

J-PARC KOTO 実験の次世代実験における  
検出器形状の最適化

大阪大学大学院 理学研究科物理学専攻  
山中卓研究室 博士前期課程 2年  
磯江麻衣

February 3, 2014

## 概要

KOTO 実験は大強度陽子加速器 J-PARC で行われている実験で、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の崩壊分岐比をより精度よく測定することを目指している。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  のシグナルは、2つの  $\gamma$  が検出されること、それら以外の粒子がないことである。KOTO 実験では、2つの  $\gamma$  をカロリメータで検出し、 $K_L$  の崩壊領域を囲む veto 検出器でそれら以外の粒子がないことを示す。

KOTO 実験の次世代実験では、シグナル収集率を上げるため検出器を大きくすること、検出器入射  $K_L$  数を増やすためのビームラインをアップグレードすることが予定されている。

この次世代実験の分岐比の測定精度を最小にするために検出器形状の最適化を行った。具体的にはビーム立体角、カロリメータ半径、カロリメータの数の異なる、さまざまな検出器形状について、シグナル獲得数、背景事象数をシミュレーションにより計算し、分岐比の測定精度を評価した。さらにバックスプレッシュ判別の効果が、Veto 検出器の1つである Barrel Photon Veto の形状によってどのように変わるのか調べ、最適な検出器形状を考えた。その結果、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の分岐比の精度が最も小さくなる検出器形状は、ビーム立体角が  $8\mu\text{sr}$ 、カロリメータ半径が 2m、カロリメータ数が 1、Barrel Photon Veto の半径が 4m の形状であることが分かった。この検出器形状だと、約 100kW ビームパワー、3年間の測定（合計測定時間  $3 \times 10^7 \text{sec}$ ）でシグナル事象数  $346 \pm 1$ （標準理論予測値）を得ることができ、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の分岐比の測定精度は  $6.2 \pm 0.1\%$  となる。

# 目次

<b>第 1 章 序論</b>	<b>8</b>
1.1 KOTO 実験の物理	8
1.1.1 CP 対称性の破れ	8
1.1.2 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$	8
1.2 KOTO 実験	9
1.2.1 実験原理	9
1.2.2 計画	11
1.3 本研究の目的と流れ	12
<b>第 2 章 分岐比の測定精度の計算方法</b>	<b>15</b>
2.1 分岐比の測定精度の計算方法	15
2.1.1 計算原理	15
2.1.2 モンテカルロシミュレーション	15
2.1.3 アクセプタンス計算方法	15
2.2 仮定する実験環境	17
2.2.1 $K_L$ ビーム	17
2.2.2 検出器	18
2.3 仮定する実験のカット	19
<b>第 3 章 ビーム立体角、カロリメータ半径、カロリメータ数の最適化</b>	<b>28</b>
3.1 背景事象が増える原因	28
3.2 ビーム立体角を大きくする	28
3.2.1 検出器形状	29
3.2.2 ビーム立体角によるシグナル数の変化	29
3.2.3 ビーム立体角による S/N の変化	29
3.2.4 ビーム立体角による分岐比の測定精度の変化	32
3.3 カロリメータ半径を大きくする	35
3.3.1 検出器形状	35
3.3.2 カロリメータ半径によるシグナル数の変化	37
3.3.3 カロリメータ半径による S/N の変化	38
3.3.4 カロリメータ半径による分岐比の測定精度の変化	40
3.4 カロリメータの数を増やす	42
3.4.1 検出器形状	42
3.4.2 カロリメータ数によるシグナル数の変化	44
3.4.3 カロリメータ数による S/N の変化	45
3.4.4 カロリメータ数による分岐比の測定精度の変化	46
3.5 結果	46
3.6 議論	46

3.6.1	ビーム立体角とカロリメータ半径 . . . . .	47
3.6.2	カロリメータ数 . . . . .	47
<b>第 4 章</b>	<b>バックスプラッシュによるシグナル損失の対策</b>	<b>52</b>
4.1	解析によるバックスプラッシュ判別方法 . . . . .	52
4.2	バックスプラッシュによるシグナル損失の見積もり . . . . .	52
4.2.1	バックスプラッシュによるシグナル損失を見積もる方法 . . . . .	52
4.2.2	バックスプラッシュによるシグナル損失計算結果 . . . . .	54
4.3	検出器形状によるバックスプラッシュ判別の精度の変化 . . . . .	55
4.3.1	検出器形状 . . . . .	56
4.3.2	検出器形状によるバックスプラッシュ判別の精度の計算 . . . . .	56
4.4	結果 . . . . .	59
4.5	議論 . . . . .	60
<b>第 5 章</b>	<b>分岐比の測定精度が最小となる検出器</b>	<b>63</b>
5.1	計算方法 . . . . .	63
5.2	シミュレーション . . . . .	63
5.3	シミュレーション結果 . . . . .	63
5.4	結果 . . . . .	64
<b>第 6 章</b>	<b>結論</b>	<b>66</b>



# 目次

1.1	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のファインマンダイアグラム	9
1.2	実験原理の概念図	10
1.3	step1 の検出器	12
1.4	step1 のカロリメータ。z 軸から見た図	12
1.5	step2 のビームライン、検出器の配置案 [2]	13
1.6	step2 の検出器アップグレード案	13
1.7	カロリメータ数を増やす	14
2.1	仮定するビームライン	18
2.2	ターゲットから 1 m 地点での $K_L$ ビームの運動量分布	18
2.3	ターゲットから 30m 地点での $K_L$ ビームの運動量分布。赤線はフィットした関数。関数は $y = p_0 \exp(\frac{(x-p_1)^2}{2p_2(1-(p_3+p_4x)(x-p_1))})$	19
2.4	仮定する step2 の検出器	19
2.5	カロリメータのビームホールの決め方。青線がビームホール直径の長さ、赤線がカロリメータの z 位置でのビームの対角線の長さ。ビームホール直径はカロリメータの z 位置でのビームの対角線の長さの $\frac{4}{3}$ 倍とする。	20
2.6	カロリメータの $\gamma$ 非検出効率	20
2.7	2つの $\gamma$ のシャワーが混ざり 1つの $\gamma$ にみえる確率 $f_{12}$	21
2.8	Barrel Photon Veto の $\gamma$ 非検出効率。Barrel Photon Veto に入射する粒子の角度によって異なる色でプロットしている。theta= 90° は Barrel Photon Veto に対して垂直に入射することを表す。	21
2.9	Beam Hole Veto の $\gamma$ 非検出効率	22
2.10	Beam Hole Veto の $\pi^+, \pi^-$ の非検出効率	22
2.11	シグナルの $E_\gamma$ 分布	23
2.12	シグナルの $R_{xy}$ 分布	24
2.13	シグナルのカロリメータ上で距離 $D$ 分布	24
2.14	シグナルの再構成した $\pi^0$ の崩壊点 $Z_{REC}$ 分布	25
2.15	シグナルの再構成した $\pi^0$ の横運動量 $P_T$ 分布	25
2.16	シグナルの $\gamma$ のエネルギー $E_\gamma$ と入射角 $\theta$ の積の分布	26
2.17	シグナルの 2つの $\gamma$ のエネルギーの大きい方のエネルギーと小さい方の比の分布	26
2.18	シグナルの 2つの $\gamma$ のエネルギーの和の分布	27
3.1	カロリメータと Beam Hole Veto 間の距離が短くなると、Beam Hole Veto に当たる粒子数が増える。上の検出器のカロリメータと Beam Hole Veto 間の距離は、下の検出器より短い。下の検出器では Collar Counter に当たっている粒子は上の検出器では Beam Hole Veto に当たる。	29
3.2	ビーム立体角 $\Omega$ とシグナルアクセプタンスの関係。カロリメータ半径は $R = 1.5\text{m}$ 。vertex cut は $1\text{m} < Z_{REC} < 15\text{m}$ 、 $P_T$ cut は $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$ とした場合。	30

3.3	カロリメータ上のヒット位置 $R_{xy}$ (mm)。2 $\gamma$ ヒットイベントのみプロットした。カロリメータ半径は $R = 1.5\text{m}$ 。青線がビーム立体角 $\Omega = 8\mu\text{sr}$ の場合を表し、赤線がビーム立体角 $\Omega = 14\mu\text{sr}$ の場合を表す。同数の $K_L$ を打ち込んだ結果である。ビーム立体角 $\Omega = 14\mu\text{sr}$ の場合の方がイベント数が少ないのはビーム立体角 $\Omega = 14\mu\text{sr}$ の場合の方がビームホールが大きく、その分 $\gamma$ のヒット数が減るからである。 . . . . .	30
3.4	$3 \times 10^7\text{sec}$ でのシグナル数とビーム立体角 $\Omega$ の関係。カロリメータ半径は $R = 1.5\text{m}$ 。vertex cut は $1\text{m} < Z_{REC} < 15\text{m}$ 、 $P_T$ cut は $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$ とした場合。 . . . . .	31
3.5	$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ のアクセプタンスとビーム立体角 $\Omega$ の関係。カロリメータ半径は $R = 1.5\text{m}$ 。vertex cut は $1\text{m} < Z_{REC} < 15\text{m}$ 、 $P_T$ cut は $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$ とした場合。 . . . . .	31
3.6	$3 \times 10^7\text{sec}$ での $\pi^0 \pi^0$ 背景事象とビーム立体角 $\Omega$ の関係。カロリメータ半径は $R = 1.5\text{m}$ 。vertex cut は $1\text{m} < Z_{REC} < 15\text{m}$ 、 $P_T$ cut は $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$ とした場合。 . . . . .	32
3.7	$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ のアクセプタンスとビーム立体角 $\Omega$ の関係。カロリメータ半径は $R = 1.5\text{m}$ 。vertex cut は $1\text{m} < Z_{REC} < 15\text{m}$ 、 $P_T$ cut は $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$ とした場合。 . . . . .	32
3.8	$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ における、再構成した $\pi^0$ の崩壊点 $Z_{REC}$ と横運動量 $P_T$ の相関。カロリメータ $R = 1.5\text{m}$ の検出器、ビーム立体角 $\Omega = 8\mu\text{sr}, 14\mu\text{sr}$ の場合。vertex cut、 $P_T$ cut 以外のカットをした後の事象数でプロットした。四角形の範囲はシグナル領域である。 . . . . .	33
3.9	$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ における、再構成した $\pi^0$ の崩壊点 $Z_{REC}$ と横運動量 $P_T$ の相関。カロリメータ $R = 1.5\text{m}$ の検出器、ビーム立体角 $\Omega = 8\mu\text{sr}, 14\mu\text{sr}$ の場合。vertex cut、 $P_T$ cut 以外のカットをした後のイベントの重み $W$ をプロットした。この相関図における $z$ 軸は色で表されているが、 $1 \times 10^{-12}$ 以下はすべて白色になっている。四角形の範囲はシグナル領域である。 . . . . .	34
3.10	$3 \times 10^7\text{sec}$ での $\pi^+ \pi^- \pi^0$ 背景事象数とビーム立体角 $\Omega$ の関係。カロリメータ半径は $R = 1.5\text{m}$ 。vertex cut は $1\text{m} < Z_{REC} < 15\text{m}$ 、 $P_T$ cut は $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$ とした場合。 . . . . .	35
3.11	$P_T$ cut の下限値とシグナル数、背景事象数の関係。vertex cut は $1\text{m} < Z_{REC} < 15\text{m}$ とした。ビーム立体角は $\Omega = 14\mu\text{sr}$ とした。 . . . . .	35
3.12	$P_T$ cut の下限値とシグナル数、背景事象数の関係。vertex cut は $1\text{m} < Z_{REC} < 12\text{m}$ とした。ビーム立体角 $\Omega = 14\mu\text{sr}$ の場合。 . . . . .	36
3.13	$P_T$ cut の下限値と $\frac{\Delta BR}{BR}$ の関係。黒線が vertex cut が $1\text{m} < Z_{REC} < 15\text{m}$ の場合で、赤線が vertex cut が $1\text{m} < Z_{REC} < 12\text{m}$ の場合。ビーム立体角 $\Omega = 14\mu\text{sr}$ の結果。 . . . . .	36
3.14	2 $\gamma$ ヒット事象数/入射 $K_L (K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ 数と検出器入り口とカロリメータ間の長さ $L$ の関係。カロリメータ半径は $R = 1.5\text{m}$ にしている。 . . . . .	37
3.15	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ における $\gamma$ のビーム軸に対する運動方向の $\tan \theta$ 分布 . . . . .	37
3.16	$3 \times 10^7\text{sec}$ でのシグナル数とカロリメータ半径 $R$ の関係。ビーム立体角 $\Omega = 4\mu\text{sr}$ 、 $P_T$ cut は $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$ 、vertex cut の上限値はカロリメータの位置とした場合。 . . . . .	38
3.17	シグナル数がカロリメータ半径 $R$ に比例する理由。左はカロリメータ半径が $R = R_0$ の場合。右はカロリメータ半径が $R = kR_0$ の場合。運動量方向 $\theta$ で飛ぶ $\gamma$ を捕えることができる $K_L$ の崩壊領域の長さは、左では $l$ 、右では $kl$ になる。 . . . . .	39
3.18	$3 \times 10^7\text{sec}$ での $\pi^0 \pi^0$ 背景事象数とカロリメータ半径 $R$ の関係。ビーム立体角 $\Omega = 4\mu\text{sr}$ 、 $P_T$ cut は $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$ 、vertex cut の上限値はカロリメータの位置とした場合。 . . . . .	40
3.19	fusion event の $K_L$ 崩壊位置。カロリメータ 2 $\gamma$ ヒットに見える確率の重みでプロットした。カロリメータ半径 $R = 2\text{m}$ 、検出器入り口からカロリメータまでの長さ $L = 20\text{m}$ の場合。 . . . . .	40
3.20	fusion event の説明。カロリメータ直前で崩壊した $K_L$ から生成される $\gamma$ は、カロリメータに当たるまでに飛ぶ距離が短く、 $\gamma$ 間の距離が広がらない。上の図はカロリメータ直前で $K_L$ が崩壊するとき、下の図はカロリメータから離れたところで $K_L$ が崩壊するときを表す。カロリメータ上での $\gamma$ 間の距離が、上の図の方が短くなる。 . . . . .	41

3.21	fusion event のカロリメータの $\gamma$ ヒット位置の $z$ 軸からの距離 $R_{xy}$ 。カロリメータ 2 $\gamma$ ヒットに見える確率の重みでプロットした。カロリメータ半径 $R = 2\text{m}$ 、検出器入り口からカロリメータまでの長さ $L = 20\text{m}$ の場合。 . . . . .	41
3.22	背景事象として $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ のみ考慮した場合の $S/N$ とカロリメータ半径 $R$ の関係。ビーム立体角 $\Omega = 4\mu\text{sr}$ 、 $P_T$ cut は $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$ 、vertex cut の上限値はカロリメータの位置とした場合。 . . . . .	42
3.23	$3 \times 10^7 \text{sec}$ での $\pi^+ \pi^- \pi^0$ 背景事象数とカロリメータ半径 $R$ の関係。ビーム立体角 $\Omega = 4\mu\text{sr}$ 、 $P_T$ cut は $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$ 、vertex cut の上限値はカロリメータの位置とした場合。 . . . . .	42
3.24	$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ における、再構成した $\pi^0$ の崩壊点 $Z_{REC}$ と横運動量 $P_T$ の相関。vertex cut、 $P_T$ cut 以外のカットをした後の事象数をプロットしたもの。カロリメータ半径 $R = 1.5\text{m}, 3\text{m}$ の場合。 . . . . .	43
3.25	$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ における、再構成した $\pi^0$ の崩壊点 $Z_{REC}$ と横運動量 $P_T$ の相関。vertex cut、 $P_T$ cut 以外のカットをした後のイベントの重み $W$ をプロットしたもの。カロリメータ半径 $R = 1.5\text{m}, 3\text{m}$ の場合。 . . . . .	44
3.26	カロリメータ半径が $R = 2\text{m}, 2.5\text{m}, 3\text{m}$ のそれぞれの場合での、ビーム立体角 $\Omega$ とシグナル数、背景事象数の関係。黒線がシグナル数、緑線が $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 、赤線が $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ の背景事象数を示す。それぞれ測定時間 $3 \times 10^7 \text{sec}$ を仮定している。 $P_T$ cut は $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$ 、vertex cut の上限値はカロリメータの位置とした。 . . . . .	48
3.27	カロリメータ数 $N = 2$ のときの検出器形状 . . . . .	49
3.28	$3 \times 10^7 \text{sec}$ でのシグナル数とカロリメータ数 $N$ の関係。カロリメータ半径 $R = 1\text{m}$ 、ビーム立体角 $\Omega = 4\mu\text{sr}$ 、 $P_T$ cut は $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$ 、vertex cut は表 3.3 とした場合。 . . . . .	49
3.29	2 $\gamma$ ヒットイベントにおける再構成した $\pi^0$ の崩壊点 $Z_{REC}$ の分布。黒線が $N = 1$ 、赤線が $N = 2$ 、緑線が $N = 3$ の検出器を表している。 . . . . .	49
3.30	$3 \times 10^7 \text{sec}$ での $\pi^0 \pi^0$ 背景事象数とカロリメータ数 $N$ の関係。カロリメータ半径 $R = 1\text{m}$ 、ビーム立体角 $\Omega = 4\mu\text{sr}$ 、 $P_T$ cut は $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$ 、vertex cut は表 3.3 とした場合。 . . . . .	50
3.31	$3 \times 10^7 \text{sec}$ での $\pi^+ \pi^- \pi^0$ 背景事象数とカロリメータ数 $N$ の関係。カロリメータ半径 $R = 1\text{m}$ 、ビーム立体角 $\Omega = 4\mu\text{sr}$ 、 $P_T$ cut は $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$ 、vertex cut は表 3.3 とした場合。 . . . . .	50
3.32	カロリメータ数が $N = 2, N = 3$ それぞれの場合でのビーム立体角 $\Omega$ とシグナル数、背景事象数の関係。黒線がシグナル数、緑線が $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 、赤線が $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ の背景事象数を示す。それぞれ測定時間 $3 \times 10^7 \text{sec}$ を仮定している。カロリメータ半径 $R = 1\text{m}$ 、 $P_T$ cut は $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$ 、vertex cut は表 3.3 とした場合。 . . . . .	51
3.33	$N = 1$ と $N = 2$ の比較。上の検出器が検出器①、下の検出器が検出器②である。 . . . . .	51
4.1	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のバックスプラッシュの $T_{BPV} - T_{Cal}$ と $Z_{BPV}$ の相関。proposal 時の案の検出器形状でシミュレーションした結果。 . . . . .	53
4.2	$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ による $\gamma$ の $T_{BPV} - T_{Cal}$ と $Z_{BPV}$ の相関。proposal 時の案の検出器形状でシミュレーションした結果。 . . . . .	53
4.3	バックスプラッシュと $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ による $\gamma$ の $T_{BPV} - T_{Cal}$ と $Z_{BPV}$ の相関。proposal 時の案の検出器形状でシミュレーションした結果。 . . . . .	54
4.4	検出器 A . . . . .	54
4.5	仮定したカロリメータ形状 . . . . .	55
4.6	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のバックスプラッシュで Barrel Photon Veto に当たる粒子の数。 . . . . .	56

4.7	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のバックスプラッシュで Barrel Photon Veto に当たる $\gamma$ のエネルギー	56
4.8	$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ による $\gamma$ のエネルギー分布	57
4.9	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のバックスプラッシュで Barrel Photon Veto に当たる $\gamma$ の非検出効率と $\gamma$ の運動量の関係	57
4.10	検出器 B	58
4.11	検出器 A における $T_{BPV} - T_{Cal}$ と $Z_{BPV}$ の相関と最も $\frac{\Delta BR}{BR}$ が小さくなるカット直線	60
4.12	検出器 B における $T_{BPV} - T_{Cal}$ と $Z_{BPV}$ の相関と最も $\frac{\Delta BR}{BR}$ が小さくなるカットの直線	60
4.13	検出器 A におけるカットの直線の切片とシグナル数、背景事象数。カット直線の傾きは $-1.9\text{psec/mm}$ 。	61
4.14	検出器 A におけるカットの直線の切片と $\frac{\Delta BR}{BR}$ 。カット直線の傾きは $-1.9\text{psec/mm}$ 。	61
4.15	検出器 B におけるカットの直線の切片とシグナル数、背景事象数。カット直線の傾きは $-2.1\text{psec/mm}$	62
4.16	検出器 B におけるカットの直線の切片と $\frac{\Delta BR}{BR}$ 。カット直線の傾きは $-2.1\text{psec/mm}$ 。	62
4.17	検出器 B の Barrel Photon Veto で電子が散乱される図。曲がった構造になっているため、電子が Barrel Photon Veto に対して大きな入射角度で当たりやすい。	62
5.1	最適と考える検出器形状。カロリメータ半径 $R = 2\text{m}$ 、ビーム立体角 $\Omega = 8\mu\text{sr}$ 。	63
5.2	最適と考える検出器における $T_{BPV} - T_{Cal}$ と $Z_{BPV}$ の相関図。直線は $\frac{\Delta BR}{BR}$ が最も小さくなる直線	64
5.3	最適と考える検出器におけるカットの直線の切片とシグナル数、背景事象数。傾きは $-2.6\text{psec/mm}$ 。 65	
5.4	最適と考える検出器におけるカットの直線の切片と $\frac{\Delta BR}{BR}$ 。傾きは $-2.6\text{psec/mm}$ 。	65

# 表 目 次

2.1	ビームのパラメータ . . . . .	17
3.1	$\frac{\Delta BR}{BR}$ が最も良くなるカットの値と $\frac{\Delta BR}{BR}$ . . . . .	34
3.2	$\frac{\Delta BR}{BR}$ が最も良くなるカットの値と $\frac{\Delta BR}{BR}$ . . . . .	43
3.3	vertex cut . . . . .	45
3.4	$\frac{\Delta BR}{BR}$ が最も良くなるカットの値と $\frac{\Delta BR}{BR}$ . . . . .	46
3.5	$N = 1$ と $N = 2$ の比較。シグナル数、背景事象数、S/N を示す。 . . . . .	47
4.1	バックスプラッシュによるシグナル損失 . . . . .	55
4.2	仮定した検出器の分解能 . . . . .	58
4.3	検出器 A におけるエネルギーカットのみで判別した場合の正答率、シグナル数、背景事象数 . . . . .	59
4.4	$\frac{\Delta BR}{BR}$ が最も小さくなる直線と、そのときの $\frac{\Delta BR}{BR}$ 、正答率 . . . . .	59
4.5	検出器 A、検出器 B でバックスプラッシュ判別を行った場合、シグナル数、背景事象数 . . . . .	60
5.1	最適と考える検出器における $\frac{\Delta BR}{BR}$ が最も小さくなる直線と、そのときの $\frac{\Delta BR}{BR}$ . . . . .	64

# 第1章 序論

この章では KOTO 実験の概要と本研究の目的を述べる。

## 1.1 KOTO 実験の物理

KOTO 実験は大強度陽子加速器施設 J-PARC で行われている K 中間子の稀崩壊  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の探索実験である。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の分岐比を測定することにより、標準理論における CP 対称性の破れの大きさの決定と、標準理論を超える物理を発見を目指している。ここでは KOTO 実験の物理背景を述べる。

### 1.1.1 CP 対称性の破れ

CP 対称性は C (荷電) 変換と P (パリティ) 変換を同時に行う変換で物理法則が変化しないことを意味し、粒子と反粒子で物理法則が同じであることを表している。CP 対称性は成立していると考えられていたが、1964 年 K 中間子の崩壊において、破れていることが発見された。その後、CP 対称性の破れは小林・益川理論によって説明され、現在、標準理論に組み込まれている。

小林・益川理論では CP 対称性の破れは三世代間のクォークの混合によって説明される。三世代間のクォークの混合は CKM 行列を用いて

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

と表される。 $d', s', b'$  は弱い相互作用の固有状態であり、 $d, s, b$  は質量の固有状態である。式 (1.2) の右辺は CKM 行列の Wolfenstein 表記である。CP 対称性の破れの大きさはこの行列のパラメーター  $\eta$  に比例する。

CP 対称性の破れは、宇宙論において現在の宇宙の状態を説明する上でも重要な現象である。ビッグバンにより粒子と反粒子は同数できたはずであるが、現在、反粒子はほとんど存在しない。これは CP 対称性が破れているためだと考えられている。

$\eta$  は K 中間子、B 中間子を用いた実験から、小林・益川理論に基づき決定されているが宇宙論に必要な CP 対称性の破れの大きさよりずっと小さい。CP 対称性の破れの大きさをより正確に測定し、この理論を超える理論を探索する必要がある。

### 1.1.2 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$

ここでは、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の分岐比の測定により  $\eta$  が決定できること、さらにこの測定が標準理論を超える新しい物理に感度があることを説明する。

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の分岐比  $BR(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$  は標準理論から

$$BR(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = (2.20 \pm 0.07) \times 10^{-10} \left( \frac{\lambda}{0.2248} \right)^8 \left[ \frac{Im(V_{ts}^* V_{td})}{\lambda^5} X(x_t) \right]^2 \quad (1.3)$$

$$= (2.43 \pm 0.06) \times 10^{-11} \quad (1.4)$$

と予想されている [1]。  $\lambda \equiv |V_{us}|$ 、  $X(x_t)$  は Inami-Lim loop 関数でありパラメータ  $x_t$  は  $t$  の質量 ( $m_t$ ) と  $W$  の質量 ( $m_W$ ) を用いて  $x_t = (m_t^2/m_W^2)$  と定義する。  $Im(V_{ts}^* V_{td}) = -A^2 \lambda^5 \eta$  であるから  $BR(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$  の測定により  $\eta$  が決定できることが分かる。

$BR(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$  の標準理論における予想値は不確実性が 1 ~ 2% と小さいことが特徴である。これが新しい物理への感度を高めている。図 1.1 は  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  のファインマンダイアグラムである。  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  のダイアグラムにはループがあり、このループに標準理論を超える新しい粒子が寄与する可能性がある。もし、この寄与があれば  $BR(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$  の測定値と標準理論の予想値には差ができる。予想値の不確実性が小さいにより、この差を検出できる可能性が高まる。

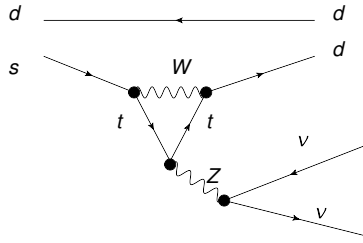


図 1.1:  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  のファインマンダイアグラム

## 1.2 KOTO 実験

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  は予想分岐比が  $2.43 \times 10^{-11}$  と非常に小さいため、検出することが難しい。実験では、 $K_L$  を多く生成すること、シグナル収集率が大きいことが必要である。さらに分岐比が  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  よりずっと大きい他の  $K_L$  の崩壊モードと、正確に分けることも必要である。

ここでは KOTO 実験の  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の分岐比測定方法を説明する。

