

2026 年度 修士論文

J-PARC KOTO II 実験に向けた
鉛シンチレータ積層型カロリメータの開発

大阪大学大学院理学研究科
物理学専攻
南條研究室

博士前期課程 2 年
学籍番号 24B24059

本間 芽糸

2026 年 3 月 9 日

概要

素粒子物理学において、素粒子標準模型は、多くの実験結果を説明できる。しかし、標準模型は、物質優勢の宇宙や暗黒物質などは説明できない。これらの問題を解決するには、新物理が要る。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は、新物理により標準模型の予測分岐比からずれる可能性がある。予測と実測とのずれが有意であれば、新物理を示唆できる。現在、J-PARC KOTO 実験は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の崩壊分岐比の上限値を定めた。KOTO 実験では、標準模型の予測分岐比 3×10^{-11} に対し、 10^{-10} の感度までの探索を見込む。さらに次世代の高感度実験として、J-PARC KOTO II 実験を計画している。標準模型の予測分岐比よりも 1 桁以上感度の良い 10^{-12} 以下を目指す。KOTO II 実験では、 π^0 が崩壊してできる 2 光子をカロリメータにより検出する。KOTO 実験ではカロリメータの直径は 1.9 m だが、KOTO II 実験では信号の検出効率を上げるために直径を 3 m に増やす。そのため、新たな検出器の開発が必要である。1 つの候補として、鉛とシンチレータの積層構造を波長変換ファイバーにより貫通させる、シャジュリック検出器がある。本研究では、まず、KOTO II 実験カロリメータへの要求性能をまとめた。次に、シャジュリック検出器のモジュールの、鉛とシンチレータの各厚みやシンチレータの獲得光量等が分解能に与える影響を調査し、モジュールのデザインを決めた。最後に、実際にモジュールを作製し、ビーム試験により分解能等の性能を評価した。この結果を元に、シャジュリック検出器が KOTO II 実験カロリメータとして使用可能であるかを議論する。

目次

第 1 章	序論	9
1.1	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の物理	9
1.2	J-PARC KOTO 実験	11
1.3	KOTO 実験における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の探索状況	13
1.4	J-PARC KOTO II 実験	13
1.4.1	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の検出方法	14
1.4.2	KOTO II 実験で期待される物理	15
1.4.3	KOTO II 実験検出器の概要	15
1.5	KOTO II 実験カロリメータ	16
1.5.1	シャッシュリック検出器の先行研究	17
1.5.2	中性子による背景事象	19
1.6	本研究の目的	21
第 2 章	KOTO II カロリメータの要求性能	22
2.1	エネルギー分解能	22
2.1.1	信号事象の再構成と信号領域の定義	22
2.1.2	信号事象数への影響の見積もり	24
2.1.3	背景事象数への影響の見積もり	25
	$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 背景事象	25
	$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 背景事象	27
2.2	時間分解能	28
2.3	中性子光子弁別性能	29
2.4	VETO 検出器として光子を検出できない効率 (Inefficiency)	29
第 3 章	カロリメータの要素による性能	30
3.1	シャッシュリックカロリメータのエネルギー分解能	30
3.1.1	シンチレータの種類	30
3.1.2	波長変換ファイバーの種類	31
3.1.3	シンチレータの反射材による獲得光量の変化	32
	波形解析	34
	事象選択	35
	獲得光量	36
3.2	波長変換ファイバー	39

3.2.1	波長変換ファイバー中の減衰	39
	減衰長測定のセットアップ	39
	LED にいれる矩形波の波高	39
	減衰曲線	40
3.2.2	波長変換ファイバ-端面の反射材	41
3.3	光センサー	41
3.4	各要素を取り入れたエネルギー分解能	42
第 4 章	カロリメータモジュールの製作	44
4.1	製作の概要	44
4.2	鉛とシンチレータの厚み測定	45
4.3	反射材	47
4.4	鉛シンチレータの積層と固定	47
4.5	波長変換ファイバーの挿入	49
4.6	波長変換ファイバーと PMT の接続	50
4.7	完成したモジュールの形状	50
4.8	課題の解決と達成点	51
第 5 章	陽電子ビームを用いたカロリメータモジュールの性能評価	53
5.1	ビーム試験の目的	53
5.1.1	期待されるエネルギー分解能	55
5.2	エネルギー分解能と時間分解能	57
5.2.1	波形解析	58
5.2.2	事象選択	58
5.2.3	PMT のゲインの補正と獲得光量	59
5.2.4	両読み出し	68
5.2.5	片読み出し	70
5.3	両読み出しによる長手方向のシャワー位置再構成	72
5.4	片読み出しの際の波長変換ファイバー端面の反射材	76
5.5	PMT による両読み出しの際の PMT へのビーム入射によるエネルギー損失	77
5.6	結果のまとめ	78
第 6 章	考察	79
6.1	シミュレーションによる予測とビーム試験の結果の比較	79
6.1.1	エネルギー分解能の比較	79
6.1.2	ペDESTAL イベントの理解	83
6.1.3	宇宙線測定による光量とビーム試験で得た光量の比較	84
6.2	両読み出し時間差を用いたシャワーの奥行き位置の再構成	85
6.3	シャシユリックカロリメータの VETO 効率	85
第 7 章	結論	87
第 8 章	付録	88

付録	88
A	信号事象数と背景事象数の見積もり方法 88
A.1	カロリメータの位置分解能 88
A.2	2光子を単一光子のクラスターとして識別する確率 89
A.3	Inefficiency 89
A.4	事象選択 90
A.5	信号事象数の見積もり 91
B	陽電子ビームのコインシデンスレート 93
謝辞	94
引用文献	95

目次

1.1	標準模型における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のファインマンダイアグラム	10
1.2	J-PARC の全景 [9]	11
1.3	KOTO 実験ビームラインを上から見た図	12
1.4	KOTO 実験の検出器 [10]	12
1.5	KOTO 実験電磁カロリメータの正面図。紫色領域には 25 mm 角の CsI 結晶、青色領域には 50 mm 角の CsI 結晶がある [11]。	13
1.6	KOTO II 実験ビームラインの概念 [13]	14
1.7	KOTO II 実験と KOTO 実験での K_L 運動量	14
1.8	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の検出手法	15
1.9	KOTO II 実験検出器の概念図 [13]	15
1.10	KOTO II 実験カロリメータの正面図	16
1.11	KOPIO 実験のシャシュリックモジュールのデザイン [15]	18
1.12	信号事象からの 2 光子がカロリメータにつくる γ クラスタ	20
1.13	(a) 上、2 光子がカロリメータに入射し、2 つの電磁シャワーをつくる様子。(a) 下、中性子がカロリメータに入射し 2 つのハドロンシャワーをつくる様子。KOTO 実験ではこれらの時間差は 6 ns 程度である。	20
1.14	(a) カロリメータのクラスタ形状のイメージ。 γ クラスタは等方的だが中性子クラスタ非等方的である。(b) 波形の高さが同じ、光子優勢サンプル (青色の丸印) と中性子優勢サンプル (赤色の三角印) の波形の比較 [18]。各波形は、PMT による波形を波形整形回路を通したものである。中性子優勢サンプルの波形は光子優勢サンプルの波形よりもパルス幅が広く、大きなテールをもつ。	21
2.1	信号事象における p_T と z_{vtx} の再構成	22
2.2	信号領域の定義	23
2.3	K_L ビーム幅の効果が再構成された p_T に与える影響	23
2.4	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 事象の $z_{\text{vtx}}-p_T$ 分布	25
2.5	$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊が背景事象となる場合の概念図	25
2.6	$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 事象の $z_{\text{vtx}}-p_T$ 分布	26
2.7	$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 事象の $z_{\text{vtx}}-p_T$ 分布	27
2.8	$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊が背景事象となる場合の概念図	27
2.9	$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 事象の $z_{\text{vtx}}-p_T$ 分布	28
2.10	信号領域内の $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 事象の p_T 分布	28
3.1	波長変換ファイバー (Y-11) の吸収スペクトラム (下) と、発光スペクトラム (上)[22]	31
3.2	シンチレータにあけた穴の図面	32

3.3	シンチレータ 10 枚に波長変換ファイバーを挿入したときの様子。シンチレータの間には、鉛の代わりにブラックシートを挟んだ。	33
3.4	波長変換ファイバーと PMT の接続。波長変換ファイバーの端面を束ね、シリコンクッキーを介して PMT の光電面につけている。図中の写真は、波長変換ファイバーの端面を磨いた後の様子である。	33
3.5	(a) 宇宙線ミュオンを用いた測定のセットアップ。(b)Trigger counter(C1) をシンチレータの上側に置いた様子。図中の赤い樹脂は、シンチレータの積層部に均等に力をかけるために用意した。	34
3.6	(a)Trigger counter C1 の波形。黄色の積分範囲 120 ns と、Peak Time を示している。(b) 波長変換ファイバーにより読み出したシンチレータ 10 枚の波形。	34
3.7	(a) 宇宙線ミュオンが Trigger counter C1, C2 のシンチレータ部とアクリルライトガイド部を通過する様子。(b)Trigger counter の時間差。(a) 中に示す各経路と時間差の各ピークが対応している。	35
3.8	反射材なしでのシンチレータ光量測定のための事象選択	36
3.9	chi2 分布と獲得光量の分布	37
3.10	反射材を (a) 層間、(b) 側面、(c) 全面に巻いたときの写真。	37
3.11	反射材ありでの獲得光量分布	38
3.12	獲得光量の比較	38
3.13	波長変換ファイバー内の減衰測定のためのセットアップの概念図	39
3.14	Function Generator の矩形波の波高を変化させたときの Monitor PMT の信号と波長変換ファイバー PMT の信号の振幅の関係	40
3.15	波長変換ファイバー内の減衰曲線	41
3.16	積層部と PMT までの波長変換ファイバーの長さ	42
3.17	1 m 角, 奥行 27X ₀ のシャシュリックモジュールについて、(a) サンプル効果のみの可視エネルギー分布。(b) 青いヒストグラムは光量の減衰の効果を取り入れた光量分布を示し、赤いヒストグラムはさらにポアソン統計による光量揺らぎを取り入れた光量分布である。	43
4.1	シャシュリックモジュールの設計概念図	44
4.2	鉛とシンチレータにあけた穴の図面	45
4.3	(a) シンチレータの写真。(b) 鉛の写真。	45
4.4	シンチレータの厚み測定の様子。金属板 2 枚でシンチレータ表面を保護しつつ、力を均一にかけた。	46
4.5	(a) 鉛の厚み分布。(b) シンチレータの厚み分布。	46
4.6	(a)4 本のステンレス棒を黒い樹脂に挿し、鉛とシンチレータを数層分積層する様子。(b) ステンレス棒に鉛とシンチレータを 1 層ずつ積層する様子。(c) 積層後の様子。	48
4.7	ステンレス棒を自立させるための構造。上から見たときの概念図。	48
4.8	(a) 積層後、側面にアルミナイズドマイラーを巻いた様子。(b) ステンレスホイルを側面に巻く様子。(c) 積層部の固定後の様子。	49
4.9	(a) 波長変換ファイバー (Y-11)64 本を積層された構造体に挿し上から見た様子。(b) 断面からの様子。	49
4.10	(a) 波長変換ファイバーの束に光学セメントを流し込んだときの様子。(b) ファイバー端面をカットし、紙やすりを用いてやすった後の様子。	50
4.11	完成したシャシュリックモジュールの写真	51

4.12	アルミフレーム上でモジュールが縦方向にずれないようにするための固定。図中桃色部の 4 mm 厚のアルミ板で両側から押し、アルミフレームに固定した。	51
5.1	コンバータが 200 μm 厚のタングステンの時に 30 度ビームラインに輸送される陽電子のプロファイル ($x_{\text{PS}}, y_{\text{PS}}$)。RTAGX 電流は各パネルの上部に記している。 $(x_{\text{PS}}, y_{\text{PS}})$ ともに mm 単位で分割しており、カウント数に応じた色の濃度はすべてのパネルで共通にしている [25]。	54
5.2	(a) シャワー漏れがない場合 (青色) と試作機 (緑色) でのシミュレーションによる可視エネルギー分布。(b) 光量の減衰の効果と光量揺らぎを取り入れた、光量分布。青色のヒストグラムはシャワー漏れがない場合、赤色のヒストグラムは試作機の場合である。	56
5.3	ビーム試験のモジュールに 200~800 MeV の電子を入れたときのシミュレーションによるエネルギー分解能。青線はサンプリング揺らぎのみの分解能をフィットしたものであり、赤線は実際に期待される光量から求めた分解能をフィットしたものである。	57
5.4	長手方向並行にビームを入射する場合のセットアップ	57
5.5	(a) 波形積分、(b)Peak height、(c)CFTime の定義	58
5.6	(a)C1 の Peak height 分布、(b)C2 の Peak height 分布、(c)C2 と C1 の CFTime の差の分布	59
5.7	Y-11 モジュールへの PMT の各印加電圧におけるゲイン (a) 上流 PMT、(b) 下流 PMT YS-6 モジュールの PMT への各印加電圧におけるゲイン (c) 上流 PMT、(d) 下流 PMT	60
5.8	Y-11 モジュールの 1 光電子相当の ADC 値の積分の分布 (a) 上流 PMT、(b) 下流 PMT。 YS-6 モジュールの 1 光電子相当の ADC 値の積分の分布 (c) 上流 PMT、(d) 下流 PMT	61
5.9	600 MeV ビームを用いたゲインの安定性。1 日目の Y-11 モジュールの Peak height 分布 (a) 上流 PMT、(b) 下流 PMT。2 日目の Y-11 モジュールの Peak height 分布 (c) 上流 PMT、(d) 下流 PMT	62
5.10	本研究の最大ビームエネルギー 800 MeV での両モジュールの波形の例。Y-11 モジュールの波形を青色、YS-6 モジュールの波形を赤色で示す。	63
5.11	Y-11 モジュールのビーム入射時の上流 PMT の光量分布。ビームエネルギーは (a)200 MeV、(b)400 MeV、(c)600 MeV、(d)800 MeV である。	64
5.12	Y-11 モジュールのビーム入射時の下流 PMT の光量分布。ビームエネルギーは (a)200 MeV、(b)400 MeV、(c)600 MeV、(d)800 MeV である。	65
5.13	YS-6 モジュールのビーム入射時の上流 PMT の光量分布。ビームエネルギーは (a)200 MeV、(b)400 MeV、(c)600 MeV、(d)800 MeV である。	66
5.14	YS-6 モジュールのビーム入射時の下流 PMT の光量分布。ビームエネルギーは (a)200 MeV、(b)400 MeV、(c)600 MeV、(d)800 MeV である。	67
5.15	ビームエネルギーと各モジュールの上下流で得た光量の和の関係。黒点が Y-11 モジュール、青点が YS-6 モジュールを示し、線形フィットした。	68
5.16	(a)Y-11 モジュールの両読みでのエネルギー分解能 $\sigma_E/E = (6.79 \pm 0.09)\% / \sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (0 \pm 2)\%$ である。(b)YS-6 モジュールの両読みでのエネルギー分解能 $\sigma_E/E = (6.91 \pm 0.04)\% / \sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (0 \pm 7)\%$	69
5.17	(a)Y-11 モジュールの両読み出しでの時間分解能 $\sigma_T = (89 \pm 1) \text{ ps} / \sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (59 \pm 5) \text{ ps}$ である。(b)YS-6 モジュールの両読み出しでの時間分解能 $\sigma_T = (50 \pm 1) \text{ ps} / \sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (59 \pm 2) \text{ ps}$ である	70
5.18	(a)Y-11 モジュールの片読み出しでのエネルギー分解能 $\sigma_E/E = (7.0 \pm 0.1)\% / \sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (0 \pm 2)\%$ 。(b)YS-6 モジュールの片読み出しでのエネルギー分解能 $\sigma_E/E = (7.17 \pm 0.05)\% / \sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (0 \pm 1)\%$	71

5.19	(a)Y-11 モジュールの片読み出しでの時間分解能 $\sigma_T = (124 \pm 1) \text{ ps}/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (58 \pm 8) \text{ ps}$ である。(b)YS-6 モジュールの片読み出しでの時間分解能 $\sigma_T = (68 \pm 1) \text{ ps}/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (81 \pm 2) \text{ ps}$ である	71
5.20	長手方向垂直にビームを入射する場合のセットアップ。シャシュリックモジュールを動かし、ビームの入射位置を変えた。	72
5.21	Y-11 モジュールへの 800MeV ビームの入射位置	73
5.22	各入射位置での両読み出しの時間差分布。紫色のヒストグラムは入射位置 4 cm、緑色のヒストグラムは入射位置 9 cm、青色のヒストグラムは入射位置 14 cm、赤色のヒストグラムは入射位置 19 cm、黒色のヒストグラムは入射位置 24 cm である。	73
5.23	両読み出しの時間差と入射位置の関係。両読み出しの時間差は、上流の CFTIME から下流の CFTIME を引いて求めた。	74
5.24	Y-11 モジュールにビームを並行に入れたときの両読み出しによる時間差。ビームエネルギーは (a)200 MeV, (b)400 MeV, (c)600 MeV, (d)800 MeV である。	75
5.25	T_1, T_2 と タイミングカウンターの時間平均 T_{ref} を引いて求めた各時間差分布	76
5.26	波長変換ファイバー端面の各条件での Peak height 分布。	77
5.27	上流の PMT をビーム軸から逸らした場合と、ビーム軸上に置いた場合の Peak height 分布。	78
6.1	シミュレーションのセットアップ	79
6.2	800 MeV の陽電子をモジュールに入れたときの (a) タイミングカウンターのエネルギー損失の分布、(b) トリガーカウンター C1 でのエネルギー損失の分布、(c) トリガーカウンター C1 でのエネルギー損失の分布、(d) 上流のファイバー 4 本内のエネルギー損失の和の分布、(e) シンチレータ内のファイバーでのエネルギー損失の分布	81
6.3	シンチレータの可視エネルギー分布	82
6.4	(a) ビームエネルギーが 200 MeV のときの光量分布。黒色のヒストグラムはビーム試験で得た光量分布である。青色のヒストグラムはシミュレーションにより得たサンプリング揺らぎを、データに合わせて光量分布に変換したものである。赤色のヒストグラムはサンプリング揺らぎに光量の揺らぎを加えたものであり、シミュレーションで予測される光量分布である。(b)(c)(d) は 400 MeV, 600 MeV, 800 MeV のビームの場合であり、各ヒストグラムの対応は (a) と同じである。	83
6.5	200 MeV のビームを入射させたときの、(a) ビーム幅 1 cm でのシャシュリックモジュールのシンチレータの可視エネルギー分布、(b) ビーム幅 5 cm でのシャシュリックモジュールのシンチレータの可視エネルギー分布。	84
6.6	奥行き方向の可視エネルギー依存性。横軸はシンチレータの層 (全部で 172 層) であり、縦軸は各層でのシンチレータの可視エネルギーの平均を示す。	85
6.7	入射エネルギー 100 MeV 以下の光子がカロリメータに入射したときの光量分布 (黒色) と、光量ゆらぎを入れた分布 (赤色)。VETO の閾値は 1 MeV に相当する 14.3 p.e. とした。	86
A.1	カロリメータ上での 2 光子の入射距離に依存する光子の融合確率 [13]	89
A.2	カロリメータでの光子の Inefficiency[13]	89
A.3	崩壊点再構成の幾何学 [13]	90
A.4	斜線部は $z_{\text{vtx}} - p_T$ 平面内の p_T への要求である。青点の線は下流における厳しい p_T への基準である。[13]	91

表目次

1.1	KOTO II 実験カロリメータの検出器候補 [15][16]	16
1.2	CsI 結晶と検出器候補におけるカロリメータの性能 [15][16]。エネルギーの単位は GeV である。	17
1.3	KOPIO 実験のシャシュリックモジュールのパラメータ [15]	19
3.1	EJ212 の特性 [21]	30
3.2	浜松ホトニクス製の PMT アッセンブリ H6410 の仕様 [23]	42
5.1	RTAGX の電流と陽電子のエネルギーの関係	55
5.2	シャワー漏れのない場合と試作機で期待される、シミュレーションによる 1 GeV の電子を入射したときのエネルギー分解能	56
5.3	Y-11 モジュールの上下流で得られた光量の期待値の比較	65
5.4	YS-6 モジュールの上下流で得られた光量の比較	67
5.5	Timing counter の時間平均の標準偏差と、Y-11 モジュールの時間分解能 σ_T	69
5.6	Timing counter の時間平均の標準偏差と、YS-6 モジュールの時間分解能 σ_T	70
5.7	両モジュールのエネルギー分解能と時間分解能。両読み出しと背面による片読み出しそれぞれの分解能を示す。	72
5.8	各エネルギーでの時間差と奥行き位置の関係	75
6.1	Y-11 モジュールの、シミュレーションによる予測と実際に得られたエネルギー分解能の比較	83
6.2	100 MeV 以下の光子の不感率	86
A.1	信号事象の崩壊分岐比と、崩壊分岐比が 10^{-4} 以上の背景事象	88
B.2	本試験で用いた陽電子ビームの入射エネルギーと、1 スピルあたりのコインシデンス数	93

第 1 章

序論

素粒子物理学において、素粒子標準模型は、多くの物理現象を説明できる。しかし、標準模型は物質優勢の宇宙や暗黒物質は説明できない。これらの問題を解決するには、新物理が要る。

このような新物理が寄与し、寿命の長い中性 K 中間子である K_L の稀な崩壊、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の崩壊分岐比が標準模型の予測からずれる。標準模型による予測と実測とのずれが有意であれば、新物理を示唆できる。本章では、まず $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の物理、現在 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を探す J-PARC KOTO 実験を説明する。そして、本研究の目的である J-PARC KOTO II 実験に向けたカロリメータの開発を述べる。

1.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の物理

本項では、標準模型における CP 対称性の破れの表し方、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊が新物理の探索に適する理由と $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比を変え得る理論模型を述べる。標準模型では、CP 対称性の破れはクォークの混合により起こる。Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) 行列は、クォークのフレーバー固有状態 (d', s', b') に対する、クォーク質量固有状態 (d, s, b) の世代間の混合を表す。

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

ここで、

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

である。

図 1.1 に標準模型での $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のファインマンダイアグラムを示す。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は、s クォークから d クォークへの遷移によって起こる。標準模型では、中性カレントによりフレーバーを変える遷移はツリーレベルでは禁止され、ループレベルでの W ボソンの交換により起こる。これにより、崩壊分岐比が小さい。

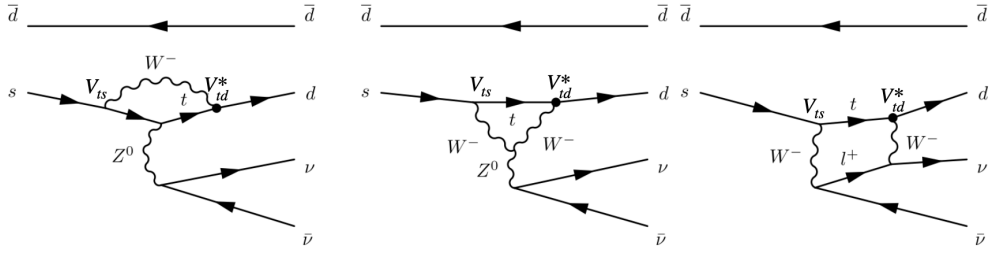


図 1.1 標準模型における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のファインマンダイアグラム

さらにループ自体の寄与も抑制されることを、以下で説明する。クォークレベルでの確率振幅 $\mathcal{A}(s \rightarrow d \nu \bar{\nu})$ は、

$$\mathcal{A}(s \rightarrow d \nu \bar{\nu}) \propto \frac{m_t^2}{M_W^2} \lambda_t + \frac{m_c^2}{M_W^2} \ln \frac{M_W}{m_c} \lambda_c + \frac{\Lambda_{\text{QCD}}^2}{M_W^2} \lambda_u \quad (1.3)$$

と表せ、 $\lambda_q = V_{qd} V_{qs}^*$ である [1]。 Λ_{QCD} は QCD のエネルギースケールであり、 $M_W (= 80.4 \text{ GeV}/c^2)$, $m_c (= 1.28 \text{ GeV}/c^2)$, $m_t (= 173 \text{ GeV}/c^2)$ は、それぞれ W ボソンの質量、チャームクォークの質量、トップクォークの質量である [2][3][4]。

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の振幅 $\mathcal{A}(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ は、中性 K 中間子のフレーバー固有状態 K_0, \bar{K}^0 の振幅 $\mathcal{A}(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}), \mathcal{A}(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ を用いて、

$$\mathcal{A}(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \sim \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathcal{A}(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) - \mathcal{A}(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})) \quad (1.4)$$

と表せる。式 1.3 の $\lambda_{t,c,u}$ の係数を $C_{t,c,u}$ とおく。反粒子の振幅が複素共役の関係より、

$$\mathcal{A}(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \propto \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{q=t,c,u} C_q (\lambda_q - \lambda_q^*) \quad (1.5)$$

$$\propto \sum_{q=t,c,u} C_q \text{Im} \lambda_q \quad (1.6)$$

となり、実部が消える。中間状態にはトップクォーク、チャームクォーク、アップクォークがありうる。Wolfenstein パラメータによる記述より、 $\text{Im} \lambda_{c,u} \simeq 0$ を用いると、

$$\mathcal{A}(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \propto \text{Im} \lambda_t \quad (1.7)$$

$$\propto \text{Im}(V_{ts}^* V_{td}) \quad (1.8)$$

$$\propto V_{ts} V_{td}^* - V_{ts}^* V_{td} \quad (1.9)$$

チャームクォークとアップクォークからの寄与が消え、対応する CKM 行列要素に虚部のあるトップクォークのみが効く。 $|V_{ts}|, |V_{td}|$ はそれぞれ $(41.5 \pm 0.9) \times 10^{-3}$, $(8.6 \pm 0.2) \times 10^{-3}$ [5] と小さいため、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の確率振幅は小さくなり、崩壊分岐比は $(2.94 \pm 0.15) \times 10^{-11}$ [6] である。

また、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の崩壊分岐比は、不確かさが 5% と小さく、標準模型による分岐比が正確である。

以上より、標準模型による寄与が小さく、分岐比の計算が正確であるため、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比は理論値と測定値に差があれば有意な差として捉えやすい。よって新物理の探索に適する。

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比は、B 中間子で観測されているレプトンフレーバー普遍性^{*1}の破れ [7] ^{*2}など、他のフレーバー物理の観測量とも関連する。これらの現象を説明するために提案された多くの理論モデルは、第3世代フェルミオンに強く結合する特徴がある。その結果、 τ ニュートリノとの結合 ($s \rightarrow d \nu_\tau \bar{\nu}_\tau$) を通じ $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比が変わり得る [8]。B 中間子の観測量とあわせて $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比を測定することで、新物理におけるフレーバー構造に重要な情報を与える。

1.2 J-PARC KOTO 実験

KOTO 実験は、茨城県東海村に位置する J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) にて、2013 年から現在まで続く。J-PARC の実験施設の概要を図 1.2 に示す。線形加速器リニアックにより負水素イオンが 400 MeV に加速される。3 GeV のシンクロトロン加速器 (Rapid Cycle Synchrotron, RCS) に入る際に電子を2つ失い、陽子ビームとなる。RCS で 3 GeV になった陽子ビームは、陽子シンクロトロン (Main Ring) に送られ、最終的に 30 GeV になる。この陽子ビームがハドロン実験施設に取り出される。

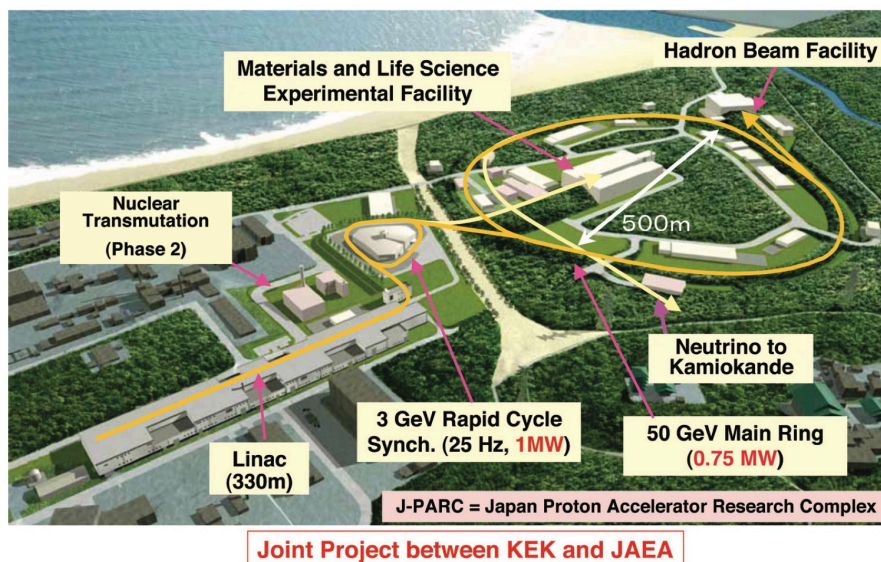


図 1.2 J-PARC の全景 [9]

ハドロン実験施設内に取り出された陽子ビームが、図 1.3 に示す金標的 ("T1 Target") に当たり、 K_L を含む二次粒子ができる。この二次粒子のうち、標的から一次陽子ビームラインに対し 16 度方向にきた粒子を使う。KOTO 実験ビームラインには、 K_L 以外の粒子を減らすための装置がある。ビーム中の γ 線を減らすため、厚さ 7 cm の鉛 ("Photon Absorber") があり、2つのコリメータ ("1st Collimator", "2nd Collimator") によりビームを細くする。また、ビーム中の荷電粒子を減らすため、2つのコリメータの間に 1.2 T の磁場をかける磁石 ("Sweeping Magnet") がある^{*3}。KOTO 実験のビームラインは標的から検出器まで全長 21.5 m あるため、寿命の短い K_s 粒子などは、検出器に到達する前に崩壊し、最終的に検出器に入射する主な粒子は中性で寿命の長い K_L 、中性子、 γ である。

^{*1} 電子、ミューオン、タウの異なる電荷を持つレプトンが、同一の電弱相互作用強度を持つ。

^{*2} レプトンフレーバー普遍性が成り立てば $B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-$ 崩壊の分岐比と $B^+ \rightarrow K^+ e^+ e^-$ 崩壊の分岐比の比は 1 になるはずだが、1 からのずれが示された。これにより、B 中間子崩壊でレプトンフレーバー普遍性が破れている可能性が示唆された。

^{*3} 2nd Collimator の内壁で発生する荷電 K 中間子を削減するため、2nd Collimator 下流を改造し、2023 年 12 月に永久磁石を増設した。

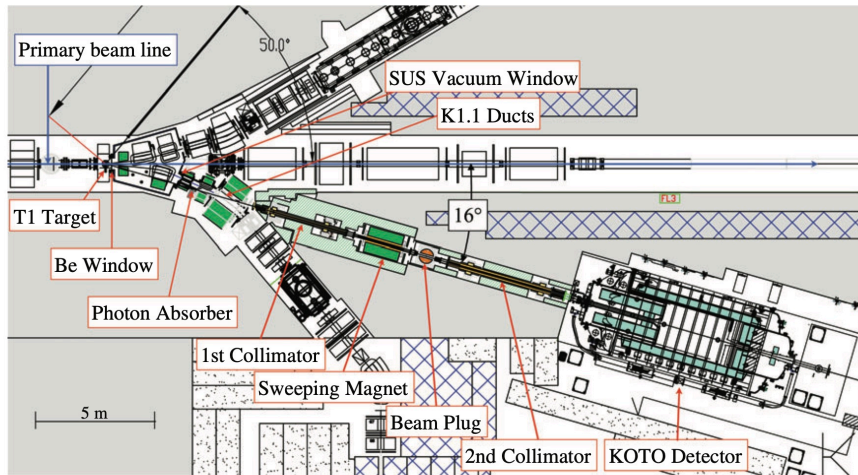


図 1.3 KOTO 実験ビームラインを上から見た図 [10]。左から陽子が図中の"T1 Target"に衝突し、二次粒子のうち 16 度方向にきた粒子を使う。"Photon Absorber", "1st Collimator", "Sweeping Magnet", "2nd Collimator" を経て光子と荷電粒子が減らされ、ビームが細くなる。最終的に K_L 、中性子、光子が図右下の KOTO 実験検出器に入る。

図 1.4 に KOTO 実験の検出器を示す。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊によりできた π^0 は、寿命が $\tau = 8.5 \times 10^{-17}$ 秒と短いため、即座に 2 つ光子に崩壊する。終状態には 2 つの光子以外にニュートリノ対もあるが、ニュートリノ対は KOTO 検出器では検出できないため、2 つの光子を検出し、他に検出可能な粒子がないことを保証する。これにより、KOTO 検出器は 2 つの光子を検出する電磁カロリメータ (図 1.4 の"CSI") と、2 つの光子以外の粒子が検出されないことを保証する VETO 検出器 (図 1.4 の"CSI"以外) からなる。VETO 検出器は K_L の崩壊領域 ("Decay region") を覆う。ビーム中の粒子やその崩壊で生じた粒子が内部の残存ガスと相互作用しないように、崩壊領域は真空である。信号事象の検出方法は KOTO II 実験と共通であるため 1.4.1 項で述べる。

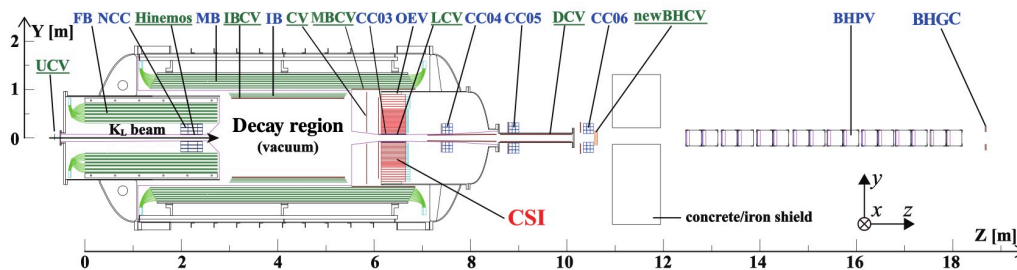


図 1.4 KOTO 実験の検出器 [10]

図 1.5 に KOTO 実験の電磁カロリメータの全体像を示す。直径 1.9 m であり、Undoped CsI 結晶 2716 本から成る。カロリメータの内側は 2.5 cm 角の結晶、外側は 5 cm 角の結晶がある。どちらの大きさの結晶も 50 cm 長 ($27X_0$) である。中性子による背景事象削減のため (詳細は 1.5.2 項)、結晶の上流と下流の両方から信号を読み出す。

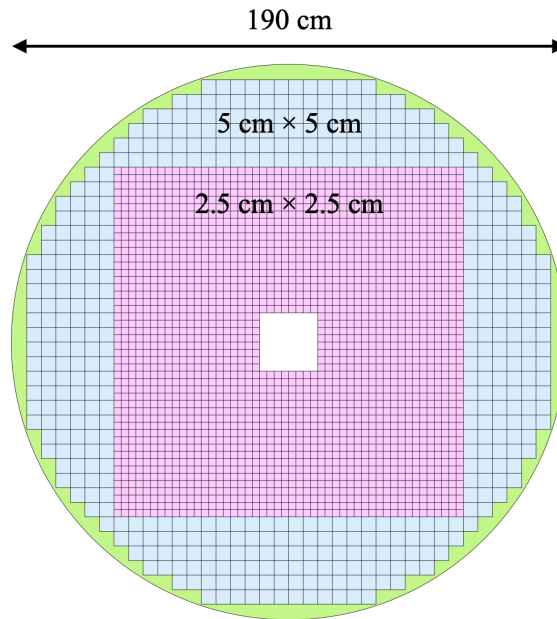


図 1.5 KOTO 実験電磁カロリメータの正面図。紫色領域には 25 mm 角の CsI 結晶、青色領域には 50 mm 角の CsI 結晶がある [11]。

1.3 KOTO 実験における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の探索状況

KOTO 実験では、単一事象探索感度^{*4} $(9.33 \pm 0.06_{\text{stat}} \pm 0.84_{\text{syst}}) \times 10^{-10}$ のもとで、信号領域に $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 事象は観測されなかった。この崩壊の分岐比の上限は、世界最高感度の 2.2×10^{-9} (90% 信頼度) と与えられた [12]。さらに KOTO 実験は、単一事象感度 10^{-10} 以下を目指す。

1.4 J-PARC KOTO II 実験

J-PARC KOTO II 実験は、J-PARC KOTO 実験の次世代実験である。KOTO II 実験は実験提案書 [13] があり、J-PARC のプログラム委員会の第一段階審査に通った (Stage 1 Status)。2030 年代開始を目指し、より詳細な設計や、検出器の開発をしている。KOTO II 実験では、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を KOTO 実験よりも高い感度で探す。そのため、 K_L のフラックスと信号事象の検出効率を増やす。図 1.6 に KOTO II 実験のビームラインの概念図を示す。図左から 30 GeV 陽子が金標的 ("T2 Target") に入り、そこで二次粒子ができる。Photon Absorbar や、磁石、カロリメータは KOTO 実験同様である。KOTO II 実験では、陽子ビームラインに対して 5 度方向にきた粒子を使う。 K_L フラックスを決める要素の 1 つに陽子ビームラインに対するビームの取り出し角度がある。 K_L ビーム中には背景事象になり得る中性子が含まれるため、中性子数を抑えつつ K_L のフラックスを増やしたい。この最適なバランスとして、ビーム取り出し角度 5 度が選ばれた [13]。信号事象の検出効率については、1.5 節で述べる。

^{*4} 単一事象感度とは、1 事象の信号の検出が期待できる分岐比である。

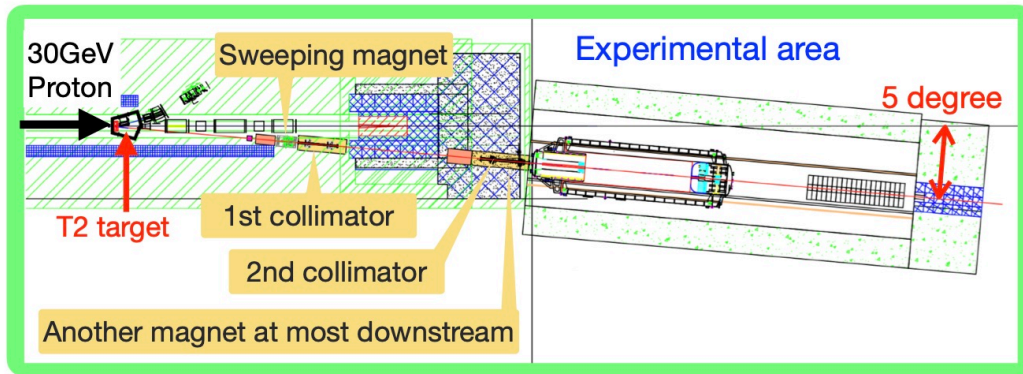


図 1.6 KOTO II 実験ビームラインの概念 [13]

KOTO II 実験で得られる K_L の運動量スペクトルを図 1.7 に示す。図中の赤いヒストグラムは KOTO 実験で得られた K_L の運動量の分布、青いヒストグラムは KOTO II 実験の K_L の運動量の分布を示す。KOTO 実験では K_L 運動量のピークが 1.4 GeV だが、KOTO II 実験は 2.9 GeV まで大きくなる。検出器の入り口での K_L フラックスも KOTO 実験の 2.6 倍になる。

