

CsI calorimeter 上に作られる  
cluster shape を用いた background の識別

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

佐藤和史

平成20年2月4日

## 概要

J-PARCにおいて予定されている  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊分岐比測定実験 (E14 実験) では、 $\pi^0$  からの二つの  $\gamma$  を CsI 結晶電磁カロリメータを用いて検出する。この実験での主要バックグラウンドの一つである fusion 事象は、シグナル事象とは異なる形のクラスターを CsI カロリメータ上に作る。本論文では、シミュレーションを用いて、クラスター形状の差異による fusion バックグラウンド事象の識別を試みた。

現在 E14 実験では  $\chi^2$  cut というカットを用いて fusion 事象が作るクラスターの識別を行っている。今回、この  $\chi^2$  cut が持つ問題点を改良し新しい  $\chi^2$  cut を作成した。

この新しい  $\chi^2$  cut を使用して、シミュレーションによる fusion 事象数の見積もりを行った結果、シグナル事象のアクセプタンス損失が 10% のとき 84.3% の fusion 事象をカットできた。期待される事象数は、シグナル事象  $4.12 \pm 0.02$  に対し fusion 事象が  $1.08 \pm 0.05$  であった。

# 目次

第 1 章	本研究の目的	7
1.1	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の物理	7
1.2	E14 実験	7
1.2.1	$K_L$ ビーム	8
1.2.2	検出器	10
1.3	E14 実験における fusion バックグラウンド事象	10
1.4	現行の $\chi^2$ cut	12
1.5	$\chi^2$ cut の問題点と改善策	12
1.6	本論文の概要	13
第 2 章	カロリメータによる光子の情報の読み出し方法	16
2.1	エネルギー, 入射角, 方位角の読み出しと分解能	16
2.1.1	事象の再構成	16
2.1.2	分解能	20
2.1.3	エネルギー, 入射角, 方位角のピンの決定	20
2.2	列エネルギー比の定義	21
第 3 章	shower shape map の作成	26
3.1	MC シミュレーションの環境	26
3.1.1	検出器の形状	26
3.1.2	入射 $\gamma$	26
3.2	マップ作成の手順	26
3.3	エネルギー分布の形状	28
第 4 章	新しい $\chi^2$ cut の作成	31
4.1	$\chi^2$ の定義	31
4.2	$\chi^2$ の性質	31
第 5 章	$\chi^2$ Cut による fusion 事象数の変化	33
5.1	MonteCalro シミュレーションの環境	33
5.1.1	シャワー発生条件	33
5.2	事象の再構成	35

5.3	事象の選択	35
5.3.1	standard cuts	35
5.3.2	その他の cut	37
5.4	結果	37
第 6 章	考察	40
6.1	どのような fusion 事象が分けにくいか	40
6.1.1	$2\gamma$ の入射位置の距離	40
6.1.2	今後の改善点	43
第 7 章	結論	44

# 目 次

1.1	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のファインマンダイアグラム	7
1.2	(a)E14 実験装置の概観 (b)E14 検出器の概観図。この論文では、ビーム軸下流向きに Z 軸、鉛直上向きに Y 軸、紙面を手前から奥に貫く方向に X 軸をとる。原点はビーム軸上にとり、検出器の上流側の面を $Z=0$ とする。	8
1.3	(a)(b) $K_L$ ビームの運動量分布 ( (a) : ビーム軸に平行な成分,(b) : 垂直な成分)、(c) $Z=-1\text{m}$ における $K_L$ ビームの広がり	9
1.4	CsI カロリメータの概観図	10
1.5	fusion 事象の概念図。 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊で発生する四つの $\gamma$ のうち二つが近接して CsI カロリメータに入射したためにクラスターが重なり一つに見えてしまう。残る 1 つの $\gamma$ を検出できなかった場合、バックグランド事象となりうる。	11
1.6	クラスターの重心が同じでも $\pi^0$ の崩壊点によって $\gamma$ の入射角は異なる。	13
1.7	点 (1) に $\gamma$ が入射した場合、A の結晶に落とすエネルギーは点 (2) に入射した場合よりも大きくなる。	14
1.8	fusion 事象数の見積もりに使われている確率関数。fusion をカットできる確率を $2\gamma$ の距離のみの関数として表している。	15
2.1	クラスタリングの概念図。(a) 黄色の結晶に対する中心間の距離が $2.5\text{cm} \times \sqrt{8}$ 以内の結晶を桃色で示した。1.5MeV 以上のエネルギーが落とされた結晶で、互いの距離がこの範囲にあるものをまとめてクラスターを作る。(b) 1 つの $\gamma$ によって各 CsI 結晶に落とされたエネルギーの分布 (上図) とそれをクラスタリングして得られたクラスター (下図)。この場合は赤丸で囲んだ二つのクラスターができる。	17
2.2	Monte Carlo によるシグナル事象の、クラスターに含まれるエネルギー $E_{dep}$ と真の入射エネルギー $E_\gamma$ の関係。黒線は $F = 0.00362 + 0.0388/\sqrt{E_{dep}}$ を表す。	18
2.3	$\gamma$ が角度を持って入射した場合、エネルギーの重心 $P_{coe}$ と入射位置 $P_{inc}$ の間に、シャワーの長さ L によるずれが生じる。	19

2.4	Monte Carlo により得た、 $\gamma$ の真の入射位置 $POS_{inc}$ とカロリメータで読み出した入射位置 $POS_{rec}$ の残差分布 (a)、および真の $\pi^0$ 崩壊点 $vertex_{inc}$ と再構成した崩壊点 $vertex_{rec}$ の残差分布 (b)。それぞれ黒線がシャワーの長さによる入射位置の補正を行う前、赤線が補正後の分布を表す。 . . . . .	21
2.5	(a) 光子の真のエネルギー $E_{true}$ と測定したエネルギー $E_{inc}$ との残差 (%) を測定したエネルギーについてプロットしたもの。(b)(a) の各ビンの RMS のエネルギー依存性。fitting の結果、エネルギー $E$ の分解能は、 $\Delta E/E = 1.0\% \oplus 1.5\%/\sqrt{E(GeV)}$ であった。 . . . . .	22
2.6	$\gamma$ の真の入射角と読み出した入射角の残差分布。 . . . . .	23
2.7	$\gamma$ の真の方位角と読み出した方位角の残差分布。 . . . . .	23
2.8	マップを用意するピンは、エネルギーについては対数の変化が一定になる様に分けた。 $E_0, \dots$ がエネルギーのピンを表す。100MeV~2000MeV まで 20 ビンに分けた。 . . . . .	24
2.9	Monte Carlo により、450MeV の光子を方位角 $\phi = 42.5$ 度で CsI 結晶に一樣に入射させたときの $q_x$ の分布。赤線は入射角 $\theta = 2.5$ 度, 黒線は $\theta = 22$ 度の場合。 . . . . .	24
2.10	列エネルギー比についてのピンの分け方。列エネルギー比 $q_x$ の分布を、それぞれのピン内での分布の積分値が同じになるように 5 ビンに分ける。 . . . . .	25
3.1	(a) 入射 $\gamma$ のエネルギー分布 (b) 入射角分布 (c) 方位角分布 . . . . .	27
3.2	(左)0.25cm 角 CsI に落とされたエネルギーの分布。黒線の 1 マスが $2.5 \times 2.5$ cm に対応している。(右)左図を $10 \times 10$ 本まとめて 2.5cm 角の CsI を再現した。 . . . . .	27
3.3	中心結晶に落とされるエネルギーの分布。エネルギー 385 ~ 447MeV, 入射角 20.5 ~ 22.5 度, 方位角 15 ~ 22.5 度のピンのもの。 . . . . .	28
3.4	エネルギー 385 ~ 447MeV, 入射角 20.5 ~ 22.5 度, 方位角 15 ~ 22.5 度のビンでの、中心結晶の左隣の結晶に落とされるエネルギーの割合の分布。(a) 列エネルギーで分けなかった場合のエネルギー分布。(b) 列エネルギー比で分けた場合のエネルギー分布。黒線, 赤線, 緑線はそれぞれ縦の列エネルギー比 $q_x$ の値が 1 番目, 3 番目, 5 番目のビンでの分布を表す ( $q_x$ のピンの番号が小さいほどシャワーの発生地点は左側にあると考えられる)。横の列エネルギー比 $q_y$ は 3 者とも 3 番目のピンを選んだ。 . . . . .	29
3.5	中心結晶の二つ上の結晶に落とされるエネルギーの割合の分布。 . . . .	30

4.1	(a) エネルギーの各ビンにおける $\chi^2$ 値の分布。(b) 入射角の各ビン (d) 方位角 (d) 縦の列エネルギー $q_x$ (e) 横の列エネルギー $q_y$ 。黒線は各ビンの平均値、エラーバーは RMS を表す。いずれのビンでも $\chi^2$ の平均値, RMS はほぼ一定であった。 . . . . .	32
5.1	今回配置した CsI カロリメータの外観。簡単のため全て $2.5 \times 2.5$ cm の CsI 結晶を用いた。各 CsI 間には 0.15mm のギャップがある。 . . . .	34
5.2	E-theta cut の図。光子のエネルギーと入射角が黒線よりも上の範囲にあることを要求した。 . . . .	36
5.3	$P_t/P_z$ cut の図。再構成した $\pi^0$ の Z 軸に平行方向の運動量に対する Z 軸に垂直方向の運動量の比および崩壊点が、黒線によって囲まれる範囲内にあることを要求した。 . . . .	36
5.4	シグナル事象と fusion 事象の $\chi^2$ 分布。黒線：シグナル事象、赤線：fusion クラスタ。 . . . .	38
5.5	シグナルのアクセプタンスを変えたときの fusion 事象数に対するシグナル事象数の変化。 . . . .	39
6.1	fusion を起こした $2\gamma$ の距離ごとの $\chi^2$ の分布。黒線：0~30mm, 赤線：40~70mm, 緑線：70~100mm . . . . .	41
6.2	(a) シグナル事象の $\chi^2$ カットによるアクセプタンスの損失が 10% のときの fusion 事象数と $2\gamma$ の距離の関係,(b) $2\gamma$ の距離に対する fusion 事象をカットできる確率 . . . . .	41
6.3	fusion を起こした $2\gamma$ の小さい方のエネルギーに対する大きい方のエネルギーの比と $\chi^2$ の関係。図中の赤線は x 軸の各ビンの平均値を表す。統計量を得るため standard cuts は vertex cut のみをかけたデータを使用している。 . . . .	42
6.4	fusion を起こした $2\gamma$ の相対位置と $\chi^2$ の関係。横軸は $2\gamma$ のうちエネルギーが大きい方の運動量ベクトルと、 $2\gamma$ の入射位置をエネルギーが大きい方から小さい方へ結んだベクトルを x-y 平面上に投影したときなす角。図中の赤線は x 軸の各ビンの平均値を表す。統計量を得るため standard cuts は vertex cut のみをかけたデータを使用している。 . . .	43

# 表 目 次

1.1	期待されるシグナル事象数およびバックグラウンド事象数 . . . . .	12
5.1	fusion 事象数とシグナル事象数の見積もり結果 . . . . .	38

# 第1章 本研究の目的

## 1.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の物理

標準理論において CP 対称性の破れは、クォーク 3 世代の混合を表す CKM 行列の複素成分によって引き起こされる。中性 K 中間子の  $\pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊は、この CKM 行列の複素成分  $\eta$  を測定するのに適した崩壊である。その崩壊振幅の大きさは以下の式で表される。

$$A(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \cong \frac{1}{\sqrt{2}} [A(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) - A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})] \quad (1.1)$$

この崩壊では、中間状態において t-クォークが介在するため (図 1.1)、CKM 行列の  $V_{td}, V_{ts}$  を含む。Wolfenstein の表記 [1] を用いると崩壊振幅の大きさは

$$A(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \propto V_{td}^* V_{ts} - V_{ts}^* V_{td} \propto 2i\eta \quad (1.2)$$

となる。よって  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の分岐比を測定すれば  $\eta$  の値を求めることができる。

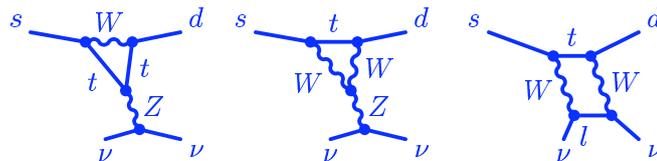


図 1.1:  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊のファインマンダイアグラム

この崩壊モードは理論的不定性がきわめて小さい。また、間接的 CP の破れに対し直接的 CP の破れが支配的である。よって  $\eta$  の値を測定するのに適した崩壊である。標準理論から予言される  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の分岐比は  $2.8 \times 10^{-11}$  [2] である。

## 1.2 E14 実験

E14 実験は  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の分岐比を測定するために、現在建設中の加速器施設 J-PARC で行われる実験である [3]。

この実験では、 $\pi^0$  からの 2 個の  $\gamma$  を CsI 電磁力ロリメータを用いて検出する。さらに、崩壊領域まわりの全立体角を囲む veto 検出器によって  $2\gamma$  以外に検出可能な粒子が無いことを確認する。そのうえで、検出された  $2\gamma$  がビーム軸に垂直方向の運動量を持つ事象、つまり他に観測不可能な粒子が存在していると考えられる事象を探策する。 $K_L$  の崩壊モードで終状態が  $2\gamma$  と観測不可能な粒子であるのは  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  のみであるので、これによって  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  を同定できる。E14 実験装置の概観図を図 1.2 に示す。本論文では図のようにビーム軸下流向きを Z 軸とし、鉛直上向きを Y 軸、右手系で水平方向を X 軸とする。ビームライン下流に設置した検出器の上流側の面を  $Z=0\text{m}$  とする。