### 1.2.1 実験原理

KOTO 実験の  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  探索の実験原理を述べる。

#### $K_L$ ビームライン

J-PARC の加速器によって 30GeV に加速された陽子がターゲットに当たり中性 K 中間子が生成される。ビーム取り出し方向に飛ぶ中性 K 中間子は、 $K_L$  ビームラインへと入る。中性 K 中間子は  $K_L$  ビームライン上のコリメータを通過することによって細いビームとなり、ターゲットから数十メートルのところで検出器に入る。この数十メートルを通過する間にビームに混ざっている  $K_S$  が崩壊するので、検出器に入る時には  $K_L$  のビームになる。

## シグナル同定

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  のシグナルとして、2つの  $\gamma$  とその他に何も検出されないことを要求する。図 1.2 は検出器の概念図である。図の左から  $K_L$  ビームを入射させ、 $K_L$  ビームの前方にあるカロリメータで  $\gamma$  を検出する。さらに、図 1.2 のように検出器内のある領域を崩壊領域と定め、崩壊領域を複数の veto 検出器で囲み、これらの veto 検出器に 2つの  $\gamma$  以外何も無いことを要求する。

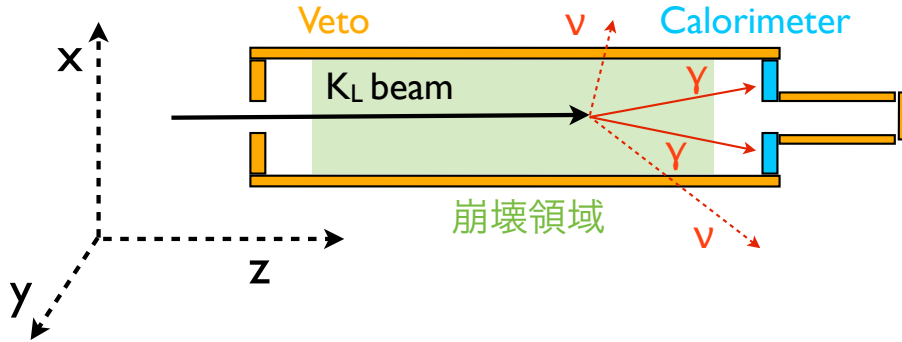


図 1.2: 実験原理の概念図

## $\pi^0$ 再構成

シグナル同定のためのカットでは、 $\pi^0$  の再構成によって分かる  $\pi^0$  の  $P_T$  や崩壊  $z$  位置  $Z_{REC}$  を用いる。座標系は図 1.2 のように定義する。ここでは  $\pi^0$  の再構成方法を述べる。

カロリメータで測定した  $\gamma$  の入射位置とエネルギーを用いて、2つの  $\gamma$  がなす角  $\theta$  を計算する。 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  における 4元運動量の保存則から

$$\cos\theta = 1 - \frac{m_{\pi^0}^2}{E_1 E_2} \quad (1.5)$$

が成り立つ。 $E_1, E_2$  はそれぞれ  $\gamma$  のエネルギーで  $m_{\pi^0}$  は  $\pi^0$  の質量である。 $\pi^0$  の崩壊点がビーム軸上にあると仮定すると、 $\gamma$  の入射位置と  $\theta$  から  $\pi^0$  の崩壊の  $z$  座標  $Z_{REC}$  が求まる。ここから  $\gamma$  の運動量ベクトルが分かり、 $\pi^0$  の  $P_T$  を求める。

## 背景事象

前述したシグナルの同定方法において、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  ではないのにシグナルだと見なされてしまう事象がある。これを背景事象と呼ぶ。ここでは主な背景事象とその対策について説明する。

- $K_L \rightarrow \gamma\gamma$

終状態がシグナルと同じであるが、シグナルに大きな  $P_T$  を要求することで判別できる。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の  $\pi^0$  は大きな  $P_T$  を持つ一方、 $K_L \rightarrow \gamma\gamma$  から再構成した  $\pi^0$  の  $P_T$  は 0 になるはずだからである。

- $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$

終状態は 4つの  $\gamma$  であるが、このうち 2つの  $\gamma$  の検出に失敗するとシグナルと同じ終状態に見える。別々の  $\pi^0$  から生成された 2つの  $\gamma$  から  $\pi^0$  を再構成した場合 (odd-pair)、再構成された  $\pi^0$  の崩壊点  $Z_{REC}$  は間違った値となり、vertex cut により背景事象の多くを落とすことができる。しかし同じ  $\pi^0$  から生成された  $\gamma$  を再構成した場合 (even-pair)、崩壊点  $Z_{REC}$  や  $P_T$  の分布がシグナルと同じよう



になるため、カットで落とすことが難しい。2つの $\gamma$ の検出に失敗しないよう、veto 検出器の検出効率は高くなくてはならない。

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

$\pi^+$ 、 $\pi^-$  の検出に失敗するとシグナルと同じ終状態に見える。この崩壊による $\gamma$ から $\pi^0$ を再構成した場合、 $P_T$ は約130MeV/c以下に分布を作る。シグナルの $P_T$ のカットの値をこの分布を避けるように設定すれば、この背景事象を落とすことができる。

- 中性子により $\pi^0$ が生成される

$K_L$  ビームには中性子が混ざっている。この中性子が検出器の物質と相互作用を起こすと $\pi^0$ が生成される。この背景事象を減らすため検出器内は真空になっている。

## 1.2.2 計画

KOTO 実験は2つの段階 step1、step2 で、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の分岐比測定を目指している。

### step1

step1 の目標は、約300kW ビームパワー、3年間の測定（合計測定時間 $3 \times 10^7$ sec）で $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ を数イベント（標準理論の予想値）観測することである [1]。現在、大強度陽子加速器施設 J-PARC で実験が行われている。

図 1.3 は step1 の検出器を示す。主な検出器を紹介する。

- カロリメータ（図中の CsI）

$\gamma$  検出器。図 1.4 はカロリメータを z 軸から見た図である。 $K_L$  ビームが直接当たらないようにビームホールがある。

- Barrel Photon Veto（図中の MB、FB）

崩壊領域を覆う $\gamma$  検出器。MB は崩壊領域の側面、FB は崩壊領域の上流に置かれる。

- Barrel Charged Veto（図中の BCV）

崩壊領域を覆う荷電粒子検出器。

- Charged Veto（図中の CV）

カロリメータの前にある荷電粒子検出器。

- Collar Counter（図中の CC02 から CC06）

CC02 は崩壊領域の上流に置かれ、崩壊領域から上流に飛ぶ荷電粒子、 $\gamma$ を検出する。CC03 はカロリメータのビームホールの側面からカロリメータに入射する荷電粒子、 $\gamma$ を検出する。CC04 から CC06 はカロリメータ下流部のビーム軸周辺に置かれ、カロリメータのビームホールを抜けた荷電粒子、 $\gamma$ を検出する。

- Beam Hole Veto（図中の BHCV、BHPV）

カロリメータ下流部のビーム軸上にある検出器。カロリメータのビームホールを抜けた荷電粒子、 $\gamma$ を検出する。

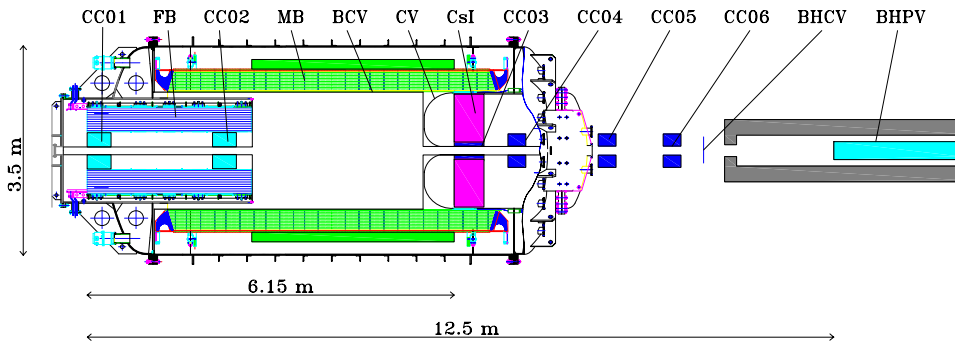


図 1.3: step1 の検出器

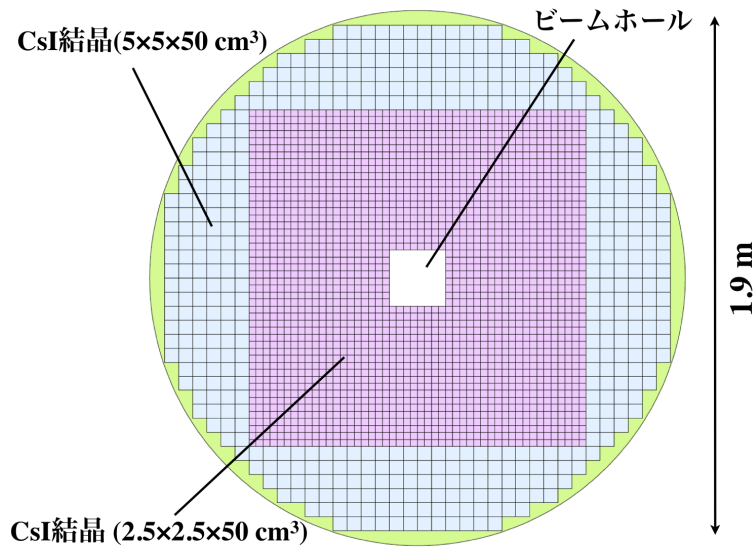


図 1.4: step1 のカロリメータ。z 軸から見た図

## step2

step2では、step1の $K_L$ ビームライン、検出器をアップグレードし、3年間の測定（合計測定時間 $3 \times 10^7 \text{sec}$ ）で約100イベントの $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ を観測することを目標にしている。図1.5は $K_L$ ビームライン、検出器の配置案である。step1ではビーム取り出し角度は $16^\circ$ となっているが、step2では $5^\circ$ に変更する予定であり、これにより $K_L$ の平均運動量が大きくなり、また数も増えることが見込まれる。図1.6に検出器のアップグレード案を示す。検出器はstep1と比べると大きくなる予定である。検出器、ビームラインともに、詳細は未定である。

## 1.3 本研究の目的と流れ

本研究では、KOTO実験のstep2において $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比が最も精度よく測定できる検出器形状を考えた。

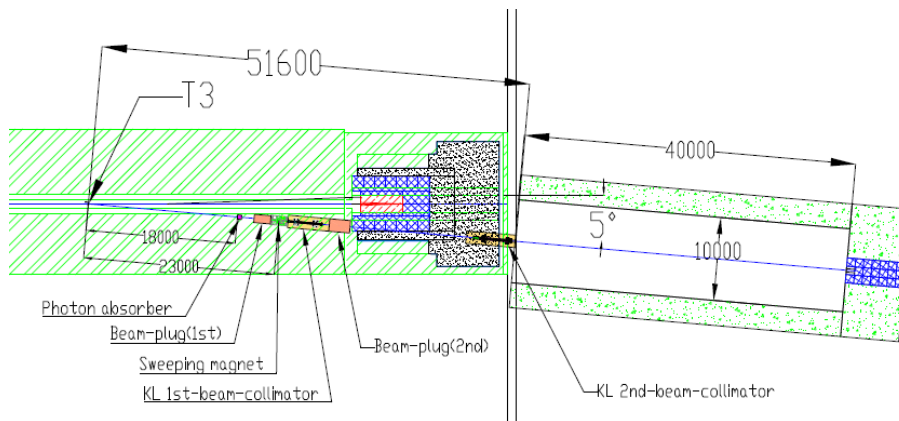


図 1.5: step2 のビームライン、検出器の配置案 [2]

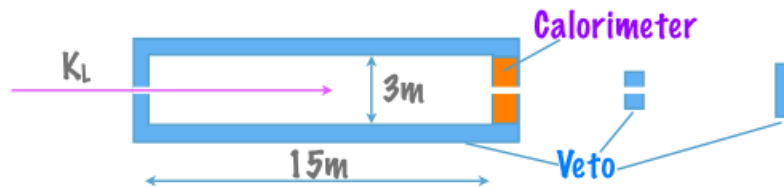


図 1.6: step2 の検出器アップグレード案

分岐比の測定精度  $\frac{\Delta BR}{BR}$  として統計誤差のみ考慮すると、シグナル数  $S$ 、背景事象数  $N$  を用いて

$$\frac{\Delta BR}{BR} = \frac{\sqrt{S+N}}{S} \quad (1.6)$$

と表せる。分岐比測定の統計誤差を小さくするためにはシグナル数が多いことはもちろん、背景事象が少ないことも必要になる。

本研究ではシグナル数を増やす方法として

- 検出器に入射する  $K_L$  数を増やすため  $K_L$  ビームの立体角を大きくする
- シグナルの収集率を高めるためカロリメータ半径を大きく、崩壊領域を長くする
- シグナルの収集率を高めるために図 1.7 のようにカロリメータ数を増やす

ことを考え、ビームの立体角、カロリメータ半径の大きさ、カロリメータ数の異なるさまざまな検出器形状に対して分岐比の測定精度を計算した。これらのパラメーターは基本的には数が多い程シグナル数が増え、分岐比の測定精度は上がる。しかしビーム立体角とカロリメータ数は大きくし過ぎてしまうと、背景事象が増大し、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の分岐比の測定精度は下がる。例えば  $K_L$  ビームの立体角を大きくすると、カロリメータのビームホールも大きくなり、そこを抜ける粒子が増えるが、Beam Hole Veto の検出効率が他のものよりも低いため、これらの粒子は検出される確率が他のものより低く、よって背景事象が増える。ビームの立体角、カロリメータ半径、カロリメータの数について、分岐比の測定精度が最も良くなる値を調べた。

さらにシグナル数を増やす方法としてバックスプラッシュによるシグナル損失を軽減させる検出器形状を考えた。バックスプラッシュとはカロリメータのシャワーの漏れが、上流に飛ぶ現象である。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  において、バックスプラッシュが veto 検出器で検出されると、シグナル事象であるのにシグナルと見なさ

れなくなる。より多くのシグナルを得るためには、バックスプラッシュの対策が必要である。KOTO 実験では、バックスプラッシュ対策として、Barrel Photon Veto のヒット時間  $T_{BPV}$  とカロリメータのヒット時間  $T_{Cal}$  の差  $T_{BPV} - T_{Cal}$  と Barrel Photon Veto の粒子ヒット z 位置  $Z_{BPV}$  の相関図から、 $K_L$  の崩壊からの粒子かバックスプラッシュかを判断する方法が考えられている。しかしバックスプラッシュと  $K_L$  の崩壊からの粒子の分布の一部が重なってしまうため、この方法で判別することは難しい。本研究では、この分布の重なりが小さくなる検出器形状を考えた。

最後にビームの立体角、カロリメータの大きさ、カロリメータの数の最適値とバックスプラッシュによるシグナル損失を軽減させる形状を考慮し、どのような形状が最適であるか結論づけた。

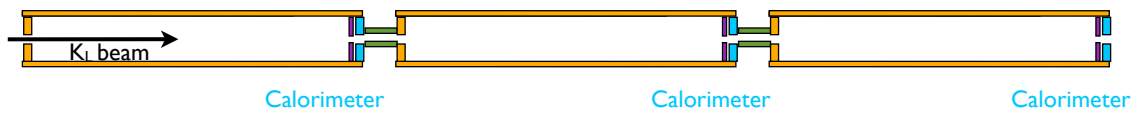


図 1.7: カロリメータ数を増やす

## 第2章 分岐比の測定精度の計算方法

この章では3章でおこなう分岐比の測定精度  $\frac{\Delta BR}{BR}$  の計算の方法を説明する。

### 2.1 分岐比の測定精度の計算方法

#### 2.1.1 計算原理

$\frac{\Delta BR}{BR}$  は式 (1.6) で表されるので、仮定する測定時間  $3 \times 10^7 \text{sec}$  で得られるシグナル数  $S$  と背景事象数  $N$  が分かれば良い。シグナル数  $S$  と  $K_L$  の崩壊モード  $i$  による背景事象数はそれぞれ、 $3 \times 10^7 \text{sec}$  での検出器入射  $K_L$  数  $n_{K_L}$ 、崩壊モード  $i$  の分岐比  $BR(i)$ 、検出器のアクセプタンス  $A_i$  (ここで定義するアクセプタンスは  $K_L$  の崩壊確率を含む) を用いて

$$S = n_{K_L} \times BR(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \times A_{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}} \quad (2.1)$$

$$N_i = n_{K_L} \times BR(i) \times A_i \quad (2.2)$$

と書くことができる。 $n_{K_L}$ 、 $A_i$  はモンテカルロシミュレーションを用いて計算し、この式を用いると  $\frac{\Delta BR}{BR}$  を求めることができる。以下この節では  $A_i$  の計算方法について説明する。

#### 2.1.2 モンテカルロシミュレーション

モンテカルロシミュレーションとは乱数を用いて、ある統計分布からサンプルを取り出し、これを繰り返すことで、近似解を導出する計算方法である。モンテカルロシミュレーションに基づくシミュレーションを行うため、Geant4 というパッケージを用いた。Geant4 では、例えば1つの粒子を検出器に入射させると粒子の崩壊や物質との相互作用が確率分布に従ってランダムに起こる。複数の粒子に対して行えば、粒子が検出器のどこに当たるか、どのような運動量を持っているかの分布を得ることができる。

#### 2.1.3 アクセプタンス計算方法

##### シグナルアクセプタンス

シグナルアクセプタンス  $A_{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}$  は、検出器に入射して  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  に崩壊する  $K_L$  のうち、 $2 \gamma$  がカロリメータで検出され、カットを通り、シグナルと見なされる事象数の割合である。これをシミュレーションを用いて計算する方法を説明する。

まずシミュレーションで検出器に入射させるすべての  $K_L$  を  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  に崩壊させる。検出器表面で粒子を止め、粒子の位置と運動量から、検出器の検出効率 (粒子の運動量の関数) を用いて、その粒子が検出される確率を計算する。カロリメータに  $2 \gamma$  ヒットがあった事象に対して  $2 \gamma$  が検出される確率  $W_k$  は

$$W_k = \epsilon_1 \epsilon_2 (1 - f_{12}) \quad (2.3)$$

と表せる。 $\epsilon_1, \epsilon_2$  は2つの $\gamma$ それぞれのカロリメータでの検出効率であり、 $f_{12}$  は2つが $\gamma$ のシャワーが混ざり1つの $\gamma$ にみえる (fusion) 確率である。 $f_{12}$  は2つの $\gamma$ の距離の関数で与えられ、 $f_{12}$  は距離が近いほど大きな値をもつ。

次にカロリメータに2 $\gamma$ ヒットがあった事象に対して、カロリメータの $\gamma$ のヒット位置とエネルギーを検出器の分解能でぼかし、実験で得られる位置やエネルギー情報を再現する。この情報に対して実際の実験同様のカットをおこなう。

カットで残った事象 $l$ 、シミュレーションで検出器に打ち込んだ $K_L$ 数 $n_{total}$ を用いて

$$A_{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}} = \frac{\sum_l W_l}{n_{total}} \quad (2.4)$$

と計算することができる。 $\sum_l W_l$ のシミュレーションの統計誤差 $\Delta(\sum_l W_l)$ について説明する。確率 $W$ がある $W$ の幅で区切り、 $n$ 番目の区間の $W$ の中心値を $\bar{W}_n$ 、その区間にある $W_l$ の事象数 $n_n$ とすると

$$\Delta(\sum_l W_l) \simeq \Delta(\sum_n \bar{W}_n n_n) \quad (2.5)$$

$$= \sqrt{\sum_n \left( \frac{\partial \sum_m \bar{W}_m n_m}{\partial n_n} \right)^2 \Delta n_n^2} \quad (2.6)$$

$$= \sqrt{\sum_n \bar{W}_n^2 n_n} \quad (2.7)$$

$$= \sqrt{\sum_l W_l^2} \quad (2.8)$$

$$(2.9)$$

となる。

## 背景事象のアクセプタンス

背景事象のアクセプタンスの計算原理はシグナルのものと同様であるが、少し複雑になる。

まず、2 $\gamma$ がカロリメータにあたる場合、ある事象が「カロリメータに2 $\gamma$ とそれ以外なにもない」状態にみえる確率 $W_k$ は

$$W_k = \epsilon_1 \epsilon_2 (1 - f_{12}) \prod_j \bar{\epsilon}_j \quad (2.10)$$

となる。 $\epsilon_1, \epsilon_2, f_{12}$ は式(4.1)と同様である。 $j$ はここでは2つの $\gamma$ 以外の粒子で、 $\bar{\epsilon}_j$ は粒子 $j$ が検出されない確率を表す。

次に3つの $\gamma$ がカロリメータに当たる場合、「カロリメータに2 $\gamma$ とそれ以外なにもない」状態にみえる状況は

- 2つの $\gamma$ は検出され、1つの $\gamma$ は検出されない
- 2つの $\gamma$ が fusion して1つに見え、もう1つの $\gamma$ は検出される

の2通りある。よって $W_k$ は

$$W_k = \sum_{(a,b,c)=(1,2,3)} \frac{1}{2} \epsilon_a \epsilon_b \bar{\epsilon}_c (1 - f_{ab}) \prod_j \bar{\epsilon}_j + \sum_{(a,b,c)=(1,2,3)} \frac{1}{2} \epsilon_a \epsilon_b \epsilon_c f_{ab} (1 - f_{bc})(1 - f_{ca}) \prod_j \bar{\epsilon}_j \quad (2.11)$$

となる。4つ以上の $\gamma$ がカロリメータに当たる場合も同様に計算することができる。

あとはシグナルアクセプタンスの計算と同様に

$$A_i = \frac{\sum_l W_l}{n_{total}} \quad (2.12)$$

とすれば崩壊形式 $i$ のアクセプタンス $A_i$ が計算できる。

## 2.2 仮定する実験環境

3章で  $\frac{\Delta BR}{BR}$  を計算するために必要な step2 の実験環境のパラメータについて説明する。

### 2.2.1 $K_L$ ビーム

#### $K_L$ ビームライン

ビームラインは図 2.1 の形状を仮定した。ターゲットから 4m 地点に 7cm の鉛アブソーバーがあり 30m 地点が検出器入り口となっている。鉛のアブソーバーは  $K_L$  ビームに含まれる  $\gamma$  を減らすために置かれている。ビームは正方形の形を仮定した。

図 1.5 に示す step2 のアップグレード案ではビームラインの長さが 50m となっているが、本研究では 30m を仮定する。ビームラインを短くすることには、検出器で崩壊する  $K_L$  数が多くなる、カロリメータの位置でのビームが細くなるなどの利点がある。

#### ビームのパラメータ

3章のシミュレーションではビームパラメータとして表 2.1 の値を用いた。

項目	値
beam power	109kW
proton energy	30GeV
proton intensity	$7.5 \times 10^{13}/\text{spill}$
Spill length / Beam repetition	0.7s/3.3s
Target	Ni(1 $\lambda$ )
Absorber	Pb(7cm)
Extraction angle	5°

3章でおこなうシミュレーションは検出器入り口から  $K_L$  を入射させるので、検出器入り口での運動量分布、 $K_L$  数が必要である。 $K_L$  ビームライン上、ターゲットから 1m 地点での運動量分布、 $K_L$  数は KOTO collaborater によってシミュレーションで調べられている。図 2.2 はその結果で、陽子ビーム軸から  $(5 \pm 0.25)^\circ$  方向、ターゲットから 1 m 地点での  $K_L$  ビームの運動量分布である。またこのシミュレーションから、ターゲットから 1m 地点の  $K_L$  数は  $(3.82 \pm 0.03) \times 10^{-1}/\text{sr/proton}$  であることが分かっている。本研究では、この結果を用いてシミュレーションを行い検出器入り口での運動量分布、 $K_L$  数を求めた。以下、行ったシミュレーションとその結果を述べる。

- シミュレーション

$K_L$  ビームラインは図 2.1 を仮定した。ビームの形は、ターゲットから  $2\mu\text{sr}$  で広がる正方形とした。 $K_L$  ビームライン上の、ターゲットから 1m 地点から、 $10^4$  個の  $K_L$  を打ち込み、検出器入り口でターゲットから  $2\mu\text{sr}$  で広がる正方形に入る  $K_L$  の運動量分布と数を得る。打ち込む  $K_L$  の運動量分布は図 2.2 を用いた。

- シミュレーション結果

検出器入り口での運動量分布は図 2.3 のようになった。また検出器入り口でターゲットから  $2\mu\text{sr}$  で広がる正方形に入った  $K_L$  の数は  $(3.94 \pm 0.06) \times 10^3$  となった。

- 検出器入り口での運動量分布、 $3 \times 10^7 \text{sec}$  での検出器入射  $K_L$  数

シミュレーション結果の運動量分布を関数でフィットし、この関数を3章で行うシミュレーションで用いた。

またシミュレーション結果から、ターゲットから1m地点から検出器入り口で  $K_L$  数は  $0.394 \pm 0.006$  倍になることが分かった。ここから検出器入り口での  $K_L$  数  $(1.50 \pm 0.01) \times 10^{-1} / \text{sr} / \text{proton}$  を得た。この値から、シグナル数と背景事象数の計算(式(2.1)、(2.2))に用いる  $3 \times 10^7 \text{sec}$  での検出器入射  $K_L$  数  $n_{K_L}$

$$n_{K_L} = \text{proton intensity} \times \frac{\text{測定時間}}{\text{beam repetition}} \times 0.15 / \text{sr} / \text{proton} \times \text{ビーム立体角} \quad (2.13)$$

$$= 1.02 \times 10^{14} \times \text{ビーム立体角} / \mu\text{sr} \quad (2.14)$$

を得た。

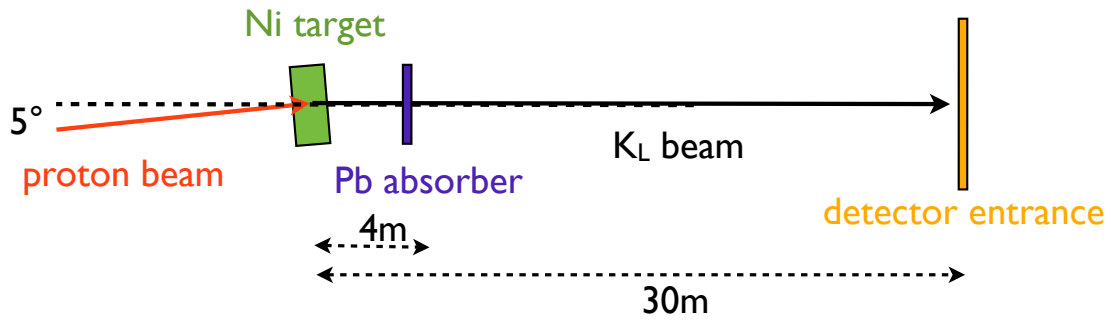


図 2.1: 仮定するビームライン

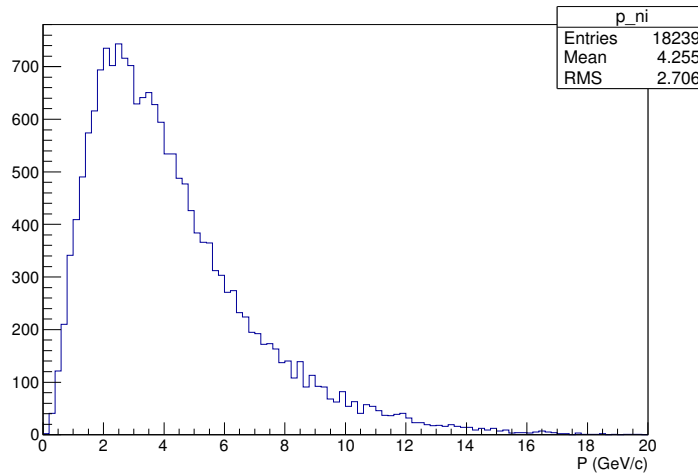


図 2.2: ターゲットから1m地点での  $K_L$  ビームの運動量分布

## 2.2.2 検出器

検出器は図 2.4 に示す形状を仮定した。Veto 検出器は step1 の検出器を参考に、Barrel Photon Veto、Charged Veto、Collar Counter、Beam Hole Veto を置いた。3章ではカロリメータの半径  $R$  や検出器