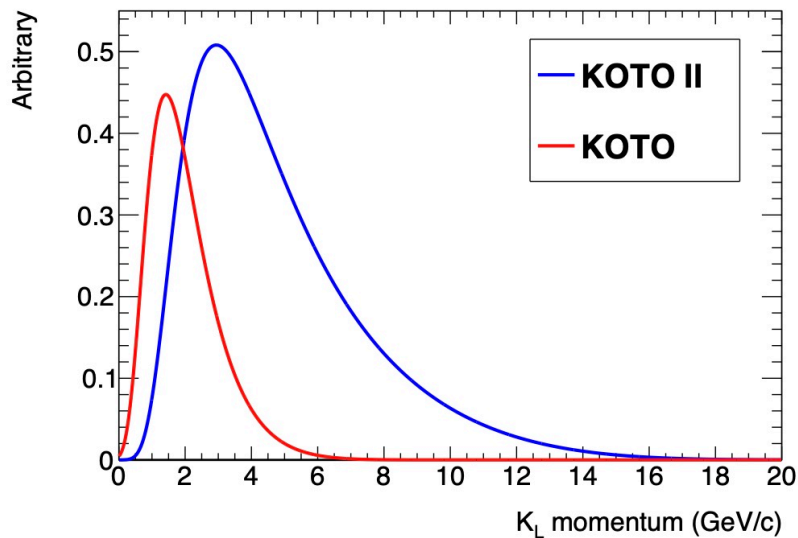


図 1.7 KOTO II 実験と KOTO 実験での K_L 運動量 [14]。赤いヒストグラムはビーム取り出し角度 16 度の KOTO 実験で得られた K_L の運動量の分布、青いヒストグラムは取り出し角度 5 度の KOTO II 実験での K_L の運動量の分布。縦軸は KOTO 実験と KOTO II 実験で、陽子が 1 つ標的にあたり、できた K_L の数を共通の定数で割った K_L フラックスである。

1.4.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の検出方法

図 1.8 に $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の検出手法を示す。図左から検出器に入り、赤枠で囲まれた崩壊領域内で崩壊する K_L を、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の検出に用いる。KOTO II 実験でもニュートリノ対は検出できない。電磁カロリメータで 2 つの光子を検出し、崩壊領域を囲む VETO 検出器を含め、他に検出可能な粒子がないことを保証する。

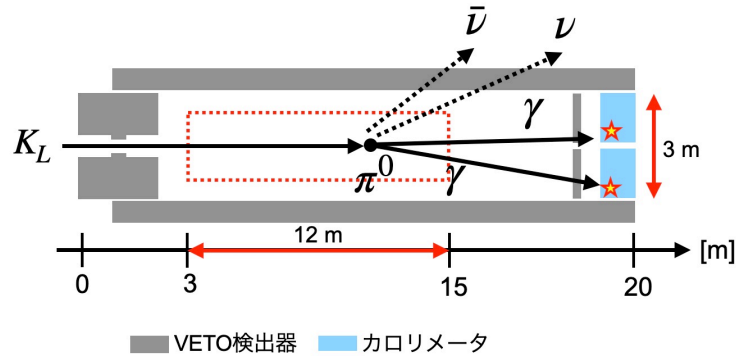


図 1.8 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の検出手法

1.4.2 KOTO II 実験で期待される物理

KOTO II 実験では、単一事象感度を 10^{-12} 以下に向上させることを目指す [13]。これは標準模型における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の理論予測 3×10^{-11} よりも 1 桁高い感度であり、崩壊分岐比が 10^{-12} 以上で予測される新物理を探索できる。さらに、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比が標準模型の予測通りであれば、 5σ を超える有意度での $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の初観測が可能となる。

1.4.3 KOTO II 実験検出器の概要

KOTO II 実験では、KOTO 実験よりも信号の検出効率を上げるため、カロリメータの直径を 1.9 m から 3 m まで拡張する。図 1.9 に KOTO II 実験検出器の概念図を示す。

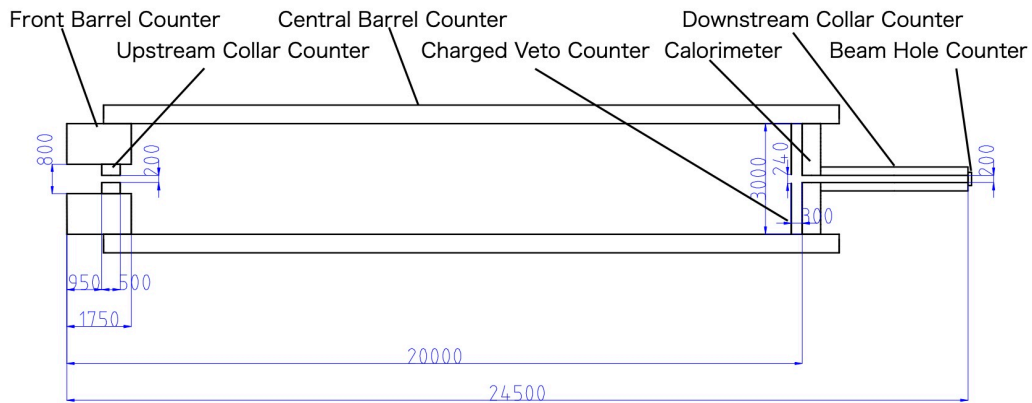


図 1.9 KOTO II 実験検出器の概念図 [13]

以下が本研究に関係する主な検出器である。

Calorimeter $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 信号事象の特徴である 2 光子を検出する。詳細は 1.5 節で述べる。

Front Barrel Counter, Central Barrel Counter VETO 検出器である。円筒型であり、光子検出器兼荷電粒子検出器である。光子検出器としては、1 mm 厚の鉛と 5 mm 厚のプラスチックシンチレータの積層が基本案である。

Charged Veto Counter VETO 検出器であり、 K_L が崩壊してできた荷電粒子検出し、その事象を VETO するための検出器。カロリメータの 30 cm 上流に位置する。プラスチックシンチレータが基本案である。

1.5 KOTO II 実験カロリメータ

1.2節で述べたように、KOTO 実験カロリメータの直径は 1.9 m であり、25 mm 角と 50 mm 角の Undoped CsI 結晶から成る。KOTO II 実験では、信号事象の検出効率を上げるため、カロリメータの直径を 3 m まで拡張する。面積は 2.5 倍になる。図 1.10 に KOTO II 実験カロリメータの正面図を示す。中心の黒い領域は Undoped CsI 結晶を再利用し、外側には新たな検出器を置く計画がある。15 cm 角の K_L ビームを許容するため、中心には 20 cm 角のビームホールがある。

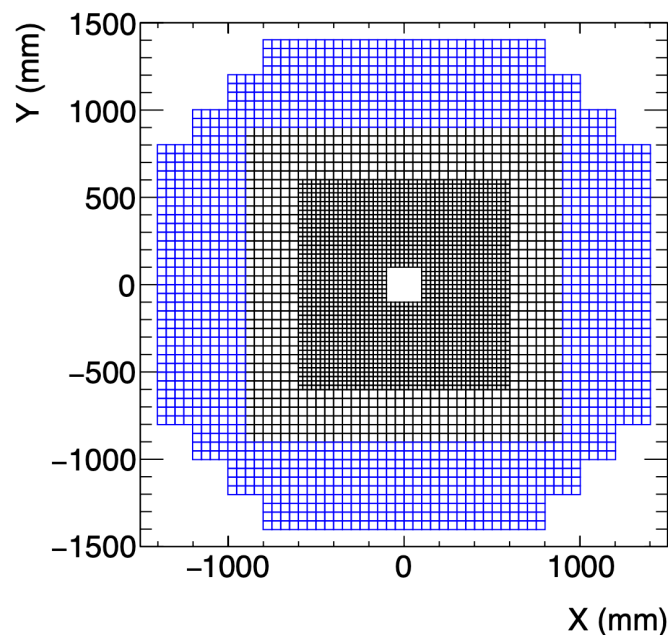


図 1.10 KOTO II 実験カロリメータの正面図。黒い領域は 25 mm 角と 50 mm 角の Undoped CsI 結晶から成る。青い領域には新しく検出器を置き、隣接する CsI 結晶に合わせ 50 mm×50 mm としている [13]。

KOTO II 実験のカロリメータの外側の領域に置く新しい検出器の候補を表 1.1 に示す。カロリメータのタイプは、粒子の全エネルギーを検出できる全吸収型と、一部を検出するサンプリング型がある。カロリメータは電磁シャワーを起こしやすく、かつエネルギーを検出できる物質で作られる。サンプリング型の 1 つに、電磁シャワーを起こしやすいがエネルギーを検出できない不感な物質（鉛など）と、電磁シャワー中の荷電粒子を検出できる物質（プラスチックシンチレータなど）の積層型がある。

表 1.1 KOTO II 実験カロリメータの検出器候補 [15][16]

全吸収型	Undoped CsI 結晶	KOTO 実験のカロリメータと同様
サンプリング型	鉛とシンチレータの積層	シンチレータ平面に沿って波長変換ファイバーを通す
	鉛とシンチレータの積層 (ジャシュリック検出器)	シンチレータと鉛に垂直に波長変換ファイバーを通す
	鉛とシンチレーションファイバー	シンチレーションファイバーにより信号を読み出す

実験提案書の KOTO II 実験の物理成果は、全領域が Undoped CsI 結晶によるカロリメータを仮定し議論された。CsI 結晶によるカロリメータの性能と検出器候補の性能を表 1.2 に示す。新しい検出器でもこれと比べて十分な性能を得たい。

表 1.2 CsI 結晶と検出器候補におけるカロリメータの性能 [15][16]。エネルギーの単位は GeV である。

カロリメータの種類 (実験)	奥行き	エネルギー分解能	時間分解能
CsI 結晶 (KOTO)	$27X_0$	$2\%\sqrt{E} \oplus 1\%$	$115 \text{ ps}/\sqrt{E} \oplus 5 \text{ ps}/E \oplus 130 \text{ ps}$
鉛とシンチレータの積層によるシャシュリック検出器 (KOPIO)	$16X_0$	$3\%\sqrt{E} \oplus 2\%$	$72 \text{ ps}/\sqrt{E} \oplus 14 \text{ ps}/E$
鉛とシンチレーションファイバー (KLOE)	$15X_0$	$5.7\%\sqrt{E} \oplus 0.6\%$	$54 \text{ ps}/\sqrt{E} \oplus 140 \text{ ps}$

直径 3 m のカロリメータを全て Undoped CsI 結晶にすることは、高価であるため、コストを減らしたい。カロリメータのエネルギー分解能と時間分解能、背景事象削減能力は、信号事象数と背景事象数に影響する。そのため、KOTO 実験と同等かそれ以上の性能をもつカロリメータを開発したい。本研究では、検出器候補のうち、CsI 結晶の性能と遜色のないシャシュリック検出器を開発する。

1.5.1 シャシュリック検出器の先行研究

シャシュリック検出器は、過去に KOPIO 実験のために開発されたことがある。先行研究 [15] のモジュールデザインを図 1.11 に示す。穴をあけた鉛とポリスチレン系シンチレータを交互に積層し、挿入した波長変換ファイバーによりシンチレーション光を読み出す。モジュールは 110 mm 角、奥行きは 65 cm で $15.9X_0$ にあたる。各厚みは、鉛 0.275 mm、シンチレータ 1.5 mm であり、300 層積層する。穴の間隔は 9.3 mm であり、穴の直径は鉛シンチレータ共に 1.3 mm である。各穴に 1 本ずつ波長変換ファイバーが挿入される。各ファイバーはモジュール前面でループ状に折り返されるため、それぞれのファイバーの両端からの光が光検出器 (APD) により読み出される。積層構造全体は直径 1 mm のステンレススチールワイヤー 4 本によって圧縮保持される。専用の組立治具で最大 800 kg の縦方向荷重を繰り返し印加し、長期的な長さ方向の収縮を 1 mm 以内に抑える。モジュール全体は光反射効率が約 80% の 150 μm 厚の TYVEK 紙で包む。また、シンチレータは LEGO 型ロック構造 (1 タイルに 4 箇所) をもつ。これは、シンチレータ同士の位置ずれを防止し、275 μm 厚の鉛を収容するのに十分な 350 μm の間隔を維持する。表 1.3 に KOPIO 実験のシャシュリックモジュールのパラメータを示す。

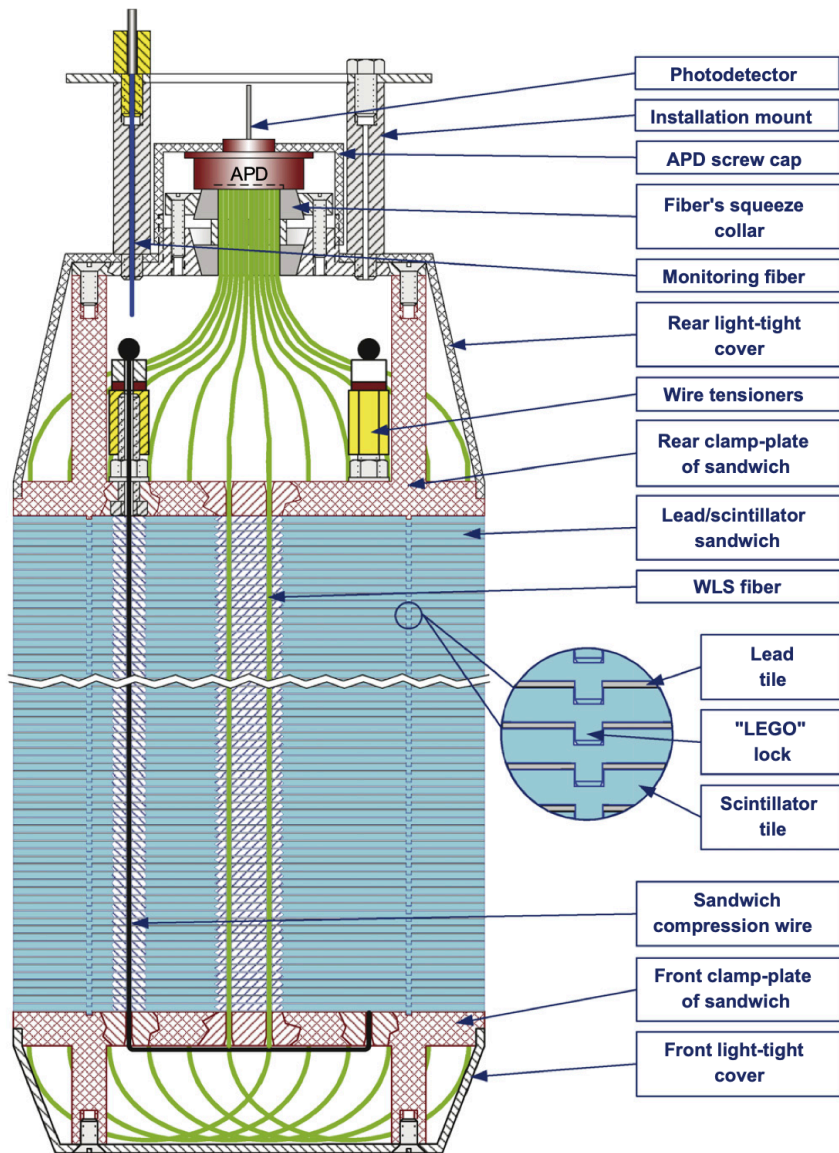


図 1.11 KOPIO 実験のシャシュリックモジュールのデザイン [15]

表 1.3 KOPIO 実験のシャリユリックモジュールのパラメータ [15]

Transverse size	110 × 110 mm ²
Scintillator thickness	1.5 mm
Spacing between scintillator tiles	0.350 mm
Lead absorber thickness	0.275 mm
Number of the layers	300
WLS fibers per module	72 × 1.5 m = 108 m
Fiber spacing	9.3 mm
Hole diameter (lead/scintillator)	1.3 mm
Diameter of WLS fiber (Y11-200MS)	1.0 mm
Fiber bunch diameter	14.0 mm
External wrapping (TYVEK paper)	150 μm
Effective radiation length, X_0	34.9 mm
Effective Moliere radius, R_M	59.8 mm
Effective density	2.75 g/cm ³
Active depth	555 mm(15.9 X_0)
Total depth (without photo-detector)	650 mm
Total weight	21 kg

このモジュールを 3×3 に並べ、光子ビームによりエネルギー分解能、時間分解能、検出できない割合^{*5}(Inefficiency) が調べられた。エネルギー分解能と時間分解能は表 1.2 に示した通りであり、Inefficiency は、入射角 5 mrad 以上で 5×10^{-5} であった。先行研究は、2 章で述べる KOTO II 実験カロリメータの要求分解能を満たしているため、本研究では先行研究の鉛とシンチレータの厚みを参考にした。また、先行研究では、ワイヤーを通しモジュールの縦方向を保持したが、これは不感物質となる。本研究では、縦方向の固定を工夫し、不感物質を使わないようにした。以上を踏まえ、KOTO 実験および KOTO II 実験グループにおいて初めてシャリユリック検出器を開発した。

1.5.2 中性子による背景事象

K_L ビーム中には中性子が含まれ、中性子がカロリメータに入射すると背景事象となり得るため、中性子による背景事象を述べる。信号事象からの 2 光子がカロリメータにヒットすると、図 1.12 のように、2 つの電磁シャワーができ、複数モジュールにまたがりエネルギーを落とす。光子を検出したモジュールの一群を γ クラスタと呼ぶ。

^{*5} ファイバーを通すための穴による効果も含む。

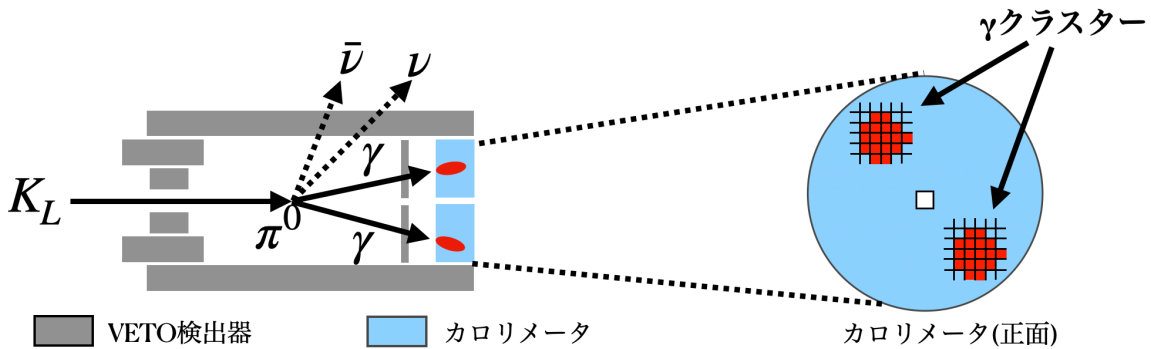


図 1.12 信号事象からの 2 光子がカロリメータにつくる γ クラスタ

一方、中性子が入射した場合は、図 1.13(a) 下のように、1 つ目のハドロンシャワーができ、それによる二次粒子が下流に飛び、2 つ目のハドロンシャワーができる。このように中性子クラスターは 2 つできることがあるため、信号事象と似て、背景事象となる。そこで、中性子による 2 つ目のハドロンシャワーが光子による電磁シャワーよりも下流で発生しやすい特徴を用い、信号事象と識別する。KOTO 実験では、カロリメータの上下流の端面に光センサーがある。カロリメータの上流と下流に伝わるシンチレーション光が到達する時間差を比較することで、図 1.13(b) のように光子と中性子を識別できる。KOTO 実験では、光子と中性子の時間差の差は 6 ns 程度である [17]。

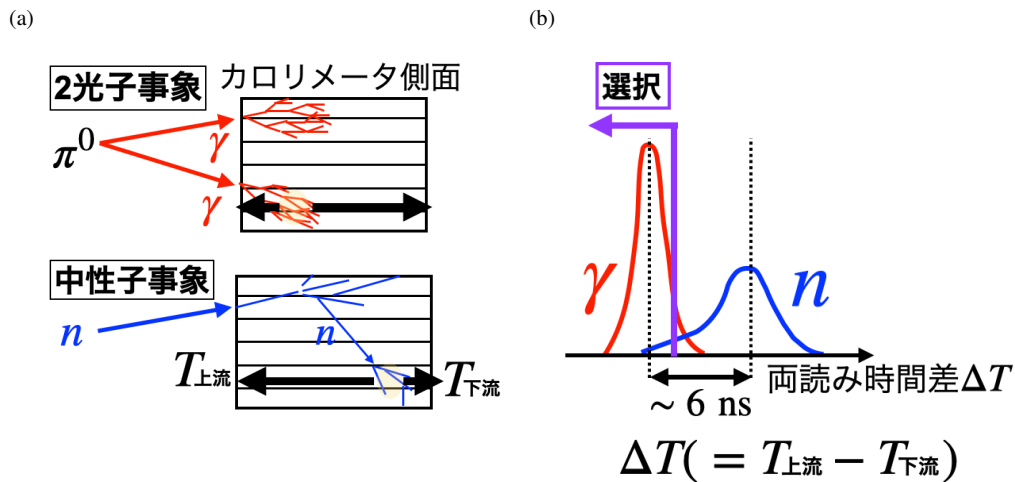


図 1.13 (a) 上、2 光子がカロリメータに入射し、2 つの電磁シャワーをつくる様子。(a) 下、中性子がカロリメータに入射し 2 つのハドロンシャワーをつくる様子。KOTO 実験ではこれらの時間差は 6 ns 程度である。

γ クラスタと中性子クラスターの識別には、カロリメータのクラスター形状とシンチレーション発光時の波形も用いる。図 1.14(a) に γ クラスタと中性子クラスターの形状のイメージを示す。 γ クラスタは等方的だが、中性子クラスターは非等方的である。なお、クラスター形状の細かさは、カロリメータのセグメントによって決まる。図 1.14(b) に光子優勢サンプルと中性子優勢サンプルにおける波形を示す。青色の丸印は光子優勢サンプルによる波形のサンプリング点であり、赤色の三角印は中性子優勢サンプルによる波形のサンプリング点である。PMT によるパルスは短いため、波形整形回路によりパルス幅を $\text{FWHM} \approx 60 \text{ ns}$ に広げ、サンプリング間隔 8 ns の ADC を用いても 1 ns の精度で波形を見えるようにした [18]。中性子優勢サンプルの波形は光子優勢サンプルの波形より

もパルス幅が広く、大きなテールをもつ。カロリメータでの獲得光量が大きく、最大波高に対するふらつきが小さい程、光子と中性子と識別しやすくなり、ある閾値に対する光子事象の割合が増える。KOTO 実験では、両読み出しによる時間差、クラスター形状、波形、の3つの識別方法を用いて信号事象を90%残し、中性子による背景事象数を無視できる程度の1/50まで減らした[17]。KOTO II 実験のカロリメータでも同等かそれ以上に中性子による背景事象数を減らしたい。

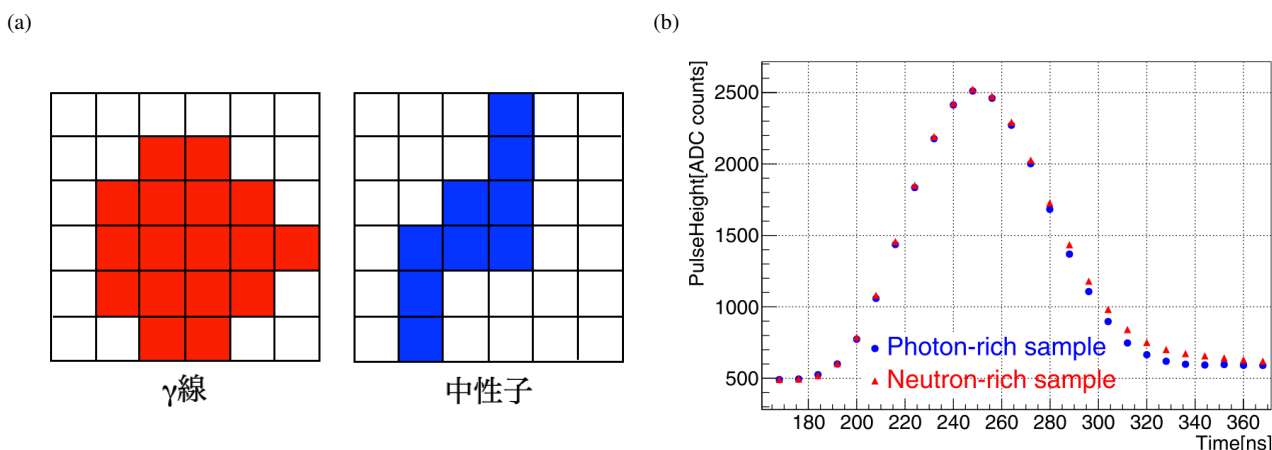


図 1.14 (a) カロリメータのクラスター形状のイメージ。γ クラスターは等方的だが中性子クラスター非等方的である。(b) 波形の高さが同じ、光子優勢サンプル (青色の丸印) と中性子優勢サンプル (赤色の三角印) の波形の比較 [18]。各波形は、PMT による波形を波形整形回路を通したものである。中性子優勢サンプルの波形は光子優勢サンプルの波形よりもパルス幅が広く、大きなテールをもつ。

KOTO II 実験カロリメータの候補である、シャシユリック検出器の両読み出しについては先行研究がある [19]。本研究では時間分解能の向上を目指し、シャシユリック検出器の波長変換ファイバーの両端に光センサーをつけ、電磁シャワーの奥行き位置再構成能力を評価する。

1.6 本研究の目的

まず、KOTO II 実験カロリメータへの要求性能を見積もる。要求を元にシャシユリック検出器の試作機のデザインを決め、実用的な製作手法を考案する。試作機を用いたビーム試験により、エネルギー分解能と時間分解能を評価する。両読み出しによる時間差から、電磁シャワーの奥行き位置を再構成する。これらをシミュレーションにより理解できるか確かめる。シミュレーションによりよく理解できていれば、既存の見積もり方法が正しいことがわかり、本研究のデータを用い様々なシミュレーションを行える。それによりモジュールデザインのさらなる改良が可能となり、今後のカロリメータ開発の基盤となる。

第 2 章

KOTO II カロリメータの要求性能

本章では、KOTO II 実験カロリメータへの要求性能を述べる。KOTO II 実験における光子のエネルギー範囲は、500 MeV を中心に 10 GeV 以下に分布する。

2.1 エネルギー分解能

KOTO II 実験提案書 [13] で用いたエネルギー分解能は、KOTO 実験の Undoped CsI 結晶から成るカロリメータのエネルギー分解能と同等である。このときのエネルギー分解能は、 $\sigma_E/E = 2\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ である*1。本節では、実験提案書で示した、信号事象数と背景事象数を保つことのできる、エネルギー分解能の目安を述べる。

2.1.1 信号事象の再構成と信号領域の定義

信号事象では、 K_L は図 2.1 中の z 軸に沿って進み、 π^0 が 2 光子に崩壊し、2 光子がカロリメータに入る。

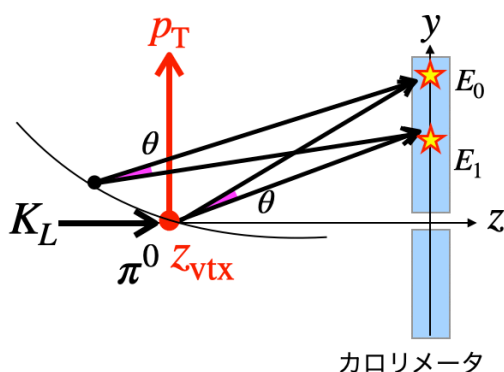


図 2.1 信号事象における p_T と z_{vtx} の再構成

2 光子の開口角 θ は π^0 の不変質量 m_{π^0} と 2 光子のエネルギー E_0, E_1 を用いて、以下のように書ける。

$$\cos \theta = 1 - \frac{m_{\pi^0}^2}{2E_0E_1} \quad (2.1)$$

2 光子のカロリメータ上の入射位置と開口角 θ から、図 2.3 のように、 π^0 の崩壊点は曲線上 (3 次元では曲面上) にとれるが、解析では π^0 は z 軸上で崩壊すると仮定し π^0 の崩壊点 z_{vtx} を再構成する。 z_{vtx} は開口角 θ とカロリ

*1 \oplus は二乗和の平方根を表す

メータ上の2光子の入射位置から求める。次に、 z_{vtx} を用いて2光子の運動量を再構成し、運動量の和により π^0 の運動量を与える。これから、 π^0 の横方向運動量 p_T を決める。背景事象でもカロリメータ上の2光子を要求するので、同様に再構成する。

KOTO II 実験では、 z_{vtx} と p_T を用い、図 2.2 のように信号領域を定める。信号領域は、信号事象を確保しながら、可能な限り背景事象を除くように定める。 p_T はカロリメータで検出した2光子のエネルギーに依るため、カロリメータのエネルギー分解能は p_T の分解能に直接影響する。

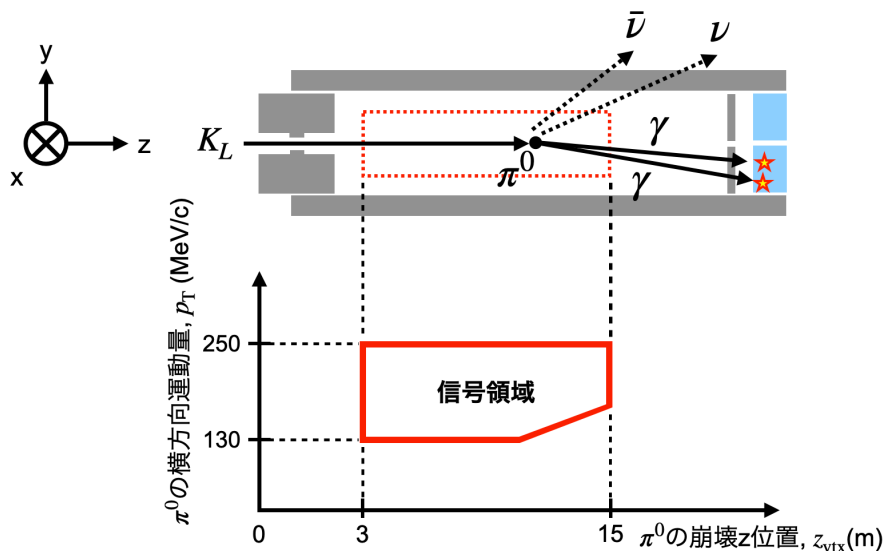


図 2.2 信号領域の定義

K_L ビームは図 2.3 のように 15 cm の幅があり、このビーム幅も p_T の分解能に効くため、まずは K_L ビーム幅の効果が p_T に与える影響を述べる。このビーム幅により、 z 軸から離れた位置で π^0 が崩壊し得る。しかし、 π^0 の崩壊点は、 π^0 が z 軸上で崩壊したと仮定して再構成するため、本来の p_T (図 2.3 中 "True p_T ") よりも再構成 p_T ("Rec. p_T ") が大きくなることもある。小さな p_T の事象でも、大きな p_T を得ると信号領域に入り込み背景事象となる。

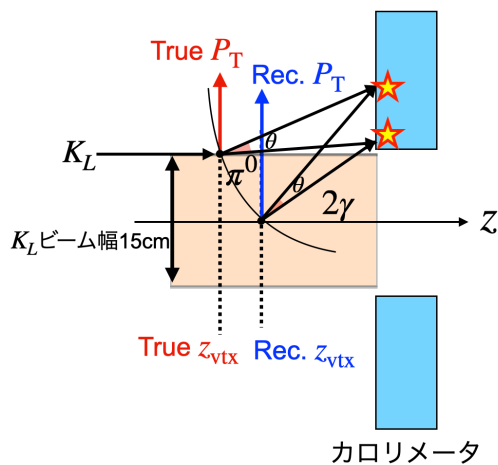


図 2.3 K_L ビーム幅の効果が再構成された p_T に与える影響

次に、カロリメータのエネルギー分解能に応じ再構成した p_T が変化することによる、背景事象の増減を調べた。

エネルギー分解能の指標は、以下の2つのエネルギー分解能を用い、信号事象数と背景事象数を見積もり決めた。

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{2\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 1\% , \quad \frac{\sigma}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 1\%$$

1つ目のエネルギー分解能は、KOTO II 実験提案書 [13] で用いたカロリメータのエネルギー分解能である [20]。

事象数の見積もりは、KOTO II 実験提案書のシミュレーションを使った*2。 K_L の崩壊をシミュレートし、検出器表面の入射位置を記録する。カロリメータ内の粒子の相互作用はエネルギー分解能、位置分解能、接近した2光子を単一のクラスターとして識別してしまう確率を用いてモデル化される。VETO 性能に関する粒子の相互作用は、粒子の種類や入射エネルギー、入射角の関数として、検出できない確率 (Inefficiency) によってモデル化される。事象選択は、カロリメータ内で2つのクラスターをもつ事象について、再構成された p_T と z_{vtx} 、2光子のエネルギーとその和やカロリメータの有効領域、2光子の距離等により行う。詳細は付録 A に示す。このシミュレーションのカロリメータのエネルギー分解能のパラメータを変更し以下の事象数を見積もった。

2.1.2 信号事象数への影響の見積もり

まずは信号事象数を見積もった。T2 Target 地点で強度 100 kW の陽子ビームと 3×10^7 秒の運転期間を想定した。ビームの繰り返し周期は 4.2 秒、スピル長は 2 秒である。図 2.1.3 に $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 信号事象の $z_{\text{vtx}}-p_T$ 平面内における分布を示す。分解能悪化により、信号事象の分布が広がり、信号領域内に入る事象数が減ることが危惧される。図 2.6(a) はカロリメータのエネルギー分解能を $\sigma_E/E = 2\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ 、図 2.6(b) はカロリメータのエネルギー分解能を $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ にしたものである。図中の黒枠は信号領域を示し、事象選択は z_{vtx} と p_T 以外を課した。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の崩壊分岐比が標準模型と同じならば、信号事象数の期待値は、カロリメータのエネルギー分解能 $\sigma_E/E = 2\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ で 34.8 ± 0.4 、 $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ で 34.3 ± 0.4 である。統計誤差が ± 0.4 事象のシミュレーションで、分解能が悪化しても 0.5 事象の差に抑えられることがわかった。信号事象の $z_{\text{vtx}}-p_T$ 平面内における分布からもわかるように、信号事象が集まる領域に信号領域を設ける*3。そのため、エネルギー分解能を $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ まで悪くしても分布の裾がわずかに広がる程度であり、信号事象数への影響は無視できる。

*2 本シミュレーションでは実験提案書でのバレル検出器のデザインの変更は反映されていない。これにより、背景事象はさらに削減されている。

*3 信号領域の定め方の詳細は付録 A に示す。

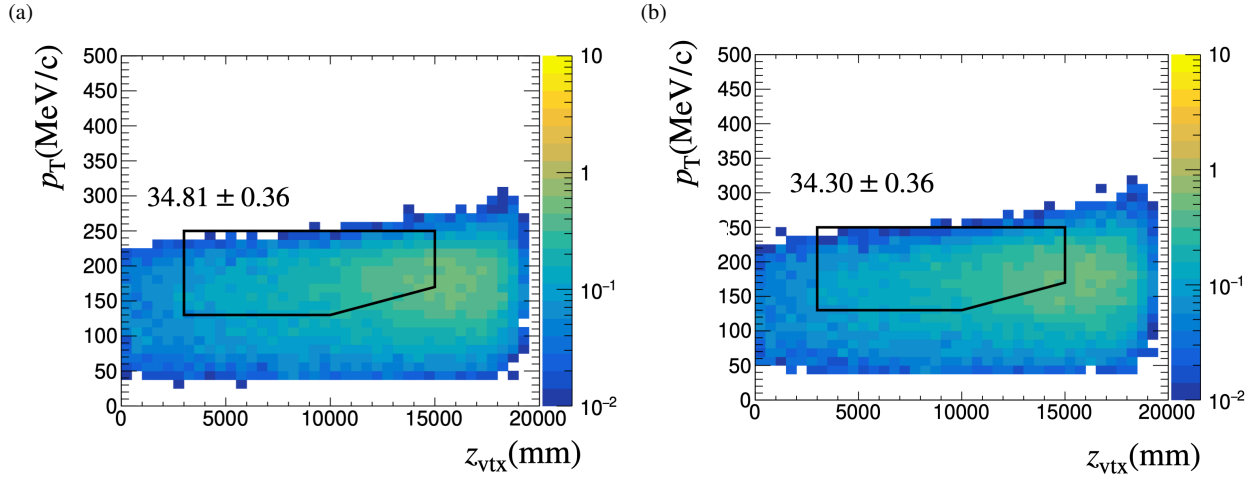


図 2.4 $K_L \rightarrow \pi^0 l \nu$ 事象の $z_{\text{vtx}}-p_T$ 分布。図中の数字は信号領域内の信号事象数を表す。(a) はカロリメータのエネルギー分解能 $\sigma_E/E = 2\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ 、(b) はエネルギー分解能 $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ での分布。

2.1.3 背景事象数への影響の見積もり

$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 背景事象

$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊は、図 2.1.3 のように、 π^0 から 2 光子をカロリメータで検出し、 π^+ と π^- をカロリメータ上流の荷電粒子検出器 (Charged Veto Counter) で検出し損なうと背景事象となる。 π^\pm が荷電粒子検出器を貫通すると、下流のカロリメータに入り、3 クラスター以上をつくる。そのため、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 事象数には、カロリメータの inefficiency が効く。

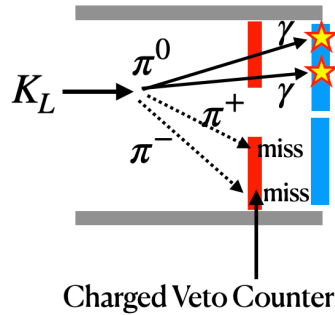


図 2.5 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊が背景事象となる場合の概念図

図 2.1.3 に $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 事象の $z_{\text{vtx}}-p_T$ 平面内における分布を示す。分解能悪化により、信号事象よりも低い p_T もつ事象が大きな p_T を得て、信号領域内へ染み込むことが危惧される。図 2.6(a) ではカロリメータのエネルギー分解能を $\sigma_E/E = 2\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ 、図 2.6(b) では $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ にした。 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 事象数の期待値は、カロリメータのエネルギー分解能 $\sigma_E/E = 2\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ で 2.3 ± 0.4 、 $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ で 2.6 ± 0.4 である。

統計誤差が ± 0.4 事象の精度でのシミュレーションで、分解能が悪化しても 0.3 事象の差に抑えられることがわかった。これらのエネルギー分解能では $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 背景事象数に影響はない。

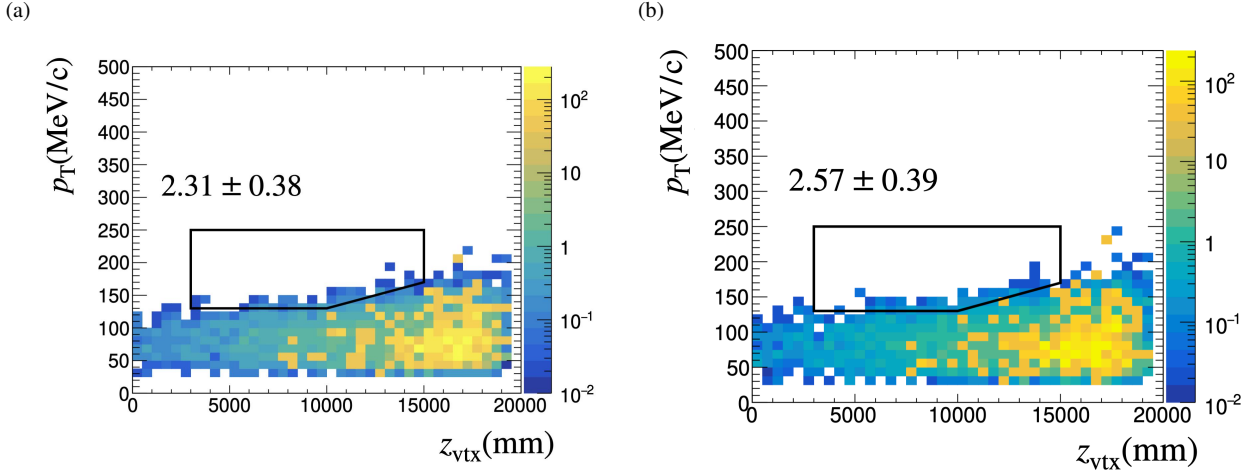


図 2.6 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 事象の $z_{\text{vtx}}-p_T$ 分布。図中の数字は信号領域内の事象数を表す。(a) カロリメータのエネルギー分解能 $\sigma_E/E = 2\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ 、(b) エネルギー分解能 $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ での分布。

