

Fermilab E799-I 実験における

中性 K 中間子の崩壊

$K_L^0 \longrightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ を用いた

中性 π 中間子の崩壊

$\pi^0 \longrightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$

の分岐比の測定

大阪大学大学院理学研究科

物理学専攻修士課程 2 年

長島研究室

松宮裕二

平成 6 年 2 月 10 日

目次

1	イントロダクション	1
1.1	中性 π 中間子 電磁形状因子	1
1.2	$K_L^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ のモンテカルロ・シミュレーション	4
2	E799-I 実験	5
2.1	E799-I 実験の概要	5
2.2	$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の測定原理	6
2.3	実験装置	7
2.3.1	K_L^0 ビーム	7
2.3.2	測定装置	7
2.4	データ収集	9
3	モンテカルロ・シミュレーション	10
3.1	事象選出に必要なモンテカルロ・シミュレーション	10
3.2	分岐比算出に必要なモンテカルロ・シミュレーション	11
4	事象の選出	13
4.1	第1次選出	13
4.2	第2次選出	14
4.2.1	P_i^2 に関する制限	15
4.2.2	photon veto counter、クラスターの形状及び、偶発的偽 事象の情報に関する制限	15

4.2.3	π^0 の質量と χ^2 に関する制限	16
4.2.4	Radiative photon と electron のなす角に関する制限	18
4.2.5	K_L^0 の質量に関する制限	19
4.2.6	π^0 ($\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ に崩壊) の質量に関する制限	19
4.3	モンテカルロ・シミュレーションと実験の比較	24
4.4	背景雑音事象	26
5	分岐比の算出	28
5.1	規格化について	28
5.2	$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ の事象数	29
5.3	アクセプタンスの算出	31
5.4	分岐比の算出	32
5.5	最終事象数	33
6	モンテカルロ・シミュレーションと実験データ	35
7	考察	39
7.1	系統誤差	39
7.2	$\text{BR}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma)$; 理論計算との比較	42
7.3	今後の課題及び、展望	42
8	結論	45
9	付録	47
9.1	Slope parameter の主な結果	47
9.1.1	π^0 form factor の実験結果	47
9.1.2	π^0 form factor の理論計算	47
9.2	E799-I 実験の最新結果	49
9.3	直接的 CP の破れについて	50
9.3.1	直接的 CP の破れ	50

9.3.2	$K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$	52
9.4	第二次事象選出における事象数の変化	54
10	あとがき	60
10.1	修士論文の終りに	60
10.2	謝辞	61

目次

1.1	QED 最低次の Feynman diagram	2
1.2	QED 高次補正: Bremsstrahlung diagrams(one virtual photon) .	3
1.3	QED 高次補正: Virtual diagrams(one virtual photon)	3
1.4	QED 高次補正: Virtual diagrams(Two virtual photons)	3
2.1	E799-I の測定装置	8
4.1	E_e / P_e の分布	14
4.2	第 1 次選出後の K_L^0 の質量分布	15
4.3	P_t^2 の分布: (a) MC_{real} , (b) MC_{fake} , (c) 実験データ	16
4.4	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 (\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma)$	17
4.5	π^0 再構築の際の χ^2 の分布 (a) MC_{real} , (b) 実験データ	18
4.6	距離 $R_{e\gamma}^2$	19
4.7	$R_{e\gamma}^2$ の分布:(a) MC_{real} , (b) MC_{fake} , (c) 実験データ	20
4.8	再構築された K_L^0 の質量の分布	20
4.9	$M_{\pi^0(\rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma)}$ の分布: (a) MC_{real} , (b) 実験データ	21
4.10	$M_{e^+ e^- \gamma \gamma}$ v.s. $M_{K_L^0}$ の 2 次元分布	22
4.11	$\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$ の π^0 の質量分布	23
4.12	K_L^0 の質量の分布	24
4.13	K_L^0 のエネルギー分布	25
4.14	$M_{\pi^0(\rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma)}$ の分布	25
4.15	Vertex の分布	26

5.1	再構築された K_L^0 の質量の分布	30
5.2	$M_{\pi^0(\rightarrow e^+e^-\gamma)}$ の分布	30
5.3	E_{γ^*} に対するアクセプタンス	32
5.4	γ^* 発生数の分布	33
6.1	$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の e^+e^- の質量 $M_{e^+e^-}$ の分布	36
6.2	$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の $\gamma\gamma$ の質量 $M_{\gamma\gamma}$ の分布	37
6.3	$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の 2 個の electron のエネルギー非対称性 $E_{e^+} - E_{e^-} / E_{e^+} + E_{e^-}$ の分布	37
6.4	$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の 2 個の γ のエネルギー非対称性 $E_{\gamma} - E_{\gamma^*} / E_{\gamma} + E_{\gamma^*}$ の分布	38
6.5	Radiative photon のエネルギー $E_{\gamma(\text{rad.})}$ の分布	38
7.1	未調査のバックグラウンド	44
9.1	$\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu$ に P, C, CP の変換を行なった場合 (ν_L は左巻き、 ν_R は右巻きのニュートリノを表わす。)	50
9.2	$K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ への寄与 (a) 直接的 CP の破れ、(b) 間接的 CP の破れ及び、(c) CP 保存の寄与を表わす	53
9.3	π^0 v.s. π^0 の 2 次元分布	55
9.4	K_L^0 の質量分布 (I)	56
9.5	K_L^0 の質量分布 (II)	57
9.6	$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の π^0 の質量分布 (I)	58
9.7	$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の π^0 の質量分布 (II)	59

表 目 次

5.1	各事象に対するアクセプタンス	32
5.2	$N(ee\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma)$ 、 $N(ee\gamma\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma)$ の説明	34
7.1	事象選出基準に対する崩壊分岐比 (I)	40
7.2	事象選出基準に対する崩壊分岐比 (II)	40
7.3	$A(ee\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma)$ の誤差による崩壊分岐比の変化	41
9.1	π^0 form factor の実験結果 (α の値に*印の付いたものは、Radiative correction を考慮にいれた結果であることを示す。)	48
9.2	π^0 form factor の理論計算	48
9.3	E799I 実験の最新情報	49

概要

$K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ の崩壊における π^0 を用いて、これまで観測されてなかった $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の事象を 1,777 個観測した。これにより初めて、 $\text{BR}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma, E_{\gamma^*} > 5\text{MeV}) = (5.0 \pm 0.2(\text{統計誤差})) \times 10^{-4}$ を得た。

第 1 章

イントロダクション

電荷を持たない中性 π 中間子(π^0)は、質量 $135[\text{MeV}/c^2]$ 、寿命 $8.4 \times 10^{-17}[\text{sec}]$ で、ほとんど (98.8%) は、 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ に崩壊する。また、1.2% を占める $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ は、 π^0 Dalitz decay と呼ばれている。そして、この崩壊は古くから、 π^0 の崩壊形式を議論する上で重要なものとして取り上げられてきた。

まず本論文の導入として、今回測定した $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ を観測する物理的意義と、背景にある物理についての説明を π^0 Dalitz decay との関連から示す (1.1 節)。そして、次に本測定が持つ、もう 1 つの目的について説明する (1.2 節)。

1.1 中性 π 中間子 電磁形状因子

中性 π 中間子 電磁形状因子 (π^0 Electromagnetic Form Factor) は、 π^0 Dalitz decay ($\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$) の崩壊断面積の、実験値と QED (量子電磁力学) に基づいた計算値との差異を表記する因子で、

$$d\sigma/dx = (d\sigma/dx)_{\text{QED}} |F(x)|^2 \quad (1.1)$$

と書ける。 $(d\sigma/dx)_{\text{QED}}$ は、QED に基づいた微分断面積の計算値を表わし、 $F(x)$ が、 π^0 Electromagnetic Form Factor である。また、 x は、Dalitz 電子対 ($\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ の e^+e^-) の不変質量を π^0 の質量で割ったもの、 $m_{e^+e^-}/m_{\pi^0}$ である。ここ

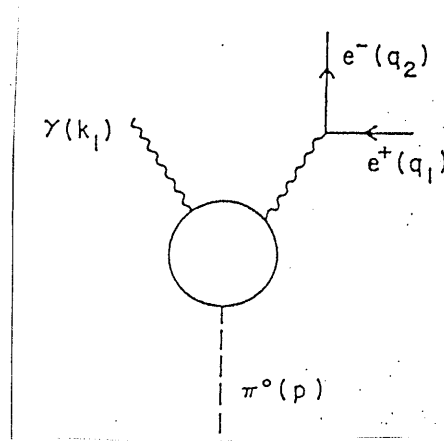


図 1.1: QED 最低次の Feynman diagram

で、 $F(x)$ を x に関して Taylor 展開して得られた、

$$F(x) = 1 + \alpha x + \dots$$

の x の 1 次の定数 α を "Slope parameter" と呼び、この定数の値は、 $\pi^0 \gamma \gamma^*$ (γ^* は、仮想 photon (Virtual photon) を表す) の Vertex (相互作用点) における強い相互作用の効果を調べる 1 つの布石として議論されている。

実験により α を求める方法は、古くは 1960 年代までさかのぼり、現在までに 8 種類行なわれているが、結果は実験毎に異なり、"vector meson" を優勢に取り扱った理論をはじめとする、理論計算²との一致も得られていない。

こうした中、Fischer らの実験グループ³が、図 1.1 に示した QED 最低次のみの場合と、図 1.2~図 1.4 に示した Radiative correction (放射補正) を考慮に入れた場合とで、 α の値が 2 倍異なるという結果を出し、それ以来、Radiative correction の処遇をめぐる議論が展開されるようになった。

今回測定した $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$ は、先に挙げた放射補正の中で、Bremsstrahlung diagrams に当たる事象である。Slope parameter α と放射補正との関係がとりざたされている中、その放射補正の 1 つ $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$ を観測し、 π^0 Dalitz decay の放射補正に関し定量的検証を行なうのが、本測定の目的の 1 つである。

¹ α の値について詳しくは、付録 (9.1 節) 参照

²同じく、付録 (9.1 節) 参照

³付録 (9.1 節) 参照

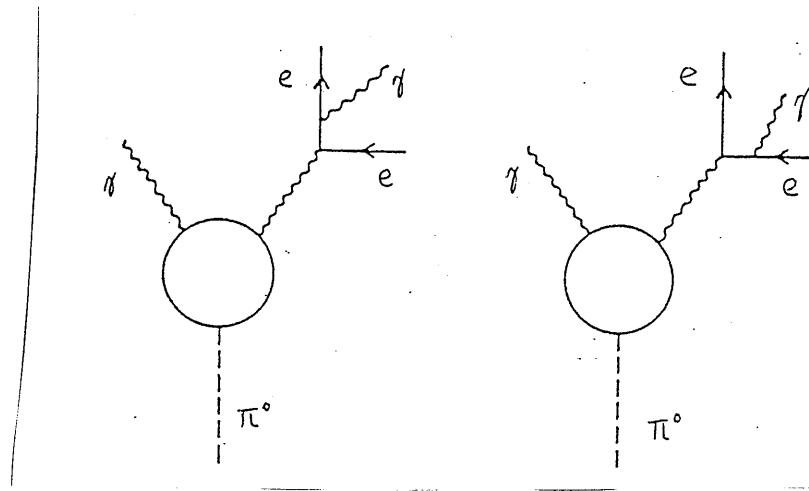


图 1.2: QED 高次補正: Bremsstrahlung diagrams(one virtual photon)

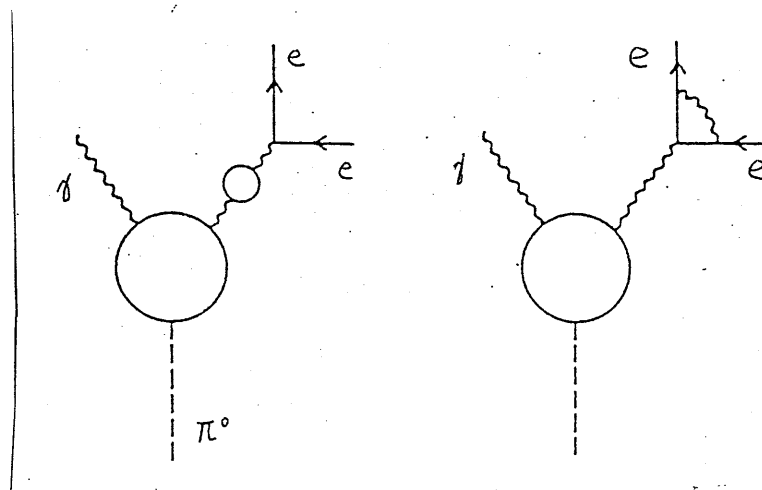


图 1.3: QED 高次補正: Virtual diagrams(one virtual photon)

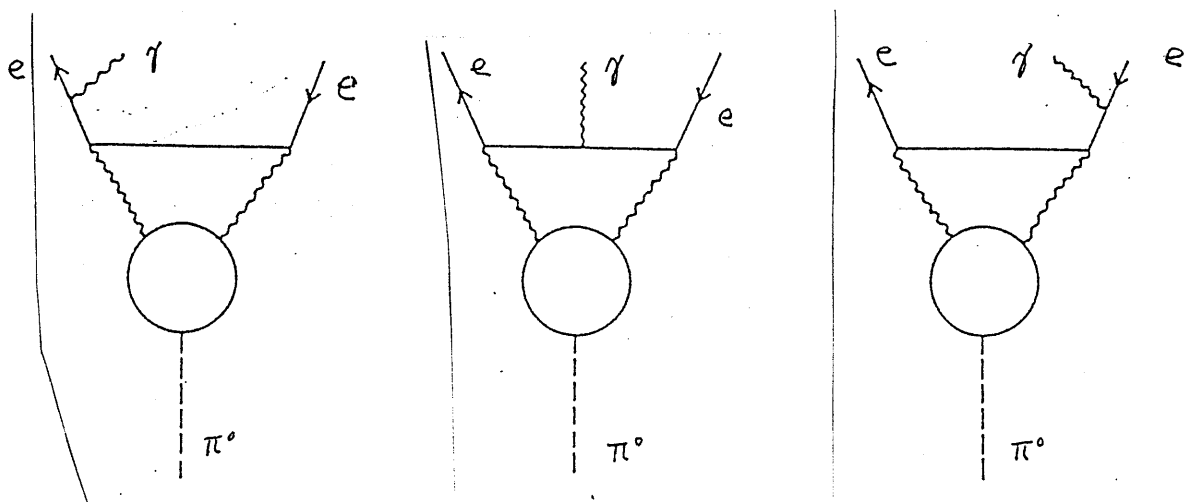


图 1.4: QED 高次補正: Virtual diagrams(Two virtual photons)

1.2 $K_L^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ のモンテカルロ・シミュレーション

$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の測定を行なう2つ目の目的は、 $K_L^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma^4$ の解析の際用いたモンテカルロ・シミュレーション⁵の信頼度を高めることである。

$K_L^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ は、FNAL E799-I実験⁶で探索された中性K中間子 K_L^0 の稀崩壊事象の1つであった。また、 $K_L^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ は、その探索の中で直接的CPの破れ⁷の効果が大きいと特に注目を浴びている $K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+e^-$ の最も大きなバックグラウンド(背景雑音)でもある。

そして、この様に重要な $K_L^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の解析で用いたモンテカルロ・シミュレーションは、その崩壊形態の類似から $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ のモンテカルロ・シミュレーションを基に、 π^0 と K_L^0 との質量の違い及び、 K_L^0 に係わる形状因子を汲み入れたものであった。従って、本解析において用いた $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ のモンテカルロ・シミュレーションが、実験データを矛盾なく再現していることを確認することは、 $K_L^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ のモンテカルロ・シミュレーションの信用度を一層増すことにつながる。

⁴付録9.2節及び、T.Nakaya et al.,Phys.Rev.Lett. to be submitted

⁵第3章(モンテカルロ・シミュレーション)参照

⁶第2章2-1節(E799-I実験の概要)及び、付録9-2節参照

⁷詳しくは、付録9-3節参照

第2章

E799-I 実験

今回の $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の解析は、前節で述べた2つの事項を背景に、フェルミ研究所で行なわれたE799-I実験のデータを用いて行なった。

第2章では、このE799-I実験のあらましと、 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の測定原理、事象検出の際に用いた実験装置、及び、データの収集について説明する。

2.1 E799-I 実験の概要

E799-I 実験¹は、1991年11月から1992年1月までの約70日間、米国フェルミ研究所の高エネルギー陽子加速器(テバトロン)を用いて行なわれた固定標的実験である。この実験の主な目的は、CPの直接的な破れ(Direct CP violation²)を K_L^0 の稀崩壊を用いて探すことであった。(ここで、Cは、荷電共役変換を、Pは、パリティ変換を表わし、CPは、CとPを同時に施す変換である。) 実験装置については、次節(2.3節)で述べるが、実験の全行程を通して崩壊した K_L^0 の総数は、 2.7×10^{10} 個にのほり、さらに、高度の精密測定器を用いることによって、現在のところ世界に類ない高統計且つ、高精密な実験が行なわれた。例えば、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ の崩壊(Direct CP violationの効

¹E799-I 実験に関する結果の詳細は、付録9-2節参照

²CP violation に関して詳しくは、付録9-3節参照

果が大きく、E799-I実験で探索する K_L^0 稀崩壊の主な1つ) に関して、その崩壊分岐比の上限値が、 4.3×10^{-9} (信頼係数90%) という結果を得た。

また、この実験では、 K_L^0 の崩壊のうちの21.6%を占める $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ の崩壊で生じる π^0 を用いるという、これまでにない新しい方法によって、 π^0 の崩壊に関する探索することができた。実際、 $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$ の崩壊事象も9個観測し、崩壊分岐比が $\text{BR}(\pi^0 \rightarrow e^+ e^-, m_{e^+ e^-}/m_{\pi^0} < 0.95) = (8.0^{+4.1}_{-2.9} (\text{統計誤差}) \pm 0.5 (\text{系統誤差})) \times 10^{-8}$ という結果が得られている。

2.2 $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$ の測定原理

本測定 ($\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$) においても $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$ の場合と同様、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ の π^0 を用いる方法をとった。

この方法の他には、 π^- ビームを物質に当て、 $\pi^- p \rightarrow n \pi^0$ の反応を通して出てくる π^0 を使う手法がある。しかし、今回の様に K_L^0 の崩壊で発生した π^0 を用いることによって、 π^0 は飛程中に崩壊するため、 $\pi^- p \rightarrow n \pi^0$ に比べて透過する物質量は極小に抑えられるという利点がある (E799-I 実験の測定装置では、飛程中に荷電粒子が photon を放出する確率が、 $0.32 \pm 0.02\%$)。また、今回解析した $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$ ($K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$; $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$, $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$, $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$) の事象に関する、 $e^+ e^- \gamma \gamma$ が π^0 の質量を組み、4つの γ から2つの π^0 が同定でき、 K_L^0 の質量が組め、さらに、運動量の漏れがない等、厳しい制限の下で事象が選別されるということも利点である。

