

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の探索と 将来の感度向上に関する研究



京都大学大学院 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻

上路 市訓

2020 年 12 月 17 日

概要

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は CP 対称性を破る長寿命中性 K 中間子の稀崩壊モードの一つである。この崩壊は素粒子物理学の標準模型において強く抑制されており、かつ理論計算の不定性が小さい。そのため、崩壊分岐比を測定することで、標準模型を超える新物理を探索することができる。

大強度陽子加速器施設 J-PARC で $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の探索を行う KOTO 実験は、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の探索を主目的とする国際共同実験である。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊では、終状態の π^0 が直ちに 2 つの光子に崩壊するため、その終状態に 2 つの光子と 2 つのニュートリノが残る。ニュートリノは KOTO 実験では観測できないため、2 つの光子をカロリメータで観測して π^0 を再構成することで $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を同定する。ニュートリノが横方向運動量を持ち去るため、再構成した π^0 は有限な横方向運動量を持つ。さらに、 K_L の崩壊領域全周を荷電粒子・光子検出器で囲み、カロリメータ上の 2 つの光子以外に他の粒子が存在しないことを保証することで $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊とその他の K_L 崩壊とを弁別する。

KOTO 実験は 2013 年に 100 時間の物理ランを行い、先行実験である KEK E391a 実験と同等の実験感度を達成した。さらに、2015 年には 4 ヶ月に渡って物理データの収集を行い、2013 年のランに対して 18 倍の統計量の物理データを獲得した。2013 年に比べてデータ収集期間が長くなったことで、検出器やデータ収集システムの不具合によって不良データが発生したり、検出器間のタイミング差がデータ収集期間に渡ってずれてしまうなど、2013 年の物理解析ではなかった新たな課題が生じた。筆者はこれらの課題を解決するために、検出器やデータ収集システムの不具合を検出しデータの取捨選択を系統的に行う手法や、検出器間のタイミング差を校正する手法を新たに開発し、2015 年の物理データの解析を可能とした。

2015 年データを用いた物理解析の結果として、我々は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の探索感度として $(1.30 \pm 0.01_{\text{stat.}} \pm 0.14_{\text{syst.}}) \times 10^{-9}$ を得た。また、背景事象数の予測値 0.42 ± 0.18 に対して観測した $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の事象数は 0 であったため、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊分岐比の上限值として 3.0×10^{-9} (90% C.L.) を得た。これは、先行実験が持つ世界記録を約 10 倍更新する結果である。背景事象の解析においては、2013 年の解析で課題となったカロリメータに中性子が入射することで発生する背景事象や、2015 年解析で新たに判明したカロリメータ付近で η 中間子が生成することで発生する背景事象など、主要な背景事象を抑制する解析手法を新たに開発した。これによって、2013 年の物理データ解析に比べて背景事象数を抑制しつつ、探索感度を 1 桁更新することに成功した。

また、2015 年データ解析結果に基づいて $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索の感度を向上させる方法について研究した。今後実現が見込まれる実験装置や解析技術の改良を加味すると、2025

年には探索感度が 1×10^{-10} を超えることを示した。本論文で検討した改良を施すことで、様々な新物理モデルによる寄与が予測されている崩壊分岐比 $O(10^{-10})$ から $O(10^{-11})$ の領域において世界最高感度での実験が期待できる。

謝辞

まず初めに、大学院時代から社会人となった現在までを通して、この論文の執筆に際して関わってくださった全ての方々に感謝申し上げます。道中、多くの困難がありましたが、皆様の支えがなければ今こうして謝辞のページを執筆することはなかったと思います。

特に、京都大学中家剛教授には大変お世話になりました。研究室を去る直前、この論文の執筆を力強く後押してくださったことがなければ、私は執筆することすら放棄して逃げ出していたに違いありません。初めて素粒子物理学の門戸を叩いたのも、研究室に訪問させていただいたあの大学1年のときのことだったかと思います。素粒子物理学の最先端の研究をさせていただける場と時間を提供してくださったことは、私の人生において掛け替えのない財産となりました。

大阪大学南條創准教授にも感謝を申し上げたいと思います。学部4回生の課題研究のときから、この論文の執筆を完了するまで9年間に渡って指導教官としてご面倒を見てくださり、大変お世話になりました。特に、検出器に対する幅広い造詣と実験結果に対する深い考察力は、身近で見ていて非常に勉強になりました。今後もモノを作る仕事に携わる中で、これまで教えていただいたことを顧みつつ精進していきたいと思います。

KOTO 実験のスポンクスパersonである大阪大学山中卓教授には、KOTO 実験での研究活動を進める上で大変お世話になりました。試したいアイデアやふとした疑問点について腰を据えた議論や様々なアドバイスをしていただけたことで、私の KOTO 実験での研究生活は非常に充実したものになりました。また、高エネルギー加速器研究機構の小松原健教授、野村正准教授、塩見公志助教には、J-PARC での実験および物理解析を進めていく中でどのように進めていくべきか、次に解決すべき課題は何かという点について最善の結果を求める姿勢や方法について多くのことを学ばせていただきました。

大学学部時代からの付き合いとなる中桐洸太君（現東京大学助教）には、この場を借りて特に感謝を述べたいと思います。検出器の共同開発を初め、実験や物理解析を進める上で最も多くの時間を共に過ごした同僚であり、私が最も信頼している研究者の一人です。本論文の内容についても彼の成果なくしては成り立たなかったものが多々あり、大学院を通して彼と研究生活を共にできたことを誇りに思います。

京都大学 Kaon グループの笹尾教授、増田さん、河崎さん、内藤さん、前田さん、関さん、日根野さん、篠原君を始めとして、J-PARC KOTO 実験の中でお世話になったコラボレータのイム准教授、渡邊准教授、M. Cambell 教授、M. Tecchio 氏、B. Beckford 氏、S. Su 氏、M. Hatcheson 氏、Y. W. Wah 教授、M. Bogdan 氏、Y. C. Tung 氏、Y. Luo 氏、Q. Lin 氏、Y. B. Hsiung 教授、C. Lin 氏、S. H. Chen 氏、J. L. Kim 氏、H. M. Kim 氏、田島准教授、外川准教授、小寺さん、清水さん、佐藤(和)さん、Lee さん、村山さん、杉山さ

ん、豊田さん、高島さん、磯江さん、宮崎君、原口君、佐藤（友）君、西宮君、原君、真理君、大杉さん、鈴木教授、松村准教授、そして J-PARC 加速器およびハドロン実験施設を支えてくださった全ての皆様に改めて感謝申し上げます。

また、大学院時代を過ごした京都大学大学院高エネルギー研究室の石野准教授（現東京大学教授）、市川准教授、Wendell 准教授、田島准教授、隅田助教、南野助教（現横浜国立大准教授）、木河助教、Bronner 氏、Patel 氏、Cao 氏、Quilain 氏、久保さん、中村（輝）さん、家城さん、鈴木さん、黄さん、高橋さん、平木さん、廣田さん、田代さん、長崎さん、加茂さん、秋山さん、小原君、安達君、本田君、仲村君、林野君、救仁郷君、石山君、吉田（健）君、江君、柳田さん、潘君、山本さん、門田君、近藤君、赤塚君、芦田君、田中君、野口君、平本さん、中西さん、宇野君、岡崎君、中村（和）君、森君、吉田（将）君、國吉君、小峯君、安留食うん、阿部君、池満君、小田川君、栗林君、田島君、羽田野君、三野君、Sanjana さん、林さん、山下さん、関口さん、佐々木さん、皆様には大変お世話になりました。

最後に、ここまで私の人生を支えてくれた両親である上路哲矢、上路潤子、弟の上路市剛、そして祖父母への感謝を述べてこの謝辞の結びといたします。

2020 年 12 月 17 日

上路市訓

目次

第 1 章	序論	1
1.1	K 中間子の物理	1
1.1.1	K 中間子の研究の歴史	1
1.1.2	K 中間子混合と CP 対称性の破れ	1
1.1.3	CP 対称性の破れと小林益川模型	3
1.2	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊	6
1.2.1	標準模型における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊	6
1.2.2	$K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ 崩壊と Grossman-Nir の制限	8
1.2.3	標準模型を超えた物理と $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊	8
1.3	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索の歴史	9
1.3.1	KEK E391a 実験	11
1.3.2	KOTO 実験	11
1.4	本論文の目的と概要	11
第 2 章	KOTO 実験	13
2.1	実験原理	13
2.1.1	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の同定	13
2.1.2	K_L 中間子を含む中性ビームの生成	16
2.1.3	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊分岐比と探索感度の計算	17
2.1.4	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索における背景事象	18
2.2	J-PARC 加速器と KL ビームライン	20
2.2.1	J-PARC 加速器	20
2.2.2	ハドロンビームラインとハドロン実験施設	21
2.2.3	K_L ビームライン	22
2.3	KOTO 実験の検出器	24
2.3.1	CsI 電磁カロリメータ	26
2.3.2	veto 検出器	27

第 3 章	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索のデータ収集	39
3.1	データ収集システムの概要	39
3.1.1	データ収集の流れ	39
3.1.2	加速器のビーム取り出しとデータ収集のタイミングの関係	40
3.2	アナログ-デジタル変換 (ADC) モジュール	41
3.2.1	125 MHz の ADC モジュール	41
3.2.2	500 MHz の ADC モジュール	41
3.3	トリガシステム	42
3.3.1	レベル 1 トリガシステム	43
3.3.2	レベル 2 トリガシステム	44
3.3.3	レベル 3 トリガシステム	45
3.4	トリガ条件の設定	45
3.4.1	物理ラン	46
3.4.2	Z0 アルミターゲットラン	49
3.4.3	検出器校正のためのラン	50
3.5	2015 年に収集した物理データについて	51
第 4 章	実験データの処理方法	53
4.1	エネルギーと時間の計算方法	53
4.1.1	波形データの波高のオフセット	53
4.1.2	カロリメータのエネルギーと時間の計算	55
4.1.3	125 MHz の ADC モジュールを使う veto 検出器について	55
4.1.4	500 MHz の ADC モジュールを使う veto 検出器について	56
4.2	不良イベントの除去	58
4.2.1	不良ランの除去	58
4.2.2	不良スピルの除去	58
4.2.3	不良イベントを除去した実験データの統計量について	62
第 5 章	検出器の校正	63
5.1	検出器の校正の概要	63
5.2	検出器毎の校正	63
5.2.1	カロリメータのエネルギーとタイミングの校正	65
5.2.2	CV の校正	68
5.2.3	LCV の校正	72
5.3	カロリメータとのタイミング差の校正	74
5.4	検出器のタイミング安定性の検証	76

5.4.1	タイミングシフトの検知方法	77
5.4.2	LED・レーザデータによるタイミングシフトの検出	78
5.4.3	LED データの収集	78
5.4.4	LED ドライバの開発	79
5.4.5	レーザデータの収集	81
5.4.6	タイミングシフトの検出例	82
第 6 章	シミュレーション	85
6.1	シミュレーションの概要	85
6.2	K_L 崩壊のシミュレーション	85
6.2.1	K_L の運動量分布	85
6.2.2	K_L の入射位置と方向	86
6.3	シミュレーションにおける検出器応答の実装	87
6.4	偶発事象の重畳	89
6.5	シミュレーションによる K_L 崩壊の例	89
第 7 章	K_L 崩壊の再構成	91
7.1	カロリメータによる粒子の再構成	91
7.1.1	クラスタリング	91
7.1.2	光子の再構成	93
7.1.3	π^0 の再構成	95
7.1.4	K_L 崩壊の再構成	96
7.2	崩壊イベントの選別	99
7.2.1	カロリメータによる崩壊事象の選別	99
7.2.2	veto 検出器による崩壊事象の選別	101
第 8 章	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索：データの解析と結果	105
8.1	本章の概要	105
8.2	信号領域とブラインド解析	105
8.3	規格化モードの解析	107
8.3.1	イベント選別条件	107
8.3.2	規格化モードの観測数とアクセプタンス	109
8.4	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の解析	111
8.4.1	イベント選別条件	112
8.4.2	シミュレーションにおける取り扱い	117
8.4.3	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のアクセプタンスと探索感度	119

8.4.4	探索感度に対する系統誤差	119
8.4.5	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の背景事象数の見積もり	123
8.5	2015 年物理ランにおける $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索の結果	129
第 9 章	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索感度の更なる向上に向けて	131
9.1	2015 年データ解析の結果と意義	131
9.2	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索感度のモデル計算	132
9.2.1	探索感度のモデル化	132
9.2.2	2015 年データによるモデルの検証	133
9.3	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索感度の改善について	136
9.3.1	アクセプタンスの改善	136
9.3.2	背景事象数の改善	139
9.4	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索感度の展望	144
9.4.1	ビーム条件を加味した探索感度の計算手法	144
9.4.2	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索感度の展望	146
第 10 章	結論	149
	参考文献	151

第 1 章

序論

1.1 K 中間子の物理

1.1.1 K 中間子の研究の歴史

K 中間子は s ($\bar{s}$) クォークを含む中間子で、G. D. Rochester と C. C. Butler らによる霧箱の実験 [1] によって 1947 年に発見された。K 中間子の研究は、今日にいたるまで素粒子物理学における基本的な対称性や世代間の構造を理解する上で重要な役割を果たしてきた。例えば、 θ - τ パズル [2] におけるパリティ対称性の破れ、Cabibbo 混合 [3]、GIM 機構 [4]、K 中間子における CP 対称性の破れの発見 [5]、直接的 CP 対称性の破れの確立 [6][7] などが挙げられる。特に、物質と反物質の対称性を表す CP 対称性について調べる上で K 中間子の研究が果たす役割は今なお重要である。

1.1.2 K 中間子混合と CP 対称性の破れ

中性 K 中間子は s クォークを含む中性の中間子であり、互いに反粒子となる次の 2 通りの表現が考えられる。

$$K^0 = (\bar{s}, d) \quad (1.1)$$

$$\bar{K}^0 = (s, \bar{d}) \quad (1.2)$$

K^0 と $\bar{K}^0$ は図 1.1 のように弱い相互作用を通して互いに入れ替わる。ここで、次のような混合状態を考える。

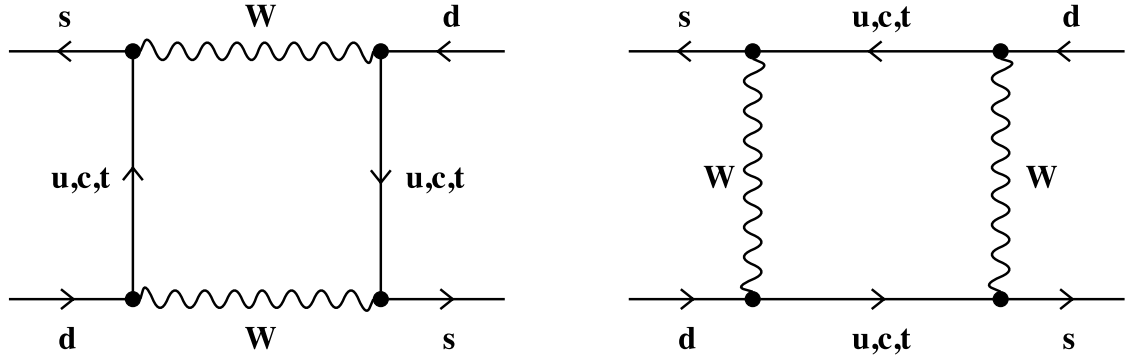


図 1.1 $K^0 - \bar{K}^0$ 混合のファインマンダイアグラム。[8] より引用。

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad (1.3)$$

$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad (1.4)$$

次に示すように、 K_1 、 K_2 はそれぞれ $+1$ 、 -1 の固有値を持つ CP 固有状態である。

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

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

ここで、 $CP|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle$ 、 $CP|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle$ を用いた。

CP 固有値 $+1$ の K_1 は主に 2 つの π 中間子 (2π) に崩壊し、CP 固有値 -1 の K_2 は主に 3 つの π 中間子 (3π) に崩壊する。崩壊の Q 値を考えると 3π に崩壊する K_2 の方が長寿命になると考えられる。実際に観測される中性 K 中間子は確かに短寿命のもの (K_S) と長寿命のもの (K_L) の二種類が確認されたため、これらが K_1 および K_2 にそれぞれ対応すると思われた。しかしながら、J. W. Cronin と V. L. Fitch らによって長寿命中性 K 中間子 K_L が 2 つの荷電 π 中間子に崩壊する事象が発見された [5]。これは K_L が純粋な CP 固有値 -1 の状態ではないことを示している。そこで K_L および K_S を次のような CP 固有状態の混合状態であると考える。

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(|K_2\rangle + \epsilon|K_1\rangle) \quad (1.7)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2(1+\epsilon^2)}}((1+\epsilon)|K^0\rangle - (1-\epsilon)|\bar{K}^0\rangle) \quad (1.8)$$

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(|K_1\rangle + \epsilon|K_2\rangle) \quad (1.9)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2(1+\epsilon^2)}}((1+\epsilon)|K^0\rangle + (1-\epsilon)|\bar{K}^0\rangle) \quad (1.10)$$

ここで、 K_1 と K_2 の混合の大きさを表す ϵ は有限の値を持ち、現在ではその大きさは

$$|\epsilon| = (2.228 \pm 0.011) \times 10^{-3} \quad (1.11)$$

と分かっている [9]。

このように $K^0 - \bar{K}^0$ の混合を通して発生する CP の破れを「間接的な CP 対称性の破れ」と呼ぶ。これに対して、CP 固有状態の K_1 や K_2 がそれぞれ違う CP 固有状態に崩壊する現象を「直接的な CP 対称性の破れ」と呼ぶ。これは、T. T. Wu と C. N. Yang らによって定式化され [10]、次式の第一項によって表される。

$$\langle \pi\pi | \mathcal{H} | K_L \rangle \sim \langle \pi\pi | \mathcal{H} | K_2 \rangle + \epsilon \langle \pi\pi | \mathcal{H} | K_1 \rangle \quad (1.12)$$

この直接的 CP 対称性の破れの大きさを ϵ' と表すと、次のような関係が導かれる。

$$\frac{\langle \pi^+\pi^- | \mathcal{H} | K_L \rangle}{\langle \pi^+\pi^- | \mathcal{H} | K_S \rangle} = \eta_{+-} \sim \epsilon + \epsilon' \quad (1.13)$$

直接的 CP 対称性の破れは間接的 CP 対称性の破れに対して小さく ($|\epsilon'| < |\epsilon|$)、これを直接測定するのは難しかった。そこで、 $\pi^0\pi^0$ への崩壊を同時に観測して、 ϵ' の寄与を抽出する手法がとられた [11]。

$$\frac{\langle \pi^0\pi^0 | \mathcal{H} | K_L \rangle}{\langle \pi^0\pi^0 | \mathcal{H} | K_S \rangle} = \eta_{00} \sim \epsilon - 2\epsilon' \quad (1.14)$$

$$\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)/\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)/\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} \sim \left| \frac{\eta_{+-}}{\eta_{00}} \right| \sim 1 + 6\text{Re}(\epsilon'/\epsilon) \quad (1.15)$$

現在では、 ϵ'/ϵ は以下のように測定されており [9]、直接的 CP 対称性の破れの存在が実証されている。

$$\text{Re}(\epsilon'/\epsilon) = (1.66 \pm 0.23) \times 10^{-3} \quad (1.16)$$

1.1.3 CP 対称性の破れと小林益川模型

今日では CP 対称性の破れは K 中間子だけに限らず、B 中間子においても確認されている現象である [12]。このような CP 対称性の破れは、小林益川模型によって説明される [13]。

小林益川模型では次のような3世代のクォーク間混合を表すユニタリ行列 V_{CKM} を導入する*1。

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

ここで、 $(d s b)$ はクォークの質量固有状態、 $(d' s' b')$ はフレーバーの固有状態を表す。 V_{CKM} は、3つのオイラー角と1つの複素位相の自由度を持ち、この複素位相が有限な値を持つことによって CP 対称性の破れを与える。 V_{CKM} は Wolfenstein 表記 [14] で次のように表される。

$$V_{\text{CKM}} \equiv \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

$$= \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (1.19)$$

ここで、 λ 、 A 、 ρ 、 η については次のように定義される。

$$\lambda \equiv \frac{|V_{us}|}{\sqrt{|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2}} \quad (1.20)$$

$$A \equiv \frac{1}{\lambda} \left| \frac{V_{cb}}{V_{us}} \right| \quad (1.21)$$

$$\rho \equiv \Re \left\{ \frac{V_{ub}^*}{A\lambda^3} \right\} \quad (1.22)$$

$$\eta \equiv \Im \left\{ \frac{V_{ub}^*}{A\lambda^3} \right\} \quad (1.23)$$

$$(1.24)$$

クォークが3世代であるなら V_{CKM} はユニタリ行列と考えられ、そのユニタリ条件は次のようになる。

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.25)$$

$$-\left(\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right) - \left(\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right) = 1 \quad (1.26)$$

*1 クォークの2世代間混合の拡張であると考えて、これを導入した Cabibbo を含めて Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) を混合行列の添え字として用いることがあるため本論文でもこれに倣うことにする。

ここで、 $\bar{\rho} \equiv \rho(1 - \lambda^2/2)$ 、 $\bar{\eta} \equiv \eta(1 - \lambda^2/2)$ とすると、式 (1.26) の左辺第一項は次のように表される。

$$-\left(\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right) = \bar{\rho} + i\bar{\eta} \quad (1.27)$$

式 (1.27) は複素平面上で $(0, 0)$ 、 $(1, 0)$ 、 $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ を頂点とする三角形を表す (図 1.2)。 V_{CKM} の各パラメータの測定結果は以下のとおりである [9]。

$$\lambda = 0.22453 \pm 0.00044 \quad (1.28)$$

$$A = 0.836 \pm 0.015 \quad (1.29)$$

$$\bar{\rho} = 0.122^{+0.018}_{-0.017} \quad (1.30)$$

$$\bar{\eta} = 0.355^{+0.012}_{-0.011} \quad (1.31)$$

CKM 行列のユニタリー性すなわちユニタリー三角形が真に閉じた三角形であるかどうか検証することは小林益川模型の正しさを検証する上で重要である。図 1.3 にユニタリー三角形の実験による検証結果を示す。 ε_K (式 (1.11) の ϵ のこと) は $K^0 - \bar{K}^0$ 混合の実験、 $\sin 2\beta$ 、 α 、 γ 、 V_{ub} 、 Δm_d 、 Δm_s は B 粒子を用いた実験からそれぞれ測定結果が得られている。各実験結果をグローバルフィットして得られたユニタリー三角形の頂点 $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ に対して、3つの内角 ϕ_i の和については次のように 180° と無矛盾であるという結果が得られている [9]。

$$\phi_1 + \phi_2 + \phi_3 = (180 \pm 7)^\circ \quad (1.32)$$

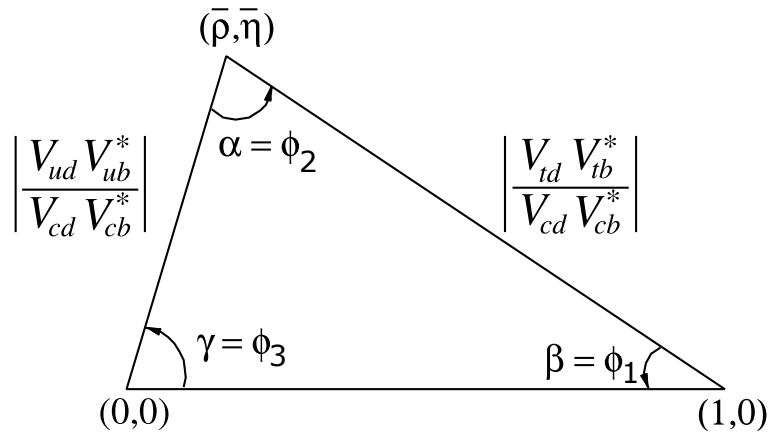


図 1.2 ユニタリー三角形。[9] より引用。

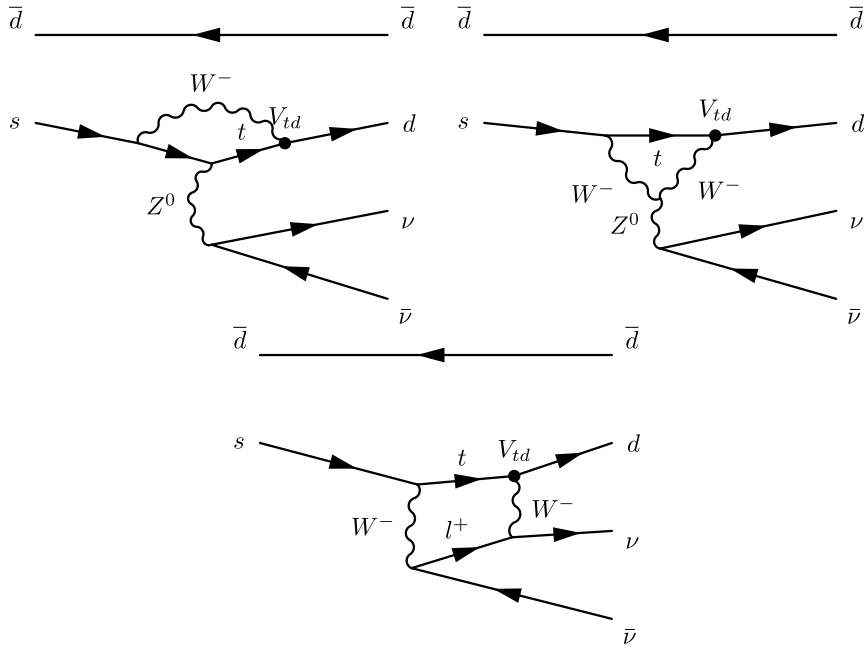


図 1.4 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の最低次のファインマンダイアグラム。[15] より引用。

ここで、 $\lambda_q = V_{qs}^* V_{qd}$ 、 $\Lambda_{\text{QCD}} \sim 200 \text{ MeV}$ 、 $M_W = 80.4 \text{ GeV}/c^2$ 、 $m_c = 1.28 \text{ GeV}/c^2$ 、 $m_t = 173 \text{ GeV}/c^2$ である。W ボソンの質量 M_W が大きいと第 2 項、第 3 項の u、c クォークの寄与は小さくなる。一方で、質量が大きい t クォークの寄与（第 1 項）は CKM 行列の非対角項 ($V_{ts}^* V_{td} \sim \lambda^5 \sim 5 \times 10^{-4}$) が小さいにもかかわらず全体の 68% を占める。このように、 $s \rightarrow d$ の遷移では、重い t クォークの寄与が大きくなる。

次に、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の遷移振幅を考える。式 (1.8) に示したように、 K_L はおよそ K^0 と $\bar{K}^0$ の混合状態として表されるので、

$$A(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \sim \frac{1}{\sqrt{2}} (A(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) - A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})) \quad (1.35)$$

$$\propto V_{ts}^* V_{td} - V_{ts}^* V_{td} \quad (1.36)$$

$$\sim -A\lambda^2 (A\lambda^3(1 - \rho + i\eta) - A\lambda^3(1 - \rho - i\eta)) \quad (1.37)$$

$$= -i2A^2\lambda^5\eta \quad (1.38)$$

となる。なお 2 行目では、CKM 行列において実数で表されている u、c クォークの寄与が K^0 と $\bar{K}^0$ とで相殺し、t クォークの寄与だけが残ることを示している。また、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の遷移振幅は Wolfenstein 表記における η に比例することがわかる。 η は V_{CKM} に CP 対称性を破る複素位相を与えるパラメータであるので、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊が CP 対称性の破れの大きさに感度を持つ崩壊であることがわかる。

1.2.2 $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ 崩壊と Grossman-Nir の制限

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊とアイソスピン対称な崩壊に $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ 崩壊がある。このアイソスピン対称性と $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比から、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比は次の制限を受けることが Y. Grossman と Y. Nir によって示された (Grossman-Nir の制限 [18])。

$$Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < \frac{1}{r_{\text{is}}} \frac{\tau_{K_L}}{\tau_{K^+}} \times Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) \quad (1.39)$$

$$\sim 4.3 \times Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) \quad (1.40)$$

ここで、 τ_{K_L} と τ_{K^+} はそれぞれ K_L と K^+ の寿命、 $r_{\text{is}} = 0.954$ はアイソスピンの破れを表す係数である。Grossman-Nir の制限は特定の物理モデルによらない $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊分岐比の間接的な上限値を与える。ブルックヘブン国立研究所 (BNL) で行われた E787 および E949 実験 [19] による $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ 崩壊分岐比の 90% 信頼度上限値に対して、式 (1.40) を適用すると次式のようになる。

$$Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 1.5 \times 10^{-9} \quad (1.41)$$

これは、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比に対する間接的な上限値である。

1.2.3 標準模型を超えた物理と $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は標準模型において抑制されているので、標準模型を超える物理による崩壊分岐比への寄与は相対的に大きく見える。また、分岐比計算における不定性の大きな要因となるハドロン行列要素が $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ 崩壊の測定結果を用いて求めることができるため、理論的不定性が小さいという特徴を持つ。そのため、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比を精密に測定することで、標準模型からのずれとして新物理の寄与を間接的に検証することができる。

図 1.5 は新物理モデルにおいて、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊と $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比の相関がどのように現れるかを模式的に表したものである [20]。新物理の中でも標準模型と同様の CKM 行列に支配された世代間の関係を持つモデルは、一般には図 1.5 の緑色の領域に沿って分布する。特に、Minimal Flavor Violation による新物理モデル [21] はこのような特徴を持つが、この場合はクォークフレーバー間の関係からくる制限によって $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比のずれは 10% 程度に抑えられると考えられている。

新物理が CKM 的なフレーバー構造を持たず、左巻きあるいは右巻きいずれかの粒子にのみ結合する相互作用を持つ場合、図 1.5 の青色の領域に分布する。例えば、フレーバを変化させる Z 、 Z' ボソンを仮定する新物理モデル [22][23] が提唱されている。このようなモデル

では、 $s \rightarrow d$ のフレーバー遷移を通して $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊 ($\Delta s = 1$) のみならず $K^0 - \bar{K}^0$ 混合 ($\Delta s = 2$) にも影響を与えるため、間接的 CP 対称性の破れ ϵ の観測値による制限を受ける。より一般的な場合として、新物理が CKM 的なフレーバ構造を持たず、新しいボソンが左巻き・右巻き両方のクォークに結合する場合 [24][25] は、混合パラメータ ϵ による制限がなくなるため、図 1.5 の赤で示すように標準模型の予測値を中心とした領域に分布する。

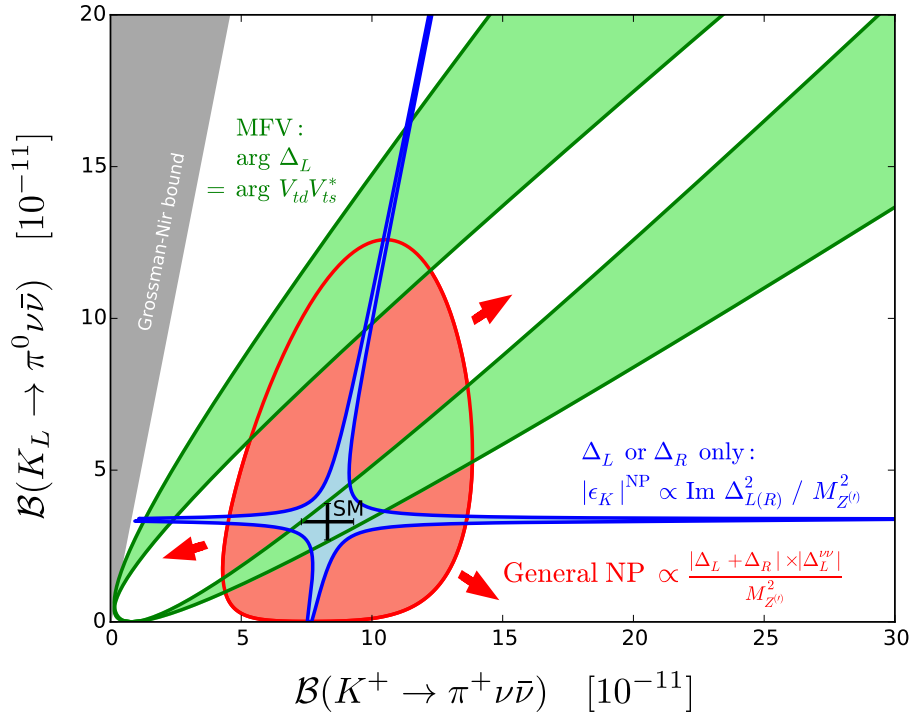


図 1.5 新物理モデルにおける $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊と $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比の相関の模式図。[20] より引用。

図 1.6 に Z' 粒子を仮定する新物理モデルの例（左：左巻きにのみ結合する場合、右：左巻き・右巻き両方に結合する場合）を示す。いずれのモデルにおいても、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比が 10^{-10} の領域にまで大きくなる可能性があり、崩壊分岐比の測定による新物理の探索が可能になることを示唆している。

1.3 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索の歴史

これまで様々な $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索の実験が行われてきたが、現在のところ $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の発見には至っていない。図 1.7 に $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索実験における分岐比上限値 (90% 信頼度) 更新の歴史を示す。図には式 (1.40) の Grossman-Nir の制限 (Grossman-Nir Bound) と標準模型 (SM) の値を示しているが、いずれの実験も Grossman-Nir の制限にも届いておらず、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊における新物理探索はまだこれからである。本節で

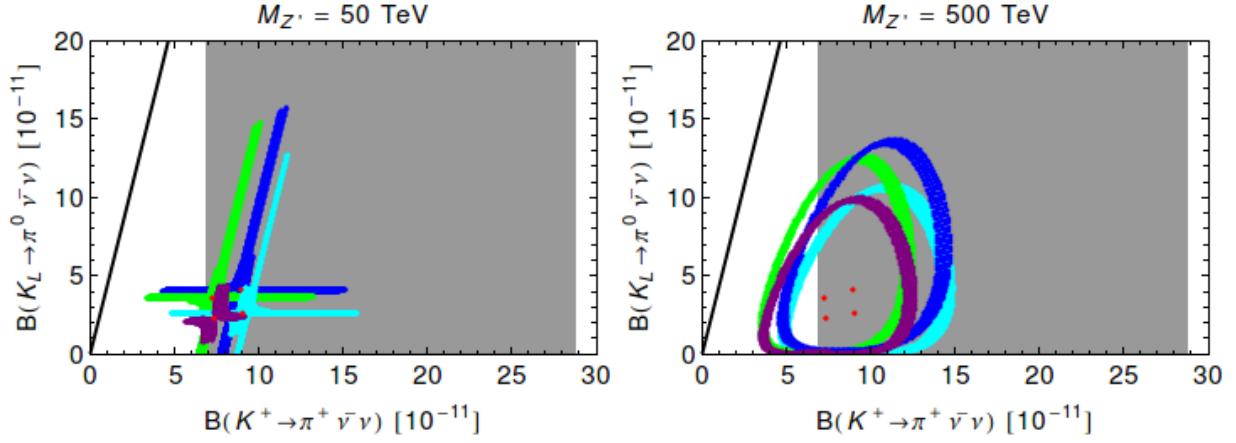


図 1.6 Z' 粒子を仮定する新物理モデルにおける $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊と $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比の相関。[22] より引用。左は左巻きの粒子のみに結合する 50 TeV の Z' 粒子を仮定した場合、右は左巻器・右巻きの両方に結合する 500 TeV の Z' 粒子を仮定した場合の分布を示す。4 つの色はそれぞれ異なる $|V_{ub}|$ 、 $|V_{cb}|$ の計算結果に対応しており、赤点はそれぞれの標準模型における予測値を示す。

は、中でも比較的最近に行われた実験である KEK E391a 実験と、本論文で扱う KOTO 実験についてその概要を述べる。

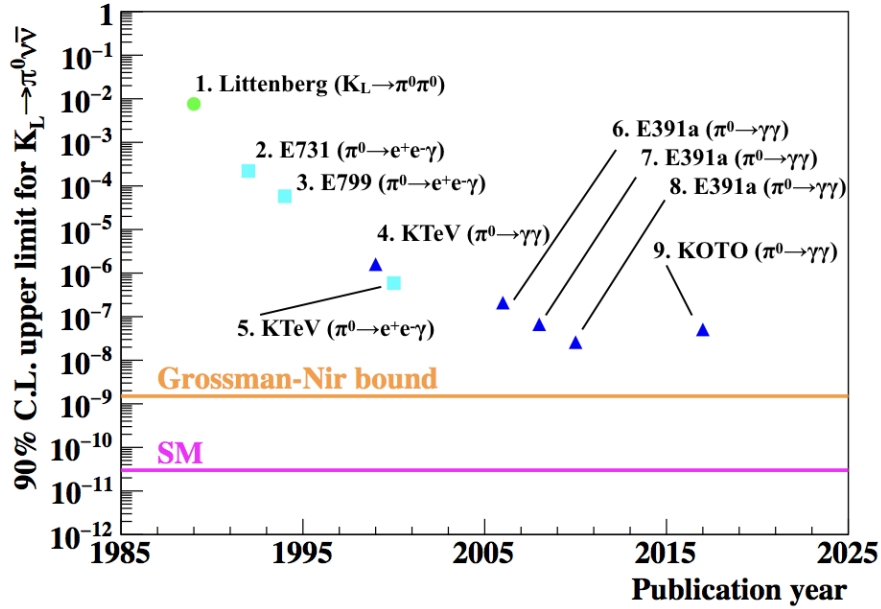


図 1.7 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索の歴史 [26][27][28][29][30][31][32][33][34]。横軸は各実験の論文が発行された年、縦軸は 90% 信頼度での分岐比上限値を表す。

1.3.1 KEK E391a 実験

KEK E391a 実験は高エネルギー加速器研究機構 (KEK) にあった 12 GeV の陽子シンクロトロン (KEK-PS) を用いて行われた $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索を主目的とした実験である。2004 年から 2005 年にかけてデータ収集を行い、当時の世界最高感度である $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比上限値として次の制限を与えた ([33]、図 1.7 の 8 番)。

$$Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 2.6 \times 10^{-8} \text{ (90\% C.L.)} \quad (1.42)$$

1.3.2 KOTO 実験

KOTO 実験は、KEK E391a 実験の後継となる実験である。この実験では、E391a 実験での知見を活かし、検出器を大幅に改良した。また、KEK-PS よりさらに大強度である J-PARC の 30 GeV 陽子シンクロトロンを用いており、より高感度の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の探索が可能である。2013 年に物理データの収集を開始し、約 100 時間のデータで先行研究である E391a 実験と同等の感度を達成した (図 1.7 の 9 番)。2015 年には 2013 年のさらに 18 倍に相当する量のデータ収集を行い、E391a が与えた分岐比上限値 (式 (1.42)) をさらに約 10 倍更新する次の上限値を報告した [35]。

$$Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 3.0 \times 10^{-9} \text{ (90\% C.L.)} \quad (1.43)$$

これは、本論文で述べる $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索の結果である。

1.4 本論文の目的と概要

上述した KOTO 実験の 2015 年データの解析結果は論文誌 [35] に掲載されており、物理解析については中桐洸太氏の博士論文 [36] で報告されている。この結果は KOTO 実験グループによるもので、筆者も共同研究者として、検出器の開発・製作と設置、数カ月間におよぶ実験データの収集と検出器の健全性の維持と管理、収集したデータの解析など、様々な場面で中心的な役割を果たしてきた。そこで本論文では、2015 年に収集したデータにおける $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の探索について、実験の方法と解析の結果を報告するとともに、筆者が特に重要な役割を果たした部分について詳しく説明している。

また我々は、KOTO 実験の今後の探索感度を向上させる方法についても研究を行った。すなわち、今後実現が見込まれる実験装置や解析技術の改良を考慮し、2015 年の解析結果に基づいた KOTO 実験の探索感度の将来展望を示した。この研究についても、筆者が担当した部分を中心にその詳細を述べて、結果を報告する。

本論文の構成は以下のとおりである。まず、第 2 章で KOTO 実験の実験原理と実験装置について説明し、第 3 章と第 4 章では 2015 年の実験データの収集方法とデータ解析のための実験データの処理方法、第 5 章では検出器の較正方法について説明する。その後、第 6 章で K_L 崩壊のアクセプタンスや背景事象の解析で必要となるシミュレーションの方法について説明し、続く第 7 章および第 8 章において $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索のための 2015 年データの解析手法とその結果を報告する。第 9 章では、8 章までで述べた 2015 年データの解析方法に基づいて、KOTO 実験における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索の感度を向上するための改善方法と、探索感度の将来展望について検討し、最後に第 10 章において本論文の結論をまとめる。

第 2 章

KOTO 実験

本章では、KOTO 実験における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索の原理と実験装置について述べる。

2.1 実験原理

KOTO 実験では、粒子加速器を用いて K_L 中間子のビームを生成し、ビーム中の K_L 中間子が飛行中に $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を起す事象を探索する。本節では、KOTO 実験において $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を検出する方法、粒子加速器を用いた K_L 中間子ビームの生成方法、および $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比の算出方法について説明する。

2.1.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の同定

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊で生成される π^0 中間子は、その寿命が $c\tau = 25.5 \text{ nm}^{*1}$ と極めて短いため [9]、直ちに 2 つの光子に崩壊する（崩壊分岐比 99% [9]）。2 つのニュートリノ ν 、 $\bar{\nu}$ はその反応断面積が極めて小さく実質的に検出不能であるため、実際に観測されるのは 2 つの光子だけである。ここでは、KOTO 実験における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の検出方法とその再構成の概要を 2.1.1.1 節で述べ、続く 2.1.1.2 節で、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の同定法を説明する。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は「2 つの光子以外の粒子が観測されないこと」と「 π^0 が有限な横方向運動量を持つこと」の 2 つの条件を同時に満たすことで同定する。

2.1.1.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の検出

図 2.1 に、KOTO 実験における典型的な $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の様子を示す。ここでは、紙面左側から入射した K_L 中間子が検出器群に囲まれた領域で $\pi^0 \nu \bar{\nu}$ に崩壊した場合を示している。上で述べたように、 π^0 中間子は直ちに 2 つの光子へ崩壊するため、終状態は図に

*1 c は光速、 τ は π^0 の平均寿命を表す。

示すように2つの光子と2つのニュートリノ ν 、 $\bar{\nu}$ となる。ニュートリノは検出できないが、2つの光子の入射位置とエネルギーの情報を電磁カロリメータを用いて観測することで、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の崩壊点を再構成することができる。2つの光子のエネルギーと運動量をそれぞれ E_i 、 $\mathbf{p}_i$ ($i = 1, 2$)、運動量ベクトルがなす角を θ 、 π^0 の質量を M_{π^0} とし、 $|\mathbf{p}_i| = E_i$ に注意すると、エネルギー・運動量保存則から次の式が成り立つ。

$$M_{\pi^0}^2 = E_1 E_2 - \mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2 \quad (2.1)$$

$$= 2E_1 E_2 (1 - \cos \theta) \quad (2.2)$$

$$\cos \theta = 1 - \frac{M_{\pi^0}^2}{2E_1 E_2} \quad (2.3)$$

これから、 π^0 の崩壊事象であることを仮定すると2つの光子の飛跡の開き角 θ が一意に定まる。さらに、 K_L 中間子の崩壊点がビーム軸上にあること (2.1.2 節参照)、さらに K_L と π^0 の崩壊位置が同じであることを仮定すると、カロリメータに入射した2つの光子の位置情報から K_L の崩壊点を決めることができる。崩壊点の位置の再構成を含む具体的な K_L 中間子崩壊の再構成の手法については、7章でさらに詳しく説明する。

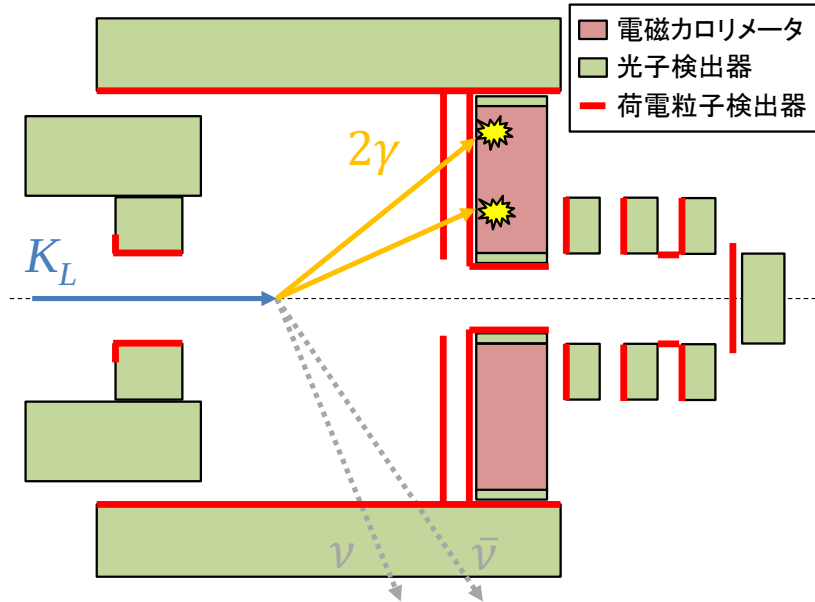


図 2.1 KOTO 実験における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の観測原理。検出器は K_L 中間子の入射方向に沿う平面による断面が示されている。 π^0 は直ちに 2γ へと崩壊するので、その飛行距離はこの図では省略されている。

2.1.1.2 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 以外の崩壊の弁別

1.2.1 節で述べたように、標準模型における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比は 3.0×10^{-11} と非常に小さいことが予測されている。一方で、表 2.1 に示すように、その他の K_L の崩壊モー

ドは $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊とは桁違いに大きい崩壊分岐比を持ち、その終状態には複数の光子や荷電粒子が存在している。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 以外の崩壊であっても偶然 2 つの粒子だけがカロリメータに入射するということは起こりうる。例えば、 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊では π^0 が直ちに 2 光子に崩壊するため終状態に 4 つの光子が存在するが、このうちの 2 つがカロリメータに入射するとカロリメータだけの情報では $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊と $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊とを区別できない。

表 2.1 K_L の主な崩壊モード。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ は標準模型による予測値 [16]、その他の崩壊は PDG2018[9] から引用した。

崩壊モード	分岐比
$K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e$	$(40.55 \pm 0.11)\%$
$K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$	$(27.04 \pm 0.07)\%$
$K_L \rightarrow 3\pi^0$	$(19.52 \pm 0.12)\%$
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$(12.54 \pm 0.05)\%$
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$(1.967 \pm 0.010) \times 10^{-3}$
$K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e \gamma$	$(3.79 \pm 0.06) \times 10^{-3}$
$K_L \rightarrow 2\pi^0$	$(8.64 \pm 0.06) \times 10^{-4}$
$K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu \gamma$	$(5.65 \pm 0.23) \times 10^{-4}$
$K_L \rightarrow 2\gamma$	$(5.47 \pm 0.04) \times 10^{-4}$
$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$	$(3.00 \pm 0.30) \times 10^{-11}$

図 2.1 に示すように、KOTO 実験ではカロリメータとは別に K_L 中間子の崩壊領域の全周を覆う光子・荷電粒子検出器を設置している。これらの検出器を「veto 検出器」と呼ぶ^{*2}。これらの veto 検出器を用いて余分な光子や荷電粒子が存在しないことを要求することで、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊とその他の K_L 中間子崩壊とを弁別する。

上述した $K_L \rightarrow 2\pi^0$ の例では、図 2.2 の左に示すように、カロリメータに入射しなかった残りの 2 つの光子を光子検出器によってとらえることで、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊と弁別することが可能である。また、 $K_L \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e$ 崩壊のように終状態にニュートリノを除く 2 つの荷電粒子しか存在しないものについても、カロリメータ前面に設けた荷電粒子検出器でそれらを検出することで荷電粒子が入射していることを知ることができる（図 2.2 の右）。このようにして、2 光子以外の余剰粒子がある場合や、カロリメータに入射する粒子が荷電粒子である場合については、veto 検出器におけるヒット情報の有無を確認することで、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊と弁別することができる。

ところで $K_L \rightarrow 2\gamma$ 崩壊は終状態が 2 光子であるので、veto 検出器を用いても $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊と区別することはできない。しかし $K_L \rightarrow 2\gamma$ 崩壊は終状態の 2 光子の運動学的

^{*2} 「veto」は「禁止、拒否」という意味の英単語である。

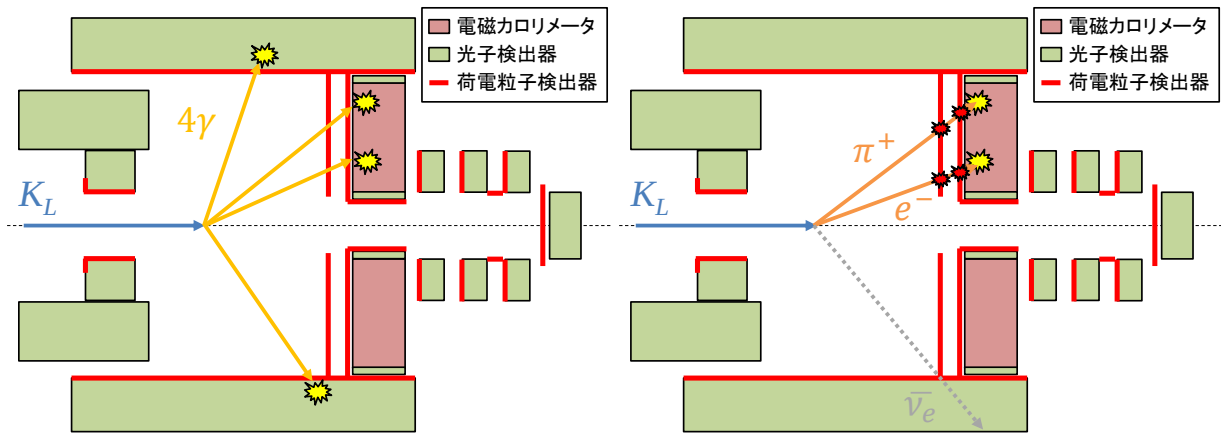


図 2.2 veto 検出器による $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 以外の崩壊の弁別。 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊（左図）と $K_L \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e$ 崩壊（右図）について典型的な検出例を示している。

な特徴を利用して弁別することができる。 $K_L \rightarrow 2\gamma$ 崩壊は 2 体崩壊であるので、2 光子の横方向運動量^{*3}がバランスするためその和は 0 になる。一方で $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊では、ニュートリノが運動量を持ち去るために、 π^0 が有限な横方向運動量を持つ。したがって、2 光子から再構成した π^0 の横方向運動量が 0 ではないことを課すことで $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊だけを選び出すことが可能になる。

以上をまとめると、veto 検出器を用いた粒子の検出によって「2 つの光子以外の粒子が観測されないこと」を保証するとともに、「2 光子から再構成した π^0 が有限な横方向運動量を持つこと」を保証することで、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊とその他の K_L 崩壊を弁別することができる、ということになる。

2.1.2 K_L 中間子を含む中性ビームの生成

図 2.3 に KOTO 実験における K_L 中間子ビームの生成方法を示す。まず、一次陽子ビームを生成標的（金）に照射して、 K_L 中間子を含む二次粒子を生成する。二次粒子は黄色の塗りつぶしで示すように、一次陽子ビームに対して 16 度の向きに設置されたコリメータによってその広がり制限されつつ、KOTO 実験の検出器に導かれる。生成標的から検出器までは 21 m の距離があり、短寿命の二次粒子（ Λ など）は検出器に到達する前に崩壊する。さらに、荷電粒子はコリメータ間に設置した電磁石でその軌道を曲げることで除去する。したがって、検出器まで到達するのは比較的長寿命な中性粒子（ K_L 中間子や中性子）と崩壊しない光子であり、これらの粒子が検出器中での中性ビームを構成する。

KOTO 実験の検出器に入射する中性ビームは、コリメータによって検出器入射直前でそのサイズが $8.5 \times 8.5 \text{ cm}^2$ に絞られている。しかしながら、コリメータにおける散乱によっ

*3 ここでいう「横方向」とは、 K_L （ビーム）の軸方向（図 2.1 の水平方向）に垂直な方向のことである。

てわずかにその周辺（ハロー）領域に中性粒子が染み出しており、特に、ハロー領域に含まれる中性子（「ハロー中性子」と呼ぶ）は主要な背景事象の原因の一つとなっている。そのメカニズムについては 2.1.4 節で説明する。

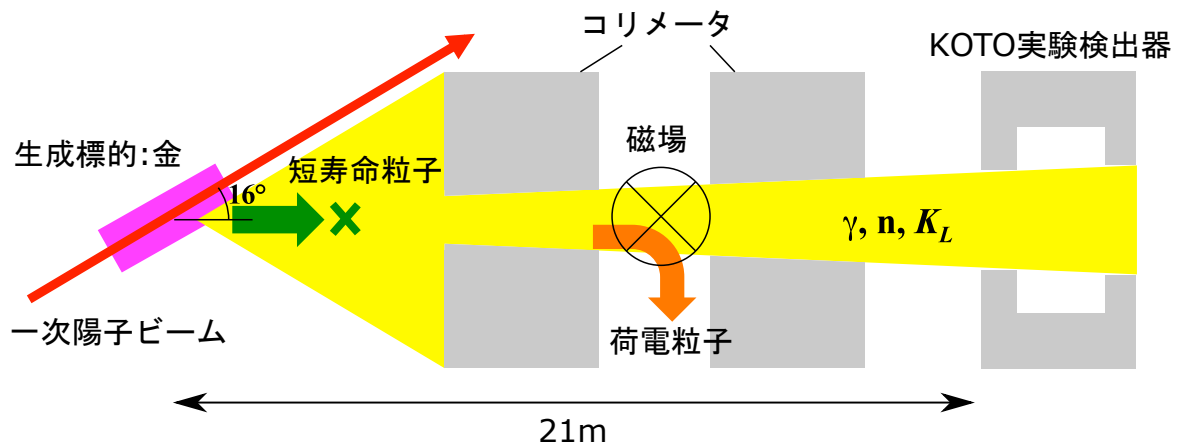


図 2.3 中性ビーム生成の概念図。参考文献 [37] の図 2.3 より一部変更して引用。

2.1.3 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊分岐比と探索感度の計算

上で述べたように、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は終状態に 2 つの光子をカロリメータで捉えることで検出する。逆に言えば、2 つの光子がカロリメータに入らなければ $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は検出できないので、観測される $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の数 $N_{\text{accept}}^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}$ は、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の総数 $N^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}$ よりも少なくなる。両者の比をアクセプタンスと呼び、 $\epsilon^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}$ で表す。このことを式で表現すると、次式のようにになる。

$$\epsilon^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}} \equiv \frac{N_{\text{accept}}^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}}{N^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}} = \frac{N_{\text{accept}}^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}}{N_0 \times Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})} \quad (2.4)$$

$$Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = \frac{N_{\text{accept}}^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}}{N_0} \times \frac{1}{\epsilon^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}} \quad (2.5)$$

ここで、 N_0 は崩壊した K_L 中間子の総数、 $Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比を表しており、一行目では分岐比の定義より $N^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}} = N_0 \times Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ であることを用いた。

式(2.5)を用いて $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比を計算するためにはアクセプタンス $\epsilon^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}$ を別の方法（シミュレーションなど）で得つつ、崩壊した K_L の数 N_0 を求めなければならない。これには分岐比が既知である K_L 崩壊を用いる。例として、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊を考える。この崩壊では 3 つの π^0 から計 6 つの光子が発生するが、これ以外の K_L 崩壊で 6 つの粒子が発生するものはないので、6 つの光子すべてをカロリメータで観測したイベントは

$K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊と同定することができる。このとき、式 (2.5) と同様の式が成り立つので、 N_0 について次式が成り立つ。

$$N_0 = \frac{N_{\text{accept}}^{K_L \rightarrow 3\pi^0}}{Br(K_L \rightarrow 3\pi^0)} \times \frac{1}{\epsilon^{K_L \rightarrow 3\pi^0}} \quad (2.6)$$

ここで、 $N_{\text{accept}}^{K_L \rightarrow 3\pi^0}$ 、 $\epsilon^{K_L \rightarrow 3\pi^0}$ は $K_L \rightarrow 3\pi^0$ の観測数とそのアクセプタンスであり、 $Br(K_L \rightarrow 3\pi^0)$ は表 2.1 に示した $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊の分岐比である。式 (2.5) に式 (2.6) を代入して、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比の計算式として次式を得る。

$$Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = Br(K_L \rightarrow 3\pi^0) \times \frac{N_{\text{accept}}^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}}{N_{\text{accept}}^{K_L \rightarrow 3\pi^0}} \times \frac{\epsilon^{K_L \rightarrow 3\pi^0}}{\epsilon^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}} \quad (2.7)$$

K_L 崩壊数 N_0 を求めるために用いられる分岐比が既知の崩壊モードのことを、「規格化モード」と呼ぶ。そこで、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊のみならず一般の規格化モードを”norm”で表すと、式 (2.7) は次式のように表される。

$$Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = Br(\text{norm}) \times \frac{N_{\text{accept}}^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}}{N_{\text{accept}}^{\text{norm}}} \times \frac{\epsilon^{\text{norm}}}{\epsilon^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}} \quad (2.8)$$

規格化モードとしては、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ の他に $K_L \rightarrow 2\pi^0$ や $K_L \rightarrow 2\gamma$ などを用いることも可能である。これらの崩壊を再構成する方法については7章で詳しく説明する。

式 (2.8) の右辺において $N_{\text{accept}}^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}} = 1$ とおいたものを「シングルフイベント感度 (Single Event Sensitivity = SES)」と呼ぶ。

$$\text{SES} = Br(\text{norm}) \times \frac{1}{N_{\text{accept}}^{\text{norm}}} \times \frac{\epsilon^{\text{norm}}}{\epsilon^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}} \quad (2.9)$$

この値は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の観測数期待値が1となるときの崩壊分岐比を表しており、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の探索感度の指標として用いる。以下、文中で単に「探索感度」といった場合にはシングルフイベント感度のことを指すこととする。

2.1.4 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索における背景事象

2.1.1 節で述べたように、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ はカロリメータで検出した2光子によって再構成するため、ニュートリノ以外の粒子が2つカロリメータに入射する事象は、全て $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ に対する背景事象となりうる。本節では、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 以外の K_L 中間子の崩壊による背景事象、およびビームハロー中性子による背景事象の発生メカニズムについて述べる。