まず、 K_L ビーム幅による p_T 分解能への影響を調べた。ビーム幅が無視できる程度の 1 mm のときと、実際の幅 15 cm における $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊の p_T 分布を図 2.7(a) に示す。 p_T 以外の事象を選択した。赤いヒストグラムはビーム幅 1 mm における p_T 分布、青いヒストグラムはビーム幅 15 cm における p_T 分布であり、図中の緑枠は信号領域を示す。図中の桃色線はこの崩壊による p_T の運動学的最大値 132 MeV/c^{*4}を示す。ビーム幅が無視できる程度の 1 mm のときは、 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊の p_T の最大値は運動学により 132 MeV/c となるが、実際のビーム幅 15 cm では p_T の分解能悪化により p_T 分布の裾が信号領域へ入り込む。さらに、エネルギー分解能による p_T 分解能への影響を見積もった。図 2.7(b) にビーム幅 15 cm での信号領域における p_T 分布を示す。青いヒストグラムはエネルギー分解能 $\sigma_E/E = 2\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ での p_T 分布、赤いヒストグラムは $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ での p_T 分布を示す。 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊では、ビーム幅による p_T の染み出しが支配的であり、エネルギー分解能の悪化による p_T の信号領域への染み出しは無視できる程度である。

^{*4} $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊について、 p_T が最大になるときの π^0 の運動量を p とすると、 π^\pm はそれぞれ逆向きの運動量 $-p/2$ をもつ。エネルギー保存から、 $m_K = \sqrt{m_{\pi^0}^2 + p^2} + 2\sqrt{m_{\pi^\pm}^2 + (-p/2)^2}$ を解くと、 $p = 132 \text{ MeV}/c$ となる。

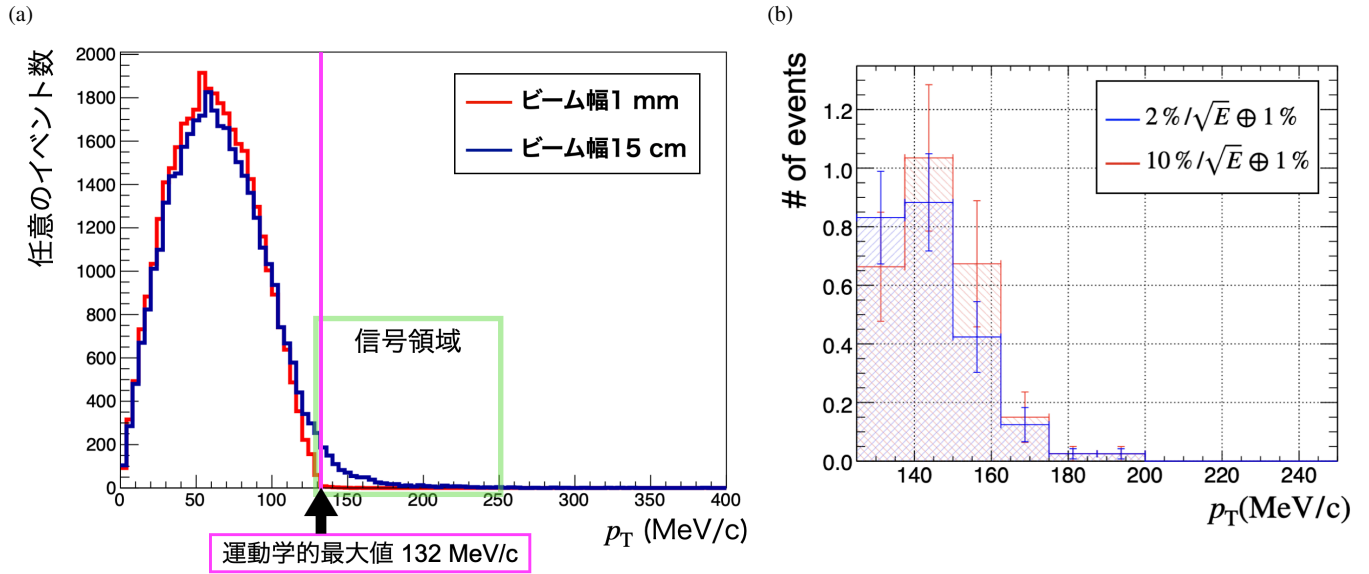


図 2.7 (a) K_L ビーム幅が無視できる程度の 1 mm のときと、実際の幅 15 cm における $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊の p_T 分布の比較。図中の桃色の線は p_T の運動学的最大値 132 MeV/c を示す。(b) ビーム幅 15 cm での信号領域内の $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 事象の p_T 分布。

$K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 背景事象

$K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊は、図 2.8 のように、2 光子がカロリメータで検出され、残りの 2 光子を光子検出器で検出し損なうと背景事象となる。

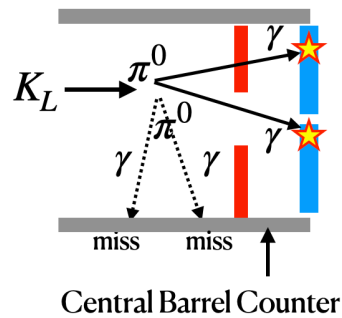


図 2.8 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊が背景事象となる場合の概念図

図 2.1.3 に $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 信号事象の $z_{\text{vtx}}-p_T$ 平面内における分布を示す。分解能悪化により、信号領域内への事象のさらなる事象の染み込みが危惧される。図 2.9(a) はカロリメータのエネルギー分解能を $\sigma_E/E = 2\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ 、図 2.9(b) は $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ に設定した。 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 事象の期待値は、カロリメータのエネルギー分解能 $\sigma_E/E = 2\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ で 32 ± 1 、 $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ で 32 ± 1 である。統計誤差が ± 1 事象の精度でのシミュレーションで、分解能が悪化しても差が 1 事象以内に抑えられることがわかった。

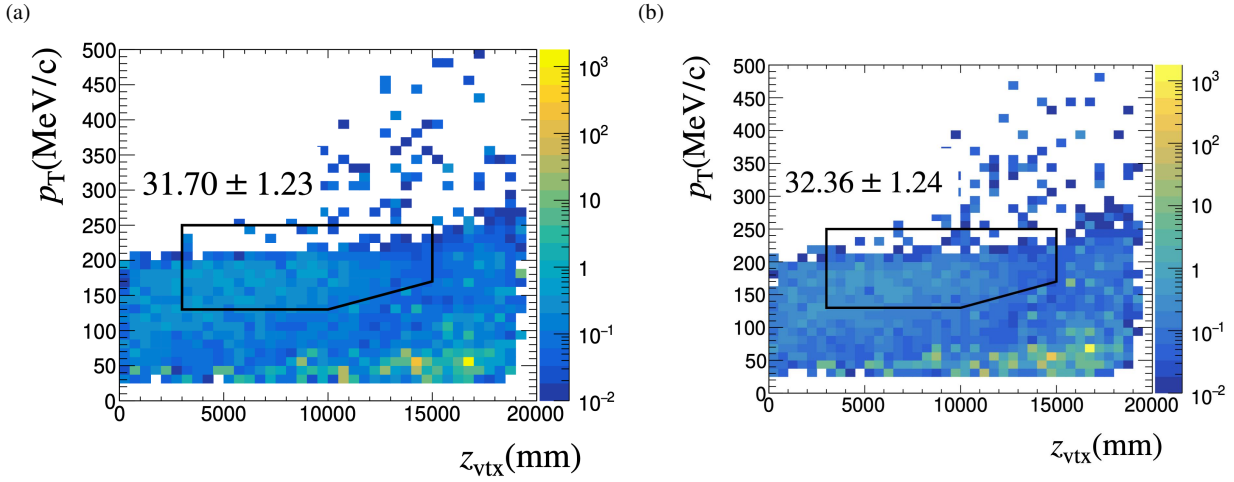


図 2.9 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 事象の $z_{\text{vtx}}-p_T$ 分布。図中の数字は信号領域内の事象数を表す。(a) はカロリメータのエネルギー分解能 $\sigma_E/E = 2\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ 、(b) はエネルギー分解能 $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ での分布。

図 2.10 に、 p_T 以外で事象を選択した $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の p_T 分布を示す。青いヒストグラムはエネルギー分解能 $\sigma_E/E = 2\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ での p_T 分布、赤いヒストグラムは $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ での p_T 分布を示す。この背景事象では、ほとんどのイベントが信号領域内にある。そのため、カロリメータのエネルギー分解能の悪化により、 p_T 分布がなまされても、信号領域内の背景事象数の変化は抑えられた。

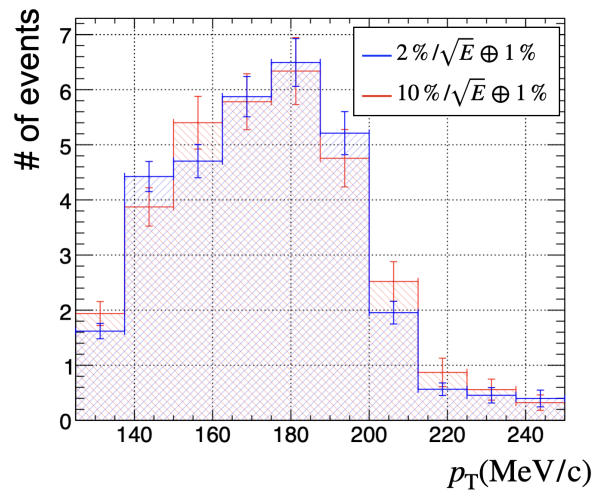


図 2.10 信号領域内の $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 事象の p_T 分布

以上より、信号事象数と2つの背景事象数は、カロリメータのエネルギー分解能が $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ の場合も保たれることがわかった。エネルギー分解能悪化による他の背景事象への影響についても今後調べる。

2.2 時間分解能

事象の選択には、カロリメータのヒットタイミングと VETO 検出器のヒットタイミングの差や2光子の時間差を用いるため、時間分解能は重要である。信号事象からの光子により、シンチレーション発光が起こる。波

長変換ファイバー両端に到達する時間差は、シャシュリックモジュールの長さが 50 cm であれば、シャワーの奥行き位置の違いで最大 5 ns 程度の差があると予想される^{*5}。この時間差を識別でき、かつ KOTO 実験同様に信号事象を多く検出し背景事象を削減できる性能を持たせたい。目安として KOTO 実験と同程度の時間分解能 $\sigma_T \sim 102 \text{ ps}/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 110 \text{ ps}$ を要求する。

2.3 中性子光子弁別性能

中性子と光子の弁別には波形の違いも使う可能性があるため、可能な限り発光量が多い方が良い。今後、波形を用いた弁別性能を調べたい。

2.4 VETO 検出器として光子を検出できない効率 (Inefficiency)

背景事象からの光子がカロリメータに入っても、落とすエネルギーが閾値以下であればその事象は VETO できない。シャシュリック検出器での獲得光量が少なければ、光量揺らぎにより閾値以下のイベントが増える可能性がある。そこで、実際の獲得光量を用いた Inefficiency を調べる^{*6}。考察で詳細を述べる。

^{*5} 波長変換ファイバー内の伝播時間は目安として 5 ns/m を用いた。

^{*6} 波長変換ファイバーの穴を光子が貫通することによる Inefficiency は本研究では調べていない。

第 3 章

カロリメータの要素による性能

本章では、カロリメータの性能を決める各要素について調査した。

3.1 シャシュリックカロリメータのエネルギー分解能

シャシュリックカロリメータの入射エネルギーのうち検出可能なエネルギーの平均の目安は、シンチレータの重さが全体に占める割合で決まる。これをサンプリング比という。サンプリング比は、鉛の厚み t_{Pb} 、シンチレータの厚み t_{Sci} 、鉛の密度 $\rho_{\text{Pb}} (=11.3 \text{ g cm}^{-3})$ 、シンチレータの密度 $\rho_{\text{Sci}} (=1.032 \text{ g cm}^{-3})$ を用い、以下になる。

$$\text{サンプリング比} = \frac{t_{\text{Sci}} \times \rho_{\text{Sci}}}{t_{\text{Sci}} \times \rho_{\text{Sci}} + t_{\text{Pb}} \times \rho_{\text{Pb}}} \quad (3.1)$$

サンプリング比を大きくすることで、可視エネルギーの平均が増える。可視エネルギーの揺らぎは、シャワー粒子がエネルギーを鉛に落とすか、シンチレータに落とすかの不定性によって決まり、これをサンプリング揺らぎと呼ぶ。サンプリング揺らぎは、可視エネルギー分布をガウス分布でフィットし、それによる標準偏差 ΔE /平均 E で求める。測定では、可視エネルギー E とその揺らぎ ΔE に、波長変換ファイバーと光検出器を経て最終的に得られる光量 N p.e. とそのポアソン揺らぎ \sqrt{N} の効果も加わる。光量揺らぎ ΔN は、エネルギーから光量への変換定数 a を用いると、独立な 2 つの要素の寄与から $\Delta N = \Delta(aE) \oplus \sqrt{N}$ となる。よって実質的なエネルギー分解能 $\Delta N/N$ は、 $\Delta N/N = \Delta E/E \oplus \sqrt{N}/N$ になると考えられる。

次節以降では、獲得光量、波長変換ファイバー内の減衰、光センサーを述べる。

3.1.1 シンチレータの種類

プラスチックシンチレータは、ELJEN Technology 社製の EJ-212 を用いた [21]。EJ-212 の特性を表 3.1 に示す。

表 3.1 EJ212 の特性 [21]

発光量	10000 photons/1 MeV の電子
最大発光波長	423 nm
減衰長	250 cm
立ち上がり時間	0.9 ns
減衰時間	2.4 ns
屈折率	1.58
密度	1.023 g cm^{-3}

3.1.2 波長変換ファイバーの種類

波長変換ファイバーは、シンチレーション検出器からの光を集めるために広く利用される。波長変換ファイバーは、コアの部分に波長変換剤が混ぜ込まれた樹脂製の光ファイバーである。光ファイバーの側面から入った光は通常全反射条件を満たすことができないため、そのまま外部に出る。しかし、波長変換剤はある波長帯の光を吸収しそれより長い波長帯の光を等方的に再発光するため、等方的に再発光したされた光のうち、全反射条件を満たすものがファイバー中を伝播できる。入射光のうち再発光され全反射条件を満たし、ファイバーの片方向に捕獲される光の割合を捕獲効率 (Trapping Efficiency) と呼ぶ。Trapping Efficiency は、シングルクラッド*1では 3.1%、マルチクラッドでは 5.4% である。

波長変換ファイバーには、クラレ社製の 1 mm 径のマルチクラッドの Y-11(200) を用いた [22]。Y-11 は波長変換剤の種類を示し、200 は混ぜ込まれた波長変換剤の濃度 (単位は ppm) である。図 3.1 に波長変換ファイバー (Y-11) の吸収スペクトラム (下) と、発光スペクトラム (上) を示す。吸収波長のピークは 430 nm、発光波長のピークは 476 nm であり、青色から緑色に変換し、3.5 m 以上の減衰長*2をもつ。図 3.1 には波長変換ファイバー (Y-11) の吸収スペクトラムと発光スペクトラムを示す。

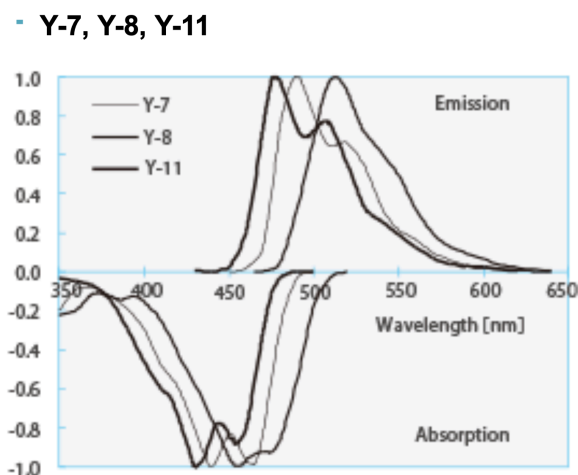


図 3.1 波長変換ファイバー (Y-11) の吸収スペクトラム (下) と、発光スペクトラム (上)[22]

シャシユリック検出器の試作品の光センサーには、光電子増倍管 (PMT) を使う。Y-11 は緑色の領域に発光波長をもつため、PMT の量子効率の良い青色の領域とは合わない。しかし、KOTO II 実験カロリメータは 1 m 程度の奥行きをもつ可能性があり、これに対し減衰長が 3.5 m 以上と長いため、KOTO II 実験カロリメータに適する。

また、ビーム試験用では、Y-11 ファイバーを用いたシャシユリックモジュールと YS-6 ファイバーを用いたシャシユリックモジュールを作る。YS シリーズは、従来の Y-11 のような波長変換ファイバーよりも良い時間応答をもち、光学特性は同程度である。減衰時間定数は Y-11 の 6.9 ns に対し、YS-6 は 1.3 ns と時間応答がはやい。吸収ピーク波長は 414 nm、発光ピーク波長は 462 nm である。減衰長は 3 m 以上である。ビーム試験では、波長変換ファイバーの時間特性の違いによる分解能への影響を見積もる。

*1 シングルクラッドとはコアの外側に 1 重にクラッドがあるファイバーである。マルチクラッドとは、2 重にクラッドがあるファイバーである。

*2 光量が $1/e$ になる長さ

3.1.3 シンチレータの反射材による獲得光量の変化

シャシュリックカロリメータの獲得光量はエネルギー分解能に影響を与えるため、獲得光量を調べた。この際、反射剤を巻くなどシンチレータ表面の条件を変え、光量の変化を調べた。

光量測定には、1.5 mm 厚のシンチレータ (EJ-212) を 10 枚用いた。シンチレータは 50 mm 角、厚み 1.5 mm を用いた。シンチレータには直径 1 mm の波長変換ファイバーを通すため、直径 1.3 mm の穴をあけた。穴の間隔は 8 mm である。図 4.2 にシンチレータにあけた穴の図面を示す。穴の間隔や径は、先行研究 [15] を参考に決めた。

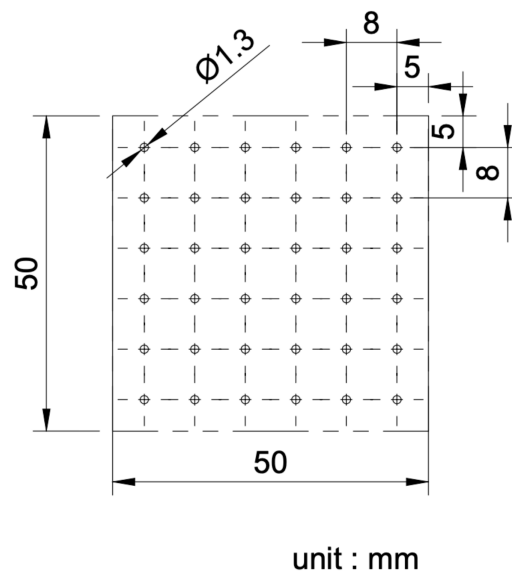


図 3.2 シンチレータにあけた穴の図面

シンチレータに 36 本の波長変換ファイバーを挿した様子を図 3.3 に示す。各シンチレータの間には鉛の代わりにブラックシートを挟んだ。これにより、シンチレータの大面积側から出た光が隣のシンチレータに入ることを防いだ。シンチレータにブラックシートが密着するため、シンチレータ表面での反射は起きにくく光収集効率は低い。この状態での最低光量を調べた。シンチレータと波長変換ファイバーは空気接続であり、光学接着剤による接着や光学グリースによる充填はしていない。

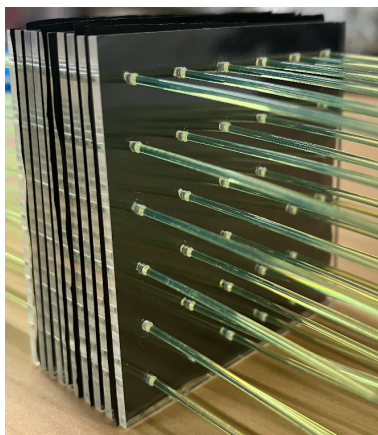


図 3.3 シンチレータ 10 枚に波長変換ファイバーを挿入したときの様子。シンチレータの間には、鉛の代わりにブラックシートを挟んだ。

波長変換ファイバーと PMT との接続を図 4.11 に示す。3 m の波長変換ファイバーをシンチレータとブラックシートの積層に通し、片側を Fiber bundle(樹脂)により 1 つに束ねた。波長変換ファイバーの束と Fiber bundle は光学接着剤(EJ-500)により硬化し、端面を紙やすりで磨いた。研磨後、端面に大きな傷や汚れがないことを目視で確認した。Fiber bundle とシリコン樹脂と PMT は、ブラックテープにより一体化させた。また、シンチレータから PMT までの波長変換ファイバーは 75 cm、反対側の長さは 225 cm であり、反対側のファイバーの端面は空気にさらされている。反対側の長さを長くした理由は、ファイバーの端面による反射の効果を消し、理解を簡単にするためである。

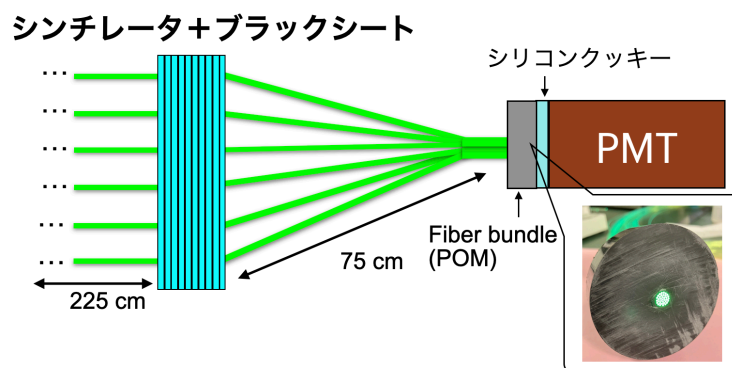


図 3.4 波長変換ファイバーと PMT の接続。波長変換ファイバーの端面を束ね、シリコンクッキーを介して PMT の光電面につけている。図中の写真は、波長変換ファイバーの端面を磨いた後の様子である。

宇宙線ミュオンを用いた実験のセットアップを図 3.5(a) に示す。宇宙線ミュオンが貫通することを保証するために、シンチレータの上下に Trigger counter を 2 つ置いた。Trigger counter は、3 cm 角、5 mm 厚のプラスチックシンチレータと、ライトガイドから成る。図 4.9 に示すように、波長変換ファイバーは上下の方向に出ているため、波長変換ファイバーを傷つけないよう注意し Trigger counter をファイバーの間に入れた。

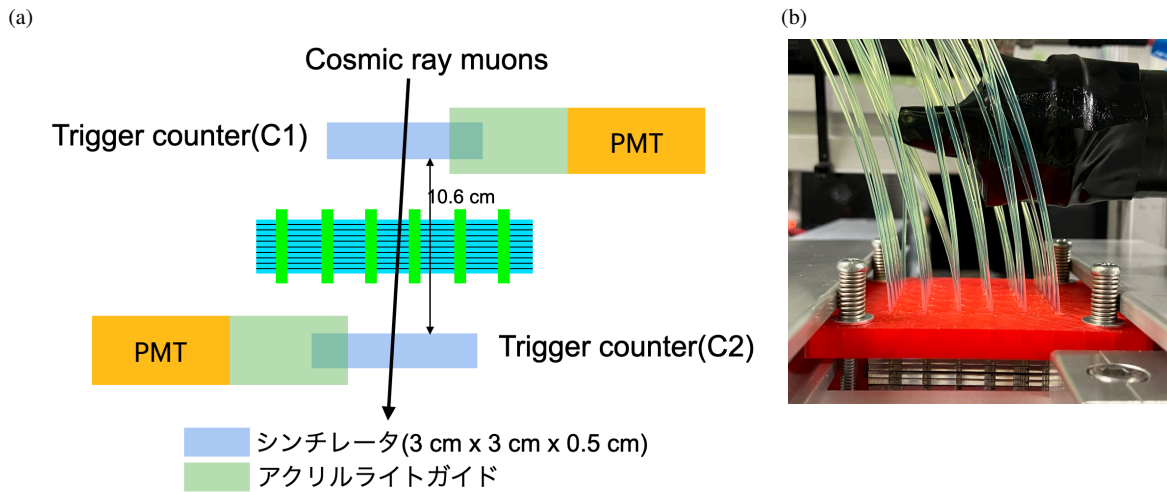


図 3.5 (a) 宇宙線ミュオンを用いた測定のセットアップ。(b) Trigger counter(C1) をシンチレータの上側に置いた様子。図中の赤い樹脂は、シンチレータの積層部に均等に力をかけるために用意した。

波形解析

波形取得には、Tektronix 社製の 2.5GS/s のオシロスコープ (MSO 4034B) を用いた。Trigger counter C1 と C2 のコインシデンス信号をトリガーとし、データを取った。C1 の波形を図 3.6(a) に示す。波形の最大値を Peak Time とし、波形を十分にカバーできる 120 ns の範囲で積分した。波長変換ファイバーにより読み出したシンチレータの波形を図 3.6(b) に示す。ピークが複数ある。これは、期待値 10 p.e. 程度では、波長変換ファイバー Y-11 の再発光の減衰時間定数 6.9 ns により、数 p.e. ずつ 50 ns 程度の範囲で信号が届くためである。ファイバー端面からの反射による遅延信号は 27 ns 後に届くため、これも含まれていると考えられるが、5.3 m 伝播し光量は 22% まで減る。

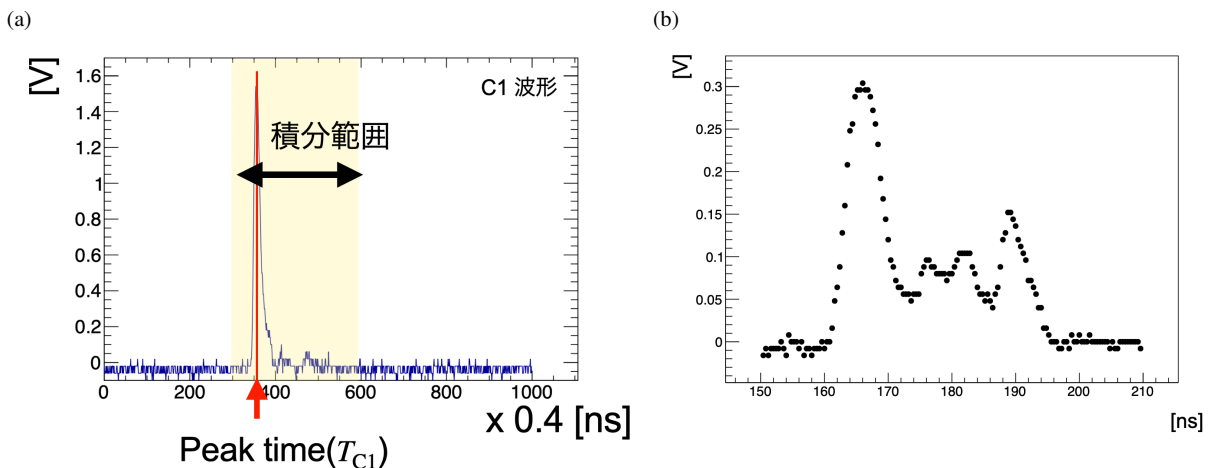


図 3.6 (a) Trigger counter C1 の波形。黄色の積分範囲 120 ns と、Peak Time を示している。(b) 波長変換ファイバーにより読み出したシンチレータ 10 枚の波形。

事象選択

Trigger counter C1 と C2 のシンチレータ部を貫通する事象を選びたい。図 3.7(a) に、宇宙線ミュオンの考えられる経路を示す。経路①は C1 と C2 のシンチレータ部のみを通過する。経路②は C1 のシンチレータ部と C2 のライトガイド部を通過し、経路③は C1 のライトガイド部と C2 のシンチレータ部を通過する。宇宙線ミュオンがシンチレータを通過する場合は、シンチレータの時定数により発光に時間がかかる。一方、アクリルライトガイドに入射した場合は、チェレンコフ光が即発光する。図 5.23 は C1 と C2 の時間差分布であり、3つのピークがある。各ピークは宇宙線ミュオンの経路に対応していると考えられる。図 3.7(a) の経路②の時間差は経路①の時間差よりも小さいため、時間差の②に対応し、経路③の時間差は経路①の時間差よりも大きいため、時間差の③に対応すると考える。

本解析では、シンチレータのみを貫通する事象を選択したいので、時間差分布のピーク①を選択した。7.5 ns $\leq T_{C1} - T_{C2} \leq 11$ ns とした。

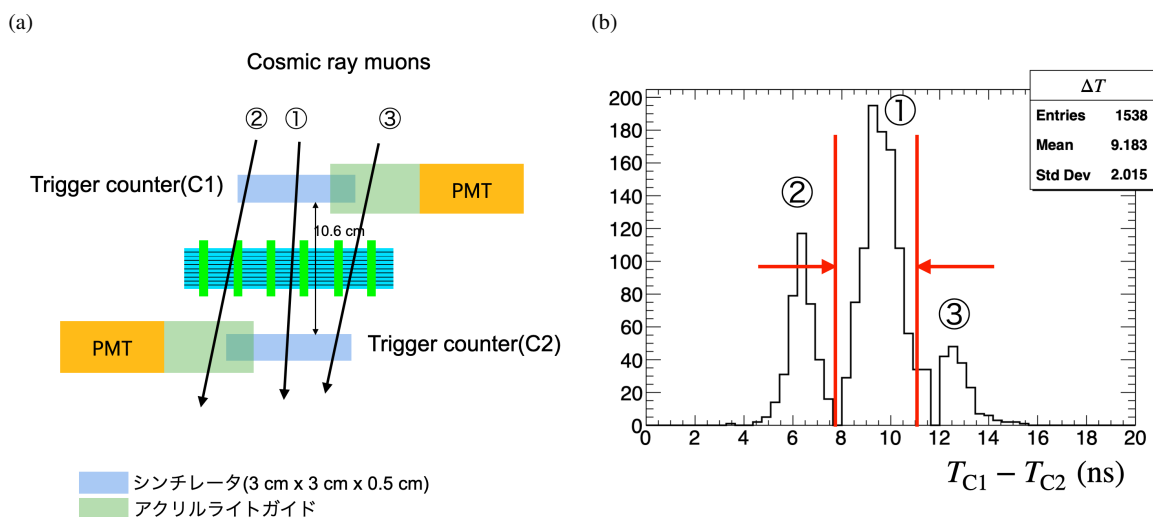


図 3.7 (a) 宇宙線ミュオンが Trigger counter C1, C2 のシンチレータ部とアクリルライトガイド部を通過する様子。(b) Trigger counter の時間差。(a) 中に示す各経路と時間差の各ピークが対応している。

Trigger counter の電荷分布に経路による違いがあるはずである。図 3.8(a) に C1 の電荷分布、図 3.8(b) に C2 の電荷分布を示す。チェレンコフ光よりもシンチレーション光の方が発光量が多いため、シンチレーション光のみを選択するため、高い方のピークを使った。積分電荷から、C1 は 18 以上、C2 は 30 以上の事象を選んだ。

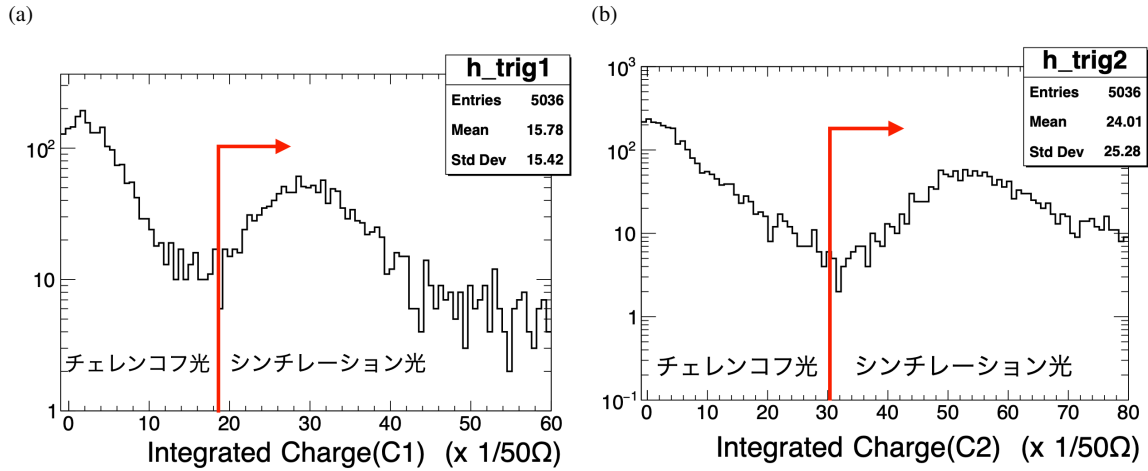


図 3.8 反射材なしでのシンチレータ光量測定のための事象選択。(a)C1 の積分電荷の分布。(b)C2 の積分電荷の分布。

獲得光量

獲得光量は、LED による 1 光電子相当の積分電荷の値を使い較正した。LED による較正データは、宇宙線測定の前後で取得し、その平均を用いた。光量の期待値と誤差は、モデルを置き、モデルとデータの一致度をカイ自乗検定により評価し求めた。モデルは、まずシミュレーションにより 15 mm 厚のシンチレータに最小電離ミュオンを入射させ、ランダウ分布 (MPV が 2.53 MeV) を得る。次に、MIP ピーク相当の獲得光量を仮定し、ランダウ分布の横軸をエネルギーから光量にする。光量がイベントごとに揺らぐと考え、ポアソン揺らぎを加える。さらに PMT の 1 光子出力の幅 (ガウス分布) により分布を広げる*3。ガウス分布の標準偏差は、PMT の光量 x p.e. に対し、PMT の 1 光電子相当の揺らぎ σ を用い、 $\sqrt{x}\sigma$ とした。モデルの変数は MIP ピーク相当の獲得光量である。獲得光量を変えながら、獲得光量分布に対し、モデルとデータのカイ自乗を計算し、 $\Delta\chi^2$ を求めた。カイ自乗は、以下のように求めた。

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(n_i - \nu_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (3.2)$$

ここで、 n_i は、データの光量分布の i 番目のビンのエントリー数であり、 ν_i はある期待値をもつモデルの光量分布の i 番目のビンのエントリー数である。 σ_i は、 i 番目のビンのデータとモデルの統計誤差の合成であり、モデルの方の統計は非常に多いため、データの統計誤差のみが効くとし $\sigma_i \sim \sqrt{n_i}$ とした。

図 3.9(a) に MIP ピーク相当の光量と $\Delta\chi^2$ の関係を示す。これより、シンチレータ 10 枚の光量は (11.4 ± 0.4) p.e. であった。このときのモデルとデータの重ね書きを図 3.9(b) に示す。黒いヒストグラムがデータ、赤いヒストグラムがモデルを示す。

*3 光子が PMT に入射すると、増幅後の電子数は中心極限定理によりガウス分布に従うと考える。

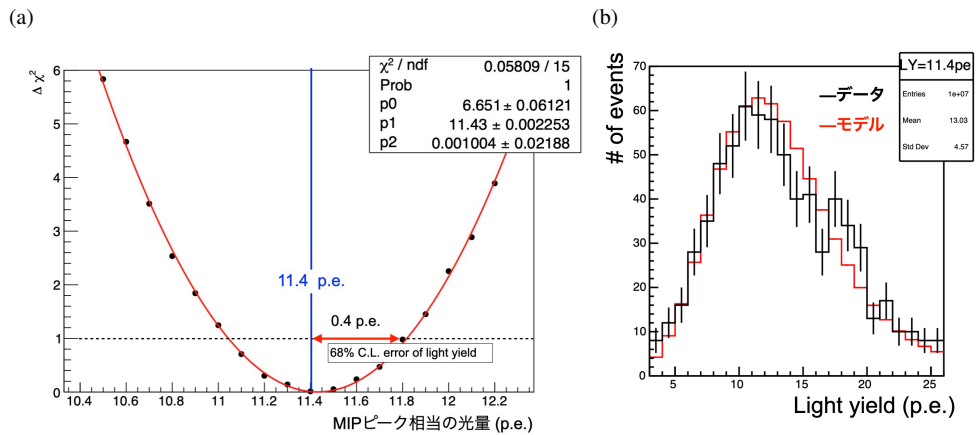


図 3.9 反射材なしでの (a) χ^2 分布。 (b) 光量分布。期待値 11.4 p.e. でのモデルとデータの重ね書き。黒いヒストグラムがデータ、赤いヒストグラムがモデルを示す。

次に、反射材による獲得光量の増加を調べた。反射材には片面蒸着のアルミナイズドマイラーを用いた。図 3.10 に反射材の各巻き方を示す。(a) ではアマプラマイラーを層間に入れた。アルミ蒸着面は片面であるため、各層あたりアルミナイズドマイラーを 2 枚使い、アルミ蒸着面がシンチレータ面にくるようにした。(b) では層間にブラックシートを挟み、側面をアルミナイズドマイラーで覆った。(c) では層間は (a) と同様、側面をアルミナイズドマイラーで覆った。

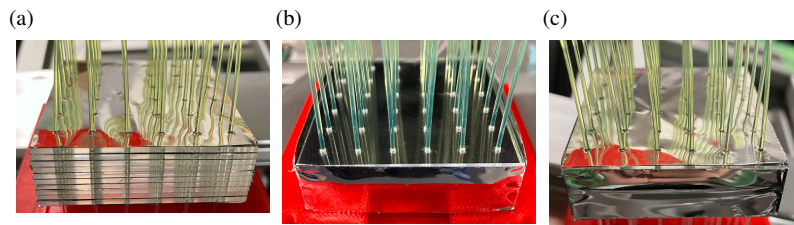


図 3.10 反射材を (a) 層間、(b) 側面、(c) 全面に巻いたときの写真。

図 3.11 に各条件での獲得光量の分布を示す。ここでもカイ自乗検定により期待値を求めた。

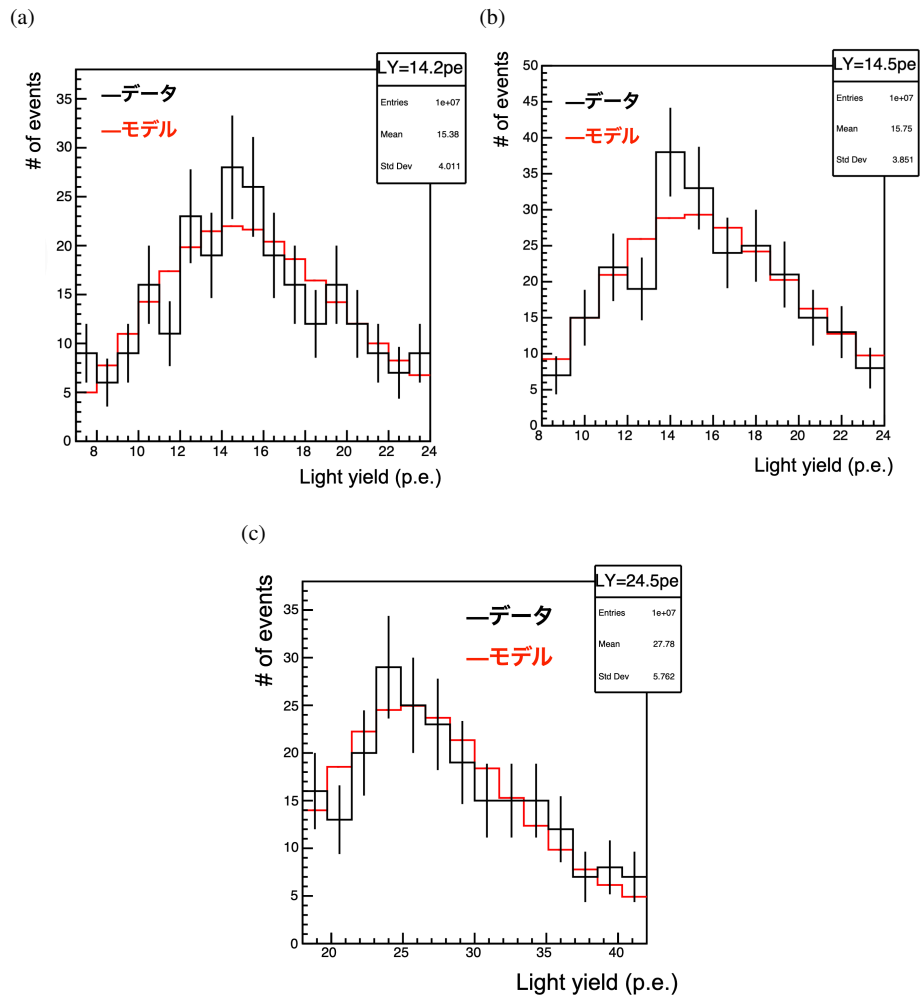


図 3.11 反射材を (a) 層間、(b) 側面、(c) 全面に巻いたときの獲得光量の分布

図 3.12 にシンチレータ 10 枚の獲得光量のまとめを示す。反射材を用いなかった場合と反射材を全面に巻いた場合では、光量は 2.1 倍増加した。反射材を層間だけ、側面だけ用いた場合は大きな差はなかった。

