## 2019年度修士論文

COMET 実験電磁カロリメータに用いる LYSO 結晶の性能評価

九州大学大学院 理学府 物理学専攻 粒子物理学分野 素粒子実験研究室

川島 僚介 指導教員 東城 順治

2020年2月25日



## 概要

素粒子標準理論は素粒子の基本的な相互作用を記述し、多くの実験的な事実と無矛盾であ る。しかし暗黒物質の存在など標準理論では説明できない問題もある。したがって、標準理論 を超える新しい物理が存在することは明らかである。そのような新物理探索に有効な手法と してミューオン・電子転換過程の探索がある。ミューオン・電子転換過程は荷電レプトンフ レーバー保存則を破る過程であり、ニュートリノ振動を考慮した標準理論での崩壊分岐比は  $O(10^{-54})$  未満と非常に小さいため、実験で観測することはできない。一方で、超対称性模型 などの標準理論を超える物理の中には、この崩壊分岐比が  $O(10^{-15})$  程度になると予言してい るものもある。そのため、ミューオン・電子転換過程は新物理の発見に高い感度を持つ。

COMET 実験は、茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設 J-PARC のハドロン実験施設 において行われる実験である。この実験では、ミューオン・電子転換過程を最終的に  $O(10^{-17})$ の一事象発見感度で探索することを目的としている。これは現在の上限値を約1万倍改善す る感度である。ミューオンビームをアルミニウム標的に照射することでミューオニック原子 を生成し、そこからミューオン・電子転換過程を起こして現れる105 MeV の電子が信号事象 である。この電子を検出するための検出器の1つとして電磁カロリメータ (ECAL) を用いる。 ECAL には無機結晶シンチレータである LYSO (Lu<sub>2-x</sub>Y<sub>x</sub>SiO<sub>5</sub>) 結晶を用い、光検出器にア バランシェフォトダイオード検出器を用いて、電子のエネルギーの測定、および、検出器全体 のトリガーの生成を行う役割を担っている。

ECAL は、信号事象と背景事象の弁別のために高いエネルギー分解能、位置分解能、時間 分解能が必要である。ECAL では、約 2000 本の LYSO 結晶を用いる。LYSO 結晶には高い 光量、エネルギー分解能および速い時間応答が必要とされると共に、各結晶の性能差はできる 限り一様であることが望まれる。本研究では、実機製作の量産に向けた研究として、有力な 候補の LYSO 結晶 (JTC 製 LYSO) の性能評価を行い、これまでの研究で基準となっている LYSO 結晶 (Standard LYSO) との性能比較を行なった。評価項目として、光量、エネルギー 分解能、減衰時間、残光、位置依存性及び個体差について性能評価を行なった。特に個体差に おいて、光量 4.8±0.7%、エネルギー分解能 3.4±0.5%、減衰時間 2.8±0.4% の結果を得て、 Standard LYSO と同程度で十分小さいことを示した。この結果により JTC 製 LYSO 結晶の 性能が ECAL で必要とする十分な性能を有していることを示した。

3

# 目次

第1章	序論	11
1.1	標準模型	11
	1.1.1 レプトンフレーバー保存則	12
1.2	荷電レプトンフレーバー非保存過程...............	13
	1.2.1 ニュートリノ振動を含む標準模型	13
	1.2.2 超対称性模型	14
	SUSY-GUT 模型	15
	SUSY-Seesaw 模型	16
1.3	ミューオン・電子転換過程.............................	16
	1.3.1 信号事象と背景事象	17
	1.3.2 先行実験	17
1.4	本論文の構成..................................	18
第2章	COMET 実験	19
2.1	J-PARC	19
	2.1.1 ビーム構造	20
2.2	COMET 実験 Phase-I	21
	2.2.1 実験装置	21
	パイオン捕獲セクション..................	21
	ミューオン輸送セクション..................	22
	検出器セクション	22
	2.2.2 ビーム測定	23
2.3	COMET 実験 Phase-II	23
	2.3.1 実験装置	23
	電子スペクトロメータ	24
	ストロー飛跡検出器	25
	電磁カロリメータ	25

 $\mathbf{27}$ 

3.1	測定原	〔理
	3.1.1	荷電粒子と物質の相互作用
		電離損失
		制動放射
	3.1.2	光子と物質の相互作用
		光電効果
		コンプトン散乱
		電子・陽電子対生成 31
	3.1.3	電磁シャワー
3.2	基本構	$\ddagger成$
	3.2.1	無機結晶シンチレータ
	3.2.2	光検出器
	3.2.3	発光ダイオード 34
	3.2.4	測温抵抗
3.3	要求性	主能
	3.3.1	エネルギー分解能
	3.3.2	位置分解能
	3.3.3	時間分解能
3.4	電磁力	コロリメータ試作機
第4章	LYSC	D 結晶の性能評価および個体差測定 38
4.1	LYSO	)結晶の特性
	4.1.1	自発光
4.2	製造会	≹社の候補
4.3	測定で	*用いた実験器具
	4.3.1	光電子増倍管
	4.3.2	波形記録機
	4.3.3	評価用治具
	4.3.4	実験セットアップ 41
4.4	解析手	送法
		光量の定義
		エネルギー分解能 43
		減衰時間
4.5	Stand	ard LYSO と JTC 社製 LYSO の比較
	4.5.1	光学的接着の不定性
	4.5.2	各結晶の性能比較の結果44
4.6	残光時	· 問測定

<u> </u>			57
第5章	結論		53
4.10	結果の	まとめ	52
		個体差測定の結果	50
4.9	個体差	測定	50
	4.8.1	位置依存性測定の結果...........................	49
4.8	性能の	位置依存性測定	48
4.7	光学的	接続の不定性の改善.............................	48
	4.6.4	蛍光灯を用いた残光時間測定	46
	4.6.3	LED ライトを用いた残光時間測定	45
	4.6.2	測定内容	45
	4.6.1	残光	45

7

図目次

1.1	ミッシェル崩壊のダイアグラム............................	13
1.2	ニュートリノ振動を含めた SM で予想される $\mu  o e\gamma$ のダイアグラム $\ldots$	14
1.3	超対称性模型で予想される $\mu  ightarrow e\gamma$ のダイアグラム	15
1.4	SUSY-GUT 模型におけるミューオン電子転換過程の崩壊分岐比.....	15
1.5	SUSY-Seesaw 模型におけるミューオン・電子転換過程の崩壊分岐比	16
2.1	J-PRAC のレイアウト (左図) と航空写真 (右図) ..........	19
2.2	ハドロン実験施設および COMET 実験エリアの全体図.........	20
2.3	パルス化された陽子ビームの時間構造と背景事象および信号事象。	20
2.4	COMET 実験の Phase-I 全体図	21
2.5	DIO (左) と信号事象 (右) の運動量分布	23
2.6	COMET 実験の Phase-II 全体図	24
2.7	Phase-II の下流部分の概念図	24
2.8	ストロー飛跡検出器	25
2.9	電磁カロリメータ概念図	26
3.1	荷電粒子の電離損失	28
3.2	光子と鉛の反応断面積	30
3.3	電磁シャワーの模式図	31
3.4	ECAL で用いる LYSO 結晶 .............................	33
3.5	APD の増幅原理	33
3.6	COMET で用いる APD(浜松フォトニクス社製 S8664-55)	33
3.7	電磁カロリメータ試作機の写真 (上流側) ...............	36
3.8	単一のシンチーレーション検出器の概念図。	36
4.1	<sup>176</sup> Lu の崩壊	39
4.2	LYSO 結晶の自発光スペクトル	39
4.3	PMT の構造の概念図	40
4.4	DRS4 Evaluation Board の写真	40

4.5	波形記録機で得た波形の一例。	40
4.6	評価用治具の写真	41
4.7	実験セットアップ	41
4.8	波形解析によって得た <sup>60</sup> Co のエネルギースペクトルの一例 .......	42
4.9	エネルギースペクトルに式 (4.1) でフィッティングを行なった結果。	42
4.10	光学的接続の付け直しによる JTC 社製 LYSO 結晶の光量変化。     .   .   .   .	44
4.11	光量の性能比較の結果	44
4.12	各結晶の平均化波形の比較.............................	44
4.13	LED 光を当てる前の波形 ..............................	46
4.14	LED 光を1日当てた後の波形.............................	46
4.15	LED 光を当てた後の残光の減衰.............................	46
4.16	蛍光灯を当てる前の波形	47
4.17	蛍光灯を当てた後の波形	47
4.18	蛍光灯を当てた後の残光の減衰	47
4.19	実験セットアップ上の Co 線源を置いた位置の概念図。 .........	49
4.20	結晶を順方向で設置した場合の光量の減衰。	49
4.21	結晶を逆方向で設置した場合の光量の減衰。	49
4.22	光量の個体差測定の結果..............................	51
4.23	エネルギー分解能の個体差測定の結果.....................	51
4.24	減衰時間の個体差測定の結果	51

表目次

SM における素粒子の一覧 ..............................	12
素粒子のレプトンフレーバー数	12
ミューオン・電子転換過程に関する過去の研究	18
Bethe-Bloch の式に現れるパラメータ	28
$L_{ m rad}, L_{ m rad}'$ の値一覧 [1]。	29
図 3.2 中の記号の説明	30
無機結晶シンチレータの特性	32
ECAL に対する要求値	35
性能比較の結果.................................	45
シリコンクッキー変更後の光量の再現性の確認	48
個体差測定の結果	52
	SM における素粒子の一覧

## 第1章

# 序論

#### 1.1 標準模型

素粒子とは物質を構成する最小単位であり、内部構造を持たない最も基本的な粒子のことで ある。この粒子とそれらの間に働く相互作用について説明する理論は標準模型 (SM: Standard Model) と呼ばれている。SM は様々な実験によってその整合性を確かめられおり、高い精度 で実験と一致していることが示されている。SMにおける素粒子の一覧を表 1.1 に示す。SM の素粒子はフェルミオンとボソンの二つに大きく分けられる。フェルミオンはスピン角運動量 の大きさがたの半整数倍の粒子であり、陽子の構成粒子であるアップ、ダウンを始めとする クォークと呼ばれる6種類の粒子がある。他にも電子やニュートリノを始めとするレプトン と呼ばれる6種類の粒子も含まれている。対してボソンはスピン角運動量がたの整数倍の粒 子であり、力を媒介する4つ粒子と質量の起源であるヒッグス粒子が含まれる。また、これ らのいくつかの粒子には反粒子と呼ばれる粒子が存在する。*ve*の反粒子は*ve*と表記する。反 粒子は質量やスピンが通常の粒子と同じであるが電荷の正負が逆であるという特性を持つ。標 準理論は 2012 年に欧州合同原子核研究機構 (CERN) がヒッグス粒子を発見 [2, 3] したこと によって、SM で予言されていた粒子はすべて発見された。しかし、存在が示唆されている暗 黒物質 [4] および暗黒エネルギー [5] についてや宇宙が物質優勢 [6] である原因など、SM で未 だ説明できない事象も多く残っている。これらの事実は SM を超えた物理 (BSM:Beyond the Standard Model) が存在していることを示しており、素粒子物理学では様々な新物理の探索 が行われている。