2.1.4.1 K_L 崩壊由来の背景事象

$K_L \rightarrow 2\gamma$ 崩壊を除く K_L 中間子崩壊は veto 検出器における粒子検出の有無を確認することで $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ と弁別している。しかしながら、veto 検出器の検出効率は100%には

できないため、粒子を検出し損ねた場合に $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊に対する背景事象となることがある。

$K_L \rightarrow 2\gamma$ 崩壊については、終状態の 2 光子から再構成した π^0 が横方向運動量を持つかが、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊との弁別で重要であった。ビーム中の K_L はほとんど横方向運動量を持たないため、この条件は自動的に満たされる。しかしながら、2.1.2 節で述べたビームのハロー成分に含まれる K_L 中間子はビーム軸から離れた位置で崩壊するため、ビーム軸上での崩壊を仮定して再構成すると有限な横方向運動量が現れてしまう。したがって、 $K_L \rightarrow 2\gamma$ 崩壊も背景事象となる可能性がある。

2.1.4.2 中性子由来の背景事象について

2.1.2 節において述べたように、KOTO 実験で用いる中性ビームにはハロー成分が存在する。中でも、ハロー中性子は以下に述べるようにいくつかの背景事象要因となるため、注意が必要である。これらの背景事象は K_L 崩壊によるものではないため、veto 検出器による弁別とは別にそれぞれの特徴に応じた弁別手法が必要になる。中性子由来背景事象の弁別手法についての詳細は 8 章で述べる。

ハドロクラスタ背景事象 (図 2.4(a)) カロリメータに入射したハロー中性子が 1 つのシャワーを形成し、さらにそこで発生した中性子が別のシャワーを形成した場合、それぞれのシャワーが 2 光子として誤認される背景事象を「ハドロクラスタ背景事象」と呼ぶ。この背景事象を分離するためには、中性子によるシャワーと光子によるシャワーの形状などの違いを解析によって見出すことが必要になる。

上流 π^0 背景事象 (図 2.4(b)) 上流部にある veto 検出器に入射したハロー中性子が π^0 を生成し、 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 崩壊でできた 2 つの光子がカロリメータに入射することで生じる背景事象を「上流 π^0 背景事象」と呼ぶ。2 つの光子のエネルギーが正しく測定できている場合は、式 (2.3) によって計算した π^0 の崩壊点は正しくその veto 検出器付近に再構成されるのでその部分を解析から除外すればよい。しかし、カロリメータの分解能や光核反応による光子のエネルギー測定の変動性によって崩壊点が下流側にずれると背景事象となってしまう。

CV 関連背景事象 (図 2.4(c)) 2.1.1.2 節で触れたが、カロリメータの前面には荷電粒子を検出する veto 検出器が設置されている。ここの検出器にハロー中性子が入射して π^0 や η を生成し、 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 崩壊や $\eta \rightarrow 2\gamma$ 崩壊から発生した 2 つの光子がカロリメータに入射することで背景事象となる。その veto 検出器が CV (Charged Veto、2.3.2.3 節参照) と呼ばれていることから、この背景事象を「CV 関連背景事象」と呼ぶ。CV 関連背景事象では真の崩壊点は常に CV 上にあるため、 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ についてはその領域を解析で除外することで抑制できる。一方で、 $\eta \rightarrow 2\gamma$ については、式 (2.3) で質

量 M_{π^0} を仮定して再構成してしまうと、 $M_{\pi^0} < M_\eta$ より θ を小さく間違える、すなわち崩壊点を上流側に間違えることで背景事象となってしまう。

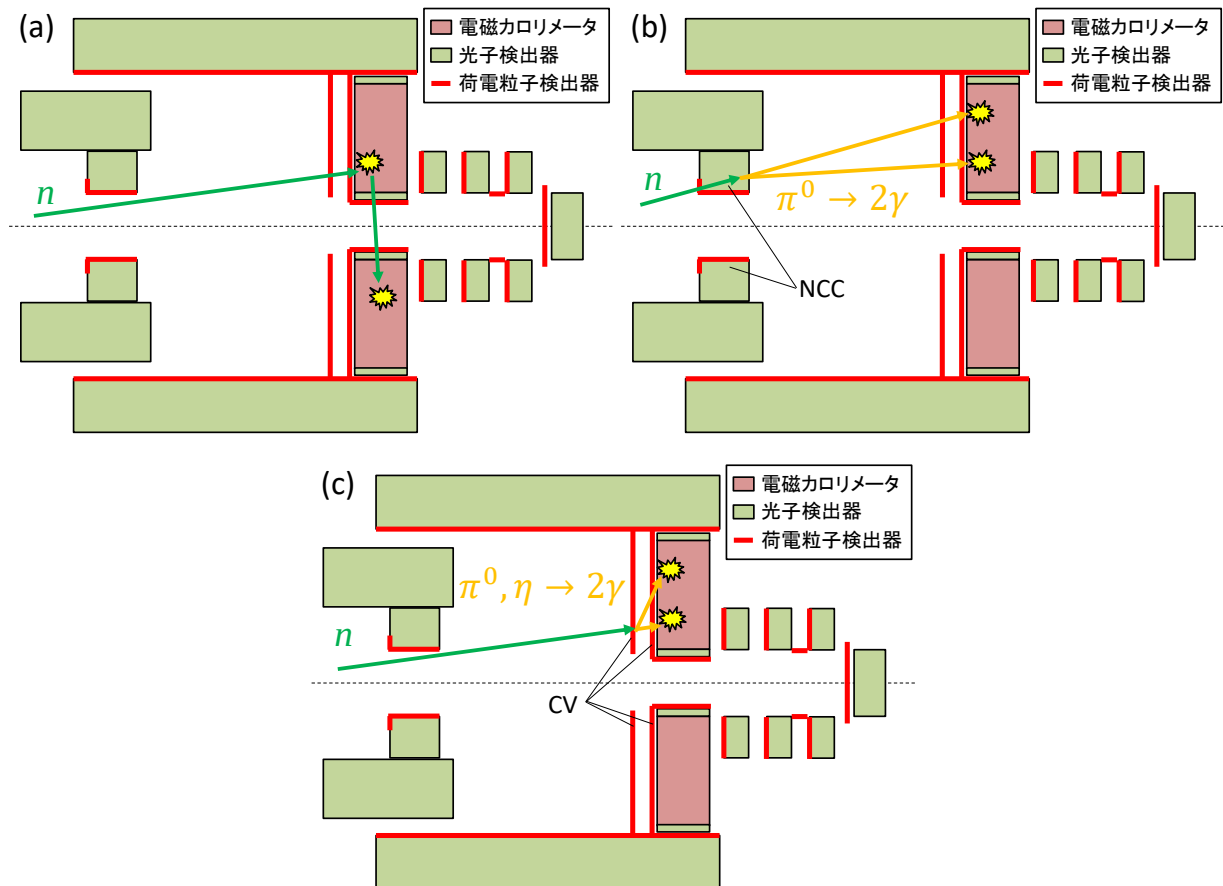


図 2.4 中性子由来の背景事象の模式図。(a) ハドロンクラスター背景事象 (左上)、(b) 上流 π^0 背景事象 (右上)、(c) CV 関連背景事象 (下) についてそれぞれ示す。

2.2 J-PARC 加速器と KL ビームライン

本節では、2.1.2 節で述べた K_L 中間子を含む中性ビームを生成する J-PARC 加速器と KL ビームラインについて述べる。

2.2.1 J-PARC 加速器

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 の大強度陽子加速器ビームを利用している。図 2.5 は J-PARC の鳥観図である。線形加速器のリニアック (Linac)、3 GeV のシンクロトロン (Rapid Cycling Synchrotron : RCS) と 30 GeV のシンクロトロン (Main Ring : MR) の順に陽子加速が行われ、二次粒子の生成ターゲットが

設置されているハドロン実験施設 (Hadron Beam Facility) に加速陽子が供給される。

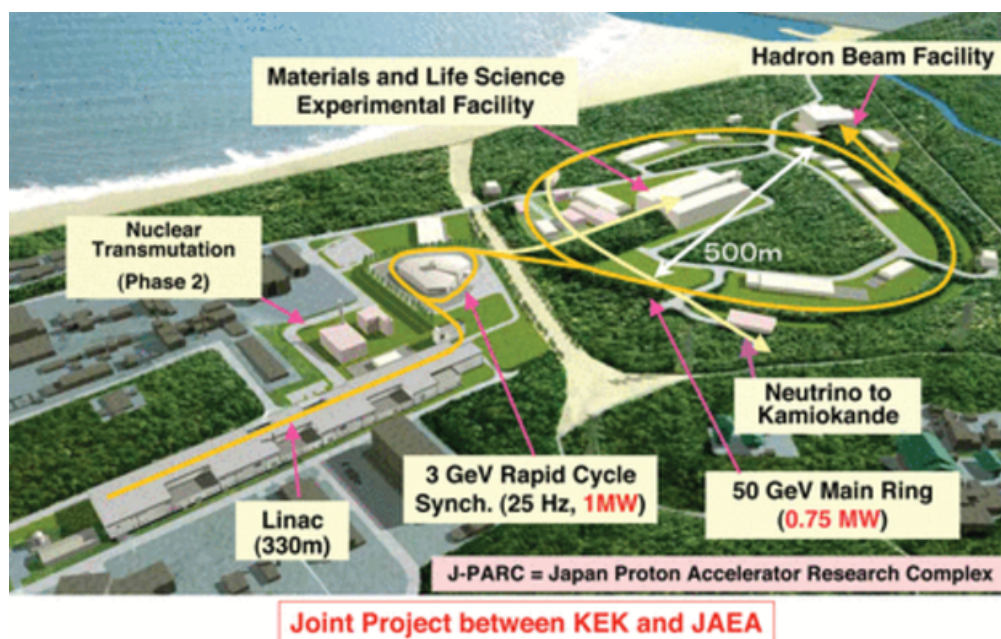


図 2.5 J-PARC の外観。[38] から引用。

2.2.2 ハドロンビームラインとハドロン実験施設

30 GeV まで加速された陽子ビームは、二次粒子の生成ターゲットが設置されているハドロン実験施設 [39] へと導かれる。これをハドロンビームラインと呼ぶ (図 2.6 上)。MR から取り出されたビームは金の標的「T1 ターゲット」(図 2.6 中の T1 target) に入射し、 K 中間子や π 中間子を含む二次粒子を生成する。T1 ターゲットは図 2.7 に示すような形状をしており、ビームの標的となる 6 分割された金塊^{*4} が銅製の冷却系に接続されており、水による冷却を行っている。

ハドロン実験施設へのビーム供給は、MR への陽子ビームの入射、陽子ビームの加速 (3 GeV→30 GeV)、ハドロンビームラインへのビームの取り出しを一定の周期で繰り返す。図 2.8 に MR 内の陽子量 (黒線) と取り出される陽子量 (青線) の時間変化を示す。まず、RCS から MR へ陽子が供給されることで MR 中の陽子数が上昇する。供給された陽子が 3 GeV から 30 GeV まで加速される間は陽子数は一定に保たれるが、ビームの取り出しが始まると連続的に陽子数が減少し、その間ハドロンビームラインへと一定の強度で陽子が取り出される。ビームの取り出し (図の 2.5 秒から 4.5 秒の 2 秒間) は「スピル」と呼ばれ、この繰り返し周期のことを「スピルサイクル」と呼ぶ。スピルサイクルは 2015 年の 6 月ま

^{*4} 金標的は同一の構造をもつものが 2 つ用意されているが片方は予備であり、ビームが入射するのは片側の金標的のみである。

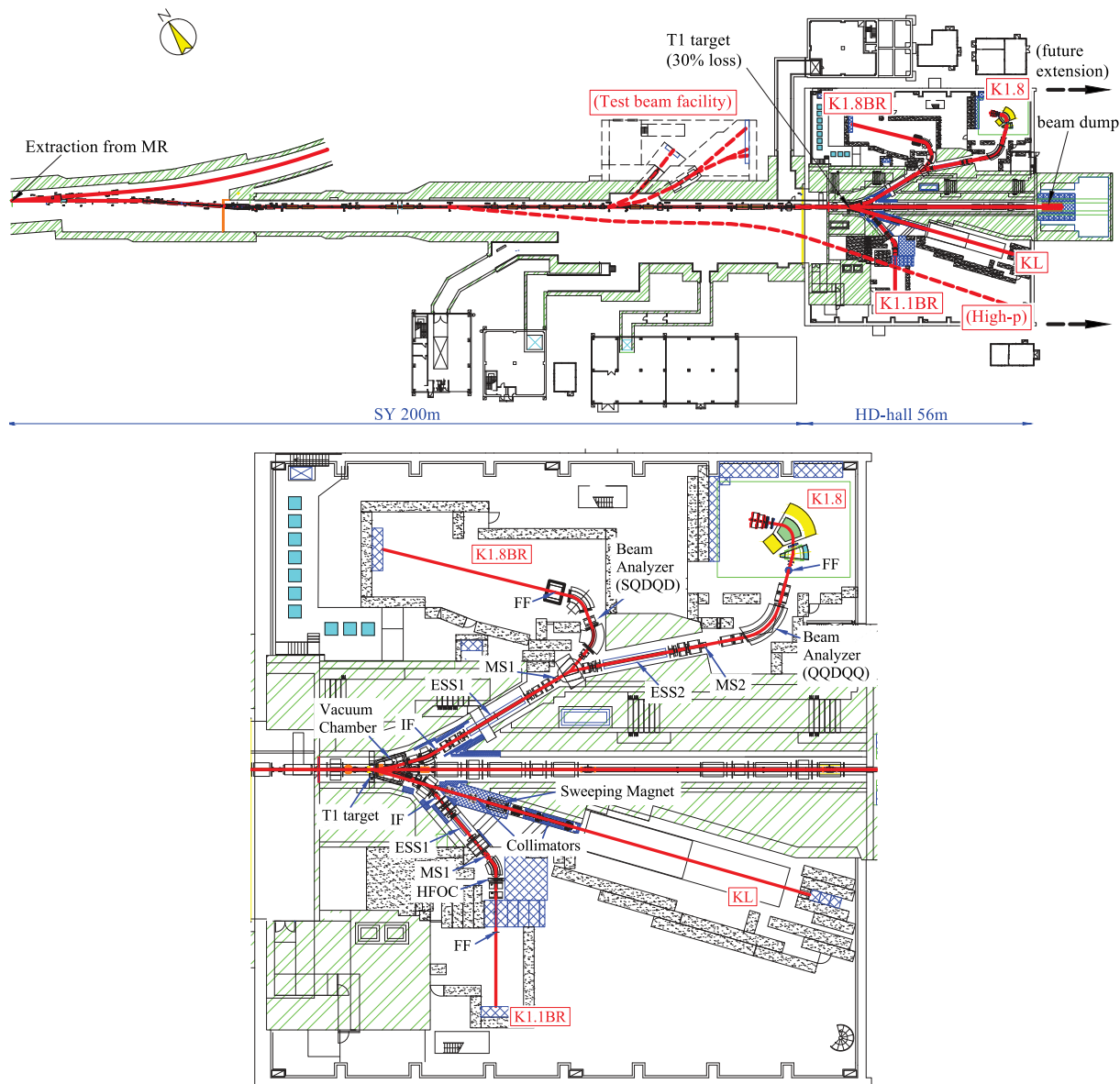


図 2.6 ハドロンビームラインとハドロンホール。上図は J-PARC MR の分岐点からハドロンホールまで向かうハドロンビームラインの外観を示している。下図は上図右部のハドロンホール (HD-hall) を拡大したものであり、「KL」と書かれた場所に KOTO 実験の実験装置が設置されている。[39] より引用。

では 6 sec、2015 年 10 月以降は 5.52 sec であった。このようにビームをゆっくりと取り出して利用する加速器の運転を「遅い取り出し」[41] と呼ぶ。

2.2.3 K_L ビームライン

2.1.2 節で述べたように、KOTO 実験では T1 ターゲットで生成した K_L 中間子を用いる。この K_L を KOTO 実験の検出器まで導く経路を「 K_L ビームライン」と呼ぶ。図 2.9

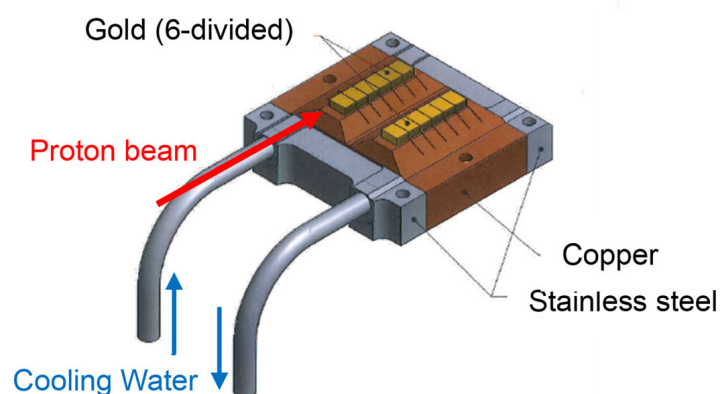


図 2.7 2 次粒子の生成ターゲット (T1 ターゲット) の周辺図。T1 ターゲットは”Gold”で示した 6 分割された金ブロックで、図の赤線で示された方向から陽子ビームが入射する。金ブロックは銅製のヒートシンクに取り付けられており、ヒートシンクには冷却用の水が供給されている。[40] より引用。

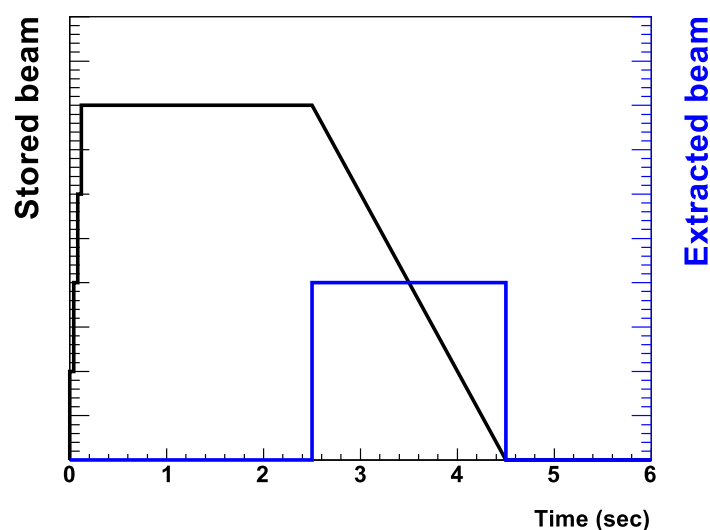


図 2.8 遅い取り出しの時間構造 (6 sec 周期の場合)。黒線は MR 内のプロトン量、青線はハドロンビームとして取り出されるプロトン量を示している。[42] より引用。

に K_L ビームラインの断面図を示す。 K_L ビームラインは一次陽子ビームに対して 16° の角度に設置されており、2つのコリメータと荷電粒子を取り除くためのマグネット、およびビーム中の光子を吸収するためのフォトンアブゾーバ (図 2.10) から構成されている。また、図では省略されているが、検出器系へのビームの入射を抑制するためのビームプラグ (図 2.11) が設置されており、検出器メンテナンスのためにビームを抑制する際や検出器校正のためのデータ収集に使用する (3.4.3.2 節参照)。

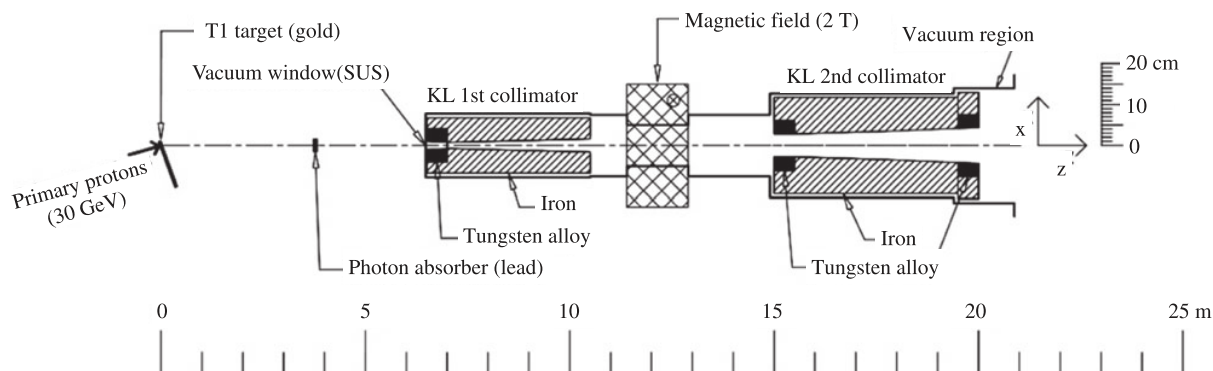


図 2.9 K_L ビームラインの断面図。KOTO 実験の検出器群は下図のビーム下流側 21.5 m 地点から続く。[43] より引用。

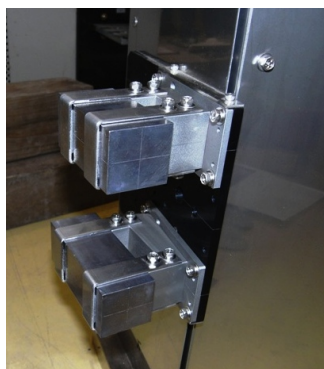


図 2.10 フォトンアブゾーバの外観。[37] より引用。

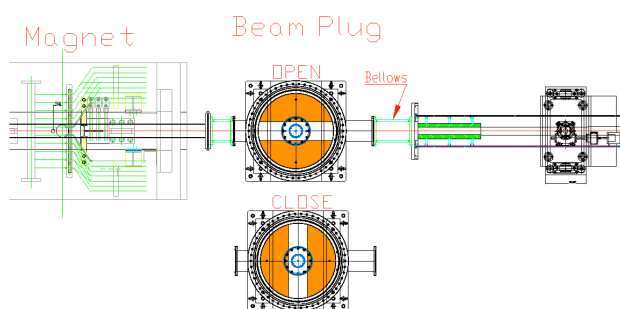


図 2.11 ビームプラグの外観。図 2.9 では、電磁石 (Magnetic field) と第 2 コリメータ (2nd collimator) の間に設置されている。[37] より引用。

2.3 KOTO 実験の検出器

KOTO 実験の検出器は、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊からの π^0 を捉えるための電磁カロリメータとそれを取り囲む veto 検出器群で構成されている。図 2.12 に KOTO 実験の検出器の断面図

を示す。ビーム上流端にある FB から CC04 までの veto 検出器および電磁カロリメータは真空容器内に設置されており、その他の検出器は大気圧下にある。

図 2.13 に真空容器と真空配管系の概略図を示す。図中の緑色で塗られている部分は検出器を表しており、その周囲（白の領域）は実験中は 0.1 Pa 程度の真空に保たれている。図の薄橙色部分は中性ビームが通過し K_L 中間子が崩壊する領域を含む部分で、 $O(10^{-5})$ Pa の真空度に保たれる。これは、空気中の分子（陽子・中性子）とビーム粒子が反応して π^0 を生成し、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊に対する背景事象とすることを防ぐためである。

本節で、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索に用いる電磁カロリメータと veto 検出器の概要を説明する。

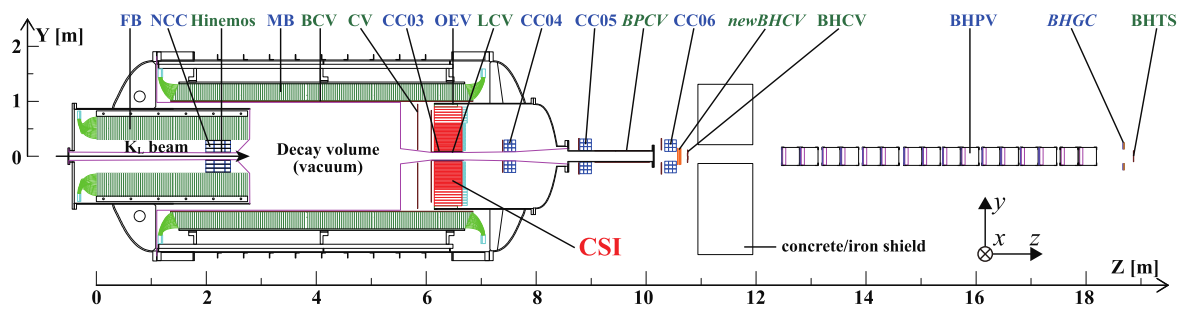


図 2.12 KOTO 実験の検出器全体像。ビーム軸に平行な鉛直面による断面図を表す。 K_L ビームラインを通った中性ビームは紙面左側から入射する。[35] より引用。

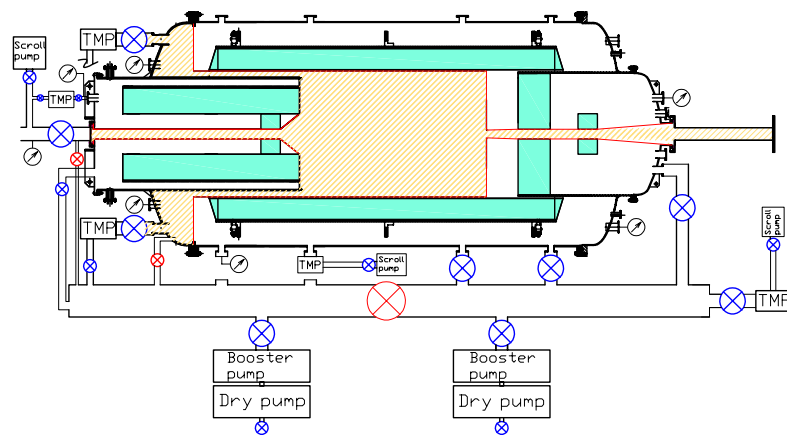


図 2.13 KOTO 実験の真空システム。橙色の斜線が描かれた領域は $O(10^{-5})$ Pa の高真空に保たれている。一方で、検出器（緑）がある領域（白）は 0.1 Pa 程度の真空状態に保たれている。2つの真空領域の間は「メンブレン」と呼ばれるポリエチレンとエバールが積層されたガスバリア性の高い薄い膜で仕切られている。[37] より引用。

2.3.1 CsI 電磁カロリメータ

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の終状態にある 2 つの光子を捉える電磁カロリメータは、図 2.14 に示すように直方体の CsI の単結晶 2716 本を円筒状に積み上げた構造になっている。結晶の大きさは二種類あり、中心部は小さい 25 mm 角、外周部は大きい 50 mm 角になっており、いずれも奥行方向の長さが 500 mm（放射長 $27X_0$ 相当）である。各結晶は $13 \mu\text{m}$ 厚のアルミメッキされたポリエステルフィルムで包装されており、隣接する結晶とは光学的に分離されている。中心部には中性ビームが通り抜けるための 150 mm 角の穴が開いている。

図 2.15 に各 CsI 結晶の読み出し系の模式図を示す。各 CsI 結晶からのシンチレーション光は光電子増倍管（PMT）で読み出す。PMT と CsI 結晶は、接続部での屈折率の変化を抑えるためにクッキー（cookie）と呼ばれるシリコン部材と UV 光のみを透過するフィルタ（UV フィルタ）を挟んで接合されている。UV フィルタは、減衰時間 $1 \mu\text{s}$ の遅い発光波長（480 nm）[44][45] を遮断し、減衰時間 10 ns または 36 ns の速い発光波長（315 nm）[44][45] のみを透過するので、PMT の信号波形の減衰時間を短くして信号波形のパイルアップを抑制している。

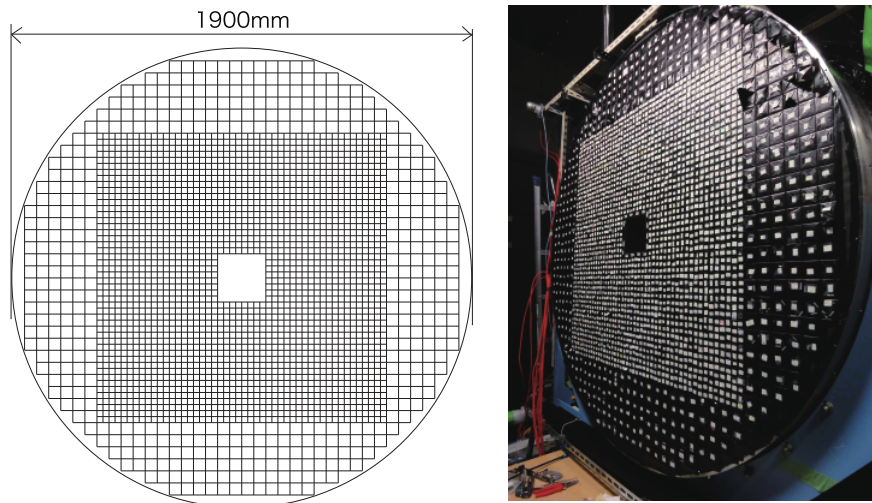


図 2.14 CsI 電磁カロリメータをビーム上流側から見た図。[46] より引用。

以下、特に断りがない限り、単に「カロリメータ」という場合はこの CsI 電磁カロリメータのことを指すものとする。

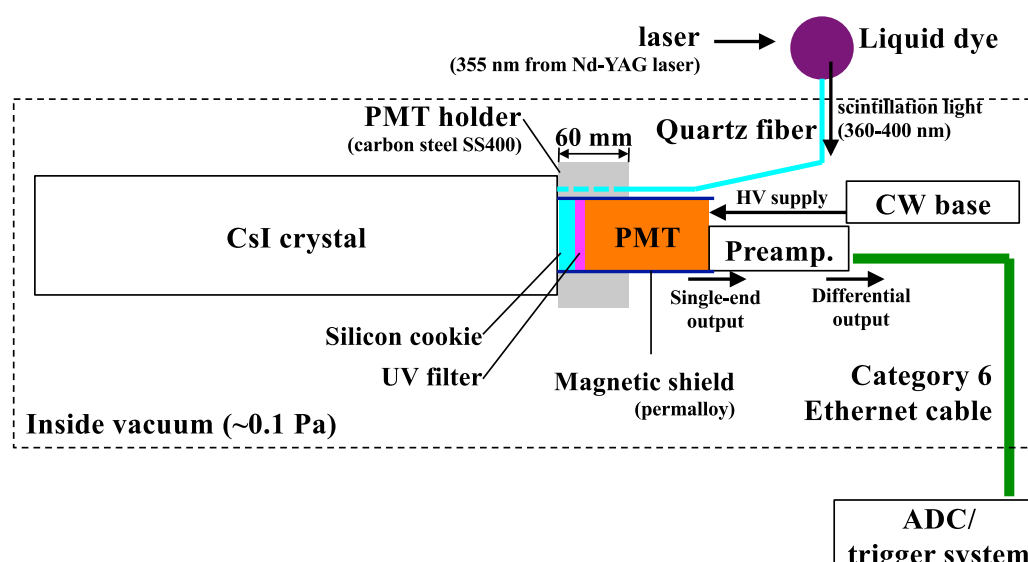


図 2.15 カロリメータの各結晶の読み出し系の模式図。「CW base」はコッククロフト・ウォルトン式の昇圧回路を持つ PMT のダイノードへ高電圧供給回路である。PMT からの信号はアンプ (Preamp) で増幅し、CAT6 のツイストペアケーブルで ADC に伝送する。各結晶には較正用のレーザ光を入射できるようになっている。[37] より引用。

2.3.2 veto 検出器

2.3.2.1 Front Barrel (FB)、Main Barrel (MB)、Barrel Charged Veto (BCV)

Front Barrel (FB) と Main Barrel (MB) は鉛 (Pb) とプラスチックシンチレータの板を交互に挟んだ検出器である [47]。中性ビーム軸を中心に同心円状に配置されており、主に $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊や $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊の光子を捉えることを目的とした veto 検出器である。図 2.16 は FB および MB をビーム軸に垂直な面による断面の模式図である。それぞれ 16 個および 32 個のモジュールを円筒状に組み上げた構造になっている。Barrel Charged Veto (以下 BCV) は 5 mm 厚プラスチックシンチレータを 2 枚重ねたもので、MB の内側表面を覆うように設置されている。BCV は MB に入射する荷電粒子を検出することに加えて、MB に光子が入射して電磁シャワー発生した際に入射方向と逆方向に向かうものを検出することができる。

FB や MB、BCV はモジュールの隙間が小さいことに加えて、ビーム軸周りの形状が非対称になっている。こうすることで、ビーム軸中心から見たときにモジュールの隙間が直接見えないため、隙間に光子が入射してすり抜けることによる検出効率の低下を抑制している。

図 2.17 に各モジュールの断面図を示す。プラスチックシンチレータには長手方向に波長変換ファイバが埋め込まれており、シンチレータの発光はファイバによって伝播される。

FB については内側 27 層と外側 32 層が、MB については内側 15 層と外側 30 層からくる波長変換ファイバはそれぞれ別々の PMT によってまとめて読みだされる。BCV については各モジュール毎にファイバーが束ねられ、それぞれに PMT が取り付けられている。

MB および BCV は PMT がモジュールの両端に取り付けられている。検出器内のある位置でシンチレーション光が発生すると、上流と下流に向かってシンチレーション光が伝播し、PMT でその光が検出される。このとき、シンチレーション光の伝播速度が一定であると仮定すると、上下流両端の PMT が検知した光の到達時間の差は、シンチレーション光の発光位置から PMT までの距離の差に相当する。したがって、両端の PMT の時間差を測ることで、モジュール内での粒子の通過位置がわかる。

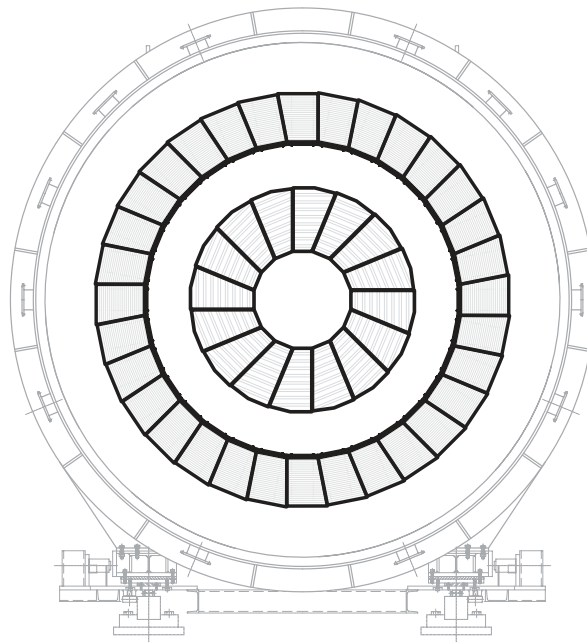


図 2.16 ビームの入射軸方向から見た FB、MB、BCV の断面図。内側の灰色のハッチの円環部分が FB、外側の円環部分が MB を表しており、BCV は MB の内側に張り付いている。[33] より引用。

2.3.2.2 Neutron Collar Counter (NCC)、Horizontal Inner NCC Edge Mounted Scintillator (HINEMOS)

Neutron Collar Counter (NCC) は FB の内側にある検出器であり、FB 同様 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ や $K_L \rightarrow 2\pi^0$ からくる光子を捉えることを目的とした veto 検出器である。NCC より上流で崩壊した $K_L \rightarrow 3\pi^0$ からの光子が直接カロリメータに入射することを防いだり、NCC より後方で崩壊した $K_L \rightarrow 2\pi^0$ からの光子が上流側に逃げることを防ぐ役割がある。NCC はカロリメータと同じく CsI 結晶を積み上げた検出器であり、48 個のインナーモジュールと

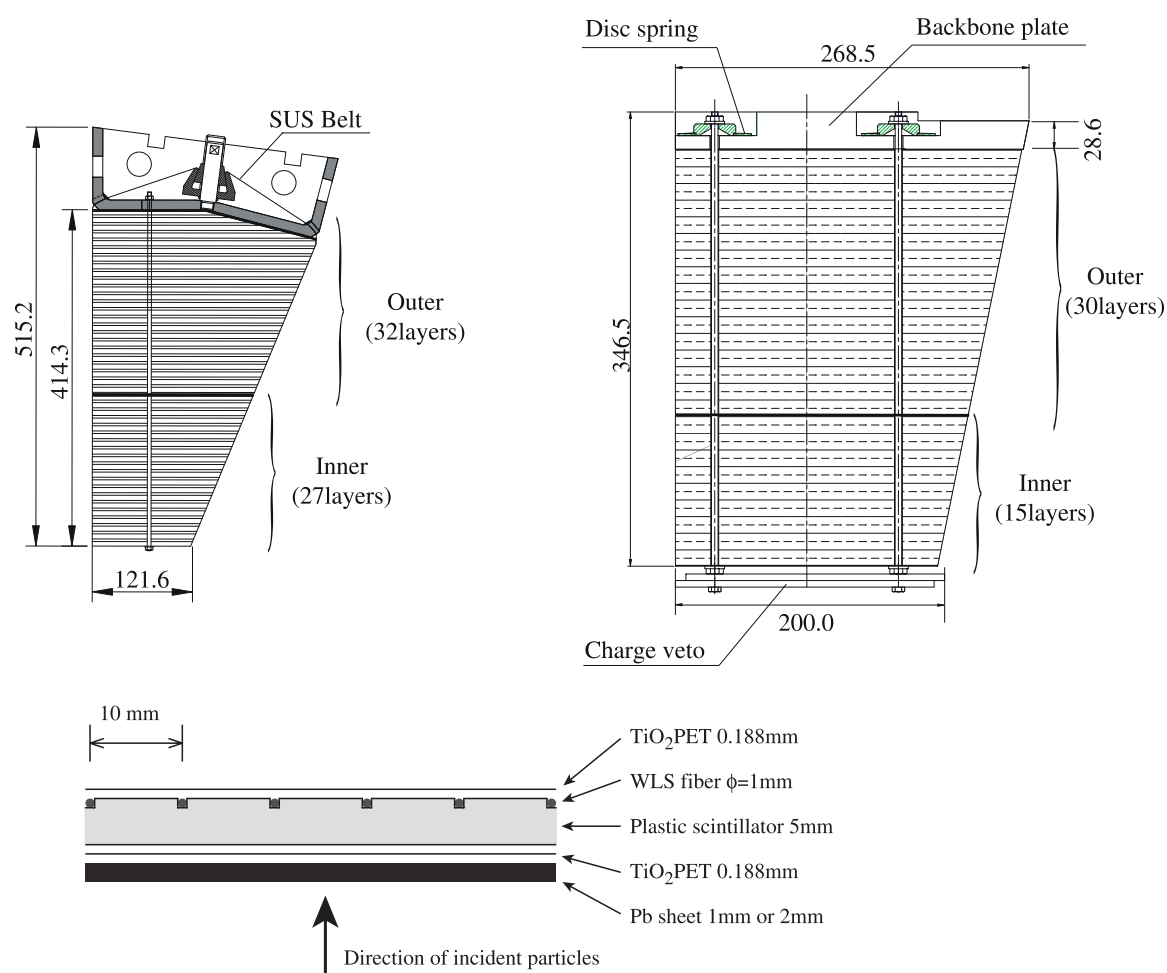


図 2.17 FB および MB・BCV の各モジュールの断面図。左上が FB、右上が MB および BCV の図である。FB および MB は下図にあるように 5 mm のプラスチックシンチレータと 1 mm あるいは 2 mm の鉛とを交互に挟んだ構造である。BCV は MB の最内層のさらに内側に設置されており、2 枚のプラスチックシンチレータを貼り合わせた構造になっている（図の”Charged Veto”）。プラスチックシンチレータには、光の伝播性能を向上するための波長変換ファイバを埋め込むための溝が彫られている。[47] より引用。

8 個のアウトモジュールで構成される。インナーモジュールは波長変換ファイバを経由して PMT で読み出すが、アウトモジュールには PMT が直接取り付けられている。

NCC の内側には炭素繊維強化プラスチック（以下 CFRP）による構造体が挿入されているが、この内側の 4 面を覆うプラスチックシンチレータ HINEMOS が取り付けられている。シンチレーション光は波長変換ファイバを経由して PMT で読み出す。HINEMOS は、ハロー中性子や π^- が NCC や CFRP に入射して π^0 が生成した際に、発生した荷電粒子や入射した π^- そのものを検出することで、 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ からの 2 光子がカリリメータに入射する背景事象（2.1.4 節で述べた上流 π^0 背景事象）を抑制するための veto 検出器である。

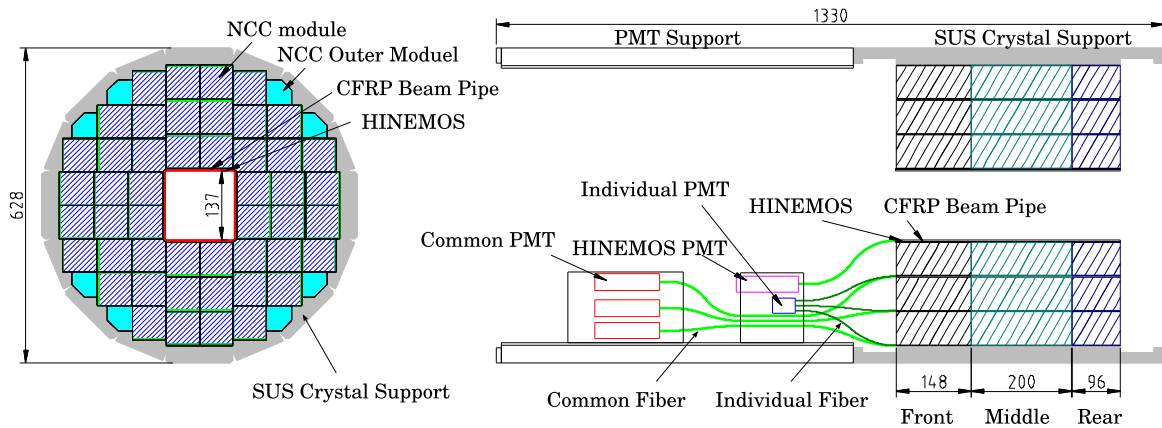


図 2.18 NCC および HINEMOS。[37] より引用。

2.3.2.3 Charged Veto (CV)

Charged Veto (CV) はカロリメータの上流側を覆う veto 検出器である [48]。CV は 2.1.1.2 節で述べたように、カロリメータに入射する荷電粒子を捉える検出器である。

CV は図 2.19 にあるように、長さと先端の形状が異なる 3 mm 厚のプラスチックシンチレータを 4 回回転対称になるように 0.8 mm 厚の CFRP 上に並べた構造になっている。それぞれのシンチレータには波長変換ファイバを通す溝が彫ってあり、両端から MPPC（浜松ホトニクス製 SiPM）で読み出す。CV は図 2.19 で示した 12×4 枚のプラスチックシンチレータで構成された Front CV と、同様の構造で一回り小さい 11×4 枚のプラスチックシンチレータを持つ Rear CV の二層構造になっており、Rear CV はカロリメータの直前に、Front CV は Rear CV の上流側に 25 cm の距離を空けて設置されている。

2.3.2.4 Outer Edge Veto (OEV), Liner Charged Veto (LCV) , CC03

次にカロリメータの側面を覆う veto 検出器について図 2.20 を用いて説明する。Outer Edge Veto (OEV) はカロリメータの外周を囲む veto 検出器である [49]。OEV はプラスチックシンチレータと鉛のサンドイッチ構造を持つ検出器であり、シンチレーション光は波長変換ファイバ経由で PMT によって読み出す (図 2.21)。カロリメータの外周部にはカロリメータや CV などを保持するための構造体などが設置されている。OEV の役割は、構造体の隙間を埋めることによって構造体に入射する前に光子を捉えたり、構造体に入射した光子による電磁シャワーの漏れを捉えることで、背景事象を抑制することである。

CC03 および LCV はカロリメータの内側に設置された veto 検出器である。図 2.22 に CC03 と LCV の設置部分を拡大したものを示す。CC03 はカロリメータの結晶より少し扁平な CsI 結晶を並べた検出器で、1 つの結晶あたり 2 つの PMT を接続してシンチレーショ

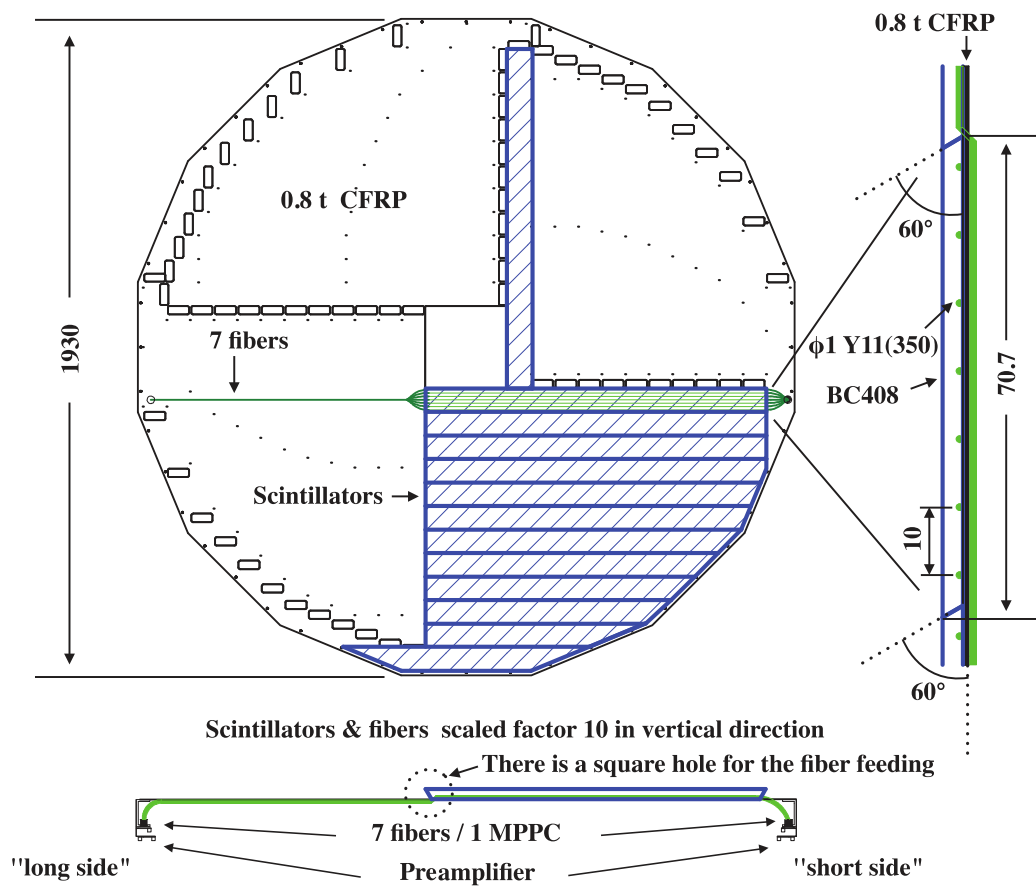


図 2.19 CV (Front CV) の外観と各シンチレータ板の構造。[48] より引用。

ン光を読み出す。LCV は CC03 のさらに内側に設置された 3 mm 厚のプラスチックシンチレータ 4 枚で構成された検出器で、波長変換ファイバを経由して PMT でシンチレーション光を読み出す。

2.3.2.5 CC04, CC05, CC06

CC04、CC05、CC06 はカロリメータの下流側に設置された veto 検出器で、図 2.23 に示すように上流側の 4 枚のプラスチックシンチレータと下流側の 58 個 (CC04) または 54 個 (CC05 および CC06) の CsI 結晶によって構成されている。シンチレーション光の読み出しは PMT を用いており、CsI 結晶と中段の 2 枚のプラスチックシンチレータにはそれぞれ 1 つ、上下段の 2 枚のプラスチックシンチレータにはそれぞれの両端 1 つずつ PMT が設置されている。

これらの検出器は、カロリメータの中心部の穴を通り抜けてきた K_L 崩壊由来の光子や荷電粒子を捉えることができる。また、カロリメータの下流側で K_L が崩壊して π^0 が発生し、 π^0 が上流側に向けて飛んで $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 崩壊の 2 つの光子がカロリメータに入射すると、

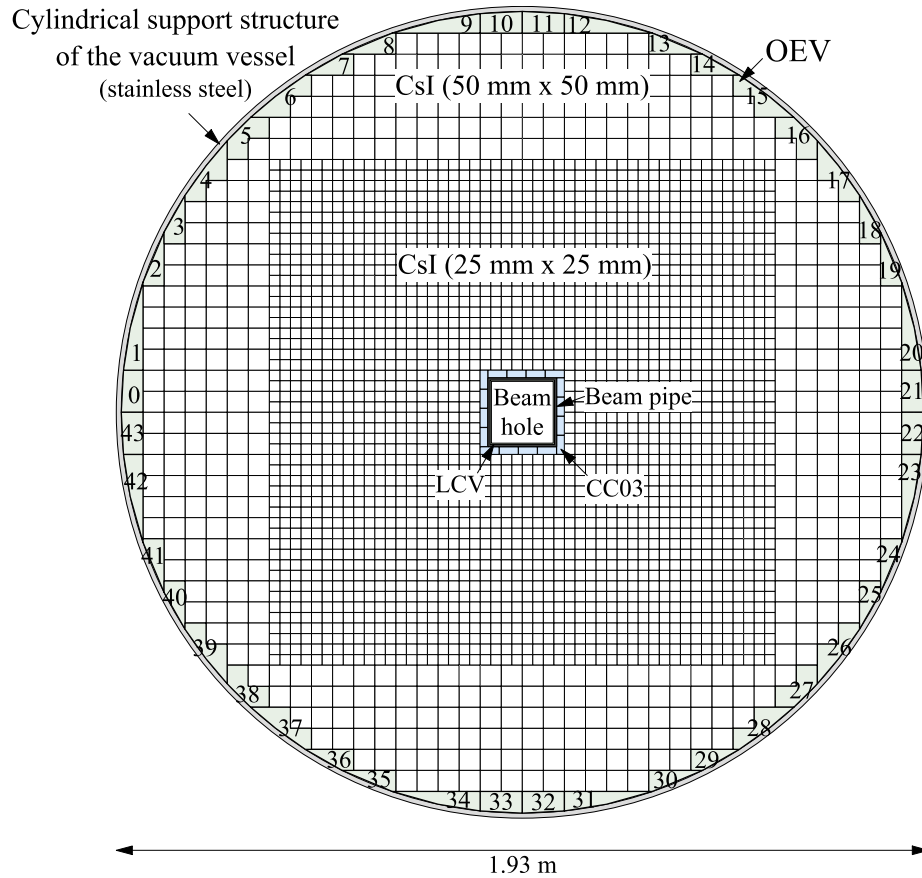


図 2.20 OEV、LCV および CC03 と CSI の位置関係。[49] より引用。

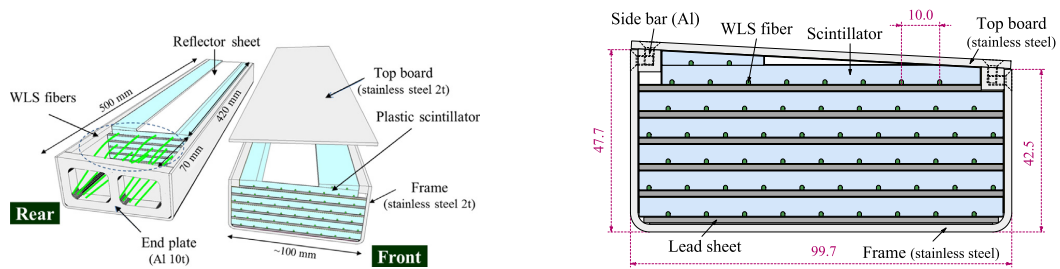


図 2.21 OEV のモジュール。左図はモジュールの全体像を下流側（Rear）と上流側（Front）からみたと示している。右図は断面図であり、波長変換ファイバを埋め込んだプラスチックシンチレータと鉛シートの積層で構成されていることを示す。[49] より引用。

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊に対する背景事象となる。これらの検出器は、2つの光子がカロリメータに入射する前に検出して、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の背景事象となることを防ぐ役割も果たしている。

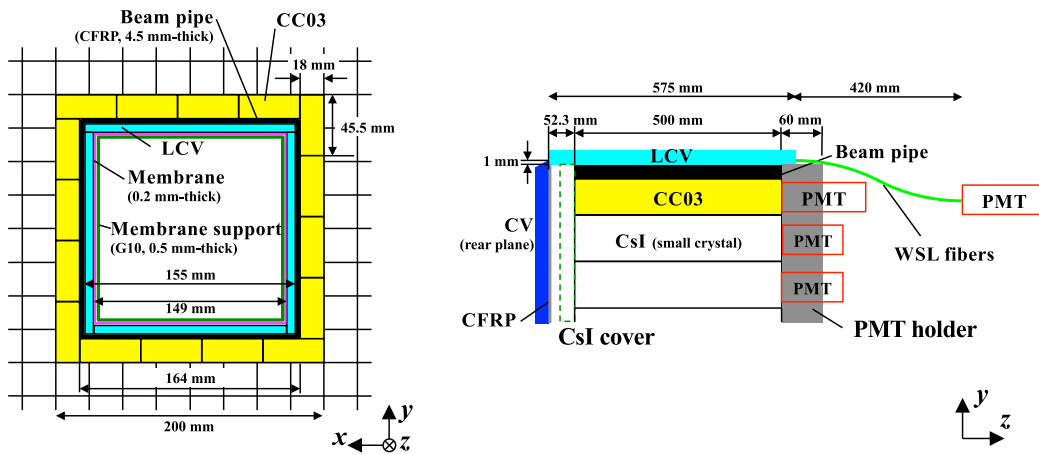


図 2.22 LCV および CC03。CC03 は 16 個の結晶を 32 個の PMT で読み出す。LCV の上流端と Rear CV の間は隙間なく閉じられており、 K_L 崩壊で発生した荷電粒子がカロリメータに直接入射しないようにしている。[37] より引用。

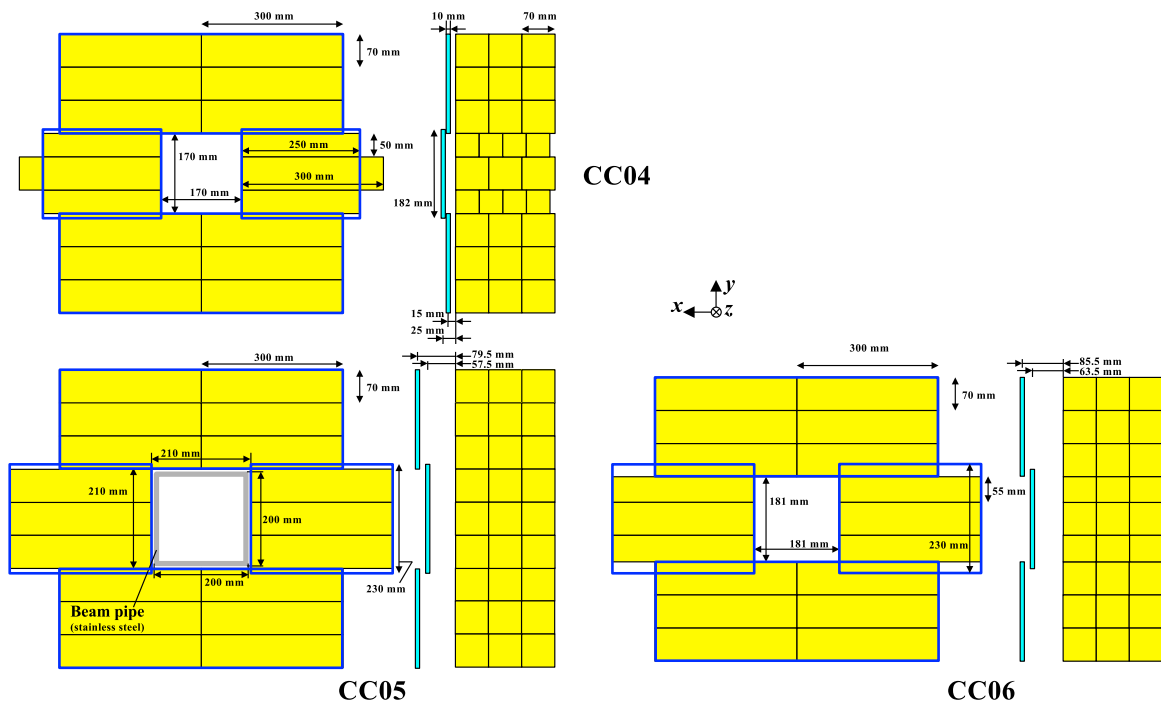


図 2.23 CC04、CC05 および CC06 の外観。CC05 および CC06 はほとんど同じサイズであるが、CC04 はこの 2 つに比べ全体のサイズはやや小さい。[37] より引用。

2.3.2.6 Beam Pipe Charged Veto (BPCV)

図 2.12 に示したように、CC05 の中心部には真空容器から伸びるパイプが通っていて、CC06 の手前まで伸びている。 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊において π^0 からの 2 光子がカロリメー

タに入射し、 $\pi^\pm$ はカロリメータの中心を抜けてこのパイプに入射したとする。このとき、 $\pi^\pm$ がそのまま貫通すれば CC05 あるいは CC06 でその存在を検知することが可能である。しかしながら、パイプ内でハドロン相互作用（例えば $\pi^+ + n \rightarrow \pi^0 + p$ など）を起こした場合には、必ずしも反応で生成した粒子を CC05 や CC06 で検出できるとは限らない。これは、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊に対する背景事象となる。

そこで、ビームパイプにおけるハドロン相互作用で発生した荷電粒子を捉える検出器として Beam Pipe Charged Veto (BPCV) を設置している [50]。BPCV は図 2.24 示すように 5 mm 厚のプラスチックシンチレータでビームパイプの四方を覆っている。シンチレーション光はシンチレータに埋め込んだ波長変換ファイバー経由で PMT で読み出す。