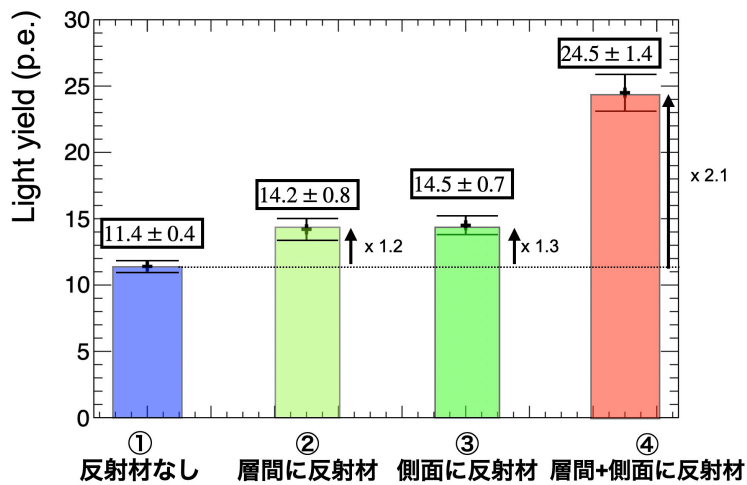


図 3.12 獲得光量の比較

3.2 波長変換ファイバー

3.2.1 波長変換ファイバー中の減衰

波長変換ファイバー中を伝わる光子の数は、ファイバーの長さにより減る。光量測定では、シンチレータから PMT までの波長変換ファイバーの長さは 75 cm であった。上で示した獲得光量は、Y-11 の減衰長を 350 cm とすると、シンチレータの発光点での光量に対し、ファイバー伝播後の光量は $\exp(-75 \text{ cm}/350 \text{ cm}) = 81\%$ である。カロリメータは奥行きをもつ。波長変換ファイバーによる読み出し後の光量は、発光点から光センサーまでのファイバーの長さに依存するため、この効果を調べた。

減衰長測定のためのセットアップ

減衰の効果の測定には波長変換ファイバー (Y-11) を用いた。波長変換ファイバーの各位置に LED 光をあてた。オシロスコープにより、波形の振幅の平均値を得た。LED は日亜化学工業製の NSPB310B を用いた。砲弾型であり、 ± 30 度程度の指向性をもつ青色 LED である。LED は Function generator により幅 40 ns の矩形波で光らせた。図 5.20 にセットアップを示す。波長変換ファイバーの長さは 100 cm であり、PMT の光電面から 10 cm から 90 cm まで、10 cm 間隔で LED 光をあてた。ファイバーはアルミフレームに固定し、それと並行に固定した別のアルミフレーム上で LED を手で動かした。なお、セットアップ全体はブラックシートにより遮光した。

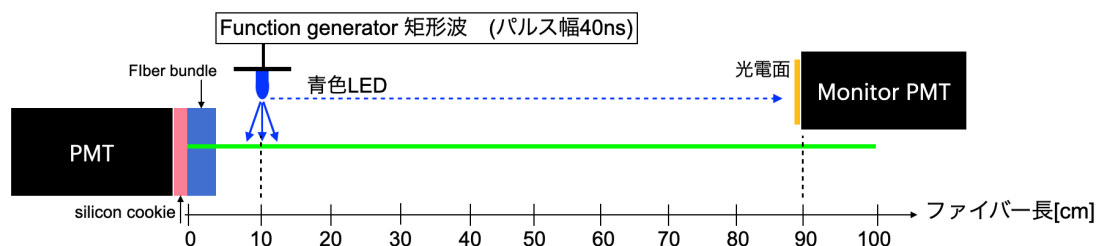


図 3.13 波長変換ファイバー内の減衰測定のためのセットアップの概念図

LED にいれる矩形波の波高

LED の光量が大きいと、波長変換ファイバーの光を読み出す PMT の信号が飽和してしまい、減衰の効果をも正しく見積もれない。この PMT での飽和の有無を調べるため、PMT から 80 cm 離れた位置にモニター用の PMT を置き (図中"Monitor PMT")、LED に印加する適切な電圧を調べた。まず、調査のときに最も PMT に近く最も飽和をおこす恐れがある 10 cm 地点で Function Generator の矩形波の波高を 1.7 V にして光らせ、PMT で十分光量を得られるときに Monitor PMT の出力が 5 p.e. 程度となるようにした。Monitor PMT 入る光量は小さいため、信号が飽和しないと考え、飽和のない光量の基準として使った。

図 5.15 に Function Generator の矩形波の波高を 1.70 V から 2.30 V に変えたときの、Monitor PMT の信号の振幅の平均値と、波長変換ファイバーの PMT の信号の振幅の平均値の関係を示す。エラーバーは、オシロスコープでの振幅の平均の誤差である。LED への印加電圧が 2.15 V あたりから、波長変換ファイバーの PMT の信号が飽和する様子がわかる。オシロスコープの電圧の範囲は信号の振幅よりも大きくとったため、PMT の出力自体が飽和したと考える。LED への矩形波の波高は、信号が飽和しない領域のうち、2.00 V にした。

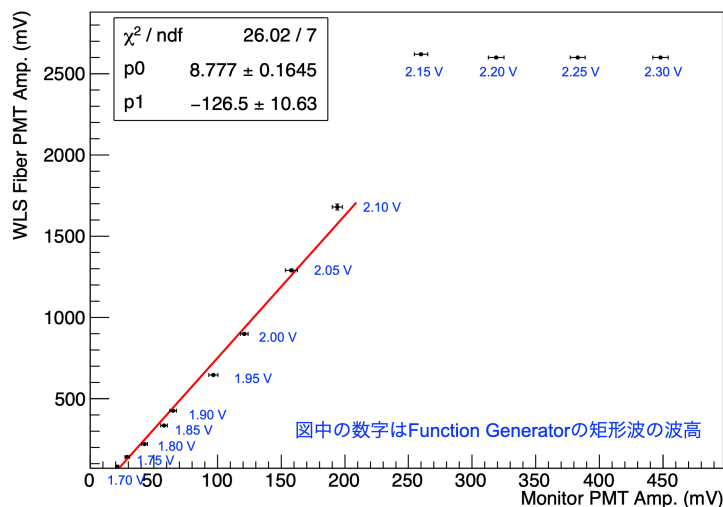


図 3.14 Function Generator の矩形波の波高を変化させたときの Monitor PMT の信号と波長変換ファイバー PMT の信号の振幅の関係

減衰曲線

LED に矩形波の波高で 2.00 V 印加し、波長変換ファイバーの各位置に LED 光をあてた。図 3.15 に、照射位置と、波長変換ファイバー用 PMT で取得した信号の振幅の平均の関係を示す。図中の黒点は 1 回目の測定であり、青点は再現性確認のための測定である。測定の順番は、10 cm → 20 cm → ... → 70 cm → (再現性)70 cm → 80 cm → 90 cm → 100 cm → (再現性)90 cm → (再現性)10 cm である。測定 1 点ごとにプロットし状況を確認する中で、1 回目の 70 cm で振幅の平均が大きく下回ったため、その場で LED 光があたっていない可能性を考え LED を置き直したが、2 回目も同じ結果であった。70 cm の位置で、ファイバーに傷があり光が漏れている様子はなかった。1 回目の測定と再現性測定での波長変換ファイバーからの信号の振幅の変化から、測定の再現性は 13% 以内であった。原因は、LED 光量の時間変動、測定点ごとに LED 光とファイバーの位置関係に不定性があることが考えられる。PMT のゲインについては、PMT のドリフト特性を考慮し、PMT に電圧を印加してから 30 分後に測定を始めた。測定前に電源電圧を一定時間供給しゲインを安定させた後は、短時間印加されない状態 (遮光を外し LED の位置を変えるため、PMT の電源を落とす) があってもこのゲインはある程度同じであるため、PMT のゲインの変動は無視できる程度であると考え。また、測定前後で PMT 表面を覆うミュウメタルの温度を熱電対温度計で測った。温度は 19 度で保たれていたため、ゲインは安定と考える。

最初に、減衰曲線のフィッティング関数を $y = p_0 \exp(-x/\lambda)$ としたが、PMT までの距離が近い領域でフィットが合わなかった。そこで、減衰の早い成分と遅い成分による寄与を考えた。減衰の早い成分は、光子が波長変換ファイバーのコアとクラッドの境を螺旋状に進むことで経路長が長くなり、反射の回数が多くなり、減衰がよく効くと考える。PMT からの距離が近い領域でこの効果が顕著であると予想する。減衰曲線のフィッティング関数は、 $y = p_0 \exp(-x/\lambda_L) + p_3 \exp(-x/\lambda_S)$ とした。結果は、 $\lambda_L = (243 \pm 9)$ cm, $\lambda_S = (1.6 \pm 0.7)$ cm であった。今回の測定では波長変換ファイバーの長さが 1 m と短く、早い減衰の効果が見えたと考える。シャシユリックモジュールでは、鉛とシンチレータ積層部の端から PMT までの波長変換ファイバーの長さを、数十 cm 程度とる。そのため、シンチレータの獲得光量の減衰には、主に遅い減衰 λ_L が効くと考える。

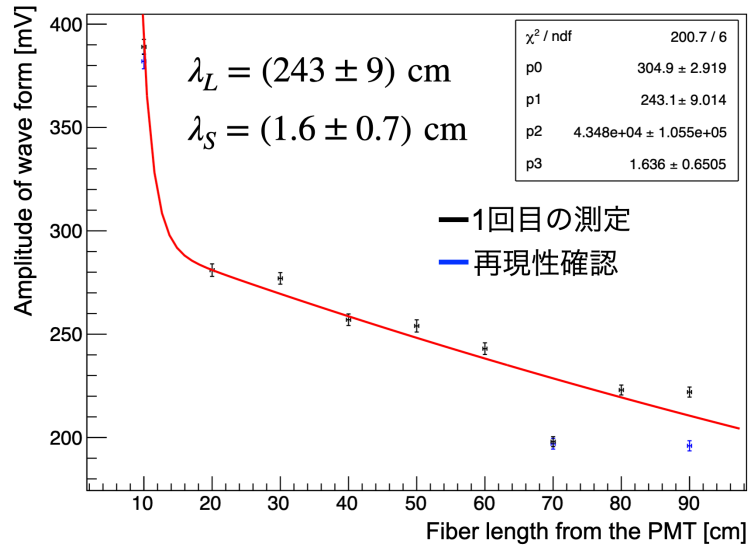


図 3.15 波長変換ファイバー内の減衰曲線

3.2.2 波長変換ファイバ-端面の反射材

宇宙線によるシンチレータの光量測定では、波長変換ファイバーの PMT に接続していない側の端面は研磨し、空気にさらした。ファイバーの端面に反射材を置くことで獲得光量が変化すると考えられ、これは 5 章のビーム試験により評価した。

3.3 光センサー

一般的な光センサーである PMT を使用する。PMT の量子効率も獲得光量に影響する。今後は、最適な光センサーを探したい。シャシュリックモジュールには、浜松ホトニクス製の PMT アッセンブリ H6410 を用いた。表 3.2 に仕様を示す。

表 3.2 浜松ホトニクス製の PMT アセンブリ H6410 の仕様 [23]

アセンブリ外径	$\phi 60 \text{ mm}$
内臓 PMT 型名	R329-02
受光面形状	円形
受光面サイズ	$\phi 46 \text{ mm}$
感度波長 (Short)	300 nm
感度波長 (Long)	650 nm
感度波長 (Peak)	420 nm
光電面種類	バイアルカリ
窓材質	硼硅酸ガラス
ダイノード段数	12
(絶対最大定格) 陽極-陰極間電圧	-2700 V
(絶対最大定格) デバイダ電流	0.67 mA
陽極-陰極間 印加電圧	-2000 V
ゲイン (Typ.)	3×10^6

3.4 各要素を取り入れたエネルギー分解能

以上の測定を踏まえ、シミュレーションにより求めたサンプリング揺らぎに、獲得光量と波長変換ファイバーによる減衰の効果を取り入れ、現実的なエネルギー分解能を見積もった。まず、シミュレーションにより、鉛とシンチレータの積層構造に 1 GeV の電子を入れる*4。入射粒子の全エネルギーを全て検出できる十分なサイズにするため、1 m 角、 $27X_0$ (473 層) とし、各厚みは、鉛 0.3 mm、シンチレータ 1.5 mm とした。なお、図 3.16 のように、積層部の端から PMT までの波長変換ファイバーの長さは 20 cm を想定した。

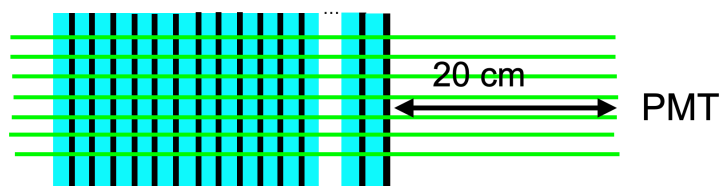


図 3.16 積層部と PMT までの波長変換ファイバーの長さ

エネルギー分解能を求める手順を以下に示す。エネルギー分解能の下限値を評価するため、光量揺らぎが一番大きくなる、反射材なし (シンチレータの各層の間にブラックシート) での光量を用いた。

1. シンチレータの i 番目の層で入射粒子が落としたエネルギー E_i を求める
2. 光量測定のうち反射材なしの場合の光量 (11.4 p.e./2.54 MeV) と減衰長測定で得た λ_L を用い、 E_i から減衰の効果を入れた獲得光量にする
3. 各光量についてポアソン揺らぎを加える

図 3.17(a) に可視エネルギー分布を示す。可視エネルギーのピーク付近をガウス分布によりフィットすると、期

*4 波長変換ファイバーはシミュレーションには入れていない。

待値 378 MeV に対し標準偏差 9.56 MeV であった。これから、サンプリング揺らぎは 2.5% とわかる。図 3.17(b) に、手順 (2)+(3) により得た光量分布を示す。図中の青いヒストグラムは光量の減衰の効果により広げられた分布であり、相対揺らぎは 2.6% である。光量減衰による分解能の悪化は 0.1% と小さく、分解能を大きく悪化させる因子ではないことがわかった。赤いヒストグラムは、ポアソン統計による光量の揺らぎも加えた分布であり、最終的に 1 GeV 光子の入射時に期待される相対揺らぎは 3.7% である。シャワーエネルギーが全てカロリメータに落ちる、理想的な KOTO II 実験カロリメータでは、シンチレータの獲得光量が一番低い反射材なしの場合でも、エネルギー分解能の目標値を達成できることがわかった。

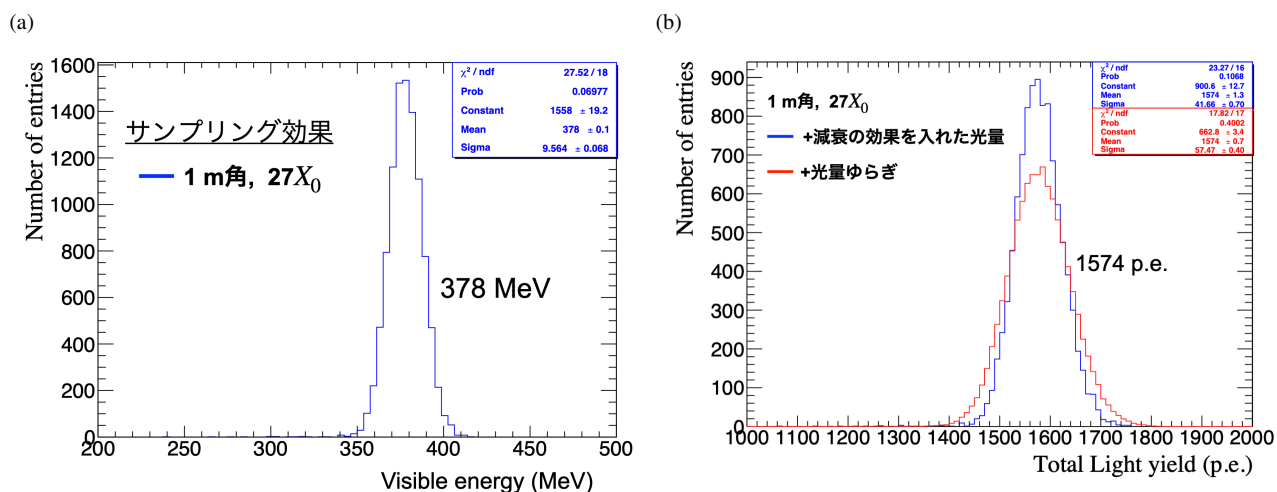


図 3.17 1 m 角, 奥行 27X₀ のシャシユリックモジュールについて、(a) サンプリング効果のみの可視エネルギー分布。(b) 青いヒストグラムは光量の減衰の効果を取り入れた光量分布を示し、赤いヒストグラムはさらにポアソン統計による光量揺らぎを取り入れた光量分布である。

第 4 章

カロリメータモジュールの製作

本研究では、シャシュリック検出器の試作機による性能の評価を目指す。エネルギー分解能、時間分解能、深さ方向のシャワー位置検出を評価し、シミュレーションによる理解を目指す。この理解のもと実機のデザインを検討できる。こういった性能を評価できる試作機のデザインであることは次章冒頭で述べる。本章では、試作機の最初の製作として、上記の目的が実現可能な範囲で容易な製作手法を考案した。

4.1 製作の概要

シャシュリックモジュールは、波長変換ファイバーによる性能の違いを調べるため、波長変換ファイバー Y-11 と YS-6 を用いて 2 モジュール製作した。ビーム試験に用いるシャシュリックモジュールは、冒頭の目的に合わせ、断面 7 cm、奥行き $10X_0$ (29 cm、172 層) にした。先行研究から、シャシュリックカロリメータのモリエール半径は 5.98 cm [15] であるため、横方向にシャワーが漏れる。さらに奥行きも短いため背面にもシャワーが漏れる。シャワー漏れが与える分解能への影響は、次章冒頭で示す。

モジュールの設計概念図を図 4.1 に示す。鉛とシンチレータにあけた穴に波長変換ファイバーを 64 本挿し、ファイバーの両端を束ね、それぞれ両端の PMT に光学接続した。

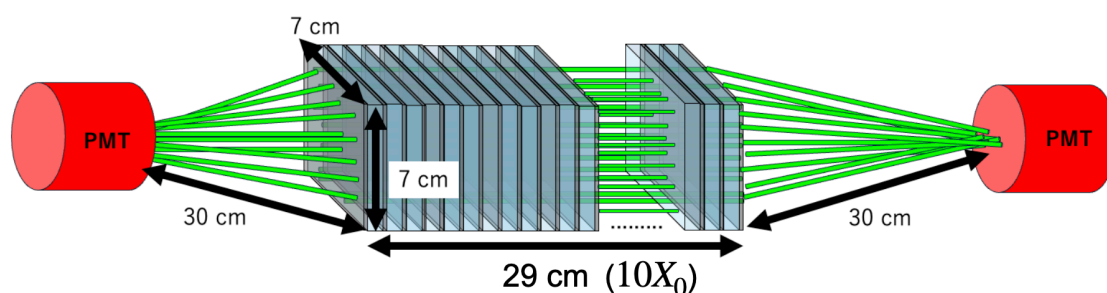


図 4.1 シャシュリックモジュールの設計概念図

KOTO II 実験グループで初めてシャシュリックモジュールを作るにあたり、以下の課題があった。

- 反射材をどのように使うか
- 鉛とシンチレータをどのように積層するか
- 波長変換ファイバーを鉛とシンチレータにどのように挿すか
- 積層構造をどのように固定するか
- 波長変換ファイバーの両端を光学セメントによりどのように束ねるか

私はこれらを解決し、シャシュリックモジュールの実用的な製作方法の1つを考案した。シャシュリック検出器の先行研究 [15] から知見を得て、製作手法を考えた。

4.2 鉛とシンチレータの厚み測定

一度モジュールを作ると、波長変換ファイバーを切らない限り、鉛とシンチレータの厚みを知ることはできない。そのため、モジュール製作前に、鉛とシンチレータの厚みを測った。鉛とシンチレータの製作と加工は業者に依頼した。鉛の厚み 0.3 mm、シンチレータの厚み 1.5 mm で注文し、穴は 8×8 で合計 64 個あけた。先行研究 [15] では穴の直径は 1.3 mm だったが、波長変換ファイバーの通しやすさを考慮し、直径 1.4 mm にした。図 4.2 にシンチレータにあけた穴の図面を示す。穴の中心同士の間隔は 8 mm、端から穴の中心までは 7 mm にした。穴の直径が 1.3 mm のとき 64 個の穴により失うシンチレータの体積は全体の 1.7% であり、穴の径を 1.4 mm では全体の 2.0% を失う。差 0.3% は無視できる程度と考えた。

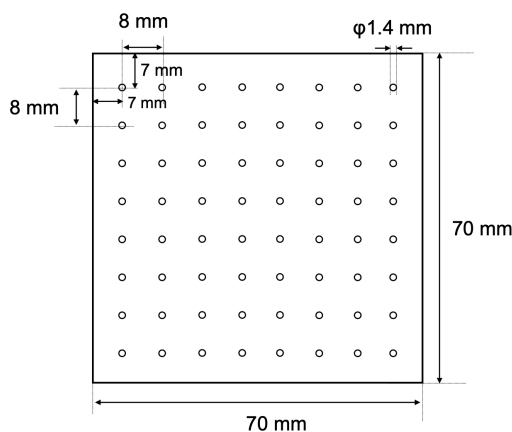


図 4.2 鉛とシンチレータにあけた穴の図面

穴あけ加工済みのシンチレータと鉛の写真を図 4.3 に示す。

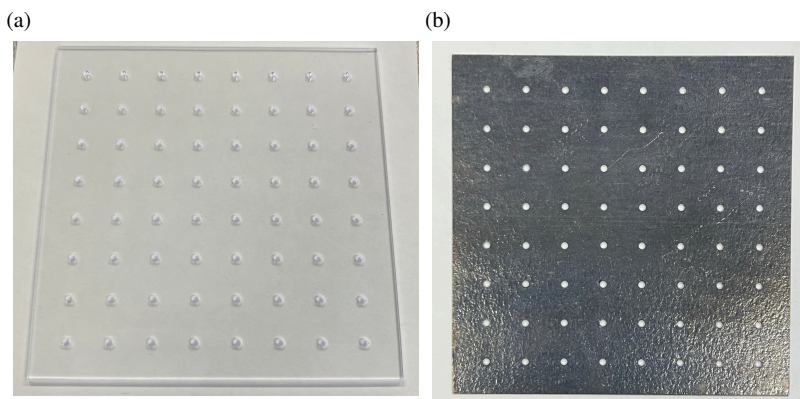


図 4.3 (a) シンチレータの写真。(b) 鉛の写真。

厚み測定では、均等に圧力かけるために金属板 2 枚で挟み、鉛やシンチレータを含む合計の厚みを測定した。特にシンチレータの場合は、金属板でシンチレータ表面を保護でき、ハイトゲージの鋭利な先端による傷がつかないようにした。図 4.4 にシンチレータの厚み測定の様子を示す。

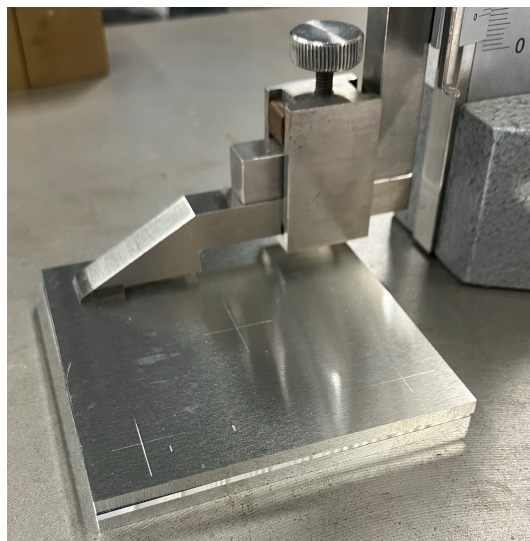


図 4.4 シンチレータの厚み測定の様子。金属板 2 枚でシンチレータ表面を保護しつつ、力を均一にかけた。

まず、全厚み測定の基本となる金属板の、厚み一様性を知るため、四隅と中心の 5 点をの厚みをそれぞれ測定した。ハイトゲージの最小目盛 $20\ \mu\text{m}$ に対し、金属板の一様性は $40\ \mu\text{m}$ 以内であることを確認した。次に、シンチレータと鉛でも 3 枚について同様に 5 点測定し、厚みの均一性を調べた。シンチレータは厚みの平均 $1.3\ \text{mm}$ に対し、測定位置の違いで $40\ \mu\text{m}$ 厚みが異なり、均一性は 3% だった。鉛は厚みの平均 $0.3\ \text{mm}$ に対し、測定位置の違いで $80\ \mu\text{m}$ 厚みが異なり、均一性は 27% だった。シンチレータは一様とみなせるため、厚み測定は中心 1 点のみとした。鉛は一様とは言えないため、中心と隅の 2 点を測定し、それらの平均を厚みとした。

図 4.5 に、2 モジュール分の鉛とシンチレータの厚み分布を示す。鉛の厚みは $0.31\ \text{mm}$ 、シンチレータの厚みは $1.34\ \text{mm}$ とわかった。^{*1}

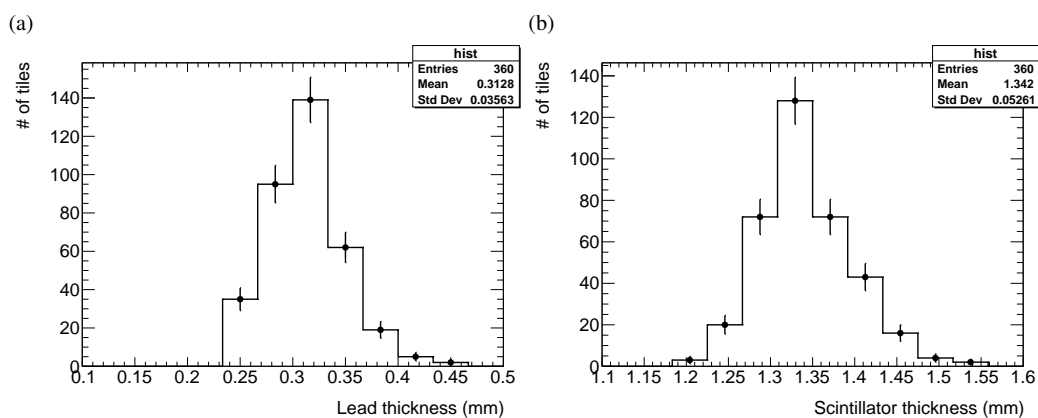


図 4.5 (a) 鉛の厚み分布。(b) シンチレータの厚み分布。

全ての鉛とシンチレータに ID をつけ厚みを記録した。モジュール作製後でもどの位置にどの厚みの鉛とシンチレータが入っているかわかるようにした。

^{*1} 厚みの一様性を考慮すると、鉛の厚みは $(0.313 \pm 0.004)\ \text{mm}$ 、シンチレータの厚みは $(1.342 \pm 0.002)\ \text{mm}$ である。

4.3 反射材

シンチレータの光量測定から、反射材により獲得光量が増えることがわかった。しかし、3.4 節で述べたように、シンチレータに反射材を巻かない場合でも、目標の分解能を得られるため、反射材は必須ではない。製作の観点から、側面に反射材を 1 枚巻き付けることは容易であるため採用した。層間に反射材を入れると、不感層になり可視エネルギーの期待値が 2%^{*2}下がる。さらに、積層の労力も増えるため、今回は採用しなかった^{*3}。

4.4 鉛シンチレータの積層と固定

課題の 1 つである、「波長変換ファイバーを鉛とシンチレータにどのように挿すか」は、鉛とシンチレータを積層し、全体を固定した後に波長変換ファイバーを挿すことにした。波長変換ファイバーに鉛とシンチレータを通す方向も考えたが、以下に述べるように硬い軸に積層する方が効率が良いと考えた。図 4.6(a) に示すように、4 本のステンレス棒を軸に鉛とシンチレータを縦方向に積層した。ステンレス棒の直径は 1.2 mm である。図 4.6(a) の一番下には、ステンレス板がある。図 4.7 にステンレス棒を自立させるための構造を上からみたときの概念図を示す。ステンレス棒をさす $\phi 1.3$ mm の穴をステンレス板に明け、ステンレス棒を自立させるため、ワイヤーカットでつくった幅 0.3 mm の通り道を締め代として M4 のねじでクランプした。ステンレス棒をまっすぐ自立させることには成功したが、積層が進むにつれステンレス棒の動きが制限され、穴に通しにくくなった。そのため、積層の後半ではねじを緩めた。縦方向の固定と積層両端の鉛とシンチレータの保護のため、両端には鉛同様に穴をあけた 1 cm 厚の黒色の樹脂を入れた。両端の樹脂板のうち 1 枚は、モジュール最上流部に位置しビームが直接あたるため、Dead material となる。しかし、放射長 42 cm に対し厚み 1 cm から $0.02X_0$ であり、電磁シャワーの発達への影響は無視できる程度であると考ええる。樹脂がシンチレータの表面を汚染しないよう、7 cm 角に切ったアルミナイズドマイラーを間に入れた。アルミ蒸着面をシンチレータ側にした。ステンレス棒を穴に通す際にシンチレータの穴周辺を傷つける可能性があった。鉛 1 枚を下、シンチレータ 1 枚を上にしたセットに、下からステンレス棒を挿し、シンチレータを傷つけないよう工夫した(図 4.8(b)) なお、鉛は加工に油が使われた。積層の前にエタノールで鉛の表面を拭き、シンチレータへの汚染を防いだ。鉛とシンチレータを 172 層重ねた後の写真を図 4.6(c) に示す。

^{*2} 30 μm 厚のマイラーを各層の間に入れ、800 MeV の電子により可視エネルギーを比較した。このとき、鉛とシンチレータの厚みは測定
の平均値を用いた。

^{*3} 将来的には、鉛に反射材料を蒸着させることも検討している。

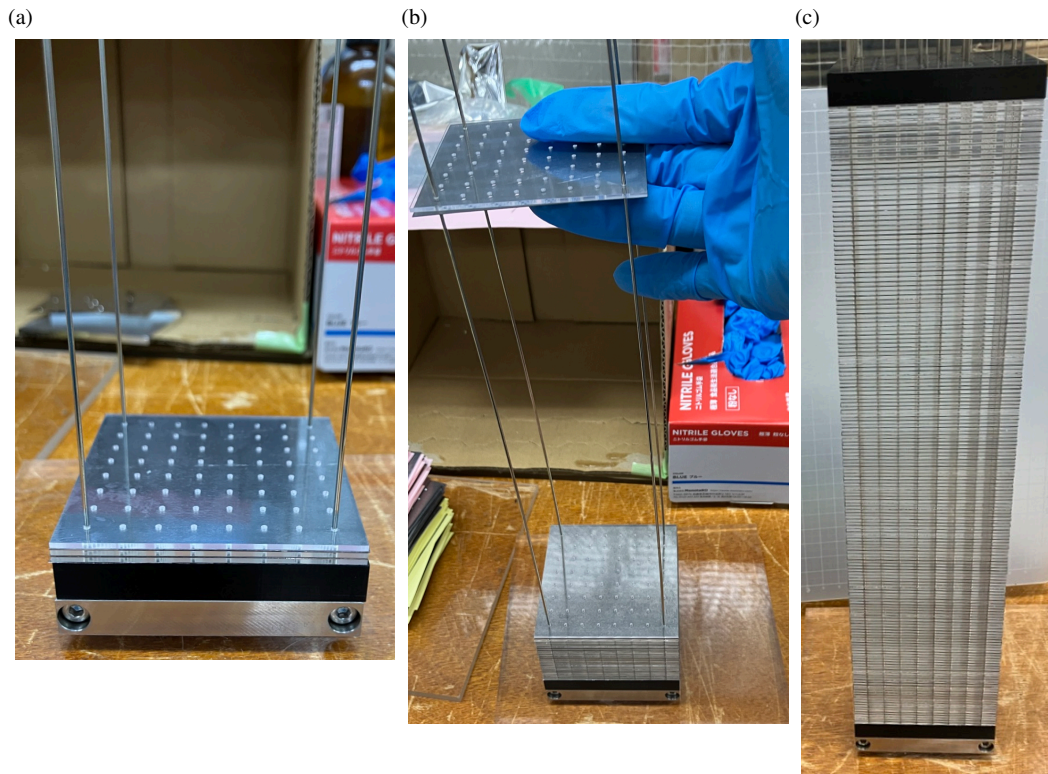


図 4.6 (a)4 本のステンレス棒を黒い樹脂に挿し、鉛とシンチレータを数層分積層する様子。(b) ステンレス棒に鉛とシンチレータを 1 層ずつ積層する様子。(c) 積層後の様子。

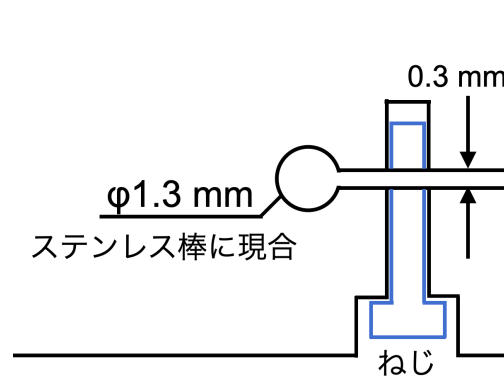


図 4.7 ステンレス棒を自立させるための構造。上から見たときの概念図。

積層後、シンチレータ側面の光収集効率を上げるため、図 4.8(a) に示すように、アルミナイズドマイラーを巻いた。課題「積層構造をどのように固定するか」は、先行研究 [15] では、鉛とシンチレータに穴をあけ、ワイヤーを通していた。しかし、本モジュールでは、鉛に加え、モジュール内部と側面部に不感領域を増やしたくない。側面部は、KOTO II 実験でモジュールを積み重ねるため、外側を樹脂等で囲むことも望まない。そこで、あらかじめ角を直角に折ったステンレスホイルを側面にきつく巻き、積層がずれないように工夫した。ステンレスホイルの厚みは 0.1 mm と形を保てる厚みでかつ薄くした。図 4.8(b) に、ステンレスホイルを巻く様子を示す。図の手前の一面をモジュールにカプトンテープでとめ、隣接面 (図左側) につけたテープを力強く手前の面に留めた。積層面に垂直な方向の固定は、両側につけた樹脂板とステンレスホイルをカプトンテープにより留めた。固定後の様子

を図 4.8(c) に示す。ゆっくり両手で持ち上げても層はずれず、ステンレスホイルにより全体の形が保たれていた。よって、KOTO II 実験にてモジュールをインストールする際に、取り扱いができると考える。

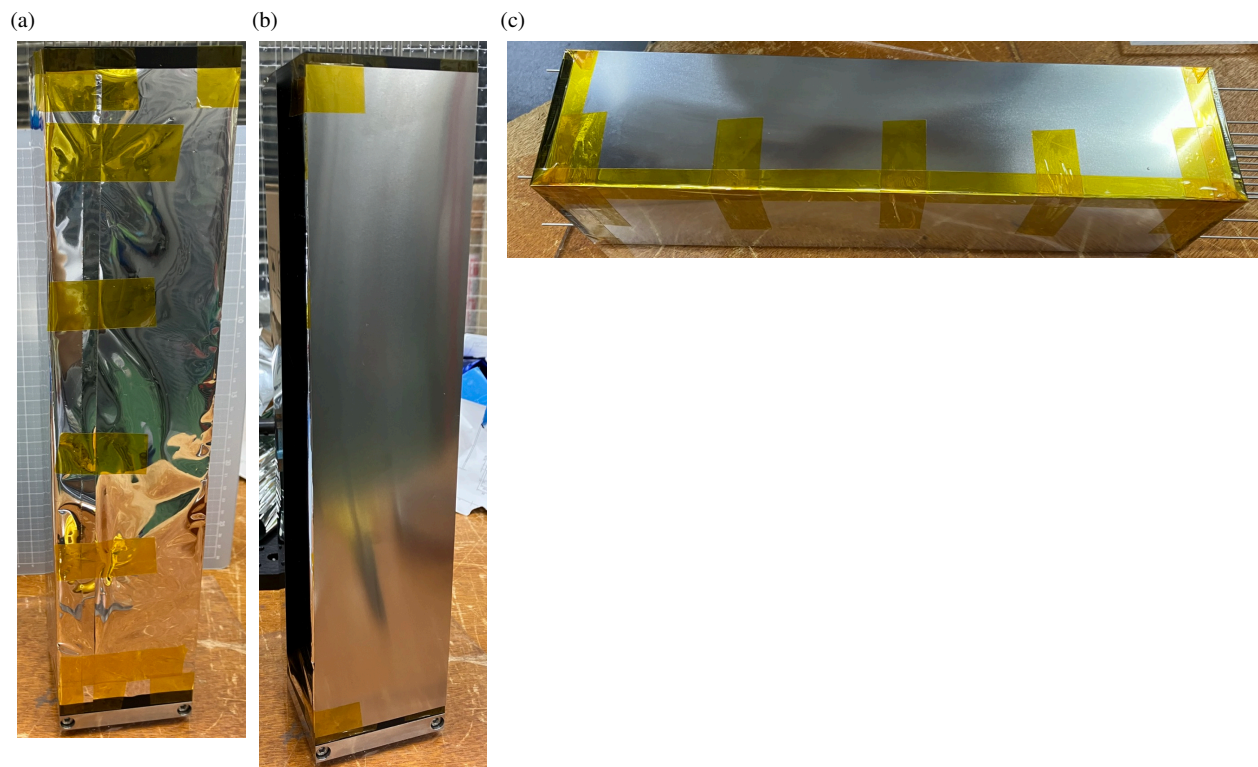


図 4.8 (a) 積層後、側面にアルミナイズドマイラーを巻いた様子。(b) ステンレスホイルを側面に巻く様子。(c) 積層部の固定後の様子。

4.5 波長変換ファイバーの挿入

波長変換ファイバーを貫通させるため、モジュールを横にし、ファイバーを 64 本挿した。その様子を図 4.9 に示す。穴の径に余裕を持たせたため、ファイバーを挿すときの抵抗は小さく、4 箇所程度を除き、力をかけずまっすぐ簡単に通せた。4 箇所程度は、ファイバーを回転させ、通しやすい角度を見つけ力をかけることなく通した。