フェルミオン			]	ボン	リン	
	第一世代	第二世代	第三世代		力を媒介	質量の起源
	u	С	t		g	
クォーク	アップ	チャーム	トップ		グルーオン	Н
	d	s	b		$\gamma$	11 レッガフ
	ダウン	ストレンジ	ボトム		フォトン	LYYX
	$ u_e $	$ u_{\mu}$	$ u_{ au} $		W/±	
レプトン	電子	ミュー	タウ		Wモリン	
	ニュートリノ	ニュートリノ	ニュートリノ			
	e	$\mu$	au		$Z^0$	
	電子	ミューオン	タウ		Z ボソン	

表 1.1 SM における素粒子の一覧

#### 1.1.1 レプトンフレーバー保存則

レプトンについて電子、ミューオン、タウの3つの世代ごとに分類したものをレプトンフレーバーという。また、この3種類のレプトンフレーバーごとに量子数を割り当てたものをレプトンフレーバー数と呼び、 $L_l$  ( $l = e, \mu, \tau$ )を用いて表す。各素粒子のレプトンフレーバー数を表 1.2 に示す。

表 1.2 素粒子のレプトンフレーバー数

素粒子	$L_e$	$L_{\mu}$	$L_{ au}$
$e^-/e^+$	+1/-1	0	0
$\mu^-/\mu^+$	0	+1/-1	0
$\tau^-/\tau^+$	0	0	+1/-1
$ u_e/ar{ u}_e$	+1/-1	0	0
$ u_\mu/ar u_\mu$	0	+1/-1	0
$ u_{ au}/ar{ u}_{ au}$	0	0	+1/-1
その他	0	0	0

あらゆる素粒子の相互作用において相互作用前後のレプトンフレーバー数は等しくなる。そ の例としてミューオンの崩壊現象 (Michel 崩壊) について述べる。Michel 崩壊は式 (1.1) で表 される。また、そのダイアグラムを図 1.1 に示す。

$$\mu^- \to e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \tag{1.1}$$



図 1.1 ミッシェル崩壊のダイアグラム

この過程において相互作用前の各世代のレプトンフレーバー数は以下のように表される。

$$L_e = 0, L_\mu = 1, L_\tau = 0 \tag{1.2}$$

対して相互作用後の各世代のレプトンフレーバー数は

$$L_e = 1 + (-1) = 0, L_\mu = 1, L_\tau = 0 \tag{1.3}$$

であり、反応前後においてレプトンフレーバー数が保存している。ニュートリノが質量を持 たないという条件下の SM では、このレプトンフレーバー保存則が厳密に成り立つ。しか し、ニュートリノ振動とよばれる現象の発見 [7] によりレプトンフレーバー非保存過程 (LFV: Lepton Flavour Violation) が起こることが実験によって確かめられている。特に、ニュート リノのような電荷をもたないレプトンの場合は中性レプトンフレーバー非保存過程 (nLFV: neutral Lepton Flavour Violation) と呼ばれる。

## 1.2 荷電レプトンフレーバー非保存過程

節 1.1.1 において、nLFV がニュートリノ振動によって確認されたことを述べた。一方で、 電荷を持ったレプトンの LFV (cLFC: charged Lepton Flavour Violation) は今まで発見さ れていない。しかし、実際にはニュートリノ振動を仮定することによって SM の枠組みの中 でも cLFV 過程を考えることは可能である。また他にも、いくつかの標準理論を超えた物理 (BSM: Beyond Standard Model) では SM にあらたな枠組みを追加することで cLFV が大き な確率で起こり得ることが理論的に予想されている。以下の節 1.2.1 及び節 1.2.2 で、代表的 な cLFV である  $\mu \rightarrow e\gamma$  を例に SM と BSM で予想される cLFV について述べる。

#### 1.2.1 ニュートリノ振動を含む標準模型

ニュートリノ振動を加えた SM では、以下のダイアグラムで示すような cLFV 過程が起こ り得る。



図 1.2 ニュートリノ振動を含めた SM で予想される  $\mu \rightarrow e\gamma$  のダイアグラム

この過程の分岐比は以下のような式で表せる。[8]

$$\operatorname{Br}(\mu \to e\gamma) = \frac{\alpha}{2\pi} \left| \sum_{k=e,\mu,\tau} U_{ek}^* U_{\mu k} \frac{m_{v_k}^2}{m_W^2} \right|$$
(1.4)

ここで、 $U_{\mu e}, U_{\mu \tau}$  はそれぞれ Maki-Sakagawa-Sakata 行列 [9] の成分を示しており、 $m_{v_k}$  は ニュートリノの質量、 $m_W$  は W ボソンの質量を示している。確かに SM の枠組み内でこのよ うな cLFV は起き得るが、ニュートリノの質量が非常に重たい (約 1 eV) と仮定したとして も、この過程の分岐比は < 10<sup>-54</sup> となり非常に小さい値を示す。この分岐比は実験で観測で きる値ではないため、今までに cLFV が発見されていないことは SM と矛盾していない。

#### 1.2.2 超対称性模型

超対称性模型 (SUSY: Supersymmetry) は、SM で現れる各粒子に超対称性パートナーと呼 ばれる粒子が存在すると仮定する理論である。超対称性パートナーは、SM の既知の粒子に対 してフェルミオンとボソンを入れ替えた性質を持ち、電荷は元の粒子と同じである。 例えば 電子の超対称性パートナーはセレクトロンと呼ばれ、 *ẽ* で表される。セレクトロンの電荷は電 子と同様に –1 であるがスピン 0 のボソンである。超対称性はエネルギーの高い領域では破ら れる必要がある。つまり、超対称粒子は超対称性の破れの効果によってパートナーの粒子の質 量と異なる質量を持つことが可能である。レプトンの超対称性パートナーであるスレプトンの 質量行列 *m<sub>ī</sub>* は

$$m_{\tilde{l}}^2 = \begin{pmatrix} m_{\tilde{e}\tilde{e}}^2, & \Delta m_{\tilde{e}\tilde{\mu}}^2, & \Delta m_{\tilde{e}\tilde{\tau}}^2 \\ \Delta m_{\tilde{\mu}\tilde{e}}^2, & m_{\tilde{\mu}\tilde{\mu}}^2, & \Delta m_{\tilde{\mu}\tilde{\tau}}^2 \\ \Delta m_{\tilde{\tau}\tilde{e}}^2, & \Delta m_{\tilde{\tau}\tilde{\mu}}^2, & m_{\tilde{\tau}\tilde{\tau}}^2 \end{pmatrix}$$
(1.5)

と表される。ここで  $\Delta m_{\tilde{l}\tilde{l}'}^2(\tilde{l},\tilde{l}'=e,\mu,\tau)$  は 2 つのスレプトン  $l \geq l'$  の質量二乗差である。荷 電レプトンは荷電スレプトンによって混合されており、この行列の非対角成分の効果によって 以下の図 1.3 のダイアグラムに示す cLFV 過程が起こり得る [10]。



図 1.3 超対称性模型で予想される  $\mu \rightarrow e\gamma$  のダイアグラム

ここで  $\tilde{\chi}^0$  はニュートラリーノと呼ばれ、SM の中性フェルミオンの超対称性パートナーで ある。この行列の非対角成分が十分に大きい理論、すなわち cLFV が実験で探索可能な分岐比 で起きると予想する理論として SUSY-GUT 模型 [11, 12] と SUSY-Seesaw 模型 [13] につい て述べる。

#### SUSY-GUT 模型

SUSY-GUT (Supersymmetric Grand Unified Theories) 模型とは、大統一理論 (GUT) に対して超対称性模型を加えた模型である。SUSY-GUT では、GUT のエネルギースケール (約 10<sup>16</sup> GeV) からエネルギーを下げていくと非対角成分が値を持つため cLFV が起こり得 る。図 1.4 に SUSY SU(5) で予言されるミューオン・電子転換過程の分岐比を表している。



図 1.4 SUSY-GUT 模型におけるミューオン電子転換過程の崩壊分岐比。ここで、 $m_{\tilde{e}_R}$ は右巻きのセレクトロンの質量、 $M_1$ はゲージボソンの超対称性パートナーの質量に関わるパラメータ、 $\mu$ はヒッグス粒子とその超対称性パートナーの質量を決めるパラメータ、 $\tan \beta$ は2つのヒッグス粒子の真空期待値を決めるパラメータである。左図は $\mu > 0$ 、右図は $\mu < 0$ である。

図 1.4 に示すように、この模型ではミューオン・電子転換過程の分岐比は 10<sup>-15</sup> 程度になる

可能性がある。この分岐比であれば実験によってこの過程を観測し得る。

#### SUSY-Seesaw 模型

SUSY-Seesaw 模型とは、右巻きの重いニュートリノの存在を予言する模型である。SUSY-Seesaw 模型ではニュートリノの混合を通してスレプトンの混合が起こるので、これにより cLFV が起こり得る。この理論によるスレプトン混合行列への寄与は大きく2つある。1つは 太陽ニュートリノの混合行列で、もう1つは大気ニュートリノの混合行列である。この模型が 予言するミューオン・電子転換過程の分岐比を1.5 に示す。



図 1.5 SUSY-Seesaw 模型におけるミューオン電子転換過程の崩壊分岐比。ここで  $M_{\nu 2}$ は第二世代ニュートリノのマヨラナ質量で、3 つの線は上から下に向かってそれぞれ  $\beta = 30, 10, 3$ に対応している。

