

平成 30 年度 修士論文

MEG II 実験液体キセノン検出器における
高精度なガンマ線位置測定に関する研究

Research on precise gamma-ray position measurement
with MEG II liquid xenon detector

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 森俊則研究室

修士課程 2 年
学籍番号 35-176039

小林 暁

2019 年 1 月 31 日

概要

MEG 実験は荷電レプトンフレーバー保存を破る崩壊モードの $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊を世界最高感度で探索した。発見には至らなかったが、崩壊分岐比の上限として $Br(\mu \rightarrow e\gamma) < 4.2 \times 10^{-13}$ (90% C.L.) という制限を与えた。MEG 実験のアップグレード計画である MEG II 実験は、全ての検出器の分解能を 2 倍改善しさらに一桁良い分岐比感度で探索を行うことを目標としている。

液体キセノンガンマ線検出器は、ガンマ線との相互作用によって生じたシンチレーション光を内壁の光センサーで検出することによってガンマ線のエネルギー・位置・時間を再構成する検出器である。MEG II 実験に向けたアップグレードでは、2 mm の位置分解能及び 1% のエネルギー分解能を目指して入射面の光センサーを光電子増倍管 (Photomultiplier Tube, PMT)216 本からより小型なシリコン光検出器 MPPC(Multi-Pixel Photon Counter)4092 個で置き換えた。現在は建設が終了し、検出器のコミッショニングを進めており、2018 年にはプレエンジニアリングランとして、分解能の改善を検証するべくデータを取得した。期待されるガンマ線の位置及びエネルギー分解能を達成するためには、光センサーの応答及び MPPC の位置を良い精度で較正する必要がある。本稿では特にガンマ線の高精度な位置測定の実現に向け、以下の 3 つの研究を行った。

1 つ目は光センサーの較正である。プレエンジニアリングランで使用した MPPC640 個、PMT376 本について、入射光子数を求めるために必要なパラメータであるゲイン・相関ノイズ・光子検出効率の較正を行なった。実機の厳しいノイズ環境においてほぼ全ての MPPC に関してゲインの較正を行うことに成功した。MPPC のクロストークやアフターパルスといった相関ノイズは、その時間特性の違いを切り分けて測定を行い、大部分の MPPC についてアフターパルスの効果が大きいことがわかった。PMT のゲインについては、MEG 実験から行われてきた手法を用いて 1% の精度で測定できることを確認した。光子検出効率の測定は MEG 実験から引き続き α 線源を用いて行った。キセノンの発光量が最大であるとして PMT と MPPC の光子検出効率を求めた結果、PMT の平均的な光子検出効率が 15.1%、MPPC の平均的な光子検出効率が 6.5% と測定されたが、系統的な不確かさについて今後見積もることが不可欠である。一方で、以前から指摘されてきた MPPC の光子検出効率の大きな角度依存性について、以前行われた液中での大量素子試験の結果と同様の角度依存性を得た。

2 つ目は MPPC のアラインメントである。500 μm の精度でのアラインメントを達成するために、2 つの相補的な測定を行った。片方はレーザースキャナーで取得した入射面内壁のイメージから MPPC の常温での 3 次元位置を測定する手法である。質の良いデータを取得できた 426 個の MPPC に関して 120 μm の精度で測定したのち、この部分的なデータから 4092 個全ての MPPC 同士の位置関係を再構成した。もう片方は、液体キセノン中で 165 K 程度に冷却された MPPC の入射面上での位置を外部からガンマ線ビームを照射することで測定する手法である。装置のアラインメント及び測定手法を改善することによって、450 μm より良い精度での測定を実現した。さらに、この二つの測定結果を比較し、収縮の大きさが検出器物質の熱収縮率と無矛盾であることを確認した。

3 つ目は、17.6 MeV 単色ガンマ線を用いた位置分解能の評価である。ガンマ線の入射位置を絞る鉛のコリメータのデザインを改良し、グローバルな座標系でアラインメントを行った上で、ガンマ線の位置分布を測定した。浅い部分でヒットしたガンマ線に関して、位置分布におけるピーク位置はシミュレーションの結果を 2 mm の精度で再現することができた。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	素粒子物理学における荷電レプトンフレーバー保存	1
1.2	液体キセノンガンマ線検出器	1
1.3	本稿の構成	2
第 I 部	MEG II 実験	3
第 2 章	$\mu \rightarrow e\gamma$ の物理	4
2.1	標準理論におけるミューオン	4
2.2	ニュートリノ振動による荷電レプトンセクターでのフレーバー非保存	6
2.3	新物理モデルにおける荷電レプトンフレーバー保存の破れ	6
2.3.1	新物理のスケールと CLFV	6
2.4	$\mu \rightarrow e\gamma$ 探索の原理	7
2.4.1	信号事象	7
2.4.2	背景事象	7
2.4.3	実験セットアップに対する要求	8
第 3 章	MEG II 実験	9
3.1	MEG 実験	9
3.1.1	概要	9
3.1.2	ビーム	10
3.1.3	ターゲット	10
3.1.4	COBRA 電磁石	11
3.1.5	ドリフトチャンバー	12
3.1.6	タイミングカウンター	12
3.1.7	液体キセノンガンマ線検出器	13
3.1.8	DAQ	17
3.1.9	結果	18
3.2	MEG II 実験	19
3.2.1	アップグレードの概要	19
3.2.2	ドリフトチャンバー (Cylindrical Drift Chamber, CDC)	19
3.2.3	陽電子タイミングカウンター (pixelated Timing Counter, TC)	20
3.2.4	輻射崩壊同定用検出器 (Radiative Decay Counter, RDC)	21

3.2.5	DAQ	22
3.2.6	MEG II ソフトウェア	23
3.2.7	期待される検出器性能と到達感度	24
第 4 章	液体キセノン γ 線検出器のアップグレード	25
4.1	MEG 実験における問題点	25
4.2	大面積 VUV-MPPC の導入	26
4.2.1	MPPC の動作原理	26
4.2.2	MPPC の特徴	27
4.2.3	大面積 VUV-MPPC の開発	29
4.2.4	製造ロット	31
4.2.5	MPPC のインストール	31
4.3	PMT の配置変更	32
4.3.1	側面の PMT の配置変更	32
4.3.2	Top 及び Bottom 面の PMT の配置変更	32
4.4	アップグレードの現状	33
第 5 章	キセノン検出器におけるイベント再構成	35
5.1	ノイズ削減	36
5.2	波形解析	36
5.3	入射光子数の計算	37
5.4	位置再構成	37
5.5	エネルギー再構成	39
5.6	キセノン検出器における較正とその目標精度	40
5.6.1	光センサーの応答の較正精度	40
5.6.2	MPPC のアラインメント精度	41
第 II 部	光センサーの応答の較正	42
第 6 章	ゲイン・過剰電荷係数 EQF の測定	43
6.1	測定セットアップ	43
6.2	MPPC のゲインの較正	44
6.2.1	原理	44
6.2.2	測定手法	44
6.2.3	結果	46
6.3	MPPC の過剰電荷係数 EQF の較正	47
6.3.1	原理	47
6.3.2	測定手法	48
6.3.3	結果	48
6.4	PMT のゲイン較正	51
6.4.1	原理	51
6.4.2	測定手法	51

6.4.3	結果	51
6.5	まとめ	53
第 7 章	アルファ線源を用いた光センサーの光子検出効率の測定	55
7.1	定義	55
7.2	背景	55
7.3	測定原理・測定セットアップ	56
7.3.1	較正用 ^{241}Am 線源	56
7.3.2	光子検出効率の計算	56
7.3.3	データ取得	57
7.3.4	MC シミュレーション	58
7.4	測定結果	59
7.4.1	粒子識別	59
7.4.2	α 線位置の再構成	59
7.4.3	放出角度	62
7.4.4	平均検出光電子数	62
7.4.5	PMT の光子検出効率	63
7.4.6	MPPC の光子検出効率	63
7.4.7	MPPC の光子検出効率の角度依存性	64
7.5	不確かさに関する考察	66
7.5.1	液体キセノンの発光量	66
7.5.2	吸収長・散乱長の違い	66
7.5.3	内壁における反射	66
7.5.4	光センサーと α 線源の距離	67
7.5.5	読み出しエレクトロニクスにおけるノイズ	67
7.5.6	トリガー条件によるバイアス	67
7.6	まとめ	68
第 III 部	MPPC のアラインメント	69
第 8 章	常温での MPPC のアラインメント	71
8.1	原理及び測定セットアップ	71
8.2	測定結果	71
8.2.1	内壁のイメージ	71
8.2.2	MPPC 位置の再構成	72
8.2.3	全体の形状の再構成	73
8.3	まとめ	75
第 9 章	低温での MPPC のアラインメント	76
9.1	原理	76
9.2	測定セットアップ	78
9.2.1	ガンマ線システム	78

9.2.2	ガンマ線システムの固定	80
9.3	ガンマ線ビーム照射位置のアラインメント	81
9.3.1	概要	81
9.3.2	基準位置のアラインメント	83
9.3.3	QPD(Quadrant Photo Diode) による X 軸・Y 軸まわりの回転のモニター	84
9.3.4	水準器による Z 軸まわりの回転のモニター	85
9.4	先行実験	86
9.5	アラインメントの検証	87
9.5.1	コリメータ方向のずれ	87
9.5.2	レーザートラッカーを用いた検証実験	87
9.6	リファレンスの設置と位置の測定	90
9.7	データ取得	92
9.7.1	トリガー	92
9.8	オフライン解析	93
9.8.1	測定におけるバックグラウンド及びその排除	93
9.8.2	得られたガンマ線信号とその S/N 比	95
9.8.3	MPPC の位置の算出	95
9.8.4	リファレンス位置の算出	96
9.9	結果	96
9.9.1	リファレンス位置の測定結果	96
9.9.2	MPPC の測定結果	98
9.9.3	不確かさの見積もり	99
9.10	まとめ	99
第 10 章	常温・低温の両測定を組み合わせた位置の決定	101
10.1	目的	101
10.2	計算手法	101
10.3	計算結果	101
10.4	まとめ	102
第 IV 部	ガンマ線位置分解能の評価	103
第 11 章	位置分解能の測定実験	104
11.1	原理	104
11.2	背景	104
11.3	測定セットアップの改善	105
11.3.1	コリメータの設計	106
11.3.2	コリメータの支持機構の設計	106
11.3.3	コリメータ・検出器のアラインメント	107
11.3.4	CW ビームラインによって得られるガンマ線	107
11.3.5	MC シミュレーション	109
11.4	データ取得	110

11.5	結果	111
11.5.1	測定データにおけるエネルギー分布	111
11.5.2	測定データにおける位置分布	111
11.5.3	データと MC シミュレーションの比較	112
11.6	位置分解能の評価における系統誤差	115
11.6.1	評価手法	115
11.6.2	ガンマ線生成位置の広がり	116
11.6.3	位置再構成の非一様性	116
11.7	まとめ	117
第 V 部 結論及び展望		118
第 12 章 結論及び展望		119
12.1	光センサーの較正	119
12.1.1	動機・背景	119
12.1.2	結論	119
12.1.3	展望	120
12.2	MPPC のアラインメント	121
12.2.1	背景・目的	121
12.2.2	結論	121
12.2.3	展望	121
12.3	位置分解能の評価	122
12.3.1	目的・背景	122
12.3.2	結論	122
付録		124
A	MPPC 表面における光の透過率の計算	124
A.1	動機・目的	124
A.2	フレネル係数	124
A.3	フレネルの式に従う多層膜における透過率・反射率	125
A.4	クォーツ・セグメント表面における光の反射	126
謝辞		128
参考文献		129

第 1 章

序論

1.1 素粒子物理学における荷電レプトンフレーバー保存

2012 年のヒッグス粒子の発見により、素粒子物理学の標準模型が電弱スケールの物理を正しく記述することが確認された [1, 2]。しかし、標準理論は、階層性問題や暗黒物質といった問題を説明することができないため、より高次の理論の低エネルギー近似に過ぎないとされている。その手がかりを探るため、標準理論では起こらない現象及び標準理論にない素粒子の探索が行われている。

標準理論の枠組みの中では、クォークは世代間混合を起こす一方でレプトンの世代間混合は起こりえない。しかし、ニュートリノ振動によって中性レプトン (ニュートリノ) が質量を持つこと、またその間で世代間混合が存在することが明らかになった [3, 4] ため、未だに世代間混合が確認されていないのは荷電レプトンのみになった (図 1.1)。この未発見の事象である荷電レプトンセクターにおける世代間混合、つまりフレーバー保存の破れ (Charged Lepton Flavor Violation, CLFV) は標準理論を超える多くの新物理理論において検出可能な分岐比が予言されている。MEG 実験は、荷電レプトンフレーバー保存を破るような崩壊モードの一つである $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の崩壊分岐比に $Br(\mu \rightarrow e\gamma) < 4.2 \times 10^{-13}$ (90% C.L.) の上限をつけた [5]。さらに、MEG 実験のアップグレード計画である MEG II 実験では、MEG 実験よりも強いビームと高い性能を持つ検出器によって感度にして約 10 倍を実現することを目標としている [6]。

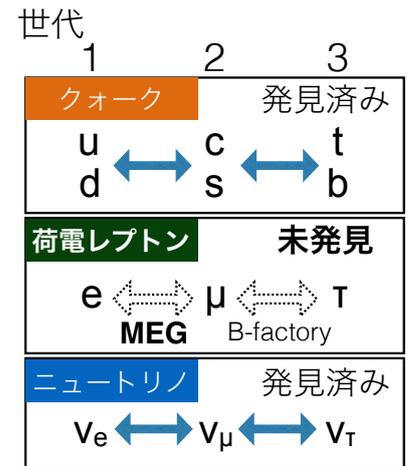


図 1.1 フェルミオンの世代と混合

1.2 液体キセノンガンマ線検出器

液体キセノン検出器は、入射ガンマ線と液体キセノンとの相互作用で生じるシンチレーション光を検出することによって入射ガンマ線のエネルギー・位置・時間を測定する全吸収型カロリメータである。MEG 実験では、光電子増倍管 (Photomultiplier Tube, PMT)846 本でシンチレーション光を検出することで 2% のエネルギー分解能及び 5 mm の位置分解能を達成した。MEG II 実験に向けたアップグレードとして、エネルギー・位置分解能を向上させるために、ガンマ線入射面の光センサーを従来使用されてきた光電子増倍管からより小型な半導体光検出器 MPPC に置き換えた (図 1.2)。MEG II 実験では MEG 実験の 2 倍の分解能、すなわち 1% 程度のエネルギー分解能と 2.5 mm の位置分解能を達成することが期待されており、現在はこの目標分解能の達成を目標にコミッションが進行中である。本研究では、特にガンマ線位置の精密測定に焦点を当てる。目標の位置精度を達成し評価するために、MPPC の応答を較正する手法の開発、高精度な MPPC のアラインメント手法の開発、そして位置分解

能の評価手法の開発を行なった。



図 1.2 MEG II 実験液体キセノンガンマ線検出器の内部。左の入射面には新しく導入された MPPC が敷き詰められており、他の面は PMT で覆われている。

1.3 本稿の構成

本論文全体の構成を図 1.3 に示した。まず第 1 部で $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の物理と MEG II 実験についてまとめる。次に第 2 部では、光センサーの応答の較正についてのべる。第 3 部では、MPPC のアライメントについてのべる。第 4 部では、ビームを用いた位置分解能評価のためのデータ取得について述べる。最後に第 5 部では、まとめと今後の展望についてまとめる。

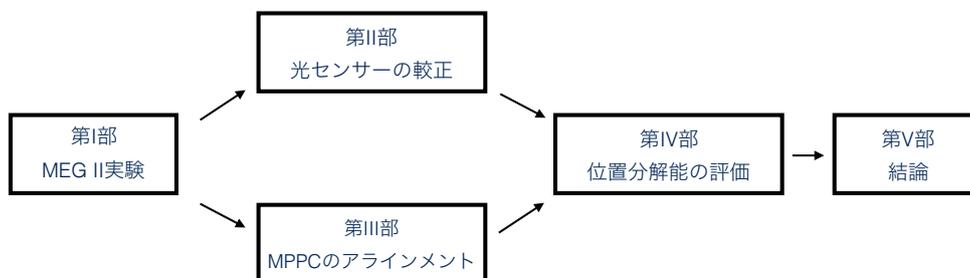


図 1.3 本論文の構成

第 I 部

MEG II 実験

第 2 章

$\mu \rightarrow e\gamma$ の物理

本章では MEG II 実験について説明する。前半では、標準理論におけるミューオンの崩壊について説明したのちに、MEG II 実験で探索する $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊が標準理論の枠組みとその拡張モデルで抑制されていることを説明し、最後に崩壊分岐比と新物理のスケールとの関係について見積もる。後半では、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊を探索する上での信号事象および背景事象について説明する。

2.1 標準理論におけるミューオン

標準理論には図 2.1 で示されるような物質粒子 (フェルミオン) が存在する。そのうちミューオンは第 2 世代の荷電レプトンであり、表 2.1 のような性質を持つ。

		世代 Generation		
		I	II	III
電荷 Charge	スピン Spin			
クォーク Quarks	+2/3	u up	c charm	t top
	-1/3	d down	s strange	b bottom
レプトン Leptons	-1	e electron	μ muon	τ tau
	0	ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino

図 2.1 標準理論における物質粒子 (フェルミオン)[7]

表 2.1 ミューオンの基本的性質 [8]

質量 m_μ [MeV]	$105.6583745 \pm 0.0000024$
寿命 τ_μ [μ s]	2.1969811 ± 0.0000022
異常磁気モーメント $(g_\mu - 2)/2$	$(11659208 \pm 5.4 \pm 3.3) \times 10^{-10}$
電気双極子モーメント [e cm]	$(-0.1 \pm 0.9) \times 10^{-19}$

ミューオンのラグランジアンは式 2.1 のように表すことができ [9]、光子、W ボソン、Z ボソン、ヒッグス粒子と

相互作用を行う。

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} = & e\bar{\mu}\gamma^\mu\mu A_\mu && \text{(電磁気力) (2.1)} \\
 & -\frac{g}{\sqrt{2}}(\bar{\nu}_{\mu L}\gamma^\mu\mu_L W_\mu^+ + \bar{\mu}_L\gamma^\mu\nu_{\mu L} W_\mu^-) && \text{(}W^\pm\text{との弱い相互作用)} \\
 & -\sqrt{g^2 + g'^2}\left\{\bar{\mu}_L\gamma^\mu\left(-\frac{1}{2} + \sin^2\theta_W\right)\mu_L + \bar{\mu}_R\gamma^\mu\sin^2\theta_W\mu_R\right\}Z_\mu^0 && \text{(}Z\text{との弱い相互作用)} \\
 & -\frac{m_\mu}{v}\bar{\mu}\mu H && \text{(ヒッグスボソンとの相互作用)}
 \end{aligned}$$

ただし、 g, g' はそれぞれ SU(2)、U(1) での結合定数、 θ_W はワインバーグ角、H はヒッグス場を表す。ミューオンは表 2.2 に示すような崩壊モードがあり、ほとんどが弱い相互作用によって Michel 崩壊 $\mu \rightarrow e\nu_\mu\bar{\nu}_e$ を起こす。

表 2.2 ミューオンの崩壊とその崩壊分岐比 [8]

崩壊モード	崩壊分岐比	備考
$\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e$	~ 1	-
$\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e \gamma$	$1.4 \pm 0.4 \times 10^{-2}$	ガンマ線のエネルギー $E_\gamma > 10$ MeV
$\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e e^+ e^-$	$(3.4 \pm 0.4) \times 10^{-5}$	電子および陽電子のビーム軸に垂直な運動量 $p_T > 17$ MeV

Michel 崩壊

μ の主な崩壊モードは Michel 崩壊と呼ばれる弱い相互作用による崩壊であり、図 2.2 のファインマンダイアグラムで表される。この微分崩壊幅は次のように表される [9]。

$$\frac{d^2\Gamma(\mu^\pm \rightarrow e^\pm \nu\bar{\nu})}{dx d\cos\theta_e} = \frac{m_\mu^5 G_F^2}{192\pi^3} x^2 [(3-2x) \pm P_\mu \cos\theta_e (2x-1)] \quad (2.2)$$

ただし、 $x = \frac{2m_\mu}{m_\mu^2 + m_e^2} \cdot E_e$ であり、 P_μ は μ 粒子の偏向を、 θ_e は μ 粒子の偏向と電子の運動量ベクトルのなす角である。 G_F はフェルミ結合定数であり、ツリーレベルでは W ボソンの質量 m_W を用いて $G_F = \frac{g^2}{4\sqrt{2}m_W^2}$ である。図 2.3 は陽電子のエネルギースペクトラムであり、その形は θ_e に依存している。

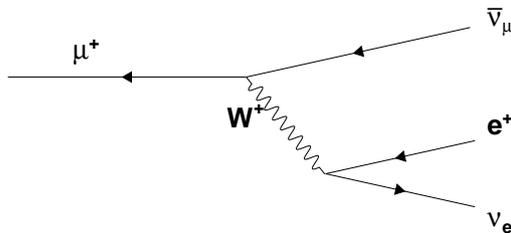


図 2.2 Michel 崩壊のダイアグラム

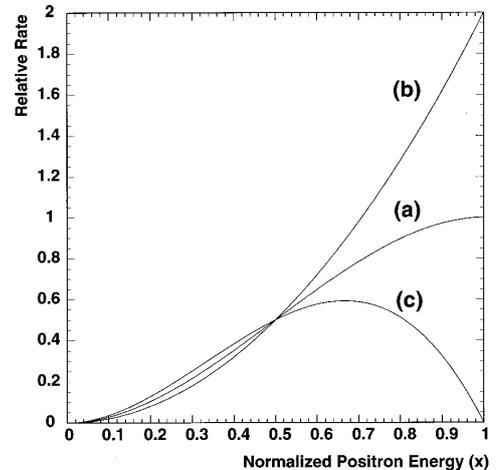


図 2.3 Michel 崩壊の電子のエネルギースペクトラム [9](a): $\cos\theta_e = 0$ のとき、(b): $\cos\theta_e = 1$ のとき、(c): $\cos\theta_e = -1$ のとき

輻射崩壊

ミューオンの輻射崩壊 (Radiative Muon Decay, RMD) $\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma$ は、 γ 線を伴うような崩壊のことである。この RMD で生じたガンマ線が高エネルギーであった場合、MEG II 実験においては物理的背景事象および偶発的背景事象となりうる。

2.2 ニュートリノ振動による荷電レプトンセクターでのフレーバー非保存

標準理論にニュートリノ振動を含めると、ニュートリノ振動を通して図 2.4 のようなプロセスで $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊が起こり得る。しかし、この崩壊分岐比は GIM 機構によって強く抑制され、現在の技術では検出不可能な分岐比である (式 2.3) [10][11]。

$$B(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{3\alpha}{32\pi} \left| \sum_{i=2,3} U_{\mu i}^* U_{ei} \frac{\Delta m_{i1}^2}{M_W^2} \right|^2 \simeq 10^{-54} \quad (2.3)$$

ここで、 U_{ij} はニュートリノの混合を表す Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata (PMNS) 行列であり、 Δm_{ij}^2 はニュートリノの質量差の 2 乗である。

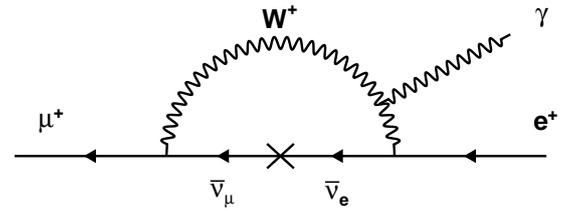


図 2.4 ニュートリノ振動による $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊のダイアグラム

2.3 新物理モデルにおける荷電レプトンフレーバー保存の破れ

2.3.1 新物理のスケールと CLFV

ここでは、[12] にしたがってモデルによらないアプローチで新物理のスケールと CLFV に関して述べる。 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊を起こすような有効ラグランジアンは、新物理のエネルギースケールを Λ_D 、有効結合定数を y_D として、

$$\mathcal{L}_D = y_D \frac{em_\mu}{\Lambda_D^2} \bar{\mu}_R \sigma^{\mu\nu} e_L F_{\mu\nu} + \text{h.c.} \quad (2.4)$$

と書くことができる。このラグランジアンから分岐比を計算すると、

$$B(\mu \rightarrow e\gamma) = (y_D)^2 \frac{3(4\pi)^3 \alpha}{G_F^2 \Lambda_D^4} \quad (2.5)$$

となる。新物理の寄与が loop レベルであるとすれば、 $\theta_{\mu e}$ を実効的な結合パラメータとして $y_D \sim \theta_{\mu e} g^2 / 16\pi^2$ として

$$B(\mu \rightarrow e\gamma) = (1 \times 10^{-11}) \times \left(\frac{2 \text{ TeV}}{\Lambda_D} \right)^4 \left(\frac{\theta_{\mu e}}{10^{-2}} \right)^2 \quad (2.6)$$

となる。これをプロットしたものが図 2.5 である。 $Br(\mu \rightarrow e\gamma) \sim 10^{-14}$ 程度での $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索が数 TeV スケールの新物理および 10^{-2} 程度のフレーバー混合に感度があることがわかる。

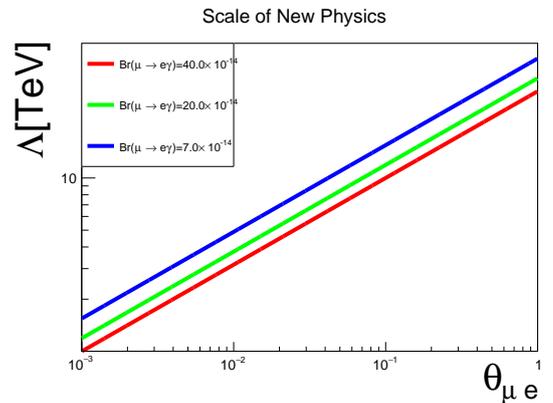


図 2.5 式 2.6 にもとづく実効的な結合パラメータ $\theta_{\mu e}$ と新物理のスケール Λ_D 、崩壊分岐比 $Br(\mu \rightarrow e\gamma)$ の関係。

2.4 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索の原理

2.4.1 信号事象

$\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊は2体崩壊であり(図2.6)、ミューオンの静止系では放出される陽電子とガンマ線は次のような特徴をもつ。

- 同時に生成する
- 同じエネルギー(ミューオン質量 m_μ の半分)を持つ
- 逆向きの運動量を持つ

言い換えれば、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊においては

- 生成時間の差 $T_{e\gamma}$ が0
- 陽電子のエネルギー E_{e^+} が 52.83 MeV(= $m_\mu/2$)
- ガンマ線のエネルギー E_γ が 52.83 MeV(= $m_\mu/2$)
- 放出方向同士のなす角 $\Theta_{e\gamma}$ が 180度

となる。

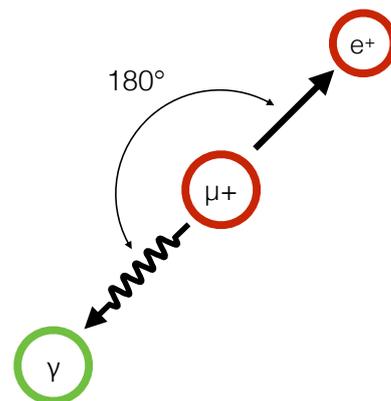


図2.6 信号事象

2.4.2 背景事象

$\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊には物理的背景事象と偶発的背景事象が存在する。

2.4.2.1 物理的背景事象

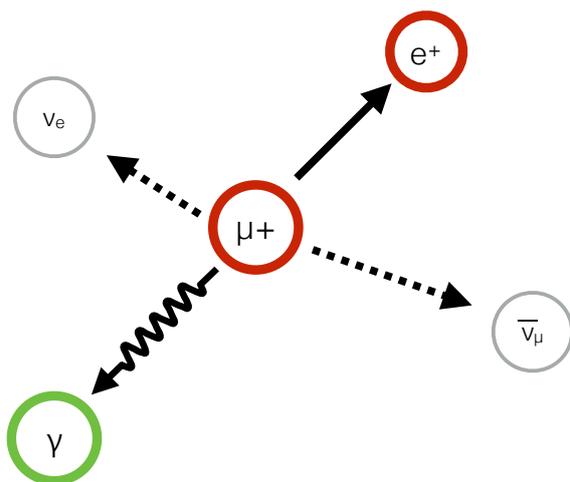


図2.7 ミューオンの輻射崩壊 (Radiative Muon Decay)

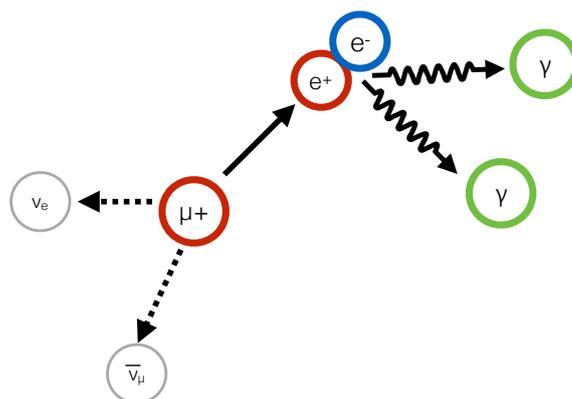


図2.8 陽電子の対生成 (Annihilation in flight) で生じるガンマ線

ミューオンが輻射崩壊 (Radiative Muon Decay) を起こした際、ニュートリノの持ち去るエネルギーが小さい場合は信号事象を真似たイベントになる。

2.4.2.2 偶発的背景事象

高エネルギーのガンマ線と陽電子が偶発的にほぼ同時刻にほぼ逆方向に放出されるイベントもまた、信号事象を良く真似ることがある。陽電子は Michel 崩壊由来であるのに対して、背景ガンマ線の候補としては、

1. ミューオンの輻射崩壊 Radiative Muon Decay 由来のガンマ線 (図 2.7)
2. Michel 崩壊で生じた高エネルギー陽電子が、電子と対消滅することによって生じたガンマ線 (図 2.8)

の 2 パターンが存在する。

偶発的背景事象の数 N_{BG} は、検出器の分解能などと次のような関係を持っている [9]。

$$N_{BG} \propto R_{\mu}^2 \times \Delta E_{\gamma}^2 \times \Delta P_e \times \Delta \Theta_{e\gamma}^2 \times \Delta t_{e\gamma} \times T \quad (2.7)$$

ただし、 R_{μ} はミューオンビームの強度、 T は測定時間、 E_{γ} はガンマ線のエネルギー、 P_e は陽電子の運動量、 $\Theta_{e\gamma}$ はガンマ線と陽電子の放出方向のなす角、 $t_{e\gamma}$ はガンマ線と陽電子の時間差を表し、 Δ はそれぞれの変数に対する検出器の分解能を表す。

探索感度の向上にはミューオン崩壊の観測数、すなわち $R_{\mu} \times T$ を増やすことが必要不可欠であるが、偶発的背景事象の数はレートの 2 乗に比例して増えてしまう。従って、高レートで実験を行い、統計を増やすためには高精度の検出器によって偶発的背景事象の数を減らすことが重要である。

2.4.3 実験セットアップに対する要求

以上のことから、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索実験には次のような条件が望ましい。

- 連続時間構造を持つ大強度ミューオンビーム
- 高いエネルギー・位置・時間分解能を持ち、パイルアップ環境で運用可能な検出器

第 3 章

MEG II 実験

本章では、まず MEG II 実験の前身である MEG 実験について述べ、次に MEG II 実験においてどのようなアップグレードが行われたかを記述する。

3.1 MEG 実験

3.1.1 概要

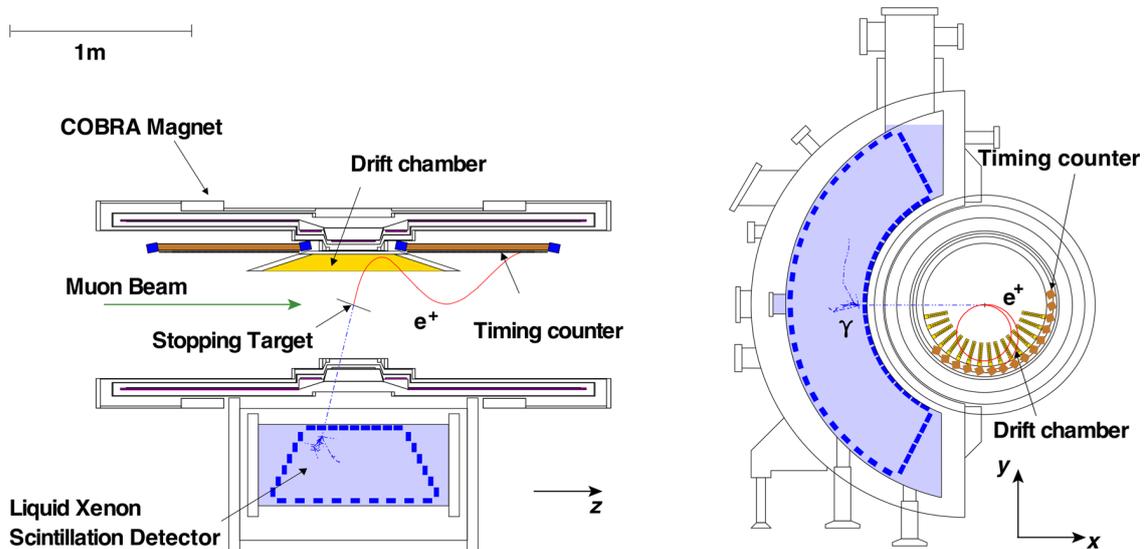


図 3.1 MEG 実験の概要 [5]。反ミュオンをターゲットで静止させ、生成した陽電子をドリフトチャンバーおよびタイミングカウンターで、ガンマ線を液体キセノンガンマ線検出器によって検出する。

MEG 実験はスイス・ポールシェラー研究所において行われた $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索実験であり、2008 年から 2013 年にかけて物理データを取得した。図 3.1 は MEG 実験の概要を示した図である。 μ^+ ビームはターゲットにおいて静止し、その崩壊から発生する e^+ は COBRA 電磁石による磁場で螺旋を描きながら素早く両側にはき出される。ドリフトチャンバーで飛跡を検出し、タイミングカウンターで時間を測定する。また、 μ^+ の崩壊から放出された γ 線は COBRA 磁石の薄窓を通過して液体キセノン検出器で測定される。 e^+ と γ 線の放出方向のなす角はドリフトチャンバーにおける飛跡から求めたターゲットにおける崩壊位置とガンマ線のヒット位置を結ぶことで得られる。それぞれの検出器における信号は DRS チップによって高速にデジタル化され取得される。また、実験全体

で用いる座標系は次の4つに従って定義されている。

1. 原点がターゲットの中心
2. z 軸方向がビーム軸と平行
3. y 軸方向が地面に対して鉛直
4. x 軸正方向は液体キセノン検出器と逆側を向く

以下では、以上で触れたものについてより詳しい記述を加える。

3.1.2 ビーム

ポールシェラー研究所では、Cockcroft-Walton 型加速器で 870 keV まで加速された陽子を 72 MeV まで加速するサイクロトロンに入射し、さらにその陽子をメインのサイクロトロン (図 3.2) によって 590 MeV まで加速する。2.2 mA の陽子のカレントを得ることができる。



図 3.2 PSI 研究所のサイクロトロン

MEG 実験の行われる $\pi E5$ ビームラインの上流では、この陽子を放熱のために 1 Hz で回転させた 4 cm 厚のグラファイトのターゲット E に衝突させる。生成したパイオンが標的表面上で $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ という反応を起こすことによって生成したサーフェスミューオンを用いることができる。この崩壊が 2 体崩壊であることから、質量 $139 \text{ MeV}/c^2$ の π^+ の静止系でのミューオンの運動量は $29.8 \text{ MeV}/c$ となり、完全に偏極した ($P_\mu = -1$) ものとなる*1。

3.1.3 ターゲット

ターゲットには、相反する二つの要求が存在する。一つはミューオンの停止効率を最大化すること、他方は多重散乱、対生成、制動放射を防ぐために物質量を減らすことである。このような要求を叶えるターゲットとして、楕円形 (長径 20 cm、短径 8 cm) で、 $205 \mu\text{m}$ の厚さのポリエチレン、ポリエステルターゲットを用いた (図 3.3)。ターゲットは実験の座標系の中心に 70 度傾けて置くことで、標的中で停止するまでの距離を稼ぐとともにターゲットにおける多重散乱を減らした。

*1 ただし、ターゲットでの崩壊時は完全には偏極しておらず、MEG 実験では $P_\mu = -0.85 \pm 0.03 \text{ (stat)} \text{ }^{+0.04}_{-0.05} \text{ (syst)}$ と測定されている [13]。



図 3.3 ターゲット [14]

3.1.4 COBRA 電磁石

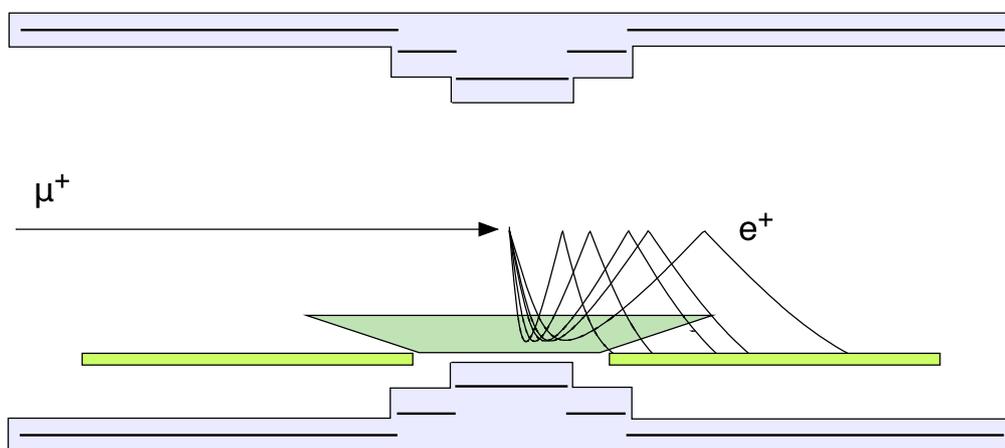


図 3.4 COBRA 電磁石のデザイン [14]

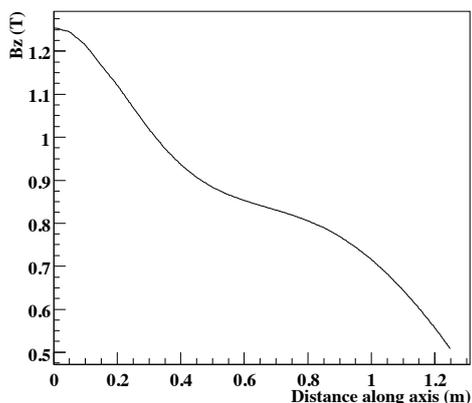


図 3.5 COBRA 電磁石によるビーム軸方向の勾配磁場 [15]

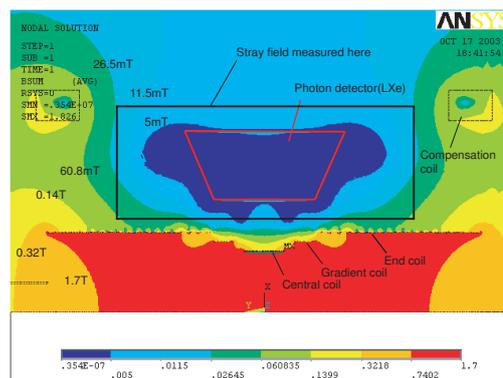


図 3.6 COBRA 電磁石と補償コイルによる磁場. キセノン検出器の置かれている部分では補償コイルによって磁場が減少している [15]。

COBRA(CONstant Bending RAdius) 電磁石は、MEG 実験のために開発された超伝導電磁石である [15]。ターゲットで生成する陽電子が放出角度 θ によらずはき出される (図 3.4) ような勾配磁場 (図 3.5) を発生させる。信号陽電子のエネルギー (52.8 MeV) 付近のエネルギーを持った陽電子のみを検出器に導くことができるため、検出器

におけるレートを抑えることができる。また、COBRA の両端に取り付けられた補償コイルは、キセノン検出器における磁場を 50 Gauss 以下に抑える (図 3.6) ことによって液体キセノン検出器の PMT の動作を可能にしている。

3.1.5 ドリフトチャンバー

ドリフトチャンバーでは、少ない物質で陽電子の多重散乱を避けつつ陽電子の飛跡を再構成し、エネルギーを測定することが求められる。図 3.7 に見られる 16 個のモジュールにはビーム軸方向にワイヤーが張られている。陽電子のビーム軸方向の位置はバーニャパッドと呼ばれるストリップをビーム軸と並行に配置することで測定する。物質を減らすために、ガスとしてはヘリウム 50%、エタン 50% の混合ガスを用いている。

3.1.6 タイミングカウンター

陽電子タイミングカウンターには、速い応答によって良い時間分解能を達成することが求められる。そのため、応答の速いプラスチックシンチレーター (Bicron BC404[16], $4 \times 4 \times 80 \text{ cm}^3$) の両端に PMT を取り付けたカウンターを使用した (図 3.8)。どのバーにヒットしたかによって ϕ 座標を同定し、両側の PMT の時間差から z 座標を同定する。勾配磁場中に置かれるため磁場耐性の高いファインメッシュ PMT (HAMAMATSU R5924) が使用された。このカウンターがビーム軸方向に 15 本並べられていた。

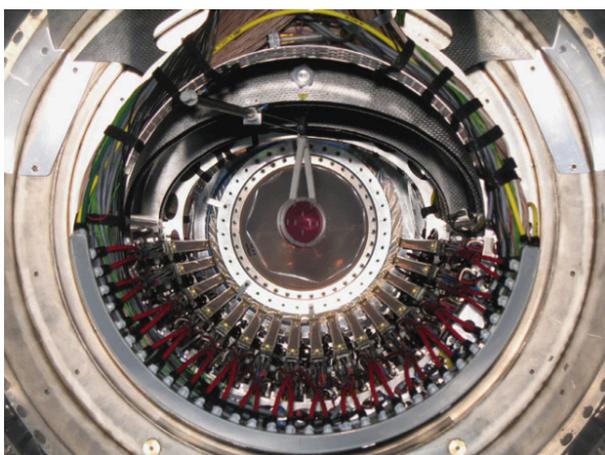


図 3.7 COBRA 電磁石内にインストールされたドリフトチャンバー [14]

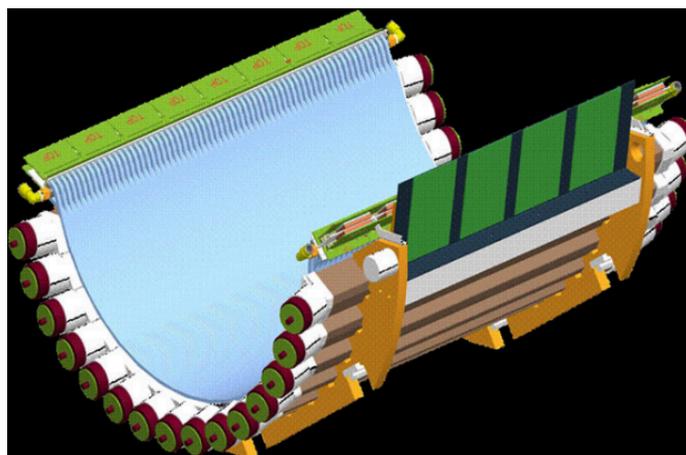


図 3.8 MEG 実験におけるタイミングカウンターのデザイン [14]

3.1.7 液体キセノンガンマ線検出器

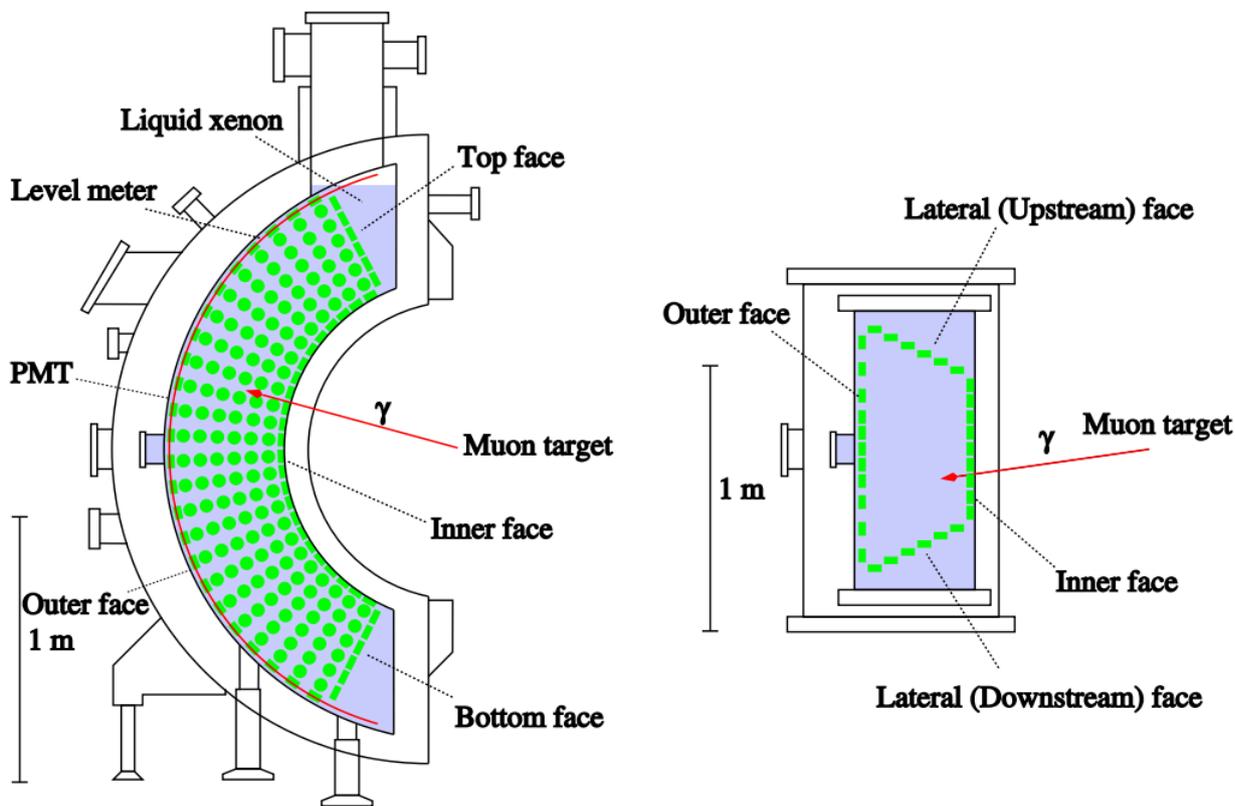


図 3.9 MEG 実験における液体キセノン検出器 [14]

ガンマ線検出器には、ガンマ線のエネルギー・位置・時間を精度よく測定することが求められる。ガンマ線の測定に適したシンチレータ材として液体キセノンを用いた全吸収型カロリメータを使用した (図 3.9)。

3.1.7.1 Xe 特性

表 3.1 液体キセノンの基本的な性質

原子番号	54
原子量	131.293[8]
密度 (g/cm ³)	2.98[17]
放射長 (cm)	2.77[8]
臨界エネルギー (MeV)	14.5[18]
モリエール半径 (cm)	4.2[18]
電子に対する W 値 (eV)	21.6
α 粒子に対する W 値 (eV)	19.6
シンチレーション光の波長 (nm)	174.8±0.1(stat.) ± 0.1(syst.)[19]
レイリー散乱長 (cm)	45[20]

液体キセノンの基本的な性質を表 3.1 に示した。シンチレータとしての液体キセノンの長所は以下の通りである。

- 高密度 (2.98 g/cm^3)
- 放射長が短い (2.77 cm)
- γ 線に対する応答が 45 ns と速い
- 自己吸収がない
- 高い均質性 (液体であるため)
- 粒子識別性

一方で、以下の点に注意する必要がある。

- 低温 (165K) に保つことが必要 (図 3.10)
- 強いレイリー散乱を起こす (レイリー散乱長 $\lambda_{\text{Rayleigh}} = 45 \text{ cm}$)
- 不純物が混入すると光量が低下する

3.1.7.2 キセノン中でのシンチレーション

キセノンに電離放射線を入射させると、励起した原子 (Xe^*) またはイオン (Xe^+) を生じる。これに対応して、異なる W 値および時定数を持った 2 種類のシンチレーション過程が存在する。このどちらかが支配的かは落としたエネルギーの密度、つまり入射粒子に依存する (図 3.13)。

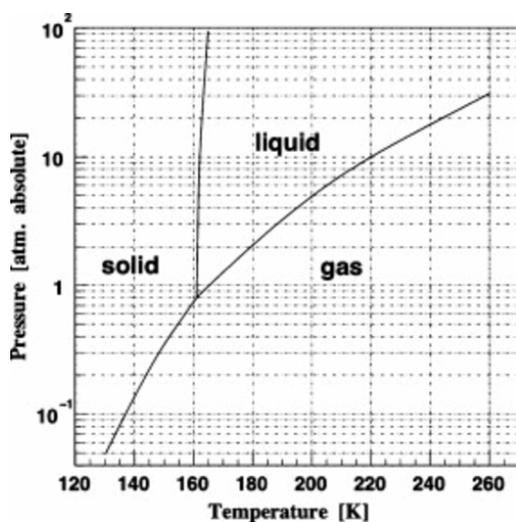


図 3.10 キセノンの相図 [21]

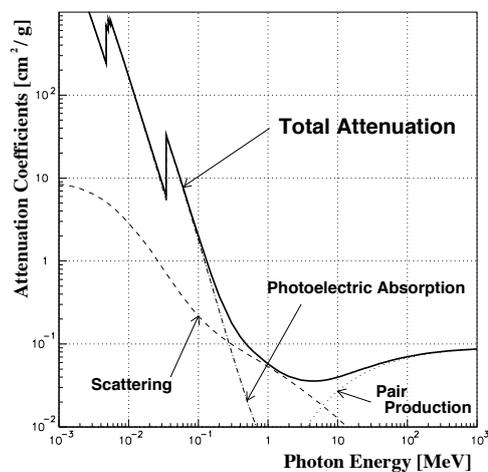


図 3.11 液体キセノンとガンマ線との相互作用 [22]

