

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

真利 共生

指導教員 山中 卓
副指導教員 南條 創

2019年2月25日

概要

J-PARC KOTO 実験は、K 中間子の稀な崩壊 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ を通じて CP 対称性を破る新物理を探索する実験である。標準理論で予想される崩壊分岐比は 3×10^{-11} と非常に小さいため、信号事象を観測するためには背景事象の排除が重要となる。

2015 年に取得したデータでは、CsI カロリメータに中性子が入射することで生じる中性子背景事象が支配的な背景事象となった。この背景事象を削減するため、カロリメータの上流側に導入した MPPC と下流側の PMT との検出時間差を用いて、カロリメータ内での中性子と γ の反応位置の違いを測定する。MPPC の読み出しには複数結晶の信号を足し合わせる機構を導入したが、結晶の光量や時間応答には個体差があるため、MPPC の応答に位置依存性が生じた。

この研究では、複数結晶の MPPC をまとめて読み出す機構を評価した。はじめに、200–800 MeV の陽電子ビームを用いて時間分解能や MPPC の応答の位置依存性を調べた。また、測定した結晶個体差をシミュレーションに反映させることにより、MPPC の応答の位置依存性を予測できることを確認した。次に、宇宙線を用いてカロリメータの全結晶の個体差を測定し、また個体差が生じる原因を測定結果とシミュレーションの両面から考察した。最後にシミュレーションを用いて、結晶個体差を考慮しても両読み機構による中性子背景事象の削減能力が目標の 10 分の 1 を達成することを確認した。

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	ビームライン	2
1.1.3	測定原理	3
1.2	中性子背景事象	4
1.3	中性子背景事象の新たな削減方法	6
1.3.1	CsI 結晶の両側読み出し機構の原理	6
1.3.2	両読み機構の具体的な設計	6
1.3.3	波形から得られる物理量	8
1.3.4	両読み機構の時間応答に関する先行研究	9
1.4	研究の目的と論文の構成	12
第 2 章	陽電子ビームを用いた CsI 両読み機構の評価	13
2.1	概要	13
2.2	セットアップ	14
2.3	較正と補正	16
2.3.1	CsI のエネルギー較正	16
2.3.2	スタート時間のタイムウォーク補正	18
2.3.3	MPPC のタイムウォーク補正	19
2.4	事象選別	19
2.5	エネルギー分解能	19
2.6	時間分解能	23
2.6.1	サム読み出しと単結晶読み出しの比較	23
2.6.2	放射線損傷を与えた MPPC の時間分解能	24
2.7	時間差分布の角度依存性	25
2.8	両読み機構の時間分解能に対する考察	26
2.8.1	時間分解能の方向依存性	27
2.8.2	シャワーの不定性と時間分解能	28
2.9	MPPC の時間応答の位置依存性	31

2.9.1	結晶個体差と位置依存性	31
2.9.2	波形の違いによる検出時間のずれ	33
2.10	まとめ	34
第 3 章	宇宙線を用いた CsI カロリメータ両読み機構の評価	35
3.1	概要	35
3.2	セットアップ	36
3.3	トリガー	37
3.4	宇宙線カウンターの較正と補正	38
3.4.1	ヒット x 位置の較正	38
3.4.2	スタート時間の x 依存性の補正	38
3.4.3	宇宙線カウンター間の時間のずれの補正	39
3.5	スタート時間の分解能	40
3.6	CsI 結晶の較正	41
3.6.1	エネルギー較正	41
3.6.2	ヒット z 位置の較正	42
3.6.3	MPPC のタイミングオフセット補正	42
3.7	事象選別	43
3.7.1	宇宙線カウンターによる事象選別	44
3.7.2	CsI 結晶ごとの事象選別	44
3.8	PMT の光量の変化	45
3.8.1	光量の変化	45
3.8.2	光量の z 依存性の変化	46
3.9	MPPC の光量と時間分解能	48
3.9.1	増幅率の補正	48
3.9.2	光量と時間分解能	48
3.10	結晶の個体差についての考察	49
3.10.1	z - t 相関のパラメータ表現	49
3.10.2	継ぎ目による影響	49
3.10.3	PMT の z - t 相関の個体差	51
3.10.4	MPPC の z - t 相関の個体差	55
3.10.5	結晶の側面反射材による影響 (シミュレーション)	56
3.11	まとめ	59
第 4 章	中性子背景事象削減能力の評価	61
4.1	概要	61
4.2	シミュレーションの概要	61
4.2.1	MPPC の波形の生成	62
4.2.2	PMT の波形の生成	64

4.2.3	γ の再構成	64
4.2.4	π^0 の再構成	65
4.2.5	基本的な事象選別	66
4.3	時間差の定義	69
4.3.1	時間差の定義	69
4.4	中性子背景事象の削減能力の評価	69
4.4.1	2 種類の時間差による削減能力の比較	69
4.4.2	クラスターの反応時間差を用いた背景事象の削減	71
4.5	まとめ	73
第 5 章	結論	74
付録 A	波形シミュレーション	75
付録 B	3 章の宇宙線測定の読み出し	76
付録 C	その他の事象選別	77
付録 D	他の中性子背景事象の削減手法と時間差による事象選別の相関	79
	参考文献	82

目次

1.1	標準理論における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のファインマンダイアグラム。	1
1.2	J-PARC 施設概要 [6]。KOTO 検出器はハドロン実験施設にある。 . .	2
1.3	KOTO 実験施設の K_L ビームライン [7]。	3
1.4	KOTO 検出器。	3
1.5	CsI カロリメータの断面図。	4
1.6	π^0 の再構成。	5
1.7	信号事象 (左) と中性子背景事象 (右)。	5
1.8	2015 年のデータにおける P_t と Z_{vtx} の相関 [8]。中央の赤枠が信号領域 である。黒点は観測された事象、黒の数字は観測された事象数を表す。 赤字は予測される背景事象数を示している。	6
1.9	CsI 結晶の両側読み出し機構の概要。上 (下) は γ 線 (中性子) が入射 したときの反応位置とシンチレーション光の伝搬を表す。結晶の上流 端に新しく光検出器を取り付け、上下流の検出時間の差から深さ位置を 測定する。	7
1.10	結晶上流面に取り付ける MPPC (S13360-6050CS) [9]。	7
1.11	MPPC の読み出し機構の概要。(左) Small 結晶表面では 4 個の MPPC の信号をケーブルでまとめ、その信号四つをサムアンプで足し上げる。 (右) Large 結晶には回路で接続された 4 個の MPPC が接着され、そ の信号四つをサムアンプで足し上げる。青矢印はハイブリッド接続 [11] された MPPC からの信号を表す。	8
1.12	ベッセルフィルターを通過する前 (左) と後 (右) の PMT の波形 [12]。 9	9
1.13	宇宙線で測定した MPPC と PMT の CFTIME の時間差と位置の相関。 縦軸の Δt_{Mean} は時間差分布のピーク値、横軸は結晶の深さ位置であ る。上図は継ぎ目のない結晶に対する測定値であり、赤線は 1 本の直線 でフィットした結果を表す。下は継ぎ目のある結晶に対する測定値で あり、赤線は 2 本の直線でフィットした結果を表す [12]。	10
1.14	結晶の上下流における、PMT に到達するシンチレーション光の伝搬経 路 [12]。	11
1.15	シミュレーションで得られた時間差の z-t 相関 [12]。	11

2.1	陽電子ビーム試験における検出器の配置。	14
2.2	(左) 前面から見た CsI 結晶の配置。(右) その写真。結晶側面はアル ミナイズドマイラーで覆われており、前面からは MPPC の信号を読み 出すためのケーブルが出ている。	15
2.3	(左) MPPC を接着する前の結晶前面の様子。前面は一枚の反射材で 覆われている。(中央, 右) MPPC を接着した後の Small 結晶と Large 結晶の結晶前面の様子。結晶との接触面を平坦にするため、MPPC に は薄い石英ガラス板が接着されている。結晶とガラス板は 1 mm 厚の シリコンクッキーで接着されており、その周りは銀色の反射材で覆わ れている。	15
2.4	ハイブリッド接続の回路図 [11]。	16
2.5	(右) 星印はエネルギー較正に使用したデータのビーム照射位置を表 す。(左) 例: $(x, y) = (0, 0)$ に 800 MeV 陽電子を照射したときの、全 結晶の PMT の積分 ADC 値の合計。赤線は式 (2.1) によるフィットの $\mu \pm 2\sigma$ の範囲を表す。	17
2.6	(左) 星印で示した $(x, y) = (-37.5, 12.5)$ mm にビームを照射し、デー タとシミュレーションで結晶全体に落とされたエネルギーを比較した。 (右) 左図の位置に 800 MeV 陽電子を照射したときの全結晶の合計エネ ルギーの分布。赤がデータ、青はシミュレーション、実線は Gaussian によるフィットの結果を表す。	18
2.7	スタート時間 t_{Start} と 1 cm 角ビームカウンターの CFTime t_{ref} の時 間差と、5 cm 角ビームカウンターの片側 PMT の積分 ADC 値の相関。 赤線は直線によるフィットの結果を表す。	18
2.8	結晶 L7 の MPPC を単体で読み出したときの、波高と CFTime の相 関。赤線は直線によるフィットの結果を表す。	20
2.9	トリガーカウンターを読み出す PMT の積分 ADC 値分布。左上と右上 は 5 cm 角カウンターの両側の PMT の分布、左下と右下はそれぞれ上 流側と下流側の 1 cm 角カウンターの PMT の分布である。5 cm 角カ ウンターの PMT には 7000 カウント、1 cm 角カウンターの PMT に は 3000 カウントの閾値 (黒線) を設定し、全てのカウンターで閾値以 上の積分 ADC 値を測定した事象を収集した。	20
2.10	エネルギー重心の x 位置 (左) と y 位置 (右)。赤が MPPC を接着し た状態で測定した値、青が MPPC を取り外して測定した値である。こ れらは面積が 1 になるように規格化している。	21

- 2.11 CoE $x < 0$, CoE $y < 0$ の事象を用いたエネルギー分解能の測定結果。
 (左) $(x, y) = (0, 0)$ mm にビームを照射したときの全結晶の合計エネルギーの分布。赤 (青) は MPPC 接着後 (前) の測定結果を表す。(右) ビームのエネルギーに対する結晶全体でのエネルギー分解能。赤 (青) 点は MPPC 接着後 (前) の測定値、実線は $p_0 + p_1/\sqrt{E}$ によるフィットの結果を表す。 22
- 2.12 CoE $x < 0$, CoE $y > 0$ の事象を用いたエネルギー分解能の測定結果。
 (左) $(x, y) = (0, 0)$ mm にビームを照射したときの全結晶の合計エネルギーの分布。赤 (青) は MPPC 接着後 (前) の測定結果を表す。(右) ビームのエネルギーに対する結晶全体でのエネルギー分解能。赤 (青) 点は MPPC 接着後 (前) の測定値、実線は $p_0 + p_1/\sqrt{E}$ によるフィットの結果を表す。 22
- 2.13 MPPC の中心に 800 MeV 陽電子を照射したときに MPPC と基板、石英ガラス板、シリコンクッキーに落とされるエネルギーの合計の分布 (シミュレーション)。赤線は Landau 関数によるフィットの結果を表す。 23
- 2.14 Small 結晶の中心に MPPC を取り付けた状態 (赤) と取り付けていない状態 (青) で、その Small 結晶の中心に 800 MeV 陽電子を照射したときに結晶全体に落とされたエネルギーの分布 (シミュレーション)。 23
- 2.15 サム読み出しと単結晶読み出しでの時間差分解能の比較。(左) サム読み出しでは濃い色で示した領域の MPPC をまとめて読み出した。四つの Small 結晶は配線で接続されており、その出力と Large 結晶の出力をサムアンプで足し合わせた。星印はビーム照射位置 $(x, y) = (-37.5, 12.5)$ mm を表す。(右) サム読み出し (青) と単結晶読み出し (赤) で得られた時間差分布。分布の中央値がずれているが、PMT の CFTIME とスタート時間の差の分布 (未掲載) も同様にずれているため、このずれは PMT によるものである。これはサム読み出しの測定と単結晶読み出しの間に起きた、ADC モジュールの故障が原因だと推測する。 24
- 2.16 縦軸は時間差分解能、横軸は結晶 L7 に落とされたエネルギーのピーク値を表す。青点がサム読み出し、赤点が結晶 L7 のみを読み出したときの値である。実線は $p_0 + p_1/\sqrt{E}$ によるフィットの結果を表す。 . . . 25

- 2.17 (左) 濃い色で示した領域に、放射線損傷を与えた MPPC または通常の MPPC のみを接着し、サムアンプを用いてまとめて読み出した。四つの Small 結晶は配線で接続されており、その出力と Large 結晶の出力をサムアンプで足し合わせた。星印はビーム照射位置 $(x, y) = (37.5, 12.5)$ mm を表す。(右) 放射線損傷の有無での時間差分解能の比較。縦軸は時間差分解能であり、青点が放射線損傷を与えた MPPC、赤点が通常の MPPC を用いたときの値である。横軸は左図の濃い色の領域に落とされたエネルギーを表す。60 MeV の点は宇宙線が $z \in (-230, -190)$ mm の領域を通過したときの値である。 26
- 2.18 結晶 S0 と S3 を用いた時間差の角度依存性の測定。 $\phi = 0^\circ$ では $(x, y) = (0, 0)$ mm、 $\phi = 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$ では $(x, y) = (-20, 0)$ mm に 400 MeV 陽電子を照射した。 26
- 2.19 結晶ごとの時間差のピーク値とシミュレーションで見積もった反応深さ位置の相関。実線は直線によるフィットの結果、数値はその傾きを表す。入射角が 30° (Depth $\simeq 35$ mm) の点が大きく外れた位置にあるのは、2.5 節で述べたビームの x 位置のずれによるものと考え、この点を除いた 3 点でフィットを行なった。 27
- 2.20 27
- 2.21 結晶 L7 の中心に前面から陽電子を照射したときの時間分解能。横軸は結晶 L7 に落とされたエネルギーである。紫点は時間差分解能、青(赤)点は MPPC (PMT) とスタート時間の差の分解能、実線は $p_0 + p_1/\sqrt{x}$ によるフィットの結果を表す。 28
- 2.22 結晶上流面と下流面におけるシンチレーション光の発生位置と到達時間の関係。緑の矢印は陽電子、黄色の矢印は光子の事象を表す。 $\Delta t, \Delta z$ はそれぞれ光子の到達時間と発光位置の不定性である。 29
- 2.23 結晶 L7 の前面と背面からビームを照射したときの MPPC (左) と PMT (右) の時間分解能。赤点は前面 (MPPC 側)、青点は背面 (PMT 側) に陽電子を照射したときの値、実線は $p_0 + p_1/\sqrt{x}$ によるフィットの結果を表す。 29
- 2.24 CsI 結晶を 25 mm 厚のセルに分割し、セルごとに検出した光子から波形を構成した。 30
- 2.25 Large 結晶の中心に 400 MeV 陽電子を照射したときの、結晶全体の CFTime と晶全体の波高に対するセルごとの波高の比の相関 (シミュレーション)。6 つの図は最上流の 6 個のセルにおける相関を表す。 30
- 2.26 (左) 800 MeV 陽電子を照射し、濃い色の領域の MPPC をまとめて読み出した。星印はビーム照射位置 $(x, y) = (-12.5, 12.5), (-37.5, 12.5)$ mm を表す。(右) MPPC の CFTime とスタート時間の時間差とエネルギー重心 x 位置の相関。 31

2.27	陽電子ビームを用いた結晶の z - t 相関の測定。	32
2.28	800 MeV 陽電子を用いて測定した MPPC と PMT の z - t 相関。赤点は結晶 L0、青点は結晶 L7 の測定値であり、実線は $z = 0$ mm を境界とした 2 直線によるフィットの結果を表す。結晶 L7 は継ぎ目のある結晶、結晶 L0 は継ぎ目のない結晶である。(左) MPPC の z - t 相関。縦軸はスタート時間から MPPC の CFTime までの時間差分布の Gaussian mean である。(右) PMT の z - t 相関。縦軸はスタート時間から PMT の CFTime までの時間差分布の Gaussian mean である。	32
2.29	結晶 L 0 と L7 の中心に 800 MeV 陽電子を照射して MPPC の時間応答の位置依存性を調べた。比較に用いたシミュレーションでは、濃い色で示した領域に一樣に 800 MeV 陽電子を照射している。	33
2.30	(左: データ) 800 MeV 陽電子を結晶 L0 と L7 の中心に照射したときの、MPPC の CFTime と CoE y 位置の相関。(右: シミュレーション) 800 MeV 陽電子を結晶 L0 と L7 の全面に照射したときの MPPC の CFTime と CoE y 位置の相関。	33
2.31	固定比を変化させたときの結晶 L0 と L7 の z - t 相関のオフセットどうしの差。右図は固定比 $\in (0, 0.1)$ の領域を拡大したもの。	34
3.1	CsI カロリメータの写真。MPPC を接着するため、一時的に KOTO 検出器から分離された。図はすべての MPPC が導入された後に撮影されたものである。	36
3.2	CsI カロリメータの宇宙線測定系の概要図。カロリメータの中心を原点とし、 z 軸がビーム軸と一致するように座標系をとる。 z 方向に並べられた 6 台のカウンターの相対的な z 位置は $\{0, 95, 185, 265, 355, 450\}$ mm である。	37
3.3	宇宙線カウンターの両端 PMT の波高の相関。赤線は PMT の閾値を表し、どちらかの PMT が閾値を超えたときにそのカウンターにヒットがあったとした。	38
3.4	宇宙線カウンターのヒット位置と両側の PMT の時間差の相関。赤線は直線によるフィットの結果を表す。	39
3.5	スタート時間の x 位置依存性の補正。(左) 宇宙線が下側のカウンターの $x \in (-100, 100)$ mm を通過した事象を使用した。(右) TOF 補正後の上下のカウンターの平均時間差の x 位置依存性。赤線は $p_0 + p_1x + p_2x^2$ によるフィットの結果を表す。	40
3.6	x 依存性の補正後の前後での、上側と下側のカウンターの平均時間どうしの差の分布。3.4.3 節の補正によって下側のカウンターの平均時間にオフセットを加えたため、補正後の分布の位置は補正前からずれている。	40
3.7	スタート時間分解能の x 位置依存性。色は上側の 6 台のカウンターに対応する。	41

3.8	(左) CsI 結晶のエネルギー較正では、上流側で同じ z 位置のカウンターにヒットがある事象を使用した。(右) Large 結晶の PMT の積分 ADC 値分布の例。赤線は Landau 関数と一次関数の和によるフィットの結果を表す。	42
3.9	上側の上流から i 番目 ($i = 0 \sim 5$) のカウンターと、下側の上流から j 番目 ($j = 0 \sim 5$) のカウンターを通過した飛跡の trackID を $6i + j + 1$ と定義する。	43
3.10	trackID に対する Z_{MC} と Z_{cal} の差の例。	43
3.11	PMT で測定された Large 結晶のエネルギー分布の例。赤線は Gaussian によるフィットの結果、黒線は $\text{mean} + 5\sigma$ の閾値を表す。 . . .	44
3.12	(左) MPPC 接着前の反射材を 5 種類に分類した。(右) PMT で測定した MIP の積分 ADC 値の変化率。色は左図の反射材に対応している。	46
3.13	PMT の光量の z 依存性。赤線は各 z 位置での平均値を表す。(左) MPPC 接着前の PMT の光量の z 依存性。 $z \in (225, 250)$ mm での値が 1 になるように規格化している。(右) MPPC 接着後の PMT の光量の z 依存性。宇宙線の飛跡から得られた 36 点の測定点を 20 等分した z 位置に振り分けており、PMT に最も近い z 位置での値が 1 になるように規格化している。	47
3.14	MPPC 接着前後での PMT の相対光量の変化率の z 依存性。赤線は各 z 位置での平均値を表す。	47
3.15	MPPC の像倍率と検出効率のオーバー電圧依存性 [[9]]。	48
3.16	MPPC の光量と時間分解能を確認した。(左) 結晶上流側を通り $y-z$ 平面で垂直な飛跡をもつ事象を使用した。(右) 左図の飛跡ごとに得られた、MPPC の波高と時間分解能の平均値の相関。分布の左右のかたまりはそれぞれ Small 結晶と Large 結晶に対応する。	49
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)。縦軸は MPPC または PMT の CFTime とスタート時間の差のピーク値である。測定点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 (3.4) によるフィットの結果を表す。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ている。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、このようにしてパラメータを求めた。	50
3.18	二つの Large 結晶における MPPC の光量分布。	50

3.19	MPPC の光量分布における式 (3.5) の p_2 の分布。紫線の閾値以下の結晶には継ぎ目があるとした。	51
3.20	結晶端面から目視による継ぎ目の観察結果。No joint (継ぎ目なし)、Seen (継ぎ目あり)、Clearly seen (継ぎ目がはっきりと見える) の3段階で評価した。赤 (青) は継ぎ目がある (ない) と仮定した結晶の分布。	51
3.21	PMT の z - t 相関のギャップと MPPC 光量の減衰率の相関。赤 (青) 点は継ぎ目がある (ない) とした結晶の分布。	52
3.22	PMT の z - t 相関のダイナミックレンジと MPPC 光量の減衰率の相関。赤 (青) 点は継ぎ目がある (ない) とした結晶の分布。	52
3.23	結晶の両端で発光したときの PMT に到達する直接光と反射光の伝搬の伝搬経路。白矢印は個体差に寄与する減衰を表す。	53
3.24	PMT における光子の到達時間分布 (左) と観測される波形 (右) の例。赤で示した分布は遅い成分を多く含むため、Bessel フィルターを通過した後の波形の立ち上がりは遅くなる。これらの分布は 3.10.5 節で述べるシミュレーションを用いて作成した。	53
3.25	上流側で発光したときの PMT に到達する直接光と反射光の伝搬経路。白矢印は個体差に寄与する減衰を表す。	54
3.26	下流側で発光したときの PMT に到達する直接光と反射光の伝搬経路。白矢印は個体差に寄与する減衰を表す。	54
3.27	(左) 上流側 (右) 下流側における PMT の z - t 相関傾きと光量の減衰率の相関。赤 (青) 点は継ぎ目がある (ない) とした結晶の分布。	54
3.28	(左) 上流側 (右) 下流側における MPPC の z - t 相関の傾きと光量の減衰率の相関。赤 (青) 点は継ぎ目がある (ない) とした結晶の分布。	55
3.29	(左) MPPC の z - t 相関のオフセットと上流側の傾きの相関。(右) 継ぎ目があるとした結晶の z 位置に対する MPPC の検出時間の標準偏差。	55
3.30	CsI 結晶の側面反射材の例。下流側は光量を減らすために黒く塗られている。	56
3.31	光学シミュレーションの概要。Fresnel 反射率 $R_{Fresnel}(\theta)$ に人工的な減衰係数 $f_{Att} (\leq 1)$ をかけた反射率を使用した。	56
3.32	(左:シミュレーション) 下流側の減衰係数を変化させたときの MPPC の光量分布。色は減衰係数に対応している。 $z = -225$ mm の値が1になるように規格化している。(右:データ) $z = -250$ mm の光量に対する $z = 250$ mm の光量の比。	57
3.33	下流側の減衰係数を変化させたときの MPPC の z - t 相関。色は減衰係数に対応している。	57

- 3.34 シミュレーションで得られた MPPC における光子の到達時間分布。色は下流側の減衰係数に対応しており、どちらの分布もエントリーが最も多いビンが 1 になるように規格化している。(左: 発光位置 $z = 25$ mm) 7 ns のピークは下流端面で反射した光子によるもの。(右: 発光位置 $z = 225$ mm) 13 ns のピークは上流と下流で一度ずつ反射した光子によるもの。 58
- 3.35 MPPC 光量の減衰率と MPPC の z - t 相関のオフセットの相関。散布図がデータ、黒点がシミュレーションによる結果を表す。シミュレーションの縦軸の位置はデータと合うように選んでいる。 58
- 3.36 (左: シミュレーション) 上流側の減衰係数を変化させたときの MPPC 光量の z 依存性。色は減衰係数に対応する。 $z = -225$ mm の値が 1 になるように規格化した。(右: データ) $z = -250$ mm の MPPC 光量に対する $z = -10$ mm の MPPC 光量の比。 59
- 3.37 上流側の減衰係数を変化させたときの MPPC の z - t 相関。色は減衰係数に対応している。 59
- 3.38 シミュレーションで得られた MPPC における光子の到達時間分布。色は上流側の減衰係数に対応しており、どちらの分布もエントリーが最も多いビンが 1 になるように規格化している。(左: 発光位置 $z = -225$ mm) 10 ns のピークは下流端面で反射した光子によるもの。(右: 発光位置 $z = -25$ mm) 7 ns のピークは下流端面で反射した光子によるもの。 60
- 4.1 カロリメータにおける MPPC のサム読み出しのパターン。隣接する同色の結晶の MPPC がサムアンプでまとめて読み出される。 62
- 4.2 (左) MPPC の波形プロファイルを作成するために、図のような飛跡を再構成した事象を用いた。(右) MPPC の波形プロファイルの例。赤線は式 (4.1) の関数によるフィット結果を表す。 63
- 4.3 π^0 の再構成の概要。 π^0 の崩壊点 Z_{vtx} はビーム軸 (z 軸) 上に再構成される。 $(x_1, y_1, Z_{CsI}), (x_2, y_2, Z_{CsI})$ はカロリメータ表面における各クラスタの位置、 E_1, E_2 は各クラスタのエネルギー、 r_1, r_2 は x - y 平面上での各クラスタからカロリメータの中心までの距離である。 d_1, d_2 は π^0 の崩壊点から各クラスタまでの距離、 d はクラスタ間の距離を表す。 θ_{proj} はカロリメータ表面に射影した 2γ の運動量ベクトルがなす角である。 65
- 4.4 信号事象 (左) と中性子背景事象 (右) における二つのクラスタの時間差分布。赤が $\Delta T_{\text{Smaller}}$ 、青が ΔT_{Larger} を表す。ここでは 4.2.5 項の選別条件は何も適用していない。 70

4.5	(左) $T_{\text{MPPC}}^{\text{clus}}$ (右) $T_{\text{MPPC}}^{\text{maxE}}$ を用いたときの ΔT 分布。青が信号事象、赤が中性子背景事象の分布であり、どちらも面積が1になるように規格化している。 $T_{\text{MPPC}}^{\text{clus}}$ を用いた場合は $(3.0 \pm 0.3)\%$ 、 $T_{\text{MPPC}}^{\text{maxE}}$ を用いた場合は $(3.4 \pm 0.3)\%$ まで中性子背景事象が削減できる。	70
4.6	中性子背景事象における $\Delta \bar{t}$ と、 ΔT_{Larger} をもつクラスタのエネルギーから求めた二次中性子の運動量の相関。	71
4.7	信号事象における $\Delta \bar{t}$ と $d_1 - d_2$ の相関。赤線は直線によるフィットの結果を表す。	72
4.8	信号事象と中性子背景事象における補正後の $\Delta \bar{t}$ の分布 (左) と Δt_{clus} の分布 (右)。すべて面積が1になるように規格化している。	72
4.9	補正後の $\Delta \bar{t}$ と ΔT の相関。黒線で囲まれた領域 ($\Delta \bar{t} > 0.035(\Delta T - 15) - 3$, $\Delta \bar{t} < -0.2(\Delta T - 15) - 2.1$, $\Delta T < 23$) では信号事象は $(99.05 \pm 0.04)\%$ 、中性子背景事象は $(1.2 \pm 0.2)\%$ 残っている。	73
B.1	宇宙線測定における上流から見たカロリメータの読み出しパターン。緑で示した結晶では MPPC と PMT の両方を読み出し、青で示した結晶では他の試験のために PMT のみを読み出した。黒で示した領域には MPPC を接着していない。赤で示した結晶では配線ミス等により MPPC を読み出せなかった。	76
C.1	信号事象 (赤) と中性子背景事象 (青) における t_{clus} の分布。ここでは 4.2.5 項で述べた選別条件のみを適用した。	77
D.1	信号事象 (青) と中性子背景事象 (赤) における二つのクラスタの χ^2 の最大値の分布。どちらの分布も面積が1になるように規格化している。Shape χ^2 cut は黒線で示した閾値以下であることを要求する。	80
D.2	Shape χ^2 cut を適用した後の ΔT 分布。青が信号事象、赤が中性子背景事象の分布であり、どちらも面積が1になるように規格化している。信号事象の 90 % が存在する閾値 (黒線) 以下の領域では、中性子背景事象は残らなかった。	80
D.3	信号事象 (青) と中性子背景事象 (赤) における二つのクラスタの χ^2 の NN の出力の最小値の分布。どちらの分布も面積が1になるように規格化している。CSD cut は黒線で示した閾値以上であることを要求する。	81

表目次

1.1	MPPC S13360-6050CS の仕様	7
2.1	ビームカウンターと CsI 結晶の位置関係。測定していない箇所は空欄 とした。	16
4.1	シミュレーションに実装した MPPC の応答とそのフィット関数	62

第 1 章

序論

この章ではまず KOTO 実験について紹介した後、問題となる中性子背景事象とその削減方法について説明し、最後に本研究の目的について述べる。

1.1 KOTO 実験

1.1.1 KOTO 実験の物理

KOTO 実験は中性 K 中間子の稀崩壊 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ を用いて、CP 対称性を破る新しい物理を探索する実験である。CP 対称性とは C 変換（粒子と反粒子の変換）と P 変換（空間座標の反転）を組み合わせた変換に対する対称性である。弱い相互作用における CP 対称性の破れの発見 [1] によって、粒子と反粒子では相互作用がわずかに異なることが明らかになった。標準理論における CP 対称性の破れは CKM モデルによって記述される [2, 3] が、これは宇宙の粒子と反粒子の存在比を説明するには不十分である [4]。

標準理論における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のファインマンダイアグラムを図 1.1 に示す。標準理論から予測される崩壊分岐比は $(3.0 \pm 0.3) \times 10^{-11}$ [5] と非常に小さく、この崩壊事象は未だ観測されていない。

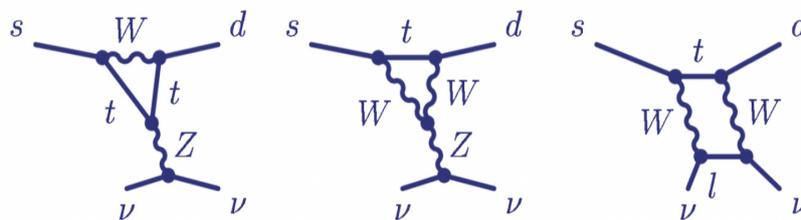


図 1.1 標準理論における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のファインマンダイアグラム。

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の崩壊分岐比のもつ理論的不定性は 2 % と小さい [5]。崩壊分岐比が予測値からずれていた場合、標準理論以外の CP 対称性を破る過程が存在することになるため、このずれを測定できれば CP 対称性を破る新物理への手がかりとなる。

1.1.2 ビームライン

KOTO 実験は茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設 (J-PARC^{*1}) で行われている。図 1.2 に J-PARC の施設の概要を示す。初段のリニアックで 400 MeV まで加速された陽子は、次に RCS で 3 GeV まで加速される。最終的に、MR で 30 GeV に加速された陽子が KOTO 検出器の位置するハドロン実験施設に運ばれる。



図 1.2 J-PARC 施設概要 [6]。KOTO 検出器はハドロン実験施設にある。

KOTO 実験のビームラインを図 1.3 に示す。30 GeV 陽子を金標的 (T1 Target) に衝突させて K_L を含むさまざまな粒子を生成する。ビームラインは以下のように設計されている。

- Photon Absorber : 鉛からなり、標的で生成された γ 線を吸収する。
- Sweeping magnet : 1 台の双極子電磁石 (2 T) であり、荷電粒子を排除する。
- 1st / 2nd Collimator : 鉄とタングステン合金からなり、ビームを整形する。
Photon Absorber やコリメータ上流端で散乱された中性子がコリメータ内側で散乱されないよう、下流側ほど広がっている。

標的から KOTO 検出器までの距離は約 20 m あるため、 K_S などの短寿命粒子は検出器より上流で崩壊してなくなる。最終的に検出器に到達する主な粒子のうち、コリメータで決まるコア領域に存在するのは $K_L, \gamma, \text{中性子}$ である。ビーム周りにはコリメータ表面などで複数回散乱された中性子 (ハロー中性子) が分布する。