この模型の場合もミューオン・電子転換過程の分岐比は実験で観測できる程度に高い。

#### 1.3 ミューオン・電子転換過程

ミューオン・電子転換過程は cLFV 過程として期待される素粒子相互作用反応の一つであ る。物質中で止まったミューオンが原子によって束縛され、ミューオンが原子核電子軌道を周 回するミューオニック原子を形成する。その後、即座にミューオンは 1s 軌道に遷移し準安定 状態となり、ミューオニック原子の寿命の後崩壊する [14]。その際のミューオンは式 (1.1) に 示した通常のミューオンの崩壊 (DIO: Decay In Orbit) をするか、または

$$\mu^{-} + (A, Z) \to \nu_{\mu} + (A, Z - 1)$$
 (1.6)

という過程で原子核に捕獲される。ここで A は原子数を示し、Z は原子番号を示す。いずれの反応においてもミューオンはニュートリノを放出する相互作用を起こす。しかし、節 1.2 で示した過程が存在するならば、ニュートリノを放出しない

$$\mu^{-} + (A, Z) \to e^{-} + (A, Z)$$
 (1.7)

という cLFV 過程が起こり得る。この過程はミューオン電子転換過程と呼ばれている。終状 態における原子核は励起状態と基底状態のどちらかの状態を取り得るが、終状態が基底状態の ものの割合が多く、その過程はコヒーレント捕獲と呼ばれる。

#### 1.3.1 信号事象と背景事象

ミューオン・電子転換過程が起きた場合の信号事象は式 (1.7) で現れる単一エネルギーをも つ電子である。この電子のエネルギーを *E*<sub>µe</sub> とすると、

$$E_{\mu e} = m_{\mu} - B_{\mu} - E_{rec} \approx m_{\mu} - B_{\mu} \tag{1.8}$$

とかける。ここで、 $m_{\mu}$ はミューオンの質量、 $B_{\mu}$ はミューオニック原子の 1s 軌道での束縛エ ネルギー、 $E_{rec}$ は原子核の反跳エネルギーである。また、原子核の反跳エネルギーは原子の質 量  $M_A$ を用いて、

$$E_{rec} \approx \frac{m_{\mu} - B_{\mu}}{2M_A} \tag{1.9}$$

と表せるが、原子の質量はミューオンの質量や束縛エネルギーに比べ十分大きいので無視した。式 (1.8) が示すように電子のエネルギーは束縛エネルギーに依存するので原子核の種類によって異なる。例として、<sup>13</sup>Al を用いた場合の電子のエネルギーは 105.0 MeV である。 一方、背景事象となるのは DIO である。この事象は、3 体崩壊であるため運動力学的に電子のエネルギー分布は  $m_{\mu}/2$  (= 52.8 MeV) が電子の取り得るエネルギーの最大値である。しかし、DIO の場合は原子を含めた 4 体崩壊であるため電子のエネルギー  $E_{\mu e}$  の最大は  $m_{\mu}/2$  よりも大きい値を取り得る [15]。DIO はミューオン・電子過程よりも割合が高いため信号領域に多く侵入する。したがって、実験ではこの DIO と信号事象を区別するために高い運動量及びエネルギー分解能が必要となる。

#### 1.3.2 先行実験

ミューオン・電子転換過程に関する研究は今日に至るまで様々な実験により分岐比上限値の 更新が行われてきた。表 1.3 に過去 50 年間で行われてきた実験による分岐比上限値の変遷を 示す。

反応過程	分岐比上限值	実験場所	年	文献
$\mu^- + Cu \to e^- + Cu$	$< 1.6 \times 10^{-8}$	SREL	1972	[16]
$\mu^- + ^{32}S \to e^- + ^{32}S$	$<7\times10^{-11}$	SIN	1982	[17]
$\mu^- + Ti \rightarrow e^- + Ti$	$<1.6\times10^{-11}$	TRIUMF	1985	[18]
$\mu^- + Ti \rightarrow e^- + Ti$	$<4.6\times10^{-12}$	TRIUMF	1988	[19]
$\mu^- + Pb \rightarrow e^- + Pb$	$<4.9\times10^{-10}$	TRIUMF	1988	[19]
$\mu^- + Ti \rightarrow e^- + Ti$	$<4.3\times10^{-12}$	PSI	1993	[20]
$\mu^- + Pb \rightarrow e^- + Pb$	$<4.6\times10^{-11}$	PSI	1996	[21]
$\mu^- + Ti \rightarrow e^- + Ti$	$< 6.1 \times 10^{-13}$	PSI	1998	[22]
$\mu^- + Au \to e^- + Au$	$<7\times10^{-13}$	PSI	2006	[23]

表 1.3 ミューオン・電子転換過程に関する過去の研究

ミューオン・電子転換過程に対して現在最も厳しい上限を与えているのがスイスの PSI で行われた SINDRUM II 実験である。この実験によって 90% の信頼度で 7×10<sup>-13</sup> の上限値が与えられている。ミューオン・電子転換過程の探索には更に高い感度での実験が求められる。

## 1.4 本論文の構成

本論文では、第2章でミューオン・電子転換仮定の探索を行う COMET 実験について述べ る。第3章では、COMET 実験に用いるビーム及び検出器について述べる。第4章では、実 験で用いる検出器の実機製作に向けて行なった LYSO 結晶の性能評価について述べる。最後 に第5章で本論文の結論を述べる。

## 第2章

# **COMET** 実験

COMET(COherent Muon to Electron Transition) 実験はミューオン・電子転換過程を 世界最高精度で探索することを目的とした実験である。COMET 実験は 2 段階 (Phase-I, Phase-II) に分けて段階的に探索を行う。Phase-II では 10<sup>-17</sup> の一事象発見感度を計画し ており、SINDRUM II 実験の約 1 万倍の感度を目指している。この感度の達成のために J-PARC(Japan Proton Accelerator Research Complex) の世界最高強度のパルスミューオ ンビームを用いて実験を行う。この章では、COMET 実験の概要 [24] を述べる。

## 2.1 J-PARC

J-PARC は茨城県東海村に位置する陽子加速器及び実験施設群である。素粒子物理だけで なく物質科学や生命科学などの幅広い分野の最先端の研究を行なっており、世界最高クラスの 陽子 (1 MW) ビームを生成することができる施設である。表 2.1 に J-PARC のレイアウトを 示す。



図 2.1 J-PRAC のレイアウト (左図) と航空写真 (右図)

J-PARC では、線形加速器 (リニアック) によって初段で 400MeV まで陽子を加速する。次 に、RCS(Rapid Cycling Synchrotron) で 3GeV まで加速する。RCS で加速された陽子のう ち 90% 以上は中性子やミューオンの生成のための別々の標的へと導かれる。残りの陽子は MR(Main Ring) へ送られ、50GeV まで加速される。その後、COMET 実験を行うハドロン 棟に送る。COMET 実験用エリアはハドロン施設内に新たに建設されている。表 2.2 にハド ロン実験施設および COMET 実験エリアの全体図を示す。



図 2.2 ハドロン実験施設および COMET 実験エリアの全体図

#### 2.1.1 ビーム構造

COMET 実験で用いるビームにはミューオン・電子転換過程を探索するために大きく分け て3つの特徴がある。第一に、COMET 実験は稀有過程の探索であるため大強度ミューオン ビームを使い統計を増やす必要がある。そのため一次陽子ビームの強度は Phase-I で3.2 kW、 Phase-II では56 kW という大強度ビームを用いる。第二に、陽子ビームを図 2.3 に表すよう に時間構造を高度にパルス化させる。これは、ビームの中に含まれる電子、ミューオン、パイ 中間子などが信号事象に近い電子を出し、信号領域に侵入することを防ぐためである。



図 2.3 パルス化された陽子ビームの時間構造と背景事象および信号事象。

第三に、陽子ビームのエネルギーは8 GeV とする。これはビームが 10 GeV を超えると反

電子の生成量が増加し、背景事象が増加することを防いでいるためである。逆に、それより低 エネルギーは背景事象を減らすことができるが、ビームエミッタンスが増加する原因となる。

## 2.2 COMET 実験 Phase-I

COMET 実験の Phase-I は 2022 年以降に開始予定である。Phase-I には 2 つの目的があ る。1 つ目はミューオン・電子転換過程の探索を  $\mathcal{O}(10^{-15})$  の感度で早期に行うことである。 この実験感度は、現在の上限値を 100 倍改善する値である。 2 つ目は、ビーム起因の背景事象 を直接測定することである。

#### 2.2.1 実験装置

検出器を含めた Phase-I の実験装置全体を図 2.4 に示す。



図 2.4 COMET 実験の Phase-I 全体図

#### パイオン捕獲セクション

J-PARC で加速した陽子はパイオン生成標的に入射する。Phase-I では、パイオン生成標的 にグラファイトを用いる。ミューオン静止標的で止まる低エネルギーのパイオンを取り出す ために標的から後方へ生じるものを輸送する。パイオン捕獲ソレノイド内には、標的周りで 5 T、ミューオン輸送ソレノイドとの接続部分では 3 T の磁場をかける。この磁場勾配によって パイオンの運動量方向をソレノイドの軸方向に収束させる。

#### ミューオン輸送セクション

パイオンはミューオン輸送セクションで π → μν の崩壊をしながらミューオン静止標的に輸 送される。このため、ミューオン輸送ソレノイドには崩壊するのに十分な長さが必要である。 また、静止標的に最適な 40 MeV/c のミューオンを高い効率で輸送でき、背景事象となりうる 75 MeV/c 以上のミューオンを取り除くことができる必要がある。これらの要求よりミューオ ン輸送ソレノイドは 90° 湾曲している。荷電粒子はこの中を螺旋軌道を描きながら進み、螺旋 軌道中心は上下方向にドリフトする。このドリフト距離 D は

$$D = \frac{1}{qB} \left(\frac{s}{R}\right) \frac{p_L^2 + \frac{1}{2}p_T^2}{p_L}$$
  
=  $\frac{1}{qB} \left(\frac{s}{R}\right) \frac{p}{2} \left(\cos\theta + \frac{1}{\cos\theta}\right)$  (2.1)

と表せる。ここで、qは荷電粒子の電荷、Bはソレノイド内の軸方向ん磁場、sはソレノイド の経路長、Rはソレノイドの曲率半径、 $p_L$ は荷電粒子の運動量のソレノイド軸方向成分、 $p_T$ は $p_L$ に垂直な成分、 $\theta$ は螺旋軌道のピッチ角である。運動量が大きい場合、荷電粒子はビー ムラインの壁に当たり静止標的に到達しないので、適切な運動量をもつ荷電粒子を選別するこ とができる。