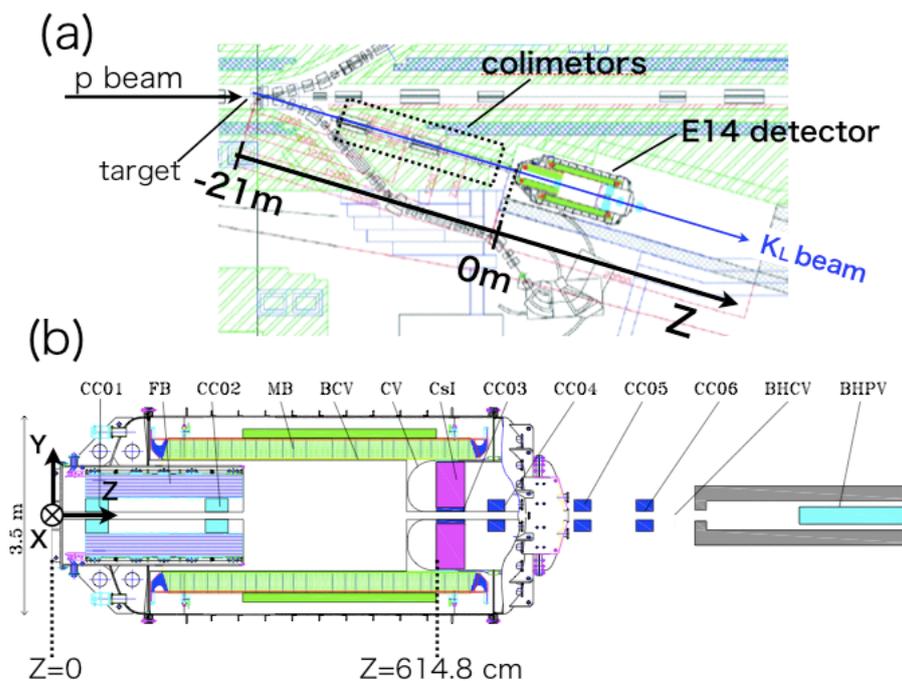


図 1.2: (a)E14 実験装置の概観 (b)E14 検出器の概観図。この論文では、ビーム軸下流向きに Z 軸、鉛直上向きに Y 軸、紙面を手前から奥に貫く方向に X 軸をとる。原点はビーム軸上にとり、検出器の上流側の面を  $Z=0$  とする。

### 1.2.1 $K_L$ ビーム

E14 実験では、J-PARC の陽子加速器で加速された  $30\text{GeV}$  の陽子ビームを標的に当てて  $K_L$  を発生させる。陽子ビームに対し取り出し角  $16$  度方向にコリメータを配置し、立体角  $9\mu\text{sr}$  の  $K_L$  ビームを作る。 $K_L$  ビームの運動量分布、ビームの広がり事は事前のシミュレーション [4] によって見積もられている。図 1.3a,b に  $Z=-1\text{m}$  での  $K_L$  ビームの運動量分布と広がりを示す。

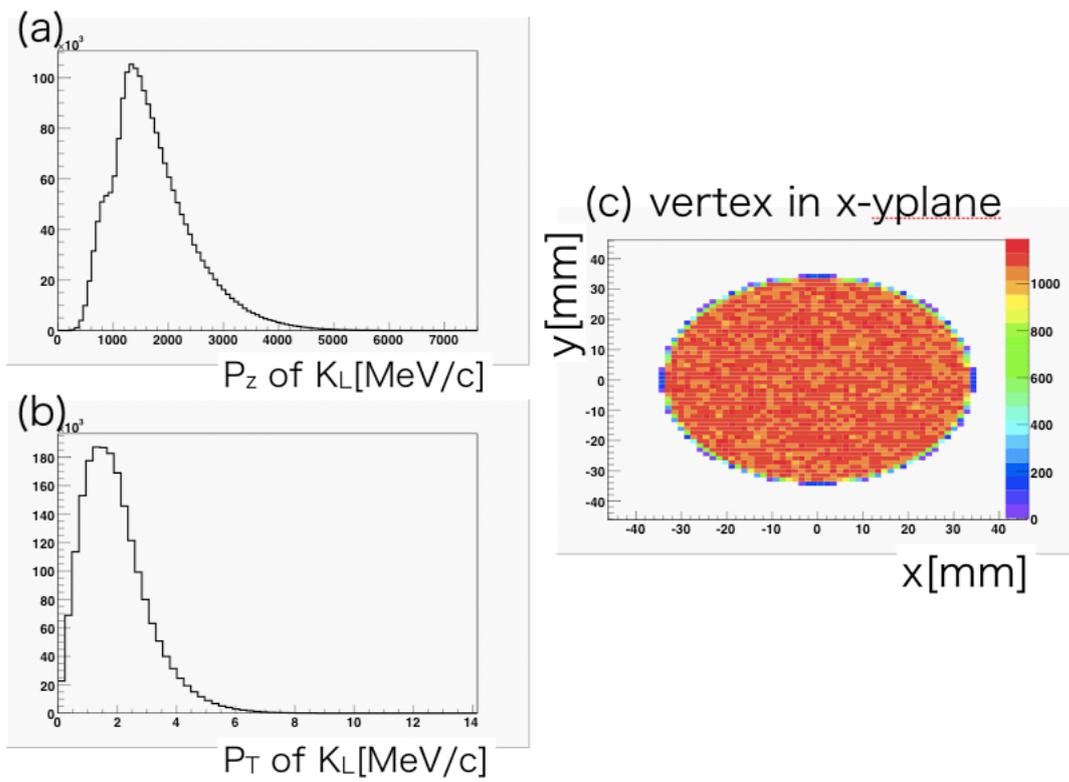


図 1.3: (a)(b) $K_L$  ビームの運動量分布 ( (a): ビーム軸に平行な成分,(b): 垂直な成分)、  
 (c) $Z=-1\text{m}$  における  $K_L$  ビームの広がり

## 1.2.2 検出器

E14 で使用される検出器は陽子ビームの標的から 21m 下流に設置される。E14 検出器の概観図を図 1.2b に示す。崩壊領域は  $Z=300\text{cm}\sim 500\text{cm}$  であり、CsI 電磁カロリメータをその下流 (カロリメータの上流側の面が  $Z=614.8\text{cm}$  になる位置) に設置して  $\pi^0$  からの  $2\gamma$  のエネルギーと入射位置を測定する。他に観測できる粒子が無いことを確認するため、崩壊領域を覆う様に各種の veto 検出器が設置されている。

図 1.4 に  $2\gamma$  の検出に用いる CsI カロリメータの概観を示す。このカロリメータは断面積が  $2.5\times 2.5\text{cm}$  および  $5.0\times 5.0\text{cm}$ 、長さが 50cm の CsI 結晶を積み重ねた構造をしている。粒子が入射した場合、近接する結晶に落とされたエネルギーを同一粒子によるものと見なし、クラスターとしてまとめる。

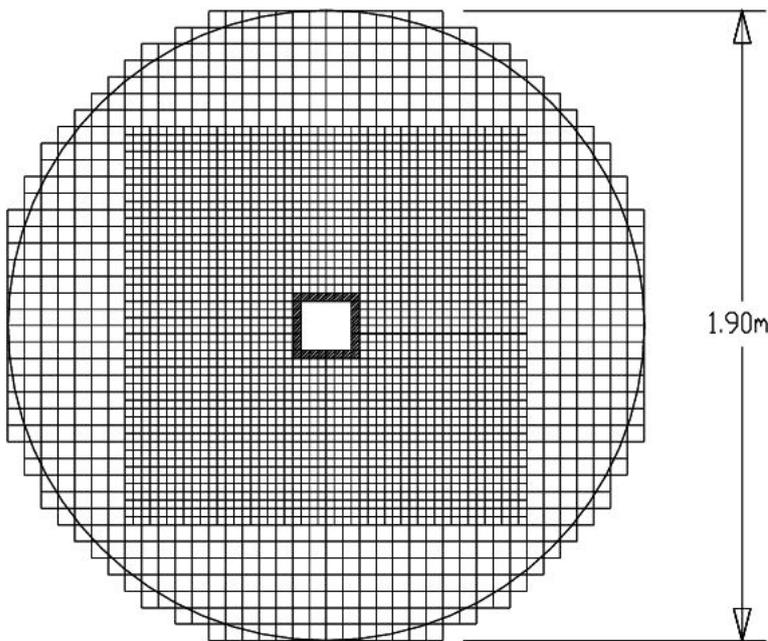


図 1.4: CsI カロリメータの概観図

## 1.3 E14 実験における fusion バックグラウンド事象

E14 実験のバックグラウンドには大きく分けると次の二つがある。

- $K_L$  の他の崩壊モードによるもの

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  および  $K_L \rightarrow 2\gamma$  以外の崩壊モードの終状態には、 $2\gamma$  以外にも二つ以上の粒子が存在する。これらの余分な粒子を検出できなかったときに、バックグラウンドの原因となる。

- ビームの周りに存在する中性子によるもの

$K_L$  ビームの周りにはコリメートしきれなかった中性子が残存している。これらが veto 検出器に当たった際、 $\pi^0$  や  $\eta$  をつくり、それらが  $2\gamma$  に崩壊するとバックグラウンドとなり得る。

このうち  $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$  崩壊によるものがバックグラウンド全体の 8 割弱を占める。 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$  崩壊によるバックグラウンド事象には、2つの  $\gamma$  を見逃す事象の他に、fusion 事象と呼ばれるものがある。

fusion 事象とは図 1.5 に示すように、 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$  崩壊で発生する 4つの  $\gamma$  のうち、二つが近接して CsI カロリメータに入射したために 1つの  $\gamma$  に見えてしまう事象である。この場合、veto できる粒子が  $\gamma$  一つだけとなるためバックグラウンドとなりやすい。ただし、二つの  $\gamma$  が重なったクラスターは一つの  $\gamma$  が作るものとは異なった形となる。E14 実験ではこの形状の違いを識別する方法として、次節で述べる  $\chi^2$  cut を用いることを予定している。

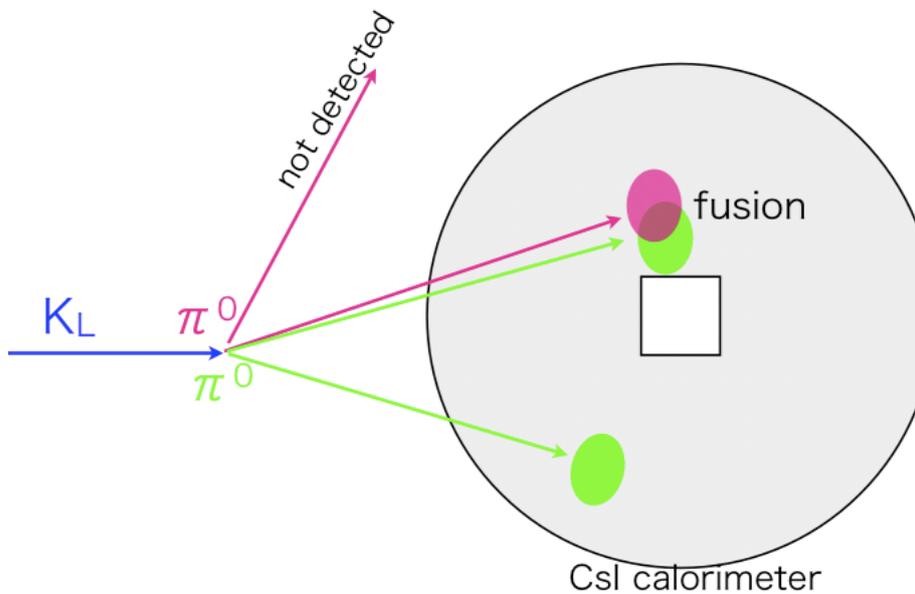


図 1.5: fusion 事象の概念図。 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$  崩壊で発生する四つの  $\gamma$  のうち二つが近接して CsI カロリメータに入射したためにクラスターが重なり一つに見えてしまう。残る 1つの  $\gamma$  を検出できなかった場合、バックグラウンド事象となりうる。

主なバックグラウンド事象とその事象数の見積もり [5] を表 1.1 に示す。fusion 事象の数は  $\chi^2$  cut をかけたものである。

表 1.1: 期待されるシグナル事象数およびバックグラウンド事象数

		standard cuts	cut for $\eta$	acceptance loss(50%)
signal	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$	$6.0 \pm 0.1$	$5.4 \pm 0.1$	$2.7 \pm 0.05$
$K_L$ BG	$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ (fusion)	$1.2 \pm 0.1$	$1.1 \pm 0.1$	$0.5 \pm 0.06$
	$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ (not fusion)	$2.5 \pm 0.1$	$2.2 \pm 0.08$	$1.1 \pm 0.04$
	$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$0.18 \pm 0.08$	$0.16 \pm 0.07$	$0.08 \pm 0.04$
	$K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$	$0.13 \pm 0.02$	$0.03 \pm 0.003$	$0.02 \pm 0.01$
halo n BG	$\eta$	8.1	0.6	0.3
	CV	-	-	0.08(1/4 of $\eta$ )

## 1.4 現行の $\chi^2$ cut

現在 E14 実験では  $\chi^2$  cut を用いて fusion 事象のクラスター形状を識別している。このカットは、 $\gamma$  が作る平均的なクラスター形状を事前にシミュレーションしておき、それと比較するというものである。一つの  $\gamma$  が各 CsI に落とすエネルギーの平均値と RMS を、クラスターのエネルギー重心を中心とした  $7 \times 7$  本の結晶について記録しておき、それを基に  $\chi^2$  を計算する。

このエネルギーの平均値と RMS を記録したものを以下では shower shape map もしくは略してマップと呼ぶ。マップは、Monte Carlo シミュレーションによるシグナル事象が作るクラスターを基に作成された。CsI カロリメータの各結晶ごとに、その結晶にクラスターのエネルギー重心があった場合のマップが用意されている。

## 1.5 $\chi^2$ cut の問題点と改善策

現行の  $\chi^2$  cut では、各 CsI 結晶ごとにその結晶にクラスターのエネルギー重心がある場合のマップが用意されている。しかし、重心の位置が同じでも、以下に挙げる 3つの理由により  $\gamma$  の作るクラスターは様々な形状をとりうる。

- エネルギー  
電磁シャワーは入射光子のエネルギーが大きくなるにつれて長くなる。それに伴いクラスターの形も変わる。
- 入射角度

図 1.6 に示す様に、 $\pi^0$  が崩壊領域のどこで崩壊したかによって  $\gamma$  の入射角は様々な値をとりうる。入射角が大きくなりシャワーがより傾けば、それを投影したクラスタの形も広がったものになる。

