

平成17年度 修士学位論文

中性K中間子崩壊による
擬スカラー粒子の探索

山形大学大学院 理工学研究科 博士前期課程

クォーク核物理学研究グループ

佐々木 隆浩

平成18年2月9日

概要

2004年2月から2005年12月にかけて、茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構の12 GeV陽子シンクロトロンを用いて、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 分岐比測定実験、E391a実験が行われた。 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比は標準理論により 3.1×10^{-11} と極めて低い予想がなされており、E391a実験では3度のビームタイムを経て膨大な数の K_L^0 崩壊のデータを収集した。実験では $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊から生成される 2γ を CsI 検出器で検出する。また膨大な Background となる崩壊との選別のために、崩壊領域の全方位に高い検出効率の粒子検出器を設置する。そのため E391a 実験では、未だ発見されていない中性 K 中間子の中性崩壊過程について低い分岐比領域まで探索することができる。

本論文では E391a 実験のデータを用いて $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊過程の探索を行う。 X とは FNAL で行われた Hyper CP 実験において存在が示唆された新粒子である。Hyper CP 実験では $\Sigma^+ \rightarrow p\mu^+\mu^-$ 崩壊が3イベント観測され、不変質量が $214.3 \text{ MeV}/c^2$ の新粒子として X の存在可能性が提唱されている。また新粒子 X は超対称性理論により予測される Sgoldstino である可能性も指摘されており、その場合 K 中間子崩壊においても X が観測され得る。その中でも $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊は、 5×10^{-4} 以下という比較的大きい分岐比で存在することが予測されている。

新粒子 X は $1.7 \times 10^{-15} \text{ sec}$ 以下という短寿命であるため、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊の終状態は 6γ である。Background となる崩壊過程としては、分岐比 21.05% の $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊があげられる。 5×10^{-4} 以下の測定感度を達成するためには、Background Level の3桁以上の改善が求められる。そのため本研究で最も重要なことは Background の除去である。

解析は CsI 検出器に 6γ が入射したイベントを選び出して行う。 6γ を3組の 2γ に分け、それぞれの 2γ を π^0 に由来するものと仮定する。これによって π^0 の崩壊位置が3つ算出され、崩壊位置の情報をもとに K 中間子イベントを再構成する。 π^0 の崩壊位置を算出する時の γ の組み合わせの取り方は全部で15通りあり、組み合わせを選び間違えると Background の原因となる。本研究では各組み合わせ間の相関をとることで劇的に Background を取り除くことに成功した。

E391a 実験 Run-I データの0.5%の解析の結果 Signal 領域にはイベントがなく、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊分岐比の上限値が 7.2×10^{-5} (90% Confidence Level) という結果を得た。また MonteCarlo Simulation により予測される Background イベント数は0.4イベント以下 (90% Confidence Level) であり解析結果を保証する。本研究による結果は理論による上限値 5×10^{-4} を上回り、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊では世界最高感度を達成した。

目次

1	序論	6
2	研究の動機	6
2.1	擬スカラー粒子候補の発見	6
2.1.1	ゲージ階層性問題	8
2.1.2	超対称性理論	9
2.1.3	Sgoldstino	9
2.2	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊	10
3	E391a 実験	12
3.1	概要	12
3.2	KEK-PS 加速器	16
3.3	ビームライン	16
3.4	検出器	20
3.4.1	CsI 検出器	20
3.4.2	上流部検出器	21
3.4.3	中央部検出器	22
3.4.4	下流部検出器	23
3.5	真空領域	24
3.6	実験期間	24
4	K 中間子イベントの再構成	25
4.1	目的	25
4.2	再構成の手法	25
4.3	実験データ	25
4.4	K 中間子再構成方法	27
4.4.1	Clustering	27
4.4.2	K_L^0 崩壊位置の決定	27
4.4.3	再構成結果の評価	31
4.5	まとめ	32
5	解析	33
5.1	解析手法	33
5.2	$X \rightarrow \gamma\gamma$ イベントの再構成	33
5.3	MonteCarlo Simulation	36
5.3.1	概要	36
5.3.2	検出器への K_L^0 入射数の算出	38
5.3.3	検証	39
5.4	イベントセレクション	42
5.4.1	方針	43

5.4.2	イベントセレクション	47
5.4.3	イベントセレクションの検証	50
5.4.4	結果と考察	51
5.5	分岐比	52
5.5.1	ポアソン分布	52
5.5.2	90% Confidence Level	53
5.5.3	分岐比の Upper Limit	54
5.6	結果と考察	55
6	結論と今後の課題	56
6.1	結論	56
6.2	今後の課題	57
A	$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ の崩壊位置の算出方法	58
B	$K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊イベントセレクション詳細	60
B.1	パラメータ	60
B.2	結果	65
C	$K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ MonteCarlo Simulation 解析詳細	68
C.1	目的	68
C.2	K 中間子再構成方法	68
C.3	再構成結果と評価	71
C.4	イベントセレクション	73
C.5	結果と考察	79
	謝辞	81

目 次

2.1	Hyper CP 実験セットアップ	6
2.2	Hyper CP 実験結果	7
2.3	$K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊のファインマンダイアグラム	10
3.1	KEK 12GeV 陽子シンクロトロン	13
3.2	KEK 東カウンターホールと K0 ビームライン	13
3.3	E391a 検出器全体像	14
3.4	E391a 検出器概略図	14
3.5	KEK-PS の動作パターン概念図	17
3.6	主リングからの取り出しビームのサイズ	18
3.7	K0 ビームライン	19
3.8	CsI モジュールの概念図	20
3.9	上流部検出器	21
3.10	中央部検出器	22
3.11	下流部検出器	23
3.12	2004 年 ビームタイムスケジュール	24
4.1	6γ イベント イベントディスプレイ	26
4.2	Best combination 決定方法	28
4.3	K_L^0 の崩壊位置の分布	30
4.4	6γ の不変質量分布	31
4.5	Best ΔZ の分布	32
5.1	$\gamma\gamma$ の不変質量分布	34
5.2	$\gamma\gamma$ の不変質量分布と 6γ の不変質量分布の相関図	35
5.3	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 (6\gamma)$ イベントディスプレイ	37
5.4	6γ の不変質量分布	39
5.5	6γ の不変質量分布	40
5.6	K_L^0 の崩壊位置	40
5.7	K_L^0 エネルギー	41
5.8	K_L^0 運動量	41
5.9	イベントセレクション前の Signal 領域と Side Band 領域	42
5.10	2nd combination の時の ΔZ	44
5.11	ビーム軸に対する運動量の垂直成分	45
5.12	γ のエネルギーの偏差	46
5.13	イベントセレクション後の Signal 領域と Side Band 領域	49
5.14	Signal 領域と Side Band 領域 (A~C) の定義	50
5.15	ポアソン分布	53
A.1	2γ を用いた π^0 の崩壊位置算出方法	58
B.1	三体崩壊の各粒子の運動量と質量	63
B.2	終状態が三体崩壊である過程における Dalitz plot	64
C.1	$3\pi^0$ MC Best combination 決定方法	69

C.2	K_L^0 の崩壊位置 ($3\pi^0$ MC)	70
C.3	$6\gamma(\pi^0\pi^0\pi^0)$ の不変質量分布	71
C.4	Best ΔZ の分布 ($3\pi^0$ MC)	72
C.5	イベントセレクション前の $6\gamma(\pi^0\pi^0\pi^0)$ の不変質量分布	74
C.6	イベントセレクション後の $6\gamma(\pi^0\pi^0\pi^0)$ の不変質量分布	80

表目次

3.1	K_L^0 崩壊の分岐比	15
4.1	解析データの基本情報	26
5.1	2nd ΔZ カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化	47
5.2	イベントセレクションによる Signal、Background のイベント数の変化	48
5.3	イベントセレクションの検証	50
5.4	イベントセレクション前後でのイベント数の比較	51
B.1	ΔZ ratio カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化	65
B.2	Z ratio カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化	65
B.3	P_T カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化	66
B.4	COE カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化	66
B.5	π^0 Balance カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化	66
B.6	E_γ カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化	67
B.7	γ Position カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化	67
B.8	γ Distance カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化	67
C.1	ΔZ ratio カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化	75
C.2	Best ΔZ カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化	75
C.3	2nd ΔZ カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化	76
C.4	Z ratio カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化	76
C.5	P_T カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化	76
C.6	COE カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化	77
C.7	π^0 Balance カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化	77
C.8	E_γ カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化	77
C.9	γ Position カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化	78
C.10	γ Distance カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化	78

1 序論

茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構の 12 GeV 陽子シンクロトロンを用いて、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 分岐比測定実験、E391a 実験が行われた。本論文では E391a 実験のデータを用いて $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊過程の探索を行う。X とは FNAL で行われた Hyper CP 実験において存在が示唆された新粒子である。Hyper CP 実験では $\Sigma^+ \rightarrow p \mu^+ \mu^-$ 崩壊が 3 イベント観測され、不変質量が $214.3 \text{ MeV}/c^2$ の新粒子として X の存在可能性が提唱されている。また新粒子 X は超対称性理論により予測される Sgoldstino である可能性も指摘されており、その場合 K 中間子崩壊においても X が観測され得る。その中でも $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊は、 5×10^{-4} 以下という比較的大きい分岐比で存在することが予測されている。そのため E391a 実験データを解析し $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊過程を探索した。

2 研究の動機

2.1 擬スカラー粒子候補の発見

Hyper CP 実験とは hyperon の崩壊を用いた CP の破れの大きさを測定する実験である [1]。実験は 1996~1997 年と 1999 年の 2 回に分けて FNAL (Fermi National Accelerator Laboratory) で行われた。FNAL の陽子シンクロトロンによって 800 GeV に加速された陽子を、銅のターゲットに衝突させ charged hyperon を生成する。charged hyperon は 0° の角度で放出され、 $160 \text{ GeV}/c \sim 25\%$ FWHM の運動量とその広がりをもつ。その後 Dipole Magnet の内部に挿入したカーブコリメータで選び出され、真空崩壊領域で崩壊し検出器に入射する。実験のセットアップを図 2.1 に示す。測定に用いられる hyperon は、 Ξ^- と Ξ^+ である。CP の破れの大きさを測定するために、 $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^- \rightarrow p \pi^- \pi^-$ または $\Xi^+ \rightarrow \bar{\Lambda} \pi^+ \rightarrow \bar{p} \pi^+ \pi^+$ の崩壊の探索を行っている。

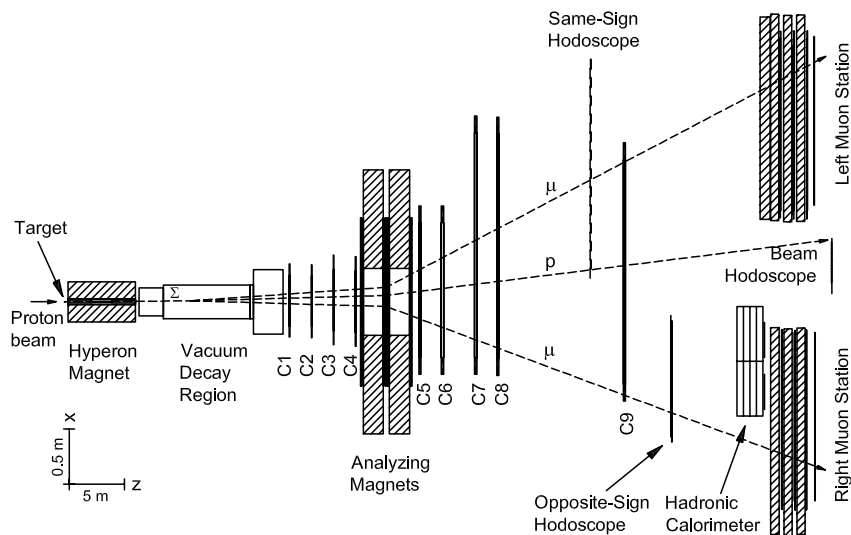


図 2.1: Hyper CP 実験セットアップ

Hyper CP 実験では前述した hyperon 以外にも様々な hyperon が発生している。その一つに Σ^+ が上げられる。 $\Sigma^+ \rightarrow p\mu^+\mu^-$ という崩壊における $\mu^+\mu^-$ の不変質量が、 $214.3 \text{ MeV}/c^2$ 付近に 3 イベント観測され、MonteCarlo Simulation (MC) と大きな違いが見られた (図 2.2)[2]。ここで特に注目すべきは、 $\mu^+\mu^-$ の不変質量が 3 イベントとも $213.5 \sim 215.0 \text{ MeV}/c^2$ の狭い範囲に観測されたことである。このことが $\Sigma^+ \rightarrow p\mu^+\mu^-$ 崩壊は、 Σ^+ の直接崩壊だけではなく、 $\Sigma^+ \rightarrow pX \rightarrow p\mu^+\mu^-$ という中間状態を経由する崩壊も含まれると示唆する。

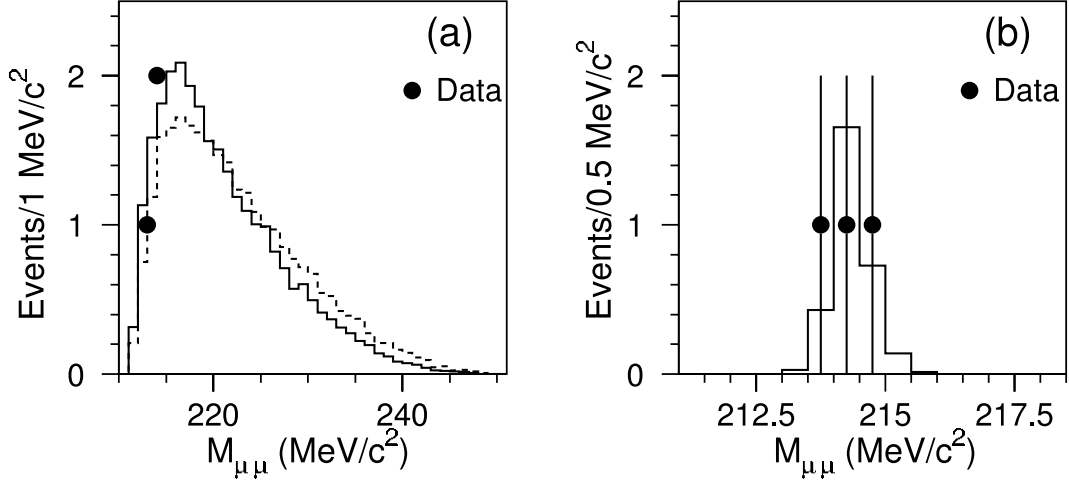


図 2.2: Hyper CP 実験結果 データ (点) と MC(ヒストグラム)

(a) Form-factor を考慮した崩壊過程での $\Sigma_{p\mu\mu}^+$ MC(実線) と Simple Phase Space での MC(破線) (b) $\Sigma_{pX\mu\mu}^+$ MC (どちらもデータに合うように規格化している)

Hyper CP 実験の測定値より Σ^+ 崩壊の直接崩壊の分岐比 (BR:Branching Ratio) は

$$\text{BR}(\Sigma^+ \rightarrow p\mu^+\mu^-) = [8.6_{-5.4}^{+6.6}(\text{stat}) \pm 5.5(\text{syst})] \times 10^{-8} \quad (2.1)$$

となり、新粒子 X を含む中間状態を仮定した場合の分岐比は

$$\text{BR}(\Sigma^+ \rightarrow pX \rightarrow p\mu^+\mu^-) = [3.1_{-1.9}^{+2.4}(\text{stat}) \pm 1.5(\text{syst})] \times 10^{-8} \quad (2.2)$$

と求められている [2]。直接崩壊と間接崩壊では μ の運動量分布が異なり、そのため検出器のアクセプタンスに違いが現れる。これが分岐比の違いの原因となる。さらに新粒子 X の寿命は $1.7 \times 10^{-15} \text{ sec}$ 以上であると予測されている [3]。 X が存在するならば Σ^+ と p のスピン、パリティの組み合わせから X は、擬スカラーもしくはスカラーである [4]。

これまで行われたすべての実験による制限を破らず、新粒子 X が存在することを説明できる理論の 1 つの候補として超対称性理論があげられる。この理論に則ると X は Sgoldstino という超対称性粒子である可能性がある。もし X が Sgoldstino であるならば、 K^+ の三体崩壊 ($K^+ \rightarrow \pi^+\mu^+\mu^-$) の $\mu^+\mu^-$ の不変質量分布の解析からスカラーである可能性は否定され、擬スカラーである可能性だけが残る。よって本論文では X は擬スカラーの Sgoldstino であるとして、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0X(X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊の探索を行った。以下に理論による詳しい説明を述べる [5]。

2.1.1 ゲージ階層性問題

$\Sigma^+ \rightarrow pX \rightarrow p\mu^+\mu^-$ 崩壊についてその物理背景を考えていく。本節ではその準備として、ゲージ階層性問題について述べる。

強い相互作用、電弱相互作用、弱い相互作用の3つの相互作用を統一しようとする大統一理論 (GUT: Grand Unification Theories) のエネルギースケール (M_X) は非常に大きい。

$$M_X \simeq 10^{17} \text{ [GeV]} \quad (2.3)$$

基本理論ではこのような巨大なスケールがあるのに、弱い力を媒介する W 粒子の重さは、たかだか陽子の 100 倍程度である。したがって基本理論の巨大なスケールと比べて、きわめて小さな重さの粒子が存在することを説明できなければならない。これをゲージ階層性問題という。

この問題を端的に示すものがヒッグスの質量である。標準理論ではヒッグスの質量 M_H は予言できないが、それがもし重すぎると理論は破綻する。その上限はユニタリティ極限と呼ばれる。

$$M_H c^2 \leq \left(\frac{8\pi\sqrt{2}(\hbar c)^3}{3G_F} \right)^{1/2} \simeq 1 \text{ [TeV]} \quad (2.4)$$

この値を超えるとヒッグス相互作用が強くなりすぎて、ヒッグスなどの散乱確率が 1 を超えてしまう。ところが基本エネルギー (Λ) 領域が、十数桁上の GUT 領域、またはプランクエネルギーだとすると、ヒッグス質量は通常その超高エネルギースケールの質量になってしまう。これは高次補正の結果である。輻射補正 (高次補正) を考えると、スカラー粒子ヒッグスボゾンの質量は次式で与えられる。

$$M_H^2 = M_H^2(\Lambda^2) - Cg^2\Lambda^2 \quad (2.5)$$

右辺第 1 項はエネルギースケール Λ で計算されたヒッグス質量、第 2 項は輻射補正項で Λ^2 に比例する。 g は結合定数、 C はある定数である。 Λ が GUT エネルギースケール、またはプランクスケールだとすると、右辺が $1\text{TeV}/c^2$ のオーダーになるためには、24~30 桁の項が打ち消し合わなければならない。これは大変不自然 (unnatural) である。

このゲージ階層性問題を解決しようとして、2 種類の理論が考えだされた。テクニカラー理論と超対称性理論である。テクニカラー理論は新しい力が TeV 領域にあるとする理論である。しかし、この理論は詳細な実験データ等でほぼ否定された。唯一残っているのが超対称性理論である。

2.1.2 超対称性理論

超対称性理論 (SUSY: SuperSymmetric theory) は、ゲージ階層性問題を解決するために考えられた。超対称性理論において輻射補正の項が「自動的に打ち消し合う」のは以下のような機構による。超対称性理論では、すべての粒子にスピンの $1/2$ だけ異なるパートナー (超対称性粒子) が存在する。超対称性が厳密に成り立っていると、それらのパートナーの粒子の質量は互いに等しいはずである。これは CPT 定理が破れていなければ、反粒子と粒子の質量などが等しいことが保証されることに対応する。すると輻射補正の式 (2.5) において、フェルミオンの寄与とボゾンの寄与が互いに逆符号で完全に打ち消し合う。

これまでにはそのような超粒子は見つかっていないので、超対称性は破れていることになる。以下に超対称性粒子の一般的な性質をあげる。

- 寿命が短い ($\sim 10^{-23}$ [sec] (ただし質量による))
- 新しい量子数 R をもち、保存しなければならない
通常は対生成される
- 結合定数は通常の粒子と変わらない
- 質量は $1 \text{ TeV}/c^2$ 以下になければならない
あまり通常粒子 ($m_t \sim 175 \text{ [GeV}/c^2])$ と質量の差が大きくなると打ち消し機構が働かなくなるためである

また超対称性粒子の呼び名として、フェルミオンの超対称性パートナーには頭に”s”をつける (ex:squark, smuon)。ボゾンの超対称性パートナーには語尾に”ino”をつける (ex:photino, wino) と呼ぶ決まりがある。

2.1.3 Sgoldstino

一般に対称性が破れた場合、南部ゴールドストーン粒子 (Goldstone 粒子) が発生することが予言されているが、特に超対称性の破れによって生じた Goldstone 粒子のことを Goldstino と言う。Goldstino は質量が 0 のフェルミオンである。ただし Gravitino に吸収 (混合) するため On-shell (Real 粒子) としては現れない。超対称性を考えると Goldstino にも超対称性パートナーが存在しなければならず、これが Sgoldstino である。輻射補正の結果 Sgoldstino は質量が 0 でないことが許され、その場合質量は軽い可能性が高い。

新粒子 X は $214.3 \text{ MeV}/c^2$ の擬スカラーかスカラーであるので、Sgoldstino と特徴が一致する。しかし K 中間子の三体崩壊において Sgoldstino は探索されており、 $354 \text{ MeV}/c^2$ 以下のスカラーではないことがわかっている [6]。そのため Hyper CP 実験で示唆された粒子は擬スカラーである可能性が高い。擬スカラーである場合、Hyper CP 実験において示唆された新粒子 X は、 $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 X$ 、 $K_L \rightarrow \pi \pi X$ 、 $K_S \rightarrow \pi \pi X$ 等の崩壊の分岐比が比較的高いことが予測されている。そのため実験的に探索する意義は大きい。

2.2 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊

本論文では中性 K 中間子崩壊において観測可能な、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊を取り上げる。中間状態に現れる π^0 は寿命が $(8.4 \pm 0.6) \times 10^{-17} \text{sec}$ と短いため、すぐさま $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 崩壊 (BR: $98.798 \pm 0.032\%$ [8]) を起こす。そのためこの崩壊は終状態が 6γ である。ここで $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊のファインマンダイアグラムを図 2.3 に示す。図中 $h_{12}^{(D)}$ は結合定数である。 F を超対称性の破れのスケール、 M_D を d quark の超対称性パートナーの質量とすると結合定数は以下のように表される。

$$h_{12}^{(D)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{M_D}{F} \quad (2.6)$$

この崩壊の分岐比を精度良く測ることにより式 (2.6) の結合定数を定めることができ、その結果超対称性理論のパラメータに制限を加えることができる。

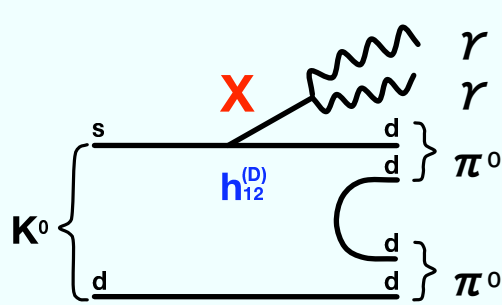


図 2.3: $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊のファインマンダイアグラム

K 中間子の実験データから結合定数に以下の制限がかかる。K 中間子の質量差 $\Delta m_K = m_{K_L^0} - m_{K_S^0}$ の実験データ [8] から

$$|(\text{Re } h_{12}^{(D)})^2 - (\text{Im } h_{12}^{(D)})^2| < 5 \times 10^{-15} \quad (2.7)$$

$$|h_{12}^{(D)}| < 7 \times 10^{-8} \quad (2.8)$$

K 中間子の混合による CP 非保存 (ϵ) の大きさから

$$|\text{Re } h_{12}^{(D)} \cdot \text{Im } h_{12}^{(D)}| < 1.5 \times 10^{-17} \quad (2.9)$$

と考えられている。ここで $\text{Re } h_{12}^{(D)}$ 、 $\text{Im } h_{12}^{(D)}$ は結合定数の実数部分と虚数部分である。

Phase から以下 3 つのような条件が分岐比に与えられる。

- General phase の場合 : $\text{Re } h_{12}^{(D)} \sim \text{Im } h_{12}^{(D)}$
 $\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 X) < 10^{-3}$
- Small phase の場合 : $\text{Im } h_{12}^{(D)} \sim 0$
この場合には制限がかけられない

- $h_{12}^{(D)} \sim \pi/2$ の phase の場合 : $\text{Re } h_{12}^{(D)} \sim 0$
 $\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 X) < 1.5 \times 10^{-6}$

また X の崩壊過程は、基本的に 2γ 崩壊が優勢である。しかし質量によっては、2 leptons (e^+e^- 、 $\mu^+\mu^-$) 崩壊が優位になる場合もある。それ以外の場合では、最大4桁 2γ 崩壊が多いと予想されている。

$$\text{BR}(X \rightarrow \gamma\gamma) < 10^4 \times \text{BR}(X \rightarrow 2 \text{ leptons}) \quad (2.10)$$

Hyper CP 実験の結果を受けて、 K_L^0 から新粒子 X を経由して dimuon に崩壊する分岐比は

$$\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \mu^+ \mu^-)) \sim 5.7 \times 10^{-8} \quad (2.11)$$

と考えられている [3]。このことから本論文で扱う $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊の分岐比の上限は

$$\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)) < 5 \times 10^{-4} \quad (2.12)$$

で与えられている。この値は実験により探索可能な上限値であるため改善の余地がある。加えて $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊は探索されておらず、上限値は与えられていない。

3 E391a 実験

3.1 概要

E391a 実験は 2004 年 2 月から 2005 年 12 月にかけて、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の 12GeV Proton Synchrotron (PS)[7] において、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を探るために行われた。そのうち本論文で用いるデータは 2004 年 2 月から 6 月に行われた Run-I のものである。その他に 2005 年 1 月から 3 月に行われた Run-II、2005 年 11 月から 12 月にかけて行われた Run-III がある。しかし Run-I から Run-II、Run-II から Run-III の間に、検出器や真空領域に変更があったため全く同じ条件ではない。そのためここでは解析に使用した Run-I に関する情報を述べる。E391a 実験では、12GeV PS 加速器 (図 3.1) によって加速された陽子を白金のターゲットに衝突させ、そこで生成された二次粒子を陽子ビームに対して 4° の角度で、東カウンタールームの K0 ビームライン (図 3.2) から取り出す。取り出された K_L^0 は、図 3.3、図 3.4 に示す検出器内部に導かれる。