さらに、前述の通り高統計かつ、高感度であることも合わせて、本測定は、バックグラウンドを極小に抑えた、非常にきれいな方法であると言えることができる。

2.3 実験装置

2.3.1 K_L^0 ビーム

観測に使われる K_L^0 ビームは、次のように作られた。

まず、先にも述べた陽子加速器によって 800 GeV (Gev = 10^9 Electron Volt) にまで加速された陽子をベリリウムの標的に当てた。出てきた 2 次粒子のうち、荷電粒子は電磁石を用いて曲げてしまい、その下流に置いた 2 個の穴を持つコリメーターで、2 本の中性ビームを作る。このビームの中には、 K_S^0, K_L^0 及び、中性子が含まれているが、 K_S^0 (寿命: 0.89×10^{-10} 秒) は、標的から 100m 下流から 159m までの K_L^0 の崩壊領域³に達するまでに崩壊しきっている。また、中性子の反応を抑えるため崩壊領域は、真空にし、物質を置いていない。観測された K_L^0 のエネルギーは 20 GeV ~ 220 GeV (平均 70 GeV) であった。

2.3.2 測定装置

図 2.1 に測定装置を示し、今回の $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ 検出に用いた主な装置について説明する。

(i) 荷電粒子スペクトロメーター: 荷電粒子の通過位置を検出する 4 枚のドリフトチェンバーと電磁石 (Analysing magnet: 荷電粒子に、ビーム軸に対し垂直方向に 200 MeV/c を与える) から成り、荷電粒子の飛跡と運動量を求める。ドリフトチェンバーによる位置検出の分解能は $100 \mu\text{m}$ 、観測される運動量の分解能は $(\sigma_p/p)^2 = (5 \times 10^{-3})^2 + (1.4 \times 10^{-4}(p/1 \text{ GeV}/c))^2$ であった。

(ii) カロリメーター (Lead glass calorimeter): photon と electron のエネルギーとその位置を測定した装置で、5.8cm 角 × 長さ 60.2cm (18.7 radiation

³図 2.1 参照

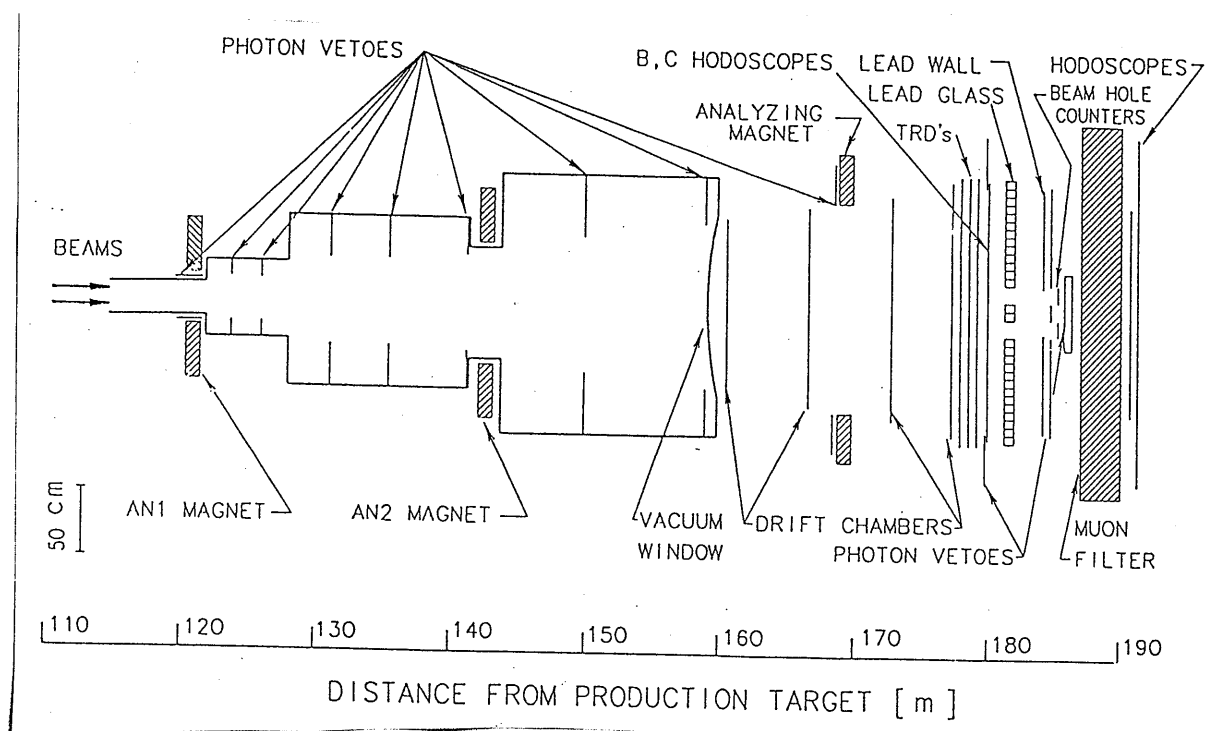


図 2.1: E799-I の測定装置

lengths(放射長) の鉛ガラスと、光読みだしとして使われた光電子増倍管、それぞれ 804 本から成る。実験を通して平均エネルギー分解能 σ_E/E は、4.4%、位置分解能は、4mm であった。

(iii) γ 線検出器 (Photon veto counters): 崩壊領域の周り及び、カロリメータ直後に置かれた鉛とアクリルから成る装置で、崩壊領域から横に逃げる γ 線及び、カロリメータ中央部に開けられたビームを通す穴を抜けた γ 線・electron を検出した。

(iv) トリガー・ホドスコープ (Trigger hodoscopes): カロリメータ直前に置かれたプラスチック・シンチレータから成る装置で、荷電粒子飛来の痕跡を検出した。データ収集⁴の際に、発生したある事象についてデータとして記録

⁴次節 2.3 節参照

するか否かの基準 (trigger criteria) には、この痕跡の個数の情報が含まれる。

2.4 データ収集

E799-I実験では、多くの K_L^0 の崩壊を探索するため、trigger も数種類に及んだ。今回の $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ ($K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$; $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) の解析に対しては、electron を 2 個もった事象の際に作動する trigger によって選出されたデータを用いた。この trigger を満たす条件は、鉛ガラス・カロリメーターで観測された総エネルギーが、55GeV 以上であり、トリガー・ホドスコープ及び、ドリフト・チェンバーに飛跡が 2 個あり、さらに、カロリメーターにクラスターが 4 個若しくは 6 個以上である。実験データは、総クラスター数 8 個のものが収集され、実験を通して事象数 295,972 個であった。

第3章

モンテカルロ・シミュレーション

探索する事象とそれ以外の偽事象とを選別する際には、目的の事象が示すべき結果をあらかじめ知っておくことが求められる。また、実験の感度は、実験データからでは求めることはできないので、実験を模擬した計算から求める必要がある。しかし、今回の実験で用いる各装置の内容は複雑で、さらに、観測する事象は、親 K_L^0 が3個の π^0 に3体崩壊した後さらに2体、4体崩壊するものであるから、実験の模擬計算を解析的に行なうことはできない。そこで、コンピューターを用いたシミュレーション(モンテカルロ・シミュレーション: M.C.¹⁾)によって、数値的に計算を行なった。

以降、各章で使用される4種類のモンテカルロ・シミュレーションに関して、それぞれの利用目的の点から2つに分けて説明する。

3.1 事象選出に必要なモンテカルロ・シミュレーション

実験データには真事象と偽事象とが紛れているので、そのままでは、真事象と偽事象とが区別できない。そこで、これらから真事象のみを選別する尺度

¹J.M.Hammersley and D.C.Handscomb:Monte Carlo Methods (Methuen & Co.,London, 1967)

を決めるために、一方のみを模擬発生させたモンテカルロ・シミュレーションが必要であった。こうして、事象選出²の際に用いるモンテカルロ・シミュレーションとして、次の2つが作成された。

(i) $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ のみの事象を発生させたモンテカルロ・シミュレーション (以降、 MC_{real} と書く) で、QED 最低次 (図 1.1) の寄与に $photos^3$ を用いて作られたもの。

(ii) $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ の崩壊にもう1個粒子を付け足した事象のみを発生させたモンテカルロ・シミュレーション (以降、 MC_{fake} と書く) で、同じく QED 最低次の寄与 (図 1.1) に、実験中に収集しておいた背景雑音 (バックグラウンド) の信号のうち、鉛ガラス・カロリメータ上に1個クラスターを記録したものを無作為に重ね合わせて作られたもの。

3.2 分岐比算出に必要なモンテカルロ・シミュレーション

崩壊分岐比を算出⁴するためには、実験の感度を知る必要があり、次の2つが作成された。

(i) $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の事象に対する実験装置の感度を調べるためのモンテカルロ・シミュレーション (以降、 $MC_{e^+e^-\gamma\gamma}$ と書く) で、QED 放射補正 (Radiative correction) のうちの制動放射補正 (Bremsstrahlung corrections: 図 1.2) の寄与⁵に、実験中のバックグラウンド信号を任意に重ね合わせて作られたもの。

²詳細は、第4章 (事象の選出)

³相互作用の機構の内部において、荷電粒子から制動放射 (Bremsstrahlung) による γ を発生させるシミュレーション・プログラム

⁴詳細は、第5章 (分岐比の算出)

⁵L.Roberts and J.Smith, Phys.Rev.D33,3457 (1986)、

K.O.Mikaelian and J.Smith, Phys.Rev.D5,1763 (1972) 及び、

K.O.Mikaelian and J.Smith, Phys.Rev.D5,2890 (1972) 参照

Bremsstrahlung で放出される Radiative photon は、 $M_{\gamma\gamma} > 2.24 \text{ MeV}/c^2$ で発生した。

(ii) $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ の事象に対する実験装置の感度を調べるためのモンテカルロ・シミュレーション（以降、 $MC_{e^+e^-\gamma}$ と書く）で、QED 最低次 (図 1.1) と Bremsstrahlung 補正を除いた QED 放射補正 (図 1.1、図 1.3、図 1.4) の寄与⁶に、同じく実験中のバックグラウンドを重ね合わせて作られたもの。

これら 4 種類のモンテカルロ・シミュレーションは、いずれも 800 GeV の陽子が標的に当り K_L^0 が生成する過程から始まり、崩壊事象を経て各粒子が鉛ガラス・カロリメーターで電磁シャワーとなって消滅するまでを、その間に置かれたそれぞれの装置の性能と観測に与える影響を合わせたものである。発生した K_L^0 のエネルギーは 35~220 GeV、崩壊領域は 90m~160m であった。

⁶同じく

L.Roberts and J.Smith, Phys.Rev.D33,3457 (1986)、
K.O.Mikaelian and J.Smith, Phys.Rev.D5,1763 (1972) 及び、
K.O.Mikaelian and J.Smith, Phys.Rev.D5,2890 (1972) 参照

第4章

事象の選出

第2章で得られた実験データは、解析ソフトを通して処理され、 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の事象が選出された。この章では、その際に行なわれた事象の選出方法について説明する。

4.1 第1次選出

第2章2.4節で述べた様に、収集された実験データには、鉛ガラス・カロリメータ上に8個のクラスターを観測した事象が、295,972個あった。まず、第1段階として、その中から、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma)$ の事象の候補となる、electron 2個且つ、photon 6個の事象を選び出し、更に次の選出を行った。

(i) 2つのelectronのトラックから χ^2 検定によって求めた親 K_L^0 の崩壊点が、有意水準5%であること(π^0 の寿命は、 8×10^{-17} であるから、親 K_L^0 の崩壊点は、測定器の崩壊点分解能の範囲で、充分 π^0 の崩壊点に等しい)。

(ii) 2つのelectronが、いずれも、 $0.80 < E_e / P_e < 1.20$ を満たしていること(ここで、 E_e は鉛ガラス・カロリメータに落ちたelectronのエネルギー、 P_e は運動量を示す。)ハドロン(強い相互作用をする粒子の総称)は鉛ガラス・カロリメータにエネルギーを一部分しか落さないため、この制限によりelectron

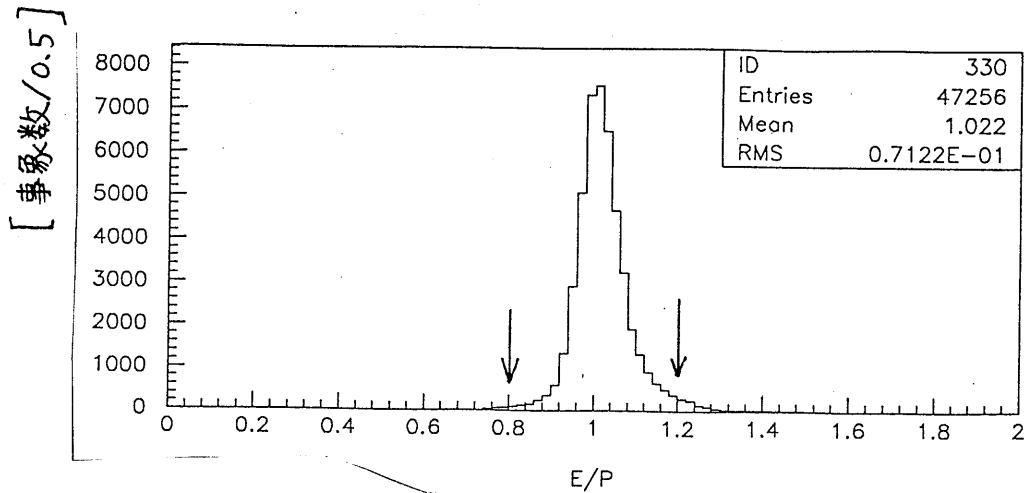


図 4.1: E_e / P_e の分布

が識別できる。図 4.1 に E_e / P_e の分布を示す。

(iii) 親 K_L^0 の運動量で、進行方向に垂直な成分 P_t の 2 乗が、 $P_t^2 < 0.002(\text{GeV}/c)^2$ であること

を要求し、この段階で、20,823 個の事象が残った。

4.2 第 2 次選出

第 2 次選出では、第 1 次選出で残った 20,823 個の事象に対して、第 3 章で述べたモンテカルロ・シミュレーションのうち、 MC_{real} 及び、 MC_{fake} を用いながら以下の節に挙げた 6 項目の制限を与え、最終的な $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の事象数を求めた。

これらの制限は、真の事象はなるべく残し、偽の事象を極力省く目的で行なわれた。図 4.2 に第 1 次選出後の K_L^0 の質量分布を示すが、この時点で既に K_L^0 の質量にピークを持っているので、事象選出の際には、第 1 種の誤り¹を避けることに留意し、 MC_{real} 及び、 MC_{fake} を活用した。なお、以降に述べる K_L^0 の質量に関する制限及び、 $M_{\pi^0(\rightarrow e^+e^-\gamma\gamma)}$ に関する制限は、 3σ の削除（分布平均値から両側へ、標準偏差の 3 倍以上離れた事象を削除）に相当している

¹真なるものを棄却する誤りを指す。これに対し、第 2 種の誤りは、偽なるものを採択する誤り。

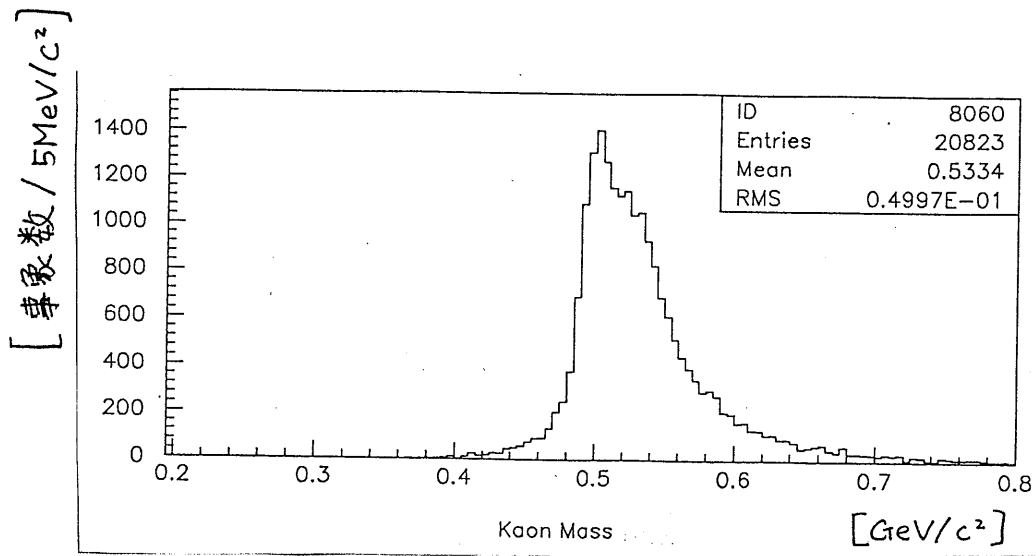


図 4.2: 第 1 次選出後の K_L^0 の質量分布

4.2.1 P_t^2 に関する制限

図 4.3-(a),(b) は、 MC_{real} 及び、 MC_{fake} による P_t^2 の分布である。この分布から、実験データに対して $P_t^2 < 0.001(\text{GeV}/c)^2$ を要求した。これにより、 MC_{real} の事象は 17 %、 MC_{fake} の事象は 38% 削除された。図 4.3-(c) に、実験データの P_t^2 分布を示す。

4.2.2 photon veto counter、クラスタの形状及び、偶発的偽事象の情報に関する制限

この項目では、次の 3 種に関し制限を与え、これに含まれる事象を削除した。それらは、

- (i) 第 2 章で述べた photon veto counter に γ が当たっている事象、
- (ii) 2 つ以上のクラスタが重なってしまい、それぞれのクラスタの形が単

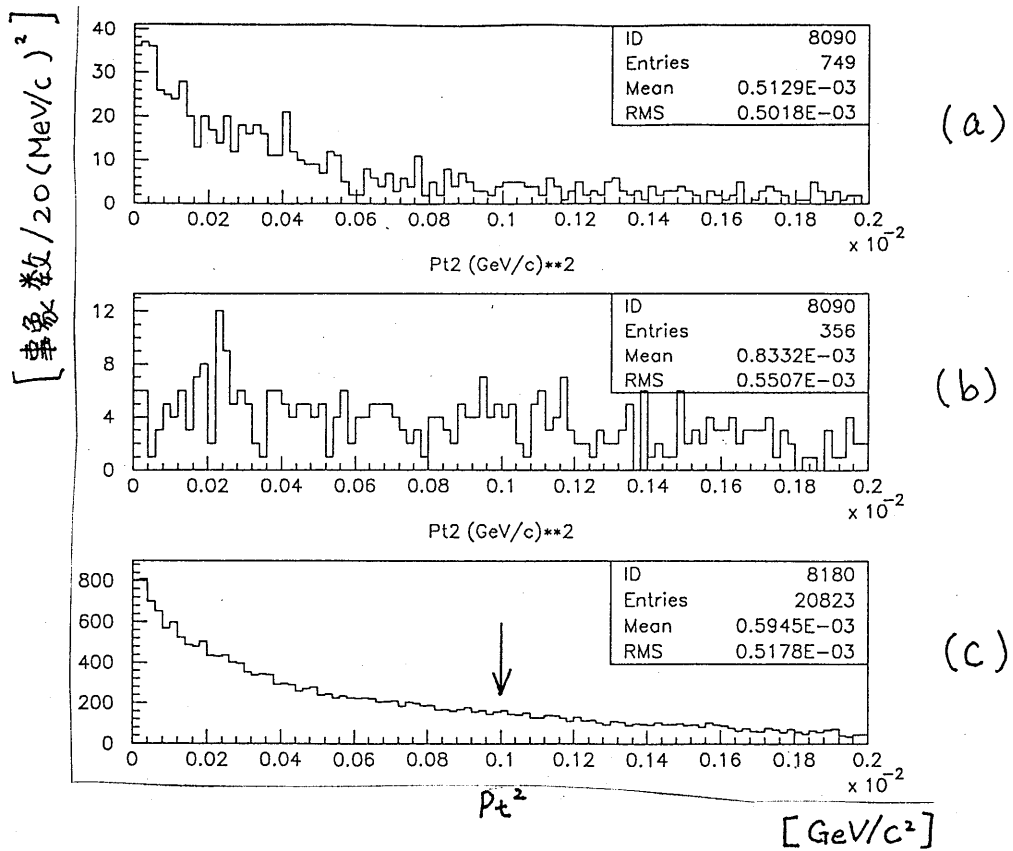


図 4.3: P_t^2 の分布 : (a) MC_{real} , (b) MC_{fake} , (c) 実験データ

一粒子からのものであるとフュージョン・ファインダー²により判断できない事象、さらに、

(iii) 鉛ガラス・カロリメーターのデータ読み込みの際の時間情報を用いて、親 K_L^0 の崩壊事象と時間差をもった外来粒子が紛れ込んだ偶発的偽事象 (アクシデンタル) と判断される事象、