- CsI 結晶中のシャワーの発生位置

CsI 中のどこでシャワーが発生したかによってもクラスタのエネルギー分布は変わる。例えば  $\gamma$  が垂直入射した場合を考えよう。図 1.7 の点 (1) に  $\gamma$  が入射した場合、A の結晶に落とされるエネルギーは点 (2) に入射した場合に比べて大きくなる。

以上の理由から現在のマップは RMS が不必要に大きくなり、fusion クラスタへの感度を落としていると考えられる。この改善策として、 $\gamma$  の入射エネルギー、入射角、方位角および CsI 結晶中のシャワーの発生位置をいくつかの区間に区切り、それぞれの区間毎にマップを作成する。このマップを作成する区間のことを以下ではビンと呼ぶ。これにより  $\chi^2_{\text{cut}}$  が改善されると期待できる。

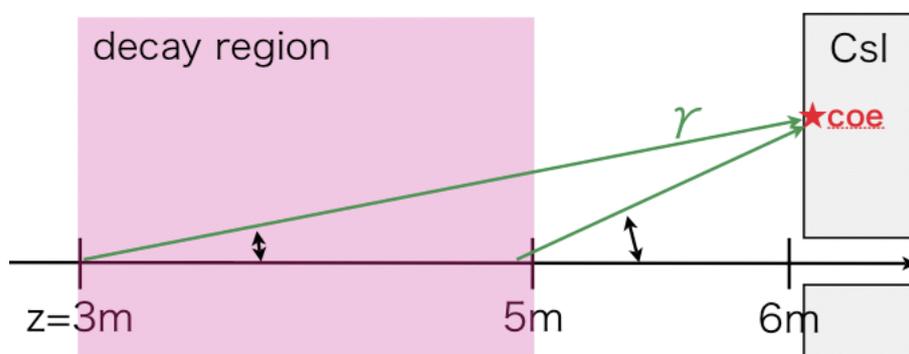


図 1.6: クラスタの重心が同じでも  $\pi^0$  の崩壊点によって  $\gamma$  の入射角は異なる。

## 1.6 本論文の概要

本論文では、前節で述べた改善策を取り入れた新しいマップを作成し  $\chi^2_{\text{cut}}$  の改良を試みた。

また、fusion バックグラウンド事象数の見積もりは現在のところ、事象ごとに電磁シャワーをシミュレーションしてはいない。図 1.8 に示すように、事前の研究により fusion 事象をカットできる確率を、fusion をおこした  $2\gamma$  の入射位置間の距離の関数として用意し、この関数を基に、 $2\gamma$  の入射位置間の距離から fusion クラスタを判別できる確率を計算している。しかし、例えば二つの  $\gamma$  のエネルギーの比など、入射位置の距離以外にも fusion クラスタの判別に関わる因子が考えられる。そこで

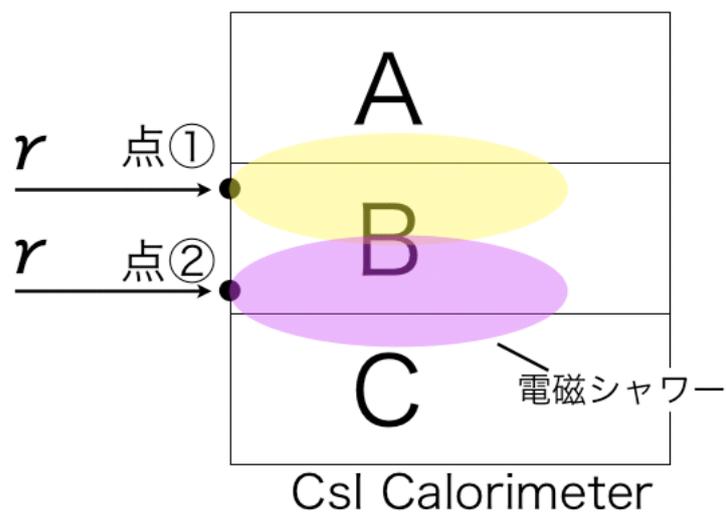


図 1.7: 点 (1) に  $\gamma$  が入射した場合、A の結晶に落とすエネルギーは点 (2) に入射した場合よりも大きくなる。

今回は事象毎に電磁シャワーをシミュレーションし、それに対して改良した  $\chi^2$  カットをかけて fusion 事象数の見積もりを行った。

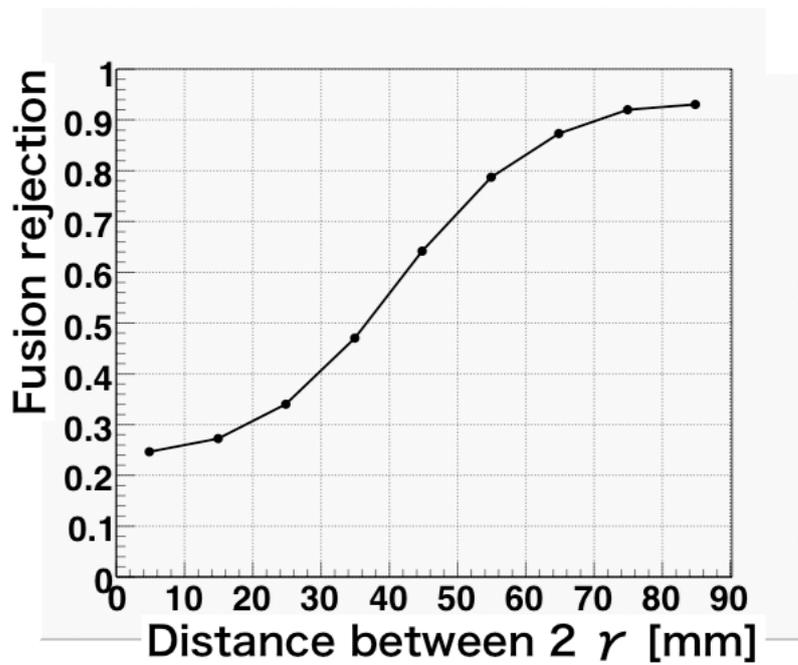


図 1.8: fusion 事象数の見積もりに使われている確率関数。fusion をカットできる確率を  $2\gamma$  の距離のみの関数として表している。

## 第2章 カロリメータによる光子の情報の読み出し方法

光子の入射エネルギー、入射角、方位角、結晶中でのシャワーの発生位置の各ピンごとに作るマップを用いるには、それらの値を各  $\gamma$  ごとに測定する必要がある。

この章では、CsI カロリメータを用いて光子のエネルギー、入射角、方位角を求める方法を説明し、それらの分解能を見積もる。また、マップを用いるために用いるシャワーの発生位置の指標を定義する。

### 2.1 エネルギー、入射角、方位角の読み出しと分解能

#### 2.1.1 事象の再構成

E14 実験で使われる CsI カロリメータで直接的に入射  $\gamma$  の角度を測定することはできない。そこで、測定された  $2\gamma$  の不変質量が  $\pi^0$  の質量に一致すると仮定してその崩壊点を再構成することによって、入射角度を算出する。

この節では、CsI カロリメータに落とされたエネルギーから元の光子を見つけ、 $\pi^0$  の崩壊点を再構成する方法を述べる。

#### クラスタリング

まずは、CsI 結晶に落とされたエネルギーのうち近接するものを同一の光子によるものと見なし、クラスタとしてまとめる。クラスタは、落とされたエネルギーが 1.5MeV 以上の結晶のうち、互いの結晶の中心間の距離が CsI 結晶の幅  $(2.5\text{cm}) \times \sqrt{8}$  以内のものを結合したものと定義する (図 2.1)。

クラスタに含まれる CsI 結晶に落とされたエネルギーの和を以下では  $E_{dep}$  と定義する。図 2.2 に示すように、 $E_{dep}$  はクラスタの外に広がったエネルギーの漏れのみで光子の真のエネルギーより小さくなる。光子のエネルギー  $E_{inc}$  は  $E_{dep}$  を用いて、

$$E_{inc} = (1 + F) \cdot E_{dep} \quad (2.1)$$

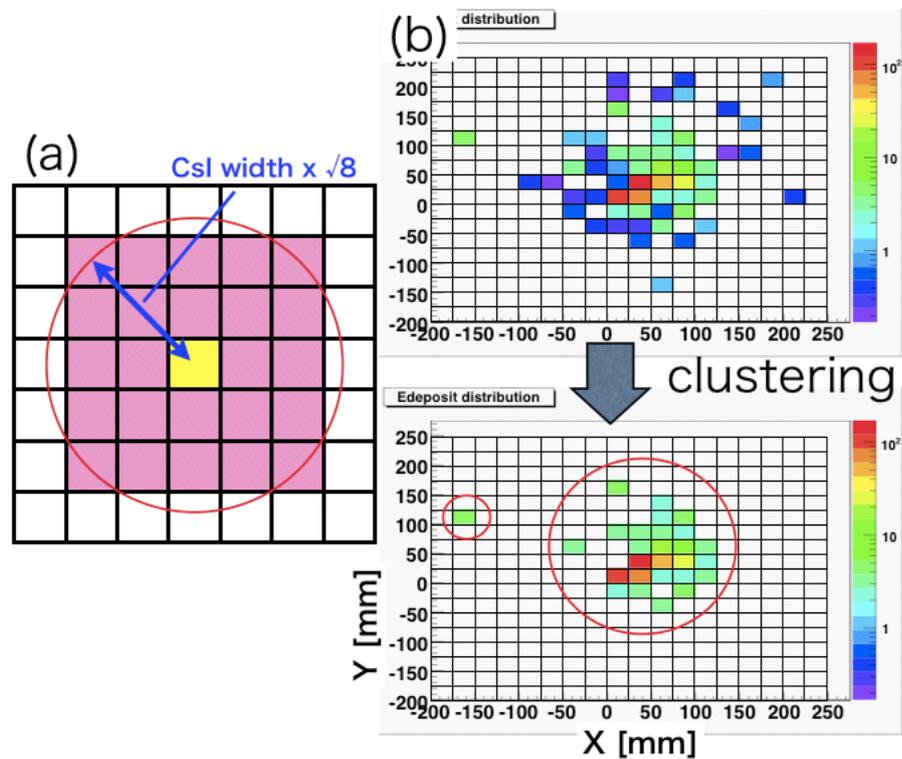


図 2.1: クラスタリングの概念図。(a) 黄色の結晶に対する中心間の距離が  $2.5\text{cm} \times \sqrt{8}$  以内の結晶を桃色で示した。1.5MeV 以上のエネルギーが落とされた結晶で、互いの距離がこの範囲にあるものをまとめてクラスターを作る。(b) 1つの  $\gamma$  によって各 CsI 結晶に落とされたエネルギーの分布 (上図) とそれをクラスタリングして得られたクラスター (下図)。この場合は赤丸で囲んだ二つのクラスターができる。

となる。ここで、 $F = 0.00362 + 0.0388/\sqrt{E_{dep}(\text{GeV})}$  は Monte Carlo で得られたエネルギーの漏れの割合である。

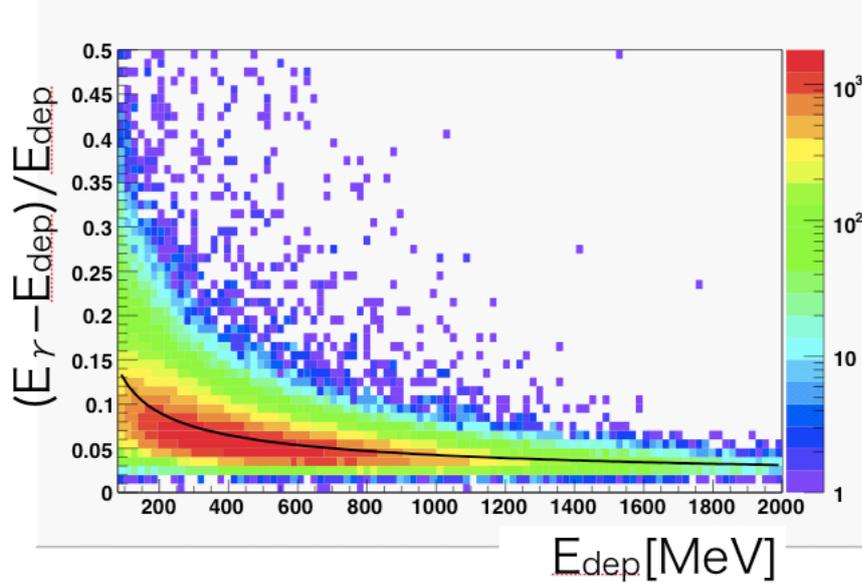


図 2.2: Monte Carlo によるシグナル事象の、クラスターに含まれるエネルギー  $E_{dep}$  と真の入射エネルギー  $E_\gamma$  の関係。黒線は  $F = 0.00362 + 0.0388/\sqrt{E_{dep}}$  を表す。

同一の光子により落とされたエネルギーであっても、クラスタリングで一つにまとめることができず、大きなエネルギーを持つクラスターの周りに複数の小さいエネルギーのクラスターが作られる場合がある。この場合、入射光子の数を多く見積もってしまう。そこで、シグナル事象由来の光子によるクラスターには  $E_{inc} > 100\text{MeV}$  を要求する。その条件を満たすクラスターの数が二つであったものをシグナル事象の候補として、以下に示す  $\pi^0$  崩壊点の再構成を行う。

### 崩壊点の再構成

観測された  $2\gamma$  のクラスター情報から  $\pi^0$  の崩壊点を再構成する。

$\pi^0$  から発生した 2 つの  $\gamma$  のエネルギーを  $E_i$  ( $i = 1, 2$ )、2 つの  $\gamma$  の運動量のなす角  $\theta_{12}$  とすると、不変質量保存の法則より以下の関係式が成り立つ。

$$m_{\pi^0}^2 = 2E_1E_2(1 - \cos\theta_{12}) \quad (2.2)$$

また、 $\pi^0$  の崩壊点を  $\mathbf{r}_\pi = \{x_\pi, y_\pi, z_\pi\}$ 、二つの光子の入射位置を  $\mathbf{r}_i = \{x_i, y_i, z_{CSi}\}$  ( $i =$