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊で検出可能な粒子は π^0 からの 2γ のみである。 K_L^0 の崩壊過程では $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ を除き、必ず荷電粒子あるいは 3 つ以上の γ を放出する (表 3.1 [8])。そのため終状態で 2γ 以外が放出されていないことを保証する必要がある。 γ に対する高いエネルギー分解能と位置分解能をもつ CsI 検出器、 γ に対する高い検出効率をもつ γ 線用 Veto 検出器、および荷電粒子用 Veto 検出器を用いて、 K_L^0 崩壊領域の 4π 方向を覆うことによりこれを保証する。

最終的な $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の同定は、終状態に放出される 2γ から π^0 の質量を仮定して求めた崩壊位置 (vertex) に対する崩壊領域の要求、および 2γ が P_T (運動量のビーム軸に対する垂直成分) をもつという条件により行われる。終状態で 2γ のみ放出されるもう一つの崩壊、 $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ は二体崩壊であるため、終状態の 2γ の $P_T = 0$ となる。従って 2γ の P_T を求めることにより両者の識別が可能となる。

標準模型で計算される $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比は $(3.1 \pm 1.3) \times 10^{-11}$ [9] とされているが、現在までに測定されている分岐比の上限値は 5.9×10^{-7} (KTeV) [10] である。E391a 実験では KEK-PS でのビーム強度で可能な 3×10^{-10} の測定感度を目指し、その経験を生かし J-PARC において 3×10^{-13} の測定感度を達成することを目指している。

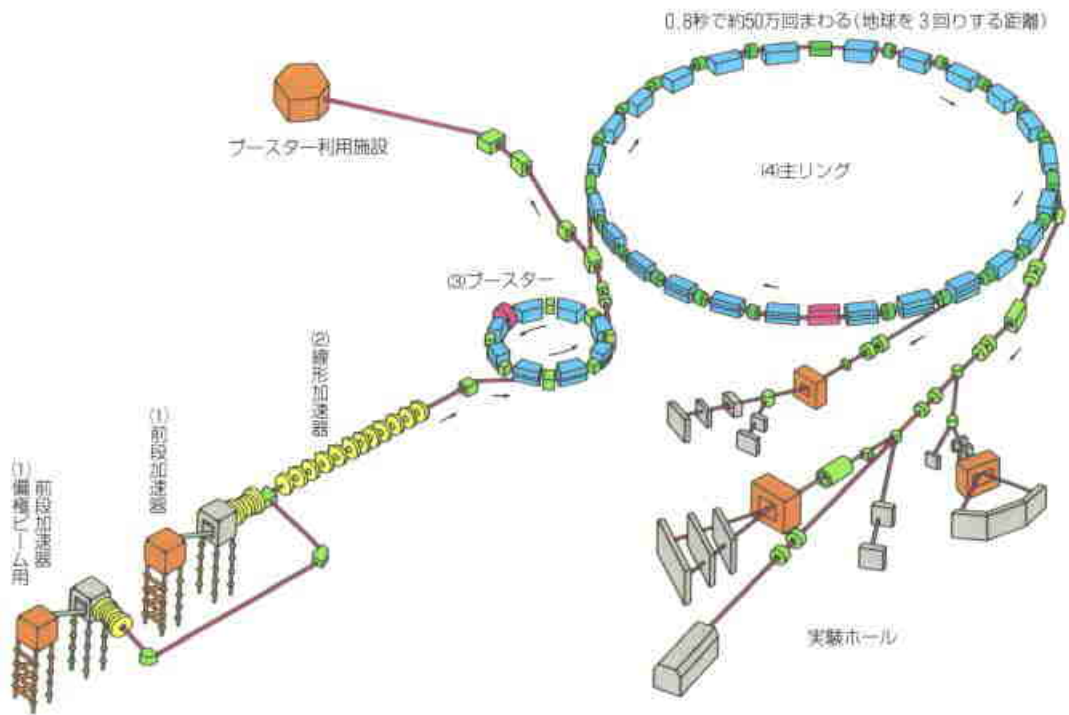


図 3.1: KEK 12GeV 陽子シンクロトロン [7]

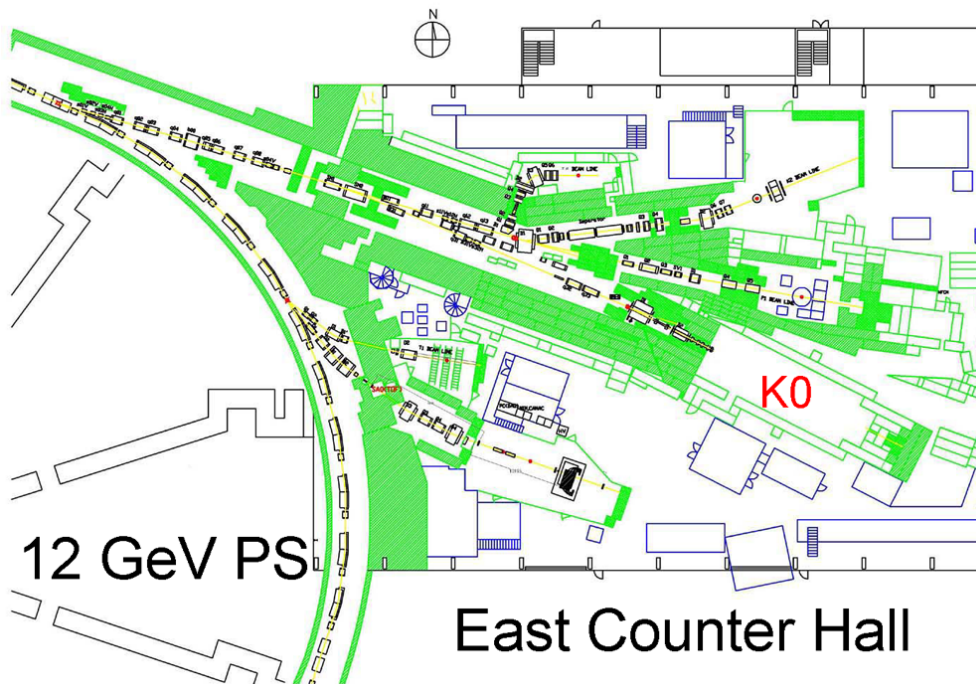


図 3.2: KEK 東カウンターホールと K0 ビームライン [7]

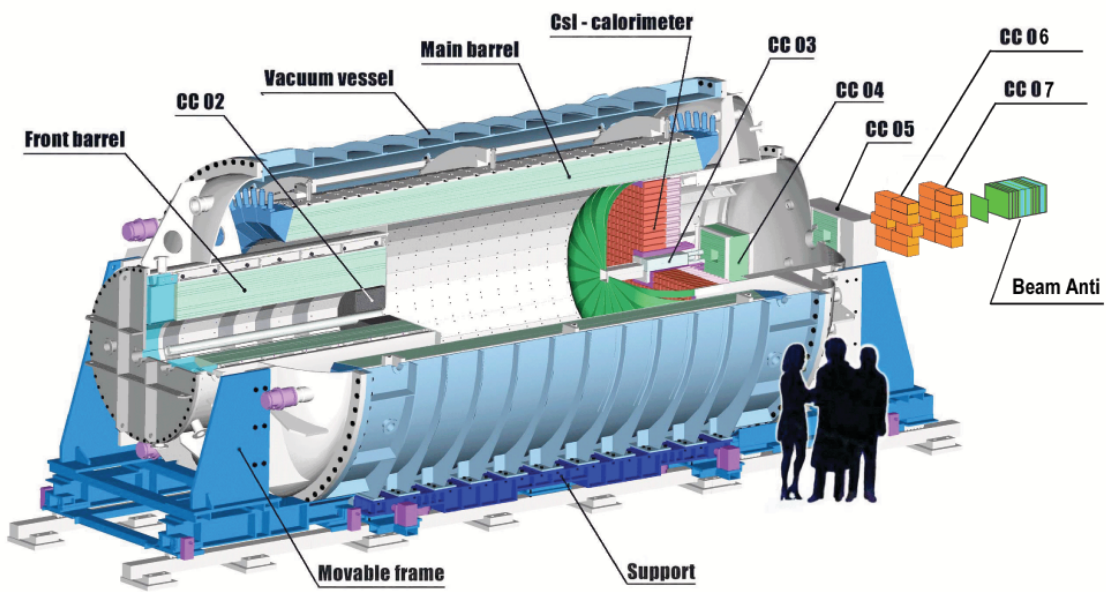


图 3.3: E391a 検出器全体像

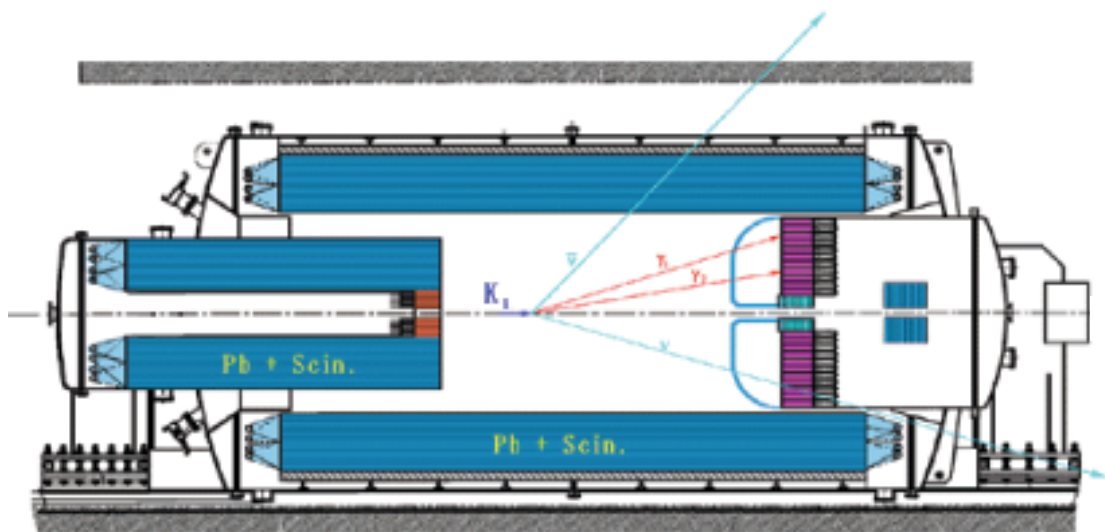


图 3.4: E391a 検出器概略図

表 3.1: K_L^0 崩壊の分岐比 [8]

崩壊過程	分岐比	Visible particle
$\pi^\pm e^\mp \nu(K_{\mu 3}^0)$	$(38.81 \pm 0.27)\%$	2charged
$\pi^\pm \mu^\mp \nu(K_{e 3}^0)$	$(27.19 \pm 0.25)\%$	2ch
$\pi^0 \pi^\pm e^\mp \nu$	$(5.18 \pm 0.29) \times 10^{-5}$	2ch, 2 γ
$3\pi^0$	$(21.05 \pm 0.23)\%$	6 γ
$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$(12.59 \pm 0.19)\%$	2ch, 2 γ
$\pi^+ \pi^-$	$(2.090 \pm 0.025) \times 10^{-3}$	2ch
$\pi^0 \pi^0$	$(9.32 \pm 0.12) \times 10^{-4}$	4 γ
$\pi^\pm e^\mp \nu \gamma$	$(3.53 \pm 0.06) \times 10^{-3}$	2ch, 1 γ
$\pi^0 \pi^0 \gamma$	$< 5.6 \times 10^{-6}$	5 γ
$\pi^+ \pi^- \gamma$	$(4.39 \pm 0.12) \times 10^{-5}$	2ch, 1 γ
$\pi^0 2\gamma$	$(1.41 \pm 0.12) \times 10^{-6}$	4 γ
2γ	$(5.90 \pm 0.07) \times 10^{-4}$	2 γ
$e^+ e^- \gamma$	$(10.0 \pm 0.5) \times 10^{-6}$	2ch, 1 γ
$\mu^+ \mu^- \gamma$	$(3.59 \pm 0.11) \times 10^{-7}$	2ch, 1 γ
$e^+ e^- \gamma \gamma$	$(5.95 \pm 0.33) \times 10^{-7}$	2ch, 2 γ
$\mu^+ \mu^-$	$(7.27 \pm 0.14) \times 10^{-9}$	2ch
$e^+ e^-$	$(9_{-4}^{+6}) \times 10^{-12}$	2ch
$\pi^+ \pi^- e^+ e^-$	$(3.11 \pm 0.19) \times 10^{-7}$	4ch
$\mu^+ \mu^- e^+ e^-$	$(2.69 \pm 0.27) \times 10^{-9}$	4ch
$e^+ e^- e^+ e^-$	$(3.75 \pm 0.27) \times 10^{-8}$	4ch
$\pi^0 \mu^+ \mu^-$	$< 3.8 \times 10^{-10}_{\text{CL}=90\%}$	2ch, 2 γ
$\pi^0 e^+ e^-$	$< 5.1 \times 10^{-10}_{\text{CL}=90\%}$	2ch, 2 γ
$\pi^0 \nu \bar{\nu}$	$< 5.9 \times 10^{-7}_{\text{CL}=90\%}$	2 γ
$e^\pm \mu^\mp$	$< 4.7 \times 10^{-12}_{\text{CL}=90\%}$	2ch
$e^\pm e^\pm \mu^\mp \mu^\mp$	$< 4.12 \times 10^{-11}_{\text{CL}=90\%}$	4ch

3.2 KEK-PS 加速器

KEK-PS 加速器は前段加速器、線形加速器、ブースター加速器および主リングによって構成される。まず負水素イオンが前段加速器によって 750 keV まで加速され、さらに線形加速器 (リニアック) に入り、40 MeV まで加速された後ブースター加速器へ入射する。このとき負水素イオンは炭素の薄膜を通ることによって、電子がはぎ取られ陽子になる。陽子はブースター加速器によって 500 MeV まで加速され主リングに入射する。図 3.5 に主リングでの加速周期の様子を示す。ブースターで加速されたビームが入射されている 0.5 秒間は主リングの磁場を一定値に保つ。ブースターから 9 回入射の後、磁場を上昇させて 0.65 秒後 12 GeV にまで加速される。ビームを遅い取り出しによって少しずつ取り出して、2 秒間一定の強度で実験室へと導く。このとき主リングの磁場は一定に保たれている。この過程が 4 秒周期で繰り返される。

主リングから取り出されたビームは東カウンターホールへ導かれる。このときの陽子ビームサイズは図 3.6 のような縦 $\sigma = 1.1\text{mm}$ 、横 $\sigma = 3.3\text{mm}$ の楕円形を成す。Intensity は 2×10^{12} ppp 程度である。このビームが白金のターゲット (8 mm ϕ 、60 mm 円筒形) に 4° の角度で入射し、 K_L^0 を発生させる。

3.3 ビームライン

K0 ビームラインは東カウンターホールに 2000 年 3 月に建設された。K0 ビームラインに入射された K_L^0 ビームは図 3.7 上の C1~C6 コリメータによって $\sim 60\text{mm}\phi$ に絞られて検出器に入射する [11]。

主リングから供給される運動エネルギー 12 GeV の 1 次陽子ビームは、K0 ビームラインに対して 4° の角度で、長さ 60 mm の白金ターゲットに入射する。第 1 コリメータの Half-cone angle は 2 mrad である。K0 ビームラインは 10 m の長さからなり、主にタングステンからなる 5 段のコリメータ部 (6m) によって Beam halo を取り除く (Beam halo flux は Beam core flux の 10^{-4} 以下になるようにデザインされている)。またビームライン中には偏向電磁石が設置され、荷電粒子がビームから取り除かれるようになっている。

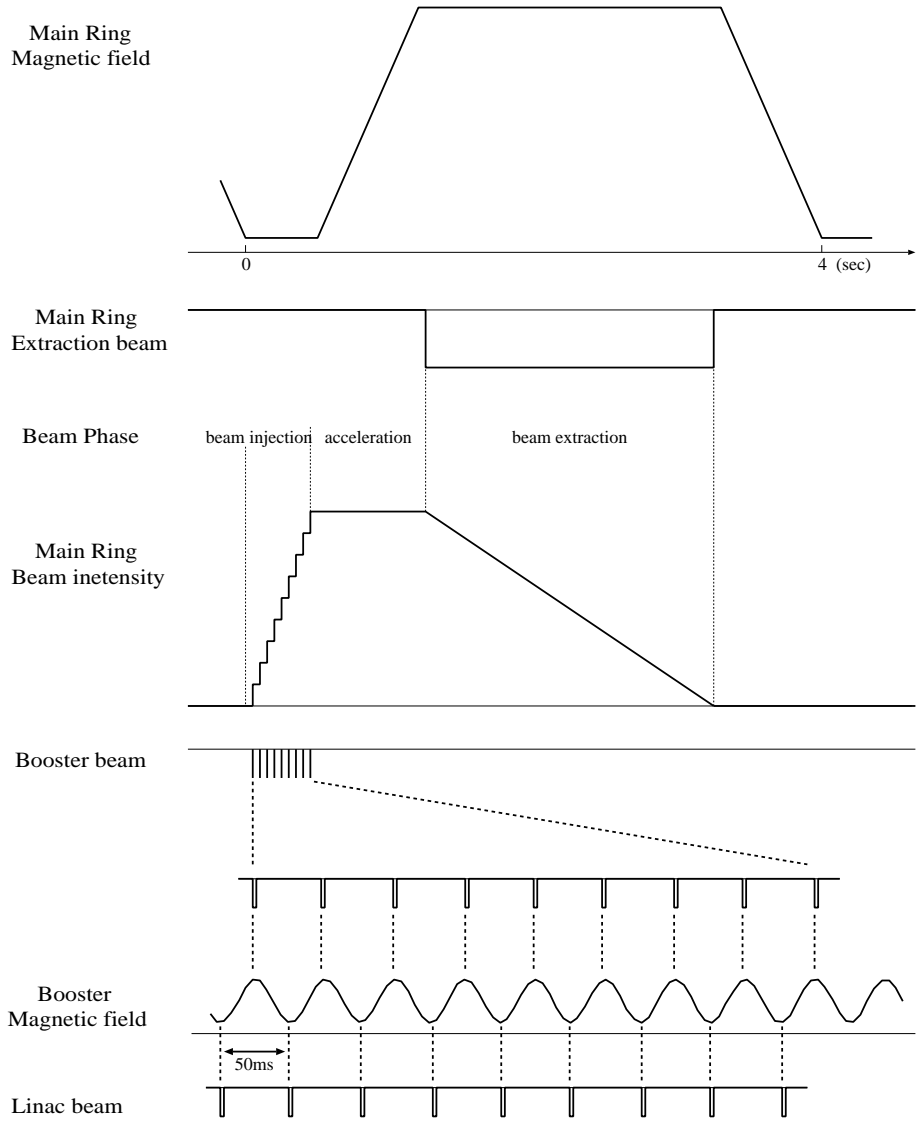


図 3.5: KEK-PS の動作パターン概念図

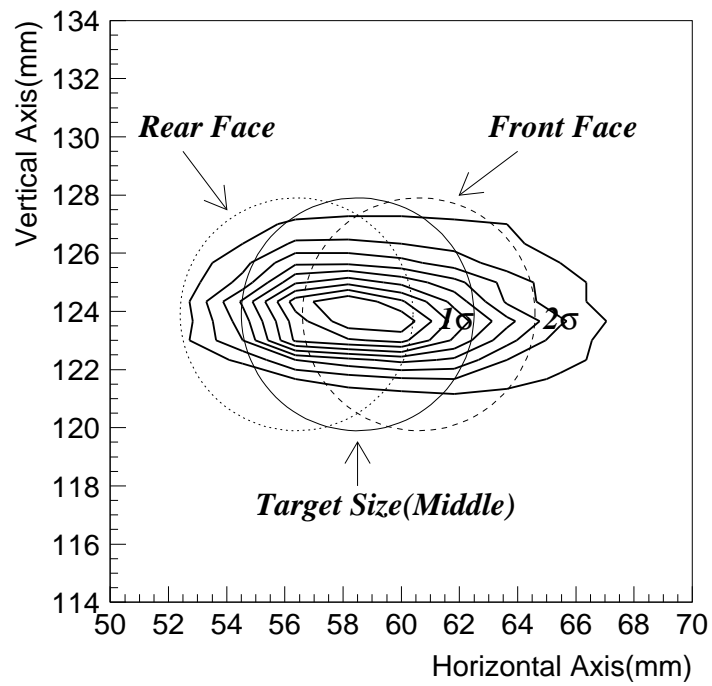


図 3.6: 主リングからの取り出しビームのサイズ 縦: $\sigma = 1.1\text{mm}$ 、横: $\sigma = 3.3\text{mm}$
 図中の円はプラチナターゲットを示している。ビームはターゲットに対して 4° の角度で入射するので前面・背面および中央の断面は図のように示される。

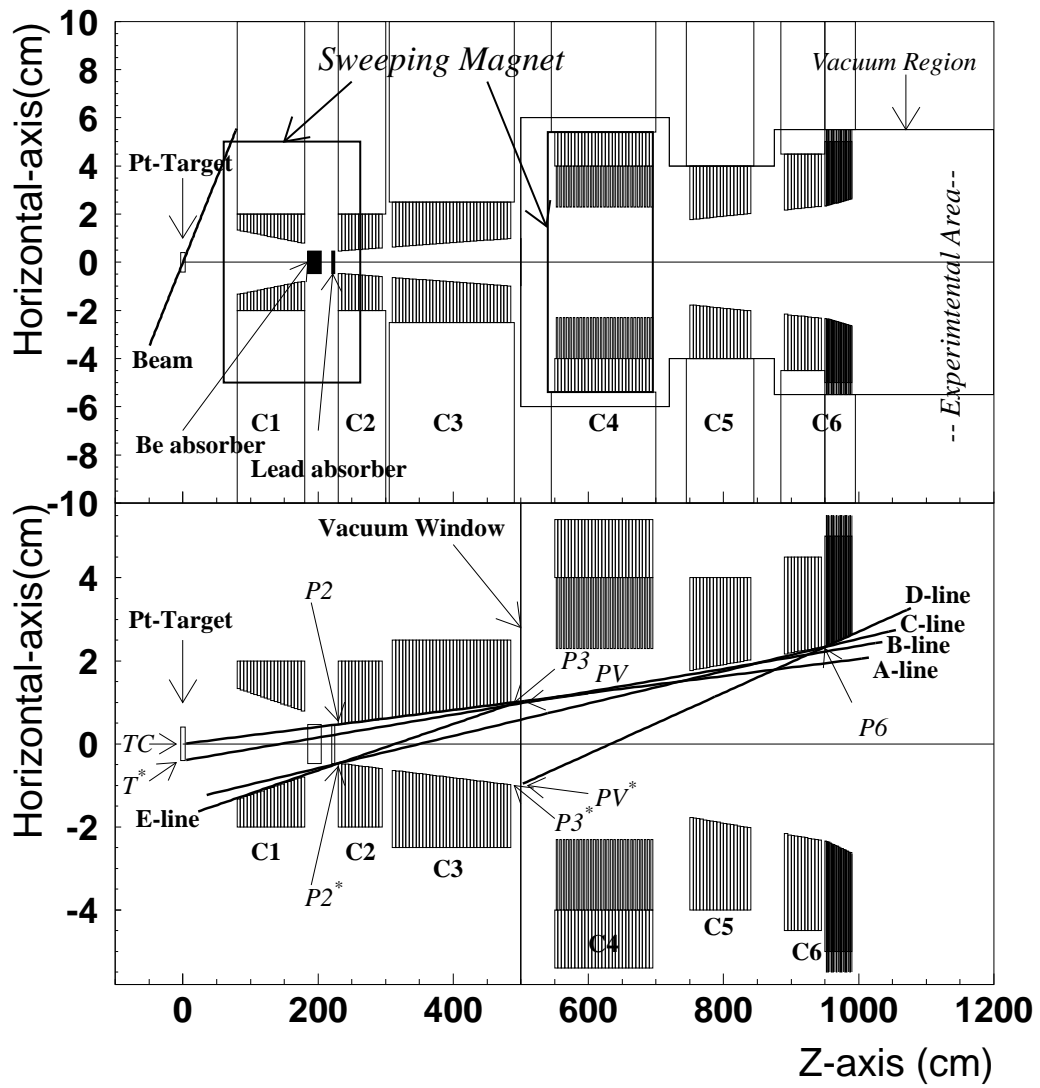


図 3.7: K0 ビームライン

C1~C6 のコリメータ、2 台の偏向電磁石、鉛・Be absorber を備えている。

3.4 検出器

E391a 検出器の概念図は図 3.4 のようになっている。検出器は真空容器内部と外部に分けられ、真空容器内部はさらに上流部、中央部、下流部に分けられる。ここではまず本研究で最も重要になる真空容器内下流部の CsI 検出器について述べ、次にその他の検出器について述べる。

3.4.1 CsI 検出器

CsI 検出器は E391a 実験におけるメインの γ 検出器である。エネルギー分解能は 1 GeV に対して 2 ~ 2.3% 程度と測定されている [12]。図 3.3 に示すように、検出器の end cap 部分に 576 本の Pure CsI クリスタルを組み上げて作られている。

CsI 検出器を構成する 576 本のクリスタルは全て Pure CsI クリスタルである。そのうち 496 本のサイズは $70 \times 70 \times 300 \text{ mm}^3$ であり、これは $16.2 X_0$ に相当する (X_0 :放射長)。ただし外周部の 56 本のクリスタルは、支持円筒の形状に合うようにコーナーを削ってある。中心部の 24 本は $50 \times 50 \times 500 \text{ mm}^3$ ($27.0 X_0$) である。この 24 本は KTeV グループからの借用のため、KTeV クリスタルと呼んでいる。これに対して 496 本のクリスタルを、E391a クリスタルと呼ぶことにする。各クリスタルは図 3.8 のような構造である。

