



修士論文

ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索実験 AXEL の  
試作機の製作と性能評価

京都大学大学院 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻  
物理学第二教室 高エネルギー物理学研究室

潘 晟

平成 28 年 1 月 27 日

## 概要

ニュートリノが、自身の反粒子である反ニュートリノと等しいというマヨラナ性を持つかどうかを検証することは、素粒子物理学にとって非常に重要なテーマである。これを実験的に示すことができるほど唯一の手段が、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊の観測である。我々は $^{136}\text{Xe}$ を二重ベータ崩壊核とした二重ベータ崩壊観測のため、高圧ガス TPC による A Xenon ElectroLuminescence (AXEL) 検出器を開発している。10~30 気圧の高圧キセノンガス中で生じた電離電子をドリフト電場によって Electroluminescence Light Collection Cell (ELCC) と呼ばれる読み出し面に引き寄せ、エネルギー測定を行う。ELCC はセル状に分割された構造をしており、各セル毎に比例蛍光過程 (Electroluminescence 過程、EL 過程) を通じて電子が光信号に変換され、光検出器で読み出される。EL 過程は増幅揺らぎが小さいために高エネルギー分解能を達成することができる。我々の目標は $^{136}\text{Xe}$ の二重ベータ崩壊の Q 値において 0.5%(FWHM) である。セル分割読み出しと信号の時間差から再構成される三次元飛跡情報を用いて背景事象除去を行う。また、濃縮された高圧 $^{136}\text{Xe}$ ガスを二重ベータ崩壊核として用いるため、大質量での探索が可能となっている。

本研究では AXEL 検出器の光検出器として用いる予定である、(株) 浜松ホトニクス社製の真空紫外光に感度を持つ Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) の性能評価を行った。これは (株) 浜松ホトニクス社が MEG 実験と共同で開発した素子で、液体キセノン中でキセノンの発光波長である 178nm に良い感度を持つ。ところが、液体とは屈折率の異なる気体のキセノン中での性能評価はされていなかったため、本研究で独自に性能評価を行い、光子検出効率として 11% から 13.5% という値を得た。これは本実験で要求される性能を十分に満たしており、実際に AXEL 検出器に導入することが可能であることを確認した。

また、AXEL 検出器を製作するにあたって小型の試作機を製作し、ガンマ線源を用いて性能評価を行った。本論文では真空紫外光に感度をもつ MPPC を用いての測定は行うまでは至らなかったため、通常の製品として販売されている可視光にしか感度を持たない MPPC に波長変換剤を組み合わせることで光信号を検出した。結果、 $^{136}\text{Xe}$ の二重ベータ崩壊の Q 値における最良のエネルギー分解能 (FWHM) として 1.82% を得たが、目標である 0.5% を達成することは出来なかった。得られたエネルギー分解能とそれを悪化させている要因についての考察も行った。

# 目次

|       |  |    |
|-------|--|----|
| 第 1 章 | 序論   | 4  |
| 1.1   | ニュートリノ   | 4  |
| 1.2   | マヨラナ性  | 4  |
| 1.2.1 | フェルミオンの質量  | 4  |
| 1.2.2 | BEH 機構とディラック質量                                   | 5  |
| 1.2.3 | マヨラナ質量   | 6  |
| 1.3   | シーソー機構   | 6  |
| 1.4   | ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊                               | 7  |
| 1.4.1 | 他のニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索実験                         | 8  |
| 第 2 章 | AXEL 検出器   | 9  |
| 2.1   | 検出器への要求  | 9  |
| 2.2   | AXEL 検出器の概要                                      | 9  |
| 2.2.1 | エレクトロルミネッセンス過程                                   | 11 |
| 2.2.2 | ELCC -Electroluminescence Light Collection Cell- | 11 |
| 2.2.3 | 他のガス検出器の実験との比較                                   | 13 |
| 2.3   | 飛跡情報を用いたバックグラウンド除去                               | 14 |
| 第 3 章 | 光検出器   | 15 |
| 3.1   | Multi-Pixel Photon Counter (MPPC)                | 15 |
| 3.2   | MPPC の基礎特性                                       | 16 |
| 3.2.1 | ゲイン  | 16 |
| 3.2.2 | ダークカレント  | 16 |
| 3.2.3 | クロストークとアフターパルス                                   | 16 |
| 3.2.4 | 光子検出効率 (PDE)                                     | 17 |
| 第 4 章 | 真空紫外光に感度を持つ MPPC の性能評価                           | 18 |
| 4.1   | 評価するデバイス   | 18 |
| 4.2   | セットアップ   | 18 |
| 4.2.1 | 圧力容器   | 20 |
| 4.2.2 | 構造物  | 20 |
| 4.2.3 | ガス系  | 21 |
| 4.2.4 | アルファ線源   | 21 |
| 4.2.5 | データ取得系   | 21 |
| 4.2.6 | PMT  | 22 |
| 4.2.7 | PMT のゲイン   | 22 |
| 4.2.8 | トリガー用 MPPC                                       | 24 |
| 4.3   | データ取得  | 24 |
| 4.3.1 | データセット   | 24 |
| 4.3.2 | 信号波形   | 24 |
| 4.4   | 解析   | 25 |

|              |                     |           |
|--------------|---------------------|-----------|
| 4.4.1        | ダークカレントの解析          | 25        |
| 4.4.2        | PDE 評価のための解析        | 29        |
| 4.5          | 結果                  | 31        |
| 4.5.1        | PDE の誤差について         | 31        |
| 4.5.2        | Null テスト            | 34        |
| 4.6          | PDE 測定結果についての評価     | 35        |
| 4.6.1        | 要求される正味の EL 増幅率     | 35        |
| 4.6.2        | 増幅率の各要素             | 36        |
| 4.6.3        | PDE 測定値の評価          | 36        |
| <b>第 5 章</b> | <b>試作機の開発</b>       | <b>37</b> |
| 5.1          | 試作機の概要              | 37        |
| 5.2          | チェンバー               | 38        |
| 5.3          | 光電子増倍管              | 39        |
| 5.4          | ELCC                | 39        |
| 5.4.1        | 光検出器部分 (MPPC)       | 39        |
| 5.4.2        | EL 増幅領域             | 40        |
| 5.5          | フィールドケージ            | 40        |
| 5.5.1        | ドリフト電場のシミュレーション     | 40        |
| 5.6          | 波長変換材               | 42        |
| 5.7          | ガス配管                | 42        |
| 5.8          | エレクトロニクス            | 43        |
| 5.8.1        | データ取得系              | 43        |
| 5.8.2        | ローパスフィルター           | 43        |
| 5.8.3        | データ取得のための回路系統       | 43        |
| <b>第 6 章</b> | <b>試作機の性能評価</b>     | <b>45</b> |
| 6.1          | 線源                  | 45        |
| 6.1.1        | 線源に要求される性能          | 45        |
| 6.1.2        | 物質とガンマ線の相互作用        | 45        |
| 6.1.3        | 光電吸収過程とキセノンの特性エックス線 | 46        |
| 6.2          | 取得データリスト            | 47        |
| 6.3          | 解析                  | 48        |
| 6.3.1        | ダークカレント解析           | 48        |
| 6.3.2        | ガンマ線事象の波形解析         | 49        |
| 6.3.3        | セル毎の EL 増幅率の補正      | 51        |
| 6.3.4        | ドリフト方向の位置再構成        | 53        |
| 6.4          | RUN1 の測定結果          | 54        |
| 6.4.1        | ダークカレント解析           | 54        |
| 6.4.2        | データのカット条件           | 55        |
| 6.4.3        | エネルギー分解能の評価         | 55        |
| 6.5          | RUN2 の測定結果          | 57        |
| 6.5.1        | ダークカレント解析           | 57        |
| 6.5.2        | エネルギー分解能の評価         | 57        |
| 6.5.3        | 飛跡の広がりによる補正         | 60        |
| 6.6          | RUN3 の測定結果          | 60        |
| 6.6.1        | ダークカレント解析           | 61        |

|              |                                 |           |
|--------------|---------------------------------|-----------|
| 6.6.2        | エネルギー分解能の評価 . . . . .           | 61        |
| 6.6.3        | EL 増幅率の電場依存性 . . . . .          | 63        |
| 6.7          | RUN4 の測定結果 . . . . .            | 64        |
| 6.7.1        | ドリフト速度の電場依存性 . . . . .          | 64        |
| 6.7.2        | 光量のドリフト電場依存性 . . . . .          | 64        |
| <b>第 7 章</b> | <b>考察</b>                       | <b>67</b> |
| 7.1          | エネルギー分解能を評価する際の関数について . . . . . | 67        |
| 7.1.1        | 波長変換剤シートによる光のしみ出し . . . . .     | 67        |
| 7.1.2        | ヒットボリュームによる一次の項の効果 . . . . .    | 69        |
| <b>第 8 章</b> | <b>まとめと今後の展望</b>                | <b>72</b> |
|              | <b>謝辞</b>                       | <b>73</b> |

# 第1章 序論

## 1.1 ニュートリノ

ニュートリノは1930年にW.Pauliによって、ベータ崩壊の際の電子の連続エネルギースペクトルを説明するためにその存在が予言された[1]。1956年にF.ReinesとC.Cowanが原子炉から発生する反電子ニュートリノと陽子との反応( $p + \bar{\nu}_e \rightarrow e^+ + n$ )を観測し、電子ニュートリノの存在が証明された[2]。その後、L.M.Lederman、M.Schwartz、J.Steinbergerらの米国ブルックヘブン国立研究所AGS陽子加速器を用いた実験からミューニュートリノ[3]が、米国フェルミ国立加速器研究所のDONUT検出器を用いた実験からタウニュートリノ[4]が発見された。また、現在、ニュートリノは3世代であることがわかっている[5]。

