

令和元年度 修士論文

J-PARC KOTO 実験の改良型電磁カロリメータの
中性子背景事象削減能力

大阪大学大学院理学研究科
物理学専攻
山中卓研究室

博士課程（前期課程）2年
学籍番号 24B18006

大杉 真優

2020年3月12日

概要

J-PARC KOTO 実験では、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ という中性 K 中間子の稀な崩壊を用いて、CP 対称性を破る新物理を探索している。標準理論で予測されるこの崩壊モードの分岐比は、 3.0×10^{-11} と小さいため、新物理によって分岐比が異なった場合に違いをとらえやすい。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の信号は、 π^0 の崩壊でできる二本の γ 線のみである。KOTO 実験の検出器は、 γ 線を測定する CsI 電磁カロリメータと、他に粒子がないことを保証するための veto 検出器から構成されている。

崩壊分岐比の小さい事象を探索するためには、背景事象を抑制することが重要である。現在の主な背景事象の一つは、中性子背景事象と呼ばれる、ビーム中のハロー中性子がカロリメータに入射することに起因する事象だった。この背景事象を削減するために、 γ 線と中性子で、カロリメータ内での相互作用の深さが違うことを用いる。2018 年秋に、カロリメータ上流にもシンチレーション光を検出する光検出器を取り付け、カロリメータを両読みにした。これにより、上下流の光検出器の検出時間差を用いて、反応の深さを測定できるようになった。

本研究では、光検出器設置後にビームを用いて取得したデータを使って、両読み手法による中性子背景事象の削減能力を評価した。はじめに、データ収集中の光検出器の動作安定性と時間分解能を評価した。次に両読み手法による、中性子背景事象の削減能力を求めた。両読み手法によって、中性子背景事象数は $(2.1 \pm 0.1) \times 10^{-2}$ 倍になり、目標であった 0.1 倍を上回る削減能力を持つ。また、中性子背景事象を削減する他のカットとの相関を考慮した上でも、両読み手法は中性子背景事象を十分に削減できる。

目次

| | |
|-------------------------------|----|
| 第 1 章 序論 | 1 |
| 1.1 KOTO 実験 | 1 |
| 1.1.1 KOTO 実験の物理 | 1 |
| 1.1.2 実験施設の概要 | 2 |
| 1.1.3 測定原理 | 2 |
| 1.1.4 信号の再構成 | 2 |
| 1.1.5 KOTO 実験の解析結果 | 4 |
| 1.2 中性子背景事象 | 5 |
| 1.2.1 カロリメータの両読みによる新たな中性子削減方法 | 6 |
| 1.2.2 中性子背景事象削減能力に対する先行研究 | 6 |
| 1.3 本研究の目的 | 7 |
| 第 2 章 KOTO 実験 | 9 |
| 2.1 実験施設 | 9 |
| 2.2 ビームライン | 10 |
| 2.3 検出器 | 10 |
| 2.3.1 CsI カロリメータ | 11 |
| 2.3.2 Veto 検出器 | 12 |
| 2.3.2.1 Barrel Veto 検出器 | 12 |
| 2.3.2.2 Collar Counter | 12 |
| 2.3.2.3 Outer Edge Veto 検出器 | 12 |
| 2.3.2.4 荷電粒子 Veto 検出器 | 13 |
| 2.3.2.5 ビームホール Veto 検出器 | 13 |
| 2.4 データ取得 | 13 |
| 2.5 ランとトリガーの種類 | 14 |
| 2.5.1 物理ラン | 14 |
| 2.5.1.1 Physics Trigger | 14 |
| 2.5.1.2 Normalization Trigger | 15 |
| 2.5.1.3 Mimimum Bias Trigger | 15 |

| | | |
|---------|--------------------------------|----|
| 2.5.2 | Z0 AI ラン | 15 |
| 2.5.3 | ミュオンラン | 15 |
| 第 3 章 | CsI カロリメータの両読み手法 | 17 |
| 3.1 | 光検出器の選定 | 17 |
| 3.2 | 読み出し回路 | 18 |
| 3.3 | 光検出器の取り付け作業 | 20 |
| 3.3.1 | 接着手法 | 21 |
| 3.3.2 | 配線作業 | 23 |
| 3.3.3 | MPPC 取り付けによる CsI カロリメータ上流の物質質量 | 25 |
| 3.4 | 宇宙線測定 | 26 |
| 3.4.1 | セットアップ | 26 |
| 3.4.2 | 事象選別 | 26 |
| 3.4.3 | 測定した物理量 | 26 |
| 3.4.4 | 波形 | 26 |
| 3.4.5 | z-t 分布 | 28 |
| 3.4.6 | 光量 | 29 |
| 3.5 | シミュレーション | 29 |
| 第 4 章 | 解析の概要 | 33 |
| 4.1 | 解析の流れ | 33 |
| 4.2 | 2019 年物理ランの概要 | 33 |
| 第 5 章 | γ 線サンプル | 35 |
| 5.1 | データ取得 | 35 |
| 5.2 | イベント再構成 | 35 |
| 5.2.1 | 波形解析 | 35 |
| 5.2.2 | クラスターの再構成 | 36 |
| 5.2.3 | π^0 の再構成 | 37 |
| 5.3 | K_L の再構成 | 39 |
| 5.4 | 事象選別 | 40 |
| 5.4.1 | 運動力学的カット | 40 |
| 5.4.2 | Veto 検出器を用いた veto | 42 |
| 5.4.3 | CsI 検出器を用いた veto | 42 |
| 5.4.3.1 | Isolated Hit Crystal Veto | 42 |
| 5.4.3.2 | Extra Cluster Veto | 43 |
| 5.5 | サンプルの妥当性 | 43 |
| 第 6 章 | 中性子背景事象評価のためのサンプル | 45 |

| | | |
|----------------------------|--|----|
| 6.1 | データ取得 | 45 |
| 6.2 | イベント再構成 | 45 |
| 6.3 | 事象選別 | 45 |
| 6.3.1 | 運動力学的カット | 46 |
| 6.3.2 | Veto 検出器を用いた veto | 48 |
| 6.3.3 | CsI 検出器を用いた veto | 48 |
| 6.3.4 | 再構成された、 π^0 の $P_t, Z_{\text{ vtx}}$ に対するカット | 48 |
| 6.4 | サンプルの妥当性 | 49 |
| 第 7 章 両読み手法の動作安定性 | | 51 |
| 7.1 | 波形 | 51 |
| 7.1.1 | 波形の時間安定性 | 52 |
| 7.1.2 | 波形のチャンネル依存性 | 52 |
| 7.2 | 出力電荷 | 54 |
| 7.2.1 | CsI 結晶の発光量の変化 | 56 |
| 7.2.2 | MPPC の増倍率・検出効率の変化 | 57 |
| 7.2.2.1 | 暗電流 | 57 |
| 7.2.2.2 | 温度 | 58 |
| 7.2.3 | 予測される電荷減少量とそれに対する考察 | 59 |
| 7.3 | まとめ | 61 |
| 第 8 章 両読み手法による中性子事象削減能力の評価 | | 63 |
| 8.1 | MPPC で測定した時間の定義と時間較正 | 63 |
| 8.1.1 | MPPC で測定した時間 | 63 |
| 8.1.2 | MPPC の時間較正 | 63 |
| 8.2 | 時間差 (ΔT) の定義 | 64 |
| 8.2.1 | 時間差 (ΔT) の定義 | 64 |
| 8.2.2 | アクシデンタルヒットの影響 | 66 |
| 8.3 | 時間分解能 | 69 |
| 8.3.1 | データを用いた時間分解能の評価 | 69 |
| 8.3.2 | 時間分解能の時間変化 | 72 |
| 8.3.3 | 時間分解能の波形幅依存性 | 72 |
| 8.3.4 | データと MC での時間分解能の比較 | 73 |
| 8.4 | 中性子背景事象に対する理解 | 73 |
| 8.4.1 | エネルギーと ΔT の相関 | 73 |
| 8.5 | 両読み手法による中性子背景事象削減能力の評価 | 74 |
| 8.5.1 | 時間差 ΔT を用いたカット | 74 |
| 8.6 | まとめ | 75 |

| | | |
|----------|---|-----|
| 第 9 章 | 既存の削減方法との相関 | 77 |
| 9.1 | 波形を用いたカットとの相関 | 77 |
| 9.1.1 | FPSD カットの概要 | 77 |
| 9.1.2 | FPSD カットの削減能力 | 79 |
| 9.1.3 | FPSD カットと ΔT カットの相関 | 79 |
| 9.2 | クラスターの形を用いたカットとの相関 | 80 |
| 9.2.1 | CSDDL カットの概要 | 80 |
| 9.2.2 | CSDDL の削減能力 | 80 |
| 9.2.3 | 両読み手法との相関 | 81 |
| 9.3 | まとめ | 82 |
| 第 10 章 | 予測される中性子背景事象数 | 85 |
| 10.1 | 中性子背景事象カットの削減能力 | 85 |
| 10.1.1 | CSDDL カットと FPSD カットによる削減能力 | 85 |
| 10.1.2 | 散乱された K_L の寄与 | 85 |
| 10.1.3 | FPSD カット, CSDDL カット, ΔT カットによる中性子背景事象削減能力 | 86 |
| 10.2 | 2019 年に取得したデータで予測される中性子背景事象数と SES | 87 |
| 10.2.1 | 2019 年に取得したデータの SES | 87 |
| 10.2.1.1 | 検出器領域に入射した K_L の数 | 88 |
| 10.2.1.2 | K_L の崩壊確率と信号領域での $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のアクセプタンス | 88 |
| 10.2.2 | 2019 年に取得したデータで予測される中性子背景事象数 | 88 |
| 10.3 | SES が 3×10^{-11} での中性子背景事象数 | 89 |
| 10.4 | まとめ | 89 |
| 第 11 章 | 考察 | 91 |
| 11.1 | $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ に対する両読み手法の性能評価 | 91 |
| 11.2 | 両読み手法を用いた中性子背景事象削減手法 | 93 |
| 11.2.1 | 二つのクラスターの ΔT を用いる手法 | 93 |
| 11.2.2 | クラスター間の時間差を用いた方法 | 97 |
| 第 12 章 | 結論 | 101 |
| 参考文献 | | 105 |

目次

| | | |
|-----|---|----|
| 1.1 | $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のファインマンダイアグラムの例 | 1 |
| 1.2 | KOTO 実験検出器の概要図 | 2 |
| 1.3 | CsI カロリメータの断面図。赤い部分が small 結晶、青い部分が large 結晶を表している。 | 3 |
| 1.4 | KOTO 実験の解析の概要。ビーム軸方向を z 軸、鉛直方向を y 軸とする。横方向運動量 (P_T) と Z 崩壊位置 ($Z_{\text{ vtx}}$) を用いて信号領域を定義している。 | 3 |
| 1.5 | 2015 年物理ランの結果 [13]。横軸が再構成した π^0 が崩壊した z 位置、縦軸が π^0 の横方向運動量。黒色で書かれた数字がデータで観測された事象数、赤色で書かれた数字が予測された背景事象数である。中央の黒い枠で囲まれた領域が blind region であり、赤い枠で囲まれた領域が信号領域である。シミュレーションによる信号事象の分布を赤紫色で示す。 | 4 |
| 1.6 | 信号事象 (左) と中性子背景事象 (右) の CsI カロリメータでの反応 | 5 |
| 1.7 | 両読み手法の概要。上流側にも光検出器を取り付ける。上流側に到達する光と下流側に到達する光の時間差 ($\Delta T = T_{\text{MPPC}} - T_{\text{PMT}}$) を用いて反応の深さを測定し、信号事象 (左) と中性子背景事象 (右) を区別する。 | 6 |
| 1.8 | ビームテストのセットアップ [10]。 | 7 |
| 1.9 | ビームテストで得られた ΔT 分布 [10]。赤線が γ 線事象、青線が中性子事象を示す。 | 7 |
| 2.1 | J-PARC の鳥瞰図 [8]。 | 9 |
| 2.2 | KOTO 実験のビームライン概略図 | 10 |
| 2.3 | KOTO 実験の検出器。z=0 は FB (2.3.2.1 節) の上流端である。 | 11 |
| 2.4 | CsI カロリメータの断面図。赤い部分が small 結晶、青い部分が large 結晶で構成されている。緑の部分は Outer Edge Veto (OEV) と呼ばれる veto 検出器である (2.3.2.3 節)。 | 11 |
| 2.5 | ADC 中のベッセルフィルターによる波形変化 [21]。点線がベッセルフィルター通過前の波形、実線がフィルター通過後の波形を示す。シミュレーションによる結果を表している。 | 14 |
| 2.6 | 中性子サンプルを取得するために行ったラン (Z0 AI ラン) の概要。検出器直前のビームコア中に、アルミ板を置き、ビーム中の中性子を積極的に散乱させる。 | 15 |

| | | |
|------|--|----|
| 3.1 | CsI カロリメータ上流に取り付けた MPPC (S13360-6050CS) [22]。 | 18 |
| 3.2 | MPPC の波長と検出効率の相関。赤線が両読み手法で使用した MPPC (窓材がシリ コーン樹脂)、黒線が窓材がエポキシ樹脂の MPPC。 | 19 |
| 3.3 | 両読み手法で用いた MPPC の読み出しの概要図。(左) small 結晶では、結晶 1 つに 1 つの MPPC を取り付ける。横に並んだ 4 つの結晶の信号をハイブリッド接続回 路(図 3.4) でまとめ、さらに 4 個のハイブリッド回路からの信号をサムアンプで足し あげる。(右) large 結晶では、結晶 1 つに 4 つの MPPC を取り付ける。同じ結晶に 接着された MPPC の信号をハイブリッド回路でまとめ、さらに 4 個のハイブリッド 回路からの信号をサムアンプで足しあげる。 | 20 |
| 3.4 | ハイブリッド接続の回路図。MEG II 実験で用いられている [25]。 | 20 |
| 3.5 | MPPC 読み出しのチャンネル分割。隣接する同色の結晶からの信号をサムアンプで 足し上げて、読み出している。 | 21 |
| 3.6 | 石英板接着後の MPPC。シリコン(赤色)とエポキシ接着剤(黄色)を用いて MPPC と石英板(青色)を接着した。 | 22 |
| 3.7 | MPPC を CsI カロリメータに接着する際に使用した治具。 | 22 |
| 3.8 | MPPC 接着中の上流から見た CsI カロリメータ。フレーム上に横一列に並んでいる のが、MPPC を接着するための治具である。 | 22 |
| 3.9 | MPPC の接着作業の進捗。縦軸は接着された MPPC の合計数を示す。 | 23 |
| 3.10 | 両読み手法の全体像 [24]。(上) MPPC からサムアンプのある基板まで、(下) 基板か ら ADC までの概要を示す。 | 24 |
| 3.11 | MPPC インストール後の CsI 断面図。(上) ハイブリッド基盤がついていない small 結晶(全体の 3/4)。(下) ハイブリッド基盤がついている small 結晶(全体の 1/4)。 | 24 |
| 3.12 | MPPC インストール後の上流側から見た CsI カロリメータ。CsI の上流面から出て いる黒色のケーブルが MPPC の読み出しケーブル(U.FL)である。 | 25 |
| 3.13 | MPPC インストールで CsI 上流に増えた物質質量の内訳 [30]。合計で $0.043 X_0$ で あった。 | 25 |
| 3.14 | 宇宙線測定の設定アップ。CsI カロリメータの上下にプラスチックシンチレータで できたトリガーカウンターを 6 本ずつ設置した。 | 27 |
| 3.15 | 宇宙線測定中の HV 設定。結晶一つ一つに対する物理量を測定するために、サムアン プにつき 1 つのハイブリッドのみ電圧をかけた。 | 27 |
| 3.16 | 宇宙線を用いて取得した、MPPC のテンプレート波形 [11]。赤線は式 3.1 による フィットの結果を表す。 | 28 |
| 3.17 | 宇宙線を用いて測定した、MPPC の z-t 相関(左)と PMT の z-t 相関(右) [11]。マー カーの色は宇宙線が通過した上側のカウンターに対応する。赤線は式 3.2 による フィットの結果を表す。 | 29 |
| 3.18 | 宇宙線を用いて測定した、二つの large 結晶における MPPC の光量分布 [11]。 | 30 |

| | | |
|-----|--|----|
| 4.1 | KOTO 実験のデータ取得状況。横軸がデータを収集した日付、縦軸が合計の POT を示す。 | 34 |
| 5.1 | PMT で読み出された CsI の波形。Constant fraction time (CFT) の概要。 | 36 |
| 5.2 | クラスター再構成の概要。色のついた結晶がクラスターシードである。それぞれのクラスターシードから 70 mm 以内にあるクラスターシードをまとめ、クラスターとする。灰色で示したのが isolated hit crystal である。 | 37 |
| 5.3 | π^0 再構成の概要。 | 38 |
| 5.4 | (左) クラスターのエネルギー分布と、(右) 6 クラスターの合計エネルギー分布。黒点がデータ、青線が $K_L \rightarrow 3\pi^0$ の MC を示す。Cluster Energy と Total Energy のカットはかけていない。 | 44 |
| 5.5 | 再構成した K_L の質量分布。黒点がデータ、青線が $K_L \rightarrow 3\pi^0$ MC を示す。 ΔM_{K_L} カットはかけていない。 | 44 |
| 6.1 | $P_t/P_z - Z_{\text{vtx}}$, $E - Z_{\text{vtx}}$ を用いた事象選別 [31]。シミュレーションによる $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分布を赤紫色で示す。緑色の線がカットの境界を示す。 | 48 |
| 6.2 | 散乱中性子サンプルの、再構成された π^0 の $P_t - Z_{\text{vtx}}$ 。赤色の数字は黒枠内の事象数を示す。 γ 線の混入の防ぐため、赤枠で囲まれた領域のみを散乱中性子サンプルとして用いた。 | 49 |
| 6.3 | 物理ラン中に Physics Trigger で取得したデータに対する、再構成された π^0 の $P_t - Z_{\text{vtx}}$ 。赤色の数字は黒枠内の事象数を示す。blind region (中央の黒枠内) の事象は隠されている。 | 49 |
| 6.4 | 運動力学的変数の分布。黒点が物理ラン中に Physics Trigger で取得したデータ、青線が散乱中性子サンプルのデータを示す。 | 50 |
| 7.1 | MPPC の波形。波形から波高とペDESTALを得た。 | 51 |
| 7.2 | MPPC のテンプレート波形。黒点は規格化された波形を示す。赤線は式 (7.1) によるフィット結果を示す。点線で示す波高幅をフィット結果から計算した。 | 51 |
| 7.3 | MPPC の波形幅の推移。グラフ横軸はデータ取得番号、グラフ縦軸は波形幅 (Time [clock=8 ns]) を示す。グラフ中の色は、波形の幅を計算した高さを表す。 | 53 |
| 7.4 | 波形が不安定な MPPC の波形幅の推移。色は波形の幅を計算した波高を表す。ADC を取り替えた後、波形幅が安定した。 | 53 |
| 7.5 | MPPC が出力した波形。ADC のビットエラーで波形が変化した。 | 53 |
| 7.6 | チャンネルごとの MPPC の波形幅の分布。 | 54 |
| 7.7 | 二つの MPPC ^{sum} から出力された波形。黒色が波形幅の狭い波形、赤色が波形幅の広い波形を示す。 | 54 |
| 7.8 | MPPC の波形の ADC クレート依存性。クレートとは ADC のまとめりである。横軸がクレートの番号、縦軸が波高の 1/2 の高さでの波形の幅である。 | 54 |

| | | |
|------|---|----|
| 7.9 | KOTO 実験で使用している ADC。赤枠が ADC クレート、青枠が ADC モジュール、緑色が ADC チャンネルを表す。 | 55 |
| 7.10 | (左) ミューオンラン中に取得したデータを用いて解析を行った。ミューオンが CsI カロリメータを貫通する事象を選ぶために、上流側にある NCC にヒットがあり、下流側の CC04, CC05, CC06 のどれかにもヒットがある事象を使用した。(右) MPPC が出力した波形の積分 ADC 値の分布。赤線は、Gaussian と一次関数の和によるフィットの結果を示す。Gaussian の mean に対応する ADC 値を MIP に対する出力電荷 (Q_{MIP}) として、データ取集中の変化量を求める。 | 55 |
| 7.11 | MPPC の電荷の時間変化の例。グラフ横軸はデータ取得番号。ミューオンの貫通事象に対する積分 ADC 値をプロットしている。 | 56 |
| 7.12 | 熱電対で測定した、CsI の上流表面の温度。点の色は温度を測定した場所のビーム軸からの距離を示す。赤枠内の期間に取得したデータを使って、MPPC の出力電荷変化を求めた。 | 56 |
| 7.13 | MPPC の出力電荷減少量 ($Q_{MIP}^{later}/Q_{MIP}^{former}$) | 57 |
| 7.14 | MPPC の増倍率、クロストーク確率、検出効率のオーバー電圧依存性 [22]。 | 58 |
| 7.15 | データ取集中に MPPC に印加した電圧。 | 58 |
| 7.16 | MPPC のオーバー電圧。 | 58 |
| 7.17 | ハイブリッド接続に用いている抵抗と読み出し回路の抵抗による電圧降下の概要 [24]。 | 59 |
| 7.18 | データ取得番号 30669 での暗電流。 | 59 |
| 7.19 | データ取得番号 32193 での暗電流。 | 59 |
| 7.20 | 予想される MPPC の電荷減少量。 | 60 |
| 7.21 | 浜松ホトニクスから提供された MPPC のオペレーション電圧 (V_{op}) と、先行研究で測定した降伏電圧 (V_{bd}) の相関 [35]。 | 60 |
| 8.1 | 時間較正の概要。青色の分布は $MPPC^{sum}$ ごとの ΔT 分布を表し、赤色の分布はすべての $MPPC^{sum}$ の ΔT 分布を表す。 $MPPC^{sum}$ ごとに t_{offset}^{sum} を計算し、差し引くことで全ての $MPPC^{sum}$ の ΔT 分布を細くできる。 | 64 |
| 8.2 | ΔT^{sum} 分布の例。分布の平均を t_{offset}^{sum} とする。 | 65 |
| 8.3 | 時間較正前の ΔT^{sum} 分布。 | 65 |
| 8.4 | 時間較正後の ΔT^{sum} 分布 | 65 |
| 8.5 | γ 線サンプルと、散乱中性子サンプルの時間差 (ΔT) 分布。二つあるクラスターのうち、 ΔT が大きい方のクラスター (ΔT^{larger}) を赤線で、 ΔT が小さい方のクラスター ($\Delta T^{smaller}$) を青線で示す。 | 66 |
| 8.6 | アクシデンタルヒットが T_{MPPC} に影響を与える場合の概要。(左) CsI カロリメータアクシデンタルヒットの説明。(右) アクシデンタルヒットのある結晶のエネルギーがクラスターのエネルギーよりも大きい場合、クラスターの時間でなく、アクシデンタルヒットのある結晶の時間が T_{MPPC}^{sum} となる。 | 67 |

| | | |
|------|---|----|
| 8.7 | アクシデンタルヒットがある結晶の分布。黒色が γ 線サンプル、青色が散乱中性子サンプルを示す。 | 68 |
| 8.8 | ΔT 分布から大きく外れた MPPC ^{sum} を使用せずに求めた、 ΔT 分布。オーバーフローとアンダーフローの事象が減少した。 | 69 |
| 8.9 | ΔT 分布の例。Gaussian フィット (赤線) し、 σ を得た。 | 70 |
| 8.10 | $\Delta T, T_{\text{MPPC}}, T_{\text{PMT}}$ の時間分解能。横軸は PMT で測定したクラスターエネルギーである。 | 70 |
| 8.11 | 発光位置の不定性が、光子の上流端, 下流端の到達時間に与える影響。青色の矢印が γ 線によるシャワー、緑色の矢印がシンチレーション光の伝播を表す。 $\Delta z, \Delta t$ はそれぞれ発光位置と光の到達時間の不定性を表す。 | 71 |
| 8.12 | $\Delta T, T_{\text{MPPC}}, T_{\text{PMT}}$ の時間分解能。横軸は PMT で測定したクラスターエネルギーである。 | 71 |
| 8.13 | $\Delta T_{\text{E.W}}$ の時間分解能の時間変化 | 72 |
| 8.14 | ΔT 分布の波形幅依存性。黒色が波形幅が狭い MPPC ^{sum} の ΔT 分布 ($\Delta T_{\text{M.F.}}^{\text{narrow}}$)、赤色が波形幅が広い MPPC ^{sum} の ΔT 分布 ($\Delta T_{\text{M.F.}}^{\text{wide}}$) を示す。 | 73 |
| 8.15 | γ 線サンプルの ΔT 分布と、 ΔT の時間分解能。黒がデータ、青が MC を表している。 | 74 |
| 8.16 | クラスターのエネルギーと ΔT の相関。横軸は PMT で測定したクラスターのエネルギーである。 | 74 |
| 8.17 | エネルギーの大きい方のクラスターと小さい方のクラスターの ΔT の相関。横軸が二つのクラスターのうち、エネルギーが大きいクラスターの ΔT 、縦軸がエネルギーが小さいクラスターの ΔT を示す。 | 75 |
| 8.18 | γ 線サンプル ($K_L \rightarrow 3\pi^0$) と散乱中性子サンプルの ΔT 分布。2つのクラスターのうち、 ΔT の大きい方をプロットしている。 | 75 |
| 8.19 | γ 線と散乱中性子サンプルの efficiency。 | 76 |
| 9.1 | FPSD の概要 [36]。 | 78 |
| 9.2 | γ 線サンプルと散乱中性子サンプルの FPSD 分布。黒色が $K_L \rightarrow 3\pi^0$ のデータを、青色が散乱中性子サンプルのデータを示す。二つあるクラスターのうち FPSD が小さい方をプロットしている。FPSD カットでは 0.5 以上を要求する。 | 78 |
| 9.3 | FPSD カットによる $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の efficiency と散乱中性子サンプルの削減能力。横軸が $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の efficiency (MC) を、縦軸が散乱中性子サンプルが削減された割合を示す。 | 79 |
| 9.4 | FPSD カットをかけた後の ΔT^{large} 分布。 | 80 |
| 9.5 | $K_L \rightarrow 3\pi^0$ での CSDDL の分布 [36]。エネルギーの大きい方のクラスターをプロットしている。赤色がデータ、青色が MC を示す。 | 81 |
| 9.6 | CSDDL カットの散乱中性子サンプルと $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ に対する efficiency [36]。一つのクラスターに対する性能を示す。青色がニューラルネットの学習に用いたデータサンプル、赤色が性能を確かめるためのサンプルの結果を示す。 | 81 |

| | | |
|-------|--|----|
| 9.7 | 散乱中性子サンプルの ΔT 分布。黒色がエネルギーが大きい方のクラスター、青色がエネルギーが小さい方のクラスターを示す。 $\Delta T < 33$ ns の部分を Front 領域、 $\Delta T > 33$ ns の部分を Rear 領域とした。 | 82 |
| 9.8 | CSDDL の分布。CSDDL のカット値を 0.9 以上とした時の散乱中性子サンプルの削減能力を図中に示す。 | 83 |
| 9.9 | CSDDL カットによる散乱中性子サンプルの削減能力。横軸が CSDDL の下限閾値を示す。縦軸が CSDDL カット後に残った散乱中性子サンプルの割合を示す。黒色が ΔT の Rear 領域、赤色が ΔT の Front 領域の削減能力を示す。 | 84 |
| 10.1 | 散乱中性子サンプルの $P_t - Z_{\text{vtx}}$ 分布。運動力学的カットのうち、 $P_t - Z_{\text{vtx}}$ のカット以外と、veto をかけている。赤色の数字は黒枠内に含まれる事象数を表す。 | 86 |
| 10.2 | 散乱中性子サンプルの $P_t - Z_{\text{vtx}}$ 分布。全ての運動力学カットと veto に加え、CSDDL と FPSD のカットをかけている。赤色の数字は黒枠内に含まれる事象数を表す。 | 86 |
| 10.3 | アルミプレートで散乱された $K_L \rightarrow 2\gamma$ 事象の $P_t - Z_{\text{vtx}}$ (MC)。散乱中性子サンプルの 35 倍の事象を作成した。運動力学的カットと veto に加え、CSDDL によるカットをかけている。赤色の数字は黒枠内に含まれる事象数を表す。 | 87 |
| 10.4 | 事象選別後の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ MC の $P_t - Z_{\text{vtx}}$ 分布。赤色の数字は黒枠内に含まれる事象数を表す。 | 89 |
| 10.5 | 物理ラン中に Physics Trigger で取得したデータの $P_t - Z_{\text{vtx}}$ 分布。運動力学的カットと veto による事象選別後を示す。赤色の数字は黒枠内に含まれる事象数を表す。 | 90 |
| 11.1 | $K_L \rightarrow 3\pi^0$ データ (黒色) と $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ MC (赤色) のクラスターエネルギー分布。 | 91 |
| 11.2 | $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ MC と $K_L \rightarrow 3\pi^0$ データの、エネルギー分布の比 ($W(E_{\text{sig}})$)。 | 92 |
| 11.3 | $K_L \rightarrow 3\pi^0$ (黒色) と $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ (赤色) の ΔT 分布。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の ΔT 分布は $K_L \rightarrow 3\pi^0$ の ΔT 分布に $W(E_{\text{clus}})$ の重みをかけて生成した。 | 92 |
| 11.4 | $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ と散乱中性子サンプルの ΔT^{larger} 分布。 | 93 |
| 11.5 | ΔT^{larger} カットで残った事象の $\Delta T^{\text{smaller}}$ 分布。黒色が γ 線サンプル、青色が散乱中性子サンプルを示す。 | 94 |
| 11.6 | $\Delta T_{\text{Emax}}, \Delta T_{\text{Emin}}$ 平面での確率密度分布 | 95 |
| 11.7 | $\Delta T_{\text{Emax}}, \Delta T_{\text{Emin}}$ 平面での likelihood ratio (LR) 分布。z 軸が likelihood ratio を示す。 | 95 |
| 11.8 | $\Delta T_{\text{Emax}}, \Delta T_{\text{Emin}}$ を用いて作った、likelihood ratio (LR) 分布。黒が γ 線サンプル、青が散乱中性子サンプルを示す。赤矢印の領域に γ 線サンプルを 90% 含む。 | 96 |
| 11.9 | $\Delta T_{\text{inv}} (= T_{\text{inv}}^{\text{Emax}} - T_{\text{inv}}^{\text{Emin}})$ 分布。 $T_{\text{inv}}^{\text{Emax}}$ はエネルギーが大きい方のクラスターの時間を、 $T_{\text{inv}}^{\text{Emin}}$ はエネルギーが小さい方のクラスターの時間を示す。黒色が γ 線サンプル、青色が散乱中性子サンプルを示す。 | 97 |
| 11.10 | ΔT_{inv} とクラスター間の距離の関係。 | 98 |

| | | |
|-------|--|-----|
| 11.11 | ΔT と ΔT_{inv} の分布。赤色の楕円の場所でカットすると、楕円の内側に γ 線サンプルを 90% 残して、散乱中性子サンプルの事象は 1.5×10^{-2} 倍に削減された。 | 98 |
| 11.12 | ΔT^{larger} , ΔT_{inv} 平面での likelihood ratio (LR) 分布。 | 99 |
| 11.13 | ΔT^{larger} , ΔT_{inv} を用いて作った、likelihood ratio (LR) 分布。黒が γ 線サンプル、青が散乱中性子サンプルを示す。赤矢印の領域に γ 線サンプルを 90% 含む。 | 100 |

表目次

| | | |
|-----|---|----|
| 1.1 | 2015 年物理ランにおいて、信号領域で予測された背景事象数 [13] | 5 |
| 3.1 | 両読み手法で用いた MPPC (S13360-6050CS) [22] の基本性能。温度が 25°C での測定結果。 | 18 |
| 3.2 | 各接続方法の比較 [23] | 19 |
| 5.1 | K_L の主な崩壊モードと分岐比 [32] | 35 |
| 5.2 | $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊を選択するために用いた運動学的カット一覧 | 40 |
| 5.3 | それぞれの veto 検出器でのエネルギー閾値一覧。(*) newBHCV では、3 層のうち 2 層以上のモジュールでヒットがあり、それぞれの層でのエネルギーが閾値を超えた場合 veto される。(**) BHPV では veto の閾値としてエネルギーの代わりに、相当する光電子の数が使われている。ヒットのあったモジュールが 3 個以上の場合、veto される。(***) BHGC も veto の閾値として、エネルギーの代わりに相当する光電子の数が使われている。 | 42 |
| 6.1 | 散乱中性子サンプルで用いた運動学的カット一覧。(*) 6.3.1 節で説明する。 | 46 |

第 1 章

序論

本章では、まず KOTO 実験について紹介した後、中性 K 中間子とその削減方法について述べる。最後に本研究の目的を述べる。

1.1 KOTO 実験

1.1.1 KOTO 実験の物理

KOTO 実験は、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ という CP 対称性を破る中性 K 中間子の稀な崩壊を探索している。CP 対称性とは、C 変換 (荷電共役変換) と P 変換 (パリティ変換) を組み合わせた変換に対する対称性である。中性 K 中間子の崩壊を観測した実験で、弱い相互作用において CP 対称性が破れていることが明らかになった [1]。CP 対称性の破れは、CKM 行列が複素数成分を持つことによって説明できる [2, 3]。しかし、CKM 行列によって説明できる CP 対称性の破れは現在の物質優勢を説明するには小さすぎるため [4]、標準理論を超えた物理が存在するはずである。

図 1.1 に $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の標準理論でのファインマンダイアグラムの例を示す。図 1.1 から分かるように、d クォークが s クォークに変わるというフレーバーを破る中性カレントを含んでいる。そのため、標準理論で予測される、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比は 3×10^{-11} [5] と小さい。また、分岐比の理論的誤差も 2% と小さい [5]。したがって、標準理論からの寄与の小さいこの崩壊モードは、新しい物理によって崩壊分岐比が予想と異なった場合に違いをとらえやすい [6, 7]。

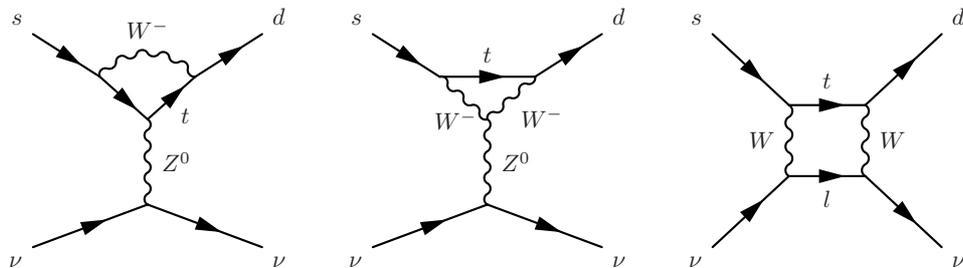


図 1.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のファインマンダイアグラムの例

1.1.2 実験施設の概要

KOTO 実験は茨城県那珂郡東海村にある Japan Proton Accelerator Research Complex (J-PARC) という加速器施設 [8] で行われている。J-PARC の加速器は Linac, Rapid Cycling Synchrotron (RCS), Main Ring (MR) から構成されている。KOTO 実験では MR で 30 GeV まで加速された陽子を、金標的に当てて K_L を生成している。

1.1.3 測定原理

KOTO 実験の検出器の概要を図 1.2 に示す。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の信号は、 π^0 が崩壊してできる二つの γ 線のみである。KOTO 実験の検出器は、 π^0 が崩壊してできる二つの γ 線を検出する電磁カロリメータと、他に粒子が存在しないことを保証する veto 検出器から構成されている。

KOTO 実験のカロリメータの断面図を図 1.3 に示す。この電磁カロリメータは、他の物質がドープされていない、純粋なヨウ化セシウム (CsI) 結晶から構成されており、大きさは直径が約 1.9 m である。(以降 CsI カロリメータと呼ぶ)。結晶には 25 mm 角の small 結晶と、50 mm 角の large 結晶があり、どちらも結晶の長さが 50 cm ($27X_0$) である。CsI のシンチレーション光はビーム下流側に取り付けられた光電子増倍管 (Photomultiplier Tube, PMT) で読み出している。検出器の詳細については 2 章で詳しく説明する。

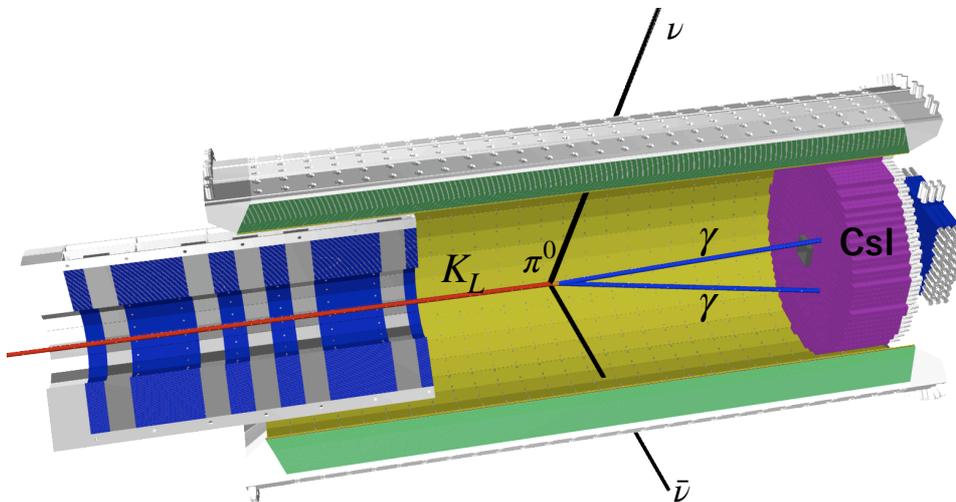


図 1.2 KOTO 実験検出器の概要図

1.1.4 信号の再構成

図 1.4 に KOTO 実験の信号再構成の概要を示す。座標軸はビーム軸方向を z 軸、鉛直方向を y 軸として定義する。KOTO 実験では、観測した二つの γ 線から π^0 を再構成している。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ で

