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2年

西宮 隼人

平成30年2月22日

概 要

KOTO 実験は茨城県那珂郡東海村にある大強度陽子加速器施設 (J-PARC) で行われている、中性 K 中間子の稀な崩壊である $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \overline{\nu}$ を探索する実験 である。

現在、KOTO実験では、中性子がCsIカロリーメータで相互作用を起こした後、カロリーメータ内の別の場所でまた相互作用起こすことにより信号事象 に見える背景事象 (中性子背景事象)が問題になっている。

我々は、中性子とガンマ線の CsI カロリーメータ内でのシャワーが発生す る深さの違いを利用し、中性子背景事象を削減する。そのために、CsI カロ リーメータのビーム下流側の光電子増倍管 (PMT) に加え、ビーム上流側に MPPC(Multi-Pixcel photon counter) を新たに取り付け、MPPC と PMT の時 間差から結晶内の反応位置を知ることができる機構を開発している。

本研究の成果を以下に示す。

宇宙線を用いて MPPC と PMT の時間差分布と時間分解能の評価、両読み した時の PMT の性能維持の確認、MPPC 読み出し部の詳細デザインの決定を した。また、大阪大学核物理センター (RCNP) で 392 MeV の中性子ビームと γ線のビームを用いて、MPPC と PMT の時間差による中性子背景事象の削減 能力を見積もった。また、宇宙線測定とシミュレーションから反射光の寄与が 与える時間差への影響を調査し、PMT の時間と結晶の反応位置の相関が上流 と下流で異なることを示した。

また、信号事象と中性子背景事象をモンテカルロシミュレーションで再現し、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \overline{\nu}$ の検出効率90%に対して中性子背景事象を5.4%まで削減できることを示した。

目 次

<u> </u>		
第1章	序論	11
1.1	KOTO 実験の物理	11
1.2	KOTO 実験の概要	12
	1.2.1 実験施設の概要	12
	1.2.2 測定原理	12
	1.2.3 背景事象	15
1.3	中性子背景事象	16
	1.3.1 2013 年物理 run	17
	1.3.2 これまでの背景事象削減方法	17
1.4	中性子背景事象の新たな削減方法	18
1.5	本研究の目的及び流れ	19
第2章	CsI両読み機構	20
2.1	現状の読み出し機構	20
2.2	CsI 両読み機構	22
	2.2.1 CsI 両読み機構及び新しい検出器の説明	22
	2.2.2 CsI 両読み機構の読み出し	24
第3章	CsI両読み機構の基礎性能評価	26
3.1	性能評価実験の目的	26
3.2	宇宙線を用いた性能評価及び今後使用する物理量の説明.....	26
	3.2.1 宇宙線を用いた性能評価実験のセットアップ	26
	3.2.2 使用する物理量	27
3.3	時間差 Δt 及び時間分解能 \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots	30
	3.3.1 時間差と位置の相関	30
	3.3.2 時間分解能	31
3.4	CsI 両読み機構の詳細デザイン	32
	3.4.1 端面反射材	32
	3.4.2 UV 透過フィルター	36
3.5	まとめ	38
第4章	中性子と γ 線ビームを使用した性能評価試験	39
4.1	ビームテストの目的	39
4.2	実験概要	39

	4.2.1 ビームの概要	. 39
	4.2.2 セットアップ	40
4.3	エネルギー較正の為の宇宙線による測定	42
	4.3.1 宇宙線による測定	42
	4.3.2 シミュレーション	. 44
4.4	事象選別	46
	4.4.1 エネルギーによる選別	46
	4.4.2 TOF による選別	46
4.5	中性子及び γ 線の時間差 Δt 分布	48
	4.5.1 中性子と γ 線の時間差 Δt 分布の概要	48
	4.5.2 背景事象の削減能力の高い時間差 Δt 分布の取り方	49
4.6	波形を使用した中性子背景事象の削減	52
	4.6.1 本解析の目的	52
	4.6.2 波形解析	53
	4.6.3 Pulse shape likelihood	54
4.7	まとめ	58
第5章	時間差 Δt の理解	59
5.1	時間差 Δt_{Magn} と位置の相関	. 59
5.2	波形の違い	. 66
5.3	不連続部分の時間差 Δt_{Lump} への継ぎ目の影響	. 70
5.4	シミュレーションによる時間差 Δt の理解	. 71
	5.4.1 宇宙線による測定の再現	. 72
	5.4.2 宇宙線による測定との比較	. 74
	5.4.3 発光位置による波形の違い	. 76
5.5	継ぎ目ができる原因の考察	. 82
5.6	まとめ	. 85
笛6咅	山州子書星東象の時間美△+による削減能力の目積まり	86
第0年 61		86
6.2	シミュレーションの敷合性	86
6.3	シミュレーションの歴史	88
0.0	631 + m + r m r	80
	6.3.1 C / T / / / · · · · · · · · · · · · · · ·	. 00 00
64	3.3.2 - 昭岡注 Δε ジスクガー・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	91
0.1	641 既存のカットとの相関	92
	642 時間差 At の計算方法の比較	9 <u>4</u>
6.5	まとめ	. 95
第7章	結論	96
		~-
1J 球A	九重の个均一性による、个建続部の時间左 Δt_{Jump} への影響	97

付録B	時間差シミュレーションの詳細	99
B.1	シンチレーション光の減衰...................	. 99
B.2	PMT、MPPCの時間と発光点の相関	. 102
B.3	PMT と MPPC の波形の作り方	. 102
付録C	背景事象見積もりシミュレーションで使用したカット	104

表目次

1.1	<i>K_L</i> 由来の主な崩壊モードとその崩壊分岐比 [10]	16
2.1	本研究で使用した MPPC のセットアップ.........	23
4.1	pulse shape likelihood ratio によるカットの有無による中性子事 象の削減能力	57
$5.1 \\ 5.2$	PMT と MPPC の S _{Up} , S _{Down} 。	76 82

図目次

1.1	$K_L \to \pi^0 \nu \overline{\nu} $ のファインマンダイアグラムの例。		11
1.2	J-PARC の概略図 [6]。		12
1.3	ビームラインの概略図 [8]。KOTO の検出器は図中の KL 2nd		
	colimeter の先にある。		13
1.4	KOTO 実験で使用している検出器の概略図。FBの上流側端面を		
	Z=0と定義する。CsI カロリーメータの上流側端面は Z=6150		
	mm である。		14
1.5	CsI カロリーメータの概略図。		14
1.6	モンテカルロシミュレーションで得られた $K_L o \pi^0 u \overline{ u}$ の P_t と		
	RecZ の相関図。真中の四角で囲まれた領域(以降、シグナルボッ		
	クス)が信号と認識される領域である。		15
1.7	信号事象と中性子背景事象の概略図。左が信号事象、右が中性		
	子背景事象である。		16
1.8	2013 年の物理ランで得られた P _t VS RecZ の図 [9]。黒点は観測		
	されたデータ、赤の数字はシミュレーションで見積もられた事		
	象が起こる回数である。シミュレーションの統計量は実験の統		
	計量で規格化されている。...................		17
1.9	CsI カロリーメータの新しい検出機構の概略図。t ₁ は結晶内で相		
	互作用してから新検出器にシンチレーション光が届く時間、t ₂		
	は結晶内で相互作用してから PMT にシンチレーション光が届		
	くまでの時間を示す。	•	19
2.1	CsI 結晶の読み出し。検出器は下流側の PMT のみである。		20
2.2	CsI 結晶の端面反射材の様子。図中の反射材の他に、銀色の反		
	射材もある。		21
2.3	CsI 結晶の側面反射材の様子。側面反射材は PMT に届く光量を		
	発光位置によらず一定に保つために下流側は黒に塗ってある。		21
2.4	上流側端面に MPPC を取り付けた状態の CsI 結晶のセットアッ		
	プの簡略図。MPPCを取り付けた後端面反射材を残すか否かは		
	3章で議論する。		22
2.5	直列接続時の MPPC の回路図。MPPC をダイオード記号で表		
	している。		23
2.6	4章の実験で使用した MPPC とその基板		24
2.7	4 章以外の実験で使用した MPPC とその基板		24

2.8	ベッセルフィルターを入れる前 (左) と入れた後 (右) の PMT の 波形	25
3.1	宇宙線測定のセットアップ。CsIの上下を8組のプラスチックシ	
	ンチレータで挟んでいる。	27
3.2	時間 (左) とエネルギー (右) の定義。Pedestal は最初の 10 サン	
	プルの平均、Pulse height は ADC が最大の点とその隣の 2 点の	
	計三点を通る二次関数の最大値から Pedestal を引いた値。	28
3.3	ADC で記録された MPPC の波形。図 3.2 と同じ事象を用いた。	28
3.4	Position 8 の事象の Δt 分布。正規分布でFit した (赤線)。Height	
	は中心値における y の値, Mean は中心値, Sigma は標準偏差。14	
	MeV 以上のエネルギーが落とされた事象を使用した。	29
3.5	Position 8の事象の Integrated ADC counts の分布。PMT の信	
	号を使用した。ランダウ分布を正規分布で畳み込んだ関数で Fit	
	した (赤線)。p0 はランダウ分布の幅、p1 はランダウ分布の most	
	probable value、p2は規格化定数、p3は正規分布の標準偏差。.	30
3.6	宇宙線による測定で得られた Δt_{Mean} と位置の相関。二つの一次	
	関数で Fit した (赤線)。p0 が y 切片、p1 が直線の傾きである。	31
3.7	宇宙線測定で得られた、時間分解能の位置依存性。x軸に平行	
	な直線で fit した (赤線)。	32
3.8	CsI に自作の反射材 (黒色) を取り付けた様子。MPPC を取り付	
	ける領域は切り抜いてある。銀色のラッピングは側面反射材で、	
	MPPCを取り付けるためにめくってある。	33
3.9	端面反射材を使用しなかった場合の PMT で検出される光量と	
	反応位置の相関。Position 1 の事象の光量を 1 に規格化した。上	
	流、下流をそれぞれ x 軸に平行な直線 (赤線) で Fit した。	33
3.10	反射材の条件ごとの PMT で検出される光量 (左) とその不均一	
	性 (右)。左のグラフではオリジナル反射材 (黒色) の光量を1で	
	標準化している。.........................	34
3.11	MPPC で検出される光量と反応位置の相関。銀色の反射材を使	
	用した際の Position 1 での光量を 1 に規格化した。黒色点が黒	
	色い反射材、赤点が銀色の反射材、青点が反射材なしの場合の	
	光量を示す。	35
3.12	反射材の種類毎の時間分解能。	35
3.13	MPPC に UV 透過フィルターを取り付けた場合と取り付けない	
	場合の上流側セットアップ。..................	36
3.14	MPPC に UV フィルターを取り付けた場合 (赤点) と UV 透過	
	フィルターを取り付けなかった場合 (青点) の MPPC の波形。波	
	高を1に規格化している。Position 8の事象を使用した。	37

3.15	MPPCの光量と反応位置の相関。MPPCにUV透過フィルター を取り付けない場合の Position1の光量を1に規格化した。黒色 点がUV透過フィルター無し、赤点がUV透過フィルターあり の場合の光量を示す。		37
4.1	RCNP 中性子ビームラインの配置図 [26]。サイクロトロンで加速される 392 MeV の陽子を Li 標的に当てて中性子を作り、左の N0 ライン実験室に導く。		40
4.2 4.3	ターゲット、コリメータと CsI 結晶の積み重ね方。 ビーム上流側から見た結晶の配置。図中の数字は結晶の ID であ る。	•	41 41
4.4	宇宙線による測定のセットアップを横から見た概略図。U1~U6, B1~B6 は4 cm×10 cm、幅5 mm のプラスチックシンチレータ	•	11
4.5	である。 結晶 0 の Integrated ADC counts のピーク値と結晶内の位置の 関係	•	42 43
$4.6 \\ 4.7$	各結晶における Integrated ADC counts のピーク値。 エネルギーキャリブレーション用に行なった宇宙線シミュレー	•	43
4.8	ションにおける実験室の概略図。	•	44 45
4.9 4.10 4.11	各結晶の1 MeV あたりの Integrated ADC counts。 結晶0に落とされたエネルギー分布。 結晶0のTOF分布 赤い線の間の領域を~線事象 里い線の間	•	45 46
4.12	の領域を中性子事象として用いた。	•	$\begin{array}{c} 47\\ 47\end{array}$
4.13 4.14	中性子 (左) と γ 線 (右) の全エネルギー分布。	•	48 49
4.15 4.16	$\Delta t 分布の標準偏差の比較。 青点か \Delta t_{Ori}、 赤点か \Delta t_{M.E.}、黒点 が \Delta t_{E.W.} を用いた場合。$		50
4.17	Δt_{Ori} 、赤点が $\Delta t_{M.E.}$ 、黒点が $\Delta t_{E.W}$ を用いた場合。 各結晶における、中性子の削減能力の比較。青点が Δt_{Ori} 、赤点		51
/ 18	が $\Delta t_{M.E.}$ 、黒点が $\Delta t_{E.W.}$ を用いた場合の中性子削減能力。全エ ネルギーが200~250 (MeV)の事象のみを使用した。		52 53
4.19	正規分布の標準偏差 (左) と非対称パラメータ (右) の分布。赤線 が γ 線、青線が中性子の場合の分布を示す。	•	55
4.20	正規分布の標準偏差(左)、非対称パラメータ(右)と波高の常用 対数の相関。赤線がγ線、青線が中性子の場合の相関を示す。縦 軸の調差棒は 冬波高領域における Fit パラメータの PMC でき		
	more contraction (1) (1) (1) (1) (1) (1) (1) (1) (1) (1)		55

4.21	Pulse shape likelihood ratio の分布。赤線 γ 線、青線が中性子 の分布。全事象数を1で規格化した。	. 56
4.22	中性子と γ 線の Δt 分布。左がpulse shape likelihood ratio カットをかける前、右がpulse shape likelihood ratio カットをかけた	
4.23	後の分布である。全事象数を1で規格化した。 中性子と γ 線のfitパラメータと Δt の相関。左が標準偏差、右が非対称パラメータである。縦軸の誤差棒は、Fitパラメータ	. 57
	の RMS である。	. 58
5.1	各結晶の、 Δt_{Mean} と位置の相関。継ぎ目付近の不連続な部分の時間差を正確に出すため、二本の一次関数 $y = p0 \times (x-25) + p1$ でft した(赤線)	60
5.2	$\Delta t_{L_{max}}$ の分布.	. 00 61
5.3	各結晶の、 Δt_{PMT} と位置の相関。継ぎ目付近の不連続な部分の時間差を正確に出すため、二本の一次関数 $y = p0 \times (x-25) + p1$. 01
	で fit した (赤線)。 62
5.4	各結晶の、 Δt_{MPPC} と位置の相関。継ぎ目付近の不連続な部分の時間差を正確に出すため、二本の一次関数 $y = p0 \times (x-25) + p1$	
	でfit した (赤線)。	. 63
5.5	各フラスチックシンチレータの組の $\Delta t_{Trigger}$ 。	. 64
5.6	Δt_{PJump} の分布。	. 64
5.7	Δt_{MJump} の分布。	. 65
5.8	Δt_{PMT} と宇宙線の通過位置の相関で得られた S_{Up} と S_{Down} の分 布。	. 66
5.9	Δt_{MPPC} と宇宙線の通過位置の相関で得られた S_{Up} と S_{Down} の	
	分布。	. 66
5.10	MPPCの波形の Profile(青点)と、それを平滑線で結んだ波形(赤	
	線)の比較。結晶 0 の Position 1 の事象を使用した。	. 67
5.11	結晶 0 の、Position 3 の波形 (赤) と Position 4 の波形 (青) の比	
	較。 左が PMT、 右が MPPC の 波形。	. 68
5.12	結晶 0 の、Position 3 の波形 (赤) と Position 4 の波形 (青) の比	
	較。Position 3の波形と Position 4の波形の CFTime を合わせ	
	た。左が PMT、右が MPPC の波形。 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	. 69
5.13	結晶0の、Position3の波形(赤)とPosition4の波形(青)の比較。	
	立ち上がりのはじめ部分を拡大した。左が PMT、右が MPPC	
	の波形。	. 69
5.14	結晶 0 の、Position 3 の波形 (赤) と Position 4 の波形 (青) の比	
	較。波形のピーク付近を拡大した。左が PMT、右が MPPC の	
	波形。	. 70