である。この制限によって、 MC_{real} の事象は 8%、 MC_{fake} の事象は 87% 削除された。

4.2.3 π^0 の質量 と χ^2 に関する制限

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 (\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma)$ の事象の候補として選び出された、2 個の electron 且つ 6 個の photon は、この段階で、2 つの π^0 ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ に崩壊) 及び、1 つの π^0 ($\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$ に崩壊) に再構築された。ここで便宜上、図

²鉛ガラス各々の情報から、計算機を用いてクラスターの形状を判断するソフトウェアのこと。

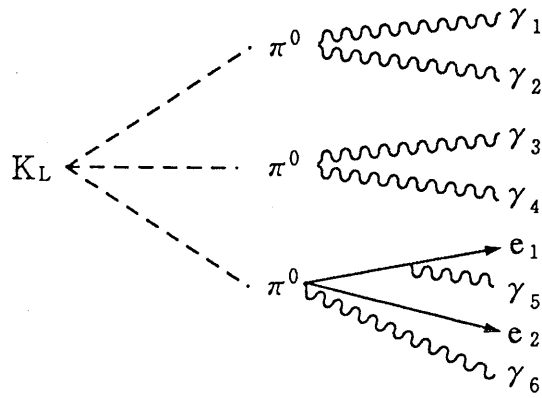


図 4.4: $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 (\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma)$

4.4の様にそれぞれの粒子に添字を付けることにする。

6つの γ のうち、どの 2γ を $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ に当てはめるかは、式4.1、

$$Z_{i,j} = E_i E_j \left(\frac{r_{i,j}}{M_{\pi^0}} \right)^2 \quad (4.1)$$

$Z_{i,j}$: i 番目と j 番目の粒子の組合せから算出した崩壊点からカロリメーター面への垂直距離

$E_{i(j)}$: $i(j)$ 番目の粒子のエネルギー

$r_{i,j}$: i 番目と j 番目の粒子のクラスター間の距離

M_{π^0} : π^0 の質量

$i, j = 1 \sim 6$

を用い、 ${}_6C_4 \times {}_4C_2 \times \frac{1}{2} = 45$ 通りの場合の数に対して、 π^0 の崩壊点 (= K_L^0 の崩壊点)の座標のビーム軸成分 Z を指標に、式4.2

$$\chi^2 = \sum_k \left(\frac{z_k - \langle z \rangle}{\sigma_k} \right)^2 \quad (4.2)$$

k : $k = 1 \sim 3$ (π_k^0 に対応)

z_k : π_k^0 各々を再構築する $Z_{i,j}$

$\langle z \rangle$: z_k の平均値

σ_k : $Z_{i,j}$ 各々に対する分解能

に示す χ^2 が最小になる組合せを求めることで決定した。

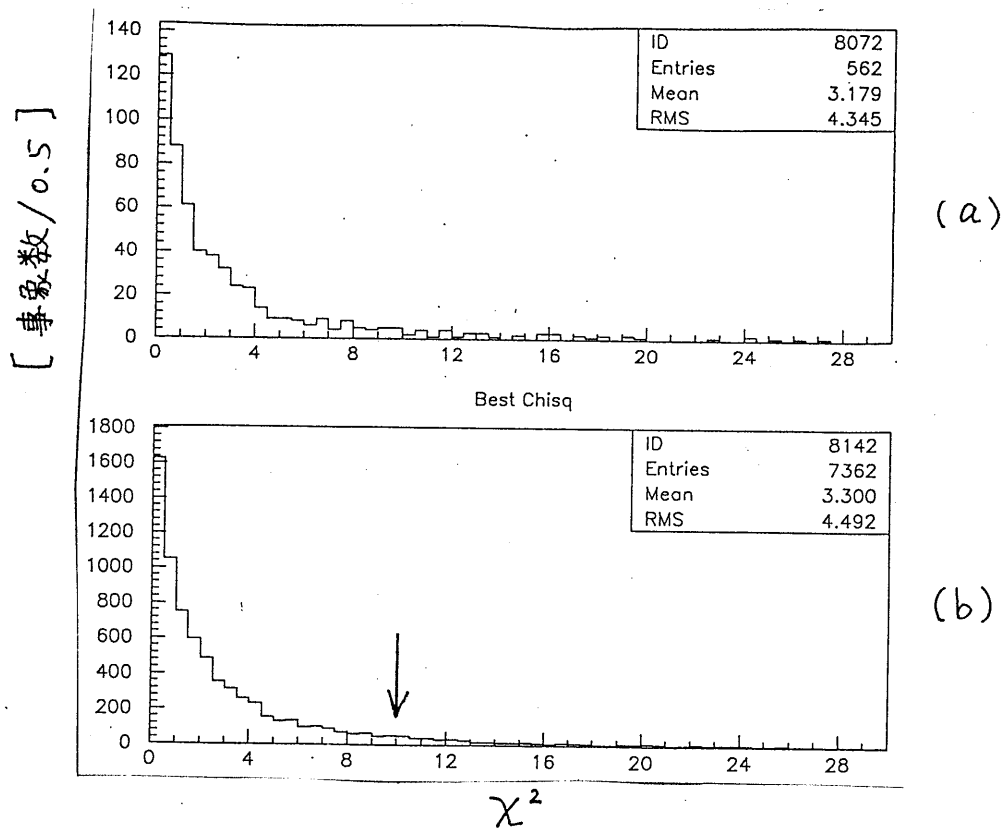


図 4.5: π^0 再構築の際の χ^2 の分布 (a) MC_{real} , (b) 実験データ

図 4.5-(a) に、 MC_{real} による π^0 再構築の際の χ^2 を、図 4.5-(b) に、実験データからの π^0 再構築の際の χ^2 を示す。これより、 π_1^0 及び、 π_2^0 の質量に関する制限として、実験データに対して $\chi^2 < 10$ を与えた。なお、この制限は、 π_1^0 及び、 π_2^0 の質量分布における 3σ の削除と同等である。

4.2.4 Radiative photon と electron のなす角に関する制限

Radiative photon とは、図 4.4における γ_5 、即ち Internal bremsstrahlung(内部制動放射)によって electron から放出される photon のことを指す。Radiative photon は、発生源の electron が電磁相互作用を起こすことで生じた電磁波であるから、その運動方向は一般に、親 electron の運動方向の近傍である。従って、図 4.4における、 e_1 と γ_5 とのなす角度 θ も事象選出のための1つの尺度となる。ここで、図 4.4における角度 θ の代わりに、下の図 4.6のように、鉛ガラス・カロリメーター上のクラスター間の距離 $R_{e\gamma}$ を用いる。

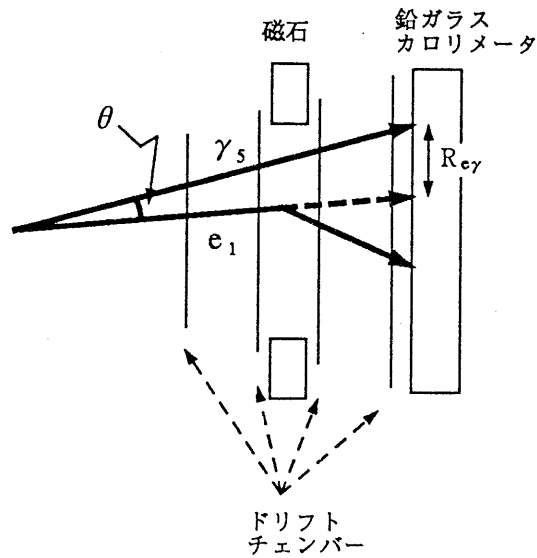


図 4.6: 距離 R_{ey}^2

図 4.7-(a) は、 MC_{real} による R_{ey}^2 を、図 4.7-(b) は、 MC_{fake} の R_{ey}^2 を示している。この分布を基に、実験データには、 $R_{ey}^2 < 0.010 (m)^2$ を要請した。この削除により、 MC_{real} による事象は 15 %、 MC_{fake} による事象は 78 % が除かれたことになる。図 4.7-(c) に、実験データを示す。

4.2.5 K_L^0 の質量に関する制限

図 4.8-(a) は、 MC_{real} による再構築された K_L^0 の質量 ($M_{K_L^0}$) の分布である。 $M_{K_L^0}$ に関しては、この分布を基に、 $460\text{MeV} < M_{K_L^0} < 534\text{MeV}$ を満たさない事象を削除した。図 4.8-(b) は、実験データである。

4.2.6 π^0 ($\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ に崩壊) の質量に関する制限

$K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ ($\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$) を選ぶため、図 4.4 における π_3^0 の質量 $M_{\pi^0(\rightarrow e^+e^-\gamma\gamma)}$ に、 $114\text{MeV} < M_{\pi^0(\rightarrow e^+e^-\gamma\gamma)} < 156\text{MeV}$ を満たさない事象を削除した。図 4.9-(a) は、 MC_{real} の $M_{\pi^0(\rightarrow e^+e^-\gamma\gamma)}$ を、図 4.9-(b) は、実験データのものを示している。

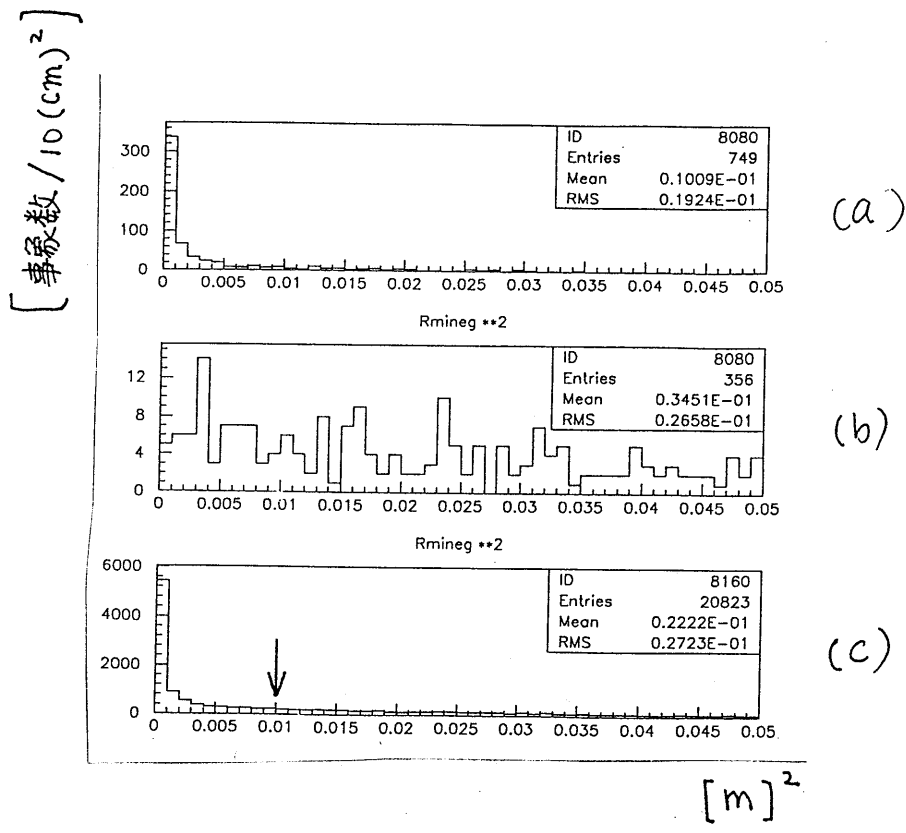


図 4.7: R_{cy}^2 の分布: (a) MC_{real} , (b) MC_{fake} , (c) 実験データ

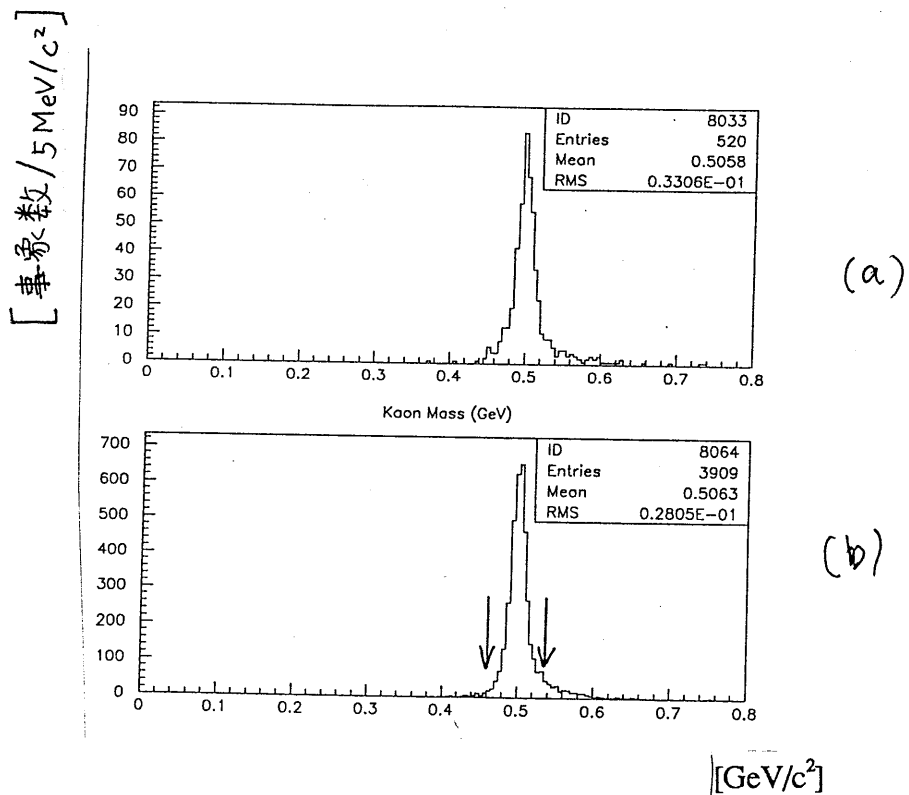
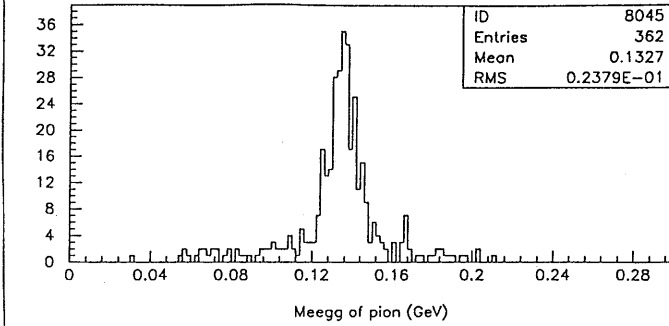
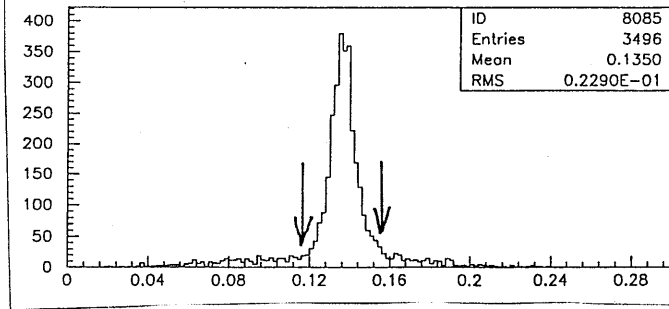


図 4.8: 再構築された K_L^0 の質量の分布

[事象数/2MeV/c²]



(a)



(b)

$M_{ee\gamma}$

[GeV/c²]

図 4.9: $M_{\pi^0(\rightarrow e^+e^-\gamma\gamma)}$ の分布: (a) MC_{real} , (b) 実験データ

以上の6つの削除を行なった後、最終的に2,854個の $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の候補を得た。

実験データの最終結果として図4.10に、 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の π^0 の質量と K_L^0 の質量の2次元プロット($M_{e^+e^-\gamma\gamma}$ v.s. $M_{K_L^0}$)が、図4.11に、 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の π^0 の質量分布が示されている。以上の通り、 $e^+e^-\gamma\gamma$ の不変質量の分布が π^0 の質量付近に確かなピークをもち、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$; $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の信号が確認できた。

さらに、第9章付録(9.4節)に

(i) π_1^0 の質量 $M_{\pi_1^0(\rightarrow\gamma\gamma)}$ v.s. π_2^0 の質量 $M_{\pi_2^0(\rightarrow\gamma\gamma)}$ の分布

の最終結果を、また、

(ii) 親 K_L^0 の質量分布 及び、

(iii) $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の π^0 の質量分布

に関しては、第2次選出でのそれぞれ6項目による分布の変化が分かる様に順

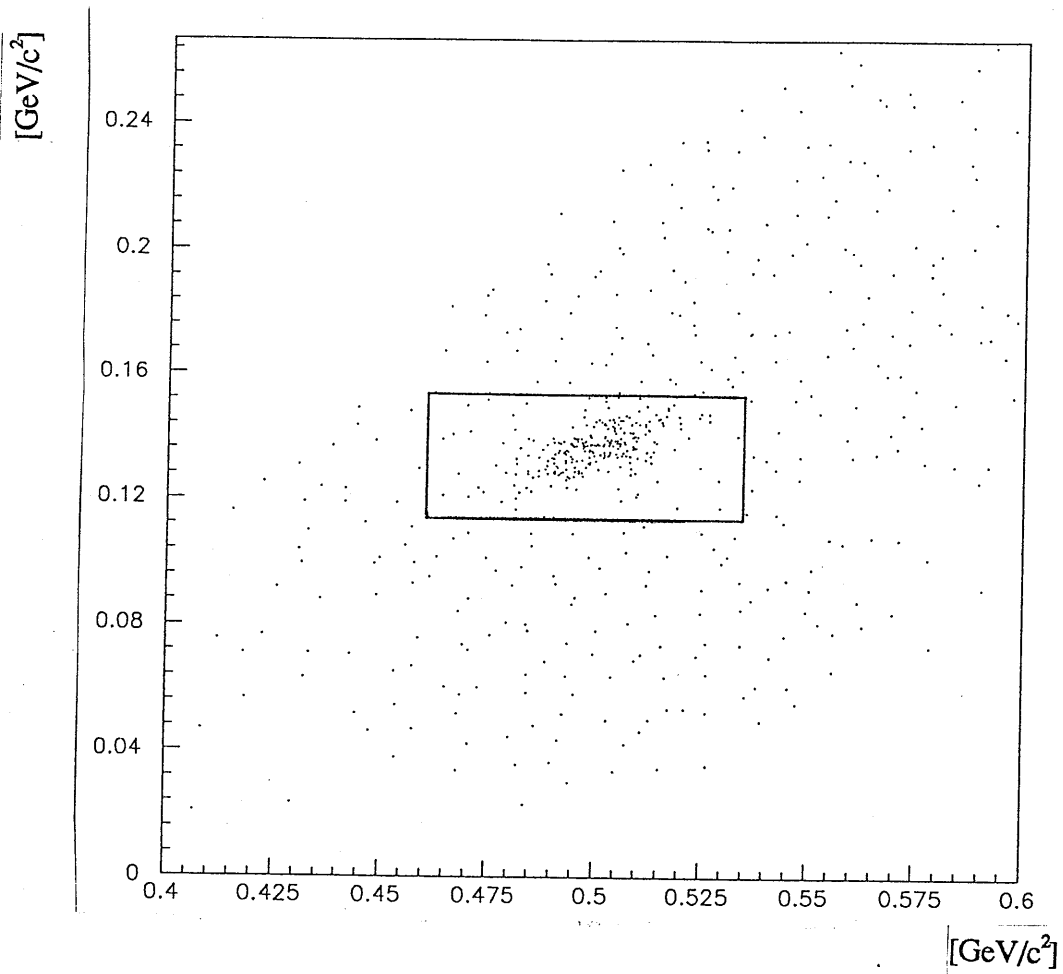


図 4.10: $M_{e^+e^- \gamma \gamma}$ v.s. $M_{K_L^0}$ の 2 次元分布

この分布には、(i) $P_t^2 > 0.001$ 、(ii) photon veto counter、フュージョン・ファインダー、アクシデンタルの制限、(iii) $\chi^2 > 10$ 、(iv) $R_{e\gamma}^2 > 0.010(m)^2$ の削除がかけられている。また、 \square で囲った内側が信号領域である。