1,2  $z_{CsI}$  :  $CsI$  カロリメータの上流側の表面の位置) とすると、以下の式が成り立つ。

$$\begin{aligned} (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_\pi) \cdot (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_\pi) &= x_1x_2 + y_1y_2 + (z_{CsI} - z_\pi)(z_{CsI} - z_\pi) \\ &= |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_\pi| |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_\pi| \cos \theta_{12} \end{aligned} \quad (2.3)$$

$\pi^0$  の崩壊点はビーム軸上、つまり  $x_\pi = 0, y_\pi = 0$  を仮定すれば、以上の式 (2.2)、(2.3) から  $z_\pi$  の 4 次方程式が導かれる。

光子の入射位置としてクラスタのエネルギー重心を仮定し、測定したエネルギーをこの 4 次方程式に代入して  $\pi^0$  の崩壊点  $z_\pi$  を求める。

#### 光子入射位置とエネルギー重心のずれによる補正

前項で述べた  $\pi^0$  崩壊点の計算では、光子の入射位置としてクラスタのエネルギー重心を仮定した。しかし、角度を持って入射した光子は入射位置と重心位置の間にシャワーの長さによる違いが生じる (図 2.3)。そこで、以下の補正を行う。真の

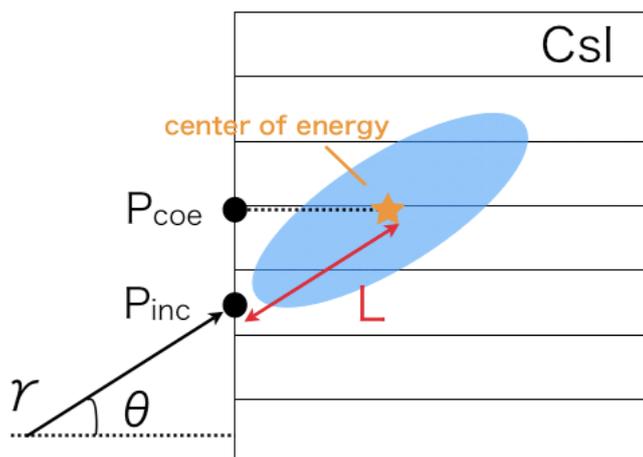


図 2.3:  $\gamma$  が角度を持って入射した場合、エネルギーの重心  $P_{coe}$  と入射位置  $P_{inc}$  の間に、シャワーの長さ  $L$  によるずれが生じる。

入射位置およびエネルギー重心のビーム軸からの距離をそれぞれ  $P_{inc}, P_{coe}$  とする。前節で求めた  $\pi^0$  崩壊点と重心の位置を結ぶ直線とビーム軸がなす角を  $\theta'$  とすると、入射位置  $P_{inc}$  は、シャワーの長さ  $L$  を用いて以下のように求められる。

$$P_{inc} = P_{coe} - L \sin \theta' \quad (2.4)$$

電磁シャワーの長さ  $L$  は次の式で表される。

$$L(\text{cm})/X_0 = p_1 + p_2 \ln(E(\text{GeV})) \quad (2.5)$$

ここで、 $X_0$  は CsI の放射長で 1.85 cm、 $E$  は光子の入射エネルギーである。 $p_1, p_2$  はパラメーターであり Monte Carlo によってそれぞれ 6.490 と 0.993 と見積もった。

このようにして補正した入射位置を用いて再び  $\pi^0$  崩壊点の再構成を行い、より正確な  $\gamma$  の入射位置と  $\pi^0$  の崩壊点を求めた。図 2.4 に Monte Carlo による入射位置および崩壊点の補正前後の残差分布を示す。以下用いる  $\gamma$  の入射角と方位角は、この補正後の崩壊点と入射位置を使って求める。

### 2.1.2 分解能

前節の方法で求めた  $\gamma$  のエネルギー、入射角、方位角の分解能を、Monte Carlo で作ったシグナル事象を用いて見積もった。

図 2.5a に、 $\gamma$  の入射エネルギーとカロリメータで測定したエネルギーの残差の割合を、測定したエネルギーについてプロットしたものを示す。残差分布の RMS から (図 2.5b)、エネルギー  $E$  の分解能は、 $\Delta E/E = 1.0\% \oplus 1.5\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$  と見積もった。

図 2.6, 2.7 に  $\gamma$  の入射角  $\theta$ , 方位角  $\phi$  それぞれの真の値と読み出した値の残差分布を示す。分解能はそれぞれ、 $\Delta\theta = 0.74$  度,  $\Delta\phi = 3.2$  度であった。

### 2.1.3 エネルギー, 入射角, 方位角のビンの決定

エネルギー、入射角、方位角について、マップを用意するビンの分け方を決定しておく。

ビン幅は前節で求めた分解能の 2 倍程度に設定する。入射角については 2.5~42.5 度の範囲で 2 度ごと、方位角は 0~45 度の範囲で 7.5 度ごとのビンに分ける。エネルギーについては、電磁シャワーの長さはエネルギーの対数に応じて変化するので、図 2.8 に示すように一定のエネルギーの対数比でビンに分ける。100MeV~2000MeV の範囲を 20 ビンにわけた。

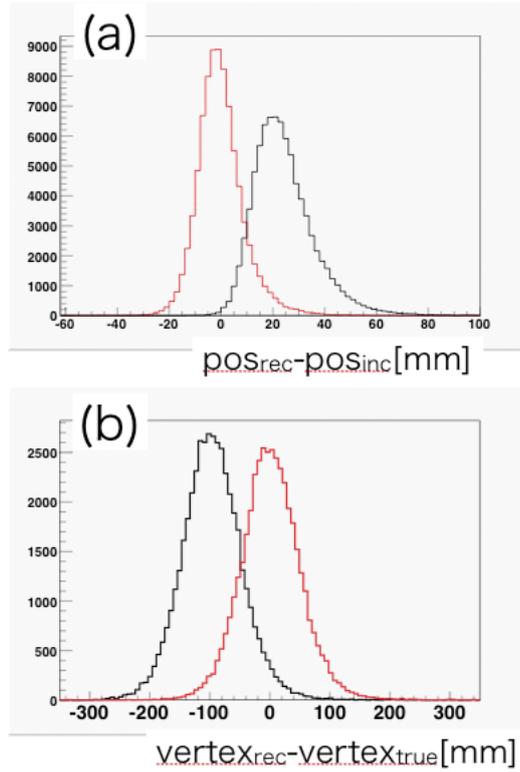


図 2.4: Monte Carlo により得た、 $\gamma$  の真の入射位置  $POS_{inc}$  とカロリメータで読み出した入射位置  $POS_{rec}$  の残差分布 (a)、および真の  $\pi^0$  崩壊点  $vertex_{inc}$  と再構成した崩壊点  $vertex_{rec}$  の残差分布 (b)。それぞれ黒線がシャワーの長さによる入射位置の補正を行う前、赤線が補正後の分布を表す。

## 2.2 列エネルギー比の定義

この節では、結晶中でのシャワーの発生位置を表す指標を定義する。

まず、クラスターに含まれる CsI 結晶に落とされたエネルギーを、縦の列ごとに足し合わせる。その中でエネルギーの和が最も大きい列を、クラスターの x 方向の中心列と定義し、そのエネルギーの和を  $E_0^x$  とする。また、中心列の x 軸方向負の側、正の側にある両隣の列のエネルギー和をそれぞれ  $E_-^x, E_+^x$  とする。

これら  $E_0^x, E_-^x, E_+^x$  を使って縦の「列エネルギー比」 $q_x$  を次の式で定義する。

$$q_x \equiv c(E_-^x, E_+^x) \frac{\max(E_-^x, E_+^x)}{E_0^x} \begin{pmatrix} E_-^x > E_+^x \text{ のとき} & c(E_-^x, E_+^x) = -1 \\ E_-^x < E_+^x \text{ のとき} & c(E_-^x, E_+^x) = 1 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

y 方向の中心列、および横の「列エネルギー比」 $q_y$  も同様に定義する。

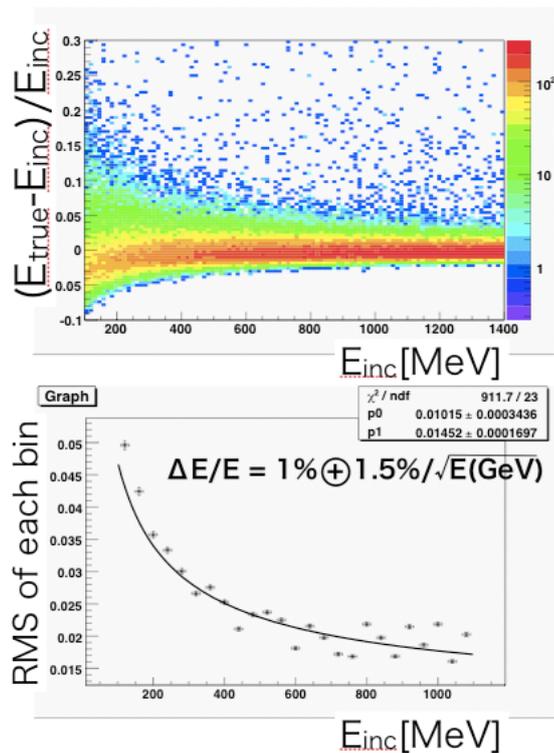


図 2.5: (a) 光子の真のエネルギー  $E_{true}$  と測定したエネルギー  $E_{inc}$  との残差 (%) を測定したエネルギーについてプロットしたもの。(b)(a) の各ビンの RMS のエネルギー依存性。fitting の結果、エネルギー  $E$  の分解能は、 $\Delta E/E = 1.0\% \oplus 1.5\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$  であった。

また、 $x, y$  方向の中心列の交点にある CsI 結晶を、そのクラスターの「中心結晶」と定義する。

ある運動量  $\vec{p}$  の  $\gamma$  を結晶に一様に入射させた場合を考えよう。 $q_x$  の値はシャワー発生地点の  $x$  座標によって変化し、発生地点が結晶一本分動いたとき元の値に戻る。このように、 $q_x, q_y$  は、クラスターの中心結晶に対するシャワー発生地点を表す量であるので、これらの値をビン分けしてそれぞれのビン毎にマップを用意する。

図 2.10 に示すように、各ビン内の事象数が同じになるように  $q_x$  の分布を 5 ビンに分ける (負の側から順にビンの番号を 1, 2, ..., 5 とする)。 $q_y$  についても同様に 5 ビンに分ける。図 2.9 に示すように、 $q_x$  の分布の形は  $\gamma$  の運動量によって変わるため、前節で決めたエネルギー、入射角、方位角のビン毎に、Monte Carlo により  $q_x$  および  $q_y$  の分布を求めた。

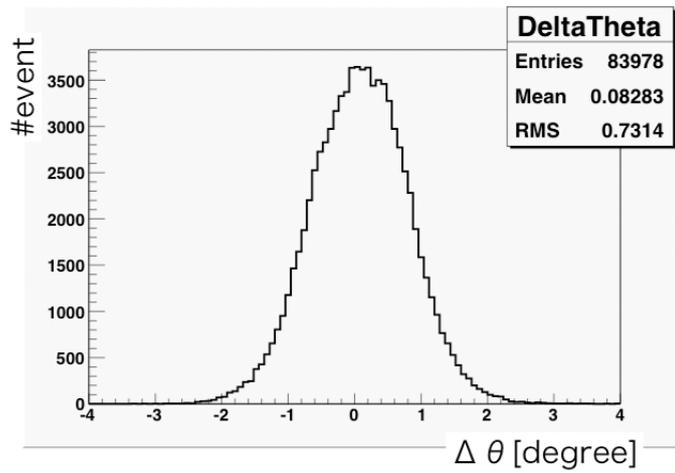


図 2.6:  $\gamma$  の真の入射角と読み出した入射角の残差分布。

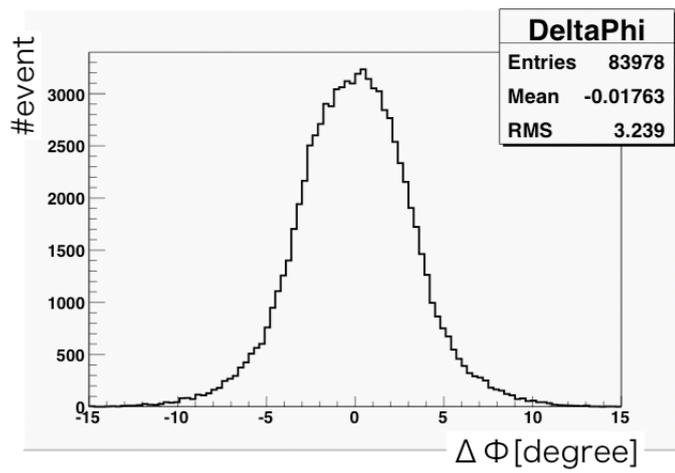


図 2.7:  $\gamma$  の真の方位角と読み出した方位角の残差分布。

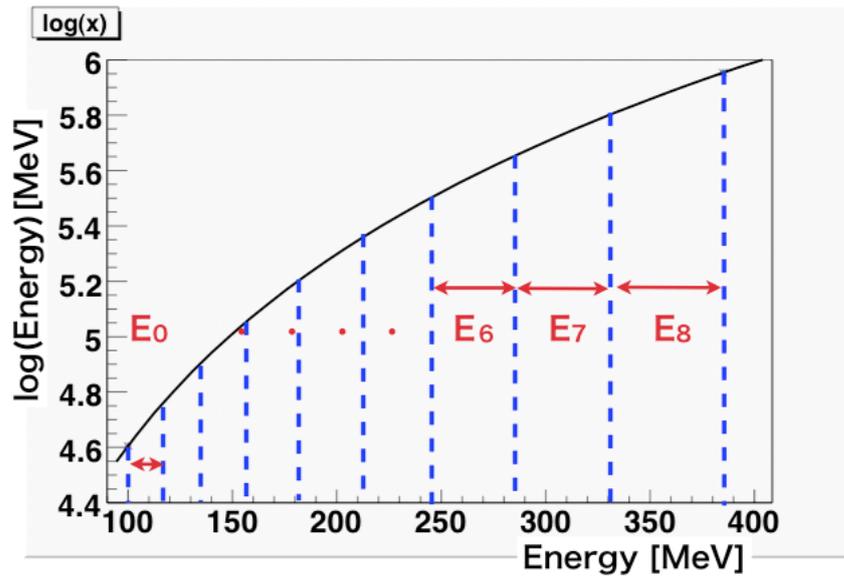


図 2.8: マップを用意するピンは、エネルギーについては対数の変化が一定になる様に分けた。 $E_0, \dots$  がエネルギーのピンを表す。100MeV~2000MeV まで 20 ピンに分けた。