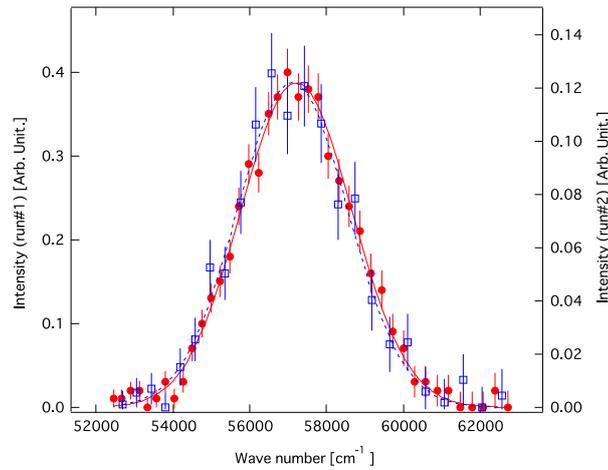


図 3.12 液体キセノンにおけるシンチレーション光の波数 [19]

速いシンチレーションプロセス (時定数 4.2 ns または 22 ns) は、次のように励起した原子がすぐに励起状態を生成し光子を放出する過程である [23]。



電子とイオンの再結合プロセスによるシンチレーションはそれよりやや遅く、45 ns の時定数をもつ。[23]。



ただし、最終的にはシンチレーション光はキセノン分子の励起状態からのシンチレーション $Xe_2^* \rightarrow 2Xe + h\nu$ によって発される。図 3.11 にある通り、信号ガンマ線のエネルギー ($E_\gamma = 52.8$ MeV) では対生成が支配的な相互作用である。

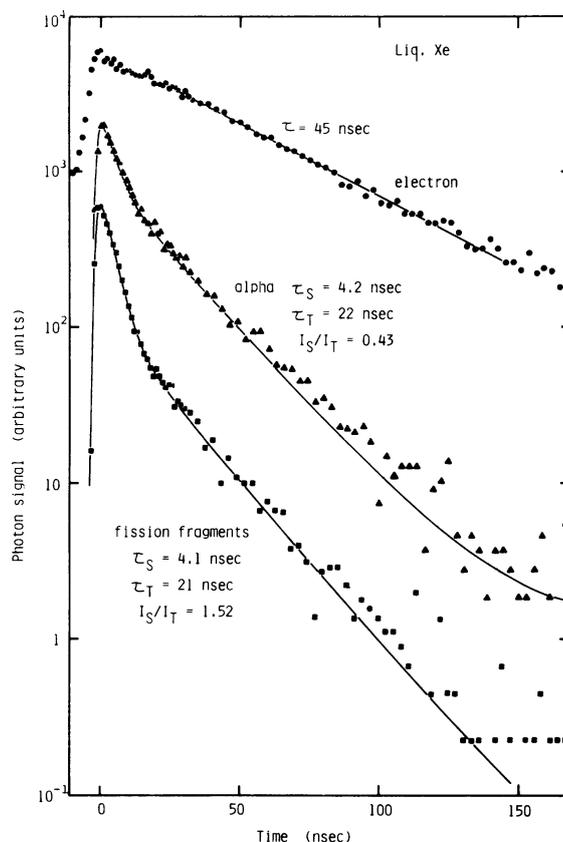


図 3.13 液体キセノンにおけるシンチレーションの時定数 [23]。α線によるシンチレーション過程の時定数は短い一方で、電子によるシンチレーション過程の時定数は長く 45 ns である。

3.1.7.3 検出器のデザイン

液体キセノン検出器は C 字状の独特な形状をしており、6 つの面から構成される。それぞれ Inner 面、Outer 面、Upstream 面、Downstream 面、Bottom 面、Top 面と呼ぶ。MEG 実験では、合計で 846 本の PMT を使用した (図 3.14)。ターゲットから見て 11% の立体角を覆っている。検出器の形状に合わせて、ローカルな座標系 (u,v,w) が図 3.15、式 3.8 のように定義される。 R_{in} は標的を中心として液体キセノンが存在する領域までの半径であり、MEG 実験では 67.85 cm である。

$$\begin{aligned}
 u &= z \\
 v &= \arctan(-y/x) \times R_{in} \\
 w &= \sqrt{x^2 + y^2} - R_{in}
 \end{aligned}
 \tag{3.8}$$

3.1.7.4 PMT

MEG 実験における PMT は次の要請を満たす必要がある。

- キセノンのシンチレーション光に対する十分な検出効率
- 低温での動作 (~165 K)
- 低電流での動作 (キセノンへの熱流入を抑えるため)

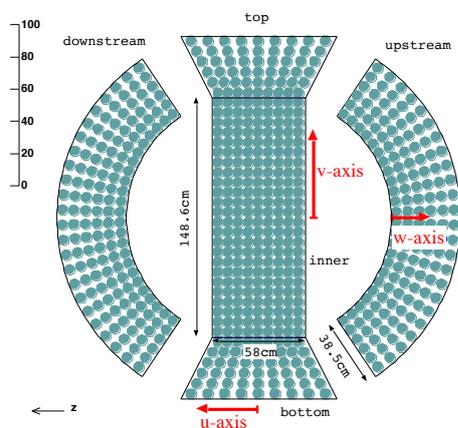


図 3.14 PMT の配置 [24]。6つの面に 846本の PMT が使用されていた。

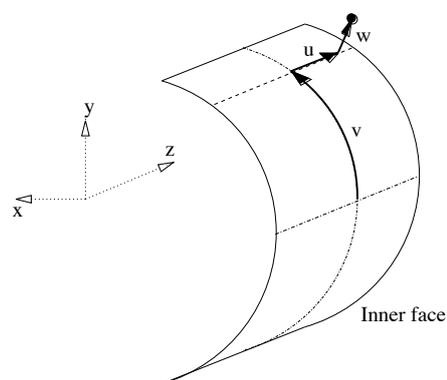
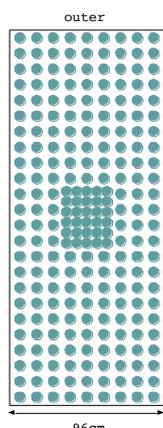


図 3.15 検出器専用の座標系。ビーム軸方向が u 、曲面方向が v 、深さ方向が w である。

MEG 実験で使用されるキセノンのシンチレーション光 ($\lambda \sim 175 \text{ nm}$) を検出可能な PMT は、浜松ホトニクスとの共同研究によって開発された。開発された PMT の基本的な性質を表 3.2 に示した。PMT の窓は合成石英ガラスでできており、160 nm から数 1000 nm までの波長の光に対して透明であり、特に 175 nm の光に対しては 80% 程度の透過率がある。高レートの入射光があるときでも安定して動作させるために 12 段のダイノードのうち最も後段にある 2 段にはツェナーダイオードが並列に入っている。

表 3.2 PMT の特性

型番	R9869
大きさ	57 mm ϕ
有感部分の大きさ	45 mm ϕ
PMT の長さ	32 mm
カソードの材質	K-Cs-Sb
ダイノードの種類	メタルチャンネル
ダイノードの数	12

3.1.8 DAQ

MEG 実験では、パイルアップを発見するために DRS(Domino Ring Sampler) と呼ばれる高速波形デジタルサイザを採用した [25](図 3.16)。図 3.17 はその動作原理である。インバータ遅延鎖によって作られたサンプリング信号により各コンデンサが電圧の情報を蓄えている。トリガーがかかるとこのサンプリング信号が停止し、その時点での電圧の値がシフトレジスタによって順に読み出される。DRS では 0.5~5 GHz のサンプリング周波数を使用することができ、時間情報が重要なタイミングカウンターおよびキセノン検出器では 1.6 GHz、ドリフトチャンバーでは 0.8 GHz でデータを取得した。データ取得システムとしては、PSI と TRIUMF 共同で開発されたシステムである MIDAS システム [26] を採用した。

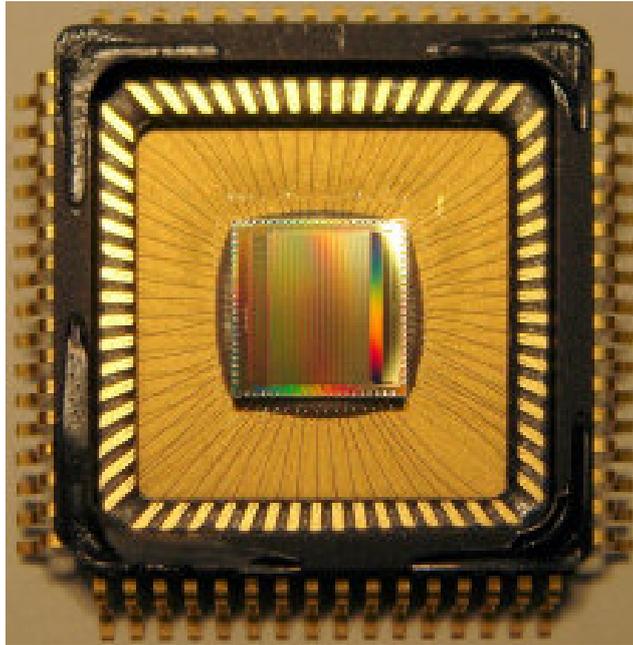


図 3.16 DRS4 チップ [27]

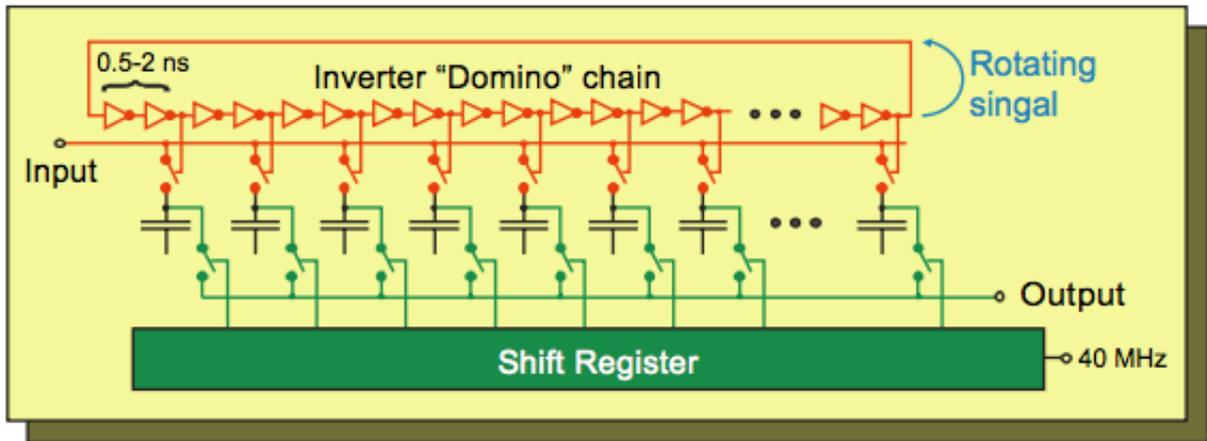


図 3.17 DRS チップの動作原理 [28]

3.1.9 結果

MEG 実験は 2008 年から 2013 年までデータを取得し、 7.5×10^{14} 個に上るミューオン崩壊を測定した。 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の発見には至らなかったが、 $Br(\mu \rightarrow e\gamma) < 4.2 \times 10^{-13}$ (90% C.L.) という制限を与えた [5]。

3.2 MEG II 実験

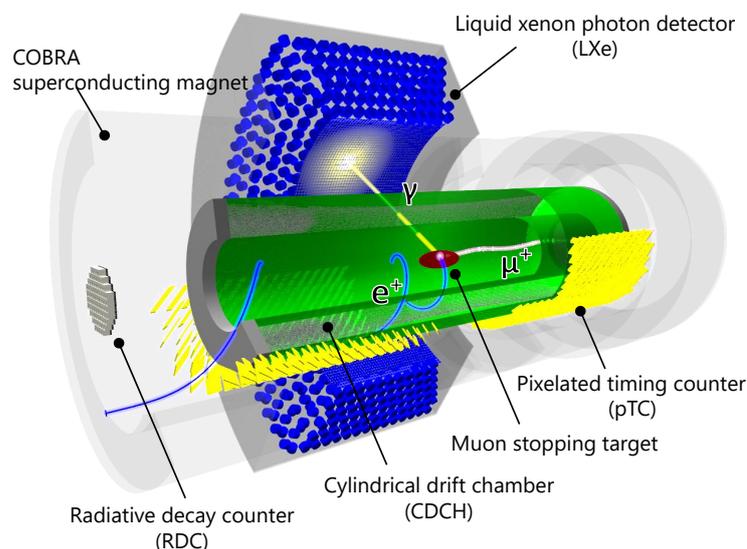


図 3.18 MEG II 実験の検出器群 [6]

3.2.1 アップグレードの概要

MEG 実験では検出器の性能によって探索感度が制限された。ビーム強度の 2 乗に比例する偶発的背景事象を抑えるために、 μ 粒子の停止頻度を最大の強度から大幅に引き下げ、 $3 \times 10^7 \mu/s$ でデータ取得を行った。

そこで、MEG II 実験では、高ビーム強度に対応できる性能をもつ検出器が開発されてきた [6]。ドリフトチャンバーは低物質量で一体型のを製作し、タイミングカウンターに入る直前までトラッキングを行うことによって分解能の向上が期待されている。タイミングカウンターは細分化し複数のピクセルにおけるヒット時間を用いてより高頻度の陽電子をより良い時間分解能で測定することを目指している。ガンマ線検出器には MEG 実験と同じキセノン検出器を使用するが、入射面の PMT をより小型な Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) に置き換え、より高精細な情報を得ることで分解能の向上を図る。また、偶発的背景事象におけるガンマ線の主要な原因の一つである RMD 崩壊起源のガンマ線を同定するための検出器を新たに導入する。

以下、各検出器のアップグレードの概要と準備状況について述べる。ただし、液体キセノンガンマ線検出器のアップグレードについては、本研究の主題であるため次章で詳述する。

3.2.2 ドリフトチャンバー (Cylindrical Drift Chamber, CDC)

MEG 実験におけるドリフトチャンバーはエレクトロニクスやドリフトチャンバーのフレームで散乱されてしまい、タイミングカウンターに到達しない陽電子があったために検出効率を失っていた。そこで MEG II 実験では、長さ 193 cm の円筒形一体型のドリフトチャンバーを製作した (図 3.19)。物質量を抑えるために、ガスはヘリウムとイソブタンを 90:10 で混ぜた混合ガスを用いる。物質量はトラックのターンにおける放射長に換算して MEG 実験での $2.0 \times 10^{-3} X_0$ から $1.58 \times 10^{-3} X_0$ に減少する。ドリフトセルはほぼ正方形で、幅は 6.6 mm (最内層) から 9.0 mm (最外層) であり、直径 20 μm の金メッキされたタングステンでできたセンスワイヤーが直径 40 μm の銀

アルミニウムのフィールドワイヤーで囲まれた構造になっている。各層のセンスワイヤーは6度から8度の角度をつけて1層ごと互い違いに貼られる。ドリフトセルの大きさを小さくすることで高レートに耐えるデザインとなっている。タイミングカウンターに入る直前まで軌跡を取得できることから、トラッキング精度だけでなく標的からタイミングカウンターまでの陽電子の飛行時間の精度も改善すると考えられている。2018年にCOBRA電磁石内にインストールされ、プレエンジニアリングランにおいてコミッションングを行った。



図 3.19 MEG II 実験のドリフトチャンバー [6]

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

MEG 実験のタイミングカウンターは、シンチレータが大きいことから z 方向に対する精度が悪かった。MEG II 実験では、プラスチックシンチレータに SiPM を接着した小型のピクセル (図 3.21) を複数枚並べ、連続して陽電子をヒットさせることによって時間分解能を向上させるとともに、パイルアップに対応できるタイミングカウンターを製作した。時間較正の手段としては、Michel 崩壊からの陽電子を用いた時間較正、パルスレーザーを用いた方法の二つが実践されている。2017年のパイロットランにおいて時間分解能 38.5 ps を達成している [29]。



図 3.20 MEG II 実験のタイミングカウンター。遮光されたピクセルが並べられている。

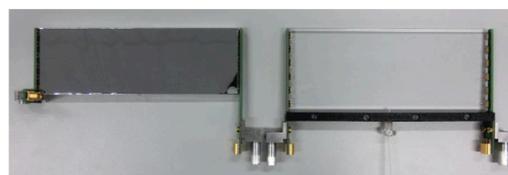


図 3.21 TC のピクセル [6]。プラスチックシンチレータの両端に直列接続された SiPM が当てられている。

3.2.4 輻射崩壊同定用検出器 (Radiative Decay Counter, RDC)

MEG II 実験では、ミューオンの輻射崩壊 (Radiative Muon Decay、RMD 崩壊) 同定用の新しい検出器として輻射崩壊同定用検出器 (Radiative Decay Counter, RDC) が導入される。RMD 崩壊において高いエネルギーの γ 線が放出される際の典型的な陽電子のエネルギーは 3 MeV 程度である。この低エネルギーの陽電子は COBRA 電磁石の磁場によってビーム軸近くにはき出されることから、この陽電子を捉えることによって RMD 崩壊由来のバックグラウンドを同定することができる (図 3.22)。下流側 RDC は、プラスチックシンチレーター 12 本を用いた時間測定部分と、LYSO 結晶 76 個を用いたエネルギー測定部分からなる (図 3.23, 図 3.24)。

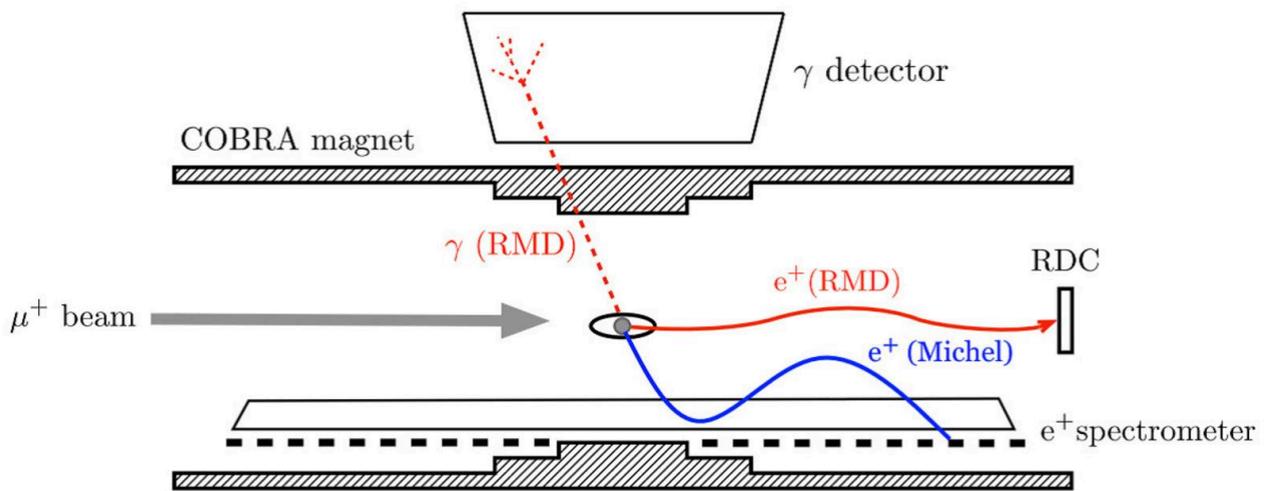


図 3.22 RDC による RMD イベントの同定の原理。回転半径の小さな低エネルギー陽電子を検出する。

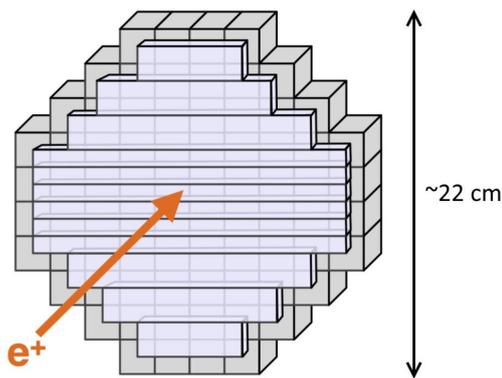


図 3.23 RDC の構造。手前側がプラスチックシンチレーターで構成された時間測定部分、奥側は LYSO で構成されたエネルギー測定部分。

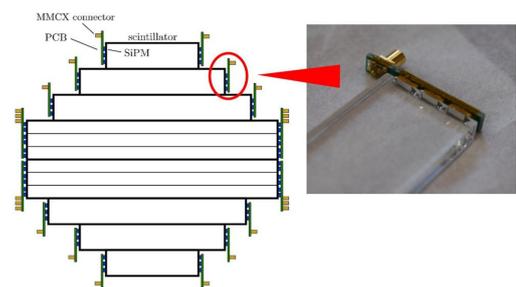


図 3.24 RDC のシンチレーター部分。タイミングカウンターのように、プラスチックシンチレーターの側面に SiPM が接着されている。

3.2.5 DAQ

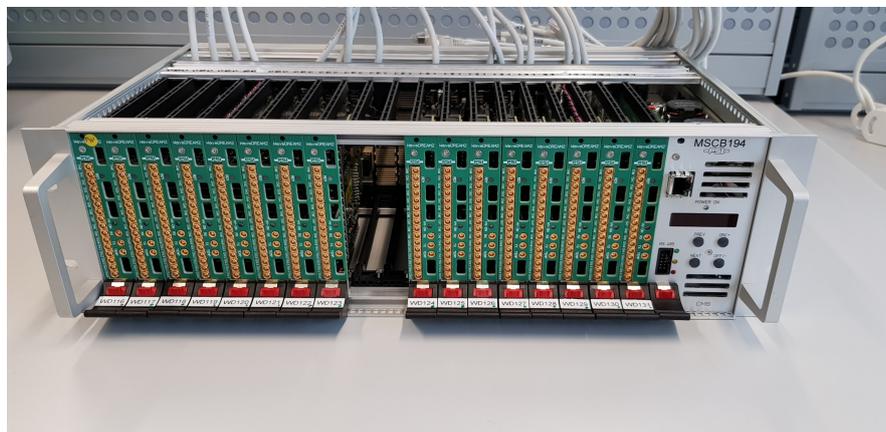


図 3.25 WaveDREAM ボード 16 枚を搭載したクレート

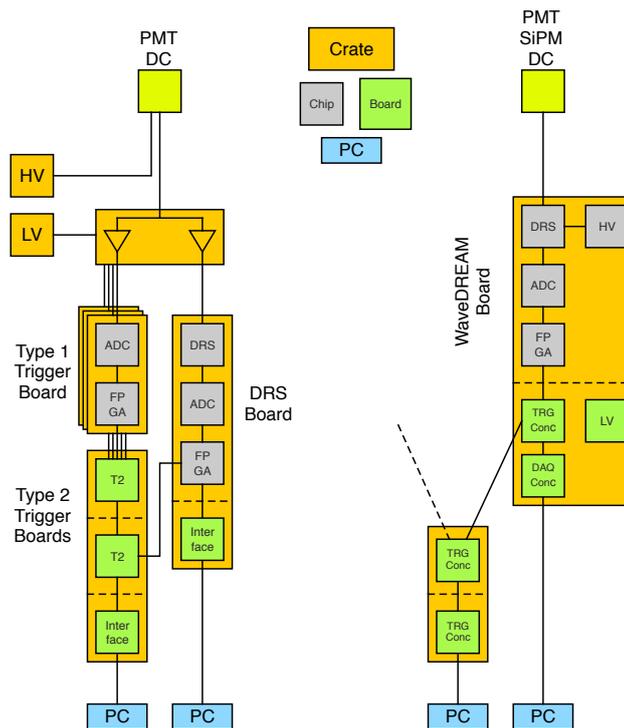


図 3.26 MEG と MEG II の DAQ の仕組みの比較 [6]。MEG II 実験では、MPPC へのバイアス電圧の供給、基本的なトリガー信号の供給を WaveDREAM ボードが担う。

MEG II 実験の検出器全体では、合計で MEG 実験の約 3 倍の読み出しチャンネル数が必要となる。また、SiPM は PMT に比べて増倍率が劣ることから、アンプを実装していることが必要である。そこで、新しくトリガーおよび DAQ の基本的な機能をまとめた WaveDREAM ボードが開発された (図 3.25、図 3.26)。1 ボードあたり 16 チャンネルを読み出し可能で、アンプの増倍率と減衰器を挟むかどうかを設定することによって 0.5 倍から 100 倍までの増幅率の幅を実現する [6]。

3.2.6 MEG II ソフトウェア

MEG II ソフトウェアは図 3.27 のような構造を持っている。

gem4

gem4 は、Geant4[30] をベースに開発された物理シミュレーションソフトウェアであり、MEG II 実験の検出器のジオメトリや、ビーム・ターゲットの情報などが準備されており、ミュオンビームからの崩壊に対する検出器の応答だけでなく、様々な校正用線源に対する検出器の応答もシミュレートすることができる。

Bartender

Bartender は、ROOT[31] をベースに開発された波形シミュレーションソフトウェアである。gem4 で得られたシミュレーション結果を元にそれぞれのセンサーにおける波形を作成することができる。また、イベントを混ぜることで、高頻度に粒子が訪れる状況での検出器の性能を調べることもできる。

Analyzer

Analyzer は、実際に取得する波形とシミュレーションから生成した波形の両方に同じ波形解析を行い、イベント再構成を行うことができる。

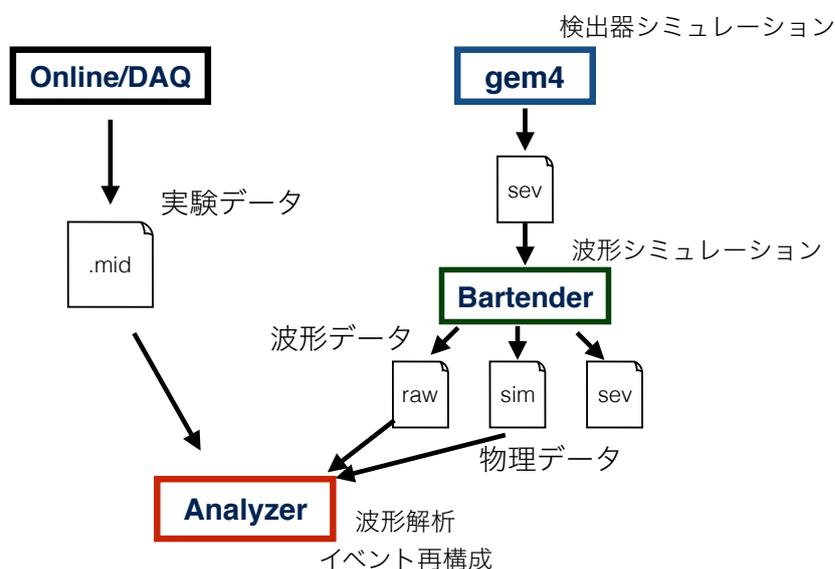


図 3.27 MEG II ソフトウェアの概要。gem4 での検出器シミュレーションの結果を元に Bartender で波形シミュレーションが行われ、測定データと同じく Analyzer で解析される。

3.2.7 期待される検出器性能と到達感度

MEG II 実験で期待される検出器性能は表 3.3 の通りである [6]。

表 3.3 MEG II 実験において期待される検出器の性能 [6]

Performance		MEG	MEG II
陽電子のエネルギー分解能 [keV]	$\sigma_{E_{e^+}}$	306	130
陽電子の放出角度分解能 [mrad]	$e^+ \sigma_\theta / \sigma_\phi$	9.4/8.7	5.3/3.7
陽電子生成位置の分解能 [mm]	e^+ vertex	1.2/2.4	0.7/1.6
ガンマ線のエネルギー分解能 [%]	$\frac{\sigma_{E_\gamma}}{E_\gamma}$	1.7/2.4	1.0/1.1
ガンマ線の位置分解能 [mm](u 方向/v 方向/w 方向)	$\sigma_u / \sigma_v / \sigma_w$	5/5/6	2.6/2.2/5
時間差の分解能 [ps]	$\sigma_{t_{e^+\gamma}}$	122	84
ガンマ線の検出効率 (%)	ϵ_γ	63	69
陽電子の検出効率 (%)	ϵ_{e^+}	30	70

これによって、データ取得期間に応じて探索感度は図 3.28 のように向上していくと考えられる。3 年間のデータ取得を行なった場合、 6×10^{-14} の分岐比感度を達成することができる。

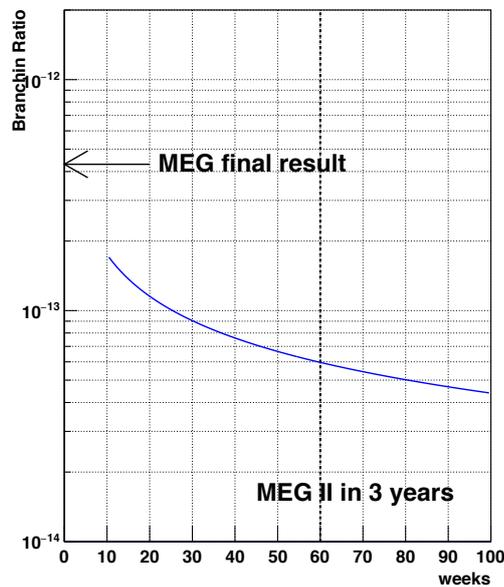


図 3.28 MEG II 実験で期待される $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の分岐比感度 [6]

第4章

液体キセノン γ 線検出器のアップグレード

本章では、前半では MEG 実験からの液体キセノン検出器のアップグレードについて詳述し、後半ではアップグレードの現状について述べる。

4.1 MEG 実験における問題点

MEG 実験における液体キセノン γ 線検出器の問題点は、以下の二つであった。

1. 浅い領域で反応を起こした γ 線に対して、ヒット位置によって集光効率がふらつき (図 4.1)、エネルギー・位置分解能が悪い (図 4.2, 図 4.3, 図 4.4) こと
2. 側面における集光効率の一様性が PMT の影によって失われたこと

この問題を解決するために、

- 入射面への MPPC の導入 (図 4.5)
- PMT の配置変更

を行った。

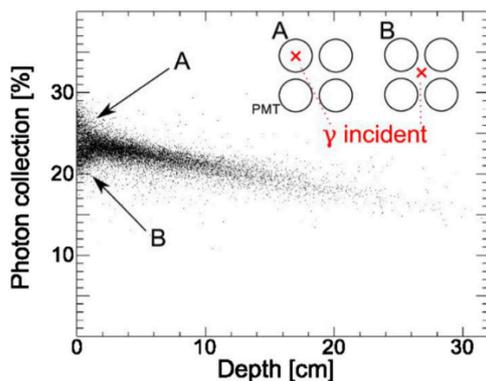


図 4.1 集光効率の深さ依存性。浅い領域では集光効率がばらつき、入射面の PMT 同士の隙間にガンマ線が入射した際の集光効率は、PMT の上に入射した際と比較して集光効率が低下する [6]。

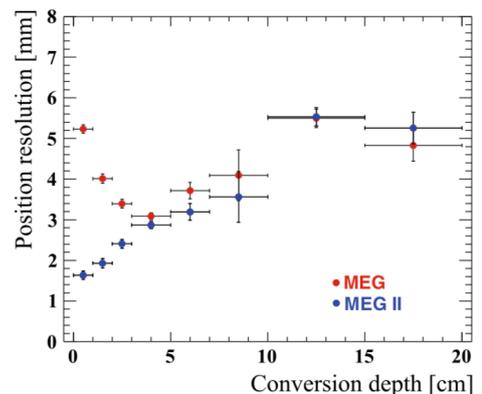


図 4.2 MEG, MEG II 実験における位置分解能の比較 (シミュレーション)[6]。浅い領域では位置分解能が悪化している。

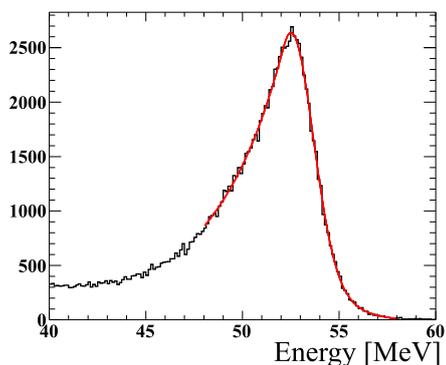


図 4.3 MEG 実験におけるエネルギー分解能 ($w < 2$ cm)[6]

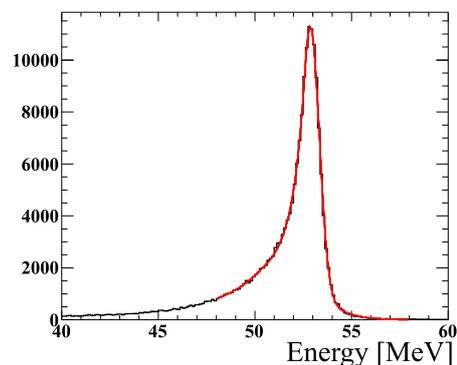


図 4.4 MEG 実験におけるエネルギー分解能 ($w > 2$ cm)[6]

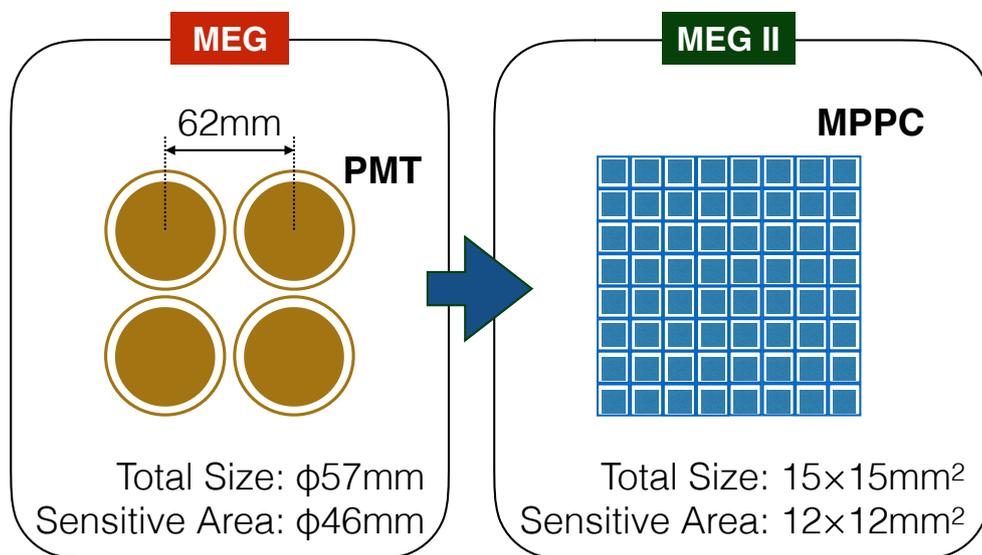


図 4.5 入射面の光センサーの大きさの比較。MEG II 実験では、小型で方形の MPPC を入射面に敷き詰める。

4.2 大面積 VUV-MPPC の導入

本節では、一般的な MPPC の動作原理について説明したのちに、MEG II 実験で用いる MPPC の特徴を述べ、最後に期待される性能の向上について説明する。

4.2.1 MPPC の動作原理

MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) とは半導体光センサー SiPM (Silicon Photo-Multiplier) の一種であり、浜松ホトニクス社の製品である。MPPC は通常の半導体検出器と同様に、pn 接合に逆バイアス電圧をかけることで発生した空乏層に入射した光子によって出来る電子正孔対を信号として取り出すことで動作する。MPPC の特徴は、バイアス電圧にブレークダウン電圧以上の電圧を用い、素子をガイガーモードで動作させることである。電場が弱い状態では電子のみがアヴァランシェ増幅を起こすのに対して、ガイガーモードでは光子により作られた電子

正孔対が電場により加速されアヴァランシェ増幅という現象が起きる。このアヴァランシェ増幅により 10^6 程度の高い増幅率が得られる。アヴァランシェ増幅を制御するために、各ピクセルにはクエンチング抵抗と呼ばれる抵抗を直列につなげる (図 4.7)。

MPPC は 1 ピクセルごとに以下の増倍プロセスを繰り返す。

1. MPPC に光子が入射する
2. 光子が電子正孔対を生成する。
3. 生成された電子正孔対が電場により加速され、シリコン結晶格子と衝突し次々と電子正孔対が生成されるアヴァランシェ増幅が起こる (図 4.6)
4. 空乏層に溜まった電荷が電流として流れ出すと、クエンチング抵抗によって電圧降下を引き起こし、増倍が停止する。

増幅された信号の大きさは、クエンチング抵抗と静電容量、バイアス電圧で定まる。増幅領域での電場の大きさはバイアス電圧とブレイクダウン電圧の差 (=オーバー電圧) に従って 1 次関数的に増大する。1 ピクセルに入射したかどうかを検出することができるピクセルを多数並べることで、MPPC の表面に何個光子が入射したかを測定することができる。

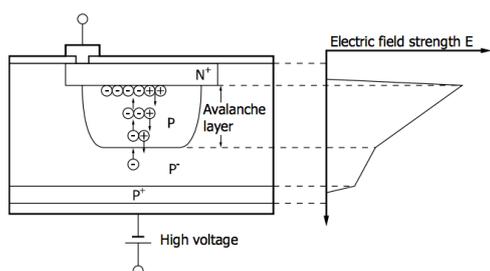


図 4.6 一般的な MPPC における電場 [32]

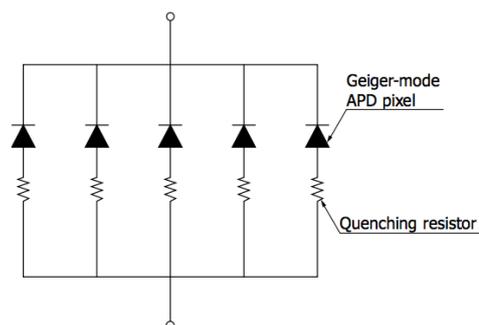


図 4.7 各ピクセルにおけるクエンチング抵抗 [32]

4.2.2 MPPC の特徴

一般に MPPC は PMT と比較して次のような優れた特徴を持つ。

- PMT と同程度の増幅率 ($\sim 10^6$)
- 高い単一光子識別能力
- 磁場中でも動作可能
- 低い電圧で動作可能 (< 70 V)
- PMT より小型

一方、実際の運用においては以下のような特性に気をつける必要がある。

ダークノイズ

光子が入射していないにもかかわらず、空乏層において熱励起やトンネル効果により電子正孔対が生成され、1 p.e. 相当の信号として検出されてしまう現象である。液体キセノン検出器では、低温であることからダークノイズは無視できるレベルであることがわかっている (図 4.8)。

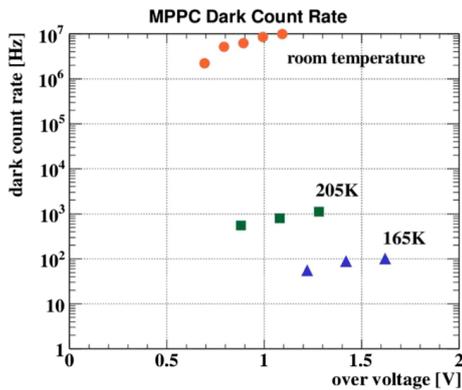


図 4.8 低温におけるダークノイズの発生頻度 [6]

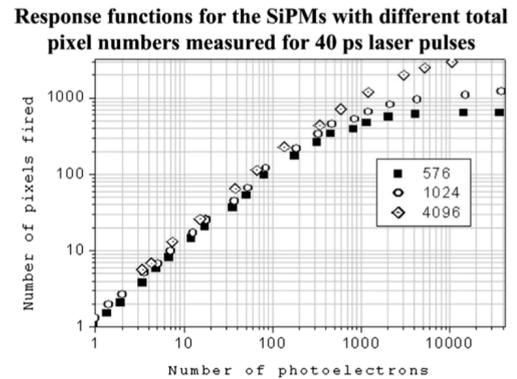


図 4.9 MPPC におけるサチュレーション [33]

クロストーク・遅延クロストーク

クロストークは、アヴァランシェ増幅の過程で発生した光子が別のピクセルに電子正孔対を発生させてしまうことで、見かけ上2光子が検出されたように見える現象である。遅延クロストークは、アヴァランシェ増幅の際に発生した二次光子が基板で吸収されて生じたキャリアが拡散し、別のピクセルでアヴァランシェ増幅を引き起こす現象である。

アフターパルス

アフターパルスは電子正孔対からではない信号が元の信号から遅れて発生する現象である。アヴァランシェ増幅の過程で発生した光電子の一部が格子欠陥や不純物などでできたエネルギー準位に束縛された後に、遅れて解放され別のアヴァランシェ増幅を起こす。

サチュレーション

光子を検出したピクセルを数えるという動作原理上、1ピクセルに2個以上の光子が同時に入射してもそれを検出することはできない。従って検出する光電子数がピクセル数と同程度以上になると、入射した光子数と検出される電荷の関係が非線形になる(図4.9)。この現象をサチュレーションと呼ぶ。MEG II 実験で用いる MPPC は $50\ \mu\text{m}$ のピクセル 14400 個のセグメント 4 枚、計 57600 個のピクセルで構成されている。シミュレーションでは、最も浅いイベントでは検出される光電子数が 12000 個に上ると見積もられている^{*1}が、これは総ピクセル数の 20% 程度にすぎず、大きな問題とはならない。

温度依存性

MPPC のブレークダウン電圧は温度依存性を持っている。これは、温度減少によってキャリアとフォノン(量子化された格子振動)の相互作用が少なくなり、加速されやすくなることによっている。MEG II 実験で用いる MPPC の持っている典型的な温度係数は $56\ \text{mV} \cdot \text{K}^{-1}$ 程度である。MEG 実験では、検出器の温度変動は 0.15 K 未満(ただし、温度計の精度が支配的)に抑えられていた。これを考慮すると、ゲインの変動も 0.1% 未満に抑えられる。また、クロストーク・アフターパルス特性の変動は 30%/V 未満であるから、これもエネルギー分解能より十分低い 0.2% 程度未満に抑えることができる。

*1 ただし、これは MPPC の PDE を 20% として見積もった場合。

放射線耐性

MPPC は半導体検出器であるため、放射線耐性には注意して使用する必要がある。中性子に関しては、MEG 実験での観測事実から $1.6 \times 10^8 \text{ n/cm}^2$ の照射が予見され、2~3 倍程度のダークカレントの増加が予測されている [34] が、液体キセノン中では元のダークカウントレイトが低いことから、問題とはならない。また、ガンマ線に関しては 0.6 Gy の照射が予想されているが、リークカレントの増加を引き起こすのは 200 Gy 程度からである [35] ことから、これも問題とはならない。

4.2.3 大面積 VUV-MPPC の開発

MEG II 実験の液体キセノンガンマ線検出器で MPPC を用いる場合、次のような要求が存在する。

1. 真空紫外光 ($\lambda \sim 175 \text{ nm}$) に対する十分な感度
2. 低温 ($\sim 165 \text{ K}$) の液体キセノン中での動作が可能であること。
3. 波形の時定数がシンチレーション光の時定数 45 ns よりも大幅に長くないこと。
4. 一つの MPPC で 15 mm 四方程度の広い面積を担当できること

1. に関して、液体キセノンのシンチレーション光は真空紫外光であり、市販の MPPC では検出することができない。市販の MPPC は、シリコン結晶での真空紫外光の減衰長が 5 nm 程度と極めて短く、光子が有感領域に到達できないからである。3. はパイルアップの除去に必要な特性となる。4. は、MPPC のチャンネル数を抑える上で重要である。MPPC の大きさとして典型的な 1~3 mm 程度では、チャンネル数が膨大になってしまう上に、ケーブルによる熱流入も大きくなる。

真空紫外光に対する感度

以下のような開発を通して紫外光に有感な MPPC が実現された [36]。

- 有感領域の前に存在する保護層の除去
- コンタクトレイヤーを薄くする
- 保護のために、真空紫外光に透明なコーツでできた窓で覆う

実際に MEG II 実験で用いるパッケージを図 4.10 に示した。 $6 \times 6 \text{ mm}^2$ のチップが 4 枚並べられた構造になっている。素子は保護のためにコーツで覆われているが、コーツと素子の間には液体キセノンが入り込める隙間が空いている。コーツの屈折率 (1.61) と液体キセノン (1.64) の屈折率が近いので、境界面での反射を防ぐことができる。

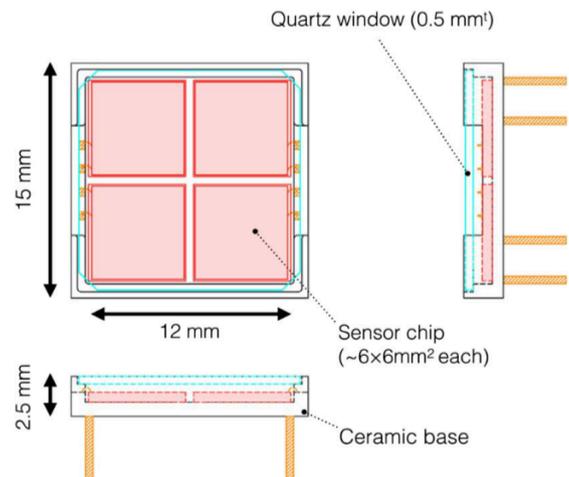


図 4.10 MEG II 実験で用いる MPPC の構造

HV の供給および信号の読み出し

4 枚のチップを接続する際に、並列に繋いでしまうと信号の時定数がシンチレーションの時定数 45 ns よりも大幅に長く、パイルアップ除去に悪影響を与える可能性があったため、信号は直列接続で読み出すこととされた。このとき、バイアス電圧の供給を並列に行うハイブリッド接続 (図 4.11) は以下のような利点がある。

- 必要なバイアス電圧が小さい
- それぞれのチップに同じバイアス電圧をかけることができる。
- チップ間に電位差がなく、チップ間の放電を防ぐことができる。

それぞれのチップにおけるブレイクダウン電圧が異なった場合、それぞれのチップにおけるオーバー電圧が異なってしまうが、使用する素子ではチップ4枚の間でブレイクダウン電圧が揃えられており、問題とはならない。

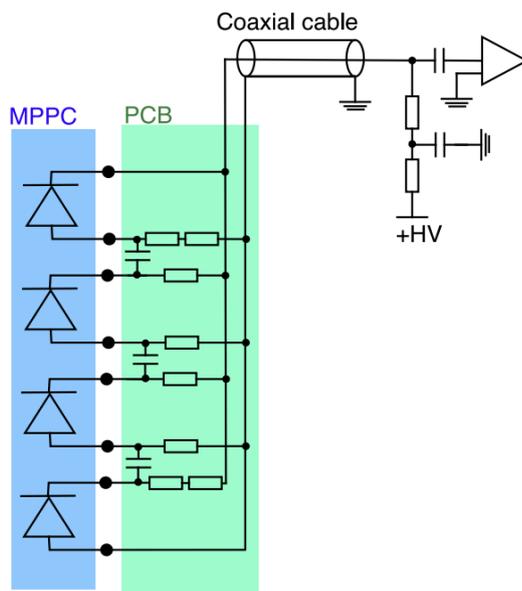


図 4.11 ハイブリッド接続 [37]。信号が直列接続で読み出されている一方で、バイアス電圧の供給は並列接続によって行われている。

MPPC の信号は図 4.12 のような PCB を用いて読み出される。1 枚の PCB には MPPC22 個が配置され、それぞれについて先述したハイブリッド接続が実装されている。この PCB では信号線の周囲をグラウンドで囲むことで、チャンネル間のクロストークや外部からのノイズの影響を抑える工夫がなされている (図 4.13)。PCB から読み出された信号は同軸ケーブルを用いて読み出される。この PCB が上流・下流側それぞれに 93 枚ずつ並べられ、合計で 4092 個の MPPC が入射面上に配置される。横長の PCB を並べることによって曲がった入射面に取り付けることができる。

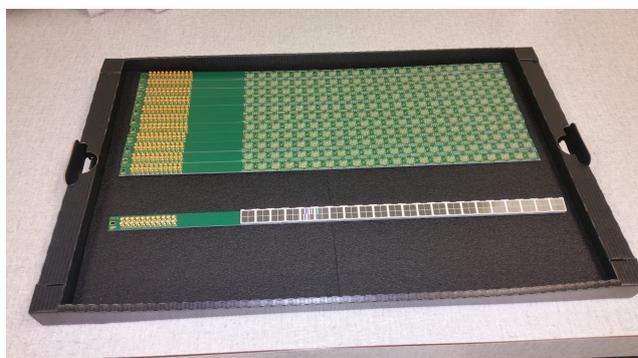


図 4.12 MPPC を載せる PCB。手前側の PCB には 22 個の MPPC が並べられている。

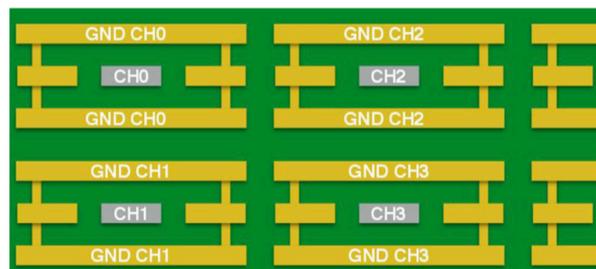


図 4.13 PCB の断面図 [6]。信号線はグラウンドによって覆われている。

4.2.4 製造ロット

浜松ホトニクスにて4回に分けてMPPC4200個程度の大量生産が行われた。それぞれの製造ロットにはその時期に応じて早いものから順にA,B,C,Dと名前が振られている。

4.2.5 MPPCのインストール

液体キセノン検出器のクライオスタットは、液体キセノンで満たされる内側のベッセルと断熱のために真空になっている外側のベッセルで構成されている。内側ベッセルの内壁へのMPPCのインストールは、以下のような要領で行われた。

1. PCBにMPPCを固定する(図4.14)。
2. 検出器にCFRP(carbon fiber reinforced plastic)4枚を別々に取り付ける(図4.15)。
3. CFRP上にスペーサーを固定する(図4.16)。
4. CFRPにPCBを固定する(図4.17)。



