

修士論文

MEG II 実験におけるマルチピクセル陽電子タイミングカウンターの位置較正

(Position Calibration of Multi-pixelated Positron Timing Counter in MEG II Experiment)

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻
素粒子物理国際研究センター 森研究室

35-196101

米本 拓

2021 年 1 月

概要

標準模型を超える物理の $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊をスイスのポールシェラー研究所 (PSI) で世界最高感度で探索した MEG 実験では、その発見には至らなかったものの崩壊分岐比に上限値 $\mathcal{B}(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma) < 4.2 \times 10^{-13}$ (90% C.L.) を与えた。後継の MEG II 実験では、PSI における最大強度の μ^+ ビームを利用し、レート耐性と測定分解能を高めた新たなデザインの検出器を用いることで、 $\mathcal{O}(10^{-14})$ の分岐比感度での $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 探索を目指している。

偶発的背景事象削減のためには、粒子の時間をより高精度で測定する必要がある。MEG II 実験のために新たに開発されたマルチピクセル陽電子タイミングカウンター (pixelated Timing Counter, pTC) は、ミュオン μ^+ の崩壊に伴って放出される陽電子 e^+ の時間検出器である。「ピクセル」と呼称される、プラスチックシンチレータと読み出しのシリコン光センサー (SiPM) からなる小型シンチレーションカウンター 512 個により、 e^+ の時間を精度良く測定する。1 個の e^+ が平均 9 個のピクセルを通過するように設計されており、平均 9 個のピクセルによる測定は 30 ps 台の高い時間分解能を実現する。ここで、複数のピクセルによる測定を正しく行うためには各ピクセルの位置を正確に知っている必要があるのだが、512 個という数の多さから今まで効果的な位置較正手法が開発されてこなかった。本論文では、各ピクセルについての体系的な位置較正手法の開発、及びピクセルの位置のずれが時間分解能に与える影響の評価について述べる。

目次

第 1 章	序論	4
第 2 章	$\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索の理論的背景	5
2.1	ミューオンについて	5
2.1.1	基本性質	5
2.1.2	崩壊モード	5
2.2	標準模型とニュートリノ振動	6
2.3	標準理論を超える物理	7
2.4	新物理探索における展望	8
第 3 章	MEG II 実験	10
3.1	信号事象と背景事象	10
3.1.1	信号事象	10
3.1.2	背景事象	10
3.2	実験の概要	11
3.3	陽電子タイミングカウンター (pixelated Timing Counter, pTC)	12
3.4	ドリフトチェンバー (Cylindrical Drift Chamber, CDCH)	13
3.5	液体キセノンガンマ線検出器 (Liquid-Xenon calorimeter, LXe)	13
3.6	輻射崩壊検出器 (Radiative Decay Counter, RDC)	14
3.7	DAQ	14
第 4 章	陽電子タイミングカウンター	16
4.1	要求される性能	16
4.1.1	MEG 実験における陽電子タイミングカウンター (TC)	16
4.1.2	MEG II 実験におけるアップグレード	17
4.2	小型シンチレーションカウンター「ピクセル」	18
4.3	時間較正	19
4.3.1	レーザー較正	19
4.3.2	ミシェル較正	20
4.4	期待される性能	20
4.5	pTC における陽電子解析	20

第 5 章	陽電子タイミングカウンターの位置較正	22
5.1	背景	22
5.1.1	pTC の位置測定についての二つの課題	22
5.1.2	要求される精度	23
5.2	実験エリアにおける位置測定	23
5.2.1	原理	23
5.2.2	2018-2020 年の測定	24
5.2.3	評価	24
5.3	3D スキャンによる位置較正	27
5.3.1	3D スキャンにおける測量	27
5.3.2	試験測定・解析	27
5.3.3	本測定	28
5.3.4	スキャンデータの解析	28
5.3.5	結果	32
5.3.6	考察	33
5.4	位置のずれが pTC の時間分解能に与える影響の評価	34
第 6 章	まとめと展望	35
6.1	陽電子タイミングカウンターの位置較正	35
6.2	展望	35
参考文献		37

第 1 章

序論

素粒子物理学とは、物質を構成する最小単位「素粒子」から物理法則を統一的に理解しようとする試みである。現代素粒子物理学においては、実験的事実と良く整合する「標準模型 (Standard Model, SM)」が理論的な枠組みとなる。2012 年に LHC でヒッグス粒子が発見されたことで標準模型の主張は盤石なものとなったが、一方でニュートリノ振動やミュオン異常磁気能率の理論値と測定値のずれなど、標準模型では説明出来ない現象は未だ残されている。これらの実験的事実が示唆するより統一的な理論へと至るため、「標準模型を超える物理 (Beyond Standard Model, BSM)」の研究が盛んに行われている。

標準模型においてレプトンのフレーバー混合は許されず、このことをレプトンフレーバー保存と呼ぶ。しかし、既に発見されているニュートリノ振動は中性レプトンフレーバー保存の破れを示す現象であり、「荷電レプトンフレーバー保存の破れ (charged Lepton Flavor Violation, cLFV)」についてもその探索が進められている。

cLFV 現象の一つである「 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊」について、理論と実験の両面から多くの研究がなされてきた。 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊の探索を目的とする MEG II 実験 [1] は、世界最高強度のミュオン源を有するスイスのポールシェラー研究所 (Paul Scherrer Institute, PSI) で間もなく稼働予定である。現行の $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊の分岐比上限 4.2×10^{-13} を与えた前身の MEG 実験 [2] を超え、 $\mathcal{O}(10^{-14})$ の分岐比感度を実現するため、MEG II 実験では PSI で使用可能な最大強度のミュオンビームとそれに耐えうる高性能な検出器を運用していく。

MEG II 実験における陽電子タイミングカウンターは、複数ヒット測定により 30ps 台の高い精度で陽電子の時間を測定する検出器である。「ピクセル」と呼ばれる $120\text{mm} \times 40(50)\text{mm} \times 5\text{mm}$ の小型シンチレーションカウンターが、半円筒面状のサポートの上に 512 個配置されたマルチピクセル構造をしている。この検出器を指して、「pixelated Timing Counter (pTC)」という呼称を用いる。

本論文の主題は、この pTC に対する位置較正手法を開発し、位置のずれによる影響を評価することで pTC の十全な運用を可能とすることである。

構成は、物理的背景 (2 章)、MEGII 実験について (3 章)、陽電子タイミングカウンターについて (4 章)、位置較正について (5 章) となっており、展望を交えつつ 6 章でまとめる。

第2章

$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊探索の理論的背景

本章では、標準理論で禁止されている荷電レプトンフレーバー保存の破れ (charged Lepton Flavor Violation, cLFV) の1つである $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊の観測可能性や、新物理の探索について述べる。

2.1 ミューオンについて

2.1.1 基本性質

ミューオンの基本性質を表 2.1 にまとめる。質量が大きくなり、生成が容易であることが利点である。MEG II 実験においてはミューオニック原子の生成を防ぐため、 μ^- ではなく μ^+ を用いる。

表 2.1: ミューオンの基本性質 [5]

質量	$105.6583745 \pm 0.0000024 \text{ MeV}$
寿命	$(2.1969811 \pm 0.0000022) \times 10^{-6} \text{ s}$
異常磁気能率	$(116591810 \pm 43) \times 10^{-11} [6]$
電気双極子能率	$< 1.8 \times 10^{-19} e \text{ cm (95\% C.L.)}$

異常磁気能率については、フェルミ研究所による測定 of 最新の計算値を記載した。この理論値と測定値の乖離は新物理の存在を期待させるものであり、今後もフェルミ研究所でのさらなる議論や、J-PARC における再検証が予定されている [7]。

2.1.2 崩壊モード

各崩壊モードへの分岐比の測定値を表 2.2 に示す。ただし、ミシエル崩壊と輻射崩壊は明確に区分して測定することが出来ないため、輻射崩壊については $E_e > 45 \text{ MeV}$ 、 $E_\gamma > 40 \text{ MeV}$ のものを示している。また、cLFV 過程については分岐比の上限値を 90% 信頼区間で示している。

ミシエル崩壊 ($\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$) は、ミューオン崩壊のほぼ 100% を占めるため、他のミューオン崩壊の分岐比はミシエル崩壊の崩壊率との比で計算される。

表 2.2: ミューオンの崩壊モードと分岐比 [5]。

崩壊モード	分岐比 (測定値)
$\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$ (ミシエル崩壊)	~ 1
$\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu\gamma$ (輻射崩壊)	$(6.0 \pm 0.5) \times 10^{-8}$
$\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu e^+ e^-$	$(3.4 \pm 0.4) \times 10^{-5}$
$\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$	$< 4.2 \times 10^{-13}$ (90% C.L.)
$\mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^+$	$< 1.0 \times 10^{-12}$ (90% C.L.)
$\mu^+ \rightarrow e^+ 2\gamma$	$< 7.2 \times 10^{-11}$ (90% C.L.)
$\mu^+ \rightarrow e^+\bar{\nu}_e\nu_\mu$	$< 1.2 \times 10^{-2}$ (90% C.L.)

2.2 標準模型とニュートリノ振動

標準模型 (Standard Model, SM) は、現在までの多くの実験的事実と整合する、現代素粒子物理学の理論的な枠組みとなるようなモデルである。図 2.1 に示す標準模型における 18 の素粒子は、2012 年にヒッグス粒子が発見されたことでその全てが発見されている。図の左側に示される 12 の粒子は、フェルミオンと呼ばれる物質を構成する素粒子である。その中で、強い相互作用の影響を受ける粒子はクォーク、そうでない粒子はレプトンと呼ばれる。標準模型において、クォークの世代間混合は許されており、その存在が実験的にも確認されている一方、レプトンの世代間混合は許されていない。これをレプトンフレーバー保存と呼ぶ。

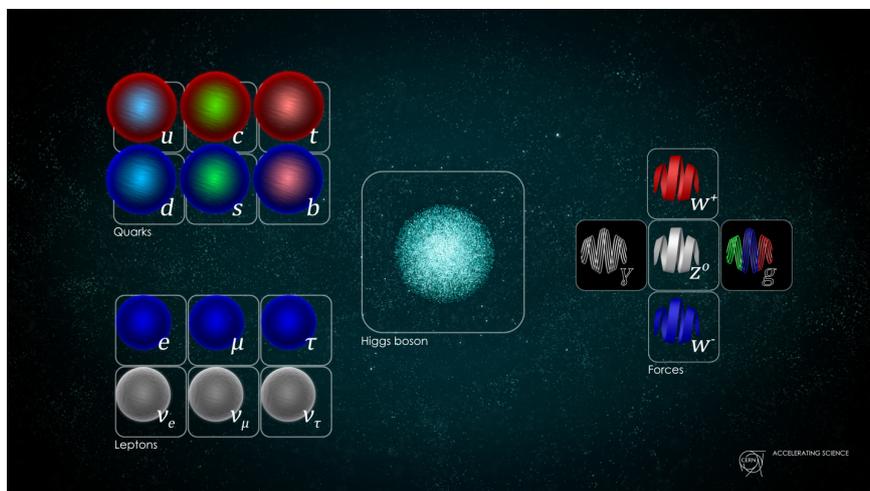


図 2.1: 標準模型における素粒子 [3]

近年、ニュートリノ振動が発見され [4]、中性レプトンにおいてはフレーバー保存が破られることが分かった。これによる標準模型の素朴な拡張として、ニュートリノ振動 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ を介した cLFV 過程 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ について、図 2.2 のようなファインマンダイアグラムを考えることが出来る。しかしこの過程はニュートリノの質量が非常に小さいことから強力な制限を受けるため、その分岐比は、

$$\mathcal{B}(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma) \simeq \frac{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma)}{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu)} = \frac{3\alpha}{32\pi} \left| \sum_{i=2,3} U_{\mu i}^* U_{ei} \frac{\Delta m_{i1}^2}{M_W} \right|^2 < 10^{-50} \quad (2.1)$$