ニュートリノの予言、発見からしばらくの間、ニュートリノには質量が無いと考えられていた。しかし、SuperKamioKandeによる大気ニュートリノのニュートリノ振動の発見などによりニュートリノにも有限の質量があることがわかった[6]。

現在わかっているニュートリノの性質を下の表にまとめる。

| 種類               | レプトン数 | ヘリシティ <sup>1</sup> | ハイパー荷 |
|------------------|-------|--------------------|-------|
| $\nu_e$          | +1    | -1/2               | -1/2  |
| $\nu_\mu$        | +1    | -1/2               | -1/2  |
| $\nu_\tau$       | +1    | -1/2               | -1/2  |
| $\bar{\nu}_e$    | -1    | +1/2               | 0     |
| $\bar{\nu}_\mu$  | -1    | +1/2               | 0     |
| $\bar{\nu}_\tau$ | -1    | +1/2               | 0     |

## 1.2 マヨラナ性

### 1.2.1 フェルミオンの質量

標準模型において、フェルミ粒子はスピノル場 $\psi$ を用いて表され、ラグランジアンでは

$$-\mathcal{L} = \bar{\psi}i\gamma^\mu\partial_\mu\psi + m\bar{\psi}\psi \quad (1.1)$$

という形の項で表される。第1項はフェルミオンの運動項で第2項はフェルミオンの質量項を表す。ここで、フェルミオン $\psi$ は右巻き成分 $\psi_R$ と左巻き成分 $\psi_L$ の和で表すことができる。

$$\psi = \psi_R + \psi_L \quad (1.2)$$

したがって、ラグランジアンは右巻き成分、左巻き成分を用いて

$$-\mathcal{L} = i(\bar{\psi}_L\gamma^\mu\partial_\mu\psi_L + \bar{\psi}_R\gamma^\mu\partial_\mu\psi_R) + m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) \quad (1.3)$$

<sup>1</sup>標準模型ではニュートリノのヘリシティは完全に左巻きに偏極しているものとして記述されている(反ニュートリノは右巻き)

と書きなおすことができる。

弱い相互作用は左巻きフェルミオンだけに作用し、右巻きフェルミオンには作用しないので、 $SU(2)$  変換のもとで左巻きフェルミオンは二重項、右巻きフェルミオンは一重項となる。

$$l_L = \begin{pmatrix} e_L \\ \nu_L \end{pmatrix} ; \quad e_R, \nu_R \quad (1.4)$$

すると、フェルミオンは最早 (1.3) 式の第 2 項で表される質量項をもつことが許されなくなってしまう。しかし、事実として電子をはじめとする多くのフェルミオンは有限の質量を有する。

### 1.2.2 BEH 機構とディラック質量

前節の矛盾は  $SU(2)$  二重項であるヒッグズ場の導入により解決される。すなわち、 $SU(2)$  変換のもとで二重項、強い相互作用を記述する  $SU(3)$  変換のもとで一重項となるスカラー場  $\Phi$  を用いて、カイラル不変な項、

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -Y_e \bar{l}_L^i \Phi_i e_R + \text{h.c.} \quad (1.5)$$

を導入することが出来る。ここで、 $Y_e$  は電子の弱ハイパー荷 (1/2) である。また、h.c. はエルミート共役を表す。この項で表される相互作用を湯川相互作用という。

ここで、スカラー場  $\Phi$  のポテンシャルが

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^* \Phi + \lambda |\Phi^* \Phi|^2 \quad (1.6)$$

で与えられるとすると、このポテンシャルは  $\Phi^* \Phi = \frac{1}{2} \mu^2 / \lambda$  において最小値をとるので、場は真空期待値を持ち得る。ユニタリーゲージをとると、場の真空期待値は

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

と表すことが出来る。したがって、湯川相互作用を表すラグランジアンのうち、真空期待値に比例する項は

$$-\frac{Y_e v}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) + \text{h.c.} = \frac{Y_e v}{\sqrt{2}} \bar{e} e \quad (1.8)$$

と書き換えることが出来る。これによって電子は

$$Y_e = g \frac{m_e}{\sqrt{2} M_W} \quad (1.9)$$

の関係で表される質量  $m_e$  をもつことができる。ここで、 $M_W$  は W 粒子の質量、 $g$  は電子とヒッグズ場と呼ばれるスカラー場の結合定数である。同様にしてニュートリノについても、 $\nu_R$  が存在すれば

$$-Y_\nu \epsilon_{ij} \bar{l}_L^i \Phi^{*j} \nu_R + \text{h.c.} \quad (1.10)$$

という形の質量項を導入することができる。ここで、 $\epsilon_{ij}$  は 2 階の完全反対称テンソルである。

このような機構 (Brout-Englert-Higgs 機構) でフェルミオンが得た質量をディラック質量という。改めてこのディラック質量を  $m_D$  とおくと、(1.3) 式の質量項は

$$m_D (\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L) \quad (1.11)$$

のように書くことができ、ラグランジアン中に存在することができる。

### 1.2.3 マヨラナ質量

$\psi^c = \psi$  が成り立つとき、すなわち、粒子と反粒子が同一であるときにはディラック質量以外にも次に述べるマヨラナ質量を持ち得る。ここで、 $\psi^c$  は  $\psi$  の荷電共役変換を表す。

$$\frac{m_L}{2}(\overline{\psi_R^c}\psi_L + \text{h.c.}) + \frac{m_R}{2}(\overline{\psi_L^c}\psi_R + \text{h.c.}) \quad (1.12)$$

ここで  $m_L$ 、 $m_R$  はそれぞれ左巻き、右巻きスピノルのマヨラナ質量である。また、粒子と反粒子が同一であるような粒子をマヨラナ粒子という。荷電レプトンは電荷が逆転するためにマヨラナ粒子にはなり得ないが、ニュートリノは中性粒子であるためにマヨラナ粒子となり得る。

### 1.3 シーソー機構

ニュートリノが BEH 機構によって (ディラック) 質量を獲得するというシナリオは理論的に禁止されていないが、その場合、なぜニュートリノだけが他のフェルミオンに比べて極端に軽い<sup>2</sup>のか、すなわち、なぜニュートリノとヒッグズ場の結合定数が他のフェルミオンに比べて非常に小さいのかという不自然さが残る。これを自然に解決できる理論としてシーソー機構が提唱されている [7]。これはニュートリノがマヨラナ性を持つことを前提としている。

ニュートリノの質量項は、マヨラナ性を持つと仮定すると、前述の議論より

$$-\mathcal{L}_{\text{mass}} = m_D(\overline{\psi_L}\psi_R + \overline{\psi_R}\psi_L) + \frac{m_L}{2}(\overline{\psi_R^c}\psi_L + \text{h.c.}) + \frac{m_R}{2}(\overline{\psi_L^c}\psi_R + \text{h.c.}) \quad (1.13)$$

と書くことが出来る。これを行列を用いて表すと

$$\frac{1}{2}(\overline{\psi_L}, \overline{\psi_L^c}) \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_R^c \\ \psi_R \end{pmatrix} + \text{h.c.} \quad (1.14)$$

となる。ここに出てくる

$$M = \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

をニュートリノの質量行列と呼ぶ。これを対角化することで

$$M_{\text{diag}} = R^{-1}MR = \begin{pmatrix} M_1 & 0 \\ 0 & M_2 \end{pmatrix}, M_1, M_2 = \frac{m_L + m_R}{2} \pm \sqrt{\frac{(m_R - m_L)^2}{4} + m_D^2} \quad (1.16)$$

となる。ディラック質量  $m_D$  は他のフェルミオンと同程度と考えるのが自然であり、マヨラナ質量  $m_R$  は大統一理論のスケールである  $10^{15}\text{GeV}$  程度と仮定する。また、 $m_L = 0$  として、 $m_R \gg m_D$  を用いると

$$M_1 \simeq \frac{m_D^2}{m_R} \ll m_D, M_2 \simeq m_R \quad (1.17)$$

となる。これが「シーソー」機構の名前の所以であるのだが、右巻きニュートリノが非常に重たいマヨラナ質量を持っているために、観測される左巻きニュートリノの質量  $M_1$  は他のフェルミオンと比べて非常に軽くなる。

<sup>2</sup>現在のニュートリノの有効質量の上限は、例えば KamLAND-Zen 実験の値を用いると 120-250meV であり [9]、これは次に軽い素粒子である電子 (511keV) と比べても 6 桁以上軽いことになる。

## 1.4 ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊

二重ベータ崩壊とは、ベータ崩壊が二回同時に起こる現象である。一回のベータ崩壊はエネルギー的に禁止されているが、二回同時にベータ崩壊を行った際の娘核の質量が、親核の質量と2個の電子の質量の和よりも軽い場合にはこれが起こり得る。通常は二重ベータ崩壊の際には2個の電子と2個の反ニュートリノが放出される。しかし、ニュートリノがマヨラナ性を持っている場合には、放出される反ニュートリノのうちの片方をニュートリノとみなすことで、原子核中で仮想的に対消滅を起こし、放出される粒子は2個の電子だけとなる。前者の反応をニュートリノを伴う二重ベータ ( $2\nu\beta\beta$ ) 崩壊、後者の反応をニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ( $0\nu\beta\beta$ ) 崩壊という。図 1.1 にそれぞれの崩壊モードの概念図を載せる。