^{*1} Japan Proton Accelerator Research Complex の略。

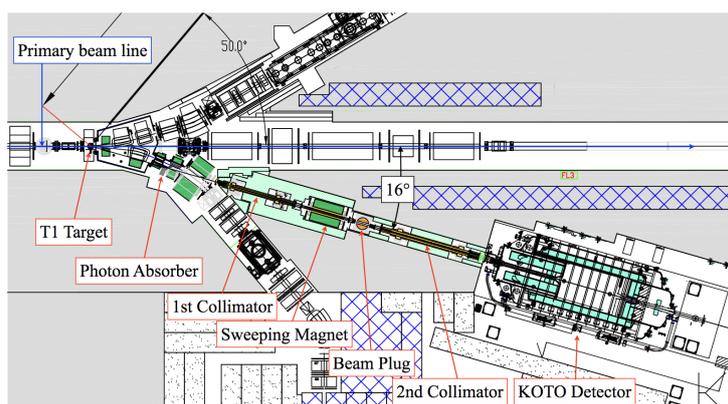


図 1.3 KOTO 実験施設の K_L ビームライン [7]。

1.1.3 測定原理

KOTO 検出器の構成を図 1.4 に示す。KOTO 検出器は信号事象である $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の測定に特化している。検出器は大きく分けて 2 種類あり、 π^0 の崩壊で生成される二つの γ 線を検出するための CsI カロリメータと、他に粒子が検出されないことを保証する Veto 検出器に分類される。図のようにビーム軸を z 軸とし、測定器群の上流端を $z = 0$ mm と定義する。このときカロリメータの上流面は $z = 6150$ mm に位置する。

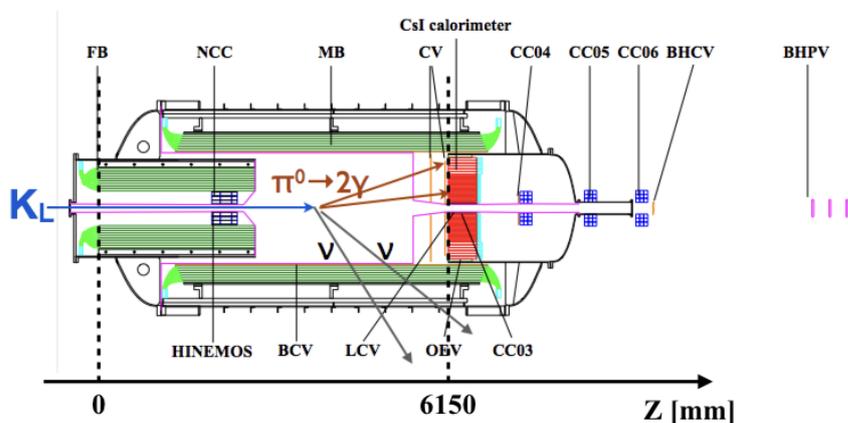


図 1.4 KOTO 検出器。

図 1.5 に CsI カロリメータの断面図を示す。カロリメータはタリウム等を含まない純粋な CsI 結晶で構成されており、2240 本の 2.5 cm 角結晶 (Small 結晶) と 476 本の 5 cm 角結晶 (Large 結晶) からなる。結晶のビーム方向の長さはともに 50 cm である。それぞれの結晶で発生したシンチレーション光は、結晶の下流端面に取り付けられた光

電子増倍管 (PMT^{*1}) で読み出される。

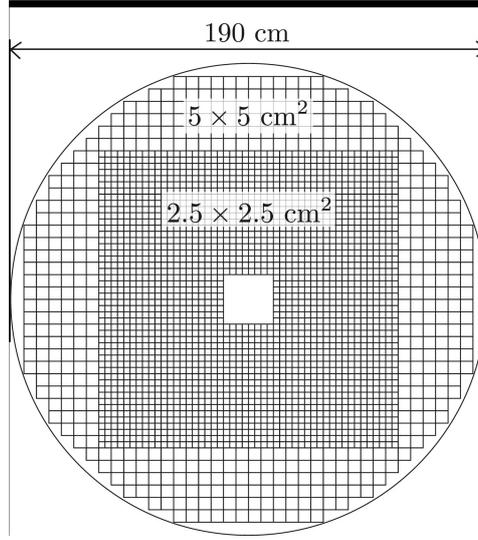


図 1.5 CsI カロリメータの断面図。

ここで信号事象の解析について説明する。カロリメータで測定した 2γ の四元運動量をそれぞれ $(E_1; \vec{P}_1), (E_2; \vec{P}_2)$ とすると、四元運動量の保存は、

$$(E_1; \vec{P}_1) + (E_2; \vec{P}_2) = p_{\pi^0} \quad (1.1)$$

と表される。ここで p_{π^0} は π^0 の四元運動量である。式 (1.1) の両辺を 2 乗すると、

$$(E_1 + E_2)^2 - (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2 = m_{\pi^0}^2 \quad (1.2)$$

となる。ここで m_{π^0} は π^0 の静止質量である。 $|\vec{P}_1| = E_1, |\vec{P}_2| = E_2$ より、 \vec{P}_1, \vec{P}_2 のなす角を θ とすると、 $\cos \theta$ は E_1, E_2, m_{π^0} を用いて次のように表される。

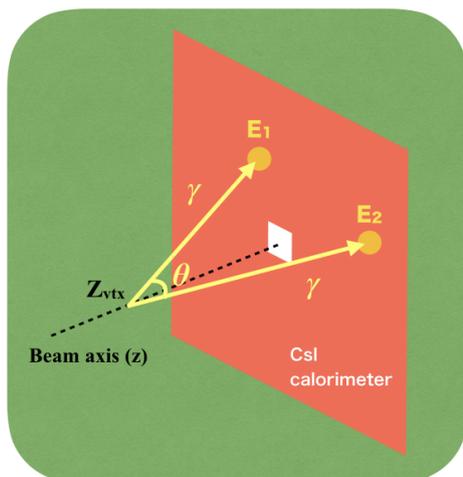
$$\cos \theta = 1 - \frac{m_{\pi^0}^2}{2E_1E_2} \quad (1.3)$$

π^0 は寿命が極めて短く ($< 10^{-16}$ s)、 K_L の崩壊直後に 2γ に崩壊する [4]。また、20 m のビームラインの下流端におけるビームの広がり $8 \times 8 \text{ cm}^2$ と小さい [8]。そのため図 1.6 に示すように、 π^0 はビーム軸上で崩壊したと仮定して崩壊位置 Z_{vtx} を再構成する。さらに 2γ の運動量ベクトルと Z_{vtx} から π^0 の横方向運動量 P_t を求める。KOTO 実験では Z_{vtx} と P_t を用いて信号領域を定義し、その領域の中で $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の事象を探索する。

1.2 中性子背景事象

この節ではハロー中性子による背景事象について説明する。図 1.7 に示すように、この背景事象ではカロリメータに入射したハロー中性子がシャワーを生成した後、シャ

*1 Photomultiplier Tube の略。

図 1.6 π^0 の再構成。

ワーで生成された中性子が離れた位置でまた相互作用する。これを 2γ と見間違えると背景事象となる。

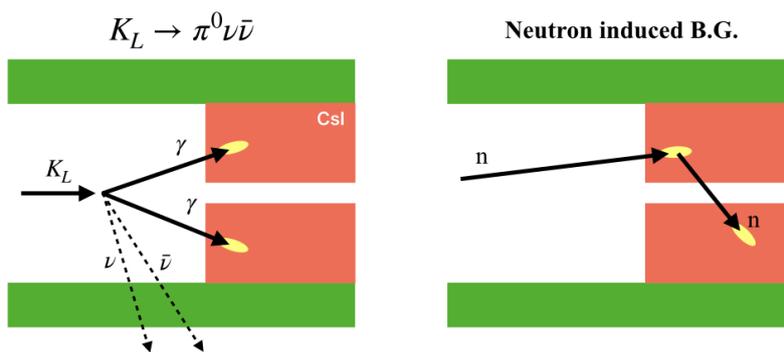


図 1.7 信号事象 (左) と中性子背景事象 (右)。

解析では中性子と γ の波形の違いやシャワーの広がり方の違いを用いて中性子背景事象を削減しているが、それでもなお支配的な背景事象となっている。KOTO 実験が 2015 年に取得したデータでは、ハロー中性子による背景事象が全背景事象数の半分以上を占めた [8]。図 1.8 に Z_{vtx} と P_t の相関を示す。赤枠で囲まれた信号領域において、シミュレーションから予測される背景事象数 0.42 ± 0.18 のうち、ハロー中性子の寄与は 0.24 ± 0.17 であった。2015 年データの S.E.S.*¹が 1.3×10^{-9} であることから、標準理論の 3.0×10^{-11} の水準で信号事象を検出するには、中性子背景事象数を一桁以上削減しなければならない。既存の削減手法の改善により 4 分の 1 になると期待されているため、それ以外の方法でさらに 10 分の 1 に削減できれば、S.E.S. = 3×10^{-11} において予想される中性子背景事象数を 0.3 に抑えることができる。

*¹ Single Event Sensitivity の略。崩壊分岐比が B である事象は $B/S.E.S$ 事象観測されると期待されるため、S.E.S. は実験感度の指標として用いられる。

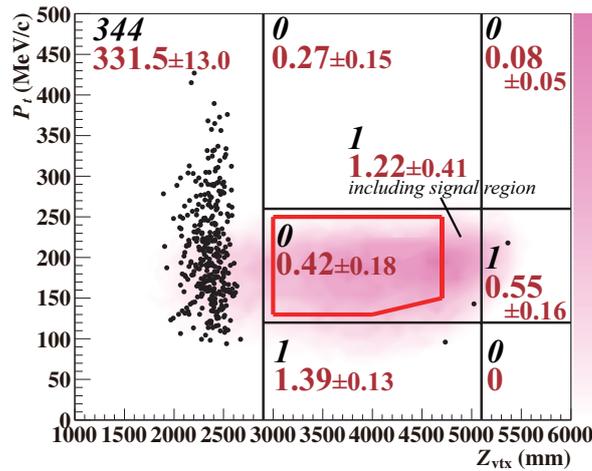


図 1.8 2015 年のデータにおける P_t と Z_{vtx} の相関 [8]。中央の赤枠が信号領域である。黒点は観測された事象、黒の数字は観測された事象数を表す。赤字は予測される背景事象数を示している。

1.3 中性子背景事象の新たな削減方法

1.3.1 CsI 結晶の両側読み出し機構の原理

CsI 結晶中では、 γ の反応位置は Radiation length (2 cm) に従うため、 γ 線は結晶の上流部分で反応する。一方で中性子は Interaction length (40 cm) に従い、結晶の奥行き方向に広く分布する。中性子背景事象では、シャワーから生成される中性子は下流側で反応しやすい。そのため、中性子と γ の反応位置の違いを測ることによって中性子背景事象を削減することができる。図 1.9 にその測定手法の概要を示す。結晶の上下流の端面におけるシンチレーション光の到達時間の差は、結晶中の反応位置に依存する。そこで、上流側に新しく光検出器を取り付け、この検出器と PMT の検出時間差を測定する。

1.3.2 両読み機構の具体的な設計

両読み機構のために導入する光検出器には、次のことが要求される。

- カロリメータ上流面に位置するため低物質質量でなければならない。
- 受光面が大きく、結晶から十分な光量を得ることができる。
- カロリメータの広いエネルギー領域に対応できる。
- CsI 結晶の紫外領域の発光波長に感度をもつ。

この要求を満たすものとして、浜松ホトニクス製の MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) を使用した (図 1.10)。MPPC は複数の受光素子のピクセルから構成さ

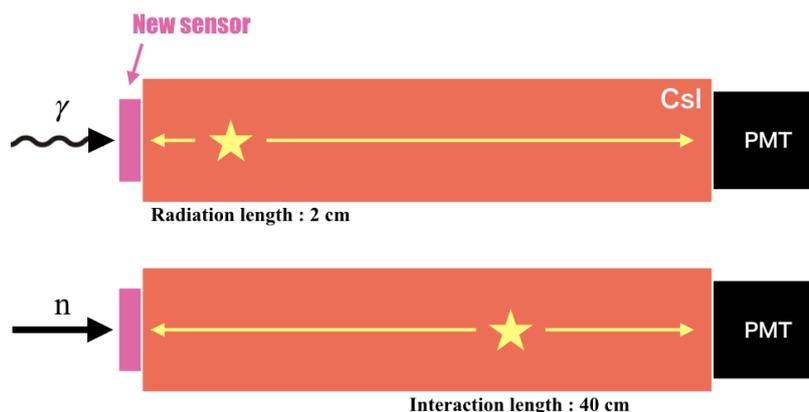


図 1.9 CsI 結晶の両側読み出し機構の概要。上（下）は γ 線（中性子）が入射したときの反応位置とシンチレーション光の伝搬を表す。結晶の上流端に新しく光検出器を取り付け、上下流の検出時間の差から深さ位置を測定する。

れる半導体光検出器である。表 1.1 にこの研究で用いた MPPC の仕様を示す。窓材のシリコン樹脂はエポキシ樹脂と比べて紫外線を透過しやすく、CsI 結晶の読み出しに適している。またピクセル数の多い MPPC を用いることにより、カロリメータのエネルギー領域に対応した。この MPPC を用いることにより、読み出し基板と合わせても Radiation length を約 $0.02 X_0$ に抑えることができた。

両読み機構では MPPC にブレイクダウン電圧^{*1}より 3 V 高い電圧をかける。この状態での MPPC の増幅率^{*2}は約 1.7×10^6 である。



図 1.10 結晶上流面に取り付ける MPPC (S13360-6050CS) [9]。

表 1.1 MPPC S13360-6050CS の仕様

ピクセルピッチ	受光面サイズ	ピクセル数	検出可能面積比	窓材（屈折率）
50 μm	6 \times 6 mm^2	14400	74 %	シリコン樹脂 (1.41)

*1 印加電圧がこの値以上のときに光子を検出すると、電子とホールの増幅によってピクセルのアノードとカソードが短絡し、ピクセルに蓄積された電荷が放出されて信号となる。

*2 1 光子に対する出力電荷 [e]。

結晶ごとに十分な光量を得るため、Large 結晶には 1 結晶あたり 4 個、Small 結晶には 1 結晶あたり 1 個の MPPC を接着した。MPPC の読み出しチャンネル数を減らすため、図 1.11 のような配線による接続と、波形を足し合わせるアンプ回路（サムアンプ）を用いて、10 cm 角領域の結晶の MPPC 信号をまとめて読み出した。このような読み出し手法については 2.2 節で詳しく述べる。

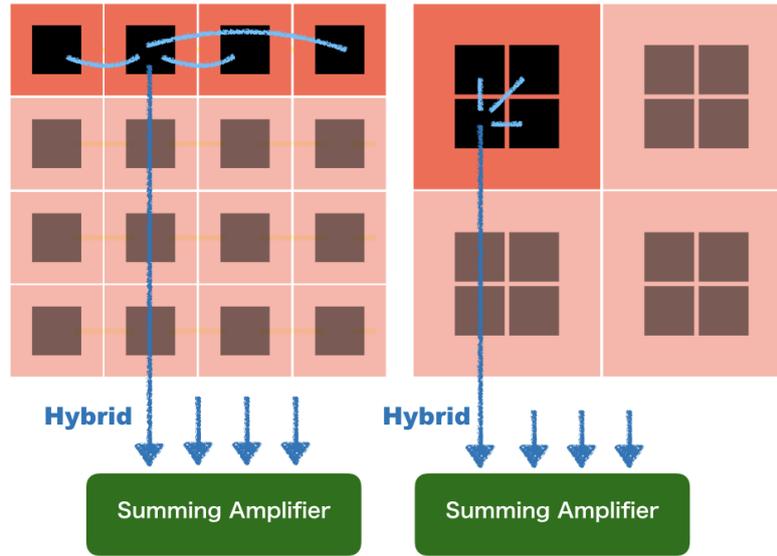


図 1.11 MPPC の読み出し機構の概要。(左) Small 結晶表面では 4 個の MPPC の信号をケーブルでまとめ、その信号四つをサムアンプで足し上げる。(右) Large 結晶には回路で接続された 4 個の MPPC が接着され、その信号四つをサムアンプで足し上げる。青矢印はハイブリッド接続 [11] された MPPC からの信号を表す。

MPPC と PMT のデータ取得には、14 bit, 125 MHz の波形取得 ADC (以後 FADC) を使用している。8 ns のサンプリング速度で時間分解能を損なわないために、FADC には 10-pole の Bessel フィルターが組み込まれている [10]。これはローパスフィルターの一種であり、波形を鈍らせる効果がある。図 1.12 は Bessel フィルターを通過する前後での波形を示しており、波形の立ち上がり部分が 15 ns から 50 ns に変化している。

1.3.3 波形から得られる物理量

解析では、FADC で記録した波形から以下の物理量を得る。

1. ペDESTAL: ベースラインの ADC 値。2, 3 章の解析では最初の 10 サンプル、4 章の解析では最初の 5 サンプルの ADC 値の平均値とした。
2. 積分 ADC 値: 各サンプルの ADC 値からペDESTAL を引いた値の合計。125 MHz FADC であれば 64 サンプルの和をとる*1。

*1 KOTO 実験では 500MHz FADC (256 サンプル) も使用されている。

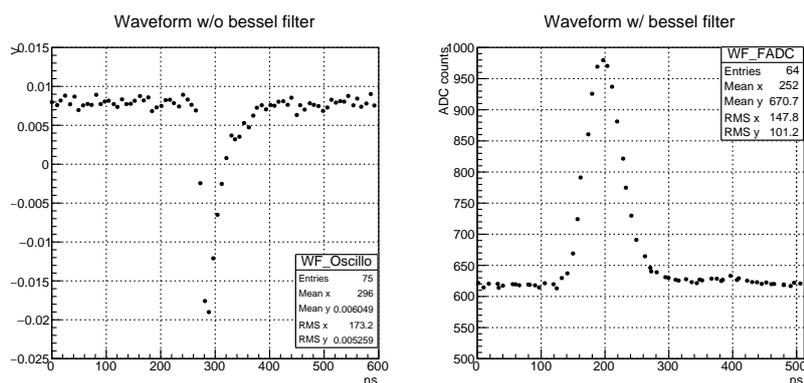


図 1.12 ベッセルフィルターを通過する前（左）と後（右）の PMT の波形 [12]。

3. 波高：最も ADC 値の大きいサンプルとその両隣りのサンプルの 3 点を二次関数でフィット（パラボラフィット）したときの、二次関数の頂点からペDESTALを引いた値。
4. ピーク時間：パラボラフィットで得られる二次関数の頂点の時間。
5. Constant Fraction Time (CFTime)：波形の立ち上がり部分における、連続する二つのサンプルを結ぶ直線が波高の 0.5 倍の閾値を横切る時間。

ここで CFTime における閾値 0.5 を固定比とよぶ。CFTime を用いることによりタイムウォークの影響を抑えることができる。また CFTime はピーク時間と比べて時間分解能が良いことが知られている。

1.3.4 両読み機構の時間応答に関する先行研究

大阪大学の西宮隼人氏による、両読み機構の時間差と反応位置の相関についての先行研究を紹介する [12]。KOTO 実験で使用している CsI 結晶には、長さ 50 cm の単一結晶（継ぎ目なし結晶）と、長さが 25 cm 程度の結晶 2 本を接着した結晶（継ぎ目あり結晶）の 2 種類がある。それぞれの結晶について、宇宙線を用いて MPPC と PMT の CFTime の差と反応位置の相関（時間差の z - t 相関）を調べた結果を図 1.13 に示す。継ぎ目のある結晶で継ぎ目付近の分布が不連続になるのは、PMT の波形が継ぎ目の前後で不連続に変化するためである。図 1.14 にその原理を示す。PMT に到達するシンチレーション光には、発光位置から PMT に向かって進む直接光と、PMT と逆向きに進み、上流端面で反射して戻ってくる反射光がある。継ぎ目より上流側で発光した場合、直接光と反射光はともに継ぎ目を一度通過して PMT に到達する。一方で継ぎ目より下流側で発光すると、直接光は継ぎ目を通らないが、反射光は継ぎ目を二度通過する。継ぎ目による光子の減衰を考慮すると、下流側での直接光に対する反射光の割合は、上流側に比べて小さくなる。そのため Bessel フィルターで鈍された波形は、発光点が継ぎ目のどちら側にあるかで異なり、下流側の場合は早い直接光の割合が多いため CFTime が早くなる。図 1.15 は光学シミュレーションで得られた時間差の z - t 相関であり、継ぎ目

付近の不連続性を再現できている。

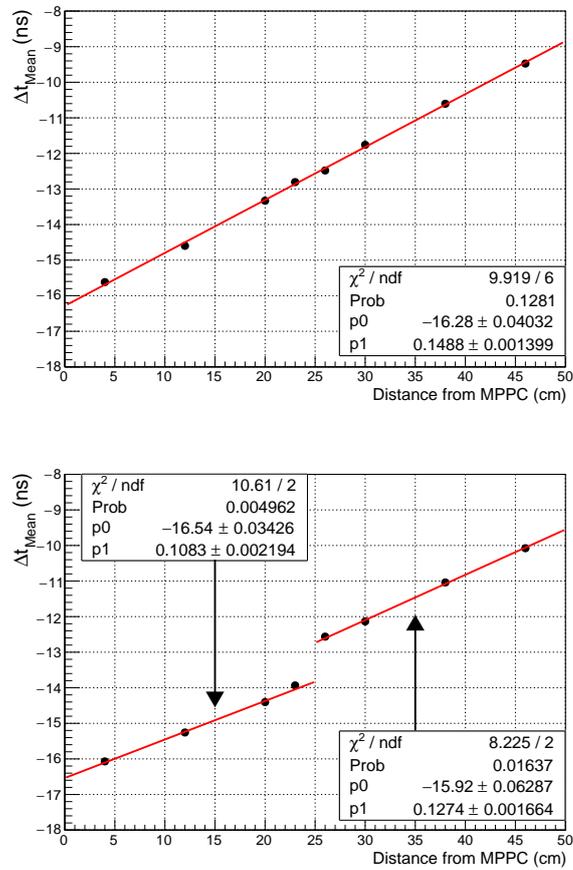


図 1.13 宇宙線で測定した MPPC と PMT の CFTime の時間差と位置の相関。縦軸の Δt_{Mean} は時間差分布のピーク値、横軸は結晶の深さ位置である。上図は継ぎ目のない結晶に対する測定値であり、赤線は 1 本の直線でフィットした結果を表す。下図は継ぎ目のある結晶に対する測定値であり、赤線は 2 本の直線でフィットした結果を表す [12]。

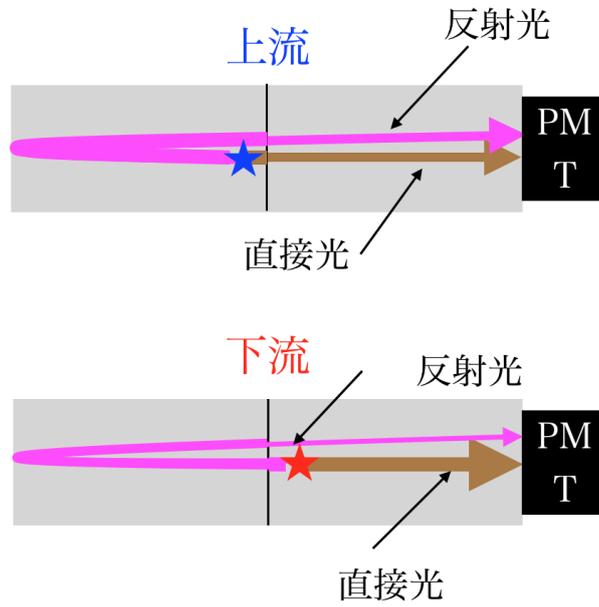


図 1.14 結晶の上下流における、PMT に到達するシンチレーション光の伝搬経路 [12]。

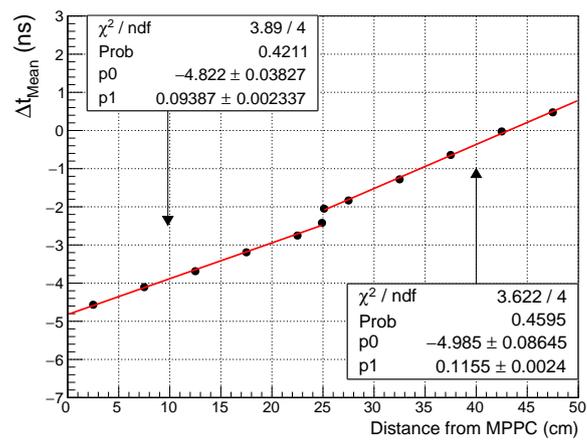


図 1.15 シミュレーションで得られた時間差の z-t 相関 [12]。

1.4 研究の目的と論文の構成

これまでサムアンプの開発 [11] や結晶単体での両読み機構の研究 [12] は行われてきた。しかしながら、サムアンプを用いて複数の結晶をまとめて読み出す場合について、MPPC の時間応答は十分に調べられていない。特に、 z - t 相関などは結晶ごとに異なることが知られており、結晶個体差が両読み機構に与える影響はこれまで評価されていなかった。研究の背景としてこれまでと大きく異なるのは、2018 年にカロリメータの全結晶に MPPC を取り付けたため、実物の結晶を調べることができるようになったことである。以上を踏まえて、この研究の目的を次の 4 つとする。

- サムアンプを用いて複数結晶を読み出す機構の評価
- MPPC 導入後のカロリメータにおける両読み機構の評価
- 結晶個体差の理解
- 結晶個体差を考慮した背景事象削減能力の見積もり

論文の構成は以下の通りである。

- 2 章 陽電子ビームを用いて、800 MeV 以下のエネルギー領域における両読み機構の時間応答を調べる。
- 3 章 宇宙線を用いてカロリメータの両読み機構を評価する。また結晶個体差の原因について考察する。
- 4 章 測定した結晶個体差を反映したシミュレーションを用いて中性子背景事象の削減能力を見積もる。

第 2 章

陽電子ビームを用いた CsI 両読み機構の評価

サムアンプを用いた両読み機構の応答を調べるため、陽電子ビームを用いた試験を行った。まず 2.1–2.4 節で、試験の目的、セットアップ、較正と補正、および事象選別について説明する。2.5–2.8 節では、サムアンプを用いた両読み機構における時間分解能などの基礎性能について評価・考察を行う。2.9 節以降では、結晶の光量や時間応答の個体差が MPPC の応答にどのように影響するか、データとシミュレーションを用いて議論する。

2.1 概要

この実験は東北大学電子光物理学研究センターで行った。信号事象や中性子背景事象のエネルギー領域において、サムアンプを用いて複数の結晶をまとめて読み出す新しい両読み機構の応答を調べるため、200–800 MeV の単色陽電子を使用した。この試験の主な目的を以下に示す。

- MPPC を結晶上流面に接着することによって下流側の PMT の光量が変化する可能性がある。そこで、結晶に MPPC を接着した状態だけでなく、MPPC を接着していない状態でも測定を行い、それぞれで得られたエネルギー分解能を比較することによって両読み機構が既存のカロリメータの性能を損なわないか確認した。
- 両読み機構において、サムアンプを用いて複数結晶の MPPC をまとめて読み出した場合に、結晶単体で読み出した場合と同等の時間分解能が得られるか調べた。
- MPPC の暗電流ノイズは放射線損傷によって増加する。KOTO 実験の中性子放射の激しい環境で MPPC を使用するためには、放射線損傷後も MPPC が機能するか確かめる必要がある。この試験では、想定される放射線損傷を与えた MPPC が通常の MPPC と同等の時間分解能をもつか確認した。
- 応答の異なる結晶をまとめて読み出すことによって、MPPC の時間応答が入射位

置に依存する可能性がある。時間応答の位置依存性が大きいほど、KOTO 実験において γ の検出時間の分解能は低下する。この試験ではビームの入射位置を変化させ、MPPC の時間応答の位置依存性を調べた。

2.2 セットアップ

図 2.1 に検出器の全体的な配置を示す。検出器は CsI 結晶群と 2 種類のトリガーカウンターからなる。この章では、図のように z 軸を結晶の深さ方向にとり、原点を結晶の中心として結晶に固定した座標系を使用する。また MPPC が接着されている面を結晶の前面、PMT が接着されている面を結晶の背面と呼ぶ。

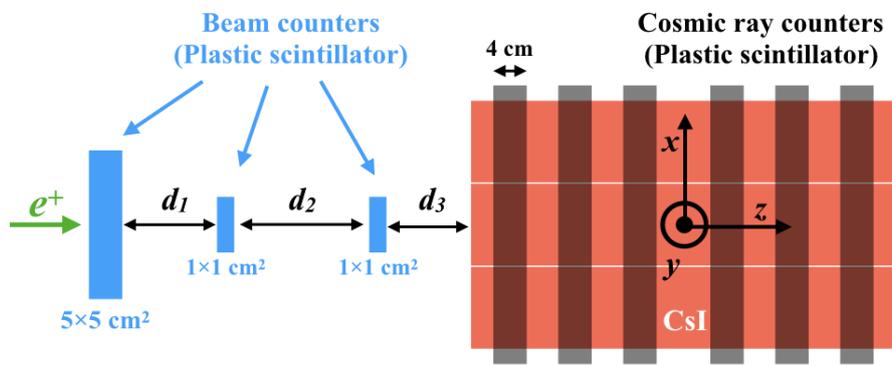


図 2.1 陽電子ビーム試験における検出器の配置。

図 2.2 に CsI 結晶の配置を示す。4 個の Small 結晶のまわりに 8 個の Large 結晶を配置し、それらに S0~S3, L0~L7 の ID を割り当てた。結晶群は可動式の台座の上に置かれ、台座の位置や高さ、向きを調整することにより陽電子を照射する位置や角度を変更した。PMT は 5 cm 厚のシリコンクッキーを用いて結晶に接着した。MPPC は図 2.3 に示す手順で結晶に接着した。MPPC を接着する前は、図 (左) のように結晶の前面には反射材がつけられていた。この反射材を取り除き、図 (中央・右) のように 1 mm 厚のシリコンクッキーを用いて MPPC を接着した。MPPC と結晶の接触面を平坦にするため、MPPC には石英ガラス板が接着されている。Small 結晶と Large 結晶に接着する MPPC に用いた石英ガラス板の大きさはそれぞれ $13 \times 13 \times 0.5 \text{ mm}^3$, $25 \times 25 \times 0.5 \text{ mm}^3$ である。これらの石英ガラス板は結晶前面より小さいため、アルミを蒸着させた OHP シートを加工した反射材を用いて結晶が露出した領域を覆った。MPPC 接着前の反射材の色は黒や銀など結晶によってさまざまだったが、接着後は一律で銀色の反射材を使用した。

この試験では以下の 3 種類の MPPC を使用した。

- ハイブリッド接続された MPPC[11]



図 2.2 (左) 前面から見た CsI 結晶の配置。(右) その写真。結晶側面はアルミナイズドマイラーで覆われており、前面からは MPPC の信号を読み出すためのケーブルが出ている。

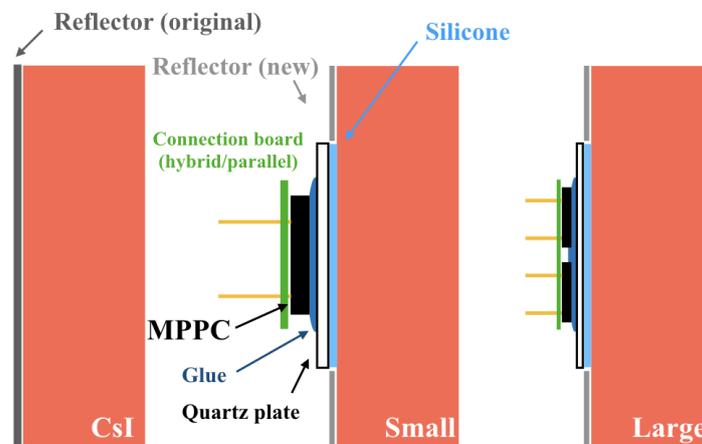


図 2.3 (左) MPPC を接着する前の結晶前面の様子。前面は一枚の反射材で覆われている。(中央, 右) MPPC を接着した後の Small 結晶と Large 結晶の結晶前面の様子。結晶との接触面を平坦にするため、MPPC には薄い石英ガラス板が接着されている。結晶とガラス板は 1 mm 厚のシリコンクッキーで接着されており、その周りには銀色の反射材で覆われている。

- 並列接続された MPPC[11]
- 放射線損傷を与えた MPPC

ハイブリッド接続は複数の MPPC に並列に電圧をかけ、コンデンサを介して信号を直列に読み出す接続方式である (図 2.4)。並列接続は複数の MPPC に並列に電圧をかけ、信号も並列接続して読み出す方式であり、MPPC に直列に抵抗とコンデンサを加えて時定数を短くしている。最終的にカロリメータに導入した MPPC にはすべてハイブリッド接続を採用したため、特に断りがない限り MPPC はハイブリッド接続されているものとする。サムアンプには 4 つまで信号を入力でき、結晶ごとに個別に MPPC を読み出す場合は 4 つの入力の一つだけを使用した。

