

修士学位論文

MEG 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

(Performance evaluation of photo-sensors in
MEG liquid xenon gamma-ray detector
and verification of detector stability)

東京大学 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 所属

松澤 暢生

(学籍番号: 35-166085)

2018/01

1 概要

レプトンのフレーバー保存則を破る $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊は標準理論を超えた物理において起こることが予想されている。この稀崩壊を探ることを目標として MEG 実験が行われ、現在感度を一桁向上させた MEG 実験へとアップグレードが行われている最中である。このアップグレードでは既存の検出器の分解能をそれぞれ 2 倍向上させることを目標としている。

本研究ではこのうち液体キセノンガンマ線検出器のアップグレードに取り組んできた。一つは液体キセノンガンマ線検出器に用いる光検出器 Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) の特性評価である。本研究においてはガンマ線由来のシンチレーション光が入射する角度に対する光子の検出効率を調べた。これにより入射角に対する MPPC の検出効率の依存性が確認された。

またすでに完成したガンマ線検出器についても安定性の評価を行った。検出器の光量の安定性を維持するためにはシンチレーターである液体キセノンを高純度に保つことが必要である。そのため液体キセノンを純化するプロセスを実行し、実際に純化が進行していることが確認された。また内部に存在している光センサーの特性に関しては MPPC のゲインの安定性の評価を行った。その結果稼働初期の不安定さに由来すると見られるゲインの不安定性が確認された。

目次

1	概要	1
2	イントロダクション	3
3	$\mu \rightarrow e\gamma$ の物理	4
3.1	標準理論の限界	4
3.2	レプトンフレーバーの破れ	4
3.3	cLFV 反応探索の現状	6
4	MEG 実験の成果	7
4.1	$\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索	7
4.2	MEG 実験	8
5	MEG II 実験に向けたアップグレード	20
5.1	ビーム並びにターゲット	20
5.2	陽電子スペクトロメーター	21
5.3	液体キセノンガンマ線検出器	23
5.4	輻射崩壊同定用カウンター	23
5.5	データ取得	24
5.6	予想到達感度	26
6	液体キセノンガンマ線検出器のアップグレード	28
6.1	既存の検出器の問題点	28
6.2	アップグレードの概要	28
6.3	MEG II 実験に用いる新型 MPPC	30
7	液体キセノン検出器に用いる MPPC 光子検出効率の入射角依存性	43
7.1	PDE の角度依存性が与える検出器の不定性	43
7.2	MPPC の光子入射角に対する角度依存性の評価	45
8	液体キセノンガンマ線検出器の安定性の検証	58
8.1	液体キセノン純度の安定性	58
8.2	キセノン純度のモニタリング	60
8.3	光センサーの基礎特性の安定性	65
9	まとめ・今後の展望	71
9.1	結論	71
9.2	今後の課題・展望	71

2 イントロダクション

素粒子物理学において現在実験的に検証された中で最も正確といえる理論は標準理論である。この理論で言われていた最後の素粒子ヒッグス粒子が 2012 年に発見されたことで [1] 電弱スケールのエネルギーの物理において十分に正確な理論を構築することができたと言える。ただし標準理論だけでは説明が及ばないような問題もすでにいくつか挙がっており、それらを説明するための理論もいくつか提唱されてきている。よって新たな理論のうち、どれが現実にもつたものであるのか（あるいはどれも不正確であるか）を検証していくのが次のステップである。

MEG 実験は標準理論を超えた物理現象の探索を目的とした素粒子実験である。超対称性理論などで十分観測可能な崩壊分岐比が予測されている荷電レプトンフレーバーの破れ (cLFV) を示す反応 $\mu \rightarrow e\gamma$ を発見することを目指して、2008 年から 2013 年に渡ってミュオンの崩壊イベントを観測してきた。2016 年に全データの解析が終了し、その結果崩壊分岐比に 4.2×10^{-13} (90% C.L.) という上限値をつけることに成功した [2]。これは $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の分岐比としては以前の結果を大幅に上回る世界最高精度の上限値であり、新物理のモデル構築に大きな制限をつけることができた。

$\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊イベントの観測に向けて、現在は MEG II 実験へのアップグレードが進行中である。MEG II 実験ではビーム出力増大によるミュオン崩壊イベントの統計増加、検出器の性能向上などを通して前身の MEG 実験の 10 倍の実験感度を実現することを目指している。

本稿ではそのうち液体キセノンガンマ線検出器の研究開発・性能評価について述べていく。この検出器は $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊より生じたガンマ線に由来するキセノンのシンチレーション光を壁面の光センサーで検出し、イベントの再構成を行う。MEG II 実験へのアップグレードにおいてはガンマ線入射面における 216 本の光電子増倍管 (PMT) が 4092 個の半導体光検出器 MPPC へと置き換えられた。ところでこの際生じるシンチレーション光の波長は真空紫外光 (VUV) 領域にあり、通常の PMT・MPPC では検出をすることができない。そのため PMT・MPPC ともに本実験に用いるための VUV 有感なセンサーを新たに開発した。特に MPPC は MEG II 実験より初めて使用することになるため、その性能を詳細に知ることが検出器の性能を評価するためにも重要となってくる。

液体キセノンガンマ線検出器そのものについても、すでに建設が完了しており、2017 年 12 月にミュオンビームを実際に用いたプレエンジニアリングランを行った。実際にデータを取得する際に検出器の性能の安定性を確認することは取得したデータの不定性を見積もるためにも極めて重要となる。さらに実際に運用するにあたって、内部にインストールされた MPPC がすでに研究開発において理解されている特性と一致しているかを確認する必要もある。

本稿では第 3 章において $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊探索のモチベーションについて、第 4 章で過去に行われた MEG 実験で得られた成果、第 5 章で現在進行している MEG II へのアップグレードを説明し、特に第 6 章で液体キセノンガンマ線検出器のアップグレードを詳細に説明する。第 7 章で MEG II 実験に用いる光センサーの光子検出効率の角度に対する依存性を、第 8 章で液体キセノンの純化ならびに液体キセノンガンマ線検出器自体の安定性の検証を議論する。

3 $\mu \rightarrow e\gamma$ の物理

3.1 標準理論の限界

現在の素粒子物理学の根幹をなす理論の一つに標準理論がある。これは $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ なるゲージ対称性を元に、電磁相互作用・弱い相互作用・強い相互作用を同じ数式のもとで記述することを目指した理論である。ここでゲージ対称性における c, L, Y はそれぞれクォークカラー、アイソスピン、弱ハイパーチャージの対称性に対応している。この標準理論においては3世代の物質粒子・それぞれの相互作用を媒介するゲージ粒子・物質に質量を与えるヒッグス粒子が提唱され、2012年にCERNのLHCを用いてヒッグス粒子が発見されたことで理論は一応の完成を見た [1]。特に電弱相互作用が統一される $O(\sim 10^2 \text{ GeV})$ までのスケールにおける物理は標準理論とよく一致しており、その点でも非常に正確な理論であると言える。

とはいえ標準理論をもってしても説明ができない・難しい事象が依然多く存在するのも事実である。例えば強い相互作用までが統一される GUT スケール $O(\sim 10^{16} \text{ GeV})$ においてヒッグス粒子に寄与する質量の量子補正の効果が発散しないようにするには、 $10^{24} \sim 10^{30}$ の精度での質量補正項の調整が必要となる。これは理論構築の際のパラメータ設定としては明らかに不自然な調整であり、現実的なモデルとは言えない(これを階層性問題という [3])。また標準理論は観測事実より存在が確実視されている [4] [5] 暗黒物質・暗黒エネルギーに対して何の回答も与えることができていないという問題点もある。さらに標準理論は、もう一つの相互作用である重力の統一に対してはアプローチがなされていない。これらのことから標準理論は低エネルギースケールにおける近似理論でしかなく、高エネルギー領域にまで拡張した新しい理論の構築が必要となっている。

この標準理論を超えた物理理論にはいくつかの候補がある。例えば標準理論に用いられている素粒子の対になる超対称性粒子の存在を仮定した、超対称性理論などが挙げられる。

3.2 レプトンフレーバーの破れ

現在提唱されている標準理論の枠組みでは、レプトンのフレーバーは常に保存されそれが破れることはない。これはニュートリノの質量が0であることに起因することであるが、スーパーカミオカンデにおけるニュートリノ振動の観測によりニュートリノも質量を持ち、フレーバーの破れを起こすことが確認された [6]。これは中性レプトンであるニュートリノのフレーバーが非保存であるということを意味し、同様に荷電レプトンについてもフレーバーが破れるということが予見される。実際にニュートリノ振動を踏まえた上での $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊のファインマンダイアグラムは図 3.1 で表され、崩壊分岐比は以下ようになる。

$$Br(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{3\alpha}{32\pi} \left| \sum_{i=2,3} U_{\mu i}^* U_{ei} \frac{\Delta m_{i1}^2}{M_W^2} \right|^2 \simeq 10^{-54} \quad (1)$$

このことから cLFV 反応は存在こそすれども、その分岐比はあまりにも小さく実験で観測することはほとんど不可能であるといえる。

その一方で超対称性理論においては、質量の大きな超対称性粒子の存在を踏まえると、その粒子の仮想ループを経由して荷電レプトンのフレーバーの破れが十分観測可能な大きさの崩壊分岐比を持つことが示唆されている。その時の反応のファインマンダイアグラムは図 3.2 で表され、途中で TeV スケール質量の粒子を介することでレプトンフレーバーの破れが起きる。

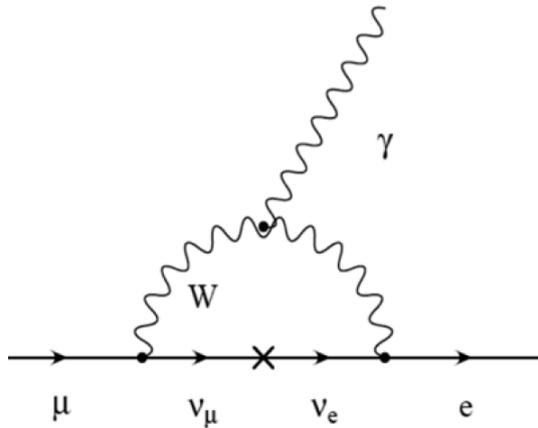


図 3.1 ニュートリノ振動を含めた $\mu \rightarrow e\gamma$ 反応のファインマンダイアグラム。 [7]

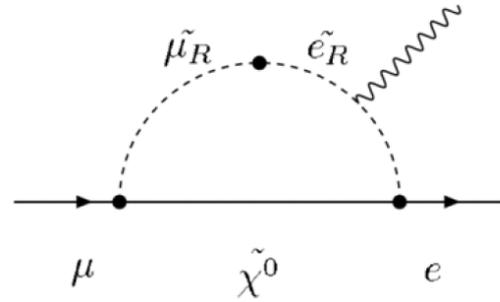


図 3.2 超対称性粒子を介した $\mu \rightarrow e\gamma$ 反応のファインマンダイアグラム。 [7]

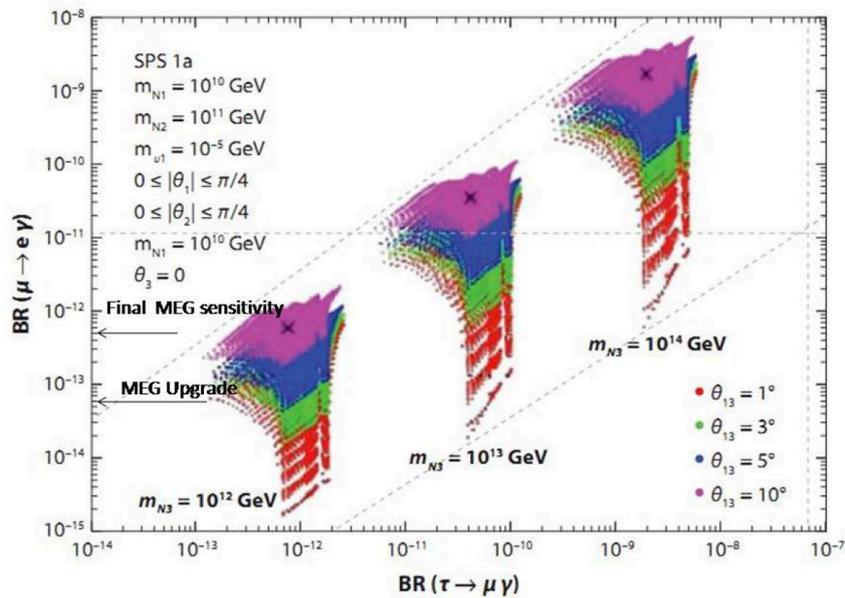


図 3.3 SUSY-seesaw モデルより予測される $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊と $\tau \rightarrow \mu\gamma$ 崩壊の分岐比の関係、並びに $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊に対する MEG 実験の探索結果とアップグレードにより期待される探索感度。 [8]

これは cLFV 反応を通して間接的に新粒子の存在を「発見」ということに相当し、新物理開拓の手段として非常に有用な探索であると言える。

図 3.3 に新たな理論の候補である SUSY-seesaw モデルから予想される $\mu \rightarrow e\gamma$ の崩壊分岐比を示す。すでに MEG 実験の結果より図中の”Final MEG Sensitivity”なる矢印より上側の領域については理論のモデルより排除されているが、今後のアップグレードにより図中の”MEG Upgrade”なる矢印の領域にまで探索領域を広げることができる。

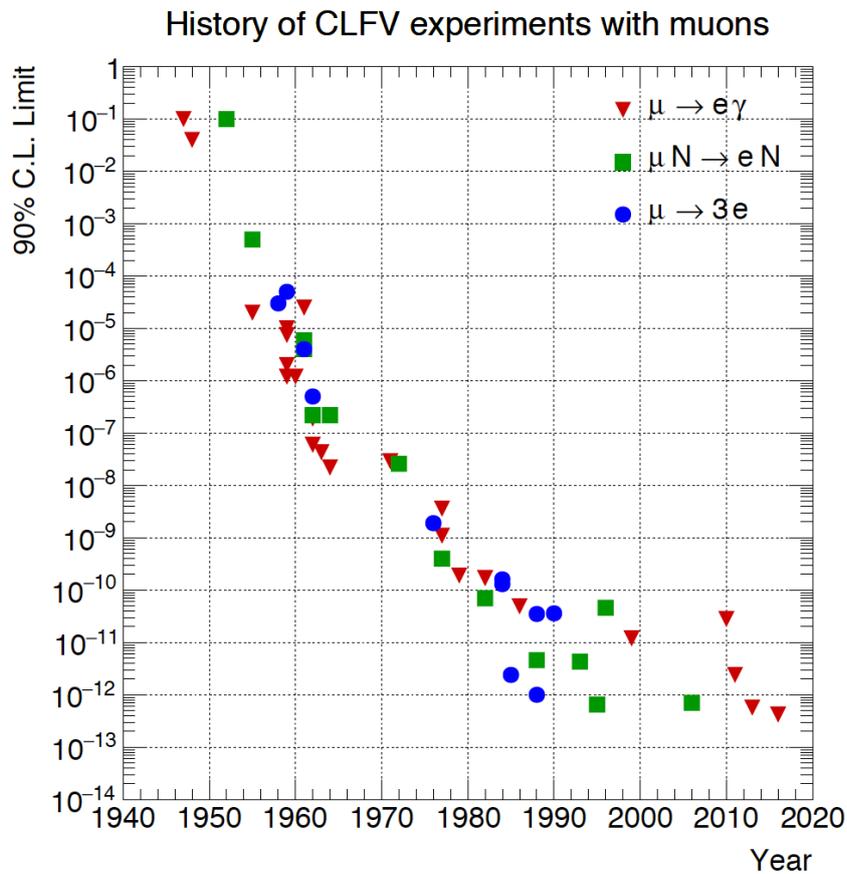


図 3.4 cLFV 反応探索の分岐比の上限値の時代ごとの変遷。特に赤点が今回の主題でもある $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の上限値を表している。

3.3 cLFV 反応探索の現状

現状ミュオンの cLFV 反応の観測を実現するために主に以下のアプローチが取られている。

1. μ 粒子の 2 体崩壊 $\mu \rightarrow e\gamma$
2. μ 粒子の 3 体崩壊 $\mu \rightarrow eee$
3. 原子核との相互作用による $\mu - e$ conversion $\mu N \rightarrow eN$

これらの反応はいずれも異なる崩壊を通して標準理論を超えた新物理の発見を目指すものである。これらの探索の現状をまとめたものが図 3.4 となる。

4 MEG 実験の成果

4.1 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索

cLFV 反応の 1 つである $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊は 2 体崩壊であり、終状態として陽電子とガンマ線のみが現れる。このとき生じる陽電子とガンマ線には以下の特徴がある。

1. 全く同じタイミングで生じる。
2. 両者の持つエネルギーは等しく、どちらも反ミューオンの質量エネルギーの 1/2、すなわち 52.8MeV である。
3. 運動量の大きさは互いに等しく逆向き（なす角が 180 度）である。

この反応の主なバックグラウンドには以下のものが挙げられる。

1. Radiative Muon Decay (RMD) $\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu\gamma$
2. Michel decay $\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$ より生じた陽電子と偶発的なガンマ線イベントの同時観測

前者は 4 体崩壊であるゆえに、エネルギーが 52.8MeV より小さく、放出角度にも広がりを生じるため、エネルギー・運動量を正確に測ることで目的の事象との区別が可能である。後者は探索においてより支配的なバックグラウンドである。この時偶発的に侵入してくるガンマ線には、先ほどの RMD 事象由来のガンマ線もあれば、52.8MeV 付近の陽電子が電子と対消滅を起こして発生するガンマ線（これを Annihilation In Flight (AIF) 事象という。）などが考えられる。このような偶発的なガンマ線は陽電子とは何らの相関もないので、エネルギー・運動方向・発生タイミングを精密に測ることで先に挙げた 2 体崩壊のイベントと区別することができる。この偶発的なバックグラウンドの事象数は検出器性能などに対して以下の関係がある。

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

この式において R_{μ^+} はミューオンビームの静止レート、 ΔE_γ はガンマ線のエネルギー分解能、 Δp_{e^+} は陽電子の運動量分解能、 $\Delta \Theta_{e^+\gamma}$ は両粒子の運動量間の角度分解能、 $\Delta t_{e^+\gamma}$ は時間分解能、 T は測定時間を表している。一方で目標の信号の測定事象数は $R_{\mu^+} \times T$ に比例して増加していくので、事象数を稼ぐにはビーム強度を大きくする必要がある反面、強度の 2 乗に比例して増えるバックグラウンドにも対処しなければならないという難点がある。そのため $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊を探索するに際しては以下の要求が満たされなくてはならない。

1. 大強度直流ミューオンビームとその照射に耐えうる検出器の開発
2. 十分高いエネルギー・角度・時間分解能を持った検出器の開発

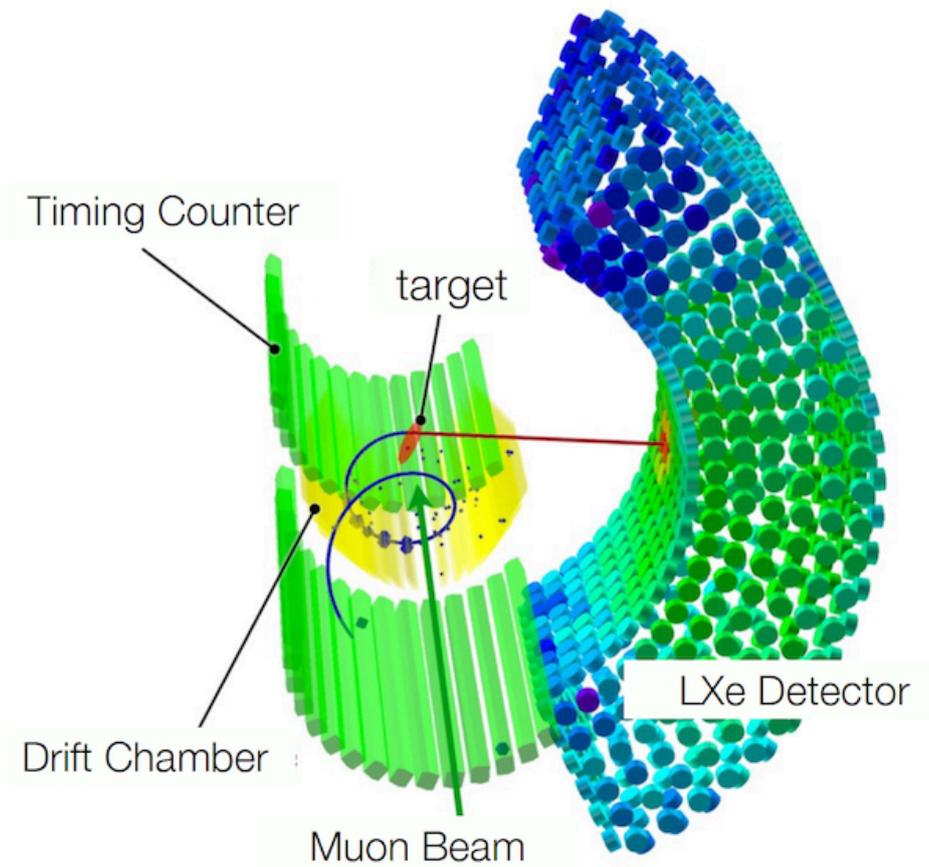


図 4.1 MEG 実験の全体図。 [9]

4.2 MEG 実験

MEG 実験は $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊の観測を目指してスイスのポールシェラー研究所 (PSI) にて行われた実験である。この節では過去に行われた MEG 実験の解説をしていく。MEG 実験の全体図を、図 4.1 に示す。図 4.2 で示したように、その崩壊の同定は陽電子検出には超電導電磁石 COBRA・タイミングカウンター・ドリフトチェンバーからなる陽電子スペクトロメーターを、ガンマ線検出には液体キセノンガンマ線検出器を用いる。

なお以下の議論においては 3 次元座標としてビーム方向を z 軸、地面に水平かつビーム軸に垂直な方向を x 軸、地面に対して鉛直上向き方向を y 軸と定義する。

4.2.1 ミューオンビーム並びにターゲット

MEG 実験には、PSI における直流ミューオンビームを利用できるビームライン $\pi E5$ を用いた。これは図 4.3 で示した陽子サイクロトロンで 590MeV まで加速された陽子を、厚さ 4cm のグラフィットのターゲットに当てることで得られる π^+ 中間子の崩壊により生ずる反ミューオンを用いている。 $\pi E5$ ビームラインで利

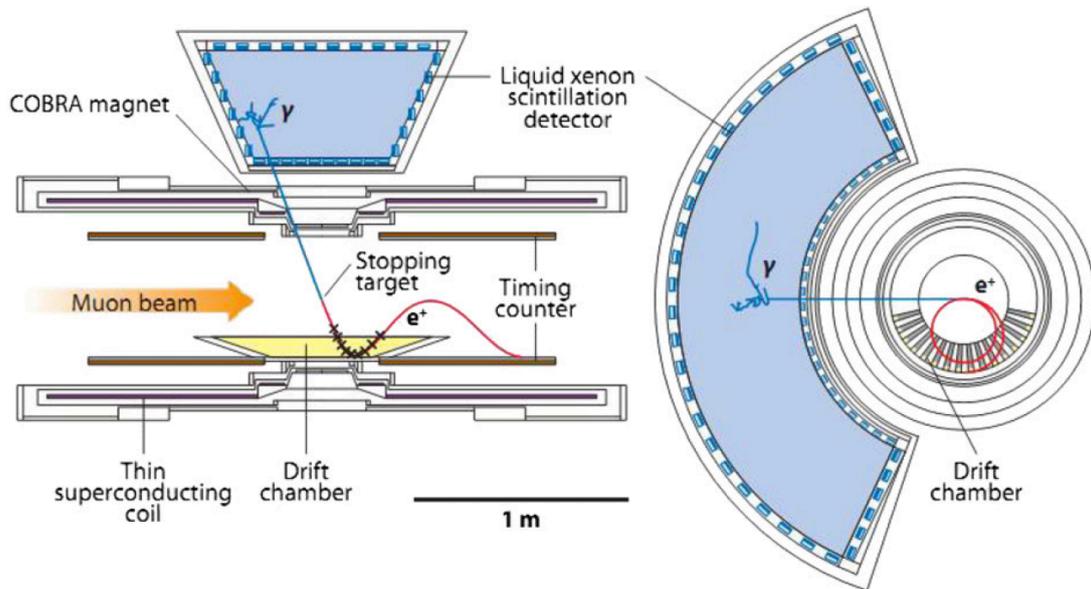


図 4.2 実際に $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊が起きた時の発生粒子の検出を表した図。ターゲットにおける静止ミュオンからの陽電子はドリフトチェンバー並びにタイミングカウンターで、ガンマ線は液体キセノンガンマ線検出器で検出されている。 [7]

用するのはそのうちターゲット表面で得られた静止した π^+ 中間子より生ずる運動量 $28\text{MeV}/c$ の表面ミュオンである。得られたミュオンはマグネットにより運動量選別・不純物の除去が行われ純粋なミュオンビームが得られる。この $\pi E5$ ビームラインのビーム強度は $1 \times 10^8/\text{s}$ であり、世界最高のミュオンビーム強度である。この高強度ビームを用いてミュオン崩壊の統計数を増やすのが MEG 実験の特色である。MEG 実験ではバックグラウンドの影響を考慮してビーム強度を $1/3$ の $3 \times 10^7/\text{s}$ にして運用を行っていた。

得られたミュオンビームはターゲットに衝突して静止し、その静止ミュオンの崩壊を観察することになる。用いるターゲットは図 4.4 で示した厚さ $205\mu\text{m}$ のポリエチレン製で、位置再構成のために 6 つの穴が開けられている。この標的はミュオンビームがより大きな物質質量中を通過して静止しやすくなるように、実験中は図 4.5 のようにビーム軸に対して 20.5° 傾けられている。

4.2.2 陽電子スペクトロメーター

陽電子スペクトロメーターにおいては次のような流れで陽電子の発生時間・発生方向・エネルギーが決定され、図 4.2.2 で示すような陽電子の軌跡が得られる。

1. COBRA を用いて直進する陽電子を検出器内に止まるような軌跡に変える。
2. 陽電子の軌跡をドリフトチェンバーでトラッキングする。
3. 最終的に陽電子が衝突する時間をタイミングカウンターで測定する。

ここでそれぞれの装置について解説をしていく。



図 4.3 PSI に存在する陽子加速器。ここで加速された陽子から生じた π^+ 中間子が崩壊して得られるミューオンを用いて MEG 実験は行われた。[10]



図 4.4 MEG 実験において用いられたポリエチレン製ターゲット。[2]

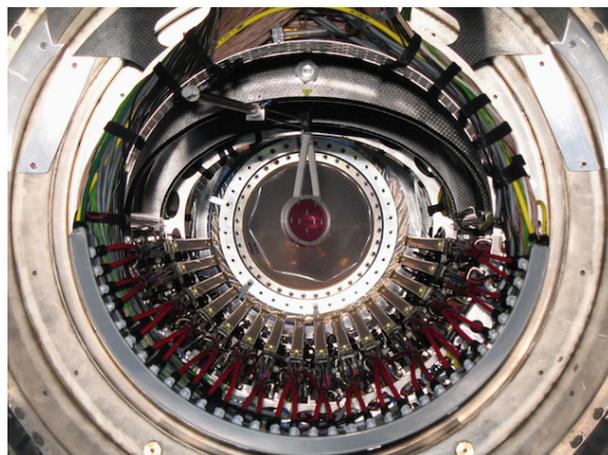


図 4.5 ビームライン上に置かれた時のターゲット。ビーム軸に対して 20.5° 傾いているのが見て取れる。[2]

