

修士学位論文

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

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 研究室所属

146017

小川 真治

2016年1月

概要

MEG 実験のアップグレードである MEG II 実験では、レプトンフレーバー保存則を破る $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊を、MEG 実験よりもさらに桁高い感度で探索することを目指している。この目標を達成するためには、ほぼ全ての検出器の分解能を2倍よくする必要がある。信号事象から来るガンマ線を測定する液体キセノン検出器においても、半導体光センサー MPPC を用いて高精細なシンチレーション光の読み出しを実現することで、位置およびエネルギー分解能を向上させる計画であり、真空紫外光に感度のある大型 MPPC の研究開発が進められてきた。

本研究では MEG II キセノン検出器の建設、運用に向けて以下の研究を進めてきた。まず既に開発されていたプロトタイプ素子に対するさらなる改良としてクロストーク抑制機構を導入すると、素子の性能が向上することを実証した。改良を加えた素子が実機用に量産されたため、量産された素子の大量試験を行い、異常な素子の数はごくわずかであることを確認した。

開発された素子の性能を基にした現実的な Monte-Carlo シミュレーションを用いて、実機に期待される性能を評価し、十分な性能が達成できることを確認した。性能を悪化させようような可能性についても定量的な評価を行った。また、検出器のデザインや再構成アルゴリズムの改良により、検出器の性能を改善できないか検討し、アルゴリズムの改良により検出器の時間分解能が大幅に向上する可能性を示した。

目次

概要	i
第 1 章 序論	1
第 I 部 MEG II 実験	3
第 2 章 MEG II 実験	4
2.1 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索の物理	4
2.2 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索	6
2.3 MEG 実験	7
2.4 MEG II 実験	16
第 3 章 液体キセノンガンマ線検出器のアップグレード	23
3.1 アップグレードの概要	23
3.2 真空紫外光に感度のある大型 MPPC の開発	25
3.3 信号読み出し手法	31
3.4 Monte-Carlo シミュレーションを用いた実機の性能評価	33
第 II 部 真空紫外光に感度のある大型 MPPC の研究開発	35
第 4 章 クロストーク抑制機構の導入による素子の改良	36
4.1 概要	36
4.2 測定セットアップ	36
4.3 1 p.e. 信号を用いた素子の基礎特性の評価	39
4.4 真空紫外光に対する PDE	42
4.5 エネルギー分解能	44
4.6 まとめ	46
第 5 章 光電子数が多いときの分解能の調査	47
5.1 目的およびセットアップ	47
5.2 エネルギー分解能と光電子数統計の関係	49
5.3 真空紫外光に対する時間分解能	51
5.4 まとめ	54

第 6 章	素子の大量試験	55
6.1	液体キセノン中での大量試験	55
6.2	最終版素子の大量試験	63
第 III 部	シミュレーションを用いた実機の性能評価	68
第 7 章	シミュレーション	69
7.1	概要	69
7.2	MEG II ソフトウェア	69
7.3	物理シミュレーション	70
7.4	波形シミュレーション	71
第 8 章	イベント再構成手法	74
8.1	概要	74
8.2	波形解析	74
8.3	電荷から光子数への変換	78
8.4	位置再構成	79
8.5	エネルギー再構成	82
8.6	時間再構成	83
第 9 章	検出器デザインの最適化	87
9.1	信号読み出し手法の最適化	87
9.2	Top/bottom 面の PMT 配置の改善	89
第 10 章	実機に期待される性能の評価	91
10.1	実機に期待される性能の評価	91
10.2	実機の性能に悪影響を与えうる事項の考察	96
10.3	まとめ	105
第 IV 部	結論と今後の課題	106
第 11 章	結論と今後の課題	107
11.1	結論	107
11.2	今後の課題・展望	107
付録 A	気体キセノン中における PDE 測定	109
謝辞		111

第 1 章

序論

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。しかしながら、標準模型にはいくつかの問題点が存在し、標準模型を超える物理の存在が強く示唆されている。特にヒッグス粒子の質量に対する量子補正や暗黒物質の存在などの問題を解決するために、超対称性粒子の存在が予言されている。レプトンフレーバー保存則を破る $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊は標準模型においては禁止されており、今まで観測されたことのない崩壊である。対照的に、標準模型を超えた新物理の理論の多くは、未発見の重い粒子が仮想粒子として働くダイアグラムの寄与により、観測可能な分岐比で $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊が起きることを予言している。

MEG 実験は $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊を観測しようとする実験であり、Paul Scherrer Institut (PSI) において世界最高強度の直流ミュオン粒子ビームを使用し、2008 年から 2013 年夏までデータ取得が行われた。MEG 実験はこれまでにおよそ半分のデータの解析を終えており、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊の発見には至っていないものの、崩壊分岐比に 5.7×10^{-13} (90% C.L.) という上限をつけることに成功した [1]。この上限は以前の実験よりも 20 倍厳しいものであり、新物理のモデルに対する制約となっている。

MEG 実験よりもさらに一桁良い感度で $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊を探索するため、MEG II 実験の準備が進められている。MEG II 実験では使用するビーム強度を 2 倍以上増加させるのみならず、全ての検出器をアップグレードし 2 倍程度良い分解能を実現する予定である。

本稿では MEG II 実験に向けた液体キセノンガンマ線検出器の研究開発について述べる。液体キセノン検出器では液体キセノンが放出するシンチレーション光を光センサーで捉えることでガンマ線を検出する。MEG II 実験では MEG 実験で光センサーとして使われていた直径 2 inch の PMT を、 $12 \times 12 \text{ mm}^2$ の Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) に置き換えることにより、より高精細なシンチレーション光の読み出しを実現する計画であり、位置分解能およびエネルギー分解能の大幅な改善を見込んでいる。MEG II 実験に関しては第 2 章で、MEG II 実験でのキセノン検出器については第 3 章で説明する。

キセノンのシンチレーション光は波長 175 nm の真空紫外光である。市販の MPPC はこの波長に感度がなかったため、真空紫外光に感度のある MPPC の研究開発が進められてきた。開発された MPPC にさらなる改良としてクロストーク抑制機構を導入することで、性能の改善を実現した。改良を加えることで素子の性能がどのように変化したのか第 4 章で述べる。素子単体での分解能をできる限り実機に近い環境下で調査するため、専用のセットアップを作成して測定を行った。この測定について第 5 章で述べる。改良を加えた素子が実機用素子として量産された。これら量産された素子の大量試験について第 6 章で述べる。

また MPPC の研究開発と並行して、MEG II キセノン検出器そのものに対する研究も進めてきた。まず開発された MPPC の性能に基づいた現実的な検出器シミュレーションを準備した。このシミュレー

ションについて第 7 章で述べる。シミュレートされた波形からガンマ線のヒット位置、エネルギー、ヒット時間を計算するにはイベント再構成を行う必要がある。MEG 実験で使われていた再構成手法に改良を加え、MEG II キセノン検出器により適した手法を整備した。第 8 章では整備された再構成アルゴリズムについて述べる。第 9 章ではシミュレーションを用いた検出器デザインの最適化について述べる。以上の研究をもとにして、第 10 章ではキセノン検出器に期待される性能を議論する。

第 I 部

MEG II 実験

第 2 章

MEG II 実験

本章では MEG II 実験について説明したい。MEG II 実験は $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊を探索する実験である。まず 2.1 節でこの崩壊を探索する意義について説明する。次に 2.2 節では、実験で $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 探索をどのように行うのかについて説明する。MEG II 実験は MEG 実験のアップグレードであるため、2.3 節で MEG 実験について簡単にまとめた後、2.4 節で MEG II 実験について述べる。

2.1 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索の物理

2.1.1 標準模型を超える物理

素粒子物理学における標準模型は電弱スケール ($\mathcal{O}(100)$ GeV) の物理を説明するモデルとしては非常に成功した理論である。しかしながら標準模型を、電磁相互作用と強い相互作用が統一する GUT スケール ($\mathcal{O}(10^{16})$ GeV) や、さらに重力が統一するプランクスケール ($\mathcal{O}(10^{19})$ GeV) のような、より高いエネルギーまで適用しようとするには幾つかの困難がある。一つ目の困難はヒッグス粒子の質量に関する問題である。もし標準模型が GUT スケールまでの物理を記述しているのなら、GUT スケールの質量をもつ粒子に由来するヒッグス粒子の質量への量子補正の項が、24 ~ 30 桁の精度で巧妙に打ち消しあっている必要がある。二つ目の困難は暗黒物質の存在を説明できないことである。近年の宇宙観測により、宇宙には暗黒物質が存在することが明らかになってきているが、標準模型に存在する素粒子には候補が存在しないため、標準模型のみでは暗黒物質を説明することができない。

標準模型を超える物理の候補として超対称性理論 (SUSY) があげられる。SUSY においては標準模型の全ての粒子にパートナーとなる超対称性粒子が存在する。これらの超対称性粒子ではヒッグス粒子の質量への量子補正の項の符号が逆になるため、自動的に打ち消し合いが発生し、高い精度での調整が必要なくなる。また、標準模型にはない新しい粒子が登場するので、これらが暗黒物質の候補となることも可能である。

2.1.2 CLFV 反応

標準模型を超える物理を探索する方法の一つとして CLFV (Charged Lepton Flavor Violation) 反応、つまり荷電レプトンフレーバーを破るような反応の探索がある。

まず、ニュートリノ振動を含めた標準模型における CLFV 反応について議論したい。標準模型においてもニュートリノ振動を考慮すると、図 2.1(左) のような Feynman ダイアグラムを通して、CLFV 反応が起きうる。しかしながら、ニュートリノ質量が小さいため、崩壊分岐比は極めて小さい。例えば $\mu \rightarrow e\gamma$

崩壊ではニュートリノ振動による崩壊分岐比は次の式のようになり、現在の技術をもって測定できるような値ではない。

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

一方、標準模型を超える物理のうち超対称性を導入した大統一理論 SUSY-GUT や超対称性とシーソ機構を導入した SUSY-seesaw 等は、図 2.1(右) のように重い新粒子が仮想粒子として飛ぶことにより、観測可能な分岐比で CLFV 反応が起きることを予言する。予言される $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の崩壊分岐比の例を図 2.2 にあげる。

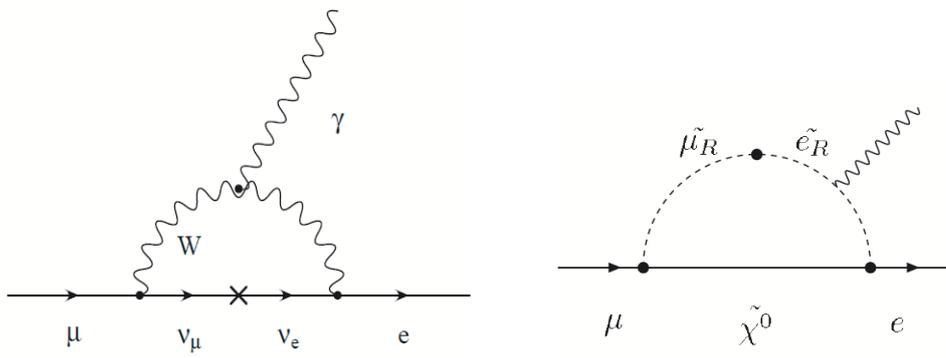


図 2.1 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊を引き起こす Feynman ダイアグラム。(左) 標準模型、(右) 標準模型を超える物理。

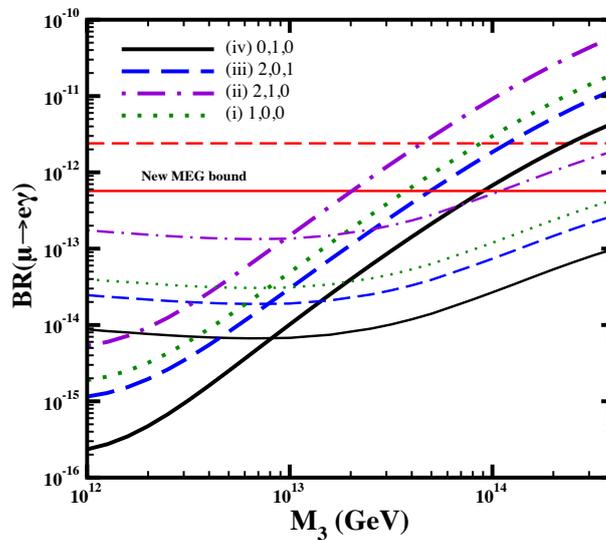


図 2.2 シーソー機構を導入した SUSY-GUT SU(5) で予測される $\mu \rightarrow e\gamma$ の崩壊分岐比。横軸は右巻きニュートリノの質量である。太線は SUSY 粒子が比較的重い場合、細線は SUSY 粒子が比較的重い場合を示している [2]。赤実線は MEG 実験の最新結果 [1] を表している。

2.1.3 ミュー粒子 CLFV 探索の現状

ミュー粒子の CLFV 探索には以下の 3 通りの反応が用いられてきた。

- $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$
- $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$

- $\mu^- N \rightarrow e^- N$ (μ -e conversion)

CLFV 反応が図 2.1 のような 3 点相互作用のみによって起きると仮定すると、 $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ や μ -e conversion は $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ のガンマ線が電子陽電子対になったり、原子核に捕獲されることで起こるため、これら 3 通りの反応の発生確率を関係付けることができる。図 2.3 はそれぞれの CLFV 反応に対する実験からの制限を $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ の崩壊分岐比に変換して示したグラフである。過去においては $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索が一番厳しい上限値をつけ続けてきており、また今後 10 年間には 3 つ全ての反応において、探索感度の改善が期待されていることがわかる。

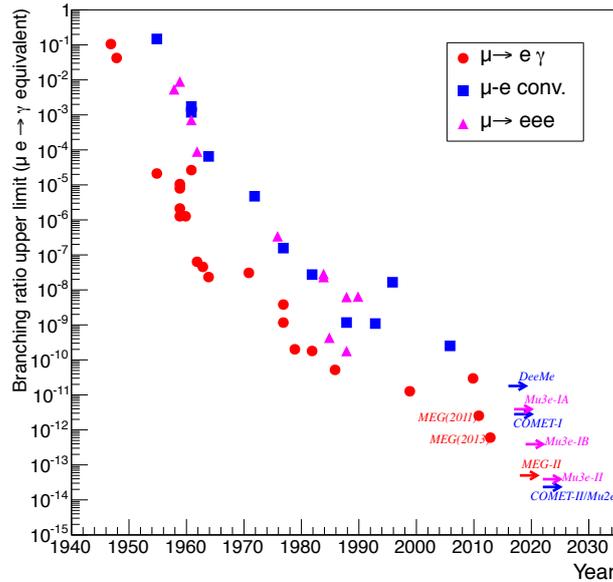


図 2.3 実験によるミュオン CLFV 反応への制限。 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ の崩壊分岐比の上限値 (90% C.L.) に変換した値で表している [3]。

2.2 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索

本節では $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索において信号事象と背景事象をどう分離するかについて議論する。

信号事象の特徴はニュートリノを伴わない 2 体崩壊なことである。加えて陽電子の質量はミュオン粒子の質量に比べて十分軽いので、放出される陽電子とガンマ線は以下のような特徴を持つ。

- 陽電子、ガンマ線ともに 52.8 MeV (ミュオン粒子の質量の半分) のエネルギーをもつ
- 陽電子とガンマ線が真逆 (back-to-back) の方向に放出される
- 同時に放出される

$\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索には 2 種類の背景事象が存在する。1 つ目は Radiative Muon Decay (RMD) と呼ばれる $\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu\gamma$ 崩壊である。RMD 崩壊は 4 体崩壊であるため陽電子とガンマ線のエネルギーおよび方向を十分な精度で測定することで信号事象と区別することができる。

もう 1 つの背景事象は高エネルギーの陽電子とガンマ線がたまたま同時刻にたまたま逆方向に放出されるような偶発的背景事象であり、こちらが支配的な背景事象となる。偶発的背景事象を引き起こすような、エネルギーが 52.8 MeV 付近の陽電子は、ミュオン粒子の通常の Michel 崩壊 $\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$ に由来する陽電子である。他方、エネルギーが 52.8 MeV 付近のガンマ線には、RMD 崩壊に起因するものが存在

するほか、52.8 MeV 付近の陽電子が物質中の電子と対消滅を起こした結果発生した2つのガンマ線があたかも1つのガンマ線として検出されてしまうような Annihilation In Flight (AIF) と呼ばれる事象も存在する。偶発的背景事象は必ずしも 52.8 MeV のエネルギーを持って、逆方向に、同時刻に放出されるわけではないので、良い精度でこれらの値を測定してやることで信号事象と分離することができる。

偶発的背景事象の数 N_{BG} は検出器の分解能と次のような関係を持っている。偶発的背景事象の削減にはよい分解能を実現することが重要であることがわかる。

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

ここで R_{μ} はビームレート、 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、 $\Delta \Theta_{e\gamma}$ は角度分解能、 $\Delta t_{e\gamma}$ は時間分解能、 T は測定時間を表す。信号事象の数は $R_{\mu} \times T$ に比例するので、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索には直流のミュオン粒子ビームが望ましいことがわかる。

以上の議論より、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索に用いる実験装置には次のような性能が要求される。

- 大強度の直流ミュオン粒子ビームとそれに耐えられる検出器
- 良いエネルギー、角度、時間分解能を持つ検出器

2.3 MEG 実験

2.3.1 概要

MEG 実験はスイスにある Paul Scherrer Institut (PSI) にて利用可能な世界最大強度の直流ミュオン粒子ビームを使用し、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊の探索を行ってきた。図 2.4 に示すように、ビーム静止標的の周りに超伝導電磁石、ドリフトチャンバー、タイミングカウンターからなる陽電子スペクトロメーターと、液体キセノンを使用したガンマ線検出器が置かれている。

2.3.2 ビームおよびビーム静止標的

MEG 実験は世界最大強度の直流ミュオン粒子ビームを利用できる PSI の $\pi E5$ ビームラインで行われた。このビームラインでは陽子サイクロトロン (図 2.5) で 590 MeV まで加速された陽子をグラファイト製のターゲットにあてることで得られるサーフェスマイオンを使用している。 $\pi E5$ ビームラインは 28 MeV/c のミュオン粒子を最大で $1 \times 10^8 \mu^+/\text{s}$ 供給できるが、MEG 実験では検出器の性能が十分ではなかったため、ミュオン粒子静止頻度で $3 \times 10^7 \mu^+/\text{s}$ に落として利用していた。

ミュオン粒子はビーム静止標的を使用して停止させる。標的は図 2.6 のような厚さ 205 μm のポリエチレン製であり、ビーム軸に対して 20.5° 傾けて使用しており、82% の停止効率を得ていた。標的には6つの穴が空いており、再構成された軌跡から標的の位置および標的が平坦になっているかどうかを確認するために用いられる。

2.3.3 陽電子スペクトロメーター

陽電子スペクトロメーターの目的は陽電子の発生方向、運動量、発生時間を測定することである。これは超伝導磁石 COBRA 中での陽電子の軌跡をドリフトチャンバーで測定した後、タイミングカウンターに衝突させて時刻を測定することで達成される。

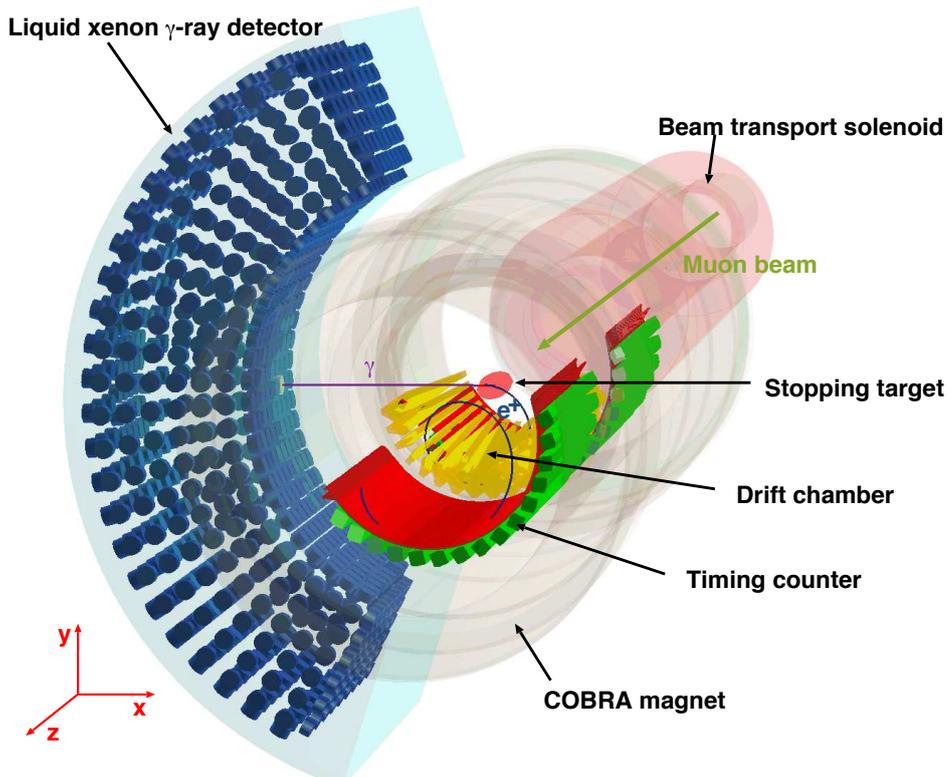


図 2.4 MEG 実験の検出器の概念図

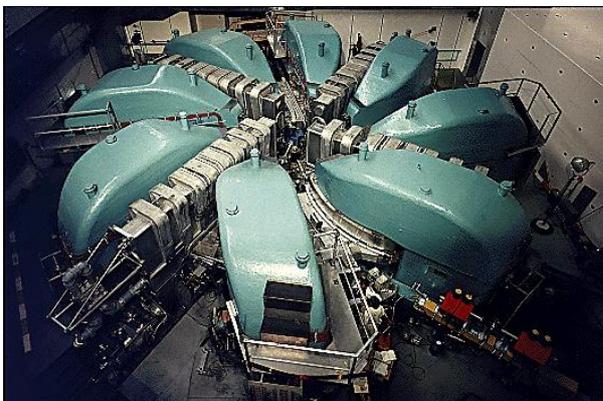


図 2.5 陽子サイクロトロン



図 2.6 MEG 実験で使用されたビーム静止標的。幾つか空いている穴は、位置の較正に用いる。

超伝導磁石 COBRA

超伝導磁石 COBRA (COntant Bending RADIUS、図 2.7) は一様磁場ではなく特殊な勾配磁場を生成する。COBRA が生成する磁場では一様磁場の場合と比べて陽電子が検出器から素早く外に掃き出される他、回転半径が運動量のビーム軸に垂直な成分ではなく運動量そのものに依存するようになっており、運動量が 52.8 MeV 付近の陽電子のみ検出器に当たるようにすることで、ヒットレートを抑えることができる。また、ガンマ線検出器で PMT を使用するため、補償コイルを用いて漏れ磁場を抑える工夫がなされている。

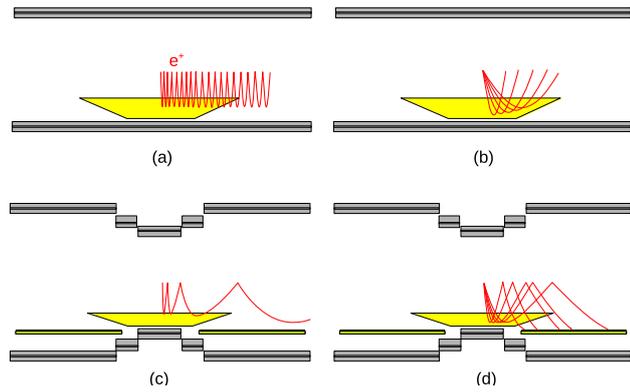


図 2.7 (左) 超伝導磁石 COBRA、(右)COBRA の概念図。一様磁場の場合 (a) と比べて、陽電子が素早く外に吐き出される (c)。一様磁場では回転半径はビームに垂直な方向の運動量に依存するが (b)、COBRA 磁場では運動量そのものに依存する (d)。

ドリフトチャンバー

陽電子の飛跡は 16 個のドリフトチャンバーモジュール (図 2.8、2.9) により測定されていた。それぞれのモジュールは 2 層構造になっており、ビーム軸方向にワイヤーが張られている。カソードフィルムは 2 層の内側と外側に存在しており、ビーム軸方向にパターンを刻むバーニャパッドを採用することで、ビーム軸方向の情報をとり出せるようになっている。ドリフトチャンバーの設計においては物質量を最小限に抑える努力がなされており、ガスにヘリウム 50%、エタン 50% の混合ガスを用いているほか、カソードフィルムの外に支持構造を置かないような構造になっている。

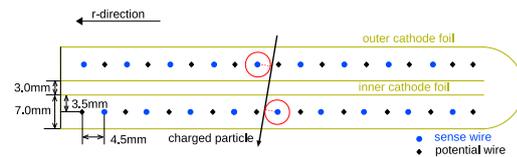


図 2.8 ドリフトチャンバーモジュール

タイミングカウンター

陽電子の時間の測定には図 2.10 に示すようなタイミングカウンターが使われていた。長さ 80 cm のプラスチックシンチレーターの両端に PMT を取り付けた構造をしており、ビーム軸方向に 15 本並べられていた。磁場中に置かれるためファインメッシュの PMT (HAMAMATSU R5924) が使用されていた。

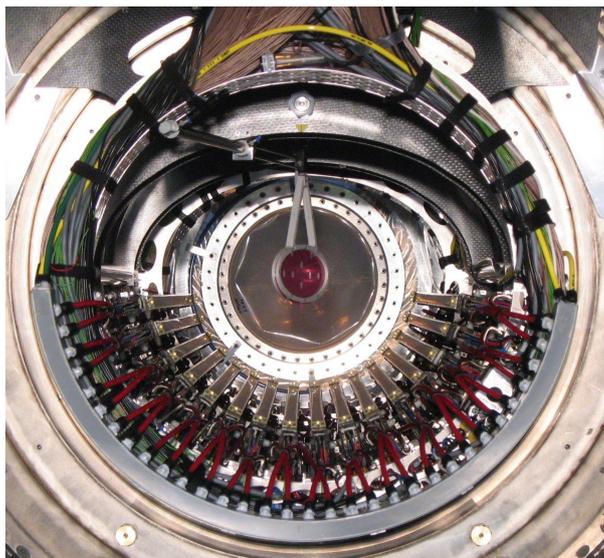


図 2.9 COBRA の中に設置されたドリフトチャンバー

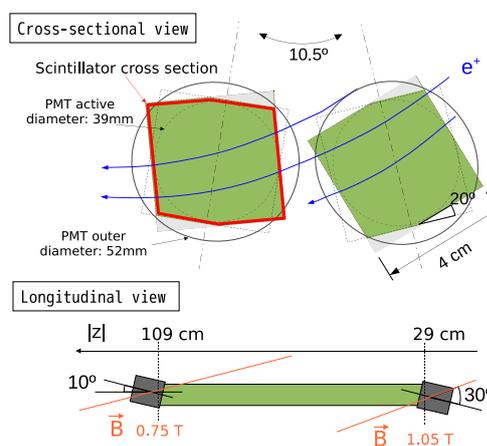


図 2.10 陽電子タイミングカウンター

2.3.4 液体キセノンガンマ線検出器

液体キセノン

ガンマ線を検出するために液体キセノンがシンチレーターとして用いられていた。液体キセノンを用いることには以下のような利点がある (表 2.1)。

- 大きい原子番号と高い密度に起因する高い阻止能
- 大きな発光量
- 比較的早い応答
- 液体であることに起因する均質性

同時に以下のような欠点も存在する。

- シンチレーション光が真空紫外の領域 ($\lambda = 175 \text{ nm}$) にある点
- 高い純度が要求される点

- 低温 (165 K) が必要である点
- 高価である点

表 2.1 シンチレーターの比較 [4]

	LXe	LAr	NaI(Tl)	CsI(Tl)	BGO	LSO(Ce)	PbWO ₄
Density (g/cm ³)	2.98	1.40	3.67	4.51	7.13	7.40	8.3
Radiation length (cm)	2.77	14	2.59	1.86	1.12	1.14	0.89
Mollier radius (cm)	4.2	7.2	4.13	3.57	2.23	2.07	2.00
Decay time (ns)	45	1620	230	1300	300	40	30/10 ^{*1}
Emission peak (nm)	178	127	410	560	480	420	425 / 420 ^{*1}
Relative output	75	90	100	165	21	83	0.083/0.29 ^{*1}

^a slow/fast component

キセノンのシンチレーション光は最低励起分子状態 (Xe₂^{*}) から基底状態に遷移する際に発生する。Xe₂^{*} の生成には励起原子 Xe^{*} の自己束縛過程とイオン分子 Xe₂⁺ の再結合過程の二つの過程が存在する。どちらの過程が支配的かは入射粒子に依存する。様々な粒子に対するシンチレーション光の時間分布を、図 2.11 に示す。電子に対しては再結合過程が支配的であり、時定数は 45 ns となる。一方アルファ粒子に対しては自己束縛過程が支配的であり、4.2 ns と 22 ns の 2 成分の時定数が観測される。

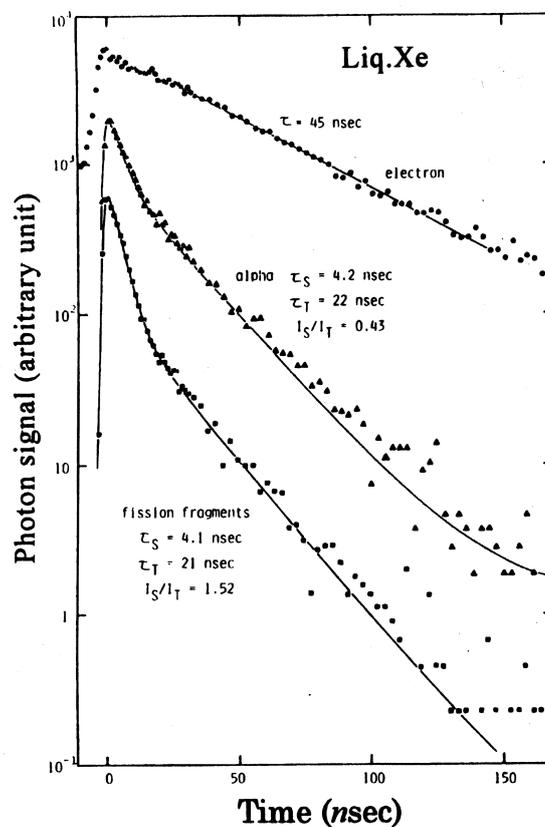


図 2.11 様々な粒子に対するシンチレーション光の時間分布 [5]

光電子増倍管

MEG 実験での使用に最適化された光電子増倍管 (PMT、図 2.12) が浜松ホトニクスと共同で開発された [6]。この PMT は R9869 と呼ばれており、以下のような特徴を持つ。

- キセノンのシンチレーション光に対する十分な感度 (15% の量子効率 (QE, Quantum Efficiency))
- 液体キセノン中で動作可能
- 入射面に置かれる PMT がガンマ線の検出効率を阻害しないための物質量の低減



図 2.12 MEG 実験で使われていた PMT (R9869)

検出器のデザイン

ガンマ線の検出には 900 l の液体キセノン検出器が使用されていた。図 2.13 にキセノン検出器の概念図を示す。検出器の構造は 6 つの面からなっており、それぞれ Inner 面 (入射面)、Outer 面、Upstream 面、Downstream 面、Bottom 面、Top 面と呼ばれる (図 2.14)。液体キセノン中でのシンチレーション光を捉えるため計 846 個の PMT が壁面に設置されている。この検出器は COBRA のすぐ横に置かれており、ビーム静止標的から見て約 11% の立体角を覆っている。キセノン検出器は特殊な形状をしているため、専用の座標系 (u, v, w) が用意されている。定義は以下のようであり、 u はビーム軸方向、 v はビーム軸に垂直な面内での回転方向、 w は深さ方向を表している。ただし 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。

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

液体キセノン検出器ではガンマ線のヒット位置、エネルギー、ヒット時間を測定する。ガンマ線の方向は直接測ることができないが、陽電子の軌跡をビーム静止標的まで外挿することで標的上の崩壊点を求め、キセノン検出器のヒット位置と結ぶことでガンマ線の方向を知ることができる。

検出器のキャリブレーションおよびモニター

検出器を動かすには適切なキャリブレーションが必須である。それぞれの PMT の性能は LED およびアルファ線源を用いて測定する。PMT のゲインは LED の光量から、QE はアルファ線源からのシンチレーション光を用いて測定する。

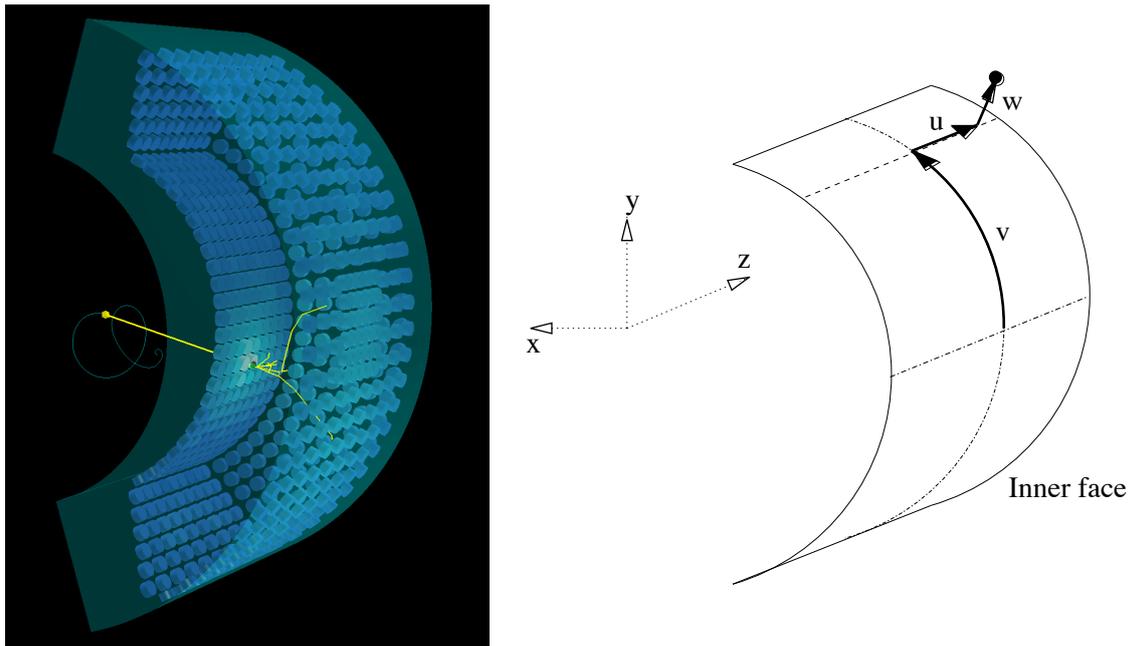


図 2.13 (左) キセノン検出器の概念図、(右) キセノン検出器専用の座標系 (u, v, w)

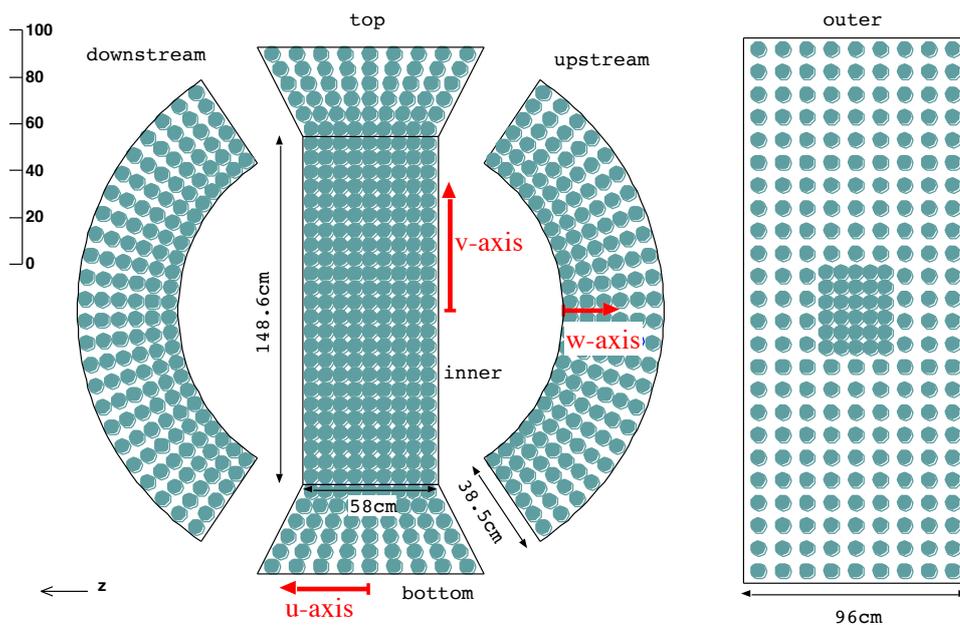


図 2.14 キセノン検出器での PMT 配置

検出器全体のキャリブレーションにはガンマ線を使用する。52.8 MeV に近いガンマ線を得るために、液体水素の標的に π 中間子を当てると起こる Charge EXchange (CEX) 反応 ($\pi^-p \rightarrow \pi^0n$) から得られる π^0 中間子を使用する。 π^0 中間子が 2γ に崩壊したイベントのうち、2つのガンマ線が back-to-back に出たイベントを選ぶと、55 MeV および 83 MeV の単色ガンマ線が得られる。キセノン検出器の反対側に出たガンマ線は鉛プレート、プラスチックシンチレーター、BGO 結晶からなる BGO 検出器 (図 2.15) によってタグされる。

また検出器の安定性、特に光量の安定性をモニターすることも必要である。CEX 反応を用いたキャリブレーションは標的やビームの設定を変えなければならないため、1年に1、2回程度しか行えず、検出器の安定性を監視するには向いていない。かわりに検出器下流側に置かれた Cockcroft-Walton (CW) 加

速器を使用する。CW 加速器で加速された陽子を $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ 標的に当てると ${}^7_3\text{Li}(p, \gamma){}^8_4\text{Be}$ 反応によって 17.6 MeV のガンマ線が得られる。この CW 加速器によるキャリブレーションは週に 1 ~ 2 回行われ、光量の安定性などをモニターする。



図 2.15 π^0 中間子から back-to-back に出たガンマ線をとらえるための BGO 検出器。検出器全体をスキャンするために位置を動かせるようになっている。

2.3.5 DAQ

MEG 実験では ADC や TDC ではなく DRS (Domino Ring Sampling chip [7]) と呼ばれる高速波形デジタルタイザーで信号の波形を取得していた。これは波形の取得により、パイルアップを識別することができるからである。図 2.16 に DRS の動作原理を示す。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することにより、トリガーがかかった時点での波形情報を保持し、シフトレジスターによって順に読み出される。DRS ではサンプリング周波数として 0.5 ~ 5 GHz が使用でき、MEG 実験では時間情報が重要なタイミングカウンターとキセノン検出器では 1.6 GHz が、ドリフトチャンバーでは 0.8 GHz が使用されていた。

2.3.6 結果

MEG 実験は 2008 年から 2013 年までデータを取得した。2011 年までのデータはすでに解析が終わりしており、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊の発見には至っていないものの、崩壊分岐比に 5.7×10^{-13} (90% C.L.) という上限をつけている [1]。これは先行実験の MEGA 実験と比較して 20 倍厳しい制限である。

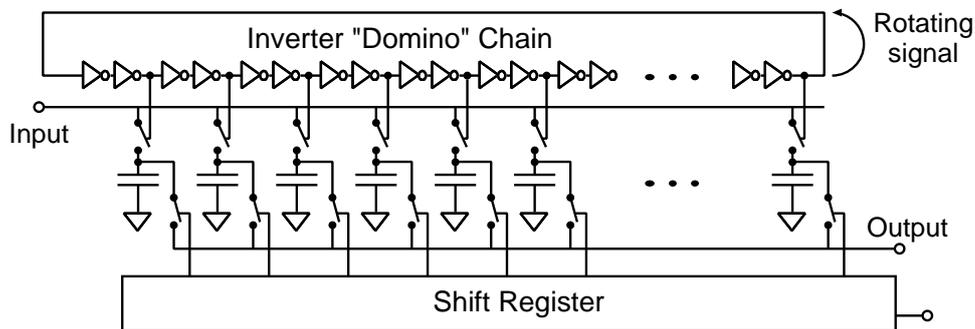


図 2.16 DRS の動作原理

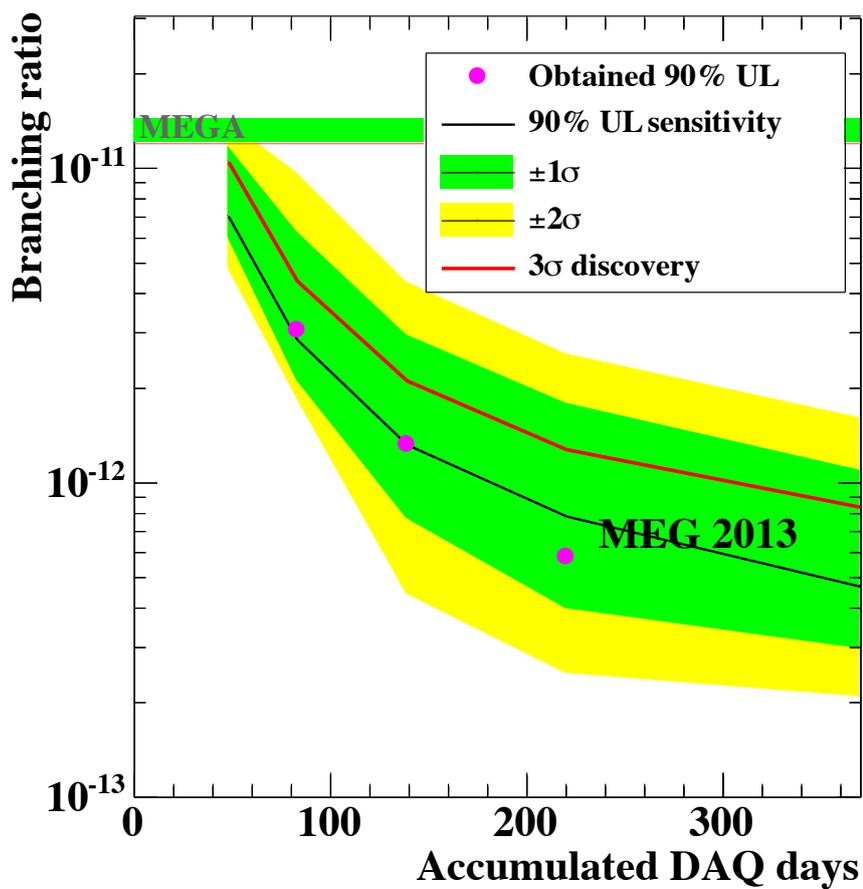


図 2.17 MEG 実験で得られた崩壊分岐比への上限值

2.4 MEG II 実験

2.4.1 概要

MEG II 実験は MEG 実験のアップグレード計画であり、MEG 実験の基本コンセプトを保ったまま実験装置に改良を加えることで、探索感度をさらに一桁あげることを目指している [8]。すでに述べたように MEG 実験では偶発的背景事象が問題となるため、 $\pi E5$ ビームラインが供給できるビーム強度を最大限活用できておらず、ミュオン粒子の静止レートで $3 \times 10^7 \mu^+/\text{s}$ としていた。MEG II 実験ではこれより2倍以上強い $7 \times 10^7 \mu^+/\text{s}$ での物理データ取得を目指す。