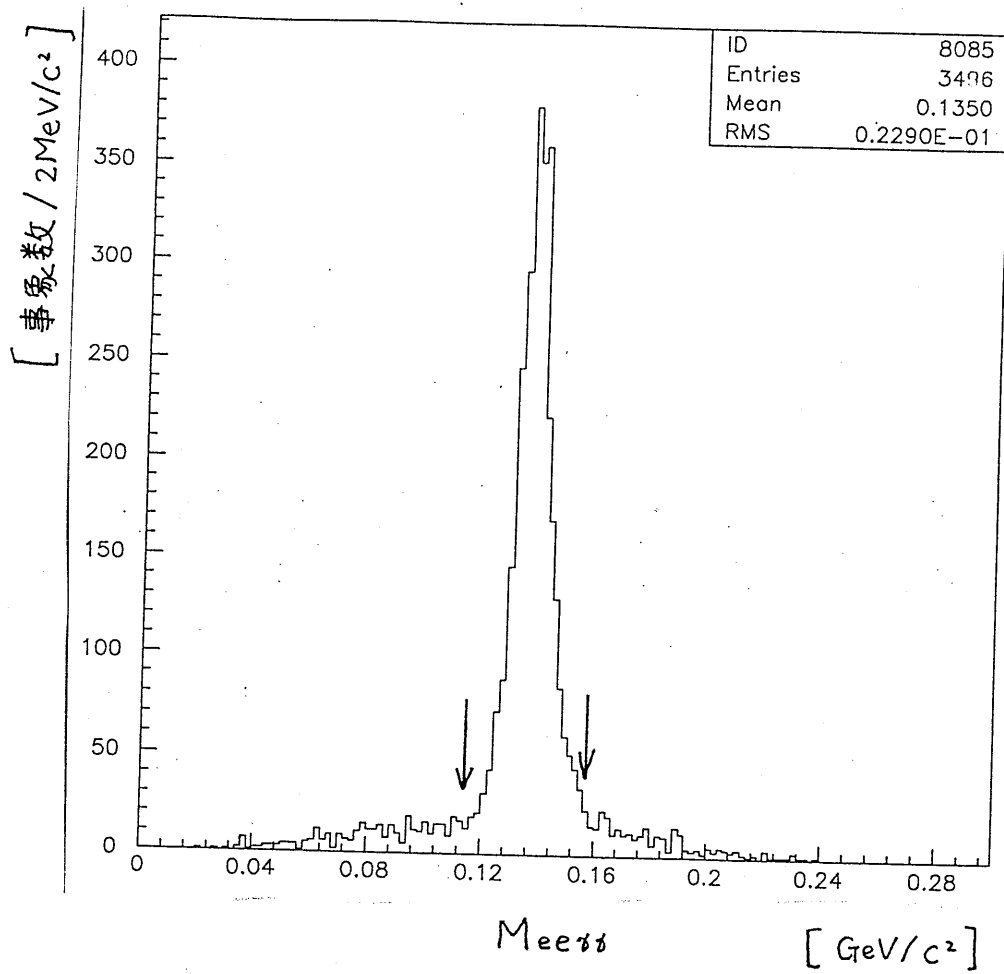


図 4.11: $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の π^0 の質量分布

この分布には、図 4.10 に挙げた (i)~(iv) の他に、(v) $M_{K_L^0} < 460\text{MeV}$ 、 $534\text{MeV} < M_{K_L^0}$ の削除がかけられている。

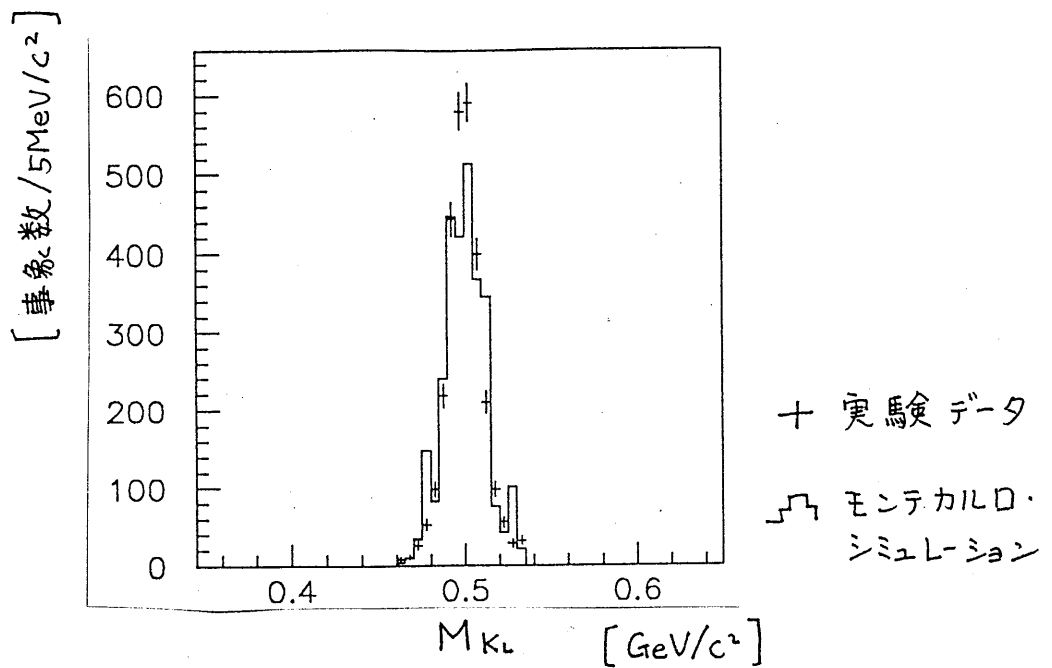


図 4.12: K_L^0 の質量の分布

を追って全て掲げた。

4.3 モンテカルロ・シミュレーションと実験の比較

ここで、選出した事象に対して、 K_L^0 の質量 (図 4.12)、 K_L^0 のエネルギー (図 4.13)、 $M_{\pi^0(\rightarrow e^+e^-\gamma\gamma)}$ (図 4.14) 及び、Vertex (崩壊点) の z 方向 (ビーム軸方向) の位置 (図 4.15) の 4 つの分布に関し、モンテカルロ・シミュレーションと実験結果との比較を示す。一致を見ることにより、第 5 章でアクセプタンス (検出効率) を算出する際に用いるモンテカルロ・シミュレーションが、実験を正しく再現していることが確認できた。

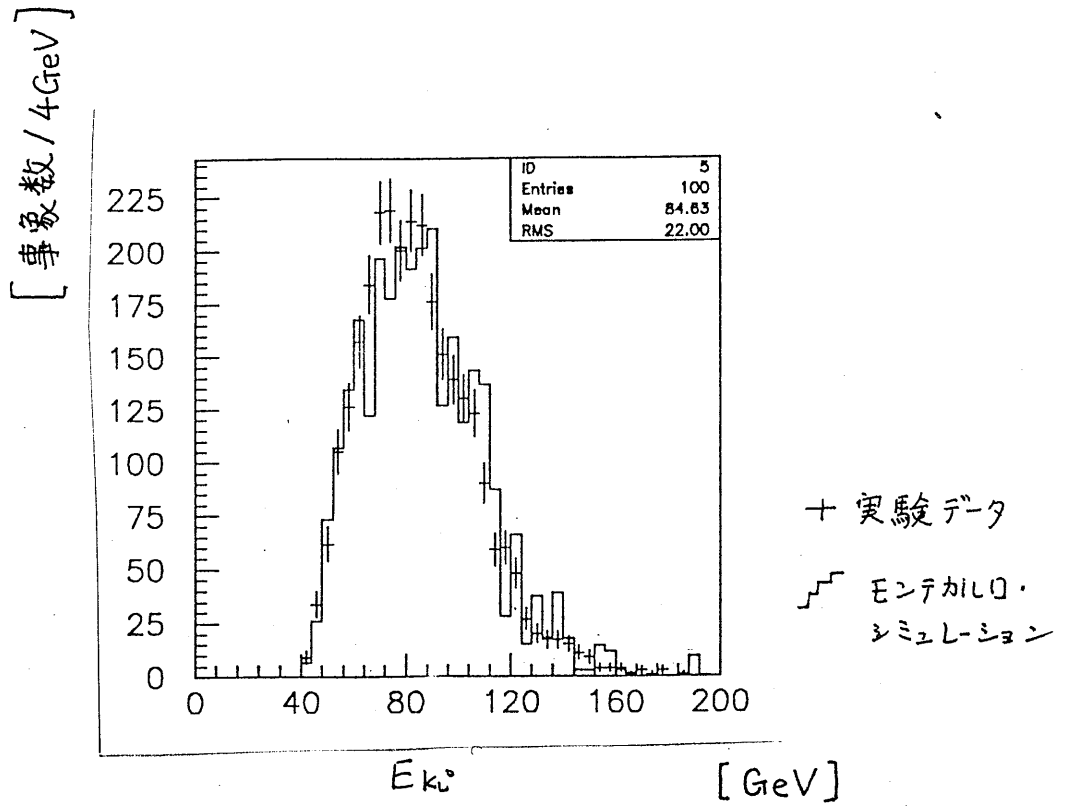


図 4.13: K_L^0 のエネルギー分布

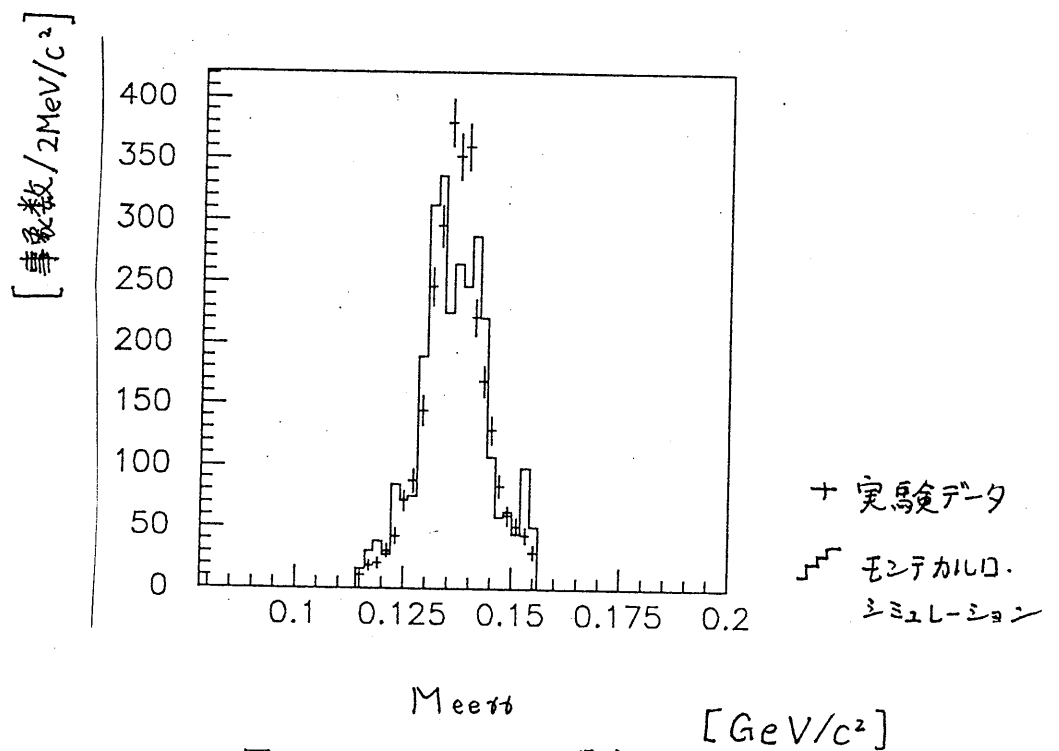


図 4.14: $M_{\pi^0 \rightarrow e^+e^- \gamma}$ の分布

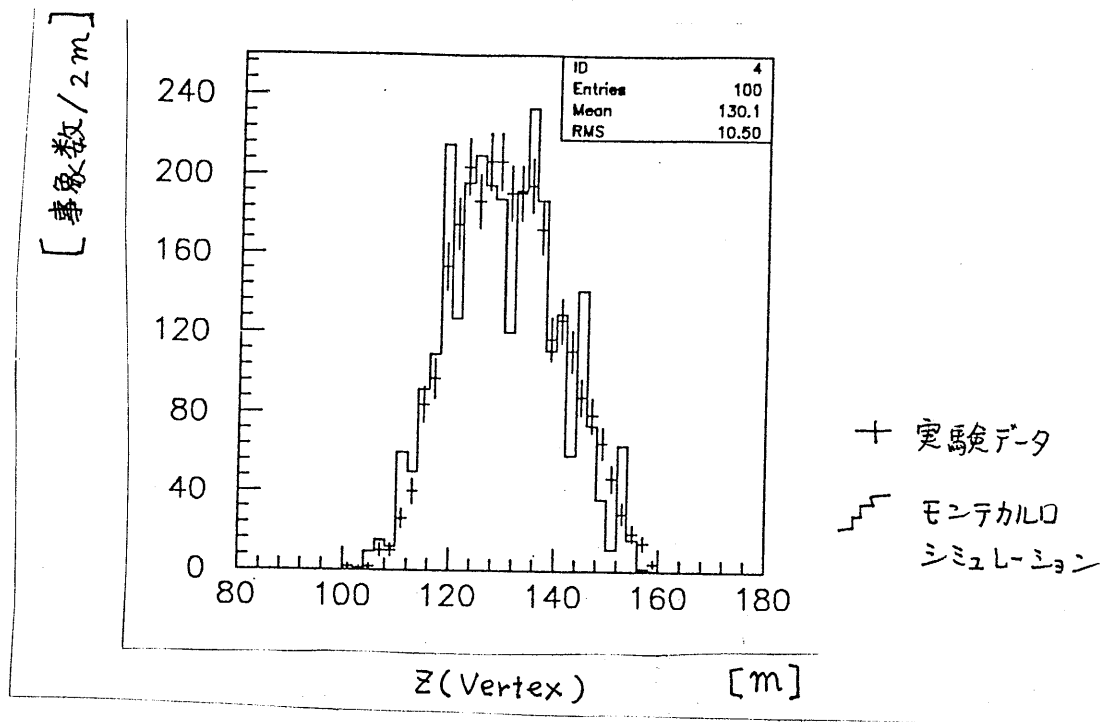


図 4.15: Vertex の分布

4.4 背景雑音事象

前節 4.2 節で、実験から 2,854 個の事象が得られたが、その中に含まれる背景雑音事象 (バックグラウンド) として主に次の 2 つが考えられる。

(i) $\pi^0 \rightarrow e e \gamma$ に外来粒子として γ が偶発的に紛れ込んで $e e \gamma \gamma$ と誤認した事象 (アクシデンタル)。

(ii) $\pi^0 \rightarrow e e \gamma$ に崩壊後、electron が測定器の物質と相互作用することによって制動放射 (Bremsstrahlung) の γ が生じ、 $e e \gamma \gamma$ として観測された事象 (External bremsstrahlung の事象)。

この 2 つのバックグラウンドに共通する点は、いずれも $e e \gamma$ の崩壊が $e e \gamma \gamma$ として観測されたということである。従って、観測された事象に含まれるバックグラウンド数を考える時には、(i)・(ii) を合わせて、発生した $\pi^0 \rightarrow e e \gamma$ の事象のうちどれだけの量を $\pi^0 \rightarrow e e \gamma \gamma$ と誤観測したかを、モンテカルロ・シ

ミュレーションを用いて求めることとした。

バックグラウンド数の算出は、次章第5章（分岐比の算出）で行なった。

第5章

分岐比の算出

本章各節で、 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の崩壊分岐比 $BR(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma)$ を算出する際に行なった手順を説明する。

5.1 規格化について

$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の事象数を $N_{e^+e^-\gamma\gamma}$ と置き、親 K_L^0 の個数 ($\#K$) を知って、アクセプタンス (検出効率) をモンテカルロ・シミュレーションから求めれば、下の関係式

$$\begin{aligned} N_{e^+e^-\gamma\gamma} = & \#K \times 3 \times BR(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0) \times BR(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)^2 \times BR(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma) \\ & \times A(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0, 2(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma), \pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma) \end{aligned} \quad (5.1)$$

が成り立つ。ここで、 $BR(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0)$ は、 $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ の崩壊分岐比を、 $BR(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ は、 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ の崩壊分岐比を表わし、 $A(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0, 2(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma), \pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma)$ は、親 K_L^0 が $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ に、さらに、その3つの π^0 のうち2個が $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 且つ、1個が $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ へ崩壊する事象に対する測定装置のアクセプタンスを表わす。(以降、 $A(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0, 2(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma), \pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma)$ を $A(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma)$ と書く。)

この関係式からも、 $\#K$ を知れば、 $BR(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma)$ は求まるが、モンテカルロ・シミュレーションから求めるアクセプタンスには各検出装置の特性（例えば、チェンバーの位置分解能等）を模擬することに起因する誤差が数%の大きさで含まれている。そこで、今回行なっている様な崩壊分岐比算出の際には、一般に、アクセプタンス算出に起因する誤差を抑えるために類似した崩壊事象で規格化する手法がとられる。つまり、本測定では、類似した崩壊事象として $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ を選び、

$$\frac{BR(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma)}{BR(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma)} = \frac{N_{\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma}}{N_{\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma}} \times \frac{A(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma)}{A(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma)} \quad (5.2)$$

の様に、 $A(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma)$ と $A(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma)$ との比をとることによって、シミュレーションから生じる共通の誤差を相殺する方法を行なった。