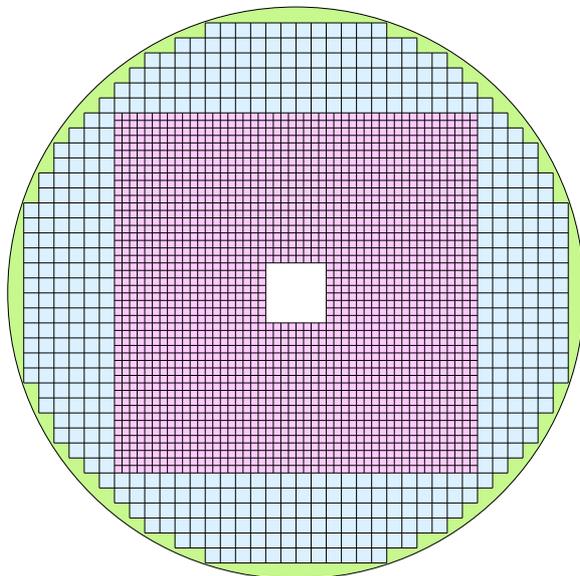


図 1.3 CsI カロリメータの断面図。赤い部分が small 結晶、青い部分が large 結晶を表している。

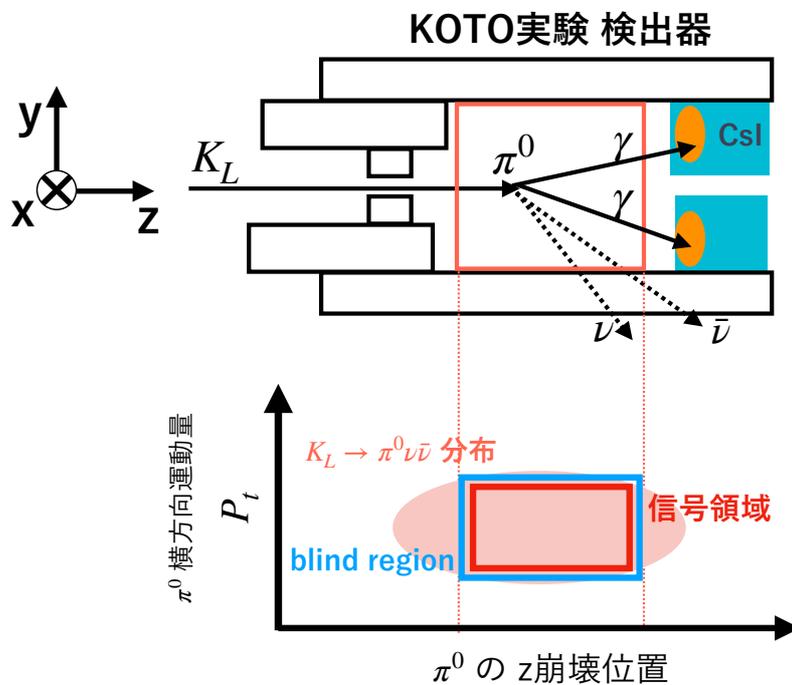


図 1.4 KOTO 実験の解析の概要。ビーム軸方向を z 軸、鉛直方向を y 軸とする。横方向運動量 (P_t) と Z 崩壊位置 ($Z_{vt,x}$) を用いて信号領域を定義している。

は、二つのニュートリノが運動量を持ち去るため、 π^0 は横方向運動量を持つ。また、検出器で覆われた領域 (崩壊領域) 内で崩壊した π^0 (K_L) の事象に関心がある。したがって信号領域を、図 1.4 (下) に示す赤枠のように、再構成された π^0 の横方向運動量と崩壊位置を用いて定義する。KOTO 実験では、信号領域より一回り大きな領域 (青枠) を blind region としている。解析中は blind region を隠して解析を行う。全てのカットを決定した後に、blind region を開け、信号領域に残った事象数から、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の崩壊分岐比の上限値を計算する。

1.1.5 KOTO 実験の解析結果

KOTO 実験では、2015 年に取得したデータを解析し、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の崩壊分岐比に上限値をつけた [13]。図 1.5 にその結果を示す。Single Event Sensitivity (SES) [4] が 1.3×10^{-9} のデータに対して、赤い枠で囲まれた信号領域で信号事象は見つからなかった。そのため、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の崩壊分岐比の上限値を、90% の Confidence Level (C.L.) で 3×10^{-9} とした。

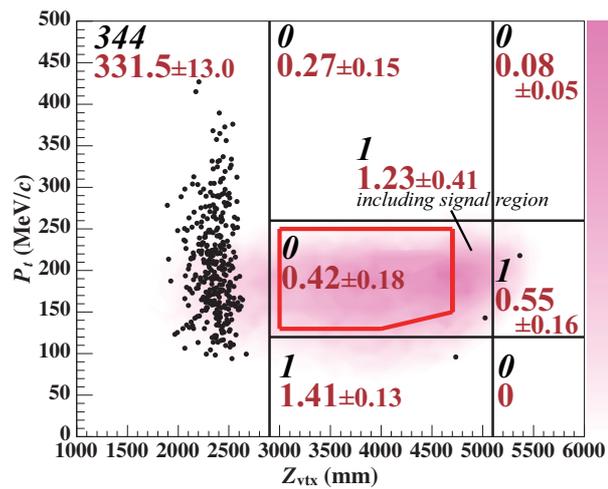


図 1.5 2015 年物理ランの結果 [13]。横軸が再構成した π^0 が崩壊した z 位置、縦軸が π^0 の横方向運動量。黒色で書かれた数字がデータで観測された事象数、赤色で書かれた数字が予測された背景事象数である。中央の黒い枠で囲まれた領域が blind region であり、赤い枠で囲まれた領域が信号領域である。シミュレーションによる信号事象の分布を赤紫色で示す。

表 1.1 に 2015 年物理ランで信号領域に予測された背景事象数を示す。予測された背景事象数は合計で 0.42 ± 0.18 であり、そのうち 0.24 が、次に述べる hadron-cluster background と呼ばれるものだった (以降中性子背景事象と呼ぶ)。

*1 崩壊分岐比が B である事象は、 B/SES 事象観測されると期待される。

表 1.1 2015 年物理ランにおいて、信号領域で予測された背景事象数 [13]

| source | | 事象数 |
|-----------------|-----------------------------------|-----------------|
| K_L decay | $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ | 0.05 ± 0.02 |
| | $K_L \rightarrow 2\pi^0$ | 0.02 ± 0.02 |
| | other K_L decays | 0.03 ± 0.01 |
| neutron-induced | hadron-cluster | 0.24 ± 0.17 |
| | upstream- π^0 | 0.04 ± 0.03 |
| | CV- η | 0.04 ± 0.02 |
| total | | 0.42 ± 0.18 |

1.2 中性子背景事象

KOTO 実験でもっとも大きな背景事象の一つが中性子背景事象である。図 1.6 に信号事象と中性子背景事象の概略図を示す。図 1.6 (右) に示すように、ビームハロー中性子がカロリメータでシャワーを生成したのち、そのシャワー中の二次中性子がカロリメータの別の場所で相互作用することがある。その場合、信号事象と同じように二つのクラスターを作るため、ビームハロー中性子は背景事象になる場合がある。

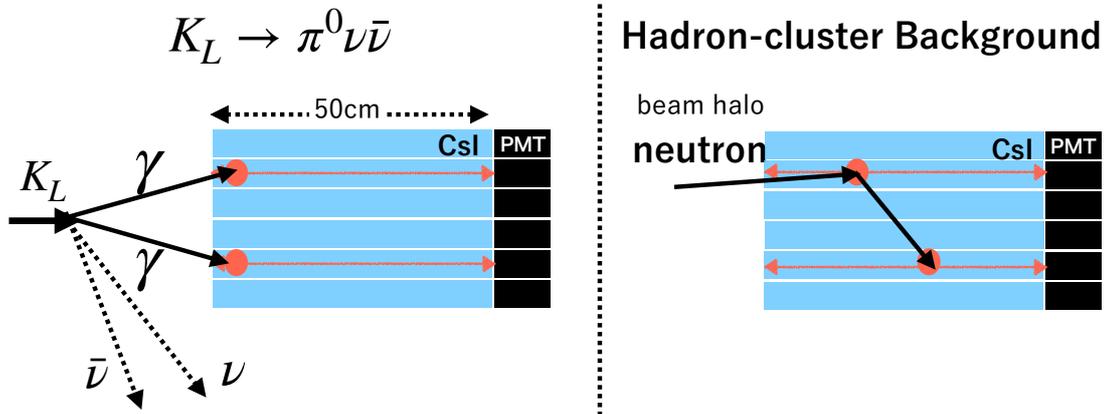


図 1.6 信号事象 (左) と中性子背景事象 (右) の CsI カロリメータでの反応

2015 年物理ランの結果から計算すると、SES が 3×10^{-11} において予測される中性子背景事象数はおよそ 10 である。KOTO 実験では、中性子背景事象を削減するために、中性子と γ 線の波形の違いやシャワーの形の違いを用いている。これらの手法の改善によって、中性子背景事象をさらに 1/4 に削減できると期待されている。しかし、改善後でも SES が 3×10^{-11} の場合に、中性子背景事象は 3 事象予測されるため、削減能力は不十分である。この場合に背景事象数を 1 以下に抑えるためには、新手法を開発する必要がある。

1.2.1 カロリメータの両読みによる新たな中性子削減方法

γ 線と中性子を弁別するため、相互作用の深さの違いを用いた方法を導入した。 γ 線は CsI カロリメータ中で radiation length (2 cm) に従って相互作用するため、CsI 結晶の上流でシャワーを作る。それに対し、中性子は interaction length (40 cm) に従って相互作用するため、CsI 結晶中の下流でも相互作用する。すなわち、相互作用の深さを測定することにより、 γ 線と中性子を区別できる。

深さの情報を取得するために、新たに CsI カロリメータの上流側にも半導体光検出器である Multi Pixel Photon Counter (MPPC) を取りつける手法が考案された。図 1.7 にこの新しい手法の概要を示す。上流側に到達する光と下流側に到達する光の時間差 ($\Delta T = T_{\text{MPPC}} - T_{\text{PMT}}$) を用いて、反応の深さを測定する。 γ 線の場合、上流で相互作用するため、 ΔT は小さくなる (図 1.7 左)。中性子背景事象の場合、下流でも相互作用するため、 ΔT は大きくなる (図 1.7 右)。すなわち、 ΔT を用いて、信号事象と中性子背景事象を区別できる。今後この手法を、両読み手法と呼ぶ。

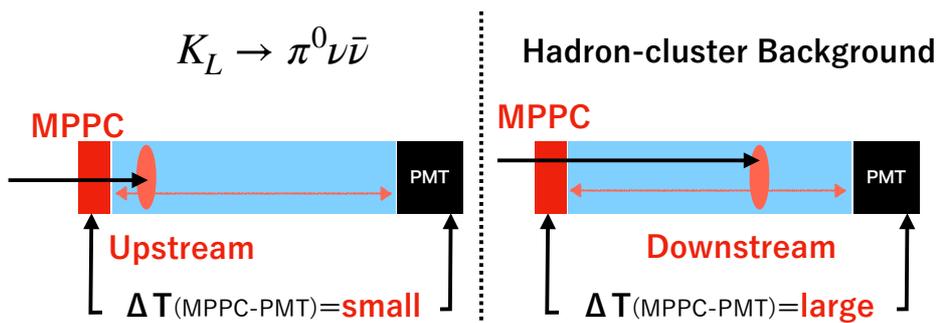


図 1.7 両読み手法の概要。上流側にも光検出器を取り付ける。上流側に到達する光と下流側に到達する光の時間差 ($\Delta T = T_{\text{MPPC}} - T_{\text{PMT}}$) を用いて反応の深さを測定し、信号事象 (左) と中性子背景事象 (右) を区別する。

1.2.2 中性子背景事象削減能力に対する先行研究

先行研究では、ビームテストを行い中性子背景事象の削減能力を見積もった。大阪大学の西宮氏による研究を紹介する [10]。ビームテストのセットアップを図 1.8 に示す。ビームテストでは、380 MeV をエネルギーピークとする準単色中性子と 100 MeV 以上の γ 線ビームを使用し、 γ 線と中性子の ΔT 分布の違いを測定した。KOTO 実験と同様の、5 cm 角の CsI 結晶 8 本と 2.5 cm 角の CsI 結晶 4 本を、セットアップの図のように組み上げた。シンチレーション光は、下流側から PMT で、上流側から MPPC で読み出した。

図 1.9 にビームテストで得られた ΔT 分布を示す。CsI に落としたエネルギーが 100 MeV 以上の事象を用いた。赤線が γ 線事象、青線が中性子事象を示している。 ΔT 分布において、 γ 線事象が 90% 残るようにカットを設定し、中性子事象を 0.36 倍まで削減できた。

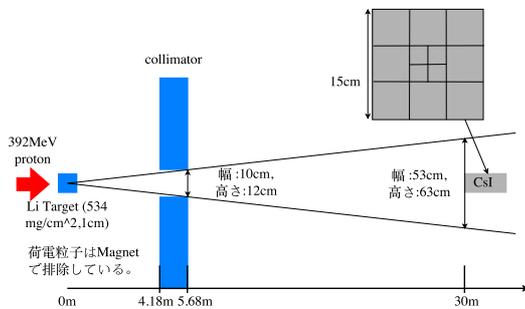
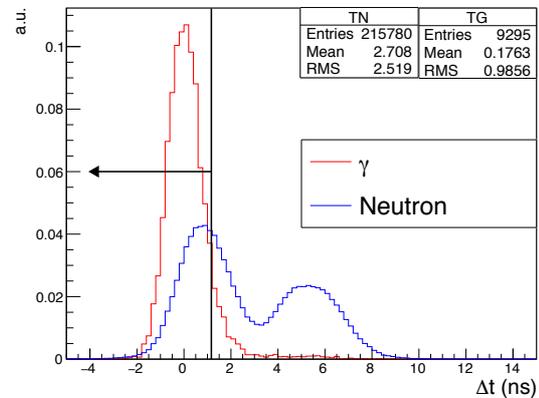


図 1.8 ビームテストのセットアップ [10]。

図 1.9 ビームテストで得られた ΔT 分布 [10]。
赤線が γ 線事象、青線が中性子事象を示す。

1.3 本研究の目的

KOTO 実験では 2018 年秋に CsI カロリメータに MPPC を取り付ける作業を行ったのち、2019 年 2 月から 4 月にかけてビームを受け、データを取得した。本研究ではこのデータを用いて両読み手法による中性子背景事象の削減能力を評価する。

本研究が、先行研究と大きく違うところは、実際に CsI カロリメータに MPPC を取り付け、その後取得したデータで削減能力を見積る点である。先行研究でも、ビームテストを行なって削減能力を見積もってきたが、本実験と異なる点が多く、それだけでは不十分である。本研究では、大きく三つの点で先行研究よりも正確に両読み手法による削減能力を評価できる。

一つ目は、KOTO 実験の環境で取得したデータを使う点である。例えば、ビームについては、 γ 線と中性子のエネルギー分布はビームテストと本実験で異なる。エネルギー範囲についても、ビームテストでは結晶に落としたエネルギーの合計が 300 MeV 以下の事象のみ扱っているが、本実験では 1000 MeV 以上の事象も存在する。そのため、ビームテストのみでは本実験での両読み手法の性能を正確に見積もれない。また、ビームテストでは 12 個の少数結晶でしかテストを行わなかったが、本実験では 2716 個の CsI 結晶を用いている。本研究では、結晶による発光時間や発光量の個体差も含んだ性能を評価できる。他にも、CsI カロリメータ以外の検出器、MPPC を読み出すための回路や基板、ノイズ、MPPC を CsI に取り付ける手法からの影響はビームテストでは見ることができなかった。本研究では、これらの課題を全て解決できる。

二つ目は、ビームテストで観測した中性子のシャワー生成過程が、本実験で背景事象となりうる生成過程と異なる点である。実際の KOTO 実験では、入射した中性子がシャワーを生成したのち、二次中性子が別の場所でシャワーを生成した場合に背景事象となりうる。しかし先行研究のビームテストでは、入射した中性子が生成したシャワーしか観測しておらず、二次中性子に対する削減能力の見積もりはシミュレーションのみで行われている [10], [11]。シミュレーションから、二次中性子は下流に飛

びやすく、二次中性子の ΔT を使うことでより高い削減能力を得られることが分かっている。そのため、二次中性子を測定しなければ正確に削減能力を評価できない。本研究では二次中性子も含んだ事象に対して削減能力を評価する。

三つ目は、他のカットとの相関を考慮する点である。中性子のカットとして、クラスター形状を用いたカットがあるが、先行研究ではこのカットとの相関が見積もられていない。このカットは 10^{-5} 程度の強い削減能力がある [36]。そのため、両読み手法によるカットとクラスター形状のカットとの相関を見積もることは重要である。波形を用いたカットも、先行研究 [10] から改良されており、相関を見積もることが必要である。

本研究では、以上の点を改善し、両読み手法を用いた中性子背景事象の削減能力を見積もる。また、中性子背景事象に対するカット全ての削減能力を考慮し、SES が 3.0×10^{-11} の場合に予測される中性子背景事象数を導く。

本研究で使用するデータは MPPC 接着後、初めて取得したデータである。そのため、MPPC の接着作業などのインストールに関してや、ラン中の MPPC のオペレーション、ビームタイム中の安定性などについても述べる。論文の構成は以下の通りである。

- 2章 KOTO 実験の検出器について述べる。
- 3章 両読み手法の要求性能を説明した後、両読み手法の詳細について述べる。
- 4章 解析の概要について述べる。
- 5章 解析で用いた γ 線サンプルのデータ取得、イベント再構成、事象選別について述べる。その後、サンプルの妥当性を確認する。
- 6章 解析で用いた中性子背景事象サンプルのデータ取得、イベント再構成、事象選別について述べる。その後、サンプルの妥当性を確認する。
- 7章 MPPC の動作安定性、性能評価について述べる。
- 8章 両読み手法を用いた中性子背景事象の削減能力を見積もる。
- 9章 中性子背景事象を削減する他のカットとの相関を見積もる。
- 10章 相関を考慮した上で、SES が 3.0×10^{-11} の場合に予測される中性子背景事象数を見積もる。
- 11章 上記の結果に基づいて考察を行う。
- 12章 本研究の結論を述べる。

第2章

KOTO 実験

本研究では、KOTO 実験で取得したデータを用いて解析を行なった。本章では、KOTO 実験の実験環境と検出器について述べる。

2.1 実験施設

KOTO 実験は茨城県那珂郡東海村にある大強度陽子加速器施設 (Japan Proton Accelerator Research Complex, J-PARC) [8] で行なわれている。図 2.1 に J-PARC の鳥瞰図を示す。J-PARC の加速器は Linac, Rapid Cycling Synchrotron (RCS), Main Ring (MR) から構成されている。陽子は Linac で加速されたのち、RCS で 3 GeV まで、MR で 30 GeV まで加速される。KOTO 実験では MR で加速された陽子をハドロン実験施設に引き出して実験を行なっている。



図 2.1 J-PARC の鳥瞰図 [8]。

2.2 ビームライン

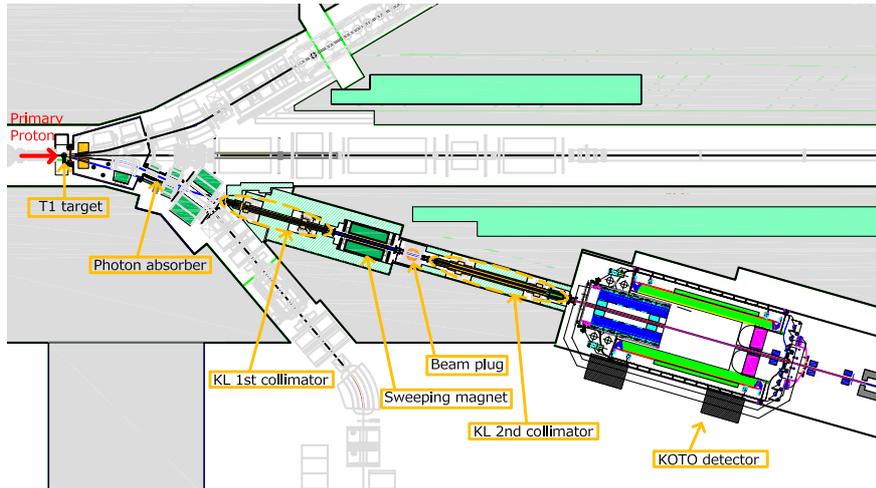


図 2.2 KOTO 実験のビームライン概略図

KOTO 実験のビームラインを図 2.2 に示す。MR で 30 GeV まで加速された陽子を金でできた標的 ("T1 target") に衝突させて、 K_L を生成する。 K_L ビームラインは長さ 20 m で元の陽子ビームラインから 16° の方向にある。これによって、元の陽子ビームの方向に進みやすい中性子や、短寿命である K_S の数を削減している。

細いビームを形成するために、2つのコリメータを標的の下流に設置している。ビーム中に含まれる K_L 以外の粒子を削減するために、いくつかの装置が設置されている。まず、ビーム中の γ 線を削減するために、厚さ 7 cm の鉛を photon absorber として置いている。また、ビーム中の荷電粒子を削減するために、1.2 T の磁石 (sweeping magnet) を設置している。ビームが必要ない場合、ビームからの二次粒子を止め、実験エリアに立ち入れるように beam plug が設置されている。

2.3 検出器

KOTO 実験の検出器の概要を図 2.3 に示す。KOTO 実験の検出器は、 π^0 の崩壊で生成される γ 線を測定する CsI カロリメータと、他に粒子が存在しないことを保証する veto 検出器で構成されている。

ビーム中に含まれる中性子と残留ガスが相互作用した場合、 π^0 を生成して背景事象になりうるため、 K_L の崩壊領域 (decay volume) は真空に保たれている必要がある。また、ビームパイプで崩壊領域と検出器を仕切る場合、ビームパイプと崩壊でできた γ 線などが相互作用し、veto 検出器で測定できない事象がある。そのため、KOTO 実験ではビームと検出器の間に構造体を設置せず、崩壊領域を含む検出器全体を真空タンクで覆っている。検出器に含まれる物質からのアウトガスの影響を抑えるため、崩壊領域と検出器の設置領域はメンブレンと呼ばれるフィルムで仕切られている。崩壊領域の

圧力は 10^{-5} Pa 程度で、検出器が設置されている領域の圧力は 0.1 Pa 程度である。

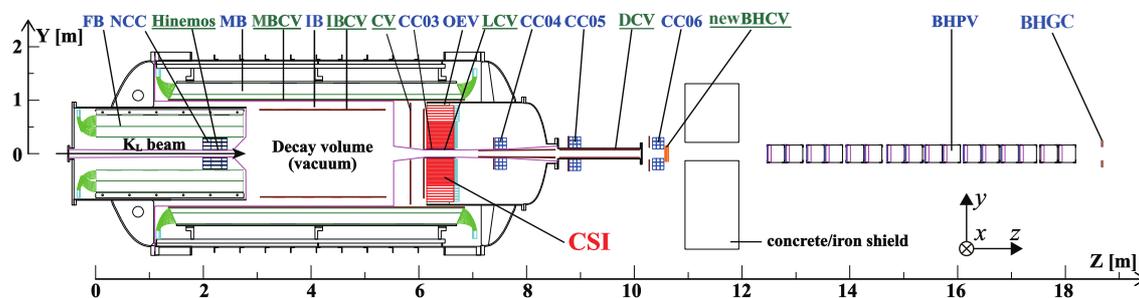


図 2.3 KOTO 実験の検出器。z=0 は FB (2.3.2.1 節) の上流端である。

2.3.1 CsI カロリメータ

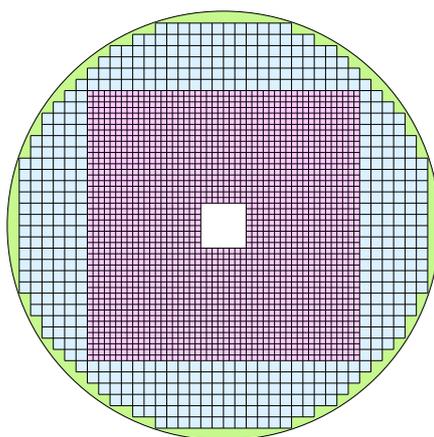


図 2.4 CsI カロリメータの断面図。赤い部分が small 結晶、青い部分が large 結晶で構成されている。緑の部分は Outer Edge Veto (OEV) と呼ばれる veto 検出器である (2.3.2.3 節)。

CsI カロリメータは KOTO 実験の中心となる検出器である。図 2.4 に CsI カロリメータの断面図を示す。大きさは直径 1.9 m、奥行き 50 cm である。CsI カロリメータは、ドーブされていない純粋な CsI 結晶 2716 本から構成されており、そのうち 2240 本は 2.5 cm 角の small 結晶 (図 2.4 の赤色部分) で、476 本は 5 cm 角の large 結晶 (図 2.4 の青色部分) である。それぞれの長さは z 軸方向に 50 cm ($27 X_0$) である。それぞれの結晶は光量を増やすため、また横の結晶との干渉を防ぐために、アルミ蒸着したマイラーのフィルム (アルミナイズドマイラー) で包んでいる。ビームが通り抜けられるように、中心の 15 cm 角の領域をビームホールとして空けている。

CsI 結晶から放出されるシンチレーション光には二種類の成分がある。一つ目は速い発光成分で、崩壊時間が 10 ns から 36 ns で光量の最大値が波長 315 nm である。二つ目は遅い発光成分で、崩壊時

間が $1 \mu\text{s}$ で光量の最大値が波長 480 nm である。各結晶からのシンチレーション光は、下流側に取り付けられた PMT で読み出されている。遅い発光成分の影響による、波形のパイルアップを防ぐため、 480 nm から 650 nm の光を通さず、 300 nm 付近の光を通すフィルターを PMT 直前に取り付けている。CsI カロリメータのエネルギー分解能は、 $\sigma_E/E = (0.99 \oplus 1.74/E) \%$ である [12]。ここで \oplus は平方和を表し、 E は入射電子のエネルギー (GeV) である。CsI カロリメータの詳細については以下に記述されている [14-16]。

2.3.2 Veto 検出器

veto 検出器は π^0 の崩壊でできる 2γ 以外の粒子が存在しないことを保証する。veto 検出器は崩壊領域の全立体角を取り囲むように設置されている。veto 検出器には大きく分けて Barrel Veto 検出器, Collar Counter, Outer Edge Veto 検出器, 荷電粒子 Veto 検出器, ビームホール Veto 検出器がある。

2.3.2.1 Barrel Veto 検出器

γ 線を veto するための、円筒型の検出器である。上流部に Front Barrel (FB)、中流部に Main Barrel (MB) と Inner Barrel (IB) [17] と呼ばれる検出器が設置されている。IB は MB の内側に設置されている。FB の目的は、崩壊領域よりも上流で崩壊した K_L 由来の γ 線、もしくは崩壊領域で崩壊し上流側に飛んだ γ 線を捉えることである。また IB と MB の目的は、崩壊領域で崩壊した K_L 由来の γ 線を捉えることである。それぞれの検出器は鉛とプラスチックシンチレータの積層構造でできたサンプリングカロリメータである。半径方向の厚さは FB が $16.5X_0$ 、MB が $14.0X_0$ 、IB が $5X_0$ である。シンチレーション光はシンチレータに埋め込まれた波長変換ファイバーから読み出されている。

2.3.2.2 Collar Counter

Collar Counter はビーム中心付近に置かれた検出器である。それぞれ Neutron Collar Counter (NCC), Collar Counter 3, 4, 5, 6 (CC03, CC04, CC05, CC06) と名付けられている。NCC の目的は、崩壊領域よりも上流側で崩壊してできた γ 線を捉えることである。CC03 の目的は CsI カロリメータ付近で崩壊してできた γ 線を捉えることで、CC04, CC05, CC06 の目的はビームホールを抜ける γ 線を捉えることである。検出器は、ドーブされていない純粋な CsI 結晶から構成されており、PMT で読み出されている。NCC では、シンチレーション光を波長変換ファイバーを用いて読み出している。

2.3.2.3 Outer Edge Veto 検出器

CsI カロリメータの結晶は、円筒型の構造体中に置かれている。構造体と CsI 結晶の間は鉛とプラスチックシンチレータの積層でできたモジュールで埋められている。この検出器を Outer Edge Veto (OEV) [18] と呼ぶ (図 2.4 の緑色部分)。シンチレーション光は、シンチレータに埋め込まれた波長変換ファイバーから読み出されている。

2.3.2.4 荷電粒子 Veto 検出器

$K_L \rightarrow \pi^0 l \bar{l}$ 崩壊には荷電粒子が存在しないが、他の崩壊モードは荷電粒子を含むものが多く存在する。そのため、荷電粒子を veto する必要があり、複数の荷電粒子検出器が設置されている。

- Main Barrel Charged Veto (MBCV), Inner Barrel Charged Veto (IBCV): それぞれ Barrel veto 検出器の内側に置かれている。
- Hinemos: NCC の内側に置かれている。
- Charged Veto (CV) [19]: CsI カロリメータのすぐ上流に置かれている。
- Liner Charged Veto (LCV): CC03 の内側に置かれている。
- Downstream Charged Veto (DCV): ビーム下流側にビームに沿った形で置かれている。
- CC04, CC05, CC06 Scintillator: それぞれ CC04, CC05, CC06 のすぐ上流に置かれている。

それぞれ、プラスチックシンチレータで構成されており、シンチレーション光はシンチレータに埋め込まれた波長変換ファイバー、もしくはライトガイドから読み出されている。

2.3.2.5 ビームホール Veto 検出器

ビームホールを抜ける荷電粒子を検出するため、new Beam Hole Charged Veto (newBHCV) が設置されている。またビームホールを抜ける γ 線を検出するため、Beam Hole Photon Veto (BHPV) と Beam Hole Guard Counter (BHGC) が設置されている。

newBHCV は 3 層の multi-wire proportional chamber (MWPC) から構成されている。そのため、荷電粒子に感度がある。

BHPV は鉛とエアロジェルから構成されている。鉛によってビーム中の光子が対生成によって電子・陽電子を生成し、電子シャワーを形成する。そのシャワーがエアロゲル中を通った時に出すチェレンコフ光を観測する。

BHGC は鉛とアクリル板から構成されている。BHPV が検出するのが難しい領域である、ビーム外縁部の光子を veto できる。

2.4 データ取得

CsI カロリメータ, veto 検出器ともに Analog-to-Digital Converter (ADC) で波形を取得し、時間やエネルギーを計算している。KOTO 実験では 125 MHz の ADC と 500 MHz の ADC を使っている [20]。IB, newBHCV, BHPV, BHGC は検出器のヒットレートが高いため、500 MHz の ADC を使って読み出している。それ以外の検出器では、125MHz の ADC を使って読み出している。

検出器からの生の波形を 125 MHz の ADC で取得すると、波形幅が細いため、波形の立上り部分のデータを複数点取得できない。この問題を解決するためにベッセルフィルターを用いて、波形を鈍らせて立ち上がり部分のデータ点を増やし、時間分解能を損なわないようにしている。図 2.5 に ADC 中のベッセルフィルターによる波形変化を示す [21]。通過前後で立上り部分がおよそ 20 ns から 60 ns に変化している。500 MHz の ADC ではベッセルフィルターを用いていない。

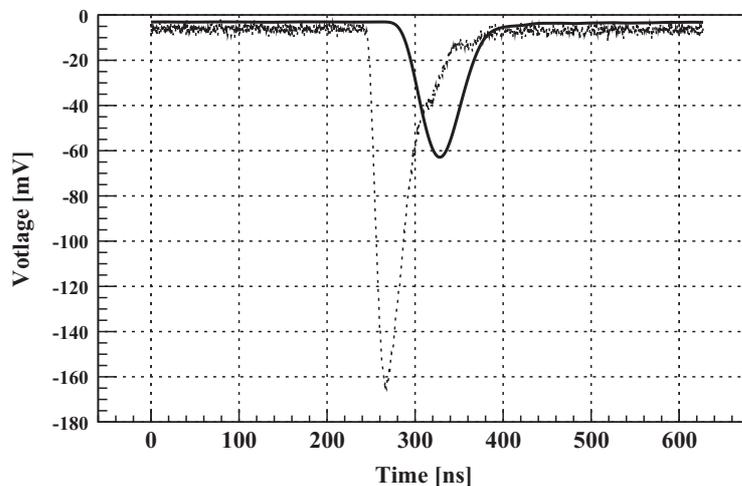


図 2.5 ADC 中のベッセルフィルタによる波形変化 [21]。点線がベッセルフィルタ通過前の波形、実線がフィルタ通過後の波形を示す。シミュレーションによる結果を表している。

2.5 ランとトリガーの種類

KOTO 実験では物理ランの他に、バックグラウンドの理解や検出器の較正のために特別なランを行っている。以下では本研究で用いたランの種類について述べる。

2.5.1 物理ラン

物理ランは $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ を探索するためのデータを取得するランである。本研究では γ 線のサンプルとして、物理ランのデータを用いた。データ取得には複数のトリガーを用いているが、ここでは代表的なトリガーのみ言及する。

2.5.1.1 Physics Trigger

Physics Trigger は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ を探索するためのトリガーである。CsI で一定以上のエネルギーが観測された時にトリガーが発行される。効率的にデータを取得するために、オンラインで veto をかけている。オンラインの veto では、CV, NCC, CC03, CC04, CC05, CC06, MB, IB を用いている。また、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ では、 π^0 の崩壊で二つの γ 線ができる。そのため、オンラインで計算された CsI カロリメータでのクラスター^{*2}数が 2 個の事象を選択している。

*2 エネルギーが落ちた結晶のまとまり。1つの入射粒子が引き起こすシャワーによって、1つのクラスターができる。クラスターについては 5 章で詳しく説明する。

2.5.1.2 Normalization Trigger

Normalization Trigger のトリガーの発行条件、オンラインの veto は Physics Trigger と同様である。クラスター数の条件がないため、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$, $K_L \rightarrow 2\pi^0$, $K_L \rightarrow 2\gamma$ のサンプルを取得できる。このランのデータは、データ取得中に金標的で生成された K_L の数の見積もりや、バックグラウンド数の見積もりに用いる。

2.5.1.3 Mimimum Bias Trigger

Mimimum Bias Trigger では、CsI で一定以上のエネルギーが観測された時にトリガーが発行される。オンラインの veto やクラスター数の条件はない。このランのデータはオンライン veto の影響を見積もるために用いる。

2.5.2 Z0 AI ラン

Z0 AI ランの概要を図 2.6 に示す。中性子背景事象のコントロールサンプルを取得するため、FB の上流端から 64cm 上流のビームコア中に厚さ 3 mm のアルミ板を置き、ビーム中に含まれる中性子を散乱させる。アルミ板によって散乱された中性子の一部は、直接 CsI カロリメータに当たり、中性子背景事象を作る。本研究では、中性子背景事象を理解するためのサンプルとして Z0 AI ラン中に取得したデータを用いる。

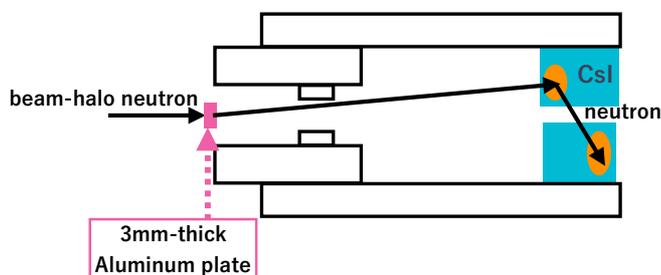


図 2.6 中性子サンプルを取得するために行ったラン (Z0 AI ラン) の概要。検出器直前のビームコア中に、アルミ板を置き、ビーム中の中性子を積極的に散乱させる。

2.5.3 ミューオンラン

ミュオンランは、2.2 節で述べたビームプラグを閉じて行うランである。ビーム中のほとんどの粒子はビームプラグで止められるが、高い運動量を持つミュオンは貫通できる。一部の検出器のキャリブレーションではミュオンランで取得したデータを用いている。本研究では、MPPC が出力した電荷の安定性を検証するために用いた。

第 3 章

CsI カロリメータの両読み手法

この章では、 γ 線と中性子の弁別のために考案された、CsI カロリメータの両読み手法について述べる。

3.1 光検出器の選定

KOTO の実験環境を考慮すると、CsI カロリメータの両読み手法で取り付ける光検出器は以下の条件を満たす必要がある。

1. CsI カロリメータの上流に設置するため、低物質質量である。
2. CsI カロリメータ直前に CV が設置されているため、狭いスペースに設置できる。
3. 低価格である。
4. 真空中で動作し、発熱が小さい。
5. 結晶から十分な光量を得ることができる。
6. カロリメータの広いエネルギー領域に対応できる。
7. CsI 結晶の発光波長である、紫外領域に感度を持つ。
8. 時間分解能が小さい。

上記の条件を満たす光検出器として、浜松ホトニクス製の Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) である、S13360-6050CS [22] を使用した (図 3.1)。

MPPC は複数の受光素子のピクセルから構成された、半導体光検出器である。一つのピクセルは、Avalanche Photo Diode (APD) とクエンチング抵抗から構成されており、ガイガーモードで動作する。特徴として、1つのピクセルに光子が入射した時の信号の大きさは、入射光子のエネルギーによらず一定である。また、複数のピクセルに光子が入射した場合、光子を検出したピクセルの数に応じた大きさの信号を出力する。

表 3.1 に今回用いた MPPC の性能を示す。上にあげた条件のうち、物質質量については、両読み手法で使用した MPPC は $0.036 X_0$ と低物質質量である。読み出しケーブルなどを含めた物質質量については 3.3.3 節で述べる。狭いスペースに設置できる点、低価格である点については MPPC の方が PMT よりも優れている。CsI 結晶から十分な光量を得るために、MPPC を small 結晶に対して 1つ、large 結

晶に対して4つ取り付けけた。また、カロリメータの広いエネルギー領域に対応できるよう、ピクセル数の多い MPPC を使用している。今回使用した MPPC は窓材にシリコンを使用しているため、紫外領域にも感度がある。図 3.2 に入射光の波長と検出効率の相関を示す。赤線が両読み手法で使用した MPPC を示し、黒線が窓材がエポキシ樹脂の MPPC を示す。両読み手法で使用した MPPC は、CsI カロリメータの速い発光成分である約 315 nm の光にも感度がある。時間分解能については、8 章で述べる。



図 3.1 CsI カロリメータ上流に取り付けた MPPC (S13360-6050CS) [22]。

表 3.1 両読み手法で用いた MPPC (S13360-6050CS) [22] の基本性能。温度が 25°C での測定結果。

| | |
|-------------------------------------|---------------------------------|
| 有効受光面サイズ | $6 \times 6 \text{ mm}^2$ |
| ピクセル数 | 14400 |
| ピクセルピッチ | $50 \mu\text{m}$ |
| ダークレート (>0.5 photo electrons) | 2 MHz (typ.) |
| 感度波長範囲 | 270 – 900 nm |
| 増幅率 | 1.7×10^6 |
| 降伏電圧 (V_{BR}) | $(53 \pm 5) \text{ V}$ |
| 推奨動作電圧 | $(V_{\text{BR}} + 3) \text{ V}$ |
| 推奨動作電圧の温度計数 ΔTV_{OP} | 54 (mV/°C) |

3.2 読み出し回路

本節では、両読み手法の読み出し回路について述べる。この読み出し回路の開発は、大阪大学の佐藤・原氏によって行われた [23, 24]。図 3.3 に両読み手法で用いた MPPC の読み出しの概要を示す。両読み手法では合計で 4080 個の MPPC を接着した。チャンネル数を削減するため、複数の MPPC

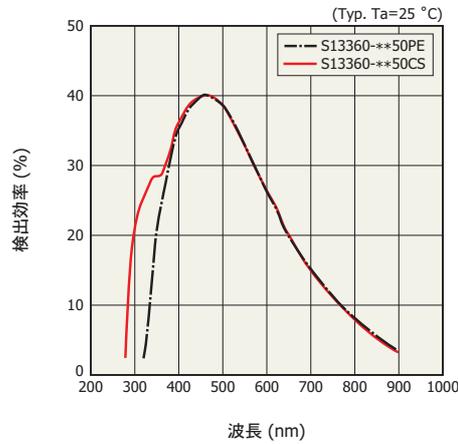


図 3.2 MPPC の波長と検出効率の相関。赤線が両読み手法で使用した MPPC (窓材がシリコン樹脂)、黒線が窓材がエポキシ樹脂の MPPC。

をまとめて読み出している。まず、4つの MPPC からの信号を、後で述べるハイブリッド接続回路を使ってまとめる (今後、ハイブリッド接続回路でまとめられた MPPC を MPPC^{hybrid} と呼ぶ。)。さらに4個のハイブリッド回路からの信号をサムアンプで足しあげる^{*)} (今後、サムアンプでまとめられた MPPC を MPPC^{sum} と呼ぶ。)。これによって、最終的な読み出しチャンネル数を 256 まで削減した。