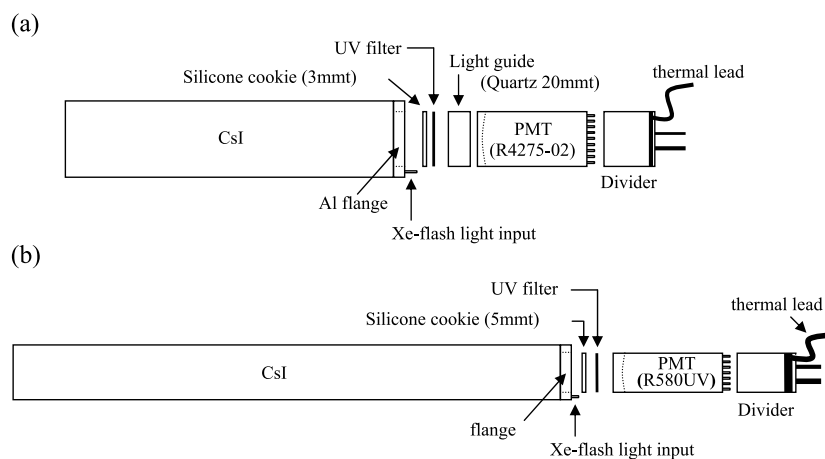


図 3.8: CsI モジュールの概念図

(a) E391a クリスタル ($70 \times 70 \times 300 \text{ mm}^3$)、(b) KTeV クリスタル ($50 \times 50 \times 500 \text{ mm}^3$)

Pure CsI クリスタルは Decay time が他のシンチレータと比較して短い成分を持ち、十分な光量をもつため採用された。しかし Pure CsI クリスタルの光量は温度依存性をもつ。クリスタルの温度を変化させて宇宙線を測定した結果、 1°C の温度上昇に対し光量が 1.3% 減少するというデータが得られた。このため本実験では、冷却水によって温度コントロールを行い、サンプリングした CsI クリスタルの温度と冷却水の水流量を監視した。温度コントロールの結果、 $\pm 1^\circ\text{C}$ の温度変化に抑えることができた。

3.4.2 上流部検出器

上流部検出器の構造を図 3.9 に示す。上流部には K_L^0 崩壊からの Background を除去するための Veto 検出器として、Front Barrel (FB) および CC02 (CC は Collar Counter の略) を設置している。FB は鉛とプラスチックシンチレータの積層構造をした台形モジュール 16 個で構成されており、円筒状に組み上げられている。シンチレーション光は波長変換ファイバー (Wave Length Shifter Fiber) を用いて、PMT(Photo Multiplier Tube) により片側から読み出している。全長 2.75 m、厚さは $16.5 X_0$ である。CC02 も鉛とプラスチックシンチレータの積層構造だが、ビーム軸に対して垂直に積層されるという特徴をもつ。そのため波長変換ファイバーを積層面に対し垂直に通して読み出している。この方法は Shashlik 型と呼ばれている。CC02 に入射した γ をより効率良く検出するためにこのような方法を用いた。

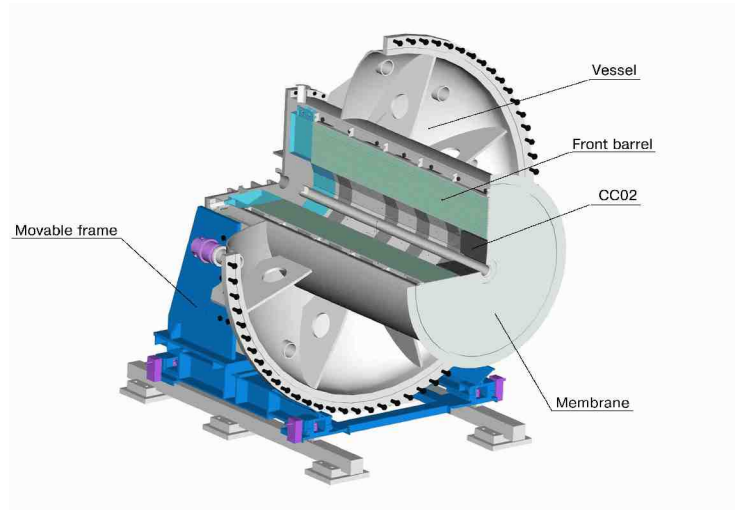


図 3.9: 上流部検出器

3.4.3 中央部検出器

中央部検出器の構造を図 3.10 に示す。中央部には Main Barrel (MB) および Barrel Charged Veto (BCV) と呼ばれる Veto 検出器を設置している。MB は FB と同様に鉛とプラスチックシンチレータを積層した台形モジュール 32 個から構成され、円筒状に組み上げられている。測定方法も FB と同様だが、検出器の長さが長いので両側から読み出している。全長 5.5 m、厚さ $14 X_0$ である。BCV は MB と崩壊領域の間に位置する、荷電粒子に対する Veto 検出器である。2 層のプラスチックシンチレータから構成され、やはり両側から波長変換ファイバーを用いて読み出している。

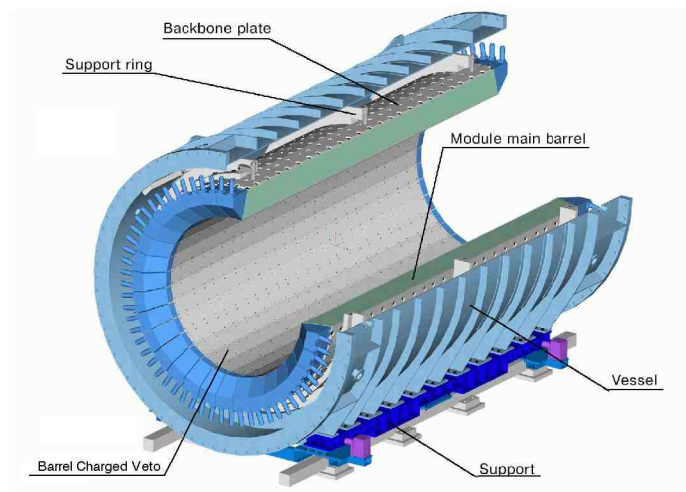


図 3.10: 中央部検出器

3.4.4 下流部検出器

下流部検出器の構造を図 3.11 に示す。下流部には真空容器内部と外部に検出器を設置している。

真空容器内部には、end cap としてメインの γ 検出器である CsI 検出器と、CsI 検出器外周部の隙間を埋めるように配置された Sandwich 検出器、Veto 検出器の CC03、CC04、Charged Veto (CV) を設置している。CsI 検出器は 3.4.1 項で述べた通り、メインの γ 検出器である。Sandwich 検出器は鉛とプラスチックシンチレータ積層構造をした検出器であり、CsI 検出器の外周部を埋めている。CC03 は CsI 検出器の内側中心部に位置し、CsI 検出器からの Beam hole 側へのシャワーの漏れを捉える Veto 検出器である。その構造はタングステンとプラスチックシンチレータの積層構造である。CV は CsI 検出器に入射する荷電粒子を Veto するための検出器である。CsI 検出器の外側から半球状に伸びるアウターと CC03 の内側から伸びるインナーで構成され、CsI 検出器を内外から覆うように配置している。さらに CsI 検出器後方にも、鉛・プラスチックシンチレータ積層の CC04 を配置している。

真空容器外部には CC05、CC06、CC07、Beam Hole Charged Veto (BHCV)、Back Anti (BA) を設置している。CC05 は CC04 とほぼ同形状の鉛とプラスチックシンチレータの積層構造であり、真空容器の直後に配置している。CC06、CC07 は鉛ガラス検出器 10 個から成る Veto 検出器であり、CC04、CC05 で Veto しきれずに通過してくる粒子を Veto する。最下流部に BHCV、BA をビームに直接当たる形で配置し、 0° 方向の最後の穴を塞ぐ。1 mm 厚のプラスチックシンチレータから成る BHCV は、Beam Hole 中に逃げた荷電粒子を Veto する。 γ はプラスチックシンチレータとクォーツから成る BA によって Veto する。さらにはこのようにビームを直接受ける検出器では、2 次粒子が放出される現象 (Back Splash) が起こり、放出された 2 次粒子が CsI 検出器に入ると Background になる。真空容器外に置かれた Collar Counter(CC05~07) には、このようなイベントを Veto する役割も与えられている。

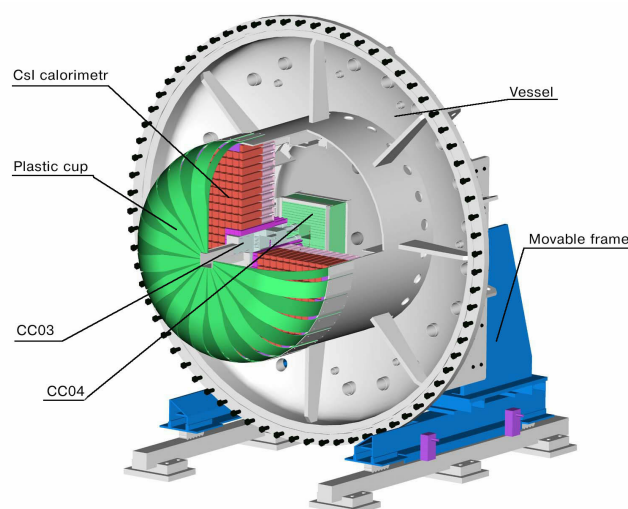


図 3.11: 下流部検出器

3.5 真空領域

E391a 実験では、 K_L^0 ビームが通過する領域の物質を可能な限り落とす必要があり、 K_L^0 崩壊領域で 10^{-5} Pa 以下の真空度を目標にしている。しかし使用している検出器は様々な物質で構成されているため、真空中ではガス放出が多く、目標とするような高真空状態におくことはできない。検出器を真空容器の外に設置すると、今度は崩壊粒子が真空容器で反応してしまうため正確な測定ができない。そこで検出器全体を真空中に置き、ガス放出の大きい検出器領域と K_L^0 崩壊領域を薄膜で分離し、差動排気を行う方法を用いている。高真空領域 (崩壊領域) と低真空領域 (検出器領域) との圧力差が小さいため、崩壊領域を隔てる薄膜はわずか $200\mu\text{m}$ 程度に抑えることができる。さらに薄膜は数箇所の支えで円筒形状を保つことができる。本実験では低真空領域は 10^{-1} Pa 以下、高真空領域は 1.2×10^{-5} Pa 程度を達成した。目標よりも若干高い値となったが、十分な水準で実験を行うことができた。

3.6 実験期間

実験は 図 3.12 のようなスケジュールで行われた。

2月16日からビームの供給が始まり、各種のチューニングを行った。最初の Physics Run のデータ取得が3月1日、安定して Physics Run のデータ取得が行われるようになったのが3月13日である。Physics Run は4月末から約3週間の Beam break を挟み、6月21日まで行った。Physics Run は、測定時間 1.3×10^6 spill、データ量 7.0×10^9 kByte、 8.4×10^8 イベント測定した。

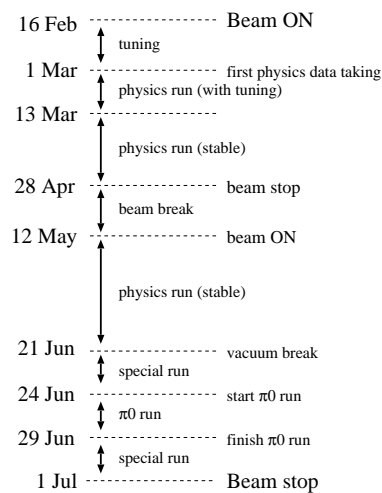


図 3.12: 2004 年 ビームタイムスケジュール

4 K 中間子イベントの再構成

4.1 目的

E391a 実験は、真空崩壊領域での In-flight Decay を測定する実験なので、 K_L^0 が崩壊した位置は直接測定できない。そこで検出可能な情報である、CsI 検出器に入射した γ のエネルギーと入射位置から K_L^0 が崩壊した位置を求めなければならない。ここでは今回探索を行った $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊の解析における崩壊位置の再構成方法と、再構成の正確さについて評価する。

4.2 再構成の手法

K 中間子イベントの再構成は以下の手順で行う。各々の詳細については 4.4 節で議論する。

- CsI 検出器に 6γ が入射したイベントを選び出す (4.4.1)
Clustering によって 6γ かどうかを判断する
- K_L^0 の崩壊位置を決める (4.4.2)
 - 6γ を 2γ ずつの 3 組に分け、15 通りの候補を得る
 - 3 組の 2γ を π^0 に由来すると仮定して 3 つの π^0 の崩壊位置 Z_{π^0} を決め、もっとも確からしい組み合わせを選ぶ (Best combination)
 - K_L^0 の崩壊位置を決める
- Best combination の時の分布を用いて再構成の正確さについて評価する (4.4.3)
 - 6γ の不変質量分布を K_L^0 の質量と比較する
 - Best ΔZ の分布の広がりを調べる

4.3 実験データ

本解析で使用するデータは、Physics Run の中から 6γ とと思われるものを選び出したものである。Physics Run では $K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}(2\gamma)$ をはじめ、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0(4\gamma)$ 、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0(6\gamma)$ などを測定している。図 4.1 に Physics Run でのイベントディスプレイの例を示す。青枠が表示される CsI は入射エネルギー閾値を超えた CsI である。赤色の四角は ADC によって測定されたエネルギー量であり、四角の大きさがエネルギー量に比例する。このイベントは、 $N \geq 2$ の Trigger 条件で観測される 6γ イベントを示している。また表 4.1 に本論文で用いた解析データの基本情報 (Run number、測定時間、イベント数、データ量) を示す。これは E391a 実験 Run-I データの 0.5% に相当する。

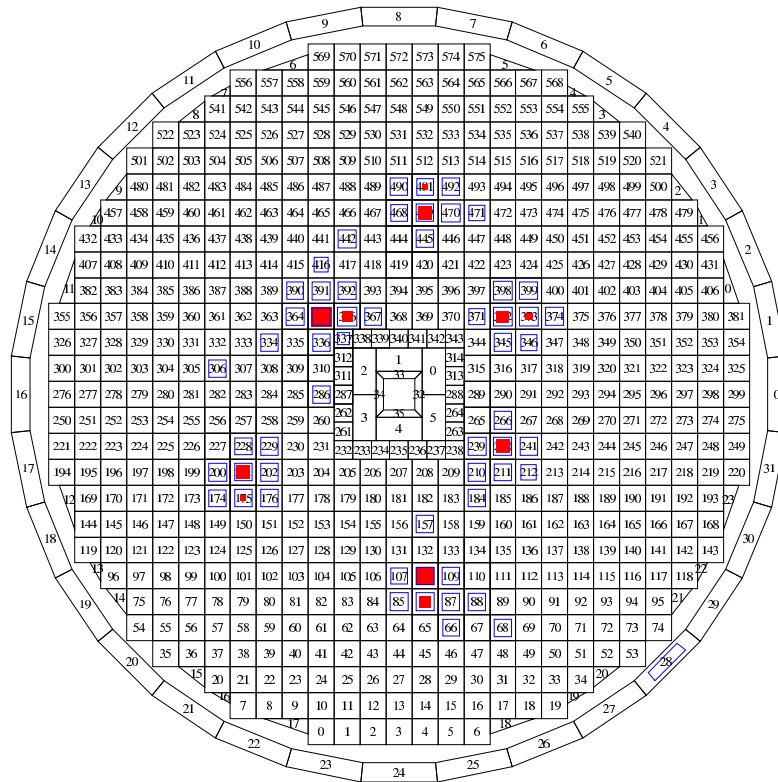


図 4.1: 6γ イベント イベントディスプレイ

青枠が表示される CsI は入射エネルギー閾値を超えた CsI である。赤色の四角は ADC によって測定されたエネルギー量であり、四角の大きさがエネルギー量に比例する。

表 4.1: 解析データの基本情報

Run #	測定時間 (spill)	イベント数 ($\times 10^5$ イベント)	データ量 (kByte)
2181	923	6.0332	5055240
2184	959	6.2553	5250960
2185	985	6.4178	5379390
2186	920	5.9688	4998590
2189	901	5.9226	4937910
2190	903	5.8795	4909880
2191	938	6.1199	5115280
2192	939	6.1199	5115900
2193	900	5.9021	4917910
2194	900	5.9993	5013070

4.4 K 中間子再構成方法

4.4.1 Clustering

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma \gamma)$ と $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊は終状態が 6γ である。CsI 検出器に 6γ が入射したイベントを選び出すために Clustering を行う。Clustering については既に解析用プログラムが製作されており、これを利用する [13] [14]。

Clustering とは CsI 検出器におけるヒットパターンから、 γ によってできたシャワーの固まりを認識させるプロセスである。Clustering は、Cluster の定義、 γ 由来らしい Cluster の選択、という流れで行われる。具体的には、各々の CsI クリスタルに 5MeV 以上の Energy deposition がある CsI クリスタルのうち、隣接した集まりを Cluster と定義する。次に Cluster 内におけるエネルギー勾配が作るピーク (Local maximum) が 1 つであるという要求を各 Cluster に課す。Local maximum が 2 つ以上の Cluster は、 2γ が近い位置に入射した可能性や、中性子由来のイベントである可能性がある。このような Cluster をつくるイベントでは、エネルギーを誤って見積もることにつながるので除去する。また、Cluster の要素が 1 つのクリスタルのみであるものも除去する。1 つのクリスタルのみで形成される Cluster は、他の Cluster からシャワーの漏れ出しに由来する可能性があるためである。このようにして Cluster を決める。今回解析を行うイベントは終状態が 6γ なので、6 Cluster が残ったイベントを選び出している。図 4.1 は実際に 6 Cluster 残ったイベントの例である。

4.4.2 K_L^0 崩壊位置の決定

K_L^0 の崩壊位置を決めるため、まず初めに 3 組の 2γ の最適な組み合わせ (Best combination) を決める。図 4.2 に Best combination を決める方法を示す。 2γ を π^0 に由来するものと仮定して、 π^0 の崩壊位置を再構成する (Z_{π^0})。ここでは、ビーム上流から下流にかけて順番に $Z_{\pi^0 1}$ 、 $Z_{\pi^0 2}$ 、 $Z_{\pi^0 3}$ と名付ける。

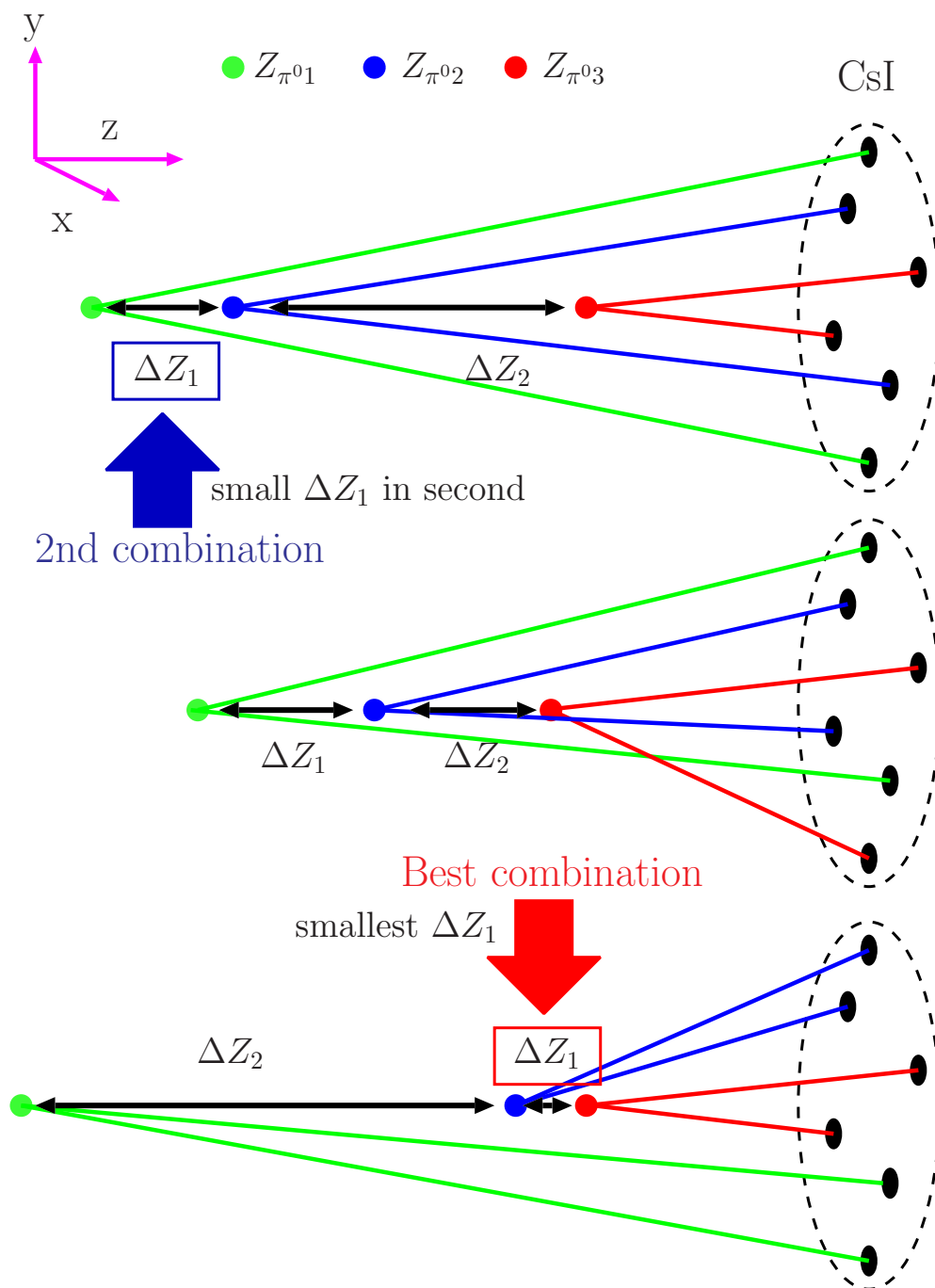


図 4.2: Best combination 決定方法

ΔZ_1 、 ΔZ_2 は $Z_{\pi^0 1}$ と $Z_{\pi^0 2}$ の距離、 $Z_{\pi^0 2}$ と $Z_{\pi^0 3}$ の距離のうち、最も近いものを ΔZ_1 、次に近いものを ΔZ_2 と決める。同一の 6γ イベントを 3 組の 2γ に分ける 15 通りの組み合わせの中で、 ΔZ_1 が最も小さい組み合わせを Best combination、 ΔZ_1 が 2 番目に小さい組み合わせを 2nd combination とする。Best combination を決める時には ΔZ_2 に対しては何の条件もかけない。

初めに 6γ を 3 組の 2γ に分ける。これは初めに任意の γ を選び出し、その組になる γ を残りの 5γ から一つ選び、残りの 4γ に対しても同様に考えるという方法を用いる。この組み合わせは、初めの組み合わせが 5 通り、次の組み合わせが 3 通りなので、 6γ から 3 組の 2γ を選ぶ組み合わせは 15 通り存在する。(2 組を決めると自動的に残りの 1 組も決まる)。

その後ある組み合わせの場合に 3 組の 2γ に対して、それらすべてを π^0 に由来するものと仮定して崩壊位置を算出する。この方法は π^0 の寿命が $(8.4 \pm 0.6) \times 10^{-17}$ sec と小さいため、すぐに $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 崩壊 (BR: $98.798 \pm 0.032\%$ [8]) を起こすことを利用している。 K_L^0 ビームが十分に Collimate されている場合、崩壊位置のパラメーターはビーム軸の z 方向のみと考えられる (x, y はビーム中心)。このとき 1 組の 2γ に対して π^0 の質量を仮定 (0.1350 GeV/ c^2 [8]) し、CsI 検出器に入射した γ のエネルギーと入射位置を用いることによって π^0 の崩壊位置を算出することができる。これを 3 組の 2γ に対して行う ($Z_{\pi^0_1} \sim Z_{\pi^0_3}$ を得る)。

この方法は、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊が、どちらも中間状態に 2 つの π^0 が現れることを利用している。しかし $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊の新粒子 X に由来する 2γ も含まれるため、すべての Z_{π^0} を崩壊位置の決定に使うことはできない。そのため 3 つの組み合わせのうち、どの 2 つの 2γ の組み合わせがもっとも確からしいか選び出す。

Best combination を選ぶ方法としては、 $Z_{\pi^0_1} \sim Z_{\pi^0_3}$ に対して、2 つの Z_{π^0} の距離の差が最も小さい ΔZ_1 を探し出す。 ΔZ_1 は式 (4.1) のようになる。

$$\Delta Z_1 = |Z_{\pi^0_1} - Z_{\pi^0_2}| \text{ or } \Delta Z_1 = |Z_{\pi^0_2} - Z_{\pi^0_3}| \quad (4.1)$$

$K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊の X に由来する 2γ が 6γ に含まれている場合、 X に由来する 2γ に対しても π^0 の質量を仮定して再構成を行っている。そのため中間状態に X を含む 6γ イベントでは、 ΔZ_1 を決めた 2 つの Z_{π^0} よりも離れた位置に、 X に由来する 2γ によって Z_{π^0} が再構成される可能性が高い。そのため距離の差が 2 番目に小さい ΔZ_2 に対しては何の条件もかけず、 ΔZ_1 を決めた時に使われなかった 2γ を新粒子 X に由来するものとする。全ての組み合わせに対してこの操作を行い、15 通りの中で最も小さい ΔZ_1 をもつ組み合わせを Best combination とし、2 番目に小さい ΔZ_1 をもつ組み合わせを 2nd combination とする。Best combination の時の ΔZ_1 を Best ΔZ 、2nd combination の時の ΔZ_1 を 2nd ΔZ と呼ぶ。