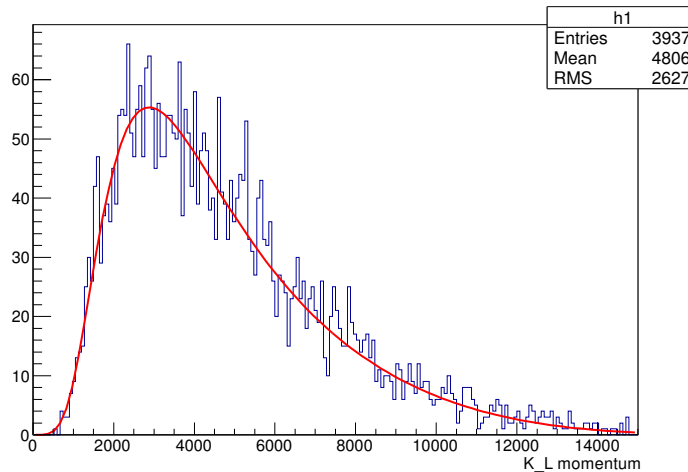


図 2.3: ターゲットから 30m 地点での  $K_L$  ビームの運動量分布。赤線はフィットした関数。関数は  $y = p_0 \exp\left(\frac{(x-p_1)^2}{2p_2(1-(p_3+p_4x)(x-p_1))}\right)$ 。

入り口からカロリメータまでの距離  $L$  を変更するが、検出器の入り口から Beam Hole Veto まで 40m の長さは固定した。これは図 1.5 のビームライン、検出器の配置案から、それ以上検出器を長くすることは困難だと考えたからである。カロリメータのビームホールの直径はカロリメータの  $z$  位置でのビームの対角線の長さの  $\frac{4}{3}$  倍と決めた (図 2.5)。カロリメータを置く  $z$  位置によって、カロリメータの位置でのビームサイズが変わることを考慮している。

前述した通り、アクセプタンスの計算には検出器の検出効率が必要である。検出効率は step1 の実験装置を仮定して計算された値 (図 2.7 から図 2.10) を仮定した。

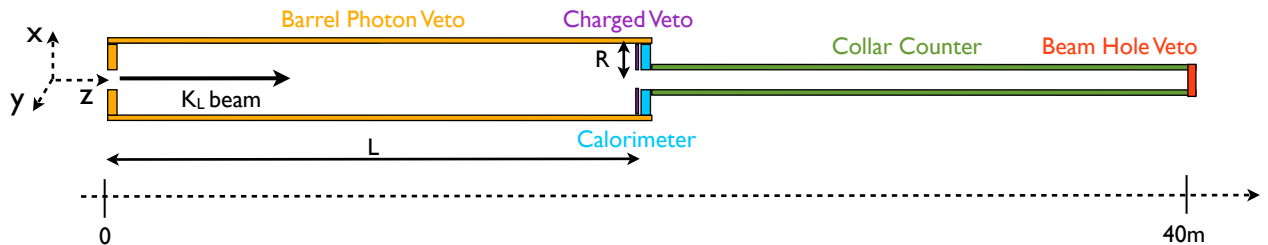


図 2.4: 仮定する step2 の検出器

### 2.3 仮定する実験のカット

カットは step1 で行われているカットをもとに仮定した。ここでは各カット項目について説明する。以後、座標系は図 2.4 のとおり、ビーム軸方向を  $z$  軸、ビーム軸垂直方向を  $x$ 、 $y$  軸とする。原点はビーム軸上、検出器の入り口の点とする。図 2.11 から図 2.18 は、それぞれのカット項目でのシグナルの分布である。この分布は、 $R = 1.5\text{m}$ 、 $L = 15\text{m}$  とした図 2.4 の検出器、ビーム立体角  $8\mu\text{sr}$  を仮定したときのシミュレーション結果である。

- $E_\gamma$  cut

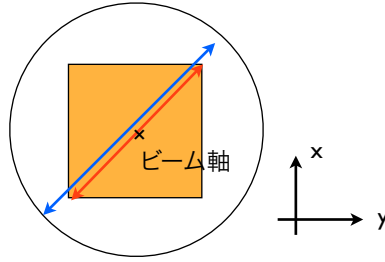


図 2.5: カロリメータのビームホールの決め方。青線がビームホール直径の長さ、赤線がカロリメータの  $z$  位置でのビームの対角線の長さ。ビームホール直径はカロリメータの  $z$  位置でのビームの対角線の長さの  $\frac{4}{3}$  倍とする。

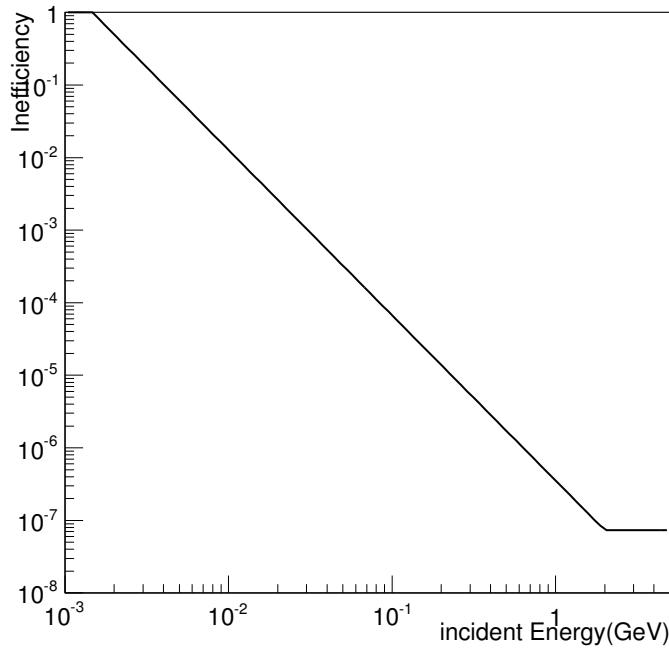


図 2.6: カロリメータの  $\gamma$  非検出効率

カロリメータでの  $\gamma$  のエネルギー  $E_\gamma > 0.1\text{GeV}$  を要求する。  $K_L$  ビームに混ざる  $\gamma$  のヒットを落とすためである。

- Calorimeter fiducial cut

カロリメータの  $\gamma$  ヒット位置の  $z$  軸からの距離  $R_{xy}$  について、  $R_{min} < R_{xy} < R_{max}$  を要求する。  $R_{min}$  はカロリメータのビームホールの 5cm 外側、  $R_{max}$  はカロリメータ半径の 5cm 内側とする。これはカロリメータのシャワーの漏れにより  $E_\gamma$  の分解能が悪くなることを防いでいる。

- Two- $\gamma$  distance cut

2つの  $\gamma$  のカロリメータ上で距離  $D$  について、  $D > 30\text{cm}$  であることを要求する。これは2つの  $\gamma$  のシャワーが混ざりエネルギーの分解能が悪くなることを防いでいる。

- Vertex cut

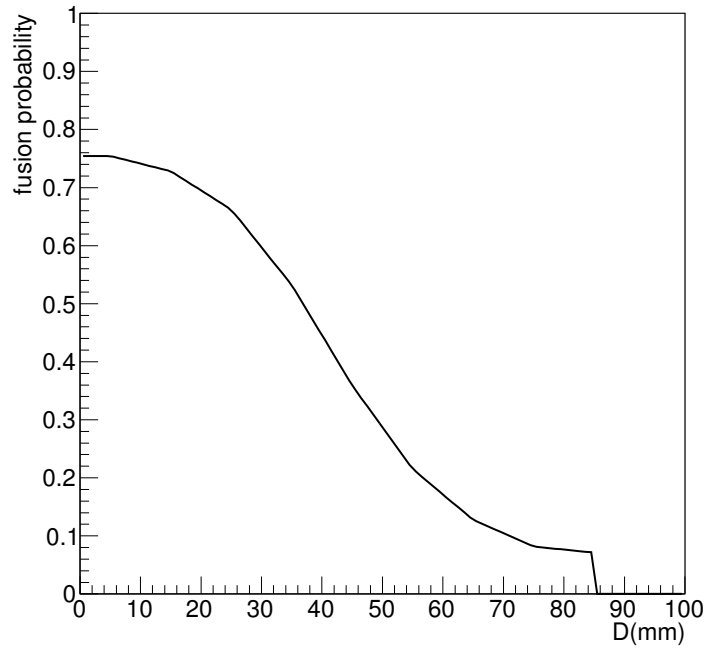


図 2.7: 2つの  $\gamma$  のシャワーが混ざり 1つの  $\gamma$  にみえる確率  $f_{12}$

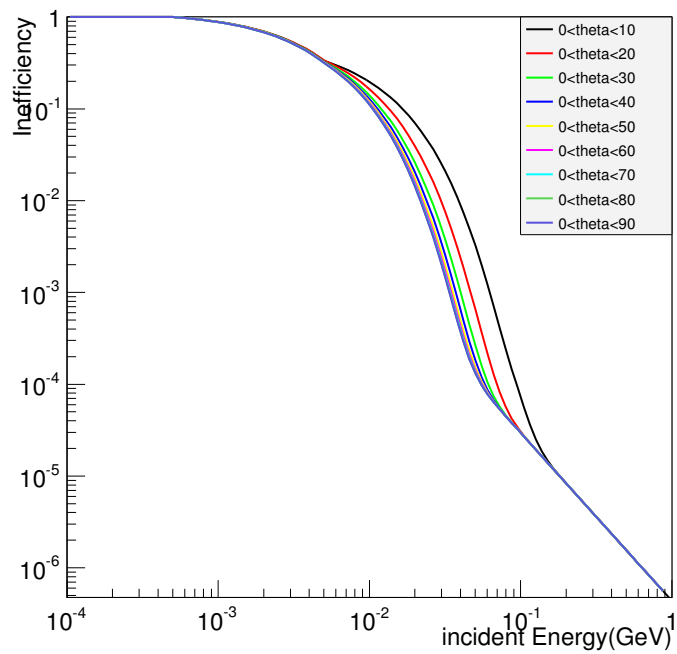


図 2.8: Barrel Photon Veto の  $\gamma$  非検出効率。Barrel Photon Veto に入射する粒子の角度によって異なる色でプロットしている。theta=90° は Barrel Photon Veto に対して垂直に入射することを表す。

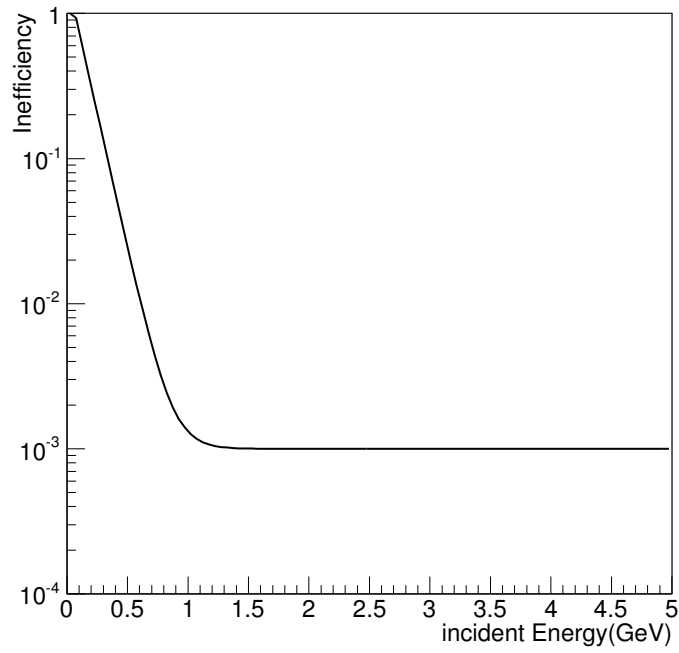


図 2.9: Beam Hole Veto の  $\gamma$  非検出効率

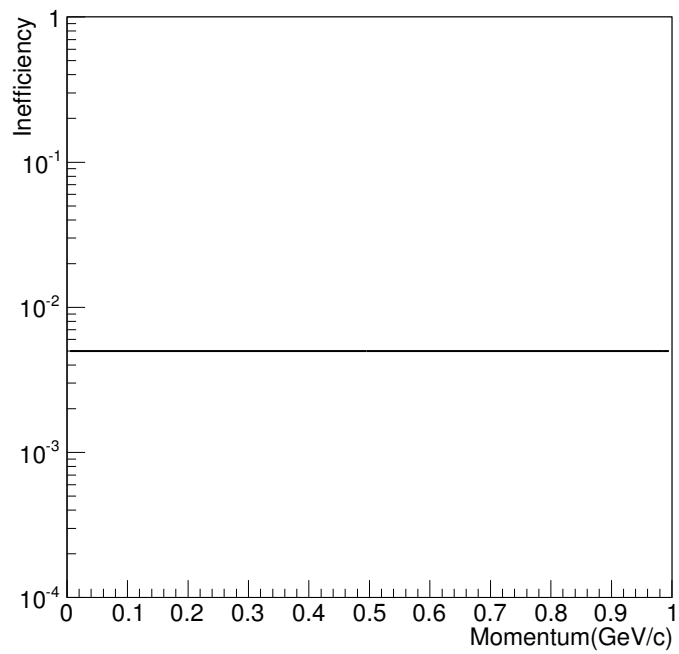


図 2.10: Beam Hole Veto の  $\pi^+, \pi^-$  の非検出効率

再構成した  $\pi^0$  の崩壊点  $Z_{REC}$  について  $1m < Z_{REC} < Z_{max}$  を要求する。中性子が検出器の入り口に当たり  $\pi^0$  を生成し背景事象になりえるので、下限は検出器入り口より下流側になっている。  $Z_{max}$  は  $\frac{\Delta BR}{BR}$  が良くなるよう、検出器形状によって変更した。

- $P_T$  cut

再構成した  $\pi^0$  の横運動量  $P_T$  について  $P_{Tmin} < P_T < 250\text{MeV}/c$  を要求する。  $P_{Tmin}$  は  $\frac{\Delta BR}{BR}$  が良くなるよう、検出器形状によって変更した。

- $E - \theta$  cut

カロリメータにヒットした  $\gamma$  のエネルギー  $E_\gamma$  と入射角  $\theta$  の積について  $E_\gamma\theta > 25000\text{MeV deg}$  を要求する。これにより odd-pair の背景事象を減らせる。

- $E_{ratio}$

2つの  $\gamma$  のエネルギーについて、大きい方のエネルギーと小さい方のエネルギーの比が0.2以上であることを要求する。これにより odd-pair の背景事象を減らせる。

- $E_{total}$

2つの  $\gamma$  のエネルギーについて、その和が0.5GeV以上であることを要求する。カロリメータより下流で生成された  $\pi^0$  による背景事象を減らせる。

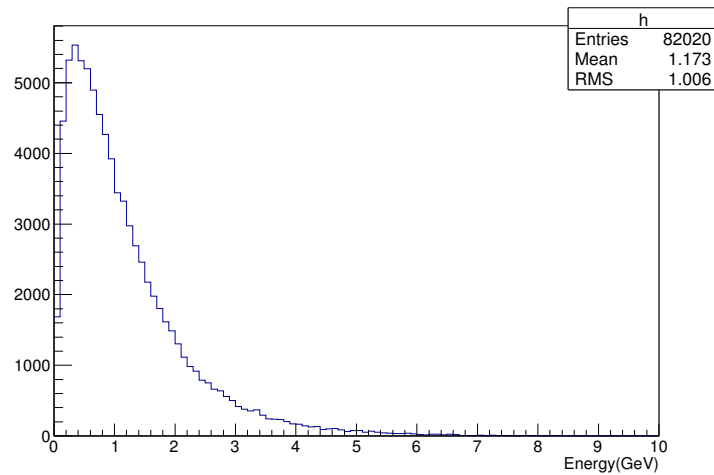


図 2.11: シグナルの  $E_\gamma$  分布

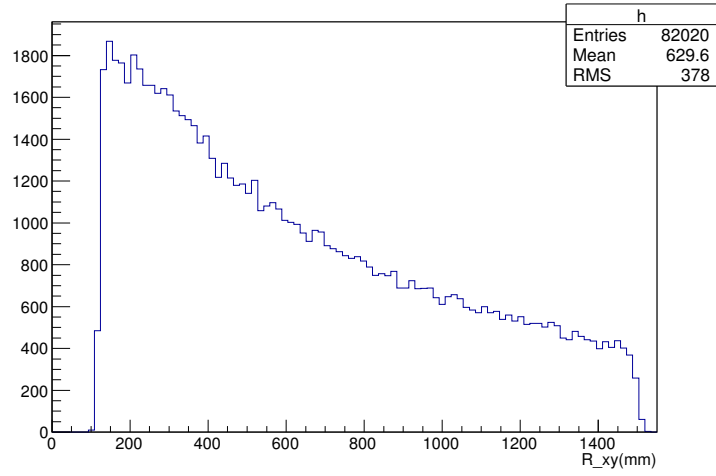


図 2.12: シグナルの  $R_{xy}$  分布

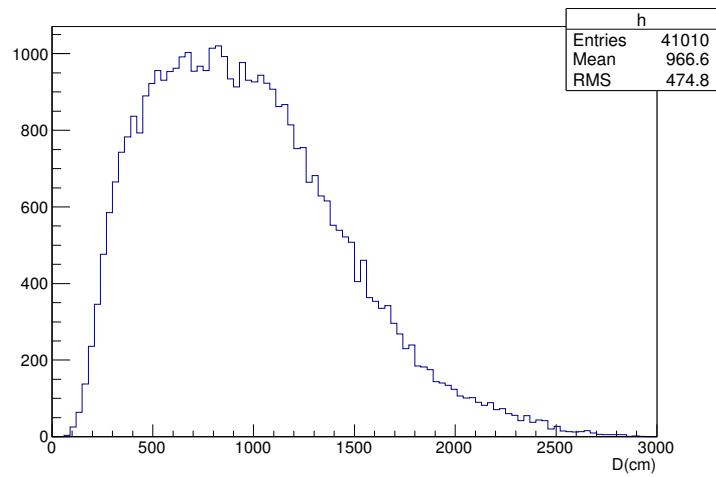


図 2.13: シグナルのカロリメータ上で距離  $D$  分布

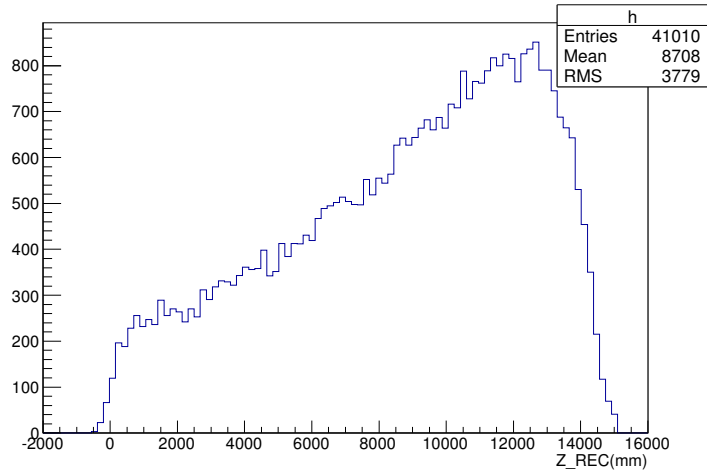


図 2.14: シグナルの再構成した  $\pi^0$  の崩壊点  $Z_{REC}$  分布

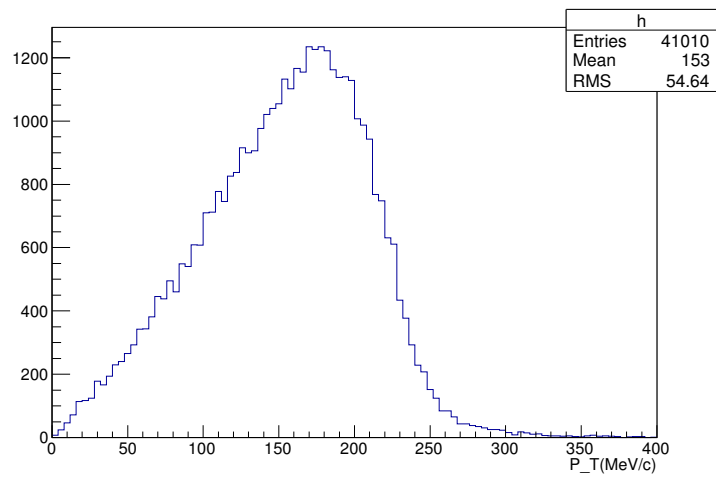


図 2.15: シグナルの再構成した  $\pi^0$  の横運動量  $P_T$  分布

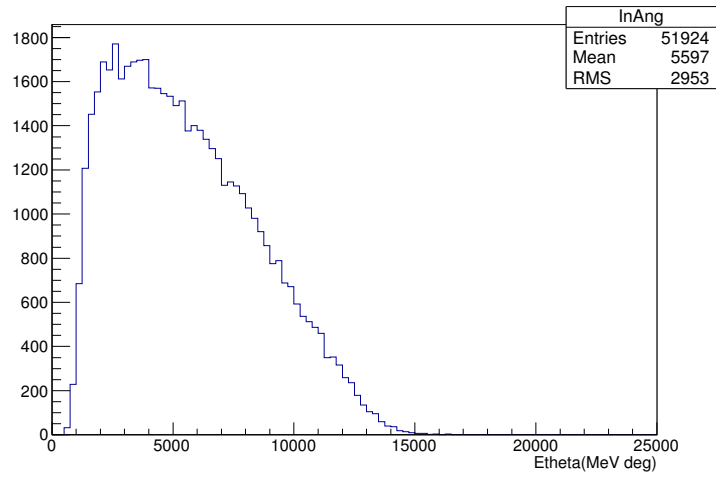


図 2.16: シグナルの  $\gamma$  のエネルギー  $E_\gamma$  と入射角  $\theta$  の積の分布

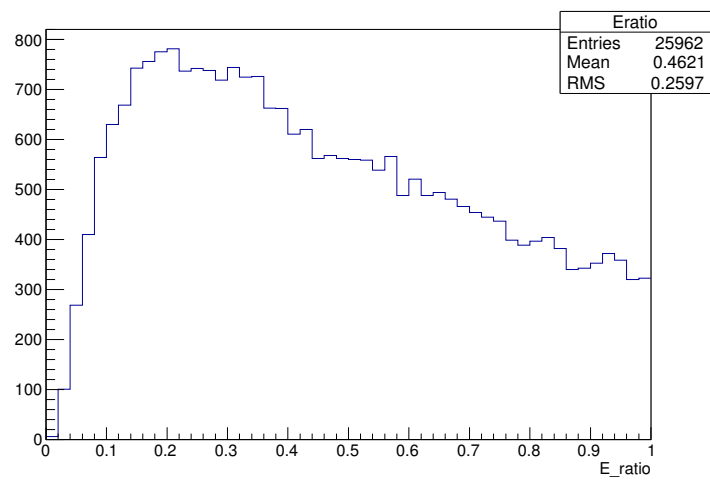


図 2.17: シグナルの 2つの  $\gamma$  のエネルギーの大きい方のエネルギーと小さい方の比の分布



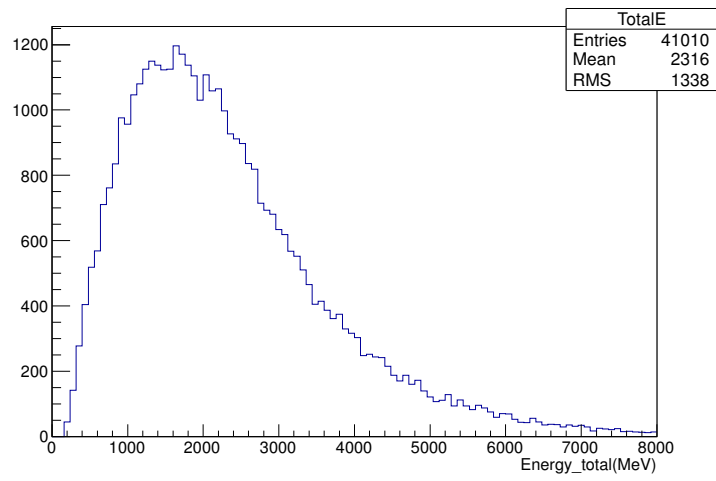


図 2.18: シグナルの2つの $\gamma$ のエネルギーの和の分布

## 第3章 ビーム立体角、カロリメータ半径、カロリメータ数の最適化

この章では  $\frac{\Delta_{BR}}{BR}$  が最も小さくなる、ビーム立体角  $\Omega$ 、カロリメータ半径  $R$ 、カロリメータ数  $N$  を考える。

### 3.1 背景事象が増える原因

$\frac{\Delta_{BR}}{BR}$  を計算するには、式 (1.6) から分かるように、シグナル数、背景事象数を計算する必要がある。背景事象は  $K_L$  の他の崩壊によるものや中性子由来のものがあるが、この章では  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 、 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  のみ考慮した。この2つの崩壊は KOTO 実験の主な背景事象の原因である。

この章ではビーム立体角を大きく、また、崩壊領域を長くし、シグナル数を増やすことを考えるが、これらの操作は背景事象を増やす原因にもなりうる。以下その理由を述べる。

- カロリメータのビームホールが大きくなる

ビーム立体角を大きくすると、ビームが太くなるため、ビームホールは大きくなる。また崩壊領域を長くする場合も、カロリメータはターゲットから遠くなるので、カロリメータの位置ではビームが太くなりビームホールは大きくなる。カロリメータのビームホールが大きくなると、Beam Hole Veto に当たる粒子が増える。Beam Hole Veto はビーム上に置かれ、他の veto 検出器よりも検出効率が低いので、ここに当たる粒子が増えると背景事象が増える。よってカロリメータのビームホールが大きくなると背景事象が増える。