表 3.2 各接続方法の比較 [23]

| 項目 | 直列接続 | ハイブリッド接続 | 並列接続 |
|-----------------|-------|-----------|-------|
| 基板実装 | 容易 | 並列回路よりも複雑 | 複雑 |
| 印加電圧 | 高い | 低い | 低い |
| パイルアップ確率 | 低い | 低い | 低い |
| 時間分解能 | 小さい | 小さい | 大きい |
| 放射線損傷によるゲインの不揃い | 発生しない | 発生しない | 発生しない |

先ほど述べたハイブリッド接続の回路を図 3.4 に示す。ハイブリッド接続は MEG II 実験で用いられている手法である [25]。表 3.2 に直列接続、並列接続、ハイブリッド接続の比較を示す。ハイブリッド接続は、他の接続よりも回路が複雑であるため、基板実装が難しい。しかし、ハイブリッド接続には複数の利点がある。ハイブリッド接続では、MPPC の暗電流のような直流成分は4つの MPPC に対して並列に流れ、信号のような高周波成分は MPPC に対して直列に流れる。したがって、MPPC にかかる電圧を直列接続に比べて抑えられる。また、MPPC を単体で読み出す、もしくは並列で接続するよりも、信号の時定数が短くなる。時定数が短くなると、波形のパイルアップ確率が小さくなり、

*3 正確には、3個のハイブリッド回路からの信号をサムアンプで足しあげるチャンネルも存在する。

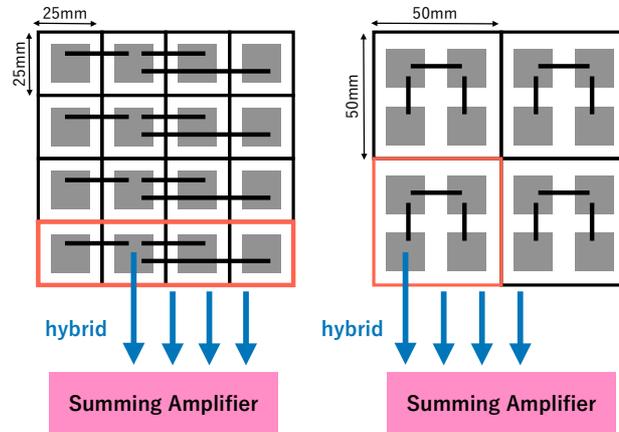


図 3.3 両読み手法で用いた MPPC の読み出しの概要図。(左) small 結晶では、結晶 1 つに 1 つの MPPC を取り付ける。横に並んだ 4 つの結晶の信号をハイブリット接続回路 (図 3.4) でまとめ、さらに 4 個のハイブリット回路からの信号をサムアンプで足しあげる。(右) large 結晶では、結晶 1 つに 4 つの MPPC を取り付ける。同じ結晶に接着された MPPC の信号をハイブリット回路でまとめ、さらに 4 個のハイブリット回路からの信号をサムアンプで足しあげる。

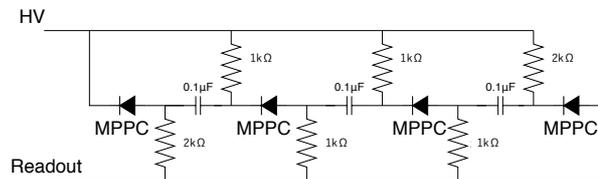


図 3.4 ハイブリット接続の回路図。MEG II 実験で用いられている [25]。

時間分解能も小さくなる [23]。

さらに、MPPC は CsI カロリメータの上流に設置されるため、放射線損傷の影響も考える必要がある。直列接続では、接続された MPPC 間で放射線損傷が異なった場合に、ゲインが不揃いになる [23]。ハイブリット接続ではこの影響はない。これらの理由からハイブリット接続を採用している。

次に 4 つのハイブリット接続からの信号を、サムアンプで足し上げる。図 3.5 に、MPPC の読み出しのチャンネル分割を示す。隣接する同色の結晶 ($10 \times 10 \text{cm}^2$ 領域) からの信号をサムアンプで足し上げる。サムアンプからの信号は 2 章で述べた他の検出器と同様に、125 MHz の ADC を用いて読み出されている。

3.3 光検出器の取り付け作業

2018 年秋から、2019 年冬にかけて CsI カロリメータに MPPC を取り付けた。取り付け作業では、MPPC を CsI カロリメータに接着する作業、MPPC からフロントエンド回路への配線、ADC への配

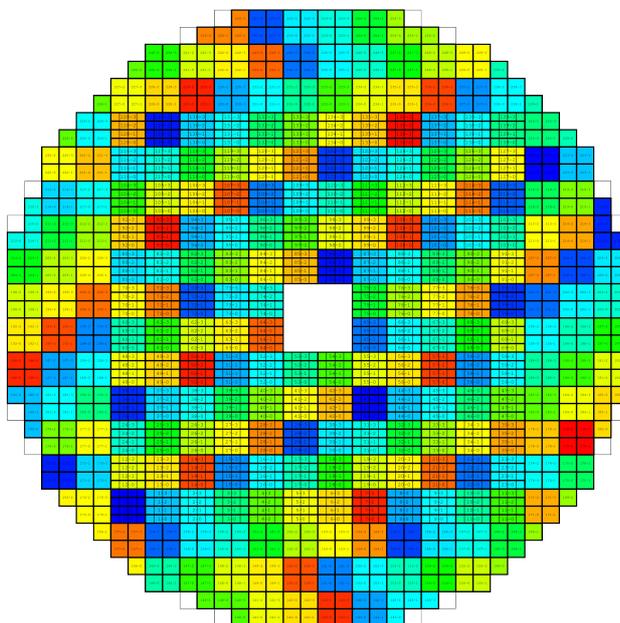


図 3.5 MPPC 読み出しのチャンネル分割。隣接する同色の結晶からの信号をサムアップで足し上げて、読み出している。

線を行なった。

3.3.1 接着手法

MPPC は、すでに組み立てられた垂直な CsI カロリメータの面に取り付ける必要があった。また、MPPC 表面はくぼんでおり、そのままでは接着するのが難しい。そのため、MPPC に石英板を接着し、その石英板を CsI に接着するという手法を取った [26, 27]。

まず、MPPC に石英板を接着する手法について説明する。図 3.6 に石英接着後の MPPC を示す。接着には、シリコンとエポキシ接着剤^{*4}を用いた。しかし、普通に接着するだけでは、温度変化によってシリコンが収縮し、MPPC と石英の間に気泡ができてしまう問題があったため、以下の手法で接着した。まず、MPPC と石英板をシリコンで接着する。この際に MPPC と石英板間に 0.2mm 程度の間隙をつくり、その間をシリコンで満たすようにする。次にシリコンの硬化後、重りで圧力を加えた状態で、MPPC の端をエポキシ樹脂で接着する。これによって、MPPC と石英板間の圧力が高い状態のまま保たれるため、温度が変化しても気泡はできない。

次に、MPPC が接着された石英板を CsI カロリメータに接着した。接着には、UV 透過性が高く放射線耐性がある、EPO-TEK-305 [28] を使用した。垂直な平面に接着すること、硬化時間が 23°C で 24 時間であることを考慮し、図 3.7 の治具を用いて接着を行なった。バネによって MPPC を CsI カロリメータに押し付けて接着した。また、治具についているネジやバネによって、x,y 方向の接着位置

*4 アラルダイト 2011 を用いた。

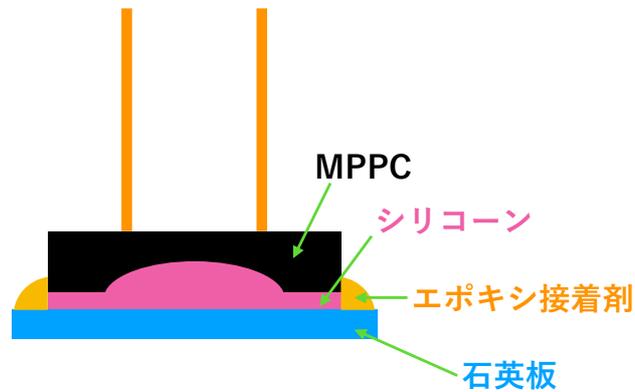


図 3.6 石英板接着後の MPPC。シリコン (赤色) とエポキシ接着剤 (黄色) を用いて MPPC と石英板 (青色) を接着した。

の微調整も可能である。図 3.8 に MPPC 接着中の上流から見た CsI カロリメータを示す。フレーム上に横一列に並んでいるのが、MPPC を接着するための治具である。この治具を用いることにより、一列分の CsI 結晶に同時に接着した。図 3.9 に接着された MPPC の個数を示す。45 日間で 4080 個の MPPC を接着した。

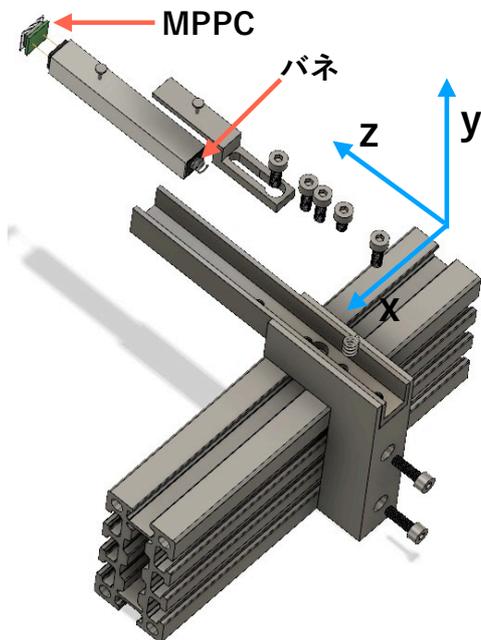


図 3.7 MPPC を CsI カロリメータに接着する際に使用した治具。



図 3.8 MPPC 接着中の上流から見た CsI カロリメータ。フレーム上に横一列に並んでいるのが、MPPC を接着するための治具である。

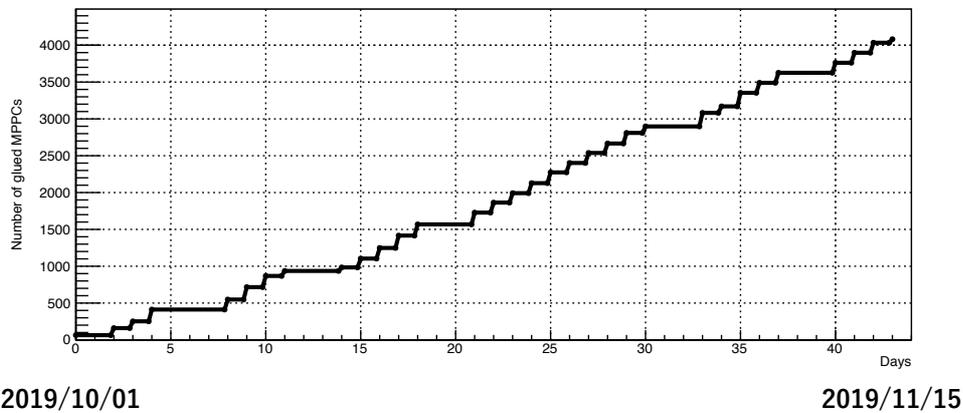


図 3.9 MPPC の接着作業の進捗。縦軸は接着された MPPC の合計数を示す。

3.3.2 配線作業

図 3.10 に両読み手法の読み出しを含めた全体像を示す。また、図 3.11 に MPPC インストール後の CsI 断面図を示す。図 3.11 中のいくつかの物質については、3.3.3 節で述べる。4080 個ある MPPC の信号は、MPPC の直上流に設置したハイブリッド回路で 1020 個までまとめられる。その後、信号は CsI カロリメータの外周に置かれた基板に送られる。基板にはサムアンプ回路があり、信号は 256 個にまとめられる。CsI カロリメータは真空中に置かれているため、信号は真空容器のフィードスルーを通過して ADC まで送られる。

MPPC からハイブリット接続回路、ハイブリット接続回路からサムアンプ回路のある基板までの配線は U.FL という同軸ケーブルを用いた [29]。このケーブルは減衰が小さいことに加え、直径が 1.1 mm と細いため低物質質量が実現できるからである。今回の両読み手法ではこの同軸ケーブルの芯線で信号、外部導体で HV を伝送している。また、コネクタ部分は金属が露出しており、これが他の金属に接触すると MPPC に HV をかけることができない。コネクタが接触する危険のある金属としては、基板上の金属や CsI 結晶が包まれているアルミナイズドマイラーがある。これを防ぐため、コネクタ部分をカプトンでできたテープで覆っている。また、CsI 結晶にアクリルでできたキャップを被せ、キャップの内側に MPPC、ケーブル、基盤を配置し、キャップの外側のアルミナイズドマイラーと離すことによって、アルミナイズドマイラーがコネクタ部分に触れないようにしている。図 3.12 に MPPC インストール後の上流側から見た CsI カロリメータを示す。カロリメータ上流面から出ている黒色のケーブルが MPPC 読み出し用の U.FL ケーブルである。

サムアンプのある基盤からフィードスルー、フィードスルーから ADC までは他の検出器と同様に Ethernet ケーブルを使用している。

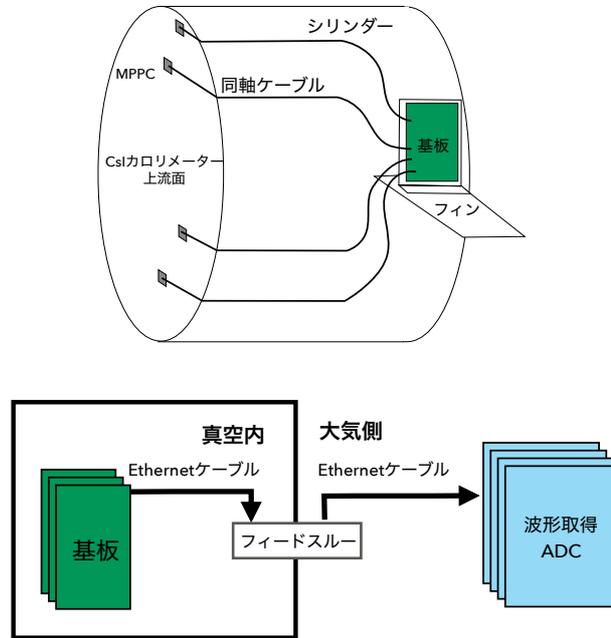


図 3.10 両読み手法の全体像 [24]。(上) MPPC からサムアンプのある基板まで、(下) 基板から ADC までの概要を示す。

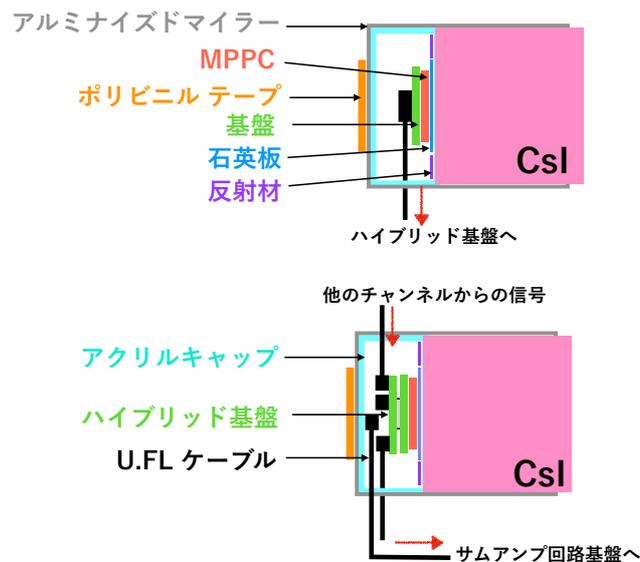


図 3.11 MPPC インストール後の CsI 断面図。(上) ハイブリッド基板がない small 結晶 (全体の 3/4)。(下) ハイブリッド基板がついている small 結晶 (全体の 1/4)。

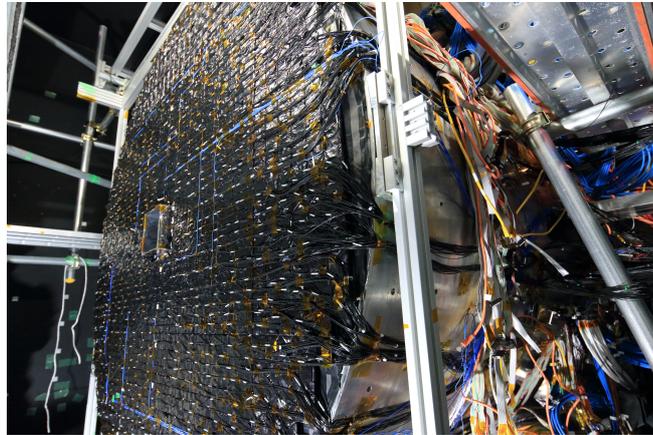


図 3.12 MPPC インストール後の上流側から見た CsI カロリメータ。CsI の上流面から出ている黒色のケーブルが MPPC の読み出しケーブル (U.FL) である。

3.3.3 MPPC 取り付けによる CsI カロリメータ上流の物質質量

K_L の崩壊でできた粒子がカロリメータ上流の物質で相互作用を引き起こすと、カロリメータで検出できない可能性がある。そのため、MPPC を取り付けしたことによる物質質量の増加を見積もった。

図 3.13 で示したもののうち、前節で説明されていなかった物質を紹介する。結晶表面の MPPC で覆われていない部分を、銀色の反射材で覆った。また、アルミナイズドマイラーで CsI 結晶を覆う際にポリビニルテープを使用した。MPPC インストールで CsI カロリメータ上流に増えた物質質量は、合計で $0.043 X_0$ であった。図 3.13 に MPPC インストールで CsI 上流に増えた物質質量の内訳を示す [30]。U.FL ケーブル中の銅がもっとも大きな割合を占めた。 $0.043 X_0$ は十分小さく、CsI カロリメータの性能に影響は与えない [30]。

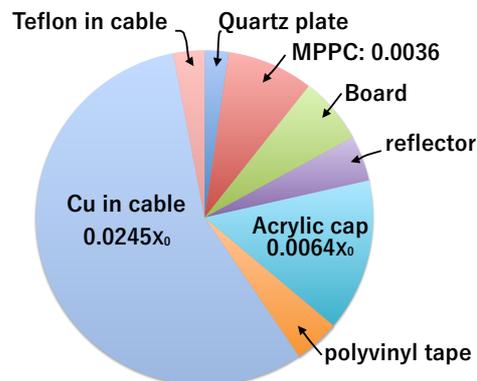


図 3.13 MPPC インストールで CsI 上流に増えた物質質量の内訳 [30]。合計で $0.043 X_0$ であった。

3.4 宇宙線測定

MPPC インストール中に宇宙線を用いて、CsI カロリメータの全結晶の波形、光量、宇宙線が通過した z 位置と検出時間の相関 (z - t 分布) を測定した。本研究は大阪大学の真利氏による研究である [10]。この測定は CsI 結晶の個体差を理解するために行なった。また、取得した測定値をフィットし、パラメータをシミュレーションにも組み込んだ。シミュレーションについては 3.5 節で述べる。

3.4.1 セットアップ

図 3.14 に宇宙線測定のセットアップを示す。宇宙線を測定するために、トリガーカウンターを CsI カロリメータの上下に設置した。このトリガーカウンターは長さ 2000 mm、幅 50 mm、高さ 100 mm のプラスチックシンチレータである。CsI 結晶の深さ方向に対する依存性を測定するために、このトリガーカウンターを CsI カロリメータの z 軸方向に、上下に 6 本ずつ設置した。それぞれのカウンターを両端から PMT を使って読み出し、125 MHz の ADC を使って波形を取得した。また、この宇宙線測定中には、図 3.15 のようにサムアンプにつき一つのハイブリッドのみ電圧をかけた。なぜなら、図 3.15 のような事象の場合、全てのハイブリッドに電圧をかけていると、ヒットのあった 4 つの結晶からの信号が足し上げられるため、どの結晶からの信号か区別できないからである。MPPC^{hybrid} のうち、どの MPPC で読み出された結晶のヒットかは PMT の信号で識別した。

3.4.2 事象選別

上下の宇宙線カウンターに一つ以上ヒットがある場合にトリガーを発行し、データを取得した。CsI カロリメータの PMT 側は CsI 結晶ごとに個別で読み出されているため、PMT の信号から結晶のヒットを要求した。また、同じハイブリッド回路に接続されている他の結晶にヒットがないことも要求した。

3.4.3 測定した物理量

全ての CsI 結晶について波形、光量分布、 z - t 相関を測定した。宇宙線カウンターは CsI カロリメータの上下に 6 本ずつあるため、1 つの結晶に対して z 軸方向に 36 点のデータを取得できる。宇宙線測定の解析では、CsI カロリメータの中心を $z=0$ mm とした。

3.4.4 波形

宇宙線を用いて、結晶ごとの波形を取得した。また、シミュレーションに結晶ごとの波形を組み込むために、結晶ごとにテンプレート波形を作成した。図 3.16 に 1 つの結晶に対するテンプレート波形を示す。テンプレート波形は、波形を波高で規格化し重ね合わせたもののプロファイルから取得した。一つの結晶に対し、 z 方向に 36 通りの位置に対応するテンプレート波形を取得した。波形は以下の関

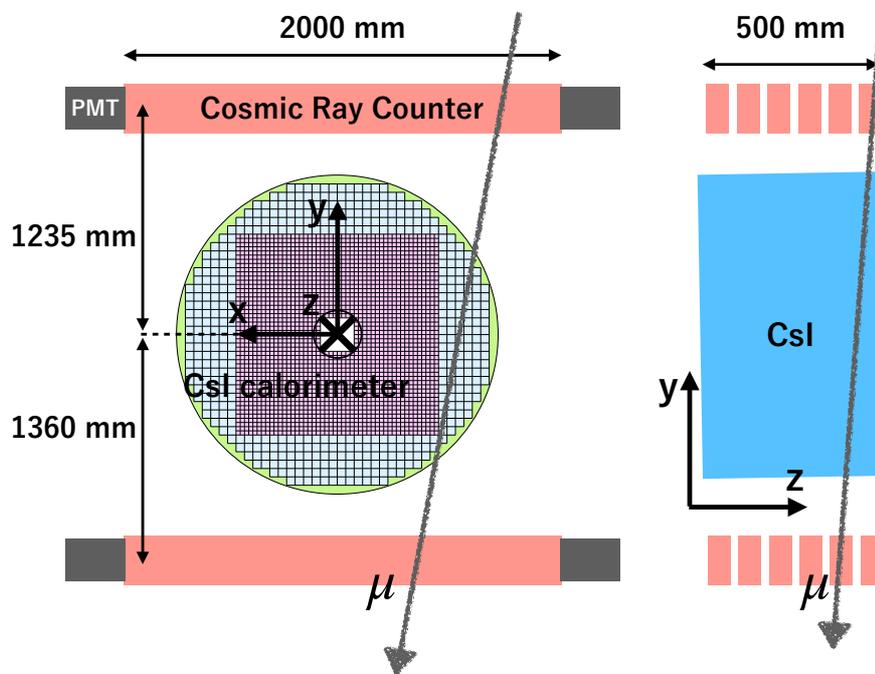


図 3.14 宇宙線測定のセットアップ。CsI カロリメータの上下にプラスチックシンチレータでできたトリガーカウンターを 6 本づつ設置した。

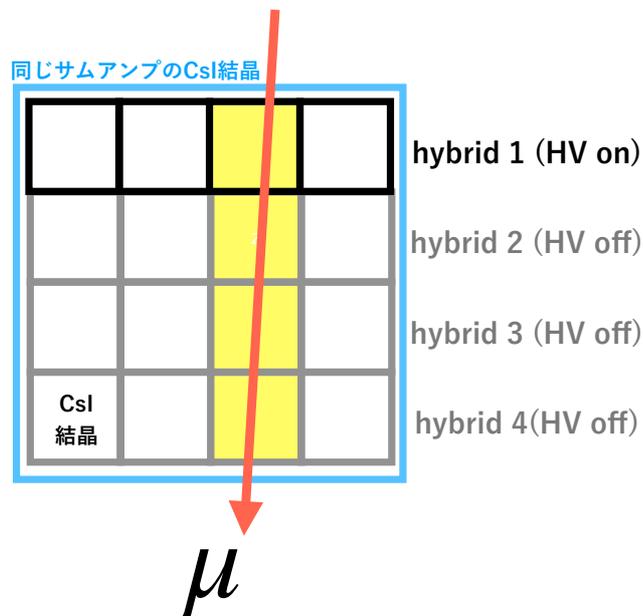


図 3.15 宇宙線測定中の HV 設定。結晶一つ一つに対する物理量を測定するために、サムアンプにつき 1 つのハイブリッドのみ電圧をかけた。

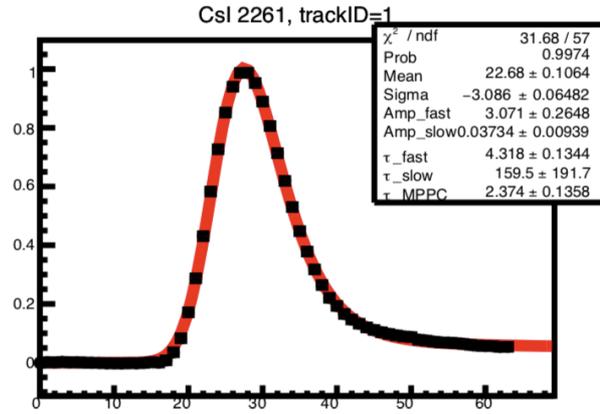


図 3.16 宇宙線を用いて取得した、MPPC のテンプレート波形 [11]。赤線は式 (3.1) によるフィットの結果を表す。

数でフィットして、パラメーターを得た。

$$\begin{aligned}
 & p_2 \left\{ \exp \left[- \left(x - p_0 - \frac{p_1^2}{2p_4^2} \right) \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{x - p_0 - p_1^2/p_4}{\sqrt{2}p_1} \right) \right. \\
 & \quad \left. - \exp \left[- \left(x - p_0 - \frac{p_1^2}{2p_6^2} \right) \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{x - p_0 - p_1^2/p_6}{\sqrt{2}p_1} \right) \right\} \\
 & + p_3 \left\{ \exp \left[- \left(x - p_0 - \frac{p_1^2}{2p_5^2} \right) \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{x - p_0 - p_1^2/p_5}{\sqrt{2}p_1} \right) \right. \\
 & \quad \left. - \exp \left[- \left(x - p_0 - \frac{p_1^2}{2p_6^2} \right) \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{x - p_0 - p_1^2/p_6}{\sqrt{2}p_1} \right) \right\}
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

波形のフィットで用いた式は、CsI 結晶の発光時定数の速い成分と遅い成分を考慮した exp 分布を、MPPC の時定数成分 (exp 分布) で畳み込み、さらに Gaussian で畳み込んだ関数である。 p_1, p_2 はそれぞれ Gaussian の mean と σ 、 p_2, p_3 はそれぞれ早い成分と遅い成分の割合、 p_4, p_5 はそれぞれ早い成分と遅い成分の時定数、 p_6 は MPPC の時定数を表す。

3.4.5 z-t 分布

ΔT 分布を理解するために、結晶ごとに宇宙線が通過した z 位置と検出時間の相関 (z - t 分布) を測定した。図 3.17 に MPPC の z - t 相関 (左) と PMT の z - t 相関 (右) を示す。マーカーの色は宇宙線が通過した上側のカウンターに対応する。 $z=0$ 付近で分布が不連続なのは、この結晶が 25 cm の 2 つの結晶をつなぎ合わせてできているからである [5]。 z - t 相関は、次の関数でフィットし、パラメータを得

*5 CsI カロリメータに用いられている結晶には、一つの結晶からできているものと、二つの結晶をつなぎ合わせてできているものが存在する。詳細は [11] で述べられている。

た。図中の赤線は式 3.2 による フィットの結果を表す。

$$\begin{cases} t_0 + s_1(z + 250) & (z_0 \leq 0) \\ t_0 + 250s_1 + s_2z + t_{gap} & (z_0 > 0) \end{cases} \quad (3.2)$$

ここで、 t_0 , s_1 , s_2 はそれぞれ、 $z=-250$ mm (CsI カロリメータの上流端) での時間のオフセット、上流での傾き、下流での傾きである。 t_{gap} は $z=0$ mm での不連続さを表す。MPPC の z - t 相関のフィットでは、まず MPPC と PMT の 時間差の z - t 相関と PMT の z - t 相関のフィットパラメータの和として MPPC 側の z - t 相関の形を決めるパラメータ (上下流の傾きとギャップ) を求め、次にこれらを固定した状態で MPPC の z - t 相関をフィットしてオフセットを求めた。統計量によっては MPPC の z - t 相関を直接フィットするのが難しい結晶があり、MPPC の z - t 相関より時間差の z - t 相関の方が時間分解能が良かったため、このような手法をとった。

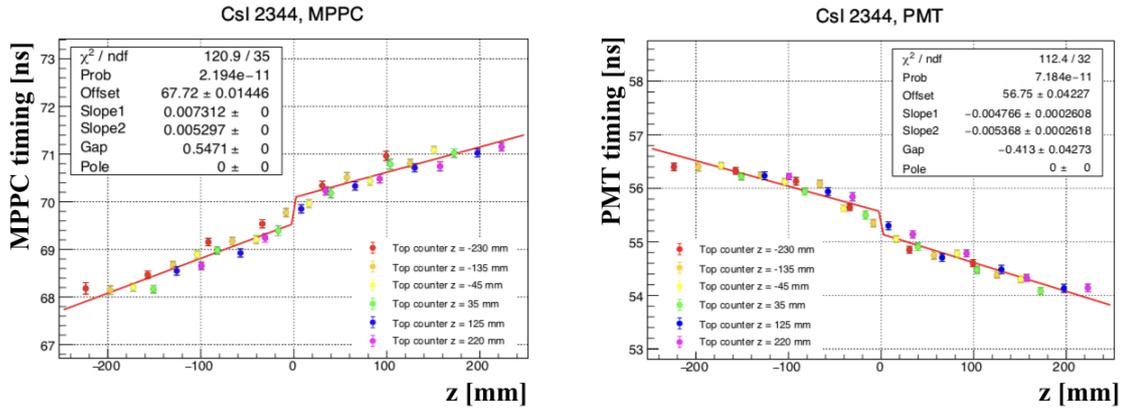


図 3.17 宇宙線を用いて測定した、MPPC の z - t 相関 (左) と PMT の z - t 相関 (右) [11]。マーカーの色は宇宙線が通過した上側のカウンターに対応する。赤線は式 3.2 による フィットの結果を表す。

3.4.6 光量

図 3.18 に二つの large 結晶による MPPC の光量分布を示す。図 3.18 (左) の $z=0$ mm 付近で分布が不連続なのは、 z - t 分布と同様に結晶の継ぎ目の影響である。光量分布は以下の関数でフィットして、パラメーターを得た。

$$f(z) = p_0 + p_1 \tan^{-1}(p_2(z - p_3)) \quad (3.3)$$

3.5 シミュレーション

宇宙線測定で取得した CsI 結晶ごとの物理量は、大阪大学の清水氏によってシミュレーションに導入された。シミュレーションは Geant4 を用いて、以下の手順で行った。

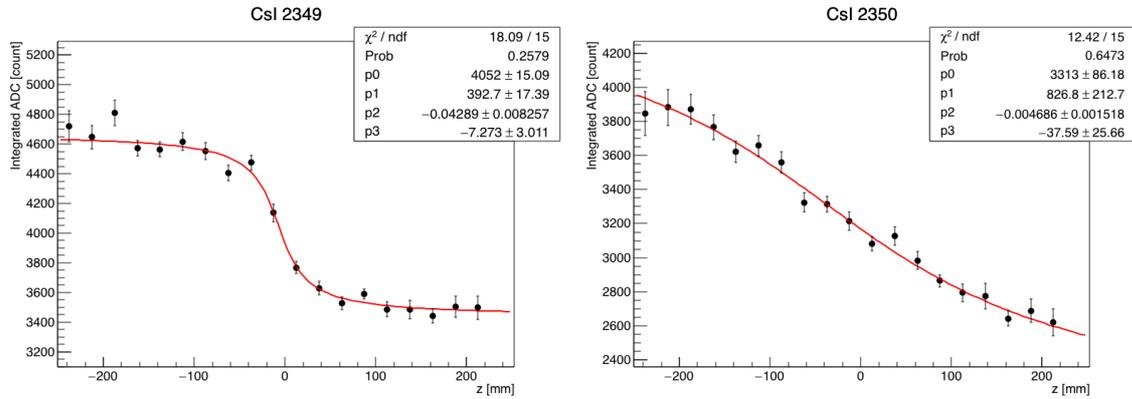


図 3.18 宇宙線を用いて測定した、二つの large 結晶における MPPC の光量分布 [11]。

まず、 K_L を FB の上流端から 1.5 m 上流の位置から発射する。 K_L の運動量分布は以前に KOTO 実験のビームラインで測定されたものを使用した [116]。次に、 K_L の崩壊でできた γ 線が結晶中に入射すると、CsI 結晶と相互作用してシャワーを生成する。シャワー発展の位置、時間、エネルギーを用いて、MPPC の波形と PMT の波形を生成する。最後に波形から事象を再構成する。

本節では、シミュレーションで MPPC のチャンネルに対する波形を生成する過程について述べる。波形からの事象再構成はデータの場合と同じ手法を用いた。詳しくは 5 章と 6 章に述べる。

まず、 γ 線が CsI 結晶との相互作用でに落としたエネルギー、相互作用した時間と場所を、粒子の軌跡にしたがって複数点保存する (今後反応点と呼ぶ)。

- 反応点の情報から反応点に対する波形の生成まで
 1. 反応点に落ちたエネルギーを式 (3.3) を用いて光量に変換する。
 2. シャワーでできた光子を式 (3.2) を用いて CsI 結晶の上流端まで伝搬させる*6。
 3. 反応点の z 位置に応じたテンプレート波形を用いて、波形を生成する。波高は前に求めた光量で変化させる。
- CsI 結晶に対応する波形

すべての反応点における波形を足し合わせ、CsI 結晶に対する波形とする。
- MPPC^{sum} に対応する波形

サムアップでまとめられている MPPC の波形を足し合わせ、MPPC^{sum} に対応する波形とする。

シミュレーションでは、この MPPC^{sum} に対応する波形を用いて事象再構成を行った。

PMT の波形を生成する過程は、KOTO 実験で今まで使われてきた手法と同様である。したがって、PMT 側に宇宙線測定の結果は反映していない。PMT でも MPPC と同様に、反応点でのエネルギーを光量に変換し、エネルギーを CsI の下流端まで伝搬させてシミュレートしている。光量の位置依存性

*6 実際にはエネルギーを伝搬させているが、説明のために光子と表現する。

には、CsI カロリメータを組み上げる前に、線源を用いて測定した値を用いている。またエネルギーの伝搬速度には光速の 30% を用いている。シミュレーションとデータとの整合性については 8 章で述べる。

第 4 章

解析の概要

4.1 解析の流れ

この研究の目的は、CsI カロリメータの両読み手法によって中性子背景事象を削減することである。中性子背景事象の削減能力を見積もるためには、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ を評価するための γ 線のサンプルと、中性子背景事象を評価するためのサンプルが必要である。まず 5 章と 6 章で、サンプルの取得方法と事象選別を述べた後に、選んだ事象がサンプルとして妥当であるか述べる。今回 γ 線サンプル、中性子背景事象のサンプルともにビームで取得したデータを使用した。その後に、7 章で両読み手法のために取り付けた MPPC が、データ取集中に正常に動作したことを波形と出力電荷から確認する。

最後に、両読み手法の ΔT を用いた中性子背景事象の削減能力を評価する。また他のカットとの相関を考慮し、標準理論感度で予想される中性子背景事象の数を見積もる。

4.2 2019 年物理ランの概要

KOTO 実験では、CsI に MPPC を取り付けたのち、2019 年 2 月から 4 月にかけてビームを受け、データを取得した。図 4.1 に KOTO 実験のデータ取得状況を示す。POT とは金標的に当たった陽子の数である。生成される K_L の数は、POT に比例するため、KOTO 実験では POT を取得した事象数の指針として用いる。本研究では図 4.1 の赤枠で囲まれた、2019 年物理ランのデータの一部を用いる。物理ランで 7.9×10^{18} POT、Z0 AI ランで 2.3×10^{18} POT に相当する量のデータを用いて、今後の解析を行う。

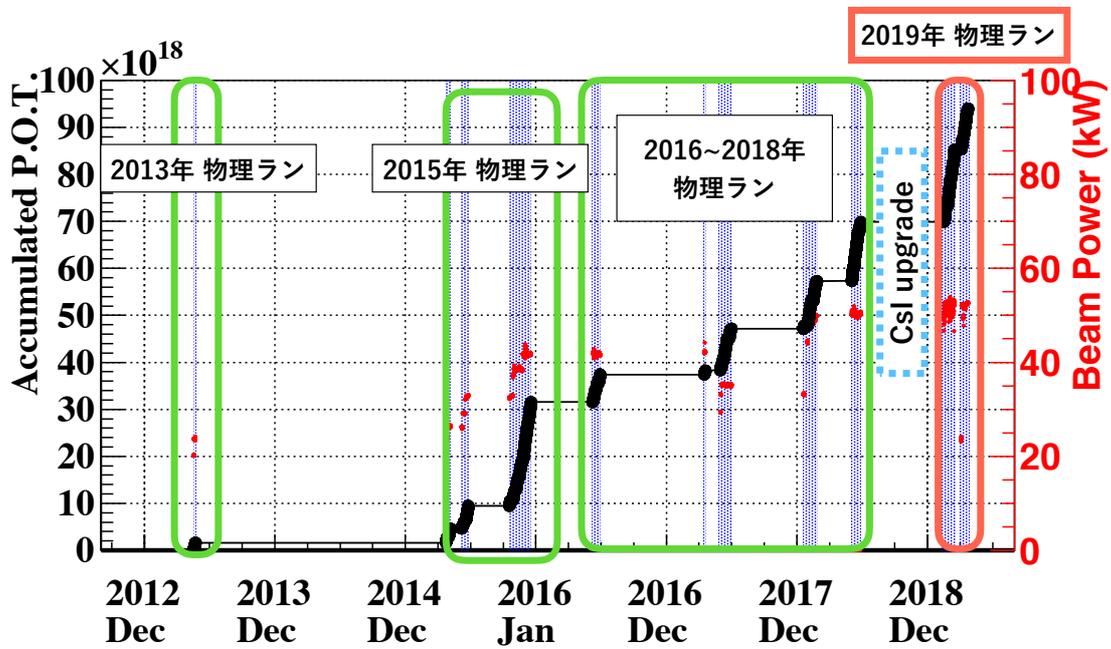


図 4.1 KOTO 実験のデータ取得状況。横軸がデータを収集した日付、縦軸が合計の POT を示す。

第 5 章

γ 線サンプル

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ に対する両読み手法の性能を評価するための、 γ 線サンプルとして $K_L \rightarrow 3\pi^0$ という崩壊モードを用いた。表 5.1 に K_L の主な崩壊モードを示す。 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ は終状態が γ のみで、崩壊分岐比も大きい。そのため、純粋な γ 線サンプルを多く集められる。

表 5.1 K_L の主な崩壊モードと分岐比 [32]

| 崩壊モード | 崩壊分岐比 |
|---|----------------------------------|
| $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e$ | $(40.55 \pm 0.11)\%$ |
| $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_e$ | $(27.04 \pm 0.07)\%$ |
| $K_L \rightarrow 3\pi^0$ | $(19.52 \pm 0.12)\%$ |
| $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ | $(12.54 \pm 0.05)\%$ |
| $K_L \rightarrow 2\pi^0$ | $(8.64 \pm 0.06) \times 10^{-4}$ |
| $K_L \rightarrow 2\gamma$ | $(5.47 \pm 0.04) \times 10^{-4}$ |

