

令和3年度 修士論文

J-PARC KOTO 実験におけるハロー-K中間子による背景事象

大阪大学大学院  
理学研究科 物理学専攻  
山中卓研究室  
加藤大志

2022年2月



## 概要

J-PARC KOTO 実験は中性 K 中間子の稀崩壊である  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  を探索している。この背景事象として、ビーム軸から大きく離れた K 中間子 (ハロー K 中間子) の  $K_L \rightarrow 2\gamma$  崩壊がある。また、2022 年度には他の背景事象を削減するため、検出器最上流部のビーム中に、新たな荷電粒子検出器を設置する予定である。これはハロー K 中間子増加の原因になりうる。

本研究では、今後荷電粒子検出器を導入した場合の、ハロー K 中間子による背景事象数を新たに見積もった。結果として、標準理論による崩壊 1 事象に対し、背景事象数は、8.0 から 8.6 事象 (90% C.L.) になる。

また、信号事象と背景事象の運動学的変数とクラスターの形を深層学習で学習し、弁別する新たな事象選別を開発した。この事象選別は信号事象を 90% 保ち、ハロー K 中間子の数を 3.6% まで削減できる。この事象選別によって、上記の背景事象数を、0.32 から 0.35 事象 (90% C.L.) まで削減した。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>1</b>
1.1	KOTO 実験	1
1.1.1	KOTO 実験の物理	1
1.1.2	実験施設の概要	1
1.1.3	信号事象の再構成	1
1.2	ハロー K 中間子による背景事象	4
1.2.1	ハロー K 中間子	4
1.2.2	2016-2018 年に収集したデータの解析結果	6
1.2.3	これまでのハロー K 中間子による背景事象削減の研究	6
1.3	荷電 K 中間子による背景事象	6
1.3.1	UCV(Upstream Charged Veto) の導入	6
1.3.2	ハロー K 中間子増加の可能性	7
1.4	本研究の目的	9
<b>第 2 章</b>	<b>KOTO 実験</b>	<b>10</b>
2.1	検出器	10
2.1.1	CsI カロリメータ	10
2.2	VETO 検出器	10
2.3	データ収集	12
2.3.1	データ収集の状況	12
2.3.2	物理ランとトリガー	12
2.4	クラスターの再構成	13
2.5	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の再構成	13
2.6	$K_L \rightarrow 3\pi^0$ の再構成	15
2.6.1	$\pi^0$ の再構成	15
2.6.2	$K_L$ の再構成	15
2.7	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の事象選別	16
2.7.1	運動学的カット	17
2.7.2	VETO 検出器を用いたカット	19
2.7.3	CsI カロリメータを用いたカット	19
2.7.4	クラスターの形を用いたカット	20
2.8	MC サンプル	21
<b>第 3 章</b>	<b>ハロー K 中間子のフラックスの測定</b>	<b>23</b>
3.1	ハロー K 中間子の定義	23
3.1.1	COE 半径	23

3.1.2	COE 半径と $K_L$ の到達点の近似	23
3.1.3	COE 半径を用いたハロー K 中間子の定義	24
3.2	測定に用いた崩壊モード	26
3.2.1	$K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊サンプル	26
3.2.2	見せかけのハロー K 中間子の存在	26
3.2.3	見せかけのハロー K 中間子の原因	27
3.3	ハロー K 中間子の事象選別	29
3.3.1	オンライントリガーによる MC とデータの差異の除去	29
3.3.2	$K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊以外に起因する事象の削減	29
3.3.3	シャワーが漏洩した事象の削減	29
3.3.4	事象選別の精度	32
3.4	RUN ごとのハロー/コア比の比較	34
<b>第 4 章</b>	<b>ハロー K 中間子による背景事象数の評価</b>	<b>38</b>
4.1	厚さ 0.2mm 導入時のハロー/コア比の増加量の見積り	38
4.2	厚さ 0.2mm 導入時のハロー K 中間子のフラックスの増加量の見積り	38
4.3	標準理論感度で予測される背景事象数	39
<b>第 5 章</b>	<b>ハロー K 中間子背景事象削減の試み</b>	<b>41</b>
5.1	背景事象と信号事象の違い	41
5.1.1	クラスターの形の違い	41
5.1.2	運動学的変数による違い	44
5.2	深層学習の概要	44
5.2.1	深層学習の導入	45
5.2.2	深層学習の中間層	46
5.2.3	深層学習の出力層	47
5.2.4	教師データを用いた深層学習	47
5.2.5	過学習の確認	49
5.3	深層学習の準備	49
5.3.1	深層学習の方針	49
5.3.2	入力する情報	50
5.3.3	作成したモデル	50
5.4	学習用のデータの作成	51
5.5	性能評価	51
5.6	再現性の確認	54
<b>第 6 章</b>	<b>信号領域内における深層学習モデルの性能評価</b>	<b>55</b>
6.1	信号領域内のデータの選別	55
6.2	信号領域内における背景事象の削減効率	55
6.3	標準理論感度での背景事象数の削減	56

<b>第 7 章 考察</b>	<b>58</b>
7.1 深層学習の入力情報と学習方法 . . . . .	58
7.1.1 入力情報 . . . . .	58
7.1.2 学習手法 . . . . .	59
7.2 モデルの運動学的変数に対する感度 . . . . .	60
7.3 乃一氏のカットとの比較 . . . . .	60
<b>第 8 章 結論</b>	<b>63</b>
<b>参考文献</b>	<b>65</b>

# 第1章 序論

## 1.1 KOTO 実験

### 1.1.1 KOTO 実験の物理

J-PARC KOTO 実験では、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  という K 中間子の稀な崩壊を探索している。この崩壊モードは、C 変換 (荷電共役変換) と P 変換 (パリティ変換) を組み合わせた CP 変換に対する対称性を破る。1964 年、中性 K 中間子の崩壊を観測した実験で、弱い相互作用において CP 対称性が破れていることが明らかになった [1]。この CP 対称性の破れは小林・益川理論によって説明される。しかし、CKM 行列によって説明できる CP 対称性の破れは非常に小さいため、宇宙の物質優位性を説明できておらず、素粒子物理の標準理論を超える新たな物理が必要である。

標準理論で予測される  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の分岐比は  $3.0 \times 10^{-11}$  であり、この分岐比の理論的誤差は 2% と小さい [2]。よって、新物理の兆候を捉えやすい。

### 1.1.2 実験施設の概要

KOTO 実験は、茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設 J-PARC のハドロン実験施設で行われている。図 1.1 に J-PARC の全体像を示す。メインリングで 30 GeV に加速された陽子はハドロン実験施設に導かれる。図 1.2 に KOTO 実験のビームラインの図を示す。ハドロン実験施設に導かれた陽子は T1 Target (金標的) と衝突し、2 次粒子を生成する。KOTO 実験のビームラインでは 16 度の方向に出た 2 次粒子に含まれる中性 K 中間子を用いる。また、電磁石 (Sweeping Magnet) でビーム中の荷電粒子をビームラインの外へ曲げて除去している。

図 1.3 に KOTO 実験の検出器の概要図と K 中間子の崩壊の例を示す。この例は、K 中間子が検出器で覆われた領域内 (崩壊領域) で  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊をした場合である。ニュートリノは検出されないため、 $\pi^0$  から崩壊してできる 2 つの光子のみを、CsI 結晶を用いた電磁カロリメータ (CsI カロリメータ) で検出する。

崩壊領域を覆っている CsI カロリメータ以外のものを VETO 検出器と呼び、崩壊してできた 2 つの光子以外に何も粒子がないことを保証している。また 2020 年に、検出器最上流部のビーム中に荷電粒子検出器 (Upstream Charged Veto) を Veto 検出器として導入した。これらの検出器の詳細については 2 章で詳しく述べる。

### 1.1.3 信号事象の再構成

KOTO 実験では  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  が信号事象である。図 1.4 に信号事象を再構成する方法の概要を示す。座標軸はビーム軸を z 軸 (ビームラインの下流側を正)、鉛直方向を y 軸 (上向き) として、右手系をなすように定義する。また、検出器最上流端を  $Z = 0$  とする。CsI カロリメータで観測された 2 つの光子はビーム軸 (z 軸) 上で  $\pi^0$  から崩壊してできたものと仮定し、 $\pi^0$  の不変質量を

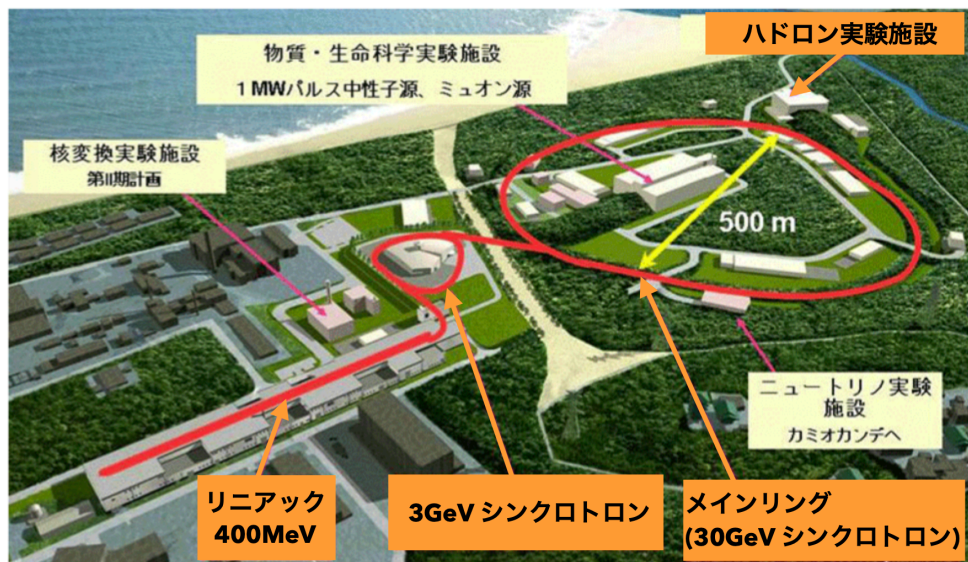


図 1.1: J-PARC の全体像 [3]

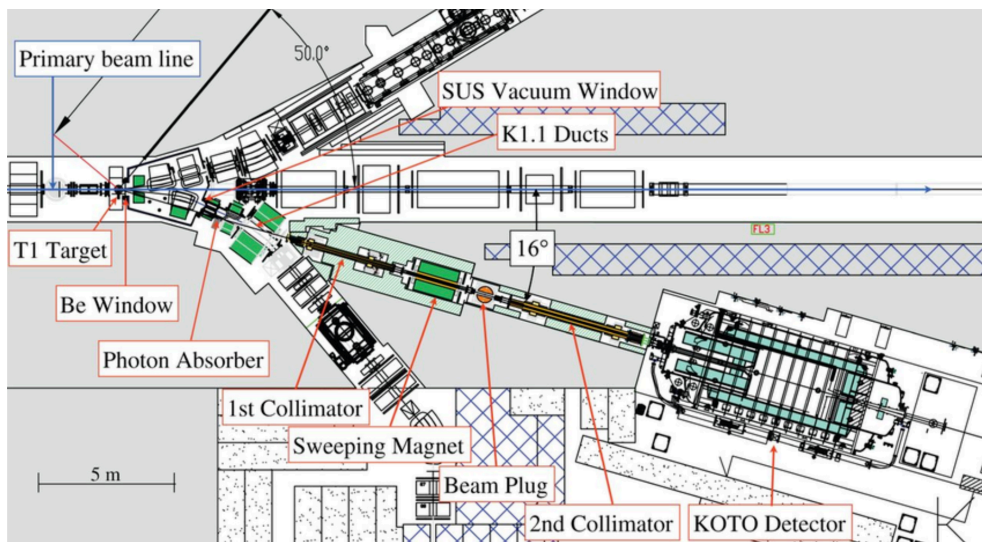


図 1.2: KOTO ビームラインの概略図



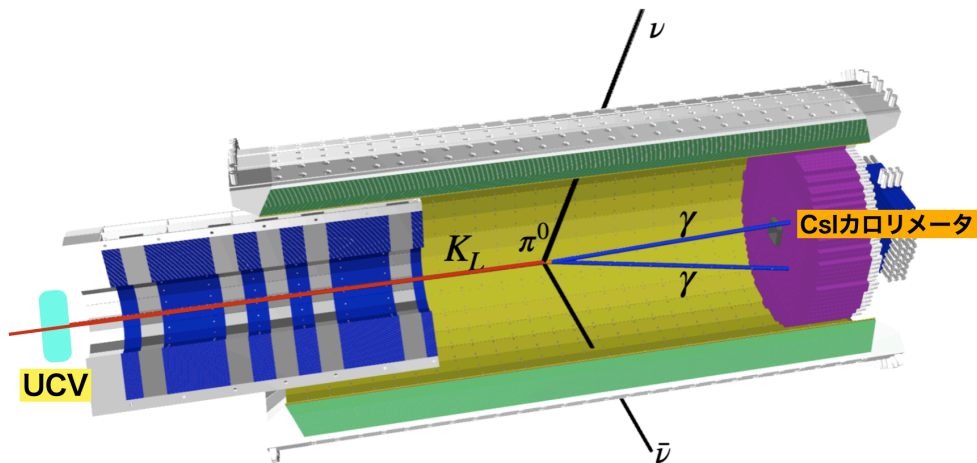


図 1.3: KOTO 実験の検出器

満たすように崩壊位置の  $z$  座標を再構成する。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  はニュートリノが  $K_L$  の運動量を持ち去るため、 $\pi^0$  はビーム軸に対して垂直な方向 (横方向) の運動量成分 ( $P_T$ ) を持つ。そこで、再構成された  $\pi^0$  の横方向の運動量成分と崩壊位置の  $Z$  座標を用い、信号領域を図 1.4 のように定義する。2.7 節で示すすべての事象選別を行った後に信号領域内に残った事象を信号事象として選ぶ。

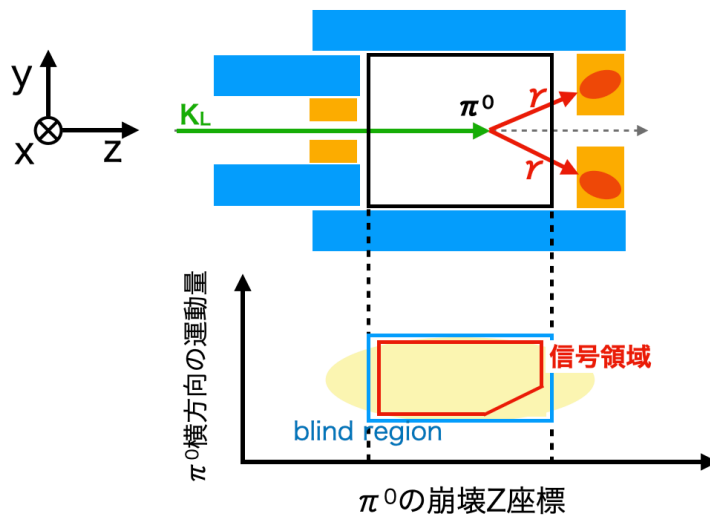


図 1.4: KOTO 実験の解析の概要。

## 1.2 ハロー K 中間子による背景事象

### 1.2.1 ハロー K 中間子

ここでは、本研究の主題であるハロー K 中間子について述べる。ハロー K 中間子とは、K 中間子がビームラインを構成する物質で複数回散乱して、ビーム軸上から大きく離れたものを指す。逆に、ビーム軸付近に沿っている K 中間子をコア K 中間子と呼ぶ。これらの詳しい定義は 3.1 節で説明する。以下では  $K_L \rightarrow 2\gamma$  崩壊する K 中間子のうち、ハロー K 中間子が背景事象になる過程を説明する。

まずコア K 中間子の  $K_L \rightarrow 2\gamma$  崩壊の場合、図 1.5 に示すように、崩壊してできた 2 つの光子の運動量の和と K 中間子の運動量が保存するため、 $\pi^0$  を仮定して再構成したときの横方向運動量成分  $P_T$  はほぼ 0 になる。よって、コア K 中間子の  $K_L \rightarrow 2\gamma$  崩壊は図 1.4 に示す信号領域には含まれず、背景事象になる可能性は低い。

それに対しハロー K 中間子が  $K_L \rightarrow 2\gamma$  崩壊した場合、図 1.6 に示すように、ハロー K 中間子はビーム軸から大きく離れて崩壊領域に来るため、K 中間子が横方向の運動量成分を崩壊前から持っている。また、図 1.6 の下側に示すように、 $z$  軸上で  $\pi^0$  を再構成するため計算上の横方向の運動量はさらに大きくなる。よって、ハロー K 中間子の  $K_L \rightarrow 2\gamma$  崩壊は信号領域の定義を満たさうため、背景事象となる可能性が高い。

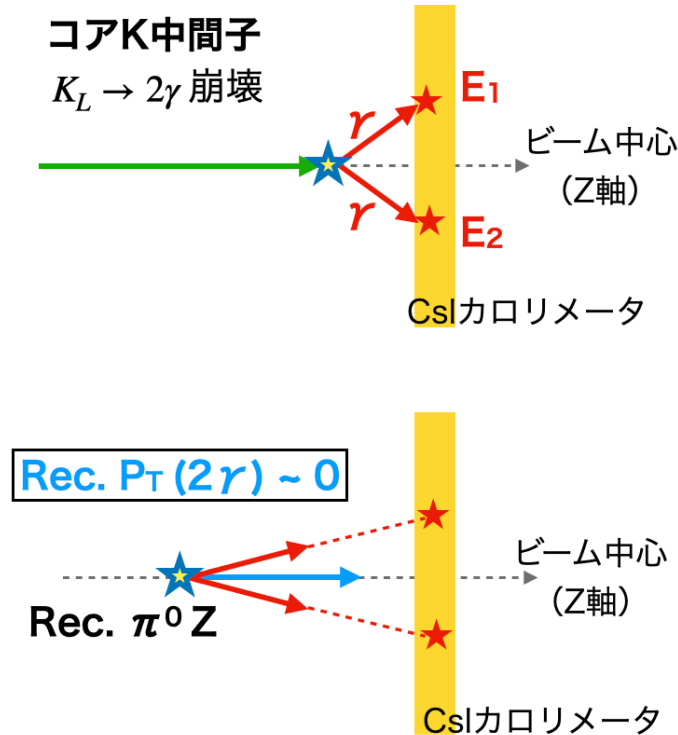


図 1.5: (上図) コア K 中間子が  $K_L \rightarrow 2\gamma$  崩壊した例。(下図) 再構成された  $\pi^0$  の崩壊 Z 座標と横方向の運動量の概念図。

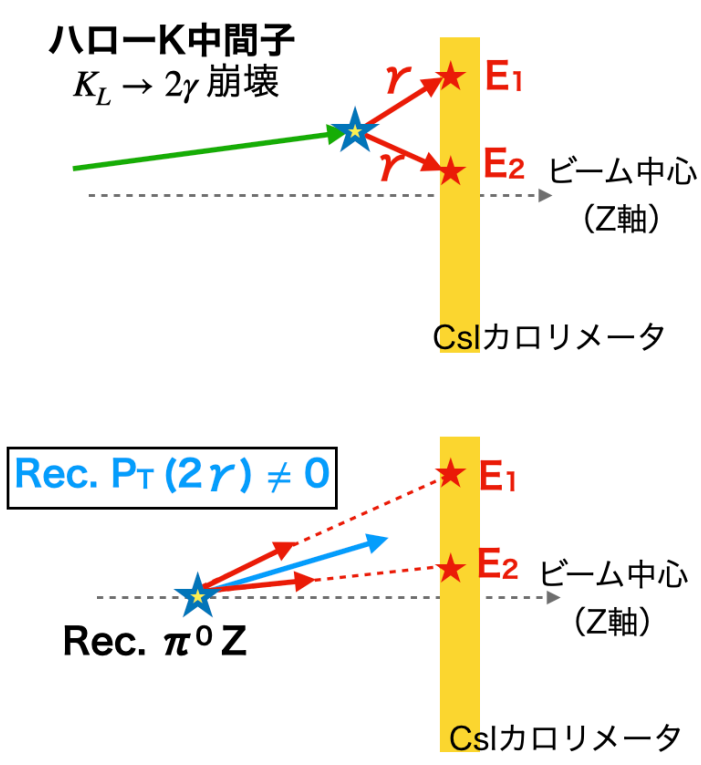


図 1.6: (上図) ハロー K 中間子が  $K_L \rightarrow 2\gamma$  崩壊した例。(下図) 再構成された  $\pi^0$  の崩壊 Z 座標と横方向の運動量の概念図。

## 1.2.2 2016-2018年に収集したデータの解析結果

まず、信号事象を探索するための感度の指標である Single Event Sensitivity (SES) について説明する。ある分岐比 BR に対し特定の SES で予想されるイベント数  $N$  は  $N = \frac{BR}{SES}$  である。2016年から2018年にかけて収集したデータの解析では、 $7.2 \times 10^{-10}$  の SES に対して3事象が観測された。解析で予測された背景事象数を表 1.1 に示す [4]。ハロー K 中間子の  $K_L \rightarrow 2\gamma$  による背景事象数は 0.26 であり、2 番目に大きい。最も事象数の大きい  $K^\pm$  による背景事象については 1.3 節で説明する。

表 1.1: 2016-2018年に収集したデータの解析において予測された背景事象 [4]

粒子	崩壊モード	事象数
$K_L$	$K_L \rightarrow 3\pi^0$	$0.01 \pm 0.01$
	$K_L \rightarrow 2\gamma(\text{halo})$	$0.26 \pm 0.07$
	その他の $K_L$ 崩壊	$0.001 \pm 0.001$
$K^\pm$		$0.87 \pm 0.25$
中性子	ハドロンクラスター	$0.017 \pm 0.002$
	Upstream - $\pi^0$	$0.03 \pm 0.03$
	CV - $\eta$	$0.03 \pm 0.01$
合計		$1.22 \pm 0.26$

## 1.2.3 これまでのハロー K 中間子による背景事象削減の研究

ハロー K 中間子による背景事象の削減については、すでに 2020 年度に山中研究室の乃一雄也氏が研究している [5]。乃一氏は、2つの光子が CsI 結晶で起こすクラスターの形<sup>1</sup>を用いた事象選択と、運動学的変数<sup>2</sup>を用いた事象選択を開発している。この2つの事象選別を組み合わせると、信号事象数を 90% 保ったまま、ハロー K 中間子による背景事象を事象選別前と比較して 6% まで削減した。この事象選別を用いると、SES が  $3.0 \times 10^{-11}$  の場合に予測される、ハロー K 中間子による背景事象数は  $0.79 \pm 0.26$  まで削減される。しかしこのままでは、統計的な揺らぎによって約 50%<sup>3</sup>の確率で背景事象数が 1 以上になりうる。よって本研究では、削減能力の更なる向上を目指す。