と見積もられる [9]。ここで、 α は微細構造定数、 U_{ij} はニュートリノ混合行列 (PMNS 行列) のフレーバー i 、質量固有状態 j に対応する要素、 Δm_{ij}^2 はニュートリノの質量固有状態 i, j の質量差、 M_W は W ボソンの質量を表す。この非常に小さな分岐比が意味することは、標準模型にニュートリノ振動を組み込んだモデルのままでは、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊は現実的に観測不可能ということである。よって、もし仮に $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊が観測されたなら、それは新物理の証拠であると言える。

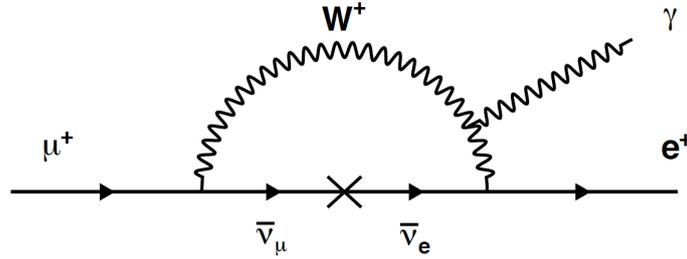


図 2.2: ニュートリノ振動を介した $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊のファインマンダイアグラム

2.3 標準理論を超える物理

新物理のエネルギースケールを Λ とすると、有効ラグランジアンは、

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}_{SM} + \sum_{n \geq 5} \sum_m \frac{1}{\Lambda^{n-4}} C_m^{(n)} \mathcal{O}_m^{(n)} \quad (2.2)$$

の形で書ける [8]。ここで、 \mathcal{L}_{SM} は標準模型におけるラグランジアン、 n は次元、 $C_m^{(n)}$ は無次元の結合定数、 $\mathcal{O}_m^{(n)}$ は繰り込み不可能な n 次元のオペレータを表す。 $n = 5$ では cLFV に対しループレベルでの寄与しか得られず、 $n \geq 7$ ではさらに $\frac{1}{\Lambda}$ がかかるのでここでは考えない。 $n = 6$ で二体崩壊 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ に寄与する双極子型のオペレータのみを考え、これから得られる崩壊率と分岐比を計算すると、

$$\begin{aligned} \Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma) &= \frac{m_\mu^3 v^2}{16\pi G_F \Lambda^4} (|C_{e\gamma}^{e\mu}|^2 + |C_{e\gamma}^{\mu e}|^2) \quad (2.3) \\ \mathcal{B}(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma) &\simeq \frac{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma)}{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu)} = \frac{12\pi^2}{m_\mu^2 G_F^3 \Lambda^4} (|C_{e\gamma}^{e\mu}|^2 + |C_{e\gamma}^{\mu e}|^2) \\ &= 10^{-14} \times \left(\frac{1 \text{ TeV}}{\Lambda} \right)^4 \times (2.7 \times 10^{10})^2 (|C_{e\gamma}^{e\mu}|^2 + |C_{e\gamma}^{\mu e}|^2) \quad (2.4) \end{aligned}$$

ここで、 m_μ はミューオンの質量、 G_F はフェルミ結合定数を表し、 $\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu) = m_\mu^5 G_F^2 / 192\pi^3$ を用いた。これは、分岐比感度 $\mathcal{O}(10^{-14})$ での $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 探索が、例えば TeV スケールで結合定数が $\mathcal{O}(10^{-10})$ の新物理に感度があることを意味する。

図 2.3 に、新物理の候補である SO(10) SUSY-seesaw において大きな slepton 混合を仮定した場合の $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の分岐比予想を、他のミュオンの cLFV 過程である $\mu \rightarrow eee$ 崩壊、 $\mu N \rightarrow eN$ 転換の分岐比予想と共に示す。

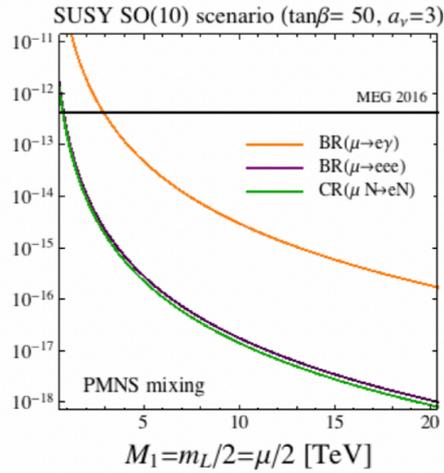


図 2.3: PMNS-like の大きな slepton 混合を仮定した SO(10) SUSY-seesaw モデルにおけるミュオンの cLFV 過程の崩壊分岐比 [8]。横軸は Bino の質量。橙: $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊、紫: $\mu \rightarrow eee$ 崩壊、緑: $\mu N \rightarrow eN$ 転換。

2.4 新物理探索における展望

図 2.4 に示すように、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ に代表されるミュオンの cLFV は PeV スケールに及ぶ物理にまで感度があるため、加速器における新粒子生成を上回るような新物理探索となり得る。MEG II 実験は、 $\mu \rightarrow eee$ 崩壊を探索する Mu3e 実験 (PSI) や、 $\mu N \rightarrow eN$ 転換を探索する Mu2e 実験 (フェルミ研究所)、COMET 実験 (J-PARC) に先駆けてデータ取得を開始する。

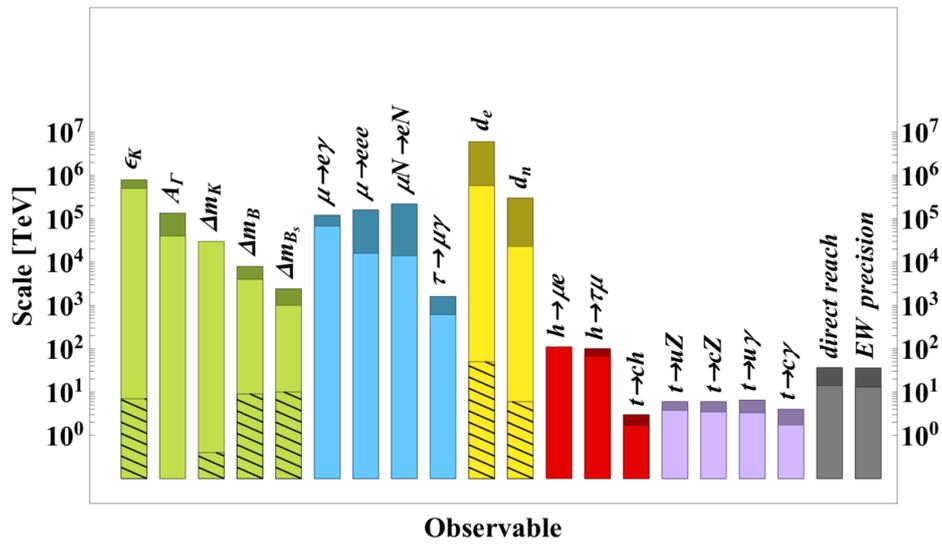


図 2.4: 様々な新物理探索のエネルギースケール [15]。斜線部は、有効ラグランジアンにおける 6 次元演算子の係数について MFV (Minimal Flavor Violation) factor による制限を受けたものを表す。明るい色は既存のデータによるもの、暗い色は HL-LHC、Belle II、MEG II、Mu3e、Mu2e、COMET、ACME、PIK、SNS などの中期的計画にそれぞれ対応する。

第3章

MEG II 実験

ここでは、前章で述べた $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊を世界最高感度で探索する MEG II 実験について述べる。

3.1 信号事象と背景事象

3.1.1 信号事象

図 3.1 に示すように、静止ミューオンの二体崩壊 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ において放出される e^+ と γ は、

- 放出が同時であること
- 放出が反対方向であること
- お互いのエネルギーが親粒子の μ^+ の質量の半分 52.8 MeV であること

という特徴がある。これら三つの条件から、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊を信号事象として選別することが可能となる。

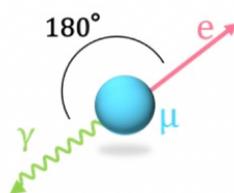


図 3.1: $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊の模式図

3.1.2 背景事象

MEG II 実験における背景事象は、物理的背景事象と偶発的背景事象の二種類がある (図 3.2)。前者は、ミューオンの輻射崩壊 ($\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu\gamma$) 由来の e^+ と γ によるものである。 ν_e 、 $\bar{\nu}_\mu$ のエネルギーが小さい場合、これは二体崩壊に近い事象となってしまう。しかし [10] によれば、そのような背景事象の分岐比は e^+ と γ のエネルギー分解能から、MEG II 実験において $\mathcal{O}(10^{-15})$ 程度と見積もられる。これは現在の探索感度において無視できる。

後者は、主にミシエル崩壊由来の e^+ と、輻射崩壊や電子-陽電子対消滅に由来する偶発的な γ が、検出器の

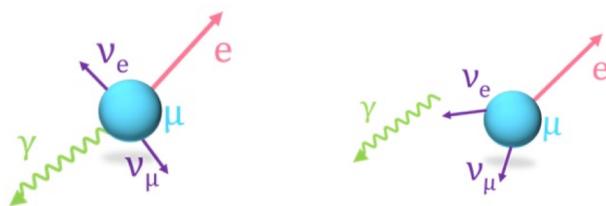


図 3.2: MEG II 実験における二種類の背景事象。左: 物理的背景事象、右: 偶発的背景事象

分解能の範囲で信号事象の条件を満たしてしまうものである。これは高レートのビーム下において前者よりも支配的な背景事象であり、このような事象が起こる回数を N_{acc} とすると、

$$N_{acc} \propto (R_{\mu})^2 \times (\Delta E_{\gamma})^2 \times \Delta p_{e^+} \times (\Delta \theta_{e^+\gamma})^2 \times \Delta t_{e^+\gamma} \times T \quad (3.1)$$

と書ける。ここで、 R_{μ} はビーム強度、 E_{γ} は γ のエネルギー、 p_{e^+} は e^+ の運動量、 $\theta_{e^+\gamma}$ は e^+ と γ の開き角、 $t_{e^+\gamma}$ は e^+ と γ の時間差、 T は測定時間を表し、 Δ はそれぞれの測定分解能を表す。MEG II 実験における探索感度向上において R_{μ} の最大化は最も重要であり、それと N_{acc} 抑制を両立するために各検出器には高い分解能が求められる。

3.2 実験の概要

図 3.3 に、MEG II 実験における検出器の外観を示す。陽電子タイミングカウンター (3.3 節及び 3.3 章)、ドリフトチェンバー (3.4 節)、液体キセノンガンマ線検出器 (3.5 節)、輻射崩壊検出器 (3.6 節) の 4 つの検出器からなっている。他に、陽電子をエネルギーに応じた半径で螺旋運動させるための COBRA (COntant Bending RAdius) 電磁石、ミュオンを静止崩壊させるためのターゲットを用いる。信号事象において互いに反対方向に放出される e^+ と γ を、高効率で検出出来るような検出器の配置となっている。表 3.1 に、各観測可能量の分解能及び e^+ と γ の検出効率について、MEG 実験における値と MEG II 実験における見積もりを示す。

表 3.1: MEG II 実験における分解能と検出効率の見積もり [2] [1]

分解能	MEG	MEG II
e^+ のエネルギー ΔE_{e^+}	306 keV	130 keV
e^+ の放出角度 $\Delta \theta_{e^+}, \Delta \phi_{e^+}$	9.4 mrad, 8.7 mrad	5.3 mrad, 3.7 mrad
γ の転換位置 $\Delta u, \Delta v, \Delta w$	5 mm, 5 mm, 6 mm	2.6 mm, 2.2 mm, 5 mm
γ のエネルギー $\Delta E_{\gamma}/E_{\gamma}$ ($w < 2\text{cm}$), ($w > 2\text{cm}$)	2.4 %, 1.7 %	1.1 %, 1.0 %
e^+ と γ の時間差 $\Delta t_{e^+\gamma}$	122 ps	84 ps
検出効率	MEG	MEG II
e^+	30 %	70 %
γ	63 %	69 %