5.1 データ取得

2.5.1 節で述べた、物理ランのデータを用いた。

5.2 イベント再構成

5.2.1 波形解析

KOTO 実験では、ADC を用いて波形を取得している。図 5.1 に PMT で読み出された CsI の波形の例を示す。この波形から、以下の物理量を得る。

- ペDESTAL

64 個ある波形のデータ点のうち、最初の 10 点と最後の 10 点のうち標準偏差の小さい方の平均をペDESTALとする。

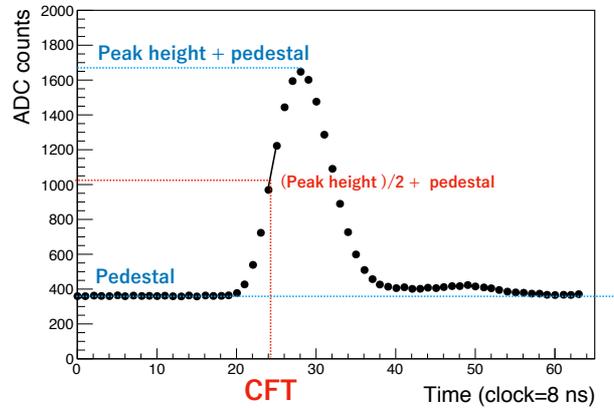


図 5.1 PMT で読み出された CsI の波形。Constant fraction time (CFT) の概要。

- 積分 ADC 値
それぞれのデータ点の ADC 値から、ペDESTALを引いた値の合計。
- 波高
最も ADC 値の大きいデータ点とその両隣のデータ点を二次関数でフィットしたときの、頂点の値からペDESTALを引いた値。
- ピーク時間
二次関数でフィットした時の、頂点に対応する時間。
- 時間
解析では、ピーク時間よりも時間分解能の小さい、Constant Fraction Time (CFT) を結晶のヒット時間として用いる。図 5.1 に CFT の概要を示す。CFT は波形の立ち上がり部分で、波高の 1/2 の高さに対応する時間である。波高の 1/2 の高さを超える直前のデータ点と、直後のデータ点を直線で結んで求める。

5.2.2 クラスターの再構成

クラスターとは、エネルギーが落ちた結晶のまとまりである。1つの入射粒子が作ったシャワーによって、クラスターができると考え、クラスター単位での解析を行う。クラスターの再構成は以下のように行う。

図 5.2 にクラスター再構成の概要を示す。はじめに、3 MeV 以上のエネルギーが落ちた結晶をクラスターシードとする。それぞれのクラスターシードの中心から、半径 70 mm 以内にあるクラスターシードをまとめて、クラスターとする。2つ以上の結晶からできたクラスターをこの後の π^0 再構成に用いる。1つの結晶からできたクラスターは、isolated hit crystal と呼ばれる。isolated hit crystal はこの後の π^0 再構成には用いないが、veto の条件として用いる (5.4.3 節)。 γ 線サンプルでは、6 クラスター以上ある事象に対して解析を行なっている。クラスターのエネルギー (E_{clus})、場所 (x_{clus} ,

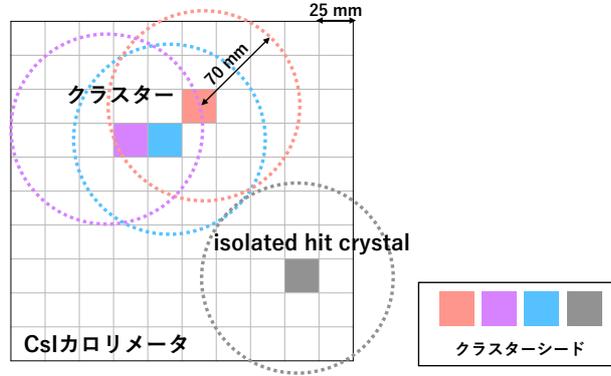


図 5.2 クラスタ再構成の概要。色のついた結晶がクラスタースeedである。それぞれのクラスタースeedから 70 mm 以内にあるクラスタースeedをまとめ、クラスタースeedとする。灰色で示したのが isolated hit crystal である。

y_{clus} 、時間 (t_{clus}) を以下のように定義する^[*]。

$$E_{\text{clus}} = \sum_i^n E_i \quad (5.1)$$

$$x_{\text{clus}} = \frac{\sum_i^n x_i E_i}{\sum_i^n E_i} \quad (5.2)$$

$$y_{\text{clus}} = \frac{\sum_i^n y_i E_i}{\sum_i^n E_i} \quad (5.3)$$

$$t_{\text{clus}} = \frac{\sum_i^n t_i / \sigma_i^2}{\sum_i^n 1 / \sigma_i^2} \quad (5.4)$$

\sum_i^n でクラスタに属する全ての結晶に対する和を計算している。 x_i, y_i は i 番目の結晶の位置、 E_i と t_i は結晶に落とされたエネルギーと時間である。 σ_t は過去に測定された結晶の時間分解能であり、次のように表わされる [14]。

$$\sigma_t [\text{ns}] = \frac{5}{E} + \frac{3.63}{\sqrt{E}} + 0.11 \quad (E : \text{MeV}) \quad (5.5)$$

5.2.3 π^0 の再構成

6 個のクラスタを用いて 3 つの π^0 を再構成する。クラスタの数が 6 個だった場合、3 つの π^0 を再構成するクラスタの組み合わせが 15 通り存在するが、すべての組み合わせに対して π^0 の再構成を行う。正しい組み合わせを選ぶための手法は、5.3 節で述べる。

この節では、二つのクラスタから一つの π^0 を再構成し、 π^0 の崩壊位置と崩壊時間を得るまでを述べる。図 5.3 に π^0 の再構成の概要を示す。

^{*}1 正確には π^0 (5.2.3 節) もしくは K_L (5.3 節) の再構成後に、再構成された崩壊位置を用いて γ 線の入射角度を計算し、クラスタのエネルギーを補正している。また、 γ 線の入射位置も計算している。詳細は [63] に記述されている。

崩壊位置

2つのクラスターを用いて、 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 崩壊がビーム軸上で起きたとを仮定し、 π^0 を再構成する。 π^0 と 2γ の4元運動量保存より、以下の式が成り立つ。

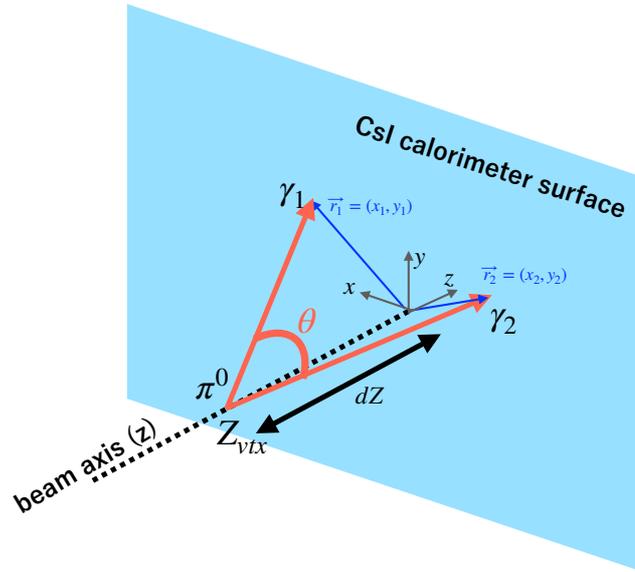


図 5.3 π^0 再構成の概要。

$$\cos \theta = 1 - \frac{M_{\pi^0}^2}{2E_1 E_2} \quad (5.6)$$

ここで、 M_{π^0} は π^0 の質量、 E_1, E_2 はそれぞれのクラスターのエネルギー、 θ は2つの γ 線の方向がなす角度である。

また、 π^0 の崩壊が z 軸上だと仮定して、以下の式で z 方向の崩壊位置 (Z_{vtx}) を計算する。

$$(1 - \cos^2 \theta) dZ^4 + (2(\vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2) - (r_1^2 + r_2^2) \cos^2 \theta) dZ^2 + (\vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2)^2 - (r_1^2 r_2^2) \cos^2 \theta = 0 \quad (5.7)$$

ここで、 dZ はカロリメータ表面と z 方向の崩壊位置との距離 ($dZ = Z_{CsI} - Z_{vtx}$)、 \vec{r}_1, \vec{r}_2 は x, y 平面での二つのクラスターの位置ベクトルである。

dZ^2 は二つの実数かつ正の解を持つ場合があり、その場合 dZ も二通り考えられる。 γ 線サンプルでは、大きい方の dZ の解を用いる。中性子背景事象サンプルでは、二つの解をもつ事象は使わない。

横軸運動量

π^0 の横軸運動量 (P_t) は以下のように求める。

$$P_t = \left| \sum_i^2 \frac{E_i \vec{r}_i}{\sqrt{r_i^2 + dZ^2}} \right| \quad (5.8)$$

崩壊時間

π^0 の崩壊時間は γ 線が検出された時間から、 γ 線の Time of Flight (TOF) を差し引いて求められる。それぞれのクラスターについて崩壊時間 (t_{vtx}) は以下のように計算する。

$$t_{\text{vtx}}^i = t_{\text{clus}}^i - \sqrt{r_i^2 + dZ^2}/c \quad (5.9)$$

ここで c は光速である。

また、2つのクラスターから計算した崩壊時間を用いて、 π^0 の崩壊時間 (T_{vtx}) を以下のように計算する。

$$T_{\text{vtx}}^{\pi^0} = \frac{\sum_i^2 t_{\text{vtx}}^i / \sigma_t^2(E_i)}{\sum_i^2 1 / \sigma_t^2(E_i)} \quad (5.10)$$

ここで σ_t はそれぞれクラスターの時間分解能であり、エネルギーの関数として以下のように表される。

$$\sigma_t(E) [\text{ns}] = \frac{3.8}{\sqrt{E}} + 0.19 \quad (E : \text{MeV}) \quad (5.11)$$

5.3 K_L の再構成

Z 崩壊位置

$K_L \rightarrow 3\pi^0$ では6つ以上のクラスターが存在するため、3つの π^0 の組み合わせが複数存在する。その中から、正しい組み方を選ぶために次の手法を取っている。

- K_L の崩壊位置は、再構成された π^0 の崩壊位置に重みをつけて求める。

$$Z_{\text{vtx}}^{K_L} = \frac{\sum_i^{N/2} Z_{\text{vtx}}^i / \sigma_i^2}{\sum_i^{N/2} 1 / \sigma_i^2} \quad (5.12)$$

ここで、 Z_{vtx}^i は再構成された z 方向の崩壊位置、 σ_i は再構成された z 崩壊位置の位置分解能である。

- 崩壊位置に対する χ^2 を以下のように計算する。

$$\chi_z^2 = \sum_i^3 \frac{(Z_{\text{vtx}}^i - Z_{\text{vtx}}^{K_L})^2}{\sigma_i^2} \quad (5.13)$$

すべての組み合わせについて χ^2 を計算し、もっとも χ^2 の小さい組み合わせを選ぶ。また、今後の解析で使用する ΔZ_{vtx} を以下のように定義する。

$$\Delta Z_{\text{vtx}} = \max(|Z_{\text{vtx}}^i - Z_{\text{vtx}}^j|) \quad (5.14)$$

X, Y 崩壊位置

また、カロリメータ上でのエネルギー重心 (COE) を以下のように定義する。

$$X_{\text{COE}} = \frac{\sum_i^N x_i E_i}{\sum_i^N E_i} \quad (5.15)$$

$$Y_{\text{COE}} = \frac{\sum_i^N y_i E_i}{\sum_i^N E_i} \quad (5.16)$$

ここで x_i, y_i は i 番目のクラスターの位置、 E_i は i 番目のクラスターのエネルギーである。 K_L の崩壊位置が金標的と COE を結んだ直線状にあることを仮定し、 $Z_{vtx}^{K_L}$ から x, y 方向の崩壊位置を計算する。

$$X_{vtx}^{K_L} = \frac{Z_{vtx}^{K_L} - Z_{target}}{Z_{CsI} - Z_{target}} X_{COE} \quad (5.17)$$

$$Y_{vtx}^{K_L} = \frac{Z_{vtx}^{K_L} - Z_{target}}{Z_{CsI} - Z_{target}} Y_{COE} \quad (5.18)$$

ここで、 Z_{target} は金標的の z 位置である。

K_L の崩壊位置を用いて、三つの π^0 の 4 元運動量を計算する。その後、三つの π^0 の 4 元運動量を用いて、 K_L の質量を再構成する。

崩壊時間

6 つのクラスター情報を用いて、 K_L の崩壊時間を次のように計算する。

$$T_{vtx}^{K_L} = \frac{\sum_i^6 t_{vtx}^i / \sigma_t^2(E_i)}{\sum_i^2 1 / \sigma_t^2(E_i)} \quad (5.19)$$

5.4 事象選別

$K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊を選ぶために、以下のカットを使用した。

5.4.1 運動学的カット

表 5.2 に $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊を選択するために用いた運動学的カット一覧を示す。以下それぞれの詳細について説明する。

表 5.2 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊を選択するために用いた運動学的カット一覧

| selection | 閾値 |
|--------------------------|---|
| Cluster Energy | $E_\gamma \geq 50 \text{ MeV}$ |
| Total Energy | $E_{total} \geq 650 \text{ MeV}$ |
| ΔM_{K_L} | $\pm 15 \text{ MeV}/c^2$ |
| $K_L P_t$ | $P_t \leq 50 \text{ MeV}/c$ |
| $Z_{vtx}^{K_L}$ | $3000 \leq Z_{vtx}^{K_L} \leq 5000 \text{ mm}$ |
| χ_z^2 | $\chi^2 \leq 20$ |
| Delta Vertex Time | $ T_{vtx}^{K_L} - t_{vtx} \leq 3 \text{ ns}$ |
| ΔM_{π^0} | $\pm 10 \text{ MeV}/c^2$ |
| ΔZ_{vtz} | $\leq 400 \text{ mm}$ |
| Photon position | $\max(x , y) \geq 150 \text{ mm}, R \leq 850 \text{ mm}$ |
| Cluster Distance (d) | $d \geq 150 \text{ mm}$ |

- Cluster Energy

位置分解能・時間分解能が大きい事象を取り除くため、低エネルギーの事象を取り除く。エネルギーが 50 MeV 以上であることを要求する。

- Total Energy

6つのクラスターの合計エネルギーが 650 MeV 以上であることを要求する。

- ΔM_{K_L}

再構成された K_L の質量を $m_{K_L}^{\text{rec}}$ とし、 ΔM_{K_L} を次のように定義する。

$$\Delta M_{K_L} = m_{K_L}^{\text{rec}} - 497.614 \text{ [MeV}/c^2] \quad (5.20)$$

$|\Delta M_{K_L}|$ が、15 MeV/ c^2 以下であることを要求する。

- $K_L P_t$

$K_L \rightarrow 3\pi^0$ では、 $3\pi^0$ によってできる 6つのクラスター以外は運動量を持ち去らない。そのため、 K_L の横方向運動量 (P_t) は小さくなるはずである。再構成した K_L の横方向運動量 (P_t) が、50 MeV/ c 以下であることを要求する。

- $Z_{\text{vtx}}^{K_L}$

K_L の崩壊が、KOTO 実験の検出器で囲まれた崩壊領域で起きたことを保証するために、再構成された K_L の Z 崩壊位置に対して、 $3000 \text{ mm} \leq Z_{\text{vtx}}^{K_L} \leq 5000 \text{ mm}$ を要求する。

- χ_z^2

すべての π^0 の Z 崩壊位置が一致することを保証するために、式 (5.13) で定義された χ_z^2 が 20 以下であることを要求する。

- ΔZ_{vtx}

同様に、すべての π^0 の z 崩壊位置が一致することを保証するために、式 (5.14) で定義された ΔZ_{vtx} が 400 mm 以下であることを要求する。

- Delta Vertex Time

すべてのクラスターが K_L の崩壊によることを保証するために、再構成された K_L の崩壊時間 (式 (5.19)) と、それぞれのクラスターから計算された崩壊時間 (式 (5.9)) の差が 3 ns 以下であることを要求する。

- ΔM_{π^0}

再構成された K_L の崩壊位置を用いて、二つの γ 線のエネルギーから π^0 の質量を再構成する。再構成された π^0 の質量を $m_{\pi^0}^{\text{rec}}$ とする。次に ΔM_{π^0} を次のように定義する。

$$\Delta M_{\pi^0} = m_{\pi^0}^{\text{rec}} - 135.0 \text{ [MeV}/c^2] \quad (5.21)$$

すべての π^0 の $|\Delta M_{\pi^0}|$ が、10 MeV/ c^2 以下であることを要求する。

- Photon Position

シャワーが CsI カロリメータからもれた場合、エネルギーを正しく測定できない。 γ 線による電磁シャワーが全て CsI カロリメータ内におさまっていることを要求する。x, y ヒット位置のうち大きい方の値がそれぞれ 150 mm 以上であり、カロリメータの中心から 850 mm 以内であることを要求する。

- Cluster Distance

2つのクラスター間の距離が 150 mm であることを要求することで、2つのクラスターが分かれていることを保証する。

5.4.2 Veto 検出器を用いた veto

表 5.3 にそれぞれの veto 検出器におけるエネルギー閾値を示す。検出器で観測されたエネルギーが閾値以上の場合、その事象は使わない。

表 5.3 それぞれの veto 検出器でのエネルギー閾値一覧。(*) newBHCV では、3層のうち2層以上のモジュールでヒットがあり、それぞれの層でのエネルギーが閾値を超えた場合 veto される。(**) BHPV では veto の閾値としてエネルギーの代わりに、相当する光電子の数が使われている。ヒットのあったモジュールが3個以上の場合、veto される。(***) BHGC も veto の閾値として、エネルギーの代わりに相当する光電子の数が使われている。

| 検出器 | エネルギー閾値 |
|---|----------------|
| CV | 0.2 MeV |
| FB, MB, IB | 1 MeV |
| MBCV, IBCV | 0.5 MeV |
| NCC | 1 MeV |
| Hinemos | 1 MeV |
| CC03 | 3 MeV |
| LCV | 0.6 MeV |
| OEV | 1 MeV |
| CC04, CC05, CC06 (CsI crystal) | 3 MeV |
| CC04, CC05, CC06 (plastic scintillator) | 1 MeV |
| DCV | 4 MeV |
| newBHCV | 221 eV (*) |
| BHPV | 2.5 p.e. (**) |
| BHGC | 2.5 p.e. (***) |

5.4.3 CsI 検出器を用いた veto

CsI カロリメータのヒットを用いた Veto が2種類ある。以下にその Veto の条件を述べる。

5.4.3.1 Isolated Hit Crystal Veto

Isolated hit crystal veto は、1つの結晶からできたクラスター (isolated hit crystal) を用いた veto である。isolated hit crystal と最近接クラスターのヒット時間の差が ± 10 ns 以内であり、結晶のエネルギーが次に定める式 (5.22) の閾値以上の時、この事象は使わない。エネルギー閾値は、isolated hit

crystal ともっとも近いクラスターとの距離 d を用いて以下のように定義する。

$$E_{thre} = \begin{cases} 10 \text{ MeV} & (d \leq 200 \text{ mm}) \\ (13.5 - 0.0175d) \text{ MeV} & (200 < d \leq 600 \text{ mm}) \\ 3 \text{ MeV} & (d > 600 \text{ mm}) \end{cases} \quad (5.22)$$

クラスターに近い結晶は、シャワー発展の影響で isolated hit crystal になりうるため、エネルギー閾値を高く設定している。

5.4.3.2 Extra Cluster Veto

Extra cluster veto は、 K_L を再構成するために用いなかったクラスターに対する veto である。再構成された K_L の崩壊位置を使って、extra cluster に対応する崩壊時間を計算する。その崩壊時間が ± 10 ns 以内である場合、同じ K_L の崩壊に由来するクラスターの可能性があるため、その事象は使わない。

5.5 サンプルの妥当性

$K_L \rightarrow 3\pi^0$ のモンテカルロミュレーション (MC) とデータを比較し、上で述べた事象選別で $K_L \rightarrow 3\pi^0$ を選択できているかを確認した。MC に対するカットはデータに対するカットと同じである。図 5.4 (左) にクラスターエネルギーの分布を、(右) に 6 クラスターの合計エネルギーの分布を示す。5.4 節で述べたカットのうち、Cluster Energy と Total Energy のカットはかけていない。両方のエネルギー分布はデータと MC で一致している。また、図 5.5 に、再構成した K_L の質量分布を示す。5.4 節で述べたカットのうち、 ΔM_{K_L} カットのみかけていない。データと MC の両方で、 K_L の質量である $498 \text{ MeV}/c^2$ 付近にピークがある。

したがって、データで $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊が選択できているため、このデータを γ 線サンプルとして用いる。今後の解析では $K_L \rightarrow 3\pi^0$ の同じ π^0 に属する二本の γ 線を、 γ 線サンプルとする。

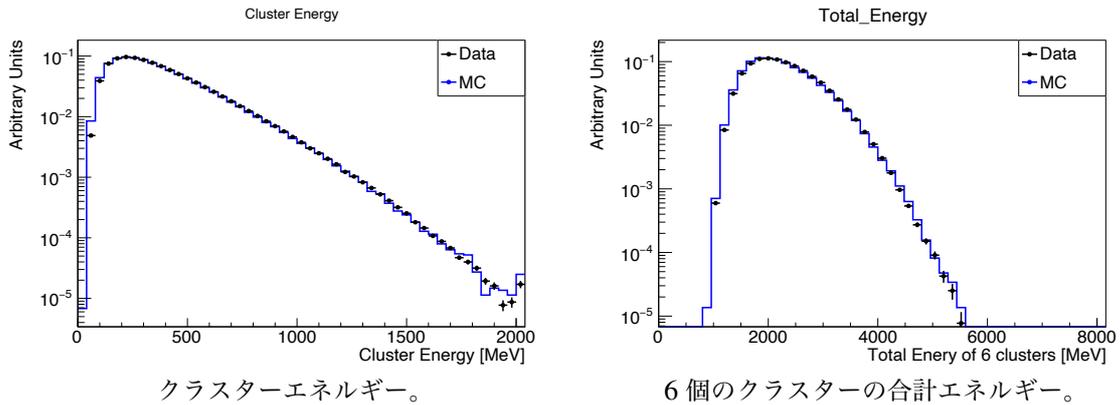


図 5.4 (左) クラスターのエネルギー分布と、(右) 6 クラスターの合計エネルギー分布。黒点がデータ、青線が $K_L \rightarrow 3\pi^0$ の MC を示す。Cluster Energy と Total Energy のカットはかけていない。

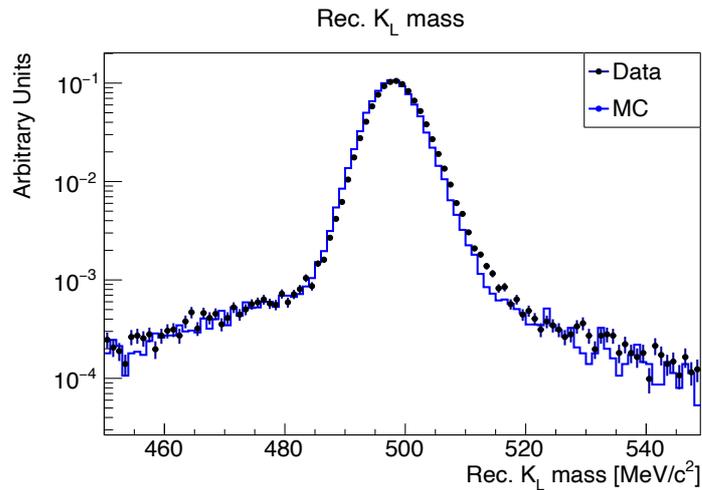


図 5.5 再構成した K_L の質量分布。黒点がデータ、青線が $K_L \rightarrow 3\pi^0$ MC を示す。 ΔM_{K_L} カットはかけていない。

第 6 章

中性子背景事象評価のためのサンプル

この節では、中性子背景事象に対する両読み手法の性能を評価するためのサンプルの取得、事象選別について述べる。選んだサンプルが物理ランで問題となる中性子背景事象を再現できているかについても述べる。

6.1 データ取得

中性子背景事象を評価するためのサンプルには、[2.5.1](#) 節で述べた Z0 A1 ランを用いた。ビーム中の中性子をアルミ板で積極的に散乱させ、効率的にサンプルを取得した (以降、散乱中性子サンプルと呼ぶ。)

6.2 イベント再構成

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ に対して背景事象となりうる事象を選ぶために、イベント再構成は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ と同様の手法を用いる。波形解析とクラスター再構成は、[5](#) 章で述べた $K_L \rightarrow 3\pi^0$ の再構成と同様である。散乱中性子サンプルの二つのクラスターは中性子によって作られているが、 π^0 の崩壊でできた 2γ によるクラスターだとして再構成する。 π^0 の再構成は、 π^0 の質量とビーム軸上で崩壊したことを仮定して行う。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊では、 γ 線以外にニュートリノがエネルギーを持ち去るため、COE と金標的を結ぶ直線上で K_L が崩壊したという仮定を用いることができない。したがって、 π^0 はビーム軸上で崩壊したとする。

6.3 事象選別

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ に対して背景事象となりうる事象を選ぶために、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の事象選別を満たす散乱中性子サンプルを使う。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索のために、クラスター形状と波形を用いたカットも用いているが、今回の事象選別には使用しない。これらのカットと両読み手法の時間差のカットとの相関は [9](#) 章で述べる。

6.3.1 運動力学的カット

表 6.1 に散乱中性子サンプルに用いた運動力学的カットの一覧を示す。以下それぞれの詳細について述べる。

表 6.1 散乱中性子サンプルで用いた運動力学的カット一覧。(*) 6.3.1 節で説明する。

| selection | 閾値 |
|--|--|
| Cluster Energy | $100 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 2000 \text{ MeV}$ |
| Total Energy | γ 線サンプルと同様 |
| Photon Position | γ 線サンプルと同様 |
| Cluster Distance (d) | $d \geq 300 \text{ mm}$ |
| Δt_{vtx} | $ t_{\text{vtx}}^0 - t_{\text{vtx}}^1 \leq 2 \text{ ns}$ |
| Projection Angle | Projection Angle $\leq 150^\circ$ |
| $E \cdot \theta$ | $E \cdot \theta \geq 2500 \text{ MeV} \cdot \text{degree}$ |
| Cluster Energy Ratio | Cluster Energy Ratio ≥ 0.2 |
| r_{COE} | $r_{\text{COE}} \geq 200 \text{ mm}$ |
| Cluster RMS | Cluster RMS $\geq 10 \text{ mm}$ |
| Cluster Size | Cluster Size ≥ 5 |
| Minimum Distance from Dead Channel (d_{dead}) | $d_{\text{dead}} \geq 53 \text{ mm}$ |
| $P_t/P_z - Z_{\text{vtx}}, E - Z_{\text{vtx}}$ | (*) |

- **Cluster Energy**
位置分解能・時間分解能の悪い事象を取り除く。また $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の崩壊でできる γ 線として、エネルギーの高すぎる事象を取り除く。それぞれのクラスターエネルギーが 100 MeV 以上 2000 MeV 以下であることを要求する。
- **Total Energy**
 γ 線サンプルと同様。
- **Photon Position**
 γ 線サンプルと同様。
- **Cluster Distance**
2つのクラスター間の距離が 300 mm 以上であることを要求する。
- **Δt_{vtx}**
式 5.9 で定義した、それぞれのクラスターから計算した崩壊時間の差 ($t_{\text{vtx}}^0 - t_{\text{vtx}}^1$) の絶対値が 2 ns 以下であることを要求する。このカットにより、対象とする K_L 以外に起因する事象を削減する。
- **Projection Angle**

CsI の XY 平面状に射影した、2つの γ 線がなす角度を projection angle とし、projection angle が 150 度以下であることを要求する。このカットにより、 $K_L \rightarrow 2\gamma$ による背景事象を削減する。

- $E \cdot \theta$

クラスターエネルギーとビーム軸とクラスターの成す角 (θ) の積が 2500 (MeV · 度) 以上であることを要求する。このカットにより、別の π^0 の崩壊から出た二つの γ 線を使って π^0 を再構成する事象 (odd-pairing 事象) を削減する。

- Cluster Energy Ratio

2つのクラスターのエネルギー比 (最小クラスターエネルギー/最大クラスターエネルギー) が 0.2 以上であることを要求する。これにより、odd-pairing 事象と中性子背景事象を削減する。

- r_{COE}

CsI カロリメータの中心から COE までの距離 (r_{COE}) を以下のように定義する。

$$r_{\text{COE}} = \frac{\sqrt{(\sum_i^N x_i E_i)^2 + (\sum_i^N y_i E_i)^2}}{\sum_i^N E_i} \quad (6.1)$$

ここで E_i は各結晶のエネルギー、 x_i, y_i は結晶の位置である。

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ では、ニュートリノが運動量を持ち去るため、 r_{COE} は大きい。したがって、 r_{COE} が 200 mm 以上であることを要求する。

- Cluster RMS

Cluster RMS を以下のように定義する。

$$\text{Cluster RMS} = \sqrt{\frac{\sum_i^N E_i r_i^2}{\sum_i^N E_i}} \quad (6.2)$$

ここで E_i は各結晶のエネルギー、 r_i は各結晶とクラスターのエネルギー重心との距離を表す。中性子背景事象は、Cluster RMS が小さくなるため、1Cluster RMS が 10 mm 以上であることを要求する。

- Cluster Size

Cluster size とはクラスター内の CsI 結晶の数である。中性子背景事象は、 γ 線によるクラスターよりもクラスターが小さいため、クラスターサイズが 5 以上であることを要求する。

- Minimum Distance from Dead Channel

PMT の不具合などで、信号が読み出せなかったチャンネルを dead ch と呼ぶ。CsI カロリメータの dead ch にエネルギーが落とされると、クラスターのエネルギーが正しく計算できない。このような事象を削減するため、クラスターの再構成された x,y 位置から dead ch が 53 mm 以上離れていることを要求する。

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

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊でできた π^0 らしいイベントを選ぶカット。図 6.1 に示すように、 $P_t/P_z - Z_{\text{vtx}}$ 平面と、 $E - Z_{\text{vtx}}$ 平面でカット領域を設定する。ここで P_z, E はそれぞれ、 π^0 の縦方向運動

量、エネルギーである。シミュレーションによる $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分布を赤紫色で示す。緑色の線がカットの境界を示す。

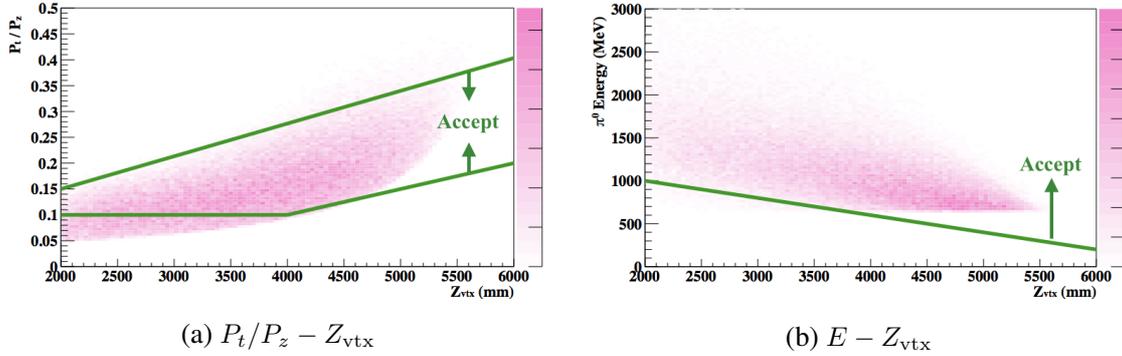


図 6.1 $P_t/P_z - Z_{\text{vtx}}$, $E - Z_{\text{vtx}}$ を用いた事象選別 [31]。シミュレーションによる $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分布を赤紫色で示す。緑色の線がカットの境界を示す。

6.3.2 Veto 検出器を用いた veto

5.4.2 節で述べた条件を課す。

6.3.3 CsI 検出器を用いた veto

5.4.3 節で述べた条件を課す。

6.3.4 再構成された、 π^0 の P_t, Z_{vtx} に対するカット

上に示した全てのカットをかけた後の、再構成された π^0 の $P_t - Z_{\text{vtx}}$ 分布を図 6.2 に示す。先行研究から、 $P_t - Z_{\text{vtx}}$ 分布の一部の領域は中性子背景事象ではなく K_L の崩壊由来の背景事象を含むことが分かっている [31]。散乱中性子サンプル中に γ 線が混ざると、中性子背景事象に対する削減性能を正確に見積もれない。したがって、再構成した π^0 の P_t, Z_{vtx} に対してカットをかけた。以下に、カットした $P_t - Z_{\text{vtx}}$ の領域と、その領域に含まれる K_L の崩壊由来の背景事象について述べる。

- $Z_{\text{vtx}} > 2900 \text{ mm}$

ビーム中に含まれる中性子が NCC などの上流検出器に当たって π^0 を生成し、崩壊でできた γ 線が CsI カロリメータに入射するという背景事象が存在する。この事象では、再構成された π^0 の z 崩壊位置が NCC 付近 ($z=2500 \text{ mm}$) にあるはずである。そのため、 z 崩壊位置が 2900 mm 以下の事象を除く。

- $P_t > 120 \text{ MeV}/c$

K_L の主な崩壊の一つに、 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ がある。この崩壊では、二つの荷電 π 中間子がビームホールに抜けてしまい検出されず、 π^0 が二つのクラスターを作る場合にバックグラウンドと

なりうる。この場合、3つの π 中間子で P_t が保存するため、 π^0 の持つ横方向運動量は小さくなる。したがって、再構成された π^0 の横方向運動量が120 MeV/c以下の事象を除く。

上記の理由から、図6.2に示す赤枠で囲まれた領域を散乱中性子サンプルとして用いた。

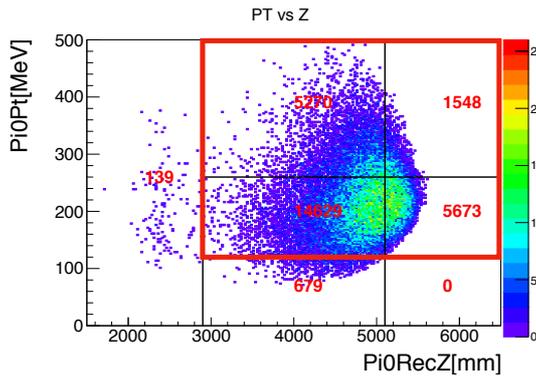


図 6.2 散乱中性子サンプルの、再構成された π^0 の $P_t - Z_{\text{vtx}}$ 。赤色の数字は黒枠内の事象数を示す。 γ 線の混入の防ぐため、赤枠で囲まれた領域のみを散乱中性子サンプルとして用いた。

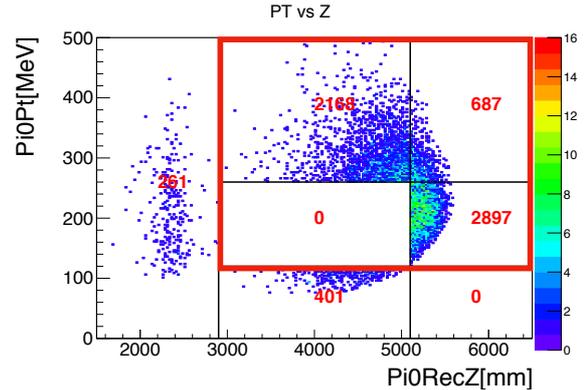


図 6.3 物理ラン中に Physics Trigger で取得したデータに対する、再構成された π^0 の $P_t - Z_{\text{vtx}}$ 。赤色の数字は黒枠内の事象数を示す。blind region (中央の黒枠内)の事象は隠されている。

6.4 サンプルの妥当性

今回用いた散乱中性子サンプルが、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の解析で問題となる中性子背景事象と同じ性質を持つのかを確認するために、物理ランのデータと散乱中性子サンプルを比較した。図6.3に物理ラン中に Physics Trigger で取得されたデータの、再構成された π^0 の $P_t - Z_{\text{vtx}}$ の分布を示す。このプロットでは、6.3.4節で述べた、 π^0 の $P_t - Z_{\text{vtx}}$ に対するカットはかけていない。物理ランのデータでは、blind region は隠されているため、図6.2と図6.3の赤枠内かつ、blind region でない領域の事象を用いて比較した。

図6.4 [a] にクラスターの位置分布、図6.4 [b] にクラスター間の距離分布を示す。また、図6.4 [c] にクラスターのエネルギー分布、図6.4 [d] に2つのクラスターの合計エネルギーの分布を示す。各分布において、物理ランのデータと散乱中性子サンプルが概ね一致していることから、散乱中性子サンプルは中性子背景事象を再現できている。

図6.4 [a] と図6.4 [b] を比較すると、散乱中性子サンプルの方物理ランよりも、クラスター位置が外側に分布しクラスター間の距離も広い。その理由は、物理ランと散乱中性子サンプルでは、中性子が散乱されるz位置が異なることと、散乱中性子サンプルではアルミ板によって中性子がより散乱するためだと考えた。

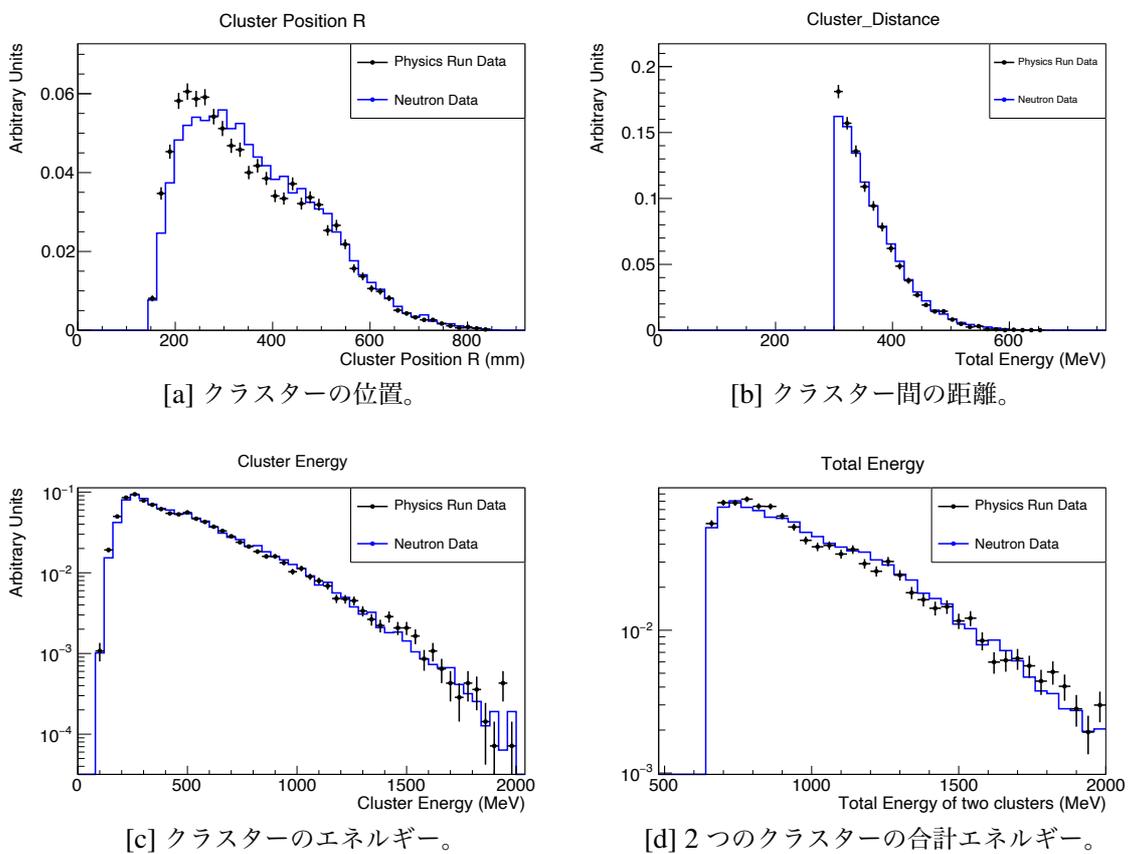


図 6.4 運動学的変数の分布。黒点が物理ラン中に Physics Trigger で取得したデータ、青線が散乱中性子サンプルのデータを示す。

第 7 章

両読み手法の動作安定性

すべての MPPC がデータ収集中に安定して動作したことを保証するため、MPPC が出力した波形と電荷を確認した。

7.1 波形

データ取得中に MPPC が出力した波形の安定性について述べる。[3.4](#) 節で述べたように、宇宙線を用いて全結晶の波形を取得したが、宇宙線のデータ取得後にサムアンプ基板への接続や、ADC への接続を変更した。そのため、ビームのデータ収集中の波形を確認することは重要である。