- カロリメータと Beam Hole Veto 間の距離が短くなる

本研究では検出器の全長を固定しているので、崩壊領域を長くするとカロリメータと Beam Hole Veto 間の距離が短くなる。カロリメータと Beam Hole Veto 間の距離が短いと図 3.1 のように Beam Hole Veto に当たる粒子が増える。よって背景事象が増える。

- ビームが太くなり  $\pi^0$  の  $P_T$  の分解能が悪くなる

KOTO 実験では前述したとおり、 $K_L$  が  $z$  軸で崩壊したと仮定して再構成をおこなっている。よってビームが太くなると  $P_T$  の精度が悪くなり、シグナル領域にしみ出す事象数が増え、背景事象数が増える。ビームの立体角を大きくする場合や、崩壊領域を長くする場合、ビームが太くなるので背景事象が増える。

### 3.2 ビーム立体角を大きくする

この節では、ビーム立体角  $\Omega$  を大きくすると、シグナル数、背景事象数はどのように変化するか述べる。また  $\frac{\Delta_{BR}}{BR}$  の計算結果を示す。

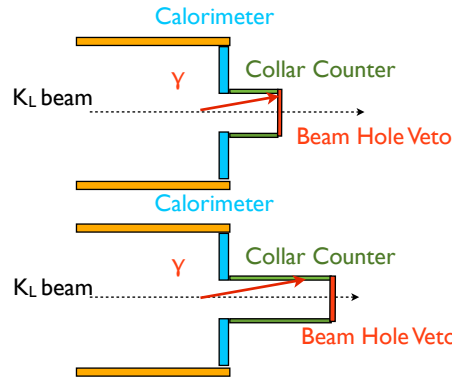


図 3.1: カロリメータと Beam Hole Veto 間の距離が短くなると、Beam Hole Veto に当たる粒子数が増える。上の検出器のカロリメータと Beam Hole Veto 間の距離は、下の検出器より短い。下の検出器では Collar Counter に当たっている粒子は上の検出器では Beam Hole Veto に当たる。

### 3.2.1 検出器形状

2.2.2 節で述べた検出器を仮定した。カロリメータ半径は  $R = 1.5\text{m}$ 、検出器入り口とカロリメータ間の長さは  $L = 15\text{m}$  とした。

### 3.2.2 ビーム立体角によるシグナル数の変化

#### シミュレーション

ビーム立体角  $\Omega$  が  $8, 10, 12, 14, 16\mu\text{sr}$  のそれぞれの場合について  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  のシミュレーションを行った。打ち込んだ  $K_L$  数は  $1 \times 10^7$  である。

カットは 2.3 節で述べたものを用いた。vertex cut は  $1\text{m} < Z_{REC} < 15\text{m}$ 、 $P_T$  cut は  $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$  とした。

#### シミュレーション結果

図 3.2 はビーム立体角  $\Omega$  とシグナルアクセプタンスの関係を示す。ビーム立体角  $\Omega$  が大きい程、アクセプタンスが小さくなっている。これはビーム立体角  $\Omega$  が大きくなると、カロリメータのビームホールも大きくなり、その分  $\gamma$  のヒット数が減るからである。図 3.3 は  $2\gamma$  ヒットがあったときの、カロリメータ上の  $\gamma$  の R 位置分布である。打ち込んだ  $K_L$  数は  $1 \times 10^7$  である。青色が  $8\mu\text{sr}$ 、赤色が  $14\mu\text{sr}$  のときの結果を示しているが、 $14\mu\text{sr}$  のものの方がイベント数が少なくなっている。

シグナルアクセプタンスから測定時間  $3 \times 10^7\text{sec}$  でのシグナル数を計算すると図 3.4 のようになった。ビーム立体角  $\Omega$  が大きくなるとシグナル数が増加している。検出器入射  $K_L$  の数の増加がアクセプタンスの減少を上回るからである。

### 3.2.3 ビーム立体角による S/N の変化

#### シミュレーション

ビーム立体角  $\Omega$  が  $8, 10, 12, 14, 16\mu\text{sr}$  のそれぞれの場合について  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 、 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  のシミュレーションをした。カットは  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の場合と同じにしている。

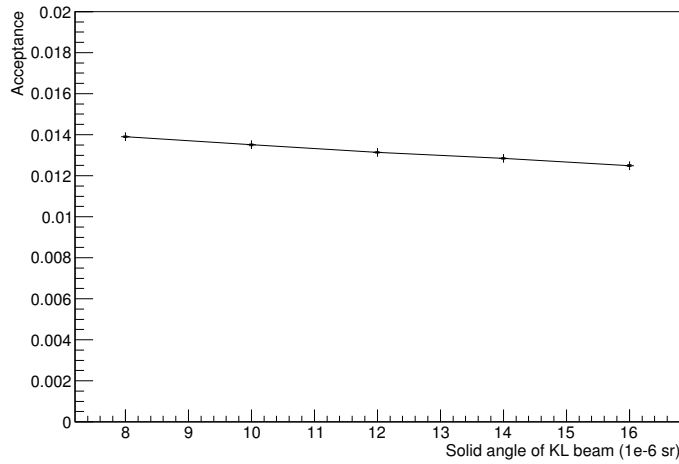


図 3.2: ビーム立体角  $\Omega$  とシグナルアクセプタンスの関係。カロリメータ半径は  $R = 1.5\text{m}$ 。vertex cut は  $1\text{m} < Z_{REC} < 15\text{m}$ 、 $P_T$  cut は  $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$  とした場合。

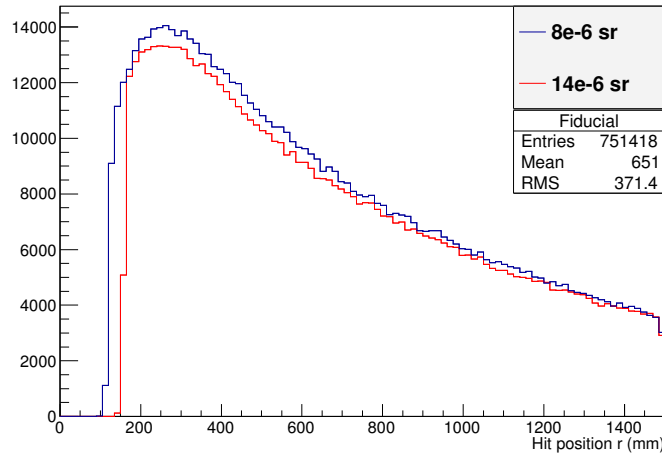


図 3.3: カロリメータ上のヒット位置  $R_{xy}$  (mm)。 $2\gamma$  ヒットイベントのみプロットした。カロリメータ半径は  $R = 1.5\text{m}$ 。青線がビーム立体角  $\Omega = 8\mu\text{sr}$  の場合を表し、赤線がビーム立体角  $\Omega = 14\mu\text{sr}$  の場合を表す。同数の  $K_L$  を打ち込んだ結果である。ビーム立体角  $\Omega = 14\mu\text{sr}$  の場合の方がイベント数が少ないのはビーム立体角  $\Omega = 14\mu\text{sr}$  の場合の方がビームホールが大きく、その分  $\gamma$  のヒット数が減るからである。

### シミュレーション結果

- $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$

図 3.5 に  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  のアクセプタンスとビーム立体角  $\Omega$  の関係を示す。ビーム立体角  $\Omega$  が大きくなるほど、アクセプタンスも大きくなっている。これは、ビーム立体角  $\Omega$  が大きくなり、カロリメータのビームホールが大きくなることにより、Beam Hole Veto に当たる粒子が増え、検出されないの粒子が増えるからである。測定時間  $3 \times 10^7 \text{sec}$  での  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  の背景事象数は図 3.6 のようになる。

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

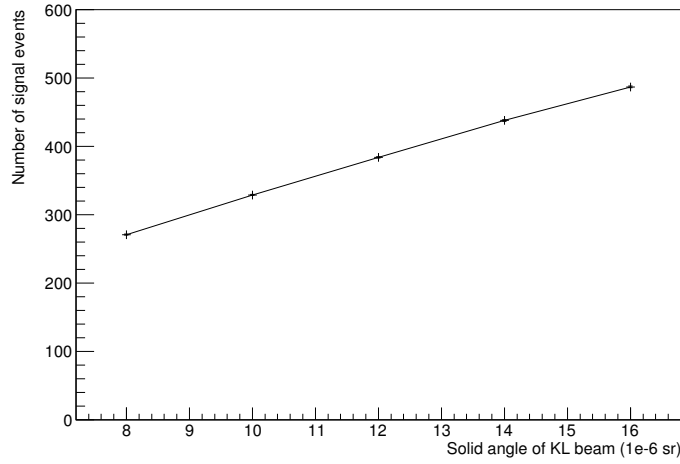


図 3.4:  $3 \times 10^7$ sec でのシグナル数とビーム立体角  $\Omega$  の関係。カロリメータ半径は  $R = 1.5$ m。vertex cut は  $1\text{m} < Z_{REC} < 15\text{m}$ 、 $P_T$  cut は  $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$  とした場合。

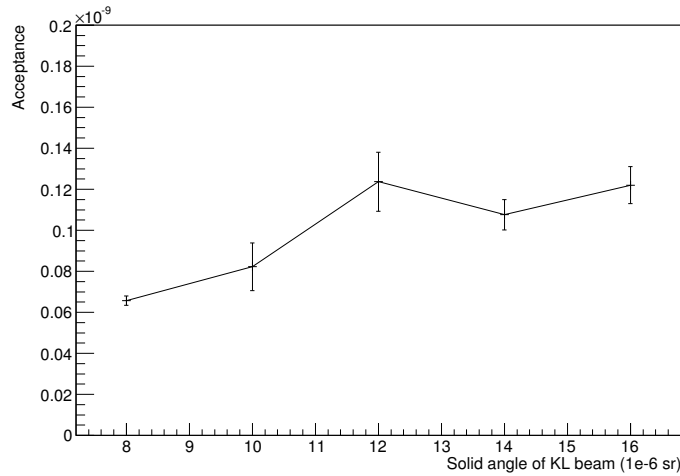


図 3.5:  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  のアクセプタンスとビーム立体角  $\Omega$  の関係。カロリメータ半径は  $R = 1.5$ m。vertex cut は  $1\text{m} < Z_{REC} < 15\text{m}$ 、 $P_T$  cut は  $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$  とした場合。

図 3.7 に  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  のアクセプタンスとビーム立体角  $\Omega$  の関係を示す。 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  同様、立体角  $\Omega$  が大きくなるほど、アクセプタンスも大きくなっている。

これはビーム立体角  $\Omega$  が大きくなるほど、Beam Hole Veto に当たる粒子の数が増えることと、 $P_T$  の分解能が大きくなることが原因であると考えられる。例として  $\Omega = 8\mu\text{sr}$  と  $\Omega = 14\mu\text{sr}$  の場合を比べる。図 3.8 は vertex cut、 $P_T$  cut 以外のカットをした後の再構成した  $\pi^0$  の崩壊点  $Z_{REC}$  と横運動量  $P_T$  の相関図である。事象数でプロットしているので、ここではイベントの重みを考慮していない。 $\Omega = 14\mu\text{sr}$  の方が  $P_T$  の分解能が大きいため、シグナル領域に入る事象数は  $\Omega = 14\mu\text{sr}$  の場合の方が  $\Omega = 8\mu\text{sr}$  の場合に比べ、約 20% 多くなっていた。また図 3.9 は vertex cut、 $P_T$  cut 以外のカットをした後の再構成した  $\pi^0$  の崩壊点  $Z_{REC}$  と横運動量  $P_T$  の相関図で、イベントの重みでプロットしたものである。 $\Omega = 14\mu\text{sr}$  の方がシグナル領域に W の大きな点が多くなっている。Beam Hole Veto に当たる粒子の数が増えることと、 $P_T$  の分解能が大き

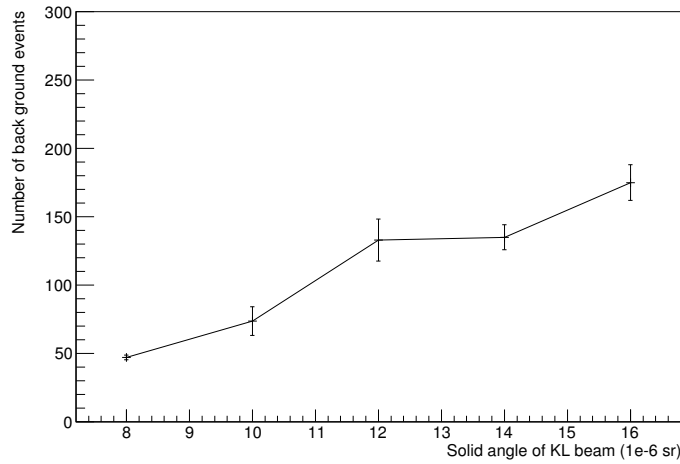


図 3.6:  $3 \times 10^7 \text{sec}$  での  $\pi^0\pi^0$  背景事象とビーム立体角  $\Omega$  の関係。カロリメータ半径は  $R = 1.5\text{m}$ 。vertex cut は  $1\text{m} < Z_{REC} < 15\text{m}$ 、 $P_T$  cut は  $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$  とした場合。

くなることが原因で  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  のアクセプタンスは  $\Omega = 8\mu\text{sr}$  から  $\Omega = 14\mu\text{sr}$  で7倍近くになったと考える。(図 3.7)

アクセプタンスから測定時間  $3 \times 10^7 \text{sec}$  での  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  の背景事象数を計算すると、図 3.10 のようになった。

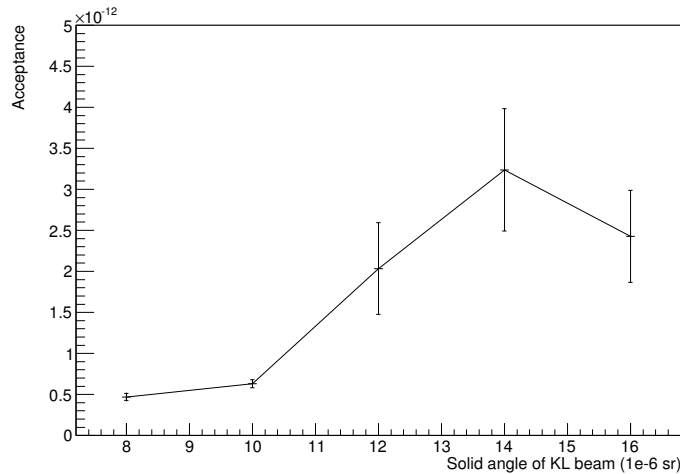


図 3.7:  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  のアクセプタンスとビーム立体角  $\Omega$  の関係。カロリメータ半径は  $R = 1.5\text{m}$ 。vertex cut は  $1\text{m} < Z_{REC} < 15\text{m}$ 、 $P_T$  cut は  $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$  とした場合。

### 3.2.4 ビーム立体角による分岐比の測定精度の変化

ビーム立体角  $\Omega$  が 8, 10, 12, 14, 16  $\mu\text{sr}$  のそれぞれの場合での  $\frac{\Delta BR}{BR}$  の計算について述べる。 $\frac{\Delta BR}{BR}$  はシグナル数、背景事象数から計算できるが、シグナル数、背景事象数は vertex cut や  $P_T$  cut の値の取り方によ

り大きく異なる。そこでここでは、vertex cut は  $1\text{m} < Z_{REC} < 12\text{m}$  と  $1\text{m} < Z_{REC} < 15\text{m}$  の 2 パターン、 $P_T$  cut は下限値が 120, 130, 140, 150, 160 MeV/c の 5 パターンを試し、最も  $\frac{\Delta BR}{BR}$  がよくなるカットの値を選んだ。vertex cut の上限値を小さくすることは、カロリメータ直前で崩壊した  $K_L$  による粒子がビームホールを抜けることによる背景事象を減らすのに有効である。また  $\pi^+\pi^-\pi^0$  の  $\pi^0$  の  $P_T$  は 133 MeV/c までしかとらないため、 $P_T$  cut の下限値を大きくすることによって  $\pi^+\pi^-\pi^0$  を減らすことができる。図 3.11 と図 3.12 はビーム立体角  $\Omega = 14\mu\text{sr}$  の場合の、 $P_T$  cut の下限値とシグナル数、背景事象数の関係を示す。図 3.11 は vertex cut が  $1\text{m} < Z_{REC} < 15\text{m}$  のもので、図 3.12 は vertex cut が  $1\text{m} < Z_{REC} < 12\text{m}$  のものである。また図 3.13 は  $P_T$  cut の値と  $\frac{\Delta BR}{BR}$  の関係を示す。

表 3.1 に  $\frac{\Delta BR}{BR}$  が最も良くなるカットの値とそのときの  $\frac{\Delta BR}{BR}$  を示す。

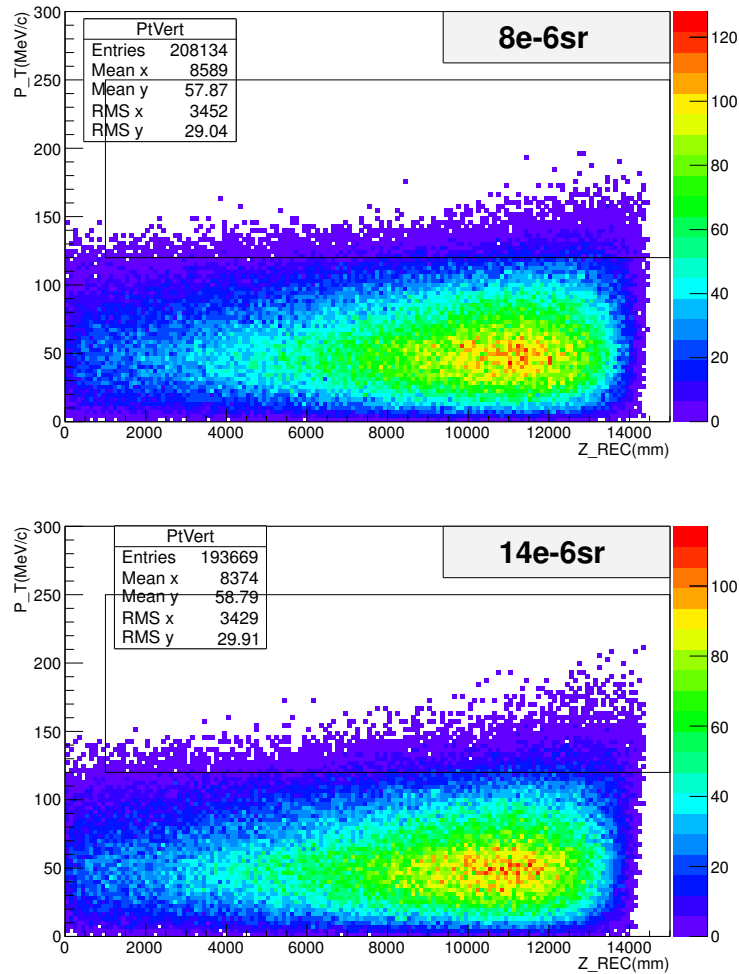


図 3.8:  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  における、再構成した  $\pi^0$  の崩壊点  $Z_{REC}$  と横運動量  $P_T$  の相関。カロリメータ  $R = 1.5\text{m}$  の検出器、ビーム立体角  $\Omega = 8\mu\text{sr}, 14\mu\text{sr}$  の場合。vertex cut、 $P_T$  cut 以外のカットをした後の事象数でプロットした。四角形の範囲はシグナル領域である。

表 3.1:  $\frac{\Delta BR}{BR}$  が最も良くなるカットの値と  $\frac{\Delta BR}{BR}$

項目\ビーム立体角	$\Omega = 8\mu\text{sr}$	$\Omega = 10\mu\text{sr}$	$\Omega = 12\mu\text{sr}$	$\Omega = 14\mu\text{sr}$	$\Omega = 16\mu\text{sr}$
vertexcut 上限値	15m	15m	15m	15m	15m
$P_T$ 下限値	130MeV/c	130MeV/c	140MeV/c	150MeV/c	160MeV/c
$\pi^0\pi^0$	$42 \pm 2$	$65 \pm 10$	$82 \pm 8$	$76 \pm 6$	$72 \pm 6$
$\pi^+\pi^-\pi^0$	$18 \pm 3$	$34 \pm 4$	$27 \pm 1$	$24 \pm 3$	$18 \pm 2$
背景事象数合計	$60 \pm 3$	$100 \pm 11$	$109 \pm 8$	$100 \pm 7$	$90 \pm 6$
シグナル数	$252 \pm 1$	$307 \pm 1$	$330 \pm 1$	$341 \pm 1$	$334 \pm 1$
$\frac{\Delta BR}{BR}$	$7.01 \pm 0.04\%$	$6.56 \pm 0.09\%$	$6.35 \pm 0.06\%$	$6.16 \pm 0.04\%$	$6.16 \pm 0.05\%$

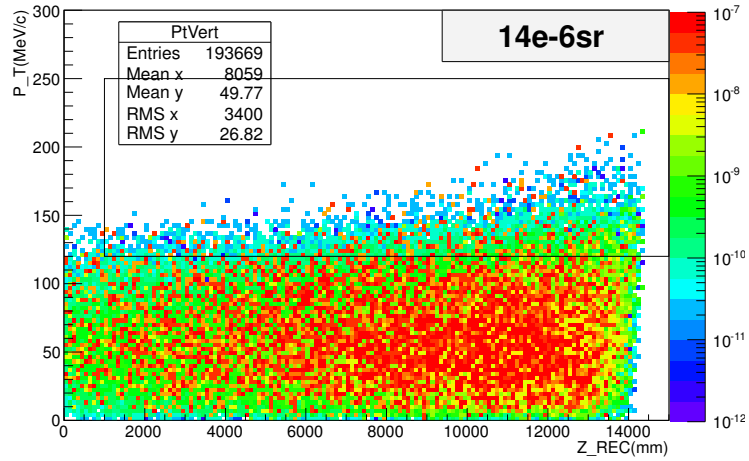
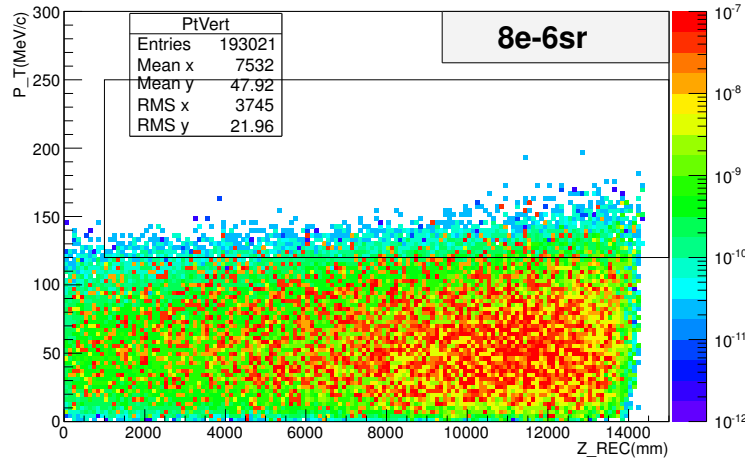


図 3.9:  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  における、再構成した  $\pi^0$  の崩壊点  $Z_{REC}$  と横運動量  $P_T$  の相関。カロリメータ  $R = 1.5\text{m}$  の検出器、ビーム立体角  $\Omega = 8\mu\text{sr}, 14\mu\text{sr}$  の場合。vertex cut、 $P_T$  cut 以外のカットをした後のイベントの重み  $W$  をプロットした。この相関図における  $z$  軸は色で表されているが、 $1 \times 10^{-12}$  以下はすべて白色になっている。四角形の範囲はシグナル領域である。



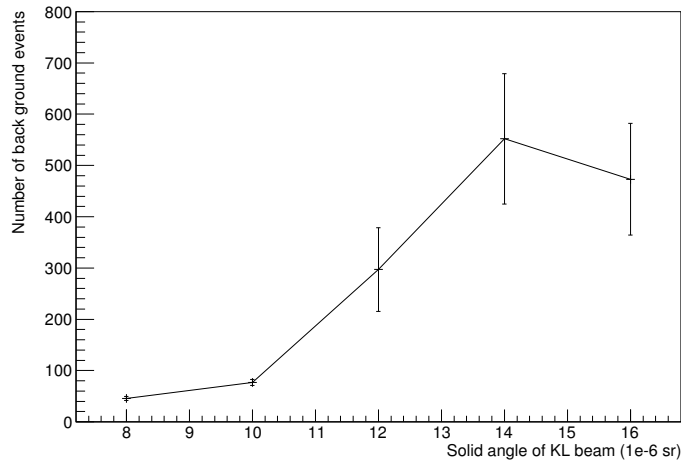


図 3.10:  $3 \times 10^7 \text{sec}$  での  $\pi^+\pi^-\pi^0$  背景事象数とビーム立体角  $\Omega$  の関係。カロリメータ半径は  $R = 1.5\text{m}$ 。vertex cut は  $1\text{m} < Z_{REC} < 15\text{m}$ 、 $P_T$  cut は  $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$  とした場合。

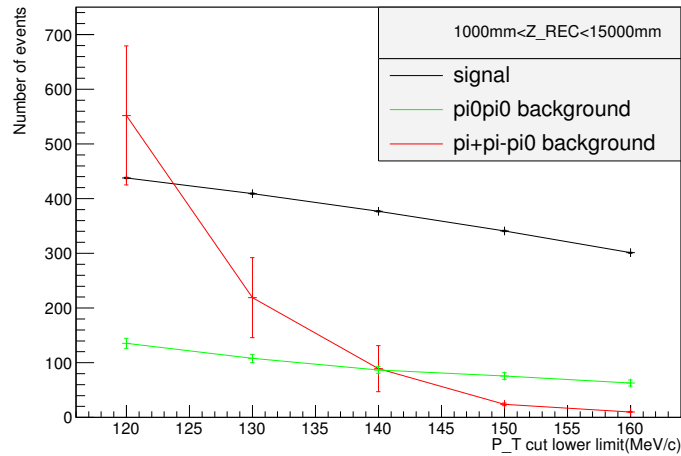


図 3.11:  $P_T$  cut の下限値とシグナル数、背景事象数の関係。vertex cut は  $1\text{m} < Z_{REC} < 15\text{m}$  とした。ビーム立体角は  $\Omega = 14\mu\text{sr}$  とした。

### 3.3 カロリメータ半径を大きくする

この節では、カロリメータ半径  $R$  を大きくする場合、シグナル数、背景事象数はどのように変化するのか述べる。また  $\frac{\Delta BR}{BR}$  の計算結果を示す。