ビーム強度を上げることは偶発的背景事象が増えることを意味するので、検出器性能の向上が必要である。そのため全ての検出器において分解能を2倍向上させることを目指して改良が進められてきた。図 2.18 にアップグレード計画の概略図を示す。陽電子スペクトロメーターでは新しい一体型のドリフトチャンバーを作るとともに、タイミングカウンターも細分型のものを新造する。新しい陽電子スペクトロメーターでは分解能が向上することに加えて、検出効率が MEG 実験から倍増する予定である。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 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に RMD 崩壊起源のガンマ線があるが、これを同定するための検出器を新たに導入する。

2015 年 12 月の時点で、各検出器の研究開発が概ね終了し、建設が進められている。

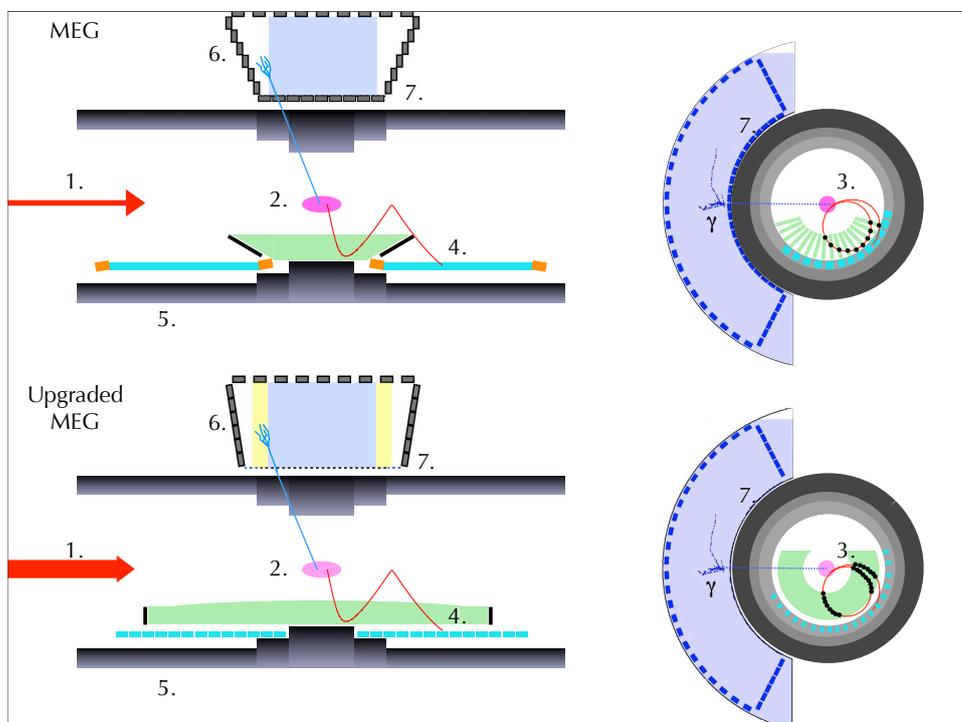


図 2.18 MEG 実験アップデートの変更点。1. ミュオン粒子停止頻度を2倍にする。2. ビーム静止標的を薄くする。3. ドリフトチャンバーを一新し、分解能を向上させる。4. 一体型のドリフトチャンバーにより、タイミングカウンターの直前まで飛跡を取得する。5. 陽電子タイミングカウンターを細分化する。6. 液体キセノンがある領域の横幅を広げ、エネルギーの漏れを減らす。7. ガンマ線入射面の PMT を MPPC に置き換え、高精細読み出しを実現する。

2.4.2 陽電子スペクトロメーター

MEG 実験と同様に MEG II 実験の陽電子スペクトロメーターも超伝導磁石 COBRA、陽電子の軌跡を測定するドリフトチャンバー、陽電子の到達時刻を測定するタイミングカウンターからなる。このうち COBRA は MEG 実験から同じものを使う一方、ドリフトチャンバーおよびタイミングカウンターには新しい検出器を建設する計画である。図 2.19 に予想図を示す。

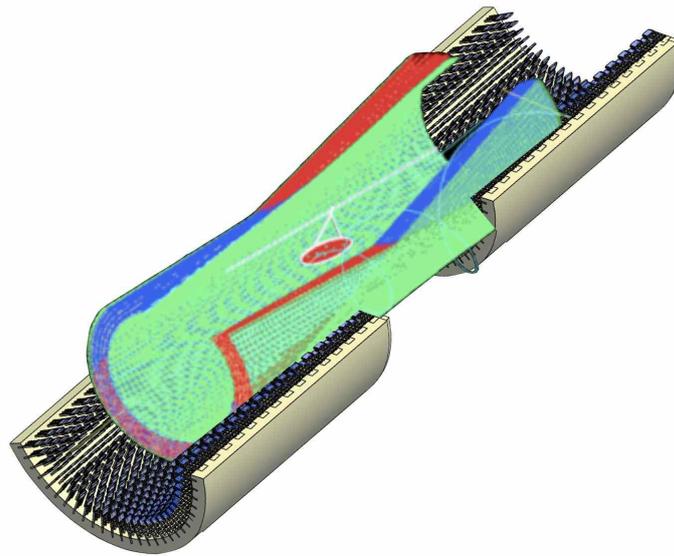


図 2.19 MEG II 実験における陽電子スペクトロメーター。内側にあるのがドリフトチャンバー、上流側と下流側に別れてあるのが陽電子タイミングカウンターである。

ドリフトチャンバー

MEG II 実験では長さ約 180 cm の円筒形一体型のドリフトチャンバーを使用する。約 1200 本のアノードワイヤーおよび約 6400 本のカソードワイヤーは図 2.20 で示す様に、ビーム軸方向に計 10 層張られており、1 層ごと互い違いに $\pm 7 \sim 8^\circ$ 傾けられている。ドリフトセルの大きさは $7 \times 7 \text{ mm}^2$ となっている。ガスにはヘリウム 90% とイソブタン 10% の混合ガスを使用することで、物質量を削減することで陽電子の多重散乱を抑えるほか、対消滅で生じるガンマ線背景事象を削減する。検出器全体での性能はシミュレーションにより見積もられており、 ϕ 方向が 3.7 mrad、 θ 方向が 5.3 mrad、運動量が 130 keV の分解能が期待されている。

一体型のチャンバーを用いる利点の 1 つは陽電子がタイミングカウンターに到達するまでの間に邪魔な物質が存在しないことである。MEG 実験では半分程度の陽電子がエレクトロニクスや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できなかったため、陽電子の検出効率が 44% となっていたが、MEG II 実験では 90% 程度の検出効率を見込んでいる。また、一体型のチャンバーを用いると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ので、標的からタイミングカウンターまでの飛行時間の見積もり精度も改善する。MEG 実験で 75 ps であった飛行時間の見積もり精度は、MEG II 実験では 11 ps となると予想されている。

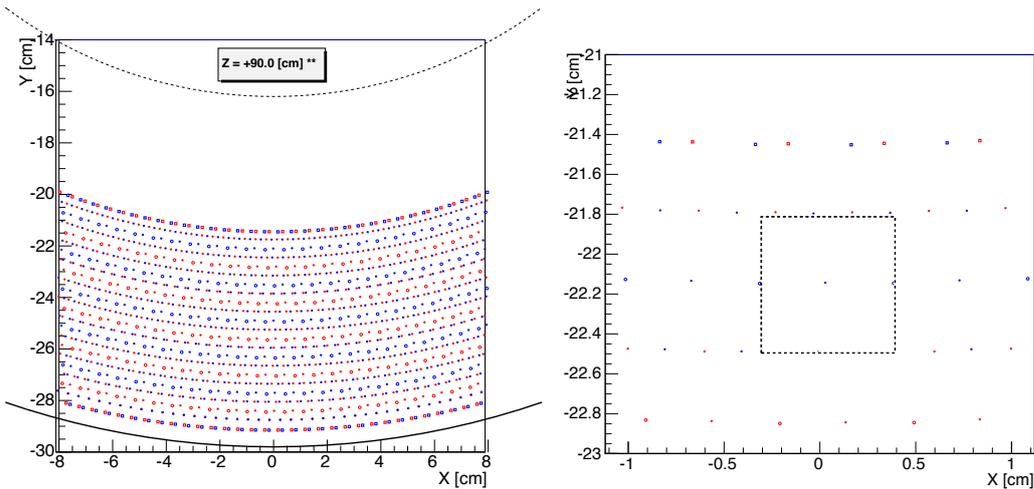


図 2.20 (左) $z = 90 \text{ cm}$ でのワイヤーの配置。色の違いは交差させる角度の違いを示している。白抜き丸はセンスワイヤー、塗りつぶした丸はポテンシャルワイヤー、四角はガードワイヤーである。(右) ワイヤー配置の一部を拡大したもの。点線で囲われた部分が $7 \times 7 \text{ mm}^2$ のドリフトセルである。

陽電子タイミングカウンター

MEG II 実験の陽電子タイミングカウンターは図 2.21 のように 512 個の小型カウンターから構成されている [9] [10]。小型カウンターには高速プラスチックシンチレータ (BC-422) を使用しており、シンチレーション光の読み出しは、シンチレータの両側から、直列につないだ 6 個の SiPM (AdvanSiD) で行う (図 2.22)。小型カウンター単体での時間分解能は 65 ps である。この検出器では小型カウンターが陽電子の軌跡上に並べられており、陽電子が複数 (平均 9 個) の小型カウンターに当たるようになっている。同じ陽電子の時間情報を複数回取得することになり、検出器全体としては 30 ps 以下の時間分解能を実現できる。

複数カウンターからの時間情報を活用するにはカウンター間の時間較正が重要であり、2通りの手法が検討されている。一つ目は Michel 崩壊からの陽電子を用いた時間構成であり、もう一つの方法はファイバーを用いて全カウンターにパルスレーザーを照射する方法である。それぞれ、物理データ取得中、データ取得前に行えるという特徴があり相補的な役割を果たす。

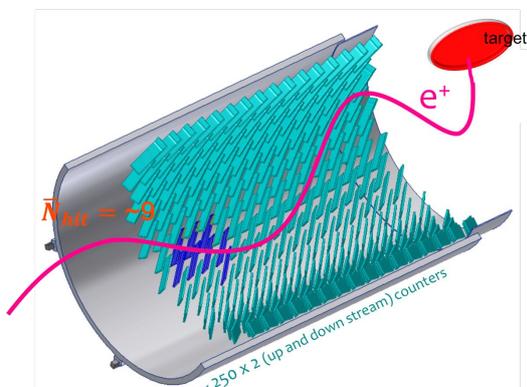


図 2.21 陽電子タイミングカウンター概念図。この構造を標的の上流側、下流側に一つずつ配置する。



図 2.22 小型カウンター。シンチレータの側面に貼り付けられた SiPM で両側から信号を読み出す。

2.4.3 液体キセノンガンマ線検出器

MEG II 実験の液体キセノンガンマ線検出器は本稿の主題であるため、詳細は3章で説明する。ここでは基本的なアイデアを述べる。MEG II 実験でのガンマ線検出器には MEG 実験と同様に液体キセノン検出器を使用する。MEG 実験からの最も大きな変更点はガンマ線入射面に置かれていた直径 2 inch の PMT を $12 \times 12 \text{ mm}^2$ の MPPC に置き換えることである (図 2.23)。PMT を MPPC に置き換えると、液体キセノンからのシンチレーション光をより高精細に読み出せるので、ヒット位置に関する情報が増えるのみならず、シンチレーション光の収集効率がより一様になりエネルギー分解能にも改善が期待できる。また、MPPC は PMT よりも薄いため、ガンマ線が液体キセノンに入射するまでに存在する物質質量が減少し、検出効率にも向上が見込まれる。

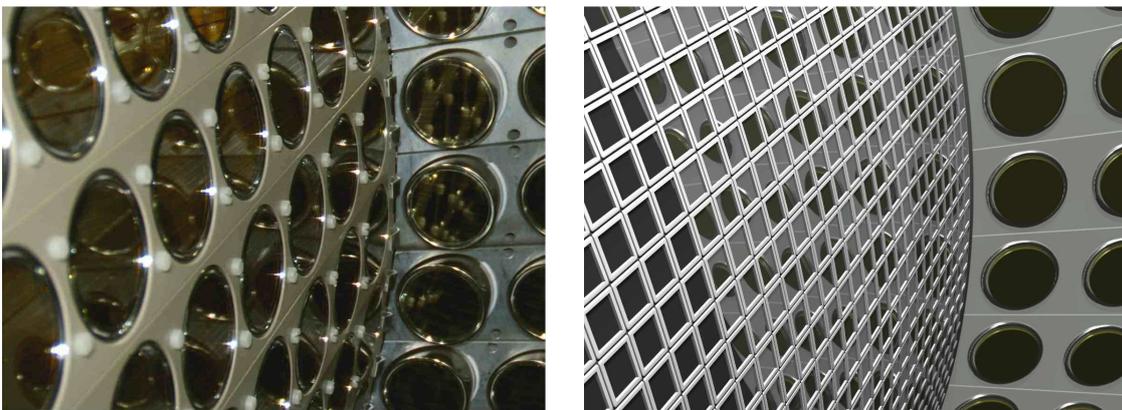


図 2.23 キセノン検出器の内部。(左)MEG 実験、(右)MEG II 実験 (CG)

2.4.4 輻射崩壊同定用カウンター

先に述べたように、偶発的背景事象を引き起こすような高エネルギーのガンマ線には AIF 由来のものと RMD 崩壊由来のものがある。MEG 実験ではそれぞれ 50% 程度ずつ存在していた。MEG II 実験では、ドリフトチャンバーの物質質量が減ることにより AIF 由来の背景事象の減少が期待されている。対して RMD 崩壊由来の偶発的背景事象を減らすために MEG II 実験において新たに導入する検出器が輻射崩壊同定用カウンター (RDC, Radiative Decay Counter) である。

RDC では RMD 崩壊由来の陽電子を捉えることで、偶発的背景事象を引き起こすような RMD 崩壊由来のガンマ線を同定する。RMD 崩壊で生成されたガンマ線が背景事象となるような高エネルギーを持っている時、同時に生成される陽電子は低エネルギー (典型的には $2 \sim 5 \text{ MeV}$) になりやすい。これらの低エネルギー陽電子は COBRA が作る磁場によってビーム軸の近くに掃き出されるため、図 2.24 のようにビームの上流部分と下流部分に一つずつ検出器を置く計画である。

図 2.25 に上流側検出器の概念図を示す。上流側検出器はミュオン粒子ビームが通過する箇所に置く必要があるため、ビームに与える影響を最小限にする必要がある。そのためシンチレーションファイバーを使用することが計画されており、研究開発が進められている。

対して下流側検出器は MEG II 実験での採用がすでに決定されている。図 2.26 に示すように、高速プラスチックシンチレーター (BC-418) 12 本を用いた時間測定部分と、 2 cm 角の LYSO 結晶 76 個を用いたエネルギー測定部分からなる。どちらも信号の読み出しには MPPC を使用する。研究開発において

80 ps 以下の時間分解能と 6% @1 MeV のエネルギー分解能が得られている。

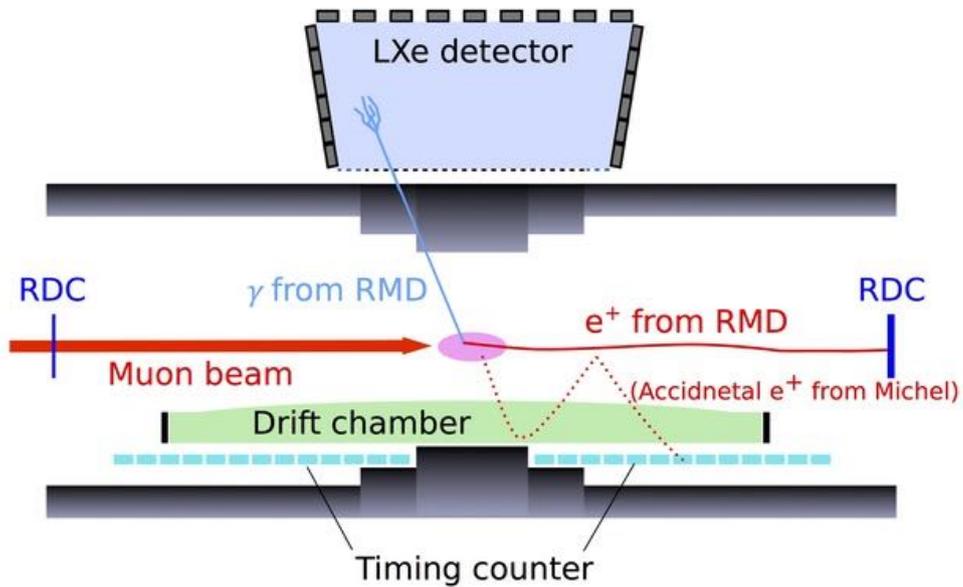


図 2.24 RDC の基本コンセプト。RMD 崩壊由来の陽電子を捉えることで、偶発的背景事象を引き起こすような RMD 崩壊由来のガンマ線を同定する。

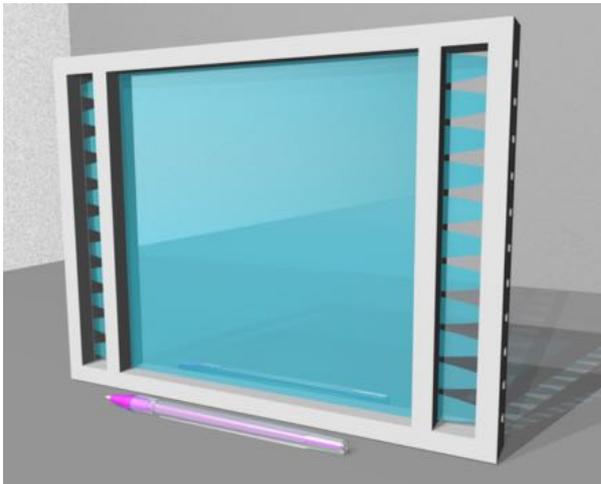


図 2.25 上流側 RDC (CG)。多数のシンチレーションファイバーからなる。

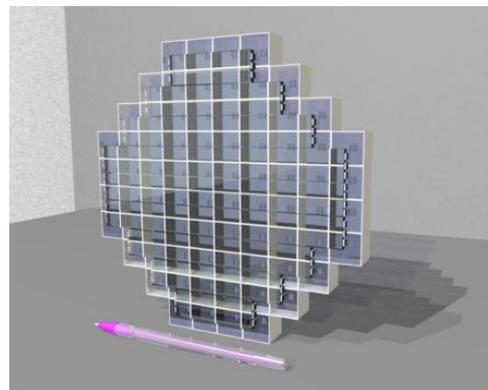


図 2.26 下流側 RDC (CG)。高速プラスチックシンチレーターの後ろに LYSO 結晶が置かれている。

2.4.5 DAQ

MEG II 実験で増大するチャンネル数に対応するため、WaveDREAM と呼ばれる新しい DAQ ボードの開発が進められている。WaveDREAM ボードには信号の増幅、DRS を用いた波形の取得、MPPC への HV の供給、トリガーといった複数の機能が搭載されている (図 2.27)。一つのボードでは 16 チャンネルを読み出せるようになっており、実機では 16 枚のボードをのせられる専用のクレートを使用する予定である (図 2.28)。

信号の増幅には 2 つのオペアンプを使用している。これらを使うかどうかをスイッチで制御すること

で、3段階のゲインのうちから適切なものを適宜使用することができる。例えば、キセノン検出器ではキャリブレーションのために1 p.e. 信号を見るときと、物理データを取得するときでは異なるゲインを使用する予定である。

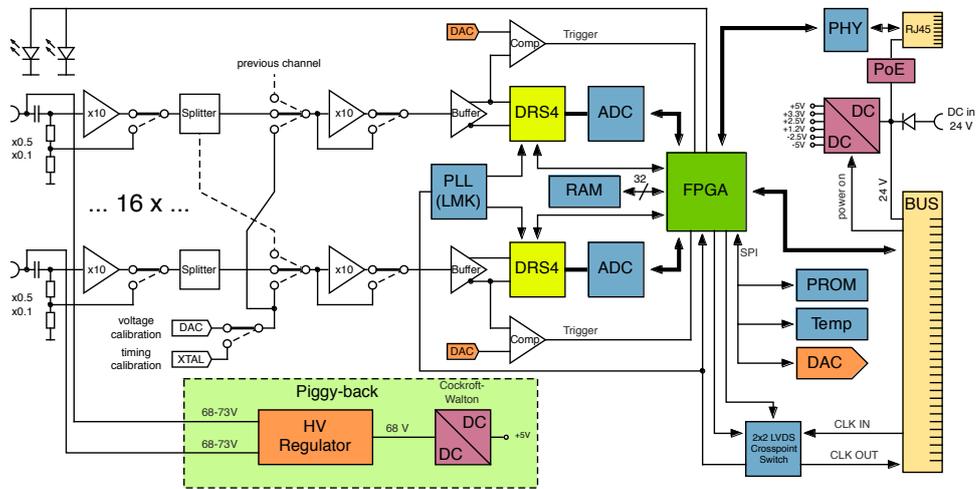


図 2.27 WaveDREAM ボードの概要



図 2.28 (左)WaveDREAM ボードプロトタイプ、(右)クレートプロトタイプ (この写真はクレートの左半分を写している)

2.4.6 到達予測感度

MEG II 実験において期待されている検出器の性能を表 2.2 にまとめる。ほとんどの分解能が2倍程度向上していることに加えて、陽電子の検出効率でも大幅な向上を見込んでいる。これらの検出器の性能向上および下流側 RDC の導入により、MEG II 実験での物理探索感度は3年間の物理データ取得で 4.3×10^{-14} となり、MEG 実験よりもさらに一桁上の感度を実現する予定である。検出器の性能評価には楽観的なシナリオや悲観的なシナリオも考えられており、検出器の性能にどのような値を仮定するかによって、物理探索感度の予測には 30% 程度の不定性がある。

表 2.2 アップグレードによる分解能 (RMS) と 検出効率の向上

PDF parameters	Present MEG	Upgrade scenario
e^+ energy (keV)	306	130
e^+ θ (mrad)	9.4	5.3
e^+ ϕ (mrad)	8.7	3.7
e^+ vertex Z/Y(core) (mm)	2.4/1.2	1.6/0.7
γ energy (%) ($w < 2$ cm)/($w > 2$ cm)	2.4/1.7	1.1/1.0
γ position (u/v/w) (mm)	5/5/6	2.6/2.2/5
γ - e^+ timing (ps)	122	84
Efficiency (%)		
trigger	≈ 99	≈ 99
γ reconstruction	63	69
e^+ reconstruction	40	88

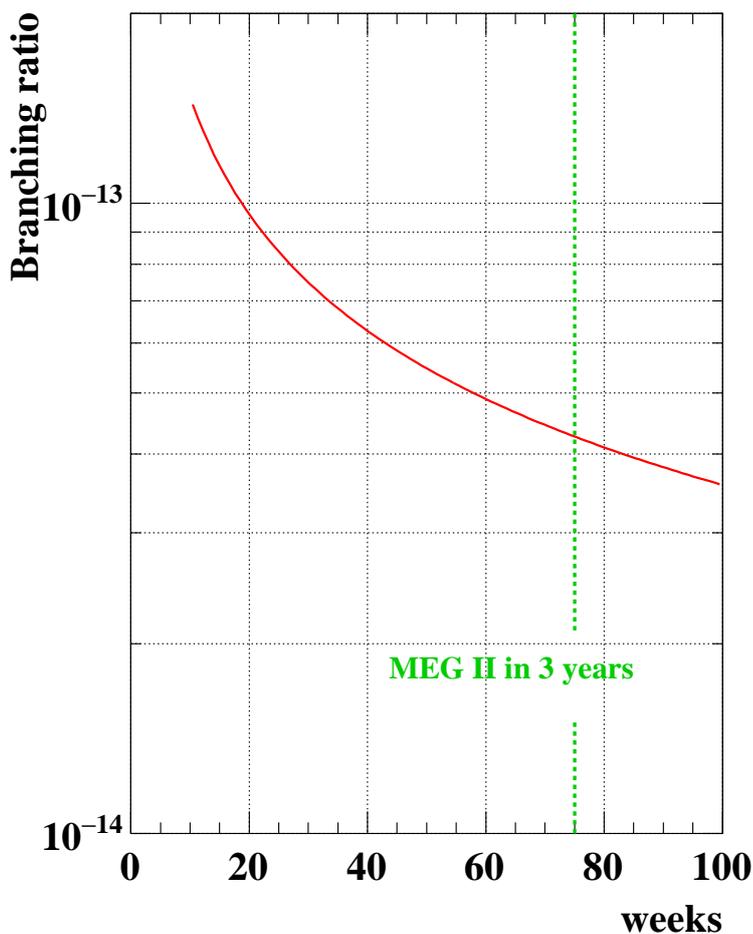


図 2.29 MEG II 実験で期待される物理探索感度 (下流側 RDC を導入後)

第 3 章

液体キセノンガンマ線検出器のアップグレード

3.1 アップグレードの概要

前章で述べたように信号事象から飛来するガンマ線を測定するために、MEG 実験では液体キセノンガンマ線検出器が使用されていた。MEG II 実験ではビーム強度の増加により、偶発的背景事象が増えると予測されているため、MEG 実験のキセノン検出器に改良を加えることで、性能の向上を目指す [8]。

MEG 実験ではガンマ線入射面に 216 個の PMT を配置していた。PMT はできるかぎり密に配置されていたが、PMT 間の隙間をつめるのにも限度があり、PMT の光電面が直径 46 mm の円形であるのに対し、PMT の中心間の距離は 62 mm となっていた。MEG 実験でのキセノン検出器の問題点として、ガンマ線がキセノンに入射してすぐに相互作用を起こしたような浅いイベントに対して、エネルギー分解能が悪い点があげられる。これは浅いイベントでは、シンチレーション光の収集効率が、ガンマ線のヒット位置に強く依存していることに起因する。図 3.1 に収集効率とヒット位置の深さの関係を示しているが、ヒット位置が浅いとき、入射面の PMT の真上でヒットしたイベントと PMT の光電面がないところでヒットしたイベントでは収集効率が大きく異なることが確認できる。この位置依存性は再構成されたガンマ線ヒット位置を用いてある程度までは補正できる。しかし電磁シャワーの形状はヒット位置のみならずシャワーの発展方向などにも依存するため、イベントごとのふらつきを完全に補正することは難しく、浅いイベントで位置およびエネルギー分解能を制限していた。

この問題を解決するには、入射面を MEG 実験での PMT よりも小さく形状が四角い光センサーで敷き詰めることで、シンチレーション光をより一様かつより高精細に読み出すことが効果的である。MEG II 実験ではこの新しい光センサーとして真空紫外光に感度のある $12 \times 12 \text{ mm}^2$ の MPPC を使用する予定である。図 3.2 に PMT を MPPC に置き換えた場合と同じイベントに対してイベントディスプレイがどう変化するかを示す。得られる情報が格段に増えており、近接したパイルアップを分離できるようになっていることがわかる。

また、ガンマ線が標的から液体キセノンまでの間に存在する物質と相互作用してしまうと、方向やエネルギーを正しく測定できない。そのため、ガンマ線入射面の PMT をより薄くて物質量の少ない MPPC で置き換えることにより、ガンマ線の検出効率にも向上が期待できる。真空紫外光に感度のある MPPC の開発については 3.2 節で詳しく述べる。また、置き換えによる分解能や検出効率の向上に関しては 3.4 節で議論する。

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ため、側

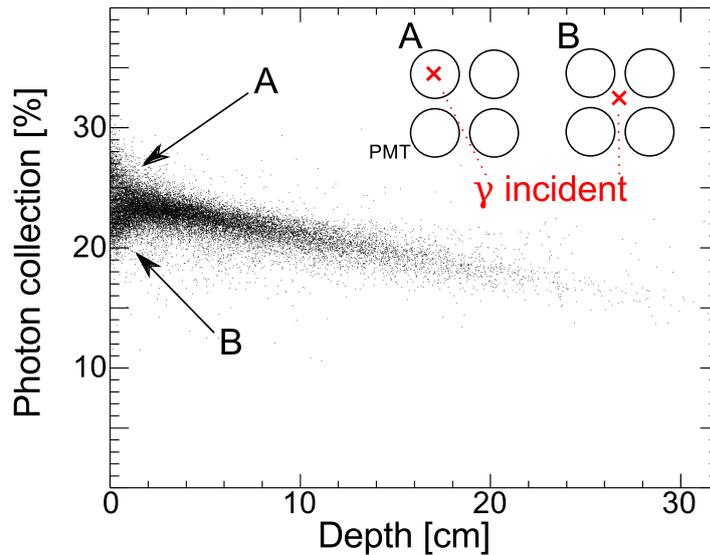


図 3.1 MEG 実験におけるシンチレーション光の収集効率 (MC シミュレーション)。浅いイベントで収集効率にふらつきが見られる。

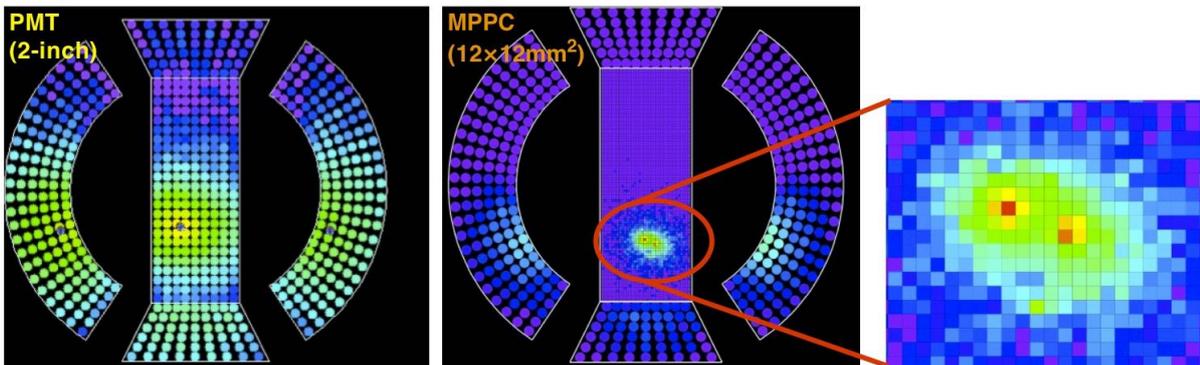


図 3.2 PMT を MPPC で置き換えることによるイベントディスプレイの変化。MEG II 実験では MPPC により高精細な読み出しが実現されている。

面の PMT の置き方にも改善を加える。まず、図 3.3 のように Upstream 面および Downstream 面の位置を変更し、ガンマ線入射面をビーム軸方向に約 20% 広くすることで、シャワーの一部が液体キセノンから漏れ出してしまうことを減らす。また MEG 実験では Upstream 面や Downstream 面の PMT はビーム軸に垂直に置かれていたが、MEG II 実験では光電面が検出器の壁と同じ方向を向くように PMT を傾ける予定である。これにより PMT の側面によって作られる影がなくなり、シンチレーション光の収集効率の一様性が増すので、これらの面に近いイベントでのエネルギー分解能を改善させる。

また、Top 面および Bottom 面では PMT の配置を変更する。MEG II 実験において入射面がビーム軸方向に広がるため、Top 面、Bottom 面も横幅が広がる。これに対応し、出来る限り PMT を密に配置することで、Top 面や Bottom 面に近いイベントでのエネルギー分解能を改善する。Top 面、Bottom 面の配置の変更については 9.2 節で述べる。

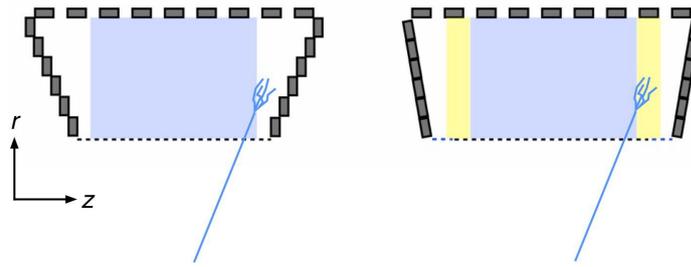


図 3.3 側面の PMT 位置の改善。MEG 実験 (左) と比べて MEG II 実験 (右) では入射面の横幅を広げており、また側面の PMT の角度を変更している。

3.2 真空紫外光に感度のある大型 MPPC の開発

すでに述べたように入射面の PMT を MPPC に置き換えることが MEG II キセノン検出器で最も重要な改善点である。本節ではまず MPPC について簡単にまとめたのちに、本研究の前になされていた研究開発の成果について述べる。

3.2.1 SiPM

SiPM 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 [11]。SiPM 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空乏層を作り、この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。SiPM に特徴的なこと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にある。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、十分大きなエネルギーを持ち結晶格子と衝突することで、新たな電子正孔対が生成されるという現象が起きる。この新しくできた電子正孔対も電場による加速と衝突を経て別の電子正孔対を作るため、指数関数的に電子正孔対が生成される。これをアヴァランシェ増幅と呼ぶ。このアヴァランシェ増幅により高い増幅率が得られることが SiPM の特徴である。

アヴァランシェ増幅を制御するためには、クエンチング抵抗と呼ばれる抵抗を直列につなげる。アヴァランシェ増幅によって空乏層にたまった電荷は電流となって流れ出すが、このときクエンチング抵抗で電圧降下を引き起こす。電荷が一定以上たまった段階で、電圧降下により空乏層にかかっている電圧がブレークダウン電圧以下になり増幅が停止するので、一つのアヴァランシェ増幅から常に一定の電荷が得られることになる。

センサー全体に飛来した光子の数を知らるために、SiPM は図 3.4 のようにピクセルに細分化された構造を持っている。あるピクセルの一つ以上の光子が飛来しそれが電子正孔対を生成すると、上で述べたようなプロセスが起り、ある一定の信号 (以下、しばしば 1 p.e. 信号と呼ぶ) が得られる。全てのピクセルは並列に接続されているため、どこのピクセルで光子を検出したかを知ることはできないものの、検出された電荷から何個のピクセルで光子を検出したかを知ることができ、何個の光子が飛来したか知ることができる (図 3.5)。

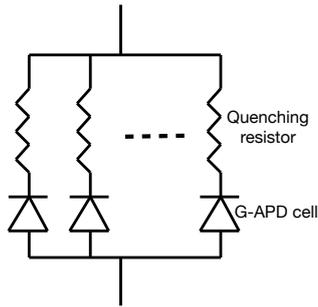


図 3.4 SiPM の構造。クエンチ抵抗のつながったピクセルを並列に読み出す。

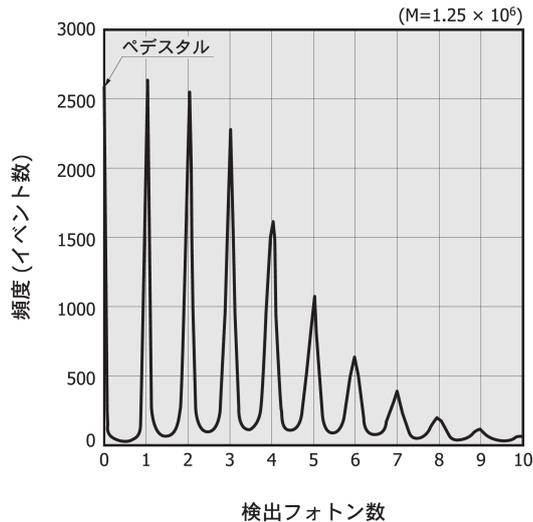


図 3.5 SiPM から得られる積分電荷分布の例。測定した検出した電荷の大きさから光電子の数を数えることができる [11]。

SiPM の特徴

一般に SiPM は PMT と比較して次のような特徴を持つ。

- PMT と同程度の $10^5 \sim 10^6$ の増幅率
- 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
- PMT より小型

一方、以下のような欠点も存在する。

- 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。
- クロストーク
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る、すなわち元となる信号に相関して、同時に別のピクセルで”偽の”信号が発生してしまう現象である。
- アフターパルス
アフターパルスはクロストークと同じく元となる信号に相関して”偽の”信号が出来る現象だが、元の信号から遅れて発生する点が異なる。二つの原因が考えられている。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を起こす可能性、およびクロストークと同じ原理で電場がかかっていない基盤層に光電子が発生し、ゆっくり増幅領域に到達し遅れた信号を発生させる可能性がある。
- サチュレーション

上で述べたように SiPM が直接測定できるのは検出した光子数ではなくピクセル数である。言い換えれば光電子数がピクセル数よりも大きくなるような環境では、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。この現象をサチュレーションと呼ぶ。

- 温度依存性

SiPM のブレイクダウン電圧は温度に対して線形な依存性を持つことが知られており、温度を管理した状況で使用する必要がある。

- 放射線耐性

SiPM 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。

SiPM の動作電圧

すでに述べたように SiPM はブレイクダウン電圧以上の電圧をかけて動作させる。印加しているバイアス電圧とブレイクダウン電圧の差は Over voltage と呼ばれる。一般に上記のような SiPM の特性はこの Over voltage によって特徴付けられる。例えば Over voltage が大きいほど増幅領域での電場が大きくなるため、増幅率は Over voltage に対して線形に増加する。

一般に SiPM の PDE は以下のような式で決まる。

$$PDE = \epsilon \times QE \times P_{avalanche}$$

ϵ は Fill factor であり、幾何学的に有感領域が占める割合である。QE は量子効率であり、光子が素子表面で反射されずに入射し電子正孔対を生成する確率である。 $P_{avalanche}$ は生成された電子正孔対がアヴァランシェ増幅を引き起こす確率である。このうち $P_{avalanche}$ は電場の強さに依存するため、Over voltage が大きいほど PDE は大きくなる傾向を持つ。

一方、クロストーク、アフターパルスは動作させる Over voltage を大きくするほど顕著になる。これらはアヴァランシェ増幅で発生する電荷が大きいほど起こりやすくなるからである。すなわち、SiPM を動作させる Over voltage はこれらのトレードオフによって決まる。

3.2.2 真空紫外光に感度のある大型 MPPC の開発

概要

MEG II キセノン検出器で用いる MPPC には以下の条件を満たすことが要求される。

- 真空紫外光に対する十分な検出効率 (PDE, Photon Detection Efficiency)
- 液体キセノン中、特に低温 (165 K) で動作可能。
- 1つのチャンネルで $15 \times 15 \text{ mm}^2$ (これはデッドスペースを含んだ面積である) を担当できること。
- 波形の時定数が十分短いこと。

上二つの条件は液体キセノンからのシンチレーション光を読み出すために必要な条件である。市販の MPPC は真空紫外光に感度がなかったため、浜松ホトニクスと共同で十分な感度のある素子の研究開発が進められてきた。

下二つの条件は MEG II 実験にて使用するための条件である。つまり読み出しチャンネルの数を実現可能な範囲*1に収めるためには一つのチャンネルに $15 \times 15 \text{ mm}^2$ 程度の面積を担当させる必要がある。

*1 1つのチャンネルで $15 \times 15 \text{ mm}^2$ を担当する場合でも、入射面に割り振られたチャンネル数は MEG 実験での 216 チャンネルから 4092 チャンネルと大幅に増える。チャンネル数が増えすぎてしまうことには、エレクトロニクスの数 (とコスト)

この $15 \times 15 \text{ mm}^2$ のうち $12 \times 12 \text{ mm}^2$ が MPPC の有感領域となるわけだが、これは MPPC には大きな面積である。MPPC の大面積化に伴う欠点は2つある。1つ目はダークノイズレートの増大である。しかし 165 K においては常温に比べてダークノイズレートは5桁ほど小さくなるので、我々の用途では問題とはならない。2つ目の問題は波形の変化である。面積が大きくなるとそれぞれのピクセルと並列に並ぶ静電容量が大きくなり、波形の時定数が大きくなってしまふ。波形の時定数を抑えるために MPPC を直列接続で読み出す。

研究開発の結果、以上の要件を満たす素子（我々は K 型と呼んでいる）、および K 型をもとに 600 個量産したプロトタイプ素子 (S10943-3186(X)) が開発された [12]。

プロトタイプ素子

図 3.6 に完成したプロトタイプ素子を示す。

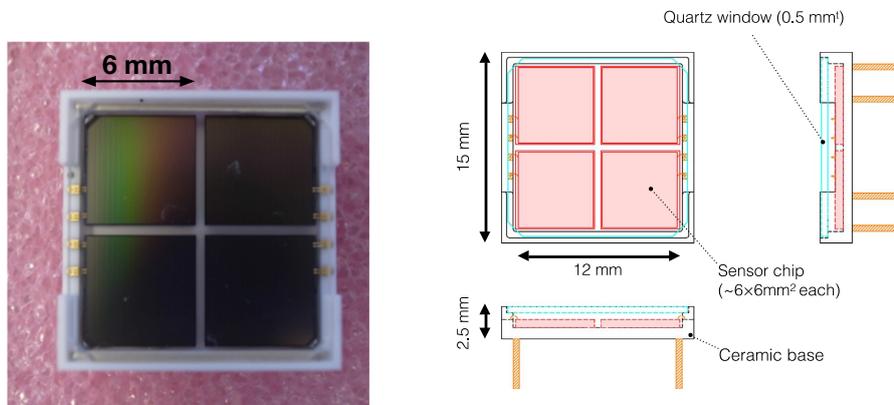


図 3.6 プロトタイプ素子

ピクセルサイズは $50 \mu\text{m}$ である。素子としての性能を向上するため、アフターパルスの抑制がなされており、またクエンチング抵抗にはポリシリコン抵抗よりも温度係数の小さい金属抵抗を用いている。

この素子では我々の用途に特化したパッケージが採用されている。パッケージのサイズは $15 \times 15 \text{ mm}^2$ であり、その上に $6 \times 6 \text{ mm}^2$ のチップが4つ乗っている。それぞれのチップは独立に読み出せるようになっている。素子は保護のために真空紫外光に透明なクオーツでできた窓で覆われている。クオーツの窓と素子の間は密封されておらず、液体キセノンが入り込めるような構造をしている。このようなデザインを用いると、クオーツの屈折率 (1.60) と液体キセノンの屈折率 (1.64) が十分近いので反射による損失を抑えることができる。

真空紫外光への感度

この素子の最たる特徴は真空紫外光への感度である。市販の MPPC が真空紫外光に感度がないのはシリコン結晶での真空紫外光の減衰長が 5 nm 程度と極めて短いため、光子が有感領域に到達できないからである。そのため有感領域の前に存在する保護層を除去するほか、コンタクトレイヤーを薄くする等の改良を加えることで、真空紫外光への感度が実現された。キセノンのシンチレーション光に対する PDE を図 3.7 に示す。真空紫外光に対する十分な PDE ($> 15\%$) が確認できている。