5.15	宇宙線による測定で得られた Δt_{Mean} と位置の相関。上が継ぎ目	
	がない結晶、下が継ぎ目がある結晶の相関。上は1本の一次関	
	数で、下は2本の一次関数でフィットした (赤線)。	71
5.16	シミュレーションのセットアップ。数字は MPPC からの距離。	72
5.17	シミュレーションで得られた時間分解能と位置の相関。X 軸に	
	平行な直線で Fit した。	73
5.18	RCNP で行なった宇宙線による測定で得られた、各結晶の時間	
	分解能。横軸の数字は結晶の ID(図 4.3 を参照)。	73
5.19	シミュレーションで得られた Δt_{Mean} と位置の相関。二本の一次	
	関数 $y = p0 \times (x - 25) + p1$ で Fit した (赤線)。	74
5.20	PMT の CFTime と発光位置の相関。継ぎ目の不連続部分を正	
	確に出すために、二本の一次関数 $y = p0 \times (x - 25) + p1$ で Fit	
	した (赤線)。	75
5.21	MPPC の CFTime と発光位置の相関。継ぎ目の不連続部分を正	
	確に出すために、二本の一次関数 $y = p0 \times (x - 25) + p1$ で Fit	
	した (赤線)。	75
5.22	各発光位置Zに対する PMT での光子検出時間分布。各図上に	
	書いた数値は MPPC からの距離を示す。時間が早い方のピーク	
	が直接光、遅い方のピークが反射光である。........	77
5.23	各発光位置 Z に対する MPPC での光子検出時間分布。各図上に	
	書いた数値は MPPC からの距離を示す。時間が早い方のピーク	
	が直接光、遅い方のピークが反射光である。・・・・・・・・・	78
5.24	各位置 Z で発光した光によりできた PMT の波形をベッセルフィ	
	ルターに通した後の波形。波高を1に規格化して重ね書きした	
	波形の profile をとり、各店を平滑線で結んだ。各図上に書いた	
	数値は MPPC からの距離を示す。	79
5.25	各位置 Z で発光した光によりできた MPPC の波形をベッセル	
	フィルターに通した後の波形。波高を1に規格化して重ね書き	
	した波形の profile をとり、各店を平滑線で結んだ。各図上に書	
	いた数値は MPPC からの距離を示す。	80
5.26	PMT(左)と MPPC(右)の波形の、s ₀ と発光位置の相関。二本	
	の一次関数 $y = p0 \times (x - 25) + p1$ で Fit した (赤線)。	81
5.27	PMT(左)とMPPC(右)の波形の、t ₀ と発光位置の相関	82
5.28	上・下流におけるシンチレーション光の進み方。	83
5.29	Z ₀ (青線), Z ₁ (赤線)で発光した光子の検出時間分布。	84
5.30	$Z_0(青線), Z_1(赤線) で発光した光によりできる PMT(右) と MPPC($	左)
	の波形の立ち上がり部。右がPMTの波形で左がMPPCの波形。)
	波高を1に規格化している。	84
6.1	Geant4 で行なったシミュレーションのセットアップの図。	87
6.2	時間差シミュレーションで得られた中性子の Δt 分布。	87

6.3	Δt_{Jump} と中性子事象の削現能力の相関。	88
6.4	読み出しにおける結晶のまとめ方。色がついている結晶には	
	MPPCを取り付けない。	89
6.5	MPPCの光量が4 photons/MeVの場合の時間分解能。	90
6.6	中性子背景事象 (左) と信号事象 (右) の Δt_{Max} と Δt_{Min} の分布。	
	赤線が Δt_{Max} 、青線が Δt_{Min} の分布。	91
6.7	中性子背景事象 (赤線) と信号事象 (青線)の Δt_{Max} 分布。分布の	
	面積を1で規格化している。中性子背景事象は (5.4±0.2) %残る。	92
6.8	中性子背景事象 (青線) と信号事象 (赤線) の Max χ^2 の分布。分	
	布の面積を1で規格化している。	93
6.9	Max shape chi2のカットをかけた場合の中性子背景事象 (青線)	
	と信号事象 (赤線) の Δt_{Max} 分布。分布の面積を 1 で規格化して	
	いる。中性子背景事象は (8.8±1.3) %残る。	94
6.10	$\Delta t_{M.E.}$ を使用した場合の中性子 (青線)と信号事象 (赤線)の Δt_{Max}	
	分布。分布を1で規格化している。中性子背景事象は (6.3±0.2)	
	%残る。	95
Λ 1	DMTの光景の不均一州と At の相関	07
A.1	$I M I の 元重の 不均 住 C \Delta t_{Jump} の 相関。$	91
A.2	MFFCの元重の不均 住て Δl_{Jump} の伯與。	90
B.1	シンチレーション光の反射の様子。	100
B.2	シンチレーション光の反射率と入射角の関係	101
B.3	シミュレーション (青点) と実験 (赤点) の波形の比較。左が PMT	
	の波形、右が MPPC の波形。400 MeV の中性子が結晶に 50 MeV	
	以上のエネルギーを落とした事象を使用した。・・・・・・・	103

第1章 序論

1.1 KOTO 実験の物理

KOTO 実験は、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \overline{\nu}$ という K 中間子の崩壊モードを用いて CP 対称 性を破る新しい物理を探索する実験である。

CP 対称性は、C 変換 (荷電共益変換)とP 変換 (パリティ変換)を同時に素 粒子に施した際に物理法則が変換前と同じであるかどうかを示す。標準理論で は、CP 対称性の破れは以下のクォークの世代間混合を示す CKM 行列が複素 成分を持つために生じるとされる [1, 2]。

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$
(1.1)

図 1.1 に標準理論における $K_L \to \pi^0 \nu \overline{\nu}$ のファインマンダイアグラムを示す。 $K_L \to \pi^0 \nu \overline{\nu}$ の崩壊分岐比は標準理論において (3.0±0.30) × 10⁻¹¹ と予測され ている [3]。CKM 行列のパラメータの精度に起因する誤差は 10 %だが、理論 的不定性は 2 %と小さい。



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

崩壊分岐比が予測されている値と異なる場合、標準理論以外の CP 対称性を 破る過程が存在することの証左となるため、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \overline{\nu}$ の崩壊分岐比の測定 により標準理論を超える新しい物理を探索することができる。 $K_L \to \pi^0 \nu \overline{\nu}$ はこれまでいくつかの実験で探索されているが、まだ観測されていない。実験による分岐比の上限値は KEK E391a 実験で得られた 2.6×10⁻⁸ (90 % C.L.) である [4]。また、 $K^+ \to \pi^+ \nu \overline{\nu}$ の崩壊分岐比から得られる上限値 1.4×10⁻⁹ が存在する [5]。KOTO 実験では、これらの上限値より高い感度で 新物理を探索する。

1.2 KOTO 実験の概要

1.2.1 実験施設の概要

KOTO 実験は茨城県那珂郡東海村にある J-PARC という加速器施設で行われている素粒子実験である。図1.2 に J-PARCの概略を示す。J-PARCのメインリングで 30 GeV に加速された陽子を図中のハドロン実験施設に導く。KOTOの実験設備はハドロン実験施設に置かれている。



図 1.2: J-PARC の概略図 [6]。

1.2.2 測定原理

 K_L ビームのビームライン [7](以降、 K_L ビームライン)の概略を図 4.2 に示 す。T1 target (Au) において K_L を生成する。 K_L ビームラインは元の陽子の 進行方向から 16 の方向にある。

ターゲットで生成される γ線を排除するために T1 target の下流側に photon absorber を置いている。photon absorber の下流側にコリメータを置き、ビー ムを形成する。コリメータの下流側に荷電粒子を曲げるための磁石を配置し、 磁石のさらに下流側にコリメータを配置することにより中性粒子を選ぶ。短寿 命粒子は検出領域に到達する前に崩壊する。最終的に検出器がある領域まで残 る主な粒子は、 K_L と中性子と、photon absorber で吸収されなかった γ 線である。

KOTO 実験で使用しているコリメータは photon absorber やコリメータの 入り口で散乱された中性子がコリメータ内側の表面で散乱しないように、コリ メータの径が下流側に行くほど広くなるように設計された。それでも依然、コ リメータ表面で散乱され、ビームの外に出てカロリーメータに到達する中性子 (以降、halo 中性子) が存在する。その割合は、ビーム中の K_L に対し (6.99 ± 0.47)×10⁻⁴、ビーム中の中性子に対して (2.70±0.11)×10⁻⁵ 程度存在する [7]。



図 1.3: ビームラインの概略図 [8]。KOTO の検出器は図中の KL 2nd colimeter の先にある。

KOTO 実験の検出器を図 1.4 に示す。KOTO 実験では検出器は大きく分け て二種類ある。一つは CsI カロリーメータで、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \overline{\nu}$ 事象 (以降、信号事 象) で出来た π^0 から崩壊してできる二つの γ 線を検出する。CsI カロリーメー タの断面図を図 1.5 に示す。個々の CsI 結晶は長さ 50 cm で、端面が 25 mm 角 の結晶が 2240 本、50 mm 角の結晶が 476 本ある。もう一つは Veto 検出器と 呼ばれる検出器で、 背景事象を削減するために置かれている。これらの検出 器が粒子を検出した場合、その事象は排除される。

13



図 1.4: KOTO 実験で使用している検出器の概略図。FB の上流側端面を Z=0 と定義する。CsI カロリーメータの上流側端面は Z=6150 mm である。



図 1.5: CsI カロリーメータの概略図。

KOTO 実験の解析では、 $K_L \to \pi^0 \nu \bar{\nu}$ からの π^0 はビーム軸上で、かつ CsI カロリーメータよりも上流側で生成されたと仮定する。信号事象では、ニュー トリノが運動量を持ち去るため、 π^0 はビーム軸に垂直な運動量成分 (P_t)を持 つ。KOTO 実験では、2本の γ 線の CsI カロリーメータ表面での入射位置とエ ネルギーから π^0 のビーム軸上の生成位置 (RecZ) と P_t を再構成し、信号事象 であるか否かを判断する。図 1.6 にモンテカルロシミュレーションで得られた $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \overline{\nu}$ の P_t と RecZの相関を示す。2013 年に取得したデータ解析では [9]、信号事象が 3000 < RecZ < 4700 (mm), 150 < P_t < 250 (MeV/c)の範囲 内にあることを要求した。



図 1.6: モンテカルロシミュレーションで得られた $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \overline{\nu}$ の P_t と RecZ の相関図。真中の四角で囲まれた領域 (以降、シグナルボックス) が信号と認識される領域である。

1.2.3 背景事象

KOTO 実験の解析では大きく分けて K_L 由来と halo 中性子由来の二つの背 景事象がある。

 K_L の主な崩壊モードを表 1.1 に示す。 K_L の崩壊モードの多くが π^0 を生成 する。これらの崩壊モードは π^0 から生成される γ 線が二つだけ CsI カロリー メータで検出された場合に背景事象となりうる。一方これらの崩壊モードは 2 つの γ 線以外の粒子も生成する。CsI 検出器で検出された 2 つの γ 線以外の粒 子を Veto 検出器で検出し、 K_L の崩壊由来の背景事象を排除する。

また、 $K_L \rightarrow \pi^{\pm} e^{\mp} \nu$ 、 $K_L \rightarrow \pi^{\pm} \mu^{\mp} \nu$ 、 $K_L \rightarrow \pi^{+} \pi^{-}$ の事象には π^{0} は含まれ ないが、二つの荷電粒子がCsIで観測され、それらが γ 線であると判断される と背景事象となりうる。CsI カロリーメータの上流にある CV (Charged veto) で荷電粒子を検出し、これらの事象を排除する。

 $K_L \rightarrow \gamma \gamma$ では2つの γ 線以外の粒子は生成されないため、CsIカロリーメー タで二つの γ 線を検出すると、Veto検出器では粒子は検出されない。 $K_L \rightarrow \gamma \gamma$ 事象で K_L はビーム軸に垂直な運動量成分を持たないため、信号事象と仮定し

崩壊モード	崩壊分岐比
$K_L \to \pi^{\pm} e^{\mp} \nu$	$40.55 \pm 0.11~\%$
$K_L \to \pi^{\pm} \mu^{\mp} \nu$	$27.04 \pm 0.07~\%$
$K_L \to \pi^0 \pi^0 \pi^0$	$19.52 \pm 0.12~\%$
$K_L \to \pi^+ \pi^- \pi^0$	$12.54 \pm 0.05 ~\%$
$K_L \to \pi^+ \pi^-$	$(1.967 \pm 0.010) \times 10^{-3}$
$K_L \to \pi^0 \pi^0$	$(8.64 \pm 0.06) \times 10^{-4}$
$K_L \to \gamma \gamma$	$(5.47 \pm 0.04) \times 10^{-4}$

表 1.1: K_L 由来の主な崩壊モードとその崩壊分岐比 [10]

1.3 中性子背景事象

この説では、本論文で取り扱う中性子背景事象を紹介する。 中性子背景事象は halo 中性子により引き起こされる背景事象である。1.2節 で説明したように、halo 中性子の数をビーム上の *K*_L に対して *O*(10⁻³) まで削 減した。しかし、halo 中性子は KOTO 実験の主な背景事象源となっている。

中性子背景事象の概略を図 1.7 に示す。中性子背景事象は halo 中性子が CsI 結晶のある領域で相互作用を起こした後、相互作用で生成された中性子が、別の領域でまた相互作用を起こすために二つの γ線の事象に見える背景事象である。



図 1.7: 信号事象と中性子背景事象の概略図。左が信号事象、右が中性子背景 事象である。

1.3.1 2013 年物理 run

KOTO 実験では、2013 年の5月に約 100 時間の物理ラン (以降 2013 年 run) を行い、データを取得した [9]。その際に得られた $P_t \ge RecZ$ の相関を図 1.8 に示す。2013 年 run では、シグナルボックス内に1 事象残った。また、モンテ カルロのシミュレーションでは、シグナルボックス内の事象数は 0.34±0.16 と 見積もられた。この内、中性子背景事象が占める事象数は、0.18±0.15 であっ た。また、2013 年 run における S.E.S¹ は 1.29 × 10⁻⁸ であった。これより中性子 背景事象の起こりやすさを信号事象の分岐比に換算し、その値を background level とすると、background level は 10⁻⁸ 程度であることが分かる。標準理論 で予測されている $K_L \to \pi^0 \nu \overline{\nu}$ の崩壊分岐比が 3.0 × 10⁻¹¹ であるため、このま までは信号事象は検出できない。



図 1.8: 2013 年の物理ランで得られた *P_t* VS RecZ の図 [9]。黒点は観測された データ、赤の数字はシミュレーションで見積もられた事象が起こる回数である。 シミュレーションの統計量は実験の統計量で規格化されている。

1.3.2 これまでの背景事象削減方法

KOTO 実験では中性子背景事象の削減のために次の3つのカットが用いられている。

- 1. Cluster shape χ^2 [11]
- 2. Cluster shape discrimination (CSD) [12]
- 3. Pulse shape likelihood ratio [13]

中性子やγ線は複数の CsI 結晶にエネルギーを落とす。KOTO 実験では3 MeV 以上のエネルギーを落とされた CsI 結晶のみ使用している。3MeV 以上のエネ

¹single event sensitivity. 分岐比を S.E.S で割った値がその実験で期待される事象数に対応 する。

ルギー損失のあった近接結晶をまとめたものをクラスターとする。クラスター の詳しい定義は増田孝彦氏の博士論文[14]に詳説されている。

1のカットは、クラスターの形状がγ線によるクラスターと中性子によるク ラスターで異なることを用いて中性子背景事象を削減する。このカットは2013 年 run の解析に使われている。現在はクラスターとして使用する結晶の領域 を広くしたため背景事象削減能力が向上した。1のカットは6章で詳細に説明 する。

2のカットは、クラスター形状に加えて、クラスター内の結晶の時間とエネ ルギーの情報の違いも考慮し、中性子の事象を削減する。2のカットによる中 性子背景事象の削減率は1/1000程度である[12]。一方、1のカットと2のカッ トは共にクラスター形状を用いたカットであるため相関がある。しかし、更新 した1のカットと2のカットを合わせた場合、2013年の物理 run 時の解析と比 べて中性子背景事象を1/10 に削減できる。

3のカットは、中性子とγ線で波形が異なることを用るカットであり、中性 子背景事象の削減率は1/10である。3のカットと他のカットとの相関は無い。 3のカットは4章で詳説する。

これら3つのカットを用いると、中性子背景事象のbackground levelを $O(10^{-10})$ 程度まで落とせる。しかし、標準理論で予想されている信号事象の分岐比は 3×10^{-11} であり、標準理論の領域に達するためにはさらに back ground level を 1/10 に削減する必要がある。そこで、次節で説明する新たな中性子背景事 象の削減方法を導入する。

1.4 中性子背景事象の新たな削減方法

CsI 結晶内では、中性子が相互作用する位置は interaction length(40 cm) に よるため、結晶中で満遍なく相互作用を起こす。一方 γ 線が相互作用する位置 は radiation length (2 cm) によるため、結晶の上流側で反応する。また、中性 子背景事象では、中性子はCsI カロリメータで二度相互作用を起こし、二度目 の相互作用は下流側で起こることが多い。従って、結晶内での相互作用の深さ を知ることができれば、中性子と γ 線を弁別できる。