#### 3.3.1 検出器形状

##### 検出器入り口とカロリメータ間の長さ

検出器入り口とカロリメータ間の長さ  $L$  をどのように決めたかを説明する。

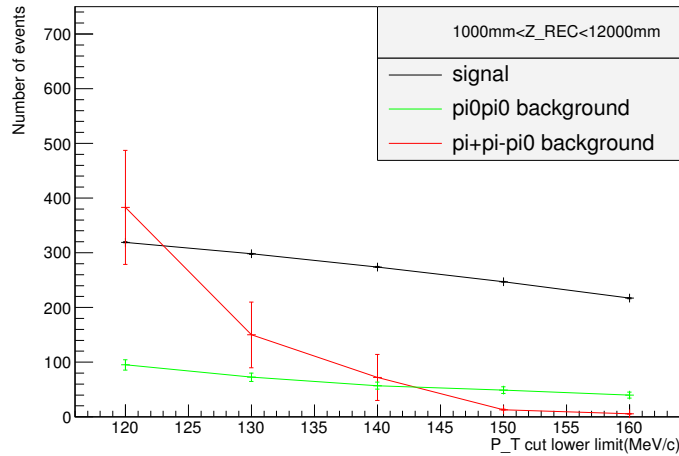


図 3.12:  $P_T$  cut の下限値とシグナル数、背景事象数の関係。vertex cut は  $1\text{m} < Z_{REC} < 12\text{m}$  とした。ビーム立体角  $\Omega = 14\mu\text{sr}$  の場合。

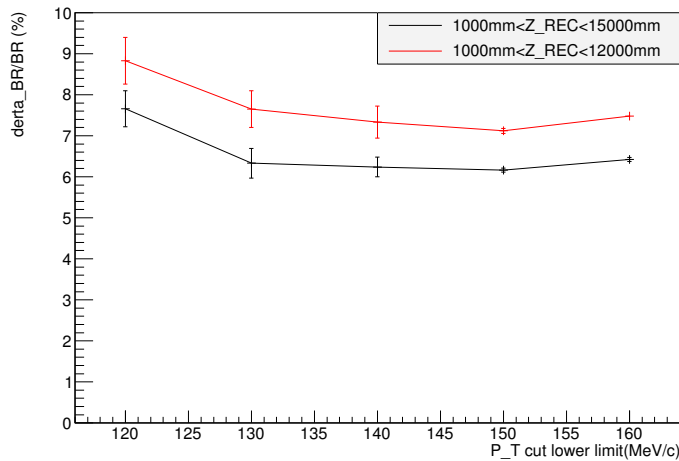


図 3.13:  $P_T$  cut の下限値と  $\frac{\Delta BR}{BR}$  の関係。黒線が vertex cut が  $1\text{m} < Z_{REC} < 15\text{m}$  の場合で、赤線が vertex cut が  $1\text{m} < Z_{REC} < 12\text{m}$  の場合。ビーム立体角  $\Omega = 14\mu\text{sr}$  の結果。

カロリメータ半径  $R$  を  $1.5\text{m}$  とし、検出器入り口とカロリメータ間の長さ  $L$  を変えシミュレーションを行った。ビーム立体角  $\Omega$  は  $2\mu\text{sr}$  とした。図 3.14 にカロリメータの  $2\gamma$  ヒットの事象数と長さ  $L$  の関係を示す。長さ  $L = 15\text{m}$  以上では、 $2\gamma$  ヒットの事象数があまり変化しない。これは、 $\gamma$  の運動量方向の  $\tan\theta$  分布が図 3.15 のように  $\tan\theta \sim 0.1$  にピークを持つため、カロリメータから  $15\text{m}$  以上離れたところで崩壊した  $K_L$  の  $\gamma$  の多くはカロリメータに当たらないからである。

このシミュレーション結果から検出器入り口とカロリメータ間の長さ  $L$  は  $10R$  以上にしても、シグナル数があまり増えないと考え、 $L = 10R$  に固定した。

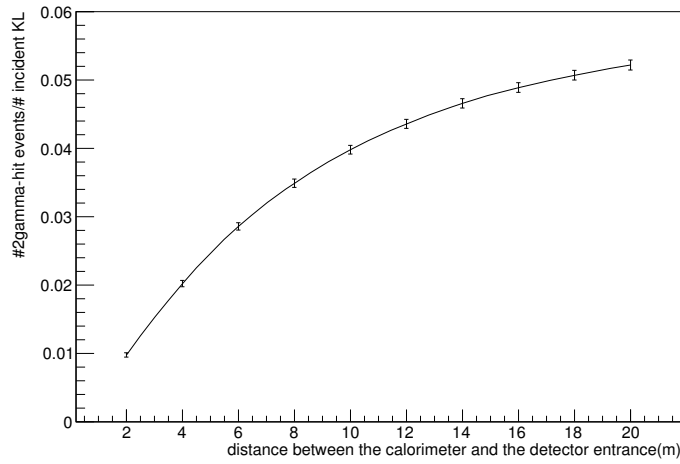


図 3.14: 2  $\gamma$  ヒット事象数/入射  $K_L(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$  数と検出器入り口とカロリメータ間の長さ  $L$  の関係。カロリメータ半径は  $R = 1.5\text{m}$  にしている。

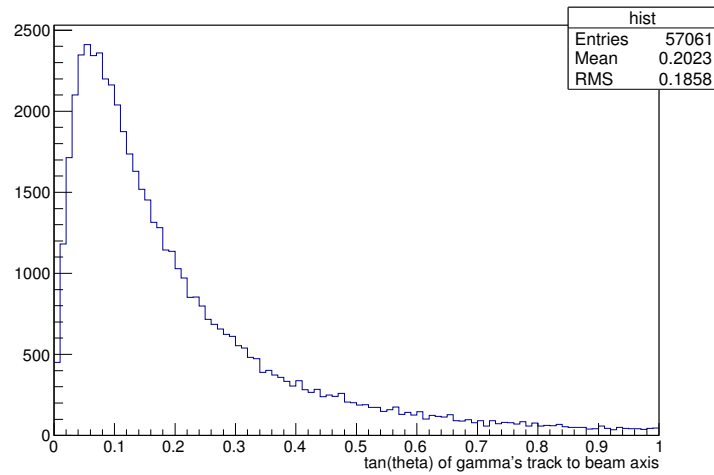


図 3.15:  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  における  $\gamma$  のビーム軸に対する運動方向の  $\tan \theta$  分布

### 検出器形状

2.2.2 節で述べた検出器を仮定した。カロリメータ半径  $R$  が 1.5, 2, 2.5, 3m の検出器についてシミュレーションをした。上の項目のことから、検出器入り口とカロリメータ間の長さは  $L = 10R$  とした。

### 3.3.2 カロリメータ半径によるシグナル数の変化

#### シミュレーション

仮定したそれぞれの検出器において  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  のシミュレーションを行った。ビーム立体角  $\Omega$  は  $4\mu\text{sr}$  とした。

カットは2.3節で述べたものを用いた。vertex cut はそれぞれの検出器で異なる領域にしている、上限値  $Z_{max}$  はカロリメータ表面の位置とした。  $P_T$  cut は  $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$  とした。

### シミュレーション結果

図 3.16 はシグナル数を示している。シグナル数はカロリメータ半径  $R$  にほぼ比例する形で増加している。

これは図 3.17 のようなモデルで考えると理解できる。半径  $R = R_0$  のカロリメータに対して、運動量方向  $\theta$  で飛ぶ  $\gamma$  を捕えることができる  $K_L$  の崩壊領域は図 3.17 の左の緑矢印の領域である。その長さを  $l$  とする。半径  $R = kR_0$  において、運動量方向  $\theta$  で飛ぶ  $\gamma$  を捕えることができる  $K_L$  の崩壊領域は図 3.17 の右の緑矢印の領域で、長さは  $kl$  となる。あらゆる運動量方向  $\theta$  について同じことが言えるので、あらゆる場所で運動量方向  $\theta$  分布が同じであり、また  $K_L$  の崩壊確率が同じであれば、カロリメータ半径が  $k$  倍になると  $\gamma$  のヒット数も  $k$  倍になる。しかし実際には下流に行くほど、 $K_L$  の運動量の平均は大きくなるので、 $K_L$  の崩壊確率は下流に行くほど低くなるし、 $\gamma$  の運動量方向  $\theta$  の平均も小さくなる。またカロリメータのビームホールも下流ほど大きい。このような理由から図 3.16 は比例の形からすこしずれている。

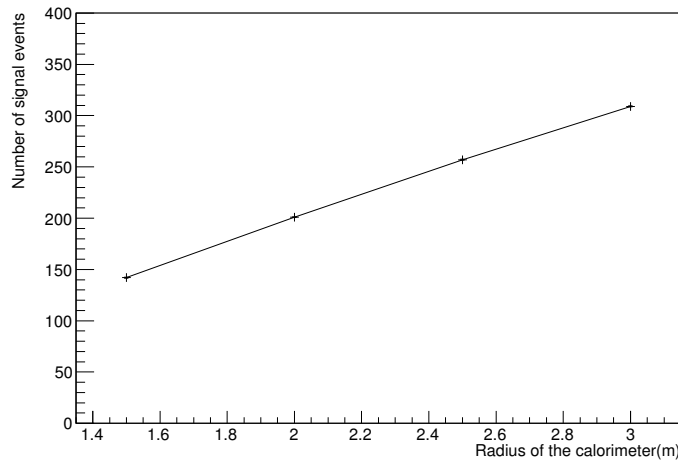


図 3.16:  $3 \times 10^7 \text{sec}$  でのシグナル数とカロリメータ半径  $R$  の関係。ビーム立体角  $\Omega = 4\mu\text{sr}$ 、 $P_T$  cut は  $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$ 、vertex cut の上限値はカロリメータの位置とした場合。

### 3.3.3 カロリメータ半径による S/N の変化

#### シミュレーション

仮定したそれぞれの検出器において  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 、 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  をシミュレーションした。カットは  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の場合と同じにしている。ビーム立体角  $\Omega$  は  $4\mu\text{sr}$  とした。

#### シミュレーション結果

- $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$

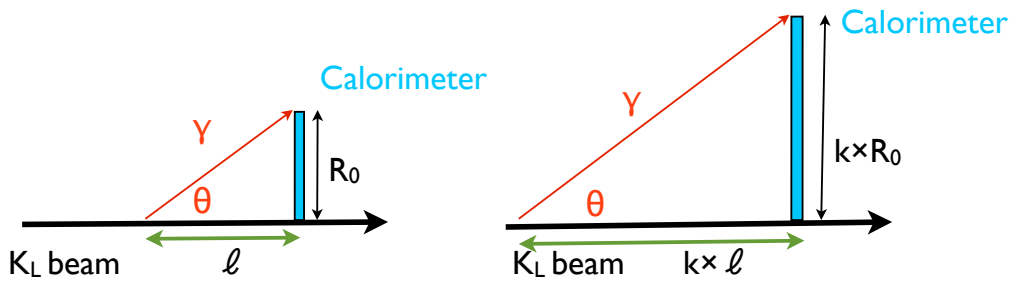


図 3.17: シグナル数がカロリメータ半径  $R$  に比例する理由。左はカロリメータ半径が  $R = R_0$  の場合。右はカロリメータ半径が  $R = kR_0$  の場合。運動量方向  $\theta$  で飛ぶ  $\gamma$  を捕えることができる  $K_L$  の崩壊領域の長さは、左では  $l$ 、右では  $kl$  になる。

図 3.18 に測定時間  $3 \times 10^7 \text{sec}$  での  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  の背景事象数とカロリメータ半径  $R$  の関係を示す。図では  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  背景事象を 3 パターンに分けてプロットしている。緑線が even-pair event と呼ばれる、同じ  $\pi^0$  からの 2  $\gamma$  がカロリメータにヒットする事象、赤線が odd-pair event と呼ばれる、異なる  $\pi^0$  からの 2  $\gamma$  がカロリメータにヒットする事象、青線が fusion event と呼ばれる、2  $\gamma$  がカロリメータで 1 つの  $\gamma$  に見えることが原因となる背景事象を示している。黒線が 3 パターンの合計である。

図 3.18 の考察を述べる。まず even-pair event について、カロリメータ半径  $R$  に比例して増えている。これは、シグナル数の変化と同様に理解することができる。odd-pair event についても、同じように考えられるはずであるが、比例よりも大きく増えている。Beam Hole Veto に当たる粒子が増える影響を受けている。fusion event はカロリメータ半径  $R$  が変化しても、あまり変化していない。これは fusion event が起こる確率がカロリメータ半径  $R$  に関係ないからである。fusion event がカロリメータ半径  $R$  に関係ない理由を述べる。図 3.19 はカロリメータ半径  $R = 2\text{m}$  のときの fusion event における  $K_L$  崩壊位置を、カロリメータ 2  $\gamma$  ヒットに見える確率の重みでプロットしたものである。カロリメータ近くで崩壊した  $K_L$  により、fusion event が起こることが分かる。これはカロリメータ直前で崩壊した  $K_L$  から生成される  $\gamma$  は、カロリメータに当たるまでに飛ぶ距離が短く、 $\gamma$  間の距離が広がらないためである (図 3.20)。また図 3.21 は図 3.19 でプロットした事象について、カロリメータの  $\gamma$  ヒット位置の  $z$  軸からの距離  $R_{xy}$  をカロリメータ 2  $\gamma$  ヒットに見える確率の重みでプロットしたものである。 $R_{xy}$  の小さいところで fusion event が起こることが分かる。このように fusion event は、カロリメータの直前で崩壊する  $K_L$  の  $\gamma$  が  $R_{xy}$  の小さいところに当たることで起こる傾向がある。よって、fusion event が起こる確率はカロリメータ半径  $R$  に関係ない。

図 3.22 は背景事象として  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  のみ考慮した場合の S/N とカロリメータ半径  $R$  の関係である。even-pair event は signal 数に比例するが、fusion event は一定数なので、 $R = 1.5\text{m}$  から  $R = 2\text{m}$  では S/N が大きくなる。しかし  $R = 2.5\text{m}$  あたりから odd-pair event が増えるので、 $R > 2.5\text{m}$  では S/N は小さくなる。

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

図 3.23 に、測定時間  $3 \times 10^7 \text{sec}$  での  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  の背景事象数とカロリメータ半径  $R$  の関係を示す。カロリメータ半径  $2.5\text{m}$  までは背景事象数は半径  $R$  に比例しているが、 $3\text{m}$  では急増している。

この原因について考えるため、 $R = 1.5\text{m}$  と  $R = 3\text{m}$  の場合を比べる。図 3.24 は vertex cut、 $P_T$  cut 以外のカットをした後の再構成した  $\pi^0$  の崩壊点  $Z_{REC}$  と横運動量  $P_T$  の相関図である。事象数でプロットしている。シグナル領域に入る事象数は  $R = 1.5\text{m}$  から  $R = 3\text{m}$  で 2 倍近くになっているが、シグナル事象についても同じ割合で増えているから、背景事象数が半径  $R = 3\text{m}$  で急増していることと  $P_T$  分解能はあまり関係ないを考える。一方、図 3.9 は vertex cut、 $P_T$  cut 以外のカットをした後の再構成した  $\pi^0$  の崩壊点  $Z_{REC}$  と横運動量  $P_T$  の相関図で、イベントの重みでプロットしたものである。 $R = 3\text{m}$  の方がシグナル領

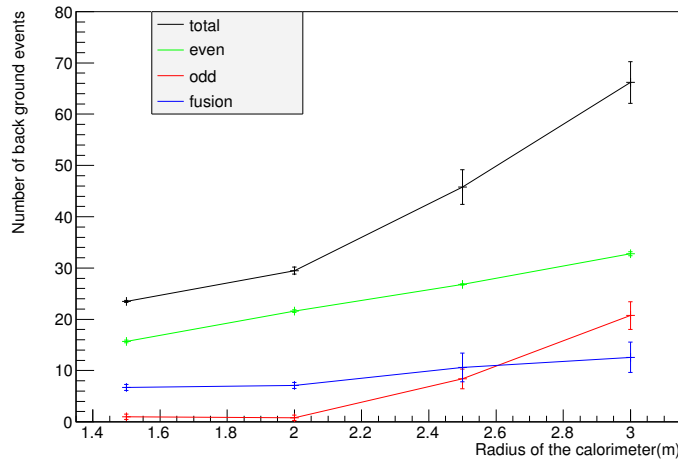


図 3.18:  $3 \times 10^7 \text{sec}$  での  $\pi^0\pi^0$  背景事象数とカロリメータ半径  $R$  の関係。ビーム立体角  $\Omega = 4\mu\text{sr}$ 、 $P_T$  cut は  $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$ 、vertex cut の上限値はカロリメータの位置とした場合。

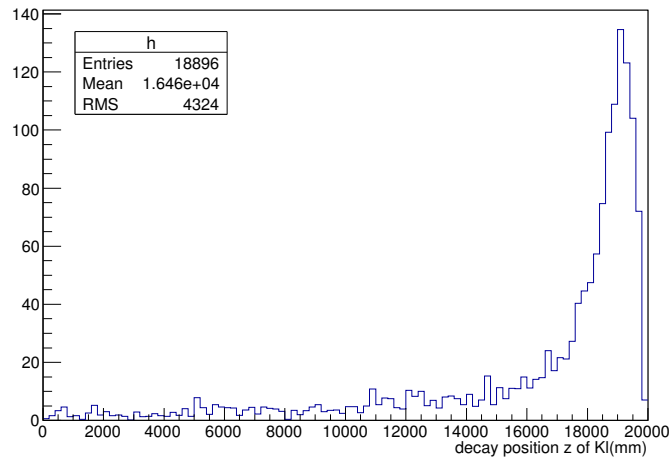


図 3.19: fusion event の  $K_L$  崩壊位置。カロリメータ  $2\gamma$  ヒットに見える確率の重みでプロットした。カロリメータ半径  $R = 2\text{m}$ 、検出器入り口からカロリメータまでの長さ  $L = 20\text{m}$  の場合。

域に  $W$  の大きな点が多くなっている。Beam Hole Veto に当たる粒子の数が増えることが大きな原因となって、 $R = 1.5\text{m}$  から  $R = 3\text{m}$  で背景事象数が 1.5 倍以上になったと考える (図 3.23)。

アクセプタンスから測定時間  $3 \times 10^7 \text{sec}$  での  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  の背景事象数を計算すると、図 3.10 のようになった。

### 3.3.4 カロリメータ半径による分岐比の測定精度の変化

カロリメータ半径  $R$  が  $1.5, 2, 2.5, 3\text{m}$  の検出器場合の  $\frac{\Delta BR}{BR}$  の計算について述べる。カロリメータ半径  $R = 1.5\text{m}$  の結果は前節で示した通りである (表 3.1)。

ここまでではビーム立体角を  $\Omega = 4\mu\text{sr}$  に固定していたが、それぞれのカロリメータ半径に対して最適な

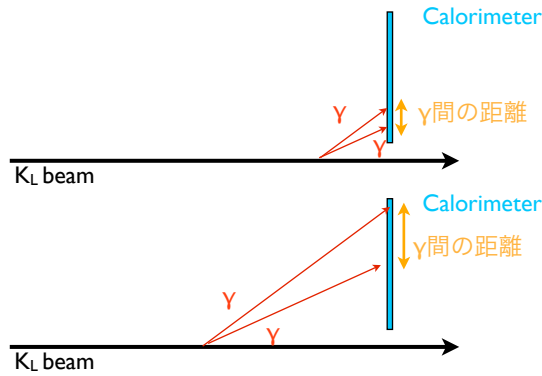


図 3.20: fusion event の説明。カロリメータ直前で崩壊した  $K_L$  から生成される  $\gamma$  は、カロリメータに当たるまでに飛ぶ距離が短く、 $\gamma$  間の距離が広がらない。上の図はカロリメータ直前で  $K_L$  が崩壊するとき、下の図はカロリメータから離れたところで  $K_L$  が崩壊するときを表す。カロリメータ上での  $\gamma$  間の距離が、上の図の方が短くなる。

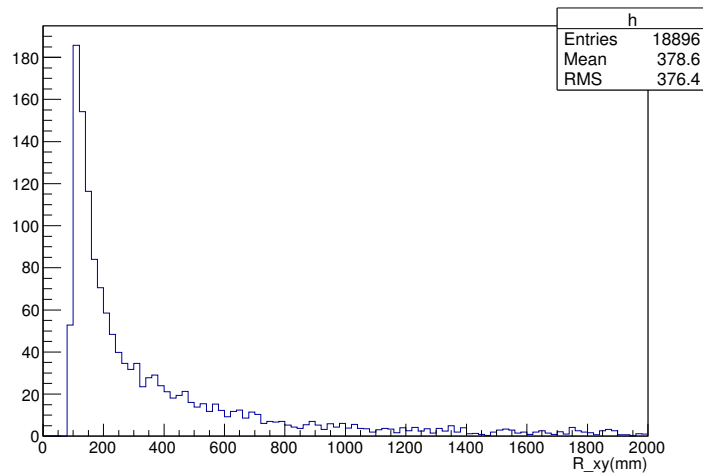


図 3.21: fusion event のカロリメータの  $\gamma$  ヒット位置の  $z$  軸からの距離  $R_{xy}$ 。カロリメータ 2  $\gamma$  ヒットに見える確率の重みでプロットした。カロリメータ半径  $R = 2\text{m}$ 、検出器入り口からカロリメータまでの長さ  $L = 20\text{m}$  の場合。

ビーム立体角  $\Omega$  を探すため、 $2\mu\text{sr}$  刻みで変化させ、シミュレーションをおこなった。図 3.26 は、それぞれの検出器についてビーム立体角とシグナル数、背景事象数の関係を表している。それぞれの検出器について、あるビーム立体角を超えると背景事象が急増している。この立体角が、カロリメータ半径  $R$  が大きい程、小さいことが図から分かる。これはカロリメータ半径が大きいほど、カロリメータと Beam Hole Veto の間の距離が短いからである。ビーム立体角が大きくなり、ビームホールが大きくなっても、カロリメータと Beam Hole Veto の間の距離が十分長ければ、背景事象は急増しないが、この距離が短いとビームホールの大きさの影響を受けやすく、背景事象が急増する。

さらに前節と同様、vertex cut と  $P_T$  について、最も  $\frac{\Delta BR}{BR}$  がよくなるカットの値を選んだ。vertex cut はそれぞれの検出器について 2 パターンを試し、 $P_T$  は下限値を 120, 130, 140, 150, 160 MeV/c の 5 パターンを試した。表 3.2 に  $\frac{\Delta BR}{BR}$  が最も小さくなるカットの値とそのときの  $\frac{\Delta BR}{BR}$  を示す。

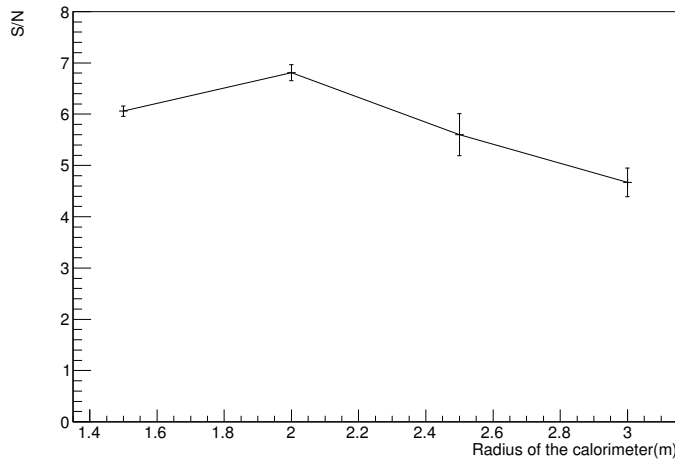


図 3.22: 背景事象として  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  のみ考慮した場合の S/N とカロリメータ半径  $R$  の関係。ビーム立体角  $\Omega = 4\mu\text{sr}$ 、 $P_T$  cut は  $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$ 、vertex cut の上限値はカロリメータの位置とした場合。

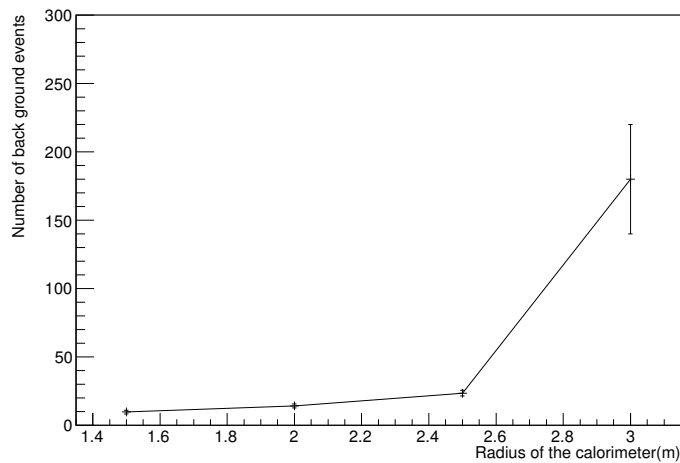


図 3.23:  $3 \times 10^7 \text{sec}$  での  $\pi^+ \pi^- \pi^0$  背景事象数とカロリメータ半径  $R$  の関係。ビーム立体角  $\Omega = 4\mu\text{sr}$ 、 $P_T$  cut は  $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$ 、vertex cut の上限値はカロリメータの位置とした場合。

### 3.4 カロリメータの数を増やす

この節では、カロリメータの数  $N$  を増やす場合、シグナル数、背景事象数はどのように変化するかを述べる。また  $\frac{\Delta BR}{BR}$  の計算結果を示す。

#### 3.4.1 検出器形状

カロリメータ数  $N = 1$  の検出器は 2.2.2 節で述べた検出器で、カロリメータ半径は  $R = 1\text{m}$ 、検出器入り口とカロリメータ間の長さは  $L = 10\text{m}$  とした。カロリメータを複数おく場合はカロリメータ半径は  $R = 1\text{m}$



表 3.2:  $\frac{\Delta BR}{BR}$  が最も良くなるカットの値と  $\frac{\Delta BR}{BR}$

項目\カロリメータ半径	$R = 1.5\text{m}$	$R = 2\text{m}$	$R = 2.5\text{m}$	$R = 3\text{m}$
ビーム立体角	$14\mu\text{sr}$	$8\mu\text{sr}$	$6\mu\text{sr}$	$4\mu\text{sr}$
vertexcut 上限値	15m	20m	25m	26m
$P_T$ 下限値	150MeV/c	130MeV/c	140MeV/c	140MeV/c
$\pi^0\pi^0$	$76 \pm 6$	$63 \pm 10$	$52 \pm 6$	$27 \pm 1$
$\pi^+\pi^-\pi^0$	$24 \pm 3$	$33 \pm 5$	$48 \pm 26$	$3 \pm 1$
背景事象数合計	$100 \pm 7$	$96 \pm 11$	$100 \pm 26$	$30 \pm 1$
シグナル数	$341 \pm 1$	$360 \pm 1$	$334 \pm 1$	$231 \pm 1$
$\frac{\Delta BR}{BR}$	$6.16 \pm 0.04\%$	$5.93 \pm 0.07\%$	$6.35 \pm 0.20\%$	$6.98 \pm 0.02\%$