が膨大になってしまうことのほかに、ケーブルを通じた熱流入が増えてしまうという問題点もある。

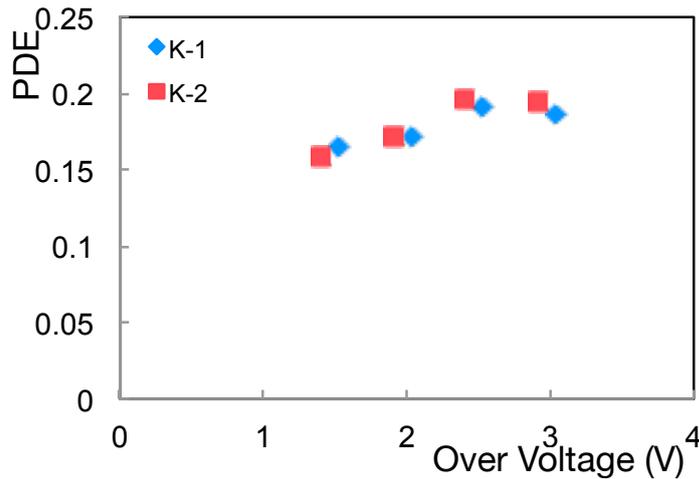


図 3.7 真空紫外光に対する PDE。15% 以上の PDE が確認できている。

直列接続による信号の読み出し

プロトタイプ素子では4つの $6 \times 6 \text{ mm}^2$ のチップ4つが1つのパッケージにまとめられており、これを1つのチャンネルで担当する。4つのチップは独立に読み出せるため、パッケージをのせる基板に回路を実装することで、様々なつなぎ方が実現できる。具体的には図 3.8 に示す3通りの手法が検討された。1つ目は全てを並列につなぐ手法であり、単純に $12 \times 12 \text{ mm}^2$ の素子を用いるのと同様な信号が得られる。残り2つは直列接続であり、直列につながっているチップの数によって2段直列接続と4段直列接続がある。一般に直列接続の段数が増えれば増えるほど静電容量が小さくなるので、波形の時定数が小さくなる一方、増幅率も小さくなるという特徴がある。

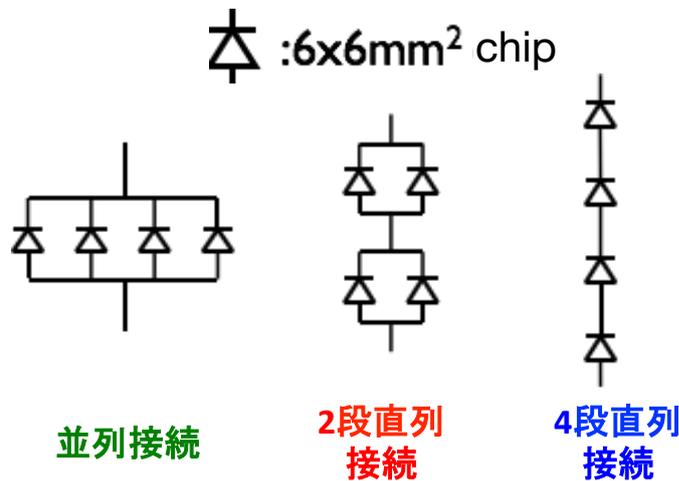


図 3.8 直列接続の概念図。4つのチップの接続法として、3通りの候補がありうる。

図 3.9 にそれぞれの直列接続による 2 p.e. 信号の波形を示す。直列の段数が増えると時定数が小さくなる傾向が確認できる。3つの候補のうち単純な並列接続ではたち下がり時定数が約 130 ns 程度となっている。これはガンマ線に対する液体キセノンのシンチレーションの時定数 45 ns よりもかなり大きく、パイルアップ除去に悪影響を与える可能性があるため候補から除き、直列接続で信号を読み出すことが決定された。どちらの直列接続を使用するのかは後ほど第 4 章や第 9 章で議論する。

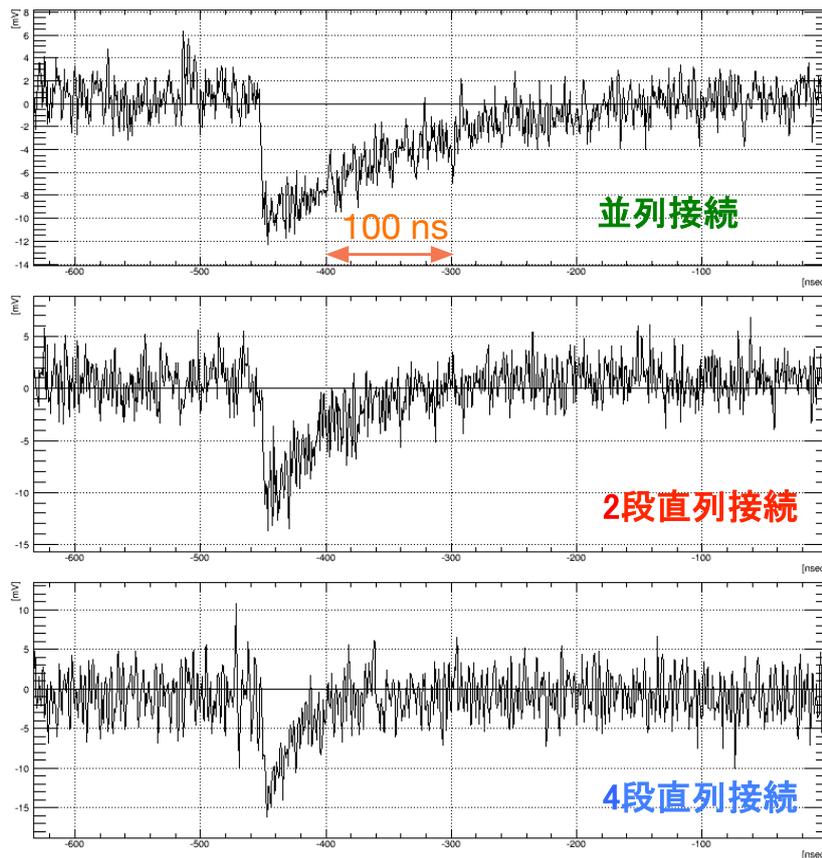


図 3.9 MPPC を直列につないだ際の 2 p.e. 波形の比較。直列の段数が多いほど短い波形が得られる。

図 3.8 で紹介した直列接続は単純な直列接続であるが、図 3.10 のようなハイブリッド接続と呼ばれるより改良した直列接続の使用が検討された。単純な直列接続ではバイアス電圧も全体に直列にかけていたが、ハイブリッド接続では信号は直列接続で読み出しながらバイアス電圧は各チップに並列にかかる。

ハイブリッド接続の利点は以下のようなものである。

- 必要なバイアス電圧が小さくなり、また直列接続の段数に依存しなくなる
- それぞれのチップに必ず同じバイアス電圧をかけられる。
- チップ間に電位差が存在しない。

これは 0.5 mm 間隔で設置されている 2 つのチップの間での、放電の危険性を取り除く意味がある。

それぞれのチップに必ず同じバイアス電圧をかけられるという点には注意が必要である。単純直列接続、特に 4 段直列接続の場合では全てのチップに同じ電流が流れるため、I-V 曲線の形が同じである限りは、自動的に Over voltage が揃うことになるが、ハイブリッド接続ではバイアス電圧が同じになるため、同じパッケージに乗っているチップの間でブレークダウン電圧を揃える必要があるからである。我々の素子においては同一パッケージ内でブレークダウン電圧は揃っているため、これは問題とはならない。

また、ハイブリッド接続の欠点として、回路上に新たな抵抗が存在することがあげられる。すなわち、信号の頻度が高い環境では素子を流れる電流による電圧降下によってバイアス電圧の変動が起きる可能性がある。実際にバックグラウンド光が存在する状況下での性能が調査され、電流が流れた際にゲインの低下が観測できるものの、MEG II 実験で問題となるような大きさではないことが判明したため、実機においてはハイブリッド接続を用いる予定である。

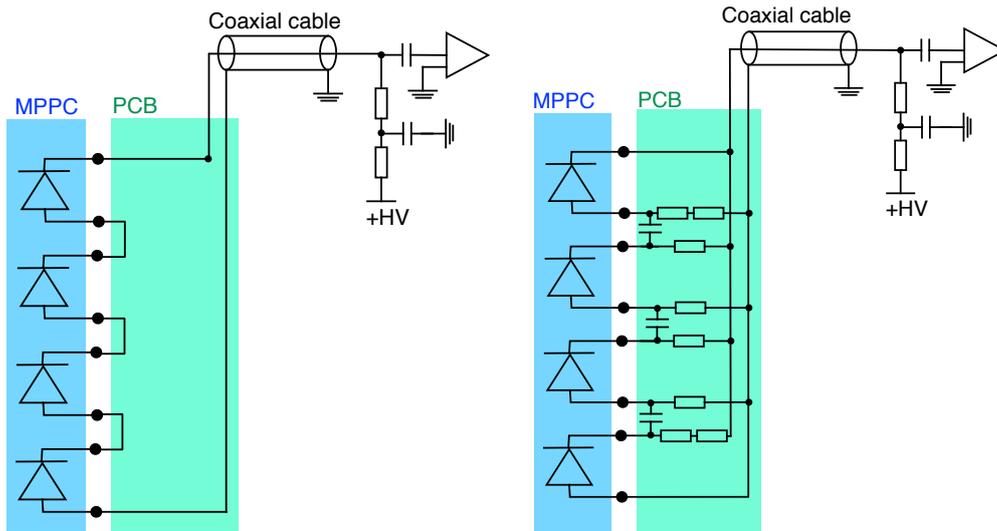


図 3.10 4 段直列接続の場合の単純直列接続 (左) とハイブリッド接続 (右)。ハイブリッド接続では高周波の信号はコンデンサを通り直列に読み出されるのに対し、バイアス電圧は直流なので抵抗を通過して各チップに並列にかかる。

3.3 信号読み出し手法

MPPC からの信号は図 3.11 のような PCB を用いて読み出される。前節で述べた直列接続の回路はこの PCB 上で実装される。この PCB では信号線の周囲をグラウンドで囲むことにより、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 3.12)。またインピーダンスが 50Ω なるように調整されている。

この PCB は信号を読み出すだけでなく、MPPC を適切に配置する役割がある。図 3.13 に配置の予想図を示す。PCB 1 枚には 22 個の素子を並べることができる。この PCB をビーム軸上流、下流側からそれぞれ 93 枚ずつ並べることで、 $44 \times 93 = 4092$ 個の MPPC を配置する。

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。ケーブルの長さは 2.5 m から 4.9 m であり、ケーブルの体積を抑えるためフィードスルーまでの距離に依存して、7 段階の長さを使用する。信号を真空容器の外に引き出すには PCB を用いて高密度な信号の伝送を実現したフィードスルーを使用する。このフィードスルーに用いる PCB も MPPC を載せる PCB と同様に信号線がグラウンドで遮蔽された多層基板となっている。フィードスルーから WaveDREAM までは 7 m の同軸ケーブルで信号を伝送する。

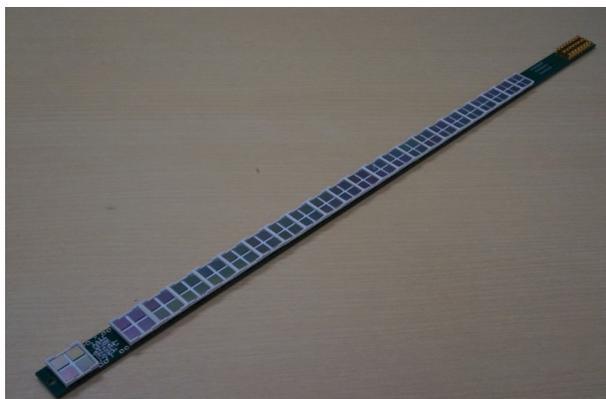


図 3.11 PCB に MPPC を並べた様子

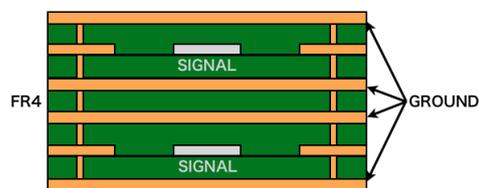


図 3.12 PCB の断面の概念図。信号線はグラウンドで囲まれている。



図 3.13 実機の入射面への MPPC の設置 (概念図)

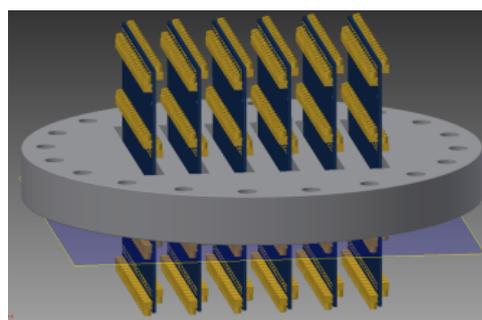


図 3.14 PCB を用いたフィードスルー

3.4 Monte-Carlo シミュレーションを用いた実機の性能評価

Monte-Carlo シミュレーションを用いて MEG II キセノン検出器の期待性能が評価された。この評価を行った時点では MPPC の開発が終了していなかったため、MPPC の性能には想定値が使用されている。

位置分解能を図 3.15 に示す。MEG 実験と比較して浅いイベントでの分解能向上が見られる。

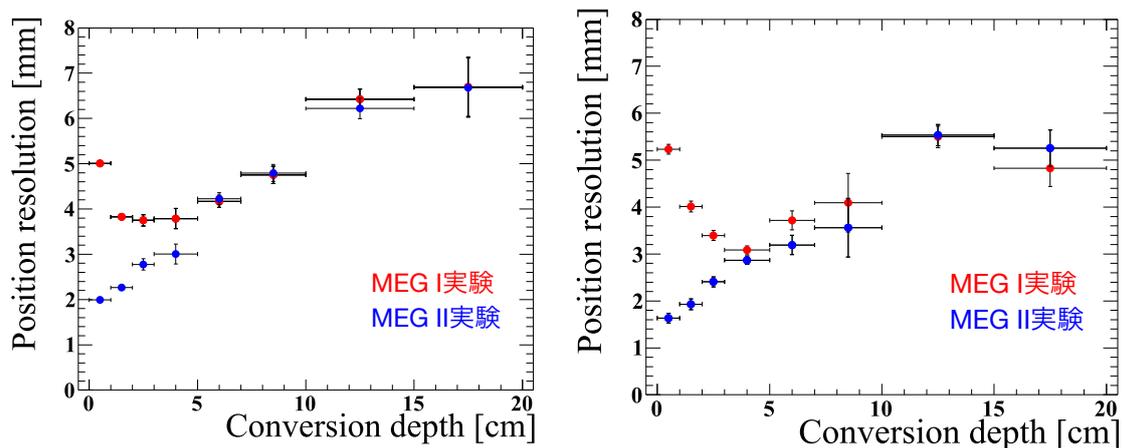


図 3.15 位置分解能の深さ依存性。(左)u 方向(右)v 方向。

シミュレーションにより得られたエネルギーの分布を図 3.16 に示す。浅いイベントに対して分解能の改善が見られることに加えて、ビーム軸方向の幅を広げたことにより低エネルギーのテールも減少が見られる。

MEG II 実験でのエネルギー分解能を予測する上で留意すべき点は MEG 実験において実測のエネルギー分解能 (1.7%, $w > 2$ cm) をシミュレーション (1.0%, $w > 2$ cm) で再現できず、1.4% 分のふらつきが理解されていないことである。ありうる原因は2つに分けることができる。1つ目は PMT に原因がある可能性で、ゲインの安定性であったり検出効率の入射角度依存性のような我々が理解できていない PMT の挙動に起因する可能性がある。2つ目はキセノンに原因がある可能性で、キセノンの対流などが悪影響を及ぼしている可能性がある。前者であれば MEG II 実験ではふらつきが小さくなるのが期待できる一方、後者であれば MEG II 実験でもそのまま残ることになる。

これらの理解できていないふらつきを考慮するため、MEG II 実験の分解能の予測では以下のような3通りのシナリオを考える。

- 楽観的なシナリオ:理解できないふらつきは全て消え去る場合
- 標準的なシナリオ:理解できないふらつきの半分 0.7% が残る場合
- 悲観的なシナリオ:理解できないふらつきが 1.4% 全て残る場合

通常の物理探索感度の評価には標準的なシナリオの値が使われている。また楽観的、悲観的なシナリオは探索感度見積りの不定性を評価するのに使用されており、他の検出器性能の不定性も含めて、2.4 節で述べたように物理探索感度見積りに約 30% の不定性を生んでいる。

時間分解能に関しては 76 ps という値が得られていたが、これは予備的な評価であり、さらなる研究が求められていた。

MEG 実験より分解能が良くなるため、検出器キャリブレーションの精度や安定性についても注意を払

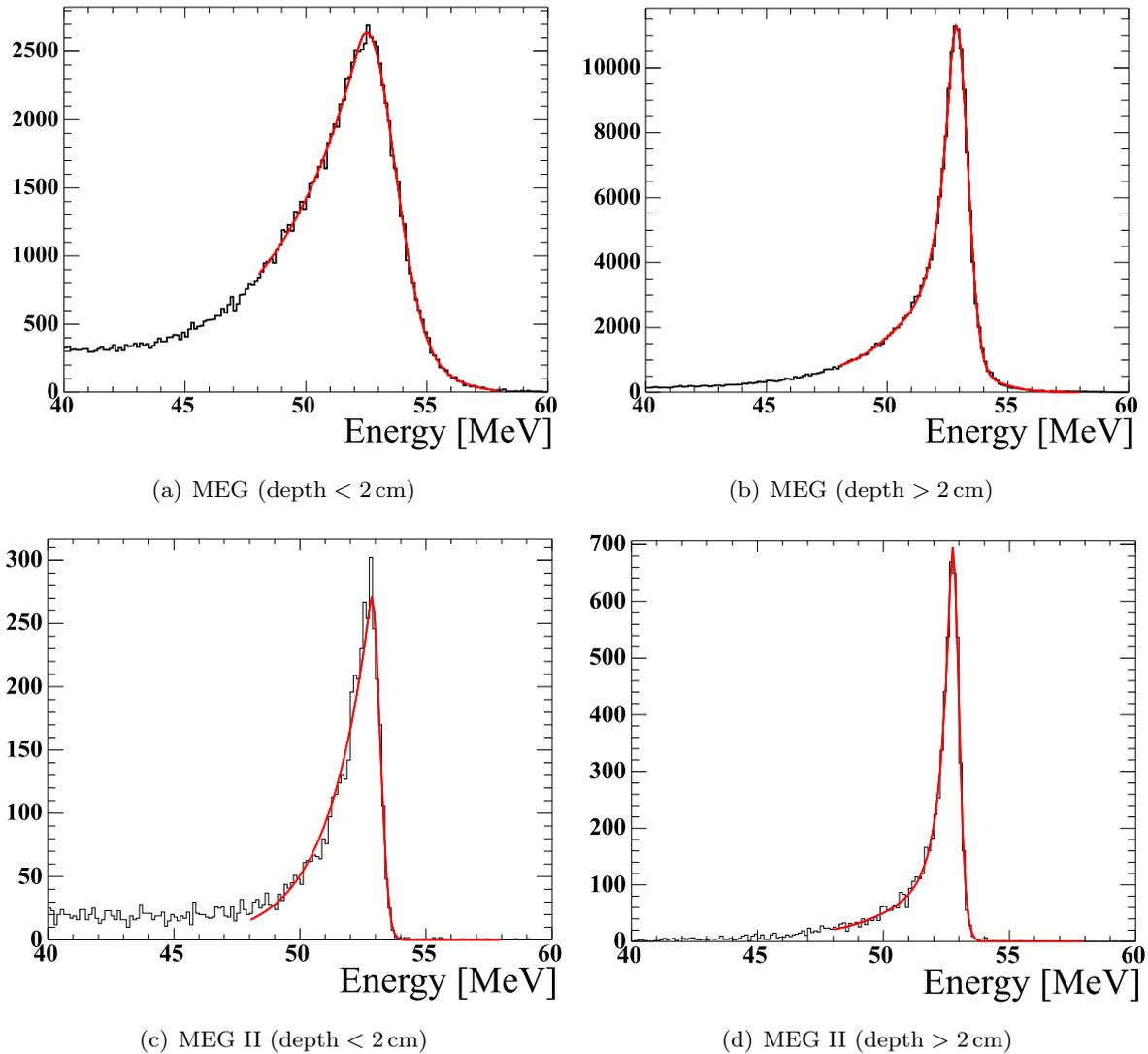


図 3.16 シミュレートされたエネルギー分布。アップグレードにより、浅いイベントに対して分解能の大幅な向上が見られると共に、エネルギーが小さい側のテールを抑えられていることがわかる。

う必要がある。基本的には MEG 実験で用いた方法を踏襲する予定であり、精度や統計が十分かどうか検討を進めている。MEG 実験からの追加点として、MPPC のゲインや PDE などキャリブレーションで測定する必要があるが、これらも PMT と同様に LED 光やアルファ線源由来のシンチレーション光を用いて測定できる。

検出器の光量はキセノン中の不純物により時間変動するためモニターする必要があるが、MEG II キセノン検出器でも MEG 実験と同様に主として CW 加速器によるキャリブレーションで監視をする予定である。時間変動を補正することによる絶対光量の不定性は MEG 実験では 0.2% 未満であったため [13]、MEG II 実験のエネルギー分解能にも影響はないと期待される。一方、検出器の安定性という観点では、MPPC の温度依存性は新たな不安要素となりうる。温度依存性の影響については後ほど 10.2 節で定量的に議論する。

第II部

真空紫外光に感度のある大型 MPPC の研 究開発

第 4 章

クロストーク抑制機構の導入による素子の改良

4.1 概要

前章 3.2 節で述べたように、真空紫外光に感度のある大型 MPPC の開発が進められ、K 型と呼ばれる MPPC で真空紫外光に対する十分な PDE が確認された。この K 型をもとにしてプロトタイプ素子が生産された。

プロトタイプ素子の性能試験の結果においてクロストークが素子の性能を制限している可能性が示唆されたため、我々はさらなる改良として最終版素子では、ピクセル間にトレンチを入れることでクロストークを起こりにくくするクロストーク抑制機構を導入することを検討した。本章ではプロトタイプ素子と最終版素子の基礎特性を比較することで、クロストーク抑制機構の導入により素子の性能がどのように改善したかについて述べる。

4.2 測定セットアップ

測定装置

本試験は実機と同じく液体キセノン中に素子を入れることで行う。図 4.1 に本試験に用いた装置の写真を示す。この実験装置では気体キセノンをパルスチューブ冷凍機 (Iwatani PDC08) で液化することで、2 l の液体キセノンを使用することができる。キセノン中の不純物を取り除くため、導入するキセノンはゲッター (SAES Pure Gas, Inc. MonoTorr PS3-MT3-R-2) を通す。液体キセノンの温度は Pt100 温度計を用いて監視しており、ヒーターを用いて冷凍能力を調整することで温度を 165 K に保っている。

液体キセノン中に入れるセットアップを図 4.2 に示す。素子と共に LED とアルファ線源という 2 種類の光源が配置されている。LED には UV-LED ($\lambda = 390 \text{ nm}$, OSA Opto Light GmbH, OCU-400 UE390) を使用しており、この LED を弱く光らせて MPPC の 1 p.e. 信号を得ることにより、ブレークダウン電圧、ゲイン、クロストーク確率といった MPPC の基本性能を調査する。

アルファ線源には ^{241}Am 線源をタングステンワイヤーの上に配置したものを使用している (図 4.3)。線源から放出されたアルファ粒子は液体キセノン中を $40 \mu\text{m}$ ほど飛んだ後にシンチレーション光を発する。飛程および線源の大きさが十分小さいため、これはシンチレーション光の点光源とみなすことができる。

PDE の評価には線源から放出されるアルファ粒子のエネルギーの絶対値が必要である。しかしアル



図 4.1 試験装置。写真右側にゲッターを含めたキセノン操作パネルが、左側に真空容器および冷凍機が見える。

ファ線源表面に存在している保護膜においてエネルギー損失を起こしている可能性があるため、あらかじめエネルギー分布を Silicon Surface Barrier (SSB) 検出器 (図 4.4) により常温真空中で測定した。SSB 検出器のエネルギー較正には別の較正用線源 (^{241}Am) を使用した。得られたエネルギー分布は図 4.5 であり、ピークに相当するエネルギーの絶対値は $4.78(2)$ MeV である。また、分布はエネルギーが小さい側にテールを持った形状になっていること、エネルギーが高い側には相対的に $4.0(2)\%$ の分布が存在することがわかった。

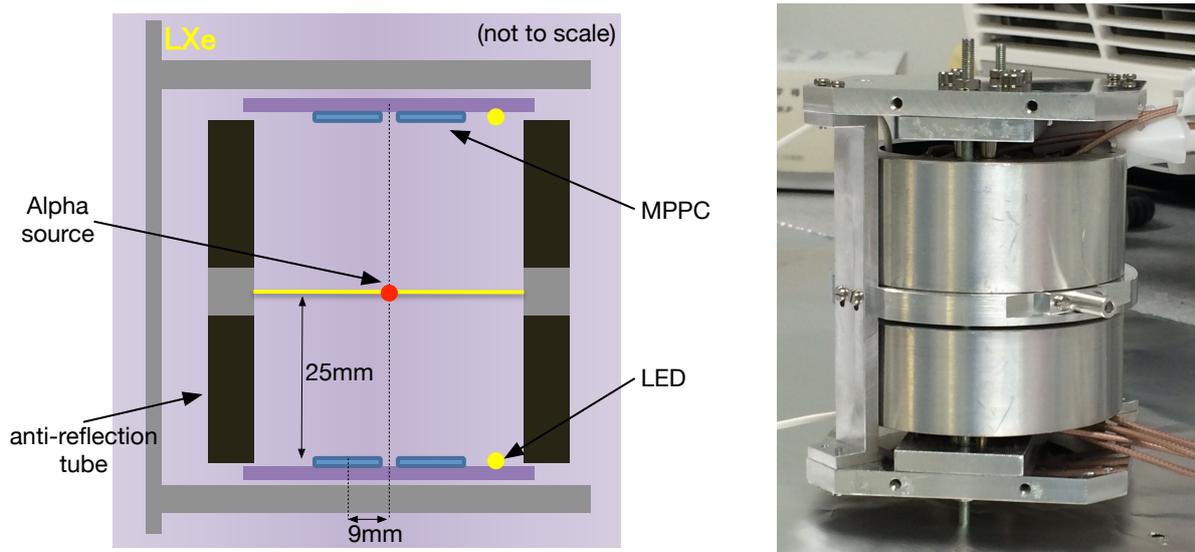


図 4.2 測定セットアップの概念図 (左)、および写真 (右)。反射防止加工をほどこした筒の中に素子、LED、アルファ線源が設置されている。



図 4.3 本試験で使用するアルファ線源。タングステンワイヤーの中央に存在する。(非常に小さいためこの写真では直接見えない)



図 4.4 エネルギー分布の測定に使用した SSB 検出器

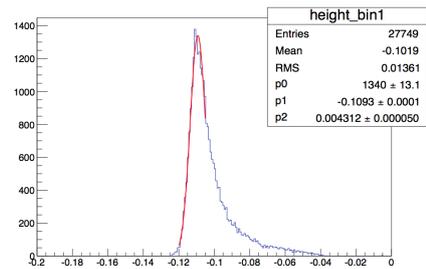


図 4.5 SSB 検出器で測定したエネルギー分布。横軸は左側に行くほど大きなエネルギーに対応する。

信号の読み出し

本試験ではプロトタイプ素子 2 個と最終版素子 2 個の計 4 個の MPPC を液体キセノン中に導入した。全ての MPPC は直列接続で信号を読み出した。直列接続としては 2 種類の候補、すなわち 2 段直列接続および 4 段直列接続を使用した (詳細は 3.2 節参照)。ただし、簡単のためハイブリッド接続ではなく、単純直列接続を用いている。MPPC からの信号はフィードスルーを通して、真空容器の外に引き出した。

信号の増幅には PSI で開発されたアンプ (以下 PSI アンプと呼ぶ) を使用した。図 4.6 に PSI アンプの回路図を示す。2 つのオペアンプが使用されており、またゲイン調整用のパイ型アテネーターや波形調整用のポールゼロキャンセルが実装されている。以降の測定ではゲインが 50 ~ 100 程度になるようにアテネーターの強さを調整しており、ポールゼロキャンセルは使用しない。

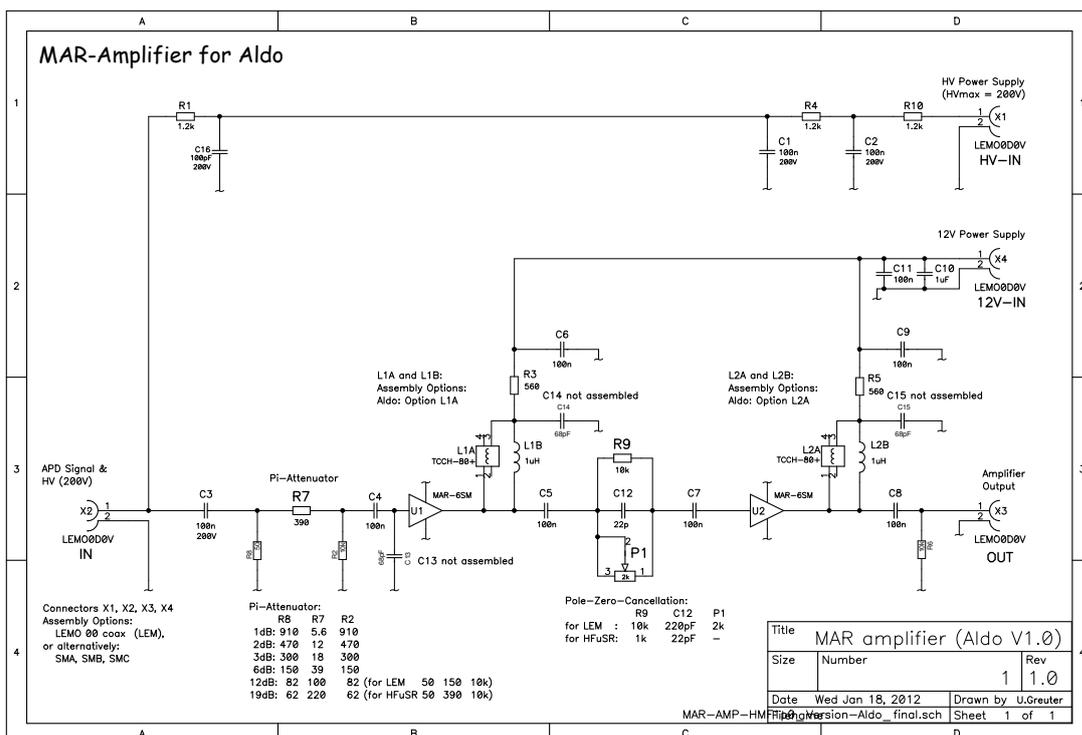


図 4.6 PSI アンプの回路図

実機と同じく本試験でも波形を取得する。波形の取得には DRS 評価ボード (2.3 節参照) を使用し、サンプリング周波数には 1.6 GHz を使用した。

本試験では 2 種類のデータを取得した。1 つ目は LED を用いて 1 p.e. 信号を取得する測定である。ファンクションジェネレーター (Agilent Technologies, Inc., 81150A) で生成したパルス信号により LED を微弱に発光させ、このパルス信号と同期したパルスをデータ取得のトリガーに使用することで LED 微弱光に対する MPPC の応答を測定する。2 つ目はアルファ線源由来のシンチレーション信号を取得する測定であり、MPPC からの信号をセルフトリガーにより信号の取得を行う*1。アルファ線由来イベントを取得する際はアテネーターを用いて、信号波形が波形デジタイザーのダイナミックレンジに入るように調整した。

4.3 1 p.e. 信号を用いた素子の基礎特性の評価

4.3.1 波形

取得された 1 p.e. イベントから作成した平均波形を図 4.7 に示す。どの組み合わせにおいても十分時定数の短い波形が得られていることがわかる。どちらの素子においても 2 段直列接続と比べて、4 段直列接続の方が立ち上がりおよび落ち下りの時定数が小さいことが確認できる。

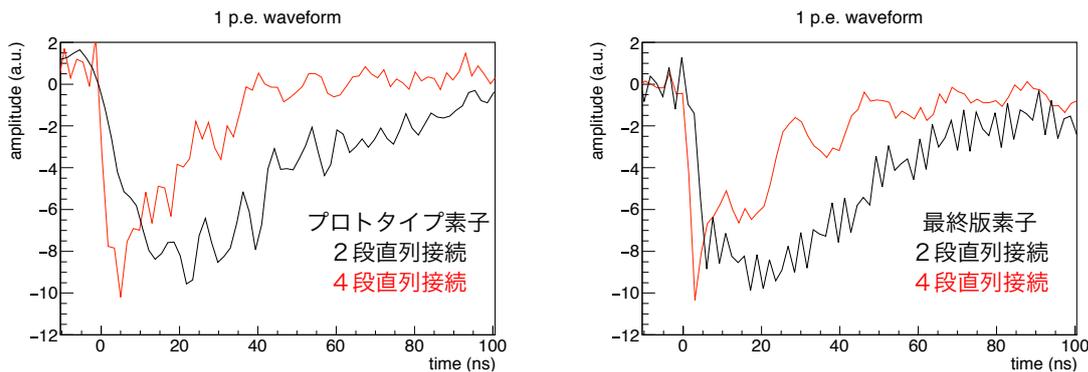


図 4.7 電荷および波高が共に 1 p.e. であるイベントから作成した平均波形。(左) プロトタイプ素子、(右) 最終版素子。

4.3.2 ゲイン

取得した波形を一定の時間幅で積分することにより得られる電荷分布の例を図 4.8 に示す。どちらの直列接続を用いた場合でも 0, 1, 2 p.e. のピークが確認できる。電荷分布のそれぞれのピークをガウス分布でフィットすることによりゲインおよびブレークダウン電圧を求めた。表 4.1 にブレークダウン電圧をまとめる。最終版素子ではブレークダウン電圧が 12 V ほど減少していることがわかる。

MPPC のゲインの電圧依存性を図 4.9 に示す。同じ Over Voltage ではプロトタイプ素子の方が 20% 程度小さいゲインを示している。また、4 段直列接続のゲインが 2 段直列接続の半分程度になっていることも確認された。これは素子を直列につなぐことで静電容量が減少しているからだと考えられる。

*1 セルフトリガーを使用すると、アルファ線源と同様に液体キセノン中でシンチレーションを引き起こす高エネルギー粒子である宇宙線中のミュー粒子に由来するイベントも取得される。しかしここで使用している線源では、アルファ線由来のイベントが数 10 ~ 100 Hz で存在するので、宇宙線のイベントレートは十分小さくデータ取得において問題とはならない。

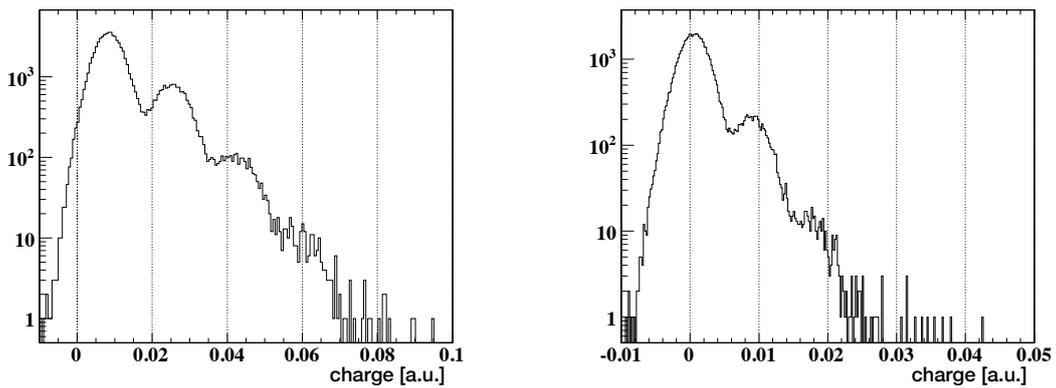


図 4.8 取得した電荷分布の例。(左) 2段直列接続、(右) 4段直列接続。ともに最終版素子で Over voltage 2V である。

表 4.1 液体キセノン中でのブレークダウン電圧

ブレークダウン電圧	プロトタイプ素子	最終版素子
2段直列接続	56.3 V	44.5 V
4段直列接続	56.4 V	44.4 V

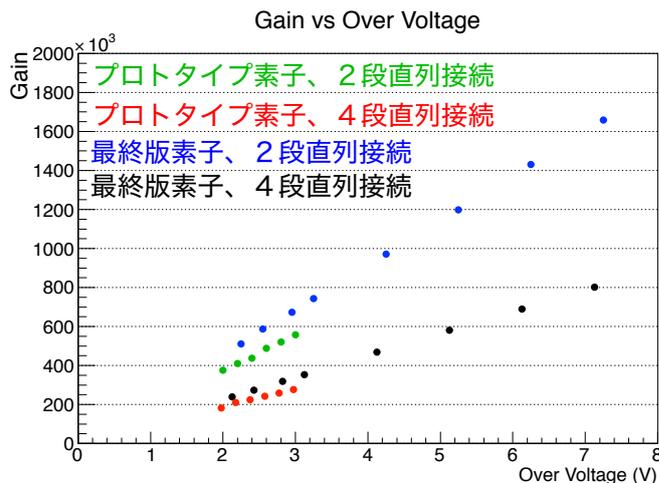


図 4.9 ゲインと Over voltage の関係

4.3.3 クロストーク、アフターパルス

電荷分布を用いてクロストーク、アフターパルスの大きさを評価した。LED 光により生成される光電子数は Poisson 分布に従うと仮定する。このとき1つも光電子を検出できない確率 $P_{0p.e.}$ は、LED 光により生成された光電子数の平均値 λ を用いて、次のように表すことができる。

$$P_{0p.e.} = e^{-\lambda}$$

また1つだけ光電子を検出する確率 $P_{1p.e.}$ も同様に、次のように表される。

$$P_{1p.e.} = \lambda e^{-\lambda} \times (1 - P_{CTAP})$$

ここで P_{CTAP} は電荷の積分時間の範囲内でクロストークまたはアフターパルスが少なくとも1回起きる確率である。 $P_{0p.e.}$ および $P_{1p.e.}$ は実測の電荷分布から知ることができるので、 λ および P_{CTAP} を求めることができる。

クロストークとアフターパルスを切り分けるために、比較的短い積分時間幅 (30 ns) を用いた電荷分布と、十分長い積分時間幅 (150 ns) を用いた電荷分布を用いる。短い時間幅の電荷分布から評価したクロストーク確率を図 4.10 に示す*2。クロストーク抑制機構を導入した最終版素子ではクロストーク確率が大幅に小さくなっており、プロトタイプ素子で見えているような電圧の増加にしたがったクロストーク確率の急激な上昇は見られない。これにより最終版素子は少なくとも Over voltage 7V までは安定して動作することが確認できた。

上記のクロストーク確率と、長い時間幅の電荷分布から評価したクロストーク確率とアフターパルス確率の和を用いて、アフターパルス確率を評価した (図 4.11)。こちらはプロトタイプ素子と最終版素子で差は見られない。

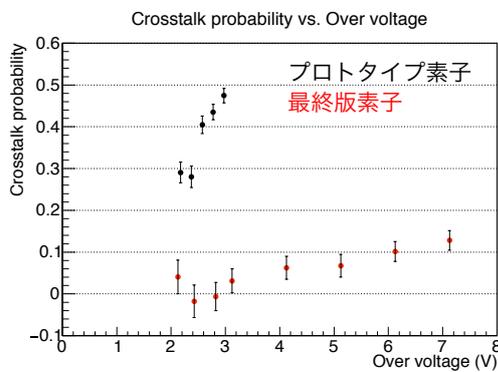


図 4.10 クロストーク確率の電圧依存性。クロストーク抑制による効果をはっきり見えている。

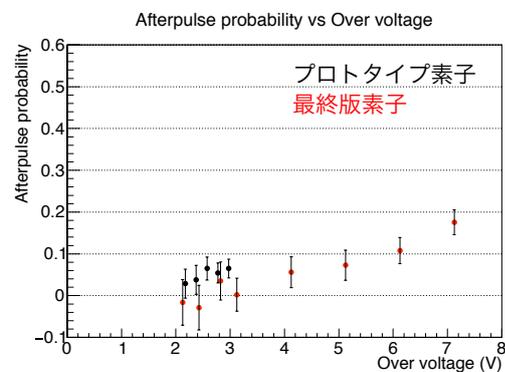


図 4.11 アフターパルス確率の電圧依存性。

クロストーク、アフターパルスの影響により、電荷分布から求めた光電子数の平均値 N_{pe} は LED 光により生成された光電子数の平均値 λ よりも大きくなる。 N_{pe} と λ の比から、クロストーク、アフターパルスによる光電子数の増倍率 N_{CTAP} 、すなわち見かけ上の光電子数が何倍になったかを知ることができる。十分長い時間幅 (100 ns 以上) を使用した際の増倍率の電圧依存性を図 4.12 に示す。この値においても最終版素子では大幅に抑制されていることが確認できる。

*2 積分時間 30 ns の範囲内に発生したアフターパルスはクロストーク確率に混入している可能性がある。また、素子の面積が大きいことにより、S/N が比較的悪く、また波形の時定数が長い場合、よく行われるような波高を用いた解析は難しい。

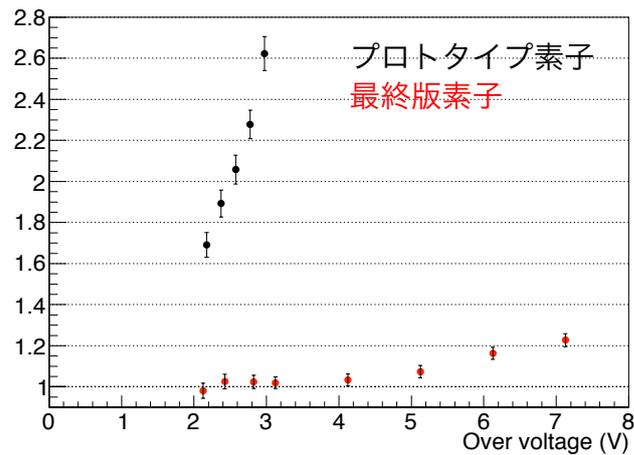


図 4.12 クロストーク、アフターパルスによる光電子数の増倍率 N_{CTAP} の電圧依存性

4.4 真空紫外光に対する PDE

線源から放出されるアルファ粒子が生成するシンチレーション光を点光源とみなすことにより、真空紫外光に対する PDE を評価した。まず図 4.13 にアルファ線由来のイベントでの波形を示す。1 p.e. 信号の波形と同様に 4 段直列接続の方が時定数の小さい波形が観測された。

PDE は次の式のように素子に入射した光子数 N_{pho} と検出された光電子数 N_{phe} の比として求める。

$$PDE = \frac{N_{phe}}{N_{pho}}$$

入射した光子数 N_{pho} はアルファ粒子が生成した光子数に線源から素子の有感領域を見込む立体角 Ω をかけることで計算した。アルファ線源のエネルギー E_α は前述のように 4.78 MeV であり、シンチレーション光子 1 つを生成するのに必要な平均エネルギー W 値には文献値の 19.6 eV を使用した [14]。すなわち N_{pho} は次の様に計算される。

$$N_{npho} = \frac{E_\alpha}{19.6 \text{ eV}} \times \frac{\Omega}{4\pi}$$

本測定では線源から 1 つの素子を見込む立体角 $\Omega/(4\pi)$ は 1.1% であり、1 素子あたり約 2700 個の光子が来ていると期待される。