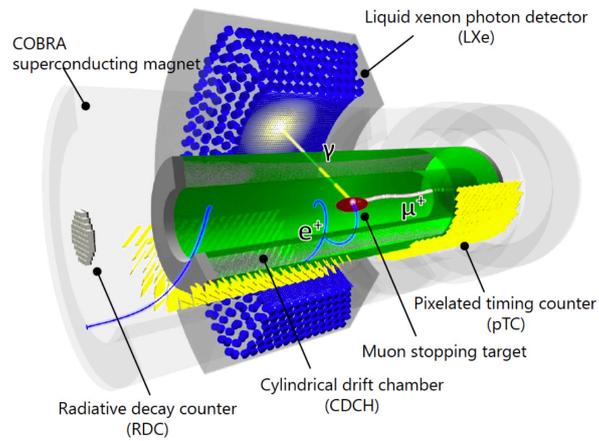


図 3.3: MEG II 実験における検出器の概観

3.3 陽電子タイミングカウンター (pixelated Timing Counter, pTC)

4章で主に記述するが、陽電子の時間を高精度で測定するための検出器である(図3.4)。プラスチックシンチレータで発生したシンチレーション光を、直列に接続した6つのシリコン光検出器(SiPM)で両端から読み出す小型シンチレーションカウンター「ピクセル」からなる。512個のピクセルを用いた複数ヒット測定により、30 psの高い時間分解能を実現している。

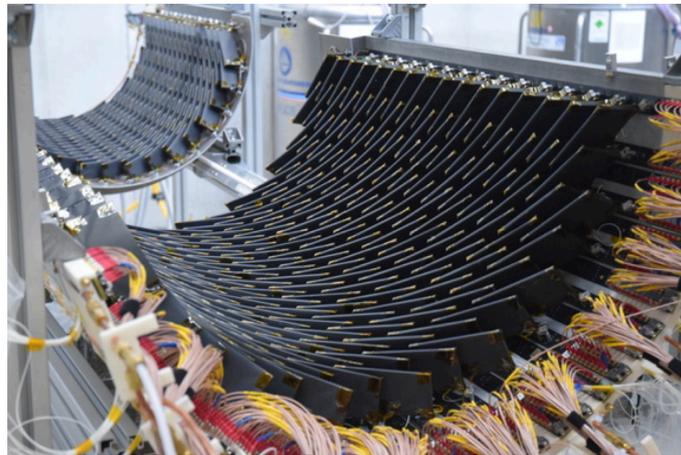


図 3.4: 陽電子タイミングカウンター (pTC)

3.4 ドリフトチェンバー (Cylindrical Drift Chamber, CDCH)

陽電子の飛跡検出のための、全長 1.93m の一体型ワイヤーチェンバーである。KLOE 実験の技術をもとにしており [11]、約 1700 本のセンスワイヤーと約 10000 本のフィールドワイヤーが計 9 層にわたって張られている。各層のセンスワイヤーは $6\text{-}8^\circ$ の角度を付けて張られており、隣り合う層は互い違いになっている。チェンバーガスはヘリウム (He):ブタン (C_4H_{10}) = 90:10 の混合ガスで、一体型のチェンバーであることから全体の物質量も抑えている。小さなドリフトセルからなることから、レート耐性も備えている (図 3.5)。

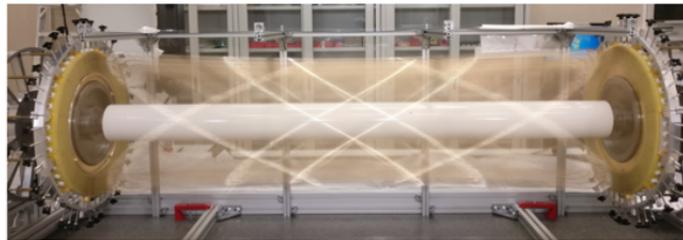


図 3.5: ドリフトチェンバー (CDCH)

3.5 液体キセノンガンマ線検出器 (Liquid-Xenon calorimeter, LXe)

有効体積 800 L の液体キセノンを用いたガンマ線検出器である。約 700 本の光電子増倍管 (PMT) と約 4000 個の SiPM で、液体キセノンのシンチレーション光を読み出す。シンチレーション光の分布から位置と時間を再構成し、シンチレーション光を足し合わせることでエネルギーを再構成する。前身の MEG 実験と共通して用いる検出器だが、内側に新しく多数の SiPM を搭載したことで、より高精細な読み出しが可能となり、特にエネルギー分解能と位置分解能の向上が期待されている (図 3.6、3.7)。

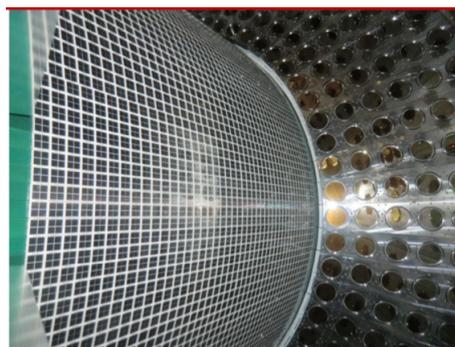


図 3.6: 液体キセノンガンマ線検出器 (LXe)

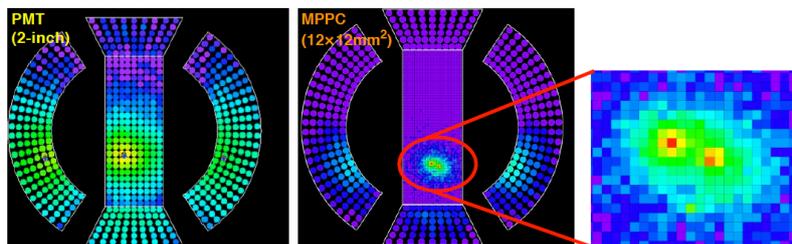


図 3.7: LXe の MEG II におけるアップグレード。MEG 実験 (左の画像) の時には分離出来ていなかったイベントを、PMT の代わりに搭載した SIPM のおかげで分離できるようになった (右の画像)。

3.6 輻射崩壊検出器 (Radiative Decay Counter, RDC)

ミューオンの輻射崩壊により放出される回転半径の小さな陽電子を検出することで、偶発的背景事象の原因となる輻射崩壊由来のガンマ線を同定するための検出器である。ビーム下流側には時間測定用プラスチックシンチレータとエネルギー測定用 LYSO 結晶からなるものが設置されており (図 3.8)、上流側についてはビーム通過地点という過酷な環境下で動作するような検出器を開発中である。

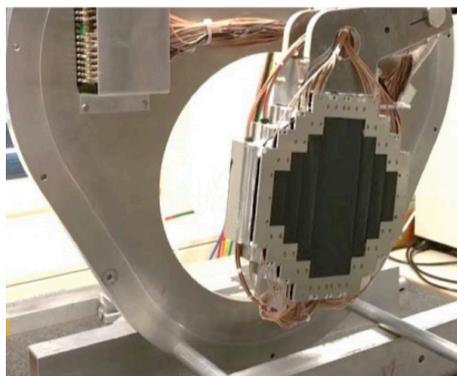


図 3.8: 輻射崩壊検出器 (RDC)

3.7 DAQ

検出器デザインの高精細化、及び高レート下でのパイルアップ事象識別のための検出器全チャンネルでの波形取得により、MEG II 実験では MEG 実験の 3 倍の読み出しチャンネル数が必要である。さらに、多くの SiPM が新たに用いられることに伴って、その小さな電気信号を増幅させるようなアンプ機能が求められた。そこでトリガーや DAQ の基本的な機能を纏めつつ、1 ボードあたり 16 チャンネルを読み出し、0.5 倍から 100 倍までの信号増幅が可能な WaveDREAM ボードが新しく開発された [12](図 3.9、図 3.10)。

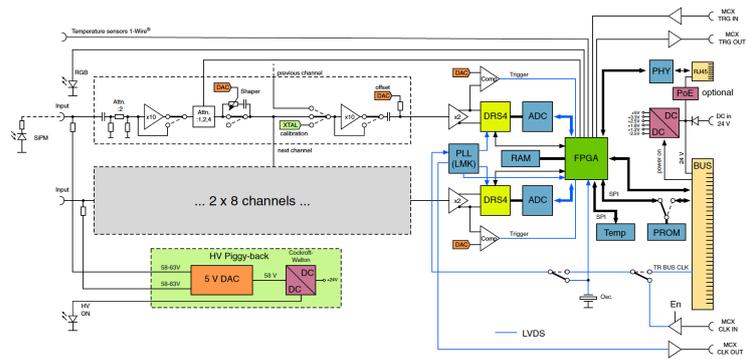


図 3.9: WaveDREAM ボードの回路図



図 3.10: WaveDREAM ボード

第 4 章

陽電子タイミングカウンター

本章では、本研究の対象である陽電子タイミングカウンター (pTC) の原理及びその構成についてまとめる。

4.1 要求される性能

MEG II 実験において、pTC は陽電子の時間を測定することで、ミューオンの崩壊時刻を精度良く求める役割を担う。

信号事象である $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊が起こった場合、崩壊時刻の分解能 $\sigma_{t_{e+\gamma}}$ は以下の式で与えられる。

$$\begin{aligned}\sigma_{t_{e+\gamma}} &= \sqrt{\sigma_{t_{e^+}}^2 + \sigma_{t_\gamma}^2} \\ &= \sqrt{\left(\frac{\sigma_{l_{e^+}}^{\text{CDCH}}}{c}\right)^2 + (\sigma_{t_{e^+}}^{\text{pTC}})^2 + \sigma_{t_\gamma}^2}\end{aligned}\quad (4.1)$$

ここで、 $\sigma_{t_{e^+}}$ は陽電子測定の時間分解能、 σ_{t_γ} はガンマ線測定の時間分解能、 $\sigma_{l_{e^+}}^{\text{CDCH}}$ はドリフトチェンバー (CDCH) による陽電子飛跡長測定の不確かさ、 c は光速、 $\sigma_{t_{e^+}}^{\text{pTC}}$ は pTC による陽電子測定の時間分解能を表す。最新のモンテカルロシミュレーションにより、液体キセノンガンマ線検出器 (LXe) によるガンマ線測定の時間分解能は 50-70 ps、CDCH による陽電子飛跡長測定の不確かさは $\sigma_{l_{e^+}}^{\text{CDCH}}/c \sim 10$ ps と見積もられており、pTC は $\sigma_{t_{e^+}}^{\text{pTC}} \sim 46$ ps を満たすことで $\sigma_{t_{e+\gamma}} \leq 84$ ps を得る (表 3.1)。

4.1.1 MEG 実験における陽電子タイミングカウンター (TC)

MEG 実験における陽電子タイミングカウンター (TC) は、30 本の大型シンチレータバーと読み出しの光電子増倍管 (PMT) からなるものであった (図 4.1)。問題点としては、シンチレータバーが大きいことでヒット位置の不定性が生まれること、また同様の理由からパイルアップイベントに弱いことがあった。加えて、シンチレータバー間での時間較正の精度も悪く、COBRA 磁場下での PMT の劣化なども相まって、最終的な運用における陽電子の時間分解能は 70 ps 程度であった。

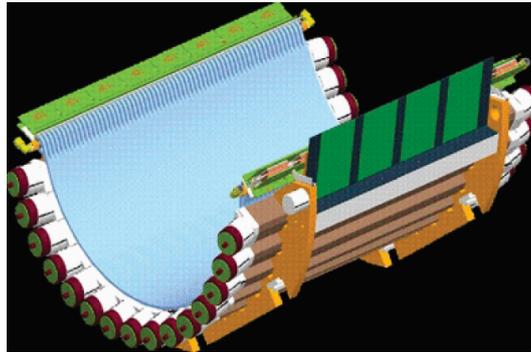


図 4.1: MEG 実験における陽電子タイミングカウンター (TC)