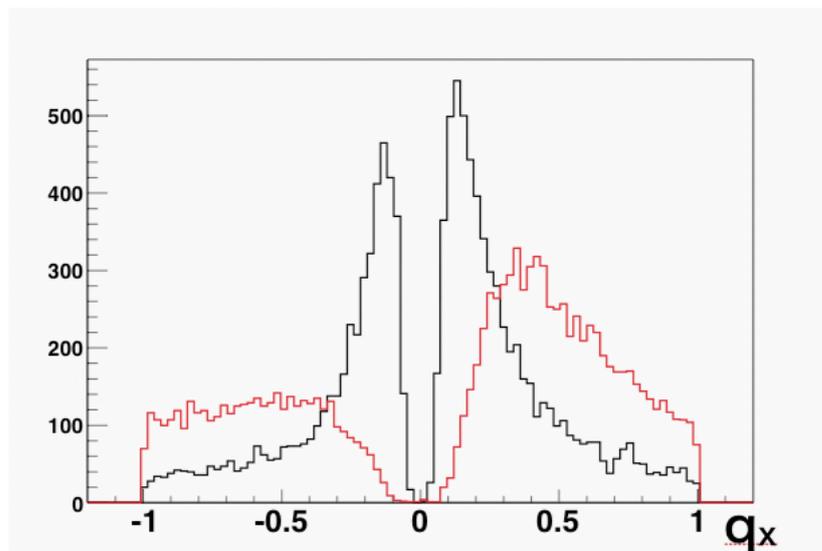


図 2.9: Monte Carlo により、450MeV の光子を方位角  $\phi = 42.5$  度で CsI 結晶に一樣に入射させたときの  $q_x$  の分布。赤線は入射角  $\theta = 2.5$  度, 黒線は  $\theta = 22$  度の場合。

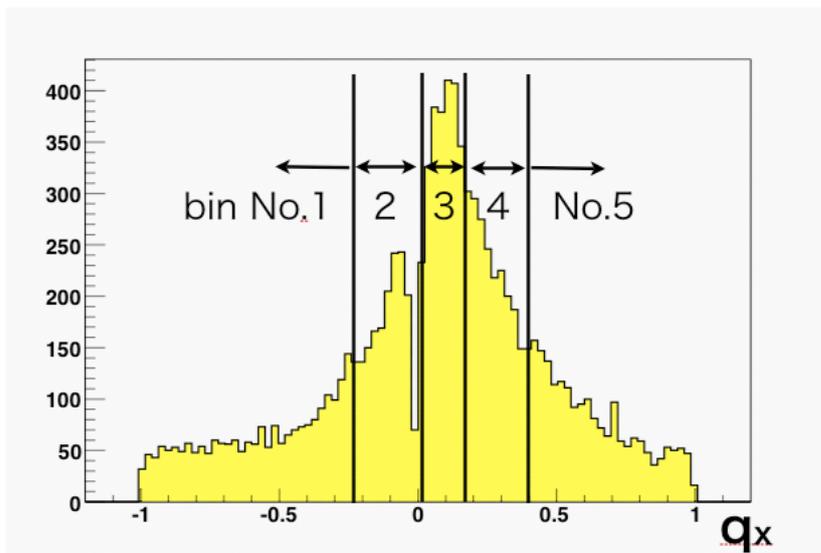


図 2.10: 列エネルギー比についてのビンの分け方。列エネルギー比  $q_x$  の分布を、それぞれのビン内での分布の積分値が同じになるように 5 ビンに分ける。

## 第3章 shower shape mapの作成

この章では $\chi^2$ を計算する基準となる、マップの作成を行う。Monte Carloにより様々な運動量の $\gamma$ が作るクラスターをシミュレーションし、クラスター内の各CsI結晶に落とされるエネルギーの平均値およびRMSを記録する。

### 3.1 MCシミュレーションの環境

#### 3.1.1 検出器の形状

シミュレーションには、断面積が実際の100分の1サイズ(0.25cm×0.25cm)のCsIを隙間無く並べた検出器を使用した。この細分化されたCsIを100本束ねて2.5cm角のCsIと見なす。この束ね方をスライドさせることで、1回のイベントで、列エネルギー比 $q_x, q_y$ の違う複数のデータを得る。

#### 3.1.2 入射 $\gamma$

様々な運動量の $\gamma$ を左から100本, 下から100本の位置にあるCsI上に一様に打ち込んでデータを作る。入射させた1 $\gamma$ のエネルギー, 入射角, 方位角の分布を図3.1に示す。エネルギーはexponentialに100~2000MeVまで連続的に分布させた(図3.1a)。入射角は2.5~42.5まで一様かつ連続に分布させた。方位角は、CsIカロリメータの対称性を考慮し、0~45度の範囲で一様に分布させた(図3.1b,c)。

### 3.2 マップ作成の手順

この節では1 $\gamma$ が0.25cm角CsIに落としたエネルギーからマップを作成する手順を説明する。

まずは0.25cm角のCsIを10×10本ずつまとめて2.5cm角のCsIカロリメータを再現し(図3.2)、その2.5cm角CsIに対しクラスタリングを行う。その後はまとめる領域を横方向に順々にスライドさせていき、10本分動かしたら縦方向に一つ動かすという繰り返して100パターン全てについて行う。これにより、1つの $\gamma$ のデータから様々な列エネルギー比 $q_x, q_y$ を持つクラスターを作ることができる。

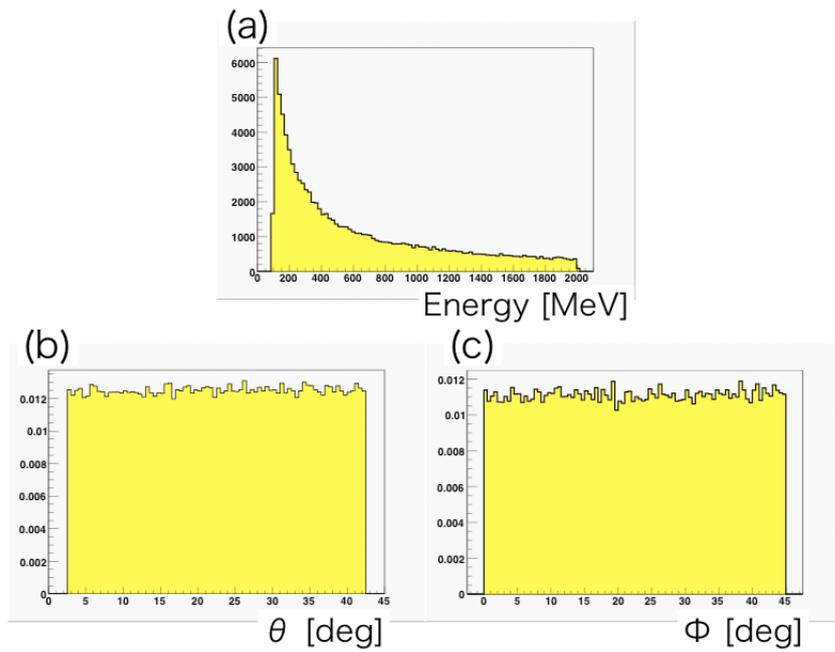


図 3.1: (a) 入射  $\gamma$  のエネルギー分布 (b) 入射角分布 (c) 方位角分布

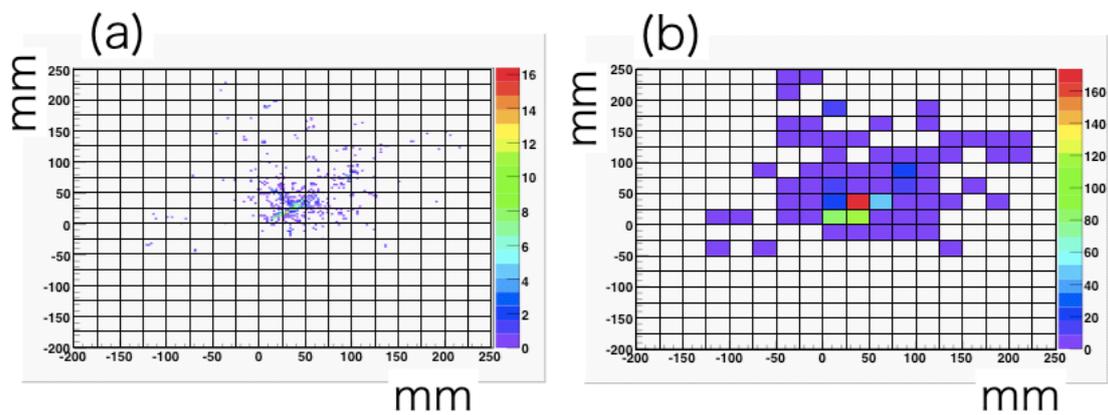


図 3.2: (左)0.25cm 角 CsI に落とされたエネルギーの分布。黒線の 1 マスが  $2.5 \times 2.5$ cm に対応している。(右) 左図を  $10 \times 10$  本まとめて  $2.5$ cm 角の CsI を再現した。

得られたクラスターのうちエネルギーが最も大きいものについて、列エネルギー比  $q_x, q_y$  を計算する。算出された列エネルギー比および、入射  $\gamma$  のエネルギー、入射角、方位角のビンに対応するマップを決める。マップを用意するビンの分け方は前章で決めた通りである。

クラスターに含まれるもののうち中心結晶 (2.2 章参照) 周りの  $9 \times 9$  本の領域にある結晶について、そこに落とされたエネルギーの入射  $\gamma$  のエネルギーに対する割合をマップに記録する。各結晶毎に、そこに落とされたエネルギーの割合およびその自乗を足し上げていき、最後にそれら和の値からその結晶に落とされるエネルギーの割合の平均値と RMS を計算する。

### 3.3 エネルギー分布の形状

得られたエネルギーの割合の分布の形は、CsI 結晶の位置によって大きく異なる。 $\gamma$  の運動量によっても分布の形は変わるが、一般的な傾向を述べておく。

#### 中心結晶

図 3.3 に示すのはクラスターの中心結晶に落とされたエネルギーの分布である。中心結晶での分布はどのビンのマップでもガウス分布に近い形であった。

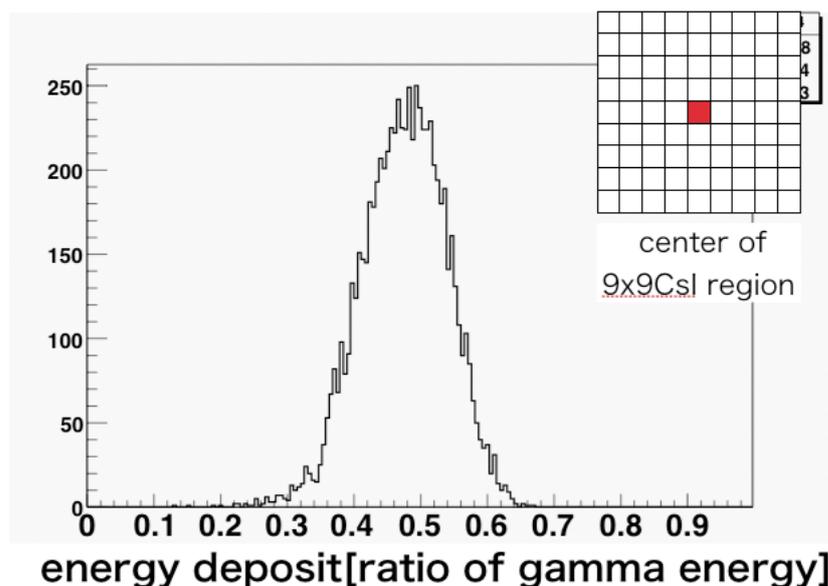


図 3.3: 中心結晶に落とされるエネルギーの分布。エネルギー  $385 \sim 447\text{MeV}$ , 入射角  $20.5 \sim 22.5$  度, 方位角  $15 \sim 22.5$  度のビンのもの。

### 中心結晶に隣接する結晶

図 3.4 に中心結晶の x 軸負の側に隣接する結晶のエネルギー分布を示す。(a) は列エネルギー比  $q_x$  毎の分布、(b) は列エネルギー比で分けなかった場合の分布である。列エネルギー比で分けなかった場合、分布は大きな肩を持つ形をしている。列エネルギー比を分けるとその分布の広がり狭くなる。また、列エネルギー比がその結晶の側に寄っている場合はガウス分布に近くなるが、逆の場合は肩やテールを引いた分布となる。

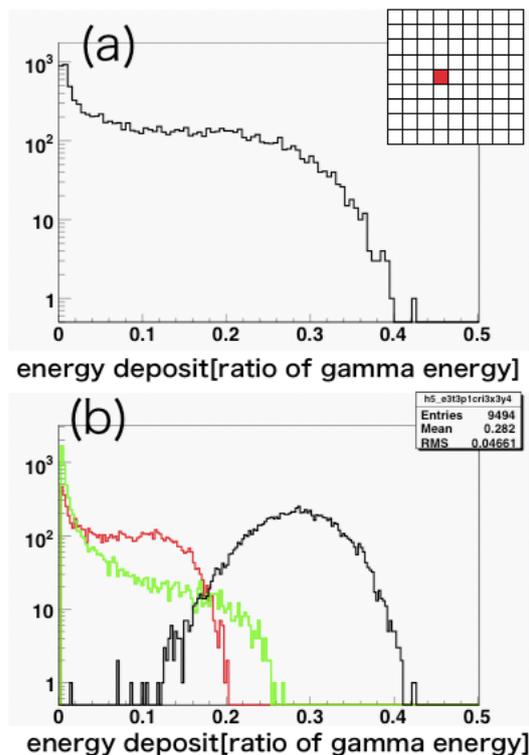


図 3.4: エネルギー 385 ~ 447MeV, 入射角 20.5 ~ 22.5 度, 方位角 15 ~ 22.5 度のピンでの、中心結晶の左隣の結晶に落とされるエネルギーの割合の分布。(a) 列エネルギーで分けなかった場合のエネルギー分布。(b) 列エネルギー比で分けた場合のエネルギー分布。黒線, 赤線, 緑線はそれぞれ縦の列エネルギー比  $q_x$  の値が 1 番目, 3 番目, 5 番目のピンでの分布を表す ( $q_x$  のピンの番号が小さいほどシャワーの発生地点は左側にあると考えられる)。横の列エネルギー比  $q_y$  は 3 者とも 3 番目のピンを選んだ。