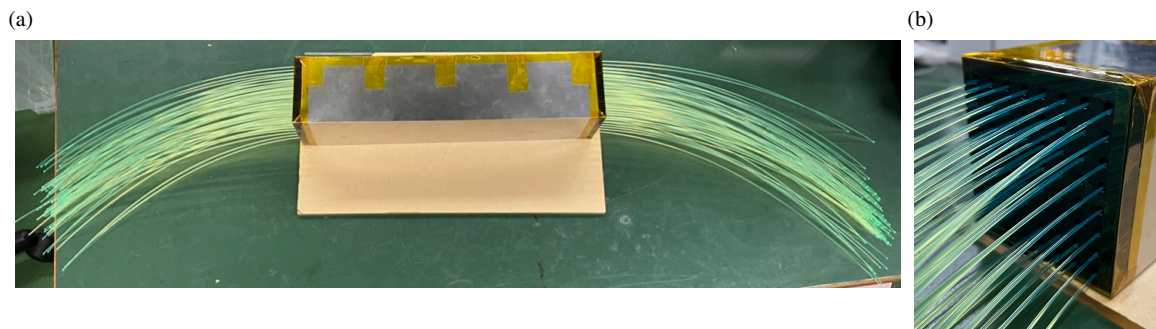


図 4.9 (a) 波長変換ファイバー (Y-11)64 本を積層された構造体に挿し上から見た様子。(b) 断面からの様子。

4.6 波長変換ファイバーと PMT の接続

ファイバー挿入後は、64本の波長変換ファイバーを両側でそれぞれ1つに束ねた。光学セメントには、ELJEN社製のEJ-500[24]を用いた。EJ-500は、屈折率1.57の無色透明エポキシ系接着剤である。resinとhardnerを重量比で4対1の割合にし、よく混ぜた。その後、真空引きした箱に入れ脱泡した。課題「波長変換ファイバーの両端を光学セメントによりどのように束ねるか」は、縦方向の固定はカプトンテープのみであり、モジュールを縦に置くと積層が崩れる恐れがあった。そこで、モジュールを横にした状態でファイバー両端を光学接続した。接着のためにモジュール側面とファイバー方向に大角度をつけると、ファイバーにくせがついた状態で端面を固めることになり、ファイバーを元の位置に戻した際にテンションがかかってしまう。事前に別の試作品で固定の角度を試し、わずかにファイバーを傾けることでもセメントが端まで行き渡るという知見を得た。これから、ファイバーを20度程度傾けた*4。図4.10(a)に実際にセメントを流し込む様子を示す。光学セメントは注射針により流し込んだ。念のため、円盤樹脂の両側のファイバーをかき分けその間に注射針をさし、端面からセメントがあふれるまで流し込んだ。硬化のため24時間待った。その後、端面をカットし、紙やすりの粒度を#60、#240、#600、#1000、#2000の順番で研磨した(図4.10(b))。端面に傷や汚れがないことを目視で確認した。なお、ファイバーを束ねるための円盤樹脂には、ファイバーを64本挿しても隙間があった。端面硬化中にファイバーが動かないよう、直径1mmのクリアファイバーを8本用い隙間を埋めた。図4.10(b)で、端面が光って見えない部分はクリアファイバーである。

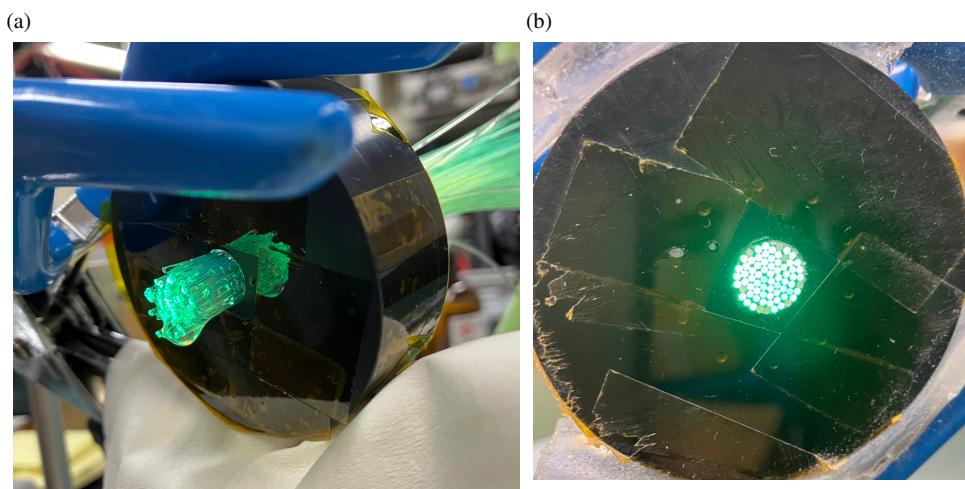


図 4.10 (a) 波長変換ファイバーの束に光学セメントを流し込んだときの様子。(b) ファイバー端面をカットし、紙やすりを用いてやすった後の様子。

その後、ファイバー束を含む円盤樹脂は、シリコン樹脂を介してPMTと接続し、ブラックテープにより一体化させた。

4.7 完成したモジュールの形状

図4.11に完成したシャシュリックモジュールの全体の様子を示す。モジュールの積層部側面は養生テープによりアルミフレーム(レコフレーム)の上に固定した。アルミフレーム上で縦方向にずれないようにするため、アルミフレーム上面に近いファイバーを傷つけないよう、図4.12に示すように4mm厚のアルミ板で両側から押した。

*4 細い隙間では、液体は毛細管現象によって自然に動く。角度をつけなくても光学セメントを行き渡らせることはできた可能性がある。

PMT は結束バンドでアルミフレームに固定した。

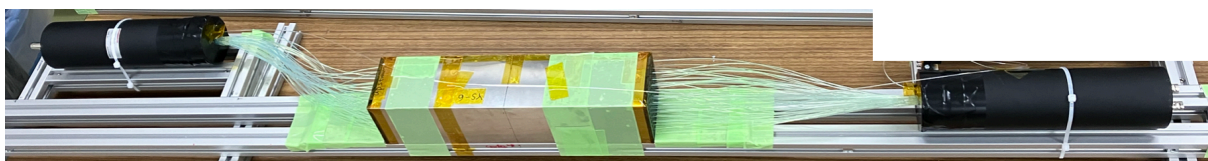


図 4.11 完成したシャシュリックモジュールの写真

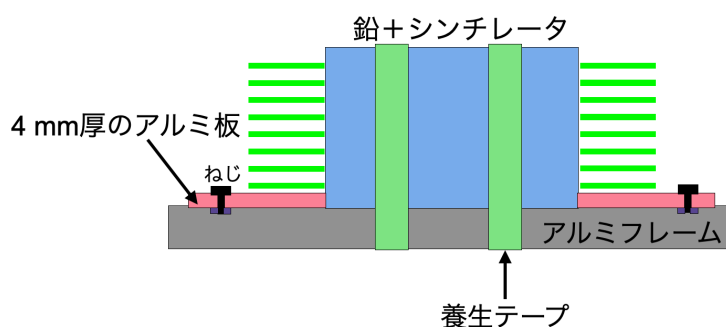


図 4.12 アルミフレーム上でモジュールが縦方向にずれないようにするための固定。図中桃色部の 4 mm 厚のアルミ板で両側から押し、アルミフレームに固定した。

4.8 課題の解決と達成点

本章冒頭で挙げた課題に対する解決法は以下である。

- 反射材をどのように使うか：
性能測定用の試験モジュールとしては、側面全体をアルミナイズドマイラーで覆う。
- 鉛とシンチレータをどのように積層するか：
ステンレス棒 4 本を軸に鉛とシンチレータを縦に積層する。
- 波長変換ファイバーを鉛とシンチレータにどのように挿すか：
積層し一体化させた後、モジュールを横にし、ファイバーを挿す。
- 積層構造をどのように固定するか：
側面は角を折ったステンレスホイールで固定する。縦方向は樹脂板とステンレスホイールをカプトンテープにより固定する。
- 波長変換ファイバーの両端を光学セメントによりどのように束ねるか：
ファイバーを 20 度程度傾ける。注射針を用い内部のファイバー同士の隙間までセメントを行き渡らせる。

シャシュリックモジュールの製作に成功した。軸を用い積層することで、ファイバーを貫通させられない程穴の位置がずれることはなかった。鉛とシンチレータにあける穴をファイバー径 1 mm に対し余裕のある 1.4 mm にしたことで、ファイバーを簡単に通すことができた。穴の径がこれより小さければ、抵抗が大きくファイバーを傷つけてしまう可能性や、貫通できない可能性がある。ファイバーの端面は、紙やすりにより綺麗に端面出しができた。

また、以下の知見を得た。まず、積層構造の固定には細心の注意が必要である。本モジュールは 29 cm と短いため、ステンレスホイールとカプトンテープにより固定できた。しかし、モジュールをさらに長くする場合は、ステンレスホイールでは質量を支えられず形を保つことができない可能性があり、試す必要がある。さらに、積層後、全体

がわずかにねじれ、側面が湾曲した。モジュールを横に倒した際に 2 mm 程度浮く箇所があった。4 本のステンレス棒をさした状態でアクリル板を用いて側面をそろえた。また、KOTO II 実験にてモジュールを積み上げる際に、モジュール間に隙間を生まないような外寸精度にする必要がある。

第 5 章

陽電子ビームを用いたカロリメータモジュールの性能評価

5.1 ビーム試験の目的

3 章では、サンプリング揺らぎにシンチレータの獲得光量とファイバー内の減衰の効果を入れることにより、Y-11 ファイバーを用いたモジュールのエネルギー分解能を見積もった。本章では実際にビームを入射することにより分解能を評価する。また、YS-6 ファイバーを用いたモジュールの性能、両読み出しによるシャワー位置再構成、波長変換ファイバー端面の反射材の効果もビーム試験により評価する。

ビーム試験は、東北大学先端量子ビーム科学研究センター (RARiS) で行なった。GeV- γ 照射室の検出器テスト用の陽電子ビームラインを用いた。 γ 線をコンバータに照射し、対生成により電子、陽電子をつくる。コンバータには 200 μm 厚のタングステンをを用いた。タングステンは放射長 3.5 mm であるため、 $0.6X_0$ に相当する。運動量変更用マグネット (RTAGX) の電流を変えることで、陽電子の運動量を調整した。コンバータがタングステンの時に 30 度ビームラインに輸送される陽電子のプロファイル ($x_{\text{PS}}, y_{\text{PS}}$) を図 5.1 に示す。横軸が x_{PS} , 縦軸が y_{PS} であり、単位は mm である。

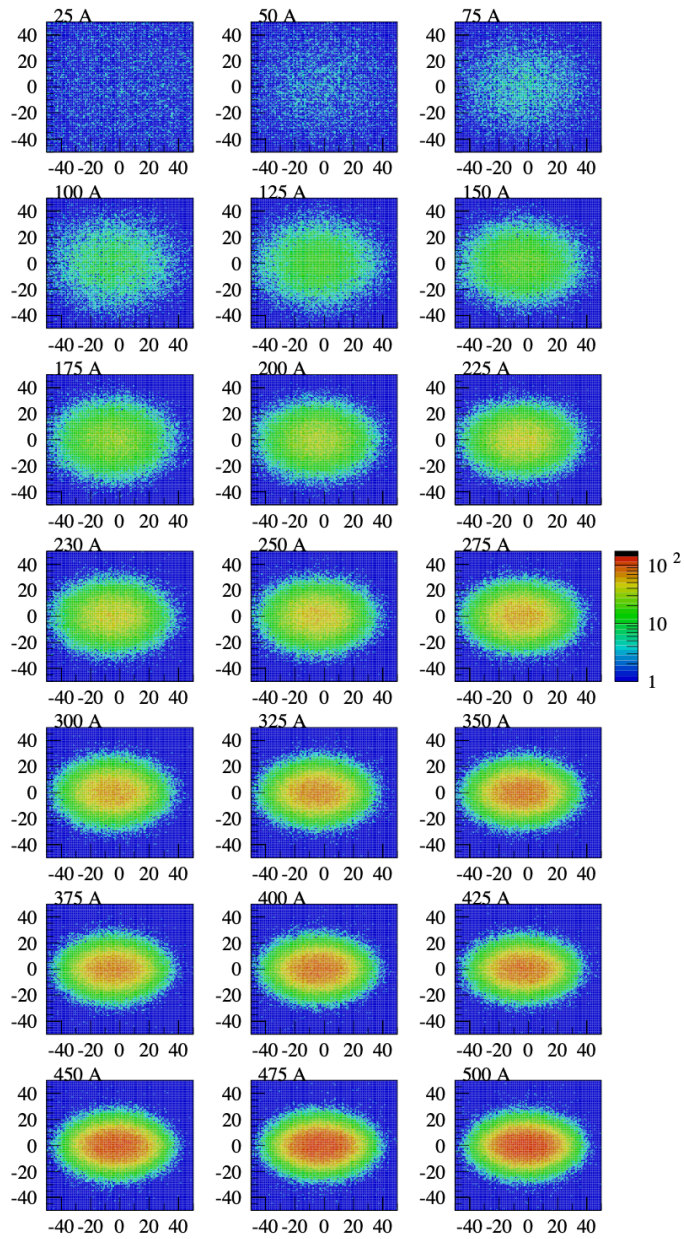


図 5.1 コンバータが 200 μm 厚のタングステンの時に 30 度ビームラインに輸送される陽電子のプロファイル ($x_{\text{PS}}, y_{\text{PS}}$)。RTAGX 電流は各パネルの上部に記している。 $(x_{\text{PS}}, y_{\text{PS}})$ ともに mm 単位で分割しており、カウント数に応じた色の濃度はすべてのパネルで共通にしている [25]。

磁場中では荷電粒子はローレンツ力により曲げられる。本ビームラインでは曲率半径が固定されているため、陽電子の運動量は磁場強度に比例する。

RTAGX の電流と陽電子のエネルギーの関係を表 5.1 に示す。

表 5.1 RTAGX の電流と陽電子のエネルギーの関係

RTAGX の電流 (A)	陽電子のエネルギー (MeV)
100.7	200
201.8	400
308.4	600
452.9	800

図 5.1 から、RTAGX 電流が小さい、つまり、陽電子ビームのエネルギーが高くなるにつれビームスポットは小さくなっている。

5.1.1 期待されるエネルギー分解能

4 章で述べたように、ビーム試験に用いるシャシュリックモジュールの試作機は、性能を評価でき製作を容易にするため、断面 7 cm、奥行き $10X_0$ (172 層) にした。本項では、シミュレーションにより電子のビーム幅を 1 cm にし、シャワー漏れのない場合(モジュールサイズが 1 m 角、奥行き $27X_0$) と比べながら、横方向と背面へのシャワー漏れがある試作機のエネルギー分解能を見積もった。鉛とシンチレータの厚みは、実測値の平均を用い、鉛 0.31 mm、シンチレータ 1.34 mm とした。試作機のデザインに合わせ、鉛とシンチレータの積層部の端から PMT までの波長変換ファイバーの長さは両側 30 cm とし、側面に反射材を巻いた場合のシンチレータの光量を用いた。両側の PMT で同程度の光量が得られると仮定し、両側の光量の和をとり、両読み出しでのエネルギー分解能を見積もった。

図 5.2(a) に、シミュレーションによる、シャワー漏れのない場合の可視エネルギーの分布(青色のヒストグラム)と試作機で期待される可視エネルギーの分布(緑色のヒストグラム)を示す。シャワー漏れがない場合の可視エネルギーの期待値は 378 MeV だが、試作機はシャワー漏れにより期待値が 295 MeV まで下がる。これにより、サンプリング揺らぎが 2.5% から 6.2% に悪化する。さらに、シャワー漏れにより、可視エネルギー分布が低エネルギー側に裾を持つが、シャワーが漏れても可視エネルギーのピークは見えるため、シミュレーションと実測を比較できると考えた。次に、図 5.2(b) に、期待される光量分布を示す。青色のヒストグラムはシャワー漏れのない場合の光量分布、赤色のヒストグラムは試作機で期待される光量分布である。この分布には、Y-11 ファイバーの光量減衰の効果と光量揺らぎの効果が入っている。シャワー漏れがない場合は、光量の相対揺らぎは 2.9% だが、試作機では 6.7% まで悪化する。試作機のエネルギー分解能は、1 GeV 入射に対し、両読み出しで 6.7% と予想する。

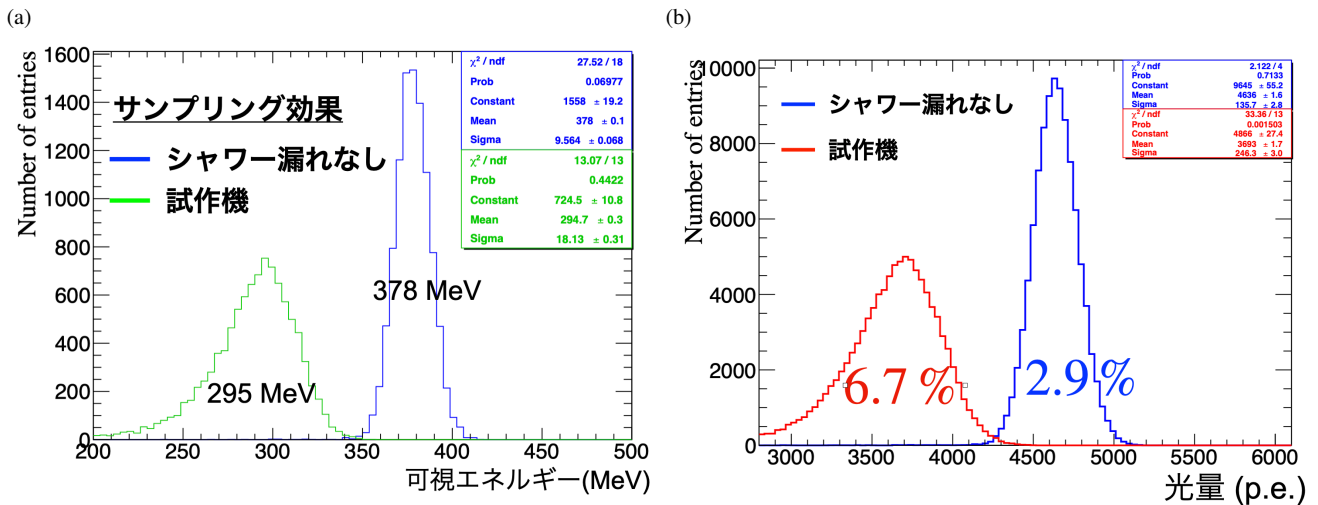


図 5.2 (a) シャワー漏れがない場合 (青色) と試作機 (緑色) でのシミュレーションによる可視エネルギー分布。
 (b) 光量の減衰の効果と光量揺らぎを取り入れた、光量分布。青色のヒストグラムはシャワー漏れがない場合、
 赤色のヒストグラムは試作機の場合である。

表 5.2 に 1 GeV の電子を入射した場合の、シャワー漏れがない場合と試作機で期待されるエネルギー分解能をまとめる。

表 5.2 シャワー漏れの無い場合と試作機で期待される、シミュレーションによる 1 GeV の電子を入射したときのエネルギー分解能

	シャワー漏れの無い場合 (1 m 角、27X ₀)	試作機 (7 cm 角、10X ₀)
サンプリング揺らぎ	2.5%	6.2%
+ 光量減衰 + 光量揺らぎ	2.9%	6.7%

図 5.3 にビーム試験のモジュールに 200~800 MeV の電子を入れたときのシミュレーションによるエネルギー分解能を示す*1。エネルギー分解能のフィッティング関数は、統計項と定数項を用い、 $\sigma_E/E = p0/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus p1$ とした。シャワー漏れは統計項と定数項に寄与し、期待される分解能は、 $\sigma_E/E = 5.2\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 4.6\%$ である。これらの予測性能を踏まえ、私がビーム試験を提案した。

*1 光量減衰の寄与は小さいため、ここでは光量減衰は考慮していない。

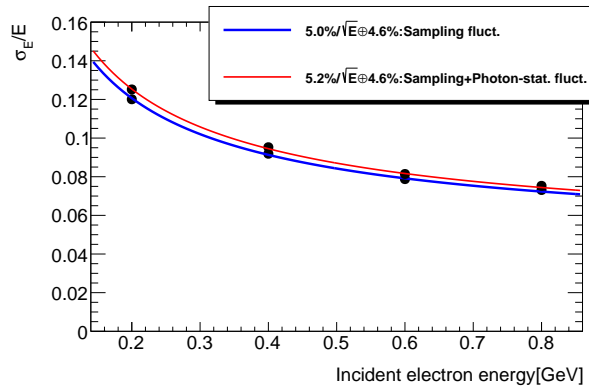


図 5.3 ビーム試験のモジュールに 200~800 MeV の電子を入れたときのシミュレーションによるエネルギー分解能。青線はサンプリング揺らぎのみの分解能をフィットしたものであり、赤線は実際に期待される光量から求めた分解能をフィットしたものである。

5.2 エネルギー分解能と時間分解能

KOTO II 実験で実際に光子が入射したときの、分解能を評価するため、長手方向並行にビームを入れた。図 5.4 に、長手方向並行にビームを入射させた際のセットアップを示す。座標系は、ビーム軸下流向きを z 軸、ビーム軸に対して鉛直上向きを y 軸とし、右手系である。上流から Timing counter (TC1)、1 cm 角の Trigger counter (C1,C2)、シャシュリックモジュールを置いた。Timing counter と Trigger counter はプラスチックシンチレータである。Timing counter は良い時間分解能を得るため両読み出しである。シャシュリックモジュール上流の PMT に直接ビームがあたりエネルギーを損失することを防ぐため、PMT をビーム軸から逸らした。光量の較正には LED による 1 光電子相当の光を用いた。LED 光は光ファイバーを介して上下流の PMT に届けられる。

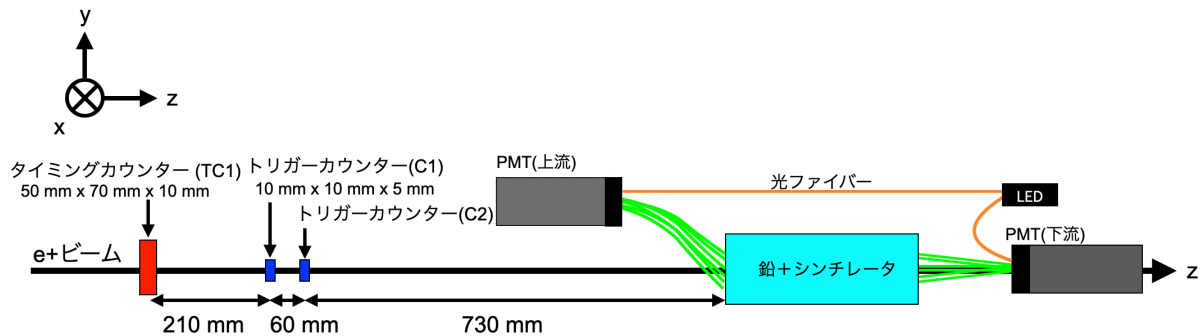


図 5.4 長手方向並行にビームを入射する場合のセットアップ

シャシュリックモジュールは、上下流の PMT により信号を読み出す。各波形は、電圧分解能 2 V 14bit、サンプリング周波数 500 MHz、アナログ周波数帯域 250 MHz の ADC(CAEN CT5730S) で記録した。このデータ取得のトリガーには、ADC による C1 と C2 のコインシデンスを用いた。本試験で用いた陽電子ビームの各エネルギーでの、1 スピルあたりのコインシデンス数は付録 B に示す。

5.2.1 波形解析

ADC で記録された PMT の波形データの例を用い、図 5.5(a) に波形積分、(b) に Peak height、(c) に CF-Time(Constant Fraction Time) を示す。Pedestal は波形の最初の 10 点の平均とし、各サンプルの ADC 値から Pedestal を引いた。波形の積分範囲は ADC 値の最大値の時間 T_{\max} に対し、前 40 ns、後 140 ns の範囲を積分した。Peak height は、ADC の最大値から Pedestal を引いた値である。CFTime は、波形の立ち上がり部で連続した 2 点を結ぶ直線が、Peak height の半分の高さを超える時間として定義した。

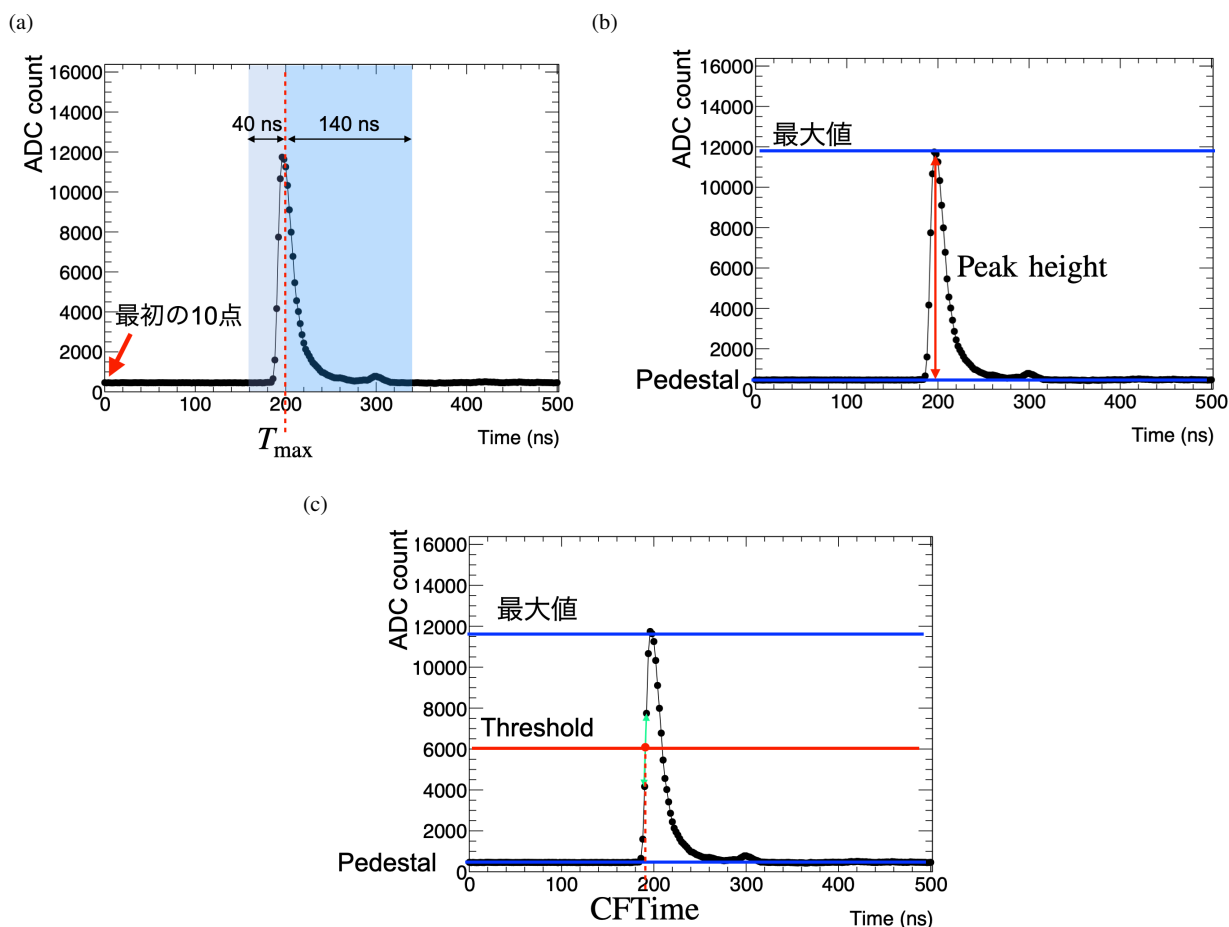


図 5.5 (a) 波形積分、(b) Peak height、(c) CFTime の定義

5.2.2 事象選択

図 5.6 に Trigger counter C1 と C2 の Peak height の分布と CFTime の差の分布を示す。Peak height の分布のピークは、陽電子ビームの最小電離損失によるピークである。C1 と C2 は、Peak height のトリガー条件により、低い Peak height をもつイベントは記録されていない。データの質を保証するため、C2 の Peak height が 700 ADC count 以上を要求した。また、C1 と C2 の CFTime の差が分布をガウシアンでフィットし、中心値から 3σ 以内であることを要求した。なお、C1 の Peak height では事象選択はしていない。

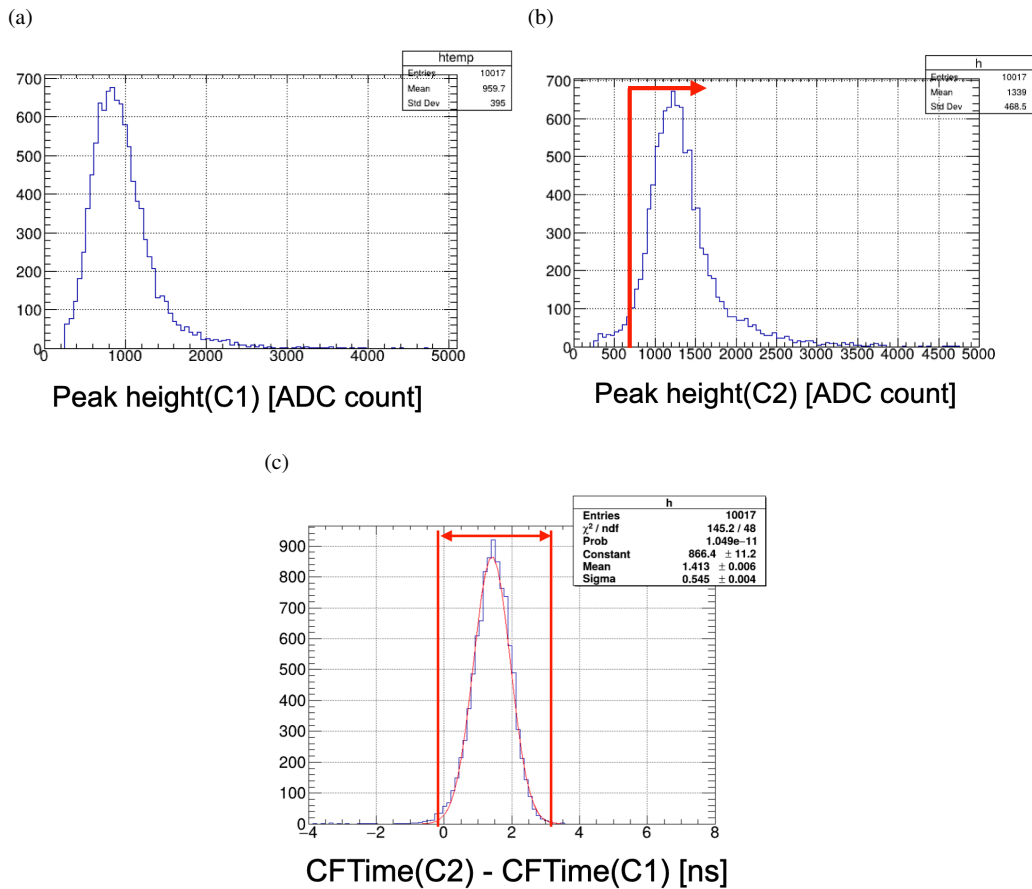


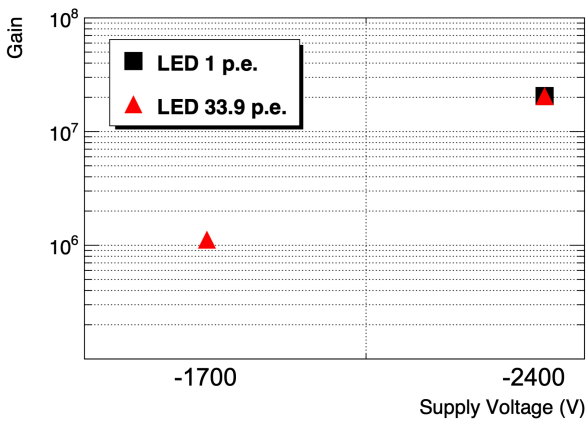
図 5.6 (a)C1 の Peak height 分布、(b)C2 の Peak height 分布、(c)C2 と C1 の CFTIME の差の分布

5.2.3 PMT のゲインの補正と獲得光量

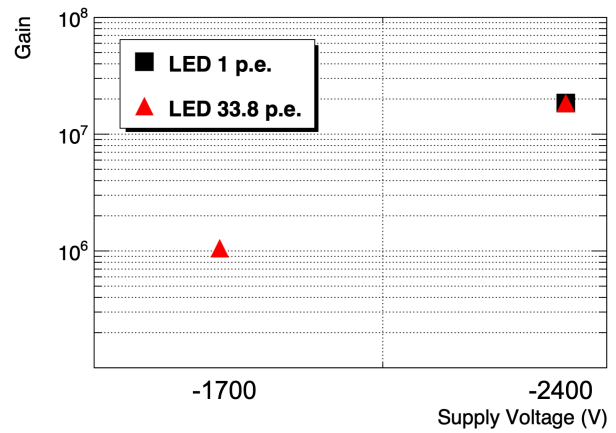
以下では、波長変換ファイバー Y-11 を用いたシャシュリックモジュールを Y-11 モジュール、波長変換ファイバー YS-6 を用いたシャシュリックモジュールを YS-6 モジュールと呼ぶ。本節では、シャシュリックモジュールの PMT のゲインの補正と、獲得光電数の求め方を示す。

シャシュリックモジュールでは、片側の PMT で 2000 p.e. 程度の大量が予想されたため、LED による 1 光電子相当のピークを識別できる高い PMT のゲインでは、PMT の出力や ADC 値が飽和してしまう。そのため、光量の較正に用いる 1 光電子相当の ADC 値の測定には上下流の PMT に-2400 V を印加し、ビームを用いた測定では Y-11 モジュールには-1700 V を印加した。YS-6 モジュールにもはじめ-1700 V を印加したが、時間応答がよいため Y-11 モジュールよりも Peak height が高く ADC 値が飽和した。ゲインを 1/2 程度に下げることにし、-1600 V に変更した。PMT のゲインは印加電圧に依存する。両モジュールの性能を、同じゲインに揃えて比べるため、各印加電圧でのゲインを測定した。ゲインの測定には、図 5.4 に示す LED を光らせ、光ファイバーを介してモジュールの上下流の PMT に光を届けた。まず、両モジュールの上下流の PMT に-2400 V を印加し、1 光電子のゲインを測った。次に、LED の光強度を上げ、-2400 V でのゲインを測定した。PMT の印加電圧の絶対値を小さくしながら相対的なゲインを測り、これを 1 光電子でのゲインと比べ各印加電圧におけるゲインを求めた。Y-11 モジュールの上下流の PMT には-2400 V と-1700 V、YS-6 モジュールの上下流の PMT には-2400 V、-1700 V、-1600 V を印加した。各印加電圧における PMT のゲインを図 5.7 に示す。

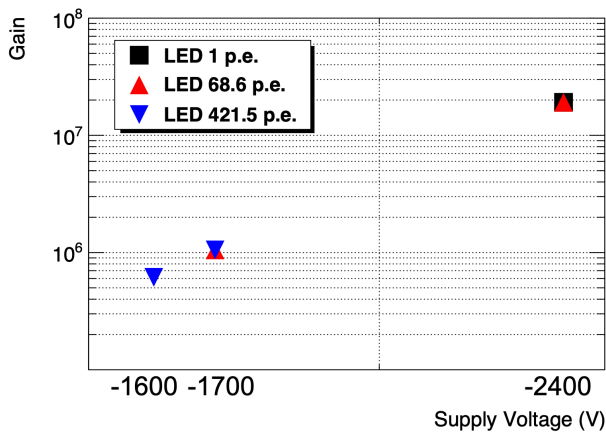
(a) Y-11 モジュールの上流 PMT



(b) Y-11 モジュールの下流 PMT



(c) YS-6 モジュールの上流 PMT



(d) YS-6 モジュールの下流 PMT

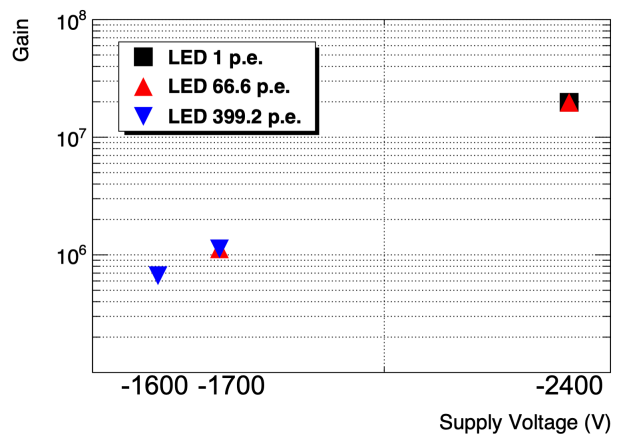
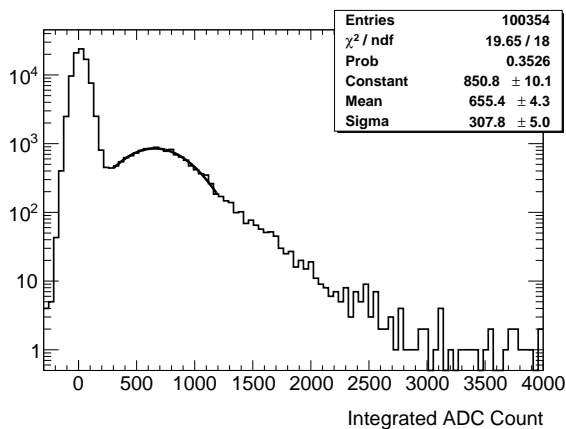


図 5.7 Y-11 モジュールへの PMT の各印加電圧におけるゲイン (a) 上流 PMT、(b) 下流 PMT
YS-6 モジュールの PMT への各印加電圧におけるゲイン (c) 上流 PMT、(d) 下流 PMT

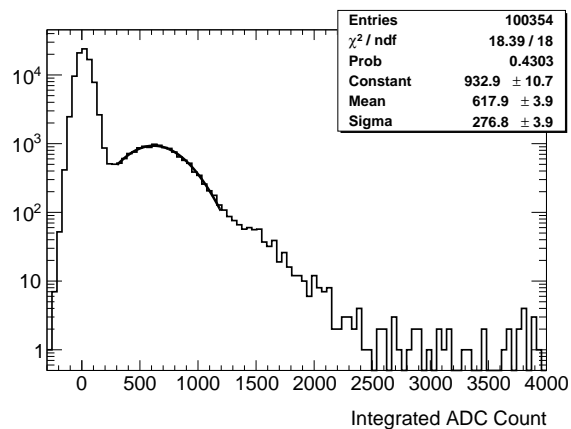
ビーム試験 1 日目に Y-11 モジュール、2 日目に YS-6 モジュールを試験した。なお、Y-11 モジュールのゲインカーブ (1 光電子校正用データを含む) は、2 日目に測定した。以下では 1 日目の Y-11 モジュールのビーム利用時の PMT のゲインに焼き直すため、600 MeV のビームを用いて補正を施した。

図 5.8 に 1 光電子相当の ADC 値の積分値の分布を示す。オシロスコープのシングルモードで、10 回に 1 回程度 1 光電子相当の信号になるよう、LED の光量を調節した。PMT に光子が入っていない場合は横軸の Integrated ADC Count は 0 付近であり、1 光子が入射した場合は、600 付近にピークがある。ポアソン分布の期待値が 0.1 のとき、0 を引く確率は 90%、1 を引く確率は 9% である。図から、Integrated ADC Count が 0 付近になるビンのイベント数は $\mathcal{O}(10^4)$ 、Integrated ADC Count が 600 付近のビンのイベント数は $\mathcal{O}(10^3)$ であることがわかる。それぞれ、ポアソン分布で 0 光電子と 1 光電子を引く確率と矛盾しないため、600 付近のピークは 1 光電子相当のピークであると考えられる。1 光電子相当のピーク付近をガウス分布によりフィットした。