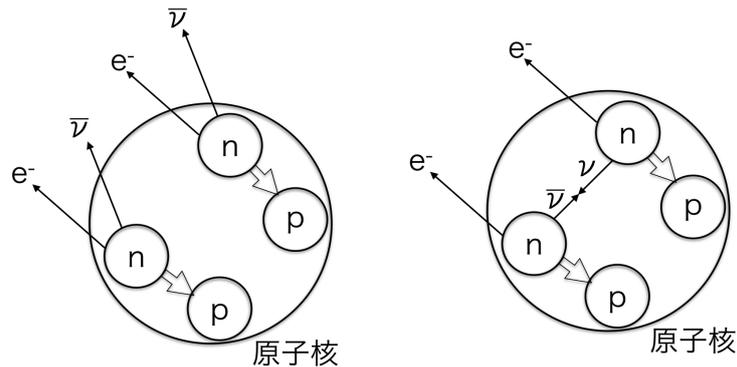


図 1.1: 二重ベータ崩壊の概念図。左がニュートリノを伴うモード ( $2\nu\beta\beta$ )、右がニュートリノを伴わないモード ( $0\nu\beta\beta$ ) を表している。

ニュートリノは反応断面積が非常に小さく、検出することが非常に難しいため、二重ベータ崩壊の際に検出できるのはいずれの場合においても2個の電子である。 $0\nu\beta\beta$  崩壊においては崩壊のエネルギーのほぼ全てが2個の電子に与えられる<sup>3</sup>。したがって、2個の電子のエネルギーの和は反応の前後のエネルギー差 (Q 値) と一致する。一方、 $2\nu\beta\beta$  崩壊においてはニュートリノがエネルギーを持ち去るため、2個の電子のエネルギーの和は Q 値よりも小さくなる。これより、二重ベータ崩壊で放出される2個の電子のエネルギースペクトルは図 1.2 のようになる。 $0\nu\beta\beta$  崩壊探索においては、図 1.2 中のピークを検出することで反応を同定する。

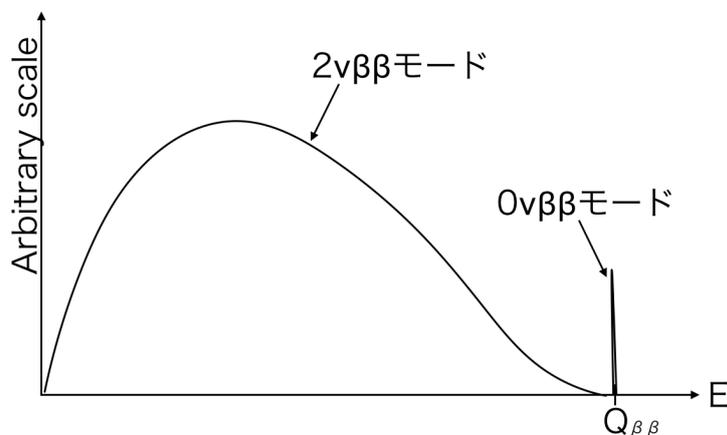


図 1.2: 二重ベータ崩壊で放出される2個の電子のエネルギースペクトル。

<sup>3</sup>原子核中の陽子も反跳エネルギーを持つが、電子に比べて非常に重たいのでその反跳エネルギーは小さく、静止しているとみなすことができる。

また、 $0\nu\beta\beta$  崩壊の半減期  $T_{0\nu}$  とニュートリノ有効質量  $\langle m_\nu \rangle$  の間には

$$\frac{1}{T_{0\nu}} = G_{0\nu} |M_A|^2 \langle m_\nu \rangle^2 \quad (1.18)$$

の関係がある [8]。ここで、 $G_{0\nu}$  は位相空間体積で、 $M_A$  は核行列要素である。したがって、 $0\nu\beta\beta$  崩壊の寿命を求めることでニュートリノの有効質量を求めることが出来る。ただし、核行列要素は多体系の計算をせねばならず、理論不定性が大きいいため、いくつかの核種を用いて  $0\nu\beta\beta$  崩壊の寿命を測定することはニュートリノの質量を求めるにあたって非常に重要である。

#### 1.4.1 他のニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索実験

ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索の実験として、様々な実験が行われている。3つの代表的な実験について長所と短所を簡単に述べる。

##### KamLAND-Zen

液体キセノンを用いた実験で、 $^{136}\text{Xe}$  を液体シンチレータに溶かし、シンチレーション光を検出することでエネルギーを再構成する。液体キセノンを用いる利点としては半導体と比べて技術的にも金銭的にも大型化が容易であることが挙げられる。したがって、大質量の崩壊核を用いた探索が可能であり、KamLAND-Zen 実験では既に数百 kg のキセノンを用いた実験を行っている [9]。現在の  $^{136}\text{Xe}$  の  $0\nu\beta\beta$  崩壊の寿命の下限值はこの実験により与えられており、その値は  $1.9 \times 10^{25}$  年である [9]。

ただしこの方法では半導体ほどのエネルギー分解能を達成することは難しく、KamLAND-Zen 実験の場合  $^{136}\text{Xe}$  の二重ベータ崩壊の Q 値で 9.9%(FWHM) 程度のエネルギー分解能である [9]。

##### GERDA

ゲルマニウム半導体検出器を用いた実験で、崩壊核は  $^{76}\text{Ge}$  である。半導体検出器を用いた実験の最大の特長は高いエネルギー分解能であり、GERDA 実験では  $^{76}\text{Ge}$  の二重ベータ崩壊の Q 値において 0.16%(FWHM) を達成している [10]。また、 $^{76}\text{Ge}$  の  $0\nu\beta\beta$  崩壊の寿命の下限值として  $2.1 \times 10^{25}$  年が求められている [10]。

しかし、半導体検出器では大型化の際に結晶の純度を保つことが難しく、また結晶が高価であることから費用も膨大になってしまうため、大質量の崩壊核を用いた探索が困難であるという欠点がある。

##### CANDLES

$\text{CaF}_2$  結晶をシンチレータとして用いた実験で、崩壊核は結晶中に含まれる  $^{48}\text{Ca}$  である。 $^{48}\text{Ca}$  は二重ベータ崩壊の Q 値は 4.27MeV で、自然界に存在する二重ベータ崩壊核の中でも最も高い値である。この値は環境放射線 (ガンマ線) よりも高い値であるので、バックグラウンドのない環境での探索が期待できる。

しかし、 $^{48}\text{Ca}$  は天然存在比が 0.187% と非常に小さく、また Ca 同位体は効率的な濃縮方法も知られていないことから、大量の崩壊核を用意することが難しい。

## 第2章 AXEL 検出器

### 2.1 検出器への要求

ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊は起こったとしても非常に稀な反応であり、現在、観測によって求められている反応の寿命の下限値は  $^{136}\text{Xe}$  の場合、 $1.9 \times 10^{25}$  年である [9]。この稀な反応を検出するためには二重ベータ崩壊核を大量に用意する必要がある。また、同時に背景事象の除去が非常に重要になる。背景事象除去のために高いエネルギー分解能が要求される。検出器内外の放射性不純物や宇宙線によって生成された中性子や不安定核によって引き起こされる放射線などが信号領域に近いエネルギーの偽信号になり得る。また、放射性不純物などの背景事象源を完全に排除することが出来たとしても、ニュートリノを伴う二重ベータ崩壊で、放出されるニュートリノがあまりエネルギーを持ち去らない場合は信号領域に近いところに偽信号が検出される。すなわち、究極的には二重ベータ崩壊核そのものが取り除けない背景事象源となってしまう。しかしこれらの偽信号はエネルギー分解能を向上することによって除去することができる。また、背景事象除去のためにもう一つ有効な手段として信号の飛跡情報を用いるという方法がある。すなわち、背景事象であるアルファ線やガンマ線による信号と2本のベータ線の信号を Time Projection Chamber(以下 TPC) による飛跡情報を用いて弁別するというものである。

### 2.2 AXEL 検出器の概要

これらの要求を満たす検出器として A Xenon ElectroLuminescence(以下 AXEL) 検出器を開発する。概念図を図 2.1 に載せる。崩壊核として  $^{136}\text{Xe}$  原子核を用いる。 $^{136}\text{Xe}$  の二重ベータ崩壊の Q 値は 2.458MeV である。高圧 (10~30 気圧) のキセノンガスをを用いることで大質量を達成する。最終的には  $^{136}\text{Xe}$  を 1 トン程度含む検出器を開発する。1 トンの  $^{136}\text{Xe}$  原子を用いてバックグラウンドフリーの環境下で 1 年間の測定を行うと、ニュートリノ質量の逆階層構造を棄却できる感度に達する。また、キセノン原子は崩壊核であると同時に TPC の検出器部分としても用いられる。すなわち、 $^{136}\text{Xe}$  の二重ベータ崩壊で放出された電子線によって周りのキセノン原子が励起および電離され、その励起原子が脱励起の際に放出するシンチレーション光や電離電子を検出することで、反応の飛跡情報やエネルギー情報を得る。シンチレーション光は光電子増倍管 (Photomultiplier Tube、PMT) によって検出され、TPC のスタート信号 ( $t_0$  信号) として用いられる。電離電子は電場によって PMT とは反対側に設置された Electroluminescence light collection cell (ELCC) plane(詳細は 2.2.2 節) にドリフトされ、ELCC によってエレクトロルミネッセンス過程を経て電子の個数に比例した量の光信号に変換される。変換された光信号は Silicon Photomultiplier (SiPM) によって検出され、その光量からエネルギー情報を再構成する。この場合、エネルギー分解能の限界は電離電子の統計揺らぎによって決まるが、キセノン原子の場合は半値全幅 (FWHM) で 0.25% と半導体検出器並に優れている [11]。また、シンチレーション光によるスタート信号 ( $t_0$  信号) と検出器内をドリフトした後の電離電子による信号の時間差からドリフト方向の位置を決定する。ELCC によるヒットパターンの情報、信号の到着時間差の情報から 3 次元的な飛跡情報を再構成する。再構成された飛跡を解析することで信号である二重ベータ崩壊事象とバックグラウンドであるアルファ線事象、ガンマ線事象を区別する。