#### 検出器セクション

静止標的からミューオン・電子転過程で放出される電子は円筒型検出器システム (CyDet: Cylindrical Detector System) と呼ばれる検出器によって検出される。この CyDet は大きく 2つの検出器から構成されており、1つは円筒型ドリフトチェンバー (CDC: Cylindrical Drift Chamber)、もう1つは円筒型トリガー検出器 (CTH: Cylindrical Trigger Hodoscope) であ る。CTH は電子とそれ以外の粒子識別が可能であり、信号事象の可能性がある電子に対して トリガーをかける。この検出器システムによって電子の運動量の精密測定を行う。Phase-I の モンテカルロシミュレーションにおいて、CyDet で得られる DIO と信号事象の運動量分布を 図 2.5 に示す。



図 2.5 DIO (左) と信号事象 (右) の運動量分布

#### 2.2.2 ビーム測定

Phase-I では、COMET 実験で用いるビーム自体の研究も行う。この際には、Phase-II の 物理測定を行う StrECAL と呼ばれる検出器群の試作機を用いる。これにより、ビーム起因 の二次粒子の性質の研究及び Phase-II で用いる検出器の性能評価を行ことができる。二次粒 子の種類や運動量分布を知ることで、物理測定における系統誤差を理解することができる。 StrECAL については、2.3.1 節で記述する。

## 2.3 COMET 実験 Phase-II

Phase-II では、ミューオン・電子転換過程の探索を  $\mathcal{O}(10^{-17})$  の感度で行うことで Phase-I を 100 倍改善した結果を目指して探索を行う。

#### 2.3.1 実験装置

検出器を含めた Phase-II の実験装置全体を図 2.6 に示す。



図 2.6 COMET 実験の Phase-II 全体図

ミューオン静止標的より上流の部分では Phase-I の構成とほぼ同じであるが、いくつか異な る点がある。まず、パイオン生成標的としてタングステンを用いる。原子番号がグラファイト より大きいためパイオン生成量が Phase-I よりも多くなることが期待できる。また、ミューオ ン輸送ソレノイドが 90° から 180° 湾曲になっている。これにより、背景事象の少ないミュー オンビームを実現できる。

#### 電子スペクトロメータ

ミューオン静止標的より下流は Phase-I と大きく異なる。図??にミューオン静止標的より 下流部分の概念図を示す。



図 2.7 Phase-II の下流部分の概念図。赤い線は電子の軌道を表している。

ミューオン静止標的のすぐ下流には電子スペクトロメータが追加されており、80 MeV 以下 の粒子を取り除く。これは静止標的から発生する DIO や、標的を外れて侵入するミューオン ビームを除去することを目的としている。

#### ストロー飛跡検出器

ストロー飛跡検出器は Phase-II で用いる検出器の1つである。ストロー飛跡検出器の構造 を図 2.8 に示す。



図 2.8 ストロー飛跡検出器の概念図。(a) 側面図。(b) 断面図。

ストロー飛跡検出器内は 1.0 ~ 1.5 T の磁場をかけており、5 層のモジュールが 480 mm の 間隔で並んでいる。モジュールは縦方向と横方向に 2 本ずつストローチューブを並べた構造に なっており、荷電粒子がストローチューブを通過した位置を測定することが可能である。5 層 のモジュールの測定位置から荷電粒子の螺旋軌道を再構成し、運動量を求めることができる。 運動量分解能は 200 MeV/c、位置分解能は 200 μm を要求する。

ストローチューブはアルミ蒸着ポリイミドフィルムでできており、筒の中はアルゴンとエタン を 50 : 50 で混合した気体を用いる予定である。

#### 電磁カロリメータ

Phase-II で用いるもう1つの検出器は電磁カロリメータ (ECAL) である。ECAL はスト ロー飛跡検出器の後段に設置し、この2つの検出器をまとめて StrECAL と呼ぶ。ECAL は 信号事象である電子のエネルギー測定と入射位置の測定及び、検出器全体へのトリガーの生成 を行う。図 2.9 に ECAL の概念図を示す。ECAL の詳しい説明は第3章で行う。



図 2.9 電磁カロリメータ概念図

## 第3章

# COMET 実験電磁カロリメータ

電磁カロリメータ (ECAL) は一般的に電子、反電子および光子のエネルギーを測定する検 出器である。COMET 実験 Phase-II では、ミューオン・電子転換過程で現れる 105 MeV の 電子を測定するために ECAL を用いる。本章では、一般的な ECAL の測定原理と COMET 実験 ECAL の構成および要求性能について述べる。

#### 3.1 測定原理

ECAL は荷電粒子と物質の相互作用、及び光子と物質の相互作用によるエネルギー損失を 測定することで、入射粒子のエネルギーを測定する検出器である。荷電粒子と物質の相互作用 には電離損失と制動放射があり、光子と物質の相互作用には光電効果、コンプトン散乱および 電子陽電子対生成がある。それぞれの相互作用について以下に記述する。

#### 3.1.1 荷電粒子と物質の相互作用

#### 電離損失

荷電粒子が物質に入射すると直ちに物質中の電子と相互作用を起こす。荷電粒子との相互作 用によって電子はより高いエネルギー準位への励起や電離を起こす。このような過程による荷 電粒子のエネルギー損失を電離損失という。電離損失は、ある物質中における飛跡の単位長あ たりのエネルギー損失で定義されており、Bethe-Blochの式により、

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = 4\pi N_A r_e^2 m_e z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e \beta^2 \gamma^2 W_{\mathrm{max}}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right]$$
(3.1)

と表される [1]。各パラメーターの説明を表 3.1 に示す。

パラメータ	意味
N <sub>A</sub>	アボガドロ数: 6.022×10 <sup>23</sup> mol <sup>-1</sup>
$r_e$	電子の古典半径: 2.82×10 <sup>-16</sup> m
$m_e$	電子の質量: 0.511 MeV
z	入射粒子の電荷
Z	物質の原子番号
A	物質の質量数
eta	入射粒子の相対論的な速度
$\gamma$	ローレンツ因子
$W_{\max}$	電子と一度の衝突で移行する最大運動エネルギー
Ι	平均励起ポテンシャル
$\delta(eta\gamma)$	密度による効果を補正する項

表 3.1 Bethe-Bloch の式に現れるパラメータ

荷電粒子の種類と物質の種類を定めれば、この式は β のみに依る関数である。いくつかの荷 電粒子と物質を例として式 (3.1) を図 3.1 に示す。



図 3.1 ミューオンの電離損失。対象の物質は水 (泡箱)、水素、ヘリウム、アルミニウム、 鉄、スズ、鉛。パイオンや陽子が入射した場合の軸も記載する。

最も電離損失が小さい部分に対応する速度を持つ粒子を Mimimum Ionizing Particle (MIP)と呼ぶ。

#### 制動放射

荷電粒子が強い電場を受け加速度運動をする際に荷電粒子は電磁波を放出する。これを制動 放射と呼び、これによって荷電粒子はエネルギーを失う。このエネルギーが 1/e になる距離を 放射長 X<sub>0</sub> と呼び、以下の式で表せる [1]。

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha r_e^2 \frac{N_A}{A} \left\{ Z^2 \left[ L_{\rm rad} - f(Z) \right] + Z L'_{\rm rad} \right\}$$
(3.2)

ここで、f(Z)は、ウランまでの元素である場合は、

$$f(Z) = a^2 \left[ \left( 1 + a^2 \right)^{-1} + 0.20206 - 0.0369a^2 + 0.0083a^4 - 0.002a^6 \right]$$
(3.3)

と表される。ここで、 $a = \alpha Z$ であり、 $\alpha$ は微細構造定数である。また、 $L_{\rm rad}$ および  $L'_{\rm rad}$ の例を表 3.2 に示す。

		rad /	
元素	Ζ	$L_{\rm rad}$	$L'_{ m rad}$
Н	1	5.31	6.144
He	2	4.79	5.621
Li	3	4.74	5.805
Be	4	4.71	5.924
その他	> 4	$\ln\left(184.15Z^{-\frac{1}{3}}\right)$	$\ln\left(1194Z^{-\frac{2}{3}}\right)$

表 3.2 L<sub>rad</sub>, L'<sub>rad</sub>の値一覧 [1]。

電離損失と制動放射のエネルギー損失が等しくなるエネルギーを臨界エネルギー *E<sub>c</sub>* と呼ぶ。この臨界エネルギーは近似的に、

$$E_c \simeq \frac{610 \text{MeV}}{Z + 1.24} \tag{3.4}$$

と表せる。

#### 3.1.2 光子と物質の相互作用

光子と物質間の相互作用にはコンプトン散乱、光電効果、及び電子・陽電子対生成の3種類 がある。物質に鉛を用いた場合の反応断面積を図3.2に示す。



図 3.2 光子と鉛の反応断面積。ここでの各記号について表 3.3 で説明する。

表 3.3 図 3.2 中の記号の説明

記号	意味
$\sigma_{\rm p.e.}$	光電効果の反応断面積
$\sigma_{ m Rayleigh}$	イオン化や励起を引き起こさないレイリー散乱の反応断面積
$\sigma_{ m Compton}$	コンプトン散乱の反応断面積
$\kappa_e$	原子核場での電子陽電子対生成
$\sigma_{ m g.d.r}$	光核反応の反応断面積

#### 光電効果

光電効果は、原子に光子が入射した際に、光子と電子の相互作用によって光子の全エネル ギーを吸収した光電子が放出される過程である。光電効果は図 3.2 に示すように、500 keV 以 下において支配的である。

#### コンプトン散乱

コンプトン散乱は、原子に光子が入射した際に電子と光子間で起こる弾性散乱である。光電 効果は電子が全エネルギーを吸収するのに対して、コンプトン散乱は光子の一部のエネルギー を吸収する過程である。500 keV 以上 5 MeV 以下の範囲で支配的である。

#### 電子·陽電子対生成

電子・陽電子対生成は、エネルギーの高い光子が電子と陽電子を生み出す ( $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ) 過程 である。光子の2体崩壊であるため、単一の光子のみで起こることはなく、原子核や電子など の近傍で起こる。電子と陽電子の静止質量は 511 keV であるので、この過程を起こす光子は 最低でも 1022 keV 以上のエネルギーを持つ。

#### 3.1.3 電磁シャワー

高エネルギーの粒子が物質中を通過する際、物質間の相互作用により二次粒子を生成し得 る。この二次粒子もまた高いエネルギーを持つ場合、また新たな粒子を生成するということを 繰り返す。この連鎖反応はカスケードシャワーとよばれ、特に光子、電子及び陽電子によるも のを電磁シャワーと呼ぶ。電磁シャワーの模式図を図 3.3 に示す。