5.2 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ の事象数

規格化のための $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ を選ぶため、 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の場合と同様に選出を行なった。両者の相違点は、第1次選出の段階から総クラスター数が8個から7個 ($e^+e^-\gamma\gamma$ が $e^+e^-\gamma$) へ変化したこと、第2次選出での $R_{e\gamma}^2$ による削除の項目がないことの2点のみであった。これにより、 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ の事象として、177,641 個を得た。

また、この中に含まれるバックグラウンドは、 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ と崩壊した後、1個の γ が検出されずに $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ と誤観測した場合のみが考えられる。

図 5.1 に再構築された K_L^0 の質量を、図 5.2 に同じく $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ の π^0 の質量 $M_{\pi^0(\rightarrow e^+e^-\gamma)}$ の分布を示す。

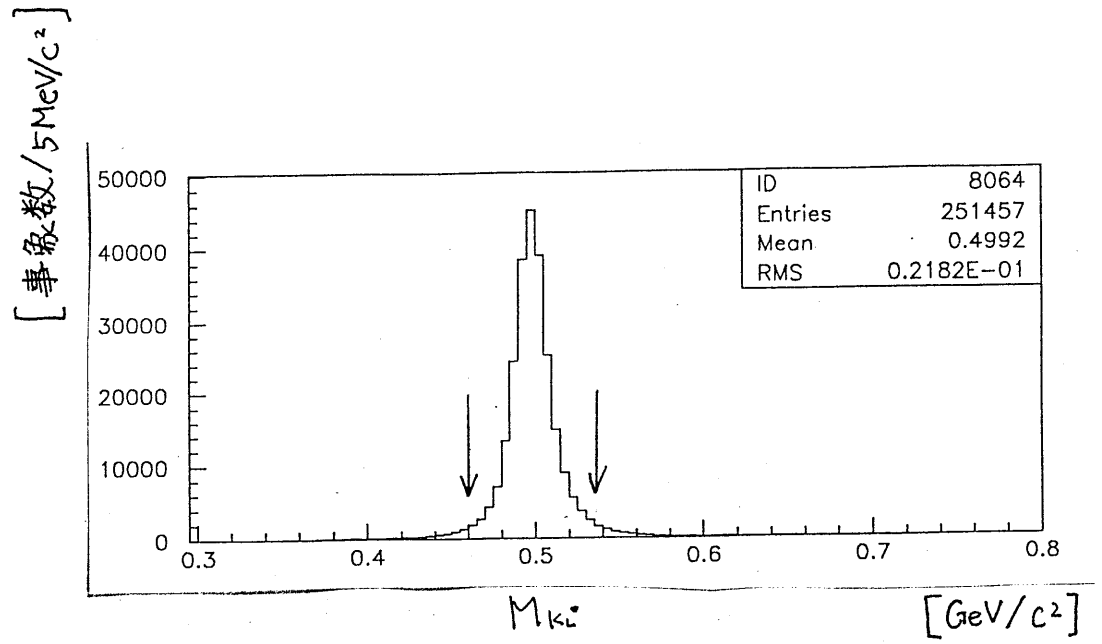


図 5.1: 再構築された K_L^0 の質量の分布

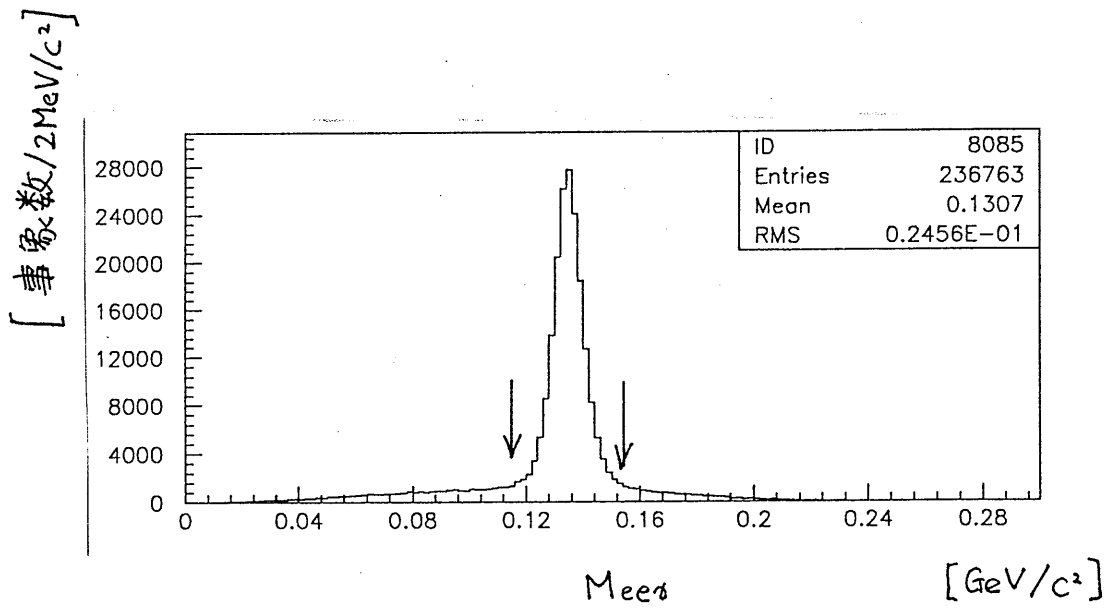


図 5.2: $M_{\pi^0(\rightarrow e^+e^- \gamma)}$ の分布

5.3 アクセプタンスの算出

前節までで、観測された $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の事象数 $N_{e^+e^-\gamma\gamma}^{exp}$ と $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ の事象数 $N_{e^+e^-\gamma}^{exp}$ とが求まった。

ここで、崩壊分岐比を算出するが、 $N_{e^+e^-\gamma\gamma}^{exp}$ に含まれるバックグラウンドのうち、External bremsstrahlung の事象は終状態が真事象のものとほぼ同じ（図 4.4における、 e_1 と γ_5 とのなす角度 θ が、Internal bremsstrahlung よりも小さいという点が異なる）であるので区別が困難である。したがって、崩壊分岐比算出のために、モンテカルロ・シミュレーションからアクセプタンスを求めるのと同時に、 $N_{e^+e^-\gamma\gamma}^{exp}$ に占めるバックグラウンドの割合を計算する方法をとった。

つまり、崩壊分岐比の算出には、 R を

$$R \equiv \frac{BR(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma)}{BR(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma)} \quad (5.3)$$

と置き¹、下の関係式 5.4 を用いた。

$$\frac{N_{e^+e^-\gamma\gamma}^{exp}}{N_{e^+e^-\gamma}^{exp}} = \frac{(1-R) \times A(ee\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma) + R \times A(ee\gamma\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma)}{(1-R) \times A(ee\gamma \rightarrow ee\gamma) + R \times A(ee\gamma\gamma \rightarrow ee\gamma)} \quad (5.4)$$

ここで、 $A(ee\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma)$ は、 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ のうち、アクシデンタルまたは、External bremsstrahlung によって $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ と観測した事象に対するアクセプタンスを表わし、 $A(ee\gamma\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma)$ は、 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ をそのまま $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ と観測した事象に対するアクセプタンスを表わす。同様に、 $A(ee\gamma \rightarrow ee\gamma)$ は、 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ をその通り $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ と観測した事象に対するアクセプタンスを表わし、最後に、 $A(ee\gamma\gamma \rightarrow ee\gamma)$ は、 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ のうち、1個の γ を検出せずに $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ と観測した事象に対するアクセプタンスを表わしている。

それぞれのアクセプタンスが、第3章で述べたモンテカルロ・シミュレーションを用いて計算され、表 5.1の結果を得た。

¹ $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ は $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ のQED高次補正項の1つであったから、 $BR(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma)$ は、 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ を含んでいる。従って、 R は $0 < R < 1$ である。

崩壊モード	$ee\gamma$ と観測	$ee\gamma\gamma$ と観測
$\pi^0 \rightarrow ee\gamma$	$A(ee\gamma \rightarrow ee\gamma) = 9.13 \times 10^{-4}$	$A(ee\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma) = 7.24 \times 10^{-6}$
$\pi^0 \rightarrow ee\gamma\gamma$	$A(ee\gamma\gamma \rightarrow ee\gamma) = 8.69 \times 10^{-4}$	$A(ee\gamma\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma) = 3.68 \times 10^{-5}$

表 5.1: 各事象に対するアクセプタンス

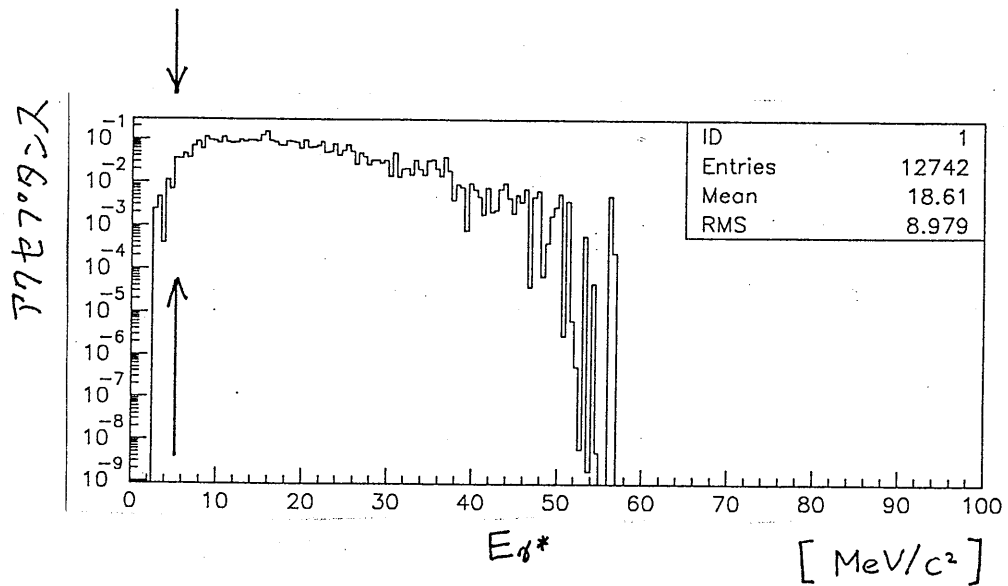


図 5.3: E_{γ^*} に対するアクセプタンス

5.4 分岐比の算出

式 5.4 にそれぞれの値を入れ、 R を求めると、 $R = 0.25 \pm 0.01$ (統計誤差) となる。図 5.3、図 5.4 はそれぞれ、 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ に対するアクセプタンス及び、発生した Radiative Photon の個数分布を共に Radiative Photon のエネルギー (重心系) の関数として描いたもので、いずれもモンテカルロ・シミュレーションによって得た結果である。図 5.3 のグラフより、 $BR(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma)$ を求める際の Radiative Photon の重心系のエネルギーに関する Infrared cutoff (赤

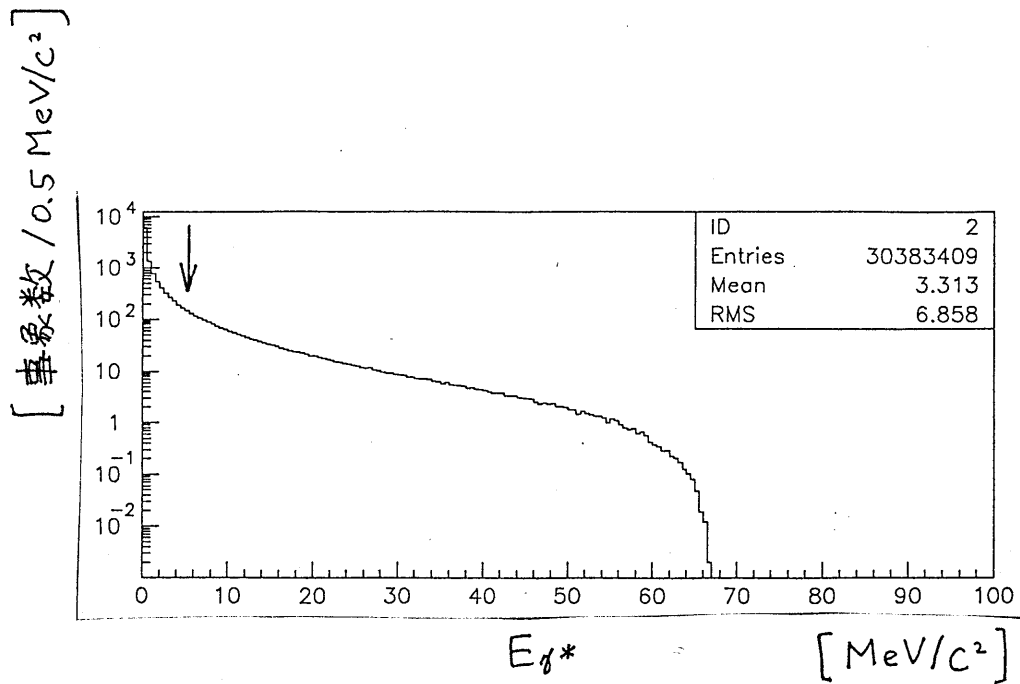


図 5.4: γ^* 発生数の分布

外発散のための切断) を 5 MeV ($E_{\gamma^*} = 5\text{MeV}$) に定め、また図 5.4 から、それによる cutoff の効果 $BR(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma, E_{\gamma^*} > 5\text{MeV})/BR(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma) = 0.171$ を得た。最後に、式 5.3 に、 $BR(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma) = (1.198 \pm 0.032) \times 10^{-2+2}$ をかけて、 $BR(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma, E_{\gamma^*} > 5\text{MeV}) = (5.0 \pm 0.2(\text{統計誤差})) \times 10^{-4}$ を得た。

5.5 最終事象数

第 4 章 (4.4) 節で述べたように、 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ のバックグラウンドは、 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ を $e^+e^-\gamma\gamma$ と見誤るものであった。ここで、表 5.2 の様に、 $N(ee\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma)$ 、 $N(ee\gamma\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma)$ を定義する。これらを用いると、

$$N_{e^+e^-\gamma\gamma} = N(ee\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma) + N(ee\gamma\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma) \quad (5.5)$$

²Particle Data Groupe, Phys. Rev. D45, VII.5(1992)

崩壊モード		$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ と観測した数
$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ に崩壊した	\rightarrow	$N(ee\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma)$
$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ に崩壊した	\rightarrow	$N(ee\gamma\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma)$

表 5.2: $N(ee\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma)$ 、 $N(ee\gamma\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma)$ の説明

と書ける。また、 R の定義式 (5.3式)

$$R \equiv \frac{BR(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma)}{BR(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma)}$$

を用いると、

$$BR(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma) = R \times BR(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma)$$

より、 $N(ee\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma)$ 及び、 $N(ee\gamma\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma)$ は、それぞれ、

$$N(ee\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma) = \#K \times (1 - R) \times BR \times A(e^+e^-\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma)$$

$$N(ee\gamma\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma) = \#K \times R \times BR \times A(e^+e^-\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma)$$

の関係が成り立つ(ここで、 BR は、親 K_L^0 が $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ に、さらに、その3つの π^0 のうち2個が $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 且つ、1個が $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ へ崩壊する事象の分岐比を表わす)。

最後に、 $N(ee\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma)/(N(ee\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma)+N(ee\gamma\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma))$ の比をとれば、これは、前節で得た $N_{e^+e^-\gamma}^{exp}$ の内のバックグラウンドの占める割合を表わす。以上より、 $N_{e^+e^-\gamma}^{exp} = 2854$ 個に含まれていたバックグラウンドは 1077 ± 33 (統計誤差) 個で、 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の最終的な事象数は、 1777 ± 42 (統計誤差) 個であることがわかった。なお、 $BR(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma)$ 及び、 $N(ee\gamma\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma)$ の系統誤差については、第7章で議論する。

第6章

モンテカルロ・シミュレーションと 実験データ

第1章1.2節 ($K_L^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ のモンテカルロ・シミュレーション) で挙げた様に、本測定の本2つ目の目的は、 $K_L^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の解析で使われたモンテカルロ・シミュレーションの信頼度を高めるために、本解析で用いた $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ のモンテカルロ・シミュレーションと実験データとの一致を見ることであった。

本章では、この視点に立ち、第4章4.3節に挙げた分布とは別に、実験データとモンテカルロ・シミュレーションとを比較した。 $e^+e^-\gamma\gamma$ 発生 Degree of freedom (自由度) が5であるから、

[図6.1] $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の e^+e^- の質量 $M_{e^+e^-}$ の分布

[図6.2] $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の $\gamma\gamma$ の質量 $M_{\gamma\gamma}$ の分布

[図6.3] $E_e(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の2個の electron のエネルギー) の非対称性

[図6.4] $E_\gamma(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の2個の γ のエネルギー) の非対称性

[図6.5] E_γ (Radiative photon のエネルギー) の分布

の5個の独立な物理量について実験データと $MC_{e^+e^-\gamma\gamma}$ との一致を検証し以下に示した。

計算機の稼働時間の制約から、モンテカルロ・シミュレーションにおける事象はそれぞれ重みが掛けられているので、統計誤差の評価は単純ではないが、

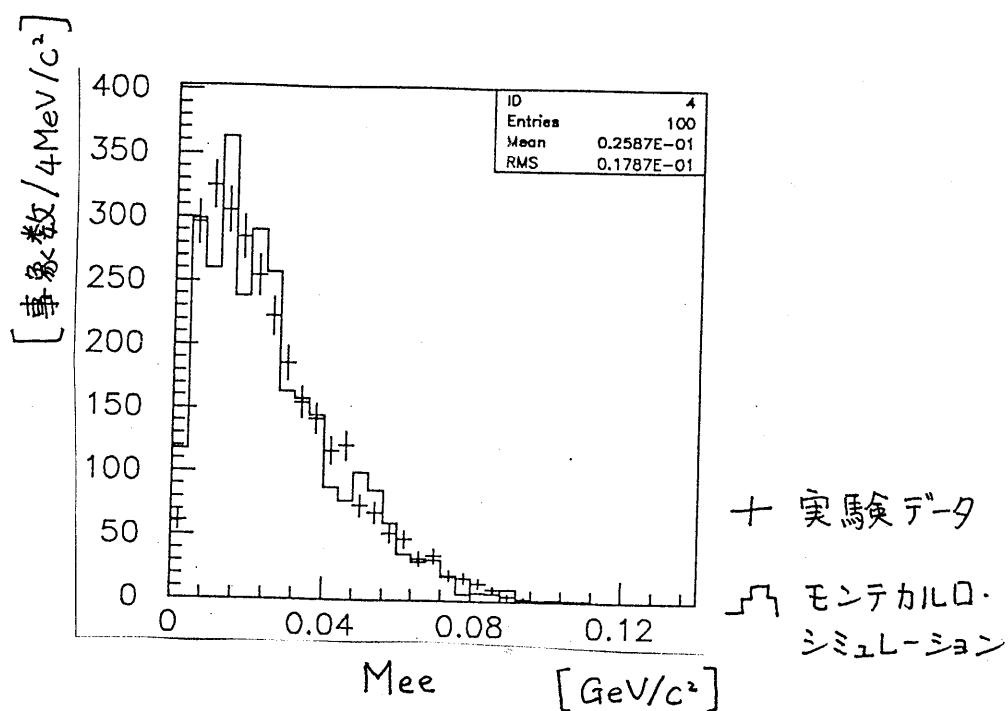


図 6.1: $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の e^+e^- の質量 $M_{e^+e^-}$ の分布

いずれも、この誤差の範囲内で無矛盾な結果が得られた。これにより、 $K_L^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ のモンテカルロ・シミュレーションの信頼度は、一層高まったと言え、第1章で述べた2つ目の目的は達成できた。