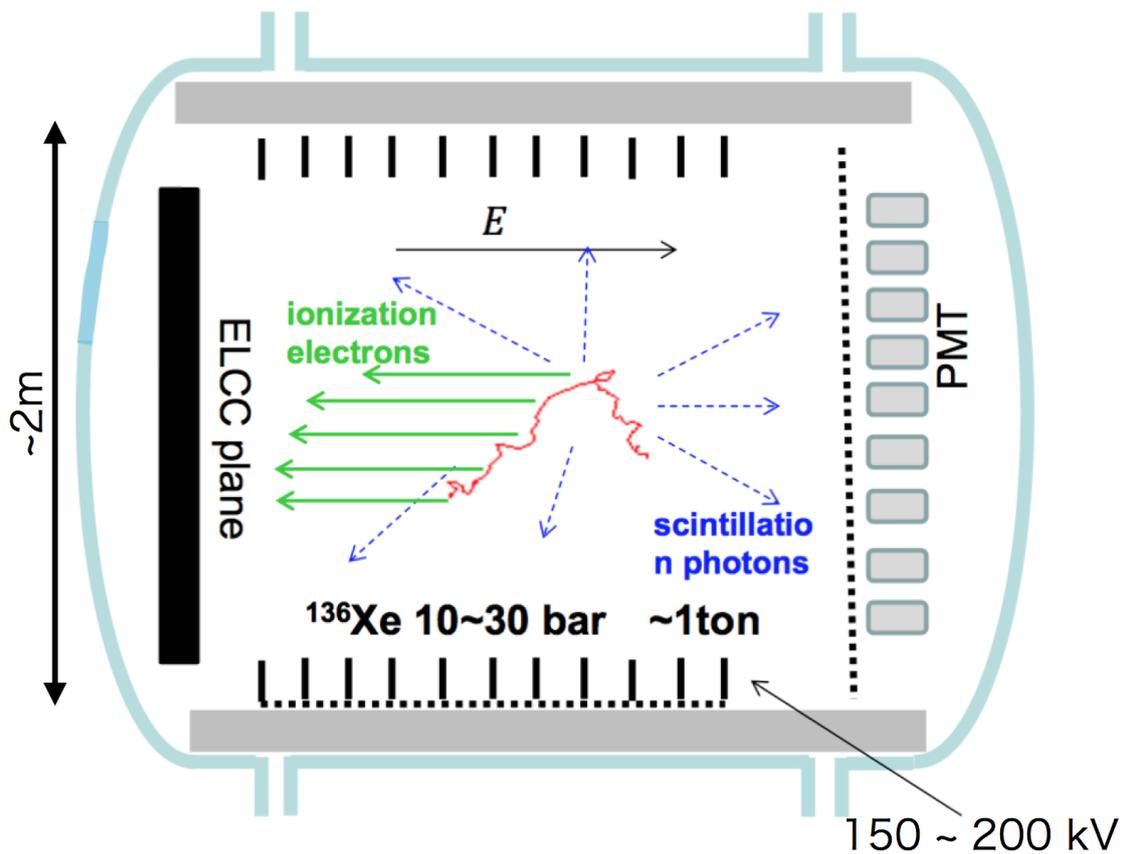


図 2.1: AXEL 検出器の概念図。信号である電子が周りのキセノンガスを励起、電離しながらエネルギーを落とす。励起されたキセノン原子が脱励起する際に発生するシンチレーション光を PMT で検出し、TPC のスタート信号 ( $t_0$  信号) とする。また、電離によって生じた電子はドリフト電場に依って ELCC plane に引き寄せられ、この中で EL 過程を通じて光信号に変換される。変換された光信号は SiPM によって検出され、検出した光量からエネルギーを再構成する。

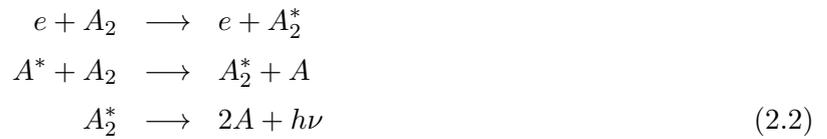
## 2.2.1 エレクトロルミネッセンス過程

希ガス中で電場によって加速された電子が希ガス原子に衝突することで、次のような過程を経て発光する現象がある [11]。



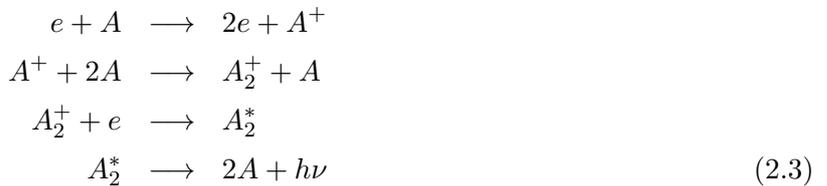
これらの式で表される過程をエレクトロルミネッセンス (Electroluminescence、EL) 過程という。(2.1) 式の 2 番目の反応については、ガス中の原子の数密度が  $10^{10}\text{cm}^{-3}$  以上のときに起こりうる。この過程によって放出される光の波長はシンチレーション光の波長とほとんど同じである。

キセノンのような重い希ガスの場合、密度が大きくなるあるいは温度が低くなることで 2 量体やクラスターを形成しはじめるため、次のような EL 過程が起こる [11]。



この過程によって発生する EL 光の量は増加するが、同時に 2 量体による光の吸収が問題となる。キセノンの場合、この過程はキセノン原子の数密度が  $10^{21}\text{cm}^{-3}$  よりも大きくなると起こり得る。これは常温 (300K) における圧力に換算すると  $4.14 \times 10^6\text{Pa}$  であり、すなわち約 40 気圧を超えるとこの反応が起こり得る。

また、加速された電子が電離の閾値を超えると、キセノン原子を電離する過程が起こり始める。この際にも EL 光は発生し、その過程は次の一連の式で表される [11]。



ただしこの場合、(2.3) の 1 番目の式で表される電子増幅過程が指数関数的な増幅過程であるために、統計的な増幅揺らぎが EL 光の光量の揺らぎを引き起こし、エネルギー分解能は悪化する。

EL 過程による電離電子 1 個あたりから生じる単位長さあたりの光子数  $Y$  [photons/electron/cm] (以下 EL 増幅率) を圧力換算した値  $Y/p$  [photons/electron/cm/bar] は圧力換算された電場  $E/p$  [V/cm/bar] に比例して増加する。室温におけるキセノンの場合、

$$Y/p = 70(E/p - 1.0) \quad (2.4)$$

に従う [11]。また、図 2.2 に圧力換算された EL 増幅率と電場の関係図を示す [11]。

## 2.2.2 ELCC -Electroluminescence Light Collection Cell-

ドリフト電場によってドリフトした電離電子を収集し、高電場によって EL 光を発生させる機構として、Electroluminescence Light Collection Cell (以下 ELCC) を開発している。ELCC の概念図を図 2.3 に載せる。ELCC はアノード電極、セル状の PTFE の発光領域、メッシュ、光検出器部分から成る。図 2.3 の右側は ELCC の検出原理を横からみた断面図である。ドリフト電場によってドリフトされた電離電子は、アノードとグラウンドの間の強い電場によりそれぞれのセルに引き込まれる。セル内に引きこま

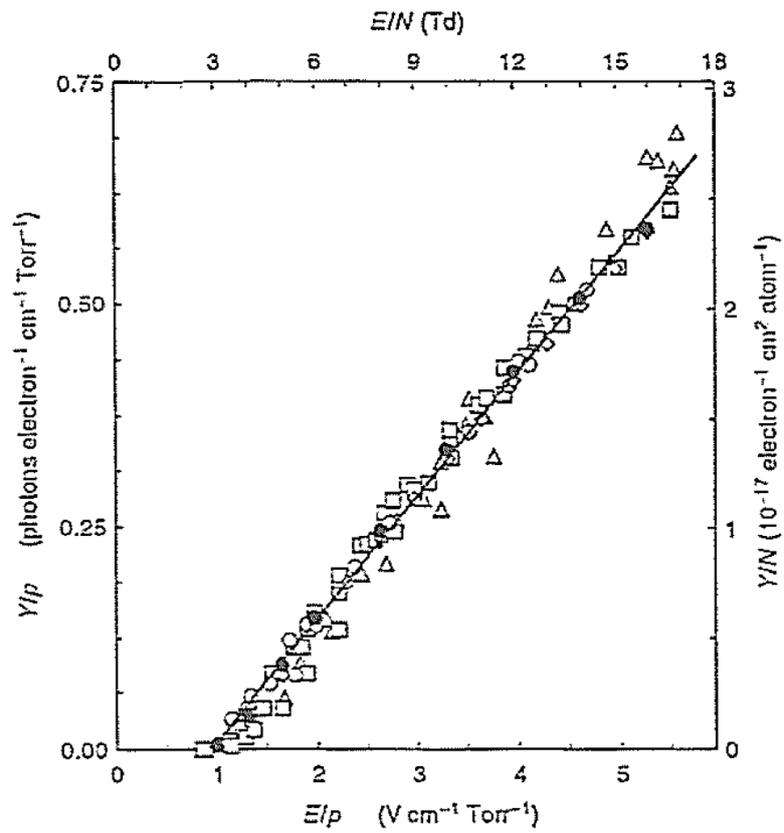


図 2.2: 室温におけるキセノン原子での圧力換算された EL 増幅率  $Y/p$  と圧力換算された電場の関係 [11]。

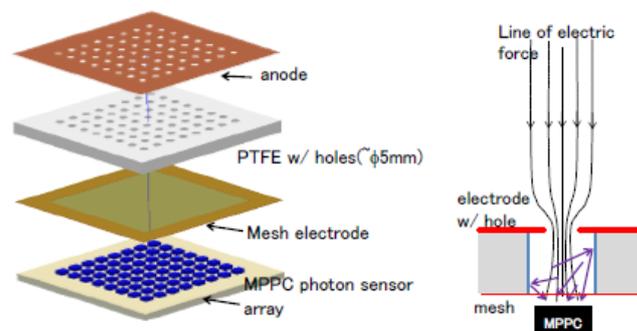


図 2.3: ELCC の概念図

れた電子は電場によってさらに加速され、EL 光が発生する。発生した EL 光は各セルに 1 個配置されている光検出器によって検出される。

ELCC による利点として、反応の場所依存性が無くなることが期待される。すなわち、生成した電離電子を漏れ無くセルに引き込んで検出することで、反応が光検出器に対して検出器内のどこで起っても検出光量の場所依存性は起こらない。また、ELCC は全て堅い素材で構成されているので、容易に大型化することができると思われる。