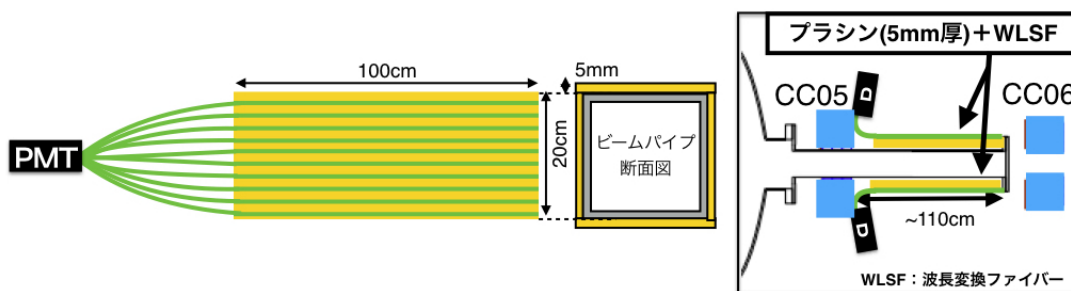


図 2.24 BPCV の外観。[50] より引用。

2.3.2.7 Beam Hole Charged Veto (newBHCV)

newBHCV^{*5} は CC06 の背後に設置された荷電粒子検出器である（図 2.25）。上流側の検出器と異なり、この検出器は中性ビームが通る領域をカバーしており、ビーム軸上を抜けてくる K_L 崩壊由来の荷電粒子を捉えることができる veto 検出器である [51][52]。newBHCV は表 2.2 に示すような仕様を持つガス検出器であり、高レートの中性粒子が直撃するために高いレート耐性と中性粒子に対する高不感率が求められる。そのため、1.4 mm と薄いワイヤ-カソード間ギャップを採用して高レート耐性を確保しつつ、カソード面を 50 μm の炭素コーティングしたポリイミドで形成するなどビームが入射する検出領域を低物質量化すること中性粒子への不感率を高めつつ荷電粒子の検出効率を確保している。

信号読み出し部（図 2.25 の”signal output”）には筆者が開発した専用設計のプリアンプ

^{*5} ”new”という接頭辞がついている理由は、2013 年の最初の物理ランの際に使用されていたプラスチックシンチレータを用いた (旧)BHCV の代わりに新しくインストールされたという意味である。(旧)BHCV は 3 mm 厚のプラスチックシンチレータを PMT で読み出す構造で、ガス検出器である newBHCV に比べて高レートによるロスの増大と PMT のゲイン不安定性が大きいという欠点があった。図 2.12 にも”BHCV”の名称が残っているが 2015 年のデータ収集では、newBHCV のバックアップとして残されていた。(旧)BHCV は 2016 年以降は取り外されている。

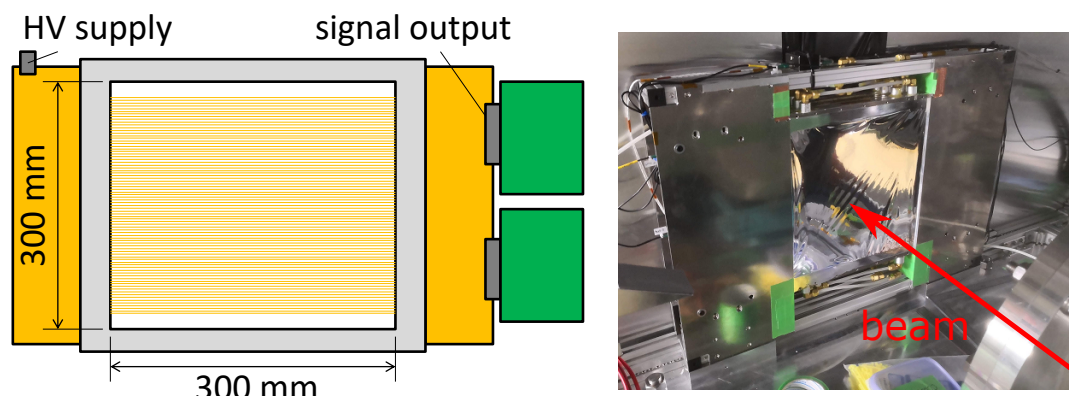


図 2.25 newBHCV の概略図（左）と上流側から見た実機の写真（右）。

表 2.2 newBHCV の仕様。

ワイヤ直径/長さ	50 μm / 30 cm
ワイヤ数	160 本 (1 チャンネル当たり 10 本)
ワイヤ-ワイヤ間距離	1.8 mm
ワイヤ-カソード間距離	1.4 mm
カソード面	炭素コーティングしたポリイミドフィルム (厚さ 50 μm)
ガス	CF ₄ :n-ペンタン = 55:45
印加電圧	2.7 kV
1 チャンネル当たりの静電容量	50 pF

を接続している。このアンプはガス検出器の信号増幅を行うためのチャージアンプと、出力信号波形の整形を行う波形整形回路で構成されている [53][54]。図 2.26 に信号増幅と波形整形の概要を示す。まず前段増幅（チャージアンプ）によって検出器信号を増幅し、検出器信号の S/N 比を確保する。この段階では、ガス検出器内の低速なイオンのドリフトによって生じる 10 μs 程度の長いテールが残っているが、波形整形回路によって低周波成分を抑制し、幅 100 ns の信号を出力する。

波形整形前後の実際の波形を比較したものを図 2.27 に示す。波形整形前後でテール部分の信号成分が抑制され、パルスがよりシャープになっていることがわかる。この波形整形回路の特徴はポール・ゼロキャンセル回路を用いていることで、AC カップリングのように DC 成分をカットしたことで生じるオーバーシュートやアンダーシュートが存在せず、高レートにおけるベースラインの安定性が高いことである。

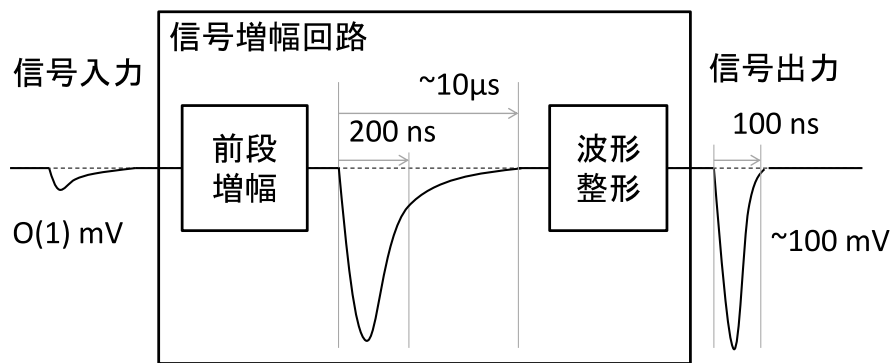


図 2.26 newBHCV 用プリアンプにおける信号増幅と波形整形の概念図。検出器からの信号入力厳密には電流出力になるが、ここでは $50\ \Omega$ の負荷で受けた場合の参考値として $O(1)\ \text{mV}$ と示している。

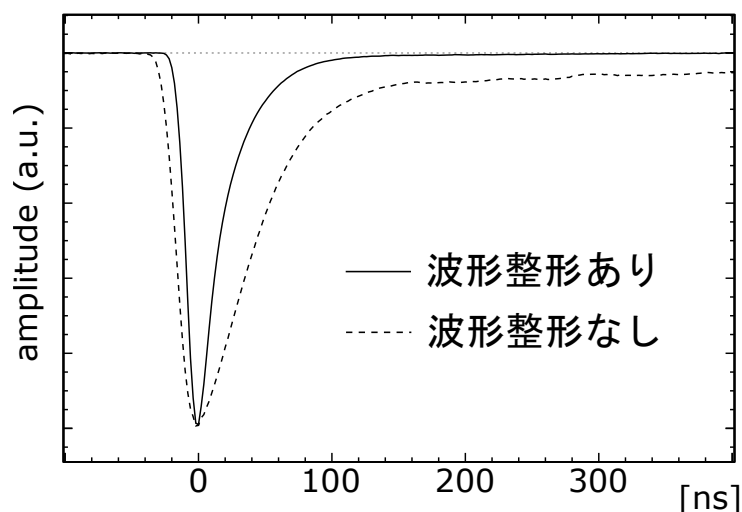


図 2.27 波形整形前後の newBHCV 信号波形の比較。2 つの信号は比較のために波高で規格化して示している。

2.3.2.8 Beam Hole Photon Veto (BHPV) and Beam Hole Guard Counter (BHGC)

Beam Hole Photon Veto (BHPV、図 2.28) および Beam Hole Guard Counter (BHGC、図 2.29) は KOTO 検出器系の最下流に設置された検出器であり、ビーム軸上を抜けてくる K_L 崩壊由来の光子を捉える veto 検出器である。BHPV および BHGC はチェレンコフ検出器であり、入射した光子を鉛板で電磁シャワーに変換し、生成した電子-陽電子がシリカエアロゲル (BHPV) あるいはアクリル板 (BHGC) を通過する際に発生するチェレンコフ光を PMT で読み取る。チェレンコフ光の発生には通過する荷電粒子の速度に閾値があるため、例えば中性子が入射して陽子を発生させたとしても速度が低くチェレンコフ光を発生させにくい。そのため、BHPV や BHGC は光子に対する高い検出効率と中性子に対する高い

不感率を両立させている [55][56]。

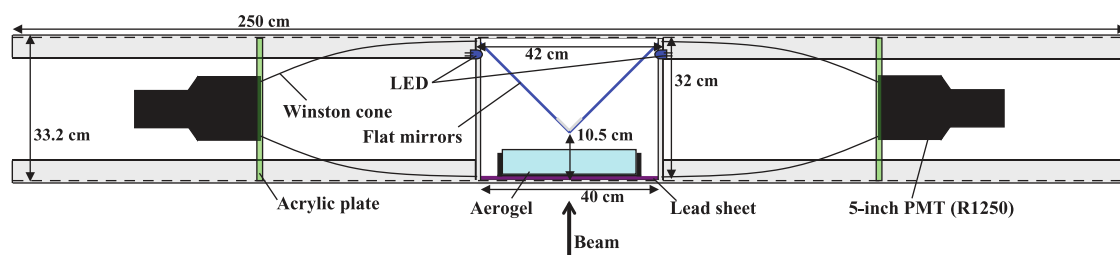


図 2.28 BHPV の模式図。これを 1 つのモジュールとして計 16 モジュールをビーム軸上に並べている。下方から入射した光子が鉛板で電磁シャワーを起し、直後のエアロゲル内でチェレンコフ光を発生させる。発生したチェレンコフ光は鏡（flat mirrors）とウィンストンコーンによって PMT に導かれる。[37] より引用。

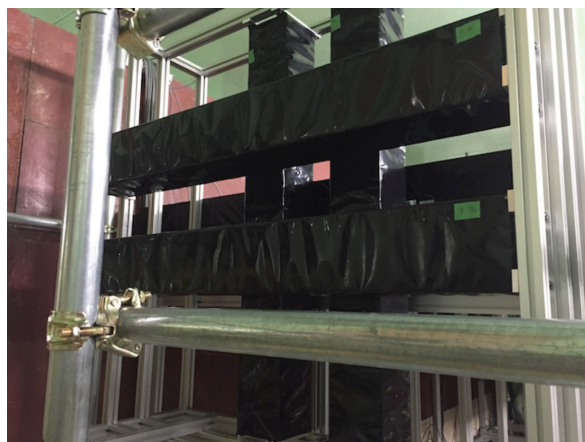
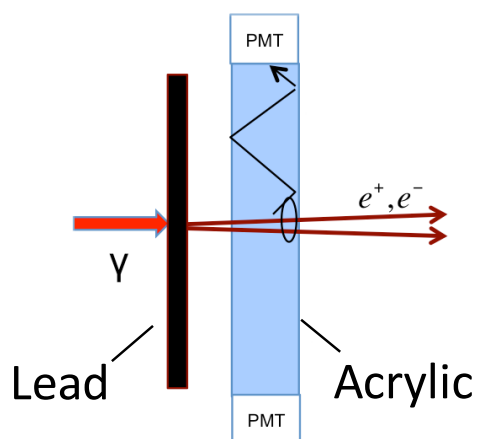


図 2.29 BHGC の模式図。左で示すモジュール 4 台を右の写真のように井桁状に組んでいる。鉛板で発生した電磁シャワーがアクリル板内でチェレンコフ光を発生させる。チェレンコフ光はアクリルと空気の境界面における全反射によって PMT まで伝播される。[56] より引用。

第 3 章

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索のデータ収集

本章では、KOTO 実験における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索のための実験データの収集方法について述べる。

3.1 データ収集システムの概要

3.1.1 データ収集の流れ

図 3.1 はデータ収集の流れを表した模式図である。KOTO 実験のデータ収集は、検出器からくるアナログ信号をデジタルデータとして記録するアナログ-デジタル変換（ADC）モジュールと、3 つのトリガシステムで構成されている。KOTO 実験は高強度の陽子ビームを用いており、検出器の計数率は最大で $O(1)$ MHz になる。これは、観測したい $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊や規格化モードの崩壊（ $K_L \rightarrow 3\pi^0$ や $K_L \rightarrow 2\pi^0$ など）の他に、他の K_L 崩壊やビーム中に含まれる光子や中性子など観測対象ではない粒子が検出器に入射しているためである。トリガシステムの役割は、検出器のヒット情報から「観測したいイベント」を選択し、より低いレートで効率的にデータ収集を行うことである。

検出器から出力される連続的なアナログの電圧信号は、ADC モジュールにおいて 125 MHz または 500 MHz の周期でサンプリングされ、電圧値と時間に対して離散的なデジタルデータに変換される。KOTO 実験におけるデータ収集とは、ADC においてデジタル化された検出器信号のスナップショットを記録することである。

スナップショットを取るタイミングは、図 3.1 のレベル 1 トリガシステムによって決定される。レベル 1 トリガシステムでは、ADC でデジタル化された各検出器の波形データから各検出器における $O(1)$ MHz の「ヒット」の有無を判定し、100 kHz 程度のレートで ADC に対し「レベル 1 トリガ」を発行する。ヒット判定の詳細については 3.3.1 節で説明する。レベル 1 トリガを受け取った ADC モジュールは、その前後の 512 ns 幅の波形データを切り取り、光通信でレベル 2 トリガシステムへ転送する。

レベル2トリガシステムは、ADCから受け取った波形データをイーサネット通信でレベル3トリガシステムへと転送する役割を担う。レベル2トリガシステムでは、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の候補となるイベントを選別する「レベル2トリガ」というロジックが実装されており、レベル1トリガの100 kHz程度に対して10 kHz程度までイベントレートを削減することができる。レベル2トリガの詳細については、3.3.2節で説明する。

レベル3トリガシステムは、レベル2トリガシステムから転送されてきた各ADCモジュールにおける波形のスナップショットを、各レベル1トリガ毎に整列して1つの「イベントデータ」として再構成する。再構成されたイベントデータは、レベル3トリガシステムのディスクストレージに一時的に保存された後、ネットワーク経由で高エネルギー加速器研究機構[57]の中央計算機システム(KEKCC)[58]へと転送され、同施設にあるテープストレージに保管される。

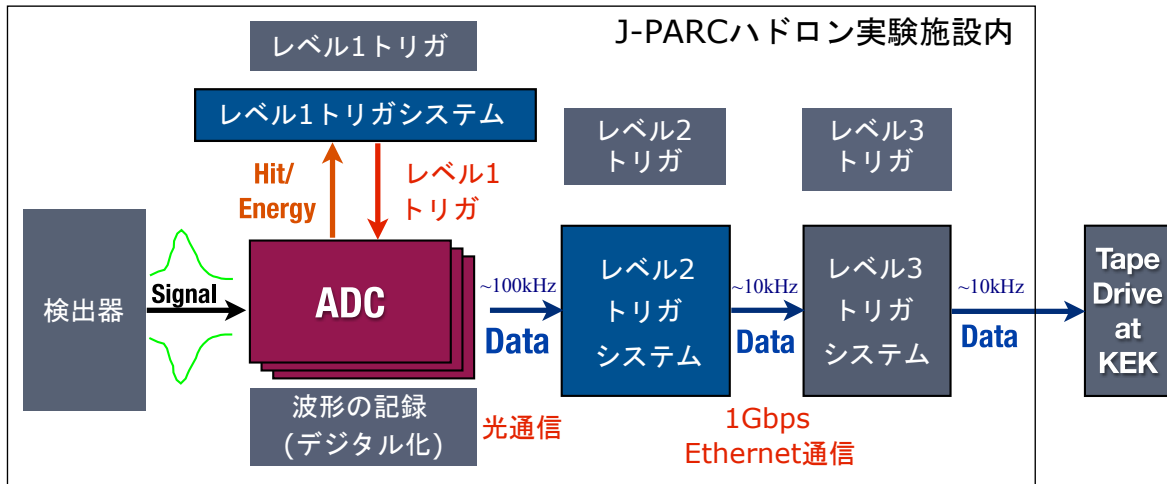


図 3.1 KOTO 実験におけるデータ収集システムの概要。レベル1トリガの発行によって、ADCでデジタル化された各検出器の電圧信号のスナップショット(Data)が各トリガシステムを通して転送されていく様子を示している。検出器からレベル3トリガシステムまでは、J-PARCのハドロン実験施設に設置されている。[59]より一部変更を加えて引用。

3.1.2 加速器のビーム取り出しとデータ収集のタイミングの関係

KOTO 実験のデータ収集システムは2.2.2節で述べたJ-PARC MRの遅い取り出しの周期に同期して動作する。すなわち、図3.2に示すように、6秒(2015年の10月からは5.52秒)間隔のビーム取り出し(図の“Beam Extraction Timing”)の開始から4.3秒間データを収集する(図の“LIVE Gate”)。各スピルにおいて陽子ビーム取り出しが行われている2秒間をオンスピル、ビーム取り出しがない残りの部分をオフスピルと呼ぶ。オンスピルでは

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索のためのデータや背景事象の評価のためのデータなど、ビームのデータを収集し、オフスピルでは、宇宙線や光源を用いた検出器のキャリブレーション用データを収集する。

全てのイベントデータにはデータ収集開始からのスピル数が付与されており、1回のデータ収集は 500 スピルを単位として行われた。このデータ収集単位のことを「ラン」と呼ぶ。

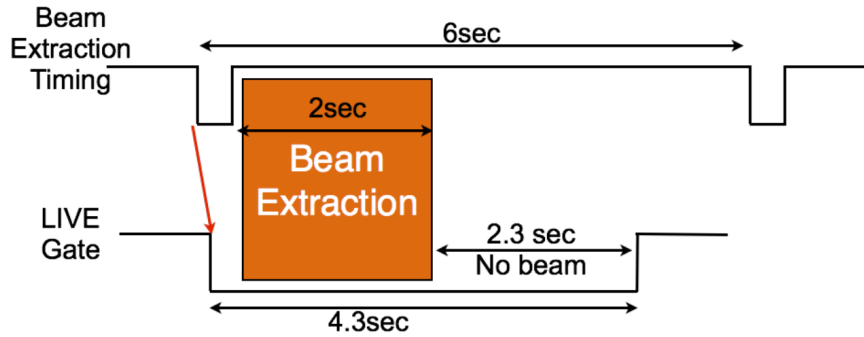


図 3.2 ビーム取り出しとデータ収集のタイミング図。[59] より引用。

3.2 アナログ-デジタル変換（ADC）モジュール

本節では、検出器の信号を記録するアナログ-デジタル変換（ADC）モジュールについて説明する。KOTO 実験では二種類のサンプリングレート（125 MHz と 500 MHz）の ADC を用途に応じて使い分けている。

3.2.1 125 MHz の ADC モジュール

サンプリングレート 125 MHz の ADC モジュール [60] (図 3.3 左) は 14 ビットの電圧分解能を持ち、広いダイナミックレンジが要求されるカロリメータや比較的計数率の低い veto 検出器（FB、NCC、MB、BCV、OEV、CV、LCV、CC03-06、BPCV）の信号を記録する。この ADC モジュールは入力部にローパスフィルタ（10 極のベッセルフィルタ）が組み込まれており、 $O(10)$ ns の幅を持つ検出器の信号を $O(100)$ ns の比較的なだらかな波形に整形する。これによって、低いサンプリングレートでも特に信号の立ち上がり部分（100～200 ns）において十分なサンプル点を確保している（図 3.3 右）。

3.2.2 500 MHz の ADC モジュール

K_L ビーム中あるいはその近傍に設置されている veto 検出器（newBHCV, BHPV, BHGC）は比較的計数率が高いため（ $O(1)$ MHz 程度）、ローパスフィルタで波形が広がっ

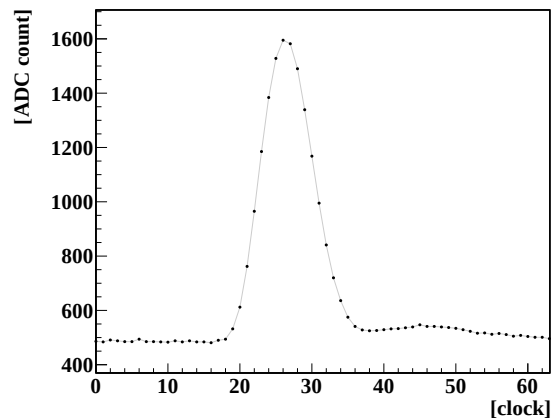
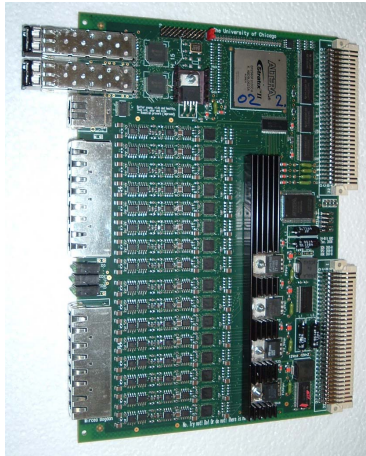


図 3.3 125-MHz ADC の実機の写真（左）と実際に記録された波形の例（右）。ADC モジュール 1 枚あたり 16 チャンネルの信号を記録する。

てしまう 125 MHz ADC を用いると波形の重複によって元の信号の再構成が難しくなる。そこでこれらの検出器にはサンプリングレート 500 MHz でフィルタを使わず直接波形が記録できる ADC モジュール [61] (図 3.4 左) を使用し、生の信号波形を記録している (図 3.4 右)。

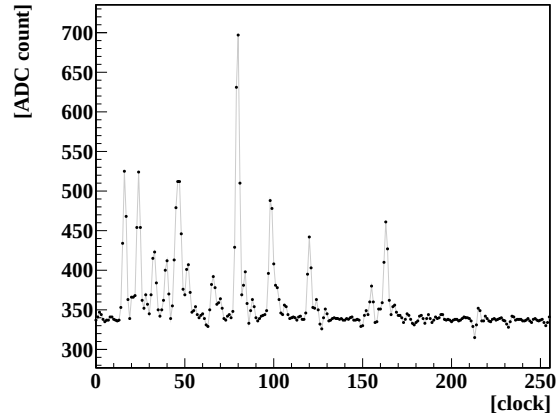
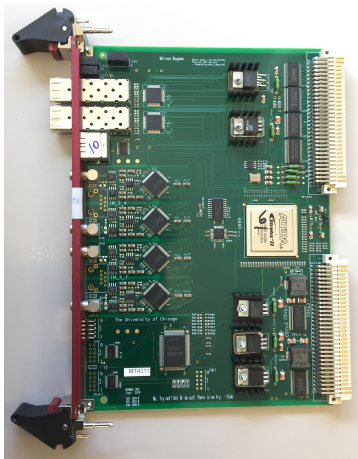


図 3.4 500-MHz ADC の実機の写真（左）と実際に記録された波形の例（右）。ADC モジュール 1 枚あたり 4 チャンネルの信号を記録する。

3.3 トリガシステム

本節では、KOTO 実験のデータ収集システムにおける 3 段階のトリガシステムについて説明する。まず、レベル 1 トリガシステムでは、ADC の情報に基づいてハードウェアによるイベントトリガを行う。次に、レベル 2 トリガシステムでは、カロリメータのエネルギー情報に基づいたオンラインでのイベント選別を実行する。最後にレベル 3 トリガではイベン

トビルドを行うとともに、各イベントの全情報を用いたイベント選別を実行する。

3.3.1 レベル 1 トリガシステム

3.1.1 節で述べたように、レベル 1 トリガシステムの役割は ADC によってデジタル化された検出器の信号波形のスナップショットを撮るタイミングを決めるレベル 1 トリガを発行することである。そこでまず、レベル 1 トリガを構成する基本要素である Et トリガについて説明する。

図 3.5 左にレベル 1 トリガシステムの模式図を示す。レベル 1 トリガシステムは、予め指定されたある ADC モジュールの組み合わせについて、各サンプリング点における全チャンネルの ADC 値の合計値を監視する。この合計値のことを“EtSum”と呼ぶ。図 3.5 右の一番上に EtSum の模式図を示す。EtSum を構成するチャンネルの一部で信号を検出すると、この図に示すように EtSum にも信号の増減が観測される。このとき、EtSum が定められた閾値を超えた部分で極大値を迎えたとき、すなわち上昇から下降に転じたときにトリガ信号が発行される（右図の一番下）。このトリガ信号を「Et トリガ」と呼ぶ。Et トリガはその定義上、EtSum を構成するチャンネルにある大きさの検出器信号（エネルギー）が観測された時に発行される。

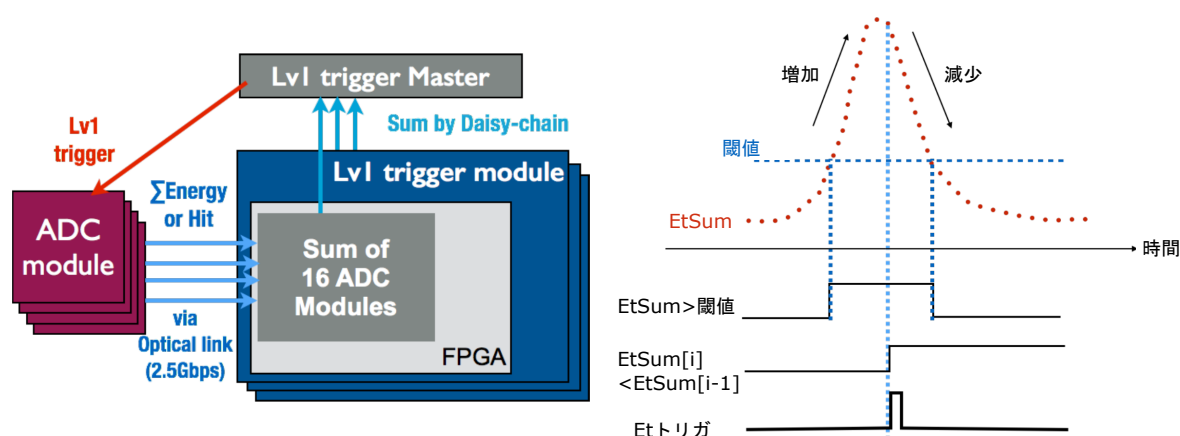


図 3.5 レベル 1 トリガシステムの模式図（左）と Et トリガ発行の仕組み（右）。右上の波形は着目する ADC のチャンネルの波形を足し上げたもので、これが上昇から下降に転じる点においてトリガが発行される。

レベル 1 トリガは、いくつかの検出器の Et トリガの論理的な組み合わせで構成する。例えば、カロリメータの全チャンネルから作成した EtSum に対して発行される Et トリガをそのままレベル 1 トリガとして使用すると、カロリメータにある大きさのエネルギーが観測された場合にトリガを発行することができる。また、ある veto 検出器の全チャンネルから作成した EtSum を用いて発行する Et トリガに対して、その否定（NOT）演算をしたもの

とカロリメータによる Et トリガの論理積を取れば、その veto 検出器においてエネルギーが観測されて「いない」ときにカロリメータにエネルギーが観測されているイベントを選択することが可能になる。これはまさに $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索において veto 検出器に求められている動作であり、veto 検出器による Et トリガの論理反転との論理積を取ることを「オンライン veto」と呼ぶ。

このように、レベル 1 トリガシステムでは、Et トリガと論理演算の組み合わせでトリガの発行条件を設定することで、データ収集の目的に応じて効率的にデータ収集を行う。

3.3.2 レベル 2 トリガシステム

図 3.6 にレベル 2 トリガシステムの模式図を示す。レベル 2 トリガシステムでは、カロリメータで観測された全エネルギーの重心 (Center of Energy, COE) の位置までのビーム軸からの距離 $R_{\text{COE}}^{\text{Lv}2}$ を元にイベントの選別を行う。

$$R_{\text{COE}}^{\text{Lv}2} = \frac{\sqrt{(\sum_i E_i x_i)^2 + (\sum_i E_i y_i)^2}}{\sum_i E_i}, \quad (3.1)$$

ここで (x_i, y_i) , E_i はそれぞれ カロリメータの i 番目の CsI 結晶の位置とその結晶で観測したエネルギーの値である。

2.1.1.2 節で述べたように、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊で生成する 2 光子の重心は有限な横方向運動量を持つので、観測される $R_{\text{COE}}^{\text{Lv}2}$ が大きくなる。したがって、 $R_{\text{COE}}^{\text{Lv}2}$ に対して閾値を設定して、これを超えるイベントのみ収集してやれば $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を選択的に収集することができる。レベル 2 トリガシステムでは、ADC から転送されたカロリメータの信号情報から $R_{\text{COE}}^{\text{Lv}2}$ を計算して*1、 $R_{\text{COE}}^{\text{Lv}2}$ が予め設定した閾値を超えたイベントだけを選択する「レベル 2 トリガ」と呼ぶイベント選別を行う。

レベル 2 トリガシステムに転送された波形データは、レベル 2 トリガ判定の間バッファ (Buffer) に一時保管され、トリガ判定を通ったイベントは 2 つあるメモリ (Memory) の片方へ転送される。もう一方のメモリからは後段のレベル 3 トリガシステムへイーサネット通信によってデータ転送が行われる。なお、レベル 2 トリガ判定の最中にバッファが一杯になった場合は、ADC からのデータ転送を抑制する信号 (図の Buffer Full) を発行する。

*1 厳密には、各 ADC において部分的な COE 計算を行い、その情報をレベル 2 トリガシステムで合算することで COE 半径を計算している。レベル 2 トリガにおける COE 半径計算方法の詳細については、[59] を参照のこと。

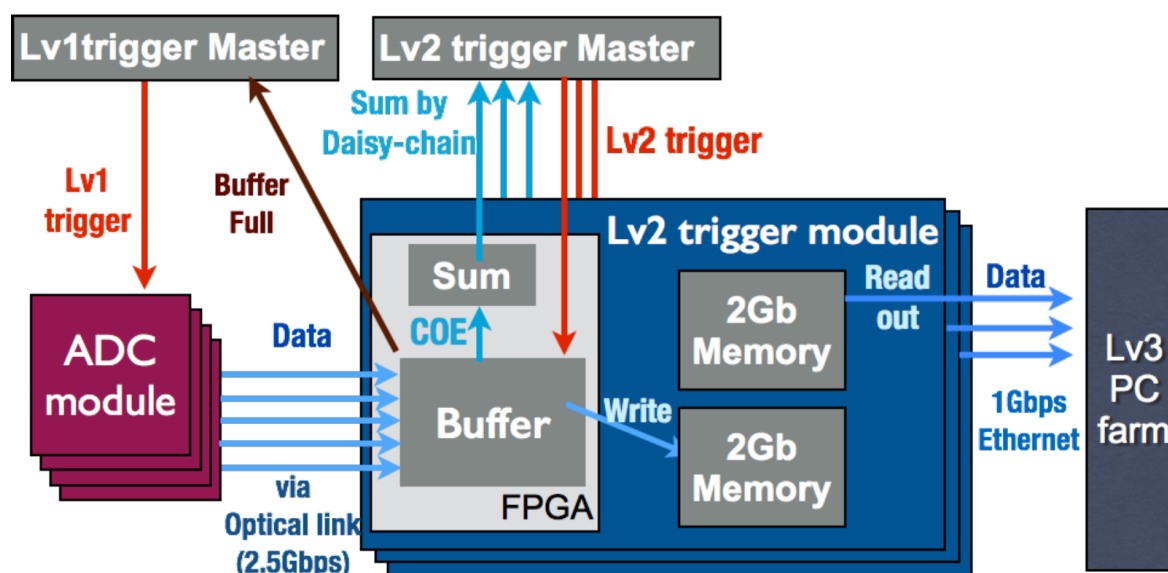


図 3.6 レベル 2 トリガシステムの模式図。

3.3.3 レベル 3 トリガシステム

レベル 3 トリガシステムでは、レベル 2 トリガシステムから転送されてきた個々の ADC の波形データをイベント毎にグルーピングして 1 つのイベントデータとするイベントビルドの処理を行う。ここで作成されるイベントデータは物理解析で使用するイベントデータと同等のものであり、レベル 2 トリガシステムまでに比べてより高度なイベント選別を実行することができる。ただし、2015 年のデータ解析ではレベル 3 トリガシステムにおけるデータ量の削減の必要性がなかったため、レベル 3 トリガシステムにおけるデータ選別は実施しなかった。

3.4 トリガ条件の設定

上述したように、KOTO 実験では、レベル 1 トリガとレベル 2 トリガによるイベント選別を行うことができ、レベル 1 トリガは複数の Et トリガの組み合わせによって構成されている。具体的な Et トリガの構成は、各ランのデータ収集の目的に応じて設定する。本節では、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のデータを収集する「物理ラン」、主にハドロンクラスタ背景事象の評価に用いる「Z0 アルミターゲットラン」、および各検出器のエネルギーやタイミングの較正を行うためのランについて、トリガ条件と装置のセットアップを説明する。

3.4.1 物理ラン

「物理ラン」は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のデータを収集する、KOTO 実験において最も優先度の高いランである。物理ランでは、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のデータ 2.1.3 節で述べた規格化モードのデータなど、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索の崩壊分岐比を決定するのに必要なデータを収集するとともに、シミュレーションのチューニングを行うためのランダムトリガデータ (6 章参照) や、LED・レーザー光源・宇宙線などを用いた検出器較正のためのデータの収集も行う。

以下、物理ランにおいて使用した各種イベントトリガの概要を述べる。

3.4.1.1 K_L 崩壊データを収集するためのトリガ

KOTO 実験ではカロリメータで光子を観測することによってイベントを再構成するため、物理解析を行うトリガには基本的にカロリメータの Et トリガが含まれる。物理ランでは、データ解析の目的に応じて、「物理トリガ」「規格化トリガ」「最小バイアストリガ」「 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ トリガ」の4つのトリガ条件を用いた。

表 3.1 に、各トリガの構成要素、プリスケール値^{*2}、典型的なトリガレートを示す。以下、それぞれのトリガのについて、その目的とトリガ条件を説明する。

表 3.1 カロリメータの Et トリガを含むオンスピルのトリガの一覧。トリガレートは 42 kW の陽子ビームにおける平均的な値を示した。

トリガの構成要素	最小バイアス	規格化	物理	$K_L \rightarrow 3\pi^0$
カロリメータの Et トリガ	✓	✓	✓	✓
オンライン veto		✓	✓	✓
領域計数トリガ				✓
COE トリガ			✓	
プリスケール値	300	30	1	10
トリガレート (42 kW)	~ 0.5 kHz	~ 0.5 kHz	~ 5 kHz	~ 0.2 kHz

物理トリガ 物理トリガは主に $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を捉えるためのトリガである。2.1.1 節で述べたように $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のイベントの特徴は、(1) カロリメータにヒットがあり、(2)veto 検出器にはヒットがなく、(3) 終状態の π^0 が有限な横方向運動量を持つ、ことである。条件 (1) を満たすイベントトリガとしてカロリメータの Et トリガを用いる。条件 (2) は NCC、MB、CV、CC03 の4つの veto 検出器を用いて、3.3.1

^{*2} イベントを記録するトリガ発行回数の間隔。例えば規格化トリガの場合、プリスケール値が 30 であるので、30 回のトリガ発行毎に 1 回イベントを記録する。

節で述べた「オンライン veto」を適用することで実現する。すなわち、これら 4 つの veto 検出器にヒットがないことを要求している。また、条件 (3) を満たすイベントを選択的に収集するために、3.3.2 節で述べたレベル 2 トリガにおいて COE 半径 $R_{\text{COE}}^{\text{Lv2}}$ が 165 mm 以上であることを要求した。

規格化トリガ 規格化トリガは、文字通り規格化モードを収集するためのトリガであり、物理トリガからレベル 2 トリガを除いたものである。規格化モード ($K_L \rightarrow 3\pi^0$ や $K_L \rightarrow 2\pi^0$, $K_L \rightarrow 2\gamma$ など) は終状態の系の重心が横方向運動量を持たないため、COE 半径 $R_{\text{COE}}^{\text{Lv2}}$ は基本的に 0 付近の値をとる。トリガのプリスケール値は 30 とした。

最小バイアストリガ 最小バイアストリガは規格化トリガからさらにオンライン veto を外すことで、カロリメータの Et トリガだけを用いてデータ収集を行う最小限の構成のトリガである。このトリガは、「物理とトリガ」や「規格化トリガ」で収集したデータを解析する際に生じる、COE トリガやオンライン veto のトリガ効率によるバイアスを評価するためのデータを収集する。最小バイアストリガのプリスケール値は 300 に設定した。

$K_L \rightarrow 3\pi^0$ トリガ このトリガはカロリメータの較正に用いる $K_L \rightarrow 3\pi^0$ のデータ収集に特化したものである^{*3}。カロリメータを 12 個の領域に分割して (図 3.7) それぞれの Et トリガを生成し、5 つ以上の領域で閾値を超えた場合にトリガを発行する。これは領域計数トリガと呼ばれ、カロリメータ上に多くの粒子がヒットしたイベント、すなわち $K_L \rightarrow 3\pi^0$ など終状態の光子数が多いイベントを選択的に収集する。トリガのプリスケール値は 10 である。

3.4.1.2 ランダムトリガ

物理ランでは 2 種類のランダムトリガを使用する。一つは「クロックトリガ」と呼ばれるもので、10 Hz の周期的なトリガ信号を用いたトリガである。もう一つは「TMon^{*4}トリガ」と呼ばれるもので、T1 ターゲットで生成される二次粒子の生成量をモニターする検出器 (図 3.8) の出力信号をトリガとしたものである。TMon トリガの瞬間レートは 2 次粒子の瞬間的な生成量に相関をもつため、ビーム強度に相関を持つランダムデータが収集される。このトリガで収集したデータは、シミュレーションに実際のビーム環境におけるランダムヒットの効果を足しこむために使用する^{*5}。

^{*3} このトリガで収集したデータは $K_L \rightarrow 3\pi^0$ によるカロリメータの較正を行うために用いられる (5.2.1 節参照)。

^{*4} Target Monitor の略。

^{*5} シミュレーションの方法については 6 章で述べる。

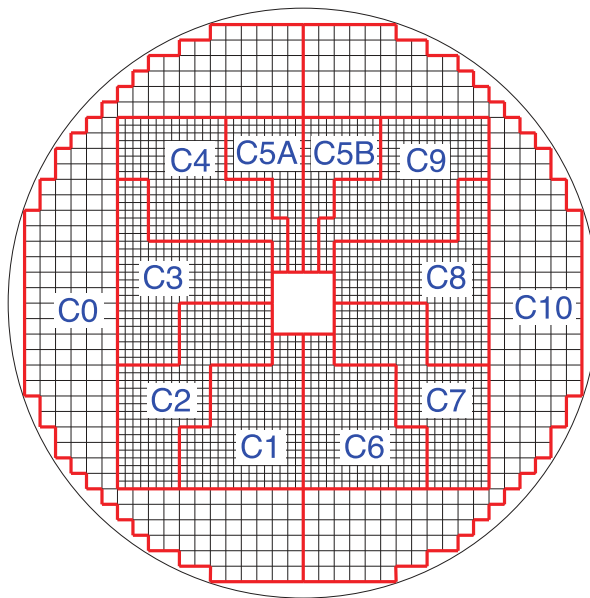


図 3.7 領域計数トリガにおけるカロリメータの分割。[59] より引用。

3.4.1.3 LED・レーザトリガ

このトリガは、検出器間のタイミング差を較正するために、各検出器に一定周期のクロック信号を入力して、その時間差を計測するためのものである。具体的には、各検出器に設置した LED またはレーザの光源^{*6}をクロック信号によるトリガに同期して発光させて、検出器の出力信号を記録する。LED とレーザのクロック信号は独立したものをを用いており、それぞれ 10 Hz および 5 Hz でデータ収集を行った。LED・レーザトリガのデータを用いた検出器のタイミング較正の方法については、5 章で詳しく述べる。

3.4.1.4 宇宙線トリガ

3.1 節で述べたように、KOTO 実験では陽子ビームの取り出しが行われていないオフスピルの間にもデータ収集を行う。このトリガはそのオフスピルの間のみ作動するトリガであり、検出器に入射する宇宙線による信号をトリガとして用いる。物理ランでは、NCC、OEV およびカロリメータの Et トリガを用いており、宇宙線による検出器較正のためのデータを収集した。

^{*6} なお、ガス検出器である newBHCV については、そのプリアンプのテスト信号入力回路をクロック信号で駆動してテストパルスを出力することで、検出器間のタイミング差を見る。

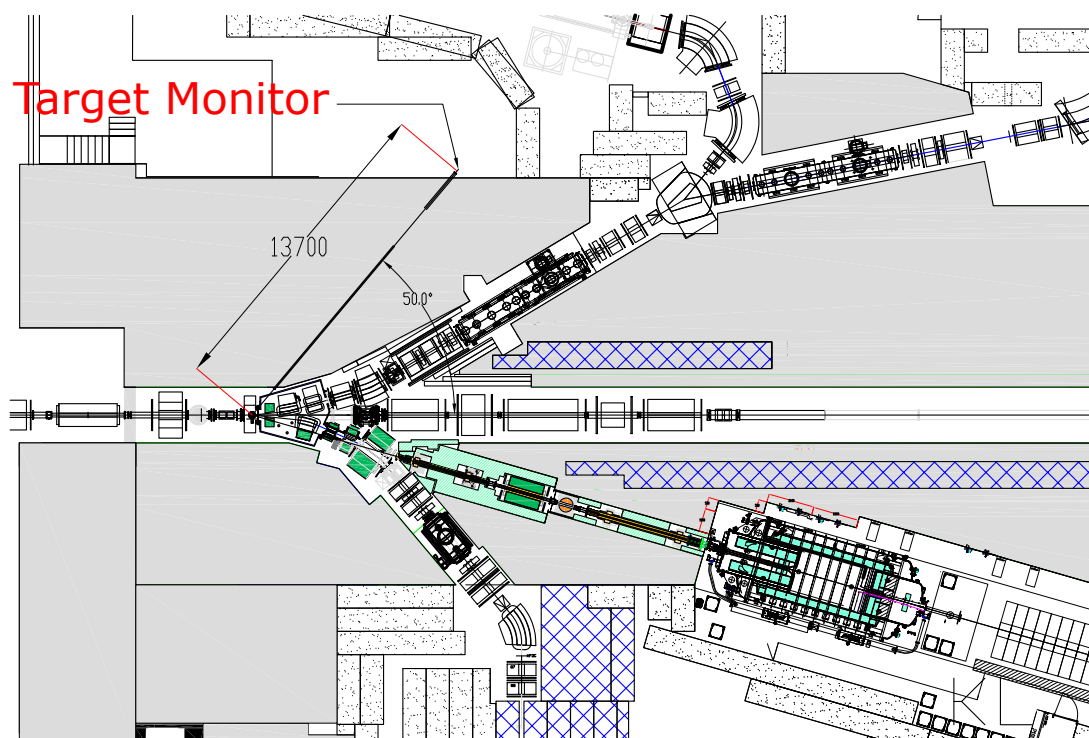


図 3.8 ハドロン実験施設における TMon (Target Monitor) の位置を示した図。右下の緑で塗られているのが K_L ビームラインおよび KOTO 実験の検出器であり、TMon は一次陽子ビームライン（図真中の水平線）に対して反対側に設置されている。[37] より引用。

3.4.2 Z0 アルミターゲットラン

Z0 アルミターゲット^{*7}ランは 2.1.4 節で説明したハドロнокラスタ背景事象のコントロールサンプルを収集するための特別なランである。このランでは、図 3.9 に示すように、KOTO 実験の検出器の上流側にアルミニウム製のターゲットをビーム軸上に設置することで、ビーム中の中性子を散乱させてカロリメータへ入射させ、ハドロнокラスタ背景事象が発生しやすい状態にしてデータ収集を行う。ハドロнокラスタ背景事象は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊に対する背景事象であるため、トリガには物理トリガを使用した。

^{*7} 検出器の上流端 $z = 0$ の付近に設置されていることから「Z0 アルミターゲット」と呼ばれている。

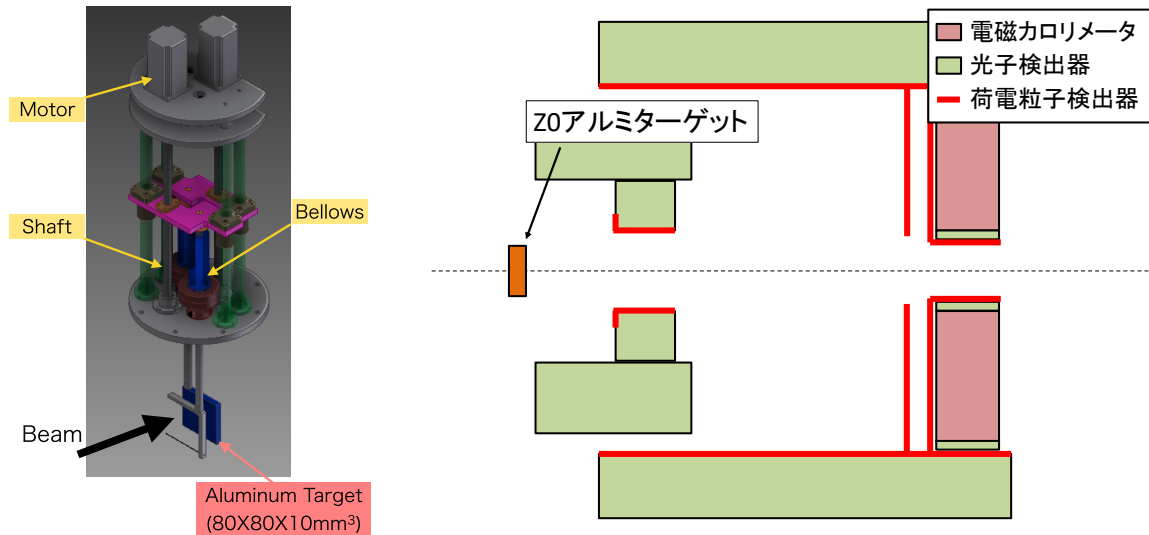


図 3.9 Z0 アルミターゲット。KOTO 実験の検出器の最上流部の手前に設置されている。ターゲットは可動式の棒に固定されており（左図）、Z0 アルミターゲットランを行うとき以外はビーム軸上から退避することができるようになっている。

3.4.3 検出器較正のためのラン

3.4.3.1 DVU アルミターゲットラン

DVU アルミターゲット*⁸ランはカロリメータのエネルギー較正を行うためのデータを収集するためのものである。このランでは、図 3.10 に示すアルミニウム製のターゲットをビーム軸上に挿入し、ビーム中の中性子を入射させて π^0 を生成することで、崩壊位置が固定された $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ サンプルを収集する。データ収集には物理トリガを用いた。DVU アルミターゲットランのデータを用いたカロリメータのエネルギー較正方法については 5.2.1 節で述べる。

3.4.3.2 ビームプラグ閉ラン

ビームプラグ閉ランは、2.2.3 節で述べたビームプラグを閉じて中性ビームを遮蔽し、貫通力の高い荷電粒子（ミューオンなど）を用いたデータ収集を行うものである。このランは、一部の検出器の較正を行うために用いられる。トリガには、NCC と CC04-06 の Et トリガの論理積を取ったトリガと、BHCV の Et トリガを用いた。

*⁸ K_L 崩壊領域 (Decay Volume) の上流 (Upstream) に位置するため、DVU (= Decay Volume Upstream) アルミターゲットと呼ばれる。

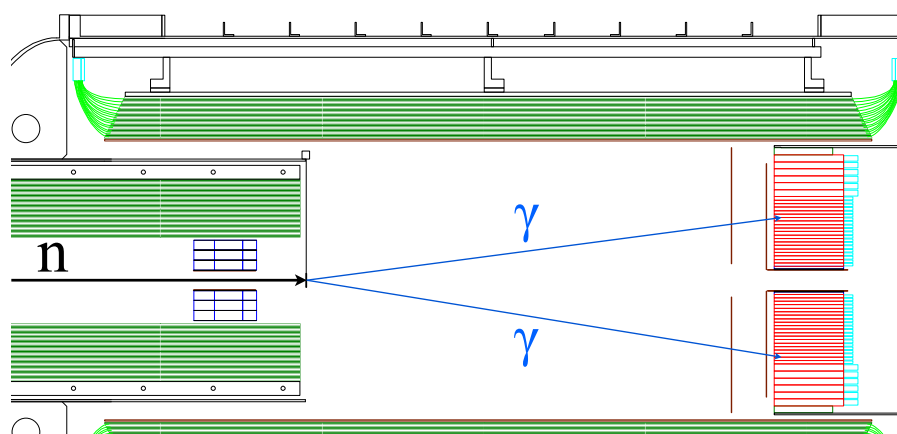


図 3.10 DVU アルミターゲットにおける $\pi^0 \rightarrow$ の生成。アルミターゲットは図中の中性子 (n) と 2γ の交点の位置に挿入されている。この図では生成された π^0 は省略されている。[46] より引用。

3.4.3.3 BPCV 較正ラン

2.3.2.6 節で述べた veto 検出器の一つである BPCV の較正には K_L 崩壊で生じた荷電粒子を用いるため、物理ランと同じくビームプラグを開いた状態でビームオンスピルにおけるデータを収集する。データ収集のトリガには CC06 の Et トリガを使用し、BPCV を貫通して CC06 に入射する荷電粒子のイベントを集める。

3.4.3.4 宇宙線ラン

このランは物理ランのオフスピルにおける宇宙線トリガとは別に、メンテナンス等で加速器が停止している期間に検出器較正用の宇宙線データを収集するためのものである。トリガには CsI、NCC、MB、CC04-06、および BPCV の Et トリガを使用した。

3.5 2015 年に収集した物理データについて

KOTO 実験は、2015 年の 4 月から 6 月、および 10 月から 12 月に $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索のためのデータ収集を行った。表 3.2 は物理ランの取得時間をまとめたものである。データ収集期間は、J-PARC 加速器の遅い取り出しの 4 つの運転期間（4 月から 5 月、6 月、10 月から 11 月半ば、11 月半ばから 12 月）と、各期間におけるビーム強度によって 9 つの期間に分類している。物理ランの合計時間は 1111.3 時間であり、これは KOTO 実験が初めて行った 2013 年の物理ランの 10 倍程度の時間に相当する。本論文で述べる $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索の物理解析は、このデータを用いて行ったものである。

なお、ビーム強度 (p_{beam}) は次式で定義される。

$$p_{\text{beam}}[\text{W}] = \frac{E_{\text{beam}}[\text{eV}] \times e[\text{C}] \times N_{\text{proton}}[\text{spill}^{-1}]}{T_{\text{cycle}}[\text{sec} \cdot \text{spill}^{-1}]} \quad (3.2)$$

ここで、 E_{beam} は陽子ビームのエネルギー (30 GeV)、 e は素電荷 (1.6×10^{-19} C)、 N_{proton} は1回のビーム取り出し当たりのプロトン数、 T_{cycle} はビーム取り出しの周期である。定数部分をまとめると

$$p_{\text{beam}}[\text{kW}] = (4.8 \times 10^{-12}) \times \frac{N_{\text{proton}}[\text{spill}^{-1}]}{T_{\text{cycle}}[\text{sec} \cdot \text{spill}^{-1}]} \quad (3.3)$$

となり、ビームパワーは取り出し当たりのプロトン数とビーム取り出し周期の比に比例することがわかる。

表 3.2 KOTO 実験が 2015 年に収集した物理ランの時間のまとめ。

	ビーム強度	開始日	終了日	T_{cycle}	N_{spills}	T_{physics} [hour]
ピリオド 1	24 kW	4 月 24 日	4 月 29 日	6 sec	39394	65.66
ピリオド 2	27 kW	5 月 1 日	5 月 7 日	6 sec	56052	93.42
ピリオド 3	27 kW	6 月 5 日	6 月 9 日	6 sec	31491	52.48
ピリオド 4	29 kW	6 月 10 日	6 月 16 日	6 sec	27936	46.56
ピリオド 5	32 kW	6 月 17 日	6 月 26 日	6 sec	76999	128.33
ピリオド 6	32 kW	10 月 18 日	10 月 28 日	5.52 sec	38483	59.01
ピリオド 7	39 kW	10 月 29 日	11 月 12 日	5.52 sec	105188	161.29
ピリオド 8	39 kW	11 月 15 日	11 月 24 日	5.52 sec	80572	123.54
ピリオド 9	42 kW	11 月 25 日	12 月 18 日	5.52 sec	248480	381.00

第 4 章

実験データの処理方法

本章では、前章で収集した検出器の波形データからその信号のエネルギーと時間の情報を計算する方法、およびデータ収集時に検出器やデータ収集システムに異常が発生した不良イベントを取り除く方法について述べる。

4.1 エネルギーと時間の計算方法

まず、検出器の波形データから、その検出器が観測したエネルギーと波形の時間情報を計算する方法について述べる。エネルギーおよび時間の計算方法は、カロリメータ、125 MHz の ADC を用いる veto 検出器、500 MHz の ADC を用いる veto 検出器のそれぞれで異なる部分があるので、それぞれ順を追って説明する。なお、本章で計算するエネルギーおよび時間の単位は、それぞれ ADC のカウント数 (ADC count) と ADC のクロック周期 (clock) である。ADC のクロック周期は 125 MHz の ADC を用いる場合は $1 \text{ clock} = 8 \text{ ns}$ 、500 MHz の ADC を用いる場合は $1 \text{ clock} = 2 \text{ ns}$ である。なお、エネルギーの単位を ADC count から物理単位である MeV へ変換する方法については、5 章で述べる。

4.1.1 波形データの波高のオフセット

図 4.1 にカロリメータの波形データの例を示す。検出器で捉えた信号のパルスが 30 clock の周辺に記録されている。この図の縦軸は ADC の出力値を示しているが、パルスがないように見える 0 clock 付近でも有限の値になっている。これは、ADC モジュールで波形を記録する際に、オフセット電圧 v_0 を印加しているためである。観測されたパルスのエネルギーや時間を計算するには、まずこの ADC 値のオフセットを補正する必要がある。

波形データを表す点列をデータ点列 $v_i (i = 1, \dots, n_s)$ とする。ここで、 n_s は波形データのサンプル数である。3 章で述べたように、各検出器からのアナログ出力は ADC モジュールによって 1 トリガ毎に 512 ns 幅の波形データとして記録されるので、125 MHz (8 ns 間

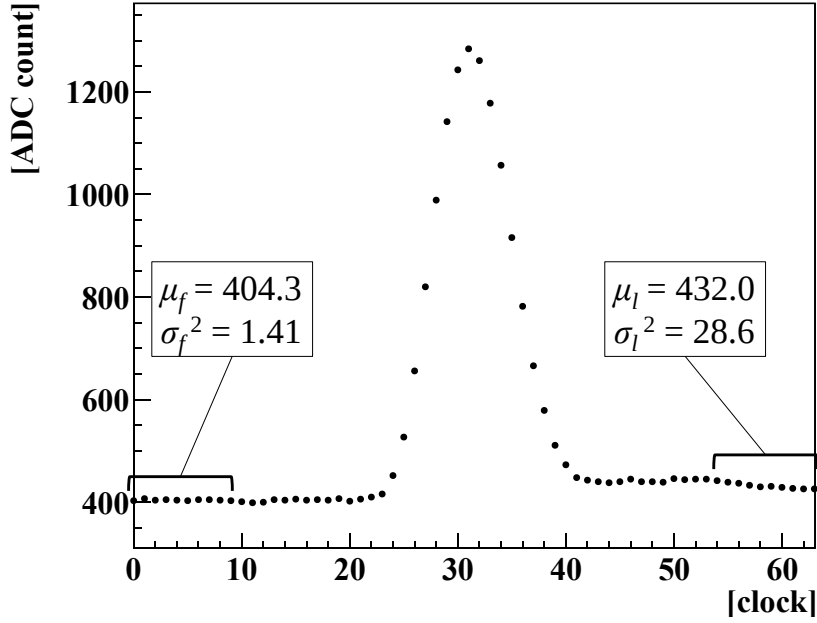


図 4.1 125 MHz の ADC モジュールで記録されたカロリメータの波形データの例。最初と最後の 10 サンプルの平均 (μ_f , μ_l) と分散 (σ_f^2 , σ_l^2) を黒枠内に示す。

隔) の ADC モジュールを用いている場合は $n_s = 512 [\text{ns}] / 8 [\text{ns}] = 64$ 、500 MHz (2 ns 間隔) の場合は $n_s = 512 [\text{ns}] / 2 [\text{ns}] = 256$ である。

オフセット値 v_0 の計算には、波形データの最初あるいは最後の 10 サンプルの分散が小さい方の平均値を用いる。これは、例えば最初の 10 サンプルの部分に別の信号が入っているときに、誤ったベースラインを採用しないようにするためである。最初の 10 サンプルの平均および分散を μ_f , σ_f^2 、最後の 10 サンプルの平均および分散を μ_l , σ_l^2 とすると、

$$\mu_f = \sum_{i=1}^{10} v_i / 10 \quad (4.1)$$

$$\sigma_f^2 = \sum_{i=1}^{10} (v_i - \mu_f)^2 / 10 \quad (4.2)$$

$$\mu_l = \sum_{i=0}^9 v_{n_s-i} / 10 \quad (4.3)$$

$$\sigma_l^2 = \sum_{i=0}^9 (v_{n_s-i} - \mu_l)^2 / 10 \quad (4.4)$$

であり、これを用いて v_0 は次式で定義される。

$$v_0 \equiv \begin{cases} \mu_f & (\sigma_f^2 \leq \sigma_l^2) \\ \mu_l & (\sigma_f^2 > \sigma_l^2) \end{cases} \quad (4.5)$$

図 4.1 の場合は $\sigma_f^2 < \sigma_l^2$ であるので、先頭 10 サンプルの平均値をオフセット $v_0 = \mu_f = 404.3$ とする。