## 1.3 荷電 K 中間子による背景事象

### 1.3.1 UCV(Upstream Charged Veto) の導入

表 1.1 に示した  $K^\pm$  の中で、 $K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu$  崩壊に起因する背景事象が存在することが、2016-2018年の解析で判明した。ビーム中に存在する荷電 K 中間子が上記の崩壊をし、 $e^\pm$  が VETO 検出器で検出されない場合、横方向の運動量成分を持った  $2\gamma$  しか検出されないために、この事象は背景事象になりうる。このビーム中の  $K^\pm$  を検出する目的で、2020年のデータ収集から検出器最上流部のビーム中に Upstream Charged Veto (UCV) という荷電粒子検出器を導入した。UCV の検出

<sup>1</sup>光子が CsI カロリメータに入射した際に電磁シャワーを起し、複数の CsI 結晶でエネルギーを落とす。シャワーが起きた CsI 結晶のまとまりをクラスターと呼ぶ。

<sup>2</sup>CsI カロリメータで測定したクラスターの位置やエネルギーのことを指す。

<sup>3</sup>ポアソン分布において期待値が  $\mu = 0.79$  のときに、事象数が 1 以上になる確率  $P$  を  $P = 1 - P(0|0.79)$  で求めた。

部分は主にプラスチックシンチレーションファイバーで構成されている。これまでに、図 1.7, 1.8 に示す 2 種類の UCV が開発されている。それぞれの厚みや検出面積、設置時期を表 1.2 に示す。また、厚さ 0.5 mm の UCV についてはビーム軸に対して検出器の面の法線を 25° 傾けて実装しているため、厚みの実効値は 0.55 mm である。

また現在は、より薄型の厚さ 0.2 mm の UCV を開発中であり、2022 年に実装する予定である。

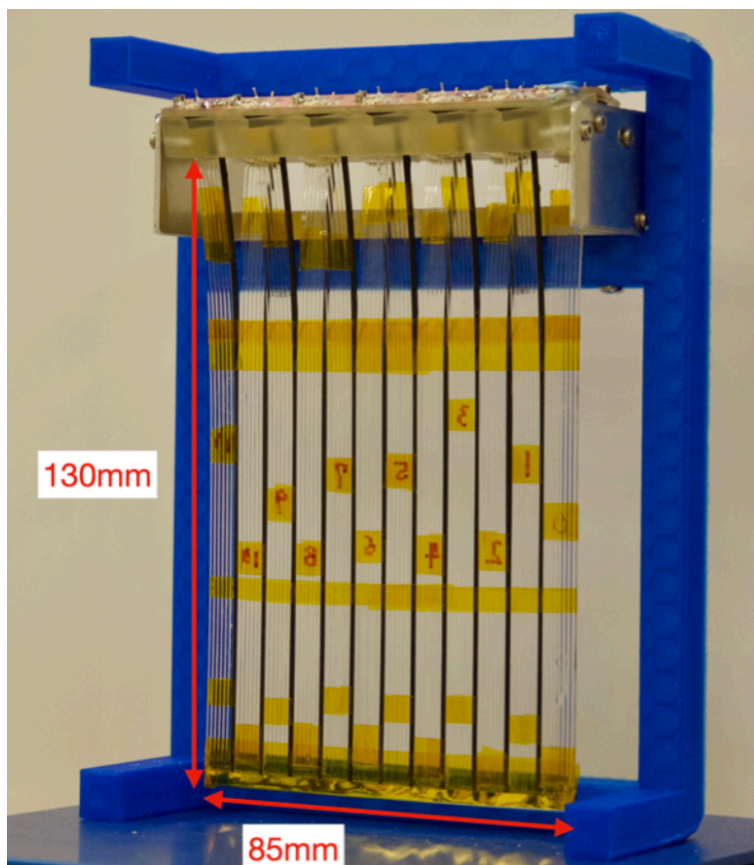


図 1.7: 厚さ 1 mm の UCV

表 1.2: UCV の情報

図 番号	厚み	検出面積	設置時期
図 1.7	1 mm	110 cm <sup>2</sup>	2020 年
図 1.8	0.5 mm	384 cm <sup>2</sup>	2021 年

### 1.3.2 ハロー K 中間子増加の可能性

ビーム中に設置した UCV によって、K 中間子が散乱し、ハロー K 中間子が増える。また、散乱する確率は物質の厚さによるため、UCV の厚さによってハロー K 中間子の増加量が異なるはずである。

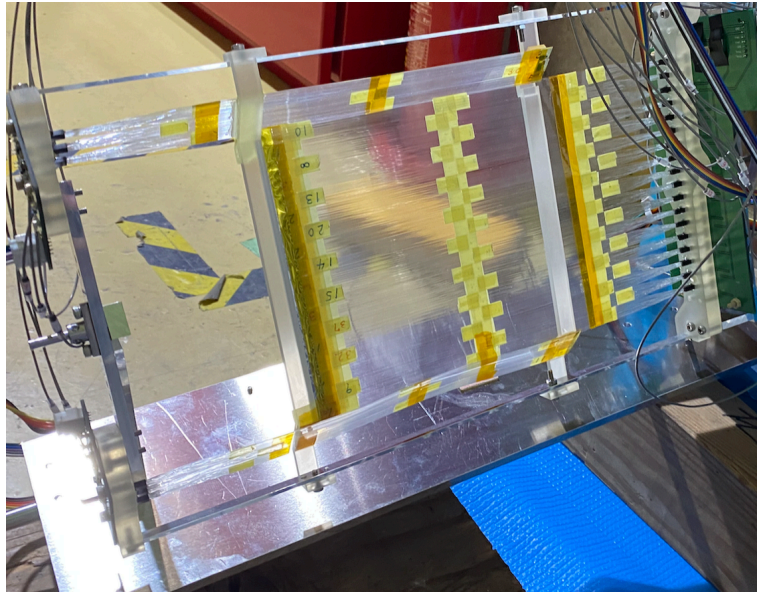


図 1.8: 厚さ 0.5 mm の UCV

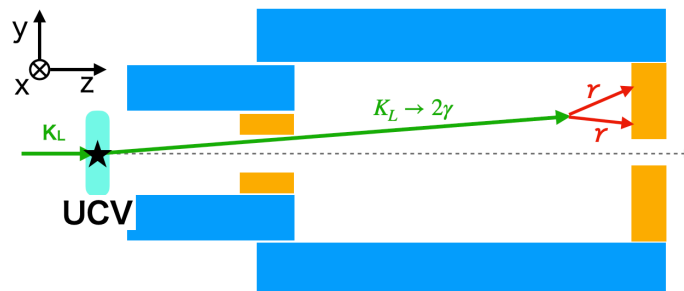


図 1.9: UCV で散乱された K 中間子の例。

## 1.4 本研究の目的

本研究には大きく分けて2つの目的がある。

1つはハロー K 中間子のフラックスを測定し、UCV の影響を評価することである。2016 年から 2018 年のデータは既に解析され、ハロー K 中間子のフラックスも測定された。本研究では、2020 年以降の UCV を設置した後のデータも含めて、改めてハロー K 中間子のフラックスを測定する。また、厚み 1 mm と厚み 0.5 mm の UCV 設置時のハロー K 中間子のフラックスを測定し、そこから厚み 0.2 mm の UCV を 2022 年度に設置した際のハロー K 中間子のフラックスを間接的に見積もる。

もう1つの目的は、深層学習を用いてハロー K 中間子による背景事象を削減することである。先述したように、乃一氏の開発した2つの事象選択でハロー K 中間子による背景事象は、 $SES = 3.0 \times 10^{-11}$  で信号事象数の 0.79 倍まで削減される。しかし、この背景事象の寄与を無視できるように、更なる改善が必要である。本研究では、乃一氏が別々に用いていたクラスターの形と運動学的変数の情報をまとめて深層学習に学習させる。それによって、より効率的に背景事象と信号事象の弁別を行う。

以下、2 章では KOTO 検出器やデータ収集、信号の再構成について具体的に示す。3 章ではハロー K 中間子のフラックスを測定し、UCV の設置による影響を評価する。4 章では、3 章の結果を用いて、厚み 0.2 mm の UCV を設置した場合の、ハロー K 中間子による背景事象数を見積もる。5 章では、背景事象と信号事象を弁別するために、深層学習を用いた事象選別を開発する。6 章では、5 章の事象選別を用いて信号領域でのハロー K 中間子による背景事象をどの程度削減できるかを評価する。7 章では深層学習で開発した事象選別の性能について考察する。8 章では本研究の結論を述べる。

## 第2章 KOTO 実験

この章では KOTO 実験の検出器やデータ収集、信号の再構成の計算について具体的に説明する。

### 2.1 検出器

図 2.1 に KOTO 実験の検出器を示す。KOTO 実験の検出器は、崩壊してできた光子を検出する CsI カロリメータと、他に粒子がないことを保証する VETO 検出器で構成されている。

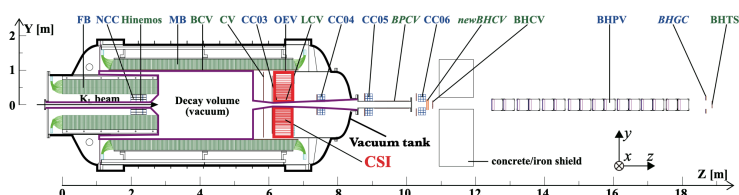


図 2.1: KOTO 実験の検出器。赤色の検出器が CsI カロリメータである。

#### 2.1.1 CsI カロリメータ

図 2.2 に CsI カロリメータの断面図を示す。CsI カロリメータは、ドーピングをしていない CsI 結晶で構成されている。結晶には 25 mm 角と 50 mm 角の二種類があり、25 mm 角の結晶は 2240 本、50 mm 角結晶は 476 本使用されている。図 2.2 の赤色の部分が 25 mm 角の CsI 結晶 (small crystal) で、青色の部分が 50 mm 角の CsI 結晶 (large crystal) で構成されている [6]。周りの緑色の部分は Outer Edge Veto 検出器 (OEV 検出器) と呼ばれる VETO 検出器が置かれる領域を示している。この検出器については後ほど記述する。カロリメータは直径 1.9 m であり、中心の 15cm 角の領域 (ビームホール) はビームが通り抜けられるように空けている。

### 2.2 VETO 検出器

VETO 検出器には大きく分けて、Barrel Veto 検出器、Collar Counter、Outer Edge Veto 検出器、荷電粒子検出器、ビームホール検出器がある。以下でこれらの検出器について説明する。

#### Barrel Veto 検出器

Barrel Veto 検出器は円筒形の検出器である。上流部に Front Barrel (FB)、中流部に Main Barrel (MB)[7] と Inner Barrel (IB)[14] と呼ばれる検出器がある。FB の目的は、崩壊領域よりも上流側



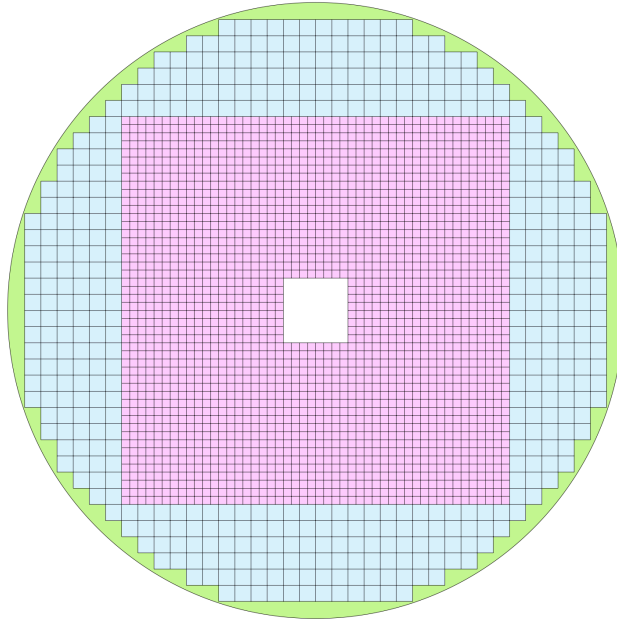


図 2.2: CsI カロリメータの断面図

で崩壊した K 中間子由来の光子、もしくは検出器で覆われた領域内 (崩壊領域) で崩壊し上流側に飛んだ光子を捉えることである。また IB と MB の目的は、崩壊領域で崩壊した K 中間子由来の光子を捉えることである。

### Coller Counter

Coller Counter はビームの外縁部にある検出器群である。Neutron Coller Counter (NCC)、Coller Counter 3, 4, 5, 6 (CC03, CC04, CC05, CC06) がある。NCC は、崩壊領域の上流側や崩壊領域で K 中間子が崩壊してできた光子を捉える。また、CC03 はビームホールの内側にあり、CsI のビームホール付近から入射する光子を捉え、CC04, CC05, CC06 はビームホールを抜けて下流側に飛び、ビームの外に出た光子を捉える。

### Outer Edge Veto 検出器

CsI カロリメータの結晶は、円筒形の構造体の中にある [9]。構造体と CsI 結晶の隙間は鉛とプラスチックシンチレータの積層でできたモジュールで埋めている。この検出器を Outer Edge Veto (OEV) と呼ぶ。

### 荷電粒子 Veto 検出器

$K_L \rightarrow \pi^0 l \bar{\nu}$  崩壊は荷電粒子を含まないが、他の崩壊モードは荷電粒子を含むものが多く存在する。そのため、荷電粒子を捉える必要があり、複数の検出器を設置している。

- Main Barrel Charged Veto (MBCV), Inner Barrel Charged Veto (IBCVCV): それぞれ Barrel Veto 検出器の内側に設置している。
- Hinemos: NCC の内側にある。
- Charged Veto (CV): CsI カロリメータのすぐ上流にある [8]。
- Liner Charged Veto (LCV): CC03 のすぐ内側にある。
- Downstream Charged Veto (DCV): ビーム下流側にある。
- CC04, CC05, CC06 Scintillator: それぞれ CC04, CC05, CC06 のすぐ上流にある。
- Upstream Charged Veto (UCV): 検出器の最上流部のビーム中にある。

### ビームホール Veto 検出器

ビームホールを抜ける荷電粒子を検出するために、new Beam Hole Charged Veto (newBHCV) がある。また、ビームホールを抜ける光子を捉えるために、Beam Hole Photon Veto (BHPV) と Beam Hole Guard Counter (BHGC) がある。newBHCV は 3 層の multi wire proportional chamber (MWPC) で、BHGC は鉛とエアロジェルで、BHGC は鉛とアクリル板で構成されている。

## 2.3 データ収集

### 2.3.1 データ収集の状況

KOTO 実験のデータ収集の期間を、収集を行った時期に分けてラン番号で呼ぶ。本研究で用いたデータ収集のラン番号と期間、また金標的に当たった陽子の数 (Protons On Target, POT) を表 2.1 に示す。以降は特定の収集期間のことをこの RUN 番号で呼ぶ。また、RUN85 はデータ収集期間の途中から UCV を設置したため、RUN85<sub>woUCV</sub> と RUN85<sub>wUCV</sub> に分けて扱う。

表 2.1: 各データ収集期間の状態

RUN No.	POT	UCV	データ収集期間
RUN79	$12.6 \times 10^{18}$	なし	2018 年 5 月 ~6 月
RUN82	$8.7 \times 10^{18}$	なし	2019 年 3 月 ~4 月
RUN85 <sub>woUCV</sub>	$2.5 \times 10^{18}$	なし	2020 年 5 月 ~
RUN85 <sub>wUCV</sub>	$6.9 \times 10^{18}$	1mm	2020 年 ~6 月
RUN86	$9.8 \times 10^{18}$	0.5 mm	2021 年 2 月 ~3 月
RUN87	$28.2 \times 10^{18}$	0.5 mm	2021 年 5 月 ~6 月

### 2.3.2 物理ランとトリガー

物理ランは、データ収集の中でも  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  や  $K_L \rightarrow 2\gamma$  崩壊などのデータを収集するために実施される。効率よくデータを収集するために、数種類のトリガーを用いている。ここでは本研究に関係のあるトリガーを説明する。

## Physics トリガー

Physics トリガーは  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  を探索するためのトリガーである。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  では2つの光子ができるため、CsI カロリメータで一定以上のエネルギー損失が観測された際に、トリガー回路で数えられた CsI カロリメータでのクラスタの数が2個の事象の中で、CV, NCC, CC03, CC04, CC05, CC06, MB, IB に一定以上のエネルギー損失が検出されなかった事象を選択する。

## Normalization トリガー

$K_L \rightarrow 3\pi^0$  崩壊のようなクラスタの数が6個のサンプルを取集するためのトリガーである。このトリガーは CsI カロリメータで一定以上のエネルギー損失が観測された際に、Physics トリガーと同じ検出器に一定以上のエネルギー損失が検出されなかった事象を選択する。この際に、クラスタの数で事象選別を行わない。

## 2.4 クラスタの再構成

CsI カロリメータのクラスタのエネルギー ( $E_{cluster}$ )、位置 ( $x_{cluster}, y_{cluster}$ )、時間 ( $t_{cluster}$ ) は以下のように計算する。

$$E_{cluster} = \sum_i^n E_i \quad (2.1)$$

$$x_{cluster} = \frac{\sum_i^n x_i E_i}{\sum_i^n E_i} \quad (2.2)$$

$$y_{cluster} = \frac{\sum_i^n y_i E_i}{\sum_i^n E_i} \quad (2.3)$$

$$t_{cluster} = \frac{\sum_i^n t_i / \sigma_t^2}{1 / \sigma_t^2} \quad (2.4)$$

ここで、 $n$  はクラスタの結晶数である。また、クラスタの中の  $i$  番目の結晶の検出されたエネルギー、位置、時間はそれぞれ  $E_i, (x_i, y_i), t_i$  である。また、 $\sigma_t$  は過去に測定された結晶の時間分解のであり、以下のように表される [?]

$$\sigma_t [\text{ns}] = \frac{5}{E} + \frac{3.63}{\sqrt{E}} + 0.11 \quad (E : \text{MeV}) \quad (2.5)$$

## 2.5 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の再構成

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の再構成について説明する。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊でできた2つの光子が CsI カロリメータに到達する様子を図 2.3 に示す。

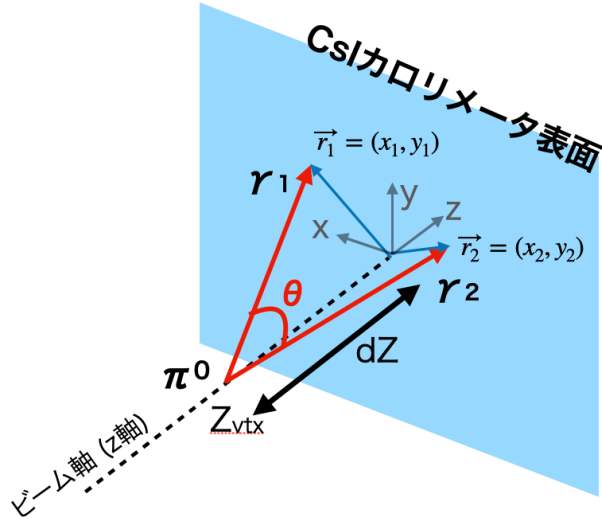


図 2.3:  $\pi^0$  再構成の概略図。

### 崩壊位置

$\pi^0$  の崩壊位置は 2 つのクラスターを用いて再構成する。まず 4 元運動量保存から 2 つの  $\gamma$  の運動量のなす角  $\theta$  を求める。

$$M_{\pi^0}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2 \quad (2.6)$$

$$= 2E_1E_2 - 2E_1E_2 \cos \theta \quad (2.7)$$

$$\cos \theta = 1 - \frac{M_{\pi^0}^2}{2E_1E_2} \quad (2.8)$$

$$\theta = \arccos\left(1 - \frac{M_{\pi^0}^2}{2E_1E_2}\right) \quad (2.9)$$

ここで  $M_{\pi^0}$  は  $\pi^0$  の質量である。また 2 つの  $\gamma$  の運動量とエネルギーをそれぞれ  $(\mathbf{p}_1, E_1, \mathbf{p}_2, E_2)$  としている。角  $\theta$  とクラスターの位置を用い、尚且つビーム軸上で  $\pi^0$  が崩壊したと仮定をすると崩壊位置の  $Z$  座標を再構成できる。

### 横方向の運動量

$\pi^0$  の横方向の運動量成分は再構成した  $\pi^0$  の崩壊位置を用いて以下のように求める。

$$P_T = \left| \sum_{i=1}^2 \frac{E_i \mathbf{r}_i}{\sqrt{r_i^2 + dZ^2}} \right| \quad (2.10)$$

ここで  $\mathbf{r}_i$  は  $i$  番目の  $\gamma$  のクラスターの位置と崩壊位置を繋いだベクトル (始点:崩壊位置, 終点:クラスターの位置) を XY 平面に射影している。また、 $dZ$  は 2.5 で求めた  $\pi^0$  の崩壊位置の  $Z$  座標から CsI カロリメータの  $Z$  座標までの距離である。

## 崩壊時間

崩壊した  $\pi^0$  から  $i$  番目の光子が生成された時間  $t_{vtx}^i$  は、 $c$  を光速とすると

$$t_{vtx}^i = t_i - \frac{\sqrt{r_i^2 + dZ^2}}{c} \quad (2.11)$$

である。ここで  $t_i$  は  $i$  番目の  $\gamma$  が CsI カロリメータで検出された時間である。この  $t_{vtx}^i$  を用いて  $\pi^0$  の崩壊時間

$$T_{vtx}^{\pi^0} = \frac{\sum_i^2 t_{vtx}^i / \sigma_t^2(E_i)}{\sum_i^2 1 / \sigma_t^2(E_i)} \quad (2.12)$$

を求める。ここで  $\sigma_t$  はクラスターの時間分解能であり、エネルギーに依存する関数として

$$\sigma_t(E)[\text{ns}] = \frac{3.8}{\sqrt{E}} + 0.19 \quad (E : \text{MeV}) \quad (2.13)$$