図4.14 MPPCをPCB上にのせていく様子。緑色の物体はスペーサーである。



図4.15 検出器内壁に取り付けられたCFRP



図4.16 CFRP上に取り付けられたスペーサー

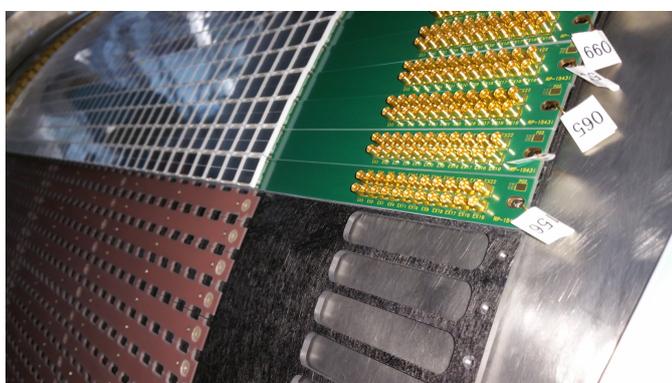


図4.17 CFRPに取り付けられるPCB

以上をまとめると入射面において液体キセノンに入射するまでに存在する物質は図4.18のようになっている。

PMT から MPPC に変更したことによって液体キセノンの前の物質量が減り、ガンマ線の検出効率が 63% から 69% に増大すると見積もられている。

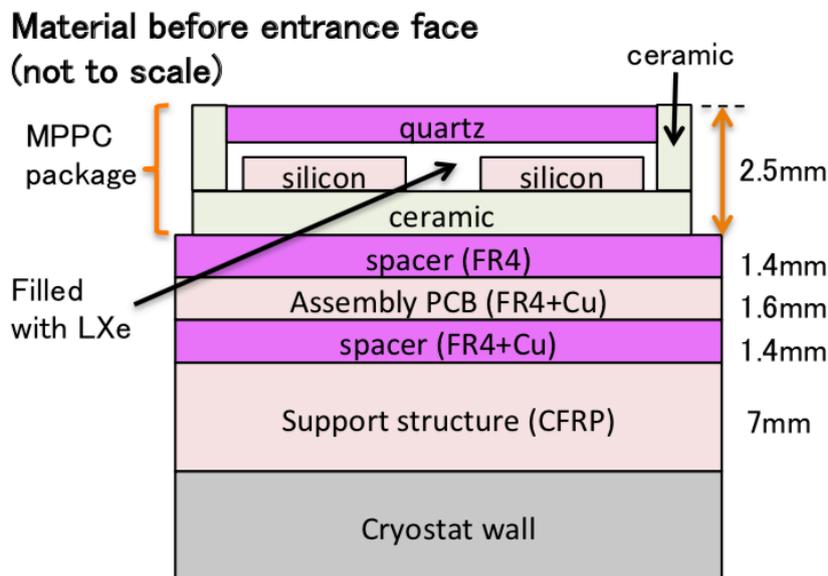


図 4.18 入射面から液体キセノンに入射するまでに存在する物質 [37]

4.3 PMT の配置変更

シンチレーション光の収集効率およびその一様性を向上させるために、PMT の配置に改善を加えた。

4.3.1 側面の PMT の配置変更

側面に近いイベントでは側面に置かれた PMT でのシンチレーション光読み出しが重要となる。ガンマ線入射面をビーム軸方向に約 20% 広くし、シャワーの漏れ出しを減らすとともに、光電面が検出器の壁と同じ方向を向くよう PMT を傾けることで PMT の側面による影を無くし、集光効率の一様性を向上させた (図 4.19、図 4.21)。

4.3.2 Top 及び Bottom 面の PMT の配置変更

MEG II 実験においては入射面がビーム軸方向に広がり、Top 面、Bottom 面も横幅が広がる (図 4.21)。広くなった面積に出来る限り PMT を密に配置することで、集光効率を向上させた (図 4.20)。



図 4.19 側面における PMT の置き方の変更。変更前 (上) は光電面が側面に平行では無いが、変更後 (下) は側面に平行になり飛びだしていない。



図 4.20 トップ面における PMT の配置。密に配置することによって集光効率を高めている。

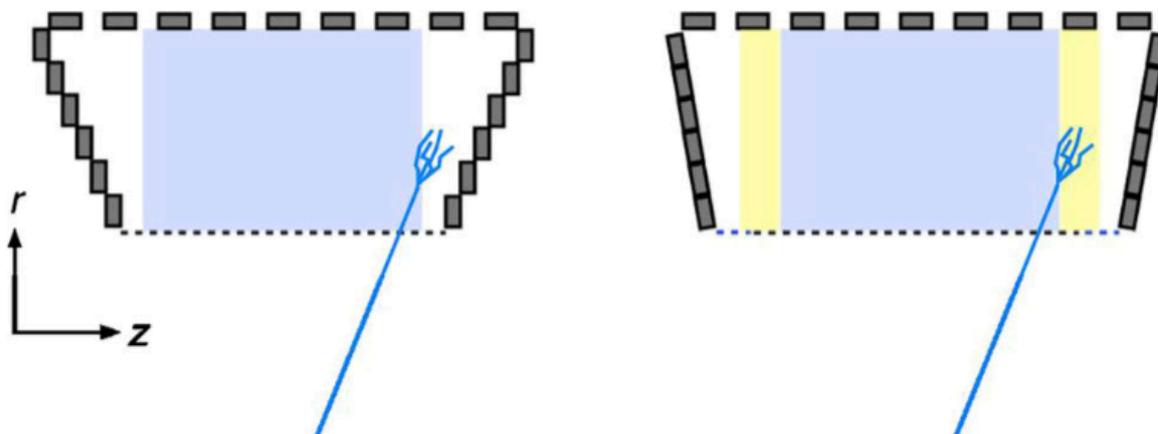


図 4.21 側面における PMT 配置の変更。側面の PMT の光電面はビーム軸方向に垂直だったが、アップグレードによって側面に平行になったことで、影がなくなった。

4.4 アップグレードの現状

キセノン検出器は、2017年5月に建設が完了し $\pi E5$ エリアにインストールされた。2017年は、液体キセノンを注入・純化した後に全ての光センサーの信号確認と較正を行い、その後に11月下旬から12月下旬にかけてパイロットランとしてミューオンビームを用いて得られる背景ガンマ線によるテストを行った。

2018年は6月下旬から7月中旬にかけてガンマ線を用いた MPPC のアラインメントを行い、11月下旬から12月下旬にかけてプレエンジニアリングランとしてミューオンビームおよび Cockcroft-Walton 加速器を用いたエネルギー分解能・位置分解能の評価を行うためのデータを取得した。2018年のプレエンジニアリングランでは、信号を読み出すエレクトロニクスが不足していたために、MPPC640個、PMT376本の信号を読み出してデータを取得した(図4.22)。

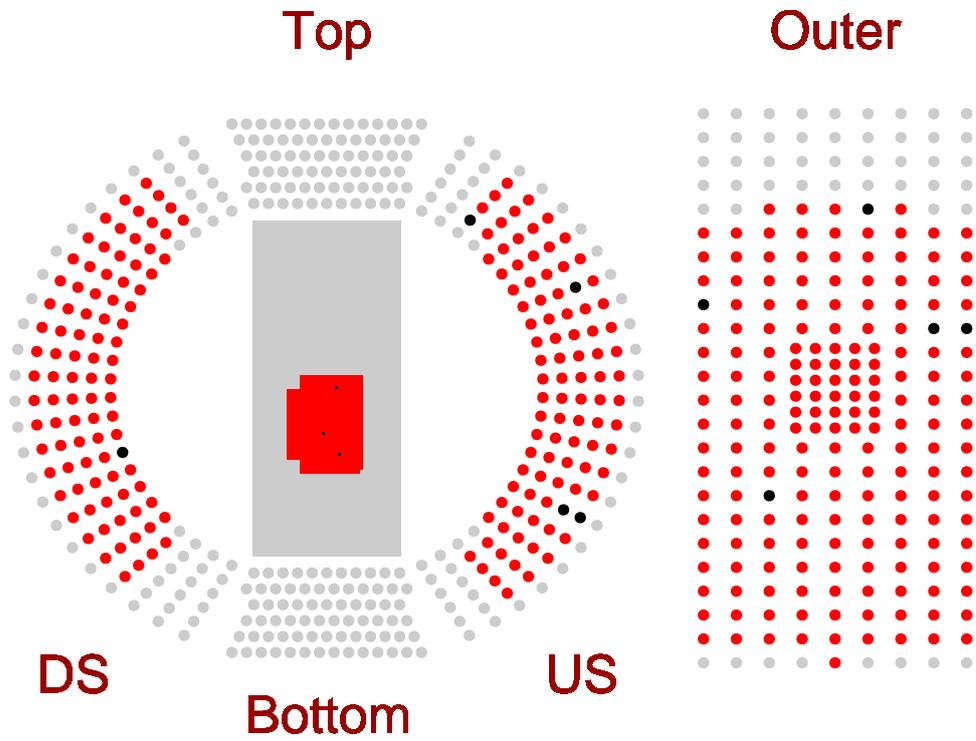


図 4.22 2018 年のプレエンジニアリングランにおいて読み出したチャンネルを赤で、読み出さなかったチャンネルを灰色で表示している。黒い部分は bad channel である。MPPC640 個、PMT376 本を読み出した。

第5章

キセノン検出器におけるイベント再構成

本章では、後述する研究の動機をわかりやすくするためにキセノン検出器におけるイベント再構成に関して説明する。図 5.1 は、液体キセノン検出器におけるイベント再構成の流れを表している。ただし簡単のためにパイルアップの発見・除去に関わる部分は除いてある。まずそれぞれの光センサーの波形のノイズを除去したのち波形解析を行い、電荷・振幅・時間情報を取り出す。次に、光センサーの諸特性として、ゲイン・過剰電荷係数 (Excess Charge Factor, EQF) をもとに検出光子数を見積もり、さらに光子検出効率 (Photon Detection Efficiency, PDE) をもとに入射光子数を見積もる。この入射光子数をもとに、まずガンマ線の位置再構成を行う。続くガンマ線の時間とエネルギーの再構成ではこの位置をもとに位置依存性を補正する。

本章では、このうち特に本研究に関連の深いノイズ除去・波形解析・入射光子数の計算・位置再構成・エネルギー再構成に関して簡潔に説明する。

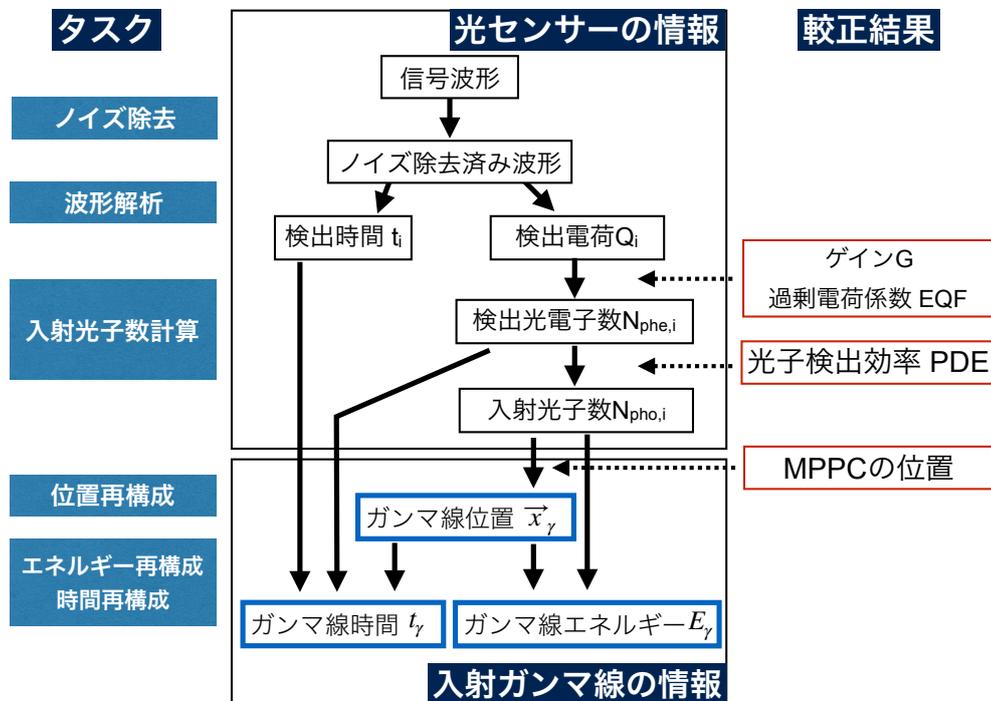


図 5.1 液体キセノン検出器におけるイベント再構成の流れ。それぞれの光センサーの信号から入射光子数を始めとしたパラメータを求め、ガンマ線の情報を再構成する。その際、光センサーの応答と位置に関する較正結果が使用される。

5.1 ノイズ削減

信号波形から電荷や時間などのパラメータを抽出する前に、デジタル波形のノイズ削減を行う。この段階では、クロック波形からのクロストークなどクロックに同期したノイズや、DRSのリーク電流によるノイズなどが除去される。ノイズ除去の前後でのMPPC640チャンネルの和波形を図5.2に、そのフーリエ変換を図5.3に示した。ノイズを除去する前後ともに50 MHz未満の低周波ノイズが高周波ノイズと比較して大きいことがわかる。

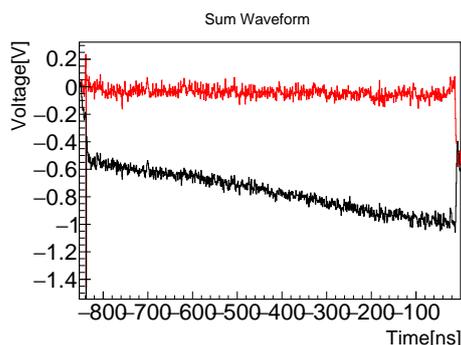


図 5.2 信号がない場合のMPPCの全640チャンネルの和の波形。ノイズ除去を施していない場合(黒)は500 mV程度のオフセットに加えて波形が傾いているが、ノイズの除去によって取り除かれている。(赤)。

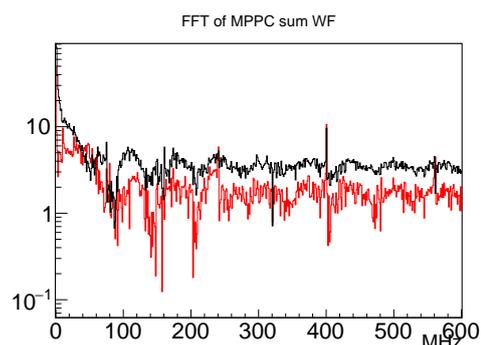


図 5.3 信号がない場合のMPPCの全640チャンネルの和の波形のフーリエ変換。ノイズ除去を施していない場合(黒)に対して、施した場合(赤)は全体的にノイズの大きさが減少していることがわかる。

5.2 波形解析

波形解析では、ローパスフィルタとして移動平均を施したデジタル波形を用いて電荷の計算を行う。電荷の計算は、波形の前の領域での波形からベース電圧を求め、ベースラインを基準とした各ビンの電圧とビンの時間幅の積を足しあげることによって行う(図5.4)。

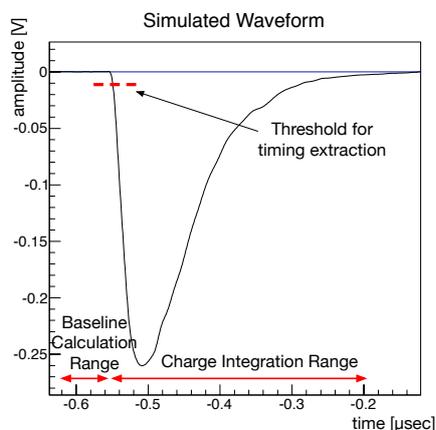


図 5.4 波形解析のパラメータを示した図 [37]。

5.3 入射光子数の計算

各光検出器においての入射光子数 N_{pho} は、電荷 Q 、光子検出効率 (Photon Detection Efficiency, PDE)、ゲイン G 、過剰電荷係数 EQF (Excess Charge Factor) を用いて式 5.1 で計算する。

$$N_{pho} = Q / (G \times PDE \times EQF) \quad (5.1)$$

EQF はクロストークやアフターパルスといった相関ノイズによってどれだけ電荷が増加しているかを示す量で、相関ノイズが無視できる PMT の場合は 1 である。

5.4 位置再構成

ガンマ線の液体キセノンでのヒット位置は、入射面の MPPC を用いて再構成される。ある一点からシンチレーション光が等方的に放たれ液体キセノン中で散乱・吸収されず、かつ内壁での反射がない場合を考える。この時、 i 番目の光センサーに入射する光子数を $N_{pho,i}$ 、光源から見た i 番目の光センサーの立体角を $\Omega_i(x, y, z)$ とすると、その一点は

$$\chi_{pos}^2 = \sum_{i \in region} \frac{(N_{pho,i} - C \times \Omega_i(x, y, z))^2}{\sigma_{pho,i}(N_{pho,i})^2} \quad (5.2)$$

で定義されるカイ二乗値を最小にする位置として求めることができる。ただし、 C をシンチレーションの光量を表すパラメータ、 $\sigma_{pho,i}(N_{pho,i})$ はそれぞれのチャンネルでの光子数の評価誤差であり、統計的なふらつきから式 5.3 によって求められている。

$$\sigma_{pho,i}(N_{pho,i}) = N_{pho,i} / \sqrt{N_{pho,i}} \quad (5.3)$$

実際には、シンチレーション光の光源は点光源ではなく、電磁シャワーによってヒット位置から後方に広がる。従って、このフィットを行った結果は電磁シャワーの方向にバイアスを受けることになる。このバイアスを以下の補正によって取り除いていく。

グローバル補正

ガンマ線の起こす電磁シャワーは、運動量保存則からガンマ線の入射方向に発達する傾向にあり、フィット結果もこの方向にバイアスされやすい (図 5.5)。ターゲットで生成したガンマ線が同じ位置に入射した場合、ガンマ線の方向はイベントごとにほとんど変わらないため、バイアスを受ける方向もほぼ同じになる。このことを利用して、再構成された位置そのものを用いて行う補正がグローバル補正である。図 5.6 のように、 u 方向には角度を持って入射し、フィット位置は側面方向にバイアスされる。一方で、 v 方向に関しては垂直に入射することから、このようなバイアスは基本的には生まれない*¹。 w 方向に関しては、フィット結果は常にシャワー後方にバイアスされることから、このオフセットを補正する (図 5.7)。現状ではこの補正はシミュレーションから得られた値を用いる計画である。

*¹ ただし、検出器を大きく後ろにずらしてガンマ線を測定した場合はこの限りではない。

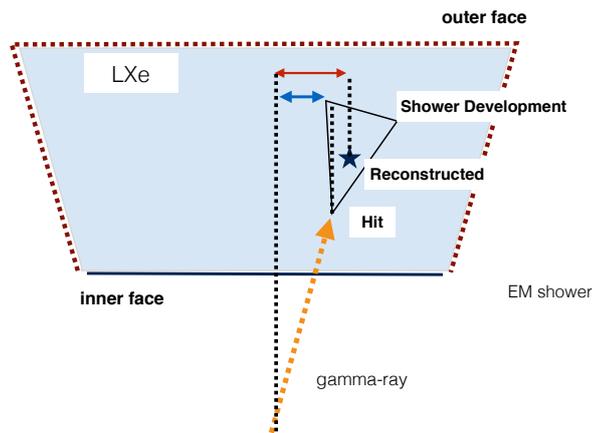


図 5.5 グローバル補正の模式図。電磁シャワーは運動量保存則によってガンマ線の入射方向に発達しやすい。真のヒット位置の u が大きいほど、入射面に対して斜めにシャワーが発達するため、フィット結果と真のヒット位置のずれが大きくなる。

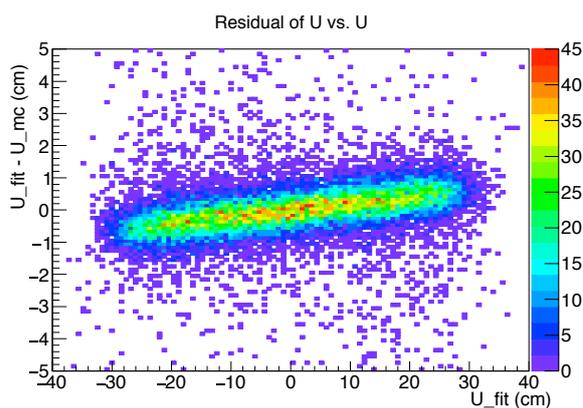


図 5.6 信号ガンマ線に対するシミュレーションでの u 方向のフィット位置と真の値とのずれとの相関 [37]。電磁シャワーは $u=0$ cm から離れるような方向に広がりやすく、その方向にバイアスを受ける。

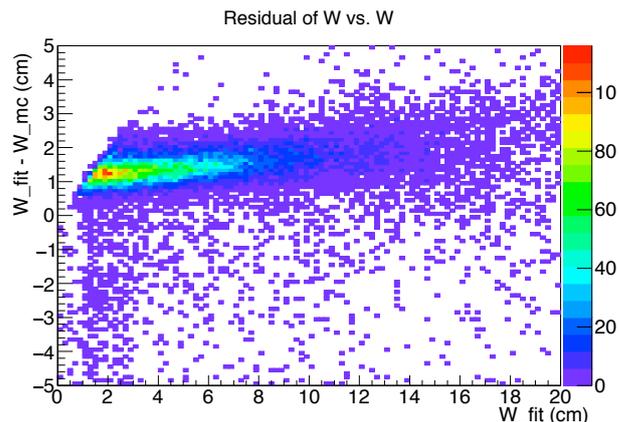


図 5.7 信号ガンマ線に対するシミュレーションでの w 方向のフィット位置と真の値とのずれとの相関 [37]。電磁シャワーの広がりによってフィット結果が深くバイアスされている。

シャワー補正

シャワーの方向はイベント毎に異なるため、フィット結果がバイアスを受ける方向もまたイベント毎に異なる。このイベント毎のシャワーのふらつきを、複数のフィット範囲のフィット結果の差分を考慮することで補正するのがシャワー補正である (図 5.8、図 5.9)。この補正は uvw 全ての方向に共通して行われる。グローバル補正と同じく、現状ではこの補正はシミュレーションから得られた値を用いる計画である。

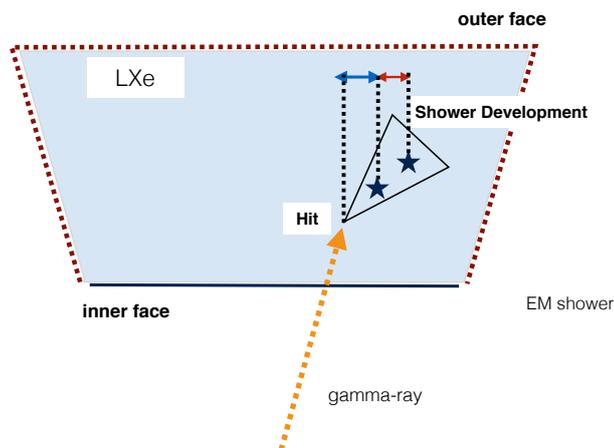


図 5.8 シャワー補正の模式図。異なるフィット範囲でのフィット結果の差 (赤) を用いて実際のヒット位置までの差 (青) を計算し補正する。

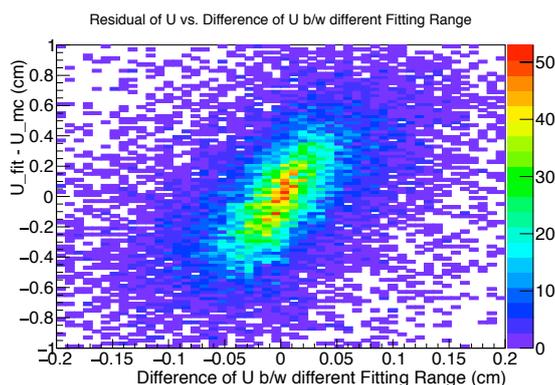


図 5.9 信号ガンマ線に対するシミュレーションでの異なるフィット範囲でのフィット結果の差とフィット結果と真の値とのずれの相関 [37]。

5.5 エネルギー再構成

エネルギー再構成は、それぞれの光センサーにおける入射光子数を、それぞれの担当している表面積に応じて足し合わせることで行う。

$$E_\gamma = C \times F(u, v, w) \times \sum_i (\alpha_i \times N_{pho,i}) \tag{5.4}$$

ここで、 α_i はそれぞれの光センサーが担当している領域の面積 (デッドスペースを含む) と有感な領域の比に対応する。MPPC が入射面に敷き詰められているのに対して、PMT はまばらに置かれていることから、PMT には MPPC と比べ場所によって 3 倍程度の重みがついている。 $F(u, v, w)$ はエネルギーの入射位置依存性を補正するための関数 (図 5.10) であり、 C は光子数からエネルギーへの変換係数である。実機では、単色ガンマ線に対する応答を用いて C を決定するとともに、応答が一樣となるようにデータを用いてこの補正関数 $F(u, v, w)$ を決定する予定である。

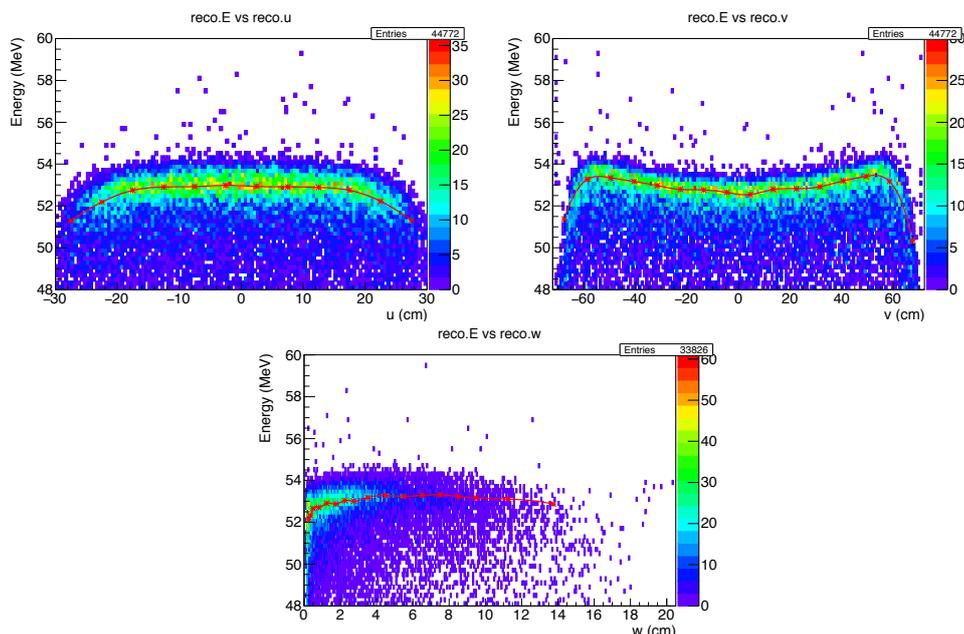


図 5.10 エネルギーの位置依存性に関する補正 [37]。ただし信号ガンマ線に対するシミュレーション。赤い曲線は補正関数を表している。

5.6 キセノン検出器における較正とその目標精度

ここまで液体キセノン検出器におけるガンマ線イベントの再構成の流れについて説明したが、図 5.1 から分かる通り再構成には以下の二つを較正しておく必要がある。

1. 光センサーの応答 (ゲイン・過剰電荷係数 (EQF)・光子検出効率 (PDE))
2. MPPC の位置

以下では、位置分解能と較正精度の関係について議論する。

5.6.1 光センサーの応答の較正精度

PDE の測定誤差がエネルギー分解能に与える影響についてはすでに見積もられている [37]。MPPC の PDE の測定誤差が 13% であるとして、真の値に対して 13% ばらついた値を用いて再構成を行なった際の位置分解能が 2 mm から 3 mm に悪化すること、MPPC の測定誤差 6.5% に加えて PMT の測定誤差が 16% であった場合はエネルギー分解能が 0.2% 程度悪化することがわかっている (図 5.11)。

先行研究では PDE のみについて議論しているが、以上の議論は式 5.1 における変換係数 $= G \times PDE \times EQF$ 全体での測定誤差の影響についておおよそ同じことが言える。すなわち位置分解能の悪化を 0.5 mm 未満に抑えたい場合は、変換係数の素子ごとの測定誤差を 6.5% 未満に抑えることが必要である。ただし、注意すべきなのはクロストークやアフターパルスといった相関ノイズが確率的に起きる現象だという点である。相関ノイズによって増加する電荷の量はイベントごとにふらつくことから、相関ノイズの大きさを良い精度で較正したとしても、入射光子数の測定精度はそれより悪くなる。

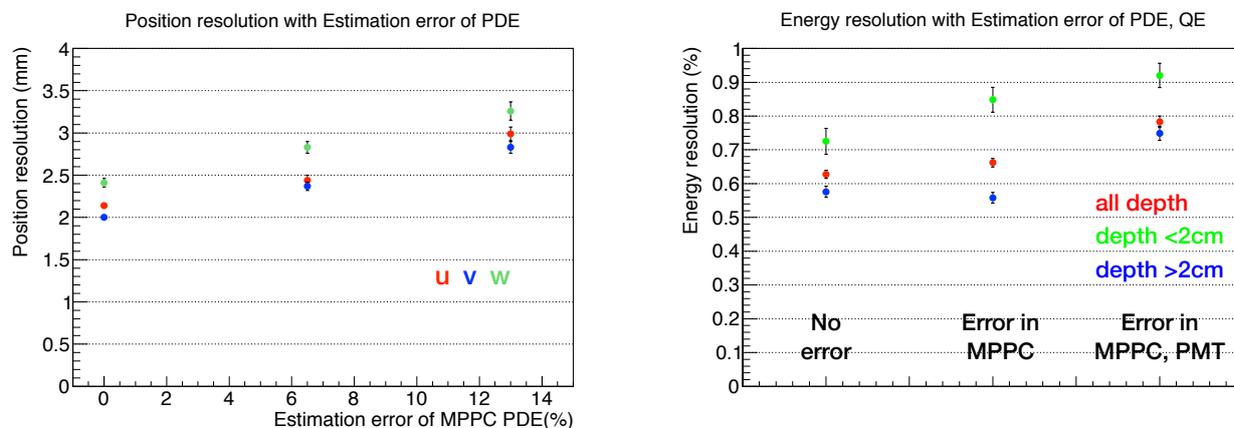


図 5.11 MPPC の PDE の測定誤差と位置・エネルギー分解能の関係 [37]。(左)MPPC の PDE の測定誤差の増加に伴って位置分解能が悪化する。(右)MPPC,PMT の PDE の測定誤差の増加によってエネルギー分解能が悪化する。

5.6.2 MPPC のアラインメント精度

位置再構成の精度を σ_{rec} 、アラインメントの精度を σ_a とすると、ガンマ線の位置の測定精度 σ_{pos} は $\sigma_{pos} = \sqrt{\sigma_{rec}^2 + \sigma_a^2}$ と表せる。ガンマ線の再構成の精度としては 2.5 mm 程度が期待されており (図 4.2)、 $\sigma_a < 500 \mu\text{m}$ を達成できれば、分解能に与える影響は 100 μm 未満に抑えることができる。

必要な較正精度は位置分解能の悪化をどの程度に抑えることを目指すかによって決まる。以上の議論から、位置分解能の悪化を 0.5 mm 未満に抑えたい場合は、MPPC の応答の測定誤差を 6.5% 未満に抑え、かつ MPPC のアラインメントを 500 μm で行うことを目標とすれば良い。

第II部

光センサーの応答の較正

第 6 章

ゲイン・過剰電荷係数 EQF の測定

本章では、MPPC 及び PMT のゲインおよび EQF を較正する手法と較正結果についてまとめる。

6.1 測定セットアップ

ゲイン及び EQF の測定には、検出器内壁に取り付けられた較正用 LED を用いる。図 6.1 は、検出器内部の較正用 LED の配置を示したものである。MEG 実験では、PMT のゲイン較正を目的として、波長 470 nm の光を発する青色 LED(図 6.2) が側面の 12 箇所、3 個ずつ、計 36 個インストールされていた。LED 光はアルミ箔のピンホールとテフロンで減光され、まとめて取り付けられた 3 個の LED ではテフロンでの減光の程度が異なっていた*1。MEG II 実験では、さらに 16 箇所、48 個の青色 LED(図 6.3) が取り付けられた。Outer 面にはテフロンでの減光が施された LED が計 12 箇所、3 個まとめて取り付けられているが、この 3 つの間で減光の程度などに差はなく、単なる予備である。側面には減光を行わない LED を 4 箇所、3 つまとめて取り付けられている。

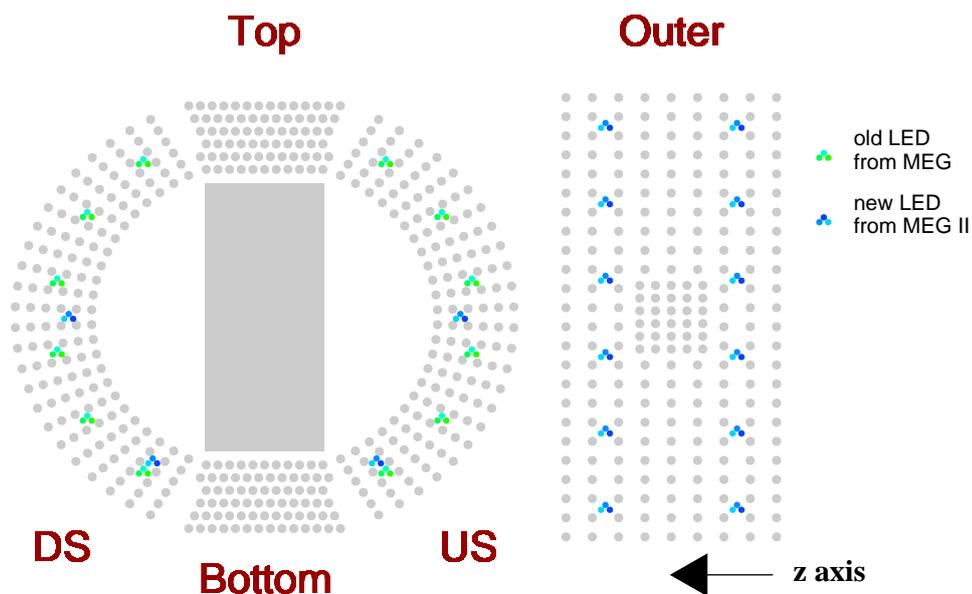


図 6.1 検出器内部における較正用 LED の位置。MEG 実験から用いてきた LED を緑色、MEG II 実験で新たに導入した LED を青色で表示している。

*1 Inner 面の PMT のより良い較正のためにさらに 8 個の LED が Outer 面に取り付けられていたが、使用されなかったため省いてある。

テフロンによる減光は、LED に高い電圧をかけてその相対的なふらつきを抑えられるようにするとともに、テフロンで光を散乱させて MPPC の位置によらず同程度の光量を得られるようにするという2つの目的で行われている*2。

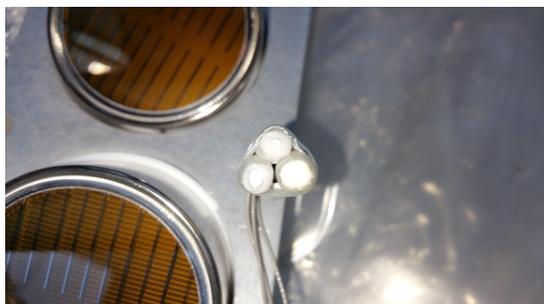


図 6.2 MEG 実験から使われてきた LED. アルミ箔のピンホール及びテフロンによって減光されている。3つの LED はテフロンによる減光の程度が異なっている。

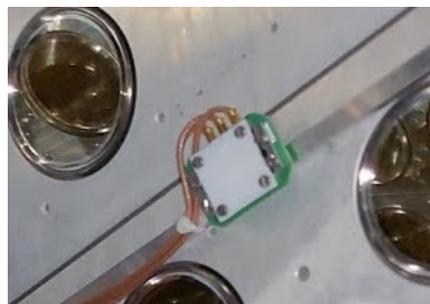


図 6.3 MEG II 実験から新たに導入した LED. テフロンによって減光されている。3つの LED が同じ基板に乗っているが、これは予備のためである。

6.2 MPPC のゲインの較正

6.2.1 原理

1 光子検出が可能な MPPC や PMT のような光センサーの場合、そのゲインを測定する最も一般的な方法は、数個程度の光子が検出されるような光量で LED を光らせ、電荷の分布から 1 光子だけ検出した場合の電荷を求める方法である。しかし、読み出しエレクトロニクスにおける低周波ノイズによって、この手法をそのまま液体キセノン検出器の MPPC に適用することは難しい。そこで、以下の2つの対応策を用いてゲインの較正を行った。

1. チャンネル間でコヒーレントなノイズを削減するために、ゲインを測定する MPPC の隣の MPPC の電圧を切り、ノイズテンプレートとして波形を差し引く。
2. 1 光電子に対応する波形 (1p.e. 波形) より短い積分範囲を複数用意し、積分時間とゲインの関係から実際のゲインを計算する。

1. の処理を行わなかった場合の波形と処理を行った場合の波形を図 6.4 に示した。低周波ノイズが減少し、図 6.5 のように積分電荷のばらつきが抑えられる。

6.2.2 測定手法

6.2.2.1 LED・ファンクションジェネレータの設定

本測定においては、LED の発光時間が短いことが必要である。積分時間に対して発光時間が長いものを用いてしまうと、光子の検出時間にばらつきが生じ、結果として積分電荷のばらつきを生んでしまうからである。本測定では LED を光らせるのに短いパルスを出力できる Keysight 社 [38] の 81150A というファンクションジェネレータを用い

表 6.1 ファンクションジェネレータの設定値

周波数 [Hz]	100
パルス幅 [ns]	10
立ち上がり幅 [ns]	5
オフセット電圧 [V]	1.63
パルス電圧 [V]	1.00

*2 アルミ箔のピンホールは前者の効果しかない。

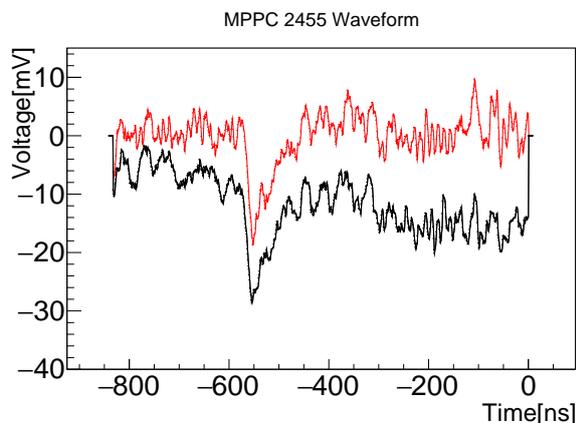


図 6.4 隣接チャンネルの波形をノイズテンプレートとして用いなかった場合の波形 (黒) と、差し引くことによってコヒーレントなノイズを削減した波形 (赤)。

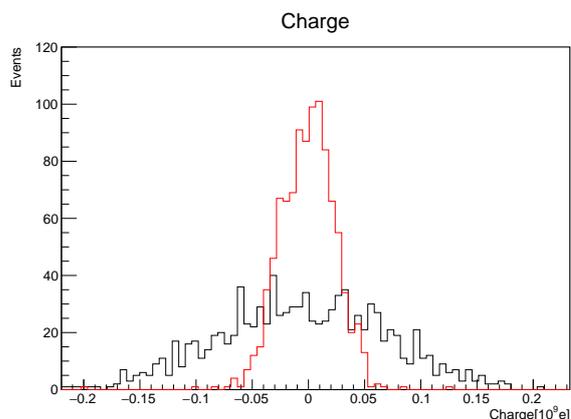


図 6.5 信号がないイベントにおいて隣接チャンネルの波形をノイズテンプレートとして用いなかった場合の電荷分布 (黒) と、差し引くことによってコヒーレントなノイズを削減した場合の電荷分布 (赤)。積分時間はともに 150 ns。

た。MEG 実験から使用されてきた LED は、要求する電圧が大きくこのファンクションジェネレータで光らせられなかったため、本測定には MEG II 実験で新しく導入した要求電圧の小さい LED を用いた。ファンクションジェネレータで表 6.1 に示したような設定を行い、図 6.6 に示したようなパルスを生成して LED に入力した。この信号と同期したトリガーパルスを WaveDREAM ボードに入力し、トリガーをかけた。

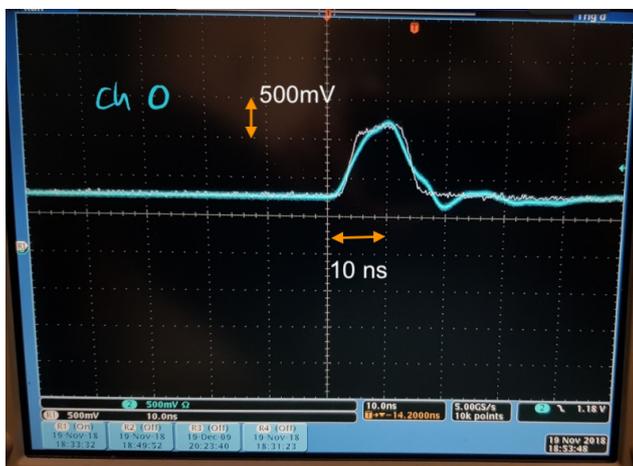


図 6.6 LED に与える信号。信号の幅は 10 ns 程度と MPPC の 1 光電子信号の立ち下りの時定数 (40 ns 程度) に対して短く抑えられている。

6.2.2.2 MPPC の設定

2018 年のプレエンジニアリングランで用いる 640 個の MPPC に関して測定を行った。MPPC のオーバー電圧は全て 7 V に設定した。ただし、ブレークダウン電圧としては製造元である浜松ホトニクスが提供している常温での動作推奨電圧 V_{op} から、 V_{op} における平均的なオーバー電圧 4.8 V と、ブレークダウンの温度変化に伴う下降分を 4.5 V として、合計して 9.3 V を一律に引いたものを用いている。また、良い S/N 比で測定を行うために、

WaveDREAM ボード上のアンプのゲインは 100 に設定した*3。コヒーレントノイズ削減のために、偶数チャンネルの MPPC について較正を行う時は奇数チャンネルの MPPC のバイアス電圧を切り、奇数チャンネルの MPPC について較正を行う時は奇数チャンネルの MPPC のバイアス電圧を切って測定を行った。偶奇それぞれの MPPC について 6000 イベントを取得した。

6.2.3 結果

積分範囲を変えて電荷分布を作成すると、図 6.7 のようになった。積分時間を長くするに従って 1 光電子分の電荷がより大きな値にシフトしていることがわかる。積分範囲の長さを 20 ns から 240 ns まで変化させ、その時のゲインの値をプロットしたものが図 6.8 である。今回の測定では、ほぼ全ての MPPC で 100 ns 程度までの積分範囲ではペDESTAL に対応するピークと 1 光電子分に対応するピークの分離に成功した一方で、積分範囲が長い場合はノイズによって分離することが難しかった。そこで、分離できた積分範囲でのゲインと積分時間の関係を式 6.1 でフィットすることで、より長い積分区間を採用した際のゲインの値を補完することとした。ただし、 G_{max} は積分区間が十分長い場合のゲイン、 t_{int} は積分時間、 t_{lead} は平均的な波形の立ち上がり時間、 τ は 1p.e. 波形の立ち下がりの時定数に対応する。

$$G(t) = G_{max} \times (1 - \exp(-(t_{int} - t_{lead})/\tau)) \quad (6.1)$$

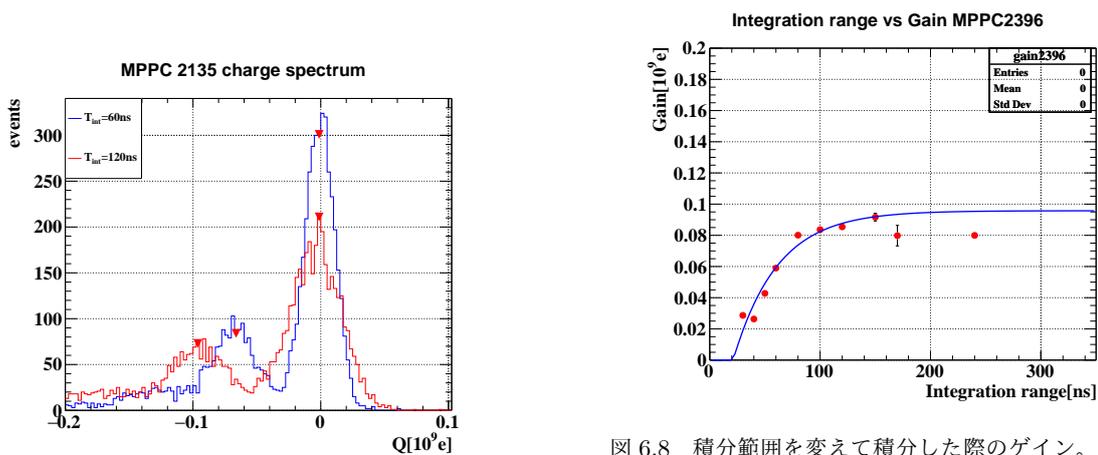


図 6.7 積分範囲を変えて積分した際の電荷分布。60 ns で積分した場合 (青) と 120 ns で積分した場合 (赤)。

図 6.8 積分範囲を変えて積分した際のゲイン。広い積分範囲での電荷分布はペDESTAL から 1p.e. ピークを分離することができず、ペDESTAL 側によってしまっているため、フィッティングには使用しなかった。また、フィット結果が収束しなかったものは除いている。

図 6.9 は、測定を行なった全ての MPPC のゲインをプロットしたものである。このようにフィットで求めたゲインのフィット誤差は 0.7% 程度であった。また、図 6.10 は全ての MPPC のゲインのヒストグラムである。全チャンネルでのゲインの平均は 1.43×10^6 、ばらつきは 6.5×10^4 であり、ゲインの平均の 4.5% に対応する。一方で、表 6.2 に示した MPPC に関してはゲインを測定することができなかった。

*3 ただし、100 に設定した際の実際のゲインは 72 程度と測定されている。

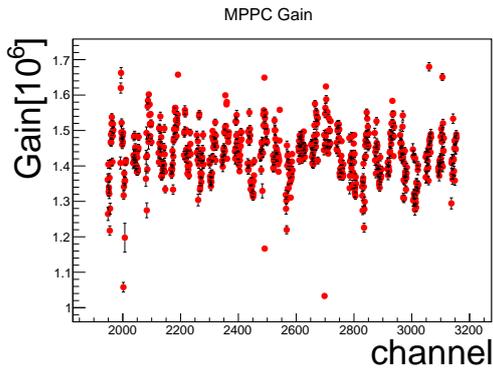


図 6.9 測定した全チャンネル (640 個) のゲイン。ゲインのチャンネル番号に対する依存性はロット依存性などを反映している。

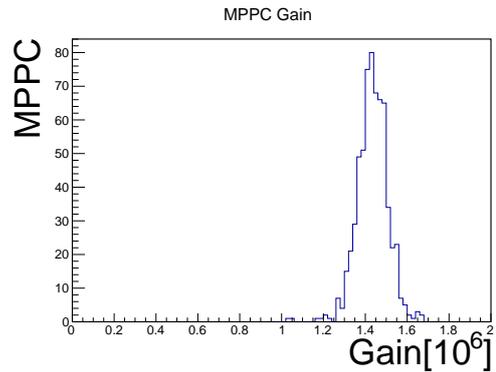


図 6.10 全チャンネルのゲインのヒストグラム。平均は 1.43×10^6 、ばらつきは 6.5×10^4 であり、ゲインの平均の 4.5% に対応する。

表 6.2 ゲインを較正できなかった MPPC とその理由

理由	チャンネル番号
MPPC または信号線の破損	2088 · 2664 · 2923 · 3136
ゲインが小さいため 1p.e. ピークを確認できず	2698
ダークノイズが大きく、大きなカレントが流れている*4	2007·2491

6.3 MPPC の過剰電荷係数 EQF の較正

6.3.1 原理

ポアソン光とは、光子数の統計的な分布がポアソン分布であるような光のことをいう。このような光の場合、光子数 n の分散は平均光子数 λ に等しい。LED を用いてポアソン光を入射させた場合、相関ノイズがない場合は MPPC の光電子数分布はポアソン分布に従う。この時、1 つも光電子が検出されない確率 P_0 は、ポアソン分布の平均値 λ と式 6.2 のような関係にある。

$$P_0 = e^{-\lambda} \iff \lambda = -\ln P_0 \tag{6.2}$$

一方で、相関ノイズを無視して電荷をゲインで割ることで得られる見かけの光電子数の平均 μ は、電荷の平均 \bar{Q} とゲイン G から式 6.3 と表せる。

$$\mu = \bar{Q}/G \tag{6.3}$$

EQF はポアソン分布から期待される真の検出光電子数平均 λ と見かけの平均光電子数 μ の比 μ/λ で定義され、相関ノイズによる電荷の増加分を表す。

4.2.2 節で見たように、クロストークが光電子生成とほぼ同時に起こるのに対して、アフターパルス・遅延クロストークの発生時間分布は光電子生成の後に広く分布している。したがって、積分時間と EQF の関係から、その素

*4 ダークノイズが大きく抑制されるはずの低温中で大きなダークカレントが流れている原因についてはわかっていない。

子のクロストークに関する性質とアフターパルス・遅延クロストークに関する性質を測定することができる。ただし、以降は簡単のためにアフターパルスと遅延クロストークをまとめてアフターパルスと呼ぶ。

6.3.2 測定手法

ゲインの測定と同じく LED の微弱光を測定したデータを使用した。

6.3.3 結果

6.3.3.1 平均光電子数と EQF の時間特性

積分範囲が短いところでの λ はペDESTAL のフィットに用いたガウシアン の面積を計算し、式 6.2 に基づいて求めた。積分範囲が長い場合、ペDESTAL に対応するピークを 1 光電子ピークと分離してフィットすることはノイズによってしばしば難しいが、LED の発光時間は高々 $O(10)$ ns 程度の広がりしか持たない (図 6.6) ことから、積分範囲が長い場合でも λ の値は一定であるはずである。このことを踏まえ、 λ の時間依存性を誤差関数によって図 6.11 のようにフィット^{*5}し、この関数の値をそれぞれの積分範囲における λ として扱った。 μ は、電荷分布の平均 \bar{Q} とゲイン G から式 6.3 に基づき求めた。