現在の KOTO 実験では、CsI カロリーメータは結晶の下流側に取り付けて ある PMT により読み出している。これに加えて、結晶の上流側に新たに光検 出器を取り付ける。この新しい検出機構の概略を図 1.9 に示す。

上流側の検出器と PMT でシンチレーション光が検出される時間の時間差を 取ると、この時間差は結晶内の反応位置に依存するため、中性子と γ 線の弁 別ができる。この新しい検出機構を用いた中性子背景事象の background level の削減率は 1/10 程度になると予測している。これにより、中性子背景事象の background level を $O(10^{-11})$ 程度まで落とせるため、中性子背景事象の削減能 力は十分となる。



図 1.9: CsI カロリーメータの新しい検出機構の概略図。t₁ は結晶内で相互作 用してから新検出器にシンチレーション光が届く時間、t₂ は結晶内で相互作用 してから PMT にシンチレーション光が届くまでの時間を示す。

1.5 本研究の目的及び流れ

本研究の目的は、新しい検出機構で得られる新しい検出器とPMTの時間差 分布を理解すること、及び新しい削減機構の中性子背景事象の削減能力を見積 ることである。論文の構成は以下の通りである。

- 2章:現状の読み出しや新しい検出機構をより詳しく説明する。
- 3章:新しい検出器とPMTの時間差を取ることにより結晶内での反応位置を知ることができるのか、新しい検出機構を導入することによる既存の検出機構への影響について宇宙線を用いた性能評価実験を説明する。
- 4章:新しい検出機構で実際に中性子とγ線を弁別できるのかを、中性
 子及びγ線のビームを用いて行なった性能評価試験について説明する。
- ●5章:宇宙線測定とシミュレーションを用いて時間差と反応位置の関係
 と、光の伝播について説明する。
- 6章:実際の KOTO 実験で得られる削減能力の見積もるために行ったシ ミュレーションを説明する。

第2章 CsI両読み機構

この章では、現状の CsI カロリーメータの読み出しを詳しく説明したのち、 新しい検出器の概要、読み出し方法を説明する。

2.1 現状の読み出し機構

現状のCsI結晶の読み出しの概略を図2.1に示す。



図 2.1: CsI 結晶の読み出し。検出器は下流側の PMT のみである。

KOTO 実験では使用している CsI 結晶の内 8 割の結晶では、長さ 25 cm の 結晶をエポキシ接着剤 (epotek 305 [15]) という接着剤で接続し、50 cm にして いる。残りの 2 割の結晶は継ぎ目の無い長さ 50 cm の結晶である。

また、CsIの光量を結晶内での反応位置に関係なく一定に保つために、結晶 の上流側端面に図 2.2 に示す反射材 (銀色、黒色、銀色と黒色の縞の 3 種類。以 降、端面反射材)を取り付けている。同様の理由で、結晶の側面を図 2.3 に示 す、アルミを蒸着したフィルムでできた反射材 (以降、側面反射材) で包んで いる¹。

¹反応位置による光量の違いは約5%以内に抑えられている。



図 2.2: CsI 結晶の端面反射材の様子。図中の反射材の他に、銀色の反射材もある。



図 2.3: CsI 結晶の側面反射材の様子。側面反射材は PMT に届く光量を発光位 置によらず一定に保つために下流側は黒に塗ってある。

CsI 結晶の発光には、減衰時定数が 6 ns で波長のピークが 310 nm の光と、 減衰時定数が 30 ns で波長のピークが 420 ns の光と、減衰時定数が 約 1 µs で 波長のピークが 480 nm の光の三種類ある [16, 17, 18]。KOTO 実験では時定 数が短い発光のみを使用するために波長が 400 nm 以上の光を排除する UV 透 過フィルターを使用している。

また、PMT と CsI の間の光学接続にはシリコーン樹脂のゴム状の板 (以降、 シリコーンクッキー [19]) を使用している。シリコーンクッキーの特長は屈折 率が CsI 結晶の屈折率 (1.95[16]) に近いことと、UV 光の透過率が約 90 % と高 いことである。

現在の KOTO 実験では、50 mm 角の CsI 結晶には直径 39 mm の浜松ホトニ クス R5330、25 mm 角の CsI 結晶には直径 15 mm の浜松ホトニクス R5364 と いう PMT を取り付け、シンチレーション光を読み出している。R5330, R5364 の各 PMT や PMT 関連の回路に関しては増田孝彦氏の修士論文 [20] に詳説さ れている。

2.2 CsI 両読み機構

1章で説明した中性子背景事象を削減するために、上流側に新しく半導体光 検出器を取り付ける。

2.2.1 CsI 両読み機構及び新しい検出器の説明

新しい検出機構では、読み出し検出器として MPPC[21] という半導体光検 出器を使用する。MPPC は物質量が小さく、粒子との相互作用を抑えること ができる²。MPPC としては浜松ホトニクス製の S13360-6050CS を使用する。 KOTO 実験で実際に採用される MPPC 関連の回路については、佐藤友太氏の 修士論文 (2018)[22] に説明されている。

MPPCと結晶間は厚さ 0.5 mm の石英の平板を介して接着する。間に石英の 平板を入れることにより、実際に MPPC を CsI 結晶に取り付ける際に平らな 面同士を接着でき、作業性が向上する³。MPPC の外枠は 100 µm 程度、検出 面よりも張り出している。MPPC と石英間は TSE3032[23] というシリコーン により、前述の隙間を埋めて接着する。石英と CsI 結晶間の接続には、epotek 305 を使用する予定である。

MPPCを取り付けた状態のCsIのセットアップを図2.4に示す。以降、図2.4 で示した読み出し機構をCsI両読み機構と呼ぶ。また、今後結晶のMPPC側 を上流、PMT側を下流とする。



図 2.4: 上流側端面に MPPC を取り付けた状態の CsI 結晶のセットアップの簡 略図。MPPC を取り付けた後端面反射材を残すか否かは 3 章で議論する。

²MPPCと取り付ける基板を合わせても 0.02 放射長程度である。

³石英は UV 光の透過率が 90% 以上と高い。

本研究で用いた MPPC 及びその基板

以下に本研究で使用した MPPC 関連のセットアップを説明する。表 2.1 に 本研究で使用した MPPC のセットアップをまとめる。

結晶の種類	読み出し方法	接続方法	シリコーンクッキー	使用した章
25 mm 角結晶	単独読み出し	同軸ケーブル	5 mm 厚、10 mm ²	4,5章
50 mm 角結晶	直列読み出し	同軸ケーブル	5 mm 厚、 10 mm^2	4,5章
50 mm 角結晶	直列読み出し	基板内配線接続	1 mm 厚、 25 mm^2	3章, 5.3節

表 2.1: 本研究で使用した MPPC のセットアップ

4章と5章の実験で使用した25mm角結晶には、各結晶にMPPCを一つづつ取りつけ、それぞれ別々に読み出した。

50 mm 角結晶には MPPC を 4 つ取り付けた。本研究では 50 mm 角結晶で 使用する MPPC はすべて四つを直列接続した。図 2.5 に MPPC を直列につな いだ時の回路図を示す。4 つの MPPC の接続は、4 章と5 章では同軸ケーブル で接続し (図 2.6)、3 章と 5.3 節では、基板内部で接続した (図 2.7)。どちらも 同じ回路であり、性能に差はない。



図 2.5: 直列接続時の MPPC の回路図。MPPC をダイオード記号で表している。





図 2.7: 4 章以外の実験で使用した . MPPCとその基板

図 2.6: 4章の実験で使用した MPPC と ^{MPPC} とその基板 その基板

また、図 2.6 において、MPPC は epo-tek 305 によって石英と接着されてお り、石英と結晶間は厚さが 1 mm のシリコーンクッキーで接続した。また、図 2.7 に示されている 50 mm 角結晶用 MPPC と、25 mm 角結晶用 MPPC は、 MPPC と結晶間を厚さ 5 mm、接着面が 10 mm 角のシリコーンクッキーで接 続した。

また、MPPC にかけるべき推奨電圧はブレークダウン電圧+3 V であり、 MPPC に推奨電圧をかけた場合の増倍率は 1.7×10^6 である [21]。本研究で は、25 mm 角結晶用 MPPC には、ブレークダウン電圧+3 V の電圧をかけた。 また、50 mm 角結晶用 MPPC は、4 つ直列接続しているため、各 MPPC のブ レークダウン電圧の和+12 V の電圧をかけた。

また、MPPCの信号を4章の測定では3.3倍に、それ以外の測定では2倍に アンプで増幅した。

本研究では、MPPC 関連の回路や MPPC と結晶間の接続について開発過程 であったため、セットアップは最終形と異なる [22]。これにより MPPC の波 高が変化するが、MPPC と PMT の時間差の分布及びその分解能に差異はない [22]。

2.2.2 CsI 両読み機構の読み出し

KOTO 実験では、CsI についている PMT の読み出しに 14 bit, 125 MHz の 波形取得 ADC[24](以降単に ADC) を使用している。ADC が 8 ns 毎に記録す る値をサンプルと呼ぶ。波形の立ち上がりのサンプル数を増やし時間分解能を よくするために、ADC には 10-pole のベッセルフィルターが入っている。ベッ セルフィルターはローパスフィルターであり、波形を鈍らせる役割がある。宇 宙線の事象を用いて元の波形とベッセルフィルターを通した後の波形の比較を 図 2.8 に示す。元の波形の立ち上がり時間は約 15 ns であるのに対し ADC で 得られた波形の立ち上がり時間は約 50 ns となっている。 MPPC の読み出しにも同じ ADC を使用することにした。



図 2.8: ベッセルフィルターを入れる前(左)と入れた後(右)のPMTの波形

第3章 CsI両読み機構の基礎性能 評価

本章では、MPPCとPMTの時間差と結晶内での反応位置の相関、時間差の 分解能を宇宙線を用いて調べた。

また、PMT で検出される光量やその一様性を維持するために、両読み機構 導入後も端面反射材を使用するかどうかを決定した。また、MPPC 側にも UV 透過フィルターを導入するかどうかも決定した。

3.1 性能評価実験の目的

本研究では、MPPCとPMTの時間差によるカットをかけた後γ線事象が1 クラスター当たり90%残ることを要求する。この際、時間差の分解能(以降、 単に時間分解能とする)が悪いとγ線の時間差分布が広がり、γ線を選ぶため の時間差の領域の幅が広がるため、中性子背景事象の削減能力が下がる。その ため、時間分解能は中性子背景事象の削減能力に直結する。

また、実際に MPPC と PMT の時間差を使用して中性子背景事象を削減で きるかを知るために、結晶内での反応位置と時間差の関係を調べた。

また、現在の読み出し機構では、2.1節で説明したように、上流側端面に端 面反射材を入れて PMT に届く光量を一様にしている。CsI 両読み機構では上 流側の端面に MPPC を取り付けるため、端面反射材を上流側端面の MPPC の 周りに残すか否かを決める必要がある。また、2.1節にあるように、PMT には 波長が 400 nm 以下の光を排除するために UV 透過フィルターが取り付けられ ている。これを MPPC 側にも導入するかどうかを決める必要がある。

3.2 宇宙線を用いた性能評価及び今後使用する物理 量の説明

3.2.1 宇宙線を用いた性能評価実験のセットアップ

宇宙線を用いた性能評価実験のセットアップを図 3.1 に示す。本実験では、 CsI 結晶内での反応位置を知るために 50 mm 角の CsI 結晶をプラスチックシン チレータ U1~U8, B1~B8 で挟み、測定を行なった。U1~U8、B1~B8 の長さ (CsI 結晶の長手方向と垂直方向) は 10 cm、厚さは 5 mm である。結晶の継ぎ 目境界部付近を詳しく調べるため、U4, U5, B4, B5 の幅 (CsI 結晶の長手方向 と平行) は 2 cm であり、それ以外のシンチレータの幅は 4 cm である。また、 各プラスチックシンチレータは、MPPC を使用して読み出した。プラスチック シンチレータと MPPC はシリコーンクッキーで接続した。上下 8 組のプラス チックシンチレータの組の内、どれか 1 組に宇宙線が通った場合に、PMT と MPPC の信号を ADC で記録した。以降 Ui と Bi (i=1... 8) を通過した宇宙線 事象を Position i の事象と呼ぶ 。

本章では継ぎ目がある結晶を使用した。



図 3.1: 宇宙線測定のセットアップ。CsI の上下を 8 組のプラスチックシンチ レータで挟んでいる。

3.2.2 使用する物理量

図 3.2 に示す、ADC で記録された PMT の波形を用いて以降使用する物理量 を説明する。

PMT 及び MPPC に信号が来た時間として、波形の立ち上がり部で、連続する2つのサンプル間を結ぶ直線と波高の半分の高さの直線の交点の時間(以降、CFTime と呼ぶ)を使用する。

また、エネルギー (光量) に相当する量としては、各サンプルの ADC の値 から Pedestal を引いた値を、全 64 サンプル分足し上げた値 (以降、Integrated ADC counts と呼ぶ) を使用する。



図 3.2: 時間 (左) とエネルギー (右) の定義。Pedestal は最初の 10 サンプルの 平均、Pulse height は ADC が最大の点とその隣の 2 点の計三点を通る二次関 数の最大値から Pedestal を引いた値。

また、ADC で記録された MPPC の波形を図 3.3 に示す。PMT の波形と比較して立ち下がりの時間が長くなっているが、これは MPPC の時定数が 35 ns と長いためである [22]。

以降、MPPCのCFTimeとPMTのCFTimeの差を Δt とする。



図 3.3: ADC で記録された MPPC の波形。図 3.2 と同じ事象を用いた。

 Δt 分布の例を図 3.4 に示す。この分布を正規分布で ft し、その中心値を Δt_{Mean} とする。また、正規分布の σ を時間分解能として使用する。



図 3.4: Position 8 の事象の Δt 分布。正規分布で Fit した (赤線)。Height は中心値における y の値, Mean は中心値, Sigma は標準偏差。14 MeV 以上のエネルギーが落とされた事象を使用した。

同様に Integrated ADC counts の分布を図 3.5 に示す。宇宙線を用いた測定 におけるエネルギー分布と Integrated ADC counts 分布は、ランダウ分布をガ ウシアンで畳み込みした関数で Fit した。PMT, MPPC で検出される光量の評 価、エネルギーのキャリブレーションでは Fit 関数のピークの位置を使用する。



図 3.5: Position 8 の事象の Integrated ADC counts の分布。PMT の信号を使 用した。ランダウ分布を正規分布で畳み込んだ関数で Fit した (赤線)。p0 は ランダウ分布の幅、p1 はランダウ分布の most probable value、p2 は規格化定 数、p3 は正規分布の標準偏差。

3.3 時間差 △*t* 及び時間分解能

3.3.1 時間差と位置の相関

宇宙線による測定で得た Δt_{Mean} と各位置の相関を図 3.6 に示す。本節の測定では MPPC 側の端面には端面反射材及び UV 透過フィルターは使用しなかった。図より Δt_{Mean} と反応位置には一次の相関があることを確認できた。一方、継ぎ目において、 Δt_{Mean} と位置の相関関係に不連続な部分がある。不連続部分ができる原因は5章で考察する。



図 3.6: 宇宙線による測定で得られた Δt_{Mean} と位置の相関。二つの一次関数で Fit した (赤線)。p0 が y 切片、p1 が直線の傾きである。

3.3.2 時間分解能

各位置における時間分解能を図 3.7 に示す。時間分解能はほとんど位置に依存しない。また、一番上流側の位置における時間分解能が他の位置における時間分解能よりも悪くなっているが、結晶の個性として端部分の時間分解能が悪くなることがある。この原因は分かっていない。また、8 点の位置における時間分解能を定数で Fit した結果は (1.20±0.01) ns である。ここで、定数 Fit は最小二乗法を用いた。以降単に時間分解能と書いた場合、時間分解能分布の定数 Fit の結果を使用する。得られた時間分解能での中性子とγ線の弁別能力は5章と6章で考察する。

また、図 3.6 では、0 cm と 50 cm の位置での Δt_{Mean} の差は 7 ns であり、時間分解能を位置分解能に換算すると約 8.5 cm である。



図 3.7: 宇宙線測定で得られた、時間分解能の位置依存性。x 軸に平行な直線 で fit した (赤線)。

3.4 CsI両読み機構の詳細デザイン

3.1 節で述べたように、CsI 両読み機構を導入した際に PMT 側の読み出し に与える影響を最小限にしたい。本節では現在の読み出し機構で使用している 端面反射材を引き続き使用するかどうか、また MPPC 側にも UV 透過フィル ターを使用するかどうかを決める。

