

平成 17 年度 修士学位論文

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 分岐比測定 (KEK-E391a 実験) における
ガンマ線検出効率の向上のための Clustering 評価

山形大学大学院 理工学研究科博士前期課程

クォーク核物理学研究室

瀧田 さゆり

概要

高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で行われた、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比測定実験 (E391a 実験) では、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比を測定することで CP Violation の大きさを表す η パラメータを精度良く決定することを目指している。この実験では崩壊終状態の π^0 からの 2γ を 576 本の CsI 結晶からなるカロリメータによって検出し、得られた情報を用いて K_L を再構成する。標準理論で予測される $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比は 3.0×10^{-11} と極めて小さく、膨大な background と $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の選別を図るため、検出効率の高い Veto 検出器を K_L の崩壊領域の全方位を覆うように配し、CsI 結晶カロリメータで捉えた 2γ 以外には終状態に粒子が放出されていないことを保証している。また、CsI 結晶カロリメータにおいては、clustering によって入射粒子の数を数え、入射位置、入射エネルギーの情報を得ることで、その終状態が 2γ のみのイベントであることを保証している。しかし、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊からの 4γ に対して、 γ 線が punch through などによって Veto 検出器で検出されない、CsI 結晶カロリメータに入射した 2 つの γ 線の入射位置が近い場合 1 つの γ 線に見える、入射した γ 線のエネルギー損失が clustering の際に CsI 結晶カロリメータで設定しているエネルギー閾値以下である、などの要因が重なると、その終状態が 2γ と誤認され $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の 2γ と区別がつかなくなる。こうした background は解析が進むにつれ CsI 結晶カロリメータでのエネルギー閾値を低くすることによって、排除できると考えられた。しかし、閾値を低くすることによって、background となるイベントは排除することができる一方、この閾値によって 1 つの入射 γ 線が 2 つや 3 つの γ 線と誤って判断される確率が高くなり、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の acceptance が大幅に減ってしまっていた。

そこで本研究では、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の background となるイベントを排除しつつ acceptance を増やすような、より良い clustering 方法をシミュレーションにより模索し最適化を行った。

研究の結果、clustering の際に、 γ 線由来でないと判断された cluster に対し、この cluster に最も近い γ 線由来の cluster との距離を使った関数でエネルギー閾値をかけることによって、background を抑えつつ acceptance を増やす新たな clustering 方法確立した。モンテカルロシミュレーションで最適化を行った結果、従来の clustering 方法を用いた場合と background を同程度 (28.0%) に抑える場合、acceptance は 90.4% になり、約 5% 向上することができた。この時 η パラメータの測定精度の指標である significance は約 3% 向上できた。また、acceptance を重視し 33% までの background を許すと 99.5% もの acceptance が実現できる。この時 significance についても最適化され significance は約 7.5% の向上となる。

目次

第 1 章	序論	3
1.1	理論的背景	3
1.2	中性 K 中間子と CP 非保存	3
1.3	CKM 行列及び η パラメータ	4
第 2 章	E391a 実験	6
2.1	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比測定	6
2.2	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊実験の概要	7
2.3	E391a 検出器	10
2.3.1	上流部検出器	11
2.3.2	中央部検出器	12
2.3.3	下流部検出器	12
2.3.4	真空容器外下流検出器	13
2.4	γ 線の検出	13
2.4.1	電磁シャワー	13
2.4.2	CsI 結晶カロリメータ (γ 線検出器)	14
2.5	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の background について	16
2.5.1	γ 線の不感と不感率	16
2.5.2	fusion background について	18
第 3 章	研究の目的	19
3.1	Clustering とは	19
3.2	現在の Clustering 方法	19
3.2.1	クラスターの定義	19
3.2.2	γ 線由来らしいクラスターの選択	21
3.2.3	2γ イベントの選出	22
3.2.4	派生クラスターの選別	22
3.2.5	エネルギーと位置の算出	22
3.3	検出効率向上のための現状の問題点と課題	23
第 4 章	単一ガンマ線によるシミュレーション	24
4.1	シミュレーションの概要	24
4.2	GEANT4 について	25
4.3	セットアップ	25
4.4	シミュレーション結果	26
4.4.1	envelope threshold による veto 率	26
4.4.2	派生クラスターのエネルギーと距離の関係	27

4.4.3	光核反応と派生クラスターの関係	30
4.5	結論	32
第 5 章	K 中間子崩壊のシミュレーションによる clustering の最適化	33
5.1	シミュレーションの概要	33
5.2	シミュレーションの評価方法	34
5.2.1	N/S による評価	34
5.2.2	significance による評価	34
5.3	シミュレーションの結果	35
5.3.1	background の内訳	35
5.3.2	A 方式の clustering の場合	36
5.3.3	B 方式の clustering の場合	40
5.3.4	A 方式と B 方式の比較	44
第 6 章	結論	45
6.1	clustering の最適化	45
6.2	今後の課題	46
付 録 A	clustering の流れ	47
付 録 B	background の分類別 最適な clustering の候補の詳細	48
B.1	A 方式の clustering 方法の場合	48
B.2	B 方式の clustering 方法の場合	50
参考文献		53

第1章 序論

1.1 理論的背景

Parity は電磁相互作用、強い相互作用では保存するが、弱い相互作用では保存しない。Charge でも同様の状態になる。我々の身の回りのほとんど全てのものは CP の反転に対し対称になっているが、中性 K 中間子では、 CP の対称性は破れていることが 1964 年に J.Cronin, V.Fitch らによって発見された [1]。

1.2 中性 K 中間子と CP 非保存

中性 K 中間子では、Strangeness $S = +1$ を持つ K^0 と、その反粒子 $\bar{K}^0 (S = -1)$ が存在する。弱い相互作用では、 $|\Delta S| = 1$ が許されるので、高次の項として $|\Delta S| = 2$ も許される。従って、 $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ の変換が起こり得る。これにより、観測された K 中間子は K^0 と \bar{K}^0 の重ね合わせであり、 K 中間子の状態 $|\psi_{K^0}\rangle$ は K^0, \bar{K}^0 の状態を用いて一般的に以下のように表現される。

$$|\psi_{K^0}\rangle = a|K^0\rangle + b|\bar{K}^0\rangle \quad (1.1)$$

$$(|a|^2 + |b|^2 = 1) \quad (1.2)$$

弱い相互作用において、Parity および Charge の単独での対称性は破られている。いま、弱い相互作用において CP 対称性が保存していると仮定する。 CP operator を K^0 と \bar{K}^0 に作用させると、

$$\hat{C}\hat{P}|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle \quad (1.3)$$

$$\hat{C}\hat{P}|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle \quad (1.4)$$

となり、 K^0, \bar{K}^0 はいずれも CP 固有状態ではない。そこで式 1.2 のように K^0, \bar{K}^0 の混合状態 $|K_1\rangle, |K_2\rangle$ を考え、

$$|K_1\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad (1.5)$$

$$|K_2\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad (1.6)$$

のように a, b を選べば、

$$\hat{C}\hat{P}|K_1\rangle = +|K_1\rangle \quad (1.7)$$

$$\hat{C}\hat{P}|K_2\rangle = -|K_2\rangle \quad (1.8)$$

であるから、 K_1, K_2 は CP 変換に対してそれぞれ固有値 ± 1 の固有状態であることがわかる。このように、弱い相互作用で崩壊する中性 K 中間子の 2 状態はこの K_1, K_2 であることがわかる。

ところで、一般に中性 K 中間子は 2π または 3π に崩壊する。 2π 崩壊では $P = +1, C = +1$ 状態、 3π 崩壊では $P = -1, C = +1$ 状態であるから、

$$K_1 \rightarrow 2\pi, \quad K_2 \rightarrow 3\pi \quad (1.9)$$

となることが期待される。また、 2π 崩壊で π に与えられる Kinetic Energy は $\sim 215\text{MeV}$ 、同様に 3π 崩壊では $\sim 78\text{MeV}$ である。 3π の位相空間が小さいことにより、 K_2 の lifetime は K_1 と比べて遥かに大きくなる。

$$\tau_1 = 0.89 \times 10^{-10}\text{sec} \quad (1.10)$$

$$\tau_2 = 5.17 \times 10^{-8}\text{sec} \quad (1.11)$$

すなわち K_1 は短寿命の K_S 、 K_2 は長寿命の K_L に相当する。

ところが、1964年、J.Christenson, J.Cronin, V.Fitch, R.Turlay らは長寿命の中性 K 中間子から 2π に崩壊するイベントが 0.2% の割合で存在することを発見した [1]。この結果は、 $|K_1\rangle, |K_2\rangle$ が CP に対する固有状態でない、すなわち CP が破られていることを示している。この CP の破れの大きさは小さいのでこれを ϵ とすると、 K_L, K_S の状態は以下ようになる。

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(|K_1\rangle - \epsilon|K_2\rangle) \quad (1.12)$$

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(|K_2\rangle + \epsilon|K_1\rangle) \quad (1.13)$$

上記のように、 K_L は K_1 成分を含んでいる。 K_L の 2π 崩壊ではこの K_1 成分の混じり込み成分が崩壊することで $CP+$ から $-$ へ移ることができる。このようなものを indirect CP Violation と呼ぶ。一方、崩壊の過程で CP を破るものを direct CP Violation と呼ぶ。

1.3 CKM 行列及び η パラメータ

現在、 CP Violation を説明する上で最も有力なものは小林・益川モデルである。このモデルでは弱い相互作用の固有状態と質量固有状態が異なり、3世代のクォークの世代間混合によって CP Violation が起こりうるとされる。この世代間混合は以下のような 3×3 行列を用いて表現される。

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ u' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ u \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

この 3×3 行列は M.Kobayashi、T.Maskawa らによって提唱され [2]、KM Matrix、あるいは N.Cabibbo を冠して CKM Matrix と呼ばれる。CKM Matrix のパラメータ化のため、

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

$$c_{ij} = \cos \theta_{ij}, \quad s_{ij} = \sin \theta_{ij} \quad (1.16)$$

と表現する。 θ は回転角、 δ は位相角、 $i, j = 1, 2, 3$ は世代を表すラベルである。この表式は、 $\theta_{13} = \theta_{23} = 0$ とすると

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

となり、第3世代が分離できて θ_{12} で記述されるCabibbo回転となること[3]、またクォーク場の適当な再定義により c_{ij}, s_{ij} を全て正にできることなどの特徴がある。従って

$$0 \geq \theta_{ij} \geq \pi/2, \quad 0 \geq \delta \geq 2\pi \quad (1.18)$$

としてよい。ここで、 $c_{13} - 1 < 10^{-5}$ であるという測定事実を持ち込み、さらにWolfensteinのパラメータ[4]と呼ばれる以下のパラメータを定義する。

$$s_{12} \equiv \lambda \quad (1.19)$$

$$s_{23} \equiv A\lambda^2 \quad (1.20)$$

$$s_{13}e^{-i\delta} \equiv A\lambda^3(\rho - i\eta) \quad (1.21)$$

A, λ, η は実数である。これらにより、以下CKM Matrixの各成分を書き下す。ただし $\lambda \ll 1$ であるので λ に対する4次以上のオーダーは十分小さい[5]。

$$V_{ud} \sim \sqrt{1 - \lambda^2} \times 1 \sim 1 - \frac{\lambda^2}{2} \quad (1.22)$$

$$V_{us} \sim \lambda \times 1 = \lambda \quad (1.23)$$

$$V_{ub} = A\lambda^3(\rho - i\eta) \quad (1.24)$$

$$V_{cd} \sim -\lambda - \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) \times A\lambda^2 \times A\lambda^3(\rho - i\eta) \sim -\lambda \quad (1.25)$$

$$V_{cs} \sim \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) - \lambda \times A\lambda^2 \times A\lambda^3(\rho - i\eta) \sim 1 - \frac{\lambda^2}{2} \quad (1.26)$$

$$V_{cb} \sim A\lambda^2 \times 1 \sim A\lambda^2 \quad (1.27)$$

$$V_{td} \sim \lambda \times A\lambda^2 - \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) \times 1 \times A\lambda^3(\rho - i\eta) \sim A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) \quad (1.28)$$

$$V_{ts} \sim -\left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) \times A\lambda^2 - \lambda \times 1 \times A\lambda^3(\rho - i\eta) \sim -A\lambda^2 \quad (1.29)$$

$$V_{tb} \sim 1 \quad (1.30)$$

結局、CKM Matrix は

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (1.31)$$

のような形で得られる。この表式はCKM Matrixがほぼ対角行列の形を成すことを明瞭に示している。標準理論におけるCPの破れの成分はCKM Matrixの虚数部分に集約される。すなわち、パラメータ η がCP Violationの大きさを表すパラメータである。

第2章 E391a実験

2.1 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比測定

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は CP Violation 起源でのみ成り立つ崩壊モードである。その Feynman diagram は図 2.1 のように Z-Penguin, W-Box diagram として記述される。この崩壊の存在を確認すること

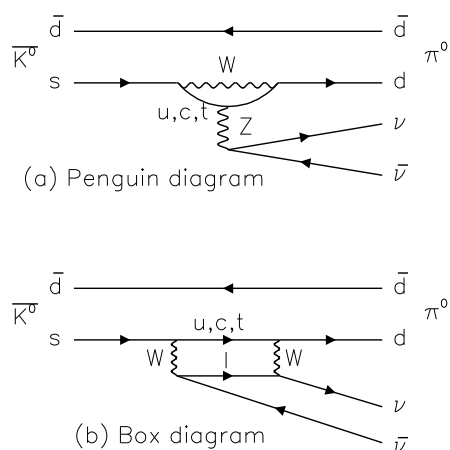


図 2.1: $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のファインマン図

は、すなわち CP の破れが $\Delta S = 1$ の遷移を通して起こることの証拠になる。CKM Matrix による表現を用いるなら、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は CP Violation の程度を表す η パラメータに感度がある。このことを以下に示す。

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の decay amplitude A は次のようになる。

$$A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = \epsilon A(K_1 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) + A(K_2 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \quad (2.1)$$

ここで、

$$A(K_1^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = \frac{1}{\sqrt{2}} [A(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) + A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})] \quad (2.2)$$

$$A(K_2^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = \frac{1}{\sqrt{2}} [A(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) - A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})] \quad (2.3)$$

である。 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の direct 及び indirect CP Violation の成分が現れるが、 ϵ が小さいために indirect 成分は無視できる。

$$A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = \frac{1}{\sqrt{2}} [(\epsilon + 1)A(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) + (\epsilon - 1)A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})]$$

$$\begin{aligned}
&\propto V_{td}^* - V_{td} \\
&\propto 2i\eta
\end{aligned} \tag{2.4}$$

従って分岐比 B は、

$$B(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \sim B(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})_{direct} = 8 \times 10^{-11} [\eta F(x_t)]^2 \tag{2.5}$$

のようになり、 η^2 に比例する量であることがわかる。よって $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比の測定は η パラメータに感度があるということが示された。ただし、 $F(x)$ は Box 及び Penguin Diagram から現れる量、 x_t は top quark と W Boson の mass の比を二乗したものである。

$$F(x_t) = F(x_t)_{penguin} + F(x_t)_{box} = \frac{x_t}{8} \left[\frac{3x_t - 6}{(x_t - 1)^2} \ln x_t + \frac{2 + x_t}{x_t - 1} \right] \tag{2.6}$$

$$x_t \equiv (m_t/m_W)^2 \tag{2.7}$$

ここで $\eta = 0.36$, $m_t = 180 \text{ GeV}/c^2$ とすれば、

$$B(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \sim 2.8 \times 10^{-11} [6] \tag{2.8}$$

すなわち標準理論による予測値が概算できる。

2.2 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊実験の概要

高エネルギー加速器研究機構 (KEK) において、12GeV の陽子加速器を用いた $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比測定実験 (E391a 実験) が行われた [7]。実験は 2004 年 2 月から 7 月の Run-I、2005 年 1 月から 4 月の Run-II、同年 11 月から 12 月の Run-III と 3 度に渡り行われた。

前節で述べた通り、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比は、 CP Violation の程度を表す CKM Matrix の η パラメータに感度がある。この崩壊モードでは $\Delta S = 2$ プロセスは無視でき、 $\Delta S = 1$ プロセスの pure な情報を与える。また、QCD 効果からの要請である hadronic matrix element による不定性は既によく知られた $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ 崩壊の分岐比から求められるため、この寄与を無視できる。さらに、 ν は弱い相互作用をする粒子であるために長距離相互作用は小さい。以上のことから、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の理論的不定性は非常に小さく、 $\sim 2\%$ [8] である。これによって、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は η パラメータを精度よく測定するのに最適なモードと言える。

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊で検出可能な粒子は π^0 からの 2γ のみである。 K_L の崩壊モードでは $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ という例外を除き、必ず荷電粒子、あるいは 2γ より多くの γ を放出する (表 2.1 [9])。そのため終状態で 2γ 以外が放出されていないことを保証する必要があり、 γ に対する高い検出効率をもつ veto 検出器、及び荷電粒子用 veto 検出器によりこれを行う。

最終的な $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の同定は終状態に放出される 2γ から π^0 の質量を仮定して求めた崩壊位置 (Z vertex) に対する崩壊領域の要求、及び 2γ が P_T (運動量のビーム軸に対する垂直成分) を持つという条件により行われる。終状態で 2γ のみ放出されるもう一つのモード、 $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ は二体崩壊であるため、終状態の 2γ が $P_T = 0$ となる。従って 2γ の P_T を求めることにより両者の識別が可能となる (図 2.2)。モンテカルロシミュレーションによって求めた $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊における K_L の Z vertex と 2γ の P_T の分布を図 2.3 に示しておく。

標準模型で計算される $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比は $(3.1 \pm 1.3) \times 10^{-11}$ [10] とされ、現在までに直接的に測定されている感度の上限値は 5.9×10^{-7} (KTeV) [11] である。E391a 実験グループでは最終的に J-PARC において 3×10^{-13} の測定感度を達成することを目指している。そのための

