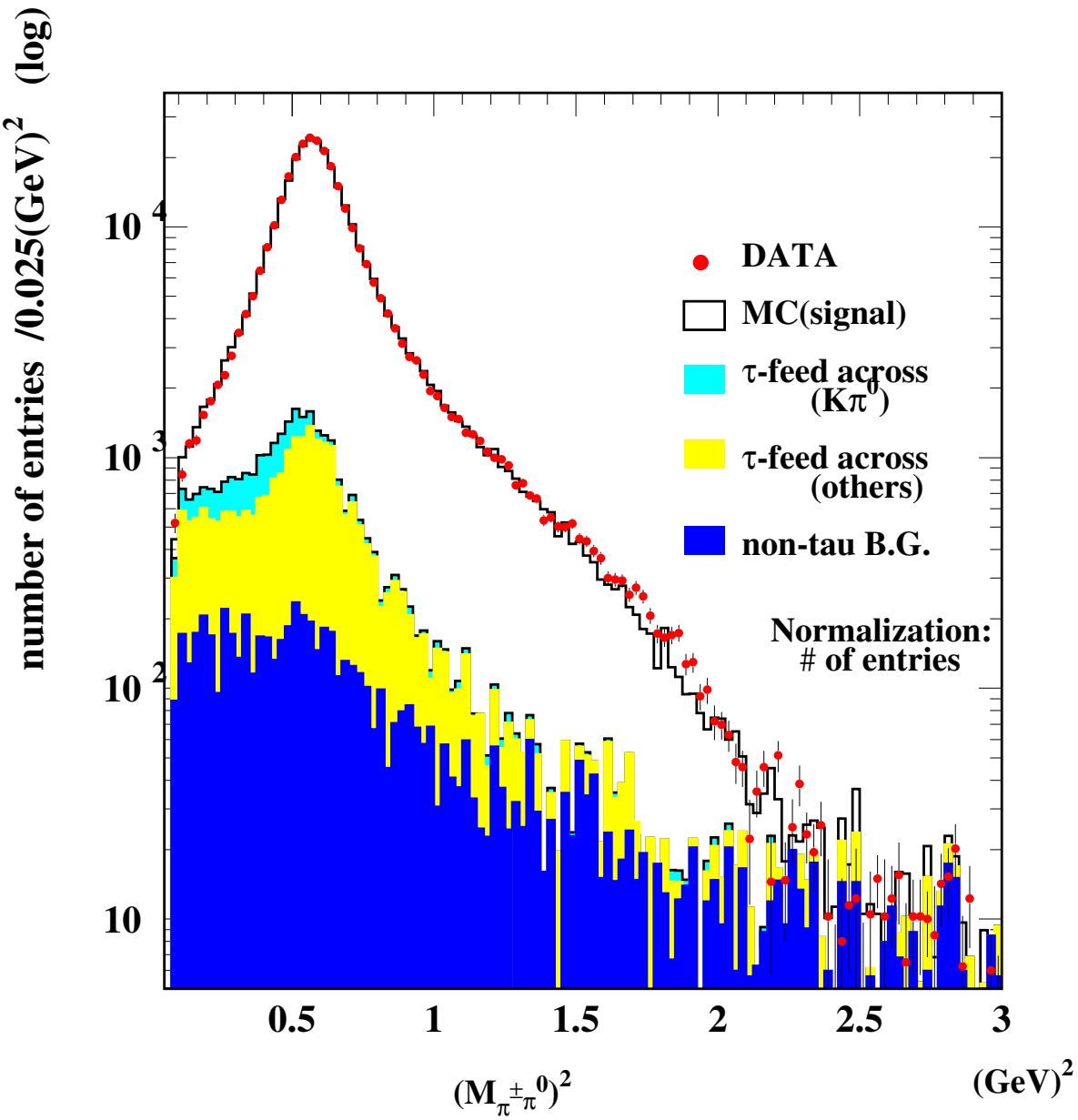

図 4.18: $\pi^-\pi^0$ 不変質量の 2 乗分布 ($(M_{\pi\pi^0})^2$)。　縦軸に対しては、log スケールを採用している。赤の点がデータ、ヒストグラムがモンテカルロによる τ からの崩壊サンプルを示す。水色のヒストグラムは $\tau \to K\pi\nu$ による feed accross バックグラウンドを、黄色のヒストグラムはそれ以外の feed accross バックグラウンドを、青ヒストグラムは $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 以外からのバックグラウンドをそれぞれ示す。