3.4.1 端面反射材

2.1 節で述べたように、端面反射材には黒色、銀色、縞の三種類がある。以降これらの反射材をオリジナル反射材とする。上流側端面に端面反射材を残す かどうかを決めるために、MPPCを取り付ける領域だけくりぬいた黒色と銀 色の反射材を作成した。黒色の反射材は黒色の画用紙を、銀色の反射材はアル ミナイズドマイラーを用いて作った。自作の反射材を CsI に取り付けた写真を 図 3.8 に示す。



図 3.8: CsI に自作の反射材 (黒色) を取り付けた様子。MPPC を取り付ける領 域は切り抜いてある。銀色のラッピングは側面反射材で、MPPC を取り付け るためにめくってある。

PMT で検出した光量及びその位置依存性をオリジナル反射材と自作反射材 とで比較した¹。なお、本測定ではオリジナル反射材が黒色だった結晶を使用 した²。

図 3.9 に、端面反射材を使用なかった場合の、PMT で検出される光量と位置の相関を示す。結晶の上流と下流で光量に段差ができている。結晶の上流、下流でそれぞれ X 軸に平行な直線で Fit し、Fit 結果の差の絶対値を光量の不均一性として使用する。



図 3.9: 端面反射材を使用しなかった場合の PMT で検出される光量と反応位置の相関。Position 1 の事象の光量を1に規格化した。上流、下流をそれぞれ x 軸に平行な直線 (赤線) で Fit した。

¹自作反射材を用いる場合全て CsI は両読みする。

²比較のために銀色のオリジナル反射材 (他の結晶用の反射材) も使用する

オリジナル反射材 (黒色、銀色)、自作反射材 (黒色、銀色)、反射材なし (両 読み)の5種類の条件での、PMTの光量及びその不均一性を図 3.10 に示す。自 作反射材 (黒色)を使う場合よりも自作反射材 (銀色)を使う場合の方が PMT で検出される光量は現状に近い値になる。また、不均一性は自作反射材 (銀色) を用いた場合が最も小さく、他の反射材を使用した場合の不均一性と2 σ 以上 の差異がある。



図 3.10: 反射材の条件ごとの PMT で検出される光量 (左) とその不均一性 (右)。 左のグラフではオリジナル反射材 (黒色) の光量を1で標準化している。

また、反射材の種類やその有無による、MPPC に検出される光量への影響 を調べた。自作反射材 (黒色)、自作反射材 (銀色)、反射材なしの3つの場合に ついて、MPPC で検出される光量と位置の相関を図 3.11 に示す。MPPC で検 出される光量は反射材の種類に依存しない。


図 3.11: MPPC で検出される光量と反応位置の相関。銀色の反射材を使用した際の Position 1 での光量を1に規格化した。黒色点が黒色い反射材、赤点が 銀色の反射材、青点が反射材なしの場合の光量を示す。

また、自作反射材 (黒色)、自作反射材 (銀色)、反射材なしの3つの場合にお ける時間分解能を図 3.12 に示す。時間分解能は反射材の種類に依らない。



図 3.12: 反射材の種類毎の時間分解能。

銀色の反射材を使用した場合が、PMT で検出される光量が最も多く、光量 の不均一性も他の反射材を使用した場合と比べて有意に小さい。また、時間分 解能は反射材の種類によらないため、CsI 両読み機構では、銀色の反射材を採 用することに決定した。

3.4.2 UV 透過フィルター

MPPC 側に UV 透過フィルターを導入すると、UV 光以外の光を排除するた め、MPPC で検出される光量は少なくなり、時間分解能は悪くなると考えら れる。一方、UV 透過フィルターを使用すると、長波長成分を削ることができ るため、長波長成分由来の長い立ち下がり成分のテイルが小さくなり、時間分 解能がよくなることも考えられる。そこで、MPPC で検出される光量及び時 間分解能に対する UV 透過フィルターの影響を調べた。

MPPC に UV 透過フィルターを取り付ける場合と取り付けない場合の上流 側セットアップを図 3.13 に示す。



図 3.13: MPPC に UV 透過フィルターを取り付けた場合と取り付けない場合の上流側セットアップ。

MPPCにUV透過フィルターを取り付ける場合と取り付けない場合の、MPPCの波形の比較を図 3.14 に示す。MPPCにUV透過フィルターを取り付けた場合、波形のテイルが小さくなっている。



図 3.14: MPPC に UV フィルターを取り付けた場合 (赤点) と UV 透過フィル ターを取り付けなかった場合 (青点) の MPPC の波形。波高を1 に規格化して いる。Position 8 の事象を使用した。

MPPCにUV透過フィルターを取り付ける場合と取り付けない場合のMPPC の光量を図 3.15 に示す。MPPCにUV透過フィルターを取り付けると、MPPC の光量は約 30%減る。



図 3.15: MPPCの光量と反応位置の相関。MPPCにUV透過フィルターを取り付けない場合のPosition1の光量を1に規格化した。黒色点がUV透過フィルター無し、赤点がUV透過フィルターありの場合の光量を示す。

また、MPPCにUV透過フィルターを取り付けると時間分解能は(1.56±0.03) ns、UV透過フィルターを取り付けないと時間分解能は(1.29±0.02) ns となった。

MPPC に UV 透過フィルターを取り付けると MPPC の光量が7割程度に減 り、時間分解能が0.3 ns 悪くなる。これにより MPPC 側には UV 透過フィル ターを採用しないことに決定した。

なお、MPPCにUV透過フィルターを入れない場合でも、MPPCの波形が パイルアップする確率は1%未満であり、UV透過フィルターを使用しないこ とにより生じるテイルの影響は無視できる[22]。

3.5 まとめ

MPPC と PMT の時間差 Δt の分布のピーク値 Δt_{Mean} と位置の間に一次の 相関があることを確認した。ただし、継ぎ目において Δt_{Mean} と位置の相関に 不連続な部分がある。宇宙線が 5 cm の CsI 内に落とすエネルギー (~28 MeV) では Δt の分布の標準偏差は 1.2 ns であり、それから期待される位置分解能は 8~9 cm である。また、PMT の光量や時間分解能の観点から、端面反射材は 銀色の反射材を採用し、MPPC 側端面には UV 透過フィルターは採用しない と決定した。

第4章 中性子とγ線ビームを使用した性能評価試験

この章では、中性子とγ線ビームを使用して行なった CsI 両読み機構の性能 評価実験の結果を説明する。

4.1 ビームテストの目的

本実験では、380 MeV をエネルギーのピークとした準単色中性子と100 MeV 以上の γ 線のビームを使用し、MPPC と PMT の時間差 Δt を用いて中性子と γ 線を弁別できるかどうかを調べた。

また、現在 KOTO 実験では、中性子と γ 線の波形の違いを使用して中性子 背景事象を削減している。波形によるカットと Δt を使用したカットに相関が ある場合、 Δt カットによる中性子背景事象の削減率が落ちる。本実験では波 形情報を用いた中性子弁別能力と Δt 情報を使用した中性子弁別能力の独立性 を調べた。

4.2 実験概要

4.2.1 ビームの概要

本実験は大阪大学核物理研究センター (RCNP)の中性子ビームを用いて行っ た。ビームライン (以降、N0 ライン)の配置を図 4.1 に示す。サイクロトロン で加速された 392 MeV の陽子を Li 標的に当て、中性子とγ線を生成する。標 的の下流コリメータを通った中性子とγ線は下流の N0 ラインに直進するのに 対して、荷電粒子はコリメータの上流にある磁石 (SWINGER) により曲げら れる。これにより荷電粒子は排除される¹[25]。

¹図中にある cleaning magnet は中性子のスピンを合わせるためにある磁石で本実験には関係ない。



図 4.1: RCNP 中性子ビームラインの配置図 [26]。サイクロトロンで加速され る 392 MeV の陽子を Li 標的に当てて中性子を作り、左の N0 ライン実験室に 導く。

4.2.2 セットアップ

本実験では、図 4.2 に示すように 5 cm 角の結晶 8 本、2.5 cm 角の結晶 4 本 を 15 cm 角になるように積み重ねたものに中性子や γ 線を照射した。本実験で 使用した CsI 結晶は全て継ぎ目がある結晶である。また、CsI 結晶の上流側の 面は Li ターゲットから 30 m 下流であった。ビームの大きさは CsI 結晶の上流 端面では横幅 53 cm、縦幅 63 cm であり 15 cm 角よりも十分大きい。

RCNP のサイクロトロンは、64 ns 毎に時間幅が 200 ps の陽子パルスビーム を出す。今回の実験では、この陽子パルスを 9 回に 1 回のみ取り出し使用した (1/9 chop)。ビームの強度は 1/9 chop した状態で 0.11 μ A であった。

陽子パルスの時間幅が短いため加速器のRFは各パルスごとに一意に決まる。 30 mの飛行時間は γ 線が100 ns、392 MeVの中性子が141 ns である。従って、 各々の CsI 結晶に取り付けてある PMT の時間と加速器の RF の時間の差 (以 降 TOF と呼ぶ) は中性子と γ 線で41 ns の違いがあるため、TOF を用いて中 性子事象と γ 線事象を判別できる。



図 4.2: ターゲット、コリメータと CsI 結晶の積み重ね方。

図 4.3 に結晶の配置を示す。以降の節では図に示した ID を使用する。

10	9		11	
8	7 5	6 4	3	\otimes
0	2		1	

図 4.3: ビーム上流側から見た結晶の配置。図中の数字は結晶の ID である。

4.3 エネルギー較正の為の宇宙線による測定

各結晶に落とされたエネルギーの較正を行うために宇宙線による測定を行 なった。

4.3.1 宇宙線による測定

宇宙線による測定で使用したセットアップの概略を図4.4に示す。図のよう に結晶の上下を6組の幅4 cm のプラスチックシンチレータで挟み、宇宙線が 通過した位置を特定した。プラスチックシンチレータは MPPC を用いて読み 出した。プラスチックシンチレータと MPPC はシリコーンクッキーを用いて 接続した。上下6組のプラスチックシンチレータの組の内、どれか1 組に宇宙 線が通った場合に MPPC と PMT の波形を ADC で記録した。以降、Ui と Bi (i=1... 6)を通過した宇宙線事象を Position i の事象と呼ぶ。

プラスチックシンチレータの長さは結晶の幅 (15 cm) より短いため、上流側 から見て左側にある結晶と右側にある結晶を別々に測定した。

また、本章の測定では、元の反射材と同じ色の端面反射材を自作し、上流側 端面に取り付けた。



図 4.4: 宇宙線による測定のセットアップを横から見た概略図。U1~U6, B1~B6 は 4 cm×10 cm、幅 5 mm のプラスチックシンチレータである。

宇宙線による測定で得た PMT の Integrated ADC counts のピーク値と位置 の相関を図 4.5 に示す。図に示すように Integrated ADC counts のピーク値は 位置に依存する。エネルギー較正には、U1, B1 を通過した宇宙線のみを使用 した。

各結晶で得た PMT の Integrated ADC counts のピーク値を図 4.6 に示す。実験時に Integrated ADC counts のピークが 2500~3000 程度になるように PMT にかける電圧を調整した。



図 4.5: 結晶 0 の Integrated ADC counts のピーク値と結晶内の位置の関係。



図 4.6: 各結晶における Integrated ADC counts のピーク値。

4.3.2 シミュレーション

各結晶に宇宙線が落とすエネルギーを求めるために、RCNPのN0ライン実 験室を再現した宇宙線シミュレーションを行った。図4.7にN0ラインの断面 図を示す。宇宙線はµ粒子のみで構成されると仮定した。微小天頂角に対する 宇宙線の数 ^{dN}/_{dP} は次のように表せるとした。

$$\frac{dN}{d\theta} \propto \sin\theta \cos^2\theta \tag{4.1}$$

また、宇宙線のエネルギースペクトルは BESS-TeV 検出器で測定されたもの [27] を用いた。



図 4.7: エネルギーキャリブレーション用に行なった宇宙線シミュレーション における実験室の概略図。

シミュレーションにより得られた、各結晶に宇宙線 μ 粒子が落とす平均エネ ルギーを図 4.8 に示す。25 mm 角結晶には約 14 MeV、50 mm 角結晶には約 28 MeV のエネルギーが落とされる。

図 4.6 と図 4.8 の結果を用いて得られた、各結晶の 1 MeV あたりの、PMT の Integrated ADC counts を図 4.9 に示す。今後の解析では PMT の Integrated ADC counts を図 4.9 に示した値で割りエネルギーとして使用する。



図 4.8: 各結晶に宇宙線μ粒子が落とす平均エネルギー。



図 4.9: 各結晶の1 MeV あたりの Integrated ADC counts。

4.4 事象選別

各結晶に落としたエネルギーや各結晶の TOF を用いて、Δt や波形の解析で 用いる事象を選別した。

4.4.1 エネルギーによる選別

中性子及びγ線のビームが、結晶0に落としたエネルギーの分布を図4.10に 示す。本実験では、結晶と相互作用していない事象や低エネルギー事象を排除 するために、50 MeV 以上のエネルギーが落とされた事象のみを使用した。



図 4.10: 結晶0に落とされたエネルギー分布。

4.4.2 TOF による選別

中性子事象と γ 線事象を選別するために TOF を使用する。TOF の分布を図 4.11 に示す。 γ 線事象の分布のピークの時間を0 ns に合わしている。今回の解 析では、-10 ns~5 ns の領域にある事象を γ 線として使用した。低エネルギー 中性子や、実験室の壁や床で反跳した中性子を排除するために、30 ns~60 ns の領域にある事象を中性子として使用した。

また、8 ns 前後に γ 線の分布と独立した分布が存在するが、この分布は ADC のクロックシフトにより γ 事象が 8 ns ずれてできたものである。今回の解析 ではクロックシフトが起こった事象は使用しない。



図 4.11: 結晶 0 の TOF 分布。赤い線の間の領域を γ 線事象、黒い線の間の領域を中性子事象として用いた。

TOF から換算した中性子の入射エネルギーの分布を図 4.12 に示す。中性子 ビームのエネルギーのピークは約 380 MeV である。また、入射エネルギーが 350 MeV 以上の事象が全体の 2/3 を占めており、中性子ビームは準単色であ る。また、TOF が 60 ns の場合、中性子のエネルギーは 260 MeV 程度に相当す る。従って、本研究で使用した中性子の入射エネルギーは 260 MeV~ 392 MeV である。



図 4.12: 中性子の入射エネルギーの分布。

4.5 中性子及び γ 線の時間差 Δt 分布

この節では、中性子と γ 線の Δt 分布を調べ、 Δt のカットによる中性子の削減能力を見積もる。

今回の解析では、50MeV以上のエネルギーが落とされた結晶の TOF が全て 図 4.11 における中性子領域にある事象を中性子事象と定義した。γ線事象も同 様に定義した。

図 4.13 に中性子事象と γ 線事象の全ての CsI 結晶に落とされたエネルギー (今後全エネルギー)の分布を示す。 γ 線事象は、全エネルギーが 300 MeV 以上 である事象がほぼない。そこで、本節以降の解析では、中性子、 γ 線共に全エ ネルギーが 300 MeV 以下の事象を使用した。



図 4.13: 中性子 (左) と γ 線 (右) の全エネルギー分布。

4.5.1 中性子と γ 線の時間差 Δt 分布の概要

中性子と γ 線に対する、 Δt の分布を図 4.14 に示す。全エネルギーが 100 MeV 以上の事象を使用した。中性子の Δt 分布が広がりを持つのに対し、 γ 線の Δt 分布は概ね正規分布に従う。また γ 線事象が 90%残るように $\Delta t < 1.17$ ns の事 象だけを選別すると、中性子事象は (36.2±0.3)%まで削減できた。

また、中性子の Δt 分布の 3 ns 付近に谷が存在する。谷ができる原因は 5 章 で調査する。



図 4.14: 中性子と γ 線の Δt 分布。分布の面積を1で規格化した。

4.5.2 背景事象の削減能力の高い時間差△t分布の取り方

KOTO 実験では、各クラスターにおいて落とされたエネルギーが 50 MeV 以上の結晶の Δt を使用することを想定している。今節では、より中性子背景 事象の削減能力が高い Δt の計算方法を考えるため、次の三通りの方法で解析 した。

- 1. 50 MeV 以上のエネルギーを落とした結晶を全て使用する (以降、 Δt_{Ori})
- 2. 最大エネルギーの結晶のみを使用する (以降、 $\Delta t_{M.E.}$)
- 3. 50 MeV 以上のエネルギーを落とされた全ての結晶の Δt を用いて、落と されたエネルギーの加重平均を取る (以降、 $\Delta t_{E,W}$):

$$\Delta t_{E.W.} = \frac{\sum_{i}^{Energy[i] > 50} T_i E_i}{\sum_{i}^{Energy[i] > 50} E_i} \tag{4.2}$$