K_L^0 の崩壊位置 (Z_{vertex}) は Best ΔZ を決めるために使った 2 つの Z_{π^0} の平均とする。2 つの Z_{π^0} が $Z_{\pi^0_1}$ 、 $Z_{\pi^0_2}$ の場合

$$Z_{\text{vertex}} = \frac{Z_{\pi^0_1} + Z_{\pi^0_2}}{2} \quad (4.2)$$

となる。このようにして決めた K_L^0 の崩壊位置の分布を図 4.3 に示す。崩壊位置は FB の後端から CsI の前面まで広がる崩壊領域内に数多く観測された。これより再構成手法が正しいことがわかる。450 cm 付近のイベントが多いのは、この位置で崩壊した K_L^0 の終状態に現れる γ が他の位置で崩壊した γ よりも CsI 検出器に入射しやすいからだと考えられる。450 cm よりも上流で崩壊した場合、MB など Veto 検出器に入射し、下流で崩壊した場合、CsI 検出器の内側に通り抜けてしまうことが考えられる。今後の解析では崩壊位置を崩壊領域内に限定するため、FB の後端から崩壊領域を隔てる薄膜まで (280~500 [cm]) を選び出すこととする。ここでは、他の検出器に入射しているイベントを除くため、Veto 検出器はそれぞれ CC02 は

3 MeV 以上、CC03 は 3 MeV 以上、CC04 は 3 MeV 以上、MB は 5 MeV 以上、CV は 1 MeV 以上の Energy deposit があるイベントを取り除いている。

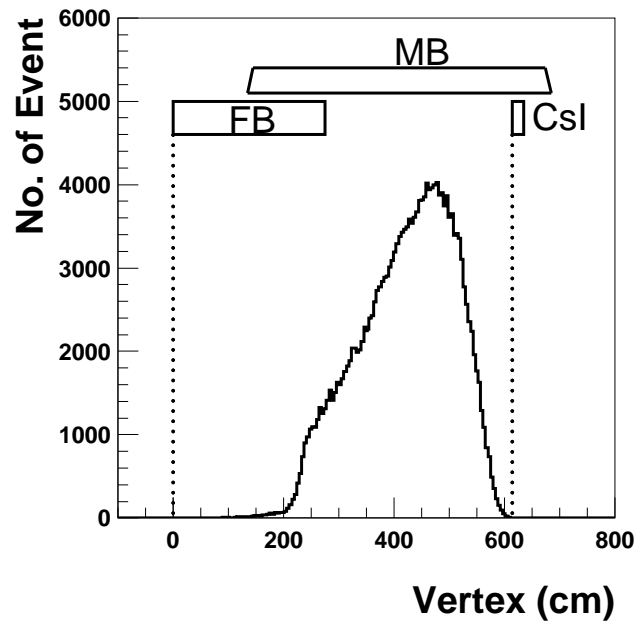


図 4.3: K_L^0 の崩壊位置の分布
崩壊位置は 2 つの π^0 の平均値とする。崩壊位置は FB の後端から CsI 検出器の前面まで広がる崩壊領域内に数多く観測された。

4.4.3 再構成結果の評価

K_L^0 の崩壊位置が決まると、 6γ の不変質量分布を求めることができる。その結果を図 4.4 に示す。分布は K_L^0 の質量付近 (0.49767 [GeV/c²][8]) にほとんどのイベントが集中している。 K_L^0 の質量付近のイベントに対して、ガウス関数で Fitting を行った結果、 $M_{6\gamma} = 0.4976$ GeV/c²、 $\sigma = 0.013$ GeV/c² と得られた。再構成結果から σ が大きい値となってしまう、質量にばらつきがあることがわかる。この原因として考えられるのは、 K_L^0 の崩壊位置の決定方法である。 $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊による 6γ イベントでは、今回のように K_L^0 の崩壊位置を決める時に 2 つの Z_{π^0} の崩壊位置の平均と決めると、残りの Z_{π^0} の分実際の崩壊位置からずれた位置に崩壊位置を再構成してしまう。この崩壊位置のずれがそのまま $M_{K_L^0}$ に反映されてしまったため、 σ が大きくなってしまったと思われる。 K_L^0 の質量から大きくずれているイベントは、 γ の組み合わせの選び方の間違い (Miss combination) によるものだと考えられる。また K_L^0 の質量付近 ($0.48\sim 0.52$ [GeV/c²]) で選び出した Best ΔZ の分布を図 4.5 に示す。 K_L^0 の質量付近を選んでいるにも関わらず、Best ΔZ が大きいところにもイベントが多く現れてしまった。このようなイベントは Miss combination によるものと考えられる。従って崩壊位置を崩壊領域内に限定することなどによって、 γ の組み合わせが間違っているのに 6γ の不変質量を K_L^0 の質量付近に再構成してしまうイベントを除去しなければならない。今後は K_L^0 の質量付近のイベントのみを選んで解析を行う。

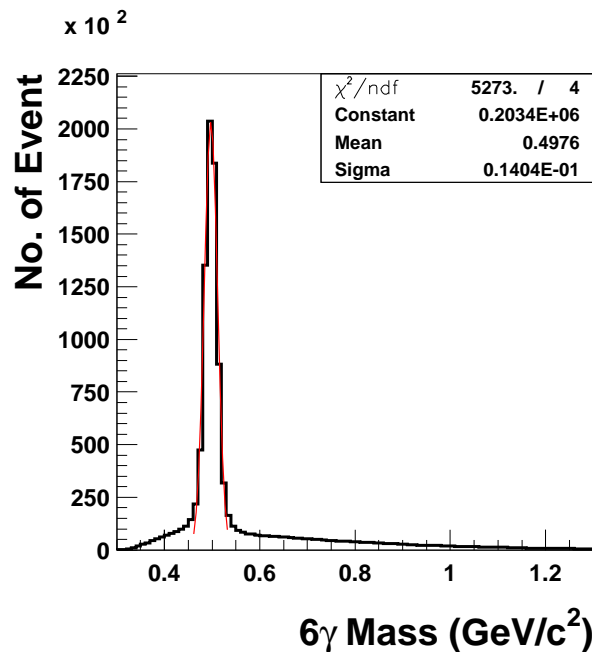


図 4.4: 6γ の不変質量分布

K_L^0 の質量付近のイベントに対して、ガウス関数で Fitting を行い Mean、Sigma を得た。

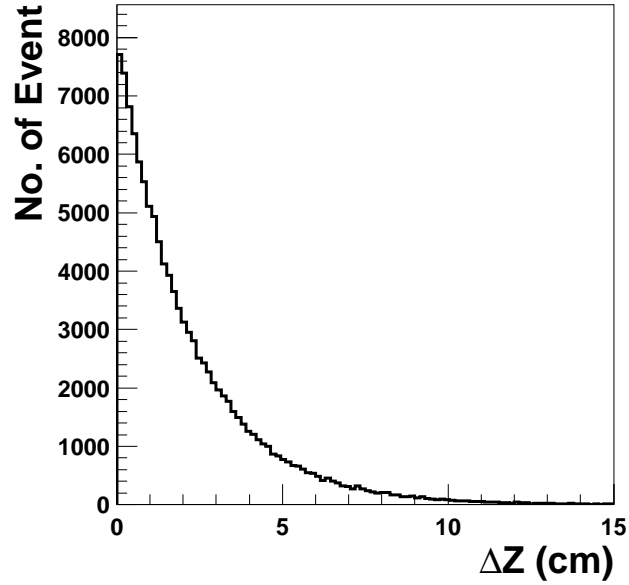


図 4.5: Best ΔZ の分布

6γ の不変質量分布を用いて K_L^0 の質量付近で選び出している

4.5 まとめ

6γ イベントを用いて K 中間子イベントの再構成を行った。 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊を解析するため、2つの Z_{π^0} を仮定して K_L^0 の崩壊位置を決めるという方法を用いた。その結果 K_L^0 の崩壊位置は崩壊領域内に多く存在したが、Best ΔZ 大きいところにもイベントが現れてしまった。しかし 6γ の不変質量分布は、 $M_{6\gamma} = 0.4976 \text{ GeV}/c^2$ 、 $\sigma = 0.013 \text{ GeV}/c^2$ となり、 K_L^0 の質量付近に集中した。

5 解析

5.1 解析手法

本論文では E391a 実験データにおいて $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊を探索する。新粒子 X は質量が $0.2143 \text{ GeV}/c^2$ であると報告されている。また K_L^0 の質量 ($M_{K_L^0}$) と π^0 の質量 (M_{π^0}) の差

$$M_{K_L^0} - 2M_{\pi^0} = 0.4976 - 2 \times 0.1350 = 0.2276 \text{ [GeV}/c^2] \quad (5.1)$$

より、 X はこの質量を超えることができない。そのため新粒子 X の質量範囲を $0.20 \sim 0.23 \text{ GeV}/c^2$ として解析を行った。また $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊は終状態が 6γ であるため、Background となる崩壊過程としては分岐比 21.05% の $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊があげられる。 5×10^{-4} 以下の測定感度を達成するためには、Background Level の 3 桁以上の改善が求められる。そのため Background イベントをできる限り少なくする必要がある。

4 章において求めた K_L^0 の崩壊位置を用いて、5.2 節で新粒子 X の不変質量の求め方を述べる。 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊において終状態に現れる 6γ のうち、 π^0 と仮定しない $\gamma\gamma$ の不変質量が新粒子 X の質量付近に現れるものが X の候補となる。そのため Signal 領域は、 $\gamma\gamma$ の不変質量分布と 6γ の不変質量分布の相関図で与えられる。また Signal/Background 比を用いてイベントセレクションを行うために $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊過程 ($2\pi^0 X$ MC)、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊過程 ($3\pi^0$ MC) という 2 種類の崩壊過程の MonteCarlo Simulation を行った。その詳細を 5.3 節で述べる。

5.2 $X \rightarrow \gamma\gamma$ イベントの再構成

K_L^0 の崩壊位置を用いて、 $X \rightarrow \gamma\gamma$ イベントの再構成を行う。ここでは X の寿命は十分短いものと仮定し、 X の崩壊位置は K_L^0 の崩壊位置と同一とする。

4.4.2 項で決めた X に由来する可能性が高い 2γ のエネルギーをそれぞれ E_{γ_1} 、 E_{γ_2} とする。また K_L^0 の崩壊位置と CsI 検出器上の γ の入射位置から、 γ の運動量 \vec{p}_{γ_1} 、 \vec{p}_{γ_2} および 2γ の Opening angle (θ) が求められる。再構成によって得られる質量、エネルギー、運動量をそれぞれ $M_{\gamma\gamma}$ 、 $E_{\gamma\gamma}$ 、 $\vec{p}_{\gamma\gamma}$ とする。エネルギー保存則および運動量保存則より

$$E_{\gamma\gamma}^2 = (E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2})^2 \quad (5.2)$$

$$|\vec{p}_{\gamma\gamma}|^2 = (\vec{p}_{\gamma_1} + \vec{p}_{\gamma_2})^2 \quad (5.3)$$

$$= E_{\gamma_1}^2 + E_{\gamma_2}^2 + 2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2} \cos \theta \quad (5.4)$$

となる。

$$E_{\gamma\gamma}^2 = M_{\gamma\gamma}^2 + |\vec{p}_{\gamma\gamma}|^2 \quad (5.5)$$

から以下の式を得る。

$$M_{\gamma\gamma}^2 = 2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1 - \cos \theta) \quad (5.6)$$

この式を用いて実験データから再構成した $\gamma\gamma$ の不変質量分布を図 5.1 に示す。この図は 4.4.2 項で決めた X に由来する可能性が高い 2γ の不変質量分布である。 6γ の不変質量が K_L^0 の質量付近 ($0.48\sim 0.52 \text{ GeV}/c^2$) に再構成されるイベントを選んでいる。図中に現れているピークは π^0 の質量付近であることから、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊における π^0 であると考えられる。

図 5.2 は $\gamma\gamma$ の不変質量分布と 6γ の不変質量分布の相関図である。縦軸が $\gamma\gamma$ の不変質量、横軸が 6γ の不変質量である。 X の質量範囲を $0.20\sim 0.23 \text{ GeV}/c^2$ と設定したため、Signal 領域は $\gamma\gamma$ の不変質量が $0.20\sim 0.23 \text{ GeV}/c^2$ 、 6γ の不変質量が $0.48\sim 0.52 \text{ GeV}/c^2$ とした。今回の解析においては Signal/Background 比を改善するため、さらに図中の斜線の領域に Signal 領域を狭めた。Signal 領域の詳細については 5.4 節に述べる。

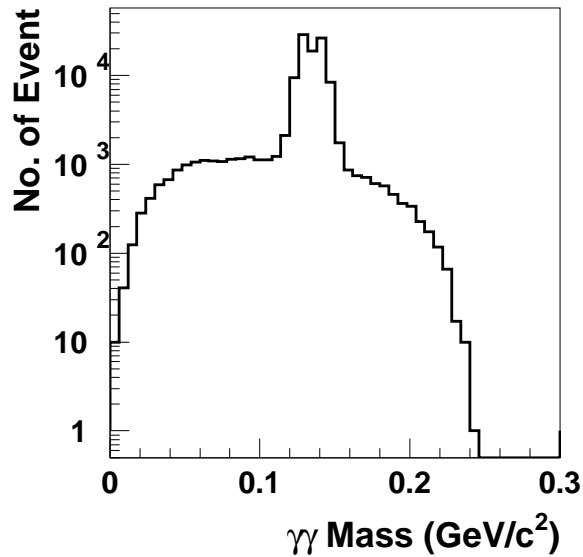


図 5.1: $\gamma\gamma$ の不変質量分布

6γ の不変質量分布から K_L^0 の質量付近で選び出している
図中のピークは Background イベントの π^0 である

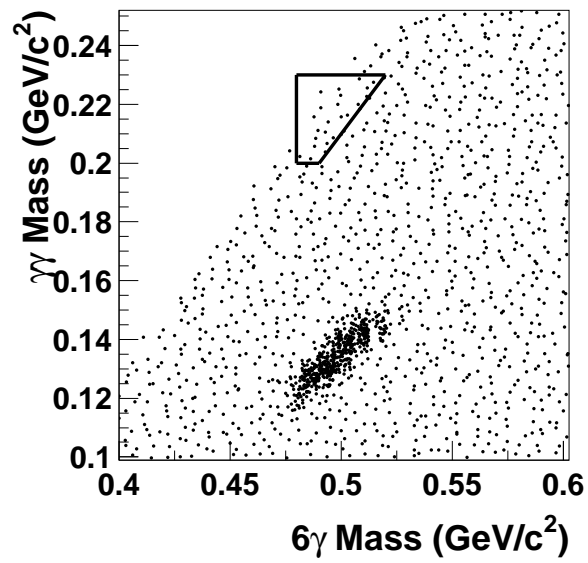


図 5.2: $\gamma\gamma$ の不変質量分布と 6γ の不変質量分布の相関図
 縦軸に $\gamma\gamma$ の不変質量分布をとり、横軸に 6γ の不変質量分布をとる。
 線で囲まれた部分が今回定義した $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊における X
 の質量が $0.20 \sim 0.23 \text{ GeV}/c^2$ の Signal 領域である。

5.3 MonteCarlo Simulation

5.3.1 概要

K_L^0 の崩壊分岐比を求めるためには実験データにおける K_L^0 の検出器への入射数、Signal イベント数、Background イベント数、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊のアクセプタンスが必要となる。これらを得るために $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊と $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊の MonteCarlo Simulation を行った。MonteCarlo Simulation には高エネルギー素粒子実験において良く用いられている GEANT3 を利用した [15]。

GEANT3 とは粒子と物質の相互作用の MonteCarlo Simulation を行うプログラムである。測定器として任意の物質を利用して構造を設定し、測定器中に様々な粒子を入射させてその相互作用を観測することができる。GEANT3 では追跡している粒子のエネルギーが、設定されたエネルギー (Cut off energy) 以下になると追跡をやめ、その時に持っていた粒子のエネルギーは全てその位置で吸収されたと判断する。今回の MonteCarlo Simulation では Cut off energy を γ に対しては 50 keV、 e^- 、 e^+ に対しては 50 keV と設定した。

本研究で計算した MonteCarlo Simulation では E391a 実験におけるメインの γ 検出器である CsI 検出器をはじめとして、 γ 線用 Veto 検出器、荷電粒子用 Veto 検出器まで全ての検出器の構造を再現し、実際の位置に配置した。入射粒子は K_L^0 ビームを白金ターゲットの位置で発生させ、検出器に入射させている。 K_L^0 の運動量分布は 12GeV/c の陽子ビームを白金ターゲットに入射させて生成した、 K_L^0 の MonteCarlo Simulation から求めた分布 [11] を用いている。

今回行った 2 種類の MonteCarlo Simulation の各々の条件は以下の通りである。

- $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊過程設定条件
 - K_L^0 発生数 5×10^7
 - アクシデンタルイベントを考慮しない Pure MC
 - X の質量を $0.2134 \text{ GeV}/c^2$ と設定
 - X の寿命を $8.4 \times 10^{-17} \text{ sec}$ と設定
 - $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 X$ 崩壊では Simple Phase Space と設定
 - $X \rightarrow \gamma\gamma$ 崩壊の分岐比を 100% と設定
- $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊過程設定条件
 - K_L^0 発生数 5×10^9
 - アクシデンタルイベントも考慮した、実際の実験と同様の条件
 - $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊の分岐比を 100% と設定

図 5.3 に MonteCarlo Simulation のイベントディスプレイを示す。図中左側から入射された K_L^0 は崩壊領域で $3\pi^0$ に崩壊し、 $3\pi^0$ はすぐに 6γ に崩壊する、 6γ はすべて CsI に入り 6γ イベントとなる様子がわかる。

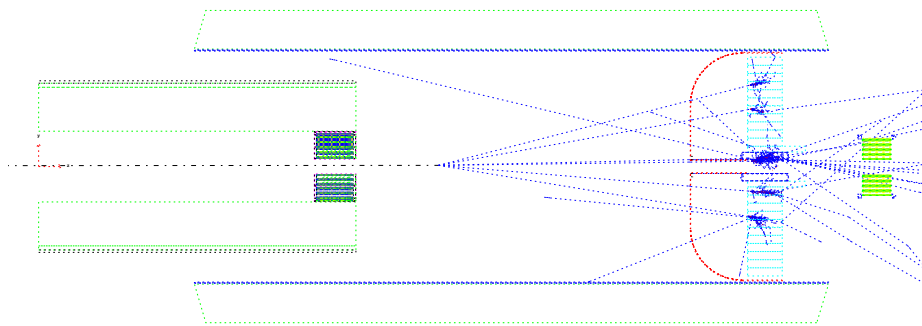


図 5.3: $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0(6\gamma)$ イベントディスプレイ
 左側から入射された K_L^0 (一点鎖線黒) は崩壊領域で $3\pi^0$ に崩壊し、 $3\pi^0$ すぐに 6γ (破線青) に崩壊する、 6γ はすべて CsI に入り 6γ イベントとなる。

5.3.2 検出器への K_L^0 入射数の算出

実験データでは検出器への K_L^0 の入射数 ($N_{K_L^0}$) がわからないため、 $3\pi^0$ MC を用いて入射数を算出しなければならない。これは 6γ イベントがほとんど $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊由来であるうえ、分岐比が 21.05% と大きいことを利用している。

まず実験データと $3\pi^0$ MC それぞれにおいて K_L^0 と再構成されたイベント数を数える。再構成手法は 4 章と同様の方法を用いる。ここでは他の検出器によるアクシデンタルイベントをなくすため、実験データと $3\pi^0$ MC 両方に対して Veto 検出器にイベントがないという条件をかける。具体的には CC02 は 3 MeV 以上、CC03 は 3 MeV 以上、CC04 は 3 MeV 以上、MB は 5 MeV 以上、CV は 1 MeV 以上のエネルギーが検出されたイベントを除くという条件とした (Veto カット)。この条件を加えることによって、実験データと $3\pi^0$ MC におけるデータ収集方法の違いによるずれもなくすることができる。

その後 6γ の不変質量分布に対して K_L^0 の質量付近のイベントを選び出してガウス関数で Fitting を行う。Fitting によって、実験データでは $M_{K_L^0} = 0.4976 \text{ GeV}/c^2$ 、 $\sigma = 0.013 \text{ GeV}/c^2$ 、 $3\pi^0$ MC では $M_{K_L^0} = 0.4976 \text{ GeV}/c^2$ 、 $\sigma = 0.013 \text{ GeV}/c^2$ と得られた。Fitting によって求めた $M_{K_L^0}$ 、 σ を用いて、 K_L^0 と再構成されたイベントを数えると、実験データでは 95864 イベント ($N_{\text{event Data}}$)、 $3\pi^0$ MC では 509635 イベント ($N_{\text{event } 3\pi^0\text{MC}}$) となった。

それぞれのイベント数から $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ のアクセプタンス ($\text{Acceptance}_{3\pi^0 \text{ MC}}$) を計算する。 $\text{Acceptance}_{3\pi^0 \text{ MC}}$ は、 K_L^0 発生数に対してどれだけの 6γ イベントが観測され、 K_L^0 と再構成されたのかという比率である。そのため K_L^0 発生数 (N_{generate}) がわかっている $3\pi^0$ MC では計算することができる。

$$\text{Acceptance}_{3\pi^0 \text{ MC}} = \frac{N_{\text{event } 3\pi^0\text{MC}}}{N_{\text{generate } 3\pi^0\text{MC}}} \quad (5.7)$$

実験データでのイベント数をアクセプタンス式 (5.7) で割ることによって、実験データにおける K_L^0 発生数 ($N_{\text{generate Data}}$) に相当するものが求められる。

$$N_{\text{generate Data}} = \frac{N_{\text{event Data}}}{\text{Acceptance}_{3\pi^0\text{MC}}} \quad (5.8)$$

$3\pi^0$ MC では $\text{BR}=100\%$ と設定しているため、この値は実験データにおける検出器への入射数ではない。実験データにおける検出器への入射数を知りたいので、求めた K_L^0 発生数 ($N_{\text{generate Data}}$) を $\text{BR}_{3\pi^0}=21.05\%$ で割る。

$$N_{K_L^0} = \frac{N_{\text{generate Data}}}{\text{BR}_{3\pi^0}} \quad (5.9)$$

以上より検出器への K_L^0 の入射数 ($N_{K_L^0}$) が得られる。式 (5.7)~ 式 (5.9) は

$$\begin{aligned} N_{K_L^0} &= \frac{N_{\text{event Data}}}{\text{Acceptance}_{3\pi^0\text{MC}} \times \text{BR}_{3\pi^0}} \\ &= \frac{N_{\text{event Data}} \times N_{\text{generate } 3\pi^0\text{MC}}}{N_{\text{event } 3\pi^0\text{MC}} \times \text{BR}_{3\pi^0}} \end{aligned} \quad (5.10)$$

とまとめられる。

以上の方法に解析によって求めたイベント数を代入することによって、実験データの K_L^0 の入射数は 4.47×10^9 と求められた。またこの計算に用いた値から、 $3\pi^0$ MC は実験データの 5.316 倍のイベント数を解析したことがわかる。これは $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊の分岐比を十分な信頼水準で解析できることを意味する。

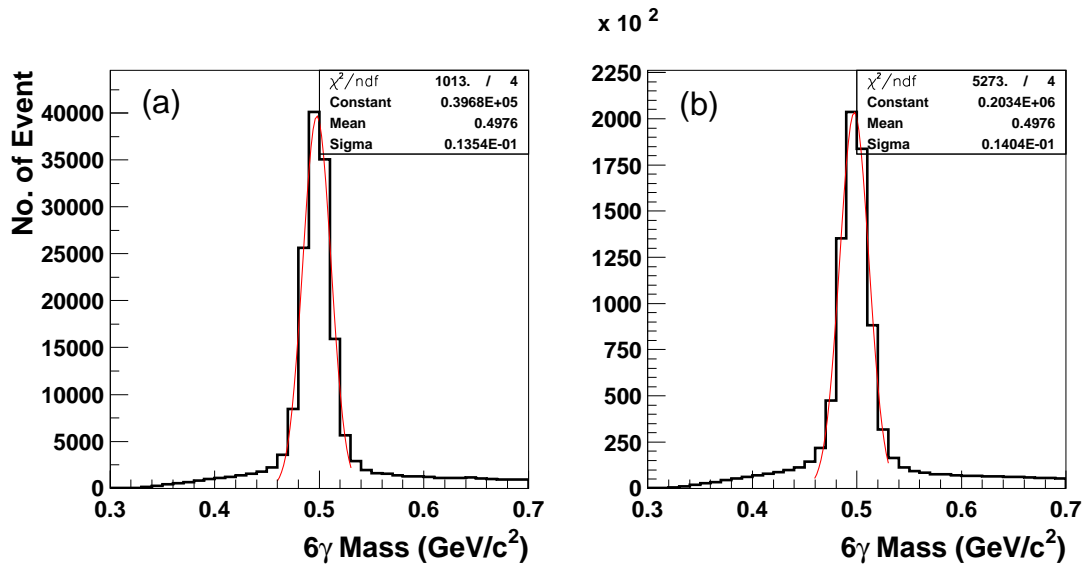


図 5.4: 6γ の不変質量分布 (a) データ、(b) $3\pi^0$ MC

5.3.3 検証

$3\pi^0$ MC の K_L^0 崩壊に関する分布を実験データの分布と比較することによって、Monte Carlo Simulation が正しく行われているのかを検証する。比較に用いたのは、解析に用いた実験データと $3\pi^0$ MC である。ここではアクシデンタルイベントをなくすため、実験データと $3\pi^0$ MC に Veto カットを行い比較する。

その結果を図 5.5~5.8 に示す。ここでは実験データが点であり、 $3\pi^0$ MC がヒストグラムである。 $3\pi^0$ MC の値は 5.3.2 項で求めたイベント数の比を用いて規格化し実験データに合わせている。

- 6γ の不変質量分布は、 K_L^0 の質量付近で一致している (図 5.5)
- K_L^0 崩壊位置も崩壊領域内 (280~500 [cm]) で一致している (図 5.6)
- K_L^0 のエネルギーおよび運動量も一致している (図 5.7、図 5.8)