検出された光電子数 N_{phe} はアルファ線イベントに対して測定された積分電荷 Q_{alpha} から計算する。パルス電荷は波形を十分な長さの時間範囲で積分することにより求めており、2 段直列接続には 250 ns、4 段直列接続には 180 ns の範囲を使用した。素子の分解能およびアルファ線のエネルギー分布により、電荷の測定値は図 4.14 のような分布を持っているため、ピークの値を Q_{alpha} として採用した。電荷から光電子数への変換は、電荷を 1 p.e. に相当する電荷で割ることにより行えるが、そのままではクロストーク、アフターパルスによって作られた”偽の”ヒットを含めた PDE の値が得られてしまう。ここでは先に述べたクロストーク、アフターパルスによる光電子数の増倍率 N_{CTAP} を用いてこの影響を補正する。以上をまとめると検出された光電子数 N_{phe} は次のように計算される。

$$N_{phe} = \frac{Q_{alpha}}{(\text{Charge of 1 p.e.}) \times N_{CTAP}}$$

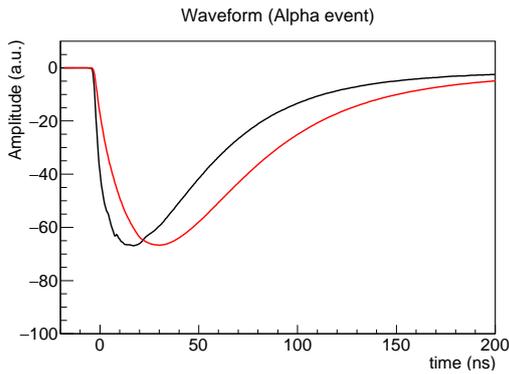


図 4.13 Alpha 線イベントでの最終版素子の平均波形。黒が4段直列接続、赤が2段直列接続である。

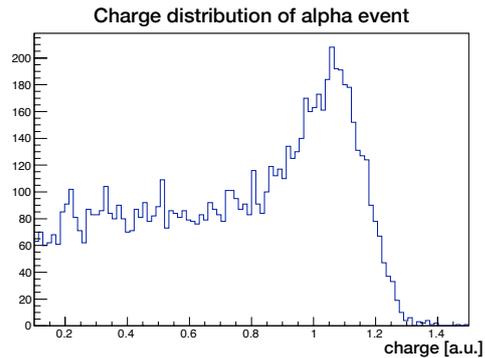


図 4.14 Alpha 線イベントでの電荷分布 (最終版素子、4段直列接続、Over voltage 3V)

以上の手法により得られた PDE を図 4.15 に示す。双方の素子に対して真空紫外光に対する十分な PDE が確認できた。最終版素子では Over voltage 4V 付近から PDE の増加が鈍くなっている傾向が見られた。3.2 節で述べたように、PDE の電圧依存性は電子正孔対が増幅領域に到達する確率 $P_{avalanche}$ に由来する。Over voltage が大きいときに PDE の増加が鈍くなっているのは、電場が十分強くなったことにより、電子正孔対が増幅領域に到達する確率が十分大きくなったからだと考えられる。また、最終版素子ではクロストーク確率の減少によって印加できるバイアス電圧の範囲が広がっているため、以前より大きな Over voltage で使用することで、より高い PDE が実現できることもわかった。

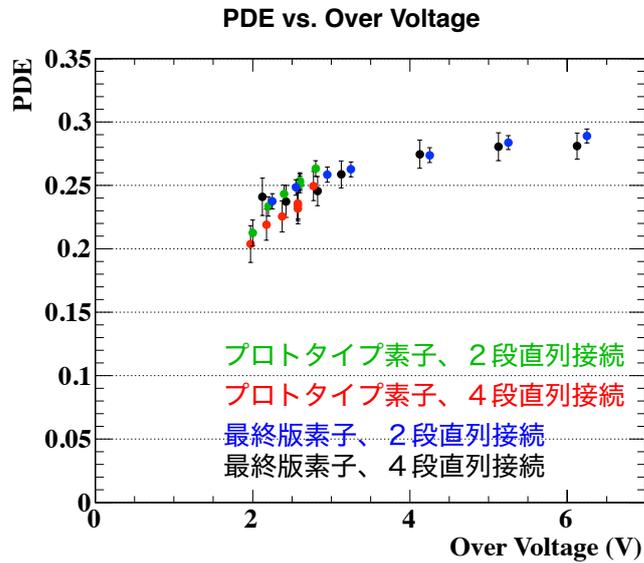


図 4.15 真空紫外光に対する PDE の電圧依存性

4.5 エネルギー分解能

本節では可視光および真空紫外光に対するエネルギー分解能 (すなわち光電子数の決定精度) について述べる。

4.5.1 LED 光に対するエネルギー分解能

まず LED を用いて可視光に対するエネルギー分解能を調査した。

LED の光量は一定に保ったままバイアス電圧を変化させることで、エネルギー分解能の電圧依存性を調べた。エネルギー分解能は光電子数の分布をガウス分布でフィットすることにより求めた。図 4.16 に分解能の電圧依存性を示す。ここで横軸の光電子数統計とはクロストーク、アフターパルスの影響を補正した後の光電子数である。青線は光電子数の統計的なふらつきのみを考慮した場合に、光電子数統計から期待されるエネルギー分解能である。また異なるデータ点は Over voltage の異なる点に対応する。

同じデータ点を縦軸に測定された分解能と光電子数統計から期待される分解能の比、横軸に Over voltage を用いてプロットしたグラフが図 4.17 である。どちらの素子でもバイアス電圧に依存した悪化が見られているが、悪化の度合いはプロトタイプ素子の方が大きいことがわかる。

この現象を定性的に説明しうる仮説としてクロストークやアフターパルスによる分解能の悪化が考えられる。つまり、クロストークやアフターパルスによる光電子数の増加は確率過程であるため、増加量はイベント毎にふらつくはずであり、分解能を悪化させる要因となり得る。分解能の悪化の程度はクロストーク確率に依存するため Over voltage 依存性やクロストーク抑制機構の有無による違いが発生するはずである。

また、最終版素子で Over voltage が 2～3V であるような、クロストークやアフターパルス確率が小さいはずのデータ点においても、光電子数の統計的なふらつきよりも大きなエネルギー分解能が観測されている。

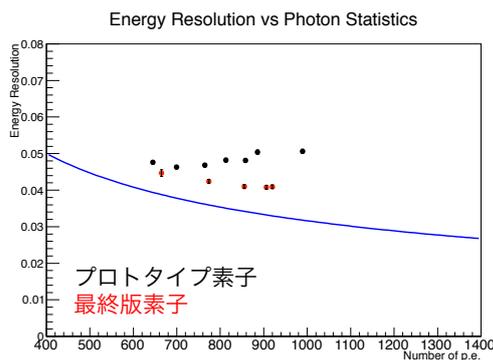


図 4.16 LED 光に対するエネルギー分解能と光電子数統計の関係。青線は光電子数の統計的なふらつきのみを考慮したエネルギー分解能。

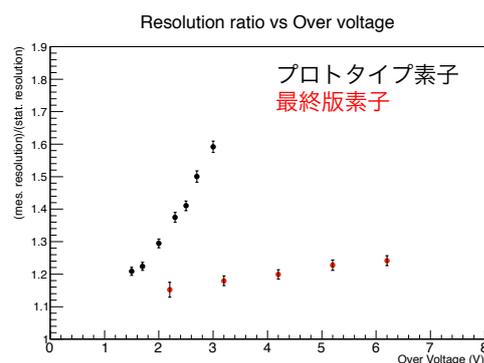


図 4.17 LED 光に対するエネルギー分解能の電圧依存性

4.5.2 真空紫外光に対するエネルギー分解能

次にアルファ線イベントを用いて真空紫外光に対するエネルギー分解能を調査した。LEDの時とは異なりアルファ線源を用いる際には、解析に用いるイベントの取捨選択が必要である。図4.18に隣接2素子での電荷の相関を示す。全てのイベントで相関を持った電荷が検出されるのではなく、片方の素子でのみシンチレーション光を捉えているイベントがたくさん存在していることが読み取れる。このようなイベントは線源が乗っているワイヤーの直径と液体キセノン中でのアルファ線の飛程が同程度であるため、ワイヤーによる影ができてしまうことが原因であると考えられる(図4.19)。実際この現象は同じようなアルファ線源を導入していたMEG実験でも確認された既知の現象である。以上の理解に基づき複数素子のうち一部がワイヤーの影に入っていると思われるイベントは除外して解析を行う。

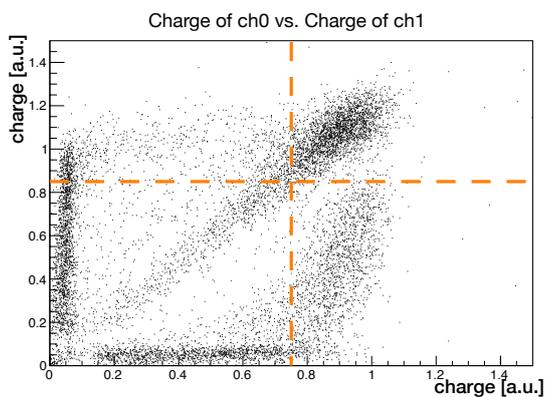


図4.18 アルファ線イベントにおける隣接2素子での電荷の相関の例。片方の素子のみで大きな電荷を検出しているイベントが存在する。オレンジ色の点線の右上にあるイベントを解析に使用する

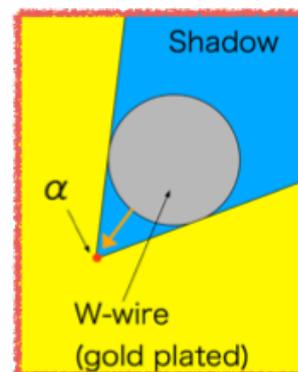


図4.19 ワイヤーの影ができる仕組み(概念図)

エネルギー分解能を評価するのにもっとも単純な方法は、図4.14のような電荷分布でエネルギーが高い側をガウス分布でフィットすることで求める方法である。しかしながらこの手法では、4%程度存在しているアルファ線のエネルギーのふらつきがエネルギー分解能に含まれてしまうため、分解能が小さいときには適切な評価を行えない。実際1つのMPPCで観測している光電子数は800 p.e.程度なので、統計から期待される分解能は3.5%であり、4%ある線源のエネルギー分布は無視できない。

そこでエネルギー分布の影響を受けない手法として、検出された光電子数の差の分布から分解能を評価する。具体的には2つのチャンネルで観測された光電子数 N_0, N_1 から、次の値 R をイベントごとに計算する。

$$R = \frac{N_0 - N_1}{N_0 + N_1}$$

R の分布の例を図4.20に示す。

ここでは、 R の分布をフィットして求めた分解能を、光電子数 $N_0 + N_1$ における分解能と定義する。測定結果を図4.21に示す。ただし縦軸は図4.17と同様に、測定された分解能と光電子数統計から期待される分解能の比である。LED光の時と同様に、どちらの素子でもバイアス電圧に依存した悪化が見られているが、悪化の度合いはプロトタイプ素子の方が大きいことがわかる。これは実機において最終版素子ではエネルギー分解能の悪化を気にせず高いOver voltageを使えることを意味しており、最終版素子の大きな利点となる。

LED 光に対する分解能と同様に真空紫外光に対する分解能においても、最終版素子で Over voltage が小さいデータ点で、光電子数の統計的ふらつきよりも大きなエネルギー分解能が観測されている。このエネルギー分解能が光電子数の統計的ふらつきより大きい問題に関しては、さらなる調査を行ったので次章で述べる。

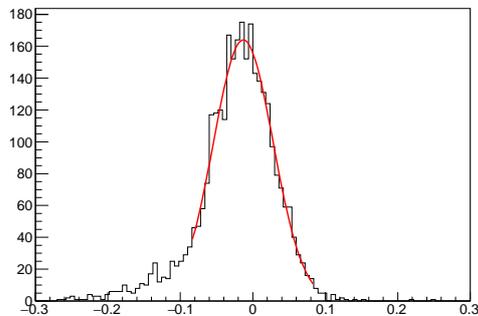


図 4.20 R の分布の例

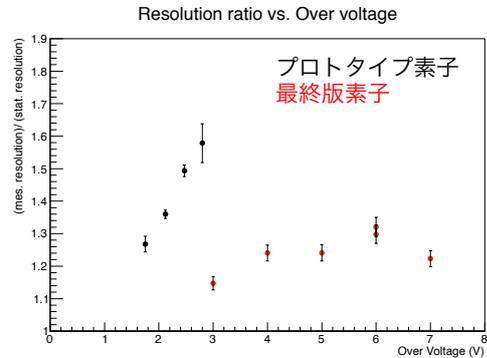


図 4.21 真空紫外光に対するエネルギー分解能の電圧依存性

4.6 まとめ

プロトタイプ素子、最終版素子という2種類の素子の性能を液体キセノン中で調べ、双方とも液体キセノン中で正常に動作することが確認できた。

2種類の直列接続法を比較し、2段直列接続と比べて4段直列接続には、時定数が小さくなるという利点とゲインが小さくなるという欠点があることを確認した。これらの利点と欠点は実機の性能に変化を生みうるが、どちらの候補も素子単体の性能という観点では問題ないことが確認した。どちらの接続を使用するのが望ましいかは、9.1節にて議論する。

また、クロストーク抑制機構を導入することにより、以下の2つの点での改善が実現できた。

- 印加できるバイアス電圧の範囲の拡大。
- バイアス電圧上昇に伴うエネルギー分解能悪化の改善

これらの改善点をふまえて、実機に用いる素子にもクロストーク抑制機構を導入することを決定した。

第5章

光電子数が多いときの分解能の調査

5.1 目的およびセットアップ

4章で述べたように我々が行ってきた測定において、真空紫外光に対するエネルギー分解能が光電子数の統計的ふらつきのみを考慮した場合より大きい可能性が示唆されていた。この傾向が実機において問題とならないことを確認するためには光電子数統計と真空紫外光に対するエネルギー分解能の関係を、できる限り光電子数が多い状況で調査する必要があった。

可能な限り光電子数が多い状況下での分解能を調べるため、図 5.1、5.2 のような2種類のセットアップを用意した。一つ目は4章と同じようなセットアップであり、アルファ線源からのシンチレーション光を4つのプロトタイプ素子で観測する^{*1}。1素子で検出される光電子数は25%のPDEを仮定すると800 p.e. 程度である。信号の読み出しには4段直列接続を使用した。

二つ目のセットアップはさらに光電子数が大きいところでの分解能を調べるためのセットアップであり、中央に置かれたアルファ線源の周囲を6つの素子で覆っている。アルファ線源からみて全立体角中有感領域が占めるカバレッジをできるだけ大きくするため、線源と素子間の距離は可能なかぎり小さい13mmとなっている。設計上のカバレッジは34%であり、1素子で検出される光電子数は25%のPDEを仮定すると2000 p.e. 程度と予測される。本測定ではプロトタイプ素子を用いており、6つの素子のうち2素子は2段直列接続、4素子は4段直列接続で信号を読み出している

^{*1} 実際には対面にも4つの素子を置くことで、8素子での同時測定を目指していたが、十分な数のエレクトロニクスが用意できなかったため、一度に4チャンネルしか読み出せなかった。

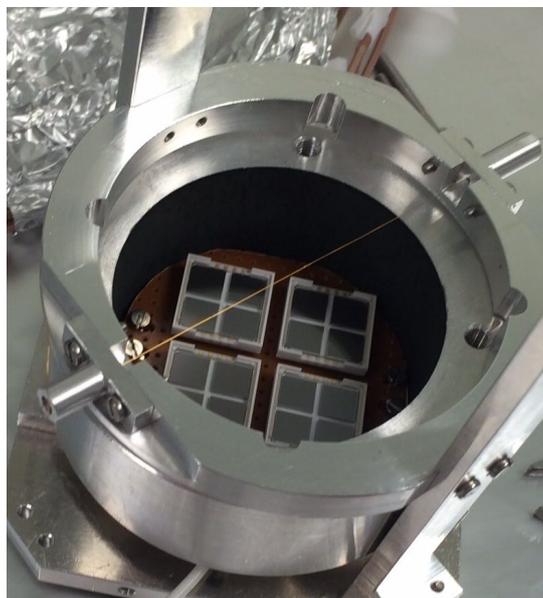


図 5.1 一つ目のセットアップの写真。アルファ線からのシンチレーション光を底面に置いた4つの素子で同時に読み出す。

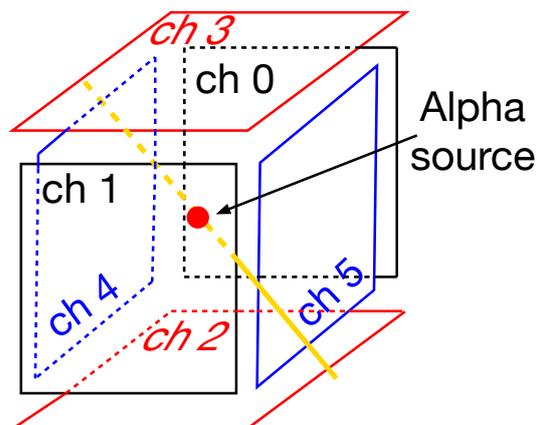
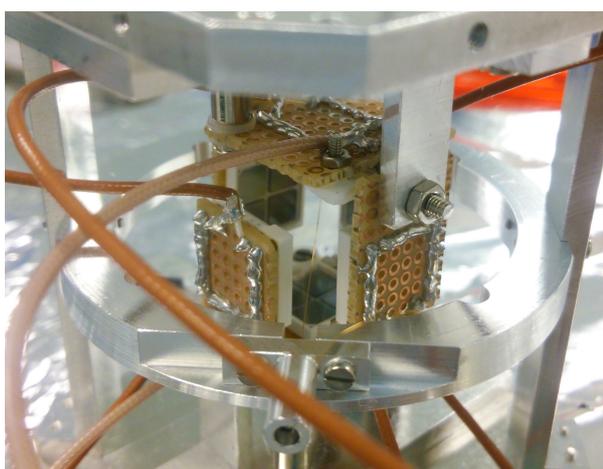


図 5.2 二つ目のセットアップの写真。アルファ線源の周囲を6つの素子で覆っている。

5.2 エネルギー分解能と光電子数統計の関係

5.2.1 LED 光に対するエネルギー分解能

LED を用いて可視光に対するエネルギー分解能を調査した。LED を用いることの利点は、光量のイベントごとのふらつきが小さいためアルファ線源のような複雑な解析が必要ないこと、および LED を光らせるパルス信号の電圧を変えることで光量を簡単に変化させられることである。

バイアス電圧を一定に保って、LED の光量を変化させることにより、エネルギー分解能と光電子数統計の関係を調査した。クロストーク確率が高いと光量が多いときにサチュレーションの影響を強く受けってしまうため、Over voltage には 1.5 V という低い電圧を使用した。

結果を図 5.3 に示す。横軸はクロストーク、アフターパルス補正後の光電子数であり、光量が多いところではサチュレーションの影響を素子のピクセル数を用いて補正している。統計から期待される値より 1.2 倍ほど大きい値が得られているものの、80 p.e. から 10000 p.e. という幅広い領域にわたって、分解能が統計に従って減少している傾向が確認できた。

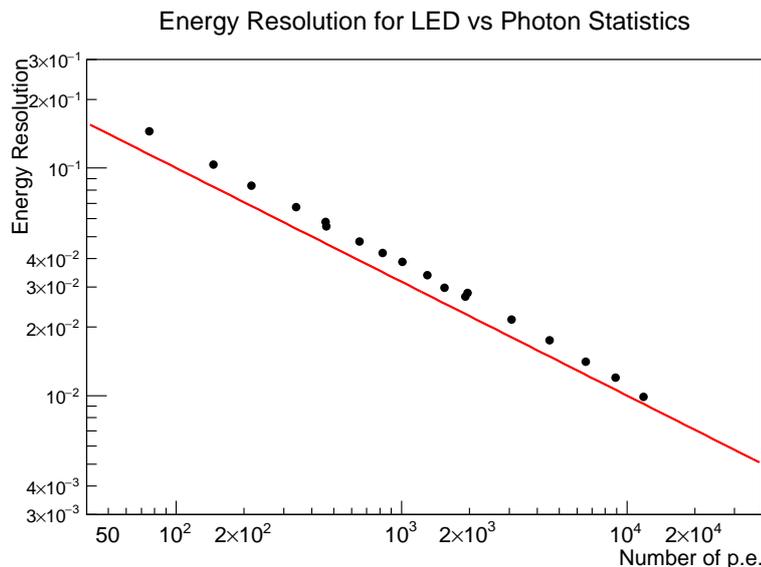


図 5.3 LED 光に対するエネルギー分解能と光電子数統計の関係。プロトタイプ素子、Over voltage 1.5V で測定。赤線は光電子数統計から期待される分解能を表す。

5.2.2 真空紫外光に対するエネルギー分解能

4章の測定と同様に、アルファ線由来のシンチレーション光を複数素子で検出し、光電子数の差を用いることで、真空紫外光に対するエネルギー分解能を測定した。一つ目のセットアップでは一度に最大4素子からの信号を取得した。二つ目のセットアップでも、線源がのっているワイヤーが作る影によってワイヤーの左右に存在する素子では同時に同じイベントを観測することができなかつたため、同時に同じイベントを見ている素子は6素子中4素子となった*2。

得られたエネルギー分解能を、以前測定された光電子数が少ない時の結果と合わせてプロットしたグラ

*2 チャンネル 0,2,3,5 の組み合わせおよびチャンネル 1,2,3,4 の組み合わせである。

フを図 5.4 に示す。光電子数統計に従った減少傾向が確認でき、真空紫外光に対してエネルギー分解能 1.4% までは到達できることを実証できた。

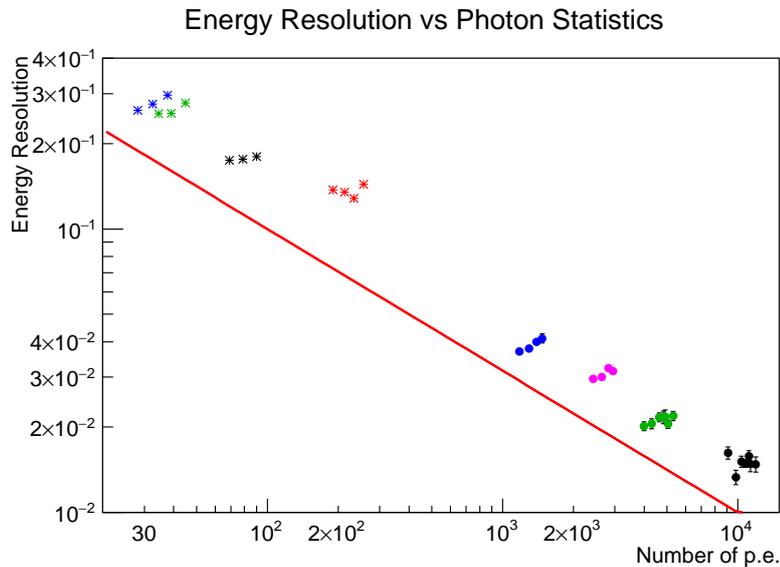


図 5.4 真空紫外光に対するエネルギー分解能と光電子数統計の関係。データ系列は測定セットアップ、用いる素子の数の違いを表しており、丸で表されたデータ系列が本測定で得られたデータである(青・マゼンタ：1つ目のセットアップでの測定点、緑・黒：2つ目のセットアップでの測定点)。赤線は光電子数の統計的ふらつきのみを考慮した際の分解能を表す。

5.2.3 まとめ

LED 光、真空紫外光の双方においてエネルギー分解能が少なくとも 1% 程度の領域までは光電子数統計に従って減少する傾向を確認できた。言い換えると、この領域までには予期せぬことに起因する分解能の制限が存在しないことを意味する。同時に、測定されたエネルギー分解能が光電子数の統計的ふらつきより大きいことが示唆されている。実測の分解能と光電子数から期待される値の比は、Over voltage が小さいときで 1.2 ~ 1.3 倍である。このずれが実機に与える影響については後ほど 10.2 節にて議論する。

5.3 真空紫外光に対する時間分解能

本章の測定の主目的は光電子数が多いときのエネルギー分解能を測ることであったが、得られたデータは真空紫外光に対する時間分解能を調べるためにも有用である。光電子数統計が大きく、良い時間分解能が期待されるデータを用いることで、予期せぬ要因で時間分解能が悪化していないかを確認できるからである。本節ではより光電子数の大きい2つ目の測定データから時間分解能を評価する。

5.3.1 時間分解能の測定

解析手法

信号波形から時間を取得するために Constant Fraction Method を使用した (図 5.5)。Constant Fraction Method では時間を取得する閾値は信号の波高に対して相対的に決まる。つまり波高にあるパラメータをかけた電圧を閾値として時間を決める。時間の決定には電圧が閾値を超える前後2点での波形の線形補間を用いる。Constant Fraction Method の利点は Timewalk の影響を受けにくいことである。

また波形解析において高周波ノイズの影響を減らすために移動平均を用いたデジタルローパスフィルターを用いることができる。例えば次のような前後3点での移動平均を用いることができ、これはカットオフ周波数 250 MHz のローパスフィルターとして機能する。ここで V_i は生の波形の i 番目の点、 $V_{mav,i}$ はフィルターを通した後の波形の i 番目の点である。

$$V_{mav,i} = (V_{i-1} + V_i + V_{i+1})/3$$

時間分解能は同じアルファ線イベントを観測した2つの素子の信号の時間差の分布から評価する。

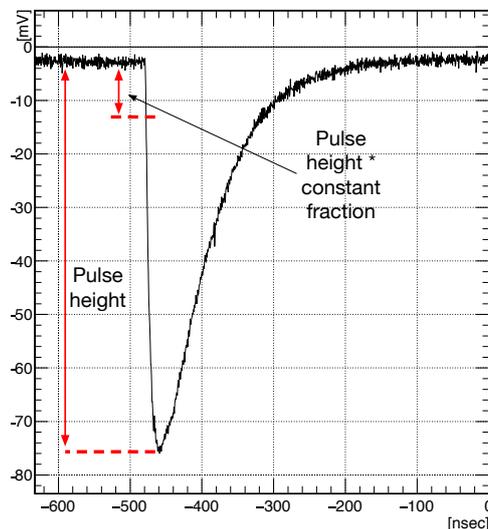


図 5.5 アルファ線イベントの波形の例。波高にある定数をかけた電圧を閾値として使用する。

時間分解能の測定値

上記の解析により求められた時間分解能を図 5.6 に示す。Over voltage が大きいときの方が良い時間分解能が得られていることがわかる。これは Over voltage を大きくすることによる S/N 比の改善および、PDE の上昇が原因として考えられる。また、時間分解能は Constant Fraction Method における波

高と閾値の比に大きく依存することがわかる。なぜこのような依存性が見られるかについては次項において議論する。

最も分解能が良い場合の値を比較すると 2 段直列接続では 65 ps、4 段直列では 40 ps であり、4 段直列接続の方が良い分解能が得られていることがわかる。これは 4 段直列接続の方が波形の時定数が小さいことに由来すると考えられる。

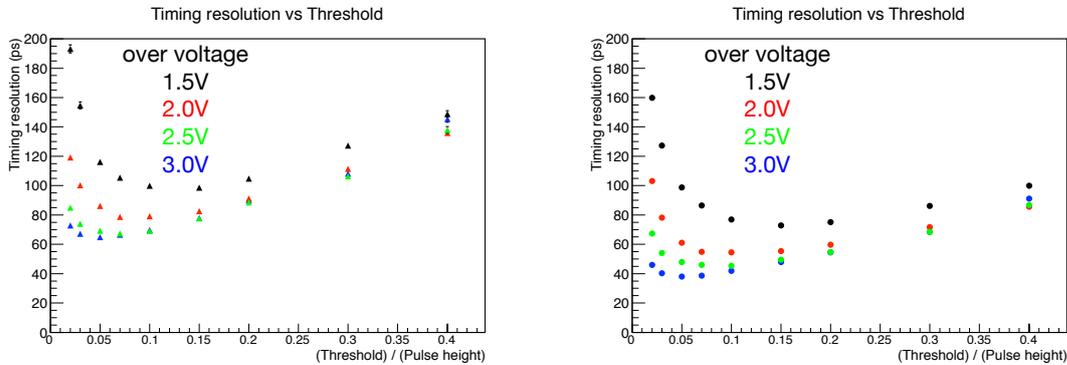


図 5.6 アルファ線イベントでの時間分解能 (RMS)。横軸は閾値と波高の比である。(左) 2 段直列接続、(右) 4 段直列接続。

5.3.2 時間分解能のシミュレーション、および TTS の評価

アルファ線イベントでの時間分解能を理解するため、以下のようなシミュレーションを行った (図 5.7)。まずそれぞれの光電子を検出した時間を生成する。本シミュレーションでは簡単のためシンチレーション光の伝播などの物理シミュレーションは行わず、アルファ線に対する液体キセノンの発光時間分布 [5] に従って、ランダムに N 個の光電子数を割り振ることで、各光電子の検出時間 t_{hit} を決定する。光電子数 N には実測の値を使用する。このときそれぞれの光電子の時間にガウス分布に従ったふらつきを加えることで Transit Time Spread (TTS) の効果をシミュレートする。

次に波形シミュレーションを行う。これは生成された光電子の時間に従って 1 p.e. 信号の波形を足し合わせ、測定データと同じサンプリング周波数 1.6 GHz でデジタル化を行うことで実現される。以上をまとめると、波形は時刻 t_j における電圧 $V_{WF}[j]$ は、以下のような数式でシミュレートされる。ただし t_{scinti} はシンチレーションの発光分布に従った乱数、 t_{TTS} はガウス分布に従った乱数である。

$$t_{hit}[i] = t_{scinti}[i] + t_{TTS}[i]$$

$$V_{WF}[j] = \sum_i^N f_{1pe}(t_j - t_{hit}[i])$$

f_{1pe} は 1 p.e. 信号の波形であり、実測の波形に基づき以下の関数を使用した。

$$f_{1pe} = \exp(-(t - t_0)/\tau_{rise}) - \exp(-(t - t_0)/\tau_{fall})$$

$$\tau_{rise} = 1 \text{ ns}, \quad \tau_{fall} = 25 \text{ ns}$$

最後の操作が波形解析である。どのような波形解析アルゴリズムを用いるかは時間分解能に影響を与えるため、測定データと同じアルゴリズムに従って波形から時間を取得した。以上の操作をイベントごとに繰り返すことで測定から得られる時間分布および分解能をシミュレートする。

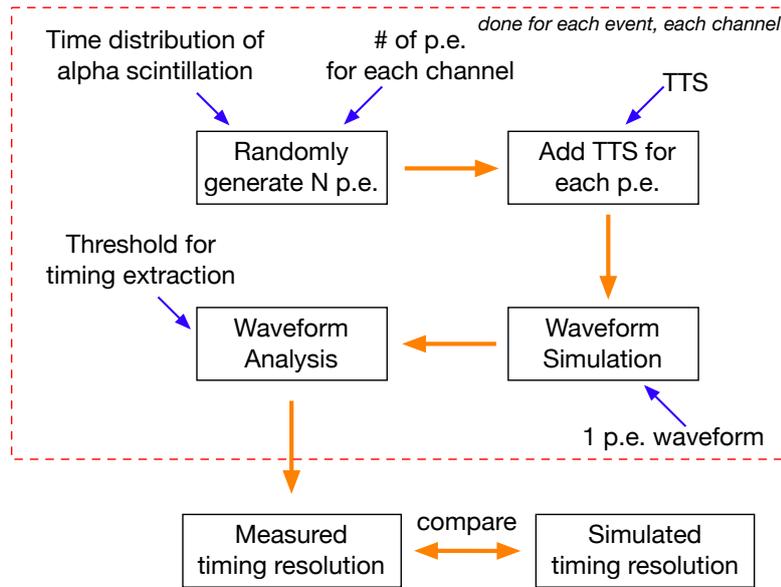


図 5.7 時間分解能のシミュレーションの流れ

まず TTS がないと仮定してシミュレーションを行った。シミュレーションにより再現された波形を図 5.8 に示す。実測の平均波形を再現できていることがわかる。ただし、測定誤差の範囲内で波形シミュレーションのパラメータを変化させている。

シミュレートされた時間分解能を図 5.9 に示す。時間計算の閾値が大きいときは測定値をおおむね再現できているが、閾値が小さいときは実測では見られる分解能の悪化を再現できていないことがわかる。

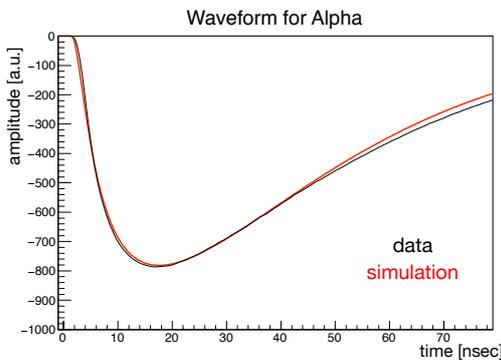


図 5.8 実測の波形 (黒) とシミュレートされた波形 (赤) の比較

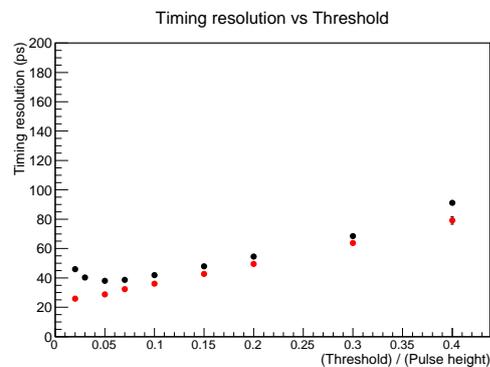


図 5.9 実測の時間分解能 (黒) とシミュレートされた分解能 (赤) の比較。閾値が小さい時にシミュレーションが実測を再現できていない。

閾値が小さいときに分解能の悪化を起こしうる要因としてノイズと TTS が考えられる。ここでは観測された悪化から真空紫外光に対する TTS に上限をつける。TTS 評価の際に障害となるノイズの影響を可能な限り抑えるため、実測の波形に対して前後 3 点での移動平均を用いたローパスフィルタをかけた後に時間計算を行った。得られた実測の時間分解能と TTS を仮定した場合のシミュレート結果を図 5.10 に示す。この結果より TTS の値に FWHM 換算で 800 ps の上限値をつけることができる。この値は通常の MPPC の値 100 ps [15] よりもかなり大きい。これは除ききれなかったノイズなど、閾値が小さい時

に支配的となりうる未知の影響を、全て TTS 由来だと見なしたことによる可能性がある。

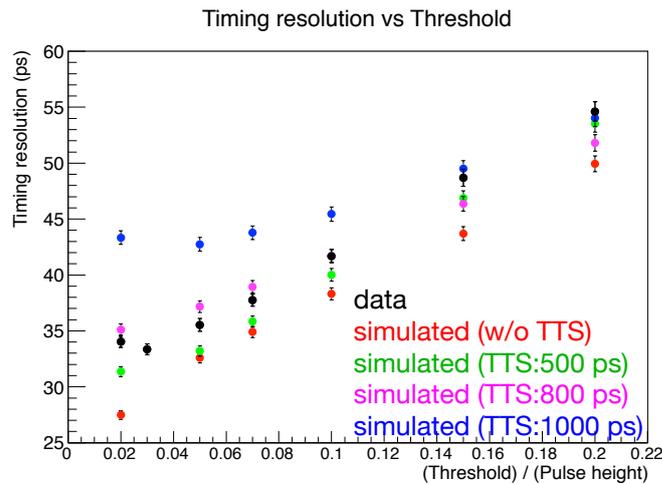


図 5.10 デジタルローパスフィルタを用いた場合の時間分解能。このグラフより TTS に 800 ps の上限値がつけられる。

5.4 まとめ

真空紫外光に対するエネルギー分解能を光電子数が多い状況で調査するため、アルファ線源からのシンチレーション光をできる限り多く測定するような専用のセットアップを用意した。この測定により真空紫外光に対するエネルギー分解能が少なくとも 1.4% 程度まで光電子数統計に従って減少していることが確認できた。

また同時に時間分解能の調査も行い、時間計算に用いる閾値が大きくノイズの影響が無視できる場合は測定値がシミュレーションによりおおむね再現できることがわかった。閾値が小さい場合の時間分解能を完全に再現することはできなかったが、測定値から真空紫外光に対する TTS の上限値として FWHM で 800 ps をつけることができた。

第6章

素子の大量試験

本章では量産された素子に対して行った2種類の大量測定について述べる。

まずプロトタイプ素子 600 個の性能を液体キセノン中で調査した。この試験について 6.1 節で述べる。

また、4 章で述べた性能試験の結果、クロストーク抑制機構を導入した実機用素子 4200 個が量産された。これらに正常な動作をしない素子が混ざっていないかを確認するため、常温において全素子の I-V 曲線を測定した。この測定について 6.2 節で述べる。

6.1 液体キセノン中での大量試験

6.1.1 目的およびセットアップ

プロトタイプ素子 600 個を液体キセノンに入れ性能を調べた。本試験の目的は以下の3点である。

- キセノン中で全ての素子が正常に動作するか確認すること
- 大量の MPPC からの信号を実機と同様の手法で読み出し、問題点の洗い出しをすること
- 2通りの直列接続法を比較検討すること
- 素子間で特性の違いがあるかを調べること

本試験では図 6.1 のような支持構造を用いた。実機で使用するものと同様な PCB に MPPC を並べ、これを上下2つの面に置くことで素子を配置した。PCB は計 24 枚使用しており、一枚に 24 個の MPPC を並べることができる。24 枚のうち半分の PCB にはハイブリッド接続を使用した2段直列接続が実装されており、残り半分の PCB にはハイブリッド接続を使用した4段直列接続が実装されている。中央には PDE を測定するためのアルファ線源がのった2本のタングステンワイヤーが張られている。1本のワイヤー上には3個のアルファ線源が等間隔に並んでいる(図 6.2)。また側面には LED が設置されており、4 章の試験と同様に MPPC の基礎特性の調査に使用する。

信号の読み出しには実機と同じ手法を用いる。つまり PCB のコネクタから約 3m の同軸ケーブルでフィードスルーまで信号を伝達し、フィードスルーからアンプまでは約 7m の同軸ケーブルを使用する。フィードスルーには PCB を用いた実機用フィードスルーのプロトタイプを使用した(図 6.3)。

信号読み出しのためのエレクトロニクスには4章の試験と同様に、信号の増幅に PSI アンプを、波形デジタイザーには DRS 評価ボードを使用した*1。一度に読み出せるチャンネル数はエレクトロニクスの

*1 信号読み出し手法の試験という観点ではアンプや波形デジタイザーにも実機と同じく WaveDREAM を使用することが望ましいが、本試験の段階では多チャンネル分の WaveDREAM が存在せず、実現できなかった。

数で制限されており、PCB 1 枚 (24 チャンネル) ごとに波形の取得を行った。

LED からの微弱光、およびアルファ線源由来のシンチレーション光を用いてデータを取得した。LED 光を用いた測定はブレイクダウン電圧を求めるために、Over voltage を 2.6 V から 3.3 V まで 0.1 V おきにデータを取得し、アルファ線イベントは Over voltage 3.0 V でデータを取得した。LED 光のデータは LED を光らせているパルスと同期したトリガーで、アルファ線イベントのデータはそれぞれの線源に近いチャンネルでのセルフトリガーを用いて取得した。

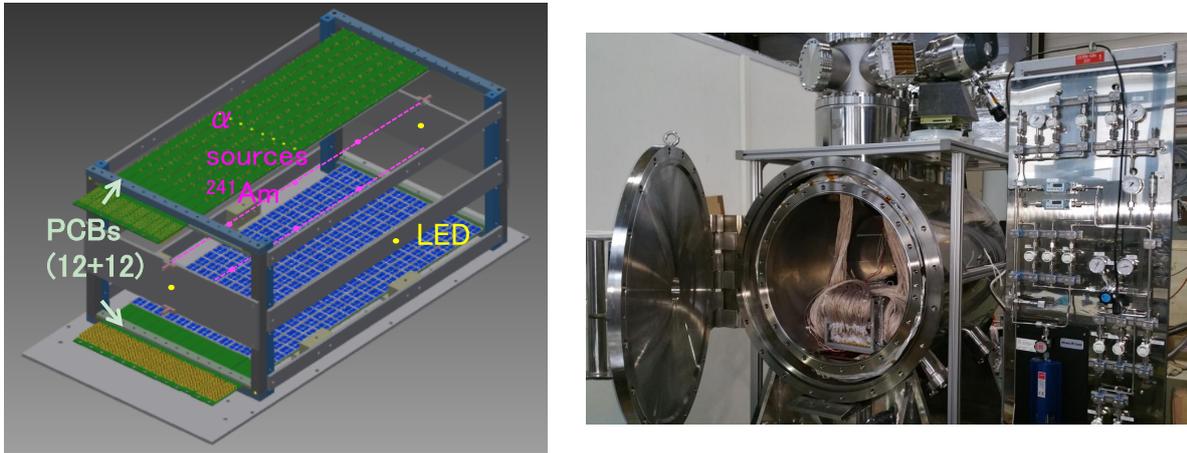


図 6.1 (左) 測定セットアップ (CG)。この図では上面手前側の PCB は見やすさのため取り除かれている。このセットアップ全体が液体キセノン中につかる。(右) 試験装置全体の写真。写真右側にガス配管パネル、左側にケーブルおよび MPPC をのせた支持構造がある。