MPPC を取り付けることによってカロリメータの性能が変化するかを調べるため、MPPC を接着していない状態でも測定も行った。この測定については 2.5 節で詳しく述

べる。

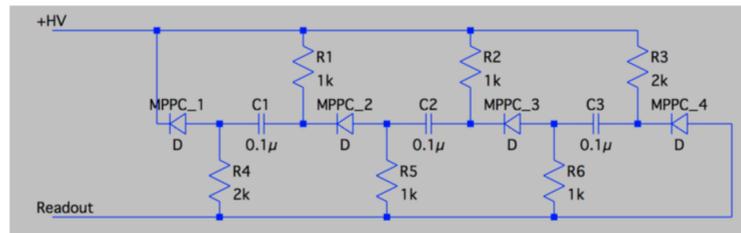


図 2.4 ハイブリッド接続の回路図 [11]。

時間の基準（スタート時間）を精度よく決めるため、最上流に 5 cm 角, 1 cm 厚のプラスチックシンチレータを 1 台配置した。またビームの照射位置を限定するため、その下流側に 1 cm 角, 0.5 cm 厚のシンチレータ 2 台を配置した。5 cm 角のシンチレータは両側から、1 cm 角のシンチレータは片側から PMT で読み出されており、これらの PMT のコインシデンス信号をトリガーとした。以後これらの検出器をビームカウンターと呼ぶ。ビームカウンターと結晶の位置関係は、ビームを照射する向きによって異なる。表 2.1 に、ビームの照射方向と図 2.1 の検出器間の距離 $d_1 \sim d_3$ の関係を示す。2 台の 1 cm 角カウンターにヒットを要求すると、結晶表面におけるビームの広がり は 2 cm 以内となる。

表 2.1 ビームカウンターと CsI 結晶の位置関係。測定していない箇所は空欄とした。

ビーム照射面または照射方向	d_1 [cm]	d_2 [cm]	d_3 [cm]
前面	22.5	30	15
背面	22.5	30	–
側面	22.5	30	10
前面に対して斜め	22.5	30	–

宇宙線を用いて結晶の応答の z 依存性を調べるため、結晶の上下に 6 台ずつプラスチックシンチレーションカウンター（以下宇宙線カウンター）を配置した。宇宙線カウンターは上下ともに $z = -210, -130, -50, 50, 130, 210$ mm に配置した。各 z 位置で上下のカウンターにヒットがあった事象を収集し、結晶の光量の z 依存性や 1.3.4 項で述べた時間差の z - t 相関を測定した。

2.3 較正と補正

2.3.1 CsI のエネルギー較正

各結晶に落とされたエネルギーは PMT の積分 ADC 値の定数倍として求められる。CsI 結晶のエネルギー較正を行うため、図 2.5（左）の位置に陽電子を照射したデータと

Geant4 によるシミュレーションを比較した。

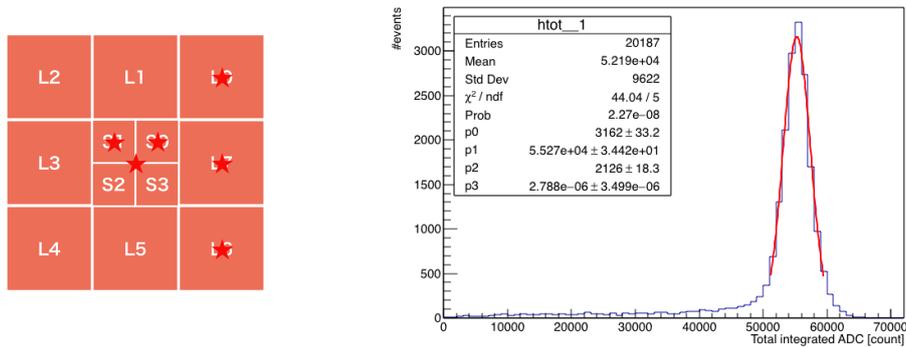


図 2.5 (右) 星印はエネルギー較正に使用したデータのビーム照射位置を表す。(左) 例: $(x, y) = (0, 0)$ に 800 MeV 陽電子を照射したときの、全結晶の PMT の積分 ADC 値の合計。赤線は式 (2.1) によるフィットの $\mu \pm 2\sigma$ の範囲を表す。

例として、 $(x, y) = (0, 0)$ mm に 800 MeV 陽電子を照射すると、図 2.5 (右) に示す積分 ADC 値の合計の分布が得られた。このとき結晶全体に落とされたエネルギーのピーク値はシミュレーションから (764.0 ± 0.3) MeV と見積もられた。図のピーク付近の事象から得られるエネルギー分布のピーク値が、MC で見積もられたエネルギーに一致するように、以下の方法で各結晶の較正定数を求めた。まず分布を次式で定義される Asymmetric Gaussian でフィットし、その $\mu \pm 2\sigma$ 以内の事象を抽出した。

$$f(x) = A \exp \left[-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2(1 + a(x - \mu))^2} \right] \quad (2.1)$$

それらの事象に対し、各結晶の較正定数 c_i と積分 ADC 値 ADC_i の積の合計が、MC で見積もったエネルギーの中央値 E_{MC} に最も近づくよう、式 (2.2) を最小化する c_i を選んだ。

$$\sum_{\mathbf{r}} \sum_{event} \left(\sum_i c_i ADC_i(\mathbf{r}) - E_{MC}(\mathbf{r}) \right)^2 \quad (2.2)$$

ここで i は 12 個の結晶についての和を取り、 \mathbf{r} は図 2.5 右のビーム位置についての和を取る。

エネルギー較正の精度を測るため、較正に使用していない図 2.6 (左) の位置に 800 MeV 陽電子を照射し、得られた合計エネルギーをシミュレーションで見積もった値と比較した。図 2.6 (右) に、データとシミュレーションにおける結晶全体に落とされたエネルギーの分布を示す。データとシミュレーションの間のエネルギーのピーク値のずれは 3% 以下と小さく、以降の解析に影響はないと判断した。

MPPC を接着することにより PMT の光量は変化するため、MPPC を接着した状態と接着していない状態で独立にエネルギー較正を行った。MPPC を接着したことによるエネルギー分解能の変化については 2.5 節で述べる。

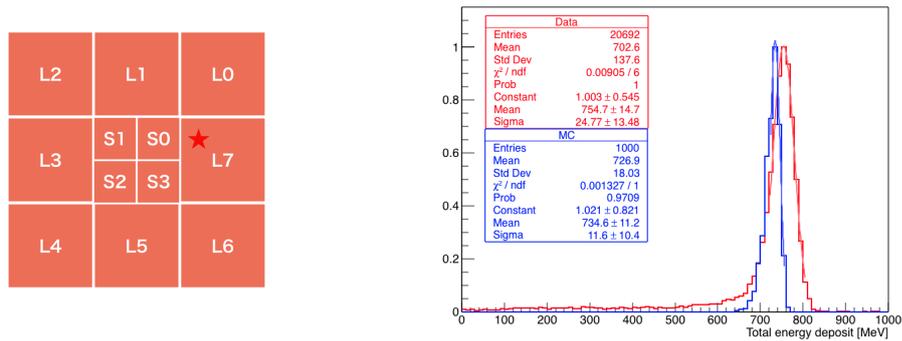


図 2.6 (左) 星印で示した $(x, y) = (-37.5, 12.5)$ mm にビームを照射し、データとシミュレーションで結晶全体に落とされたエネルギーを比較した。(右) 左図の位置に 800 MeV 陽電子を照射したときの全結晶の合計エネルギーの分布。赤がデータ、青はシミュレーション、実線は Gaussian によるフィットの結果を表す。

2.3.2 スタート時間のタイムウォーク補正

5 cm 角ビームカウンターの両側 PMT の CFTime の平均値をスタート時間とした。平均時間を用いることで、ビームの通過した位置によらない時間を得ることができる。図 2.7 にスタート時間と 1 cm 角ビームカウンターの CFTime の時間差と、5 cm 角ビームカウンターの片側 PMT の積分 ADC 値の相関を示す。CFTime はタイムウォークの影響を受けにくいですが、それでもなお相関が残っていることがわかる。図のタイムウォーク効果は線形だとして、フィットで得た時間をスタート時間から差し引いた。

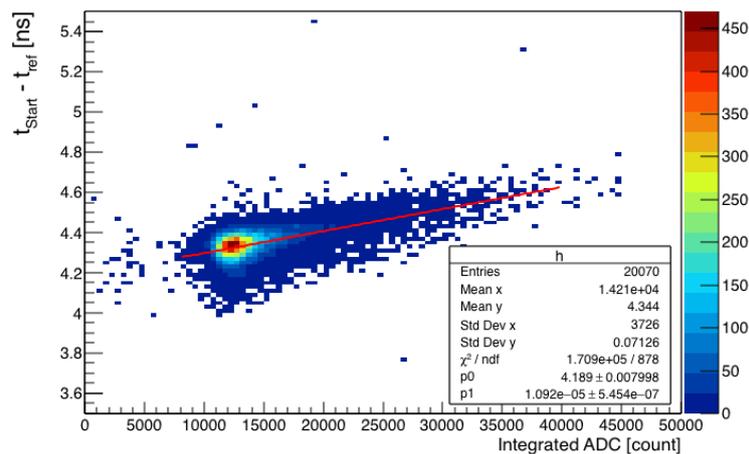


図 2.7 スタート時間 t_{Start} と 1 cm 角ビームカウンターの CFTime t_{ref} の時間差と、5 cm 角ビームカウンターの片側 PMT の積分 ADC 値の相関。赤線は直線によるフィットの結果を表す。

2.3.3 MPPC のタイムウォーク補正

MPPC に到達する光子数が増えると、光子を検出して不感状態にあるピクセルに別の光子がヒットする確率が増加し、光子数に対する MPPC の出力が低下する。その結果、MPPC の波形は光子数の増加に伴って歪むため、MPPC の CFTime は光子数に依存する。また、サムアンプの入力電圧が大きくなるとアンプ回路の増幅率は低下するため、MPPC の CFTime は波高に依存する [13]。この試験では MPPC の動作電圧をブレークダウン電圧より 3V 高い電圧で揃えたため、MPPC のゲインの個体差はないものとして光子数を波高に換算できる。このような CFTime の波高依存性を補正するため、結晶 L7 の側面から $z = -210$ mm の位置にビームを照射し、結晶 L7 の MPPC を単体で読み出して CFTime と波高の相関を調べた。図 2.8 にその結果を示す。タイムウォーク効果は線形であるとして、フィットで得た時間をすべての MPPC の CFTime から差し引いた。

図 2.8 から、MPPC のピクセル飽和による影響とサムアンプによる影響をそれぞれ見積もる。サムアンプによる波形の歪みについては、次のように測定された値を用いた [13]。宇宙線測定で得られた MPPC 波形をファンクションジェネレータからサムアンプに入力し、サムアンプの出力波形をオシロスコープで記録した。記録した波形を LTspice シミュレーションで再現された FADC に入力し、FADC の出力波形から波高と CFTime を計算した。その結果、MPPC の CFTime の波高依存性は $-(2.0 \pm 0.2)$ ns/count であった。MPPC による影響とサムアンプによる影響が独立だと仮定すると、図 2.8 の直線の傾き (-5.1 ± 0.5) ns/count より、MPPC による波形の歪みは $-(3.1 \pm 0.5)$ ns/count と見積もられる。サムアンプによる波形の歪みはその後の改良によって 6 分の 1 まで減少した [13]。

KOTO 実験のカロリメータで MPPC を使用する際も、より良い時間分解能を得るためにこのタイムウォーク効果は補正すべきである。

2.4 事象選別

陽電子が目的の位置にヒットしたことを保証するため、3 台のビームカウンターの PMT すべてに対して、MIP のエネルギーの約半分以上の積分 ADC 値を要求した。図 2.9 にそれぞれの PMT の積分 ADC 値の分布と閾値を示す。

2.5 エネルギー分解能

両読み機構の導入によってカロリメータの性能が変化するかを調べるため、次のようにして結晶全体でのエネルギー分解能を測定した。まず MPPC を接着した状態で $(x, y) = (0, 0)$ に 800 MeV 陽電子を照射した。その後いくつか他の測定を行い、最後にすべての結晶の MPPC を取り外して図 2.3 (左) の状態に戻し、同様に陽電子を照射し

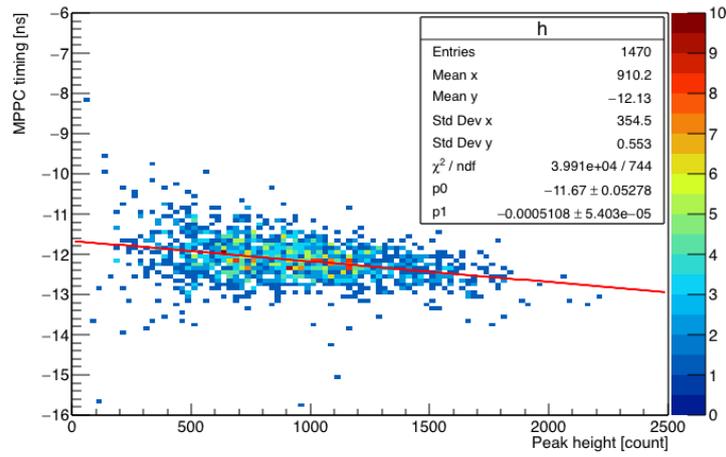


図 2.8 結晶 L7 の MPPC を単体で読み出したときの、波高と CFTime の相関。赤線は直線によるフィットの結果を表す。

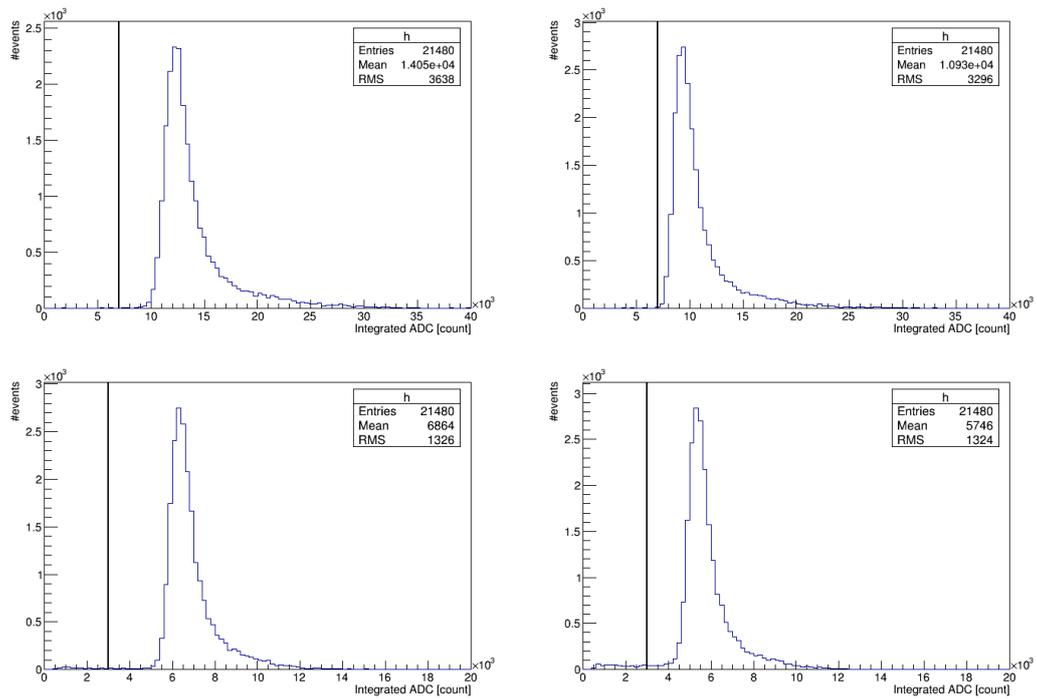


図 2.9 トリガーカウンターを読み出す PMT の積分 ADC 値分布。左上と右上は 5 cm 角カウンターの両側の PMT の分布、左下と右下はそれぞれ上流側と下流側の 1 cm 角カウンターの PMT の分布である。5 cm 角カウンターの PMT には 7000 カウント、1 cm 角カウンターの PMT には 3000 カウントの閾値 (黒線) を設定し、全てのカウンターで閾値以上の積分 ADC 値を測定した事象を収集した。

た。図 2.10 に、それぞれの測定におけるエネルギー重心 (CoE*¹) の x 位置と y 位置を示す。CoE が x 方向に負、 y 方向に正の向きに変化したのは、他の測定で一時的に結晶群の位置を移動させたことが原因である。MPPC を接着した状態と接着していない状態でのエネルギー分解能を同じ条件下で比較するため、次のような CoE による事象選別を行なった。

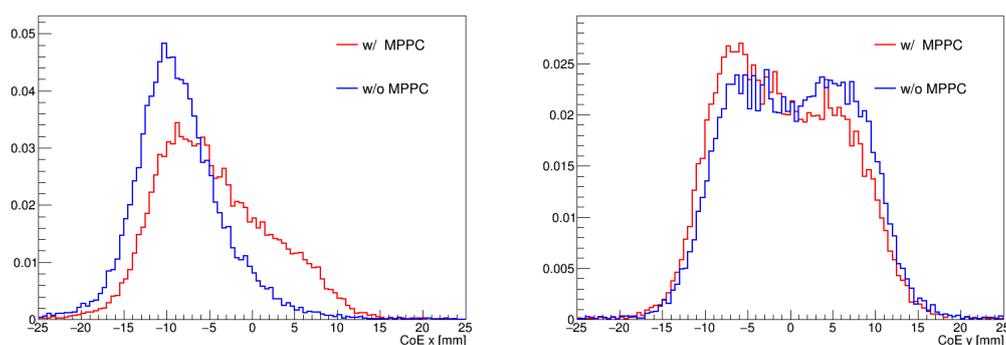


図 2.10 エネルギー重心の x 位置 (左) と y 位置 (右)。赤が MPPC を接着した状態で測定した値、青が MPPC を取り外して測定した値である。これらは面積が 1 になるように規格化している。

はじめに、CoE x , CoE y がともに負のときのエネルギー分解能を比較する。この条件下で測定された全結晶の合計エネルギーの分布を図 2.11 (左) に示す。分布がエネルギーが小さい領域まで連続的であるが、ビームカウンターと結晶を考慮したシミュレーションではこれを再現できなかったため、陽電子がビームカウンターより上流で物質と反応してエネルギーを失っていた可能性がある。左図の分布のピーク付近を Gaussian でフィットしたときの σ を mean で割った値をエネルギー分解能とする。図 2.11 (右) にエネルギー分解能とビームのエネルギーの相関を示す。この条件下では、MPPC を接着することによってエネルギー分解能が絶対的に 0.2 % 低下した。

次に、CoE x が負、CoE y が正のときのエネルギー分解能を比較する。この条件下で測定された全結晶の合計エネルギーの分布を図 2.12 (左) に示す。MPPC を接着した状態でのエネルギーのピーク値は、MPPC を取りはずした状態でのピーク値より (25.1 ± 0.8) MeV 小さくなっている。このずれは 2.3.1 項で調べたエネルギー較正の精度と同程度である*¹図 2.10 (右) の MPPC を接着した状態の CoE y 分布が負の方向に偏っていることから、データとシミュレーションのビーム位置の違いなどに起因すると推測する。この条件下では、MPPC を接着したことによってエネルギー分解能が 0.4~0.6 % 絶対的に悪化した。

エネルギー分解能が悪化した原因として、陽電子が MPPC やその基板と相互作用し

*¹ Center of Energy の略。

*¹ 試験終了直後の測量によって、Small 結晶が含まれる $y \in (-25, 25)$ の段には、結晶どうしの間に少なくとも 1.2 mm の隙間があったことがわかっている。この隙間は結晶群を移動させた際に生じたものであり、したがって MPPC を取り外した後の測定結果にのみ影響すると推測するが、この研究ではその効果を見積もっていない。

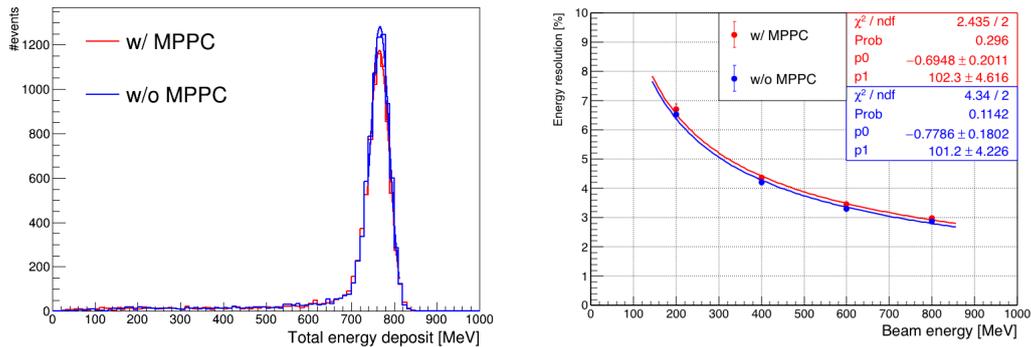


図 2.11 CoE $x < 0$, CoE $y < 0$ の事象を用いたエネルギー分解能の測定結果。(左) $(x, y) = (0, 0)$ mm にビームを照射したときの全結晶の合計エネルギーの分布。赤(青)は MPPC 接着後(前)の測定結果を表す。(右) ビームのエネルギーに対する結晶全体でのエネルギー分解能。赤(青)点は MPPC 接着後(前)の測定値、実線は $p_0 + p_1/\sqrt{E}$ によるフィットの結果を表す。

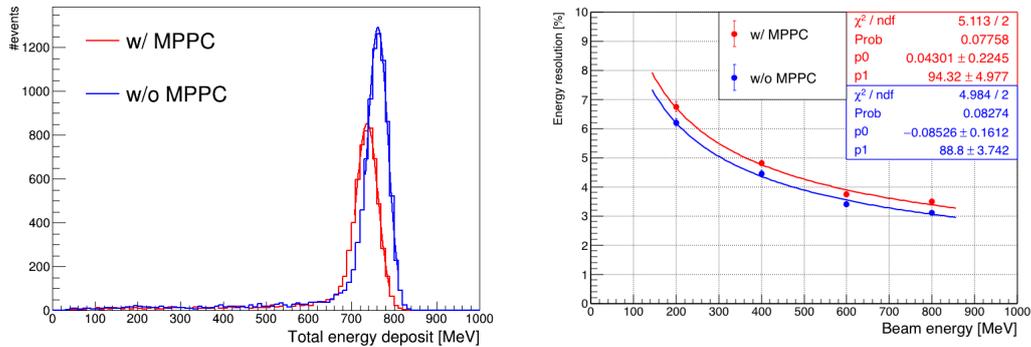


図 2.12 CoE $x < 0$, CoE $y > 0$ の事象を用いたエネルギー分解能の測定結果。(左) $(x, y) = (0, 0)$ mm にビームを照射したときの全結晶の合計エネルギーの分布。赤(青)は MPPC 接着後(前)の測定結果を表す。(右) ビームのエネルギーに対する結晶全体でのエネルギー分解能。赤(青)点は MPPC 接着後(前)の測定値、実線は $p_0 + p_1/\sqrt{E}$ によるフィットの結果を表す。

てエネルギーを失うことによる影響を調べた。Geant4 を用いて図 2.3 の MPPC、基板、石英ガラス板およびシリコンクッキーを再現し、MPPC の中心に 800 MeV 陽電子を照射した。図 2.13 にこれらに落とされたエネルギーの合計の分布を示す。MPPC などに落とされるエネルギーは概ね 1 MeV 以下であることがわかった。MPPC との相互作用による影響を評価するため、この試験で用いた結晶群をシミュレーションで再現し、結晶 S0 の上流側に前述の MPPC を取り付けてその中心に 800 MeV 陽電子を照射した。次に結晶 S0 から MPPC を取り除き、同様に陽電子を照射した。図 2.14 に、これらのシミュレーションで得られた全結晶の合計エネルギーの分布を示す。エネルギー分解能を分布の標準偏差を平均値で割った値とすると、MPPC を取り付けた状態でのエネルギー分解能は $(2.18 \pm 0.02) \%$ 、MPPC を外した状態でのエネルギー分解能は $(1.92 \pm 0.01) \%$ であった。したがって、MPPC との相互作用によるエネルギー分解能

の低下は (0.3 ± 0.1) % となる。この見積もりは保守的ではあるが、この試験で測定された分解能の低下と矛盾していない。

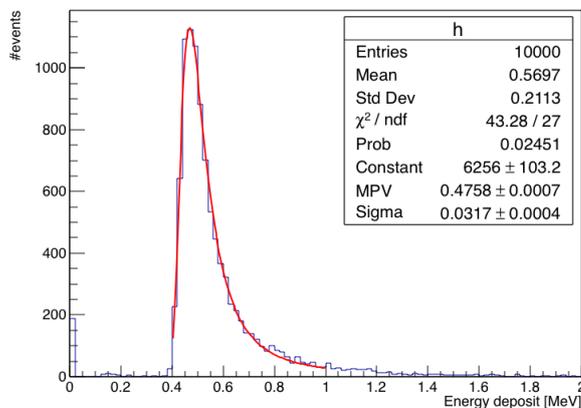


図 2.13 MPPC の中心に 800 MeV 陽電子を照射したときに MPPC と基板、石英ガラス板、シリコンクッキーに落とされるエネルギーの合計の分布（シミュレーション）。赤線は Landau 関数によるフィットの結果を表す。

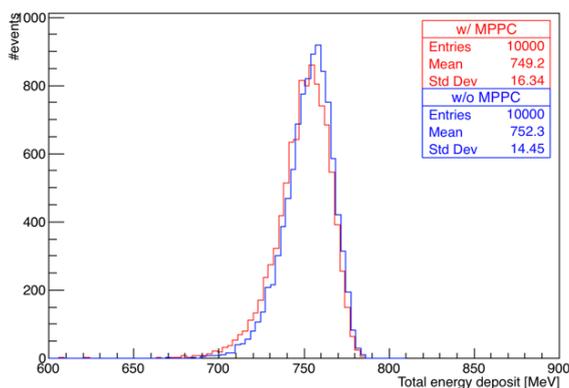


図 2.14 Small 結晶の中心に MPPC を取り付けた状態（赤）と取り付けていない状態（青）で、その Small 結晶の中心に 800 MeV 陽電子を照射したときに結晶全体に落とされたエネルギーの分布（シミュレーション）。

2.6 時間分解能

2.6.1 サム読み出しと単結晶読み出しの比較

複数結晶の MPPC の波形をまとめて読み出した場合に（サム読み出し）、結晶単体を読み出した場合と同等の時間分解能が得られるか調べるため、次の 2 つの読み出し方法を比較した。

1. 図 2.15（左）の星印の位置に陽電子を照射し、サムアンプを用いて左図の濃い色

で示した結晶の MPPC をまとめて読み出した。結晶両端の時間差を、MPPC の CFTime と結晶 L7 の PMT の CFTime の差とした。

2. 1. と同様に左図の星印の位置に陽電子を照射し、結晶 L7 の MPPC の信号のみをサムアンプに入力して読み出した。結晶両端の時間差を、結晶 L7 の MPPC と PMT の CFTime の差とした。

図 2.15 (右) にこれらの時間差分布を示す。右図の分布を Gaussian でフィットしたときの σ を時間差分解能とする。図 2.16 に時間差分解能と結晶 L7 に落とされたエネルギーの相関を示す。ビームの照射位置を固定した場合、サム読み出しで単結晶の読み出しと同等の時間分解能が得られることがわかった。

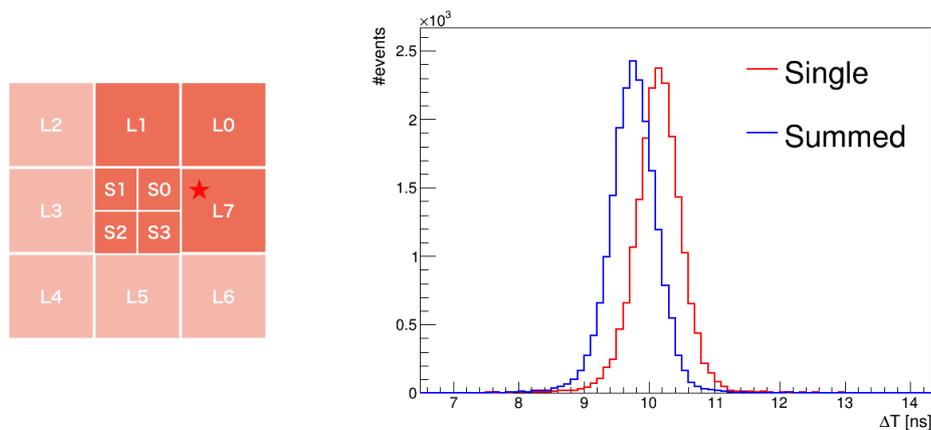


図 2.15 サム読み出しと単結晶読み出しでの時間差分解能の比較。(左) サム読み出しでは濃い色で示した領域の MPPC をまとめて読み出した。四つの Small 結晶は配線で接続されており、その出力と Large 結晶の出力をサムアンプで足し合わせた。星印はビーム照射位置 $(x, y) = (-37.5, 12.5)$ mm を表す。(右) サム読み出し (青) と単結晶読み出し (赤) で得られた時間差分布。分布の中央値がずれているが、PMT の CFTime とスタート時間の差の分布 (未掲載) も同様にずれているため、このずれは PMT によるものである。これはサム読み出しの測定と単結晶読み出しの間に起きた、ADC モジュールの故障が原因だと推測する。

2.6.2 放射線損傷を与えた MPPC の時間分解能

放射線によって MPPC の半導体に格子欠陥が生じると、熱励起による暗電流ノイズが増加する。KOTO 実験において 100 kW ビームパワーで 3.0×10^7 s 運転した場合、中性子被曝により MPPC の暗電流は約 100 倍に増加する。この試験では、KOTO のビームラインを用いてこの被曝量の 1.5 倍に相当する中性子を照射した MPPC を用いた^{*1}[13]。

放射線損傷によって MPPC の時間分解能が変化するかを調べるため、損傷を与えた

^{*1} 4つの MPPC をハイブリッド接続した場合、暗電流は通常約 $2 \mu\text{A}$ となる。中性子照射直から時間が経っていたため、ビーム試験時の MPPC の暗電流は 60–70 μA まで減少していた。

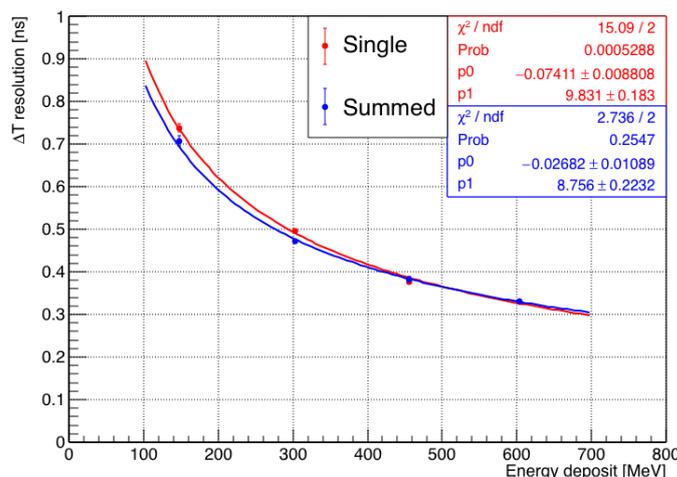


図 2.16 縦軸は時間差分解能、横軸は結晶 L7 に落とされたエネルギーのピーク値を表す。青点がサム読み出し、赤点が結晶 L7 のみを読み出したときの値である。実線は $p0 + p1/\sqrt{E}$ によるフィットの結果を表す。

MPPC を使用した場合と、通常の MPPC を使用した場合で時間差分解能を比較した。図 2.17 (左) で濃い色で示した領域に、放射線損傷を与えた MPPC のみを接着した状態と、通常の MPPC のみを接着した状態でそれぞれビームを照射した。図の濃い色で示した結晶の MPPC をサムアンプを用いてまとめて読み出し、MPPC の CFTIME と結晶 L3 の PMT の CFTIME の差を測定した。図 2.17 (右) にこの時間差分布を示す。60 MeV の点は $z \in (-230, -190)$ mm の領域を通過した宇宙線事象を用いて測定したデータである。放射線損傷によって時間差分解能が変化していないことから、KOTO 実験の中性子照射環境においても MPPC が問題なく動作することがわかった。