発生した EL 光は SiPM によって検出される。しかし発生する EL 光の主な波長成分は 178nm の真空紫外光であり、現在市販されている製品ではこの波長に対して検出感度を持たない。図 2.4 にキセノンをはじめとする希ガスの発光スペクトルを載せる。そこで (株) 浜松ホトニクスと MEG 実験が共同で開発した真空紫外光に感度を持つ MPPC<sup>1</sup> を使用する [17]。この MPPC については液体キセノン中および気体アルゴン中での性能評価はなされているが [18][19]、気体のキセノン中での性能については評価されていないので、本実験で独自に行う必要がある。これについては第 4 章で述べる。

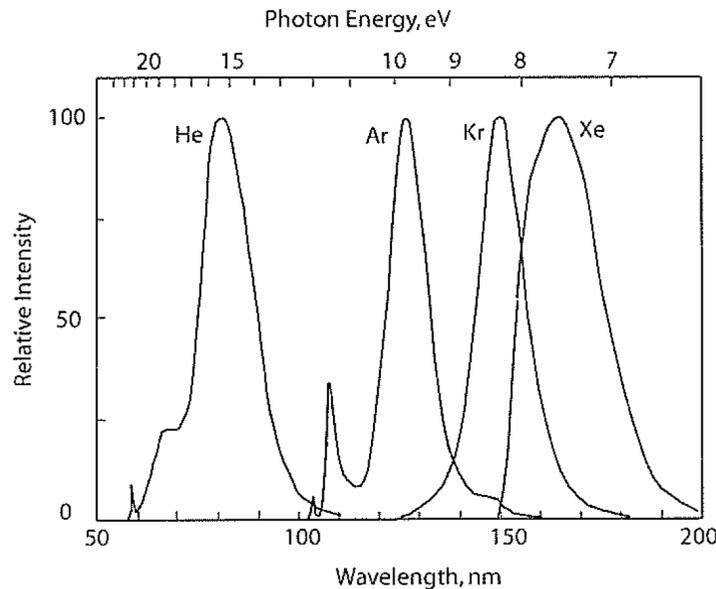


図 2.4: キセノンおよび他の希ガスの発光波長スペクトル [11]。

### 2.2.3 他のガス検出器の実験との比較

電離電子をガス検出器中で検出する際に用いられる手法として、電子のなだれ増幅を用いる方法がある。これは、ドリフトされた電子を細いワイヤーの近傍などのような非常に強い電場で急加速し、周りのガスの電離を引き起こすことで電気信号を増幅するような方法である。この場合、増幅キャリアは指数関数的な増幅となるため、特に増幅初期段階における増幅揺らぎが最終的な信号の大きさの揺らぎに大きく影響してしまい、高いエネルギー分解能を達成することは難しい。これに対して EL 過程は指数関数的なプロセスを伴わない増幅であるため、増幅揺らぎが抑えられ、高いエネルギー分解能を維持することができる。

EL 過程を起こす方法として最も単純なのは、2 枚の金属メッシュの間に高電圧を印加し、この間で EL 光を発生させるというものである。この方法を採用している実験としてスペインに拠点を置く NEXT 実験がある。この実験では EL 光の発生領域であるメッシュ側に並べられた SiPM で飛跡検出を行い、反対側の面に並べられた PMT によって EL 光を検出し、エネルギーを再構成する。NEXT 検出器の概念図を図 2.5 に載せる [12]。NEXT 実験では既に <sup>22</sup>Na からの 511keV のガンマ線を用いた測定で、二重ペー

<sup>1</sup>(株) 浜松ホトニクス社製の SiPM の商品名。

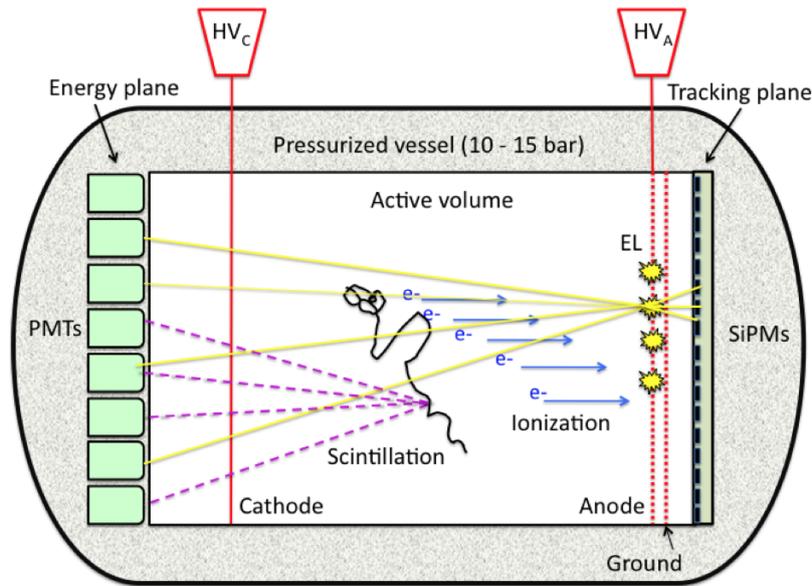


図 2.5: NEXT 検出器の概念図 [12].

タ崩壊の  $Q$  値に換算して 0.8%(FWHM) のエネルギー分解能を達成している [20]。しかし、この方法では PMT へのアクセプタンスの違いなどから EL 光の発生する場所によって PMT に入射する光量が異なってしまうという光量の場所依存性が生じる。また、2 枚のメッシュのたわみによる EL 領域の厚みの非一様性が EL 増幅率の非一様性を生み出してしまうため、大型化が困難であるという欠点がある。

### 2.3 飛跡情報を用いたバックグラウンド除去

時間差の情報および ELCC のヒットパターンから再構成された事象の飛跡情報は、バックグラウンドであるアルファ線やガンマ線による事象と信号である二重ベータ崩壊事象を区別するために使用される。

2.48MeV のアルファ線の 30 気圧のキセノンガス中での飛程は約 0.29mm であり、ELCC の 1 セル内に飛程の全てが収まる。したがって、アルファ線のバックグラウンドについては飛跡の長さから簡単に除去することができる。

またガンマ線のバックグラウンドについても、キセノン原子とコンプトン散乱を起こす、またはキセノン原子の  $K_{\alpha}$  線を伴い、検出器内の 2 箇所以上に飛跡を残すようなイベントは除去することが出来る。

数 MeV の電子がガス中でエネルギーを落とす際には、周りの原子との衝突によって電子の飛跡は曲がりくねったものになる。とりわけ、電子の運動エネルギーが小さくなった際、すなわち電子が自身の運動エネルギーを落としきる直前には、原子との衝突が何回も起こる。その結果、エネルギー損失が狭い範囲に集中し、飛跡の最後で大きな塊状のエネルギー損失が観測される。以下ではこの塊のことをプロブと呼称する。

二重ベータ崩壊の場合、電子が 2 個発生し、そのそれぞれがガス中でエネルギーを失うので、プロブが 2 個になることが予想される。一方で、バックグラウンドであるガンマ線がキセノン原子に光電吸収された結果生じた光電子やキセノン原子中の軌道電子とコンプトン散乱を起こした結果生じた散乱電子の個数は 1 個であるため、観測されるプロブの数も 1 つとなる。この違いを利用して信号の弁別を行う。

## 第3章 光検出器

本章では発生した EL 光を検出する光検出器について述べる。

### 3.1 Multi-Pixel Photon Counter (MPPC)

本実験では Electroluminescence 過程によって生成された光信号を検出する SiPM として、(株) 浜松ホトニクス の Multi-Pixel Photon Counter (以下 MPPC) を用いる。

MPPC はガイガーモードで動作する Avalanche Photo Diode (APD) を二次元に並列に並べて構成されているデバイスである。各 APD の手前にはクエンチ抵抗と呼ばれる抵抗ついており、光子が入射して電流が流れると電圧降下が生じて APD にかかる電圧が下がることでガイガーモードが終了する。MPPC の概念図および構成回路の概念図を図 3.1 と図 3.2 に載せる。