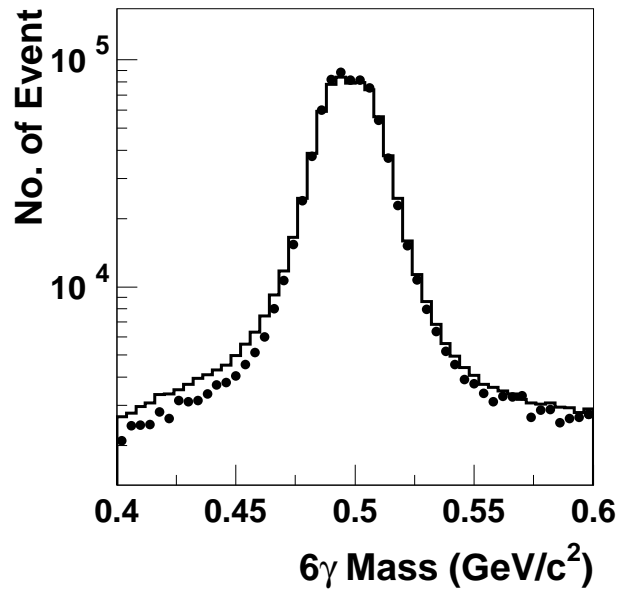


図 5.5: 6γ の不変質量分布 K_L^0 の質量付近で一致している

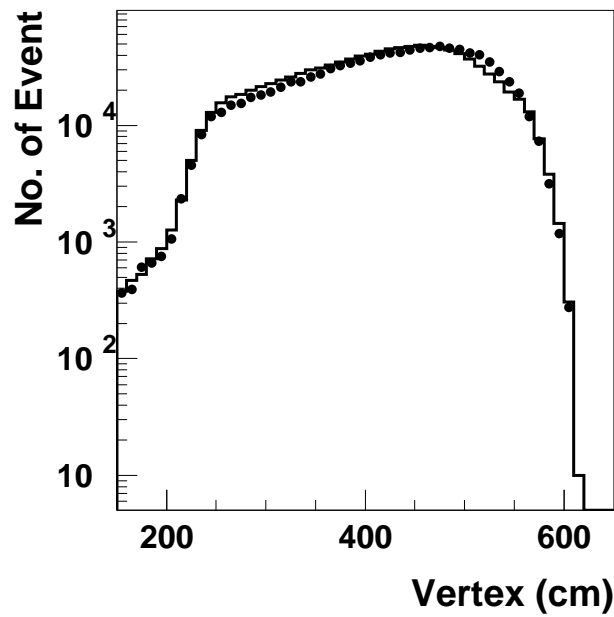


図 5.6: K_L^0 の崩壊位置 崩壊領域内で一致している

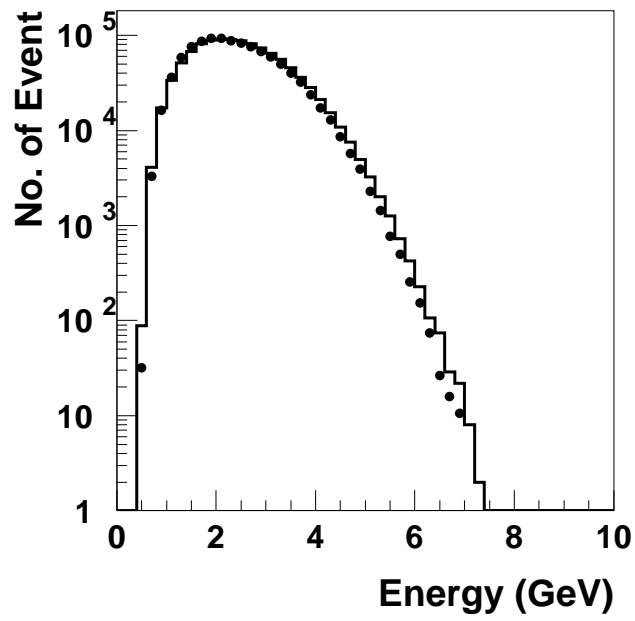


図 5.7: K_L^0 エネルギー

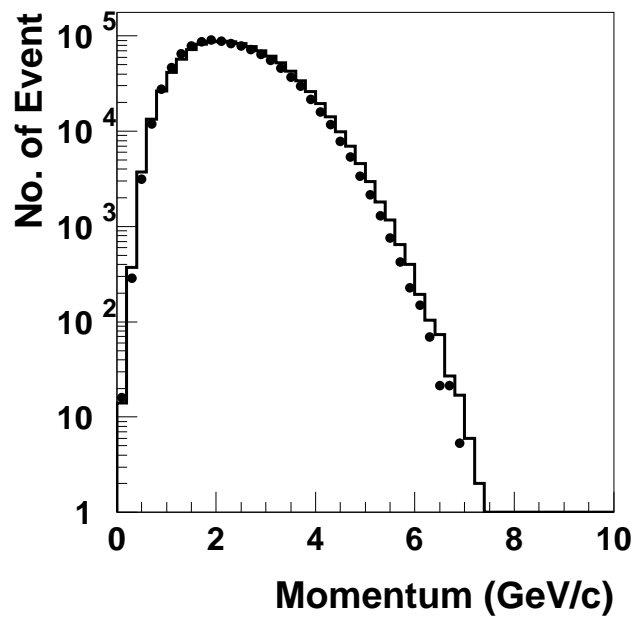


図 5.8: K_L^0 運動量

5.4 イベントセレクション

図 5.9 は $2\pi^0 X$ MC、 $3\pi^0$ MC、実験データによって得られる $\gamma\gamma$ の不変質量分布と 6γ の不変質量分布の相関図である。Signal イベントを $2\pi^0 X$ MC によって算出し、Background イベントを $3\pi^0$ MC によって算出する。Signal 領域は $\gamma\gamma$ の不変質量が $0.20\sim 0.23$ GeV/c^2 、 6γ の不変質量が $0.48\sim 0.52$ GeV/c^2 とし、さらに $2\pi^0 X$ MC によって得られた相関図において、よりイベントが多い範囲を切り取る図中の斜線とで囲まれる領域に設定した。Signal 領域に隣接する 3 つの領域 (Side Band 領域) は 5.4.3 項においてイベントセレクションの評価に使用する。

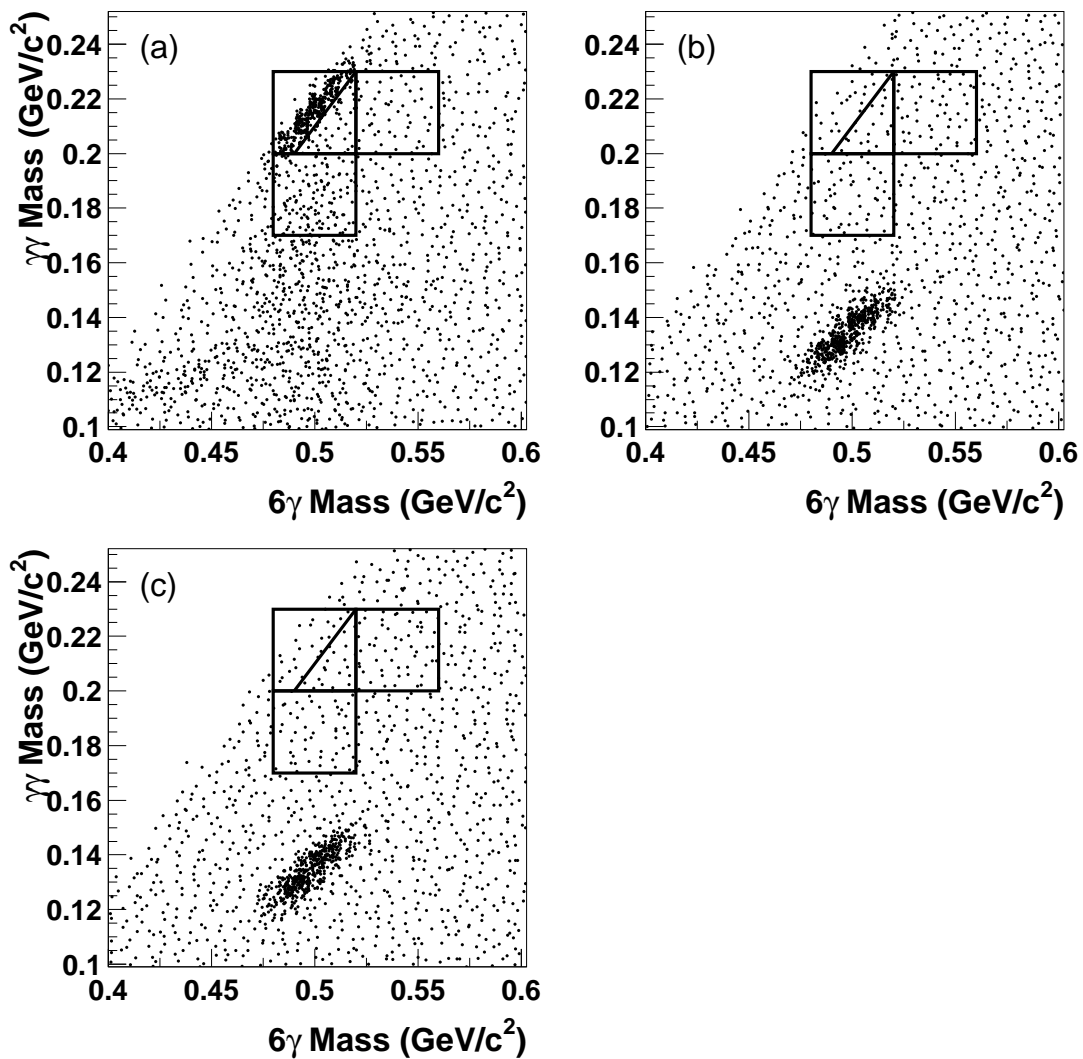


図 5.9: イベントセレクション前の Signal 領域と Side Band 領域
縦軸に $\gamma\gamma$ の不変質量分布をとり、横軸に 6γ の不変質量分布をとる。
(a) $2\pi^0 X$ MC、(b) $3\pi^0$ MC、(c) 実験データ。

5.4.1 方針

まず初めに、他の検出器によるアクシデンタルイベントをなくすために Veto カットを行う。次に K_L^0 が崩壊領域内で崩壊したイベントに限定するため、崩壊位置を 280~500 cm と選び出す。こうして選び出されたイベントだけが解析で使用できるイベントであるため、残ったイベントに対して $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊イベントを検出するためのイベントセレクションを行う。

選び出したイベントの中から、Miss combination が多く含まれる 2nd ΔZ (cm) が小さいイベントを除外する。その後 Best combination を間違えて選ばないように K_L^0 の P_T (P_T [GeV/c]) と、 γ のエネルギーの偏差 (σ_γ^2 [GeV²])、 γ の位置 (γ Position [cm]) についてより確からしいようにイベントを選ぶ。

P_T とはビーム軸に対する運動量の垂直成分である。今回解析を行う 6γ イベントは $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 、または $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊によるものであり、終状態のすべての粒子をとらえることができる。さらに K_L^0 ビームが ~ 60 mm ϕ と collimate されて崩壊領域に入射することから、測定された P_T が非常に小さい値をもつと予測される。もしも P_T が大きい場合は、シャワーの漏れ出しなどを原因として γ のエネルギーを正しく測定できていないことが考えられる。そのため P_T が大きいイベントを取り除く。

γ のエネルギーの偏差とは

$$\sigma_\gamma^2 = (\langle E \rangle - E_\gamma)^2 \quad (5.11)$$

で表される。ここで $\langle E \rangle$ は 6γ のエネルギーの平均、 E_γ はそれぞれの γ のエネルギーである。この値が極端に大きい γ は、他の γ に比べてエネルギーが非常に大きいか小さいものである。 σ_γ^2 でカットを行うことによって、Clustering による γ の数え間違いによる再構成の間違いを除外する。今回のイベントセレクションでは、Best combination を決める時に用いた 4γ の中で、一番エネルギーが小さいものについて σ_γ^2 を評価した。

γ の位置とは K_L^0 ビーム中心からの距離である。CsI 検出器の端に γ があたったイベントでは、シャワーの漏れが起こる可能性がある。今回のイベントセレクションでは検出器の端に入射した γ が存在するイベントを除外した。

図 5.10~5.12 に、 $2\pi^0 X$ MC、 $3\pi^0$ MC における、イベントセレクションに用いた変数を示す (図 5.10(ΔZ)、図 5.11(P_T)、図 5.12(σ_γ^2))。

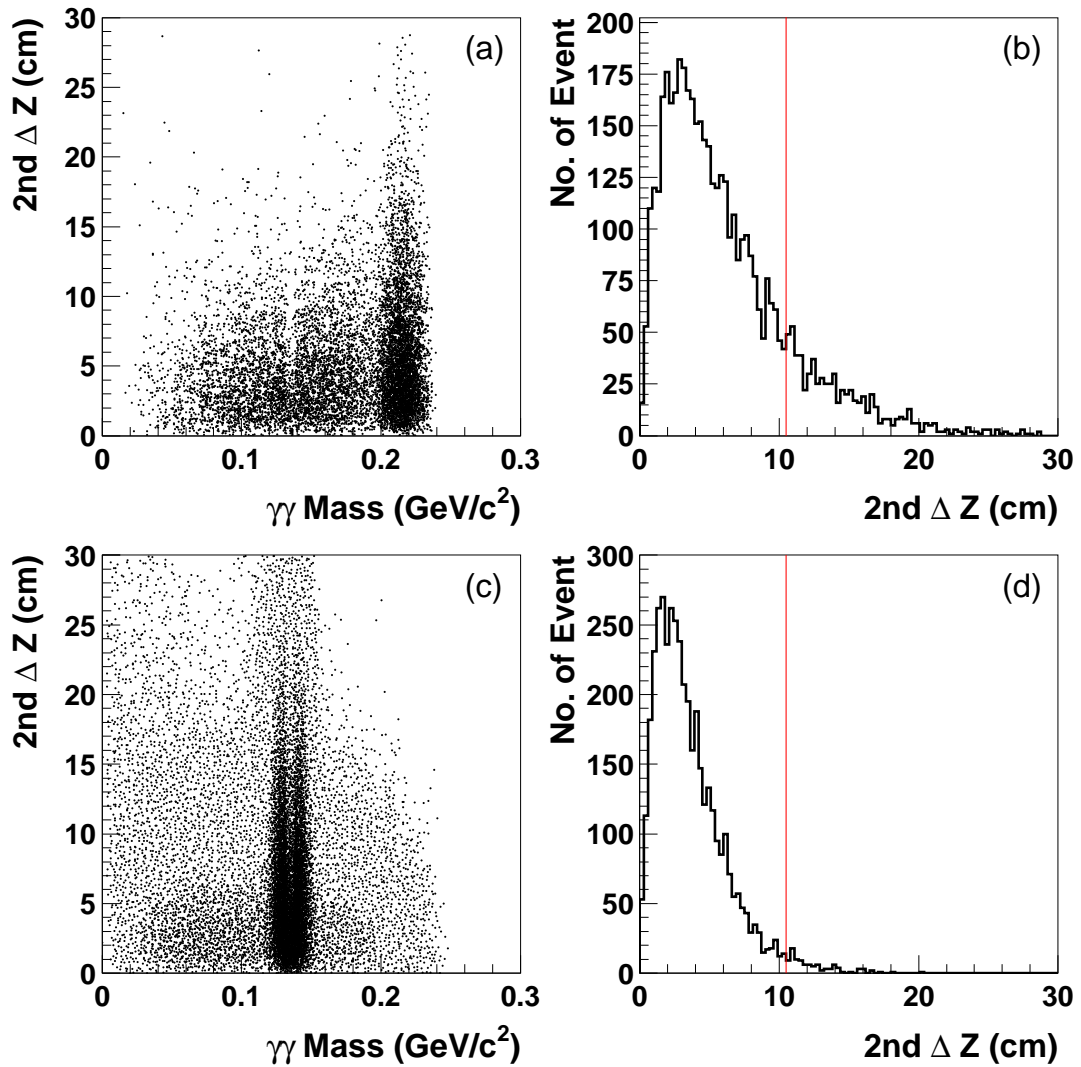


図 5.10: 2nd combination の時の ΔZ ($2\text{nd } \Delta Z$) (a)、(b) は $2\pi^0 X$ MC であり、(c)、(d) は $3\pi^0$ MC である
 (a) $2\text{nd } \Delta Z$ と $\gamma\gamma$ の不変質量の相関図、(b) X の不変質量で選び出した $2\text{nd } \Delta Z$
 (c) $2\text{nd } \Delta Z$ と $\gamma\gamma$ の不変質量の相関図、(d) X の不変質量で選び出した $2\text{nd } \Delta Z$
 赤線より右側は 5.4.2 項で決定するイベントセレクションの範囲である。

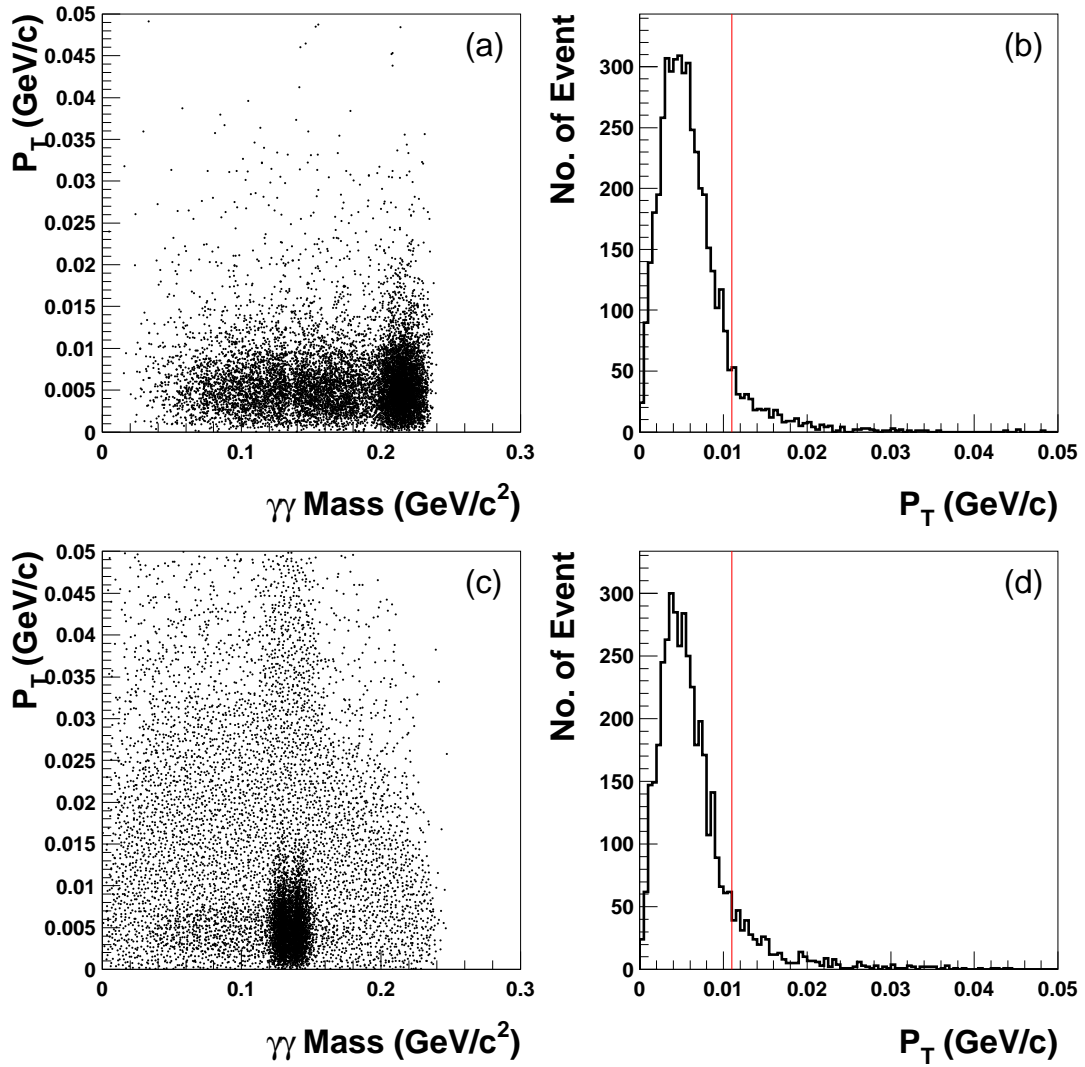


図 5.11: ビーム軸に対する運動量の垂直成分 (P_T) (a)、(b) は $2\pi^0 X$ MC であり、(c)、(d) は $3\pi^0$ MC である
(a) P_T と $\gamma\gamma$ の不変質量の相関図、(b) X の不変質量で選び出した P_T
(c) P_T と $\gamma\gamma$ の不変質量の相関図、(d) X の不変質量で選び出した P_T
赤線より左側は 5.4.2 項で決定するイベントセレクションの範囲である。

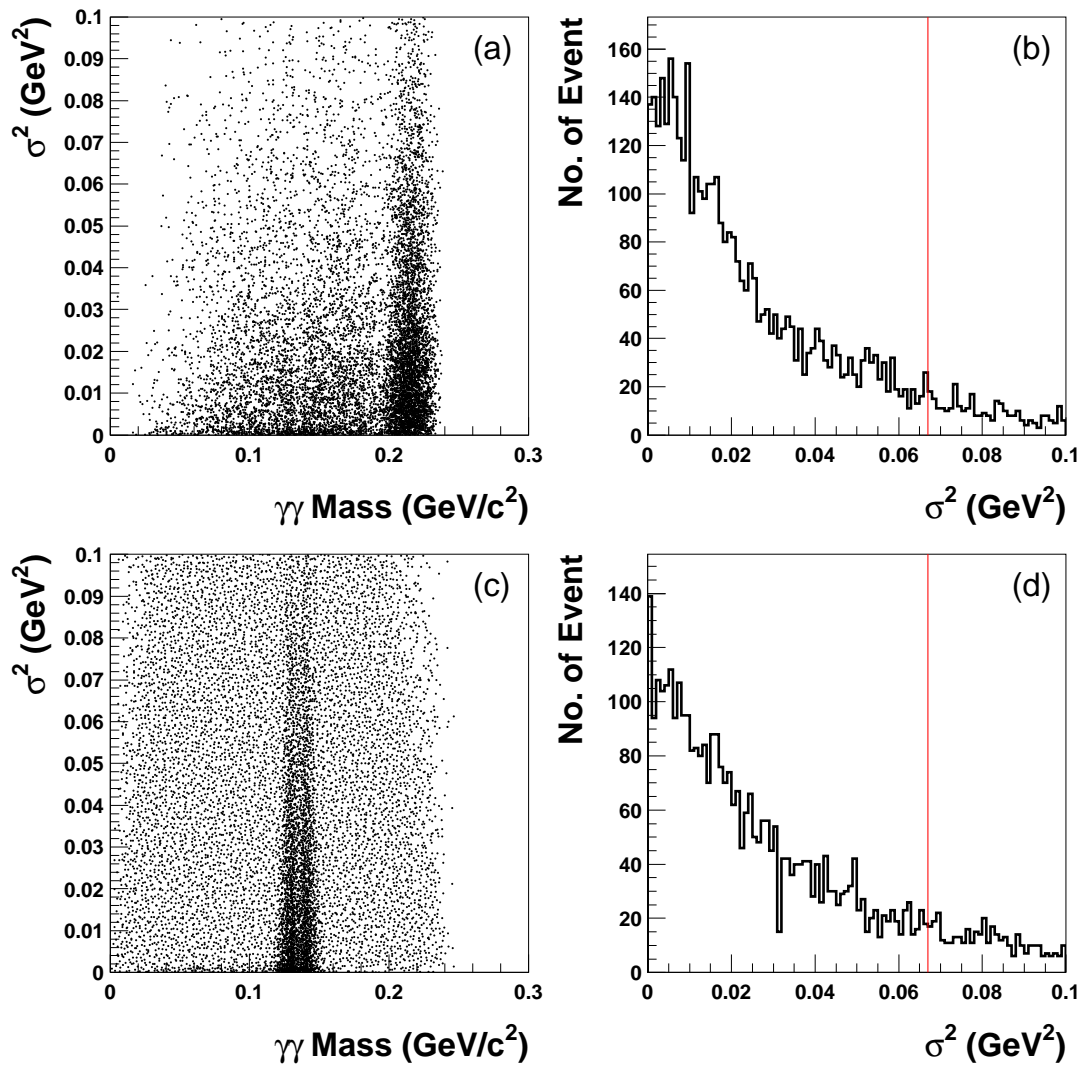


図 5.12: γ のエネルギーの偏差 (σ_γ^2) (a)、(b) は $2\pi^0 X$ MC であり、(c)、(d) は $3\pi^0$ MC である

(a) σ_γ^2 と $\gamma\gamma$ の不変質量の相関図、(b) X の不変質量で選び出した σ_γ^2

(c) σ_γ^2 と $\gamma\gamma$ の不変質量の相関図、(d) X の不変質量で選び出した σ_γ^2

赤線より左側は 5.4.2 項で決定するイベントセレクションの範囲である。

5.4.2 イベントセレクション

2nd ΔZ を用いたイベントセレクションによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化を表 5.1 に示す。Significance は

$$\text{Significance} = \frac{\text{Signal}}{\sqrt{\text{Signal} + \text{Background}}} \quad (5.12)$$

と定義される統計量で、Background が少なくなっても Significance が小さくなるとは、Signal のイベント数が少なくなるため良い結果とは言えない。イベントセレクションの目標は Background イベントを除去することである。そのため Signal/Background 比と Significance を用いて、最適な値を選び出さなければならない。

表 5.1 は 2nd ΔZ の値を変化させることによってイベントセレクションを行い、イベント数、Signal/Background 比、Significance の変化を調べたものである。表 5.1 から、2nd ΔZ が 10~11.5 cm の範囲を候補として選び出したが、値を決めることはできなかった。そのため、 P_T 、 σ_γ^2 、 γ Position によるイベントセレクションに対する変化を調べ、その後 2nd ΔZ をもう一度調節して、パラメータを決めることにした。

表 5.1: 2nd ΔZ カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化

2nd ΔZ	$2\pi^0 X$ MC (Signal)	$3\pi^0$ MC (Background)	Signal/Background 比	Significance
0	3594	966	3.72	53.2
5	1767	179	9.87	40.1
6	1438	105	13.7	36.6
7	1157	60	19.3	33.2
8	917	36	25	30
9	757	24	32	27
9.5	661	15	44	25
10	584	10	58	34
10.5	521	7	74	23
11	460	6	77	21
11.5	407	6	68	20
12	374	4	94	19
13	294	3	98	17
14	234	1	234	15
15	185	1	185	14