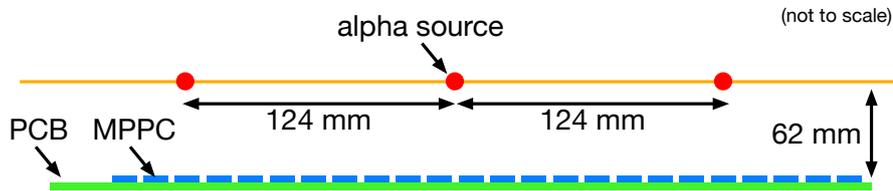


図 6.2 Alpha 線源と MPPC の位置関係。素子によって線源からの距離や入射角度が異なることには注意が必要である。

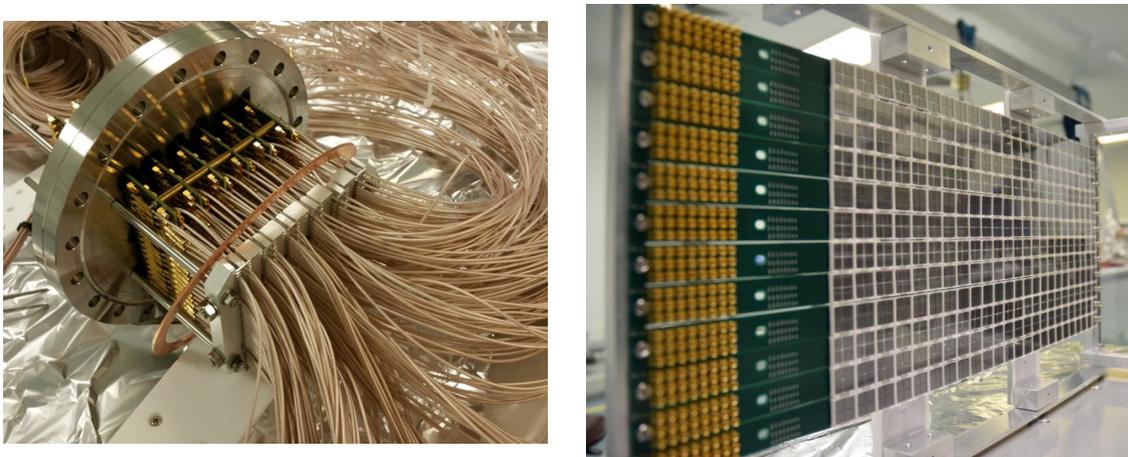


図 6.3 (左) 本測定で用いたフィードスルーの様子。6 枚の PCB がフランジにささっており、高密度な信号伝達を実現されている。(右) MPPC をのせた PCB を並べた様子

6.1.2 1 p.e. 信号を用いた素子の基礎特性の評価

基礎特性の評価

パルス信号でLEDを弱く光らせ、1 p.e. 信号を得ることで、MPPCの基礎特性を評価した。図6.4は得られた電荷分布の例を示しており、1 p.e. のピークが確認できる。後述する一部のデッドチャンネルを除けば、すべてのチャンネルでこのような正常な分布が確認できた。4章で述べた手法で解析を行い、ブレイクダウン電圧、ゲイン、クロストーク、アフターパルス確率を評価した。図6.5に結果を示す。後述するバッドチャンネルを除けば、特性が正しく測定できていることがわかる。

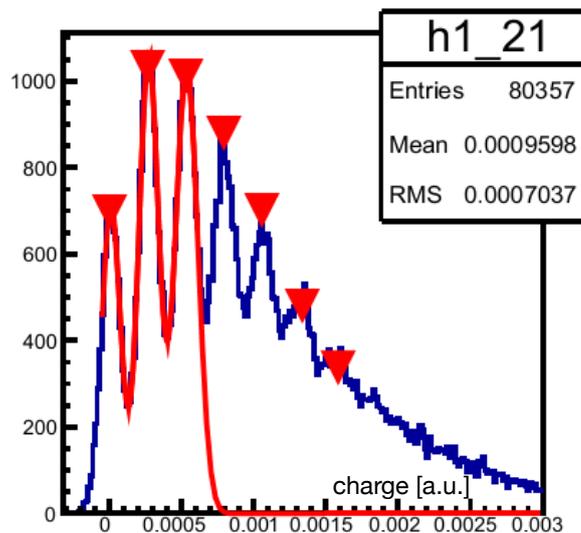


図6.4 LED光で取得した電荷分布。1 p.e. ピークが確認できる。

バッドチャンネル

全568チャンネルのうち4%に相当する24チャンネルで正常な信号が確認できなかった。異常な点はチャンネルによって異なり、そもそもバイアス電圧がかけれない(電圧を印可しようとするが大電流が流れてしまう)チャンネル、電圧はかけられても信号が見えないチャンネル、信号は見えるが波形の形が変なチャンネル等が存在した。

試験終了後真空容器を開けて原因の究明を行ったところ、バッドチャンネルの多くで信号読み出しに問題があったことが判明した。24チャンネルのうち5チャンネルではケーブルがコネクタにきちんとささっていないことが判明した。一つの原因としてケーブルの密度が高いため、組立の際にケーブルをコネクタに差し込みづらかったことがあげられる。そのため実機に向けた修正として、取り付け作業がやりやすいようなコネクタ配置にすること(図6.6)、および可能な箇所ではコネクタを使用せずにあらかじめケーブルを半田付けしておくことの2点でデザインの変更を行った。

別の7チャンネルでは信号線とグラウンドが導通していることが判明した。ケーブルの製造会社にて調査を行ったところ、コネクタでの接触に問題があったことが判明したため、コネクタのデザインに修正を加えた。

別の6チャンネルでは素子がPCBにきちんとささっておらず、信号が確認できないまたは波形がおかしいチャンネルとなっていた。再発を防ぐため、実機の建設ではMPPCをPCBにさした段階で、全チャンネルから正常な信号が見えることを確認する予定である。

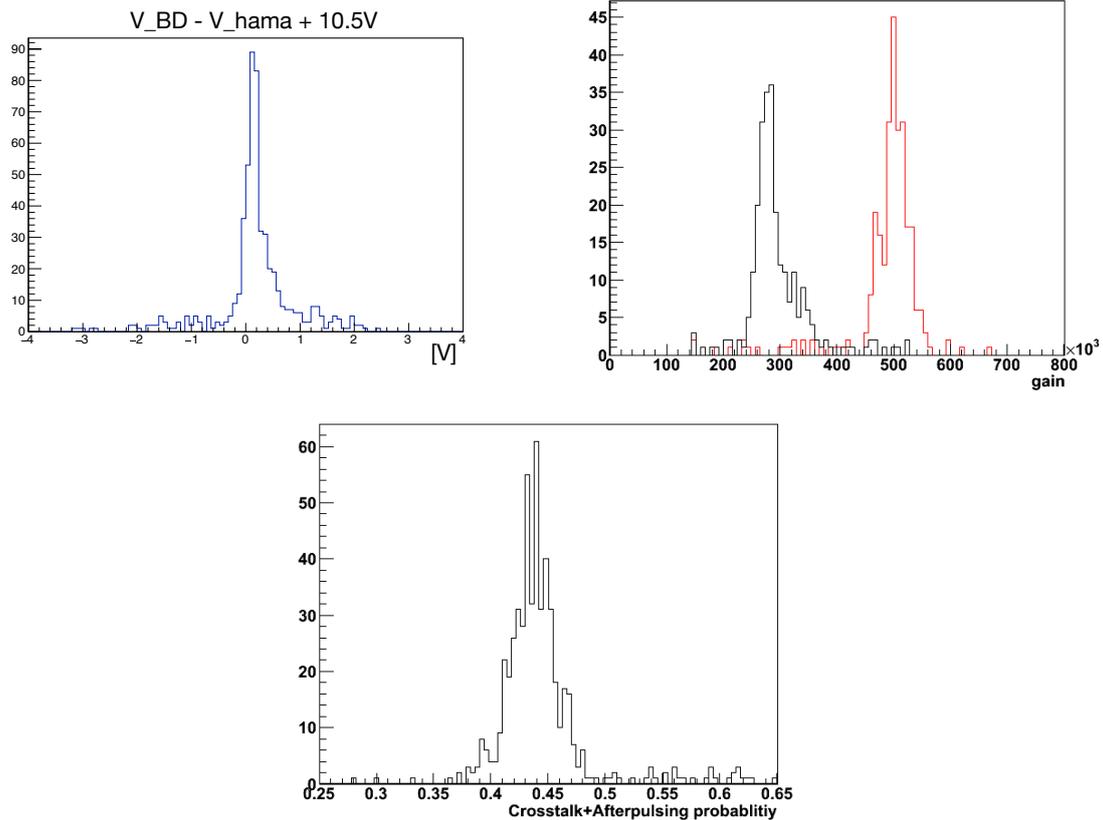


図 6.5 (左上) 液体キセノン中でのブレイクダウン電圧 V_{BD} と推奨動作電圧 V_{hama} の差。大きなオフセットは推奨動作電圧が Over voltage で約 2.5 V に対応すること、および常温とキセノン温度でのブレイクダウンの電圧の違いに由来する。

(右上) Over voltage 3V でのゲイン (赤) 2 段直列接続、(黒) 4 段直列接続。

(下) Over voltage 3V でのクロストーク、アフターパルス確率。

さらに別の 3 チャンネルでは信号のテールが異常に長いことが確認でき、これは図 6.7 のように PCB 上で直列接続が正しく実装されていない (半田付けが正しく行われていない) ことによるものと判明した。実機用の PCB では該当箇所のパッドの面積を大きくする変更を加えており、また前述の全チャンネルからの信号の確認においても発見できる。

残りの 3 チャンネルは問題が再現できない、すなわち常温では信号が正しく読み出せたため、原因を特定することができなかった。

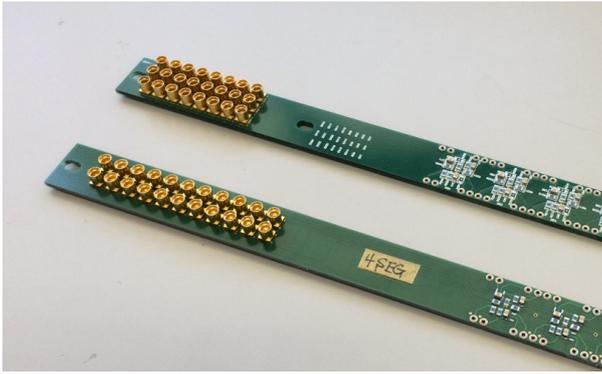


図 6.6 低温大量試験で使用した PCB(上) と実機用 PCB(下)。ケーブル取り付け作業を容易にするため、コネクタを 3 列から 2 列に変更している。

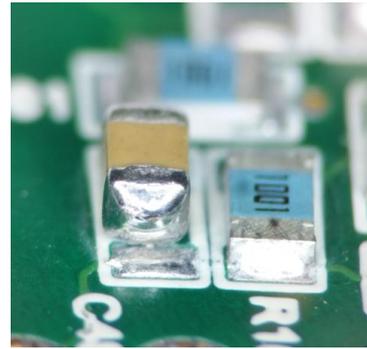


図 6.7 半田付けが正しく行われていなかった箇所

6.1.3 真空紫外光に対する PDE

それぞれの素子に対して、最も近いアルファ線源由来のシンチレーション光を用いることで、真空紫外光に対する PDE を評価した。PDE の計算方法は 4 章の試験と同じであり、アルファ線源のエネルギーと線源から素子を見込む立体角を用いて素子に到達する光子数を評価し、検出した光電子数との比から PDE を求めた。本試験での PDE の測定結果には予期されていなかった点が 3 つ存在するため、以下順に説明する。

まず一つ目は PDE の角度依存性である。図 6.8 に本試験で観測された PDE を線源から素子への入射角度の関数として示す。入射角度が 30° を超えた付近から PDE の減少が見られていることがわかる。液体キセノンからセンサーのシリコン結晶に入射する際の透過率が角度依存性を持つため、PDE が角度依存性を持つこと自体は想定されていた。しかしながら測定結果は物質の複素屈折率から予測される透過率より強い角度依存性を示しており、予期されていなかった現象である。

二つ目は PDE の絶対値である。図 6.9 は入射角が 27° より小さい素子の PDE をプロットしたものである。4 章の試験では線源から素子への入射角度は 30° 程度なので、このプロットの結果は以前の結果と直接比較できる値であり、またこのような角度では角度依存性も問題とならないはずであるが、25% の PDE を観測した以前の結果に対し本試験では 15% とかなり小さい PDE が観測された。大量試験において PDE の測定値を小さくしてしまう可能性のある原因としては液体キセノン中の不純物による減衰長の増加や発光量の減少が考えられる一方で、4 章の試験において PDE を過大評価してしまう可能性として、支持構造などからの反射光の影響が考えられる。原因を理解することはできなかったため、真空紫外光に対する PDE には図 6.10 で図示しているような不定性がある。

三つ目は素子間に存在する PDE の個性である。図 6.9 の分布では相対的にシグマで 6.5% のふらつきが観測されており、比較的大きな分布が観測されている。

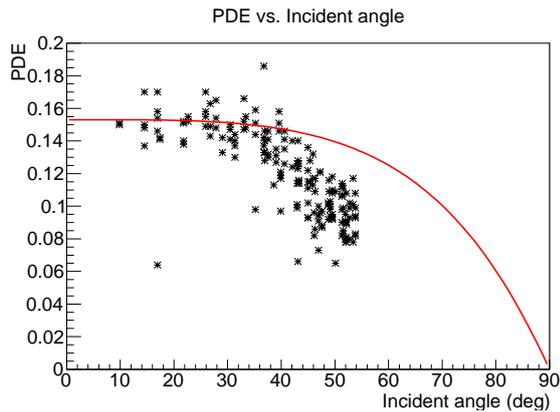


図 6.8 PDE の角度依存性。入射角度が 30° を超えたあたりから PDE の減少が見られる。赤線は複素屈折率から予測される角度依存性を示す。

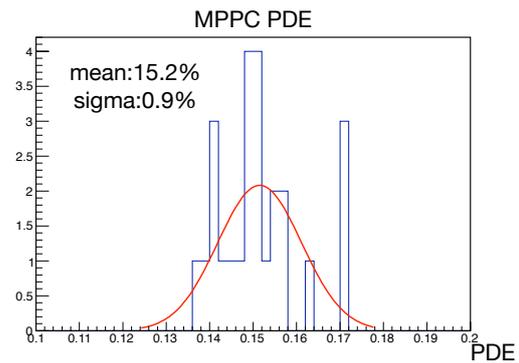


図 6.9 入射角度が小さい場合の PDE 分布

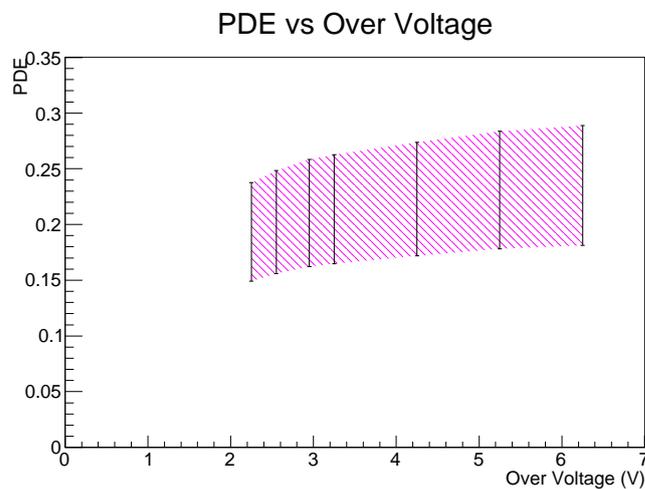


図 6.10 真空紫外光が鉛直に入射した際の PDE。PDE の上限は 4 章の試験での測定、下限は低温大量試験で定まる。電圧依存性は 4 章の試験での最終版素子の測定値からスケールしている。

6.1.4 角度依存性の再測定

低温大量試験で観測された PDE の角度依存性を異なるセットアップで再確認するための簡易試験を行った。本測定は 4 章の試験のセットアップをベースとしており、素子がアルファ線源からかなり近い位置 ($\sim 5\text{ mm}$) に置かれているのが特徴である (図 6.11)。これは線源からの直接光の光量を増やすことで、真空容器の壁や支持構造の表面からの反射光の影響を相対的に減らすことを目的としている。実際シミュレーションでは、このセットアップでは反射光の光量は直接光の高々 10% しか存在しないと評価されている。本試験では最終版素子を使用しており、直列接続を使用せずチップごとに信号を読み出す。

線源の真下に存在する 2 つのチップ (チップ 1,2) では線源からの入射角度の平均値が 27° であるのに対し、横に存在する 2 つのチップ (チップ 0,3) では入射角度の平均値は 50° である。これらの間で PDE を比較することで、PDE の角度依存性に関する情報が得られる。もし低温大量試験で観測されたような角度依存性が存在した場合、それぞれのチップ内に存在する入射角度の分布も考慮に入れて、観測される PDE の比は 3:2 程度となるはずであり、角度依存性があるかどうかを調べることができる。

本セットアップの欠点としては、線源の真下にあるチップではピクセル数が約 14000 であるのに対して、検出される光電子数が 3500 p.e. 程度になるため、サチュレーションの影響が無視できない点がある。そのため PDE の評価においては素子のピクセル数を用いてサチュレーションの効果を補正する必要がある。

観測された PDE を図 6.12 に示す。線源の下にあるチップ 1,2 と、シンチレーション光が斜めに入るチップ 0,3 で PDE に差が見える。入射角度が同じチップの間でも PDE に差が見えているが、これはアルファ線源の位置の不定性に起因する可能性が高い。もしアルファ線源の真の位置が図 6.11(右) の図で 0.2 ~ 0.3 mm ほど左にずれていれば、線源から素子を見込む立体角の変化により、このような傾向が見えるはずである。

図 6.12 では入射角によって PDE に違いが観測されているが、本測定で角度依存性の存在に確証を持つことはできなかった。一つ目の理由はサチュレーションの影響の補正に不定性があるからである。すなわち、補正に用いる実効的なピクセル数の大小により、入射角度による PDE の違いは大きな影響を受けてしまう。二つ目の理由は観測された PDE の違いが低温大量試験の結果と合致しなかったことである。観測された比は 5:4 程度であり、予測していた 3:2 よりも小さな差しか観測できなかった。以上のことより、本測定の結果は角度依存性の存在を示唆しているものの、低温大量試験の結果と合致する理解をすることはできなかった。

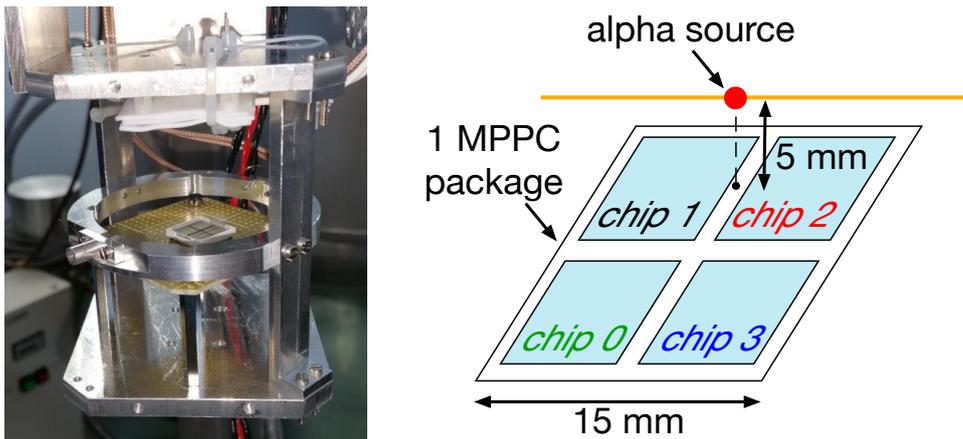


図 6.11 (左) セットアップ全体の写真。アルファ線源が素子のすぐ近くに存在する。
(右) セットアップを上から見た写真。アルファ線源からシンチレーション光が鉛直に入るチップ 1,2 と、斜めに入射するチップ 0,3 が存在する。

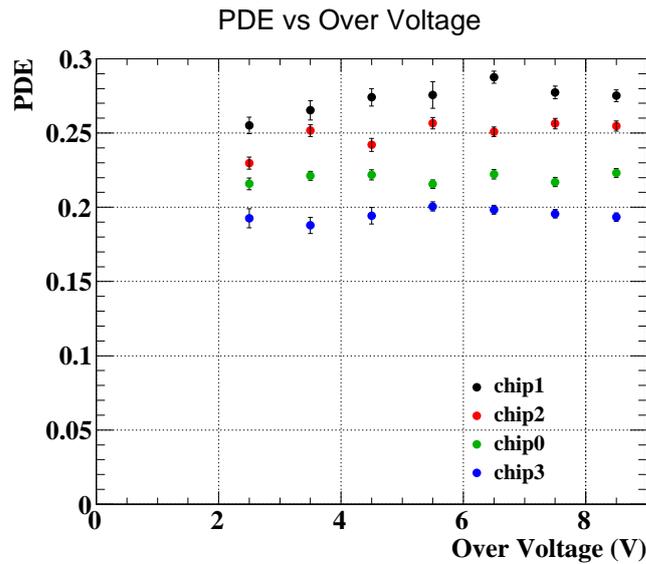


図 6.12 PDE の測定結果。線源の下にあるチップ 1,2 と、シンチレーション光が斜めに入るチップ 0,3 で PDE に差が見える。

6.1.5 まとめ

液体キセノン中でプロトタイプ素子 600 個の性能評価を行った。4% のバッドチャンネル以外の素子からは正しく信号を読み出すことができ、実機で予定している信号読み出し手法が機能することが確認できた。また、バッドチャンネルの大半は素子ではなくエレクトロニクスに問題があることが判明したため、同じことを実機で起こさないために改善を加えた。

PDE に関しては PDE の絶対値、素子間に存在する PDE の個性、PDE の入射角依存性に予期していなかった結果が得られた。本測定データのみにではこれらの性質を理解することは難しく、PDE に関する我々の理解には不定性が存在することになる。これらの不定性が実機に及ぼす影響については、10.2 節で定量的に議論する。また、真空紫外光に対する PDE をより理解するために、新たな測定を計画中であり、Appendix A にて紹介する。

6.2 最終版素子の大量試験

6.2.1 概要

4 章で述べた試験の結果をもとに、クロストーク抑制機構を導入した素子を実機において使うことに決定し、最終版素子 4200 個の生産がなされた。実機の建設前に 4200 個全てを液体キセノン中で試験することは非現実的なため、常温において全数の試験を行った*2。全素子から波形を取得することは準備と時間がかかるため、波形の代わりにブレイクダウン電圧付近での I-V 曲線をチップごとに取得し、動作していないチップや挙動があからさまにおかしいチップを識別することを主目的としている。

この常温試験において挙動がおかしなチップを幾つか発見したため、これらが低温で動作するかを調査した。本節の後半ではこの液体キセノン中での異常な素子の性能試験について述べる。

6.2.2 常温での I-V 測定

測定セットアップ

効率的に I-V 曲線を取得するために図 6.13 のような PCB を使用した。この PCB には 1 枚に 16 個の MPPC、すなわち 64 チップを載せることができる。一度に読み出せるのは 8 チップでしかないが 3 つのリレーを用いて読み出すチャンネルを 8 通りに変化させることで、64 チップすべてからの信号を順番に読み出す仕組みになっている。

バイアス電圧の供給及び電流値の読み取りには PSI 製の HV モジュール PHV8-600VLC を使用し、一度に 3 枚の PCB を恒温槽に入れ温度を 20 度に保って測定をした。かけるバイアス電圧は浜松ホトニクスが推奨している動作電圧を基準として、ブレイクダウン電圧周辺 (おおむねブレイクダウン電圧 -3V から $+7\text{V}$) で測定を行った。

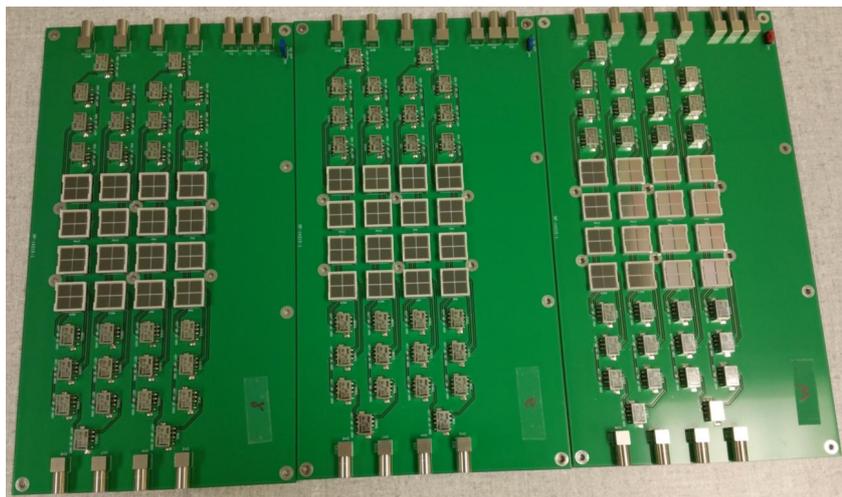


図 6.13 常温全数試験で用いた 3 枚の PCB。右上にある 3 個の LEMO コネクタからリレーを操作する信号を入力する。残りの LEMO コネクタ 8 個が素子につながっている。

*2 正確には 4180 個の素子を試験した。残りの 20 個は個別の試験のために東大で使用しているためである。

正常な素子の I-V 曲線とブレイクダウン電圧

図 6.14 に正常な素子での I-V 曲線を示す。I-V 曲線を直線となめらかにつながる放物線によってフィットし、直線と放物線の変わり目からブレイクダウン電圧を評価した。図 6.15 に評価されたブレイクダウン電圧 V_{BD} と推奨動作電圧 V_{hama} ^{*3}の差を示す。後述する少数の異常な素子を除けばブレイクダウン電圧が正しく評価できていることがわかる。

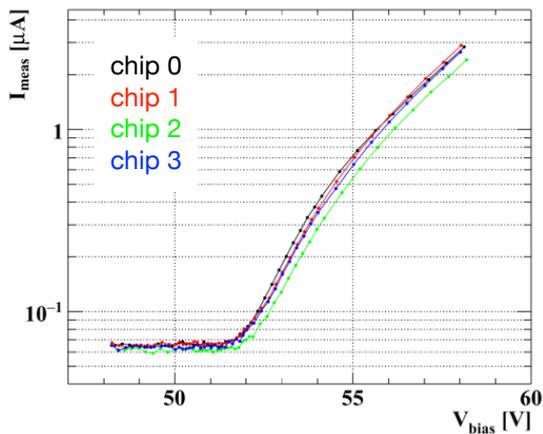


図 6.14 正常な素子の I-V 曲線

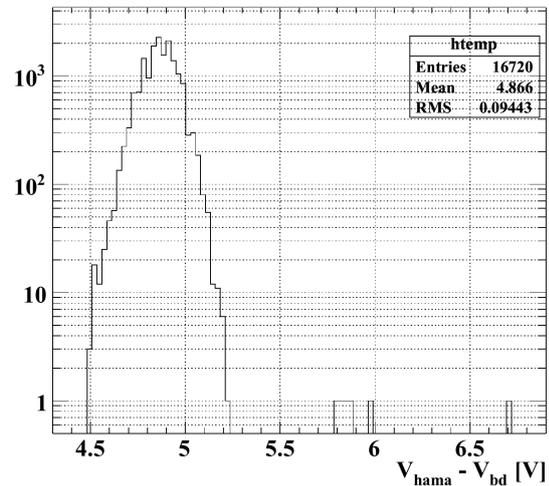


図 6.15 I-V 曲線から評価したブレイクダウン電圧 V_{BD} と推奨動作電圧 V_{hama} の差

異常な素子

本試験では 3 種類の異常な素子が発見された。うち 2 種類は I-V 曲線の形状がおかしい素子である。図 6.16 にこれらの I-V 曲線を示す。一つめはブレイクダウン電圧以下の領域でも電流が流れているチップであり、計 4 チップ発見された。以降このタイプの素子を”Current Offset”チップと呼ぶ。

もう一つは I-V 曲線の形状が異常なものであり、”Strange I-V”チップと呼んでいる。図に示した例は一番顕著な例である。I-V 曲線の形状が異常かどうかは程度の問題なので、異常なものと正常なものを明確に区別することは難しいが、8 チップが異常であると判定した。

^{*3} 25 度でゲインが 2×10^6 になる電圧であり、20 度のブレイクダウン電圧と比べて約 5 V 大きい。

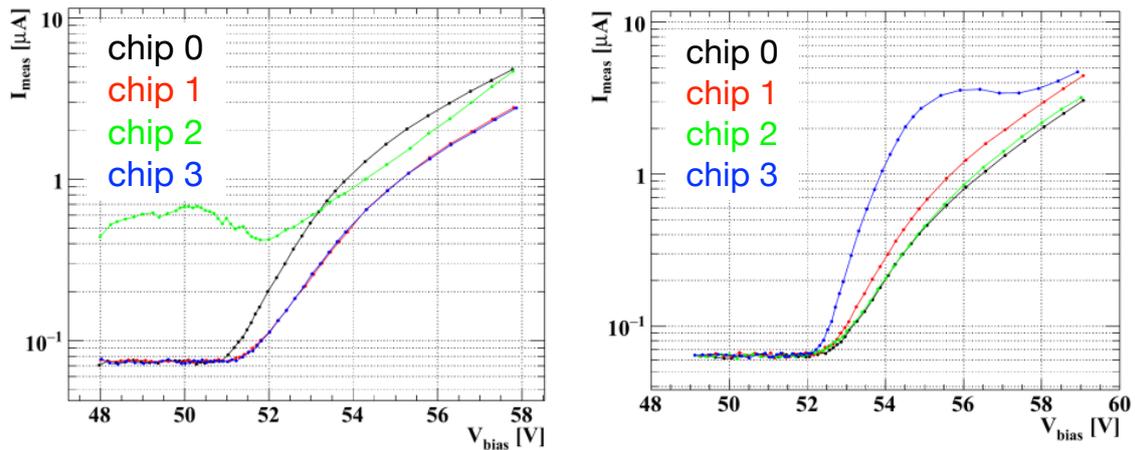


図 6.16 異常な素子の I-V 曲線。(左)Current Offset チップ、(右)Strange I-V チップ

3 種類目の異常な素子は”Large Current”チップである。図 6.17 に I-V 曲線をスプライン補完して求めた Over voltage 5V での電流値 I_{meas} と浜松ホトニクスが測定した推奨動作電圧での電流値 I_{hama} の比を示す。我々の測定で高い電流値を示している素子が存在しており、計 19 チップ発見された。

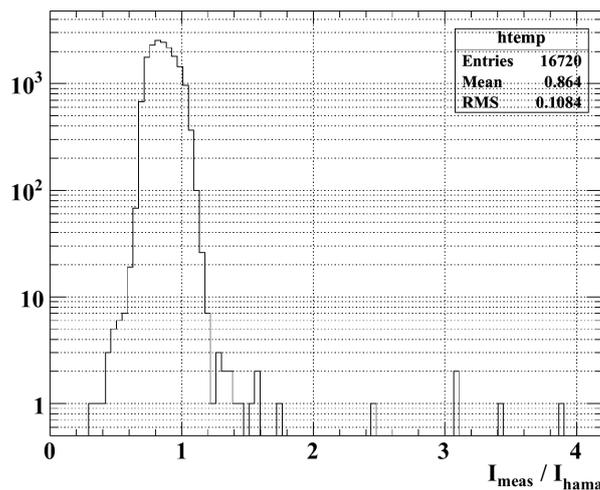


図 6.17 我々の測定で得られた電流値 I_{meas} と浜松ホトニクスが測定した電流値 I_{hama} の比。

6.2.3 キセノン中での異常な素子の試験

常温全数試験で見つかった 3 種類の異常な素子の挙動を液体キセノン中で調査した。試験には第 4 章の試験でのセットアップを流用した。試験は 2 回に分けて行った。1 回目の測定ではあえてアルファ線源を入れないことでダークノイズレートの測定を行った。2 回目の測定では用いる素子や接続法を変えており、またこちらの測定ではアルファ線源を用いた PDE の測定も行った。

表 6.1 に液体キセノン中でのゲインの電圧依存性を外挿することで評価したブレークダウン電圧の測定値 V_{BD} 、および推奨動作電圧 V_{hama} を示す。常温全数試験で測定した室温でのブレークダウン電圧と 50 mV/K の温度依存性から計算すると、推奨動作電圧と 165 K の液体キセノン中でのブレークダウン電圧の差は 11.3 V 程度となるはずである。大半の素子では正しいブレークダウン電圧が観測されているが、Current Offset 素子を単純な直列接続で読み出した場合のみ、おかしなブレークダウン電圧を示していることがわかる。原因や常温で観測された I-V 曲線との関連は不明であるが、同じ素子をハイブリッド接続

で読み出した時には正常なブレイクダウン電圧が測定されていることから、単純直列接続では全てのチップにバイアス電圧が正しく配分されていなかった可能性が高い。いずれにせよ実機ではハイブリッド接続を使用するので、問題はないと考えている。

表 6.1 液体キセノン中でのブレイクダウン電圧と推奨動作電圧の比較

素子	読み出し手法	V_{BD}	V_{hama}	$V_{hama} - V_{BD}$ (1チップあたり)
正常素子 A	チップ読み出し	45.3 V	56.2 V	10.9 V
正常素子 B	チップ読み出し	45.1 V	56.2 V	11.1 V
正常素子 C	単純4段直列接続	180.8 V	225.1 V	11.1 V
正常素子 C	ハイブリッド4段直列接続	45.4 V	56.3 V	10.9 V
Large Current 素子 D	チップ読み出し	45.2 V	56.2 V	11.0 V
Large Current 素子 D	単純4段直列接続	179.9 V	224.7 V	11.2 V
Current Offset 素子 E	チップ読み出し	45.5 V	56.7 V	11.2 V
Current Offset 素子 F	単純4段直列接続	162.9 V	223.2 V	15.1 V
Current Offset 素子 F	ハイブリッド4段直列接続	44.8 V	55.8 V	11.2 V
Strange I-V 素子 G	チップ読み出し	45.8 V	56.7 V	10.9 V
Strange I-V 素子 H	単純4段直列接続	185.2 V	228.1 V	10.7 V

図 6.18 にゲインの電圧依存性を示す。どの素子にも異常は見られない。

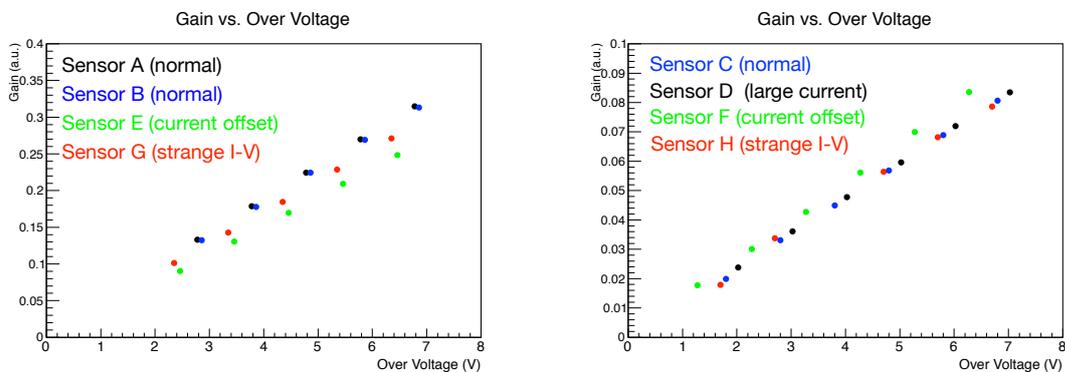


図 6.18 ゲインの電圧依存性

1 回目の測定では信号をセルフトリガーで取得することでダークノイズレートの測定を行った。図 6.19 に結果を示す。ここで環境放射線等に由来するシンチレーション光を取り除くため、2つ以上の素子で同時に信号を観測したイベントはオフライン解析で取り除いている。どの素子も実機での使用に問題ない程度のダークノイズレートを示しており、異常な素子と正常な素子との間で違いは見られない。

2 回目の測定ではアルファ線源を用いて真空紫外光に対する PDE を測定した。図 6.20 に結果を示す。異常な素子と正常な素子との間で違いは見られない*4。

*4 正常な素子を含めて比較的小さい PDE が観測されている。本試験は新しい反射防止コーティングを液体キセノン中に入れる試験と同時に行っており、導入した新しいコーティングにより、キセノンの純度が悪化したことが原因である可能性が高い。

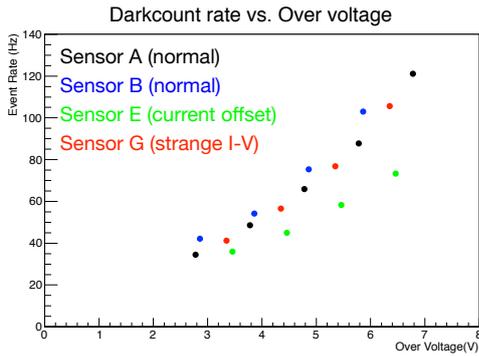


図 6.19 ダークノイズレートの電圧依存性。面積は 36 mm^2 である。解析においてシンチレーション光由来のイベント (80 Hz 程度) が差し引かれている。

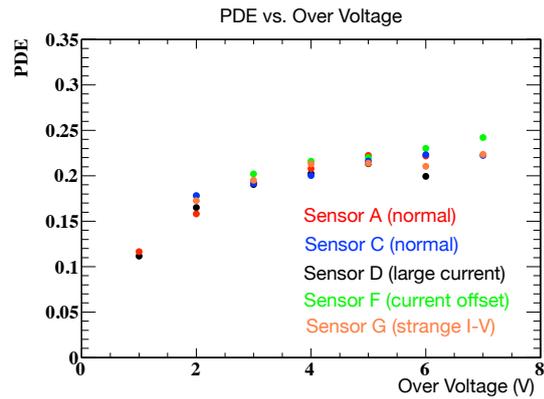


図 6.20 PDE の電圧依存性。異常な素子と正常な素子の間で違いは見られない。

6.2.4 まとめ

実機用に量産された素子 4180 個 (16720 チップ) の健全性を確認するため、常温において全チップの I-V 曲線を測定し、3 種類 31 チップの異常な素子を発見した。異常な素子に対しては液体キセノン中で性能を調べたが、実機での使用に問題となるような点は見られなかった。

実機用の素子はもともと 100 個程度の余裕を持って生産がなされており、念のためこれらの異常な素子は使用しない予定である。

第 III 部

シミュレーションを用いた実機の性能 評価

第7章

シミュレーション

3.4節で述べたように、MEG II 実験での液体キセノン検出器の性能はシミュレーションを用いて予測されていた。しかしながら先行研究である Upgrade Proposal [8] での性能評価は、真空紫外光に感度のある MPPC の開発が完了する前に行われたものであり、仮定している素子の性質は必ずしも適切な値となっていなかった。

信号事象由来のガンマ線に対して期待される実機の性能を正しく見積もるには、現実的なシミュレーションが必要不可欠であるため、測定された MPPC の性能の測定値 (第 II 部参照) に基づいた、現実的なシミュレーションソフトウェアを構築した。本章では液体キセノン検出器のシミュレーションについて述べる。

7.1 概要

本シミュレーションの目的は単独で入射した信号ガンマ線に対する検出器の応答を再現することである。そのため検出器に入射させる粒子としては 52.8 MeV の信号ガンマ線のみを仮定し、他のガンマ線とのパイルアップは考慮しない。

PMT の性能には MEG 実験で実証された値を仮定する。MPPC の性能には第 II 部で述べたような測定に基づいた値を用いる。本研究では MPPC の動作電圧には比較的高い電圧である Over voltage 7V を仮定する。高い電圧を用いる利点はある程度の PDE の向上が見られていることに加えて、ゲインが大きくなることによる S/N 比の向上が見込めることである。

エレクトロニクスはまだ開発が終わっておらず、性能には不定性があるが現時点でもっともらしい値を仮定する。

7.2 MEG II ソフトウェア

まず MEG II 実験のためのソフトウェアの概要について説明する。MEG II ソフトウェアは図 7.1 のような構造を持っている。シミュレーションにより測定器の応答を調べるには、測定したい粒子と物質の相互作用をシミュレートする必要がある。この目的のため、物理シミュレーションソフトウェア gem4 が Geant4 をベースに開発された。

また MEG II 実験においては全チャンネルからの波形を取得するため、シミュレーションにおいても波形シミュレーションを行う。ROOT 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 MEGBartender は、gem4 のシミュレーション結果をもとにこの役割を担う。

シミュレートされた波形は解析ソフトウェア MEGAnalyzer において波形解析およびイベント再構成が行われる。実機で取得する波形にも同じ解析ソフトウェアで解析が行えるようになっている。

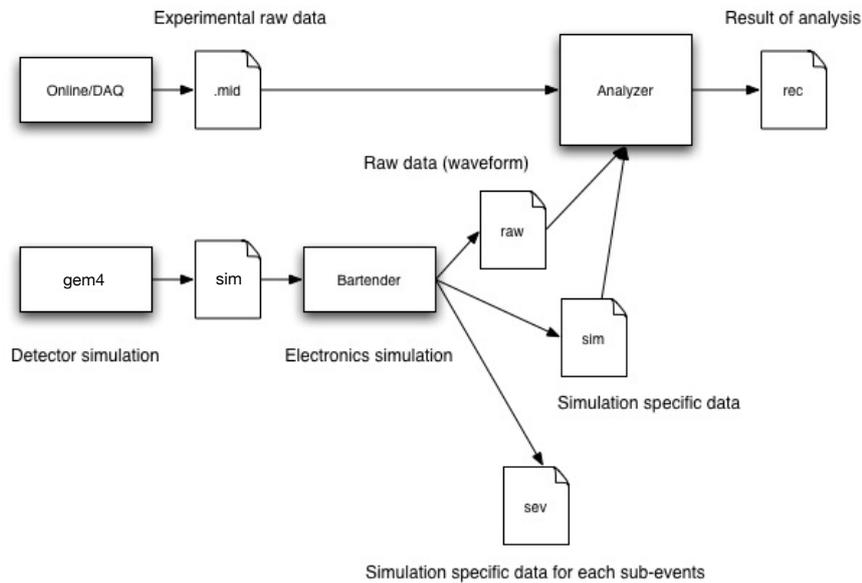


図 7.1 MEG II ソフトウェアの概要

7.3 物理シミュレーション

物理シミュレーションでは、検出器に信号ガンマ線が入射したときに各光センサーで検出される光電子数およびそれぞれの光電子の検出時刻をシミュレートする。これは以下のような手順で行われる。

まずビーム静止標の上で一様に生成された 52.8 MeV の信号ガンマ線を検出器に入射させ、物質でのエネルギー損失を計算する。ビーム静止標的と液体キセノンの間には超伝導磁石 COBRA やキセノン検出器自身の物質 (真空容器、MPPC、MPPC の支持構造など) が存在しており、シミュレーションでは当然これらの物質におけるエネルギー損失も考慮する。特にキセノン検出器自身の物質は、半導体検出器である MPPC の方が PMT よりも薄く物質量が少ないため MEG 実験と比較して少なくなっており、信号ガンマ線の検出効率にある程度の改善をもたらす。本研究では MPPC の支持構造の最終版デザイン (図 7.2) をシミュレーションに実装した。

次にシンチレーション光のシミュレーションを行う。シンチレーション光子はガンマ線の液体キセノン中でのエネルギー損失、エネルギーのシンチレーション光への変換効率 (W 値とよばれる)、シンチレーションの発光時間分布に基づいて、液体キセノンの各点で等方的に生成される。生成されたシンチレーション光子を Rayleigh 散乱、不純物による吸収、物質表面での反射を考慮しながら伝播することで、光センサーに光子が到達した時刻を計算することができる。

最後に光子から光電子を生成する。各光センサーにシンチレーション光子が到達したとき、ある一定確率で光電子を生成するかどうかの判定を行い、光電子が生成された場合はセンサーへの到達時刻を保存する。PMT では光電子の生成確率には実測の量子効率を使用する。MPPC では実測の PDE を再現するような確率を仮定する。すなわちクォーツ窓での透過率 (92%) と MPPC 表面での透過率 (鉛直方向の場合は 48%) は複素屈折率を用いて物理シミュレーションにより計算されているため、実測の PDE からこれらの効果を除いた確率を仮定する。