2.7 時間差分布の角度依存性

KOTO 実験の信号領域の γ 線は、最大約 36° の入射角でカロリメータに入射する。時間差分布の入射角依存性を調べるため、図 2.18 のように照射角を 0° から 30° まで 10° ずつ変化させて、結晶 S0 と S3 に 400 MeV の陽電子を照射した。照射角が 0° のときの結晶前面における照射位置は $(x, y) = (0, 0)$ mm、 10° から 30° のときの照射位置は $(x, y) = (-20, 0)$ mm である。この測定では四つの Small 結晶の MPPC を個別に読み出した*1。陽電子の反応位置の深さを見積もるため、シミュレーションで図 2.18 の状況を再現し、得られた真の反応深さ位置のエネルギー加重平均の分布を求め、その分布の平均値を求めた。図 2.19 に、結晶 S0 と S3 における MPPC と PMT の CFTIME の差と反応深さ位置の平均の相関を示す。時間差が反応深さ位置に直線的に依存してお

*1 並列接続用の MPPC では、MPPC 単位で信号を直接サムアンプに接続して読み出すことができる。

[11]

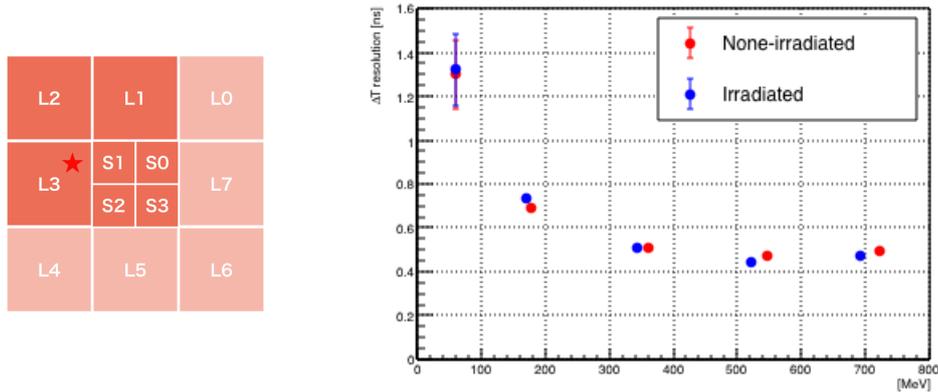


図 2.17 (左) 濃い色で示した領域に、放射線損傷を与えた MPPC または通常の MPPC のみを接着し、サムアンプを用いてまとめて読み出した。四つの Small 結晶は配線で接続されており、その出力と Large 結晶の出力をサムアンプで足し合わせた。星印はビーム照射位置 $(x, y) = (37.5, 12.5)$ mm を表す。(右) 放射線損傷の有無での時間差分解能の比較。縦軸は時間差分解能であり、青点が放射線損傷を与えた MPPC、赤点が通常の MPPC を用いたときの値である。横軸は左図の濃い色の領域に落とされたエネルギーを表す。60 MeV の点は宇宙線が $z \in (-230, -190)$ mm の領域を通過したときの値である。

り、入射角に感度をもつことがわかった。また直線によるフィットで得られた傾きは、典型的な z - t 相関の傾きと同程度である。実際のカロリメータの両読み機構では、より良い時間分解能を得るために時間差を γ の入射角で補正すべきと考える。

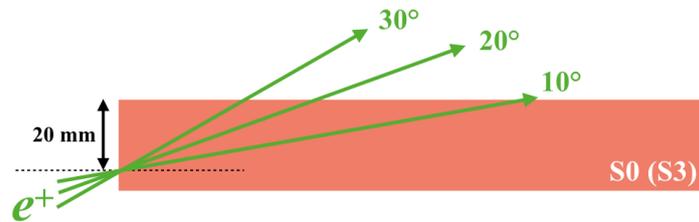


図 2.18 結晶 S0 と S3 を用いた時間差の角度依存性の測定。 $\phi = 0^\circ$ では $(x, y) = (0, 0)$ mm、 $\phi = 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$ では $(x, y) = (-20, 0)$ mm に 400 MeV 陽電子を照射した。

2.8 両読み機構の時間分解能に対する考察

この節では、陽電子の相互作用が両読み機構の時間分解能に与える影響について議論する。時間分解能とビームの照射方向の関係について 2.8.1 項で考察する。また、MPPC の時間分解能と電磁シャワーの不定性について 2.8.2 項で考察する。

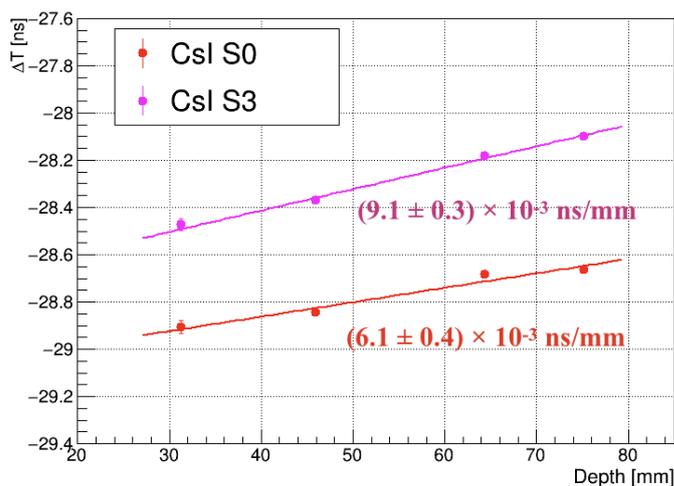


図 2.19 結晶ごとの時間差のピーク値とシミュレーションで見積もった反応深さ位置の相関。実線は直線によるフィットの結果、数値はその傾きを表す。入射角が 30° (Depth ≈ 35 mm) の点が大きく外れた位置にあるのは、2.5 節で述べたビームの x 位置のずれによるものと考え、この点を除いた 3 点でフィットを行なった。

2.8.1 時間分解能の方向依存性

はじめに、MPPC と PMT の時間分解能とこれらの時間差の分解能を得るため、結晶 L7 の MPPC のみをサムアンプに接続し、陽電子を正面から結晶 L7 の中心に照射した (図 2.20 上)。結晶 L7 の MPPC と PMT の個々の時間分解能を、それぞれの CFTime とスタート時間の差の分布を Gaussian でフィットしたときの σ とした。時間差分解能は、結晶 L7 の MPPC と PMT の CFTime の差の分布の Gaussian σ とする。図 2.21 にそれぞれの時間分解能と結晶 L7 で測定したエネルギーの相関を示す。MPPC の時間分解能は PMT の倍ほど大きく、時間差分解能の支配的な要因となっている。



図 2.20

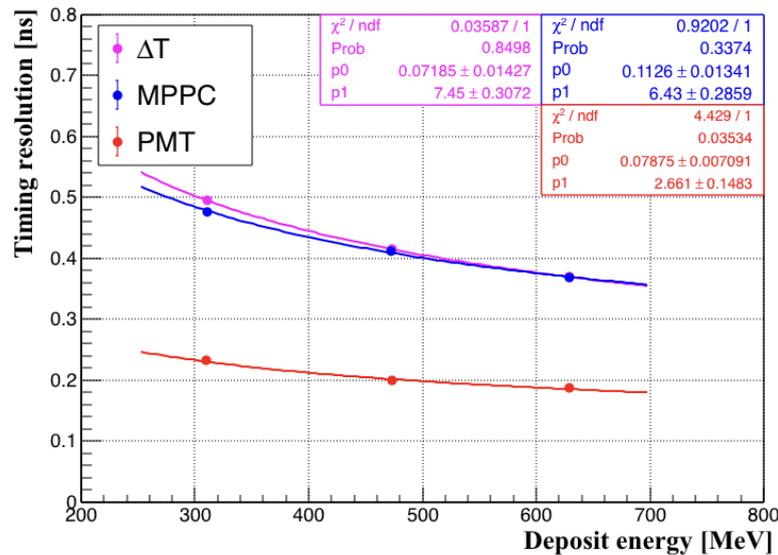


図 2.21 結晶 L7 の中心に前面から陽電子を照射したときの時間分解能。横軸は結晶 L7 に落とされたエネルギーである。紫点は時間差分解能、青（赤）点は MPPC（PMT）とスタート時間の差の分解能、実線は $p0 + p1/\sqrt{x}$ によるフィットの結果を表す。

MPPC が結晶の上流に位置することが、MPPC の時間分解能を悪化させる原因の一つだと考えた。図 2.22 を用いてこれを説明する。図の縦軸と横軸はそれぞれ時間と結晶中の z 位置を表す。簡単のため、陽電子は結晶中を光速で直進し、その過程で発生したシンチレーション光は CsI の屈折率により光速の 0.5 倍で直進すると仮定する。二つの光子が Δz だけ離れた位置から放出されたとすると、これらの光子が上流端に到達する場合の時間差 Δt は、下流端の場合と比べて 3 倍大きくなる。実際の電磁シャワーでは複数の光子が生成され、直進だけでなく反射もしながら伝搬するが、上流側の方が発光位置の不定性が到達時間の不定性に寄与しやすいと予想する。

検出器の時間分解能が粒子の入射方向に影響されるかを調べるため、前述の測定から結晶を 180 度回転させ、PMT がビーム上流に位置する状態で測定を行った（図 2.20 下）。図 2.23 に、結晶 L7 の前面と背面にビームを照射したときの、MPPC と PMT の時間分解能を示す。時間分解能を前述の測定と同様に定義する。MPPC と PMT の両方で、検出器がビーム上流側に位置するときの方が時間分解能が悪化しており、陽電子の照射方向が時間分解能に影響を与えることがわかった。

2.8.2 シャワーの不定性と時間分解能

2.8.1 項で、ビーム上流側に位置する検出器では、発光位置の不定性が時間分解能に影響しやすいことを示した。ここでは MPPC 側から陽電子を照射した場合について、発光位置の統計的不定性と CFTIME の関係を詳しく調べるため、Geant4 によるシャワーシミュレーションと光学光子シミュレーションを使用した。光学光子シミュレーション

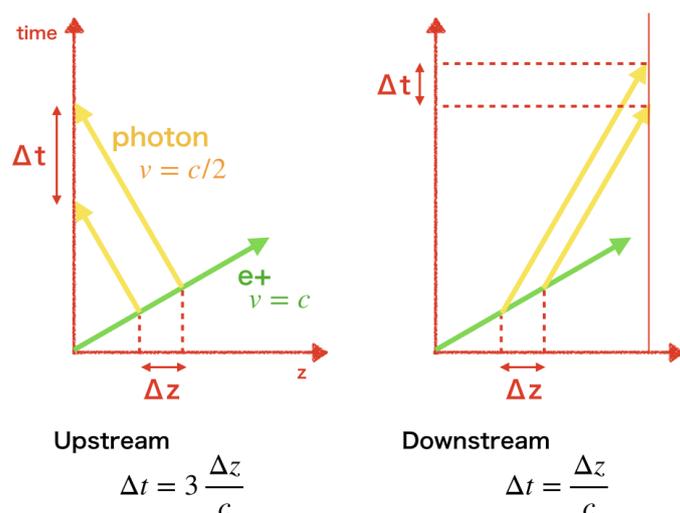


図 2.22 結晶上流面と下流面におけるシンチレーション光の発生位置と到達時間の関係。緑の矢印は陽電子、黄色の矢印は光子の事象を表す。 Δt , Δz はそれぞれ光子の到達時間と発光位置の不定性である。

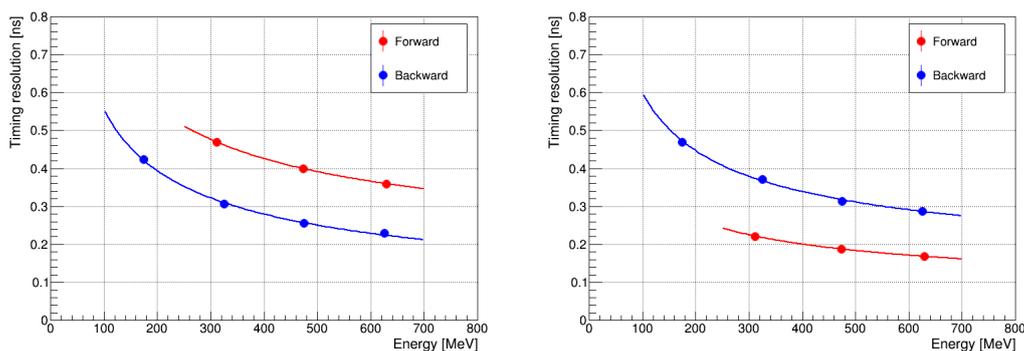


図 2.23 結晶 L7 の前面と背面からビームを照射したときの MPPC (左) と PMT (右) の時間分解能。赤点は前面 (MPPC 側)、青点は背面 (PMT 側) に陽電子を照射したときの値、実線は $p_0 + p_1/\sqrt{x}$ によるフィットの結果を表す。

は先行研究 [12] で用いられたものを使用した。このシミュレーションでは Fresnel 反射によって光子の伝搬を計算する。その他の特徴は以下の通りである。

- CsI 結晶の減衰長を 1.5 m とする。
- 結晶側面を空気の層とアルミニウム (反射率 0.8) で覆っている。
- 結晶には継ぎ目があるとして、結晶の中央に接着剤 (屈折率 1.5) の層を設置している。
- MPPC はシリコン樹脂 (屈折率 1.5) を介して結晶の前面に接着されている。

図 2.24 のように、CsI 結晶を仮想的な厚さ 25mm のセルに分割し、各セルで発生した光子から波形を構成した。各セルの寄与を評価するために、全セルの波形を足し合わせた「全体の波形」の波高に対する、セルごとの波高の比を求めた。図 2.25 に、最上流の 6 個

のセルにおける、全体の波形の CFTime とこの比の相関を示す。 $z \in (-250, -225)$ mm のセルでのみ波高と CFTime が負の相関を示し、最上流の発光量が多いほど検出時間が早くなっている。陽電子は結晶に入射すると、まず制動放射が対消滅によって γ を生成し、 γ は電子対生成によって電子と陽電子を生成する。このような相互作用が繰り返されることにより電磁シャワーが発達する。このとき、シャワーの深さ位置は陽電子がはじめに γ を放出した位置によって決まる。最上流のセルの発光量が多いということは、より上流でシャワーが発達したということである。したがって、図 2.25 の最上流のセルの相関は、MPPC の CFTime がシャワーの開始位置に依存することを意味する。

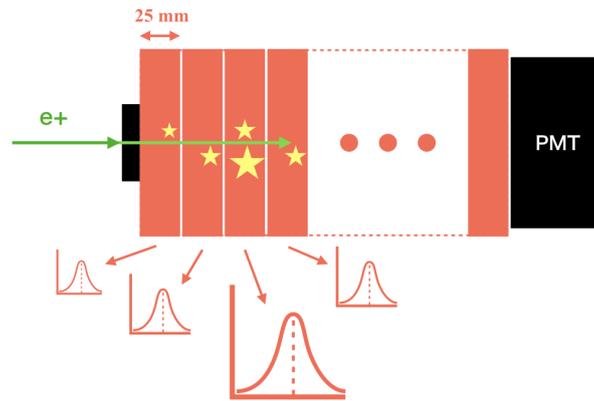


図 2.24 CsI 結晶を 25 mm 厚のセルに分割し、セルごとに検出した光子から波形を構成した。

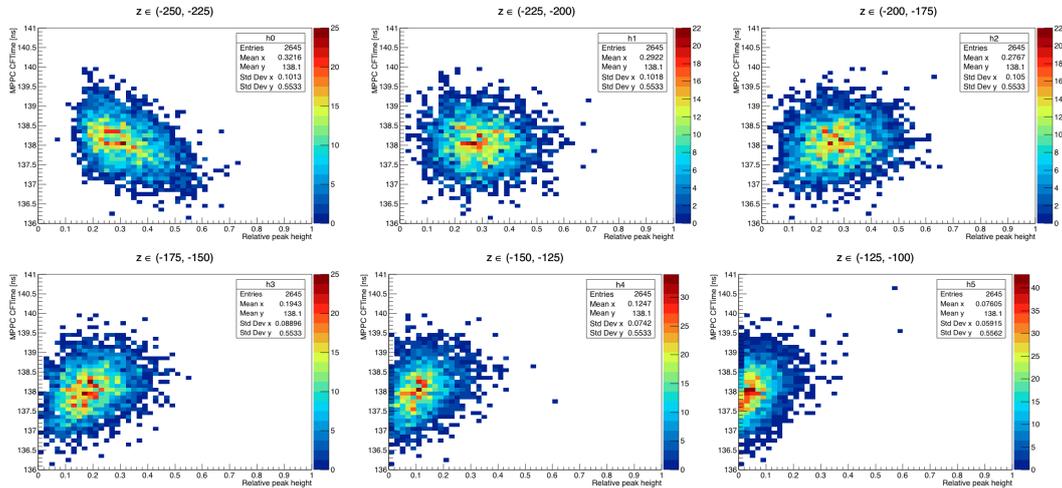


図 2.25 Large 結晶の中心に 400 MeV 陽電子を照射したときの、結晶全体の CFTime と晶全体の波高に対するセルごとの波高の比の相関 (シミュレーション)。6 つの図は最上流の 6 個のセルにおける相関を表す。

2.9 MPPC の時間応答の位置依存性

結晶の光量分布や時間応答は結晶ごとに異なり、MPPC 側では複数の結晶をまとめて読み出すため、MPPC の検出時間や光量には位置依存性が現れる。図 2.26 に、10 cm 角領域の結晶の 2 箇所に 800 MeV 陽電子を照射したときの、MPPC の CFTime とエネルギー重心位置の相関を示す。カロリメータの結晶でもこのような位置依存性があると、 γ の検出時間を良い分解能で測定できないため、中性子背景事象の削減能力が低下する可能性がある。

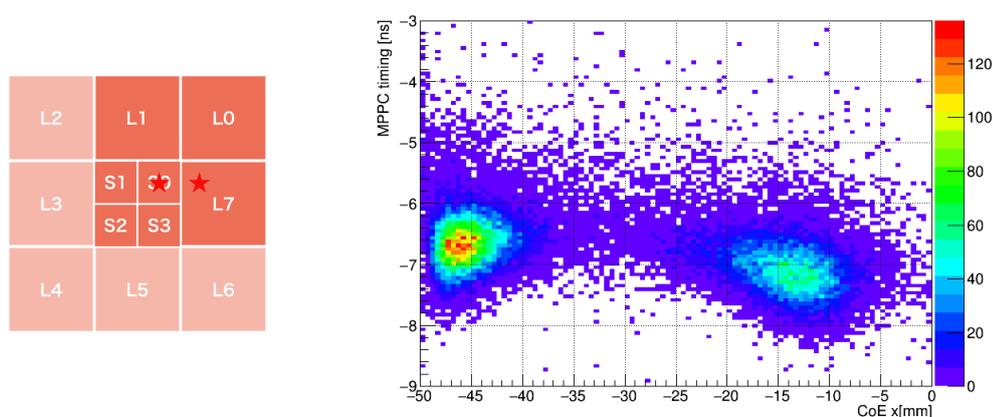


図 2.26 (左) 800 MeV 陽電子を照射し、濃い色の領域の MPPC をまとめて読み出した。星印はビーム照射位置 $(x, y) = (-12.5, 12.5), (-37.5, 12.5)$ mm を表す。(右) MPPC の CFTime とスタート時間の時間差とエネルギー重心 x 位置の相関。

この節では、 z - t 相関などの結晶個体差が MPPC の時間応答の位置依存性にどのように影響するかを調べる。2.9.1 項では、まず結晶 L0 と L7 の結晶個体差の測定について説明した後、得られた個体差を反映させたシミュレーションがサム読み出しの位置依存性を再現できるかを調べる。2.9.2 項では、結晶 L0 と L7 の波形の違いが z - t 相関の個体差にどのように反映されるかを調べる。

2.9.1 結晶個体差と位置依存性

z - t 相関などの結晶個体差による影響を議論するためには、結晶ごとに MPPC と PMT の z - t 相関や光量を測定しなければならない。MPPC と PMT の時間応答はスタート時間との差を取ることで求まるため、スタート時間も精度よく測定する必要がある。この試験では 6 台の宇宙線カウンター間の時間のずれを測定しなかったため、宇宙線カウンターから安定したスタート時間を得ることはできない。そこで、図 2.27 のように 6 箇所の z 位置に 800 MeV 陽電子を照射して結晶の応答の z 依存性を調べた。ただし、この方法では結晶群の外側に位置する結晶しか測定できないため、ここでは結晶 L0 と L7 でのみ測定を行った。図 2.28 に得られた結晶 L0 と L7 の z - t 相関を示す。サムア

ンプと FADC による MPPC 側の検出時間のずれは、サムアンプに入力したテストパルスの出力時間のずれを差し引くことによって補正した。

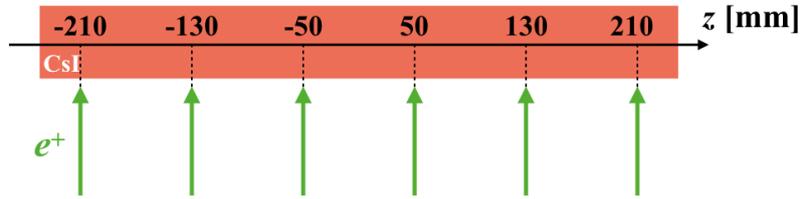


図 2.27 陽電子ビームを用いた結晶の z-t 相関の測定。

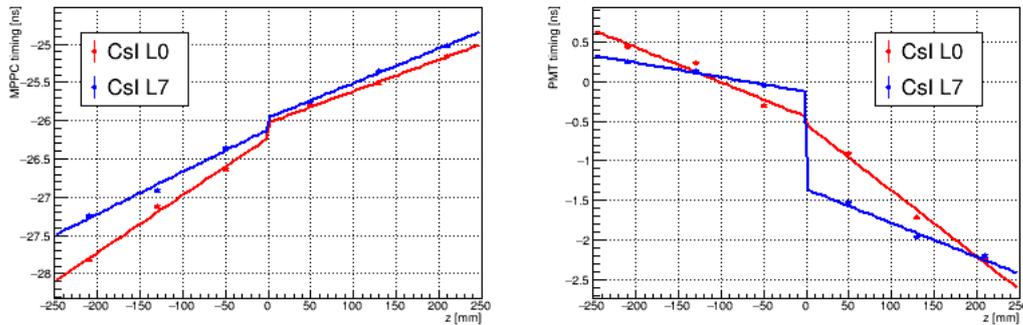


図 2.28 800 MeV 陽電子を用いて測定した MPPC と PMT の z-t 相関。赤点は結晶 L0、青点は結晶 L7 の測定値であり、実線は $z = 0$ mm を境界とした 2 直線によるフィットの結果を表す。結晶 L7 は継ぎ目のある結晶、結晶 L0 は継ぎ目のない結晶である。(左) MPPC の z-t 相関。縦軸はスタート時間から MPPC の CFTime までの時間差分布の Gaussian mean である。(右) PMT の z-t 相関。縦軸はスタート時間から PMT の CFTime までの時間差分布の Gaussian mean である。

次に、10 cm 角領域ではなく結晶 L0 と L7 の MPPC のみをまとめて読み出したデータと、これらの結晶の個体差を反映させたシミュレーションを比較する。

- データ：結晶 L0 と L7 で得られた個体差のみでは、図 2.26 のような他の結晶の寄与が大きい測定結果を議論できない。そこで結晶 L0 または L7 の MPPC を独立に読み出したデータに対し、結晶 L0 と L7 の MPPC 波形を式 (2.1) の Asymmetric Gaussian でフィットし、フィット関数を足し合わせて疑似的な 2 結晶のサム読み出しとした。このとき使用したデータでは、結晶 L0 または L7 の中心に 800 MeV の陽電子を照射した (図 2.29)。
- シミュレーション：z-t 相関は結晶内部におけるシンチレーション光の見かけの伝搬を表すため、z-t 相関に基づいた光学シミュレーションから MPPC の応答の z 依存性を再現できるはずである。そこで、Geant4 によるシャワーシミュレーションと z-t 相関による光子の伝搬を組み合わせた波形シミュレーション (付録 A) を作成した。上記のデータと同様に、結晶 L0 と L7 の波形を足し合わせてサム読

み出しとした。シミュレーションでは、結晶 L0 と L7 の全面に一様に 800 MeV の陽電子を照射した (図 2.29)。

図 2.30 に、MPPC の CFTime とエネルギー重心位置の相関をデータとシミュレーションで比較した結果を示す。右図のシミュレーションにおける二つのクラスター間の時間のずれ (~ 0.5 ns) は、図 2.28 (左) の z - t 相関の $z = -250$ mm での時間 (オフセット) のずれとほぼ等しい。データとシミュレーションで傾向が一致しており、結晶の個体差からおおよそその位置依存性を予測できている。実物のカロリメータの結晶個体差については 3 章で詳しく述べる。

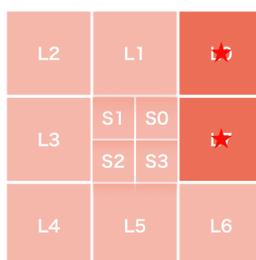


図 2.29 結晶 L0 と L7 の中心に 800 MeV 陽電子を照射して MPPC の時間応答の位置依存性を調べた。比較に用いたシミュレーションでは、濃い色で示した領域に一様に 800 MeV 陽電子を照射している。

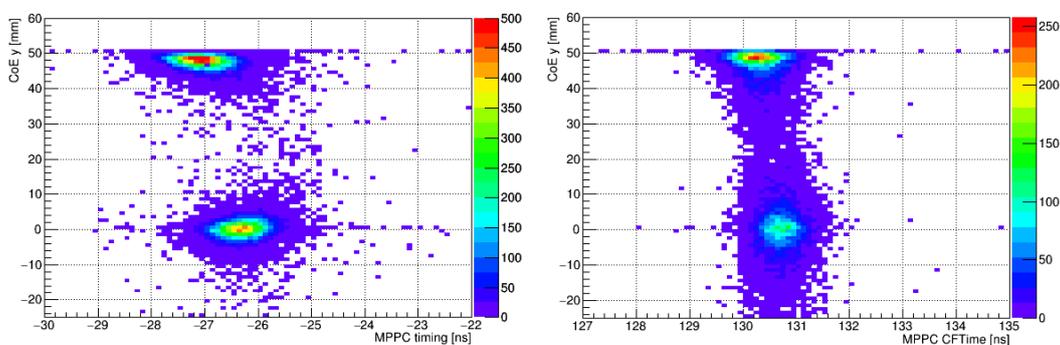


図 2.30 (左: データ) 800 MeV 陽電子を結晶 L0 と L7 の中心に照射したときの、MPPC の CFTime と CoE y 位置の相関。(右: シミュレーション) 800 MeV 陽電子を結晶 L0 と L7 の全面に照射したときの MPPC の CFTime と CoE y 位置の相関。

2.9.2 波形の違いによる検出時間のずれ

2.9.1 項で、 z - t 相関のオフセットのずれが位置依存性に現れることを確認した。このオフセットのずれは波形の違いによるものと考えた。これを確かめるため、CFTime における固定比を 0 から 1 まで変化させて波形をスキャンし、各固定比において結晶 L0 と L7 の z - t 相関のオフセットを比較した。図 2.31 はオフセットの差分と固定比の相関

を示している。差分が固定比に依存して減少していることから、波形の立ち上がり部分の違いがオフセットのずれに大きく寄与していることがわかる。

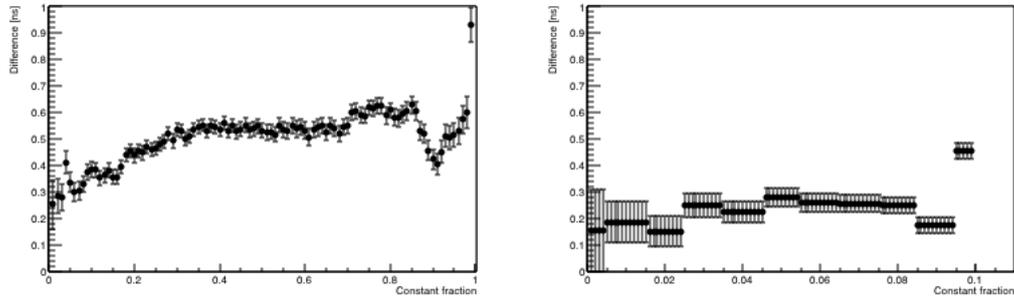


図 2.31 固定比を変化させたときの結晶 L0 と L7 の z-t 相関のオフセットどうしの差。右図は固定比 $\in (0, 0.1)$ の領域を拡大したもの。

2.10 まとめ

サムアップを用いた両読み機構において、結晶単体の両読み機構と同等の時間分解能が得られた。また、放射線損傷を受けた MPCC が問題なく動作することを確認できた。複数の結晶をまとめることによる位置依存性は無視できないが、結晶個体差から傾向を再現できることがわかった。実際のカロリメータの結晶個体差の評価については 3 章、個体差を考慮した背景事象削減能力の評価については 4 章で述べる。

第3章

宇宙線を用いた CsI カロリメータ両読み機構の評価

2章では、複数の結晶の MPPC をまとめて読み出す場合について、測定した結晶個体差から MPPC の応答の傾向を再現できることを確認した。2018年にカロリメータのほぼ全ての結晶に MPPC を接着し、カロリメータに両読み機構を導入した。カロリメータの結晶について同様の評価を行うため、宇宙線を用いてカロリメータの全結晶について、光量や z - t 相関などを測定した。この章では、カロリメータに新しく導入した MPPC の性能評価について述べるとともに、結晶個体差が生じる原因について考察する。

3.1 概要

2018年の夏から冬にかけて、カロリメータの2268本のCsI結晶にMPPCを接着し、両読み機構を導入した。2.9.1項で説明した結晶個体差を反映した波形シミュレーションをカロリメータの結晶に適用するためには、カロリメータの全結晶の応答を調べる必要がある。結晶の光量の深さ依存性や z - t 相関、時間分解能などを結晶ごとに測定するには、宇宙線が最も適している。この実験の目的は以下の4つである。

- 宇宙線を用いてカロリメータの結晶の応答の z 依存性を測定する機構を開発する。
- 導入した MPPC の光量や時間分解能などの基礎性能を評価する。
- 結晶ごとに光量分布や z - t 相関などを測定する。
- 測定した結晶個体差の原因を調べる。

測定で得られた結晶個体差を反映したシミュレーションについては4章で述べる。

以降では説明を簡略化するため、検出器から得られる「時間」は CFTime を指すものとする。

3.2 セットアップ

先行研究から、宇宙線に対する MPPC と PMT の時間分解能はそれぞれ 1.4 ns, 0.7 ns 程度であることがわかっている [11, 14]。典型的には時間差分布の 7 ns が 50 cm の深さに対応することから、宇宙線に対する時間差分解能は十数 cm の位置分解能に相当する。宇宙線を用いてカロリメータの z 方向をスキャンし、また MPPC と PMT の z - t 相関を測定するためには、以下のような機構が必要となる。

- 直径 1.9 m のカロリメータを覆うことができる。
- 宇宙線が通過した位置を 10 cm より十分小さい分解能で決定できる。
- 1 ns より十分小さい時間分解能でスタート時間を決定できる。

CsI カロリメータの結晶に MPPC を接着する際、図 3.1 のように KOTO 検出器からカロリメータを分離した。そのため、宇宙線をトリガーするための検出器をカロリメータの直上と直下に配置した。

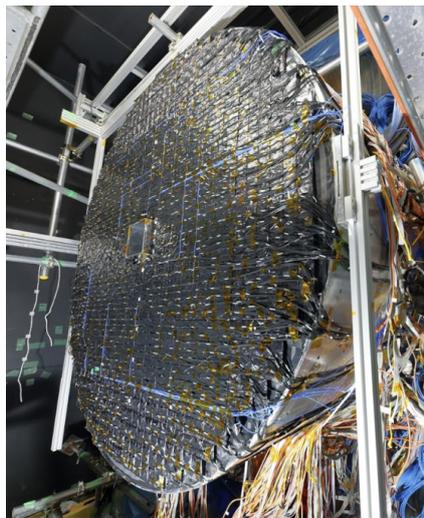


図 3.1 CsI カロリメータの写真。MPPC を接着するため、一時的に KOTO 検出器から分離された。図はすべての MPPC が導入された後に撮影されたものである。

図 3.2 にこれらの検出器の全体的な配置を示す。カロリメータの上下に長さ 2000 mm、幅 50 mm、厚さ 100 mm のプラスチックシンチレーションカウンターを 6 台ずつ配置した。それぞれのカウンターの両側に PMT を接着し、125 MHz FADC を用いて波形を記録した。図のようにビーム軸と直交するように x 軸, y 軸をとり、 x - y 平面の原点はカロリメータの中心とした。結晶ごとの上流面の z 位置は最大で約 7 mm 異なっているため、結晶ごとにビーム軸に平行で結晶の上流面から 250 mm 下流側の位置が $z = 0$ となる局所的な z 軸を使用する。