4.1.2 MEG II 実験におけるアップグレード

MEG II 実験では、小型シンチレーションカウンター「ピクセル」を合計 512 個を用いることで高い時間分解能を得るマルチピクセルタイミングカウンター (pixelated Timing Counter, pTC) が新しくデザインされた (図 4.2)。MEG 実験における TC からの主な改善点として、

- 高性能な光検出器であるシリコン光検出器 (SiPM) により、各ピクセルが小型かつ高い時間分解能を持つ。
- 複数ピクセルによる時間測定により、全体としての時間分解能はさらに高精度になる。
- 各ピクセルが小型であるため、一つのピクセルに複数の陽電子が当たるようなパイルアップ事象が生じにくい。
- SiPM には磁場耐性がある。

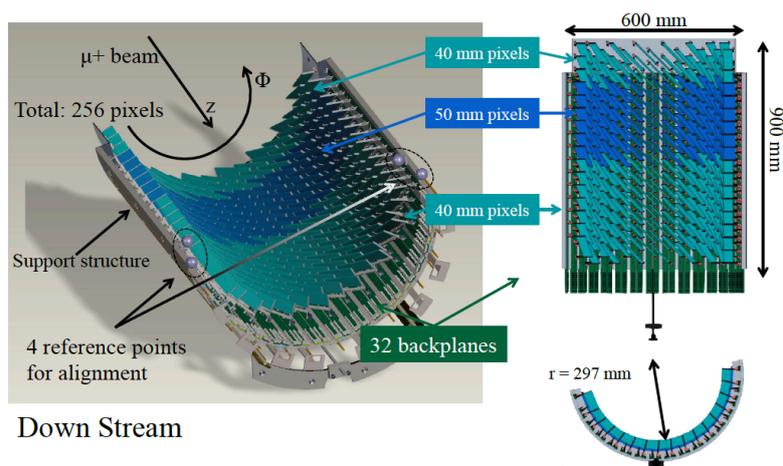


図 4.2: MEG II 実験における陽電子タイミングカウンター (pTC)

配置する個数については当初の構想からヒット数の少ないカウンターを削減することで最適化が図られており(図4.3)、陽電子が垂直にピクセルに入射するように各ピクセルはビーム方向をz軸、円筒座標系における方位角を ϕ としたz- ϕ 平面において45°傾いている。

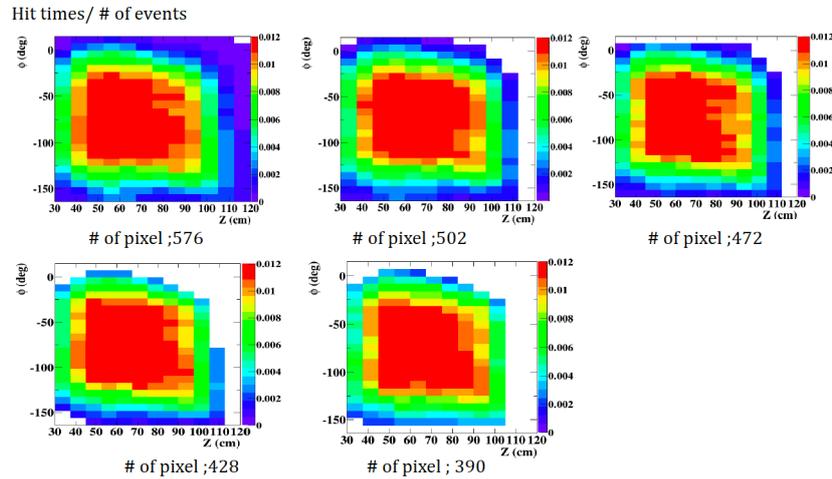


図 4.3: 構造体に載せるカウンターの個数を減らしていった様子

4.2 小型シンチレーションカウンター「ピクセル」

pTCの各「ピクセル」は図4.4のように構成されている。高さが40 mm または50 mm のプラスチックシンチレータ (Saint Gobain BC-422) の両端に6つのSiPM(ASD-NUV3S-P High-Gain)を光学セメント (Saint Gobain BC-600) を用いて接着している。その上でシンチレータを32 μ mの反射材 (ESR2 フィルム) で巻き、さらにSiPMを含めた全体を遮光シート (Dupon Tedlar) を用いて遮光する。陽電子がシンチレータを通過することによって発生したシンチレーション光を両端のSiPMで検出する仕組みである。個々のカウンターの時間分解能は、 $\sigma_{t_{e^+}}^{single} \sim 80$ ps程度である。

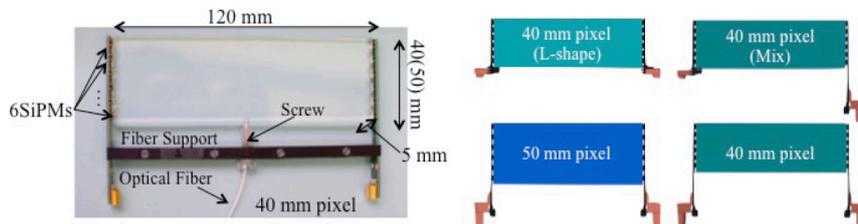


図 4.4: pTCを構成する小型シンチレーションカウンター「ピクセル」。pTCを設置する際のドッキング部分に対応するため、高さ足異なるピクセルが4種類ある。

4.3 時間較正

pTCの時間較正法には、レーザー光を用いるものとミシェル崩壊由来の陽電子を利用するものの二種類があり、それぞれ「レーザー較正」、「ミシェル較正」と呼ばれている。表4.1にそれぞれの方法の特徴をまとめる。

表 4.1: pTC の時間較正法

	レーザー較正	ミシェル較正
較正可能なピクセルの数	432	512
不確かさ	24 ps [14]	~ 10 ps
備考	ビーム無しで実行可能	全てのピクセルを高い精度で較正可能

4.3.1 レーザー較正

レーザー較正では、各ピクセルに装着されたレーザーファイバー (図4.4) を通じてレーザー光をプラスチックシンチレータに照射し、その検出時間を比較することで較正を行う。ドッキング部の80ピクセルを除いた432ピクセルに対し、図4.5に示す機構によって光源からのレーザー光を分配している。各部分の光路長は事前に測定されており、レーザー光による信号の検出時間から差し引きすることで各ピクセルの時間オフセットを測定する。後述するミシェル較正に対し、ビームが無くても実行可能なことが利点である。

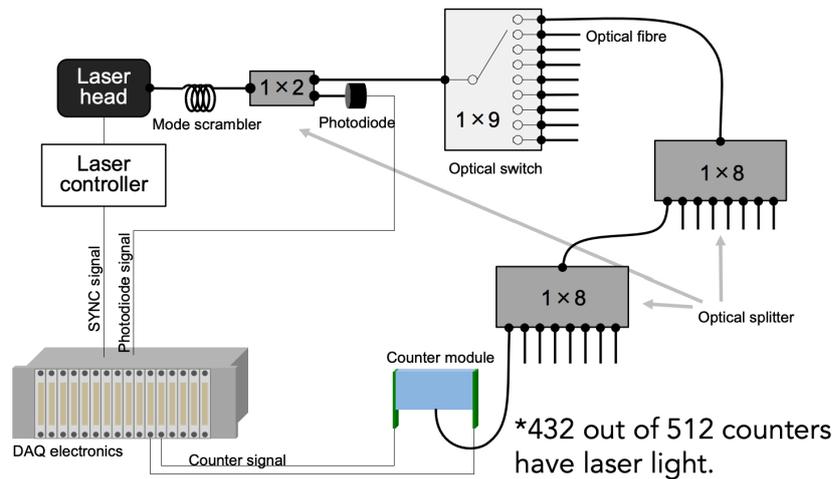


図 4.5: レーザー較正のセットアップ

4.3.2 ミシエル較正

ミシエル較正では、ミシエル崩壊由来の陽電子の軌跡再構成より各ピクセル間の飛行時間 (Time of flight, TOF) を得て、それと各ピクセルにおける検出時間を比較することで較正を行う。具体的には、以下に示す χ^2 を最小化することにより、各ピクセルの時間オフセットを得る。

$$\chi^2 = \sum_i^{N_{event}} \sum_j^{N_{hit}} \left(\frac{t_{i,j} - (t_{i,1} + TOF_{i,1 \rightarrow j} + \Delta T_j)}{\sigma} \right)^2 \quad (4.2)$$

ここで、 N_{event} はイベント数、 N_{hit} はヒットしたピクセルの数、 $t_{i,j}$ は i 番目のイベントにおける j 番目のヒットの検出時間、 $TOF_{i,1 \rightarrow j}$ は陽電子軌跡再構成により見積もられる最初のヒットから j 番目のヒットまでの TOF、 ΔT_j は j 番目のヒットピクセルの時間オフセットである。ヒット数の多寡によってピクセル毎に較正の精度は異なるものの、ビーム下での測定により全てのピクセルに対し時間較正を行うことが可能である。

4.4 期待される性能

実際の運用における pTC の性能を見積もるために、ピクセル間の時間較正や読み出し回路のジッターによる不確かさを考慮した時間分解能 $\sigma_{t_{e+}}^{pTC}$ の見積もりを行う。ヒット数 N_{hit} に対して、

$$\sigma_{t_{e+}}^{pTC}(N_{hit}) = \sqrt{\frac{(\sigma_{t_{e+}}^{single})^2 + (\sigma^{inter-pixel})^2 + (\sigma^{elec})^2}{N_{hit}} + (\sigma_{const})^2} \quad (4.3)$$

ここで、 $\sigma_{t_{e+}}^{single}$ はピクセル単体の時間分解能、 σ^{elec} は読み出し回路のジッターに伴う不確かさ、 σ_{const} は $1/\sqrt{N_{hit}}$ で小さくならないようなヒット数に依らない不確かさである。これについて 2016 年パイロットランの結果を用いた評価が [14] でなされており、 $\sigma_{t_{e+}}^{single} \sim 80$ ps、 $\sigma^{inter-pixel} \sim 39$ ps、 $\sigma^{elec} \sim 47$ ps、 $\sigma_{const} \sim 10$ ps により、平均的なヒット数 9 に対し (図 4.6)、

$$\sigma_{t_{e+}}^{pTC}(N_{hit} = 9) = \sqrt{\frac{(80 \text{ ps})^2 + (39 \text{ ps})^2 + (47 \text{ ps})^2}{9} + (10 \text{ ps})^2} \simeq 35 \text{ ps} \quad (4.4)$$

これは図 4.7 と一致している。

4.5 pTC における陽電子解析

図 4.8 に示すチャートのようにして解析を行う。DRS/WaveDREAM で取得した SiPM からの波形情報を用いた波形解析、各波形から得た時間や波高などの情報を元にしたヒット再構成、再構成されたヒットの情報を元に同じ飛跡に属するヒットのクラスター化を行い、その後 CDCH の軌跡再構成情報から求めた陽電子が pTC にヒットする位置とその運動量を求め、CDCH と pTC 間のマッチングを行う。マッチングを行った結果の飛跡情報を元に TC 内の複数ヒットを合わせることで陽電子の再構成が完了する。CDCH とのマッチングや最終的な陽電子再構成方法は現在も開発が進められている。

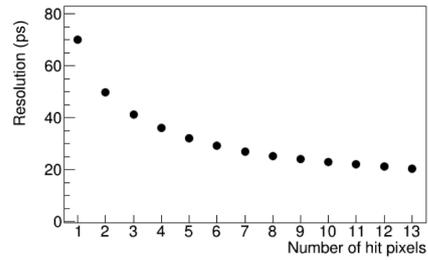
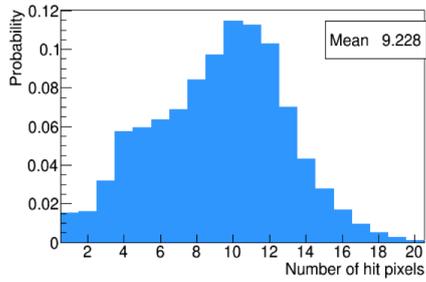