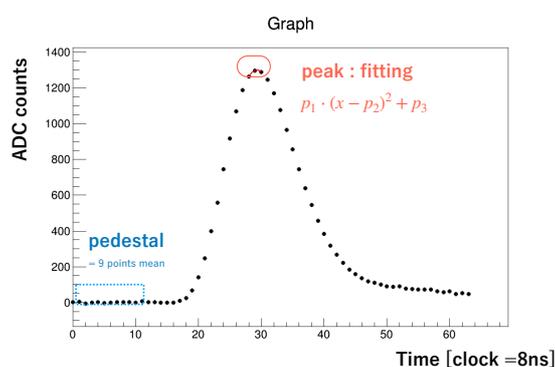


図 7.1 MPPC の波形。波形から波高とペDESTALを得た。

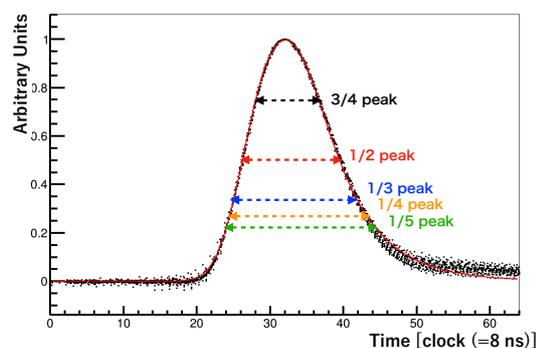


図 7.2 MPPC のテンプレート波形。黒点は規格化された波形を示す。赤線は式 [\(7.1\)](#) によるフィット結果を示す。点線で示す波高幅をフィット結果から計算した。

図 [7.1](#) にビームによるデータ収集中に MPPC が出力した波形を示す。MPPC の波形を確認するために、チャンネル毎にテンプレート波形を作成した。以下にその手順について述べる。まず、波形から以下の物理量を得た。

- ペDESTAL
64 個ある波形のデータ点のうち、初めの 9 個のデータ点の平均^{*1}。
- 波高
もっとも大きい ADC 値のデータ点と隣接する前後のデータ点を二次関数でフィットした時の、頂点の値からペDESTALを引いた値。
- ピーク時間
二次関数でフィットした時の、頂点に対応する時間。

次に、波高が 400 ADC counts 以上で、ピーク時間が 22 clock から 50 clock にある事象のみ選択した。波高が低すぎる事象と、波形が範囲外に出る事象を除くためである。最後に、ペDESTALの値が 0、波高が 1 になるように波形を規格化し、ピーク時間が 32 clock になるように波形を重ね合わせた。図 7.2 に作成した MPPC のテンプレート波形を示す。

このテンプレート波形を次に示す式でフィットした。

$$\frac{A}{\lambda_{\text{CsI}} - \lambda_{\text{MPPC}}} \left(B \exp\left(\frac{\sigma^2 \lambda_{\text{CsI}}^2}{2} - \lambda_{\text{CsI}} x + \lambda_{\text{CsI}} \mu\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\mu + \lambda_{\text{CsI}} \sigma^2 - x}{\sqrt{2}\sigma}\right) - (C \exp\left(\frac{\sigma^2 \lambda_{\text{MPPC}}^2}{2} - \lambda_{\text{MPPC}} x + \lambda_{\text{MPPC}} \mu\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\mu + \lambda_{\text{MPPC}} \sigma^2 - x}{\sqrt{2}\sigma}\right)) \right) \quad (7.1)$$

波形のフィットで用いた式は、CsI 結晶の発光時定数成分を、MPPC の時定数成分と、Gaussian で畳み込んだ関数である。ここで λ_{CsI} , λ_{MPPC} はそれぞれ CsI 結晶の発光時定数成分、MPPC の時定数成分である。 σ , μ はそれぞれ Gaussian の sigma と mean である。図 7.2 の赤線が、フィット結果を表している。

7.1.1 波形の時間安定性

フィット結果を用いて、データ収集中の波形の安定性を確認した。フィット結果から、波高の 3/4, 1/2, 1/3, 1/4, 1/5 の高さでの波形の幅を計算し (図 7.2 の点線)、波形幅の安定性を調べた。図 7.3, 図 7.4 にデータ収集中の波形幅の推移を示す。横軸はデータ取得番号、縦軸は波形の幅を示す。ほとんどの MPPC^{sum} が出力した波形の幅は、図 7.3 のように安定していた。1/4 と 1/5 の高さでの波形幅が不安定なのは、図 7.2 からわかるように、波形の後部が事象ごとにばらつきがあるからである。

図 7.4 に示すように、一部の MPPC^{sum} は、出力する波形の幅が不安定だった。これは、図 7.5 に示すように、ADC のビットエラーなどで波形が変化することが原因だった。このようなチャンネルは、データ収集の途中で使用する ADC を取り替えて解決した。

7.1.2 波形のチャンネル依存性

MPPC^{sum} ごとの波形の差を確認するために、安定性の確認と同様に波形幅を用いた。図 7.6 に MPPC^{sum} ごとの波形幅の分布を示す。波高の 3/4, 1/2, 1/3, 1/4, 1/5 の高さでの波形の幅はそれぞ

*1 0 番目のデータ点は、取得した波形のペDESTALでない。したがって、0 番目を除き、初めの 9 個のデータ点を使用した。

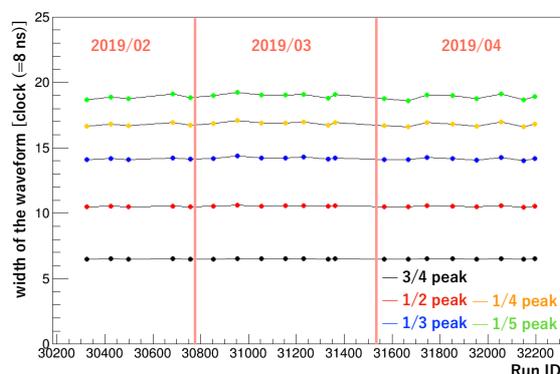


図 7.3 MPPC の波形幅の推移。グラフ横軸はデータ取得番号、グラフ縦軸は波形幅 (Time [clock=8 ns]) を示す。グラフ中の色は、波形の幅を計算した高さを表す。

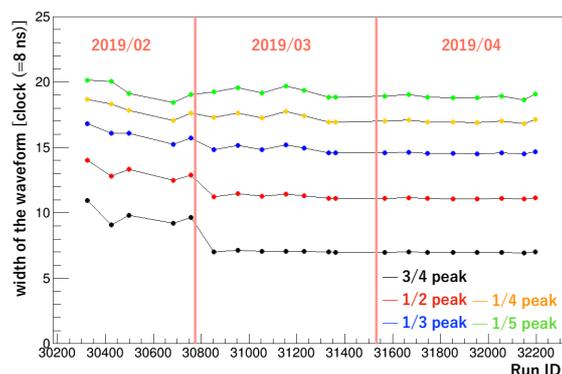


図 7.4 波形が不安定な MPPC の波形幅の推移。色は波形の幅を計算した波高を表す。ADC を取り替えた後、波形幅が安定した。

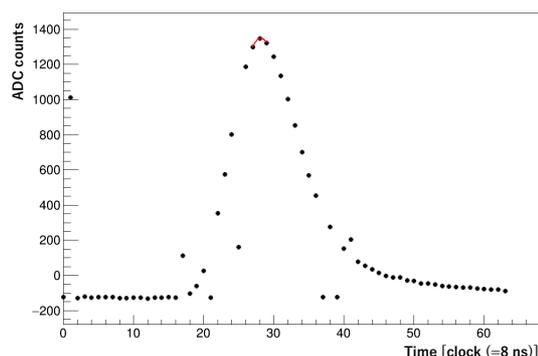


図 7.5 MPPC が出力した波形。ADC のビットエラーで波形が変化した。

れ二つのピークが存在した。例えば、波高の 3/4 の高さでの波形の幅は 7 clock と 8.5 clock に 2 つピークが存在し、波形幅の差は 12 ns 程度である。図 7.7 に波形幅の狭い波形と、波形幅の広い波形を示す。

このように二種類の波形幅が存在するのは、データ取得に使用している ADC が原因であった。図 7.8 に波形の幅の ADC クレート依存性を示す。波形の幅の同じチャンネルは同じクレートに固まっている。ADC クレートとは波形取得に用いている ADC のまとまりである (図 7.9)。一つのクレートは 15 個の ADC モジュールが入っており、一つのモジュールで 16 個の検出器からの波形を収集できる [7]。長い波形幅を出力した ADC を確認すると、ADC 中のベッセルフィルターのコンデンサが一つ多く、波形がなまされていることが分かった。これが両読み手法の性能に対して与える影響は 8.3.3 節

*2 KOTO 実験では Ethernet ケーブルを使って ADC に信号を入力している。一本の Ethernet ケーブルで二つの検出器からの信号を送っている。

で考察する。

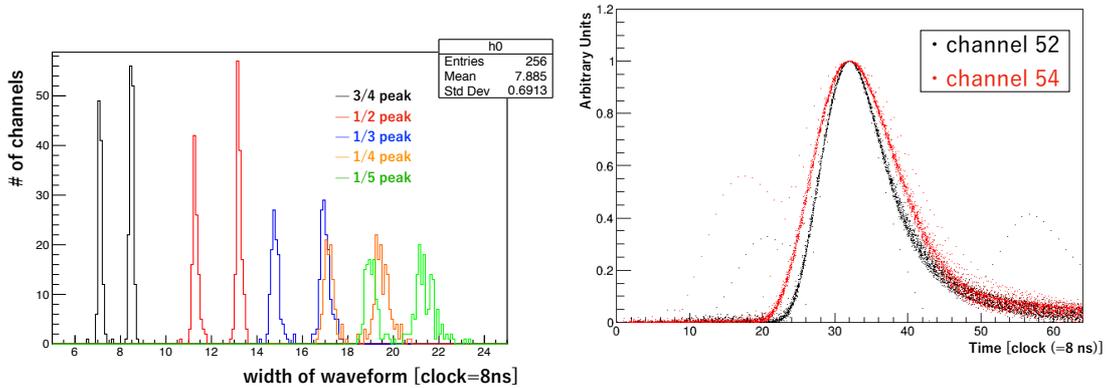


図 7.6 チャンネルごとの MPPC の波形幅の分布。

図 7.7 二つの MPPC^{sum} から出力された波形。黒色が波形幅の狭い波形、赤色が波形幅の広い波形を示す。

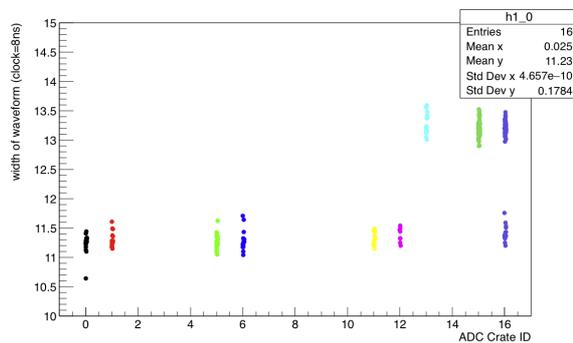


図 7.8 MPPC の波形の ADC クレート依存性。クレートとは ADC のまとまりである。横軸がクレートの番号、縦軸が波高の 1/2 の高さでの波形の幅である。

7.2 出力電荷

2.5.3 節で述べたミュオンラン中に取得したデータを用いて、データ収集中の MPPC が出力した電荷の変化を MPPC^{sum} ごとに求めた。CsI カロリメータを貫通したミュオンの事象のみ取得するために、図 7.10 (左) のように、上流側の NCC にヒットがあり、下流側の CC04, CC05, CC06 のどれかにもヒットがある事象のみを用いた。NCC, CC04, CC05, CC06 は CsI カロリメータの全立体角を覆っているわけではなく、ビームホール付近を覆っている。そのため、ビーム軸と CsI 結晶の中心との距離が 400 mm 以内の MPPC^{sum} に対して出力電荷の変化を調べた。

図 7.10 (右) にミュオンラン中に MPPC が出力した波形の積分 ADC 値分布を示す。Gaussian と

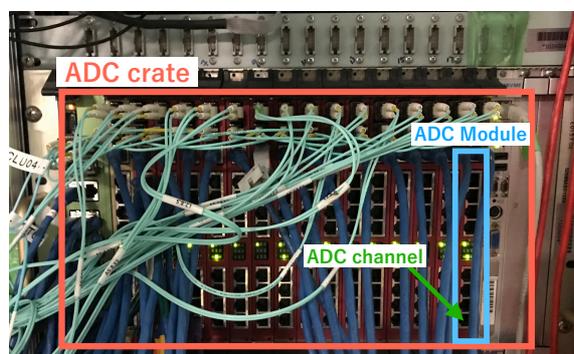


図 7.9 KOTO 実験で使用している ADC。赤枠が ADC クレート、青枠が ADC モジュール、緑色が ADC チャンネルを表す。

一次関数の和の関数でフィットを行い、Gaussian の mean に対応する ADC 値を Minimum Ionizing Particle (MIP) に対する出力電荷 (Q_{MIP}) とした。図 7.11 に MPPC^{sum} ごとの Q_{MIP} の時間変化を

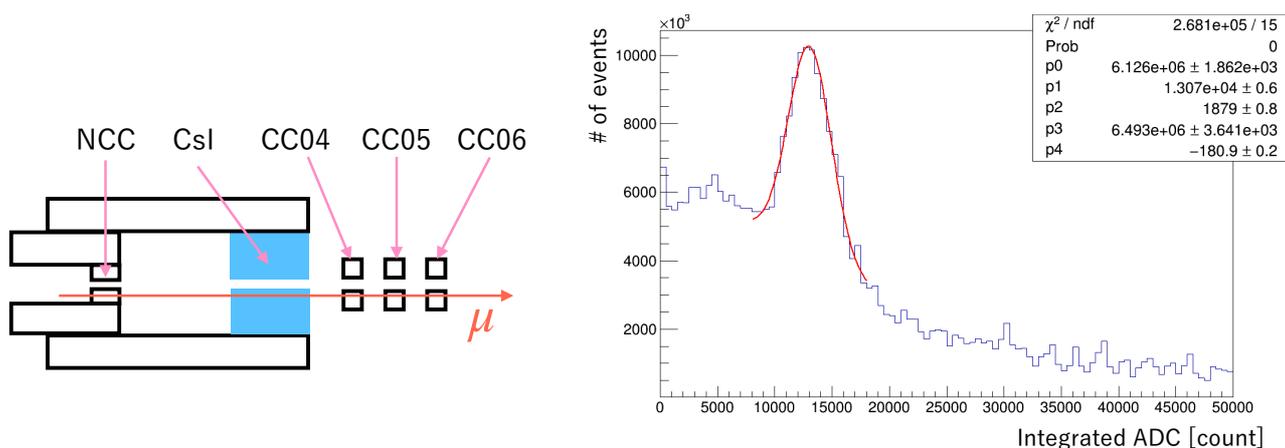


図 7.10 (左) ミューオンラン中に取得したデータを用いて解析を行った。ミューオンが CsI カロリメータを貫通する事象を選ぶために、上流側にある NCC にヒットがあり、下流側の CC04, CC05, CC06 のどれかにもヒットがある事象を使用した。(右) MPPC が出力した波形の積分 ADC 値の分布。赤線は、Gaussian と一次関数の和によるフィットの結果を示す。Gaussian の mean に対応する ADC 値を MIP に対する出力電荷 (Q_{MIP}) として、データ取集中の変化量を求める。

示す。時間が経つにつれ電荷量が減少している。データ取得の前半は MPPC 付近の温度が安定していなかった (図 7.12)。したがって、2019 年 2 月 25 日から 2019 年 4 月 23 日 (図 7.12 の赤枠内) の、温度の安定した後のデータを用いて評価を行なった。データ取得番号が 30669 と 30696 での出力電荷の平均 ($Q_{\text{MIP}}^{\text{former}}$) と、データ取得番号が 32152 と 32193 での出力電荷の平均 ($Q_{\text{MIP}}^{\text{later}}$) を求め、 $Q_{\text{MIP}}^{\text{later}}/Q_{\text{MIP}}^{\text{former}}$ を用いて出力電荷の変化を評価した。

図 7.13 に MPPC の出力電荷の変化量 ($Q_{\text{MIP}}^{\text{later}}/Q_{\text{MIP}}^{\text{former}}$) を示す。ビームホールに最も近い MPPC^{sum}

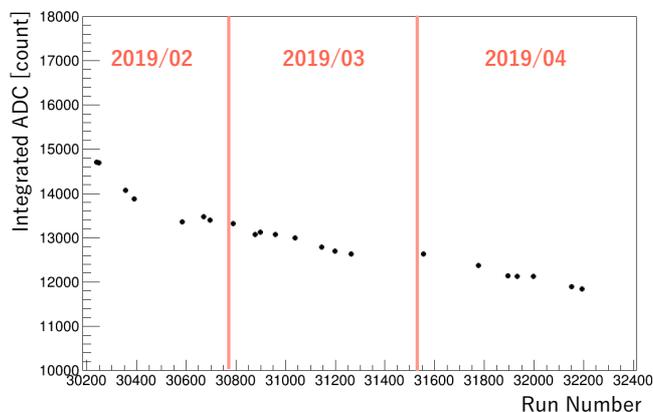


図 7.11 MPPC の電荷の時間変化の例。グラフ横軸はデータ取得番号。ミュオン貫通事象に対する積分 ADC 値をプロットしている。

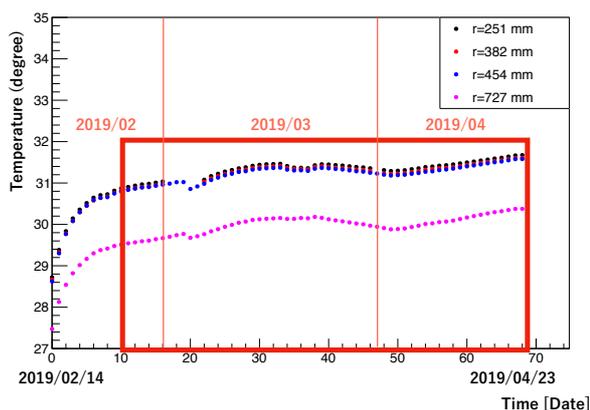


図 7.12 熱電対で測定した、CsI の上流表面の温度。点の色は温度を測定した場所のビーム軸からの距離を示す。赤枠内の期間に取得したデータを使って、MPPC の出力電荷変化を求めた。

では出力電荷が 15% 程度減少しており、ビームホールから 300 mm から 400 mm 離れたチャンネルでは出力電荷が 10% 程度減少していた。

MPPC の出力電荷の減少の原因として、CsI 結晶の発光量由来の原因と MPPC の増倍率や検出効率由来の原因を考えた。

7.2.1 CsI 結晶の発光量の変化

先行研究で、CsI 結晶の発光量の温度依存性をポジトロンビームを用いて測定した [14]。CsI の発光量は温度によって $(-0.93 \pm 0.08) \text{ } \%/^{\circ}\text{C}$ 変化する。図 7.12 の赤枠の領域では、ビーム軸からの距離が 400 mm 以下の CsI 結晶で温度はおよそ 1°C 上昇したため、温度変化による光量の変化量を

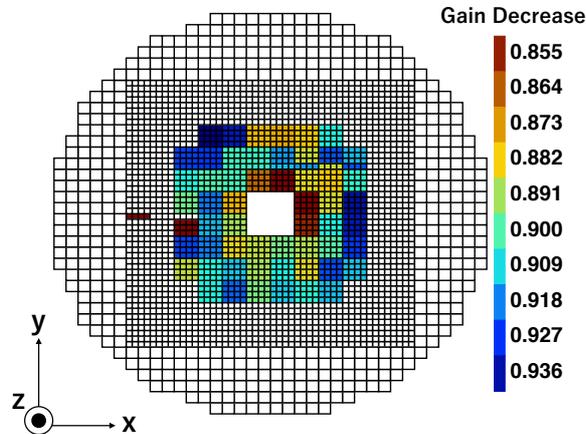


図 7.13 MPPC の出力電荷減少量 ($Q_{MIP}^{later}/Q_{MIP}^{former}$)

(-0.93 ± 0.08) % と見積もった。

7.2.2 MPPC の増倍率・検出効率の変化

MPPC の増倍率と検出効率はオーバー電圧に依存する (図 7.14)。オーバー電圧は、印加電圧から降伏電圧を引いた電圧である。この章では、まずデータ収集中の印加電圧とオーバー電圧について述べる。図 7.15 はデータ収集中に MPPC に印加した電圧を示す。印加した電圧は浜松ホトニクス の推奨電圧に基づいて決定した。MPPC の基本性能 (表 3.1) から、推奨電圧が降伏電圧 +3 V だと仮定して、データ収集中に電圧降下がないと仮定した時の、オーバー電圧を計算した (図 7.16)。データ収集中はオーバー電圧が約 3 V だったため、オーバー電圧に対する増倍率と検出効率の関係は直線だとみなして今後の計算を行う。図 7.16 では、MPPC ごとにオーバー電圧にばらつきがあるが、これは MPPC に電圧を印加するモジュールの数^{*3}を増やさずに、オーバー電圧を揃えたためである。

オーバー電圧の減少の原因として、暗電流の増加と温度変化を考慮した。

7.2.2.1 暗電流

MPPC は CsI カロリメータの上流に取り付けられているため、ビームに含まれる粒子によって MPPC は放射線損傷を受け、暗電流が増加する。暗電流が増加すると、図 7.17 に示すようにハイブリッド回路中での抵抗で電圧降下が起こり、実際に MPPC に印加されている電圧が減少する。ハイブリッド回路での合計暗電流を $I \mu\text{A}$ とし、各 MPPC に流れる暗電流が $I/4 \mu\text{A}$ と仮定すると、各 MPPC の電圧降下量は以下のように表せる。

$$I \mu\text{A} \times 1 \text{ k}\Omega + \frac{I}{4} \mu\text{A} \times 2 \text{ k}\Omega = 1.5 \times I \text{ mV} \quad (7.2)$$

*3 MPPC に電圧をかけるために、8 個の電源モジュールを使った。

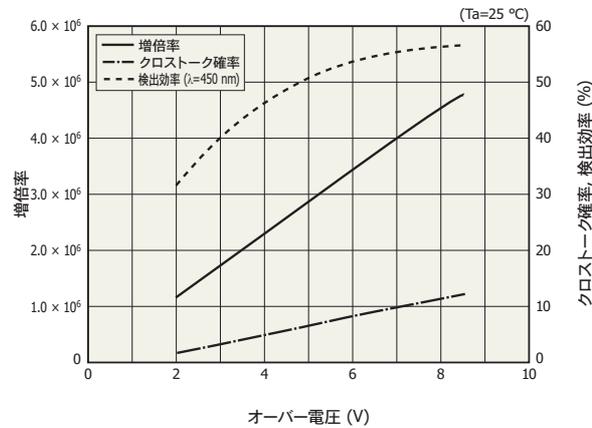


図 7.14 MPPC の増倍率、クロストーク確率、検出効率のオーバー電圧依存性 [22]。

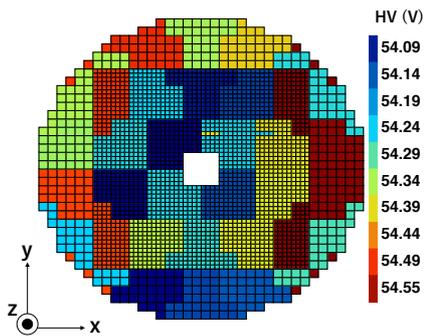


図 7.15 データ収集中に MPPC に印加した電圧。

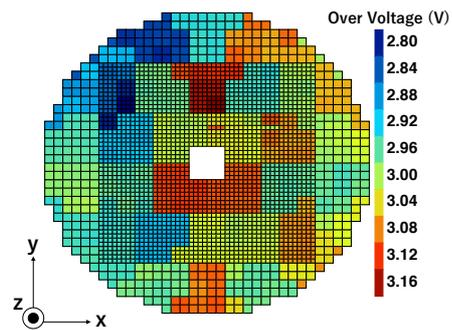


図 7.16 MPPC のオーバー電圧。

図 7.18, 図 7.19 にハイブリッド回路での合計暗電流を示す。ビームに近い領域が暗電流が多く、ビームから離れるにしたがって暗電流が少なくなる。2019 年 2 月 25 日 (データ取得番号が 30669) に測定した暗電流は最大のチャンネルで $21 \mu\text{A}$ であったのに対し、2019 年 4 月 23 日 (データ取得番号が 32193) で測定した暗電流は最大で $81 \mu\text{A}$ であった。したがって、58 日間でオーバー電圧は最大で 90 mV 減少した。

7.2.2.2 温度

表 3.1 に示したように、温度が上がると降伏電圧が上がるため、推奨動作電圧も変化する。電荷減少量を求めた期間での温度変化はおよそ $+1^\circ\text{C}$ であったため、推奨動作電圧は 54 mV 上がり、相対的にオーバー電圧が 54 mV 下がる。

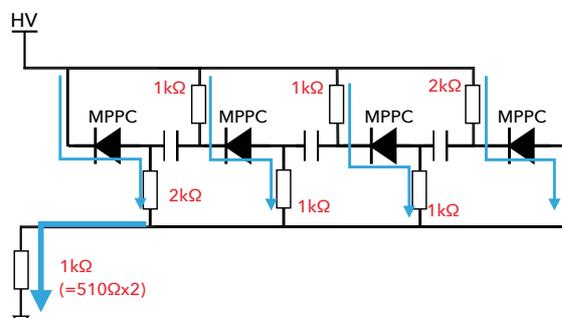


図 7.17 ハイブリッド接続に用いている抵抗と読み出し回路の抵抗による電圧降下の概要 [24]。

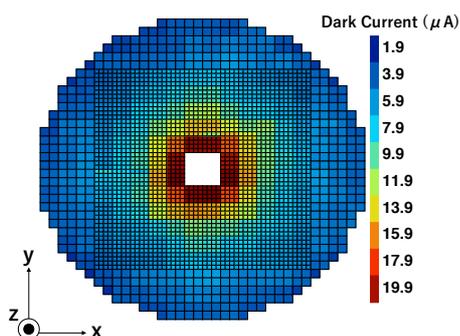


図 7.18 データ取得番号 30669 での暗電流。

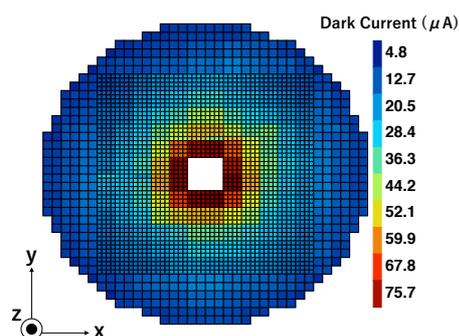


図 7.19 データ取得番号 32193 での暗電流。

7.2.3 予測される電荷減少量とそれに対する考察

CsI の発光量の変化と MPPC の増倍率・検出効率の変化、オーバー電圧の違いを考慮し、予測される電荷減少量を求めた。図 7.20 に予測される電荷減少量 $Q_{MIP}^{later}/Q_{MIP}^{former}$ を示す。出力電荷は最大で 8% 減少すると予測した。

測定された電荷減少量の方が、予測した電荷減少量よりも大きかった。考えられる要因は二つある。一つ目は、温度の不定性である。CsI 結晶とビーム軸間の距離が 250 mm 以下の領域は温度測定できず、250 mm 以上の領域の温度と同じだと仮定して電荷減少量を求めたためである。温度がビームホール近くで 3°C から 3.5°C 高い場合、電荷量の減少を説明できる。

二つ目は、オーバー電圧の不定性である。今回は浜松ホトニクスが提供した動作推奨電圧を MPPC に印加したが、浜松ホトニクスの動作推奨電圧から計算した降伏電圧と、KOTO 実験の先行研究で測定した降伏電圧は異なる。図 7.21 に浜松ホトニクスの動作推奨電圧と先行研究で求めた降伏電圧を示

す [35]。

降伏電圧に差が生まれる原因は、降伏電圧の測定手法にあると考える。浜松ホトニクスでは MPPC に光を照射し、MPPC から出力された電荷を用いて降伏電圧を測定する [34]。先行研究では、MPPC の印加電圧を変化させて暗電流を測定し、その分布をフィットして降伏電圧を測定した。先行研究で測定した降伏電圧を用いて計算すると、オーバー電圧は 1.8 V である。オーバー電圧が 1.8 V の場合に、暗電流の増加と温度上昇によって予測される電荷減少量の最大値は 12% であるため、オーバー電圧が 3 V の場合よりも実測値に近い。したがって、実際の降伏電圧は先行研究で測定した値に近い可能性がある。

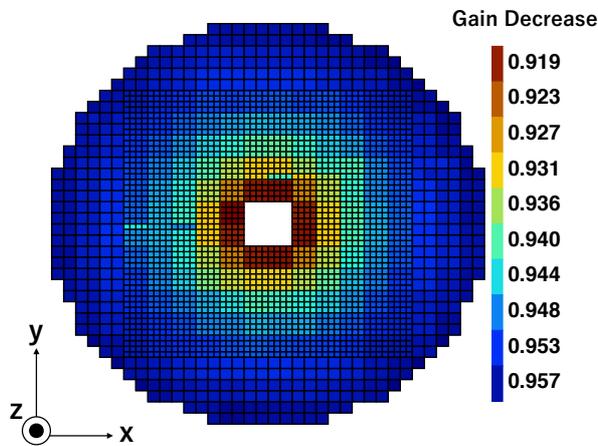


図 7.20 予想される MPPC の電荷減少量。

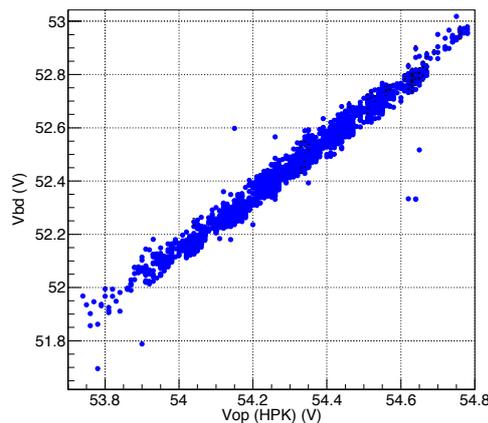


図 7.21 浜松ホトニクスから提供された MPPC のオペレーション電圧 (V_{op}) と、先行研究で測定した降伏電圧 (V_{bd}) の相関 [35]。

7.3 まとめ

両読み手法で設置した MPPC がデータ取集中に正常に動作したかを確認した。波形については一部のチャンネルを除き、正常であった。正常でない波形のチャンネルについては、データ取集中に ADC を交換し、正常な波形に戻ることができた。出力電荷については、データ取集中に最大 15% 程度出力電荷が減少した。これは、温度変化によって CsI 結晶の発光量が減少したことと、温度変化と放射線損傷によって MPPC の増倍率と検出効率が減少したこととでほとんど説明できた。説明できていない部分については、温度の不定性やオーバー電圧の不定性に起因すると考えた。

第 8 章

両読み手法による中性子事象削減能力の評価

この章では、MPPC で測定した時間の構成を行なったのち、両読み手法の時間差を用いた中性子背景事象の削減能力について述べる。この章以降は、データ取得番号 31568 (2019 年 4 月 5 日) 以降のデータを用いて解析する。

8.1 MPPC で測定した時間の定義と時間較正

8.1.1 MPPC で測定した時間

[5.2.1](#) 節で述べた PMT で読み出された場合と同様に、MPPC で読み出された波形の CFT を計算した。この CFT を $T_{\text{MPPC}}^{\text{sum}}$ の時間とする (今後、 $T_{\text{MPPC}}^{\text{sum}}$ と呼ぶ。)

8.1.2 MPPC の時間較正

両読み手法の目標は MPPC と PMT の時間差 ΔT を用いて、 γ 線と中性子背景事象を弁別することである。したがって、 γ 線サンプルの ΔT の分布が細くなるように、 $T_{\text{MPPC}}^{\text{sum}}$ ごとのタイミングオフセット ($t_{\text{offset}}^{\text{sum}}$) を設定した。図 [8.1](#) に時間較正の概要を示す。青色の分布は $T_{\text{MPPC}}^{\text{sum}}$ ごとの ΔT 分布を表し、赤色の分布はすべての $T_{\text{MPPC}}^{\text{sum}}$ の ΔT 分布を表す。 $T_{\text{MPPC}}^{\text{sum}}$ ごとに $t_{\text{offset}}^{\text{sum}}$ を計算し、 ΔT^{sum} から $t_{\text{offset}}^{\text{sum}}$ を差し引くことによってすべての $T_{\text{MPPC}}^{\text{sum}}$ の ΔT 分布を細くできる。

まず、 $T_{\text{MPPC}}^{\text{sum}}$ ごとの ΔT を計算するために、 $T_{\text{MPPC}}^{\text{sum}}$ に対応する PMT の時間 ($T_{\text{PMT}}^{\text{sum}}$) を以下のように求めた。

$$T_{\text{PMT}}^{\text{sum}} = \frac{\sum_i t_i E_i}{\sum_i E_i} \quad (8.1)$$

ここで t_i と E_i は $T_{\text{MPPC}}^{\text{sum}}$ に属する i 番目の結晶の、PMT で測定した時間とエネルギーである。

次に、 $T_{\text{MPPC}}^{\text{sum}}$ ごとに $\Delta T^{\text{sum}} = T_{\text{MPPC}}^{\text{sum}} - T_{\text{PMT}}^{\text{sum}}$ を計算する。図 [8.2](#) に ΔT^{sum} 分布の例を示す。 ΔT^{sum} 分布の平均を $t_{\text{offset}}^{\text{sum}}$ とし、 ΔT^{sum} から $t_{\text{offset}}^{\text{sum}}$ を差し引くことによって時間較正を行なっ

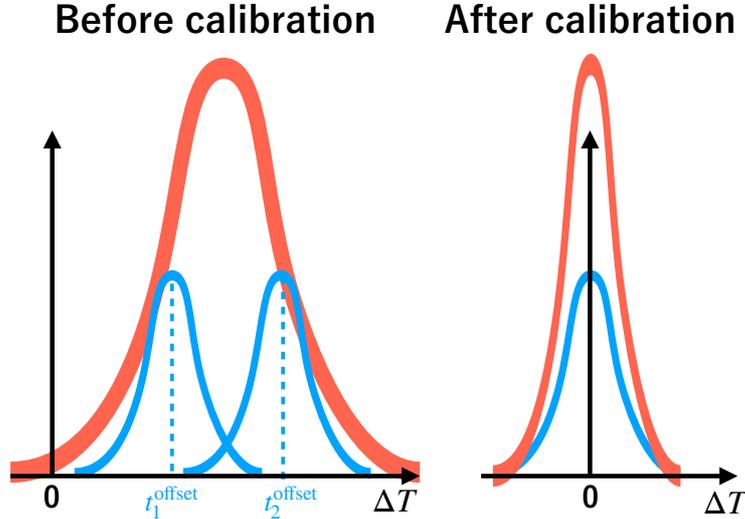


図 8.1 時間較正の概要。青色の分布は MPPC^{sum} ごとの ΔT 分布を表し、赤色の分布はすべての MPPC^{sum} の ΔT 分布を表す。MPPC^{sum} ごとに $t_{\text{offset}}^{\text{sum}}$ を計算し、差し引くことで全ての MPPC^{sum} の ΔT 分布を細くできる。

た^{*1}。

図 8.3 に時間較正前の全ての ΔT^{sum} 分布を、図 8.4 に時間較正後の全ての ΔT^{sum} 分布を示す。時間較正によって分布の幅が細くなっている。今後の解析では、時間構成後のデータを使用する。

8.2 時間差 (ΔT) の定義

この節では、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ と中性子背景事象を識別するために用いる ΔT の定義について述べる。

8.2.1 時間差 (ΔT) の定義

$\Delta T (= T_{\text{MPPC}} - T_{\text{PMT}})$ はクラスターごと定義する。PMT で測定したクラスターの時間 (T_{PMT}) として、式 (5.1) で定義した t_{clus} を用いた。

MPPC で測定したクラスターの時間として、二種類の方法を用いた。まず、MPPC^{sum} が読み出している結晶に落ちたエネルギーの合計 (E^{sum}) を計算する。

- クラスターに属する結晶のうちで $E^{\text{sum}} > 10 \text{ MeV}$ を満たす MPPC^{sum} について $T_{\text{MPPC}}^{\text{sum}}$ のエネルギー加重平均。(以降、 $T_{\text{MPPC}}^{\text{E.W.}}$)。

$$T_{\text{MPPC}}^{\text{E.W.}} = \frac{\sum_i E^{\text{sum}(i)} T_{\text{MPPC}}^{\text{sum}(i)}}{\sum E^{\text{sum}(i)}} \quad (8.2)$$

*1 実際には、 $t_{\text{offset}}^{\text{sum}}$ を用いて時間較正した後に、MPPC^{sum} ごとの ΔT^{sum} の差分が 0 になるように時間較正をもう一度行なった。この時間較正による補正はほとんどないためここでは省略する。