4.1.2 カロリメータのエネルギーと時間の計算

カロリメータのエネルギー E は ADC 値 v_i からオフセット v_0 を引いたものの総和として次式で定義する。

$$E = \sum_{i=1}^{n_s} (v_i - v_0) \quad (4.6)$$

また、パルスの時間は、ADC 値とオフセット値の差 $v_i - v_0$ が波形の立ち上がりにおいてパルス波高の半分の値を取る時刻 $t_{1/2}$ を用いる。図 4.2 に $t_{1/2}$ の計算例を示す。緑線はオフセット値 v_0 、青矢印は波形が最大値を取る点を示しており、立ち上がりにおいてこの半分の値を取る時刻（赤矢印）がこのパルスの時間 $t_{1/2}$ となる。

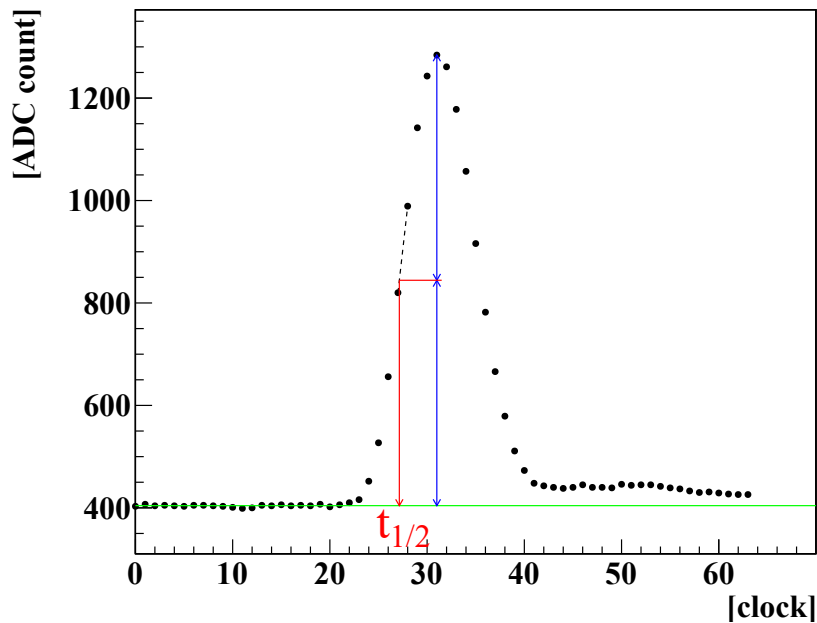


図 4.2 カロリメータの波形データにおけるパルスの時間 $t_{1/2}$ の計算例。

4.1.3 125 MHz の ADC モジュールを使う veto 検出器について

125 MHz の ADC モジュールを使用する veto 検出器（FB、NCC、MB、BCV、OEV、CV、LCV、CC03-06、BPCV）の波形データに対しても、エネルギーの計算にはカロリメータと同じく式 (4.6) を用いる。一方、その時間についてはカロリメータで用いた $t_{1/2}$ では

なく、波形データにおけるパルスの頂点の時刻 t_p を用いる。ここでは、この時刻を計算する方法について述べる。

波形データのパルスの頂点 v_p は波形データ v_i の極大値であるので、その前後で変化量 $\Delta v_i \equiv v_{i+1} - v_i$ の符号が正から負に変化する。したがって、 Δv_i の符号が正から負に変化する点 p がパルスの頂点の候補になる。ただし、実際の信号にはノイズが含まれているため、パルスの頂点以外の箇所で v_i の増減が偶発的に発生する可能性がある。ノイズによる影響を低減するために、 v_i の5点移動平均 $\bar{v}_i$ の変化量 $\Delta \bar{v}_i \equiv \bar{v}_{i+1} - \bar{v}_i$ を v_i の代わりに用いる。さらに、頂点の高さ $\bar{v}_p - v_0$ に閾値を設けることでオフセット v_0 付近における、ノイズによる波形の増減を拾わないようにする。

図 4.3 に示す複数のパルスが含まれる波形データを用いて、具体的にパルスの頂点の時刻 t_p を求めてみる。まず、元の波形データ v_i (灰色丸印) の5点移動平均 $\bar{v}_i$ (赤紫色*印) を作成し、その変化量 $\Delta \bar{v}_i = \bar{v}_{i+1} - \bar{v}_i$ が正から負に変化する点のうち閾値 (10 ADC count) を超える点を探す。この例の場合は 30 clock および 50 clock のあたりに2つの頂点 $\bar{v}_p$ が見つかった。それぞれの頂点 $\bar{v}_p$ とその両脇の点 $\bar{v}_{p\pm 1}$ の3点を通る二次関数 (青線) を求め、二次関数の頂点 (赤矢印) を各パルスの頂点時刻 t_p と定義する。

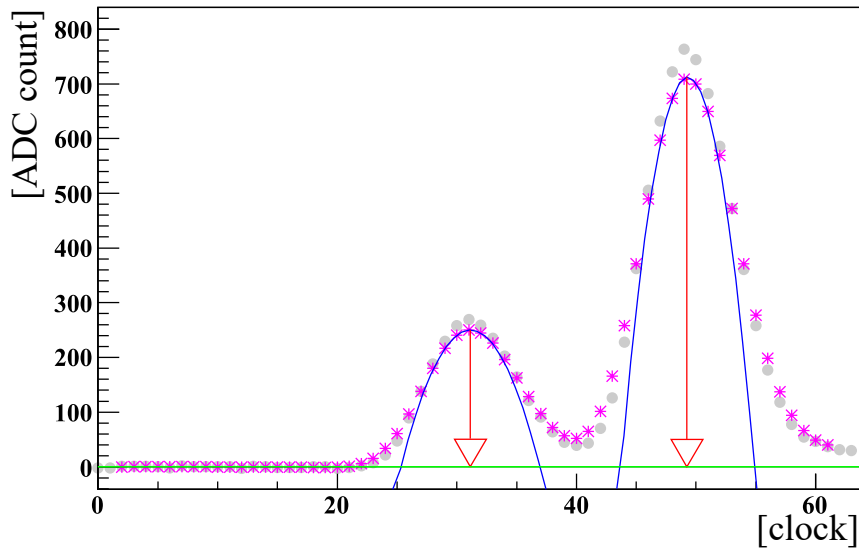


図 4.3 複数のパルスが記録された波形データの例。この図ではオフセット値 v_0 が差し引かれた波形を示した。赤矢印は各パルスの頂点とその時刻を表す。[37] より一部変更を加えて引用。

4.1.4 500 MHz の ADC モジュールを使う veto 検出器について

500 MHz の ADC モジュールを使用する veto 検出器 (newBHCV、BHPV、BHGC) は K_L ビーム軸上あるいは近傍に設置されているため各チャンネルの計数率が比較的高く、一

つの波形データに複数のパルスが含まれているイベントが多く見られる。そこでこれらの検出器については、各パルス毎にエネルギーと時間を計算する方法を用いる。

波形データに含まれるパルスを探すために、125 MHz のときと同様にパルスの頂点を探す。125 MHz の場合にはノイズの影響を低減するために移動平均を取ったが、この方法は波形データの高周波成分を抑制するため、例えば図 3.4 にあるように複数のパルスが近接して入射するような波形データについては、隣り合うパルスを分離することができなくなる。そこで、500 MHz の ADC を用いる検出器では、 $v_{p-2} < v_{p-1} < v_p$ および $v_p \geq v_{p+1} > v_{p+2}$ となる「二連続で増加して二連続で減少する」点 p をパルスの頂点として用いることで、移動平均を取らずにパルスの頂点を探るアルゴリズムを採用した。図 4.4 にパルス頂点の判定例を示す。この例では 58 clock および 108 clock 付近にパルスが見つかった。

各パルスのエネルギーは、検出器毎に規定された頂点を中心とした一定の範囲内（図の黒の矢印で示された範囲）における波形データとオフセットの差分の和 $\sum_i v_i - v_0$ で定義する。また、各パルスの時間には、4.1.2 節で述べた $t_{1/2}$ をそれぞれのパルスについて計算したものをを用いる（図の赤矢印の時刻）。

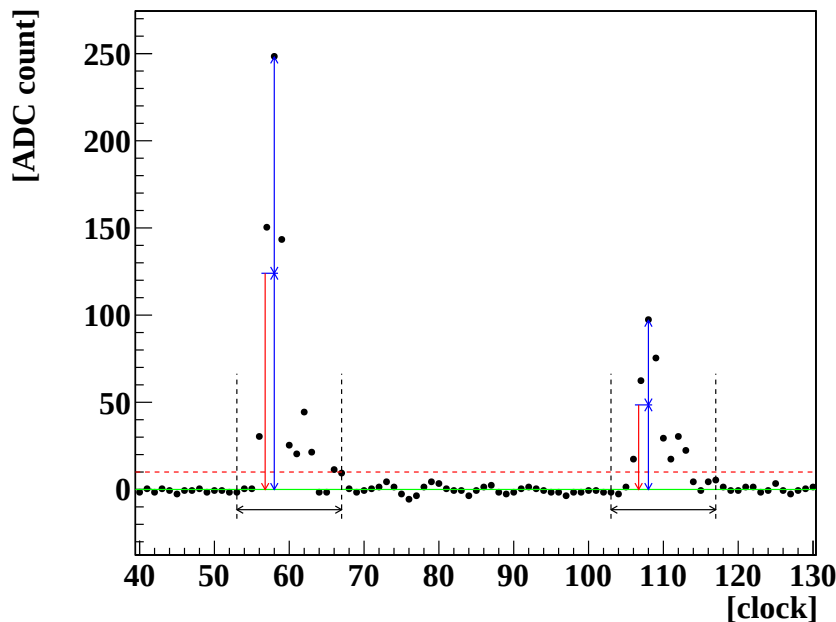


図 4.4 500 MHz の波形データにおけるパルス頂点の判定例。この図ではオフセット値 v_0 が差し引かれた波形を示した。青矢印はパルスの頂点とその時刻、赤矢印は $t_{1/2}$ 、赤破線はパルスの頂点の高さ v_p に対する閾値を表している。

4.2 不良イベントの除去

3.5 節で述べたように、2015 年のデータ収集は数カ月間という長期にわたって行ったため、一時的にデータ収集システムや検出器などにトラブルが発生し、適切なデータが収集できなくなることがあった。このような不良イベントは $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索の物理解析に用いることができないので、あらかじめ取り除くことが必要である。本節では、2015 年のデータ収集において行ったデータ収集システムや検出器における不具合事象を洗い出して、物理解析に用いることができない不良イベントの除去を行う方法について述べる。

4.2.1 不良ランの除去

3.1 節で述べたように、データは「ラン」の単位で収集する。ランの開始直後に、加速器にトラブルが発生してビーム供給が停止したり、データ収集システムが何らかの不具合で停止してしまった場合には、ランを中断しなければならない。このようなランにはイベントが全く記録されていない状態になる。このようなランは物理解析を行う意味がないので、不良ランとしてあらかじめ取り除いておく。

また、データは収集したものの、その後データ収集システムや検出器に不具合が見つかったために、ランの全体にわたって適切なデータ収集が行えなかったケースもある。不具合がランの全イベントに渡って発生しているものについては、不良ランとして取り除く。一方、不具合がランの一部で発生している場合については、次節で述べるように不良スピルのみを取り除く処理を行う。

4.2.2 不良スピルの除去

ランの一部の期間でデータ収集システムや検出器に不具合が生じている場合は、該当するスピン（不良スピン）のイベントだけを取り除く。不良スピルの判定は、データ収集システムの安定性、加速器のビーム強度の安定性、および検出器の安定性の 3 点に着目して行った。以下、それぞれの良否判定方法を述べる。

4.2.2.1 データ収集システムの安定性による良否判定

データ収集システムでは、スピン毎に定義されるパラメータを用いて、以下の判断基準によりスピンの良否を判定した。

レベル 1 トリガの発行数 スピン毎のレベル 1 トリガの発行数が同じビーム強度のデータの平均値から著しく乖離しているものは不良スピンとした。例えば、加速器にトラブ

ルが発生してビームの供給がスピルの途中で止まってしまった場合などに、レベル 1 トリガの発行数が少なくなった場合は不良スピルとした。

レベル 1 アクセプト比 レベル 1 アクセプト比とは、発行されたレベル 1 トリガのうちレベル 2 トリガシステムが波形データを受け取ったイベント数と、レベル 2 トリガシステムにおいて波形データを一時的に保持する入力バッファが満杯ではない状態で発行されたレベル 1 トリガの数との比。通常、両者の値は一致すべきであるので、この比が 1 でないものは不良スピルとした。

レベル 2 トリガ閾値の安定性 3.3.2 節で述べたレベル 2 トリガが正しく機能しているかを確認した。レベル 2 トリガが正しく動作しているデータでは、 R_{COE}^{Lv2} の値が必ず閾値よりも大きくなる。そこで、レベル 2 トリガが作動したイベントについて R_{COE}^{Lv2} の値を確認し、閾値を下回るイベントが記録されているスピルについては不良スピルとした。

レベル 3 トリガの通過率 レベル 3 トリガの通過率は、スピル毎の「レベル 2 トリガを通過してレベル 3 トリガに到達したイベント数」と「レベル 3 トリガを通過してディスクストレージに記録されたイベント数」の比として定義する。データが正しくディスクに書き込まれていればこの 2 つのイベント数は一致するので、異常のないデータではレベル 3 トリガの通過率は必ず 1 になる。したがって、通過率が 1 でないものは不良スピルとした。

トリガシステムにおけるエラー 各スピルのデータ収集の際、トリガシステムにおいてエラーが記録されていたイベントが含まれているスピルは不良スピルとした。例えば、レベル 2 トリガシステムに障害が発生してリセットが発生したケースは不良スピルと判定した。

スピル毎のレベル 1 トリガ発行数における良否判定の例を図 4.5 に示す。レベル 1 トリガ発行数が図の赤矢印で挟まれた領域外にあるスピルは不良スピルの判定を受ける。不良スピル発生の原因としては、加速器のトラブルが発生してビームがスピルの途中で停止してしまった場合、データ収集システムのトラブルでスピルの途中からデータが記録できなくなった場合、などが考えられる。

4.2.2.2 加速器ビーム強度の安定性による良否判定

加速器に何らかの不具合が発生し、加速器からのビーム供給がスピルの途中で停止したり、二次粒子生成量が極端に変化したりした場合は、適切なデータ収集ができていない可能性がある。そこで、スピル中のビーム強度の安定性についても良否判定を行った。

加速器のビーム強度の安定性は「TMon」と「SYIM^{*1}」の 2 つのモニタの出力値を用

^{*1} SYIM = Switch Yard Intensity Monitor

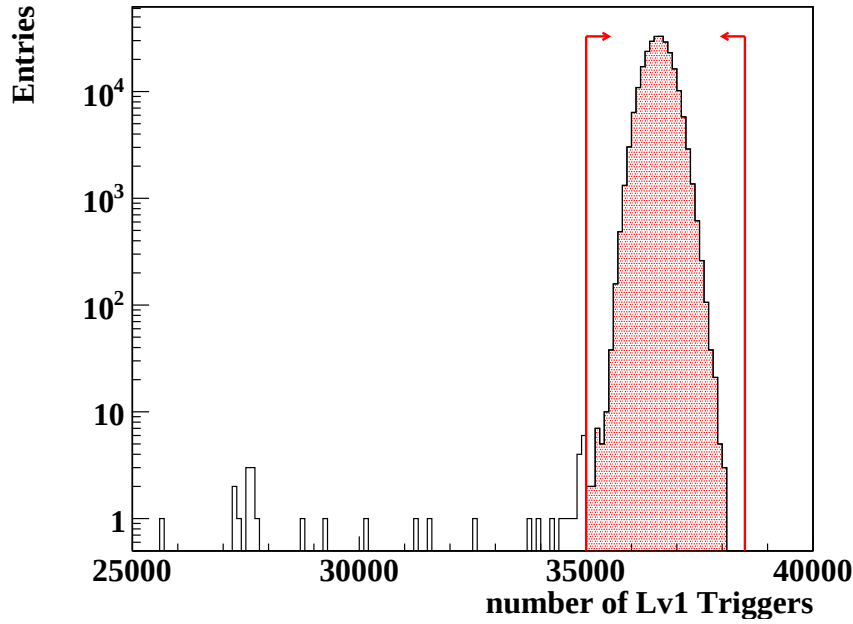


図 4.5 スピル毎のレベル 1 トリガ発行数の分布（表 3.2 のピリオド 9 の場合）。

いて評価した。TMon は 3.4.1.2 節で述べた通り、T1 ターゲットで発生した二次粒子の数をモニターする検出器である。また、SYIM は加速器 MR から取り出された陽子ビームの強度を測定する検出器で、ビームラインの真空窓において散乱する粒子の数を計測している。TMon および SYIM の出力値はビームの強度に比例するので、TMon、SYIM、さらに TMon と SYIM の比の 3 つのパラメータが同一ビーム強度における平均値から著しく乖離しているものは不良スピルとした。

図 4.6 にピリオド 1 およびピリオド 2 における TMon および SYIM の値に対するスピル良否判定の例を示す。TMon (`nTMon_LIVE`) および SYIM (`nSEC_LIVE`) および両者の比 (`nTMon_LIVE/nSEC_LIVE`) の分布に対して、正常なスピルの範囲（薄赤）を示す。赤の透過色の範囲外のスピルについては不良スピルとして取り除かれる。

4.2.2.3 検出器の安定性による良否判定

2015 年のデータ収集では、検出器やその読み出し回路への電源供給に不具合が生じて、一部のスピルにおいて検出器が信号の出力を停止してしまうことがあった。このようなスピルでは、例えば veto 検出器の検出効率の著しい低下による背景事象の増大など、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の探索にとって障害となるケースが考えられる。そこで、検出器が動作していないスピルを予め解析から取り除く。

検出器の信号出力が停止したスピルでは、その検出器の信号を記録する ADC モジュールはノイズだけを観測する。このとき、ノイズ相当のエネルギーより大きい閾値を設定した場合

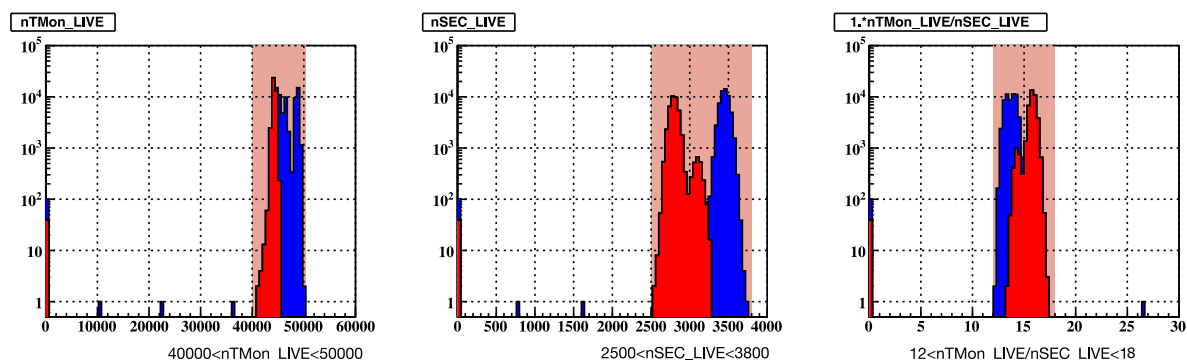


図 4.6 TMon および SYIM を用いたスパイル良否判定の例（中桐洸太氏が作成）。左：TMon の分布、中：SYIM の分布、右：TMon/SYIM の比の分布。各分布の赤のヒストグラムはピリオド 1（24 kW ビーム）、青のヒストグラムはピリオド 2（27 kW ビーム）の結果を示す。薄赤およびその下の不等式は正常なスパイルと判定される範囲を表している。

の計数率はゼロになる。図 4.7 に実際に検出器の出力が停止した事例を示す。スパイル 179 番から 183 番にかけて計数率（黒点）が低下していることがわかる。そこで、計数率が設定した閾値（赤線）を下回るスパイルの前後 1 スパイルを含む範囲（スパイル 178 番から 184 番）までの範囲を不良スパイルとして除外する。

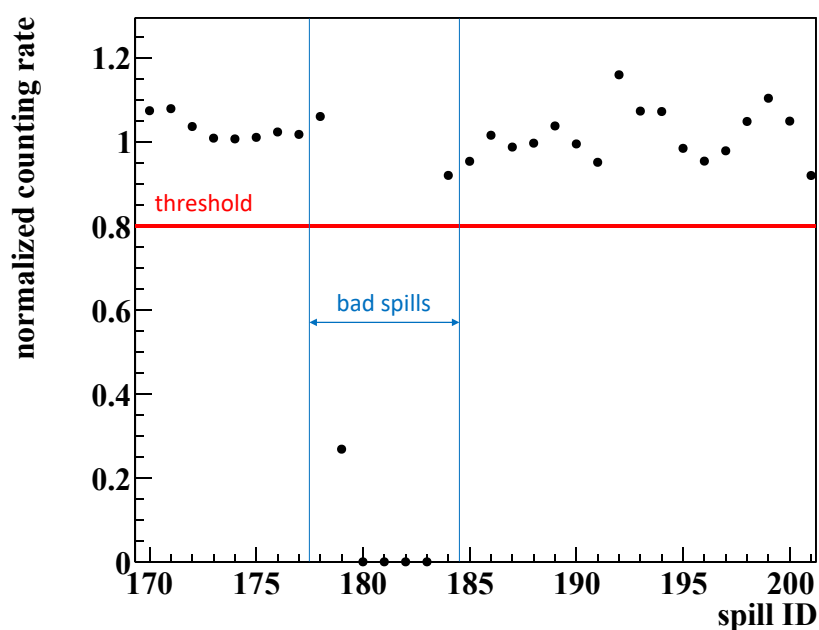


図 4.7 検出器の信号出力が停止した事例。横軸はスパイル番号、縦軸は平均値を 1 としたときのスパイル毎の計数率である。

表 4.1 不良イベントの除去前後におけるスピル数。ピリオドは表 3.2 に準ずる。丸括弧内の数字は除去前に対するスピル数の比率を表す。POT の値は、不良スピル除去後のデータについて算出したもの。

	除去前	不良ラン除去後	不良スピル除去後	POT ($\times 10^{18}$)
ピリオド 1	39394	37688 (0.956)	32606 (0.828)	0.770
ピリオド 2	56052	49904 (0.890)	48840 (0.871)	1.25
ピリオド 3	31491	26413 (0.839)	25806 (0.819)	0.618
ピリオド 4	27936	27315 (0.978)	26474 (0.948)	0.705
ピリオド 5	76999	76400 (0.992)	74268 (0.965)	2.26
ピリオド 6	38483	29818 (0.775)	27970 (0.727)	0.840
ピリオド 7	105188	86039 (0.818)	74590 (0.709)	2.75
ピリオド 8	80572	80537 (0.999)	75348 (0.935)	2.93
ピリオド 9	248480	245801 (0.989)	240421 (0.968)	9.80
合計	704595	659915 (0.937)	626323 (0.889)	21.92

4.2.3 不良イベントを除去した実験データの統計量について

不良ランおよび不良スピルの除去を行う前後における、全物理ランのスピル数の一覧を表 4.1 に示す。スピル数の変化が最も大きかったのはピリオド 6 とピリオド 7 でいずれも 30% ほどのスピルが除去されている。これらの期間では、一部のランにおいてレベル 3 トリガシステムのプログラムに障害が発生し波形データが正しく記録されていなかったために、全て不良ランとして処理せざるを得なくなったことが原因である。

表 4.1 の最終列には、全ての不良イベントを除去した後に残ったデータについて T1 ターゲットに入射した陽子数 (POT = Proton On Target) を計算した値を示している。POT の全期間の合計値は 21.92×10^{18} であり、これは 2013 年に行った物理ランにおける値 1.188×10^{18} [37] の約 18 倍に相当する。

第 5 章

検出器の較正

本章では、各検出器のエネルギー、各検出器のチャンネル間のタイミング差、およびカリメータとのタイミング差を較正する方法について述べる。

5.1 検出器の較正の概要

4 章で得たパルスのエネルギーと時間はそれぞれ ADC のカウント数 (ADC count) と記録時刻 (clock) の単位であるので、これを物理量の単位であるメガ電子ボルト (MeV)^{*1} とナノ秒 (ns) に変換する。エネルギーの較正とは、ADC count と MeV の変換係数を得ることである。一方、タイミングの較正とは、clock と ns の変換 (125 MHz の ADC の場合は 1 clock=8 ns、500 MHz の ADC の場合は 1 clock=2 ns) を行うとともに、検出器の信号ケーブルの長さの違いや ADC 内部の遅延時間の違いからくる各検出器のチャンネル間のタイミング差を補正することである。

検出器の較正は次の手順で行う。まず、各検出器毎にエネルギーとタイミングの較正を行う (5.2 節)。次に、カリメータとのタイミング差を較正する (5.3 節)。さらに、LED・レーザー光源のデータを用いて各検出器のタイミングの安定性を検証し、ラン毎、スピン毎あるいはイベント毎にタイミングずれが見つかった検出器についてタイミングの補正を行う (5.4 節)。

5.2 検出器毎の較正

表 5.1 に各検出器のエネルギーおよびタイミングの較正に使用するデータを示す。多くの検出器では、宇宙線やビームプラグ閉じランのデータを用いている。これらのデータを用い

^{*1} BHPV と BHGC についてはエネルギーの単位として MeV の代わりに検出器内で観測された光電子数 (photo-election = p.e.) を用いる。

表 5.1 検出器毎の較正に使用するデータの一覧。宇宙線は物理ランの宇宙線トリガと宇宙線ランのいずれかあるいは両方のデータを使用している。

検出器名	較正に使うデータ
CSI	物理ランの $K_L \rightarrow 3\pi^0$ トリガ、DVU アルミターゲットラン、宇宙線
FB	宇宙線
NCC	宇宙線
MB	宇宙線
BCV	宇宙線
OEV	宇宙線
CV	物理ランの最小バイアストリガ、ビームプラグ閉じラン
LCV	宇宙線
CC03	宇宙線
CC04	ビームプラグ閉じラン
CC05	ビームプラグ閉じラン
CC06	ビームプラグ閉じラン
BPCV	BPCV 較正ラン
newBHCV	LED トリガ、物理ラン
BHPV	LED トリガ、ビームプラグ閉じラン
BHGC	LED トリガ、ビームプラグ閉じラン

るのは、貫通力の高い荷電粒子（主にミューオン）が検出器を突き抜けるイベントが多く記録されているので、最小電離エネルギーによるエネルギー較正ができる^{*2} こと、そして複数のチャンネル間を貫通した時間差からタイミング較正ができるためである。BPCV については、3.4.3.3 節で述べたように較正のために収集した専用のデータを用いる。BHPV と BHGC については、上で述べたように検出器が捉えた光子数をエネルギー単位として使用するため、LED 光源を用いて 1 光子に対応する ADC count の値を決定する。newBHCV の較正に LED トリガを用いるのは、LED を発光させるタイミングを作るクロック信号が直接プリアンプに入力されているので、この信号のタイミング差から各チャンネルの時間差を補正するためである。

本節では、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の再構成の中核を担うカロリメータ（CSI）、および veto 検出器の CV と LCV を例にとってエネルギーとタイミング較正の方法を述べる。

^{*2} 検出されるエネルギーの分布が最小電離損失にピークを持ち、このピークを基準に ADC count と MeV の変換係数を決定することができる。

5.2.1 カロリメータのエネルギーとタイミングの較正

カロリメータの較正は、次のようにして行う。まず宇宙線データを用いて、大まかなエネルギー較正とチャンネル間のタイミング較正を行う。次に、エネルギー較正の精度を高めるために、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊を用いたチャンネル間の相対的な補正と、DVU アルミターゲットランのデータを用いた絶対スケールの補正を行う。

5.2.1.1 宇宙線データを用いたエネルギーとタイミングの較正

図 5.1 にカロリメータで観測した宇宙線のイベントの例を示す。カロリメータで観測される宇宙線の軌跡は 2 次元の軌跡となる。この軌跡から各結晶における宇宙線の通過位置とその通過距離 $d[\text{cm}]$ が計算できる。エネルギーの較正は、宇宙線が単位長さあたりに落とすエネルギーが $e_0 = 5.6 [\text{MeV}/\text{cm}]$ であることを用いる。すなわち、結晶で観測したエネルギーの較正前の値を $E_0 [\text{ADC count}]$ 、較正後の値を $E [\text{MeV}]$ とすると、換算係数 $C_{\text{cosmic}} [\text{MeV}/\text{ADC count}]$ は次式で与えられる。

$$E = e_0 d = C_{\text{cosmic}} E_0 \quad (5.1)$$

$$C_{\text{cosmic}} = \frac{e_0 d}{E_0} \quad (5.2)$$

次に、結晶間のタイミングの較正について説明する。まず、宇宙線が距離 $L_{ij}[\text{mm}]$ だけ離れた 2 つの結晶 i, j を順に通過したとする。宇宙線は光速 $c[\text{mm}/\text{ns}]$ で飛行すると仮定し、それぞれの結晶を通過する真の時間をそれぞれ $t_i[\text{ns}]$ 、 $t_j[\text{ns}]$ とすると、

$$\Delta t_{ij} \equiv t_i - t_j + L_{ij}/c \quad (5.3)$$

の分布はゼロを平均値とする分布になる。一方で、検出器で記録した時間にはチャンネルごとに異なるオフセットが存在するので、任意の結晶 k において波形データから得られた時間を $t'_k[\text{ns}]$ 、その結晶の時間のオフセットを $\tau_k[\text{ns}]$ とすると、宇宙線が通過した時間 $t_k[\text{ns}]$ との間に次の関係が成り立つ。

$$t'_k = t_k + \tau_k \quad (5.4)$$

すなわち、

$$\Delta t'_{ij} \equiv t'_i - t'_j + L_{ij}/c = \Delta t_{ij} + (\tau_i - \tau_j) \quad (5.5)$$

の分布は平均値 $(\tau_i - \tau_j)[\text{ns}]$ の分布になる。

オフセット値 τ_k は次のようにして求める。まず、すべての (i, j) の組み合わせについて $\Delta t'_{ij}$ の分布の平均値 $\bar{\Delta t'_{ij}}$ と平均値の誤差 ε_{ij} を求める^{*3}。このとき、オフセット値 τ_k は次

^{*3} $\bar{\Delta t'_{ij}}$ には、 $\Delta t'_{ij}$ の分布を正規分布 $N(\mu, \sigma^2)$ でフィッティングしたときの平均値 μ を用い、誤差は μ のパラメータ誤差を用いる。

式で定義する χ^2 を最小化する組み合わせとして決定する。

$$\chi^2 \equiv \sum_{i,j}^{i < j} \left[\frac{\Delta \bar{t}'_{ij} - (\tau_i - \tau_j)}{\epsilon_{ij}} \right]^2 \quad (5.6)$$

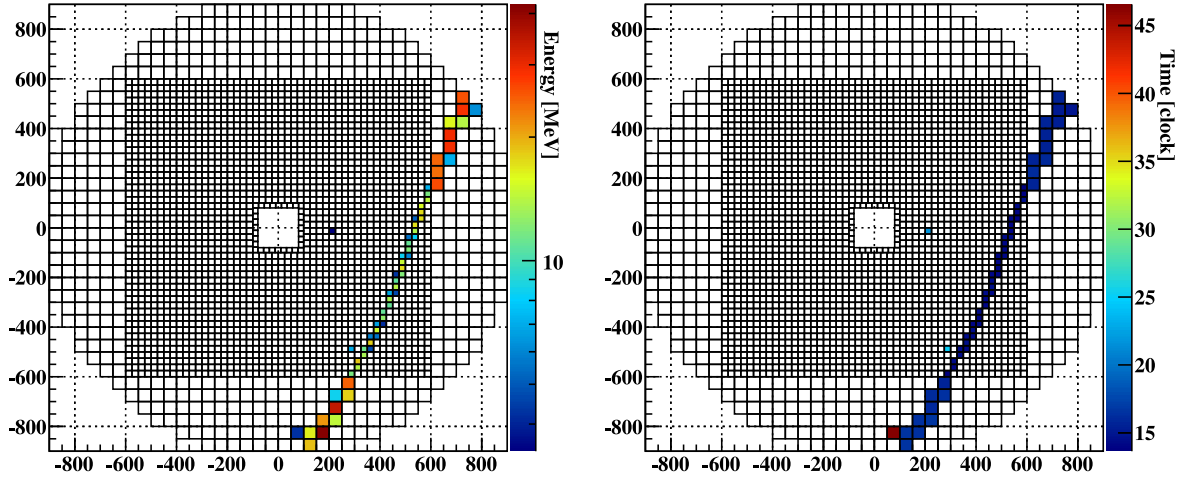


図 5.1 CsI カロリメータにおける宇宙線イベントを下流側から見た様子。左図は各結晶で観測したエネルギー（単位は MeV）、右図は各結晶において記録されたヒット時刻（単位は clcok=8 ns）をそれぞれ表している。

5.2.1.2 エネルギーの補正

カロリメータで観測できる宇宙線の軌跡は 2 次元であるのでビーム軸方向の情報がなく、結晶内の宇宙線通過距離 d にはビーム軸方向への不定性が存在する。また、宇宙線は結晶のいろいろな部分を通過するため、シンチレーション光は結晶の上下流でまんべんなく発生するのに対し、 K_L 崩壊に由来する光子はカロリメータ上流側から入射して結晶の上流側でシンチレーション光を多く発生する。したがって、宇宙線と K_L 崩壊由来光子とでは、同じエネルギーが結晶に発生したときに最終的に光検出器で観測される光量が異なってくる。このようなエネルギー計算の不定性を抑制するために、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊および DVU アルミターゲットランのデータを用いて、式 (5.2) で求めたエネルギー変換係数 C_{cosmic} に対する補正を行った。

$K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊を用いたチャンネル間の相対的な補正

まず、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊を用いたエネルギー補正について述べる。 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊では、カロリメータに 6 つの光子が入射するため、各光子のカロリメータ入射位置とエネルギー (x_i, y_i, e_i) ($i = 0, 1, \dots, 5$) をカロリメータで観測することができる。また、

以下の 6 つの拘束条件が成り立たなければならない。

$$M(6\gamma) = M(K_L) \quad K_L \text{ の質量} \quad (5.7a)$$

$$M(2\gamma) = M(\pi^0) \quad \pi^0 \text{ の質量 (3 組)} \quad (5.7b)$$

$$\frac{\sum_{i=1}^6 x_i e_i}{\sum_{i=1}^6 e_i} = \frac{z_{\text{CSI}} - z_{\text{target}}}{v_z - z_{\text{target}}} v_x \quad \text{エネルギー重心の } x \text{ 座標} \quad (5.7c)$$

$$\frac{\sum_{i=1}^6 y_i e_i}{\sum_{i=1}^6 e_i} = \frac{z_{\text{CSI}} - z_{\text{target}}}{v_z - z_{\text{target}}} v_y \quad \text{エネルギー重心の } y \text{ 座標} \quad (5.7d)$$

ここで、 M は不変質量、 (v_x, v_y, v_z) は K_L の崩壊点の座標、 z_{CSI} および z_{target} はそれぞれカロリメータ表面および T1 ターゲットの z 座標を表す。

$K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊の再構成を通じたエネルギー変換係数の補正量は次のようにして求める。まず、1 つの光子のエネルギー e_i と K_L の崩壊点 (v_x, v_y, v_z) を自由パラメータとみなして、式 (5.7a) から式 (5.7d) の拘束条件の元で決定する。新しいエネルギー値 e_i と元のエネルギー値 e'_i の比 e_i/e'_i を、その光子に含まれる結晶の中で最もエネルギーが大きかったもののエネルギー補正率とする。他の 5 つの光子に対しても同様にすると、1 つのイベントに対して 6 つの結晶のエネルギー補正率が得られる。この操作を全ての $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊イベントについて繰り返すと、各結晶毎にイベント毎のエネルギー補正率のデータ群が得られるので、全イベントについて平均を取ったものを各結晶のエネルギー補正係数として用いる。

ここで得られたエネルギー補正係数を適用したデータを用いてもう一度同じことを繰り返すと、新しいエネルギー補正係数が得られる。エネルギー補正係数の算出回数と K_L 質量分布の幅の関係を図 5.2 に示す。この図からわかるように、繰り返し回数（横軸）が増えていくと K_L 質量分布のばらつき（縦軸）はある一定値に収束していくことがわかる。この図では実験データ（黒）に加えて、シミュレーション（赤）において同じ手法を適用した結果も示している。このシミュレーションでは、各結晶のエネルギーをわざと 5% ばらつかせた状態から始めて同じ方法で補正を適用した結果、質量分布の幅が実験データと同じ値に収束していく様子が示されている。

なお、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊を用いたエネルギー補正では、崩壊点の座標 (v_x, v_y, v_z) をフリーパラメータとしているため、全てのチャンネルのエネルギーを定数倍しても同じ拘束条件を満たすことができる。このような全体のエネルギーを定数倍する不定性を取り除くために、次の DVU アルミターゲットランを用いたエネルギーの絶対スケールの補正を行う。

DVU アルミターゲットランを用いたエネルギーの絶対スケールの補正

この補正では、全ての結晶に共通のエネルギースケール補正係数 C を決定する。すなわち、各結晶における補正前後のエネルギーをそれぞれ e'_i 、 e_i とすると、 $e_i = C e'_i$ となる共通の係数 C を決定する。3.4.3.1 節で述べたように、DVU アルミターゲット

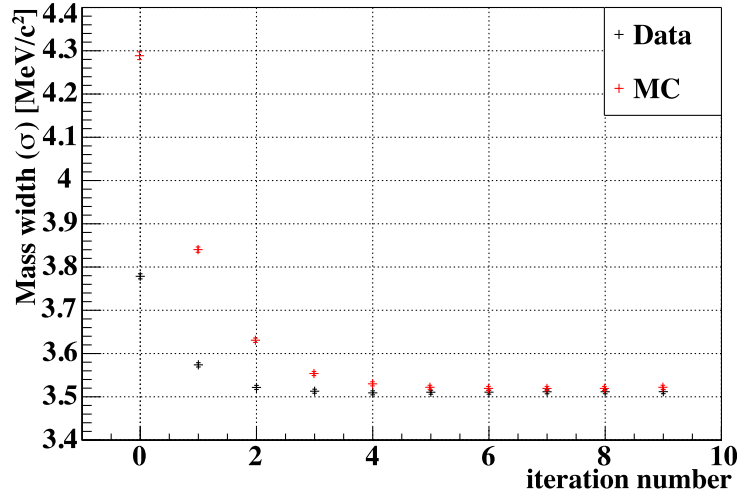


図 5.2 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊のデータを用いたエネルギー補正係数の計算の繰り返し回数と K_L 質量分布の幅の関係。黒は実験データ、赤はシミュレーションによる結果を示す。 K_L 質量分布の幅は、分布を正規分布でフィットしたときの標準偏差を用いている。[46]より引用。

トランでは崩壊位置が固定された $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 崩壊のデータを収集している。 π^0 の不変質量 M_{π^0} と $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 崩壊でできた光子のエネルギー $e_{\gamma 1}$ と $e_{\gamma 2}$ の光子の運動量のなす角 θ の間には、式 (2.3) が成り立つ。すなわち、

$$\frac{M_{\pi^0}^2}{2e_{\gamma 1}e_{\gamma 2}(1 - \cos \theta)} = 1 \quad (5.8)$$

$$\frac{M_{\pi^0}^2}{2e'_{\gamma 1}e'_{\gamma 2}(1 - \cos \theta)} = C^2 \quad (5.9)$$

アルミターゲットランのデータを用いれば、左辺のパラメータは全て決定できるので、補正係数 C を決定することができる。

図 5.3 にエネルギー補正後の DVU アルミターゲットランにおける 2 光子の不変質量分布を示す。

5.2.2 CV の較正

5.2.2.1 CV におけるエネルギーと時間の計算

CV については 2.3.2.3 節で述べたが、図 2.19 にあるように 1 枚のプラスチックシンチレータの両端に光検出器を設置している。発生したシンチレーション光は、波長変換ファイバーを通してそれぞれの光検出器に分配される。 i 番目のシンチレータにおけるエネルギー E_i をそれぞれの光検出器で観測したエネルギー E_i^1 、 E_i^2 の和で定義する。

$$E_i = E_i^1 + E_i^2 \quad (5.10)$$

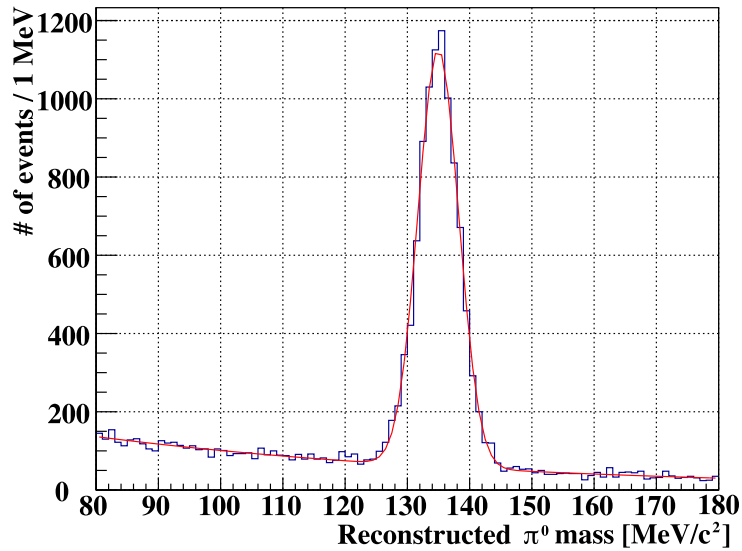


図 5.3 DVU アルミターゲットランにおける 2 光子の不変質量分布。赤線は正規分布と指数分布を足し合わせた関数でフィッティングした結果を示している。質量分布の頂点は 134.98 ± 0.04 MeV である。[46] より引用。

次に、時間について考える。シンチレーション光が発生した時刻を t_i^0 とすると、両端の光検出器において観測した信号の時間 t_i^1 、 t_i^2 は次式で表される。

$$t_i^a = t_i^0 + L_i^a/v \quad (a = 1, 2) \quad (5.11)$$

ここで、 v はシンチレーション光が伝搬する平均速度、 L_i^a はシンチレーション光の発光位置からそれぞれの光検出器までの距離である。CV における各シンチレータの時間は、 t_i^a の平均値 $\bar{t}_i$ として定義する。

$$\bar{t}_i = \frac{t_i^1 + t_i^2}{2} = t_i^0 + \frac{L_i^1 + L_i^2}{2v} = t_i^0 + \frac{(L_{1/2})_i}{v} \quad (5.12)$$

ここで、 $(L_{1/2})_i$ は光検出器間の距離の半分の長さである。したがって、 $\bar{t}_i$ はシンチレータ入射時刻 t_i^0 に定数 $(L_{1/2})_i/v$ だけオフセットを与えた時刻を表している。このようにシンチレータの両側から信号を読み出す検出器は、両端の時間平均を取ることによって入射位置によらない時間を定義することができる*4。

5.2.2.2 CV のエネルギー較正

CV のエネルギーの較正には最小バイアストリガのデータを用いる。図 5.4 に最小バイアストリガのデータにおけるシンチレータのエネルギー（式 (5.10)）の分布の例を示す。分布

*4 この時間の定義方法は CV の他に、MB、BCV や CC03-06 の一部で使用している。

は図のように頂点を持ち、この頂点の ADC 値が別途シミュレーションによって求めたエネルギー (MeV) の値^{*5} (約 0.5 MeV) と一致するように変換係数を定める。

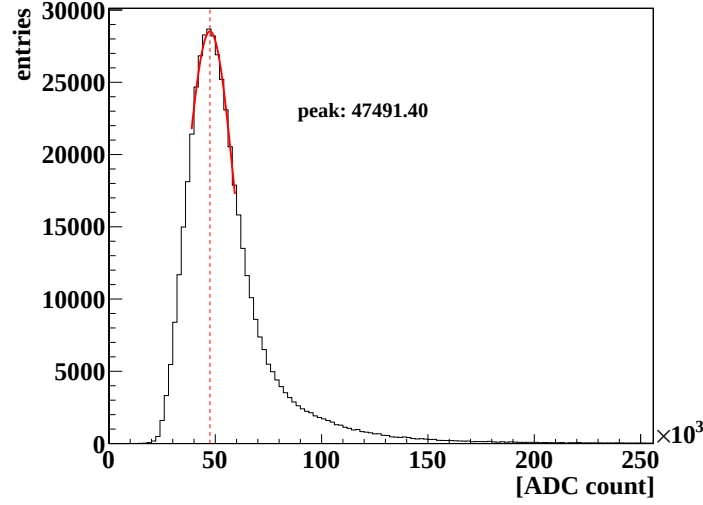


図 5.4 最小バイアストリガのデータにおける CV のエネルギー分布の例。赤線はヒストグラムの頂点まわりにおける正規関数によるフィット結果を示している。

5.2.2.3 CV のタイミング較正

CV の i 番目のシンチレータにおいてその両側にある 2 つの光検出器の波形データから得られた時間を t_i^a ($a = 1, 2$)、そのチャンネルの時間オフセットを τ_i^a とすると、較正後の時間 t_i^a は次式で表される。

$$t_i^a = t_i'^a - \tau_i^a \quad (5.13)$$

2 つの光検出器の時間の平均 $\bar{t}_i$ とその差分 Δt_i は次式で表される。

$$\bar{t}_i = \frac{t_i^1 + t_i^2}{2} \quad (5.14)$$

$$= \frac{t_i'^1 + t_i'^2}{2} - \frac{\tau_i^1 + \tau_i^2}{2} \quad (5.15)$$

$$\equiv \bar{t}_i' - \bar{\tau}_i \quad (5.16)$$

$$\Delta t_i = t_i^1 - t_i^2 \quad (5.17)$$

$$= (t_i'^1 - t_i'^2) - (\tau_i^1 - \tau_i^2) \quad (5.18)$$

$$\equiv \Delta t_i' - \Delta \tau_i \quad (5.19)$$

^{*5} $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$, $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu$, $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ の 3 つの崩壊をシミュレートし、CV におけるエネルギー分布の頂点の値をシミュレーションにおける値として使用する。

ここで、

$$\bar{t}'_i \equiv \frac{t'^1_i + t'^2_i}{2} \quad (5.20)$$

$$\bar{\tau}_i \equiv \frac{\tau_i^1 + \tau_i^2}{2} \quad (5.21)$$

$$\Delta t'_i \equiv t'^1_i - t'^2_i \quad (5.22)$$

$$\Delta \tau_i \equiv \tau_i^1 - \tau_i^2 \quad (5.23)$$

とした。すなわち、チャンネル毎のオフセット τ_i^a ($i = 1, 2$) は $\bar{\tau}_i$ および $\Delta \tau_i$ から計算することもできる。

まず、 $\Delta \tau_i$ を決定する方法について説明する。図 5.5 に示す Front CV および Rear CV において、ビーム軸に直行する軸方向（図の赤色の部分）を貫通する荷電粒子を考える。この領域は、両端の光検出器からみてちょうど中間の位置に相当しており（図 2.19 参照）、この領域に入射する荷電粒子によって発生したシンチレーション光はほぼ同時に両端の光検出器に入射する。したがって、 $\Delta t_i = t_i^1 - t_i^2 = 0$ であるので、式 (5.19) より $\Delta \tau_i = \Delta t'_i$ となる。実際には、 $\Delta t'_i$ は入射位置やシンチレーション光の伝播速度のばらつきによって分布を持つので、 $\Delta \tau_i$ として $\Delta t'_i$ の平均値を用いる。

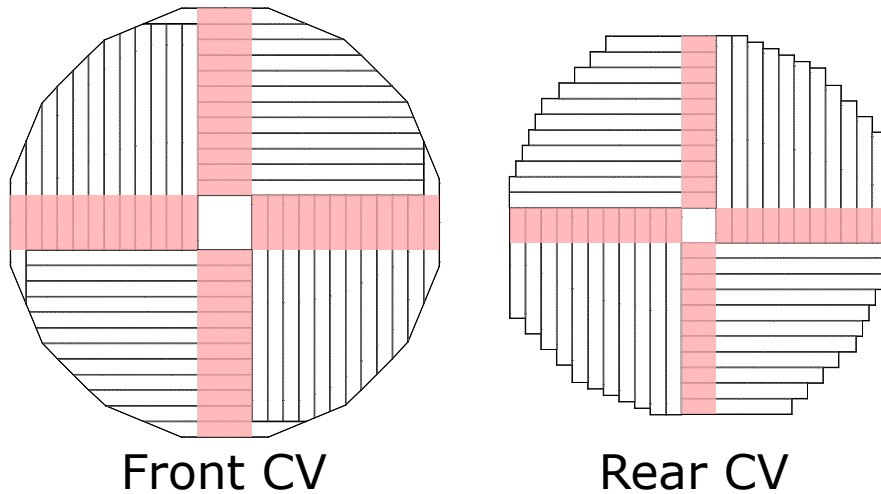


図 5.5 $\Delta \tau$ の算出に使う CV の領域（赤色の部分）。この図は、Front CV および Rear CV を下流から見た様子を表しており、ビーム軸は紙面に垂直な方向にある。

次に、 $\bar{\tau}_i$ を決定する方法について説明する。これには、Front CV から Rear CV に向かって貫通する荷電粒子を用いる。Front CV の i 番目のシンチレータ、および Rear CV の j 番目のシンチレータにおける両端の光検出器の時間平均をそれぞれ $\bar{t}_i$ 、 $\bar{t}_j$ とする。このとき、

$$\bar{t}_i - \bar{t}_j = (\bar{t}'_i - \bar{t}'_j) - (\bar{\tau}_i - \bar{\tau}_j) \quad (5.24)$$

$$\bar{t}'_i - \bar{t}'_j = (\bar{t}_i - \bar{t}_j) + (\bar{\tau}_i - \bar{\tau}_j) \quad (5.25)$$

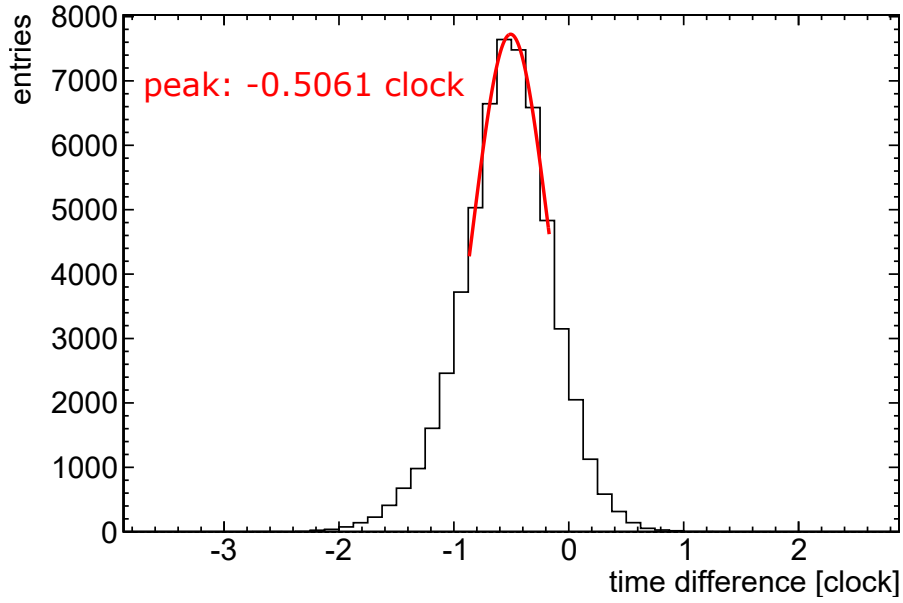


図 5.6 Front CV 最内層のシンチレータ両端の光検出器の時間差分布。図 5.5 の赤で示した領域に入射したイベントを使用している。赤線は正規分布によるフィットの結果であり、その頂点 (peak) の位置を横に示している。

ここで、シンチレータ間の距離を L_{ij} 、荷電粒子の速度を c とすると、 $\bar{t}_i - \bar{t}_j = -L_{ij}/c$ であるので、

$$\bar{t}'_i - \bar{t}'_j = -L_{ij}/c + (\bar{\tau}_i - \bar{\tau}_j) \quad (5.26)$$

$$\bar{\tau}_i - \bar{\tau}_j = (\bar{t}'_i - \bar{t}'_j) + L_{ij}/c \quad (5.27)$$

となる。 c を光速と仮定したときに得られる $(\bar{t}'_i - \bar{t}'_j) + L_{ij}/c$ の分布の平均値と標準偏差をそれぞれ μ_{ij} と ϵ_{ij} とする。 $\bar{\tau}_i$ および $\bar{\tau}_j$ は、次の χ^2 を最小化する組み合わせとして定める。

$$\chi^2 = \sum_{i \in \text{Front CV}, j \in \text{Rear CV}} \left[\frac{\mu_{ij} - (\bar{\tau}_i - \bar{\tau}_j)}{\epsilon_{ij}} \right]^2 \quad (5.28)$$

5.2.3 LCV の較正

LCV の較正には宇宙線のデータを用いる。図 5.7 に再構成した宇宙線の例を示す。図 5.7 左は再構成された宇宙線の xy-平面（ビーム軸に垂直な平面）での軌跡（赤）を表しており、カロリメータ（水色の点）および MB（青丸）のヒット情報から得られる。一方図 5.7 右は zy-平面（ビーム軸に平行な鉛直方向の平面）での軌跡（赤）を表しており、MB のヒット情報（青丸）から得られる。青丸の誤差棒は MB の位置分解能 [47] を表している。このように、宇宙線の軌跡はイベントごとに三次元的に再構成されるので、LCV との交点の (x,y,z) 座標（赤点）を決定できる。

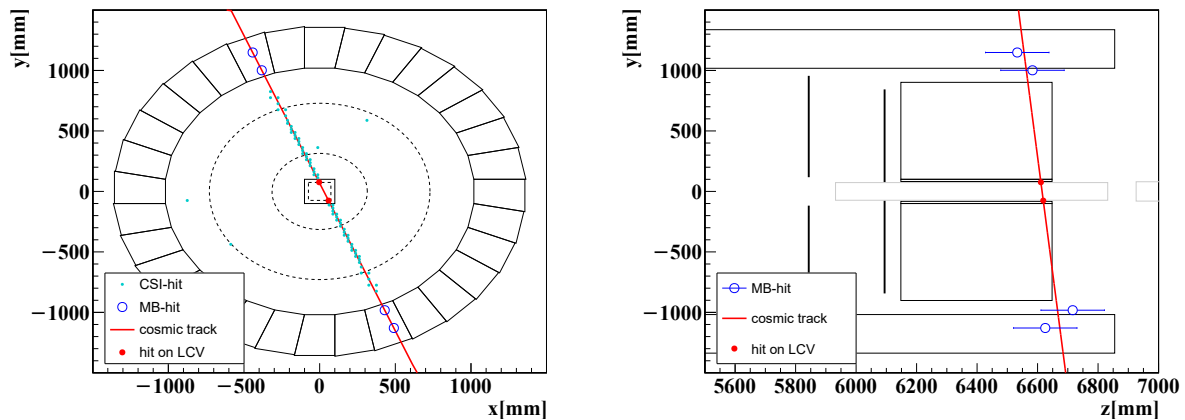


図 5.7 LCV の較正のために再構成した宇宙線の軌跡の例。左は XY 平面内、右は ZY 平面内での再構成された宇宙線の軌跡（赤線）を表している。

5.2.3.1 LCV のエネルギーの較正

LCV のエネルギーの較正は、3 mm 厚のプラスチックシンチレータを通過する最小電離粒子が落とすエネルギーが 0.4663 MeV となることを用いる。すなわち、宇宙線が LCV のシンチレータを通過する距離を d 、LCV の厚みを $d_0 = 3$ mm、観測されたエネルギーを E とすると、

$$E_0 = E \times \frac{d_0}{d} \quad (5.29)$$

で定義される E_0 の分布の最頻値が 0.4663 MeV となるように変換係数を決める。図 5.8 に E および E_0 の分布の例をそれぞれ赤色および青色のヒストグラムで示す。 E_0 の分布の最頻値は青色のヒストグラムをランダウ関数とガウス関数の畳み込み関数でフィッティングして求める。

5.2.3.2 LCV のタイミングの較正

LCV の 2 つのシンチレータ i, j ($i, j = 0, 1, 2, 3$) を宇宙線が貫くときの時間関係を図 5.9 に示す。この図で、 Δs_{ij} はシンチレータ間の宇宙線の経路長、 Δl_{ij} はそれぞれのシンチレータで宇宙線が貫通した z 位置の差を表している。2 つのシンチレータ i, j を宇宙線が貫通する時刻 t_i, t_j の差 $\Delta T \equiv t_i - t_j$ は、シンチレータ間を宇宙線が飛行する時間 ΔT_{TOF} とシンチレータ内部での光の伝搬時間の差 ΔT_{prop} の合計で表される。宇宙線の飛行速度を光速 c 、シンチレータ内部での光の伝搬速度を v とすると、 $\Delta T_{\text{TOF}} = \Delta s_{ij}/c$ 、 $\Delta T_{\text{prop}} = \Delta l_{ij}/v$ であるので、

$$\Delta t_{ij} \equiv t_i - t_j = -(\Delta T_{\text{TOF}} + \Delta T_{\text{prop}}) = -(\Delta s_{ij}/c + \Delta l_{ij}/v) \quad (5.30)$$