前段階という位置付けで、KEK PS でのビーム強度で可能な 3×10^{-10} の感度を目指して実験が行われた。

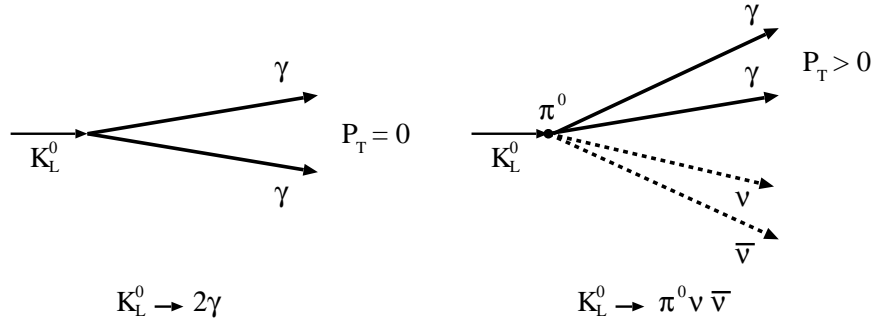


図 2.2: $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ と $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ での P_T の比較

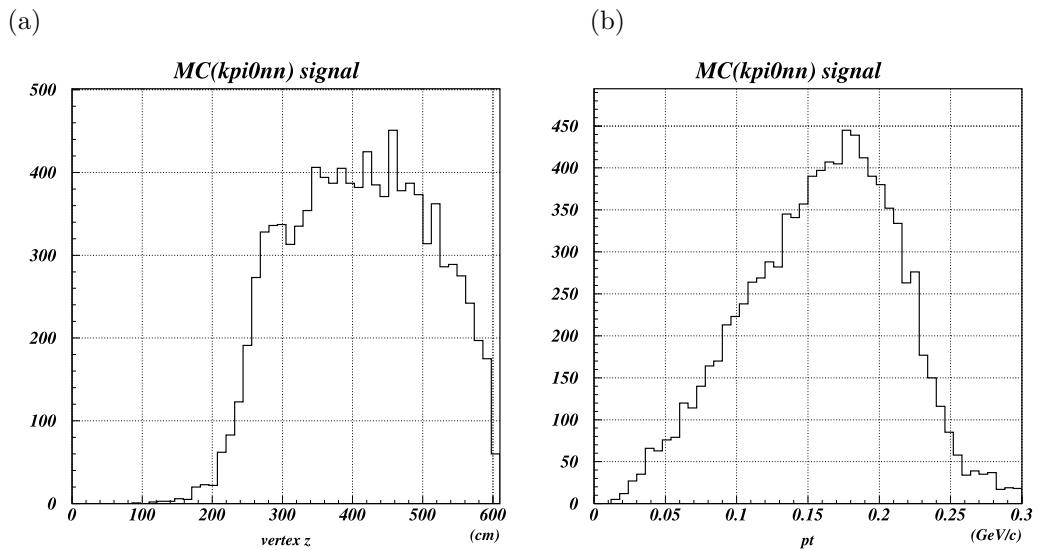


図 2.3: $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のモンテカルロシミュレーション (a) $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の Z vertex 分布 - Z=0 は Front Barrel(2.3.2 節参照) の上流側入口 (b) $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊からの 2γ の P_T の分布

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

表 2.1: K_L 崩壊モード [9]

2.3 E391a 検出器

本節では 2004 年に行われた E391a Run-I 実験で用いられた検出器について述べる。検出器の構造を図 2.4, 2.5 に示す。検出器はビームの上流から上流部、中央部、下流部の 3 つのセクションに分けることができる。検出器全体は概ね円筒状を成し、中心部をビームホールが貫いている。また中央部の空間が K_L 崩壊領域である。検出器は $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊と膨大な background モードとの区別を図るために、以下のように設計されている。

- $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の終状態で検出可能な粒子は π^0 からの 2γ のみである。 2γ の位置とエネルギーの検出には CsI 結晶カロリメータを使用する。
- 終状態で 2γ 以外の粒子が放出されていないことを保証するため、 K_L 崩壊領域の 4π 方向を覆う形で高い γ 検出効率を持つ Veto 検出器を配する。
- 荷電粒子 veto 用に K_L 崩壊領域を囲むようにしてプラスチックシンチレータを配する。
- $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊同様、終状態で 2γ のみ放出されるモードに $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ 崩壊が存在するが、これらのモードは 2γ の運動量のビーム軸に対する垂直な成分 (P_T) によって識別する。このために K_L ビームは直径 $\sim 6\text{cm}$ と細く絞ってある。
- K_L 崩壊領域を高真空 ($\sim 10^{-5}$ Pa) に保ち、ビーム中の中性子とビーム周りの物質との相互作用による新たな π^0 の生成を防ぐ。

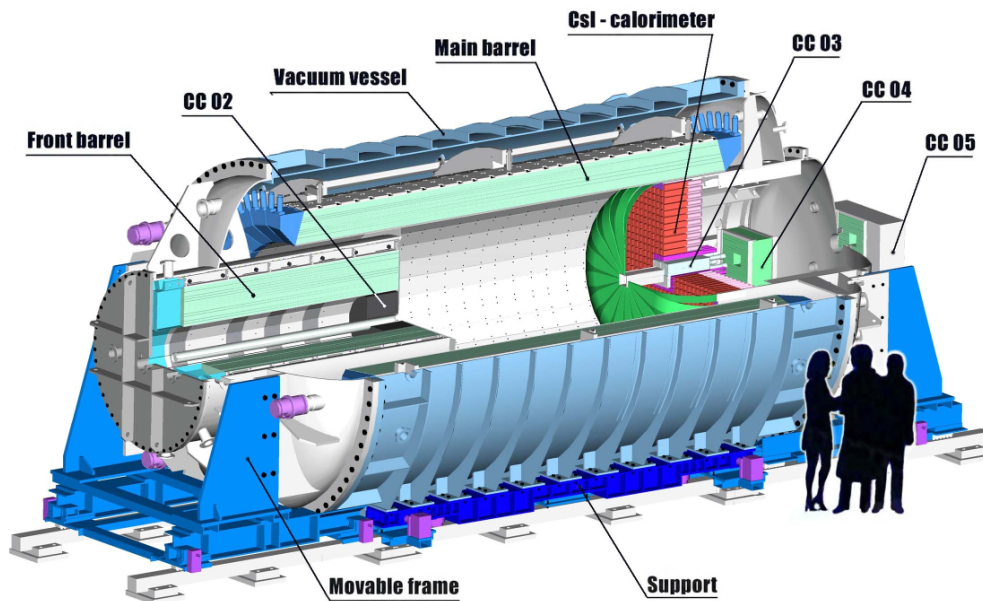


図 2.4: 検出器の全容 1

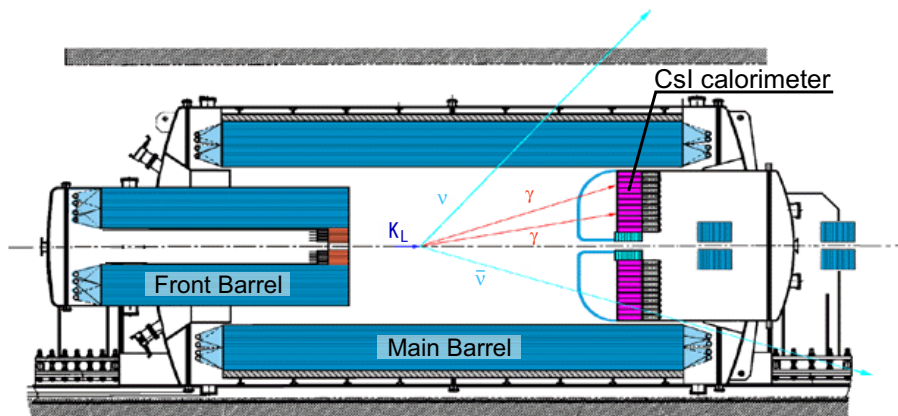


図 2.5: 検出器の全容 2

2.3.1 上流部検出器

上流部に置かれる検出器の構造を図 2.6 に示す。上流での K_L 崩壊からの background を除去するための Front Barrel (以下、FB) 及び CC02 (CC は Collar Counter の略) の 2 つの veto 検出器から構成されている。FB は鉛とプラスチックシンチレータの積層構造をした台形モジュールを 16 個円筒状に組み上げ、これを波長変換ファイバーを用いて片側から読み出している。全長 2.75m、厚さは $16.5X_0$ (X_0 :放射長) である。CC02 は鉛板とプラスチックシンチレータを積層し、波長変換ファイバーを積層面に対し垂直に通して読み出す、Shashlik タイプと呼ばれる検出器である。

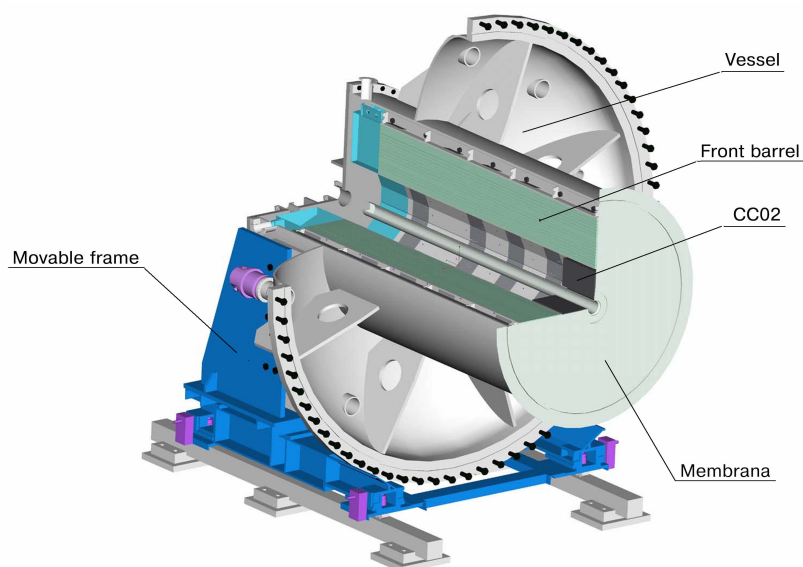


図 2.6: 上流部検出器 : FB と CC02

2.3.2 中央部検出器

中央部検出器の構造を図 2.7 に示す。中央部は、Main Barrel (以下、MB) 及び Barrel Charged Veto (以下、BCV) と呼ばれる veto 検出器から構成される。MB は FB と同様に鉛とプラスチックシンチレータを積層した台形モジュール 32 個から成る円筒構造をしており、波長変換ファイバーを用いて両側から読み出している。全長 5.5m、厚さ $14X_0$ である。BCV は MB 同様 32 個のモジュールから成る円筒構造をしており、MB のすぐ内側に配置されている。各モジュールは 2 層のプラスチックシンチレータから構成されており、両側から波長変換ファイバーを用いて読み出している。これは荷電粒子に対する Veto 検出器として用いる。

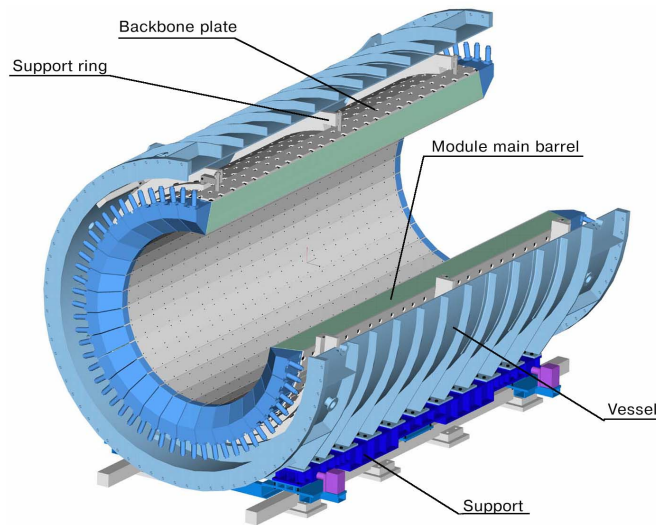


図 2.7: 中央部検出器 : MB と BCV

2.3.3 下流部検出器

下流部検出器の構造を図 2.8 に示す。メインの γ 検出器である CsI 結晶カロリメータを end cap とし、veto 検出器の CC03, CC04, Charged Veto (以下、CV) さらに CsI 外周部の隙間を埋めるように配置された Sandwich Counter から成る。CsI カロリメータに関しては本論文において最も重く関係するので 2.4.2 節で後述することにし、veto 検出器について解説する。CsI カロリメータの内側中心部に位置する CC03 は、タングステンとプラスチックシンチレータの積層構造を成し、CsI からビームホール側への電磁シャワーの漏れを捉える。Charged Veto はその名の通り荷電粒子を Veto するための検出器であり、CsI カロリメータの外側から半球状に伸びる outer と CC03 の内側から伸びる inner で構成され、CsI を内外から覆うように配置されている。Sandwich Counter は鉛とプラスチックシンチレータ積層型検出器であり、外周部を埋めている。さらに CsI カロリメータ後方にも、鉛とプラスチックシンチレータを積層した構造の CC04 が配置されている。

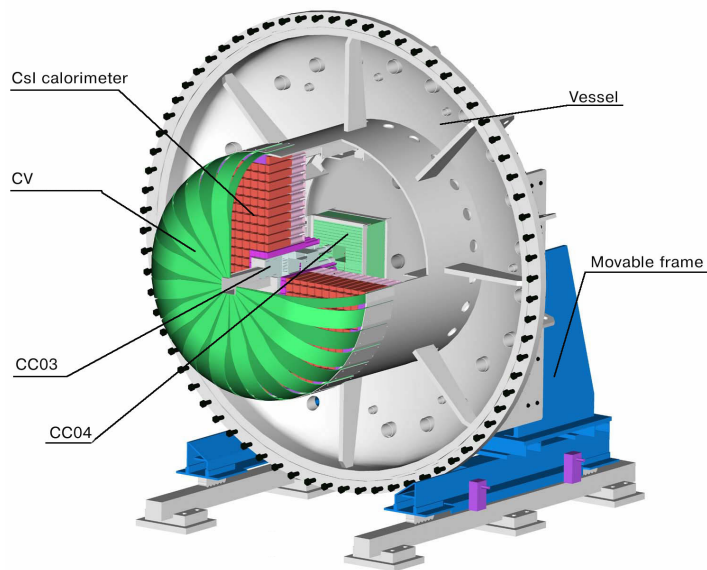


図 2.8: 下流部検出器

2.3.4 真空容器外下流検出器

真空容器外の下流には CC05, CC06, CC07, Beam Hole Charged Veto(以下、BHCV), Back Anti(以下、BA) がある。CC05 は CC04 とほぼ同形状の鉛・プラスチックシンチレータ積層型であり、真空容器外の直後に位置する。CC06, CC07 は鉛ガラス 10 個から成る veto 検出器であり、CC04, CC05 で veto しきれずに通過してくる粒子を veto する。最下流部の BHCV と BA はビームに直接当たる形で配置し K_L 崩壊領域の 0 度方向を塞ぐ。1mm 厚のプラスチックシンチレータから成る BHCV はビームホール中に逃げた荷電粒子を、プラスチックシンチレータとクォーツから成る BA は γ 線を veto する。ビームを直接受けるような場合には検出器からは 2 次粒子が放出される現象 (back splash) が起こり、これが CsI カロリメータに入射すると background になる。真空容器外に置かれた Collar Counter にはこのようなイベントを veto する役割も与えられている。

2.4 γ 線の検出

2.4.1 電磁シャワー

高いエネルギーの γ 線が厚い物質に入射すると、物質と相互作用を起こし電磁シャワーを形成する。まず、 γ 線及び電子と物質の相互作用を示す。

- γ 線と物質の主な相互作用

- 電子対生成: 電子対生成とは、1.02MeV 以上の γ 線が、原子核によるクーロン場を通る際に、 γ 線が消滅し、一对の電子と陽電子が生成される現象である。この際、生成された陽電子は他の原子と相互作用を起こし、付近の電子と衝突して対消滅を起こす。そして γ 線を放出する。

- 光電効果: 光電効果とは、原子中に電子が γ 線のエネルギーを吸収し、電離する現象である。
 - コンプトン散乱: コンプトン散乱とは、 γ 線が原子を通る際に、原子中の電子と衝突して電子を弾き飛ばす現象である。
- 電子と物質の主な相互作用
 - 電離作用: 電離作用とは、入射粒子が物質中の原子と作用し軌道電子を弾き出して電離する現象である。
 - 制動輻射: 制動輻射とは、荷電粒子が電場によって加速度を受けたときに γ 線を放出する現象をいう。一般に、物質中を進行している荷電粒子が物質を構成する原子核のクーロン力を受けた場合に γ 線を生成する。

γ 線検出器として使われるカロリメータのような原子番号の大きい物質では、10MeV 程度までの低エネルギー領域では電離作用、それ以上の領域では制動輻射が支配的になる。

電磁シャワーの形成過程は次のようなものである(図 2.11)。入射した γ 線がまず電子対生成を起こす。電子対生成により生成された電子・陽電子が制動輻射を起こし γ 線が生成される。こうして生成された γ 線がまた電子対生成を起こす。このような過程が繰り返され、指数関数的に粒子を生成することで電磁シャワーを形成していく。やがて生成された電子・陽電子のエネルギーが低くなると電離作用が支配的になり、制動輻射による新たな γ 線が生成されなくなることで電磁シャワーは終息に向かう。物質が十分に厚ければ入射 γ 線の全エネルギーを物質中に損失する。

2.4.2 CsI 結晶カロリメータ (γ 線検出器)

E391a 実験では、 γ 線は下流部にある CsI 結晶カロリメータで検出する。CsI 結晶カロリメータは、576 本の CsI(pure) 結晶で構成され、図 2.12 のように組んである。(中心部の 24 本のサイズは $50 \times 50 \times 500\text{mm}^3$ であり KTeV crystal と呼ばれる。他 496 本は $70 \times 70 \times 300\text{mm}^3$)