のように表される。

## 2.6 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ の再構成

3章では、ハロー K 中間子のフラックスの測定のために、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$  崩壊を用いる。この崩壊は 3 つの  $\pi^0$  の  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  崩壊で生成された光子によって、6 つのクラスターが発生する。 $K_L \rightarrow 3\pi^0$  崩壊の 6 つのクラスターから 3 つの  $\pi^0$  を再構成する組み合わせは 15 通り存在し、以下ではその手順を説明する。

### 2.6.1 $\pi^0$ の再構成

$\pi^0$  の崩壊位置、横方向の運動量、崩壊時間の再構成は、2.5 節の  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の場合と同じ計算で求める。

### 2.6.2 $K_L$ の再構成

#### 崩壊 $Z$ 座標

K 中間子の崩壊  $Z$  座標 ( $Z_{vtx}^{K_L}$ ) の再構成には 3 つの  $\pi^0$  の再構成した崩壊  $Z$  座標 ( $Z_{vtx}^i$ ) の平均を用いる。

$$Z_{vtx}^{K_L} = \frac{\sum_i^3 Z_{vtx}^i / \sigma_i^2}{\sum_i^3 1 / \sigma_i^2} \quad (2.14)$$

また  $\sigma_i$  は再構成された  $Z_{vtx}^i$  から計算された誤差である。

再構成された K 中間子の崩壊  $Z$  座標の  $\chi^2$  は以下のように求める。

$$\chi_z^2 = \sum_i^3 \frac{(Z_{vtx}^i - Z_{vtx}^{K_L})^2}{\sigma_i^2} \quad (2.15)$$

15 通りの  $\pi^0$  を再構成するためのクラスターの組み合わせの中から、この  $\chi^2$  の値が最も小さい組み合わせを選択する。

## 崩壊 $X, Y$ 座標

K 中間子が金標的とクラスターのエネルギー重心 (Center of Energy, COE) の位置を結んだ直線上で崩壊したと仮定し、以下の式で崩壊  $X$  座標 ( $X_{vtx}^{K_L}$ ) と  $Y$  座標 ( $Y_{vtx}^{K_L}$ ) を求める。COE の計算については 3 章で詳細を説明する。

$$X_{vtx}^{K_L} = \frac{Z_{vtx}^{K_L} - Z_{target}}{Z_{CsI} - Z_{target}} X_{COE} \quad (2.16)$$

$$Y_{vtx}^{K_L} = \frac{Z_{vtx}^{K_L} - Z_{target}}{Z_{CsI} - Z_{target}} Y_{COE} \quad (2.17)$$

ここで、 $Z_{target}$  は金標的の  $Z$  座標、 $Z_{CsI}$  は CsI カロリメータの  $Z$  座標である。また、 $X_{COE}, Y_{COE}$  はそれぞれ  $X, Y$  座標においてのエネルギー重心である。

## 崩壊時間

式 2.11 で求めた  $\gamma$  の崩壊時間を用いて K 中間子の崩壊時間 ( $T_{vtx}^{K_L}$ ) を計算する。

$$T_{vtx}^{K_L} = \frac{\sum_i^6 t_{vtx}^i / \sigma_t^2(E_i)}{\sum_i^6 1 / \sigma_t^2(E_i)} \quad (2.18)$$

ここで  $t_{vtx}^i$  は  $i$  番目の  $\gamma$  の崩壊時間である。

## 質量

式 2.14, 2.16 で求めた K 中間子の崩壊位置とそれぞれのクラスターの位置を直線で結び、その直線上を光子が進んだと仮定し 6 つの光子の運動量を導出する。この光子の運動量を用いて、決定した組み合わせごとに  $\pi^0$  の 4 元運動量を求める。 $i$  番目の  $\pi^0$  が崩壊してできた光子を  $\gamma_0, \gamma_1$  とし、それぞれのエネルギーと運動量を  $(E_{\gamma_0}, \mathbf{p}_{\gamma_0}), (E_{\gamma_1}, \mathbf{p}_{\gamma_1})$  とすると、 $i$  番目の  $\pi^0$  の 4 元運動量  $p_{\pi_i^0}$  は

$$p_{\pi_i^0} = (E_{\gamma_0} + E_{\gamma_1}, \mathbf{p}_{\gamma_0} + \mathbf{p}_{\gamma_1}) \quad (2.19)$$

となる。

崩壊前の K 中間子と崩壊後の 3 つの  $\pi^0$  の 4 元運動量保存から、以下の式で 3 つの  $\pi^0$  の不変質量を求める。

$$m_{3\pi^0}^2 = \left( \sum_i^3 p_{\pi_i^0} \right)^2 \quad (2.20)$$

この 3 つの  $\pi^0$  を正しく再構成できている場合、 $m_{3\pi^0} = m_{K_L}$  となる。

## 2.7 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の事象選別

6.1 節で信号領域内のデータを使用するため、ここでは  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の事象選別について説明する。

### 2.7.1 運動学的カット

表 2.2 に示す事象選別を行う。以下でそれぞれの事象選別の説明を行う。

#### Cluster Energy

位置分解能や時間分解能の低い、低エネルギーのクラスターを持つ事象を取り除く。また、エネルギーが高すぎるクラスターを持つ事象を取り除く。

#### Total Energy

クラスターのエネルギーの合計が 650 MeV 以上であることを要求する。

#### Photon Position

光子のヒット位置の  $x, y$  座標の絶対値のうち小さい方の値 ( $\min(|x|, |y|)$ ) が 150 mm 以上であることと、ヒット位置のビーム軸からの距離 ( $\sqrt{x^2 + y^2}$ ) が 850 mm 以下であることを要求する。CsI カロリメータの外にシャワーが漏れる事象を削減する。

#### Cluster Distance

2つのクラスター間の距離が 300 mm 以上であることを要求する。2つのクラスターが明確に分かれていることを保証する。

#### $\Delta t_{\text{vtx}}$

2つの光子の崩壊時間の差が 3 ns 以下であることを要求する。この事象選別により、同じ K 中間子から崩壊してできた2つの光子であることを保証する。

#### Projection Angle

CsI カロリメータの XY 平面上に投影した2つの光子の運動量がなす角度のことを Projection Angle と呼ぶ。この角度が 150 度以下であることを要求し、重心系で反対方向に光子が飛ぶ  $K_L \rightarrow 2\gamma$  崩壊の事象を削減する。

#### $E \cdot \theta$

光子のエネルギー  $E$  と、光子の運動量と Z 軸のなす角度  $\theta$  の積を、 $E \cdot \theta$  と呼ぶ。2つの光子の  $E \cdot \theta$  が共に 2500 MeV · degree 以上であることを要求する。これによって、 $K_L \rightarrow 2\pi^0$  崩壊において別の  $\pi^0$  の崩壊から出た2つの光子を使って  $\pi^0$  を再構成する背景事象 (odd-pairing 事象) を削減する。

## Cluster Energy Ratio

2つのクラスターのエネルギーについて、小さなエネルギーを大きいエネルギーで割った値が0.2以上であることを要求する。この事象選別で odd-pairing 事象を削減する。

$r_{\text{COE}}$

2つのクラスターのエネルギー重心 (Center Of Energy: COE) の CsI カロリメータ中心からの距離を  $r_{\text{COE}}$  と呼ぶ。この距離が 200 mm 以上であることを要求する。詳しい計算は 3.1.1 節で説明する。

## Minimum Distance from Dead Channel

PMT の不具合などで、信号を読みだせなかったチャンネルを dead channel と呼ぶ。この dead channel にエネルギーが落とされると、光子のエネルギーが正しく測定されない。よって、クラスターの  $x, y$  位置から dead channel が 53 mm 以上離れていることを要求する。

$P_t/P_z - Z_{vtx}, E - Z_{vtx}$

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊してできた  $\pi^0$  によってできた事象を選ぶ事象選別。図 2.4 にカットの領域を示す。

$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \text{DL}$

$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  崩壊で、 $\pi^+, \pi^-$  がビームホールを通過し、そのまま検出されない場合に背景事象になることがある。この背景事象を削減するために、この事象選別は  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  崩壊と信号事象崩壊を弁別するニューラルネットワークの出力値を用いる。ニューラルネットワークの入力には、光子のエネルギー、位置、運動量、再構成された  $\pi^0$  のエネルギー、崩壊  $Z$  座標などを用いた。信号事象崩壊の場合は 1 に近い値が出力され、 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  崩壊の場合は 0 に近い値が出力される。

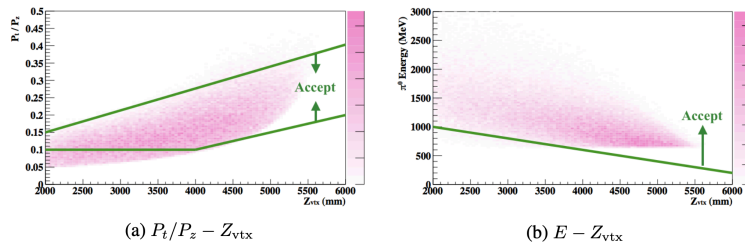


図 2.4:  $P_t/P_z - Z_{vtx}, E - Z_{vtx}$  を用いた事象選別 [11]。シミュレーションによる  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の分布を赤紫色で示す。緑色の線がカットの境界を示す。



表 2.2: 運動学的カット一覧。  $P_t/P_z - Z_{vtx}$ ,  $E - Z_{vtx}$  のカット条件については、図 2.4 を用いて説明する。

名称	カット条件
Cluster Energy	$100 \text{ MeV} \leq E_{cluster} \leq 2000 \text{ MeV}$
total Energy	$E_{total} \geq 650 \text{ MeV}$
Cluster Distance (d)	$d \geq 300 \text{ mm}$
Photon Position	$\min( x ,  y ) \geq 150 \text{ mm}, r \leq 850 \text{ mm}$
Delta Vertex Time	$ t_{vtx}^0 - t_{vtx}^1  \leq 3 \text{ ns}$
Projection Angle	Projection Angle $\leq 150 \text{ degree}$
$E \cdot \theta$	$E \cdot \theta \geq 2500 \text{ MeV} \cdot \text{degree}$
Cluster Energy Ratio	Cluster Energy Ratio $\geq 0.2$
$r_{COE}$	$r_{COE} \geq 200 \text{ mm}$
Minimum Distance from Dead Channel ( $d_{dead}$ )	$d_{dead} \geq 53 \text{ mm}$
$P_t/P_z - Z_{vtx}, E - Z_{vtx}$	(*)
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 DL$	$> 0.922$

## 2.7.2 VETO 検出器を用いたカット

VETO 検出器を用いた事象選別を表 2.3 に示す。全ての検出器に対して、検出したエネルギーが閾値以下であることを要求する。

## 2.7.3 CsI カロリメータを用いたカット

### Isolated Hit Crystal Veto

1 つの結晶のみでできたクラスターを Isolated Hit Crystal と呼ぶ。Isolated Hit Crystal と最近接クラスターのヒット時間の差が  $\pm 10 \text{ ns}$  以内であり、結晶のエネルギーが次に定める閾値以上の時、この事象は同じ K 中間子が 3 個以上の光子を生成している可能性があるため、棄却する。エネルギー閾値は以下のように定義する。

$$E_{threshold} = \begin{cases} 10 \text{ MeV} & (d \leq 200 \text{ mm}) \\ 13.5 - 0.0175d \text{ MeV} & (200 \text{ mm} < d \leq 600 \text{ mm}) \\ 3 \text{ MeV} & (d > 600 \text{ mm}) \end{cases} \quad (2.21)$$

ここで、 $d$  は Isolated Hit Crystal と最も近いクラスターとの距離である。

### Extra Cluster Veto

Extra Cluster Veto は、 $\pi^0$  を再構成するために用いなかったクラスターに対する VETO である。再構成された  $\pi^0$  の崩壊位置を用いて、Extra cluster の崩壊時間を求める。その崩壊時間と K 中間子の崩壊時間が  $\pm 10 \text{ ns}$  以内である場合、Extra cluster は同じ K 中間子に由来する可能性があるため、その事象は使わない。

表 2.3: それぞれの VETO 検出器でのエネルギー閾値一覧。(\*) newBHCV では、3 層のうち 2 層以上のモジュールでのヒットがあり、それぞれの層でのエネルギーが閾値を超えた場合排除される。(\*\*) BHPV では VETO の閾値としてエネルギーの代わりに、相当する光電子の数が使われている。ヒットのあったモジュールが連続した 3 個以上の場合、排除される。(\*\*\*) BHGC も VETO の閾値としてエネルギーの代わりに相当する光電子の数が使われている。

検出器	閾値
CV	0.2 MeV
NCC	1 MeV
Hinemos	1 MeV
FB, MB, IB	5 MeV
CC03	3 MeV
CC04, CC05, CC06 (CsI crystal)	3 MeV
CC04, CC05, CC06 (plastic scintillator)	3 MeV
LCV	0.6 MeV
OEV	2 MeV
IBCV, MBCV	0.5 MeV
newBHCV	221 eV (*)
BHPV	2.5 pe (**)
BHGC	2.5 pe (***)

## 2.7.4 クラスターの形を用いたカット

表 2.4 にクラスターの形を用いたカットの一覧を示し、各カットについて以下に説明する。

表 2.4: クラスターの形を用いたカットの一覧

名称	閾値
Cluster RMS	$\geq 10$ mm
Cluster Size	$\geq 5$
Theta $\chi^2$	$< 4.5$
CSDDL	$> 0.985$
Eta CSD	$> 0.91$

### Cluster RMS

Cluster RMS を以下のように定義する。

$$\text{Cluster RMS} = \sqrt{\frac{\sum_i^N E_i (r_i^{crystal})^2}{\sum_i^N E_i}} \quad (2.22)$$

ここで、 $E_i$  は各結晶のエネルギー、 $r_i^{crystal}$  は各結晶とクラスターのエネルギー重心との距離を表す。中性子の起こすクラスターは Cluster RMS が小さいため、これが 10 mm 以上であることを要求して、中性子に起因する削減する。

## Cluster Size

1つのクラスターの中の CsI 結晶の数を Cluster Size と呼ぶ。中性子の起こすクラスターは結晶の数が少ないため、Cluster Size が 5 以上であることを要求して、中性子に起因する事象を削減する。

## Theta $\chi^2$

再構成した光子の CsI カロリメータに対する入射角 ( $\theta_{rec}$ ) が、ニューラルネットワークで求めた角度 ( $\theta_{NN}$ ) にどの程度一致しているのかを表す指標であり、以下のように定義される。

$$\chi_{\theta}^2 = \frac{(\theta_{rec} - \theta_{NN})^2}{\sigma_{NN}^2} \quad (2.23)$$

ここで  $\sigma_{NN}^2$  は  $\theta_{NN}$  の予測の誤差である。また、ニューラルネットワークへの入力には、クラスターに含まれる結晶のエネルギーと、光子の入射位置を用いた。正しく角度を再構成している場合は 1 に近い値を返し、再構成を誤っている場合は 1 よりも十分に大きい値を返す。 $K_L \rightarrow 2\pi^0$  が起こす odd-pairing のように、誤った再構成をしている事象をこの事象選別で削減する。

## CSDDL

光子のクラスターとハドロンのクラスターを弁別するニューラルネットワークの出力値を用いた事象選別である。光子のクラスターの場合は 1 に近い値が出力され、ハドロンのクラスターの場合は、0 に近い値が出力される。ニューラルネットワークの入力には、クラスターに含まれる結晶のエネルギー、光子の CsI カロリメータへの入射位置、入射極角などを用いている。この出力値の 0.985 以上を選択し、光子のクラスターによる事象とハドロンのクラスターによる事象を弁別している。

## Eta CSD

CV に入射した中性子が  $\eta$  を生成し、その  $\eta$  が  $\eta \rightarrow 2\gamma$  崩壊を起こすと背景事象 ( $CV - \eta$ ) になることがある。この背景事象を削減するために、この事象選別は  $\eta \rightarrow 2\gamma$  崩壊によるクラスターと、ビーム上の  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  崩壊によるクラスターを弁別するニューラルネットワークの出力値を用いる。ニューラルネットワークの入力にはクラスターのエネルギーや、入射角度などを用いる。ビーム上の  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  崩壊によるクラスターの場合は 1 に近い値が出力され、 $\eta \rightarrow 2\gamma$  崩壊によるクラスターの場合は 0 に近い値が出力される。

## 2.8 MC サンプル

本研究で用いる MC サンプルは Geant3[12] によるビームラインシミュレーションを用いて生成した。まず、陽子を金標的に衝突させて K 中間子を生成した。生成した K 中間子が、ビームラインを通過して KOTO 検出器の上流端 ( $z = 0\text{mm}$ ) に到達するまでを  $1.2 \times 10^9$  事象分シミュレーションした。 $z = 0\text{mm}$  に到達した K 中間子の位置と運動量の情報を格納したシードファイルを作成した。このシードファイルの K 中間子の情報を、より下流部のシミュレーションに用いて、KOTO 検出器の上流端に達した事象を効率的にシミュレーションし、MC サンプルを作った。

さらに別のハロー K 中間子のサンプルを効率的に生成するために、以下の条件で事象選択した。シードファイルに格納されている K 中間子の位置と運動量を利用して、K 中間子の飛跡を CsI カロリメータ上に外挿する。図 2.5 に外挿点の  $XY$  座標の分布を示す。赤色の 140 mm 角の枠の外側の K 中間子を選択し、シードファイルを作成した。このファイルを用いて効率的にハロー K 中間子をシミュレーションした。

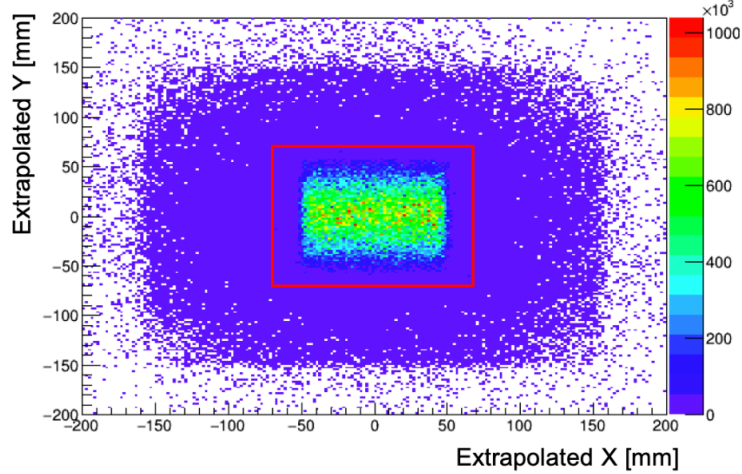


図 2.5: CsI カロリメータ上に外挿した K 中間子の  $X, Y$  座標の分布 [5]

本研究で使用した MC サンプルの一覧を表 2.5 に示す。K 中間子の数は、金標的に生成した後、 $z=0$  mm に到達した K 中間子の数である。先述した図 2.5 の 140 mm 角の枠の外側を選択することを seed cut と呼ぶ。seed cut を行っている MC サンプルはハロー K 中間子を効率的に生成している。それぞれの MC シミュレーションで K 中間子は 100% の崩壊分岐比で表 2.5 に示した崩壊をさせた。

表 2.5: 使用した MC サンプル、説明した seed のカットをかけている場合は「あり」で、かけていない場合は「なし」と表記している。

名称	崩壊モード	K 中間子の数	seed cut
$MC_{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}$	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$	$2.0 \times 10^8$	なし
$MC_{K_L \rightarrow 2\gamma}^{halo\ seed}$	$K_L \rightarrow 2\gamma$	$2.6 \times 10^{13}$	あり
$MC_{K_L \rightarrow 3\pi^0}$	$K_L \rightarrow 3\pi^0$	$1.1 \times 10^{10}$	なし
$MC_{K_L \rightarrow 3\pi^0}^{halo\ seed}$	$K_L \rightarrow 3\pi^0$	$2.1 \times 10^{13}$	あり

## 第3章 ハローK中間子のフラックスの測定

ハロー K 中間子は図 1.6 に示した通りビーム軸から大きく離れている。そのため、K 中間子が崩壊せずに CsI カロリメータに到達した場合、その位置もビーム軸から離れている。それに対してコア K 中間子の場合にはビーム軸に沿っているため、到達位置はビーム軸周辺になる。この違いを利用してハロー K 中間子を定義し、フラックスを測定するために、後に記述する COE 半径 ( $r_{COE}$ ) と呼ばれる変数を用いる。  $r_{COE}$  を用いて、2016-2018 年のハロー K 中間子のフラックスと、2020 年以降のハロー K 中間子のフラックスをそれぞれ測定し、フラックスの差から UCV の影響を評価する。また、そのフラックスの測定には  $K_L \rightarrow 3\pi^0$  崩壊を用いる。

### 3.1 ハロー K 中間子の定義

#### 3.1.1 COE 半径

COE (Center Of Energy) の XY 座標 ( $X_{COE}, Y_{COE}$ ) は以下の式で定義する。

$$X_{COE} = \frac{\sum_i^N x_i E_i}{\sum_i^N E_i} \quad (3.1)$$

$$Y_{COE} = \frac{\sum_i^N y_i E_i}{\sum_i^N E_i} \quad (3.2)$$

ここで、 $x_i, y_i, E_i$  は CsI カロリメータで測定された  $i$  番目のクラスターの座標とエネルギーである。また、 $N$  はクラスターの数である。この XY 座標から COE 半径を以下のように定義する。

$$r_{COE} = \sqrt{X_{COE}^2 + Y_{COE}^2} \quad (3.3)$$

#### 3.1.2 COE 半径と $K_L$ の到達点の近似

COE 半径を、K 中間子が CsI カロリメータに崩壊せずに到達した場合のビーム軸からの距離と近似できることを以下に示す。

簡単な例として、図 3.1 に K 中間子が  $K_L \rightarrow 2\gamma$  崩壊した事象を YZ 平面に射影した図を示す。YZ 平面に射影した  $K_L, \gamma_1, \gamma_2$  の運動量とビーム軸となす角をそれぞれ  $(p_{K_L}^{YZ}, \theta_{K_L}^{YZ}), (p_1^{YZ}, \theta_1^{YZ}), (p_2^{YZ}, \theta_2^{YZ})$  とする。また、 $K_L, \gamma_1, \gamma_2$  の飛跡を CsI カロリメータに外挿したときの Y 座標をそれぞれ  $y_{K_L}, y_1, y_2$  と定義する。