図 3.3 電磁シャワーの模式図

物質内に高エネルギーの電子が入射した場合、その電子は制動放射によって光子を放出す る。制動放射で生じた光子も高いエネルギーを持つ場合、物質との相互作用で電子陽電子対生 成を起こし新たな電子と陽電子を放出する。この過程が起こる際、生成された粒子のエネル ギーはその前の粒子のエネルギーの半分となる。したがって、二次粒子のエネルギーは次第に 小さくなっていき、二次粒子を生成可能な臨界エネルギー *E<sub>c</sub>* を下回るとカスケードシャワー は止まり、残りのエネルギーを電離損失によって失う。

#### 3.2 基本構成

ECAL はサンプリングカロリメータと全吸収型カロリメータの2つに大別される。サンプ リングカロリメータは入射粒子のエネルギーを吸収する層と検出を行う層が交互に並ぶ構造を しており、全吸収型カロリメータは物質量の大きな検出層を用いることで、吸収層が無い構造 である。COMET 実験では、低エネルギー領域でも優れた分解能を発揮する全吸収型カロリ メータを用いる。全体の大きな構成としては、まず電磁シャワーを起こさせるための検出層と して無機結晶シンチレータがあり、それによるシンチレーション光を測定するための光検出器 がある。その後段に、光検出器からの電気信号を読み出す回路部分につなぐ構造になってい る。その他にも、温度変化などの環境による影響を補正するために発光ダイオードや測温抵抗 などを用いる。

#### 3.2.1 無機結晶シンチレータ

無機シンチレータは絶縁体結晶に不純物をドープすることで、結晶の禁制帯内部に新たなエ ネルギー準位を作り出したものである。このシンチレータに放射線が入射すると、価電子帯 に励起した電子および伝導体にホールを作り出す。この電子ホール対は禁制帯に作られた新 たなエネルギー準位間で再結合する。この順位の幅は狭いため、この再結合によって可視光 が放出される。これをシンチレーション光と呼ぶ。このシンチレーション光の特性は結晶の 構造や不純物によって大きく異なる。表 3.4 にいくつかの結晶の特性を示す。結晶に依って 特性が大きく異なるため、目的にあった特性を持つ結晶を選ぶことが重要である。COMET 実験の ECAL では、高いエネルギー分解能を達成するために発光量の多い無機結晶シンチ レータが求められる。また、パイルアップイベント.\*1を抑制するために蛍光減衰時間が短 い方が良い。これらの要求と先行研究 [25] により ECAL で用いる無機結晶シンチレータは LYSO (Lu<sub>2-x</sub>Y<sub>x</sub>SiO<sub>5</sub>) 結晶を採用する。

性質	LYSO	GSO(Ce)	NaI(Tl)
密度 [g/cm <sup>3</sup> ]	7.2	6.71	3.67
屈折率	1.82	1.85	1.85
硬さ [Moh]	5.8	5.7	2
潮解性	なし	なし	あり
融点 [K]	2320	1950	651
相対光量 (%NaI(Tl))	75	20-25	100
発光波長 [nm]	420	430	415
蛍光減衰時間 [ns]	40	50-60	230
放射長 [cm]	1.15	1.38	2.9

表 3.4 無機結晶シンチレータの特性

結晶のサイズは  $20 \times 20 \times 120 \text{ mm}^3$  で、放射長を  $X_0$  とすれば  $11X_0$  に相当する。一般的な 全吸収型 ECAL の場合、 $20X_0$  以上の長さが望ましいとされる。しかし、この長さの LYSO 結晶を製造することは技術的に困難である。また仮に、 $20X_0$  の長さがあった場合でもシンチ

<sup>\*12</sup>つ以上のイベントが同時に検出され、波形が重なる現象。

レーション光の減衰があるため一概に性能が良くなるとは限らない。これらの理由より比較的 長さの短い結晶を用いる。ECAL に用いる結晶の写真を図 3.4 に示す。



図 3.4 ECAL で用いる LYSO 結晶

ECAL で用いる際は、LYSO 結晶に反射材を巻く。これは、結晶からの光漏れを防ぎ、結晶 内部での光の反射を助ける役割を持つ。これによって、電磁シャワーによるシンチレーション 光を可能な限り損失することなく検出することができ、エネルギー分解能の向上につながる。

#### 3.2.2 光検出器

光検出器はアバランシェフォトダイオード (APD: Avaranche Photo Diode) を用いる。 APD は半導体に逆電圧を印加することで光を検出するフォトダイオードの一種である。APD に半導体のバンドギャップ以上のエネルギーを持つ光が入射すると、電子ホール対が生成され る。これらは通常すぐに再結合してしまうが、逆電圧を印加することで電子とホールはそれぞ れ逆方向にドリフトする。ドリフトされた粒子は電場によってエネルギーを得るため、半導体 内で新たな電子ホール対を生み出す。この反応が何度も起こることで、ドリフトされる電子の 数は指数関数的に増加する。これをアバランシェ増幅とよぶ。APD は、このアバランシェ増 幅を利用したフォトダイオードであるため、微弱な信号でも検出することが可能である。ま た、APD は磁場による影響を受けにくいためソレノイド中に設置する ECAL に用いるのに適 している。



図 3.5 APD の増幅原理



図 3.6 COMET で用いる APD(浜松フォト ニクス社製 S8664-55)

#### 3.2.3 発光ダイオード

APD は印加電圧や温度に依存して増幅率が変化する。また、LYSO 結晶や反射材の性能も 温度や放射線によって変わりうる。これらに起因する増幅率の変動を較正するために発光ダイ オード (LED: Light Emitting Diode)を用いる。LED は放射線源と比較して高レートで安定 的に光子を作り出すことが可能なため、短時間で APD の較正をすることができる。本実験 で用いる LED は、LYSO 結晶のシンチレーション光に近い波長を出すものを採用しており、 LYSO 結晶を通過して APD に入射する構造をしている。

#### 3.2.4 測温抵抗

前述したように APD の増幅率は温度依存性があるため、温度をモニターすることで補正を 行う。この際の温度測定に白金測温抵抗を用いる。白金測温抵抗は温度に対する線型性が良い ので、高精度で温度を測定することが可能である。

### 3.3 要求性能

ECAL の大きな役割は 105 MeV の電子のエネルギーを測定すること、電子の入射位置を得 ること、検出器全体のトリガーを生成することの 3 つがある。したがって、エネルギー分解 能、位置分解能、時間分解能にそれぞれ要求がある。また、それ以外にも真空中かつ磁場中で 動作を保証する必要がある。

#### 3.3.1 エネルギー分解能

図 2.5 に示したように、DIO は信号事象の領域に侵入するため、ECAL はこれらを弁別することのできるエネルギー分解能が必要である。電磁カロリメータの分解能の幅が  $\sigma$  MeV のガウス分布と仮定すると、 $E_{\max}t \sim 105$  MeV 付近の DIO のスペクトルは

$$f(E_M) = C \int_{-\infty}^{E_{max}} (E_{max} - E)^5 \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left(-\frac{(E_M - E)^2}{2\sigma^2}\right) dE$$
(3.5)

トリガー生成のためのエネルギー閾値を  $E_{\max} + \Delta$  にした場合、DIO の割合は以下のようになる。

$$\int_{E_{\max}+\Delta}^{\infty} f(E_M) \, \mathrm{d}E_M = C \frac{\sigma^6}{6\sqrt{\pi}} \int_{\Delta/\sigma}^{\infty} (x - \Delta/\sigma)^6 \exp\left(-x^2/2\right) \, \mathrm{d}x \tag{3.6}$$

$$= C \frac{\sigma^{\circ}}{6\sqrt{2\pi}} I(\Delta/\sigma) \tag{3.7}$$

ここで、*C* は DIO のエネルギー分布の比例定数である。積分値 *I* は、例として I(-2) = 1251.0, I(0) = 18.8, I(2) = 0.03 などがある。閾値を下げるほど DIO の割合は急激に増加す

る、しかし、閾値を上げすぎると、DIO の割合は減る一方で、信号に対するエネルギーアクセ プタンスは低下してしまう。95% のエネルギーアクセプタンスを実現するためには Δ ≤ −2σ を満たす必要がある。COMET 実験では、閾値を 95 MeV に設定することを想定しており、 この場合のエネルギー分解能への要求は 105 MeV において 5% 以下となる。

実際の ECAL によるエネルギー測定では、シャワー内の一部の粒子が ECAL の外部に漏れ出 すことがあるため、通常のガウス分布よりもエネルギーの低い側がテールをもつ分布になる。 このとき、DIO と信号事象の分離に関わってくるのは高エネルギー側の幅であるため、分布 全体の分散を用いるのは適切では無い。したがって、本実験では信号事象のピークの高エネル ギー側の幅 (HWHM<sub>high</sub>)を用いて、分散を定義する。通常のガウス分布の HWHM と $\sigma$ の 関係式  $\sigma\sqrt{2\log 2}$  = HWHM と同様の定義を用いて

$$\sigma = \frac{\text{HWHM}_{\text{high}}}{\sqrt{2\log 2}} \tag{3.8}$$

を分布の幅としてエネルギー分解能を求める。

#### 3.3.2 位置分解能

ECAL の前段にあるストロー飛跡検出器が粒子の飛跡を再構成を行う役割を担っているが、 それを補助するために ECAL に入射した位置情報を用いる。このため、位置分解能は 10 mm 以下という要求をする。ECAL は、複数の LYSO 結晶によってセグメント化されているため、 電磁シャワーによるエネルギーデポジットの重心位置から入射位置を求めることができる。

#### 3.3.3 時間分解能

ECAL は検出器全体のトリガー生成を行うため、高い時間分解能が必要である。指標として1 ns 以下という要求で開発が行われているが、他の検出器の時間測定の不定性を生む原因であるので、小さいほど望ましい。また、Phase-I でのビーム測定において、ミューオンとパイオンの識別のために TOF (Time Of Flight)を取得する予定で、この弁別に時間分解能の要求が1 ns 以下ということが示されている。