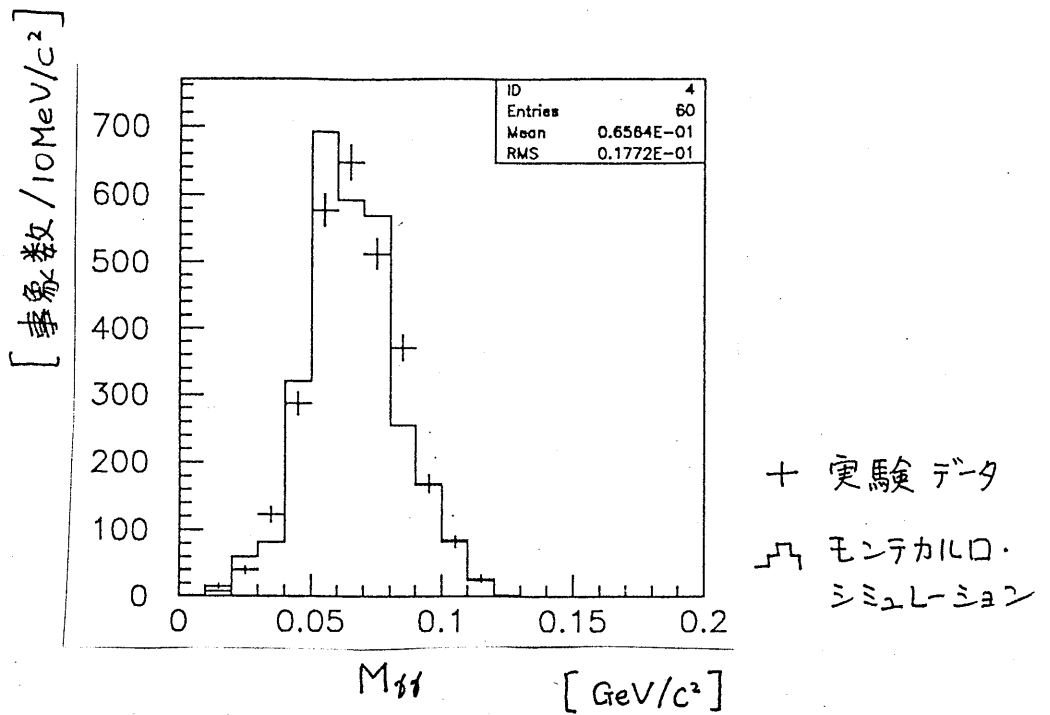


図 6.2: $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の $\gamma\gamma$ の質量 $M_{\gamma\gamma}$ の分布

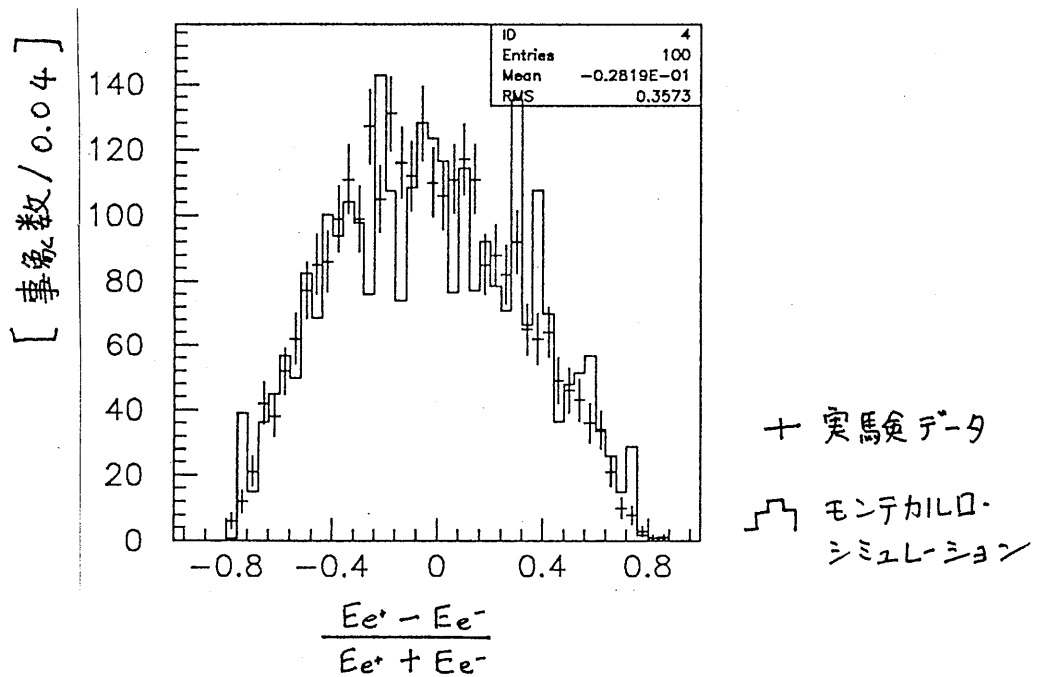


図 6.3: $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の 2 個の electron のエネルギー非対称性 $E_{e^+} - E_{e^-} / E_{e^+} + E_{e^-}$ の分布

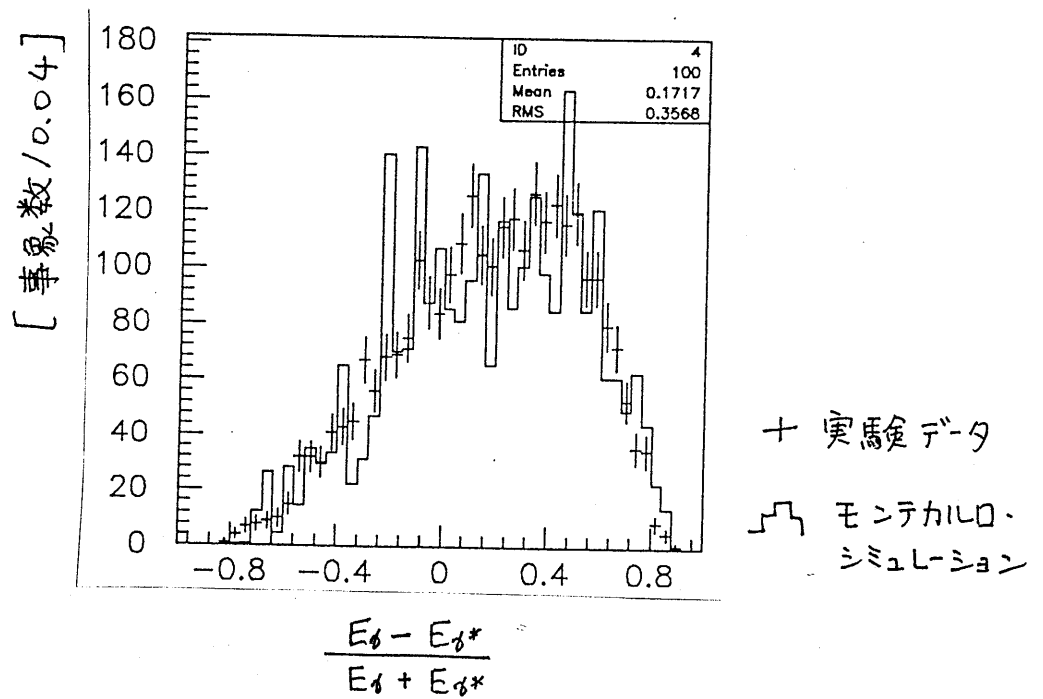


図 6.4: $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の 2 個の γ のエネルギー非対称性 $E_{\gamma} - E_{\gamma^*} / E_{\gamma} + E_{\gamma^*}$ の分布

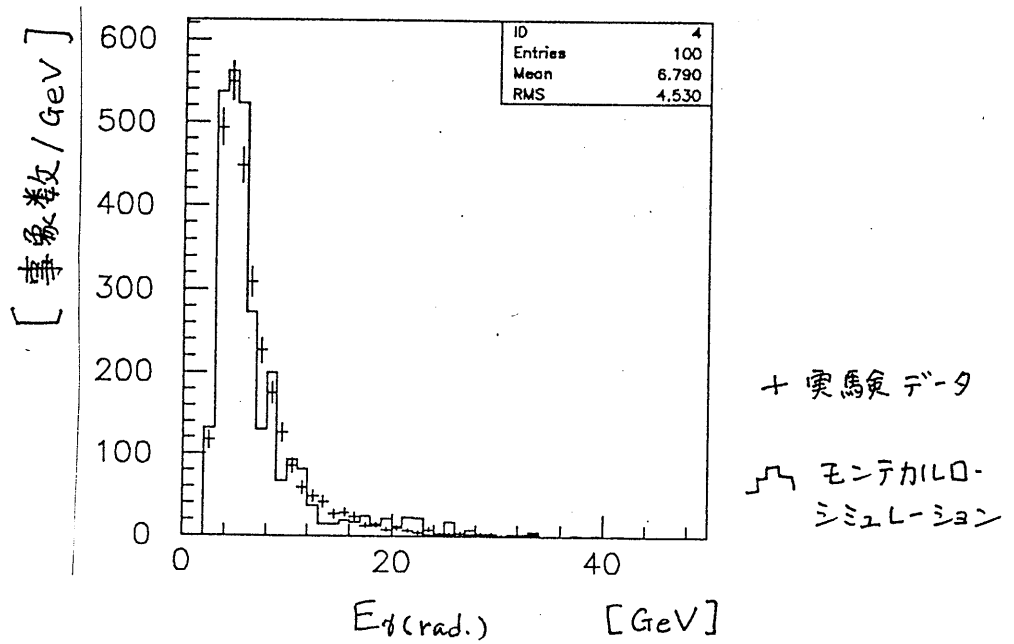


図 6.5: Radiative photon のエネルギー $E_{\gamma(\text{rad.})}$ の分布

第7章

考察

第5章で得た結果に対する系統誤差について考察し、さらに、理論計算との比較を行なう。ただし、現時点では、各系統誤差の因果関係をはじめ、従属性、伝播性等が明確に分析出来ていないため、系統誤差の評価を定量的に行なうことは出来ない。従って、データ解析の現段階で表現できる不確定さを示すにとどめた。また、以下各節で述べる現状では、各測定装置に起因した系統誤差（例えば、カロリメーターの位置分解能からの系統誤差（～2%）や、運動量分解能からの系統誤差（～1%））の議論まで達するに至らないので省くことにした。

7.1 系統誤差

系統誤差としてまず、第4章4.2節で行なった事象選出における棄却域の設定に起因するものが挙げられる。事象の選出基準を変えることによって崩壊分岐比は、表7.1の様に变化した。ここで、 $\pi^0 \rightarrow e^+e^- \gamma$ に対する○、△は、 $\pi^0 \rightarrow e^+e^- \gamma$ の解析における差異を表している。

また、基準2に関して、次に挙げた場合の崩壊分岐比の値を表7.2にまとめた。

(i) ハード・ウェア上でのクラスター数が8個である制限（測定装置が8個の

事象選出の パラメーター	選出基準 1	選出基準 2	選出基準 3
$Pt^2 (GeV/c)^2$	0.001 以下	0.001 以下	0.0007 以下
χ^2	10 以下	10 以下	5 以下
$R_{e\gamma}^2 (m)^2$	0.01 以下	0.01 以下	0.005 以下
$M_{K_L^0}$	3σ 以内	3σ 以内	2σ 以内
$M_{\pi^0(\rightarrow e^+e^-\gamma)}$	3σ 以内	3σ 以内	2σ 以内
$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$	○	△	○
崩壊分岐比 ($\times 10^{-4}$)	5.0	6.6	7.6

表 7.1: 事象選出基準に対する崩壊分岐比 (I)

	(i)	(ii)	(iii)	(iv)	(v)
崩壊分岐比 ($\times 10^{-4}$)	6.2	5.3	6.6	5.1	6.2

表 7.2: 事象選出基準に対する崩壊分岐比 (II)

クラスターを認識しているという制限) を無くした場合。

(ii) 4.2.2 節で述べたフュージョン・ファインダーによる削除を無くした場合。

(iii) 同じく、アクシデンタルの削除を無くした場合。

(iv) (i)、(ii)、(iii) 共に無くした場合。

(v) $M_{K_L^0}$ に対する制限を無くした場合。

もともと、今回の測定では、崩壊過程の類似した $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ で規格化しているため、事象を選出する基準 (棄却域) の変化は、求めた崩壊分岐比に影響を与えないはずである。しかし、現段階では、この範疇からの寄与だけでも上記程度の誤差が生じている。

$A(ee\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma)$	崩壊分岐比 ($\times 10^{-4}$)
+20%	4.2
-20%	5.7

表 7.3: $A(ee\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma)$ の誤差による崩壊分岐比の変化

この誤差の原因として、第6章の図6.1～図6.5を見れば明らかでもあるが、まず、 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ を発生させたモンテカルロ・シミュレーション ($MC_{e^+e^-\gamma\gamma}$) の事象数が、統計量として充分でない点があげられる。前節で触れた様に統計誤差の評価は単純ではないが、アクセプタンス ($A(ee\gamma\gamma \rightarrow eeg\gamma), A(ee\gamma\gamma \rightarrow ee\gamma)$ の両者) の値へ3%以上の誤差を伝播している。ここに生じた誤差は、式5.4において相殺されないので問題となる。図6.1を例にとり、極端ではあるが仮に $M_{e^+e^-} < 40\text{MeV}$ の事象を棄却する制限をつけると、崩壊分岐比は、 $BR=10.4 \times 10^{-4}$ となった。この点からも、モンテカルロ・シミュレーションの統計量による誤差が有意に影響していることがわかる。

2つめの系統誤差として挙げられるものが、アクセプタンス $A(ee\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma)$ の算出に対する系統誤差である。この項には、第4章4.4節 (バックグラウンド) で述べた External bremsstrahlung の効果が含まれている。そして、粒子飛程中に透過する物質の見積り精度から生じる $A(ee\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma)$ の誤差は、20%である。この誤差も、式5.4においては相殺されないので、崩壊分岐比の算出に有意に寄与する。表7.3に本節始めに述べた事象選出基準1に対して $A(ee\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma)$ を $\pm 20\%$ 増減させた場合の崩壊分岐比を示した。

以上から、第5章で得た結果には、20%程度の系統誤差が付随していると言える。

7.2 BR($\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$); 理論計算との比較

本修士論文における実験結果は、前節の考察までとして、ここで、理論計算と比較する。

比較に用いた値は、 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の崩壊分岐比を解析的に計算した文献がないため、QED 放射補正の計算¹に基づいた数値計算²によって得た。 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の遷移振幅と π^0 の Dalitz 崩壊 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ の遷移振幅を構成する変数(それぞれ5個、2個)に対して乱数を振り、両者の発生事象数の割合から崩壊分岐比 BR($\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$) を算出した³。値は、BR($\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma, E_{\gamma^*} > 5\text{MeV}$) = 2.7×10^{-4} であった。

従って、実験結果の中央値と理論計算とは一致せず、2 倍の違いが認められた。

7.3 今後の課題及び、展望

崩壊分岐比を算出した際の R は、式 5.4

$$\frac{N_{e^+e^-\gamma\gamma}^{exp}}{N_{e^+e^-\gamma}^{exp}} = \frac{(1-R) \times A(ee\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma) + R \times A(ee\gamma\gamma \rightarrow ee\gamma\gamma)}{(1-R) \times A(ee\gamma \rightarrow ee\gamma) + R \times A(ee\gamma\gamma \rightarrow ee\gamma)} \quad (5.4)$$

において、 $\frac{N_{e^+e^-\gamma\gamma}^{exp}}{N_{e^+e^-\gamma}^{exp}}$ の値を 2 割(小さく)変化(アクセプタンスはそのまま)すると崩壊分岐比が理論値と一致する程、微妙な数値でもある。従って、系統誤差の定量的評価やモンテカルロ・シミュレーションの統計量の確保、理論計算の再確認等、残された分析を遂行することなしに、理論値と 2 倍異なる崩壊分岐比の実験結果や、 π^0 の Dalitz 崩壊の放射補正並びに、Slope parameter に関して解釈を展開することは避けたい。そもそも、第 1 章でも述べた様に、

¹K.O.Mikaelian and J.Smith, Phys.Rev.D5,1763 (1972) 及び、

K.O.Mikaelian and J.Smith, Phys.Rev.D5,2890 (1972) 参照

²同研究室博士課程の中家 剛氏の全面的な御協力を頂いた。

³この方法の他に、 π^0 の Dalitz 崩壊に Photos(第 3 章)を用いて、放射補正の Bremsstrahlung diagram の寄与を計算する方法も予定している。

π^0 Electromagnetic Form Factor は、過去30年来、実験・理論両手段からのアプローチにもかかわらず解決を見ていない話題でもあるからである。しかし、本章1節（系統誤差）での不確定さを大きめに考慮しても、理論値との差が有意であることは免れない。そこで、今後の課題という視点から結果を受け止め、将来の展望という形で本考察を締め括る。

E799-I 実験に固有の話題に立ち入ってしまうことになるが、

観測した事象数 = $\#K \times$ 崩壊分岐比 \times アクセプタンス

によって算出した E799-I における親 K_L の総数が、用いた崩壊モードによって10%程度の差がでていう背景がある。しかも、典型的な値は $\#K = 2.7 \times 10^{10}$ であるが、観測する事象の粒子数が多くなるのしたが親 K_L の総数 $\#K$ が小さくなる傾向が認められている（例えば、 $K_L^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ に対して $\#K = 2.7 \times 10^{10}$ 、 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ ($K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$) に対して、 2.4×10^{10} 等)。今回我々の解析からも 2.2×10^{10} ($\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ を用いた) を得ている。この様な傾向が、今回の測定結果に影響していることも否定出来ない。

測定装置の詳細な特質にまで及ぶと、さらに独自性の強い話題となってしまうが、上述のことを探るために、鉛ガラス・カロリメーター上のクラスター間の距離分布や、至近距離（カロリメーターの位置分解能（ ~ 4 mm）程度）に2つの粒子が飛来した場合のカロリメーターの処理具合、荷電粒子の飛跡の分布等について、崩壊2次粒子数が多い場合の検出器の粒子数検出能力⁴を調べるのが今後の課題として大きな意味を持つ。まして、R は前述の通り敏感な数値であるから、もし粒子数によって検出器の粒子数識別能力が異なるならば、終状態粒子数8の $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ を終状態粒子数7の $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ で規格化した効果によって、理論計算からずれた値を得たということも考えられる。

以上の様に、実験結果は理論計算と2倍異なったままで、しかも、現時点では、実験結果、計算結果どちらにも甲乙をつけることはできない無力な立場ではある。しかしながら、E799-I 実験自体が固有にもった背景に立ち入り、

⁴本章1節、表7.2での(i)、(ii)、(iii)は、実はこの調査のはじめの一步であった。

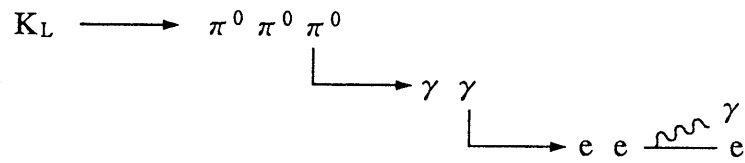


図 7.1: 未調査のバックグラウンド

Internal consistency (実験内部で閉じた一貫性) を探るという観点から受け止めれば、大変興味深い結果であると言うことができ、今後の調査に一層期待がかかる。