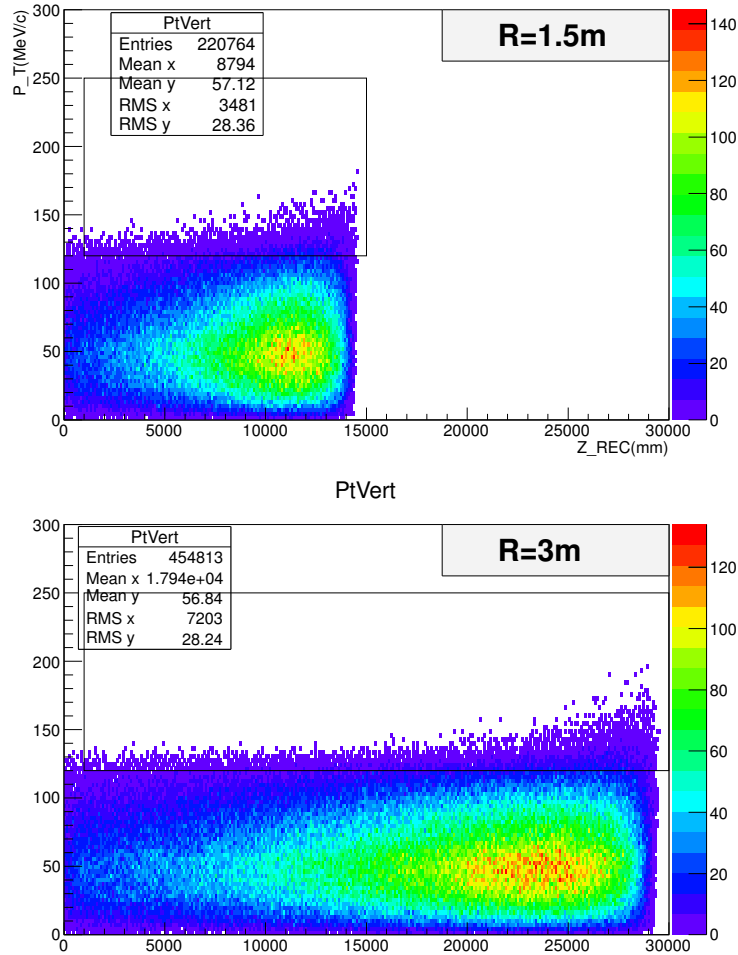


図 3.24:  $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$  における、再構成した  $\pi^0$  の崩壊点  $Z_{REC}$  と横運動量  $P_T$  の相関。vertex cut、 $P_T$  cut 以外のカットをした後の事象数をプロットしたもの。カロリメータ半径  $R = 1.5\text{m}, 3\text{m}$  の場合。

とし、図 3.27 のようにカロリメータと 2 つめの Barrel Photon Veto の間に 1m の Collar Counter の領域をもうけている。これは step1 で使われているカロリメータの厚さが 50cm あること、読み出しの配線のスペースが必要になることを考慮している。

### 3.4.2 カロリメータ数によるシグナル数の変化

#### シミュレーション

カロリメータの数を 1, 2, 3 のそれぞれの検出器において、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  のシミュレーションを行った。ビーム立体角は  $4\mu\text{sr}$  とした。

カットは 2.3 節で述べたものを用いた。vertex cut は表 3.3 のように設定した。 $P_T$  cut は  $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$  とした。

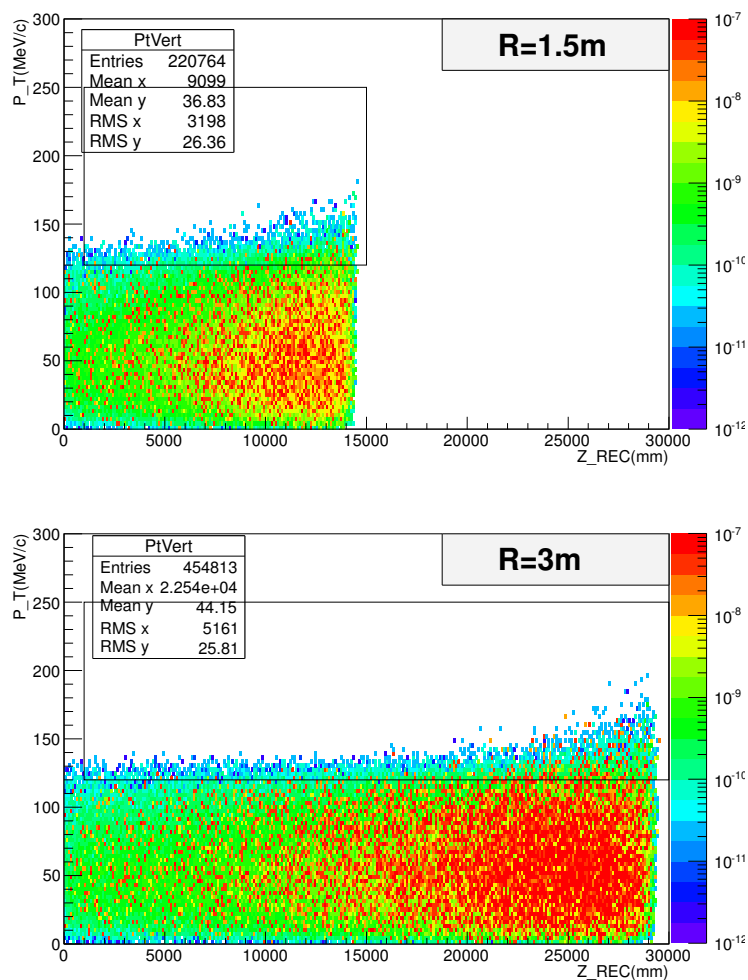


図 3.25:  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  における、再構成した  $\pi^0$  の崩壊点  $Z_{REC}$  と横運動量  $P_T$  の相関。vertex cut、 $P_T$  cut 以外のカットをした後のイベントの重み  $W$  をプロットしたもの。カロリメータ半径  $R = 1.5\text{m}, 3\text{m}$  の場合。

表 3.3: vertex cut

カロリメータ数	vertexcut
1	$1\text{m} < Z_{REC} < 10\text{m}$
2	$1\text{m} < Z_{REC} < 10\text{m}$ または $12\text{m} < Z_{REC} < 21\text{m}$
3	$1\text{m} < Z_{REC} < 10\text{m}$ または $12\text{m} < Z_{REC} < 21\text{m}$ または $23\text{m} < Z_{REC} < 32\text{m}$

## シミュレーション結果

図 3.28 は測定時間  $3 \times 10^7 \text{sec}$  でのシグナル数とカロリメータ数  $N$  の関係を示している。カロリメータ数  $N$  にほぼ比例して、シグナル数が増加している。

この変化について理由を述べる。図 3.29 はそれぞれの検出器形状でのカロリメータ  $2 \gamma$  ヒットイベントについて、再構成した  $\pi^0$  の崩壊点  $Z_{REC}$  の分布である。カロリメータ数 3 の分布について、 $0 < Z_{REC} < 10\text{m}$ 、 $11\text{m} < Z_{REC} < 21\text{m}$ 、 $22\text{m} < Z_{REC} < 32\text{m}$  のそれぞれの範囲の  $2 \gamma$  ヒットイベント数を比べると、 $Z_{REC}$  が大きい程、少なくなっている。これはビーム下流に行く程、崩壊する  $K_L$  数が減るからである。また  $0 < Z_{REC} < 10\text{m}$  の領域について、カロリメータ数 1, 2, 3 で比べてみると、カロリメータ数の多いほうが、 $2 \gamma$  ヒットイベント数が多い。これは例えばカロリメータ数 3 の場合、 $0 < Z_{REC} < 10\text{m}$  で崩壊した  $K_L$  の  $\gamma$  は、1 つ目のカロリメータに当たらなかったとしても、2 つ目、3 つ目のカロリメータに当たる可能性があるからである。このように、シグナル数について、 $N$  の比例より減る要素と増える要素がある。よってシグナル数の変化は図 3.28 のように、ほぼ比例する形になった。

### 3.4.3 カロリメータ数による S/N の変化

#### シミュレーション

カロリメータの数  $N$  を 1, 2, 3 のそれぞれの検出器において、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 、 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  をシミュレーションした。カットは  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の場合と同じである。

#### シミュレーション結果

- $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$

図 3.30 に測定時間  $3 \times 10^7 \text{sec}$  での  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  背景事象数とカロリメータ数  $N$  の関係を示す。図 3.30 では  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  背景事象を 3 パターンに分けプロットしている。緑線が even-pair event、赤線が odd-pair event、青線が fusion event である。そして黒線が 3 パターンの合計である。

この変化について理由を述べる。まず even-pair event について、シグナル数同様、ほとんどカロリメータ数  $N$  に比例して増えている。odd-pair event についてはカロリメータ数  $N = 2$  と  $N = 3$  の間で急増している。これはカロリメータ数  $N = 3$  のときでは、カロリメータ表面と Beam Hole Veto の間の距離が 8m と短くなり Beam Hole Veto に当たる粒子が増えることが原因である。fusion event はカロリメータ数 1, 2 では、ほぼカロリメータ数  $N$  に比例している。これは、fusion event が図 3.19 のようにカロリメータ直前で崩壊した  $K_L$  によって起こるからである。カロリメータ数  $N = 3$  で急増しているのは、Beam Hole Veto に当たる粒子が増えることが原因である。

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

図 3.31 に  $3 \times 10^7 \text{sec}$  での  $\pi^+ \pi^- \pi^0$  背景事象数とカロリメータ数  $N$  の関係を示す。カロリメータ数  $N = 3$  のとき急増しているのは Beam Hole Veto に当たる粒子が増えることが原因である。

### 3.4.4 カロリメータ数による分岐比の測定精度の変化

カロリメータ数  $N = 2, 3$  の場合の  $\frac{\Delta BR}{BR}$  の計算結果について述べる。ここまでではビーム立体角を  $\Omega = 4 \mu\text{sr}$  に固定していたが、それぞれの形状に対して最適なビーム立体角  $\Omega$  を探すため、ビーム立体角を変化させ、シミュレーションをおこなった。図 3.32 は、それぞれの検出器についてビーム立体角  $\Omega$  とシグナル数、背景事象数の関係を表している。背景事象が急増する立体角  $\Omega$  が、カロリメータ数  $N = 2, 3$  で  $N = 3$  の方が小さくなっているのは、カロリメータ数  $N = 3$  の場合、カロリメータと Beam Hole Veto 間の距離が短いからである。

さらに前節と同様、vertex cut と  $P_T$  について、 $\frac{\Delta BR}{BR}$  が最も小さくなるカットの値を選んだ。vertex cut はそれぞれの検出器について 2 パターンを試し、 $P_T$  は下限値を 120, 130, 140, 150, 160 MeV/c の 5 パターンを試した。表 3.4 に  $\frac{\Delta BR}{BR}$  が最も良くなるカットの値とそのときの  $\frac{\Delta BR}{BR}$  を示す。

表 3.4:  $\frac{\Delta BR}{BR}$  が最も良くなるカットの値と  $\frac{\Delta BR}{BR}$

項目 \ カロリメータ数	$N = 2$	$N = 3$
ビーム立体角	$6 \mu\text{sr}$	$3 \mu\text{sr}$
vertexcut 上限値	19m	32m
$P_T$ 下限値	120 MeV/c	140 MeV/c
$\pi^0 \pi^0$	$38 \pm 1$	$23 \pm 1$
$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$13 \pm 3$	$41 \pm 18$
背景事象数合計	$50 \pm 4$	$64 \pm 18$
シグナル数	$201 \pm 1$	$136 \pm 1$
$\frac{\Delta BR}{BR}$	$7.85 \pm 0.05\%$	$10.4 \pm 0.05\%$

## 3.5 結果

表 3.1、表 3.2、表 3.4 を比較し、 $\frac{\Delta BR}{BR}$  が最も小さくなる、ビーム立体角  $\Omega$ 、カロリメータ半径  $R$ 、カロリメータ数  $N$  の値

- $\Omega = 8 \mu\text{sr}$
- $R = 2\text{m}$
- $N = 1$

を得た。そのときの  $\frac{\Delta BR}{BR}$  は  $5.93 \pm 0.07\%$  となる。

## 3.6 議論

なぜビーム立体角  $\Omega = 8 \mu\text{sr}$ 、カロリメータ半径  $R = 2\text{m}$ 、カロリメータ数  $N = 1$  のとき  $\frac{\Delta BR}{BR}$  が最小となったのか、考えを述べる。

### 3.6.1 ビーム立体角とカロリメータ半径

カロリメータ半径  $R$  を大きくすることについて、本研究から分かった傾向を下にまとめる。

- カロリメータ半径  $R$  を大きくするとシグナルアクセプタンスが増加する
- カロリメータ半径  $R$  の検出器についてビーム立体角  $\Omega$  を大きくするとき、あるビーム立体角  $\Omega$  を超えると背景事象が急増するが、この立体角  $\Omega$  はカロリメータ半径  $R$  が大きい程、小さくなる

つまり、カロリメータ半径  $R$  を大きくするとき、シグナル数を増やす要素と減らす要素がある。これらのバランスが最も良かったのがカロリメータ半径  $R = 2\text{m}$  だと考える。

本研究の  $\frac{\Delta BR}{BR}$  の最小値より、 $\frac{\Delta BR}{BR}$  を小さくするためには、Beam Hole Veto の非検出効率を小さくすること、または、カロリメータと Beam Hole Veto の距離をより長くすることが必要だと考える。そうすれば、カロリメータ半径  $R$  の検出器について、背景事象が急増するビーム立体角  $\Omega$  を本研究よりも大きくすることができると思う。

### 3.6.2 カロリメータ数

カロリメータ半径  $R = 2\text{m}$  の検出器とカロリメータ半径  $R = 1\text{m}$  でカロリメータ数  $N = 2$  の検出器では崩壊領域の合計の長さがほとんど同じだが、 $\frac{\Delta BR}{BR}$  がカロリメータ半径  $R = 2\text{m}$  の検出器の方が小さくなった理由を述べる。ここではカロリメータ半径  $R = 2\text{m}$  の検出器を検出器①、カロリメータ半径  $R = 1\text{m}$ 、カロリメータ数  $N = 2$  の検出器②と呼ぶ。図 3.33 にそれぞれの検出器の形状を示す。

表 3.5 に検出器①、検出器②のシグナル数、背景事象数、S/N を示す。ビーム立体角は  $4\mu\text{sr}$  とした。まず、シグナル数を比べると検出器②の方が少なくなっている。図 3.17 のように考えれば、シグナル数は2つの検出器でほとんど変わらないはずだが、大きな差がでているのは、カロリメータ半径  $R = 1\text{m}$  ではカロリメータの fiducial cut の領域の割合が小さいことが考えられる。次に S/N を比べると検出器②の方が小さくなっている。これは検出器②ではカロリメータが2つあるので、その分、fusion event が多く (3.4.3 節)、またカロリメータの位置が検出器②の方が下流にあるため、Beam Hole Veto に当たる粒子が多いためだと考える。このように検出器の方がシグナル数が少なく、また S/N が小さいため検出器①のほうが  $\frac{\Delta BR}{BR}$  が小さくなったと考える。

表 3.5:  $N = 1$  と  $N = 2$  の比較。シグナル数、背景事象数、S/N を示す。

検出器	項目	値
検出器① ( $R = 2\text{m}, N = 1$ )	vertex cut	$0\text{m} < Z_{REC} < 20\text{m}$
	$P_T$ 下限値	120MeV/c
	シグナル数	$205 \pm 1$
	背景事象数	$44 \pm 2$
	S/N	$4.6 \pm 0.2$
検出器② ( $R = 1\text{m}, N = 2$ )	vertex cut	$0\text{m} < Z_{REC} < 10\text{m}$ $11\text{m} < Z_{REC} < 21\text{m}$
	$P_T$ 下限値	120MeV/c
	シグナル数	$154 \pm 1$
	背景事象数	$43 \pm 2$
	S/N	$3.6 \pm 0.1$

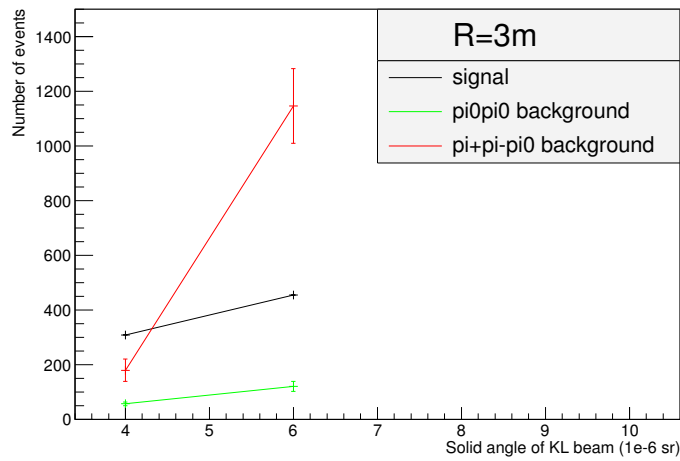
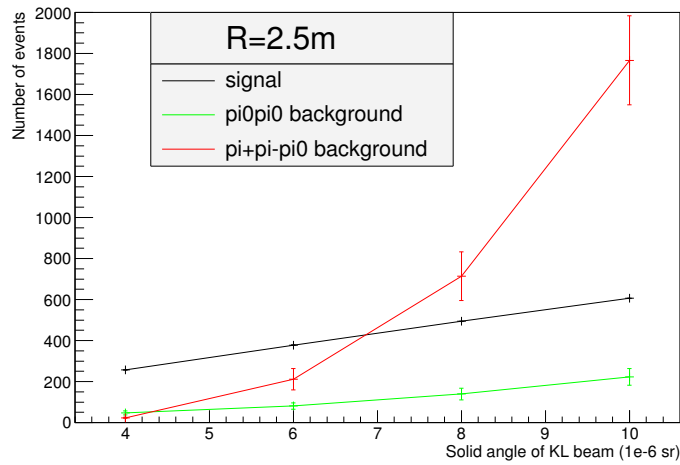
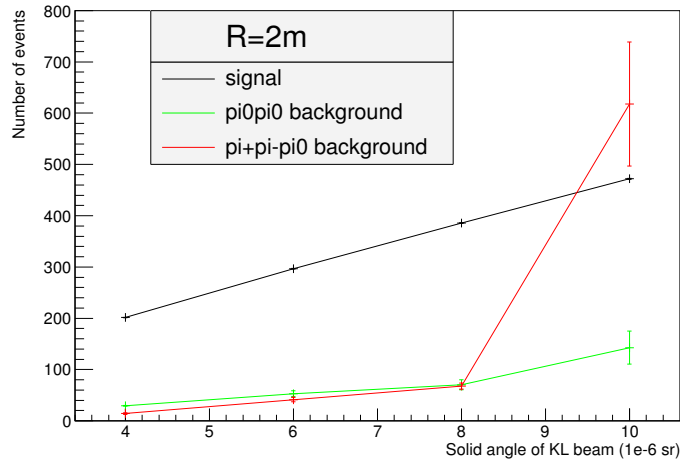


図 3.26: カロリメータ半径が  $R = 2\text{m}$ ,  $2.5\text{m}$ ,  $3\text{m}$  のそれぞれの場合での、ビーム立体角  $\Omega$  とシグナル数、背景事象数の関係。黒線がシグナル数、緑線が  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 、赤線が  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  の背景事象数を示す。それぞれ測定時間  $3 \times 10^7 \text{sec}$  を仮定している。 $P_T$  cut は  $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$ 、vertex cut の上限値はカロリメータの位置とした。

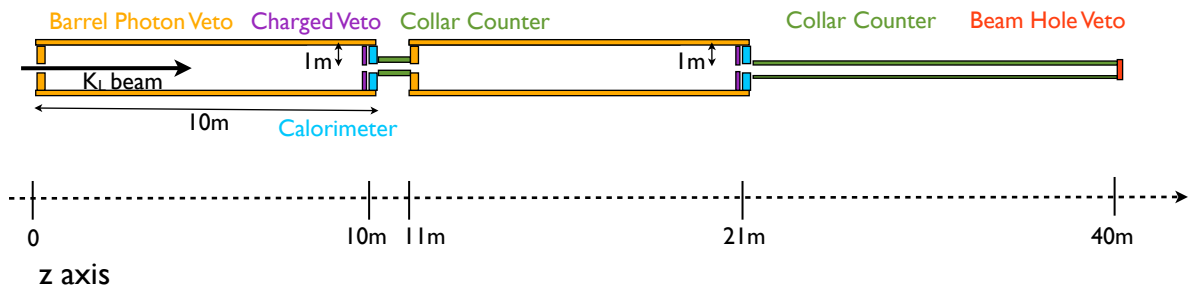


図 3.27: カロリメータ数  $N = 2$  のときの検出器形状

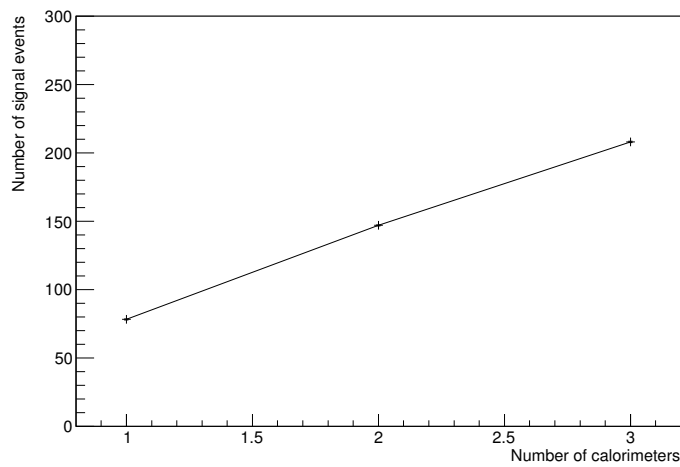


図 3.28:  $3 \times 10^7 \text{ sec}$  でのシグナル数とカロリメータ数  $N$  の関係。カロリメータ半径  $R = 1\text{m}$ 、ビーム立体角  $\Omega = 4\mu\text{sr}$ 、 $P_T$  cut は  $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$ 、vertex cut は表 3.3 とした場合。

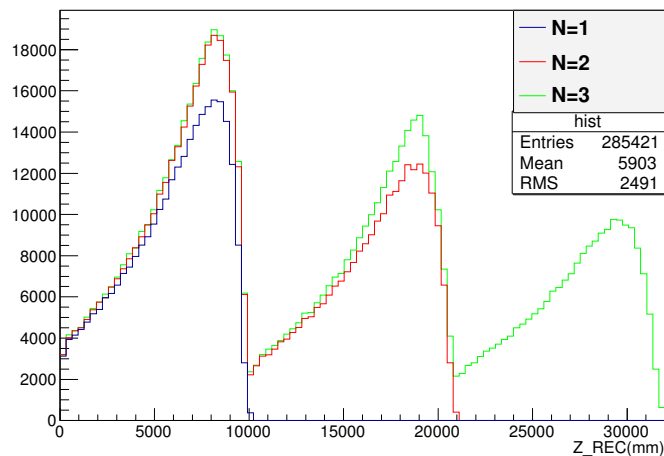


図 3.29:  $2\gamma$  ヒットイベントにおける再構成した  $\pi^0$  の崩壊点  $Z_{REC}$  の分布。黒線が  $N = 1$ 、赤線が  $N = 2$ 、緑線が  $N = 3$  の検出器を表している。

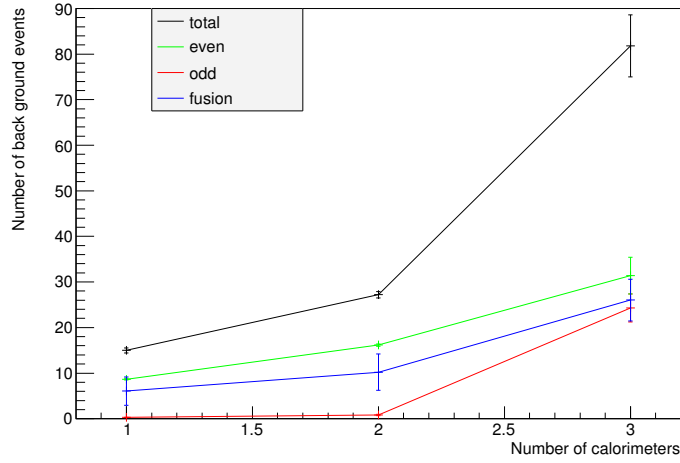


図 3.30:  $3 \times 10^7$  sec での  $\pi^0\pi^0$  背景事象数とカロリメータ数  $N$  の関係。カロリメータ半径  $R = 1\text{m}$ 、ビーム立体角  $\Omega = 4\mu\text{sr}$ 、 $P_T$  cut は  $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$ 、vertex cut は表 3.3 とした場合。

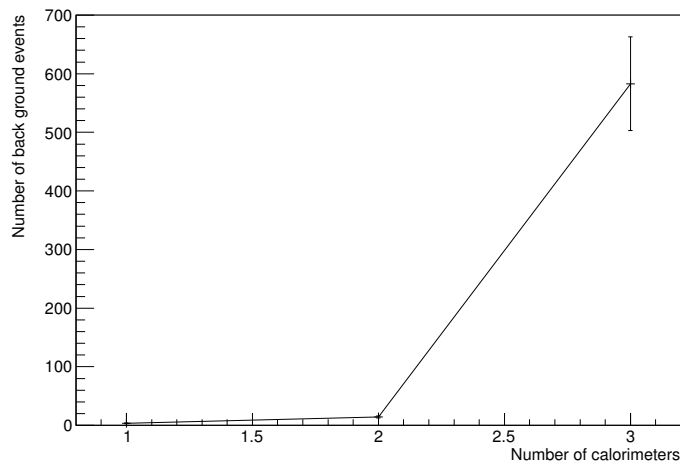


図 3.31:  $3 \times 10^7$  sec での  $\pi^+\pi^-\pi^0$  背景事象数とカロリメータ数  $N$  の関係。カロリメータ半径  $R = 1\text{m}$ 、ビーム立体角  $\Omega = 4\mu\text{sr}$ 、 $P_T$  cut は  $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$ 、vertex cut は表 3.3 とした場合。