前述した要求を表 3.5 にまとめる。

要求性能 (@105 MeV)	要求值
エネルギー分解能	<5%
位置分解能	${<}10~{\rm m}$
時間分解能	<1 ns

表 3.5 ECAL に対する要求値

## 3.4 電磁カロリメータ試作機

九州大学が開発した電磁カロリメータの試作機について記述する。図 3.7 に試作機の写真を 示す。



図 3.7 電磁カロリメータ試作機の写真 (上流側)

試作機は、LYSO 結晶と APD で構成されたシンチレーション検出器を 8 × 8 の計 64 個並 べた構造をしており、真空容器の内部に設置している。単一のシンチーレーション検出器の概 念図を図 3.8 に示す。



図 3.8 単一のシンチーレーション検出器の概念図。

LYSO 結晶は Saint-Gobain 社製の LYSO 結晶を用いており、APD と LED に押し付けて 取り付ける。結晶と APD の間は、光学接続のために Eljen 社製のシリコンクッキー EJ-560 を用いる。結晶と LED の間は、結晶に届く LED の光量を減らすために富士フイルム社製の ND フィルター ND3.0 を用いる。結晶全体は二種類の反射材で巻いており、内側に 3M 社製 の ESR、外側は Saint-Gobain 社製の PTFE テープ BC-642 を用いる。

この結晶を 2 × 2 に配線を統一したものを 1 単位とし、20 μm 厚のアルミ蒸着マイラーで覆 う。これを基本モジュールと呼ぶ。

この基本モジュールをさらに2×2にまとめたものをスーパーモジュールと呼ぶ。試作機は4 つのスーパーモジュールから構成されている。

ECAL の試作機は、ストロー飛跡検出器の試作機と合わせて電子ビームを用いた試験を 2017 年に行い、要求項目に関する研究および StrECAL 全体の性能の研究が進んでいる。そこで、 ECAL に対する要求を満たすことが示されている。

## 第4章

# LYSO 結晶の性能評価および個体差 測定

COMET 実験の ECAL は約 2000 本の LYSO 結晶を用いる。そのため、各結晶の性能差は できる限り同一であることが望まれる。実機製作の量産に向けた研究として、新たな結晶候補 である JTC 製 LYSO 結晶の性能評価を行い、これまでの研究で基準となっている LYSO 結 晶 (Standard LYSO) との性能比較を行なった。性能比較項目として、光量、エネルギー分解 能、減衰時間、位置依存性、残光時間について測定を行った。本章では、その実験内容と結果 について述べる。

## 4.1 LYSO 結晶の特性

#### 4.1.1 自発光

LYSO 結晶は Lu がドープされた無機結晶シンチレータである。Lu には、放射性同位体で ある <sup>176</sup>Lu が自然存在比 2.59% で含まれる。<sup>176</sup>Lu は半減期が 37 × 10<sup>9</sup> 年であり、図 4.1 で 表す崩壊を起こす [26]。<sup>176</sup>Lu は、初めに  $\beta$  崩壊を起こし、励起した <sup>176</sup>Hf となる。その後、 Hf は  $\gamma$  線と  $\beta$  線しながら基底状態へと遷移する。LYSO 結晶内の Lu がこの崩壊を起こすこ とで、シンチレーション光を起こし得る。これを自発光と呼ぶ。LYSO 結晶の自発光スペク トルを図 4.2 に示す。Hf は基底状態まで短い時間で遷移するため、複数の放射線の和で構成 されたピークが現れる。また、 $\beta$  線も含まれるため、自発光のエネルギースペクトルは 1000 keV 程度まで長いテールをもつ。



### **4.2** 製造会社の候補

LYSO 結晶の製造会社の候補には、Saint-Gobain 社、OXIDE 社、JTC 社の 3 社がある。 さらに、Saint-Gobain 社製の結晶には Standard LYSO と Engineered LYSO の 2 種類があ り、OXIDE 社製 LYSO 結晶には第一世代と第二世代の 2 種類がある。製造会社や世代の 違いによって、結晶ごとの個体差や結晶の性能が異なる。Standard LYSO と OXIDE 社製 LYSO(第一世代、第二世代) に関しては先行研究 [27, 28] によって、それぞれの性能に顕著な 差はないことが示されている。今回、新たな結晶の候補して現れたのが Saint-Gobain 社製の Engineered LYSO と JTC 社製の LYSO 結晶である。特に、JTC 社製の LYSO 結晶は比較 的安価であると言う大きな長所があり、LYSO 結晶の欠点である製造コストの高さを大きく改 善し得る。

## 4.3 測定で用いた実験器具

LYSO 結晶の性能評価で用いた各実験器具について述べる。

#### 4.3.1 光電子增倍管

光検出器は光電子増倍管 (PMT: Photomultiplier tube)を用いた。PMT は真空管内に閉 じ込めた入射窓、光電面、収束電極、ダイノードおよび陽極で構成される光検出器のひとつで ある。図 4.3 に PMT の構造図を示す。



図 4.3 PMT の構造の概念図

PMT に入射した光は以下の過程で電気信号として出力される。

- 1. 入射光が入射窓を通過し、光電面で光電効果を起こすことで光電子を放出する。
- 2. 光電子は収束電極の作る電場によって加速・収束され、第1ダイノードに衝突し二次電 子を放出する。
- 3. 二次電子は、さらに後段のダイノードと衝突し、新たな電子を放出する。
- 4. 最終的に増幅した電子は、陽極より取り出される。

PMT は、この動作原理で微弱な光を高精度に検出することができる。本実験では、浜松ホト ニクス社製 PMT の H6533 を用いた。

#### 4.3.2 波形記録機

波形記録器 (waveform recorder) は Paul Scherrer Institut で開発された DRS4 Evaluation Board を用いた。図 4.4 に写真を示す。TTL 信号による外部トリガーまたは内部トリガーに より波形を取得することができる。この記録機で得たシンチレーション光による波形の一例を 図 4.5 に示す。



図 4.4 DRS4 Evaluation Board の写真



図 4.5 波形記録機で得た波形の一例。

#### 4.3.3 評価用治具

先行研究 [28] で開発された PMT と LYSO 結晶を光学的接続を補助する治具。バネで PMT を LYSO 結晶に押し付ける機構を導入している。図 4.6 に治具の写真を示す。



図 4.6 評価用治具の写真

#### 4.3.4 実験セットアップ

実験セットアップを図 4.7 に示す。放射線源は <sup>60</sup>Co を用いた。<sup>60</sup>Co は 1173 keV と 1333 keV の 2 つの  $\gamma$  線を放出する。そのため、1000 keV 程度まで侵入する自発光と分離しやすい という利点がある。



図 4.7 実験セットアップ

LYSO 結晶と PMT の光学的接続部分は 1.5 mm 厚のシリコンクッキーを用いた。反射材 の巻き方の違いによる光量の不定性を無くすため、反射材は用いずに測定を行なった。また、 暗室での測定を行うと同時に、温度による LYSO や PMT の性能の変化を抑えるために、温 度を 25 度に保った恒温槽内で測定を行なった。

## 4.4 解析手法

性能評価で行なった共通の解析手法について述べる。波形記録機によって得られた波形の 面積を charge と定義し、各波形の charge からエネルギースペクトルを取得した。図 4.8 に <sup>60</sup>Co の取得したエネルギースペクトルの一例を示す。このスペクトルの2つのピーク位置を フィッティングで求めた。この時のフィット関数は以下の式を用いた。

$$f(x) = \alpha \times f_{\text{SelfLumi}}(\beta x) + N_1 \exp\left(-\frac{(x-x_1)^2}{2\sigma_1^2}\right) + N_2 \exp\left(-\frac{(x-x_2)^2}{2\sigma_2^2}\right) \quad (4.1)$$

ここでの関数と各フィットパラメータについて説明する。 $f_{SelfLumi}$ は自発光のエネルギース ペクトルである。 $\alpha$ は測定計数変化の割合、 $\beta$ は光量変化の割合、 $N_1, N_2$ は各ピークの高さ、  $\sigma_1, \sigma_2$ は各ピークの幅、 $x_1, x_2$ は各ピークの位置を示している。自発光のエネルギースペク トルは、放射線源を設置していない測定データから得た。以降、下付き文字の1は1173 keV ピークを示し、2は1333 keV ピークを示す。



図 4.8 波形解析によって得た <sup>60</sup>Co のエネ ルギースペクトルの一例。<sup>60</sup>Co が放出す る 1173 keV と 1333 keV の 2 つの  $\gamma$  線が charge の  $10 \times 10^3$  と  $11.5 \times 10^3$  付近に現れ ている。また、その他にも前述した自発光の スペクトルが見られる。



図 4.9 エネルギースペクトルに式 (4.1) で フィッティングを行なった結果。

#### 光量の定義

光量の定義は 2 種類用いた。 1 つは 1173 keV の charge をそのまま光量として用いたもの である。すなわち、フィットから得た  $x_1$  を光量として用いた。この時の、誤差はフィットに よる誤差  $\delta x_1$  を用いた。 2つ目は、Coの2つのピークから charge とエネルギーの関係から定義した。フィットで得たピークの位置  $x_1, x_2$  に対応する  $\gamma$  線のエネルギーが 1173 keV,1333 keV であることは既知 であるので、光量を以下の式で定めた。

この定義は、測定の際のノイズによる光量の不定性を減らすことができるという利点がある。

#### エネルギー分解能

エネルギー分解能は、フィッティングで得た 1173 keV ピークの  $\sigma_1/x_1$  を用いた。また、エ ネルギー分解能の誤差  $\epsilon_R$  は

$$\epsilon_R = \frac{\sigma_1}{x_1} \sqrt{\left(\frac{\delta x_1}{x_1}\right)^2 + \left(\frac{\delta \sigma_1}{\sigma_1}\right)^2} \tag{4.3}$$

と定めた。ここで、 $\delta x_1, \delta \sigma_1$ はフィッティングによる誤差である。

#### 減衰時間

減衰時間は Co の 1173 keV ピークの波形を元に平均化波形を作り、その平均化波形に対し て以下の減衰曲線をフィットすることで得た減衰時間を得た。

$$f(x) = \operatorname{N}\exp(-x/\tau) + C \tag{4.4}$$

ここで、N、*τ*、C がフィットパラメータであり、*τ* が減衰時間である。

## 4.5 Standard LYSO と JTC 社製 LYSO の比較

新たな候補である JTC 社製 LYSO と Standard LYSO の性能比較を行なった。また、 Saint-Gobain 社が新たに開発した Engineered LYSO についても 1 つの比較対象として含め た。比較項目は、光量と減衰時間である。光学接着の再現性を確かめるため PMT と LYSO の光学的接続の付け直しを行いながら複数回の測定を行なった。