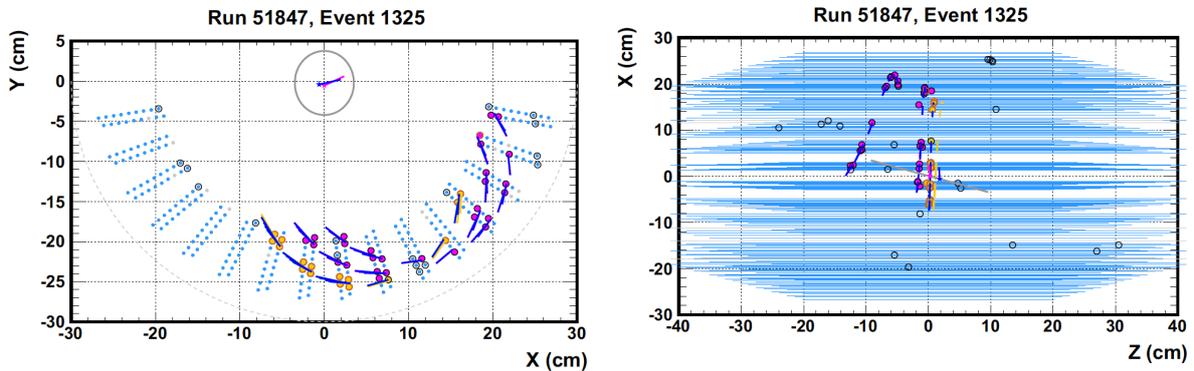


図 4.6 陽電子が内部で 3 回転したようなイベントを陽電子スペクトロメーターで捉えた例。 [2]

超伝導磁石 COBRA

MEG 実験で用いられた超伝導磁石 COBRA (COnstant Bending RAdius) の大きな特徴は、内部の特殊な磁場勾配によって陽電子の飛跡を検出器で検出しやすくなるようにしている点である。COBRA の磁場により陽電子は検出器に繰り返し衝突することなく素早く外部へと放出されるようになっている。また一様磁場であれば放出角の大きさに依存してビーム軸と垂直な方向へ射影された軌跡の曲率半径が変化してしまうが、COBRA を用いることによって運動量の大きさが同じであれば同じ大きさの曲率半径を持つようになっている。これによって観測したいエネルギーが 52.8MeV 付近の陽電子のみを選択して検出器に当て、欲しいイベントの検出効率を上げることができる。

ドリフトチェンバー

陽電子の軌跡をトラックするドリフトチェンバー内部には図 4.8 で示したようなモジュール計 16 個が用いられている。このモジュールは 2 層のアノード面からなり、間にワイヤーが張られている。またビーム軸方向に特殊なパターンを刻むバーニャパッドを採用することで、ビーム軸方向についても軌跡の読み取り能力を持たせている。ドリフトチェンバー内部はクーロン散乱を抑えることができるように、低物質質なエタンガスとヘリウムガスを 1 : 1 で混合した気体で満たされている。

タイミングカウンター

陽電子の衝突タイミングを測定するためのタイミングカウンターは、図 4.9 で示した ϕ カウンターと z カウンターからなっている。 ϕ カウンターはビーム軸方向に 15 本並べられた断面積 $4 \times 4\text{cm}^2$ 、長さ 90cm のプラスチックシンチレーターの両端に PMT を備え付けた構造をしている。PMT は COBRA による強磁場中に置くことになるため、磁場に強いファインメッシュのダイノード構造を持つ型番 (HAMAMATSU R5924) が使われている。シンチレーターにヒットした陽電子からの信号は PMT で読み取られ、両端の PMT の信号時間差からヒット位置が判別できる。 z カウンターはビーム軸とは垂直な方向に 128 本のシンチレーションファイバーを並べ、両端のシリコンの Avalanche Photo-Diode を用いて信号を読み出し、陽電子が衝突した時間を決定している。

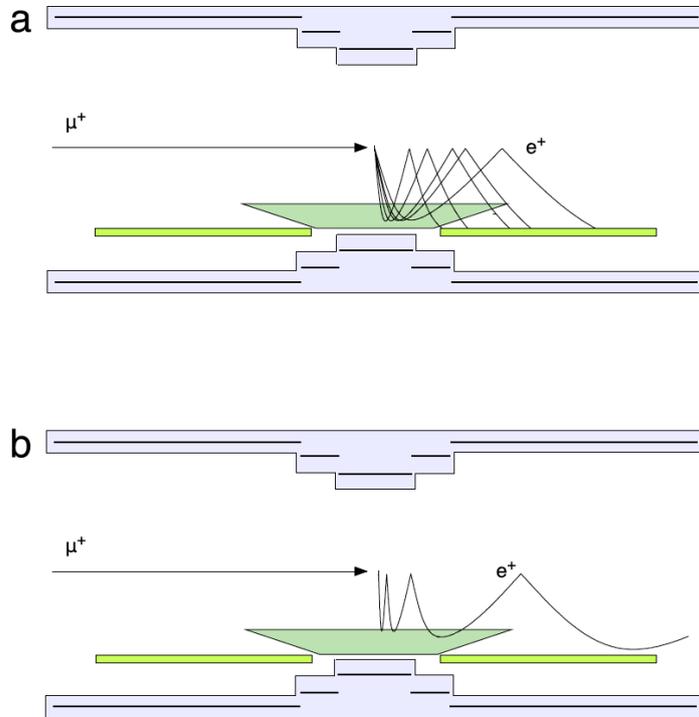


図 4.7 COBRA を用いた陽電子飛跡の模式図。(a) 放出される陽電子の放出角によらず曲率半径はほぼ一定となっている。(b) ビーム軸にほぼ垂直に放出された(つまりドリフトチェンバーに衝突する回数が増える)陽電子については素早く外側へ飛んでいくようになっている。[2]

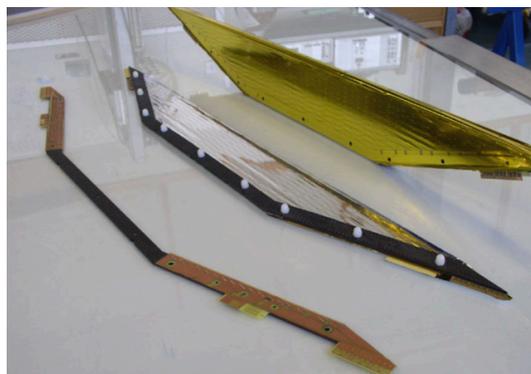


図 4.8 MEG 実験に用いたドリフトチェンバーのうちの一枚。[11]

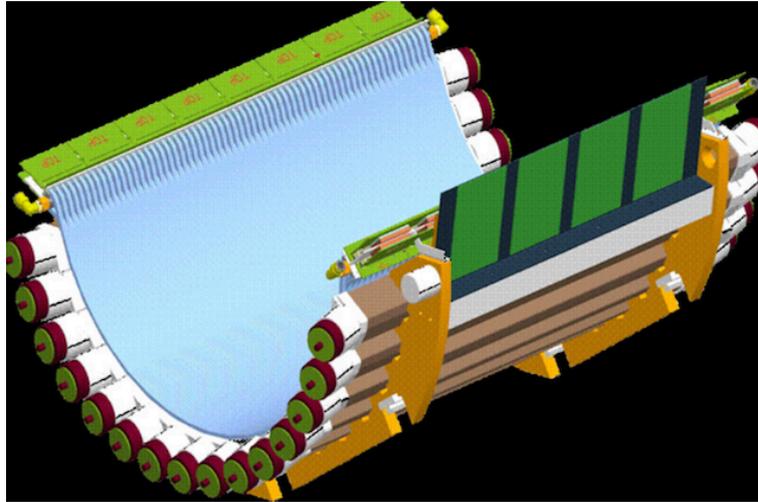


図 4.9 MEG 実験のタイミングカウンターの概念図。 [2]

4.2.3 液体キセノンガンマ線検出器

MEG 実験におけるガンマ線検出器の概念図を図 4.10 に示す。これは 900L の液体キセノン槽の 6 つの壁面に計 846 本の PMT が設置されているという構造になっている。この「C」の形をした検出器を用いることでターゲットでのミュオンの崩壊に対して 11 % の立体角をカバーしている。この検出器にはその形状に合わせて専用の 3 次元座標 u, v, w が用いられており、内側の壁面（ガンマ線入射面）を基準に以下のような定義となっている。

$$u = z \quad (3)$$

$$v = R_{inner} \times \arctan(y/x) \quad (4)$$

$$w = \sqrt{x^2 + y^2} - R_{inner} \quad (5)$$

$$R_{inner} = 67.85 \text{ [cm]} \quad (6)$$

この検出器はガンマ線により発生するシンチレーション光を壁面に取り付けられた PMT で観測することでガンマ線のエネルギー・ヒット位置・ヒット時間を知ることができる。ガンマ線の入射方向はこの検出器からは判定できないが、陽電子スペクトロメーターより観測された陽電子の飛跡を外挿することでミュオンの崩壊点を特定し、検出器のヒット位置と繋げることでその方向を知ることができる。

シンチレーター

ガンマ線のシンチレーターには液体キセノンが用いられている。液体キセノンをシンチレーターとして用いることの利点には以下のようなものがある。

1. 大物質質量 (131.3)・高密度 (2.95 [g/cm³]) に由来する高い阻止能
2. 大発光量 (NaI(Tl) の 80%)
3. ガンマ線に対する十分早い応答時間 (45ns)
4. 液体キセノン自身がシンチレーション光を吸収することがない

一方で以下のような短所も挙げられる。

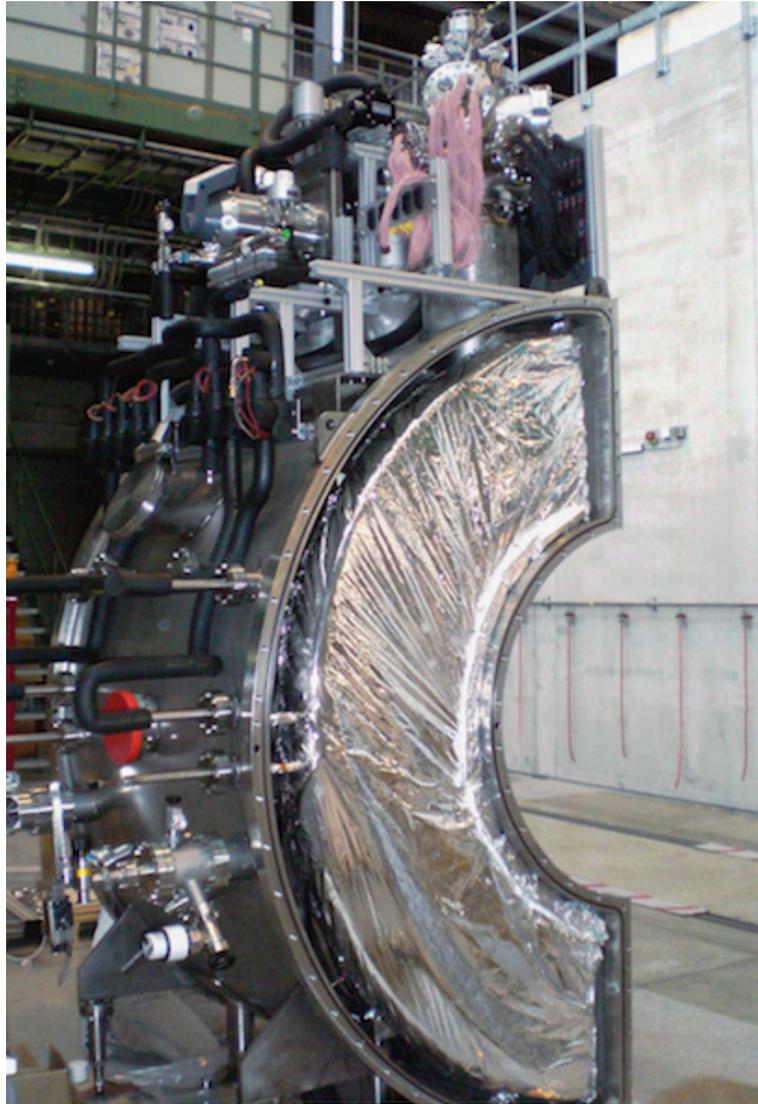


図 4.10 建設中の MEG 実験の液体キセノンガンマ線検出器。 [12]

1. 高価である
2. 沸点が低い (165K 前後) ため維持に冷却システムが必要である
3. シンチレーション光の波長が真空紫外光の領域 (175nm) にあり、一般的な光センサーでは検出が困難
4. 高純度が要求される

光電子増倍管

先述したように、液体キセノンのシンチレーション光は真空紫外光領域にあり、可視光領域に感度を持つような一般的な光検出器ではその検出は困難である。そこで我々のグループは MEG 実験のために真空紫外光有感な専用の PMT を浜松ホトニクスと共同で開発をした (HAMAMATSU R9869、図 4.11)。この PMT は液体キセノンという特殊な環境下で動作することを踏まえて以下の特徴を持っている。



図 4.11 MEG 実験に用いられた PMT R9869。真空紫外光有感（検出効率 > 15% @ $\lambda = 175\text{nm}$ ）である。 [13]

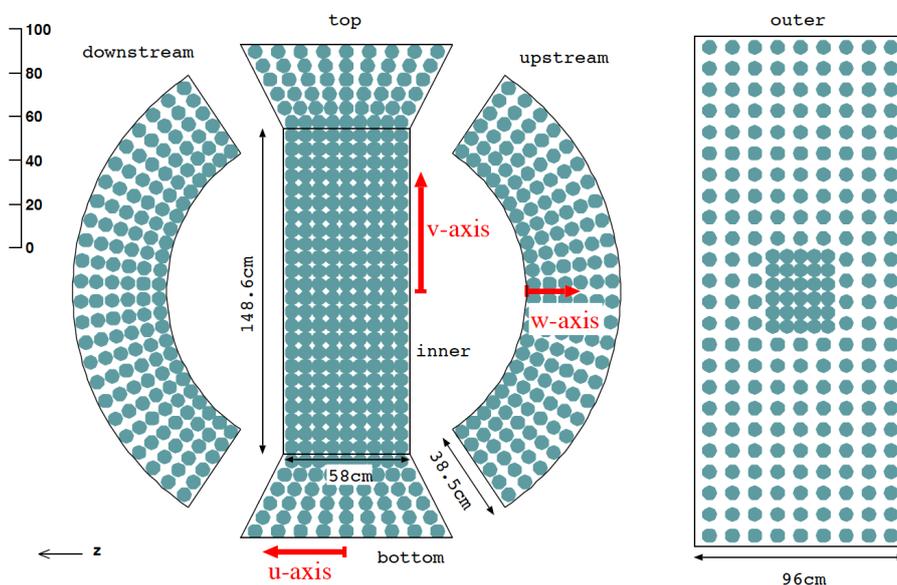


図 4.12 液体キセノン検出器内部における PMT の配置。計 6 つの壁面に対して 846 本の PMT が配置されている。左上のスケールの単位は cm。 [14]

1. 真空紫外光領域（波長 175nm）において十分高い検出効率（15% 以上）を持つ
2. 液体キセノン温度（約 165K）において動作可能
3. ガンマ線検出効率を上げるための入射面の物質質量削減

この PMT が図 4.12 に示したような形で検出器内部に計 846 本配置されている。

ガンマ線検出器の較正

液体キセノンガンマ線検出器は、飛来するガンマ線のエネルギーを正確に 52.8MeV と測定するためにも較正が重要となってくる。この較正のために主に 2 種類の手法を用いた。

1 つは液体水素に π^- 中間子を当てた際の反応 $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0$ より生じる π^0 中間子が崩壊する際 ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) に得られるガンマ線を用いた較正である。この時生じるガンマ線は back-to-back なイベントを選べばそのうち 1 本のエネルギーは 54.9MeV と目標の 52.8MeV のシグナルに非常に近いエネルギーとなって



図 4.13 ガンマ線検出器の較正に用いる BGO 検出器。検出器全体をスキャンできるように検出器部分はレールに沿って移動可能となっている。 [12]

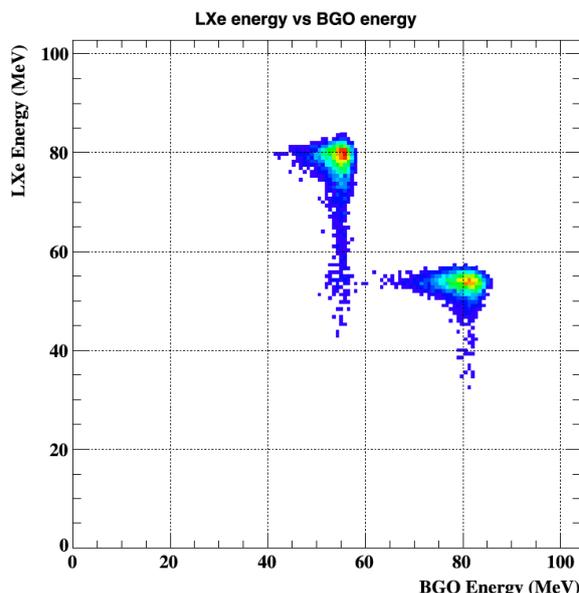


図 4.14 キセノン検出器と BGO 検出器で測定されたガンマ線のエネルギーの相関。片方の検出エネルギーが 54.9MeV の時にもう片方が 82.9MeV となるような位置にピークが見える。 [12]

おり、目標エネルギー付近での検出器の分解能評価とエネルギースケールの決定に有用である。さらにこのガンマ線が π^0 中間子崩壊由来であるかを識別するためにもう一本の 82.9MeV のガンマ線も利用する。こちらのガンマ線については検出器の反対側に設置された BGO 結晶を用いた BGO 検出器を用いて確認する (図 4.13、図 4.14)。

ただしこの較正は液体水素を準備したりビームの設定を変更するなどの大掛かりな準備を行う必要があるので年に 1~2 回程度しか実施ができない。

もう 1 つの方法はコッククロフト・ウォルトン加速器 (図 4.15 参照) を用いた方法である。加速器により加速された陽子を $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ に当てることで得られる 17.6MeV のガンマ線が用いられる。ガンマ線のエネルギーは目標のものとは異なるものの、ビーム照射期間中にもセットアップをミュオンのビームラインと併設できるため週単位での検出器の安定性の評価が可能となっている。

4.2.4 データ取得ならびにトリガー

データ取得システム

MEG 実験は得られた物理データの読み取り装置・デジタイザーとして PSI で開発された DRS (Domino Ring Sampler) を用いた。図 4.16 に DRS の動作スキームを載せる。読み出された電圧値はインバーターの連なる Domino Wave Circuit を流れ、回路上にあるコンデンサーに情報が蓄積されていく。トリガーがかかるとサンプリング信号のさらなる流入が止まるのでその瞬間のコンデンサーで記録された波形情報をシフトレジスターによって順次読み出していく。このデータ取得のサンプリング周波数は各検出器に応じて決まっている (タイミングカウンターとキセノン検出器は 1.6GHz、ドリフトチャンパーは 0.8GHz)。

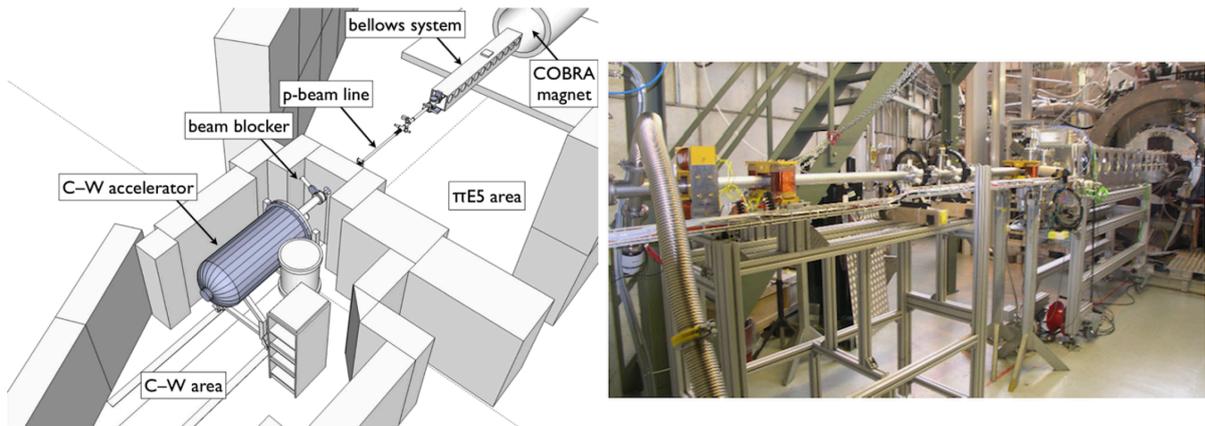


図 4.15 MEG 実験で用いたコッククロフト・ウォルトン加速器、ならびにビームラインの模式図(左)と写真(右)。 [12]

トリガーシステム

トリガーシステムの動作スキームを図 4.17 に示す。MEG 実験においてはトリガーシステムは 3 層構造となっている。まずはじめに検出器の一部で信号のトリガーをかけ、それを検出器全体で統合してトリガーをかける。トリガーをかけるセンサー群としては以下のものが用いられている。

1. ガンマ線検出器入射面の 216 本の PMT
2. ガンマ線検出器側面の 288 本の PMT
3. ガンマ線検出器の残りの壁面の 342 本の PMT
4. タイミングカウンターのうちの ϕ カウンター

これらのトリガー情報を統合して MEG の装置全体でトリガーをかけている。最終的に以下の情報を用いて全体でのトリガーをかけている。

1. ガンマ線のエネルギー
2. 陽電子とガンマ線の生じたタイミングの差
3. 陽電子とガンマ線のなす角

またこれらのトリガーとは別に各検出器用に較正用のトリガーが存在し、宇宙線や線源などを用いた較正においてはこちらのトリガーが用いられる。

4.2.5 実験結果

ミュオン崩壊のデータは 2008 年から 2013 年にかけて 6 年にわたって取得が行われた。ただし毎年 4~5 ヶ月ほど加速器のメンテナンスのためにデータ取得は止まっていた。結果として 7.5×10^{14} 個のミュオンの崩壊事象をデータとして取得した。これにより得られたガンマ線と陽電子のエネルギーの相関、ならびに 2 者のなす角と発生時間の相関を図 4.18 に示す。このデータからは目標となるイベントは見つからなかったが、世界最高精度となる以下の崩壊分岐比の制限をつけた [2]。これは以前行われていた MEGA 実験での結果に

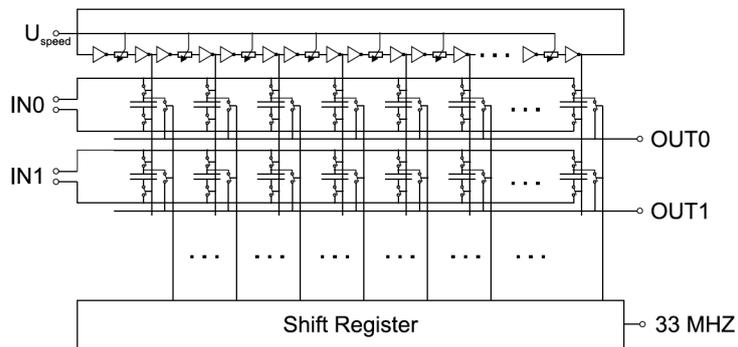


図 4.16 DRS の回路図。 [12]

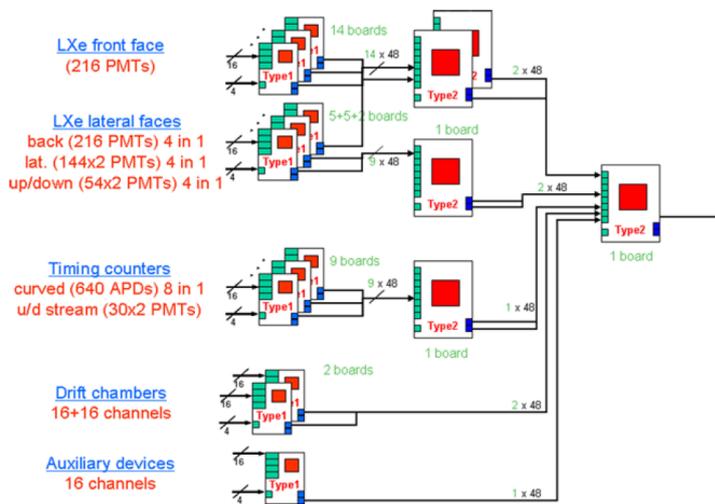


図 4.17 検出器全体のトリガーシステムの模式図。検出器の一部、検出器全体、全装置といった段階を踏んでトリガーをかけている。 [12]

比べて 30 倍の厳しい制限となっている [15]。

$$Br(\mu \rightarrow e\gamma) < 4.2 \times 10^{-13} (90\% C.L.) \quad (7)$$

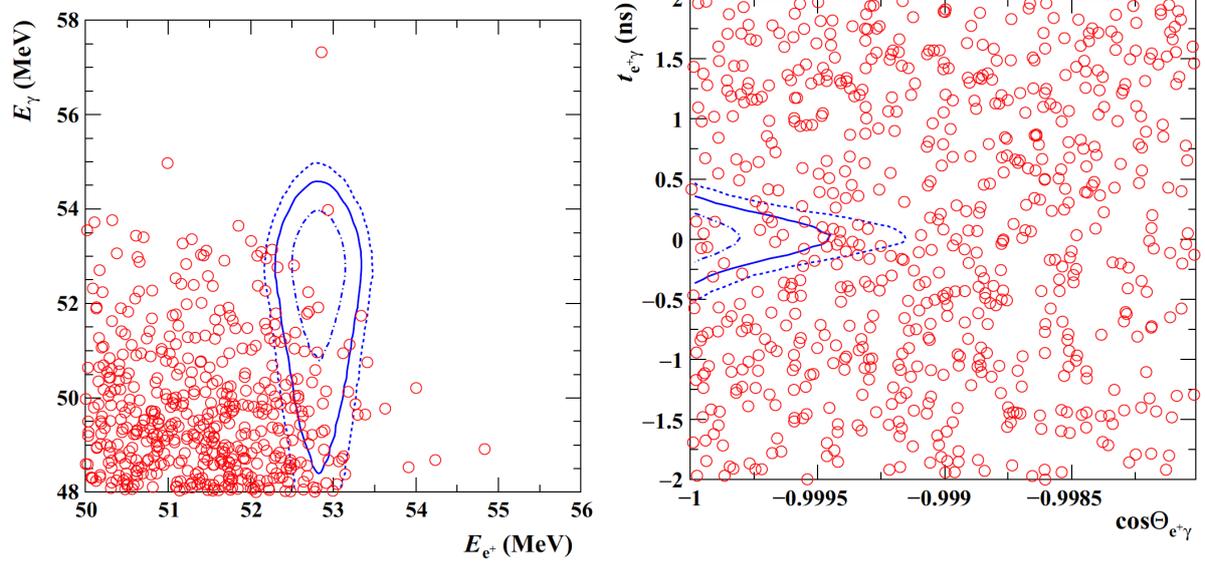


図 4.18 データ取得により得られた崩壊イベントのガンマ線と陽電子のエネルギーの相関（左）ならびに 2 者のなす角と発生時間の相関（右）。 [2]