結果として、 λ と μ は積分範囲に応じて図 6.11 のように変化し、この比 $EQF = \mu/\lambda$ は図 6.12 のような依存性が見られた。積分時間が短い部分ではクロストークによって電荷が増加しており、積分時間が長くなるとともにアフターパルスによって大きく電荷が増加している様子がわかる。

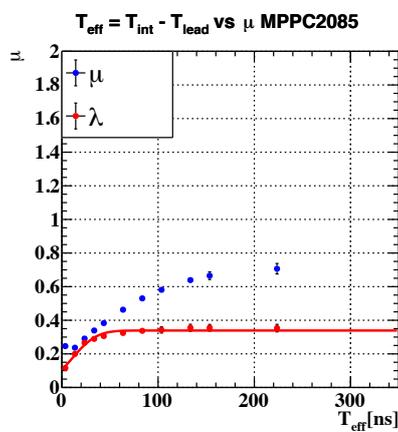


図 6.11 λ 及び μ の時間特性。赤線は誤差関数による λ の積分時間依存性のフィット結果を表している。

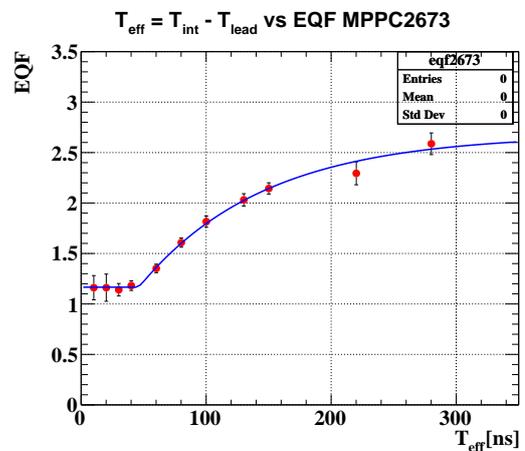


図 6.12 EQF の積分区間依存性。青線は式 6.4 でのフィット曲線。

それぞれの MPPC のクロストーク特性、アフターパルス特性を定量的に求めるべく、EQF の時間依存性を式 6.4 のような実効的な関数でフィットした。ただし、 C_{CT} はクロストーク係数、 C_{AP} はアフターパルス係数、 t_{eff} は波形の平均的な立ち上がり時間からの積分時間の終点までの時間を、 t_{cr} は EQF の時間依存性におけるアフターパルスの立ち上がり時間、 τ_{AP} はその立ち上がりの時定数としてそれぞれ独自に定義した変数である。

$$EQF(t_{eff}) = \begin{cases} 1 + C_{CT} & (t_{eff} < t_{cr}) \\ 1 + C_{CT} + C_{AP}(1 - \exp(-(t_{eff} - t_{cr})/\tau_{AP})) & (t_{eff} \geq t_{cr}) \end{cases} \quad (6.4)$$

^{*5} LED 光に入力するパルスはガウシアンではないが、経験的に λ の時間依存性が誤差関数で大凡再現できることから誤差関数を用いている。

6.3.3.2 製造ロット依存性

ゲインと同様、プレエンジニアリングランで使用する 640 個全ての MPPC に関して EQF を測定したところ、大きな製造ロット依存性が確認された。図 6.13 は、製造ロット別に MPPC の EQF の時間特性を重ねて書いたものである。EQF の時間特性は製造ロットに応じて大きく異なっている。また、時間が短い部分 ($t_{eff} < 20$ ns) で EQF が大きいのは、関数によって外挿したゲインの時間依存性が実際の時間依存性とずれ、実際より小さいゲインで μ を計算してしまったことによる。

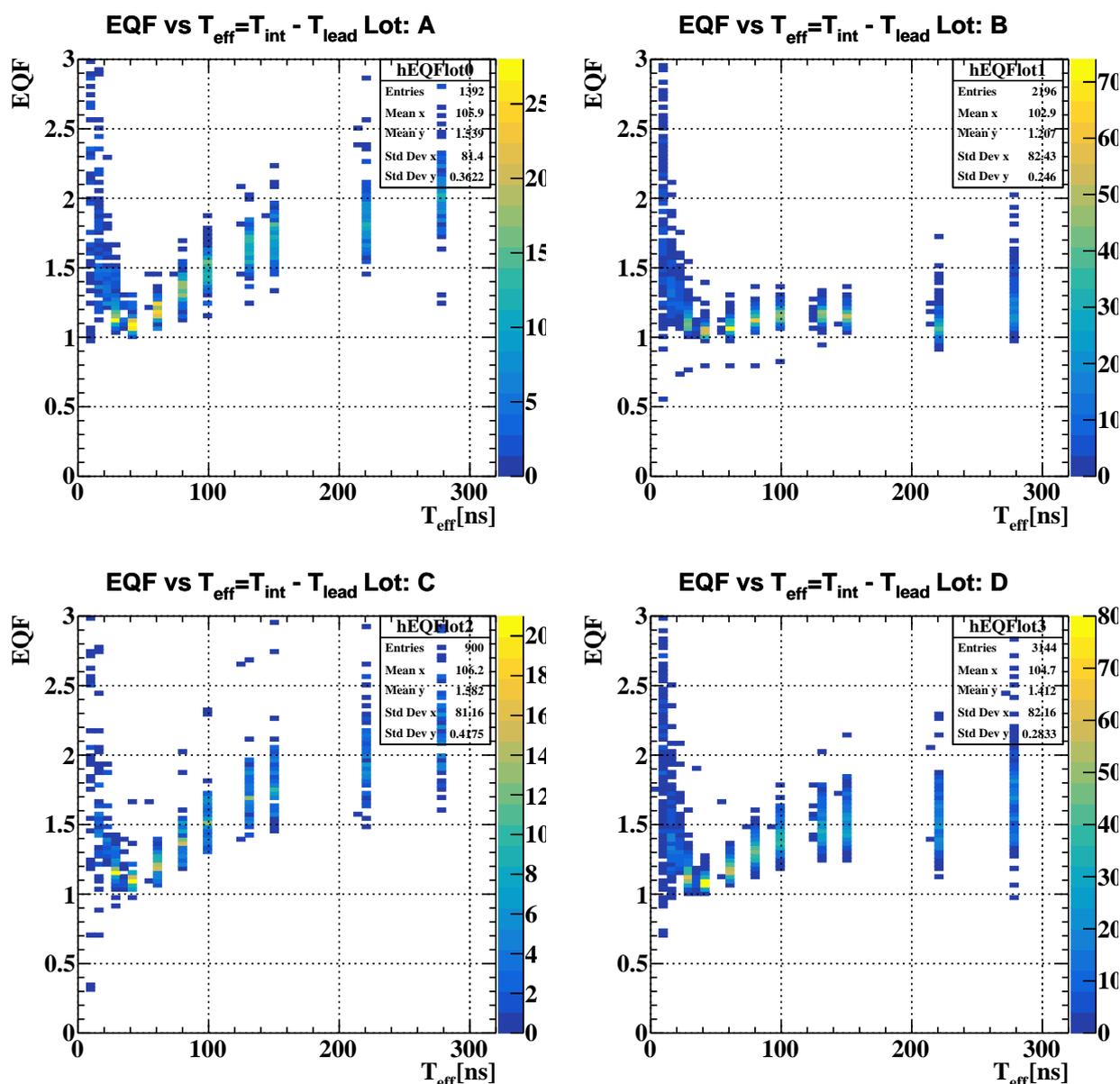


図 6.13 EQF の時間特性のロット依存性。ロット A(左上)、B(右上)、C(左下)、D(右下) に属する MPPC の EQF の時間特性を重ねて表している。ロット B については他のロットよりもアフターパルスが大幅に抑制されていることがわかる。

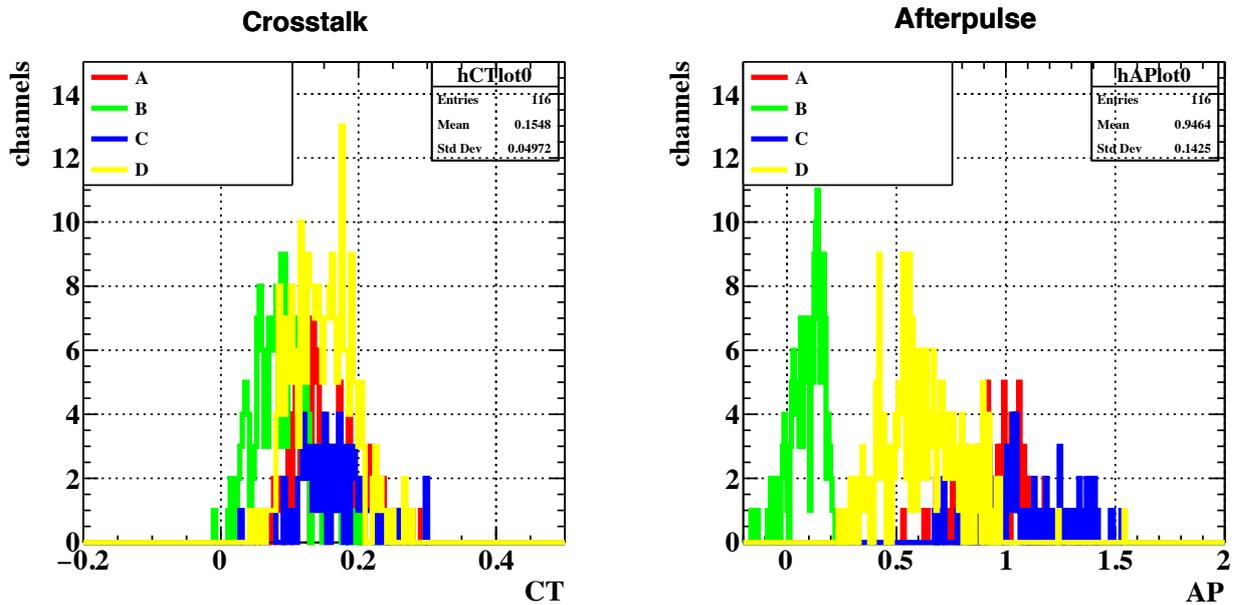


図 6.14 クロストーク係数 (左)・アフターパルス係数 (右) のロット依存性

表 6.3 ゲイン及び相関ノイズに関する製造ロット依存性。変数 x の平均を \bar{x} で、ばらつきを σ_x で表した。

製造ロット	$\bar{G}[10^6]$	$\sigma_G[10^6]$	\bar{C}_{CT}	$\sigma_{C_{CT}}$	\bar{C}_{AP}	$\sigma_{C_{AP}}$
A	1.39	0.07	0.15	0.05	0.95	0.14
B	1.39	0.06	0.09	0.04	0.10	0.08
C	1.47	0.08	0.16	0.05	1.10	0.2
D	1.47	0.06	0.15	0.04	0.62	0.18
全て	1.43	0.07	0.13	0.05	0.58	0.38

図 6.14 にそれぞれのロットにおけるクロストーク係数 C_{CT} とアフターパルス係数 C_{AP} の分布を示し、表 6.3 にゲイン及び相関ノイズに関する製造ロット依存性をまとめた。ゲイン G 及びクロストーク係数 C_{CT} に関してはロット間のばらつき及びロット内でのばらつきが比較的抑えられている一方で、アフターパルス係数 C_{AP} に関してはロット間のばらつきとロット内でのばらつきが大きい上に、値自体も非常に大きいことがわかる。4.2.2 節で見たように、アフターパルスはシリコンにおける不純物や格子欠陥などによって起こる。従って、アフターパルスの製造ロット依存性は製造ロットごとにシリコンの性質が異なることに由来していると考えられる。

6.3.3.3 検出器の運用に対する影響

アフターパルスは確率的な現象であり、同じ数の光子が入射した場合でもイベントごとにその大きさは異なるため、入射光子数の測定精度が悪化してしまう。アフターパルスは MPPC のバイアス電圧を下げることによって減少させられるが、バイアス電圧を下げることには次のような難しさもある。

1. ゲインが減少することによって S/N 比が悪化する。
2. 1. によってゲインの較正が難しくなる。

したがって、MPPC の動作電圧はアフターパルスによる入射光子数の測定精度の悪化と、小さなゲインによる S/N

比の悪化のトレードオフで決まると考えられる。今後分解能を最適化するような動作電圧を決定していく必要がある。

6.4 PMT のゲイン較正

6.4.1 原理

MEG II 実験で使用している PMT は、そのゲインに光電面上での大きな位置依存性があり、MPPC のように 1 光子分のピークからゲインを算出するのは難しい。そのため、PMT のゲインはポアソン光源を使用した際の光子数の統計を用いることで行われてきた [24]。

検出光子数 N_{pe} の平均は、光源の放出する光子数 N_{LS} の平均及び立体角 Ω を用いて

$$\overline{N_{pe}} = \overline{N_{LS}} \times \Omega \times PDE$$

と表せる。 Ω, PDE は一定であることから、 N_{pe} は N_{LS} と同じ統計性に従う。波形に対して十分広い領域で積分した場合の電荷およびその統計性は次のようになる。

$$q = G \cdot e \cdot N_{pe} \quad (6.5)$$

$$\bar{q} = G \cdot e \cdot \overline{N_{pe}} \quad (6.6)$$

$$\sigma_q^2 = (G^2 + \sigma_G^2) \cdot e^2 \cdot (\sigma_{pe}^2 + \sigma_{LED}^2) + \sigma_0^2 \quad (6.7)$$

ただし、 $\sigma_G, \sigma_{LED}, \sigma_{pe}$ はそれぞれゲイン、LED 光の強さ、光電子数のふらつきをそれぞれ表している。 $\sigma_{LED}^2, \sigma_G^2$ が十分小さい場合、次のように表すことができる。

$$\sigma_q^2 = G^2 \cdot e^2 \cdot (\sigma_{pe}^2) + \sigma_0^2 \quad (6.8)$$

$$= G^2 \cdot e^2 \cdot \overline{N_{pe}} + \sigma_0^2 \quad (6.9)$$

$$= G \cdot e \cdot \bar{q} + \sigma_0^2 \quad (6.10)$$

従って、電荷分布の分散と平均の線形な関係から、ゲインを得ることができる。

6.4.2 測定手法

本手法は発光時間が短い LED である必要はなく、MEG 実験から使用されてきた LED を用いて測定を行った。全ての PMT になるべく一様な光量を検出させるために、側面の 12 個の LED を全て同時に発光させた。3000 イベントのランを光量を変えて 26 点取得した。平均的な DAQ レートは 5 Hz 程度であり、1 回のスキャンを終えるのには 2 時間半を要した。

6.4.3 結果

6.4.3.1 電荷と分散の関係

図 6.15 は、ある PMT について電荷分布の平均と分散をプロットしたものである。電荷の平均と分散について線形な関係が得られていることがわかる。

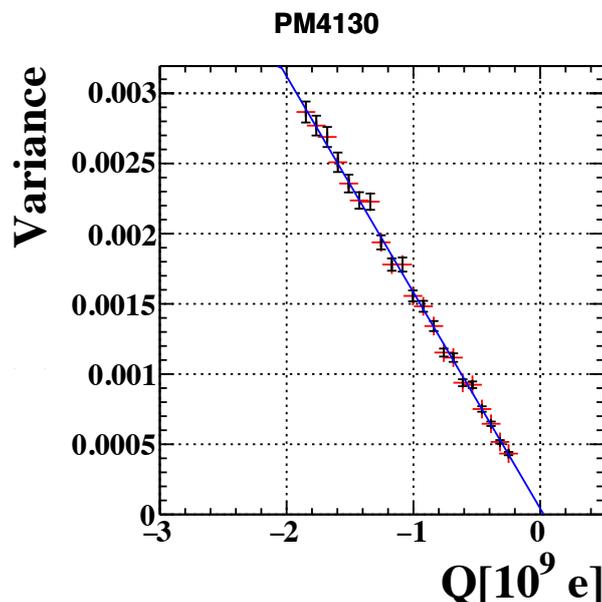


図 6.15 LED を様々な光量で光らせた時の電荷分布の平均と分散の関係。青線は 1 次関数でフィットした際のフィット直線であり、その傾きがゲインに対応する。

6.4.3.2 チャンネル間のゲインの調整

それぞれの時間応答を揃えるため、及びパルスの大きさを読み出しエレクトロニクスのダイナミックレンジの中に収めるために、それぞれの PMT のゲインをある程度一定に調整することは重要である。一般には、PMT のゲインとダイノード段階の数 n_d に関しては、ダイノードの材質に関する比例係数を k として $G \propto V^{kn}$ の関係がある。MEG 実験から使用されて来た PMT には後段 2 つのダイノードにツェナーダイオードが並列に入っており、ゲインと印加電圧に関する式が経験から得られている (式 6.11)。ただし、 V は印加電圧、 Z は 2 つのツェナーダイオードにおける電圧 Z_1, Z_2 の和、 V_0 はケーブルによる電圧降下に対応するオフセットであり、100 V に設定している。図 6.16 には、MEG 実験で得られた電圧とゲインの関係を示した。式 6.11 を用いて全チャンネルでゲインを 1.6×10^6 に揃えた結果が図 6.17 である。PMT の信号線が入れ替わっている PMT の組が 1 組あり (チャンネル番号 4187 と 4750)、この 2 本の PMT に関してはゲインの調整が行えていないが、それ以外のチャンネルについては概ね 1.6×10^6 によく揃っており、チャンネル間のばらつきは 1.5% に抑えることができた。

$$\text{Gain} \propto (V - 0.95Z - V_0)^{11k} \quad (6.11)$$

$$Z = Z_1 + Z_2 = 130(\text{Volt.}) \quad (6.12)$$

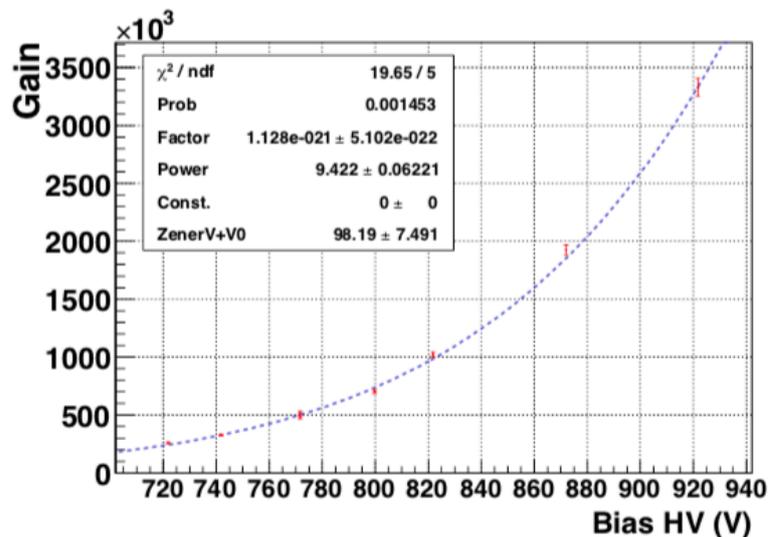


図 6.16 MEG 実験における PMT の電圧とゲインの関係と、それを式 6.11 でフィットしたもの (青点線)[24]。

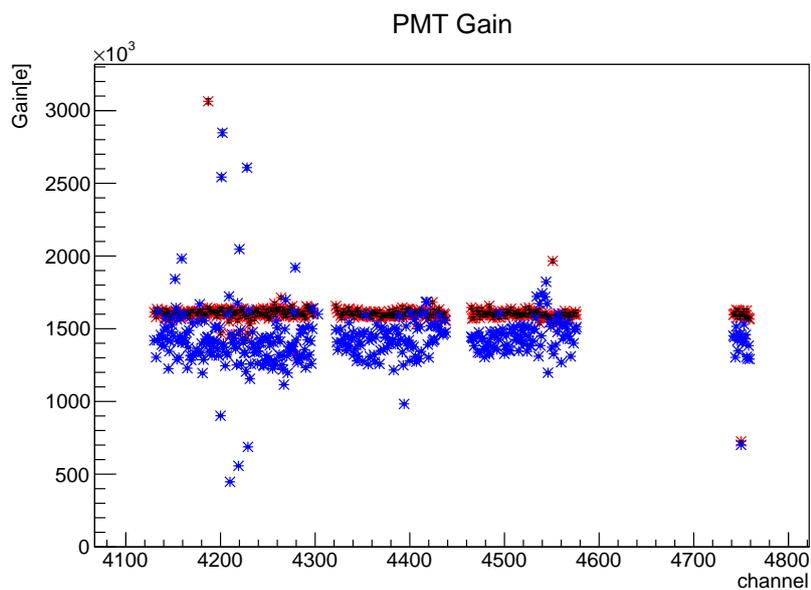


図 6.17 今回測定した PMT376 チャンネルのゲイン。1.6×10⁶ に向けて 1 回調整を行った後のゲイン (赤) と行う前のゲイン (青) をプロットしている。

6.5 まとめ

LED を用いて MPPC と PMT のゲイン及び EQF を測定した。MPPC のゲインを較正する上では、実機の厳しいノイズ環境が障害であった。これに対応するべく、隣接する MPPC のバイアス電圧を切ってその信号をノイズテンプレートとして差し引いた上で、複数の短い電荷積分範囲を用いた。結果として、不良ないくつかの MPPC を除く全ての MPPC でペDESTAL と 1 光電子に対応する電荷分布のピークを分離し、ゲインの較正に成功した。

EQF は LED 光のポアソン性から期待される平均検出光電子数と実際に増幅された電荷を比較することで測定した。それぞれの MPPC に関して異なる積分区間で EQF を計算し時間特性を調査することによってクロストーク特性とアフターパルス特性の切り分けを行なった。実機に搭載されている MPPC は、クロストークの効果は大きさ・ばらつきともに小さい一方でアフターパルスの効果は大きさ・ばらつきともに大きく、製造ロットに依存することを明らかにした。

PMT については従来行われてきた統計的手法を実践し、1% より良い精度でゲインを測定できることを確かめた。また、経験的に得られていた電圧とゲインの関係から、プレエンジニアリングランで用いる PMT376 本ほぼ全てのゲインを一定の値 (1.6×10^6) に揃え、PMT のゲインのばらつきを 1.5% に抑えられることを確認した。

第 7 章

アルファ線源を用いた光センサーの光子検出効率の測定

本章では、実機における ^{241}Am 線源を用いた光センサーの光子検出効率の測定について記述する。

7.1 定義

MPPC および PMT の光子検出効率の定義は次のように表される。

$$PDE = N_{\text{detected}}(\text{検出された光電子数})/N_{\text{incident}}(\text{センサー表面に入射した光子数}) \quad (7.1)$$

特に MPPC については式 7.2 のように積として表すことができる。

$$PDE = \epsilon \quad (\text{有感領域の面積/センサー面積}) \quad (7.2)$$

$$\times T_{\text{fresnel}} \quad (\text{クォーツ表面、シリコン表面などで反射せずに透過する確率}) \quad (7.3)$$

$$\times P_{\text{pair}} \quad (\text{到達した光子が電子正孔対を生成する確率}) \quad (7.4)$$

$$\times P_{\text{avalanche}}(\text{電子正孔対が加速されアバランシェ増幅を起こす確率}) \quad (7.5)$$

$P_{\text{avalanche}}$ は印加電圧と降伏電圧の差であるオーバー電圧に依存し、オーバー電圧が大きい時に高い値をとる。

また、光子の入射角に依存すると考えられるのは T_{fresnel} 及び P_{pair} である。 T_{fresnel} はフレネルの式に従う角度依存性を持っている (A 節を参照)。光子が有感層にたどり着くまでの距離は光子の入射角によるため、 P_{pair} は角度依存性を持つ可能性がある。一方で、 ϵ は光子の入射位置にはよるがその角度にはよらないこと、 $P_{\text{avalanche}}$ は電子正孔対が生成した後の過程についての量であることから光子の入射角にはよらないはずである。

7.2 背景

PMT に関しては、MEG 実験から QE の測定が行われてきており、その性質が理解されてきた。一方で、MPPC に関しては MPPC 表面の反射率の角度依存性より大きな角度依存性が存在することが低温での素子大量測定で提起されてきた [37](図 7.1)。ガンマ線の入射位置を再構成する上で、光子検出効率の角度依存性を正しく理解できなかった場合、深さ方向の再構成位置を系統的に間違えてしまう (図 7.2) ことが問題となる [37]。したがって、新しく導入した MPPC について光子検出効率の絶対値だけでなくその角度依存性も測定することは、ガンマ線の位置再構成において非常に重要である。

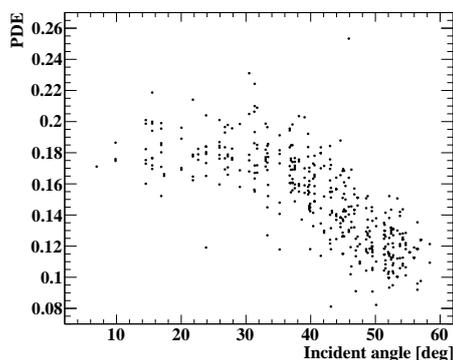


図 7.1 実機建設前の低温での大量試験における PDE と入射角との相関 [37]。入射角が小さい部分では PDE は 18% 程度であり、そこから入射角が大きくなるにつれ減少する。

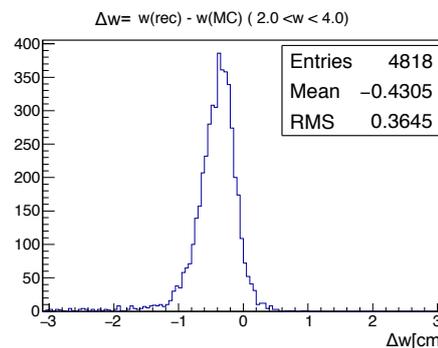


図 7.2 シミュレーションにおける MPPC に角度依存性がある場合の再構成した深さのずれ [37]。実際のヒット位置の深さ w_{MC} に対して、大きな角度依存性を考慮せずに再構成を行った深さ w_{rec} はより浅くなる。

7.3 測定原理・測定セットアップ

7.3.1 較正用 ^{241}Am 線源

液体キセノン検出器内部には光子検出効率の較正のために図 7.3 のような ^{241}Am 線源 (表 7.1) が 25 個設置されている (図 7.4)。 ^{241}Am 線源からは 5.5 MeV の α 線が放出され 50 μm 程度と短い距離で止まり、狭い領域でシンチレーション光を発生させることから、実質的に点光源と考えることができる。 ^{241}Am 線源はタングステンでできた直径 100 μm のワイヤー 5 本に 5 個ずつ取り付けられており [39]、12.4 cm 間隔で 5 個並んでいる。それぞれ 1.5 μm の厚さの金でカバーされている。

表 7.1 α 線源の基本的な特性

半減期 [years]	432
強さ [Bq]	~200
α 線エネルギー [MeV]	5.485(85%)
	5.443(13%)

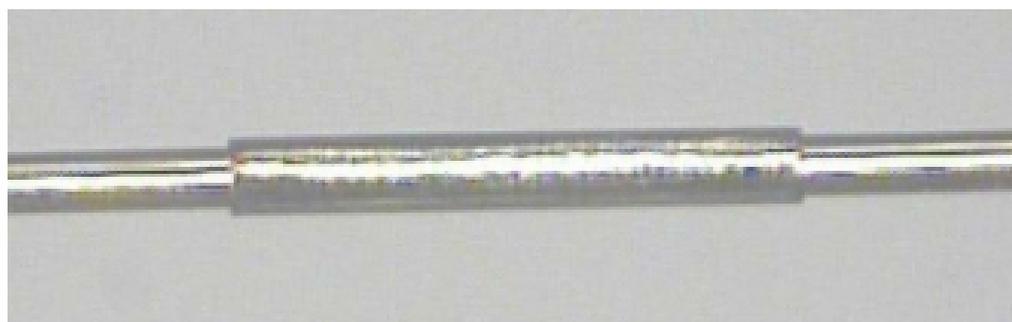


図 7.3 ワイヤーにつけられた α 線源

7.3.2 光子検出効率の計算

光子検出効率の計算式は式 7.6 のようになる。測定データにおける検出光電子数 λ_{data} を MC シミュレーションで設定した検出効率 PDE_{MC} および検出光電子数 λ_{MC} と比較することによって、検出効率 PDE_{data} を見積もる。この時注意する必要があるのは液体キセノンの発光量 LY であり、MC シミュレーションでは最大の場合が仮

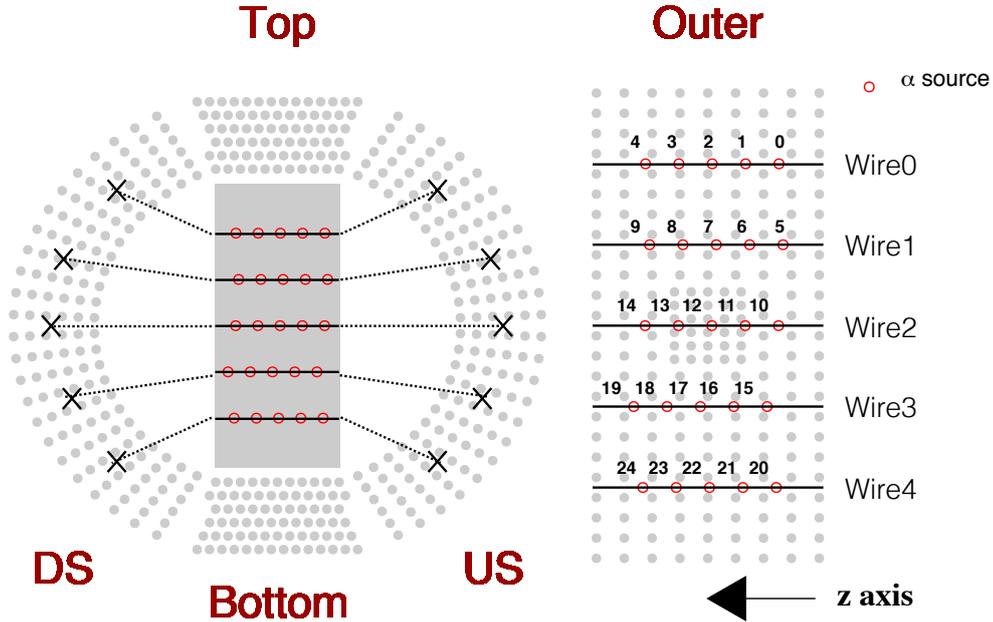


図 7.4 検出器内部にある校正用 α 線源の位置 (赤丸)。位置は Inner 面と Outer 面に射影した時の位置を示している。1 本のワイヤーには等間隔 (12.4 cm) に 5 つの線源が乗っており、側面の間に張られている。

定されているが、実際には不純物の混入により小さい可能性がある。

$$PDE_{data} = PDE_{MC} \times \frac{\lambda_{data}}{\lambda_{MC}} \times LY \tag{7.6}$$

α 線によって生成されるシンチレーション光の波長は γ 線の場合と同じため、α 線を用いて校正された QE はそのまま γ 線の測定に用いることができる。

7.3.3 データ取得

読み出しボードにおけるアンプのゲインに関しては PMT は 1、MPPC は S/N 比を上げるために 100 を使用した。トリガーはトリガーしたい α ワイヤーを囲むような側面の PMT (図 7.6) の信号を用いてかけた。この PMT の信号の総和が以下の条件を満たした場合トリガーが発行され、イベントが取得された。

- トリガー波形の大きさがノイズレベルより高いもの
- トリガー波形での電荷と高さの比 (図 7.5) が 4 未満

最も上のワイヤー (ワイヤー 0) を除く 4 本のワイヤーについて、ワイヤーごとに 40000 イベント程度を取得した。

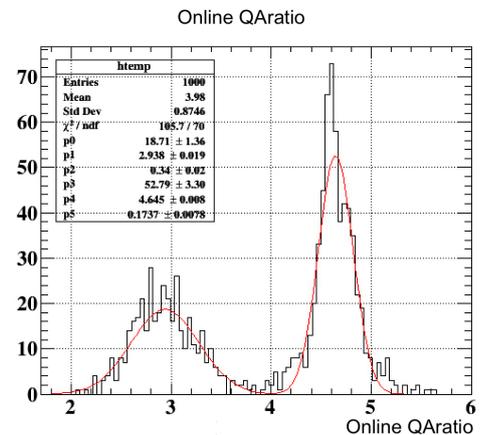


図 7.5 トリガー波形における QAratio

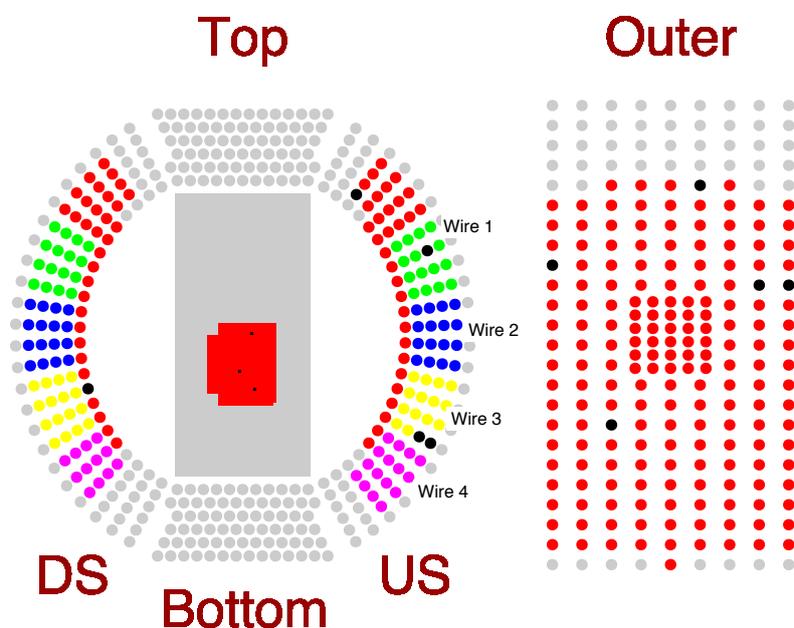


図 7.6 読み出し領域とトリガーに用いる PMT。緑、青、黄、マゼンタに着色されたセンサーはそれぞれワイヤー 1,2,3,4 の線源による α 線イベントをトリガーする際に使用。赤いセンサーはその他の読み出しチャンネル、黒いセンサーは dead channel. 灰色のチャンネルは読み出しを行わなかったもの。

7.3.4 MC シミュレーション

測定したデータに対応するシミュレーションを表 7.2 のような条件で 200000 イベント実行した。ただし、MPPC の検出効率については注意が必要である。今回のシミュレーションでは、シリコンの検出効率として 50% を設定したが、gem4 でのシミュレーションでは絶縁層が実装されておらず、液体キセノンとシリコンの境界における反射がシミュレートされるため、実効的な検出効率として $50\%(\text{設定値}) \times 39.8\%(\text{垂直入射の際の透過率}) = 19.9\%$ を記載している*1。

表 7.2 α 線イベントの MC シミュレーションの設定

Geant4 のバージョン	4.10.04
α 線のエネルギー [MeV]	5.5
吸収長 $\lambda_{absorption}$ [cm]	500
Rayleigh 散乱長 $\lambda_{Rayleigh}$ [cm]	45
MPPC の PDE	19.9%
PMT の PDE	16%
光センサー以外の内壁での反射	0
液体キセノンの屈折率	1.64
MPPC のクォーツの屈折率	1.61
シリコンの複素屈折率	0.69+2.47i

*1 この値は、プロトタイプ試験の際に測定された PDE(20% 程度) に合わせて設定されている。

7.4 測定結果

アルファ線源イベントを解析して各センサーの光子検出効率を見積もる際の解析は、以下のように進む。

1. 粒子の識別
2. α 線位置の再構成及び線源の識別
3. α ワイヤの影を踏まえたイベント選択
4. 線源及び光センサーごとに検出光電子数 N_{phe} の平均 λ を計算
5. 測定データと MC シミュレーションの比較によって PDE を計算

7.4.1 粒子識別

前述したように、宇宙線とアルファ粒子によるイベントではエネルギーデポジットの密度が異なることによって、波形が異なる。積分した電荷と波高の比 (QAratio) を計算することで粒子識別を行うことができる (図 7.7)。以降の解析では、QAratio が 8 未満のものを α 線由来のイベントとして解析に使用した。

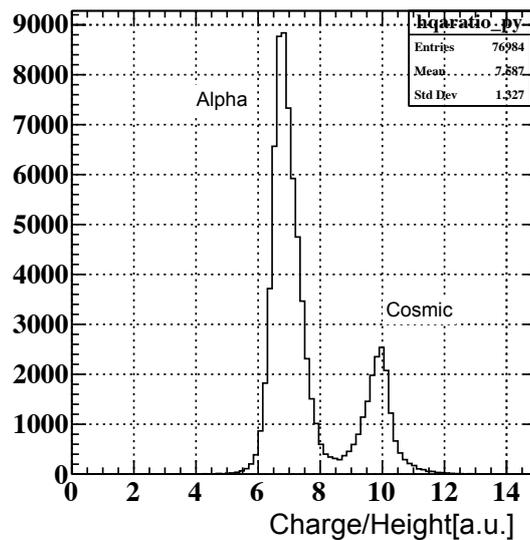


図 7.7 PMT の Sum 信号の電荷と振幅の比。

7.4.2 α 線位置の再構成

アルファ線のバーテックス位置は、入射光量 N_{pho} で重み付けした PMT の位置 \vec{x}_i の平均として計算する (式 7.7)。

$$\vec{x}_\alpha = \sum_{i \in PMT} N_{pho,i} \vec{x}_i \quad (7.7)$$

液体キセノン中で、アルファ粒子はワイヤーから $50 \mu\text{m}$ 程度の位置で止まる。これはワイヤーの直径 $100 \mu\text{m}$ より小さいため、シンチレーション光はワイヤーの影の部分は照らさない (図 7.8)。したがって、再構成された位置

は影に入っていない PMT の方向にバイアスされ、ワイヤーから 5 cm 程度遠ざかる。XY 平面において、再構成した位置はワイヤーを囲むように円形となる (図 7.9)。これを我々は”アルファリング”と呼んでいる。また、z 方向にはワイヤーに乗った 5 個の α 線源に対応して 5 つのピークを見ることができる (図 7.10)。線源の識別はイベントごとに再構成位置から最も近い線源を選択することによって行う。

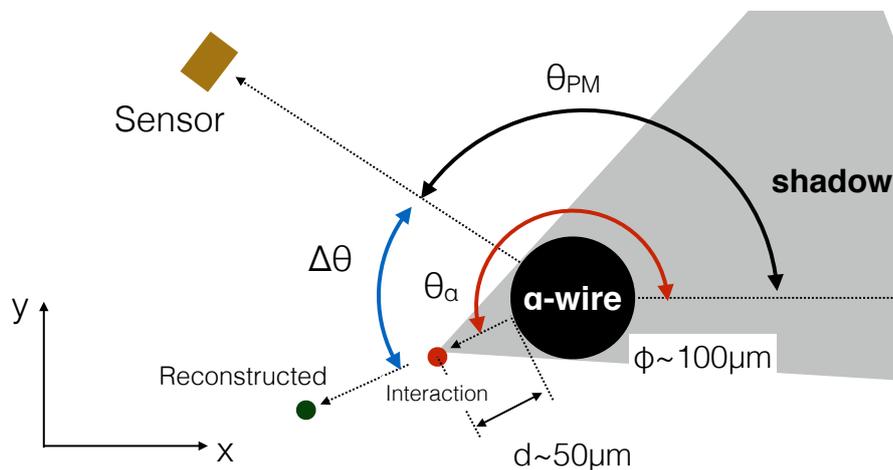


図 7.8 α イベントの概念図。正確には θ_α は再構成した位置の中心を元に定義されるが、簡単のために α 線源の位置を中心として書いている。

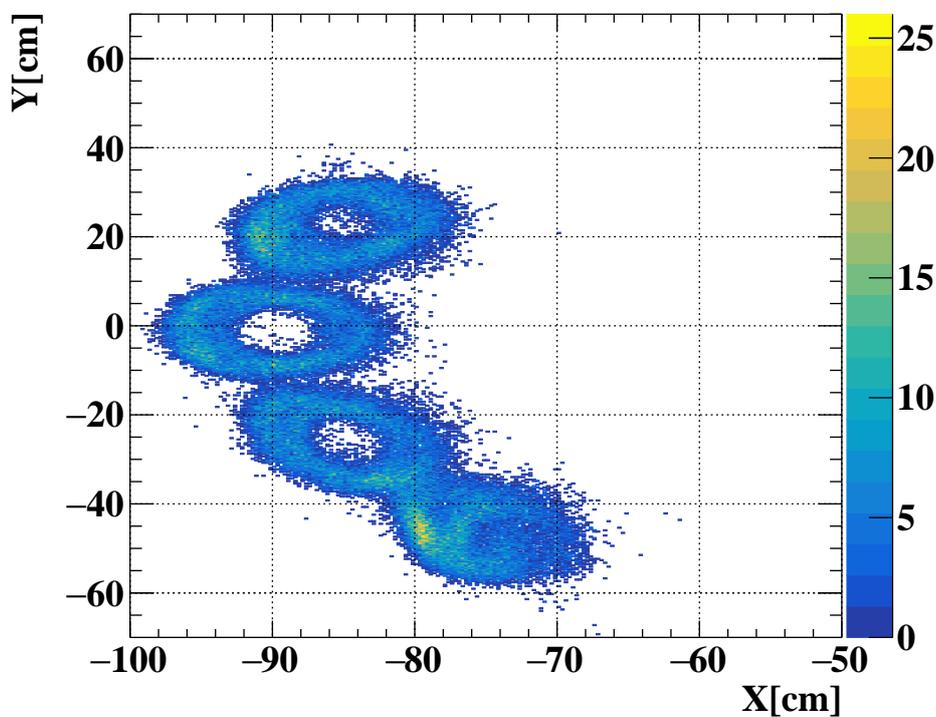


図 7.9 XY 平面における再構成位置。上からワイヤー 1,2,3,4。

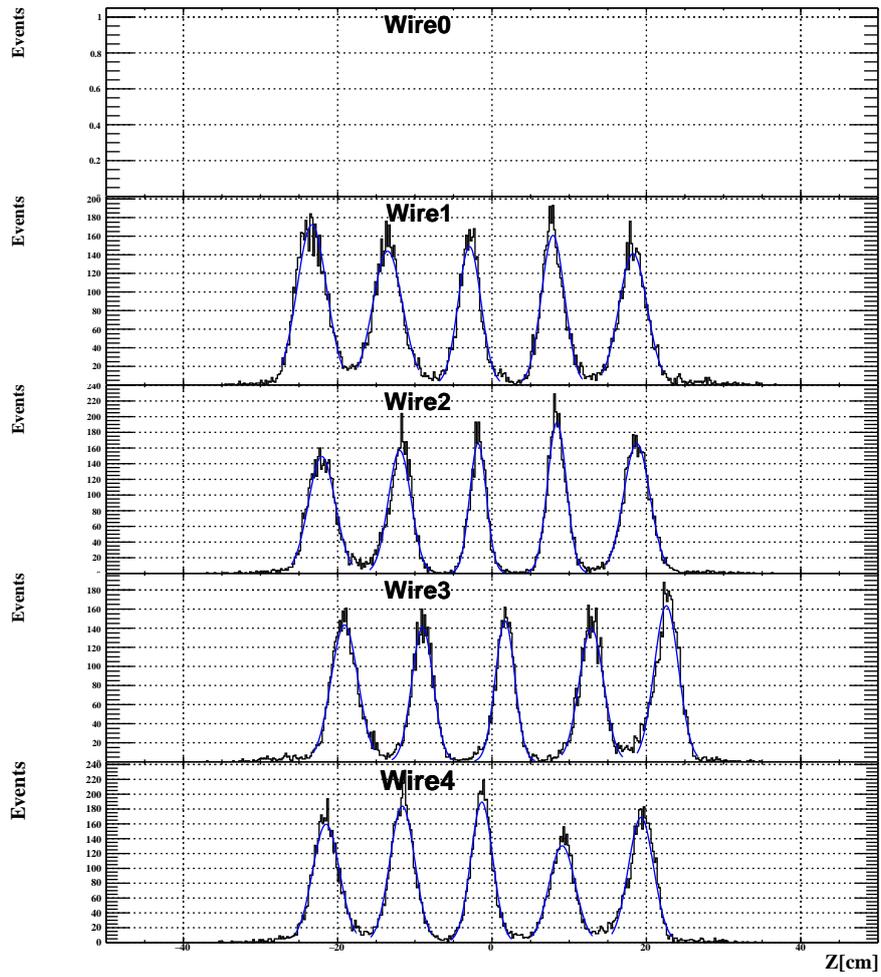


図 7.10 ワイヤーごとの Z 方向の再構成位置。上からワイヤー 0,1,2,3,4。最も上のワイヤーに関してはそのワイヤーのまわりの PMT を用いてトリガーをかけてデータ取得を行わなかったためにイベントがない。

7.4.3 放出角度

光センサーでの検出光電子数は、アルファ粒子の放出角度に大きく依存している。この放出角度を線源に近い側面の PMT を用いて計算する。

線源に近い側面の PMT を用いて XY 平面における位置の再構成をやり直すと、先ほどと同じくアルファリングを確認することができる (図 7.11)。このアルファリングの中心 \vec{o}_{rec} をアルファリングを楕円でフィットすることで求め、これを原点とした XY 平面において再構成位置 $\vec{x}_{rec} = r_{\alpha}(\cos \theta_{\alpha}, \sin \theta_{\alpha})$ と表すこととすると、 θ_{α} は α 線の放出角度に対応する。

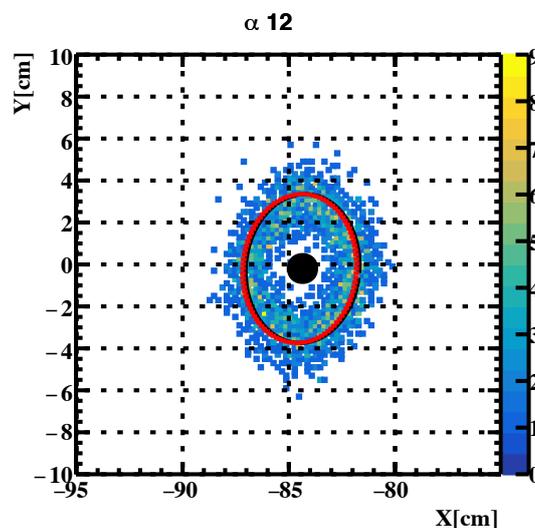


図 7.11 α ワイヤーに近い側面の PMT のみを用いて計算された α 線源の位置。楕円形でフィットを行い、この中心からの相対的な再構成位置を元に放出角度を決定する。

7.4.4 平均検出光電子数

位置 \vec{o}_{truth} にある線源から見た相対的な PMT の位置 \vec{v}_{pm} を、XY 平面における両者の距離 R_{pm} と角度 θ_{pm} 、 z 軸方向の相対的な位置 v_z を用いて

$$\vec{v}_{pm} = (R_{pm} \cos \theta_{pm}, R_{pm} \sin \theta_{pm}, v_z) \tag{7.8}$$

と表すこととする。この時、各センサーにおける検出光電子数は α 線の放出方向と光センサーの方向が XY 平面上でなす角 $\Delta\theta = \theta_{alpha} - \theta_{pm}$ に依存すると考えられる。この角度と検出光電子数の相関を図 7.12 に示した。平均検出光電子数の計算は、角度が $-\pi/6 < \theta_{pm} - \theta_{\alpha} < \pi/6$ での検出光電子数分布を Gaussian で畳み込んだポアソン分布でフィットすることで行った (図 7.13)。この時の検出光子数平均 λ は α 線源から直接入射したシンチレーション光だけでなく、途中で散乱・反射を起こして入射したものも含んでいる。

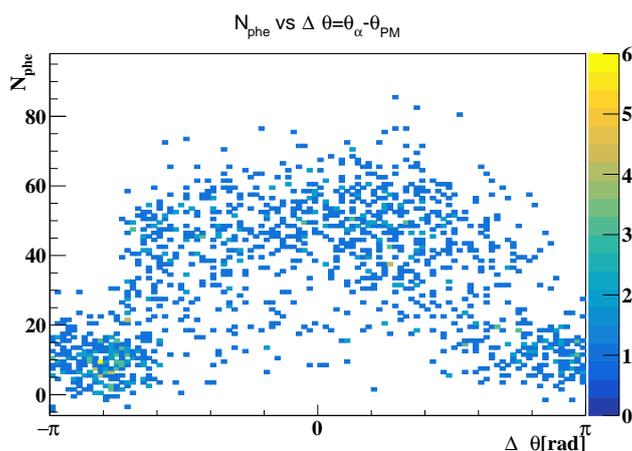


図 7.12 相対的な放出角度 $\Delta\theta$ と検出光電子数 N_{phe} の相関。 $\Delta\theta = 0$ が光センサーの方向に α 粒子が放出された場合であり、ワイヤーに遮られないため検出光電子数が多い。

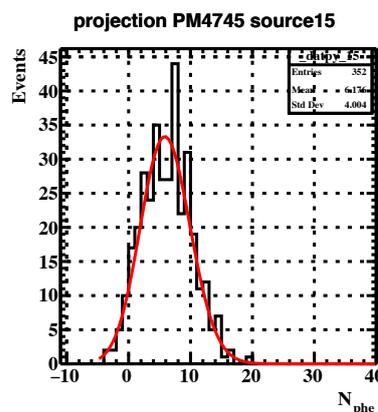


図 7.13 検出光電子数 N_{phe} の分布をガウシアンで畳み込んだポアソン分布でフィットした様子

7.4.5 PMT の光子検出効率

PMT に関しては、データでの検出光電子数とシミュレーションでの検出光電子数に図 7.14 のような相関を見ることができた。この相関の傾きがシミュレーションで設定されている PDE と実際の PDE の比に対応する。この比を用いて式 7.6 に基づいて計算した PDE を全ての PMT に関してプロットしたものが図 7.15 である。ただし、光量としては MC シミュレーションと同じ最大の光量を仮定した。アウター面に配されている PMT は他の PMT よりも高い QE を示しているが、これは検出器の建設の際に高い PDE をもつ PMT をアウター面に配置したことによるものである。