CsI(pure) 結晶の性質 [12] と他の無機シンチレータの性質を表 2.2 に示す。表 2.2 から判るとおり、CsI(pure) は他の結晶に比べ崩壊時間が短く、放射線に対する耐性が強い。CsI 結晶カロリメータのエネルギー分解能は 1.0GeV あたり約 2~2.5 % [14] と測定されている。各 CsI モジュールは図 2.10 のような構造になっている。 γ 線が損失したエネルギーによるシンチレーション光を UV フィルターを通して fast component のみを光電子増倍管に送り電気信号に変えてこれを読み出している。

CsI 結晶カロリメータの前方には荷電粒子を検出する Charged Veto(以下 CV) が設置されており、電荷を持たない γ 線はこのカウンターで検出されない。CV で信号が検出されず、CsI 結晶カロリメータで検出されたものが γ 線と認識される。 γ 線が CsI 結晶カロリメータに入射すると、 γ 線は電磁シャワーを形成し複数の結晶にエネルギーを損失する。一般に 1 つの γ 線の電磁シャワーによってエネルギーを吸収した結晶群は 1 つの塊 (cluster) となるが、電磁シャワーの拡がりなどから 2 つ以上の離れた cluster を形成する場合もある。

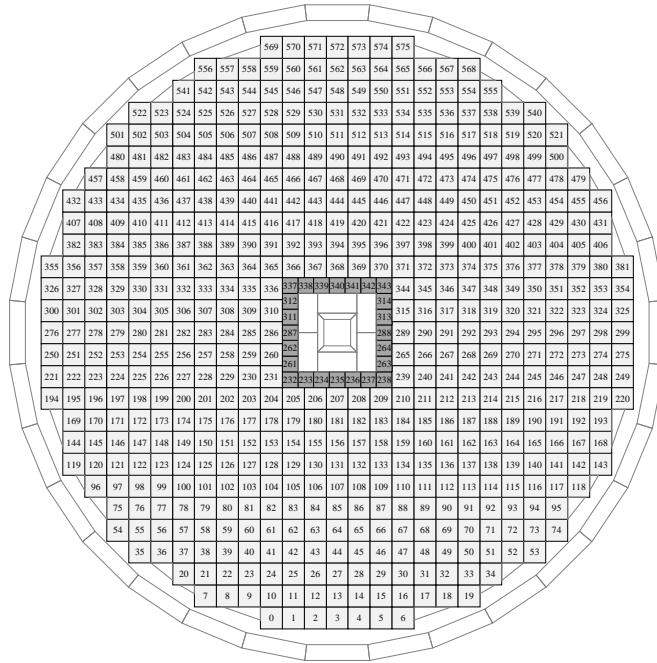


図 2.9: CsI 結晶カロリメータ: 中心部 24 本が KTeV crystal, 他 496 本が main の crystal である。

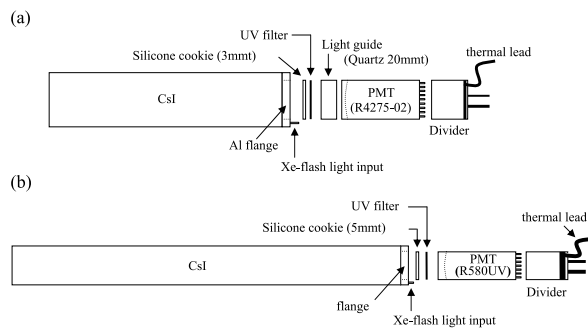


図 2.10: CsI モジュール (a)main crystal ($70 \times 70 \times 300\text{mm}^3$), (b)KTeV crystal($50 \times 50 \times 500\text{mm}^3$)

	CsI(pure)	CsI(Tl)	NaI	BGO	BaF ₂	PbWO ₄	CeF ₃
密度 (g · cm ⁻³)	4.53	4.53	3.67	7.13	8.28	4.89	6.16
放射長 (cm)	1.85	1.85	2.59	1.12	2.05	0.89	1.68
モリエール半径 (cm)	3.8	3.8	4.5	2.4	3.4	2.2	2.6
dE/dx (MeV/cm perMIP)	5.6	5.6	4.8	9.2	6.6	13.0	7.9
Nucl. int length (cm)	36.5	36.5	41.4	22.0	29.9	22.4	25.9
光の減衰時間 (ns)	10, 36 ^f ~ 1000 ^s	1000	250	300	0.7 ^f , 620 ^s	5 ~ 15	10 ~ 30
発光波長 λ (nm)	305 ^f ~ 380 ^s	565	410	480	220 ^f , 310 ^s	440 ~ 500	310 ~ 340
屈折率	1.80	1.80	1.85	2.20	1.56	2.16	1.68
光量 (相対量)	0.10 ^f , 0.02 ^s	0.4	1.0	0.15	0.05 ^f , 0.20 ^s	0.01	0.10
潮解性	somewhat	somewhat	very	no	slightly	no	no

表 2.2: 無機シンチレータの性質 (f :fast component, s :slow component)

2.5 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の background について

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比測定においては、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊が主な background となる。その原因は、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の分岐比が標準理論で予測される $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比より 8 桁大きくその終状態である 4γ のうち 2γ が検出器で検出されないことや γ 線が形成する cluster の数を見誤り入射 γ 線の数を見積もることにある。この場合 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の 2γ との区別が出来なくなるため background となる。

2.5.1 γ 線の不感と不感率

γ 線の不感

γ 線が以下の要因で検出器にエネルギーを損失しない又はエネルギー損失が小さく検出することが出来ない場合がある。

- **punch-through:** γ 線が入射した物質とまったく相互作用を起こさず、エネルギーを損失しないまま通り抜ける場合がある。これは相互作用が確率過程であるために起こる現象であり、punch-through と呼ばれる。入射 γ 線のエネルギー損失がないため、検出器で検出することは不可能である。
- **光核反応:** γ 線と物質中の原子核との相互作用を、光核反応 (photo-nuclear interaction) と呼ぶ。この相互作用では、 γ 線が直接原子核に吸収される。原子核は吸収したエネルギーによって励起、振動、共鳴など様々な不安定状態になり、二次粒子 (中性子・陽子・光子等) の形で余分なエネルギーを放出し、基底状態となる。二次粒子が中性子の場合、中性子が物質と相互作用を起こさないためエネルギーを損失せずに物質の外へ出ることが多い。また、二次粒子が中性子のみでなく陽子・光子等も含む場合、陽子・光子等は物質と相互作用を起こすが、中性子が放出された分検出器に落とすエネルギーが低くなり検出できない場合がある。

- **Sampling effect:** 吸収層と検出層から構成されるサンプリングカロリメータ (例えば鉛とプラスチックシンチレーターの積層) の場合、吸収層 (鉛) で入射 γ 線の全エネルギーを失い検出層 (プラスチックシンチレータ) でのエネルギー損失が検出できない場合がある。

これらを総称して、 γ 線の不感と呼ぶ。 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊で γ 線の不感が起こると $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の background になる。

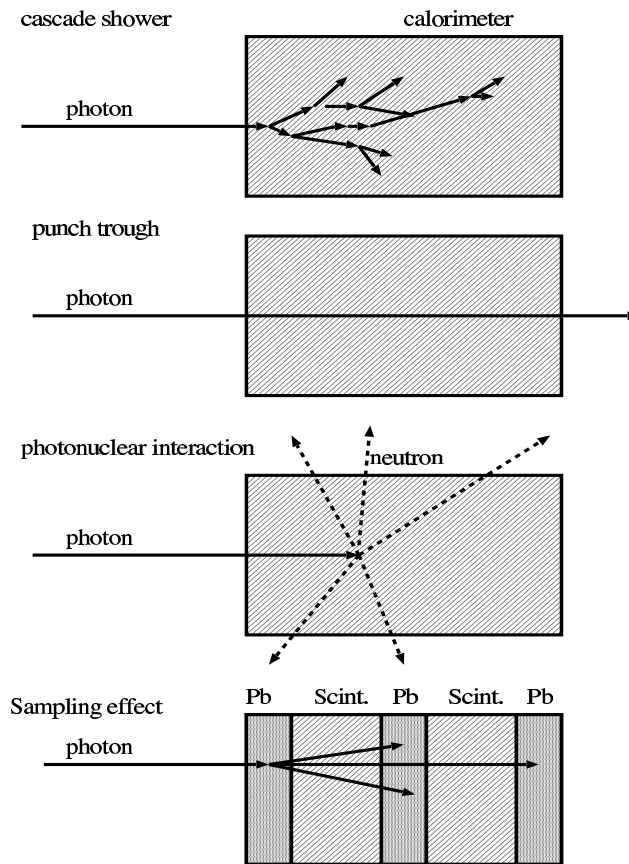


図 2.11: 電磁シャワーと γ 線の不感

不感率 (inefficiency)

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比測定においては、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比 $Br(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ と $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の分岐比 $Br(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$ の関係から $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の終状態である 4γ のうち 2 つの γ 線を同時に見失う確率が 10^{-8} 以下でなければならない。(式 2.9)

$$\frac{Br(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})}{Br(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \sim \frac{3.0 \times 10^{-11}}{9.3 \times 10^{-4}} \sim \frac{1}{3} \times 10^{-7} \sim 10^{-8} \quad (2.9)$$

従って、1 つの γ 線に対する不感率は 10^{-4} 、つまり γ 線の検出効率は 99.99% が要求される。

2.5.2 fusion background について

background の原因のひとつに fusion がある。fusion とは、CsI 結晶カロリメータにおいて2つの γ 線が近くに入射しそれぞれが形成する電磁シャワーが重なって1つの γ 線と見誤られる現象である。fusion が起こると入射 γ 線の数を見積もり、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の background になる。しかし、fusion に関しては3.2.2節で後述する clustering の Local maximum の条件によってある程度除去が可能である。

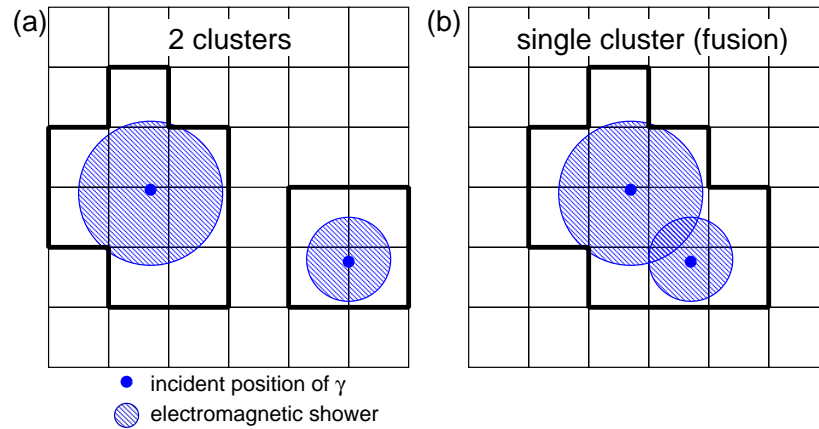


図 2.12: fusion background: 2つの γ 線が CsI 結晶カロリメータに入射したとき、本来は (a) のように cluster が2つ形成されるが、2つの γ 線が近くに入射すると (b) のように cluster が1つになり入射 γ 線を1つと見誤る。

以上のような γ 線が検出器で検出されない場合や入射 γ 線の数を見積もる場合などの要因が重なると、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊が $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の background となる。

第3章 研究の目的

3.1 Clustering とは

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊における π^0 が2つの γ 線に崩壊し、CsI 結晶カロリメーターに入射するとき、入射 γ 線により生成される電磁シャワーの拡がりのため複数の結晶でエネルギーを損失する。複数の結晶のエネルギー損失の分布から 2γ イベントを再構成する作業を clustering と呼ぶ。clustering は入射粒子の数を数えて 2γ イベントを選出するだけでなく、粒子の入射位置の補正、エネルギー補正にも利用できる。

前章で述べたとおり、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の主な background の要因は、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の入射粒子の数を γ 線の不感等により見誤ることにある。しかし、 γ 線の不感の中には検出器にエネルギーを与えない場合と与えるエネルギーが低いために検出できない場合があり、後者のイベントでは clustering 方法の改良により不感を改善できる可能性がある。本研究は background を排除しつつ acceptance を増やすような、より良い clustering 方法をシミュレーションにより評価し最適化を行う。

この章ではまず 3.2 節で現在解析で使われている clustering 方法 (sakashita 型 [15]) を解説する (付録 A 参照)。3.3 節で sakashita 型の問題点と改善法について議論する。

3.2 現在の Clustering 方法

3.2.1 クラスタの定義

(1) crystal の選出 (envelope threshold)

まず、crystal を clustering の対象とするかどうか判断する各 crystal に対するエネルギー閾値をかける。本論文ではこれを envelope threshold と呼ぶ。現在の解析では、

$$\text{envelope threshold} = 5.0 \text{ MeV}$$

に設定している。envelope threshold 以上のエネルギー損失があった crystal は gamma cluster の候補となる。gamma cluster とは γ 線が入射したと考えられる cluster である。

次に、gamma cluster 候補以外の crystal にエネルギー損失があったかどうかを判断するエネルギー閾値をかける。これを、other CsI threshold と呼ぶ。現在の解析では、

$$\text{other CsI threshold} = 1.0 \text{ MeV}$$

に設定している。envelope threshold 以下で other CsI threshold 以上のエネルギー損失があった crystal は collateral cluster (派生 cluster) の候補となる。collateral cluster とは γ 線がカロリメーターに入射し電磁シャワーを形成するときに、電磁シャワーの拡がりによって gamma cluster と隣接しない場所にエネルギーを損失して出来た cluster のことである。

(2) 隣接条件

(1) で求めた gamma cluster 候補の crystal を対象に、着目する crystal に対し隣接している crystal の集合を求める。

1. 着目する crystal との隣接を調べる crystal について、それぞれの crystal の座標 (x,y) 、 (px,py) 、大きさ d , pd 、中心間距離 (dx,dy) を計算する。

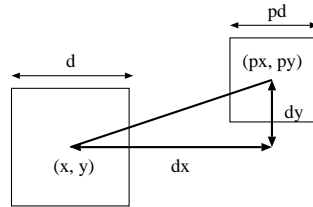


図 3.1: 隣接条件におけるパラメータの定義

2. dd を式 3.1 のように定義し、 dd が式 3.2 を満たすときに隣接する crystal と定義する (図 3.2)。よって (c) の crystal は隣接とみなさない。つまり、一辺が接しているものだけを隣接しているとみなし、角を接している crystal は含めない。

$$\begin{aligned} dx > dy &\rightarrow dd = dx \\ dx < dy &\rightarrow dd = dy \\ dx = dy &\rightarrow dd = 0 \end{aligned} \tag{3.1}$$

$$dd = \frac{d}{2} + \frac{pd}{2} \tag{3.2}$$

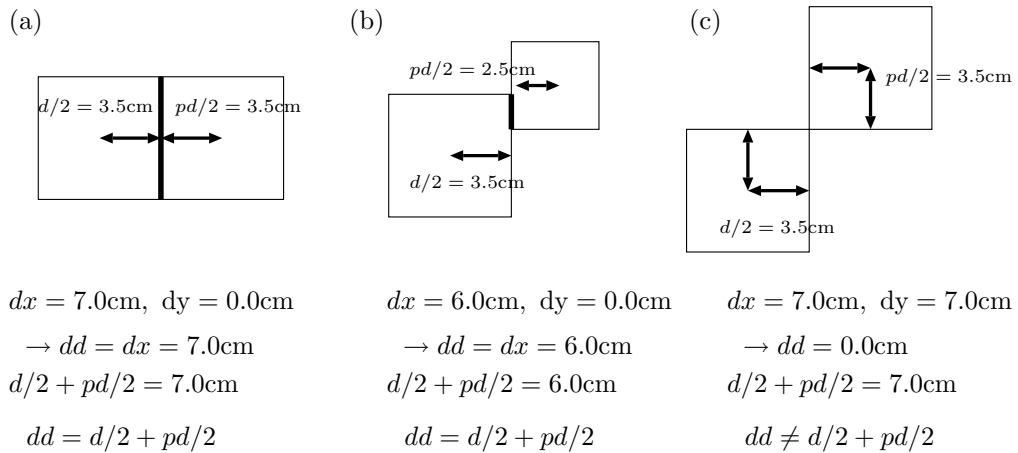


図 3.2: 隣接条件の定義

(3) envelope の作成

次に、envelope threshold 以上のエネルギー損失のある crystal に対して (1), (2) に当てはまる隣接 crystal を集め、さらにそれらの crystal の隣接 crystal を調べるといった作業を繰り返す。こうして隣接する crystal の集合ができ envelope となる。envelope は gamma cluster の候補になる。

3.2.2 γ 線由来らしいクラスターの選択

Local maximum の条件

2.5.2 節でも述べた通り、2つの γ 線が近くに入射した場合、2つの γ 線が作る cluster を隣接条件によって1つの cluster と認識してしまう場合がある。この現象を fusion と呼ぶ。特に $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊の終状態である 4γ のうち、1 γ が γ 線の不感によって検出できず、残りの 3γ のうちの 2γ が fusion を起こすと $K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の 2γ と区別がつかず、大きな background source となる。この background を除去する方法の1つとして、Local maximum の条件を課す。Local maximum とは、cluster 内におけるエネルギー損失の極大値を指し、隣接する全ての crystal よりエネルギー損失が大きい crystal が Local maximum となる (図 3.3)。1つの γ 線による cluster は、Local maximum が1つである場合が殆どなので、Local maximum が1つであるという条件を課すことで fusion background のイベントが除去できる。