#### **4.5.1** 光学的接着の不定性

評価用治具を用いた場合も、光学的接着の良し悪しによる光量の不定性が最大で約 20% と 非常に大きいという問題があった。そのため、最も光量の大きい測定から 3% 以上光量が小さ いデータは光学接着が著しく悪いものとして用いずに、複数回測定した平均値を用いて性能 比較を行なった。図 4.10 に光学的接続の付け直しによる JTC 社製 LYSO 結晶の光量変化を 示す。



図 4.10 光学的接続の付け直しによる JTC 社製 LYSO 結晶の光量変化。

## 4.5.2 各結晶の性能比較の結果



図 4.11 光量の性能比較の結果。Standard LYSO の光量を1とした際の相対光量。

測定の結果を表 4.1 にまとめる。



図 4.12 各結晶の平均化波形の比較。減衰の 遅い方から順に、Standard LYSO, JTC 社 製 LYSO, Engineered LYSO である。

結晶の種類	相対光量	減衰時間 [ns]
Standard LYSO	$1.00 \pm 0.01$	$42.8 \pm 0.1$
Enginerred LYSO	$1.11 \pm 0.01$	$35.8 \pm 0.1$
JTC 社製 LYSO	$1.11 \pm 0.01$	$41.4 \pm 0.1$

表 4.1 性能比較の結果

JTC 社製 LYSO は Standard LYSO と比較して、11% 光量が多く、減衰時間が 1 [ns] 速 い。また、Engineered LYSO と比較しても、減衰時間でわずかに劣るものの遜色ない性能を 有している。

### 4.6 残光時間測定

#### 4.6.1 残光

残光とは、物質が光を浴びた後に、長時間に渡って発光し続ける現象である。無機シンチ レータに光が入射した際、通常は 3.2.1 節で述べた過程でシンチレーション光を起こす。しか し、励起した電子の中には、準安定状態であるエネルギー準位に遷移し、長時間かけて基底状 態へ戻るものがある。残光は、ECAL のエネルギー分解能を悪化させる原因となりうるため、 残光が無くなるまでにかかる時間を知る必要がある。

COMET 実験の ECAL 開発において、LYSO 結晶の残光を引き起こす要因は 2 種類考え らる。1 つ目は、ECAL の実機製作期間での室内灯による影響である。約 2000 本の結晶を反 射材で巻き、実機製作を行う中で作業場の明かりに長時間晒される可能性がある。2 つ目は、 COMET 実験の実験環境下の γ 線による影響である。γ 線に長時間晒されることで残光を引 き起こす可能性がある。今回の測定では、前者の状況を想定して残光時間の測定を行なった。

#### 4.6.2 測定内容

光源は LED と蛍光灯を用いた。光源は、LYSO 結晶から 10 cm 離して設置した。光を 1 日当て続けた後、ベースラインの時間変化を測定した。LED は L-5630-10-v3.0、蛍光灯は FCL20N/18 を用いた。

#### 4.6.3 LED ライトを用いた残光時間測定

LED 光を当てる前と、1日当てた後の波形を図 4.13, 4.14 に示す。



この波形における 0 ns から 300 ns の間で、-4 mV を超えた波形の総面積を残光量と定義した。蛍光灯を用いた場合の残光量の減衰を図 4.15 に示す。



図 4.15 LED 光を当てた後の残光の減衰

図 4.15 に示すように、LED 光による残光は見られず常に一定であった。これは、白色 LED の光の波長域では LYSO 結晶の準安定状態のエネルギー準位まで励起しないことが原因とし て考えられる。

#### 4.6.4 蛍光灯を用いた残光時間測定

LED よりも比較的波長の短いスペクトルを含む蛍光灯を用いて、同様の測定を行なった。 蛍光灯を当てる前と、1日当てた後の波形を図 4.16, 4.17 に示す。



LED の測定と比較すると、蛍光灯の光に晒した場合は残光による影響が顕著に表れている。 微弱な信号が連続的に表れており、絶えず発光していることがわかる。蛍光灯を用いた場合の 残光量の減衰を図 4.18 に示す。



図 4.18 蛍光灯を当てた後の残光の減衰

蛍光灯を1日当てた直後から、残光が時間が経つにつれて減少していることが分かる。連続 して現れる残光のうち閾値を超える部分のみの charge を見ているため、減衰曲線と完全には 一致していないが、大まかな時定数として約 40 分という値を得た。5 時間経過後には残光の 影響は見られなくなった。

### 4.7 光学的接続の不定性の改善

4.5.1 節で、光学的接続による不定性が非常に大きいため、複数回測定して得た平均値で性 能比較を行なったことを述べた。これは少数の結晶の性能評価を行う分には良いが、約 2000 本の結晶を全数調査をする上では現実的ではない。この不定性の解決のためにシリコンクッ キーの変更を行なった。4.3.4 節で述べたセットアップでは 1.5 mm 厚の物を用いたが、これ を 3 mm 厚のシリコンクッキーへと変更した。これにより、PMT を押す圧力によるシリコン クッキーの変形を抑えることができ、シリコンクッキーの全面が PMT と LYOS 結晶に押し 付けることが期待できる。シリコンクッキーの厚みを変え、PMT に届く光量を増やすために ESR を用いた測定での光量不定性を確認した。表 4.2 に結果を示す。

表 4.2 シリコンクッキー変更後の光量の再現性の確認

測定回数	光量 (charge)	
1	9701	
2	9706	
3	9236	
4	9277	
5	9555	

不定性を標準偏差/平均値とした場合、不定性は約2%となった。シリコンクッキーを厚い ものに変えた結果、不定性を大幅に減らすことが可能になった。これにより、安定的に性能評 価を行うことが可能な測定環境を実現した。

### 4.8 性能の位置依存性測定

COMET 実験で用いる LYSO 結晶は 120 mm の長さがあるため製造過程でドープされた Lu の濃度の差によって結晶内の位置による性能の不定性が無視できない場合がある。ECAL で用いる際は、電磁シャワーの起こる位置によって LYSO 結晶への入射位置は異なるので、 位置依存性がエネルギー分解能を悪化させる原因となる。そのため、Co 線源の位置を変えた 光量測定を行うことで、顕著な位置依存性が存在しないかの測定を行なった。セットアップは 4.3.4 節と同様で、結晶自身の光の減衰を見るため反射材を巻いておらず、安定した測定を行 うことのできる厚さ 3 mm のシリコンクッキーを用いた。Co 線源は、PMT の前面を基準に 図 4.19 に示す位置に置いて測定を行なった。



図 4.19 実験セットアップ上の Co 線源を置いた位置の概念図。

自身で定義した順方向で結晶を設置した際の測定を行なった後、結晶の向きを反転させて逆 方向で同様の測定を行なった。Co線源の位置が変わることによる光量減衰の大きさを、結晶 を反転させる前後で比較した。

#### 4.8.1 位置依存性測定の結果

図 4.20 と図 4.21 に位置依存性測定の結果を示す。



図 4.20 結晶を順方向で設置した場合の光量の減衰。



図 4.21 結晶を逆方向で設置した場合の光量の減衰。

順方向で測定した場合と逆方向で測定した場合で光量の減衰は誤差の範囲内で一致しており、LYSO 結晶の位置依存性は見られなかった。しかし、反射材を巻かない測定では光量が少

ないため、自発光と Co ピークの分離の厳しさによるフィッティングの誤差が非常に大きい。 また、Co 線源から γ 線をコリメートしていないため、結晶全体としての減衰の傾向のみの測 定となっている。この測定で、顕著な位置依存性がないことは示せたが、より線源をコリメー トして同様の測定を行うことで、より精密な位置依存性測定ができると考えられる。

## 4.9 個体差測定

結晶 1 本を用いた測定で、光量と減衰時間に関して JTC 社製 LYSO は Standard LYSO よりもやや良い性能を有していることが判明した。しかし、ECAL では多数の LYSO 結晶を 用いるため、結晶の個体差が ECAL のエネルギー分解能を悪化させる原因になり得る。その ため、JTC 社製 LYSO25 本分の個体差について測定を行い、既に十分個体差が小さいと知ら れている Standard LYSO の個体差と比較した。大まかなセットアップは 4.3.4 節と同様で ある。

#### 個体差測定の結果

各項目の個体差測定の結果を図 4.22、4.23、4.24 に示す。





図 4.24 減衰時間の個体差測定の結果

各項目の個体差を Std Dev/Mean と定義する。結果を表 4.3 にまとめる。

結晶の種類	光量 [%]	エネルギー分解能@1173 keV [%]	減衰時間 [%]
Standard LYSO	$4.8 \pm 0.4$	$3.5 \pm 0.3$	-
JTC 社製 LYSO	$4.8 \pm 0.7$	$3.4 \pm 0.5$	$2.8 \pm 0.4$

表 4.3 個体差測定の結果。Standard LYSO の結果は先行研究 [27] によるもの

25 本という少ない統計ながらも、JTC 社製 LYSO は Standard LYSO と同等に個体差が小 さい。

## 4.10 結果のまとめ

JTC 社製 LYSO について性能評価を行い、Standard LYSO との比較を行なった。JTC 社 製 LYSO の光量は Standard LYSO と比較して約 10% 多く、減衰時間が約 1 ns 短いことが 判明した。また、残光時間は大まかに 40 分という値が得られ、実機製作期間に室内灯に晒さ れることによる残光は短い時間で減衰することがわかり、測定で大きな影響は与えない。位置 依存性に関して、今回の測定の範囲内では、大きな位置依存性は見られなかった。また、20 本 の JTC 社製 LSYO 結晶に対する個体差測定において、光量  $4.8 \pm 0.7\%$ 、エネルギー分解能  $3.4 \pm 0.5\%$ 、減衰時間  $2.8 \pm 0.4\%$  という結果が得られ、Standard LYSO の個体差と同程度で あるということが判明した。したがって、JTC 社製 LYSO 結晶は COMET 実験の ECAL に 非常に有用であり、十分な性能を有すると考えられる。