### 中心結晶から離れた位置にある結晶

図 3.5 には中心結晶から離れた位置にある結晶の、一般的なエネルギー分布を示す。図の様に exponential な落ち方をする分布が多く見られた。

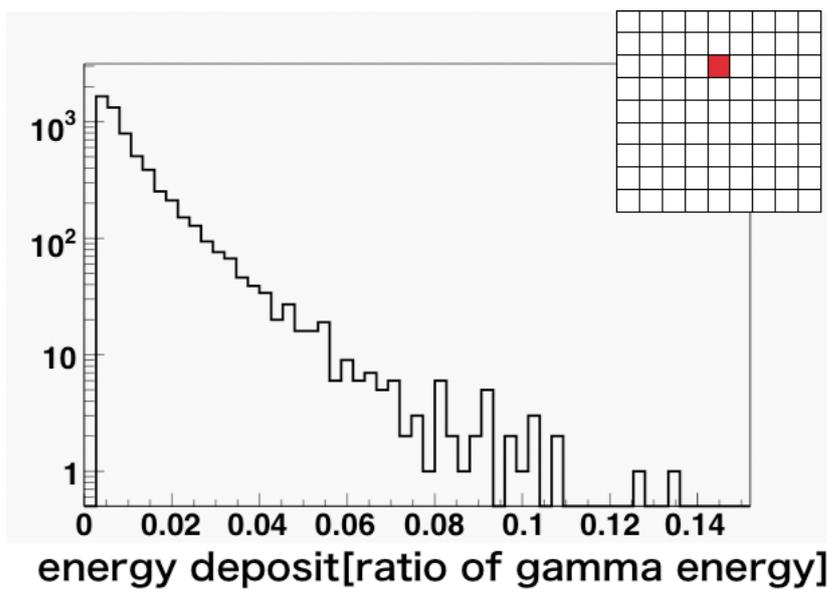


図 3.5: 中心結晶の二つ上の結晶に落とされるエネルギーの割合の分布。

## 第4章 新しい $\chi^2$ cutの作成

この章では前章で作成したマップを基にした $\chi^2$ cutを、一つの $\gamma$ の作るクラスターに適用し、その性質を見る。

### 4.1 $\chi^2$ の定義

クラスターに含まれる CsI 結晶のうち、クラスターの中心結晶周りにある $9 \times 9$ 本の各結晶に落とされたエネルギー  $E_i$  を用いて、以下の式でクラスターの  $\chi^2$  を定義する。

$$\chi^2 = \sum \left( \frac{E_i/E_{inc} - R_{meani}}{R_{RMSi}} \right)^2 / N_{CsI} \quad (4.1)$$

ここで、 $E_{inc}$  はカロリメータで読んだ  $\gamma$  のエネルギー、 $N_{CsI}$  は計算に使った結晶の数、 $R_{meani}$  および  $R_{RMSi}$  はマップに記録されている各結晶に落とされるエネルギーの割合の平均値と RMS である。ただし、マップは方位角については  $0 \sim 45$  度の範囲でしか用意されていないので、その領域外の方位角を持つクラスターについては、クラスターを適宜回転および反転して、その範囲に方位角を合わせてから  $\chi^2$  を計算する。

### 4.2 $\chi^2$ の性質

一つの  $\gamma$  が作るクラスターについて上記の  $\chi^2$  を計算し、その性質を見る。

シミュレーションには  $2.5\text{cm}$  角の CsI 結晶を  $48 \times 48$  本並べた検出器を使用した。現実に結晶を積んだ際、隙間ができることを考慮して、結晶間には  $0.15\text{mm}$  のギャップを設けてある。検出器の中心の CsI 結晶に、一様にさまざまな運動量の  $\gamma$  を打ち込んだ。 $\gamma$  はエネルギー  $100 \sim 2000\text{MeV}$ 、入射角  $2.5 \sim 42.5$  度、方位角  $0 \sim 360$  度の範囲でそれぞれ一様に分布させた。

参照するマップを決める際、エネルギー、入射角、方位角については入射  $\gamma$  の実際の値を使った。列エネルギー比は 2.2 章で述べた方法で読み出したものを用いた。

図 4.1 に、入射エネルギー、入射角、方位角、列エネルギー比の各ビンでの  $\chi^2$  の分布を示す。図中の黒線は各ビンの平均値であり、エラーバーは RMS を表す。いずれのビンでも  $\chi^2$  の平均値および RMS に明らかな違いは見られなかった。

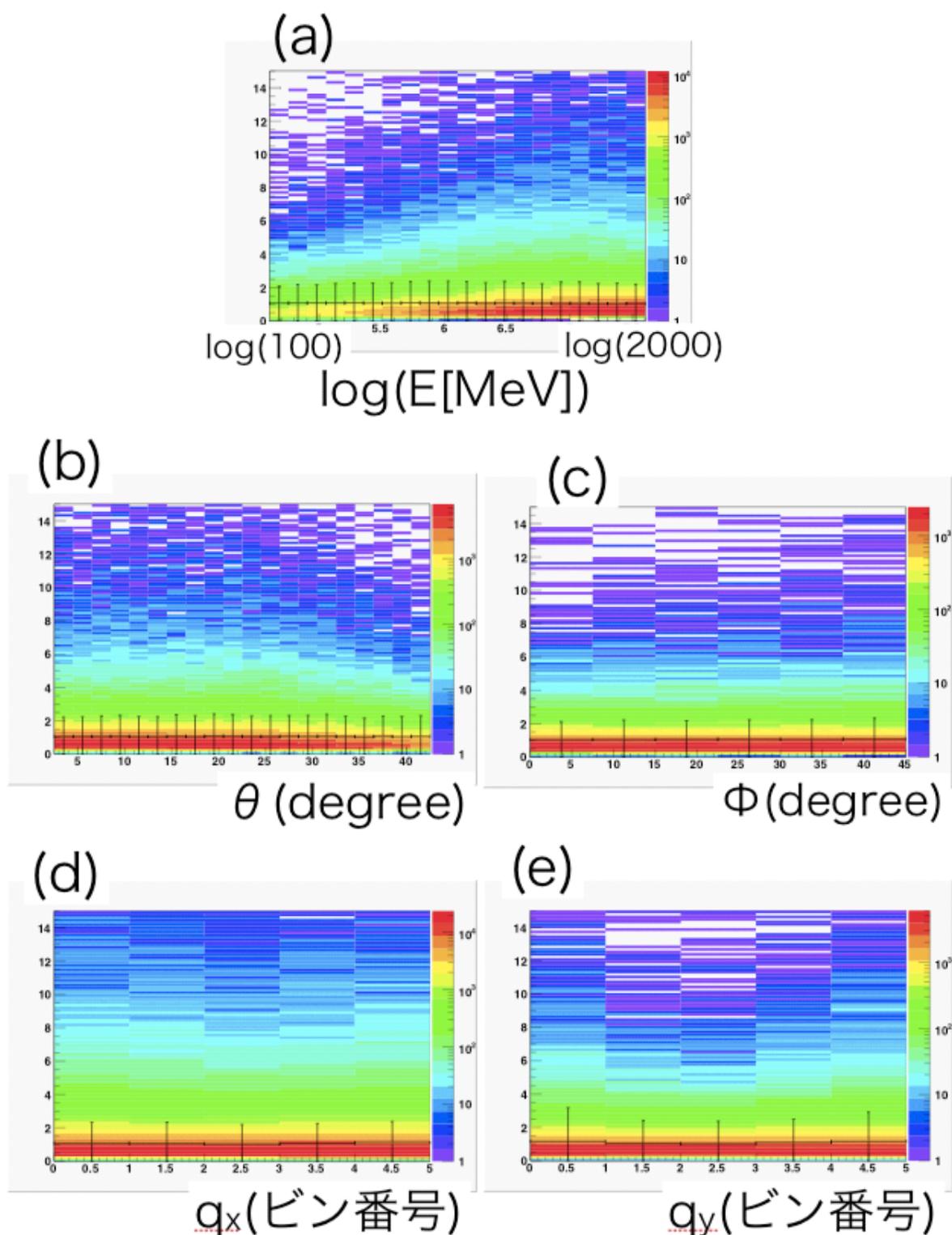


図 4.1: (a) エネルギーの各ビンにおける  $\chi^2$  値の分布。(b) 入射角の各ビン (d) 方位角 (d) 縦の列エネルギー  $q_x$  (e) 横の列エネルギー  $q_y$ 。黒線は各ビンの平均値、エラーバーは RMS を表す。いずれのビンでも  $\chi^2$  の平均値, RMS はほぼ一定であった。

# 第5章 $\chi^2$ Cut による fusion 事象数の変化

この章では fusion バックグラウンド事象およびシグナル事象の作るクラスターをシミュレーションし、新しい  $\chi^2$  カットによるバックグラウンド数の変化を見積もる。

## 5.1 MonteCalro シミュレーションの環境

シミュレーションでは、実際の E14 実験に使われる  $K_L$  ビームおよび検出器を再現した。

$K_L$  ビームは、1.2 章の図 1.3 の運動量分布および x-y 平面で空間的な広がりを持たせ、Z=-1m の位置から発生させた。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  については  $1.8 \times 10^7$  個、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  は  $1.2 \times 10^8$  個の  $K_L$  を発生させた。

検出器は 1.2 章の図 1.2b に示した配置を概ね再現した。ただし、次節で述べる様に物質表面に達した段階で粒子を止めるので、CsI カロリメータの前方に置かれる荷電粒子 veto 検出器 (CV) は配置しなかった。また、使用した CsI カロリメータは図 5.1 に示す様に、簡単のため全て 2.5cm 角の結晶で構成した。現実の実験では積み上げる際隙間ができることを考慮して、結晶間には 0.15mm のギャップをつけてある。

### 5.1.1 シャワー発生の条件

全てのイベントについて、粒子と物質の相互作用を計算し、各検出器に落とすエネルギーをシミュレーションしたのでは非常に長い時間がかかる。そこで、まずは物質表面に当たった段階で粒子を止め、その入射位置と運動量を記録する。次に、それらの中から以下の条件を満たす事象を選択し、改めて CsI カロリメータに  $\gamma$  を打ち込み、シャワーを発生させる。

- シグナル事象については、二つの  $\gamma$  が CsI カロリメータに入射したもの。
- fusion 事象については、三つ以上の  $\gamma$  が CsI カロリメータに入射し、そのうち二つの入射位置の距離が 10cm 以内であるもの。  
四つの  $\gamma$  が入射した場合は、互いの距離が 10cm 以内に入射したもの以外の二

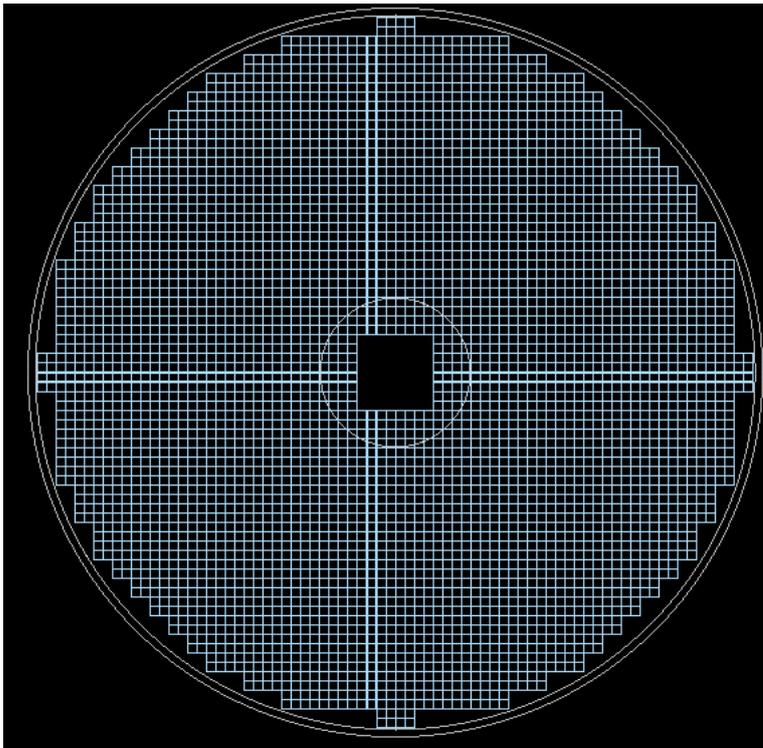


図 5.1: 今回配置した CsI カロリメータの外観。簡単のため全て  $2.5 \times 2.5$  cm の CsI 結晶を用いた。各 CsI 間には 0.15mm のギャップがある。

つの  $\gamma$  のうち、1つを検出できなかったと考え以下に述べる不感率の重みを与える。その上で残る三つの  $\gamma$  についてシャワーを発生させる。

fusion 事象では、CsI でシャワーを発生させたもの以外にも粒子が存在する。それらについては、入射した検出器の種類と運動量からその粒子の不感率を計算し、それをその fusion 事象の重みとした。各検出器の不感率は事前の実験およびシミュレーションで見積もられている [3]。

## 5.2 事象の再構成

前節でシミュレーションした fusion 事象およびシグナル事象に対しクラスタリングを行い、100MeV 以上のエネルギーを持つクラスターを数える。それが二つであった事象に対し、入射位置および  $\pi^0$  の崩壊点の再構成を行い、入射角を読み出す。

## 5.3 事象の選択

### 5.3.1 standard cuts

E14 実験では他のバックグラウンドに対する要請から、standard cuts と呼ばれるいくつかの kinematic cuts が用意されている。以下に列挙する。