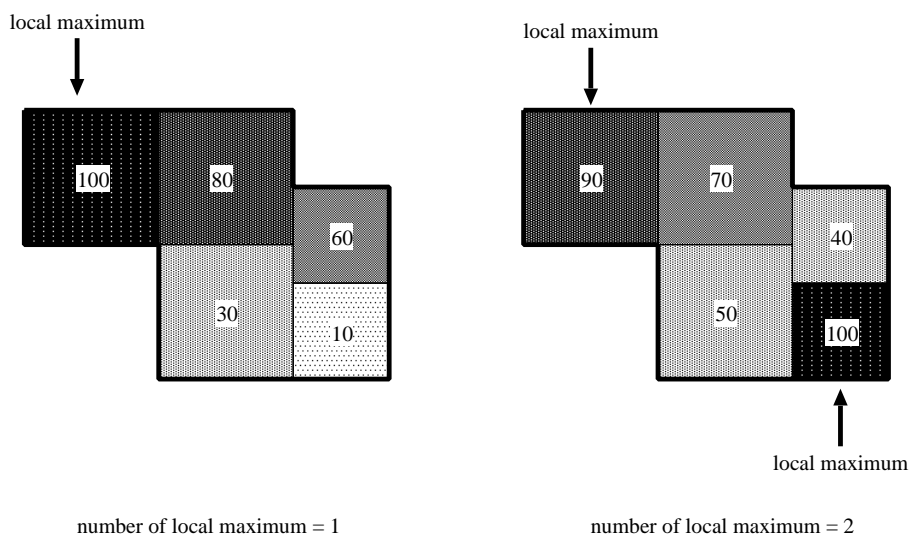


図 3.3: Local maximum の定義 : (b) は Local maximum の数が 2 であるから background として除去する。

cluster size の条件

1つの γ 線が入射したとき、その γ 線がつくる cluster は、電磁シャワーの拡がりによって2つ以上の crystal によって構成されると考えられる。envelope threshold 以上のエネルギー損失があった cluster の構成数が1の cluster は、独立した γ 線入射と考えず collateral cluster 候補とする。

Local maximum が1つで cluster size が2以上の cluster が gamma cluster と認識される。

3.2.3 2γ イベントの選出

次に $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊イベントの候補となる 2γ イベントを選出する。まず gamma cluster が 2 つであるイベントを選び、2 つの γ 線が CsI 結晶カリリメーターに入射したと見なす。さらに、veto 検出器で他の γ 線や荷電粒子が検出されないという条件で選別して 2γ イベントを決定する。

3.2.4 派生クラスタの選別

2γ イベントが選出されると、次の条件を満たすものが collateral cluster 候補として認識されている。

1. エネルギーが envelope threshold 以下、other CsI threshold 以上の crystal
2. envelope threshold 以上のエネルギーを持つが隣接条件を満たす crystal がない (cluster の構成数が 1) の crystal

collateral cluster 候補には低いエネルギーの γ 線由来の cluster が紛れていると考えられる。そこで、そのようなイベントを除去するために collateral cluster にエネルギーの閾値をかける。これを collateral cluster threshold と呼び、現状では、

$$\text{collateral cluster threshold} = 5.0 \text{ MeV}$$

に設定している。エネルギーが閾値以上の collateral cluster は gamma cluster として再認識される。従って 2γ イベントが選出された後に collateral cluster の中から gamma cluster が確認された場合は 2γ イベントではなくなるのでそのイベントは除去される。

3.2.5 エネルギーと位置の算出

- 入射粒子のエネルギー補正
 - gamma cluster を構成する crystal の合計エネルギーに gamma cluster に隣接する collateral cluster のエネルギーを合算し、cluster のエネルギーとする。
- 入射粒子の位置の算出
 - cluster のエネルギー重心を求めることで、 γ 線の入射位置を見積もることが出来る。
 - cluster のエネルギー重心から入射角度を求め、入射位置への補正を行う。

以上より、gamma cluster の数、gamma cluster を構成する crystal、入射エネルギー、入射位置を決定する。

3.3 検出効率向上のための現状の問題点と課題

第2章の2.5.1節, 式(2.9)より、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊における γ 線の検出効率は、99.99%が要求される。

clustering において collateral cluster とみなされた crystal(cluster) には、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊 background の原因となる低いエネルギーの γ 線由来のものが含まれている可能性がある。そのため collateral cluster threshold をかけるという clustering 方法がとられている。現状ではこれを 5.0MeV と低く設定することによって低いエネルギーの γ 線を捉え、このような background が 72% 除去できている。しかし、collateral cluster threshold が低いために、collateral cluster のうち1つの γ 線から派生した真の collateral cluster が他の γ 線由来の cluster とみなされて veto 対象となり、acceptance が 15% 低下することが解析を進めていく中で明らかになった。

本研究の目的はこの問題を解消するために、collateral cluster の傾向を調べ、background の除去率が高く、かつ acceptance は向上するような clustering 方法を確立することである。

第4章 単一ガンマ線によるシミュレーション

4.1 シミュレーションの概要

前述したとおり、既存の clustering 方法には入射 γ 線から派生したと考えられる collateral cluster の扱いを改善することにより acceptance 向上の余地がある。そこで、clustering の最適化のために、envelope threshold と collateral cluster threshold の最適値を求めていく。本章ではその前段階として、単一 γ 線による gamma cluster と collateral cluster が形成される様子を調べ、clustering(envelope と collateral cluster のエネルギー閾値) の候補を選出するためのシミュレーションを行った。単一 γ 線入射であっても電磁シャワーは確率過程のため毎回生成過程が異なり、様々な cluster 分布を示す。そこでシミュレーションでは、十分に多くの γ 線入射イベントを生成し gamma cluster と collateral cluster のエネルギー分布、特に gamma cluster と collateral cluster 間の距離と collateral cluster のエネルギーの相関を調べた。

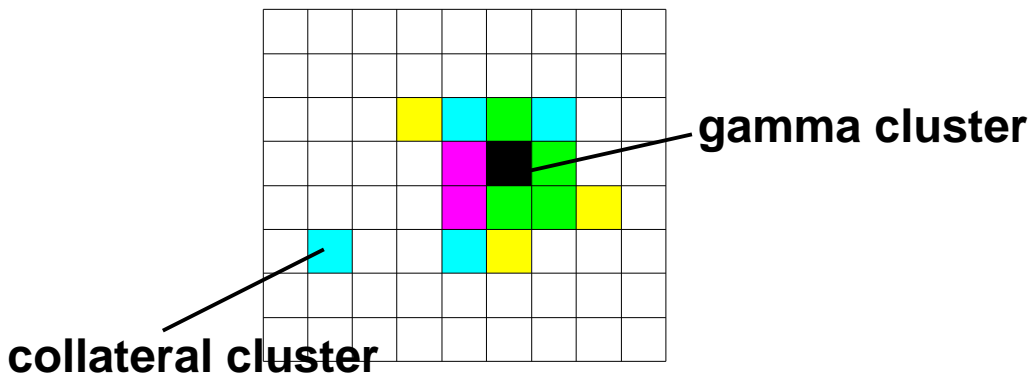


図 4.1: 単一 γ 線の cluster 分布例: collateral cluster が生じている。

図 4.1 の例では単一 γ 線でありながら collateral cluster が形成されているため、この collateral cluster の扱い如何によっては他の γ 線が形成した cluster だと誤認され veto 対象のイベントとなる。本章では、単一 γ 線からの collateral cluster によって、 1γ イベントではないと誤認される確率を veto 率と呼ぶことにする。最適値の評価は veto 率によって行い、veto 率の低いものが良い clustering であると評価する。envelope threshold と collateral cluster threshold の様々な組み合わせを多数評価し、veto 率が低い閾値の組を候補とする。ただし、ここでは background についての評価を行わないため、あくまで目安となる候補である。シミュレーションプログラムは GEANT4[13] を用いた。

4.2 GEANT4について

今回使用したシミュレーションプログラム (GEANT4) について説明する。

GEANT4 は、CERN を中心に開発された C++ 言語を用いた高エネルギー実験測定器シミュレーターであり、粒子と物質の相互作用に関して現在得られている理論的、実験的知見を集大成して作られた。一般に電磁相互作用は厳密に理論的解が得られるため GEANT4 による再現性は極めて高い。一方、ハドロン相互作用 (核反応) は近似解しか得られないため比較的精度が悪い。本研究では、ハドロン相互作用としては QGSP-GN[13] を採用した。QGSP とは、Quark Gluon String model と Pre-equilibrium decay model を採用した理論式を基にしたハドロン相互作用モデルである。ここで重要なのは、QGSP-GN は QGSP に光核反応を含めたモデルであるということである。光核反応は γ 線の不感の 1 つであり本研究で対象となる重要な相互作用である。光核反応と collateral cluster の関係は 4.4.3 節で議論する。

GEANT4 は、モンテカルロ法に従って電磁シャワーを形成していく。実際の電磁シャワーの形成も確率過程であるため、GEANT4 によるシミュレーションの再現性は高い。

GEANT4 における cutoff 値を表 4.1 に示す。cutoff 値とは電磁シャワー中の粒子に対して追跡するエネルギーの最低値である。粒子のエネルギーが cutoff 値以下になった場合、その場所で粒子の持つ全エネルギーを物質に損失したとみなし、追跡を終了する。

物質 \ 粒子	光子 (keV)	電子 (keV)	陽電子 (keV)
Air(真空)	0.990	0.990	0.990
CsI(pure)	2.240	36.039	35.598

表 4.1: GEANT4 における cutoff 値

4.3 セットアップ

• 検出器

- 実験で使用している大きさの CsI(pure) 結晶 $70 \times 70 \times 300\text{mm}$ を 961 本使い 31 本 \times 31 本の matrix に組んだものを使用した。これは、実験で用いた CsI 結晶カロリメータ領域を十分に覆う大きさであり、単一 γ 線が cluster を形成する様子を調べるには十分な大きさである (図 4.2)。
- 検出器周辺は真空に設定している。

• 入射 γ 線

- 入射エネルギー (E_γ) は、0.1、0.5、1.0、2.0、4.0 GeV/ c を使う。
- 検出器の中心に 1 点垂直入射させた。

• イベント数

- 十分な統計が得られるように、各運動量に対し 10^5 イベントとした。

- Clustering

単一 γ 線のシミュレーションは collateral cluster に対する傾向をみるのが目的であるので clustering は現状の clustering を簡略化して行った。

- other CsI threshold は設けず、envelope threshold をパラメータとする。
- 隣接条件は現状の clustering と同じ。
- 最もエネルギーの高い cluster を gamma cluster とする。それ以外の cluster は collateral cluster とする。
- gamma cluster と同じ隣接条件を collateral cluster に課し、隣接条件を満たす collateral cluster を1つの collateral cluster とみなす。
- collateral cluster threshold をパラメータとする。collateral cluster threshold 以上の collateral cluster が存在するイベントの場合、collateral cluster が gamma cluster と認識され 1γ イベントにならないので、そのイベントは veto 対象となる。

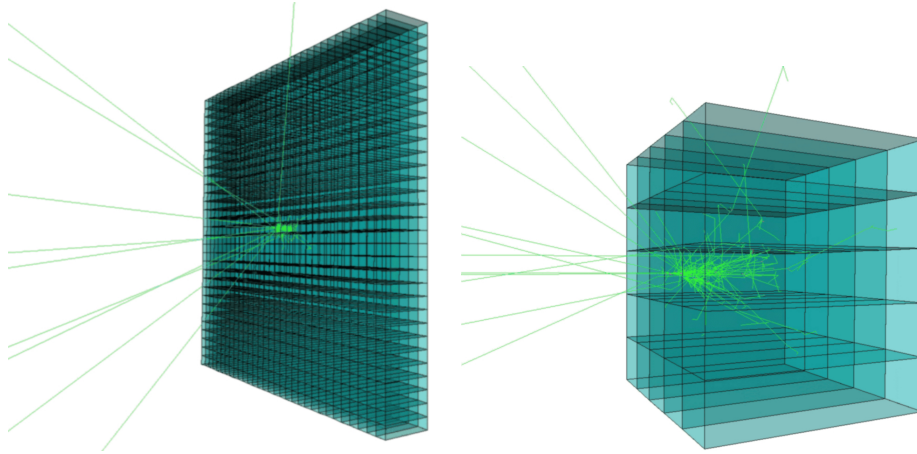


図 4.2: 左図:GEANT4 における CsI 結晶カロリメータの全容, 右図:中心付近の拡大図 (緑色の線は入射 γ 線の相互作用によって生じた電磁シャワーの粒子の飛跡で、複数の結晶にエネルギーを損失している様子が分かる。)

4.4 シミュレーション結果

4.4.1 envelope threshold による veto 率

まず clustering する対象となる crystal の選別を、envelope threshold(Eth) により行う。先に述べたように envelope threshold とは、crystal を clustering の対象とするか否かの判断を行うエネルギー閾値である。envelope threshold をかけることにより collateral cluster の数が変わり、 1γ イベントとみなさない確率 (veto 率) も変化する。envelope threshold だけをかけた場合、その veto 率は図 4.3 のようになる。1MeV から 0.01MeV にかけて veto 率が下がるのは、低いエネルギーの crystal も clustering 対象としたことによって、高い envelope threshold では離れていた gamma

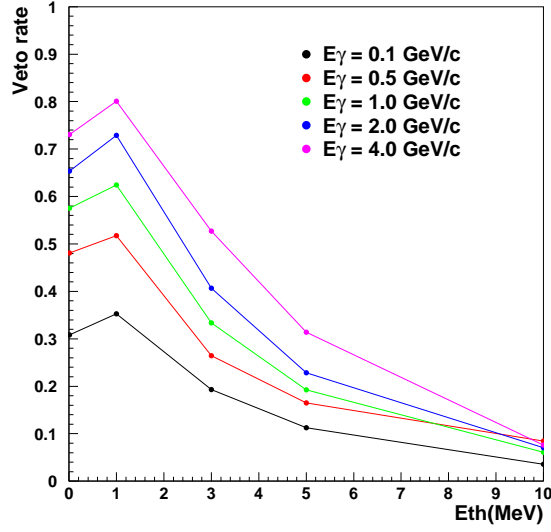


図 4.3: envelope threshold による veto 率の変化

cluster と collateral cluster が隣接してひとつの gamma cluster とみなされるようになることに起因する。この結果より 3MeV より下では veto 率の上昇が著しいことが分かる。また envelope threshold をあまり高くすると γ 線のエネルギーと位置の見積もりを誤るうえ、 γ 線の不感のひとつである低エネルギーの γ 線が検出できないことにつながる。従って envelope threshold に関しては、3.0MeV~5.0MeV が望ましいと考えられる。

4.4.2 派生クラスターのエネルギーと距離の関係

次に collateral cluster がもつエネルギー (E_{cc}) と gamma cluster との距離 (D_{gc}) の関係を調べた。 E_{cc} と collateral cluster の位置 (\vec{C})、gamma cluster の位置 (\vec{G}) は、以下の式を使いエネルギー重心から求め、距離 D_{gc} を算出した。ここで cluster を構成する n 個の crystal のうち i 番目の crystal に対する位置を $P_i(P_{ix}, P_{iy})$ 、エネルギーを E_i とする。

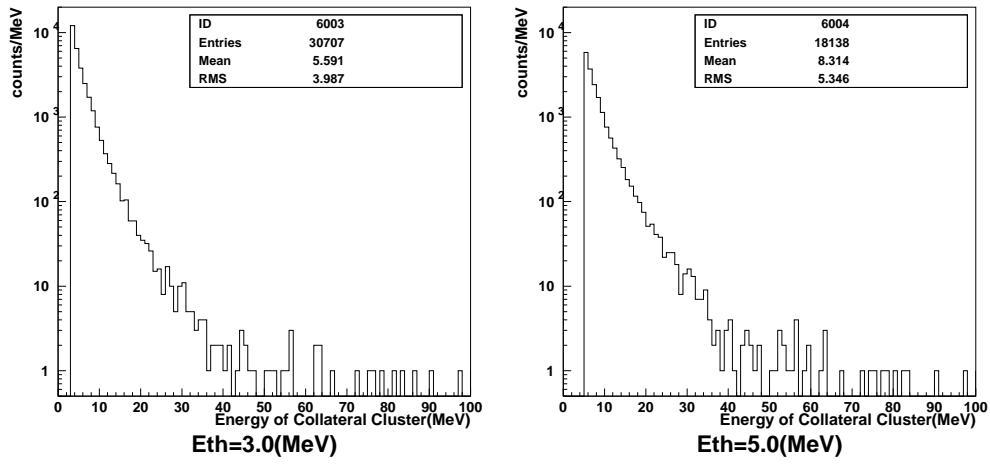
$$E_{cc} = \sum_{ic=1}^{n_c} E_{ic} \quad (4.1)$$

$$\begin{aligned} \vec{G} &= (G_x, G_y) \\ &= \left(\frac{\sum_{ig=1}^{n_g} P_{igx} \cdot E_{ig}}{\sum_{ig=1}^{n_g} E_{ig}}, \frac{\sum_{ig=1}^{n_g} P_{igy} \cdot E_{ig}}{\sum_{ig=1}^{n_g} E_{ig}} \right) \end{aligned} \quad (4.2)$$