### COE

まず、この事象の COE の  $Y_{COE}$  を求める。

$$Y_{COE} = \frac{\sum_i^2 E_i y_i}{\sum_i^2 E_i} \quad (3.4)$$

### $K_L$ の到達座標

続いて、K 中間子の到達点の座標を求める。まず 2 つの  $\gamma$  の運動量を合成し、YZ 平面内の K 中間子の運動量  $p_{K_L}^{YZ}$  を求める。

$$\mathbf{p}_{K_L}^{YZ} = \mathbf{p}_1^{YZ} + \mathbf{p}_2^{YZ} \quad (3.5)$$

$$= (p_1^{YZ} \cos \theta_1^{YZ} + p_2^{YZ} \cos \theta_2^{YZ}, p_1^{YZ} \sin \theta_1^{YZ} + p_2^{YZ} \sin \theta_2^{YZ}) \quad (3.6)$$

この運動量から  $\tan \theta_{K_L}^{YZ}$  を用いて K 中間子が到達する Y 座標 ( $r_{K_L}^Y$ ) を、崩壊位置から CsI カロリメータまでの距離  $L$  を用いて以下のように求める。

$$r_{K_L}^Y = \tan \theta_{K_L}^{YZ} \times L \quad (3.7)$$

$$= \frac{p_1^{YZ} \sin \theta_1^{YZ} + p_2^{YZ} \sin \theta_2^{YZ}}{p_1^{YZ} \cos \theta_1^{YZ} + p_2^{YZ} \cos \theta_2^{YZ}} \times L \quad (3.8)$$

ここで  $\theta_1^{YZ}, \theta_2^{YZ} \ll 1$  であるとする

$$r_{K_L}^Y \simeq \frac{p_1^{YZ} \tan \theta_1^{YZ} + p_2^{YZ} \tan \theta_2^{YZ}}{p_1^{YZ} + p_2^{YZ}} \times L \quad (3.9)$$

$$= \frac{p_1^{YZ} y_1 + p_2^{YZ} y_2}{p_1^{YZ} + p_2^{YZ}} \quad (3.10)$$

$$= \frac{E_1 y_1 + E_2 y_2}{E_1 + E_2} \quad (3.11)$$

$$= \frac{\sum_i^2 E_i y_i}{\sum_i^2 E_i} = Y_{COE} \quad (3.12)$$

よって  $Y_{COE}$  と K 中間子の飛跡を CsI カロリメータに外挿した時の Y 座標は、崩壊時のビーム軸とのなす角  $\theta$  が非常に小さいという仮定で近似できる。この計算を XZ 平面にも同様の手順で行うと、COE の  $X_{COE}$  と K 中間子が到達する X 座標  $r_{K_L}^X$  に近似できる。よって、COE の座標 ( $X_{COE}, Y_{COE}$ ) を K 中間子の到達座標 ( $r_{K_L}^X, r_{K_L}^Y$ ) と近似できる。式 3.3 から、 $r_{COE}$  と K 中間子の崩壊しなかった場合に CsI カロリメータに到達した位置 ( $R_{MC}^{True} = \sqrt{r_{K_L}^X + r_{K_L}^Y}$ )<sup>1</sup> の近似が成り立つ。

この近似は、クラスターの数を増やしても成り立つ。よって、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$  崩壊の場合も近似が成り立つ。図 3.2 に MC で作成した  $K_L \rightarrow 3\pi^0$  サンプルから計算した  $R_{MC}^{True}$  との相関を示す。 $r_{COE}$  と  $R_{MC}^{True}$  の間に大きな乖離がないことが分かる。

### 3.1.3 COE 半径を用いたハロー K 中間子の定義

本研究ではハロー K 中間子のフラックスの測定に  $K_L \rightarrow 3\pi^0$  崩壊を用いるため、図 3.3 に  $MC_{K_L \rightarrow 3\pi^0}$  サンプルを用いて求めた  $r_{COE}$  の分布を示す。3.1.2 節で説明したように、信号事象の

<sup>1</sup>この True Hit R の導出には MC データに記録されている K 中間子の真の崩壊座標を用いるため、実データの測定時には知ることができない

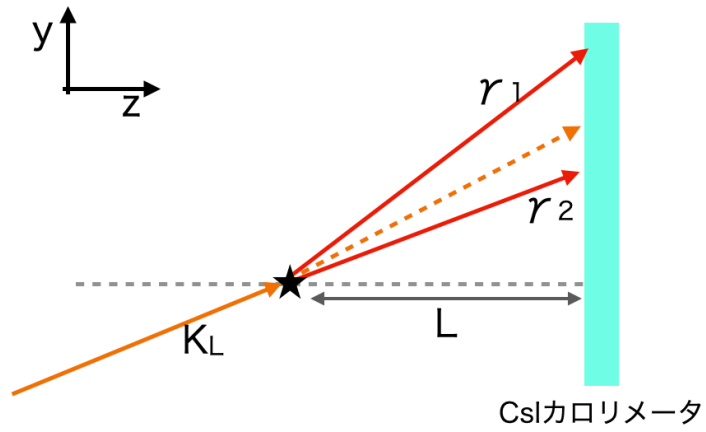


図 3.1:  $K_L \rightarrow 2\gamma$  崩壊の例。YZ 平面で崩壊し、同一平面を光子が進むことを仮定している。

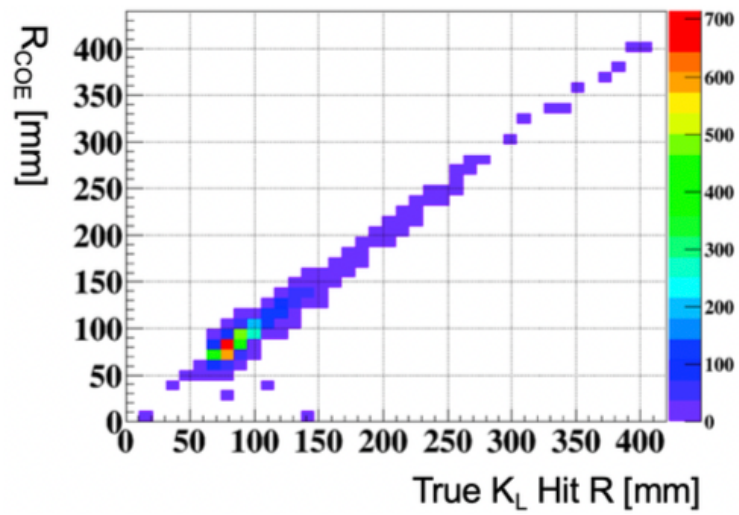


図 3.2:  $K_L \rightarrow 3\pi^0$  崩壊の MC サンプルの  $r_{COE}$  と  $R_{MC}^{True}$  の相関 [5]

事象選別の際には  $r_{\text{COE}}$  が 200 mm 以上であることを要求している。そこで、 $K_L \rightarrow 2\gamma$  崩壊や  $K_L \rightarrow 3\pi^0$  崩壊における、 $r_{\text{COE}}$  が 200 mm 以上の事象をハロー K 中間子とし、200 mm 以下の事象をコア K 中間子と定義する。

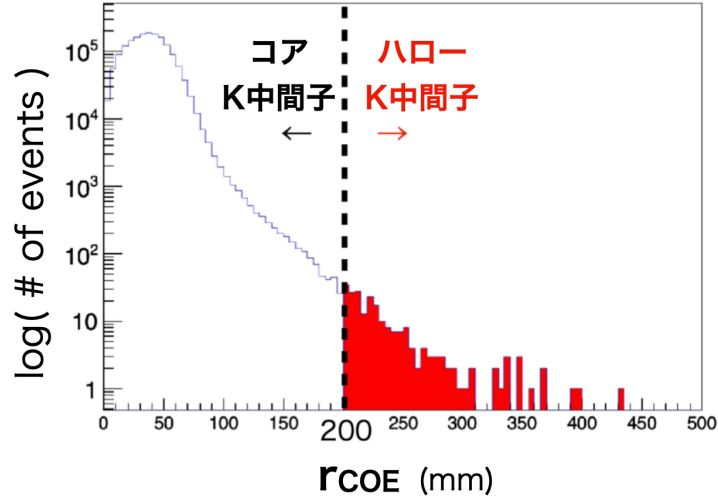


図 3.3:  $K_L \rightarrow 3\pi^0$  崩壊 MC サンプルの  $r_{\text{COE}}$  分布

## 3.2 測定に用いた崩壊モード

### 3.2.1 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊サンプル

本章の最初に述べたとおり、ハロー K 中間子のフラックスの測定には  $K_L \rightarrow 3\pi^0$  崩壊を用いる。この  $K_L \rightarrow 3\pi^0$  崩壊は、分岐比が  $(19.52 \pm 0.12)\%$ [13] と大きいため、統計量を確保できる。また、CsI カロリメータに 6 つのクラスターを要求するため、この  $K_L \rightarrow 3\pi^0$  崩壊を測定する際に他の崩壊事象の寄与が少ない。以上の 2 つの利点があるため、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$  崩壊の事象をサンプルとして選択した。

### 3.2.2 見せかけのハロー K 中間子の存在

$K_L \rightarrow 3\pi^0$  崩壊による事象は、他の事象が混入しにくいいため、事象判別が他の崩壊モードに比べて容易である。しかし、以下のような問題点がある。

表 2.5 で作成した MC サンプル 3 ( $K_L \rightarrow 3\pi^0$ ) の中から  $r_{\text{COE}}$  が 200 mm 以上の事象の  $R_{MC}^{\text{True}}$  の分布を図 3.4 に示す。COE 半径ではハロー K 中間子を選択しているにも関わらず、実際にはコア K 中間子 ( $R_{MC}^{\text{True}} < 200$  mm) が多く存在している。以降はこのような K 中間子を見せかけのハロー K 中間子と呼ぶ。また、 $R_{MC}^{\text{True}}$  と COE 半径がともに 200 mm 以上の K 中間子を真のハロー K 中間子と呼ぶ。

この見せかけのハロー K 中間子が混在している場合、正確に真のハロー K 中間子のフラックスを測定することは難しい。よって、見せかけのハロー K 中間子の事象は削減する必要がある。



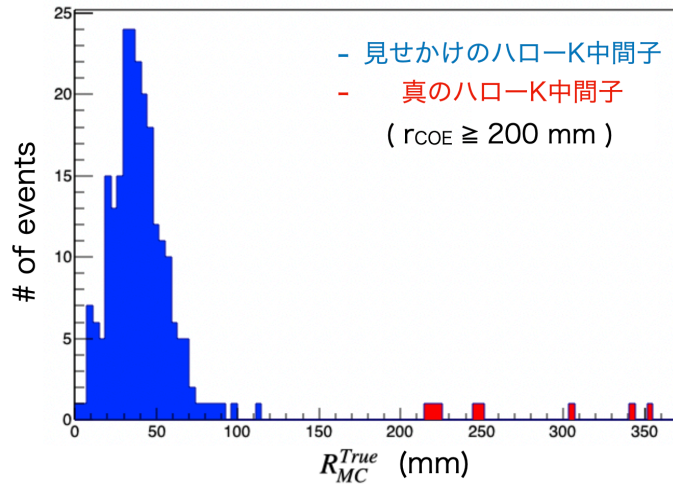


図 3.4:  $r_{\text{COE}}$  が 200 mm 以上の事象の  $R_{MC}^{\text{True}}$  分布。見せかけのハロー K 中間子を青色、真のハロー K 中間子を赤色で表している。

### 3.2.3 見せかけのハロー K 中間子の原因

見せかけのハロー K 中間子が発生する原因について考察する。式 3.3 に示すように COE 半径は、クラスターのエネルギーと位置を用いて計算している。よって、このエネルギーと位置の測定を誤った場合は正しい COE 半径を計算できない。

図 3.5 にシャワーのエネルギーの測定を誤っている事象の例を示す。クラスターの位置は測定値と真の値が近い。しかし、1つのクラスターのエネルギーが測定値が真の値よりも低い値となっている。位置が同じであることから、図 3.5 の事象はシャワーのエネルギーが CsI カロリメータから漏えいしており、この漏えいが見せかけのハロー K 中間子を作る要因となっている。以下にシャワーのエネルギーが漏洩する原因として考えられる原因を調べた。

#### CsI カロリメータの端からの漏えい

CsI カロリメータの外側や内側のビームホール付近の端に  $\gamma$  がヒットした場合に、シャワーのエネルギーが漏えいすることがある。この事象は CsI カロリメータの周りの検出器に、漏れ出たシャワーがヒットするため、後に記述する VETO 検出器を用いた事象選別で対応する。

#### 光核反応による漏えい

CsI カロリメータに到達した  $\gamma$  が結晶中の原子核と反応して中性子を出す光核反応と呼ばれる反応がある。発生した中性子が CsI カロリメータでシャワーを起こすことなく抜けるか、相互作用してもカロリメータ内に全エネルギーを残さない場合に、エネルギーの測定を誤る。この反応の場合、CsI カロリメータの端以外の場所でも、エネルギーの測定の誤りが起きる。

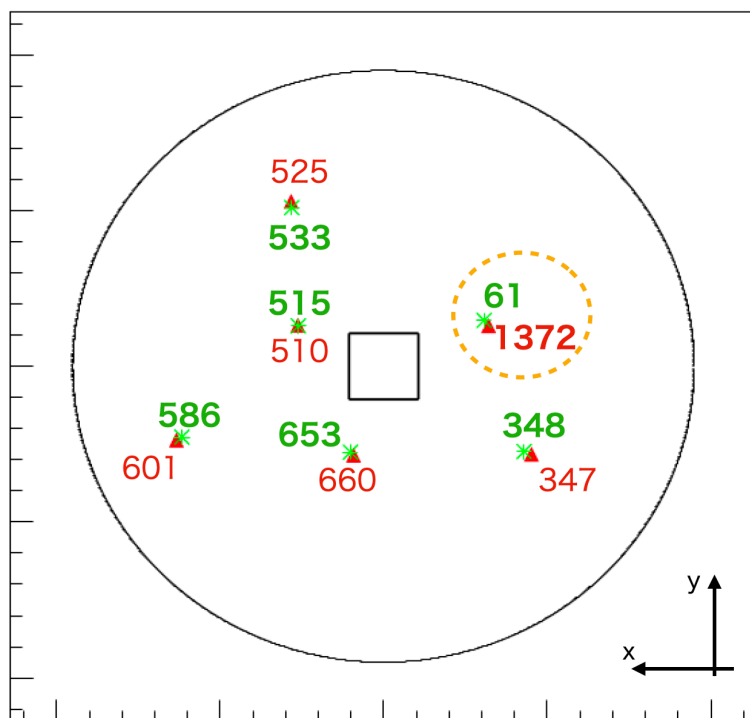


図 3.5: MC サンプルのクラスターのエネルギー測定を誤っている例。赤が真のクラスターの座標とエネルギー (MeV)、緑が測定したクラスターの座標とエネルギー (MeV) である。測定したエネルギーと真のエネルギーが大きく異なる部分を黄色の破線で囲んでいる。

### 3.3 ハロー K 中間子の事象選別

正確に真のハロー K 中間子のフラックスを測定するために以下の事象選別を行った。ここで見せかけのハロー K 中間子の事象を削減する前に、他の事象選別を行ったため、以下では事象選別の目的に分けて説明する。

#### 3.3.1 オンライントリガーによる MC とデータの差異の除去

2.3.2 節で説明したように、データ収集の際には、オンライントリガーを用いて、一部検出器に VETO をかけている。MC ではこのオンライントリガーをかけていないため、本研究ではオンライントリガーで使用している検出器に対して、オンラインの閾値よりも厳しいカットをかけて、この差異を無視できるようにしている。表 3.1 に VETO に用いた検出器とその閾値を示す。

表 3.1: 検出器を用いたカットの一覧。閾値で示したエネルギー以下であることを要求する。

検出器	閾値
CV	0.2 MeV
NCC	1 MeV
FB, MB, IB	5 MeV
CC03	3 MeV
CC04, CC05, CC06 (CsI crystal)	3 MeV

図 3.6 に MC とデータの、CC03 が検出したエネルギーの分布を示す。MC にはオンライン veto をかけていないため、10 MeV 以降で MC とデータの分布が一致していない。そこで、閾値 3 MeV でカットをかけて、online veto による分布の差異が、これ以降の解析に関与しないようにしている。

#### 3.3.2 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊以外に起因する事象の削減

ここでは  $K_L \rightarrow 3\pi^0$  崩壊以外に起因する事象の削減を行う。表 3.2 に示す事象選別を行い、同じ K 中間子から崩壊した 6 つの光子によるクラスターであることを保証する。

表 3.2: 運動学的カット

名称	カット条件
Delta Vertex Time	$ T_{vtx}^{K_L} - t_{vtx}  \leq 3 \text{ ns}$

#### 3.3.3 シャワーが漏洩した事象の削減

3.3.2 節の事象選別に加えて、シャワーのエネルギーが漏洩した事象を削減するために、表 3.3, 3.4 に示す事象選別を行った。

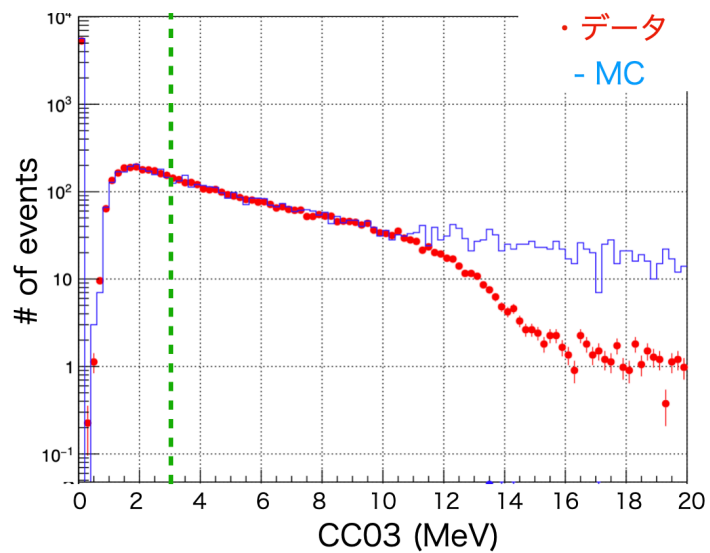


図 3.6: CC03 の検出したエネルギーの分布。10 MeV 付近からオンライン veto がデータにのみかかっているため、一致していない。本研究では緑色の波線 (3 MeV) でカットをかけている。

表 3.3: 運動学的カットの一覧

名称	カット条件
Cluster Energy	$E_\gamma \geq 50 \text{ MeV}$
$K_L$ mass	$ K_L \text{ mass} - 497.6 \text{ MeV}/c^2  \leq 15 \text{ MeV}/c^2$

表 3.4: 検出器を用いたカット

検出器	閾値
OEV	2 MeV

## Cluster Energy

シャワーのエネルギーが漏洩した場合、測定できるエネルギーが小さくなる。例として図 3.7 に、6つのクラスターのエネルギーのうちの最小値 (MinGammaE) の分布を示す。この値が 50 MeV 以上であることを要求し、見せかけのハロー K 中間子の事象を削減する。事象選択を行う前の事象数  $N$  と行った後の事象数  $n$  の比  $\frac{n}{N}$  を efficiency と定義し、この事象選択での真のハロー K 中間子の efficiency は 0.94、見せかけのハロー K 中間子の efficiency は 0.4 である。

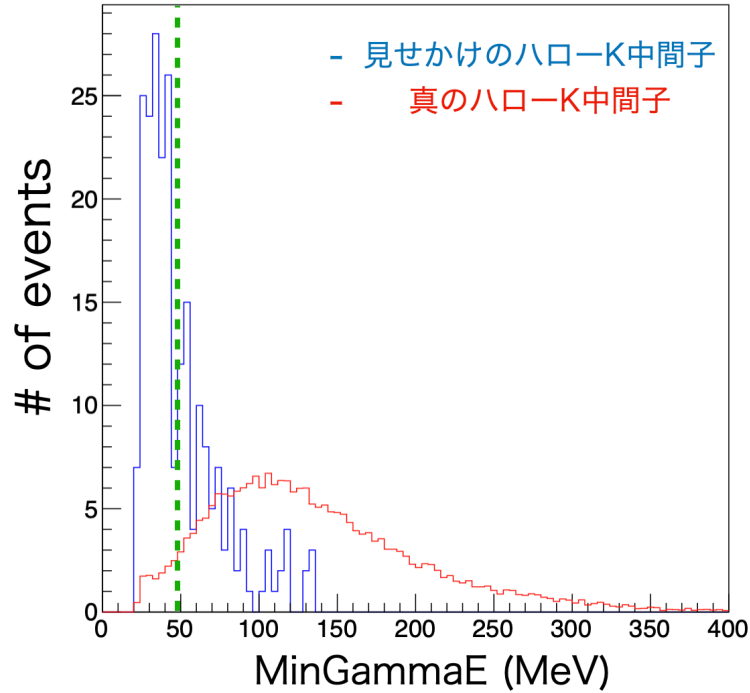


図 3.7: 6つのクラスターのエネルギーのうちの最小値 (MinGammaE) の分布。2.5節の  $MC_{K_L \rightarrow 3\pi^0}^{halo\ seed}$  から見せかけのハロー K 中間子の分布を、 $MC_{K_L \rightarrow 3\pi^0}$  から真のハロー K 中間子の分布を作成した。この分布を作成する際に、前節で述べた事象選択を行い、それぞれのサンプルの事象数で規格化している。

## $K_L$ mass

シャワーが漏洩した場合、クラスターのエネルギーを正確に測定できないため、2.6節の K 中間子の質量の再構成を誤る。例として図 3.8 に再構成した K 中間子の質量の分布を示す。この再構成した K 中間子の質量が、K 中間子の文献値の質量  $497.6 \text{ MeV}/c^2$  から  $\pm 15 \text{ MeV}/c^2$  以内であることを要求する。この事象選択での真のハロー K 中間子の efficiency は 0.64、見せかけのハロー K 中間子の efficiency は 0.15 である。