図 5.11 より P_T については 0.01 GeV/c 付近で Signal/Background 比の最適値を探し、その結果 $P_T < 0.011$ (GeV/c) と選んだ。また図 5.12 より σ_γ^2 については 0.1 以上のイベントを除外することを決め、この値以下で探した結果 $\sigma_\gamma^2 < 0.067$ (GeV²) と選んだ。 γ Position は

シャワーの漏れ出しがない最低条件として、 γ の入射位置が KTeV クリスタルよりも内側や、最も外側の CsI にならないように 20~90 cm とした。

最後に以上の条件を決めた上でもう一度 2nd ΔZ を調べたところ、2nd $\Delta Z > 10.5$ (cm) の条件をかけることによって Background を 0 イベントになったのでこの値を選んだ。それぞれのパラメータによるイベント数の変化を表 5.2 に示す。ここでは Signal と Background のイベント数のみを比較する。参考として実験データのイベント数の変化も表中に記した。

また図 5.13 に $2\pi^0 X$ MC、 $3\pi^0$ MC、実験データによって得られるイベントセレクション後の $\gamma\gamma$ の不変質量分布と 6γ の不変質量分布の相関図を示す。

表 5.2: イベントセレクションによる Signal、Background のイベント数の変化

パラメータ (2nd ΔZ 、 P_T 、 σ_γ^2 、 γ Position)	$2\pi^0 X$ MC (Signal)	$3\pi^0$ MC (Background)	実験データ
2nd $\Delta Z > 10$	584	10	1
2nd $\Delta Z > 10.5$	521	7	1
2nd $\Delta Z > 10$ 、 $P_T < 0.011$ (GeV/c)	555	9	1
2nd $\Delta Z > 10$ 、 $\sigma_\gamma^2 < 0.067$ (GeV ²)	509	7	0
2nd $\Delta Z > 10$ 、 γ Position 20~90 cm	468	5	1
2nd $\Delta Z > 10$ 、 P_T 、 σ_γ^2 、 γ Position	405	2	0
2nd $\Delta Z > 10.5$ 、 P_T 、 σ_γ^2 、 γ Position	357	0	0

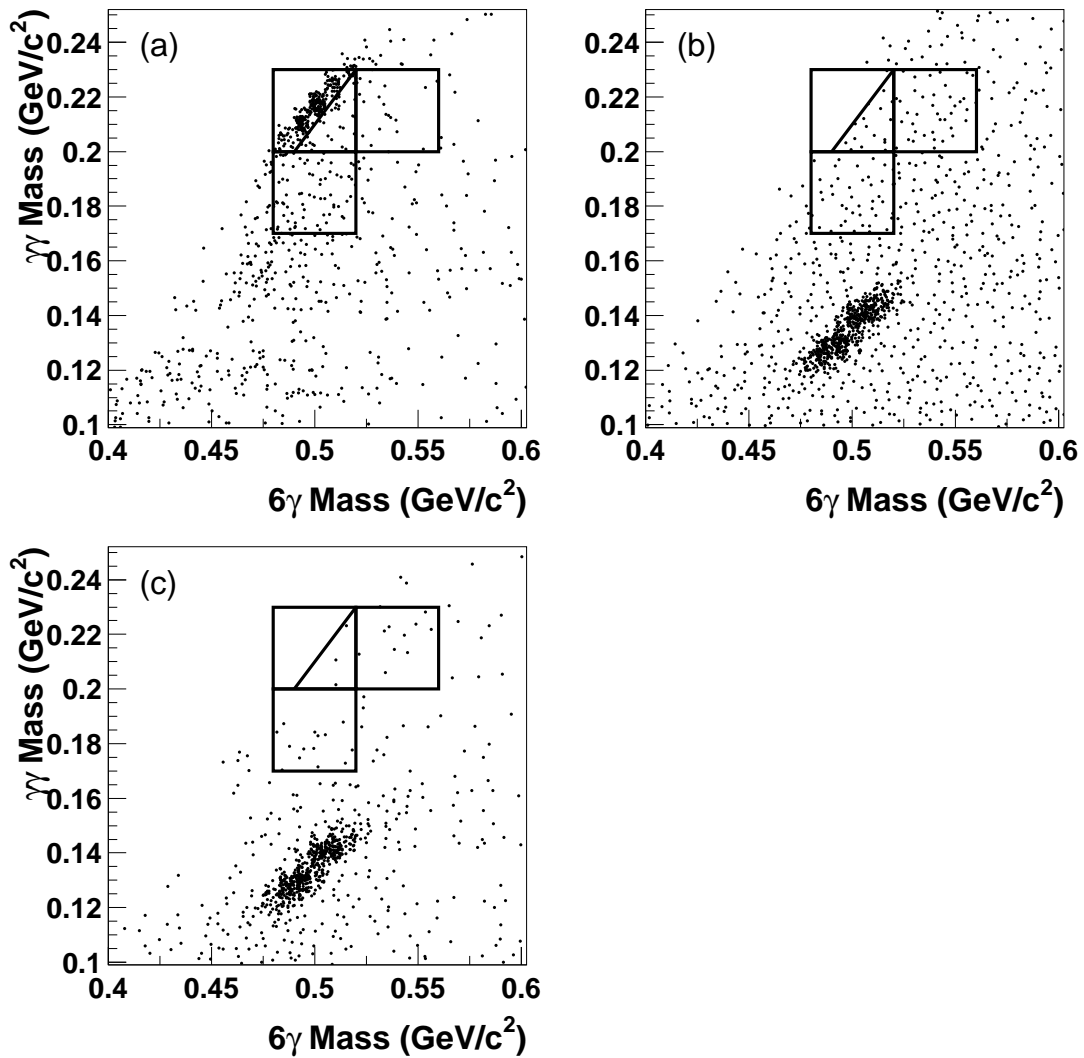


図 5.13: イベントセレクション後の Signal 領域と Side Band 領域
 縦軸に $\gamma\gamma$ の不変質量分布をとり、横軸に 6γ の不変質量分布をとる。
 (a) $2\pi^0$ MC、(b) $3\pi^0$ MC、(c) 実験データ

5.4.3 イベントセレクションの検証

イベントセレクションの正しさを検証するため、 $3\pi^0$ MC と実験データに対して、Side Band 領域のイベント数の比較を行った。領域の定義を図 5.14 に示す。イベントセレクションが正しく行われていれば、両者のイベント数は同様に減少しているはずである。比較結果を表 5.3 に示す。ここでは $3\pi^0$ MC に対して実験データと統計量を合わせるために、5.3.2 項で求めたイベント数の比を用いて規格化している。

その結果 $3\pi^0$ MC、実験データともにイベント数は同じ割合で減少していることがわかり、イベントセレクションが正しく行われていることが検証できた。

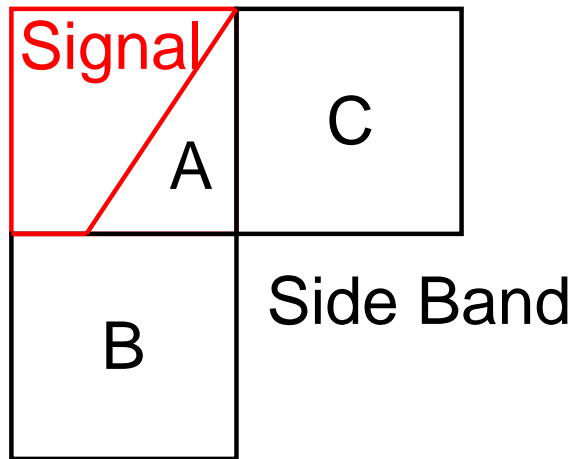


図 5.14: Signal 領域と Side Band 領域 (A~C) の定義

表 5.3: イベントセレクションの検証 イベント数と誤差を示す。
誤差は統計誤差であり、イベント数 N に対して \sqrt{N} とする。

領域	イベントセレクション前		イベントセレクション後	
	$3\pi^0$ MC	実験データ	$3\pi^0$ MC	実験データ
Signal	225.4 ± 15.0	225 ± 15.0	0	$< 0.4^a$
Side Band A	567.3 ± 23.8	582 ± 24.1	5.5 ± 2.3	3 ± 1.7
Side Band B	2685.5 ± 51.8	2598 ± 51.0	19.9 ± 4.5	17 ± 4.1
Side Band C	795.9 ± 28.2	741 ± 27.2	13.4 ± 3.7	12 ± 3.5

a : 90 % Confidence Level (5.5.2)

5.4.4 結果と考察

Background を減らし、Significance を大きくするようにイベントセレクションの最適化を行った。その結果イベントセレクションの条件を以下のように決定した。

- アクシデンタルイベントを除去
 - Veto カット (CC02<3 MeV, CC03<3 MeV, CC04<3 MeV, MB<5 MeV, CV<1 MeV)
 - 崩壊領域 (280~500 [cm])
- Miss combination を取り除く
 - 2nd $\Delta Z > 10.5$ [cm]
 - $P_T < 0.011$ [GeV/c]
 - $\sigma_\gamma^2 < 0.067$ [GeV²]
 - γ Position (20~90 cm)

Signal 領域を比較することによって得られるイベント数を表 5.4 に示す。3 π^0 MC では Signal 領域にイベントが無いので、Miss combination による Background を除去できたと言える。また実験データでも Signal 領域にイベントが無いので、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊は今回解析した統計量では観測できなかった。そのため本論文では分岐比の上限値 (Upper Limit) を議論する。

表 5.4: イベントセレクション前後でのイベント数の比較

	イベントセレクション前	イベントセレクション後
2 $\pi^0 X$ MC (Signal)	4339	357
3 π^0 MC (Background)	1198	0
実験データ	225	0

5.5 分岐比

分岐比の Upper Limit を求めるためには、解析における誤差についての知識が必要である。そのため 5.5.1 項でポアソン分布、5.5.2 項で 90% Confidence Level について述べる [16]。最後に 5.5.3 項で分岐比の Upper Limit を計算する。

5.5.1 ポアソン分布

時間的に一定の割合で、しかし互いに独立に起こる事象はポアソン分布に従う。素粒子物理学での粒子の反応、崩壊現象や、粒子が物質中を通過するときの単位長さあたりのイオン電離数など、測定器の動作に関連の深い現象に頻出する。単位時間あたりの平均反応数を μ とするとき、単位時間に反応が r 回起きる確率は

$$P(\mu; r) = \frac{\mu^r}{r!} e^{-\mu} \quad (5.13)$$

で与えられる。これは次のようにして示すことができる。

いま非常に大きい有限な時間 T の間に、 M (これも十分大きな数とする) 回反応が起きるとする。さらに M 個の反応は、時間 T の間に一様かつ互いに独立に分布するとする。このとき、ある微小時間 $t (\ll T)$ の中に反応が r 個入る確率は、 $p = t/T$ とすると、 $p^r (1-p)^{M-r}$ となる。 M 個から r 個選ぶ組み合わせは ${}_M C_r$ 通りあるので、時間 t の間に反応が r 回起きる確率は、2 項分布

$$P(M; r) = {}_M C_r p^r (1-p)^{M-r} \quad (5.14)$$

で与えられる。これを变形して

$$\begin{aligned} &= \frac{M(M-1)\cdots(M-r+1)}{r!} p^r (1-p)^{M-r} \\ &= \frac{1 \cdot (1-1/M) \cdots (1-[r-1]/M)}{r!} (Mp)^r \left(1 - \frac{Mp}{M}\right)^{M-r} \end{aligned}$$

とし、 $M \rightarrow \infty$ 、 $T \rightarrow \infty$ 、 $Mt/T \rightarrow \mu$ にもっていき、 $\lim_{M \rightarrow \infty} (1-x/M)^M = e^{-x}$ を使えば、式 (5.14) のポアソン分布を得る。ポアソン分布の場合に、時間 t の間に事象の起きる平均回数 \bar{r} 、および分散 σ^2 は、

$$\bar{r} = \sum_{r=0}^{\infty} r P(r) = \mu \quad (5.15)$$

$$\sigma^2 = \sum_{r=0}^{\infty} (r-\mu)^2 P(r) = \mu \quad (5.16)$$

で与えられる。 μ のいくつかの値に対するポアソン分布を図 5.15 に示す。分布は離散分布で平均値のまわりに対称ではない。

$\mu = n$ として n が十分大きいときは、平均値 n 、分散が n のガウス分布となる ($n \simeq 10$ でもうよい近似といえるだろう図 5.15 参照)。これは中心極限定理によって証明できる。

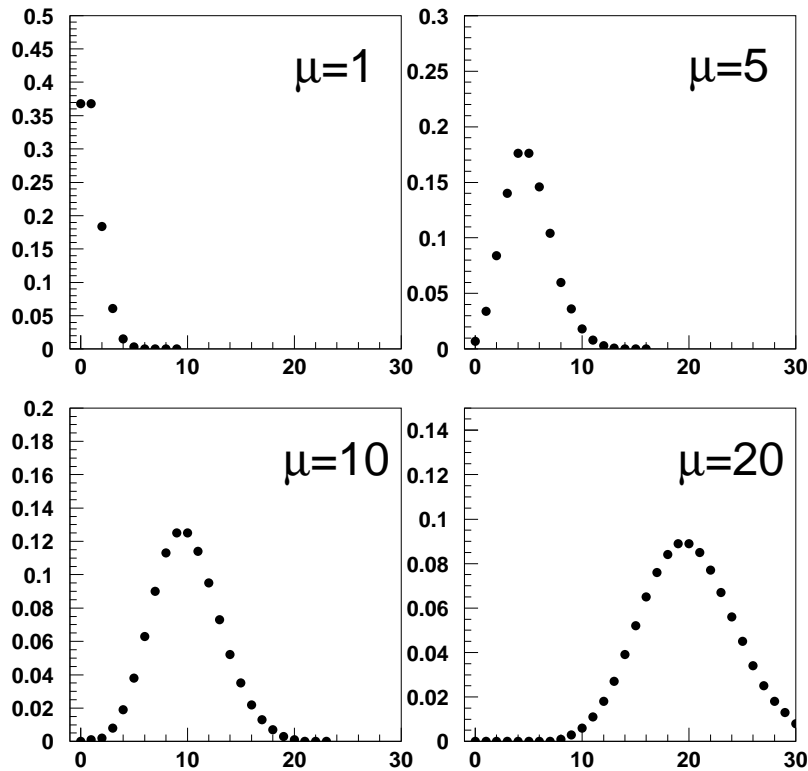


図 5.15: ポアソン分布

5.5.2 90% Confidence Level

ある種の理論的保存則をテストするような場合、ある崩壊反応を検出しようとして、観測例が0イベントに終わったときの寿命の下限値、したがって計測数の上限値を求めたい。崩壊反応率を λ としたとき、時間 T の間に事象を1例も観測しない確率は、ポアソン分布により

$$P(\lambda; 0) = e^{-\lambda T} \quad (5.17)$$

で与えられる。これは λ を変数として時間 T の間に0イベント観測する確率とも見なせる。したがって $\lambda \leq \lambda_u$ である確率は

$$P(\lambda \leq \lambda_u) = T \int_0^{\lambda_u} e^{-\lambda T} d\lambda = 1 - e^{-\lambda_u T} \quad (5.18)$$

T は λ を変数としたときの規格因子である。これを $0 \leq \lambda \leq \lambda_u$ の間にある信頼水準 Confidence Level(CL)という。

$$\lambda_u = -\frac{1}{T} \ln(1 - \text{CL}) \quad (5.19)$$

信頼度を90%にとると $\lambda_u = 2.3/T$ となる。すなわちイベント数が0であったとき90%信頼水準となる崩壊確率の上限値は、時間 T の間に発生するイベント数が2.3となるときの λ である。

5.5.3 分岐比の Upper Limit

分岐比の Upper Limit を計算するためには、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ のアクセプタンス ($\text{Acceptance}_{2\pi^0 X \text{ MC}}$) を求め、さらに Single Event Sensitivity (SES) を求めなければならない。

$\text{Acceptance}_{2\pi^0 X \text{ MC}}$ とは $2\pi^0 X \text{ MC}$ において設定した Signal 領域に、イベントセレクション後にどれだけの割合でイベントが残っていたかである。

$$\text{Acceptance}_{2\pi^0 X \text{ MC}} = \frac{N_{\text{accept } 2\pi^0 X \text{ MC}}}{N_{\text{generate } 2\pi^0 X \text{ MC}}} \quad (5.20)$$

ここで $N_{\text{generate } 2\pi^0 X \text{ MC}}$ は K_L^0 発生数、 $N_{\text{accept } 2\pi^0 X \text{ MC}}$ はイベントセレクション後に残っていた Signal 領域のイベント数である。

また SES は

$$\text{SES} = \frac{\text{Signal Region Event}}{N_{K_L^0} \times \text{Acceptance}_{2\pi^0 X \text{ MC}}} \quad (5.21)$$

で求められる。ここで Signal Region Event とは、実験データにおいてイベントセレクション後の Signal 領域中に観測されるイベント数である。Upper Limit について述べる場合には 90% Confidence Level の考えを用いて、90%の信頼水準で 0 イベントであると述べなければならない。そのため Signal Region Event を 1 イベントとして SES を計算し、最後に SES を 2.3 倍することによって 90% Confidence Level での Upper Limit を求める。1 イベントとして考えるのは、今回のようにイベントが観測されなかった場合、確実に 0 イベントであるとは言えず 1 イベント以下であったことしか言えないためである。

$N_{K_L^0}$ は 5.3.2 項で求めた実験データの検出器への K_L^0 の入射数であり、 4.47×10^9 イベントである。

$N_{\text{generate } 2\pi^0 X \text{ MC}}$ は 5.0×10^7 イベント、 $N_{\text{accept } 2\pi^0 X \text{ MC}}$ は 357 イベントであった。よって式 (5.20) を用いて $\text{Acceptance}_{2\pi^0 X \text{ MC}} = 7.14 \times 10^{-6}$ と求められる。SES は 90% Confidence Level の考え方から、式 (5.21) を用いて $\text{SES} = 3.13 \times 10^{-5}$ と求められる。

最後に 90% Confidence Level での分岐比の Upper Limit は、式 (5.19) より SES に 2.3 をかけて、 7.2×10^{-5} と求められる。

5.6 結果と考察

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma); M_X = 0.2143 \text{ GeV}/c^2$ と $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ の MonteCarlo Simulation を行った。 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ の MonteCarlo Simulation と実験データの比較を行うことによって、今回解析したデータが K_L^0 の検出器への入射数にして、 4.47×10^9 に相当することがわかった。

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ の MonteCarlo Simulation によって Signal イベントを算出し、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ の MonteCarlo Simulation によって Background イベントを算出することで、イベントセレクションを行った。その結果、Signal 領域にはイベントが観測されなかった。このようなイベントセレクションを行っても $\text{Acceptance}_{2\pi^0 X \text{ MC}}$ は 7.14×10^{-6} という値に抑えることができた。

実験データではイベントセレクションによって Signal 領域にイベントが観測されなかった。この結果から Signal Region Event を 1 に決めた。これは実験データにおいてイベントが観測されなかった上、それよりも 5.316 倍のイベント数がある $3\pi^0$ MC においてもイベントが観測されなかったことから考えると、信頼性の高い結果であると思われる。さらに Side Band 領域についても、イベントセレクションによって同様にイベント数が減少しているので、イベントセレクションが正しく行われていることがわかった。

分岐比の Upper Limit は 90% Confidence Level で 7.2×10^{-5} と求められた。

6 結論と今後の課題

6.1 結論

2004年2月から2005年12月にかけて、KEK-PSにおいて $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 分岐比測定実験(E391a実験)が行われた。本論文ではE391a実験Run-Iデータを用いて $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊過程を探索した。以下にその結果をまとめる。

- E391a実験Run-Iデータの0.5%を解析した。これは検出器に入射したK中間子の数にして、 4.47×10^9 イベントである。
- 6γ を3組の 2γ に分け、それぞれの 2γ を π^0 に由来するものと仮定する。この中から2つの π^0 を用いて中性K中間子イベントの再構成を行った。この方法を用いても、 6γ の不変質量が $0.4976 \text{ GeV}/c^2$ 、 σ が $0.013 \text{ GeV}/c^2$ という分解能で得られた。
- 再構成の時に π^0 と仮定しなかった 2γ をX由来の γ と見なし、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊を探索した。
- $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊過程のMonteCarlo Simulationを行った。MonteCarlo Simulationを実験データと比較したところ、非常に良く実験を再現していることがわかった。そのためこのMonteCarlo Simulationを用いてBackgroundを算出した。
- $2^{\text{nd}} \Delta Z > 10.5 \text{ cm}$ 、 $P_T < 0.011 \text{ GeV}/c$ 、 $\sigma_\gamma^2 < 0.067 \text{ GeV}^2$ 、 γ Position 20~90 cmという条件でイベントセレクションを行い劇的にBackgroundを取り除くことに成功した。これによって90% Confidence LevelでのBackgroundイベント数が 0.4 ± 0.6 イベントという結果が得られた。
- $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊過程のMonteCarlo Simulationを行った。これによって $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊におけるイベントセレクション後のアクセプタンスが 7.14×10^{-6} と求められた。
- $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊の分岐比のUpper Limitが 7.2×10^{-5} (90% CL)と求められた。この結果は超対称性理論によって予測されるSgoldstinoが擬スカラーである場合、理論によって求められている上限値 5×10^{-4} を上回り、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊における世界最高感度を達成した。

6.2 今後の課題

まず $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊における X の質量が $214.3 \text{ MeV}/c^2$ 以外の場合を探索する必要がある。本論文では $214.3 \text{ MeV}/c^2$ と決めて探索を行ったが、これ以外の質量で新粒子 X が存在する可能性があるためである。また $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma\gamma$ 崩壊という直接崩壊過程の探索を行う必要がある。この崩壊過程は未だ探索されておらず、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊と同じ終状態になるため、この崩壊過程の探索は必要不可欠である。

今回の解析で MonteCarlo Simulation が十分な再現性であることがわかったため、Blind Analysis を行うことでバイアスをかけないイベントセレクションを行うことができる。しかし E391a 実験 Run-I データを全て解析しても、Background も統計の増加に比例して増加すると思われるので、Upper Limit の改善は望めないだろう。どちらの場合においても、Signal/Background 比を向上させるパラメータが数多く必要となる。

新粒子 X を含む中性 K 中間子崩壊のもう一つの可能性として、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ 崩壊の探索があげられるが、この崩壊では $\mu^+ \mu^-$ はほとんど Beam 軸方向に崩壊するために、E391a Run-I、II での観測は難しい。しかし Run-III では BA に改善を行い、ビーム軸方向での μ と他粒子の識別能力を向上させた。そこで BHCV と BA を用いることによって、Beam 軸方向に崩壊する $\mu^+ \mu^-$ のエネルギーと位置を測定することが可能となった。そのため Run-III のデータを解析することで E391a 実験でも $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ 崩壊の観測が期待できる。

A $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ の崩壊位置の算出方法

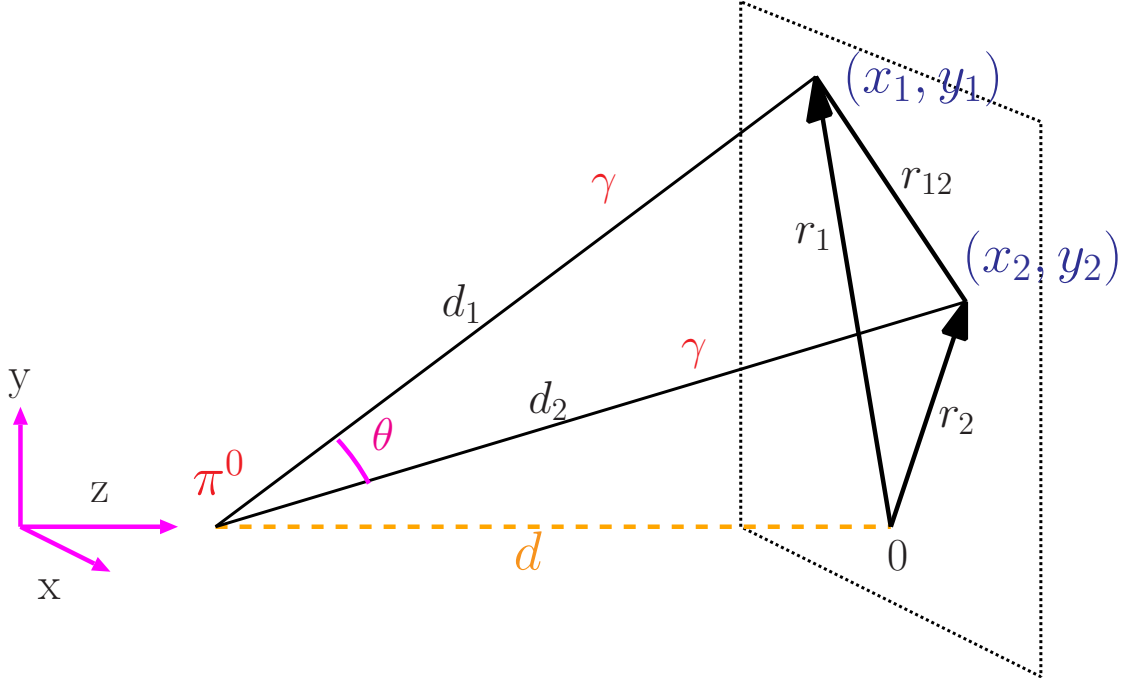


図 A.1: 2γ を用いた π^0 の崩壊位置算出方法

2γ が π^0 に由来すると仮定した場合、 π^0 の質量を仮定することによって π^0 の崩壊位置 (d) を算出できる。 2γ の位置 (x_1, y_1) 、 (x_2, y_2) と入射エネルギー E_1 、 E_2 が既に得られているとすると d は以下の計算方法により求められる。ここで π^0 の崩壊位置は $Z=0$ 上にあるという仮定をしている。式中の文字は上図に対応する。

$$m_\pi^2 = 2E_1E_2(1 - \cos\theta) \quad r_{12}^2 = d_1^2 + d_2^2 - 2d_1d_2\cos\theta$$

$$\text{and } d_1 = \sqrt{r_1^2 + d^2}, \quad d_2 = \sqrt{r_2^2 + d^2}$$

$$\cos\theta = 1 - \frac{m_\pi^2}{2E_1E_2} \quad r_1^2 + r_2^2 - r_{12}^2 = 2(x_1x_2 + y_1y_2)$$

$$(r_1^2 + d^2)(r_2^2 + d^2)\cos^2\theta = \left(d^2 + \frac{r_1^2 + r_2^2 - r_{12}^2}{2}\right)$$

$$d^4(1 - \cos^2\theta) - d^2(r_{12}^2 - (r_1^2 + r_2^2)(1 - \cos^2\theta)) + (x_1x_2 + y_1y_2)^2 - r_1^2r_2^2\cos^2\theta = 0$$