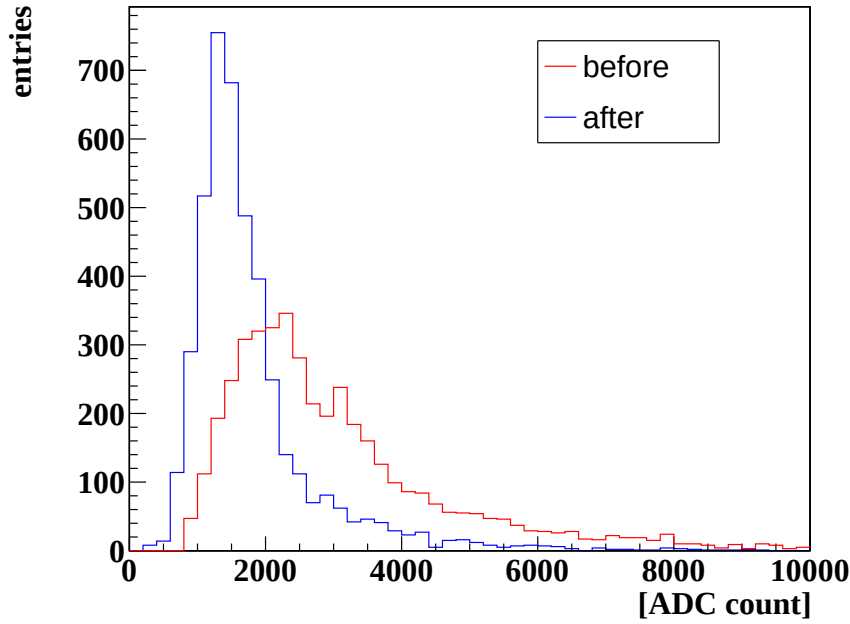


図 5.8 貫通宇宙線が LCV に残したエネルギーの分布。赤は補正前のエネルギーで、青は距離で規格化した場合のエネルギーの分布を表す。

となる。各シンチレータにおける時間オフセットを τ_i 、実際の観測時刻を t'_i とすると、 $t'_i = t_i + \tau_i$ であるので

$$\Delta t'_{ij} \equiv t'_i - t'_j = \Delta t_{ij} + (\tau_i - \tau_j) \quad (5.31)$$

$$\tau_i - \tau_j = \Delta t'_{ij} - \Delta t_{ij} = \Delta t'_{ij} + \Delta s_{ij}/c + \Delta l_{ij}/v \quad (5.32)$$

となる。 $\Delta\tau \equiv \tau_i - \tau_j$ の分布の例を図 5.10 に示す。この分布を正規分布でフィッティングしたとき（図の赤線）の平均値および標準偏差をそれぞれ μ_{ij} と ϵ_{ij} とする。全てのシンチレータの組み合わせ (i, j) について μ_{ij} と ϵ_{ij} を求め、次で定義される χ^2 を最小化する組み合わせとして τ_i を定める。

$$\chi^2 \equiv \sum_{i,j}^{i < j} \left[\frac{\mu_{ij} - (\tau_i - \tau_j)}{\epsilon_{ij}} \right]^2 \quad (5.33)$$

5.3 カロリメータとのタイミング差の較正

前節では、各検出器のチャンネル間のタイミングオフセットのずれを補正するタイミング較正の方法について述べた。本節では、各検出器とカロリメータとのタイミング差の較正について説明する。

カロリメータとのタイミング差の較正には、最小バイアスデータにおける veto 検出器とカロリメータの時間差を用いた。すなわち、カロリメータでエネルギーを観測した結晶の時

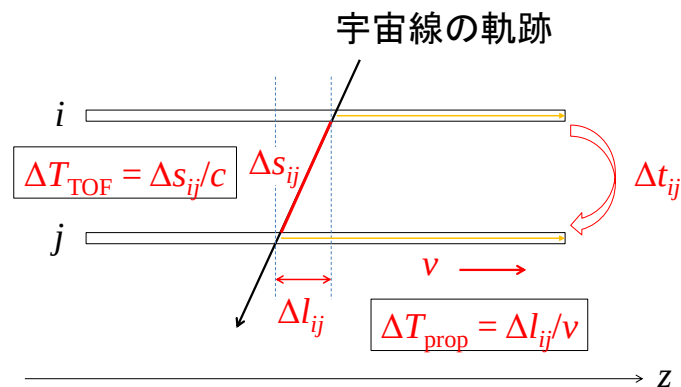


図 5.9 LCV のシンチレータ間を宇宙線が貫通イベントにおける時刻の関係。

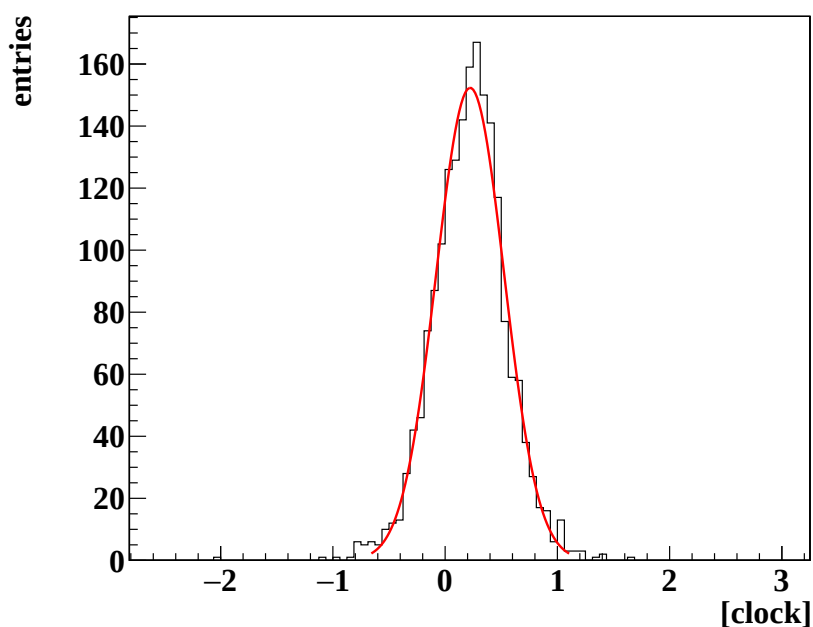


図 5.10 LCV のシンチレータ間を宇宙線が貫通イベントにおけるシンチレータ間の時間差 $\Delta\tau$ の分布。

間平均^{*6}と veto 検出器の時間差の分布が、すべてのデータ収集期間にわたって変化しないように veto 検出器のタイミング補正を行った。

例として、MB とカロリメータのタイミング差を考える。図 5.11 に MB のあるチャンネル

^{*6} 正確には、7.1.1 節で述べる各クラスタの平均時刻を、全クラスタについて平均をとったものをカロリメータのタイミングとして用いた。

ルとカロリメータのタイミング差の分布を示す。図 5.11 の左はカロリメータとのタイミング差を補正する前のデータについて、表 3.2 のピリオド 1 (赤) とピリオド 8 (青) における MB とカロリメータのタイミング差を見たものである。両者の頂点を見比べると、赤のヒストグラムが青のヒストグラムに比べて右側 (タイミング差が大きい側) にずれていることがわかる。これに対して、ピリオド 1 の MB のタイミングに -2.5 ns の補正を入れたデータについて同じ比較を行ったものが図 5.11 の右である。補正後は全ての範囲に渡って分布が一致していることがわかる。つまり、ピリオド 1 (赤) に -2.5 ns のオフセット補正を入れることで、カロリメータと MB のタイミングオフセットの差をピリオド 8 (青) とそろえることができたことになる。

2015 年の解析では、この操作を全ての veto 検出器に対して適用し、全データ収集期間に渡ってカロリメータとのタイミング差が不変となるように校正を行った。

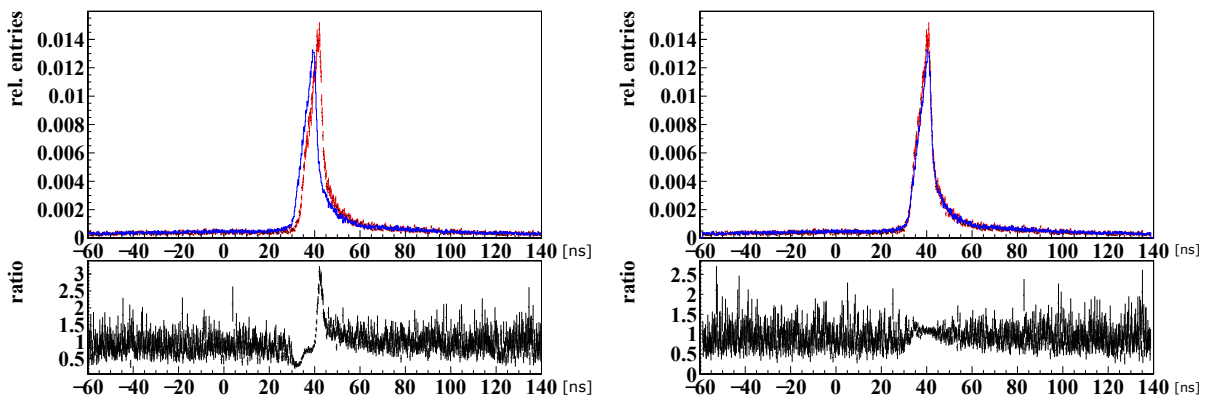


図 5.11 表 3.2 のピリオド 1 (赤) とピリオド 8 (青) における MB とカロリメータのタイミング差の分布 (上段) と両者の比を取ったもの (下段)。右図は左図に対して 2.5 ns だけ赤と青の分布を近づけた場合を表している。

5.4 検出器のタイミング安定性の検証

上に述べた検出器毎のタイミング差の較正およびカロリメータとのタイミング差の較正の手法は多くの統計量が必要になるため、基本的に複数のランに渡るデータを使って較正を行う必要がある。したがって、例えばスピル毎にタイミングオフセットが変わっているデータに対しては、較正できない方法になっている。図 5.12 の左図はある物理ランの物理トリガデータにおける CV のチャンネル番号 100 番のタイミング分布をスピル番号毎に示したものである。スピル番号 2 番と 5 番におけるタイミング分布を比較すると (図 5.12 の右図)、タイミング分布が全体的にシフトしていることがわかる。

このようなスピル毎のタイミングシフトについてははっきりとした原因が特定できていな

いが、タイミング分布が全体的にシフトしているため、物理現象によるものではなく読み出し部分の問題であると考えている。本節では、このような検出器のタイミングシフトを検知する方法と、タイミングシフトの補正方法について述べる。

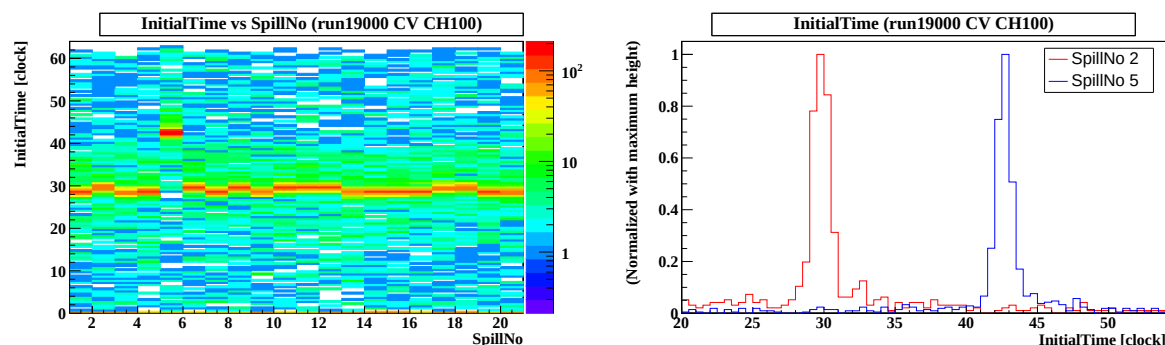


図 5.12 ある physics run の physics trigger data における CV のヒットタイミングと spill ID の相関（左）と spill ID 2 と 5 におけるヒットタイミング分布の比較（右）。

5.4.1 タイミングシフトの検知方法

まず、タイミングシフトの検出原理について説明する。任意の検出器における 2 つの異なるチャンネル（チャンネル A、B とする）に同時に信号を入力すると、チャンネル間のタイミング差 $\Delta t = t_B - t_A$ はそれぞれのチャンネルが持つ時間分解能によるばらつきが反映された正規分布に従う。例えば、図 5.13 の青いヒストグラムは時間差の平均値 0 clock、標準偏差 0.1 clock の時間差分布である。ここで、全体の 4 割のイベントで片方のチャンネルにおいて 1 clock のタイミングシフトが発生した場合のタイミング差の分布を赤いヒストグラムで示す。タイミングシフトが発生したために、元の分布に対してその平均値が 1 clock ずれた 2 つ目の正規分布が現れる。したがって、赤いヒストグラムの平均値（凡例の Mean）と標準偏差（凡例の RMS）は、元のヒストグラムの値とは異なる。

それぞれのヒストグラムの -0.5 から +0.5 の範囲でガウス関数 $A \exp(-(\Delta t - B)^2 / (2C^2))$ でフィットした結果が青線と赤線のグラフである。図の凡例には、フィット結果の平均と標準偏差（それぞれ凡例の B と C）とヒストグラムの平均値と標準偏差（凡例の Mean および RMS）を示しており、凡例の色とヒストグラムの色がそれぞれ対応している。タイミングシフトがないヒストグラム（青）については、ヒストグラムの平均値 -4.1×10^{-4} および標準偏差 0.1 が、フィット結果の平均値 $(-4.2 \pm 3.1) \times 10^{-4}$ および標準偏差 0.1002 ± 0.0002 が誤差の範囲内で一致している。一方、タイミングシフトが起こったヒストグラム（赤）については、ヒストグラムの平均値 0.39 および標準偏差 0.4999 に対して、フィット結果の平均値 $(-1.8 \pm 4.1) \times 10^{-4}$ および標準偏差 0.1001 ± 0.0003 とそれぞれ有為な差が生じている。したがって、タイミング差の分布の平均値および標準偏差と、その分布に対するガウス

関数によるフィット結果の平均値および標準偏差を比較することで、タイミングシフトの発生を検出することができる。

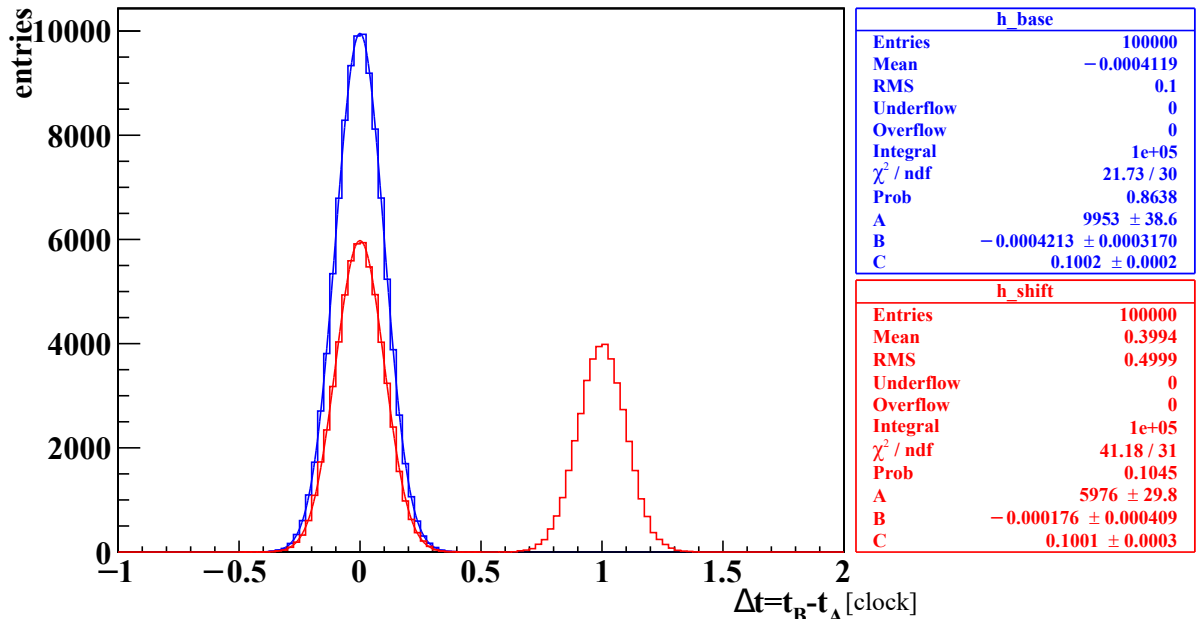


図 5.13 2つのチャンネル間のタイミング差の分布におけるタイミングシフトの影響。

5.4.2 LED・レーザデータによるタイミングシフトの検出

タイミングシフトを検出するためには、検出器に同時に信号を入力することが必要になる。そこで、3.4.1.3節で述べたLED/LASERトリガデータを用いる。LEDあるいはLASERはそれぞれ独立した一つのクロック信号に同期しており、このクロック信号と検出器信号の時間差を見ることで検出器の読み出し系の電子回路に起因するタイミングシフトを検出する。以下、LEDおよびレーザデータの収集方法と、タイミングシフトの検出例を示す。

5.4.3 LEDデータの収集

図 5.14 に LED データ収集システムの概要を示す。各検出器に設置された LED は、10 Hz のクロック信号に同期する LED ドライバが供給するパルス信号によって発光する。LED の発光を検知した各検出器からの信号とクロック信号はそれぞれ ADC によってその信号波形を記録する。LED を用いる検出器は、FB、NCC、MB、BCV、CV、LCV、CC05-06、newBHCV、BHPV、BHGC である。なお、光検出器ではない newBHCV については、LED の発光を捉えることができないため、クロック信号を検出器信号を増幅するプリアンプに直接入力して全チャンネルに同時にテスト信号を出力するようにしている。

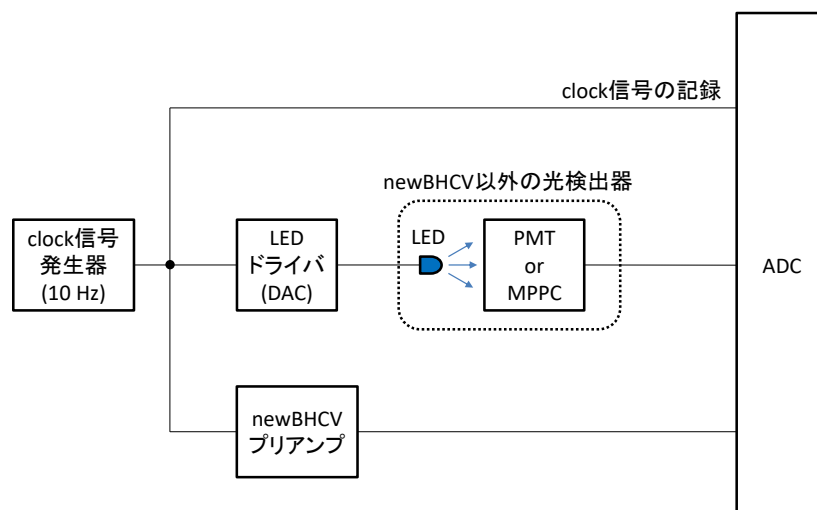


図 5.14 LED システムの概要図。

5.4.4 LED ドライバの開発

LED を発光させる LED ドライバには、LED の発光タイミングのジッタを小さくするために速い立ち上がりのパルス信号を出力することが要求される。また、検出器毎に LED 光源を分配する方法が異なっていたり、LED の設置位置のばらつきがあったりするため、検出器の各チャンネルが検出する LED の光量にはばらつきがある。そのため、LED ドライバには LED の発光量は可変できるように出力を調整できる機能が必要である。さらに、LED 発光タイミングのジッタを抑制するためある程度の光量で LED を駆動する必要がある一方で、BHPV や BHGC においてエネルギーの較正のために LED の発光量を 1 光子程度に抑えて駆動する必要があるため、ある程度の光量調節のダイナミックレンジが必要である。

KOTO 実験では、合計で 50 個程度の LED を使用する。これらすべての光量を個別に調整可能で、上記の使用を満たす LED ドライバを市販品で見つけることができなかった。そこで、筆者は KOTO 実験用の LED ドライバ回路を開発した。

開発した LED ドライバの回路図を図 5.15 に示す。LED ドライバの電源は $V_{CC}=12\text{ V}$ 、 $V_{EE}=-6\text{ V}$ であり、 R_4 および R_5 にかかる電圧は可変抵抗 VR によって 0 から 10 V の範囲で変更できるようになっている（この電圧を V_x とする）。LED driver の入力部は、クロック信号（HIGH: -16 mA、LOW: 0 mA）を受け取り、 R_0 で電圧信号（HIGH: -0.8 V、LOW: 0 V）に変換する。信号生成部の NPN トランジスタ $Q1-1$ と $O1-2$ はコンパレータ

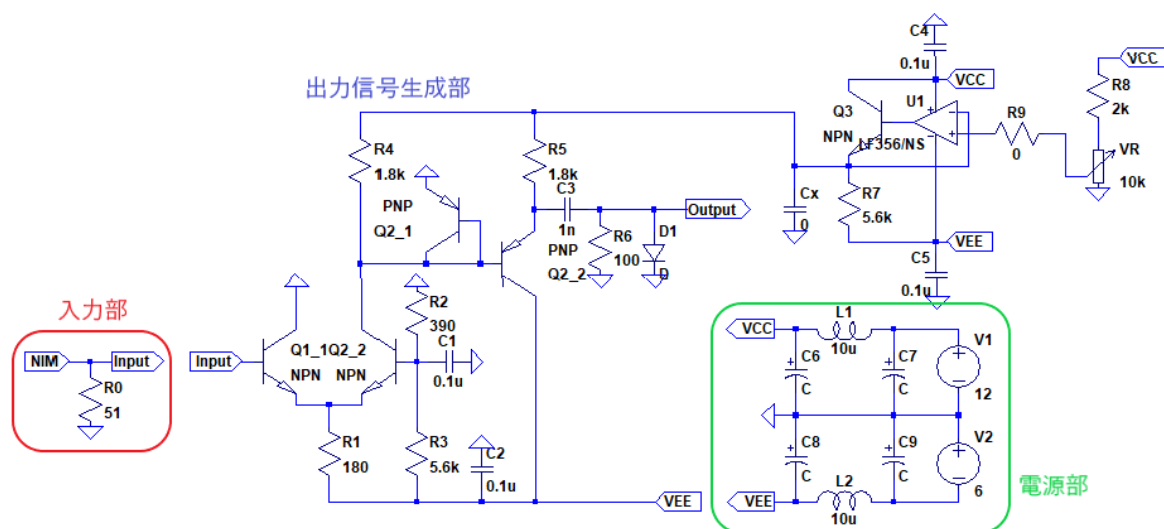


図 5.15 LED ドライバの回路図（出力 1 系統分）。入力は 4 系統の出力が共有している。

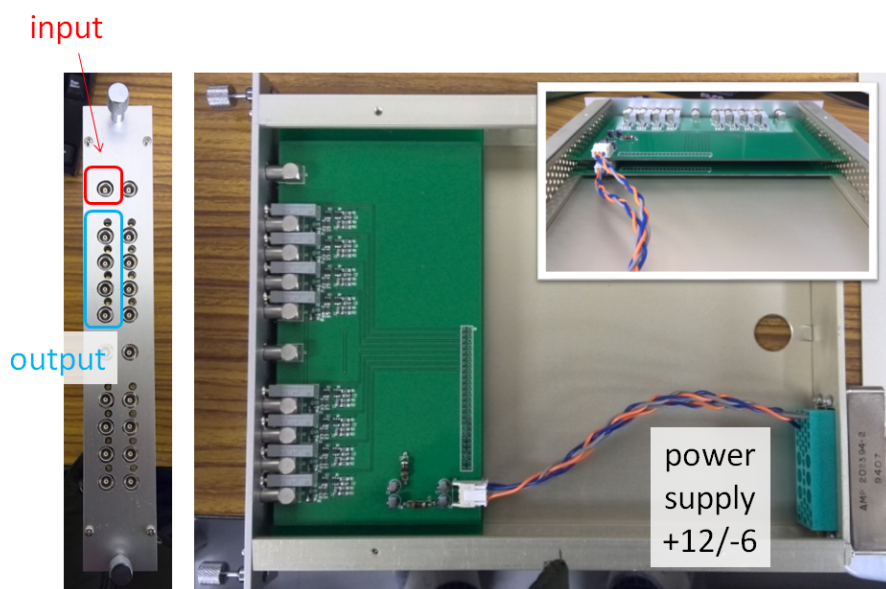


図 5.16 LED ドライバのモジュール外観。

を形成している。Q2-2 のベース電圧（R2 と R3 による分圧-390 mV）を入力（INPUT）が下回ると Q2-2 のベース電流が流れコレクタ電流が流れるため、R4 において電圧降下が発生する。この電圧降下は PNP トランジスタ Q2-1 のベース-エミッタ間電圧でクリップされるため、PNP トランジスタ Q2-2 のエミッタ電位はほとんどグラウンドと等しくなる。すなわち、Q2-2 のエミッタ電位は V_x から 0 V に変動する。このとき、あらかじめ V_x で充電されていたコンデンサ C3 が放電されるが、この電圧信号を LED に印加してパルス発光させる。信号の時定数は C3 と、R6 および出力インピーダンス（同軸ケーブル $R_o=50 \Omega$ ）

の合成抵抗 $R6||R0 = 33 \Omega$ の積で決まり、33 ns である。信号電圧の大きさは V_X を変更することによって調節することができるようになっており、LED の発光量を変更することができるようになっている。12 V の電源を用いた場合の出力電圧のピーク値の範囲は 0 V から 5 V 程度である。

LED ドライバのモジュール外観を図 5.16 に示す。LED ドライバは NIM 規格^{*7}のクレートに接続可能なモジュールとして作成し、1 つのモジュールに 4 系統の入力と 1 入力当たり 4 系統の合計 16 出力を持つ。全ての出力は独立に調節できるため、各検出器が必要とする光量に応じて調節することができる。

5.4.5 レーザーデータの収集

レーザーのデータ収集方法は LED の場合（図 5.14）と基本的には同じである。LED との違いは、クロックの周波数が 5 Hz であることと、光源が単一のレーザー（NdYAG レーザー、紫外線）であることである。図 5.17 にレーザーの供給システムの概要を示す。元になるレーザー光はミラーによって 4 つに分岐されて、それぞれが “Bowling Ball” と呼ばれる球状の容器に入っている液体蛍光剤を通して各検出器に運ばれる。レーザーを用いている検出器は、CSI カロリメータ、OEV、CC03、CC04 である。

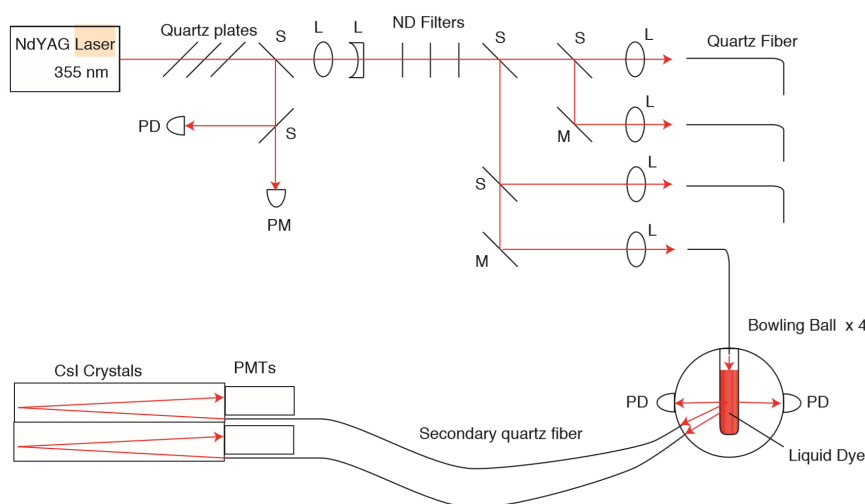


図 5.17 レーザー光の供給システム。

^{*7} 放射線測定モジュール標準規格 TID-20893

5.4.6 タイミングシフトの検出例

図 5.18 に LED を用いたタイミングシフトの検出例を示す (CV CH100)。上図は各 run 毎の検出器と LED のクロック信号とのタイミング差分布の平均 (上) と標準偏差 (下) が示してあり、赤い点 (RAW) がヒストグラムの平均・標準偏差、青い点 (Fit) がガウス関数によるフィットの平均・標準偏差である。前半のラン (左側) では赤と青はほとんど重なっており有為な差が見えていなかったが、後半のラン (右側) でははっきりと差が見えている。下図は前後半から 1 つずつ run を抽出した (run18508 と run19000) タイミング差の分布を示しており、run19000 においてタイミングシフトが発生している様子がわかる。

図 5.19 に run19000 におけるタイミング差分布をスピル毎に 1 から 20 スピル目までを表示したものを示す。例えば、スピル番号 2 や 6 では 1 clock のタイミングシフト、スピル番号 5 では 14 clock のタイミングシフトが発生しているが、いずれもスピル内ではタイミングシフトの値は安定している。したがって、スピル毎にタイミングシフトの値を求め、その値をデータから差し引くことでタイミングシフトを補正できる。

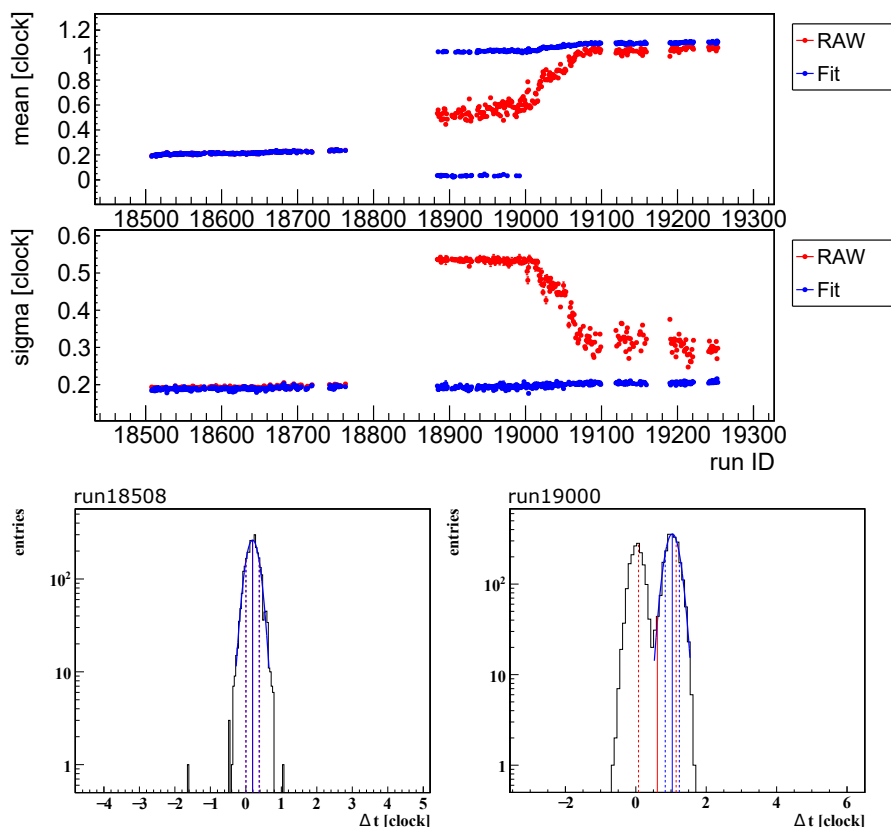


図 5.18 CV におけるタイミングシフト検出例。

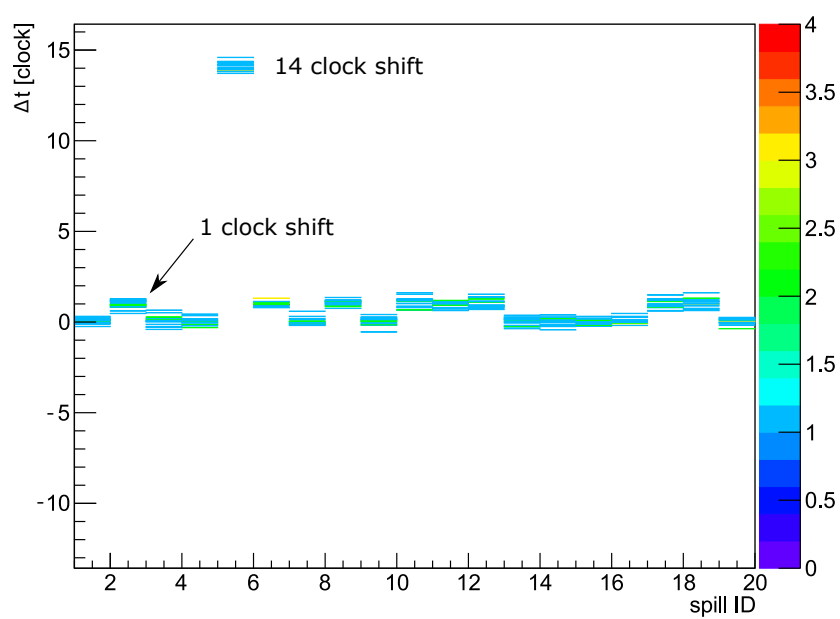


図 5.19 run19000 における CV CH100 のスピル毎のタイミング差分布。横軸がスピル番号、縦軸がタイミング差を表しており、色は各ビンのイベント数を表している。

第 6 章

シミュレーション

本章では、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のデータ解析に用いたシミュレーションについて説明する。

6.1 シミュレーションの概要

2.1.3 節で述べたように、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊および規格化モードの観測数とアクセプタンスから算出する（式 (2.8)）。アクセプタンス ϵ は、崩壊した K_L 数 N_{decay} に対する実際に観測できた崩壊数 N_{accept} の比、すなわち

$$\epsilon \equiv \frac{N_{\text{accept}}}{N_{\text{decay}}} \quad (6.1)$$

として定義される。KOTO 実験では、崩壊した K_L の数を直接知ることはできないので、アクセプタンスはシミュレーションによる解析から見積もる。

シミュレーションは Geant4[62][63][64] をベースに構築しており、入射した K_L の崩壊、検出器に入射する粒子の検出器内での相互作用をモデル化している。本章では、シミュレーションにおける K_L 崩壊の生成方法と検出器応答の実装方法について述べる。

6.2 K_L 崩壊のシミュレーション

まず、シミュレーションにおいて K_L を生成するプロセスについて説明する。

6.2.1 K_L の運動量分布

シミュレーションで生成する K_L の運動量分布は過去の測定結果 [65] から求められた以下の実験式で与えられる（図 6.1）。

$$f(p) = \exp \left[-\frac{(p - \mu)^2}{2(\sigma_0(1 - (A + Sp)(p - \mu))^2)} \right] \quad (6.2)$$

$$\mu = 1.420 \quad (6.3)$$

$$\sigma_0 = 0.8102 \quad (6.4)$$

$$A = -0.3014 \quad (6.5)$$

$$S = 0.01709 \quad (6.6)$$

ここで p は運動量で単位は GeV/c である。

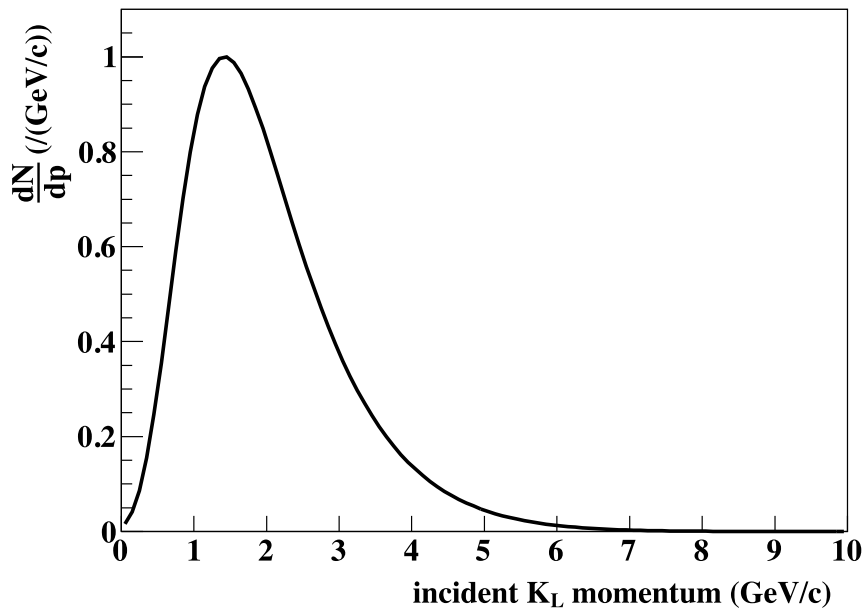


図 6.1 シミュレーションにおける入射 K_L の運動量分布。[36] より引用。

6.2.2 K_L の入射位置と方向

K_L の検出器への入射位置と方向は二次粒子生成標的 (T1 ターゲット) における K_L 生成量の分布と K_L ビームラインのコリメータ位置と形状を考慮して決定する。図 6.2 を用いて検出器に入射する K_L の強度分布の生成方法を説明する。

まず、シミュレーションで 30 GeV の陽子ビームを二次粒子の生成標的 (T1 ターゲット) に入射して、T1 ターゲット上でのビーム強度分布と運動量分布を得る (図の赤線)。この分布上のある点 (図の赤点) で生成したビームは、コリメータ (灰色の部分) に干渉しない経路のもの (図の赤破線で挟まれた部分) だけが検出器まで到達できるとした。2 つのコリメータを通過した後のビームサイズは立体角で $7.8 \mu\text{sr}$ [43] と小さいため、その範囲でビームは等方的に生成されると仮定し、T1 ターゲット上の強度分布の重みを考慮して全ての生

成点からの寄与を重ね合わせることで、図 6.3 に示す検出器入射位置でのビーム強度の分布を得た。

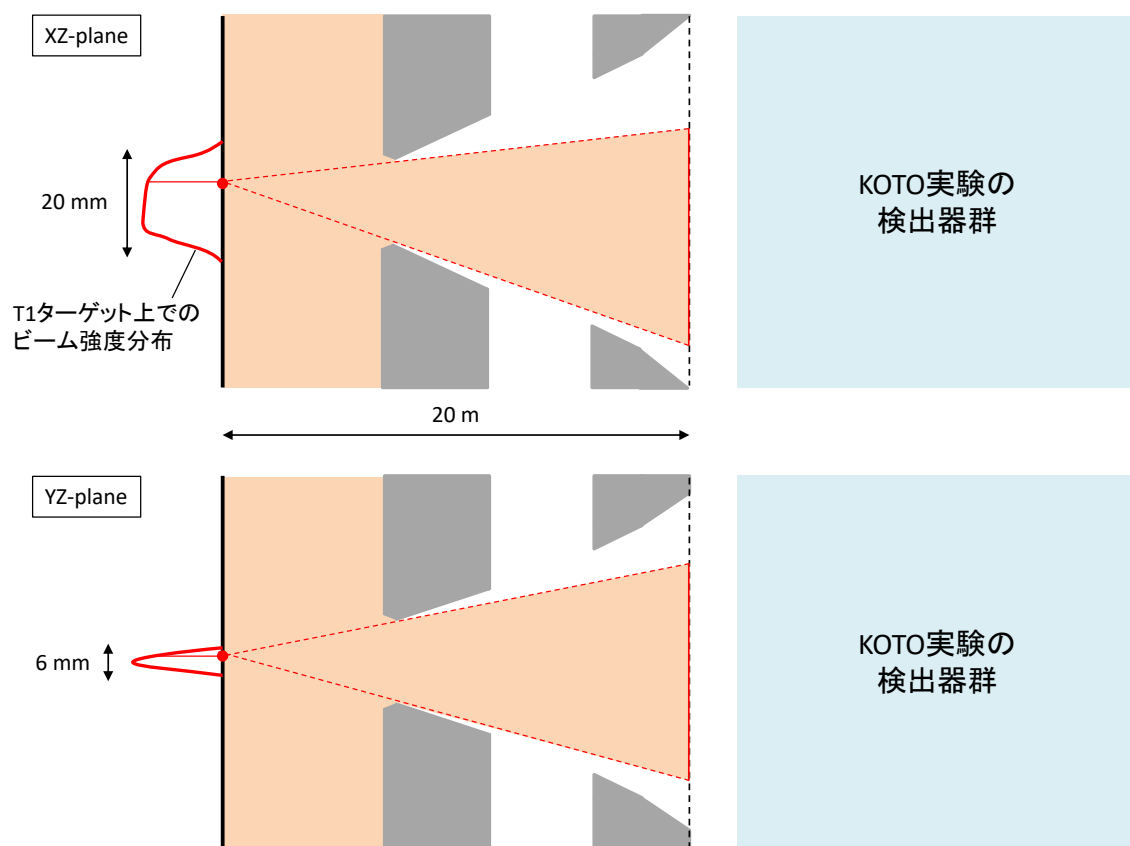


図 6.2 シミュレーションにおいて検出器に入射する K_L ビームの分布を得る方法の概念図。上は XZ -平面、下は YZ -平面（下）について示している。図の灰色の部分はコリメータの領域を表しており、コリメータと干渉する経路を通してビームが入射することはないと仮定している。

6.3 シミュレーションにおける検出器応答の実装

K_L が崩壊して生成した粒子は、それぞれカロリメータや veto 検出器に入射する。シミュレーションでは、入射した粒子が相互作用して検出器にエネルギーが与えられると、そのエネルギーの大きさと時間 (e_i, t_i) 、および位置 (x_i, y_i, z_i) を記録する。ここで、 i は各相互作用を識別するためのインデックスである。検出器応答の実装とは、 (e_i, t_i) を実際の検出器が検出するエネルギーと時間 (e'_i, t'_i) に変換する操作を実装することである。

例えば、シンチレータの場合を考える。入射粒子によってシンチレータにエネルギーが与えられると、シンチレーション光が発生する。このとき、シンチレーション光の光量と発光

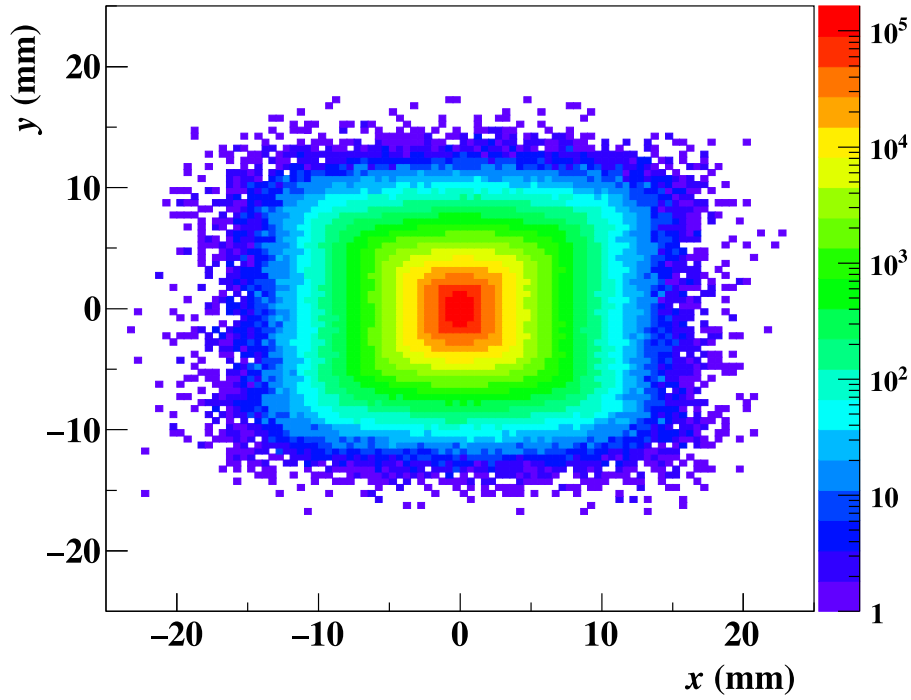


図 6.3 KOTO 検出器入射位置でのビーム強度分布。[36] より引用。

タイミング、伝播時間と減衰、さらに光検出器（PMT など）がシンチレーション光を検出する時間などは、それぞれ統計的なばらつきを持っている。このような検出器の応答を考慮して、シミュレーションで得られたエネルギーと時刻 (e_i, t_i) を実際に観測されるエネルギーと時間 (e'_i, t'_i) に変換する [37][36]。

また、125 MHz の ADC を用いている検出器については、検出器の出力信号を生成する操作を取り入れる。3.2 節で述べたように、125 MHz の ADC においては、入力積分フィルタによって記録される波形データが鈍る。そのため、ADC で記録される信号波形は、元の検出器の出力波形によらず、次の非対称ガウス関数によってよく再現できる。

$$f(t) = A \exp \left(-\frac{(t - t')^2}{(\sigma_0 + a(t - t'))^2} \right) \quad (6.7)$$

ここで σ_0 や a は検出器毎に異なるパラメータであり、 t' は波形の頂点の時刻である。そこで、検出器応答を加味したシミュレーションから得られたエネルギーと時間 (e'_i, t'_i) のひとつひとつに対して、この非対称ガウス関数で表される信号が出力されるとし、すべての波形を足し上げたものを検出器の出力信号パルス $V(t)$ とする。

$$V(t) = C \sum_i e'_i \exp \left(-\frac{(t - t'_i)^2}{(\sigma_0 + a(t - t'_i))^2} \right) \quad (6.8)$$

ここで、定数 C は $V(t)$ の積分値がシミュレーションから得られた全エネルギー $\sum_i e'_i$ となるように定める。

$V(t)$ は時間 t に対して連続な関数であるが、これを 125 MHz でサンプリングして実際の実験データから得られる波形データと同じ離散波形データを生成する。最後に、4 章で述べた計算手法を適用することで、シミュレーションにおける各検出器のエネルギーと時間が得られる。

なお、500 MHz の ADC を使う検出器 (newBHCV、BHPV、BHGC) については波形の生成は行わず、検出器応答を反映したエネルギーと時間 (e'_i, t'_i) をそのままシミュレーションにおける検出器のエネルギーと時間として記録する。

6.4 偶発事象の重畳

シミュレーションでは 1 つの K_L を崩壊させて、各検出器におけるエネルギーと時間が得られる。しかし、現実の実験では着目したい K_L 崩壊で生成された粒子のみならず、別の K_L 崩壊で生成した粒子やハロー中性子などが偶然同時に入射することが起こりうる。上述したシミュレーション手法だけでは、このような事象を再現できない。そこで、3.4.1.2 節で述べた TMon トリガで取得した実験データ（以下、TMon データと呼ぶ）をシミュレーションに「重畳」することで、このような偶発事象による効果をシミュレーションに取り入れる。

125 MHz の ADC を使う検出器では、シミュレーションから生成した各検出器の波形と TMon データの波形を足した波形データを作成して、4 章で述べた方法でエネルギーと時間を計算する。一方、500 MHz の ADC を使う検出器については、検出器の生の波形を記録できるため波形の重複が起こりにくい。そこで、TMon データの波形データから先にエネルギーと時間を計算して、シミュレーションから得られたエネルギーと時間 (e'_i, t'_i) のリストに加えている。

6.5 シミュレーションによる K_L 崩壊の例

図 6.4 にシミュレーションで生成した $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の例を示す。左上図はシミュレーションのあるイベントにける $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の軌跡である。図の左側から入射した K_L が崩壊し、終状態に 2 つの光子とニュートリノが発生していることがわかる。なお、 π^0 は極めて寿命が短いため図中ではその軌跡が描画できていないが、 K_L の軌跡の終点で生成されたのち 2 つの光子に崩壊している。また、シミュレーションでカロリメータに 2 光子がヒットしたイベントについて、軌跡上の各点 a), b) および c) における K_L の運動量（右上図）、 π^0 の横方向運動量（左下図）、2 光子のエネルギー（右下図）をそれぞれ示す。b) を見

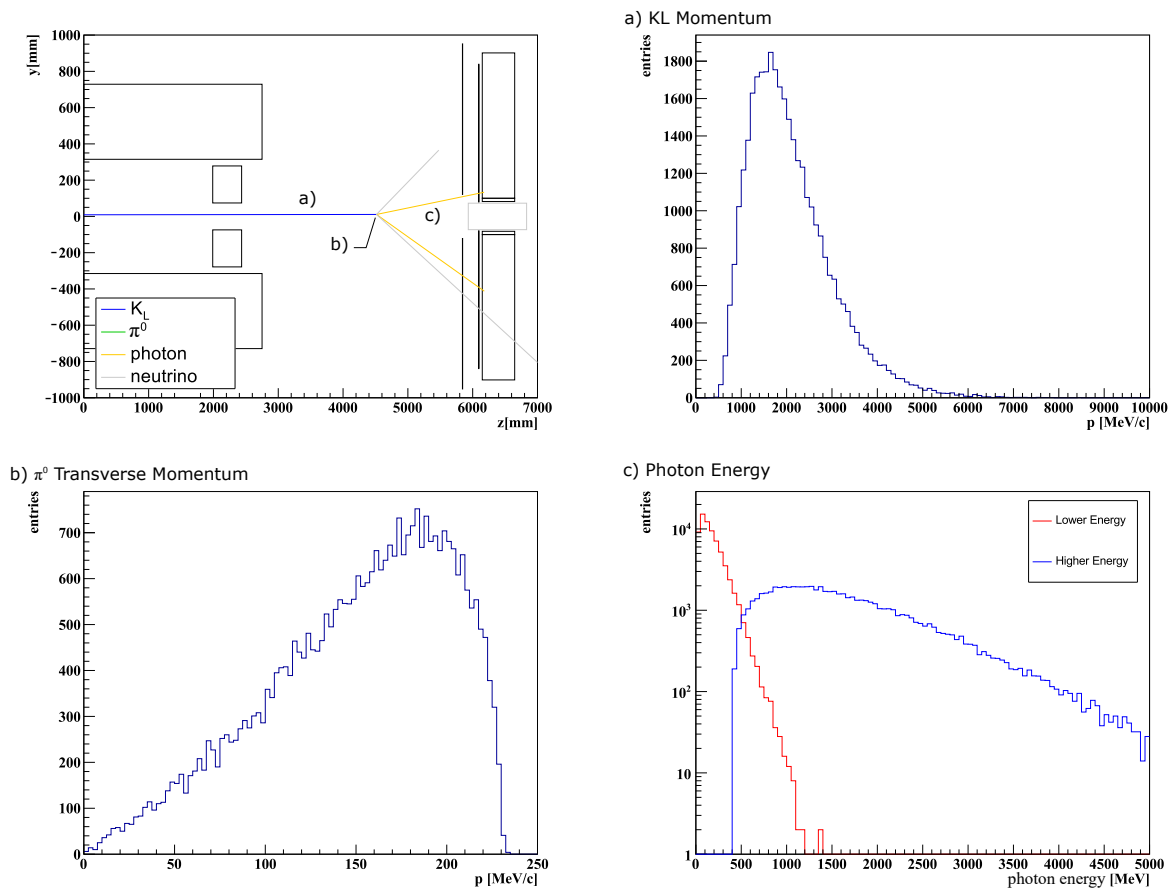


図 6.4 シミュレーションで生成した $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の例。左上： $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の軌跡。右上：入射 K_L の運動量分布（左上の a) 部分）。左下： π^0 の横方向運動量分布（左上の b) 部分）。右下：カロリメータに入射する 2 つの光子のエネルギー。エネルギーが高い方の分布が赤線で、低い方の分布が青線でしめされている。（左上の c) 部分）。

ると、2 つのニュートリノが横方向運動量を持つために、 π^0 の横方向運動量が有限の値を持つことが確認できる。

第 7 章

K_L 崩壊の再構成

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊や規格化モードの解析を行うためには、光子・ π^0 ・ K_L などの粒子が持つエネルギーや運動量、崩壊点などの情報が必要である。本章では、カロリメータのエネルギーとタイミングの情報から K_L 崩壊を再構成する方法、および再構成した事象を選別する方法について述べる。

7.1 カロリメータによる粒子の再構成

本節では、カロリメータのエネルギーとタイミングの情報を用いて、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊および規格化モード ($K_L \rightarrow 3\pi^0$ 、 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 、 $K_L \rightarrow 2\gamma$) を再構成する方法について述べる。

7.1.1 クラスタリング

光子がカロリメータに入射すると電磁シャワーが形成される。CsI 結晶のモリエール半径が 3.53 cm[9] であるのに対し、カロリメータの結晶の断面積は $2.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$ または $5 \times 5 \text{ cm}^2$ であるので、一つの光子が作る電磁シャワーは複数個の結晶にまたがって広がる。この複数の結晶を集約し、入射光子のエネルギーや入射位置、入射時刻を再構成する。この結晶の集合を「クラスタ」とよび、クラスタを再構成する操作を「クラスタリング」と呼ぶ。

クラスタリングは以下のように行う。まず、150 ns の時間幅を設定し、その中で 3 MeV 以上のエネルギーを記録した結晶をクラスタリングに用いる候補とする。この結晶をクラスタシードと呼ぶ。次に互いに 71 mm 以内の距離にあるクラスタシードを「クラスタ」としてまとめる。クラスタリングの例を図 7.1 に示す。クラスタのエネルギー (e_{clus} [MeV])、エネルギー重心の位置 (x_{clus} [mm]、 y_{clus} [mm])、および平均時刻 (t_{clus} [ns]) は次のよう

に定義される。

$$e_{\text{clus}} = \sum_i^n e_i \quad (7.1)$$

$$x_{\text{clus}} = \frac{\sum_i^n x_i e_i}{\sum_i^n e_i} \quad (7.2)$$

$$y_{\text{clus}} = \frac{\sum_i^n y_i e_i}{\sum_i^n e_i} \quad (7.3)$$

$$t_{\text{clus}} = \frac{\sum_i^n t_i / \sigma_t(e_i)^2}{1 / \sigma_t(e_i)^2} \quad (7.4)$$

ここで、 n はクラスタに属する結晶の数、 e_i [MeV]、 (x_i, y_i) [mm]、 t_i [ns] はそれぞれの結晶のエネルギー、中心位置、ヒット時刻である。 $\sigma_t(e_i)$ は結晶における時間分解能であり、 $\sigma_t(e_i) = 5/e_i \oplus 3.63/\sqrt{e_i} \oplus 0.13$ [46] としてエネルギーの関数として表せる。なお、クラスタシードが1つしか含まれないクラスタは「孤立ヒット結晶」としてクラスタとは別に扱われる。

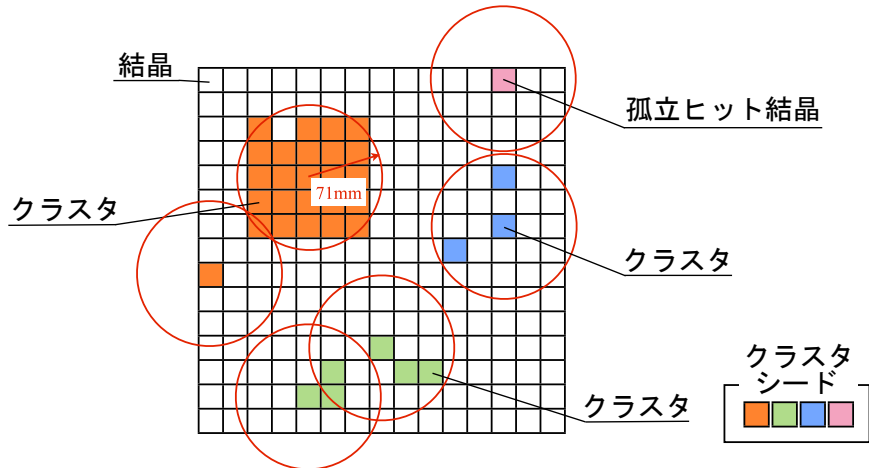


図 7.1 クラスタリングの模式図。各格子はカロリメータの結晶を表しており、色が付いているものはクラスタシードを表す。同じクラスタに属するクラスタシードは同じ色で示されている。赤い円は、その中心のクラスタシードに対して、同じクラスタであると判定される範囲を表している。[46] より引用。

クラスタシードは 150 ns という広い時間幅を持つため、再構成すべき光子の電磁シャワー以外の信号が偶発的に含まれる可能性がある。クラスタの平均時刻 t_{clus} とクラスタに含まれる各結晶のヒット時刻 t_i との差分をクラスタエネルギー e_{clus} 毎にプロットしたものを図 7.2 に示す。各クラスタエネルギーのビン毎に標準偏差 σ を計算し 5σ を超えて時間がずれている結晶を偶発的に入った信号としてクラスタから除外する。式 (7.1) から式 (7.4) までの計算と偶発的な信号を除外する操作はタイミング差 $t_i - t_{\text{clus}}$ が 5σ を超える結晶が

無くなるまで繰り返す。この操作で除外された結晶は上述した孤立ヒット結晶として取り扱う。

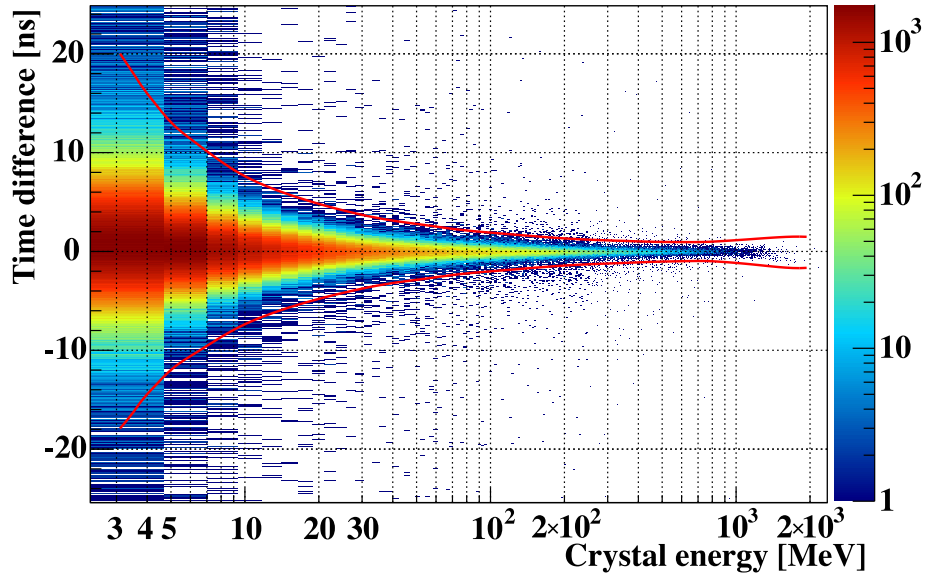


図 7.2 結晶のヒット時間とクラスタの平均時間の差分。赤線は各エネルギーにおける 5σ の範囲を示しており、この範囲外にあるものはクラスタから除外される。[46] より引用。

次に、 K_L 崩壊の再構成に用いるクラスタの選別を行う。例えば、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊は 6 個の光子が K_L の崩壊点からカロリメータに向かって飛ぶので、各光子が作るクラスタの時間 t_{clus} の差はそれほど大きくならないと予想できる。クラスタの時間 t_{clus} の平均値を計算し、そこから最も離れたクラスタを取り除く操作を、すべてのクラスタが 30 ns の範囲に収まるまで繰り返す。最終的に、30 ns の範囲に収まったクラスタを K_L 崩壊に由来するクラスタであるとみなす。