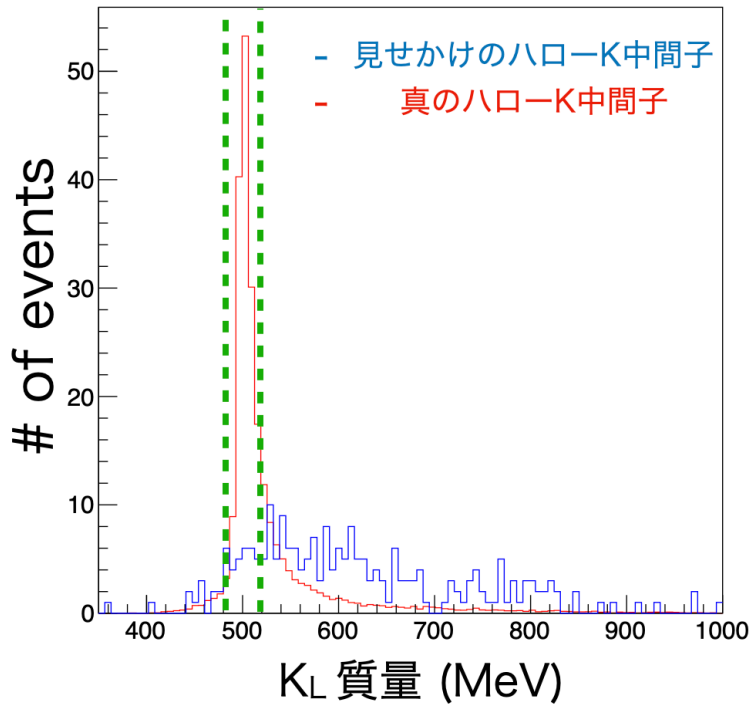


図 3.8: 再構成した K 中間子の質量の分布。図 3.7 の場合と同じサンプルで分布を作成した。

### OEV 検出器の VETO

OEV は CsI カロリメータの外側を覆っている検出器である。シャワーが CsI カロリメータの端から漏洩した場合、この OEV 検出器で漏洩したシャワーの一部を検出できる。例として図 3.9 に、OEV 検出器で検出したエネルギー (OEVVetoEne) の分布を示す。この値が 2 MeV 以下であることを要求し、カロリメータの端からシャワーが漏洩していないことを保証する。この事象選択での真のハロー K 中間子の efficiency は 0.87、見せかけのハロー K 中間子の efficiency は 0.22 である。

### 3.3.4 事象選別の精度

図 3.10 に上記の事象選別を左から 1 つずつかけていった場合の見せかけのハロー K 中間子の数の遷移を示す。今回用いた MC サンプルでは見せかけのハロー K 中間子の事象数が 232 から 0 に減り、削減効率が 100% になった。

次に  $r_{\text{COE}}$  が 200 mm 以上の事象の中に見せかけのハロー K 中間子の数がどの程度混在しているか検証する。図 3.10 に示した全ての事象選別をかけた後の見せかけのハロー K 中間子と真のハロー K 中間子の数を表 3.5 に示す。見せかけのハロー K 中間子と真のハロー K 中間子の数の測定には、それぞれ別の MC サンプルを用いている。そのため、MC サンプル作成時に生成した K 中間子の数を用いて、MC サンプルの見せかけのハロー K 中間子と真のハロー K 中間子の数を規格化し、比較した。

測定した事象数が 0 の場合のポアソン分布の期待値の上限 90% までを考慮すると、この見せかけのハロー K 中間子の数は 0 から 2.3 までとり得る。よって、測定したハロー K 中間子にはある

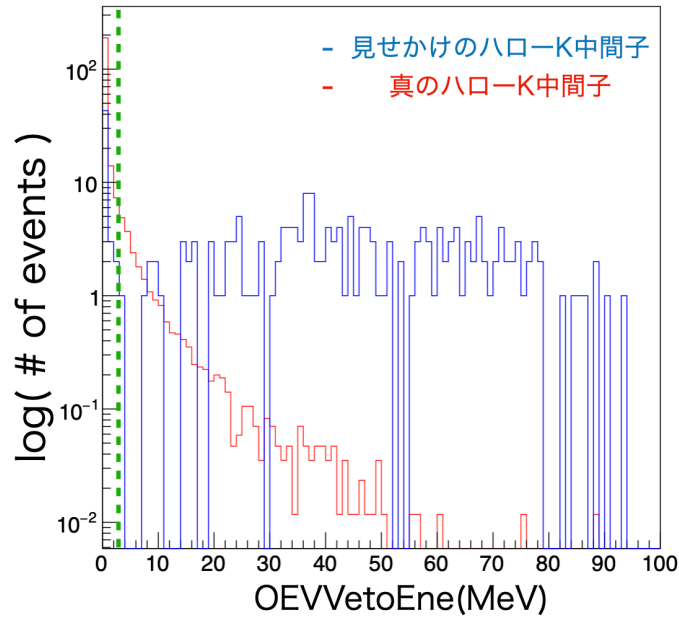


図 3.9: OEV 検出器で検出したエネルギー (OEV veto Ene) の分布。図 3.7 の場合と同じサンプルで分布を作成した。

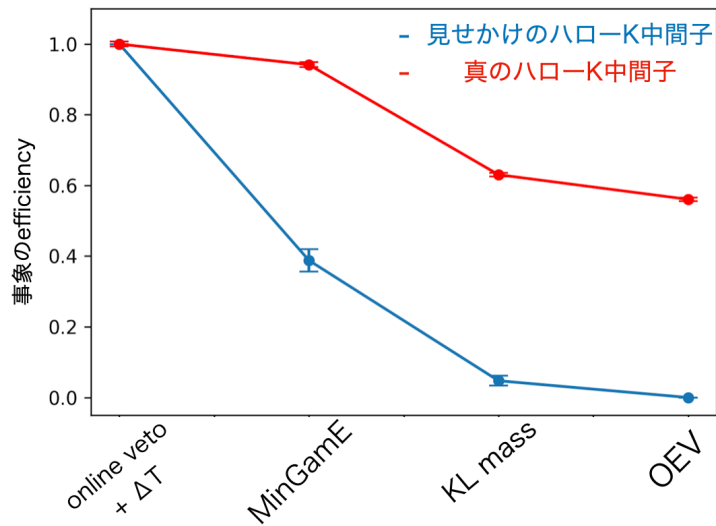


図 3.10: 見せかけのハロー K 中間子と真のハロー K 中間子に上記の事象選別を 1 つずつかけていった時の efficiency の遷移。ここで  $\Delta T$  は 3.3.2 節で説明した事象選別のことを指す。見せかけのハロー K 中間子の事象数は  $MC_{KL \rightarrow 3\pi^0}^{halo\ seed}$  に事象選別をかけて求めた。真のハロー K 中間子の事象数は  $MC_{KL \rightarrow 3\pi^0}$  に事象選別をかけて求めた。

表 3.5: 見せかけと真のハロー K 中間子の数。上記で述べたカットをかけている状態である。

type	事象数	$K_L$ の数	規格化した事象数
見せかけのハロー K 中間子	0	$1.1 \times 10^{10}$	0
真のハロー K 中間子	11075	$2.1 \times 10^{13}$	5.9

程度の見せかけのハロー K 中間子が混在するが、本研究ではこれを図 3.11 を用いて以下のように解釈する。 $r_{\text{COE}}$  が 200 mm 以上のハロー K 中間子の数 ( $N_{\text{halo}}^{\text{measured}}$ ) は以下のように表される。

$$N_{\text{halo}}^{\text{measured}} = N_{\text{halo}}^{\text{true}} + N_{\text{halo}}^{\text{fake}} + N_{\text{halo}}^{\text{ucv}} \quad (3.13)$$

ここで、見せかけのハロー K 中間子の数を  $N_{\text{halo}}^{\text{fake}}$ 、UCV 導入前の真のハロー K 中間子の数を  $N_{\text{halo}}^{\text{true}}$ 、UCV の導入によって増えたハロー K 中間子の数を  $N_{\text{halo}}^{\text{ucv}}$  とする。このハロー K 中間子の数  $N_{\text{halo}}^{\text{measured}}$  は、コア K 中間子の数 ( $N_{\text{core}}^{\text{measured}}$ ) に比例する。よって、コア K 中間子の数で規格化した場合の  $N_{\text{halo}}^{\text{fake}}$  と  $N_{\text{halo}}^{\text{true}}$  は、UCV の設置に関係なく変化しないものとする。一方で、 $N_{\text{halo}}^{\text{ucv}}$  は、UCV の有無によって変化する量であるとする。ここから、見せかけのハロー K 中間子が事象選別の後に混在する割合 ( $R_{\text{fake}}$ ) を以下のように定義する。

$$R_{\text{fake}} = \frac{N_{\text{halo}}^{\text{fake}}}{N_{\text{halo}}^{\text{fake}} + N_{\text{halo}}^{\text{true}}} \quad (3.14)$$

この式を用いて、信頼度 90%における見せかけのハロー K 中間子の混在率は以下の範囲である。

$$\frac{0}{5.9} \leq R_{\text{fake}} \leq \frac{2.3}{5.9 + 2.3} \quad (3.15)$$

$$0 \leq R_{\text{fake}} \leq 0.28 \quad (3.16)$$

### 3.4 RUN ごとのハロー/コア比の比較

#### ハロー/コア比の定義

ハロー K 中間子の数 ( $N_{\text{halo}}^{\text{measured}}$ ) はコア K 中間子の数 ( $N_{\text{core}}^{\text{measured}}$ ) に比例するため、このハロー/コア比 ( $R_{\text{halo/core}}$ ) を用いて RUN ごとのハロー K 中間子のフラックスを評価する。 $R_{\text{halo/core}}$  は以下のように式で表される。

$$R_{\text{halo/core}} = \frac{N_{\text{halo}}^{\text{measured}}}{N_{\text{core}}^{\text{measured}}} \quad (3.17)$$

$$= \frac{N_{\text{halo}}^{\text{true}} + N_{\text{halo}}^{\text{fake}} + N_{\text{halo}}^{\text{ucv}}}{N_{\text{core}}^{\text{measured}}} \quad (3.18)$$

$$= R_{\text{halo/core}}^{\text{true}} + R_{\text{halo/core}}^{\text{fake}} + R_{\text{halo/core}}^{\text{ucv}} \quad (3.19)$$

ここで、見せかけのハロー K 中間子のハロー/コア比を  $R_{\text{halo/core}}^{\text{fake}}$ 、UCV 導入前の真のハロー K 中間子のハロー/コア比を  $R_{\text{halo/core}}^{\text{true}}$ 、UCV の導入によって増えたハロー K 中間子のハロー/コア比を  $R_{\text{halo/core}}^{\text{ucv}}$  とする。前節で説明したように、UCV の設置に関係なく  $N_{\text{halo}}^{\text{fake}}$  と  $N_{\text{halo}}^{\text{true}}$  の比は一定であるため、 $R_{\text{halo/core}}^{\text{fake}}$  と  $R_{\text{halo/core}}^{\text{true}}$  の比も一定となる。



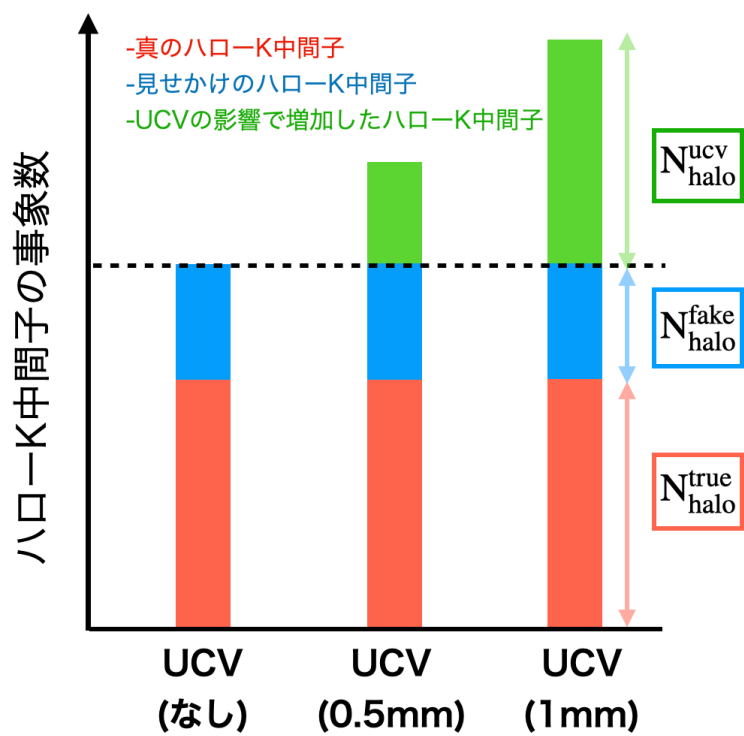


図 3.11: UCV の状態ごとのハロー K 中間子のフラックスの内わけの概念図。コア K 中間子の数でそれぞれの状態のハロー K 中間子の数を規格化している。

## RUN ごとの $R_{\text{halo/core}}$ の評価

2.1 節で述べた RUN について、3.3 の事象選別を行った後に、 $r_{\text{COE}}$  が 200 mm 以上の K 中間子をハロー K 中間子、200 mm 未満の K 中間子をコア K 中間子としてそれぞれのフラックス ( $N_{\text{halo}}^{\text{measured}}$ ,  $N_{\text{core}}^{\text{measured}}$ ) を測定した。RUN ごと測定したハロー K 中間子とコア K 中間子の数と計算した  $R_{\text{halo/core}}$  を表 3.6 に示す。また、RUN ごとの  $R_{\text{halo/core}}$  を図 3.12 で比較した。

表 3.6: RUN ごとの K 中間子の数と  $R_{\text{halo/core}}$

RUN 番号	$N_{\text{halo}}^{\text{measured}}$	$N_{\text{core}}^{\text{measured}}$	$R_{\text{halo/core}}$
RUN79	1383	$9.05 \times 10^7$	$(1.52 \pm 0.04) \times 10^{-5}$
RUN82	46	$3.23 \times 10^6$	$(1.42 \pm 0.20) \times 10^{-5}$
RUN85 <sub>woUCV</sub>	32	$2.37 \times 10^6$	$(1.36 \pm 0.22) \times 10^{-5}$
RUN85 <sub>wUCV</sub>	747	$2.15 \times 10^7$	$(3.48 \pm 0.10) \times 10^{-5}$
RUN86	1110	$5.21 \times 10^7$	$(2.13 \pm 0.06) \times 10^{-5}$
RUN87	6084	$2.20 \times 10^8$	$(2.76 \pm 0.03) \times 10^{-5}$

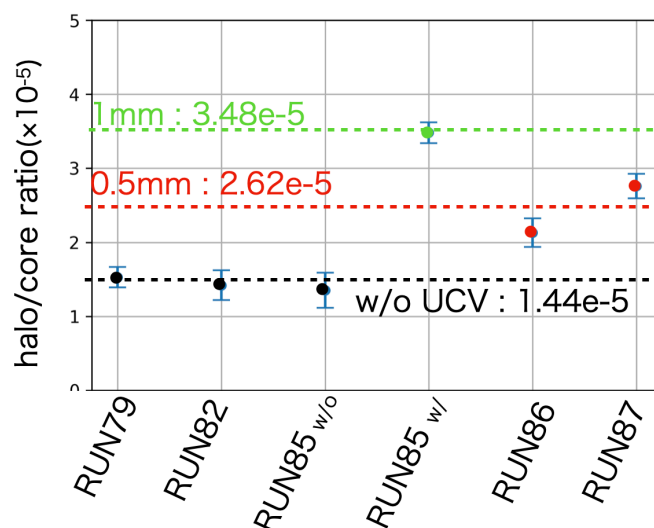


図 3.12: RUN ごとの  $R_{\text{halo/core}}$ 。UCV の状態ごとに  $R_{\text{halo/core}}$  の平均を計算した。

また、表 3.7 に UCV の導入で増加したハロー/コア比 ( $R_{\text{halo/core}}^{\text{ucv}}$ ) を示す。明らかに UCV の導入によってハロー/コア比は増加している。また、2 種類の UCV で増加の割合を比較すると、厚さ 0.5 mm の UCV によるハロー K 中間子の増加量は厚さ 1 mm の UCV によるハロー K 中間子に比べて、 $(0.58 \pm 0.13)$  倍に減少している。

この結果の妥当性を UCV の厚みの観点から考察する。厚さ 1 mm の UCV はビーム軸に対して、垂直になるように設置されていたが、厚さ 0.5 mm の UCV はビーム軸に対して、検出面の放線を 25 度傾けた状態で設置されている。よって、ビームが通過する物質の厚さはそれぞれ厚さ 1 mm と厚さ 0.55 mm ( $0.5/\cos(25^\circ)$  mm) となる。ビーム中の粒子の散乱は、通過中の物質に比例するため、上記の厚さから厚さ 0.5 mm の UCV を設置した場合のハロー K 中間子の増加は厚さ 1 mm

の UCV 設置時の、0.55 倍になると予想できる。この予想と結果は誤差の範囲で一致するため、妥当な結果である。

表 3.7:  $R_{\text{halo/core}}$  の増加量

UCV	$R_{\text{halo/core}}$	$R_{\text{halo/core}}^{\text{ucv}}$
なし	$(1.44 \pm 0.14) \times 10^{-5}$	0
0.5 mm	$(2.62 \pm 0.23) \times 10^{-5}$	$(1.18 \pm 0.27) \times 10^{-5}$
1 mm	$(3.48 \pm 0.10) \times 10^{-5}$	$(2.04 \pm 0.16) \times 10^{-5}$

## 第4章 ハロー-K 中間子による背景事象数の評価

$SES = 3.0 \times 10^{-11}$  の信号事象探索感度をここで新たに、標準理論感度と定義する。この章では、標準理論感度におけるハロー-K 中間子による背景事象数を見積もる。標準理論感度での背景事象数は 2020 年度に乃一氏によって厚さ 0.2 mm の UCV の影響を仮定して既に見積もられている。本研究では厚さ 1 mm と厚さ 0.5 mm の UCV の影響から正確に厚さ 0.2 mm の UCV の影響を評価して背景事象数を改めて見積もる。

### 4.1 厚さ 0.2 mm 導入時のハロー/コア比の増加量の見積り

ここでは厚さ 0.2 mm の UCV を設置した場合のハロー/コア比の増加量を、3.4 節の結果を用いて見積もる。図 4.1 に、ハロー/コア比の増加量を厚さごとに示す。このデータに対して 1 次関数でフィットを行って求めた、厚さによるハロー/コア比の式を以下に示す。

$$R_{\text{halo/core}}^{\text{ucv}} = ((2.043 \pm 0.211) \times (\text{UCV の厚み (mm)}) + (0.006 \pm 0.136)) \times 10^{-5} \quad (4.1)$$

ここから厚さ 0.2 mm の UCV を設置した場合の  $R_{\text{halo/core}}^{\text{ucv}}$  を、厚さを上記の式に代入して  $(0.41 \pm 0.14) \times 10^{-5}$  と見積り、設置時のハロー/コア比を

$$R_{\text{halo/core}} = R_{\text{halo/core}}^{0\text{ mm}} + R_{\text{halo/core}}^{\text{ucv}} \quad (4.2)$$

$$= R_{\text{halo/core}}^{\text{true}} + R_{\text{halo/core}}^{\text{fake}} + R_{\text{halo/core}}^{\text{ucv}} \quad (4.3)$$

$$= (1.44 \pm 0.14) \times 10^{-5} + (0.41 \pm 0.14) \times 10^{-5} \quad (4.4)$$

$$= (1.95 \pm 0.19) \times 10^{-5} \quad (4.5)$$

と求めた。ここで、 $R_{\text{halo/core}}^{0\text{ mm}}$  は  $(R_{\text{halo/core}}^{\text{true}} + R_{\text{halo/core}}^{\text{fake}} = 1.44 \times 10^{-5})$  である。

### 4.2 厚さ 0.2 mm 導入時のハロー-K 中間子のフラックスの増加量の見積り

さらにここから、厚さ 0.2 mm の UCV 設置によって真のハロー-K 中間子のフラックスが何倍に増加したかを見積もる。ハロー/コア比の値は見せかけのハロー-K 中間子の混在しない場合に、ハロー-K 中間子のフラックスに比例する。しかし、3.11 節で示したように、見せかけのハロー-K 中間子の混在率 ( $R_{\text{fake}}$ ) が最大 28% まであり得るため、今回はこの見せかけのハロー-K 中間子の混在率を考慮し、真のハロー-K 中間子のフラックスが何倍に増加するかを以下のように見積もる。

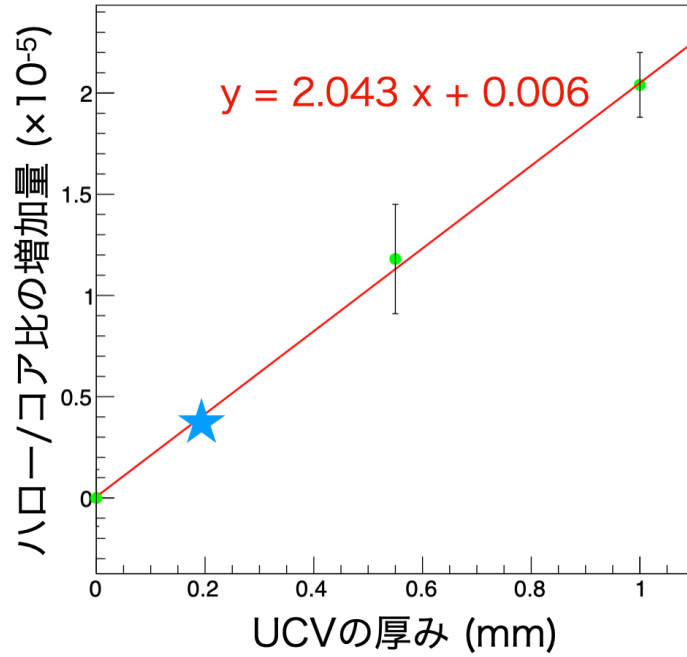


図 4.1: UCV の厚みごとのハロー/コア比の増加量の図

$$\text{フラックスの倍率} = \frac{R_{\text{halo/core}}^{\text{true}} + R_{\text{halo/core}}^{\text{ucv}}}{R_{\text{halo/core}}^{\text{true}}} \quad (4.6)$$

$$= 1 + \frac{R_{\text{halo/core}}^{\text{ucv}}}{R_{\text{halo/core}}^{0\text{ mm}} - R_{\text{halo/core}}^{\text{fake}}} \quad (4.7)$$

$$= 1 + \frac{R_{\text{halo/core}}^{\text{ucv}}}{(R_{\text{halo/core}}^{0\text{ mm}} \times (1 - R_{\text{fake}}))} \quad (4.8)$$