最後に、第 4 章 4.4 節で述べた以外のバックグラウンドについても言及しておかなくてはならない。今の時点で考え得るものは、

(i) $K_0^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 + e^+ e^-$ ($+e^+ e^-$ は、アクシデンタルの γ が物質との電磁相互作用によって 2 個の electron を生成したもの)

(ii) $K_0^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 ; \pi^0 \rightarrow \gamma \gamma \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$ (図 7.1 参照)

の 2 つである。特に (ii) の方は、 $e^+ e^- \gamma \gamma$ が π^0 の質量を、 $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ が K_0^0 のを組むという点や、最後の γ は External bremsstrahlung で生じたものであることが、 $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$ との識別を困難にしている。

現時点ではこのバックグラウンドが、最終的にどれ程の量として効いてくるか等の定量的な議論はできないが、この調査も今後の課題として非常に重みがある。

第 8 章

結論

1991年11月から約70日間にわたり、FNAL(米国フェルミ研究所)でE799-I実験が行なわれた。この実験は、直接的CPの破れの効果が大きいと予想される $K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ をはじめ、多くの K_L^0 の稀崩壊を探索するものであった。

今回、その際に収集した実験データから、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ の飛程中の π^0 を用いる方法によって、これまで観測されてなかった $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$ を 2,854 個(内、バックグラウンドは 1,077 個)観測した。同じデータを $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ についても解析し、これを規格化に用いた。Radiative photon の Infrared cutoff は、モンテカルロ・シミュレーションを用いて 5MeV に選んだ。これにより初めて、 $\text{BR}(\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma, E_\gamma^* > 5\text{MeV}) = (5.0 \pm 0.2(\text{統計誤差})) \times 10^{-4}$ を得た。

$\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$ は、 $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ の放射補正の Bremsstrahlung diagram であるために、 π^0 Electromagnetic Form Factor における放射補正の取り扱いに関し、実験的検証を与える機会となる。 $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$ の崩壊分岐比は、QED に基づいた理論計算、 2.7×10^{-4} との一致は得られなかった。しかし、今の段階では、系統誤差をはじめ、十分に分析ができていない事項があるために、QED の計算を超えた現象を議論するには至っていない。むしろ、E799-I 実験固有の内部事情として挙げられている崩壊 2 次粒子数と親 K_L^0 の総数との相関に対して、興味深い結果となった。

アクセプタンス算出のために用いたモンテカルロ・シミュレーションは、

統計量に課題を残してはいるものの、実験データとの矛盾はなかった。また、 $K_L^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の解析で使われたモンテカルロ・シミュレーションは、このモンテカルロ・シミュレーションの発生器を基に、 K_L^0 、 π^0 の質量の差及び、 K_L^0 の形状因子を考慮に入れたものであった。従って、 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ のモンテカルロ・シミュレーションが、実験データを良く再現したことによって、 $K_L^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の解析で使われたモンテカルロ・シミュレーションの信頼度を増すことができた。

第 9 章

付録

9.1 Slope parameter の主な結果

9.1.1 π^0 form factor の実験結果

表 9.1 に、これまで八つの実験結果をまとめた。(脚注 [1]H.kobrac,Nuovo Cimento 20 (1961)1115 [2]N.P.Samois,Phys.Rev.121 (1961)275 [3]S.Devons et al.,Phys.Rev.184 (1969)1356 [4]J.Burger,Doctoral Thesis, Columbia University [5]J.Fischer et al.,Phys.Lett.B73 (1978)359 [6]H.Fonvieille et al.,Phys.Lett.B233 (1989)65 [7]F.Farzanpay et al.,Phys.Lett.B278 (1992)413 [8]F.Farzanpay et al.,Phys.Lett.278B,(1992)413)

9.1.2 π^0 form factor の理論計算

表 9.2 に、主な計算結果をまとめた。その他、Fermion loop *models*¹³ や、*QCD*¹⁴ を用いた計算もでていますが、いずれも 0.02~0.04 の値をとっている。(脚注 [9]S.Berman and D.A.Geffen,Nouvo Cimento 18 (1960)1192 [10]G.Barton and B.Smith,Nouvo Cimento 36 (1965)436 [11]B.L.Young,Phys.Rev.D2 (1970)606 [12]V.M.Raval and R.Ramachandran,Phys.Rev. (1973)1144 [13]M.Pratrap and J.Smith,Phys.Rev.D5 (1972)2020 [14]A.N.Kamal and Lo Chong-Huah,Phys.Rev.D32 (1985)1744)

Experiment	α	Total error	Statistical error	Technique
Kobrak ¹	-0.15		0.10	liquid hydrogen bubble chamber
Samois ²	-0.24	± 0.16	0.12	liquid hydrogen bubble chamber
Devons et al. ³	-0.01	± 0.11	0.05	optical spark chambers and NaI spectrometers
Burger ⁴	0.02	± 0.10	0.07	magnetic spectrometer
Fischer et al. ⁵	0.10*		0.03	magnetic spectrometer; π^0 produced by $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ decay in flight
Fonvielle et al. ⁶	-0.11*	± 0.09	0.03	magnetic spectrometer with drift chambers
Behrend et al. ⁷	0.0326*		0.0026	CELLO detector at PETRA
Farzanpay et al. ⁸	0.026*	± 0.054	0.024	with chambers and NaI spectrometer at TRIUMF

表 9.1: π^0 form factor の実験結果 (α の値に*印の付いたものは、Radiative correction を考慮にいれた結果であることを示す。)

Calculation	α	Model
Berman and Geffen ⁹	0.031	vector-meson dominance
Barton and Smith ¹⁰	0.046	dispersion theory
Young ¹¹	0.031	"hard pion" current algebra
Raval and Ramachandran ¹²	0.012	"hard pion" current algebra

表 9.2: π^0 form factor の理論計算

崩壊モード	結果	物理的話題
$K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$	$< 4.3 \times 10^{-9}$	CP violation
$K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$	$< 5.1 \times 10^{-9}$	CP violation
$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$	$< 5.7 \times 10^{-5}$	CP violation
$K_L \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$	$< 6.5 \times 10^{-7}$	Background to $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$
$K_L \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$	3.58×10^{-8}	K_L form factor
$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$	$< 2.3 \times 10^{-4}$	K_L form factor
$\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$	7.6×10^{-8}	Unitarity limit
$\pi^0 \rightarrow \mu e$	$< 8.6 \times 10^{-9}$	Lepton number violation
$K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$	解析中	Chiral perturbation theory
$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$	解析中	K_L form factor
$K_L \rightarrow e^+ e^- \mu^+ \mu^-$	解析中	CP violation
$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 e^+ e^-$	解析中	
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$	解析中	
$K_L \rightarrow \pi^0 \mu e$	解析中	Lepton number violation
$\pi^0 \rightarrow e e e e$	解析中	

表 9.3: E799I 実験の最新情報

9.2 E799-I 実験の最新結果

表 9.3 に、E799-I 実験の結果をまとめておく。

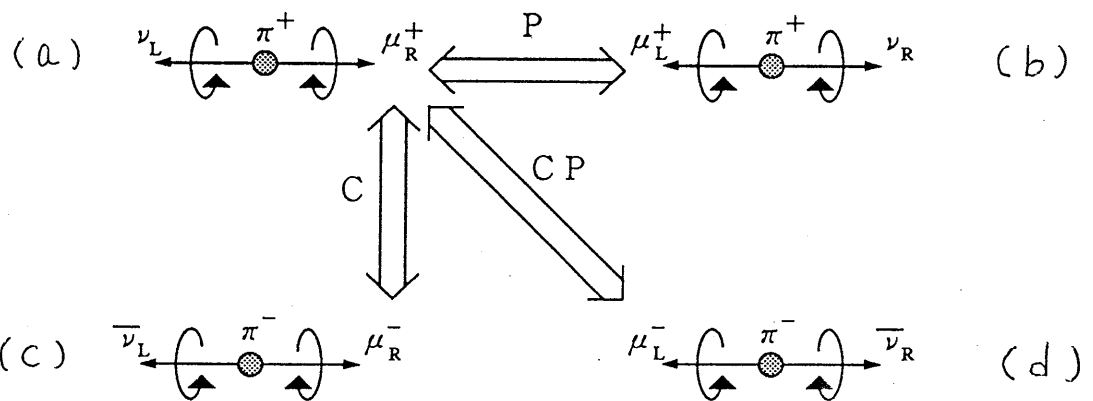


図 9.1: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ に P 、 C 、 CP の変換を行なった場合 (ν_L は左巻き、 ν_R は右巻きのニュートリノを表わす。)

9.3 直接的 CP の破れについて

CP 非保存に関する記述は、いたる書物に見ることができるので、ここでは、話題を中性 K 中間子の崩壊に絞り、また、本文で書いた「直接的な CP の破れ」の「直接的」が表わす意味を示すまでに留める。

9.3.1 直接的 CP の破れ

(i) まず、CP の語句説明から入る。

CP の C は、Charge conjugation(荷電共役変換)の頭文字からきており、粒子の電荷の正・負を入れ換える変換を表わす。この操作は、スピンの向きはそのまま、粒子を反粒子に変えるもので、例えば、電子は陽電子に、中性のニュートリノは反ニュートリノになる。一方 P は、Parity(空間反転)を示し、3次元空間での座標原点から表わされた位置 (x, y, z) を $(-x, -y, -z)$ に変える操作(座標軸の右手・左手系の入れ換え)を表わしている。これら C と P を同時に施す変換のことを CP 変換と呼ぶ。

(ii) 次に、C 及び、P の弱い相互作用における変換を考える。

具体例として、図 9.1 (a) $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ の過程を取り上げてみる。

(b) は、P の変換を行なったものであるが、右巻きのニュートリノができ
てしまい (現在知られているニュートリノはすべて左巻きである)、このこと
から、弱い相互作用は P の変換を保存しないことがわかる。また、(c) は、C
の変換を行なったものであるが、この場合も、現存しない左巻きの反ニュート
リノを生む過程となり、弱い相互作用は P の変換も保存しないことがわかる。
(d) は、CP の変換を行なったもので、この場合は弱い相互作用は対称的であ
る (CP は保存している)。

(iii) 弱い相互作用では CP も保存されない。

1964 年に中性 K 中間子を用いた実験¹³ によって、CP が保存しない事象が
観測された。

中性 K 中間子は、弱い相互作用において二つの成分 (K_1 、 K_2) をもち、CP
変換の固有状態として振舞う。

$$CP | K_1 \rangle = + | K_1 \rangle$$

$$CP | K_2 \rangle = - | K_2 \rangle$$

CP=+の成分を K_1 、CP=-の成分を K_2 という。

ここで、CP が弱い相互作用において保存される立場から中性 K 中間子の
2 個若しくは、3 個の π 中間子への崩壊を考えるならば、角運動量が 0 の $\pi^+\pi^-$
あるいは $\pi^0\pi^0$ は CP=+ であり、 $\pi^+\pi^-\pi^0$ または $\pi^0\pi^0\pi^0$ は CP=- であるから、

$$K_1 \rightarrow \pi^+\pi^-(\pi^0\pi^0)$$

$$K_2 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0(\pi^0\pi^0\pi^0)$$

に示す様に、CP=+の K_1 は 2 個の π へ、CP=-の K_2 ¹⁴ は 3 個の π へ崩壊すべ
きであり、CP=+の K_1 が 3 個の π へ、CP=-の K_2 が 2 個の π へ崩壊するこ
とは許されないはずである。

¹³J.H.Christenson et al.:Phys. Rev. Letters, 13, 138(1964)

¹⁴遷移位相空間の大きさの違いにより、 K_1 と K_2 とで寿命が異なることから、それぞれ、
 K_S (Short)、 K_L (Long) と呼ばれる。

しかし、Christenson らは、 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ の崩壊を観測して、CP の破れを発見した。

(iv) 直接的 CP の破れと間接的 CP の破れ

この CP 非保存の現象は、

(1) K_L が純粋に K_2 ではなく、わずかに CP=+ の K_1 を含んでいる (混合率 ϵ)、

$$K_L = (K_2 + \epsilon K_1)$$

あるいは、

(2) CP=- の K_2 が直接 CP=+ の 2π へ崩壊した、

の二つによって説明されており、(1) を間接的 CP の破れと呼び、(2) を直接的 CP の破れと呼ぶ。本文中での「直接的 CP の破れの効果が大きい」とは、ここで述べた (2) の寄与が優勢であることを示している。

9.3.2 $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$

直接的 CP の破れを調べる方法は、 $K_L \rightarrow 2\pi$ の系を用いる方法¹⁵と、直接的 CP の破れの効果が大きい K_L の崩壊を用いる方法がある。前者の説明は別の書物に譲る¹⁶が、後者の K_L の崩壊には、 $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ 、 $\pi^0 \mu^+ \mu^-$ 、 $\pi^0 \nu \bar{\nu}$ 等が挙げられ、これらは直接的 CP の破れの大きさが間接的 CP の破れの大きさと同程度か、それよりも大きいと予測されているものである。ただし、その崩壊分岐比は 10^{-11} 前後と、非常に小さいと予測されており、今現在これらの崩壊は見つかっていない。E799-I でもこれらの崩壊が探索されたが、前節で示した様に、いずれも崩壊分岐比の上限値が更新されたにとどまっている。

図 9.2 に、 $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ の崩壊に対する直接的 CP の破れ、間接的 CP の破れ及び、CP 保存の寄与をそれぞれ示した。

¹⁵ $K_L, K_S \rightarrow \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0$ の 4 つの崩壊から、直接的 CP の破れの大きさ (ϵ') を間接的 CP の破れの大きさ (ϵ) で割った値 ϵ'/ϵ を測る方法。

¹⁶ 例えば、Particle Data Groupe, Phys. Rev. D45, V II.97(1992)

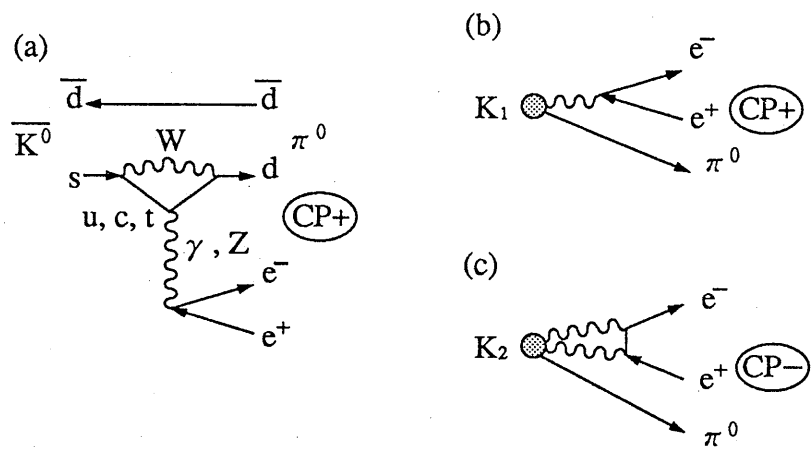


図 9.2: $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ への寄与 (a) 直接的 CP の破れ、(b) 間接的 CP の破れ
及び、(c) CP 保存の寄与を表わす

9.4 第二次事象選出における事象数の変化

第4章(2.2)節で述べた通り、図9.3に π_1^0 の質量 $M_{\pi_1^0(\rightarrow\gamma\gamma)}$ v.s. π_2^0 の質量 $M_{\pi_2^0(\rightarrow\gamma\gamma)}$ の分布を示し、また、

図9.4、図9.5の親 K_L^0 の質量分布

及び、

図9.6、図9.7の $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の π^0 質量分布

に関しては、第2次事象選出での6項目の削除条件による分布の推移がわかるように順を追って示した。

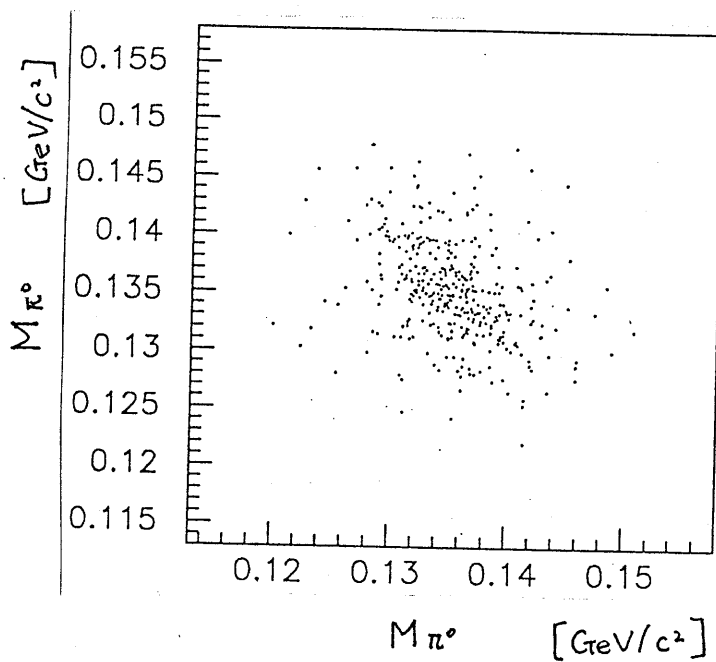
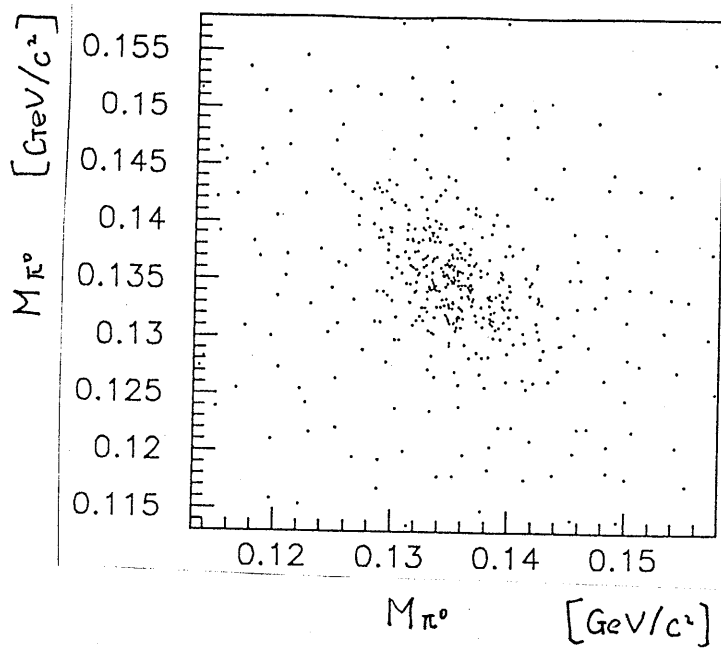


図 9.3: (a) 第1次選出後、 Pt^2 及び、フュージョン・ファインダー、フォトン・
 ヴィトロー、アクシデンタルに関する削除がかけられている。
 (b) 図(a)に、 χ^2 の削除をかけたもの