接着した MPPC を配線によって接続し、その出力をサムアンプを用いて 4 つまでま

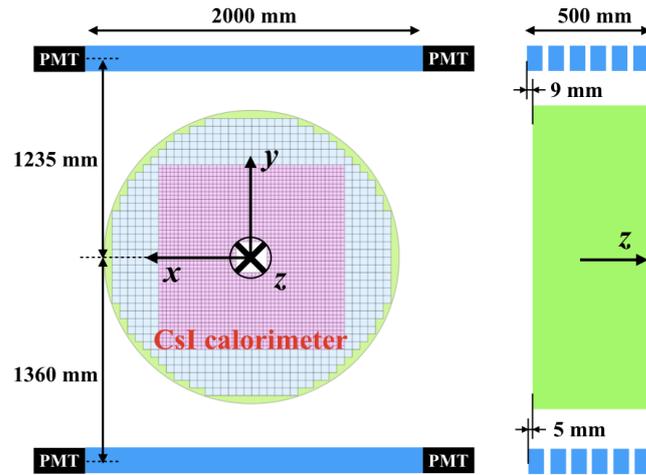


図 3.2 CsI カロリメータの宇宙線測定系の概要図。カロリメータの中心を原点とし、 z 軸がビーム軸と一致するように座標系をとる。 z 方向に並べられた 6 台のカウンターの相対的な z 位置は $\{0, 95, 185, 265, 355, 450\}$ mm である。

とめて読み出した。結晶の応答を個別に測定するため、水平方向に並んだ結晶のみをサムアップでまとめて、まとめられた複数の結晶に宇宙線がまたがってエネルギーを落とす事象を抑制した。宇宙線測定は MPPC の接着作業と平行して 14 回に分けて行った (付録 B)。以降の解析では、これら全ての測定結果から解析に応じた条件を満たす事象のみを使用した。

3.3 トリガー

宇宙線カウンターの x 方向の長さは 2 m と長く、シンチレーション光は減衰しながら伝搬するため、PMT の光量には x 依存性が生じる。光量は伝播距離に対して指数関数的に減衰するため、宇宙線が位置 x を通過したとき、カウンターの両端 $x = x_+, x_-$ に位置する PMT の光量 $A_+(x), A_-(x)$ の積は一定とみなせる；

$$A_+(x)A_-(x) \approx A_+(x_+) \exp\left(-\frac{x_+ - x}{\lambda}\right) A_-(x_-) \exp\left(-\frac{x - x_-}{\lambda}\right) \quad (3.1)$$

$$= A_+(x_+)A_-(x_-) \exp\left(-\frac{x_+ - x_-}{\lambda}\right) \quad (3.2)$$

$$= \text{const.} \quad (3.3)$$

ここで λ は光子の減衰長である。図 3.3 は両側の PMT の波高の相関であり、双曲線上の帯が MIP が落とすエネルギーのピーク値の減衰を表している。光量に 10 倍程度の減衰があるため、各カウンターで両側の PMT のどちらかが閾値を超えたことを要求した。すべての PMT に 1000 count の閾値を設定し、上下のそれぞれで閾値を超えた PMT が 1 個以上ある場合にデータを取得した。これより、任意の上下のカウンターの組にヒットがある事象を収集するため、結晶内の異なる z 位置を通過する 36 通りの飛跡を再構

成できる。

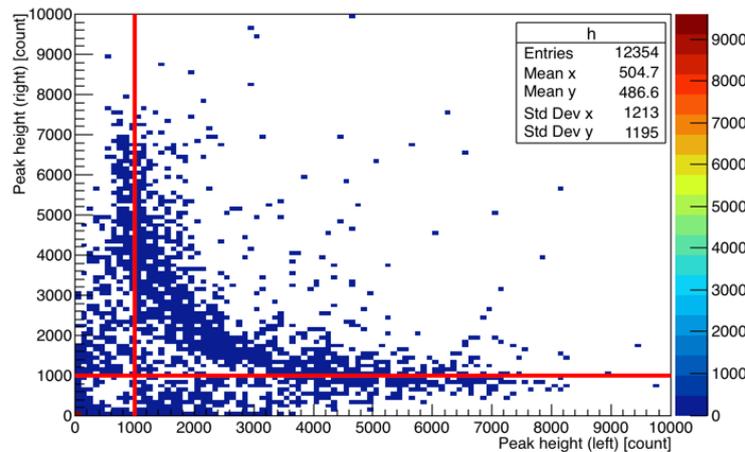


図 3.3 宇宙線カウンターの両端 PMT の波高の相関。赤線は PMT の閾値を表し、どちらかの PMT が閾値を超えたときにそのカウンターにヒットがあったとした。

3.4 宇宙線カウンターの較正と補正

3.4.1 ヒット x 位置の較正

3.4.2 項で述べる補正のために、宇宙線カウンターのヒット x 位置の較正を行った。CsI 結晶の両読み機構と同様に、宇宙線カウンターにおいても両側の PMT の時間差からヒット位置を再構成できる。

時間差とヒット位置の関係を得るためには、参照となるヒット位置を求める必要がある。そこで、3.7.2 項で述べる結晶ごとのヒット情報から x - y 平面における宇宙線の飛跡を再構成し、この飛跡をカウンターの y 位置まで外挿して参照となるヒット x 位置を得た。ここでは再構成された飛跡の不定性を減らすため、 y 方向に 900 mm 以上離れた 2 個以上の結晶にヒットがあることを要求した。また、宇宙線がカウンター内を x 方向に通過する距離をなるべく短くするため、上下のカウンターの参照となる x 位置の差が 5 cm 以内であることを要求した。図 3.4 に外挿したヒット位置と時間差の相関を示す。ヒット位置と時間差の関係は直線だと仮定し、以降ではフィットで得たパラメータを用いて、両端の PMT の時間差から x 位置を計算した。

3.4.2 スタート時間の x 依存性の補正

宇宙線カウンターの両側 PMT の平均時間はヒット x 位置にほぼ依存しない。ここでは上側のカウンターの平均時間をスタート時間とした。スタート時間に x 位置依存性が残っているかを調べるため、下側のカウンターでも同様に平均時間を計算し、スタート時間との差分の x 依存性を調べた。このとき、下側のカウンターの平均時間の x 依存性

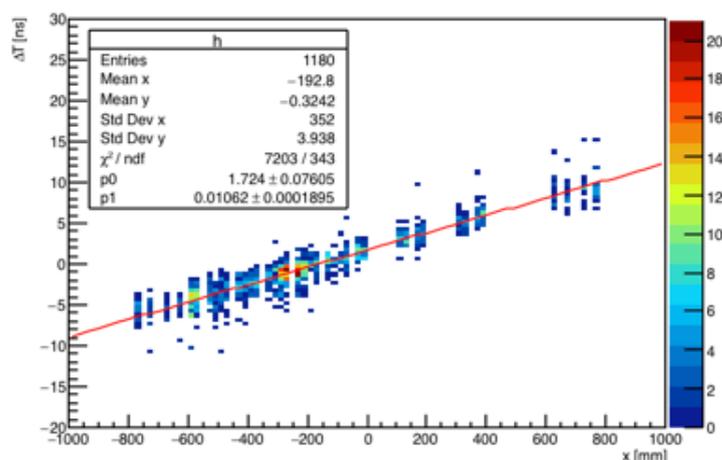


図 3.4 宇宙線カウンターのヒット位置と両側の PMT の時間差の相関。赤線は直線によるフィットの結果を表す。

を無視するため、図 3.5 (左) のように宇宙線が下側のカウンターの中心付近を通過した事象のみを使用した。この時間差には宇宙線の飛行時間 (TOF^{*1}) が含まれ、TOF は上側のカウンターのヒット位置に依存する。TOF の寄与を補正するため、上下のカウンターのヒット位置の間の距離を光速で割った値を TOF とし、この時間差から TOF を差し引いた。図 3.5 (右) に、上側のカウンターにおけるヒット x 位置とこの時間差の相関を示す。この相関を z 方向の 36 通りの飛跡ごとに求め^{*1}、二次関数でフィットした結果を用いて、ヒット位置から $x = 0$ までの平均時間のずれをスタート時間から差し引いた。

例として、図 3.6 に宇宙線が最上流のカウンターの組を通過したときの上下のカウンターの平均時間どうしの差の分布を示す。青で示した分布がこの補正を適用する前、赤で示した分布が補正後であり、補正によってわずかに分布の幅が細くなっている。

3.4.3 宇宙線カウンター間の時間のずれの補正

上側の 6 台のカウンターから共通なスタート時間を得るためには、上側のカウンター間の時間のずれ (クロスタイミング) を補正する必要がある。ここでは下側のカウンターを一つ選び、これに対する上側のカウンターどうしの時間のずれをクロスタイミングとした。まず特定の下側のカウンターと上側のカウンターで両側の PMT の平均時間を計算し、これらの差から 3.4.2 項と同様に TOF を差し引いた。このとき、平均時間の位置依存性を無視するため、上下のカウンターのヒット位置が $x \in (-100, 100)$ mm にある事象を用いた。このようにして得られた時間差の分布のピーク値をすべての上側のカウンターについて求めた。最後にこれらのピーク値どうしの差分を計算し、下側のカ

*1 Time Of Flight の略。

*1 カウンターごとに補正すれば十分だが、当時はそのようにした。

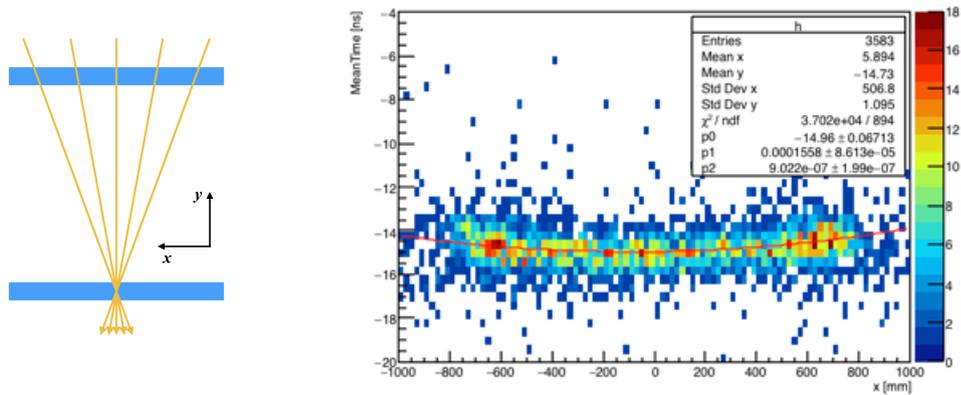


図 3.5 スタート時間の x 位置依存性の補正。(左) 宇宙線が下側のカウンターの $x \in (-100, 100)$ mm を通過した事象を使用した。(右) TOF 補正後の上下のカウンターの平均時間差の x 位置依存性。赤線は $p_0 + p_1x + p_2x^2$ によるフィットの結果を表す。

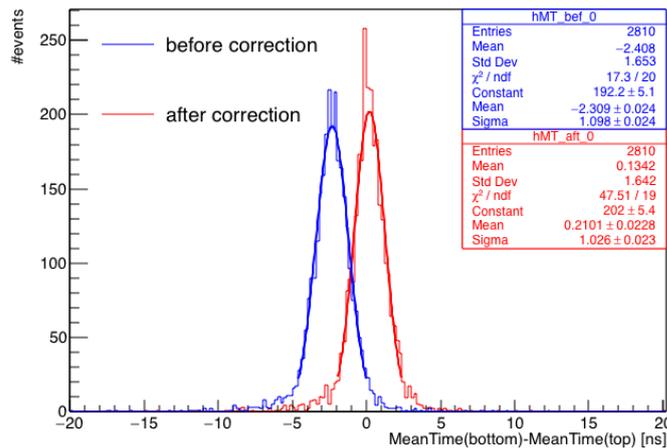


図 3.6 x 依存性の補正後の前後での、上側と下側のカウンターの平均時間どうしの差の分布。3.4.3 節の補正によって下側のカウンターの平均時間にオフセットを加えたため、補正後の分布の位置は補正前からずれている。

ウンターの時間情報を打ち消し、クロスタイミングを得た。得られたクロスタイミングは下側のカウンターの選び方に依らず一定であったため、補正が正しく行われたと判断した。

3.5 スタート時間の分解能

特定の上下のカウンターの組から得られる平均時間差の分解能は、それぞれのカウンターの時間分解能の二乗和で表される。上下のカウンターで分解能が等しいと仮定すると、片側のカウンターの分解能は平均時間差の分解能の $1/\sqrt{2}$ 倍となる。ここでは z 位

置の等しい*2上下のカウンターの組を用いて、上側のカウンターのスタート時間の分解能を x 位置ごとに求めた。ここでは TOF の不定性を排除するため、上下のカウンターのヒット x 位置どうしの差が 10 cm 以下であることを要求した。図 3.7 に x 位置ごとに求めたスタート時間の分解能を示す。時間分解能はカウンター全体で概ね 1 ns 以下であり、 z - t 相関を測定するための要求を満たしている。

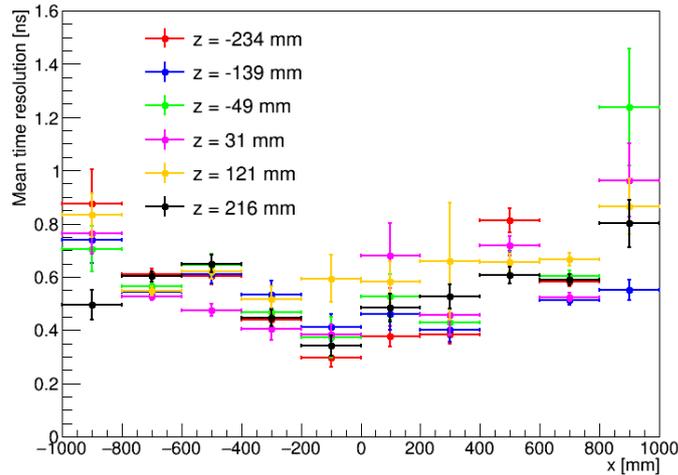


図 3.7 スタート時間分解能の x 位置依存性。色は上側の 6 台のカウンターに対応する。

3.6 CsI 結晶の較正

3.6.1 エネルギー較正

3.7.2 節で述べる事象選別のため、宇宙線が結晶に落とすエネルギーと積分 ADC 値の比を用いてエネルギー較正を行なった。

まず宇宙線が結晶に落とすエネルギーを見積もるため、次のようなシミュレーションを作成した。Geant4 を用いて CsI カロリメータと宇宙線カウンターを再現し、カウンターの直上からミュオンを発射した。ミュオンの天頂角 θ の分布は $\cos^2 \theta$ に従うものとし、運動量分布は実験値に基づいた値を用いた [17]。 z 位置の等しい上下のカウンターの両方に 5 MeV 以上のエネルギーを落とした事象を用いて、宇宙線が落とすエネルギーのピーク値を結晶ごとに求めた。Small 結晶と Large 結晶に落とされるエネルギーのピーク値の平均は、それぞれ 14.5 MeV, 30.2 MeV と見積もった。

データ側では、結晶に落とされたエネルギーを PMT の積分 ADC 値の定数倍として求めた。 γ はカロリメータの上流で反応するため、図 3.8 (左) のように宇宙線が上流側を通過した事象を用いた。例として、図 3.8 (右) に Large 結晶で得られた積分 ADC 値の分布を示す。分布を Landau 関数と直線の和の関数でフィットしてピーク値を求めた

*2 正確には上側のカウンターのほうが 4 mm 上流に位置している。

後、この値がシミュレーションから見積もられたエネルギーに一致するように較正定数を求めた。

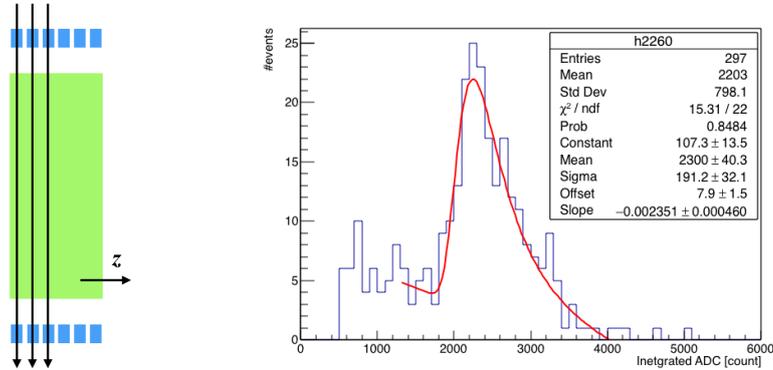


図 3.8 (左) CsI 結晶のエネルギー較正では、上流側で同じ z 位置のカウンターにヒットがある事象を使用した。(右) Large 結晶の PMT の積分 ADC 値分布の例。赤線は Landau 関数と一次関数の和によるフィットの結果を表す。

3.6.2 ヒット z 位置の較正

結晶の応答の z 依存性を調べるため、宇宙線カウンターによって再構成した飛跡を用いて、それぞれの結晶で宇宙線が通過した z 位置を見積もった。宇宙線は非一様な天頂角分布に従うため、 y - z 平面において上下のカウンターの中心を結んだ直線と結晶の y 位置の交点の z 位置 z_{cal} は、真のヒット z 位置分布からずれる可能性がある。宇宙線の天頂角分布を考慮したヒット z 位置の中央値を見積もるため、項で述べたシミュレーションを用いて、それぞれの結晶で z 方向の 36 通りの飛跡ごとにヒット z 位置分布のピーク z_{MC} を求めた。36 通りの飛跡を区別するため、trackID を図 3.9 のように定義する。

例として、図 3.10 に trackID に対する Z_{MC} と Z_{cal} の差分を示す。trackID が大きくなるにつれて $Z_{MC} - Z_{cal}$ が全体的に負の方向に移るのは、図 3.2 に示した上下のカウンターの z 位置のずれが原因だと考える。以降の解析では Z_{MC} を結晶のヒット z 位置とした。

3.6.3 MPPC のタイミングオフセット補正

サムアンプの出力チャンネルごとのタイミングオフセット (T_0) は、MPPC の波形の個体差やアンプ回路の T_0 、FADC のタイミングオフセットに起因すると考えている。この試験ではサムアンプの T_0 を直接測定しなかったが、代わりに次のような方法で T_0 補正を試みた。最上流の上下のカウンターを通過した事象を用いて、サムアンプでまとめられた出力ごとの CFTime の分布を得る。この分布には複数の結晶からの寄与が混在しているが、その平均値は読み出しチャンネルの T_0 とみなせるとして補正した。その結果、3.10.1 項で述べる MPPC の z - t 相関の $z = -250$ mm での検出時間について、

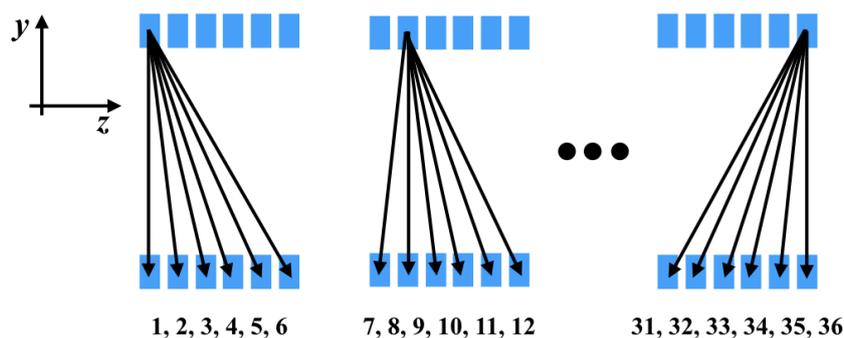


図 3.9 上側の上流から i 番目 ($i = 0 \sim 5$) のカウンターと、下側の上流から j 番目 ($j = 0 \sim 5$) のカウンターを通過した飛跡の trackID を $6i + j + 1$ と定義する。

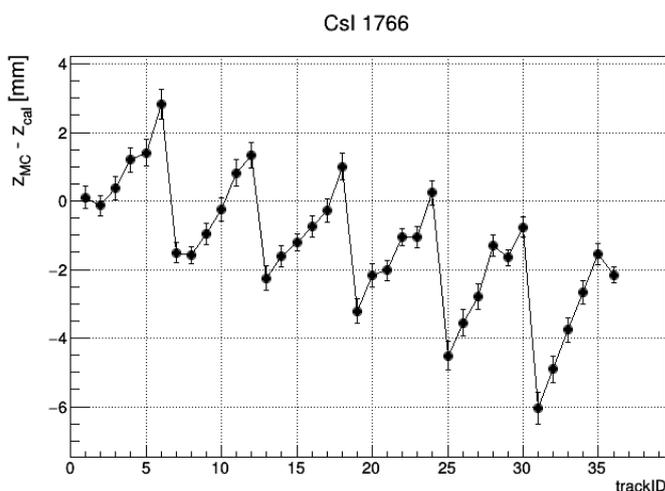


図 3.10 trackID に対する Z_{MC} と Z_{cal} の差の例。

結晶全数の分布の標準偏差は 1.6 ns から 0.5 ns に減少した。この方法では図 1.11 のハイブリッド単位での時間のずれまでは補正できない。しかし、サムアンプの異なるチャンネルにテストパルスを入力し、それらの出力波形の CFTime を測定した結果から、サムアンプに由来する時間のずれは 0.1 ns 程度と非常に小さいことがわかっている。

3.7 事象選別

結晶の光量や時間応答の z 依存性を測定するためには、宇宙線が宇宙線カウンターと結晶に十分なエネルギーを落とさなければならない。宇宙線が上下のカウンターと CsI 結晶を通過したことを保証するため、それぞれの PMT の情報を用いて事象選別を行った。

3.7.1 宇宙線カウンターによる事象選別

宇宙線が上下のカウンターを通過したことを保証するため、宇宙線カウンターの PMT の情報を用いて事象選別を行う。両側の PMT が以下の条件を満たすときに、そのカウンターにヒットがあるとした。

- 一方の PMT の波高が 1000 count 以上であり、ピーク時間が (31 ± 4) clock 以内にある。
- もう一方の PMT の波高が 50 count 以上である。

一つ目の条件は 3.3 節のトリガー条件とほぼ等しく、二つ目の条件でヒット位置から遠いほうの PMT にも最低限の光量を要求している。また宇宙線の貫通事象を電磁シャワーが起こった事象などと区別するため、上下のカウンターに一つずつヒットがあることを要求した。

3.7.2 CsI 結晶ごとの事象選別

図 3.11 のように、PMT で測定したエネルギー分布のペDESTAL部分を Gaussian でフィットし、その $\text{mean} + 5\sigma$ 以上のエネルギーが落とされた場合に、その結晶にヒットがあるとした。PMT は結晶ごとに個別に読み出されているため、特定の結晶における PMT の応答を調べる場合はその結晶のヒットを要求した。MPPC の応答を調べる場合は結晶ごとの応答を抽出するため、サムアンプでまとめられた他の結晶にヒットがないことも要求した。

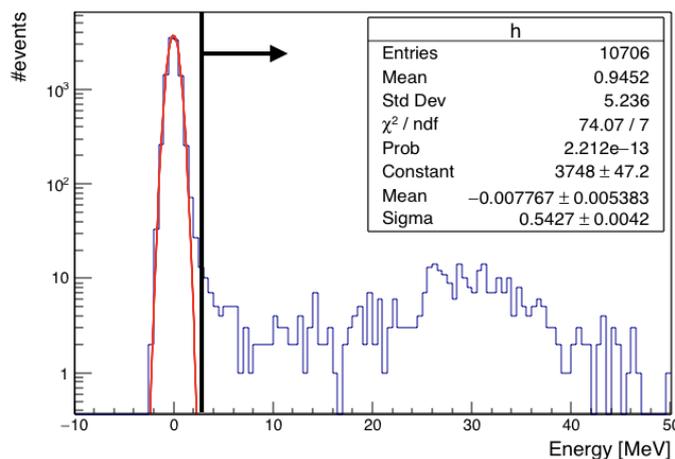


図 3.11 PMT で測定された Large 結晶のエネルギー分布の例。赤線は Gaussian によるフィットの結果、黒線は $\text{mean} + 5\sigma$ の閾値を表す。

3.8 PMT の光量の変化

この節では、結晶上流面に MPPC を接着したことにより PMT の光量がどのように変化したかを調べる。

3.8.1 光量の変化

MPPC を接着したことで PMT の光量の絶対値が変化したかどうかを調べた。MPPC 接着前の PMT 光量として、2018 年 6 月に CsI 結晶のセルフトリガー^{*1}で測定された宇宙線データにおける、積分 ADC 値分布のピーク値を使用した。MPPC 接着後の PMT 光量を、宇宙線が同じ z 位置にある上下のカウンターの組を通過した事象から得られた、PMT の積分 ADC 値分布のピーク値とした。宇宙線が結晶に落とすエネルギーは結晶中の通過距離に比例するため、MPPC 接着後の光量を y - z 平面に射影した宇宙線の結晶中での通過距離で規格化した。

両読み機構の導入以外に PMT の光量を変化させる要因として、CsI 結晶の発光量と PMT のゲインの温度依存性がある。前述の宇宙線測定中の結晶と PMT の温度を次のように見積もった；

- MPPC 接着前：CsI カロリメータの上流面には 18 個の熱電対が取り付けられており、カロリメータ上流面の温度を測定できる。保守的に評価するため、これらの熱電対の温度データの最大値を結晶の温度と仮定する。MPPC 接着前の宇宙線測定における温度の詳細が手に入らなかったため、代わりに 2013 年の物理ランにおける測定結果を参照した。このランでは結晶上流面の温度は最大で 30.5 度であった。PMT の温度は結晶上流面の温度と等しいと仮定する。
- MPPC 接着後：宇宙線測定の間、MPPC 用のフロントエンド回路 [13] に取り付けられた温度センサーによって、基板表面の温度が常に測定されていた。フロントエンド回路とカロリメータは同じ乾燥室内で大気中に置かれていたため、この回路で測定された温度は結晶と PMT の温度と等しいと仮定する。宇宙線測定中に測定された温度は 25 度から 27 度で安定しており、ここでは結晶と PMT の温度を 26 度とする。

これより、結晶と PMT の温度は MPPC 接着前後の測定で -4.5°C 異なると見積もった。結晶の発光量と PMT のゲインの温度特性は、それぞれ $-0.93\%/^{\circ}\text{C}$, $-0.45\%/^{\circ}\text{C}$ である [14, 16]。したがって温度の違いによる光量の変動は $+6.2\%$ となる。

PMT の光量の変化は、もともと結晶上流面に使われていた反射材の反射率に依存すると予想される。そこで、図 3.12 (左) のように反射材を色ごとに 5 種類に分類した。

- 黒色

^{*1} カロリメータに落とされたエネルギーの合計が 550 MeV 以上のときにデータを取得した。

- 黒色と銀色からなり、銀色の割合が半分以下
- 黒色と銀色からなり、銀色の割合が半分以上
- 銀色
- 白色

図 3.12 (右) に、温度の違いを補正した後の、反射材の種類ごとの MPPC 接着前後の PMT 光量の変化率を示す。MPPC 接着前に使用していた反射材の反射率が低いほど光量が増加している。また、光量の変化が最も小さかったのは、もともと 50 % 以上が銀色の反射材を使用していた結晶である。MPPC 接着後の反射材も銀色であり、結晶表面の 75 % を覆っているため、この結果は妥当である。

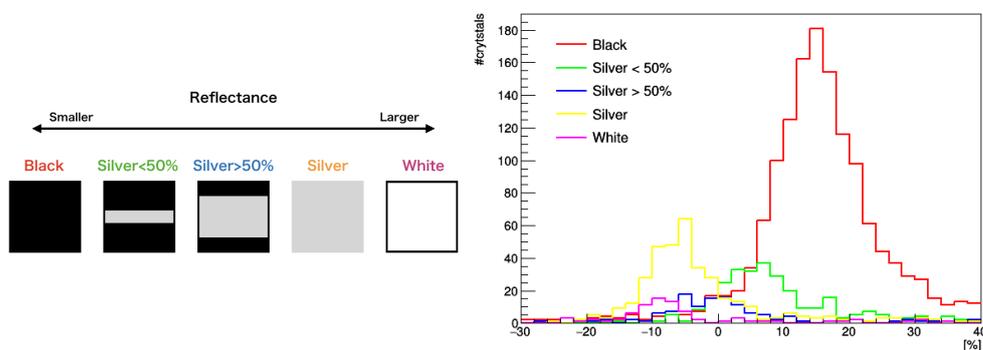


図 3.12 (左) MPPC 接着前の反射材を 5 種類に分類した。(右) PMT で測定した MIP の積分 ADC 値の変化率。色は左図の反射材に対応している。

3.8.2 光量の z 依存性の変化

MPPC を接着したことによって PMT の光量の z 依存性が変化したかどうかを調べた。MPPC 接着前の PMT 光量として、2009–2010 年に李榮篤氏が中心となって測定したデータを用いた。この測定では、結晶の下流側に PMT を取り付け、20 箇所の z 位置に ^{137}Cs 線源を当てて PMT の光量を記録した。MPPC 接着後の PMT 光量として、 z 方向の 36 通りの飛跡について、PMT の積分 ADC 値分布の上位 10 % の事象を除いた平均値を用いた。3.8.1 項と同様に、MPPC 接着後の光量を y - z 平面に射影した宇宙線の結晶中での通過距離で規格化した。

PMT に近い z 位置ほど MPPC 接着による光量の変化は小さくなると予想し、これらの値を以下のように規格化した；MPPC 接着前の z 位置ごとの光量は $z \in (225, 250)$ mm の値が 1 になるように規格化した。MPPC 接着後の測定では、飛跡から再構成された 36 点の z 位置を 20 等分した結晶の z 位置に振り分けており、すべての z 位置に対して測定値があるわけではない。そこで、PMT に最も近い z 位置における値が 1 になるように規格化した。

図 3.13 に、MPPC の接着前後における全結晶の PMT 光量の z 依存性を示す。MPPC 接着前では上流側ほど相対光量が大いだが、接着後では逆に上流側ほど相対光量

が小さい。図 3.14 に結晶ごとに計算した相対光量の変化率の z 依存性を示す。結晶全体の傾向として上流側ほど相対光量は減少し、 $z \in (-225, -200)$ mm での平均変化率は約 -7% であった*1。MPPC を接着したことによって、PMT の相対光量は上流ほど減少したことがわかった。

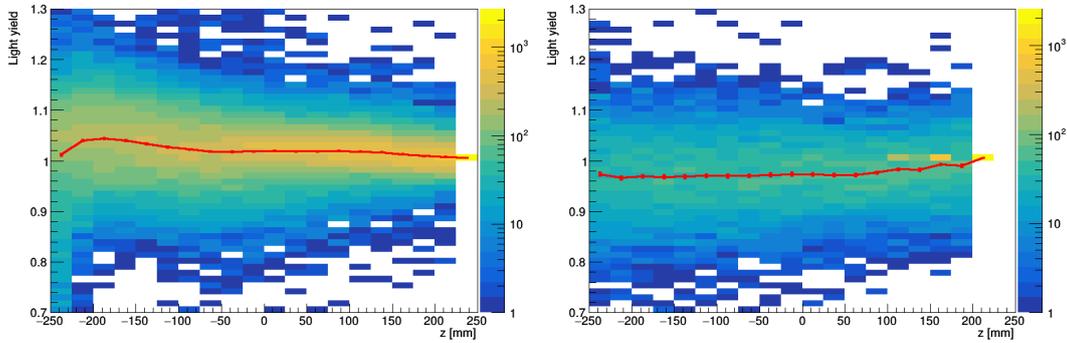


図 3.13 PMT の光量の z 依存性。赤線は各 z 位置での平均値を表す。(左) MPPC 接着前の PMT の光量の z 依存性。 $z \in (225, 250)$ mm での値が 1 になるように規格化している。(右) MPPC 接着後の PMT の光量の z 依存性。宇宙線の飛跡から得られた 36 点の測定点を 20 等分した z 位置に振り分けており、PMT に最も近い z 位置での値が 1 になるように規格化している。