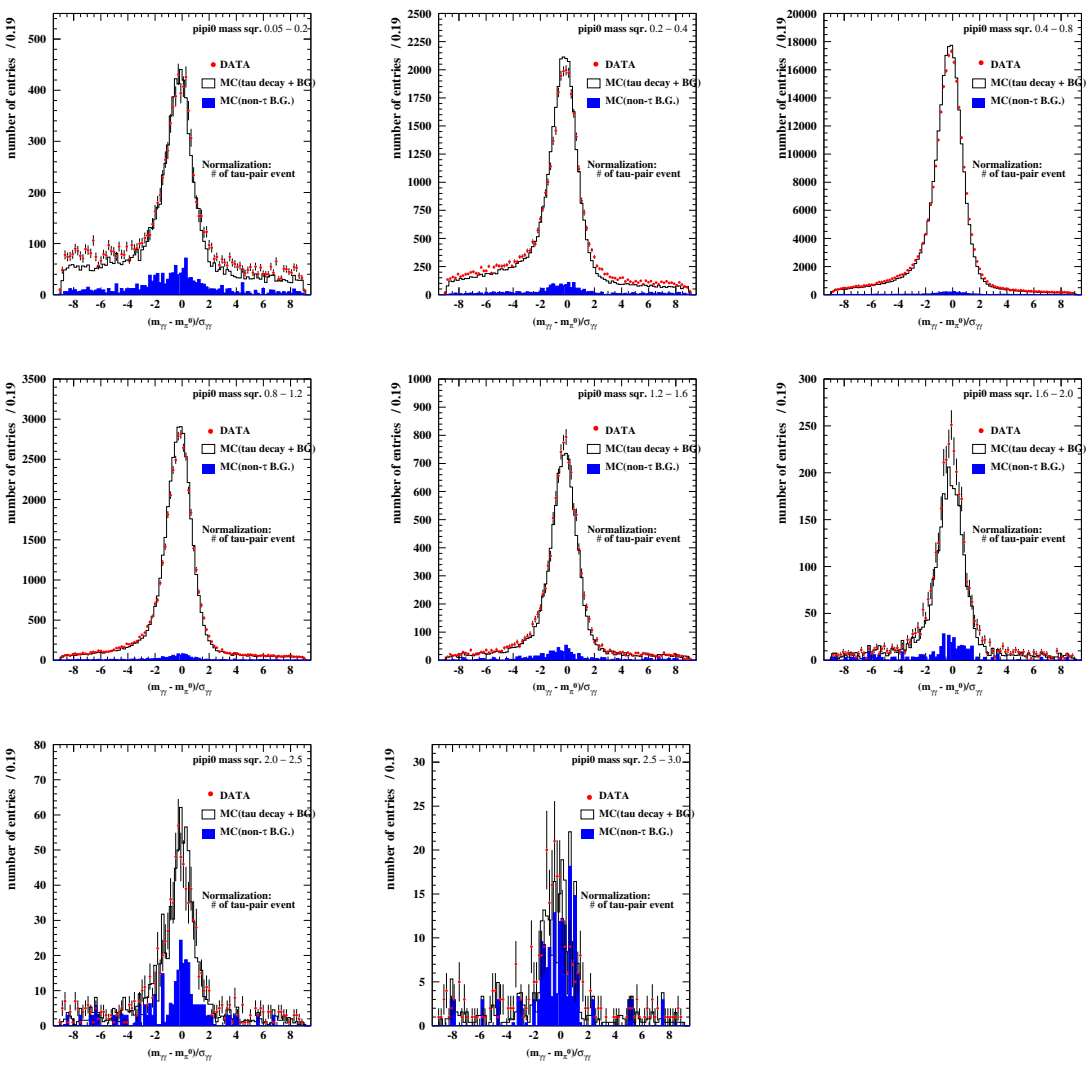

図 4.19: $\pi^\pm\pi^0$ の質量 $((M_{\pi\pi^0})^2)$ ごとの $S_{\gamma\gamma}$ 図. ここで、図中の'pipi0 mass sqr.' の次に書かれた値は、$(M_{\pi\pi^0})^2$ の範囲を示している。