混在率を用いて見せかけのハロー K 中間子を除去し、 $R_{\text{halo/core}}^{0\text{ mm}}$  の中の真のハロー K 中間子のみを計算に使用した。混在率が  $0 \leq R_{\text{fake}} \leq 0.28$  の範囲であり得るため、厚さ 0.2 mm の UCV 設置によって増加するハロー K 中間子の倍率を  $(1.28 \pm 0.10)$  倍から  $(1.40 \pm 0.15)$  倍の範囲で見積もった。以降に見積もる事象数もこの範囲に基づいて、下限値と上限値で示す。

### 4.3 標準理論感度で予測される背景事象数

前節で厚さ 0.2 mm の UCV を導入した場合の、ハロー K 中間子のフラックスが  $(1.28 \pm 0.10)$  倍から  $(1.40 \pm 0.15)$  倍の間で増加することを示した。2016-2018 年のデータの解析によって、 $\text{SES}=7.2 \times 10^{-10}$  におけるハロー K 中間子による背景事象数は  $(0.26 \pm 0.07)$  と見積もられているため、ここから厚さ 0.2 mm を導入した場合の同じ SES でのハロー K 中間子による背景事象数を下限値  $(0.33 \pm 0.10)$ 、上限値  $(0.36 \pm 0.11)$  と見積もった。本研究では SES の比を用いて、標準理論感度での背景事象数を計算する。

$$\text{背景事象数}_{\text{標準理論感度}} = \frac{\text{SES}_{2016-2018 \text{ 年}}}{\text{SES}_{\text{標準理論感度}}} \times \text{背景事象数}_{2016-18}^{0.2 \text{ mm}} \quad (4.9)$$

ここで 背景事象数<sub>標準理論感度</sub> を標準理論感度におけるハロー K 中間子による背景事象数とし、背景事象数<sub>2016-18</sub><sup>0.2mm</sup> は SES=7.2 × 10<sup>-10</sup> における厚さ 0.2mm の UCV 設置時の背景事象数とする。この計算で標準理論感度における背景事象数を、見せかけのハロー K 中間子の混在率についての 90%信頼度で下限値 (8.0 ± 2.0)、上限値 (8.6 ± 2.5) と見積もった。

## 第5章 ハロー K 中間子背景事象削減の試み

本章では、深層学習を用いてハロー K 中間子による背景事象を削減するための事象選別を開発する。具体的には、クラスターの形と運動学的変数の情報を深層学習で学習させる。2020 年度に乃一氏が開発した事象選別ではこれらの情報は分けて扱われていた。本研究では、それらの情報をまとめて学習させ、背景事象の弁別をより効率的に行うことを目指す。

### 5.1 背景事象と信号事象の違い

以降では信号事象とハロー K 中間子による背景事象の、クラスターの形の違いと、運動学的変数の違いについて述べる。

#### 5.1.1 クラスターの形の違い

##### クラスターの形

図 5.1, 5.2 に CsI カロリメータで発生したクラスターの例を示す。ここで光子の運動量と  $Z$  軸がなす角を  $\theta$ 、 $XY$  平面に射影した光子の運動量と  $X$  軸がなす角を  $\phi$  と定義する。

クラスターの形はこの 2 つの角度に依存する。図 5.3 にその例を示す。 $\theta$  が大きいほど、CsI カロリメータ平面に対して斜めに入射しているため、光子による電磁シャワーは多数の結晶に広がる。また、 $\phi$  によってシャワーの広がる方向が決まる。

##### 光子の入射角度の再構成

CsI カロリメータに入射する光子の角度  $\theta, \phi$  を再構成する方法を図 5.4 に示す。角度を再構成する際には、クラスターの位置と再構成した  $\pi^0$  の崩壊位置を用いる。崩壊位置とクラスターの位置を線分で結び、その線分を光子の飛跡であると仮定する。仮定した光子の飛跡から角度  $\theta, \phi$  を求める。この仮定で計算した角度を  $\theta_R, \phi_R$  と定義する。それに対して、光子の真の入射角度を  $\theta_T, \phi_T$  と定義する。上記で説明したクラスターの形はこの真の角度  $\theta_T, \phi_T$  に依存する。

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の場合、実際に崩壊した位置と再構成した崩壊位置は近い。よって上記の仮定が成り立ち、 $\theta_R, \phi_R$  と  $\theta_T, \phi_T$  も値は近い。

それに対しハロー K 中間子の  $K_L \rightarrow 2\gamma$  崩壊の場合、図 1.6 に示すように、実際の崩壊位置と再構成した崩壊位置の差が大きい。よって上記の仮定は成り立たないため、 $\theta_R, \phi_R$  と  $\theta_T, \phi_T$  も値の差が大きい。

図 5.5 に  $\theta_R$  と  $\theta_T$  の差の分布、 $\phi_R$  と  $\phi_T$  の差の分布を示す。 $\theta, \phi$  ともに背景事象と信号事象の分布に差がある。

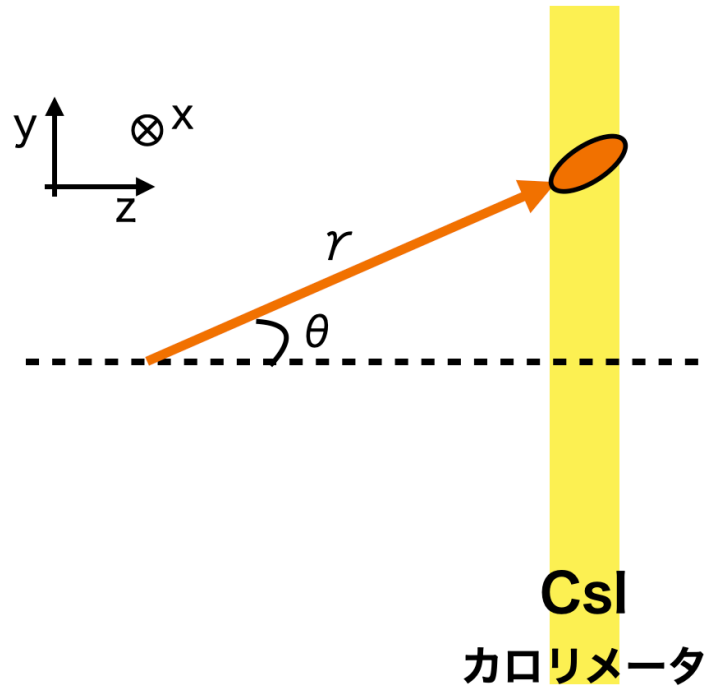


図 5.1:  $\gamma$  線が CsI カロリメータに到達した例。

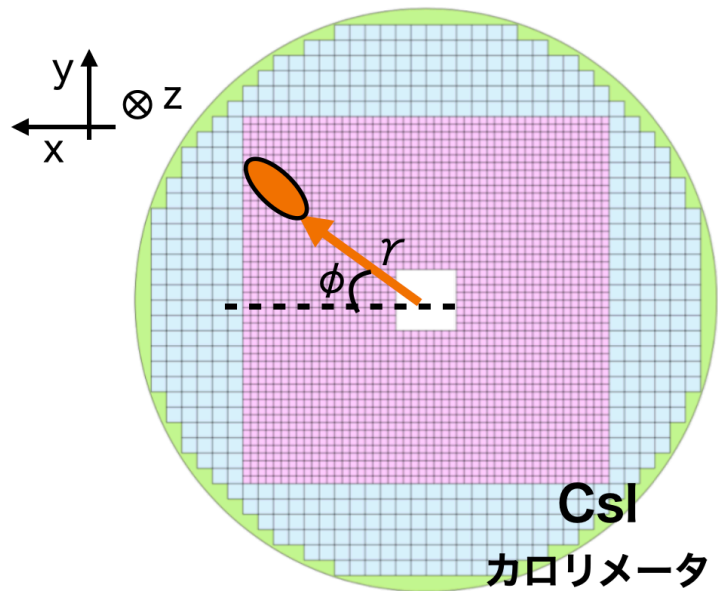


図 5.2:  $\gamma$  線が CsI カロリメータに到達した例。XY 平面で表している。



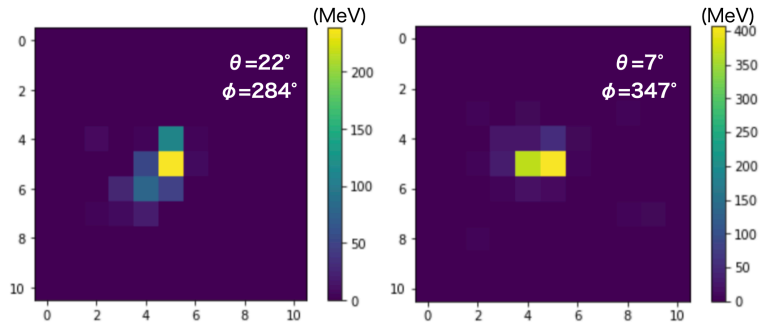


図 5.3: シャワーマップ (CsI カロリメータの XY 平面) の例。図の 1 区画は CsI カロリメータの 25 mm 角の結晶を表している。また、結晶を  $11 \times 11$  個並べている。左右で  $\theta$ ,  $\phi$  がそれぞれ異なる。

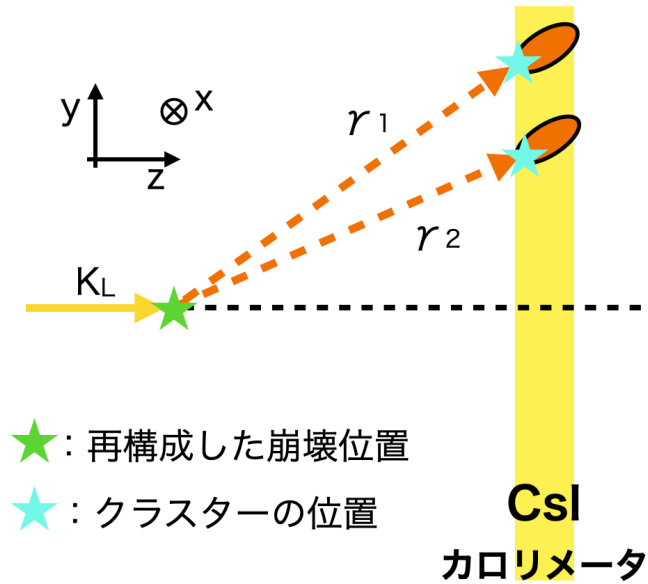


図 5.4: 角度 ( $\theta$ ,  $\phi$ ) の再構成

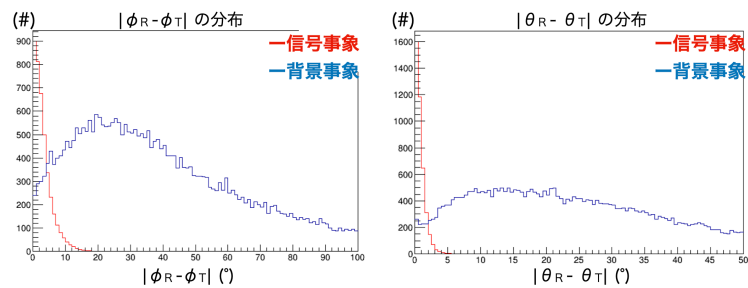


図 5.5: 左の図が  $\theta_R$  と  $\theta_T$  の差の分布、右の図が  $\phi_R$  と  $\phi_T$  の分布であり、MC サンプルを用いて作成した。赤色が信号事象の分布、青色がハロー K 中間子による背景事象の分布を示している。

### 5.1.2 運動学的変数による違い

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊とハロー K 中間子の  $K_L \rightarrow 2\gamma$  崩壊の、以下の運動学的変数の分布を図 5.6 に示す。

- 2つのクラスターのエネルギーの合計 (total E)
- 再構成した  $\pi^0$  の横方向の運動量 (PiOPt)
- 再構成した  $\pi^0$  の崩壊 Z 座標 (PiORecZ)
- クラスター間の距離 (Cluster D)

背景事象と信号事象で分布の違いがあることがわかる。

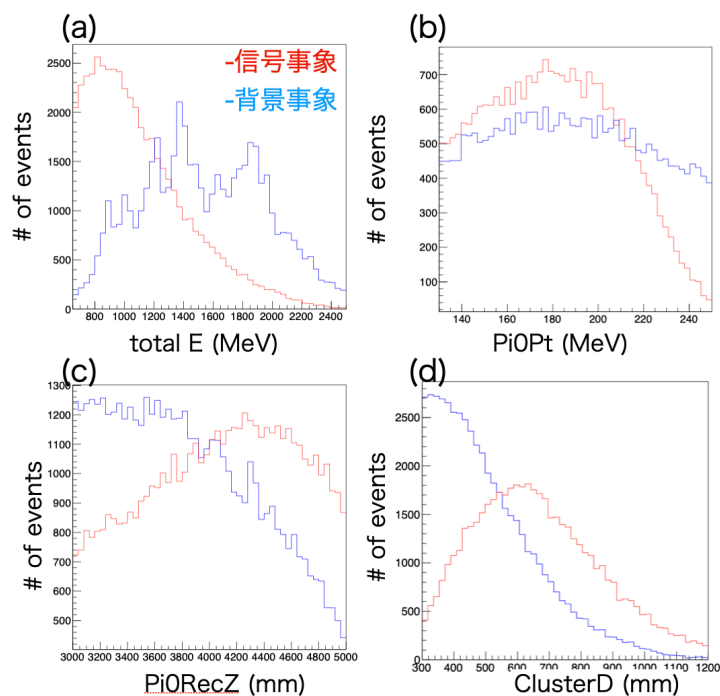


図 5.6: (a) クラスターのエネルギーの和の分布。(b) 再構成した  $\pi^0$  の横方向の運動量の分布。(c) 再構成した  $\pi^0$  の崩壊 Z 座標の分布。(d) クラスターの距離の分布。MC サンプルに 5.4 で説明する事象選択を行い分布を作成している。

## 5.2 深層学習の概要

ここではまず、本研究で用いた深層学習の概要について説明する。

## 5.2.1 深層学習の導入

### ニューラルネットワーク

ニューラルネットワークは、脳の神経回路をモデルにした機械学習法の1つである。脳の中には、ニューロンと呼ばれる細胞が多数集まっている。そのニューロンが信号を受け取り、次のニューロンへ信号を伝える。図 5.7 に機械学習におけるニューロン (ノード) の模式図を示す。ニューロンが複数の入力値 ( $x_1, x_2, x_3$ ) を受け取り、それらを重み ( $w_1, w_2, w_3$ ) (パラメータ) 付きで足し合わせた結果を出力している。出力される値は以下ようになる。

$$z = w_1x_1 + w_2x_2 + w_3x_3 + b \quad (5.1)$$

ここで  $b$  は入力値によらない一定の値のバイアスである。

図 5.8 に示すように、複数のニューロン (ノード) が多数の層になって、それぞれが重みつきで接続されたモデルを用いて深層学習を行う。このモデルにデータを入力する層を入力層、最後に値が出力される層を出力層、それ以外の中間にある層を中間層と呼ぶ。

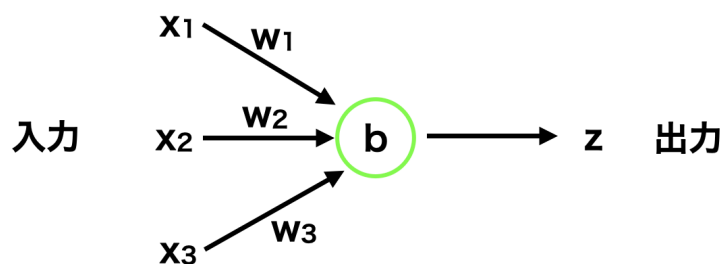


図 5.7: ニューラルネットワークの模式図

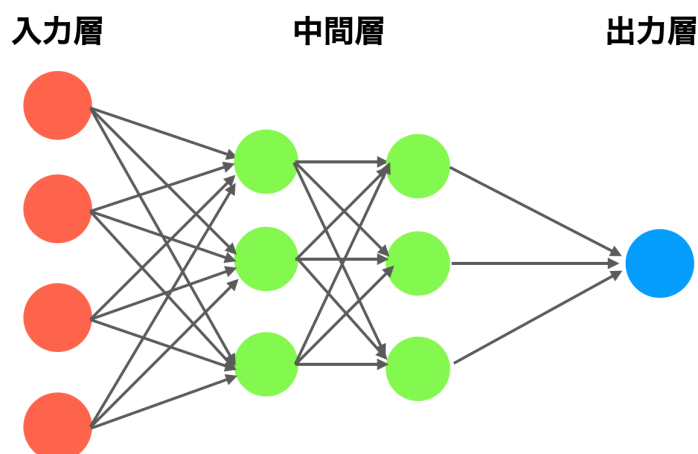


図 5.8: 深層学習のモデルの概念図

## 5.2.2 深層学習の中間層

中間層にはさまざまな種類があり、機能によって名前が異なる。本研究で用いた中間層の種類を以下で説明する。

### 活性化層

活性化層とは、式 5.1 で示した出力値 ( $z$ ) に対して、図 5.9 に示す活性化関数を作用させて、出力値の制御を行う層である。本研究で作成したモデルでは、出力値が負の数であれば 0 に、それ以上であればそのまま値を通す ReLU (Rectified Linear Unit) 関数を用いた。

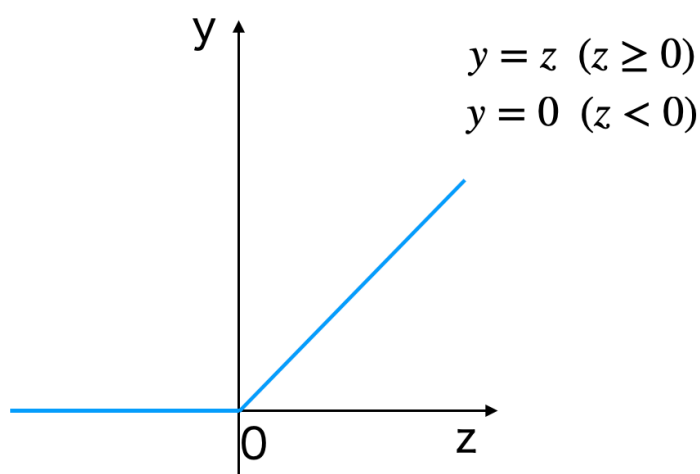


図 5.9: 活性化関数 (ReLU 関数)

### 全結合層

図 5.8 の 2 つの中間層に示すように、全てのニューロンが重みつきで結合している層である。

### 畳み込み層

画像解析に用いる層である。図 5.10 に示すように、入力画像の行列に対して、フィルター ( $3 \times 3$ ) をずらしながら掛け合わせる。掛け合わせて計算した値を合わせて新たに特徴マップという 2 次元データを作成する。フィルターを  $n$  個作用させると  $n$  個の特徴マップができる。このフィルターの値は学習の中で自動で決定される。ただし、フィルターの数  $n$  はモデルを作成する際に設定できる。この層を用いた画像解析を畳み込みニューラルネットワーク (Convolutional Neural Network, CNN) と呼ぶ。

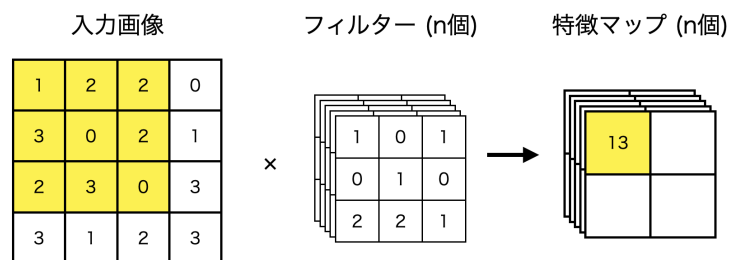


図 5.10: 畳み込み層の模式図

### プーリング層

画像解析に用いる層である。特徴マップに対して、決められたサイズ (2 × 2) の中で最大値を抽出し、その 2 次元データを作成する。

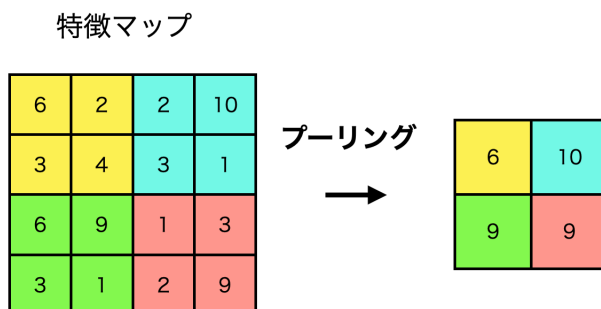


図 5.11: プーリングの模式図

### Flatten 層

図 5.12 に示すように、2 次元以上の入力データを 1 次元に変換する層である。

### 5.2.3 深層学習の出力層

出力層では、中間層から引き継いだ値を出力する。本研究ではこの出力層で図 5.13 に示す活性化関数 (シグモイド関数) を作用させる。この関数によって、最終的に出力される値は 0 から 1 の間の値なる。

### 5.2.4 教師データを用いた深層学習

本研究の深層学習の学習工程には、入力値と正解がセットになったデータ (教師データ) を用いる。入力したサンプルが背景事象の場合は 0、信号事象の場合は 1 を正解値として与えて、以下で