または

$$a \cdot d^4 - b \cdot d^2 + c = 0$$

ここで a , b , c は

$$\begin{aligned} a &= (1 - \cos^2 \theta), & b &= r_{12}^2 - (r_1^2 + r_2^2)(1 - \cos^2 \theta), \\ c &= (x_1 x_2 + y_1 y_2)^2 - r_1^2 r_2^2 \cos^2 \theta \end{aligned}$$

$$d^2 = \frac{b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}$$

と求められる。本論文では、式中の \pm について $+$ のみを選んで解析を行った。 $-$ の場合に解があるのは 1% 以下という無視できる割合であったためこのような解析方法をとった。さらに d は CsI 検出器の手前側のみを選ぶので最終的に

$$d = \sqrt{\frac{b + \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}}$$

と表す。

B $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊イベントセレクション詳細

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊の解析においては、表 5.1 に示した 2nd ΔZ 以外のパラメータについても詳しく調べている。本付録では本文中で用いていないパラメータについて説明し、イベントセレクションによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の値の変化を示す。本文 5 章と一部条件が違うためその違いを以下に示す。

1. Signal 領域の設定に用いた斜線を使わず Signal 領域を広く設定した
2. Background を 1/10 の統計量 ($3\pi^0$ MC K_L^0 発生数 5×10^8) で比較した

B.1 パラメータ

付録 B で取り上げるパラメータを以下に示す。

- Best ΔZ と 2nd ΔZ の比 (ΔZ ratio = 2nd ΔZ /Best ΔZ)
- Best Z と 2nd Z の比 (Z ratio = 2nd Z/Best Z)
- K_L^0 の P_T (P_T [GeV/c])
- 6γ のエネルギー重心 (COE:Center Of Energy [GeV])
- π^0 のエネルギーバランス (π^0 Balance)
- γ のエネルギー (E_γ [GeV])
- γ の位置 (γ Position [cm])
- γ 同士の距離 (γ Distance [cm])

過去の解析結果からわかっていることとして γ の組み合わせを決める際に、Best combination が間違っている場合には 2nd ΔZ が比較的小さな値になる可能性が高い。またその場合 Best combination によって決める崩壊位置 (Best Z) の近くに 2nd combination によって決める崩壊位置 (2nd Z) が再構成されやすい。よって ΔZ ratio が小さいイベントや、Z ratio が 1 付近のイベントを取り除くことにより Miss combination を少なくできると期待される。

P_T は本文中で述べた通りである。COE とは 6γ のエネルギー重心である。 K_L^0 ビームが ~ 60 mm ϕ と collimate され崩壊領域に入射することから、終状態に現れる 6γ のエネルギー重心は非常に小さい値になると予測される。もしも COE が大きい場合は、シャワーの漏れなどを原因として γ のエネルギーを正しく測定できていない可能性が高い。そのため COE が大きいイベントを取り除く。

π^0 Balance は以下の式で定義する。

$$\pi^0 \text{ Balance} = \frac{E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}}{E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}}$$

同じ π^0 に由来する 2γ のエネルギーバランスを調べると、比較的小さい値となる。一方違う π^0 に由来する 2γ のエネルギーバランスを調べると、極端に大きい値となることがある。そのため π^0 Balance が大きいイベントには Miss combination が多く含まれる可能性がある。よって π^0 Balance が小さいものを選ぶという条件をかける。

E_γ とは Clustering によって求めた γ のエネルギーである。あまりエネルギーが低いと、エネルギー分解能と位置分解能が悪くなる。それによって崩壊位置を再構成する時の分解能も悪化してしまうため、 E_γ が小さいイベントを取り除く。 γ Position は 5.4 節で述べた通り K_L^0 ビーム中心からの γ の距離である。CsI 検出器の端に γ があつたイベントでは、シャワーの漏れが起こる可能性があるため、検出器の端の γ を除く。ビーム中心から KTeV クリスタルまでの距離と CsI 検出器の端までの距離は、12.5 cm と 94.5 cm である。そのため γ Position を 10~100 cm と選んだ場合には、全てのイベントを選び出せる。イベントセレクションでは同時に値を変化させると、どちらの値による変化なのかわからなくなるため γ Position によるイベントセレクションでは片方ずつ条件を設定して調べた。 γ Distance とは γ 同士の間隔である。 γ Distance を用いる理由は、Clustering によって得られた γ の位置が隣の γ と近い場合には、エネルギーを正しく見積もれないことがあるためである。

またイベント数の変化が期待されたため分布を調べたが、効果が得られなかったパラメータは次の通りである。

- 一番エネルギーが小さい γ 以外の γ のエネルギーの偏差 (σ_γ^2)
- 三体崩壊と仮定して求めた K_L^0 の質量と 6γ の不変質量の比 ($M_{K_L^0}/M_{6\gamma}$)
- 三体崩壊と仮定して求めた K_L^0 のエネルギーと 6γ のエネルギーの比 ($E_{K_L^0}/E_{6\gamma}$)
- 崩壊位置の広がり (ΔZ) と真の値との誤差 (ΔZ_{abs})
- Dalitz plot

γ のエネルギーの偏差 (σ_γ^2) は本文中で定義した通りである。一番エネルギーが小さい γ 以外の σ_γ^2 の分布を調べたところ大きな違いは見られなかった。

6γ イベントを全て X を経由する $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊と仮定するとこれらは三体崩壊となる。このように仮定することによって三体崩壊において効果があると知られている解析方法を用いることができる。2つの π^0 の間で γ を選び間違えている場合には、以下の式によって求められる三体崩壊と仮定した場合の $M_{K_L^0}$ 、 $E_{K_L^0}$ が再構成を行って求めた 6γ の不変質量やエネルギーと異なった値になる可能性がある。ここでは中間状態の2つの π^0 を π^{01} 、 π^{02} と区別し、 π^{01} 、 π^{02} 、 X の三体崩壊と考える。

$$\begin{aligned} ((E_{K_L^0}, \mathbf{P}_{K_L^0}) - (E_{\pi^{01}, X}, \mathbf{P}_{\pi^{01}, X})) &= m_{\pi^{02}}^2 \\ ((E_{K_L^0}, \mathbf{P}_{K_L^0}) - (E_{\pi^{02}, X}, \mathbf{P}_{\pi^{02}, X})) &= m_{\pi^{01}}^2 \end{aligned}$$

ここで $E_{K_L^0}$ は K_L^0 のエネルギー、 $\mathbf{P}_{K_L^0}$ は K_L^0 の運動量、 $E_{\pi^01,X}$ は π^01 と X のエネルギーの和、 $E_{\pi^02,X}$ は π^02 と X のエネルギーの和、 $\mathbf{P}_{\pi^01,X}$ は π^01 と X の運動量の和、 $\mathbf{P}_{\pi^02,X}$ は π^02 と X の運動量の和である。この式を変形すると

$$\begin{aligned} m_{K_L^0}^2 + M_{\pi^01,X}^2 - 2(E_{K_L^0} E_{\pi^01,X} - \mathbf{P}_{K_L^0} \cdot \mathbf{P}_{\pi^01,X}) &= m_{\pi^02}^2 \\ m_{K_L^0}^2 + M_{\pi^02,X}^2 - 2(E_{K_L^0} E_{\pi^02,X} - \mathbf{P}_{K_L^0} \cdot \mathbf{P}_{\pi^02,X}) &= m_{\pi^01}^2 \end{aligned}$$

となる。ここで $M_{\pi^01,X}^2$ は π^01 と X に由来する 4γ の不変質量、 $M_{\pi^02,X}^2$ は π^02 と X に由来する 4γ の不変質量、 $m_{K_L^0}$ は真の K_L^0 の質量 (497.6 MeV/c²)、 m_{π^0} は真の π^0 の質量 (135.0 MeV/c²) である。(小文字の m を真の質量とし、大文字の M を求める質量とする)。さらに K_L^0 ビームは十分 collimate されているので、 K_L^0 の運動量は z 成分のみをもつと仮定する。

$$\mathbf{P}_{K_L^0} = (0, 0, P_{K_L^0(z)})$$

この仮定によって以下のように表される。

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{K_L^0} \cdot \mathbf{P}_{\pi^01,X} &= P_{K_L^0(z)} \cdot P_{\pi^01,X(z)} \\ \mathbf{P}_{K_L^0} \cdot \mathbf{P}_{\pi^02,X} &= P_{K_L^0(z)} \cdot P_{\pi^02,X(z)} \end{aligned}$$

以上より $E_{K_L^0}$ 、 $P_{K_L^0}$ は

$$\begin{aligned} E_{K_L^0} &= \frac{(m_{K_L^0}^2 - m_{\pi^02}^2)(P_{\pi^02,X} - P_{\pi^01,X}) + M_{\pi^01,X}^2 \cdot P_{\pi^02,X} - M_{\pi^02,X}^2 \cdot P_{\pi^01,X}}{2(E_{\pi^01,X} \cdot P_{\pi^02,X} - E_{\pi^02,X} \cdot P_{\pi^01,X})} \\ P_{K_L^0} &= \frac{(m_{K_L^0}^2 - m_{\pi^02}^2)(E_{\pi^02,X} - E_{\pi^01,X}) + M_{\pi^01,X}^2 \cdot E_{\pi^02,X} - M_{\pi^02,X}^2 \cdot E_{\pi^01,X}}{2(E_{\pi^01,X} \cdot P_{\pi^02,X} - E_{\pi^02,X} \cdot P_{\pi^01,X})} \end{aligned}$$

と求められ、さらにこの式を利用して

$$M_{K_L^0} = \sqrt{E_{K_L^0}^2 + P_{K_L^0}^2}$$

と求められる。

崩壊位置の広がりとは K 中間子イベントの再構成において、 π^0 を仮定して求めた 2 つの π^0 の崩壊位置の差 (ΔZ) である。しかしこの広がり小さくても本当の崩壊位置の近くである場合と離れている場合がある。そのため ΔZ が小さいイベントが必ず正しいとは限らない。Miss combination の場合離れている可能性が高いため取り除きたい。しかし ΔZ では広がりという相対値しか得られないため区別することができない。この崩壊位置の広がりを表すその他の方法として

$$\Delta Z \propto M_{\pi^01} - M_{\pi^02}$$

があげられる。 M_{π^0} とは再構成した崩壊位置を用いて算出した π^0 の質量である。崩壊位置の広がりがそのまま M_{π^0} の差となる。

一方 π^0 の質量 (M_{π^0}) を用いた方法を利用して、崩壊位置の広がり の絶対値を以下の式で定義する。

$$\Delta Z_{\text{abs}} = \frac{(M_{\pi^0 1} + M_{\pi^0 2})/2}{2} - m_{\pi^0}$$

この式は m_{π^0} という真の値を用いることによって、本当の π^0 の質量との誤差を与える。これが ΔZ と本当の崩壊位置との距離の違いを表す。そのため本当の崩壊位置より離れた位置で2つの π^0 を再構成しているような Miss combination を分離できる可能性がある。

Daritz plot の説明のため三体崩壊において、運動量と質量を図 B.1 と定義する。

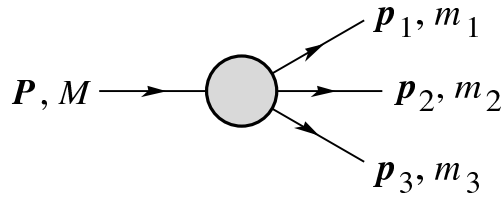


図 B.1: 三体崩壊の各粒子の運動量 (P, p_1, p_2, p_3) と質量 (M, m_1, m_2, m_3)

次にこれらの運動量と質量を用いて

$$p_{ij} = p_i + p_j$$

$$m_{ij}^2 = p_{ij}^2$$

と定義し

$$m_{12}^2 + m_{23}^2 + m_{13}^2 = M^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2$$

及び

$$m_{12}^2 = (P - p_3)^2 = M^2 + m_3^2 - 2ME_3$$

を得る。ここで E_3 は粒子3の崩壊前の静止質量系でのエネルギーである。この質量系では3つの粒子の運動量は平面上に存在する。もし3つの粒子のエネルギーが既知ならばこれら3つの運動量の相対配向は決まる。

これらの式によって求められる m_{23}^2 と m_{12}^2 の相関をとったものが Dalitz plot となる。図 B.2 に例を示す。4元運動量保存によってイベントは網掛け領域に限定される。Dalitz plot によって Miss combination を起こしたイベントを区別できる可能性があるため分布を調べた。

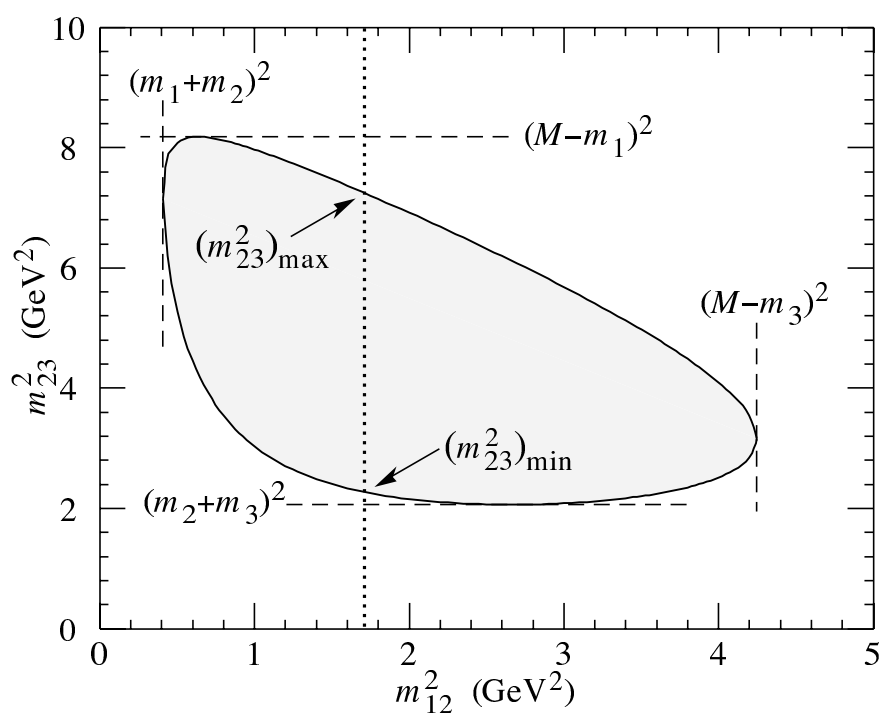


図 B.2: 終状態が三体崩壊である過程における Daritz plot[8]

図は 3GeV の $\pi^+ \bar{K}^0 p$ 崩壊過程である。

4元運動量保存によってイベントは網掛け領域に限定される。

B.2 結果

付録 B では Signal 領域を、 $\gamma\gamma$ の不変質量が $0.20\sim 0.23 \text{ GeV}/c^2$ 、 6γ の不変質量が $0.48 \sim 0.52 \text{ GeV}/c^2$ の範囲と設定する。5.4 節ではさらに斜線を用いて Signal 領域をより狭くしている。斜線を用いないことによって Background を多く見積もってしまう。しかし Background の原因は Miss combination と考えられることから、本付録におけるイベントセレクションは Background を取り除く割合と、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ のアクセプタンスを落とす割合との比を調べる解析であると考えれば十分意味がある。Signal イベントを $2\pi^0 X$ MC によって算出し、Background イベントを $3\pi^0$ MC によって算出する。ただし $3\pi^0$ MC の統計量を本文中の $1/10$ (K_L^0 発生数 5×10^8) で比較している。

イベントセレクションによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化を表 B.1 ~ B.8 に示す。イベントセレクション前の値は表 B.1 に記した通りである ($\Delta Z=0$ の時)。

表 B.1: ΔZ ratio カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化

ΔZ ratio	$2\pi^0 X$ MC (Signal)	$3\pi^0$ MC (Background)	Signal/Background 比	Significance
0	4615	51	90.5	67.6
1.5	3180	33	96.4	56.1
2	2438	25	97.5	49.1
2.5	1974	22	89.7	44.2
3	1670	16	104.4	40.7
3.5	1427	13	109.8	37.6
4	1271	12	105.9	35.5
5	1017	10	101.7	31.7
6	849	7	121.3	29.0
7	724	7	103.4	26.8
8	636	7	90.86	25.1
9	565	6	94.17	23.6

表 B.2: Z ratio カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化

Z ratio	$2\pi^0 X$ MC (Signal)	$3\pi^0$ MC (Background)	Signal/Background 比	Significance
$\sim 0.98, 1.02\sim$	2981	26	114.7	54.4
$\sim 0.95, 1.05\sim$	2361	14	168.6	48.5
$\sim 0.9, 1.1\sim$	1688	10	168.8	41.0

表 B.3: P_T カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化

P_T	$2\pi^0 X$ MC (Signal)	$3\pi^0$ MC (Background)	Signal/Background 比	Significance
0.02	4548	49	92.8	67.1
0.015	4436	48	92.4	66.3
0.01	4077	45	90.6	63.5
0.005	2104	17	63.8	45.7

表 B.4: COE カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化

COE	$2\pi^0 X$ MC (Signal)	$3\pi^0$ MC (Background)	Signal/Background 比	Significance
6	4602	50	92.0	67.5
5	4503	50	90.1	66.7
4.5	4359	49	89.0	65.7
4	4039	44	91.8	63.2
3.5	3502	38	92.2	58.9
3	2827	29	97.5	52.9

表 B.5: π^0 Balance カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化

π^0 Balance	$2\pi^0 X$ MC (Signal)	$3\pi^0$ MC (Background)	Signal/Background 比	Significance
0.9	4125	45	91.7	63.9
0.7	4059	44	92.3	63.4
0.6	3791	40	94.8	61.3
0.5	3214	34	94.5	56.4
0.4	2360	27	87.4	48.3
0.3	1517	19	79.8	38.7

表 B.6: E_γ カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化

E_γ	$2\pi^0 X$ MC (Signal)	$3\pi^0$ MC (Background)	Signal/Background 比	Significance
0.1	4396	47	93.5	66.0
0.15	3437	34	101.1	58.3
0.2	2220	26	85.4	46.8
0.25	1268	17	74.6	35.2

表 B.7: γ Position カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化

γ Position	$2\pi^0 X$ MC (Signal)	$3\pi^0$ MC (Background)	Signal/Background 比	Significance
20~100	3781	39	97.0	61.2
25~100	2496	21	118.9	49.8
30~100	1557	12	129.8	39.3
10~90	4448	49	90.8	66.3
10~85	3665	39	94.0	60.2
10~80	2891	29	99.7	53.5

表 B.8: γ Distance カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化

γ Distance	$2\pi^0 X$ MC (Signal)	$3\pi^0$ MC (Background)	Signal/Background 比	Significance
15	4569	49	93.2	67.2
17	4435	48	92.4	66.2
20	3940	41	96.1	62.4
23	3078	37	83.2	55.2
25	2502	27	92.7	49.8
30	1281	10	128.1	35.7

C $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ MonteCarlo Simulation 解析詳細

$K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊の解析を行う前に $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ MonteCarlo Simulation ($3\pi^0$ MC) の解析を行った。ここでは 6γ イベント解析の基本となる方法を用いた。そのため一般的な解析の進め方を深く理解することができた。 K_L^0 発生数にして 5×10^8 の $3\pi^0$ MC を解析した。

C.1 目的

解析の目的は $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊において一般的に用いられる方法を理解することにある。この方法では終状態の 6γ を 3 組の 2γ に分け、それぞれの 2γ を π^0 に由来するものと仮定する。ここで仮定した 3 つの π^0 を用いて K_L^0 の崩壊位置を算出する。これは 6γ イベント解析の基本である。また γ の選び方が正しい組み合わせ (True combination) を Signal、 γ の選び方を間違えた組み合わせ (Miss combination) を Background として、イベントセレクションによって Signal/Background 比の向上を目指す。これによってイベントセレクションに用いるパラメータの理解を深める。さらには $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 X (X \rightarrow \gamma\gamma)$ 崩壊過程の探索においても $3\pi^0$ MC を用いるため、本論文での解析における Background の理解も深まる。

C.2 K 中間子再構成方法

再構成方法は本文中とほとんど同じであるが、Best combination を決める方法が少し違う。 $3\pi^0$ MC では崩壊過程を $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0 (6\gamma)$ と設定しているため、 K_L^0 の崩壊位置の算出のために 3 つの π^0 を仮定して Best combination を決めることができる。そのため Best combination 決定方法を図 C.1 のように書き換える。

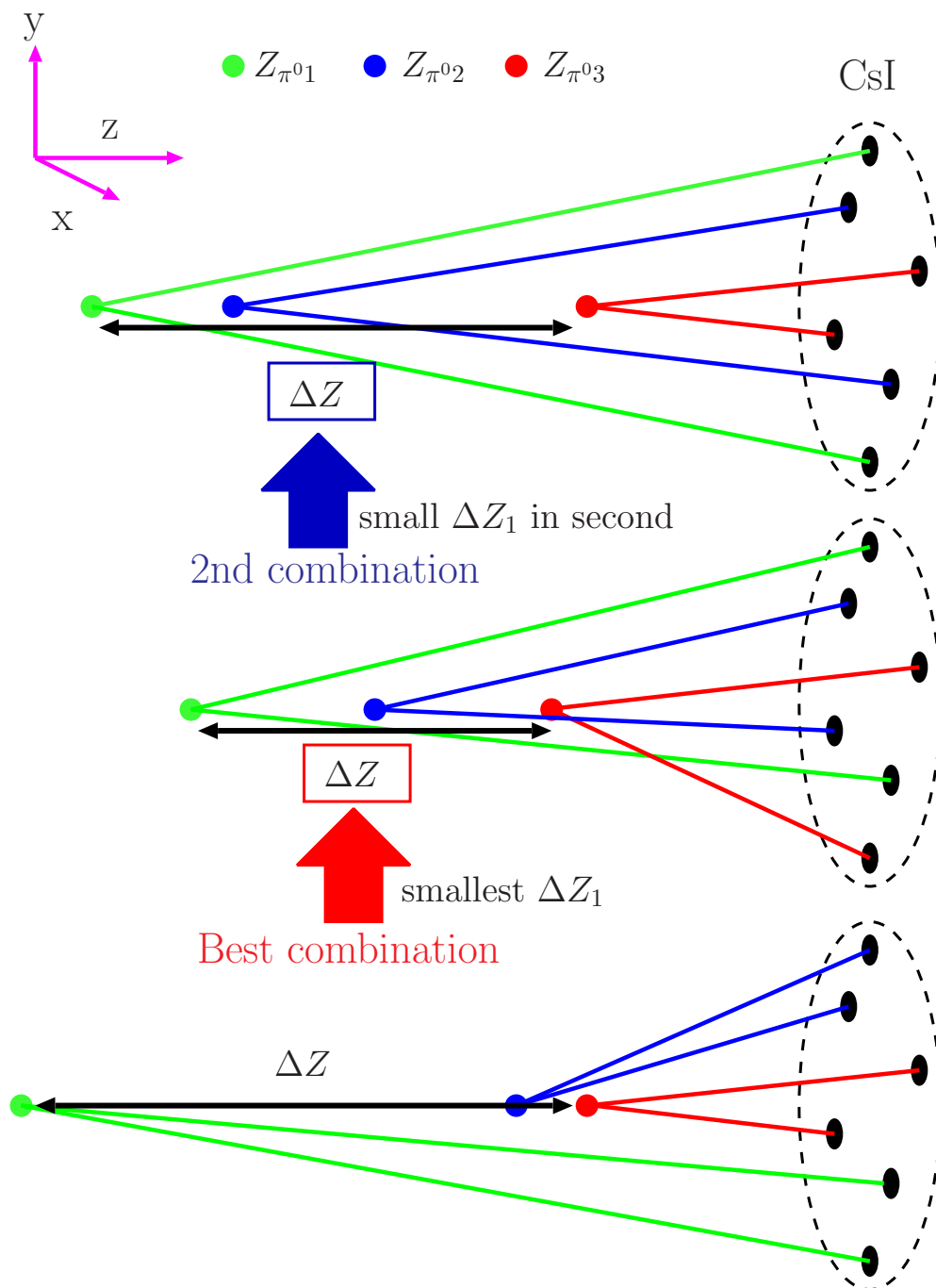


図 C.1: $3\pi^0$ MC Best combination 決定方法

ΔZ は $Z_{\pi^0_1}$ と $Z_{\pi^0_3}$ の距離、3組の 2γ に対応する3つの π^0 の位置を再構成し全ての π^0 を用いる。同一の 6γ イベントを3組の 2γ に分ける15通りの組み合わせの中で、 ΔZ が最も小さい組み合わせを Best combination、 ΔZ が2番目に小さい組み合わせを 2nd combination とする。

Best combination の決定のために

$$\Delta Z = |Z_{\pi^0 1} - Z_{\pi^0 3}|$$

と定義する ΔZ を用いる。全ての組み合わせに対して ΔZ を調べ、その中で ΔZ が最も小さい組み合わせを Best combination、2 番目に小さい組み合わせを 2nd combination と決める。今回もイベントセレクションのために ΔZ を用いる。そのため Best combination の時の ΔZ を Best ΔZ 、2nd combination の時の ΔZ を 2nd ΔZ と定義する。