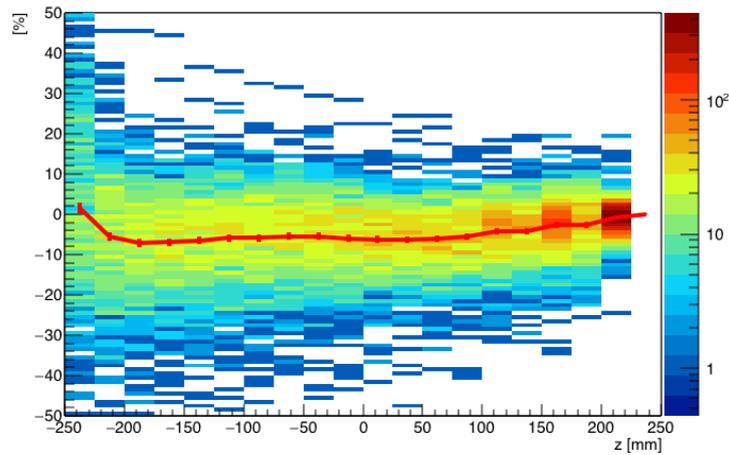


図 3.14 MPPC 接着前後での PMT の相対光量の変化率の z 依存性。赤線は各 z 位置での平均値を表す。

*1 MPPC 接着前の $z \in (-250, -225)$ mm での光量には不自然に小さい値が多いため、この領域で比較した

3.9 MPPC の光量と時間分解能

3.9.1 増幅率の補正

MPPC の動作電圧とブレイクダウン電圧の差をオーバー電圧という。図 3.15 に、MPPC の増倍率と検出効率のオーバー電圧依存性を示す。この宇宙線測定では、すべての MPPC を 3–4 V のオーバー電圧で動作させた。この範囲ではオーバー電圧に対する増倍率と検出効率の関係は直線とみなせる。KOTO 実験では、3 V のオーバー電圧ですべての MPPC を運用することを想定している。この状態での MPPC の光量を見積もるため、図 3.15 に示した関係を用いて光量をオーバー電圧 3 V での値に換算した。

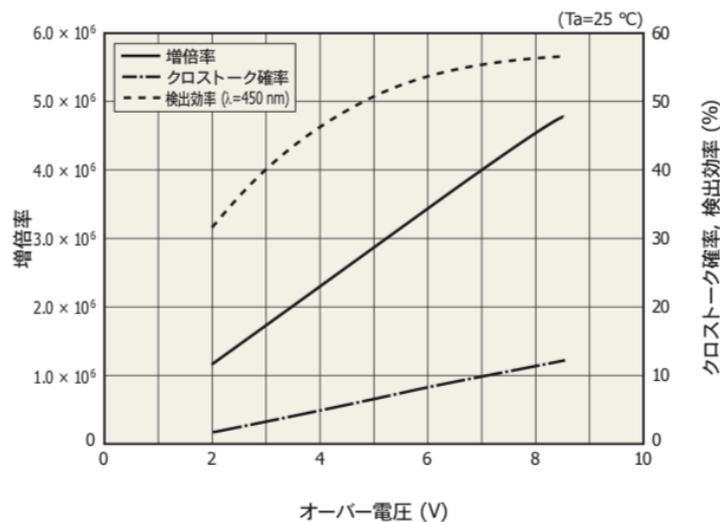


図 3.15 MPPC の像倍率と検出効率のオーバー電圧依存性 [[9]]。

3.9.2 光量と時間分解能

新しく導入した MPPC の性能を確認するため、MPPC の光量と時間分解能を調べた。ここでは光量を、波高分布を Landau 関数と直線の和でフィットしたときの Landau ピークとした。時間分解能は、MPPC の CFTime からスタート時間と TOF を差し引いた分布を Gaussian でフィットしたときの σ である。 γ はカロリメータの上流で反応するため、図 3.16 (左) のように宇宙線が上流側を通過した事象を用いた。

図 3.16 (右) に、結晶の上流側を宇宙線が通過した場合の MPPC の波高と時間分解能の相関を示す。アンプ回路のゲインから予想される波高は Small (Large) 結晶で 100 (200) count 程度 [13] であり、ほぼ全ての MPPC で期待どおりの光量が得られた。時間分解能は過去の測定結果と同程度であり、新しく導入した両読み機構が正しく動作していることを確認した。

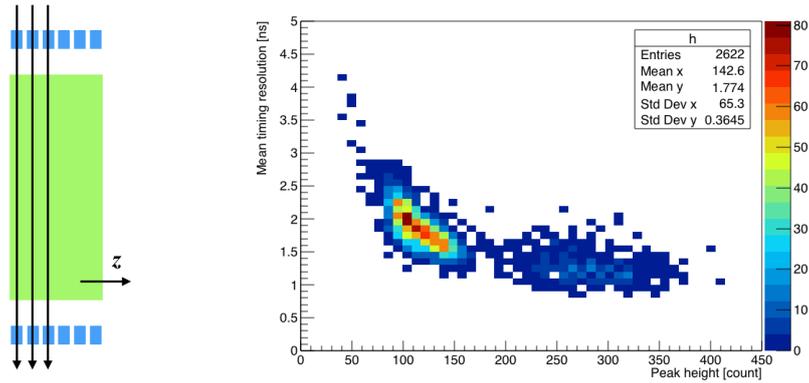


図 3.16 MPPC の光量と時間分解能を確認した。(左) 結晶上流側を通り $y-z$ 平面で垂直な飛跡をもつ事象を使用した。(右) 左図の飛跡ごとに得られた、MPPC の波高と時間分解能の平均値の相関。分布の左右のかたまりはそれぞれ Small 結晶と Large 結晶に対応する。

3.10 結晶の個体差についての考察

カロリメータの各結晶で得られた $z-t$ 相関や光量分布には個体差がある。この節では、個体差の要因を理解するために以下の 3 つを議論する。

- 光量の不連続性と $z-t$ 相関の不連続性の関係
- $z-t$ 相関の光量依存性
- 結晶側面での減衰による影響 (シミュレーション)

3.10.1 $z-t$ 相関のパラメータ表現

図 3.17 に、宇宙線測定で得られた MPPC と PMT の $z-t$ 相関の例を示す。以降の議論のために、 $z-t$ 相関を次の関数でフィットし、4 つのパラメータを得た。

$$\begin{cases} t_0 + s_1(z + 250) & (z \leq 0) \\ t_0 + 250 s_1 + s_2 z + t_{gap} & (z > 0) \end{cases} \quad (3.4)$$

ここで t_0, s_1, s_2 はそれぞれ $z = -250$ mm での検出時間 (オフセット)、上流側の傾き、下流側の傾き、 t_{gap} は $z = 0$ mm での不連続さ (ギャップ) を表す。また、 $z = \pm 250$ mm における検出時間の差をダイナミックレンジと定義する。 s_1, s_2, t_{gap} とダイナミックレンジの符号は MPPC では正、PMT では負となる。

3.10.2 継ぎ目による影響

MPPC の光量の $z = 0$ mm 付近における不連続性から、光学的に結晶の継ぎ目の有無を判別した。不連続性を定量的に評価するため、MPPC の光量の z 依存性を次の関

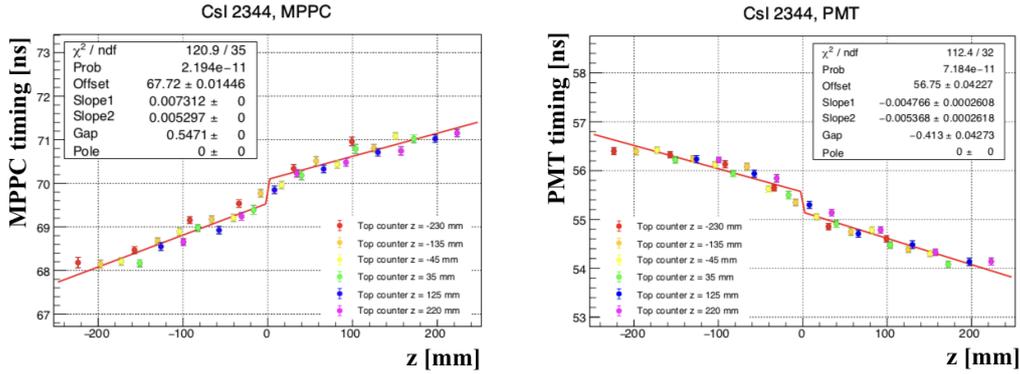


図 3.17 宇宙線を用いて測定した MPPC の z-t 相関 (左) と PMT の z-t 相関 (右)。縦軸は MPPC または PMT の CFTime とスタート時間の差のピーク値である。測定点の色は宇宙線が通過した上側のカウンターに対応する。赤線は式 (3.4) によるフィットの結果を表す。MPPC の z-t 相関のフィットでは、まず MPPC と PMT の時間差の z-t 相関と PMT の z-t 相関のフィットパラメータの和として MPPC 側の z-t 相関の形を決めるパラメータ (上下流の傾きとギャップ) を求め、次にこれらを固定した状態で MPPC の z-t 相関をフィットしてオフセットを求めている。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、このようにしてパラメータを求めた。

数でフィットした。

$$f(z) = p_0 + p_1 \tan^{-1}(p_2(z - p_3)) \quad (3.5)$$

例として、図 3.18 に Large 結晶における MPPC の光量の z 依存性を示す。光量が急激に減衰するほど式 (3.5) の p_2 の絶対値は大きくなることがわかる。そのため、 p_2 を用いて結晶の継ぎ目の有無を判別することができる。図 3.19 に全ての結晶の p_2 の分布を示す。ここでは閾値を-0.015 に設定し、閾値以下の結晶には継ぎ目があるとした。このような光量の不連続性による判定結果と、結晶上流から内部の継ぎ目を観察した結果を比較したところ、図 3.20 のようにおおよそ一致していた。継ぎ目のあると判定した結晶は全結晶の約 75 % となった。

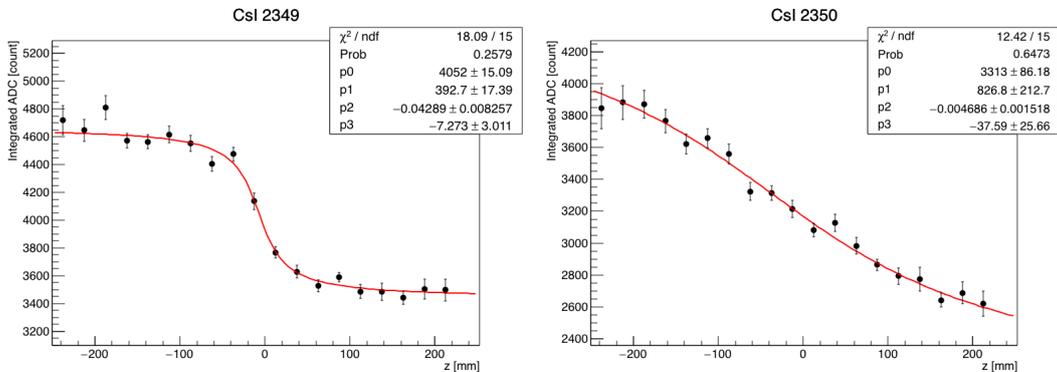


図 3.18 二つの Large 結晶における MPPC の光量分布。

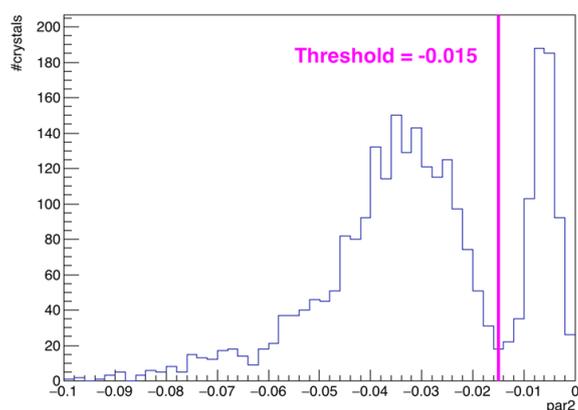


図 3.19 MPPC の光量分布における式 (3.5) の p_2 の分布。紫線の閾値以下の結晶には継ぎ目があるとした。

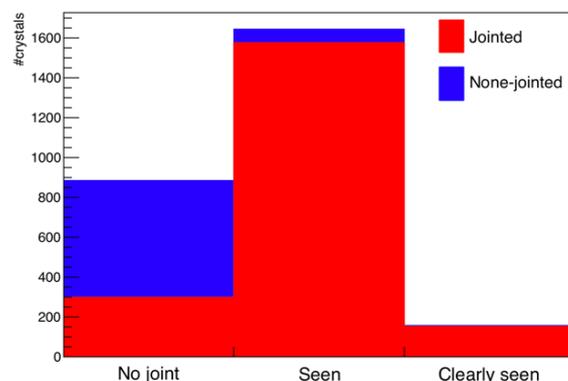


図 3.20 結晶端面から目視による継ぎ目の観察結果。No joint (継ぎ目なし)、Seen (継ぎ目あり)、Clearly seen (継ぎ目がはっきりと見える) の3段階で評価した。赤(青)は継ぎ目がある(ない)と仮定した結晶の分布。

1.3.4 節で紹介した先行研究で述べられたように、継ぎ目における光量の減衰によって z - t 相関が不連続になるのであれば、 z - t 相関のギャップの大きさは光量の減衰の度合いに依存するはずである。MPPC の光量の減衰率を式 (3.5) の関数を用いて $1 - f(250)/f(-250)$ と定義すると、PMT の z - t 相関のギャップと減衰率に図 3.21 に示す相関が得られた。継ぎ目があるとした結晶でのみ負の相関があることから、光量の急激な減衰が z - t 相関にギャップを生じさせることがわかった。

3.10.3 PMT の z - t 相関の個体差

ダイナミックレンジ

図 3.22 に、PMT の z - t 相関のダイナミックレンジと MPPC 光量の減衰率の相関を示す。減衰率が増加するほど、ダイナミックレンジの絶対値も増加している。

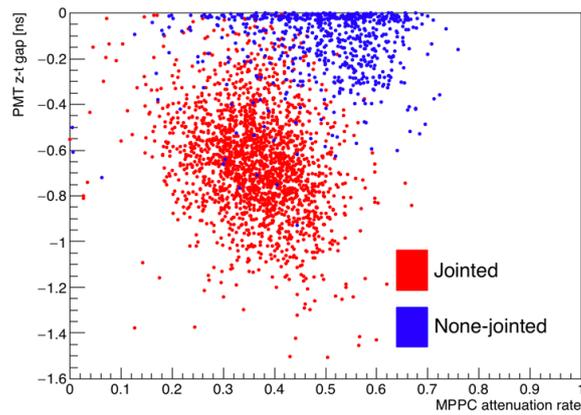


図 3.21 PMT の z-t 相関のギャップと MPPC 光量の減衰率の相関。赤（青）点は継ぎ目がある（ない）とした結晶の分布。

この理由について図 3.23 を用いて考察する。最上流で発光した場合、反射光は直接光とほぼ同時に PMT に到達する。最下流で発光した場合、反射光は結晶を往復するため直接光より遅れて PMT に到達する。MPPC で測定した光量の減衰率はすなわち上流に向かって伝搬する光子の減衰率であり、反射光は上流に進むときに MPPC 光量の減衰率に従って減衰する。したがって、波形中の遅い成分の割合が MPPC 光量の減衰率に依存することになる。FADC の Bessel フィルターによって、遅い成分が増加するほど波形の CFTime は遅くなる（図 3.24）。したがって結晶の両端における CFTime の差は光量の減衰率に依存する。

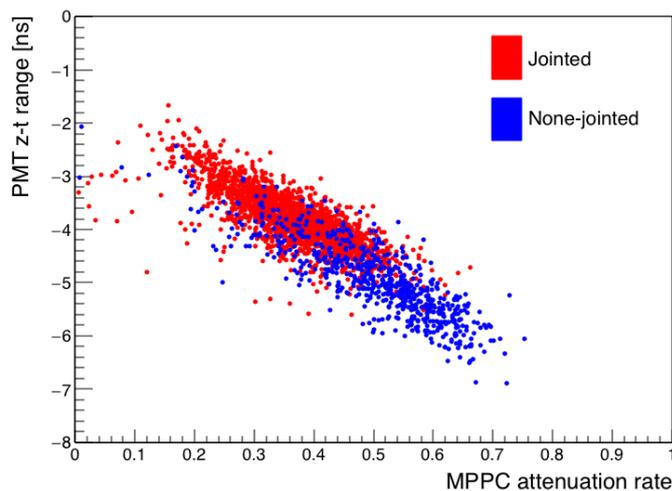


図 3.22 PMT の z-t 相関のダイナミックレンジと MPPC 光量の減衰率の相関。赤（青）点は継ぎ目がある（ない）とした結晶の分布。

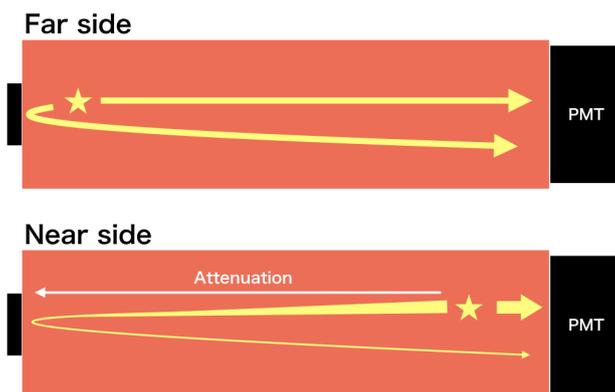


図 3.23 結晶の両端で発光したときの PMT に到達する直接光と反射光の伝搬の伝搬経路。白矢印は個体差に寄与する減衰を表す。

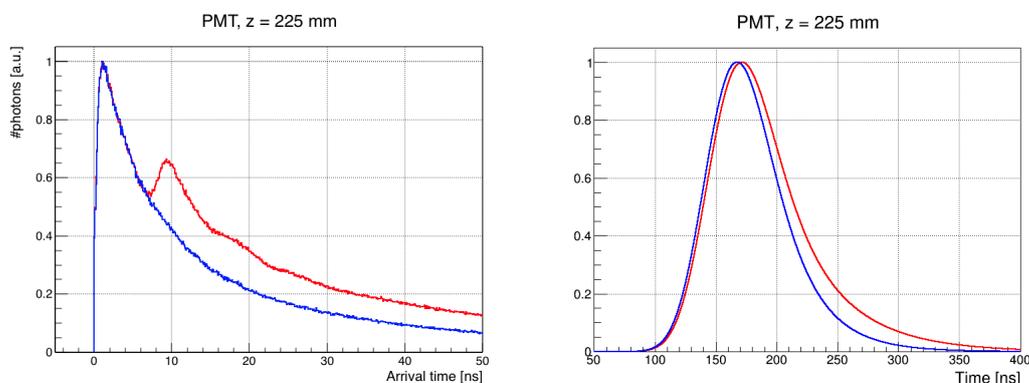


図 3.24 PMT における光子の到達時間分布（左）と観測される波形（右）の例。赤で示した分布は遅い成分を多く含むため、Bessel フィルターを通過した後の波形の立ち上がりは遅くなる。これらの分布は 3.10.5 節で述べるシミュレーションを用いて作成した。

傾き

ダイナミックレンジと同様に、 z - t 相関の上下流の傾きも反射光の寄与で理解できると考えた。図 3.25 に、結晶の上流端と継ぎ目付近で発光したときの光子の伝搬経路を示す。上流側では、反射光が上流側を進む距離は発光位置に依存するため、上流側の MPPC 光量の減衰率が傾きに寄与する。図 3.26 に、結晶の下流端と継ぎ目付近で発光したときの光子の伝搬経路を示す。下流側では、反射光は発光位置によらず $z \in (-250, 0)$ mm を通るため、下流側の MPPC 光量の減衰率のみが傾きに寄与する。

結晶の上流 $z \in (-250, -10)$ mm と下流 $z \in (10, 250)$ mm における MPPC 光量の減衰率を、MPPC 光量における式 (3.5) の関数を用いて次のように定義する。

$$\begin{cases} 1 - f(-10)/f(-250) & (\text{upstream}) \\ 1 - f(250)/f(10) & (\text{downstream}) \end{cases} \quad (3.6)$$

ここで $z = \pm 10$ mm の光量を使用したのは、継ぎ目付近の光量の変化を含まない減衰

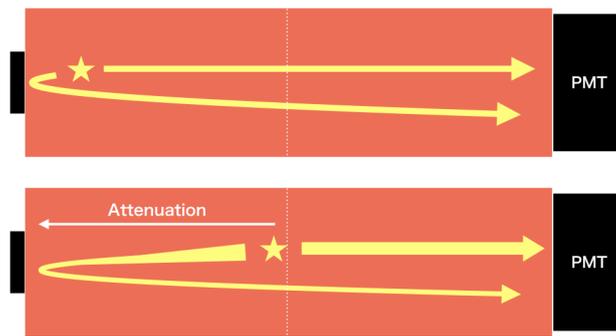


図 3.25 上流側で発光したときの PMT に到達する直接光と反射光の伝搬経路。白矢印は個体差に寄与する減衰を表す。

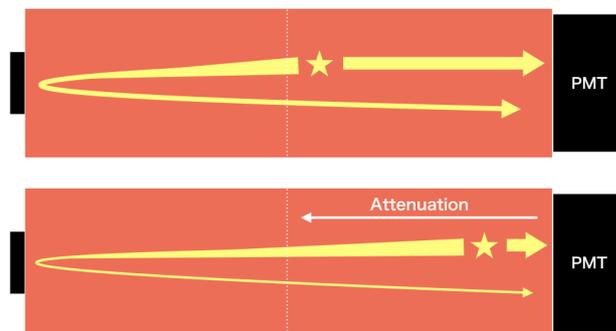


図 3.26 下流側で発光したときの PMT に到達する直接光と反射光の伝搬経路。白矢印は個体差に寄与する減衰を表す。

率を得るためである。

図 3.27 に、結晶の上流と下流における z - t 相関の傾きと減衰率の相関を示す。ダイナミックレンジと同様に、傾きも減衰率に依存している。下流側のほうが相関が強いのは、直接光に対して反射光の到達時間がより遅れることにより、波形中の遅い成分の寄与が強調されるためである。

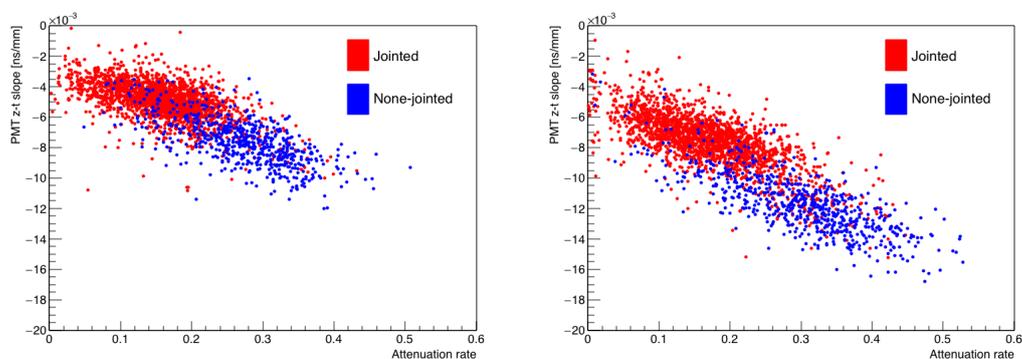


図 3.27 (左) 上流側 (右) 下流側における PMT の z - t 相関傾きと光量の減衰率の相関。赤 (青) 点は継ぎ目がある (ない) とした結晶の分布。

3.10.4 MPPC の z-t 相関の個体差

上下流の傾き

MPPC の z-t 相関の上下流の傾きについても同様に考えると、上下流の MPPC 光量の減衰率がそれぞれの傾きに影響すると推測できる。しかしながら、図 3.28 に示すように継ぎ目のある結晶の下流側を除いて光量と傾きに有意な相関はなかった。PMT で測定した光量になるべく一樣になるように結晶の側面反射材が調整されているため、PMT 光量の減衰を考慮してもやはり相関はなかった。これについては今後の課題としたい。

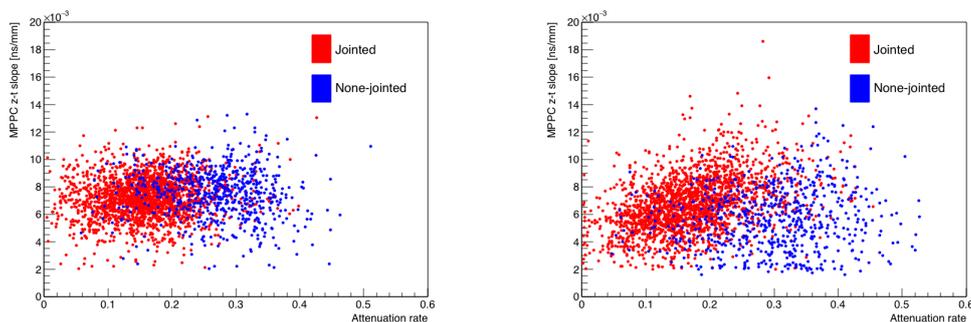


図 3.28 (左) 上流側 (右) 下流側における MPPC の z-t 相関の傾きと光量の減衰率の相関。赤 (青) 点は継ぎ目がある (ない) とした結晶の分布。

オフセット

図 3.29 (左) に MPPC の z-t 相関のオフセット (式 (3.4) の t_0) と上流の傾きの相関を示す。負の相関があるということは、ある z 位置を支点にオフセットが振れていることを意味している。支点となる z 位置では検出時間のばらつきが最小になるため、z-t 相関から z 位置ごとの検出時間分布を計算し、結晶全体での検出時間の標準偏差を求めた。図 3.29 (右) にその結果を示す。検出時間のばらつきは $z \in (-100, -50)$ mm で最も小さくなっている。3.10.5 項で述べるシミュレーションでも、これと似た傾向が見られた。

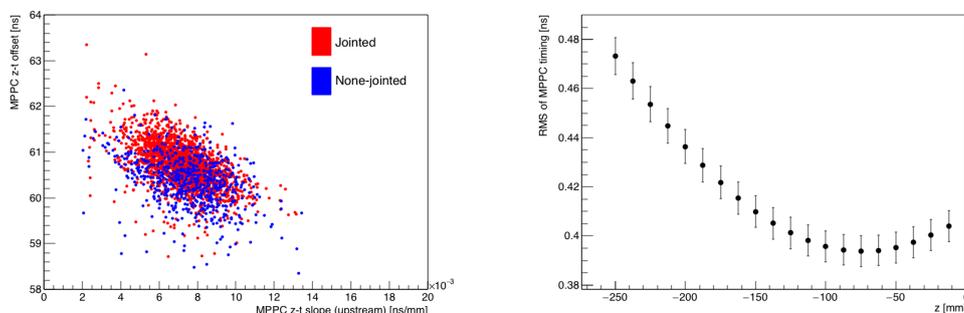


図 3.29 (左) MPPC の z-t 相関のオフセットと上流側の傾きの相関。(右) 継ぎ目があるとした結晶の z 位置に対する MPPC の検出時間の標準偏差。

3.10.5 結晶の側面反射材による影響（シミュレーション）

この項では、MPPC の z - t 相関に個体差を生じさせる可能性のある、結晶の側面反射材の寄与について考察する。PMT の光量を一様に保つため、カロリメータの結晶の側面は様々な種類の反射材で覆われている。図 3.30 はその一例である。カロリメータの結晶の反射材を直接調べることは難しいため、光学光子シミュレーションを用いてその影響を調べた。シミュレーションの概要は 2.8.2 項で説明したものと同じだが、反射率による効果を強調するため図 3.31 のように人工的な減衰係数 f_{Att} を導入した。これにより、光子は f_{Att} が 1 のときは Fresnel 反射に従い、 f_{Att} が 1 より小さくなると側面での反射時に減衰する。結晶の応答の z 依存性を調べるため、ある z 位置における結晶の断面から一様に光子を発生させた。

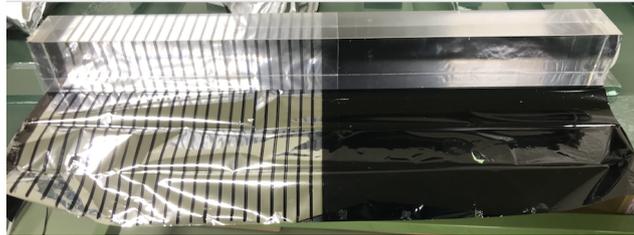


図 3.30 CsI 結晶の側面反射材の例。下流側は光量を減らすために黒く塗られている。

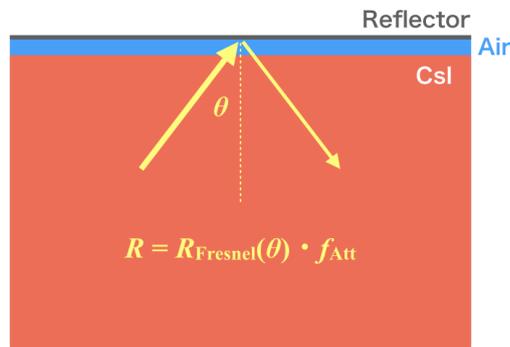


図 3.31 光学シミュレーションの概要。Fresnel 反射率 $R_{Fresnel}(\theta)$ に人工的な減衰係数 $f_{Att} (\leq 1)$ をかけた反射率を使用した。

下流側の減衰係数を 0.7 から 1 の間で変化させて MPPC の応答を調べた。ここで上流側の減衰係数は 1 に固定している。図 3.32 に、シミュレーションで得られた MPPC の光量の z 依存性と、宇宙線測定で得られた $z = 250$ mm での相対光量を示す。これらの比較から現実的な下流側の減衰係数は 0.85 以上であると推測する。

図 3.33 に、シミュレーションで得られた MPPC の z - t 相関を示す。減衰係数に依りて分布全体が移動する傾向は、図 3.34 の光子の到達時間分布から理解できる。すなわち、下流側では z 位置によらず減衰係数が大きくなるほど反射光がより減少するため、

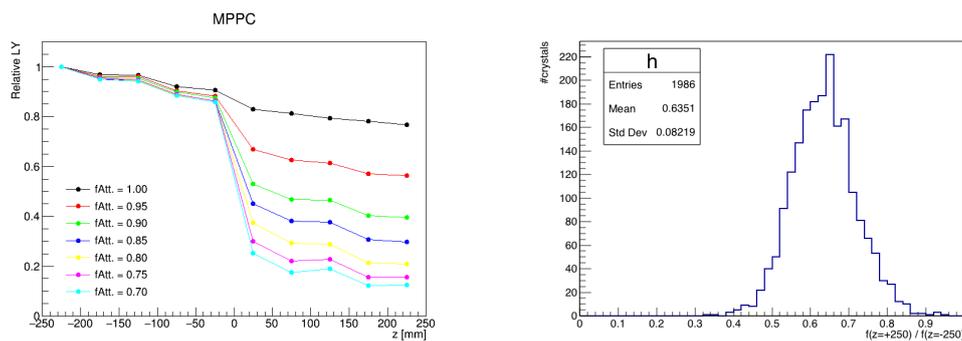


図 3.32 (左:シミュレーション) 下流側の減衰係数を変化させたときの MPPC の光量分布。色は減衰係数に対応している。 $z = -225$ mm の値が 1 になるように規格化している。(右:データ) $z = -250$ mm の光量に対する $z = 250$ mm の光量の比。

CFTIME は全体的に早くなる。

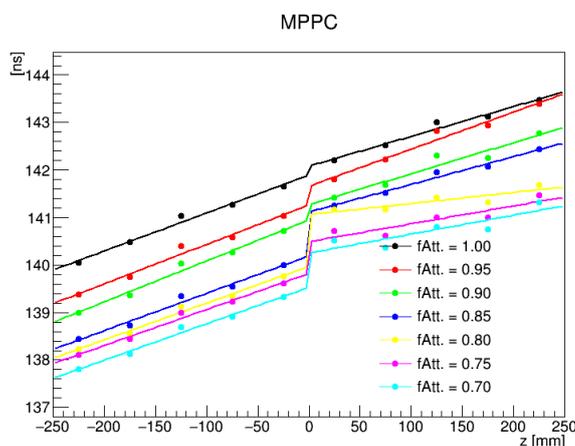


図 3.33 下流側の減衰係数を変化させたときの MPPC の z - t 相関。色は減衰係数に対応している。

このような傾向がデータ側にも見られるか確認した。データ側では、MPPC 光量の減衰率を式 (3.5) のフィット関数を用いて $1 - f(250)/f(-250)$ と定義する。シミュレーション側では、MPPC 光量の減衰率を図 3.32 左の $z = \pm 225$ mm の光量の比とした。図 3.35 に MPPC 光量の減衰率と MPPC の z - t 相関のオフセットの相関を示す。データとシミュレーションで傾向は一致しており、下流側面での光量の減衰が MPPC の z - t 相関のオフセットに寄与していると考えられる。

次に、下流側の減衰係数は 1 に固定した状態で、上流側の減衰係数を 0.88 から 1 の間で変化させて MPPC の応答を調べた。図 3.36 (左) に示すように、PMT の光量一様性は下流側の減衰係数に大きく依存する。データ側も確認するため、PMT 光量の減衰率を $z \in (-250, -225)$ mm での積分 ADC 値を $z \in (200, 225)$ mm での積分 ADC 値で割った値とした。図 3.36 (右) はデータで得られた PMT 光量の減衰率を示しており、左図の $z = -225$ mm の値に対応する。データとシミュレーションの比較から、現実的