図 4.6: モンテカルロシミュレーションによって見積もられた、 $\mu \rightarrow e^+\gamma$ 陽電子がヒットするピクセル数の分布 [13]

図 4.7: ヒットするピクセル数の関数としての時間分解能 [13]



図 4.8: 陽電子解析のチャート

第 5 章

陽電子タイミングカウンターの位置較正

本章では、本研究の主題である陽電子タイミングカウンター (pixelated Timing Counter, pTC) の位置較正について、開発した手法と時間分解能に与える影響の評価を述べる。

5.1 背景

5.1.1 pTC の位置測定についての二つの課題

MEG II 実験において、pTC はドリフトチェンバー (CDCH) との複合測定・解析により陽電子再構成を行う検出器である。図 5.1 に示されるような構造体が、図 5.2 のようにビーム上流側と下流側にターゲットを挟んで対となるように設置されるが、実験エリアにおける位置についてこれまでは測定されてこなかった。そのため、一つ目の課題として実験エリアにおける pTC の構造体としての位置を測定し、ターゲットとの位置関係を明確にするということがあった。

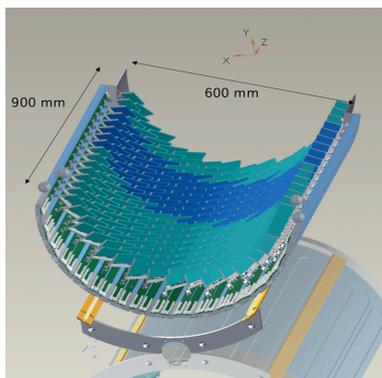


図 5.1: CAD における上流側 pTC の概観

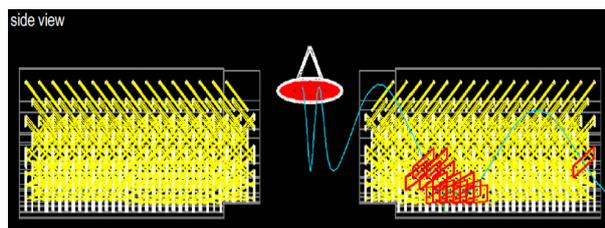


図 5.2: 上流と下流で対となる pTC

加えて、複数のピクセルの位置が系統的にずれていた場合、それらは積み重なって pTC の時間再構成に影響してくる。よって二つ目の課題は、512 個全てのピクセルに対する相対的な位置較正を行うことである。これは 512 個という対象の多さや、毎年のメンテナンスによるピクセルの交換なども考慮すると、ある程度体系化された手法の開発が求められる。

以降の節では、これら二つの課題における測定・解析について述べるが、測定に関しての手法やセットアップは 2018 年の段階ではほぼ確立されており、本研究では解析手法の確立及びその実践・評価を主導した。

5.1.2 要求される精度

実験エリアにおける pTC の位置測定を考える際、重要な指標となるのはターゲットからの伝搬長、すなわち CDCH で求めた飛跡長である。陽電子が入射角 45° で螺旋運動していることを仮定すれば、 z - ϕ 面における位置測定の精度 $\sigma_{z,\phi}^{(area)}$ が飛跡長 l_{e^+} に対し与える影響は、

$$\frac{\sigma_{l_{e^+}}}{c} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_z^{(area)}}{c/\sqrt{2}}\right)^2 + \left(\frac{r\sigma_\phi^{(area)}}{c/\sqrt{2}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{l_{e^+}}^{CDCH}}{c}\right)^2} \quad (5.1)$$

と書ける。ここで、CDCH による陽電子軌跡の不確かさ $\sigma_{l_{e^+}}^{CDCH}/c \sim 10$ ps への寄与を 10% 程度 (~ 1 ps) まで抑えたいので、

$$\begin{aligned} & \sqrt{\left(\frac{\sigma_z^{(area)}}{c/\sqrt{2}}\right)^2 + \left(\frac{r\sigma_\phi^{(area)}}{c/\sqrt{2}}\right)^2} + (10 \text{ ps})^2 < (10 + 1) \text{ ps} \\ \therefore & \sqrt{\left(\frac{y}{r}\sigma_x^{(area)}\right)^2 + \left(\frac{x}{r}\sigma_y^{(area)}\right)^2 + \sigma_z^{(area)2}} \lesssim 1.1 \text{ mm} \end{aligned} \quad (5.2)$$

を、実験エリアにおける位置測定の目標精度とする。 $(r\sigma_\phi)^2 = \left(\frac{y}{r}\sigma_x\right)^2 + \left(\frac{x}{r}\sigma_y\right)^2$ を用いた。特に、 $\left(\frac{y}{r}\sigma_x\right)^2 + \left(\frac{x}{r}\sigma_y\right)^2 < \sigma_x^2 + \sigma_y^2$ より、

$$\sqrt{\sigma_x^{(area)2} + \sigma_y^{(area)2} + \sigma_z^{(area)2}} \lesssim 1.1 \text{ mm} \quad (5.3)$$

は式 5.2 の十分条件となっている。

512 個のピクセルに対する位置較正については、単一のピクセルの時間分解能 $\sigma_{l_{e^+}}^{single} \sim 80$ ps に及ぼす影響を 10% 程度まで抑えることを考える。位置較正の精度を $\sigma_{z,\phi}^{(pixel)}$ とすれば、上と同様にして、

$$\begin{aligned} & \sqrt{\left(\frac{\sigma_z^{(area)}}{c/\sqrt{2}}\right)^2 + \left(\frac{r\sigma_\phi^{(area)}}{c/\sqrt{2}}\right)^2} + (80 \text{ ps})^2 < (80 + 8) \text{ ps} \\ & \sqrt{\left(\frac{y}{r}\sigma_x^{(pixel)}\right)^2 + \left(\frac{x}{r}\sigma_y^{(pixel)}\right)^2 + \sigma_z^{(pixel)2}} \lesssim 8.7 \text{ mm} \end{aligned} \quad (5.4)$$

が、ピクセルに対する位置較正の目標精度となる。

5.2 実験エリアにおける位置測定

5.2.1 原理

一つ目の課題である実験エリアにおける位置測定について述べる。用いるのは、レーザートラッカーと呼ばれる 3次元測量装置である (図 5.3)。検出器に設置された反射鏡に向けて光を照射し、反射光の飛行時間による絶対距離測定とマイケルソン干渉計の原理 (図 5.4) を用いた距離測定の両方を組み合わせることで、反射鏡の位置を精度良く捉える。表 5.1 に、今回用いた、PSI が所有する Leica Geosystems 社のレーザートラッカーについて性能を示す。



図 5.3: レーザートラッカー (Leica Absolute Tracker AT960)

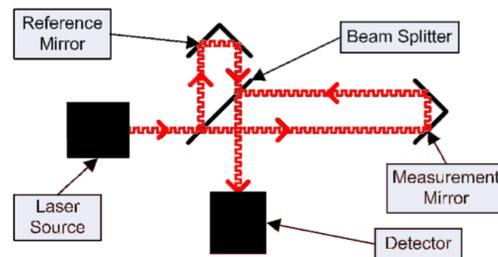


図 5.4: マイケルソン干渉計の原理 [17]

表 5.1: レーザートラッカーの性能 [16]

モデル	AT960
測定精度	$\pm 15 \mu\text{m} + 6 \mu\text{m/m}$
データ取得レート	1000 points/sec

5.2.2 2018-2020 年の測定

pTC のインストール状況に合わせ、2018 年は下流側 pTC に、2019 年及び 2020 年は上流側 pTC に対して MEG II 実験における他の検出器と共に測定を行った。得られた結果を図 5.5 に示す。2019 年は CDCH に接続されるケーブルが大量に増え、11 個設置するはずだった PSI 所有の反射鏡 (図 5.6) の内 4 個しか設置することが出来ず、十分な数を測定出来なかった。そこで我々は、2020 年以降の測定のために備え付け用の反射鏡 (図 5.7) を購入し、3 個を上流側に設置した。そうしたこともあって、2020 年の測定では 8 個の反射鏡に対し測定を行うことが出来た。

5.2.3 評価

エリア外での事前測定との相対位置のズレは、pTC 構造体の変形の影響も受けるが、この位置測定の手法による不確かさを内包しているとも考えられる。ここで、図 5.5(b),(e) より、上流側・下流側 pTC に対し取得した全データ点で式 5.3 が成立しているため、要求される精度でエリアでの設置位置が測定できたと言える。

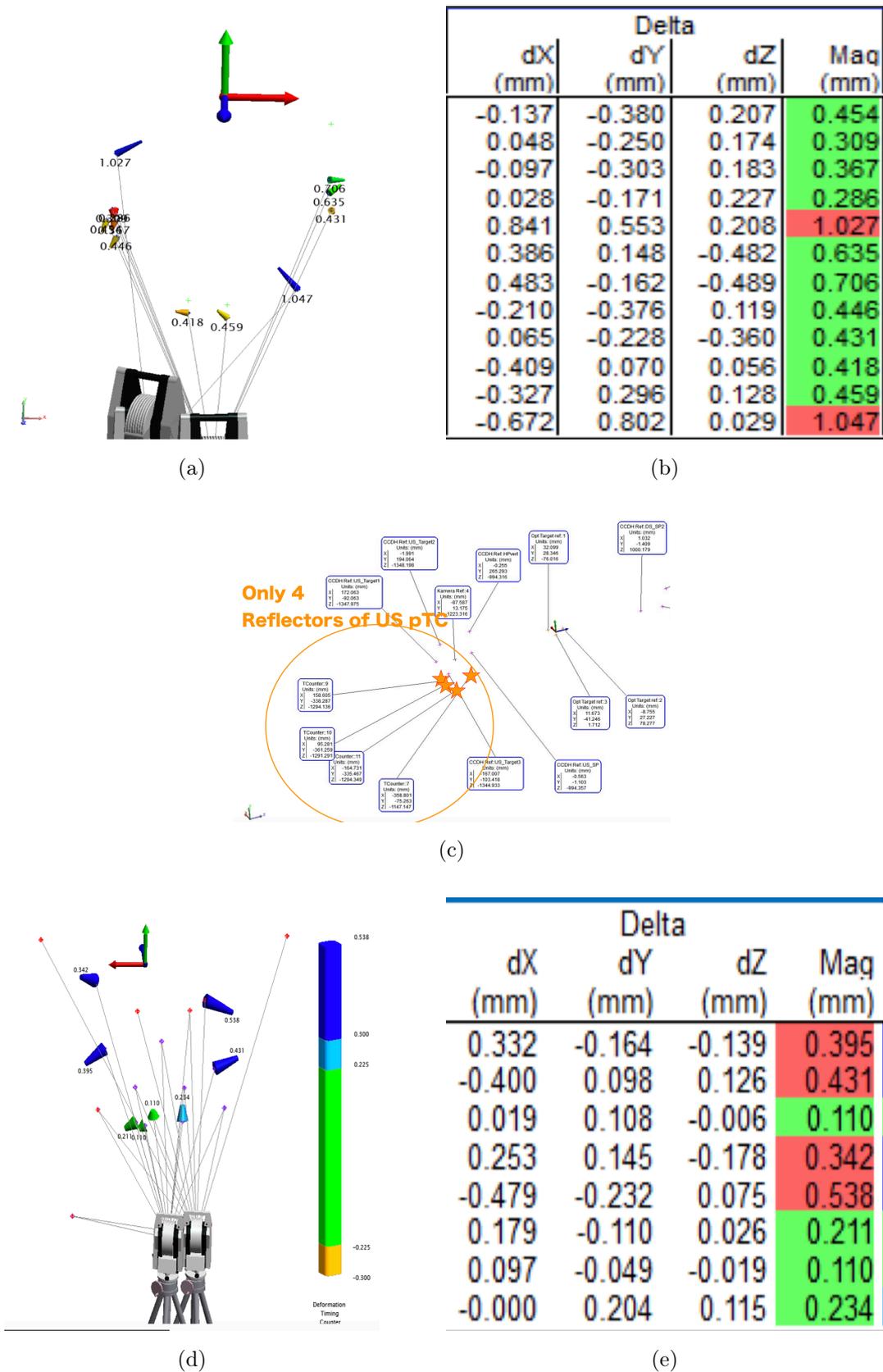


図 5.5: 2018-2020 年における実験エリアでの位置測定。(a) 2018 年 (下流側 pTC) (c) 2019 年 (上流側 pTC) (d) 2020 年 (上流側 pTC) にそれぞれ対応する。このうち 2018 年と 2020 年については十分な数のデータ点があり、(b),(e) はそれぞれの実験エリア外での事前測定との各反射鏡の位置を比較した値である。