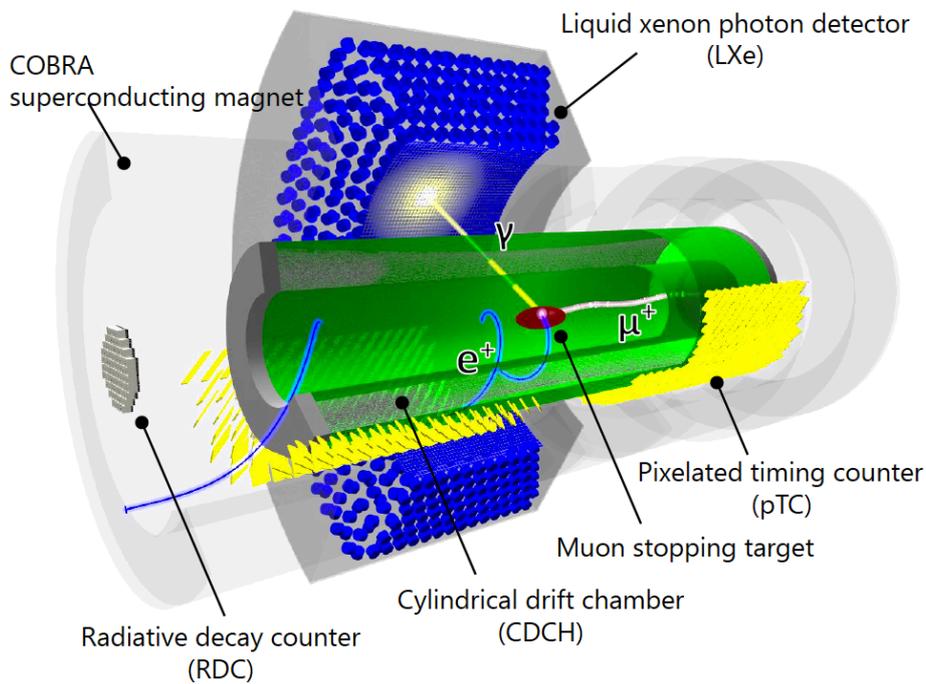


図 5.1 MEG II 実験の各種装置の模式図。

5 MEG II 実験に向けたアップグレード

MEG II 実験は $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の世界初の発見に向けて前身の MEG 実験からのビーム強度の増大・検出器性能の向上などを通して測定感度を 1 桁向上させることを目的とした実験である。

図 5.1 はアップグレード後の MEG II 実験の各種装置の模式図を表している。ここからは既存のシステムの改良点・追加点やアップグレード後の予測感度について説明をしていく。

5.1 ビーム並びにターゲット

ビームラインは MEG 実験と同じく PSI の $\pi E5$ を用いる。MEG 実験においてはビームの強度に対して、2 乗で比例していくバックグラウンドイベントに対する検出性能の限界からビーム強度を最大パワーの 1/3 にせざるを得なかった。MEG II 実験では検出器の性能向上によりバックグラウンドの識別能力が向上するため、ビーム強度を 2 倍超の $7 \times 10^7 \mu/s$ とすることが可能となる。

同時にターゲットについても改良を加える。ミュオン崩壊後に生じる陽電子・ガンマ線が散乱を起こしてエネルギー・運動量を変えてしまうことのないように、ターゲットは MEG 実験で用いた $205 \mu\text{m}$ 厚のターゲットから $140 \mu\text{m}$ 厚のものへと変更する。この時のターゲットの傾斜角は 15° であり、MEG 実験と比較して実効的なターゲットの面密度 ($[\text{g}/\text{cm}^2]$) に変化はない。

Resolution	MEG	MEG II
σ_p	306	130
σ_θ	9.4	5.3
σ_ϕ	8.7	3.7
Tracking Efficiency (%)	65	78

表 5.1 アップグレード前後の各種分解能・トラッキング効率の比較。

5.2 陽電子スペクトロメーター

陽電子スペクトロメーターは MEG 実験の時と同様に陽電子軌道を曲げる COBRA 磁石、陽電子の飛跡をトラッキングするドリフトチェンバー、陽電子の衝突のタイミングを検出するタイミングカウンターから構成される。COBRA 磁石は MEG 実験時から変更なくそのまま用いられる予定である。一方ドリフトチェンバー、タイミングカウンターについては装置全体が一新されることになる。

5.2.1 ドリフトチェンバー

従来の 16 枚のモジュールの代わりに一体型のワイヤーチェンバーを用いる。チェンバー本体は長さ 1.93m の筒型をしており、この内部にアノードワイヤーとして金メッキタングステン²⁰の 20 μ m 径ワイヤー、カソードワイヤーとして銀メッキアルミニウム⁴⁰の 40~50 μ m 径ワイヤーが張られた構造となっている (図 5.2)。これらワイヤーは計 10 層となっており、それぞれ交互に約 6~8 度ずつ傾けられて配置されている (図 5.3)。これによりドリフトセルは 7 \times 7mm² のサイズのもので 1920 個存在する形となる。ドリフトチェンバー内部はなるべく散乱を抑えるように物質量の小さなヘリウム・イソブタン混合ガス (それぞれ 85:15 の比) で満たされている。一体型のドリフトチェンバーを用いることで内部の物質量が低減され、検出器の放射長を 27.5% 程度短くすることができる。また MEG 実験では発生していた物質量が大きなチェンバーのフレーム部分で起こった陽電子の散乱などが抑制され、トラッキング効率が向上する。また陽電子の軌跡がタイミングカウンターに衝突する直前までトラッキング可能になるので、飛行時間の推定精度も上がり、時間の補正精度が 75ps から 11ps へと向上する。ワイヤーを敷き詰めたことで陽電子のヒット数が増加してトラッキング能力が向上し、分解能が改善することがシミュレーションより見積もられている。表にアップグレード前後の分解能の変化をまとめる。

5.2.2 タイミングカウンター

MEG II 実験のタイミングカウンターはビーム上流側に 256 枚、下流側に 256 枚の計 512 枚の細分化された大きさ 120 \times (40 or 50) \times 5mm² の小型カウンターからなっている (図 5.4)。この小型カウンターはプラスチックシンチレーター (BC-422) の両側面に直列接続のシリコン検出器 (SiPM) 6 個がくっついた形となっており、シンチレーターに衝突した陽電子のシンチレーション光を SiPM で読み出す構造になっている (図 5.5)。小型カウンター 1 個あたりの時間分解能は 70~80ps であるが、陽電子が飛行する中で複数のカウンター (平均約 9 個) に衝突することで (図 5.6) 装置全体としては 30~35ps と MEG 実験に比べて 2 倍程度の高い時間分解能を持つ。細分化することのもう 1 つのメリットはパイルアップが減少し、高強度ビーム環境下でも運用が可能となる点である。



図 5.2 クリーンルームに置かれた組み立て途中のドリフトチェンバー。

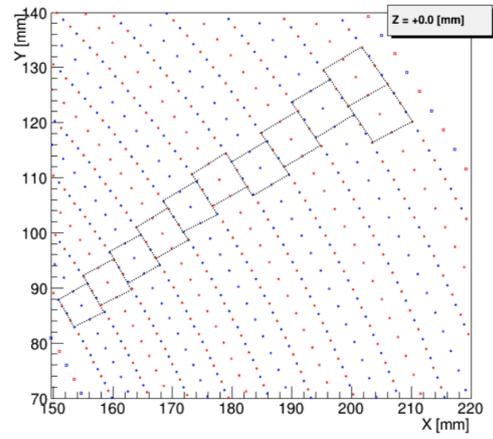


図 5.3 $z=0\text{cm}$ におけるワイヤーの断面。色の違いはワイヤーを交差させる角度の違いを表している。[16]



図 5.4 ビームラインにインストールする前の上流側・下流側併せたタイミングカウンター。

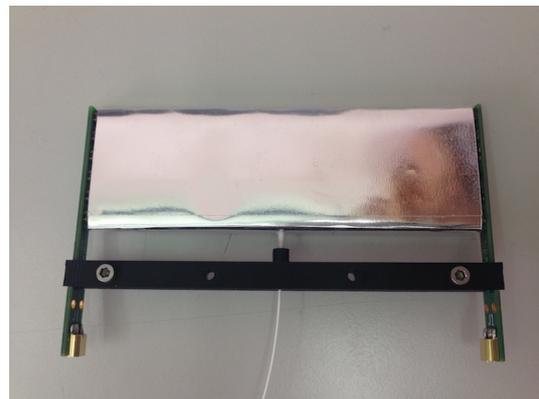


図 5.5 タイミングカウンターの内の小型カウンター。シンチレーターの側面に計 6 個の SiPM が付いている。

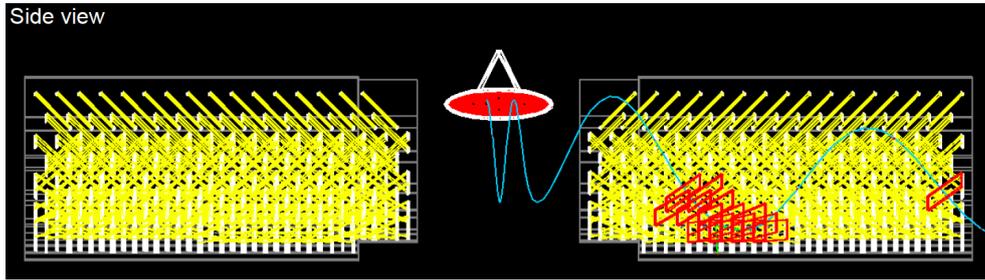


図 5.6 横から見たターゲットから飛来した陽電子のタイミングカウンターへの衝突例。複数個のカウンターにヒットしていることが見て取れる。

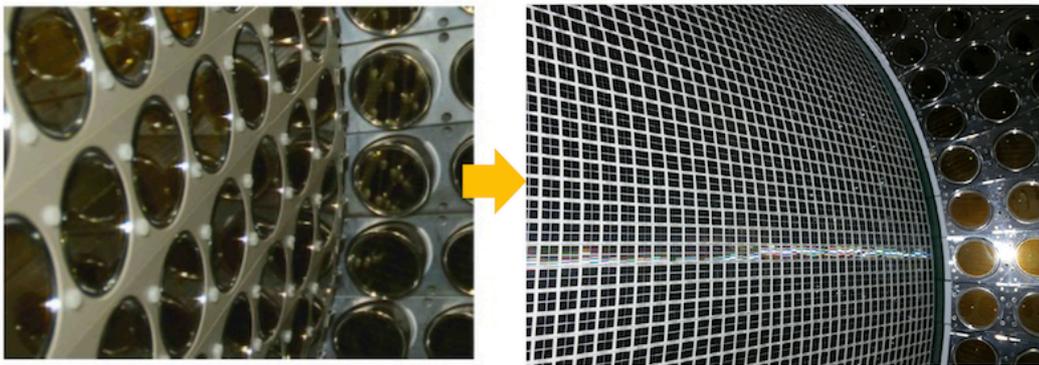


図 5.7 液体キセノンガンマ線検出器における入射面の変化。左図が MEG 実験におけるもので右図が MEG II 実験におけるもの。

5.3 液体キセノンガンマ線検出器

液体キセノンガンマ線検出器のアップグレードは本稿の主題であるため、詳しい説明は後述し、ここでは概要について述べる。大きな変更点はミュオンからのガンマ線の入射面の光センサーを 216 本の直径 2 インチの PMT から 12mm 四方の 4092 個の MPPC へと置き換えた点である（図 5.7）。これにより検出器の分解能が向上し、検出効率も改善されることが期待される。

5.4 輻射崩壊同定用カウンター

輻射崩壊同定用カウンター（Radiative Decay Counter、以下 RDC と表記）は MEG II 実験において初めて導入されることになる検出器である。これは第 3 章で述べた RMD 由来のバックグラウンドを同定するためのものである。

主要なガンマ線バックグラウンドである RMD イベントと AIF 事象は MEG 実験においてはバックグラウンドへの寄与はおおよそ半々程度であった。MEG II 実験ではドリフトチェンバーの物質低減のために、AIF 事象由来のバックグラウンドは減少することが期待される（図 5.8）。一方で RMD 由来のバックグラウンドは RDC を用いてガンマ線を判別することで低減させる。高エネルギーのガンマ線を伴う RMD イベントにおける陽電子は通常低エネルギー（1~5MeV 程度）であるため、この陽電子を RDC で検出することで液体キ

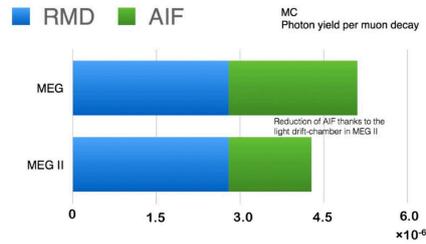


図 5.8 ミューオン崩壊 1 回あたりの主要なバックグラウンドイベントに由来するエネルギー 48MeV 以上のガンマ線の割合。AIF 事象は減少しているのに対して RMD 由来のものは変化が見られない。

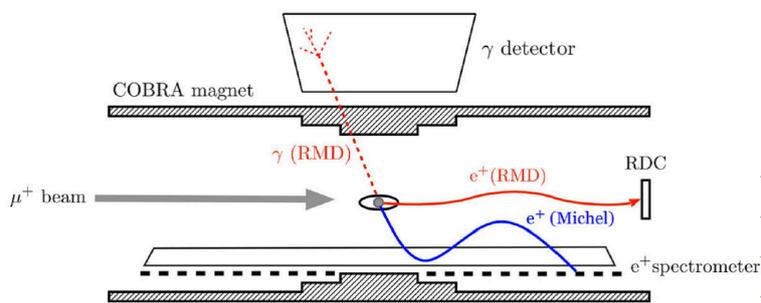


図 5.9 RMD 由来の陽電子を同定する模式図。青線で表されるミシェル崩壊由来の陽電子とガンマ線が同時に検出されたかのような誤認を抑えることができる。

セノン検出器で検出されたガンマ線が RMD 由来であるとタグ付けを行うことができる (図 5.9)。

RMD 由来の陽電子は COBRA の磁場によりビーム軸付近で検出されるため、RDC はビーム軸上に設置される。ビーム軸下流側の RDC についてはすでに完成しており、図 5.10 のようなものになっている。その模式図は図 5.11 のようになっている。RDC はエネルギー測定部分の 76 個の LYSO 結晶と時間測定部分の 12 枚のプラスチックシンチレーター棒から構成されている。プラスチックシンチレーターは両端に SiPM をつけることで、LYSO 結晶は下流側の面に SiPM をつけることでそれぞれシンチレーション光を読み出している。また RDC はキセノン検出器の較正用ターゲットを下流側から配置する際に邪魔にならないようにアームを動かすことでビーム軸上からどけることが可能となっている。

一方ビーム軸上流側については現在は構想の段階である。上流側はビームを止めることのないようにできるだけ低物質質量かつ放射線に対して高耐性な検出器が望まれる。現在はシンチレーションファイバーなどが候補として挙げられている。

5.5 データ取得

MEG II 実験は MEG 実験に比べて各種検出器のチャンネル数が飛躍的に増加するので、多チャンネルの読み出しが可能なシステムが必要となる。このため新たに WaveDREAM という PSI で独自に開発された読み出しシステムを用いる (図 5.12、5.13)。WaveDREAM の回路図を図 5.14 に示す。この WaveDREAM ボードには信号の読み出し、トリガー、高電圧の印加、信号増幅などの各種機能が搭載されている。

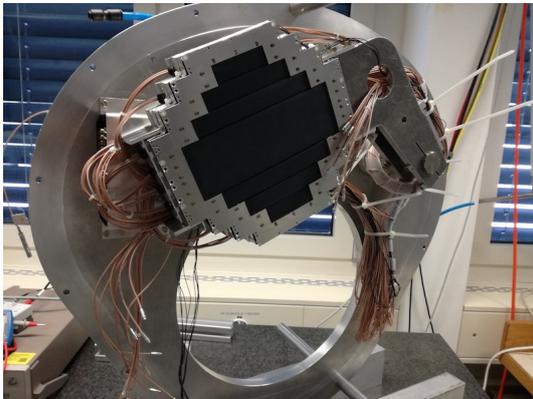


図 5.10 下流に配置する RDC。この図ではビーム軸からずらした状態となっている。

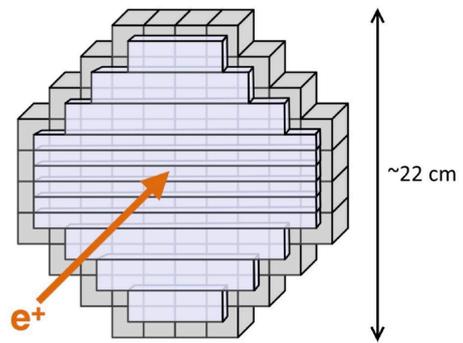


図 5.11 RDC の概念図。プラスチックシンチレーター（紫色）と LYSO 結晶（灰色）で陽電子を検出する。

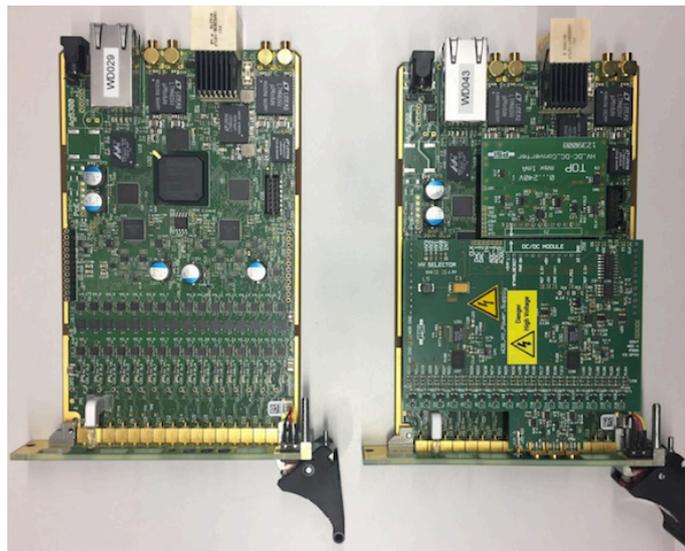


図 5.12 WaveDREAM のボード。

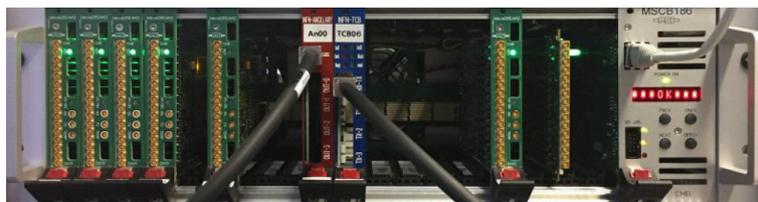


図 5.13 WaveDREAM がラックに搭載された状態（緑色のボード）。

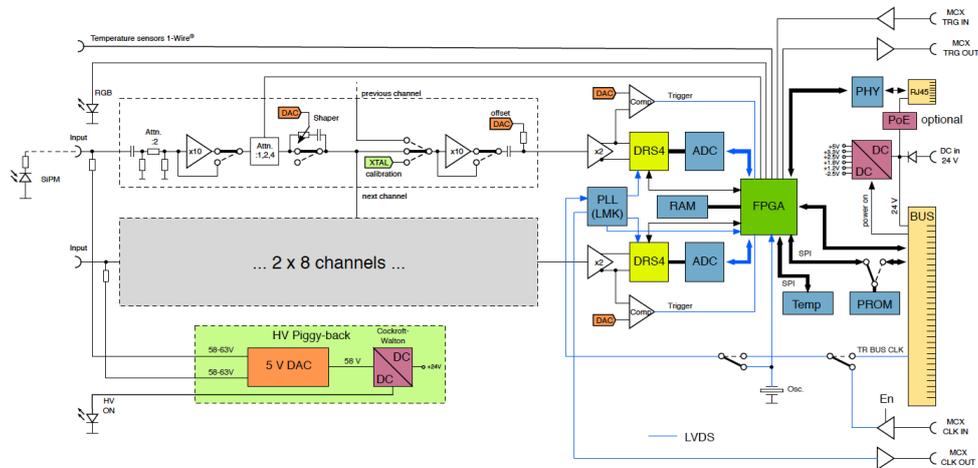


図 5.14 WaveDREAM の回路図。

Resolution	MEG	MEG II
E_{e^+} (keV)	380	130
θ_{e^+} (mrad)	9.4	5.3
ϕ_{e^+} (mrad)	8.7	3.7
z_{e^+}/y_{e^+} (mm) core	2.4/1.2	1.6/0.7
$E_\gamma\%$ (w_{i2cm})/(w_{i2cm})	2.4/1.7	1.1/1.0
$u_\gamma/v_{gamma}/w_{gamma}$ (mm)	5/5/6	2.6/2.2/5
$t_{e^+\gamma}$ (ps)	122	84
Efficiency		
Trigger	≈ 99	≈ 99
Photon	63	69
e^+ (tracking \times matching)	30	70

表 5.2 アップグレードによる分解能と検出効率の改善。

5.6 予想到達感度

MEG II 実験では陽電子・ガンマ線それぞれについて検出分解能に大幅な改善が見込まれている。アップグレード前後の分解能、並びに検出効率を表 5.6 に示す。

このアップグレードによる統計量増加・検出器性能向上・RDC の追加を踏まえた上で 3 年間データを取得した際の予測感度を図 5.15 に載せる。これにより最終的に予測される到達感度は 4×10^{-14} となり、MEG 実験を 1 桁上回る世界最高感度での稀崩壊探索が実現できる。

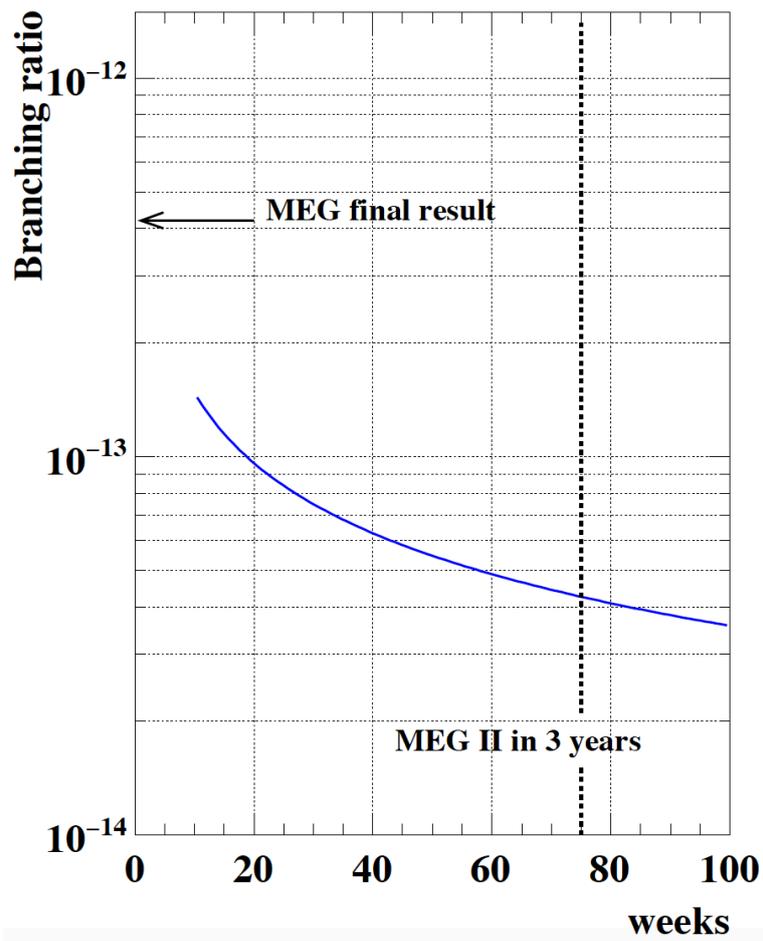


図 5.15 MEG II 実験において 3 年間データ取得を行なった際の予測到達感度。ビームは一年のうち 25 週間照射されると仮定している。

6 液体キセノンガンマ線検出器のアップグレード

すでに述べたように、MEG 実験では $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊からのガンマ線検出用に液体キセノンをシンチレーターに用いた検出器を用いている。MEG II 実験へのアップグレードにおいてはより精度良いガンマ線の読み出しが可能となるように、またより高強度なビームの下でも運用可能な検出器の改良を行った。

6.1 既存の検出器の問題点

MEG 実験において液体キセノンからのシンチレーション光を検出するのは壁面に配置された 846 本の PMT であった。この PMT による読み出しで問題となった点は、検出器の入射面近くで反応するガンマ線に対してシンチレーション光の収集効率が入射位置に依存することであった。PMT は検出器内の配置の都合と光電面の有効範囲の関係 (PMT 径が 57mm に対して光電面は 45mm) から、光子に対する有感領域間には 16mm の間隔が存在してしまっている。また PMT が円形ゆえの隙間も生じてしまっている。これはガンマ線がどの部分に入射するかによって検出効率が左右されてしまうことを意味している。図 6.1 はガンマ線のヒット位置の深さに対するシンチレーション光の収集効率の相関を示すシミュレーション結果である。この図から特に反応位置が浅いイベントに対しては収集効率に大きなばらつきがあることが見て取れる。反応位置が浅いイベントは例えば図の A の時のように PMT の直近に入射した場合はそのシンチレーション光が十分に検出されるが、B の時のように PMT から遠いところに入射すると有感領域への光子のヒットが少なくなってしまうからである。

6.2 アップグレードの概要

前節の問題を解決するためには壁面、特にガンマ線が入射する面においてセンサーをより密に詰める必要がある。このため MEG II へのアップグレードにおいては入射面の PMT216 本 (径 45mm) が新たに 4092 個の MPPC($12 \times 12\text{mm}^2$ の正方形) へと置き換えられた。このアップグレードにより改善する点は主に 4 つある。

シンチレーション光の読み出しの一様性

入射面におけるセンサーの占有比率の増大によりガンマ線の入射位置によらないシンチレーション光の検出効率が実現し、読み出しの一様性が大幅に向上する。エネルギーの再構成には総検出光子数を参照するため、これによりエネルギー分解能が向上する。

シンチレーション光の高精細な読み出し

センサー数が 216 個から 4092 個と大幅に増え、さらに光センサーのサイズが大幅に小さくなったことでガンマ線信号がより高精細に読み出すことができるようになる (図 6.2)。これはガンマ線がどこに入射したのかという位置分解能の向上につながる。

ガンマ線飛来時間の正確な見積もり

入射位置がより精細に読み出せ、検出光子数の統計が増えることによってガンマ線の飛来時間の推定の精度が向上する。これは時間分解能の向上につながる。

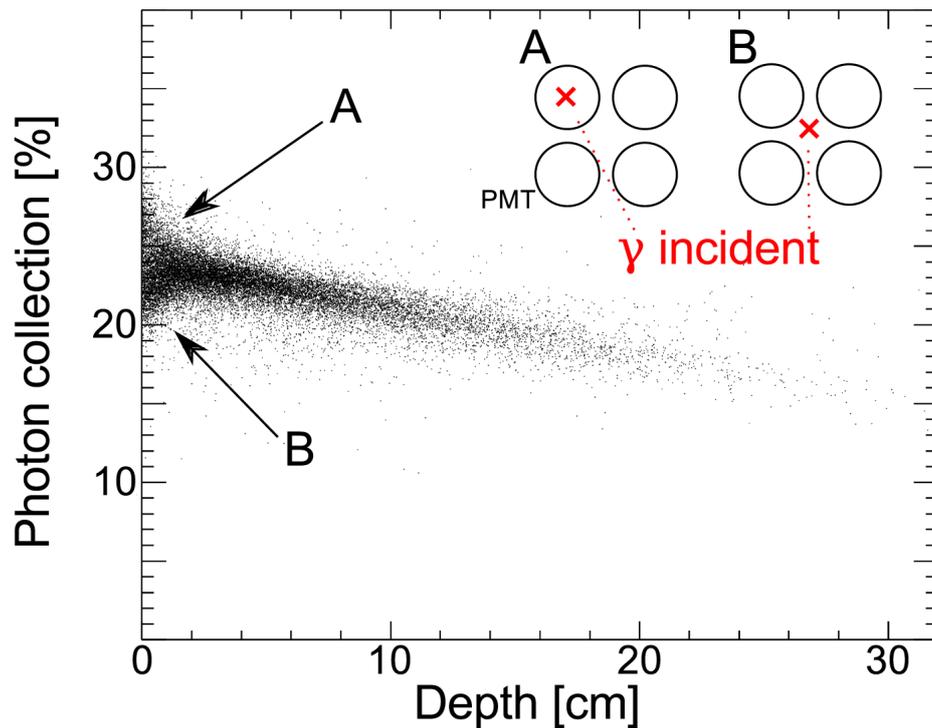


図 6.1 MEG 実験のガンマ線検出器におけるガンマ線の反応地点の深さとシンチレーション光の収集効率の関係。特に浅い部分については入射する地点によって大きなぶれが見受けられる。 [8]