ここで、iは結晶の番号、 T_i , E_i は結晶iの Δt と落とされたエネルギーである。 $\Delta t_{E.W.}$ を使用した場合、使用できる時間情報が増えるため、 γ 線の Δt 分布の広がりが小さくなり、中性子の背景事象削減能力が向上すると予測した。

今回の解析では、全エネルギーの領域を 100 MeV~300 MeV の間で 50 MeV 毎に分けて解析した。全エネルギーが 50 MeV~100 MeV の場合、1 つの結晶に 50 MeV 以上のエネルギーを落とすと、他の結晶に 50 MeV 以上のエネルギー を落とさないため、 $\Delta t_{Ori}, \Delta t_{M.E.}, \Delta t_{E.W.}$ のどの方法でも全く同じ時間差となる。そこで、今回の解析では全エネルギーが 100 MeV 以上の事象を使用した。

また、本解析では各計算方法を比較するために、結晶0に焦点を当てる。 Δt_{Ori} では、結晶0の Δt のみを使用する。 $\Delta t_{M.E.}$ と $\Delta t_{E.W.}$ では、結晶0に落としたエネルギーが最大であった事象のみを使用する。

上の三つの方法で得た γ 線の Δt 分布を正規分布でfitし、得られた標準偏差を 図 4.15 に示す。全エネルギーが 200~250 MeV, 250~300 MeV の場合、 $\Delta t_{M.E.}$ と $\Delta t_{E.W.}$ の標準偏差は、 Δt_{Ori} の標準偏差と比べて 2 σ 程度小さい。また、 $\Delta t_{M.E.}$ と $\Delta t_{E.W.}$ の標準偏差の差異はどのエネルギー領域でも 1 σ 以内であり、 有意な差は無かった。



図 4.15: Δt 分布の標準偏差の比較。青点が Δt_{Ori} 、赤点が $\Delta t_{M.E.}$ 、黒点が $\Delta t_{E.W.}$ を用いた場合。

各エネルギー領域において、各計算方法に対して γ 線の事象が90%残るよう に Δt のカットをかけ、中性子背景事象の削減能力を見積もった結果を図4.16に 示す。全エネルギーが200~250 MeV, 250~300 MeV の場合、 $\Delta t_{M.E.}$ と $\Delta t_{E.W.}$ の、中性子背景事象の削減能力は、 Δt_{Ori} の場合と比べて3 σ 程度高い。また、 $\Delta t_{M.E.}$ と $\Delta t_{E.W.}$ の標準偏差の差異はどのエネルギー領域でも1 σ 以内であり、 有意な差は無かった。



図 4.16: 各エネルギー領域における中性子の削減能力の比較。青点が Δt_{Ori} 、赤点が $\Delta t_{M.E.}$ 、黒点が $\Delta t_{E.W.}$ を用いた場合。

各結晶の中性子の削減能力

RCNPでは12本の結晶を使用した。そこで、他の結晶に対しても中性子の削減能力を比較して結晶依存性を調べた。本解析では、全エネルギーが200~250 (MeV)の事象のみ使用した。

各計算方法に対して γ 線の事象が90%残るように Δt のカットをかけた。図 4.17に各結晶において、中性子の削減能力について3つの方法で比較した結果 を示す。どの結晶についても、 Δt_{Ori} と今回導入した二つの計算方法との間に は 2σ 以上の差異がある。一方、 $\Delta t_{M.E.}$ と $\Delta t_{E.W.}$ との間に有意な差はなかっ た。また、中性子背景事象の削減能力は結晶間で5%程度の差異があった。



図 4.17: 各結晶における、中性子の削減能力の比較。青点が Δt_{Ori} 、赤点 が $\Delta t_{M.E.}$ 、黒点が $\Delta t_{E.W.}$ を用いた場合の中性子削減能力。全エネルギーが 200~250 (MeV)の事象のみを使用した。

 Δt_{Ori} と今回導入した $\Delta t_{M.E.}$, $\Delta t_{E.W.}$ では、全エネルギーが 200 MeV 以上の 場合、時間分解能や中性子の削減能力に 3 σ 以上の差がある。一方、今回の解 析では $\Delta t_{M.E.}$ と $\Delta t_{E.W.}$ との間に有意な差はなかった。ここでは KOTO 実験 で実際に使用する Δt の計算方法を決定せず、第6章で結論づける。

4.6 波形を使用した中性子背景事象の削減

4.6.1 本解析の目的

KOTO 実験では、杉山泰之氏が開発した Pulse shape likelihood[13] を用い て中性子背景事象を削減している。Pulse shape likelihood は、中性子と γ 線の 波形の違いを likelihood を利用して識別し、中性子背景事象を削減する方法で ある。Pulse shape likelihood は 4.6.3 節で詳説する。本解析では、 Δt カットに よる中性子背景事象の削減能力と Pulse shape likelihood による削減能力が相 関を持つかどうかを調べ、CsI 両読み機構が既存の削減方法とは独立に中性子 を削減できるかどうかを調べる。

本節では Δt の計算方法として $\Delta t_{E.W.}$ を使用する。

なお、既存のカットにはクラスターの形状の違いにより中性子背景事象を削 減するカットもあるが、本実験ではクラスター形状のカットをかけるには結晶 数が足りないため、Δt のカットとクラスター形状のカットの相関は第6章で 説明する。

4.6.2 波形解析

KOTO 実験では、以下の関数 (以降、非対称正規分布) を利用して PMT の 波形を Fit している。

$$F = H \times exp\left(-\frac{(t-t_0)^2}{2 \times (s_0 + a \times (t-t_0))^2}\right) + Pedestal$$
(4.3)

Hは波高、 t_0 は波形の頂点に対応する時間、 s_0 は正規分布の標準偏差、aは 非対称さ具合 (以降、非対称パラメータ)を表す。この関数を用いて PMT の 波形を Fit した結果を図 4.18 に示す。Fit する範囲は、頂点-20 clock~頂点+6 clock である。



図 4.18: PMT の波形を非対称正規分布で Fit した例。

式 (4.2) のうち、中性子及び γ 線で違いが出てくるのは s_0 とaである。 s_0 とaの、中性子と γ 線による違いを図 4.19 に示す。中性子事象で得られるパラ メータの方が γ 線事象で得られるパラメータよりも大きい。



図 4.19: 正規分布の標準偏差 (左) と非対称パラメータ (右) の分布。赤線が γ 線、青線が中性子の場合の分布を示す。

4.6.3 Pulse shape likelihood

Pulse shape likelihood の説明のために、各 Fit パラメータと波高の常用対数 を取ったものの相関の profile を図 4.20 に示す。

Pulse shape likelihood の定義式は

$$L^{\gamma}, L^{N} = \prod_{crystal} \sum_{p}^{s_{0},a} exp(-\frac{(p^{meas.} - p^{exp}(H))^{2}}{2 \times (RMS_{p^{exp}}(H))^{2}})$$
(4.4)

である。 L_N が中性子らしさを表す Likelihood、 L_γ が γ 線らしさを表す likelihood である。 $p^{meas.}$ は各事象で得たパラメータ、 $p^{exp}(H)$ は図 4.20 において各 波高域 H で得られたパラメータの中心値、 $RMS_{p^{exp}}(H)$ は同様にして得られ た二乗平均平方根の値である。



図 4.20: 正規分布の標準偏差 (左)、非対称パラメータ (右) と波高の常用対数 の相関。赤線がγ線、青線が中性子の場合の相関を示す。縦軸の誤差棒は、各 波高領域における Fit パラメータの RMS である。

likelihood の計算では 50 MeV 以上のエネルギーが落とされた結晶のみ使用 する。また、50 MeV 以上のエネルギーが落とされた結晶がない場合は最大エ ネルギーを持つ結晶のみを使用する。

中性子背景事象を削減するために、次のような比を取る。

$$R^{\gamma} = \frac{L^{\gamma}}{L^{\gamma} + L^{N}} \tag{4.5}$$

 R^{γ} を Pulse shape likelihood ratio と呼ぶ。pulse shape likelihood ratio の分 布を図 4.21 に示す。なお、これ以降の解析では全エネルギーが 200~300 MeV の事象のみを使用した。



図 4.21: Pulse shape likelihood ratio の分布。赤線が γ 線、青線が中性子の分布。全事象数を1で規格化した。

図 4.21 において、 γ 線事象が 90 % 残るように pulse shape likelihood ratio が 0.28 以上の事象のみを選別すると、中性子事象は (34.1±0.2) %残った。

pulse shape likelihood ratio の適応前と適応後で時間差による中性子事象の 削減能力の変化を調べる。pulse shape likelihood ratio のカットを掛ける前と かけた後の Δt 分布を図 4.22 に、 Δt による中性子事象の削減能力を表 4.1 に示 す。pulse shape likelihood ratio のカットと Δt のカットに相関はない。



図 4.22: 中性子と γ 線の Δt 分布。左が pulse shape likelihood ratio カットを かける前、右が pulse shape likelihood ratio カットをかけた後の分布である。 全事象数を 1 で規格化した。

表 4.1: pulse shape likelihood ratio によるカットの有無による中性子事象の削 減能力

Pulse shape likelihood ratio によるカットの有無	中性子事象の削減能力 (%)	
無し	31.7 ± 0.3	
有り	$32.0 {\pm} 0.5$	

また、波形の fit パラメータの Δt 依存を図 4.23 に示す。ほとんどの Δt にお いて中性子のフィットパラメータの方が γ 線のフィットパラメータより大きい。 これにより、 Δt のカットと波形弁別によるカットに相関がないことの整合性 が得られた。



図 4.23: 中性子と γ 線の fit パラメータと Δt の相関。左が標準偏差、右が非対称パラメータである。縦軸の誤差棒は、Fit パラメータの RMS である。

4.7 まとめ

中性子と γ 線のビームを用いた性能評価試験を行った結果、MPPCとPMT の時間差 Δt による中性子事象の削減能力は、結晶に落としたエネルギーが最 も大きかった結晶のみを使用したり、 Δt をエネルギーで重み付けして時間分 解能を良くすれば向上することがわかった。

また、 Δt によるカットと、PMTの波形を用いた中性子背景事象のカット方法 (pulse shape likelihood ratio) は独立であることを示した。

第5章 時間差 Δt の理解

3.3 節で説明した宇宙線による測定で、時間差 Δt のピーク Δt_{Mean} と宇宙線 の通過位置の相関に不連続な部分があった。また、4 章で説明した中性子の時 間差分布に谷があった。これらができる原因を理解するために、宇宙線による 測定とモンテカルロのシミュレーションを行った。

なお、宇宙線による測定は RCNP で行なったものであり、セットアップ等 は 4.3 節で説明した。

5.1 時間差 Δt_{Mean} と位置の相関

宇宙線による測定で得られた、時間差 Δt の分布の中心値 Δt_{Mean} と宇宙線 の通過位置の相関を図 5.1 に示す。 Δt_{Mean} と反応位置の相関は、結晶によって 異なる。



図 5.1: 各結晶の、 Δt_{Mean} と位置の相関。継ぎ目付近の不連続な部分の時間差 を正確に出すため、二本の一次関数 $y = p0 \times (x - 25) + p1$ で ft した (赤線)。

また、 Δt_{Mean} と反応位置の相関にある不連続な部分の時間差 (以降、 Δt_{Jump} と呼ぶ)の分布を図 5.2 に示す。一つの結晶 (結晶 4)を除き、 Δt_{Jump} は 1~2 ns で分布している。

また、付録Aに示すように、 Δt_{Mean} と光量の一様性に相関はない。



図 5.2: Δt_{Jump} の分布。

 Δt_{Jump} ができる要因、PMTとMPPCへの光の伝播を知るために、 Δt の元 となる PMT、MPPCの時間と宇宙線の通過位置の関係を調べた。

PMT と結晶上部のトリガーカウンタの時間差 Δt_{PMT} と宇宙線の通過位置の相関を図 5.3 に、MPPC と結晶上部のトリガーカウンターの時間差 Δt_{MPPC} と宇宙線の通過位置の相関を図 5.4 に示す。

 Δt_{PMT} と宇宙線の通過位置の相関で得られた不連続な部分の時間差 Δt_{PJump} の方が、 Δt_{MPPC} と宇宙線の通過位置の相関で得られる不連続な部分の時間差 Δt_{MJump} よりも大きい。また、 Δt_{PMT} と宇宙線の通過位置の相関では、Fitで使 用した一次関数の傾きの絶対値は、上流側の方が下流側よりも小さい。 Δt_{MPPC} と宇宙線の通過位置の相関では、Fitで使用した一次関数の傾きの絶対値が、 下流側の方が上流側よりも小さい。今後種々の時間差と宇宙線の反応位置の相 関で、Fitで使用した一次関数の傾きの内、上流側の傾きを S_{Up} 、下流側の傾 きを S_{Down} とする。

なお、異なる Position のプラスチックシンチレータ間の CFTime の関係は わからない。そこで、トリガーの作成に用いた各シンチレータの組について、 上下のプラスチックシンチレータの時間差 (以降 $\Delta t_{Trigger}$) を図 5.5 に示す¹。 これらの $\Delta t_{Trigger}$ が±0.1 ns に収まっているため、異なるシンチレータの組の 間の時間差も±0.1 ns 程度の差であるとした。

¹B3 の波形が上手く記録されていなかったため、U3 と B3 の $\Delta t_{Trigger}$ は排除した。



図 5.3: 各結晶の、 Δt_{PMT} と位置の相関。継ぎ目付近の不連続な部分の時間差 を正確に出すため、二本の一次関数 $y = p0 \times (x - 25) + p1$ で fit した (赤線)。



図 5.4: 各結晶の、 Δt_{MPPC} と位置の相関。継ぎ目付近の不連続な部分の時間 差を正確に出すため、二本の一次関数 $y = p0 \times (x - 25) + p1$ で fit した (赤線)。



図 5.5: 各プラスチックシンチレータの組の $\Delta t_{Triggero}$

 Δt_{PMT} と宇宙線の通過位置の相関で得られた不連続な部分の時間差を Δt_{PJump} 、 Δt_{MPPC} と宇宙線の通過位置の相関で得られる不連続な部分の時間差を Δt_{MJump} とする。 Δt_{PJump} の分布を図 5.6 に、 Δt_{MJump} の分布を図 5.7 に示す。 Δt_{PJump} は 0.8 ns~1.6 ns、 Δt_{MJump} は 0~0.5 ns で分布している。従って、 Δt_{Jump} を作 る主な原因は PMT 側にある。

また、 Δt_{MJump} が負の値を持っている結晶が二つあるが、この原因は不明である。



図 5.6: Δt_{PJump} の分布。



図 5.7: Δt_{MJump} の分布。

 Δt_{PMT} , Δt_{MPPC} と宇宙線の相関で、Fit で使用した一次関数の傾きの内、上 流側の傾きを S_{Up} 、下流側の傾きを S_{Down} とする。 Δt_{PMT} と宇宙線の通過位 置の相関で得られた S_{Up} と S_{Down} の分布を図 5.8 に、 Δt_{MPPC} と宇宙線の通過 位置の相関で得られた S_{Up} と S_{Down} の分布を図 5.9 に示す。

PMT の場合 S_{Up} は-0.025 ns/cm、 S_{Down} は-0.055 ns/cm に分布している。 MPPC の場合 S_{Up} は 0.075 ns/cm、 S_{Down} は 0.055 ns/cm に分布している。PMT の $|S_{Up}|$ が、PMT の $|S_{Down}|$ や、MPPC の $|S_{Up}|$, $|S_{Down}|$ と比較して小さい。従って、PMT で観測される上流側からの光は発光位置依存性が小さい。



図 5.8: Δt_{PMT} と宇宙線の通過位置の相関で得られた S_{Up} と S_{Down} の分布。



図 5.9: Δt_{MPPC} と宇宙線の通過位置の相関で得られた S_{Up} と S_{Down} の分布。

5.2 波形の違い

 Δt_{Jump} ができる原因を、PMT, MPPC それぞれ上流 (Position 3) と下流 (Position 4) の波形を比較して調べた。

比較する波形

本節の測定では、宇宙線が通過してから PMT や MPPC で検出するまでの 時間を知るために、各波形のサンプルから Position i(i=1... 6) に対応するプラ スチックシンチレータ Ui の CFTime を引いた。

この節では、各位置の事象の波形を、波高を1に規格化した上で重ね書きした波形の profile をとり、各点を平滑線で結び、この平滑線を異なる条件間で比較する。

MPPCの波形の例を図 5.10 に示す。以降、Position i (i=1... 6) の事象を使用した波形を Position i の波形と呼ぶ。



図 5.10: MPPC の波形の Profile(青点) と、それを平滑線で結んだ波形 (赤線) の比較。結晶 0 の Position 1 の事象を使用した。