- $E_\gamma$  cut:  $\gamma$  のエネルギーは 0.1GeV 以上 2GeV 以下
- R cut: カロリメータへの入射位置とビーム軸との距離が 17.5cm 以上 85cm 以下
- vertex cut:  $\pi^0$  の崩壊点の Z 座標が 300cm 以上 500cm 以下
- $P_T$  cut:  $\pi^0$  の、ビーム軸に垂直方向の運動量が 0.13GeV/c 以上 0.25GeV/c 以下
- Collinearity angle cut x-y 平面に投影した  $2\gamma$  のなす角が 150 度以下
- E- $\theta$  cut: エネルギーと入射角度が図 5.2 示す範囲内
- E ratio cut: エネルギーの大きい方の  $\gamma$  に対するもう一方のエネルギーが 0.2 以上
- E total cut: 二つの  $\gamma$  のエネルギーの和が 0.5GeV 以上
- $P_t/P_z$  cut  $\pi^0$  のビーム軸に平行方向の運動量に対する垂直方向の運動量の比が図 5.3 に示す範囲内

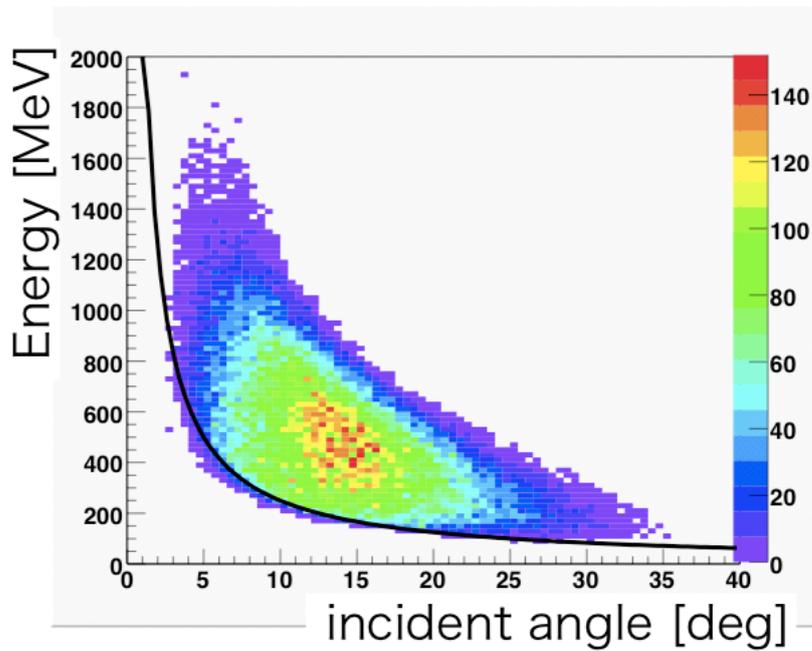


図 5.2: E-theta cut の図。光子のエネルギーと入射角が黒線よりも上の範囲にあることを要求した。

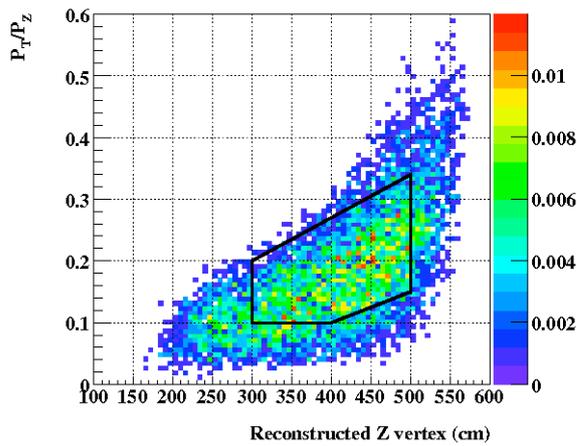


図 5.3:  $P_t/P_z$  cut の図。再構成した  $\pi^0$  の Z 軸に平行方向の運動量に対する Z 軸に垂直方向の運動量の比および崩壊点が、黒線によって囲まれる範囲内にあることを要求した。

### 5.3.2 その他の cut

- CsI photon veto cut

fusion をおこしたと見なしている  $2\gamma$  のクラスターが実際には重なっていない事象をカットするため、100MeV 以上のエネルギーを持つ二つのクラスター以外には、エネルギーが 20MeV を超えるクラスターが無いことを要求した。ただし、これによる事象数の変化はシグナル事象数は 0.995 倍、fusion 事象数は 0.98 倍といずれも統計量の揺らぎ程度であり、ここまで残っている fusion 事象はほぼクラスターが重なっていることが確認された。

- シャワー漏れのカット

シャワーのカロリメータの外側への漏れを防ぐために、ビーム軸と結晶中心との距離が 88cm 以上の CsI 結晶に 1.5MeV 以上のエネルギーが落とされた事象はカットする。これにより、シグナル事象数は 0.84 倍、fusion 事象数は 0.89 倍になる。

## 5.4 結果

上記の cut をかけた段階で残った事象数は、シグナル事象が 41989、fusion 事象が  $6647 \times (\text{各事象の重みの平均値}) = 0.0123 \pm 0.0002$  イベントであった。E14 実験では、約 3 年の実験期間に  $N_K = 7.1 \times 10^{13}$  の  $K_L$  が発生する。今回のシミュレーションで発生させた  $K_L$  の数  $n_K$  は、シグナル事象、fusion 事象それぞれ  $1.8 \times 10^7$  および  $1.2 \times 10^8$  である。 $\chi^2$  cut をかけない状態で観測が期待される事象数  $N$  は、以下のように計算できる。

$$\begin{aligned} N &= (\text{残った事象数}) \times N_K/n_K \times (\text{崩壊分岐比}) \\ \text{シグナル事象数} &= (41989 \pm 205) \times N_K/n_K \times 2.8 \times 10^{-11} = 4.63 \pm 0.02 \\ \text{fusion 事象数} &= (0.0123 \pm 0.0002) \times N_K/n_K \times 8.69 \times 10^{-4} = 6.3 \pm 0.1 \end{aligned}$$

ここまで残った事象のクラスターについて、 $\chi^2$  を計算した。図 5.4 にシグナル事象および fusion クラスターの  $\chi^2$  分布を示す。fusion クラスターの方が大きい  $\chi^2$  を返している。fusion cluster を排除するために、 $\chi^2$  がある cut 値以下になることを要求する。

今回の新しい  $\chi^2$  cut を現行の cut と同じくシグナル事象のアクセプタンス損失が 10% となる cut 値でかけた結果、残った事象数はシグナル事象が 37790、fusion 事象が  $1052 \times (\text{各事象の重みの平均値}) = 0.0021 \pm 0.0001$  となった。観測が期待される事象数は以下に示すように、

$$\begin{aligned} \text{シグナル事象数} &= (37790 \pm 194) \times N_K/n_K \times 2.8 \times 10^{-11} = 4.16 \pm 0.02 \\ \text{fusion 事象数} &= (0.0021 \pm 0.0001) \times N_K/n_K \times 8.69 \times 10^{-4} = 1.08 \pm 0.05 \end{aligned}$$

となった。表 5.1 に示すように、シグナル事象に対する fusion 事象数の比は  $0.26 \pm 0.01$  であり、現行の  $\chi^2$  カットによって見積もられている値  $0.20 \pm 0.02$  よりも大きくなった。

表 5.1: fusion 事象数とシグナル事象数の見積もり結果

	cut	signal	fusion	fusion/signal
今回の simulation	standard cut	$5.50 \pm 0.02$	$7.0 \pm 0.1$	$1.27 \pm 0.02$
	シャワー漏れの cut	$4.63 \pm 0.02$	$6.3 \pm 0.1$	$1.36 \pm 0.02$
	$\chi^2$ cut	$4.16 \pm 0.02$	$1.08 \pm 0.05$	$0.26 \pm 0.01$
これまでの simulation	standard & $\chi^2$	$6.0 \pm 0.1$	$1.2 \pm 0.1$	$0.20 \pm 0.02$

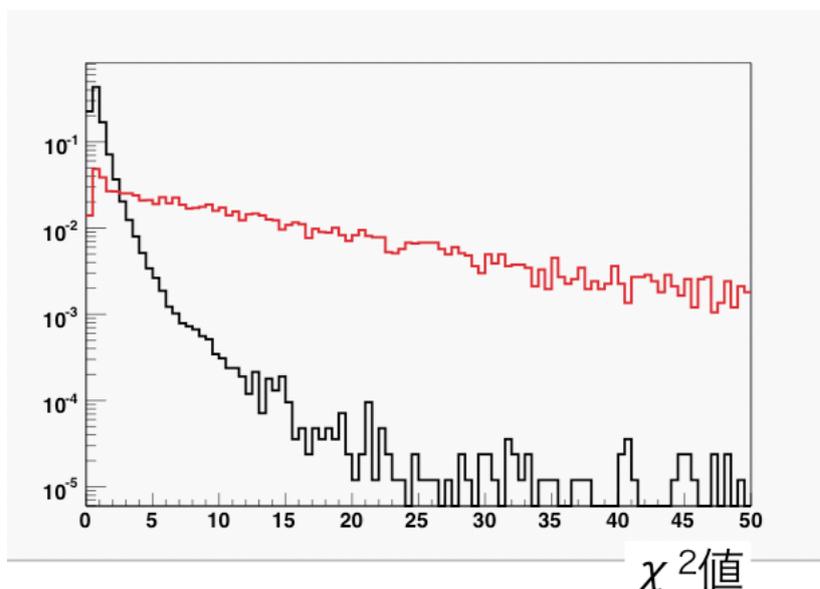


図 5.4: シグナル事象と fusion 事象の  $\chi^2$  分布。黒線：シグナル事象、赤線：fusion クラスタ。

図 5.5 に、cut 値を様々な設定した場合のシグナル事象のアクセプタンスと、そのとき  $S/N$  比 = (fusion 事象数)/(シグナル事象数) を示す。シグナルのアクセプタンスを下げるにつれ  $S/N$  比は増加するが、その増加率は徐々に落ちて行くため、カットを強くかけても  $S/N$  比の大きな改善は望めない。

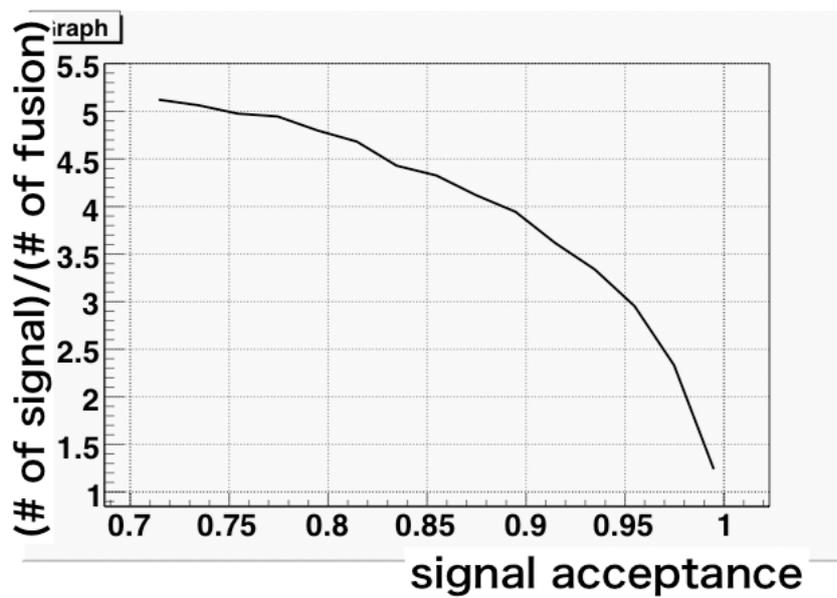


図 5.5: シグナルのアクセプタンスを変えたときの fusion 事象数に対するシグナル事象数の変化。

## 第6章 考察

### 6.1 どのような fusion 事象が分けにくいのか

$\chi^2$  カットによって排除できなかった fusion 事象の特徴を探る。

#### 6.1.1 $2\gamma$ の入射位置の距離

図 6.1 に  $2\gamma$  の入射位置間の距離ごとの  $\chi^2$  の分布を示す。距離が近いほど  $\chi^2$  は小さい値を持つ。図 6.2(a) に、 $\chi^2$  カットをかける前後での、fusion を起こした  $2\gamma$  の入射位置間の距離の分布を示す。cut 値はシグナル事象のアクセプタンスが 90% となる値に設定した。(b) のヒストグラムは (a) のビン毎に比をとり、排除できる確率として表したものである。 $2$  つの  $\gamma$  の入射位置が近いほど cut が効きにくくなっている。

#### $2\gamma$ のエネルギー

図 6.3 は fusion を起こした  $2\gamma$  のエネルギー比と  $\chi^2$  の関係である。図中の黒線は x 軸各ビンの  $\chi^2$  の平均値である。二つの  $\gamma$  のエネルギー比が大きいほど、 $\chi^2$  は小さくなる傾向がある。

#### $2\gamma$ の相対位置

図 6.4 は fusion を起こした  $2\gamma$  のうち、エネルギーが大きい  $\gamma$  の運動量の方位角と、エネルギーが大きい方から小さい方の入射位置へと引いたベクトルの方位角との差について  $\chi^2$  をプロットしたものである。図中の黒線は x 軸各ビンの  $\chi^2$  の平均値である。図から、 $2\gamma$  のうちエネルギーの小さい  $\gamma$  がエネルギーが大きい  $\gamma$  のシャワーの発達する方向に入射した場合、 $\chi^2$  は小さくなり fusion 事象は判別しづらくなることが分かる。

1.6 章で述べたように、現行の fusion 事象数の見積もりは電磁シャワーのシミュレーションは行わず、 $2\gamma$  の距離のみに依って fusion を判別できる確率を計算している。しかし、上記の様に  $2\gamma$  の距離以外にも fusion 事象を分けにくくする原因が存在する。従って、S/N 比は現行の見積もりに比べ小さくなったが、今回の研究で求めた fusion 事象数の方がより正確である。