7.1.2 光子の再構成

2 章で述べたように、カロリメータの前面には CV という荷電粒子 veto 検出器が存在するため、荷電粒子がカロリメータに入射した場合は CV で検出することが可能である。すなわち、 K_L 崩壊由来の粒子がカロリメータに入射したとき、CV に反応がなければそれは光子が入射したとみなすことができる。そこで、KOTO 実験では 20 MeV を超えるクラスタを「光子クラスタ」と呼び、光子の入射による電磁シャワーが形成したクラスタとみなす。電磁シャワーが結晶外に漏れたりして観測できるエネルギーが減る効果のため、クラスタのエネルギー e_{clus} は一般的に元の入射光子のエネルギー e_γ より小さい。また、クラスタのエネルギー計算に 3 MeV 以上のエネルギーをもつ結晶のみ使用していることの影響もあり、

次式で補正して光子クラスタのエネルギーを求める。

$$e_\gamma = \frac{e_{\text{clus}}}{1 + f_1} \quad (7.5)$$

ここで、補正係数 f_1 はシミュレーションで求めた。

次に、カロリメータ上での光子の入射位置を再構成する方法を述べる。図 7.3 のように、崩壊点からカロリメータに向かって入射した光子 (γ) が電磁シャワーを形成したとき、ビーム軸からクラスタのエネルギー重心までの距離 P_{COE} と入射位置までの距離 P_{inc} の関係は次のように表される。

$$P_{\text{inc}} = P_{\text{COE}} - L_s \sin \theta_{\text{inc}} \quad (7.6)$$

$$L_s/X_0 = p_0 + p_1 \ln(e_{\text{clus}}[\text{GeV}]) \quad (7.7)$$

ここで、 L_s はシャワーの長さ、 $X_0 = 18.5$ mm は CsI の放射長、 $p_0 = 6.490$ および $p_1 = 0.993$ はシミュレーションから決定されたパラメータである。なお、 θ_{inc} は直接知ることができないため、クラスタのエネルギー重心位置と崩壊点を結ぶ直線がビーム軸となす角 θ'_{inc} を代わりに用いる。

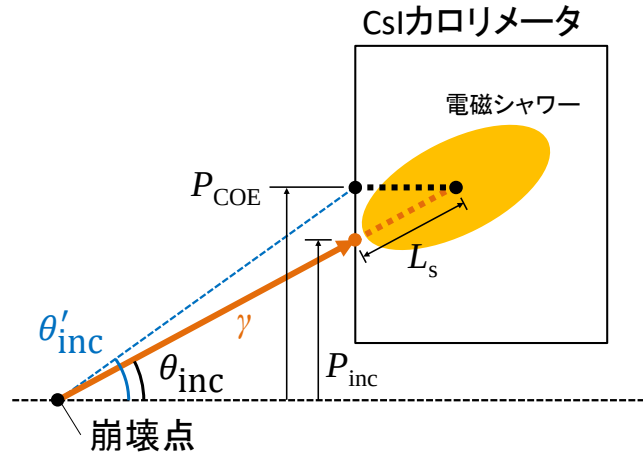


図 7.3 光子の入射位置とクラスタのエネルギー重心の関係を表した模式図。

崩壊点と入射位置から光子の運動量ベクトルがわかるので、再び光子のエネルギー e_γ を次式で補正する。

$$e_\gamma = \frac{e_{\text{clus}}}{1 + f_2} \quad (7.8)$$

ここで、補正係数 f_2 はシミュレーションで求めた。

式 (7.8) による補正には崩壊点の情報が必要なので、次節以降で述べる崩壊点の再構成を先に行なう必要がある。実際の計算は、(1) クラスタエネルギー e_{clus} の補正 (式 (7.5))、(2)

崩壊点の再構成（1回目）、(3) 光子の入射位置 P_{inc} とエネルギー e_γ の補正（式 (7.8)）、(4) 崩壊点の再構成（2回目）という手順となる。以下で π^0 および K_L の再構成について述べる際には、特に断りのない限り式 (7.8) の補正は完了しているとする。

7.1.3 π^0 の再構成

π^0 は $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 崩壊がビーム軸上で起こったと仮定して再構成する。崩壊のエネルギー運動量保存則から 2 光子の運動量ベクトルがなす角 θ が次のようにして求まる。

$$M_{\pi^0}^2 = (e_1 + e_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \quad (7.9)$$

$$= 2e_1e_2(1 - \cos\theta) \quad (7.10)$$

$$\cos\theta = 1 - \frac{M_{\pi^0}^2}{2e_1e_2} \quad (7.11)$$

ここで、 M_{π^0} は π^0 の質量、 e_i 、 $\vec{p}_i$ ($i = 1, 2$) は 2 光子のエネルギーとカロリメータの静止座標系における運動量を表す。

次に π^0 崩壊の z 位置を再構成する。図 7.4 に $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 崩壊が起こったときのカロリメータ上での光子の入射位置ベクトル $\vec{r}_i = (x_i, y_i)$ ($i = 1, 2$) と崩壊点 z_{vtx} からカロリメータ表面 z_{CsI} までの距離 $\Delta z \equiv z_{\text{CsI}} - z_{\text{vtx}}$ の関係を示す。崩壊点と 2 光子の入射位置の 3 点がなす三角形に対して余弦定理を適用すると、 $(\Delta z)^2$ に対する以下の二次方程式が得られる。

$$(1 - \cos^2\theta)(\Delta z)^4 + \{2(\vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2) - (r_1^2 + r_2^2)\cos^2\theta\}(\Delta z)^2 + (\vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2)^2 - r_1^2r_2^2\cos^2\theta = 0 \quad (7.12)$$

ここで、 $r_i \equiv |\vec{r}_i|$ とした。この方程式の解のうちひとつが正の実数である場合、 Δz には絶対値の等しい正負二つの実数解が存在する。ただし、負の解はカロリメータの下流側から崩壊した場合に対応するため、正の解を崩壊点として用いる。ただし、方程式の解が 2 つの正の実数である場合には 2 つの正の Δz が得られるが、どちらの解が正しいかを知る余地がないため、ソイベントは解析から除外する。

再構成した π^0 の横方向運動量は 2 光子の横方向運動量の和となる。

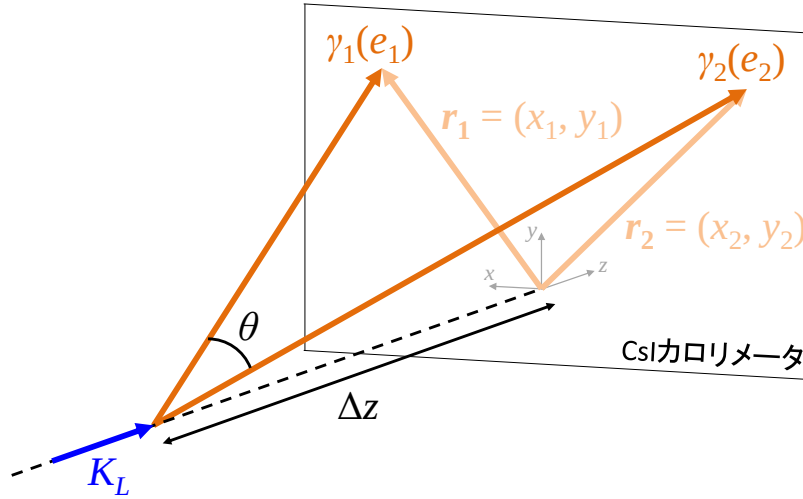
$$\vec{P}_t = \sum_{i=1}^2 \frac{e_i \vec{r}_i}{\sqrt{r_i^2 + (\Delta z)^2}} \quad (7.13)$$

再構成した π^0 の崩壊時刻 T_{vtx} は次式で定義する。

$$T_{\text{vtx}} = \frac{\sum_{i=1}^2 t_{\text{vtx}}^i / \sigma_t^2(e_i)}{\sum_{i=1}^2 1 / \sigma_t^2(e_i)} \quad (7.14)$$

ここで、 $\sigma_t(E) = 3.8/\sqrt{E} \oplus 0.19$ は時間分解能（単位は [ns]）であり、 t_{vtx}^i は各光子の崩壊点における時刻で次式で定義する。

$$t_{\text{vtx}}^i \equiv t_{\text{clus}}^i - \sqrt{r_i^2 + (\Delta z)^2}/c \quad (7.15)$$

図 7.4 π^0 崩壊の再構成。

7.1.4 K_L 崩壊の再構成

7.1.4.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の再構成

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊においては、ニュートリノ ($\nu, \bar{\nu}$) が観測できないため、7.1.3 節の手順に従ってビーム軸上での崩壊を仮定した π^0 の再構成のみ行う。 π^0 の寿命が非常に短いことから、 K_L の崩壊点は π^0 の崩壊点と同じであるとみなす。

7.1.4.2 $K_L \rightarrow 2\gamma$ 崩壊の再構成

$K_L \rightarrow 2\gamma$ 崩壊は $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ における π^0 が K_L に置き換わっただけであるので、その再構成の手順は 7.1.3 節において説明したものと同じで、 π^0 質量 M_{π^0} を K_L 質量 M_{K_L} に置き換える。 K_L の崩壊時刻は π^0 の時と同様に式 (7.14) となる。

7.1.4.3 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊および $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊の再構成

$K_L \rightarrow 3\pi^0$ ($K_L \rightarrow 2\pi^0$) 崩壊の再構成は、 $K_L \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ ($K_L \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$) という崩壊を仮定して行う。すなわち、6 つ (4 つ) の光子がカロリメータに入射したイベントから 3 つ (2 つ) の π^0 を再構成し、その π^0 から K_L を再構成するという手順を取る。まず、式 (7.5) のエネルギー補正を行った光子を用いて i 番目の π^0 の崩壊点 z_{vtx}^i を再構成し、 K_L

の崩壊点 $z_{\text{vtx}}^{K_L}$ はそれらの加重平均として次式で計算する。

$$z_{\text{vtx}}^{K_L} = \frac{\sum_i^{N/2} z_{\text{vtx}}^i / \sigma_i^2}{\sum_i^{N/2} 1 / \sigma_i^2} \quad (7.16)$$

ここで、 N は光子の数、 σ_i は π^0 崩壊点再構成の分解能を表す。ここで、6 つ (4 つ) の光子から 2 つずつ選んで 3 つ (2 つ) の π^0 を作る組み合わせは全部で 15 (3) 通り存在する。そこで、次に定義する χ_z^2 を全ての組み合わせに対して計算し、最も小さかった組み合わせを正しいものとして選択する。

$$\chi_z^2 = \sum_i^{N/2} \frac{\left(z_{\text{vtx}}^i - z_{\text{vtx}}^{K_L}\right)^2}{\sigma_i^2} \quad (7.17)$$

次に K_L の崩壊点の (x, y) 座標を再構成する。カロリメータ上のエネルギー重心 $(x_{\text{COE}}, y_{\text{COE}})$ を次のように定義する。

$$x_{\text{COE}} = \frac{\sum_i^N x_i e_i}{\sum_i^N e_i} \quad (7.18)$$

$$y_{\text{COE}} = \frac{\sum_i^N y_i e_i}{\sum_i^N e_i} \quad (7.19)$$

ここで、 e_i は各光子のエネルギーである。 K_L は T1 ターゲット ($z = z_{\text{target}}$) からカロリメータ上 ($z = z_{\text{CsI}}$) のエネルギー重心に向かって一直線に飛ぶと仮定し、その間にある崩壊点 $z = z_{\text{vtx}}^{K_L}$ で崩壊すると考えると、崩壊点の (x, y) 座標 $(x_{\text{vtx}}^{K_L}, y_{\text{vtx}}^{K_L})$ は次式となる。

$$x_{\text{vtx}}^{K_L} = \frac{z_{\text{vtx}}^{K_L} - z_{\text{target}}}{z_{\text{CsI}} - z_{\text{target}}} x_{\text{COE}} \quad (7.20)$$

$$y_{\text{vtx}}^{K_L} = \frac{z_{\text{vtx}}^{K_L} - z_{\text{target}}}{z_{\text{CsI}} - z_{\text{target}}} y_{\text{COE}} \quad (7.21)$$

ここで、T1 ターゲットの大きさは無視して、 K_L は $(x, y, z) = (0, 0, z_{\text{target}})$ で生成されている。ここで計算した K_L の崩壊点を用いて、7.1.2 節で述べた光子の入射位置の補正 (式 (7.7)) やエネルギーの補正 (式 (7.8)) を行った後、再び同じ手順で K_L 崩壊点の再構成を行う。

全ての π^0 が K_L の崩壊点で崩壊すると仮定すると、各 π^0 のエネルギー E_{π^0} 、運動量 $\vec{P}_{\pi^0}$ および質量 M_{π^0} は 2 光子のエネルギーと運動量を用いて次式で決定される。

$$E_{\pi^0}^i = \sum_{j=1}^2 e_j^i \quad (7.22)$$

$$\vec{P}_{\pi^0}^i = \sum_{j=1}^2 \frac{e_j^i \Delta \vec{r}_j^i}{\Delta r_j^i} \quad (7.23)$$

$$M_{\pi^0}^i = \sqrt{(E_{\pi^0}^i)^2 - (P_{\pi^0}^i)^2} \quad (7.24)$$

ここで、 e_j^i ($j = 1, 2$) は i 番目の π^0 に属する 2 つの光子のエネルギー、 $\Delta\vec{r}_j^i \equiv (x_j^i - x_{\text{vtx}}^{K_L}, y_j^i - y_{\text{vtx}}^{K_L}, z_{\text{CSL}} - z_{\text{vtx}}^{K_L})$ は再構成した i 番目の π^0 の崩壊点と光子の入射位置とを結ぶ方向ベクトル、 $\Delta r_j^i \equiv |\Delta\vec{r}_j^i|$ である。また、再構成した K_L のエネルギー E_{K_L} 、運動量 $\vec{P}_{K_L}$ および質量 M_{K_L} は全 π^0 のエネルギーと運動量から次式で計算する。

$$E_{K_L} = \sum_i^{N/2} E_{\pi^0}^i \quad (7.25)$$

$$\vec{P}_{K_L} = \sum_i^{N/2} \vec{P}_{\pi^0}^i \quad (7.26)$$

$$M_{K_L} = \sqrt{E_{K_L}^2 - P_{K_L}^2} \quad (7.27)$$

図 7.5 に $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊を再構成したときの K_L 質量分布の例を示す。献値 $497.614 \text{ MeV}/c^2$ [9] 付近にピークが見えており、 K_L の崩壊が再構成できていることを示している。

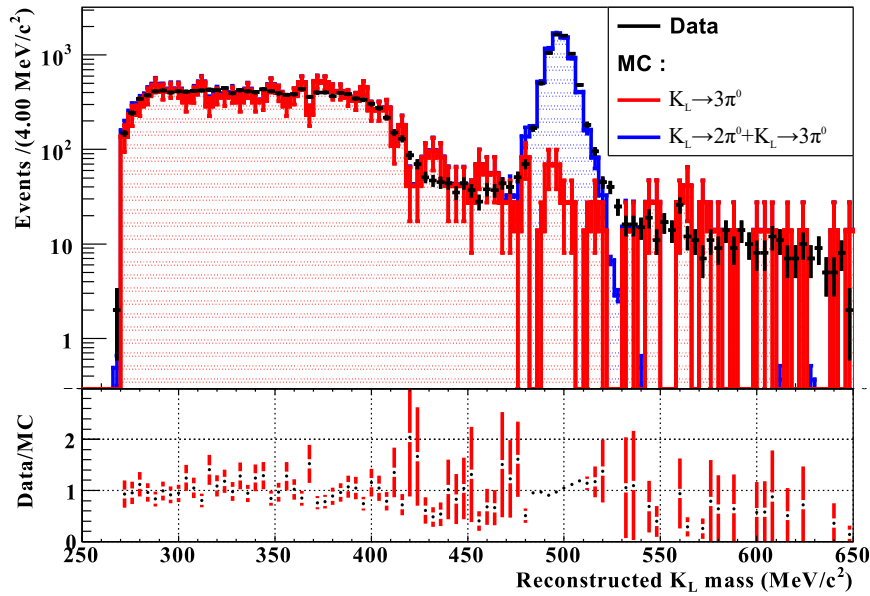


図 7.5 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊を再構成した時の K_L の質量分布の例。上が実験データおよびシミュレーションにおける分布、下が実験データとシミュレーションの分布の比である。この例では、 $497.614 \text{ MeV}/c^2$ 付近の K_L 質量分布のピークが見やすくなるように、8.3 節で述べる規格化モードのイベント選別条件を課している。[35] より引用。

K_L の崩壊時刻 $T_{\text{vtx}}^{K_L}$ は各光子の崩壊点における時刻の加重平均として定義する。

$$T_{\text{vtx}}^{K_L} = \frac{\sum_i^N t_{\text{vtx}}^i / \sigma_t^2(e_i)}{\sum_i^N 1 / \sigma_t^2(e_i)} \quad (7.28)$$

7.2 崩壊イベントの選別

K_L 崩壊をカロリメータの情報で再構成するためには、崩壊で発生した全ての光子がカロリメータに入射したイベントを使用する。例えば、 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊を再構成するときは、4つの光子がカロリメータに入射したイベントを用いる。ところが、カロリメータへの入射光子数の情報だけでは、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊において4つの光子がカロリメータに入射した場合と区別ができない。この場合、残り2つの光子は周辺の veto 検出器へ入射するので、veto 検出器における信号の有無を見ることで、 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊と $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊が区別することができる。

本節では、カロリメータにおけるクラスタの情報からそのイベントがどの崩壊事象として再構成するかを決定する方法と、カロリメータで再構成した崩壊の情報と veto 検出器の情報を紐づける方法について説明する。

7.2.1 カロリメータによる崩壊事象の選別

K_L の再構成に必要な光子の数は、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊や $K_L \rightarrow 2\gamma$ 崩壊であれば2つ、 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ は4つ、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ は6つとなる。 K_L の再構成に必要な数の光子が含まれるイベントを選別する方法について $K_L \rightarrow 2\pi^0$ の場合を例に説明する。

7.2.1.1 エクストラクラスタを用いた事象選別

$K_L \rightarrow 2\pi^0$ の再構成には4つの光子が必要であるので、4つ以上の光子のクラスタ（7.1.2節参照）が含まれるイベントだけを扱う。光子の数が4個のイベントについては7.1.4節の方法で再構成すればよい。光子が4個より多いイベントについては、最も時間が近い4つの光子を選択して再構成する。具体的には、全光子のクラスタ平均時刻の平均値から最も離れた光子を除外していき、4個の光子になるまで繰り返す。こうして除外されたクラスタ（エネルギーが20 MeVを下回るものも含む）は「エクストラクラスタ」と呼ぶ。

4つの光子とエクストラクラスタが観測された時間が近い場合、そのイベントは $K_L \rightarrow 2\pi^0$ ではない可能性がある。例えば、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊で5つの光子が入射した場合に $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊として再構成すると、1つの光子はエクストラクラスタとして扱われるが、このエクストラクラスタとほかの4つの光子はほとんど同じタイミングでカロリメータで観測される。つまり、再構成した K_L の崩壊時刻 $T_{\text{vtx}}^{K_L}$ とエクストラクラスタの崩壊点における時刻 t_{vtx}^i （式(7.15)）が近い場合、そのイベントは $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊ではない可能性が高い。そこで、 $T_{\text{vtx}}^{K_L}$ と t_{vtx}^i の時間差が10 ns以内に入るイベントは排除することとした。

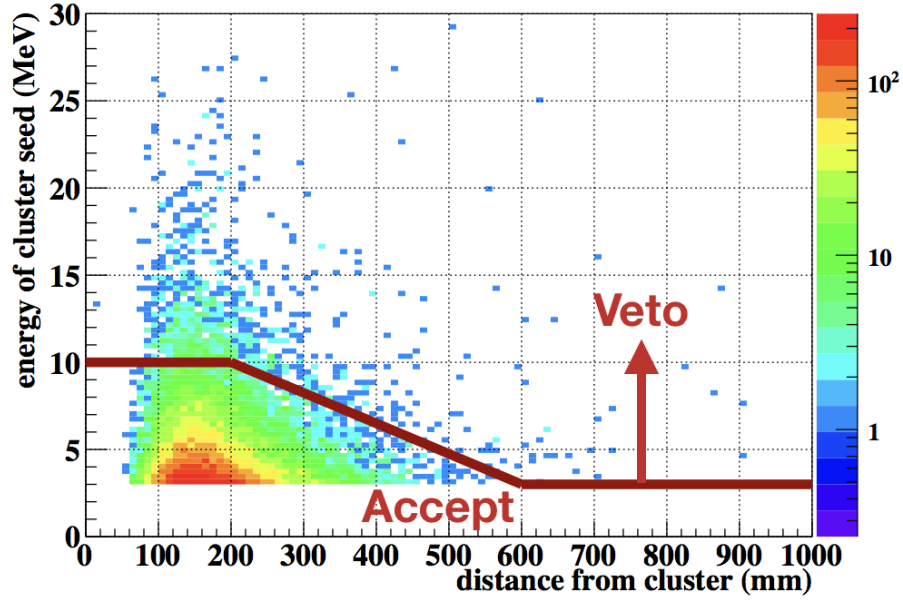


図 7.6 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の MC シミュレーションにおける孤立ヒット結晶のエネルギーと最近接クラスタからの距離の相関。赤線より上側のイベントは解析において除外する。[\[36\]](#) より引用。

7.2.1.2 孤立ヒット結晶を用いた事象選別

7.1.1 節で述べた孤立ヒット結晶は、電磁シャワーの漏れによって発生したクラスタの飛び地である場合や、エクストラクラスタと同様に着目する K_L 崩壊とは別の事象が発生して入射粒子数が多い場合に発生する可能性がある。前者の傾向を見るために、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のシミュレーションにおける孤立ヒット結晶のエネルギーと最近接クラスタとの距離の相関を図 7.6 に示す。孤立ヒット結晶が電磁シャワーの漏れによって発生している場合は、エネルギーは比較的小さいところに集中することがわかる。そこで、カロリメータにおける光子のクラスタとのタイミング差が 10 ns 以下である孤立ヒット結晶に対して、エネルギーの上限値 E_{th} [MeV] を次式で与える。

$$E_{\text{th}} = \begin{cases} 10 & (d \leq 200 \text{ mm}) \\ 13.5 - 0.0175d & (200 < d \leq 600 \text{ mm}) \\ 3 & (d > 600 \text{ mm}) \end{cases} \quad (7.29)$$

ここで、 d は孤立ヒット結晶から最近接クラスタまでの距離である。 E_{th} を超えるエネルギーを持つ孤立ヒット結晶があるイベントは、着目する K_L 崩壊以外の事象が発生しているとみなしてそのイベントを排除する。

7.2.2 veto 検出器による崩壊事象の選別

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の同定には、カロリメータにおける 2 光子の観測と同じタイミングで veto 検出器が信号を観測していないことを判定する必要がある。その判定方法について述べる。

カロリメータで観測した K_L 崩壊と veto 検出器のタイミング差の指標として、次式で定義される「veto 時間」 t_{veto} を考える。

$$t_{\text{veto}} = t_{\text{mod}} - T_{\text{vtx}}^{K_L} - \Delta t_{\text{TOF}} \quad (7.30)$$

ここで、 t_{mod} は veto 検出器における粒子の検出時刻であり、 Δt_{TOF} は崩壊点から検出器までの距離 Δl を光速 c で飛行した場合にかかる時間 ($\Delta t_{\text{TOF}} \equiv \Delta l/c$) を表している^{*1}。定義から、崩壊点より飛来する光子に対して検出器への入射時刻が正しく測定された場合は、 $t_{\text{mod}} - T_{\text{vtx}}^{K_L} = \Delta t_{\text{TOF}}$ となるので $t_{\text{veto}} = 0$ になる。実際には、 $T_{\text{vtx}}^{K_L}$ や t_{mod} の測定結果は各検出器の時間分解能に従って統計的にばらつくため、平均的に $t_{\text{mod}} - T_{\text{vtx}}^{K_L} = \Delta t_{\text{TOF}}$ の条件が満たされていたとしても、 t_{veto} はある幅をもって分布すると考えられる。

崩壊点から飛来する粒子が光子ではなく有限な質量を持つ粒子（例えば $\pi^\pm$ ）の場合もある。この場合、実際の飛行時間は Δt_{TOF} より長くなるため、 $t_{\text{mod}} - T_{\text{vtx}}^{K_L} > \Delta t_{\text{TOF}}$ 、すなわち $t_{\text{veto}} > 0$ となる。さらに、正確な入射位置を検出しない veto 検出器では、正確な飛行距離 Δl を測定できず、 t_{veto} はばらつく。

そこで、 t_{veto} の統計的なばらつきや系統的な誤差によって生じる分布の幅より広い時間範囲を設定し、その範囲に t_{veto} が入っていればカロリメータで観測した K_L 崩壊と veto 検出器の信号が同時であると判定する。この時間範囲を veto ウィンドウと呼ぶ。

表 7.1 に veto ウィンドウの幅と信号を検出するエネルギーの閾値を全 veto 検出器毎について示す。2.1 節で述べたように、veto 検出器にこの表の条件を満たす信号が検出された場合は、そのイベントを背景事象であると判断し排除する。

なお、FB については、次の理由でエネルギー閾値と時間幅が異なる条件(”wide window”)を別途設けている。

図 7.7 にあるように、2 つの粒子の入射によって発生した近接する出力信号（青色と赤色）が重なることによって、灰色で示される信号が出力されたとする。FB のタイミング計算では出力信号（灰色）の頂点の時刻を使うため（4 章参照）、波高が高い赤色のパルスにやや近いタイミングを検出する。ここで、青色の頂点の時刻から計算した t_{veto} が veto ウィンドウ内に入っているのに対し、灰色の頂点の時刻から計算した t_{veto} が veto ウィンドウ外に出て

^{*1} veto 検出器における検出時刻 t_{mod} および飛行時間 Δt_{TOF} は検出器毎に計算の方法が異なる。具体的な計算方法は [36] にある。

表 7.1 各 veto 検出器における veto window とエネルギー閾値の値。

検出器名	エネルギー閾値	veto window の幅
FB	1 MeV	51 ns
FB (wide window)	30 MeV	150 ns
NCC	1 MeV	40 ns
Hinemos	1 MeV	40 ns
MB	1 MeV	60 ns
BCV	1 MeV	60 ns
OEV	1 MeV	20 ns
CV	0.2 MeV	80 ns
LCV	0.6 MeV	30 ns
CC03	3 MeV	30 ns
CC04	3 MeV (CsI crystal), 1 MeV (plastic scintillator)	30 ns
CC05	3 MeV (CsI crystal), 1 MeV (plastic scintillator)	30 ns
CC06	3 MeV (CsI crystal), 1 MeV (plastic scintillator)	30 ns
BPCV	1 MeV	24 ns
newBHCV	221 eV	25 ns
BHPV	2.5 p.e. (consecutive 3-module coincidence)	15 ns
BHGC	2.5 p.e.	15 ns

いたとする。これは、本来 veto 検出器によって背景事象として処理されるはずだったイベントが、背景事象ではないという誤判定を受けることを意味しており、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊に対する背景事象数を増やす要因となる。

このような複数の粒子の入射によって FB の veto 判定に誤りが生じる事象を減らすためには、波形の重複によって発生するタイミングシフトを加味しても十分に t_{veto} が収まる幅の veto ウィンドウを設定すればよい。これが、“wide window” の条件である。ただし、波形が重複している場合は、信号の全エネルギーが単一のパルスだけの場合より大きくなる傾向にあるので、“wide window” を適用する場合のエネルギー閾値を高め (30 MeV) に設定している。

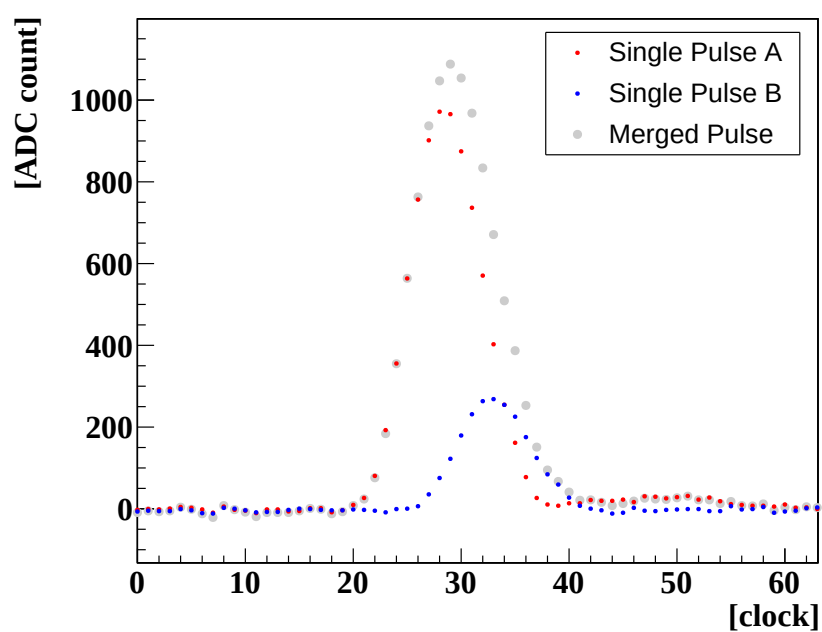


図 7.7 波形重複の発生例。赤と青の信号はそれぞれ別の粒子の入射による信号波形であり、実際に ADC で記録されるのは灰色の波形である。このように波形が重複することで、波形の頂点の位置がずれるため、計算の結果得られるタイミングが変化する場合がある。

第 8 章

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索：データの解析と結果

本章では、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索の解析方法について説明し、KOTO 実験が 2015 年に取得したデータを用いた解析の結果を示す。

8.1 本章の概要

2.1.3 節で述べたように、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比（式 (2.8)）は、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の観測数 $N_{\text{accept}}^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}$ とそのアクセプタンス $\epsilon^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}$ 、規格化モードの観測数 $N_{\text{accept}}^{\text{norm}}$ とアクセプタンス ϵ^{norm} から計算する。2015 年データの解析では、規格化モードとして $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊を用いた。

本章の構成は次のとおりである。まず、8.2 節で $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索の信号領域と、ブラインド解析の手法について説明する。次に、8.3 節で $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊を用いた規格化モードである $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊の解析方法について述べ、 $N_{\text{accept}}^{\text{norm}}$ と ϵ^{norm} を求める。その後、8.4 節で $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のアクセプタンス $\epsilon^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}$ および背景事象数を見積もり、探索感度（2.1.3 節参照）の決定方法とその結果を述べる。最後に 8.5 節で、2015 年に取得した実験データにおけるブラインド領域内のデータを確認し、信号領域内の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 事象数から $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比を決定する。

8.2 信号領域とブラインド解析

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の解析では、カロリメータに 2 光子が入射したイベントから π^0 を再構成する（7.1.4 節参照）。図 8.1 に $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のシミュレーションデータから、再構成された π^0 の横方向運動量 P_t と崩壊点 z_{vtx} の分布を示す。実際の実験データでは

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のイベントに加えて、その他の K_L 崩壊やハロー中性子などによって発生する背景事象のイベントが混入するため、背景事象のアクセプタンスが低く $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のアクセプタンスが高い (z_{vtx}, P_t) の領域を選んでイベントの計数を行う。この領域のことを信号領域 (signal region) と呼ぶ (図の点線)。

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の解析には、「ブラインド解析」の手法を用いた。この手法では、実験データの解析を行う前に信号領域に含まれるイベントを解析から除外する。これは、信号事象のイベント選別条件を検討する際に、信号領域の実験データに対するアクセプタンスを「故意に」高めてしまうことを防止するためである。解析から取り除く範囲を「ブラインド領域」と呼ぶ。2015 年データの解析では、信号領域より少し広い四角形の範囲をブラインド領域とした (図の実線)。

ブラインド解析では、ブラインド領域に含まれるイベントの情報見る前に、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の崩壊分岐比の計算に必要なすべてのパラメータを決定する。したがって、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の観測数 $N_{\text{accept}}^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}$ は、規格化モードの解析や背景事象数の解析を全て終えた後、ブラインド領域内のデータを公開して計数する。

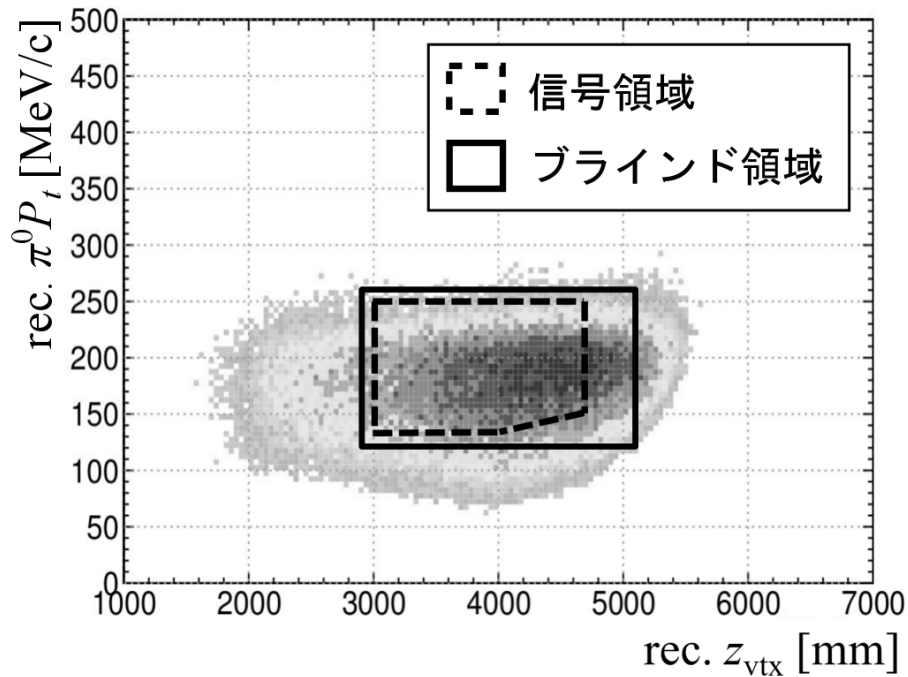


図 8.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊における π^0 の P_t vs z_{vtx} 分布 (灰色)。濃い領域ほど $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のアクセプタンスが高いことを表している。点線は 2015 年データの解析における信号領域であり、 $3000 < z_{\text{vtx}} < 4700$ mm および $130 < P_t < 250$ MeV/c の範囲のうち、右下の角を $(z_{\text{vtx}}, P_t) = (4000, 130)$ と $(z_{\text{vtx}}, P_t) = (4700, 150)$ を結ぶ線で切り落とした五角形の領域である。実線はブラインド領域であり、 $2900 < z_{\text{vtx}} < 5100$ mm および $120 < P_t < 260$ MeV/c の領域である。

表 8.1 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊のイベント選別条件の一覧。

トリガタイミング	$ \Delta\bar{T}_\gamma < 15 \text{ ns}$
光子のエネルギー	$e_\gamma \geq 50 \text{ MeV}$
光子のエネルギー和	$\sum e_\gamma \geq 650 \text{ MeV}$
光子の入射位置	$\max(x , y) \geq 150 \text{ mm}, r \leq 850 \text{ mm}$
光子間距離	$d \geq 150 \text{ mm}$
崩壊点時刻	$\Delta T_{\text{vtx}}^{K_L} \leq 3 \text{ ns}$
K_L の崩壊位置	$3000 < Z_{\text{vtx}}^{K_L} < 5000 \text{ mm}$
K_L の横方向運動量	$P_t^{K_L} \leq 50 \text{ MeV}/c$
K_L の質量	$ M_{K_L} - 497.614 \leq 15 \text{ MeV}/c^2$
χ_z^2	$\chi_z^2 \leq 20$
π^0 の質量	$ M_{\pi^0} - 134.9766 \leq 6 \text{ MeV}/c^2$
π^0 の崩壊位置	$\Delta z_{\text{vtx}} \leq 400 \text{ mm}$
K_L ビームの入射位置	$\max(x , y) \leq 50 \text{ mm}$

8.3 規格化モードの解析

本節では、規格化モードである $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊の解析について述べる。

8.3.1 イベント選別条件

7章で述べたように、 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊の再構成には、2つの π^0 がそれぞれ2つの光子に崩壊し、計4つの光子すべてがカロリメータに入射したイベントを用いる。これに対して、計6つの光子が発生する $K_L \rightarrow 3\pi^0$ は、4つの光子がカロリメータに入射する場合に $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊に対する背景事象となる。この時、残り2つの光子は veto 検出器に入射するため、7.2.2節で述べた veto 検出器を用いたイベント選別条件を課すことで $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊を弁別する。これに加えて、 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊の再構成の精度を高めるために、表 8.1 に示すカロリメータを用いたイベント選別条件を課す。以下、それぞれの選別条件の目的と概要を述べる。

トリガタイミング

再構成された光子クラスタの時間とイベントトリガの時間 (CsI Et トリガの時間) とのタイミングが一致していることを要求するために、光子クラスタの平均時間 ($\bar{t}_{\text{clus}} \equiv \sum_i^N t_{\text{clus}}^i / N$) とイベントトリガとの時間差 $\Delta\bar{T}_\gamma$ が $\pm 15 \text{ ns}$ 以内であること

を要求した。

光子のエネルギー

光子クラスタのエネルギー e_γ に対する制限。エネルギーおよびタイミングの再構成の精度を確保するために、 $e_\gamma \geq 50 \text{ MeV}$ を要求した。

光子のエネルギー和

光子クラスタのエネルギー和 $E_{\text{tot}} = \sum_i^N e_\gamma^i$ に対する制限。CsI Et トリガのエネルギー閾値 (550 MeV) によるバイアスを低減するため、 $E_{\text{tot}} \geq 650 \text{ MeV}$ を要求した。

光子の入射位置

再構成された光子クラスタの入射位置 (x, y) に対する制限。電磁シャワーがカロリメータの外まで広がらないように、入射位置の下限 ($\max(|x|, |y|) \geq 150 \text{ mm}$) と上限 ($r = \sqrt{x^2 + y^2} \leq 850 \text{ mm}$) を設定した。

光子間距離

光子クラスタ間の距離に対する制限。光子のクラスタの分離を良くするために、 $d \geq 150 \text{ mm}$ を要求した。

崩壊点時刻

再構成した光子の崩壊点における時刻 t_{vtx}^i (式 (7.15)) と再構成した K_L 崩壊時刻 $T_{\text{vtx}}^{K_L}$ (式 (7.28)) の差の絶対値 $|t_{\text{vtx}}^i - T_{\text{vtx}}^{K_L}|$ に対する制限。同一の崩壊から発生した光子であることを保証するために、最大値 $\Delta T_{\text{vtx}}^{K_L} \equiv \max(|t_{\text{vtx}}^i - T_{\text{vtx}}^{K_L}|) \leq 3 \text{ ns}$ を要求した。この条件は、偶発的な光子の入射によって K_L を誤って再構成したイベントを除去するのに有効である。

K_L の崩壊位置

再構成した K_L の崩壊位置 $z_{\text{vtx}}^{K_L}$ に対する制限。veto 検出器に覆われている領域 $3000 < z_{\text{vtx}}^{K_L} < 5000 \text{ mm}$ を要求した。

K_L の横方向運動量

再構成した K_L の横方向運動量 $P_t^{K_L}$ に対する制限。規格化モードでは全ての光子がカロリメータに入射し、横方向運動量を持たないため、 $P_t^{K_L} \leq 50 \text{ MeV}/c$ を要求した。

K_L の質量

再構成した K_L の質量 M_{K_L} に対する制限。 M_{K_L} と文献値 $497.614 \text{ MeV}/c^2$ [9] との差 $|M_{K_L} - 497.614|$ が $15 \text{ MeV}/c^2$ 以下であることを要求した。

χ_z^2

K_L 再構成における光子のペアリングの確からしさ χ_z^2 (式 (7.17)) に対する制限。 $\chi_z^2 \leq 20$ を要求した。

π^0 の質量

π^0 の質量 M_{π^0} に対する制限。 M_{π^0} と文献値 $134.9766 \text{ MeV}/c^2$ [9] との差

$|M_{\pi^0} - 134.9766|$ が 6 MeV/ c^2 以下であることを要求した。

π^0 の崩壊位置

π^0 の崩壊点の z 位置 z_{vtx} に対する制限。各 π^0 の z_{vtx} の最大値と最小値の差 Δz_{vtx} が 400 mm 以下であることを要求した。

K_L ビームの入射位置

KOTO 実験の検出器の入り口^{*1}における K_L ビームの入射位置に対する制限。入射位置 $(x_{\text{exit}}, y_{\text{exit}})$ は次式で計算する。

$$x_{\text{exit}} = \frac{z_{\text{exit}} - z_{\text{target}}}{z_{\text{CsI}} - z_{\text{target}}} x_{\text{COE}} \quad (8.1)$$

$$y_{\text{exit}} = \frac{z_{\text{exit}} - z_{\text{target}}}{z_{\text{CsI}} - z_{\text{target}}} y_{\text{COE}} \quad (8.2)$$

ここで、 $(x_{\text{COE}}, y_{\text{COE}})$ は式 (7.18)、(7.19) で定義されるカロリメータ上のエネルギー重心、 z_{target} 、 z_{CsI} 、 z_{exit} はそれぞれ T1 ターゲット、カロリメータ、beam exit の z 位置である。ビーム軸 ($x = y = 0$) 付近を飛んでくる K_L をだけを選択するために、 $\max(|x_{\text{exit}}|, |y_{\text{exit}}|) \leq 50$ mm を要求した。

各イベント選別パラメータの例として、 K_L の質量 M_L に対する制限を除く全てのイベント選別条件を課したときの、実験データとシミュレーションにおける K_L 質量分布の比較を図 8.2 に示す。 K_L の質量 M_L についてのイベント選別範囲 $|M_{K_L} - 497.614| \leq 15$ [MeV/ c^2] を見ると $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊はほとんどなく、狙い通り $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊が選別できていることがわかる。

8.3.2 規格化モードの観測数とアクセプタンス

表 8.1 の条件、および 7.2.2 節で述べた veto 検出器によるイベント選別条件を課して算出した、規格化トリガデータにおける $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊の観測数 $N_{\text{accept}}^{K_L \rightarrow 2\pi^0}$ とアクセプタンス $\epsilon^{K_L \rightarrow 2\pi^0}$ の結果を表 8.2 に示す。ここで、 $N_{\text{accept}}^{K_L \rightarrow 2\pi^0}$ は $K_L \rightarrow 2\pi^0$ のイベント選別を全て課した結果残ったイベント数に、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊と $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊のシミュレーションを用いて導いた $K_L \rightarrow 2\pi^0$ の純度（残ったイベントのうち何 % が $K_L \rightarrow 2\pi^0$ か）を掛けて求めた。全てのデータを集計した結果、規格化モードの観測数とアクセプタンスとしてそれぞれ 1.52×10^4 および 1.14×10^{-4} を得た。

表の K_L の入射量 N_{K_L} は次式で定義される。

$$N_{K_L} = \frac{N_{\text{accept}}^{K_L \rightarrow 2\pi^0}}{\epsilon^{K_L \rightarrow 2\pi^0} Br(K_L \rightarrow 2\pi^0) p_{\text{norm}}} \quad (8.3)$$

*1 FB 上流端 ($z = 0$) から 1.5 m 上流の位置。

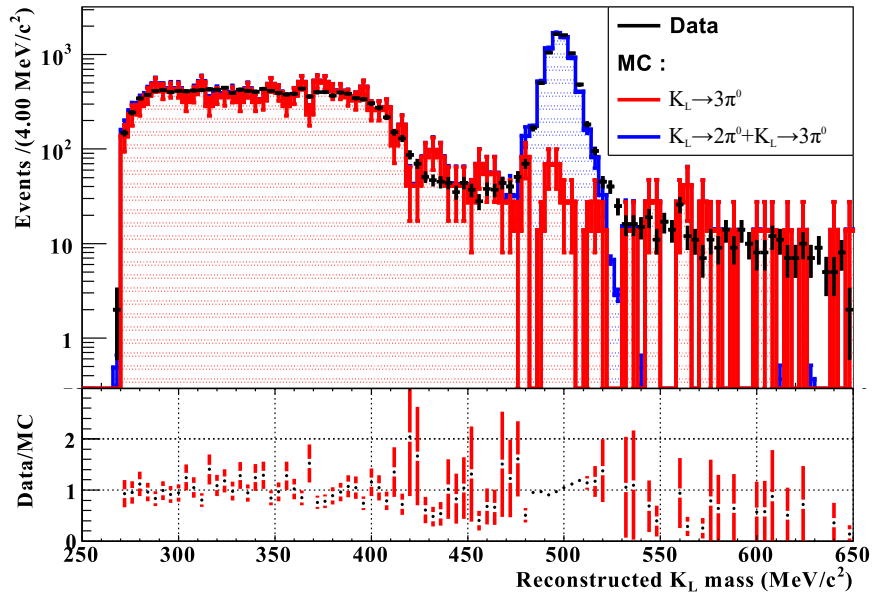


図 8.2 再構成した K_L の質量分布 (上) と実験データとシミュレーションの比 (下)。縦軸は対数スケールになっている。[35] より引用。

表 8.2 normalization mode ($K_L \rightarrow 2\pi^0$) のアクセプタンスと K_L の入射量。

	$\epsilon^{K_L \rightarrow 2\pi^0}$	$N_{\text{accept}}^{K_L \rightarrow 2\pi^0}$	N_{K_L}	K_L フラックス ($/2 \times 10^{14}$ POT)
ピリオド 1	1.88×10^{-4}	7.50×10^2	1.39×10^{11}	$(3.60 \pm 0.13) \times 10^7$
ピリオド 2	1.80×10^{-4}	1.23×10^3	2.37×10^{11}	$(3.79 \pm 0.11) \times 10^7$
ピリオド 3	1.67×10^{-4}	5.49×10^2	1.15×10^{11}	$(3.71 \pm 0.16) \times 10^7$
ピリオド 4	1.03×10^{-4}	4.40×10^2	1.49×10^{11}	$(4.22 \pm 0.20) \times 10^7$
ピリオド 5	0.92×10^{-4}	1.31×10^3	4.95×10^{11}	$(4.39 \pm 0.13) \times 10^7$
ピリオド 6	1.41×10^{-4}	7.01×10^2	1.72×10^{11}	$(4.10 \pm 0.16) \times 10^7$
ピリオド 7	1.08×10^{-4}	1.80×10^3	5.82×10^{11}	$(4.23 \pm 0.10) \times 10^7$
ピリオド 8	1.10×10^{-4}	2.07×10^3	6.50×10^{11}	$(4.43 \pm 0.10) \times 10^7$
ピリオド 9	1.04×10^{-4}	6.39×10^3	2.14×10^{12}	$(4.36 \pm 0.07) \times 10^7$
合計	1.14×10^{-4}	1.52×10^4	4.68×10^{12}	4.27×10^7

ここで、 $Br(K_L \rightarrow 2\pi^0)$ は $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊の分岐比 (8.64×10^{-4})、 $p_{\text{norm}} = 30$ は規格化トリガのプリスケール値^{*2}を表す。

^{*2} プリスケール値が p であるとは、 p 回のトリガ発行につき 1 回イベントを保存するということである。

K_L フラックスは、 2×10^{14} POT あたりの K_L 入射量として定義する。

$$\frac{K_L \text{ flux}}{2 \times 10^{14} \text{ POT}} = \frac{N_{K_L}}{\text{POT}} \times 2 \times 10^{14} \quad (8.4)$$

POT は T1 ターゲットに入射する一次陽子数であるので、POT あたりの K_L フラックスはビーム強度には依存しない。しかしながら、表 8.2 の各ピリオド間で比較すると、 K_L フラックスには 10% 程度のばらつきが存在する。このばらつきの主な要因は、以下に述べるように、veto 検出器によるイベント選別のアクセプタンスのばらつきにあると考えられる。

veto 検出器によるイベント選別の影響を見るために、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊を用いた K_L フラックスの解析を行った。 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊の再構成は 6 つの光子がカロリメータに入射するイベントを用いるため、終状態の粒子数が 6 つに満たないその他の K_L 崩壊は背景事象とならない。したがって、veto 検出器によるイベント選別を用いることなく、カロリメータを用いたイベント選別だけで K_L フラックスを算出できる。したがって、 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊と $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊からそれぞれ求めた K_L フラックスを比較することで、veto 検出器によるイベント選別が K_L フラックス測定に与える影響の度合いを見ることができる。

図 8.3 に $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊と $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊から求めた K_L フラックスを示す。カロリメータによるイベント選別だけを用いて求めた $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊の K_L フラックス（赤）は 5% 程度のばらつきであるのに対し、veto 検出器のイベント選別を用いる $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊の K_L フラックスは 10% 程度ばらついていることがわかる。これは、シミュレーションにおける veto 検出器によるイベント選別のアクセプタンスの再現性が十分ではないことに起因している。その主な原因は、6.4 節で述べた TMon トリガデータによって再現される偶発事象が厳密には物理ランのそれと同等ではなく、veto 検出器のアクセプタンスが実験データとシミュレーションで異なるためである。

veto 検出器によるイベント選別のアクセプタンスに不定性があるにも関わらず $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊を規格化モードとして用いるのは、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の解析における veto 検出器のアクセプタンス不定性を $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊に対するアクセプタンスの不定性と相殺することで、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の探索結果における系統誤差を小さく抑えるためである。

8.4 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の解析

本節では、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の解析について述べる。まず、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のイベント選別条件を説明し、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のアクセプタンス $\epsilon^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}$ と背景事象数 N_{BG} の解析結果を示す。その後、実験データの信号領域における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の観測数 $N_{\text{accept}}^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}$ を計数し、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の崩壊分岐比の結果を示す。

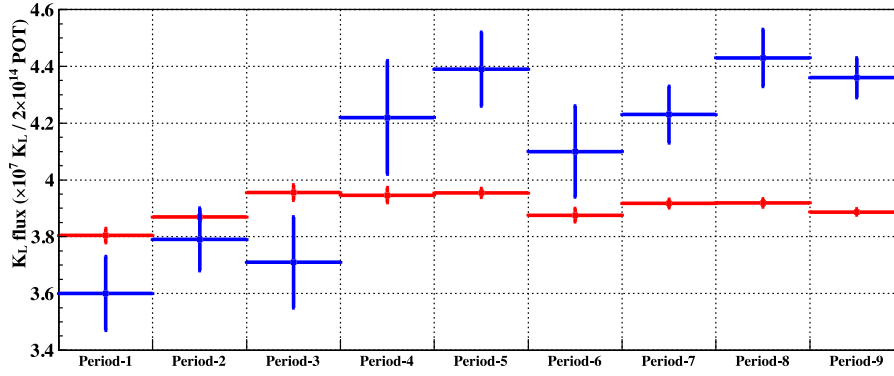


図 8.3 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊の K_L フラックス（青）と $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊の K_L フラックス（赤）の比較。[36] より引用。

8.4.1 イベント選別条件

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は、カロリメータで 2 つの光子が観測されたイベントを用いて再構成する。イベント選別条件には、 K_L 崩壊による背景事象を抑制する veto 検出器によるものと、カロリメータの情報を用いたもの（表 8.3）を用いる。カロリメータを用いたイベント選別条件について、規格化モードの解析とは異なる部分を以下で説明する。

光子の COE

次式で定義される 2 光子の COE 半径 $R_{\text{COE}}^{2\gamma}$ に対する制限。

$$R_{\text{COE}}^{2\gamma} = \frac{\sqrt{(\sum_{i=1,2} e_{\gamma}^i x_i)^2 + (\sum_{i=1,2} e_{\gamma}^i y_i)^2}}{\sum_{i=1,2} e_{\gamma}^i} \quad (8.5)$$

ここで、 $e_{\gamma}^i (i = 1, 2)$ 、 (x_i, y_i) は 2 つの光子のエネルギーとカロリメータ上での入射位置を表す。3.4 節で述べたように、物理トリガは式 (3.1) で定義される COE 半径 $R_{\text{COE}}^{L\nu^2}$ が 165 mm を超えるイベントだけを収集する。このトリガ閾値によるバイアスを抑制するため、 $R_{\text{COE}}^{2\gamma} \geq 200$ mm を要求する。

光子のエネルギー比

2 つの光子のエネルギー比 e_2/e_1 ($e_1 > e_2$) に対する制限。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のように単一の π^0 からくる各光子のエネルギーは同じくらいであるので、2 つの光子のエネルギーに $e_2/e_1 \geq 0.2$ を要求した。

光子入射位置の方位角差

カロリメータ表面上において、カロリメータ中心から 2 光子の入射位置への 2 次元ベクトル $\vec{r}_i (i = 1, 2)$ がなす角 $\theta_{\text{proj.}} = \cos^{-1}((\vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2)/|\vec{r}_1||\vec{r}_2|)$ に対する制限。背景事象の一つである $K_L \rightarrow 2\gamma$ 崩壊は 2 体崩壊であり、2 つの光子がカロリメータ表面に

表 8.3 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のイベント選別条件の一覧。

トリガタイミング	$ \Delta \bar{T}_\gamma < 15 \text{ ns}$
光子の COE	$R_{\text{COE}}^{2\gamma} \geq 200 \text{ mm}$
光子のエネルギー和	$\sum e_\gamma \geq 650 \text{ MeV}$
光子のエネルギー	$100 \text{ MeV} \leq e_\gamma \leq 2000 \text{ MeV}$
光子の入射位置	$\max(x , y) \geq 150 \text{ mm}, r \leq 850 \text{ mm}$
崩壊点時刻	$\Delta T_{\text{vtx}} \leq 1 \text{ ns}$
光子間距離	$d \geq 300 \text{ mm}$
光子のエネルギー比	$e_2/e_1 \geq 0.2$
光子入射位置の方位角差	$\theta_{\text{proj.}} \leq 150 \text{ deg}$
$E \cdot \theta$	$E \cdot \theta \geq 2500 \text{ MeV} \cdot \text{deg}$
π^0 の P_t/P_z vs z_{vtx} および E vs z_{vtx}	図 8.4 参照
デッドチャンネル	$d_{\text{dead}} \geq 53 \text{ mm}$
光子クラスタの大きさ	$n_{\text{crystal}} \geq 5$
光子クラスタの RMS	$\text{RMS}_{\text{clus.}} \geq 10$
χ_{shape}^2	$\chi_{\text{shape}}^2 < 4.6$
クラスタ形状 NN 値	$o_{\text{SNN}} > 0.8$
χ_θ^2	$\chi_\theta^2 < 4.5$
χ_η^2	$\chi_\eta^2 > 17$
信号波形尤度比	$R_{\gamma\gamma}^{2-\text{cluster}} > 0.1$

平行な (x, y) 面内において背中合わせの方向に飛ぶ。そのため、 $\theta_{\text{proj.}}$ は 180 度になる。一方、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の場合は π^0 が有限な横方向運動量をもっているため、 $\theta_{\text{proj.}}$ は一般に 180 度より小さい角度になる。そこで $\theta_{\text{proj.}} \leq 150 \text{ deg}$ を要求した。

$E \cdot \theta$

光子のエネルギー e_γ [MeV] と光子の運動量とビーム軸がなす角 θ [deg] の積 $E \cdot \theta$ [MeV·deg] に対する制限。 $E \cdot \theta \geq 2500 \text{ MeV} \cdot \text{deg}$ を要求した。 $E \cdot \theta$ は $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊による背景事象の抑制に有効である。 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊において、2つの π^0 の片方から1つの光子と、もう一方からの1つの光子がカロリメータに入射したイベントを考える（これをオッドペアリングと呼ぶ）。この2つの光子から再構成した π^0 の崩壊点 z_{vtx} は、真の π^0 の崩壊点とは異なる位置になる。したがって、 $E \cdot \theta$ も正しく再構成された場合とは異なる値になる [66]。

π^0 の P_t/P_z vs z_{vtx} および E vs z_{vtx}

π^0 の横方向運動量と縦方向運動量の比 P_t/P_z およびエネルギー E の z -依存性に対

する制限。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のシミュレーションを行い、再構成した π^0 についてそれぞれの分布を確認し（図 8.4）、イベント選別の境界（緑線）を決定した。

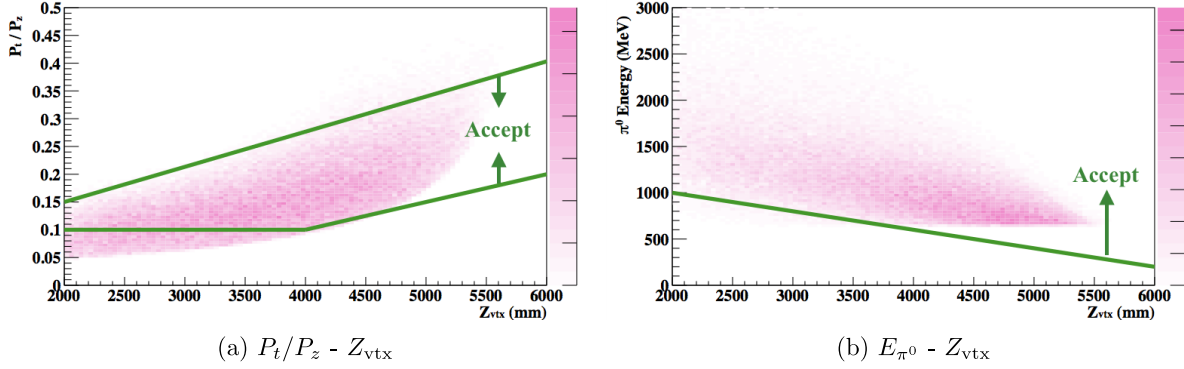


図 8.4 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のシミュレーションにおける P_t/P_z vs z_{vtx} および E vs z_{vtx} の分布（濃淡）。緑線はイベント選択の境界を示している。[36] より引用。

デッドチャンネル

カロリメータのデッドチャンネルの影響を抑制するためのイベント選別条件。2015 年のデータ収集期間中は、デッドチャンネルが 3 つ存在していた。デッドチャンネルの周辺では、電磁シャワーのエネルギー再構成精度が低下するため、再構成した光子の入射位置がデッドチャンネルから半径 53 mm の範囲に入っているイベントは除去した。