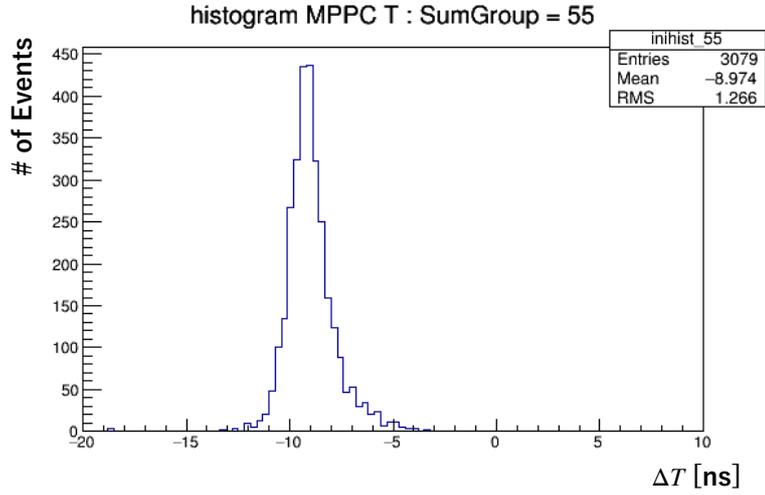


図 8.2 ΔT^{sum} 分布の例。分布の平均を $t_{\text{offset}}^{\text{sum}}$ とする。

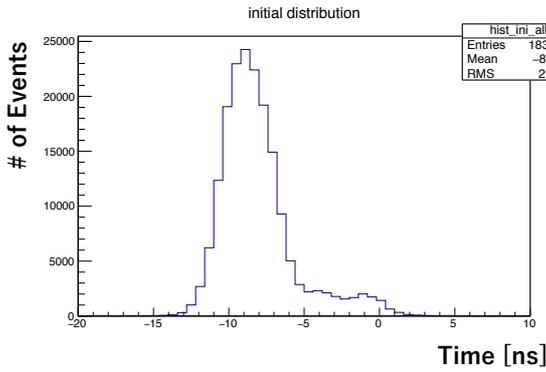


図 8.3 時間較正前の ΔT^{sum} 分布。

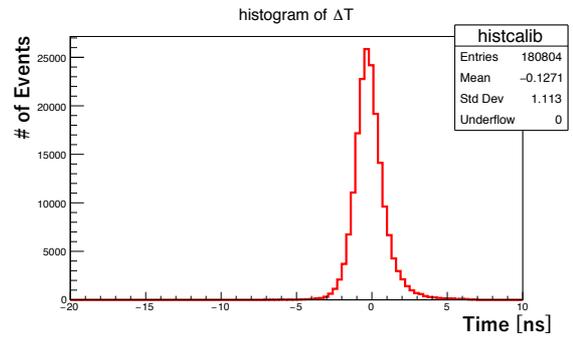


図 8.4 時間較正後の ΔT^{sum} 分布

ここで、 $E^{\text{sum}(i)}$ 、 $T_{\text{MPPC}}^{\text{sum}(i)}$ はクラスターに含まれる i 番目の MPPC^{sum} の E^{sum} と $T_{\text{MPPC}}^{\text{sum}}$ である。

- クラスターに属する結晶のうちで最も高い E^{sum} であった MPPC^{sum} の $T_{\text{MPPC}}^{\text{sum}}$ (以降、 $T_{\text{MPPC}}^{\text{M.E.}}$)。

これを用いて、クラスターにおける MPPC と PMT の時間差 ΔT を次のように定義する。

$$\Delta T_{\text{E.W.}} = T_{\text{MPPC}}^{\text{E.W.}} - T_{\text{PMT}} \quad (8.3)$$

$$\Delta T_{\text{M.E.}} = T_{\text{MPPC}}^{\text{M.E.}} - T_{\text{PMT}} \quad (8.4)$$

図 8.5 に γ 線サンプルと散乱中性子サンプルの ΔT 分布を示す。二つのクラスターのうち、 ΔT が大

大きい方のクラスターの ΔT (ΔT^{larger}) を赤線で、 ΔT が小さい方のクラスターの ΔT ($\Delta T^{\text{smaller}}$) を青線で示す。 γ 線サンプルは、両方のクラスターが上流で反応するため $\Delta T^{\text{smaller}}$ と ΔT^{larger} の差が少ない。散乱中性子サンプルは、二次中性子が下流に飛びやすいため、 $\Delta T^{\text{smaller}}$ と ΔT^{larger} の差が大きい。したがって、 γ 線と中性子背景事象の弁別には ΔT^{larger} を用いる。

図 8.5[a] の分布において、オーバーフローとアンダーフローの事象数の合計が全体の 1% 程度あった。アンダーフローやオーバーフローの事象数が多いと、信号の efficiency を下げることになるため、この数を抑えたい。オーバーフローとアンダーフローの数が多い理由は、次に述べるアクシデンタルヒットにあると考えた。

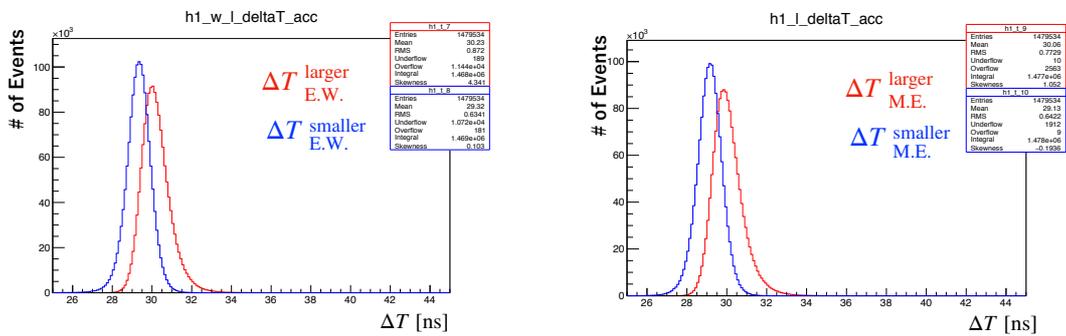
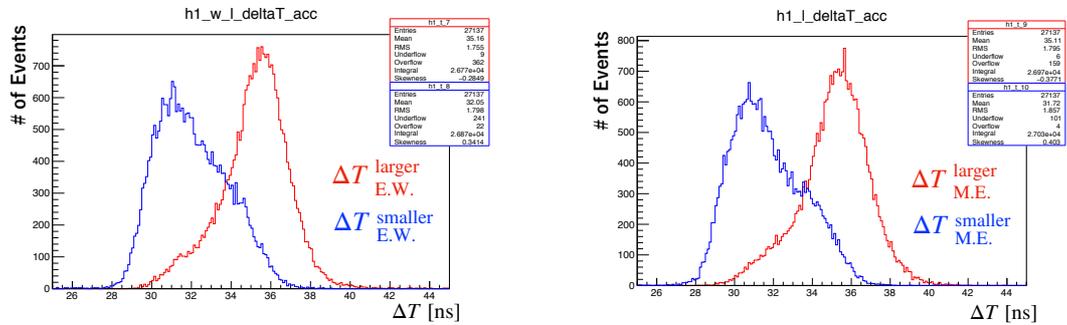
[a] γ 線サンプルの $\Delta T_{E.W.}$ [b] γ 線サンプルの $\Delta T_{M.E.}$ [c] 散乱中性子サンプルの $\Delta T_{E.W.}$ [d] 散乱中性子サンプルの $\Delta T_{M.E.}$

図 8.5 γ 線サンプルと、散乱中性子サンプルの時間差 (ΔT) 分布。二つあるクラスターのうち、 ΔT が大きい方のクラスター (ΔT^{larger}) を赤線で、 ΔT が小さい方のクラスター ($\Delta T^{\text{smaller}}$) を青線で示す。

8.2.2 アクシデンタルヒットの影響

アクシデンタルヒットとは、対象とする K_L 由来でない粒子が、対象とする K_L 由来の粒子と同じタイミングで偶然検出器にエネルギーを落とすことである。MPPC では、PMT の読み出しと異なり、複数の CsI 結晶からの信号を足し上げている。そのため、アクシデンタルヒットによる影響を受けやすい。図 8.6 にアクシデンタルヒットが MPPC の時間に与える影響を示す。5.2.2 節で述べたように、

PMT ではそれぞれのクラスターシードの中心から、半径 70 mm 以内にあるクラスターシードをまとめて、クラスターとするため、図 8.6 (左) の緑色の結晶は isolated crystal になり、この結晶のヒット時間とエネルギーは事象再構成に使わない。しかし、MPPC では図 8.6 (左) の青枠で囲まれた結晶からの信号をサムアップで足し上げているため、緑色の結晶のヒット時間とエネルギーも足し合わされた信号が読み出される。図 8.6 (右) に示すように、アクシデンタルヒットによるエネルギーが本来観測したいクラスターのエネルギーよりも大きい場合、アクシデンタルヒットの時間が $T_{\text{MPPC}}^{\text{sum}}$ となり、クラスターの時間と異なってしまう。

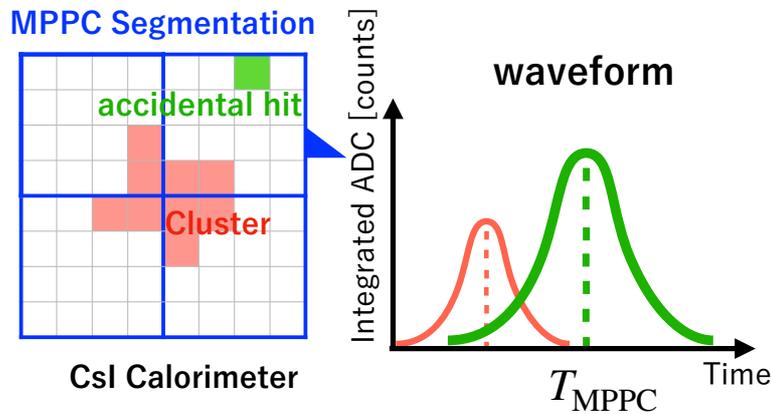
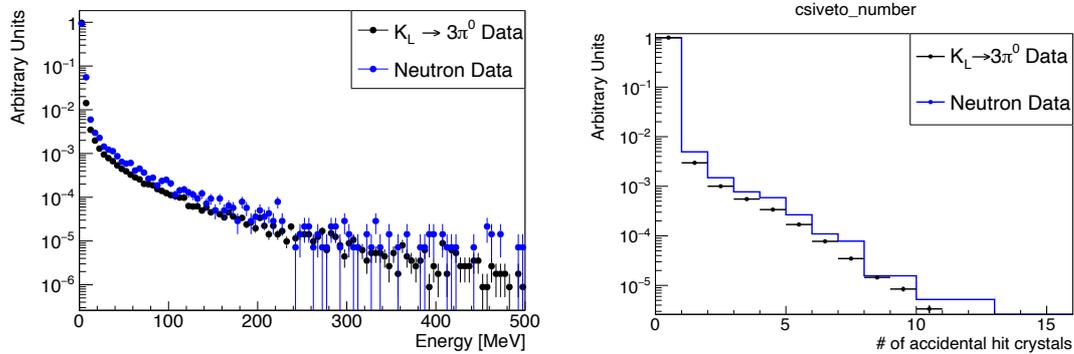


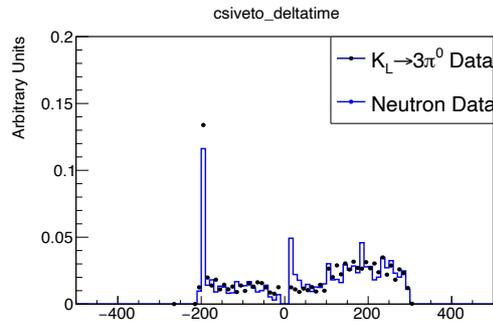
図 8.6 アクシデンタルヒットが T_{MPPC} に影響を与える場合の概要。(左) CsI カロリメータアクシデンタルヒットの説明。(右) アクシデンタルヒットのある結晶のエネルギーがクラスターのエネルギーよりも大きい場合、クラスターの時間でなく、アクシデンタルヒットのある結晶の時間が $T_{\text{MPPC}}^{\text{sum}}$ となる。

図 8.7 [a] に $\pi^0 (K_L)$ の再構成に使用しなかったが、2 MeV 以上のエネルギーが落ちた結晶のエネルギー分布を示す。低いエネルギーの事象が多数を占めているが、500 MeV 程度の事象も存在する。本節では、10 MeV 以上のエネルギーを測定した結晶をアクシデンタルヒットのある結晶とする。図 8.7 [b] アクシデンタルヒットがあった結晶が MPPC^{sum} に何個含まれているかを示す。ほとんどが 0 であるが、1 個以上含む事象も 1% 程度存在する。また、アクシデンタルヒットがあった結晶について、PMT で測定した時間分布を図 8.7 [c] に示す。0 付近の事象がないのは、isolated hit crystal veto の影響である。アクシデンタルヒットには、結晶に高いエネルギーを落とす事象や、クラスターの時間と大きく異なる事象が存在するため、アクシデンタルヒットによって $T_{\text{MPPC}}^{\text{sum}}$ は影響を受けうる。

アクシデンタルヒットからの影響を削減するために、 ΔT の計算手法を改良した。 ΔT を計算する際に、 ΔT 分布から大きく外れた MPPC^{sum} の時間を用いずに計算を行なった。具体的には以下の手法をとった。



[a] π^0 (K_L) の再構成に使用しなかったが、2 MeV 以上のエネルギーが落ちた結晶のエネルギー分布。PMT で測定したエネルギーをプロットしている。
 [b] 一つの MPPC^{sum} の中で、アクシデンタルヒットがある結晶の数。10 MeV 以上エネルギーが落ちた結晶をプロットしている。



[c] アクシデンタルヒットがある結晶の時間分布。最近接クラスターとの時間差をプロットしている。10 MeV 以上エネルギーが落ちた結晶をプロットしている。

図 8.7 アクシデンタルヒットがある結晶の分布。黒色が γ 線サンプル、青色が散乱中性子サンプルを示す。

- γ 線サンプルの、 ΔT 分布の平均を計算し、 ΔT^{mean} とする。今回は ΔT^{mean} は約 30 ns である。
- 読み出す結晶に落ちた合計エネルギーが 10 MeV 以上かつ、 $(\Delta T^{\text{mean}} - 10) \text{ ns} < T_{\text{MPPC}}^{\text{sum}} - T_{\text{PMT}} < (\Delta T^{\text{mean}} + 15) \text{ ns}$ を満たす、MPPC^{sum} のみを用いて、 $T_{\text{MPPC}}^{E.W.}$ を計算する。
- $(\Delta T^{\text{mean}} - 10) \text{ ns} < T_{\text{MPPC}}^{\text{sum}} - T_{\text{PMT}} < (\Delta T^{\text{mean}} + 15) \text{ ns}$ を満たし、クラスターに属する結晶で、最もエネルギーを落とした結晶を読み出している、MPPC^{sum} のヒット時間を、 $T_{\text{MPPC}}^{M.E.}$ とする。

図 8.8 に上記の手順を行なった後の、 γ 線サンプルの $\Delta T_{E.W.}$ を示す。全体で 1.48×10^6 事象に対し、オーバーフローの事象数とアンダーフローの事象数の合計を、 ΔT^{larger} 分布で 11629 から 401 に、 $\Delta T^{\text{smaller}}$ 分布で 10901 から 252 に削減できた。したがって、信号の efficiency を 99.97% 以上に保

つことができる。

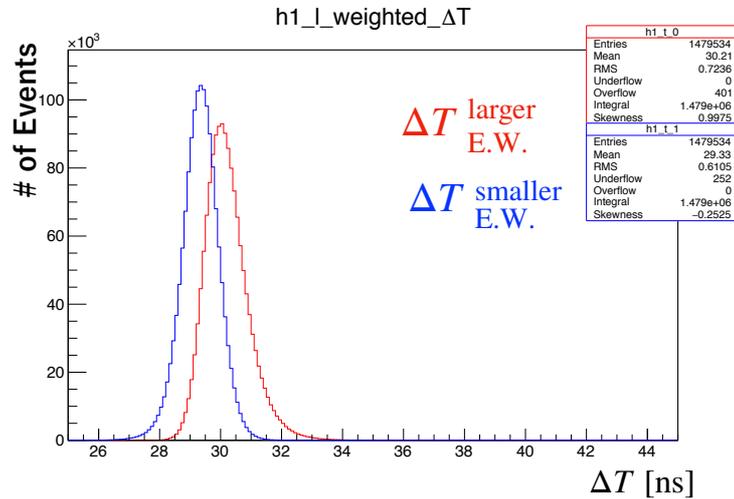


図 8.8 ΔT 分布から大きく外れた MPPC^{sum} を使用せず求めた、 ΔT 分布。オーバーフローとアンダーフローの事象が減少した。

8.3 時間分解能

γ 線サンプルを用いて、データでの T_{MPPC} , T_{PMT} , ΔT の時間分解能を評価した。また、 ΔT についてはデータと MC の時間分解能を比較した。

8.3.1 データを用いた時間分解能の評価

MPPC で測定した時間 (T_{MPPC})、PMT で測定した時間 (T_{PMT})、時間差 (ΔT) のそれぞれについて時間分解能を求めた。図 8.9 に示すように、分布を Gaussian でフィットし、その σ を時間分解能とした。 T_{MPPC} , T_{PMT} については、トリガー時間のゆらぎの影響を消すために、6 クラスターの平均時間との差分を使って時間分解能を評価した。

図 8.10 に $\Delta T^{\text{E.W.}}$, $T_{\text{MPPC}}^{\text{E.W.}}$, T_{PMT} の時間分解能と PMT で測定したクラスターエネルギーの相関を示す。 T_{PMT} はエネルギーが 500 MeV 以上の領域において 0.25 ns 程度であるのに対し、 ΔT , T_{MPPC} は 0.6 ns 程度と 2 倍以上である。したがって、 ΔT の時間分解能は MPPC の時間分解能からの寄与が支配的である。

MPPC が PMT に比べて時間分解能が大きい理由は、シャワーの発進方向にある。先行研究で行なったビームテストの結果によると、検出器がビーム上流に位置する時の方が、時間分解能が大きい [11]。

上流の検出器の方が時間分解能が大きい理由を図 8.11 を用いて説明する [11]。 γ 線のシャワーが光

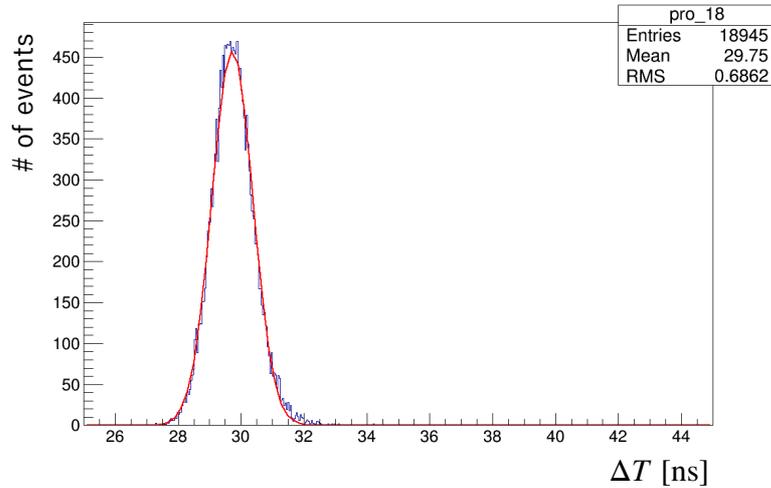


図 8.9 ΔT 分布の例。Gaussian フィット (赤線) し、 σ を得た。

速で発展し、シャワーの過程で発生したシンチレーション光が CsI 中の屈折率の影響と反射の影響で光速の 0.5 倍で伝播したとする。二つの光子が Δz 離れた場所から放出されたとすると、これらの光子が下流端に到達した時の時間差は $\frac{\Delta z}{c}$ であるが、上流端に達した時の時間差は $3\frac{\Delta z}{c}$ となる。したがって、上流端の方が発光位置の不定性が到達時間の不定性に与える寄与が大きく、MPPCの方が時間分解能が大きくなったと考える。また、複数の結晶からの信号を足しあげて読み出していることも影響する。

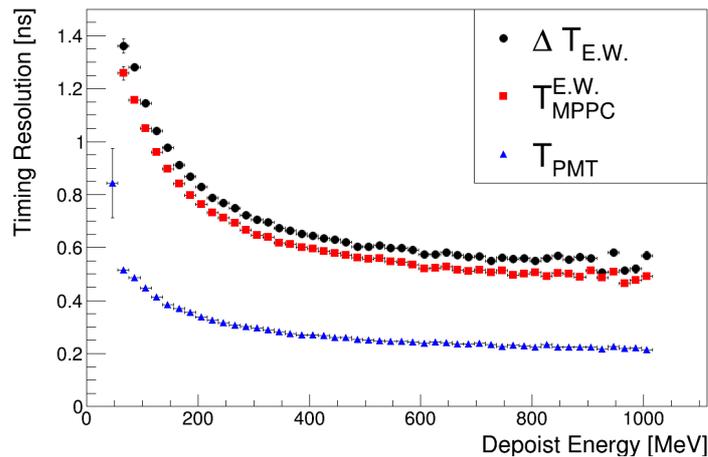


図 8.10 $\Delta T, T_{MPPC}, T_{PMT}$ の時間分解能。横軸は PMT で測定したクラスターエネルギーである。

$\Delta T_{E.W.}$ と $\Delta T_{M.E.}$ の時間分解能を比較した。図 8.12 に $\Delta T_{E.W.}$ と $\Delta T_{M.E.}$ の時間分解能とエネルギーの相関を示す。すべてのエネルギー範囲において、 $\Delta T_{E.W.}$ のほうが時間分解能が小さい。今後

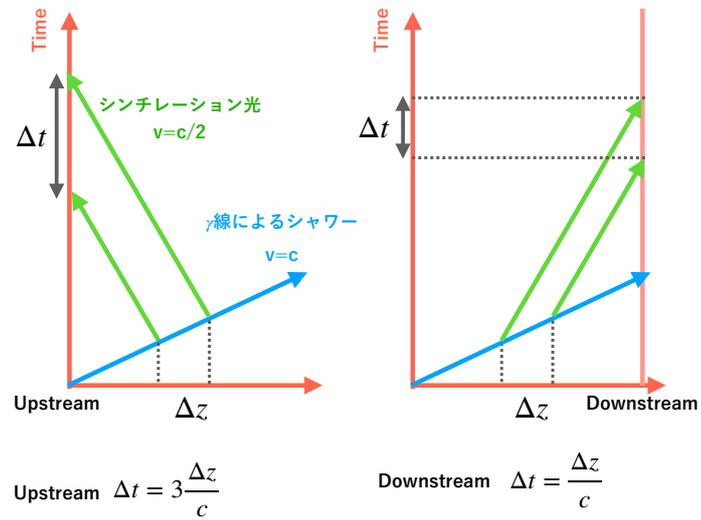


図 8.11 発光位置の不定性が、光子の上流端、下流端の到達時間に与える影響。青色の矢印が γ 線によるシャワー、緑色の矢印がシンチレーション光の伝播を表す。 Δz 、 Δt はそれぞれ発光位置と光の到達時間の不定性を表す。

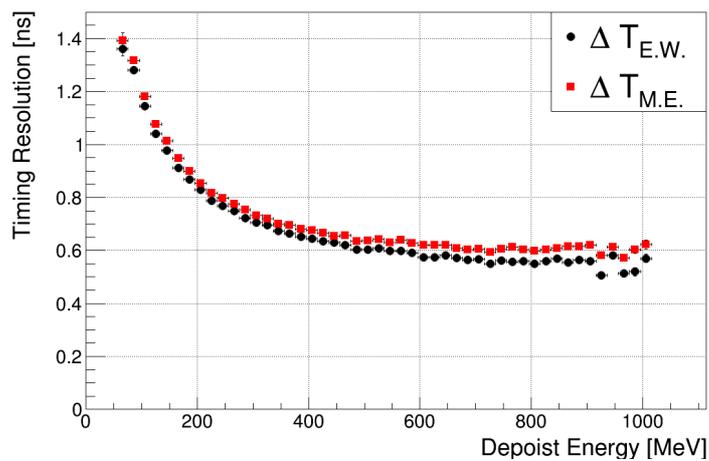


図 8.12 ΔT , T_{MPPC} , T_{PMT} の時間分解能。横軸は PMT で測定したクラスターエネルギーである。

の解析では、 ΔT として $\Delta T_{E.W.}$ を用いる。

8.3.2 時間分解能の時間変化

7.2 節で述べたように、温度変化や放射線損傷の影響でデータ収集中に MPPC からの出力電荷が減少した。時間分解能がデータ収集中に悪化していないか確かめた。前の節と同様に、 γ 線サンプルの $\Delta T_{E.W.}$ を Gaussian でフィットし、その σ を時間分解能とした。図 8.13 に時間分解能の時間変化を表す。今回使用したデータでは、時間分解能の変化量は誤差の範囲内だったため、出力電荷の減少による影響は見られなかった。

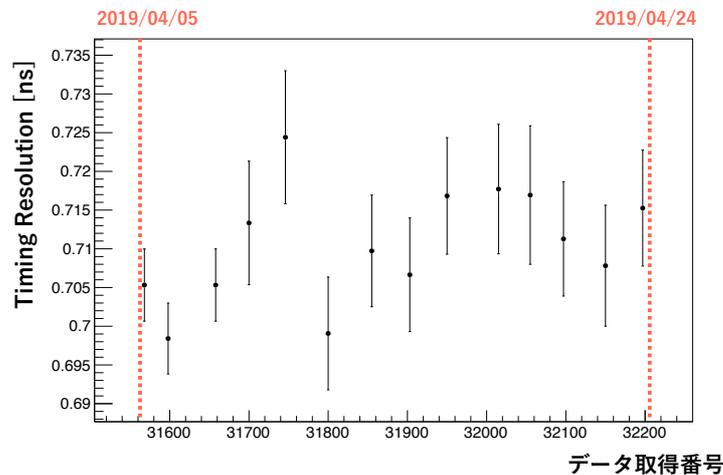


図 8.13 $\Delta T_{E.W.}$ の時間分解能の時間変化

8.3.3 時間分解能の波形幅依存性

7.1.2 節に述べたように、MPPC の波形幅には ADC の依存性があったため、波形幅が ΔT の時間分解能に対して影響を与えるかどうか調べた。まず、MPPC^{sum} ごとに $\Delta T_{M.E.}$ を計算した。次に波形幅が狭い MPPC^{sum} と、波形幅が広い MPPC^{sum} の $\Delta T_{M.E.}$ をそれぞれ別のヒストグラムに詰めた。図 8.14 に ΔT 分布の波形幅依存性を示す。黒色が波形幅が狭い MPPC^{sum} の ΔT 分布 ($\Delta T_{M.E.}^{\text{narrow}}$)、赤色が波形幅が広い MPPC^{sum} の ΔT 分布 ($\Delta T_{M.E.}^{\text{wide}}$) を示す。この二つの分布を Gaussian でフィットし、その σ を時間分解能とした。 $\Delta T_{M.E.}^{\text{narrow}}$ の時間分解能は (0.8041 ± 0.0013) ns であり、 $\Delta T_{M.E.}^{\text{wide}}$ の時間分解能は (0.8114 ± 0.0013) ns であった。したがって、時間分解能に差はあるが、0.01 ns 程度と小さかった。また、 $\Delta T < 29$ ns 付近では違いが見えるが、 $\Delta T > 31$ ns では違いが見られない。実際に中性子背景事象の削減能力に影響するのは $\Delta T > 31$ ns 付近の事象であるため、波形幅の違いが中性子背景事象の削減能力に与える影響はほとんどない。

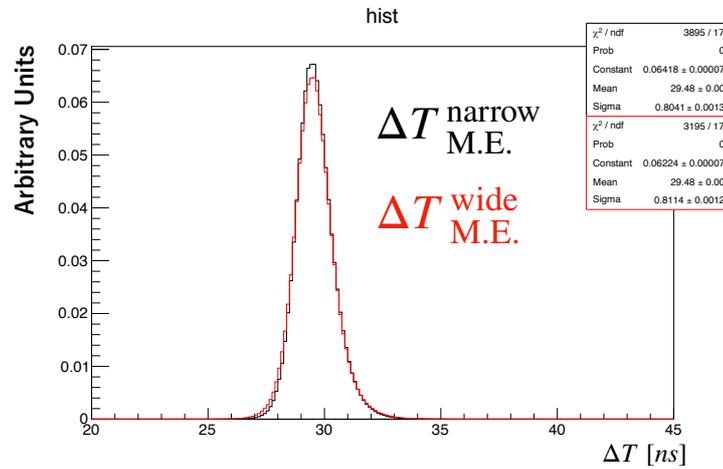


図 8.14 ΔT 分布の波形幅依存性。黒色が波形幅が狭い MPPC^{sum} の ΔT 分布 ($\Delta T_{\text{M.E.}}^{\text{narrow}}$)、赤色が波形幅が広い MPPC^{sum} の ΔT 分布 ($\Delta T_{\text{M.E.}}^{\text{wide}}$) を示す。

8.3.4 データと MC での時間分解能の比較

3.5 節で述べた、MC シミュレーションの ΔT 分布と、データの ΔT 分布を比較した。MC もデータと同様に $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊を用いている。図 8.15 (左) にデータと MC の γ 線サンプルの ΔT 分布を示す、MC はデータと一致している。また、図 8.15 (右) にデータと MC の γ 線サンプルの ΔT の時間分解能を示す。エネルギーの低い領域で、データの方が分解能が大きい主な理由の一つとして、結晶で生成される光子と光電子の数のばらつきが MC で考慮されていないことがある。高エネルギー側ではデータと MC の時間分解能はほとんど一致する。したがって、3.5 節で述べたシミュレーションによってデータを再現できた。

8.4 中性子背景事象に対する理解

この節では、 γ 線サンプルと散乱中性子サンプルの物理量を比較し、中性子背景事象がどのような特徴を持つのか考察する。

8.4.1 エネルギーと ΔT の相関

図 8.16 にクラスターエネルギーと時間差の相関を示す。 γ 線サンプルでは、エネルギーの大きさに関わらず、 ΔT は 30 ns である。散乱中性子サンプルでは、低いエネルギーのクラスターの方が ΔT が大きい。図 8.17 にエネルギーの大きい方のクラスターと小さい方のクラスターの ΔT の相関を示

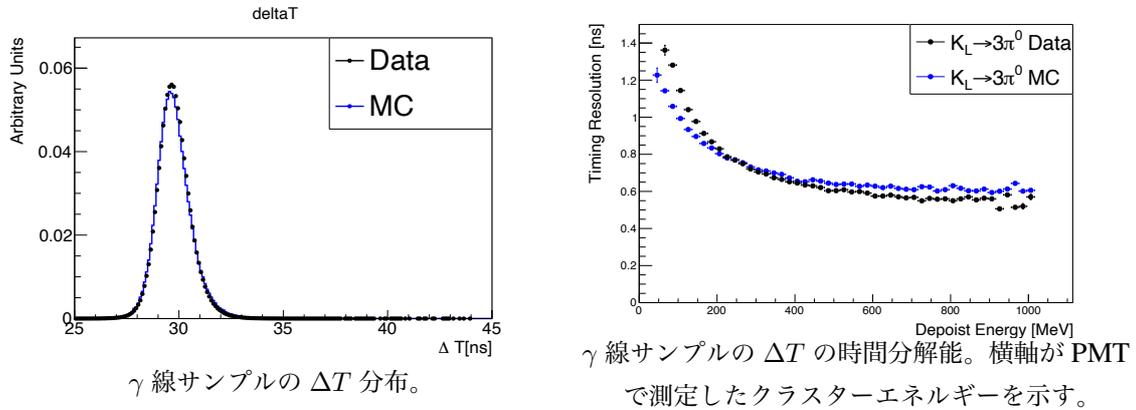


図 8.15 γ 線サンプルの ΔT 分布と、 ΔT の時間分解能。黒がデータ、青が MC を表している。

す。 γ 線サンプルでは、二つのクラスターの ΔT に相関はない。それに対し、散乱中性子サンプルでは、エネルギーの小さい方のクラスターが大きい ΔT を持ちやすい。

この理由は、入射した中性子からできた二次中性子がより下流に飛びやすいため ΔT が大きくなりやすく、二次中性子は入射中性子よりもエネルギーが小さいためだと考えた。

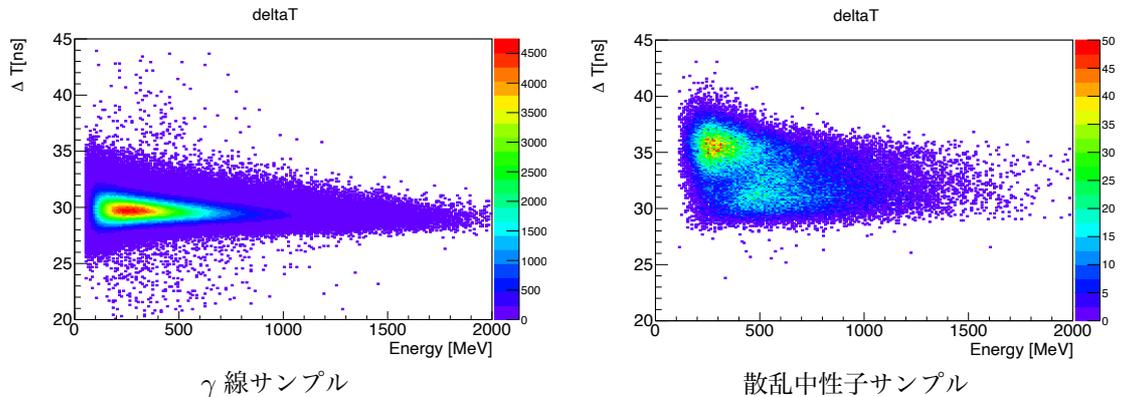


図 8.16 クラスターのエネルギーと ΔT の相関。横軸は PMT で測定したクラスターのエネルギーである。

8.5 両読み手法による中性子背景事象削減能力の評価

この節では、両読み手法による中性子背景事象削減能力について述べる。

8.5.1 時間差 ΔT を用いたカット

図 8.18 に γ 線サンプルと散乱中性子サンプルの ΔT^{larger} 分布を示す。 ΔT^{larger} によるカット値を $25 \text{ ns} < \Delta T^{\text{larger}} < 31.1 \text{ ns}$ と設定すると、 γ 線事象を 90 % 残して散乱中性子サンプル

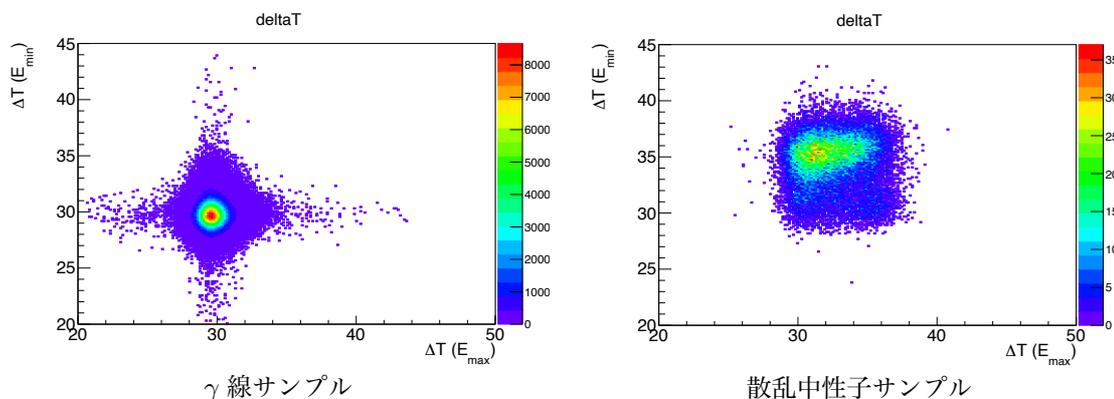


図 8.17 エネルギーの大きい方のクラスターと小さい方のクラスターの ΔT の相関。横軸が二つのクラスターのうち、エネルギーが大きいクラスターの ΔT 、縦軸がエネルギーが小さいクラスターの ΔT を示す。

を $(2.1 \pm 0.1) \times 10^{-2}$ まで削減できる。 ΔT カットの大きい方の閾値を変化させ、 γ 線と中性子の

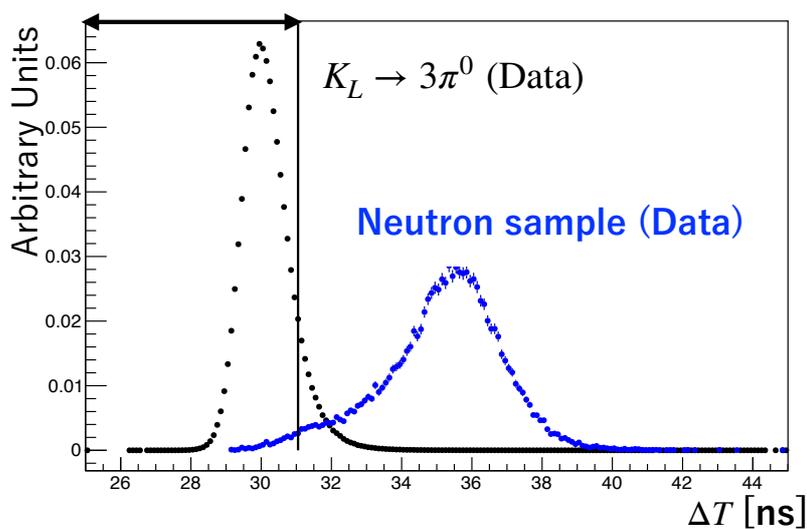


図 8.18 γ 線サンプル ($K_L \rightarrow 3\pi^0$) と散乱中性子サンプルの ΔT 分布。2つのクラスターのうち、 ΔT の大きい方をプロットしている。

efficiency を求めた。図 8.19 に $\Delta T_{E.W.}$ と $\Delta T_{M.E}$ の γ 線と中性子に対する efficiency を示す。時間分解能だけでなく、efficiency の点でも $\Delta T_{E.W.}$ の方が性能が高い。

8.6 まとめ

MPPC で測定した時間を較正し、MPPC で測定した時間と PMT で測定した時間の差 ΔT の時間分解能を求めた。時間分解能はクラスターのエネルギーが 400 MeV 以上の事象に対し、0.6 ns で

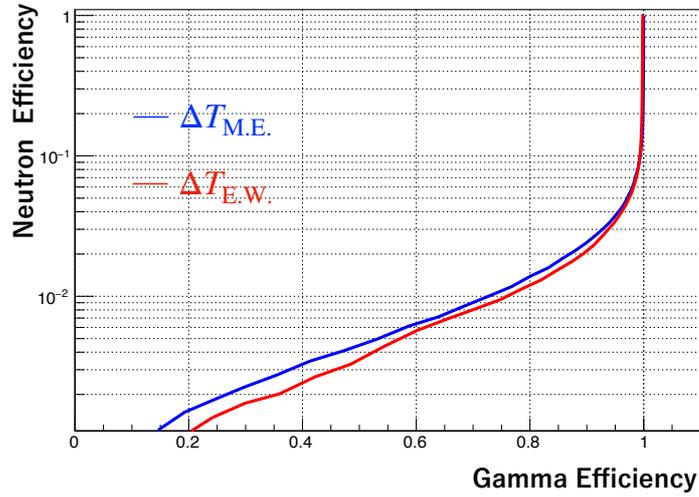


図 8.19 γ 線と散乱中性子サンプルの efficiency。

あった。また、MC でも ΔT 分布と分解能を再現できたことを確認した。最後に、両読み手法による中性子背景事象削減能力を評価した。 ΔT を用いれば、 γ 線事象を 90 % 残し、中性子背景事象を $(2.1 \pm 0.1) \times 10^{-2}$ 倍まで削減できることを確認した。

第 9 章

既存の削減方法との相関

本章では、 ΔT カットと他の中性子背景事象に対するカットの相関について述べる。KOTO 実験では $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索のために、前の章で述べた事象選別に加え、波形とクラスター形状を使った事象選別がある。波形とクラスター形状を用いたカットによる中性子背景事象の削減能力は両読み手法と同等以上である。両読み手法の性能評価では、多くの散乱中性子サンプルを用いるために、これらのカットをかけなかった。しかしながら、全てのカットをかけた後での中性子背景事象数の見積もるためには、 ΔT カットとこれらのカットとの相関を評価する必要がある。

9.1 波形を用いたカットとの相関

KOTO 実験では、波形を用いたカットとして Fourier Pulse Shape Discriminator (FPSD) カットがある [36]。以下に FPSD カットで γ 線と中性子背景事象を区別するまでの概要を示す。