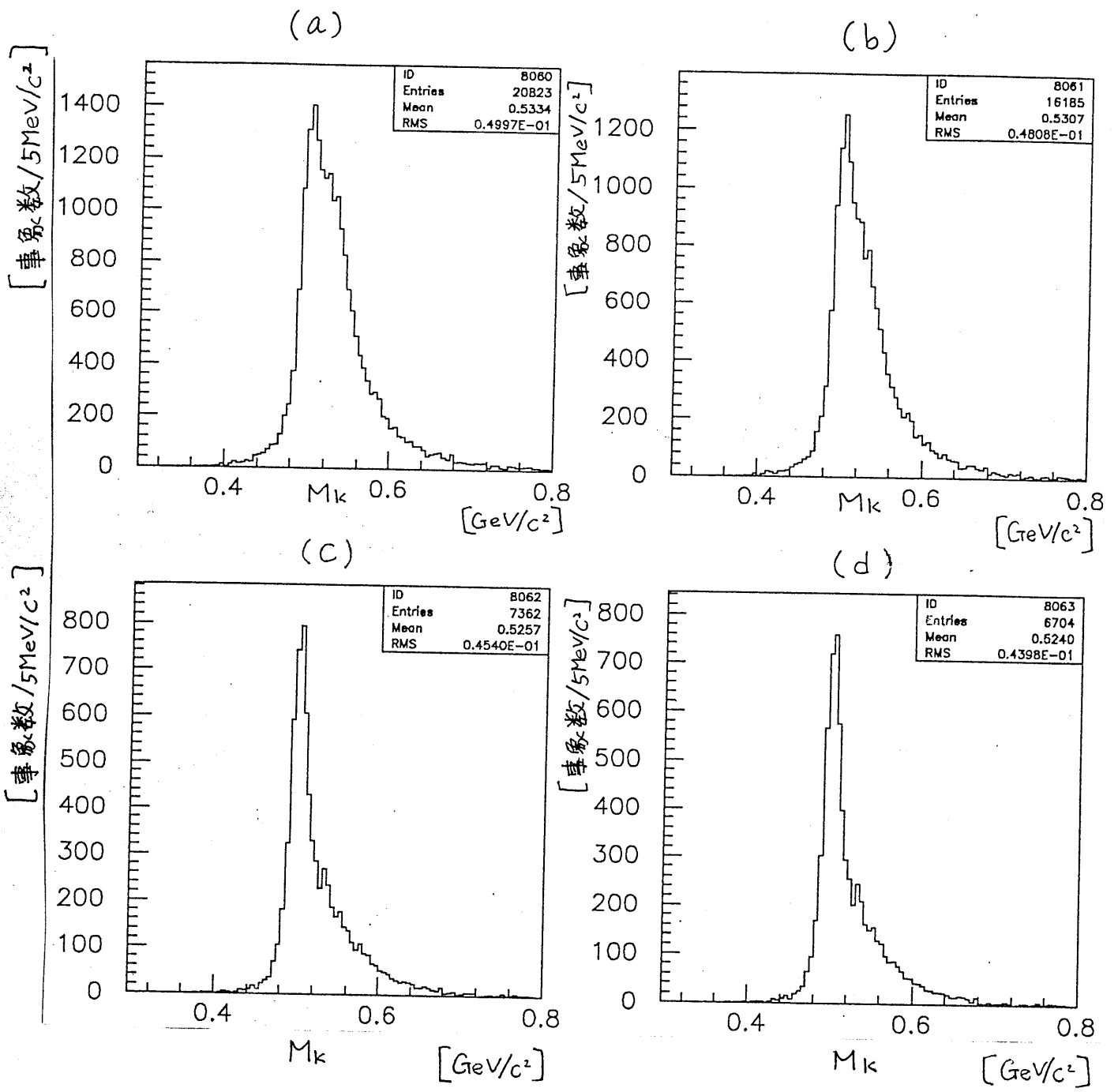


図 9.4: (a) 第1次選出後 (b)(a) より更に Pt^2 (c) 更にフュージョン・ファイ
 ンダー、フォトン・ヴィトー、アクシデンタルの削除 (d) 更に χ^2 の削除がかけ
 られている K_L^0 の質量分布 (I)

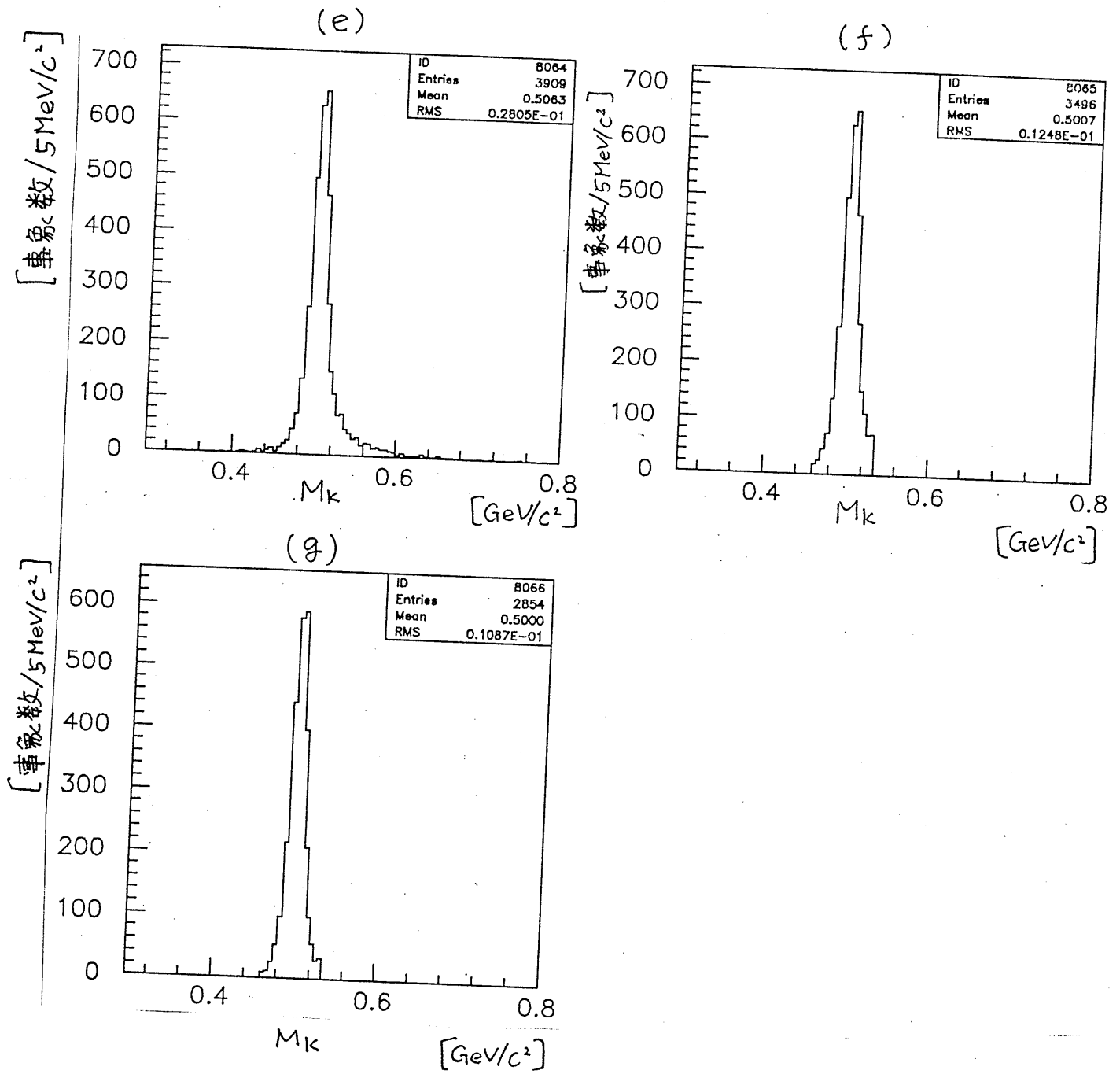


図 9.5: (e) 前頁 (d) より更に R_{γ}^2 (f) 更に $M_{K_L^0}$ $M_{K_S^0}$ (g) 最後に $M_{\pi^0(\rightarrow e^+e^-\gamma\gamma)}$ の削除の分布

K_L^0 の質量分布(II)

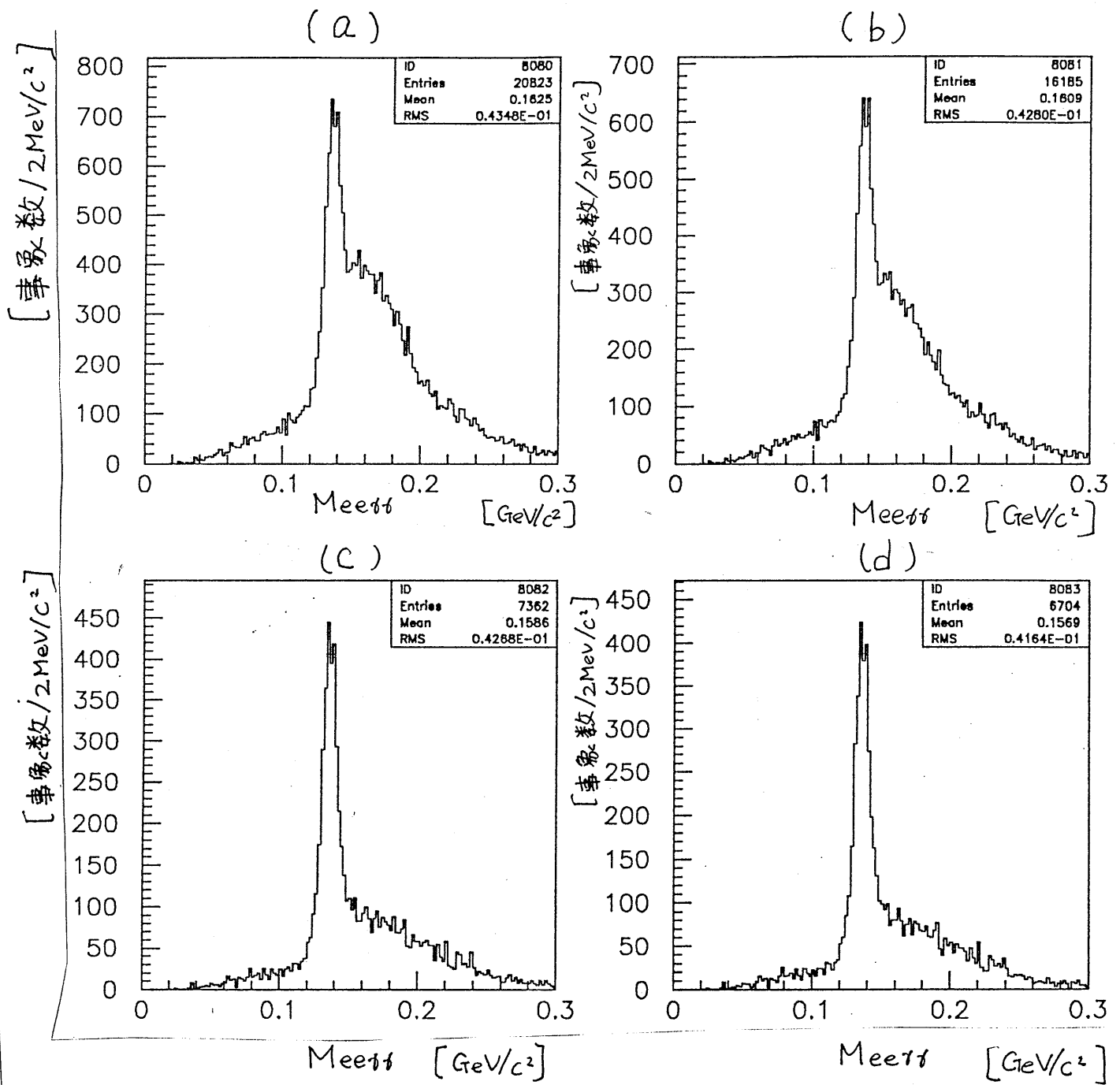


図 9.6: (a) 第1次選出後 (b)(a) より更に Pt^2 (c) 更にフュージョン・ファイナダー、フォトン・ヴィトロー、アクシデンタルの削除 (d) 更に χ^2 の削除がかけられている

$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の π^0 の質量分布 (I)

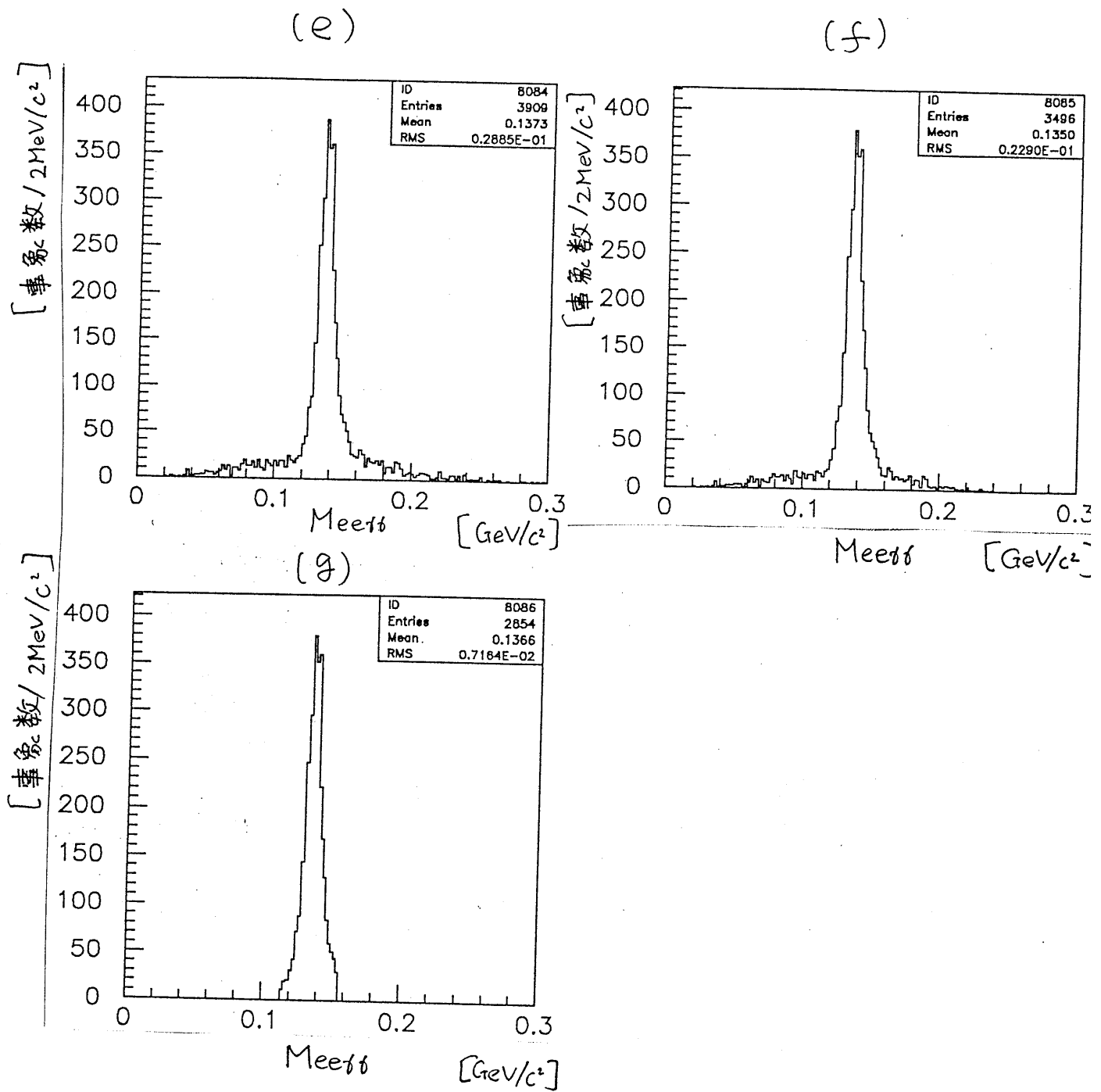


図 9.7: (e) 前頁 (d) より更に $R_{e\gamma}^2$ (f) 更に $M_{K_L^0} M_{K_L^0}$ (g) 最後に $M_{\pi^0(\rightarrow e^+e^-\gamma\gamma)}$ の削除後の分布

$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の π^0 の質量分布 (II)

第10章

あとがき

$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ の観測に関する記述は前章をもって終ったが、ここで最後に、締めのことば及び、謝辞を述べさせていただき、本修士論文を結びたいと思う。

10.1 修士論文の終りに

帰らぬ日
気軽に跳ねた
身軽に躍んだ

げに若き日は
酒ならば一盃の夢
夢消えて盃むなし

いざさらば
帰らぬ日
遠い昔

時の流れに対する焦燥のようなものを感じながらも、貴重な一杯を飲み干すことができました。精一杯感謝の気持ちを伝えずにはられません。

10.2 謝辞

長島研究室配属以来、研究の機会を与えてくださり、高エネルギー物理の基本事項から全般にわたるまで御指導くださった長島順清先生に感謝の意を表わさせていただきます。極めて物理の常識に欠けた私を根気強く、しかも奔放に御教授くださりました。厚く御礼申し上げます。

幅淳二先生、瀧田正人先生には、修士論文作成に至るまで、様々な場面で有難い御発言をいただき、恐縮なほど感謝の気持ちが絶えません。特に、瀧田先生には、高エネルギー物理はもとより、高エネルギー以外の物理学、ひいては、物理学以外の分野に対してのお話や啓蒙をいただき、あるいは、研究室等の催事の際の御指導、さらには、日常の学生生活に於いてもお世話をいただいております。誠に有難うございました。

博士課程2年の中家さんには、計算機の使用から高エネルギー物理の理論的背景にまで、あらゆることを教えていただきました。本修士論文が中家さんの御教えと御協力がなければ完成を見ていないことは周知の通りでございます。誠に、有難うございました。感謝の念が絶えません。

博士課程1年の花井さん、原さん、山本さんは、何度となく無知な私を助けてくださり、温かい激励の御言葉を掛けてくださいました。本当に感謝しております。

修士課程2年の来住君、辰己君、八木君とは、同学年ということもあり軽率な質問をして御迷惑をおかけしました。ここでお詫びいたします。また、八木君とは同じ Fermi CP グループとして様々な援助と協力をいただきました。みなさん、有難うございました。

修士課程1年の足立君、川崎君、辻君、花垣君、山口君にも様々な場面で協力していただきました。感謝しております。

長島研究室秘書の続木さんには、一流の事務をしていただき、研究活動を極めて円滑に行なうことができました。また、きまぐれな我々の言動にも耳をかしてくださり、研究室の雰囲気明るく、居心地のよいところにしていただ

きました。厚く感謝いたします。

原子核施設の皆様、並びに物理事務室、理学部教務の方々にもお世話いただいたことを感謝いたします。

浜松ホトニクス（株）の方々には、光電子増倍管に関し、様々な御協力をいただき有難うございました。

E799-I 共同実験者の方々には、貴重な実験データを提供いただきました。御礼申し上げます。また、KTeV 共同実験者の皆様には、ミーティングの度に有益な御助言をいただきました。特に、UCLA の有坂先生には、光電子増倍管に関して格別な御発言をいただいております。ここに、厚く御礼申し上げます。

最後に、山中卓先生に御礼申し上げます。山中卓先生の卓越した知識と物理に対する情熱・研究理念、または、あらゆる物事に対する公正さ・謙虚さ、それゆえの、リーダーシップには日々感銘を受けさせていただいていました。このような、プロフェッショナルであり且つ人間味溢れた先生と共に活動させていただく機会があったこと、更には、御教授いただけたことは、私の財産であります。幾多の失敗にもかかわらず粘り強く御指導くださり、暖かい視線の下、「気軽に跳ね、身軽に躍ば」せていただいた、山中卓先生に心から深く感謝させていただきます。