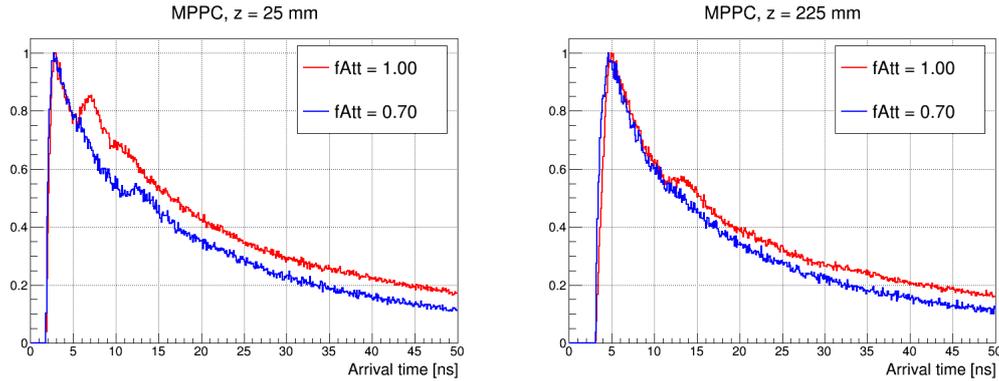


図 3.34 シミュレーションで得られた MPPC における光子の到達時間分布。色は下流側の減衰係数に対応しており、どちらの分布もエントリーが最も多いビンが 1 になるように規格化している。(左：発光位置 $z = 25$ mm) 7 ns のピークは下流端面で反射した光子によるもの。(右：発光位置 $z = 225$ mm) 13 ns のピークは上流と下流で一度ずつ反射した光子によるもの。

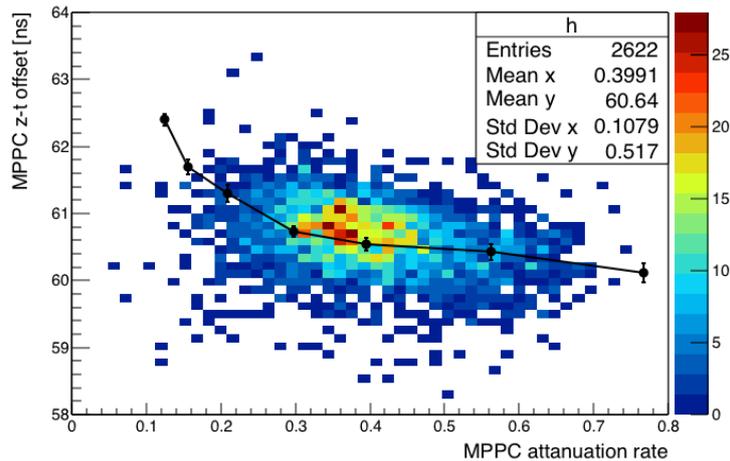


図 3.35 MPPC 光量の減衰率と MPPC の z - t 相関のオフセットの相関。散布図がデータ、黒点がシミュレーションによる結果を表す。シミュレーションの縦軸の位置はデータと合うように選んでいる。

な減衰係数は 0.96 以上であると推測する。

図 3.37 に、シミュレーションで得られた MPPC の z - t 相関を示す。減衰係数が増加するほど上流側の傾きが急になっている。このような傾向も図 3.38 の光子の到達時間分布から理解できる。 $z = -225$ mm で発光すると、直接光はほとんど減衰せず、反射光は減衰係数に従って減衰するため、減衰係数が高いほど CFTime は早くなる。 $z = -25$ mm で発光すると、直接光 (反射光) が上流側を進む距離は比較的長い (短い) ため、直接光に対する反射光の割合が増加する。したがって減衰係数が高いほど CFTime は遅くなる。結果的に、 $z \in (-50, 0)$ mm では CFTime が減衰係数にあまり依存しなくなる。3.10.4 項で述べたように、データ側でもこれに近い傾向が見られたた

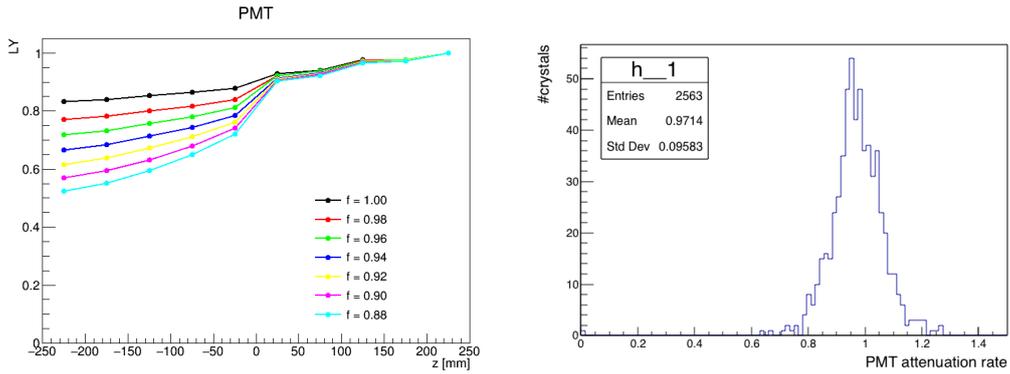


図 3.36 (左:シミュレーション) 上流側の減衰係数を変化させたときの MPPC 光量の z 依存性。色は減衰係数に対応する。 $z = -225$ mm の値が 1 になるように規格化した。(右:データ) $z = -250$ mm の MPPC 光量に対する $z = -10$ mm の MPPC 光量の比。

め、上流側の結晶側面の反射率も結晶個体差に寄与していると推測する。

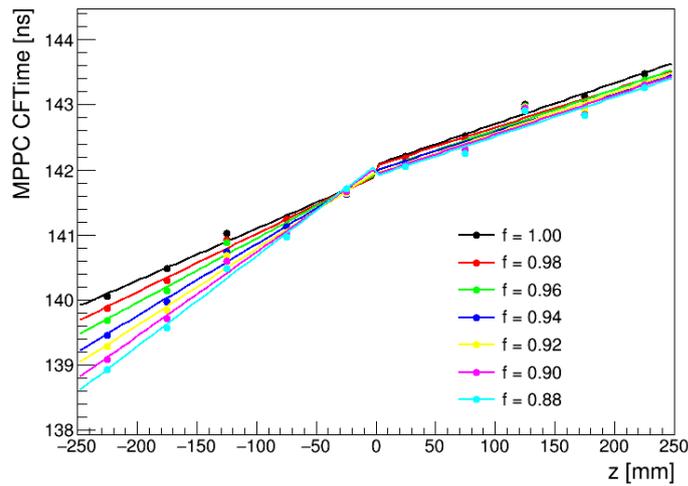


図 3.37 上流側の減衰係数を変化させたときの MPPC の z - t 相関。色は減衰係数に対応している。

3.11 まとめ

新しく導入した両読み機構において、MPPC が期待通りの性能をもつことを示した。光量分布や PMT の z - t 相関は結晶ごとに個体差があるが、それらは光量分布と関連付けて理解することができた。MPPC の z - t 相関の個体差には不明な部分が多いが、側面反射材による寄与の可能性をシミュレーションを用いて確認した。

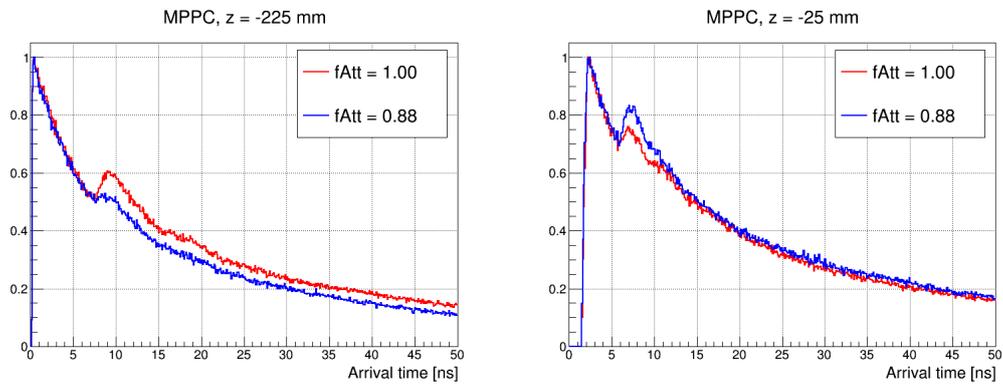


図 3.38 シミュレーションで得られた MPCC における光子の到達時間分布。色は上流側の減衰係数に対応しており、どちらの分布もエントリーが最も多いビンが 1 になるように規格化している。(左：発光位置 $z = -225$ mm) 10 ns のピークは下流端面で反射した光子によるもの。(右：発光位置 $z = -25$ mm) 7 ns のピークは下流端面で反射した光子によるもの。

第 4 章

中性子背景事象削減能力の評価

3 章で宇宙線を用いた結晶個体差の測定について述べた。この章では、測定した個体差をシミュレーションに反映させ、より現実的な条件下で中性子背景事象の削減能力を評価する。

4.1 概要

カロリメータの両読み機構の目標は中性子背景事象をさらに 10 分の 1 に削減することである。3 章では、カロリメータの両読み機構の時間応答が結晶ごとに異なることを示した。この章では、シミュレーションで再現された CsI カロリメータに対し、測定した結晶個体差に基づいた MPPC の応答を組み込み、シミュレーションにより生成した $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 事象と中性子背景事象を用いて、両読み機構の中性子背景事象削減能力を見積もる。

4.2 シミュレーションの概要

シミュレーションでは、KOTO 実験のビームラインや検出器などを、実際の物質の性質や大きさなどを用いてモデル化する。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 事象の生成は、 $z = -1.5$ m から K_L を発射して行った。この K_L の運動量分布には、物理ランで測定されたものを使用した。中性子背景事象の生成は、 $z = 0$ mm から中性子を発射して行った。この中性子の運動量分布と位置情報には、シミュレーションを用いて 30 GeV 陽子をビーム標的に当てて得られたものを使用した。生成した中性子背景事象数は 2015 年のデータ [8] の約 2 % に相当する*1。

γ または中性子はカロリメータに入射すると、CsI 結晶と相互作用してシャワーを生成する。はじめに、シャワーの反応点から MPPC と PMT の波形を再構成する過程について 4.2.1, 4.2.2 項で説明する。次に、PMT の波形からエネルギーと時間を計算し、 γ を再構成するまでの過程について 4.2.3 項で説明する。最後に、 2γ から π^0 を再構成

*1 金標的に当てた陽子の数 40000×10^{13} を用いて換算した。

する過程について 4.2.4 項で説明する。

4.2.1 MPPC の波形の生成

MPPC の読み出しでは複数の結晶からの信号を足し合わせる。図 4.1 にカロリメータにおける MPPC の読み出しパターンを示す。隣接する同色の結晶の MPPC がサムアップでまとめて読み出される。Small 結晶では 10 cm 角領域の 16 結晶、Large 結晶では 3 個または 4 個の結晶がまとめられている。

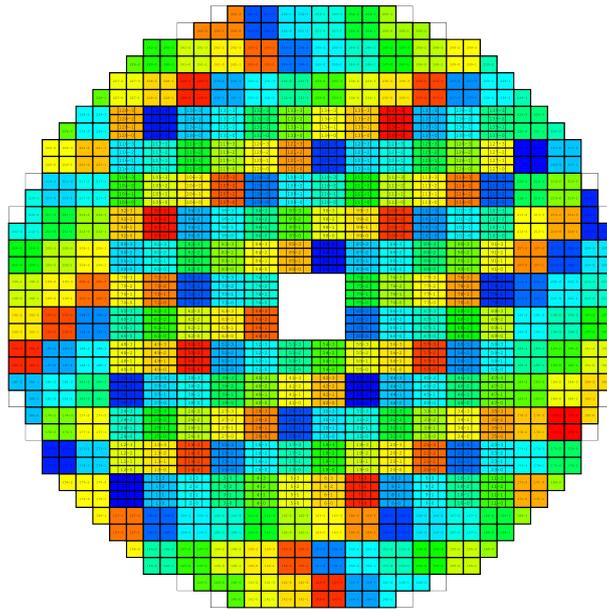


図 4.1 カロリメータにおける MPPC のサム読み出しのパターン。隣接する同色の結晶の MPPC がサムアップでまとめて読み出される。

シミュレーションに導入した MPPC の応答は、3 章で宇宙線を用いて結晶ごとに測定した積分 ADC 値の z 依存性と z - t 相関、テンプレート波形の 3 つである。ここではテンプレート波形を波高で規格化した波形のプロファイルとし、波形の z 位置依存性を考慮して図 4.2 (左) に示す 6 通りの飛跡ごとに作成した。積分 ADC 値の z 依存性と z - t 相関、テンプレート波形をそれぞれ以下の関数でフィットしてパラメータで表現した。

表 4.1 シミュレーションに実装した MPPC の応答とそのフィット関数

分布	フィット関数
積分 ADC 値の z 依存性	式 (3.5)
z - t 相関	式 (3.4)
波形	式 (4.1)

$$\begin{aligned}
& p_2 \left\{ \exp \left[- \left(x - p_0 - \frac{p_1^2}{2p_4^2} \right) \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{x - p_0 - p_1^2/p_4}{\sqrt{2}p_1} \right) \right. \\
& \quad \left. - \exp \left[- \left(x - p_0 - \frac{p_1^2}{2p_6^2} \right) \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{x - p_0 - p_1^2/p_6}{\sqrt{2}p_1} \right) \right\} \\
& + p_3 \left\{ \exp \left[- \left(x - p_0 - \frac{p_1^2}{2p_5^2} \right) \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{x - p_0 - p_1^2/p_5}{\sqrt{2}p_1} \right) \right. \\
& \quad \left. - \exp \left[- \left(x - p_0 - \frac{p_1^2}{2p_6^2} \right) \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{x - p_0 - p_1^2/p_6}{\sqrt{2}p_1} \right) \right\}
\end{aligned} \tag{4.1}$$

波形のフィットに用いた式 (4.1) は、結晶の発光時定数に早い成分と遅い成分があることを考慮し、それらを MPPC の時定数成分と Gaussian で畳み込んだ関数である。 p_0, p_1 はそれぞれ Gaussian の mean と σ 、 p_2, p_3 はそれぞれ早いと遅い成分の割合、 p_4, p_5 はそれぞれ結晶の早い成分と遅い成分の時定数、 p_6 は MPPC の時定数を表す*1。式 (4.1) を用いることにより、遅い成分の寄与が大きい場合でも波形を精度よくフィットできる (図 4.2 右)。

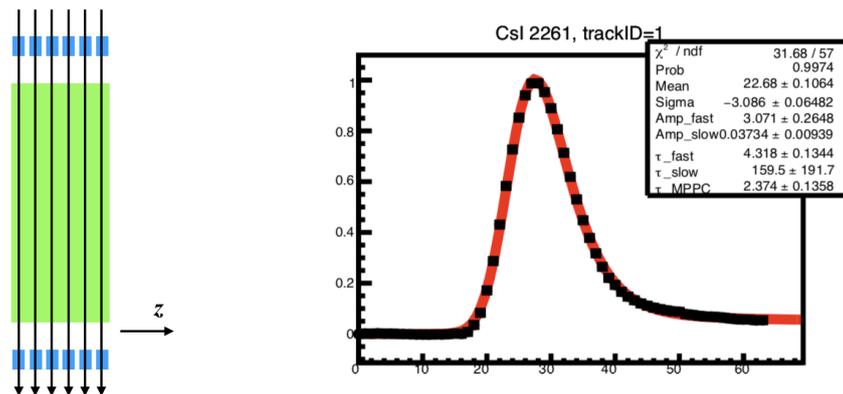


図 4.2 (左) MPPC の波形プロファイルを作成するために、図のような飛跡を再構成した事象を用いた。(右) MPPC の波形プロファイルの例。赤線は式 (4.1) の関数によるフィット結果を表す。

上記のデータは大阪大学の清水信宏氏によって次のようにシミュレーションに導入された。Geant4 を用いて γ または中性子と CsI 結晶の相互作用をシミュレートし、結晶中の複数の反応点を記録する。それぞれの反応点の位置と時間、エネルギーから次のように MPPC の波形を生成する。

1. 反応点に落とされたエネルギーを式 (3.5) に従って MPPC で観測する光量に変換し、光子を検出器まで伝搬させる*2。伝搬にかかる時間は反応点の z 位置から z - t 相関に従って計算される (付録 A と同じ)。

*1 実際は \exp の数値計算が発散しないようにパラメータの値を制限しているため、フィットで得られた値にあまり意味はない。

*2 正確にはエネルギーそのものを伝搬・減衰させているが、説明のために光子と表現している。

2. 発光位置に応じたテンプレート波形を用いて、光量に応じた大きさの波形を生成する。MPPC に到達したすべての光子から生成される波形を積み重ね、最終的に観測される波形を得る。
3. サムアップでまとめられている MPPC の波形を足し合わせる。

以降ではサムアップでまとめられた MPPC を MPPC^{sum} と表記する。生成した波形の CFTIME を MPPC^{sum} の検出時間 T_{MPPC} とし、波形の積分 ADC 値をエネルギー E_{MPPC} に換算する。

4.2.2 PMT の波形の生成

PMT の波形を生成する過程は、KOTO 実験のシミュレーションでこれまで使われていたものと同じである。したがって、PMT 側には MPPC 接着後の宇宙線測定の結果は反映されていない。

PMT でも MPPC と同様*2に、シャワーの反応点からエネルギーに応じた光量を生成し、PMT まで伝搬・減衰させて得られた光子の到達時間分布から波形を生成する。光量の減衰率は MPPC を接着する前に線源を用いて測定された値に従って計算される。結晶中の光量の伝搬速度は光速の約 30 % に設定されている。得られた PMT の波形の CFTIME を検出時間とし、積分 ADC 値をエネルギーに換算する。

以降では、結晶ごとに測定された時間とエネルギーは PMT で測定された値を指す。

4.2.3 γ の再構成

カロリメータに入射した γ はシャワーを生成し、複数の結晶にまたがってエネルギーを落とす。これは結晶の大きさ (2.5 cm, 5.0 cm) が CsI の Molière 半径 (3.57 cm) の 2 倍よりも小さいためである。KOTO 実験の解析では、まずシャワーを検出した結晶群 (クラスター) を定義し、クラスター内の結晶の PMT で測定された時間とエネルギーから γ を再構成する。

クラスターは 3 MeV 以上のエネルギーが観測された結晶のまとまりから構成される。クラスターのエネルギー E_{clus} と位置 $x_{\text{clus}}, y_{\text{clus}}$ 、時間 t_{clus} は次のように定義される。

$$E_{\text{clus}} = \sum_i E_i \quad (4.2)$$

$$x_{\text{clus}} = \frac{\sum_i E_i x_i}{\sum_i E_i} \quad (4.3)$$

$$y_{\text{clus}} = \frac{\sum_i E_i y_i}{\sum_i E_i} \quad (4.4)$$

$$t_{\text{clus}} = \frac{\sum_i t_i / \sigma_t^2}{\sum_i 1 / \sigma_t^2} \quad (4.5)$$

*2 PMT 側では生成する光量を Poisson 分布に従って揺らがせたり、分解能によって測定値を鈍らせたりしているが、MPPC ではそのような操作は行なっていないため、正確には同じではない。

ここで i はクラスターに属する結晶についての和であり、 x_i, y_i は i 番目の結晶の位置、 E_i, t_i は観測されたエネルギーと時間を表す。 σ_t は過去のビーム試験で測定された結晶の時間分解能であり、次のように定義される。

$$\sigma_t [\text{ns}] = \frac{5}{E_i [\text{MeV}]} \oplus \frac{3.63}{\sqrt{E_i [\text{MeV}]}} \oplus 0.13 \quad (4.6)$$

2 個以上の結晶からなり、落とされたエネルギーの合計が 20 MeV より大きいクラスターのみを π^0 の再構成に用いる。その他のクラスターは 4.2.5 項で述べる事象選別に用いる。

4.2.4 π^0 の再構成

1.1.3 項で、 π^0 がビーム軸上で崩壊したと仮定して 2γ から再構成することを述べた。式 (1.3) を用いて崩壊点 $(0, 0, Z_{vtx})$ を再構成した後、 π^0 が崩壊した時刻と横方向運動量を計算する。図 4.3 に以降で使用する幾何変数を示す。

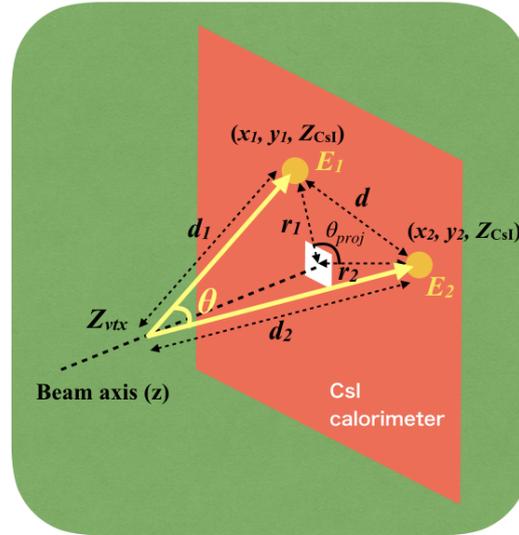


図 4.3 π^0 の再構成の概要。 π^0 の崩壊点 Z_{vtx} はビーム軸 (z 軸) 上に再構成される。 $(x_1, y_1, Z_{CsI}), (x_2, y_2, Z_{CsI})$ はカロリメータ表面における各クラスターの位置、 E_1, E_2 は各クラスターのエネルギー、 r_1, r_2 は x - y 平面上での各クラスターからカロリメータの中心までの距離である。 d_1, d_2 は π^0 の崩壊点から各クラスターまでの距離、 d はクラスター間の距離を表す。 θ_{proj} はカロリメータ表面に射影した 2γ の運動量ベクトルがなす角である。

π^0 の崩壊時間 T_{vtx} は、すなわち γ が生成された時間であるため、 γ の検出時間から TOF を差し引いて求められる。

$$T_{vtx} = \frac{\sum_i T_i / \sigma_T^2}{\sum_i 1 / \sigma_T^2} \quad (4.7)$$

$$T_i = t_{clus}^i - d_i / c \quad (4.8)$$

ここで i は二つのクラスターについての和を表し、 T_i は i 番目のクラスターから求まる γ の生成時間、 t_{clus}^i は式 (4.5) で定義される i 番目のクラスターの時間である。 σ_T はクラスターの時間分解能であり、次のように表される。

$$\sigma_T [\text{ns}] = \frac{3.18}{\sqrt{E_{\text{clus}}^i [\text{MeV}]}} \oplus 0.19 \quad (4.9)$$

ここで E_{clus}^i は式 (4.7) で定義される i 番目のクラスターのエネルギーである。

π^0 の横方向運動量 P_t は次のように定義される。

$$P_t = \left| \sum_i E_{\text{clus}}^i \frac{\vec{r}_i}{\sqrt{r_i^2 + (Z_{\text{CSl}} - Z_{\text{vtx}})^2}} \right| \quad (4.10)$$

ここで i は二つのクラスターについての和を表し、 \vec{r}_i は x - y 平面上での i 番目のクラスターの位置ベクトルである。

π^0 の崩壊点を再構成した後、観測されたクラスターのエネルギーとヒット位置を γ の入射角を用いて補正する。観測されたエネルギーが 3 MeV 以下の結晶はクラスターに含まれないため、クラスターのエネルギーは入射した γ のエネルギーからずれる。また、結晶のエネルギー重心で定義されるクラスターの位置はシャワーが最も発達した位置であり、これは γ の入射角とエネルギーに依存して真の入射位置からずれる。これらの補正については [15] で詳しく説明されている。

このシミュレーションでは、PMT 側ではアクシデンタルヒット*1が再現されているが、MPPC 側には再現されていない。大阪大学の杉真優氏による研究から、MPPC 側のエネルギーや PMT の時間を制限することにより、PMT 側のアクシデンタルヒットによる不自然な事象を抑制できることがわかっている。これらの選別条件については付録 C を参照のこと。

4.2.5 基本的な事象選別

現実の物理解析と同じ状況を再現させるため、シミュレーションで得られた事象に対し、物理解析と同じ選別条件を適用した。ただし、この段階では中性子背景事象を削減するための他の事象選別 (付録 D) は適用しない。その後、MPPC 側の情報を用いてさらなる背景事象の削減能力を調べた。

はじめに、 γ のクラスターが二つしかないことと、信号領域に近い領域で背景事象の削減能力を見積もるために $Z_{\text{vtx}} \in (3000, 5000)$ mm、 $P_t \in (130, 250)$ MeV/c を要求した。次に以下の条件をすべて適用した。

Csl veto cuts

π^0 の再構成に使用されなかったクラスターと結晶の情報から、 K_L の他の崩壊モードに由来する背景事象を削減することができる。カロリメータによる veto 条件には、Extra cluster veto cut と Isolated hit crystals veto cut の 2 種類がある。

*1 1 事象のなかで 2 個以上の K_L の崩壊が観測されてしまう事象

Extra cluster veto cut とは、主に $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊と $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊に起因する余分な γ のクラスターをもつ事象を排除するための条件である。余分なクラスターから計算した γ の生成時間が π^0 の崩壊時間の ± 10 ns 以内にある場合、その事象を排除する。

Isolated hit crystals veto cut は、 π^0 を再構成したクラスターに属さない「孤立した」結晶をもとにした選別条件である。孤立した結晶は他の K_L の崩壊モードや中性子反応に由来するヒットだけでなく、信号事象の電磁シャワーによっても生じる。これらを区別するため、孤立した結晶とその結晶に最も近い π^0 を再構成するクラスターとの距離 d_{closest} を用いて、式 (4.11) の閾値 $E_{\text{threshold}}$ を超えるエネルギーを観測した結晶が一つでもあればその事象を排除する。ただし、その結晶とクラスターの検出時間が 10 ns より離れていれば、この条件は適用しない。

$$E_{\text{threshold}} = \begin{cases} 10 \text{ MeV} & (d_{\text{closest}} \leq 200 \text{ mm}) \\ (13.5 - 0.0175d_{\text{closest}}) \text{ MeV} & (200 < d_{\text{closest}} \leq 600 \text{ mm}) \\ 3 \text{ MeV} & (600 < d_{\text{closest}} \text{ mm}) \end{cases} \quad (4.11)$$

以降では、 π^0 を再構成したクラスターを単にクラスターと呼ぶ。

Photon energy cut

信号事象を選択し、またエネルギー分解能と位置分解能が悪い事象を削減するため、各クラスターのエネルギーが 100 MeV 以上 2000 MeV 以下であることを要求する。

Fiducial cuts

ビームホール付近やカロリメータの縁において、シャワーがカロリメータから漏れた事象を排除するため、 $|x_{\text{clus}}|, |y_{\text{clus}}| > 150 \text{ mm}$, $\sqrt{x_{\text{clus}}^2 + y_{\text{clus}}^2} < 850 \text{ mm}$ を要求する。

Projection angle cut

背景事象である $K_L \rightarrow 2\gamma$ では 2γ が K_L の静止系で正反対に放出されるため、図 4.3 の θ_{proj} は 180° となる。この事象を削減するため、 θ_{proj} が 150° 以下であることを要求する。

Cluster distance cut

二つのクラスターが重なるような事象を削減するため、図 4.3 の d が 300 mm 以上であることを要求する。

Total energy cut

二つのクラスターのエネルギーの合計が 650 MeV 以上であることを要求する。

$E\theta$ cut

$K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊による背景事象に、別々の π^0 由来の二つの γ のみがカロリメータで観測される事象がある。これを削減するため、各 γ に対してビーム軸と γ の運動量ベクトルのなす角とエネルギーの積が 2500 MeV·deg 以上であることを要求する。

Energy ratio cut

$E\theta$ cut と同様に、異なる π^0 由来の γ を観測した事象を削減するため、 2γ のエネルギーの比 (≤ 1) が 0.2 以上であることを要求する。

π^0 kinematical cut

これは中性子が図 1.4 の CV^{*1} と相互作用して生じる $\eta \rightarrow 2\gamma$ 背景事象を削減するための選別条件である。 π^0 のエネルギー E_{π^0} と運動量の z 成分 P_z 、 P_t および Z_{vtx} が次の関係をすべて満たすことを要求する [15]。

$$P_t/P_z \geq 0.00005Z_{vtx} - 0.1 \quad (4.12)$$

$$P_t/P_z \leq 0.00007Z_{vtx} - 0.01 \quad (4.13)$$

$$P_t/P_z \geq 0.1 \quad (4.14)$$

$$E_{\pi^0} \geq -0.0002Z_{vtx} + 1.4 \quad (4.15)$$

COE radius cut

エネルギー重心半径 COE を次のように定義する。

$$COE = \frac{\sqrt{(\sum_i E_{clus}^i x_i)^2 + (\sum_i E_{clus}^i y_i)^2}}{\sum_i E_{clus}^i} \quad (4.16)$$

ここで i はクラスターについての和である。信号事象ではニュートリノが横方向運動量を持ち去り COE が大きくなるため、COE が 200 mm 以上であることを要求する。

Cluster size cuts

Cluster size cuts はハドロンの相互作用ではクラスターの大きさが比較的小さくなることを用いた選別条件である。すべてのクラスターで、クラスター内の結晶の数が 5 以上であることを要求する。また、Cluster RMS を次のように定義する。

$$\text{Cluster RMS} = \sqrt{\frac{\sum_i E_i R_i^2}{\sum_i E_i}} \quad (4.17)$$

ここで i はクラスター内の結晶についての和を取る。 E_i は i 番目の結晶で観測されたエネルギー、 R_i は i 番目の結晶の位置と式 (4.3), (4.4) で定義されるクラスターの位置との距離である。すべてのクラスターで Cluster RMS が 10 以上であることを要求する。

*1 Charged Veto 検出器。薄いプラスチックシンチレータでできており、カロリメータに入射する荷電粒子を検出する。

ΔT_{vtx} cut

二つの γ が同じ π^0 から生成されたことを保証するため、二つのクラスターで計算された崩壊時間が 2 ns 以内で一致するを要求する。

Distance from dead channel cut

クラスターの x, y 位置が、PMT が読み出し不可能となっている結晶の位置からともに 53 mm 以上離れていることを要求する。

4.3 時間差の定義

この節では、中性子背景事象をより削減するための最適な時間の定義を決定する。

4.3.1 時間差の定義

MPPC 側で測定したクラスターの時間として、次式で定義されるエネルギー加重平均時間 $T_{\text{MPPC}}^{\text{clus}}$ を使用する。

$$T_{\text{MPPC}}^{\text{clus}} = \frac{\sum_i E_{\text{MPPC}}^i T_{\text{MPPC}}^i}{\sum_i E_{\text{MPPC}}^i} \quad (4.18)$$

ここで i はクラスター内の結晶を読み出す MPPC^{sum} のうち、3 MeV 以上のエネルギーを観測したものについての和を取る。 $T_{\text{MPPC}}^i, E_{\text{MPPC}}^i$ はそれぞれ i 番目の MPPC^{sum} で測定された時間とエネルギーである。これを用いて、クラスターにおける MPPC 側と PMT 側の時間差 ΔT を次のように定義する。

$$\Delta T = T_{\text{MPPC}}^{\text{clus}} - t_{\text{clus}} \quad (4.19)$$

ここで t_{clus} は式 (4.5) で定義した PMT から計算されるクラスターの時間である。

二つのクラスターの ΔT のうち、値の小さい (大きい) ほうを $\Delta T_{\text{Smaller}}$ (ΔT_{Larger}) と定義する。図 4.4 に、信号事象と中性子背景事象における $\Delta T_{\text{Smaller}}$ と ΔT_{Larger} の分布を示す。信号事象では 2γ はともにカロリメータの上流で反応するため、 $\Delta T_{\text{Smaller}}$ と ΔT_{Larger} の分布にあまり差がない。中性子背景事象では、シャワーで生成された中性子は下流側に飛びやすいため、 ΔT_{Larger} と $\Delta T_{\text{Smaller}}$ の差が大きくなりやすい。したがって ΔT_{Larger} を用いることで中性子背景事象のみを効率的に削減できる。以降では ΔT_{Larger} を単に ΔT と呼ぶ。

4.4 中性子背景事象の削減能力の評価

4.4.1 2 種類の時間差による削減能力の比較

4.3.1 項では、式 (C.1) で定義されるエネルギー加重平均時間 $T_{\text{MPPC}}^{\text{clus}}$ を用いて時間差を計算した。エネルギーで重み付けした時間を用いることにより、複数の MPPC^{sum} の