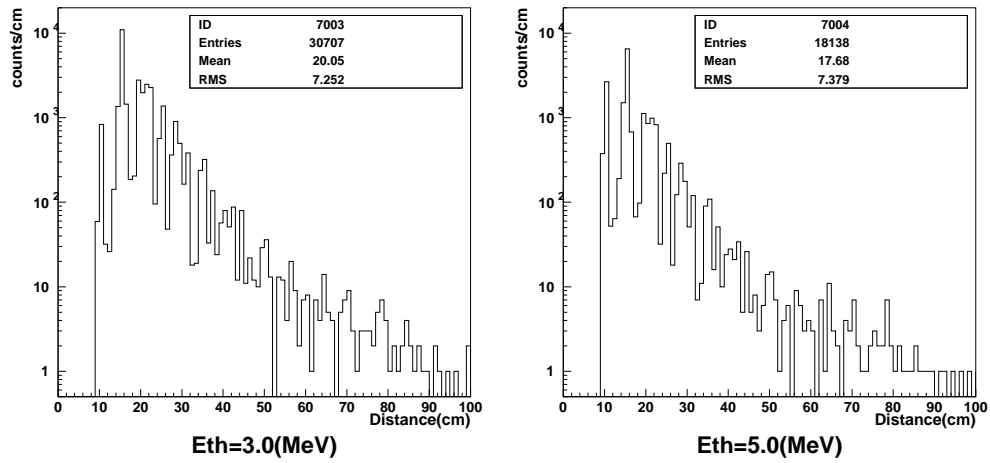
$$\begin{aligned} \vec{C} &= (C_x, C_y) \\ &= \left(\frac{\sum_{ic=1}^{n_c} P_{icx} \cdot E_{ic}}{\sum_{ic=1}^{n_c} E_{ic}}, \frac{\sum_{ic=1}^{n_c} P_{icy} \cdot E_{ic}}{\sum_{ic=1}^{n_c} E_{ic}} \right) \end{aligned} \quad (4.3)$$

$$D_{gc} = |\vec{G} - \vec{C}| \quad (4.4)$$

以上より求めた collateral cluster のエネルギー (E_{cc}) 分布を図 4.4 に、collateral cluster の距離 (D_{gc}) 分布を図 4.5 に示す。但し、入射 γ 線のエネルギー (E_γ) は 0.5GeV/c とし、それぞれ左図は Eth が 3.0MeV、右図は 5.0MeV の結果である。



☒ 4.4: collateral cluster のエネルギー分布 ($E_\gamma = 0.5\text{GeV}/c$)



☒ 4.5: collateral cluster の位置分布 ($E_\gamma = 0.5\text{GeV}/c$)

さらに、エネルギーと距離の関係を図 4.6 に示す。図 4.6 より envelope threshold が 3.0MeV の時は collateral cluster が出来やすく、また gamma cluster から離れた場所でも collateral cluster が多く観測される。collateral cluster と gamma cluster が離れているということは、background である gamma cluster と離れた位置に入射した低いエネルギーの γ 線を collateral cluster と見誤る可能性が高くなることを意味する。従って envelope threshold は 5.0MeV が最適値と考えられる。また、エネルギーが高い collateral cluster は gamma cluster と近い場所に多く分布している。これらの collateral cluster を gamma cluster と認識させないためには、collateral cluster threshold を一律でなく距離に依存する関数で表せばよい。

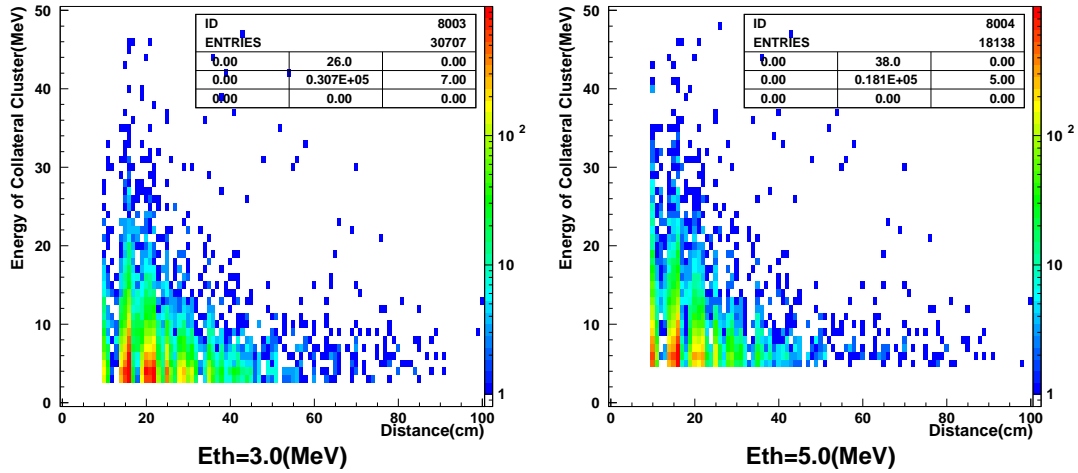


図 4.6: collateral cluster のエネルギー (縦軸) と gamma cluster からの距離 (横軸) の関係 (入射エネルギー 0.5GeV/c)
 envelope threshold が 3.0MeV の場合、collateral cluster が出来やすい。
 (Entry 数: 30707events(Eth=3.0MeV), 18138events(Eth=5.0MeV))
 また gamma cluster から離れた場所で collateral cluster が出来やすくなる。

collateral cluster の閾値関数

図 4.6 より、veto 率がなるべく低い閾値の関数を探る。図 4.6 のイベント数が高い領域を残すような直線を引き (例:図 4.7)、この閾値関数による veto 率を計算した。

多数の関数を試した結果、collateral cluster のエネルギー E_{cc} と gamma cluster と collateral cluster までの距離 D_{gc} の関係から、 D_{gc} を用いた以下の関数が候補として挙げられた。

$$Cth(\text{MeV}) = B(\text{MeV}) - \frac{D_{gc}(\text{cm})}{3(\text{cm}/\text{MeV})} \quad (4.5)$$

このとき、 B の範囲として、12~15(MeV) が妥当だと考えられる。入射 γ 線のエネルギーが 0.5GeV/c の時のそれぞれの veto 率を表 4.2 に示す。比較として、 Cth を距離に依存せず 5.0MeV に設定したときの veto 率も載せる。この結果、 Cth を D_{gc} を用いた関数で表すことで veto 率を大きく改善できることが分かった。

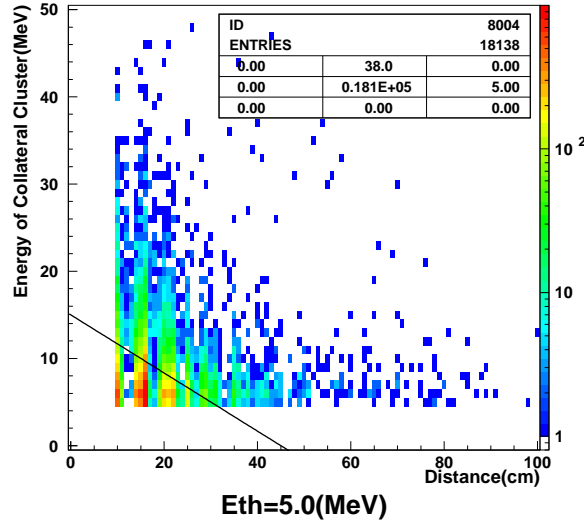


図 4.7: collateral cluster のエネルギーと gamma cluster からの距離の関係: 直線はイベント数が多いところを残すような閾値関数の例 ($C_{th}(\text{MeV}) = 15 - D_{gc}/3$)

Cth	func.0	func.1	func.2	func.3	func.4
veto 率	0.228	0.107	0.083	0.064	0.049

表 4.2: collateral cluster threshold の候補とその veto 率: $E_{th}=5.0$ MeV

$$\begin{aligned}
 \text{func.0 ; } C_{th}(\text{MeV}) &= 5 \\
 \text{func.1 ; } C_{th}(\text{MeV}) &= 12 - D_{gc}/3 \\
 \text{func.2 ; } C_{th}(\text{MeV}) &= 13 - D_{gc}/3 \\
 \text{func.3 ; } C_{th}(\text{MeV}) &= 14 - D_{gc}/3 \\
 \text{func.4 ; } C_{th}(\text{MeV}) &= 15 - D_{gc}/3
 \end{aligned}$$

4.4.3 光核反応と派生クラスターの関係

ここで、光核反応と collateral cluster の関係を述べる。

光核反応を起こす場合と起こさない場合の比較を行うため、シミュレーションの相互作用モードを QGSP-GN から QGSP[13] へ変更する。QGSP モードは、光核反応を起こさないモードである。光核反応による collateral cluster の違いを上記と同様にエネルギーと距離の関係で図 4.8 に示す。ここで、上図は QGSP-GN モード、下図は QGSP モードである。

図 4.8 から、gamma cluster からの距離が遠い collateral cluster は、光核反応によって出来た cluster である可能性が高いことが分かった。

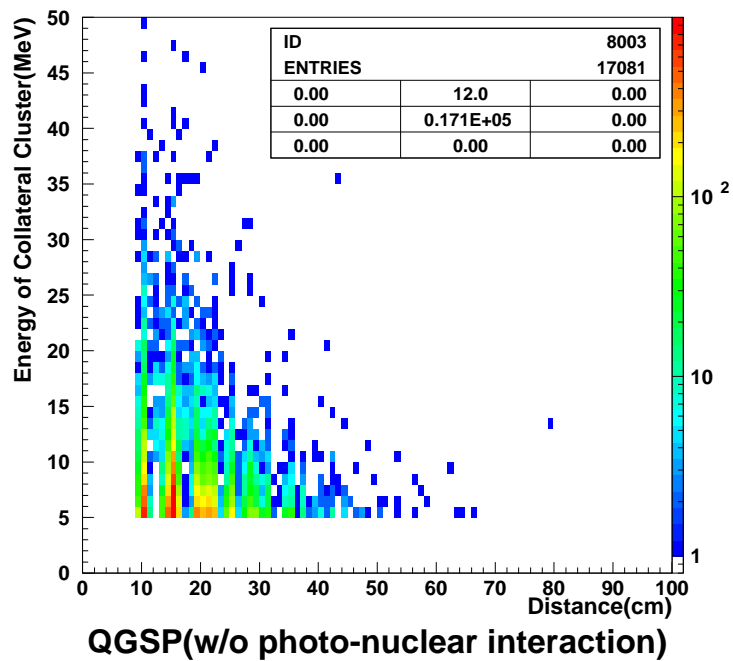
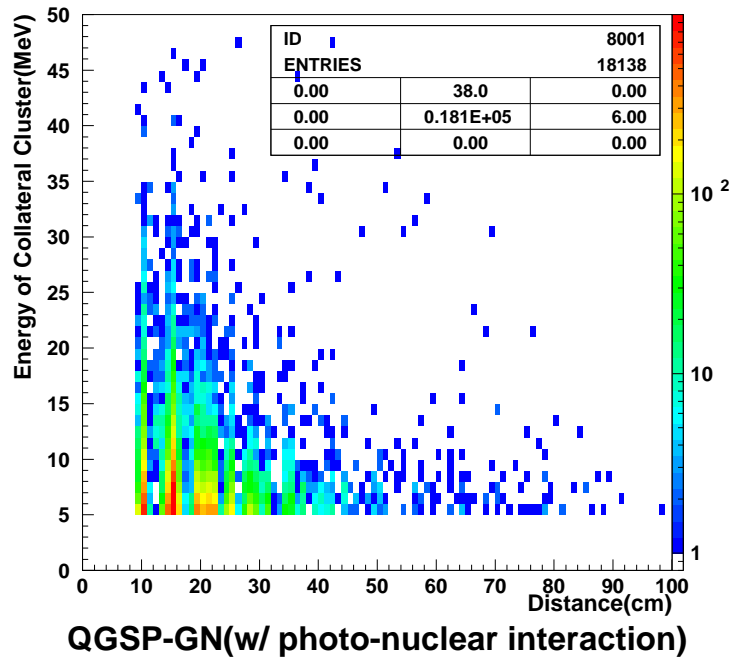


図 4.8: 光核反応による collateral cluster のエネルギーと距離の関係 ($E_\gamma=0.5\text{GeV}/c$, $E_{th}=5.0\text{MeV}$) 上図:光核反応を含む相互作用モード (QGSP-GN) を使った collateral cluster の様相、下図:光核反応を含まない相互作用モード (QGSP) を使った collateral cluster の様相。gamma cluster からの距離が 60cm 以上の collateral cluster は光核反応によるものであることが分かる。すなわち光核反応により生成された中性子が、gamma cluster とは離れた先で相互作用を起こしたことを示している。

4.5 結論

単一 γ 線のシミュレーションの解析により envelope threshold の最適値は 5.0 MeV であり、collateral cluster threshold は gamma cluster と collateral cluster 間の距離に依存した関数を用いることで、veto 率が大きく改善できることが分かった。しかし、このシミュレーションでは background に対する応答がわからない。そこで、次章では実際の実験セットアップのモンテカルロシミュレーションで $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊と $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊を再現し、閾値の最適化を行う。

第5章 K 中間子崩壊のシミュレーションによる clustering の最適化

5.1 シミュレーションの概要

単一 γ 線のシミュレーションにより envelope threshold の最適値が 5.0MeV と決定された。さらに collateral cluster threshold は gamma cluster からの距離の関数で表すと clustering 方法の改善に繋がるということが分かった。次に、実際の実験セットアップの geometry で、 K_L を崩壊させたときのモンテカルロシミュレーションを行い、CsI 結晶カロリメータにおける cluster の様相を調べた。この時の入射 K_L ビームの運動量分布は production target から K_L を発生させるシミュレーションにより得られたものを用いた。今回、collateral cluster の生成をより正確に調べるために CsI 結晶カロリメータのうち最内殻と最外殻の結晶に γ 線が入射したイベントは用いない。つまり、図 5.1 における無色の結晶のみを今回の clustering の対象とする。2 γ イベントであるこ

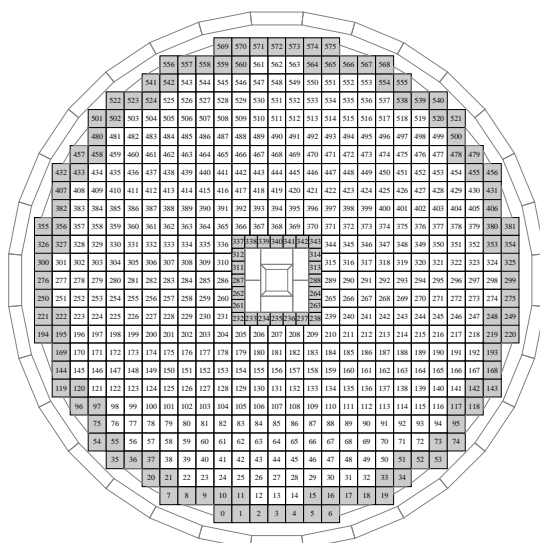


図 5.1: clustering 対象とする CsI 結晶カロリメータの範囲: 影の付いた crystal は clustering に用いない。

とを保証するために MB の veto threshold を 3.0MeV、CC03 の veto threshold を 3.0MeV に設定した。実験のデータでは、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のイベントと $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊等の誤認識で生じる background のイベントは区別できない。そこで、モンテカルロシミュレーションによってこの 2 種類のイベントを区別できる様、clustering 方法の最適化を行う。

現状の clustering 方法では、collateral cluster 同士が隣接していても塊とみなさない。そこで、

collateral cluster threshold をかける際に現状のように隣接していても別々の collateral cluster とみなし閾値をかける場合と、隣接する collateral cluster を 1つの collateral cluster とみなして閾値をかける場合との 2種類を行った。ここで、この 2種類の clustering 方法を区別させるため、前者を A 方式、後者を B 方式と呼ぶことにする (図 5.2 参照)。前章の単一 γ 線のシミュレーションでは B 方式で解析を行った。現状の clustering 方法では A 方式を利用し collateral cluster threshold (以

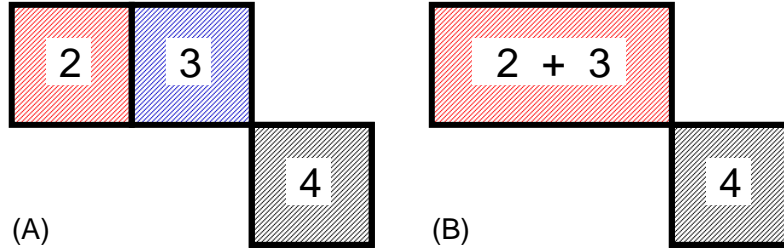


図 5.2: collateral cluster (左 : A 方式 右 : B 方式) $C_{th}=5.0\text{MeV}$ の場合、B 方式は collateral cluster が gamma cluster と再認識される。

下 C_{th_A}) を 5.0MeV に設定している。次節で述べる評価方法を用いて $C_{th_A} = 5.0\text{MeV}$ の場合と比較し、最適化を行う。

5.2 シミュレーションの評価方法

以下に示す 2つの指標を用いて clustering 最適化の評価を行う。

5.2.1 N/S による評価

規格化された N/S によって評価を行う。

「S」はシグナルのイベント数である。シグナルとは、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊からの 2つの γ 線が CsI 結晶カロリメータに入射し、clustering によって 2γ イベントと認識されたイベントである。

「N」はノイズのイベント数である。ノイズとは、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊が γ 線の不感または fusion により 2γ イベントと誤認され、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊による 2γ イベントと区別がつかない background のことである。

N/S は、本研究に適した評価方法である。今回は、collateral cluster threshold をかけることによって変化したシグナルとノイズのイベント数を、閾値をかける前の各イベント数でそれぞれ規格化した。規格化を行ったイベント数の比で評価を行っても、本質的な評価に問題はない。clustering の最適化の目標はノイズのイベント数をなるべく少ない状態でシグナルのイベント数を多くすることであるから、N/S が小さいほど良い clustering であると評価できる。

5.2.2 significance による評価

以下の式で表される significance を用いて評価を行う。

$$\text{significance} = \frac{\sqrt{S+N}}{S} \propto \frac{\Delta\eta}{\eta} \quad (5.1)$$