$3\pi^0$ MC の解析において K_L^0 の崩壊位置は Best combination の時の Z_{π^0} を用いて

$$Z_{\text{vertex}} = \frac{Z_{\pi^0 1} + Z_{\pi^0 2} + Z_{\pi^0 3}}{3}$$

と決める。崩壊位置は 3 つの Z_{π^0} の平均である。

再構成によって得られた K_L^0 の崩壊位置を図 C.2 に示す。Veto カットを行いアクシデンタルイベントは取り除いている。 K_L^0 の崩壊位置は FB の後端から CsI の前面まで広がる崩壊領域内に数多く観測された。これより再構成方法が正しいことがわかる。

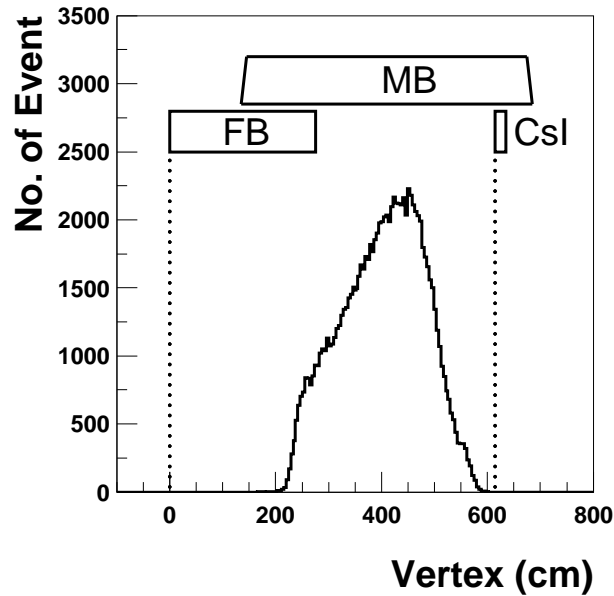


図 C.2: K_L^0 の崩壊位置 ($3\pi^0$ MC) 崩壊位置は 3 つの π^0 の平均値とする

C.3 再構成結果と評価

K_L^0 の崩壊位置を決めたので、 $6\gamma(\pi^0\pi^0\pi^0)$ の不変質量分布を求めることができる。その結果を図 C.3 に示す。 K_L^0 の質量付近のイベントに対して、ガウス関数で Fitting を行った結果、 $M_{K_L^0}=0.4985 \text{ GeV}/c^2$ 、 $\sigma=0.0052 \text{ GeV}/c^2$ と得られた。 σ の値を図 4.4 と比較するとより小さくなっている。やはり $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊においては、3つの π^0 の崩壊位置を用いることによって、精度良く K_L^0 の崩壊位置を決められることがわかる。また K_L^0 の質量付近で選り出した Best ΔZ の分布を図 C.4 に示す。Best ΔZ を図 4.5 と比較すると非常に大きくなっている。これは3つの π^0 の崩壊位置を用いた ΔZ は、2つの π^0 の崩壊位置を用いた ΔZ よりも大きくなりやすいことが原因である。

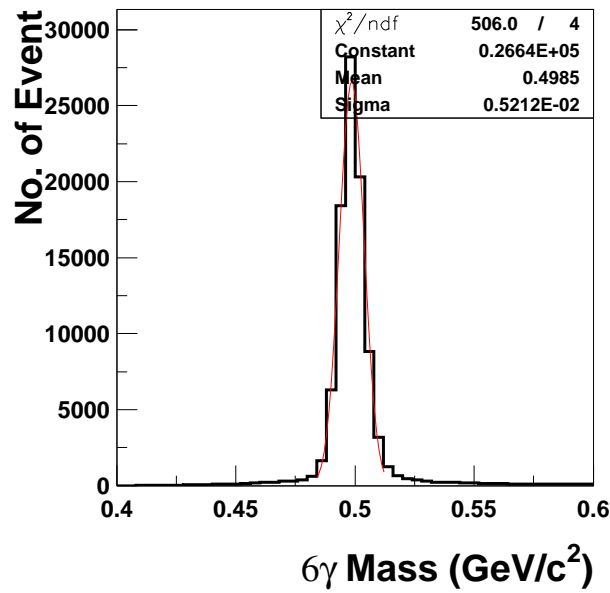


図 C.3: $6\gamma(\pi^0\pi^0\pi^0)$ の不変質量分布

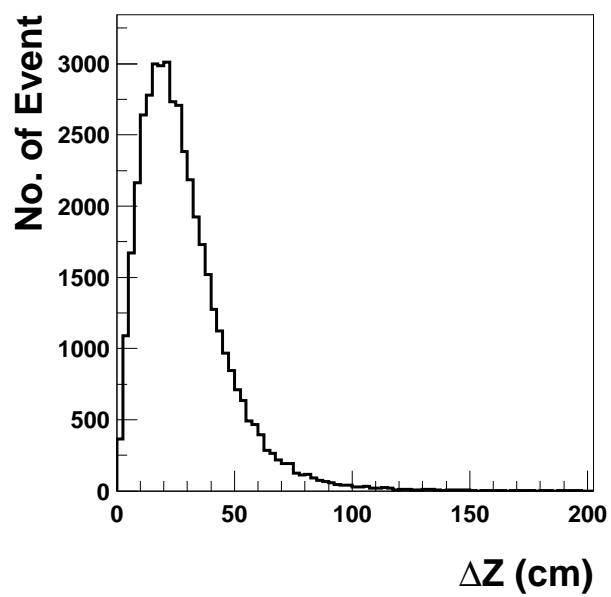


図 C.4: Best ΔZ の分布 ($3\pi^0$ MC)

C.4 イベントセレクション

イベントセレクション前の $6\gamma(\pi^0\pi^0\pi^0)$ の不変質量分布を図 C.5 に示す。 K_L^0 の質量付近に再構成されないイベントは Miss combination によるものと考えられる。そのため (a) に全てのイベントを示し、それを (b) 3組の 2γ の組み合わせが全て合っている場合 (True combination)、(c) 1組の 2γ の組み合わせのみ合っている場合 (2 miss combination)、(d) γ の組み合わせが合っていない場合 (3 miss combination) に分けて示す。この分布より Miss combination を取り除くことができれば、ほとんどのイベントが K_L^0 の質量付近に再構成されることがわかる。

図 C.5 では他の検出器によるアクシデンタルイベントをなくすために Veto カットを行い、 K_L^0 が崩壊領域内で崩壊したイベントに限定するために、崩壊位置を 280~500(cm) と選んでいる。こうして選び出したイベントに対してイベントセレクションを行う。

イベントセレクションでは、 γ の組み合わせが間違っているのに K_L^0 の質量付近に再構成されてしまったイベントを除去する。以下に調べたパラメータを示す。

- Best ΔZ と 2nd ΔZ の比 (ΔZ ratio = 2nd ΔZ /Best ΔZ)
- Best combination の ΔZ (Best ΔZ [cm])
- 2nd combination の ΔZ (2nd ΔZ [cm])
- Best Z と 2nd Z の比 (Z ratio = 2nd Z /Best Z)
- K_L^0 の P_T (P_T [GeV/c])
- 6γ のエネルギー重心 (COE:Center Of Energy [GeV])
- π^0 のエネルギーバランス (π^0 Balance)
- γ のエネルギー (E_γ [GeV])
- γ の位置 (γ Position [cm])
- γ 同士の距離 (γ Distance [cm])

それぞれの値はほぼ付録 B と同一である。しかし $3\pi^0$ MC では中間状態を $3\pi^0$ と設定していることから、 π^0 Balance は 3つの π^0 に対して条件をかけて調べる。

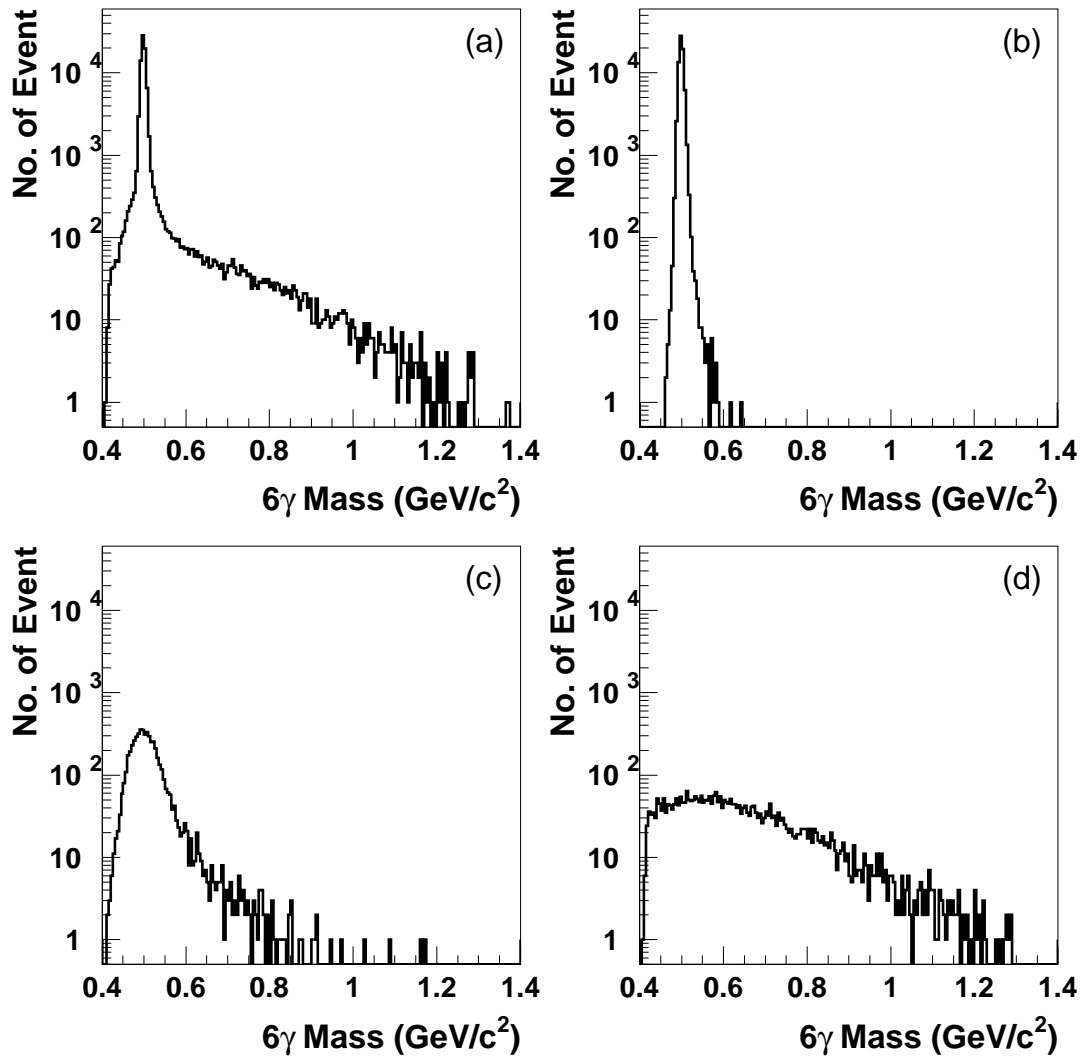


図 C.5: イベントセレクション前の $6\gamma(\pi^0\pi^0\pi^0)$ の不変質量分布
 (a) 全てのイベント、(b) 3組の 2γ の組み合わせが全て合っている場合 (True combination)、(c) 1組の 2γ の組み合わせのみ合っている場合 (2 miss combination)、(d) γ の組み合わせが合っていない場合 (3 miss combination)

$3\pi^0$ MC の解析では、 $6\gamma(\pi^0\pi^0\pi^0)$ の不変質量が K_L^0 の質量付近に再構成されるイベントを選び出し、その中から True combination を Signal イベント、Miss combination(2 miss combination と 3 miss combination) を Background イベントと設定する。

イベントセレクションによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化を表 C.1~C.10 に示す。表 C.1 より ΔZ ratio カットは非常に効果的ではあるが、条件を厳しくしても Signal/Background 比はそれほど改善されないことがわかる。さらに Significance が悪化してしまうため両者の値を比較し、 ΔZ ratio > 5 の条件が最適であると判断した。他のパラメータに対しても値を変えて比較し最適値を探した。

表 C.1: ΔZ ratio カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化

ΔZ ratio	True combination (Signal)	Miss combination (Background)	Signal/Background 比	Significance
0	65399	4771	13.7	246.9
2	48583	1388	35.0	217.3
3	35135	688	51.1	185.6
4	25513	391	65.3	158.5
5	19051	243	78.4	137.2
6	14564	175	83.2	120.0
7	11387	131	86.9	106.1
8	9115	89	102.4	95.0
9	7384	64	115.4	85.6
10	6131	56	109.5	78.0

表 C.2: Best ΔZ カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化

Best ΔZ	True combination (Signal)	Miss combination (Background)	Signal/Background 比	Significance
100	12736	824	15.5	109.4
90	12630	799	15.8	109.0
80	12470	766	16.3	108.4
70	12196	723	16.9	107.3
60	11677	686	17.0	105.0
50	10790	641	16.8	100.9
40	9271	542	17.1	93.6
30	6981	418	16.7	81.2

表 C.3: 2nd ΔZ カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化

2nd ΔZ	True combination (Signal)	Miss combination (Background)	Signal/Background 比	Significance
20	12834	858	15.0	109.7
30	12535	765	16.4	108.6
40	11875	629	18.9	106.2
50	11042	502	22.0	102.8
60	10037	424	23.7	98.1
70	8941	346	25.8	92.8
80	7867	290	27.1	87.1
90	6874	238	28.9	81.5
100	5938	197	30.1	75.8
150	2683	87	30.8	51.0
200	1027	35	29.3	31.5

表 C.4: Z ratio カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化

Z ratio	True combination (Signal)	Miss combination (Background)	Signal/Background 比	Significance
~0.8,1.4~	609	15	40.6	24.4
~0.8,1.2~	2229	52	42.9	46.7
~0.8,1.1~	4796	146	32.9	65.9
~0.9,1.1~	4481	137	32.7	68.2
~0.9,1.2~	2544	61	41.7	49.8
~0.9,1.3~	1474	40	36.9	37.9
~0.9,1.4~	924	24	38.5	30.0
~0.9,1.5~	639	17	37.6	25.0

表 C.5: P_T カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化

P_T	True combination (Signal)	Miss combination (Background)	Signal/Background 比	Significance
0.02	12782	860	14.9	109.4
0.015	12564	809	15.5	108.7
0.01	11603	696	16.7	104.6

表 C.6: COE カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化

COE	True combination (Signal)	Miss combination (Background)	Signal/Background 比	Significance
7	12905	889	14.5	109.9
6	12870	864	14.9	109.8
5	12610	809	15.6	108.9
4	11341	679	16.7	103.4

表 C.7: π^0 Balance カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化

π^0 Balance	True combination (Signal)	Miss combination (Background)	Signal/Background 比	Significance
0.8	12189	853	14.3	106.7
0.7	10386	737	14.1	98.5
0.6	7752	564	13.7	85.0
0.5	5079	368	13.8	68.8
0.4	2860	210	13.6	51.6
0.3	1277	100	12.8	34.4

表 C.8: E_γ カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化

E_γ	True combination (Signal)	Miss combination (Background)	Signal/Background 比	Significance
0.05	12889	895	14.4	109.8
0.1	11246	707	15.9	102.9
0.15	7704	407	18.9	85.5
0.2	4451	218	20.4	65.1
0.25	2214	98	22.6	46.1
0.3	969	41	23.6	30.5

表 C.9: γ Position カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化

γ Position	True combination (Signal)	Miss combination (Background)	Signal/Background 比	Significance
20~100	7816	483	16.2	85.8
25~100	4141	235	17.6	62.6
30~100	2165	122	17.7	45.3
10~90	12040	812	14.8	106.2
10~85	9401	600	15.7	94.0
10~80	7190	455	15.8	82.2

表 C.10: γ Distance カットによるイベント数、Signal/Background 比、Significance の変化

γ Distance	True combination (Signal)	Miss combination (Background)	Signal/Background 比	Significance
15	12779	879	14.5	109.4
17	12391	820	15.1	107.8
20	11084	695	16.0	102.1
23	8847	506	17.5	91.5
25	7251	412	17.6	82.8
30	3864	202	19.1	60.6
35	1731	88	19.6	40.6

C.5 結果と考察

イベントセレクションの条件を以下に示す。

- アクシデンタルイベントを除去
 - Veto カット (CC02<3 MeV, CC03<3 MeV, CC04<3 MeV, MB<5 MeV, CV<1 MeV)
 - 崩壊領域 (280~500 [cm])
- Miss combination を取り除く
 - ΔZ ratio > 5
 - $P_T < 0.015$ [GeV/c]
 - $E_{\pi^0} > 0.5$ [GeV]
 - $E_\gamma > 0.1$ [GeV]
 - γ Position (20~90 [cm])
 - γ Distance > 17 [cm]

イベントセレクション後の $6\gamma(\pi^0\pi^0\pi^0)$ の不変質量分布を図 C.6 に示す。イベントセレクションによって多くの Miss combination を取り除くことができた。Miss combination による Background Level は 1 桁以上の改善がなされ、特に 3 miss combination は、無視できるくらいまで減少させることができた。

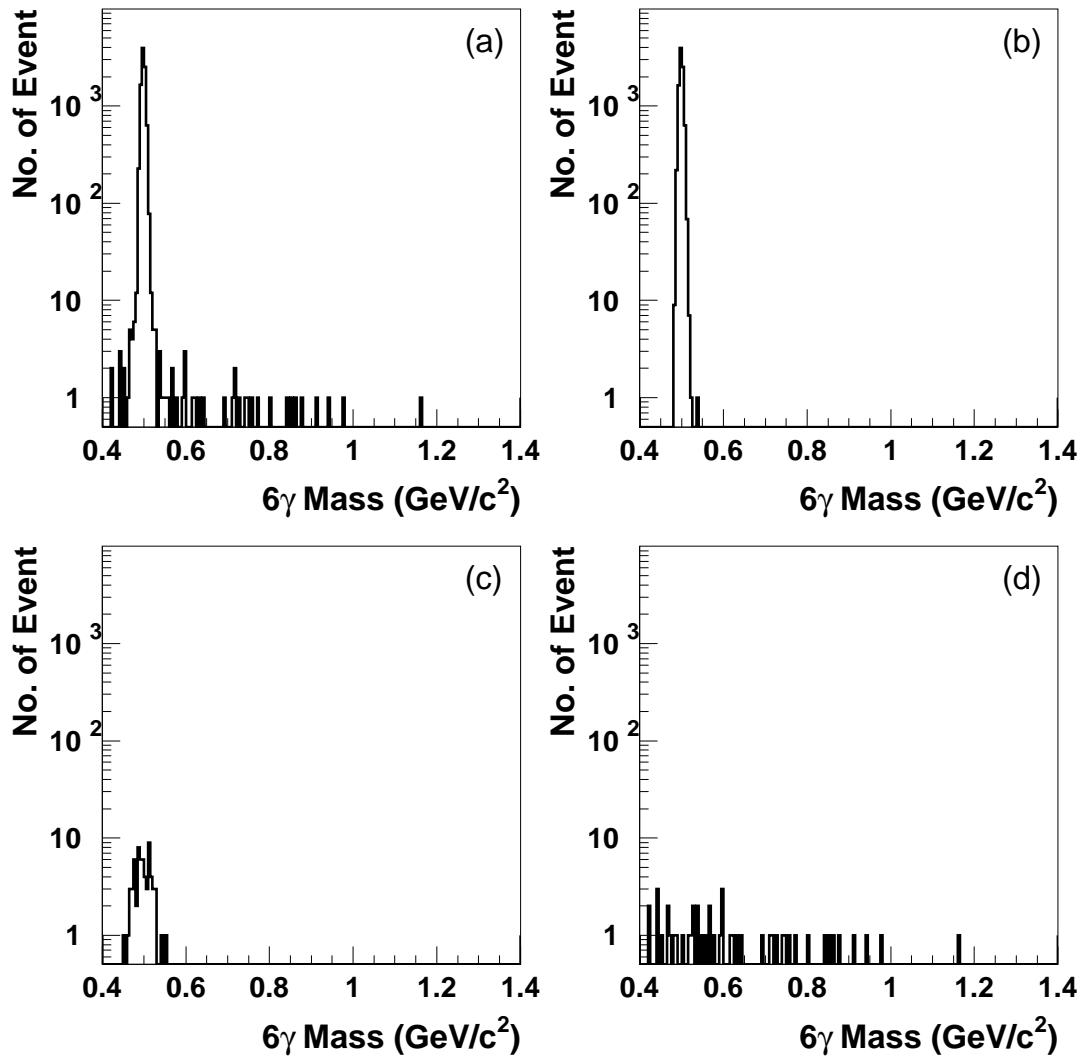


図 C.6: イベントセレクション後の $6\gamma(\pi^0\pi^0\pi^0)$ の不変質量分布
 (a) 全てのイベント、(b) 3組の 2γ の組み合わせが全て合っている場合 (True combination)、(c) 1組の 2γ の組み合わせのみ合っている場合 (2 miss combination)、(d) γ の組み合わせが合っていない場合 (3 miss combination)

謝辞

研究室に所属しているいろいろな実験に関わることを通して、物理現象や物理の基礎知識を学びました。多くのことを学ぶなかでは自分の無知を思い知らされることがほとんどで、その度に研究室の先生方に多くのことを教わりました。この経験を活かし、これからも学ぶ姿勢を忘れずにいきたいです。

加藤静吾先生には修士のゼミを通して、原子核物理学の基礎を教わりました。私の理解が未熟であることを見抜き、的確な指摘を頂いたこともありました。先生が担当する統計と実験誤差の講義は、本論文の解析における誤差の扱い方を学ぶ上での基礎となり、その後の理解を支えるものでした。岩田高広先生からは学部生の時からのゼミや講義を通して、様々な物理現象の詳細を学びました。毎日のミーティングを通して、実験解析に対する適切な助言を頂いたり、本論文でも用いた相対性理論の考え方を教わりました。吉田浩司先生には学部生の時のゼミを通して、高エネルギー物理実験の基礎を教わりました。このゼミの内容がそのまま、E391a 実験で用いている検出器を理解することに役立ちました。また実験、解析共に常に気にかけて頂き、些細な質問にも丁寧に教えて頂きました。吉田浩司先生から教わるのが一番多かったと思います。田島靖久先生には PMT の扱い方や Linux の使い方に始まり、実験装置の組み方や回路の読み方まで実験と解析に関わるほとんど全てのことを教わりました。ミーティングでは疑問点やつまづきを解決して頂き、その後の実験や解析をスムーズに進めることができました。また本論文作成にあたっては、山形から KEK におこしいただいて解析の方針や進行状況を確認して頂き、本当にありがとうございました。

KEK の渡辺丈晃先生には本論文のテーマを頂き、解析方法の方針を決めて頂きました。また本論文で扱う崩壊反応の物理背景、解析結果の疑問点の解消、解析結果の扱い方など細部まで助言を賜り本当に感謝しております。小松原健先生に誤差統計について教わり、誤差統計を学ぶ重要性を理解することができました。稲垣隆雄先生、奥野英城先生、Lim Gei Youb 先生、Mikhail Doroshenko さんにはミーティングを通して多くの助言を頂き本当に感謝しています。

大阪大学の坂下健さん、京都大学の隅田土詞さんには解析手法の確認や、実際に起こっている物理現象まで多くの助言を頂き、時に議論をさせて頂きました。森井秀樹さん、石井裕康さんには解析における多くの疑問点の解決に協力して頂きました。検出器の構造や回路の意味まで実験に関する多くのことも教わりました。特に坂下さんには解析コードの書き方を教わり、たびたび解析コードのチェックを行って頂きました。ありがとうございます。本論文で用いた Clustering は坂下さん、MonteCarlo Simulation は隅田さん作成のプログラムを使わせて頂きました。

本論文の解析は主に KEK で行いました。KEK では多くの方が自分のことのように、私の解析の進展状況を気にかけて下さいました。このような恵まれた環境であったからこそ、本論文は形になったのだと思います。最後になりましたが本論文は検出器の組み立てやその評価、解析の準備のために Calibration など多くの方々の功績の上に成り立つものであります、E391a 実験に関わった全ての方に感謝致します。

参考文献

- [1] N. Leros *et al.* *Nucl. Phys. B* **99**, 211 (2001)
- [2] H. Park *et al.* [HyperCP Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **94**, 021801 (2005).
- [3] N.G. Deshpande, G.Eilam and J. Jiang, *Phys. Lett. B* **632**, 212 (2006) arXiv:hep-ph/0509081. (2005), in printing
- [4] D.S. Gorbunov, V.A. Rubakov, arXiv:hep-ph/0509147. (2005), in printing
- [5] 渡辺靖志, “素粒子物理入門”, 培風館
- [6] D.S. Gorbunov, “Hyperon physics with light sgoldstino”, in Proc. of the 13th Int. Sem. “QUARKS’2004”, May 24-30, 2005, Eds. D.G.Levkov, V.A.Matveev, V.A.Rubakov, INR RAS, Vol.I, 472-481
- [7] 高エネルギー加速器研究機構
- [8] S. Eidelman *et al.* [Particle Data Group], *Phys. Lett. B* **592**, 1 (2004).
- [9] G.Buchalla and A.J. Buras. *Nucl. Phys. B* **548**, 309 (1999)
- [10] A. Alavi-Harati *et al.*, *Phys. Rev.* **D61**, 072006 (2000) 13 (April/May/June 2004)
- [11] H.Watanabe *et al.*, “Neutral beam line to study $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ decay at the KEK 12-GeV proton synchrotron”, *Nucl. Instrum. Meth. A* **545**, 542 (2005)
- [12] M.Doroshenko *et al.*, “Undoped CsI calorimeter for the $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ experiment at KEK-PS”, *Nucl. Instrum. Meth. A* **545**, 278 (2005)
- [13] M.Doroshenko, Momentum calibration for T510, E391a Technote **TN133** 2002
- [14] 藤岡洋一, “ $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索実験 (E391a) における CsI カロリメータのエネルギー校正”, 修士論文, 佐賀大学, (2002)
- [15] CERN Program Library, “<http://wwwinfo.cern.ch/asd/index.html>” (1993)
- [16] 長島順清, “素粒子物理学の基礎 I”, 朝倉書店