Position 3とPosition 4の波形の違い

Position 3 と Position 4 は 10 cm 離れている。CsI 結晶の屈折率は 2 であり、 結晶内での光の反射が全てフレネル反射によると仮定すると、光の伝播時間に よる CFTime の差は 0.8 ns 程度となるはずである²。PMT, MPPC それぞれ上 流 (Position 3) と下流 (Position 4) の波形を比較した結果を図 5.11 に示す。波形 の比較には結晶 0 を用いた。MPPC の波形は Position 3 の波形の方が Position 4 の波形と比べて 1 ns 程度早く、光の伝播時間からの予測値 0.8 ns と概ね合致 する。一方、PMT の波形は、 Position 3 の波形の方が Position 4 の波形と比 べて CFTime が 1.7 ns 程度遅く、光の伝播速度からの予測値 0.8 ns と大きな 差がある。

²5.4 章参照



図 5.11: 結晶 0 の、Position 3 の波形 (赤) と Position 4 の波形 (青) の比較。左 が PMT、右が MPPC の波形。

波形の違いを調べるために、Position 3の波形と Position 4の波形の CFTime を一致させるようにパルスを横にずらしたものを図 5.12 に示す。この場合、立 ち上がり全体を見ると、上流と下流の波形はほぼ一致する。

しかし、立ち上がりのはじめ部分を拡大すると、図 5.13 に示ように、PMT は、Position 3 の波形の方が Position 4 の波形より 0.2 ns 程度波形が左に寄っ ている。つまり、Position 3 の波形の方が立ち上がりが緩やかである。MPPC は、Position 3 の波形と Position 4 の波形に差はない。

また、波形のピーク付近を拡大した比較を図 5.14 に示す。PMT は Position 3 の波形と Position 4 の波形に時間の差異はない。一方、MPPC は Position3 の波形が Position 4 の波形よりも 0.4 ns 程度波形が右に寄っている。

従って、Position 3 と Position 4 で PMT、MPPC 共に波形が異なる。一方、 波形の違いだけでは CFTime の差は説明できない。



図 5.12: 結晶 0 の、Position 3 の波形 (赤) と Position 4 の波形 (青) の比較。 Position 3 の波形と Position 4 の波形の CFTime を合わせた。左が PMT、右 が MPPC の波形。



図 5.13: 結晶 0 の、Position 3 の波形 (赤) と Position 4 の波形 (青) の比較。立 ち上がりのはじめ部分を拡大した。左が PMT、右が MPPC の波形。



図 5.14: 結晶 0 の、Position 3 の波形 (赤) と Position 4 の波形 (青) の比較。波 形のピーク付近を拡大した。左が PMT、右が MPPC の波形。

5.3 不連続部分の時間差 Δt_{Jump} への継ぎ目の影響

 Δt_{Jump} への継ぎ目の影響を調べるために、継ぎ目がない結晶に対しても宇宙線測定を行なった。本測定では端面反射材、UV 透過フィルター共に使用していない。図 5.15 に継ぎ目がある結晶と継ぎ目がない結晶それぞれで得られた Δt_{Mean} と位置の相関を示す。継ぎ目がない結晶を使用した場合、継ぎ目がある結晶に存在する不連続な部分が無い。従って、結晶に継ぎ目があることによって Δt_{Mean} と位置の相関に不連続な部分が生じる。


図 5.15: 宇宙線による測定で得られた Δt_{Mean} と位置の相関。上が継ぎ目がない結晶、下が継ぎ目がある結晶の相関。上は1本の一次関数で、下は2本の一次関数でフィットした (赤線)。

5.4 シミュレーションによる時間差 Δt の理解

宇宙線による測定で得られた、PMT, MPPCの時間と位置の相関の種々の特徴を説明するために、モンテカルロのシミュレーションを用いて、シンチレー

ション光の結晶内での振る舞いを調べた。

なお、本シミュレーションでは 50 mm 角の CsI 結晶を用いた。 シンチレーション光の作り方と減衰、CsI 結晶のセットアップ、PMT、MPPC の波形の作り方は付録 B で説明する。

5.4.1 宇宙線による測定の再現

図 5.16 にシミュレーションのセットアップを示す。宇宙線による測定を再 現するために、図 5.16 に示した各位置 Z の平面内で、宇宙線の MIP と同じ 28 MeV に相当する光を一様に発光させた。



図 5.16: シミュレーションのセットアップ。数字は MPPC からの距離。

図 5.17 にシミュレーションで得た時間分解能と反応位置の相関を示す。時間 分解能は (1.25±0.01) ns であった。



図 5.17: シミュレーションで得られた時間分解能と位置の相関。X 軸に平行な 直線で Fit した。

RCNP で行なった宇宙線による測定で得られた、8本の50mm 角結晶の時間分解能を図5.18に示す。この測定で得られた時間分解能は1.1~1.3 ns であるため、シミュレーションで得られた時間分解能は実験で得られた値を再現する。



図 5.18: RCNP で行なった宇宙線による測定で得られた、各結晶の時間分解 能。横軸の数字は結晶の ID(図 4.3 を参照)。

5.4.2 宇宙線による測定との比較

シミュレーションで得られた Δt_{Mean} と位置の相関を図 5.19 に示す。シミュレーションでも MPPC からの距離が 25 cm の位置で不連続な部分が再現できた。不連続な部分ができた原因は 5.5 節で考察する。



図 5.19: シミュレーションで得られた Δt_{Mean} と位置の相関。二本の一次関数 $y = p0 \times (x - 25) + p1$ で Fit した (赤線)。

また、PMT の CFTime と発光位置の相関を図 5.20 に、MPPC の CFTime と発光位置の相関を図 5.21 に示す。CFTime と発光位置の相関で不連続な部分の時間差は、PMT は 0.3 ns、MPPC は 0.1 ns ある。



図 5.20: PMT の CFTime と発光位置の相関。継ぎ目の不連続部分を正確に出 すために、二本の一次関数 $y = p0 \times (x - 25) + p1$ で Fit した (赤線)。



図 5.21: MPPCの CFTime と発光位置の相関。継ぎ目の不連続部分を正確に 出すために、二本の一次関数 $y = p0 \times (x - 25) + p1$ で Fit した (赤線)。

5.2 節と同様に、PMT, MPPC の CFTime と発光位置の相関で、Fit に使用 した一次関数の結晶の上流の傾きを S_{Up} 、結晶の下流の傾きを S_{Down} とする。 PMT と MPPC の S_{Up} 、 S_{Down} を表 5.1 に示す。PMT の $|S_{Up}|$ が、PMT の $|S_{Down}|$ や、MPPC の $|S_{Up}|$, $|S_{Down}|$ と比較して小さい。これは宇宙線による測定と同じ傾向である。

表	5.1:	\mathbf{PMT}	と	MPPO	この	$S_{Up},$	S_{Down} •
---	------	----------------	---	------	----	-----------	--------------

	$S_{Up} \; { m (ns/cm)}$	$S_{Down}~{ m (ns/cm)}$
PMT	-0.0286 ± 0.0015	-0.0615 ± 0.0013
MPPC	$0.0660 {\pm} 0.0019$	$0.0520 {\pm} 0.0021$

5.4.3 発光位置による波形の違い

PMTと MPPC の CFTime と位置の相関の元となる波形を調べた。

光子の検出時間分布

PMT、MPPC に到達するシンチレーション光で主な光は

- 1. 発光してそのまま PMT、MPPC に到達する光 (直接光)
- 2. 上流側端面で反射して PMT に到達する光、下流側端面で反射して MPPC に到達する光 (反射光)
- 3. 継ぎ目で反射してくる光³

の3つある。継ぎ目での反射率は~10%と小さいため、ここでは議論しない。 各位置Zで発光した光子について、PMTの検出時間分布を図5.22に、MPPC の検出時間分布を図5.23に示す。PMT、MPPCの検出時間分布は次の特徴を 持つ。

- 立ち上がり部の位置は、光検出器からの距離に応じて動く。
- 発光位置が光検出器と反対側の端から離れると、早い直接光と遅い反射 光による2つのパルスが見える。
- 反射光の寄与は PMT の方が大きい。
 - 反射光の寄与が PMT の方が MPPC よりも大きいのは上流側端面
 には銀色の反射材があるが、下流側端面には反射材がないからであ
 る。また、反射率が小さいシリコーンクッキーの領域は、上流側の
 方が小さい。

³PMT へは下流側でのシンチレーション光、MPPC へは上流側でのシンチレーション光のみ。



図 5.22: 各発光位置 Z に対する PMT での光子検出時間分布。各図上に書いた 数値は MPPC からの距離を示す。時間が早い方のピークが直接光、遅い方の ピークが反射光である。



図 5.23: 各発光位置 Z に対する MPPC での光子検出時間分布。各図上に書いた数値は MPPC からの距離を示す。時間が早い方のピークが直接光、遅い方のピークが反射光である。

ベッセルフィルターを通した後の波形

次に付録 B で説明した方法を用いてベッセルフィルターの効果を入れた後の、PMT からの波形を図 5.24 に、MPPC の波形を図 5.25 に示す。



図 5.24: 各位置 Z で発光した光によりできた PMT の波形をベッセルフィル ターに通した後の波形。波高を1に規格化して重ね書きした波形の profile をと り、各店を平滑線で結んだ。各図上に書いた数値は MPPC からの距離を示す。



図 5.25: 各位置 Z で発光した光によりできた MPPC の波形をベッセルフィル ターに通した後の波形。波高を1に規格化して重ね書きした波形の profile をと り、各店を平滑線で結んだ。各図上に書いた数値は MPPC からの距離を示す。

各波形の特徴を詳しく知るために、式 (4.3)の非対称正規分布で波形を Fit し、正規分布の標準偏差 s₀を各波形で比較する。MPPCの波形は頂点-160 ns~ 頂点+64 ns、PMTの波形は、頂点-160 ns~ 頂点+48 nsの範囲を Fit した。s₀ と発光位置の相関を図 5.26 に示す。

PMTは、発光位置が下流側の方が波形の*s*₀が大きくなる。その理由は、PMT の光子検出時間分布は図 5.22 に示したように下流に行くほど反射光のピーク が直接光のピークから離れ、ベッセルフィルターを通った波形は、下流側で広 がるためである。

MPPCは、発光位置が上流側の方が波形の s₀ が大きくなる。その理由は、 MPPCの光子検出時間分布は図 5.23 に示したように上流に行くほど反射光の ピークが直接光のピークから離れるためである。MPPCの s₀の変化より PMT の s₀の変化の方が大きいのは、PMT の方が反射光の寄与が大きいからである。



図 5.26: PMT(左) と MPPC(右) の波形の、 s_0 と発光位置の相関。二本の一次 関数 $y = p0 \times (x - 25) + p1$ で Fit した (赤線)。

また、PMTとMPPCの各波形のピークの時間 t_0 を図5.27に示す。Fitで使用 した一次関数の傾きを表5.2に示す。Fitで使用した一次関数の傾きは、上流側 は (-0.0263±0.0009) ns/cm、下流側は (-0.0557±0.0011) ns/cm である。また、 MPPCの場合、Fitで使用した一次関数の傾きは、上流側は (0.0635±0.0011) ns/cm、下流側は (0.0533±0.012) ns/cm である。PMTの上流側の傾きの絶対 値が、PMTの下流側の傾きの絶対値や、MPPCの上流・下流の傾きの絶対値 と比較して小さい。

また、PMTの上流側の方が下流側と比べて傾きが小さくなるのは上流側の 方が反射光の寄与が大きく、直接光の検出時間が光の伝播により早くなる効 果を打ち消すからである。MPPCの上流と下流の傾きに大きな差がないのは、 PMTと比べて反射光の寄与が小さいからである。



図 5.27: PMT(左) と MPPC(右) の波形の、t₀ と発光位置の相関

表 5.2: Fit で使用した、PMT, MPPC それぞれの一次関数の傾き。

	上流側の傾き (ns/cm)	下流側の傾き (ns/cm)
PMT	-0.0263 ± 0.0009	-0.0557 ± 0.0011
MPPC	$0.0635 {\pm} 0.0011$	$0.0533 {\pm} 0.0012$

従って、PMT の場合、波形のピーク時間と発光位置の相関で下流の方が傾 きの絶対値が大きく、 s_0 も大きくなるため PMT の CFTime と発光の相関で S_{Up} の方が S_{Down} よりも大きくなる。

5.5 継ぎ目ができる原因の考察

図 5.28 に結晶の上流、下流におけるシンチレーション光の進み方の概略を 示す。結晶上流でできた直接光は継ぎ目を一度通過して PMT に到達するが、 結晶下流でできた直接光は継ぎ目を通らない。また、結晶上流でできた反射光 は継ぎ目を一度通過して PMT に到達するが、結晶下流でできた反射光は継ぎ 目を二回通過する。継ぎ目で光は減衰するため、結晶の上流との方が直接光と 反射光の比率 *R*=(直接光の光量/反射光の光量) が小さくなる。



図 5.28: 上・下流におけるシンチレーション光の進み方。

PMT で検出される直接光と反射光の比率 R は、発光位置が Z=251 mm(以降 Z_0) では 2.70 ± 0.02 、Z=249 mm(以降 Z_1) では 2.02 ± 0.01 となった。比率 R は下流側の方が有意に大きい。また、継ぎ目の透過率は 88% であり、上流と下流の比率 R の比は継ぎ目の透過率から計算される値 77% と大きく違わない。

発光位置が Z_0 の場合の方が Z_1 の場合よりも R が大きいため、PMT での光 子検出時間分布の反射光成分は発光位置が Z_0 の方が Z_1 よりも大きくなる。図 5.29 に Z_0 と Z_1 で発光した光子の PMT での検出時間分布を示す。

発光位置が $Z_0 \geq Z_1$ で PMT の光子検出時間分布が異なるため、ベッセル フィルターを通した後の波形も異なる。 $Z_0 \geq Z_1$ で発光した光によってできた、 PMT, MPPC の波形の立ち上がり部の拡大図 (CFTime を決める波高の半分に なる領域) を図 5.30 に示す。付録 B で説明する方法で各々の波形をベッセル フィルターでなまらせている。PMT の CFTime は Z_0 で発光した光によりで きた波形の方が Z_1 の波形よりも 0.3 ns 早く、MPPC の CFTime は Z_0 で発光 した光によりできた波形の方が Z_1 よりも 0.1 ns 遅いため、時間差で 0.4 ns 程 度の寄与となっている。



図 5.29: Z₀(青線), Z₁(赤線) で発光した光子の検出時間分布。



図 5.30: *Z*₀(青線), *Z*₁(赤線) で発光した光によりできる PMT(右) と MPPC(左) の波形の立ち上がり部。右が PMT の波形で左が MPPC の波形。波高を 1 に 規格化している。

5.6 まとめ

宇宙線による測定で、Δt_{Jump}はPMTによる寄与が大きいことがわかった。 上流と下流で反射光の寄与が異なる。これにより、ベッセルフィルターを通 した後の波形が上流と下流で異なるため、PMTの時間と位置の相関の傾きの 絶対値は、上流側の方が下流側よりも小さくなる。MPPCの時間と位置の相関 の傾きが上流と下流で大きく変わらないのは、下流側端面に反射材がないため 反射光の寄与が小さいからである。この傾向は宇宙線による測定とシミュレー ション両方で再現した。

継ぎ目における反射により、結晶の上流と下流で、PMT(MPPC) に検出される光子の検出時間分布が異なる。これにより、宇宙線による測定で時間差 Δt_{Mean} と通過位置の相関に不連続な部分が生じる。

第6章 中性子背景事象の時間差△t による削減能力の見積もり

6.1 目的

CsI 両読み機構を導入する目的は中性子背景事象の background level を現在 の $\frac{1}{10}$ 程度に落とすことである。本章ではGeant4のシミュレーションを用いて 信号事象と中性子背景事象を再現し、付録 B で説明するシミュレーションを用 いて時間差 Δt を出す。そこで、まず付録 B で説明するシミュレーションの整 合性を調べる。また、MPPC と PMT の時間差 Δt による中性子背景事象の削 減率を見積もり、要求を満たすかどうかを調べる。また、既存のカットと Δt によるカットの相関を調べる。

6.2 シミュレーションの整合性

中性子の時間差 Δt の分布の再現

まず、シミュレーションで得られる中性子事象の削減能力の整合性を調べる。 4章で調べた中性子のΔtの分布に谷があった。中性子の谷を時間差シミュレー ションで再現できるかどうかを確かめるために、シミュレーションで 400 MeV の中性子ビームを結晶から5 cm 上流側で生成し、端面の中心に垂直に入射さ せた。中性子ビームは Geant4[28] というシミュレーションソフトを用いて生 成した。図 6.1 にシミュレーションのセットアップを示す。ビーム軸に沿って 上流から下流に向かう方向を Z 軸とし、結晶の上流側端面を Z=0 とする。結 晶の継ぎ目は Z = 250 mm に設置した。このシミュレーションを時間差シミュ レーションと呼ぶ。