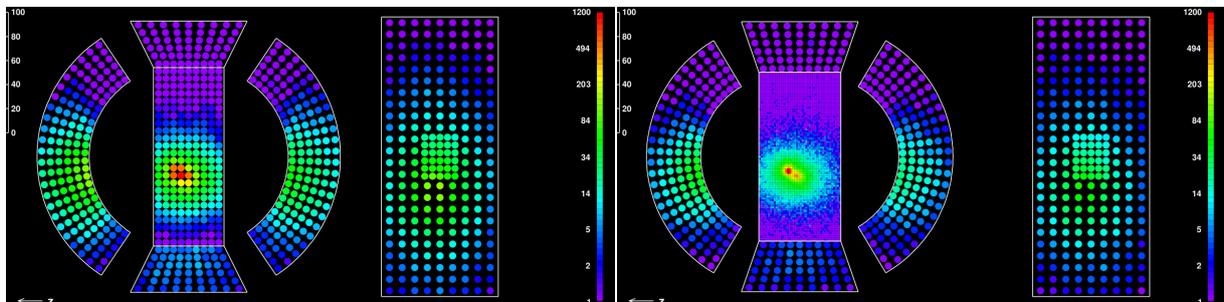


図 6.2 アップグレード前後の検出器に同一のガンマ線が飛来した時のシンチレーション光の分布読み出しのシミュレーション結果。左図が MEG 実験時のセットアップでの読み出しで、右図がアップグレード後の読み出し。アップグレード後はガンマ線イベントのパイルアップも見えるようになっている。

物質低減による検出効率の向上

PMT に比べて MPPC は厚さと物質質量がより小さなものとなっている。これによりガンマ線の軌道にある物質とガンマ線が相互作用を起こしてエネルギー・方向に悪影響を与えることを防ぎ、検出効率の向上を実現している。

さらに PMT の配置についても改善を行った。従来は側面の壁における PMT の配置は受光面がビーム軸に対して垂直になるような配置がなされていたが、これを壁面そのものに対して平行になるように並べ、受光面間の段差がなくなるようにした。これにより従来は存在した段差の影によりシンチレーション光の検出量の

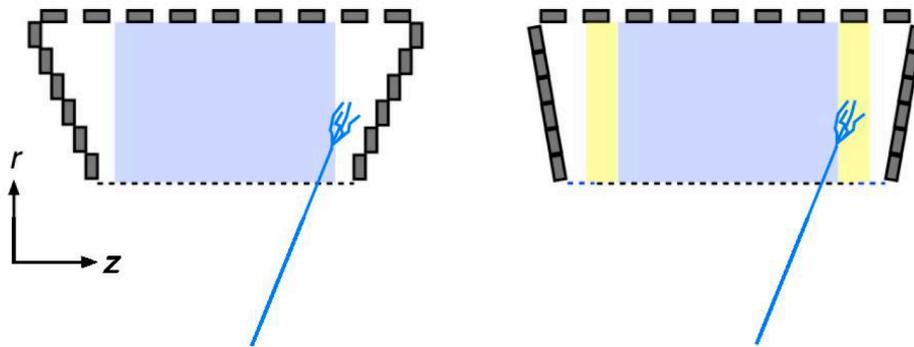


図 6.3 検出器における PMT の MEG 実験における配置 (左) とアップグレード後の配置 (右)。入射面に対して z 方向に拡張し (黄色の部分)、側面の壁の PMT の配置のレイアウトを変えている。 [8]

入射位置による非一様性を無くしている。また検出器についても光子の入射面を 10 % 程度拡張している。これにより側面の壁付近に入射したようなガンマ線イベントについて、電磁シャワーの漏れを低減させている (図 6.3)。

6.3 MEG II 実験に用いる新型 MPPC

MEG II 実験においては入射面以外に用いる 668 本の PMT は MEG 実験で用いたものを再利用する。一方で入射面においては新たに開発した 4092 個の MPPC を用いる。以下では MPPC 一般の特徴、ならびに新たに開発した MPPC の特徴について解説をしていく。

6.3.1 MPPC の動作原理

MPPC は Multi Pixel Photo-Counter の略であり、シリコン光検出器 (SiPM) のうち浜松ホトニクスが製品化したものの名称である。そのためまずは SiPM の動作原理から説明をしていく。SiPM は半導体であるシリコンを用いた光検出器であり、新たな主力検出器の 1 つである。SiPM は半導体検出器であり、光子が半導体の空乏層に入射した際に作成される電子・正孔対を pn 接合部に電圧をかけることで増幅して信号を得ている。SiPM で起こる信号増幅はアバランシェ増幅と呼ばれる。これは電圧をかけてエネルギーを増幅されたキャリアが結晶格子に衝突することで新たなキャリア対を生み出し、生み出されたキャリアがさらにキャリアを生成するといった具合に雪崩 (avalanche) のようにキャリアが増幅されていく現象である。SiPM はブレイク電圧以上の電圧印加のもとで一定の飽和出力が発生するようなガイガーモードで運用することでアバランシェ増幅から高い増幅率を得ている。

SiPM の基本的な構造を図 6.4 に示す。SiPM (図では APD となっている) ピクセルに繋がっている抵抗はクエンチング抵抗と呼ばれるものである。光子信号を検出した後に次の光子信号を入手できるようにするためには一度ガイガーモードの放電を止める必要がある。そのため各ピクセルにクエンチング抵抗を直列接続することで動作電圧を低下させ、短時間で増幅が止められるようになっている。SiPM では基本単位である SiPM ピクセルを 2 次元上に配列し、それらを並列接続することでピクセルで読み出された光子信号をまとめて読み出している。この時どのピクセルで検出されたのかという情報は失われるが全ピクセルで得られた光子

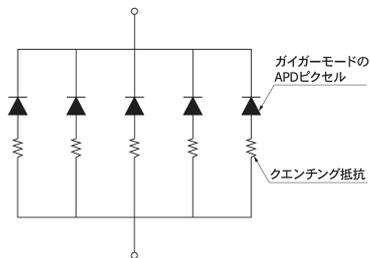


図 6.4 SiPM の基本構造。実物はさらに多くのピクセルが 2 次元上に配置されている。 [17]

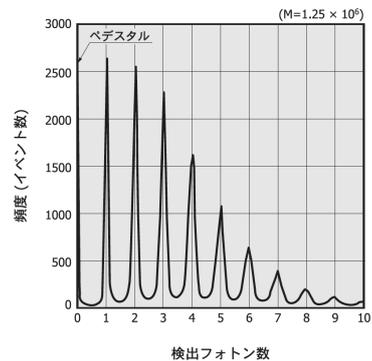


図 6.5 SiPM により読み出されたパルスの波高のスペクトル。光子由来のピークが光子数に応じてはっきり分かれていることが確認できる。 [17]

の合計数を得ることができる。これにより検出光子数を一個単位で測定することが可能である。

6.3.2 SiPM の特徴

次世代の光検出器として利用がなされている SiPM は特に PMT と比較した上で以下の特徴を持っている。

1. 検出光量が少ない時の検出イベントに対する信号の線形性
2. PMT に比べて安価である
3. 高い単一光電子検出能力 (図 6.5 参照)
4. PMT と同程度の増幅率 ($10^5 \sim 10^6$)
5. 磁場中で動作可能 (PMT では困難)
6. 低電圧で動作 (PMT : 数百ボルト、SiPM : 数十ボルト)
7. PMT より小型

一方で以下に示す半導体ならではの SiPM の短所も存在する。

1. ダークノイズの存在

半導体中においては熱励起やトンネル効果により電子・正孔対が発生することがある。すると光子が入射していないにも関わらず、その電子を増幅してしまうことであたかも単一光電子が「検出」されたかのようなダークノイズイベントが見受けられる。ダークノイズのイベントレートは以下の式で表される [17]。

$$N_{DN} \propto T^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (8)$$

ここで T は絶対温度、 E_g はバンドギャップエネルギー、 k はボルツマン定数を表している。特に温度が上がっていくにつれて熱励起の頻度も増えるのでダークノイズレートも増加していく。

2. クロストーク

本来 SiPM のピクセルは並列の信号検出を行っているが、アバランシェ増幅で発生した二次的な光子が隣のピクセルに漏れ出てしまいあたかもそれが別の信号であるかのように読み出されることが起こりうる。これは後述のアフターパルスと併せて電荷の過大評価につながる。

3. アフターパルス

半導体であるシリコン結晶には不純物などに由来する結晶構造の欠陥が存在する。アバランシェ増幅された大量の電子のうち、一部がこの欠陥で束縛されることがある。束縛された電子はやがて放出されるが、他の雪崩電子よりも遅れて進行するためにあたかも「後からやってきた光子信号」のように見える。これをアフターパルスと呼ぶ。アフターパルスは名前の通り真の信号のあとからやってくるのが特徴である。

4. 高エネルギー粒子によるダメージ

シリコンの結晶構造は特に高エネルギーの粒子が飛来することによって破壊されてしまうことがある。そのためミュオンビーム下でデータ取得を続けると SiPM がダメージを受け、ダークノイズの増大などにより検出効率の悪化が起こってしまう。

5. 検出光電子数の飽和

SiPM は信号を読み取ったピクセル数に比例して出力を大きくしていく。すなわち検出信号にはピクセル数という限界がある。もしピクセル数以上の光子が飛来してきたら全ての光子を別々に検出することができず、飽和が起こってしまう。

6.3.3 真空紫外光有感な MPPC の開発

通常の MPPC は主に可視光の検出を目的としたものであり、それ以外の光子に対しては検出効率が低い場合がほとんどである。そのため MEG で用いるキセノンの 175nm 波長の真空紫外光を検出できるような MPPC が新たに必要となっている。液体キセノンガンマ線検出器において必要とされる運用条件は以下のとおりである。

1. 真空紫外光 ($\lambda = 175\text{nm}$) に対して十分な検出効率を持つこと。
2. 液体キセノン温度 ($\sim 165\text{K}$) において運用可能であること。
3. チャンネル数の制限のために 1 チャンネルが十分な大きさの受感面積を持つこと。
4. 波形が十分早く減衰する、すなわち時定数が小さい。

特に下の 2 つは両立が困難である。というのももし受感面積を大きくすると MPPC の静電容量が増大してしまい、波形の時定数が大きくなってしまうからである。

我々のグループと浜松ホトニクスとの共同開発のもと、新たに真空紫外光有感な大面積 MPPC (S10943-4372) を作成した (図 6.6、図 6.7)。

この MPPC は計 4 枚のシリコンチップがセラミックのパッケージ上に配置されている構造になっている。パッケージのサイズが $15 \times 15\text{mm}^2$ 、シリコンチップも 1 枚あたり $6 \times 6\text{mm}^2$ と MPPC にしてはかなり大型となっているのも、前述の通りチャンネル数増大によるエレクトロニクスの煩雑化 (およびそれに伴うケーブルを介した熱流入) を防ぐためである。後述するように MPPC は 4 チップを直列接続して実質 $12 \times 12\text{mm}^2$ 相当のチップとして運用するが、液体キセノンという低温中で運用する都合上、ダークノイズの増大はあまり気にならない。MPPC の表面にはシリコンを保護するための水晶の窓が付いている。これはパッケージの上に取り付けた形になっており、窓とチップそのもの間には隙間があるため液体キセノンが流入できるようになっている。これについても真空紫外光に対する屈折率が 1.60 であり、液体キセノンの屈折率 1.64 と大きな差がないので液体キセノン中では窓は「透明」とであるとみなしてよい。

読み出された波形ができるだけパイルアップを起こさないようにするためにも、1 個の MPPC 上のチャ

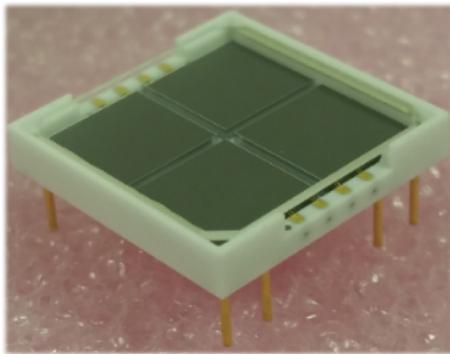


図 6.6 MEG II 実験に用いる MPPC。

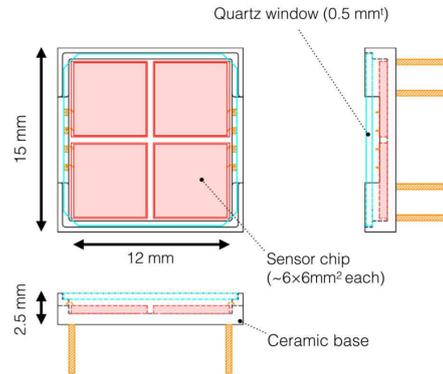


図 6.7 MPPC の模式図。

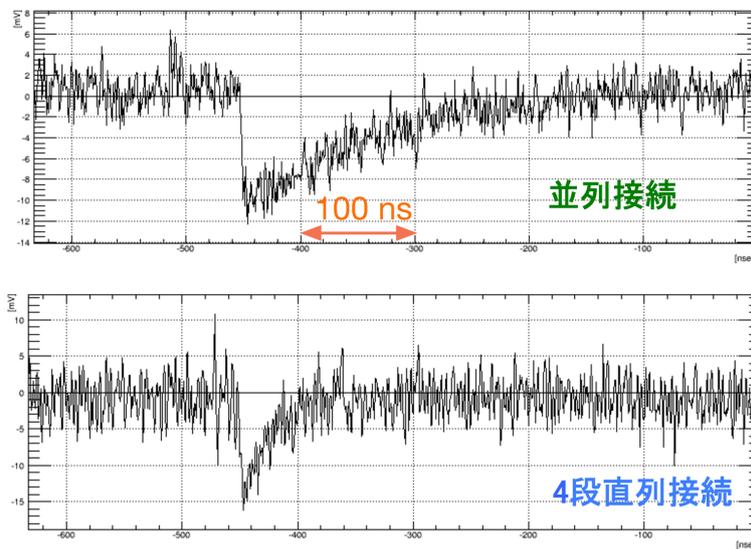


図 6.8 2 個の光電子を検出した時の接続方法に基づく波形の違い。

ンネルをどのように接続するのが良いかも検討した。図 6.8 は接続方法の違いによる波形の変化を表しており、上の波形が 4 枚のチップを並列接続にした場合、下の図が 4 枚全てを直列接続にした場合である。直列接続のほうが並列接続の場合に比べて波形の減衰が速いのが見て取れる。これは直列にすることで MPPC としての静電容量が小さくなり、時定数が小さくなったことを意味している。実際に MEG II 実験に用いる MPPC の接続方法は 6.3.5 節で詳細に述べる。

6.3.4 過去に行われた MPPC の性能評価の結果

先述したように、MEG II 実験の液体キセノンガンマ線検出器のアップグレードに際しては、我がグループと浜松ホトニクスとの間で共同開発された MPPC を用いる。ただしこの MPPC は本実験のために新たに開発されたものであり、その性能については性能評価を通してきちんと把握しなければならない。そこでその基礎特性を理解するために種々の性能の測定が行われた。

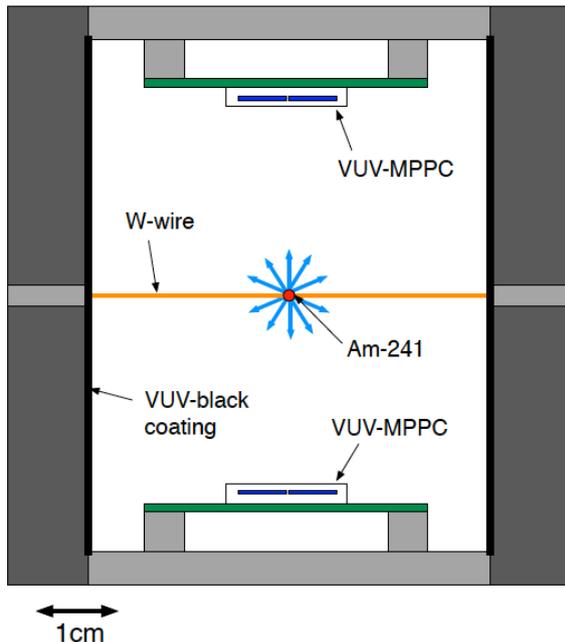


図 6.9 MPPC の PDE を測定するためのセットアップ。中心に張られたワイヤー上のアルファ線源から飛来するアルファ線のシンチレーション光を用いている。[20]

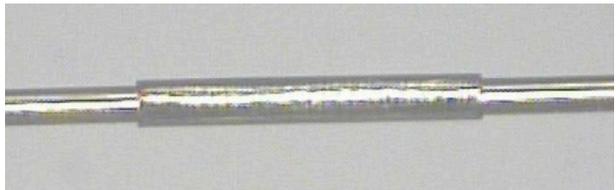


図 6.10 測定に用いたワイヤー上のアルファ線源 ^{241}Am 。メッキによって ^{241}Am は覆われている。[21]

MPPC の光子検出効率・ゲインの評価

MPPC の光子検出効率 (PDE) は実際に入ってきた光子の個数、すなわちシンチレーション光のエネルギーを推定する上で理解する必要がある。またキセノン検出器で十分な分解能を実現するためにも、十分大きな PDE を持たなくてはならない。そこで MPPC の PDE を確認するための測定が行われた。

図 6.9 はこの測定のために作成されたセットアップである。セットアップの容器内部は液体キセノンによって満たされており、上部と下部に MPPC が設置されている。用いる光源は線源 ^{241}Am より生じるアルファ線 (エネルギー 4.78MeV) であり、アルファ線が液体キセノン中を通過して生じたシンチレーション光を検出するという仕組みである。このアルファ線源はタングステン製のワイヤーに金メッキを施された上で配置されている (図 6.10)。本来なら ^{241}Am 由来のアルファ線エネルギーは 5.5MeV であるが [18]、ワイヤー表面などでのエネルギー損失を考慮してエネルギーに補正を加えている点には注意を要する [19]。この時生じるシンチレーション光が壁で反射をして、アルファ線から直に飛んできた光子と併せて光量を過大評価することのないように壁面は反射を抑制する素材を塗布されている。このセットアップから測定された MPPC の PDE のオーバーボルテージに対する依存性は図 6.11 のようになる。この結果より実際に運用する際のオーバーボルテージ 7V 付近で PDE が 15% 以上であることが分かった。これはガンマ線検出器に用いる上で十分な性能である。

また同様のセットアップで MPPC のゲインについても測定を行った。この時用いた光源は容器内部にある LED であり、非常に小さな出力で光らせることで 1 個単位の光子の検出が可能となる。これにより得られた電荷のヒストグラム (図 6.12) における 1 個の光電子由来のピークと光電子のないペDESTAL のピークを比

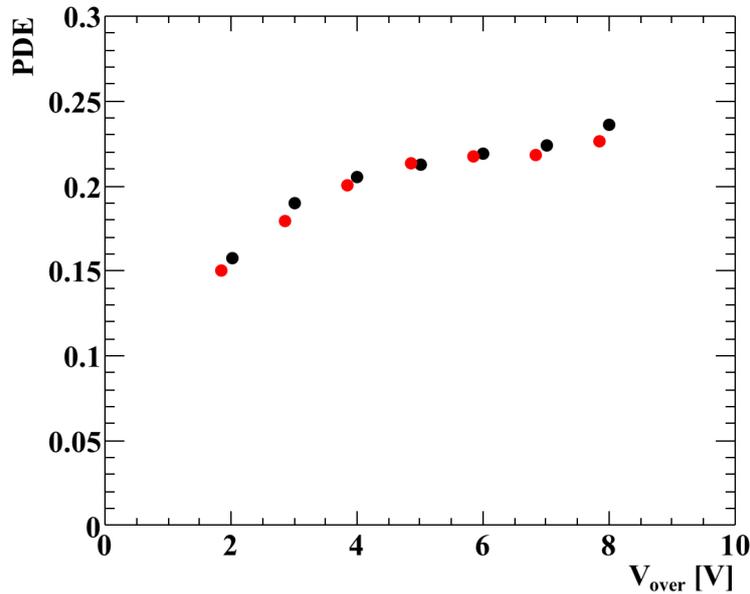


図 6.11 MPPC の PDE のオーバーボルテージに対する依存性。2 個の MPPC に対して測定を行っており、グラフの黒点、赤点はそれぞれの MPPC の測定結果を表している。 [20]

較することでゲインが測定できる。図 6.13 はそれにより得られたゲインとオーバーボルテージの相関である。この結果より PDE の時と同様にオーバーボルテージが 7V の時にゲインが 8×10^8 程度となっており、これも検出器の要請に十分見合ったものとなっている。

光子検出効率の角度依存性の予想値とのずれ

先行実験において MPPC の性能評価の一環として液体キセノン中における素子の大量試験が行われた。図 6.14 がそのセットアップとなる。この試験では 600 個のプロトタイプ素子が液体キセノン中に配置され、全ての素子が正常に動作するかの確認がなされた。この時用いられた光源はワイヤーに張られたアルファ線源に由来するエネルギー 4.78MeV のアルファ線である。液中でのアルファ線の飛程は十分小さいのでこの光源は点光源とみなせる。この光源と素子の間には図 6.15 のように素子毎に距離、入射角度などの位置関係の違いが生じている。

このセットアップで線源近くの MPPC を用いたセルフトリガーによりアルファ線イベントのデータ取得を行った。この時の測定結果を縦軸を 0° で 1 に規格化した相対的 PDE、横軸を光子の入射角としてプロットしたものが図 6.16 となる。図の赤線はフレネルの式より予測される PDE の予測値であるが、特に入射角が 30 度を超えたあたりから予測値と測定結果の間に差異が生じ、測定結果の方が角度の変化に対して大きな減少をしていることが見て取れる。

元々本試験は角度依存性を見ることを主として行われたものではなかったが、このセットアップにおける PDE の角度依存性を見積もる上での問題点はいくつか存在する。

1. MPPC の個体ごとの PDE などの特性の差が PDE の角度依存性と区別できない。
2. セットアップを取り囲む壁や反対側に位置する MPPC などから反射した光が誤って検出されてしまう

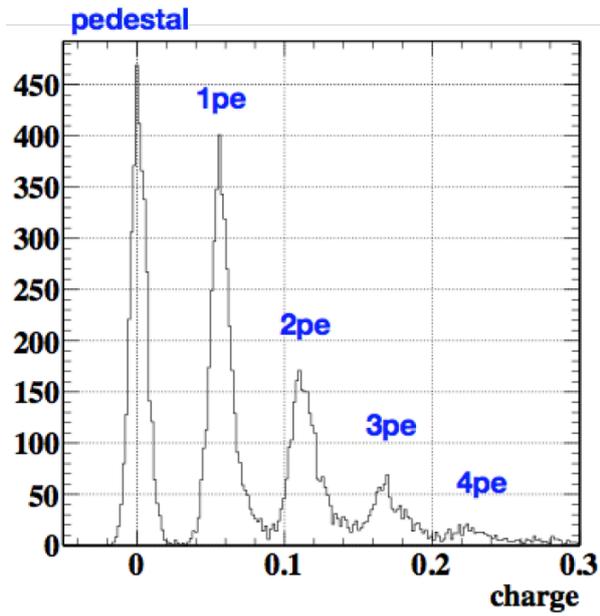


図 6.12 弱い LED 光により得られた光電子に由来する電荷のヒストグラム。

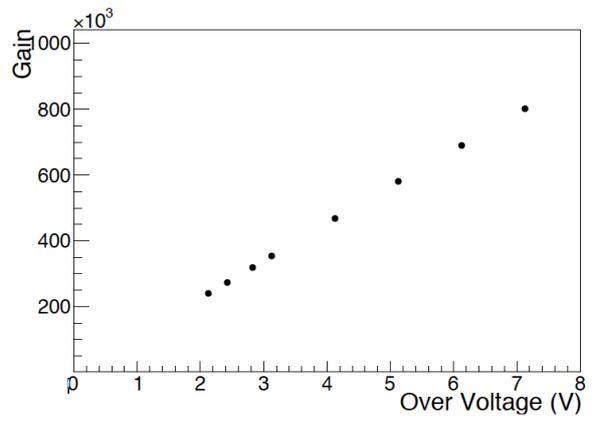


図 6.13 ヒストグラムのピーク間の差より導出されたゲインのオーバーボルテージ依存性。 [20]

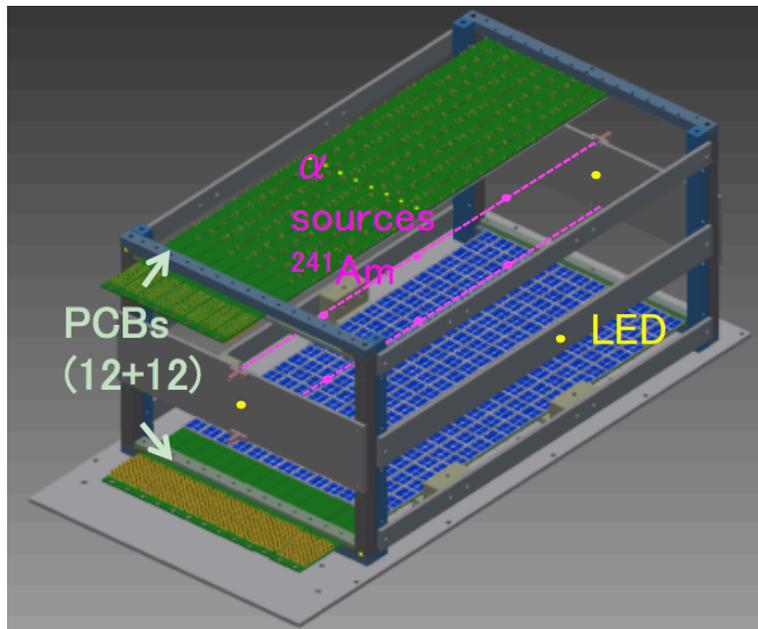


図 6.14 素子大量試験の測定セットアップの CG。実際のセットアップでは周囲はアルミニウムの壁で囲まれているが、この図では省かれている。 [22]