表 7.1 に物理シミュレーションにおける主要なパラメータの値を示す。

表 7.1 物理シミュレーションでの設定値

パラメータ	値	根拠
ガンマ線に対する W 値	21.7 eV	文献値 [14]
シンチレーションの発光時定数	45 ns	文献値 [5]
キセノンの発光波長 (中心値)	174.8 nm	文献値 [16]
キセノンの発光波長 (分布,FWHM)	10.2 nm	文献値 [16]
Rayleigh 散乱長	45 cm	MEG 実験での測定値および文献値 [17] [18]
吸収長	300 cm	MEG 実験での測定値 (純化後) [17]
PMT での光電子への変換効率	16%	MEG 実験で測定された量子効率
MPPC での光電子への変換効率	50%	PDE の測定値 22% (図 6.10 参照)

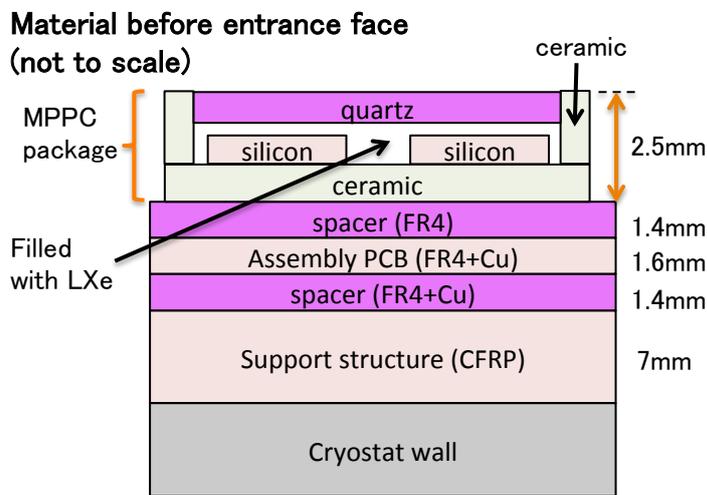


図 7.2 ガンマ線入射面に存在する物質。最終版の検出器デザインに基づいている。

7.4 波形シミュレーション

物理シミュレーションによって計算された各光センサーでの光電子の検出時刻から、波形シミュレーションでは各光センサーで得られる波形をシミュレートする。

波形シミュレーションは実測の 1 p.e. の波形をもとに行うため、まず 1 p.e. の波形をどのようにして得るかを説明したい。PMT の 1 p.e. 波形には MEG 実験のシミュレーションに用いられているのと同じ波形を使う。この 1 p.e. 波形はガンマ線イベントの実測の波形とシミュレーションで計算された光電子の検出時刻の分布に基づいて作られている [18]。

一方 MPPC では 1 p.e. のイベントを取り出すことができるため、より簡単に 1 p.e. 波形を得ることができる。図 7.3 に 4 段直列接続の測定データから電荷および波高が 1 p.e. であるイベントを取り出して作った平均波形を示す。この平均波形を次のような関数でフィットし、関数の形でシミュレーションへ実装する。

$$v = A \times (\exp(-(t - t_0)/\tau_{rise}) - \exp(-(t - t_0)/\tau_{fall}))$$

ここで A は高さ方向、 t_0 は時間原点を表すパラメータであり、 τ_{rise}, τ_{fall} が立ち上がり時間および立ち下がり時間を表すパラメーターである。

実機ではアンプの前に長いケーブルを用いることが計画されているが、図 7.3 からわかるように、これは波形の変化を引き起こすため、実機のシミュレーションではケーブルの影響を含めた波形を使用する。

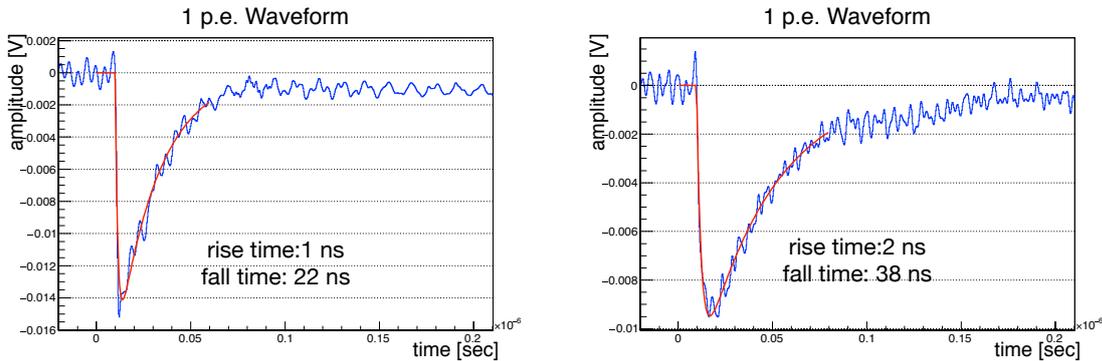


図 7.3 4 段直列接続での 1 p.e. 波形。

(左) アンプの前に短い (< 0.5 m) ケーブルを使用した場合。

(右) アンプの前に実機と同じ 10 m のケーブルを挿入した場合。

PMT での波形シミュレーションは、1 p.e. 信号の波形を光電子の検出時刻に従って足し合わせることで行われる。この際、検出時刻にガウス分布を用いたランダムなふらつきを加えることで TTS の効果を取り入れる。

MPPC に対しても同様に TTS を考慮しながら、1 p.e. 信号の波形を足し合わせることで波形シミュレーションを行えるが、クロストーク、アフターパルス、サチュレーションといった MPPC 特有の性質を考慮する必要がある。クロストークやアフターパルスは本来光電子が生成されない箇所に”偽の”光電子が発生する現象であり、シミュレーションにおいてもシンチレーション光に由来する光電子をもとに新たな”偽の”光電子を加えることで再現する。すなわち、クロストークは一定確率で隣接ピクセルに新たな光電子を同時刻に生成することで、アフターパルスは一定確率である時間分布に従って同じピクセルに新たな光電子を生成することで再現する。またダークノイズも”偽の”光電子を発生させる MPPC の特性であり、ランダムに一定確率で光電子をランダムなピクセルに生成することで再現する。これらの操作は時系列に従って繰り返し行われるので、クロストークで発生した光電子に対するクロストークといった高次の効果もシミュレートすることができる。

さらに MPPC ではサチュレーションの影響も考慮する。同じピクセルで 2 個以上光電子が生成された場合には、時系列で 2 つ目以降の光電子には、1 つ目の光電子からの経過時間とピクセルの回復時間から定まる重みをつけ、波高を小さくした 1 p.e. 信号を用いる。回復時間には 1 p.e. 信号の落ち上がり時間と同じ値を用いる。

最後に、以上の手順で生成された波形にエレクトロニクスの影響を加える。エレクトロニクスの影響の一つ目は有限のサンプリング周波数である。実機においては 1.6 GHz の周波数で波形をサンプリングする予定であり、シミュレーションでも同じサンプリング周波数で電圧を保存する。同時にダイナミックレンジの影響を考慮するため、波高がダイナミックレンジ -950 mV を超えた箇所は -950 mV として波形を保存する。

もう一つの影響はノイズである。MEG II 実験でのノイズに関する測定値は現状では存在しないため、本研究では MEG 実験で観測されたものと同じ性質のノイズ、すなわち周波数成分が実測を再現するように作られたホワイトノイズとピンクノイズの足しあわせを仮定している。ノイズレベルも MEG 実験での観測値を標準的な設定として採用する。

表 7.2、7.3、7.4 に物理シミュレーションにおける主要なパラメータの値を示す。

表 7.2 波形シミュレーションでの PMT の設定値

パラメータ	値	根拠
ゲイン	1.53×10^6	MEG 実験での実測値 [6] [17]
TTS (FWHM)	750 ps	MEG 実験での実測値 [6]

表 7.3 波形シミュレーションでの MPPC の設定値

パラメータ	値	根拠
ピクセル数	57600	最終版素子の設計値
Over voltage	7 V	MEG II での想定値
ゲイン (4 段直列接続)	0.8×10^6	測定値 (第 4 章参照)
ゲイン (2 段直列接続)	1.6×10^6	測定値 (第 4 章参照)
1 p.e. 波形の立ち上がり (4 段直列接続)	2 ns	測定値
1 p.e. 波形の立ち上がり (2 段直列接続)	6.5 ns	測定値
1 p.e. 波形の立ち下がり (4 段直列接続)	38 ns	測定値
1 p.e. 波形の立ち下がり (2 段直列接続)	49 ns	測定値
クロストーク確率	15%	測定値 (第 4 章参照)
アフターパルス確率	15%	測定値 (第 4 章参照)
ダークノイズレート	500 Hz	測定値 (6.2 節参照)
TTS (FWHM)	100 ps	標準的な MPPC での文献値 [15]

表 7.4 波形シミュレーションでのエレクトロニクス関連の設定値

パラメータ	値	根拠
アンプのゲイン (MPPC)	5	MEG II での想定値
アンプのゲイン (PMT)	3	MEG II での想定値
ダイナミックレンジ	-950 mV ~ 50 mV	MEG II での想定値
サンプリング周波数	1.6 GHz	MEG II での想定値
ノイズレベル (RMS)	0.3 mV	MEG 実験での実測値
ノイズの周波数成分	ホワイトノイズ + ピンクノイズ	MEG 実験での実測値 [19]

第 8 章

イベント再構成手法

前章では先行研究からの改善点として測定値に基づいた現実的なシミュレーションの構築について説明したが、先行研究にはもう一つ改善すべき重要な点が存在する。それはイベント再構成アルゴリズムである。先行研究では MEG 実験での再構成アルゴリズムに最低限の修正を加えて使用しており、MEG II キセノン検出器の性能を最大限取り出しているとは言えなかった。そのため、MEG 実験のアルゴリズムをベースとしつつも、MEG II 実験用に最適化したイベント再構成手法の開発を行った。本章では開発された MEG II 実験用再構成アルゴリズムに関して、まず 8.1 節で概要を述べたのちに、8.2 節から 8.6 節でそれぞれの詳細について述べる。

8.1 概要

キセノン検出器におけるイベント再構成の役割は各光センサーで取得された波形からガンマ線のヒット位置、エネルギー、ヒット時間を再構成することである。このイベント再構成のプログラムは役割ごとに分割されており、図 8.1 のような構造を持っている。

まず取得した波形データから各光センサーでのパルス電荷や検出時刻を取り出すための波形解析を行う。得られたパルス電荷はゲインや PDE (QE) およびクロストーク、アフターパルスによる光電子数の増幅率を用いて、電荷から光電子数や光子数へ変換されたのちイベント再構成アルゴリズムに送られる。

イベント再構成ではまずはじめにヒット位置の再構成を行ったのちに、エネルギーとヒット時間の再構成を行う。これはエネルギーやヒット時間の再構成では、再構成されたヒット位置を用いて位置の関数としての補正や TOF (Time Of Flight) の評価といった操作を行うからである。

8.2 波形解析

8.2.1 パルス電荷の計算

通常のチャンネルでのパルス電荷計算方法

前節でも述べたように波形解析の目的は波形からパルス電荷および検出時刻の情報をとり出すことである。パルス電荷の計算は信号がダイナミックレンジ内に収まっている通常のチャンネルと、信号が波形デジタイザーのダイナミックレンジを超えてしまうような Over range チャンネルでは異なる手法で行う。まず通常のチャンネルに対するパルス電荷の計算方法について述べたのち、Over range チャンネルに対する計算方法について説明する。

通常のチャンネルではパルス電荷は以下の手順で計算される (図 8.2)。まず基準となる時刻を得るため

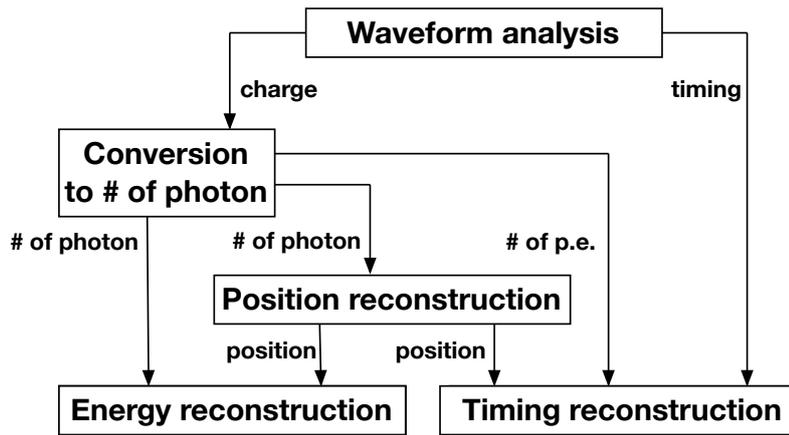


図 8.1 イベント再構成の概要

に、全 PMT からの和をとった波形を計算し、ピークに対応する時刻 (電圧が最低となる時刻) を求める。次に各チャンネルの波形に対してパルスが到達する前の時間領域における電圧の平均値から、そのチャンネルにおけるベース電圧を評価する。最後にピーク周辺の固定時間幅で積分を行うことによりパルス電荷を得ることができる。このときベース電圧のふらつきの影響を減らすためにベース電圧に相当する分の電荷は差し引く。

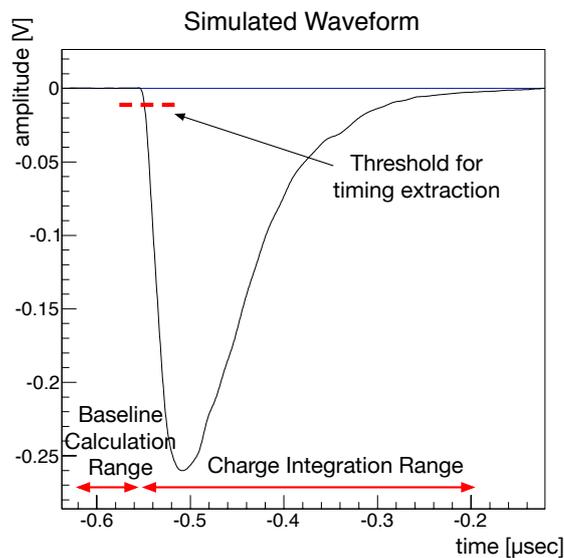


図 8.2 通常チャンネルに対する波形解析

Over range チャンネルでのパルス電荷計算方法

信号が波形デジタイザのダイナミックレンジを超えてしまったようなチャンネルに対しては、信号のピーク周辺で電圧が正しく保存されない (図 8.3)。このような波形に対して単純に波形を積分してしまうと、保存されている波高が真の波高よりも小さいため、電荷を小さく見積もってしまう。このような Over range チャンネルは浅いイベントの大半に存在している (図 8.4)。これらは光電子数が大きいためイベント再構成に重要なチャンネルであり、波形から情報を正しく取り出す必要がある。

Over range チャンネルでは電荷積分に Time Over Threshold (TOT) と呼ばれる手法を用いる。これはまず波形がある閾値 (Threshold) を超えている時間 (Time Over Threshold) を求め、Time Over Threshold と電荷の関係からダイナミックレンジが十分だった場合の真の電荷を求める手法である。Time Over Threshold と真の電荷の関係には Over range が起きていない信号の波形からあらかじめ計算しておいたものを使用する (図 8.5)。

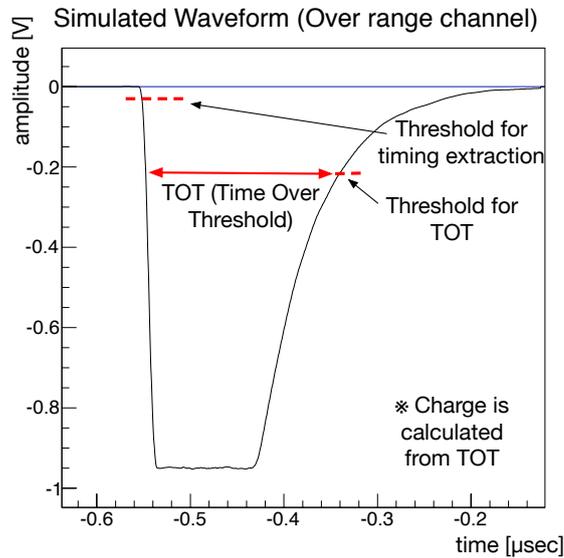


図 8.3 Over range チャンネルに対する波形解析

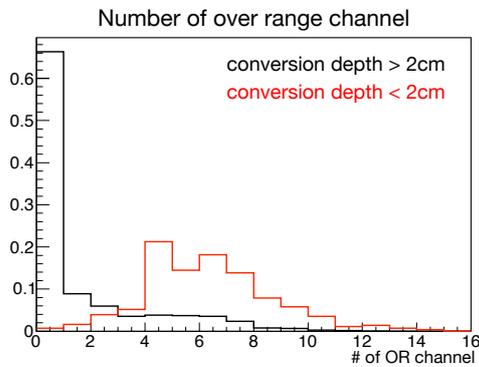


図 8.4 各イベントでの Over range チャンネル数の分布 (面積で規格化している)。浅いイベントの大半に Over range チャンネルが存在する。

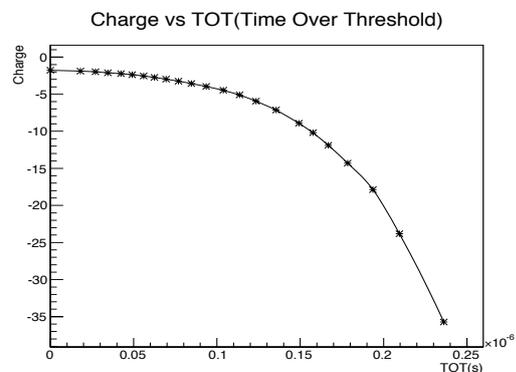


図 8.5 あらかじめ計算された電荷と Time Over Threshold の関係

8.2.2 検出時刻の計算

計算方法

検出時刻は波形がある閾値を超えた時刻を計算することにより求める。波形は有限のサンプリング周波数で取得されているので、時刻の計算には隣接 2 点間での線形補間を使用する。適切な閾値を用いることは良い精度で検出時刻を得るために重要であり、閾値はそれぞれの波形に対してパルス電荷の関数として

計算している*1。

Over range チャンネルにおいても、閾値を決める際に TOT で得られた電荷を用いる点を除けば通常のチャンネルと同じ手法で検出時刻を評価することができる。

閾値の最適化

ここでは到達時刻の計算をする際に重要なパラメータである閾値の最適化について議論する。

まず PMT に対しては MEG 実験と同様に波高の 30% を閾値に使うことにする。以下では MPPC に対してどのような閾値を用いるか考えたい。図 8.6 に閾値の値を変化させた際に時間分解能がどう変化するかを様々な光電子数に対して示す。ただしここで言う時間分解能とはガンマ線のヒット時間を基準とした分解能である*2。アルファ線に対する実測の時間分解能 (5.3 節参照) と同じように、ある値までは閾値を下げれば下げる程分解能がよくなるが、ある値を境に悪化に転じていることがわかる。この傾向は、閾値が小さいほどシンチレーション光の統計的なふらつきの影響が減少する一方で、用いる閾値が小さすぎるとノイズや TTS の影響が大きくなることにより分解能の悪化が起きるからだと考えられる。

本研究ではパルス電荷の関数として閾値を決めるようにし、それぞれのチャンネルで最も良い分解能が得られる閾値を用いることで、波形から時間情報を最大限に取り出すことにする。図 8.7 にそれぞれの MPPC から得られた時間精度を光電子数の関数として示す。光電子数が大きいほど良い時間情報が得られていることがわかる。

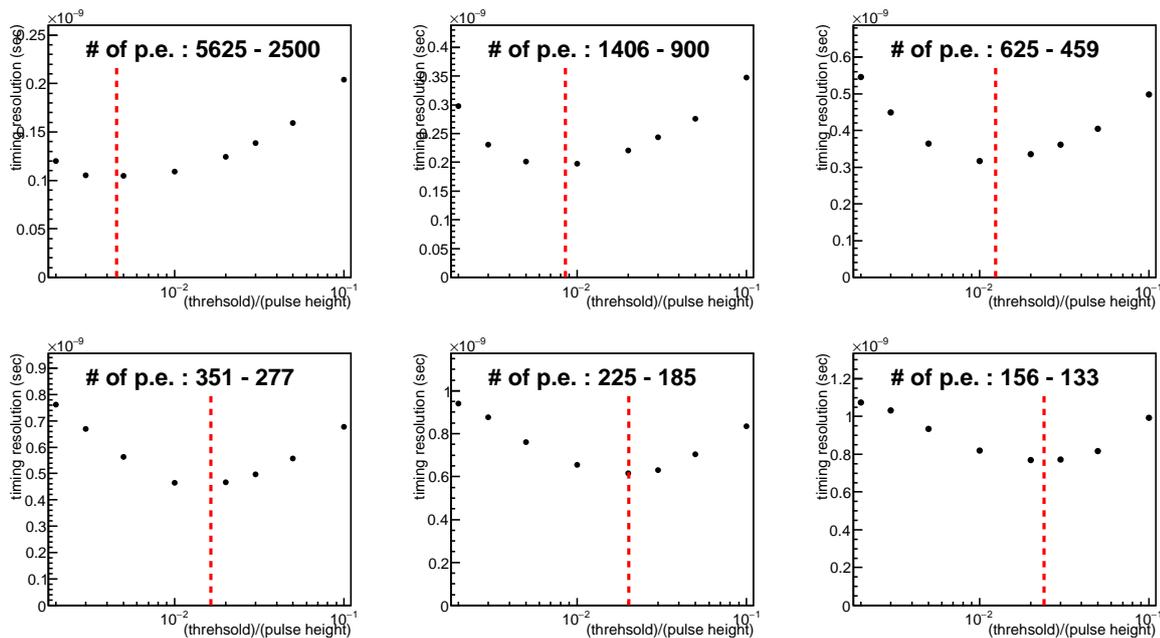


図 8.6 時間分解能と閾値の値の関係 (4 段直列接続を用いた MPPC)。標準的なノイズレベルを仮定)。横軸の閾値の大きさは波高に対する相対的な大ききで示している。赤い線で示された最も良い分解能が得られる閾値をそれぞれのチャンネルで使用する。

*1 ここで波高ではなく電荷から閾値を決めるのは、波形積分がローパスフィルタとして機能するため、高周波ノイズの影響を受けづらくなるからである。

*2 実際にはこの最適化はヒット位置からセンサーまでの TOF や Timewalk の影響補正してから実行される。これらの補正については 8.6 節参照のこと

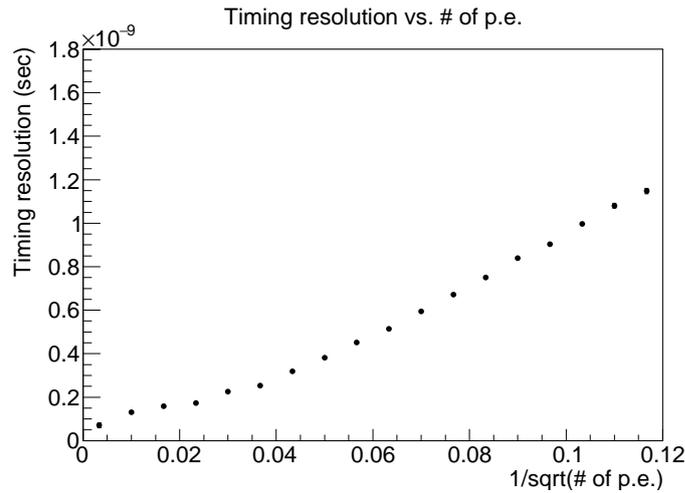


図 8.7 光電子数の関数としてプロットした時間分解能 (4 段直列接続を用いた MPPC 信号。標準的なノイズレベルを仮定。)

8.3 電荷から光子数への変換

波形解析により得られた電荷をイベント再構成に用いるには、電荷を光電子数や光子数に変換する必要がある。これはゲインや PDE(QE) の異なる MPPC と PMT という 2 種類の光センサーを用いており、また実機においては素子間で特性に個性があるからである。 i 番目のチャンネルで検出された電荷 Q_i からそのチャンネルの光電子数 $N_{phe,i}$ 、光子数 $N_{pho,i}$ への変換は以下の式に従って行う。ただし、 $G_{sensor,i}$ は光センサーのゲイン、 G_{amp} はアンプのゲイン、 PDE_i は MPPC の PDE、 QE_i は PMT の QE、 $N_{CTAP,i}$ は MPPC におけるクロストーク、アフターパルスによる光電子数の増幅率 (4 章参照)、 e は電子の素電荷である。

$$N_{phe,i} = Q_i / G_{sensor,i} / G_{amp} / e$$

$$N_{pho,i} = \begin{cases} N_{phe,i} / PDE_i / N_{CTAP,i} & (\text{for MPPC}) \\ N_{phe,i} / QE_i & (\text{for PMT}) \end{cases}$$

ここで注意が必要なのは $G_{sensor,i}$, PDE_i , QE_i , $N_{CTAP,i}$ にどのような値を用いるかである。シミュレーションを用いた研究ではこれらの値はシミュレーションへの入力値であったり、シミュレーション結果から知ることのできる値である*3。しかし実機においては特性は素子ごとに異なるため、これらの値は検出器のキャリブレーションで測定する必要がある。較正の精度が十分ではなく正確な値を知ることができなかった場合には、光電子数や光子数の評価の精度を通して検出器の性能に悪影響を与える可能性がある。

本稿ではまずシミュレーションでの真の値を用いて電荷を光子数に変換する場合を標準的な設定として議論を進める。その後 10.2 節において較正の精度が検出器の性能にどの程度影響を与えるか議論することとする。

*3 シミュレーションでは $N_{CTAP,i}$ はクロストーク、アフターパルスをシミュレートする場合としない場合の電荷の比から求めることができる。

8.4 位置再構成

位置の再構成では、ガンマ線入射面に置かれている MPPC で検出された光子数の分布から、ガンマ線が初めてキセノンと相互作用したヒット位置を再構成する。位置再構成のアルゴリズムは光子数分布のフィット、フィット結果に対する補正、フィット範囲の選択の 3 段階から構成されている。本節ではそれぞれの操作を順を追って説明する。

8.4.1 光子数分布のフィット

まず各 MPPC に到達する光子数がヒット位置から MPPC の有感領域を見込む立体角の大きさ $\Omega(x, y, z)$ に比例すると仮定して、次のカイ二乗値を最小にするようなヒット位置 (x, y, z) をフィットにより求める*4。

$$\chi_{pos}^2 = \sum_i \left(\frac{N_{pho,i} - C \times \Omega_i(x, y, z)}{\sigma_{pho,i}(N_{pho,i})} \right)^2$$

C はシンチレーションの光量を示すパラメーターであり、フィットにおいてはフリーパラメーターとして扱われる。 $\sigma_{pho,i}(N_{pho,i})$ はそれぞれのチャンネルでの光子数の評価誤差であり、統計的なふるつきから以下のように求められている。

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

上記のような再構成法ではヒット位置以外の点から飛来してくるシンチレーション光のことを考慮していないため、ヒット位置の後方に広がるシャワーの形状からできるだけ影響を受けないようなフィット範囲、すなわちヒット位置周辺のできるだけ狭い範囲に存在する MPPC のみをフィットに用いることが望ましい。しかし一般にヒット位置が深いイベントほど MPPC に到達する光子数の分布が平坦になるため、適切な精度で位置を再構成するにはより広いフィット範囲を使用する必要がある。つまり適切なフィット範囲は主に深さに依存してイベント毎に異なる。

このような知見は MEG 実験において既に得られていたが、選べるフィット範囲の候補が限られおり、2通りの範囲しか用いることができなかった。MEG II 実験では MPPC により実現される高精細読み出しのおかげで、より効果的にフィット範囲の選択を行うことができ、6通りの範囲からイベント毎に最善のものを選んでいく。

8.4.2 フィット結果の補正

前項で述べたようにフィットにより得られるヒット位置は、ヒット位置後方に広がるシャワーの影響を受けるため、真のヒット位置と比較するとバイアスが存在する。例えば入射面の面内方向ではフィット結果はシャワーと同じ方向にバイアスされるし、入射面に垂直な深さ方向ではフィット結果が深くなる方向にバイアスされる。シャワーの発展方向はイベント毎に異なるため、これらのバイアスを補正することで位置決定精度を向上させることができる。本研究のアルゴリズムでは位置の関数として行うグローバル補正とフィット結果から取り出したシャワー発展方向の情報を用いたシャワー補正という 2 種類の補正を用いる。

*4 各光センサーの位置を検出光子数で重みをつけた平均値といったより簡易的な再構成手法も考えられる。これらはフィットの初期値として用いられている他、DAQ 中のオンラインモニターにも有用である。

グローバル補正

グローバル補正ではフィットされた位置を自分自身の関数に従って補正を行う。補正関数はフィットされた位置と物理シミュレーションから得られる真のヒット位置 (MC truth のヒット位置) を比べることで求める。図 8.8 に u 方向の補正の概要を示す。右側のプロットはフィット結果 u_{fit} と MC truth の u_{mc} の差を u_{fit} の関数として表しており、 $u_{fit} - u_{mc}$ が u_{fit} に依存していることが確認できる。つまり左の図で言うと、赤の部分の大きさが青の部分に依存していることになる。このようなバイアスはシャワーの発展方向がガンマ線入射方向と同じ方向を向きやすいことに起因すると考えられる。補正関数はここで見えている依存性を打ち消すように定める。

図 8.9 に v, w に対する同様のプロットを示す。 u とは異なり、 v 方向ではバイアスが見られないことがわかる。 v 方向ではガンマ線ヒット位置の v の値が大きくとも、ガンマ線は入射面に垂直に入射するからである。 w 方向では既に議論したように、フィット結果がヒット位置後方のシャワーに引っ張られることで、ヒット位置が深く評価されるようなバイアスが見られおり、これも適切な関数で補正する。

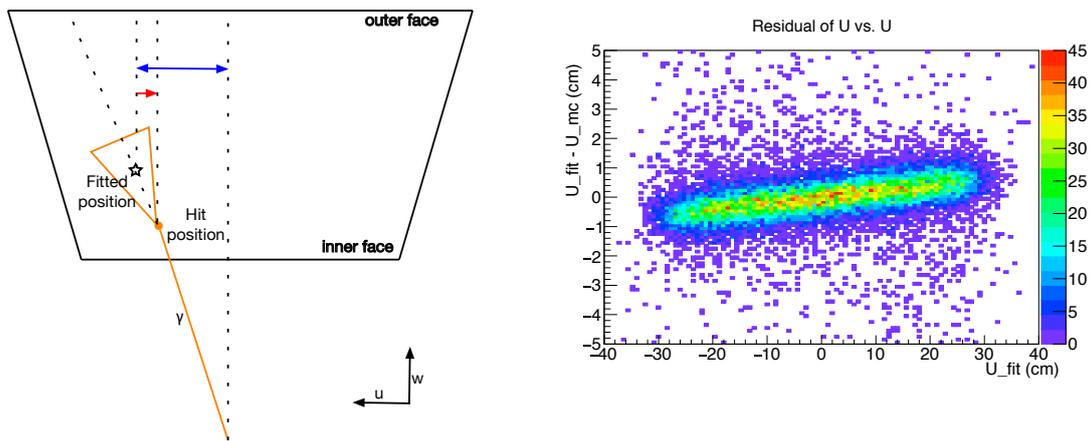


図 8.8 (左) u 方向のバイアスの原因。真のヒット位置の u が大きければ大きいほど、シャワーは入射面に対して斜めに入射しやすくなり、フィット結果と真の位置のずれ (図中の赤) は大きくなる。(右) $u_{fit} - u_{mc}$ と u_{fit} の相関

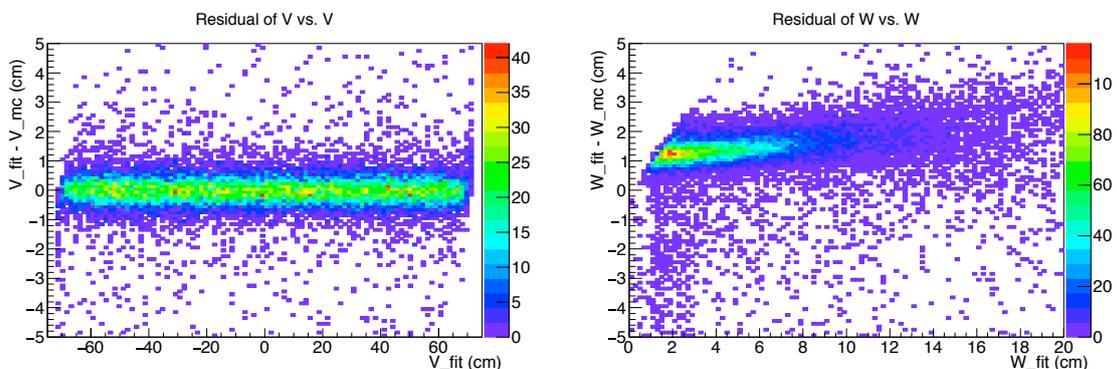


図 8.9 (左) $v_{fit} - v_{mc}$ と v_{fit} の相関。 u とは異なりバイアスは見られない。(右) $w_{fit} - w_{mc}$ と w_{fit} の相関。フィット結果は真の位置より深くなるのがわかる。

シャワー補正

グローバル補正はヒット位置が同じである全てのイベントに対して一様に発生するようなバイアスを取り除くための補正であった。一方シャワー補正では、ヒット位置が同じであってもイベント毎に異なるシャワー発展方向の影響を可能なかぎり補正することを目的とする。すでに議論してきたようにフィット範囲が広ければ広いほどシャワーの向きからバイアスを受けるため、この性質を逆手にとることで、シャワー発展方向の情報を異なるフィット範囲を用いたときのフィット結果の差から引き出すことができる。図 8.10 に u 方向の場合の例を示す。この相関をなくすように補正をする。

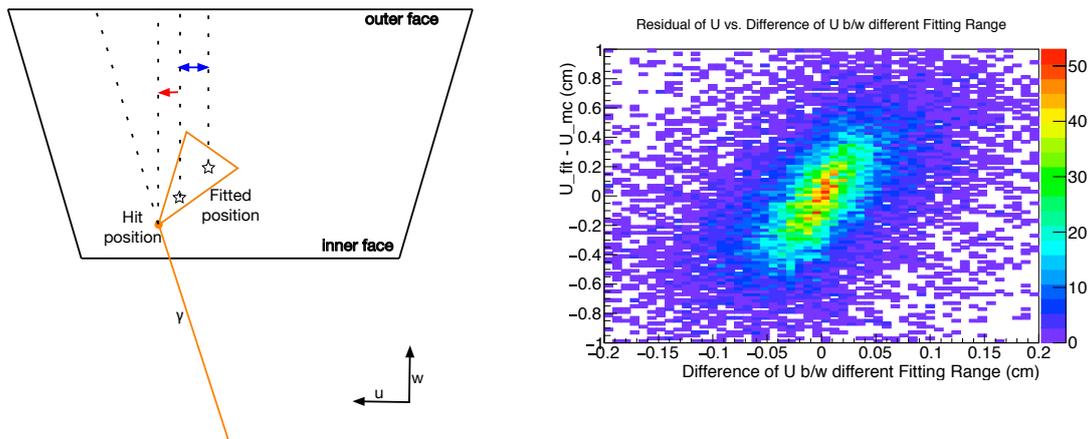


図 8.10 (左) 異なるフィット範囲を使用したフィット結果の差 (青) からシャワー発展方向の情報を取り出し、イベントごとに異なるシャワー発展方向のバイアス (赤) を補正する。(右) $u_{fit} - u_{mc}$ (左図の赤) と異なるフィット範囲を用いたときの u_{fit} の差 (左図の青) の相関。

8.4.3 フィット範囲の選択

以上の補正を行った後の位置分解能を、それぞれのフィット範囲に対して深さの関数としてプロットしたグラフを図 8.11 に示す。浅いイベントに対しては狭いフィット範囲を、深いイベントでは広いフィット範囲を用いると良い分解能が得られるという傾向が見られており、この結果に基づき深さに応じて用いるフィット範囲を変化させる。

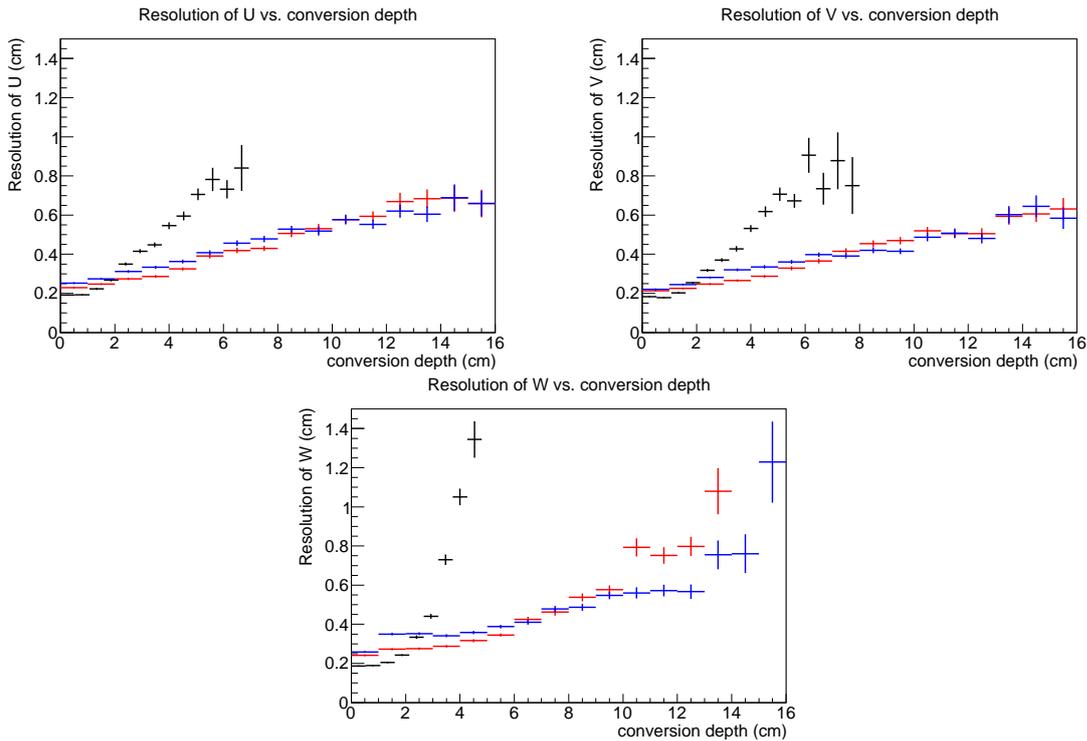


図 8.11 フィット範囲を変えた際の u, v, w の分解能の変化。黒、赤、青の順にフィット範囲が広くなる。深いイベントに対してはより広いフィット範囲を用いたほうが良いことがわかる。

8.5 エネルギー再構成

8.5.1 アルゴリズムの概要

エネルギーの再構成では、全ての光センサーで検出された光子数に適切な重み付けをした総和の値からガンマ線が液体キセノンに落とした総エネルギーの値を再構成する。具体的には以下の式を用いる。

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

ここで α_i はそれぞれの光センサーに対する重みづけであり、周囲に存在するデッドスペースを含めたそれぞれの光センサーが担当している領域の面積と、センサーの有感領域の面積の比を用いる。MPPC が入射面に敷き詰められているのに対し、PMT は他の面にまばらに置かれているため、PMT には MPPC と比べて平均して 3 倍ほど大きな重みがつけられる。 $F(u, v, w)$ はヒット位置の関数としての補正関数であり、 C は光子数からエネルギーへの変換係数である。

8.5.2 ヒット位置による補正

それぞれの光センサーに定数の重みをつけて和を取るだけでは、シンチレーション光が放出された位置によって光センサーを見込む立体角が異なることが考慮されていないため、計算されたエネルギー値はガンマ線が検出器のどこにヒットしたかに依存する。この依存性を再構成されたヒット位置の関数 $F(u, v, w)$ によって補正をする。

図 8.12 に 52.8 MeV 信号ガンマ線に対して再構成されたエネルギーの位置依存性を示す。実機においては CW や CEX を用いて得られる単色ガンマ線に対する応答が一様となるように補正関数を求める予

定だが、本研究では簡単のためシミュレーションでの信号ガンマ線に対する応答が一様となるように補正関数を求める。

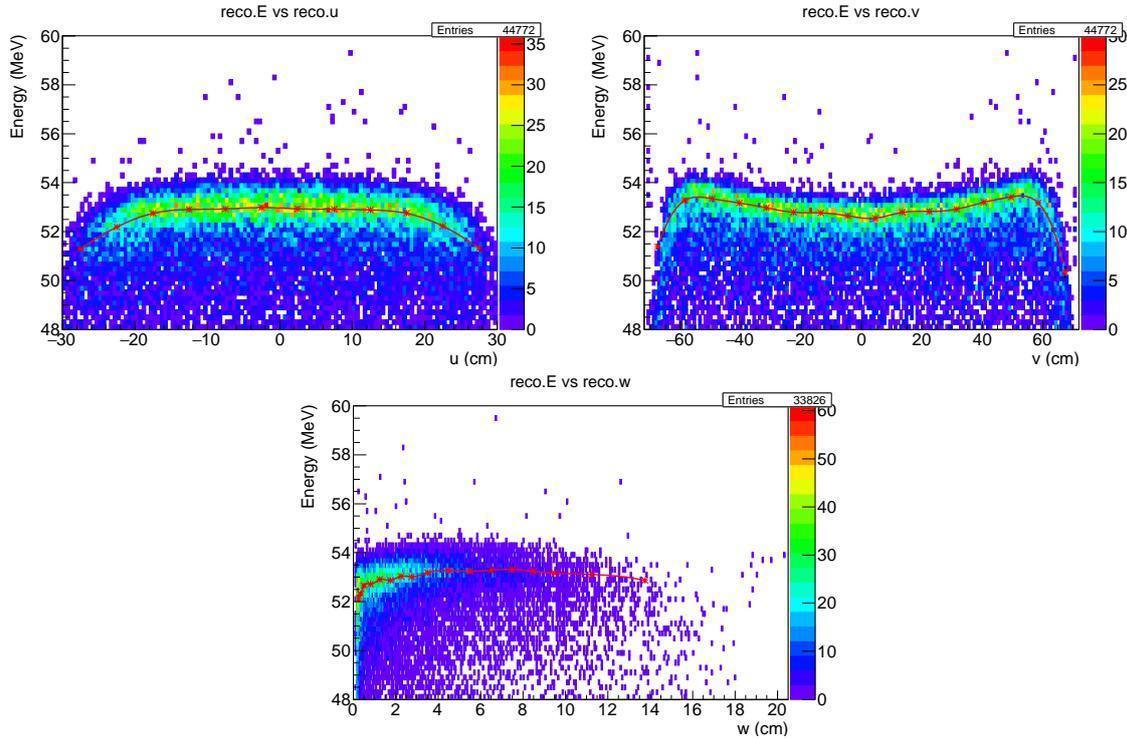


図 8.12 再構成されたエネルギーの位置依存性。依存性を消すために赤線で示された関数に従って補正を行う。

8.6 時間再構成

8.6.1 アルゴリズムの概要

時間の再構成では光センサーで信号を検出した時刻からガンマ線がキセノンにヒットした時刻を再構成する。1つのチャンネルからの時間精度はせいぜい 100 ps 程度であるが、多数の光センサーからの時間情報を用いることにより、数 10 ps の精度でヒット時間を知ることができる。