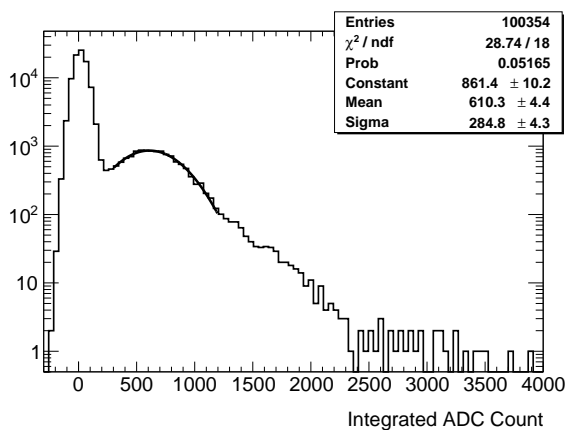
(a) Y-11 モジュールの上流 PMT



(b) Y-11 モジュールの下流 PMT



(c) YS-6 モジュールの上流 PMT



(d) YS-6 モジュールの下流 PMT

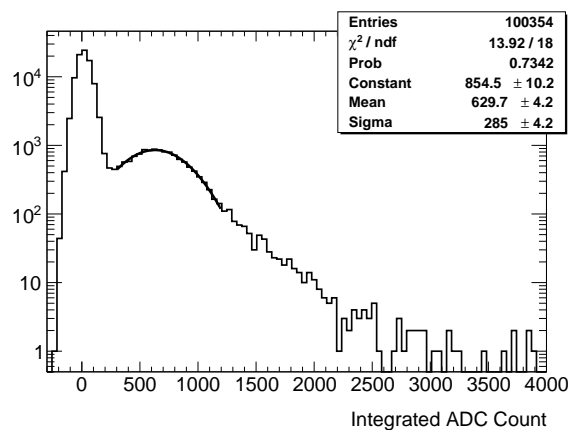
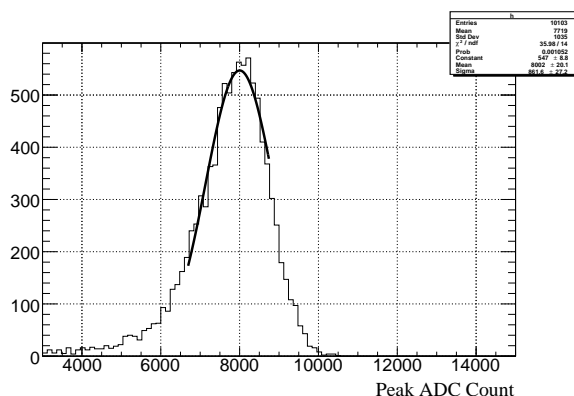


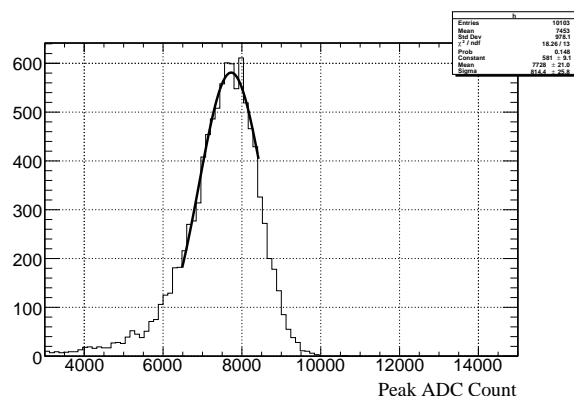
図 5.8 Y-11 モジュールの 1 光電子相当の ADC 値の積分の分布 (a) 上流 PMT、(b) 下流 PMT。
YS-6 モジュールの 1 光電子相当の ADC 値の積分の分布 (c) 上流 PMT、(d) 下流 PMT

Y-11 モジュールの較正用データを 2 日目に取得したため、1 日目のビーム利用時とのゲインの変化を調べた。図 5.9 に、600 MeV 入射時の、1 日目と 2 日目の Y-11 モジュールの Peak height 分布を示す。これから、上流 PMT は 2 日目よりも 1 日目の方がゲインが 9% 高く、下流 PMT は 6.5% 高いことがわかった。

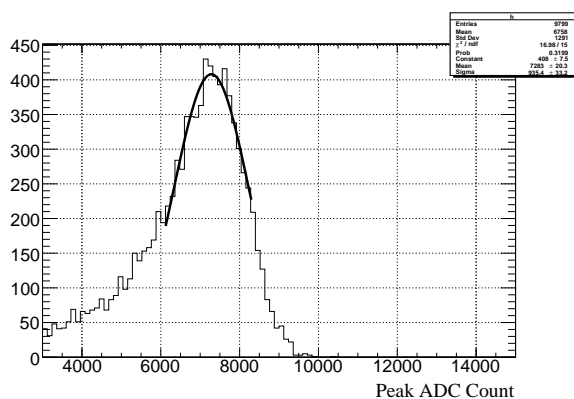
(a) (1日目)Y-11 モジュールの上流 PMT



(b) (1日目)Y-11 モジュールの下流 PMT



(c) (2日目)Y-11 モジュールの上流 PMT



(d) (2日目)Y-11 モジュールの下流 PMT

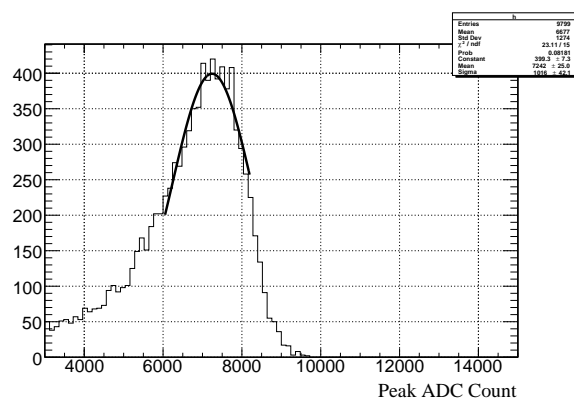


図 5.9 600 MeV ビームを用いたゲインの安定性。1 日目の Y-11 モジュールの Peak height 分布 (a) 上流 PMT、(b) 下流 PMT。2 日目の Y-11 モジュールの Peak height 分布 (c) 上流 PMT、(d) 下流 PMT

図 5.10 に両モジュールの上流の PMT で得た波形の例を示す。両モジュールの PMT の印加電圧が-1700 V 相当になるよう、YS-6 モジュールの波形にゲインの補正をかけ、1 日目と 2 日目のゲインの違い 9% も考慮した。YS-6 モジュールの波形は Y-11 モジュールの波形よりも Peak height が高く、ピーク時間に対する時間的ゆらつきが小さいことが期待される。

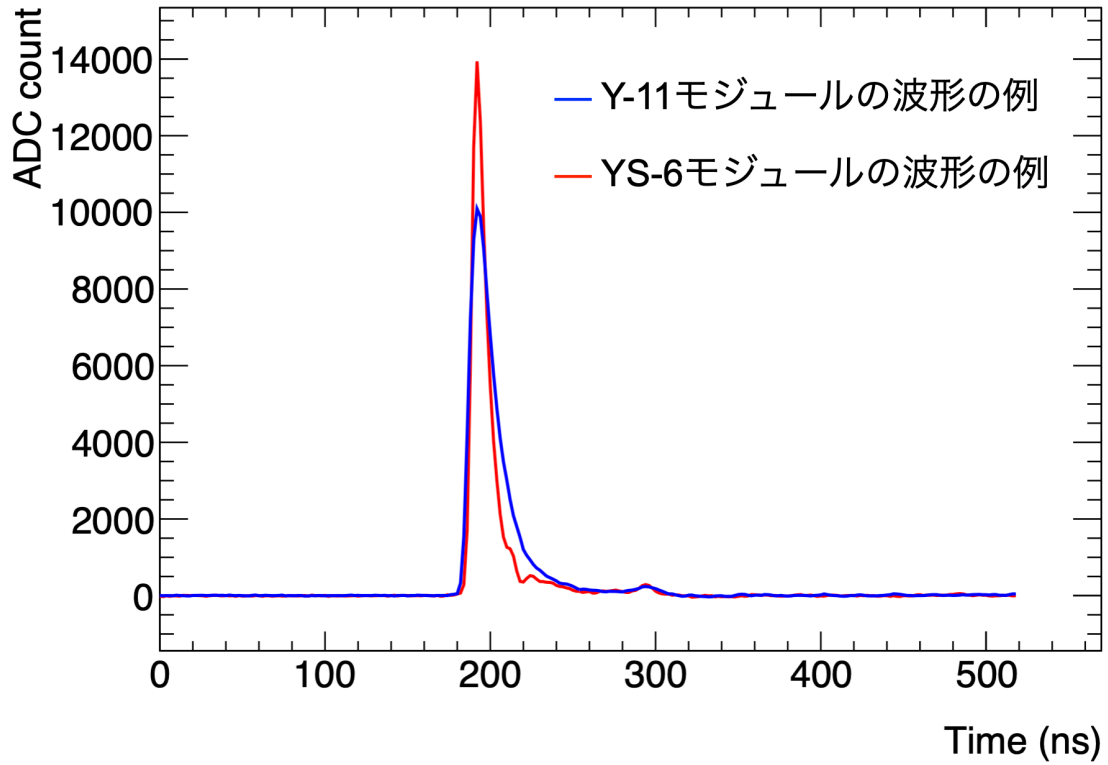


図 5.10 本研究の最大ビームエネルギー 800 MeV での両モジュールの波形の例。Y-11 モジュールの波形を青色、YS-6 モジュールの波形を赤色で示す。

以上から、獲得光量の求め方は以下になる。まず、ビーム入射時の ADC 値の積分値 ADC_{beam} から獲得光量への較正定数 C を定義する。獲得光量 LY は、 C を用いて、

$$LY = \frac{ADC_{\text{beam}}}{C} \quad (5.1)$$

と表せる。

C には、以下の定数を用いる。

- 1 光電子相当の ADC 値の積分 $ADC_{1\text{p.e.}}$
- 1 光電子を識別できるゲイン $G_{1\text{p.e.}}$ (ゲインの測定から求めた)
- ビーム入射時の印加電圧でのゲイン G_{beam}
- 2 日目から 1 日目へのゲイン増加割合 G_{increase}

$G_{1\text{p.e.}}$ と G_{beam} はゲインの測定 (図 5.7) から求めた。以上から、Y-11 モジュールについて、ADC 値の積分から光量を求めるための較正定数 $C_{Y-11\text{module}}$ を以下とする。

$$C_{Y-11\text{module}} = \frac{G_{1\text{p.e.}}/G_{\text{beam}}}{ADC_{1\text{p.e.}} \times G_{\text{increase}}} \quad (5.2)$$

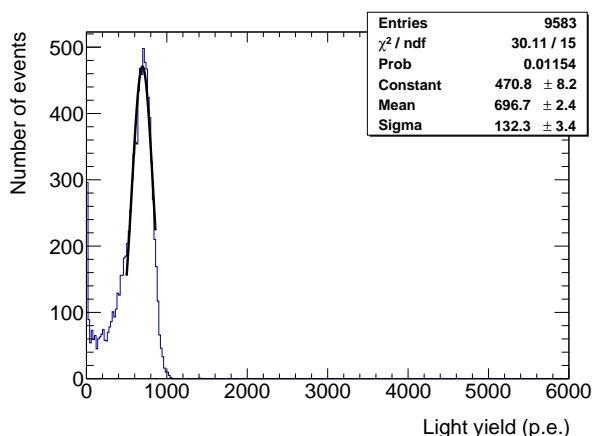
YS-6 モジュールの較正定数 $C_{YS-6\text{module}}$ は、 G_{increase} を除き、以下になる。

$$C_{YS-6\text{module}} = \frac{G_{1\text{p.e.}}/G_{\text{beam}}}{ADC_{1\text{p.e.}}} \quad (5.3)$$

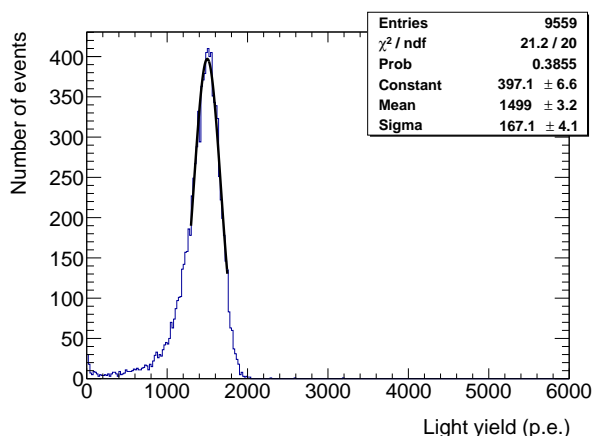
陽電子ビームの入射エネルギーが 200, 400, 600, 800 MeV のときの、Y11 モジュールの上流 PMT の獲得光量の分布を図 5.11 に示す。全シャワーエネルギーを検出できる場合は、光量分布はガウス分布になる。しかし、本試

験ではモジュールサイズが小さいことにより、背面と側面にシャワーが漏れる。以上を踏まえ、得られた光量分布の特徴を述べる。光量分布でピークは見え、低光量側に裾がある。この裾は、モジュールサイズが十分な場合に検出可能な光量と比べ、シャワー漏れにより低い光量を検出するためである。光量分布のピーク付近をガウス分布によりフィットした。800 MeV 入射の場合は、光量の期待値は (3039 ± 4) p.e. であった。

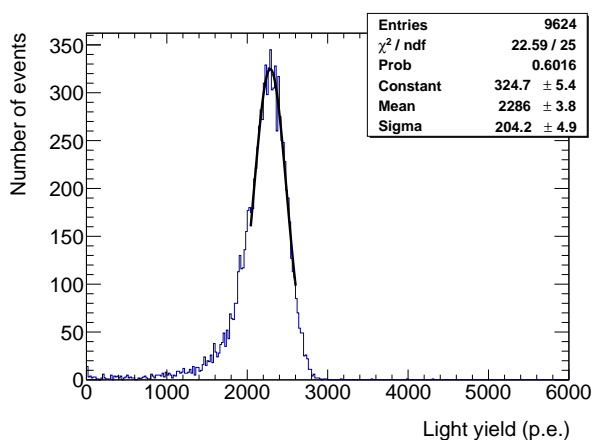
(a) 200MeV ビーム入射



(b) 400 MeV ビーム入射



(c) 600 MeV ビーム入射



(d) 800 MeV ビーム入射

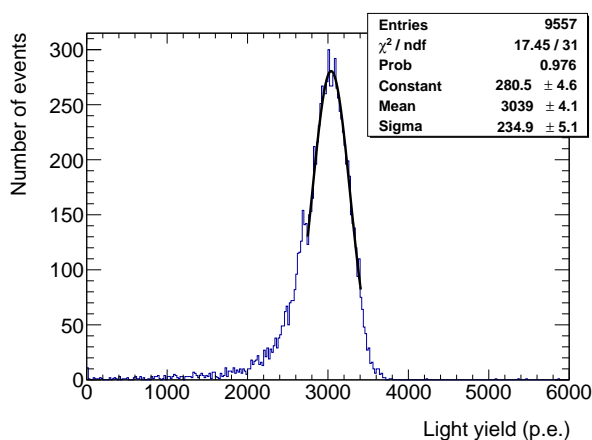
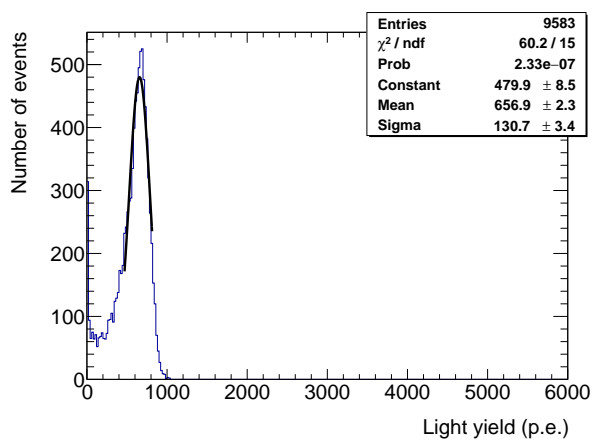


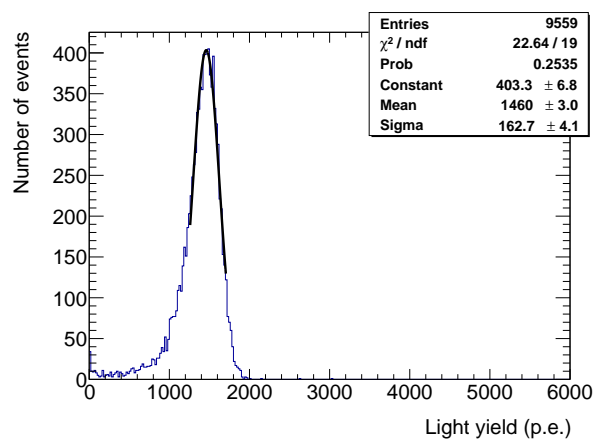
図 5.11 Y-11 モジュールのビーム入射時の上流 PMT の光量分布。ビームエネルギーは (a)200 MeV, (b)400 MeV, (c)600 MeV, (d)800 MeV である。

Y-11 モジュールの下流 PMT の獲得光量の分布を図 5.12 に示す。上下流で得た光量を、800 MeV 入射の場合で比べると、上流 (は 3039 ± 4)p.e.、下流では (3008 ± 4) p.e. であり、上流のほうが 1% 光量が多かった。これから、上下流で、波長変換ファイバーやファイバーと PMT の間のシリコン樹脂による光学接続などの品質、PMT の量子効率などが 1% の範囲でそろっていたと考えられる。

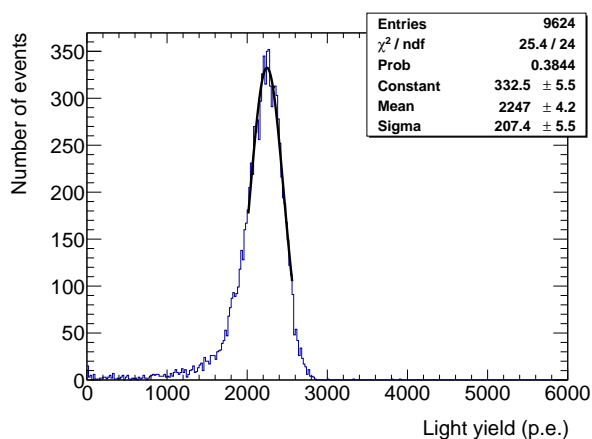
(a) 200 MeV ビーム入射



(b) 400 MeV ビーム入射



(c) 600 MeV ビーム入射



(d) 800 MeV ビーム入射

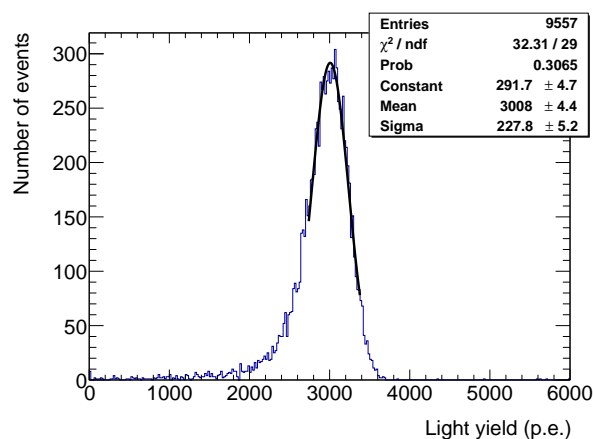


図 5.12 Y-11 モジュールのビーム入射時の下流 PMT の光量分布。ビームエネルギーは (a)200 MeV, (b)400 MeV, (c)600 MeV, (d)800 MeV である。

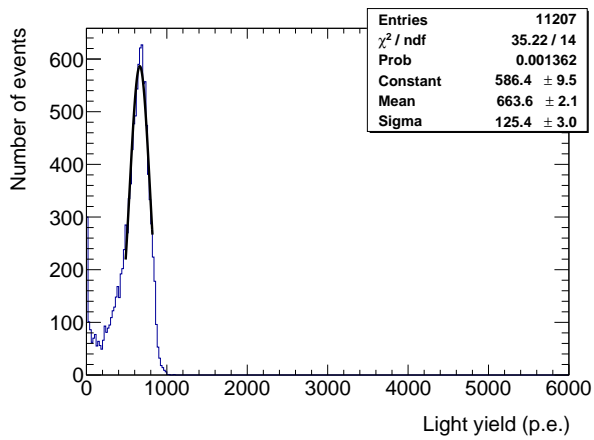
表 5.3 に、Y-11 モジュールの上下流で得た光量の期待値の比較を示す。

表 5.3 Y-11 モジュールの上下流で得られた光量の期待値の比較

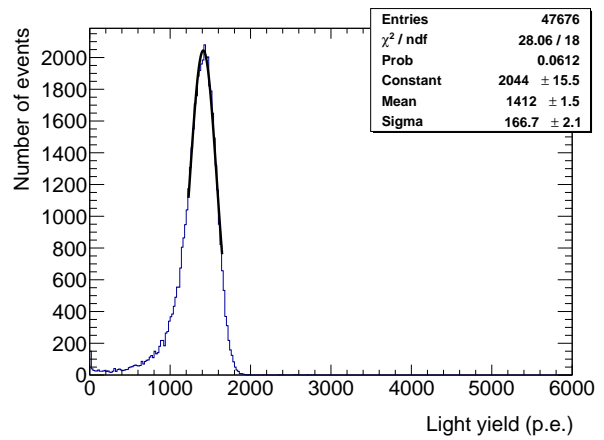
陽電子ビームのエネルギー (MeV)	上流で得た光量の期待値 (p.e.)	下流で得た光量の期待値 (p.e.)
200	697 ± 2	657 ± 2
400	1499 ± 3	1460 ± 3
600	2286 ± 4	2247 ± 4
800	3039 ± 4	3008 ± 4

YS-6 モジュールの上流 PMT の獲得光量の分布を図 5.13、上流 PMT の獲得光量の分布を図 5.14 に示す。Y-11 モジュールと比べると、上流は Y-11 モジュールの方が YS-6 モジュールよりも 7% 程度光量が多く、下流は Y-11 モジュールの方が 22% 程度光量が多かった。

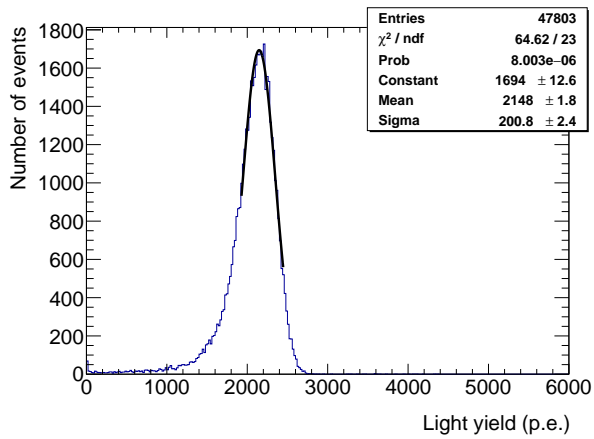
(a) 200 MeV ビーム入射



(b) 400 MeV ビーム入射



(c) 600 MeV ビーム入射



(d) 800 MeV ビーム入射

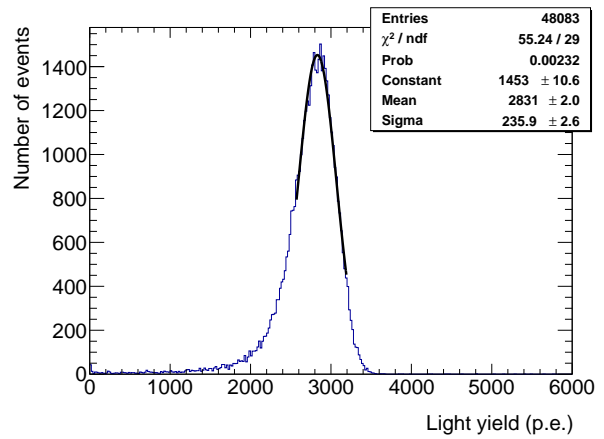
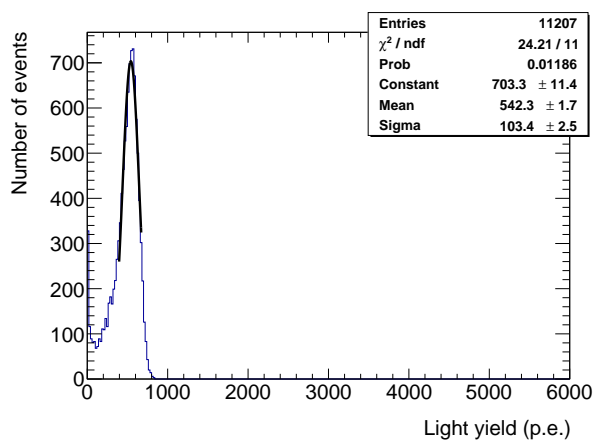
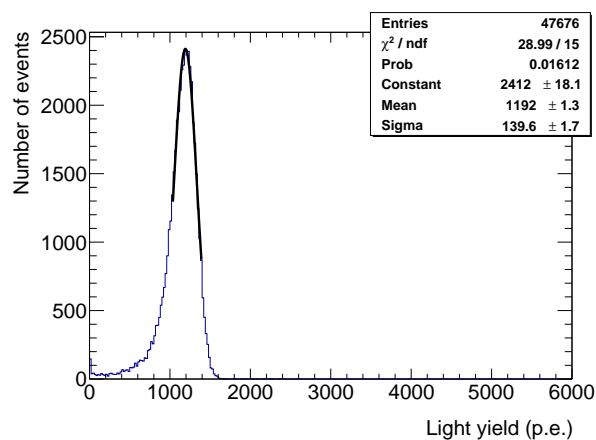


図 5.13 YS-6 モジュールのビーム入射時の上流 PMT の光量分布。ビームエネルギーは (a)200 MeV, (b)400 MeV, (c)600 MeV, (d)800 MeV である。

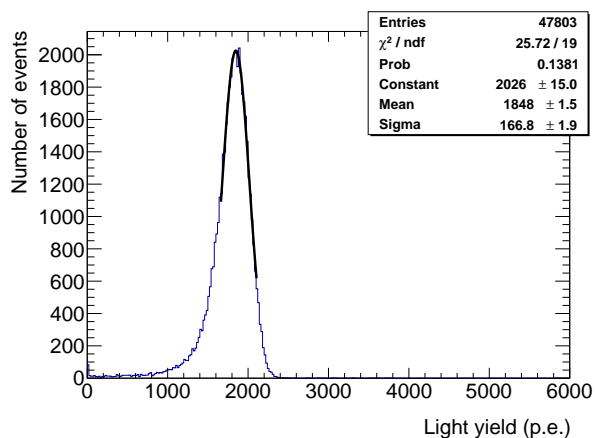
(a) 200 MeV ビーム入射



(b) 400 MeV ビーム入射



(c) 600 MeV ビーム入射



(d) 800 MeV ビーム入射

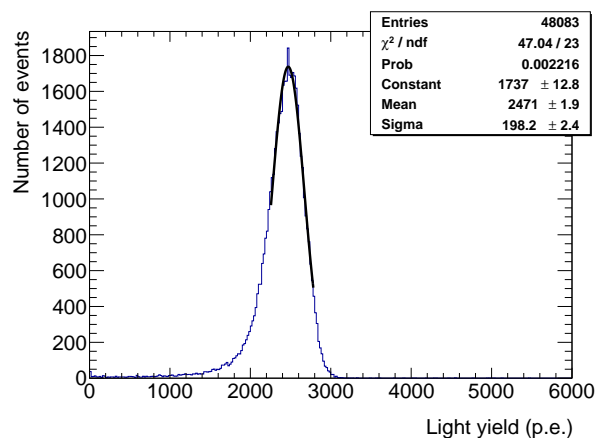


図 5.14 YS-6 モジュールのビーム入射時の下流 PMT の光量分布。ビームエネルギーは (a)200 MeV, (b)400 MeV, (c)600 MeV, (d)800 MeV である。

表 5.4 に、YS-6 モジュールの上下流で得た光量の期待値の比較を示す。

表 5.4 YS-6 モジュールの上下流で得られた光量の比較

陽電子ビームのエネルギー (MeV)	上流で得た光量の期待値 (p.e.)	下流で得た光量の期待値 (p.e.)
200	664 \pm 2	542 \pm 2
400	1412 \pm 2	1192 \pm 1
600	2148 \pm 2	1848 \pm 2
800	2831 \pm 2	2471 \pm 2

図 5.15 に、各モジュールにおけるビームエネルギーと上下流の光量の和の関係を示す。黒点が Y-11 モジュール、青点が YS-6 モジュールの応答であり、各モジュールについて線形フィットした。ビームエネルギーが 200 MeV から 800 MeV になるにつれ両モジュールの獲得光量が線形的に増える様子がわかる。上記の範囲では、両モジュールの線形応答を確認できた。200 MeV から 800 MeV の範囲での直線近似を入射エネルギー 0 MeV へ外挿した結果、切片が負になった。これは、低エネルギーのビームほどモジュールへの入射角が広がる (詳細は考察で述べる)

ことにより、有限サイズのモジュールで獲得可能な光量が下がり、直線の切片が負になったと考える。

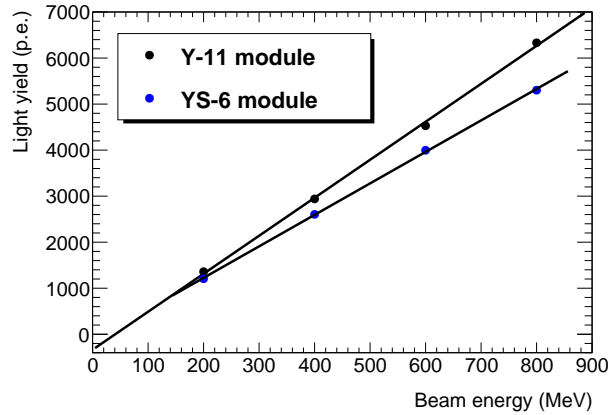


図 5.15 ビームエネルギーと各モジュールの上下流で得た光量の和の関係。黒点が Y-11 モジュール、青点が YS-6 モジュールを示し、線形フィットした。

5.2.4 両読み出し

図 5.16 に、両読み出しによる Y-11 モジュールと YS-6 モジュールのエネルギー分解能を示す。光量の和をとり、光量分布のピーク付近をガウシアンによりフィットし、平均と標準偏差を得た。光量の相対揺らぎ (標準偏差/平均) は、検出エネルギーの相対揺らぎと同じである。

エネルギー分解能のフィッティング関数は、統計項と定数項を用い、 $\sigma_E/E = p0/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus p1$ とした。統計項には光量のポアソン揺らぎとシャワー漏れの効果、定数項にはシャワー漏れの効果が入る。一番低いビームエネルギーである 200 MeV を入射した場合は、光量揺らぎが大きく、4 点を用いたフィッティングでは 200 MeV の点が合わなかった。これは、上流のカウンターでビームが多重散乱し、ビームの角度広がりが大きくなったことが原因と考えられる。モジュールの端をかすりエネルギーを少ししか落とさないイベントにより、本来よりも光量揺らぎが大きくなってしまったと考える。そこで、ビームの広がり効果が小さいと考えられる 400 MeV 以上の 3 点を使った。詳細は考察で述べる。両読み出しのエネルギー分解能は、Y-11 モジュールで $\sigma_E/E = (6.79 \pm 0.09)\% / \sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (0 \pm 2)\%$ 、YS-6 モジュールで $\sigma_E/E = (6.91 \pm 0.04)\% / \sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (0 \pm 7)\%$ 得られた。両モジュールのエネルギー分解能は誤差の範囲で一致した。

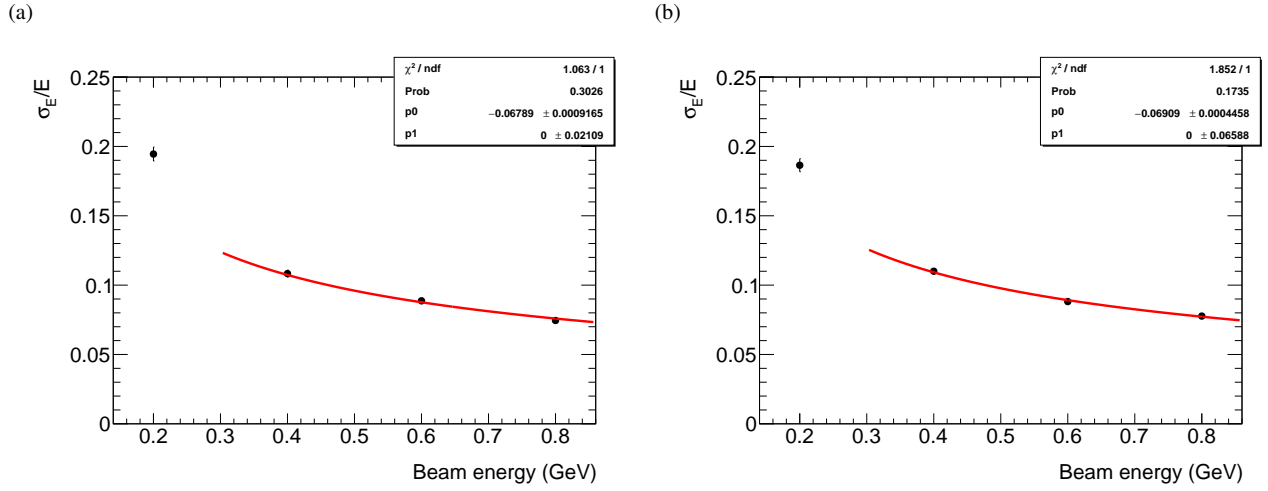


図 5.16 (a)Y-11 モジュールの両読みでのエネルギー分解能 $\sigma_E/E = (6.79 \pm 0.09)\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (0 \pm 2)\%$ である。(b)YS-6 モジュールの両読みでのエネルギー分解能 $\sigma_E/E = (6.91 \pm 0.04)\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (0 \pm 7)\%$

時間分解能は、光量分布の低光量側の裾の影響を受けないよう、光量分布のピークに対し $\pm 1\sigma$ の範囲を選択した。時間分解能は以下のように求めた。なお、以下で述べる揺らぎ σ は、時間分布の全範囲をガウス分布によりフィットし求めた標準偏差である。まず、Timing counter の左右の PMT の時間平均からシャシユリックモジュールの上下流のヒット時間の平均を引いた。この時間平均の差の揺らぎ $\sigma_{T'}$ には、シャシユリックモジュールの時間分解能だけでなく、Timing counter 自体の時間分解能の寄与がある。そのため、Timing counter 自体の時間分解能 $\sigma_{T_{TC1}}$ を以下のように差し引き、シャシユリックモジュールの時間分解能 σ_T を求めた。

$$\sigma_T = \sqrt{\sigma_{T'}^2 - \sigma_{T_{TC1}}^2} \quad (5.4)$$

ここで、Timing counter の時間分解能は、Timing counter の左右の PMT の時間差から求めた。Timing counter の左右の PMT の時間分解能が等しく σ_t と仮定すると、時間差の揺らぎは、

$$\sqrt{\sigma_t^2 + \sigma_t^2} = \sqrt{2}\sigma_t \quad (5.5)$$

である。一方、時間平均の揺らぎは、

$$\frac{1}{2}\sqrt{\sigma_t^2 + \sigma_t^2} = \frac{1}{\sqrt{2}}\sigma_t \quad (5.6)$$

となるので、Timing counter の時間差の標準偏差の $1/2$ が、時間平均の分解能となる。表 5.5 に、各エネルギーでの Timing counter の時間平均の標準偏差と Y-11 モジュールの時間分解能 σ_T を示す。

表 5.5 Timing counter の時間平均の標準偏差と、Y-11 モジュールの時間分解能 σ_T

陽電子ビームのエネルギー (MeV)	Timing counter の時間平均の標準偏差 (ps)	Y-11 モジュールの時間分解能 σ_T (ps)
200	78.8 ± 0.9	207 ± 2
400	75.8 ± 0.8	154 ± 2
600	74.9 ± 0.8	130 ± 2
800	74.5 ± 0.8	116 ± 2

表 5.6 に、各エネルギーでの Timing counter の時間平均の標準偏差と YS-6 モジュールの時間分解能 σ_T を示す。

表 5.6 Timing counter の時間平均の標準偏差と、YS-6 モジュールの時間分解能 σ_T

陽電子ビームのエネルギー (MeV)	Timing counter の時間平均の標準偏差 (ps)	YS-6 モジュールの時間分解能 σ_T (ps)
200	81.0 ± 0.8	123 ± 2
400	77.1 ± 0.4	99.4 ± 0.8
600	76.0 ± 0.4	86.2 ± 0.8
800	76.2 ± 0.4	79.3 ± 0.8

図 5.17 に、両読み出しによる Y-11 モジュールと YS-6 モジュールの時間分解能を示す。両読み出しの時間分解能は、Y-11 モジュールは $\sigma_T = (89 \pm 1) \text{ ps}/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (59 \pm 5) \text{ ps}$ 、YS-6 モジュールは $\sigma_T = (50 \pm 1) \text{ ps}/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (59 \pm 2) \text{ ps}$ であった。YS-6 モジュールの方が時間分解能は良かった。波形からわかるように、YS-6 モジュールの方が Y-11 モジュールよりも時間応答が良いと考える。

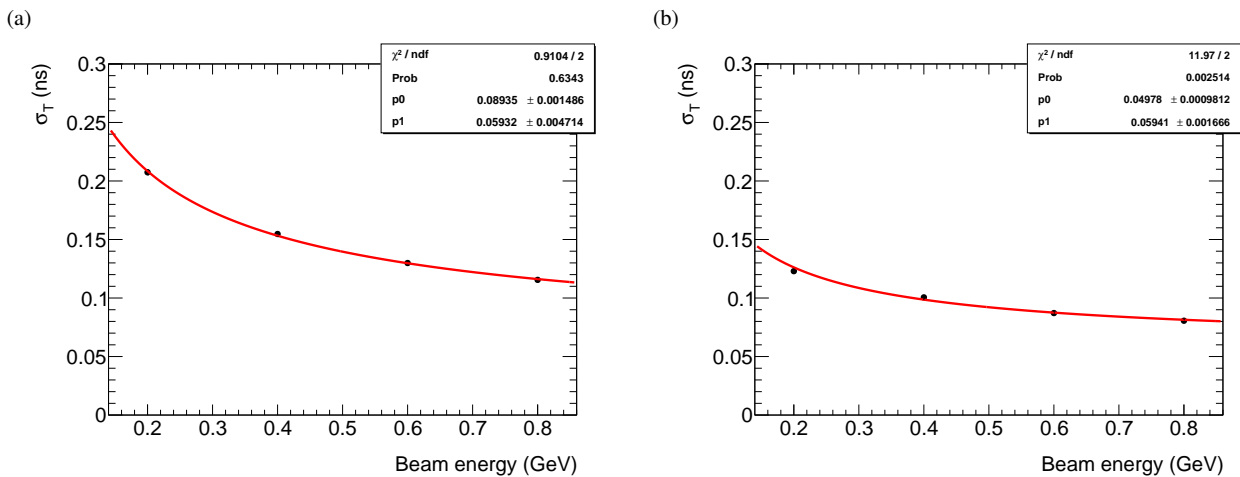


図 5.17 (a)Y-11 モジュールの両読み出しでの時間分解能 $\sigma_T = (89 \pm 1) \text{ ps}/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (59 \pm 5) \text{ ps}$ である。
(b)YS-6 モジュールの両読み出しでの時間分解能 $\sigma_T = (50 \pm 1) \text{ ps}/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (59 \pm 2) \text{ ps}$ である