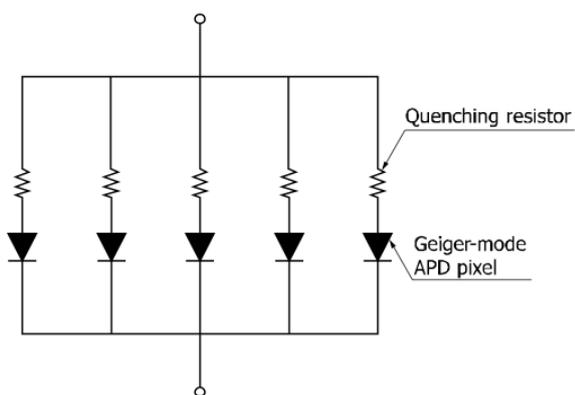


図 3.1: MPPC の等価回路図 [14]。ただし、ピクセル数は省略して描かれている。

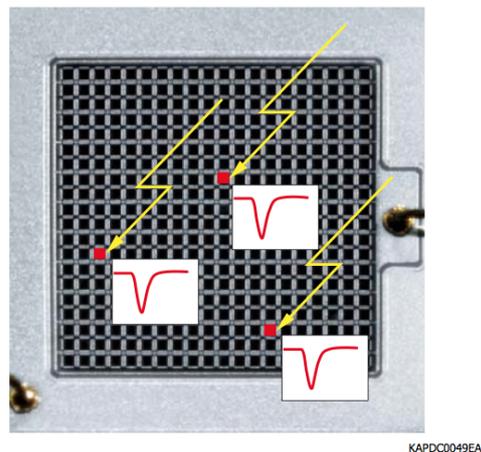


図 3.2: MPPC の概念図 [14]。上図では 3 つのピクセルに光子が入射している。出力される信号は、それぞれのピクセルの信号の和である。

構成要素である APD のピクセル自身の大きさとそれらを並べて作られる MPPC デバイス全体の大きさにはいくつかの種類の商品が用意されているが、今回の MPPC の評価および AXEL 検出器の試作機には 1 つの APD ピクセルが  $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ 、これらを並べて  $3 \times 3 \text{mm}^2$  の大きさの MPPC を用いる。

MPPC の大きな特徴として優れた光子数識別能がある。これは MPPC を構成する各 APD をガイガーモードで動作させているためである。すなわち各 APD は入射光子のエネルギーに依らずに一定の大きさの信号を出力し、全ての APD は同じ読み出し回路に並列に接続されているために MPPC 全体としては光子のヒットのあったピクセル数に比例した大きさの信号が出力されるからである。ただし入射光子数が増えるほど同一ピクセル内に 2 光子以上が入射する確率が大きくなるため、光子数と出力信号の大きさの線形性が保たれなくなってしまう。しかし、本 AXEL 実験で予想される光量に対しては、MPPC の非線形性は非常に小さく補正出来ることがわかっている [15]。

## 3.2 MPPCの基礎特性

### 3.2.1 ゲイン

MPPCのゲイン(増幅率)はMPPCを構成するAPD素子に1光子が入射した際に発生する電子-正孔対の電子が、信号として検出されるまでにどれだけ増幅されたかを表す量であり、定義は次の式の通りである。

$$\text{ゲイン} = \frac{Q(\text{1ピクセルからの信号の電荷量})}{e(\text{素電荷})} = \frac{C \times \Delta V}{e} \quad (3.1)$$

ここで、 $e$ は素電荷、 $C$ はMPPCの静電容量、 $\Delta V = V_{\text{bias}} - V_{\text{BD}}$ で与えられ、 $V_{\text{bias}}$ はMPPCに印加するバイアス電圧、 $V_{\text{BD}}$ はブレイクダウン電圧と呼ばれ、MPPCを構成するAPDがガイガーモードに突入する電圧を表す。また、 $\Delta V$ をオーバーボルテージと呼ぶ。(3.1)式より、MPPCのゲインは $\Delta V$ のみに依存して変化する。典型的なMPPCのゲインは $10^5 \sim 10^6$ 程度である。

しかし、実際に1光子が入射した際には、後述するクロストークやアフターパルスの影響で検出される信号は常に $1\text{p.e.}^1$ の大きさであるとは限らない。そこで以降では、クロストークやアフターパルスの影響も考慮したゲインを有効ゲインと呼び、(3.1)式で表されるゲインを $1\text{p.e.}$ ゲインと呼んで区別する。有効ゲインについては4.4.1節で詳しく述べる。

また本論文では以降、ゲインという言葉を用いて、1つの電子-正孔対の増幅率という意味だけでなく、Flash ADCで取得した $1\text{p.e.}$ の信号に相当する波形の積分値のことを指してつかうこともある。

### 3.2.2 ダークカレント

外部から入射した光子由来ではない場合の信号をダークカレントと呼ぶ。ダークカレントを生じる主な原因として結晶中の電子の熱運動およびトンネル効果が考えられる。

熱運動由来のダークカレントの場合、その発生率(1秒間に何回ダークカレントが生じるか。以下ダーククレートと呼ぶ)は温度の上昇に応じて以下の関数のように増加する[14]。

$$r(T) = AT^{3/2} \exp\left(\frac{E_g}{kT}\right) \quad (3.2)$$

ここで、 $A$ は任意定数、 $T$ は絶対温度、 $E_g$ はAPDを構成する半導体のバンドギャップエネルギー、 $k$ はボルツマン定数である。

一方でトンネル効果起因の場合、ダイオードに逆バイアス電圧をかけることで価電子帯にある電子がトンネル効果を起こして伝導帯に遷移する<sup>2</sup>ので、その発生率は温度には依らず、MPPCに加えたバイアス電圧とAPD素子およびMPPCの面積に依存して大きくなる。

### 3.2.3 クロストークとアフターパルス

MPPC内のあるピクセルでアバランシェ増幅が起こっている最中に、増幅された電子から制動放射や再結合のプロセスを通じて二次的光子が生成されることがある。この二次光子が他のピクセルに侵入して電子-正孔対を生成すると、このピクセルでもガイガー放電が起こり、検出される信号はこれらのピクセルで増幅された信号の和となる。このような現象を(光学的)クロストークと呼ぶ。クロストークの発生確率は $\Delta V$ に依存して大きくなることが知られている[14]。

また、アバランシェ増幅を行っている最中の電子から放出された二次光子が同じピクセル内の空乏層で新たな電子-正孔対を生成すると、はじめのガイガー放電から少しの時間<sup>3</sup>を置いて次のガイガー放電が観測される。これをアフターパルスと呼ぶ。

<sup>1</sup>photon equivalent の略。すなわち1光子に対応する量の大きさの信号を指す。

<sup>2</sup>ダイオードに逆バイアス電圧をかけることで、価電子帯の準位が伝導帯の準位よりも高くなる。したがってこのような遷移が起こり得る。

<sup>3</sup>典型的には数百 ns。これは電子-正孔対のドリフト中の拡散に起因するものである。

### 3.2.4 光子検出効率 (PDE)

MPPC の受光面に 1 光子が入射した際にその光子を実際に検出できる確率を光子検出効率 (Photon Detection Efficiency、PDE) と呼ぶ。MPPC の PDE は次の各要素から成る。

$$\text{PDE} = F_g \times \text{QE} \times \epsilon_{\text{Giger}} \quad (3.3)$$

$F_g$  : MPPC の開口率を表している。すなわち、MPPC の受光面に対する APD の有感領域の割合である。

QE : APD の量子効率を表す。すなわち、APD の有感領域に入射した 1 光子が電子-正孔対を生成する確率を表す。印加電圧および入射光の波長に依存した量となる。特に、現在製品として発売されているデバイスでは 178nm の波長の光 (真空紫外光) に対して QE が非常に低いので、この波長領域の感度を持たない。

$\epsilon_{\text{Giger}}$  : 電子-正孔対が生成したときに、ガイガー放電を起こす割合を表す。印加電圧に依存した量となる。

図 3.3 に典型的な MPPC の PDE の波長依存性を載せる。

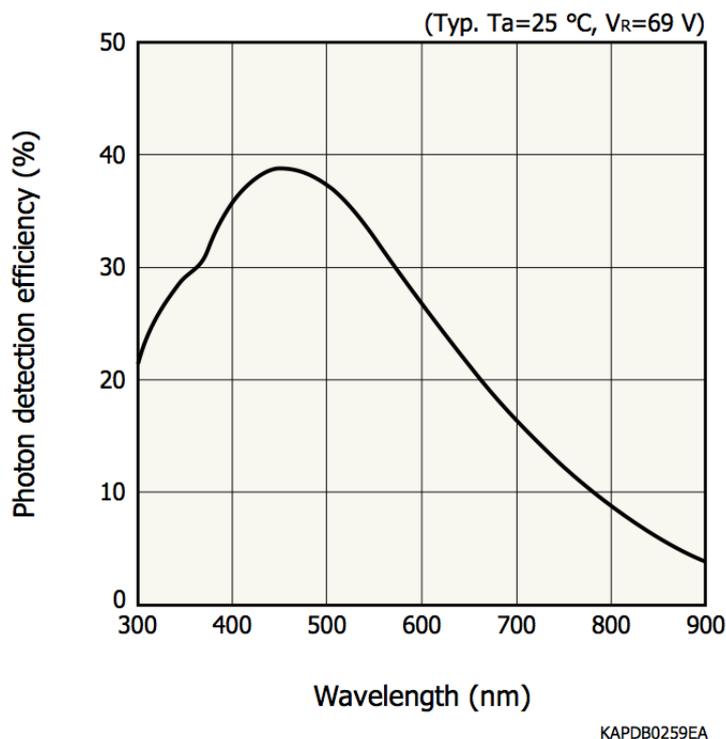


図 3.3: PDE の波長依存性 [14]。

## 第4章 真空紫外光に感度を持つMPPCの性能評価

前章で述べた通り、現在市販されている MPPC はキセノンの発光波長である真空紫外光に感度を持たない。そこで本実験では、浜松ホトニクスと MEG 実験が共同で開発した真空紫外光に感度を持つ MPPC を用いる。この素子は液体のキセノン中で真空紫外光に良い感度を持つように調整されている [17]。