各光センサーで光子を検出した時刻をヒット位置から光センサーまでの TOF や Timewalk の影響などを補正しながら、フィットすることによりヒット時間の再構成を行う。時間再構成アルゴリズムは光センサーでの検出時刻のヒット位置への引き戻し、Maximum likelihood を用いたフィット、フィット結果に対する補正の 3 段階からなっており、以下で順を追って説明する。

8.6.2 信号検出時刻のヒット位置への引き戻し

時間再構成の元になるのは各光センサーから取得した信号に対して波形解析をして得られる検出時刻である。複数の光センサーを用いてフィットを行うためには、それぞれの光センサーでの検出時刻 $t_{sensor,i}$ から、各光センサー単体から推定されるガンマ線のヒット時刻 $t_{hit,i}$ を得る必要がある。 $t_{hit,i}$ は次の式で求められる。

$$t_{hit,i} = t_{sensor,i} - t_{delay,i}$$

$$t_{delay,i} = t_{prop}(d_i) + t_{indir}(\eta_i) + t_{walk}(N_{phe,i}) + t_{offset,i}$$

$t_{prop}(d_i)$ は再構成されたヒット位置から各光センサーまでの TOF であり、ヒット位置と光センサー間の距離 d の関数として得られる。実際には TOF は距離 d のみならず光センサーに対する入射角に依存することが MEG 実験およびシミュレーションで知られている。これは入射角度が大きいほどヒット位置から一度散乱されてセンサーに到達する間接光のしめる割合が増加することで、検出時刻が平均的に遅くなることが原因だと理解されている。この効果を補正する項が $t_{indir}(\eta_i)$ であり、ヒット位置と光センサーを結ぶ直線の光センサーに対する入射角 η の関数として得られる。

実機においては $t_{prop}(d_i), t_{indir}(\eta_i)$ の関数形は CEX キャリブレーションで測定に基づいて決める予定である。すなわち、55 MeV のガンマ線を打ち込んだときの各光センサーの検出時刻を測定し、時間の基準にはリファレンス検出器を、ガンマ線のヒット位置には再構成された位置を用いることで、関数形を得る。本研究では簡単のためこれらの関数系は物理シミュレーションを用いて求める。図 8.13 に補正前の距離、角度依存性を示す。この依存性を打ち消すように補正を行う。

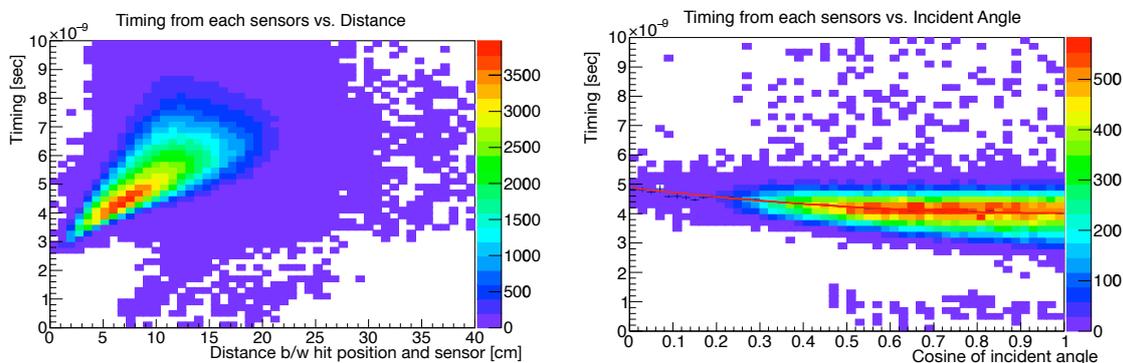


図 8.13 (左) $t_{sensor,i}$ の距離依存性。(右) $t_{sensor,i}$ の角度依存性。

$t_{walk}(N_{phe,i})$ は Timewalk の補正項であり、光電子数 $N_{phe,i}$ の関数として得られる。関数形は $t_{prop}(d_i, v_{eff})$ などと同様に、実機では CEX を用いて、本研究ではシミュレーションの結果から求める。図 8.14 ではヒット位置に引き戻された各光センサーでの検出時刻と基準となる時間の差を光電子数の関数としてプロットしており、ここで見えている傾向を Timewalk として補正する。PMT と MPPC では波形や用いている閾値が異なるため、Timewalk の補正には別々の関数を使用する。

また PMT と MPPC の間では光電子数依存性が異なるだけでなく、波形や波形解析で時間決定に用いる閾値が異なるので、光子が光センサーに到達してから閾値を超えるまでの時間が異なる。このオフセットを補正するための項が $t_{offset,i}$ であり、MPPC、PMT の双方に別々の定数を与える。

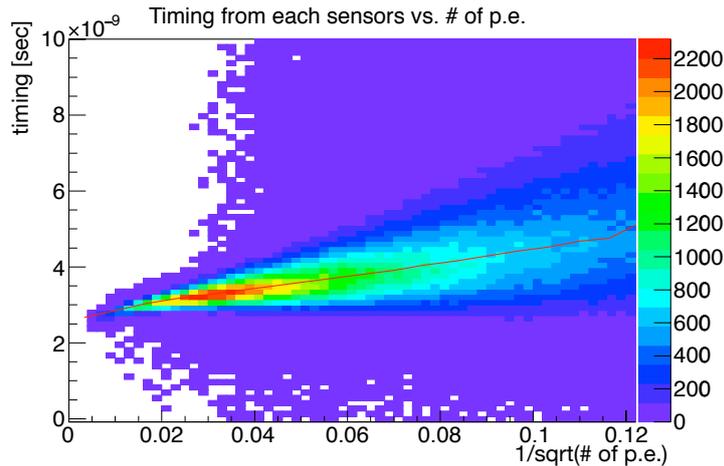


図 8.14 MPPC での距離・角度依存性を補正後の $t_{hit,i}$ と光電子数の相関。この相関を timewalk として光電子数の関数として補正する。

8.6.3 フィット

各光センサー単体から推定されるガンマ線のヒット時刻 $t_{hit,i}$ を用いて、ガンマ線のヒット時刻 t_{LXe} をフィットにより求める。フィットに参加させる光センサーには十分な数 (25 p.e. 以上) の光電子を検出していること、および再構成したヒット位置からシンチレーション光が直接到達することができる (他のセンサーなどの影に入っていない) ことなどを要求する。フィットには Maximum likelihood 法を用いており、次の Likelihood 関数 L を最大化することで t_{LXe} を求める。

$$L(t_{LXe}) = \prod_i f(t_{hit,i} - t_{LXe}, N_{phe,i})$$

$$f(dt, N_{phe}) = \text{ExpGaus}(dt, \sigma(N_{phe}), \tau(N_{phe}))$$

$$\text{ExpGaus}(dt, \sigma, \tau) = \begin{cases} \exp(-dt^2/2\sigma^2) & (dt < \sigma^2/\tau) \\ \exp(-dt/\tau + \sigma^2/2\tau^2) & (dt > \sigma^2/\tau) \end{cases}$$

確率密度関数にはガウス分布とそれになめらかに接続する指数関数からなる関数 (ExpGaus と呼ばれる) を用いる。確率密度関数の形を特徴づけるのは二つのパラメータ $\sigma(N_{phe}), \tau(N_{phe})$ であり、単純化するならば $\sigma(N_{phe})$ はその光電子数における時間分解能、 $\tau(N_{phe})$ は光電子数が小さい時に支配的となるシンチレーション光子が確率的に飛来しない効果を表している。これらのパラメータはそれぞれの光電子数における $t_{hit,i}$ の分布を再現するように決められている。図 8.15 に $t_{hit,i}$ の分布の例、すなわち図 8.14 のプロットに timewalk の補正を行った後である特定の光電子数のチャンネルだけ取り出したものを示す。

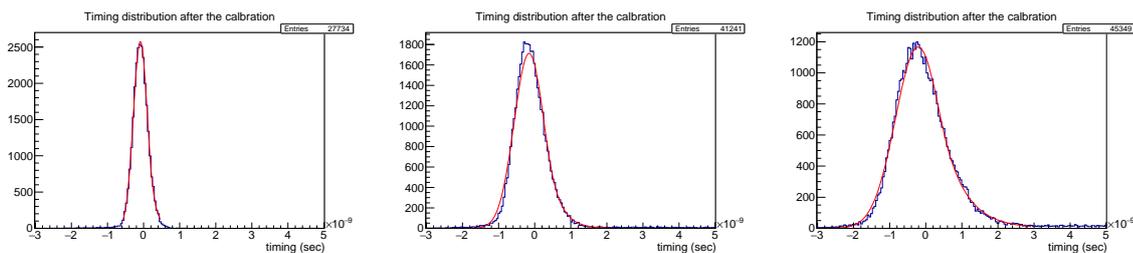


図 8.15 timewalk を補正後の $t_{hit,i}$ の分布。左から順に光電子数が 1400, 500, 250 p.e. の場合である。光電子数が小さくなるほど $\tau(N_{phe})$ で特徴付けられるテールが存在するようになる。

8.6.4 位置依存性の補正

以上で得られたガンマ線ヒット時刻は位置への依存性 (図 8.16) を持っている。依存性の原因は理解できていないが、分解能向上のためにそれぞれ補正を行う。

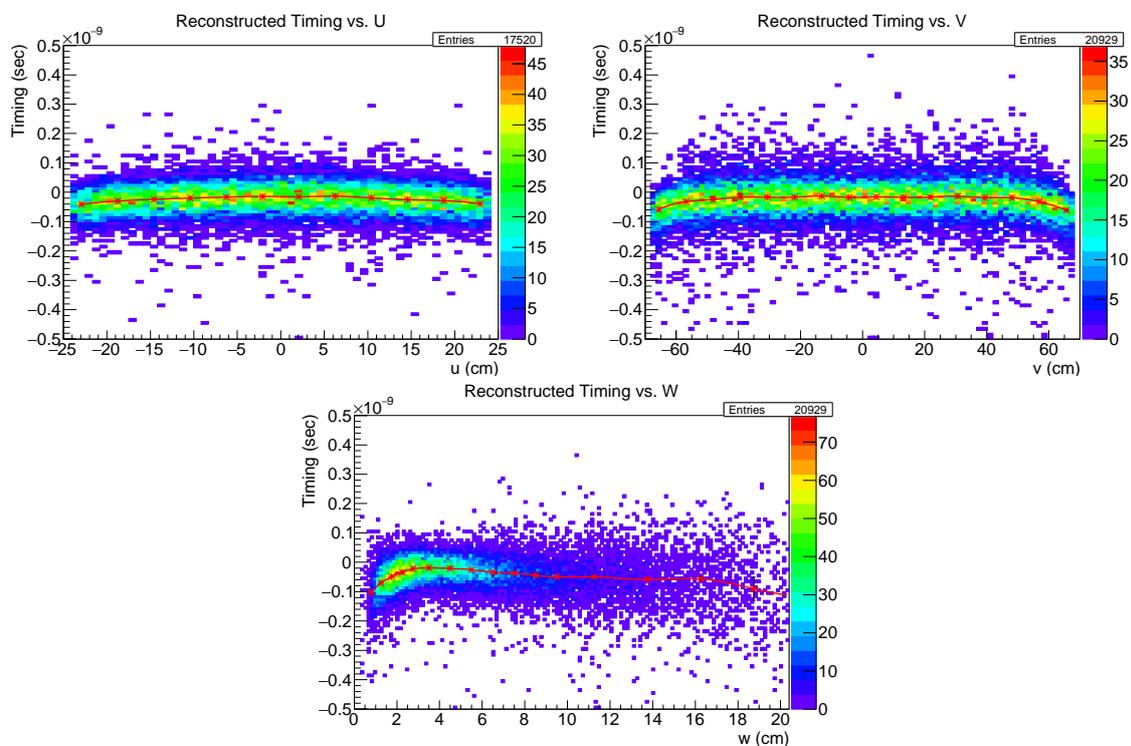


図 8.16 再構成されたヒット時刻の位置依存性

第9章

検出器デザインの最適化

第7章・8章で述べたシミュレーションおよび再構成アルゴリズムを使用して、MEG II 液体キセノン検出器のデザインの最適化を行った。

9.1 信号読み出し手法の最適化

3.2節においてMPPCの信号読み出しに直列接続を使うことが必要であり、つなぎ方に2段直列接続と4段直列接続という2つの候補が存在することを述べた。また第II部で述べたようにこの2種類の直列接続法は実際の素子で試験されており、実機の性能に影響を与える可能性があるような違いが見られていた。そのためシミュレーションを用いて実機の性能を比較することで、どちらの接続法を採用するかを決めることにした。本節では2種類の直列接続法を用いた際の実機の性能を比較する。

9.1.1 2種類の接続法の利点と欠点

まず双方の直列接続法の利点と欠点をまとめておきたい。2段直列接続の利点は4段直列接続に比べてゲインが2倍あるという点である。これは2段直列接続の方がパルス電荷という観点ではS/N比において優れているのみならず、実機で予定しているMPPCのキャリブレーションにおいて1 p.e. 信号ピークを容易に見られるという利点をもつ^{*1}。対して4段直列接続は信号の時定数が小さいという特徴を持つ。これはより良い時間分解能が得られる可能性がある点^{*2}に加えて、複数のガンマ線がパイルアップしていることを解析で判定する際にも有利に働くと期待できる。

9.1.2 シミュレーションによる性能比較

シミュレーションにより2段直列接続が持つ大きなゲインが検出器の性能を向上させるのかどうかを調べた。図9.1にシミュレートされたガンマ線に対する波形を示す。2段直列接続の方が時定数の大きな波形を持っていることがわかる。

まずMEG実験と同じノイズがある場合の性能を調べた。図9.2は再構成されたエネルギーの分布を示

^{*1} 1 p.e. 信号の波高はどちらの直列接続でもそれほど違いがないため、波高で定義した時のS/N比には大きな違いがないことには注意が必要である。すなわち2段直列接続で多く得られる電荷はパルス信号の立ち上がりが遅いことに由来しており、光電子数を評価するための積分電荷の計算精度には貢献するが、波形の立ち上がりをを用いて計算する検出時間の精度には貢献しない。

^{*2} 5.3節で述べたようにアルファ線由来の信号に対しては違いが実測で確認された。

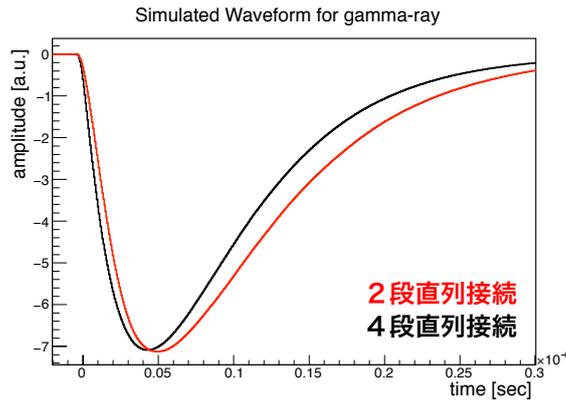


図 9.1 ガンマ線に対する波形の比較

しているが、2つの直列接続のあいだで違いが見られない。MEG 実験よりも大きなノイズをこうむってしまった場合も考慮したが、この場合でも違いは見られない。またどちらの場合でも、位置分解能に違いは見られなかった。

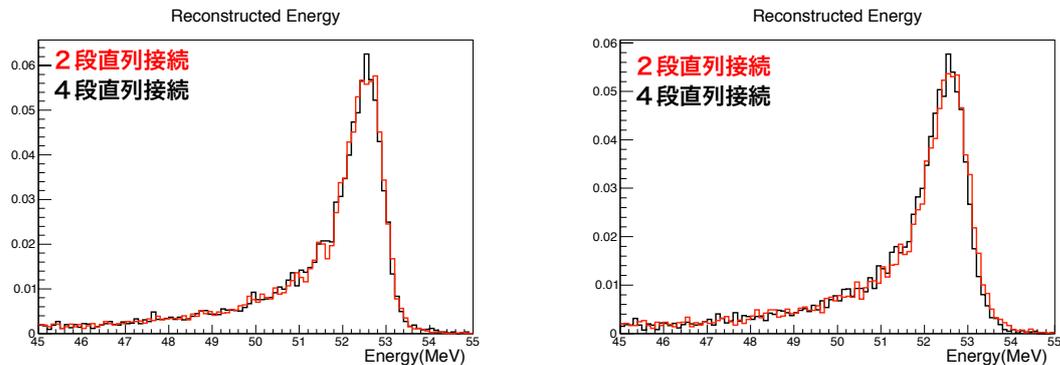


図 9.2 再構成されたエネルギー分布。(左) 標準的なノイズレベル (RMS: 0.3 mV) での結果、(右) 大きなノイズレベル (RMS: 1.0 mV) での結果。

9.1.3 直列接続手法の決定

以上の結果より2段直列接続が持つ大きなゲインは信号ガンマ線に対する分解能という観点では有用ではないことがわかった。これは2段直列接続がもつ利点の片方がなくなったことを意味する。もう1つの利点はLED微弱光でのキャリブレーションが容易である点だが、6.1節で述べたように素子の低温大量試験では4段直列接続においても問題なく1 p.e. 信号を確認することができた。加えて最終版素子では、クロストーク抑制機構の導入によって、より高い Over voltage での動作が可能になっており、低温大量試験の時の2倍以上のゲインを利用できる。これらを考慮すると実機で4段直列接続を用いても1 p.e. のピークは容易に確認できると考えられる。よって実機では時間分解能やパイルアップの除去能力の面で有利となりうる4段直列接続を採用することにした。

9.2 Top/bottom 面の PMT 配置の改善

本節では Top/bottom 面に置く PMT 配置の改善について述べる。MEG 実験のキセノン検出器では Top/bottom 面の PMT は一列に9つの PMT が6列格子状に配置されていた。MEG II 実験においてはこれらの面のビーム軸方向の幅は20%ほど広がるが、原案の検出器デザインにおいては MEG 実験の配置を単純にスケールして踏襲していた (図 9.3)。

この配置の問題点はシンチレーション光の収集効率が一様ではないことにある。一様性を議論するための指標として、再構成されたエネルギーのうち Top 面に由来する項 E_{top} を用いる。エネルギーの再構成 E_γ と比較すると、 E_{top} は次のように表される。

$$E_\gamma = C \times F(u, v, w) \times \sum_i^{\text{all sensors}} (\alpha_i \times N_{pho,i})$$

$$E_{top} = C \times \sum_i^{\text{PMT(top face)}} (\alpha_i \times N_{pho,i})$$

図 9.4 に Top 面近くのイベントに対して E_{top} の分布を示す。PMT の真上で光ったイベントとそうでないイベントの間で差が見られていることがわかる。見えている非一様性の大きさは $\mathcal{O}(\text{MeV})$ であり、無視できない大きさである。このようなシンチレーション光収集効率の非一様性はヒット位置の関数や最も近い PMT との相対的な位置関係などを用いるとある程度の補正することは可能かもしれないが、より根本的な問題の改善として PMT の配置を変えることで、より一様な読み出しの実現を試みた*3。

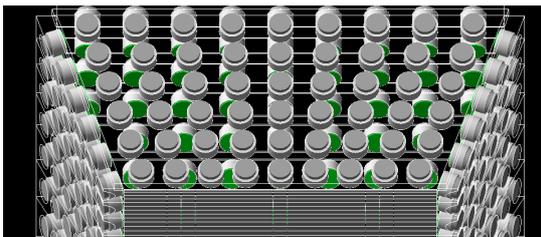


図 9.3 原案における Top 面での PMT の配置

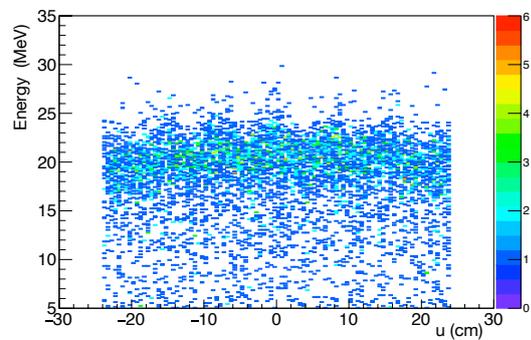


図 9.4 Top 面に由来するエネルギー E_{top} の位置依存性 (原案の PMT 配置、Top 面に近いイベント ($67 < v < 67.9 \text{ cm}$)). 1 列目の PMT は $u = 0, \pm 7.5, \pm 15, \pm 22.5, \pm 30 \text{ cm}$ に置かれており、それと相関した非一様性が見える。

図 9.5 に新たな PMT 配置を示す。この配置ではビーム軸方向の幅に可能なかぎり PMT を詰めることで PMT 間の隙間を減らすと共に、列ごとに PMT を互い違いに置くことで、一様性の改善を図っている。図 9.6 では新しい配置にした際の E_{top} の分布を示しており、PMT の位置と同期した位置依存性がなくなっていることがわかる。

*3 3.1 節で述べたように、実際 MEG 実験では入射面に近い浅いイベントで同様の現象が見られていたが、収集効率の非一様性を解析で完全に補正することは難しく、MEG 実験キセノン検出器の分解能を制限する主要因となっていた。

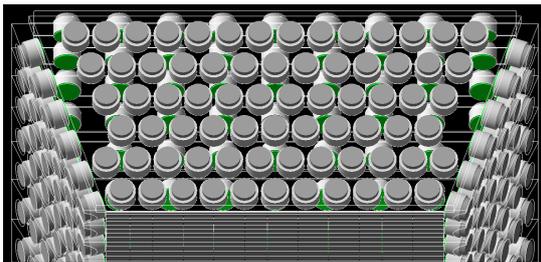


図 9.5 Top 面での新たな PMT の配置。横
一列に置く PMT の数を増やすと同時に、列
ごとに互い違いな配置を採用している。

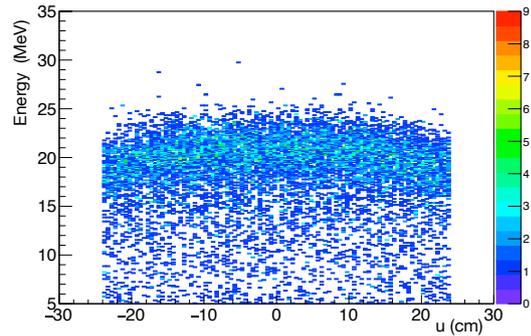


図 9.6 Top 面に由来するエネルギー E_{top} の
位置依存性 (新たな PMT 配置、Top 面に近
いイベント ($67 < v < 67.9$ cm))

図 9.7 にエネルギー分解能の位置依存性を示す*4。以前の配置では v の絶対値が大きいイベント、すなわち Top/bottom 面に近いイベントでエネルギー分解能の悪化が見られていた。新しい配置案を用いることで、この悪化を少し抑えられることがこのグラフよりわかる。

新しい配置案の欠点は使用する PMT の数が 38 個増えてしまうことにある。しかしながら PMT には MEG 実験で入射面に置かれていたものが不要になるので十分な数の予備が存在しており、ケーブル、フィードスルー、エレクトロニクス等にも十分な余裕があることがわかったため、MEG II 実験ではこの新しい配置を採用することにした*5。

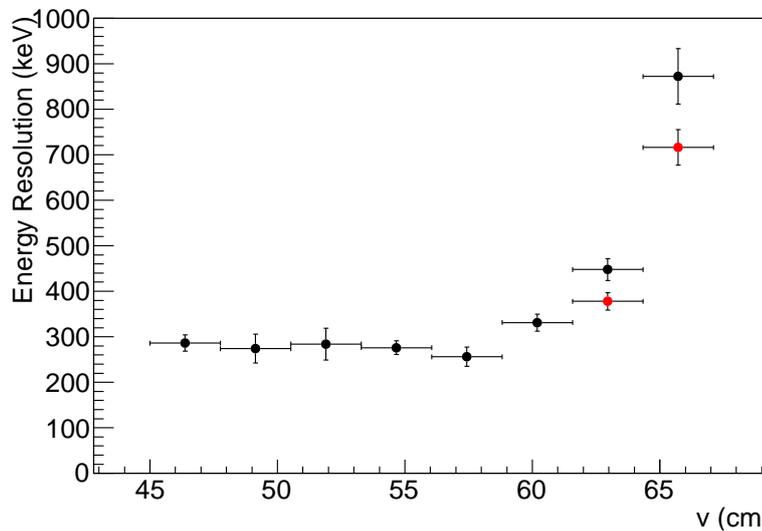


図 9.7 エネルギー分解能の v 依存性。原案の PMT 配置 (黒) で見られていた Top 面に近いイベント
での分解能の悪化を新しい配置 (赤) で抑えられていることがわかる。

*4 エネルギー分解能の評価法については次章 10 章で述べる

*5 Lateral 面 (Upstream/downstream 面) の PMT 配置にも変更の余地が無いか検討した。しかしながら Lateral 面は Top/bottom 面と比べて検出器の有効領域から離れているため、図 9.7 で見えているような有効領域内での分解能の悪化は原案のデザインでもあまり大きく無い。加えて Lateral 面の支持構造は設計が比較的複雑なため、配置を変えることが技術的に難しいこともあり、Lateral 面の PMT 配置には修正を加えないことにした。

第 10 章

実機に期待される性能の評価

ここまで 7、8、9 章で測定値に基づいた現実的なシミュレーションの構築、イベント再構成手法の改善、検出器デザインの最適化について述べてきた。本章ではこれらの結果として得られる実機に期待される性能について述べる。

残念ながら実機の期待性能にはノイズレベルのように実際にデータを取得しないとわからないことや、PDE の絶対値のように我々が素子の性能を完全には理解できていないことに由来する不定性がある。10.2 節ではこれらの不定性が実機の性能にどの程度悪影響を与えうるか議論する。

10.1 実機に期待される性能の評価

本節では 52.8 MeV 信号ガンマ線に対して期待される実機の性能について述べるが、まずどのようなイベントを性能評価に用いるかを明らかにしたい。以下では次の 2 つの条件を満たすようなイベントを使用する。

- 標的から放出された時のガンマ線の方向が検出器の有効領域を向いていること
- ガンマ線が 48 MeV 以上のエネルギーを液体キセノン中に落としていること

ただし有効領域は次のように定義する。

$$\begin{aligned} |u| < 23.9 \text{ cm} \\ |v| < 67.9 \text{ cm} \\ 0 < w < 38.5 \text{ cm} \end{aligned}$$

この有効領域は MEG 実験と同じアクセプタンス (全立体角のうち 11%) を実現するように定めており、入射面の支持構造が PMT を MPPC で置き換えることによって薄くなった分、検出器全体がビーム軸よりに配置されることを考慮した値である。

10.1.1 検出効率

信号ガンマ線に対するキセノン検出器の検出効率は、角度アクセプタンス方向に放出された信号ガンマ線のうち、48 MeV 以上のエネルギーを液体キセノン中に落としたイベントの割合で定義される。

3.1 節で述べたように、MEG II 実験では入射面の PMT を MPPC に置き換えること、およびビーム軸方向の幅を広げることにより検出効率の向上が期待される。図 10.1 にガンマ線がキセノン中に落としたエネルギーの総和を示す。この分布から MEG II 実験での検出効率は 70.4% と見積もられ、MEG 実

験での 64.7% と比較して 9% の改善が確認できた。

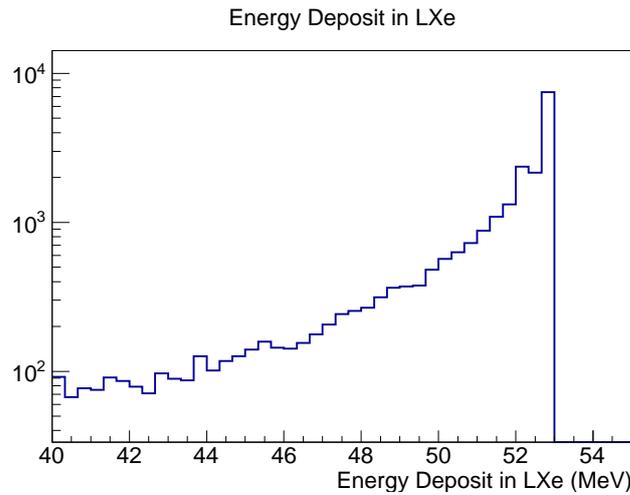


図 10.1 信号ガンマ線が液体キセノン中に落としたエネルギーの分布

10.1.2 位置分解能

再構成された位置と物理シミュレーションにおける真の位置 (Monte-Carlo truth のヒット位置) を比較することにより、位置分解能を評価した。結果を図 10.2 に示す。MEG 実験からは先行研究と同様に浅いイベントで改善が見られている。

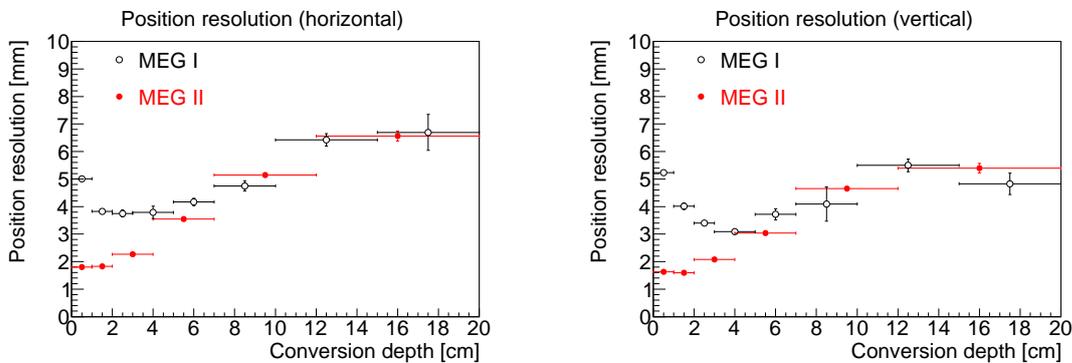


図 10.2 MEG 実験と MEG II 実験での位置分解能の比較。(左)u 方向、(右)v 方向。

10.1.3 エネルギー分解能

本研究では 52.8 MeV の単色ガンマ線に対する応答を調べているので、再構成されたエネルギーの分布から直接エネルギー分解能を見積もることができる。図 10.3 に再構成されたエネルギーの分布を示す。分布がピークに対して非対称な形状をしているので、単純なガウス分布ではなくガウス分布と滑らかにつながる指数関数からなる ExpGaus 関数 (8.6 節参照) でフィットすることで分解能を評価する。有効領域全体でのエネルギー分解能 (エネルギーが高い側の σ) は 0.63(1)% となり、現実的なシミュレーションを用いても先行研究で見込んでいた値と同等の結果を得ることができた。

図 10.4 に MEG II 実験でのエネルギー分解能の位置依存性を示す。エネルギー分解能が他の箇所と比べて悪い領域が 2 ヶ所確認できる。1 つ目は Top/bottom 面に近いイベントであり、9.2 節で述べたよう

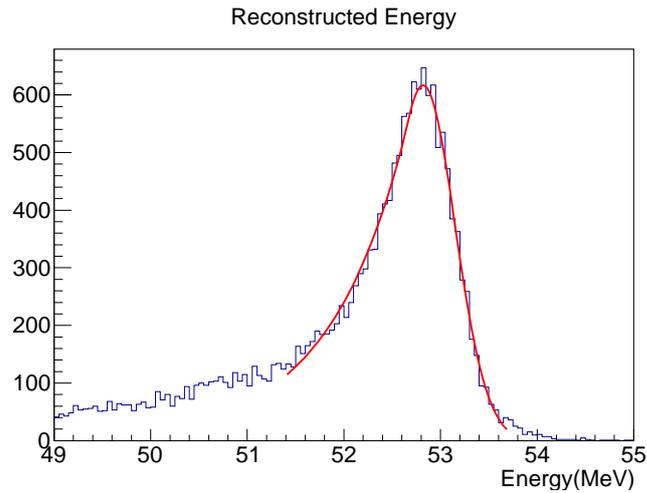


図 10.3 再構成されたエネルギー分布

な検出器デザインの改善を行っても依然として他の領域と比べて悪い分解能が確認できる。もう 1 つは浅いイベントであり、入射面を MPPC に置き換えても比較的悪い分解能が確認できる。どちらの場合でもシンチレーション光の収集効率が一様でないからだと予測される。これらの箇所でのエネルギー分解能を解析手法の改良で良くすることは今後の課題である。

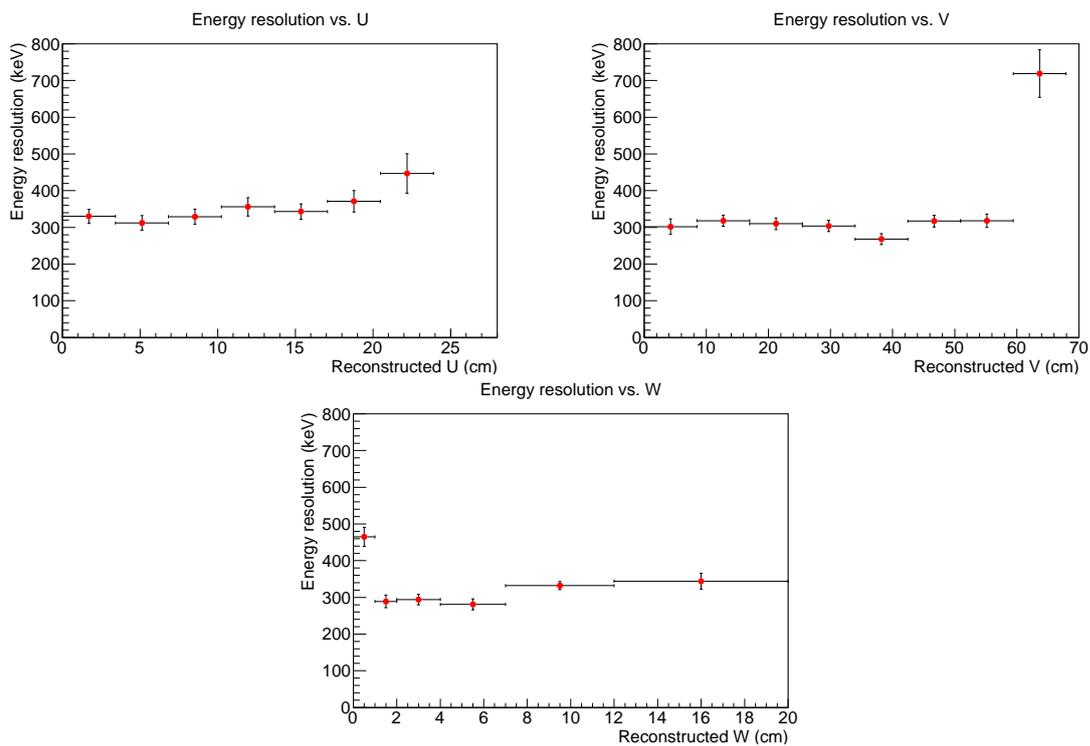


図 10.4 エネルギー分解能の位置依存性

10.1.4 時間分解能

再構成された時間とシミュレーションでガンマ線が生成された真の時刻を比較することで時間分解能を評価した。このとき標的で生成されてから液体キセノンにヒットするまでにかかる時間を差し引く必要が

ある。実機では陽電子の飛跡を外挿して標的上の崩壊点を求め、崩壊点とガンマ線のヒット位置の距離に相当する TOF を用いるが、ここでは簡単のため、陽電子の飛跡から求めた崩壊点のかわりに、標的上でガンマ線が生成された真の位置を用いる。これは、MEG II 実験においては崩壊点の決定精度は 1 mm 程度であり、崩壊点決定精度の影響は時間分解能に対して無視できるからである。

図 10.5 に再構成された時間分布を、表 10.1 に分解能の比較を示す。先行研究からは大幅な改善が見られており、これは時間取得に用いる閾値の最適化および再構成手法の改善によるものである。

また本研究により、MEG II 実験では MEG 実験よりも良い時間分解能が得られることがわかった。MEG 実験からの改善の理由を定量的に議論することは難しいが、入射面で検出される光電子数の増加、高精細読み出しによる位置分解能および TOF 評価精度の向上、半導体検出器を使用することによる TTS の減少などが理由として考えられる。

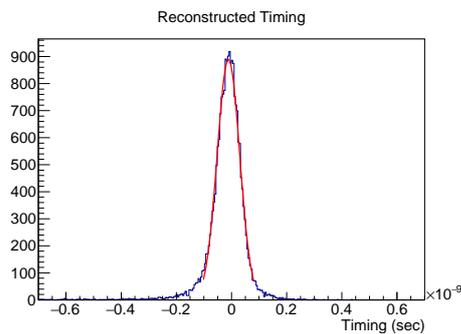


図 10.5 再構成されたヒット時刻の分布

表 10.1 時間分解能の比較

	時間分解能
MEG (実測)	67 ps
MEG II (先行研究, preliminary)	76 ps
MEG II (本研究)	41 ps

図 10.5 の分布にはすそが存在しているが、原因は時間分解能の位置依存性である。図 10.6 に分解能をヒット位置の関数として示す。 u, v 方向には分解能の変化は見られないが、 w 方向では深いイベントに対して、悪い分解能が確認できる。これは入射面から遠いことによりフィットに参加できる光電子数が減少しているからではないかと考えている。

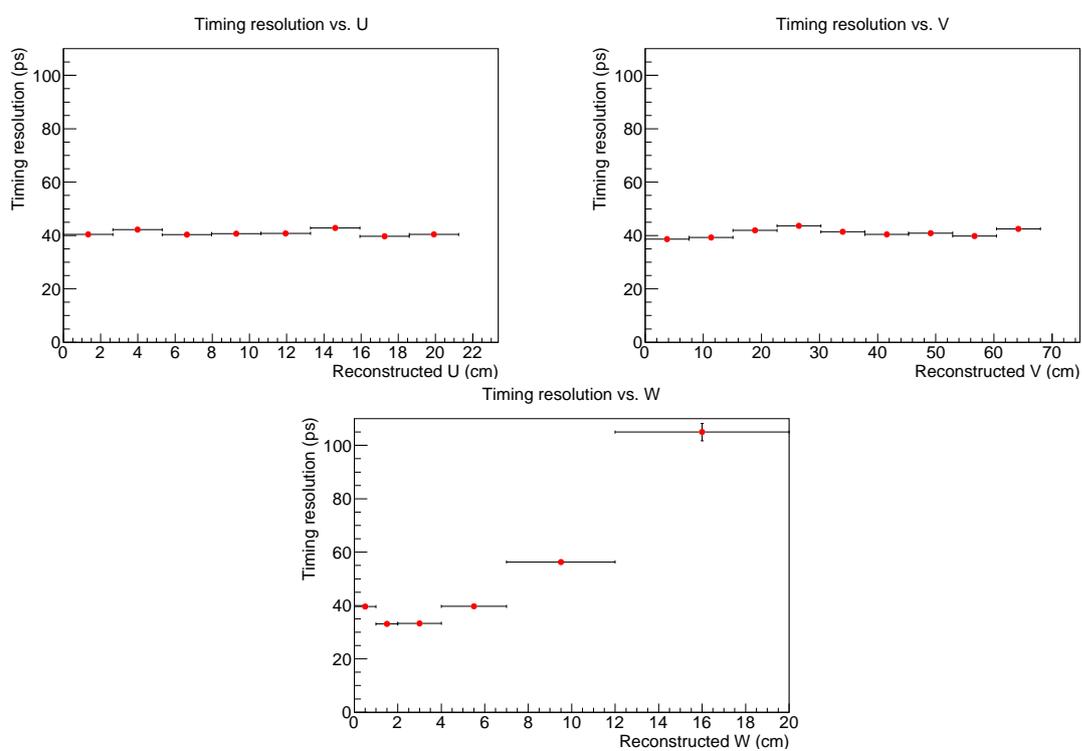


図 10.6 時間分解能の位置依存性

10.2 実機の性能に悪影響を与えうる事項の考察

10.2.1 ノイズが与える影響

前節 10.1 で示した性能評価では、MEG 実験で観測されたものと同じノイズを仮定していた。この仮定は MEG 実験で見られたノイズが PMT 由来のものではなく波形デジタイザー DRS に由来するノイズであったこと、キセノン中の MPPC から得られる実測の信号でも物理データ取得で予定しているアンプの増幅率において同じようなノイズレベルが見られることに基づいている。しかし何か予期せぬ要因によりノイズレベルが大きくなってしまいう可能性も考えられるため、ここではノイズレベルが変化した場合に分解能がどのような影響を受けるかを議論する。

図 10.7 にノイズがない場合 (0.0 mV)、標準的なノイズレベルの場合 (0.3 mV)、ノイズレベルが大きい場合 (1.0 mV) の 3 つの場合の位置分解能とエネルギー分解能を示す。悪化はほとんど見られない。

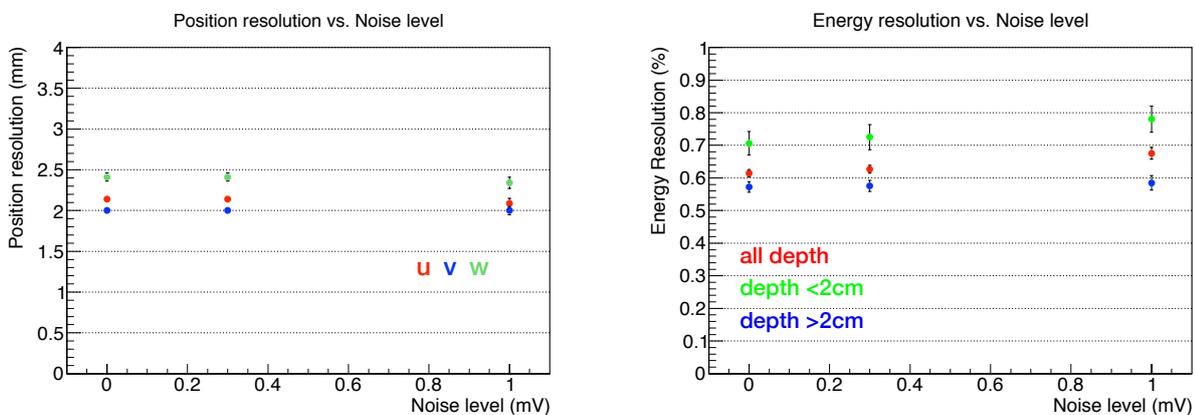


図 10.7 様々なノイズレベルにおける位置分解能、エネルギー分解能

波形解析で検出時刻の取得に用いる閾値の最適な値はノイズレベルに依存するため、それぞれのノイズレベルで最適値を求める必要がある。図 10.8 は素子単体での時間分解能と閾値の関係を示しており、ノイズレベルが大きい場合はノイズの影響を抑えるために比較的高い閾値を使わなければならない、得られる時間分解能も悪くなることからわかる。素子単体での時間分解能が悪くなることは、検出器全体での分解能にも影響を与えており (図 10.9)、ノイズレベルが大きい場合には時間分解能の悪化が見られる。