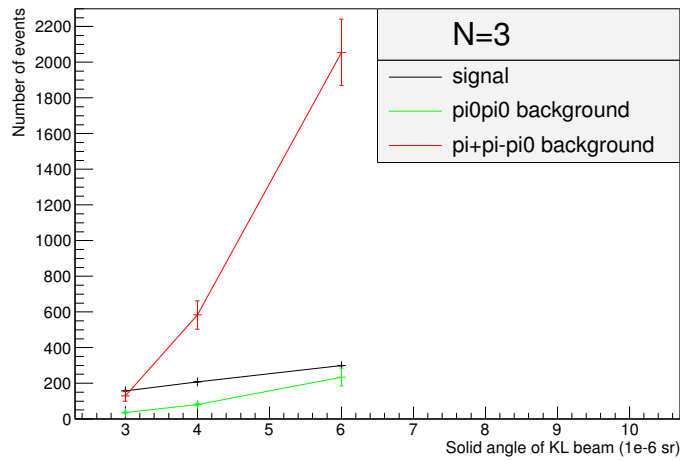
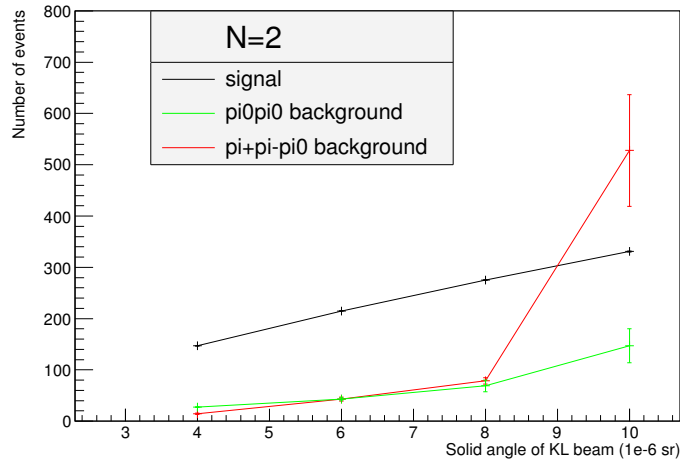


図 3.32: カロリメータ数が  $N = 2$ 、 $N = 3$  それぞれの場合でのビーム立体角  $\Omega$  とシグナル数、背景事象数の関係。黒線がシグナル数、緑線が  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 、赤線が  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  の背景事象数を示す。それぞれ測定時間  $3 \times 10^7 \text{sec}$  を仮定している。カロリメータ半径  $R = 1\text{m}$ 、 $P_T$  cut は  $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$ 、vertex cut は表 3.3 とした場合。

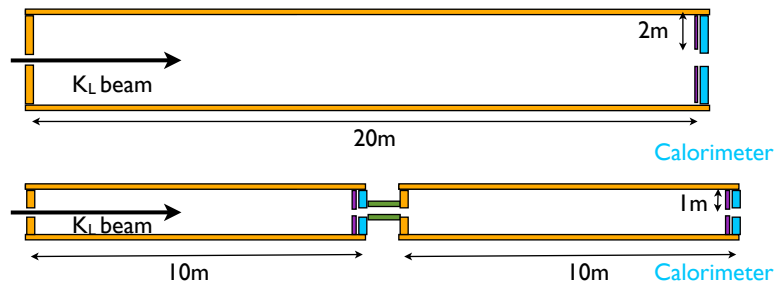


図 3.33:  $N = 1$  と  $N = 2$  の比較。上の検出器が検出器①、下の検出器が検出器②である。

## 第4章 バックスプラッシュによるシグナル損失の対策

バックスプラッシュはカロリメータのシャワーの漏れが、上流に飛ぶ現象である。バックスプラッシュが Barrel Photon Veto 検出器に当たり、検出されると、シグナル事象であってもシグナルと見なされなくなる。KOTO 実験では、解析によりバックスプラッシュを判別し、バックスプラッシュと判別された場合、そのイベントは veto しない、という対策が考えられている。しかし、検出器の性能を考えるとバックスプラッシュの判別は難しいため step1 では、現在この対策は取り入れられていない。

この章では、検出器形状によってバックスプラッシュ判別の効果がどのように変わるのか示し、 $\frac{\Delta BR}{BR}$  をより小さくするにはどのような形状にすればいいか述べる。

### 4.1 解析によるバックスプラッシュ判別方法

$\gamma$  がカロリメータに当たり、そのバックスプラッシュが Barrel Photon Veto に当たる場合、Barrel Photon Veto のヒット時間はカロリメータのヒット時間よりも遅くなる。一方、 $K_L$  からの崩壊粒子が Barrel Photon Veto とカロリメータに当たる場合、Barrel Photon Veto のヒット時間はカロリメータのヒット時間より早くなる傾向がある。解析による判別はこの傾向を用いる。

Barrel Photon Veto 検に当たった時間  $T_{BPV}$  とカロリメータに当たった時間  $T_{Cal}$  の差  $T_{BPV} - T_{Cal}$  と Barrel Photon Veto の粒子ヒット z 位置  $Z_{BPV}$  の相関図を図 4.1～図 4.3 に示す。それぞれの値は検出器の分解能 (表 4.2) を考慮した値である。図 4.1 はバックスプラッシュの分布で、図 4.2 が  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  による  $\gamma$  の分布である。このようにバックスプラッシュと  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  による  $\gamma$  で分布が分かれるので、この相関図において直線を決め、それより上ならバックスプラッシュだと判別する。

図 4.3 は 2 つを重ねたものである。 $Z_{BPV} > 14\text{m}$  あたりで分布が重なっているため、この方法は難しいとされている。 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  による  $\gamma$  をバックスプラッシュだと判別してしまう確率が大きい場合、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  がシグナルと見える確率が増え、背景事象数が増えてしまう。バックスプラッシュを判別するためには、精度よく判別できることが重要である。

本研究では、より精度よく判別を行うため、相関図を用いたカットだけでなく、Barrel Photon Veto に当たる粒子のエネルギーのカットも行った。これはバックスプラッシュの粒子のエネルギーが  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  による  $\gamma$  のエネルギーより小さいという傾向を利用している。

### 4.2 バックスプラッシュによるシグナル損失の見積もり

この節では、何も対策しない場合、バックスプラッシュによりシグナル損失はどのくらいになるのか述べる。シグナル数と  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  の背景事象数を見積もった。

#### 4.2.1 バックスプラッシュによるシグナル損失を見積もる方法

3 章と同様、イベントの重みを用いてシミュレーションを行う。3 章では検出器表面で粒子を止めていたが、ここではカロリメータに当たった場合は、粒子を止めず、カロリメータでは粒子と物質の相互作用を起

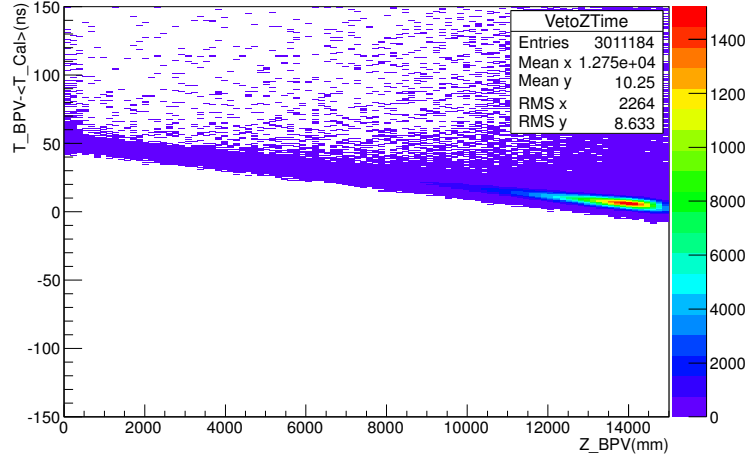


図 4.1:  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  のバックスプラッシュの  $T_{BPV} - T_{Cal}$  と  $Z_{BPV}$  の相関。proposal 時の案の検出器形状でシミュレーションした結果。

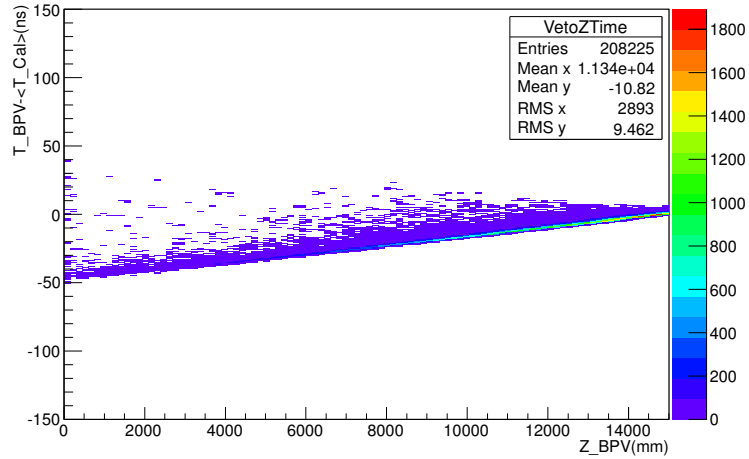


図 4.2:  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  による  $\gamma$  の  $T_{BPV} - T_{Cal}$  と  $Z_{BPV}$  の相関。proposal 時の案の検出器形状でシミュレーションした結果。

こさせる。その相互作用によって生成された粒子が、カロリメータから飛び出し Barrel Photon Veto に当たった場合（バックスプラッシュ）には、そこで粒子を止める。

この場合、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の  $2\gamma$  ヒットに対するイベントの重みは、バックスプラッシュが1つも検出されない確率を考えるから

$$W_k = \epsilon_1 \epsilon_2 (1 - f_{12}) \prod_j \bar{\epsilon}_j \quad (4.1)$$

となる。 $\epsilon_1$ 、 $\epsilon_2$ 、 $f_{12}$  は式 (4.1) と同様であり、 $\bar{\epsilon}_j$  は粒子  $j$  が検出されない確率を表す。 $j$  は  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の崩壊粒子の  $2\gamma$  以外の粒子すべてであり、バックスプラッシュの粒子も含む。

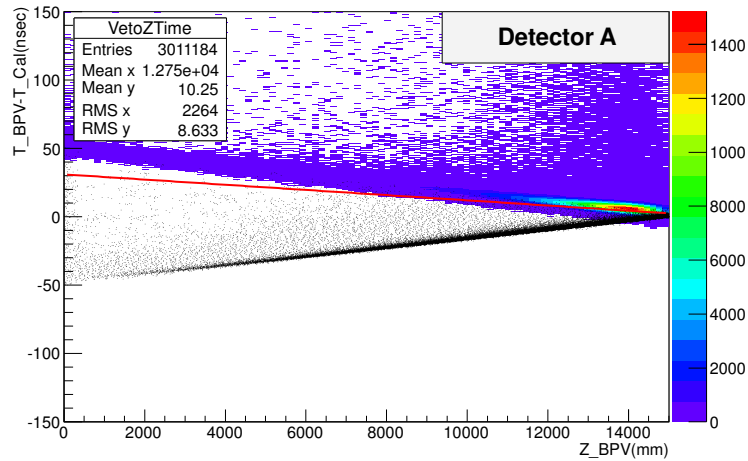


図 4.3: バックスプラッシュと  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  による  $\gamma$  の  $T_{BPV} - T_{Cal}$  と  $Z_{BPV}$  の相関。proposal 時の案の検出器形状でシミュレーションした結果。

## 4.2.2 バックスプラッシュによるシグナル損失計算結果

### 検出器形状

検出器はカロリメータ半径  $R$  を 1.5m、検出器入り口からカロリメータまでの距離  $L$  を 15m とした図 4.4 の形を仮定した。カロリメータは図 4.5 のように 5cm  $\times$  5cm にセグメント化されている。ビームホールは 10cm の正方形になっている。

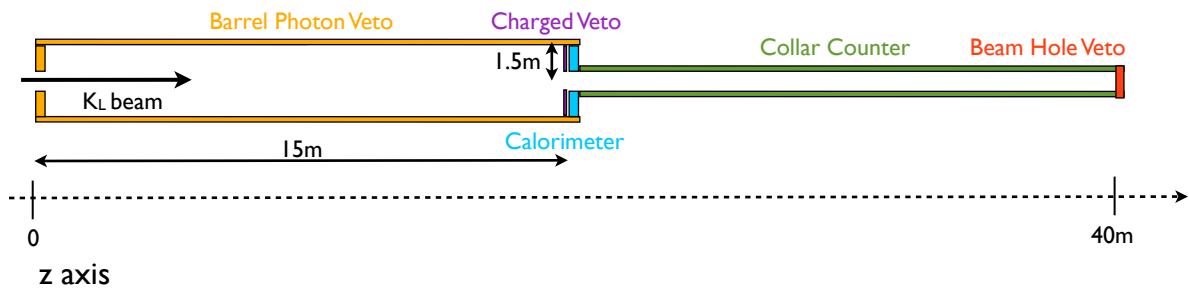


図 4.4: 検出器 A

### シミュレーション

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  と  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  のシミュレーションを行った。ビーム立体角  $\Omega$  は  $8 \mu\text{sr}$  とした。カットは 2.3 節で述べたものを用いた。vertex cut は  $1\text{m} < Z_{REC} < 15\text{m}$ 、 $P_T$  cut は  $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$  とした。

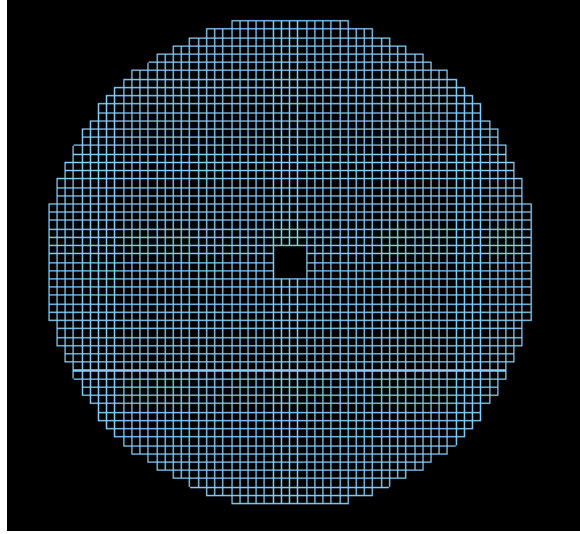


図 4.5: 仮定したカロリメータ形状

### シミュレーション結果

図 4.6 は  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  のシミュレーションでカロリメータに 2  $\gamma$  ヒットがあったイベントの、Barrel Photon Veto に当たった粒子の個数分布である。96% のイベントは、1 つ以上のヒットがあり、ほとんどのイベントでバックスプラッシュが起こっている。Barrel Photon Veto に当たった粒子の種類は 82% が  $\gamma$ 、6% が中性子、2% が  $e^+, e^-$  であった。

図 4.7 はバックスプラッシュで Barrel Photon Veto に当たった  $\gamma$  のエネルギー分布、図 4.8 は  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  による  $\gamma$  が Barrel Photon Veto に当たったときのエネルギー分布である。このようにバックスプラッシュの  $\gamma$  のエネルギーは  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  による  $\gamma$  のエネルギーに比べ小さい。図 4.9 はバックスプラッシュで Barrel Photon Veto に当たった  $\gamma$  に対して計算した非検出効率である。図 4.9 の分布が帯状になっているのは、 $\gamma$  の非検出効率を  $\gamma$  のエネルギーと Barrel Photon Veto への入射角の関数で与えているからである。閾値は 0.5MeV なので、検出されないバックスプラッシュの  $\gamma$  が多くあることが分かる。

シミュレーションの結果からシグナル数を計算すると表 4.1 の値になった。ここでは背景事象として  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  のみ考慮し、背景事象数、 $\frac{\Delta BR}{BR}$  を見積もった。バックスプラッシュによってシグナル数が 6 割程度になってしまうことが分かる。

表 4.1: バックスプラッシュによるシグナル損失

項目	$\frac{\Delta BR}{BR}$	シグナル数	背景事象数
バックスプラッシュによる損失がない場合	$6.5 \pm 0.02$	$274 \pm 1$	$44 \pm 2$
バックスプラッシュによる損失がある場合	$8.52 \pm 0.04$	$157 \pm 1$	$22 \pm 1$

### 4.3 検出器形状によるバックスプラッシュ判別の精度の変化

この節ではバックスプラッシュ判別の精度が検出器形状でどのように変わるのか述べる。

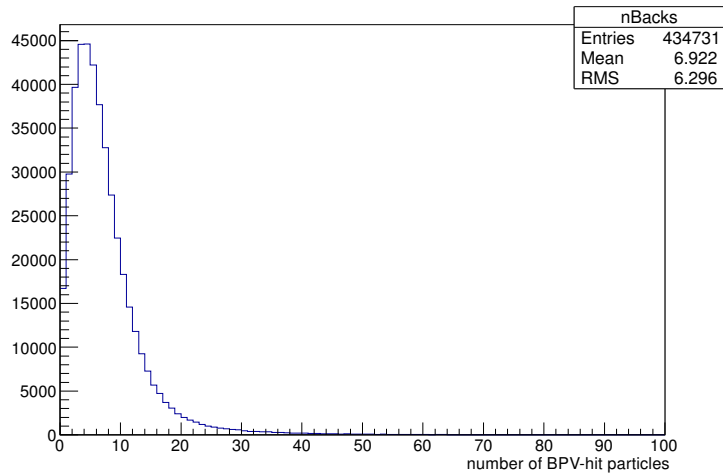


図 4.6:  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  のバックスプラッシュで Barrel Photon Veto に当たる粒子の数。

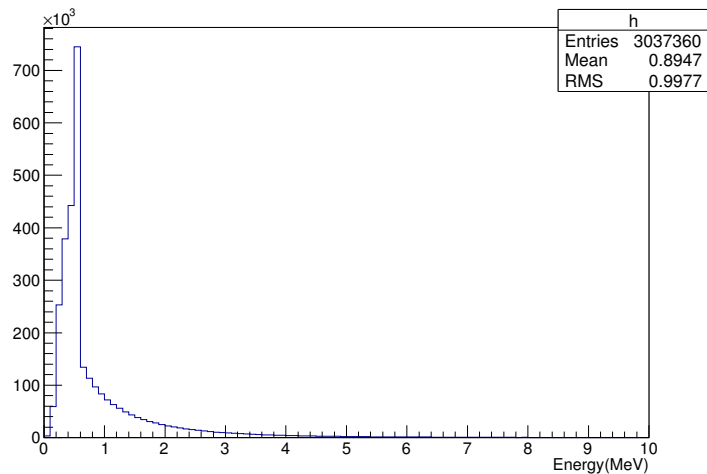


図 4.7:  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  のバックスプラッシュで Barrel Photon Veto に当たる  $\gamma$  のエネルギー

### 4.3.1 検出器形状

図 4.4、図 4.10 の 2 つの検出器形状についてバックスプラッシュ判別の精度を調べた。図 4.4 は proposal 時の案であり、図 4.10 は改良案である。バックスプラッシュ判別で問題になっているのは図 4.3 の  $Z_{BPV} > 14\text{m}$  あたりで分布が重なっていることである。改良案では、Barrel Photon Veto の半径を大きくすることでバックスプラッシュが Barrel Photon Veto に当たる時間を遅くしている。しかし Barrel Photon Veto の半径を大きくするだけでは、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  による  $\gamma$  が Barrel Photon Veto に当たる時間も遅くなってしまふ。それを防ぐために  $Z_{BPV} > 13.5\text{m}$  付近で Barrel Photon Veto を曲げた形にした。

### 4.3.2 検出器形状によるバックスプラッシュ判別の精度の計算

バックスプラッシュ判別の精度をシミュレーションを用いて計算した。またバックスプラッシュ判別を行うとシグナル数、背景事象数、 $\frac{\Delta BR}{BR}$  がどうなるのか計算した。ただしここでは背景事象として  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$

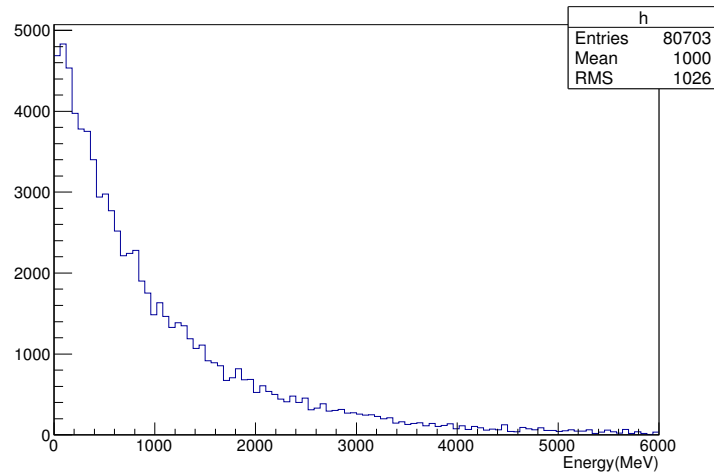


図 4.8:  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  による  $\gamma$  のエネルギー分布

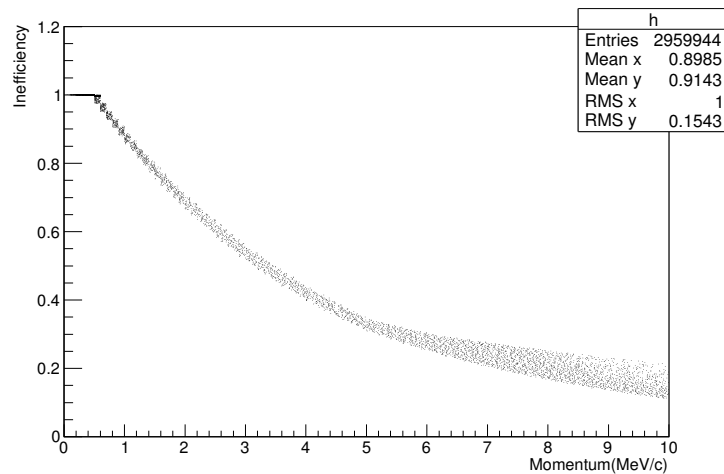


図 4.9:  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  のバックスプラッシュで Barrel Photon Veto に当たる  $\gamma$  の非検出効率と  $\gamma$  の運動量の関係

のみを考慮し、背景事象数、 $\frac{\Delta BR}{BR}$  を計算した。

## シミュレーション

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ ,  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  のシミュレーションを行った。ビーム立体角は  $8\mu\text{sr}$  とした。カットは 2.3 節で述べたものを用いた。vertex cut は  $1\text{m} < Z_{REC} < 15\text{m}$ 、 $P_T$  cut は  $120\text{MeV}/c < P_T < 250\text{MeV}/c$  とした。

## シミュレーションでのバックスプラッシュ判別

カロリメータに 2  $\gamma$  ヒットがあった場合、バックスプラッシュ判別をおこなう。Barrel Photon Veto に当たった粒子 1 つ 1 つに対して、バックスプラッシュ判別を行い、バックスプラッシュと判別されれば、その粒子は veto しない。閾値は  $0.5\text{MeV}$  なのでエネルギー  $E_\gamma$  が  $0.5\text{MeV}$  以下の  $\gamma$  は検出されないものとした。

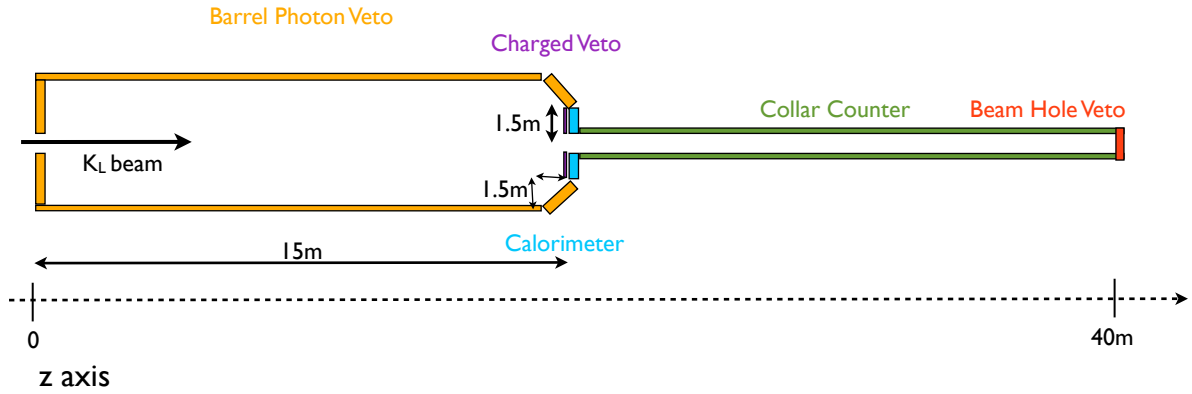


図 4.10: 検出器 B

バックスプラッシュとみなす条件は

- Barrel Photon Veto ヒット時間  $T_{BPV}$  とカロリメータヒット時間  $T_{Cal}$  の差  $T_{BPV} - T_{Cal}$  と Barrel Photon Veto の粒子ヒット  $z$  位置  $Z_{BPV}$  の相関図においてカット直線より上にあること
- Barrel Photon Veto にヒットしたときのエネルギー  $E_\gamma$  が 100MeV 以下であること

とした。

時間  $T_{Cal}$  は 2 つの  $\gamma$  ヒット時間の平均を用いた。2  $\gamma$  がカロリメータに当たる場合、バックスプラッシュはどちらの  $\gamma$  から出てきているか分からないからである。 $T_{BPV}$ 、 $T_{Cal}$ 、 $Z_{BPV}$  は検出器の位置分解能、時間分解能も考慮するため、表 4.2 の値を仮定し [3]、シミュレーションででてきた値をばかした値を用いた。カットの直線は様々な直線のカットを試し  $\frac{\Delta BR}{BR}$  が最も小さくなる直線を選んだ。

バックスプラッシュ判別は  $\frac{\Delta BR}{BR}$  が小さい方がよいとするが、判別の正しさの指標として正答率を

$$AccuracyRate_{K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0} = 1 - \frac{\text{バックスプラッシュと判別された}\gamma\text{数}}{\text{BarrelPhotonVetoに当たった}K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0\text{による}\gamma\text{数}} \quad (4.2)$$

$$AccuracyRate_{backplash} = \frac{\text{バックスプラッシュと判別された}\gamma\text{数}}{\text{BarrelPhotonVetoに当たったバックスプラッシュによる粒子数}} \quad (4.3)$$

と定義する。エネルギー  $E_\gamma$  が 0.5MeV 以下の  $\gamma$  も含め計算する。正答率がそれぞれ 100% になると完全に判別できたとと言える。

表 4.2: 仮定した検出器の分解能

項目	$\sigma$
カロリメータ時間の分解能	$2.5\text{nsec}/\sqrt{E_\gamma[\text{MeV}]} + 0.27\text{nsec}$
Barrel Photon Veto 時間の分解能	$2.18\text{nsec}/\sqrt{E_\gamma[\text{MeV}]}$ ( $E_\gamma > 1\text{MeV}$ )
	$2.18\text{nsec}$ ( $E_\gamma < 1\text{MeV}$ )
Barrel Photon Veto 位置分解能	$210\text{mm}$ ( $E_\gamma < 10\text{MeV}$ )
	$70\text{mm}$ ( $E_\gamma > 10\text{MeV}$ )

## シミュレーション結果

- Barrel Photon Veto にヒットしたときのエネルギー  $E_\gamma$  カット



エネルギーのカットのみで、どの程度判別できるのかを示す。100MeV/c 以下ならばバックスプラッシュだと判別した場合、検出器 A において、正答率とシグナル数、背景事象数は表 4.3 のようになった。

$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  による  $\gamma$  がバックスプラッシュと見なされてしまうことで背景事象数は表 4.1 と比べると増大している。