5.2.5 片読み出し

KOTO II 実験カロリメータが背面による片読み出しになる場合に備え、片読み出しでのエネルギー分解能と時間分解能が、両読み出しの分解能からどの程度悪化するか調べた。上流のファイバー端面は研磨され、PMT の光電面との間にシリコン樹脂が圧着されている状態である。図 5.18 に片読み出しでのエネルギー分解能を示す。片読み出しでのエネルギー分解能は、Y-11 モジュールで $\sigma_E/E = (7.0 \pm 0.1)\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (0 \pm 2)\%$ 、YS-6 モジュールで $\sigma_E/E = (7.17 \pm 0.05)\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (0 \pm 1)\%$ であった。

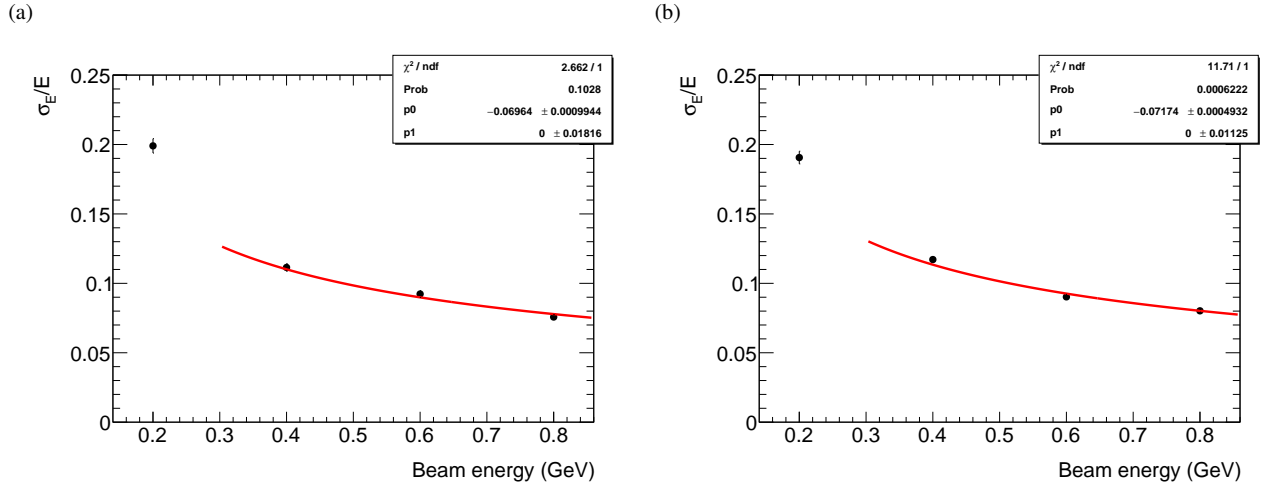


図 5.18 (a)Y-11 モジュールの片読み出しでのエネルギー分解能 $\sigma_E/E = (7.0 \pm 0.1)\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (0 \pm 2)\%$ 。
 (b)YS-6 モジュールの片読み出しでのエネルギー分解能 $\sigma_E/E = (7.17 \pm 0.05)\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (0 \pm 1)\%$

図 5.19 に片読み出しでの時間分解能を示す。片読み出しでの時間分解能は、Y-11 モジュールは $\sigma_T = (124 \pm 1) \text{ ps}/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (58 \pm 8) \text{ ps}$ 、YS-6 モジュールは $\sigma_T = (68 \pm 1) \text{ ps}/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (81 \pm 2) \text{ ps}$ であった。両読み出しによる時間平均では、z 方向のシャワーの発光位置のゆらぎが平均化され、時間分解能を悪化させる効果が小さくなったと考える。しかし、片読み出しではその効果を減らせないため、分解能が悪化したと考える。

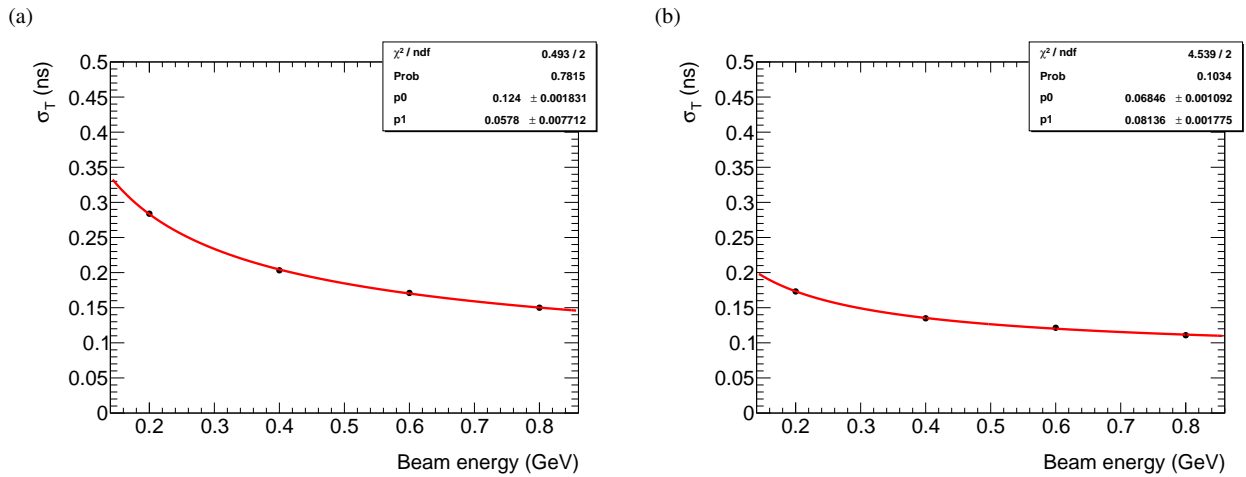


図 5.19 (a)Y-11 モジュールの片読み出しでの時間分解能 $\sigma_T = (124 \pm 1) \text{ ps}/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (58 \pm 8) \text{ ps}$ である。
 (b)YS-6 モジュールの片読み出しでの時間分解能 $\sigma_T = (68 \pm 1) \text{ ps}/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (81 \pm 2) \text{ ps}$ である

表 5.7 に、各モジュールの両読み出しと背面での片読み出しによるエネルギーと時間分解能を示す。

表 5.7 両モジュールのエネルギー分解能と時間分解能。両読み出しと背面による片読み出しそれぞれの分解能を示す。

	両読み出し	片読み出し(背面)
Y-11 モジュールのエネルギー分解能	$\sigma_E/E = (6.79 \pm 0.09)\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (0 \pm 2)\%$	$\sigma_E/E = (7.0 \pm 0.1)\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (0 \pm 2)\%$
YS-6 モジュールのエネルギー分解能	$\sigma_E/E = (6.91 \pm 0.04)\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (0 \pm 7)\%$	$\sigma_E/E = (7.17 \pm 0.05)\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (0 \pm 1)\%$
Y-11 モジュールの時間分解能	$\sigma_T = (89 \pm 1) \text{ ps}/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (59 \pm 5) \text{ ps}$	$\sigma_T = (124 \pm 1) \text{ ps}/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (58 \pm 8) \text{ ps}$
YS-6 モジュールの時間分解能	$\sigma_T = (50 \pm 1) \text{ ps}/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (59 \pm 2) \text{ ps}$	$\sigma_T = (68 \pm 1) \text{ ps}/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (81 \pm 2) \text{ ps}$

5.3 両読み出しによる長手方向のシャワー位置再構成

両読み出しによる長手方向のシャワー位置再構成のための較正として、入射位置がわかる状態で両読み出しの時間差の情報を得た。図 5.20 に、長手方向垂直にビームを入れた際のセットアップを示す。

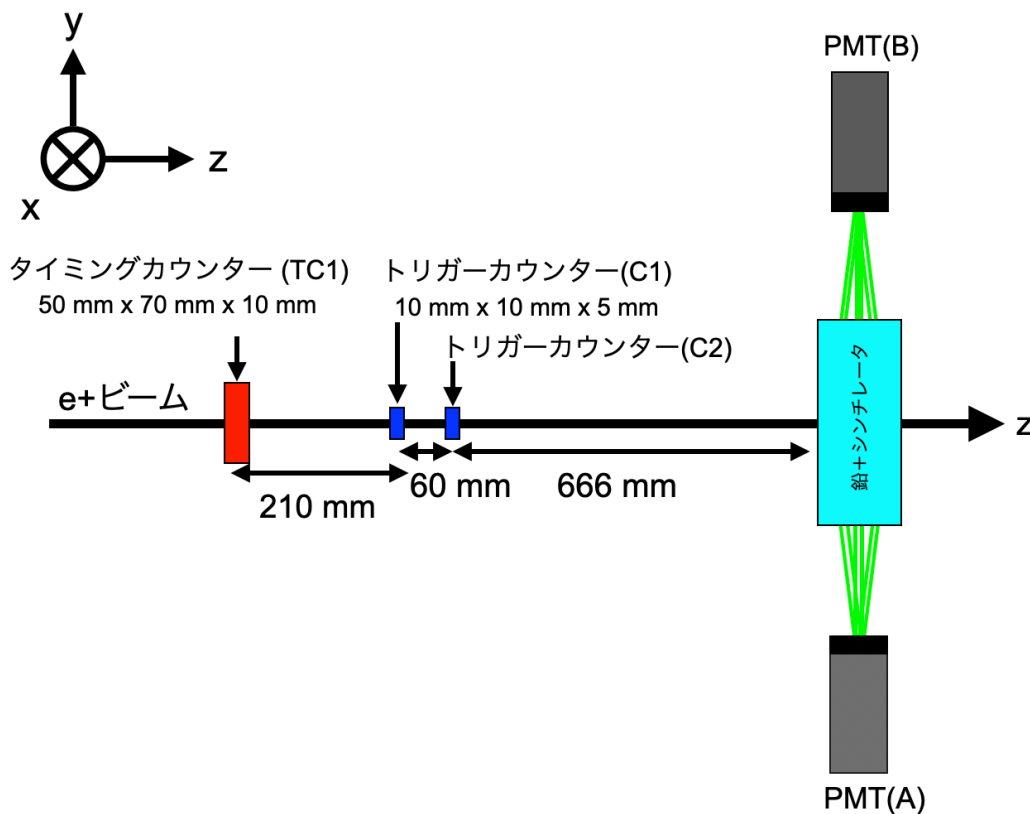


図 5.20 長手方向垂直にビームを入射する場合のセットアップ。シャシユリックモジュールを動かし、ビームの入射位置を変えた。

図 5.21 に示すように、ビームの入射位置は、PMT(A) 側から 4,9,14,19,24 cm である。ビームエネルギーは 800 MeV であり、Y-11 モジュールを用いた。なお、分解能測定時のセットアップの PMT(上流) は PMT(A) に相当し、PMT(下流) は PMT(B) に相当するため、図中の x は試作機の積層部上流からの距離を示す。ビームを入射させた時の PMT(A) における CFTime を T_1 、PMT(B) における CFTime を T_2 とする。

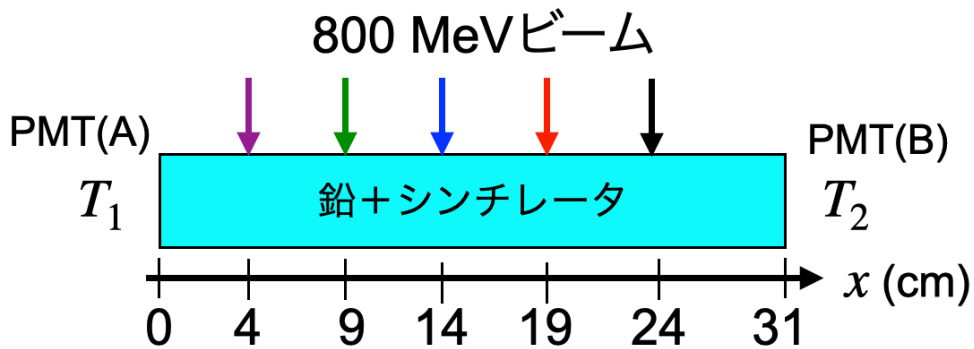


図 5.21 Y-11 モジュールへの 800MeV ビームの入射位置

図 5.22 に各入射位置での時間差 ($T_1 - T_2$) の分布を示す。PMT(A) に近い位置に入射した場合は時間差が小さく、遠い位置に入射した場合は時間差が大きくなる様子がわかる。

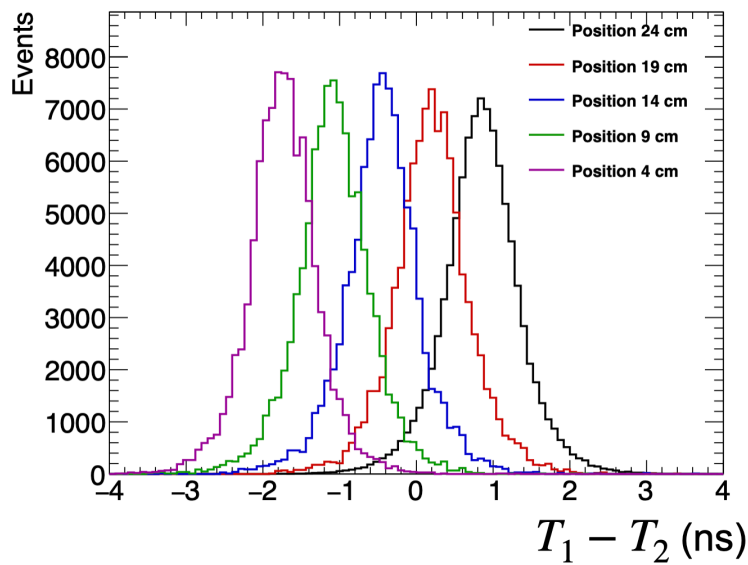


図 5.22 各入射位置での両読み出しの時間差分布。紫色のヒストグラムは入射位置 4 cm、緑色のヒストグラムは入射位置 9 cm、青色のヒストグラムは入射位置 14 cm、赤色のヒストグラムは入射位置 19 cm、黒色のヒストグラムは入射位置 24 cm である。

両読み出しの時間差の入射位置依存性を図 5.23 に示す。直線でフィットし、両読み出しによるシャワー位置再構成のための較正式を求めた。時間差 $\Delta T = T_1 - T_2$ (ns) と試作機の積層部上流からの距離 x (cm) を用いると以下になった。

$$\Delta T = 0.129x - 2.25 \quad (5.7)$$

よって、奥行き x は、以下のように求められる。

$$x = 7.75\Delta T + 17.4 \quad (5.8)$$

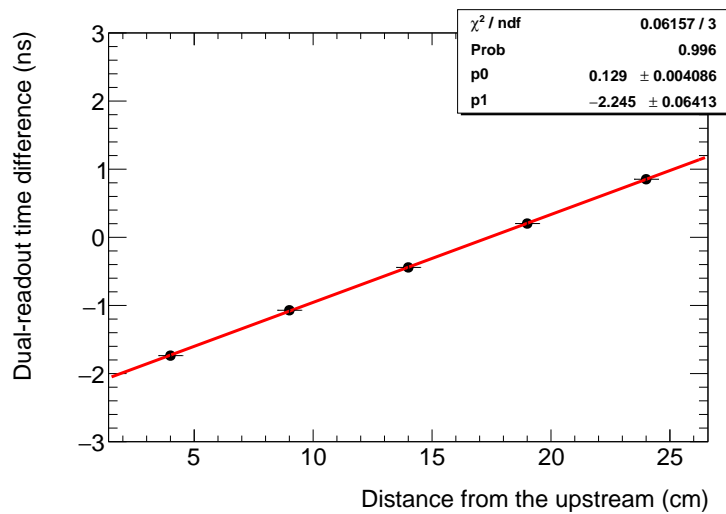
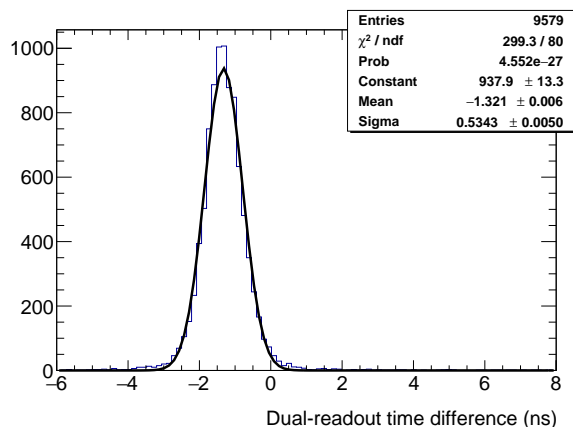


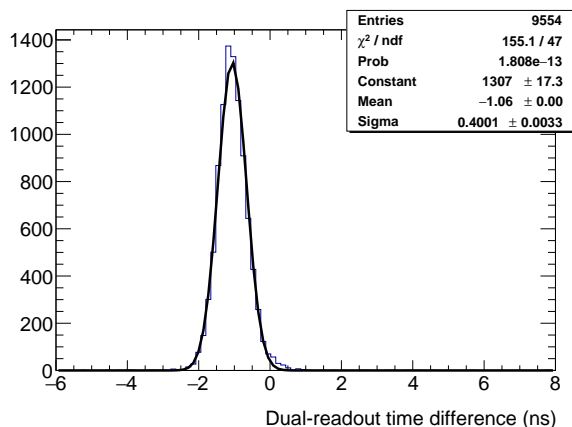
図 5.23 両読み出しの時間差と入射位置の関係。両読み出しの時間差は、上流の CFTIME から下流の CFTIME を引いて求めた。

図 5.24 に Y-11 モジュールに並行にビームを入れたときの両読み出しによる時間差分布を示す。800 MeV 入射のときは、両読み出しによる時間差は-0.80 ns であり、較正式から求めたシャワーの位置は上流から 11cm であった。800 MeV 入射のとき、時間差時間差の標準偏差から求めた奥行き位置の精度は ± 3 cm であり、モジュール長が 50 cm であれば奥行き位置を 17 等分できる分解能である。表 5.8 に各エネルギーでの時間差と奥行き位置をまとめた。ビームエネルギーが増えるほど、シャワーの位置が下流になることがわかった。

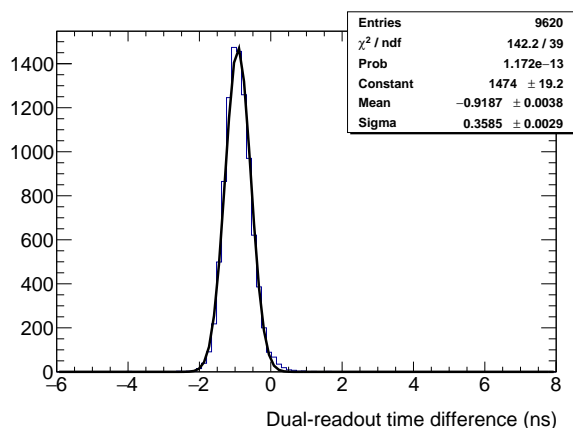
(a) 200MeV ビーム入射



(b) 400 MeV ビーム入射



(c) 600 MeV ビーム入射



(d) 800 MeV ビーム入射

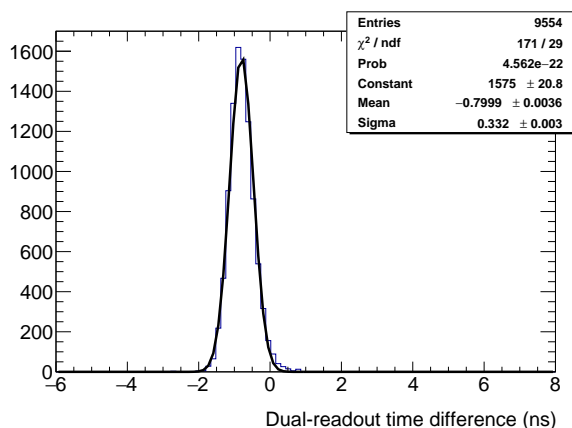


図 5.24 Y-11 モジュールにビームを並行に入れたときの両読み出しによる時間差。ビームエネルギーは (a)200 MeV, (b)400 MeV, (c)600 MeV, (d)800 MeV である。

表 5.8 各エネルギーでの時間差と奥行き位置の関係

陽電子ビームのエネルギー (MeV)	両読み出しの時間差 $\Delta T \pm \sigma_T$ (ns)	奥行き位置 x (cm)
200	-1.3 ± 0.5	7 ± 4
400	-1.1 ± 0.4	9 ± 3
600	-0.9 ± 0.4	10 ± 3
800	-0.8 ± 0.3	11 ± 3

伝播速度については、 T_1, T_2 から、参照時刻としてタイミングカウンターの両側の CFTime の平均 $T(\text{ref})$ を引くことで求めた。ビームを $x = 24$ cm に入れたときの、 $T_1 - T_{\text{ref}}$ の分布を図 5.25(a) に示し、 $T_2 - T_{\text{ref}}$ の分布を図 5.25(b) に示す。

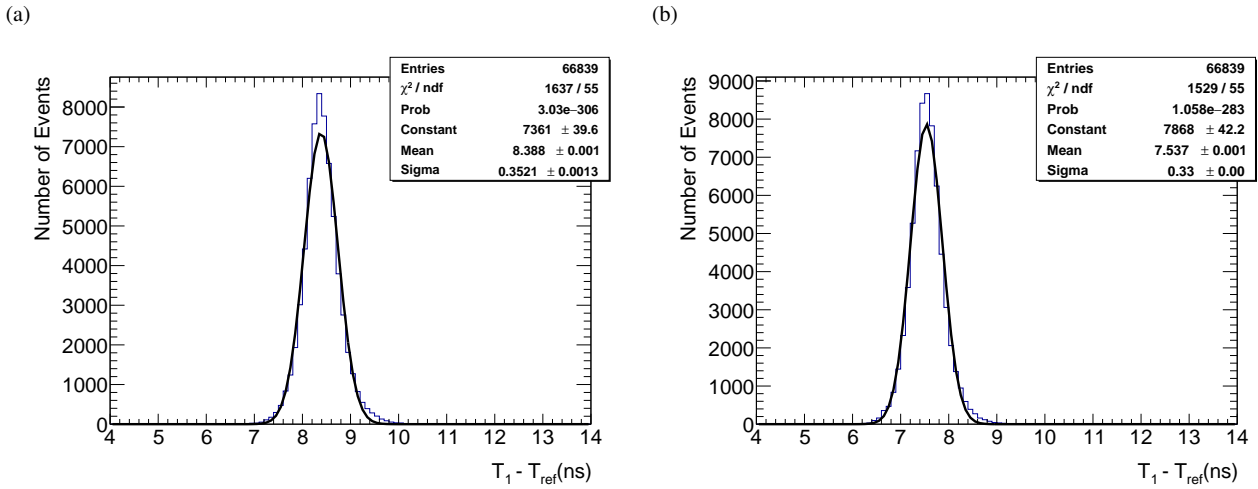


図 5.25 T_1, T_2 とタイミングカウンターの時間平均 T_{ref} を引いて求めた各時間差分布

各分布をガウス分布でフィットし求めた期待値は、それぞれ 8.4 ns、7.5 ns であり、時間差は 0.9 ns とわかる。これらの経路差は 19 cm であることから、伝播速度 v (cm/ns) は以下になる。

$$v = \frac{19 \text{ cm}}{0.9 \text{ ns}} = 21 \text{ (cm/ns)} \quad (5.9)$$

5.4 片読み出しの際の波長変換ファイバー端面の反射材

下流 PMT による片読み出しに備え、上流側の波長変換ファイバー端面の反射材を変え、端面反射による Peak height の変化を調べた。上流の PMT を取り外し、波長変換ファイバーの端面に以下を設定した。下流の PMT とファイバーの下流の端面はシリコン樹脂により光学接続した。YS-6 モジュールを用いた。

- ファイバー端面には何も置かない。空気のみ。
- ファイバー端面に黒い板をつける。黒い板とファイバー端面の間の距離は 1 mm 以内であり、空気が入る。
- ファイバー端面にアルミナイズドマイラーをつける。ファイバー端面とアルミナイズドマイラーの間には空気が入る。
- ファイバー端面に 5 mm 厚のシリコン樹脂を介してアルミナイズドマイラーをつける。

図 5.26 に、各条件での Peak height 分布を示す。黒い板を端面に置いた場合、端面からの光が板に吸収されるため端面に光が戻りにくく、Peak height の平均が一番低い。一方、端面にアルミナイズドマイラーを置いた場合は、漏れた光がアルミナイズドマイラーにより反射され端面に光が戻りやすい。結果とし Peak height の平均が一番高かった。シリコン樹脂を介してアルミナイズドマイラーを置いた場合は、アルミナイズドマイラー単体の場合よりも平均が低かった。シリコン樹脂の厚みにより、端面から出た光がアルミナイズドマイラーに辿り着き、再び端面に戻る間の距離が長くなり、光が横方向に漏れやすくなったことが原因だと考えた。

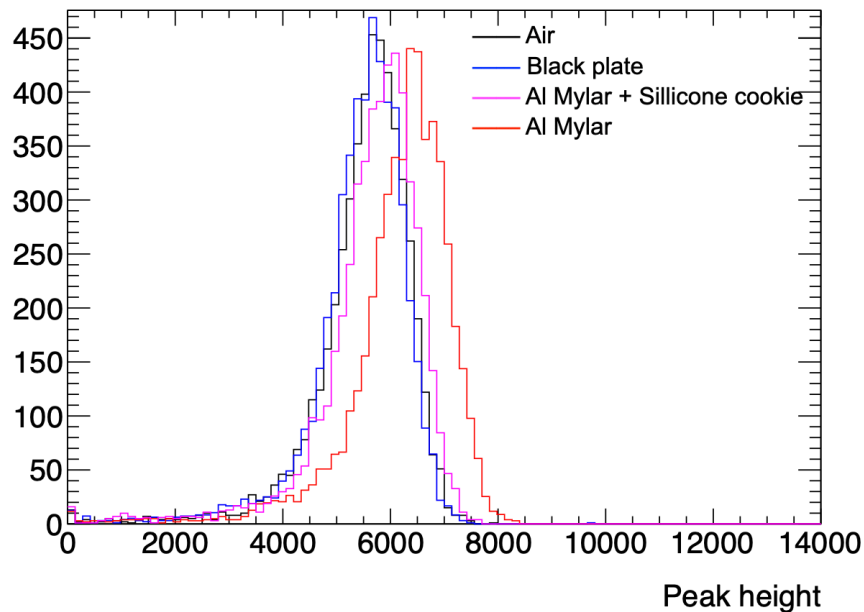


図 5.26 波長変換ファイバー端面の各条件での Peak height 分布。

5.5 PMT による両読み出しの際の PMT へのビーム入射によるエネルギー損失

KOTO II 実験で PMT による両読み出しに備え、上流の PMT をビーム軸に置き、PMT にビームが直接入射することの影響を調べた。図 5.27 に上流の PMT をビームから逸らした場合の下流 PMT の Peak height の分布と、上流の PMT にビームを入射させた場合の下流 PMT の Peak height の分布を示す。ビームが上流の PMT に直接入射することで、エネルギーを損失し、ピークが 10% 下がった。さらに、Peak height の低領域の裾への寄与が増えた。金属を含む物質である PMT にビームが直接あたりビームが散乱されることで、シャシユリックモジュールの積層部への入射角度と入射位置に不定性が生まれると考えた。PMT でのエネルギー損失とシャワー漏れにより低エネルギー部への寄与が増えたと考えた。

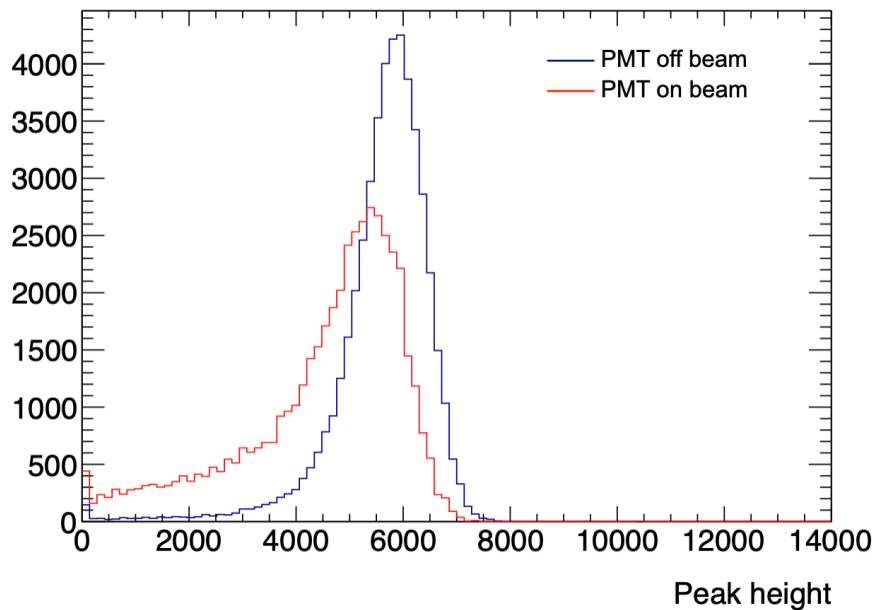


図 5.27 上流の PMT をビーム軸から逸らした場合と、ビーム軸上に置いた場合の Peak height 分布。

5.6 結果のまとめ

エネルギー分解能は両モジュールで $\sigma_E/E \sim 7\%/\sqrt{E}$ が得られた。YS-6 モジュールよりも Y-11 モジュールの方がより多くの光量を得たが、サンプリング揺らぎが支配的であるためエネルギー分解能の有意な差は見られなかった。時間分解能は、時間応答の早い波長変換ファイバーを用いた YS-6 モジュールの方が明らかに良く、両読み出しで $\sigma_T = 50 \text{ ps}/\sqrt{E} \oplus 59 \text{ ps}$ を得た。分解能の観点では、YS-6 モジュールが優れている。

電磁シャワーの奥行き位置を再構成できた。

背面読み出しの場合は、上流の波長変換ファイバーの端面にアルミナイズドマイラーなどの反射材を直接当てることで、端面反射による信号の増加が期待できる。

上流の PMT にビームを入射させた場合は、ピークが 10% 減り、相対揺らぎも増えたため、上流の光センサーは物質量の小さいものにするか、何も置かない方が良いことがわかった。

第6章

考察

6.1 シミュレーションによる予測とビーム試験の結果の比較

6.1.1 エネルギー分解能の比較

エネルギー分解能を評価し、シミュレーションによる見積もりの是非を確かめた。まず、シミュレーションにより予測される光量分布を見積もるため、シミュレーション (Geant4) を行った。シミュレーションのセットアップを図 6.1 に示す。

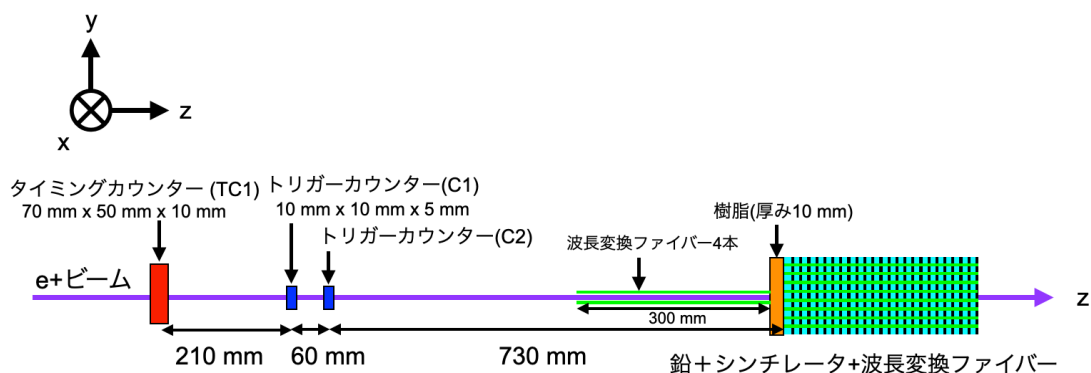


図 6.1 シミュレーションのセットアップ

以下に設置したカウンターと入射ビームの情報を示す。

- ビーム試験のセットアップ同様に、上流からタイミングカウンター、2つのトリガーカウンター、下流にシャシユリックモジュールを設置した。
- 1 cm 角のトリガーカウンターを用いるため、陽電子ビームは 1 cm 角とした。角度分布はなく並行なビームである。
- シャシユリックモジュールの最上流には厚み 1 cm の樹脂板を再現した。
- モジュールの上流に出ている波長変換ファイバーはビーム断面にはいる 4 本分をビームに並行に設置した。

各物質は以下を用いた。

- ビニルトルエン系プラスチックシンチレータ: タイミングカウンター、トリガーカウンター、シャシユリックモジュールのシンチレータ

- ポリスチレン：波長変換ファイバー^{*1}、樹脂板

モジュール上流の波長変換ファイバーは、実際はビーム軸から逸らすために曲げているが、ここでは簡単のため、ビームが当たる4本のファイバーをビーム軸上に置いた。図6.2に800 MeVの陽電子ビームを入射したときの各カウンター、上流の波長変換ファイバー、樹脂板、シンチレータ内の波長変換ファイバーでのエネルギー損失の分布を示す。タイミングカウンター、トリガーカウンター、樹脂板では最小電離損失によるピークが見える。上流の波長変換ファイバーでは、1 cm角ビームに対し、ファイバー4本の面積比は6%であるため、ほとんどのビーム粒子はファイバーを通らずシャシュリックモジュールの積層部に入ると考える。シンチレータ内のファイバーでのエネルギー損失の分布から、ファイバーを貫通するイベントは10%以下であると予想される。

^{*1} 波長変換ファイバーのコアがポリスチレンであるため、ポリスチレンで代表

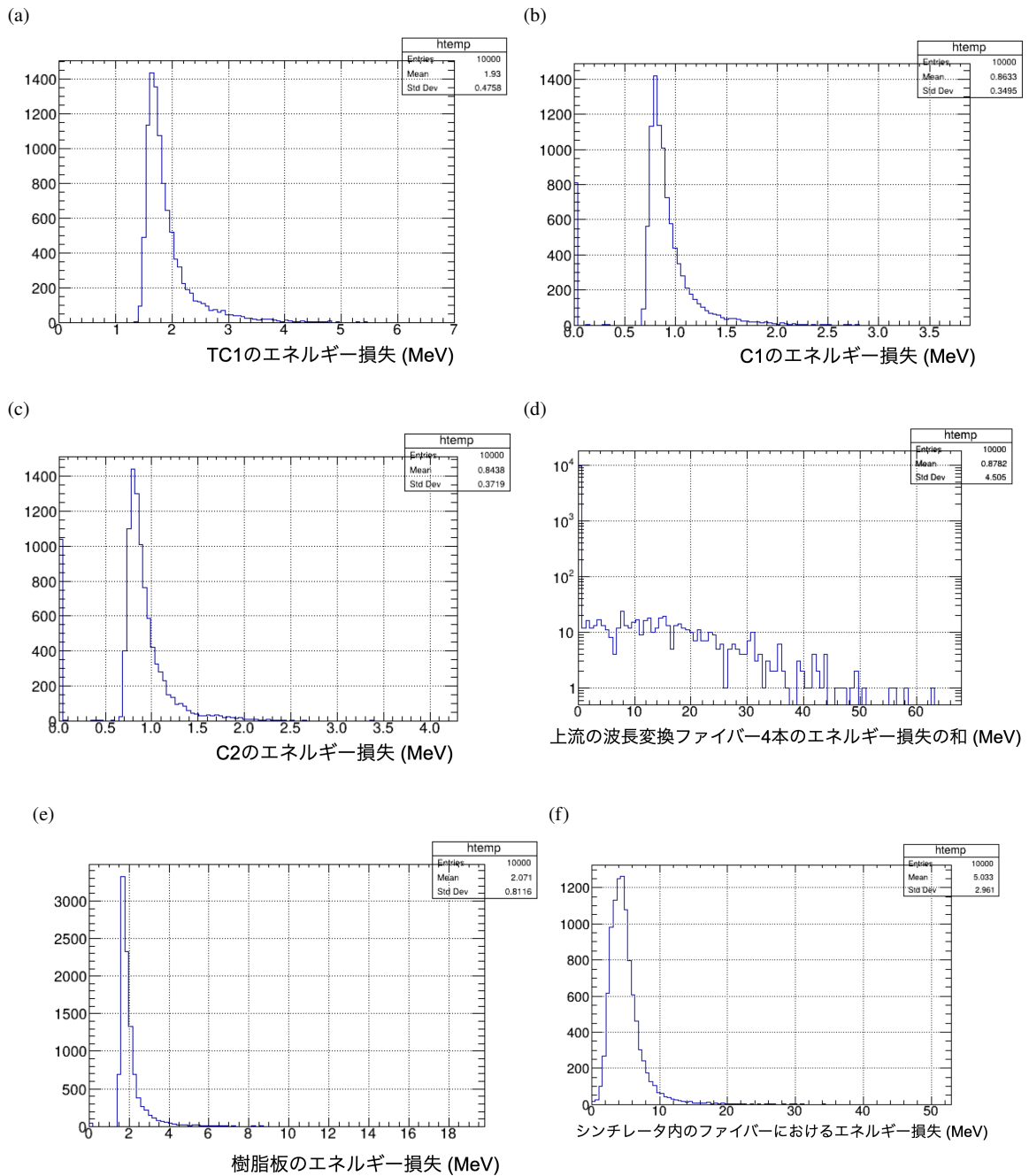


図 6.2 800 MeV の陽電子をモジュールに入れたときの (a) タイミングカウンターのエネルギー損失の分布、(b) トリガーカウンター C1 でのエネルギー損失の分布、(c) トリガーカウンター C1 でのエネルギー損失の分布、(d) 上流のファイバー 4 本内のエネルギー損失の和の分布、(e) シンチレータ内のファイバーでのエネルギー損失の分布

図 6.3 に 800 MeV の陽電子ビームを入れたときの、シンチレータの可視エネルギー分布を示す。シンチレータの可視エネルギー分布は、2 つのトリガーカウンターのエネルギー損失が 0.6 MeV 以上となる事象を選択した。ピーク付近をガウス分布でフィットし、期待値は 215 MeV であった。

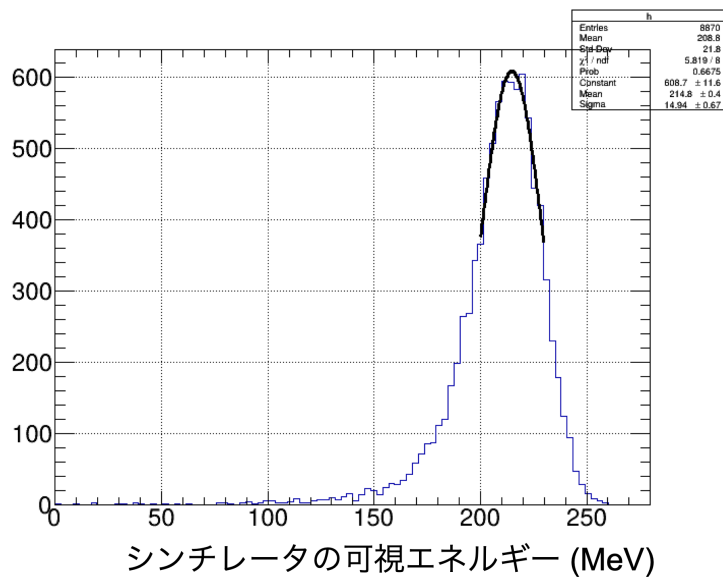


図 6.3 シンチレータの可視エネルギー分布

シミュレーションでは、サンプリング揺らぎとシャワー漏れが反映される。以下ではシミュレーションにより得た光量分布とビーム試験で得た光量分布を比較した。まず、実験による光量分布のピーク付近をガウス分布でフィットし、光量の期待値を求める。同様にシミュレーションにより得たエネルギー分布の期待値を求める。これから、各入射エネルギーでの、エネルギーあたりの光量がわかり、シミュレーションにより得たエネルギー分布を光量分布に変換する。その後、獲得光量によるポアソン揺らぎを加える。ポアソン揺らぎは、以下のように加えた。シミュレーションの分布のある光量 λ について、期待値 λ のポアソン分布を考える。そのとき 0 p.e. から大光量までを引く確率分布を求め、 λ のビンのエン트리数で重みをつける。全光量について、重み付き確率分布を重ね書きする。