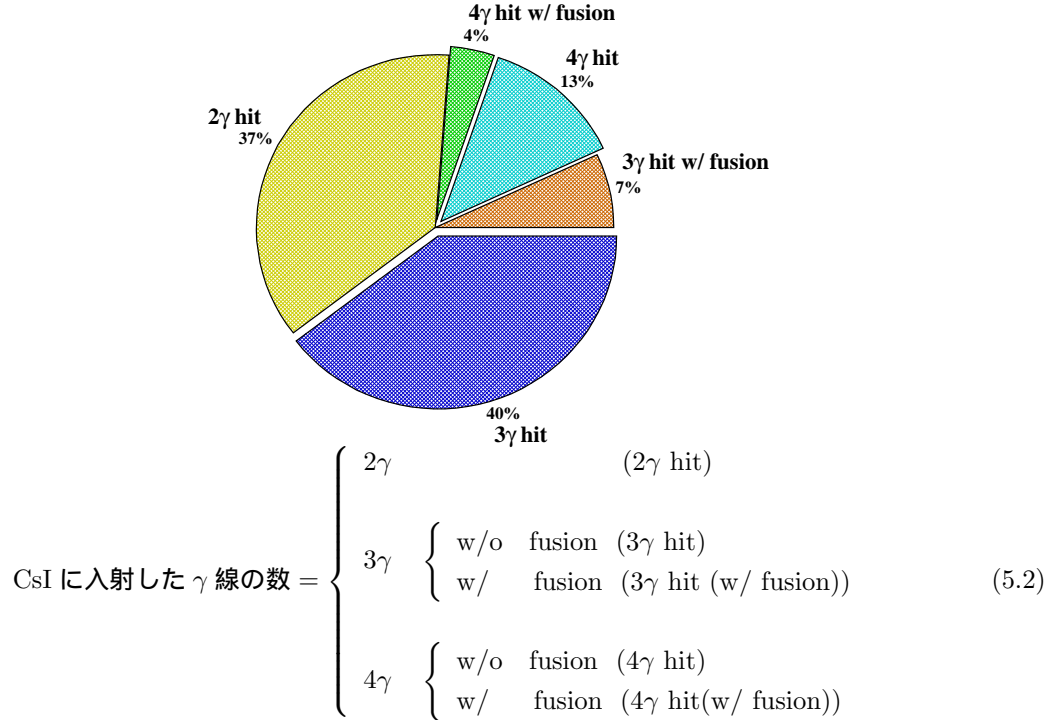
$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比測定における最終目標は、CKM matrix の η パラメータを精度よく測定することである。 η パラメータの精度すなわち $\Delta\eta/\eta$ を最適化することは、上式で定義した significance を小さくすることに同義である。significance も N/S と同様に規格化したイベント数を使う。significance が小さいということは η の精度の高さを表している。significance が小さい clustering 方法は良い clustering 方法であると評価できる。

5.3 シミュレーションの結果

5.3.1 background の内訳

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊に対し第 2 章で挙げた 2γ イベントと誤認識される background が具体的にどのように寄与しているのかモンテカルロシミュレーションで調べた。その内訳 (占有率) を表 5.1 に示す。

$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ background



	$\geq 2\gamma$ hit	2 γ hit	3 γ hit	3 γ hit(w/ fusion)	4 γ hit	4 γ hit(w/ fusion)
イベント数	7180	2664	2833	472	897	314
占有率	1	0.37	0.40	0.07	0.13	0.04

表 5.1: $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ による background の内訳、background となる 2γ 以上の入射 ($\geq 2\gamma$) のイベントを CsI 結晶カロリメータへの入射 γ 線の数によって分類した。(w/ fusion : CsI 結晶カロリメータに入射した 2 つ以上の γ 線が fusion を起こしているイベント)

表 5.1 から background イベントについて以下のことが考えられる。

- background のうち最も多い事象は 2γ が CsI 結晶に入射し、 2γ が CsI 結晶に入射していないときである。このときは $K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の 2γ が入射したときと collateral cluster の様相に違いは少ないと考えられるので collateral cluster threshold によってこの background のみを除去するのは難しいと考えられる。但しこの事象は K_L 不変質量分布や P_T 分布、崩壊位置によって除去が可能である。
- 3γ 又は 4γ がそれぞれ fusion を起こさず入射し、 2γ イベントとみなされる事象は、 γ 線の不感に起因する。この γ 線により $K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の 2γ イベントと collateral cluster の違いを生む可能性がある。従って collateral cluster threshold によってこれらの background の除去ができる可能性が高い。
- 3γ hit w/ fusion の background も 2γ が入射したイベントと同様の理由から collateral cluster threshold でこの background のみを除去するのは難しい。但し、 2γ hit の場合と同様 K_L 不変質量や P_T 分布による除去が可能である。
- 4γ hit w/ fusion イベントの 93% は 4γ のうちの 2γ が fusion を起こし 1γ が不感となる場合である。このとき、 3γ が入射して起こる background と似た collateral cluster の様相が得られると思われる。従って collateral cluster threshold によってこの background は軽減できると考えられる。

以上から collateral cluster threshold によって軽減できる background は $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊の 4γ のうち 3γ が fusion を起こさず CsI 結晶カロリメータに入射したイベントと 4γ が入射した場合であると予想される。以下評価に用いるノイズは 3γ が fusion を起こさず入射した場合と 4γ が入射した場合のイベント数の合計とする。

$$\text{background}_{3\gamma+4\gamma+4\gamma(\text{w/ fusion})} = N_{(3\gamma)} + N_{(4\gamma)} + N_{(4\gamma(\text{w/ fusion}))}$$

5.3.2 A 方式の clustering の場合

まず、collateral cluster 同士が隣接していてもそれぞれを別々の collateral cluster とみなす A 方式で clustering の最適化を目指す。collateral cluster のエネルギー E_{ccA} と最も近い gamma cluster との距離 D_{gcA} の関係は図 5.3 のようになる。さらに、background の種類別の A 方式の collateral cluster に関してのエネルギーと距離の関係は図 5.4 のようになった。

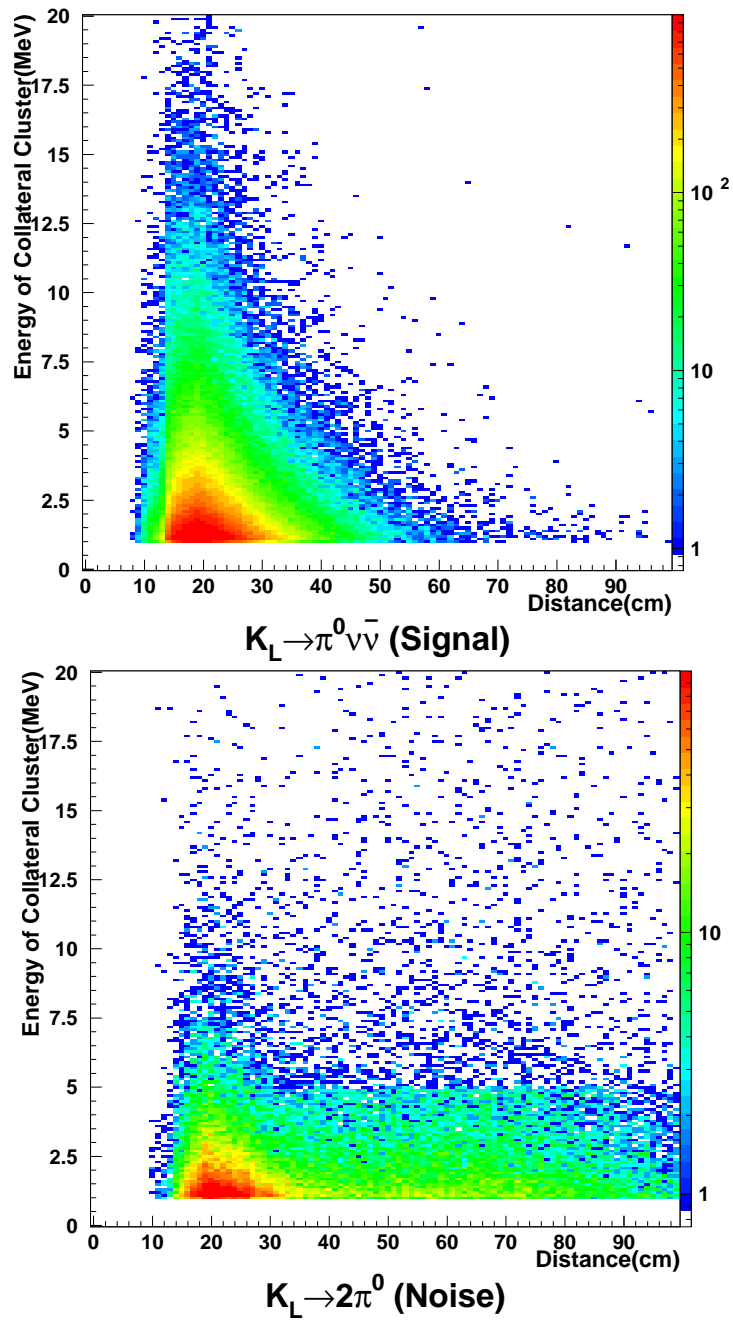


図 5.3: collateral cluster(A 方式) のエネルギー vs 距離

上図: $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の 2γ イベント、下図: $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の 2γ イベント
 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の 2γ イベントで 5MeV 以下に帯状に collateral cluster が観測できる。これは、A 方式では $E_{th}(5\text{MeV})$ 以下の隣接する collateral cluster であっても個々の crystal を collateral cluster とみなすためである。

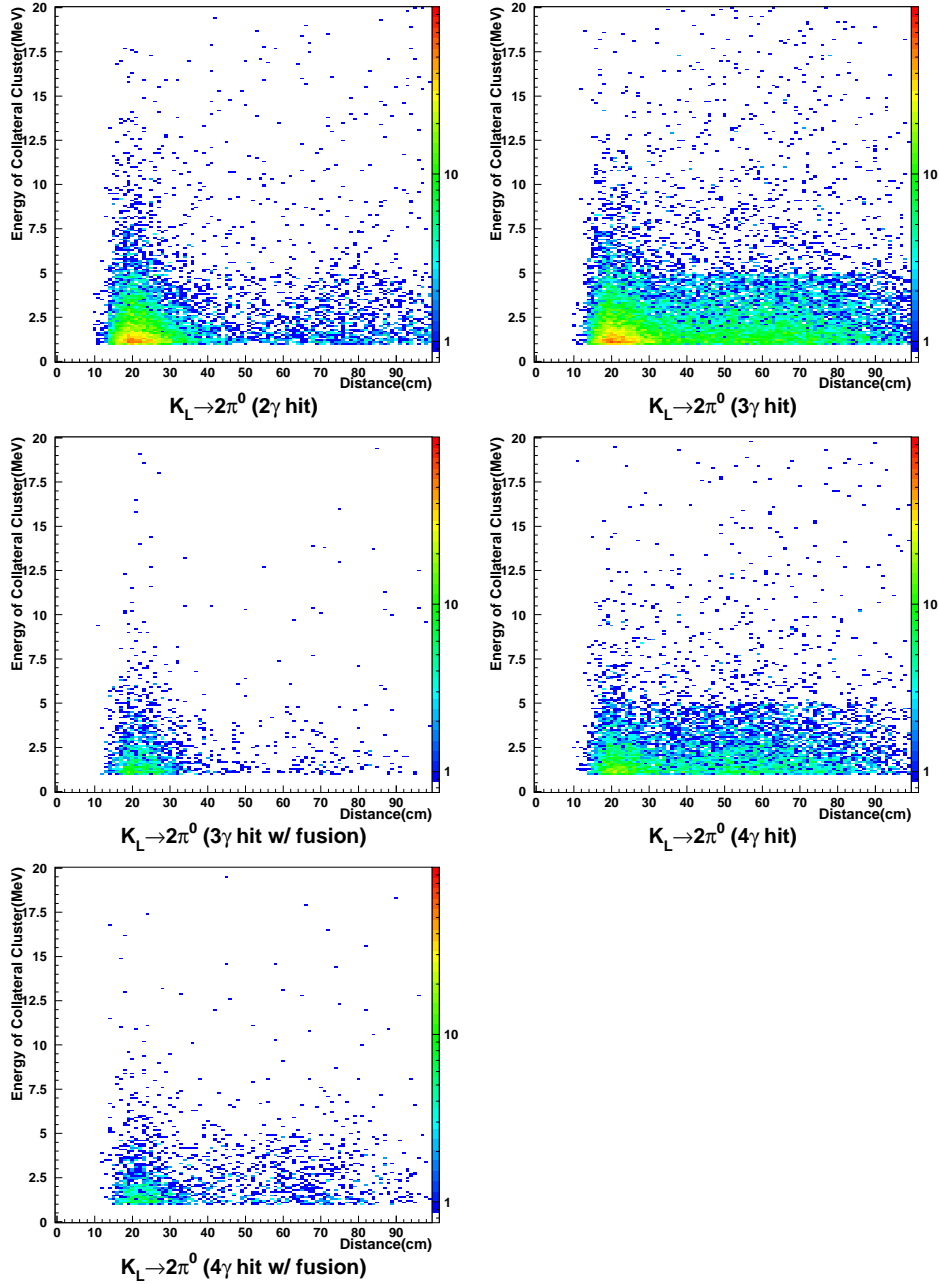


図 5.4: collateral cluster(A 方式) のエネルギーと距離の関係

3 γ が fusion を起こさずに入射した場合 (上段右) と 4 γ が入射した場合 (中段右, 下段) の background は、明らかに $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の 2 γ が入射した場合と collateral cluster の様相が違う。これは距離が 60cm 以上にある collateral cluster は低いエネルギーの γ 線由来の cluster の可能性が高いことを示している。また、2 γ が入射した場合に見られる 80cm 付近の collateral cluster は CsI の端に入射した低エネルギーの γ 線や MB に入射した γ 線の back splash、CC03 に入射した γ 線のシャワーの漏れによるものだと推測される。3 γ が入射し、そのうちの 2 γ が fusion を起こしている場合 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の 2 γ イベントとの違いは少ない。

図 5.3 のエネルギーと距離との関係から、background となる $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊が 2γ になるイベントは、 D_{gcA} が大きい、つまり gamma cluster からの距離が遠いところでの collateral cluster のイベント数が $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の 2γ イベントに比べて極めて多いことが分かる。この特徴は図 5.4 において、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊からの 4γ のうち 3γ もしくは 4γ が CsI 結晶に入射し、さらにそれらの γ が fusion を起こさないという background に顕著に現れている。従って collateral cluster threshold を距離の関数とすることで、遠距離に collateral cluster が発生する background を減らし acceptance を増やすことができる。表 5.2 に最適な閾値関数の候補をまとめた。

	func.0	func.1	func.2	func.3	func.4
acceptance(S)	0.849	0.995	0.994	0.992	0.904
background	0.280	0.331	0.328	0.329	0.281
background $_{3\gamma+4\gamma+4\gamma(w/ fusion)}$ (N)	0.049	0.061	0.060	0.060	0.050
N/S	0.057	0.061	0.061	0.061	0.055
significance	1.116	1.032	1.033	1.034	1.080

表 5.2: A 方式による最適化

$$\text{func.0 ; Cth}_{A_0}(\text{MeV}) = 5 \quad (\text{現状の clustering})$$

$$\text{func.1 ; Cth}_{A_1}(\text{MeV}) = 55 \cdot (0.96)^{D_{gc}} - 0.5$$

$$\text{func.2 ; Cth}_{A_2}(\text{MeV}) = 45 \cdot (0.96)^{D_{gc}} - 1$$

$$\text{func.3 ; Cth}_{A_3}(\text{MeV}) = -\frac{2}{7}D_{gc} + 20$$

$$\text{func.4 ; Cth}_{A_4}(\text{MeV}) = -\frac{1}{2}D_{gc} + 20$$

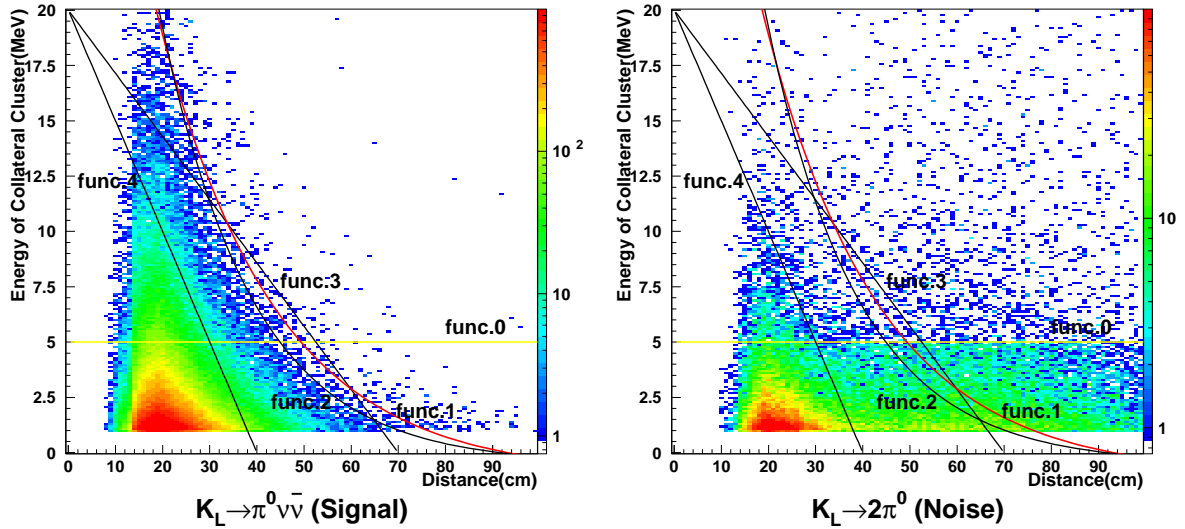


図 5.5: A 方式の最適な clustering の候補 (横軸: D_{gcA} , 縦軸: E_{ccA})

黄: 現状の clustering(func.0), 赤: acceptance を重視した場合の最適な clustering(func.1) (background の内訳に対応した図は付録 B.1 参照)

表 5.2 から、background を現状と同じ程度に抑える場合、func.4 を用いることで acceptance を 5.5% 向上することが出来ることが分かる。また、background が 1.2% 上昇することを許せば、

func.1 を用いて acceptance は 14.6% 向上でき、さらに significance は現状に比べ 7.5% 下げることが出来る。

5.3.3 B 方式の clustering の場合

次に隣接する collateral cluster を 1 つの collateral cluster とみなして閾値をかける B 方式で clustering の最適化を行った。B 方式の collateral cluster のエネルギー E_{ccB} と最も近い gamma cluster との距離 D_{gcB} の関係は図 5.6 のようになる。また $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の 2γ イベントに対し、background の種類別に B 方式の collateral cluster のエネルギーと距離の関係を図 5.7 に示す。