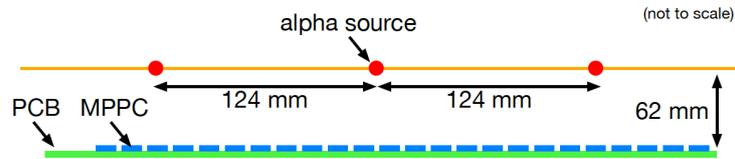


図 6.15 MPPC の素子とアルファ線源の位置関係。素子ごとにアルファ線源からの距離・光子の入射角が違ってくる。

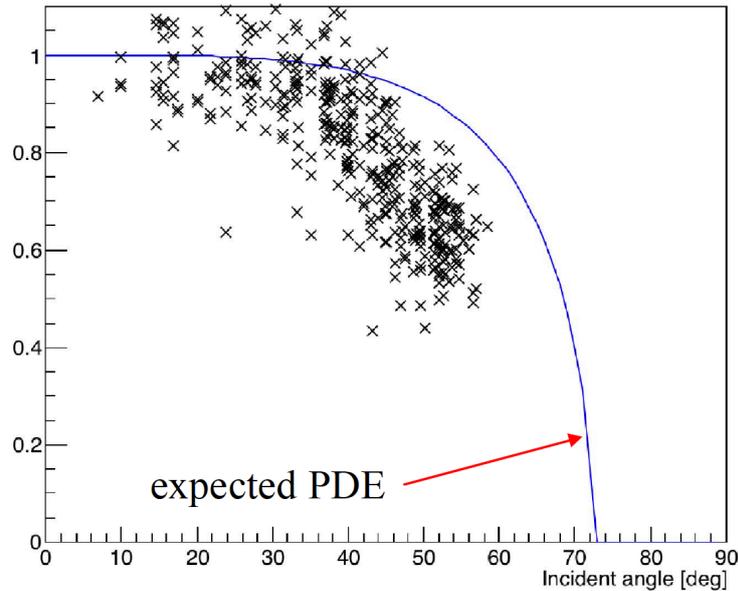


図 6.16 大量試験により得られた素子の相対的 PDE (0 度で 1 に規格化されている) の角度依存性。青線は理論より予測される相対的 PDE。液体キセノン中における LED 光強度の減衰の影響は補正済みである。

こと。

そこで PDE の角度依存性を精度よく測定するための新たなセットアップを作成し、試験を行う必要がある。これが第 7 章の主題となる。

6.3.5 検出器中における MPPC の配置・データ読み出し

ガンマ線検出器中では MPPC は $u-v$ 平面上に u 方向 44 個、 v 方向 93 個の計 4092 個配置される。これら MPPC は u 方向 22 個ごとに 1 つの PCB 上に設置される。図 6.17 は実際に MPPC が設置された PCB であり、図 6.18 は検出器中に PCB をインストールしている最中の様子である。この PCB の断面図は図 6.19 のようになっている。信号線の周りをグラウンドで取り囲むことによってノイズの影響を抑えるといった工夫がなされている。最終的に読み出された信号は端の MMCX コネクタを介してケーブルで読み込まれることになる。MPPC の配置を正確に行い、壁面と PCB の隔たりを最小限に抑えることは光子検出効率の観点からも重要になってくるので、PCB と壁面の間にはサポート構造として炭素繊維製のプレートを挟んでいる (図 6.20)。炭素繊維を用いたのは入射面の物質量を削減するためである。

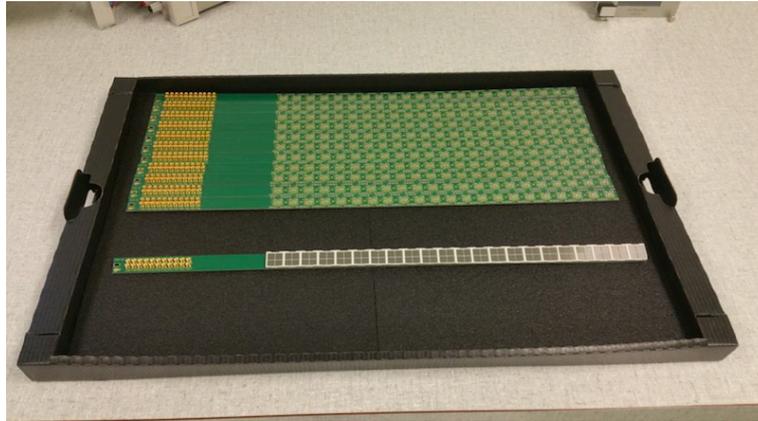


図 6.17 検出器内において信号読み出しに用いる PCB。1 番下のものだけに MPPC が搭載されている。

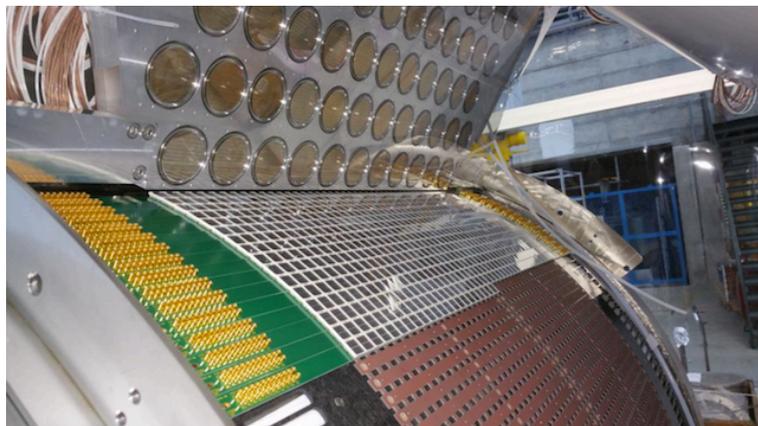


図 6.18 PCB が検出器に搭載されている途中の状態。

前述のように 1 個の MPPC は 4 枚のチップを直列接続にして読み出しを行う。そのため PCB には直列接続を実現できるような回路が実装されている。図 6.21 に PCB 上での MPPC 周りの回路を示す。これは各チップがコンデンサ・抵抗を介して電圧を並列に供給される一方で読み出し信号は直列となっている。この接続をハイブリッド接続と呼ぶ。この接続方法には必要なバイアス電圧が小さくなる、各チップに同じバイアス電圧をかけることができるといった利点がある。

検出器内はキセノン以外の不純物が入らないようにして、かつ低温状態を維持するためにも PCB から読み出された信号は外部の WaveDREAM ボードで読み出される前に一度フィードスルーを経由することになる。MEG II 実験では読み出しチャンネル数が膨大になるので図 6.22 で示すようなフィードスルーが複数必要となる。このフィードスルーでは基板を直接接着することによってケーブルをより高密度に接続できるようにしている。MEG II 実験においては 10 個を MPPC 用に、2 個を PMT 信号読み出し用に、4 個を PMT 電圧印加用に用いている。

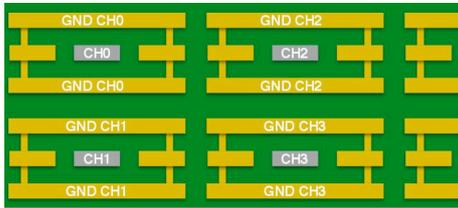


図 6.19 PCB の断面図。各チャンネル毎に読み出しの信号線がグラウンドによって遮蔽されている。

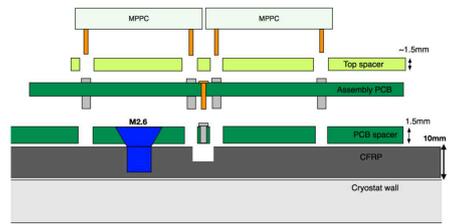


図 6.20 PCB を検出器壁面に配置するときの状態の断面図。

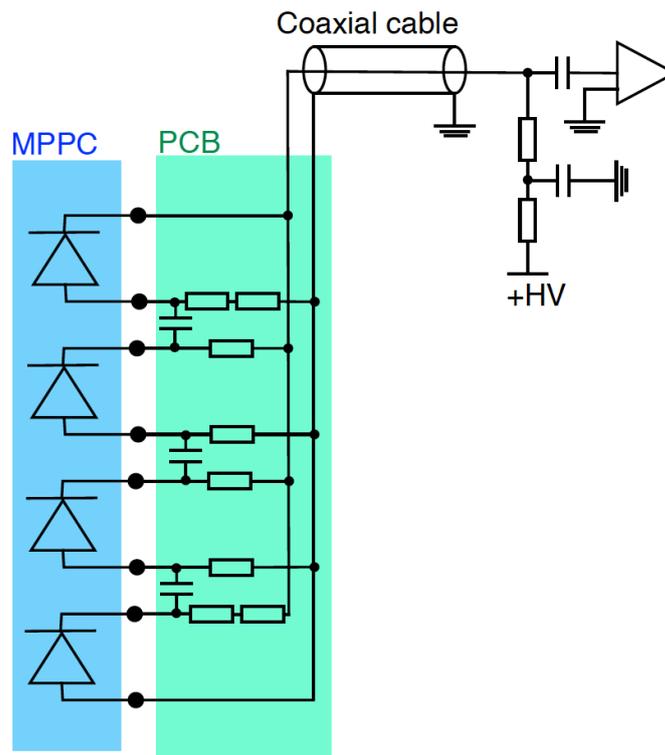


図 6.21 PCB 上に配置されたハイブリット接続の回路図。 [22]



図 6.22 ガンマ線検出器に用いる信号読み出し・電圧印加用のフィードスルー。

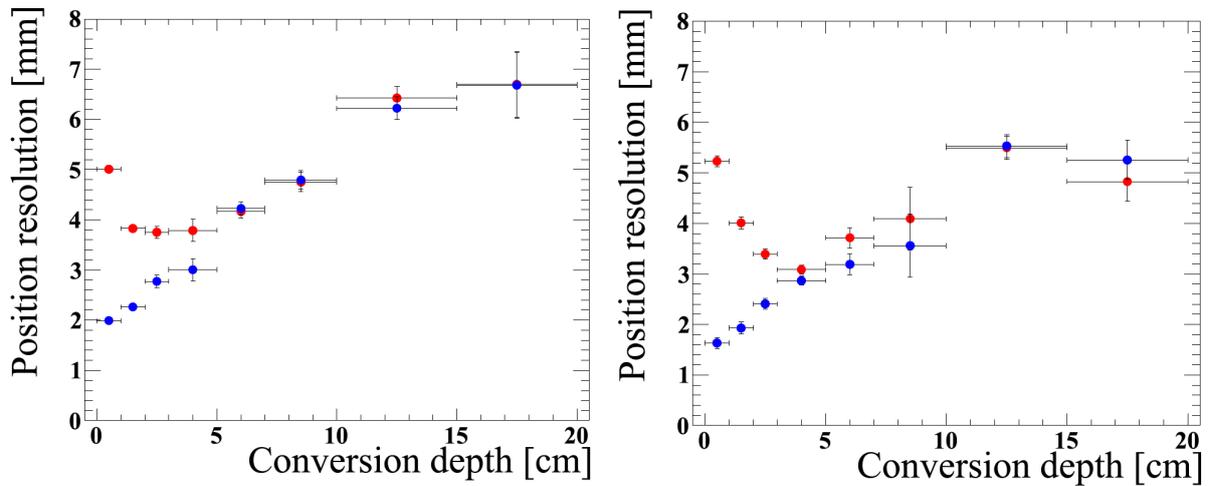


図 6.23 位置分解能のヒット位置深さに対する依存性。
 (左) 水平 (u) 方向に対する分解能。(右) 垂直 (v) 方向に対する分解能。
 赤点が MEG 実験における性能で、青点が MEG II 実験における性能。 [8]

6.3.6 期待される性能の向上

シミュレーションにより見積もられた MEG II 実験のガンマ線検出器と MEG 実験におけるガンマ線検出器の位置分解能の違いを図 6.23 に示す。 u, v 方向いずれについても特にガンマ線のヒット位置が浅いイベントについて分解能が大きく改善している。これはより小さな光検出器をさらに密に詰めるおかげでシンチレーション光の検出効率が大幅に向上したためである。

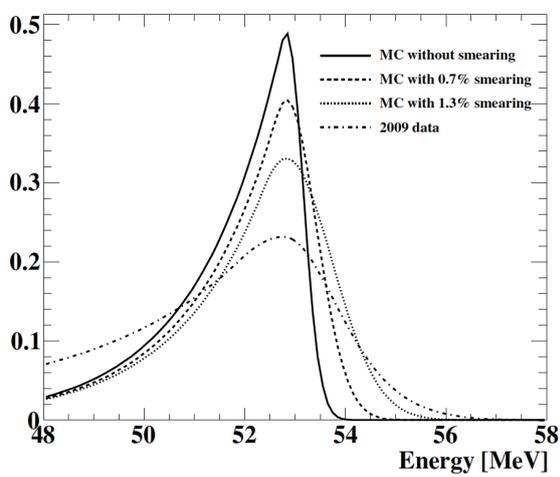
また MEG II 実験において信号ガンマ線入射時に期待される検出エネルギー分布を図 6.3.6 に載せる。ここではいくつかの仮定を踏まえた上でのエネルギー分布の見積もりを行っているのでそれについて説明をしていく。

MEG 実験においてはシミュレーション結果だけでは説明ができないようなエネルギー測定に対する不定性が存在しており、その影響でエネルギー分解能が予想より悪いものになってしまっていた ($w > 2\text{cm}$ のイベントに対して MC : 1.0%、実測 : 1.7%)。原因はまだよく分かってはいないが 2 通りのものが考えられる。

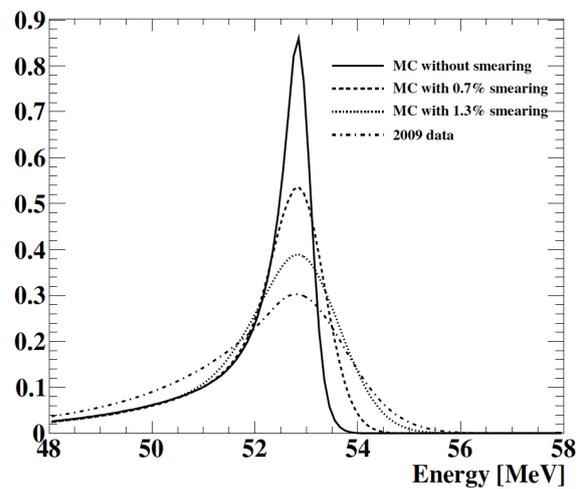
1. PMT の特性に由来する不定性 (ゲイン安定性、光子の入射角に対する検出効率依存性) など
2. 液体キセノンの特性に由来する不定性 (対流など)

もし前者の問題だとするとアップグレードによりその不定性は小さくなることが期待されるが、後者の場合は引き続き残る問題となる。そこでこの原因不明の不定性がどのくらい残るかによって場合分けをしてシミュレーションを行った。

この結果からピーク分布が鋭くなり、エネルギー分解能が向上していることが見て取れる。期待される分解能は表 5.1 に示した通りである (ただし不定性は MEG 実験の分解能を 1.2% にする程度残っていると仮定した上での見積もりである)。



(a) $w < 2$ cm



(b) $w \geq 2$ cm

図 6.24 MC シミュレーションにより見積もられたエネルギー分布。
 凡例は上から順に不定性が全く残らない・一部残る・全て残る時のシミュレーション結果、一番下が MEG
 実験での結果となっている。 [8]

7 液体キセノン検出器に用いる MPPC 光子検出効率の入射角依存性

7.1 PDE の角度依存性が与える検出器の不定性

前章において述べたように、MEG II 実験に用いる MPPC には予想とは異なった PDE の入射角度依存性が存在していることが判明した。PDE の角度依存性が存在していると仮定した場合、実際のガンマ線検出器にどのような影響を与えるのかがシミュレーションを用いて見積もられた [22]。

PDE の角度依存性により生じると考えられる影響は主に 2 つある。1 つは MPPC の検出光電子数の分布の変化で、もう 1 つは検出する光電子数の統計の減少による分解能の悪化である。

ガンマ線のヒット位置は検出器入射面にある MPPC で測定された光電子数の分布によって再構成がなされる。この時角度依存性が存在すると仮定しても入射面上での位置（すなわち u, v 方向）についてはそれほど大きなずれが生じるわけではない。なぜなら入射面のヒット位置は光電子数がピークを示す位置によって決定され、かつピークを示す位置ではシンチレーション光が鉛直に飛来してくるためにピークがずれるということはないからである。一方検出器の深さ方向（ w 方向）については、入射位置から離れるにつれて MPPC で検出される光子が予想よりも早く減少することになる。これはピークが鋭くなることを意味しており、真のヒット位置よりも浅めに見積もられてしまうことにつながる（図 7.1）。さらにそれによって生じる深さのずれは深さ方向の分解能よりも大きなものになってしまうため、位置再構成に明らかな支障をきたすことになる（図 7.2）。すなわち u, v 方向の位置再構成に PDE の角度依存性は必要とはならないが、 w 方向は PDE の角度依存性を仮定した再構成を行っているため、角度依存性を理解しないと再構成にバイアスがかかることになる。また光電子数の統計の悪化については、総光電子検出数は角度依存性によって 25% 程度減少していることが確認される（図 7.3）。角度依存性を考慮した場合としなかった場合の分解能の違いは表 7.1 にまとめられており、角度依存性を考慮しないと深さ方向の位置分解能に約 12%、エネルギー分解能に 6.3%、時間分解能に 7.3% の悪化が見られる。

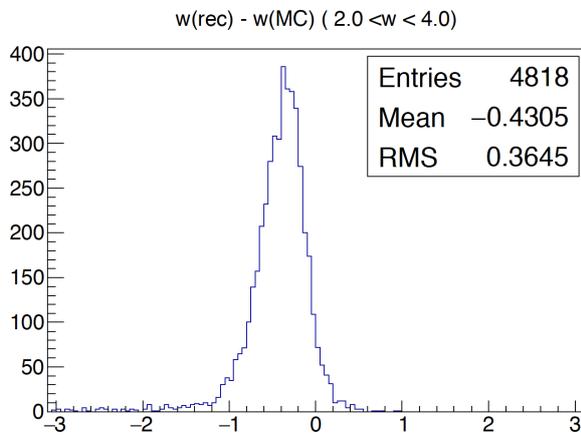


図 7.1 大量試験において見つかった角度依存性を組み込んだ位置再構成による深さと実際にヒットした真の深さの差の分布を見積もったシミュレーション結果。横軸は cm。およそ 0.43cm 浅く見積もられてしまっていることが見て取れる。 [22]

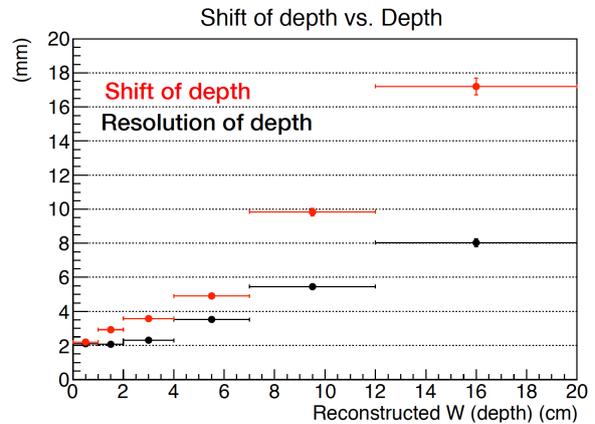


図 7.2 深さに対する再構成位置のずれ (赤点) と深さ方向の分解能 (黒点)。ずれが分解能を上回ってしまっている。 [22]

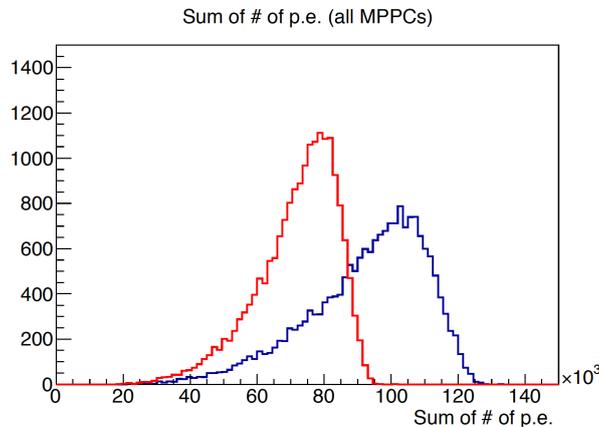


図 7.3 角度依存性を考慮した場合 (赤線) としなかった場合 (青線) の総検出光電子数の変化。角度依存性を踏まえるとピークが 25 % 程度ずれてしまっている。 [22]

分解能	角度依存性なし	角度依存性あり
u, v, w [mm]	2.1/2.0/2.4	2.1/2.0/2.7
エネルギー [%]	0.63(1)	0.67(2)
時間 [ps]	41(1)	44(1)

表 7.1 角度依存性の有無による各分解能の変化。 [22]

7.2 MPPC の光子入射角に対する角度依存性の評価

前節で述べたようにガンマ線検出器で正しい位置再構成を行うためにも MPPC の光子入射角に対する PDE の依存性を理解する必要がある。そこで以前の大量試験の際に存在した各種誤差要因を排除した新たなセットアップのもとで試験を行った。

7.2.1 セットアップの概要

角度依存性測定のためのセットアップの概略は図 7.4 のようになっている。

このセットアップはキセノンを維持するための真空容器の中に存在し、MPPC がトランスファーロードに備え付けられた基板上に配置されている。このロードは上下方向、並びに軸に沿って回転させることが可能となっている。

この新たなセットアップで以前のセットアップに比べて改良された点は主に 3 つある。

周囲の反射の影響の軽減 以前のセットアップではすぐそばにある壁面や反対側の MPPC からの反射の影響が無視できず、それにより誤った光電子数の検出につながっていた。それに対して周囲にある壁を取り払ったことで光の反射の影響を極力抑えることができるようになっている。無論真空容器の壁からの反射の影響は存在するが、MPPC から十分な距離があり以前のセットアップとは比べ物にならないくらい小さなものとなっている。

MPPC を個別に、かつ任意の角度で測定可能 以前は光源と各素子の位置関係は固定されたものであった以上、ある素子に対しては特定の入射角のもとでしか PDE の測定が行えなかった。一方新しいセットアップではロードを動かすことである 1 つの MPPC を光源の前に移動させ、一定の距離を保った上で光源に対して任意の入射角を向けることが可能になっている。これにより個体差・距離依存性に影響されることなく角度依存性の連続的な変化を追うことが可能となっている。

今回は気体のキセノンの中で測定を行った。液体キセノンの代わりに気体キセノンを用いる利点は以下のものが挙げられる。

1. 常温での測定ができ、取り扱いやすいこと。
2. 液体に見られるようなシンチレーション光の減衰が無視できること。

一方で以下のような短所も存在する。

1. 液体キセノン（屈折率 1.64）と気体キセノン（屈折率 1.0）の屈折率が異なるために検出効率が変化してしまうこと。
2. アルファ線の飛程が液体中の場合に比べてずっと長くなってしまうこと。

これらの問題点に対しては以下の対処を行なっている。

1. 今回の測定のために保護用のクォーツ窓がない MPPC を浜松ホトニクスに作成してもらった。
2. 真空容器内部に満たす気体キセノンの気圧を 2.6 気圧と高めに設定した。これによりアルファ線の飛程はおよそ 9mm となり、後述するように MPPC・光源間の距離に比べて十分小さいものとなっている。そのため光源は点光源とみなせる。

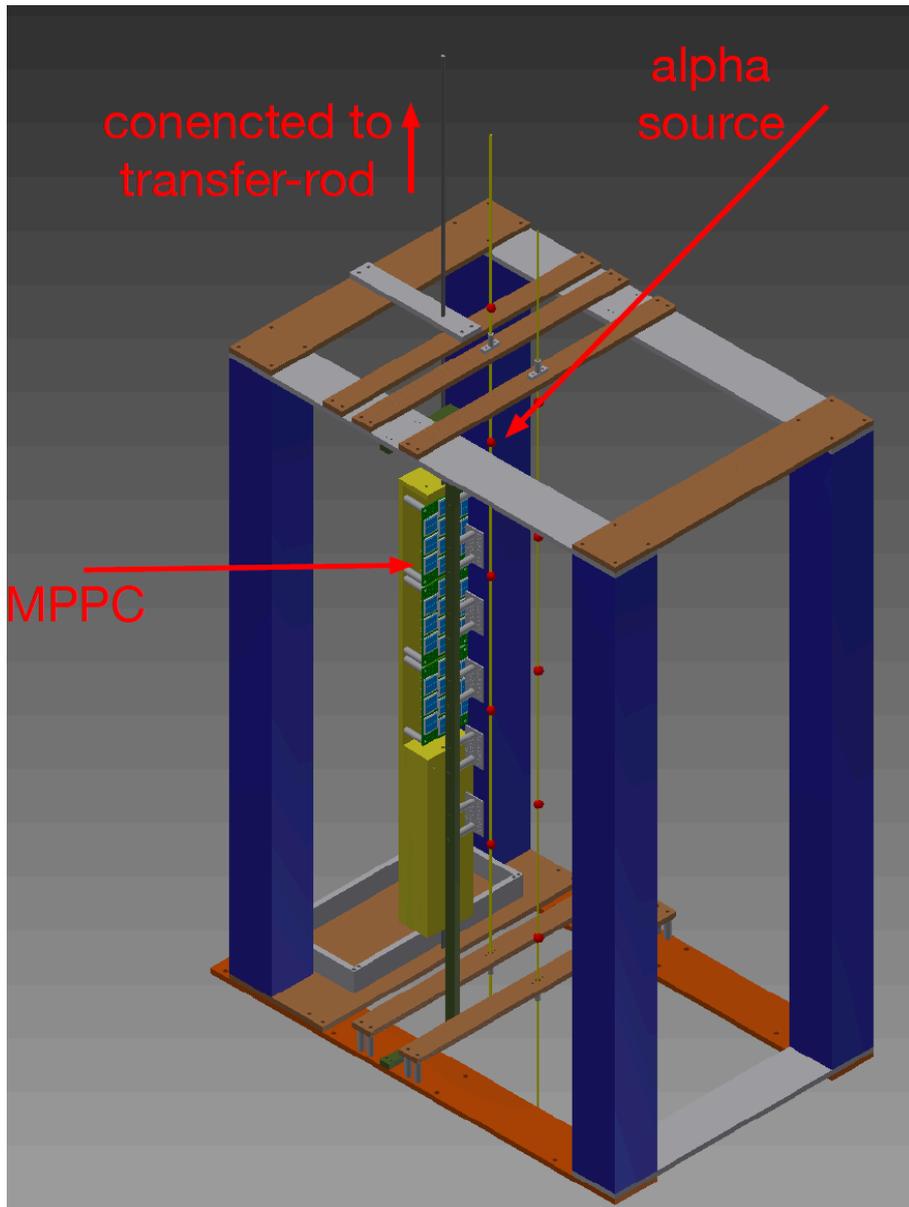


図 7.4 MPPC の角度依存性を測定するためのセットアップの CAD 図。実際のセットアップではロッド上の MPPC は回転軸上にだけ存在している。

今回のセットアップの写真が図 7.5、その測定の原理を示した図が図 7.6 となる。光源に用いるのはワイヤー上に張られたアルファ線源 ^{241}Am より放出されるアルファ線である。気体キセノン中においても液体キセノン中と同様にして波長 175nm の VUV シンチレーション光が発生し、それを MPPC で検出する。この時発生したシンチレーション光は約 5cm 離れた場所に位置するトリガーチャンネルによってトリガーがかけられ、ロッド上の MPPC についてデータが取られる。別個にトリガーチャンネルを設けたのは回転角に依存しないようなトリガーをかけるため、および常温中においては MPPC のダークノイズの影響が大きくなりダークノイズ由来の信号を誤って検出するのを防ぐためである。