図 5.6: PSI 所有の反射鏡、Spherical mounted Retro-reflector (SMR)

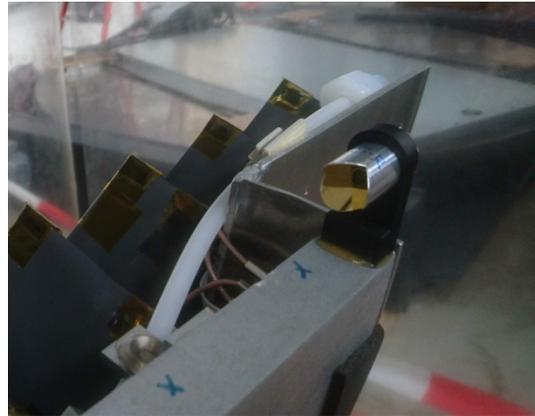


図 5.7: 購入したニューポート社製の反射鏡、[18]

5.3 3D スキャンによる位置較正

本研究の要となる、3D スキャナーを用いた位置構成について述べる。

5.3.1 3D スキャンにおける測量

3D スキャナーは、三角測距方式のレーザー測定器である。物体にレーザーを照射し、物体の位置によって反射光の位相が異なることを利用して物体の3次元位置を精度良く測定する器具である。使用した FARO 社の Edge ScanArm HD(図 5.8) について、その性能を表 5.2 に記す。



図 5.8: 使用した 3D スキャナー (FARO Edge ScanArm HD)

表 5.2: 3D スキャナーの性能 [19]

モデル	FARO Edge ScanArm HD
測定精度	$\pm 25 \mu\text{m}$
データ取得レート	560000 points/sec

5.3.2 試験測定・解析

はじめ、図 5.9 に示す三個のピクセルに対し試験的な 3D スキャンを行なった。これらのデータに対し詳細な解析やフィッティングを行い、512 ピクセルの位置を求める手法への応用を検討していた。

図 5.9(b) の最も奥のピクセルは特に 3D スキャンの状態が良かったため、これに対し一通りの解析を試してみることから始めた。まずは大まかにこのピクセルのみを切り分け、図 5.10 (左) のようなデータ点群を得た。そしてそれらに対し、プラスチックシンチレータの寸法と同じ $120\text{mm} \times 40(50)\text{mm} \times 5\text{mm}$ の直方体の最近接面との距離の二乗の総和を最小化するように、回転及び並行移動をパラメータとしてフィットしたものが図 5.10(右) である。これについて、フィットが収束した場合、その際のフィッティングパラメータから元の座標及びピクセルの回転方向が分かる効果的な位置測定方法であることが分かった。

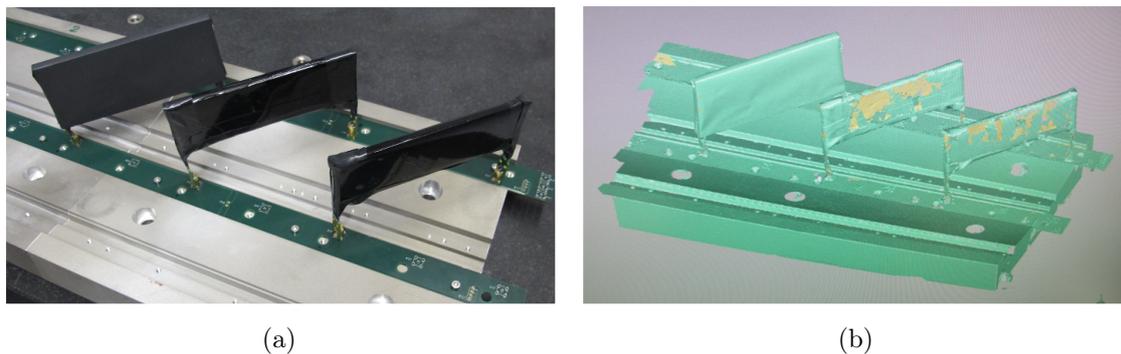


図 5.9: 三個のピクセルに対する試験的な 3D スキャン。(a): 実際の写真、(b): 3D スキャンにより取得したデータ

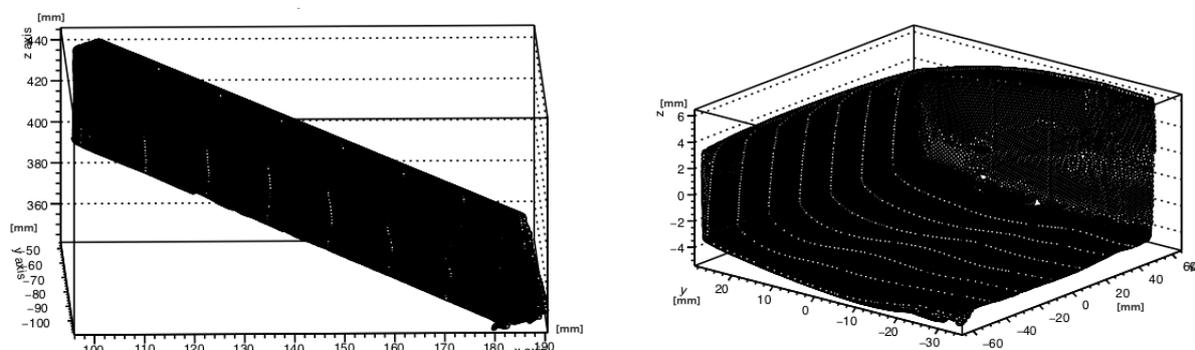


図 5.10: 直方体フィッティングによる試験的な位置測定。左: 図 5.9(b) から切り分けたデータ点群、右: 切り分けたデータ点群をプラスチックシンチレータと同じ寸法の直方体面でフィットし、各辺が座標軸に平行になるように移動した結果

5.3.3 本測定

2018 年度パイロットランの終了後、pTC 全体に対して初めての 3D スキャンを行なった。スキャンデータの概観として、図 5.11 に 3D スキャナーにより上流側 pTC に対し取得したデータ点群を描画したものを示す。前節のレーザートラッカーによる実験エリアでの位置測定と照合するため、レーザートラッカー用の SMR を模した球体をレーザートラッカーによる測定と同じ位置に置いてスキャンしている。

5.3.4 スキャンデータの解析

当初は、全データ点群から各ピクセルを切り分け、各々に対しピクセルを模した直方体によるフィッティングを行うことで位置を較正していくことを想定していた。しかし、いくつかのピクセルについて個別にデータ点を見てみると、それぞれの取得状況には図 5.12 に示されるようにながりの質の差があった。

構造体の大きさも相まって、内側のピクセルには 3D スキャナーがアクセスしづらかったためか、図 5.12(b) のように少ないデータ点しかスキャンされていないピクセルが散見された。図 5.12(a) は全ピクセル中でもか

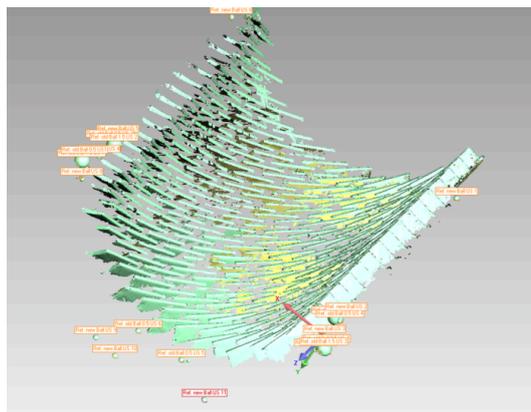


図 5.11: pTC(上流側) の 3D スキャンデータ

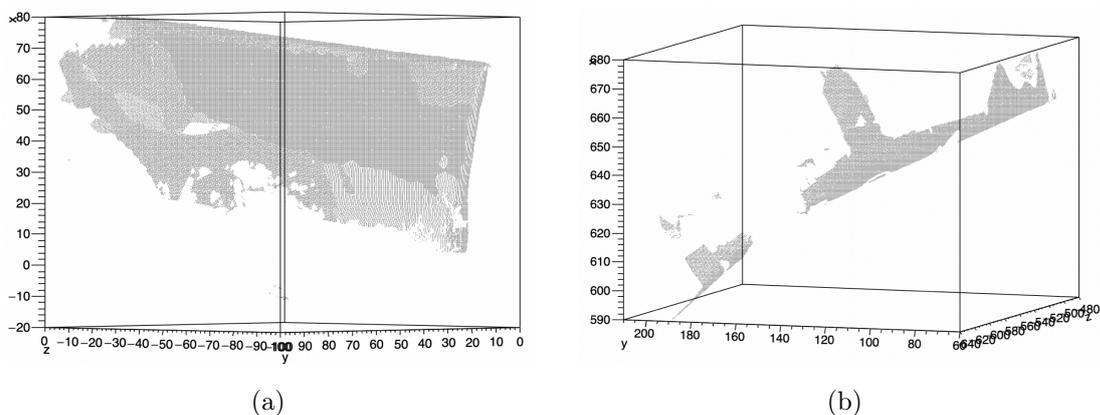


図 5.12: 図 1.11 から切り分けた単一ピクセル。(a): 比較的 3D スキャンのムラが少なく、多くのデータ点が含まれているピクセル、(b): レーザー光の届かない場所が多く、データ点の少ないピクセル

なり綺麗にデータが取れているピクセルであったが、そのようなピクセルですら 3D スキャナーの入射光の限界から六面のうち二面は欠損していた。よって前々節で述べた直方体によるフィッティングの手法は、これらのピクセルの位置測定に適しておらず、新たな手法を開発する必要があった。

- 手作業での初期値設定 + 小規模なフィッティング

初期段階における解析の様子を、図 5.13 に示す。面の数を減らした直方体でのフィッティングを行うことを考え、回転における不定性を無くすためにある程度まで手で初期位置と回転を与え、その後フィッティングを行うことで位置と回転を測定しようとした。これを 48 個のピクセルに対し行なったが、非常に効率の悪い手法であった。最終的なピクセルの位置と回転を求めるためには、二回の並行移動 + 回転のパラメータ $(x_1, y_1, z_1, \theta_{x_1}, \theta_{y_1}, \theta_{z_1})(x_2, y_2, z_2, \theta_{x_2}, \theta_{y_2}, \theta_{z_2})$ を一組のパラメータ $(x, y, z, \theta_x, \theta_y, \theta_z)$ で表す必要があり、この手法を完成させることは出来なかった。