以上の手法で計算した PDE の統計的な不確かさは PDE の値に対して相対的に 2% 程度である。系統的な不確かさに関しては後ほど議論する。また、この測定では側面の最上部の PMT32 本については、最も近い α ワイヤーであるワイヤー 0 のデータを取得できなかったこともあり、PDE を測定できなかった。

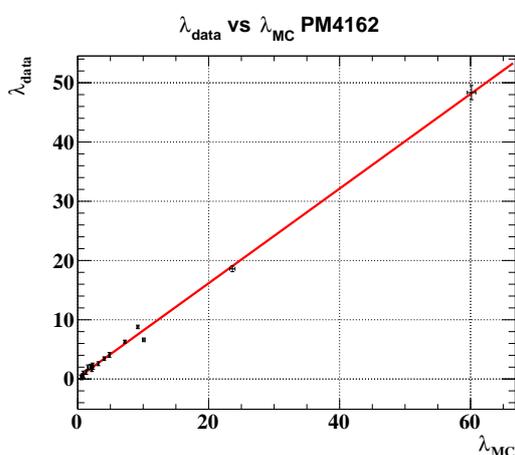


図 7.14 測定データにおける検出光電子数の平均 λ_{Data} とシミュレーションにおける平均 λ_{MC} の相関。各点はトリガーしなかったワイヤー 0 の線源を除いたそれぞれの線源に対応している。

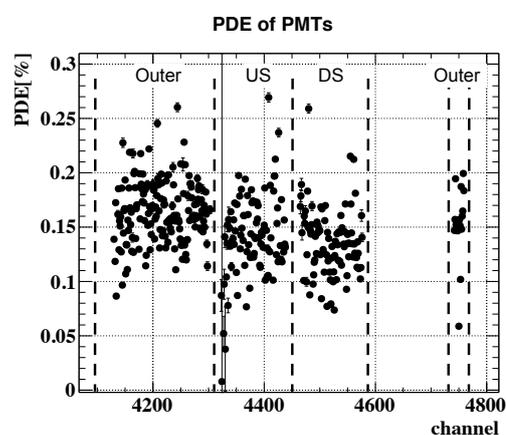


図 7.15 PMT の光子検出効率。アウター面の PMT は他の PMT よりも高い QE を示しているが、これは検出器の建設の際に高い PDE をもつ PMT をアウター面に配置したことによるものである。

7.4.6 MPPC の光子検出効率

MPPC に関しての検出光電子数とシミュレーションでの検出光電子数の相関は図 7.16 のようになった。シミュレーションで光量の少ない部分に関して、データではさらに光量が少ないことがわかる。MPPC においては、 α ワイヤーとの位置関係から距離の離れた光源からは大きな入射角を持ってシンチレーション光が入射することから、この測定結果は MPPC の光子検出効率の角度依存性によるものであると推定できる。MPPC に関して光子検出効率の角度依存性をプロットすると図 7.17 のようになった。

この角度依存性を複数の MPPC に関して重ねて書くと図 7.18 のようになる。この角度依存性を見ると、入射角が 40 deg まではおおよそ一定である一方、40 deg を越えると MC シミュレーションで実装されているものより大きな角度依存性があることがわかる。従って、MPPC の小角度領域での PDE は入射角 40 deg 未満の測定点を用いてフィッティングを行った結果を用いることとする。この PDE をプロットしたものが図 7.19 である。

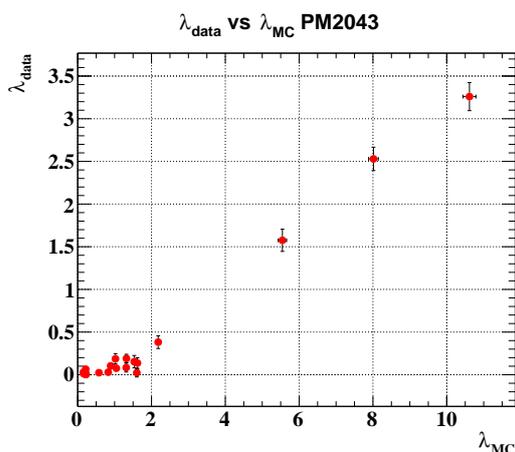


図 7.16 MPPC におけるデータとシミュレーションの検出光電子数の相関。各点はトリガーしなかったワイヤー 0 の線源を除いたそれぞれの線源に対応している。

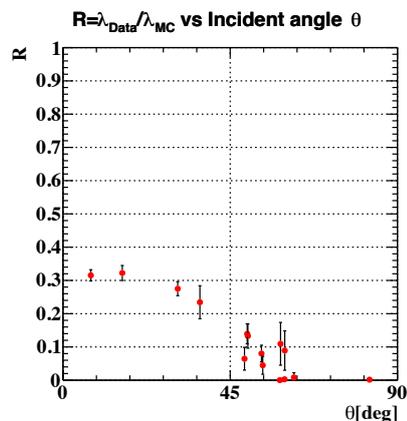


図 7.17 データとシミュレーションの検出光電子数の比の角度依存性。各点はトリガーしなかったワイヤー 0 の線源を除いたそれぞれの線源に対応している。

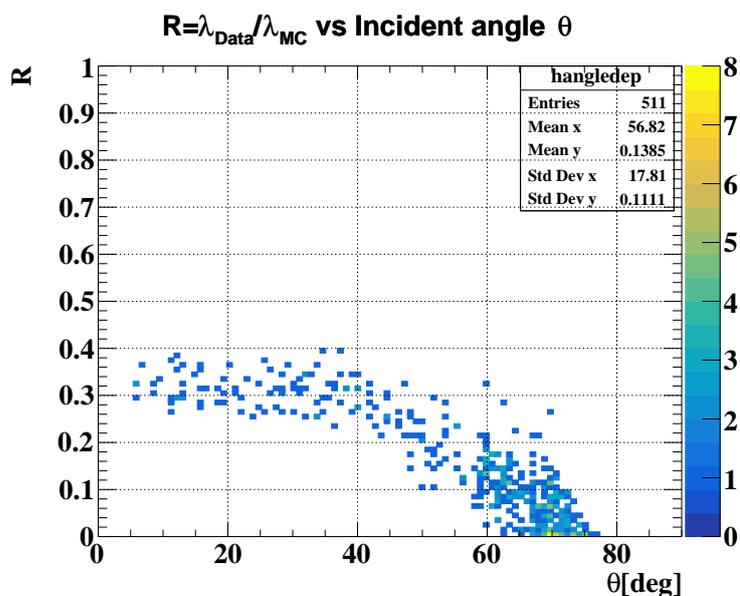


図 7.18 複数の MPPC に関するデータとシミュレーションの検出光電子数の比の角度依存性

7.4.7 MPPC の光子検出効率の角度依存性

平均検出光電子数の比の角度依存性を用いて求めた実際の PDE の角度依存性に関してプロットし、低温での大量試験の結果および反射率の角度依存性と比較したものが図 7.20 である。角度依存性についてのみ議論するために、それぞれの MPPC に関して入射角の小さな部分で求めた PDE によって規格化している。実機での角度依存性は以前の結果をよく再現していることがわかる。

この大きな角度依存性を説明する仮説の一つとして、シリコン表面の不感層の存在を仮定する仮説がある [40]。シリコン表面に厚さ d の不感層が存在する場合、不感層で式 7.9 で表される減衰をする。ただし、 θ はシリコン層

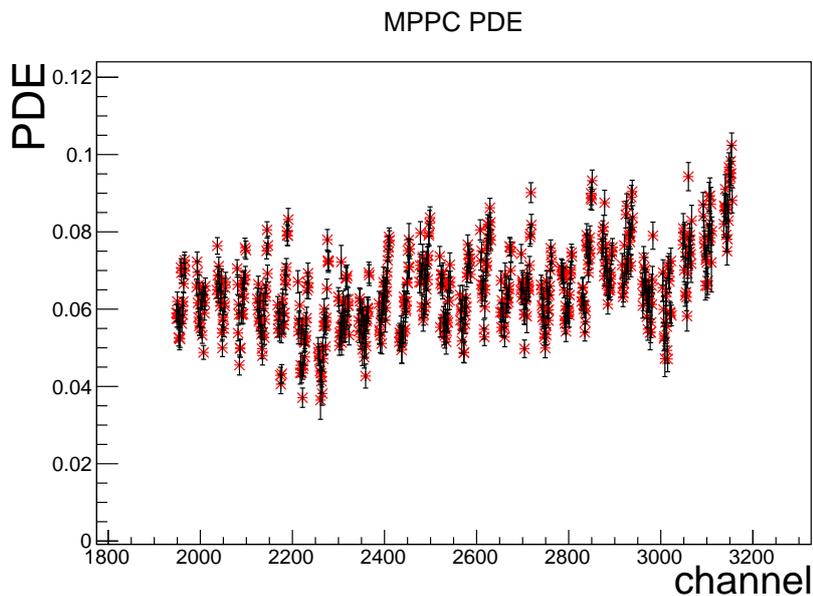


図 7.19 MPPC の PDE。チャンネル番号に依存した構造が見られるが、製造ロット依存性などが理由であると考えられる。

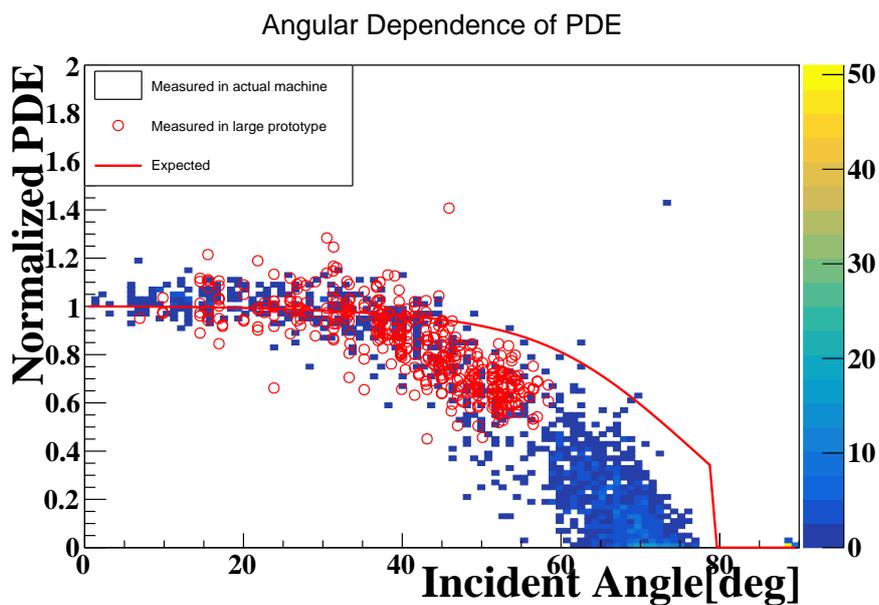


図 7.20 小角度領域を用いて規格化した PDE。開発段階の大量試験の結果 (赤丸) とよく合致している一方で、反射率の角度依存性 (赤線) より大きいことがわかる。

に対する入射角、 k はシリコンの屈折率の虚数部分 (2.47)、 λ はシンチレーション光の波長 (175 nm) である。

$$I \propto \exp\left(-\frac{kd}{\lambda \cos \theta}\right) \tag{7.9}$$

このようなモデルを考えることで、それぞれの MPPC における角度依存性の個体差を定量的に見積もるのが今後の課題である。

7.5 不確かさに関する考察

これまで、表 7.2 のような条件で行ったシミュレーションの結果と比較することによって MPPC の PDE 及び PMT の QE を計算してきた。ここでは、MC シミュレーションにおける設定が実際の状況と違う場合の影響に関して考察する。シミュレーションとデータでの考えられる違いを列挙すると概ね次のようになる。

1. 液体キセノンの発光量の違い
2. 液体キセノン中でのシンチレーション光の吸収長・散乱長の違い
3. 検出器の内壁の反射率
4. 光センサーと α 線源の距離
5. 読み出しエレクトロニクスにおけるノイズ
6. トリガー条件によるバイアス

7.5.1 液体キセノンの発光量

今回の PDE の評価では、液体キセノンの発光量が MC シミュレーションと同じ最大の場合を仮定して計算を行ったが、不純物の混入などによって実際の発光量が小さい場合は、その分だけ光センサーの PDE を一律に過小評価してしまっていることになる。MEG II 実験では MEG 実験で用いた PMT を再利用している。従って、QE が MEG 実験から変化していないと考え、MEG 実験で測定した QE と今回の QE を比較することによって、MEG 実験と比較した相対的な光量に関する情報を引き出すことができる。

図 7.21 は、MEG 実験における QE と今回測定した QE の相関を表した図である。MEG 実験で高い QE を持っていた PMT は今回の測定でも比較的高い QE を持っていることがわかる。一方で、QE の値は全チャンネルで一律に低下していることがわかる。この相関を原点を通る一次関数によってフィットすると、傾きは 0.713 となった。今回の測定での液体キセノンの発光量は MEG 実験と比較して相対的に 71% と見積もることができる。今後の課題としては、単色ガンマ線を用いてこの発光量を検証することが挙げられる。

7.5.2 吸収長・散乱長の違い

吸収長・散乱長がシミュレーションと実際に異なる場合は、その違いが距離依存性として現れる。MEG 実験では、シンチレーション光の減衰長の測定はガスキセノンでの検出光電子数と液体キセノンでの検出光電子数を比較することによって行われた [24](図 7.22)。ガスキセノンは密度が十分低く減衰長が十分長いため、ガスキセノンと液体キセノンの検出光電子数の比と線源と光検出器の距離の関係から減衰長を求めることができる。この手法により吸収長・散乱長の測定を行うことで、より実状に沿ったシミュレーションを行うことが今後の課題である。

7.5.3 内壁における反射

表 7.2 で示した通り、現在のシミュレーションでは光センサーの表面以外の反射率を 0 に設定している。もし実際には無視できなかった場合、シミュレーションでの検出光電子数が現在の計算結果に比べて増加することから、PDE を過大評価してしまっている可能性がある。この増加の程度は線源とセンサー間の距離などによって異なると考えられ、反射率の文献値を用いてシミュレーションを行い、実際の光電子数分布を再現するか確認することが必要であると考えられる。

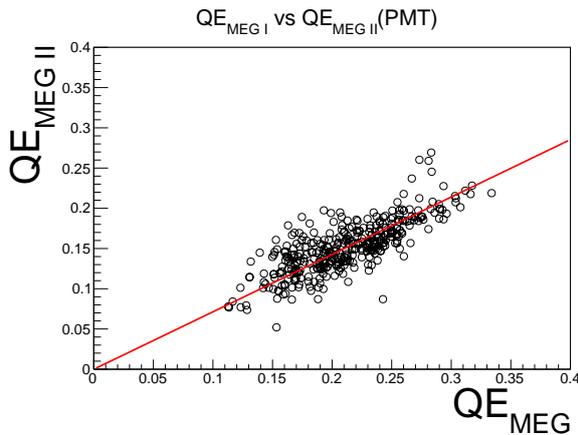


図 7.21 MEG 実験で得られた QE との相関。1 つの点が 1 つの PMT に対応している。MEG 実験で高い QE を持っていた PMT は今回の測定でも比較的高い QE を持っていると測定されている。赤線は原点を通る一次関数でのフィット結果であり、その傾きは 0.713 であった。

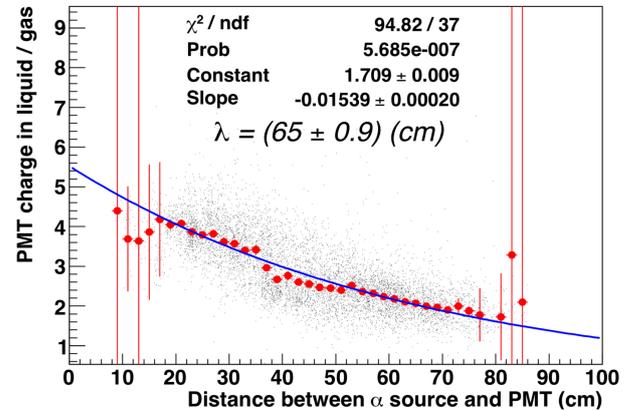


図 7.22 MEG 実験における減衰長の測定 [24]。ガスキセノンと液体キセノンでの平均光電子数を比較している。

7.5.4 光センサーと α 線源の距離

α 線源から見たある光センサーの立体角はその光センサーとの距離の 2 乗に逆比例する。ほとんどのセンサーについて最も近い α 線源からの距離は 20 cm 程度であるから、もしこの距離が 1 cm 間違っていた場合は 10% 程度 PDE を間違えてしまうことに繋がる。MC シミュレーションでの光センサーの位置は検出器デザインに基づいた設定になっており、実際の位置から多少のずれがある。今後はアラインメントの結果などから α 線源からの距離の不確かさを見積もることが必要である。

7.5.5 読み出しエレクトロニクスにおけるノイズ

読み出しエレクトロニクスにおけるノイズによってペDESTAL 波形 (信号がないときの波形) が時間依存性を持つ場合、データでの積分電荷を系統的に間違え、ひいては検出光電子数を系統的に間違えることにつながる。ただし、ペDESTAL 波形の積分電荷を検出光電子数に変換しても 0.1 程度にしかならないことと、MPPC の PDE を求める際に大きな影響をもつ最も近い線源での平均光電子数が 3 程度であることを踏まえると、MPPC の PDE の測定に与える影響は 3% 未満であると考えられる。

7.5.6 トリガー条件によるバイアス

測定データでは、側面の PMT の信号が閾値を上回った場合にトリガーをかけている。ワイヤーの中央の線源はトリガーに用いる側面の PMT に与える光量が少ないことから、 α 線のエネルギーデポジットが小さいイベントをトリガーできていない。この場合、データでの光電子数分布が高エネルギー側 (光量の多い方向) にバイアスされてしまうことにより、データでの平均検出光電子数 λ_{Data} を大きく見積もってしまう可能性がある。従って、PDE を過大評価してしまっている可能性がある。このバイアスに関しては、測定データを取得する際のトリガーと等価なイベント選択を施すことによって回避できると考えられる。

7.6 まとめ

光子検出効率の較正は、MEG 実験から引き続き検出器内部のワイヤーに取り付けられた ^{241}Am 線源を用いて行った。PMT に関しては MEG 実験での経験がある一方で、新しく導入した MPPC についても光子検出効率の較正を行えることを実証する必要がある。先行研究では、MEG 実験での結果から PMT の検出効率は 21.2%、開発段階での低温大量試験の結果から MPPC の PDE は 18% 程度と測定されていた。また、MPPC の PDE については表面での反射率の角度依存性よりも大きな角度依存性を持つことが指摘されていた (7.2 節)。

本研究では、検出器内部に取り付けられたアルファ線源を用いることによって各光センサーの光子検出効率の測定を行った。従来行われてきた粒子識別、線源の分類に加えて、放出角度の計算を行うことで、 α ワイヤーの影に隠れていないイベントを用いるためのイベント選択を行った。データとシミュレーションでの平均検出光電子数を比較することによって、それぞれの光センサーにおける光子検出効率 (PDE) を計算した。液体キセノンの発光量が最大の場合を仮定すると、PMT の光子検出効率の平均は 15.1%、MPPC では 6.5% であった。MPPC の PDE は過去の測定結果 (~18%) より大幅に小さい結果となった一方で、その角度依存性は過去の測定結果をよく再現し、MPPC の表面の透過率の角度依存性 (A 節にて計算) より大きいことを確認した。今後の課題としては、7.5 節で示した通り系統誤差を見積もることである。特に液体キセノンの発光量、散乱長及び吸収長といったパラメータについて今後理解を深めていく必要がある。

第III部

MPPCのアライメント

本測定の目的は、5.6 節で議論したように、位置分解能の悪化を抑えるために、MPPC の位置を $500 \mu\text{m}$ より良い精度で測定することである。一方で、その測定には以下のような困難が存在する。

1. MPPC は液体キセノン中にあり、外から直接アクセスできない。
2. MPPC の乗っている PCB の熱収縮率は 16 ppm/deg 、CFRP の熱収縮率は 17 ppm/deg であり、 100 K 程度冷却されると 1 m に対して 1.6 mm 程度その位置が変化する。
3. 他の検出器と同じグローバルな座標系でその位置を定義する必要がある。

目的を達成するために、MPPC の置かれる PCB を良い工作精度 ($< \sim 100 \mu\text{m}$) で製作した上で、MPPC の位置を常温、低温両方で測定した (図 7.23)。

8 章では建設段階にレーザースキャナーを用いて直接 MPPC 表面を測定した結果について述べる。この測定では、熱収縮していない状態での 3 次元的な位置を得ることができる。

9 章では、キセノン検出器外部からガンマ線を照射してスキャンすることで、熱収縮した状態で入射面上での 2 次元的な位置を測定した結果について述べる。

液体キセノンで冷やされた状態での MPPC の 3 次元的な位置を求める上で、この 2 つの手法は相補的な関係にある。10 章では、両方の測定を組み合わせることで、低温での 3 次元的な位置を再構成した結果について述べる。

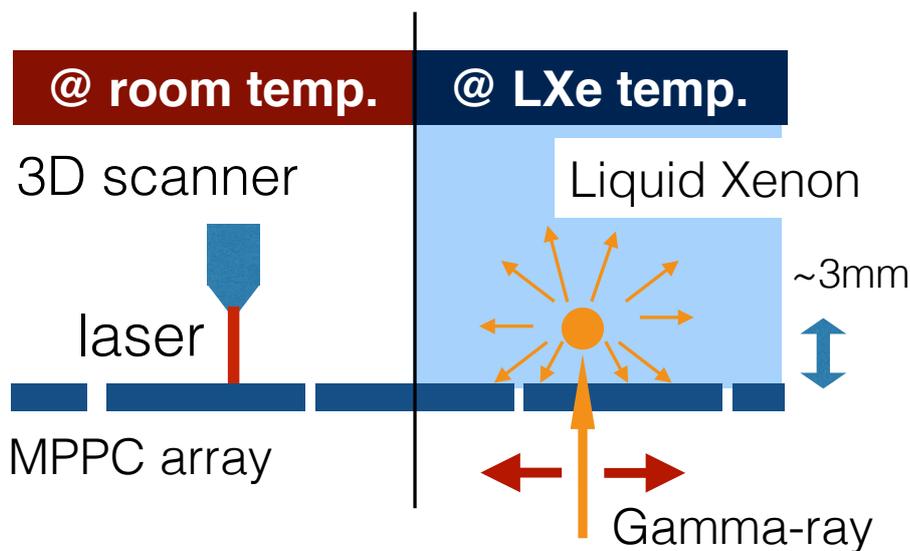


図 7.23 常温 (左)、低温 (右) での測定の概念図。レーザースキャナーでの測定は直接表面にアクセスし、3 次元的な位置を測定する。一方で、ガンマ線を用いた測定では低温での位置を検出器外部からガンマ線を照射して測定する。

第 8 章

常温での MPPC のアライメント

8.1 原理及び測定セットアップ

レーザースキャナーは、物体にレーザーを照射し、その反射光を測定する三角測量によって物体の 3 次元位置を精度よく測定する器具である (図 8.1)。建設段階において、検出器の側面から図 8.2 のようにアームを入れて測定することで、表面の起伏から MPPC の位置を測定した。本実験では、FARO 社の Quantum FaroArm(表 8.1) を使用して測定を行った。

表 8.1 本実験で使用したレーザースキャナーのスペック [41]

型番	Quantum FaroArm
大きさ	6 ft(1.8 m)
精度	$\pm 25 \mu\text{m}$
レーザーのクラス	Class2M

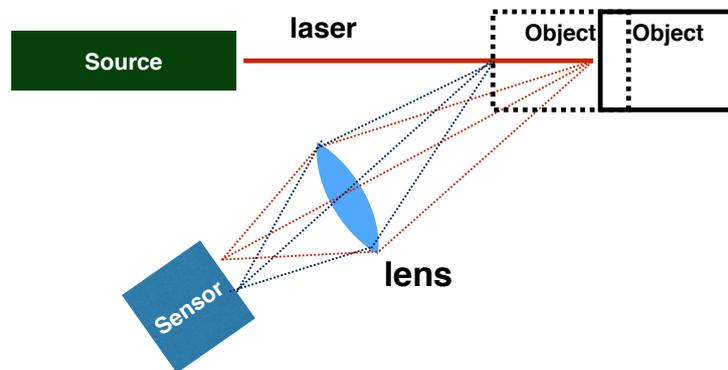


図 8.1 三角測量の概念図。レーザーを物体の表面に照射し、物体の位置によってセンサーにおける反射光の位置が異なることを利用して位置を測定する。

8.2 測定結果

8.2.1 内壁のイメージ

図 8.3 は内壁の表面の起伏をプロットしたものである。MPPC の縁がはっきり見えていることがわかる。測定は全ての MPPC に関して行われたが、測定データの質はレーザースキャナーの可動域によって制限された。入射面の中央付近の MPPC に関しては、図 8.4 のように MPPC の縁における反射は捕えられるが、MPPC のセグメン



図 8.2 レーザースキャナーを用いた測定の様子。側面からレーザースキャナーを入れ、MPPC の表面近くからレーザーを照射している。

ト部分の反射を捉えることができないものが多数存在していた。

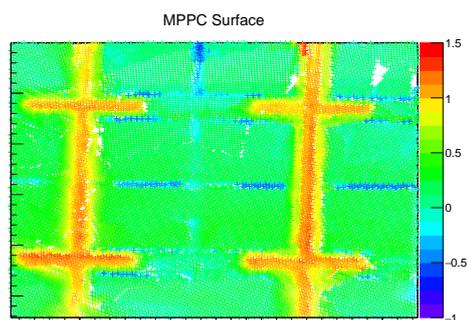


図 8.3 3D スキャナーによって取得された SiPM 表面のイメージ。色は表面の高さを表しており、赤色の部分がパッケージの枠に、青い部分が MPPC のセグメント間の溝に対応している。

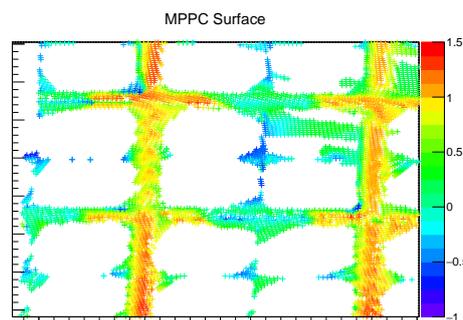


図 8.4 測定データが十分でない MPPC の例。MPPC の枠はデータが豊富なのにに対して、セグメント部分のデータの取得に失敗していることがわかる。

8.2.2 MPPC 位置の再構成

セグメント間のギャップを利用して取得された 3 次元イメージから MPPC の位置を求めた。具体的には、4 つのセグメントの表面をフィットすることによって、セグメントの真ん中の座標を計算した。セグメント間のギャップが見えているものは少なかったが、最終的に図 8.5 に示すような 426 個の MPPC の位置を計算することができた。位置が求められた MPPC は端によっていることがわかる。これは側面からスキャナーのアームを差し込んで測定した都合上、端の MPPC の方が比較的にアクセスしやすく、MPPC 表面での反射光を検出しやすかったことによる。MPPC の間隔は PCB の構造で決まっており、その工作精度は本測定の精度より十分良い ($< \sim 100 \mu\text{m}$) ことから、本測定の精度は隣り合う MPPC の間隔を計算することによって見積もることができる (図 8.6)。この分布の広がり ($170 \mu\text{m}$) から、本測定の分解能は $170/\sqrt{2} \sim 120 \mu\text{m}$ と見積もることができる。

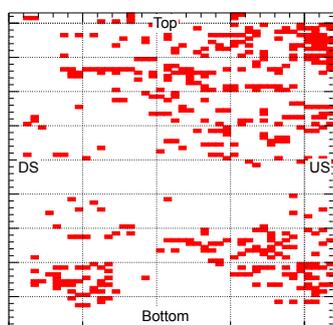


図 8.5 横軸は検出器の u 方向、縦軸は検出器の v 方向。赤く塗りつぶされたチャンネルはフィットが成功したものである。DS(Downstream) は下流側、US(Upstream) は上流側に対応する。

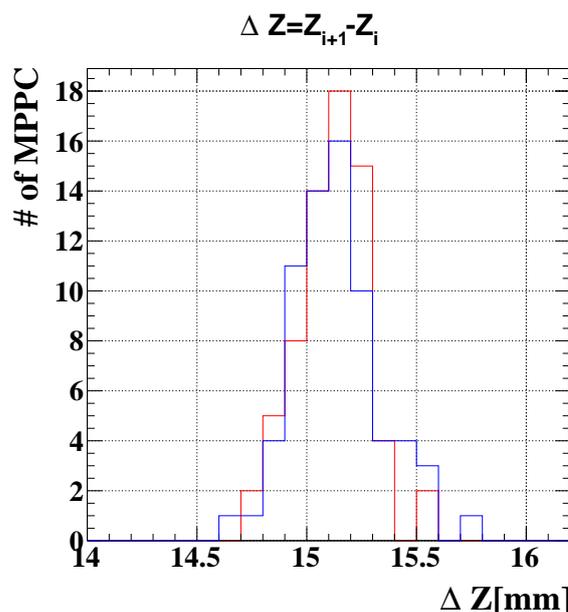


図 8.6 隣合う MPPC 間の距離。赤: 奇数チャンネル-偶数チャンネル、青: 偶数チャンネル-奇数チャンネル

8.2.3 全体の形状の再構成

426 個の MPPC の位置を用いて、4092 個全ての位置を再構成することを考える。MPPC は 4 枚の異なる CFRP に分かれて乗っており、また CFRP の中央には PCB の境目があることから、同じ CFRP でかつ同じ側 (上流・下流) に属する MPPC を一つの集団として、次のような操作を行った。この集団の数は CFRP 4 枚の上流・下流で 8 つである。

1. 測定できた MPPC の位置を円筒によってフィッティングする (図 8.7)。この時フィットする変数は円筒の軸に関する自由度 5 つ (円筒軸と $z = 0$ での xy 平面の交点の座標 $\vec{x}_o = (x_0, y_0, 0)$ 、円筒軸の方向ベクトル \vec{e}_z) と、半径の自由度 1 つで 6 つである。
2. 次に、測定できた MPPC の位置をフィットによって得られた円筒の表面に投影する。これによって円筒座標系における $z\phi$ 座標を得る。
3. ここで、MPPC の中心位置が等間隔で並んでいることを仮定し、メッシュによってフィッティングする (図 8.8)。
4. 全ての MPPC の $z\phi$ 座標をメッシュの格子点として再構成する。
5. 円筒の変数を用いて MPPC の $z\phi$ 座標を全体の座標系での 3 次元座標に変換する (図 8.9)。

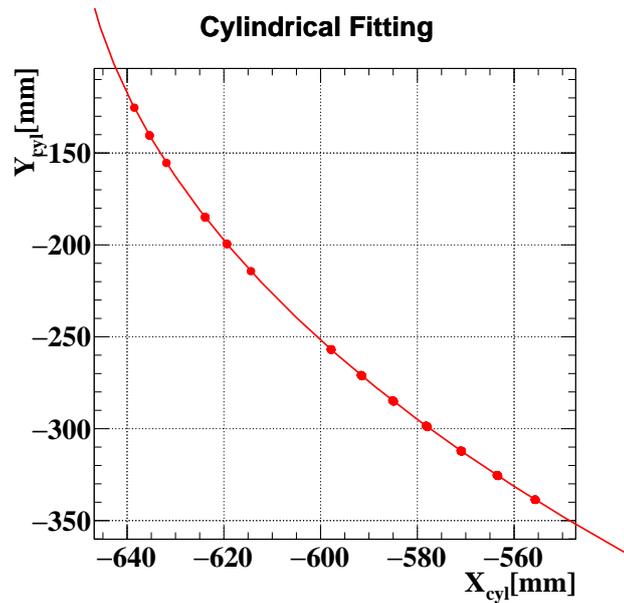


図 8.7 フィッティングによって得られた円筒座標系に展開した MPPC の位置 (赤点) とフィット結果の円 (赤線)

この手順を全てのパーツに関して行うことによって、4092 個全ての MPPC の 3 次元位置を再構成することができた (図 8.9)。この再構成位置とフィットに用いた MPPC の測定で得た位置を比較することによって、再構成した位置の精度を見積もった。

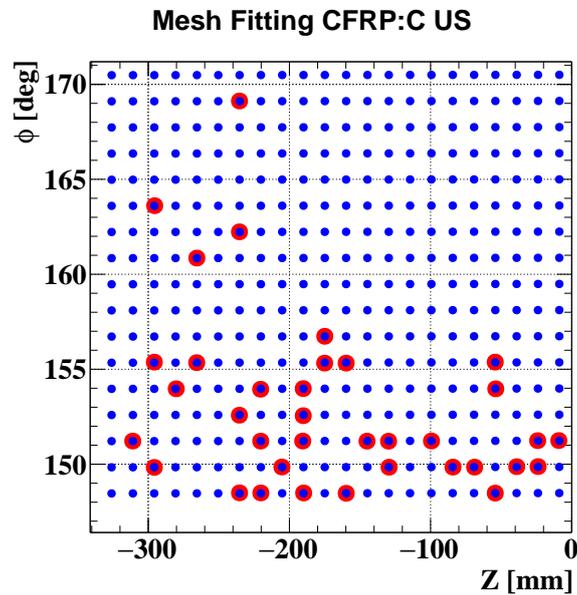


図 8.8 メッシュによるフィット. 赤い点が測定点、青い点が赤い点をもとにメッシュ型に外挿した点.

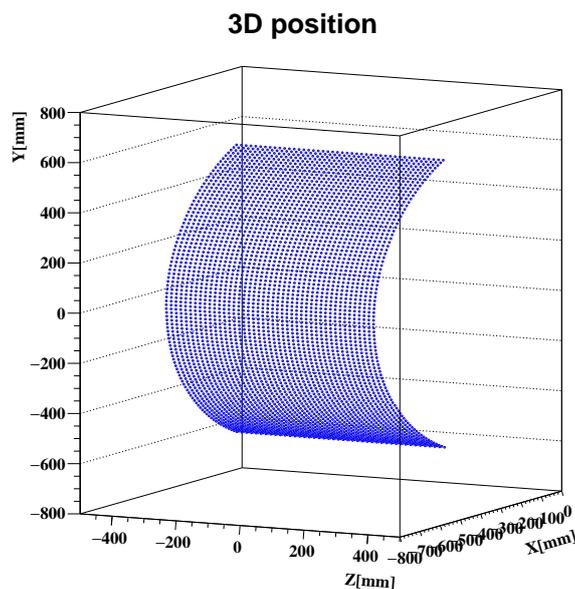


図 8.9 MPPC の 3 次元的な再構成位置。手順 4 によって得られた格子点を手順 1 での円筒のパラメータを用いて 3 次元に変換した結果。

図 8.10~ 図 8.12 は、フィッティングに使用した測定点とフィッティングによって求めた MPPC の 3 次元座標のそれぞれ X,Y,Z 方向の残差をプロットしたものである。この残差の広がりには X,Y,Z 全てにおいて 180 μm 程度であった。しかし、フィットに用いた点自身を評価に用いている都合上、この残差の広がりには実際の再構成の精度より良くバイアスされていると考えられる*1。

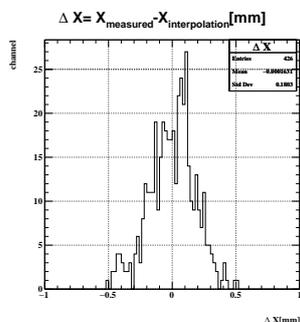


図 8.10 X 方向の残差

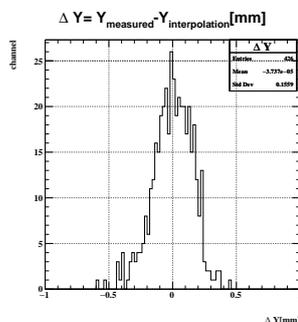


図 8.11 Y 方向の残差

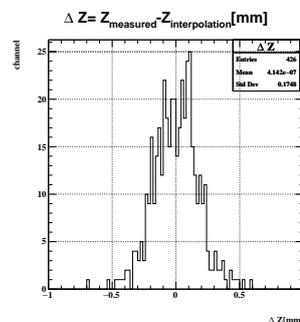


図 8.12 Z 方向の残差

8.3 まとめ

物体の表面の 3 次元位置を高精度で測定できるレーザースキャナーによって、検出器内壁にインストールした MPPC の位置を測定した。レーザースキャナーによる測定データの質はスキャナーのアームの可動域によって制限されたが、入射面外側を中心に 426 個の MPPC の位置を 120 μm の分解能で計算することができた。

*1 バイアスを排除して精度の評価を行うためには、例えばフィット用のデータセットと精度を見積もるためのテスト用のデータセットを分けて評価を行うのが良いと考えられる。

第9章

低温での MPPC のアラインメント

本章では、ガンマ線を用いた低温での MPPC の位置の測定について述べる*¹。まず、低温での MPPC のアラインメントの原理と測定セットアップおよびガンマ線ビームのアラインメントについて説明する。次に、2017年に初めて測定を行った時に得られた結果と反省点について簡単にまとめる。その後、2018年の測定で行った改善と、その結果について述べる。

9.1 原理

120 keV 程度のエネルギーを持ったガンマ線を液体キセノン検出器に入射すると非常に浅い領域 (~3 mm) で相互作用する。入射面の MPPC の目の前で相互作用してシンチレーション光が出ることから、MPPC の光電子数分布は非常に鋭く局所的なものになる。このガンマ線を細く絞り入射面に照射し、MPPC の列にそって動かすと、それぞれの MPPC において一定以上の光量が入るイベントレートはガンマ線ビームの位置に応じて鋭く変化する (図 9.1)。検出器の入射面上でガンマ線ビームを z 方向、 ϕ 方向にスキャンする (図 9.3) ことによって、両方向のスキャンでのピークの位置から MPPC の入射面上での位置を求めることができる。

また、ガンマ線を局所的に遮断する鉛ストリップを検出器入射面の外側に置いてこのスキャンを行うと、鉛ストリップの部分でガンマ線のイベントレートは鋭く落ち込む (図 9.1)。この信号の窪みから入射面上での鉛ストリップの位置を求めることができる。この鉛ストリップの位置をレーザートラッカーでも測定することによって、ガンマ線ビームの位置がグローバルな座標系でよく分かっているか情報を得ることができる。

一方、この手法の欠点は入射面の手前にガンマ線を遮る物質がある場合測定を行うことができない点である。COBRA 電磁石にはガンマ線を通すための薄窓が設けられており、ターゲットからのガンマ線に対して検出効率を損ねないよう $|z| < \sim 120$ mm の部分に張られている。従って図 9.2 のように COBRA 磁石の中からガンマ線を照射する場合、ターゲットから z 方向に 150 mm ほど大きくずれた位置からガンマ線を入射させてこの測定を行うことはできず、検出器の側面に近い ($|z| > 120$ mm) MPPC の位置は測定することができない。

*¹ 当初はよりエネルギーの小さなガンマ線を用いる予定だったことから、MEG II コラボレーション内では X 線測定という表記が主に用いられている。

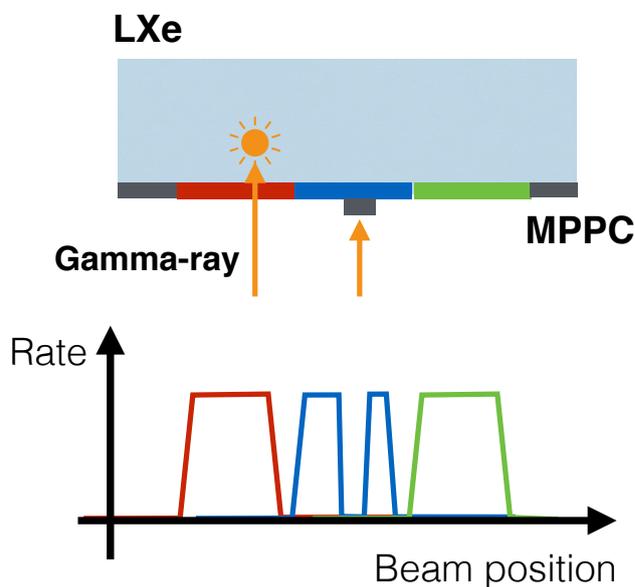


図 9.1 ガンマ線による位置測定の実理。低エネルギーガンマ線は局所的な検出光子数分布を作り、MPPC で強い信号を観測したイベントのレートはガンマ線ビームの照射位置に応じて鋭く変化する。鉛によってガンマ線を局所的に遮るとその部分でレートが鋭く落ち込む。

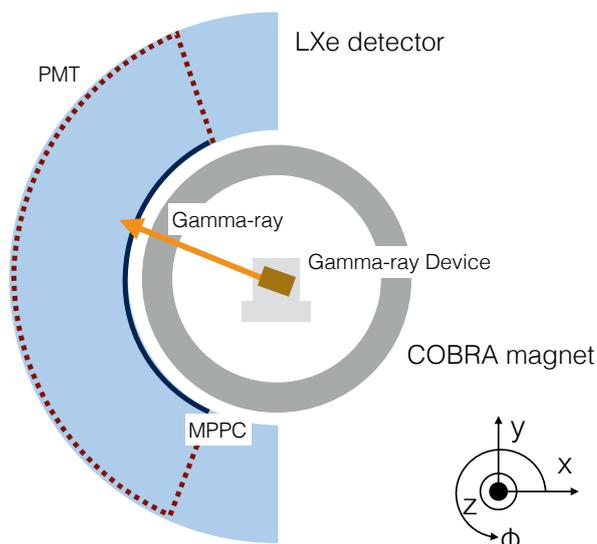


図 9.2 ガンマ線装置と検出器の位置関係。ガンマ線は検出器入射面に対して垂直に入射させる。

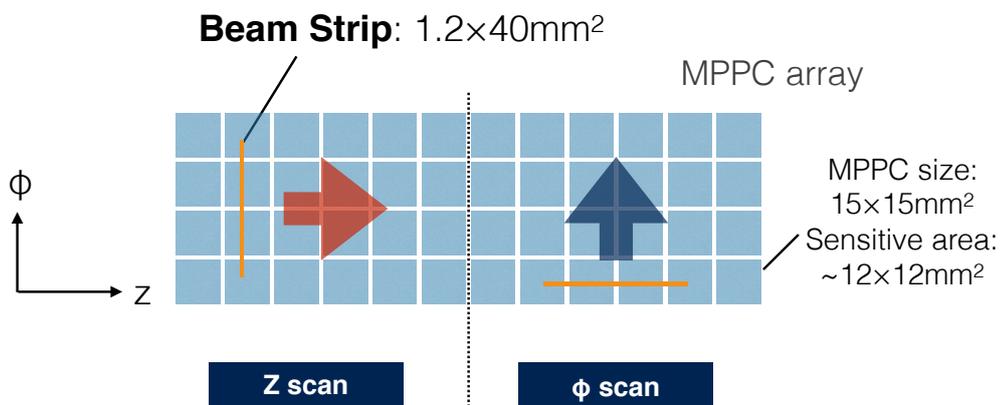


図 9.3 ガンマ線ビームによる z 方向 (左)、 ϕ 方向 (右) のスキャン。ストリップ状に絞ったビームを用いて z 方向および ϕ 方向にスキャンすることによって、それぞれの方向での MPPC の位置を測定する。

9.2 測定セットアップ

9.2.1 ガンマ線システム

ガンマ線源として強い ^{57}Co 線源(表9.1)を用意し、コリメータ(図9.4)でガンマ線の方向をストリップ状に絞ることとした。コリメータは、 $38 \times 38 \times 116 \text{ mm}^3$ の大きさの真鍮でできている。内部には線源のカプセルを入れる穴と、そこからくるガンマ線を絞るための細長い穴が空いており、スリットの大きさは $0.15 \times 5 \text{ mm}^2$ となっている。液体キセノン検出器の入射面上では $1.2 \times 40 \text{ mm}^2$ に広がる。

表9.1 本測定で用いた ^{57}Co の情報。ただし線源の強さは2017年時点。

半減期 [days]	271
強さ [mCi]	80
γ 線エネルギー [keV]	122(87%)
	136(11%)

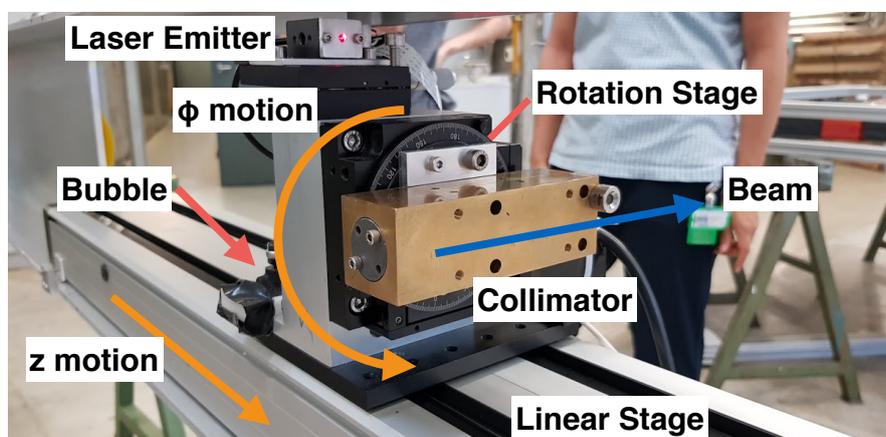


図9.4 ガンマ線を絞るコリメータ. 写真手前側に線源が入っており、写真奥側に向けて絞られる

このコリメータを動かす装置の概略図を図9.5に示した。円筒型の入射面に鉛直にガンマ線を入射させながらスキャンする(図9.2)のために、奥行き方向の1次元ステージに回転ステージを組み合わせたステージを使用した。1次元ステージとしては $25 \mu\text{m}$ ステップでの移動が可能なもの、回転ステージとしては $\sim 0.6 \text{ mrad}$ ステップでの回転が可能なものを使用し、これを支持機構の上に固定した。回転ステージには、レーザー照射装置(図9.6)と、 z 軸方向の回転をモニターするための水準器が備え付けられており(図9.8)、回転ステージとともに z 軸方向に移動する。レーザー照射装置からのレーザーは測定システムに付けられたQuadrant Photo Diode(QPD、図9.7)によって測定される。これらを用いたアライメントについては9.3節で後述する。支持機構の上にはデータ取得システムMIDASとステージの駆動装置との通信に用いるRaspberry Piが2台置かれている。1台目はMIDASシステム、コリメータ駆動ステージ、QPDと通信する。2台目は接続したカメラで水準器の写真を撮影し、その写真から得られたroll(z 軸まわりの回転)を1台目に送信する。

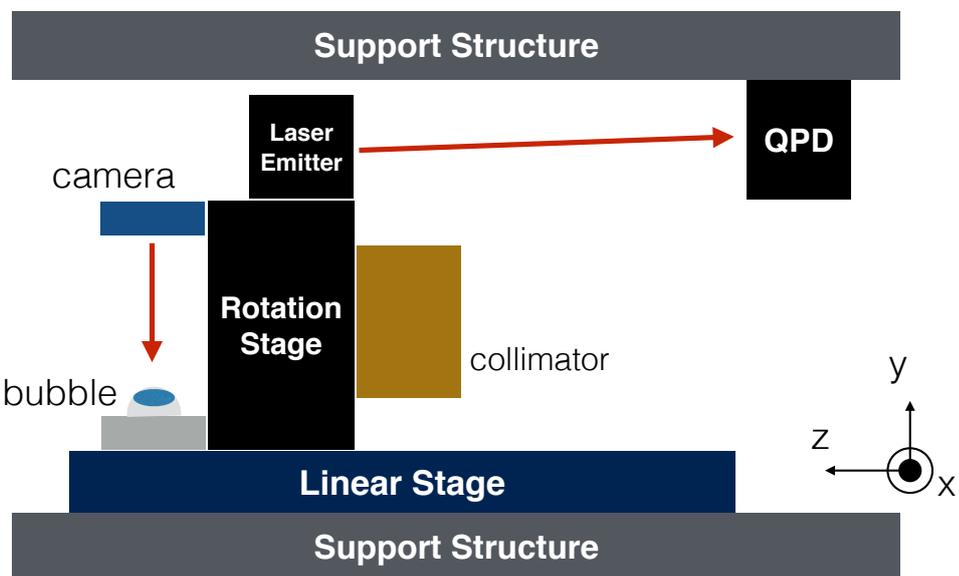


図 9.5 測定システムの概念図。支持機構の上に1次元ステージが固定されている。1次元ステージの上には回転ステージが乗っている。回転ステージにはコリメータの他に水準器・カメラ・レーザー照射装置が固定されており、回転ステージと同期して動く。レーザー照射装置からのレーザーは支持機構に固定された Quadrant Photo Diode(QPD) で測定する。

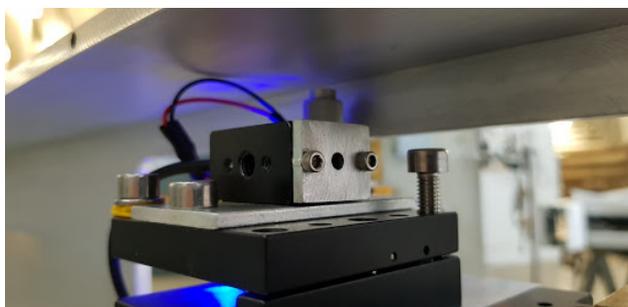


図 9.6 回転ステージに取り付けられたレーザー照射装置。



図 9.7 レーザー光のヒット位置を測定する Quadrant Photo Diode(QPD)。支持機構に固定されている。



図 9.8 Z 軸周りの回転をモニターする水準器。赤い読みは 0.4 mrad に対応している。

9.2.2 ガンマ線システムの固定

ガンマ線システムは、COBRA 磁石のフレームに上流側・下流側両方で固定される (図 9.9)。ガンマ線システムが測定中安定であるとともに、最初のアライメントではある程度の精度でガンマ線システムの位置・回転を調整できるような支持機構として、表 9.2 のような機能を備えた支持機構を使用した。