図 7.5 セットアップ内部の写真。MPPC の取り付けられたロッド、トリガーチャンネル、アルファ線ワイヤ、内部状態を見渡すためのカメラが確認できる。

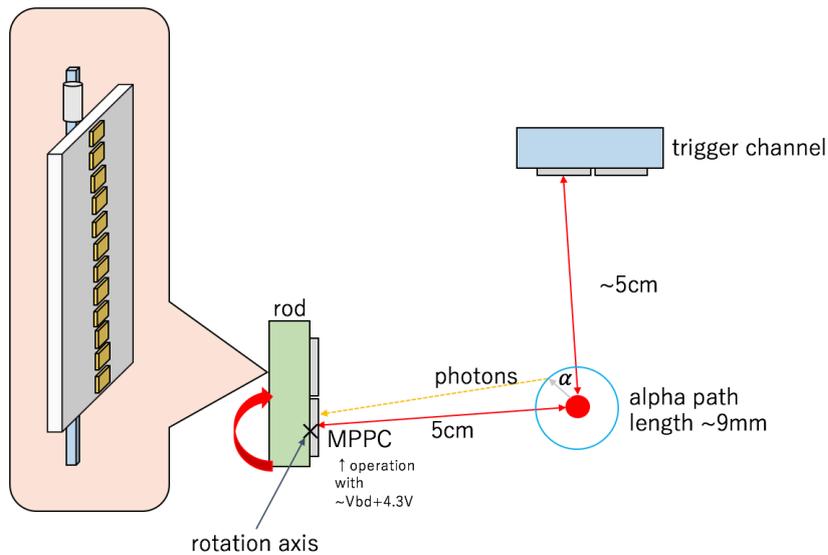


図 7.6 MPPC の角度依存性を測定するためのセットアップの模式図。

セットアップにはアルファ線源の他にも LED を較正用に用いている。さらにロッドには現在のロッドの位置が判別できるように高さ方向・角度方向にスケールのついた目盛りをのせ、現在どの MPPC が測定に用いられているかが分かるようになっている。この目盛りを読むためのカメラが計 2 台、さらに内部に異常がないかを見渡せるように設置されたカメラが 1 台存在している。

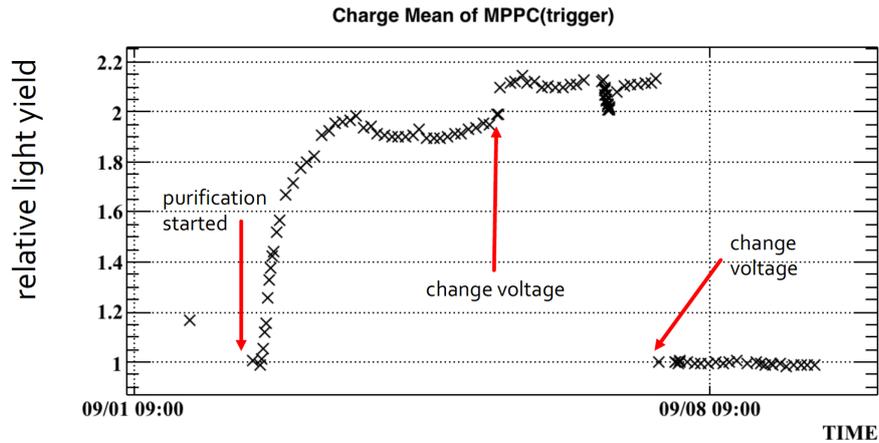


図 7.7 純化による検出光子数の変化をプロットした図。

取得された信号は PSI で独自に開発された PSI アンプにより増幅される。このアンプを用いて波形がノイズの影響を受けにくい程度の大きさにアンプのゲインを調整して測定を行った。

データの読み取りには MEG 実験で用いるものと同じ波形デジタイザー DRS を用いている。この波形デジタイザーを用いてサンプリング周波数 1.6GHz でデータ取得を行った。

7.2.2 PDE の角度依存性の測定

測定は 12 個の MPPC 素子をロッドに取り付けて行った。これら 12 個の MPPC はちょうど回転軸上に配置されている。MPPC は実機で運用するときは 4 段ハイブリッド接続で信号を読み出すが、今回の測定においては MPPC 上のチップ 4 枚それぞれについてデータを取るという手法をとった。測定時にかけた電圧は浜松ホトニクス社の推奨電圧（およそブレイクダウン電圧 +4.3V）である。回転軸上のみ MPPC チップを配置したのは、簡単のため回転により光源と MPPC 間の距離が変化しないようにするためである。

先述のように、十分な光電子数の統計を獲得するためにはシンチレーション光が十分な数だけ発生するようなキセノン純度が必要となる。そこでゲッター (SAES Pure Gas, Inc. MonoTorr PS3-MT3-R-2) を利用して液体キセノンの不純物を取り除いた。図 7.7 は純化を開始してからのトリガーチャンネルにおける総検出光電子数の変化の推移を表したものである。

途中光量が突然減ったように見えるのは、MPPC にかける電圧を変更したためであり、光量が減った後も安定して推移していることから純度は変化していないとみなせる。この図より最初純度が改善したことで光量が大きく上昇し、その後平衡状態になり光量が安定したことが見て取れる。1つのチャンネルの測定時間はおよそ 1 時間であるが、この間のモニター光量のゆらぎは 1% 以下であり、検出光量の誤差の範囲内で十分安定である。

この測定は入射角を 0 度から 90 度まで 15 度ずつ変化させつつ行われた。この時入射角はトランスファーロッドの回転角によって決まるわけであるが、この角度は 2 つの方法を用いて決定される。トランスファーロッドは装置の外部から目盛りが備わったロッド部分を回転させることができ、これにより大まかな入射角を設定することができる。ただし外側の目盛りのついたロッド部分と内側の基板部分は磁石によってくっついているに過ぎず、ケーブルの張力などによって実際の回転角と外から見た回転角には容易にずれが生じう

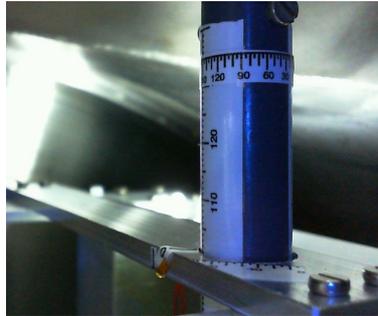


図 7.8 USB カメラによって撮影された目盛りの写真。この目盛りの示す値と回転角が 0 度の時との差から回転角が決定される。

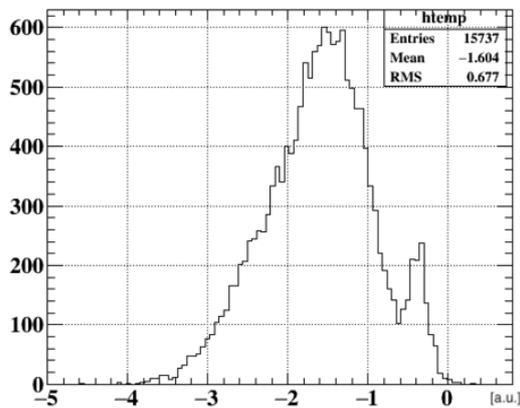


図 7.9 トリガーチャンネルにおける電荷分布のヒストグラム。電荷の小さいところにダークノイズなどに由来するピークが見えてしまっているため、これを排除するような閾値を設けた。

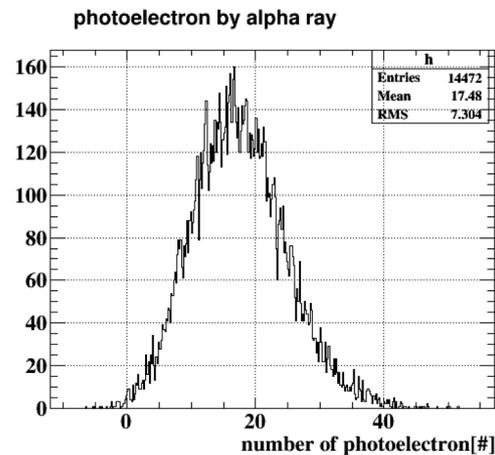


図 7.10 ロッド上の MPPC で観測された光電子数の分布のヒストグラム。

る。このため基板のあるロッドに直接備付ける形で別の目盛りが設けられている。この目盛りは USB カメラによって撮影された写真を元に値を読まれ、その角度を決定している（図 7.8）。この時の読み取り誤差は目盛りの大きさ、視認によるずれから 1 度前後と見積もっている。

実際に測定で得られたトリガーチャンネルの電荷のヒストグラムは図 7.9 のようになる。アルファ線由来のイベントによるピークが存在する一方でダークノイズなどに由来するピークも電荷量の小さなところに存在していることが確認できる。そのためこのイベントを除去するためにトリガーイベントの電荷量に閾値を設け、角度を測定するチャンネルについてもアルファ線イベントのみを取り出した。これにより得られた MPPC のアルファ線由来の光電子数のヒストグラムは図 7.10 のようになる。光電子数の計算にはこの平均値を用いた。

得られた電荷量を光電子数に変換するために、各 MPPC に対してゲインも求めた。ゲインはセットアップにある微弱な LED ライトを発光させることで得られる光電子 0,1,2 個分に相当する電荷のヒストグラム上のピーク間の大きさから計算される（図 7.11 参照）。

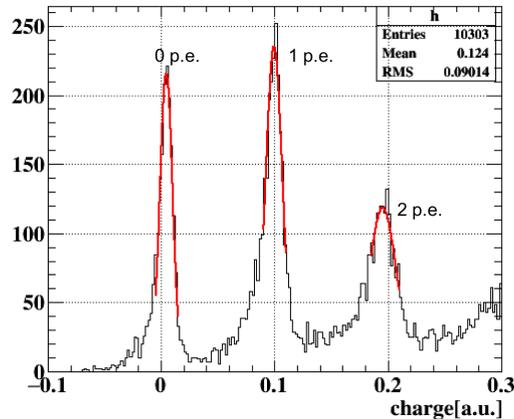


図 7.11 弱い LED の発光により得られた電荷のヒストグラム。光電子がないペDESTAL、並びに光電子が 1 個、2 個のピークがはっきりと見える。

7.2.3 解析手法

常温で MPPC の特性評価を行うのはセットアップの取り扱いが容易という長所がある一方で短所もいくつか存在する。そのうちの 1 つがダークノイズの影響である。

第 6 章でも述べた通り、ダークノイズは素子中の電子の熱励起によって生じるものであり、その発生レートは温度によって大きく左右される。液体キセノン温度における運用ではダークノイズレートは高々数十 Hz であり、数百 ns の長さでイベントを取得する上では全く問題にならない。ところが本測定時のセットアップの気温 30°C 付近においてはこれが一気に数 MHz にまで増加してしまい、アルファ線イベントにもダークノイズが紛れてしまうことになる。そのためこれらダークノイズの影響を差し引くための解析手法を用いた。

イベント選別

まずはベースラインの状態に対するイベントの選別を行った。ベースラインとは信号がない時の電圧値であり、本来は何も信号が存在しないような領域についてベースラインの導出がなされるべきである。ところが当 MPPC は常温においてはダークノイズが極めて多く、ベースライン計算領域にダークノイズ由来の「光子信号」が侵入してしまうことがよくある。この場合実際のベースラインよりも（マイナス方向に）高く見積もられてしまうことで計算される電荷などが小さく見積もられてしまうことになる（図 7.12）。

そのためベースライン計算にダークノイズが含まれないようなイベントのみを解析に用いる選別をかけた。選別にはベースライン領域に一定以上の高さの電圧信号が存在していた時、そのイベントにはダークノイズが含まれていると判断して解析から除外するという手法を用いた。この選別を行う前後の電荷のヒストグラムの形状を図 7.13 に示す。

ダークノイズの影響の排除

次にアルファ線イベントの電荷積分領域中に含まれるダークノイズの影響の差し引きを行った。この時アルファ線イベントの存在しないダークノイズのみのイベントを取得し（図 7.14）、同じ範囲で積分を行うことでダークノイズのみに由来する電荷量を計算し、アルファ線イベントの電荷量との差をとった。このダークノ

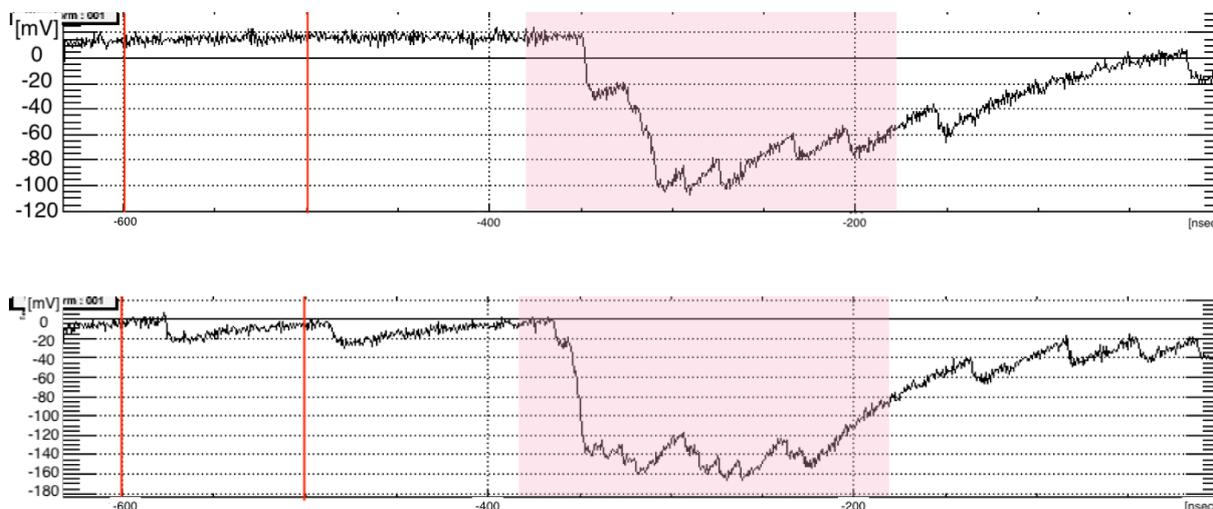


図 7.12 アルファ線イベントを検出した時の波形の一例。上図がベースライン領域（赤線内の範囲）にもイベントを含んでいない解析に適したイベント。下図がベースライン領域にダークノイズが含まれているイベント。赤い領域は信号の電荷積分領域。

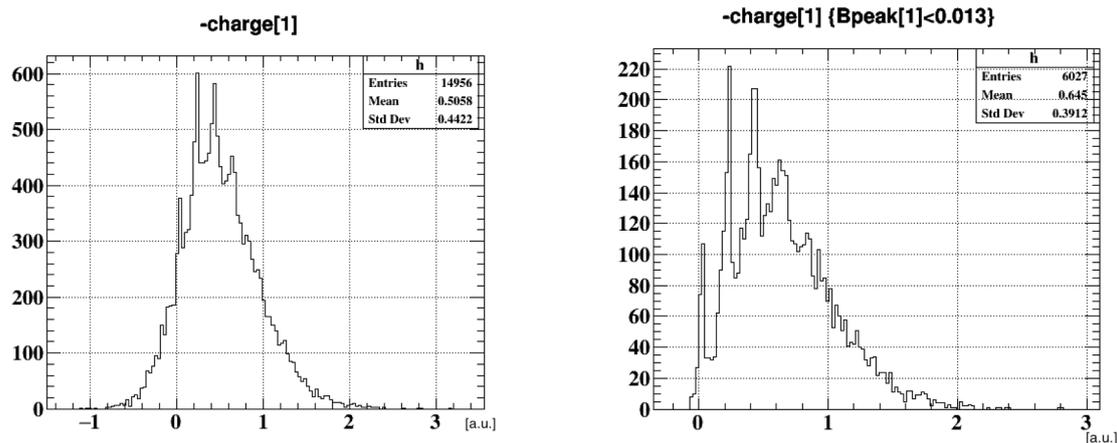


図 7.13 ベースライン状態によるイベント選別を行う前後の電荷のヒストグラムの形状の変化。特に選別後は電荷が 0 より小さい（つまりベースラインより電圧値が低い）という不自然な状態がなくなり、電荷の値が増加している。

イズイベントはセルフトリガーをかけ、ロッドを回転させることで MPPC が線源に対して完全に影になるようにしてデータ取得をしている。

PDE の計算

PDE は以下の式に基づいて計算される。

$$PDE = N_{measured}/N_{expected} \quad (9)$$

$$N_{measured} = C_{measured}/Gain \quad (10)$$

$$N_{expected} = E'_{\alpha} \times \Omega_{MPPC}/W + N_r \quad (11)$$

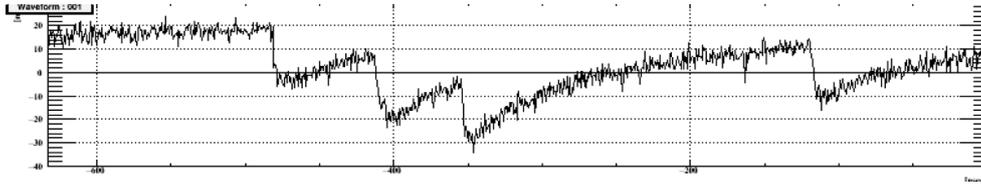


図 7.14 得られたダークノイズイベントの一例。これらのイベントについてもベースライン上のダークノイズの有無で選別をかけている。

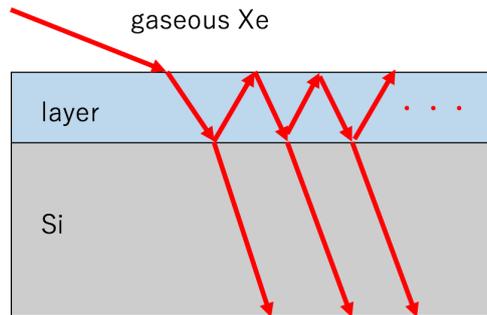


図 7.15 PDE の計算に用いた気体キセノン、保護膜、MPPC 本体における反射・屈折のモデル。膜内で反射を繰り返す光子のうち、シリコンを透過したものの割合を検出効率としている。

ここで $C_{measured}$ は MPPC で測定された電荷量、 Ω_{MPPC} は MPPC が光源に対して占める立体角を表している。 E'_α はアルファ線源より放出されるアルファ線の実効エネルギー 4.78MeV を表している。 W 値は 1 光子を生成するのに必要なエネルギーであり、気体キセノンにおいては約 25eV に相当する [23]。 N_r は真空容器の周囲から来る反射光子数である。

測定値との比較の指標として用いられる予測値はフレネルの式より算出されるものを用いている。これは気体キセノン、MPPC 表面の保護膜、MPPC の主成分であるシリコンの層を通過するモデルから光子の透過率、並びに反射率を複素屈折率（波長 175nm の光に対して $n = 0.67 + 2.47i$ [24]）を用いてフレネルの式より計算している（図 7.15）。

7.2.4 測定結果

PDE の角度依存性

以上の手法により得られた PDE について、横軸を目盛りより読み取った回転角としてプロットしたのが図 7.16 となる。これは測定したチャンネルのうち、アルファ線源の目の前にあったチャンネル 0 の PDE の変化である。0 度付近のデータについても PDE が 4% 程度しかなく、以前測定された PDE (15% 以上) に比べるとかなり小さな値となっているが、これは気体キセノンがゲッターを稼働させた状態でも純度が十分でなかったためであると考えられる。とはいえこの状態でも角度の変化に伴う PDE の減少をはっきりと見てとることができる (50 度の変化でおよそ 20% の減少)。

さらにデータを取得した 10 チャンネル全ての PDE の角度依存性を図 7.17 に示す。

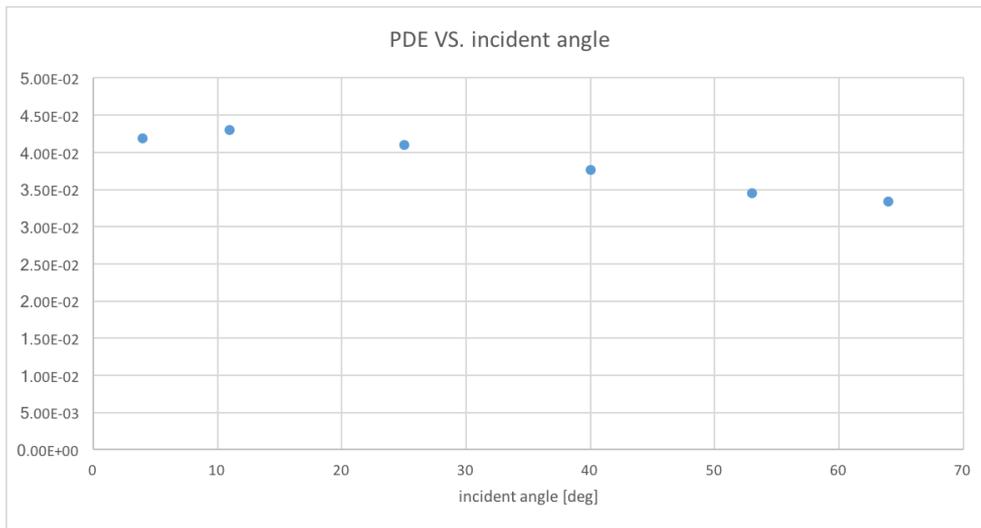


図 7.16 あるチャンネルの光子入射角に対する PDE の角度依存性のグラフ。

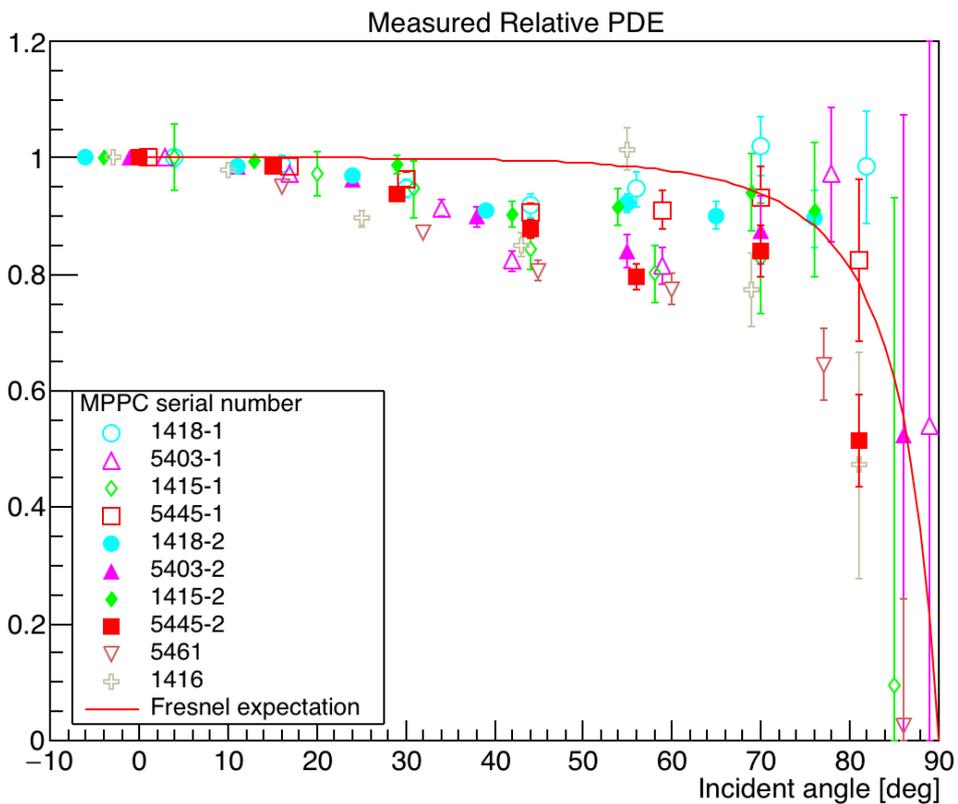


図 7.17 ダークノイズの影響を差し引いた相対的 PDE の光子入射角依存性。4桁の数字はシリアル番号を表しており、同じシリアル番号は同じ MPPC 上のチップを意味している。

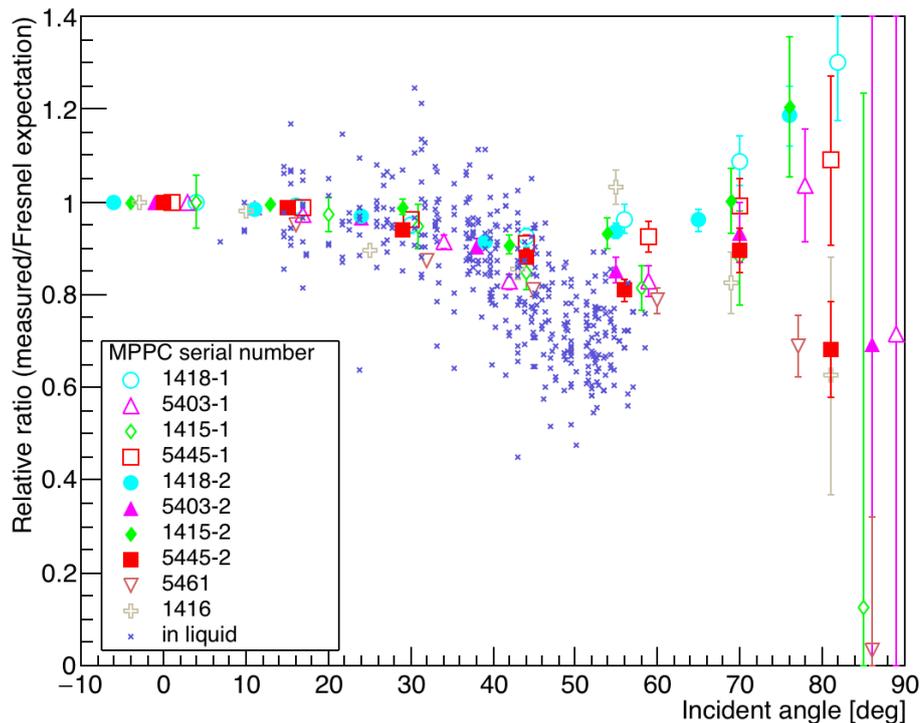


図 7.18 (PDE)/(フレネルの予測値) (Relative ratio と称している) の光子入射角依存性。液体については青い × 印で表されている。気体の点のシンボルは 7.17 と同じチャンネルを表している。

各チップは比較のために角度が最も小さい測定点について 1 になるように規格化されている。この図において同じ MPPC 上のチップは同じ色で表されている。またフレネルの式より予測される理論値は赤線で表されている。このグラフの誤差は入射角の読み取り誤差ならびに電荷の統計誤差に由来するものである。この図から見て取れるとおり、角度が小さいうち (< 20 度) はおおよそ理論値に近い傾向があるが、20 ~ 50 度の領域においては全チャンネルに対して理論値と実測値の間に有意な乖離が見られる。その一方で 50 度以上の角度領域においては測定値の誤差があまりにも大きく、その傾向を窺い知ることが不可能となっている。

また以前の液体中での角度依存性とも比較をする。液体キセノンと気体キセノンでは屈折率が違ってくるためにそのまま PDE のグラフを並べるだけでは比較できないので、測定で得られた PDE をフレネルの式で割って比をとることで気体・液体の差を無くして比較を行う。縦軸を (PDE)/(フレネルの予測値)、横軸を入射角として液体、気体の測定結果をプロットしたのが図 7.18 となる。

この図より気体中と液体中のデータがともに存在している 50 度より小さい領域についてはその角度依存性には似た傾向が存在していることが見てとれる。

7.2.5 解析結果の解釈

実際は角度が大きい領域はあまりガンマ線の再構成において重要でない。これはガンマ線の入射によるシンチレーション光検出に対してイベント再構成に用いる MPPC を反応位置から遠くまで取りすぎる (すなわちより大きな入射角を持つ光子の情報を元に再構成を行う) と 2 次的なシンチレーション光の影響により入射