9.1.1 FPSD カットの概要

まず、 γ 線サンプルと、散乱中性子サンプルを用いて FPSD のテンプレートを作成する。ADC を用いて取得した CsI 結晶の波形を図 9.1 (左上) に示す。波形の 64 個のデータ点のうち、最も大きい ADC 値のデータ点の時間をピーク時間とする。[ピーク時間-10, ピーク時間+17] に含まれるデータ点を離散フーリエ変換 (FFT) する (図 9.1 (右上))。離散フーリエ変換した波形のうち、周波数の低い 5 点を用いて、 γ 線と散乱中性子サンプルのテンプレートを CsI 結晶ごとに作る (図 9.1 (右下))。

このテンプレートを用いて、クラスターごとに FPSD を計算する。まず、クラスターに属する結晶ごとに、テンプレートを使って波形の γ 線に対する likelihood を計算する。結晶ごとに中性子背景事象の削減能力が異なるため、likelihood は結晶ごとの削減性能で重みをつける。クラスターに属する結晶全ての likelihood を足し上げて、クラスターの FPSD とする。図 9.2 に γ 線サンプルと散乱中性子サンプルの FPSD 分布を示す。二つのクラスターのうち、FPSD が小さい方をプロットしている。

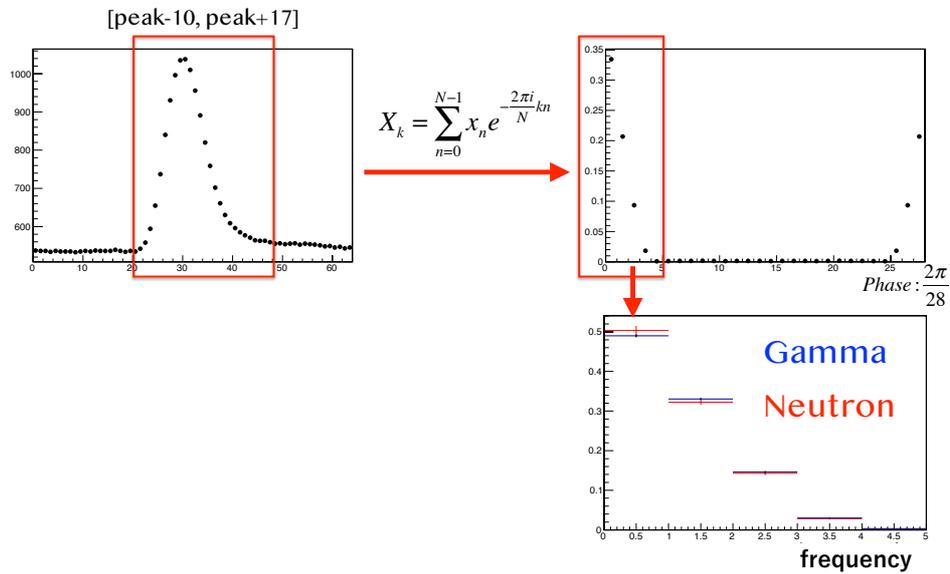


図 9.1 FPSD の概要 [36]。

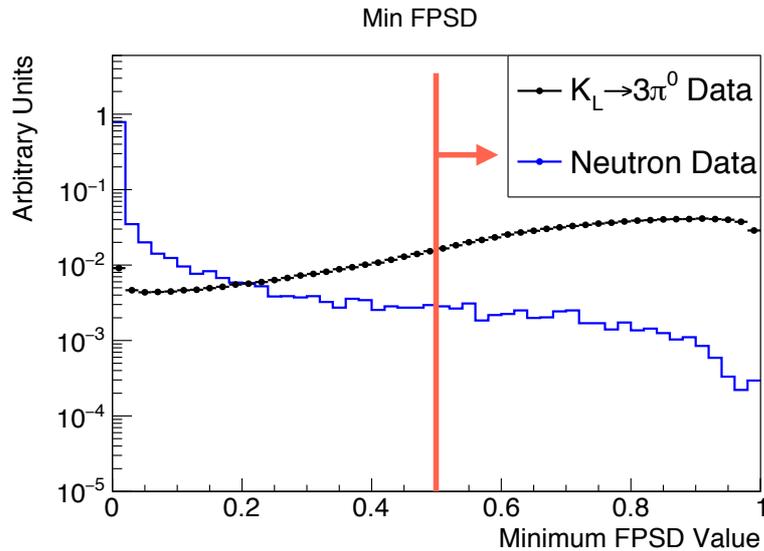


図 9.2 γ 線サンプルと散乱中性子サンプルの FPSD 分布。黒色が $K_L \rightarrow 3\pi^0$ のデータを、青色が散乱中性子サンプルのデータを示す。二つあるクラスターのうち FPSD が小さい方をプロットしている。FPSD カットでは 0.5 以上を要求する。

9.1.2 FPSD カットの削減能力

この節では、FPSD カットの $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ と散乱中性子サンプルに対する性能について述べる。まず FPSD の散乱中性子サンプルに対する削減性能と $K_L \rightarrow 3\pi^0$ に対する efficiency を、図 9.2 の FPSD 分布のカットの閾値を変化させて求めた。次に、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ に対する FPSD カットの efficiency を求めるために、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ の efficiency を用いた。FPSD カットの $K_L \rightarrow 3\pi^0$ に対する efficiency をクラスターエネルギーの関数として求め、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のクラスターエネルギーと FPSD の $K_L \rightarrow 3\pi^0$ に対する efficiency を使って、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ に対する FPSD の efficiency を計算した。

図 9.3 に FPSD カットによる $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の efficiency と散乱中性子サンプルの削減能力を示す。

FPSD が二つのクラスター共に 0.5 以上であることを要求すると、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 事象を 89 % 残して、散乱中性子サンプルは $(4.1 \pm 0.1) \times 10^{-2}$ 倍になる。

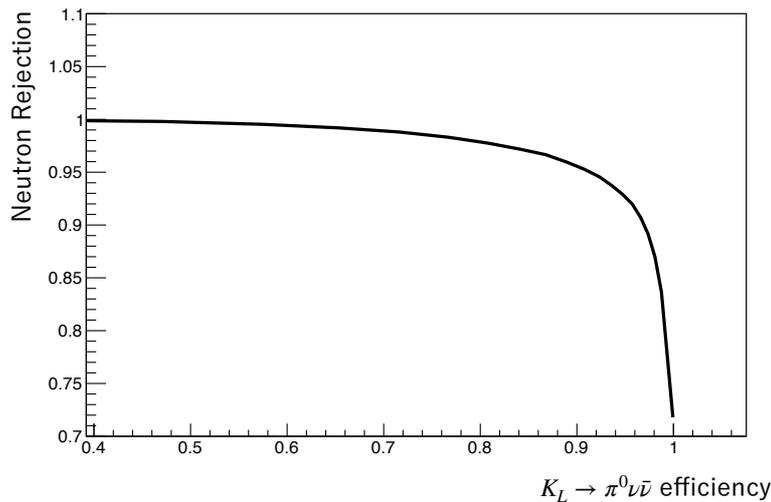


図 9.3 FPSD カットによる $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の efficiency と散乱中性子サンプルの削減能力。横軸が $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の efficiency (MC) を、縦軸が散乱中性子サンプルが削減された割合を示す。

9.1.3 FPSD カットと ΔT カットの相関

図 9.4 に FPSD カット後の散乱中性子サンプルの ΔT^{larger} 分布を示す。FPSD カットで散乱中性子サンプルの事象数は $(4.1 \pm 0.1) \times 10^{-2}$ 倍になっている。25 ns $< \Delta T^{\text{larger}} < 31.1$ ns を要求すると、 γ 線事象を 90 % 残し、散乱中性子サンプルはさらに $(4.0 \pm 0.6) \times 10^{-2}$ 倍になった。したがって、FPSD カットと ΔT カットを合わせて散乱中性子サンプルが $(1.6 \pm 0.2) \times 10^{-3}$ 倍になった。FPSD カットとの相関を考慮しない場合は、 ΔT カットのみで散乱中性子サンプルが $(2.1 \pm 0.1) \times 10^{-3}$ 倍になったため、FPSD カットと ΔT カットには相関がある。しかし、 $(4.0 \pm 0.6) \times 10^{-2}$ 倍は十分な削

減能力である。

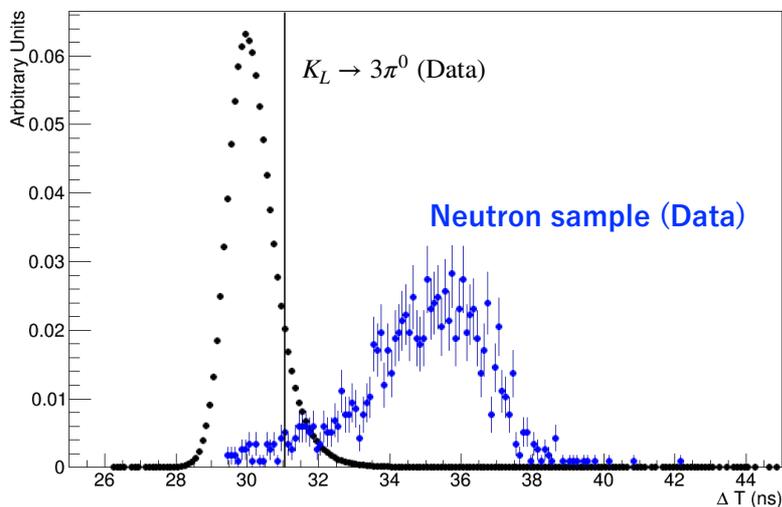


図 9.4 FPSD カットをかけた後の ΔT^{large} 分布。

9.2 クラスターの形を用いたカットとの相関

クラスター形状の違いなどを用いたカットとして、Cluster Shape Discriminator with Deep Learning (CSDDL) カットを使っている [36]。

9.2.1 CSDDL カットの概要

CSDDL を求めるために、 γ 線サンプルと散乱中性子サンプルの情報をニューラルネットワークにインプットとして与え、学習させている。 γ 線サンプルとして $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の MC を用いている。インプットは、それぞれのサンプルのクラスターのエネルギーと大きさ、クラスターと崩壊点を結ぶ直線がビーム軸となす角度、そして結晶に落とされたエネルギーとヒット時間である。

9.2.2 CSDDL の削減能力

図 9.5 に $K_L \rightarrow 3\pi^0$ のデータと MC での CSDDL の分布を示す [36]。データと MC の分布は概ね一致している。また、図 9.6 に CSDDL カットの散乱中性子サンプルと $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ に対する efficiency を示す [36]。二つのクラスターの CSDDL が両方とも 0.985 以上であるというカットをかけると、80% の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 事象を残し、散乱中性子サンプルは 10^{-5} 倍になる [36]。

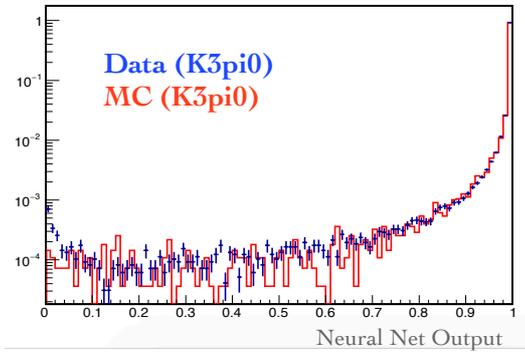


図 9.5 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ での CSDDL の分布 [36]。エネルギーの大きい方のクラスターをプロットしている。赤色がデータ、青色が MC を示す。

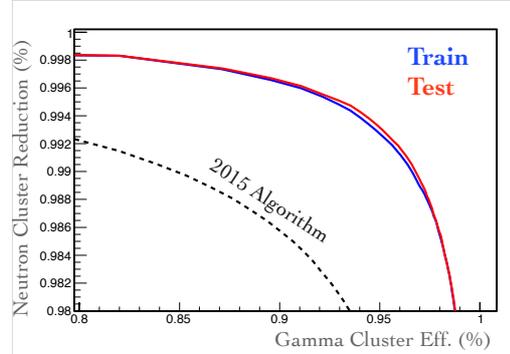


図 9.6 CSDDL カットの散乱中性子サンプルと $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ に対する efficiency [36]。一つのクラスターに対する性能を示す。青色がニューラルネットの学習に用いたデータサンプル、赤色が性能を確かめるためのサンプルの結果を示す。

9.2.3 両読み手法との相関

今回使用した散乱中性子サンプルの事象数は 10^5 程度である。二つのクラスターの CSDDL が 0.985 以上であるというカットをかけるると、残る散乱中性子サンプルの事象数は一桁になるため、CSDDL カットと ΔT カットを同時にかけて相関を求めることはできない。そのため、散乱中性子サンプルの ΔT の分布を前半 (Front 領域) と後半 (Rear 領域) の二つの部分に分け、前半の事象と後半の事象で、CSDDL カットの性能が変化するかどうか確認した。また、CSDDL はクラスターのエネルギーをインプットとしているため、エネルギーに相関があると考えられる。そのため、二つあるクラスターをエネルギーの高いクラスターと低いクラスターに分け、CSDDL カットの性能を確認することにより、クラスターエネルギーと CSDDL カットの相関も確認した。

図 9.7 に散乱中性子サンプルの ΔT 分布を示す。黒色がエネルギーが大きい方のクラスター、青色がエネルギーが小さい方のクラスターを示す。それぞれの ΔT 分布の ΔT が 33 ns よりも小さい領域を Front 領域、 ΔT が 33 ns よりも大きい領域を Rear 領域とした。

図 9.8 [a], [b] にエネルギーが大きい方のクラスターの CSDDL の分布を示す。CSDDL が 0.9 以上という条件を課すと、Front 領域の散乱中性子サンプルは $(8 \pm 1) \times 10^{-3}$ 倍になり、Rear 領域の散乱中性子サンプルは $(7 \pm 1) \times 10^{-3}$ 倍になる。したがって、エネルギーが大きい方のクラスターでは CSDDL カットと ΔT カットの相関はない。図 9.8 [c], [d] にエネルギーが小さい方のクラスターの CSDDL 分布を示す。CSDDL が 0.9 以上という条件を課すと、Front 領域の散乱中性子サンプルは $(1.8 \pm 0.1) \times 10^{-2}$ 倍になり、Rear 領域の散乱中性子サンプルは $(1.9 \pm 0.1) \times 10^{-2}$ 倍になる。したがって、エネルギーが小さい方のクラスターは CSDDL カットと ΔT カットの相関はない。

図 9.9 に CSDDL カットの下限閾値を変化させた時の散乱中性子サンプルの削減能力を示す。図

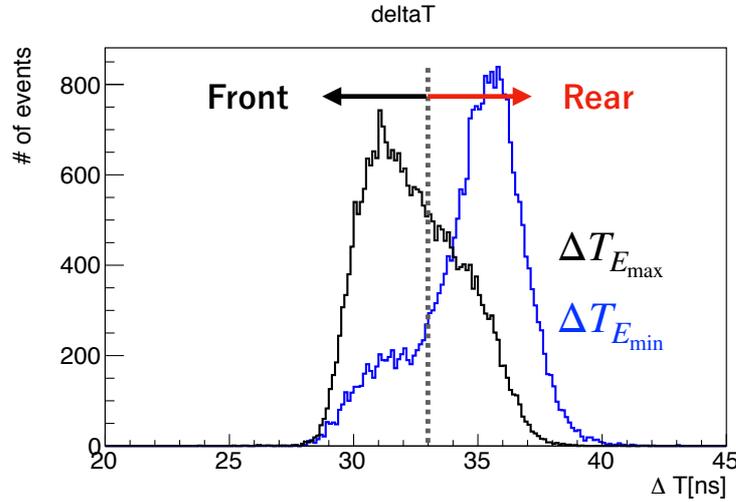
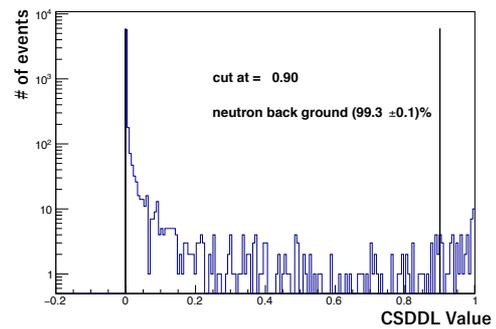
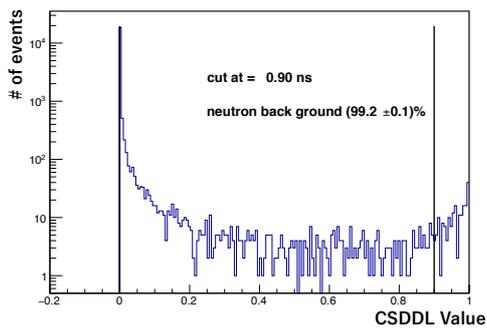


図 9.7 散乱中性子サンプルの ΔT 分布。黒色がエネルギーが大きい方のクラスター、青色がエネルギーが小さい方のクラスターを示す。 $\Delta T < 33$ ns の部分を Front 領域、 $\Delta T > 33$ ns の部分を Rear 領域とした。

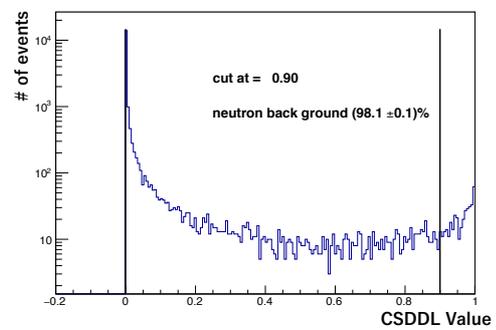
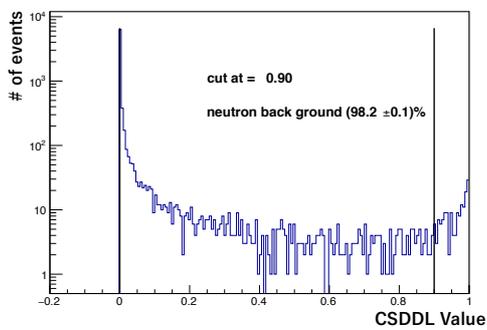
9.9 [a] はエネルギーが大きい方のクラスターに対する CSDDL カットの削減能力を示す。CSDDL の下限閾値を 1 に近づけるにつれて、Front 領域と Rear 領域の散乱中性子サンプルに対する削減能力の差は無くなる。また、図 9.9 [b] はエネルギーが小さい方のクラスターに対する CSDDL カットの削減能力を示す。CSDDL の下限閾値が小さい領域では Front 領域と Rear 領域の散乱中性子サンプルに対する削減能力に差があるが、CSDDL の下限閾値が 1 に近づくと削減能力の差はなくなる。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の解析で用いている下限閾値 (0.985) では、Front 領域と Rear 領域に差がない。したがって、CSDDL カットと ΔT カットには相関がない。また、図 9.9 の [a] と [b] を比較すると、CSDDL とエネルギーは相関があり、エネルギーが大きいクラスターの方が散乱中性子サンプルの削減能力が高い。

9.3 まとめ

両読み手法の ΔT カットと、波形を用いたカット (FPSD カット)、クラスター形状を用いたカット (CSDDL カット) との相関を調べた。FPSD カットと ΔT カットには相関があったが、相関を考慮しても ΔT カットによって散乱中性子サンプルは $(4.0 \pm 0.6) \times 10^{-2}$ 倍に削減された。CSDDL カットと ΔT カットは相関がなかった。したがって、中性子背景事象に対する他のカットとの相関を考慮しても、 ΔT カットは十分な性能がある。

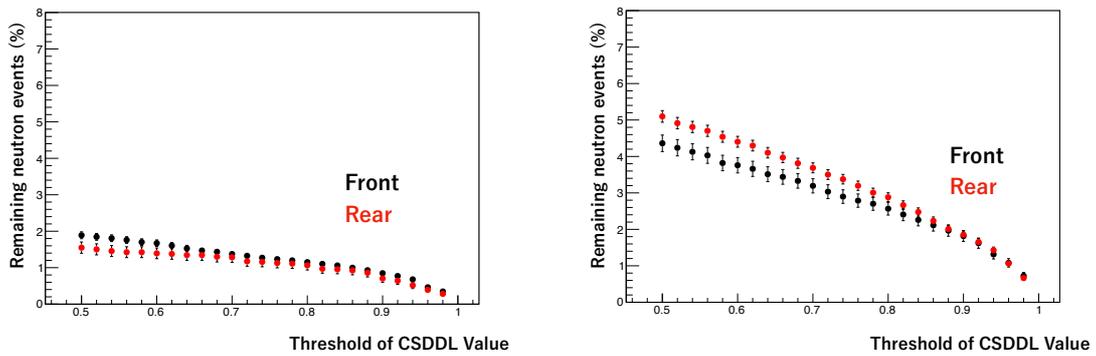


[a] エネルギーが大きいクラスターかつ Front 領域 [b] エネルギーが大きいクラスターかつ Rear 領域
の事象の CSDDL 分布。



[c] エネルギーが小さいクラスターかつ Front 領域 [d] エネルギーが小さいクラスターかつ Rear 領域
の事象の CSDDL 分布。

図 9.8 CSDDL の分布。CSDDL のカット値を 0.9 以上とした時の散乱中性子サンプルの削減能力を図中に示す。



[a] エネルギーが大きな方のクラスターに対する、 [b] エネルギーが小さな方のクラスターに対する、
CSDDL カットの削減能力。 CSDDL カットの削減能力。

図9.9 CSDDL カットによる散乱中性子サンプルの削減能力。横軸が CSDDL の下限閾値を示す。縦軸が CSDDL カット後に残った散乱中性子サンプルの割合を示す。黒色が ΔT の Rear 領域、赤色が ΔT の Front 領域の削減能力を示す。

第 10 章

予測される中性子背景事象数

これまでの章で、両読み手法によって中性子背景事象を大幅に削減できることを確認した。この章では SES が 3.0×10^{-11} の場合に予測される中性子背景事象数を見積もる。

まず、 ΔT と FPSD, CSDDL の相関を考慮し、すべてのカットを合わせた中性子背景事象削減能力を求める。次に、2019 年に物理ランで取得したデータの SES を求め、散乱中性子サンプルと物理ランの事象数を比較することにより、2019 年物理ランのデータにおける中性子背景事象数を求める。最後に、 $SES = 3.0 \times 10^{-11}$ での中性子背景事象数を見積もる。

10.1 中性子背景事象カットの削減能力

10.1.1 CSDDL カットと FPSD カットによる削減能力

FPSD カットと CSDDL カットの削減能力は、散乱中性子サンプルに CSDDL カットと FPSD カットの両方をかけた後の、残った事象数を用いて見積もった。CSDDL の閾値を 0.985、FPSD の閾値を 0.5 とし、二つのクラスター共に閾値以上であることを要求した。図 10.1 に CSDDL カットと FPSD カットをかける前、図 10.2 に CSDDL と FPSD のカットをかけた後の散乱中性子サンプルの $P_t - Z_{\text{vtx}}$ 分布を示す。図 10.1 の赤枠内に含まれる事象数は 27120 であり、図 10.2 の赤枠内に含まれる事象数は 1 である。したがって、FPSD と CSDDL を合わせた中性子背景事象の削減能力は 3.7×10^{-5} である。また、ポアソン分布を仮定し、残った 1 事象が中性子背景事象だとして計算すると、68.3% の C.L. で中性子背景事象の削減能力の範囲は、 $(0 \sim 2.36) \times 3.69 \times 10^{-5} = (0 \sim 8.7) \times 10^{-5}$ である [38]。今回の計算では、以下簡単のために $(4.4 \pm 4.4) \times 10^{-5}$ を削減能力として用いる。

10.1.2 散乱された K_L の寄与

散乱中性子サンプルにはアルミ板で散乱した K_L 事象の混入を考える必要がある。 K_L がアルミ板によって散乱し、横方向運動量を持った K_L が 2γ に崩壊した場合、二つの γ 線の P_t が 0 でないため、運動学的カットや veto で $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ と区別できない場合がある。また、 γ 線がクラスターを生成するため、CSDDL カットでも削減できない。散乱された K_L が含まれると、CSDDL や FPSD の削減能力を過小評価することになる。したがって、散乱中性子サンプル中に混入した $K_L \rightarrow 2\gamma$ の

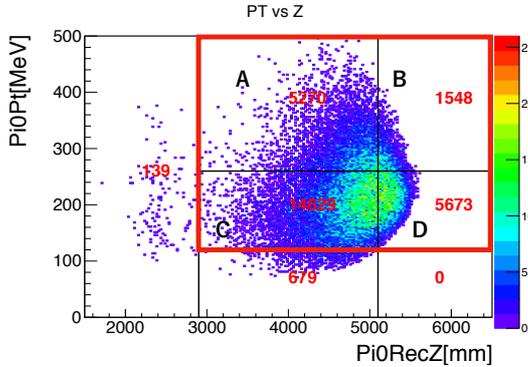


図 10.1 散乱中性子サンプルの $P_t - Z_{\text{vtx}}$ 分布。運動学的カットのうち、 $P_t - Z_{\text{vtx}}$ のカット以外と、veto をかけている。赤色の数字は黒枠内に含まれる事象数を表す。

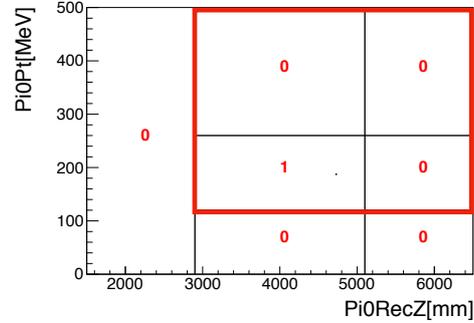


図 10.2 散乱中性子サンプルの $P_t - Z_{\text{vtx}}$ 分布。全ての運動学カットと veto に加え、CSDDL と FPSD のカットをかけている。赤色の数字は黒枠内に含まれる事象数を表す。

事象数を MC を用いて見積もった。

散乱中性子サンプル中に混入した $K_L \rightarrow 2\gamma$ の事象数を見積もるために、シミュレーション上で、 K_L を 3 mm のアルミ板に当て散乱させた。散乱された K_L が二つの γ 線に崩壊する事象に対し、6 章で述べたのと同じ選別条件を課して、選別後に残る事象数を確認した。今回使用した、散乱中性子サンプルの 35 倍の事象を作成したところ、選別後に赤枠内に残る事象数は 37 であった (図 10.3)。したがって散乱中性子サンプル中に、散乱された $K_L \rightarrow 2\gamma$ は (1.1 ± 0.2) 事象あると予測した。したがって、CSDDL カットと FPSD カットをかけた後に残る 1 事象は $K_L \rightarrow 2\gamma$ の寄与である可能性が高いため、CSDDL カットと FPSD カットですべての散乱中性子サンプルを削減できた。散乱中性子サンプルの事象数は CSDDL カットと FPSD カットの削減能力を見積もるには十分でなく、正確に削減能力を見積もるためには、より高い統計が必要である。

カット後に残った事象が 1 個であり、 $K_L \rightarrow 2\gamma$ が (1.1 ± 0.2) 事象、散乱中性子サンプルに混入したとして、Feldman-Cousins 法 [39] で削減能力の上限値を求めた。68.3 % C.L. で中性子背景事象の削減能力の範囲は、 $(0 \sim 1.66) \times 3.69 \times 10^{-5} = (0 \sim 6.1) \times 10^{-5}$ である。今回の計算では、以下簡単のために $(3.1 \pm 3.1) \times 10^{-5}$ を削減能力として用いる。

10.1.3 FPSD カット, CSDDL カット, ΔT カットによる中性子背景事象削減能力

9 章で述べたように、 ΔT カットと FPSD カットには相関があり、相関を考慮した場合の ΔT カットによる削減能力は $(4.0 \pm 0.6) \times 10^{-2}$ だった。また、 ΔT カットと CSDDL カットには相関がなかった。したがって、FPSD カットと CSDDL カットをかけた後の、 ΔT による中性子背景事象の削減能力には、 $(4.0 \pm 0.6) \times 10^{-2}$ を用いる。

したがって、FPSD カット、CSDDL カット、 ΔT カットを全て用いた時の中性子背景事象削減能

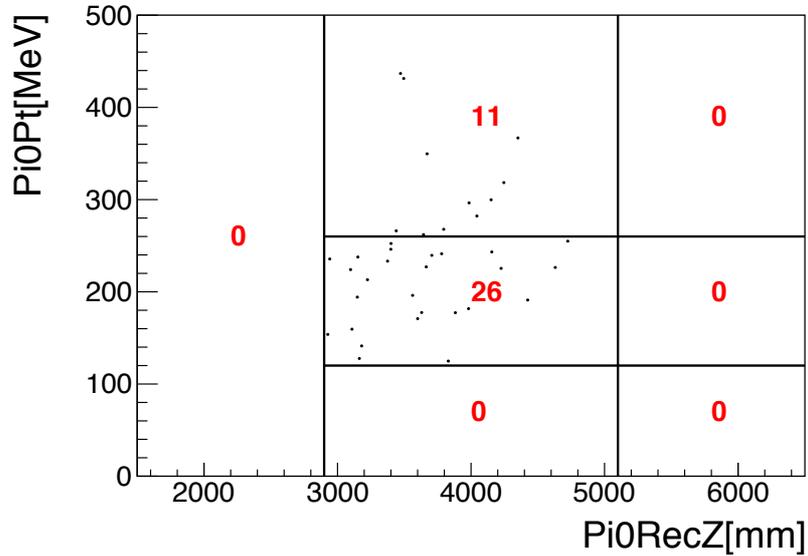


図 10.3 アルミプレートで散乱された $K_L \rightarrow 2\gamma$ 事象の $P_t - Z_{\text{vtx}}$ (MC)。散乱中性子サンプルの 35 倍の事象を作成した。運動力学的カットと veto に加え、CSDDL によるカットをかけている。赤色の数字は黒枠内に含まれる事象数を表す。

力を

$$((3.1 \pm 3.1) \times 10^{-5}) \times ((4.0 \pm 0.6) \times 10^{-2}) = (1.2 \pm 1.2) \times 10^{-6}$$

とした。

10.2 2019 年に取得したデータで予測される中性子背景事象数と SES

この節では、まず 2019 年の物理ランでの SES を求めたのち、2019 年物理ランのデータで予測される中性子背景事象の事象数を求める。

10.2.1 2019 年に取得したデータの SES

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の事象数を以下のように定義する。

$$\begin{aligned} & K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu} \text{ の事象数} \\ & = (\text{検出器領域に入射した } K_L \text{ の数}) \times P_{\text{decay}} \times \text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \times A_{\text{sig}} \\ & = \frac{\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})}{\text{SES}} \end{aligned} \quad (10.1)$$

ここで P_{decay} は崩壊領域で K_L が崩壊する確率、 A_{sig} は信号領域での $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のアクセプタンスとする。

したがって、SES は以下のように定義できる。

$$\text{SES} = \frac{1}{(\text{検出器領域に入射した } K_L \text{ の数}) \times P_{\text{decay}} \times A_{\text{sig}}} \quad (10.2)$$

今回は blind region を信号領域として背景事象数を見積もる。

10.2.1.1 検出器領域に入射した K_L の数

物理ラン中に Physics Trigger で取得されたデータの POT は 7.9×10^{18} であった。POT と K_L の数の比、 $4.2 \times 10^7 / (2 \times 10^{14} \text{ POT})$ [37] を用いると、検出器領域に入射した K_L の数は 1.7×10^{12} である。

10.2.1.2 K_L の崩壊確率と信号領域での $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のアクセプタンス

A_{sig} は複数の要素に分けることができる。

$$A_{\text{sig}} = A_{\text{geom.}} \times A_{\text{kine cuts}} \times A_{\text{veto}} \times A_{\text{neutron cuts}} \quad (10.3)$$

$A_{\text{geom.}}$ は検出器の幾何学的なアクセプタンス、 $A_{\text{kine cuts}}$ は運動力学的カットのアクセプタンス、 A_{veto} は veto のアクセプタンス、 $A_{\text{neutron cuts}}$ は中性子背景事象カットのアクセプタンスを表す。veto のアクセプタンスとは、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 事象と同時に別の粒子が veto 検出器に入射した場合、veto 検出器によって $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 事象が veto されることに起因するアクセプタンスである。

$P_{\text{decay}} \times A_{\text{geom.}} \times A_{\text{kine cuts}} \times A_{\text{veto}}$ は、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の MC を用いて見積もった。z=-1.5 m から 4×10^8 個の K_L を打ちこみ、事象選別後の事象数からアクセプタンスを求めた。事象選別に FPSD カット、CSDDL カット、 ΔT カットは用いていない。 A_{veto} を求めるために、データ収集中にランダムなトリガーを用いて取得した、アクシデンタルなヒットの波形を $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の MC で生成された波形に重ね合わせ、対象とする K_L 由来でない粒子のヒットによる veto の影響を再現している。図 10.4 に事象選別後の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の MC の $P_t - Z_{\text{vtx}}$ 分布を示す。中央黒枠内の信号領域に残る事象は 1.96×10^5 であったため、アクセプタンスは 4.9×10^{-4} である。

$A_{\text{neutron cuts}}$ は、9 章で述べた値を用いた。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ に対するアクセプタンスは CSDDL で 0.8、FPSD で 0.89、 ΔT で 0.90 であった。これらの値から、 $P_{\text{decay}} \times A_{\text{sig}}$ を 3.1×10^{-4} とした。

したがって、今回使用した物理ランデータの SES は $1 / (1.7 \times 10^{12} \times 3.1 \times 10^{-4}) = 1.9 \times 10^{-9}$ である。

10.2.2 2019 年に取得したデータで予測される中性子背景事象数

この節では、散乱中性子サンプルに対する結果を用いて、2019 年の物理ランのデータで予測される中性子背景事象の事象数を求める。図 10.5 に物理ラン中に Physics Trigger で取得したデータの $P_t - Z_{\text{vtx}}$ 分布を示す。図 10.5 では、運動力学的カットと veto による事象選別は行なっている。図 10.1 の A, B, D 領域に含まれる事象数の合計は 12491 であり、図 10.5 の E, F, H に含まれる事象数の合計は 5511 であったため、(物理ランでの事象数)/(散乱中性子サンプルの事象数) = 0.44 である。また、blind region 内の散乱中性子サンプルの事象数は 14629 であったため、物理ランの blind region 内

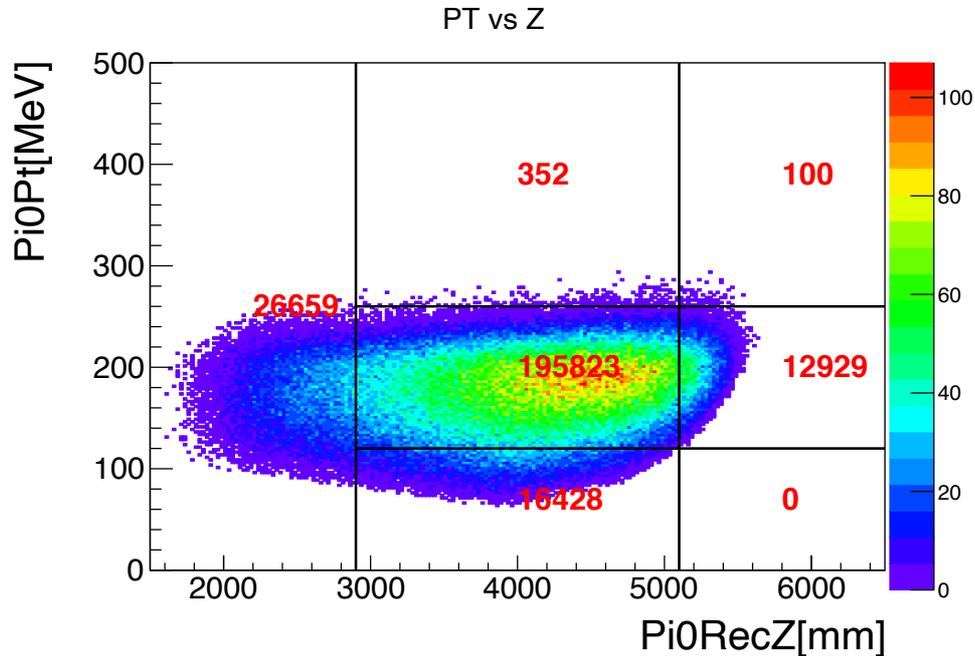


図 10.4 事象選別後の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ MC の $P_t - Z_{\text{ vtx}}$ 分布。赤色の数字は黒枠内に含まれる事象数を表す。

の事象数を $14629 \times 0.44 = (6437 \pm 80)$ と予測した。中性子背景事象の削減能力、 $(1.2 \pm 1.2) \times 10^{-6}$ を用いて、blind region 内の中性子背景事象を $(6437 \pm 80) \times (1.2 \pm 1.2) \times 10^{-7} = (7.7 \pm 7.7) \times 10^{-3}$ 事象と予測した。

10.3 SES が 3×10^{-11} での中性子背景事象数

前節の結果をもとに予測した、SES が 3×10^{-11} の場合の blind region 内の中性子背景事象は、 $\frac{1.9 \times 10^{-9}}{3 \times 10^{-11}} \times (7.7 \pm 7.7) \times 10^{-3} = (0.5 \pm 0.5)$ 事象である。したがって、両読み手法を用いて中性子背景事象を十分に削減できた。2015 年物理ランの結果では、SES が 1.3×10^{-9} のデータに対して、中性子背景事象は (0.24 ± 0.17) 事象予測されたため [B1]、SES が 3×10^{-11} の場合に予測される中性子背景事象は (10 ± 7) 事象である。したがって、SES が 3×10^{-11} での中性子背景事象数は 2015 年物理ランの解析結果と比較して $0.5/10 = 0.05$ 倍に削減できる。誤差の大部分は CSDDL カットと FPSD カットの削減能力の誤差に由来している。散乱中性子サンプルの統計を増やせば、より正確に削減能力を見積もることができる。

10.4 まとめ

予測される中性子背景事象数を求めるために、まず CSDDL カット、FPSD カット、 ΔT カット合計の中性子背景事象に対する削減能力を $(1.2 \pm 1.2) \times 10^{-6}$ と求めた。また、2019 年に物理ランで取得したデータの blind region 内に予測される中性子背景事象の事象数は $(7.7 \pm 7.7) \times 10^{-3}$ だった。最

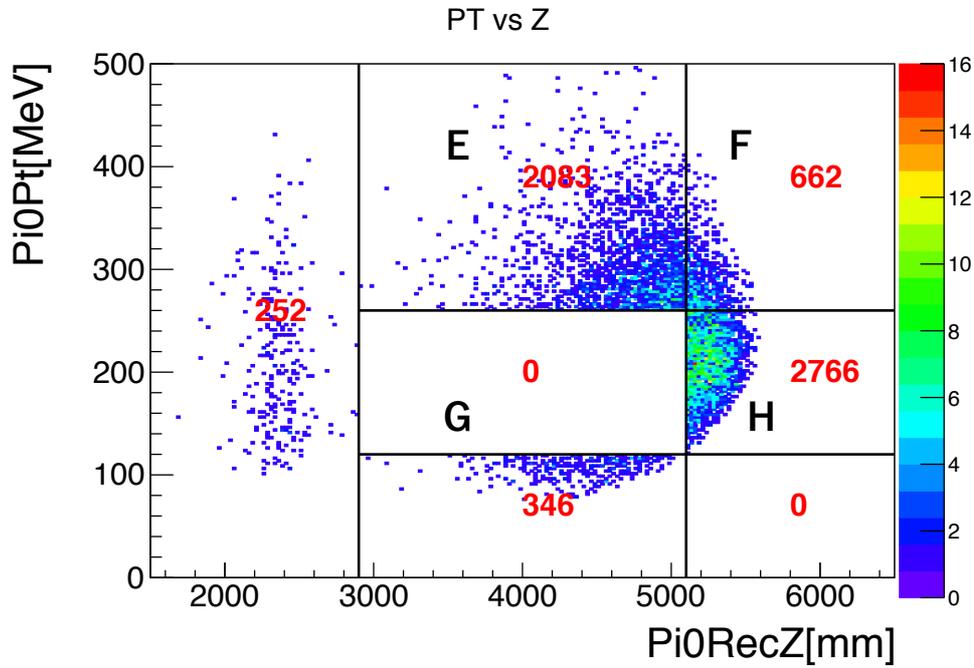


図 10.5 物理ラン中に Physics Trigger で取得したデータの $P_t - Z_{\text{vtx}}$ 分布。運動学的カットと veto による事象選別後を示す。赤色の数字は黒枠内に含まれる事象数を表す。