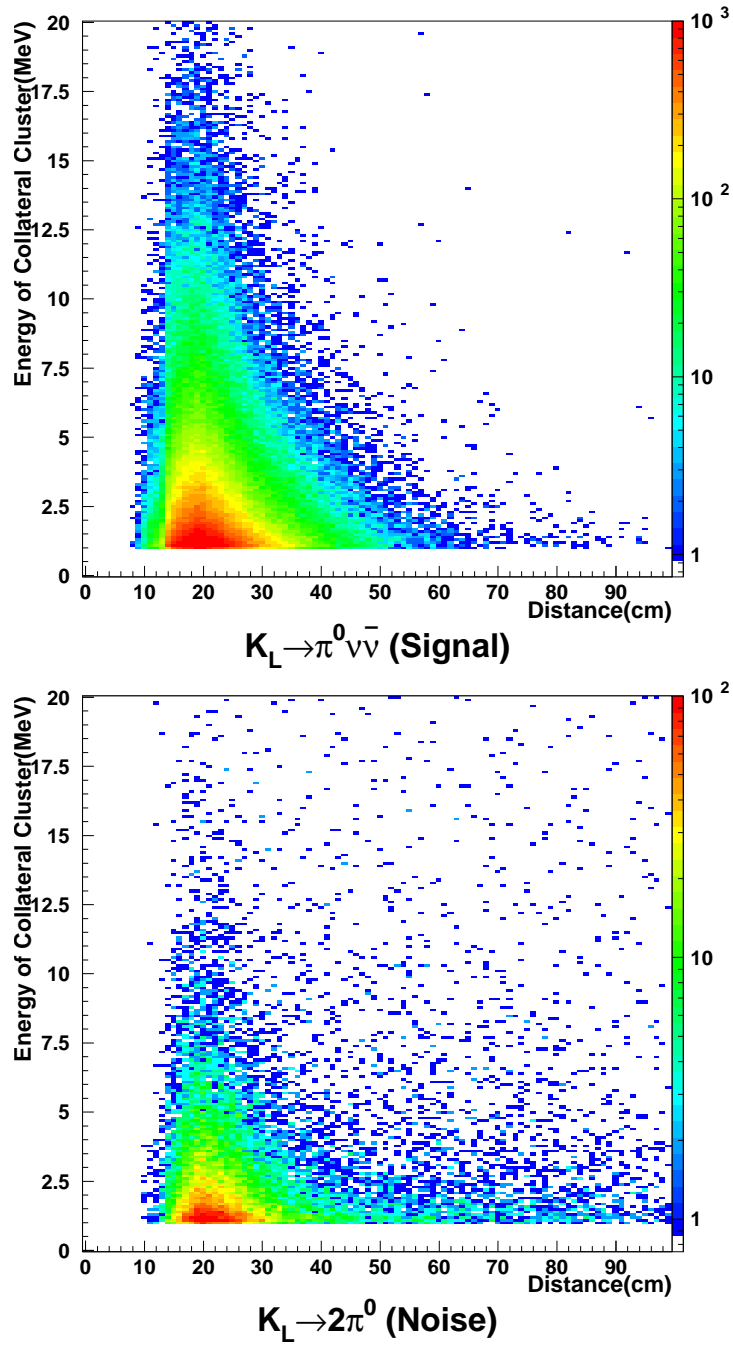


図 5.6: collateral cluster(B 方式) のエネルギーと距離の関係

上図: $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の 2γ イベント、下図: $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の 2γ イベント
 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の 2γ イベントでは A 方式と比べて大きく様相が異なるところはない。 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の 2γ イベントは A 方式の場合に 5MeV 以下に帯状に分布していた collateral cluster の数が減少する。これは B 方式が隣接する collateral cluster を 1 つの collateral cluster とみなしているためである。

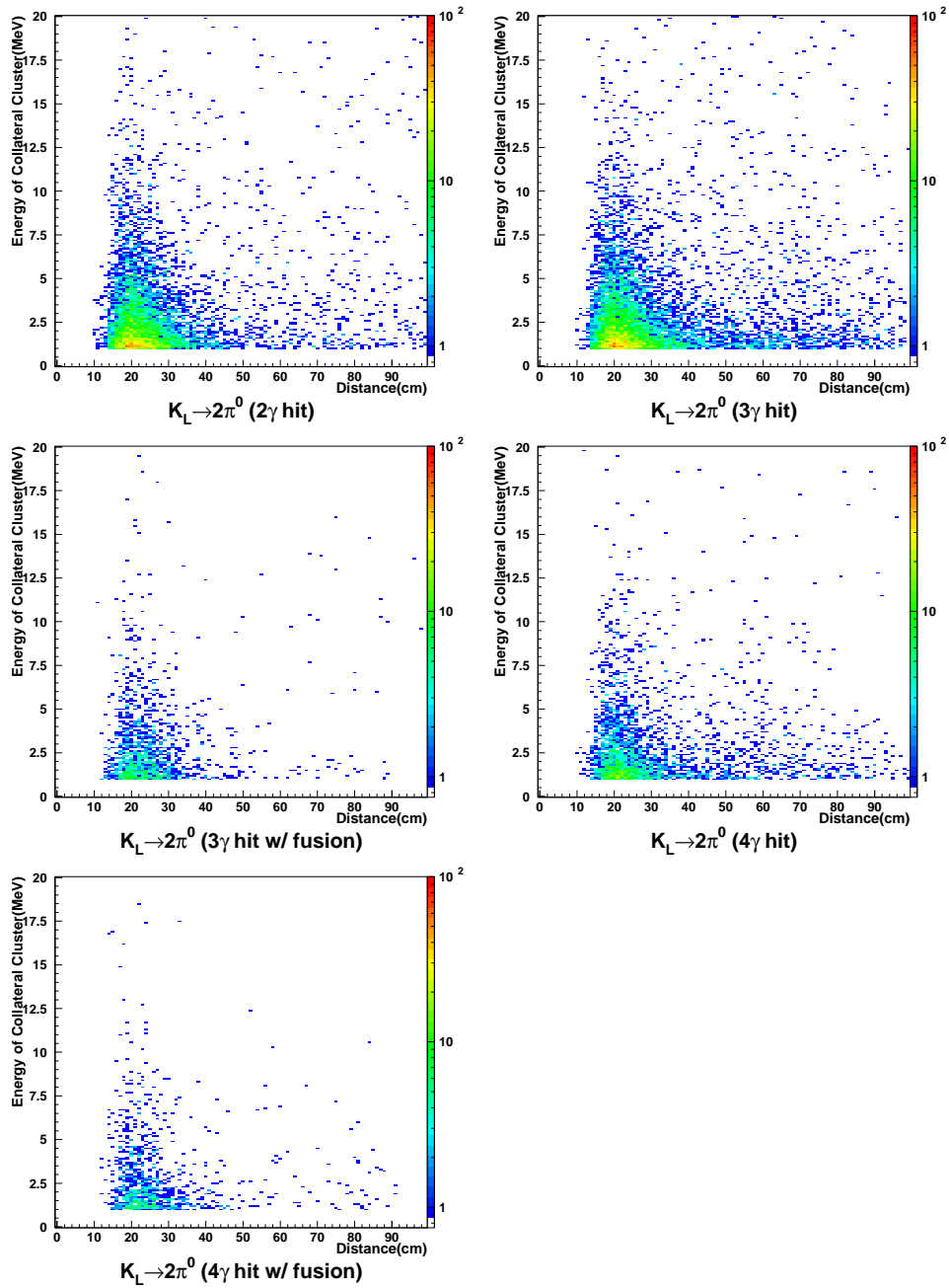


図 5.7: collateral cluster(B 方式) のエネルギーと距離の関係

3 γ hit 及び 4 γ hit の background では特に遠距離でエネルギーの高い collateral cluster が観測できる。これらの collateral cluster は γ 線の不感による低エネルギーの γ 線に起因する可能性が高いと考えられる。

図 5.6,5.7 から、background となる $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の 2γ イベントでは、遠距離でエネルギーの高い collateral cluster のイベント数の割合が $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の 2γ イベントよりも多いことが分かる。この特徴は図 5.7 で $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊からの 4γ のうち 3γ もしくは 4γ が CsI 結晶に入射し、さらにそれらの γ が fusion を起こさないという background に良く現れている。これは A 方式と同様の傾向である。B 方式にすることで遠距離で低エネルギーの collateral cluster が大幅に減少する。表 5.3 に最適な閾値関数の候補をまとめた。

	func.0	func.1	func.2	func.3	func.4	func.5
acceptance(S)	0.849	0.814	0.995	0.993	0.971	0.901
background	0.280	0.261	0.330	0.327	0.312	0.277
background $_{3\gamma+4\gamma+4\gamma(w/ \text{fusion})}$ (N)	0.049	0.043	0.061	0.059	0.057	0.049
N/S	0.057	0.053	0.061	0.060	0.058	0.055
significance	1.116	1.138	1.033	1.033	1.044	1.082

表 5.3: B 方式による最適化

$$\text{func.0 ; Cth}_{A_0}(\text{MeV}) = 5 \quad (\text{A 方式を用いた現状の clustering})$$

$$\text{func.1 ; Cth}_{B_1}(\text{MeV}) = 5 \quad (\text{B 方式})$$

$$\text{func.2 ; Cth}_{B_2}(\text{MeV}) = 100 \cdot (0.94)^{D_{gc}} - 0.5$$

$$\text{func.3 ; Cth}_{B_3}(\text{MeV}) = 78 \cdot (0.94)^{D_{gc}}$$

$$\text{func.4 ; Cth}_{B_4}(\text{MeV}) = 55 \cdot (0.94)^{D_{gc}} - 1$$

$$\text{func.5 ; Cth}_{B_5}(\text{MeV}) = 55 \cdot (0.95)^{D_{gc}} - 7$$

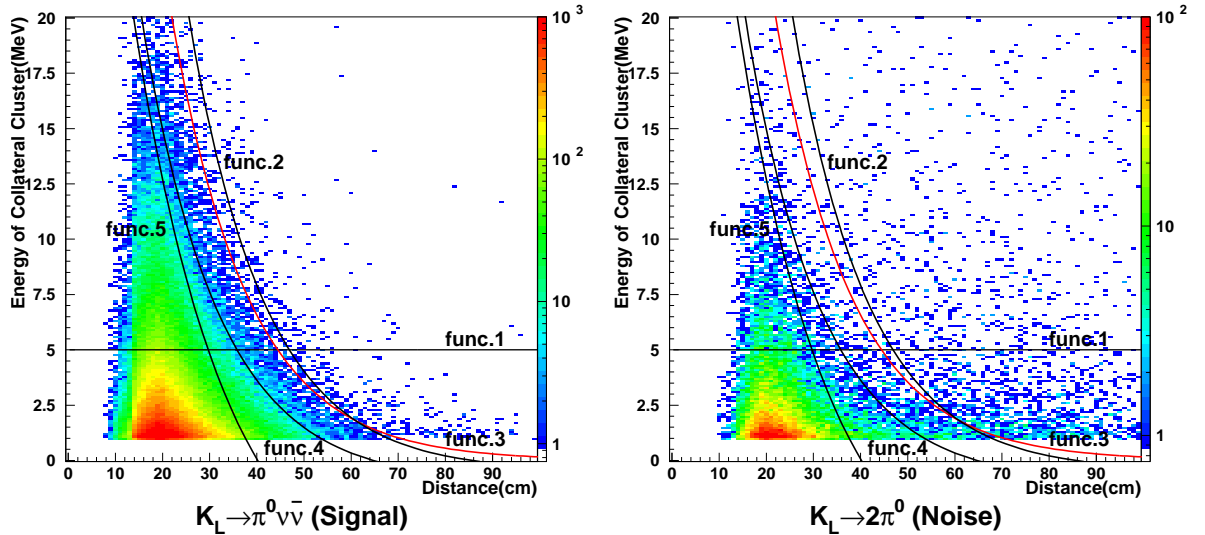


図 5.8: B 方式の最適な clustering の候補横軸: (D_{gcB} , 縦軸: E_{ccB}) (background の内訳に対応した図は付録 B.2 参照)

表 5.3 から、background を現状の clustering(func.0) を用いた場合と同程度 (4.9%) に抑えたい場合、func.5 を用いた clustering 方法により acceptance は 5.2% 向上出来ることが分かる。また、

background が 1.2% 増加することを許せば func.2 を用いた clustering 方法で acceptance は 14.6% 向上し、significance は現状に比べ 7.4% 向上出来ることが分かった。また N/S に着目すると、func.3 を用いた clustering 方法では func.2 を用いた clustering 方法と同等の significance(1.033) で、N/S が 0.001 優れた結果が得られる。

5.3.4 A 方式と B 方式の比較

ここで A 方式と B 方式の clustering の結果を比較する。

A 方式と B 方式で collateral cluster の分布の違いは観測できるが、実際に両方式で閾値関数の最適化を行い significance と N/S で評価をした結果、両者に大きな差は見られない。background を現状と同じ程度 (4.9%) に抑える場合、A 方式の func.4 を用いた clustering 方法が B 方式の func.5 を用いた clustering 方法より significance で良い結果が得られること分かった。また acceptance を重視する場合、同じ acceptance(99.5%) では A 方式の func.1 を用いた clustering 方法が B 方式の func.2 を用いた clustering 方法より significance で良い結果が得られる。significance を重視すると A 方式の func.1 が最適である。

第6章 結論

6.1 clusteringの最適化

本研究では、CsI 結晶カロリメータに入射した γ 線が電磁シャワーの拡がりによって gamma cluster と隣接しない場所にエネルギーを損失して出来た cluster(collateral cluster) の傾向をシミュレーションで調べた。まず単一 γ 線のシミュレーションにより、clustering の対象となる crystal を選別するための閾値 (envelope threshold) の最適値が 5.0MeV であるという結果を得た。次に実際の実験セットアップでシミュレーションを行い、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の 2γ イベントとその background である $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の 2γ イベントとでの collateral cluster の様相の違いを調べた。その結果、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の 2γ イベントでは $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の 2γ イベントに比べ、明らかに gamma cluster とは離れた場所にエネルギーの高い collateral cluster が多く存在することが判明した。そこで clustering の再評価を行い、collateral cluster threshold を距離 (D_{gc}) に依存した関数で表す新たな clustering 方法の探索を行った。最適化の結果、以下のような collateral cluster の閾値関数 ($Cth(D_{gc})$) を使った clustering 方法が候補として得られた。

- 以前の clustering と同程度に background を抑えた場合

- $Cth(\text{MeV}) = -\frac{1}{2} \cdot D_{gc} + 20$ (A 方式)
 - * acceptance(S) : 84.9% \rightarrow 90.4%
 - * $\text{background}_{3\gamma+4\gamma+4\gamma(w/\text{fusion})}$ (N) : 4.9% \rightarrow 5.0%
 - * N/S : 0.057 \rightarrow 0.055 (3.5% \downarrow)
 - * significance : 1.116 \rightarrow 1.080(3.3% \downarrow)

- acceptance を重視した場合

- $Cth(\text{MeV}) = 55 \cdot (0.96)^{D_{gc}} - 0.5$ (A 方式)
 - * acceptance(S) : 84.9% \rightarrow 99.5%
 - * $\text{background}_{3\gamma+4\gamma+4\gamma(w/\text{fusion})}$ (N) : 4.9% \rightarrow 6.1%
 - * N/S : 0.057 \rightarrow 0.061 (7.0% \uparrow)
 - * significance : 1.116 \rightarrow 1.032 (7.5% \downarrow)

- significance を重視した場合

- $Cth(\text{MeV}) = 55 \cdot (0.96)^{D_{gc}} - 0.5$ (A 方式)
 - * acceptance(S) : 84.9% \rightarrow 99.5%
 - * $\text{background}_{3\gamma+4\gamma+4\gamma(w/\text{fusion})}$ (N) : 4.9% \rightarrow 6.1%
 - * N/S : 0.057 \rightarrow 0.061 (7.0% \uparrow)
 - * significance : 1.116 \rightarrow 1.032 (7.5% \downarrow)

状況に応じた clustering を上記より選ぶことで、より良い解析結果が期待できる。

E391a 実験の最終目標は CKM matrix の η パラメータを精度良く測定することであるから、significance を重視した以下の式で表される閾値関数を用いた clustering 方法が最適だといえる。

$$\text{collateral cluster threshold(MeV)} = 55 \cdot (0.96)^{D_{gc}} - 0.5 \quad (\text{A 方式}) \quad (6.1)$$

この新たな clustering 方法により以前の clustering 方法に比べて background は 1.2% 上昇するが、significance は 7.5% 向上し、acceptance は 99.5% となり従来の 14.6% の向上が実現できる。

6.2 今後の課題

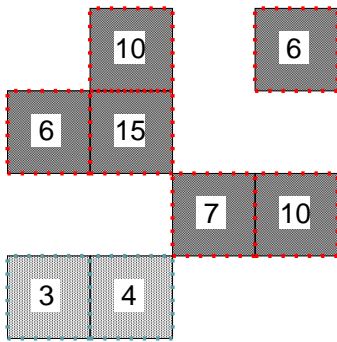
今回はシミュレーションによって clustering 方法の最適化を行ったが、この新しい clustering 方法の実験データによる検証が今後の課題である。検証方法の例を以下に示す。