- CAD データにおける設計値からの初期値の取得

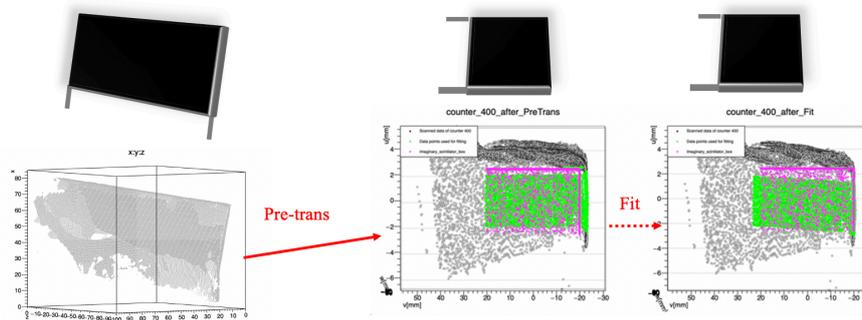


図 5.13: 初期段階での 3D スキャンデータに対する解析。値を手で与えながら大まかな位置と回転角を合わせ (Pre-trans)、特定の領域内のデータ点 (緑色) について三面のみの直方体 (赤色) とのパラメータの範囲を狭めてフィッティングを行う。

次に、初期値を CAD データにおける設計値から得られないかを考えた。当初からこれを行わなかったのは、CAD データにおける座標系と 3D スキャンデータにおける座標系を一致させる方法が無かったからである。しかし CAD データにおける座標系とは、前節のレーザートラッカーによる実験エリアでの位置測定の座標系とほぼ同一のものである。2019 年パイロットランの段階で、pTC の実験エリアでの位置を上流側・下流側ともにレーザートラッカーで高精度で測定出来たため、レーザートラッカーでの SMR の位置測定を 3D スキャンによる SMR の位置測定と照合することで、二つの座標系を一致させることが出来るようになった。

これを用いて、全てのピクセルに対し位置と回転の初期値を与えることが出来た。図 5.14 にその様子を示す。多くのピクセルに対し上面のデータ点 (赤色) はレーザー光がよく届いたため他の面に比べて綺麗に取れていたため、これを位置測定に用いることにした。上面が明らかに軸に沿っていないような、さらなる回転を必要とするピクセルは見られなかったため、先に述べた並行移動 + 回転を二セット行う際のパラメータのまとめ辛さを鑑みて、以降は並行移動のみを行い、ピクセルの中心位置の設計値からのずれを求めることにした。

以下、図 5.15 のように、ピクセルの高さ、厚さ、幅の方向をそれぞれ x, y, z とする。

はじめに上面のデータ点群の抽出を行なった。二段階に分けて行い、第一段階として全てのピクセルに対し $-22 < x < -19$ (mm) の領域に上面が含まれていることを確認し、この領域の点群を抽出した。しかしこの点群にはほぼ確実に側面が含まれてしまうため、 x の平均値に対して側面の寄与が少ないことを利用してこれを除くことを考えた。そこで第二段階として、先に抽出した点群に対しピクセルごとに x の平均を取り、抽出範囲についてはいくつか検討した上で、最終的には x の平均から標準偏差の範囲内にあるような点群を抽出した。

次に、データ点の y, z 座標についても制限を付け、データ点の選別を行う。図 5.14 において上面として選んだデータ点の中で、 y, z 座標の最大値と最小値に注目し、

$$y_{width} = |y_{max} - y_{min}| \quad (5.5)$$

$$z_{width} = |z_{max} - z_{min}| \quad (5.6)$$

と置いた y, z 方向への面の幅について、図 5.17 にプロットを示す。平均値からの距離が標準偏差の 2 倍より

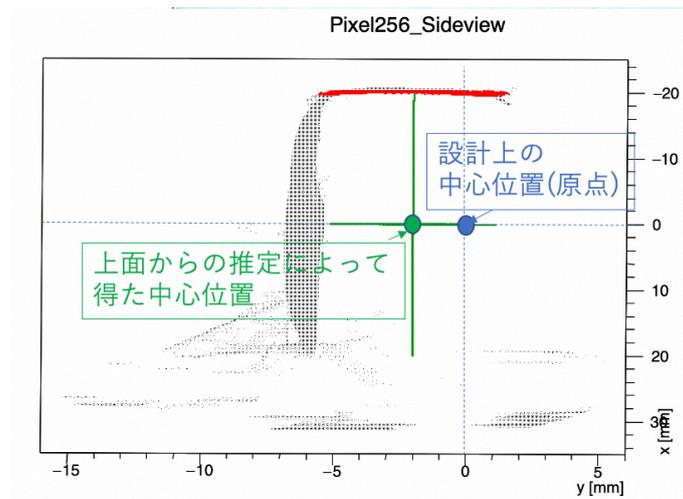


図 5.14: 3D スキャンデータにおけるピクセルに対し、設計値から位置と回転の初期値を与えたもの。灰: データ点のうち位置測定に用いなかった点、赤: データ点のうち位置測定に用いたピクセルの上面に相当する点、緑: 赤で示した点を用いて求めた上面の中心を通る断面。

も大きいデータについては、上面のスキャン状態が悪いと見なし 512 個中 77 個のピクセルを以降の解析から除外した。図 5.16 に除外したピクセルの分布を示す。

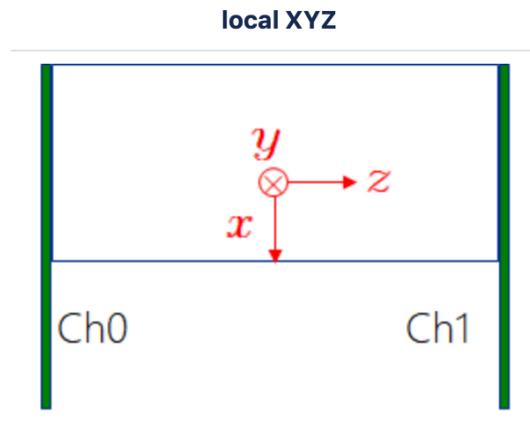


図 5.15: ピクセルにおける座標軸の定義。シンチレータの高さ方向を x 、厚さ方向を y 、幅の方向を z としている。

画像では伝わりにくいですが、データ点には疎になっている部分と密になっている部分があり、選別をかけたデータ点に対しても、その全てを平均して上面の中心を求めることは適さないようだった。そこで、 y, z 座標の最大値と最小値の差が一定の領域に含まれるデータのみを選別したことを踏まえ、 y, z 座標の最大値と最小値の平均から上面の中心を求めることが適していると考えた。それを計算し図示したものが図 5.14 における緑色の線である。

以上により求めたピクセル上面の中心座標を、ピクセルの中心位置の y, z 座標とする。最後に x 方向につ

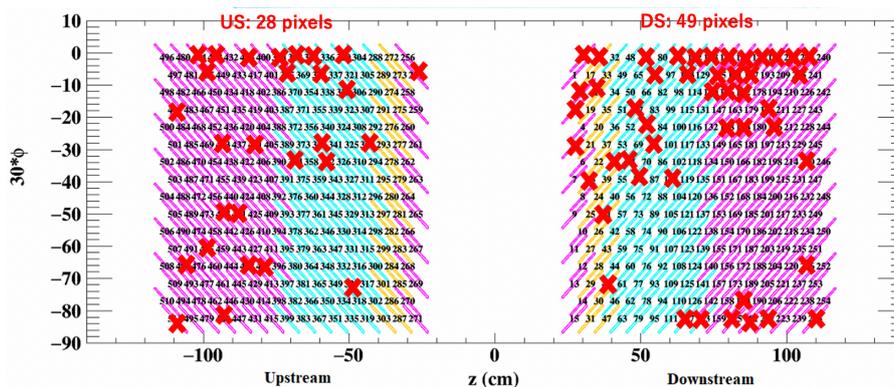


図 5.16: 解析から除外したピクセルの分布。スキャナーを対象物に当てるようにして測定するため、スキャンにムラが生じると考えられる。

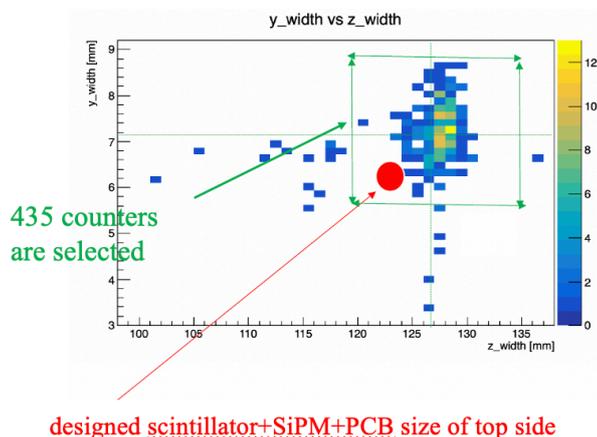


図 5.17: y, z 方向における面の幅についてのプロット。軸に垂直に描いた青線はそれぞれの平均値を表し、平均値からの距離が標準偏差の 2 倍以下の領域を緑の四角で囲んだ。緑の四角に含まれないピクセルを、上面のスキャン状態が悪いものと見なして除外した。赤で反射材とカバーを除いた部分から計算される設計値を示した。

いて議論する。スキャンデータから分かる通り、各ピクセルの遮光用のカバーは曲面を形成しており側面が定義しづらい。しかし上面はほぼ y 軸に沿っており、経験的にも上面はプラスチックシンチレータに沿ってカバーがきちんと張られていると考えられた。最大 3mm の広がりを持つ $x \in [-22, -19 \text{ mm}]$ の点に対して平均を取り、そこから x 方向にプラスチックシンチレータの高さ 40mm の半分、20mm を加えたものをピクセルの中心位置の x 座標とした。

5.3.5 結果

前小節で求めた各ピクセルの中心座標について、設計値からのずれをプロットしたものを図 5.18 に示す。表 5.3 に、測定結果の各方向における標準偏差を示す。

表 5.3: 測定結果 (中心位置の設計値からのずれ) の標準偏差

	σ_x	σ_y	σ_z
上流側	0.75 mm	0.86 mm	0.88 mm
下流側	1.0 mm	1.1 mm	1.2 mm

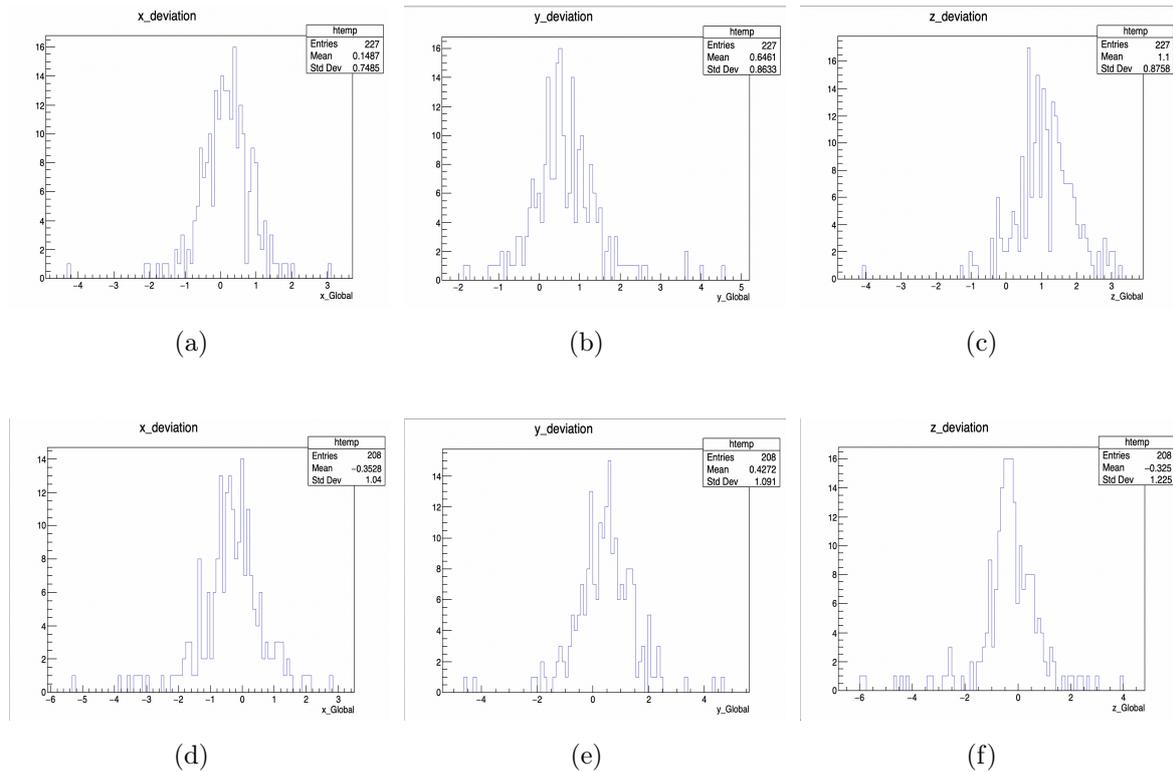


図 5.18: 各ピクセルの中心位置の設計値からのずれの分布。(a),(b),(c) 上流側スキャンデータにおける x,y,z 座標、(d),(e),(f) 下流側スキャンデータにおける x,y,z 座標に対応。横軸の単位はいずれも mm。