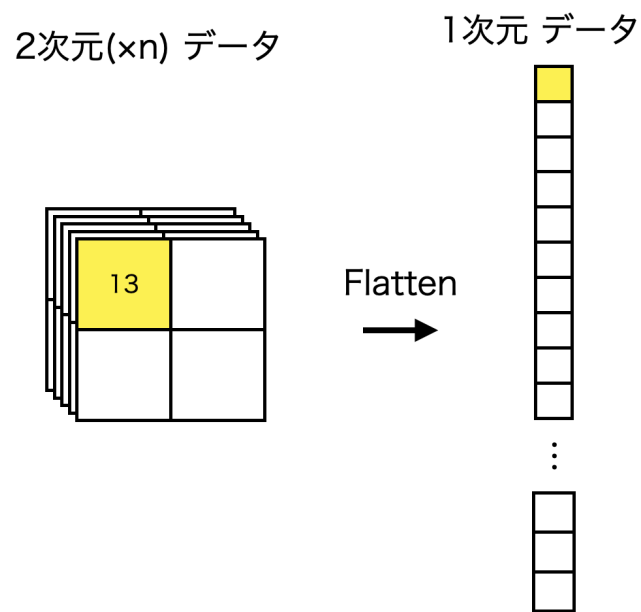


図 5.12: Flatten 層の模式図

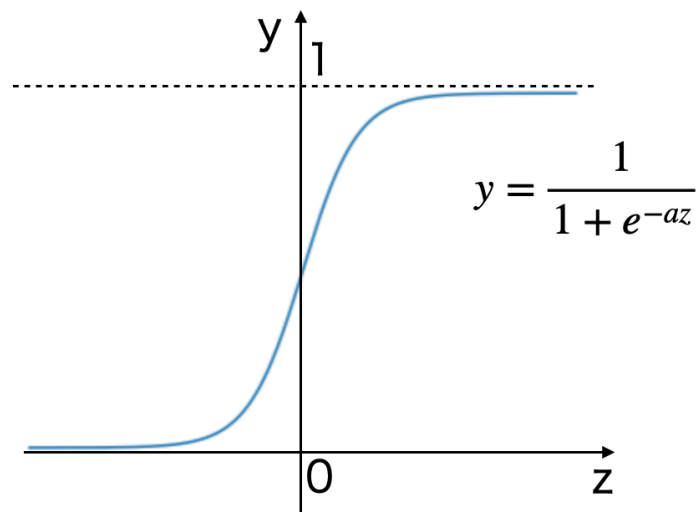


図 5.13: 活性化関数 (sigmoid 関数)

説明する損失関数によって、差を計算する。この差が小さくなるように中間層のパラメータを最適化する。このパラメータの調整は以下で説明する SGD という手法を用いた。

## 損失関数

出力層で出した値 (予測値) と正解値の差を計算する関数である。本研究では、損失関数に平均二乗誤差 (MSE: Mean Squared Error) を用いた。

$$\text{MSE} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\text{出力値}_i - \text{正解値}_i)^2 \quad (5.2)$$

ここで  $n$  は入力したサンプルの数である。

## 確率的勾配降下法 (Stochastic Gradient Decent, SGD)

以下に学習に用いた確率的勾配降下法の流れを示す。学習用のサンプルの中からいくつかのサンプルを取り出す。それらのサンプルを入力して得た出力値と正解との差を損失関数で求め、差が小さくなるようにパラメータを調節する。この際に一回の調整で何個のサンプルを取り出すかをバッチサイズと呼ぶ。また、バッチサイズに分けてサンプルを全て学習することを 1 単位とすると、何単位学習を行うかを定める値をエポック数と呼ぶ。

### 5.2.5 過学習の確認

深層学習をする際に、教師データに特化するようにパラメータが最適化されてしまい、未知のデータに対して全く見当違いな予測をしてしまうことを過学習と呼ぶ。この過学習が起きているかどうかを確認するために、本研究では以下の手法を用いる。教師データとは別で、学習には用いないデータを評価データを用意する。学習のエポックごとに教師データと評価データそれぞれについて、損失関数の出力値を記録する。この出力値の差が大きくなる場合、過学習が起きているためそれ以上は学習させないようにする。

また、性能評価の際は、学習データや評価データと異なるテストデータを用いるため、過学習により、誤って実際より良い性能を与えることはない。

## 5.3 深層学習の準備

ここでは、5.1 節で述べたクラスターの形、運動学的変数の違いを学習できるようなモデルを開発するための方針と、入力する情報について説明する。最後に方針に基づいて作成したモデルの図を示す。

### 5.3.1 深層学習の方針

クラスターの形、運動学的変数の違いをそれぞれ以下の方針で学習させる。

### クラスターの形の違い

図 5.5 に示したように、再構成した角度  $\phi_R$  と  $\theta_R$  と真の角度  $\phi_T$  と  $\theta_T$  の差  $|\phi_R - \phi_T|$ ,  $|\theta_R - \theta_T|$  を用いると、信号事象と背景事象を弁別できる。ここで、真の角度は測定したデータからは知り得ないので、クラスターのエネルギーマップを代わりに用いる。クラスターの形は、光子の CsI カロリメータに対する入射角度  $\phi_T$  と  $\theta_T$  に依存する。深層学習の画像解析を用いると、クラスターのエネルギーマップから真の角度の情報を抽出できる。よって、エネルギーマップと再構成した角度を用いると図 5.5 に示した違いを学習させることが可能である。

### 運動学的変数の違い

運動学的変数は、2.5 節で示したように、崩壊してできた 2 つの光子のクラスターのエネルギーと位置の情報をを用いると計算できる。すなわち、深層学習のモデルも、上記の情報をを用いて運動学的変数の特徴を抽出できる。よって、2 つの光子のクラスターのエネルギーマップと位置を用いると、図 5.6 に示した違いを学習させることができる。

## 5.3.2 入力する情報

ここでは上記で説明した方針に従って入力する情報を決定する。図 5.14 に示すように、クラスター 1 つあたりの入力する情報を、エネルギーマップと再構成した角度  $\phi_R$  と  $\theta_R$ 、クラスターの位置  $X_{cluster}$ ,  $Y_{cluster}$  に決定した。エネルギーマップは、クラスターのエネルギー重心を中心に 25 mm 角の結晶の  $11 \times 11$  個のエネルギー損失マップを取得し、使用する。そのため、クラスターが 50 mm 角の結晶で発生した場合、そのエネルギーを 4 つに分割して 4 つの 25 mm 角の結晶として扱う。また、 $\phi_R$  の代わりに  $\sin \phi_R$ ,  $\cos \phi_R$  を与える。これは  $0^\circ$  から  $360^\circ$  付近で差  $|\phi_R - \phi_T|$  が不連続に変わることを防ぐためである。

また、入力情報を決定するための予備研究は、7 章で説明する。

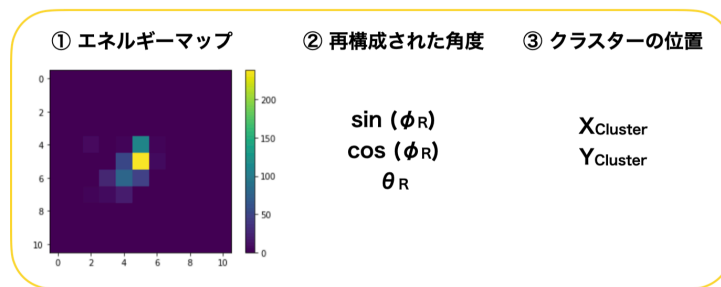


図 5.14: 深層学習に入力した情報

## 5.3.3 作成したモデル

作成したモデルの概略図を図 5.15 に示す。クラスターのエネルギーマップはまず、画像解析を用いて、クラスターの形の特徴を抽出した後に、1次元データに変換し、他の入力値と結合する。また、運動学的変数の特徴を抽出するため、崩壊してできた 2 つの光子 ( $\text{Gamma}[0]$ ,  $\text{Gamma}[1]$ )



を、まとめて学習するようにモデルを作成した。学習の手法を決定するための予備研究は、7章で説明する。

## 5.4 学習用のデータの作成

作成したモデルの学習のために用いるデータを教師データと呼ぶ。教師データには、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊とハロー K 中間子の  $K_L \rightarrow 2\gamma$  崩壊の MC サンプルを用いた。このサンプルに対して表 5.1 と 5.2 に示す事象選別を行い、信号事象、背景事象サンプルをそれぞれ 50000 事象用意した。

表 5.1: 教師データ、検証データ、テストデータを作成する際に用いた事象選別

名称	カット条件
Cluster Energy	$100 \text{ MeV} \leq E_{cluster} \leq 2000 \text{ MeV}$
Cluster Distance (d)	$d \geq 300 \text{ mm}$
Photon Position	$\min( x ,  y ) \geq 150 \text{ mm}, r \leq 850 \text{ mm}$
$Z_{vtx}^{K_L}$	$3000 \text{ mm} \leq Z_{vtx}^{K_L} \leq 5000 \text{ mm}$

表 5.2: 教師データ、検証データ、テストデータを作成する際に行った検出器を用いた事象選別の一覧。検出するエネルギーが閾値以下であることを要求する。

検出器	閾値
CV	0.2 MeV
NCC	1 MeV
FB, MB, IB	5 MeV
CC03	3 MeV
CC04, CC05, CC06 (CsI crystal)	3 MeV

教師データの正解として、サンプルが信号事象の場合は 1、背景事象の場合は 0 をモデルに与えて、式 5.2 を計算させた。ここで、5.2.4 節で説明したバッチサイズとエポック数はそれぞれ、100, 80 とする。また、教師データの中の 10% のデータを評価データとして過学習の確認に用いた。図 5.16 に学習を進める際の損失関数の遷移を示す。縦軸が損失関数を計算した値 (loss)、横軸がエポック数 (epoch) である。図に示すように、評価データと教師データの loss に大きな差異はない。確認できるような重大な過学習は起こっていないことから、エポック数が 80 になるまで学習させたネットワークを用いる。また、性能評価には教師データとは別のテストデータを用いる。

## 5.5 性能評価

ここでは教師データで学習させたモデルの性能を評価する。この評価のために用いる教師データとは別のデータをテストデータと呼ぶ。テストデータには、表 5.1 と 5.2 で事象選別した、信号事象と、背景事象サンプルをそれぞれ 50000 事象用意した。

テストデータを作成したモデルに入力し、得られた出力値の分布を図 5.17 に示す。ハロー K 中間子による背景事象と信号事象を効率よく弁別できていることがわかる。閾値を 0.84 に設定すると、信号事象数を 90% に保ち、ハロー K 中間子による背景事象数を  $(1.6 \pm 0.2)\%$  まで削減できる。

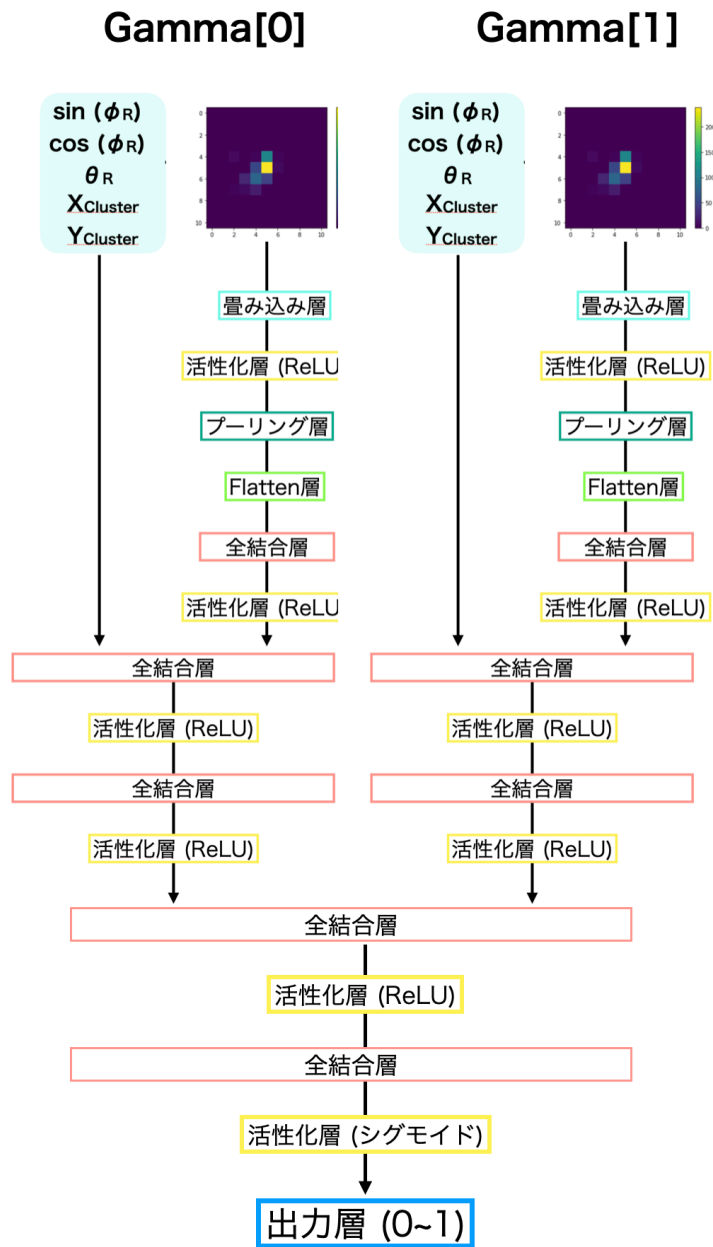


図 5.15: 作成した深層学習のモデルの概略図

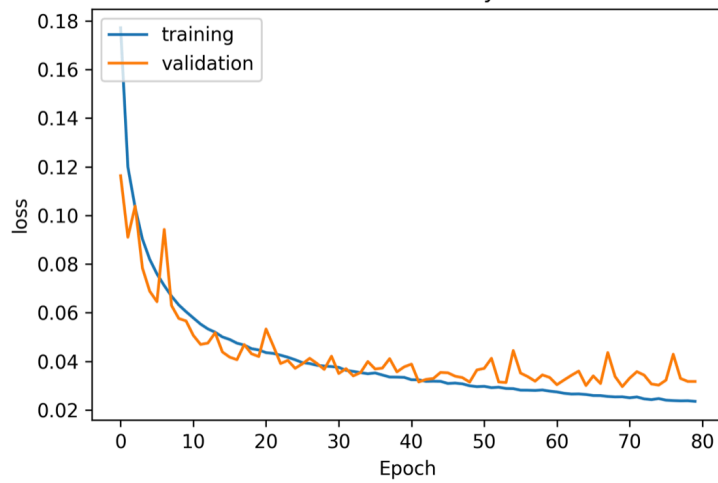


図 5.16: 損失関数の値の遷移。青色の線が教師データ、オレンジが評価データである。

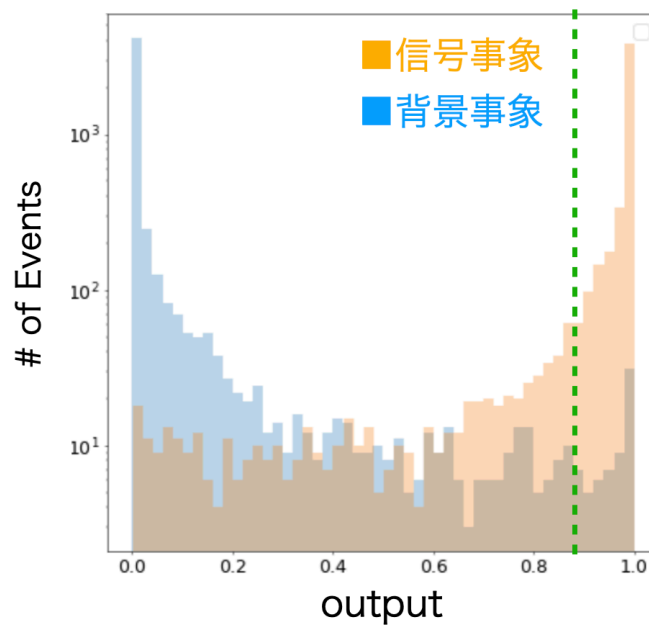


図 5.17: ニューラルネットワークの出力値の分布。青色が背景事象 ( $K_L \rightarrow 2\gamma$ ) サンプル、赤色が信号事象 ( $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ ) サンプルである。それぞれのサンプルに 5.4 節で説明した事象選別を行い、残ったものを入力した。

## 5.6 再現性の確認

ここでは、学習させたモデルの性能が、MC とデータ間で乖離していないかを確認する。再現性の確認には、コア K 中間子の  $K_L \rightarrow 3\pi^0$  崩壊の MC とデータを用いた。 $K_L \rightarrow 3\pi^0$  崩壊は 3 章でも説明したように、他の事象の混在が少なく、統計量も多い。よって、データの  $K_L \rightarrow 3\pi^0$  崩壊の事象を多く収集できる。モデルに入力する 2 つのクラスターには、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$  崩壊で生成される 6 つのクラスターのうち、最もエネルギーの大きい  $\pi^0$  から崩壊してできた光子のクラスター 2 つを選択した。また、3.3 節で説明した事象選別を MC とデータに行い、信号事象、背景事象サンプルをそれぞれ 10000 事象用意した。

5.5 節のモデルに、上記のサンプルを入力した結果を図 5.18 に示す。MC とデータの間には大きな乖離はなく、MC がデータを再現していることを確認した。

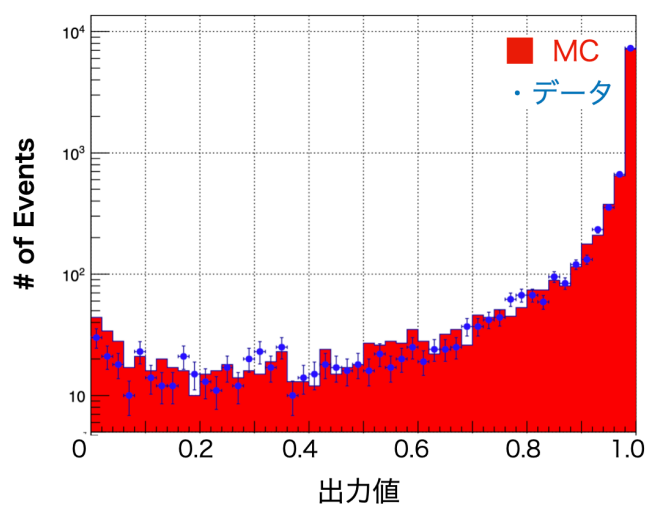


図 5.18: ニューラルネットワークの出力の分布。MC のサンプルを入力して得た分布が赤色、データのサンプルを入力して得た分布が青色である。サンプルはそれぞれ  $K_L \rightarrow 3\pi^0$  崩壊から再構成された最もエネルギーの高い  $\pi^0$  から生成された 2 つの光子を用いている。

## 第6章 信号領域内におけるの深層学習モデルの性能評価

### 6.1 信号領域内のデータの選別

2.7 節の事象選別を用いて、信号領域内のハロー K 中間子による背景事象の MC サンプルを選別した。事象選別を行った背景事象のサンプルの、信号領域内の分布を図 6.1 に示す。信号事象サンプルは 10000 事象、背景事象サンプルは 540 事象用意した。

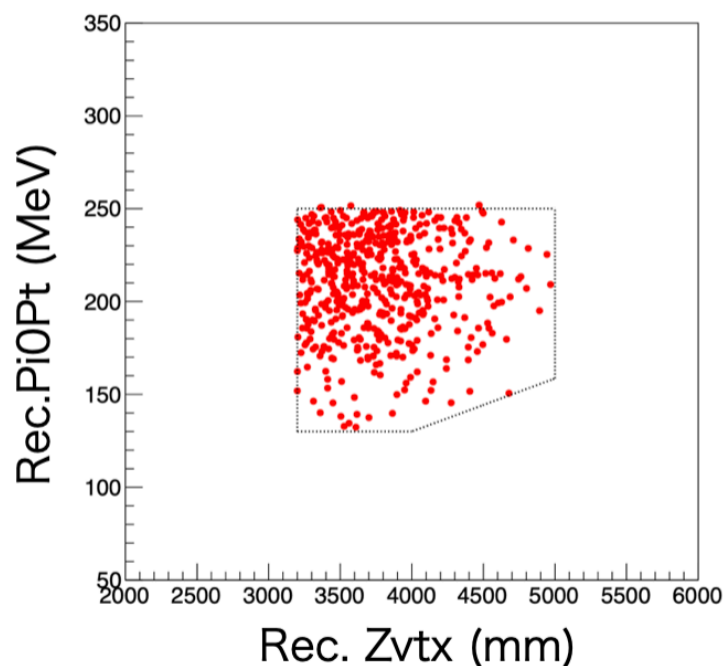


図 6.1: 信号領域内のハロー K 中間子による背景事象

### 6.2 信号領域内における背景事象の削減効率

信号領域のデータを、前章で作成した深層学習モデルに入力した。図 6.2 に出力値の分布を示す。また、閾値を変化させた場合の信号事象の efficiency と背景事象の削減効率を図 6.3 に示す。閾値を 0.94 に設定すると、信号事象数を 90% に保ちハロー K 中間子による背景事象を事象選別前の背景事象数から  $(3.6 \pm 1.0)\%$  まで減らすことができた。2020 年度の研究では、クラスターの形を

用いた事象選別と、運動学的変数を用いた事象選別を組み合わせ、信号領域の背景事象数を6%に削減していたが、本研究はこの結果と比較して、事象数を0.6倍に削減した。

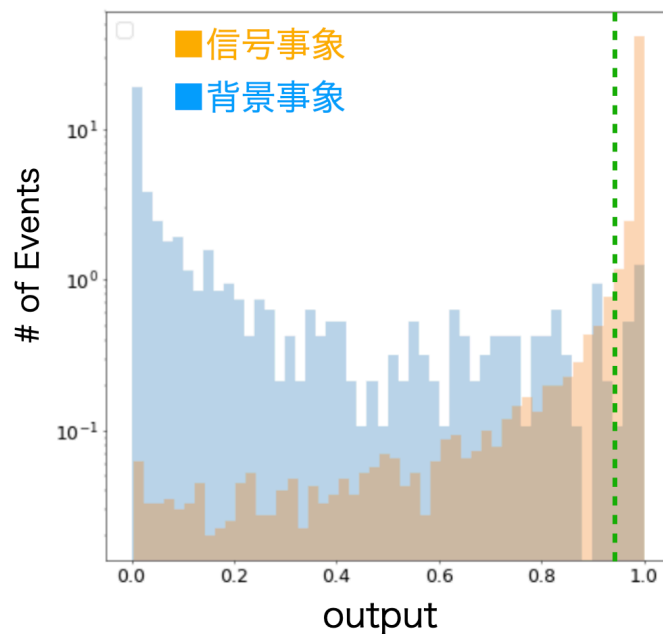


図 6.2: 信号領域内のサンプルを入力して得られた出力値の分布。青色が背景事象 ( $K_L \rightarrow 2\gamma$ ) サンプル、赤色が信号事象 ( $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ ) サンプルである。それぞれのサンプルに5.4節で説明した事象選別を行い、残ったものを入力した。

### 6.3 標準理論感度での背景事象数の削減

4章で、標準理論感度においてのハロー K 中間子による背景事象数を新たに下限値 ( $8.0 \pm 2.0$ )、上限値 ( $8.6 \pm 2.5$ ) と見積もった。ただし、今回の深層学習モデルを用いた事象選別をかけることで、信号事象を10%減らすため、その分さらにデータを取る必要がある。そのことを考慮し、標準理論感度でのハロー K 中間子による背景事象数を事象選別を導入する場合に1.1倍する。この事象数を事象選別によって3.6%まで削減して、信頼度90%で下限値 ( $0.32 \pm 0.08$ )、上限値 ( $0.35 \pm 0.10$ ) になる。