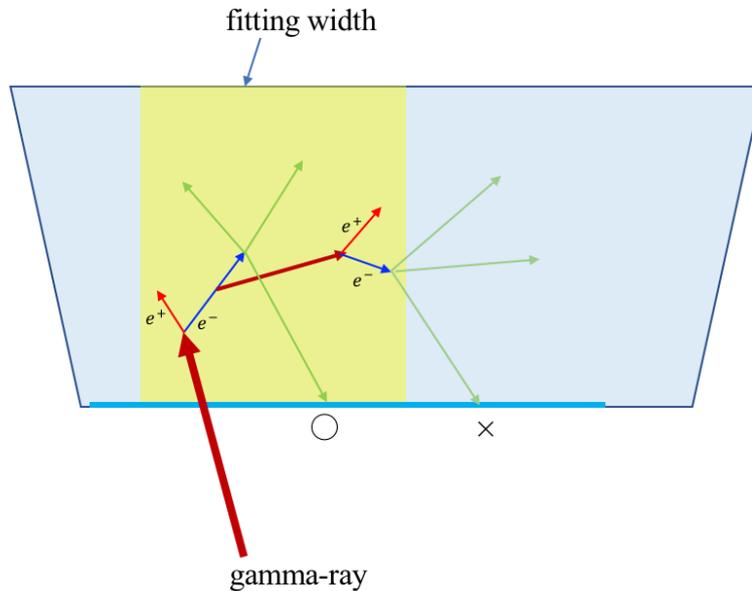


図 7.19 ガンマ線（茶矢印）が検出器に入射してきた時のシンチレーション光（緑矢印）を放出する機構の模式図。ガンマ線が反応を起こした点からの電磁シャワーではなく、2 次的に生じた電磁シャワーに由来するシンチレーション光はガンマ線のヒット位置再構成の役に立たない。そのため 1 次的な光子のみをヒット位置のフィッティングに用いるような制限をかける必要がある。

位置の再構成精度が悪くなってしまふからである（図 7.19）。このため 50 度より小さい領域における角度依存性について議論をしていく。

前述したように角度依存性の測定値にはフレネルの式からの有意な差があるが、それと同時にチャンネルごとのばらつきも見て取れる。そのため依存性と同時に個体差を確認するために、全体の傾向をフィッティングで確認し、そこからのばらつきを後から論じる。

フレネルの理論式と実測値とのずれの原因としては MPPC のモデルの設定・屈折率の計算が不正確であるということが考えられる。そこで表面に光子に対して不感層が存在すると仮定したモデルを構築する。

MPPC の表面状態のモデルを図 7.20 に示す。

このモデルでは MPPC の表面に電場が届かず光子を検出できない不感層の存在を仮定している。この不感層の厚さを $d[\text{nm}]$ とした場合 MPPC に入射する光子の強度は以下の式で表される。

$$I = \exp\left(-\frac{4\pi k}{\lambda} \cdot d \left(\frac{1}{\cos\theta} - 1\right)\right) \quad (12)$$

ここで k はシリコンの屈折率の虚数成分 (2.47) を、 λ は光子の波長 (175nm) を表している。この式で d をフィッティングパラメータとして、今回取得した気体中のデータのうち入射角が 50 度以下のものを使ってフィッティングを行った。それにより得られたフィッティング結果が図 7.21 となる。これにより不感層の厚さは $d = 2.25 \pm 0.39\text{nm}$ と見積もられた。

またこのフィッティング関数に対する測定点のばらつき、すなわち個体差は図 7.22 のように表される。多

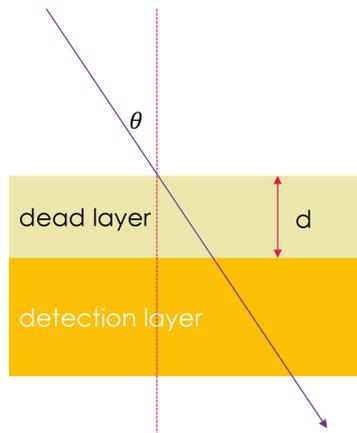


図 7.20 シンチレーション光が MPPC に入ってくる時のモデル。下部の detection layer で検出される前に表面の dead layer で光子が減衰するようなモデルを仮定した。

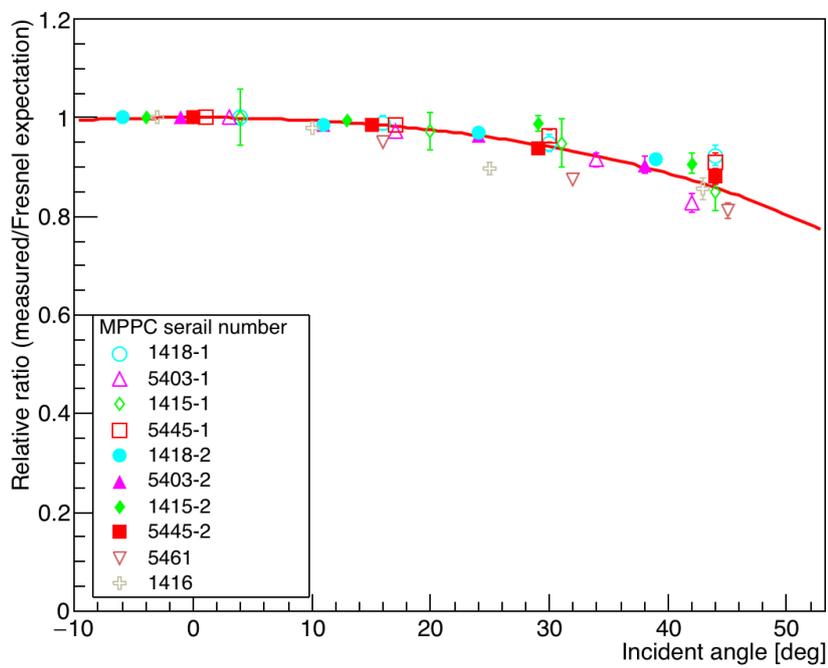


図 7.21 光子の入射角が 50 度以下での MPPC の PDE のフレネルの理論値に対する比のフィッティング (赤線)。

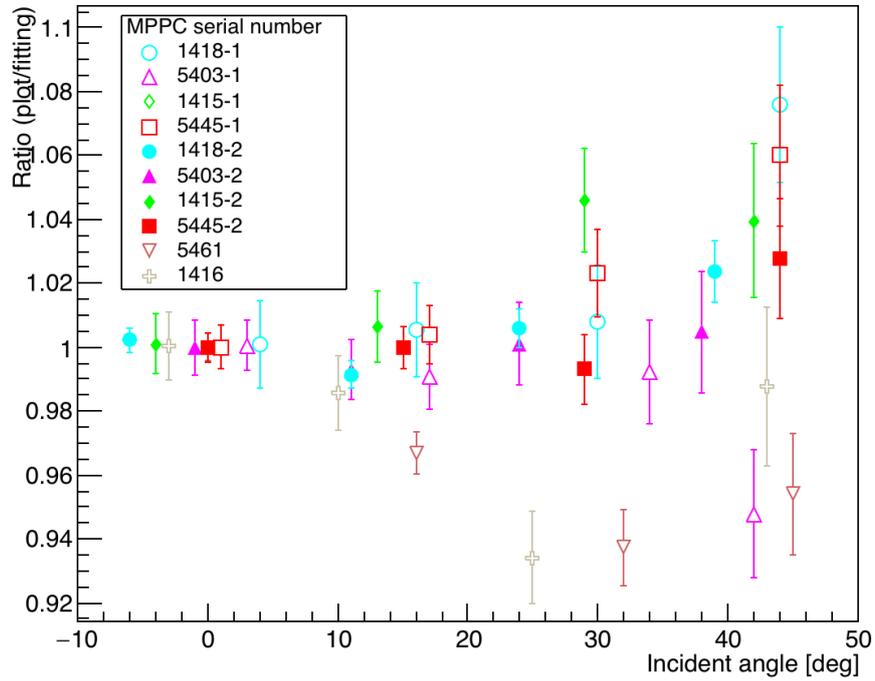


図 7.22 測定点のフィッティング関数に対する比の分布。

くは概ね 1 前後を推移しているが、他のチップに比べて挙動が異なっているチャンネル（シリアル番号 5461）も存在している。

8 液体キセノンガンマ線検出器の安定性の検証

本章では実際に MEG II 実験において液体キセノンガンマ線検出器を扱う上で必要となる安定性について議論をする。MEG II 実験は運用が始まったあとは3年以上にわたってデータを取得し続けることになる。その間に検出器の特性が変化することで検出信号から得られる情報にゆらぎが生じるということも十分にあり得る。よって装置の時間に対するゆらぎを認識し、可能なものは較正によって変動を較正し、補正しきれないゆらぎは解析の不定性として評価をすることが重要となってくる。以下に特にガンマ線検出器周りで議論が必要となる安定性について挙げていく。

検出器のモニタリングとして主にキセノン純度と光センサーの検出光量の2つの状態を観察した。ともにガンマ線由来のシンチレーション光の個数の正確な検出という点で重要になるものである。

8.1 液体キセノン純度の安定性

MEG 実験の概要で述べたように、液体キセノンの純度はシンチレーション光の光量に深く関わっている。ここで液体キセノンの発光原理について説明をしていく。

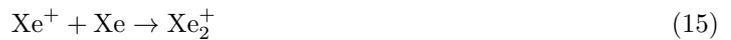
8.1.1 キセノンの発光過程

キセノンには大きく2種類の発光過程が存在する [25]。そのうちの1つが以下の式で表されるキセノンの励起状態 Xe^* の自己束縛過程である。



この反応においては励起された Xe^* が他のキセノン原子と結合、分子を生成した後シンチレーション光を放出して再びキセノン原子へと戻る。この反応は励起状態 Xe_2^* が一重項状態 $^1\Sigma_u^+$ にあるか三重項状態 $^3\Sigma_u^+$ にあるかによって反応の時定数が異なってくる (それぞれ 4.2ns, 22ns)。

もう1つの発光過程は以下の式で表される再結合過程である。



こちらは生じたキセノンイオンが他のキセノン原子と結合する反応を通して、最終的に自己束縛過程と同様の励起状態 Xe_2^* が生成され、同じ波長のシンチレーション光が放出される。どちらの反応が支配的であるかはシンチレーション光を放出するイベントによって変わってくる。単位飛距離あたりのエネルギー放出 (LET) が大きいアルファ線が通過する際には再結合過程が早いうちに起こるので、出力される波形は自己束縛過程と再結合過程の両方に由来する波形が組み合わさったものとなる。一方で LET が小さい電子やミュ-

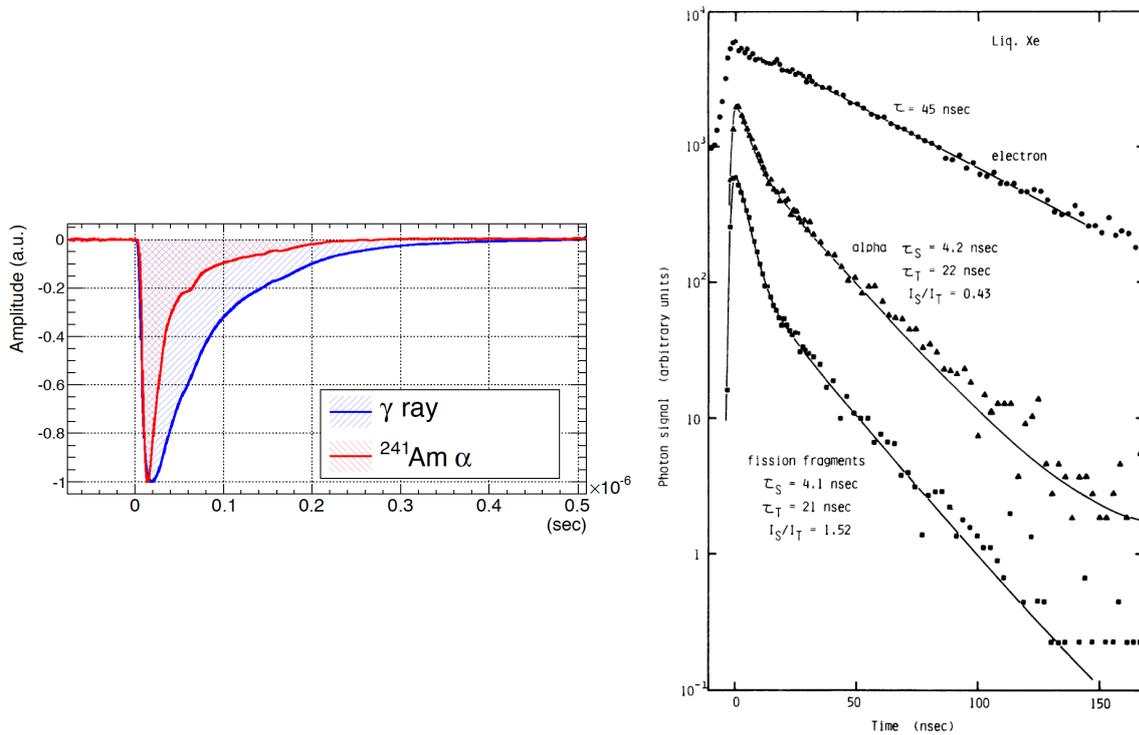


図 8.1 左：典型的なアルファ線イベント（赤色）と宇宙線イベント（青色）。 [13]

右：減衰の時定数をイベントごとに比較したもの。アルファ線は時定数が小さい一方で電子は大きな時定数を持っている。 [25]

オンやガンマ線が通過する際には再結合過程によって励起状態に至るまでの時間が長くなるので、再結合過程が支配的となってくる。図 8.1 にアルファ線からくる波形とガンマ線からくる波形の違いを載せる。アルファ線イベントの方が減衰時間が短い分より鋭い波形となっている。

8.1.2 キセノン中における不純物の除去

第 3 章でも述べたように、液体キセノンは含まれる不純物によってその光量が大きく変化してしまう。その原因としては以下のものが挙げられる。

不純物の光子吸収

先述したように液体キセノンはシンチレーター自身がシンチレーション光を吸収することは起こらない。ただしもし液体キセノン内部に不純物が紛れていたとしたら、真空紫外光領域ゆえ光子は容易に吸収されてしまい総光量が大きく減ってしまう。この吸光の原因となるのは主に水分、酸素分子である。

不純物によるクエンチング

もう 1 つの原因としてはクエンチングが挙げられる。これはシンチレーション光を出す過程で生じる励起子 Xe^* が不純物との衝突によってエネルギーを奪われてしまい、発光過程が途中で切られてしまうことで発生する。クエンチングの原因となるのは主に空気中の酸素、窒素分子である。



図 8.2 左：液体キセノン純化のためのモレキュラーシーブスによる純化ポンプ。
右：気体純化のガスパネルに配置されたGetter。

このためこれら不純物を取り除くような純化が必要となってくる。

MEG II 実験に用いるキセノンの純化には主に 2 種類の方法がある。1 つ目は検出器内に存在する液体キセノンを純化用のフィルターに通す方法である。この方法では液体キセノンをポンプを用いて循環させ、図 8.2 に示すような液相純化装置に通している。装置内には水分子や炭化水素などを吸着するモレキュラーシーブスがフィルターとして存在し、これにより特に吸光の原因となる水が不純物として取り除かれている。2 つ目は気体キセノンをGetterに通す方法である。検出器内部においては全てが液体キセノンで満たされているわけではなく、特にセンサーが存在しない上部は気体のキセノンが充満した状態になっている。このためこちらの気体部分についても循環システムを通してGetterポンプに送り、特にクエンチングを起こすような酸素・窒素分子を取り除いている。気相と液相は常に蒸発と冷凍機による液化で循環しているので、検出器内部のキセノン全てに対してGetterを通過した純化がなされている。

純化速度は気体純化は約 35L/min であり、液体純化は約 40L/hour である。

8.2 キセノン純度のモニタリング

検出器の建設が終了した直後は、内部に不純物が大量に存在する。そのため純化を行い、それにより得られる得られる光量の推移をモニタリングした。

安定性を評価するには実際に高エネルギー粒子に由来するシンチレーション光をモニターするのが有効である。そのためにアルファ線と宇宙線を利用して信号の波形変化によるモニタリングを行った。

8.2.1 アルファ線によるモニタリング

アルファ線によるモニタリングは前述の検出器内部に張られたワイヤー上のアルファ線源を用いた。このアルファ線は決まったエネルギー量を持つので、絶対光量のモニタリングを行うことができる。そのため特に光量を減らす原因である光子を吸収する不純物である水・酸素などの残量の把握に役立つ。

“charge / height” (PMT)

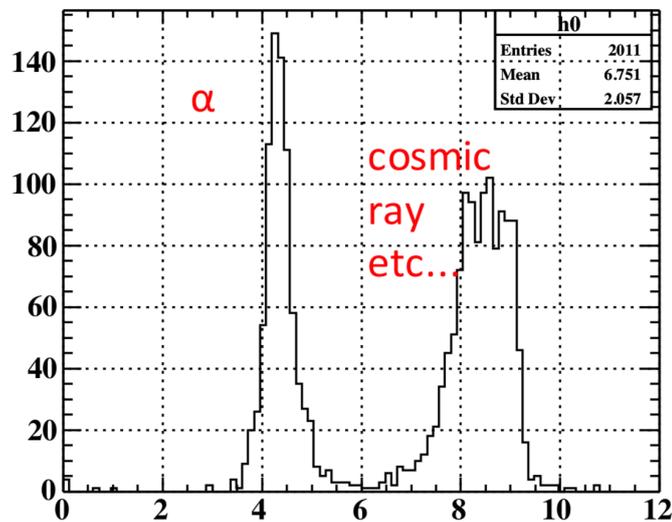


図 8.3 あるモニタリングにおける Q/A 値のヒストグラム。アルファ線イベント由来のピークがその他のものに対して明確に分別されている。 [26]

アルファ線信号であるか否かは電荷量を波高で割った値（これを Q/A 値と呼ぶことにする）を主に用いる。図 8.1 で示したように、アルファ線の信号は他の宇宙線などのイベントに比べて波形が細くなっているため、Q/A 値は小さなものとなっている。図 8.3 はモニタリング時の Q/A 値のヒストグラムであるが、アルファ線イベントがその他のイベントに対してははっきりと別れていることが確認できる。さらにそれらのイベントを壁面の光センサーの信号より再構成してどの線源に由来するアルファ線であるかを同定する。

2017 年時点では読み出しのエレクトロニクスの開発・生産が十分ではなく検出器内の全ての光センサーを用いることは不可能な状態であった。そのためモニタリングには一部の PMT のみが使われている。ビームがオフの状態ではこれら 243 本の PMT に電圧をかけ、総検出光量の変化を追う形でモニタリングは行われた [26]。図 8.4 はそのモニタリングの結果である。

図より純化の進展に伴って光量が増えていくことが見て取れる。すなわち純化によりキセノンの純度が徐々に改善していることが分かる。一方で純化を止めると特に 9 月あたりで光量が一気に落ちてしまうということがあった。これはポンプを止めてモレキュラーシーブスを再生するために純化装置の液体キセノンを検出器に戻そうとしたときに、ゲッターを通さなかったために不純物が入り込んでしまったのが原因と考えられる。そのため一度純化を行ったキセノンについては、再び不純物が混入しないよう細心の注意を払う必要がある。また過去の MEG 実験の結果から想定される検出光量に到達することなく光量が飽和してしまっていることが確認される。これは純度が以前の水準に比べて低いということを示しており、純度悪化をもたらす原因を究明する必要がある。

8.2.2 宇宙線によるモニタリング

前述のようにミュオンのような宇宙線によるシンチレーション光の放出は特に再結合過程が主たる発光過程となる。一方で再結合過程はクエンチングなどを通して不純物の影響を大きく受けやすい。そのため宇宙

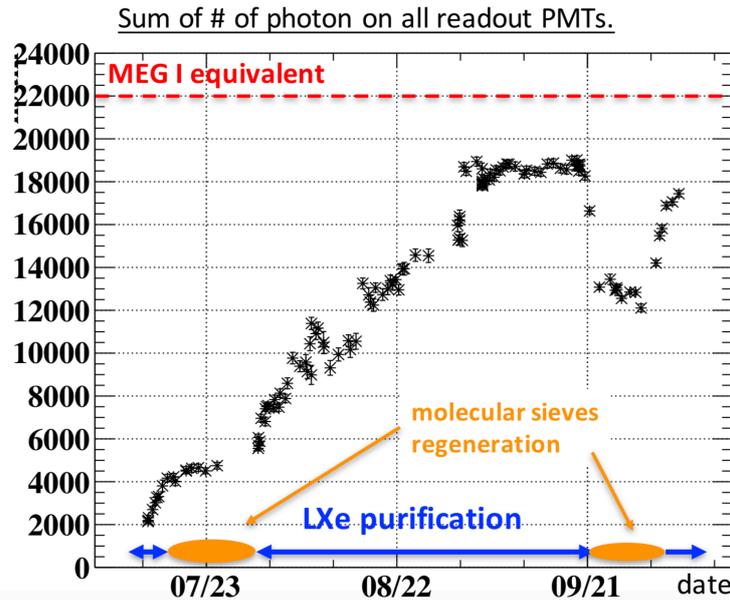


図 8.4 アルファ線を用いた PMT による総光量のモニタリング。赤点線は MEG 実験におけるキセノン純度で期待される総検出光量。途中で純化を止めたのはモレキュラーシーブスの不純物の吸着が飽和してしまい、再生の必要があったからである。 [26]

線イベントの変化はキセノン中の酸素・窒素分子といったクエンチングを起こす不純物の残量を見積もる良い指標となる。

宇宙線によるシンチレーション光の波形は図 8.5 に見られるように、自己束縛過程のものに比べるとかなり幅が広い（時定数が大きい）ものとなっている。一方でクエンチングが発生してしまうと再結合過程の割合が減少するので、時定数が小さな波形の割合が増えて波形の幅が狭くなっていく。図 8.5 は純化を開始した直後と純化が進んだ時の波形の形状の変化を表しているが、純化が進むことで波形の幅が広がっているのが見て取れる。

波形の評価に用いるのは検出器の壁面にある 668 本の PMT のうち、243 本の信号が読み取れる状態にある PMT の平均波形（1 回のデータランにおける全イベントの全てのチャンネルの取得波形を平均したものである。波の「幅」を定量的に評価する指標としては Q/A 値を用いた。宇宙線イベントの典型的な例を図 8.6 に挙げる。宇宙線はアルファ線イベントに比べてエネルギーが大きいのでイベントの選択は PMT の波形の高さにカットをかけて行った。

図 8.7 は宇宙線イベントの Q/A 値の時間に対する変化を表している。純化のモニタリングは純化開始直後から 2 ヶ月ほどにわたって行われた。この期間気相の純化は常に行われていた。そして図の赤線で記した時点で液体キセノンの純化が開始している。途中の赤色の領域はモレキュラーシーブス再生のために純化を止めていた期間である。これから純化が進行するにつれて Q/A 値が大きくなっており、クエンチングを起こす不純物が減少していることが分かる。その一方で液相純化を停止している最中は Q/A の増加が鈍化したり、かえって下落している部分も存在する。 Q/A 値の変化が鈍化したのはモレキュラーシーブスがクエンチングの原因となるような電気的に陰性な物質も除去するためであると考えられる。 Q/A 値が下落したのはアルファ線モニタリングの時と同様、ゲッターを通さずに戻ってきたキセノンが不純物を運んだためであると考えら

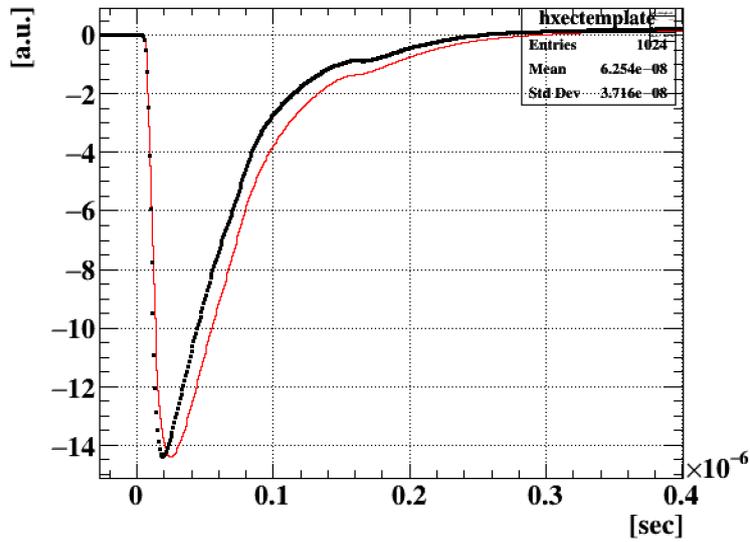


図 8.5 検出器内の PMT を用いて得られた宇宙線由来のシンチレーション光の平均波形（波の高さは規格化されている）。黒が純化開始直後、赤が純化開始から約 2 ヶ月経過後。純化によって波形が変化している。

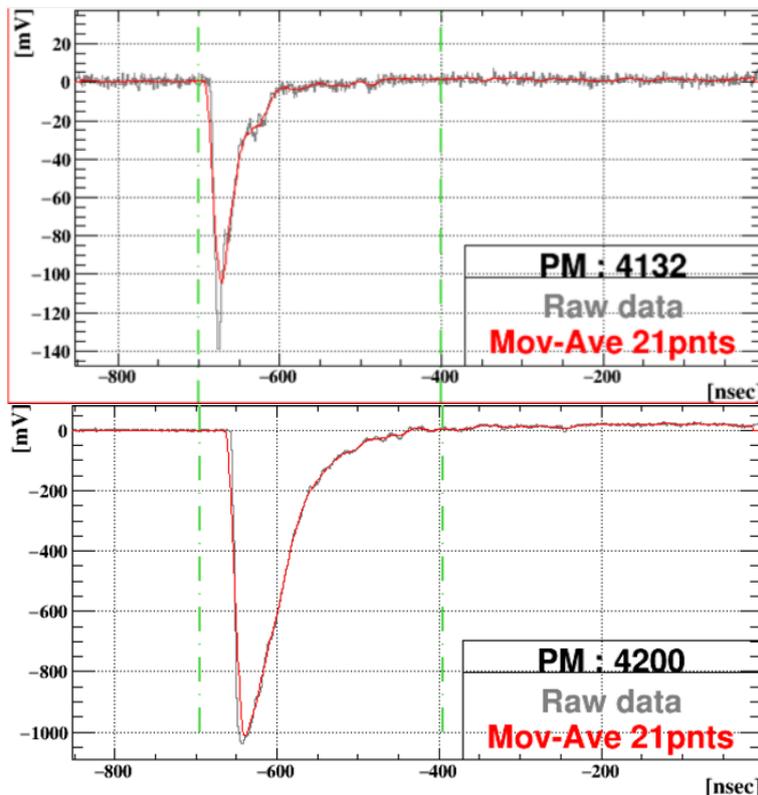


図 8.6 アルファ線入射時の PMT のある 1 チャンネルの典型的な波形（上）と宇宙線入射時の典型的な波形（下）。エネルギーの違いより波高に大きな差が見られる（アルファ線イベント-140mV に対して宇宙線イベント-1000mV）。この波高から宇宙線イベントを特定している。