- $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊 (6 γ イベント) による検証
 - 6 γ イベントと認識されるイベントは $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊の終状態である 6 γ の可能性が極めて高い。従ってこのイベントはシグナルの検出効率の見積もりに有効であり、モンテカルロシミュレーションとの比較に最適である。
- $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊 (4 γ イベント) と $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊 (4 γ イベント) による検証
 - $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊が 4 γ と認識されるイベントは、その終状態である 6 γ のうち 2 γ が γ 線の不感や fusion により検出できず、入射 γ 線の数を実認したイベントである。
本研究では、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の終状態である 4 γ のうちの 2 γ が光子の不感によって検出できず 2 γ イベントと誤認され、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の background になることに対し clustering の最適化を行った。従って $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊の 4 γ イベントを $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の 4 γ イベントに対する background とすることで本研究の clustering 方法の検証が可能である。
- $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊 (2 γ イベント) のシグナルボックスによる検証
 - 2 γ イベントに対して、clustering から得られるエネルギーと位置から運動量の垂直成分 (P_T) と崩壊位置 (Z vertex) を知ることが出来る。崩壊位置を K_L 崩壊領域内 (300~500cm) と定めると、 P_T が 100~120MeV の範囲では、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊が 2 γ イベントと誤認されている割合が多い。従って本研究の clustering 方法を用いることによるこのシグナルボックスの領域内に残されたイベント数の変化で検証が可能である。

但し、実験データでは本研究のように γ 線の真の入射位置が分からないため、検出効率の精度良い評価は難しい。しかし、モンテカルロシミュレーションと比較し統計的な解析を行うことで、検出効率の推定は為し得ると考えられる。

付録A clusteringの流れ

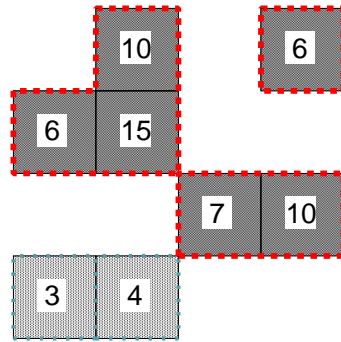
(1) crystal の選出



envelope threshold = 5.0 MeV
other Csl threshold = 1.0 MeV

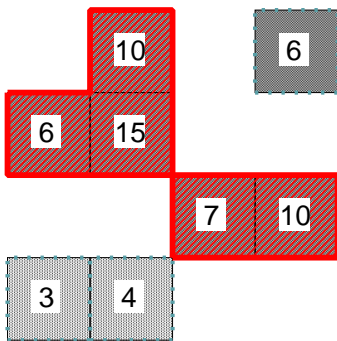
→ gamma cluster 候補 = 6
collateral cluster 候補 = 2

(2) envelope の作成



→ gamma cluster 候補 = 3
collateral cluster 候補 = 2

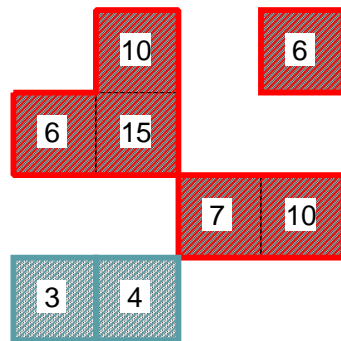
(3) gamma cluster の選択



Local maximum = 1
cluster size ≥ 2

→ gamma cluster = 2
collateral cluster 候補 = 3

(4) collateral cluster の選別



collateral cluster threshold = 5.0 MeV

→ gamma cluster = 3
collateral cluster = 2

図 A.1: (1)clustering の対象となる crystal 及び collateral cluster の候補を選出する。(2)clustering 対象の crystal に対して隣接する crystal で envelope を作成する。(3)Local maximum, cluster size より gamma cluster を選択する。以上で 2γ イベントを選出することができる。さらに (4)collateral cluster threshold により collateral cluster を選別する。本研究はこの collateral cluster threshold を距離の関数で表すことにより clustering の最適化を行った。

付録B backgroundの分類別 最適なclusteringの候補の詳細

B.1 A方式のclustering方法の場合

backgroundの分類別でみると、最適なclusteringの候補を用いることで、gamma clusterから遠距離でcollateral clusterが発生する 3γ hitと 4γ hitのbackgroundの除去率が高いことが分かる。特に 4γ hitのbackgroundに関しては99%以上除去できた。

	func.0	func.1	func.2	func.3	func.4
acceptance(S)	0.849	0.995	0.994	0.992	0.904
background $_{\geq 2\gamma}$ hit	0.280	0.330	0.328	0.329	0.281
background $_{2\gamma}$ hit	0.574	0.665	0.660	0.662	0.572
background $_{3\gamma}$ hit	0.055	0.069	0.069	0.068	0.055
background $_{3\gamma}$ hit(w/ fusion)	0.610	0.756	0.752	0.750	0.614
background $_{4\gamma}$ hit	0.005	0.007	0.006	0.007	0.006
background $_{4\gamma}$ hit(w/ fusion)	0.112	0.143	0.143	0.140	0.127
background $_{3\gamma+4\gamma+4\gamma}$ (w/ fusion)(N)	0.049	0.061	0.060	0.060	0.050
N/S	0.057	0.061	0.061	0.061	0.055
significance	1.116	1.032	1.033	1.034	1.080

図 B.1: A方式によるclusteringの最適化(詳細)

$$\text{func.0 ; Cth}_{A_0}(\text{MeV}) = 5 \quad (\text{現状のclustering})$$

$$\text{func.1 ; Cth}_{A_1}(\text{MeV}) = 55 \cdot (0.96)^{D_{gc}} - 0.5$$

$$\text{func.2 ; Cth}_{A_2}(\text{MeV}) = 45 \cdot (0.96)^{D_{gc}} - 1$$

$$\text{func.3 ; Cth}_{A_3}(\text{MeV}) = -\frac{2}{7}D_{gc} + 20$$

$$\text{func.4 ; Cth}_{A_4}(\text{MeV}) = -\frac{1}{2}D_{gc} + 20$$

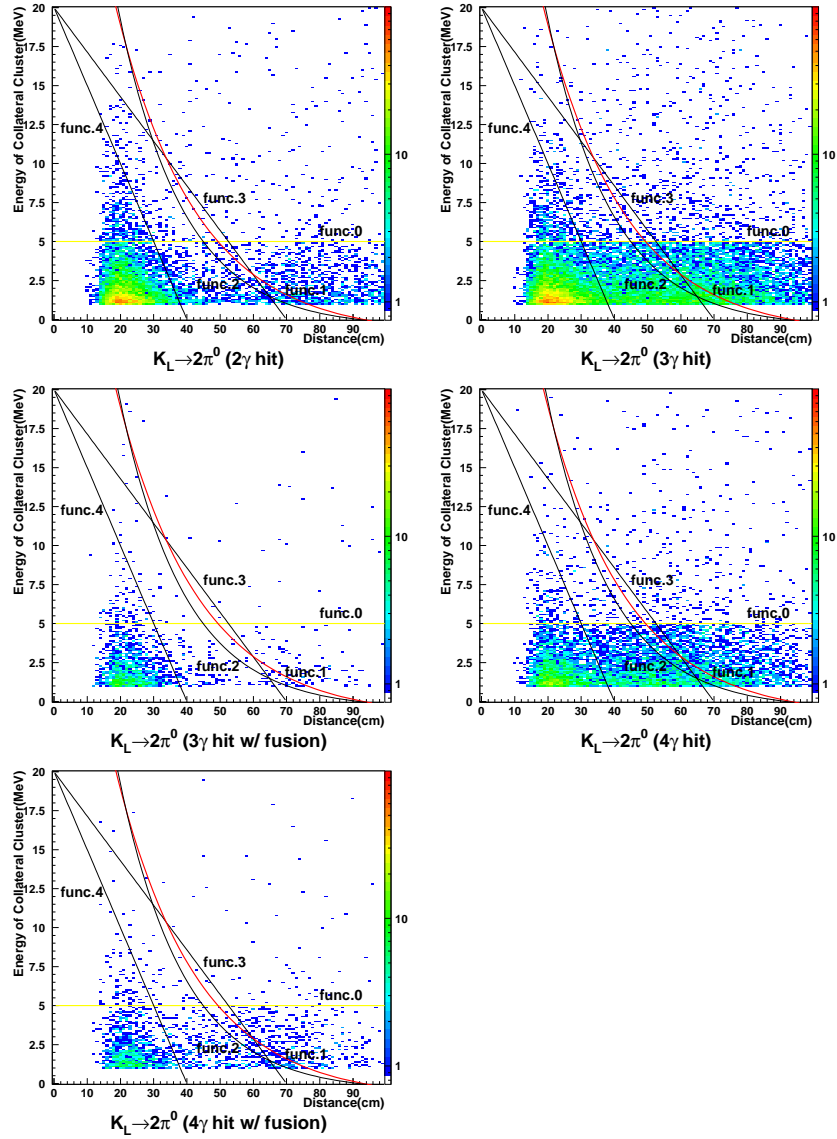


図 B.2: background の内識別 A 方式の最適な clustering の候補 (横軸: D_{gCA} , 縦軸: E_{ccA}) 黄: 現状の clustering(func.0) 赤: acceptance を重視した場合の最適な clustering(func.4) 3 γ hit,4 γ hit, 4 γ hit(w/ fusion) において、Cth を距離の関数で表すことにより最適化を行った。

B.2 B方式の clustering 方法の場合

A方式と同様に background の分類別にみると、B方式の最適な clustering の候補を用いることで、gamma cluster から遠距離で collateral cluster が発生する 3γ hit と 4γ hit の background の除去率が高いことが分かる。特に 4γ hit の background に関しては 99% 以上除去できた。

	func.1	func.2	func.3	func.4	func.5
acceptance(S)	0.814	0.995	0.993	0.971	0.901
background $_{\geq 2\gamma}$ hit	0.261	0.330	0.327	0.312	0.277
background $_{2\gamma}$ hit	0.539	0.662	0.658	0.630	0.565
background $_{3\gamma}$ hit	0.049	0.069	0.067	0.064	0.054
background $_{3\gamma}$ hit(w/ fusion)	0.555	0.756	0.750	0.708	0.604
background $_{4\gamma}$ hit	0.005	0.007	0.006	0.006	0.006
background $_{4\gamma}$ hit(w/ fusion)	0.105	0.143	0.143	0.140	0.127
background $_{3\gamma+4\gamma+4\gamma}$ (w/ fusion)(N)	0.043	0.061	0.059	0.057	0.049
N/S	0.053	0.061	0.060	0.058	0.055
significance	1.138	1.033	1.033	1.044	1.082

図 B.3: B方式による clustering の最適化 (詳細)

$$\begin{aligned}
 \text{func.1 ; } C_{thB_1}(\text{MeV}) &= 5 && (B \text{ 方式}) \\
 \text{func.2 ; } C_{thB_2}(\text{MeV}) &= 100 \cdot (0.94)^{D_{gc}} - 0.5 \\
 \text{func.3 ; } C_{thB_3}(\text{MeV}) &= 78 \cdot (0.94)^{D_{gc}} \\
 \text{func.4 ; } C_{thB_4}(\text{MeV}) &= 55 \cdot (0.94)^{D_{gc}} - 1 \\
 \text{func.5 ; } C_{thB_5}(\text{MeV}) &= 55 \cdot (0.95)^{D_{gc}} - 7
 \end{aligned}$$

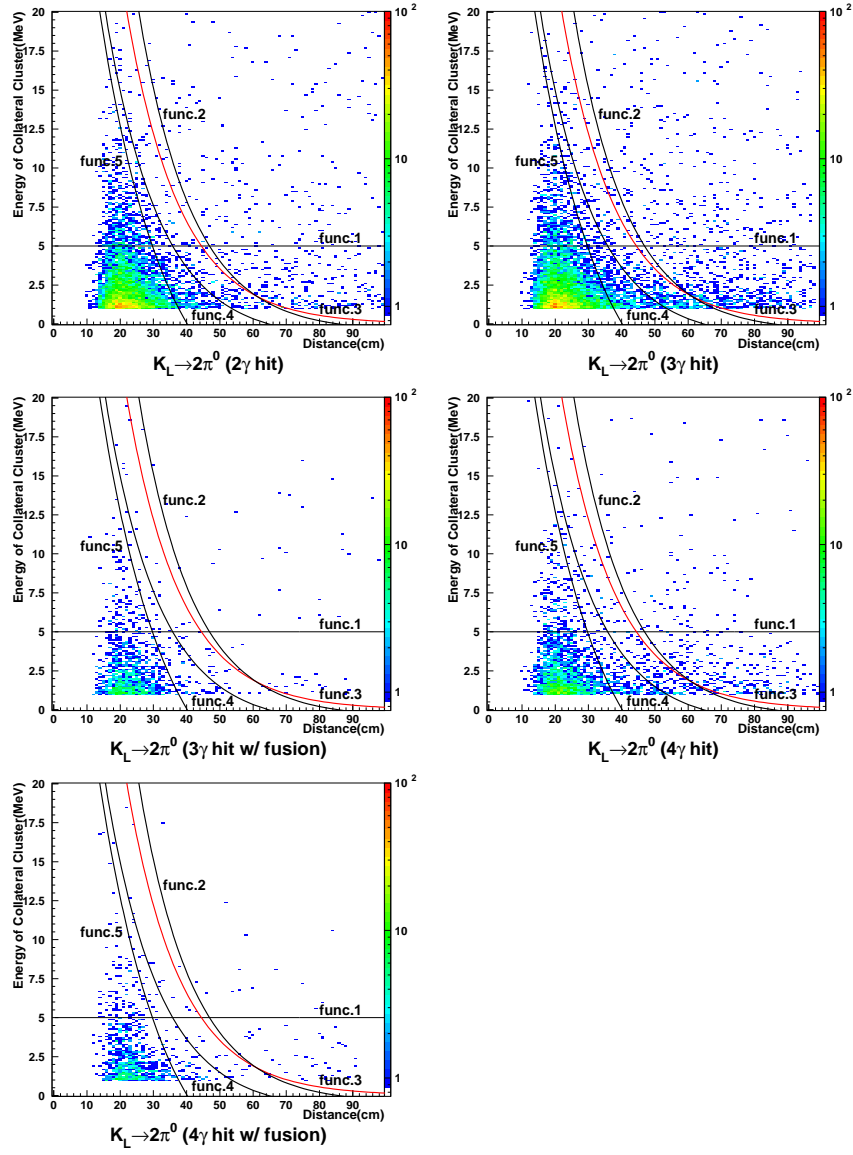


図 B.4: background の内識別 B方式の最適な clustering の候補 (横軸: D_{gCB} , 縦軸: E_{cCB})

謝辞

本論文を作成するにあたり本当に多くの方々の手を差し伸べて頂きました。この場を借りて感謝の言葉を述べさせていただきます。

吉田浩司先生には、私が修士過程に進むきっかけを与えて頂きました。先生の下で学びたいと思ったのが始まりで、今日まで研究をすることができました。山形大学に入学し先生と出会えたことにとっても感謝しています。ありがとうございました。

田島靖久先生には日頃の些細な質問から丁寧にご指導頂きました。加藤静吾先生、岩田高広先生には、ゼミを通して様々な物理学を教えて頂きました。ありがとうございました。

また、高エネルギー加速器研究所の方々には本当にお世話になりました。

稲垣隆雄さん、Lim Gei Youbさん、奥野英城さんには日頃から暖かくご指導頂きました。

渡辺丈晃さんには本研究のテーマを与えていただきました。さらには研究方法の初歩から研究の内容、シミュレーションに至るまでセミナーを開催して頂くなど本当に丁寧に指導頂きました。ありがとうございました。

京都大学の隅田土詞さんには、お忙しいにもかかわらず、解析や実験の基礎的な部分から細かく丁寧に指導頂きました。物分りの悪い私に根気良く教えていただき、深く感謝しております。

そして、大阪大学の石井裕康さんには本当に感謝の気持ちでいっぱいです。本論文の執筆に深夜までお付き合い頂き、最後までご指導ご助力いただきました。石井さんのご助力なくして今日を迎えることは出来ませんでした。心より感謝いたします。

坂下さん、森井さん、Lee Hyo Sangさん、KEKのみなさま方には日頃から色々な面で刺激されることが多く、他では経験できない貴重な勉強をさせて頂きました。ありがとうございました。

大学におきましては、今野さんや研究室の道上君、佐々木君、加藤君、M1の上野君、宍戸君、野村君のおかげで日々楽しく山形での学生生活を送ることが出来ました。ありがとうございました。

末筆となりますが、6年間の大学生活の中でお世話になった全ての方々の幾久しいご健康とご多幸をお祈りしつつ、この場を借りて心より御礼申し上げます。

2006年2月吉日

関連図書

- [1] J. H. Christenson, J. W. Cronin, C. L. Fitch, and R. Turlay, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138 (1964)
- [2] M. Kobayashi, T. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49**, 652 (1973)
- [3] N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 531 (1963)
- [4] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1945 (1983)
- [5] 長島順清, “高エネルギー物理学の発展”, 朝倉書店
- [6] R. Belusevic, Neutral Kaons, *KEK Preprint*, 97-264 (1998)
- [7] E391a proposal, KEK Internal, 96-13
- [8] T. Inagaki, G. Y. Lim, H. Okuno, HIGH ENERGY NEWS **23-1**, 13 (2004)
- [9] S. Eidelman *et al.* [Particle Data Group], *Phys. Lett.* **B592**, 1 (2004).
- [10] G. Buchalla and A. J. Buras. *Nucl. Phys.* **B548**, 309 (1999)
- [11] A. Alavi-Harati *et al.*, *Phys. Rev.* **D61**, 072006 (2000) 13 (April/May/June 2004)
- [12] M. Doroshenko *et al.*, “Undoped CsI calorimeter for the $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ experiment at KEK-PS”, *Nucl. Instrum. Meth.* **A545**, (2005)278
- [13] CERN **GEANT4** <http://wwwasd.cern.ch/wwwasd/geant4/geant4.html>
- [14] 藤岡洋一, “ $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索実験 (E391a) における CsI カロリメータのエネルギー較正”, 修士学位論文 (2001)
- [15] 石井裕康, “ π^0 reconstruction による E391a CsI カロリメータのエネルギー較正”, 修士学位論文 (2005)