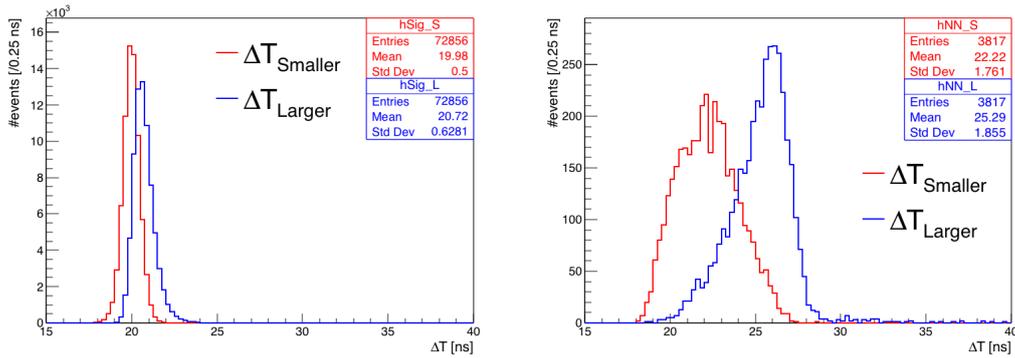


図 4.4 信号事象（左）と中性子背景事象（右）における二つのクラスターの時間差分布。赤が $\Delta T_{\text{Smaller}}$ 、青が ΔT_{Larger} を表す。ここでは 4.2.5 項の選別条件は何も適用していない。

領域にクラスターがまたがった場合でも、時間分解能を損なわずに時間を測定できると予想する。一方で、クラスターを構成する MPPC^{sum} の中で最大のエネルギーを観測したものの時間 $T_{\text{MPPC}}^{\text{maxE}}$ を MPPC の時間とすることもできる。この節では、 $T_{\text{MPPC}}^{\text{clus}}$ と $T_{\text{MPPC}}^{\text{maxE}}$ のそれぞれについて、時間差による中性子背景事象の削減能力を見積もる。また、これらの削減能力と時間分解能を比較することにより、どちらがより適した時間の定義かを決定する。

図 4.5 に、 $T_{\text{MPPC}}^{\text{clus}}$ と $T_{\text{MPPC}}^{\text{maxE}}$ を用いたときの信号事象と中性子背景事象の ΔT 分布を示す。信号事象が 90 % 残る領域では、 $T_{\text{MPPC}}^{\text{clus}}$ を用いた場合は $(3.0 \pm 0.3) \%$ 、 $T_{\text{MPPC}}^{\text{maxE}}$ を用いた場合は $(3.4 \pm 0.3) \%$ の中性子背景事象が残った。どちらも中性子背景事象を目標である 10 分の 1 以下に削減できているが、削減能力に差はほとんどない。また、 $T_{\text{MPPC}}^{\text{clus}}$ と $T_{\text{MPPC}}^{\text{maxE}}$ を用いた場合の信号事象の ΔT 分布の標準偏差はそれぞれ $(6.24 \pm 0.02) \times 10^{-1} \text{ ns}$ 、 $(6.48 \pm 0.02) \times 10^{-1} \text{ ns}$ であり、 $T_{\text{MPPC}}^{\text{clus}}$ による ΔT 分布の方が細くなっている。したがって、 $T_{\text{MPPC}}^{\text{clus}}$ の方が MPPC で測定したクラスターの定義として適している。

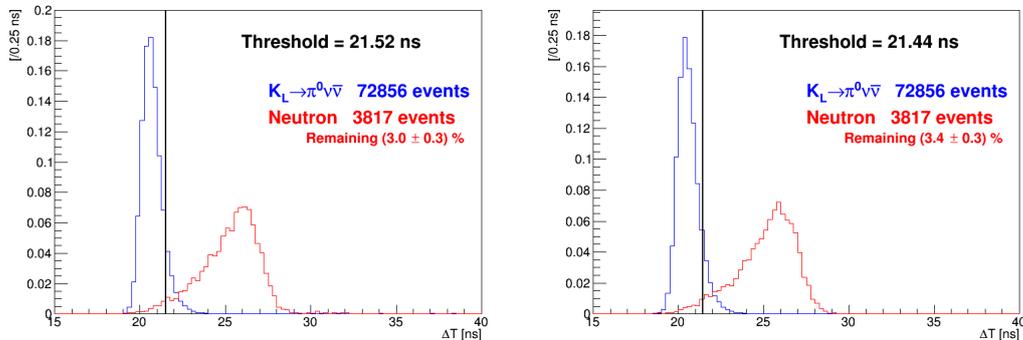


図 4.5 (左) $T_{\text{MPPC}}^{\text{clus}}$ (右) $T_{\text{MPPC}}^{\text{maxE}}$ を用いたときの ΔT 分布。青が信号事象、赤が中性子背景事象の分布であり、どちらも面積が 1 になるように規格化している。 $T_{\text{MPPC}}^{\text{clus}}$ を用いた場合は $(3.0 \pm 0.3) \%$ 、 $T_{\text{MPPC}}^{\text{maxE}}$ を用いた場合は $(3.4 \pm 0.3) \%$ まで中性子背景事象が削減できる。

KOTO 実験では、中性子背景事象を削減するために他にいくつかの選別条件を用いている。その中で中性子と γ のクラスター形状の違いを用いた選別条件について、 $T_{\text{MPPC}}^{\text{clus}}$ による時間差による選別条件を調べた。しかし統計不足により結果を評価できなかったため、この研究については付録 D に記す。

4.4.2 クラスターの反応時間差を用いた背景事象の削減

MPPC 側と PMT 側の検出時間の平均値を取れば、結晶の z 位置に依らないクラスターの「反応時間」が得られる。また、2つのクラスターの反応時間どうしの差を用いれば、中性子背景事象をより効率的に削減できる。MPPC と PMT の時間差が ΔT_{Larger} , $\Delta T_{\text{Smaller}}$ であるクラスターの反応時間 $\bar{t}(\Delta T_{\text{Larger}})$, $\bar{t}(\Delta T_{\text{Smaller}})$ を用いて、2つのクラスターの反応時間差 $\Delta \bar{t}$ を次のように定義する。

$$\Delta \bar{t} = \bar{t}(\Delta T_{\text{Larger}}) - \bar{t}(\Delta T_{\text{Smaller}}) \quad (4.20)$$

中性子背景事象では、二次中性子によるクラスターはハロー中性子によるクラスターより遅れて検出される。図 4.6 に示すように、 $\Delta \bar{t}$ は二次中性子の飛行時間に相当し、二次中性子の運動量が大きいかほど $\Delta \bar{t}$ は小さくなる。

信号事象では、 $\Delta \bar{t}$ は図 4.3 の d_1 と d_2 で表される γ の飛程の差に依存する。 ΔT_{Larger} , $\Delta T_{\text{Smaller}}$ をもつクラスターの位置から π^0 の崩壊点までの距離をそれぞれ d_1 , d_2 とすると、 $\Delta \bar{t}$ と $d_1 - d_2$ の間に図 4.7 に示すような相関が得られた。信号事象における $\Delta \bar{t}$ の分解能を向上させるため、この分布を直線でフィットし、 $\Delta \bar{t}$ からフィットで得られた時間を差し引いた。

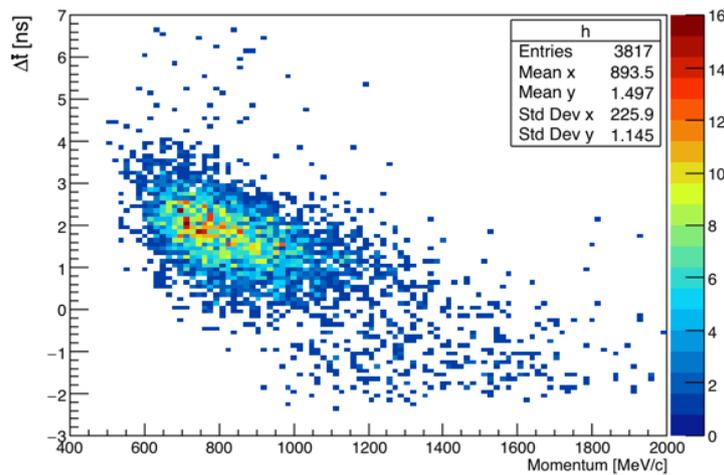


図 4.6 中性子背景事象における $\Delta \bar{t}$ と、 ΔT_{Larger} をもつクラスターのエネルギーから求めた二次中性子の運動量の相関。

図 4.8 (左) に信号事象と中性子背景事象における $d_1 - d_2$ による補正後の $\Delta \bar{t}$ の分布を示す。背景事象では二次中性子が有限の飛行時間をもつため、 $\Delta \bar{t}$ を用いて背景事象を

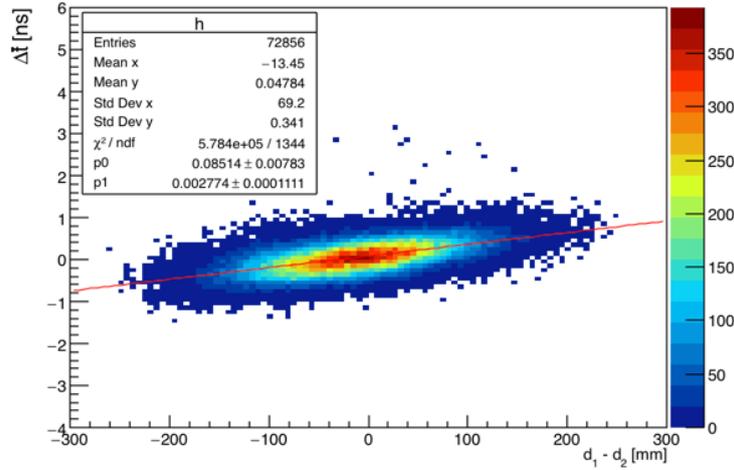


図 4.7 信号事象における $\Delta\bar{t}$ と $d_1 - d_2$ の相関。赤線は直線によるフィットの結果を表す。

同定することができる。それに対し、PMT で測定した従来の γ の時間から求めたクラスターの反応時間差にはこのような違いは現れない。式 (4.5) の PMT 側の時間 t_{clus} を用いて同様に反応時間差 Δt_{clus} を定義する。

$$\Delta t_{\text{clus}} = t_{\text{clus}}(\Delta T_{\text{Larger}}) - t_{\text{clus}}(\Delta T_{\text{Smaller}}) \quad (4.21)$$

ここで $t_{\text{clus}}(\Delta T_{\text{Larger}})$, $t_{\text{clus}}(\Delta T_{\text{Smaller}})$ はそれぞれ ΔT_{Larger} , $\Delta T_{\text{Smaller}}$ をもつクラスターの t_{clus} である。図 4.8 (右) に信号事象と中性子背景事象における Δt_{clus} の分布を示す。中性子背景事象の Δt_{clus} も 0 付近に分布するのは、2 つのクラスターの z 位置の違いによる光子の伝搬時間の差が二次中性子の飛行時間と打ち消し合うためである。

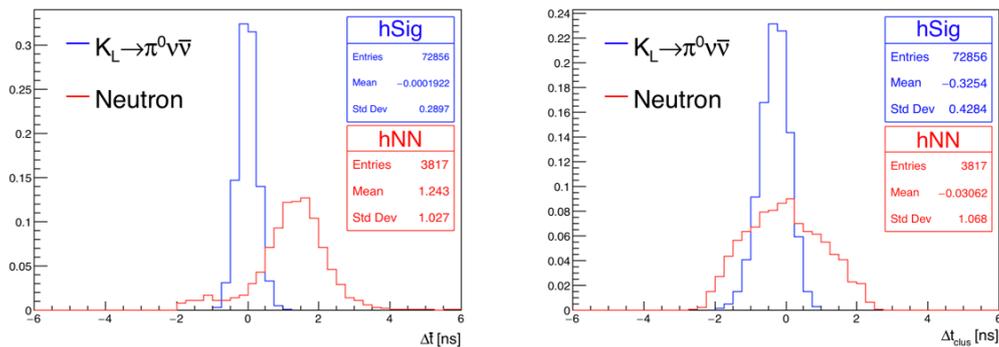


図 4.8 信号事象と中性子背景事象における補正後の $\Delta\bar{t}$ の分布 (左) と Δt_{clus} の分布 (右)。すべて面積が 1 になるように規格化している。

図 4.9 に $d_1 - d_2$ を用いて補正した後の $\Delta\bar{t}$ と $\Delta T (= \Delta T_{\text{Larger}})$ の相関を示す。図の黒線で囲まれた領域では、信号事象を $(99.05 \pm 0.04)\%$ 残した状態で背景事象は $(1.2 \pm 0.2)\%$ 残った。反応時間差を用いると二次中性子が上流側で反応した事象も削減でき、 ΔT のみを用いた場合よりも効率的に背景事象を排除できる。

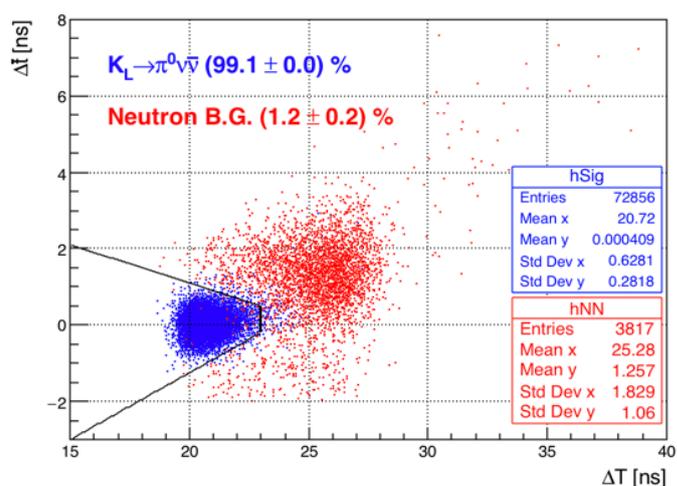


図 4.9 補正後の $\Delta\bar{t}$ と ΔT の相関。黒線で囲まれた領域 ($\Delta\bar{t} > 0.035(\Delta T - 15) - 3$, $\Delta\bar{t} < -0.2(\Delta T - 15) - 2.1$, $\Delta T < 23$) では信号事象は $(99.05 \pm 0.04)\%$ 、中性子背景事象は $(1.2 \pm 0.2)\%$ 残っている。

4.5 まとめ

カロリメータの結晶の個体差を反映したシミュレーションを用いて、両読み機構による中性子背景事象の削減能力を見積もった。基本的な選別条件を適用した後、MPPC と PMT の時間差と 2つのクラスターの反応時間差を用いて、中性子背景事象を 1.2% まで削減できることを確認した。

第 5 章

結論

KOTO 実験における中性子背景事象削減のための CsI 両読み機構に対し、結晶ごとの応答の違いやその影響について、データとシミュレーションの両面から評価した。

陽電子ビームを用いた試験により、両読み機構がカロリメータにほとんど影響を与えないことや、MPPC の時間分解能が放射線損傷によって損なわれないことを示した。サムアンプを用いることにより MPPC の応答に位置依存性が生じたが、結晶ごとに測定した光量や時間応答から傾向を予測できることがわかった。

CsI カロリメータの全結晶の個体差を調べるため、12 台のプラスチックシンチレータを用いて宇宙線の飛跡を再構成する機構を開発した。測定した全結晶の応答から、MPPC を導入したことによる PMT への影響と、PMT の時間応答が光量の減衰と強く相関することを明らかにした。直接測定が難しい側面反射材による影響をシミュレートし、MPPC の時間応答が側面の反射率に影響されることを確認した。

結晶個体差を考慮したシミュレーションを用いて、両読み機構による中性子背景事象の削減能力を見積もった。その結果、MPPC と PMT の時間差とクラスターの反応時間差を用いて、信号事象を 99 % 残した状態で中性子背景事象を (1.2 ± 0.2) % まで削減できることがわかった。

付録 A

波形シミュレーション

z 軸を結晶の深さ方向にとり、結晶の中心を $z = 0$ とする。Geant4 を用いて、結晶に入射した粒子が相互作用した位置と時間、落としたエネルギーを記録する。次に、それぞれの反応点から落とされたエネルギーに比例する数の光子を生成し^{*1}、50 % の確率で MPPC または PMT に伝播させる。このとき、光子の伝搬時間は測定された z - t 相関に従うものとする (図??)。すなわち、時刻 t_{Hit} に位置 z で生成された光子が MPPC または PMT に到達する時刻 t_{MPPC} , t_{PMT} を次のように計算する。

$$t_{\text{MPPC}} = t_{\text{Hit}} + f_{\text{MPPC}}(z) - f_{\text{MPPC}}(-250) \quad (\text{A.1})$$

$$t_{\text{PMT}} = t_{\text{Hit}} + f_{\text{PMT}}(z) - f_{\text{PMT}}(250) \quad (\text{A.2})$$

ここで $f_{\text{MPPC}}(z)$, $f_{\text{PMT}}(z)$ はそれぞれ MPPC と PMT で測定した z - t 相関のフィット関数である。

MPPC または PMT に到達した光子は、1 光子に相当する波高の波形^{*2}を生成する。到達したすべての光子の波形を足し合わせるにより、最終的に観測される波形を得る。このとき観測された光量がデータと合うよう、検出される光子数を定数倍している。

このシミュレーションでは発光した z 位置から光子の到達時間が一意に決まるため、得られる時間分解能が実際よりも良くなる可能性がある。この研究では考慮していないが、光子の生成数や伝搬時間を揺らがせるなどすればデータをより再現できると考える。

*1 4 章で用いたシミュレーションでは光子を生成せず、エネルギーを直接波高に換算する。

*2 2 章で用いたシミュレーションでは、宇宙線測定で得られたテンプレート波形を全結晶に共通して使用した。

付録 B

3 章の宇宙線測定を読み出し

3 章の宇宙線測定における MPPC と PMT の読み出しパターンを図 B.1 に示す。

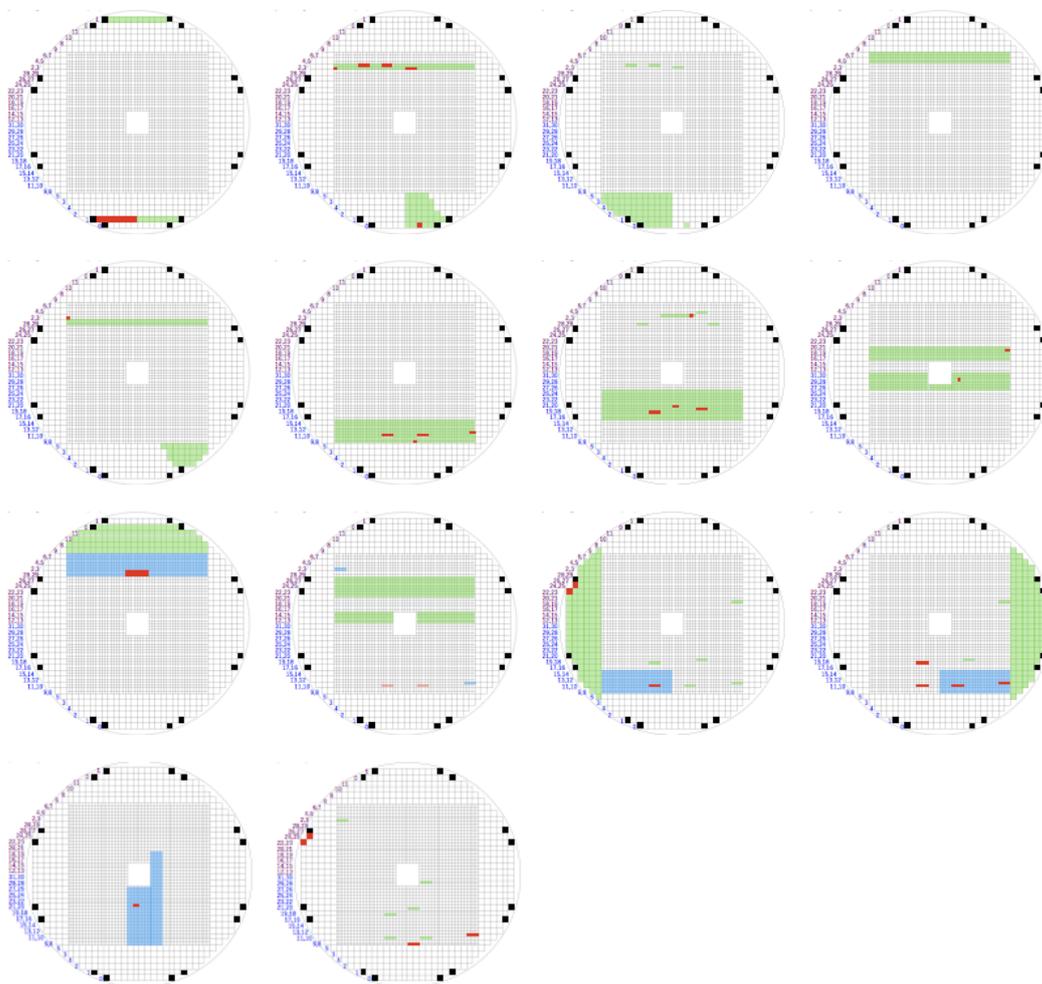


図 B.1 宇宙線測定における上流から見たカロリメータの読み出しパターン。緑で示した結晶では MPPC と PMT の両方を読み出し、青で示した結晶では他の試験のために PMT のみを読み出した。黒で示した領域には MPPC を接着していない。赤で示した結晶では配線ミス等により MPPC を読み出せなかった。

付録 C

その他の事象選別

4章のシミュレーションにおいて、PMT では再構成した波形に別の波形を重ねることによりアクシデンタルヒットを再現している。MPPC にはこの操作を行っていないため、PMT 側と MPPC 側で観測されたエネルギーや時間に矛盾が生じる場合がある。大阪大学の杉真優氏による研究から、次の選別条件を用いることによって不自然な事象を抑制できることがわかっている。

PMT nominal timing cut

アクシデンタルヒットによって PMT 側で時間を正しく計算できなかった事象を抑制するため、式 (4.5) で定義した PMT 側の時間 t_{clus} に対し、 $t_{clus} \in (32, 46)$ ns を要求する (図 C.1)。

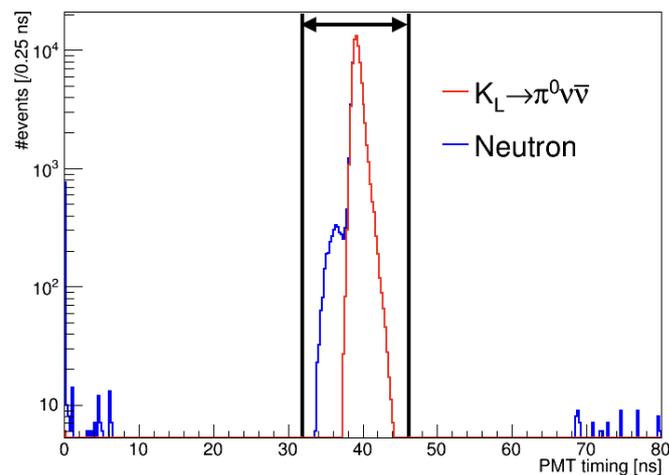


図 C.1 信号事象 (赤) と中性子背景事象 (青) における t_{clus} の分布。ここでは 4.2.5 項で述べた選別条件のみを適用した。

MPPC energy cuts

MPPC 側で測定したクラスターのエネルギー $E_{\text{MPPC}}^{\text{clus}}$ を次のように定義する。

$$E_{\text{MPPC}}^{\text{clus}} = \sum_i E_{\text{MPPC}}^i \quad (\text{C.1})$$

ここで i はクラスター内の結晶を読み出す $MPPC^{\text{sum}}$ のうち、3 MeV 以上のエネルギーを観測したものについての和を取る。 E_{MPPC}^i は i 番目の $MPPC^{\text{sum}}$ で測定されたエネルギーである。

PMT 側のみアクシデンタルヒットが再現されているため、MPPC 側で観測されたエネルギーが極めて小さい場合がある。このような事象を抑制するため、2つのクラスターでともに $E_{\text{MPPC}}^{\text{clus}}$ が 3 MeV 以上であることを要求する。

付録 D

他の中性子背景事象の削減手法と 時間差による事象選別の相関

KOTO 実験では中性子背景事象を削減するために、4.2.5 節で述べた事象選別に加えて、以下の 3 つの選別条件が用いられている。

1. Shape χ^2 cut[18]
2. Cluster Shape Discrimination cut [19]
3. Pulse Shape Likelihood Ratio cut[15]

1, 2 の選別条件はクラスターの形状が γ と中性子で異なることを用いて中性子背景事象を削減する。3 の選別条件は PMT で観測した γ と中性子の波形の違いから中性子背景事象を削減する。シミュレーションで得られる PMT の波形は実験結果を再現しないことがわかっているため、ここでは 1, 2 の選別条件を適用した後でも、 ΔT による選別条件が中性子背景事象を十分に削減できるかを調べた。

Shape χ^2 cut との相関

Shape χ^2 cut では、カロリメータの x - y 平面上でのクラスターの形状を用いて中性子と γ を識別する。クラスターの各結晶で測定されたエネルギーをシミュレーションから期待される値と比較するため、 γ の相互作用によるクラスターを仮定し、次式で定義される χ^2 を計算する。

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_i^{27 \times 27 \text{ region}} \left(\frac{E_i/E_{\text{inc}} - \mu_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (\text{D.1})$$

ここで i はクラスターの中央付近の 27×27 個の結晶についての和を取る。 E_{inc} は γ の入射エネルギー、 E_i は i 番目の結晶の PMT で測定されたエネルギー、 μ_i, σ_i はそれぞれシミュレーションから予想される γ の E_i/E_{inc} の平均値と標準偏差である。

図 D.1 に信号事象と中性子背景事象における二つのクラスターの χ^2 の最大値の分布を示す。2015 年データの解析と同様に χ^2 が 4.6 以下であることを要求すると、信号事象は $(81.2 \pm 0.1) \%$ 、中性子背景事象は $(0.05 \pm 0.04) \%$ 残った。

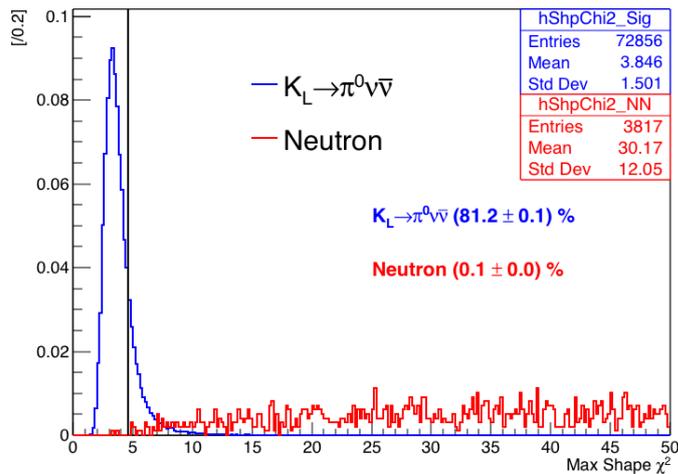


図 D.1 信号事象 (青) と中性子背景事象 (赤) における二つのクラスターの χ^2 の最大値の分布。どちらの分布も面積が 1 になるように規格化している。Shape χ^2 cut は黒線で示した閾値以下であることを要求する。

図 D.2 に Shape χ^2 cut を適用した後の ΔT 分布を示す。信号事象が 90 % 残るように ΔT を制限したところ、中性子背景事象は 2 事象から 0 事象に削減された。

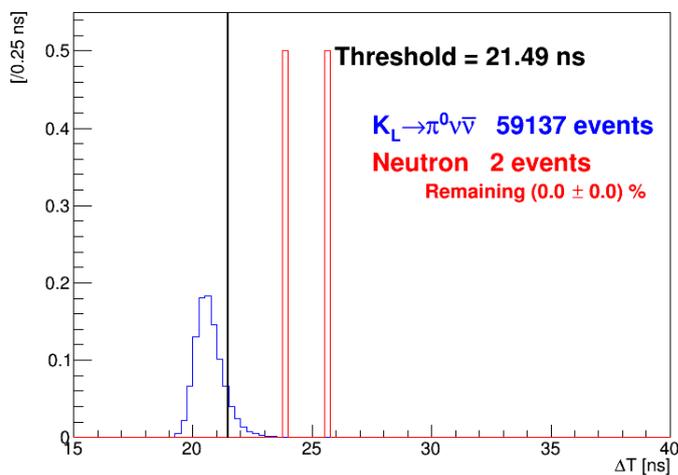


図 D.2 Shape χ^2 cut を適用した後の ΔT 分布。青が信号事象、赤が中性子背景事象の分布であり、どちらも面積が 1 になるように規格化している。信号事象の 90 % が存在する閾値 (黒線) 以下の領域では、中性子背景事象は残らなかった。

CSD cut との相関

CSD cut はクラスターの形状に加えて、クラスターに属する結晶間の時間差^{*1}を用いて中性子と γ を識別するニューラルネットワーク (NN) に基づいた選別条件である。

*1 PMT で測定した時間を使用する

図 D.3 に信号事象と中性子背景事象における、二つのクラスターの NN の出力の最小値の分布を示す。2015 年データの解析と同様にこれが 0.8 以上であることを要求すると、信号事象は $(87.2 \pm 0.1) \%$ 残り、背景事象は残らなかった。

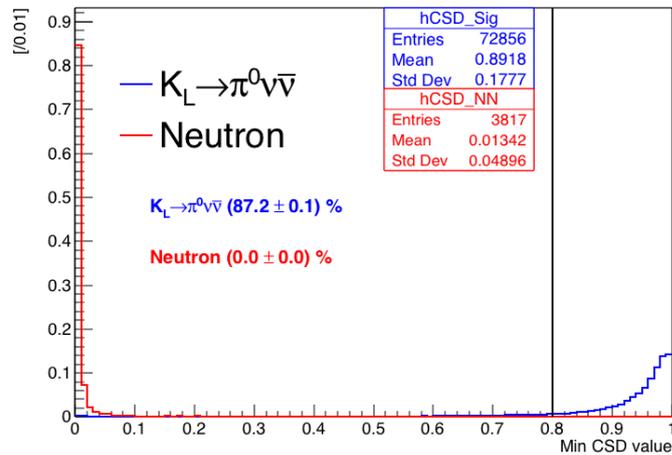


図 D.3 信号事象（青）と中性子背景事象（赤）における二つのクラスターの χ^2 の NN の出力の最小値の分布。どちらの分布も面積が 1 になるように規格化している。CSD cut は黒線で示した閾値以上であることを要求する。

中性子背景事象のシミュレーションの統計不足により、Shape χ^2 cut や CSD cut と ΔT cut との相関は評価できなかった。今後の課題として、統計量を増やした上で同様に解析するつもりである。

参考文献

- [1] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138-140 (1964).
- [2] N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 531 (1963).
- [3] M. Kobayashi and T. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49**, 652 (1973).
- [4] Particle Data Group, http://pdg.lbl.gov/2018/listings/contents_listings.html
- [5] J. Buras, D. Buttazzo, J. Girrbach-Noe, R. Knegjens, *J. High. Energy. Phys.*, **11**, 033, (2015).
- [6] J-PARC, [khttps://j-parc.jp](https://j-parc.jp)
- [7] https://www.researchgate.net/publication/281768919_Long-Lived_Neutral-Kaon_Flux_Measurement_for_the_KOTO_Experiment
- [8] J.K.Ahn *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 021802 (2019).
- [9] 浜松ホトニクス, MPPC, https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s13360_series_kapd1052j.pdf
- [10] M. Bogdan *et al.*, *IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec.*, **2007**, 1, 133-134, (2007).
- [11] 佐藤 友太, 修士論文『KOTO 実験における中性子背景事象削減のための MPPC 読み出し回路の開発』大阪大学 (2018).
- [12] 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).
- [13] 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機構のためのフロントエンド回路の開発』大阪大学 (2019).
- [14] E. Iwai, Ph.D. thesis “CsI calorimeter for the J-PARC KOTO experiment”, Osaka Univ. (2012).
- [15] Y. Sugiyama, Ph.D. thesis “Pulse shape discrimination method to suppress neutron-induced background in the J-PARC KOTO experiment”, Osaka Univ. (2016).
- [16] http://www-eng.lbl.gov/~shuman/NEXT/MATERIALS&COMPONENTS/High_energy_PMT_TPM00007E02.pdf
- [17] S. Haino *et al.*, *Phys. Lett. B* **594**, 35-46 (2004).
- [18] K. Sato, Ph.D. thesis “Measurement of the CsI calorimeter performance and

K_L momentum spectrum for the J-PARC KOTO experiment”, Osaka Univ.
(2015).

[19] K. Nakagiri, J. Phys.:Conf. Ser. **800**, 226192 (2017).