各ビームエネルギーで予測分布と実分布を比べた。Y-11 モジュールの上流での獲得光量を使った。図 6.4(a) にビームエネルギーが 200 MeV のときの光量分布を示す。黒色のヒストグラムはビーム試験で得た光量分布であり、青色のヒストグラムはシミュレーションによるサンプリング揺らぎをデータに合わせて光量分布に変換したものである。赤色のヒストグラムはサンプリング揺らぎに光量の揺らぎを加えたものであり、シミュレーションで予測される光量分布である。シミュレーションの光量分布は、データのエン트리数に合わせて規格化した。各揺らぎは、ピーク付近をガウス分布でフィットし、“標準偏差/平均”により求めた。サンプリング揺らぎが支配的で 12.1% であった。光量は十分得られたため、光量揺らぎによる分布の広がりには 12.8% に抑えられた。シャシユリックモジュールで光量を検出しないイベントをペDESTALイベントと呼ぶ。このイベントは、タイミングカウンターやトリガーカウンターのシンチレータで、ビーム粒子が多重クーロン散乱することで角度をもち、シャシユリックモジュールに入らずにエネルギーを落とさないものとする。低光量側の裾は、ビームが多重散乱され、モジュールの端にあたり、わずかにエネルギーを落とすイベントと考える。データではペDESTALイベントは全エン트리数に対し 2.8% を占めるが、シミュレーションでは 0.4% であり、データを再現できていない。これらの傾向がシミュレーションで見えているが、データを完全には再現できておらず、分解能の予測 12.7% に対し、データは 18.9% である。

入射エネルギーごとの分解能のまとめを表 6.1 に示す。入射エネルギーが大きくなるにつれシミュレーションによる予測分解能と、実測の分解能の差は縮まることがわかった。ビームエネルギーが最大の 800 MeV では、シミュレーションによる予測が 7.1%、とデータは 7.7% であり、その差は 0.6% と小さい。

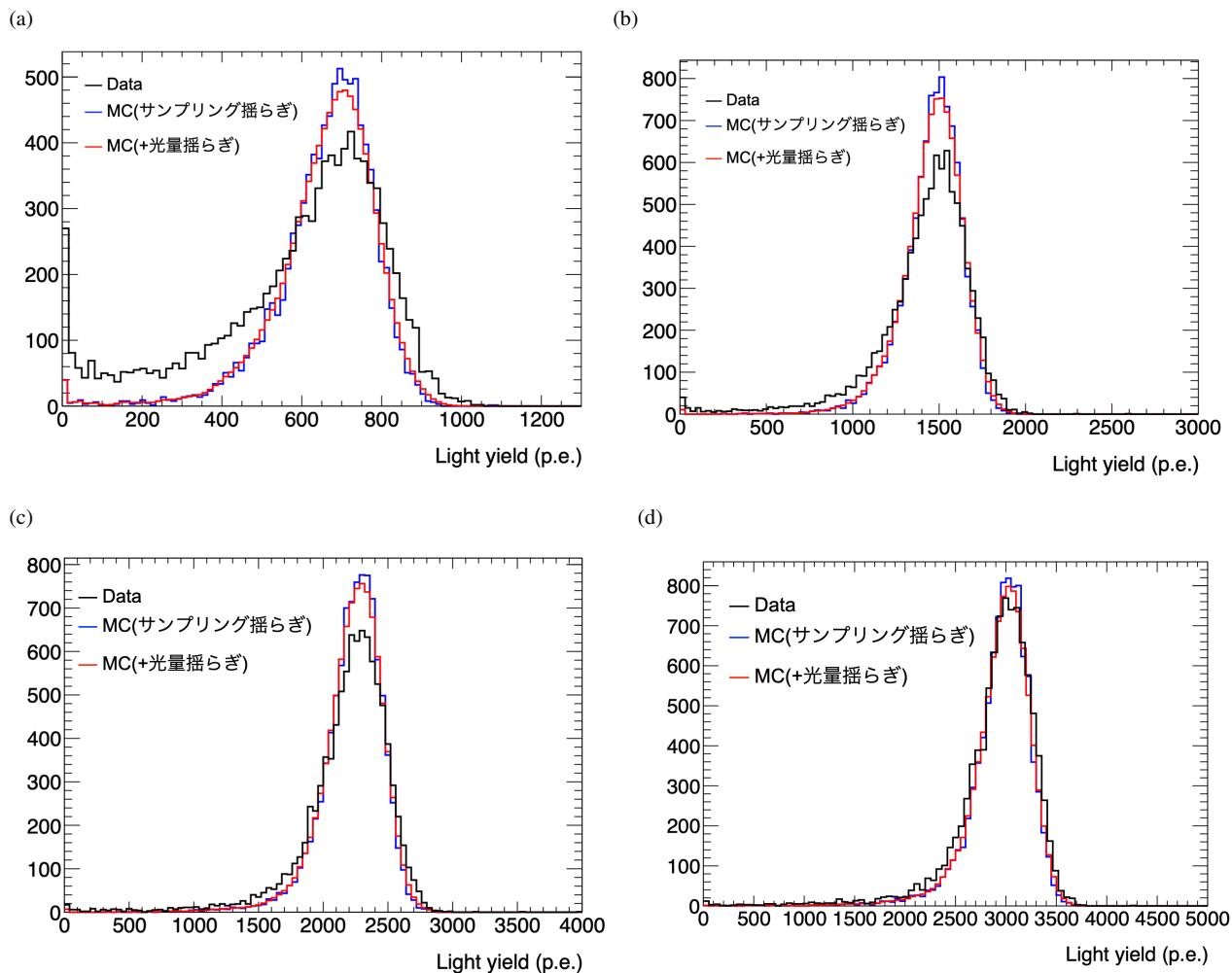


図 6.4 (a) ビームエネルギーが 200 MeV のときの光量分布。黒色のヒストグラムはビーム試験で得た光量分布である。青色のヒストグラムはシミュレーションにより得たサンプリング揺らぎを、データに合わせて光量分布に変換したものである。赤色のヒストグラムはサンプリング揺らぎに光量の揺らぎを加えたものであり、シミュレーションで予測される光量分布である。(b)(c)(d) は 400 MeV, 600 MeV, 800 MeV のビームの場合であり、各ヒストグラムの対応は (a) と同じである。

表 6.1 Y-11 モジュールの、シミュレーションによる予測と実際に得られたエネルギー分解能の比較

	200 MeV 入射		400 MeV 入射		600 MeV 入射		800 MeV 入射	
	MC	データ	MC	データ	MC	データ	MC	データ
サンプリング揺らぎ	12.1%	—	8.4%	—	7.7%	—	6.5%	—
+ 光量揺らぎ	12.8%	18.9%	9.0%	11.1%	8.0%	8.9%	7.0%	7.7%

6.1.2 ペDESTALイベントの理解

ペDESTALイベントを生む要因となる原因を考察する。タイミングカウンターは、上記のシミュレーションのビーム幅 1 cm よりも大きい。それにより、タイミングカウンターのシンチレータで多重散乱し角度がついた状態

でトリガーカウンターに入射し、シャシュリックモジュールに入らないイベントがあるのではないかと考えた。荷電粒子が物質を通過するとき、多重クーロン散乱による物質通過後の角度分布は以下の標準偏差 θ_0 をもつガウス分布で近似できる [26]。

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \left(\frac{x z^2}{X_0 \beta^2} \right) \right] \quad (6.1)$$

ここで、 $p, \beta c, z$ は入射粒子の運動量、速さ、電荷数である。 x/X_0 は散乱体の厚みをその放射長で割ったものである。タイミングカウンターによりビームの角度が広がり、1 cm 角のトリガーカウンターの端にビームが入射した場合を考える。これが最も角度がつく場合である。200 MeV の陽電子が 5 mm 厚のトリガーカウンターを通過した後の角度の標準偏差は、0.36 度である。トリガーカウンターから試作機の最上流面まで 73 cm あり、試作機の最上流面上でのビームの広がり標準偏差は 1 cm である。多重クーロン散乱によりビーム角度は広がるが、7 cm 角の試作機から大きく外れペDESTALイベントとなる割合は低いと予想する。

ビーム幅を 5 cm に広げ、前項と同様にシミュレーションを行った。図 6.5 に 200 MeV のビームを入射させたときの、ビーム幅 1 cm でのシャシュリックモジュールのシンチレータの可視エネルギー分布、ビーム幅 5 cm での分布を示す。ビーム幅 1 cm ではペDESTALイベントが 0.4% であったのに対し、タイミングカウンターと同程度の 5 cm にした場合は、割合は 0.9% に増えた。このことから、上流に断面積の大きい散乱体があるとペDESTALイベントが増えると考えられるが、データのペDESTALイベントの割合 2.8% はまだ再現できていない。今後は、2つのトリガーカウンターの間隔を広げ、ビーム角度が広がっていないイベントを選択できるようにし、エネルギー分解能を再測定したい。

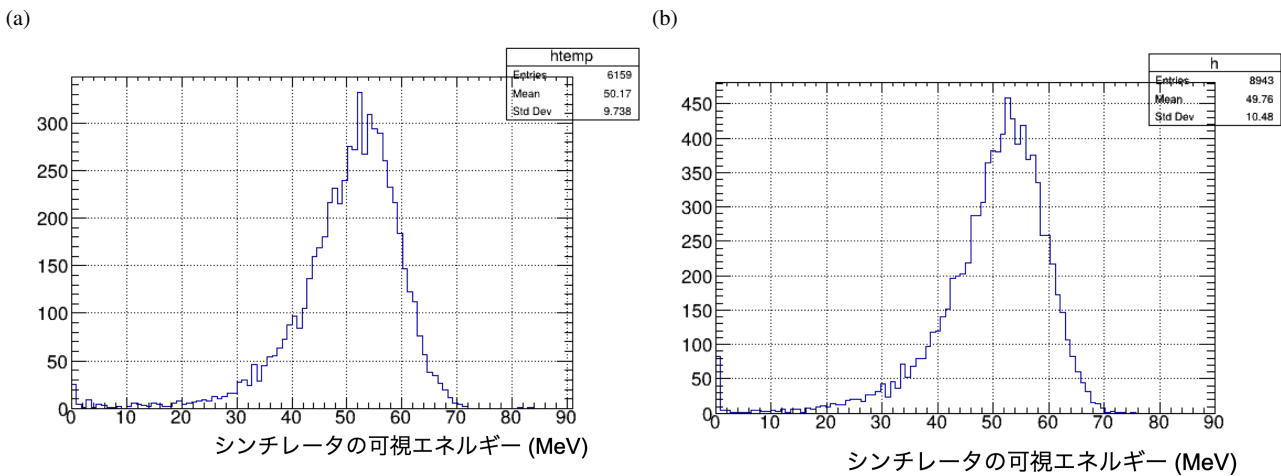


図 6.5 200 MeV のビームを入射させたときの、(a) ビーム幅 1 cm でのシャシュリックモジュールのシンチレータの可視エネルギー分布、(b) ビーム幅 5 cm でのシャシュリックモジュールのシンチレータの可視エネルギー分布。

6.1.3 宇宙線測定による光量とビーム試験で得た光量の比較

3 章では、1.5 mm 厚のシンチレータの 10 枚と波長変換ファイバー (Y-11) により光量を測った。側面に反射材を巻いた場合は、宇宙線ミューオンの最小電離損失によるピーク 2.54 MeV に対し、獲得光量は 14.5 p.e. であった。このときは、シンチレータから PMT までのファイバー長が 70 cm であった。ビーム試験での 30 cm 相当の光量に直す。3 章で求めた波長変換ファイバー Y-11 の減衰長 243 cm から、70 cm から 30 cm への変換定数は、 $\exp(-30 \text{ cm}/243 \text{ cm}) / \exp(-70 \text{ cm}/243 \text{ cm}) = 1.19$ となるため、19% 光量を増やせばよい。30 cm 地点での予測

光量は、6.7 p.e./MeV であり、30 cm よりも遠い地点での光量減衰の効果は考慮していない。これが予測最大光量である。一方、800 MeV のビームを Y-11 モジュールに入れた場合、可視エネルギーのピーク 215 MeV に対し、上流での光量は 3039 p.e. であった。よって実光量は 14 p.e./MeV であった。宇宙線測定により得られた光量よりもビーム試験での光量が 2.2 倍多かった。作製したモジュールのシンチレータの光収集効率などの仕様が、宇宙線測定での測定条件とは異なり、光量を多く得た可能性がある。モジュールを立て、宇宙線ミュオンを貫通させ試験機の光量を調べたい。

6.2 両読み出し時間差を用いたシャワーの奥行き位置の再構成

5 章で示したように、Y-11 モジュールに 800 MeV のビームを入射したときの、両読み出しによる時間差は -0.80 ns であり、較正式から求めたシャワーの位置は上流から 11.2 cm であった。シャワーの奥行き位置の目安をシミュレーションにより評価した。

図 6.6 にシミュレーションにより求めた奥行き方向の可視エネルギー依存性を示す。横軸はシンチレータの層 (全部で 172 層) であり、縦軸は各層でのシンチレータの可視エネルギーの平均を示す。各厚みは実測値を用い、鉛は 0.31 mm、シンチレータは 1.34 mm とした。800 MeV の陽電子ビームを入射した。

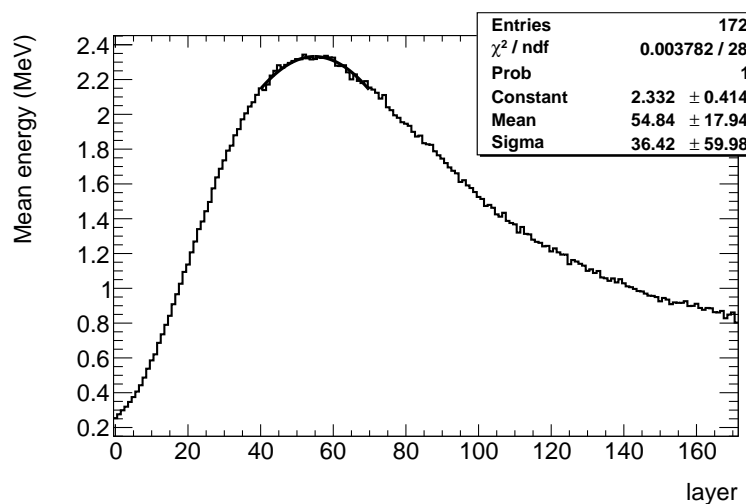


図 6.6 奥行き方向の可視エネルギー依存性。横軸はシンチレータの層 (全部で 172 層) であり、縦軸は各層でのシンチレータの可視エネルギーの平均を示す。

ピーク付近をガウス分布によりフィットし、シンチレータのエネルギー損失が最大となるのは上流から 55 層目と見積もった。これから見積もった奥行きは上流から 9.43 cm に相当するが、下流層でのエネルギー損失は裾をもつため、測定による奥行き位置はさらに下流になる可能性がある。今後は、波長変換ファイバーにより読み出す波形をシミュレーションで再現し、シャワーの奥行き位置と両側時間差の関係の調査したい。

6.3 シャシュリックカロリメータの VETO 効率

2 章で述べたように、カロリメータは VETO 検出器でもある。 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 背景事象でできる光子がカロリメータに入射したとき、検出エネルギーが閾値以上のイベントを選択する。そのため、閾値以下の不感なイベントがあ

り、この割合を **Inefficiency** と呼ぶ。カロリメータで検出するエネルギーは獲得光量の寄与により分布がなまされるため、獲得光量によって閾値以下のイベントの割合が変わる。ここでは、ビーム試験により得た光量を用い、シャシユリックカロリメータの **Inefficiency** の変化を求めた。

$K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 背景事象について、カロリメータに入射する光子のうち、入射エネルギー 100 MeV 以下のイベントを集めた。低エネルギーの光子は発光量が少なく、影響が大きいと考えたからである。それらを 1 m 角、奥行き $27X_0$ のシャシユリックカロリメータに入れた。ここでは、カロリメータは鉛とシンチレータのみで構成した。Y-11 モジュールの上流での獲得光量 3039 p.e./215 MeV の関係から、光量に変換した。図 6.7 に入射エネルギー 100 MeV 以下の光子がカロリメータに入射したときの光量分布 (黒色) と、ポアソン統計による光量ゆらぎを入れた分布 (赤色) を示す。光量の大きい領域は 100 MeV 以上の入射エネルギーをもつ光子の寄与がはいっていない。閾値は、KOTO 実験の崩壊領域を覆う鉛とシンチレータを積層したバレル検出器と同じ、1 MeV とした。

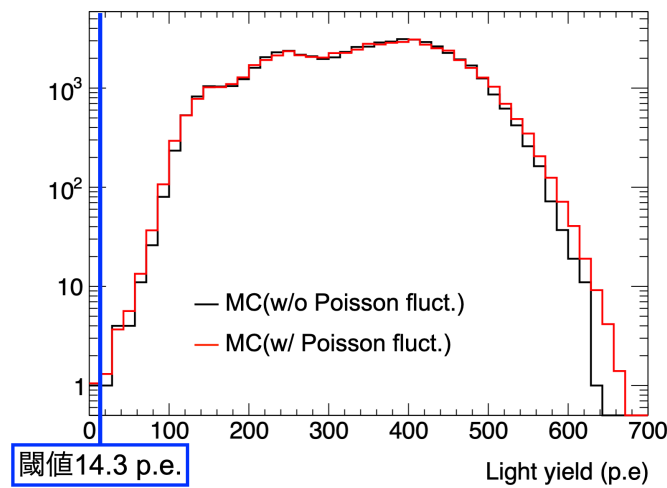


図 6.7 入射エネルギー 100 MeV 以下の光子がカロリメータに入射したときの光量分布 (黒色) と、光量ゆらぎを入れた分布 (赤色)。VETO の閾値は 1 MeV に相当する 14.3 p.e. とした。

閾値以下のイベントの割合を表 6.2 に示す。十分光量を得られたので、**Inefficiency** は 1.7×10^{-5} から 1.8×10^{-5} への悪化に抑えられた。今後 KOTO II 実験で **Inefficiency** が十分であるか検討が要る。また、直径 1.4 mm の穴に対しファイバーの径は 1 mm と小さく、これらの間にある空気領域を光子が貫通する可能性があるため、不感領域を再現し、より現実的な **Inefficiency** に更新する。

表 6.2 100 MeV 以下の光子の不感率

	Inefficiency
光量揺らぎなしの場合	1.7×10^{-5}
光量揺らぎありの場合	1.8×10^{-5}

第 7 章

結論

KOTO II 実験に向け、シャシュリックモジュールを作製し、ビーム試験により性能を評価した。KOTO II 実験グループとして、シャシュリックモジュールを最初に作った。実用的な製作方法の 1 つを考案し、鉛とシンチレータ 172 層分を一体として取り扱えるようになり、作製時の注意点等の知見を得た。エネルギー分解能は目標の $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$ であった。ビーム試験では、シャワー漏れがある試作機について、Y-11 モジュールの両読み出しで $\sigma_E/E = (6.79 \pm 0.09)\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (0 \pm 2)\%$ を得て、目標を達成した。YS-6 モジュールのエネルギー分解能は Y-11 モジュールのエネルギー分解能と誤差の範囲で一致した。時間分解能は目標の $\sigma_T \sim 102 \text{ ps}/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 110 \text{ ps}$ に対し、Y-11 モジュールの両読み出しでは $\sigma_T = (89 \pm 1) \text{ ps}/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (59 \pm 5) \text{ ps}$ 、YS-6 モジュールの両読み出しでは $\sigma_T = (50 \pm 1) \text{ ps}/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus (59 \pm 2) \text{ ps}$ を得て、いずれも目標を達成した。エネルギー分解能は両モジュールで同じであり、時間分解能は YS-6 モジュールの方が優れていたため、シャワー漏れがない場合でも総合的に YS-6 モジュールが優れている。分解能の目標値は、今後他の背景事象を総合的に考慮し更新したい。実測したエネルギー分解能とシミュレーションによる予測は、入射ビームのエネルギーが低い領域では、ペDESTAL イベントと低光量側の裾のさらなる理解が必要である。入射エネルギーが高い 800 MeV では、実測の分解能と予測との差が 0.7% に抑えられたため、高エネルギー領域では概ね理解できたと考える。

シャシュリックモジュールについて、両読み出しを行い、初めて両側の時間差による情報を引き出した。奥行き位置の精度は 3 cm であり、モジュール長が 50 cm であれば奥行きを 17 等分する分解能である。

カロリメータの光量の影響による VETO 効率の変化は、不感領域となる穴をあけていない場合のシミュレーションと実測の光量から見積もった。光量が十分得られ、光量揺らぎによる Inefficiency の悪化は 1.7×10^{-5} から 1.8×10^{-5} に抑えられることがわかった。

今後はビーム試験のデータの理解を深め、カロリメータ開発の基盤とする。今回の試作品はシャワー漏れを許容し奥行き $10X_0$ としたが、さらに長くし断面を大きくすることで性能向上が期待される。シャシュリックカロリメータは本研究で定めた要求を満たす性能を持ち、KOTO II 実験に有用である。

第 8 章

付録

A 信号事象数と背景事象数の見積もり方法

信号事象数と背景事象数は、KOTO II 実験の実験提案書 [13] のシミュレーションのエネルギー分解能を変更し見積もった。ここではシミュレーションの詳細を述べる。

まず、 K_L の崩壊を指定し、シミュレートする。崩壊分岐比が 10^{-4} よりも大きい K_L の崩壊分岐比を表 A.1 に示す。

表 A.1 信号事象の崩壊分岐比と、崩壊分岐比が 10^{-4} 以上の背景事象

崩壊モード	崩壊分岐比	p_T の運動学的最大値
$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$	$3 \times 10^{-11}(\text{SM})$	230 MeV/c
$\pi^\pm e^\mp \nu$	40.6%	
$\pi^\pm \mu^\mp \nu$	27.0%	
$3\pi^0$	19.5%	139 MeV/c
$\pi^+ \pi^- \pi^0$	12.5%	132 MeV/c
$\pi^\pm e^\mp \nu \gamma$	3.79×10^{-3}	
$\pi^+ \pi^-$	1.97×10^{-3}	
$2\pi^0$	8.64×10^{-4}	209 MeV/c
$\pi^\pm \mu^\mp \nu \gamma$	5.65×10^{-4}	
2γ	5.47×10^{-4}	

次に、崩壊粒子の検出器への入射位置を記録する。カロリメータ内の粒子の相互作用は、エネルギー分解能、位置分解能、2光子の入射位置が近く単一光子のクラスターとして識別する確率を用いてモデル化される。VETO 検出器としての性能は、粒子の種類と入射エネルギー、入射角の関数としての Inefficiency によってモデル化される。

A.1 カロリメータの位置分解能

カロリメータの位置分解能は以下である。

$$\sigma_x = \frac{5}{\sqrt{E(\text{GeV})}} (\text{mm}) \quad (\text{A.1})$$

A.2 2光子を単一光子のクラスターとして識別する確率

カロリメータにおける光子クラスターの融合は、 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 背景事象に寄与する。この融合により、崩壊でできる4つの光子のうち2つを見逃すことで背景事象となる。2光子のカロリメータ上の入射距離に依存する融合確率のモデルを図 A.1 に示す。このモデルは、現行の KOTO 実験のカロリメータからモンテカルロによって生成された。

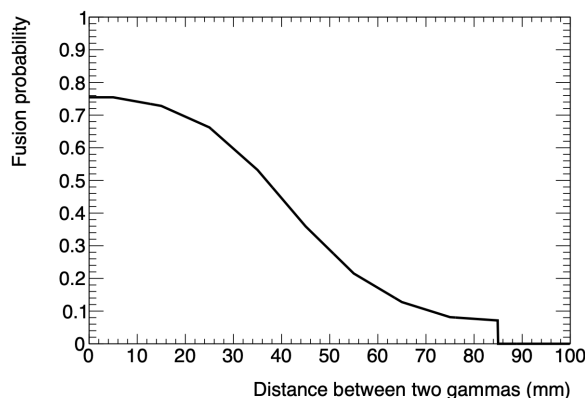


図 A.1 カロリメータ上での 2 光子の入射距離に依存する光子の融合確率 [13]

A.3 Inefficiency

カロリメータでの光子の Inefficiency は $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 背景事象に寄与する。モデル化されたカロリメータの Inefficiency を図 A.2 に示す。KOTO 実験の実験提案書と同じである*1。

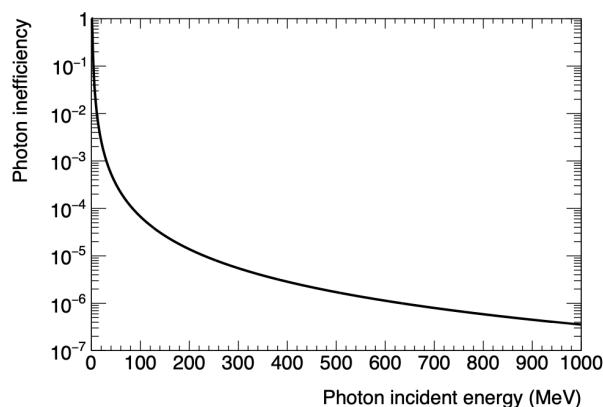


図 A.2 カロリメータでの光子の Inefficiency [13]

Barrel Counter の Inefficiency は KOTO 実験のものを用いた。

*1 シャシュリックカロリメータの Inefficiency に更新したい。

A.4 事象選択

図 A.3 に、2 光子の開口角 θ とカロリメータへの入射位置 $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0), \mathbf{r}_1 = (x_1, y_1)$ 、これらから再構成された z_{vtx} 、また θ のカロリメータ表面への投影角 θ_{proj} を示す。

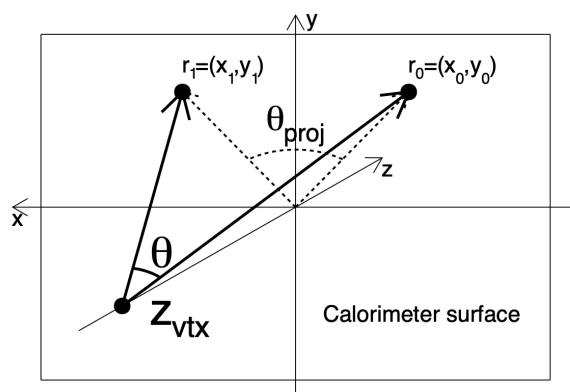


図 A.3 崩壊点再構成の幾何学 [13]

カロリメータで 2 つのクラスターを持つ事象に対して、以下の事象を選択する。

1. 2 光子のエネルギーの和： $E_0 + E_1 > 500 \text{ MeV}$
2. カロリメータの有効領域： $\sqrt{x_0^2 + y_0^2} < 1350 \text{ mm}, \sqrt{x_1^2 + y_1^2} < 1350 \text{ mm}$
3. カロリメータの有効領域： $\max(|x_0|, |y_0|) > 175 \text{ mm}, \max(|x_1|, |y_1|) > 175 \text{ mm}$
4. 光子のエネルギー： $E_0 > 100 \text{ MeV}, E_1 > 100 \text{ MeV}$
5. 2 光子の距離： $|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}_1| > 300 \text{ mm}$
6. 投影角： $\theta_{\text{proj}} \equiv \arccos\left(\frac{\mathbf{r}_0 \cdot \mathbf{r}_1}{|\mathbf{r}_0||\mathbf{r}_1|}\right) < 150^\circ$
7. π^0 の崩壊点： $3 \text{ m} < z_{\text{vtx}} < 15 \text{ m}$
8. π^0 の横方向運動量： $130 \text{ MeV}/c < p_T < 250 \text{ MeV}$
9. 下流における p_T への厳しい要求 (図 A.4)： $\frac{p_T}{(\text{MeV}/c)} > \frac{z_{\text{vtx}}}{(\text{mm})} \times 0.008 + 50$

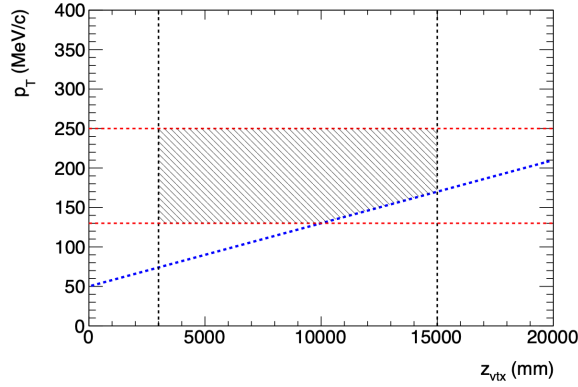


図 A.4 斜線部は $z_{\text{vtx}}-p_{\text{T}}$ 平面内の p_{T} への要求である。青点の線は下流における厳しい p_{T} への基準である。[13]

最初の5つの選択は、光子クラスターの品質を以下のように保証する。KOTO II 実験では、光子のエネルギーの和をデータ取得のトリガーとして使う予定である。トリガーによるバイアスを減らすため、光子のエネルギーの和を事象選択に入れる。カロリメータの端の領域は、エネルギー漏れの影響を減らすため除く。低エネルギーの光子を除くことでエネルギー分解能、時間分解能、位置分解能を向上させる。2光子間の距離を大きくとり、2つのクラスターの重なりを抑える。

残る4つの条件は運動学的選択である。投影角の選択では、2光子が back-to-back でないことを要求し、 $K_L \rightarrow 2\gamma$ 背景事象からの混入を減らす。信号領域内に信号事象の p_{T} の最大値 230 MeV/c が収まり、 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ のような低い p_{T} をもつ背景事象を可能なかぎり除くため、 p_{T} は大きい値を要求する。カロリメータ近傍で K_L が崩壊した場合、上流で崩壊した場合よりも崩壊頂点からカロリメータの入射位置までの距離が短くなる。そのため、上流で崩壊したときの2光子の開口角 θ の不定性が同じでも、下流での崩壊の方が z_{vtx} の不定性が大きくなり、結果として p_{T} の不定性が増す。 p_{T} の分解能が悪化することで、 p_{T} が過大評価される事象が増え、背景事象が信号領域に染み込みやすくなる。そのため、下流では上流よりも p_{T} のカットを厳しくする。

A.5 信号事象数の見積もり

信号事象数の見積もり方法を示す。 3×10^7 秒の運転期間と、 $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の崩壊分岐比を 3×10^{-11} と仮定すると、信号事象数 (S) は以下ようになる。

$$\begin{aligned}
 S &= \frac{(\text{beam power}) \times (\text{running time})}{(\text{beam energy})} \times (\text{number of } K_L/\text{POT}) \\
 &\times P_{\text{decay}} \times A_{\text{geom}} \times A_{\text{cut}} \times (1 - \text{accidental loss}) \times (1 - \text{backsplash loss}) \times \text{BR}_{K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}} \\
 &= \frac{(100 \text{ kW}) \times (3 \times 10^7 \text{ s})}{(30 \text{ GeV})} \times \frac{(1.1 \times 10^7 K_L)}{(2 \times 10^{13} \text{ POT})} \\
 &\times 9.9\% \times 24\% \times 26\% \times (1 - 39\%) \times 91\% \times (3 \times 10^{-11}) \\
 &= 35
 \end{aligned}$$

P_{decay} は崩壊確率、 A_{geom} は2光子がカロリメータに入るための幾何学的なアクセプタンス、 A_{cut} はカットアクセプタンス、 $\text{BR}_{K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}}$ は $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の崩壊分岐比である。

以下では、accidental loss と backplash loss を説明する。背景事象を除くため、カロリメータにおける2光子のヒットタイミングを基準として、追加粒子を検出する veto 時間幅を設定する。Central Barrel Counter の veto 時間幅は 40 ns である。 $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ の信号がカロリメータで検出されたとき、別の K_L が偶然同時に崩壊し、できた粒子が同じタイミングでカウンターにヒットする可能性がある。この偶発的なヒットは、その時刻が veto 時間幅に入

ると信号を失ってしまう。このようにして失われる信号を **accidental loss** と呼ぶ。また、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊でできた 2 光子による電磁シャワーからの粒子は、カロリメータの上流に漏れ出し、Central Barrel Counter などの Veto 検出器にヒットすることがある。このようなヒットは、その時刻が veto 時間幅に入ると信号を失ってしまう。このシャワー漏れによる損失を **backsplash loss** と呼ぶ。

B 陽電子ビームのコインシデンスレート

本試験で用いた陽電子ビームの各エネルギーでの、1 スピルあたりの2つの1 cm 角トリガーカウンターのコインシデンス数を表 B.2 示す。2つのトリガーカウンターの間隔は6 cm とした。1 スピルは30 秒であった。表から、エネルギーが大きくなるほどビームのコインシデンスレートが上がるのがわかる。

表 B.2 本試験で用いた陽電子ビームの入射エネルギーと、1 スピルあたりのコインシデンス数

陽電子のエネルギー (MeV)	1 スピルあたりのコインシデンス数
197	320
395	1948
584	2229
795	2928

謝辞

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

2年間にわたりご指導くださった南條創教授には、実験の進め方や結果の解釈など、研究をする上で重要な考え方を教えていただきました。問題に直面したときに考えられる原因を1つずつ潰し、その都度考察することで、新たな発見や次のステップが見える、という研究過程と一緒に歩んでくださり、研究を楽しいと感じました。簡潔にわかりやすく文章を書く方法も教えていただきました。

KOTO 実験グループの小野啓太さんには、実験器具の使い方や解析、ビーム試験で大変お世話になりました。小寺克茂さん、白石諒太さん、川田悠統さん、片山舞さんには、ミーティングでアドバイスをいただいたり、実験で困った時に相談にのっていただきました。

KEK の Lim Geiyoub 准教授や塩見准教授、山形大学の田島晴久教授には、シャッシュリックモジュールに必要な鉛やシンチレータ、波長変換ファイバーを用意していただき、モジュール作製に対して的確なアドバイスをいただきました。

National Taiwan University の Yee Bob Hsiung 教授や Yi-Ting Su さん、松田英晃さんには、鉛とシンチレータの厚み測定や積層等を手伝っていただきました。私一人の力では2モジュール分は作れませんでした、ありがとうございました。

同期の小川大樹さん、北野至さん、住村明紀さん、高見翔太さん、上田隼也さんとは、他愛のない会話を通して楽しく研究生生活を送れました。ありがとうございました。最後に、私の学生生活を支えてくださった家族に感謝します。

引用文献

- [1] V. Cirigliano *et al.*, “Kaon decays in the standard model,” *Rev. Mod. Phys.*, **84** (2012) , 399–447 URL: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.84.399>, DOI: 10.1103/RevModPhys.84.399.
- [2] S. Navas *et al.*, “Mass and width of the W boson(rev.),” *Phys. Rev. D*, **110** (2024a) URL: <https://pdg.lbl.gov/2025/reviews/rpp2025-rev-w-mass.pdf>.
- [3] S. Navas *et al.*, “Quark masses,” *Phys. Rev. D*, **110** (2024b) URL: <https://pdg.lbl.gov/2025/reviews/rpp2025-rev-quark-masses.pdf>.
- [4] S. Navas *et al.*, “Top quark,” *Phys. Rev. D*, **110** (2024c) URL: <https://pdg.lbl.gov/2025/reviews/rpp2025-rev-top-quark.pdf>.
- [5] A. Ceccucci *et al.*, “12. CKM Quark-Mixing Matrix,” URL: <https://ccwww.kek.jp/pdg/2025/reviews/rpp2025-rev-ckm-matrix.pdf>.
- [6] A. Buras *et al.*, “Standard Model predictions for rate K and B decays without new physics infection,” *Eur. Phys. J. C*, **83** (2023) , 66 URL: <http://arxiv.org/abs/2209.03968>.
- [7] L. collaboration “Test of lepton universality in beauty-quark decays,” *nature physics*, **18** (2022) , 277–282 URL: <https://doi.org/10.1038/s41567-021-01478-8>, DOI: 10.1038/s41567-021-01478-8.
- [8] D. Marzocca *et al.*, “From B-meson anomalies to Kaon physics with scalar leptoquarks,” *Eur. Phys. J. C*, **82** (2022) , 320 URL: <https://link.springer.com/article/10.1140/epjc/s10052-022-10271-7>.
- [9] S. Nigamiya *et al.*, “Introduction to J-PARC,” *Prog. Theor. Exp. Phys.*, **2012** (2012) , 02B001 URL: <https://doi.org/10.1093/ptep/pts025>, DOI: 10.1093/ptep/pts025.
- [10] T. Masuda *et al.*, “Long-lived neutral-kaon flux measurement for the KOTO experiment,” *Prog. Theor. Exp. Phys.*, **2016** (2016) , 013C03 URL: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptv171>, DOI: 10.1093/ptep/ptv171.
- [11] R. Shiraishi “(Doctor thesis) Search for the $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ Decay with 3.3×10^{19} Protons on Target at the J-PARC KOTO Experiment,” URL: https://osksn2.hep.sci.osaka-u.ac.jp/theses/doctor/2025/DoctorThesis2025_Shiraishi.pdf.
- [12] J. Ahn *et al.*, “Search for the $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ Decay at the J-PARC KOTO EXperiment,” *Phys. Rev. Lett.*, **134** (2025a) URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.134.081802>, DOI: 10.1103/PhysRevLett.134.081802.
- [13] J. Ahn *et al.*, “Proposal of the KOTO II experiment,” *arXiv:2501.14827* URL: <https://arxiv.org/abs/2501.14827>.
- [14] URL: <https://kds.kek.jp/event/53355/>.
- [15] G. Atoian *et al.*, “An improved Shsahlyk calorimeter,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, **584** (2008) , 291–303 URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.10.022>, DOI: 10.1016/j.nima.2007.10.022.
- [16] R. Brown *et al.*, “Electromagnetic calorimetry,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, **666** (2012) , 47–49 URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.12.022>.

[//doi.org/10.1016/j.nima.2011.03.017](https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.03.017), DOI: 10.1016/j.nima.2011.03.017.

- [17] 大杉真優「J-PARC KOTO 実験の改良型電磁カロリメータの中性子背景事象削減能力」, 修士論文, 大阪大学大学院理学研究科物理学専攻 (2020).
- [18] Y. Sugiyama *et al.*, “Pulse shape discrimination of photons and neutrons in the energy range of 0.1 - 2 GeV with the KOTO un-doped CsI calorimeter,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, **987** (2021) , 164825 URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.164825>, DOI: 10.1016/j.nima.2020.164825.
- [19] A. B. on behalf of LHCb ECAL Upgrade II R&D group “The LHCb PicoCal,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, **1079** (2025) , 170608 URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2025.170608>, DOI: 10.1016/j.nima.2025.170608.
- [20] J. Comfort and others(J PARC E14 Collaboration) “Proposal for $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ experiment at J-PARC.”
- [21] “ELJEN TECHNOLOGY, GENERAL PURPOSE EJ-200, EJ-204, EJ-208, EJ-212,” URL: <https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/ej-200-ej-204-ej-208-ej-212>.
- [22] “kuraray, Wavelength Shifting Fibers,” URL: <http://kuraraypsf.jp/psf/ws.html>.
- [23] 光電子増倍管アッセンブリ H6410 浜松ホトニクス URL : <https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/optical-sensors/pmt/pmt-assembly/head-on-type/H6410.html>.
- [24] “ELJEN TECHNOLOGY, OPTICAL CEMENT EJ-500,” URL: <https://eljentechnology.com/products/accessories/ej-500>.
- [25] T. Ishikawa 「GeV- γ 解析ノート HD No. 392 ϵ 電子・陽電子ビームライン III」.
- [26] S. Navas *et al.*, “34. Passage of Particles Through Matter,” *Phys. Rev. D*, **110** (2025) URL: <https://pdg.lbl.gov/2025/reviews/rpp2025-rev-passage-particles-matter.pdf>.