真空紫外光に感度を持つ MPPC の PDE 評価については MEG グループが液体キセノン中で 178nm の波長 [18]、早稲田大学の ANKOK 実験グループが液体アルゴン中での 128nm の波長 [19] の光に対する PDE 測定を行っている。しかし液化した希ガスとは、温度、屈折率の異なる高圧キセノンガスキセノン中での 178nm の波長光に対する PDE 評価は行われていない。MPPC の検出効率 は検出器の性能を決める非常に重要な量であり、把握しておく意義は大きい。

178nm の波長の光源として高圧キセノンガス中でアルファ線により発生するシンチレーション光を用いる。シンチレーション光は測定を行う MPPC と参照用の光電子増倍管 (PMT) によって検出される。MPPC と PMT で検出した光量にそれぞれの受光面の立体角の補正を行い、PMT の量子効率を基準として MPPC の PDE を算出する。

### 4.1 評価するデバイス

今回、基礎特性を測定した MPPC は型番 3X3MM-50UM VUV3 の 2 個であり、その仕様、基礎特性を表 4.1 にまとめる。

表 4.1: 測定した MPPC のスペック

| シリアル番号 | ピクセル間隔、受光面積                            | オペレーティング電圧 $V_{op}$ <sup>1</sup> | ダークレート | ゲイン      |
|--------|--|----------------------------------|--------|----------|
| A0014  | 50 $\mu$ m、3 $\times$ 3mm <sup>2</sup> | 55.18V                           | 648kHz | 2.00E+06 |
| A0015  | 50 $\mu$ m、3 $\times$ 3mm <sup>2</sup> | 54.99V                           | 901kHz | 2.00E+06 |

図 4.1 にそれぞれの素子の写真を載せる。中央の黒い領域が受光面で、その周りはセラミック製のパッケージで覆われている。また、受光面に対して裏側のセラミックパッケージからはバイアス電圧印加用および信号読み出し用の電極が伸びている。

また、図 4.2 に典型的な信号 (ダークカレント) の波形を載せる。

### 4.2 セットアップ

図 4.3 に PDE 測定のために開発したセットアップの概略図を載せる。図 4.3 左のアルファ線源の位置で発生したシンチレーション光は測定用 MPPC および PMT に入射する。線源から見た測定用 MPPC と PMT の立体角はそれぞれ 0.00935[Str]、0.239[Str] である。

以下、本セットアップの各構成要素について説明する。

<sup>1</sup>50 $\mu$ m pitch の素子の場合、 $V_{op} = V_{BD} + 3V$  である [16]。

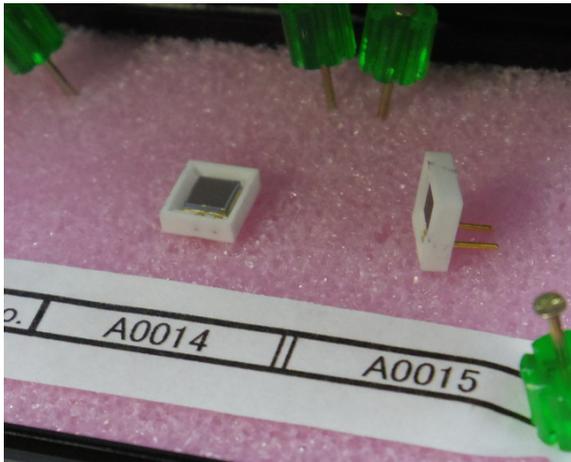


図 4.1: 今回基礎特性の測定を行った素子。左が Serial No : A0014、右が Serial No : A0015。

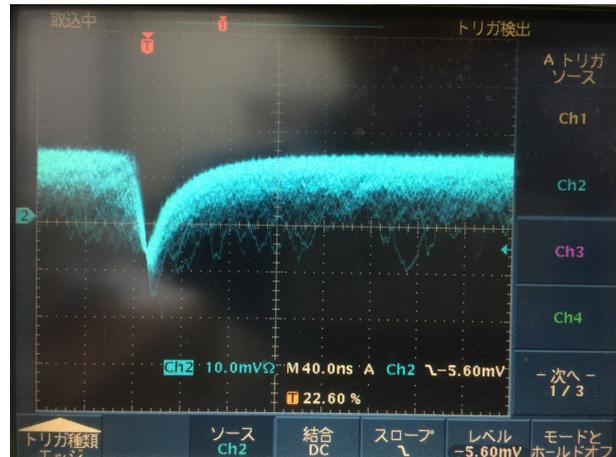


図 4.2: 典型的なダークカレントのオシロスコープ画面。

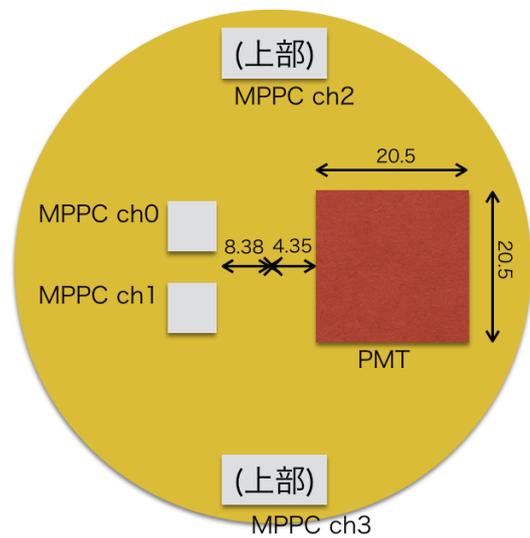
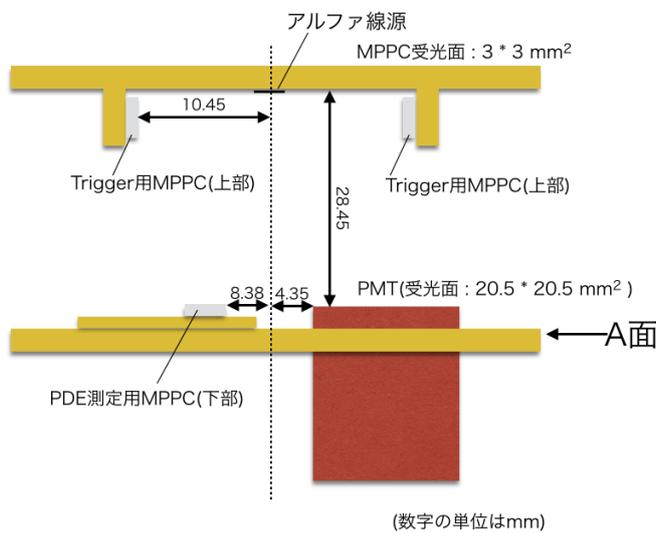


図 4.3: PDE 測定のためのセットアップの概略図。右図は左図の A 面を上部から覗いたときの概略図。左図中のアルファ線源の位置で発生したシンチレーション光はトリガー用 MPPC および PMT によって検出され、それらのコインシデンス信号がデータ取得の際のトリガー信号となる。

#### 4.2.1 圧力容器

測定は SUS304 製の圧力容器 (チェンバー) 内で行った。容器の円筒部は JIS 配管規格 10K の 90A に従っており外径は  $\phi 101.6\text{mm}$ 、肉厚 3mm(したがって内径は  $\phi 95.6\text{mm}$ )、高さは 160mm である。10 気圧までの耐圧を持つように設計されている。圧力容器の側面にはガス導入のための配管と圧力計および安全弁設置のための配管が付いている。図 4.4 に圧力容器の写真を載せる。

また、チェンバーの下部のフランジにはフィードスルーが取り付けられており、25 本の電線から成るリボンケーブルが一束およびテフロン被覆電線が 4 本通っている。リボンケーブルは MPPC へのバイアス電圧印加用および、MPPC と PMT の信号線として用いられる。テフロン被覆電線は 900V(DC) の耐電圧性能を持っており、PMT への電圧印加に用いられる。

さらに、測定中は圧力容器全体を温調器 (ORION 製、型番 : PAP-01B) によって 25℃ に保った。



図 4.4: 圧力容器。ただし、トップフランジは外してある。また、ガス系への接続もされていない。

#### 4.2.2 構造物

測定用 MPPC、トリガー用 MPPC、参照用 PMT およびアルファ線源をチェンバー内で固定する構造物は、アウトガスの少ない PEEK 材および金属で構成されている。この構造物によって線源および検出器の位置関係が決定する。

### 4.2.3 ガス系

ガス系を通じて 8 気圧のキセノンガスを封入して測定を行った。使用したキセノンガスは回収ボンベ内に保存されていた再利用キセノンである。ガス配管について、詳しくは 5.7 節で述べる。

### 4.2.4 アルファ線源

シンチレーション光を引き起こす放射線源として、今回の実験で要求される条件は

- 常に同じ点から発生すること
- 高圧ガス中での飛程が点状とみなせるほど短いこと

である。この要求を満たすことの出来る放射線源は固体のアルファ線源のみである。ただしアルファ線はエネルギー損失が大きいため飛程が非常に短く、チェンバーの壁面を透過して内部に進入することは出来ないため、チェンバー内部に設置する必要がある。この場合、真空引きおよび高圧ガス中でも使用が許可されているアルファ線源を用いなければならない、通常用いるような標準線源は使用することが出来ない<sup>2</sup>。そこで、本実験では応用光研工業株式会社が販売している  $^{241}\text{Am}$  ライトパルサーを分解し、内部にある白金板に蒸着された  $^{241}\text{Am}$  をアルファ線源として用いた。 $^{241}\text{Am}$  は 5.4MeV のアルファ線を放出する。5.4MeV のアルファ線の 8 気圧キセノンガス中での飛程は約 2.8mm である。図 4.5 に今回用いた  $^{241}\text{Am}$  の写真を載せる。このアルファ線源は前述の通り標準線源などではないため、アルファ線のレートは比較的 low、15Hz 程度であった。