表 9.2 ガンマ線装置を固定するための機構

器具	設置場所	用途
精密ステージ (図 9.10)	上流側 (2 個、XY) / 下流側 (3 個、XYZ)	両端での装置の位置を調整し、固定する
ばね (図 9.11)	上流側、下流側	z 軸周りの回転を調整する
マイクロメータ (図 9.12)	下流側	z 軸周りの回転を固定する

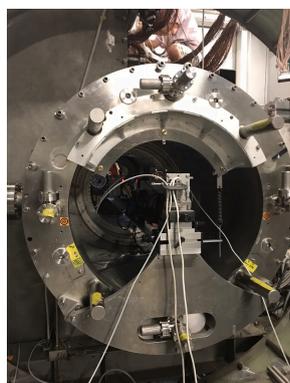


図 9.9 ガンマ線装置の支持機構 (下流側)。本測定を行うときのみ COBRA 電磁石の上流及び下流の端にネジで固定されている。



図 9.10 精密ステージ (下流)。両端での装置の位置を調整することができる。



図 9.11 z 軸まわりの回転を調整するためのばね



図 9.12 z 軸まわりの回転を固定するためのマイクロメータ。下流側にのみつけられている。

9.3 ガンマ線ビーム照射位置のアラインメント

9.3.1 概要

本手法では、ガンマ線の照射位置を元にMPPCの位置再構成を行うことから、入射面における照射位置 z_γ 、 ϕ_γ のアラインメントは目標精度である $500 \mu\text{m}$ より良い精度で行わなければならない。コリメータの位置と方向を z_{enc} 、 ϕ_{enc} にセットした*2ときの照射位置 z_γ 、 ϕ_γ は表9.3のパラメータを用いて式9.1及び式9.2によって計算する。ただし、 D はコリメータ中心から液体キセノンまでの距離、 $\Delta\phi_{displaced}(d_{slit}, \phi)$ はコリメータの中心が回転ステージの回転軸から d_{slit} 離れていることによる ϕ のずれを表す。また、以後コリメータの位置と方向を $z = 0 \text{ mm}$ 及び $\phi = 0 \text{ deg}$ に設定した時の位置を基準位置と呼ぶ。

$$z_\gamma = z_{enc} + D \times (kx_0 + \Delta kx) \times \cos \phi_{enc} + D \times (ky_0 + \Delta ky) \times \sin \phi_{enc} + z_0 + D \times \Delta\theta_{axis} \quad (9.1)$$

$$\phi_\gamma = \phi_{enc} + \Delta\phi_{displaced}(d_{slit}, \phi) + roll_0 + \Delta roll \quad (9.2)$$

表9.3 ガンマ線装置のアラインメントにおいて較正すべきパラメータ及びその較正方法

パラメータ	較正方法
基準位置の z 座標 z_0	レーザートラッカー
基準位置における x 軸まわりの回転 ky_0	レーザートラッカー
基準位置における y 軸まわりの回転 kx_0	レーザートラッカー
基準位置における z 軸まわりの回転 $roll_0$	レーザートラッカー
回転軸とコリメータ中心の距離 d_{slit}	レーザートラッカー
回転軸に対するコリメータの傾き $\Delta\theta_{axis}$	レーザートラッカー
x 軸まわりの回転の変化量 Δky	QPD
y 軸まわりの回転の変化量 Δkx	QPD
z 軸まわりの回転の変化量 $\Delta roll$	水準器

表9.3のパラメータを較正するために、次の3つの測定を行なった。

1. レーザートラッカーを用いた基準位置でのコリメータの位置及び回転・回転軸の測定。
2. QPDによる X 軸・ Y 軸周りの相対的な回転 Δky ・ Δkx の測定。
3. 水準器による Z 軸周りの相対的な回転 $\Delta roll$ の測定。

すなわち、基準位置でのコリメータの位置及び回転を実験共通のグローバルな座標系で定義し、QPD及び水準器で相対的なコリメータの回転を測定することによって、任意の位置にコリメータをセットした場合にガンマ線ビームの向いている方向を把握できるようにするのが本アラインメントの趣旨である。以下では、アラインメントにおいて決定的な役割を果たしたレーザートラッカーの原理について説明してから、3つのアラインメントについて説明する。

*2 より正確には、コリメータを動かした時にエンコーダーが返す値が z_{enc} 、 ϕ_{enc} のとき。

レーザートラッカーの原理

レーザートラッカーは、入射した光を元来た方向に反射する Spherical mounted retro-reflector(SMR) の 3 次元的位置をレーザーを用いて測定する装置である。位置の測定は SMR の方向と SMR までの距離を測定することによって行う。測定の際は、SMR の中心に正確にレーザーを合わせる必要があるが、これは以下の方法で行う。SMR の中心ではない場所にレーザーが入射した場合、反射光は入射光と平行に、しかしずれてレーザートラッカーの方向に帰ってくる。このずれの大きさをフィードバックとして入射光と反射光の軌道が一致する (=SMR の中心に入射する) ような入射光を作成する。レーザー光の方向 (θ, ϕ) はトラッカー内部のエンコーダーで測定される。SMR までの距離の測定には、2 種類の方法がある。1 つは、レーザー光の飛行時間を用いた絶対距離測定 (Absolute Distance Meter, ADM) である。この方法では、レーザー光がトラッカーを出て戻ってくるまでの時間 (TOF) を測定し、式 9.3 から距離 D を計算する。ただし、 c は光速、 n は空気の屈折率である。

$$D = TOF \times c/n \quad (9.3)$$

もう一つの方法は、マイケルソン干渉計の原理を用いた相対的な距離の測定 (laser Interferometers, IFM) である。この手法では、ビームスプリッターにより分けられたレーザー光を、SMR から戻ってきたレーザー光と干渉させることによって距離を計測する (図 9.15)。

本実験で使用する Leica 社のレーザートラッカーは、この 2 つの手法を組み合わせた (Absolute Interferometer, AIFM[42]) レーザートラッカーになっており、表 9.4 に示す通り SMR の位置を高速に精度よく捉えることができる。



図 9.13 レーザートラッカー



図 9.14 Spherical Mounted Retro-reflector(SMR)

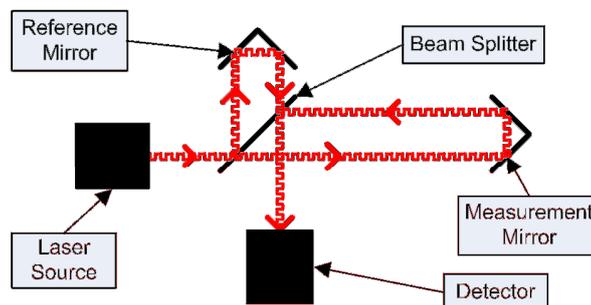


図 9.15 レーザートラッカーにおける距離測定の実理 [43]

表 9.4 は、本実験で使用した PSI が所有するレーザートラッカーの情報である。

表 9.4 本実験で使用したレーザートラッカーの情報

型番	AT960
精度	$\pm 15\mu m + 6\mu m/m$
角度方向の測定精度	$\pm 15\mu m + 6\mu m/m$
動径方向の測定精度	$\pm 0.5\mu m/m$
データ取得レート	1000 points/sec

9.3.2 基準位置のアラインメント

コリメータを基準位置にセットし、レーザートラッカーで SMR をトラッキングしながらコリメータの表面をなぞり、その表面の位置を測定した (図 9.16)。これをコリメータの複数の表面について行うことによって、コリメータの 8 つの頂点の座標を求めた。ここからコリメータの中心の座標 $\vec{x}_{coll_i} = (x_0, y_0, z_0)$ とガンマ線ビームの向き \vec{v}_{beam} がわかる。さらに、コリメータに SMR を固定し、トラッキングしながら ϕ 方向に一回転させることで、 $z = 0$ mm の時の回転軸を測定した。この回転軸と先ほど求めた中心座標 \vec{x}_{coll_i} からコリメータの中心と回転軸の距離 d_{slit} を、回転軸の向きとガンマ線ビームの向き \vec{v}_{beam} からコリメータの傾き θ_{axis} を求めることができる。

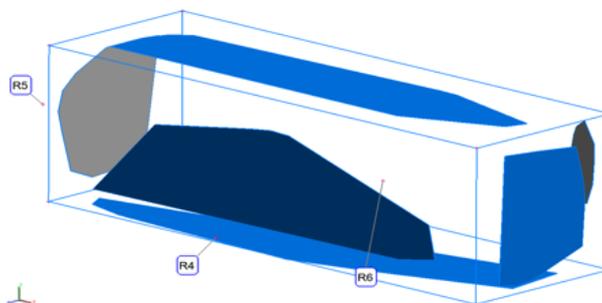


図 9.16 青く着色されているのは、SMR をトラッキングしながらコリメータをなぞることによって測定したコリメータの表面。コリメータの表面を複数なぞることによって、コリメータの位置と方向を測定した。

9.3.3 QPD(Quadrant Photo Diode) による X 軸・Y 軸まわりの回転のモニター

QPD は、ダイオード 4 つで構成された入射したレーザー光の位置を測定する検出器である [44](図 9.17)。レーザー光の位置を (x,y) とし、4 つのダイオードの電流を $i_j(j=1,2,3,4)$ 、それぞれの番号は象限に対応) とすると、XY 平面におけるレーザーのヒット位置は較正定数 C_x, C_y を用いて式 9.4、式 9.5 のように計算する。

$$x_{hit} = C_x \times \frac{(i_1 + i_4) - (i_2 + i_3)}{i_1 + i_2 + i_3 + i_4} \quad (9.4)$$

$$y_{hit} = C_y \times \frac{(i_1 + i_2) - (i_3 + i_4)}{i_1 + i_2 + i_3 + i_4} \quad (9.5)$$

このヒット位置からステージの回転を求める。ステージの y 軸まわりの回転 kx と x 軸まわりの回転 ky は、レーザー照射装置から QPD までの距離 D 、レールからレーザー照射装置までの高さ $h_{laser} = 170.18 \text{ mm}$ を用いて次のように求めることができる (図 9.18、図 9.19)。測定された値と原点での値との差から Δkx 、 Δky を求める。実際に測定した結果を図 9.20 に示した。 Δkx 、 Δky の Z 依存性は測定されたレールの歪みなどによるものであると考えられている。

$$kx = (x_{hit} - h_{laser} \times roll) / D \quad (9.6)$$

$$ky = -y_{hit} / D \quad (9.7)$$

実際に測定されたモニター結果を図 9.20 に示した。

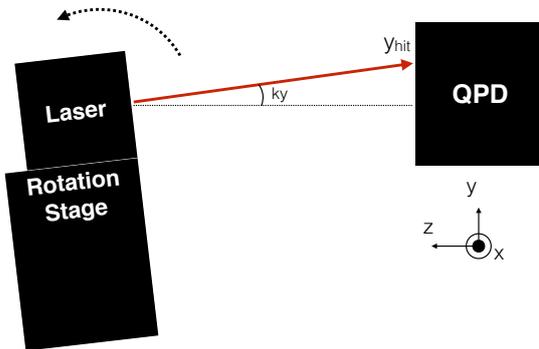


図 9.18 QPD を用いた x 軸まわりの回転角 ky の測定原理。レーザー光の QPD における Y 軸方向のヒット位置から、回転ステージの x 軸まわりの回転を測定する。

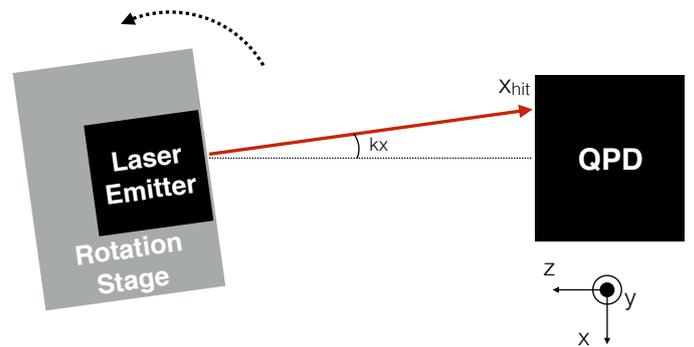


図 9.19 QPD を用いた y 軸まわりの回転角 kx の測定原理。レーザー光の QPD における x 軸方向のヒット位置から、回転ステージの y 軸まわりの回転を測定する。

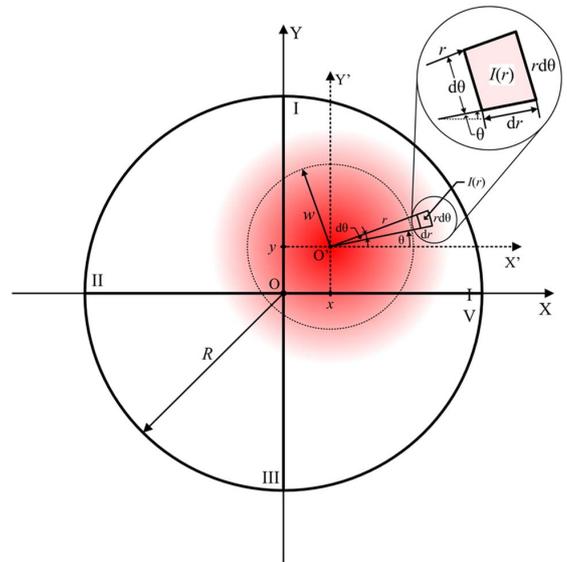


図 9.17 QPD の 4 つの光センサーとレーザーのスポット [44]。レーザーのスポットの位置に応じて 4 枚のダイオードの電流が変化することを利用してスポットの位置を測定する。

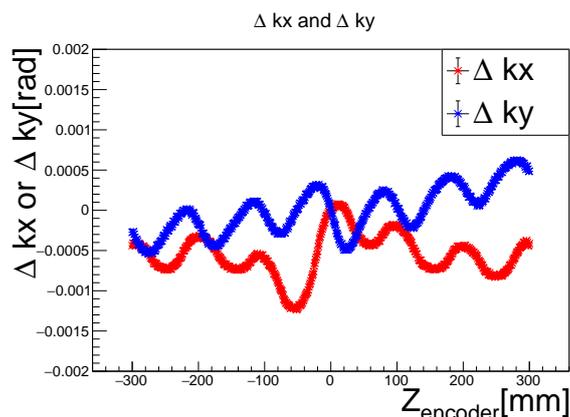


図 9.20 QPD による Δkx (赤)、 Δky (青) の測定結果。

9.3.4 水準器による Z 軸まわりの回転のモニター

本実験で用いる水準器には図 9.8 のように 0.4 mrad ごとに印がついている。水準器を写真で撮影し、その画像を解析することによって Z 軸周りの回転角を測定する。図 9.21 は、2018 年のガンマ線測定の間に取りられた校正データである。

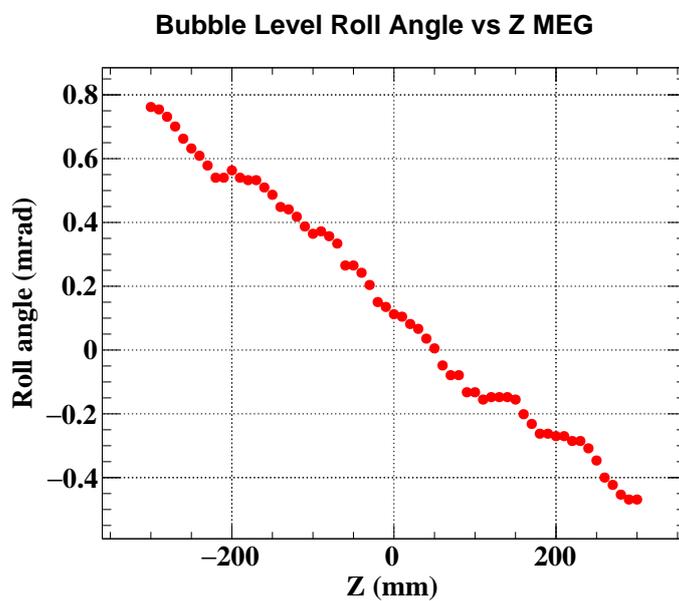


図 9.21 水準器における z 軸周りの回転のモニター

9.4 先行実験

2017 年の 8 月にガンマ線を用いた測定が初めて行われた。それぞれの MPPC においてガンマ線ビームをスキャンしながらトリガーレートを取得し、1800 個程度の MPPC について図 9.22 のような信号を得た。一方で、リファレンスの位置に関しては平均して 1 mm 程度の大きなずれが見つかった (図 9.23) ことから、ビーム位置のアラインメントに問題があることがわかった。

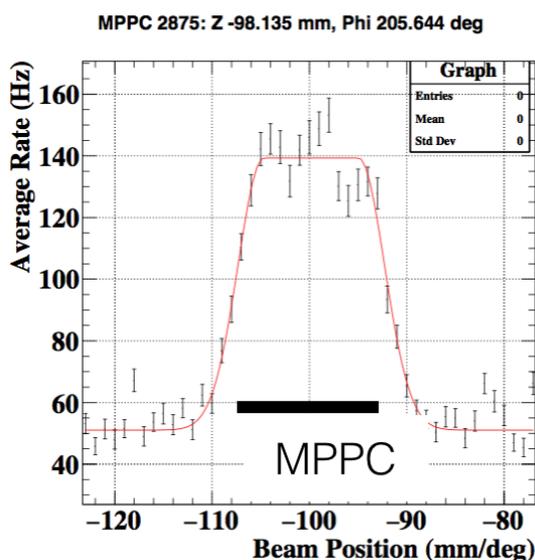


図 9.22 2017 年の測定によって得られたガンマ線による信号。MPPC の部分ではガンマ線によってトリガーレートの上昇している。バックグラウンドは主に宇宙線である。S/N 比は 1~2 程度であった。

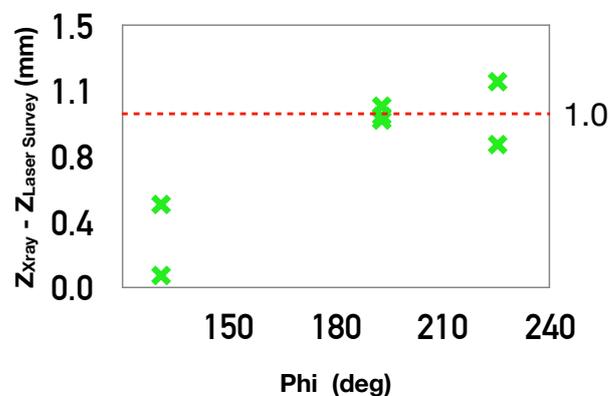


図 9.23 2017 年の測定におけるリファレンス位置のずれ。

このことを受けて、以下の二つを目的としたガンマ線測定を再び行うこととした。

1. ビームのアラインメントの問題を発見し解決する。
2. ビームの位置が正しく分かった状態で MPPC の位置を精度 $500\mu\text{m}$ で測定を行う。

前年と比較した際の 2018 年の測定の難しさとしては、ガンマ線源が弱くなってしまったことが挙げられる。ガンマ線源として用いる ^{57}Co の半減期が 271 日と短いため、2017 年の測定時点と比較して線源の強さは 40% 程度に弱まった。前年と同じトリガーレートをを用いた測定手法では S/N 比が 2.5 倍悪化するため、同様の分解能を得る場合多くの時間がかかる。従って、波形を取得しオフライン解析を行うことで、S/N 比を改善して測定を行う必要があった (9.7 節を参照)。

9.5 アラインメントの検証

2017年の測定でガンマ線ビームのアラインメントにずれが見つかった原因を検証した結果について述べる。

9.5.1 コリメータ方向のずれ

2017年の測定では、コリメータの回転軸に対する傾き $\Delta\theta_{axis}$ を考慮に入れていなかった (0として扱っていた) が、9.3.2節で示した基準位置の測定において、0.2 mrad程度傾いていることが明らかになった。0.2 mradの傾きはキセノン検出器の入射面上ではz方向に130 μm の系統的なずれに対応する (図9.24) ため、前年のずれを説明しないまでも無視できない大きさである*3。

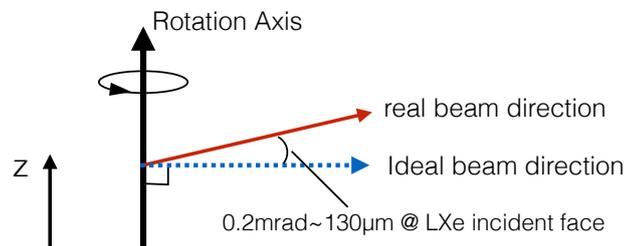


図9.24 前年の測定ではビーム軸方向が回転ステージの回転軸に垂直だと考えられていたが、実際には0.2 mradずれていることがレーザートラッカーを用いた測定で判明した。この0.2 mradのずれは入射面上で130 μm のずれを生じる。

9.5.2 レーザートラッカーを用いた検証実験

9.5.2.1 動機

本実験で検証するのは以下の二つである。

1. QPD 及び水準器における回転の測定
2. コリメータ中心のふらつきの測定

1. について、QPD 及び水準器における回転の測定はガンマ線の照射位置に数 mm 程度の大きな影響を与えることから、これを検証することで2017年に見られた系統的なずれの要因について探ることができる。

2. について、照射位置の計算においては、コリメータを基準位置からz方向に動かした時、コリメータ中心のXY平面における位置 (x_{colli}, y_{colli}) のふらつきは考慮されておらず、Z方向にはセットした通り正確に動くことを仮定している。すなわち、z方向に動かした時のコリメータの中心を $(x_{colli}(z), y_{colli}(z), z_{colli}(z))$ とすると、以下の式を仮定している。

$$\Delta x = x_{colli}(z) - x_{colli}(0) = 0 \quad (9.8)$$

$$\Delta y = y_{colli}(z) - y_{colli}(0) = 0 \quad (9.9)$$

$$\Delta z - z = z_{colli}(z) - z_{colli}(0) - z = 0 \quad (9.10)$$

仮に1次元ステージのレールの歪みなどでコリメータの位置がふらつき、数100 μm 以上ふらついてしまった場合、

*3 ただし、2017年の測定時により大きくずれていた可能性もある。

ガンマ線ビームの照射位置もその分だけふらついてしまうことになる。従って、コリメータの位置のふらつきが小さいかどうか検証することはアラインメント精度の見積りに必要である。

9.5.2.2 測定原理

コリメータ上に 3 つの SMR を取り付け (図 9.25)、その位置をレーザートラッカーによって測定することで、コリメータの回転及び位置を以下のように求めた。3 つの SMR の位置をそれぞれ $\vec{x}_0, \vec{x}_1, \vec{x}_2$ とすると、 $z=0$ mm の位置から見た相対的な回転及び平行移動は $ky, kx, roll$ 及び位置のオフセット \vec{x}_{offset} を用いて式 9.11 のように表せる。ただし、 $R_i(\theta)$ は i 軸まわりに θ だけ回転させる変換に対応する回転行列である。

$$\vec{x}_i(z) = R_z(roll)R_x(ky)R_y(kx)\vec{x}_i(0) + \vec{x}_{offset}(i = 0, 1, 2) \quad (9.11)$$

z 方向にコリメータを 10 mm ステップで移動させ、それぞれのステップで回転 $kx(z) \cdot ky(z) \cdot roll(z)$ 及び位置のオフセット $\vec{x}_{offset}(z)$ を測定した。

9.5.2.3 結果

各点における $kx, ky, roll$ をフィッティングによって求めたところ、それぞれ図 9.26、図 9.27、9.28 のような結果が得られた。 z 軸周りの回転はレーザーでの測定と水準器での測定に大きな違いが見られないが、 x, y 軸周りの回転には z 座標に依存した系統的なずれが存在している。これは QPD の読み値から回転を計算する際に用いる定数 (式 9.4 における C_x 及び式 9.5 における C_y) が実際と異なっていたことに依存していると考えられる。そのため、この結果を用いて QPD を校正した。



図 9.25 コリメータに固定された 3 つの SMR。写真ではもっとも手前の SMR にレーザーが当たっている。

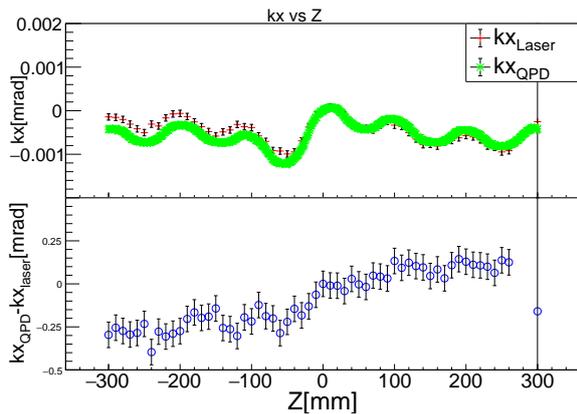


図 9.26 2つの手法による Y 軸周りの回転 kx の測定 (上) とその差 (下)。両方の測定結果は $Z=0$ mm で 0 になるようにオフセットを加えている。レーザートラッカー (赤)、QPD (緑) の測定結果の間には z 方向依存なずれがあることがわかった。

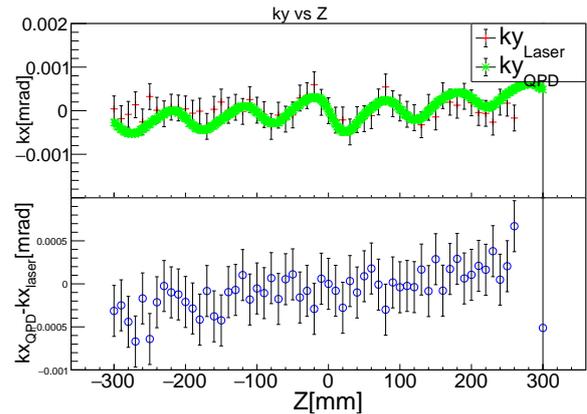


図 9.27 2つの手法による X 軸周りの回転 ky の測定 (上) とその差 (下)。両方の測定結果は $Z=0$ mm で 0 になるようにオフセットを加えている。レーザートラッカー (赤)、QPD (緑) の測定結果の間には z 方向依存なずれがあることがわかった。

一方で、コリメータ中心のふらつきは図 9.29 のように測定された。 x 軸方向のふらつきの RMS は $33 \mu\text{m}$ 、 y 軸方向は $22 \mu\text{m}$ 、 z 軸方向は $26 \mu\text{m}$ といずれも非常に小さいことがわかった。従って、コリメータ中心のふらつきはガンマ線照射位置のアラインメントにおいてはほとんど無視できることがわかった。

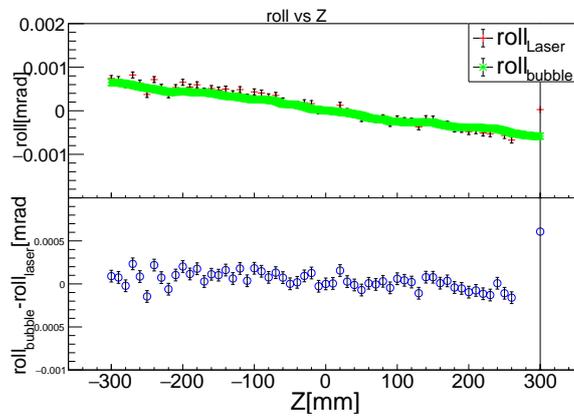


図 9.28 2つの手法による Z 軸周りの回転 roll の測定 (上) とその差 (下)。両方の測定結果は Z=0 mm で 0 になるようにオフセットを加えている。レーザートラッカー (赤)、水準器 (緑) の測定結果の間には 0.2 mrad を超えるような大きなずれは認められない。

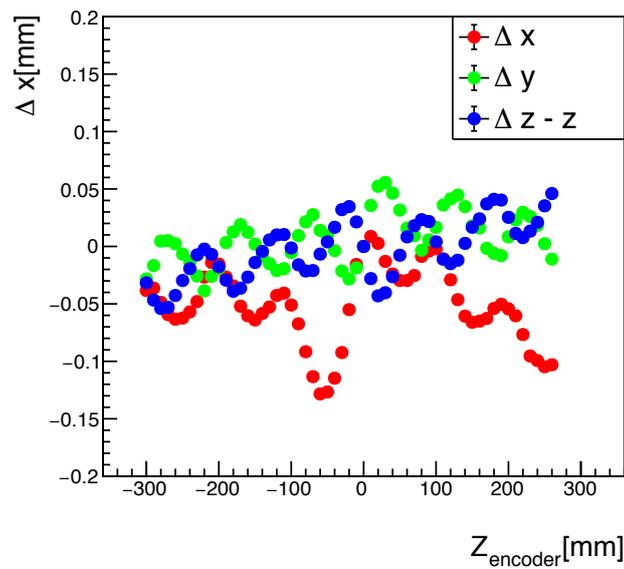


図 9.29 レーザートラッカーによるコリメータ中心のふらつきの測定結果。

9.6 リファレンスの設置と位置の測定

ガンマ線ビームの照射位置の確認に用いるリファレンスは、鉛ストリップとそれを固定するプラスチックのホルダーで構成される (図 9.30)。2017 年の測定では、3 mm 幅で ~2 mm 厚の大きさの鉛ストリップを $10 \times 8.7 \times 30 \text{ mm}^3$ のホルダーに入れたリファレンスを 6 個用いて測定を行った。しかし、リファレンスが小さくレーザートラッカーで位置を測定しづらいという問題があったため、2018 年の測定に向けてはホルダーを一回り大きくし、~4 mm 厚の鉛ストリップを $12 \times 11.3 \times 30 \text{ mm}^3$ のホルダーに入れたリファレンスを 10 個作成した (図 9.30)。作成したリファレンスは両面テープを用いて入射面外側に接着した (図 9.32)。ただし、この際 COBRA 磁石の薄窓との干渉を防ぐために、リファレンスの位置は薄窓のくぼんでいる $Z \sim \pm 100 \text{ mm}$ の部分に集中して置かれた。

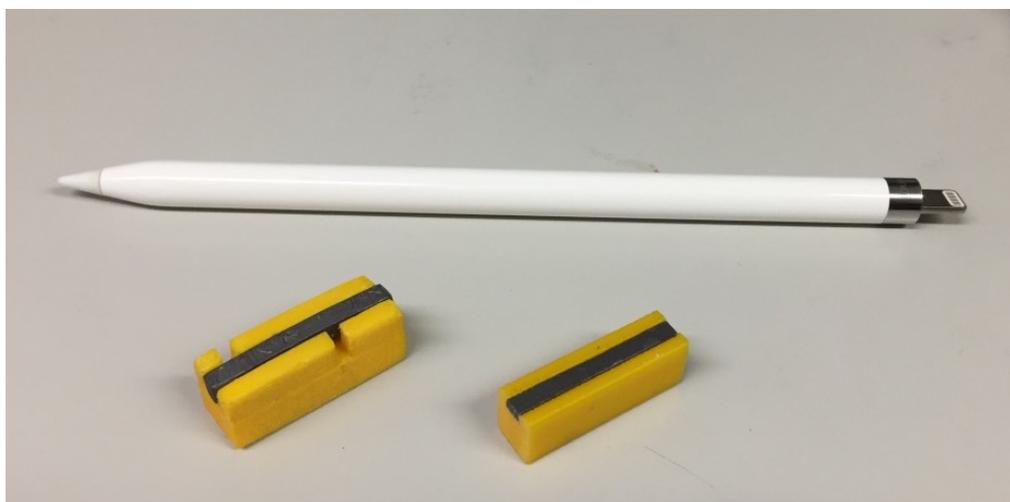


図 9.30 2017 年から使用してきたリファレンス (右) と 2018 年に新しく製作したもの (左)



図 9.31 入射面に接着された鉛ストリップ

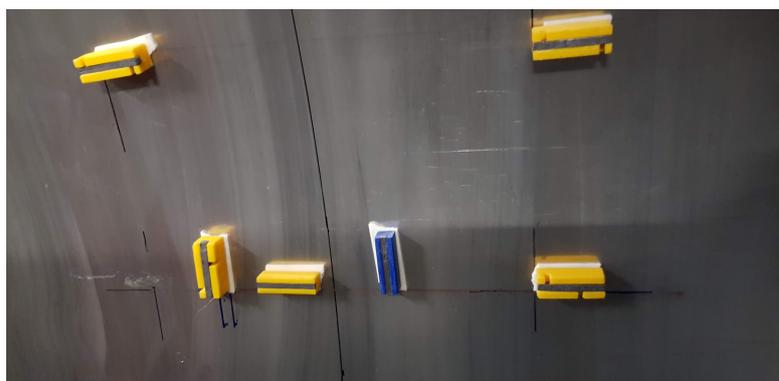


図 9.32 両面テープによって入射面に接着された鉛ストリップ

リファレンスの位置は、次のような手順で測定した。

1. 検出器を 30 cm ほど COBRA 磁石から離し、入射面にアクセスできるようにする。
2. 検出器上のマーカーおよびリファレンスの位置をレーザートラッカーによって測定する。

3. 検出器を元の位置に戻し、検出器上のマーカの位置をレーザートラッカーによって測定する。

手順 2,3 では、検出器の表面上に SMR を置き、その位置を測定した。リファレンスの位置は、検出器を引き出した状態でのリファレンスの位置を、検出器上のマーカの位置からわかる検出器の移動をもとに動かすことによって計算することができる。実際に計算されたリファレンスの位置を図 9.33 に示した。

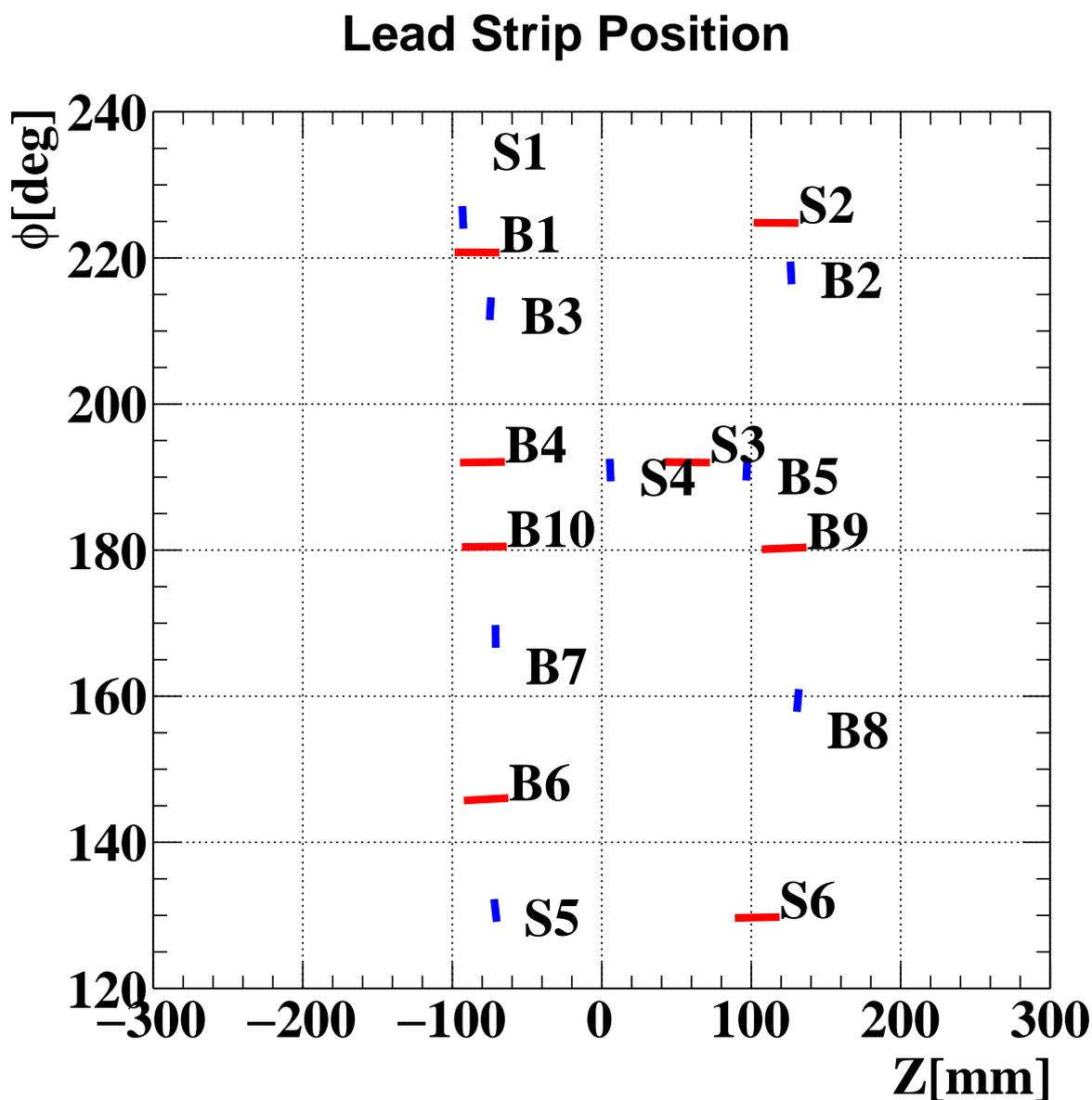


図 9.33 レーザートラッカーで測定したリファレンスの位置を $z\phi$ 平面に投影したもの。赤いリファレンスは ϕ 方向、青いリファレンスは z 方向のアラインメント精度を見積もるのに使用する。リファレンスの近くにある文字はリファレンスの名前を示しており、S から始まるものは 2017 年から使用してきた小さいリファレンス、B から始まるものは 2018 年に新たに導入した大きなリファレンスに対応する。

9.7 データ取得

データ取得は、2018年6月から7月にかけて3週間程度行った(表9.5)。2017年の測定ではz方向のリファレンスのずれが見つかったことから、z方向のスキャンを2回に分け、1回目得られたフィードバックをもとに2回目の測定を行なった。

表 9.5 DAQ を行った日時

スキャン方向	期間
z	28 June - 5 July
ϕ	6 July - 12 July
z	12 July - 23 July

9.7.1 トリガー

2018年の測定では線源の強度が弱まったことによって、波形を取得することが必要であった。本節では、波形取得のためのトリガーについて述べる。ガンマ線測定において波形を取得する上で、障害となるのは以下の3つである。

1. 読み出しエレクトロニクスに乗るノイズ
2. 宇宙線バックグラウンド
3. 低いDAQレート

読み出しエレクトロニクスにおけるノイズ

読み出しエレクトロニクスには、読み出しの単位である WaveDream ボードごとにコヒーレントなノイズが存在する(図9.34)。したがって、ボードの信号を全て足し上げてしまうと、このコヒーレントなノイズも足し上げられることとなる。このコヒーレントなノイズの大きさはガンマ線の信号の大きさと同程度であり、トリガーをかけるに当たって大きな問題となった。この問題を解決するために、ガンマ線が当たっていない部分の同数のチャンネルからの信号を極性を逆にして足し合わせることによって、トリガー波形におけるコヒーレントノイズの削減を行った(図9.35, 図9.36)。

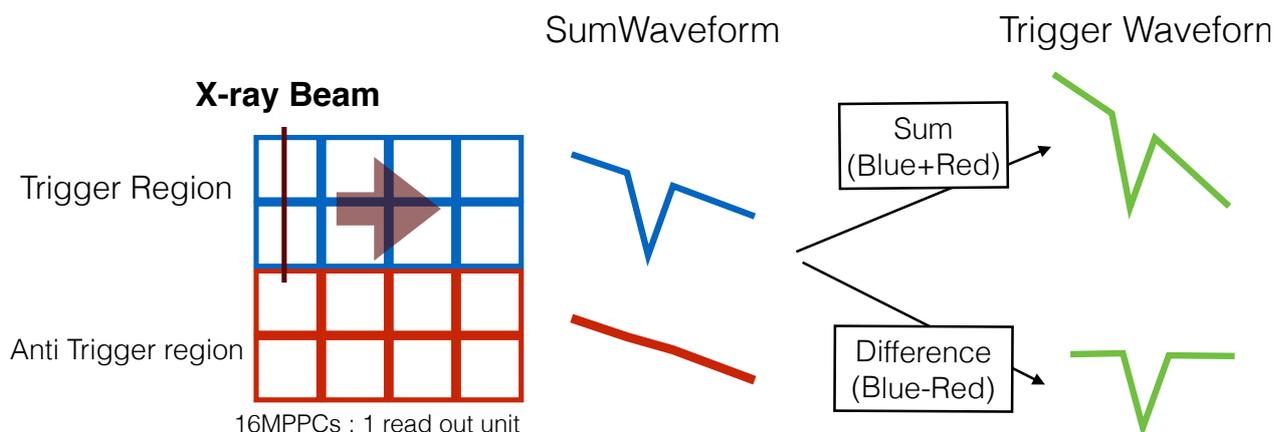


図 9.36 ガンマ線測定のトリガーの原理。トリガー領域(青)と非トリガー領域(赤)の信号を足しあげてしまうとコヒーレントノイズの影響を受けてしまう(右上)が、差し引くことによってコヒーレントノイズを相殺できる(右下)。なお、実際は図9.35のようにトリガー信号の極性は逆である。

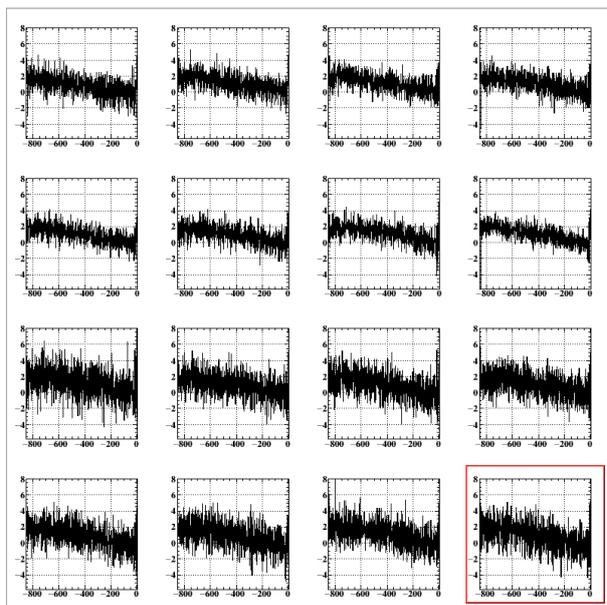


図 9.34 WD ボードの 16 チャンネル全てに乗っているコヒーレントなノイズ

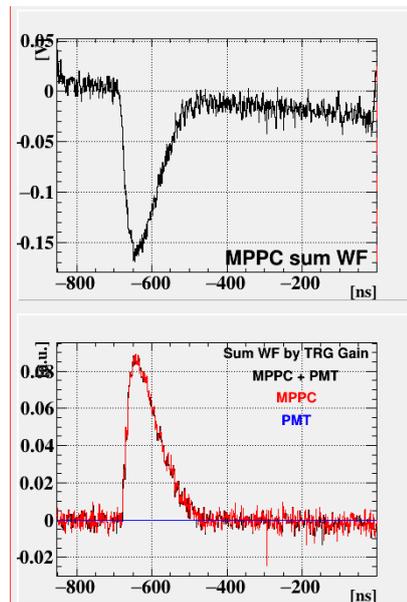


図 9.35 上:通常の Sum 波形, 下: トリガー波形

宇宙線バックグラウンド

宇宙線バックグラウンドはガンマ線イベントのように鋭い光子数分布を作らず、多くの MPPC でほぼ均一な光量を検出する。前述したトリガーを使用すると、トリガー領域での信号と非トリガー領域での信号が相殺することによって、宇宙線バックグラウンドの数は大きく減少した。結果としてトリガーされるイベントのうち 70% 以上がガンマ線イベントとなり、オンラインでの十分なイベント選択効率を実現できた。

DAQ レート

DAQ レートは読み出すチャンネルの数に依存し、チャンネル数が少ないほど DAQ スピードは速い。使用できる全てのチャンネルの信号を読み出すと、宇宙線イベントを取り除く意味では有利である一方で、DAQ レートが 3 Hz 程度にまで落ち込んでしまう。一方で 1~2 ボードと読み出し領域を制限して測定を行えば、17 Hz 程度の DAQ レートを得ることができた。前述したトリガーと、後述するオフライン解析によって、少ない読み出しチャンネル数でも十分宇宙線イベントを排除できることがわかったことから、読み出しボードは 2 ボードに限って測定を行った。

9.8 オフライン解析

まず信号のタイミングと非トリガー領域にある MPPC の信号の大きさから、ガンマ線イベントか宇宙線イベントかの判別を行う。次に、ある MPPC における信号の大きさがトリガーの閾値を超えるものを選ぶ。

9.8.1 測定におけるバックグラウンド及びその排除

バックグラウンドとしては、宇宙線と読み出しエレクトロニクスにおけるコヒーレントなノイズの二つが存在する。また、宇宙線バックグラウンドには 2 種類あり、信号の立ち上がり部分でトリガーされるものとテール部分で

トリガーされるものが存在する。

立ち上がり部分でトリガーされる宇宙線バックグラウンドは、ガンマ線の解析領域に波形のタイミングが近いことから、トリガー領域だけでなく非トリガー領域にも多くの信号を生じる。従って、非トリガー領域の検出光子数が 10 以上のイベントを宇宙線イベントとして排除した (図 9.41)。

テール部分でトリガーされる宇宙線バックグラウンドが生じるのは、トリガー領域の波形と非トリガー領域の波形が異なることによる (図 9.37, 図 9.38)。このようなイベントは、Sum 波形の時間を用いてガンマ線イベントと区別を行うことができる。Sum 波形のピークのタイミングがガンマ線イベントの平均的なタイミングから 50 ns 離れたものは宇宙線バックグラウンドとして排除した。

もう一つのバックグラウンドは読み出しエレクトロニクスにおけるコヒーレントなノイズをトリガーしてしまうことである。基本的にトリガーの閾値はノイズレベルより高く設定しているが、ノイズのふらつきによってたまたまトリガーされてしまうことがある。このバックグラウンドは全体のイベントに対して無視できるほど少なかった (< 1%) ため、解析での除去は行わなかった。

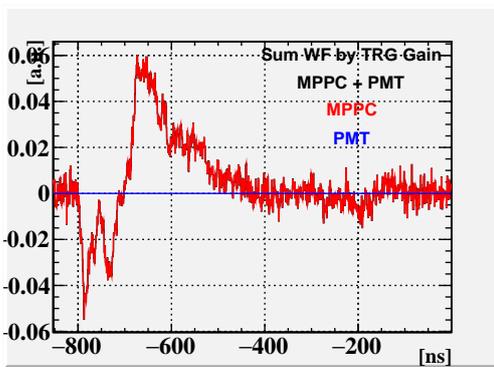


図 9.37 タイミングのずれた宇宙線をトリガーしてしまった際のトリガー信号

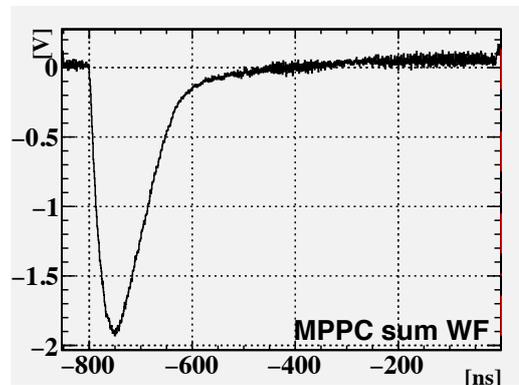


図 9.38 タイミングのずれた宇宙線をトリガーしてしまった際の Sum 波形

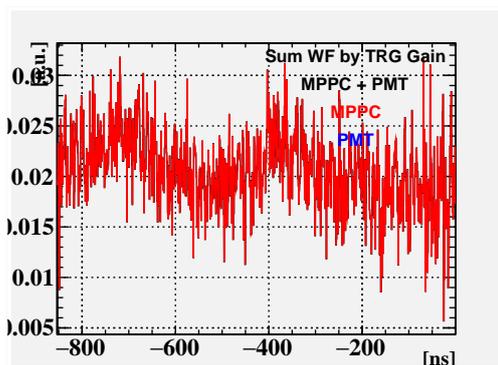


図 9.39 コヒーレントノイズをトリガーしてしまった際のトリガー波形

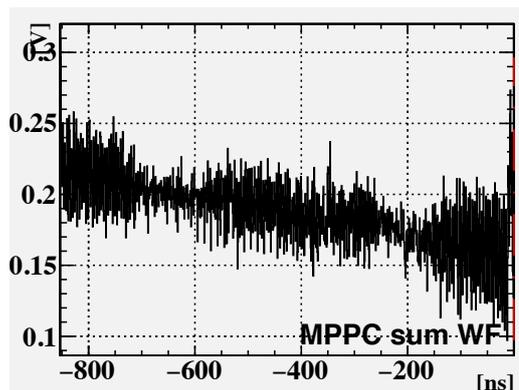


図 9.40 コヒーレントノイズをトリガーしてしまった際の Sum 波形

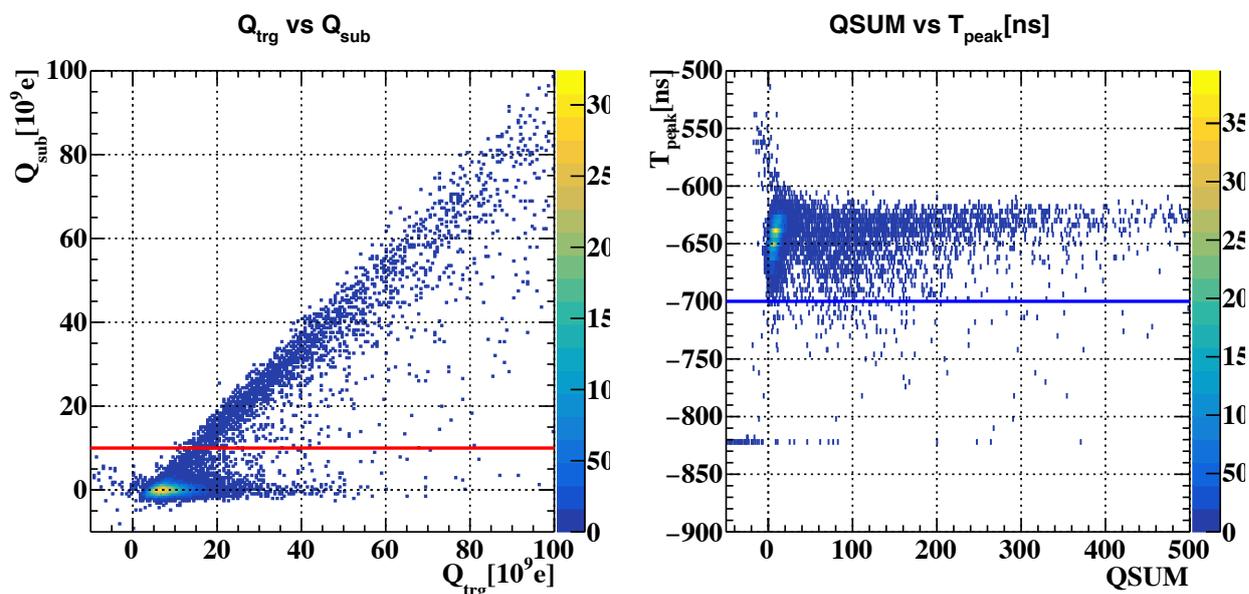


図 9.41 ガンマ線を選ぶイベントセレクション。(左) 非トリガー領域での検出光子数が 10 以上 (赤線より上側) のものを宇宙線イベントとして排除した。(右) 全チャンネルの Sum 波形のタイミングが典型的なガンマ線のタイミングより 50 ns 程度ずれているもの (青線より下側) をテールをトリガーした宇宙線イベントとして排除した。