後に、SES が 3×10^{-11} での中性子背景事象数を (0.5 ± 0.5) 事象と予測し、2015 年物理ランの解析結果から予測した事象数と比較して 0.05 倍に削減したことを示した。したがって、両読み手法を用いて中性子背景事象を十分に削減できる。

第 11 章

考察

11.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ に対する両読み手法の性能評価

今回は γ 線サンプルとして、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊を用いたが、正確には $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ に対する両読み手法の性能を見積もる必要がある。[8.3](#) 節で述べたように、 ΔT 分布の幅はクラスターエネルギーに依存している。したがって、この節では $K_L \rightarrow 3\pi^0$ と $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のクラスターエネルギーの分布の差を考慮して、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ に対する両読み手法の性能を評価する。

図 [11.1](#) に $K_L \rightarrow 3\pi^0$ (データ) と $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ (MC) のクラスターエネルギー分布を示す。それぞれの分布は事象数で規格化している。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のクラスターエネルギーは $K_L \rightarrow 3\pi^0$ のクラスターより高いため、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の ΔT 分布の方が $K_L \rightarrow 3\pi^0$ の ΔT 分布よりも細くなり、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ では ΔT による中性子背景事象の削減性能が高くなると考えた。

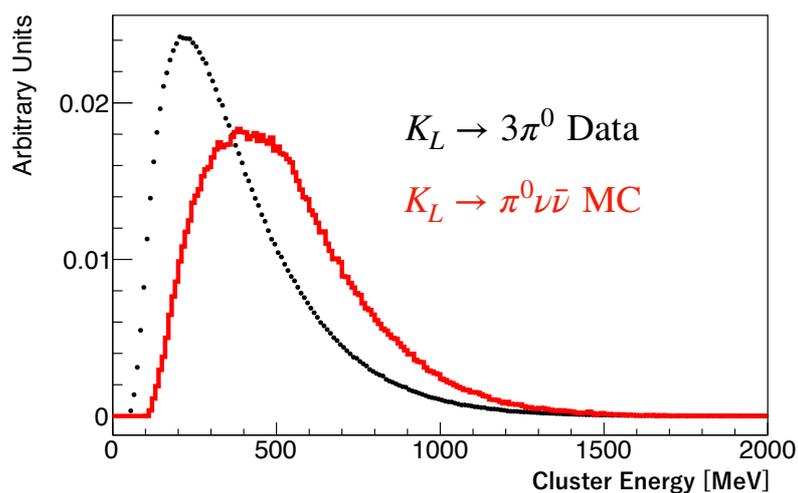


図 11.1 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ データ (黒色) と $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ MC (赤色) のクラスターエネルギー分布。

図 [11.1](#) の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ と $K_L \rightarrow 3\pi^0$ のエネルギーごとの分布の比を、エネルギーに依存する重み付けの関数とし (以降 $W(E_{\text{clus}})$ とする)、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の ΔT 分布を求めた。図 [11.2](#) に図 [11.1](#) を用

いて作成した $W(E_{\text{clus}})$ を示す。

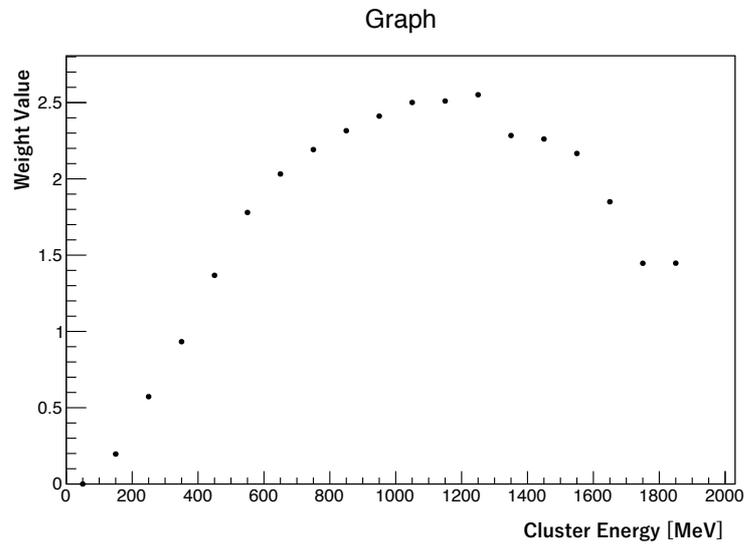


図 11.2 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ MC と $K_L \rightarrow 3\pi^0$ データの、エネルギー分布の比 ($W(E_{\text{sig}})$)。

$K_L \rightarrow 3\pi^0$ の ΔT 分布に $W(E_{\text{clus}})$ の重みをかけて得た、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の ΔT 分布を図 11.3 に示す。重み付けを行う際に、 $W(E_{\text{clus}})$ のデータ点の間は線形補間した。 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ と $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の ΔT 分布を比較すると、予想した通り分布の幅が細くなった。

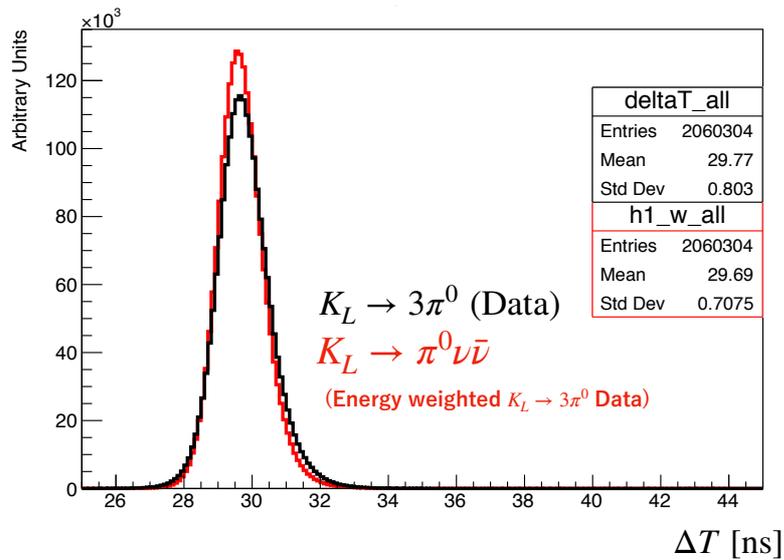


図 11.3 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ (黒色) と $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ (赤色) の ΔT 分布。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の ΔT 分布は $K_L \rightarrow 3\pi^0$ の ΔT 分布に $W(E_{\text{clus}})$ の重みをかけて生成した。

図 11.4 に $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ と散乱中性子サンプルの ΔT^{larger} 分布を示す。 ΔT^{larger} を $25 \text{ ns} < \Delta T^{\text{larger}} < 30.9 \text{ ns}$ と要求すると、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 事象を 90 % 残して散乱中性子サンプルは $(1.6 \pm 0.1) \times 10^{-2}$ 倍まで削減された。 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ の場合は、 γ 線事象を 90 % 残して散乱中性子サンプルは $(2.1 \pm 0.1) \times 10^{-2}$ 倍まで削減されたため、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 事象では $K_L \rightarrow 3\pi^0$ に比べより高い削減性能が出る。

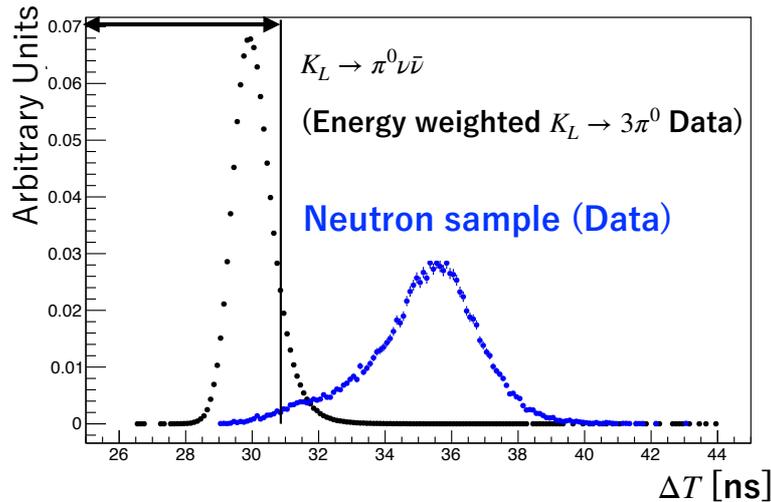


図 11.4 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ と散乱中性子サンプルの ΔT^{larger} 分布。

11.2 両読み手法を用いた中性子背景事象削減手法

8 章では、 ΔT^{larger} のみを用いて γ 線サンプルと散乱中性子サンプルを識別した。この節では、他の変数を用いることによって、中性子背景事象の削減能力を向上できるか考察する。

11.2.1 二つのクラスターの ΔT を用いる手法

この節では、二つのクラスターの ΔT を用いることにより、さらに ΔT カットによる中性子背景事象削減能力を向上できるかを考察する。

まず、 ΔT^{larger} カットで残った事象の $\Delta T^{\text{smaller}}$ 分布を図 11.5 に示す。 γ 線サンプルと散乱中性子サンプルの $\Delta T^{\text{smaller}}$ 分布には大きな差がないため、 $\Delta T^{\text{smaller}}$ 用いても削減能力の大きな向上は期待できない。

次に、二つのクラスターの ΔT を用いたカットを最適化できた場合の削減能力を評価し、削減能力向上の余地があるのか考察する。まず、エネルギーが大きい方のクラスターの ΔT (ΔT_{Emax}) とエネルギーが小さい方のクラスターの ΔT (ΔT_{Emin}) 平面上での、 γ 線サンプルと散乱中性子サンプルの確率密度分布を図 11.6 に示す。ここで、 γ 線サンプルの確率密度を P_γ 、散乱中性子サンプルの確率密

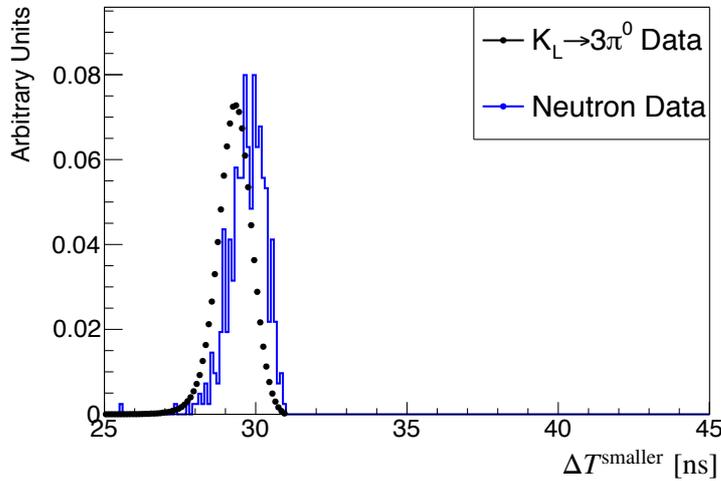


図 11.5 ΔT^{larger} カットで残った事象の $\Delta T^{\text{smaller}}$ 分布。黒色が γ 線サンプル、青色が散乱中性子サンプルを示す。

度を P_n として、likelihood ratio (LR) を以下のように定義する。

$$LR = \frac{P_\gamma}{P_\gamma + P_n} \quad (11.1)$$

LR が 1 に近いほど γ 線らしい事象を表す。図 11.7 に $\Delta T_{\text{Emax}}, \Delta T_{\text{Emin}}$ 平面での likelihood ratio を示す。両方のクラスターともに ΔT が小さい事象が、より γ 線らしい事象を表す。図 11.7 の likelihood ratio が 1 に近い bin の情報を使う方が削減能力が高くなる。図 11.8 に、 γ 線サンプルと散乱中性子サンプルの likelihood ratio 分布を示す。この分布は、図 11.6 の各事象ごとに likelihood ratio を、ヒストグラムに詰めることによって得た。 γ 線サンプルを 90% 残すように、likelihood ratio のカット値を設定すると、散乱中性子サンプルは $(1.9 \pm 0.1) \times 10^{-2}$ 倍まで削減できる。 ΔT_{larger} のみを用いた場合の削減能力は、 $(2.1 \pm 0.1) \times 10^{-2}$ 倍だったため、削減能力の大きな向上はない。

今回は、特定のサンプルに特化して likelihood ratio を計算し、削減能力を評価した。したがって、実際の削減能力よりも高い削減能力にバイアスして評価している可能性がある。このような場合でも、削減能力の大きな向上はなかったため、 ΔT_{larger} のみを用いる場合と、二つのクラスターの ΔT を用いる場合の削減能力はほとんど変わらない。

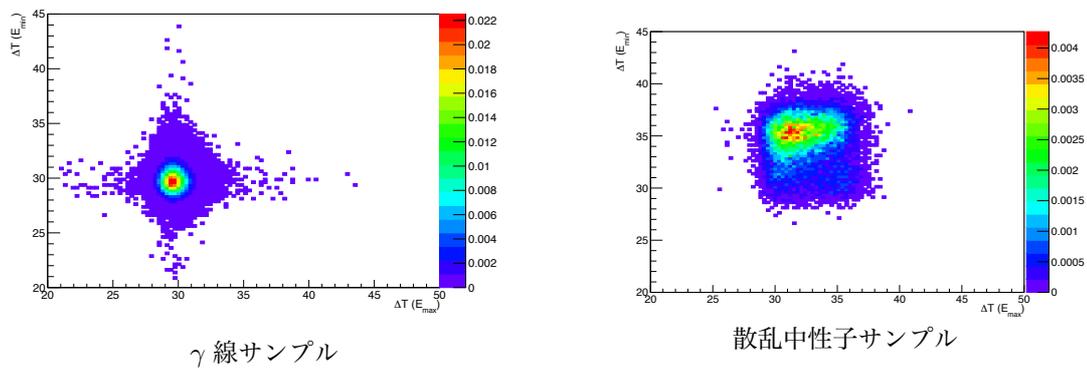


図 11.6 $\Delta T_{E_{\max}}, \Delta T_{E_{\min}}$ 平面での確率密度分布

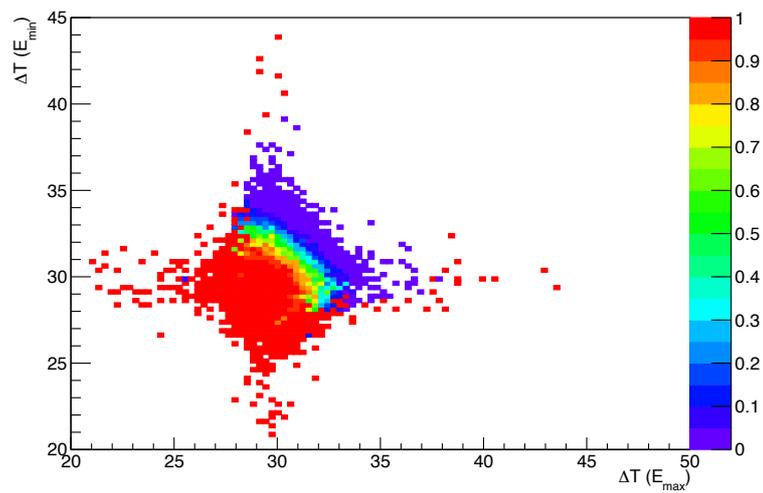


図 11.7 $\Delta T_{E_{\max}}, \Delta T_{E_{\min}}$ 平面での likelihood ratio (LR) 分布。z 軸が likelihood ratio を示す。

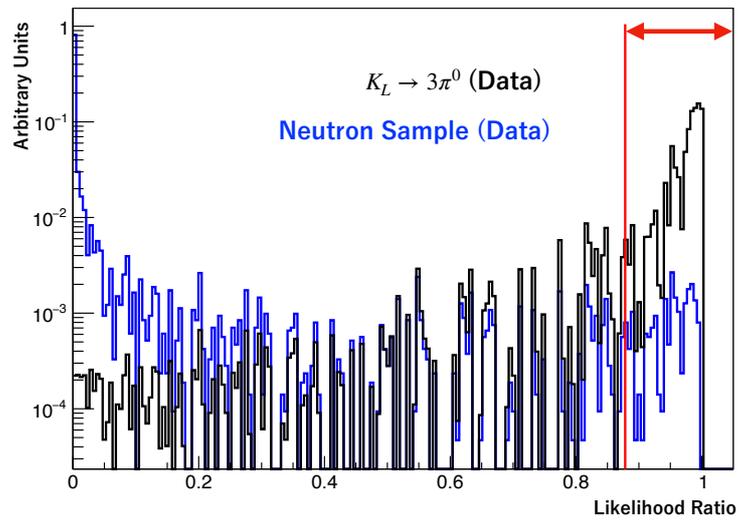


図 11.8 $\Delta T_{E\max}$, $\Delta T_{E\min}$ を用いて作った、likelihood ratio (LR) 分布。黒が γ 線サンプル、青が散乱中性子サンプルを示す。赤矢印の領域に γ 線サンプルを 90% 含む。

11.2.2 クラスタ間の時間差を用いた方法

両読み手法を用いた ΔT 以外の中性子背景事象削減手法として、クラスタ間の時間差を用いる手法を考えた。PMT で測定したクラスタの時間と MPPC で測定したクラスタの時間の平均 $\frac{T_{\text{MPPC}} + T_{\text{PMT}}}{2}$ (今後、 T_{inv} とする。) は相互作用の深さに依存しない変数である。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ では二つのクラスタの T_{inv} の差はほとんど 0 だが、中性子背景事象では入射中性子の相互作用で生じた二次中性子によって二つ目のクラスタが作られるため、二つのクラスタの T_{inv} の差は中性子の Time of Flight (TOF) を表し、0 にならない。したがって、二つのクラスタの T_{inv} の差を用いれば、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ と中性子背景事象を区別できる。

図 11.9 に γ 線サンプルと散乱中性子サンプルの $\Delta T_{\text{inv}} = T_{\text{inv}}^{\text{Emax}} - T_{\text{inv}}^{\text{Emin}}$ 分布を示す。ここで $T_{\text{inv}}^{\text{Emax}}$ はエネルギーが大きい方のクラスタの時間を、 $T_{\text{inv}}^{\text{Emin}}$ はエネルギーが小さい方のクラスタの時間を示す。 γ 線サンプルの ΔT_{inv} は 0 に分布しているが、散乱中性子サンプルの ΔT_{inv} は負の値にピークがある。二次中性子によってできたクラスタのほうがエネルギーが低く、TOF の影響で T_{inv} が大きくなるのが原因だと考えた。

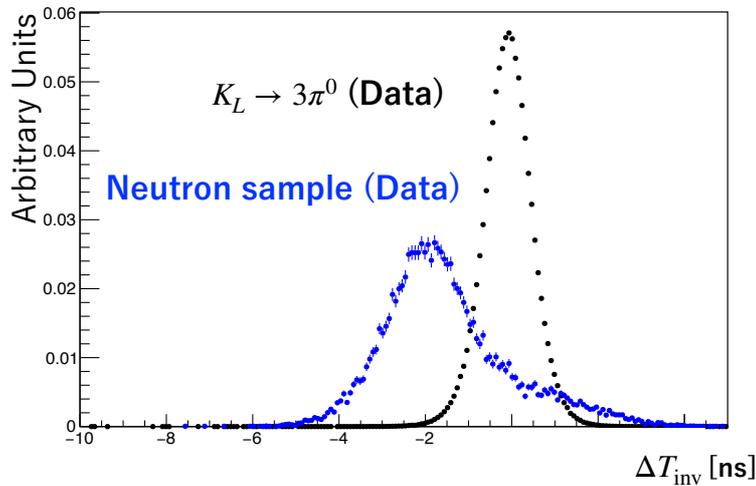


図 11.9 $\Delta T_{\text{inv}} (= T_{\text{inv}}^{\text{Emax}} - T_{\text{inv}}^{\text{Emin}})$ 分布。 $T_{\text{inv}}^{\text{Emax}}$ はエネルギーが大きい方のクラスタの時間を、 $T_{\text{inv}}^{\text{Emin}}$ はエネルギーが小さい方のクラスタの時間を示す。黒色が γ 線サンプル、青色が散乱中性子サンプルを示す。

また、散乱中性子サンプルの場合は、 ΔT_{inv} は中性子の TOF を表すため、クラスタ間の距離に依存するはずである。図 11.10 に ΔT_{inv} とクラスタ間の距離の関係を示す。 γ 線サンプルは、クラスタ間の距離に関わらず、 ΔT_{inv} は 0 である。散乱中性子サンプルは、クラスタ間の距離が大きくなるにつれて、 ΔT_{inv} は小さくなっていることから、クラスタ間の TOF を表すことを確認した。

今回は考慮しないが、 ΔT_{inv} とクラスター間の距離を使うと、より中性子背景事象を削減できると考える。

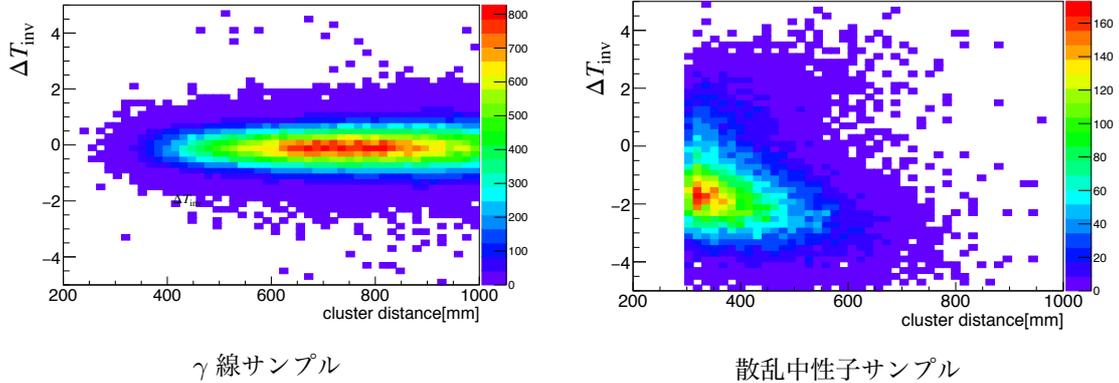


図 11.10 ΔT_{inv} とクラスター間の距離の関係。

次に、 ΔT カットと ΔT_{inv} カットによる中性子背景事象の削減能力を評価した。図 11.10 に ΔT と ΔT_{inv} の分布を示す。図 11.10 中の赤色の楕円でカットすると、楕円の内側に γ 線サンプルを 90% 残して (図 11.11 (左))、散乱中性子サンプルは 1.5×10^{-2} 倍に削減された (図 11.11 (右))^{*1}。 ΔT カットのみを用いた場合は、 γ 線サンプルを 90% 残して、散乱中性子サンプルの事象は全体の $(2.1 \pm 0.1) \times 10^{-2}$ 倍に削減されたため、 ΔT_{larger} と ΔT_{inv} と用いることによって、さらに中性子背景事象を削減できる。

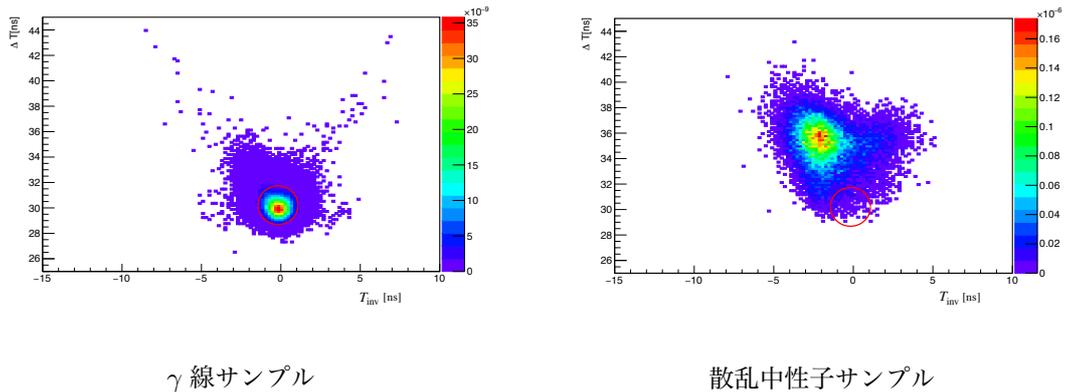


図 11.11 ΔT と ΔT_{inv} の分布。赤色の楕円の場合でカットすると、楕円の内側に γ 線サンプルを 90% 残して、散乱中性子サンプルの事象は 1.5×10^{-2} 倍に削減された。

11.2 節と同様に、 ΔT_{larger} , ΔT_{inv} 平面上で、 γ 線サンプルと散乱中性子サンプルの確率密度分

*1 赤色の楕円は、 ΔT 分布と ΔT_{inv} 分布のそれぞれの平均を中心、 ΔT 分布と ΔT_{inv} 分布のそれぞれの標準偏差の 2.1 倍を半径とする楕円である。

布、likelihood ratio 分布を作り、理想的な場合での中性子背景事象の削減能力を求めた。図 11.12 に ΔT^{larger} , ΔT_{inv} 平面での likelihood ratio (LR) 分布を示す。likelihood ratio の定義は、式 (11.1) と同様である。 γ 線サンプルと散乱中性子サンプルの likelihood ratio 分布を図 11.13 に示す。 γ 線サンプルを 90% 残すように、likelihood ratio のカット値を設定すると、散乱中性子サンプルは $(9.0 \pm 0.1) \times 10^{-3}$ 倍まで削減できる。今回も、特定のサンプルに特化して likelihood ratio を計算し、削減能力を評価したため、実際の削減能力よりも高い削減能力にバイアスして評価している可能性がある。しかし、カットの最適化によって、楕円の形状でカットするよりも削減能力が向上する可能性がある。

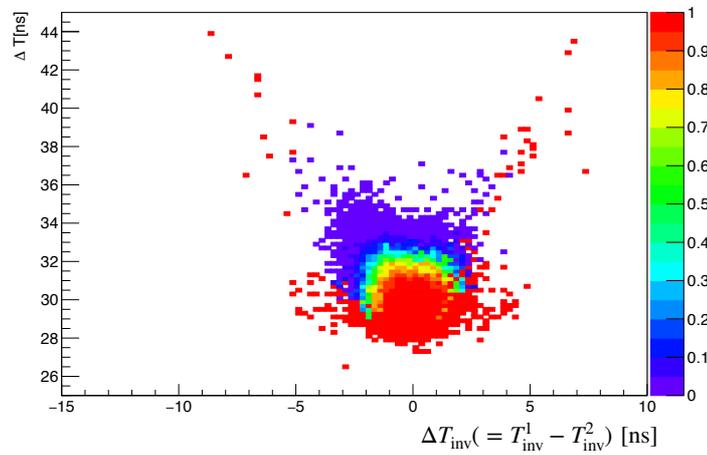


図 11.12 ΔT^{larger} , ΔT_{inv} 平面での likelihood ratio (LR) 分布。

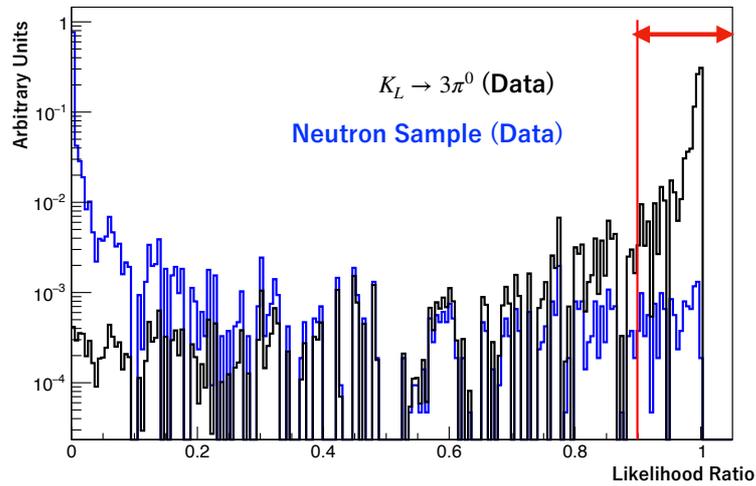


図 11.13 ΔT^{larger} , ΔT_{inv} を用いて作った、likelihood ratio (LR) 分布。黒が γ 線サンプル、青が散乱中性子サンプルを示す。赤矢印の領域に γ 線サンプルを 90% 含む。

第 12 章

結論

KOTO 実験では、中性子背景事象を削減するために CsI カロリメータ上流に光検出器である MPPC を取り付け、CsI カロリメータを両読みにした。本研究では、両読み手法を用いた、中性子背景事象削減能力をビームを用いて取得したデータを使って求めた。まず、取り付けた MPPC がデータ取集中に正常に動いていることを、MPPC が出力した波形と電荷を用いて確かめた。波形は正常に取得できていた。出力電荷は、温度変化や放射線損傷の影響で減少したものの、MPPC の性能に影響を与えないことを確認した。

次に、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ に対する両読み手法の性能を評価するための γ 線サンプルとして $K_L \rightarrow 3\pi^0$ を用いた。また、中性子背景事象に対する両読み手法の性能を評価するためのサンプルとしてビーム中の中性子をアルミ板で散乱させたデータを用いた。それぞれのサンプルの MPPC と PMT の時間差 (ΔT) を用いて、中性子背景事象の削減能力を見積もった。その結果、両読み手法を用いて γ 線サンプルを 90% 残した状態で、中性子背景事象を $(2.1 \pm 0.1) \times 10^{-2}$ 倍に削減できることを示した。

KOTO 実験では、中性子背景事象を削減するために波形やクラスター形状のカットを使っているため、これらのカットと ΔT カットとの相関を確認した。クラスター形状のカットと ΔT のカットは相関がなかった。波形のカットとは相関があったが、相関を考慮しても十分な削減能力だった。最後に、SES が 3×10^{-11} の場合の blind region 内の中性子背景事象数を、 (0.5 ± 0.5) 事象と見積もった。したがって、両読み手法によって中性子背景事象は十分に削減できた。

謝辞

謝辞を書くにあたりまして、まず、大学院での生活を支えてくださったすべての皆様にお礼を申し上げたいと思います。ありがとうございました。

山中卓教授には、学部4年生の頃から三年間お世話になりました。物事の本質をつかむことの大切さや考え方など、研究に対してだけでなく、今後生きる部分まで教えていただきました。研究についてはもちろんですが、それ以外の相談に乗っていただいて支えていただいたこと、学会などで発表する機会をいただけたことも感謝しています。山中研究室に入って、物理や研究を以前よりも楽しいと思えるようになりました。ありがとうございました。

南條創准教授には、研究の技術的な面で大きくお世話になりました。はじめは研究について右も左も分からない状態でしたが、様々なコメントやアドバイスをいただいて、丁寧に鍛えていただきました。また、アップグレード中に体力的にも時間的にも厳しい中で、妥協せずに冷静に立ち止まって考える姿を見て、研究に対する姿勢も勉強させていただきました。ありがとうございました。

また、同じ KOTO グループでアップグレードの長い期間を共に J-PARC で過ごした、小寺克茂さん、清水信宏さん、原宜広さん、真利共生さんにも感謝を申し上げます。短い期間でこの少人数で両読みアップグレードが成功したのは、皆様の能力の高さと事前準備の賜物だと思っています。また、長い出張で個人的には辛い時もありましたが、このメンバーだからこそ楽しみながら作業できました。小寺さんには、MPPC の接着や検出器の再配置などの作業で大変お世話になりました。研究で辛いときにも、小寺さんの人柄に癒されました。清水さんには、解析で悩んでいる時によく相談をして、アドバイスをいただきました。また、解析や検出器の新しい構想などをお話しできるのも楽しく、とても勉強になりました。先輩の原さん、真利さんには、相談しやすい空気をつくっていただいたので、気兼ねなく話すことができました。原さんには、研究のことだけでなく、就活のこともたくさん相談に乗ってくださり感謝しています。カメラのことなどを原さん、清水さんと話したりするのも楽しかったです。真利さんには、ソフトウェアの開発などでお世話になりました。また、忙しい中ですぐに宇宙線測定の解析結果を出す姿にとっても刺激を受けました。

また、KOTO コラボレーションの皆様には大変お世話になりました。篠原智史さんには、私が解析で長く悩んでいるときに、よく的確なアドバイスをいただき助けられました。KOTO 実験の後輩の、白石諒太くん、乃一雄也くん、Quynh Huong Vuong さん、Taylor Cassidy Nunes くんが夜遅くまで研究に励む姿はとても励みになりました。また、全員は書ききれませんが、KOTO コラボレーションの塩見公志助教、田島靖久教授、野村正准教授、卒業された中桐洸太さん、上路市訓さんには、CsI 両読みアップグレードの作業から、解析までお世話になりました。ミーディングでは自分の気づかなかつ

た点を指摘いただき、勉強になりました。

秘書の藤阪千衣さんには、様々な手続きでお世話になりました。廊下や部屋で会うときやメールで体調を気遣う暖かい言葉をかけていただき、とても感謝しています。

また、KOTO 実験以外の研究室の方々にもお世話になりました。同期の山家谷昌平くんとは、研究内容は大きく違いましたが、それぞれの研究の話を議論できる時間が楽しかったです。廣瀬穰助教、矢島和希さん、大西裕二さん、Lakmin Wickremasinghe くん、Mario Gonzalez くんからは学会の発表練習や論文紹介などで鋭いコメントをいただきました。また日々の昼食中や飲み会で議論するのは楽しかったです。学部四年生の、岩田和志くん、杉浦聖也くんが積極的に実験をする姿に励まされました。また、研究室は違いますが、同期の太田早紀さんと一緒に飲みに行ったり遊びに行くのはとても良い息抜きになりました。楽しかったです。

また、副査の中野貴志教授、阪口篤志准教授には建設的なコメントをいただき感謝しています。

最後に、いままで支えていただいた家族に感謝を述べたいと思います。研究ができる環境を整えていただいたこと、また研究や大学生活の相談にたくさん乗っていただき、精神的にも支えられました。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] J. H. Christenson *et al.* Phys. Rev. Lett. **13** 138-140 (1964)
- [2] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973)
- [3] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531-533 (1963)
- [4] P. Huet and E. Sather, Phys. Rev. D **51**, 379-394 (1995)
- [5] A. J. Buras *et al.*, J. High Energy Phys. **11**, 33 (2015)
- [6] L. S. Littenberg, Phys. Rev. D **39**, 3322-3324 (1989)
- [7] V. Cirigliano *et al.*, Rev. Mod. Phys. **84**, 399-447 (2012)
- [8] J-PARC, <https://j-parc.jp/c/index.html>
- [9] J. K. Ahnet *et al.*, Phys. Rev. Lett. **122**, 021802 (2019)
- [10] 西宮 隼人, 修士論文 "J-PARC KOTO 実験における 中性子背景事象削減のための 新しい検出機構の性能評価", 大阪大学 (2018)
- [11] 真利 共生, 修士論文 "J-PARC KOTO 実験における 中性子背景事象の削減のための CsI カロリメータ両側読み出し機構の評価", 大阪大学 (2019)
- [12] K. Sato *et al.*, JPS Conf. Proc., 2015, <https://journals.jps.jp/doi/10.7566/JPSCP.8.024007>
- [13] J. K. Ahn *et al.*, Phys. Rev. Lett. **122**, 021802 (2019)
- [14] E. Iwai, Ph.D. thesis "CsI calorimeter for the J-PARC KOTO experiment", Osaka Univ (2012)
- [15] T. Masuda, Ph.D. thesis "Development and Experimental Study of the KOTO Detector System using Three KL Neutral Decay Modes", Kyoto Univ. (2014)
- [16] K. Sato, Ph.D. thesis "Measurement of the CsI calorimeter performance and KL momentum spectrum for the J-PARC KOTO experiment", Osaka Univ. (2015)
- [17] R. Murayama *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **953**, 163255 (2020)
- [18] T. Matsumura *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **795**, 19 (2015)
- [19] D. Naito *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 023C01 (2016)
- [20] Y. Sugiyama *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **62**, 1115-1121 (2015)
- [21] Y. Maeda, Ph.D. thesis "Search for the Decay $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ with a Neutron-Insensitive GeV-Energy Photon Detector", Kyoto Univ. (2016)
- [22] 浜松ホトニクス, MPPC, https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s13360_series_kapd1052j.pdf

- [23] 佐藤 友太, 修士論文 "J-PARC KOTO 実験における中性子背景事象削減のための MPPC 読出し回路の開発", 大阪大学 (2018)
- [24] 原 宜広, 修士論文 "J-PARC KOTO 実験における CsI 電磁カロリメータ両側読み出し気候のためのフロントエンド回路の開発", 大阪大学 (2019)
- [25] 小川 真治, 修士論文 "MEG II 実験のための真空紫外光に感度のある大型 MPPC を用いた高精度読出し液体キセノンガンマ線検出器の開発", 東京大学 (2019)
- [26] N. Shimizu, CALOR, 2018, https://indico.cern.ch/event/642256/contributions/2958332/attachments/1655778/2650437/CALOR_2018_shimizu_v3.pdf
- [27] 小寺 克茂, JPS, 2018, <https://kds.kek.jp/indico/event/28965/contributions/102066/attachments/80929/96168/16pS41-01.pdf>
- [28] Epoxy Technology Inc, EPO-TEK 305, http://www.epotek.com/site/administrator/components/com_products/assets/files/Style_Uploads/305.pdf
- [29] U.FL シリーズ,
https://www.hirose.com/product/document?clcode=&productname=&series=U.FL&documenttype=Catalog&lang=ja&documentid=D31697_ja
- [30] 小寺 克茂, JPS, 2019, <https://kds.kek.jp/indico/event/32275/contributions/122105/attachments/95021/113179/20aT14-01.pdf>
- [31] K. Nakagiri, Ph.D. thesis "Search for the Decay $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ at the J-PARC KOTO Experiment", Kyoto Univ. (2019)
- [32] Particle Data Group,
<http://pdg.lbl.gov/2019/tables/rpp2019-tab-mesons-strange.pdf>
- [33] J. W. Lee, Ph.D. thesis "Energy Calibration Method for the KOTO CsI Calorimeter", Osaka Univ. (2014)
- [34] 浜松ホトニクス, Si APD, MPPC, https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/03_handbook.pdf
- [35] N. Shimizu *et al.* "The upgrade of the Cesium Iodide calorimeter to separate γ and neutron for the KOTO experiment" 出版予定
- [36] Y. C. Tung, Physics in Collision, 2019, <http://hep5.phys.ntu.edu.tw/indico/event/364/session/17/contribution/14/material/slides/0.pdf>
- [37] T. Masuda *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 013C03 (2016)
- [38] R. D. Cousins and V. L. Highland, Nucl. Instrum. Methods **320**, 331-335 (1992)
- [39] G. J. Feldman and R. D. Cousins, Phys. Rev. D **57**, 3873-3889 (1998)