図 6.1: Geant4 で行なったシミュレーションのセットアップの図。

図 6.2 に Δt 分布を示す。図 4.14 に示した RCNP のデータの再現はできな かったが、~2 ns 付近に段差ができた。



図 6.2:時間差シミュレーションで得られた中性子の Δt 分布。

不連続部分 Δt_{Jump} と中性子事象の削減能力の相関

5章で説明した宇宙線による測定では、不連続な部分の時間差 Δt_{Jump} が得られた。これは継ぎ目によるもので、中性子の Δt 分布に谷が生じる原因である。中性子と γ 線の時間差 Δt の分布の計算方法は、4.5 節で説明したエネル ギーの加重平均を取った時間差 $\Delta t_{E.W.}$ を使用した。また、 $\Delta t_{E.W.}$ を計算する際、中性子事象、 γ 線事象共に、各結晶に落としたエネルギーが最大である事象のみを使用した。削減能力の見積もりに際し、中性子、 γ 線ともに全ての結 晶に落とされたエネルギーが 200~250 MeV の事象のみを使用した。また、 γ 線事象が 90%残るように $\Delta t_{E.W}$ のカットをかけた。

図 6.3 に Δt_{Jump} と中性子事象の削減能力の相関を示す。 Δt_{Jump} は 5 章の宇宙線測定で得られた結果で、中性子事象の削減能力は 4 章のビーム試験で得られた結果である。 Δt_{Jump} と中性子事象の削減能力の相関係数は 0.016 であり相関はない。

これにより、時間差シミュレーションでは中性子の時間差分布の谷を再現で きなかったが、中性子事象の削減能力には影響がないと予測する。



図 6.3: Δt_{Jump} と中性子事象の削現能力の相関。

6.3 シミュレーションの概要

 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \overline{\nu}$ (以降信号事象) と中性子背景事象を Geant 4[28] シミュレーショ ンで生成した。 K_L の運動量スペクトルには物理 run で得られたものを用いた。 中性子の Z=0 における運動量、位置情報は Geant3¹[29] で 30 GeV の陽子を ビームターゲットに当てて得られたものを使用した。

中性子背景事象のシミュレーションでは、簡単のため CsI カロリーメータのみを置いた。

中性子背景事象、信号事象共に付録 C で説明するカットを掛けて、クラス ターが2つでより信号事象らしい事象を選び、中性子背景事象を 42000 個、信 号事象を 8000 個生成した。

本シミュレーションでは、それぞれの事象に対して時間差シミュレーション を用いて、PMT と MPPC の波形を生成した。

¹Geant 4 の前身シミュレーションソフト

6.3.1 セットアップ

KOTO 実験では、10 cm 角の領域にある MPPC をまとめて読みだす [22]。 本シミュレーションでも 10 cm 角の結晶群を同時に読みだすことを想定し、10 cm 角の結晶群に対してそれぞれ一つの PMT, MPPC の波形を生成した。PMT の波形はそれぞれの結晶で得られた波形を足し合わせることを想定している。 図 6.4 に読み出しにおける結晶のまとめ方を示す。外縁部にある 5 cm 角結晶 の内 10 cm 角にまとめられない結晶には MPPC を取り付けない。



図 6.4: 読み出しにおける結晶のまとめ方。色がついている結晶には MPPC を 取り付けない。

KOTO 実験では、CsI の光量に 3 倍程度開きがある。5 章のシミュレーショ ンでは、MPPC の光量は 8 photons/MeV となるようにシンチレーション光の 発光量を調整したが (付録 B 参照)、本シミュレーションでは背景事象削減能力 を高く見積もらないように、MPPC の光量が 4 photons/MeV になるよう発光 量を調整した。

MPPCの光量が8 photons/MeVの場合、点発光シミュレーション (5 章参照) で時間分解能が (1.25±0.01) ns であり、RCNP で行なった、宇宙線を用いた性 能評価測定の結果と整合性があった。MPPCの光量が4 photons/MeV である 場合の、点発光シミュレーションで得られる時間分解能と位置の相関を図 6.5 に 示す。MPPCの光量が4 photons/MeV である場合、時間分解能は (1.68±0.02) ns であり、MPPCの光量が8 photons/MeV である場合と比べて3割程度悪い。 従って、本節で得られる背景事象の削減率は保守的な値である。



図 6.5: MPPC の光量が 4 photons/MeV の場合の時間分解能。

6.3.2 時間差 △*t* の取り方

本シミュレーションでは、 Δt の計算方法として、4章で説明した、エネル ギーの加重平均を用いた時間差 $\Delta t_{E.W.}$ を使用した。

図 6.6 に二つのクラスターの Δt の内、大きい方の $\Delta t(\Delta t_{Max})$ の分布と小さ い方の $\Delta t(\Delta t_{Min})$ の分布を示す。



図 6.6: 中性子背景事象 (左) と信号事象 (右) の Δt_{Max} と Δt_{Min} の分布。赤線 が Δt_{Max} 、青線が Δt_{Min} の分布。

信号事象における Δt_{Max} と Δt_{Min} のピークが近いのは、生じる二つの γ 線 が共に結晶の上流側で反応するからである。一方中性子背景事象では、二回の 相互作用の内、二回目の相互作用は下流側で起こる場合が多い。これにより、 Δt_{Max} と Δt_{Min} の分布のピークが離れている。今後、時間差 Δt として Δt_{Max} を使用する。

6.4 結果

図 6.7 に中性子背景事象と信号事象の Δt_{Max} 分布を示す。信号事象が 90%残 るようにカットをかけると中性子背景事象は (5.4±0.2)%残る。従って Δt_{Max} カット単体では、中性子背景事象削減能力は要求を満たしている。



図 6.7: 中性子背景事象 (赤線) と信号事象 (青線) の Δt_{Max} 分布。分布の面積 を 1 で規格化している。中性子背景事象は (5.4±0.2) %残る。

6.4.1 既存のカットとの相関

1章で紹介したように、中性子背景事象の既存のカットは Max shape Chi2, Cluster shape discrimination, Pulse shape likelihood の三種類ある。この内 Pulse shape likelihood を使用したカットと Δt のカットに相関が無いことを 4 章で説明した。本節では Max shape Chi2 と Δt のカットの相関を調べる。

Max shape Chi2

Max shape Chi2 のカットでは、クラスターの形状が γ 線によるクラスター と中性子によるクラスターで異なることを用いて中性子背景事象を削減する。 それぞれの事象のクラスター形状を評価するために γ 線が作る平均的なクラス ター形状をモンテカルロシミュレーションにより見積もり、そのテンプレート を作る。実際のデータとテンプレートとのズレを表す χ^2 を計算し、二つのク ラスターの χ^2 がそれぞれ 4.6 以下であることを要求する。以降、2つのクラ スターの内大きい方の χ^2 を Max χ^2 と呼ぶ。

シミュレーションで得られた中性子背景事象と信号事象の Max χ^2 の分布を図 6.8 に示す。信号事象が 96.1% 残るのに対し、中性子背景事象は (1.3 ± 0.2) % 残る。



図 6.8: 中性子背景事象 (青線) と信号事象 (赤線) の Max χ^2 の分布。分布の面 積を1 で規格化している。

Max χ^2 が 4.6 以下であることを要求した場合の信号事象と中性子背景事象 の Δt_{Max} の分布を図 6.9 に示す。信号事象が 90%残るようにカットをかけると 中性子背景事象は (8.8±1.3) %残る。Max shape Chi2 のカットを掛けない場合 より (3.4±1.3)%大きいため、 Δt によるカットと Max shape Chi2 のカットに 相関はあるが、Max shape Chi2 によるカットを掛けた場合でも背景事象削減 能力は 1/10 以下に削減する要求を満たす。



図 6.9: Max shape chi2のカットをかけた場合の中性子背景事象 (青線)と信号 事象 (赤線)の Δt_{Max} 分布。分布の面積を1で規格化している。中性子背景事 象は (8.8±1.3) %残る。

6.4.2 時間差 △t の計算方法の比較

4章で、落とされたエネルギーが最大である結晶の時間差 $\Delta t_{M.E.}$ とエネル ギーで加重平均を取った時間差 $\Delta t_{E.W.}$ の中性子事象の削減能力を比較したと ころ²、有意な差が無かった。本節では Δt_{Max} の計算方法として、 $\Delta t_{M.E.}$ を使 用して中性子背景事象の削減能力を見積もる。

図 6.10 に $\Delta t_{M.E.}$ を使用した場合の中性子背景事象と信号事象の Δt_{Max} 分布を 示す。信号事象が 90%残るようにカットをかけると中性子背景事象は (6.3±0.2) %残る。 $\Delta t_{E.W.}$ を使用した場合中性子背景事象は (5.4±0.2)%残るため、 $\Delta t_{E.W.}$ を使用した方が削減能力が有意に高い。

 $^{^{2}\}Delta t_{M.E.}$ と $\Delta t_{E.W.}$ は4.5節を参照



図 6.10: Δt_{M.E.} を使用した場合の中性子 (青線) と信号事象 (赤線) の Δt_{Max} 分 布。分布を 1 で規格化している。中性子背景事象は (6.3±0.2) %残る。

 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \overline{\nu}$ 事象の Δt 分布を正規分布で Fit した。得られた標準偏差は、 $\Delta t_{E.W.}$ は (0.590±0.007) ns、 $\Delta t_{M.E.}$ は (0.621±0.009) ns であった。標準偏差は $\Delta t_{E.W.}$ の方が $\Delta t_{M.E.}$ よりも (0.031±0.009) ns 小さい。これにより、 $\Delta t_{E.W.}$ の 方が中性子背景事象の削減能力が高いのは、 $\Delta t_{E.W.}$ の方が $\Delta t_{M.E.}$ よりも時間 分解能が良いためである。

従って、KOTO 実験の本番でも Δt の計算方法として $\Delta t_{E.W.}$ を使用するべきである。

6.5 まとめ

時間差 Δ*t* によるカットの中性子背景事象の削減能力をモンテカルロシミュ レーションで見積もった。

信号事象が 90 %残るようにカットをかけると、既存のカットの有無に関わ らず中性子背景事象を $\frac{1}{10}$ 以下に削減できる。また、4 章で議論した Δt の計算 方法の中で、エネルギーの加重平均を取った時間差 $\Delta t_{E.W.}$ を使用した方が中 性子背景事象の削減能力が高いため、時間差の計算方法としては $\Delta t_{E.W.}$ を使 用するべきである。

第7章 結論

KOTO 実験で問題となっている halo 中性子による背景事象を削減するため に、CsI カロリーメータの上流側に新しく光検出器 (MPPC) を取り付ける。こ の MPPC と下流側の PMT の時間差から中性子と γ線の反応の深さを求め、中 性子と γ線の反応深さの違いから中性子背景事象を削減する。

本研究ではこの新しい検出機構の性能評価を行なった。

宇宙線測定により、MPPCとPMTの時間差と結晶内での反応位置に相関が あることを確認した。PMTで検出される光量や光量の一様性を保つために上 流側端面の反射材を引き続き使用することに決定した。また時間差の分解能を よくするためにMPPC側にUV透過フィルターを使用しないことに決定した。

中性子と γ 線のビームを用いた性能評価実験を行なった。実験の結果、時間 差を使用して中性子事象と γ 線事象を弁別できることを確認した。また、この 時間差のカットは既存の波形解析によるカットと相関はない。

宇宙線による測定の結果、継ぎ目付近の不連続な部分は、PMT による寄与 が大きい。また、PMT の時間と位置の相関で、上流の傾きの絶対値が下流の 場合と比べて有意に小さい。これは、反射光の寄与が結晶の上流と下流で異な るため、ベッセルフィルターを通した後の波形が結晶の上流と下流で異なるた めである。

RCNP で行なった宇宙線による測定で得られた、時間差のパラメータと、中 性子事象の削減能力の関係を調べ、両者に相関がないことを確認した。

中性子背景事象の削減能力をモンテカルロシミュレーションで見積もったと ころ、信号事象を90%残すよう時間差のカットをかけると中性子背景事象は (5.4±0.2)%残り、中性子背景事象のbackground level を1/10以下に削減する 目標を達成できる。また、既存のクラスター形状に関するカットを掛けた後で も要求を満たす。

付録A 光量の不均一性による、不 連続部の時間差∆t_{Jump}へ の影響

光量の不均一性と、宇宙線による測定で得られた、不連続な部分の時間差 Δt_{Jump} の相関を調べた。

PMT の光量の不均一性と Δt_{Jump} の相関を図 A.1 に、MPPC の光量の不均 一性と Δt_{Jump} の相関を図 A.2 に示す。PMT の光量の不均一性と Δt_{Jump} との 相関係数は 0.026 であった。また、結晶 4 の Δt_{Jump} が一つだけ小さいため、結 晶 4 だけ除外すると、相関係数は-0.10 であった。

また、MPPCの光量の不均一性と Δt_{Jump} との相関係数は-0.12であった。同様に結晶 4 だけ除外すると、0.06 であった。

従って、光量の不均一性と Δt_{Jump} の間に相関はなく、独立である。



図 A.1: PMT の光量の不均一性と Δt_{Jump} の相関。



図 A.2: MPPC の光量の不均一性と Δt_{Jump} の相関。

付 録 B 時間差シミュレーションの詳細

時間差シミュレーションで用いた、シンチレーション光の減衰や波形の作り 方などについて詳細に説明する。

B.1 シンチレーション光の減衰

CsI 結晶内での相互作用でできるシンチレーション光の光子数は落とされた エネルギーに比例する。

CsI 結晶の発光には、時定数が 6 ns で波長のピークが 310 ns の発光、時定 数が 30 ns で波長のピークが 420 ns の発光と、時定数が 1 ~ 4 μ s で可視光域 に大きく広がっている発光の三種類がある [16, 17, 18]。時定数が 1 ~ 4 μ s の 発光は結晶依存性があり、素性が分からないため本シミュレーションでは考慮 しない。

また、PMT 側の読み出しでは、時定数が 30 ns の発光成分の一部も UV 透 過フィルターにより排除される。時定数が 30 ns の発光が 35 % 排除されると すると、[30] の Figure 4.17 で示されている CsI の single photoelectron の時間 分布を再現できる。

[16, 17] によると、CsI 結晶内では 1 MeV 当たり時定数が 6 ns の発光により 生じる光子が 440 個、時定数が 30 ns の発光により生じる光子が 1440 個でき る。この値を使用すると、以下で説明する減衰等を考慮すると平均して、PMT で 30 p.e./MeV、MPPC で 5.4 photons/MeV の光量が得られる。

PMT で得られる光量は [30] で説明されている測定によると、平均して 12.7 p.e./MeV 程度である。PMT 側のシミュレーションでは、PMT で得られる平 均光量が 12.7 p.e./MeV 程度になるように発光量を調整した。

MPPCで得られる光量は[22]によると、一本の結晶に対して 8.8 photons/MeV であった。本シミュレーションでは、MPPCで得られる平均光量が 8.0 p.e./MeV 程度になるように発光量を調整した。

発生したシンチレーション光の進行方向の、結晶の長手方向となす角度 θ は $\cos\theta$ を-1~1で一様になるように振った。また結晶の長手方向と垂直な面にお ける角度 (ϕ)を 0 ~ 2 π で一様になるように振った。

シンチレーション光と結晶の端面、側面、継ぎ目における反射の反射率はフ レネル反射に従うとした。フレネル反射の式を (B.1)~(B.3) に示す。

$$R_{p} = \left(\frac{n_{0} \times \cos \alpha - \sqrt{n_{1}^{2} - n_{0}^{2} \times \sin^{2} \alpha}}{n_{0} \times \cos \alpha - \sqrt{n_{1}^{2} + n_{0}^{2} \times \sin^{2} \alpha}}\right)^{2}$$
(B.1)

$$R_{s} = \left(\frac{n_{1}^{2} \times \cos \alpha - n_{0} \times \sqrt{n_{1}^{2} - n_{0}^{2} \times \sin^{2} \alpha}}{n_{1}^{2} \times \cos \alpha - n_{0} \times \sqrt{n_{1}^{2} + n_{0}^{2} \times \sin^{2} \alpha}}\right)^{2}$$
(B.2)

$$R = \frac{R_p + R_s}{2} \tag{B.3}$$

光は入射面に対して電場を垂直に揺らすs 偏光と、入射面と平行に電場を揺らすp 偏光の組み合わせである。 R_s はs 偏光の反射率、 R_p はp 偏光の反射率を表す。