9.8.2 得られたガンマ線信号とその S/N 比

それぞれの MPPC におけるガンマ線信号の頻度は、MPPC の信号の高さがトリガーに用いた閾値を超えたイベント数/トリガーの有感時間として計算する。ボードをスキャンすると図 9.42 のように、スキャンとともにガンマ線のシンチレーション光を観測する MPPC が変わっていく様子を見ることができた。また、前述したイベントセレクションを行なった後での S/N 比はほとんどの MPPC に関して 10 倍程度と、前年の測定での S/N 比 (1~2) をはるかに上回る S/N 比で測定を行うことができた。

9.8.3 MPPC の位置の算出

MPPC でガンマ線イベントレートの作る信号を図 9.43 に示した。MPPC の位置 x_{MPPC} は、ガンマ線の信号を幅 w のフラットな線の両端に幅 σ のガウシアンを繋げた対称的な関数 (式 9.12) によってフィットすることによって算

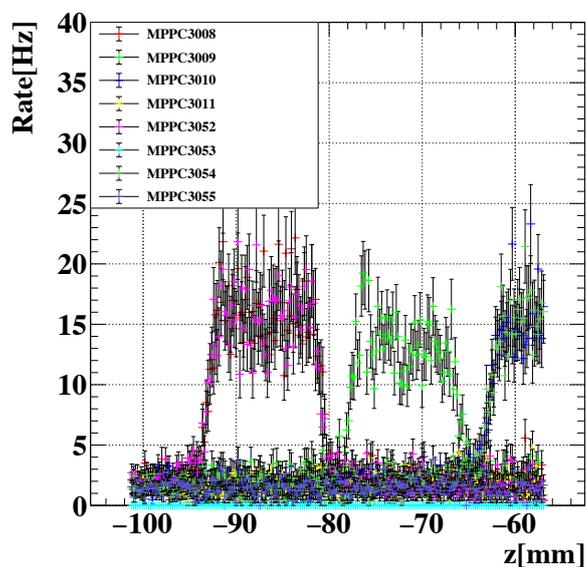


図 9.42 MPPC におけるガンマ線レートのビーム位置依存性。

出した。ただし、 R_{offset} はバックグラウンドによるイベントレートのオフセット。

$$R_{MPPC}(x_{beam}) = R_{offset} + \begin{cases} A \exp(-(x_{beam} - (x_{MPPC} - w/2))^2/\sigma^2) & (x_{beam} < x_{MPPC} - w/2) \\ A & (|x_{beam} - x_{MPPC}| \leq w/2) \\ A \exp(-(x_{beam} - (x_{MPPC} + w/2))^2/\sigma^2) & (x_{beam} > x_{MPPC} + w/2) \end{cases} \quad (9.12)$$

9.8.4 リファレンス位置の算出

リファレンスがある場合の信号を図 9.44 に示した。リファレンスの位置は、MPPC に対するフィッティング関数 (式 9.12) に、局所的な減衰を加えた関数 (式 9.13) でガンマ線信号をフィッティングすることによって求めた。ただし、 R_{offset} はバックグラウンドによるイベントレートのオフセット。

$$R_{lead}(x_{beam}) = R_{offset} + R_{MPPC}(x_{beam}) \times \begin{cases} \exp(-A \exp(-(x_{beam} - (x_{lead} - w_{lead}/2))^2/\sigma^2)) & (x_{beam} < x_{MPPC} - w_{lead}/2) \\ \exp(-A) & (|x_{beam} - x_{lead}| \leq w_{lead}/2) \\ \exp(-A \exp(-(x_{beam} - (x_{lead} + w_{lead}/2))^2/\sigma^2)) & (x_{beam} > x_{lead} + w_{lead}/2) \end{cases} \quad (9.13)$$

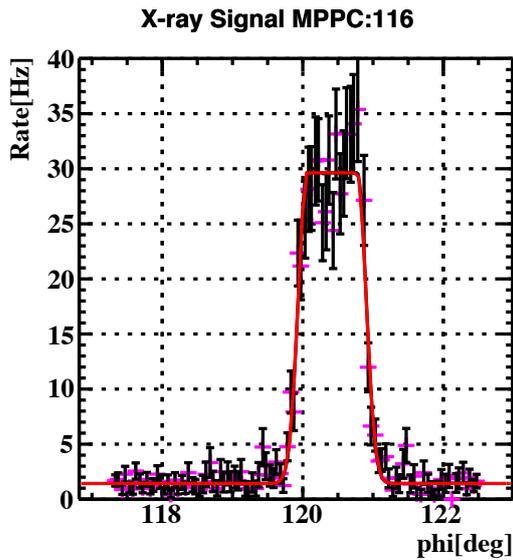


図 9.43 MPPC におけるガンマ線の信号。赤線はフィッティング関数。

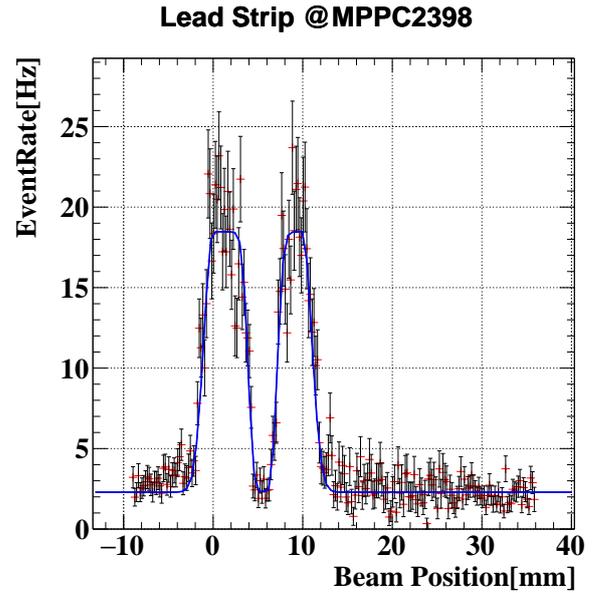


図 9.44 リファレンスがある場合の信号。鋭く落ち込んでいる部分にリファレンスがある。青線はフィッティング関数。

9.9 結果

9.9.1 リファレンス位置の測定結果

図 9.45、図 9.46 は、レーザー測定によって求めた位置とガンマ線によって求めたリファレンス位置の差を矢印の向きと大きさによって示したものである。ただし、MPPC の端に置かれたリファレンス、及び COBRA 磁石に遮られてガンマ線の信号が部分的に隠れてしまったリファレンスではその位置を測定することができなかつたため、プロットされていない。リファレンス位置のずれの z 依存性、 ϕ 依存性に関してプロットしたものが図 9.47 (z 方向)、図 9.48 (ϕ 方向) である。 z 方向、 ϕ 方向に依存した明らかなずれは確認できないが、 ϕ 方向のずれは全体的に

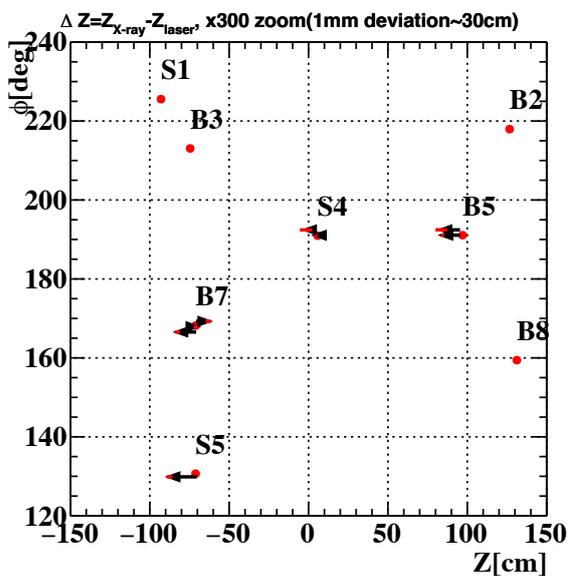


図 9.45 レーザーでの測定とガンマ線での測定におけるリファレンス位置の z 方向の差。ただし実際のずれを 300 倍にして表示している。

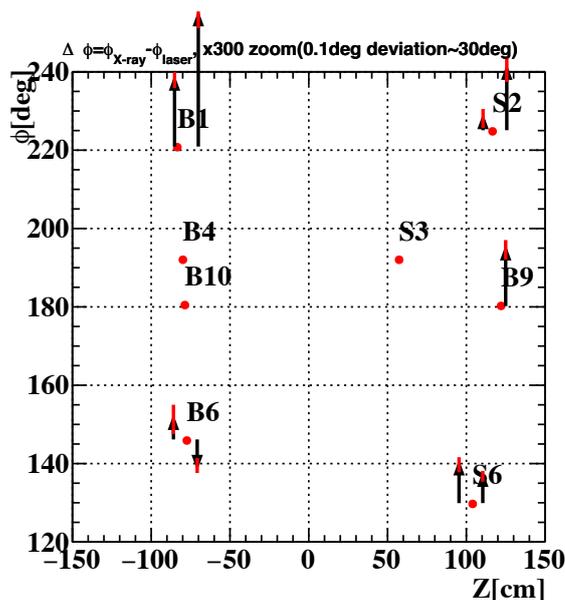


図 9.46 レーザーでの測定とガンマ線での測定におけるリファレンス位置の ϕ 方向の差。ただし実際のずれを 300 倍にして表示している。

正の方向に、 z 方向のずれは全体的に負の方向にシフトしている。特にリファレンス B1 に関しては 1 mm を超える特に大きなずれが確認できる。

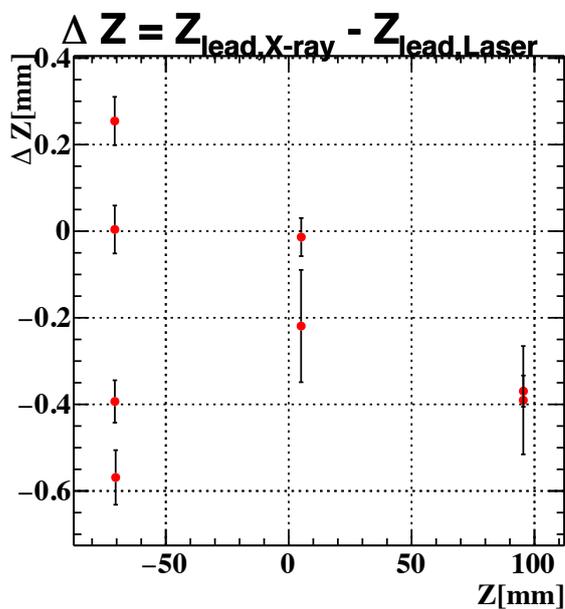
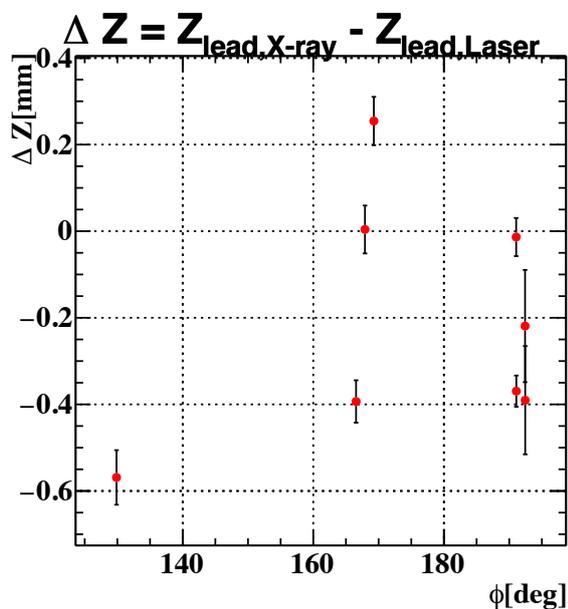


図 9.47 リファレンス位置の z 方向のずれの z 依存性および ϕ 依存性。 z 方向のずれは全てのリファレンスについて $600 \mu\text{m}$ 以内に収まっている。

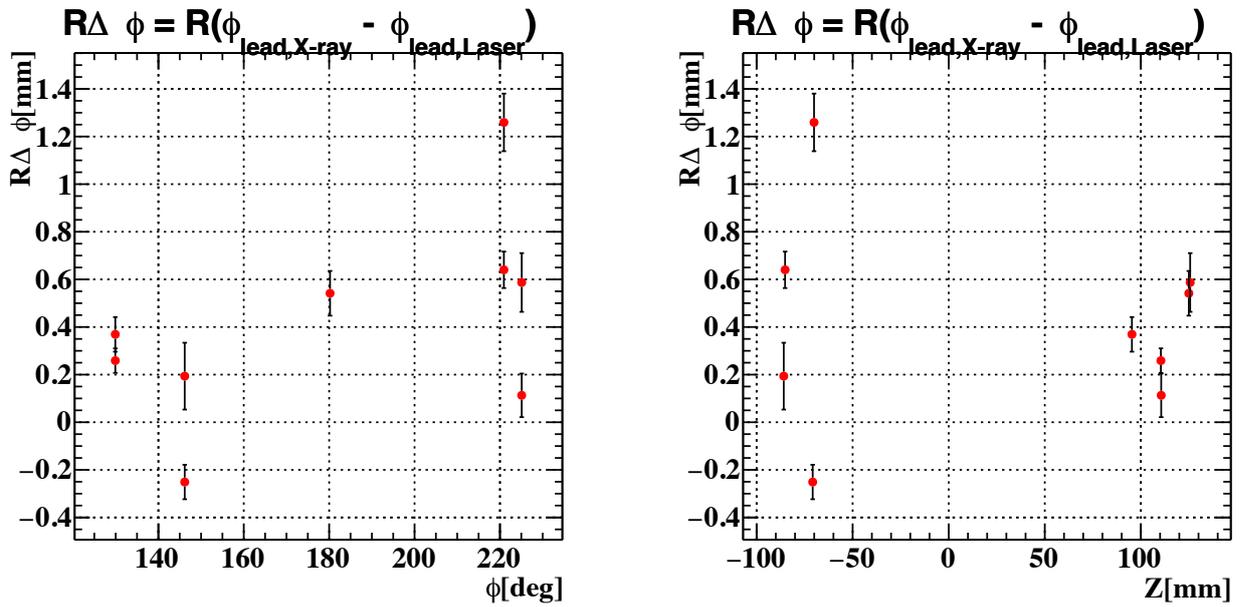


図 9.48 リファレンス位置の ϕ 方向のずれの z 依存性および ϕ 依存性。ただし、入射面の半径 $R=64.84$ cm をかけて mm 単位に変換している。 z 、 ϕ 方向に依存したずれは確認できないが、全体的に ϕ 軸正方向にバイアスされている。

9.9.2 MPPC の測定結果

DAQ 時間が限られていることから、短時間で常温での測定結果と組み合わせるのに必要なデータを取得する必要があった。常温での測定結果と組み合わせる時、中央にある PCB の境目および各 CFRP の端のデータが必要であると考え、その部分の MPPC を重点的にスキャンを行なった。図 9.49 に z, ϕ 両方向の位置を測定できた 827 個の MPPC の位置を示した。

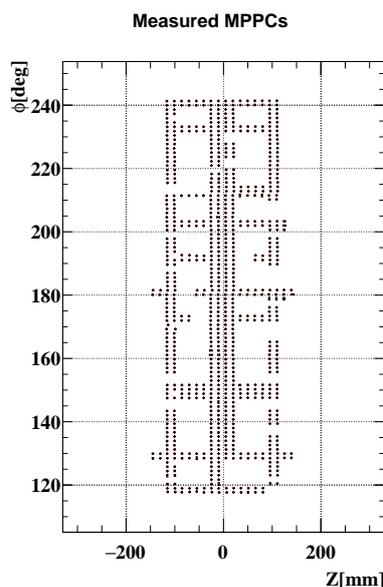


図 9.49 ガンマ線測定によって測定することができた MPPC の位置

9.9.3 不確かさの見積もり

不確かさを表 9.6 にまとめた。これらを全て足し合わせると、 z 方向については $320 \mu\text{m}$ 、 ϕ 方向については $450 \mu\text{m}$ となり、目標であった $500 \mu\text{m}$ の精度での測定を達成した。実際にはリファレンスの位置のずれの RMS はそれ以外の不確かさを含み、重複して見積もっているが、それでも目標精度は達成している。

表 9.6 本測定における不確かさの見積もりのまとめ

原因	z 方向の不確かさ μm	ϕ 方向の不確かさ μm	備考
水準器の測定誤差	-	80	測定中の安定性から
QPD の測定誤差	30	-	測定中の安定性から
レーザートラッカーの測定誤差	15+6	15+6	カタログ値
フィット誤差	150	150	MPPC の信号のフィット誤差
リファレンスの位置のずれの RMS	280	420	-

9.10 まとめ

液体キセノンの温度 (165 K) に冷やされ、熱収縮した状態での MPPC の位置を求め、ガンマ線を検出器外部から照射し、スキャンすることで MPPC の位置をアラインメントする手法を開発してきた。2017 年のガンマ線測定では、ビーム位置の確認のために設置したリファレンスの位置に関して 1 mm 程度の大きなずれが見つかった。2018 年のガンマ線測定では、このような系統的なずれを生じうる原因を調べた。結果として、回転軸に対するコリメータの方向のずれを前年の測定では考慮に入れていなかったこと (9.5.1 節)、及び QPD を用いた回転のモニターにおける較正定数がずれていたこと (9.5 節) がわかり、より正しいビームのアラインメントに基づく測定を実現した。

また、読み出しエレクトロニクスにおけるコヒーレントノイズの影響を避けるために差の波形を用いてガンマ線

をトリガーし、オフラインでも波形情報を用いることで背景事象を削減した。結果として、前年から 60% 程度弱くなった線源を用いながらも前年を大きく上回る SN 比で測定を行うことができた。

リファレンスの測定によってガンマ線のアラインメントについて確かめると、z 方向には $-200 \mu\text{m}$ 、 ϕ 方向には平均的に $400 \mu\text{m}$ 程度のオフセットはあるものの、ずれの RMS から見積もった測定の不確かさによれば、目標の測定精度を達成できている。MPPC に関しては常温での測定結果と比較する上で重要な部分に絞って測定を行い、計 827 個の MPPC について z, ϕ 両方向のスキャンを行った。

第 10 章

常温・低温の両測定を組み合わせた位置の決定

10.1 目的

ここまで、常温での 3 次元位置と低温 (T~165K) での 2 次元位置を測定してきた。本章の目的は以下の 2 つである。

1. 両者を組み合わせて低温での 3 次元位置を求める
2. 両者を比較することによって熱収縮の大きさと傾向を理解する

10.2 計算手法

冷却された状態での MPPC の 3 次元位置は、常温、低温両方のアラインメントの結果を組み合わせることで得ることができる。常温での MPPC の位置が、低温では均一に収縮することを仮定すると、低温での MPPC の 3 次元的位置は 7 つのフリーパラメータを用いて式 10.1 のように書くことができる。

$$\vec{x}_{laser} \mapsto (1 - a)R(\alpha, \beta, \gamma)\vec{x}_{laser} + \vec{c}_{offset} \quad (10.1)$$

ただし、 a は熱収縮に対応するスケーリングパラメータ、 $R(\alpha, \beta, \gamma)$ は原点中心の回転で、Z 軸-X 軸-Z 軸のオイラー回転に対応する。また、 \vec{c}_{offset} は MPPC のグローバルな位置に対応する座標を表す。この変換を受けた常温での 3 次元位置を、ガンマ線による測定で得た低温での位置に $z\phi$ 平面上でフィッティングすることによって 7 つのパラメータを求める。具体的には、式 10.2 の χ^2 を最小化する。

$$\chi^2 = \sum_i (z_{laser} - z_{\gamma-ray})^2 / (\sigma_{laser}^2 + \sigma_{\gamma-ray}^2) + (\phi_{laser} - \phi_{\gamma-ray})^2 / (\sigma_{laser}^2 + \sigma_{\gamma-ray}^2) \quad (10.2)$$

10.3 計算結果

フィッティングを行なった際のパラメータを表 10.1 に示す。

表 10.1 式 10.2 の χ^2 を最小にするような式 10.1 のパラメータ

パラメータ	値
a	$1.8 \pm 0.2 \times 10^{-3}$
α [deg]	-44.000 ± 0.003
β [deg]	$9.2 \pm 0.2 \times 10^{-2}$
γ [deg]	44.000 ± 0.003
x_{offset} [mm]	4.63966
y_{offset} [mm]	-4.61431
z_{offset} [mm]	-0.727735

PCB などの熱収縮率が $C_m = 16 \sim 17$ ppm/deg であること、常温からの温度変化を $\Delta T = 100 \pm 10$ K 程度と仮定すると*1、期待されるスケールパラメータの値は次のように計算される。

$$a_{exp} = C_m \Delta T = 1.6 \pm 0.2 \times 10^{-3} \tag{10.3}$$

実験で得られた値とよい一致をしていることがわかる。図 10.1、図 10.2 はそれぞれ z 方向、 ϕ 方向のフィッティングを行った後の残差であり、この幅は常温でのスキャナを用いた測定と低温でのガンマ線測定との一致精度である。この一致精度は z 方向に関して $280 \mu\text{m}$ 、 ϕ 方向に関して $270 \mu\text{m}$ であった*2。

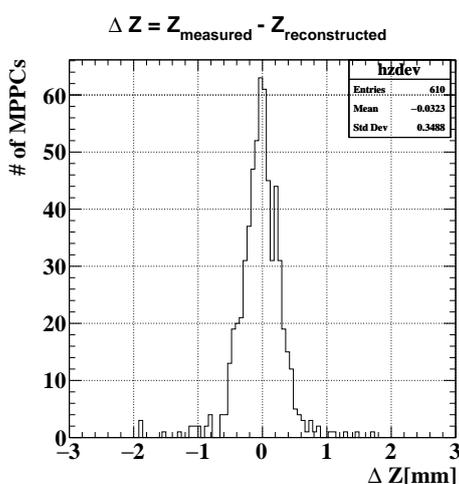


図 10.1 z 方向の残差 $\Delta z = z_{\gamma\text{-ray}} - z_{fitted}$

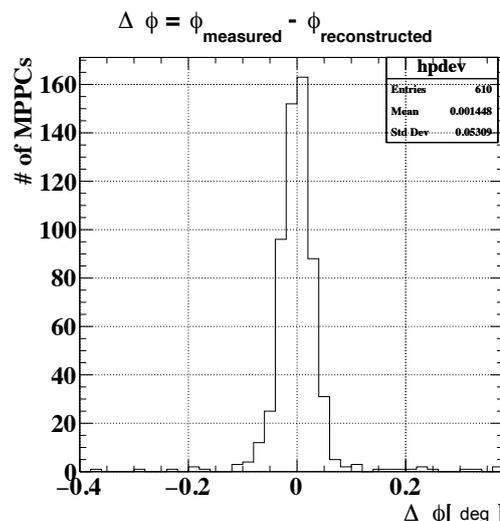


図 10.2 ϕ 方向の残差 $\Delta \phi = \phi_{\gamma\text{-ray}} - \phi_{fitted}$

10.4 まとめ

常温での 3 次元の測定位置を収縮させてガンマ線測定で得られた低温での MPPC の位置にフィットすることによって、低温での MPPC の 3 次元位置を再構成した。フィットの一致精度は z 方向に $280 \mu\text{m}$ 、 ϕ 方向に $270 \mu\text{m}$ であった。常温での測定結果と低温での測定結果を比べて熱収縮の大きさを見積もったところ、PCB や CFRP の熱収縮率によって説明できる結果を得ることができた。

*1 レーザースキャナを用いた測定を行った際の気温データが残っていない

*2 0.024 deg を入射面の半径 ($R=64.84$ cm) を考慮して μm 単位に直した。

第 IV 部

ガンマ線位置分解能の評価

第 11 章

位置分解能の測定実験

本章では、まず 2017 年のパイロットランにおける位置分解能の測定について説明し、この測定における反省点をまとめる。この反省点をもとに、測定をどのように改善したか説明する。最後に、2018 年 12 月のプレエンジニアリングランで取得したデータを用いた位置分解能の見積もりについて述べる。

11.1 原理

スリットの空いたコリメータを検出器の入射面と COBRA 磁石の間に置くと、スリットを通過したガンマ線のヒット位置はピークを作る (図 11.1)。MPPC の入射光量をもとに位置の再構成を行うと、このヒット位置のピークが検出器の位置分解能によって広がる。この広がり的大小をもとに検出器の位置分解能を見積もる。

11.2 背景

2017 年は、ミューオン崩壊からの背景ガンマ線を用いて分解能の測定を試みた。u 方向、v 方向の分解能を測定するべく、MEG 実験で用いられていた 2 種類のコリメータ及び支持機構を使用した。しかし、測定には次のような問題点があり、位置分解能を見積もることができなかった。

1. u 方向の分解能の評価を行うのに用いるコリメータのスリットに対応するピーク同士が被ってしまった (図 11.3)。これは 38 mm のスリット間隔がピーク幅に対して十分長くなかったことによる (図 11.2)。
2. v 方向の分解能を測定するためのコリメータの支持機構の保存状態が良くなく、コリメータの重さにより大きく曲がってしまった。
3. コリメータの位置、検出器の位置を測定しなかったため、同じ設定でのシミュレーションと比較することができなかった。
4. ターゲットが大きく傾いており、ターゲットにおける z 軸方向のガンマ線生成位置の広がりが大きく ($\sigma_z \sim 4$ cm)、スリットの作るピークを u 方向に広げてしまった (図 11.3)。

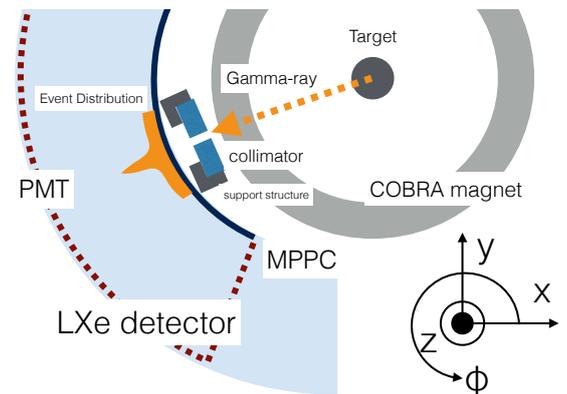


図 11.1 ガンマ線の位置分解能測定実験の概念図。ガンマ線が液体キセノン検出器に入射する前にコリメータを置き、ガンマ線のヒット位置を絞る。



図 11.2 2017 年のパイロットランにおいてインストールしたコリメータ。水平方向のスリット幅は 1 cm、スリット間隔は 3.8 cm であった。

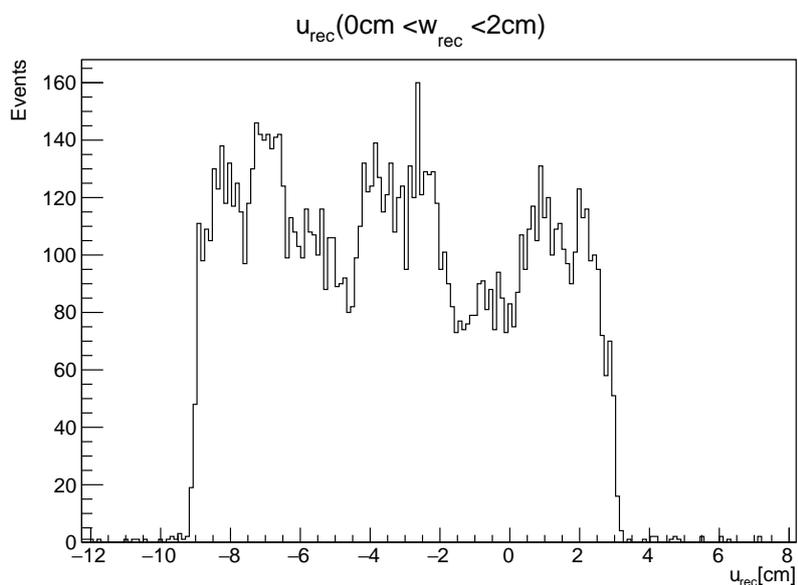


図 11.3 図 11.2 のコリメータを検出器と COBRA 磁石の間に置いて取得したミュオンビームの背景ガンマ線の位置分布。ピーク幅が広く、オーバーラップしている。

11.3 測定セットアップの改善

2017 年の測定の反省点をもとに、次のような改善を行った。

1. コリメータを厚く、スリット幅を狭く、スリット間隔をより長くすることで、細いピークを作る。
2. コリメータの支持機構として、コリメータの重さに耐える頑丈なものを新たに製作する。
3. レーザートラッカーによってコリメータ・検出器の実験共通の座標系でのグローバルな位置を測定する。
4. ターゲットにおける γ 線生成位置の分布が狭い γ 線を用いる

以下、改善点について述べていく。

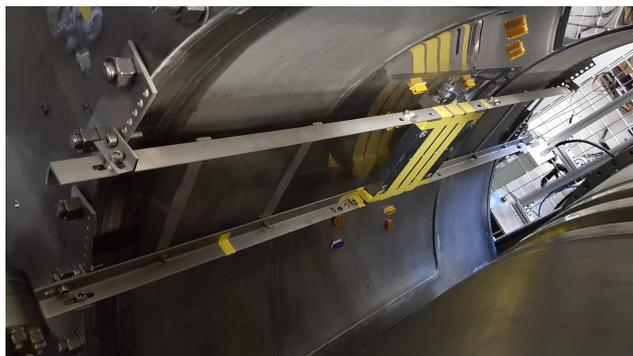


図 11.6 検出器にインストールされたコリメータ。支持機構が大きくたわむことなくコリメータを支えている。

11.3.3 コリメータ・検出器のアラインメント

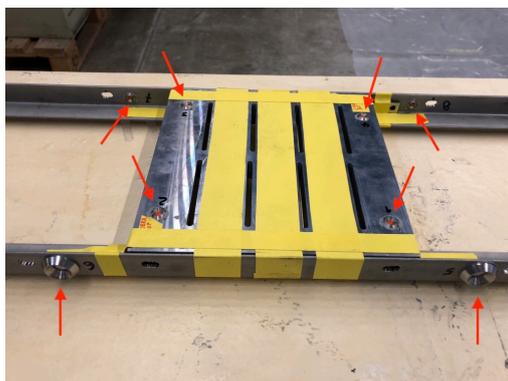


図 11.7 コリメータに取り付けられた 8 つのソケット。このソケットに SMR を置いて、レーザートラッカーで測定することによってコリメータの位置を求める。



図 11.8 リファレンスマーカーとコリメータの位置関係の測定

図 11.7 のように、鉛のコリメータとフレームに 4 つずつリファレンスマーカー用のソケットを設置した。インストールする前に、リファレンスマーカーが鉛コリメータのどこに付いているか測定を行った (図 11.8)。液体キセノン検出器を引き出し、インストールに十分なスペースを確保した上でコリメータの付いたフレームをインストールした (図 11.6)。この状態で検出器の位置、コリメータの位置をレーザートラッカーによって測定した。その後、コリメータのフレームが COBRA 磁石と干渉しない程度に近づけ、再び検出器の位置を測定した。検出器の位置の変換をコリメータに関しても適用することによって、間接的にコリメータの測定位置を求めた。

11.3.4 CW ビームラインによって得られるガンマ線

ミューオンビームを用いる場合、ターゲットを大きく傾けて置き、ビームの広がりも大きいことから、 z 方向にガンマ線生成位置が広がることは避けられない。一方で Cockcroft-Walton (CW) 加速器からの陽子ビームは幅 ~ 1 mm 程度まで絞ることができ、これを 45 度傾けたリチウム標的に照射すると生成位置の広がりが小さい 17.6 MeV の単色ガンマ線を得られる。このガンマ線を用いて位置分解能の測定を行った。

11.3.4.1 CW ビームラインの概要

MEG 実験グループは、実験エリアである $\pi E5$ エリアの下流側に Cockcroft-Walton(CW) 加速器を保有している (図 11.9)。この加速器を用いて得られる 440 keV の陽子を $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ ターゲットに照射することによって、 ${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{Be}$ という反応によって 17.6 MeV ガンマ線を得ることができる (図 11.11, 図 11.12)。ターゲットは 45 度傾けられており、液体キセノン検出器方向に飛んだガンマ線を遮らないようになっている。MEG 実験では、液体キセノンの光量をモニターするなどの目的で、週に 2 回程度ミューオンビームから切り替えて較正用データを取得していた [24]。このビームラインの切り替えは、ミューオンビーム用のターゲットを上流側に引き下げ、CW ビームラインを下流側から図 11.10 に見るようなベローズによってリモートでインストールすることによって比較的素早く行うことができる。

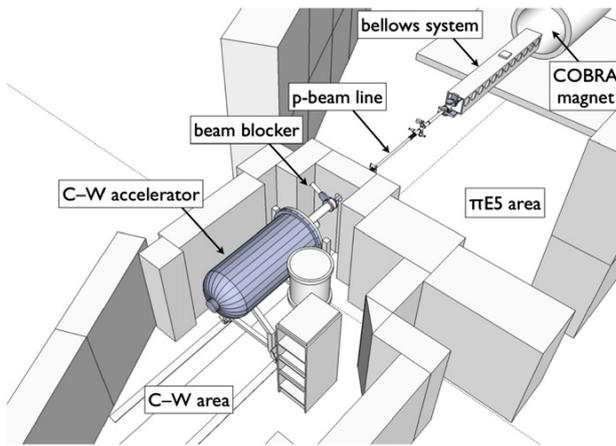


図 11.9 CW ビームラインの俯瞰図 [45]。 $\pi E5$ エリア下流側に位置する Cockcroft-Walton 加速器によって加速された陽子は専用のビームパイプを通して COBRA 電磁石の中央へと運ばれる。



図 11.10 下流側から見た CW ビームラインの bellows

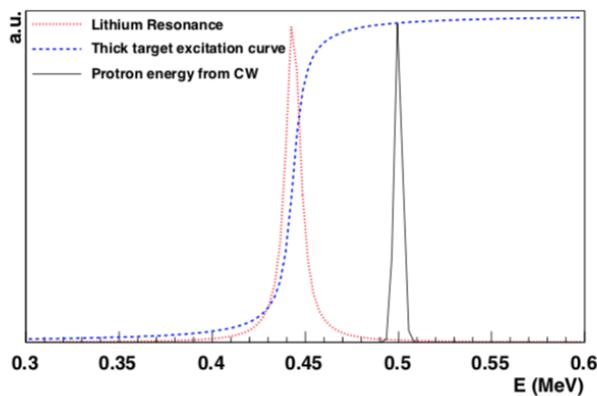


図 11.11 リチウムターゲットにおける共鳴 [46]

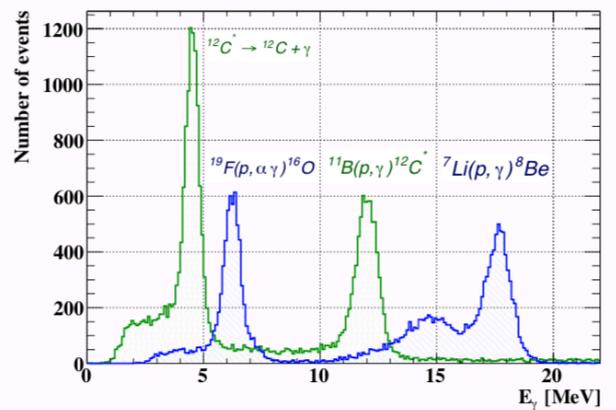


図 11.12 CW ビームラインを用いて得ることのできる γ 線のエネルギースペクトラム [46]。17.6 MeV だけでなく、14.6 MeV 付近にも幅の広いピークがある。

11.3.4.2 パーテックス位置

ガンマ線のパーテックス位置の分布は $2 \times 2 \text{ mm}^2$ のピクセルを 8×8 個、ただし 4 隅を除いて 60 個並べたピクセル検出器 (図 11.13) によって 2018 年夏に測定された (図 11.14)。COBRA 電磁石の磁場下では、X 軸方向に -5 mm , Y 軸方向に -1 mm ずれていることがわかる。また、ターゲットにおけるパーテックスの広がり 0.6 mm 程度と小さかった。ただし、ビーム位置の測定を行なった 2018 年夏から位置分解能の測定実験を行った 12 月中旬にかけては CW ビームラインのインストールおよびアンインストールを何回か行っており、パーテックスの位置およびビーム幅は必ずしも同じではないという点には注意が必要である。

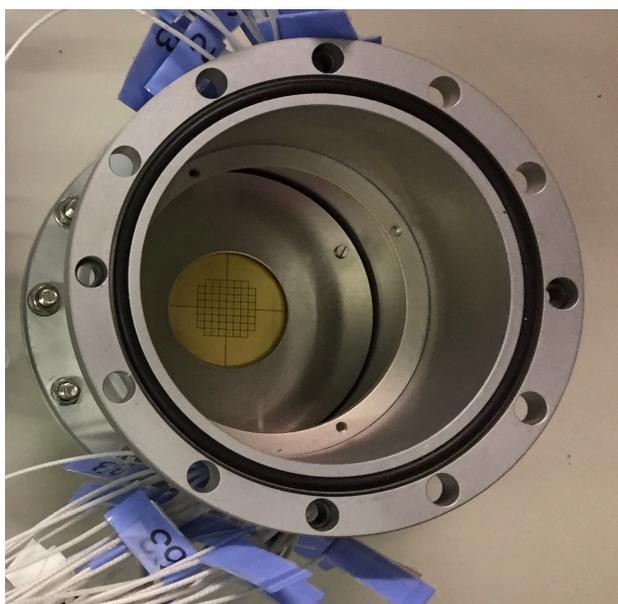


図 11.13 ビームパイプの端に設置された、陽子ビーム照射位置を測定するピクセル検出器 (黄色部分)

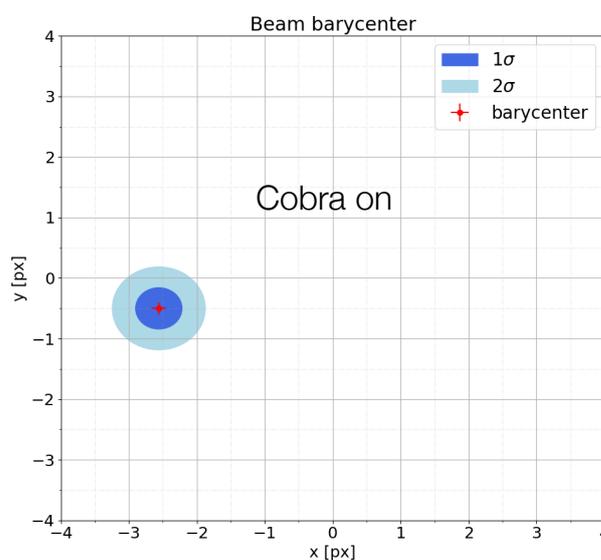


図 11.14 2018 年夏に図 11.13 の検出器で測定された XY 平面上のヒット位置。ヒット位置中心 (赤十字) からの広がりが青色で示されている。

11.3.5 MC シミュレーション

検出器及びコリメータの位置、およびターゲットでのガンマ線生成位置を実装し MC シミュレーションを行った。合計でコリメータを u 方向にして 1×10^6 イベント、v 方向にして 4×10^6 イベントを蓄積した。

表 11.1 MC シミュレーションにおいて生成したガンマ線の設定

ターゲットからのガンマ線の放出角度 ϕ の範囲	$185 \text{ deg} < \phi < 205 \text{ deg}$
ターゲットからのガンマ線の放出角度 θ の範囲	$-0.15 < \cos \theta < 0.15$
ガンマ線のエネルギー	$17.62 \text{ MeV} (72\%) / 14.8 \pm 1.7 \text{ MeV} (28\%)$
ターゲットにおけるガンマ線の生成位置の幅	0.6 mm

11.3.5.1 シミュレーションから予測される位置分解能

MC シミュレーションでは、検出器における真のヒット位置 \vec{x}_{truth} と再構成したヒット位置 \vec{x}_{rec} の差から、位置分解能を知ることができる。図 11.15 は、u, v, w それぞれの位置分解能の深さ依存性である。u, v, w ともに浅い

領域での位置分解能は 2 mm 程度を達成している。

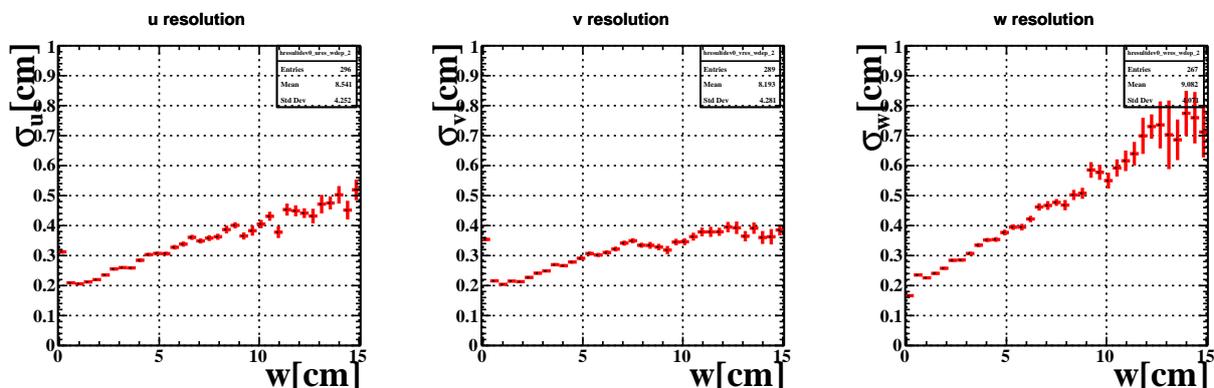


図 11.15 MC シミュレーションにおいて得られる u(左)、v(中央)、w(右) 方向の分解能の深さ依存性。

11.4 データ取得

データ取得は、表 11.2 のような日程で行った。コリメータの方向を変えるタイミングが限られていたことから、u 方向の分解能を見積もるためのデータ取得は v 方向の半分程度の時間しか行うことができなかった。また、コリメータの方向を u 方向から v 方向に変える時にレーザートラッカーを用いた測定を行い、コリメータおよび検出器の位置を測定した。

表 11.2 2018 年のプレエンジニアリングランにおけるコリメータを使用した DAQ

コリメータの方向	期間	取得したイベント数
u	12 December 01:00 - 12 December 13:00	80000
v	12 December 18:00 - 13 December 16:00	192000

コリメータの部分以外に入射したガンマ線によるイベントを避けるために、トリガーはコリメータで覆われている 144 個の MPPC の信号を元にした。

11.5 結果

11.5.1 測定データにおけるエネルギー分布

ガンマ線のエネルギースペクトラムを図 11.16 に示す。ただし、エネルギースケールは 17.6 MeV のピークを用いて調整されている。低エネルギー部分は 14.6 MeV のピーク由来のものに加えて、液体キセノンに入射するまでにエネルギーを失ったもので構成されている。また、高エネルギー側には図 11.17 に見られるように宇宙線バックグラウンド由来のテールが残っている。以降の解析では、17.6 MeV のピーク部分のみを用いて解析を行うために、再構成されたエネルギーが $16.9 \text{ MeV} < E_\gamma < 18.3 \text{ MeV}$ のイベントを用いた。

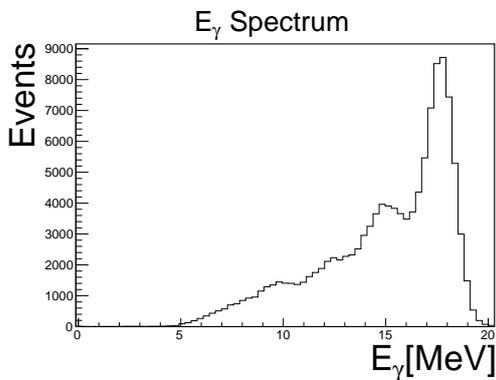


図 11.16 再構成されたガンマ線のエネルギーのヒストグラム ($E_\gamma < 20 \text{ MeV}$)。低エネルギー側のテールは入射前にエネルギーを失ったイベントによるもの。

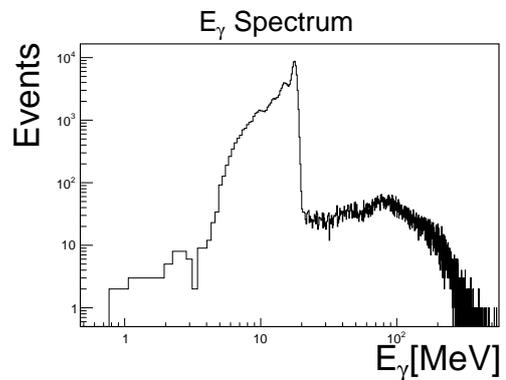


図 11.17 再構成されたガンマ線のエネルギーのヒストグラム。宇宙線バックグラウンドによるテールがあることがわかる。

11.5.2 測定データにおける位置分布

図 11.18, 図 11.19 はエネルギーのカットを施した後の位置分布を示している。ただし、統計が限られていることから、 u 方向のコリメータを置いた際の位置分布はビン幅を大きく取っている。この位置分布から、各スリットに

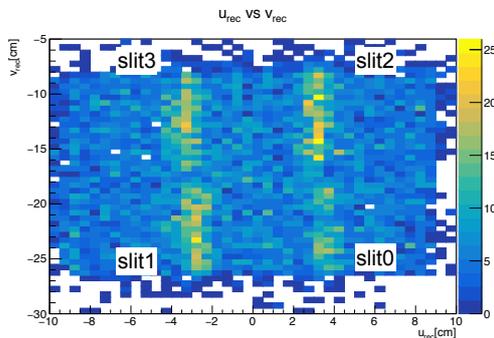


図 11.18 u 方向のコリメータを置いた際の位置分布。縦方向にコリメータのスリットの作るピークを見ることができる。

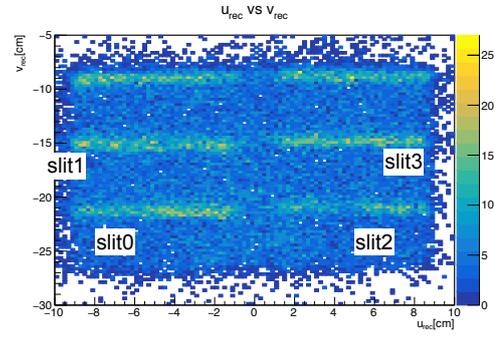


図 11.19 v 方向のコリメータを置いた際の位置分布。横方向にコリメータのスリットのピークがあることがわかる。

対応するピークの幅をガンマ線のヒット位置の深さごとに求める。バックグラウンド (鉛を通過したガンマ線) が一般的な位置分布を持っていると仮定して、図 11.20 のようにガウシアンにオフセットが乗った関数でフィッティング

を行う。ただしこれはバックグラウンドが平坦であり、ヒット位置の分布におけるピークの幅をガウシアンと近似できるという 2 つの仮定の上で成り立つことに注意が必要である。

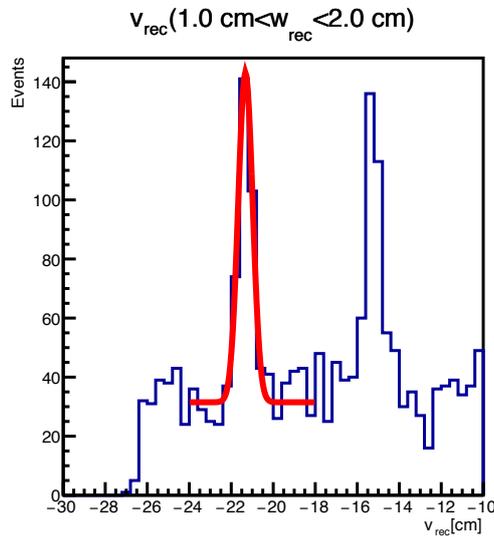


図 11.20 図 11.19 の位置分布のうち、スリット 0 および 1 側での v 方向の位置分布。赤線はスリットに対応するピークのフィット曲線。

以降の解析では、スリット部分に dead channel があったもの (u 方向でのスリット 0 及び v 方向でのスリット 2) については除いて解析を進める。

11.5.3 データと MC シミュレーションの比較

11.5.3.1 ピークの位置

スリットが作る位置分布のピークについてデータとシミュレーションの差を比較したものが図 11.21 (u 方向), 図 11.22 (v 方向) になる。浅い部分 ($w_{rec} < 4$ cm) での位置の差は概ね -2 mm \sim 2 mm の間に抑えられている一方で、深い部分での差はより大きくなっている。