表 4.3: 検出器 A におけるエネルギーカットのみで判別した場合の正答率、シグナル数、背景事象数

項目	値
$AccuracyRate_{K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0}$	81%
$AccuracyRate_{backsplash}$	83%
シグナル数	$274 \pm 1$
背景事象数	$(2.9 \pm 1.4) \times 10^5$

- $T_{BPV} - T_{Cal}$  と  $Z_{BPV}$  の相関図でのカットも加えた場合

検出器 A、検出器 B の  $T_{BPV} - T_{Cal}$  と  $Z_{BPV}$  の相関図を図 4.11 と図 4.12 に示す。検出器 B は検出器 A に比べて Barrel Photon Veto の半径が大きくなっているため、バックスプラッシュの分布のピークが  $T_{BPV} - T_{Cal}$  の大きい方向、 $Z_{BPV}$  の小さい方向に動いている。

カットの直線  $T = p_0 + p_1 Z$  の決め方を述べる。パラメータ  $p_0$  は 30nsec から 60nsec まで 1nsec 刻み、パラメータ  $p_1$  は  $-1.5\text{psec/mm}$  から  $-3.5\text{psec/mm}$  まで  $0.1\text{psec/mm}$  刻みで動かし、それぞれの直線で  $\frac{\Delta BR}{BR}$  を計算した。そして最も  $\frac{\Delta BR}{BR}$  が小さくなる直線を選んだ。表 4.4 に選んだ直線と  $\frac{\Delta BR}{BR}$ 、正答率を示す。

表 4.4:  $\frac{\Delta BR}{BR}$  が最も小さくなる直線と、そのときの  $\frac{\Delta BR}{BR}$ 、正答率

検出器	項目	値
検出器 A	直線	$T = 31\text{nsec} - 1.9\text{psec/mm}Z$
	$\frac{\Delta BR}{BR}$	$6.94 \pm 0.04\%$
	シグナル数	$250 \pm 1$
	背景事象数	$52 \pm 3$
	$AccuracyRate_{K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0}$	99.97%
	$AccuracyRate_{backsplash}$	68.1%
検出器 B	直線	$T = 36\text{nsec} - 2.1\text{psec/mm}Z$
	$\frac{\Delta BR}{BR}$	$6.63 \pm 0.05\%$
	シグナル数	$266 \pm 1$
	背景事象数	$47 \pm 2$
	$AccuracyRate_{K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0}$	99.99%
	$AccuracyRate_{backsplash}$	69.5%

また図 4.13 から図 4.16 は、選んだ直線について  $p_0$  を 1nsec 刻みで動かしたときのシグナル数、背景事象数、 $\frac{\Delta BR}{BR}$  の変化を表している。

## 4.4 結果

検出器 A、検出器 B でバックスプラッシュ判別を行った場合、シグナル数、背景事象数、 $\frac{\Delta BR}{BR}$  は表 4.5 のようになった。

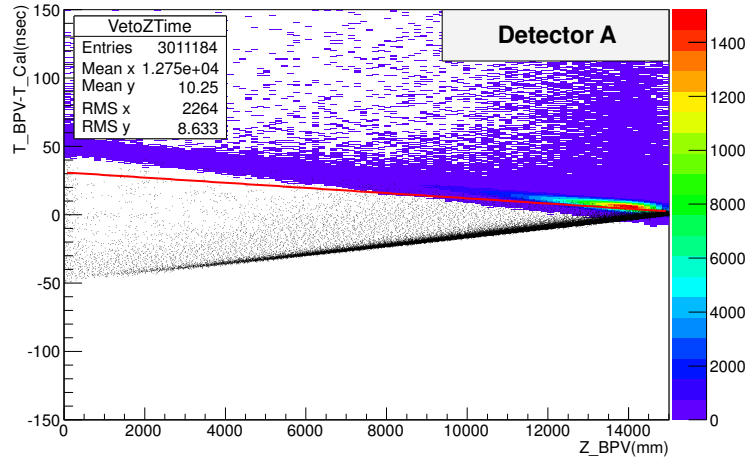


図 4.11: 検出器 A における  $T_{BPV} - T_{Cal}$  と  $Z_{BPV}$  の相関と最も  $\frac{\Delta BR}{BR}$  が小さくなるカット直線

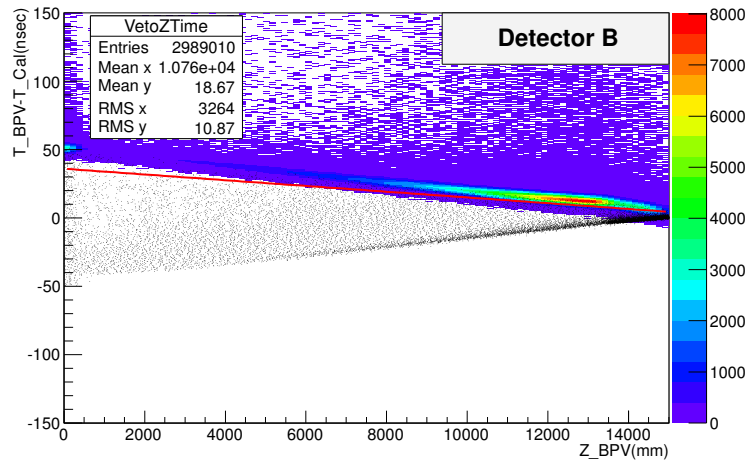


図 4.12: 検出器 B における  $T_{BPV} - T_{Cal}$  と  $Z_{BPV}$  の相関と最も  $\frac{\Delta BR}{BR}$  が小さくなるカットの直線

表 4.5: 検出器 A、検出器 B でバックスプラッシュ判別を行った場合、シグナル数、背景事象数

検出器	$\frac{\Delta BR}{BR}$	シグナル数	背景事象数
検出器 A 判別しない場合	$8.52 \pm 0.04\%$	$157 \pm 1$	$22 \pm 1$
検出器 A 判別する場合	$6.94 \pm 0.04\%$	$250 \pm 1$	$52 \pm 3$
検出器 B 判別する場合	$6.63 \pm 0.05\%$	$266 \pm 1$	$47 \pm 2$

## 4.5 議論

検出器 A と検出器 B では、検出器 B の方が、 $\frac{\Delta BR}{BR}$  が小さい結果となった。しかし検出器 B では、この本研究では考慮していない問題が考えられる。検出器 B の Barrel Photon Veto が曲がった構造になっているため、図 4.17 のように、電子が Barrel Photon Veto に対して大きな入射角度で当たり、散乱されやす

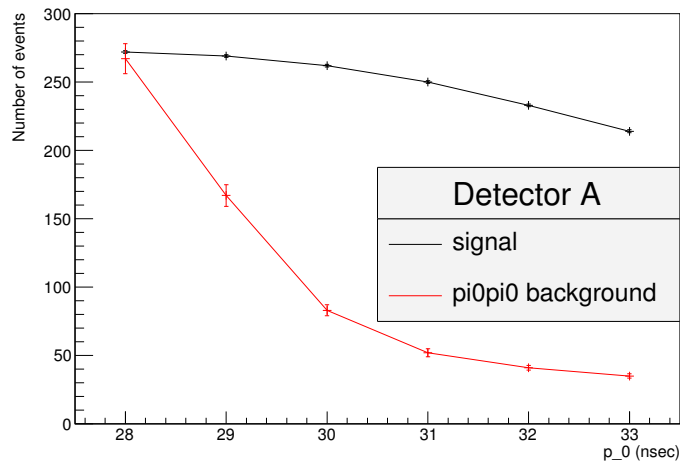


図 4.13: 検出器 A におけるカットの直線の切片とシグナル数、背景事象数。カット直線の傾きは  $-1.9\text{psec}/\text{mm}$ 。

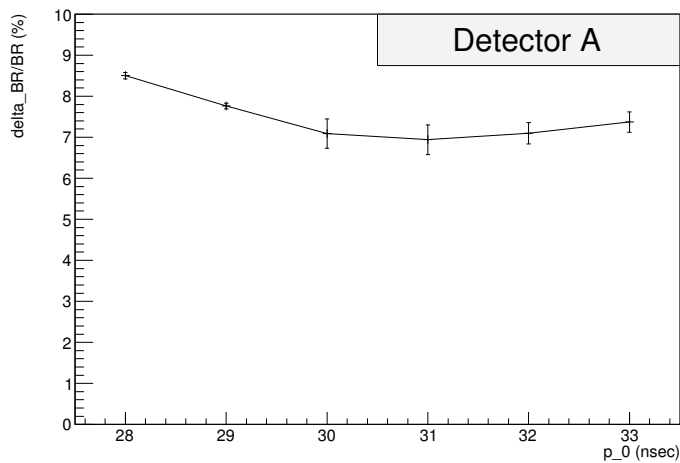


図 4.14: 検出器 A におけるカットの直線の切片と  $\frac{\Delta BR}{BR}$ 。カット直線の傾きは  $-1.9\text{psec}/\text{mm}$ 。

い。散乱された電子は Barrel Photon Veto のまた別の場所にヒットすることになり、結果、バックスプラッシュによる Barrel Photon Veto のヒット数を増やす可能性がある。本研究のシミュレーションでは Barrel Photon Veto に当たるとシミュレーションを止めているので、このような効果は考慮できていない。

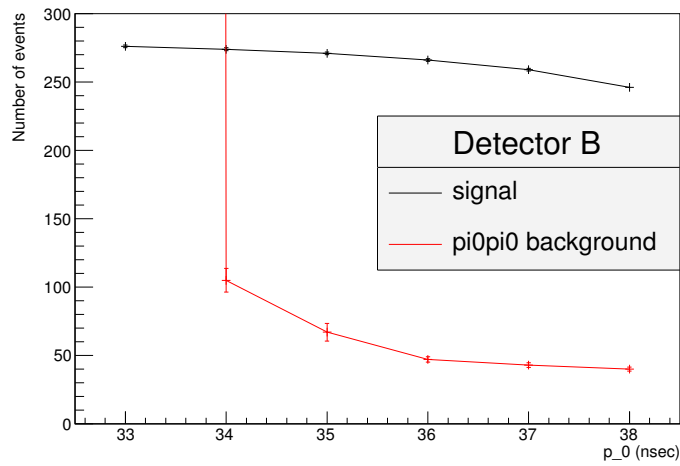


図 4.15: 検出器 B におけるカットの直線の切片とシグナル数、背景事象数。カット直線の傾きは  $-2.1\text{psec}/\text{mm}$

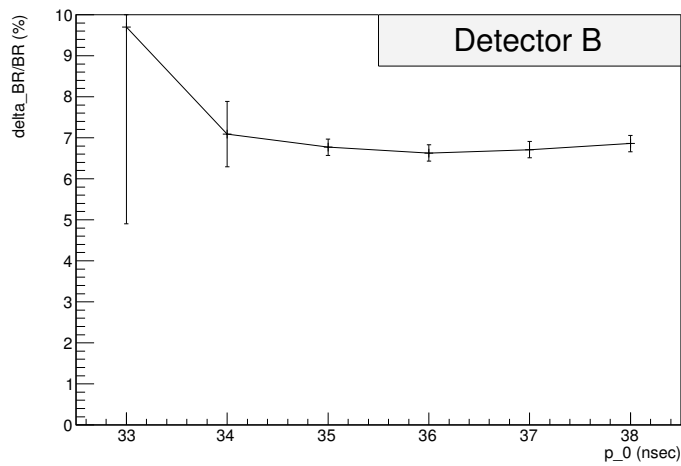


図 4.16: 検出器 B におけるカットの直線の切片と  $\frac{\Delta BR}{BR}$ 。カット直線の傾きは  $-2.1\text{psec}/\text{mm}$ 。

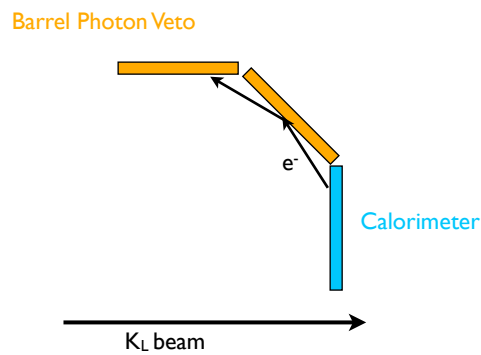


図 4.17: 検出器 B の Barrel Photon Veto で電子が散乱される図。曲がった構造になっているため、電子が Barrel Photon Veto に対して大きな入射角度で当たりやすい。

## 第5章 分岐比の測定精度が最小となる検出器

3章、4章の結果を踏まえると、ビーム立体角  $\Omega = 8\mu sr$ 、カロリメータ半径  $R = 2m$  の図5.1のような形状の検出器にすると  $\frac{\Delta BR}{BR}$  が最も小さくなる。この検出器について  $\frac{\Delta BR}{BR}$  を計算する。4章で行った計算はカロリメータ半径  $R = 1.5m$  を仮定しているがこの章ではカロリメータ半径  $R = 2m$  とする。

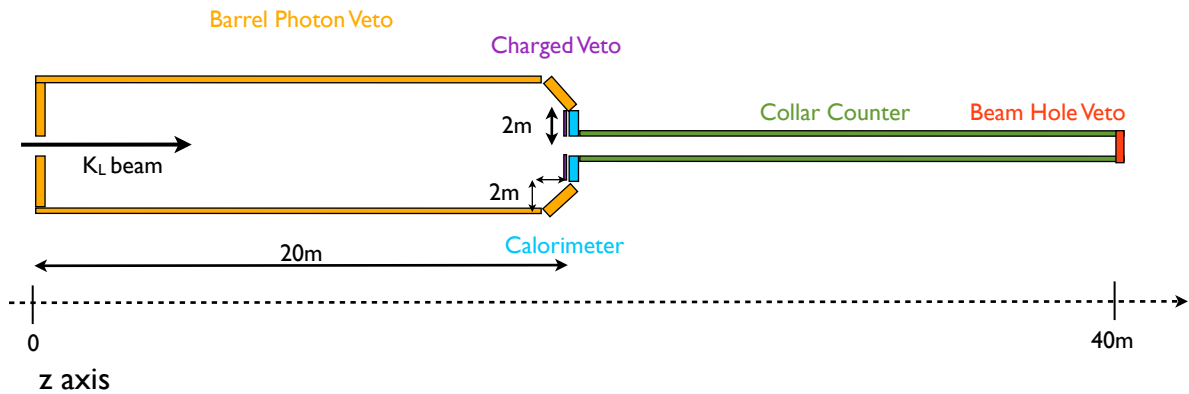


図 5.1: 最適と考える検出器形状。カロリメータ半径  $R = 2m$ 、ビーム立体角  $\Omega = 8\mu sr$ 。

### 5.1 計算方法

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  と  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  の計算は 4.3.2 節と同様の方法で行う。 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  の背景事象数の計算は、ここではシミュレーションを行わず、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  のバックスプラッシュ損失を考慮し、3.3 節のカロリメータ半径  $R = 2m$  のシミュレーション結果を用いて計算した (表 3.2)。

### 5.2 シミュレーション

検出器は図 5.1 を仮定した。4.3.2 節と同様の方法で  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  と  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  のシミュレーションを行った。カットは 2 章で示したものを用了。vertex cut 上限値、 $P_T$  cut 下限値はそれぞれ、3.3 節のカロリメータ半径  $R = 2m$  のシミュレーションにおいて  $\frac{\Delta BR}{BR}$  が最も小さくなった、20m、130MeV/c とした (表 3.2)。

### 5.3 シミュレーション結果

$T_{BPV} - T_{Cal}$  と  $Z_{BPV}$  の相関図を図 5.2 に示す。カットの直線  $T = p_0 + p_1 Z$  は、 $\frac{\Delta BR}{BR}$  が最も小さくなる直線を選んだ。パラメータ  $p_0$  は 30nsec から 60nsec まで 1nsec 刻み、パラメータ  $p_1$  は  $-1.5psec/mm$  から  $-3.5psec/mm$  まで  $0.1psec/mm$  刻みで動かし、それぞれの直線で  $\frac{\Delta BR}{BR}$  を計算した。

$\frac{\Delta BR}{BR}$  の計算方法を説明する。 $\frac{\Delta BR}{BR}$  の計算には、 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  の背景事象数が必要である。あるカットの直線  $T = p_0 + p_1 Z$  でバックスプラッシュ判別を行った場合のシグナル数を  $S'$  とする。3.2 のシグナル数を  $S$  とするとバックスプラッシュ損失  $Loss$  は

$$Loss = 1 - \frac{S'}{S} \quad (5.1)$$

と表せる。 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  のバックスプラッシュによる損失も同じ割合だと考え、あるカットの直線  $T = p_0 + p_1 Z$  でバックスプラッシュ判別を行った場合の  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  の背景事象数  $N'(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)$  は、表 3.2 の  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  の背景事象数を  $N(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)$  とすると

$$N'(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) = N(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) - N(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) \times Loss \quad (5.2)$$

と表せる。この値を用いて、 $\frac{\Delta BR}{BR}$  を計算した。

表 5.1 は  $\frac{\Delta BR}{BR}$  が最も小さくなる直線と、そのときの  $\frac{\Delta BR}{BR}$  を示す。また図 5.3 と図 5.4 は、選んだ直線について  $p_0$  を 1nsec 刻みで動かしたときのシグナル数、背景事象数、 $\frac{\Delta BR}{BR}$  の変化を表している。

表 5.1: 最適と考える検出器における  $\frac{\Delta BR}{BR}$  が最も小さくなる直線と、そのときの  $\frac{\Delta BR}{BR}$

項目	値
直線	$T = 57\text{nsec} - 2.6\text{psec}/\text{mm}Z$
$\frac{\Delta BR}{BR}$	$6.2 \pm 0.1\%$
シグナル数	$346 \pm 1$
背景事象数	$111 \pm 15$

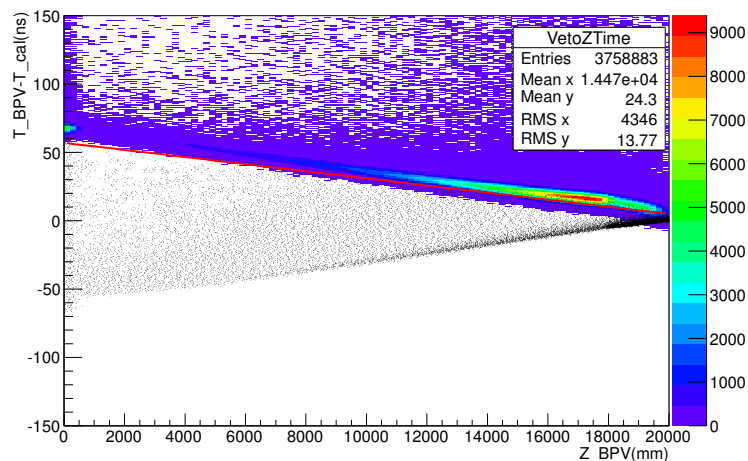


図 5.2: 最適と考える検出器における  $T_{BPV} - T_{Cal}$  と  $Z_{BPV}$  の相関図。直線は  $\frac{\Delta BR}{BR}$  が最も小さくなる直線

## 5.4 結果

最適と考える検出器形状について、バックスプラッシュ判別を行った場合の  $\frac{\Delta BR}{BR}$  として  $6.2 \pm 0.1\%$  を得た。

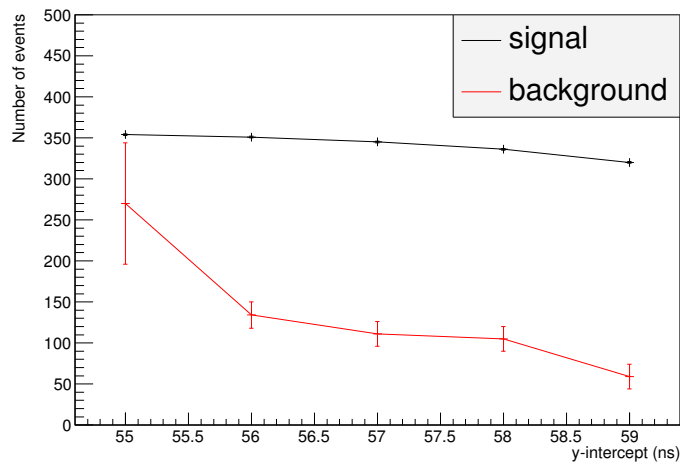


図 5.3: 最適と考える検出器におけるカットの直線の切片とシグナル数、背景事象数。傾きは  $-2.6\text{psec/mm}$ 。

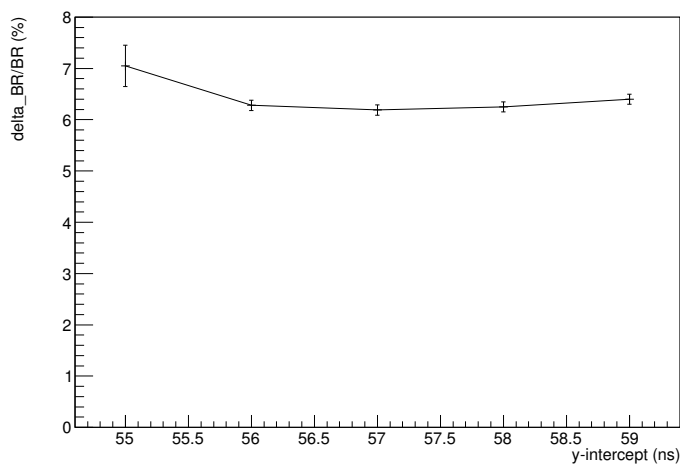


図 5.4: 最適と考える検出器におけるカットの直線の切片と  $\frac{\Delta BR}{BR}$ 。傾きは  $-2.6\text{psec/mm}$ 。

## 第6章 結論

KOTO 実験の step2 において  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の分岐比が最も精度よく測定できる検出器形状を調べた。ビーム立体角、カロリメータ半径、カロリメータ数の3つのパラメータについて、様々な値を仮定し、シミュレーションを行い、それぞれの検出器形状での  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の分岐比の精度を計算した。そして  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の分岐比が最も小さくなるこの3つのパラメータは、ビーム立体角が  $8\mu\text{sr}$ 、カロリメータ半径が 2m、カロリメータ数が 1 となることが分かった。

さらにバックスプラッシュ判別の効果が、検出器形状によってどのように変化するのか調べ、Barrel Photon Veto の半径を大きくする形が良いことが分かった。

以上の結果を踏まえ、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の分岐比の精度が最も小さくなる検出器形状は、ビーム立体角が  $8\mu\text{sr}$ 、カロリメータ半径が 2m、カロリメータ数 1、Barrel Photon Veto の半径 4m の形状でことが分かった。この検出器形状だと、約 100kW ビームパワー、3年間の測定（合計測定時間  $3 \times 10^7 \text{sec}$ ）でシグナル事象数  $346 \pm 1$ （標準理論予測値）を得ることができ、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の分岐比の測定精度は  $6.2 \pm 0.1\%$  となる。



## 関連図書

- [1] Proposal for  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  Experiment at J-Parc, <http://osksn2.hep.sci.osaka-u.ac.jp/~taku/jparcKL/jparcE14proposal.pdf>.
- [2] 野村正, KOTO コラボレーションミーティング (2014年5月) 発表スライド.
- [3] 豊田高士, 修士論文, 大阪大学 (2014), [http://osksn2.hep.sci.osaka-u.ac.jp/theses/master/2013/toyoda\\_mthesis.pdf](http://osksn2.hep.sci.osaka-u.ac.jp/theses/master/2013/toyoda_mthesis.pdf).

# 謝辞

本論文の執筆にあたり、多くの方々にお世話になりました。心より感謝を申し上げます。

指導教官の山中卓教授には、研究において、私の主体性を尊重して下さったことに非常に感謝しています。研究テーマや研究の方法を自分で決められる環境であったからこそ、やりがいを感じながら楽しく研究ができました。行き詰まったときには的確なアドバイスや様々な知識をご教授頂き、本論文の完成まで支えて頂きました。深く感謝致します。

花垣和則准教授にはゼミや学会発表練習で非常にお世話になりました。ゼミでは素粒子の研究に必要な知識を要領よく説明して頂き、理論が苦手な私でも、学んだ知識を自分の研究で使える程にまで成長することができました。

外川学助教には、1年次におこなっていた研究において、非常に多く協力して頂きました。実験装置の使い方を細かく教えて頂いたり、実験が上手くいかない時には、実際に実験に立ち寄って頂き、的確なアドバイスや励ましの言葉を頂きました。

秘書の川原さんには、出張手続きや提出書類などでお世話になった他、研究と少し離れた立場の方としてお話できることが、とても支えとなりました。

阪大 KOTO 実験グループの特任研究員の佐藤和史さん、12月まで特任研究員をされていた塩見公志さんには日頃からシミュレーションの細かな方法を教えて頂いたり、研究で分からないことの相談に乗って頂いたり大変お世話になりました。どんな質問にでも真剣に考えて、答えてくださり、また研究の進行状況を気にして声をかけてくださったりと本当に助かりました。阪大 KOTO 実験グループの先輩である村山理恵さん、杉山泰之さん、豊田高士さん、高島悠太さんには日頃から研究のアドバイスや励ましの言葉を頂きました。後輩の宮崎康一くんは、いつも熱心に研究に取り組んでおり、その姿に何度も身の引き締まる思いがしました。

KEK の野村正さん、小松原健さん、Lim Gei Youb さん、山形大学の田島靖久さん、防衛大の松村徹さんには、KOTO 実験のミーティングや KEK での作業の際に非常にお世話になりました。また、お会いする機会が少ないなか、学会発表前などには特に熱心にご指導頂いたこと、とても感謝しております。

京大の南條創さんをはじめとする京大 KOTO 実験グループのみなさまには、KOTO 実験のミーティングでたくさんアドバイスを頂きました。京大 KOTO 実験グループのみなさまはとても明るく、ミーティングで会う度にお話しするのが楽しかったです。同学年である中桐洸太くん、上路市訓くんは研究も遊びも全力で取り組まれていて、同学年として一目置く存在でした。

山中研究室の KOTO グループ以外の方々にも非常にお世話になりました。遠藤理樹さん、TEOH jia jian さん、石島直樹さん、辻嶺二さん、渡邊誠さんはとても優秀な先輩であり、普段の研究される姿から得るものは多くありました。同学年の荒井泰貴くんは、研究室での仕事で協力することが多くありましたが、私の至らなから、迷惑も多くかけました。それでも、いつでも協力してくれたこと、心より感謝いたします。後輩の山内洋子さん、矢島和希くん、新谷知也くん、今坂俊博くん、原口弘くん、森哲平くんは、目を輝かせながら研究に取り組み、活発な議論を交わす姿がとても印象で、その姿を見る度に、初心を思い出しました。

久野研究室の同学年である岡本慧太くん、片山博喜くん、林央樹くん、友人の石井麻衣子さんはいつでも明るく、みなさまと話す、研究で悩むことがあっても、とても前向きになれました。

最後に、いつでも私の好きなように進ませてくれ、励まし支えてくれた両親、姉に感謝いたします。