光子クラスタの大きさ・RMS

光子クラスタの「大きさ」はクラスタに含まれる結晶の個数として定義する。また、クラスタの「RMS」は次式で定義する。

$$\text{RMS}_{\text{clus.}} = \frac{\sqrt{\sum_i e_i \delta_i^2}}{\sum_i e_i} \quad (8.6)$$

ここで、 e_i はクラスタに属する結晶のエネルギー、 δ_i は式 (7.2) および式 (7.3) で定義されるクラスタのエネルギー重心から各結晶までの距離を表す。中性子などによって形成されるハドロンシャワーは、陽子などが出る場合そのエネルギー損失 dE/dx が大きいので、光子が生成する電磁シャワーに比べて小さなクラスタを形成することがある。そこで、光子が入射したイベントを選ぶために、クラスタの大きさが 5 個以上であること、RMS が 10 mm 以上であることを要求した。

χ_{shape}^2

χ_{shape}^2 は、観測されたクラスタ形状がシミュレーションから予測される光子クラスタ

の形状とどの程度一致しているかを示す指標であり、次式で定義される。

$$\chi_{\text{shape}}^2 = \frac{1}{N} \sum_i^{27 \times 27} \left(\frac{e_i/e_\gamma - \mu_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (8.7)$$

ここで、 e_γ は光子のエネルギー、 e_i はクラスタに属する結晶のエネルギー、 μ_i および σ_i はシミュレーションから予想される e_i/e_γ の平均値と標準偏差、 N は光子クラスタに含まれる結晶の数である。 χ_{shape}^2 は入射光子が形成する電磁シャワーによるクラスタでは 1 に近い値になり、入射中性子などが形成するハドロンシャワーによるクラスタでは 1 より十分大きい値になる。そこで、ハドロンクラスタのイベントを抑制するために、 $\chi_{\text{shape}}^2 < 4.6$ を要求した。

クラスタ形状 NN 値

クラスタ形状 NN 値 o_{SNN} は、光子のクラスタとハドロンのクラスタを弁別するニューラルネットワークの出力値であり、1 に近いほど光子のクラスタであることを表し、0 に近いほどハドロンクラスタに近いことを表す。ハドロンクラスタのイベントを抑制するために $o_{\text{SNN}} > 0.8$ を要求した。なお、ニューラルネットワークの入力には、クラスタに含まれる結晶のエネルギーとタイミングの情報を用いている。また、ハドロンクラスタのトレーニングサンプルとして Z0 アルミターゲットラン (3.4.2 節参照) のデータを、光子クラスタのトレーニングサンプルとして $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のシミュレーションのデータをそれぞれ使用した。

χ_θ^2

χ_θ^2 は再構成した光子の入射極角 θ_{rec} がニューラルネットワークによる回帰で求めた角度 θ_{NN} とどの程度一致しているか表す指標であり、次式で定義される。

$$\chi_\theta^2 = \frac{(\theta_{\text{rec}} - \theta_{\text{NN}})^2}{\sigma_{\theta_{\text{NN}}}^2} \quad (8.8)$$

ここで、 $\sigma_{\theta_{\text{NN}}}$ は θ_{NN} の予測の標準偏差である。ニューラルネットワークの入力には、クラスタに含まれる結晶のエネルギー、光子の入射位置を用いている。 χ_θ^2 は、 π^0 の崩壊点の再構成が正しい場合に 1 に近い値を返し、実際の崩壊点からずれた位置に再構成された場合に 1 より十分に大きい値を返す。たとえば、 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ のオッドペアリングのように崩壊点位置の再構成を間違えているイベントを除去することができる。そこで、 $\chi_\theta^2 < 4.5$ を要求した。

χ_η^2

2.1.4.2 節で述べたように、CV に入射した中性子が η を生成し、 $\eta \rightarrow 2\gamma$ で生成した 2 光子がカロリメータに入射するという背景事象がある。このようなイベントでは、CV 上 (z = 一定) に崩壊点があると仮定して η を再構成すると「正しく」 $\eta \rightarrow 2\gamma$ が再構成できる。このように修正した 2 光子の再構成に対して、上述した χ_θ^2 を定義し

たものが χ_η^2 である。 χ_η^2 は、CV 上で再構成した 2 光子が η と無矛盾である場合に 1 に近い値を返し、それ以外のイベントに対しては 1 より十分に大きい値を返す。そこで、 $\chi_\eta^2 > 17$ を要求した。

信号波形尤度比

このパラメータは、カロリメータの各結晶において観測される信号波形が、光子クラスタとハドロンクラスタとで異なることに着目したものである。図 8.5 はカロリメータの信号波形を、次式で示す非対称ガウス関数でフィッティングしたものである。

$$v(t) = A \exp \left[-\frac{(t - t_0)^2}{2\sigma(t)^2} \right] + B \quad (8.9)$$

$$\sigma(t) = \sigma_0 + a(t - t_0) \quad (8.10)$$

ここで、 A は $t = t_0$ における波高、 B は信号のオフセットを表す。また、 σ_0 および

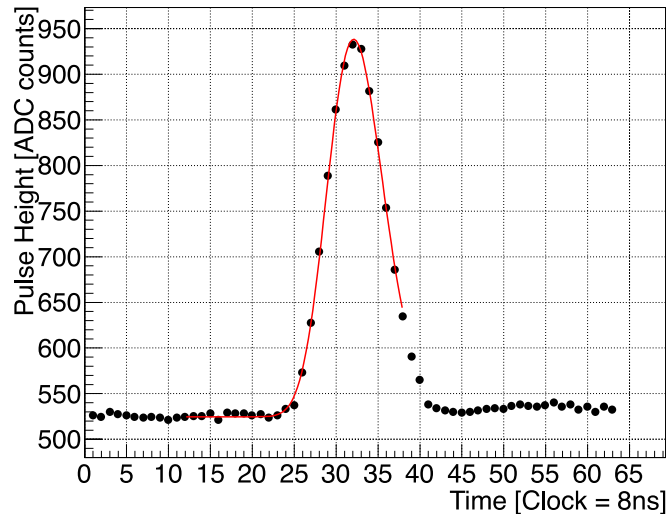


図 8.5 非対称ガウス関数（式（8.9））による波形フィットの例。黒点が波形データ（64 サンプル）、赤線がフィット結果を表す。[59] より引用。

a は波形の形を決めるパラメータである。図 8.6 に光子のクラスタおよびハドロンクラスタによって発生した信号波形に対する σ_0 および a の平均および分散の波高依存性を示す。全ての結晶について σ_0 および a の平均・分散の波高依存性を確認し、次に示す 1 クラスタの尤度関数を計算する。

$$L^{\text{crystal}} = \prod_p^{\sigma_0, a} \exp \left[-\frac{(p^{\text{meas.}} - p^{\text{exp.}}(H))^2}{2\sigma_{p^{\text{exp.}}(H)}^2} \right] \quad (8.11)$$

$$L^{1\text{-cluster}} = \prod_i L_i^{\text{crystal}} \quad (8.12)$$

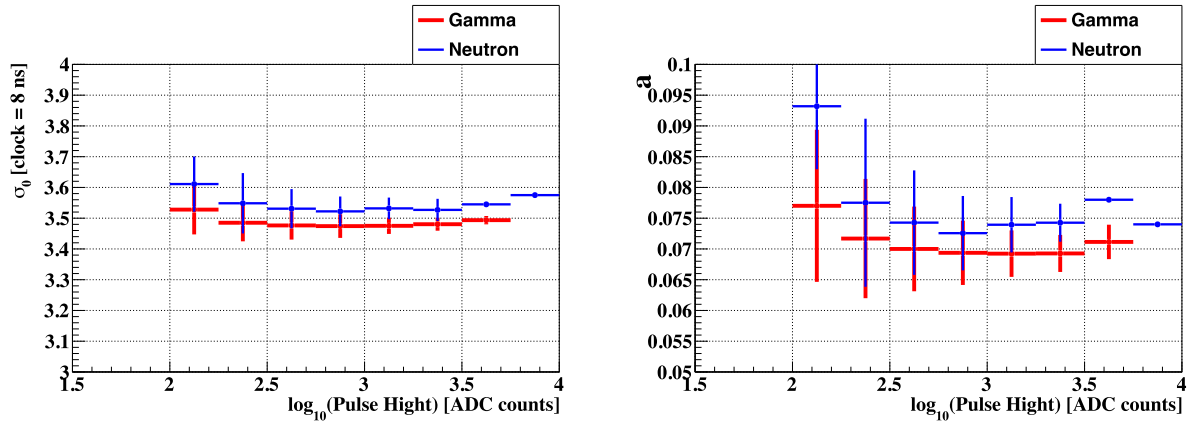


図 8.6 σ_0 および a の波高依存性。左が σ_0 、右が a の波高依存性であり、赤が光子クラスタ、青がハドロンクラスタの場合をそれぞれ表している。縦軸の誤差棒は分散を表し、横軸の誤差棒は平均と分散を計算したサンプルの波高範囲を表している。[36] より引用。

ここで、 $p^{\text{meas.}}$ は σ_0 と a のフィット結果の値、 $p^{\text{exp.}}(H)$ および $\sigma_{p^{\text{exp.}}(H)}$ は図 8.6 から取得した波高値 H に対する σ_0 と a の平均値および標準偏差をそれぞれ表しており、各クラスタに属する結晶の尤度関数 L^{crystal} の積としてクラスタの尤度関数 $L^{1\text{-cluster}}$ を求める。この尤度関数から、信号波形尤度比 $R_{\gamma\gamma}^{2\text{-cluster}}$ は次式で計算する。

$$R_{\gamma\gamma}^{2\text{-cluster}} = \frac{L_{\gamma\gamma}^{2\text{-cluster}}}{L_{\gamma\gamma}^{2\text{-cluster}} + L_{nn}^{2\text{-cluster}}} \quad (8.13)$$

ここで、 $L_{\gamma\gamma}^{2\text{-cluster}}$ ($L_{nn}^{2\text{-cluster}}$) は光子 (ハドロンクラスタ) のプロファイルを用いた場合の 1 クラスタ尤度関数の積を表す。 $R_{\gamma\gamma}^{2\text{-cluster}}$ は波形が光子クラスタの信号によるものである場合は 1 に近づき、ハドロンクラスタによるものである場合には 0 に近づく。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の解析では、 $R_{\gamma\gamma}^{2\text{-cluster}} > 0.1$ を要求した。

8.4.2 シミュレーションにおける取り扱い

3.4 節で述べたように、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の解析に用いるデータを取得する物理トリガは CsI Et トリガと COE トリガを用いている。これらのトリガには閾値が設定されており、閾値を下回るデータは失われているが、シミュレーションではこの効果を反映していない。また、8.4.1 節で述べた信号波形尤度比についても、シミュレーションではカロリメータの信号波形を再現していないため、実験データと同じ手法を用いることができない。これらのイベント選別条件のアクセプタンスをシミュレーションにおいて再現するために、シミュレーションで得た各イベントにそれぞれの選別条件の収集効率を「重み」として付与することとした。例えば、トリガ収集効率が 10% となるイベントについてはその重みを 0.1 とし、0.1

イベント相当としてカウントする。以下、具体的な実装方法について述べる。

8.4.2.1 CsI Et トリガ効率補正

CsI Et トリガはカロリメータで観測したエネルギーの大きさに基づいて発行されるトリガであるので、その閾値の影響は 2 光子のエネルギー和 $E_{2\gamma} \equiv \sum e_\gamma$ の分布に反映される。図 8.7 の左側は 2 つの異なる CsI Et トリガ閾値における 2 光子のエネルギー和 $E_{2\gamma}$ の分布を示す。黒線のヒストグラムは物理ランにおける閾値の場合で、赤線のヒストグラムがそれより低い閾値を用いたランの場合である。600 MeV 付近に現れるエッジが物理ランにおける CsI Et のトリガ閾値に相当する。低い閾値を用いているデータではほぼ 100% の収集効率になっていると考えて、物理ランのトリガ収集効率 (ϵ_{Et}) を 2 つの分布の比によって計算する (同図右)。この比の分布は E_{tot} の物理ランのエネルギー閾値 650 MeV 付近では次の実験式でよく表される (赤線)。

$$\epsilon_{Et}(E_{2\gamma}) = \frac{1}{1 + \exp[-(E_{2\gamma} + p_0)/p_1]} \quad (8.14)$$

シミュレーションにおいては、式 (8.14) において $p_0 = -601$ 、 $p_1 = 19.9$ としたものを CsI Et トリガの収集効率による重みとして設定した。

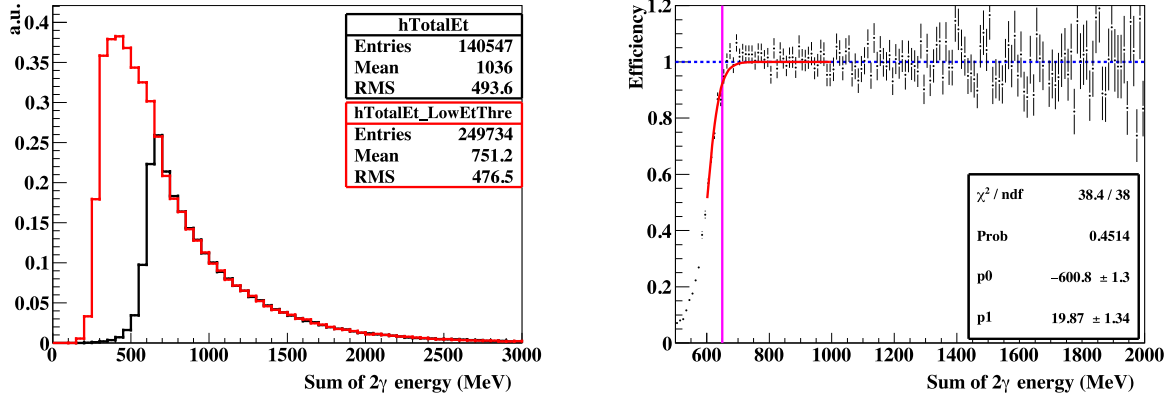


図 8.7 左：異なる CsI Et 閾値における 2 光子のエネルギー和 ($E_{2\gamma}$) の分布。黒のヒストグラムは通常の物理ランにおける閾値の場合で、赤はより低い閾値の場合の分布を表す。右：左図の 2 つのヒストグラムの比 (黒点)。赤線は式 (8.14) によるフィッティング結果、赤紫色の縦線は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の解析におけるイベント選別条件の閾値 (650 MeV) である。[36] より引用。

8.4.2.2 COE トリガ効率補正

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の解析におけるイベント選別で用いる 2 光子の COE $R_{COE}^{2\gamma}$ は式 (8.5) で計算するが、これにはクラスタリングを経て得られた 2 光子のエネルギー e_γ を用いてい

る。一方、3.3.2 節で述べたように、COE トリガは式 (3.1) に従ってカロリメータの各結晶のエネルギーを用いてエネルギー重心までの半径 $R_{\text{COE}}^{\text{Lv}2}$ に基づいて発行される。 $R_{\text{COE}}^{\text{Lv}2}$ はクラスタリング前のすべての結晶のエネルギー情報を用いるため、クラスタリングの結果現れる 2 光子のエネルギー $E_{2\gamma}$ に加えて、偶然同時に入射した別の粒子が残したエネルギー情報が含まれている可能性がある。このような偶発的なヒットの影響を見るために、カロリメータの全エネルギー E_{CSItot} と 2 光子のエネルギー $E_{2\gamma}$ の比 $E_{2\gamma}/E_{\text{CSItot}}$ に応じて 4 つのグループ ($E_{2\gamma}/E_{\text{CSItot}} \leq 0.5$, $0.5 < E_{2\gamma}/E_{\text{CSItot}} \leq 0.7$, $0.7 < E_{2\gamma}/E_{\text{CSItot}} \leq 0.9$, $0.9 < E_{2\gamma}/E_{\text{CSItot}}$) に分けてそれぞれについて COE トリガの収集効率を見積もった。

図 8.8 にエネルギー比 $E_{2\gamma}/E_{\text{CSItot}}$ 毎に見た COE トリガ収集効率を示す。収集効率は規格化トリガにおいて COE トリガを要求しない場合 (黒のヒストグラム) と要求した場合 (赤のヒストグラム) のイベント数の比で算出した。収集効率は次式でよく表される。

$$\epsilon_{\text{COE}}(E_{\text{COE}}^{2\gamma}) = \frac{1}{1 + \exp[-(E_{\text{COE}}^{2\gamma} + p_0)/p_1]} \quad (8.15)$$

シミュレーションに用いるトリガ効率の重みは、フィッティング結果から求めた 4 つのトリガ効率 $\epsilon_{\text{COE}}(E_{\text{COE}}^{2\gamma})$ をエネルギー比 $E_{2\gamma}/E_{\text{CSItot}}$ の方向に内挿することで得た。このトリガ効率マップを図 8.9 に示す。

8.4.2.3 信号波形尤度比の補正

信号波形尤度比のシミュレーションにおける重みは 2γ のエネルギー $E_{\gamma 1}$, $E_{\gamma 2}$ に対して図 8.10 に示すマップデータとして与えた。このマップは $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊を再構成したデータに含まれる $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ に対する信号波形尤度比のイベント選択効率から作成したものである。

8.4.3 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のアクセプタンスと探索感度

表 8.4 に $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のシミュレーションから算出したアクセプタンスと探索感度 (2.1.3 節参照) を示す。ここで、検出器に入射する K_L 数 N_{K_L} は表 8.2 の値の再掲である。各期間毎の探索感度は N_{K_L} とアクセプタンスとの積の逆数 $(\epsilon^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}} N_{K_L})^{-1}$ で計算し、全体の探索感度として $(1.30 \pm 0.01_{\text{stat.}}) \times 10^{-9}$ を得た。

8.4.4 探索感度に対する系統誤差

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のアクセプタンスおよび探索感度の算出には、一部でシミュレーションの結果を用いているため、実際の実験データとの乖離を系統誤差として見積もった [35][36]。表 8.5 に系統誤差の要因の一覧とそれぞれの系統誤差の値を示す。系統誤差への寄与が大きいのは、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊に対する運動学的なイベント選別とクラスタ形状に関するイベン

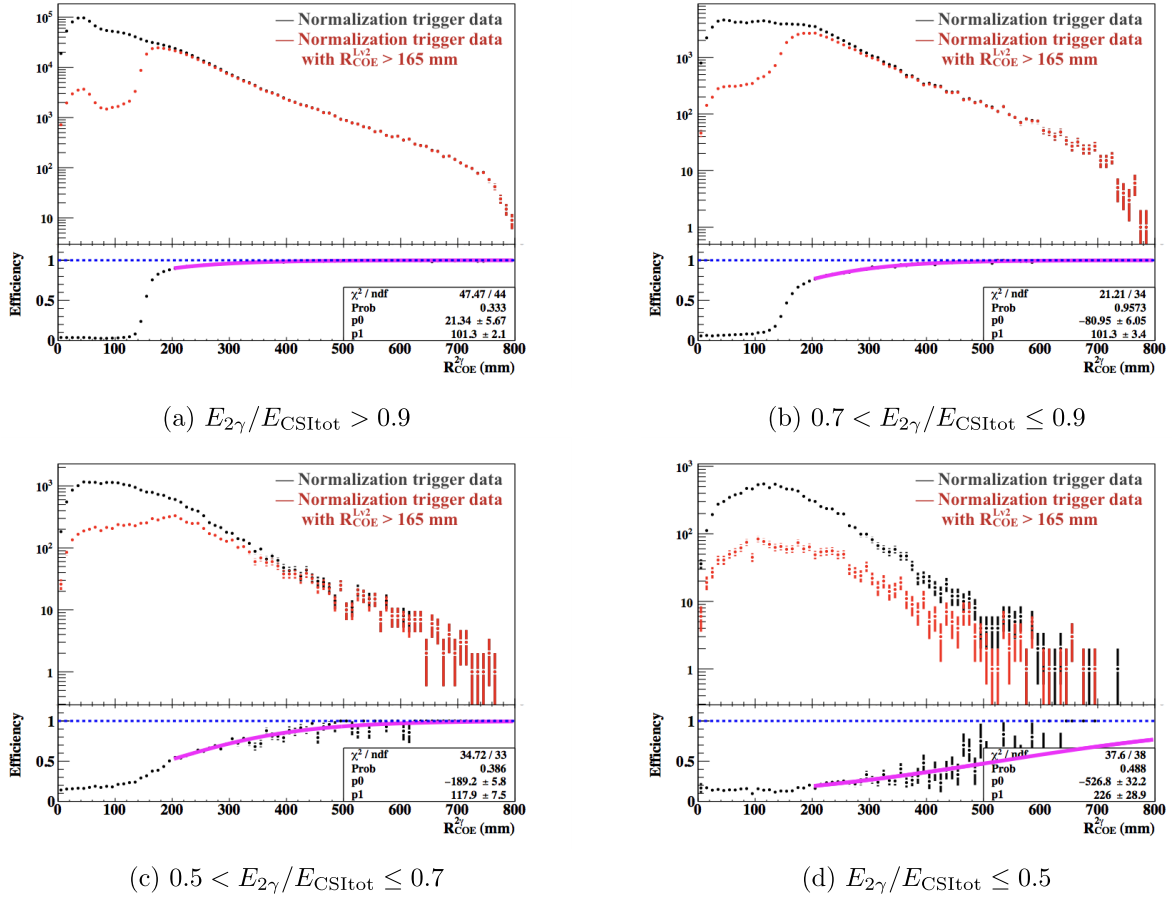


図 8.8 エネルギー比 $E_{2\gamma}/E_{\text{CSItot}}$ の範囲で分類した $R_{\text{COE}}^{2\gamma}$ の分布。黒および赤のヒストグラムはそれぞれ規格化トリガデータにおいてレベル 2 トリガにおける COE トリガ条件 ($R_{\text{COE}}^{\text{Lv2}} > 165$ mm) を課さない場合と課した場合である。トリガの収集効率（黒に対する赤の比率）がそれぞれの図の下側に示されており、赤紫の線は式 (8.15) によるフィッティングの結果を示している。[36] より引用。

ト選別、および規格化モード間の K_L フラックスの不定性である。

なお、「運動学的なイベント選別」とは次のとおりである。まず、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ については、表 8.3 の光子のエネルギー和、崩壊点時刻、光子間距離、光子のエネルギー比、光子入射位置の方位角差、 $E \cdot \theta$ 、 π^0 の P_t/P_z vs z_{vtx} および E vs z_{vtx} 、デッドチャンネルのイベント選別条件についての不定性に加えて、8.4.2.2 節で述べた COE トリガ効率補正についての不定性を指している。一方、 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ については、表 8.1 のトリガタイミング、光子のエネルギーおよびエネルギー和、光子の入射位置を除くイベント選別条件についての不定性を指している。また、クラスタ形状に関するイベント選別とは、表 8.3 の光子クラスタの大きさ、光子クラスタの RMS、 χ_{shape}^2 、クラスタ形状 NN 値、 χ_θ^2 、 χ_η^2 、信号波形尤度比のことを指す。

規格化モード間の K_L フラックスの不定性とは、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊、 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊、お

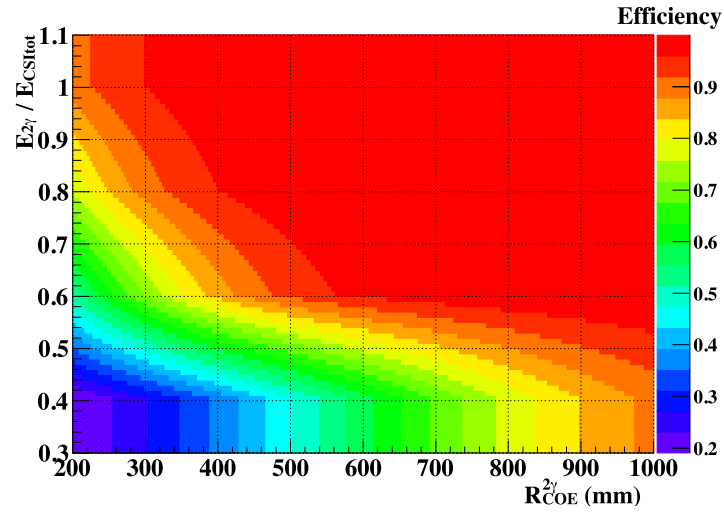


図 8.9 シミュレーションにおける COE トリガの収集効率マップ。[36] より引用。

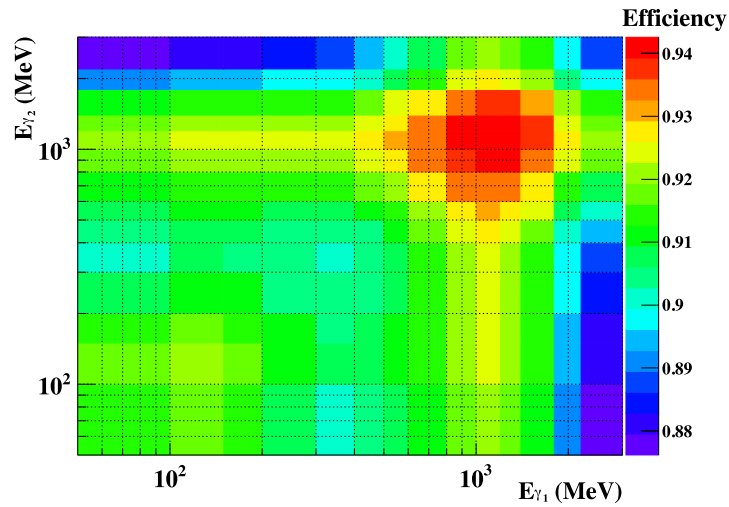


図 8.10 シミュレーションにおける信号波形尤度比のイベント選択効率マップ。[36] より引用。

よび $K_L \rightarrow 2\gamma$ 崩壊のそれぞれを規格化モードとした場合の K_L フラックス^{*3} の結果の乖離を指している。各規格化モード間の K_L フラックスの乖離は 5.6% であったため、これを系統誤差として取り入れた。

運動学的なイベント選別およびクラスタ形状に関するイベント選別の系統誤差は以下の手順で計算した。まず、個々のイベント選別条件に対して次式のアクセプタンス比 δ_i を定義

^{*3} 8.3.2 節でカロリメータによるイベント選別だけを用いて求めた $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊の K_L フラックスについて言及したが、ここでは veto 検出器のアクセプタンスのばらつきを $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のそれと相殺するため、veto 検出器によるイベント選別まで含めた解析を各崩壊モードに対して行っている。

表 8.4 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のアクセプタンスと探索感度。

	$\epsilon^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}$	N_{K_L}	探索感度 (S. E. S.)
ピリオド 1	2.80×10^{-4}	1.39×10^{11}	2.57×10^{-8}
ピリオド 2	2.66×10^{-4}	2.37×10^{11}	1.58×10^{-8}
ピリオド 3	2.39×10^{-4}	1.15×10^{11}	3.66×10^{-8}
ピリオド 4	1.48×10^{-4}	1.49×10^{11}	4.55×10^{-8}
ピリオド 5	1.31×10^{-4}	4.95×10^{11}	1.54×10^{-8}
ピリオド 6	2.03×10^{-4}	1.72×10^{11}	2.86×10^{-8}
ピリオド 7	1.57×10^{-4}	5.82×10^{11}	1.10×10^{-8}
ピリオド 8	1.61×10^{-4}	6.50×10^{11}	9.58×10^{-9}
ピリオド 9	1.52×10^{-4}	2.14×10^{12}	3.09×10^{-9}
合計		4.68×10^{12}	1.30×10^{-9}

表 8.5 探索感度に対する系統誤差の一覧。

系統誤差要因	系統誤差 [%]
K_L の運動量分布	1.1
トリガ効率	1.9
光子の選別	0.81
運動学的なイベント選別	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 5.1
	$K_L \rightarrow 2\pi^0$ 2.7
veto 検出器によるイベント選別	3.7
クラスタ形状に関するイベント選別	5.1
$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の MC 統計量	0.36
$K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊の純度	0.38
$K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊の分岐比	0.69
規格化モード間の K_L フラックスの不定性	5.6
合計	11

する。

$$\delta_i = \frac{A_i^{\text{MC}} - A_i^{\text{Data}}}{A_i^{\text{Data}}} \quad (8.16)$$

ここで、 A_i^{data} 、 A_i^{MC} はそれぞれ i 番目のイベント選別条件を課したときの実験データとシミュレーションにおけるアクセプタンスを表している。ところで、実験データにおけ

る $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のアクセプタンス A_i^{data} は直接算出することができない。そこで、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の代わりに $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊を用いて見積もった。まず、再構成した $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊の1つの $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ を取り出す。次に、この 2γ に対して改めて $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の π^0 再構成を行って、疑似的に $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のイベントを生成する。この操作を実験データおよびシミュレーションの $K_L \rightarrow 2\pi^0$ サンプルに対して実行し、各イベント選別のアクセプタンス A_i^{data} および A_i^{MC} を算出した。イベント選別による系統誤差 $e_{\text{syst.}}$ は、次式で計算する。

$$e_{\text{syst.}} = \sqrt{\sum_i \delta_i^2} \quad (8.17)$$

表 8.5 で示した各系統誤差から、系統誤差の合計（二乗和平方根）は 11% となった。

系統誤差を考慮した加味した探索感度は以下のようになる。

$$\text{S.E.S.} = (1.30 \pm 0.01_{\text{stat.}} \pm 0.14_{\text{syst.}}) \times 10^{-9} \quad (8.18)$$

8.4.5 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の背景事象数の見積もり

次に、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の背景事象数を見積もりについて述べる。図 8.11 は、上述した全ての $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のイベント選別条件をかけたときの背景事象数を P_t vs z_{vtx} 平面上で表したものである。各領域における事象数は、実験データ（黒字）と見積もり（赤字）が統計誤差の範囲内で一致している。信号領域（図の黄線）内における背景事象数の内訳を表 8.6 に示す。2.1.4 節で述べたように、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の背景事象には K_L 崩壊に由来するものと中性子に由来するものとがあるが、最も支配的な背景事象はハドロノクラスタ背景事象であった。

表 8.6 信号領域における背景事象数。

起源		事象数
K_L 崩壊由来	$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	0.05 ± 0.02
	$K_L \rightarrow 2\pi^0$	0.02 ± 0.02
	$K_L \rightarrow 2\gamma$	0.02 ± 0.01
	$K_L \rightarrow 3\pi^0$	0.01 ± 0.01
中性子由来	ハドロノクラスタ	0.24 ± 0.17
	上流 π^0	0.04 ± 0.03
	CV 関連	0.04 ± 0.02
合計		0.42 ± 0.18

以下、それぞれの背景事象について、その見積もり方法の要点を述べる。

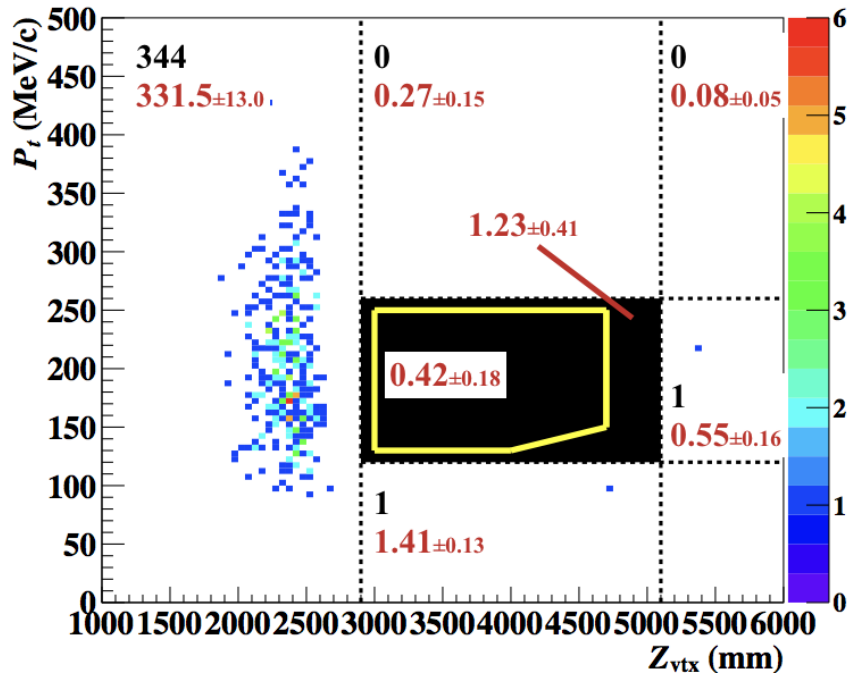


図 8.11 全てのカットを掛けた上での P_t vs z_{vtx} 平面の各領域における背景事象数（赤字）と実験データの数（黒字）。二次元ヒストグラムは実験データの分布を表す。[36] より引用。

8.4.5.1 K_L 崩壊由来の背景事象の見積もり

表 8.7 背景事象の見積もりに用いた K_L 崩壊数。

source	K_L 数	実験データに対する倍率
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	4×10^{13}	68
$K_L \rightarrow 2\pi^0$	1.6×10^{11}	40
$K_L \rightarrow 2\gamma$	2.5×10^{11}	98
$K_L \rightarrow 3\pi^0$	6×10^{13}	6.6

K_L 崩壊由来の背景事象の見積もりは、6章で述べた K_L 崩壊のシミュレーションを用いて行った。表 8.7 にシミュレーションを行った K_L 崩壊の数と、実験データにおける各崩壊モードの崩壊数 ($N_{K_L} = 4.68 \times 10^{12}$ と崩壊モード分岐比の積) に対する倍率を示す。崩壊分岐比が比較的小さい $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊および $K_L \rightarrow 2\gamma$ 崩壊は、必要な K_L 崩壊の数がなくて済むため、実際に K_L 崩壊をシミュレーションして背景事象数を見積もった。一方、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ および $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ はその分岐比が大きいためすべての K_L 崩壊を愚直にシミュレーションすると膨大な時間がかかってしまうため、背景事象へ寄与するシチュエーション

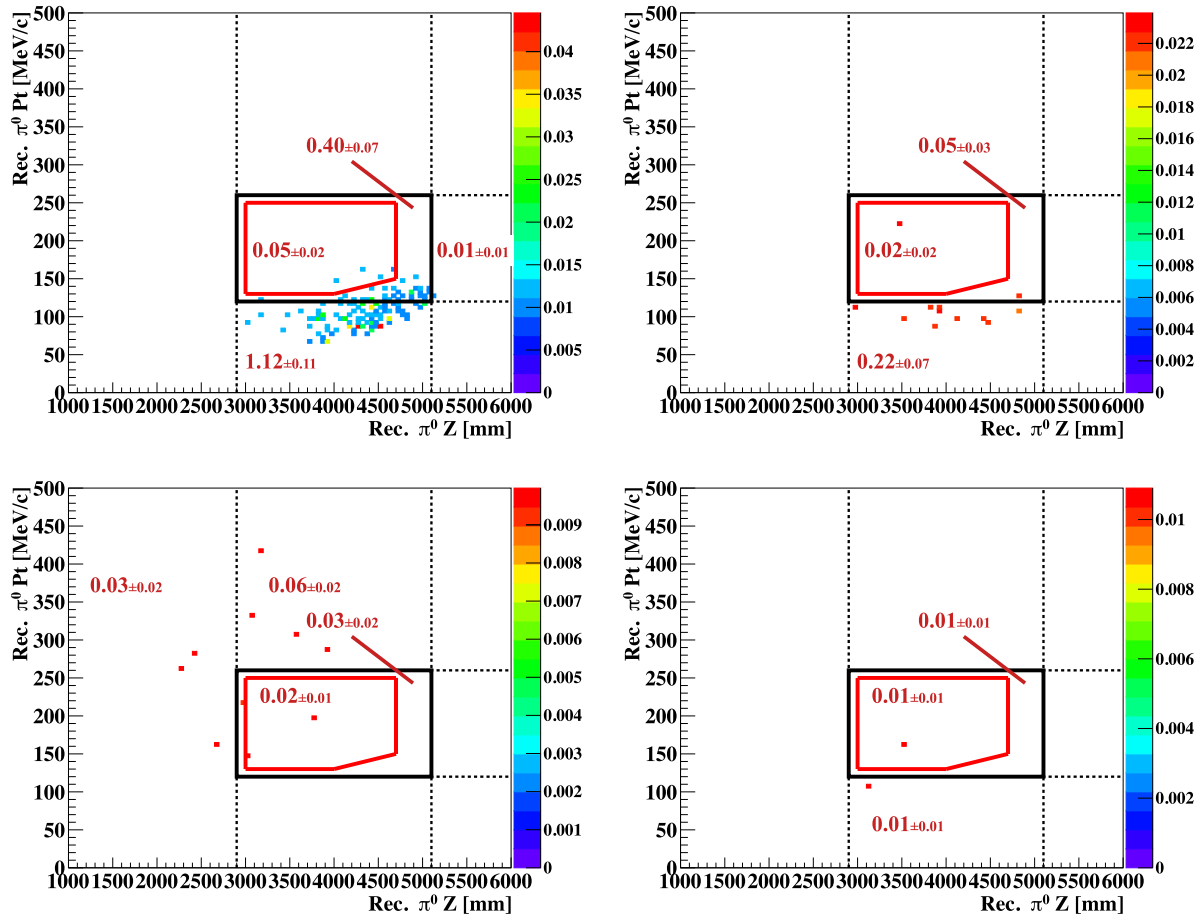


図 8.12 K_L 崩壊由来の背景事象分布（左上： $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 、右上： $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 、左下： $K_L \rightarrow 2\gamma$ 、右下： $K_L \rightarrow 3\pi^0$ ）。

だけを選別して解析を行い、シミュレーションにかかる時間を短縮している。

$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊は、 π^0 からの 2 つの光子がカロリメータに入射し、残った $\pi^\pm$ を取りこぼすことによって背景事象となる。この崩壊では K_L と 3 つの π 中間子の質量差が小さいため崩壊の Q 値が小さく、 π 中間子の横方向運動量は小さく前方に飛ぶ。従って、取りこぼす $\pi^\pm$ はカロリメータのビームホールを抜けて検出器下流側に抜ける。そこで $\pi^\pm$ がカロリメータの下流に抜けていくイベントのみを取り出してシミュレーションを行うことで取り扱う K_L 崩壊数を削減してシミュレーション時間を短縮している。

$K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊は、3 つの π^0 から 6 つの光子のうちカロリメータに入射する 2 つを除いた 4 つ全てを検出できない場合に、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の背景事象となる。このように、余剰粒子が 4 つと多いため背景事象になる確率は比較的低いが、7.2.2 節で述べた重複波形による背景事象が発生する可能性がある。

2 つの $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊が同時に起こったとする。それぞれから発生した光子が同じ veto 検出器の同じチャンネルに入射すると、わずかに時間の異なる 2 つの信号波形が重なりあ

うことになる（図 7.7 参照）。このとき、veto 検出器において検出したタイミングが、カロリメータで再構成した π^0 が属する K_L とは違う K_L 崩壊による信号によって決定された場合、そのタイミングが veto ウィンドウ外に出てしまう可能性がある。このような事象が 4 つの光子全てに同時に発生した場合、veto 検出器によるイベント排除ができなくなるため $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊に対する背景事象となる。波形の重複によって弁別すべき信号が隠されることから、このような背景事象を「マスキング背景事象」と呼ぶ。

マスキング背景事象は次のようにして見積もる。まず、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊を 2×10^{10} シミュレーションし、1 つ 1 つのイベントに対して 6.4 節で述べた偶発事象の重畳で使用する TMon データを 3000 回ランダムに適用することで、同じシミュレーションデータから様々なケースのマスキング背景事象を発生させる。このデータに対して $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のイベント選別条件を課して、マスキング背景事象の発生数を計数した。

図 8.12 にシミュレーションから得られた P_t vs z_{vtx} 平面上での各背景事象の分布を示す。

8.4.5.2 中性子由来の背景事象の見積もり

次に、中性子由来の背景事象の見積もり方を述べる。

ハドロクラスタ背景事象

ハドロクラスタ背景事象数を見積もるコントロールサンプルには、Z0 アルミターゲットラン（3.4.2 節参照）のデータを用いた。図 8.13 に、緩いイベント選別条件（ χ^2_{shape} 、クラスタ形状 NN 値、 χ^2_{θ} 、 χ^2_{η} 、信号波形尤度比を外し、 ΔT_{vtx} と一部の veto 検出器の閾値を緩和したもの）における物理ラン（左）および Z0 アルミターゲットラン（右）における再構成した π^0 の横方向運動量 P_t と崩壊点 z_{vtx} の分布を示す。背景事象数は、全てのイベント選別条件を課した時の Z0 アルミターゲットランにおける信号領域内のイベント数を、物理ランの統計量に規格化して算出した（図 8.14）。規格化定数には、ブラインド領域（ $120 < P_t < 260 \text{ MeV}/c$ および $2900 < z_{\text{vtx}} < 5100 \text{ mm}$ ）を除く $P_t > 120 \text{ MeV}/c$ および $z_{\text{vtx}} > 2900 \text{ mm}$ の領域における物理ランと Z0 アルミターゲットランのイベント数の比を用いた。

上流 π^0 背景事象

上流 π^0 背景事象は、シミュレーション上で NCC にハロー中性子を入射して、生成した π^0 を用いて算出した。図 8.15 に結果を示す。物理ランに対する数のスケールリングは、 $z_{\text{vtx}} < 2900 \text{ mm}$ の領域のイベント数が一致するように決めた。

CV 関連背景事象

CV 関連背景事象は、CV に入射したハロー中性子によって π^0 や η が生成し、 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 崩壊あるいは $\eta \rightarrow 2\gamma$ 崩壊で発生した 2 光子がカロリメータに入射する背景事象である。ここでは、前者を CV- π^0 背景事象、後者を CV- η 背景事象と呼んで

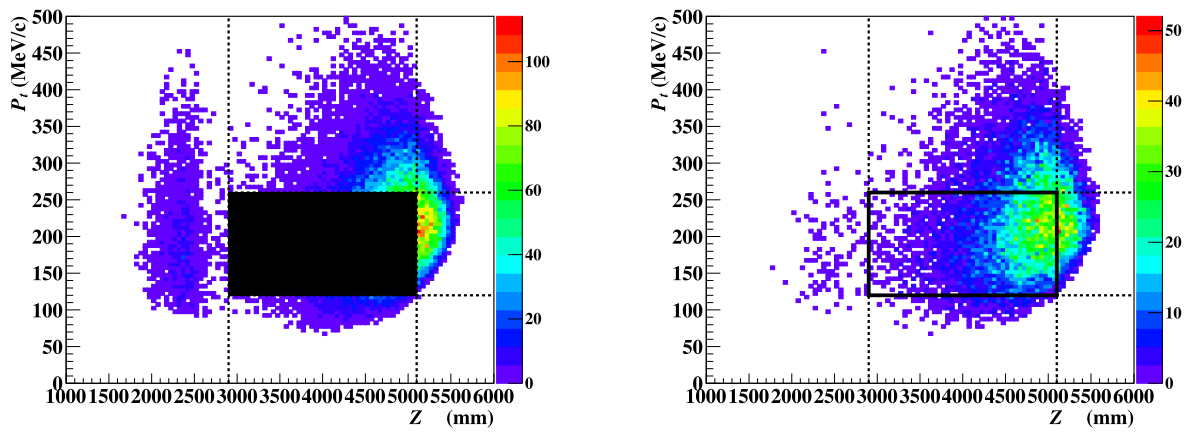


図 8.13 物理ラン（左）と Z0 アルミターゲットラン（右）における π^0 の P_t （縦軸）と z_{vtx} （横軸）の分布。物理ランのデータについてはブラインド領域が黒く塗りつぶされている。[36] より引用。

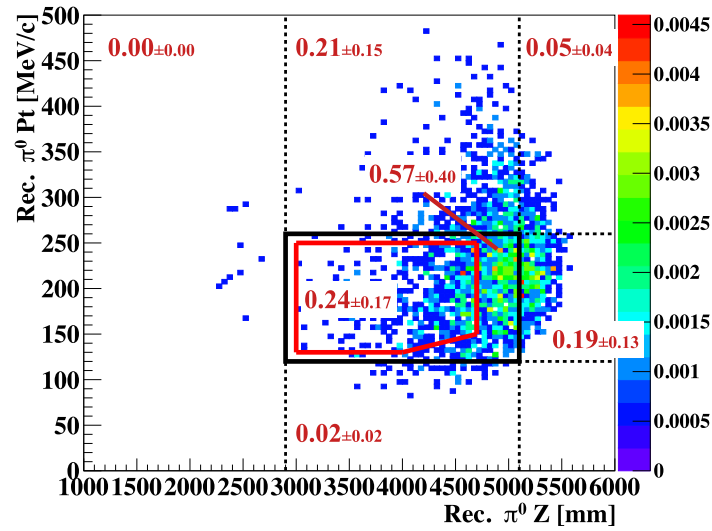


図 8.14 ハドロンクラスター背景事象の P_t vs Z_{vtx} 分布。

区別する。CV- π^0 と CV- η の事象数は、シミュレーションで CV に中性子を入射して π^0 または η を生成して見積もった。

CV- π^0 背景事象および CV- η 背景事象のシミュレーションに対して、全てのイベント選別条件を課した場合の P_t vs z_{vtx} 分布を図 8.16 に示す。CV- π^0 背景事象については、信号領域にイベントを観測できなかったため事象数の 90% 信頼度における上限値を与えた。

背景事象のイベント数は、実験データ（物理トリガデータ）と CV- π^0 シミュレーションを比較することで規格化した。図 8.17 に、実験データと CV- π^0 のシミュレーション

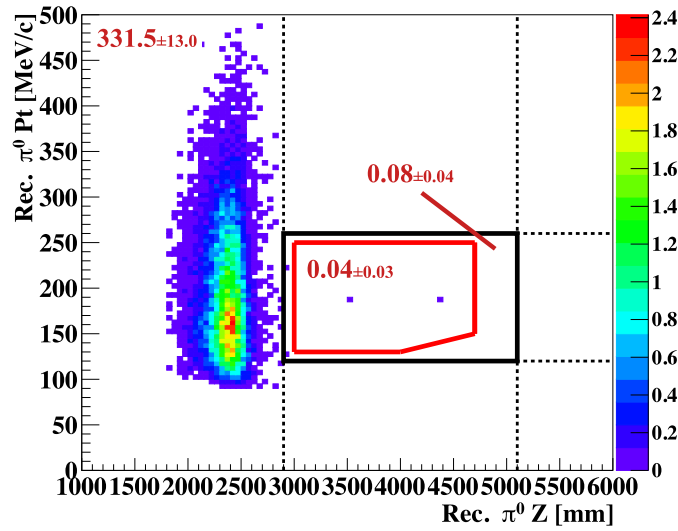


図 8.15 上流 π^0 背景事象の P_t vs Z_{vtx} 分布。

ンに対して、緩いイベント選別条件を課したときの P_t vs z_{vtx} 分布を示す。イベント選別条件としては、 π^0 の選別にかかわるもの（表 8.3 の崩壊点時刻、光子間距離、光子のエネルギー比、光子入射位置の方位角差、 $E \cdot \theta$ 、 π^0 の P_t/P_z vs z_{vtx} および E vs z_{vtx} 、デッドチャンネル）を除いたものを用いた。また、 K_L 崩壊由来の背景事象を抑制するために veto 検出器によるイベント選別条件も課している。図 8.17 で実験データとシミュレーションの一致が見られる $z_{\text{vtx}} > 5100$ mm の事象数の比でイベント数を規格化した。なお、CV- η についても同じ規格化定数を用いた。

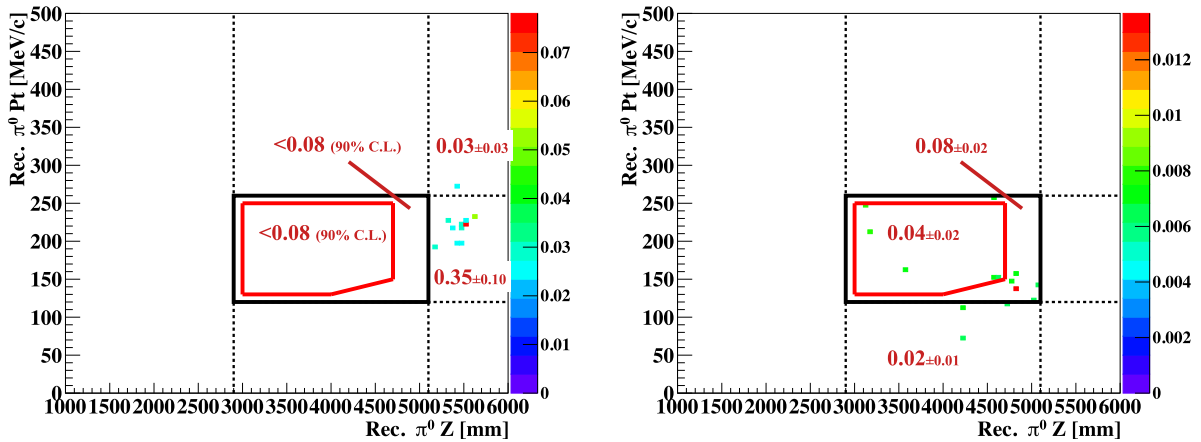


図 8.16 CV- π^0 背景事象の P_t vs z_{vtx} 分布（左）と CV- η 背景事象の P_t vs z_{vtx} 分布（右）。[36] より引用。

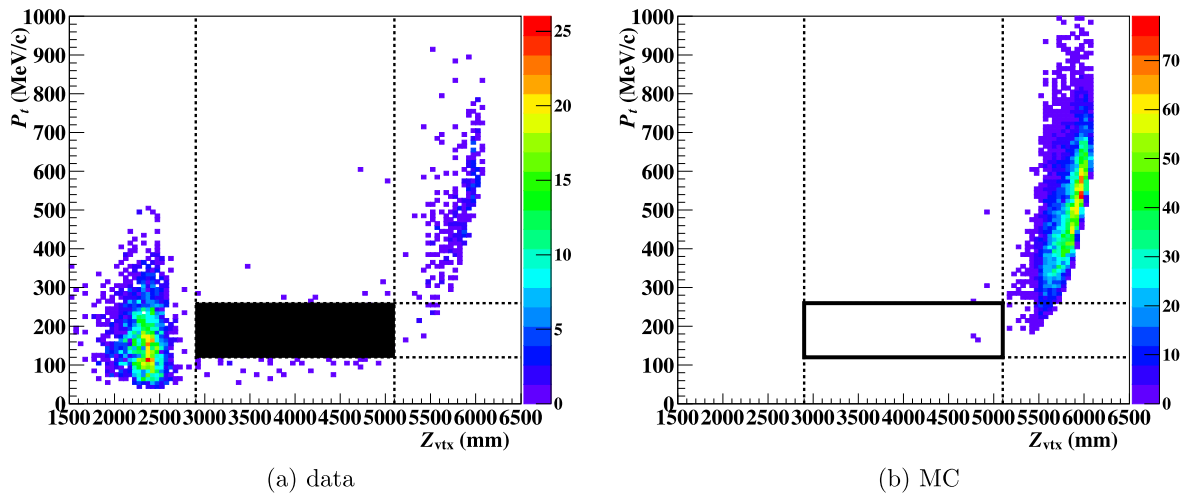


図 8.17 実験データ（左）および CV- π^0 背景事象のシミュレーション（右）に緩いイベント選別を課した場合の P_t vs z_{vtx} 分布。[36] より引用。

8.5 2015 年物理ランにおける $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索の結果

2015 年の物理ランを通して KOTO 実験の検出器には、合計で 4.68×10^{12} の K_L が入射し（表 8.2）、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のアクセプタンスから導かれる探索感度 (SES) は $(1.30 \pm 0.01_{\text{stat.}} \pm 0.14_{\text{syst.}}) \times 10^{-9}$ であった（式 (8.18)）。探索感度の系統誤差は主に、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊に対する運動学的なイベント選別とクラスタ形状に関するイベント選別、および規格化モード間の K_L フラックスの不定性から来ている（表 8.5）。また、信号領域内における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の背景事象数はの解析結果は 0.42 ± 0.18 であり、ハドロンクラスタ背景事象が最も大きく寄与していることを示した（表 8.6）。

最後に、ブラインド領域のデータを公開して、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊事象の観測数 $N_{\text{accept}}^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}$ を決定する。ブラインド領域を含む全実験データに対して、8.4.1 節で述べた $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のイベント選別条件を課した時の P_t vs z_{vtx} 分布を図 8.18 に示す。信号領域内の観測数 $N_{\text{accept}}^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}$ は 0 であり、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を観測することはできなかった。

有限な $N_{\text{accept}}^{K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}}$ が得られなかったので、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊分岐比 $Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ に対する上限値を与える。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の観測数の期待値を μ は、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比 $Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ と探索感度 S.E.S. (式 (8.18)) を用いて $\mu = Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) / (\text{S.E.S.})$ と表せる。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の観測値 N が期待値 μ のポアソン分布に従うと仮定すると、 $N = 0$ となる確率は $\exp(-\mu)$ である。期待値 μ に対する 90% 信頼度の上限値 μ_0 は、この

確率が 0.1 となるときの期待値

$$\exp(-\mu_0) = 0.1 \quad (8.19)$$

$$\mu_0 = \ln(10) \sim 2.3 \quad (8.20)$$

と与えられる。したがって、崩壊分岐比の上限値は

$$Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < \mu_0 \times (\text{S.E.S.}) \sim 2.30 \times (\text{S.E.S.}) \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (8.21)$$

となる。

探索感度 (式 (8.18)) の誤差を考慮した場合の $Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ に対する 90% 信頼度の上限値は、式 (8.21) に探索感度の誤差による補正項を加えた次式で与えられる [67]。

$$Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 2.30(1 + 2.30\sigma_r^2/2) \times (\text{S.E.S.}) = 3.0 \times 10^{-9} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (8.22)$$

ここで、 σ_r は探索感度の相対誤差で、統計誤差 0.01×10^{-9} と系統誤差 0.14×10^{-9} の二乗和平方根を探索感度自身で除したもの ($\sigma_r = \sqrt{0.01^2 + 0.14^2}/1.30 = 0.11$) である。式 (8.22) の結果は、これまで KEK E391a 実験による上限値 2.6×10^{-8} (90% 信頼度)[33] を約 10 倍更新する世界最高記録の値である。

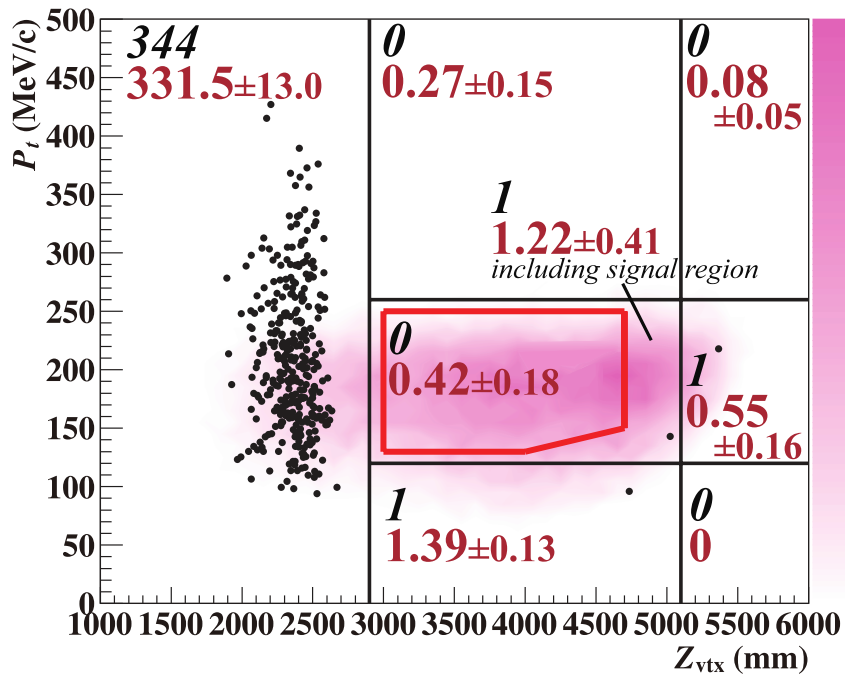


図 8.18 2015 年の実験データにおける $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の解析結果。領域ごとに実験データ (黒) と背景事象の見積もり (赤) の事象数を記載している。赤線で囲まれた領域は信号領域である。紫の濃淡で示された分布は、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のシミュレーションから得られたイベント数の大小を表している。

第 9 章

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索感度の更なる向上に向けて

9.1 2015 年データ解析の結果と意義

8 章で述べたように、KOTO 実験が 2015 年に取得したデータを用いた $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の探索感度は 1.3×10^{-9} に到達した。これは、これまでの世界最高感度であった KEK E391a 実験 (1.3.1 節参照) の結果を約 10 倍更新するものである。また、分岐比の上限値 3.0×10^{-9} は、1.2.2 節で述べた間接的な $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊分岐比の上限値である Grossman-Nir の制限 (1.5×10^{-9} (90% 信頼度)) に迫っており、1.2.3 節で述べた標準模型を超える新物理に対して感度のある領域への入り口に立つ結果となった。

新物理の探索を行うために Grossman-Nir の制限を超えた感度を実現することは一つのマイルストーンではあるが、1.2.3 節で述べた新物理による分岐比の増減の多くは $O(10^{-11})$ の領域にある。そのため、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の探索としても $O(10^{-11})$ の感度を実現することが大きな目標となる。2015 年のデータ解析と同じ条件でデータ収集を行った場合、感度が 10^{-10} を超えるのに 13 倍の時間が必要になる。 $O(10^{-11})$ 台での探索となるとさらにデータ収集期間が必要になるため、これをいかにして短縮していくかということが一つの課題となる。

もう一つの課題は、背景事象の数である。表 9.1 に 2015 年解析における主要な背景事象数を示す。表の 3 列目には、背景事象数にシングスイベント感度を乗じて $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比に換算したものを示している。例えば、ハドロクラスタ背景事象は分岐比 31×10^{-11} 相当の事象数であり、これは標準模型における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊分岐比の予測値の約 10 倍の数値である。すなわち、 $O(10^{-11})$ 台の探索感度で測定を実現するためには、ハドロクラスタ背景事象をはじめ、表 9.1 の背景事象数を十分に小さく抑えることも必要である。