## 第5章

# 結論

ミューオン・電子転換過程は荷電レプトンフレーバー保存則を破る過程であり、この過程 の探索は BSM の発見に非常に有効な手法である。COMET 実験は J-PARC においてこの 過程を探索する実験であり、最終的に  $O(10^{-17})$  の一事象発見感度を目指す。これは、現在 の上限値を 1 万倍改善する感度である。実験は、Phase-I と Phase-II の二段階に分かれてお り、Phase-II ではストロー飛跡検出器と電磁カロリメータを組み合わせた StrECAL と呼ば れる検出器を用いる。ECAL は、信号事象である 105 MeV の電子を見つけるために、粒子の エネルギー、位置、時間の測定を行う。ECAL の検出層は LYSO 結晶と APD から構成され ており、実機では約 2000 本の LYSO 結晶を用いる。信号事象と背景事象を弁別するために、 ECAL には 105MeV で 5% のエネルギー分解能、10 mm 位置分解能、1 ns 以下の時間分解 能を要求する。そのため、LYSO 結晶には高い光量、エネルギー分解能および速い時間応答が 必要とされると共に、各結晶の性能差はできる限り同一であることが望まれる。九州大学は、 これまでの研究において ECAL の試作機を行い、ビーム試験による性能評価を行なってきた。 その結果、試作機試験において要求を満たしていることが示されている。

本研究では、LYSO 結晶の新たな候補である JTC 社製の LYSO 結晶について性能評価を行 なった。JTS 社製 LYSO は、これまでの研究で基準としている Standard LYSO と比較して 11% 光量が大きく、減衰時間が約 1 ns ほど速いことを示した。また、蛍光灯を 1 日当てた残 光時間測定で 40 分という値を得て、実機製作の過程で引き起こさ得る残光の影響は十分短い 時間で減衰し、実験に悪影響を及ぼさないことを示した。

性能の位置依存性に関しては、今回の測定の範囲内では顕著な依存性は見られなかった。し かし、反射材を巻いた場合の測定を行うことで光量を増加させ、より精度の高い測定を行うこ とができると考えられる。

性能評価を行う上で光学的接続の安定性が課題であったが、シリコンクッキーの厚みを 1.5 mm から 3 mm のものに変更したことで、反射材を巻いた測定で不定性を約 2% まで改善する ことに成功した。これにより、安定した測定系を実現した。25 本の JTC 社製 LYSO 結晶の 個体差測定を行い、光量  $4.8 \pm 0.7\%$ 、エネルギー分解能  $3.4 \pm 0.5\%$ 、減衰時間  $2.8 \pm 0.4\%$  の 結果を得て、Standard LYSO と同程度であることを示し、JTC 社製 LYSO が COMET 実験

の ECAL に有用であることを示した。

# 謝辞

多くの方の助言や助力のおかげで本研究を進めて参ることができました。この場を借りて、 厚くお礼を申し上げます。

主指導教員の東城順治准教授には、COMET 実験に携わってから大変お世話になりました。 実験の基本的な進め方や問題点の探し方など基本的なところから指導していただきました。川 越清以教授には、4年生のゼミの時から指導していただき、粒子物理学の基礎を教えていただ きました。吉岡瑞樹准教授には、毎週のミーティングでのアドバイスをいただき、サイエンス カフェでも多くのお世話になりました。末原大幹助教には、4年生での特別研究で多くのアド バイスをいただくとともに、Teaching Assistant の際にお世話になりました。織田勧助教に は、ミューオンの寿命測定実験やミーティングの際に多くのコメントをしていただきました。 音野瑛俊助教には、研究室ミーティングなどで助言をしていただきました。小林大特任助教や 山中隆志特任助教には、より具体的な実験の進め方やテクニカルな部分での問題解決方法など のサポートを多くしていただきました。テクニカルスタッフの重松さおり氏、2018 年 10 月ま でおられた豊村和子氏には出張の手続きなど多くの事務手続きにおいて大変お世話になりまし た。また、中居祐樹氏には、実験のアドバイスだけでなく COMET 実験の内容についてもい ろいろ教えていただきました。

COMET 実験の共同実験者である、久野孝高教授、三原智教授、西口創教授、上野一樹助 教、藤井祐樹助教、村山理恵博士研究員、濱田英太郎准技師、COMET 実験のコラボレータの 方々には、実験のメンバーの一員として直接および間接的に多くのご指導をしていただきまし た。特に、上野一樹助教、藤井祐樹助教、村山理恵博士研究員には、ミーティングの際に細か い部分の疑問までアドバイスしていただき、出張の際にもおせわになりました。

研究室の先輩である、大石航氏、角直幸氏、高田秀佐氏、古賀淳氏、関谷泉氏、山口尚輝氏、 宮崎裕太氏、野口恭平氏、竹内佑甫氏には、研究だけでなく、その準備の部分や環境を整える 部分から大変お世話になりました。特に、大石航氏、宮崎裕太氏、野口恭平氏には多く助力を いただき、発表の仕方や先行研究の内容などについて多くのことを教えていただきました。

卒業された、富田龍彦氏、調翔平氏、伊藤拓実氏、斉藤貴士氏、山城大知氏、藤野主一氏、 橋本奨平氏、三浦裕氏、森涼介氏、堤裕樹氏、上原英晃氏には、4 年生の右も左もわからない 頃から優しく教えていただきました。特に、斉藤貴士氏や橋本奨平氏の COMET 実験での研 究が大きな助けになりました。

後輩の来見田将大氏、後藤輝一氏、荘司大志氏、松本岳氏、矢野浩大氏、姚舜禹氏、濱住周

斗氏、久原真美氏、岩津祐輝氏、松崎俊氏、嶋津省吾氏、岩下侑太郎氏の頑張る姿をみて初心 を思い返し、頑張ることができました。特に、松本岳氏の質問のおかげで自身のきちんと理解 できていない部分を再確認することができました。

同輩の HERNANDEZ BARAHONA JOCSAN ARIEL 氏、出口遊斗氏、牧瀬壮氏、佐田 智也氏、上杉悠人氏、彌吉拓哉氏は3年間通して研究室で協力し、助け合ったことでここまで の研究を進めることができました。

また、友人の石川賢人氏、豊福徹氏、豊原一輝氏、西村尚大氏、前原誠氏との日々の他愛の 無い会話が研究の息抜きであり、心の支えになりました。

最後に、自信を産み育ててくれ、6年間大学に通わせてくれた両親に一層の感謝を心からし たいと思います。ありがとうございました。

参考文献

- Particle Data Group, M. Tanabashi *et al.*, Review of particle physics, Phys. Rev. D 98, 030001 (2018).
- [2] G. Aad *et al.*, Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc, Physics Letters B **716**, 1 (2012).
- [3] S. Chatrchyan *et al.*, Observation of a new boson at a mass of 125 gev with the cms experiment at the lhc, Physics Letters B **716**, 30 (2012).
- [4] V. C. Rubin and J. Ford, W. Kent, Arotation of the andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions, Astrophys. J. 159, 379 (1970).
- [5] A. G. Riess *et al.*, Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant, The Astronomical Journal **116**, 1009 (1998).
- [6] C. Jarlskog, A basis independent formulation of the connection between quark mass matrices, cp violation and experiment, Z. Phys. C 29, 491 (1985).
- [7] Super-Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda *et al.*, Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos, Phys. Rev. Lett. 81, 1562 (1998).
- [8] S. Bilenky, S. Petcov, and B. Pontecorvo, Lepton mixing,  $\mu \rightarrow e + \gamma$  decay and neutrino oscillations, Physics Letters B **67**, 309 (1977).
- [9] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, Remarks on the Unified Model of Elementary Particles, Progress of Theoretical Physics 28, 870 (1962), https://academic.oup.com/ptp/article-pdf/28/5/870/5258750/28-5-870.pdf.
- [10] R. Barbieri, G. Dvali, and L. J. Hall, Predictions from a u(2) flavour symmetry in supersymmetric theories, Physics Letters B 377, 76 (1996).
- [11] N. Sakai, Naturalnes in supersymmetric guts, Z. Phys. C 11, 153 (1981).
- [12] S. Dimopoulos and H. Georgi, Softly broken supersymmetry and su(5), Nuclear Physics B 193, 150 (1981).
- [13] J. Hisano and D. Nomura, Solar and atmospheric neutrino oscillations and lepton flavor violation in supersymmetric models with right-handed neutrinos, Phys. Rev. D 59, 116005 (1999).
- [14] E. Fermi and E. Teller, The capture of negative mesotrons in matter, Phys. Rev. 72, 399 (1947).

- [15] A. Czarnecki, X. Garcia i Tormo, and W. J. Marciano, Muon decay in orbit: Spectrum of high-energy electrons, Phys. Rev. D 84, 013006 (2011).
- [16] D. A. Bryman, M. Blecher, K. Gotow, and R. J. Powers, Search for the reaction  $\mu^- + \text{Cu} \rightarrow e^+ + \text{Co}$ , Phys. Rev. Lett. **28**, 1469 (1972).
- [17] A. Badertscher *et al.*, A search for muon-electron and muon-positron conversion in sulfur, Nuclear Physics A 377, 406 (1982).
- [18] D. A. Bryman *et al.*, Search for  $\mu$ -e conversion in ti, Phys. Rev. Lett. 55, 465 (1985).
- [19] S. Ahmad *et al.*, Search for muon-electron and muon-positron conversion, Phys. Rev. D 38, 2102 (1988).
- [20] C. Dohmen *et al.*, Test of lepton-flavour conservation in  $\mu \rightarrow e$  conversion on titanium, Physics Letters B **317**, 631 (1993).
- [21] **SINDRUM II Collaboration**, W. Honecker *et al.*, Improved limit on the branching ratio of  $\mu \rightarrow e$  conversion on lead, Phys. Rev. Lett. **76**, 200 (1996).
- [22] P. Wintz, Results of the sindrum-ii experiment, Conf.Proc. C980420. 76 (1998).
- [23] SINDRUM II Collaboration, W. Bertl. et al., A search for μ-e conversion in muonic gold, Z. Phys. C 47, 337 (2006).
- [24] COMET Collaboration, R. A. et al., Coemt phase-i technical design report, unpublished. (2016).
- [25] K. Oishi, Development of electromagnetic calorimeter using gso and lyso crystals for the j-parc muon-to-electron conversion search experiment, (2014).
- [26] G. Audi, F. G. Kondev, M. Wang, W. Huang, and S. Naimi, The NUBASE2016 evaluation of nuclear properties, Chinese Physics C 41, 030001 (2017).
- [27] K. Noguchi, Comet 実験に用いる電磁カロリメータの開発, 九州大学理学府物理学専攻, 修士論文, (2017).
- [28] T. Saito, Comet 実験の電磁カロリメータに用いる lyso 結晶の性能評価, (2018).