5.3.6 考察

中心位置のずれにおける標準偏差は、真のずれと 3D スキャナーを用いたピクセルに対する位置較正手法及びレーザートラッカーによる測定の不確かさが合わさったものである。よって $\sigma_{x,y,z}^{(pixel)}$ に対し、 $\sigma_{x,y,z}^{(pixel)} < 1.2$ [mm] であると言えるため、

$$\sqrt{\sigma_x^{(pixel)^2} + \sigma_y^{(pixel)^2} + \sigma_z^{(pixel)^2}} \lesssim 2.07 \text{ mm} \quad (5.7)$$

であることから、この位置較正は式 5.4 を満たす。

5.4 位置のずれが pTC の時間分解能に与える影響の評価

前節までで議論した位置較正について、測定された位置のずれを適用したシミュレーションにおいて解析における位置較正情報の有無を比較することにより、時間分解能に与える影響を検証する。図 5.19 に、各セットアップにおけるピクセル間飛行時間 (TOF) の見積もりと真値とのずれをプロットした。

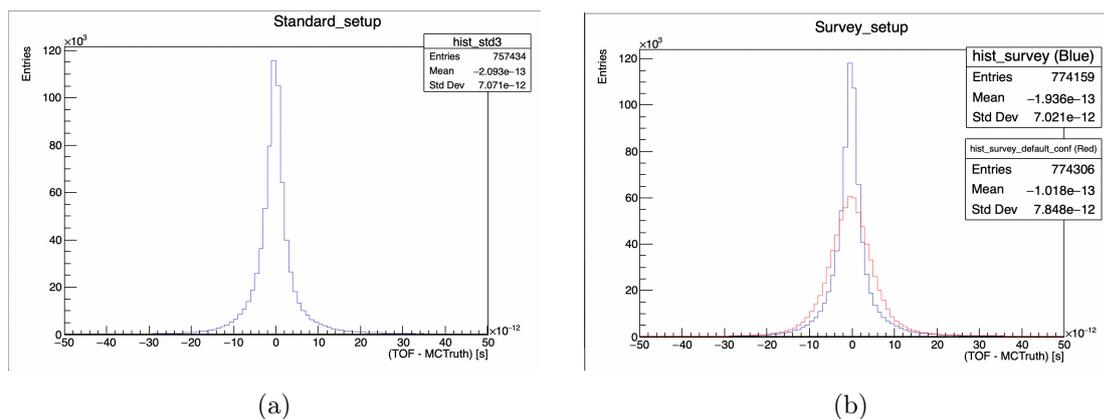


図 5.19: モンテカルロシミュレーションによる TOF の見積もりと真値とのずれ。(a) 従来のセットアップ、(b) 測定結果の位置のずれを適用したセットアップ。(b) では解析に位置較正の情報を適用した場合 (青) と適用しない場合 (赤) を載せる。

この結果から、解析段階で位置較正の情報を適用しない場合、TOF の見積もりに対し 10% 程度の精度悪化が見られる。

シミュレーションにおける pTC のヒット数 N_{hit} の時間測定は、

$$t_{e+}(N_{\text{hit}}) = \frac{1}{N_{\text{hit}}} \sum_{i_{\text{hit}}}^{N_{\text{hit}}} (t_{i_{\text{hit}}}^{\text{rec}} - \text{TOF}_{1 \rightarrow i_{\text{hit}}}^{\text{rec}} - t_1^{\text{MC}}) \quad (5.8)$$

で行われ、その時間分解能は、

$$\sigma_{t_{e+}}(N_{\text{hit}}) = \sqrt{\frac{\sigma_{\text{single}}^2 + \sigma_{\text{TOF}}^2}{N_{\text{hit}}} + \sigma_{\text{other}}^2} \quad (5.9)$$

の形で書ける。この式において σ_{TOF}^2 が 10% 悪化するとすれば、 $\sigma_{t_{e+}}$ の悪化は 0.1% 程度の無視出来るものであり、各ピクセルの位置のずれは pTC の性能に悪影響を及ぼすものではないと言える。($\sigma_{t_{e+}}^{\text{single}} \sim 80$ ps を用いた)

第 6 章

まとめと展望

6.1 陽電子タイミングカウンターの位置較正

世界最高感度で $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊を探索する MEG II 実験のために、512 個のピクセルからなる陽電子タイミングカウンター (pixelated Timing Counter, pTC) が新しく開発された。pTC は 30 ps 台の高い時間分解能を誇り、本研究は pTC の最適な運用のために、エリアにおける構造体の位置較正及び各ピクセルの位置較正手法の開発に取り組んだ。

いずれの位置較正も数 mm のオーダーの高い精度を実現し、測定や解析の手法は体系的に確立されたと言える。測定された位置のずれは、pTC の時間分解能に対して 0.1% 程度の無視できるような悪化をもたらすものであり、pTC の各ピクセルが十分正確に設置されていることも確かめた。

6.2 展望

各ピクセルの位置較正における解析段階で、77 個のピクセルを 3D スキャンによるデータ取得の質が低いと見なして除外してしまった。今後、再測定を行なってこれらのピクセルについても位置較正を行う必要がある。ただし、特にレーザー光を当てにくいような部分に設置されているピクセルだと考えられるため、再測定する際にも注意したい。一方で、上面の領域が大きすぎるとして除外してしまったピクセルに対しては、データ点をうまく切り分けることで対処出来るものも存在すると考えられ、これについても検討する必要がある。

また、各ピクセルの位置のずれはピクセル間の飛行時間 (Time of Flight, TOF) に特に影響を及ぼすと考えられるが、この TOF の見積もりは pTC の時間較正にも影響している。そのため、今後より詳細に位置較正の影響を考察していく必要がある。

さらに、陽電子スペクトロメータとしてのドリフトチェンバー (CDCH) との複合解析に備え、相対位置を較正する必要がある。これはレーザートラッカーによって測定する構造体としての相対位置の較正に加え、各ワイヤーとピクセルの相対位置を検証するような、宇宙線飛跡による位置較正が提案されている。

謝辞

この論文を書くに至るまで、たくさんの研究機会やご指導をいただいた森俊則教授に心から感謝申し上げます。いつも見守って下さり、ありがとうございます。また、大谷航准教授には鋭いご指摘や貴重なアドバイスを何度も頂き、その度に研究に励むことが出来ました。

研究活動において、岩本敏幸氏にはスイスにおける研究生活において手厚いサポートを頂きました。家城佳氏には、他検出器グループの目線からのアドバイスを何度も頂きました。内山雄祐氏には、直接陽電子タイミングカウンターのいろはを教えて頂き、自分の研究や生活をいつも気にかけてくださり様々な点でサポートを頂きました。中尾光孝氏には、ご自身が主導されていた陽電子タイミングカウンターの位置較正に関して、引き継ぎ及び直接的なご指導を頂きました。陽電子タイミングカウンターグループの宇佐見正志氏、野内康介氏には、研究内容や方向性に関して沢山のアドバイスを頂きました。他にも、小川真治氏、劉靈輝氏、恩田理奈氏、小林暁氏、辻直希氏、大矢淳氏、島田耕平氏、増田隆之介氏、山本健介氏、池田史氏、吉田圭佑氏、村田樹氏といった素晴らしい同僚の方々に恵まれ、充実した研究生活を送ることが出来ました。

また、素粒子物理国際研究センターの秘書の皆様のおかげで滞りなく研究生活を送ることが出来ました。センター内の方々との交流のおかげで、穏やかな日々を過ごすことが出来ました。

書き尽くすことが出来ませんが、この2年間に関わった全ての皆様に感謝致します。

最後に、どんな時でも自分を支えてくれた家族に、心よりの感謝を申し上げます。

参考文献

- [1] A. M. Baldini et al., The design of the MEG II experiment. *Eur. Phys. J., C* **78** (5), 380 (2018).
doi: 10.1140/epjc/s10052-018-5845-6.
- [2] A. M. Baldini et al., Search for the lepton flavour violating decay $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ with the full dataset of the MEG experiment. *Eur. Phys. J., C* **76** (8), 434 (2016).
doi: 10.1140/epjc/s10052-016-4271-x.
- [3] CERN website. <https://home.cern/science/physics/standard-model>, cited on 14th Dec. 2020.
- [4] Y. Fukuda et al., Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 1562-1567 (1998). doi: 10.1103/PhysRevLett.81.1562
- [5] P.A. Zyla et al., Review of Particle Physics. *Prog. Theor. Exp. Phys.*, Volume 2020, Issue 8, August 2020, 083C01.
doi: 10.1093/ptep/ptaa104.
- [6] T. Aoyama et al., The anomalous magnetic moment of the muon in the Standard Model, *Phys. Rept.*, **887**, 1-166 (2020).
doi: 10.1016/j.physrep.2020.07.006
- [7] KEK website. <https://g-2.kek.jp/portal/index.html>
- [8] L. Calibbi, G. Signorelli, Charged Lepton Flavour Violation: An Experimental and Theoretical Introduction. *Riv. Nuovo Cimento*, **41** (2017). doi: 10.1393/ncr/i2018-10144-0
- [9] Y. Kuno, Rare lepton decays, *Prog. Part. Nucl. Phys.*, **82**, 1-20 (2015).
doi: 10.1016/j.ppnp.2015.01.003
- [10] Y. Kuno and Y. Okada, Muon decay and physics beyond the standard model, *Rev. Mod. Phys.*, **73**, 151 (2001).
doi: 10.1103/RevModPhys.73.151
- [11] M. Adinol et al., The tracking detector of the KLOE experiment, *Nucl. Instr. Meth. A*, **448** 51-73 (2002).
doi: 10.1016/S0168-9002(02)00514-4.
- [12] M. Francesconi et al., The WaveDAQ integrated Trigger and Data Acquisition System for the MEG II experiment. 2018. arXiv:1806.09218.
- [13] M. Nishimura et al., Pixelated Positron Timing Counter with SiPM-readout Scintillator for MEG II experiment. *PoS (PhotoDet2015)*, 011 (2016).
doi: 10.22323/1.252.0011
- [14] 中尾 光孝、MEG II 実験陽電子タイミングカウンターの製作及び較正と大強度ミュオン粒子ビームによる

- 性能評価、修士論文、東京大学 (2017 年)。
- [15] European Strategy for Particle Physics Preparatory Group, Physics Briefing Book (2019). arXiv:1910.11775.
- [16] Hexagon Manufacturing Intelligence website. <https://www.hexagonmi.com/products/laser-tracker-systems/leica-absolute-tracker-at960>
- [17] J. E. Muelaner, P. G. Maropoulos, Large scale metrology in aerospace assembly. In *the 5th DET*, 22-24, 2008.
- [18] Newport website. <https://www.newport.com/p/50326-0510>
- [19] FARO Technologies, Inc. website. <https://www.faro.com/products/3d-manufacturing/faroarm/>