表 9.1 2015 年解析における背景事象数の見積もりと分岐比換算値。

背景事象	2015 年解析の背景事象数	分岐比換算 ($\times 10^{-11}$)
ハドロンクラスタ	0.24 ± 0.17	31
上流 π^0	0.04 ± 0.03	5.2
CV 関連	0.04 ± 0.02	5.2
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	0.05 ± 0.02	6.5
$K_L \rightarrow 2\pi^0$	0.02 ± 0.02	2.6

本章では、KOTO 実験における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索感度を向上する方法について考察する。まず、将来の探索感度の定量化と改善方法の検討を行うために、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のアクセプタンスの計算モデルを構築する。次に、アクセプタンスと背景事象数の改善策と改善効果を概観し、KOTO 実験における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索の到達感度についてその見積もりを示す。

本章の内容は参考文献 [68] の方法に基づいている。この中で筆者は、各検出器の計数率の算出と実験感度の計算手法の確立に貢献した。本論文では、基本的に参考文献 [68] の議論を踏襲しつつ、veto 検出器の veto ウィンドウの短縮によるアクセプタンス改善 (9.3.1.4 節) について 2015 年の物理解析の結果から筆者が独自に解析した結果を新たに盛り込んで探索感度の展望を示した。

9.2 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索感度のモデル計算

ここでは、将来の探索感度の定量化と改善方法の検討を行うために、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のアクセプタンスの計算モデルを構築する。その中で、KOTO 実験の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊アクセプタンスと veto 検出器の計数率との間の定量的な関係を導く。

9.2.1 探索感度のモデル化

式 (2.9) で定義した探索感度 S.E.S. は次のように表すこともできる。

$$\text{S.E.S.} = \frac{1}{N_{K_L} P_{\text{decay}} A_{\text{sig}}} \quad (9.1)$$

ここで、 N_{K_L} は入射する K_L の数、 P_{decay} は検出器内で K_L が崩壊する確率、 A_{sig} は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のアクセプタンスである。

ここで、アクセプタンス A_{sig} について掘り下げて考える。8.4.1 節で述べたように、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のイベント選別には、カロリメータの情報を用いたものと veto 検出器によるものがある。veto 検出器によるイベント選別では、検出器毎に設定された veto ウィン

ドウ内に検出器信号が検出されたイベントは棄却される (8.4.1 節)。したがって、偶発的な粒子のヒットによって veto 検出器の信号がウィンドウ内に観測された場合でもそのイベントは棄却される。すなわち、veto 検出器に偶発的なヒットが発生すると、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を検出できない時間が発生することになる。

このような偶発的な粒子のヒットによって $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊が検出できなくなる確率は、検出器の計数率が高い程大きくなる。その結果、アクセプタンス A_{sig} は低下する。そこで、 A_{sig} を次式のように表してみる。

$$A_{\text{sig}} = A_0 P_{\text{noVeto}} \quad (9.2)$$

ここで、 P_{noVeto} は偶発的なヒットによる $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の検出ロスが発生「しない」確率を表し、一般に検出器の計数率が増加する場合に低下する。 A_0 は偶発的なヒットによる $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の検出ロスが発生しない極限、すなわち 1 つ 1 つの K_L が十分に間隔をあけて崩壊するような状態におけるアクセプタンスを表す。

P_{noVeto} の計数率依存性をもう少し明らかにしてみる。まず、veto 検出器を 1 つだけ用いる場合を考える。veto 検出器の計数率を R_i 、その veto ウィンドウを w_i とすると、veto ウィンドウ内に観測される信号数の期待値は $w_i R_i$ で表される。ウィンドウ内の信号数が期待値 $w_i R_i$ のポアソン分布に従うと仮定すると、この veto 検出器における偶発的なヒットで $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の検出ロスが発生しない確立 P_{noVeto}^i は次式で表される。

$$P_{\text{noVeto}}^i = \frac{e^{-w_i R_i} (w_i R_i)^0}{0!} = e^{-w_i R_i} \quad (9.3)$$

次に、複数の veto 検出器がある場合を考える。各 veto 検出器によって発生する $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の検出ロスが互いに独立に発生すると仮定すると、 P_{noVeto} は P_{noVeto}^i の積で表される。

$$P_{\text{noVeto}} = \prod_i P_{\text{noVeto}}^i = \prod_i e^{-w_i R_i} \equiv e^{-wR} \quad (9.4)$$

$$wR \equiv \sum_i w_i R_i \quad (9.5)$$

すなわち、複数の veto 検出器がある場合の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の検出ロス P_{noVeto} は、各 veto 検出器の計数率 R_i と veto ウィンドウ幅 w_i の積を足し合わせた量 wR に対して指数的に減少する依存性を示す。

9.2.2 2015 年データによるモデルの検証

式 (9.4) による P_{noVeto} の計算は、veto 検出器間の検出ロスの相関が大きい場合は正しい結果にならない。例えば、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊が発生して複数の光子が別々の veto 検出器に

入るようなケースを考えると、明らかに各 veto 検出器でのロスの発生は独立にはならない。そこで、このような相関の影響がどの程度あるのか検証する。

9.2.2.1 実験データによる P_{noVeto} の計算

式 (9.4) を用いた場合の P_{noVeto} の計算は以下のようにして行った。各検出器の計数率 R_i は、式 (9.3) を導いた時と同じ考え方を用いて計算する。ある検出器の計数率が R_i であるときに、ランダムに設定したある一定の時間幅 w_{view} に信号が観測さない確率を P_0 とすると以下の関係が成り立つ。

$$P_0 = \exp(-w_{\text{view}} R) \quad (9.6)$$

$$R = -\frac{\ln P_0}{w_{\text{view}}} \quad (9.7)$$

P_0 については、次のように算出する。全イベント数が n であるランダムトリガデータ (3.4.1.2 節参照) において、ある検出器においてイベント毎に一定の時間幅 w_i を設定し、その中に検出器毎に設定した閾値を超える信号が入っていなかったイベントの数が n_0 であったとすると、 $P_0 = n_0/n$ と求められる。すなわち、その検出器の計数率は次式で与えられる。

$$R = -\frac{\ln(n_0/n)}{w_{\text{view}}} \quad (9.8)$$

ビームの瞬間的なレートに相関を持つランダムトリガである TMon トリガデータ (3.4.1.2 節参照) を用いて、各検出器の計数率 R_i を式 (9.8) から算出した結果を表 9.2 に示す。この結果から得られた P_{noVeto} は 0.246 であった^{*1}。

9.2.2.2 検証結果の考察

式 (9.2) より $P_{\text{noVeto}} = A_{\text{sig}}/A_0$ であるので、 P_{noVeto} は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のアクセプタンス A_{sig} と偶発的な $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の検出ロスが発生しない場合の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のアクセプタンス A_0 の比で定義されている。ここで、 A_{sig} は 42 kW ビームに対する $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のシミュレーションを用いて計算することができる (8.4.3 節参照)。一方、 A_0 は偶発的なヒットが発生しない状況での $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のアクセプタンスである。これは、6.4 節で述べた偶発事象を重畳していないシミュレーションから $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のアクセプタンスを求めることで算出でき、 $P_{\text{noVeto}} = 0.286$ を得た。

シミュレーションから直接求めた $P_{\text{noVeto}} = 0.286$ に対して、式 (9.4) から求めた $P_{\text{noVeto}} = 0.246$ は 0.04 低い結果となった。これは定性的には、後者が各検出器による検出

^{*1} この計算では BCV を除いているが、これは検出器のジオメトリの関係上、BCV と MB の間のヒットの相関が強いためである。MB の計数率と MB+BCV の計数率は 10% 程度しか差がなかったため、式 (9.4) を用いる上で両者を別々に計上するのではなく、MB の $w_i R_i$ で代表している。

表 9.2 2015 年のピリオド 9 (42 kW ビーム) の TMon トリガデータにおける検出器の計数率。各検出器のエネルギーの閾値は表 7.1 の値を用い、 $w_{\text{view}} = 25$ ns とした。

検出器名	veto ウィンドウ	計数率	
	w_i (ns)	R_i (MHz)	$w_i R_i$
FB	50	6.2	0.310
MB	60	5.6	0.336
NCC	40	5.2	0.208
CC06	30	4.7	0.141
newBHCV	25	3.6	0.090
BHGC	15	2.9	0.044
CC04	30	1.28	0.038
BHPV	15	2.7	0.041
CC05	30	1.7	0.051
CV	80	1.05	0.084
CC03	30	1.0	0.030
LCV	30	0.5	0.015
BPCV	24	0.45	0.011
OEV	20	0.2	0.004
$wR = \sum_i w_i R_i$			1.402
$P_{\text{noVeto}} = \exp(-wR)$			0.246

ロス of 相関を考慮せずに全て独立に計上しているために、相関が考慮された前者の結果よりも検出ロスを多めに見積もっていると考えられる。すなわち、式 (9.4) によって得られる $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のアクセプタンスは控えめに計算される。

シミュレーションによる計算方法は veto 検出器間の相関を考慮することができるが、 A_{sig} を算出するためには 6.4 節で述べた TMon トリガデータによる偶発事象を重畳する必要がある。したがって、将来の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の探索感度について議論するためには、未知の実験データに対する TMon トリガデータを用意する必要があるところに難がある。

一方、式 (9.3) を使う方法は、veto ウィンドウ幅 w_i と veto 検出器の計数率 R_i から計算する。計数率 R_i は陽子ビームの瞬間レートに比例するため、ある実験データに対する R_i (例えば表 9.2) を計算しておけば、ことなるビーム条件に対する R_i は比例計算で算出することが可能である。

本章の目的は、KOTO 実験の将来の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索感度を向上するための戦略とその効果を概観することであり、ここでの 4% の系統的な誤差は本質的ではないと判断し

た。そこで、以下の節では式 (9.4) に基づいたアクセプタンスの計算を用いて議論を進めていく。

9.3 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索感度の改善について

9.1 節で述べたように、KOTO 実験で更なる $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索を進めるためにはアクセプタンスの向上と背景事象数の削減が必要である。ここでは、それぞれに対する改善見込みについて考察する。

9.3.1 アクセプタンスの改善

9.3.1.1 ビームレートの平坦化

2.2.2 節で述べたように、J-PARC MR の遅い取り出しでは2秒間陽子ビームを連続的に取り出す。遅い取り出しでは、一定のレートで平坦に取り出されるのが理想であるが、実際には取り出しに用いる電磁石電源の出力リップルなどの影響を受けて図 9.1 のように取り出しレートの瞬間的な高低が発生している。

この瞬間的なレートの増減は、KOTO 実験における2種類のランダムトリガ、すなわち「クロックトリガ」と「TMon トリガ」における検出器の計数率の違いとして観測することができる。クロックトリガは一定のクロック信号をトリガとしてデータを収集するので、検出器のレートは瞬間的な高低が平均化された値、すなわち完全に平坦な取り出しが行われた場合に相当する計数率が算出される。一方で、TMon トリガは二次粒子の生成をトリガとしているので、図 9.1 のように取り出しレートが山谷の構造を持つと、計数率がクロックトリガデータに比べて高くなる。すなわち、クロックトリガにおける計数率を R_{CLOCK} 、TMon トリガにおける計数率を R_{TMON} としたときに、両者の比

$$R_{\text{TMON/CLOCK}} = \frac{R_{\text{TMON}}}{R_{\text{CLOCK}}} \quad (9.9)$$

はビームが完全に平坦な取り出しである場合に1に一致し、取り出しが山谷の構造を持つと1より大きい値を取る。

2015年のピリオド9 (42 kW ビーム) における $R_{\text{TMON/CLOCK}}$ はおよそ2であったが、加速器運転のチューニングの結果、2018年には $R_{\text{TMON/CLOCK}} = 1.5$ まで低減された。また、2021年に予定されている電磁石電源のアップグレードにより電源リップルが低減されてビーム取り出しの平坦化が実現すれば、 $R_{\text{TMON/CLOCK}} = 1$ となると予想される。

9.3.1.2 スピル周期の短縮

ビーム強度 P_{beam} は単位時間あたりに供給される陽子数に比例するため、スピル周期 t_{cycle} に供給される陽子数は $P_{\text{beam}} t_{\text{cycle}}$ に比例する。一方で、計数率 R は単位時間あたり

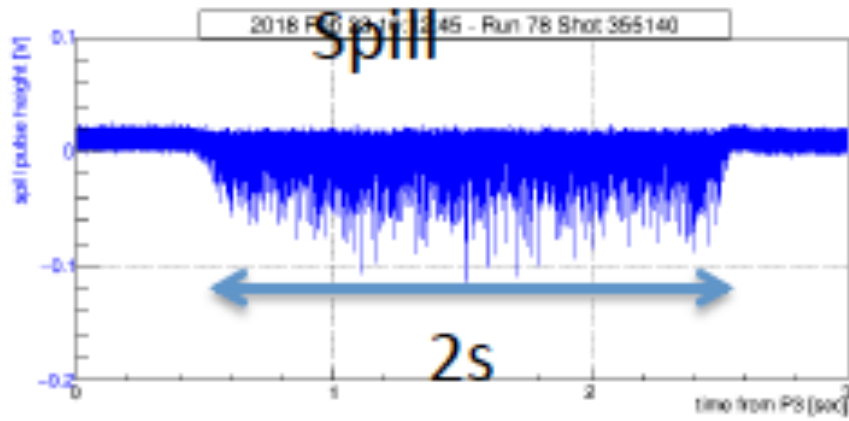


図 9.1 J-PARC MR の遅い取り出しにおける実際の陽子の瞬間レートの例。横軸は時間で、縦軸は瞬間的に取り出されている陽子数に相当する。

に「取り出される」陽子数に比例するため、ビーム取り出し時間を t_{spill} とすると次式が成り立つ。

$$R \propto P_{\text{beam}} \times \frac{t_{\text{cycle}}}{t_{\text{spill}}} \quad (9.10)$$

したがって、ビーム強度 P_{beam} が同じであれば、取り出し周期 t_{cycle} が短い方が計数率を低減できる。

取り出し周期は、2015 年のピリオド 9 で 5.52 s であったが、2017 年よりこれが 5.2 s へと短縮された。2021 年の MR の電磁石電源のアップグレードで電磁石の立上りと立下りが高速化されることによって、さらに 4.2 s に短縮することが可能となり、式 (9.10) の R を一定にしたままビーム強度 P_{beam} の向上 (80 kW~100 kW) を実現する予定である。

9.3.1.3 一次ビームラインの影響の緩和

図 9.3 に示すように、二次粒子を生成する T1 標的に当たった一次陽子ビームはそのまま直進し、収束電磁石等を通してビームダンプへと導かれる。このとき、何かしらの構造物に陽子ビームが衝突するとそこで中性子が生成され、これが KOTO 検出器に入射すると MB や FB といった大型の検出器の計数率が増加する原因となる。

一次ビームラインからくる粒子による計数率は、ビームプラグを閉じて K_L ビームラインの粒子を止めた状態で測定する。2015 年のピリオド 9 (42 kW ビーム) におけるビームプラグを閉じた状態で TMon トリガデータを収集し、9.2.2.1 節で述べた方法で計数率を算出した結果を表 9.3 に示す。プラグを閉じた状態でも FB や MB ではプラグを開いたときの半分程度の計数率になっており、一次ビームラインの計数率への影響が他の検出器に比べて大きいことがわかる。これらの検出器は他に比べて体積が大きく、一次ビームラインから飛来する粒子に対する断面積が大きくなっていることが一因である。

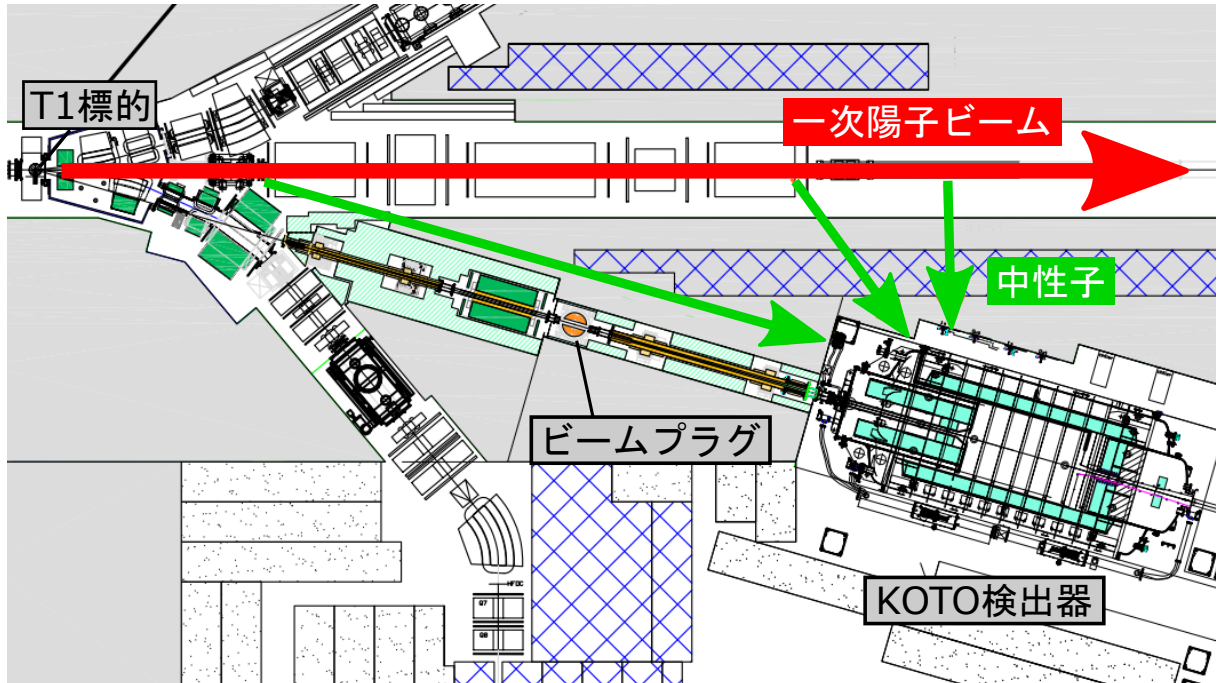


図 9.2 T1 標的、 K_L ビームライン、1 次ビームラインの位置関係。[36] より引用。

また、表 9.3 より、プラグ閉の wR は 0.387 であり、プラグ開の wR の 1.402 の 28% である。したがって、一次ビームラインから飛来する粒子を削減してプラグ閉の wR を低減できれば、 P_{noVeto} を大きくすることができ、アクセプタンスを回復することができる。

一次陽子ビームラインからくる中性子を抑制するために、2020 年のランが始まる前に KOTO 検出器と一次陽子ビームラインの間に 20 cm 厚 ($1.2\lambda_I$) の鉄壁を追加した (図 9.3 の赤い四角)。この鉄壁によるレート削減効果については、2013 年の物理データ収集の際に用いられていた 30 cm 厚の水タンクの壁 ($0.36\lambda_I$) におけるレート削減効果から概算した。水タンク壁導入前後のレート削減率は 0.4 であった。 $\exp(-0.36 \times 2.5) = 0.4$ であることから、実効的な相互作用長は 2.5 倍であると考えられる^{*2}。この倍率が鉄壁についてそのまま成り立つと仮定すると、鉄壁によるレート削減効果は $\exp(-1.2 \times 2.5) = 0.05$ と見積もることができる。したがって、2020 年以降のデータ収集では一次ビームラインによる計数率が 0.05 倍に削減されることが期待できる。

9.3.1.4 veto ウィンドウの短縮

veto 検出器による偶発的なアクセプタンスの低下を抑制するためには、計数率 R_i の低減に加えて、veto ウィンドウ w_i の短縮も効果がある。表 9.3 の $w_i R_i$ が特に高い FB およ

^{*2} これは中性子の入射角度が壁に対して垂直でなかったり、エネルギーが単色でないことが原因であると考えられる。

表 9.3 2015 年のピリオド 9 (42 kW ビーム) の TMon トリガデータにおける検出器の計数率。各検出器のエネルギーの閾値は表 7.1 の値を用い、 $w_{\text{view}} = 25$ ns とした。プラグ開の $w_i R_i$ の結果は表 9.2 の再掲である。

検出器名	veto ウィンドウ w_i [ns]	計数率 [MHz]		$w_i R_i$	
		プラグ開 R_i^{open}	プラグ閉 R_i^{closed}	プラグ開	プラグ閉
FB	50	6.2	2.5	0.310	0.125
MB	60	5.6	3.4	0.336	0.204
NCC	40	5.2	0.7	0.208	0.028
CC06	30	4.7	0.1	0.141	0.003
newBHCV	25	3.6	0	0.090	0
BHGC	15	2.9	0	0.044	0
CC04	30	1.28	0.13	0.038	0.004
BHPV	15	2.7	0	0.041	0
CC05	30	1.7	0.1	0.051	0.003
CV	80	1.05	0.1	0.084	0.008
CC03	30	1.0	0.3	0.030	0.009
LCV	30	0.5	0.1	0.015	0.003
BPCV	24	0.45	0	0.011	0
OEV	20	0.2	0	0.004	0
$wR = \sum_i w_i R_i$				1.402	0.387

び MB について veto ウィンドウをどこまで縮めることができるか検討した。veto ウィンドウは K_L 崩壊による背景事象が十分に抑制できるように選ぶ必要がある。そこで、2015 年解析で用いた物理データにおける信号領域内の背景事象数が増えないという条件の元で、FB および MB のウィンドウがどこまで縮められるかを調べたところ、それぞれ 50 ns から 40 ns、および 60 ns から 35 ns まで縮めることができることが分かった。

この veto ウィンドウの短縮によって、2015 年のピリオド 9 (42 kW ビーム) における wR (表 9.2) を 14% 削減 ($1.402 \rightarrow 1.21$) できるので、 P_{noVeto} を 22% 回復 ($0.246 \rightarrow 0.299$) することができると思込まれる。

9.3.2 背景事象数の改善

ここでは、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の背景事象数の削減のシナリオを説明する。表 9.4 に 2015 年の解析における主要な背景事象の発生率とその削減見込みを示す。KOTO 実験では、検

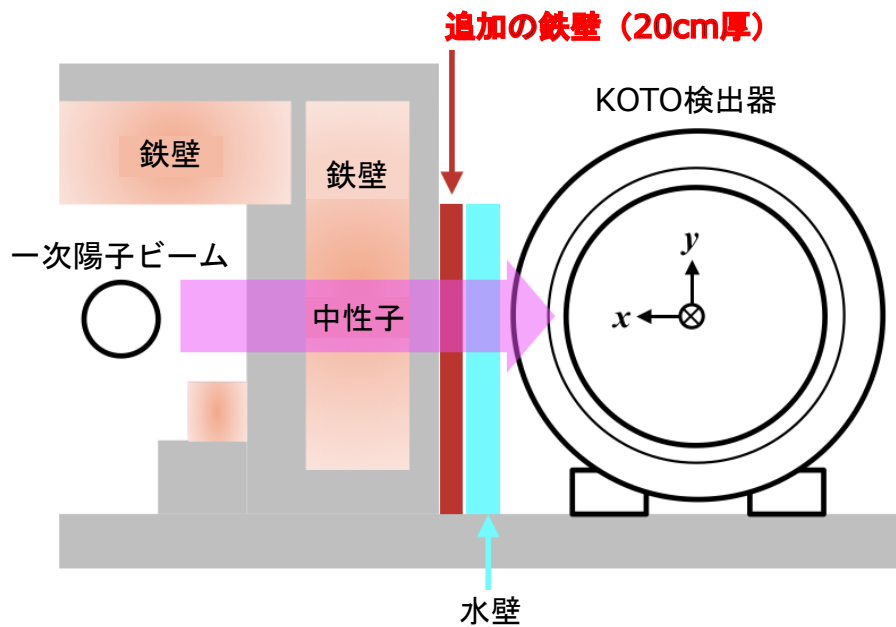


図 9.3 一次ビームラインと KOTO 実験の検出器の間に設置された追加の鉄壁（赤い四角）。

出器のアップグレードや解析手法の改善によって、背景事象数の抑制を図る。以下、それぞれの背景事象削減の方法を説明する。

表 9.4 背景事象数の削減見込み。それぞれの背景事象の発生率を分岐比相当値 ($\times 10^{-11}$) として示している。2015 年の列に示しているのは、2015 年データにおける背景事象数の解析結果（表 8.6）から求めた値である。

背景事象要因	2015 年	2016 年～2018 年	2019 年以降
ハドロノクラスタ	31	8	0.8
上流 π^0	5.2	1.3	0.7
CV 関連	5.2	< 0.9	< 0.9
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	6.5	6.5	0.1
$K_L \rightarrow 2\pi^0$	2.6	0.9	0.9

9.3.2.1 ハドロノクラスタ背景事象の削減

2015 年のデータ解析で最も大きな背景事象数であったのは、ハドロノクラスタ背景事象である。この背景事象を削減するために、ディープラーニングを用いた新たな光子-中性子弁別手法の開発が進んでいる。この手法の開発は、2016 年から 2018 年にかけて収集された高統計量のコントロールサンプルを用いて進めており、2016 年以降の物理データにおけるハドロノクラスタ背景事象を 1/4 に削減すると見込まれている。

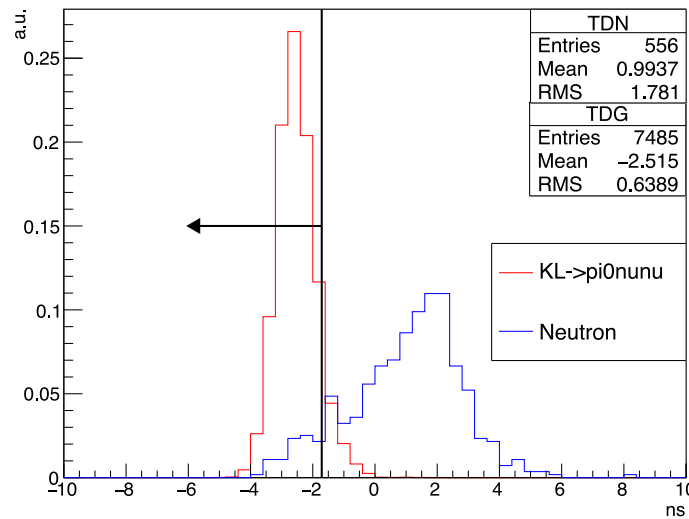


図 9.4 シミュレーションにおける光子と中性子のカロリメータ両読みの時間差分布（上流時間-下流時間）。

また、2018 年にカロリメータのアップグレードを行い、従来結晶の片側（下流側）のみに設置されていた光検出器を反対側（上流側）にも設置する両読み化を行った。両端の検出器の時間差を取ることで、結晶内で発生したシンチレーション光の位置情報を再構成できる。図 9.4 にシミュレーションにおいて $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊からくる光子を入射した場合、および中性子を入射した場合に対する両読みカロリメータ両端の光検出器の時間差分布を示す。この図の横軸は上流側と下流側の検出時間の差を表しており、上流側が早い方が負の方向である。光子のクラスタ（ $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊）は上流側に形成されるため分布は負の方向（上流側が早い場合）に偏っており、ハドロンクラスタは下流側でも生成されるため正の方向（下流側が早い場合）にも分布している。このように、光子の入射によって発生したクラスタと中性子の入射によって発生したクラスタの弁別能力が向上するため、2019 年以降の物理解析ではハドロンクラスタ背景事象がさらに 1/10 に削減できると見込まれている。

9.3.2.2 上流 π^0 背景事象の削減

上述したハドロンクラスタ背景事象の新しい削減手法は上流 π^0 背景事象にも有効である。2015 年の物理解析のシミュレーション結果によると、上流 π^0 背景事象は 2 通りの発生メカニズムによる事象がそれぞれ半数ずつを占めていることがわかっている。

1 つは、上流の検出器に入射した π^0 から発生した 2 つの光子の内の一つと、そこで同時に生成した中性子の一つがカロリメータに入射して 2 つのクラスタを形成するというものである。このようなイベントは、ディープラーニングによる解析およびカロリメータの両読み化による弁別によって、それぞれ 1/3 の削減効果が見込まれている。

もう一方は、上流の検出器に入射した π^0 から発生した 2 つの光子がカロリメータに入射

し、いずれか一方の光子が光子核反応を起こしてカロリメータで観測されるエネルギーが小さくなるというものである。この場合、再構成した π^0 の崩壊点が下流側にシフトしてしまうため、信号領域より上流で崩壊した π^0 が信号領域内に再構成されてしまい、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の背景事象となる。このような背景事象を抑制するためには、信号領域の上流側を 20 cm 削ることを考える ($z = 3000 \text{ mm} \rightarrow 3200 \text{ mm}$)。このとき、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のアクセプタンスが 92% に減るが、光子核反応による背景事象は 1/6 に削減することができる。

9.3.2.3 CV 関連背景事象の削減

8.4.5.2 節で述べたように、CV 関連背景事象は入射した中性子によって生じた η が $\eta \rightarrow 2\gamma$ 崩壊し、2 光子がカロリメータに入射することで発生する。シミュレーションによる検証から、 η は主に CV そのものとその周辺の部材において発生していることが分かった。2016 年のデータ収集からは検出器周辺の支持構造を見直して CV 付近の η の生成源となる物質の量を減らし、背景事象数を 1/2 に削減した。また、クラスタ形状を加味したニューラルネットワークを用いた弁別手法を開発し、さらに 1/6 の削減を見込んでいる。これら 2 つの削減方法の間の相関については検証中であるため、表 9.4 ではニューラルネットワークによる削減量のみを適用し、上限値 $5.2 \times 1/6 \simeq 0.9$ とした。

9.3.2.4 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊による背景事象の削減

$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊による背景事象は K_L 崩壊の中で最も大きな背景事象である。この崩壊が背景事象となるのは、 π^0 からの 2 光子をカロリメータで検出し、 $\pi^\pm$ がカロリメータのビームホールから抜ける場合である。通常、 $\pi^\pm$ は直進した先にある veto 検出器で検出される。しかしながら、これらの $\pi^\pm$ を検出できない場合が存在する。

図 9.5 に示すように、カロリメータ下流部の検出器周辺には高真空と低真空を分離するための薄膜 (Membrane) とそれを固定するための G10 の板材、アルミ製の角真空パイプなどの部材が存在する。 $\pi^\pm$ がそれらの部材に入射すると、そこで散乱されたり、荷電交換反応 ($\pi^+ + n \rightarrow \pi^0 + p$ や $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$) を通して $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 崩壊したりする。散乱後の $\pi^\pm$ や荷電交換反応で生じた光子は必ずしも veto 検出器に入射しないため、背景事象となってしまう。

このような背景事象を抑制するため、2019 年のランが始まる前に CC04 および CC05 の内側に荷電粒子検出器を設置し (図 9.6)、G10 板材や薄膜などの部材に入射する前に $\pi^\pm$ を検出できるようにした。シミュレーションによる解析では $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊は 1/50 に削減されることがわかった。

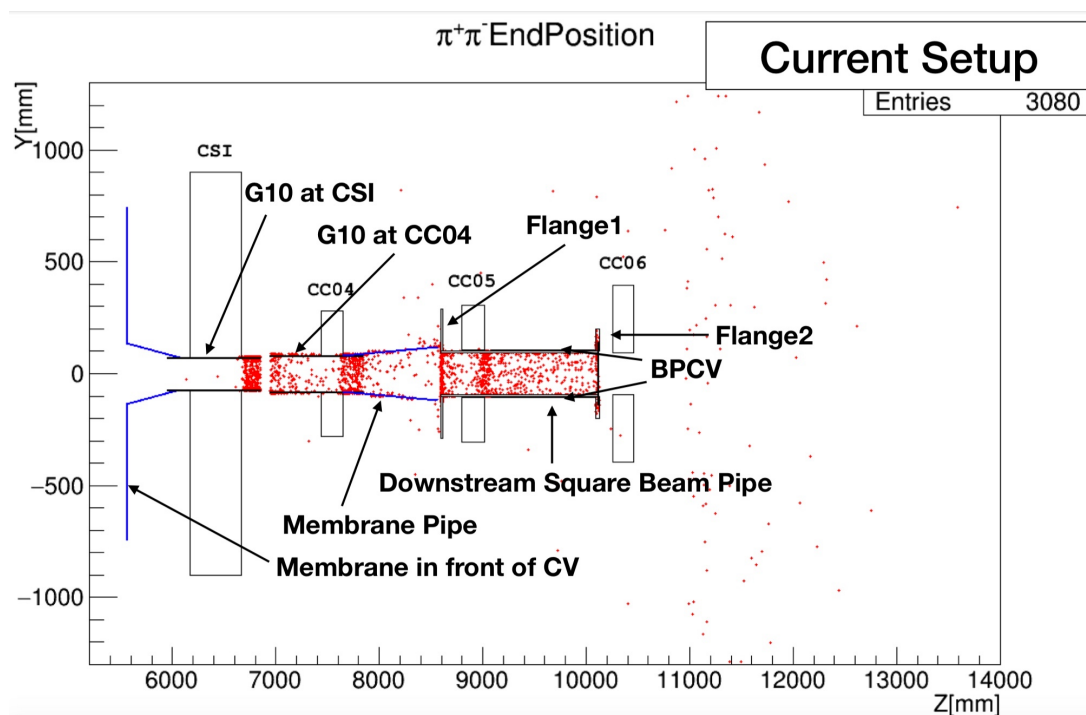


図 9.5 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊のシミュレーションにおける $\pi^\pm$ が崩壊したり荷電交換をした位置を yz 平面による断面で示した図。G10（板材）や Membrane（薄膜）の周辺で多くの $\pi^\pm$ が反応を起こしていることを示している。

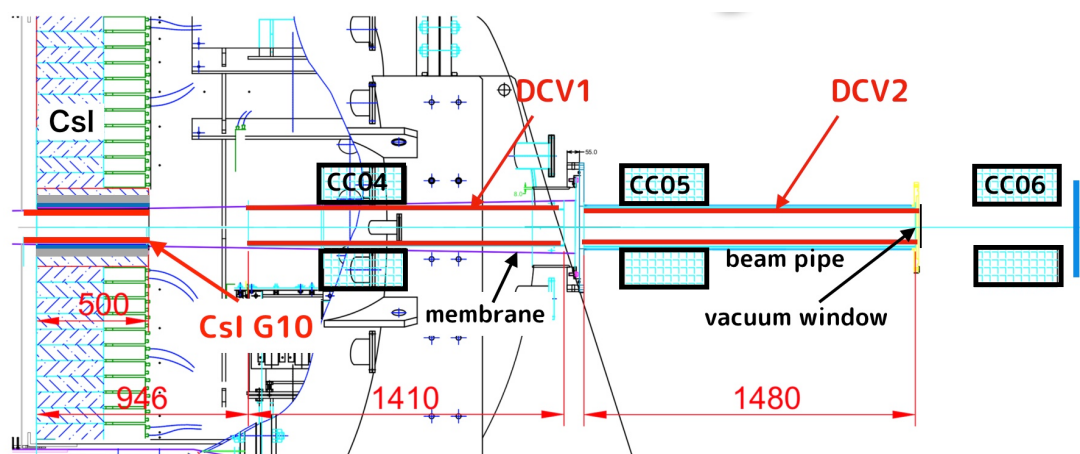


図 9.6 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊による背景事象を削減するための新しい検出器（DCV1 と DCV2）。

9.3.2.5 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊による背景事象の削減

$K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊の背景事象を削減するために、2016 年から MB/BCV よりさらに内側に新たな樽型検出器（Inner Barrel、IB）が設置された。シミュレーションによる分析では、MB ($13.5X_0$) に加えて、IB ($5X_0$) が入ることによって背景事象は $1/3$ になる。

9.3.2.6 背景事象削減に伴うアクセプタンスの減少について

上述した削減方法を取り入れた場合に想定される $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のアクセプタンスの減少を表 9.5 にまとめる。ディープラーニングを用いた、新しいハドロンクラスタ弁別手法および CV- η 弁別手法については、既存の手法を置き換える形で用いるため差し引きのアクセプタンスに変化はない。一方で、カロリメータを両読化してクラスタタイミングによる弁別を行う手法と信号領域を削る手法については、アクセプタンスがそれぞれ 10% および 8% 減少するとシミュレーションによって見積もっている。

表 9.5 新しい背景事象弁別手法の導入に伴うアクセプタンスの変化率。現状のアクセプタンスを 1 としたときの倍率として示している。

削減手法	変化率	説明
新しいハドロンクラスタ弁別手法	1.0	現行手法を置き換える
カロリメータ両読み	0.9	シミュレーションによる見積もり
新しい CV- η 弁別手法	1.0	現行の手法を置き換える
信号領域上流を 20 cm 削る	0.92	シミュレーションによる見積もり

9.4 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索感度の展望

ここからは、9.3 節で述べた改善策を実施した場合の、KOTO 実験における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊感度の展望を示す。

9.4.1 ビーム条件を加味した探索感度の計算手法

表 9.6 に探索感度計算の前提となるビーム条件をまとめる。本節ではまず、式 (9.1) を異なるビーム条件に適用できるように拡張し、2015 年以降の探索感度を計算するモデルを作成する。

N_{K_L} は、KOTO 検出器に入射した K_L 数であり、次式で与えられる。

$$N_{K_L} = N_p Y_{K_L} f_{\text{phys}} \quad (9.11)$$

ここで、 N_p はターゲットに入射した陽子数 (POT)、 Y_{K_L} は KOTO 検出器入り口における 1 POT あたりの K_L 生成数、 f_{phys} はビームが出ている期間のうち $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の測定に使用する時間の割合を表している。以下の見積もりでは、 $Y_{K_L} = (4.16 \times 10^7)/(2 \times 10^{14})$ 、 $f_{\text{phys}} = 0.7$ とした^{*3}。

^{*3} これまでのランの実績から、ビームが連続で出たと仮定した場合の実質のデータ収集時間として 90%、収

表 9.6 想定するビーム条件。2021 年は MR の電源改修のためにビーム利用が予定されていないため空白にしている。

年度	2015	2018	2019	2020	2021	2022	2023	2024 以降
	(42 kW)							
P_{beam} (kW)	42	50	50	70	-	80	90	100
t_{cycle} (s)	5.5	5.2	5.2	5.2	-	5.2	4.6	4.2
$R_{\text{TMON/CLOCK}}$	2.0	1.5	1.5	1.5	-	1.0	1.0	1.0

1 月あたりに 20 日間ビームが供給されると仮定すると、 m カ月間のデータ収集を行った場合の POT 数 N_p は、ビーム強度 P_{beam} [kW] を用いて次のように表せる (式 (3.2) 参照)。

$$N_p = \frac{P_{\text{beam}}(\text{kW}) \times 10^3}{30\text{GeV} \times (1.6 \times 10^{-19}\text{J/eV})} \times (8.64 \times 10^5\text{s/day}) \times 20m[\text{days}] \quad (9.12)$$

$$= (3.6 \times 10^{17}) \times P_{\text{beam}} \times m \quad (9.13)$$

次に、検出器の計数率 R_i について考える。9.3.1.3 節で述べたように、検出器の計数率は K_L ビームに由来するレート $R_i^{K_L}$ と、一次陽子ビームラインから来る中性子に由来するレート R_i^p の和で表される。

$$R_i = R_i^{K_L} + R_i^p \quad (9.14)$$

$R_i^{K_L}$ は、表 9.3 におけるビームプラグ開と閉のレートの差で表されると考えられる。

$$R_i^{K_L} = f_R(R_i^{\text{open}} - R_i^{\text{closed}}) \quad (9.15)$$

ここで、 f_R はビーム条件の変化によるレート変化分を表しており、ビーム強度 P_{beam} 、スピン周期 t_{cycle} 、 $R_{\text{TMON/CLOCK}}$ の変化率を加味した次式で定義する。

$$f_R \equiv \frac{P_{\text{beam}}}{42\text{kW}} \cdot \frac{t_{\text{cycle}}}{5.52\text{s}} \cdot \frac{R_{\text{TMON/CLOCK}}}{2.0} \quad (9.16)$$

また、 R_i^p は、表 9.3 におけるビームプラグ閉のレート R_i^{closed} に対して、ビーム条件の変化による変化率 f_R と、9.3.1.3 節で述べた新しい鉄壁による一次ビーム由来する計数率の削減率 f_S を掛けた次式で表される。

$$R_i^p = f_R f_S R_i^{\text{closed}} \quad (9.17)$$

以上から、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のアクセプタンス A_{sig} は、式 (9.2)、式 (9.4) などから次式

集したデータの中での物理ランの割合として 80% を見込んでいる。これらの積として 0.7 を採用した。

表 9.7 2016 年から 2018 年のランにおける陽子数 N_p 。

	N_p
2016 年	2.8×10^{18} POT
2017 年	1.65×10^{19} POT
2018 年	2.70×10^{19} POT

で表される。

$$A_{\text{sig}} = A_0 \exp^{-wR} \quad (9.18)$$

$$wR = \sum_i w_i R_i = \sum_i w_i (R_i^{K_L} + R_i^p) \quad (9.19)$$

$$= \sum_i w_i f_R [(R_i^{\text{open}} - R_i^{\text{closed}}) + f_S R_i^{\text{closed}}] \quad (9.20)$$

9.4.2 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索感度の展望

ここまで述べた計算方法を用いて算出した $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の探索感度の予想を図 9.7 に示す（表 9.8 に一部の値を抜粋）。この計算の出発点である 2015 年度における探索感度は 8.4.3 節で述べた解析結果の 1.3×10^{-9} を用いており、2016 年から 2018 年における陽子数 N_p は式 (9.13) の代わりに実測値を用いた（表 9.7）。また、1 年度毎のビーム供給期間 m は 2 カ月とした。

veto 検出器による偶発的な検出ロスに依存しないアクセプタンス A_0 は、2015 年の値 (1.67%) に対して 9.3.2.6 節で述べたアクセプタンスの低下を加味した値 (1.37%) を 2016 年以降の値として一律に適用した。また、各 veto 検出器の veto ウィンドウおよび計数率については表 9.3 を用い、FB および MB のみ 9.3.1.4 節で述べた値に変えた場合の見積もりを示した。さらに、一次ビーム由来する計数率の削減率 f_S は、鉄壁設置 (2020 年) 前は 1、そのあとは $\exp(-1.2 \times 2.5) = 0.05$ を使用した。

探索感度が $\text{SES} < 10^{-10}$ に到達するまでの期間を見ると、加速器の条件（表 9.6）のみを改善した場合（灰色）は 2027 年までかかるのに比べて、鉄壁を追加した場合（緑）は 2 年、鉄壁追加と MB/FB の veto ウィンドウ短縮を行った場合（青）は 2.5 年、短縮されることが見込まれる。

探索感度の見積もりと新物理における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比予想 [69] との比較を図 9.8 に示す。新物理モデルのうち、1.2.3 節で述べた Z' を含むモデル [22] や Minimal Flavor Violation を仮定するモデル [70] など 10^{-10} 台まで分岐比が大きくなることを予想するものの他、Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) を仮定するモデル [24][71] については、さらに大きな分岐比を予想するものもある。本章で示された改善策によって、よ

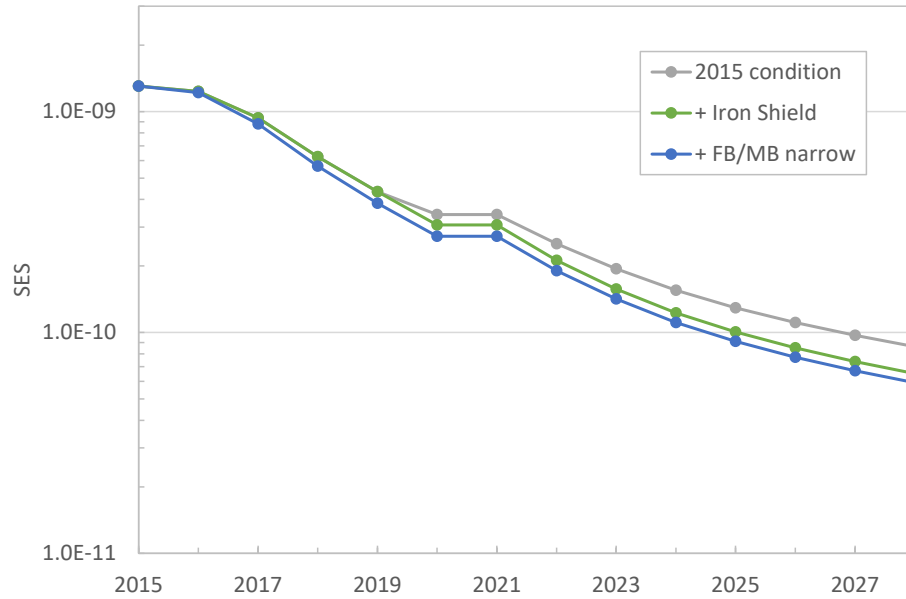


図 9.7 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索感度の予想。2015 年の基準条件から表 9.6 のビーム条件のみを変えた場合（灰色）に対して、9.3.1.3 節で述べた新しい鉄壁による一次ビームによる計数率の削減効果を入れたもの（緑）、さらに 9.3.1.4 節で述べた FB および MB の veto ウィンドウの削減の効果を加えたもの（青）についてそれぞれ計算を行った。

り早期に探索感度 10^{-10} を突破することで、このような新物理モデルに対する制約条件を明らかにすることが重要である。

表 9.8 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索感度 ($\times 10^{-11}$)。

図 9.7 の凡例	2020 年度	2025 年度	2028 年度
2015 condition	34	13	8.6
+ Iron Shield	31	10	6.5
+ FB/MB narrow	27	9.1	5.9

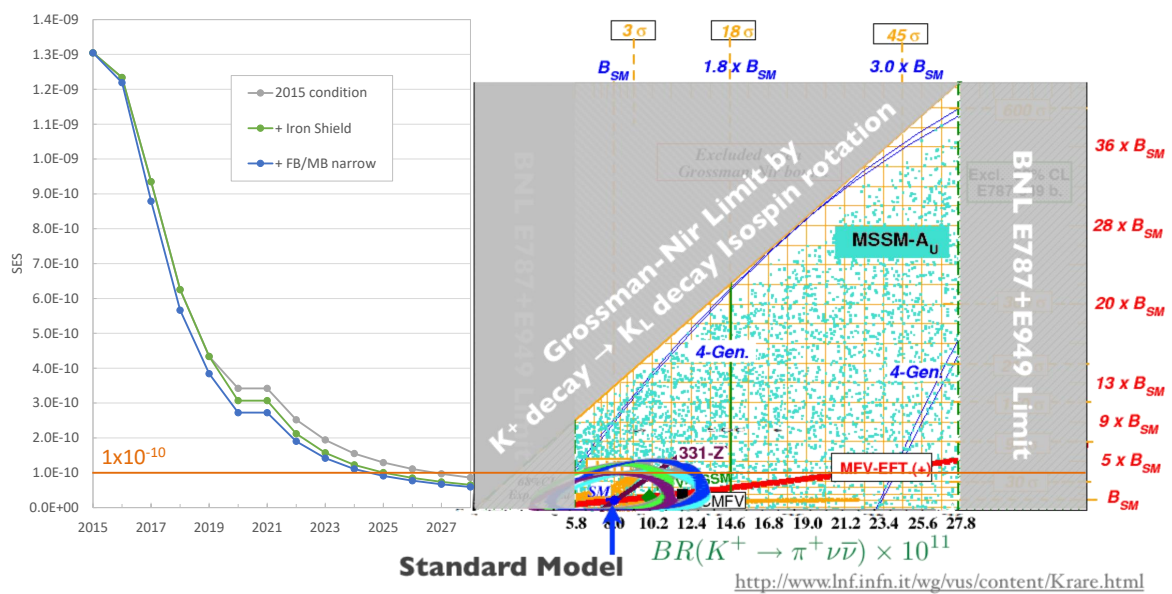


図 9.8 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索感度の展望（左）と新物理による $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊および $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ 崩壊分岐比の予測領域 [22][69]（右）。左右の図の縦軸のスケールは揃えている。右図の灰色領域は実験によって棄却されている領域で、左上斜めの部分が Grossman-Nir の制限（1.2.2 節参照）、左右の矩形領域は $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ 崩壊分岐比の測定結果 [19] によるものである。

第 10 章

結論

本論文では、KOTO 実験が 2015 年に取得したデータをタ用いた、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索の結果と今後の感度向上の方法について報告した。これまでの世界記録を約 10 倍更新する探索感度 $(1.30 \pm 0.01_{\text{stat.}} \pm 0.14_{\text{syst.}}) \times 10^{-9}$ による観測の結果は、背景事象 0.42 ± 0.18 の予測に対して観測数は 0 であり、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊分岐比の上限値として 3.0×10^{-9} (90% 信頼度) を得た。これは、Grossman-Nir の制限として与えられる間接的な分岐比上限値 1.5×10^{-9} と同程度の値であり、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索における標準模型を超えた新物理の探索は新たな段階に入ったと言える。

KOTO 実験の 2015 年データ収集は、2013 年に行われた 100 時間の初の物理ランに対して POT で 18 倍のデータを収集した。このように、文字通り桁違いのデータ量を収集し、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の解析を行うために我々は様々な改善を行った。中でも筆者が中心的な役割を果たしたのは、4 章で述べた不良イベント除去および 5 章で述べた検出器の較正である。

不良イベント除去については、2013 年に比べてデータ収集期間が長くなり、検出器やデータ収集システムに不具合が発生したランあるいはイベントの数も無視できない量になってきたため、不良イベントを取り除く新しい仕組みを開発し、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の解析におけるデータの健全性を検証することが可能になった。

また、検出器の較正については、従来から行われていた検出器毎のタイミングおよびエネルギーの較正に加えて、長期間のデータ収集に伴って露見した検出器間のタイミングシフトを検出するための新たな手法を開発した。これは、特にカロリメータと veto 検出器の間のタイミングの安定性を保証することを意味しており、 K_L 崩壊由来の背景事象の意図しない増大を防ぐことにつながっている。

9 章では、2015 年データ解析から得られた知見と、KOTO 実験における今後の探索感度改善の見込みから、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索感度の将来展望を示した。ビームレートの平坦化、スピル周期の短縮、一次ビームラインの影響の緩和、veto ウィンドウの短縮という 4 つの改善によって、探索感度は 2025 年には 1×10^{-10} を超えることが見込まれる。また、開発中の

新しい解析手法を適用することで、2015 年解析における最大の背景事象要因であったハドロンクラスタをはじめ主な背景事象については分岐比相当値で 1×10^{-11} 以下に抑えられることが示されている。以上のことから、今後の KOTO 実験における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の探索感度の向上によって、重い Z' や MFV、MSSMなどを仮定するモデルなど $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比を増大させる新物理を探索することが期待できる。

参考文献

- [1] G. D. Rochester and C. C. Butler, Nature 160 (1947) 855-857.
- [2] T. D. Lee and C. N. Yang, Phys. Rev. 104 (1956) 254.
- [3] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 531.
- [4] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys. Rev. D2 (1970) 1285.
- [5] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 138.
- [6] J. R. Batley, *et al.*, Phys. Lett. B 544 (2002) 97-112.
- [7] E. Abouzaid, *et al.* (KTeV Collaboration), Phys. Rev. D 83 (2011) 092001.
- [8] A. J. Buras, "CP Violation and Rare Decays of K and B Mesons," lectures given at the 14th Lake Louise Winter Institute, Feb. 14-20, 1999.
- [9] M. Tanabashi, *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D 98 (2018) 030001.
- [10] T. T. Wu and C. N. Yang, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 380.
- [11] E. Blucher, B. Winstein, and T. Yamanaka, Prog. Theor. Phys. 122 (2009) 81.
- [12] A. J. Bevan, *et al.*, Eur. Phys. J. C **74** (2014) 3026.
- [13] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 652.
- [14] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1945.
- [15] K. Shiomi, "Measurement of K_L^0 flux at the J-PARC neutral-kaon beam line for the $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ experiment," Ph.D. thesis, Kyoto University, 2011.
- [16] A. J. Buras, D. Buttazzo, J. Girrbach-Noe and R. Knegjens, J. High Energy Phys. 11 (2015) 033.
- [17] V. Cirigliano, *et al.*, Rev. Mod. Phys. 84 (2012) 399-447.
- [18] Y. Grossman, Y. Nir, Phys. Lett. B 398 (1) (1997) 163 - 168.
- [19] A. V. Artamonov, *et al.*, Phys. Rev. D 79 (2009) 092004.
- [20] A. J. Buras, D. Buttazzo, R. Knegjens, J. High Energy Phys. 2015 (11) (2015) 166.
- [21] G. Isidori, F. Mescia, P. Paradisi, C. Smith and S. Trine, J. High Energy Phys. 0608 (2006) 064.
- [22] A. J. Buras, *et al.*, J. High Energy Phys. 2014 (11) (2014) 121.

- [23] A. J. Buras, F. De Fazio, J. Girrbach, J. High Energy Phys. 2013 (2) (2013) 116.
- [24] G. Isidori, F. Mescia, P. Paradisi, C. Smith and S. Trine, J. High Energy Phys. 0608 (2006) 064.
- [25] M. Blanke, A. J. Buras, B. Duling, K. Gemmler and S. Gori, J. High Energy Phys. 0903 (2009) 108.
- [26] L. S. Littenberg, Phys. Rev. D 39 (1989) 3322–3324.
- [27] G. Graham, *et al.*, Phys. Lett. B 295 (1) (1992) 169 – 173.
- [28] M. Weaver, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 3758–3761.
- [29] J. Adams, *et al.*, Phys. Lett. B 447 (3) (1999) 240 – 245.
- [30] A. Alavi-Harati, *et al.*, Phys. Rev. D 61 (2000) 072006.
- [31] J. K. Ahn, *et al.*, Phys. Rev. D 74 (2006) 051105.
- [32] J. K. Ahn, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 201802.
- [33] J. K. Ahn, *et al.*, Phys. Rev. D 81 (2010) 072004.
- [34] J. K. Ahn, *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. 2017 (2) (2017) 021C01.
- [35] J. K. Ahn, *et al.* (KOTO Collaboration), Phys. Rev. Lett. 122 (2019) 021802.
- [36] K. Nakagiri, “Search for the Decay $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ at the J-PARC KOTO Experiment,” Ph.D. thesis, Kyoto University, 2019.
- [37] Y. Maeda, “Search for the Decay $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ with a Neutron-Insensitive GeV-Energy Photon Detector,” Ph.D. thesis, Kyoto University, 2016.
- [38] S. Nagamiya, Prog. Theor. Exp. Phys. 2012 (2012) 02B001.
- [39] H. Takahashi, *et al.*, J. Phys. Conf. Series 312 (2011) 052027.
- [40] H. Takahashi, K. Agari, K. Aoki, *et al.*, J. Radioanal. Nucl. Chem. 305 (2015) 803.
- [41] H. G. Hereward, “The Possibility of Resonant Extraction from the C.P.S.”, CERN AR/INT. GS/61-5, 1961.
- [42] H. Nanjo, JPS Conf. Proc. 8 (2015) 024011.
- [43] T. Masuda, *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. 2016 (2016) 013C03.
- [44] S. Kubota, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 268 (1) (1988) 275–277.
- [45] A. Alavi-Harati, *et al.*, Phys. Rev. D 67 (2003) 012005, see in Sec.C.2 The CsI calorimeter.
- [46] T. Masuda, “Development and Experimental Study of the KOTO Detector System using Three K_L Neutral Decay Modes,” Ph.D. thesis, Kyoto University, 2014.
- [47] Y. Tajima, *et al.*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 592 (2008) 261–272.
- [48] D. Naito, *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. (2016) 023C01.
- [49] T. Matsumura, *et al.*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 795 (2015) 19-31.

-
- [50] K. Miyazaki, "J-PARC KOTO 実験における $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 背景事象削減のための荷電粒子検出器の開発," master thesis, Osaka University, 2016.
 - [51] K. Nakagiri, *et al.*, JPS Conf. Proc. 8 (2015) 024004.
 - [52] K. Nakagiri, PoS FPCP2015 (2015) 081.
 - [53] I. Kamiji, *et al.*, JPS Conf. Proc., (2015) 024005.
 - [54] I. Kamiji, *et al.*, PoS (FPCP2015) 080.
 - [55] Y. Maeda, *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. 2015 (6) (2015) 063H01.
 - [56] S. Shinohara, J. Phys. Conf. Ser. 800 (2017) no.1, 012044.
 - [57] <https://www.kek.jp> (2020 年 10 月 27 日アクセス)
 - [58] G. Iwai, *et al.*, PoS ISGC2016 (2016) 037.
 - [59] Y. Sugiyama, "Pulse shape discrimination method to suppress neutron-induced background in the J-PARC KOTO experiment," Ph.D. thesis, Osaka University, 2016.
 - [60] M. Bogdan, *et al.*, 2007 IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec. Vol. 1 (2007) 133–134.
 - [61] M. Bogdan, *et al.*, 2010 17th IEEE-NPSS Real Time Conf. (2010) 1–2.
 - [62] S. Agostinelli, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 506 (3) (2003) 250–303.
 - [63] J. Allison, *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 53 (1) (2006) 270–278.
 - [64] J. Allison, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 835 (2016) 186–225.
 - [65] K. Sato, "Measurement of the csi calorimeter performance and kl momentum spectrum for the j-parc koto experiment," Ph.D. thesis, Osaka University, 2015.
 - [66] J. Comfort, *et al.*, "Proposal for $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ Experiment at J-Parc," <https://koto.kek.jp/pub/p14.pdf> (2020 年 10 月 27 日アクセス).
 - [67] R. D. Cousins, V. L. Highland, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 320 (1) (1992) 331–335.
 - [68] J. Comfort, M. Endo, G.Y. Lim⁴, M. Campbell, H. Nanjo, T. Nomura, M. Tecchio, T. Yamanaka, Y.W. Wah, "The Status and Prospect of the J-PARC KOTO Experiment," October 24, 2018, internal document for the input of "KOTO experiment technical readiness review" on Nov.2018 by Division of Research and Technology Office of High Energy Physics U.S. Department of Energy.
 - [69] <http://www.lnf.infn.it/wg/vus/content/Krare.html> (2020 年 10 月 27 日アクセス).
 - [70] G. D'Ambrosio, G. F. Giudice, G. Isidori, A. Strumia, Nucl. Phys. B 645 (2002) 155–187.
 - [71] A. J. Buras, T. Ewerth, S. Jager, J. Rosiek, Nucl. Phys. B 714 (2005) 103–136.