また、式中のパラメータを図 B.1 に示す。



図 B.1: シンチレーション光の反射の様子。

CsI 結晶の屈折率は 2.0 に、結晶の継ぎ目にある Epo-Tek 305 及びシリコーンの屈折率は 1.5 に、空気の屈折率は 1.0 に設定した。

シンチレーション光が結晶からシリコーン、 接着剤に入射するときの反射 率、結晶から空気に入射するときの反射率を入射率の関数として図 B.2 に示 す。空気に対しては入射角 30°以上の場合、全反射する。またシリコーン、接 着剤に対しては入射角 48.6°以上の場合、全反射する。



図 B.2: シンチレーション光の反射率と入射角の関係

また、結晶の上流側側面及び上流側端面の反射材の反射率には、アルミニ ウムの反射率 0.8 を用いた。下流側側面の反射材は、効果がほとんどないため 反射率を 0 とした¹。本研究では、アルミニウムで反射された光は全て結晶に 入射すると仮定した。これにより、アルミニウムの反射材がある領域での反射 は、シンチレーション光の反射率 r を式 (B.4) のように表すことができる。

$$r = R + 0.8 \times (1 - R) \tag{B.4}$$

また、CsI 結晶中において、シンチレーション光の強度が 1/e に減少する長 さ (吸収光) は 1500 mm とした。以上のことを考慮して、シンチレーション光 が PMT, MPPC に入射する確率 w は

$$w = w_L \times w_R \times w_T \tag{B.5}$$

と表すことができる。ここで、*w_L*はCsI結晶内での吸収による減衰で、結晶内 でシンチレーション光が発生してから PMT, MPPC に入射するまでに L (mm) 進んだとすると以下のように表すことができる。

$$w_L = exp(-L/1500) \tag{B.6}$$

 w_R は PMT に到達するまでに起こる反射による減衰 (各反射における反射率の積)、 w_T は結晶と PMT, MPPC の前にあるシリコーンクッキーとの間の透過率である。これに PMT, MPPC の量子効率 (Q_E) をかけると PMT, MPPC で光が検出される確率となる。

0から1の乱数を振り、その数が $w \times Q_E$ (以降 W) よりも小さい場合、光電 子を検出したとする²。

¹詳細は7章に書いた。

²MPPC の場合光子である。

時間差シミュレーションでは、入射した1個の中性子により発生した全ての 光子について W を求め、PMT に検出された光電子数、MPPC に検出された 光子数 N を調べる。

B.2 PMT、MPPCの時間と発光点の相関

シミュレーションでは、結晶の長手方向の角度 θ は cos θ を-1 から1まで一様 に振っている。付録Bより、光子は0.66< cos θ <1 の場合のみPMT、MPPCに 入射できる。従って、PMT、MPPCに入射する光の平均 cos θ は0.83 である。 また、CsIの屈折率が2 であるため、結晶内での光の伝播速度は15 cm/ns で ある。これにより、PMT と MPPC の時間と発光点の相関でFit に使用した一 次関数の傾きが光の伝播速度によるとすると、傾きの絶対値は 0.08 ns/cm と

なる。従って、シミュレーション、宇宙線による測定共に、Fit で使用した一 次関数の傾きの絶対値は光の伝播速度によると仮定した場合の値よりも有意に 小さい。

B.3 PMTとMPPCの波形の作り方

A.1 節で説明した手順により PMT が検出した光電子には PMT に到達した 時間の情報が付与されている。以下中性子が CsI に入射した時間を 0 と定義す る。PMT に到達した時間に PMT に入射し検出されるまでにかかる時間 tts³ と CsI の時定数を肩にもつ exponential の乱数を足す。こうして得られた時間 t に一つの光電子 (1 p.e.) の波形を生成する。125MHz の ADC の波形を再現す るために 1 p.e. の波形も非対称正規分布で生成する [30]。

全体の波形はそれぞれの1 p.e. の波形を N 個を足し合わせて作る。全体の 波形に ADC 値のふらつきの効果を付け足して1 事象の波形は完成する。ここ で、ベッセルフィルターは線型性を持つ。従って、1 p.e. の波形を非対称正規 分布で生成し、その波形を足し合わせることにより、生波形をベッセルフィル ターでなますのと同じ効果を得ることができる。

MPPC の波形も PMT と同様に生成するが、光子が MPPC に到達した時間 に tts は足さない 4 。

シミュレーションにより作られた波形と RCNP の実験で得られた ADC の 波形の比較を図 B.3 に示す。シミュレーションでは 400 MeV の中性子ビーム を打ち込んだ。シミュレーションの波形は MPPC、PMT 共に概ね再現でき た。MPPC の立ち下がり部分のテイルは再現できなかったが、信号の時間は CFTime を使用するため立ち下がりは時間情報に影響しない。

³1 ns を FWHM とする正規分布の乱数を振ってある。

⁴MPPC に光が入射してから検出されるまでの時間は無視できるとした。



図 B.3: シミュレーション (青点) と実験 (赤点)の波形の比較。左が PMT の波形、右が MPPC の波形。400 MeV の中性子が結晶に 50 MeV 以上のエネルギーを落とした事象を使用した。

付 録C 背景事象見積もりシミュ レーションで使用した カット

6章ではより信号事象らしい事象のみを使用するために以下のカットを使用 した。なおこれらのカットは $K_L \to \pi^0 \nu \overline{\nu}$ 崩壊であることを仮定したカットであ る。なお、本性で説明したカットはKOTO実験で使用されているものである。

$E_{cluster}$ cut

エネルギー分解能、位置分解能が悪い事象を削るためにそれぞれのクラス ターのエネルギーが100 MeV 以上 2000MeV 以下であることを要求する。

Fiducial cut

ビームホールに近い結晶やカロリメータ外縁部での相互作用では、通常よ り多くシャワー漏れが起こり、エネルギーが正しく計算できない。このことを 防ぐためにカロリーメータへの入射位置を制限する。ビームホール近くは|x|, |y|>150 mm, カロリーメータ外縁部ではビーム軸からの距離 r が 850 mm 以下 のカットを掛ける。

Projection angle

CsIのXY平面に投影した二つの γ 線の飛跡がなす角度を projection angle とする。 $K_L \rightarrow \gamma \gamma$ 事象は横方向の運動量を持たないため、projection angle は 常に 180°になる。 $K_L \rightarrow \gamma \gamma$ の背景事象を削減するために opening angle が 150°以下であることを要求する。

Cluster distance

二つのクラスターが別のクラスターであることを保証するためにクラスター 間の距離が 300 mm 以上であることを要求する。 $\mathbf{E}\theta$ cut

 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊による背景事象には、別々の π^0 から出た二つの γ 線が CsI カロリーメータで観測される場合 (odd-pairing 背景事象) がある。odd-pairing 背景事象は運動力学カットで削減できる。E θ カットもそのうちの一つで、ク ラスターのエネルギーと、ビーム軸と γ 線の進行方向のなす角の積が 2500 以 下であることを要求する。

E ratio cut

E ratio cut も $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ の odd-pairing 背景事象を削減するためのカット である。二つのクラスターのエネルギー比 (最小エネルギ/最大エネルギー) が 0.2 以上であることを要求し、極端にエネルギーが非対称な事象を排除する。

Total energy cut

2つのクラスターの合計エネルギーが650 MeV 以上の事象を使用する。

COE cut

エネルギー重心位置 COE を以下のように定義する。

$$COE = \frac{\sqrt{\left(\sum E_i x_i\right)^2 + \left(\sum E_i y_i\right)^2}}{\sum E_i}$$
(C.1)

 E_i は各結晶のエネルギー、 x_{i,y_i} は各結晶の位置を表す。

信号事象ではニュートリノが運動量を持ち去るために、COEは大きい。|COE|>200 mm のカットを掛ける。

Cluster size

ハドロンの相互作用ではクラスターのサイズ¹が小さいことが多い。各クラ スターでクラスターサイズが5以上であることを要求する。

Cluster RMS

クラスターサイズのカットと同じ趣旨のカット。以下の式で定義される。

$$ClusterRMS = \sqrt{\sum_{i} \frac{\epsilon_{i} r_{i}^{2}}{\sum_{j} \epsilon_{j}}}$$
(C.2)

ここで r_i はクラスターを構成する各結晶と COE の距離、 ϵ_i は各結晶に落とされたエネルギーである。ハドロニックシャワーではこの値は小さくなりやすいため、Cluster RMS が 10 mm 以上であることを要求する。

¹クラスター内で3 MeV 以上のエネルギーを落とした結晶の数

Distance from Dead channel

CsI 結晶の一部に dead channel がある。クラスターに dead channel が含ま れるとエネルギーの計算を間違えるため、KOTO 実験では各クラスターの再 構成された x, y の位置が共に dead channel から 53 mm 以上離れていることを 要求する。

Vertex time difference

二つのクラスターが同じ vertex から生成されたことを要求するために二つ のクラスターで再構成される Vertex の時間の時間差が 2 ns 以下であることを 要求する。
謝辞

本研究の遂行にあたりお世話になった多くの方々にこの場を借りて感謝します。

指導教員である山中卓教授には学部時代から3年間お世話になりました。研 究に対する認識が甘かった私にミーティング等を通じて研究への取り組み方や 物理の考え方を教えていただきました。また、研究で挫折しかけたり辛い時期 に相談に乗っていただき、乗り越えることができました。修士過程の2年間で 成長でき、研究を楽しめるようになったのは山中教授のおかげです。ありがと うございました。

南條創准教授には、物理に対する考え方や研究の取り組み方を教えていただ きました。南條准教授の研究への取り組み方をみて、私も物事を根本から考え ることができるようになりました。また、RCNPの実験では事前の準備や計画 を立てることの重要性を教えていただきました。ありがとうございます。

外川学元助教には、修士1年の時に指導していただきました。修士一年の頃 の研究は本論文には載せられませんでしたが、その時の指導は私の研究の基礎 になりました。また、修士論文の執筆のため参加できませんでしたが、修士一 年の頃の研究に関連するビームテストに誘っていただきました。ありがとうご ざいました。

秘書の藤阪千衣さん、前任の川原希恵さんには種々の事務手続きでお世話に なりました。特に初期は時間管理が甘く迷惑をおかけしました。また、出張が 立て込んでいる時など体調の心配もしていただきました。お心遣い感謝してい ます。

先輩の原口弘さんには、研究でわからないことを教えていただきました。また、RCNPの実験では修士論文執筆が終わった直後であるにもかかわらず率先して手伝いに来ていただいたり、研究について悩んでいる時に相談に乗っていただきました。

大阪大学 KOTO グループで同期の佐藤友太くんとは担当箇所は違いました が、研究に関して相談や議論できました。また研究以外のことも相談したりた わいもない話ができて楽しかったです。

大阪大学のKOTOグループの杉山泰之さん、小寺克茂さん、清水信宏さん、 原宜広くん、真利共生くんにも感謝します。杉山泰之さんは、私が修士一年の 時に KEK へ栄転されましたが、その後も解析など教えていただきました。小 寺克茂さんには、RCNPの実験や宇宙線による測定において手伝っていただ きました。清水信宏さんには、物理やプログラムについて相談に乗っていただ きました。原くんと真利くんは共に優秀で、二人からの指摘で気づいたことも 多々ありました。

KEK の塩見公志さん、野村正さん、Lim GeiYoub さん、山形大学の田島靖 久さん、防衛大の松村徹さん、京都大学の KOTO グループの方には、実験や ミーティングでお世話になりました。特に塩見さんには J-PARC の滞在中に実 験準備の手伝いをしていただいたり食事に連れ出してもらいました。田島さん には RCNP や ELPH でビームテストがある際に手伝っていただきました。あ りがとうございます。

また、山中研究室の KOTO グループ以外の皆様にもお世話になりました。 同期の澤田恭範くん、山元大生くんには、研究以外の場で飲みに行ったり遊び に行くことができ楽しかったです。廣瀬穰さん、大西裕二くんには学会や修論 の発表練習で鋭い意見をいただきました。また、TEOH Jia Jian さんには、研 究以外のことで質問した際にいつも気さくに答えていただきました。また、学 部四年の大杉真優さん、堀孝之くん、山家谷昌平くんの研究に取り組む姿勢を 見て、自分の研究への励みになりました。

最後に大学生活を6年間支えてくれた両親、家族に感謝します。ありがとう ございました。

参考文献

- [1] M. Kobayashi, Y. Maskawa, Prog. Theor. Phys, **49**, 2, (1973).
- [2] A. Ceccucci, Z. Ligeti, and Y. Sakai, Part. Data. Group, **12**, (2016).
- [3] J. Buras, D. Buttazzo, J. Girrbach-Noe, R. Knegjens, J. High. Energy. Phys, 11, 033, (2015).
- [4] J. K. Ahn *et al.*, (E391a collaboration), Phys. Rev. D, **81**, 7, (2010).
- [5] Y. Grossman, Y. Nir, Phys. Lett, **398**, 163-168, (1997).
- [6] Web site, 2007, "J-PARC 計画とその利用研究", http://www.rist.or.jp/atomica/data/dat_detail.php?Title_Key=07-02-01-15
- [7] T. Shimogawa, Nucl. Instrum. Methods, **623**, 585-587, (2010).
- [8] Web page of CP violation Group at the University of Chicago, https://hep.uchicago.edu/cpv/experiment.html
- [9] J. K. Ahn et al., (J-PARC KOTO collaboration), Prog. Theor. Exp. Phys, 2017, 2, (2017).
- [10] K.A. Olive *et al.* (Particle Data Group), Chinese Physics C, **38**, 090001, (2014).
- [11] T. Sato, Ph. D. thesis, Osaka University, 2015, "Measurement of the CsI calorimeter performance and K_L momentum spectrum for the J-PARC KOTO experiment".
- [12] K. Nakagiri, J. Phys.: Conf. Ser., 800, 012025, (2017).
- [13] Y. Sugiyama, Ph. D. thesis, Osaka University, 2016, "Pulse shape discrimination method to suppress neutron-induced background in the J-PARC KOTO experiment".
- [14] T. Masuda, Ph. D. thesis, Kyoto University, 2014, "Development and Experimental Study of the KOTO Detector System using Three K_L Neutral Decay Modes".

- [15] EPO-TEK 305, Technical data sheet, http://www.epotek.com/site/administrator/components/ com products/assets/files/Style Uploads/305.pdf
- [16] K. A. Olive *et al.*, Part, Data, Group, **2015**, 33, (2016).
- [17] Rihua Mao, Liyuan Zhang, Ren-Yuan Zhu, IEEE. Trans. Nucl. Sci, 55, 4, (2008).
- [18] Shinzou Kubota et al., Nucl. Instrum. Methods, 268, 275-277, (1988).
- [19] 柳田 陽子, 修士論文, 大阪大学, J-PARC KOTO 実験 CsI カロリメータ のための光学接続シリコーンの制作と長期安定性の評価 (2012)
- [20] 増田 孝彦, 修士論文, 京都大学, KOTO 実験に用いる低消費電力型光電 子増倍管ベースの開発 (2009)
- [21] 浜松ホトニクス web site, https://www.hamamatsu.com/jp/ja/4004.html
- [22] 佐藤 友太, 修士論文, 大阪大学, 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 (2018)
- [23] Tanac co., Ltd website, http://www.k-tanac.co.jp/pdsdl.cgi?d=MPMtse3032.pdf
- [24] M. Bogdan *et al.*, IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec, **2007**, 1, 133-134, (2007).
- [25] H. Sakai *et al.*, Nucl. Instru. Meth. Phys., **369**, 1, 120-134, (1996).
- [26] Research Center for Nuclear Physics, Osaka University web site, http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/Divisions/np1-a/RCF/RCNPCF-N0j.html
- [27] S. Haino *et al.*, Phys. Lett. B, **594**, 35-46, (2004).
- [28] S. Agostinelli *et al.*, Nucl. Instru. Meth. Phys, **506**, 250-303, (2003).
- [29] CERNApplicationSoftwareGroup,GEANT-DetectorDescriptionandSimulation Tool,W5013,CERN,1993.
- [30] E. Iwai, Ph. D. thesis, Osaka University, 2012, "CsI calorimeter for the J-PARC KOTO experiment".
- [31] Y. Maeda, Ph. D. thesis, Kyoto University, 2016, "Search for the Decay $K_L \to \pi^0 \nu \overline{\nu}$ with a Neutron-Insensitive GeV-Energy Photon Detector".

- [32] 原口 弘, 修士論文, 大阪大学, J-PARC KOTO 実験における、 中性子背 景事象削減のための CsI 電磁カロリメータ両端読み出しの研究 (2016)
- [33] 宮崎 康一, 修士論文, 大阪大学, J-PARC KOTO 実験における、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \overline{\nu}$ 背景事象削減のための荷電粒子検出器の開発 (2015)