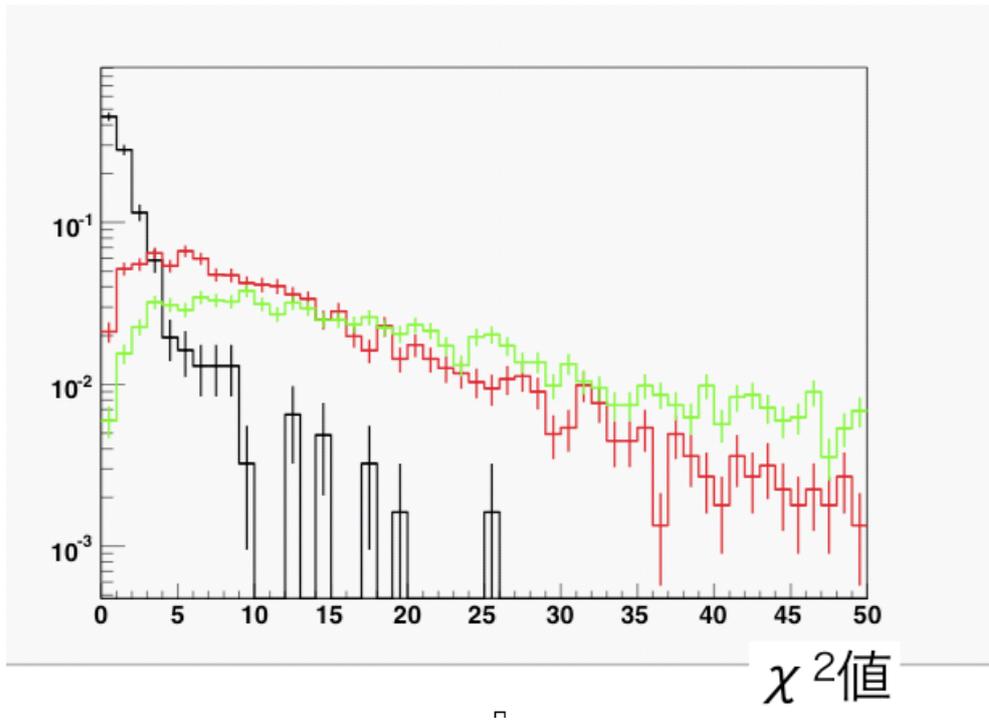


図 6.1: fusion を起こした  $2\gamma$  の距離ごとの  $\chi^2$  の分布。黒線:0~30mm, 赤線:40~70mm, 緑線:70~100mm

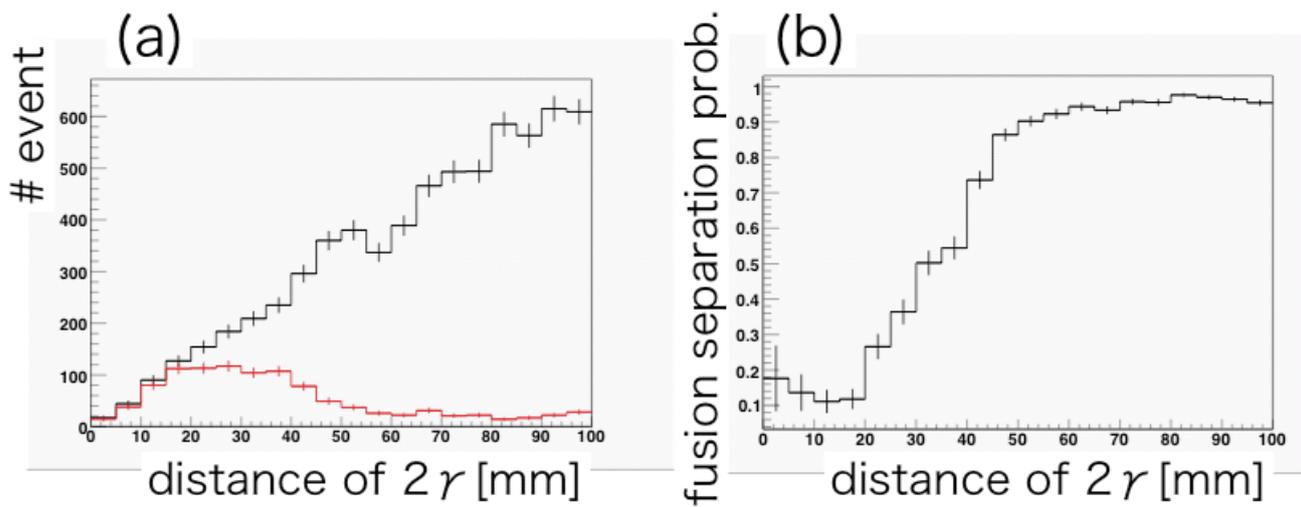


図 6.2: (a) シグナル事象の  $\chi^2$  カットによるアクセプタンスの損失が 10%のときの fusion 事象数と  $2\gamma$  の距離の関係,(b)  $2\gamma$  の距離に対する fusion 事象をカットできる確率

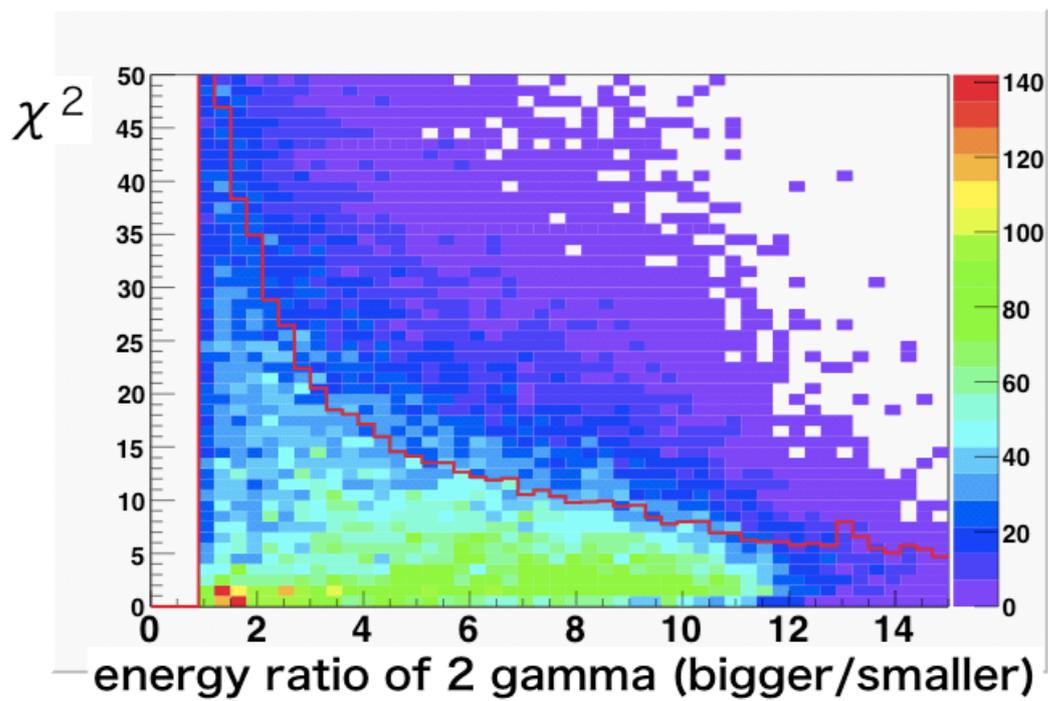


図 6.3: fusion をおこした  $2\gamma$  の小さい方のエネルギーに対する大きい方のエネルギーの比と  $\chi^2$  の関係。図中の赤線は x 軸の各ビンの平均値を表す。統計量を得るため standard cuts は vertex cut のみをかけたデータを使用している。

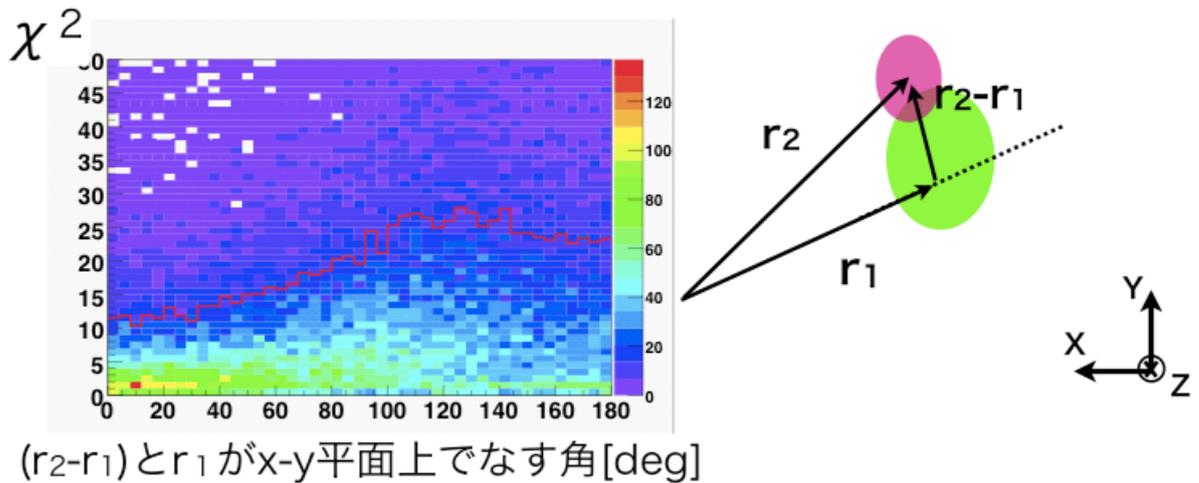


図 6.4: fusion をおこした  $2\gamma$  の相対位置と  $\chi^2$  の関係。横軸は  $2\gamma$  のうちエネルギーが大きい方の運動量ベクトルと、 $2\gamma$  の入射位置をエネルギーが大きい方から小さい方へ結んだベクトルを x-y 平面上に投影したときなす角。図中の赤線は x 軸の各ビンの平均値を表す。統計量を得るため standard cuts は vertex cut のみをかけたデータを使用している。

### 6.1.2 今後の改善点

3.3 章の図 3.4, 3.5 に見られるようにクラスタの中心結晶以外に落とされるエネルギーの割合の分布は、ガウス分布からずれた形をしている。その分布の平均値および RMS を使って  $\chi^2$  を計算していることが cut の効果を下げていると考えられる。よって、各結晶に落とされるエネルギーの割合の平均値と RMS だけでなく、その分布の形を記録したマップを作成し、それを基に likelihood を計算することによって cut の効率を上げられると考える。

## 第7章 結論

E14 実験で、fusion 事象を除去するために現在用いられている  $\chi^2$  cut の問題点を解決するために、その改良を行った。また、これまで fusion 事象の見積もりは、事象毎に電磁シャワーのシミュレーションをせず、fusion をおこした  $2\gamma$  のカロリメータへの入射位置の距離のみによって fusion 事象をカットできる確率を計算していた。今回、事象毎に電磁シャワーをシミュレーションし、それに対して改良した  $\chi^2$  cut を使用して fusion 事象数の見積もりを行った。これらの結果、シグナル事象数が  $4.16 \pm 0.02$  に対し、fusion 事象数は  $1.08 \pm 0.05$  となった。

fusion 事象と  $\chi^2$  値の関係を調べたところ、 $2\gamma$  の入射位置の距離以外にも、 $2\gamma$  のエネルギー比や  $2\gamma$  の入射位置の相対位置によっても  $\chi^2$  値が変化することが分かった。従って、事象毎に電磁シャワーをシミュレーションして得た今回の fusion 事象数の見積もり結果は従来のものよりも正確な値であると考えられる。

$\chi^2$  を計算する基準となる shower shape map のエネルギー分布の形はガウス分布でないのがみられる。さらなる fusion 事象の cut の向上には、これら分布の形を記録したマップを作成しそれを基に likelihood を計算することが有効と考える。

# 謝辞

多くの人の支えがあってこの論文を完成できました。ありがとうございました。

中でも、山中卓教授には本当にお世話になりました。あきらめそうになる僕を励まし、夜遅い時間まで文章の校正に付き合ってくれて、心より感謝しています。この論文に限らず、日々の研究活動においても、物事を的確に理解し論理的な答えを導きだすその姿は僕の目標です。山中卓研で過ごした三年間で自分は大きく成長できたと感じています。ありがとうございました。

山鹿先生には、学部生の頃には実験の基礎を教えて頂き、また普段の研究の中でもいろいろな面でサポートして頂きました。コンピュータのことなどさっぱりの僕が快適なネットワーク環境で研究ができたのも山鹿先生のおかげです。お世話になりました。

花垣先生、原先生にはゼミを通して物理学の基礎を教えて頂きました。研究室のミーティング等で、違う実験グループの話聞くのも大変興味深く勉強になりました。

秘書の川口さんには事務手続きで面倒を見てもらい、おかげで研究活動に専念できました。ありがとうございます。

小寺さん、内田さん、Davidさん、岩井さん、黒木さん、四宮君、李君、吉元君、石川君、廣瀬君、柳田さん、黒田君、中谷君には、日々の研究室の活動の中で楽しい時間を共有させてもらい感謝しています。特に岩井さんには普段からいろいろな面倒を見て頂きました。研究で行き詰まったとき、岩井さんと話すことで道が見えることが多々ありました。ありがとうございます。

黒木さん、四宮君がともに修士論文の作成に取り組み頑張っている姿には、僕も頑張らなければというやる気をもらいました。四宮君には学部の卒業発表の頃から頼りっぱなしで感謝しています。案の定修士論文世話役のお仕事も任せっぱなしにしてしまいましたね。ごめん。黒木さん、隣の席で奇声を発する僕を快く許し、時には温かい言葉をかけてくださりありがとうございます。

E14 実験グループの皆様にも数多くのご指導を頂き、大変お世話になりました。ありがとうございます。京都大学の南條さんにはいろいろな助言を頂きました。初歩的な質問にも丁寧に答えて頂き、ありがとうございました。

最後に、僕のすることを常に応援し見守ってくれる両親に、ありがとうございます。

## 参考文献

- [1] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett **51** 1945 (1983).
- [2] A.J.Bras, M.Gorbahn, U.Hainsch, and U.Nierste, hep-ph/0603079; Phys. Rev. Lett **95** 261805 (2005).
- [3] J.Confort *et al.*, Proposal for  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  Experiment at J-Parc (2006).
- [4] E14 Collaboration, Report to FIFC, part-1: the neutral beamline for  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  (2007).
- [5] E14 Collaboration, Report to the 4th J-PARC PAC meeting (2007).