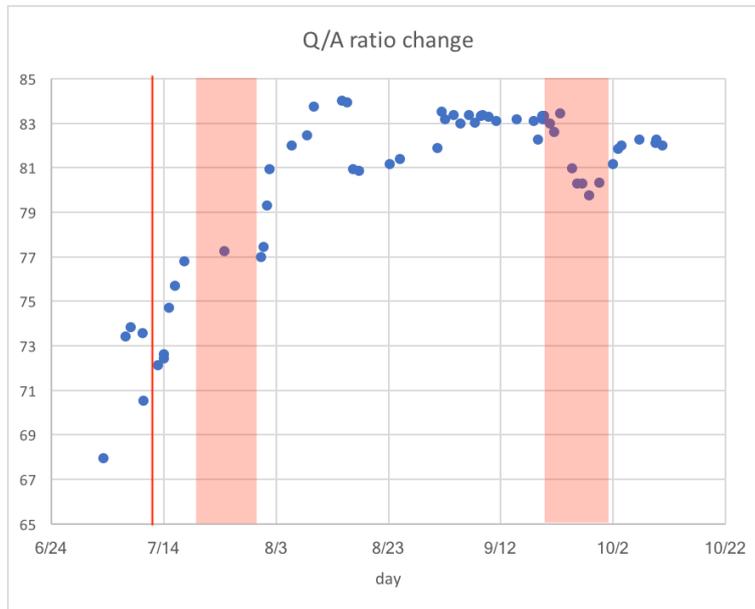


図 8.7 PMT による宇宙線イベントの Q/A 値の時間変化。赤線は液相純化を始めた時点、赤い領域は液相純化が停止していた期間を表す。

れる。

以上のことからアルファ線・宇宙線を用いたキセノンの純度モニタリングを実際に行い、純度の変化を観察することができた。2017年11月時点では純度も不十分で安定した状態にあるとは言えないが、将来検出器全体が安定状態になって MEG II 実験のランを始める時にも同じ手法で純度のモニタリングが可能であるといえる。

8.3 光センサーの基礎特性の安定性

キセノンの純度と同時に検出器の安定性で確認をする必要があるのは各種光センサーの動作の安定性である。具体的には PMT と MPPC の検出電荷量やゲインの安定性のことである。

アルファ線などによるシンチレーション光を用いようとする、前述の通りキセノンの純度に左右されがちなので直接光を用いたモニタリングを行うのが効果的である。直接光によるモニタリングを行う手段として、検出器内部には波長 470nm の青色光 LED が設置されている（図 8.8 参照）。今回のモニタリングで使用した LED の検出器内の配置を図 8.9 に示す。LED は側面の壁の 6 つの地点に配置されている（図はビーム上流側であるが下流側も同様である）。各地点には 3 つの LED が存在し、表面にテフロンをかぶせるなどして 3 つの LED は強度に違いを持たせている。上流・下流に存在する全 12 地点の LED を用いて全 PMT・MPPC の直接光によるモニタリングが可能となっている。

8.3.1 光センサーのゲインの安定性

ただしそのため検出器内の外的要因によるゲインの長期的なふらつき具合を把握し、それが検出器性能に与える不定性について理解しなければならない。図 8.10 は MEG 実験におけるビーム照射時の PMT のゲイン変化の推移である。この図より見て取れるように、PMT についてはビーム照射による「劣化」からくるゲインの低減がすでに存在していた。

MEG II 実験で新たに用いることになる MPPC のゲインはセンサーのオーバーボルテージ依存であるため、周囲の温度変化などに容易に左右されてしまうといったゆらぎの要因がある。そのため不定性の影響を確認するために新たに MPPC についてもゲインのモニタリングを行った。読み出しボードの都合上使用した MPPC は 4092 個のうちの 440 個である。ゲインの測定には LED の微弱光を利用している。弱い光を当てることによって光子 1 個レベルの光信号を観測し、単位光電子あたりの増幅量を確認するという方針である。

ただし検出器内には 200kHz 程度の大きなノイズが存在しているため、それにより単一光電子がうまく測定できないという問題が存在していた（図 8.11 上）。ただしこのノイズは読み取りボードに対してコヒーレントなものであったため、同一ボード上で偶数番目チャンネルのみに電圧をかけた上で隣接したチャンネル間で電圧を差し引くといった形で大きなノイズに影響されない信号を読み出すことができた（図 8.11 下）。

図 8.12 はある MPPC チャンネルで得られた弱 LED 光による信号の電荷ヒストグラムである。この時得られた光電子 0 個に由来するピークと光電子一個に由来するピーク間の差が素電荷 $1.6 \times 10^{-19} \text{C}$ とゲインの積に等しい電荷量に他ならない。そのため各ピークをガウシアンでフィッティングしてピーク値（ならびに誤差）を得ることで 440 チャンネル全てについてゲインの算出を行った。

ただしノイズの差し引きをもってしても相変わらずノイズが大きく単一光電子イベントがはっきり見えないチャンネルも存在する。そこでノイズが十分小さく光電子ピークがはっきり見えるようなチャンネルを選別し、それらについて平均をとり推移を確認することにした。選別基準としてはゲインの相対誤差が全ての測定点において 15 % 以下になるようなチャンネルを選び出した。これにより選別されたおよそ全体の半数程度のチャンネルのゲインの推移を確認したのが図 8.13 となる。

この推移よりゲインが 2.3 % 程度の変動をしていることが見て取れる。このモニタリングの最中にビームの照射が行われたが（9/22~9/24、10/5~10/10）、それに対してゲインの有意な低下は見られなかった。このことから MPPC は PMT とは違いビームに対するゲインの低下が存在しないといえる。

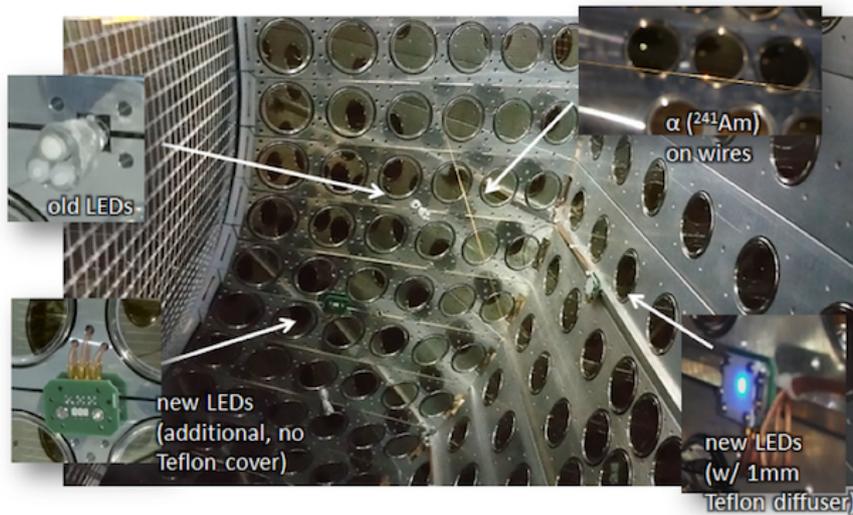


図 8.8 液体キセノンガンマ線検出器内部にある較正用の光源（ワイヤーに張られたアルファ線、LED）。側面以外にも較正用 LED は存在するが本研究では使用していない。

Upstream



図 8.9 検出器の上流側壁面に設置された LED の配置。マーカーの色の違いは光量の強さに対応し、数字は各 LED のラベリング用の番号である。

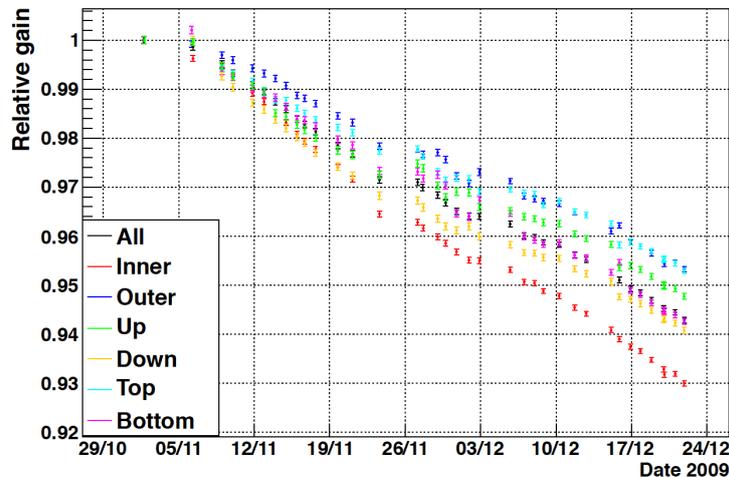


図 8.10 MEG 実験における時間に対するゲインの相対的变化（壁面ごとに色分けされている）、[13]

ノイズ削減の都合上奇数チャンネルと偶数チャンネルを分けて表示しているが、この 2 種類の推移には似たような傾向がある。このことから検出器内部の MPPC チャンネル全体に対するコヒーレントなゲインの変動に寄与する不定性が存在しており、それが 2.3 % のゲインの「ふらつき」につながっていると考えられる。

一方で先述のように単一光電子の波形がうまく検出できなかったチャンネルも存在している。検出ができなかった要因としては以下のものが挙げられる。

フィッティングのずれ

特にノイズがある程度存在するようなチャンネルについてアフターパルスに引きずられて光電子のピークがずれてしまうようなことが発生することがある。これによりフィッティング範囲からピークがはずれてしまいうまくフィットができないことがある（図 8.15）。全体の 30 % 程度のチャンネルがこのような傾向を持っている。

大きなノイズ

チャンネルによってはノイズが大きすぎて単一光電子が全く見るできないようなものもあった（図 8.14）。ただし PCB や読み取りボードに依存している訳ではなく、各所に遍在していることが確認されている。全 MPPC のうち 5 % 程度がこの傾向を持っている。

小さな光量

光量が小さいゆえに 1 個の光電子ピークがうまく確認できず、フィッティングに失敗しているようなチャンネルが見受けられた。これらは特に側壁付近に存在する MPPC といった LED に対して影ができるような領域にある MPPC チャンネルによく見られる。全 MPPC のうち 6 % 程度がこの傾向を持っている。

電圧がかからない

チャンネルによってはある特定の期間だけ電圧が突然かからない、あるいはかかってもオーバーボルテージに到達しないような状態になることがある。これにより光電子信号が確認できなくなってしまう。このようなケースは滅多に起こらないが、稀に 1 ランの間に 1、2 チャンネルが見られることがある。

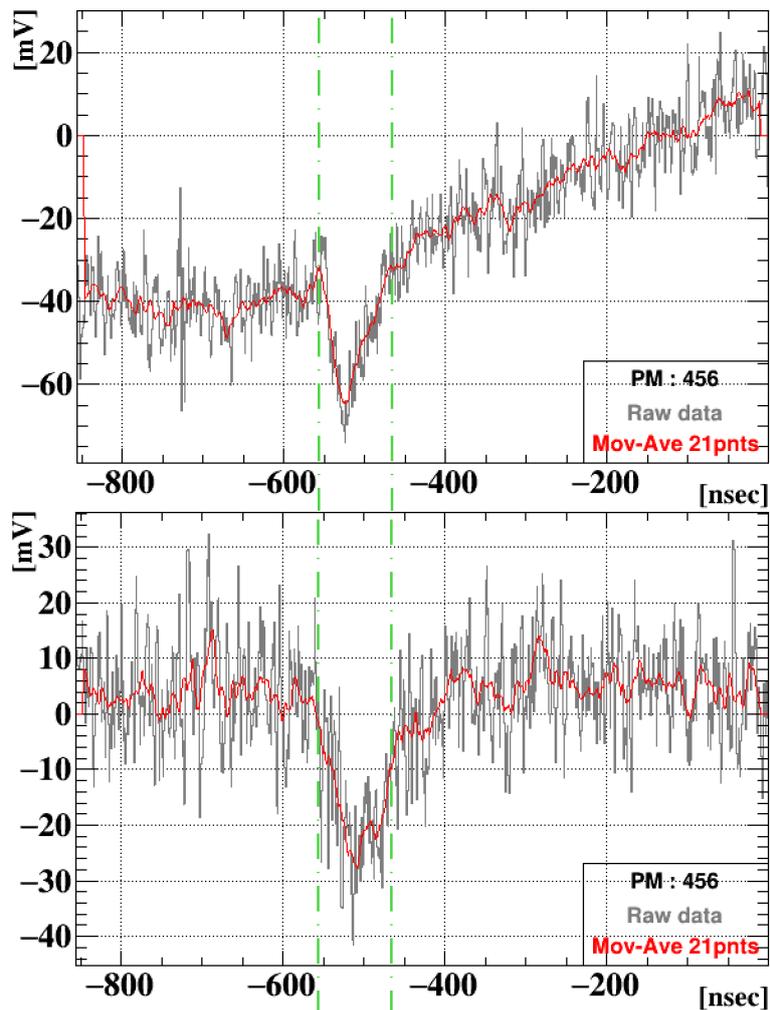


図 8.11 単一光電子を検出した時のノイズの差し引きをする前後の信号。

今回用いた 440 個の MPPC について 2 ヶ月間にわたるゲインの変化のゆらぎ具合をチャンネルごとに確認した。440 個 (u 方向 22 個、 v 方向 20 個) の MPPC についてゲインのばらつき (相対標準偏差) を横軸チャンネル番号としてプロットしたのが図 8.16 となる。一部ゆらぎが非常に大きい (ノイズによってゲインがうまくフィットできない) チャンネルが見受けられるが、チャンネル番号に対する依存性はなく多くはおおよそ同じような大きさのばらつきを持っている。チャンネル全体で平均したゲインのばらつきは 3.52 % となっている。

これらモニタリングの結果について注意しなければならないのは、実施したのが検出器が完成・運用を開始したごく初期の時期だということである。すなわちまだ検出器周りのエレクトロニクスなどが非常に不安定であった可能性がある。現に液相純化ポンプを稼働させている最中に何度かポンプが停止し、検出器内部の温度が急激に変化してしまうことがしばしば見られた。このことからこのモニタリングは不安定性をはらんだ上での実施であり、実際に安定性が保証された上での運用とは状況が異なることに留意されたい。

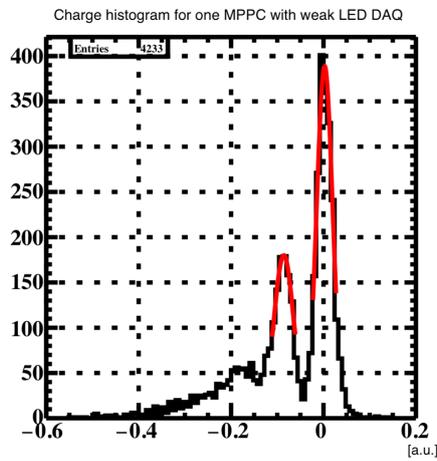


図 8.12 弱 LED 光を照射することで得られた電荷のヒストグラム。光電子 0 個由来のピークと光電子 1 個由来のピークがはっきりと見られる。

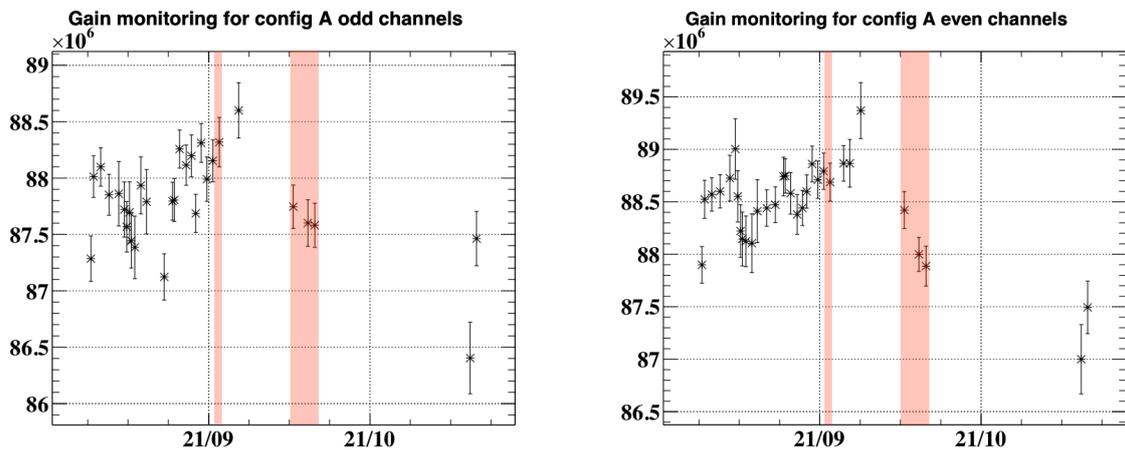


図 8.13 左：奇数チャンネル 103 個についてのゲインの平均の推移。
 右：偶数チャンネル 112 個についてのゲインの平均の推移。
 誤差棒はフィッティングの誤差より見積もられている。
 赤い領域において断続的にビームが照射されている。

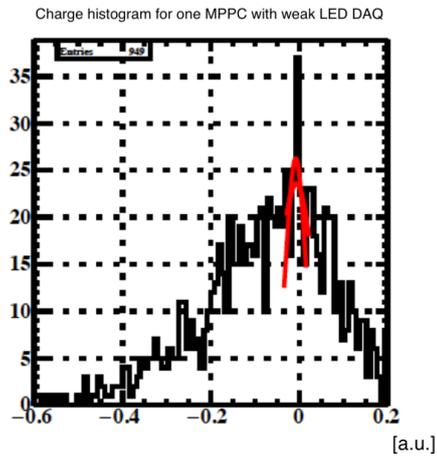


図 8.14 ノイズが非常に顕著に見られたチャンネル。光電子ピークが全く見えずフィッティングもうまくいっていない。

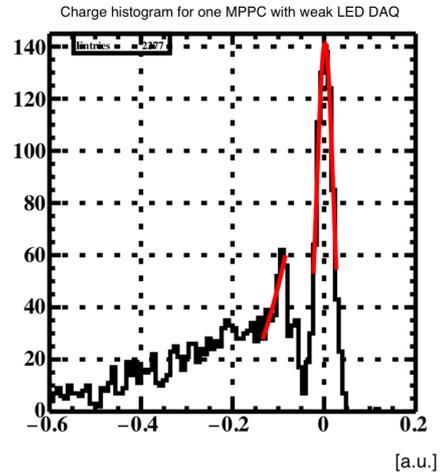


図 8.15 1 光電子ピークのフィッティングがうまくいっていない例。ノイズに引きずられてフィッティングがずれてしまっている。

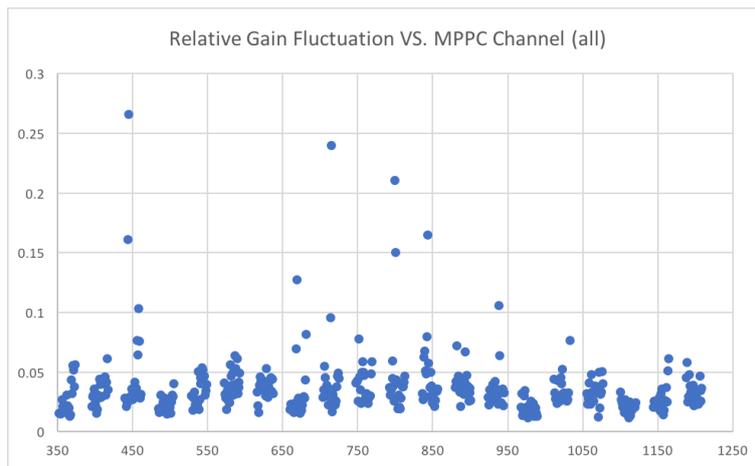


図 8.16 チャンネル番号に対するゲインの相対標準偏差。

9 まとめ・今後の展望

9.1 結論

本研究においては MEG II 実験の液体キセノン検出器で新たに用いる MPPC の特性評価、ならびに検出器の安定性の評価を行った。

MPPC の特性評価は、気体キセノン環境下において特に光子の入射角に対する検出効率の依存性の測定を行った。これより PDE の入射角依存性はフレネルの式より予測される傾向よりも強い角度依存性が存在していることが確認された。さらに測定で確認されたチャンネルごとの依存性の個体差を確認するために、あるモデルを仮定したばらつきの評価を行った。これにより多くのチャンネルは誤差の範囲で同じ傾向で推移しているが、不規則な動きをするチャンネルも確認された。

ガンマ線液体キセノン検出器の安定性は液体キセノンの純度安定性、内部の光センサーの安定性という 2 種類の観点から評価を行った。液体キセノンは宇宙線を用いた純度のモニタリングを実施した。液体キセノンの純度は運用の初期段階ゆえのトラブルに由来する純度の悪化も見受けられたが、純化の進行に伴う不純物減少に起因する信号の変化が見受けられ、純度が上がっていることが確認できた。

光センサーの安定性は検出器内部に設置された LED 光を用いて MPPC のゲインの変化をモニタリングした。MPPC のゲインの変化を追っていったところ、ビームの照射などには影響されなかったものの、検出器全体に乗るようなコヒーレントなゆらぎが 2.3 % 程度の大きさで存在していることが確認された。

9.2 今後の課題・展望

モニタリングの続行

今回のモニタリングは建設初期段階に実施したゆえに、トラブルの発生によって検出器内部の状態が大いにゆらぐことが見受けられた。今後装置がより安定な状態で稼働することが期待されるので、より MEG II 実験の運用時に近い環境においてのモニタリングを行う必要がある。

また今後は不純物の存在しない理想的な純度における Q/A 値との関係から現在本当に十分な純度が得られているか、不純物がある状態で Q/A 値の変化が止まっているなら何が原因かを追求することが必要となってくる。

MPPC の PDE の光子入射角角度依存性の実機性能への評価

今回の測定で MPPC には角度依存性があり、またそれが個体ごとにばらつきを見せることが確認された。この MPPC の依存性、ならびに個体差の存在がどの程度検出器性能に影響を与えるかを見積もる必要がある。今回フィッティングに用いたモデルはあくまでも数あるモデルの中の候補の 1 つであるため、今後は個体差も説明できるようなよりよいモデリングを行うのが望ましい。

謝辞

本実験を行うにあたって、まず MEG II 実験に参加をする機会を与えてくださった指導教員の森俊則教授に感謝の辞を述べます。海外での研究活動という他では得られ難い貴重な経験の中で多くのことを学ぶことができました。またご多忙にも関わらず各種研究のアドバイス・書類作成など研究生活・学生生活に関わる様々なことをサポートしていただきありがとうございました。

大谷航准教授には修士に入りたてで右も左も分からないような状況の中で、実験の基礎・手法など様々なことを教えていただきました。また学会・国際会議などでは常に的確なアドバイスをしていただき、親身になって発表内容の推敲をお手伝いいただきありがとうございました。

岩本敏幸助教にはキセノン検出器のグループのリーダーとしてさまざまなことを教えていただきました。実験の方向性が分からなくなったときにも次の方針と一緒に考えてくださったことを心から感謝いたします。家城佳研究員には MPPC の特性評価を進めていく上で大変お世話になりました。トラブルが発生したときにはいつもつきっきりで解決に勤しんでくださりありがとうございました。小川真治氏には検出器の安定性の評価を始め様々な分野でお世話になりました。自分の出した実験結果に対する的確なアドバイスをしてくださったおかげで自身の研究内容についてより深く理解をすることができました。内山雄祐特任助教には実験のアドバイスのみならず、スイスでの生活のノウハウを教えていただき大変お世話になりました。西村美紀氏、中尾光孝氏、岩井遼斗氏、宇佐見正志氏、小林暁氏、恩田理奈氏とは研究生活はもちろん、日常生活においても共に楽しい日々を過ごすことができました。スイスという異国の地にあって寂しさを感じずにいられたのも、皆さんと一緒に過ごすことができたからだと思います。

劉靈輝氏を始めとした素粒子センターの同期の皆さんとは、日本に帰国する短い期間ではありましたが、協力し合い切磋琢磨することができました。研究が苦しい時であってもお互いに励ましあってきたからこそ切り抜けることができた局面もいくつかありました。

最後になりますが、常に自分の進みたい道を応援してくれてくれた家族の皆に心からのお礼を述べたいと思います。

参考文献

- [1] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc. *Physics Letters B*, Vol. 716, No. 1, pp. 1 – 29, 2012.
- [2] A. M. Baldini et al. Search for the lepton flavour violating decay $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ with the full dataset of the meg experiment. *The European Physical Journal C*, Vol. 76, No. 8, p. 434, Aug 2016.
- [3] 素粒子の標準模型を超えて. 丸善出版, 2015.
- [4] V. C. Rubin, Jr. Ford, W. K., and N. Thonnard. Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 /R = 4kpc/ to UGC 2885 /R = 122 kpc/. *Astrophysical Journal*, Vol. 238, No. Part 1, Jun 1980.
- [5] Planck Collaboration. Planck 2015 results. XIV. Dark energy and modified gravity. 2015.
- [6] Y. Fukuda et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 81, pp. 1562–1567, Aug 1998.
- [7] T. Mori and W. Ootani. Flavour violating muon decays. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, Vol. 79, No. Supplement C, pp. 57 – 94, 2014.
- [8] A. M. Baldini et al. MEG upgrade proposal, 2013.
- [9] Toshinori Mori. Final results of the meg experiment. 2016.
- [10] PSI のホームページ. <https://www.psi.ch/media/the-psi-proton-accelerator>.
- [11] Malte Hildebrandt. The drift chamber system of the meg experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 623, No. 1, pp. 111 – 113, 2010. 1st International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics.
- [12] J Adam, X Bai, AM Baldini, E Baracchini, C Bemporad, G Boca, PW Cattaneo, G Cavoto, F Cei, C Cerri, et al. The MEG detector for $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ decay search. *The European Physical Journal C*, Vol. 73, No. 4, p. 2365, 2013.
- [13] Yasuhiro Nishimura. *A Search for the Decay $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ Using a High-Resolution Liquid Xenon Gamma-Ray Detector*. PhD thesis, The University of Tokyo, 2010.
- [14] Yusuke Uchiyama. *Analysis of the First MEG Physics Data to Search for the Decay $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$* . PhD thesis, The University of Tokyo, 2009.
- [15] M. L. et al. Brooks. New limit for the lepton-family-number nonconserving decay $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 83, pp. 1521–1524, Aug 1999.
- [16] A.M. Baldini et al. A new cylindrical drift chamber for the MEG II experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 824, No. Supplement C, pp. 589 – 591, 2016. Frontier Detectors for Frontier Physics: Proceedings of the 13th Pisa Meeting on Advanced Detectors.
- [17] 浜松ホトニクス. 光半導体素子ハンドブック.
- [18] Americium-241. <http://www.researchcompliance.uc.edu/Libraries/Isotopes/Am-241.sflb.ashx>.
- [19] 小川真治. MEG II 実験に向けた、MPPC を用いた液体キセノン検出器の研究開発. 第 21 回 ICEPP シンポジウム, Feb. 2015.

- [20] Nobuo Matsuzawa on behalf of MEG II collaboration. Performance Evaluation of MPPC used for MEG II Gamma Ray Detector. In *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference*, Oct. 2017.
- [21] A. Baldini, C. Bemporad, F. Cei, S. Dussoni, F. Gatti, M. Grassi, T. Haruyama, Y. Hisamatsu, T. Iwamoto, S. Mihara, T. Mori, D. Nicolò, H. Nishiguchi, W. Ootani, A. Papa, R. Pazzi, R. Sawada, F. Sergiampietri, G. Signorelli, R. Valle, S. Yamada. 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*, Vol. 565, No. 2, pp. 589 – 598, 2006.
- [22] 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, 2016.
- [23] K Saito, H Tawara, T Sanami, E Shibamura, and S Sasaki. Absolute number of scintillation photons emitted by alpha particles in rare gases. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 49, No. 4, pp. 1674–1680, 2002.
- [24] David F. Edwards. Silicon (si)*. In Edward D. Palik, editor, *Handbook of Optical Constants of Solids*, pp. 547 – 569. Academic Press, Burlington, 1997.
- [25] Akira Hitachi, Tan Takahashi, Nobutaka Funayama, Kimiaki Masuda, Jun Kikuchi, and Tadayoshi Doke. Effect of ionization density on the time dependence of luminescence from liquid argon and xenon. *Phys. Rev. B*, Vol. 27, pp. 5279–5285, May 1983.
- [26] Shinji Ogawa. XEC commissioning status. In *MEG Collaboration Meeting October 2017*, 2017.