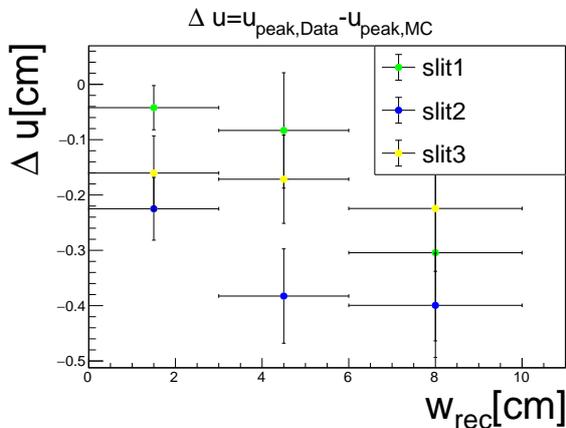


図 11.21 u 方向のスリットの位置の差の深さ依存性

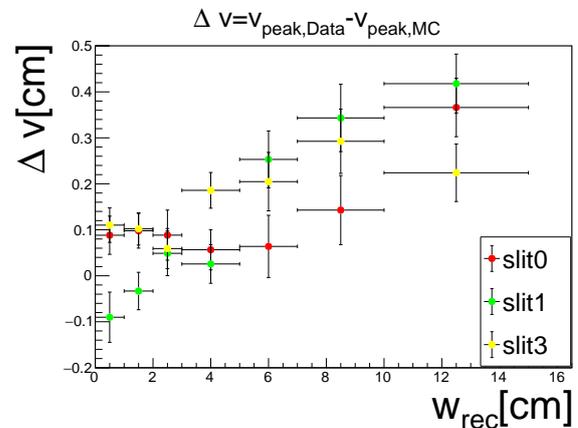


図 11.22 v 方向のスリットの位置の差の深さ依存性

このずれはガンマ線の位置測定における系統誤差に対応することから、2 mm 程度のガンマ線の位置測定精度を達成するためには、この差を理解することでずれを減少させる必要がある。ずれの原因としては、以下の 4 つが挙げられる。

1. MPPC の校正の非一様性
2. MPPC の位置のミスアラインメント
3. ガンマ線生成位置のミスアラインメント
4. 位置再構成の非一様性

1. については、MPPC の校正が非一様であった場合は、入射光子数が相対的に高く見積もられた MPPC の方に再構成位置が寄ってしまう可能性がある。2. については、第 3 章で行った MPPC のアラインメントが系統的にずれている場合はガンマ線の再構成位置も同様にずれてしまうことから、ずれの原因となりうる。3. について、ガンマ線の生成位置がずれていた場合、スリットを通過するガンマ線の方向もずれることになり、これは深さに依存したずれを引き起こす (図 11.23)。u 方向のピーク位置のずれはガンマ線の生成位置の z 方向のずれに、v 方向のピーク位置のずれは y 方向のずれに対応する。今回の測定ではターゲットからコリメータまでの距離とコリメータから入射面までの距離はおおよそ 5:1 であったことから、入射面近くにおける 1 mm 程度のずれはターゲットにおける 5 mm 程度のずれに相当する。今後の課題としてはガンマ線生成位置のアラインメントを行い、今回のプレエンジニアリングランでのガンマ線の生成位置が以前得られたものと同じかどうかを検証することが挙げられる。

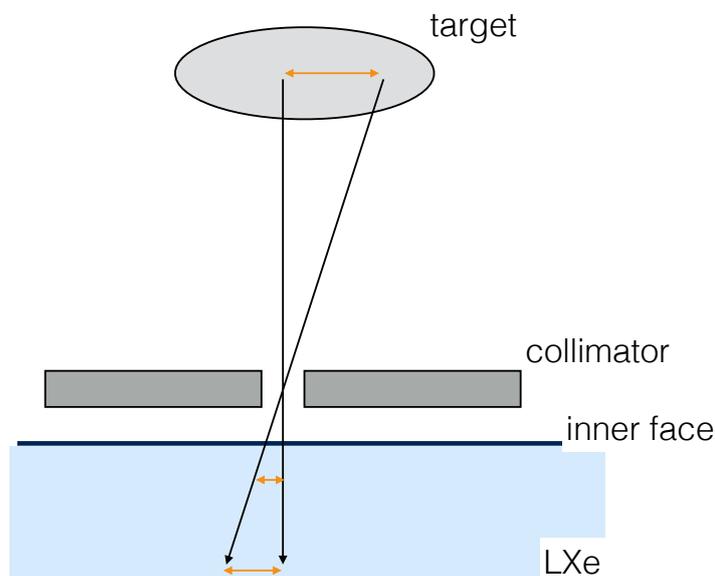


図 11.23 ガンマ線の生成位置が異なる場合のガンマ線の入射位置のずれに関する概念図。ガンマ線の生成位置が異なる場合再構成位置のずれは深さ依存性をもつ。

11.5.3.2 u 方向のピーク幅

今回解析を行ったスリット 1,2,3 におけるデータとシミュレーションでのピーク幅の比較をそれぞれ図 11.24, 図 11.25, 図 11.26 に示した。スリット 1 では他のスリットに比べデータとシミュレーションで大きな差が見られたが、この理由については分かっていない。その他のスリットに関しては、MC シミュレーションでのピーク幅と誤差の範囲で一致しているが、解析はデータの統計量が少ないことで大きく制限されている。

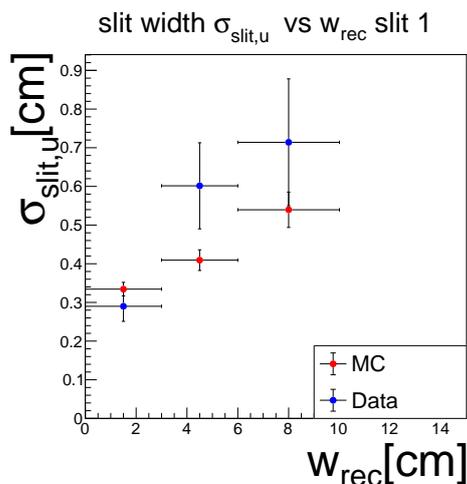


図 11.24 スリット 1 におけるスリット幅のデータとシミュレーションの比較。

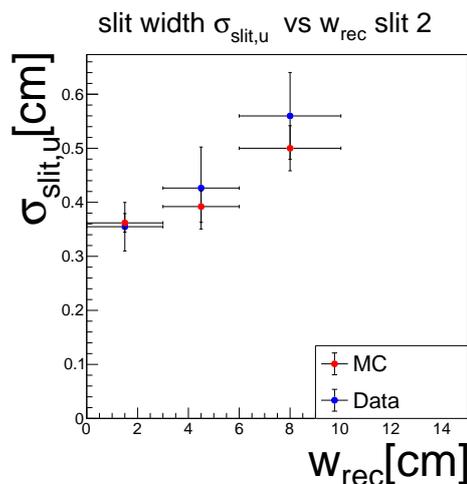


図 11.25 スリット 2 におけるスリット幅のデータとシミュレーションの比較。

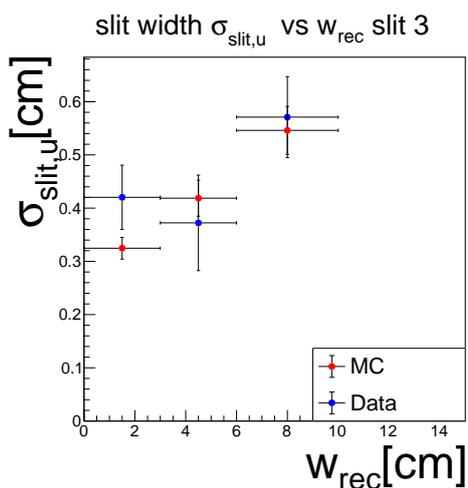


図 11.26 スリット 3 におけるスリット幅のデータとシミュレーションの比較。

11.5.3.3 v 方向のピーク幅

今回解析を行ったスリット 0,1,3 におけるデータとシミュレーションでのピーク幅の比較をそれぞれ図 11.27, 図 11.28, 図 11.29 に示した。スリット 1 では分解能が悪い方向にシフトしているが、その他のスリットでは深さが 6cm 未満の領域では MC シミュレーションでのピーク幅と同程度のピーク幅が測定された。

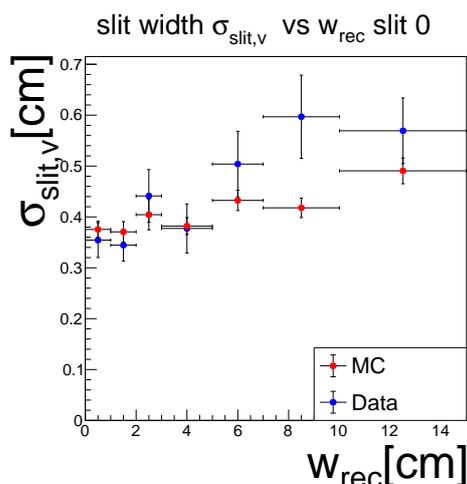


図 11.27 スリット 0 におけるスリット幅のデータとシミュレーションの比較。

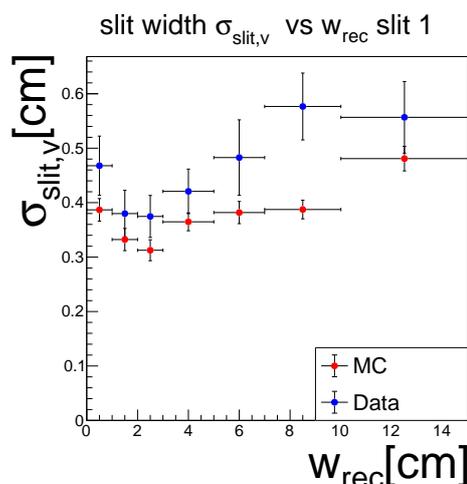


図 11.28 スリット 1 におけるスリット幅のデータとシミュレーションの比較。

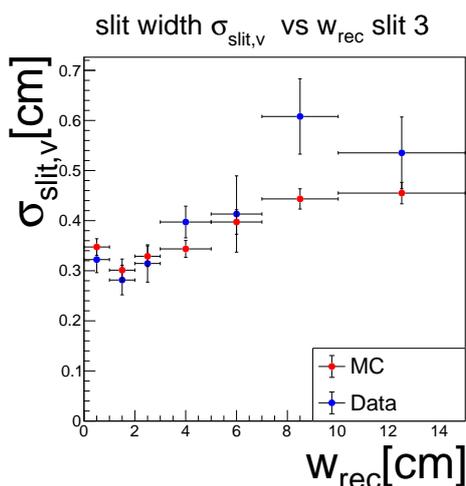


図 11.29 スリット 3 におけるスリット幅のデータとシミュレーションの比較。

11.6 位置分解能の評価における系統誤差

今回得られたピーク幅を用いて位置分解能を決定するには、以下の 3 つの系統的な誤差を考える必要がある。

1. 評価手法
2. ガンマ線生成位置の広がり
3. 位置再構成の非一様性

11.6.1 評価手法

前述したように、今回の評価では再構成された位置分布の一様性を仮定し、ヒット位置のピークをガウシアンで近似した。一方で、実際にはヒット位置のピークはガウシアンではなく、台形のような形であるはずである。これ

は鉛に完全に遮られない部分を通じたものは減衰されない一方で、コリメータを掠めたものはその遮られた長さに減衰率が依存するからである (図 11.30)。ヒット位置がガウシアンで近似できない場合、再構成した位置についてもガウシアンで近似することはできない。従って、今後はヒット位置の分布の形状についてシミュレーションによって理解を深め、今回の近似が妥当かどうか、また妥当でない場合にどのような評価手法をとるべきか研究を行っていく必要がある。

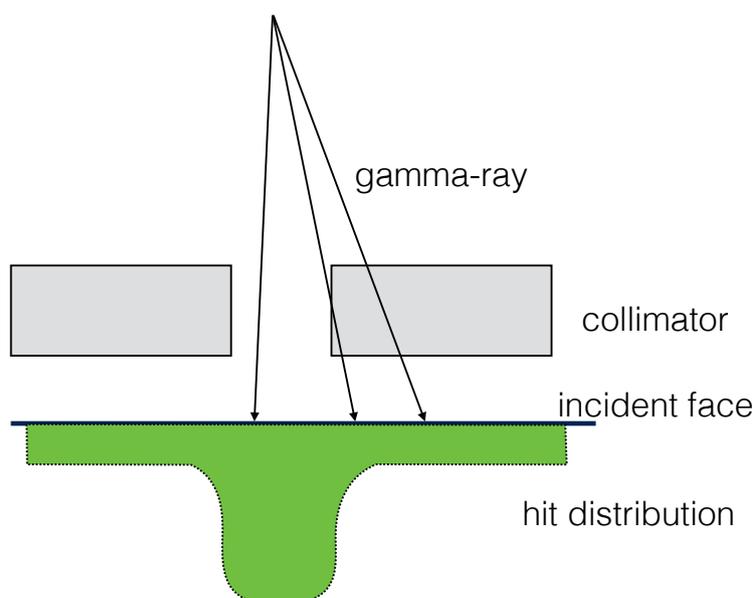


図 11.30 コリメータによって作られるヒット位置分布の概念図。鉛で覆われていない部分は平坦であるはずである。

11.6.2 ガンマ線生成位置の広がり

ガンマ線の生成点の広がりデータとシミュレーションで異なる場合、入射面におけるヒット位置分布の広がりも対応して変化することになる。ガンマ線の生成点がシミュレーションで仮定しているものよりも広い場合、ヒット位置の分布がより広い分布を持つことになるため、位置分解能を悪く見積もってしまう。11.3.4.2 節で触れたように、今回のプレエンジニアリングランではターゲット上での陽子ビームの照射位置の測定を行うことができなかったため、陽子ビームの照射位置の広がりに関しては大きな不定性があると考えられる。

11.6.3 位置再構成の非一様性

これまでの研究で、非常に浅い領域 ($w < 0.5$ mm) に入射したガンマ線の再構成位置がヒット位置から近い MPPC に集まってしまうという問題がわかっている (図 11.31)。

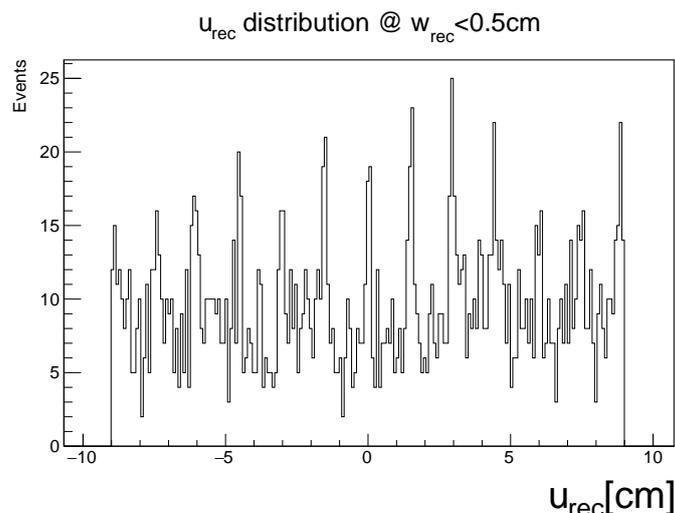


図 11.31 浅い領域 ($w_{rec} < 5mm$) で相互作用したガンマ線の u 方向の位置分布。規則的に並んでいるそれぞれのピークが MPPC の中央に対応する。

従って、スリットが MPPC の中心付近にある場合とそうでない場合で再構成された位置のピーク幅が変わってしまうことが予想される。この問題の存在はコリメータの設計時から分かっており、MPPC とスリット位置との相対的な位置関係がスリット毎に異なるようにコリメータのスリット間隔を調整してある (11.4 節参照)。従って、本測定で取得したデータを用いてこの系統誤差に関する理解が進むことが期待される。

11.7 まとめ

2017 年のパイロットランでは、MEG 実験で使用されたコリメータを再利用して位置分解能の測定を行った。この測定で得られた改善点を踏まえて、コリメータおよびその支持機構の設計を見直し、製作した上で、その位置をレーザートラッカーを用いて測定した。2018 年のプレエンジニアリングランでは、ガンマ線生成位置を比較的狭く絞ることのできる Cockcroft-Walton 加速器で加速した陽子を用いて得られる単色ガンマ線を用いて測定を行った。結果として、ピーク同士がよく分離した位置分布を得ることができた。

u 方向、 v 方向ともにピークの位置は検出器の位置を反映したシミュレーションと比べた際のずれに深さ依存性が存在し、ガンマ線の生成位置のミスアラインメントを示唆する結果となった。ミスアラインメントの影響が少ない浅い領域では、データのピーク位置を 2 mm 程度の精度で再現できた。また、位置分解能に対応するピークの幅に関しては MC シミュレーションで見られる深さ方向の依存性を再現し、浅い部分でのピークの幅は深い部分よりも狭くなる傾向を見ることができた。しかし、位置分解能を算出する上では幾つかの系統的な誤差についての議論を深める必要がある (11.6 節)。具体的には、MC シミュレーションを用いて位置分布のピークの構造をより良く理解すること、陽子ビームのアラインメントを行うことによってシミュレーションの設定をよりデータでの状況に近づけて比較すること、位置分布の非一様性に関して理解を深めることの 3 つが挙げられる。

第 V 部

結論及び展望

第 12 章

結論及び展望

本研究では、液体キセノン検出器において期待される 2.5 mm 程度の位置分解能を実際の検出器で達成するために必要な研究として、

1. 光センサーの較正
2. MPPC のアラインメント
3. 位置分解能の評価

を行なった。

12.1 光センサーの較正

12.1.1 動機・背景

ガンマ線の位置及びエネルギー分解能の目標を達成する上で、高精度な光センサーの較正は非常に重要である。特に、位置分解能の悪化を 0.5 mm 未満に抑制するためには、MPPC の応答を 6% より良い精度で較正することが必要であるとわかっている。PMT に関しては MEG 実験でその較正手法が確立されている一方で、MEG II 実験で新しく導入した MPPC については較正手法を開発する必要があった。

12.1.2 結論

12.1.2.1 MPPC のゲイン

発光時間分布の狭い微弱な LED 光を用いて、1 光電子に対応する電荷を直接測定した。読み出しエレクトロニクスにおけるコヒーレントなノイズを削減し、ペDESTAL に対応するピークと 1 光電子に対応するピークを分離した。オーバー電圧 7 V ではほぼ全ての MPPC においてゲインの測定に成功した。ゲインの平均値は 1.43×10^6 であり、全体のばらつきは 4.5% であった。

12.1.2.2 MPPC の EQF

LED の光子数分布がポアソン分布に従うことを利用して、クロストークやアフターパルスといった相関ノイズによる電荷の増加分 (EQF) について評価を行なった。異なる積分区間での EQF を比較することによって、異なる時間特性をもつクロストーク及びアフターパルスの効果を切り分けて較正する手法を開発した。結果として、大部分の MPPC でオーバー電圧 7V ではアフターパルスの効果が非常に大きいことがわかった。

12.1.2.3 PMT のゲイン

MEG 実験から行われてきた統計的な手法に基づいて較正を行い、データ量を確保すれば 1% を下回る統計精度で測定を行えることを確認した。また、電圧とゲインの関係式からゲインを 1.5% の精度で揃えた。

12.1.2.4 光子検出効率

MEG 実験と同様検出器内部の α 線源を用いて行なった。液体キセノンの発光量が最大だと仮定して計算すると、PMT の QE は平均して 15.1%、MPPC の PDE は 6.5% と測定された。MPPC の PDE は開発段階での測定結果である約 20% よりも大幅に低い値となった。PMT の QE を MEG 実験と比較すると液体キセノンの発光量は 70% 程度と求められるが、この発光量を考慮に入れても MPPC の PDE の低い測定値は説明することができない。一方で、MPPC の PDE の角度依存性については、開発段階の測定結果をよく再現し、MPPC 表面の反射率の角度依存性よりも大きな角度依存性が見られた。

12.1.3 展望

本研究では MPPC のアフターパルス特性と光子検出効率について予想と異なる値を測定した。この原因についての調査として、まず次の 2 つを行うべきだと考えられる。

1. 低温でのブレイクダウン電圧を測定する
2. 光子検出効率の測定に関する系統誤差の見直し

12.1.3.1 ブレイクダウン電圧の測定

MPPC のアフターパルスが大きい原因の可能性の一つとしては、実際より高いオーバー電圧で動作させてしまっている可能性が考えられる。6.2.2.2 節で触れた通り、現在のブレイクダウン電圧は MPPC の製造元である浜松ホトニクスから提供された常温での動作電圧を元にある温度係数を仮定して算出している。仮にこの温度係数を過小評価してしまった場合、ブレイクダウン電圧を本来より高く見積もってしまい、結果としてオーバー電圧が真の値より大きい状態で MPPC を運用してしまうことに繋がる。これを避けるためには、低温でのブレイクダウン電圧を測定することが必要である。ブレイクダウン電圧を測定する手法としては、オーバー電圧を変化させてゲインを測定し、両者の線形な関係からゲインが 0 になる電圧を求める手法がよく使用される。ところが、液体キセノン検出器ではノイズ環境が厳しく、オーバー電圧を下げてゲインの較正を行うことが容易でなかったため、これまでブレイクダウン電圧を精度よく測定できなかった。そこで、今回使用したノイズ除去などによって、低いバイアス電圧でもゲインの測定、ひいては低温でのブレイクダウン電圧の測定を行うことができれば、今回測定したアフターパルスが大きなオーバー電圧によるものか判断することができる。

12.1.3.2 光子検出効率の測定における系統誤差の見積もり

正しい PDE の値を得るためには、7.5 で述べた系統的な誤差に対する理解が不可欠である。MC シミュレーションをもとに各種パラメータの設定が異なった場合の評価誤差を見積もること、および吸収長や散乱長などのパラメータを実機で測定していくことが今後の課題である。

12.2 MPPC のアラインメント

12.2.1 背景・目的

ガンマ線の位置再構成には MPPC を用いることから、MPPC のアラインメントの精度はガンマ線の位置測定精度に直接影響を与える。ガンマ線の位置分解能は 2.5 mm が期待されていることから、アラインメント精度としてはそれより十分小さい 500 μm を目標にアラインメントを行ってきた。

12.2.2 結論

12.2.2.1 常温における MPPC のアラインメント

建設段階において、常温での MPPC の表面をレーザースキャナーによって測定し、レーザースキャナーでアクセスしやすかった側面近くを中心に 426 個の MPPC の位置を 120 μm の精度で測定することに成功した。また、この限られたデータから 4092 個全ての MPPC の位置を再構成した。

12.2.2.2 低温における MPPC のアラインメント

液体キセノン中ですぐ止まる 120 keV 程度のガンマ線を検出器外部から照射し、スキャンすることによって MPPC の位置を測定した。 z 軸方向には 320 μm 、 ϕ 軸方向には 450 μm の精度での測定を実現した。一方でガンマ線ビームの位置が z, ϕ 両方向に数 100 μm 程度のオフセットがあることがわかっており、この原因を検証する必要がある。

12.2.2.3 常温と低温のアラインメントの比較

常温と低温両方での測定結果を熱収縮を考慮して比較した。常温での測定結果を一様な熱収縮を仮定して低温での測定結果と比較すると、その熱収縮の大きさは検出器の物質の熱収縮率から予想される値と一致した。また、このフィットを行った結果 z, ϕ 両方向の結果の一致精度はともに 280 μm 程度となり、MPPC 同士の相対的な位置関係はこの精度で整合していることがわかった。

12.2.3 展望

前述したように、ガンマ線ビームの位置が最大 400 μm ずれていることから、これを元に測定した MPPC の位置も同様にずれている可能性がある。このずれに関して検証することが今後の課題である。一方で、今後は COBRA 磁石内部にドリフトチャンバーがインストールされ、取り出す機会が限られてくることを踏まえると、他の検出器と干渉しないアラインメント手法を模索することが望ましい。そこで、ここではそうしたアラインメント手法の例として次の 2 つについて議論する。

1. コリメータを用いた測定
2. ドリフトチャンバー内での対生成 (Annihilation in flight) を用いたアラインメント

12.2.3.1 コリメータを用いたアラインメント

今回のプレエンジニアリングランで行ったように、コリメータを用いた測定はアラインメントを検証する一つの手法である。ガンマ線の生成位置とスリットの位置が共通の座標系でわかっているならば、再構成された位置分布におけるピークの位置をリファレンスとしてアラインメントの評価を行うことができる。本測定の長所としては、共通

の座標系でのガンマ線の再構成位置を検証することができることである。一方で、コリメータをインストールするために検出器を動かさなければならず、物理データ取得時の MPPC の位置を直接測定できないことが短所となる。

12.2.3.2 ドリフトチャンバー内での対生成 (Annihilation in flight) を用いたアライメント

また、もう一つの有力な方法は、ドリフトチャンバーの中での対生成で生じたガンマ線を用いる方法である (図 12.1)。ドリフトチャンバーにおける対生成する前の陽電子の軌跡の情報からガンマ線の出る方向を求めることができるため、液体キセノンにおけるガンマ線の再構成位置と比較することができる。本手法は検出器の移動やコリメータのインストールを行う必要がないという利点がある一方で、ドリフトチャンバー側の再構成に何らかのバイアスがあった場合にその影響を受けてしまうという欠点がある。展望としては、シミュレーションを通じて必要な統計量を見積もることから始めると良いと考えられる。

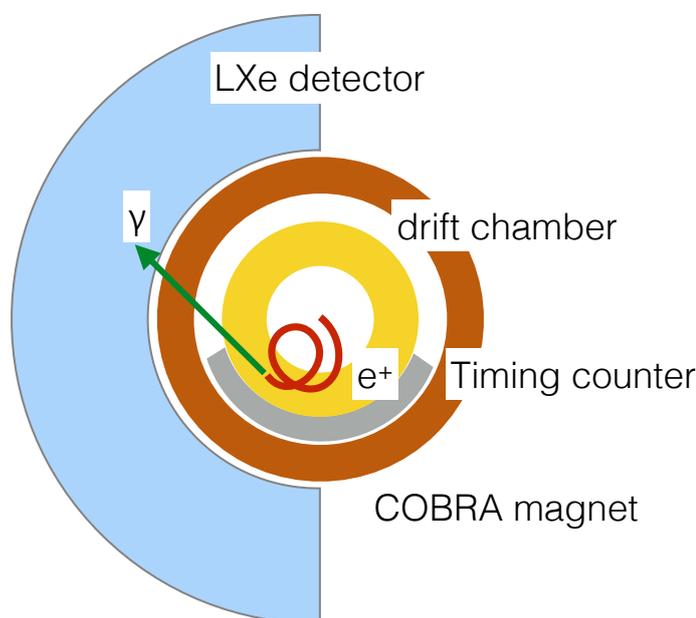


図 12.1 Annihilation in flight(AIF) の概念図

12.3 位置分解能の評価

12.3.1 目的・背景

MPPC の導入によって入射面の読み出しが高精細化したことで、2.5 mm 程度の位置分解能が期待されている。コリメータによってガンマ線位置分布を絞り、スリットに対応するピークの位置と幅をシミュレーションと比較し、位置測定精度を測定する。アップグレード後初めて位置分解能の評価実験を行った際は、コリメータの位置がわからず、加えて得られた位置分布のピークが重なってしまったことで、位置分解能の評価を行うことができなかった。

12.3.2 結論

最初の評価実験の反省を生かし、デザインを改善したコリメータを新たに製作し、レーザートラッカーによるアライメントを行った。ガンマ線源としては Cockcroft-Walton 加速器から供給される陽子を用いて得られる 17.6 MeV の単色ガンマ線を用いて、約 2 日間に渡ってデータを取得した。期待通りピーク同士が干渉しない位置

分布を得た。コリメータのスリットに対応するピーク位置を検出器及びコリメータのジオメトリを再現した MC シミュレーションと比較したところ、浅い部分では 2 mm 程度の精度で一致した。一方で、位置分解能の評価は考慮すべき系統誤差を複数抱えていることから、今後の課題とした。

付録

A MPPC 表面における光の透過率の計算

A.1 動機・目的

シンチレーション光が MPPC のシリコン層に到達するためにはクォーツ、液体キセノン、絶縁層を透過する必要がある。これまでの研究では、検出効率の角度依存性としてこれらの層での透過率 $T_{fresnel}$ の角度依存性が支配的だとして、測定データとの比較を行ってきた。一方で、従来の計算では、多層膜における光の反射において、振幅反射率を用いて計算すべき部分をエネルギー反射率を用いて計算してしまっていたことがわかった(後述)。本節では、フレネルの式をもとにクォーツ窓に入射したシンチレーション光がシリコン層表面を透過する確率(透過率)を計算し直すことで、測定データとの比較を正しく行うことを目指す。

A.2 フレネル係数

一般的に、屈折率 n_1 の媒質から n_2 の物質に光が入射する際のフレネル係数 r_s (s 波) 及び r_p (p 波) は、入射角 θ_i 、屈折角 θ_t を用いて次のように表すことができる。

$$r_s = \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} = \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_i\right)^2}}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_i\right)^2}} \quad (\text{A.1})$$

$$r_p = \frac{n_1 \cos \theta_t - n_2 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_t + n_2 \cos \theta_i} = \frac{n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_i\right)^2} - n_2 \cos \theta_i}{n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_i\right)^2} + n_2 \cos \theta_i} \quad (\text{A.2})$$

このフレネル係数は振幅反射率であり、エネルギー反射率 R とは $R = r^2$ の関係がある。

A.3 フレネルの式に従う多層膜における透過率・反射率

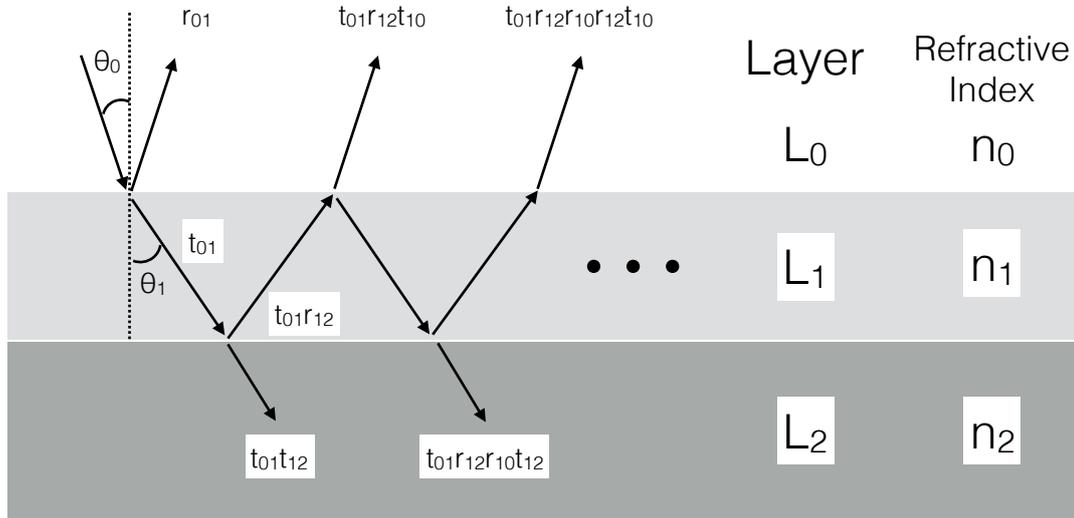


図 A.1 多層膜における光の反射に関する模式図。屈折率 n_0 の層 L_0 から入射した光は、屈折率 n_1 の層 L_1 、屈折率 n_2 の層 L_2 に透過していくが、全体の系としての反射率を計算するためには、境界面における反射と位相のずれを考慮に入れる必要がある。

屈折率 n_0 の層 L_0 から、屈折率 n_1, n_2 の層 L_1, L_2 に角周波数 ω の光が入射する場合の反射を考える (図 A.1)。中間層 L_2 の厚さを d とすると、 L_0 と L_1 の境界面で反射した光と L_1 と L_2 の境界面で反射した光の光路差は $2n_1d \cos \theta$ であり、位相差は $\delta = 4\pi n_1d \cos \theta / \lambda$ となる。

この時、入射光 $f_{in} = e^{i\omega t}$ が多重反射した際の反射光 f_{total} は、層 i から層 j に入射した際のフレネル係数を r_{ij} とすると、

$$f_{total} = r_{01}e^{i\omega t} + t_{01}r_{12}t_{10}e^{i(\omega t - \delta)} + t_{01}r_{12}r_{10}r_{12}t_{10}e^{i(\omega t - 2\delta)} + \dots \tag{A.3}$$

$$= \{r_{01} + t_{01}r_{12}t_{10} \sum_{k=1}^{\infty} (r_{10}r_{12})^{k-1} e^{-ik\delta}\} e^{-i\omega t} \tag{A.4}$$

$$= \{r_{01} + t_{01}r_{12}t_{10}e^{-i\delta} \sum_{k=1}^{\infty} (r_{10}r_{12})^{k-1} e^{-i(k-1)\delta}\} e^{-i\omega t} \tag{A.5}$$

$$= \{r_{01} + t_{01}r_{12}t_{10}e^{-i\delta} \frac{1}{1 - r_{10}r_{12}e^{-i\delta}}\} e^{-i\omega t} \tag{A.6}$$

$$= \frac{r_{01} + r_{12}e^{-i\delta}}{1 + r_{01}r_{12}e^{-i\delta}} e^{-i\omega t} \tag{A.7}$$

となる。したがって、反射率 R は式 A.8 で与えられ、透過率 T は $T = 1 - R$ で与えられる。

$$R = \left| \frac{r_{01} + r_{12}e^{-i\delta}}{1 + r_{01}r_{12}e^{-i\delta}} \right|^2 \tag{A.8}$$

一方で、従来の計算では層 i から層 j に入射した際の反射率を R_{ij} 、透過率を T_{ij} として

$$R = R_{01} + T_{01}R_{12}T_{10} + T_{01}R_{12}R_{10}R_{12}T_{10} + \dots \quad (\text{A.9})$$

$$= R_{01} + T_{01}R_{12}T_{10}\left(1 + \sum_i^{\infty} (R_{12}R_{10})^k\right) \quad (\text{A.10})$$

$$= R_{01} + T_{01}R_{12}T_{10}\left(1 + \frac{1}{1 - R_{12}R_{10}}\right) \quad (\text{A.11})$$

$$= \frac{R_{01} + R_{12}}{1 + R_{01}R_{12}} \quad (\text{A.12})$$

と干渉を無視して計算されていた。

以降の計算では、シンチレーション光の波長を [19] で示されているパラメータに従って 175 nm を中心に 4.3 nm の分布を持つとして N_{λ} 回ランダムに振り、それぞれの波長 λ_i の光が入射した時の反射率 R_i を式 A.8 に基づき 1000 回計算し、その平均 $\overline{R_i}$ を求めた。

A.4 クォーツ・セグメント表面における光の反射

以下では、クォーツにおける反射とセグメント表面における光の反射を分けて考える。クォーツ窓の厚みは $500 \mu\text{m}$ である。式 A.8 に従って、液体キセノン・気体キセノン中のクォーツ窓における光の反射を計算したものがそれぞれ図 A.2、図 A.3 のようになる。液体キセノン中では 60 deg 程度までの入射角に対しては光をほとんど反射しない一方で、気体キセノン中では入射角が小さい領域でも 10% 程度の光が反射されることがわかる。

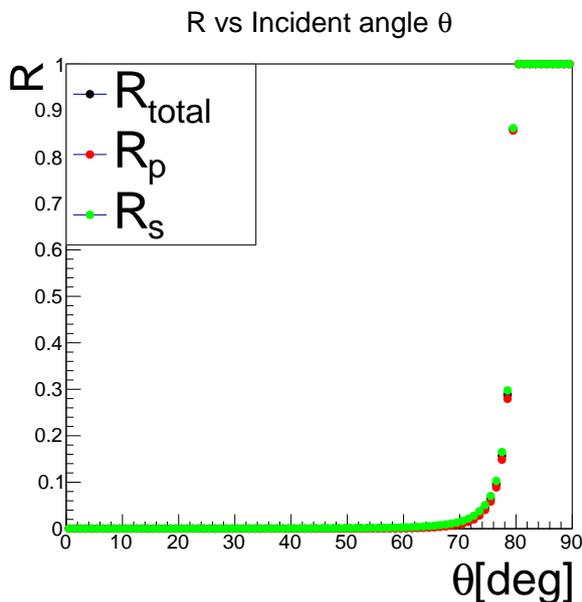


図 A.2 液体キセノン中での $500 \mu\text{m}$ 厚のクォーツ窓における光の反射率。全反射角まではほとんど光を反射しないことがわかる。

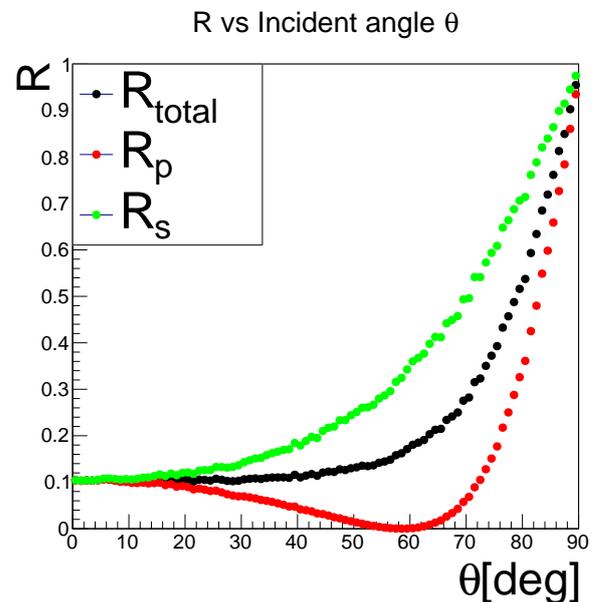


図 A.3 気体キセノンにおける $500 \mu\text{m}$ 厚のクォーツ窓における光の反射率。入射角が小さい領域でも 10% 以上光を反射してしまうことがわかる。

さらに、絶縁層の厚み、屈折率として浜松ホトニクスから提供されている値を用いると、液体キセノン (屈折率 1.64)-絶縁層-シリコンの間の境界面における反射率は図 A.4、気体キセノン (屈折率 1)-絶縁層-シリコンの間の境界面における反射率は図 A.5 のようになる。この比較から、液体キセノン中での PDE は気体キセノンで測定した PDE より 1.5 倍程度高くなることがわかる。

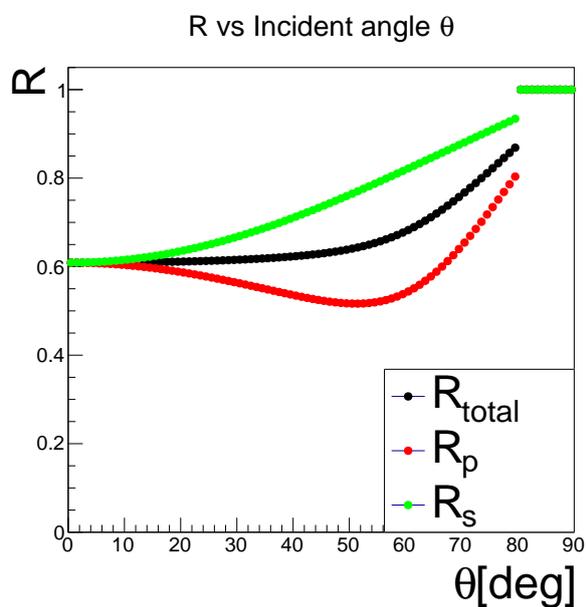


図 A.4 液体キセノンから MPPC に光が入射する場合のフレネルの式に従う反射率の角度依存性。p 波の反射率を赤で、s 波の反射率を緑で、無偏光の場合の全体としての反射率を黒で表している。

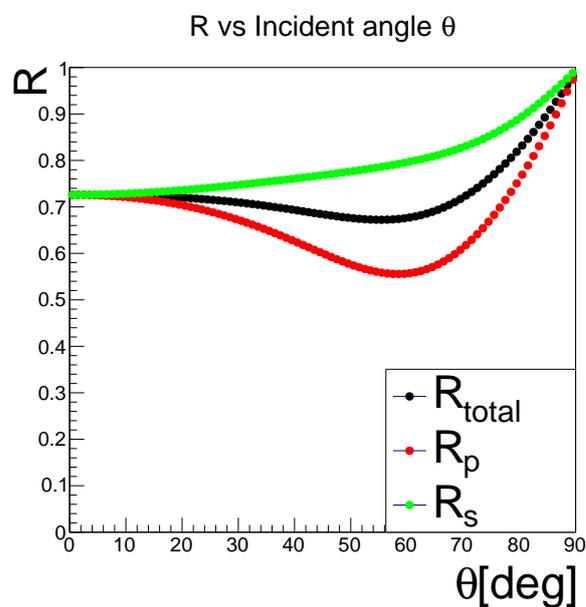


図 A.5 気体キセノンから MPPC に光が入射する場合のフレネルの式に従う反射率の角度依存性。p 波の反射率を赤で、s 波の反射率を緑で、無偏光の場合の全体としての反射率を黒で表している。

謝辞

まず、本研究を行う機会を与えていただいた指導教官の森俊則教授に感謝させていただきます。PSI 研究所に常駐したことで、現場から研究に携わり、海外の研究者と交流する機会を多く得られ、多くの収穫を得ることができました。大谷航准教授には、東京で ILC の研究を行なっている際は直接実験に関して丁寧なアドバイスをいただき、PSI に渡ってからミーティングで貴重なアドバイスを頂きました。

MEG 実験の研究に関して

岩本敏幸助教には、実験に関わる他グループとの交渉から、現地での生活に至るまで様々な面でお世話になりました。家城佳特任研究員には、実験上の様々な技術を伝授いただきました。内山雄祐特任助教にはソフトウェアに関して多くの助言をいただきました。小川真治氏には全ての研究に関して不可欠なアドバイスをいただきました。中尾光孝氏にはご自身が主導されていた 3D スキャナを用いた MPPC の位置測定に関して非常に丁寧な引き継ぎをいただきました。他にも、宇佐見正志氏、恩田理奈氏、豊田和輝氏、野内康介氏、大矢淳氏といった多くの素晴らしい同僚に囲まれて研究できたことに感謝いたします。

ガンマ線を用いた MPPC のアラインメントに関しては、William Molzon 氏、Terence Libeiro 氏といった University of California Irvine 校の方々、Malte Hildebrant 氏をはじめとする PSI 検出器グループに特に大きな協力をいただきました。

また、キセノン検出器のデータ取得に関しては Luca Galli 氏、Marco Franchesconi 氏といった INFN Pisa の方々に大きな協力をいただきました。

ILC 計画の研究に関して

ILC ハドロンカロリメータ較正用宇宙線検出器の制作では、学部時代の特別実験から引き続き東京大学横山研究室の横山将志准教授、竹馬匠泰氏に大変お世話になりました。

Jiri Kvasnicka 氏をはじめとした DESY 研究所の方々、竹下徹教授、佐藤比佐夫研究員をはじめとした信州大学の方には EASIROC モジュールを用いたデータ取得に関して多大なご協力をいただきました。

また、劉靈輝氏、辻直希氏、鳥丸達郎氏にはデザインの決定から実験データの解析に至るまで、あらゆる面で自らの至らぬ点をフォローいただきました。

素粒子センターの秘書さま方には、事務手続きの負担を減らして頂いたことで、研究に打ち込むことができたことを感謝しています。

また、リーディング大学院 ALPS の支援は本研究を行う上で非常に重要でした。

最後に、これまで自分を支えてくれた家族に感謝します。

参考文献

- [1] S. Chatrchyan et al., Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters, Section B: Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics* (2012). doi:10.1016/j.physletb.2012.08.021, arXiv:1207.7235
- [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, Section B: Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics* (2012). doi:10.1016/j.physletb.2012.08.020, arXiv:1207.7214
- [3] Y. Fukuda et al., Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Physical Review Letters* (1998). doi:10.1103/PhysRevLett.81.1562, arXiv:9807003
- [4] Q. R. Ahmad et al., Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by 8B solar neutrinos at the sudbury neutrino observatory. *Physical Review Letters* (2001). doi:10.1103/PhysRevLett.87.071301, arXiv:0106015
- [5] A. M. Baldini et al., Search for the lepton flavour violating decay $\mu \rightarrow e^+ \gamma$ with the full dataset of the MEG experiment: MEG Collaboration. *European Physical Journal C* (2016). doi:10.1140/epjc/s10052-016-4271-x, arXiv:1605.05081
- [6] A. M. Baldini et al., The design of the meg ii experiment. *The European Physical Journal C* **78**(5), 380 (2018). doi:10.1140/epjc/s10052-018-5845-6
- [7] Higgstan. <http://higgstan.com/>
- [8] M. Tanabashi et al., Review of Particle Physics (2018). doi:10.1103/PhysRevD.98.030001, arXiv:0601168
- [9] Y. Kuno, Y. Okada, Muon decay and physics beyond the standard model. *Reviews of Modern Physics* (2001). doi:10.1103/RevModPhys.73.151, arXiv:9909265
- [10] S. M. Bilenky, S. T. Petcov, B. Pontecorvo, Lepton mixing, $\mu \rightarrow e + \gamma$ decay and neutrino oscillations. *Physics Letters B* (1977). doi:10.1016/0370-2693(77)90379-3
- [11] B. W. Lee, R. E. Shrock, Natural suppression of symmetry violation in gauge theories: Muon- and electron-lepton-number nonconservation. *Physical Review D* (1977). doi:10.1103/PhysRevD.16.1444
- [12] Y. Kuno, Rare lepton decays. *Progress in Particle and Nuclear Physics* **82**, 1–20 (2015). doi:https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2015.01.003
- [13] A. M. Baldini et al., Muon polarization in the MEG experiment: Predictions and measurements. *European Physical Journal C* (2016). doi:10.1140/epjc/s10052-016-4047-3, arXiv:1510.04743
- [14] J. Adam et al., The MEG detector for $\mu \rightarrow e^+ \gamma$ decay search. *European Physical Journal C* (2013). doi:10.1140/epjc/s10052-013-2365-2, arXiv:1303.2348
- [15] W. Ootani et al., Development of a thin-wall superconducting magnet for the positron spectrometer in the MEG experiment. in *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* (2004). doi:10.1109/TASC.

2004.829721

- [16] Saint-gobain 社ホームページ <https://www.saint-gobain.com/>
- [17] D. R. Lide, Handbook of Chemistry and Physics, 85th. Boca Raton, FL: CRC (2004)
- [18] C. W. Fabjan, F. Gianotti, Calorimetry for particle physics. Reviews of Modern Physics (2003). doi:10.1103/RevModPhys.75.1243
- [19] K. Fujii et al., High-accuracy measurement of the emission spectrum of liquid xenon in the vacuum ultraviolet region. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment (2015). doi:10.1016/j.nima.2015.05.065
- [20] A. Baldini et al., Liquid xenon scintillation calorimetry and Xe optical properties. in *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation* (2006). doi:10.1109/TDEI.2006.1657967, arXiv:0401072
- [21] E. Aprile, T. Doke, Liquid xenon detectors for particle physics and astrophysics. Reviews of Modern Physics (2010). doi:10.1103/RevModPhys.82.2053, arXiv:0910.4956
- [22] Photon Cross Sections Database <https://www.nist.gov/pml/xcom-photon-cross-sections-database>
- [23] A. Hitachi et al., Effect of ionization density on the time dependence of luminescence from liquid argon and xenon. Physical Review B (1983). doi:10.1103/PhysRevB.27.5279
- [24] 西村康宏, A Search for the Decay $\mu + \rightarrow e + \gamma$ Using a High-Resolution Liquid Xenon Gamma-Ray Detector. PhD thesis (2010)
- [25] S. Ritt, R. Dinapoli, U. Hartmann, Application of the DRS chip for fast waveform digitizing. in *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* (2010). doi:10.1016/j.nima.2010.03.045, arXiv:1011.0226
- [26] Midas homepage https://midas.triumf.ca/MidasWiki/index.php/Main_Page
- [27] S. Ritt, Design and performance of the 6 GHz waveform digitizing chip DRS4. in *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record* (2008). doi:10.1109/NSSMIC.2008.4774700
- [28] S. Ritt, The DRS chip: Cheap waveform digitizing in the GHz range. in *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* (2004). doi:10.1016/j.nima.2003.11.059
- [29] M. Nishimura, Positron timing measurement to search for lepton flavor violating decay in meg ii. PhD thesis (2018)
- [30] Geant4 homepage <https://geant4.web.cern.ch/>
- [31] Root homepage <https://root.cern.ch/>
- [32] 浜松ホトニクス, MPPC ハンドブック https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/03_handbook.pdf
- [33] V. Andreev et al., A high-granularity scintillator calorimeter readout with silicon photomultipliers. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment (2005). doi:10.1016/j.nima.2004.12.002
- [34] T. Matsumura et al., Effects of radiation damage caused by proton irradiation on Multi-Pixel Photon Counters (MPPCs). Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment (2009). doi:10.1016/j.nima.2009.02.022, arXiv:0901.2430
- [35] T. Matsubara et al., Radiation damage of MPPC by γ -ray irradiation with ^{60}Co . in *Proceedings of Science* (2007)
- [36] W. Ootani et al., Development of deep-UV sensitive MPPC for liquid xenon scintillation detector. Nuclear

- Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment (2015). doi:10.1016/j.nima.2014.12.007
- [37] 小川真治, MEG II 実験のための真空紫外光に感度のある大型 MPPC を用いた高精細読出し液体キセノンガンマ線検出器の開発. 修士論文 (2016)
- [38] keysight 社ホームページ. <https://www.keysight.com/>
- [39] A. Baldini et al., A radioactive point-source lattice for calibrating and monitoring the liquid xenon calorimeter of the MEG experiment. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment (2006). doi:10.1016/j.nima.2006.06.055
- [40] 松澤暢生, MEG II 実験液体キセノンガンマ線検出器の光センサーの性能評価並びに検出器安定性の検証. 修士論文 (2018)
- [41] Faro 社ウェブページ <https://www.faro.com/products/factory-metrology/faroarm/>
- [42] HEXAGON 社, The leica absolute interferometer <https://www.hexagonmi.com/solutions/technical-resources/technical-articles/the-leica-absolute-interferometer>
- [43] J. E. Muelaner, P. G. Maropoulos, Large Scale Metrology in Aerospace Assembly. Proceedings of DET2008 (2008)
- [44] L. M. Manojlović, Quadrant photodetector sensitivity. Applied Optics (2011). doi:10.1364/AO.50.003461
- [45] J. Adam et al., Calibration and monitoring of the MEG experiment by a proton beam from a Cockcroft-Walton accelerator. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment (2011). doi:10.1016/j.nima.2011.03.048
- [46] A. Papa, Search for the lepton flavour violation in $\mu \rightarrow e \gamma$. the calibration methods for the meg experiment. PhD thesis (2009)