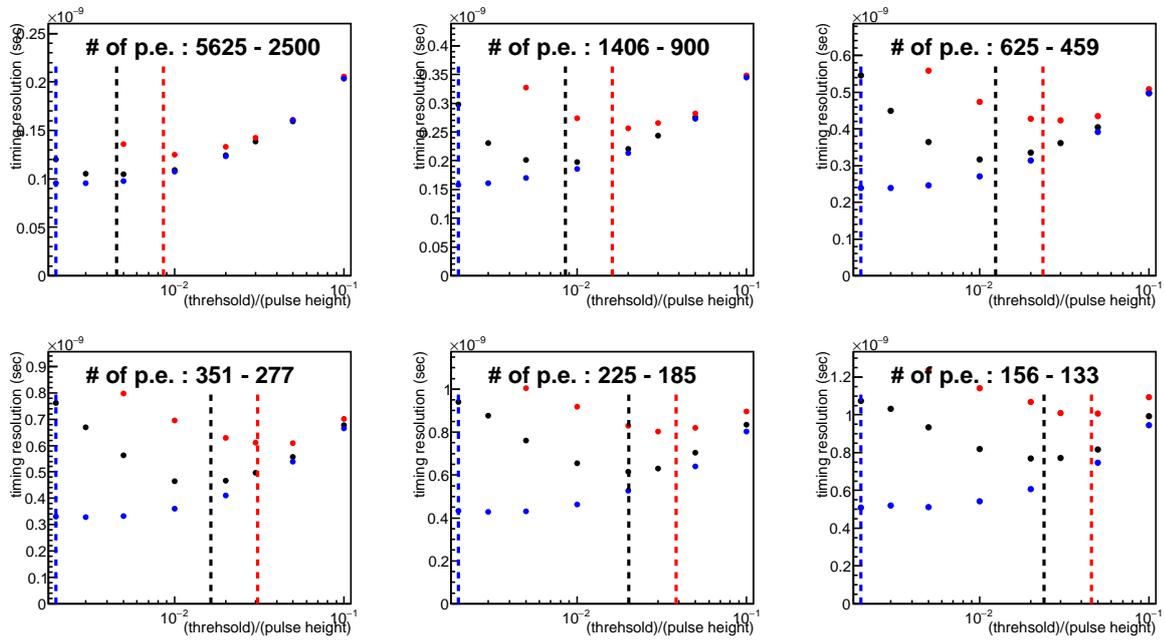


図 10.8 素子単体での時間分解能と時間取得に用いる閾値の関係。(青) ノイズがない場合、(黒) 標準的なノイズレベルの場合、(赤) ノイズレベルが大きい場合。点線はそれぞれの場合に最も良い分解能を与える閾値である。ノイズレベルが大きいとそれぞれのセンサーから得られる時間分解能が悪くなることがわかる。

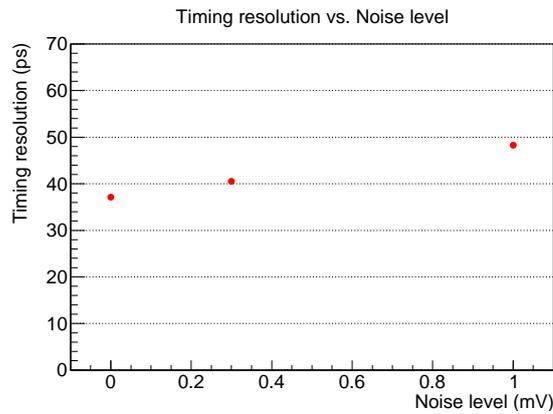


図 10.9 信号ガンマ線の時間分解能とノイズレベルの関係

10.2.2 TTS が与える影響

前節の性能評価では真空紫外光に対する MPPC の TTS には標準的な MPPC の値である 100 ps を仮定していた。しかしながら我々の MPPC は世界初の真空紫外光に感度のある素子であり、予期せぬ理由で TTS の値が標準的な素子よりも大きい可能性は捨てきれない。測定値から得られる TTS の上限値は 5.3 節で議論したように 800 ps であるため、TTS の値がこの上限値程度まで大きかった場合に実機の時間分解能にどの程度影響があるかを調べた。

図 10.10 に時間分解能を MPPC の TTS の関数として示す。TTS の値が大きい場合に若干の悪化が見られるが、悪化の度合いは小さいことがわかる。

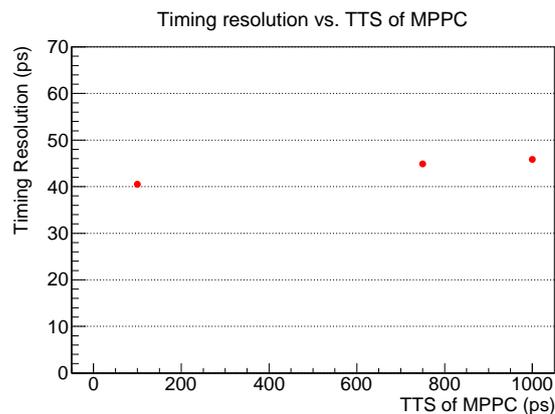


図 10.10 MPPC の TTS の値 (FWHM) と時間分解能の関係

10.2.3 時間取得に用いる閾値が与える影響

前節で述べたように波形解析での時間取得に最適な閾値を使用することは、良い時間分解能を得るために重要である。前節の性能評価では MPPC の波形に対して、波高に対して 0.3 ~ 3% の閾値を使用してきた。しかしながら実機において本当にこのような小さい閾値を使用できるかには不定性がある。MEG 実験のキセノン検出器では PMT の波形に対して波高に対して一律 30% の閾値が使用されていたが、これは 30% よりも閾値を小さくしても分解能にめだつた改善が見られなかったからである。つまり、MEG 実験での実測と MEG II 実験でのシミュレーションの間には、最適な閾値に大きな差がある。この差の原因は 2 つに分けることができる。1 つ目は MPPC と PMT で挙動が異なる可能性であり、波形や TTS の違いがこの差を生んでいる可能性である。もう 1 つの可能性はキセノン検出器のシミュレーションが、閾値が小さい時に支配的となるような効果を再現できていない可能性である*¹。

ここでは未知の効果によって MPPC に大きな閾値を使わなければならなくなった場合に、時間分解能がどの程度悪化するのか議論する。前述の通り、本研究においては閾値は光電子数の関数として決めているが、ここでは簡単のため MEG 実験や先行研究と同様に Constant Fraction Method、つまり全ての光センサーで閾値と波高の比に同じ値を使用する。図 10.11 に様々な値の閾値を使用した際に MPPC から得られる時間分解能を示す。閾値の値が大きいほど、得られる時間情報の精度が悪化することがわかる。

*¹ MPPC での実測の時間分解能という観点では、5.3 節のデータにおいて、約 5% の閾値が最も良い分解能を与えている。この結果は MPPC に対して最適な閾値が 30% よりも小さい可能性を示唆している。ただしガンマ線とは波形の異なるアルファ線に対する値であるため、実機において 5% まで閾値を下げられることを直接保証しているわけではない。

図 10.12 に閾値を変化させた際の検出器の時間分解能を示す。閾値が大きくなるほど時間分解能に悪化が見られており、たとえば MEG 実験と同じ 30% を使用した場合は約 60 ps となってしまうことがわかる。

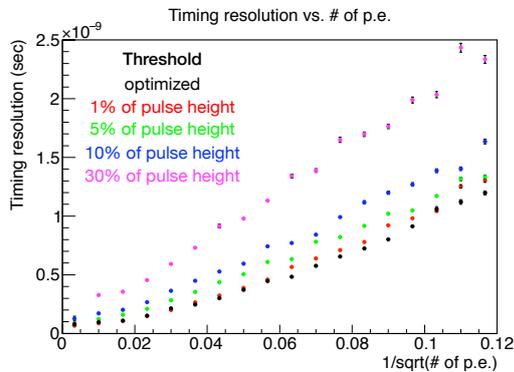


図 10.11 光センサーから得られる時間の精度。閾値が大きくなればなるほど、得られる時間の精度が悪化する。

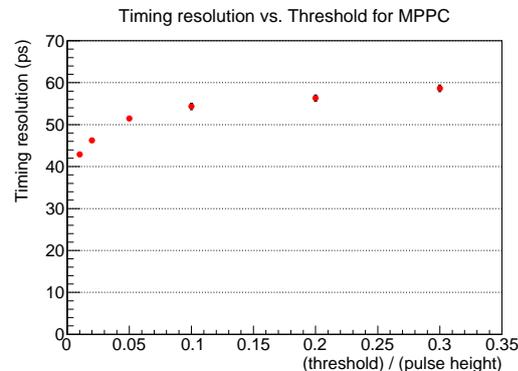


図 10.12 MPPC に用いる閾値と検出器の時間分解能の関係

10.2.4 PDE の絶対値が与える影響

第 II 部で議論したように、MPPC の真空紫外光に対する PDE の測定では試験装置からの反射の影響やキセノン中の不純物の影響が評価できていないため、鉛直に入射する場合であっても PDE の絶対値には不定性が存在する。PDE の下限値は低温大量試験での測定値 17% であり、上限値は 4 章の試験における 27% であり、PDE の絶対値はこの間に存在すると思われる。シミュレーションの標準的な設定では 22% を使用しており、ここでは PDE の絶対値が変化したときに実機の性能がどう変化するか議論する。

また、第 5 章で述べたように、実測のエネルギー分解能は光電子数統計項よりも大きく 1.1 ~ 1.3 倍になっている可能性が示唆されている。統計項が大きかった時の影響も PDE が小さい時の分解能を確認することで評価できる。

まずどのような変化が予測されるか定性的にまとめる。PDE が小さかった場合には次のような弊害が考えられる。

- PDE の減少による、光電子数統計からの寄与の増加
- 相対的な S/N の悪化

対して PDE が大きかった場合でも次のような弊害が存在しうる。

- 光電子数の増加に伴う、サチュレーションの影響の増加
- 波形デジタイザーのダイナミックレンジを超えてしまうチャンネルの増加

シミュレーションにおいて MPPC の PDE の値を変化させることで、これらの影響を評価した。

図 10.13 に様々な PDE において実機に期待される性能を示す。PDE が小さいときに性能の悪化が見られるものの、PDE が 17% から 27% という我々の理解の範囲内にある限りは影響は小さいと考えられる。

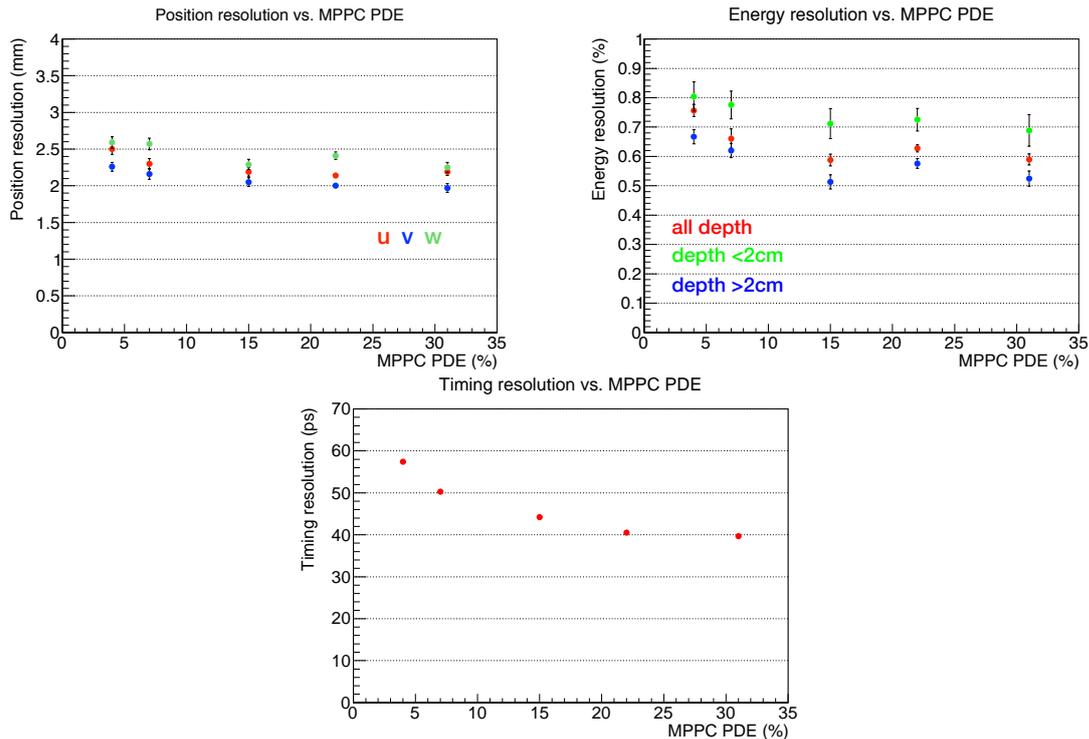


図 10.13 PDE の絶対値が異なった場合の位置、エネルギー、時間分解能

10.2.5 PDE の絶対値を知らないことによる影響

前節では MPPC の PDE の絶対値が小さかった場合の影響を議論したが、そこでは PDE の絶対値を知っていることを仮定していた。ここでは PDE の絶対値を知らないことによりどのような問題が起きるかを議論する。

PDE の相対的な比が与える影響

再構成アルゴリズムの中で PDE の絶対値は光電子数を光子数に変換する際に用いられており、光子数は位置とエネルギーの再構成に使われている。このうち位置の再構成には PDE の絶対値を知らなくともほとんど影響はないと期待される。なぜなら位置は光量をフリーパラメータとして光子数の分布の形をフィットすることで計算されているからである。

同様にエネルギーの再構成でも光量からエネルギーの変換係数はキャリブレーションデータから求められるため、PDE の絶対値を知る必要が無いように思われるが、そうではない。なぜなら、MEG II キセノン検出器では MPPC と PMT という PDE(QE) の異なる 2 種類の光センサーを用いるからである。すなわち MPPC の PDE や PMT の QE の絶対値を知る必要は無いが、この 2 つの PDE の比を正確に知らないことは問題となる。図 10.14 に PDE の比を間違えた場合に再構成されたエネルギーの分布を示す。横軸は PMT で検出された光電子数と MPPC で検出された光電子数の比である。このグラフではある十分狭い領域にヒットしたイベントのみを用いているため、横軸の値がイベントごとに異なるのは、ヒット位置依存性ではなくシャワーの発展がイベントごとに異なることに由来するものである。もし PDE の比を真の値から間違えると、PMT と MPPC の間での検出光電子数の比のふらつきに相関して、再構成されたエネルギーの値がイベントごとに異なってしまう現象が見えており、これがエネルギー分解能の悪化を引き起こしてしまう。

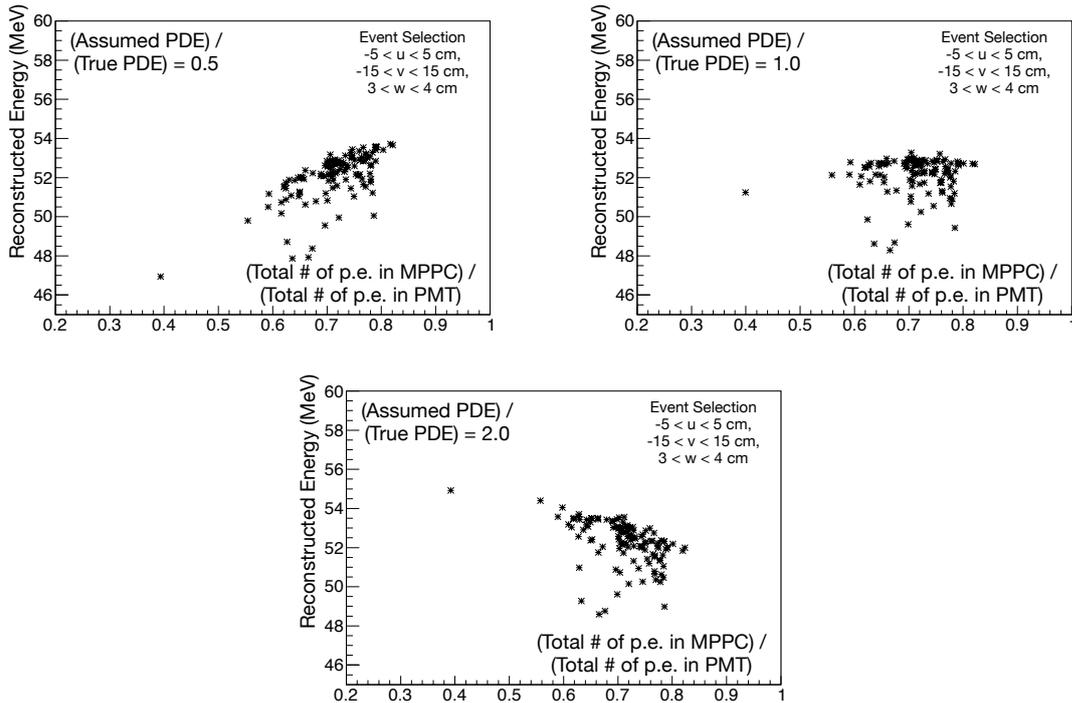


図 10.14 PDE の比を間違えた際の再構成されたエネルギー分布。横軸は MPPC の重み付き総光電子数と PMT の重み付き総光電子数の比。再構成で PDE の比を間違えると横軸に相関して再構成されるエネルギーがずれる。

PDE の比を間違えた場合のエネルギー分解能の悪化を図 10.15 に示す。間違った比を再構成に用いた場合に分解能の悪化が見られる。

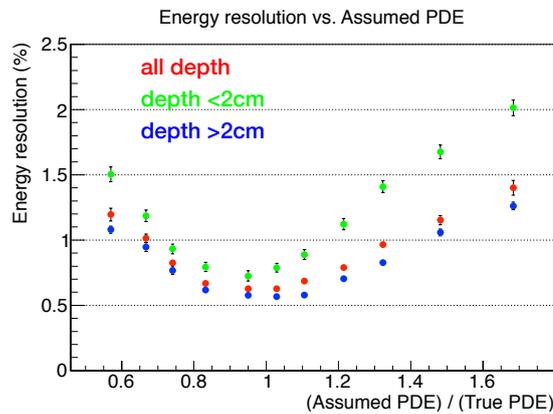


図 10.15 PDE の比を間違えた際のエネルギー分解能

対処法

図 10.15 は比を間違えると分解能が悪化することを意味しているが、この性質を逆手にとって PDE の真の比を知ることができる。すなわち、図 10.15 の横軸は再構成におけるパラメータであるため、実機で取得したデータに対してもこのパラメータを振ることで同様のプロットを作成し、分解能が最善となる点を探し出すことで真の PDE の比を知ることができる。よって PDE の絶対値を知らないという不定性は実機の性能に悪影響を与えない。

10.2.6 個々の素子に対する PDE の評価誤差が与える影響

最悪の場合での分解能への影響

以上 2 節では PDE の絶対値、すなわち全ての素子の PDE が想定している値よりも大きかったり小さかったりする可能性について議論した。ここでは PDE の素子間の個性、すなわちそれぞれの素子ごとに PDE の値が異なる可能性について議論する。

はじめに素子間の個性に関する測定からの情報をまとめたい。MPPC の PDE の個性は低温大量試験での情報 (図 10.16) が活用でき、PDE の分布は相対的に 6.5% である。PMT の QE には MEG 実験でのキャリブレーションで測定された値が存在し、QE の分布は相対的に 16% である。これらの分布には測定誤差が含まれている可能性があるため、以上の数字は PDE や QE の真の個性に対する上限値であることには注意が必要である。

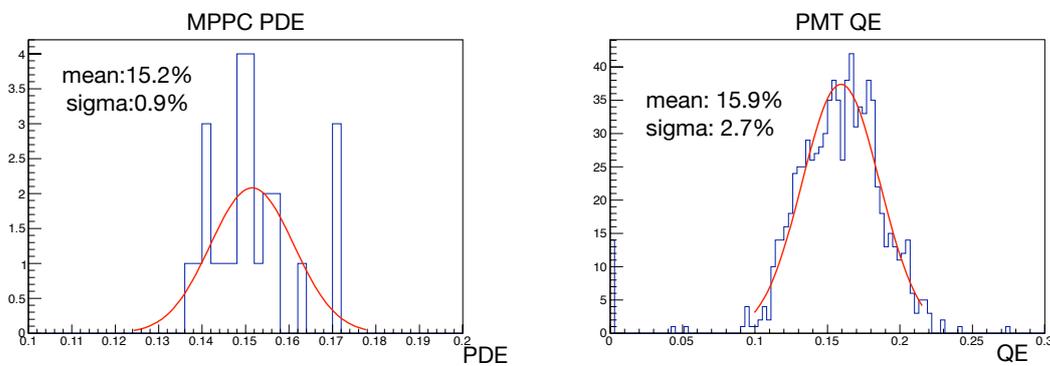


図 10.16 (左) 低温大量試験で観測された MPPC の PDE 分布、(右) MEG 実験で観測された PMT の QE 分布

素子ごとの PDE や QE の個性は PDE の絶対値と同様に光子数の評価を通して位置およびエネルギー分解能へ影響を与えると考えられる^{*2}。ここでは最悪の場合、すなわち 6.5% や 16% の個性が存在するにも関わらず、キャリブレーション等で素子ごとの個性を知ることができなかつた場合を考えたい。

図 10.17 に位置・エネルギー分解能への影響を示す。MPPC の個性は位置分解能に影響を与えるが、個性の大きさが現状の理解の範囲内であるかぎり、悪化の程度はそれほど大きくない。また MPPC の誤差は浅いイベントのエネルギー分解能にも影響を及ぼしている。また、PMT に評価の誤差が存在すると、それはエネルギー分解能に無視できない悪化をもたらすことがわかる。

対処法

分解能の悪化はそれぞれの光センサーの真の PDE と再構成で仮定している PDE の値が異なることに由来するため、悪化を抑えるにはそれぞれの光センサーの個性を良い精度で測定することが必要である。実際、2.3 節で述べたように MEG 実験では検出器内に配置したアルファ線源を用いて全ての PMT に対する QE を評価していた。MEG II キセノン検出器でもベースとなるデザインでは MEG 実験と同様の配置でアルファ線源を導入する予定である。これにより PMT に対しては MEG 実験と同じ精度で QE の評価が行えるはずである。

^{*2} PDE の他にもゲインとクロストーク、アフターパルスによる光電子数の増倍率が光電子数を光子数に変換する際に使用される。これらはバイアス電圧に強く依存するため実機においては素子ごとに正しく測定を行う必要がある。しかしながら PDE と比べて相対的な測定精度は良く、6.5% もの不定性を持つことはない想定している。

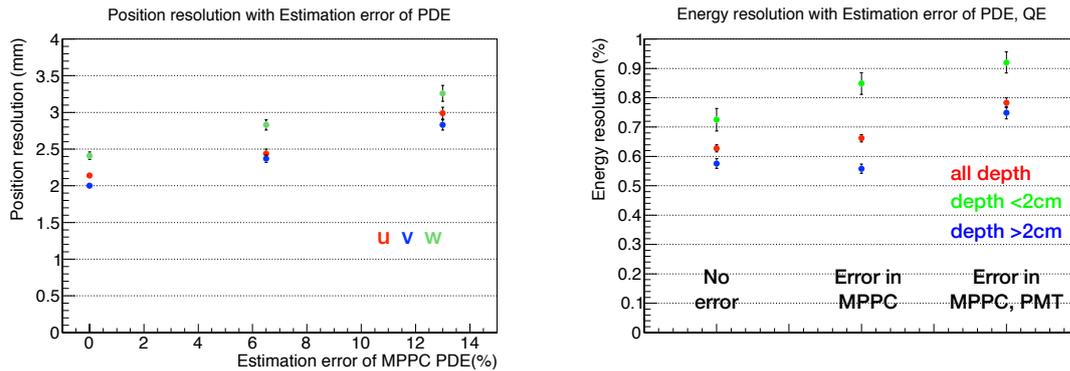


図 10.17 (左)MPPC の PDE の評価に誤差があった場合の位置分解能
(右)MPPC の PDE や PMT の QE の評価に誤差があった場合のエネルギー分解能

一方 MPPC では素子単体で考えるとアルファ線源からの光量が PMT と比較して減少してしまうため、PDE を精度よく評価ができない可能性がある。これを解決するため予備の線源などを使用して、導入するアルファ線源を増やす可能性を検討している。また MPPC の PDE の分布に関してはこれが低温大量試験での測定の精度に由来する可能性もあるため、別の環境で多数の素子の PDE を測定することを計画している (Appendix A)。

10.2.7 PDE の角度依存性を与える影響

分解能への影響

MPPC の低温大量試験やその後の再測定では真空紫外光に対する PDE が入射角度に依存している可能性が示唆された。PDE に入射角依存性があった場合に、実機の性能にどう影響を受けるか調べるため、低温大量試験での観測結果を再現するような角度依存性を導入して物理シミュレーションを行い、実機の性能を評価した。

角度依存性が引き起こす影響は 2 つ挙げられる。一つ目の影響は MPPC で検出される光電子数の分布の形を変化させる影響であり、分布の形を元に再構成をしているヒット位置に影響を与える。単純化すると u, v の再構成は光電子数分布のピーク位置を探すことに相当するが、PDE の角度依存性がある場合でもピーク位置は移動しないため、目立った悪影響は無い。一方深さは分布のピークの鋭さをもとに再構成しており、角度依存性があった場合よりピークが鋭くなったように見えるため、真のヒット位置よりも浅く再構成されてしまうという現象が起きる (図 10.18)。図 10.19 に真の位置と再構成位置のずれの大きさを示す。深さ方向の分解能と同等かそれより大きいずれが生じているのがわかる。

二つ目の影響は角度をつけてシンチレーション光が入射する場合に PDE が小さくなるので、検出される総光電子数が小さくなることによる影響、すなわち光電子数統計の減少から来る影響である。図 10.20 は MPPC で検出される総光電子数の変化を示しており、おおむね 25% 程度の減少が見られる。しかし、10.2.4 節で議論したように光電子数統計は実機の分解能を決める主要な要因ではないため影響は限定的であり、実際表 10.2 に示すように分解能に大きな悪化は見られない。

対処法

前項で議論した PDE の角度依存性の影響のうち、問題となりうるのは真の位置と再構成位置の間にオフセットが存在することのみであり、このオフセットを知る方法について議論したい。

8.4 節で議論したように、そもそもフィットされる深さと真の深さの間には、ヒット位置の後方に広が

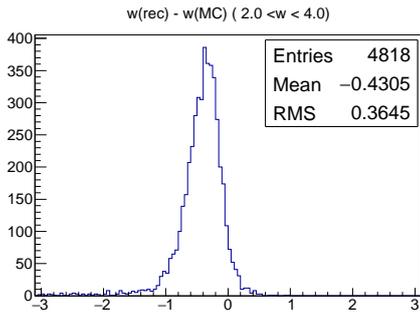


図 10.18 再構成された深さと真の深さの差の分布。PDE の角度依存性によって真の位置より浅く再構成されてしまっていることがわかる。

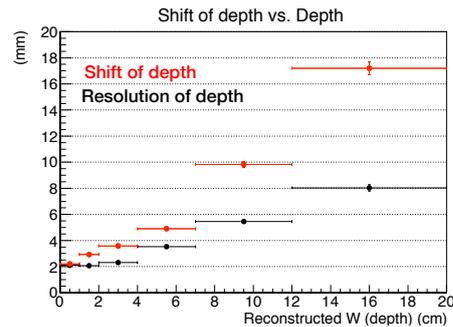


図 10.19 深さ方向のずれの大きさと深さの関係。深さ方向の位置分解能より大きなずれが見られる。

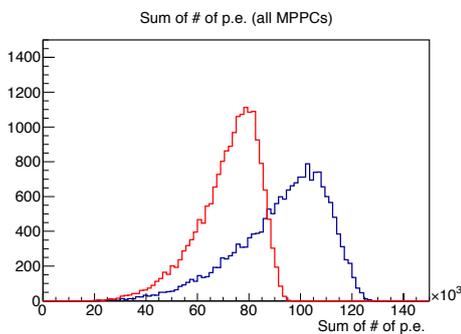


図 10.20 MPPC で観測される総光電子数 (クロストーク、アフターパルスを含まない)。角度依存性がある場合 (赤) は角度依存性がない場合 (青) に比べて 25% ほど減少が見られる。

表 10.2 角度依存性の有無での分解能の変化

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)

るシャワーの影響による差が存在しており、この差はシミュレーションを用いて評価する。つまり角度依存性が存在する場合でも角度依存性を取り込んだシミュレーションを作成すれば、オフセットをなくすことが可能であり、それには角度依存性を測定することが必要となる。

もちろん実機においても校正用アルファ線源を用いてキセノンの純度が管理された環境下で、低温大量試験と同じような測定は可能だと思われるが、あまり情報が増えない可能性もある。そのため独立の環境で角度依存性を測定することが計画しており、詳細は Appendix A にて述べる。

10.2.8 MPPC の温度依存性

MPPC のブレイクダウン電圧は温度に対して約 50 mV/K の依存性を持っている。MEG 実験でのキセノン検出器の温度安定性は、測定誤差も含めて RMS で 0.15 K となっており、データ取得中にブレイクダウンが 7.5 mV は変動する可能性がある。Over voltage 7V でのデータ取得を仮定すると、これはゲインに 0.11% の変動をもたらすことになる。Over voltage 7V では PDE はすでに電圧に対して増加が鈍くなっているため、電圧が変動しても変化しない。クロストーク、アフターパルスの電圧依存性は、クロストーク抑制機構を導入した最終版素子では、せいぜい 30% /V であり、光電子数が 0.23% 変動する。以上のどの値も MEG II キセノン検出器に期待されているエネルギー分解能よりも小さいため、MPPC

の温度依存性は問題とならないと結論づけられる。

10.3 まとめ

標準的な設定においては十分良い位置分解能が得られた。ヒット位置の再構成にもっとも大きな悪影響を与えるような不定性は、PDE の角度依存性が存在した場合に再構成された深さがずれてしまう問題である。この問題は前節で議論したような手法により対処する予定である。

エネルギー分解能でも、標準的な設定においては、先行研究と同等の性能が得られた。分解能を悪化させる可能性についても定量的な評価を行い、PMT の QE の評価誤差などの影響により、0.8% 程度までは悪化してしまう可能性があることもわかった。しかし、MEG II キセノン検出器でのエネルギー分解能を見積もる上で最も大きな不定性は、シミュレーションが実測の分解能を再現できていない可能性にある。3.4 節で述べたように、MEG 実験において実測のエネルギー分解能をシミュレーションにより再現できなかったため、検出器を理解できていないことによる不定性がエネルギー分解能で最大 1.4% 存在しており、これは以上で議論したどの影響よりも大きい。MEG II 実験の物理感度探索にはこの影響はすでに含まれているため、現在見積もられている探索感度の評価を悪化させるようなものではないが、今後シミュレーションによる研究だけでなく実際に取得したデータを用いて可能なかぎり不定性を取り除き検出器の理解を進めることが重要である。

本研究により先行研究や MEG 実験と比較して、時間分解能が改善する可能性が示された。この改善の理由は閾値の最適化およびアルゴリズムの改良であるが、特に小さな閾値を本当に使用できるかどうかは時間分解能に大きな影響を与える。MEG 実験と比べて、MEG II 実験では陽電子の時間測定精度が大幅に向上したため、キセノン検出器の時間分解能が重要になっており、今後実測のデータを用いてシミュレーション通りに分解能が改善するか確認する予定である。

第Ⅳ部

結論と今後の課題

第 11 章

結論と今後の課題

11.1 結論

MEG II 実験に向けた液体キセノンガンマ線検出器のアップグレードを目指して、MPPC の研究開発、および実機のシミュレーションを用いた研究を進めてきた。

真空紫外光に感度のある大型 MPPC の研究開発では、プロトタイプ素子にクロストーク抑制機構を導入することで、動作可能なバイアス電圧の範囲が増大すること、およびバイアス電圧の上昇に伴うエネルギー分解能の悪化が抑えられることを実証し、素子の性能がさらに向上することを示した。また、光電子数が多い状況下での分解能を測定し、エネルギー分解能が光電子数統計に従って減少する傾向を分解能 1% 程度のレベルまで確認した。

研究開発の結果を受けて量産された実機用素子 4200 個に対して常温で I-V 曲線を取得し、ごく少数の例外を除いて、正常な動作をしていることを確認した。またプロトタイプ素子 600 個の性能を液体キセノン中で調査し、大半の素子が正常に動作していることを確認するとともに、実機で予定している信号読み出し手法の問題点の洗い出しをおこなった。

実測の素子の特性をもとにした現実的な Monte-Carlo シミュレーションを用いて、実機の性能を調査し、先行研究で予測されていた性能が得られることを確認した。さらにこのシミュレーションを用いることで、イベント再構成アルゴリズムを MEG II キセノン検出器に最適化するとともに、検出器のデザインにも修正を加えた。特に波形解析で時間取得に用いる閾値を最適化することで、時間分解能を大幅に改善できる可能性を示した。また、分解能を悪化させうる様々な可能性について影響を定量的に評価し、実機に与える影響が無視できないものに対しては対処法を示した。

11.2 今後の課題・展望

検出器の建設、キャリブレーション

MEG II キセノン検出器は 2016 年中の運用開始を目指して建設を開始した。検出器の建設が完了したら、キセノンの液化・純化の後にキャリブレーションを行う必要がある。これらの検出器の建設、立ち上げ、キャリブレーションを着実にこなし、検出器の運用を早急に開始することが今後の目標である。同時に検出器の分解能が向上しているため、適切なキャリブレーションの手法も必要に応じて検討する。

キャリブレーションの結果が得られれば、今使っているシミュレーションが検出器を正しく再現できているかを確認できる。MEG 実験で再現できなかったエネルギー分解能に関して、悪化の理由を調査し対策を考えることや、時間分解能の改善が実現できるかどうか調べることが重要である。

素子の PDE の理解

我々の素子の真空紫外光に対する PDE にはまだ理解できていないことがあるため、これらの理解を深めることは今後の課題である。現在、PDE の角度依存性および素子間に存在する個性を気体キセノン中で測ることを計画している (詳細は Appendix A 参照)。この測定で得られる結果は検出器を理解するにも役に立つはずである。

再構成アルゴリズムの開発・改善

シミュレーションによる検出器の性能評価には、考慮されていないことが存在する。例えば、本研究ではパイルアップの影響を考慮しておらず、信号事象にパイルアップしたガンマ線を取り除くアルゴリズムを開発する必要がある。MEG 実験で用いられていた入射面での光電子数の分布や全チャンネルで和をとった波形用いる手法を基にして、MEG II 実験で得られる高精細な情報を生かした手法の研究を行う。

また、取得したデータの保存方法を検討する必要がある。チャンネル数が増大したため、全チャンネルからの波形を保存することは、データ転送速度およびコンピューター資源のコストの面から、現実的ではなくなっている。そのため解析に重要でないチャンネルのデータを捨てるあるいはまとめて保存することでデータサイズを削減することが必要であり、検出器の性能にできるだけ悪影響を及ぼさないようなデータの取り方を検討する必要がある。

イベント再構成アルゴリズムを改善することで、検出器性能のさらなる向上を目指すことも重要な課題である。現在のアルゴリズムは MEG 実験のものを基にしているため、MEG II キセノン検出器で得られる高精細な情報を最大限活用できていない可能性がある。例えば現在再構成している電磁シャワーが始まるヒット位置に加えて、シャワーの発展方向の情報が得られるかもしれない。現にシャワーの発展方向に関するある程度の情報は、位置の再構成で補正に用いられている。もしシャワーの方向を再構成できれば、標的以外からくるガンマ線背景事象を除去するのに役立つ可能性がある。

付録 A

気体キセノン中における PDE 測定

本文で述べたように、開発した MPPC の PDE には理解できていない事項が存在する。低温大量試験で測定された PDE には比較的大きなばらつきがあるため、素子間で PDE に個性がある可能性がある。また、PDE に角度依存性が存在する可能性も示唆されている。これらを独立のセットアップで確認することが検討されている。本章では考えられているセットアップについて紹介する。

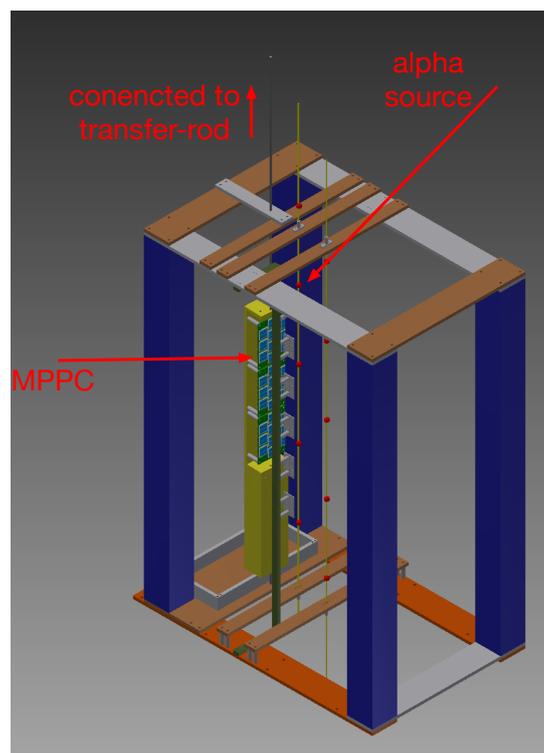


図 A.1 セットアップの候補

低温大量試験と同様の真空容器を使用する計画である。液化には手間がかかるため、本測定では常温の気体キセノン中で行う。気体キセノンを使うことには減衰の影響が無視できるという利点もある。セットアップの候補を図 A.1 に示す。低温大量試験において PDE の理解ができなかった原因の一つは線源からある素子への距離や入射角度が固定されていたことにある。そのため本測定では軸方向および回転方向に動かせるトランスファーロードを使用し、線源と素子の相対的な位置を変化させる。つまり、素子が乗った支持構造はトランスファーロードから伸びシャフトに固定されており、支持構造ごと回転させて線源からの入射角度を変化させたり、軸方向に動かすことで一列に並んでいる MPPC を順番に測定することが

可能である。

気体キセノンを使うことの欠点として、発光量が液体キセノンよりも小さいことやアルファ粒子の飛程が長いこと (1 気圧で約 25 mm) があげられる。これらに対処するため、数気圧の気体キセノンを使用すると共に、素子と線源の距離を飛程の影響が大きすぎずかつ十分な光量が得られるような値に設定する予定であり、現在のセットアップでは 5 cm とすることを考えている。真空容器の壁などからの反射の影響なども考慮しながら、素子間の PDE の個性および、角度依存性を測定できるようなセットアップの設計が進められている。

謝辞

まず、本研究を行う機会を与えていただきました、指導教官の森俊則教授に感謝いたします。MEG 実験に参加し、海外で研究を行うという極めて貴重な経験をすることができました。ありがとうございました。

大谷航准教授には、本研究を進める上でいくつもの重要な助言をいただきました。また、学会での発表などの前には懇切丁寧なコメントをいただきました。岩本敏幸助教には、実験装置の使い方から現地での生活面に至るまで様々な面でお世話になりました。キセノングループを主導していただき、またしばしば必要な実験装置を借りてきたり、ものの加工をお願いしに行ったりと、研究を裏から支えていただきました。澤田龍氏、内山雄祐氏にはソフトウェアや MEG 実験のキセノン検出器に関して非常に多くのことを教えていただきました。これ無しにはシミュレーションの研究を進めることはできなかったと思います。家城佳氏には素子の研究開発を進める上で大変お世話になりました。第二部に記述のある全ての測定は、共同で行ったと言っても過言ではありません。金子大輔氏、西村美紀氏、中浦正太氏、吉田昂平氏、柴田直哉氏、中尾光孝氏、岩井遼斗氏とは楽しい研究生活を送らせていただきました。おかげさまでスイスにいても飽きない毎日が送れたと思います。ICEPP の秘書の方々には航空券の手配など事務手続きで大変お世話になりました。非常に感謝しております。

最後に、これまで育ててくださった家族、そして仲良くしてくださった友人に感謝いたします。

参考文献

- [1] J.Adam et al., “New Constraint on the Existence of the $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ Decay,” *Phys. Rev. Lett.*, **110** 201801 (2013) .
- [2] Cannoni, Mirco, John Ellis, Mario E. Gomez, and Smaragda Lola, “Neutrino textures and charged lepton flavour violation in light of θ_{13} , MEG and LHC data,” *Phys. Rev. D.*, **88**(7) 075005 (2013) .
- [3] T.Mori and W.Ootani, “Flavour violating muon decays,” *Progress in Particle and Nuclear Physics*, **79**, pp. 57 - 94 (2014) .
- [4] Uchiyama, Yusuke, “Analysis of the First MEG Physics Data to Search for the Decay $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$,” Ph.D. thesis, The University of Tokyo (2009) .
- [5] A.Hitachi et al., “Effect of ionization density on the time dependence of luminescence from liquid argon and xenon,” *Phys. Rev. B*, **27** 5279 (1983) .
- [6] Hisamatsu, Yasuko, “The Performance Test of Photomultiplier for MEG Liquid Xenon Calorimeter,” Master’s thesis, The University of Tokyo (2005) .
- [7] S.Ritt, R.Dinapoli, and U.Hartmann, “Application of the DRS chip for fast waveform digitizing,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, **623** 486 (2010) .
- [8] A.M.Baldini, T.Mori et al., “MEG Upgrade Proposal,” arXiv:1301.7225 (2013) .
- [9] P.W.Cattaneo et al., “Development of High Precision Timing Counter Based on Plastic Scintillator with SiPM Readout,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **61**(5) 2657, Oct (2014) .
- [10] 西村美紀, 「MEG 実験アップグレードに向けた分解能 30 ピコ秒の陽電子タイミングカウンターの研究開発」, 修士論文, 東京大学 (2014) .
- [11] 浜松ホトニクス社, 「光半導体素子ハンドブック 第 03 章 Si APD、MPPC」.
- [12] W.Ootani et al., “Development of deep-UV sensitive MPPC for liquid xenon scintillation detector,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, **787** 220 (2015) .
- [13] Fujii, Yuki, “Search for the Lepton Flavor Violating Muon Decay $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ with a Sensitivity below 10^{-12} in the MEG Experiment,” Ph.D. thesis, The University of Tokyo (2013) .
- [14] Doke, Tadayoshi and Kimiaki Masuda, “Present status of liquid rare gas scintillation detectors and their new application to gamma-ray calorimeters,” *Nucl. Instr. and Meth. A*, **420**(1-2) 62 (1999) .
- [15] V.Puill et al., “Single photoelectron timing resolution of SiPM as a function of the bias voltage, the wavelength and the temperature,” *Nucl. Instr. and Meth. A*, **695** 354 (2012) .
- [16] K.Fujii et al., “High-accuracy measurement of the emission spectrum of liquid xenon in the

- vacuum ultraviolet region,” *Nucl. Instr. and Meth. A*, **795** 293 (2015) .
- [17] Nishimura, Yasuhiro, “A Search for the Decay $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ Using a High-Resolution Liquid Xenon Gamma-Ray Detector,” Ph.D. thesis, The University of Tokyo (2010) .
- [18] Sawada, Ryu, “A Liquid Xenon Scintillation Detector to Search for the Lepton Flavor Violating Muon Decay with a Sensitivity of 10^{-13} ,” Ph.D. thesis, The University of Tokyo (2008) .
- [19] 内山雄祐, 「MEG 実験用液体キセノンガンマ線検出器におけるデジタル波形データの解析」, 修士論文, 東京大学 (2006) .