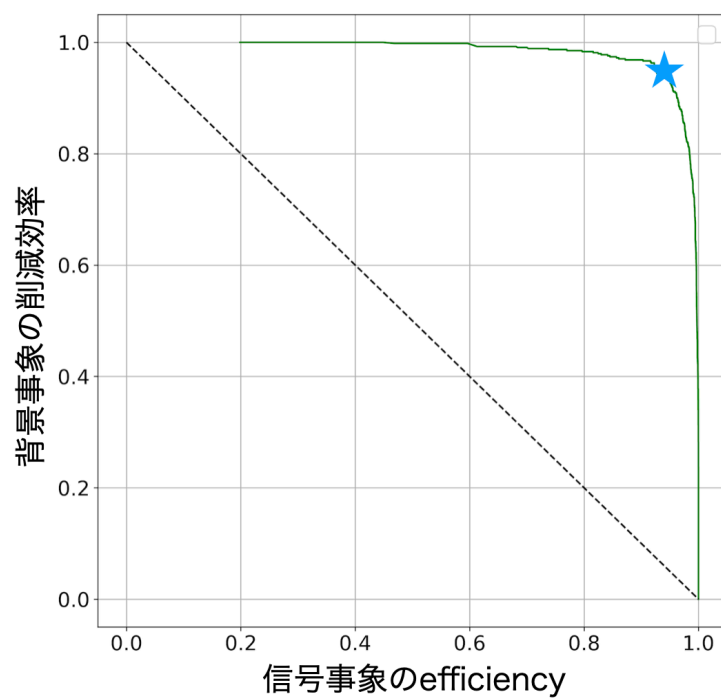


図 6.3: 閾値を変化させた場合の信号事象の efficiency と背景事象の削減効率の遷移。

## 第7章 考察

本章では、5章で説明した深層学習のモデルの、学習方法や入力情報を決定する際に行った検証について説明する。最後に乃一氏の事象選別との性能の比較を行う。

### 7.1 深層学習の入力情報と学習方法

#### 7.1.1 入力情報

以下に本研究において入力の候補になっていた情報を示す。これらの候補は5.1節で説明した背景事象と信号事象の違いをもとに選んだ。

- クラスターのエネルギーマップ (E map)
- 再構成した角度 ( $\text{rec}\theta$ )
- 再構成した角度 ( $\text{rec}\phi$ )
- クラスターの  $X, Y$  座標 ( $x, y$ )
- 再構成した  $\pi^0$  の横方向の運動量 (Pi0Pt)
- 再構成した  $\pi^0$  の崩壊  $Z$  座標 (Pi0RecZ)
- クラスター間の距離 (Cluster D)

これらの入力情報の組み合わせを何種類か用意し、図 5.15 に示したモデルを用いて学習させた。またその際の学習過程は、入力した情報の組み合わせ以外全て同じである。5.5 節と同様の手順で、背景事象を何%削減できるか (背景事象 efficiency) を測定したものを、表 7.2 に示す。

表 7.1: 入力情報ごとの削減効率。入力情報に○がついている場合、その情報を使用しており、×の場合は使用していない。

モデル番号	E map	$\text{rec}\theta$	$\text{rec}\phi$	$x, y$	Pi0Pt	Pi0RecZ	Cluster D	背景事象 efficiency
0	○	×	×	×	×	×	×	$7.7 \pm 0.4\%$
1	○	○	○	×	×	×	×	$2.2 \pm 0.2\%$
2	○	○	○	○	×	×	×	$1.6 \pm 0.2\%$
3	○	○	○	○	○	×	×	$2.7 \pm 0.3\%$
4	○	○	○	○	×	○	×	$2.2 \pm 0.2\%$
5	○	○	○	○	×	×	○	$2.0 \pm 0.2\%$



この検討では、モデル 2 が最も削減効率が優れていた。このモデル 2 の入力 は 5.3.1 節で示したように、運動学的変数 (Pi0Pt, Pi0RecZ, Cluster D) を再構成するための最低限の情報を持っている。

モデル 3 から 5 のように、再構成した運動学的変数を直接与えた場合に性能が向上しなかった原因は、既にこれらの変数を再構成できていたからと考える。モデル 2 が運動学的変数を学習できていることは、7.2 節で確認する。

### 7.1.2 学習手法

5 章のモデルでは、畳み込み層、プーリング層などを用いた CNN を取り入れた。CNN は二次元の画像の形の特徴を抽出しやすい利点がある。ここでは、その CNN がないモデルを作成し、CNN の有無による背景事象の削減性能を比較する。図 7.1.2 に、5 章で作成したモデルと、CNN を用いていないモデルを並べて示す。CNN 解析を行わないため、あらかじめ画像の 2 次元データを 1 次元に加工し、全結合層を用いる。この 2 つのモデルの層の構造の違い以外の全ての条件を揃えて、削減効率を評価した。

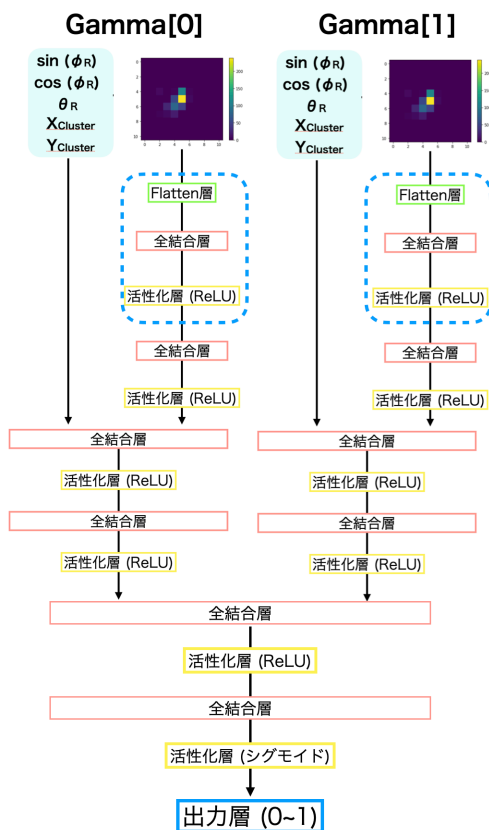


図 7.1: CNN がないモデル

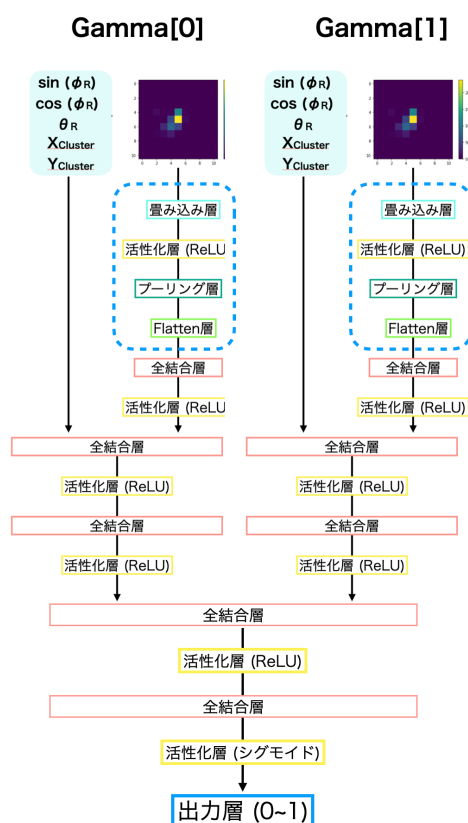


図 7.2: CNN があるモデル

背景事象の事象選別後の efficiency を表 7.2 に示す。今回解析したクラスターの形の画像は  $11 \times 11$  の 2 次元データであり、画像の特徴があまり複雑ではなかったため、CNN と 1 次元解析に大きな

差が生まれなかったと推測した。しかし、efficiency は CNN の方が優れているため、CNN を使用したモデルを選択した。

表 7.2: CNN の有無による削減効率

モデル	背景事象の efficiency
CNN あり	$1.6 \pm 0.2\%$
CNN なし	$2.1 \pm 0.2\%$

## 7.2 モデルの運動学的変数に対する感度

ここでは5章で開発したモデルの学習が、どの変数に対して強く行われているかを変数の分布を用いて評価した。この評価には、5.5節で用いたテストサンプルを使用した。信号事象と背景事象の運動学的変数を事象数で規格化したものを図 7.3, 7.4, 7.5, 7.6 に示す。左側が、本研究で開発した事象選別を行う前、右側が事象選別を行った後である。モデルが運動学的変数の分布の特徴を学習している場合は、背景事象の突出した部分を効率的に削減するはずである。

クラスター間の距離、エネルギーの和の背景事象の分布は、特に背景事象の特徴を効率的に削減できている。ここから、このモデルは、クラスター間の距離を直接与えていないにも関わらず、クラスターの位置  $X, Y$  から再構成して、特徴を抽出できていることがわかる。

また、 $\pi^0$  の横方向の運動量、崩壊  $Z$  位置は、前の2つの分布ほど、背景事象の特徴部分を効率的に削減していなかった。これは、この2つの変数の背景事象と信号事象の分布の違いが、エネルギーの和とクラスター間の距離の分布に比べて、顕著に表れていないため、積極的に学習されていない可能性がある。

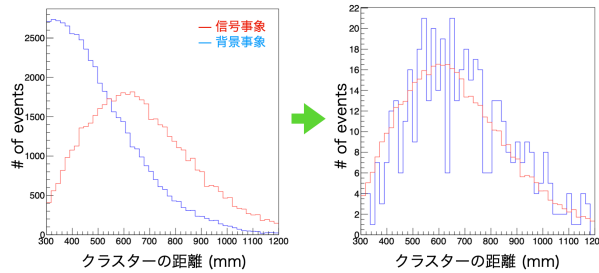


図 7.3: クラスターの距離の分布。左図が本研究で開発した事象選別を行う前、右図が行った後の分布である。青色が背景事象 ( $K_L \rightarrow 2\gamma$ ) サンプル、赤色が信号事象 ( $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ ) サンプルである。それぞれのサンプルに5.4節で説明した事象選別を行い、残ったものを入力した。

## 7.3 乃一氏のカットとの比較

ここでは、本研究で開発したモデルを用いた事象選択と、乃一氏の作成した2つの事象選別を用いた事象選択を比較する。背景事象には6章で説明した信号領域内の  $K_L \rightarrow 2\gamma$  崩壊サンプルを用いた。

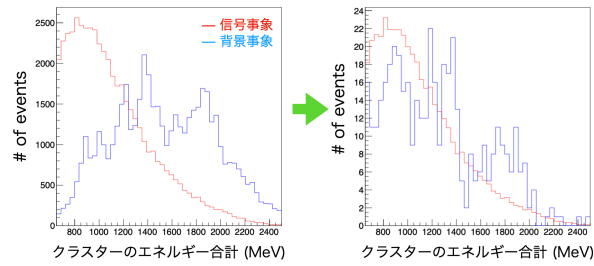


図 7.4: エネルギーの和の分布。左図が本研究で開発した事象選別を行う前、右図が行った後の分布である。図 7.2 と同様のサンプルを入力した。

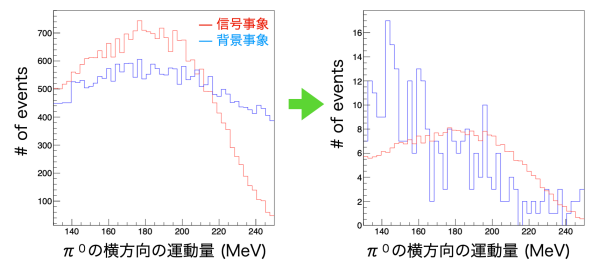


図 7.5:  $\pi^0$  の横方向の運動量の分布。左図が本研究で開発した事象選別を行う前、右図が行った後の分布である。図 7.2 と同様のサンプルを入力した。

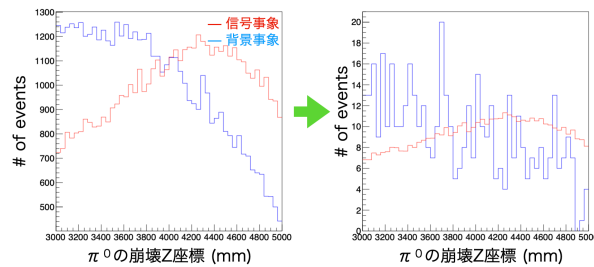


図 7.6:  $\pi^0$  の崩壊 Z 座標の分布。左図が本研究で開発した事象選別を行う前、右図が行った後の分布である。図 7.2 と同様のサンプルを入力した。

表 7.3 にいくつかの条件下での背景事象数と、さらにその中で、2つのクラスターの内の一部に 50 mm 角の結晶 (Large crystal) を含む事象数を示す。乃一氏の事象選別のみが削減できる背景事象のみ、50 mm 角の結晶で発生したクラスターが半分以上を占める。このことから、本研究の事象選別は 50 mm 角の事象の学習が十分にできていないことが分かる。本研究では、結晶の大きさごとに学習モデルを分けることなく、まとめて行っている。よって、結晶の大きさに分けて学習を行うことで、性能が向上する可能性がある。

表 7.3: 本研究の事象選別と乃一氏の事象選別の比較

	Large/Small 結晶両方	Large 結晶を含む
どちらの事象選別もしない	540	191
乃一氏の事象選別のみが削減できる	9	7
本研究の事象選別のみが削減できる	32	14
どちらでも削減できない	8	3

また、本研究で作成した事象選別でのみ削減できる事象についても考察する。乃一氏はクラスターの形の事象選別で用いる変数 (Likelihood Ratio) と、運動学的変数の事象選別で用いる変数 (Fisher Output) で事象削減を行っており、図 7.7 に削減後の背景事象の分布を示す。乃一氏は、Likelihood Ratio が 0.51 以上、Fisher Output が -0.18 以上であることを要求して背景事象を削減している。この事象選別で残った背景事象に対して、本研究の事象選別を用いると、乃一氏の事象選別の閾値周辺の事象がよく減った。このことから、乃一氏の事象選別と似た特徴を、深層学習がとらえて、より効率的に削減していると推測した。

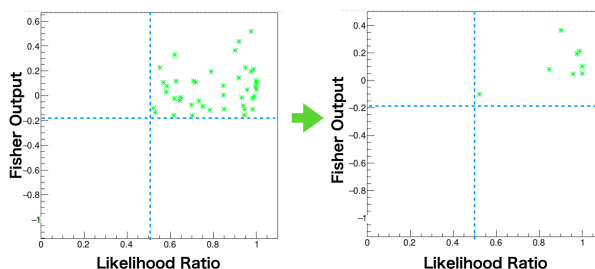


図 7.7: 乃一氏の事象選別に用いる 2 つの変数の分布。青の波線でそれぞれの変数での閾値を示している。左側が本研究で開発した事象選別をかける前、右側が事象選別をかけた後である。

## 第8章 結論

KOTO 実験は  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊を信号事象として探索しており、その背景事象としてハロー K 中間子の  $K_L \rightarrow 2\gamma$  崩壊が存在する。このハロー K 中間子のフラックスは、2016 年から 2018 年に収集したデータにおいては既に測定されており、またハロー K 中間子による背景事象を削減する事象選別も 2020 年度に開発されていた。しかし、以下の 2 点が課題として残っていた。1 つは UCV を導入した 2020 年以降のハロー K 中間子のフラックスを測定していないこと、もう 1 つはハロー K 中間子による背景事象の寄与を標準理論感度で無視するためには更なる改善が必要ということである。本研究では上記の 2 点の課題に関する研究を行った。

まずは、2018 年から 2021 年までに行われた RUN のハロー K 中間子のフラックスを測定し、ハロー/コア比で増加量を評価した。その結果、UCV 設置前のハロー/コア比  $((1.44 \pm 0.14) \times 10^{-5})$  に対し、厚さ 0.5 mm の UCV 設置で  $((2.62 \pm 0.23) \times 10^{-5})$ 、厚さ 1 mm の UCV 設置で  $((3.48 \pm 0.09) \times 10^{-5})$  に増加していた。

次にこの結果を用いて、厚さ 0.2 mm の UCV を 2022 年度に導入した際のハロー K 中間子の増加量を見積もった。見せかけのハロー K 中間子の混在率を 90%信頼度で 0 から 28%と見積もり、0.2 mm の UCV を設置した場合の標準理論感度でのハロー K 中間子による背景事象数を下限値  $(8.0 \pm 2.0)$ 、上限値  $(8.6 \pm 2.5)$  と見積もった。

また、ハロー K 中間子による背景事象の更なる削減を行った。2020 年度の研究では、クラスターの形と運動学的変数の情報を分けて事象選別を開発していた。本研究ではこの 2 つの情報の中から弁別に使用する入力値を見直し、まとめて深層学習に学習させた。それによって、より効率よく信号事象と背景事象の弁別を行えるようにした。結果として信号領域に残ったハロー K 中間子による背景事象を 2020 年度の 6%から 3.6%まで削減した。また、この事象選別をかけた場合の標準理論感度でのハロー K 中間子による背景事象数を、見せかけのハロー K 中間子の混在率についての 90%信頼度で下限値  $(0.32 \pm 0.08)$ 、上限値  $(0.35 \pm 0.10)$  と見積もった。よって、ポアソン分布による統計的な揺らぎを考慮して約 30%<sup>1</sup>の確率で 1 事象以上になるため、今後はさらに削減する必要がある。

---

<sup>1</sup>ポアソン分布において期待値が  $\mu = 0.35$  のときに、事象数が 1 以上になる確率  $P$  を  $P = 1 - P(0|0.35)$  で求めた。

## 謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々にお世話になりました。この場を借りてお礼を申し上げます。

山中卓教授には、配属されたばかりで何も知らなかった私に、KOTO 実験の基礎から教えて頂きました。また、学会や発表等においてスライドや原稿を丁寧に添削して頂きました。スライドの見せ方や日本語の表現など多くのことを学ぶことができました。本当にありがとうございます。

南條准教授には、本研究を行う際に、非常に多くの助言を頂きました。ご多忙にも関わらず、研究について質問した際には、いつも丁寧に説明して頂きました。深く感謝申し上げます。

KOTO グループの小寺克茂さん、千葉大学に異動された清水信宏助教には、修士1年の研究の際に大変お世話になりました。装置の扱い方の説明や、回路基盤を作成する際の助言など、質問するたびに丁寧に教えて頂きました。ありがとうございました。また、篠原智史さんには、解析を行うにあたり生じた疑問点について、分かりやすく教えて頂きました。本当にありがとうございました。

既に卒業された乃一雄也さんには、本研究を行うにあたって非常に多くのことを教えて頂きました。研究の引き継ぎの際には、お忙しい中丁寧にスライドを作って説明していただき、また、卒業後に質問をさせていただいた時も、丁寧に対応して頂きました。おかげさまで、修士2年から始めたこの研究をここまで完成させることができました。ここに心からの感謝の意を表します。また、白石諒太さん、Taylor Cassidy Nunes さんには、実験の際に大変お世話になりました。特に出張の時は、夜遅くまで装置の設置や、計測に付き合ってくださいありがとうございました。

また、Mario Gonzalez さん、花井幸太さん、小野啓太さん、北川歩さんにも感謝の意を表します。夜遅くまで研究している姿に、とても励まされました。特に同期の花井さんとは、初期の頃に同じ研究を協力してしたりと、新たな生活や環境に心細かった私にとって、とても心強い存在でした。ありがとうございました。

KEK の野村正准教授、塩見公志助教には、解析について相談させていただき、多くのアドバイスを頂きました。ありがとうございました。また、出張の際にも大変お世話になりました。重ねてお礼申し上げます。その他の KOTO 実験のコラボレーターの皆様にも感謝申し上げます。本当にお世話になりました。

また、山中卓研究室に所属する皆様にもお世話になりました。廣瀬穰助教には、学会発表や、修士論文発表練習の際に、鋭いコメントを多く頂きました。そのおかげで発表前の準備を万全にすることができました。ありがとうございます。Lakmin Wickremasinghe さんには、実験グループが異なるにも関わらず、大変多くのことを教わりました。お忙しい中でも、ワークショップを開催していただき、プログラミングについて学ぶ機会を設けていただけたことを大変感謝しております。また、岩田和志さん、小島陽紀さん、荒久田周作さん、藤田侑葵子さんたちの頑張る姿にも励まされました。特に同期の岩田さんには、研究室に来たばかりで何も分からなかった私に色々なことを教えて頂きました。ありがとうございます。また、同期の小島さんには、就職活動のことなど研究以外の面でもお世話になりました。

最後に、学生生活の6年間、いつも支えてくれた家族に心の底から感謝を述べたいと思います。ありがとうございます。

## 参考文献

- [1] J. H. Christenson, *et al.* Phys. Rev. Lett. **13**, 138-140 (1964).
- [2] A. J. Buras, *et al.* J. High Energy Phys **11**, 33 (2015).
- [3] J-PARC, <https://j-parc.jp/c/index.html>
- [4] S. Shihohara, *et al.* ” Study of the  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  decay at the J-PARC KOTO experiment ” CoRR, (2020).
- [5] 乃一雄也, 修士論文 ” J-PARC KOTO 実験における  $K_L \rightarrow 2\gamma$  背景事象数の評価と削減 ”, 大阪大学 (2008).
- [6] P. D. Group, *et al.* Prog. Theor. Exp. Phys **8**, 083C01 (2020).
- [7] Y. Tajima, *et al.* Nucl. Inst. Meth. A **592**, 261-272 (2008).
- [8] D. Naito *et al.* Prog. Theor. Exp. Phys. 023C01 (2016).
- [9] T. Matsumura *et al.* Nucl. Instrum. Methods **795**, 19 (2015).
- [10] K. Sato, *et al.* Nucl. Instr. and Meth. A **982**, 164527 (2020).
- [11] K. Nakagiri, Ph.D. thesis ” Search for the Decay  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  at the J-PARC KOTO Experiment ”, Kyoto University (2019).
- [12] R. Brun, *et al.* Geant3 Users Guide, CERN DD/EE/84-1. (1985).
- [13] P. D. Group, *et al.* Prog. Theor. Exp. Phys. **8**, 083C01 (2020).
- [14] R. Murayama, *et al.* Nucl. Instrum. Methods **953**, 163255 (2020).