図 4.5: 今回用いた  $^{241}\text{Am}$  線源。中央の四角い領域に  $^{241}\text{Am}$  が蒸着されている。

### 4.2.5 データ取得系

MPPC および PMT の信号波形は Flash Analog to Digital Converter (FADC) を用いて取得した。使用した FADC は CAEN 社の 8ch、12bit、250MHz サンプリングの FADC : CAEN digitizer v1720 を用いた。VME バスおよび VME コントローラを介して PC によって制御されている。

FADC の ch0、ch1 に測定用 MPPC である A0014、A0015 の信号を入力した。以下、A0014、A0015 をそれぞれ MPPC ch0、MPPC ch1 (あるいは単に ch0、ch1) と表記する。また、それぞれの MPPC と直流電源の間には各 MPPC の独立化および電源由来のノイズ除去のためのローパスフィルターが挿入されている。ローパスフィルターは第 5 章で述べる試作機に用いられているものと同様のもので、その回路図は図 5.12 である。その他、トリガー用 MPPC、PMT の信号およびトリガーロジック信号も FADC で同時に記録した。最後のトリガー信号の情報はシンチレーション光事象を解析する際の解析範囲を決定するのに使用する。1 イベントあたり 4096 サンプリング (16.384 $\mu\text{s}$ )、トリガー前が 20%、トリガー後が 80% のサンプル数となるように設定した。

<sup>2</sup>日本アイソトープ協会が扱っている標準線源は常圧以外での使用を禁止されている。

## 4.2.6 PMT

PMT に要求される性能は次のとおりである。

- 真空紫外光 (178nm) に感度を持つこと
- 10 気圧までの高圧に耐え得ること

これらの要求を満たす PMT として、(株) 浜松ホトニクスが取り扱う型番：R8520-406MODASSY を用いる。以下に今回用いた PMT の基礎特性 (スペックシート記載値) を載せる。また、図 4.6 に今回用いた PMT の写真を載せる。

表 4.2: PMT のスペックシート記載値

| シリアル番号 | 受光面積                       | 動作電圧  | Gain     | QE (for 175nm) |
|--------|----------------------------|-------|----------|----------------|
| ZB5049 | 20.5 × 20.5mm <sup>2</sup> | -800V | 1.00E+06 | 30%            |



図 4.6: 今回用いた VUV 光に感度を持つ高気圧対応 PMT。

## 4.2.7 PMT のゲイン

PMT に LED を照射してゲインを求めた。以下に導出方法を載せる。

### セットアップ

MPPC の PDE 測定を行うチャンバー内に LED を導入し、PMT に向けて照射する。LED へはファンクションジェネレータを用いて電圧を印加する。LED の光量は 1 光子から数光子のレベルに絞る。PMT には -800V を印加した。図 4.7 にセットアップの概略図および写真を載せる。

### 測定結果

LED を光らせているタイミングでデータを取得し、PMT の信号を積分する。図 4.8 に積分値のヒストグラムを載せる。

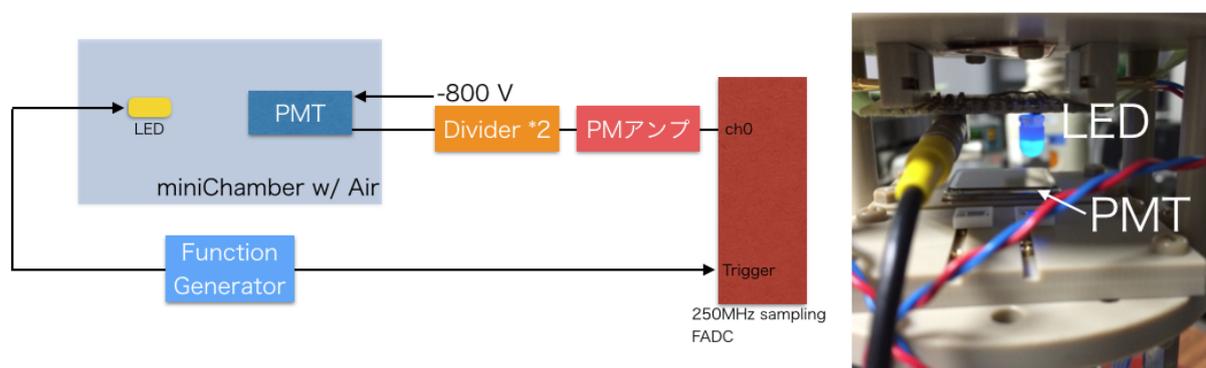


図 4.7: PMT のゲインを求めるためのセットアップ。左がセットアップの概略図。右は LED および PMT の写真。ただし、LED は分かりやすいように大光量で光らせている。PMT の後段のアンプおよびディバイダーは FADC のダイナミックレンジに合わせて PMT の信号の大きさを調節するためのものである。

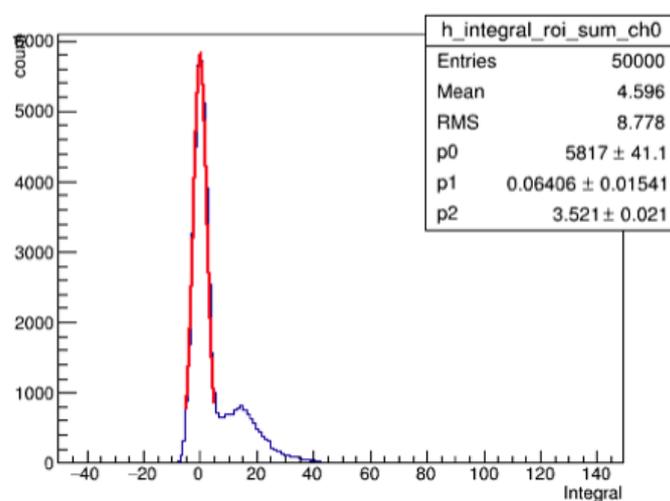


図 4.8: LED を光らせているタイミングで PMT の信号を積分した値のヒストグラム。

LED の光量を 1 光子レベルに絞っているため、PMT で検出される光子数の確率分布はポアソン分布

$$p(X = n) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} \quad (4.1)$$

に従うことが予想される。ここで、 $n$  は検出光子数、 $\mu$  は検出光子数の平均値を表している。特に、 $n = 0$  のとき、

$$p(0) = e^{-\mu} \quad (4.2)$$

となる。そこで、得られたヒストグラムのペDESTALをガウス関数でフィットし、その事象数を数えることで  $p(0)$  を算出し、そこから平均検出光子数  $\mu$  を求めた。取得したデータの積分値の平均値を、求めた平均検出光子数で割ることで、1p.e. の信号に対応する積分値を算出した。測定の結果、1p.e. に対応する PMT の信号の積分値は 14.012 [ADC count·clock] であった。この積分値から換算した PMT のゲインは  $7.05 \times 10^6$  である。また、図 4.8 の 1p.e. のピークをフィッティングして得られる中心値は 13.17 で、ポアソン分布から算出した値とコンシステントである。

#### 4.2.8 トリガー用 MPPC

データ取得のトリガーは PMT 信号とトリガー用 MPPC の信号のコインシデンスで作成した。PMT の信号だけでトリガー信号を生成すると、PMT のダークカレントによる信号が混ざってしまい、MPPC の PDE を正しく評価できなくなってしまうからである。

トリガー用の MPPC も真空紫外光対応のもので型番：3X3MM-100UM VUV3 を用いた。表 4.2.8 に今回用いたトリガー用の MPPC のスペックシート記載値を載せる。

表 4.3: トリガー用 MPPC のスペック

| シリアル番号 | ピクセル間隔、受光面積                             | オペレーティング電圧 $V_{op}$ | ダークレート | ゲイン      |
|--------|---|---------------------|--------|----------|
| A0006  | 100 $\mu$ m、3 $\times$ 3mm <sup>2</sup> | 53.65V              | 566kHz | 5.50E+06 |
| A0007  | 100 $\mu$ m、3 $\times$ 3mm <sup>2</sup> | 53.55V              | 845kHz | 5.50E+06 |

### 4.3 データ取得

#### 4.3.1 データセット

MPPC に印加するバイアス電圧を 55.0V、55.5V、56.0V、56.5V、57.0V と変え、それぞれ 5000 イベントデータを取得した。バイアス電圧は 4 つの MPPC に一括で印加した。また、各電圧に設定後、測定を開始する前にクロック・ジェネレータからの出力をトリガーとして MPPC のダークカレントのデータを 5000 イベントずつ取得した。このランダムトリガーのデータから MPPC の各バイアス電圧におけるゲインを求めた。

#### 4.3.2 信号波形

バイアス電圧を 57.0V に設定した際のおシロスコープの画面を図 4.9 に載せる。

上下に激しく振動している成分は PMT からの大きな信号によるクロストークである。ただし、このクロストーク成分は積分の際にキャンセルされるため、このままデータを取得した (4.5.2 節に詳細をのせる)。FADC によってデジタル化された後の信号波形の例を図 4.10 に載せる。振動ノイズがオシロスコープよりも小さく見えるのは、FADC のサンプリング周波数に最適化された内蔵のフィルターを経由しているからである。

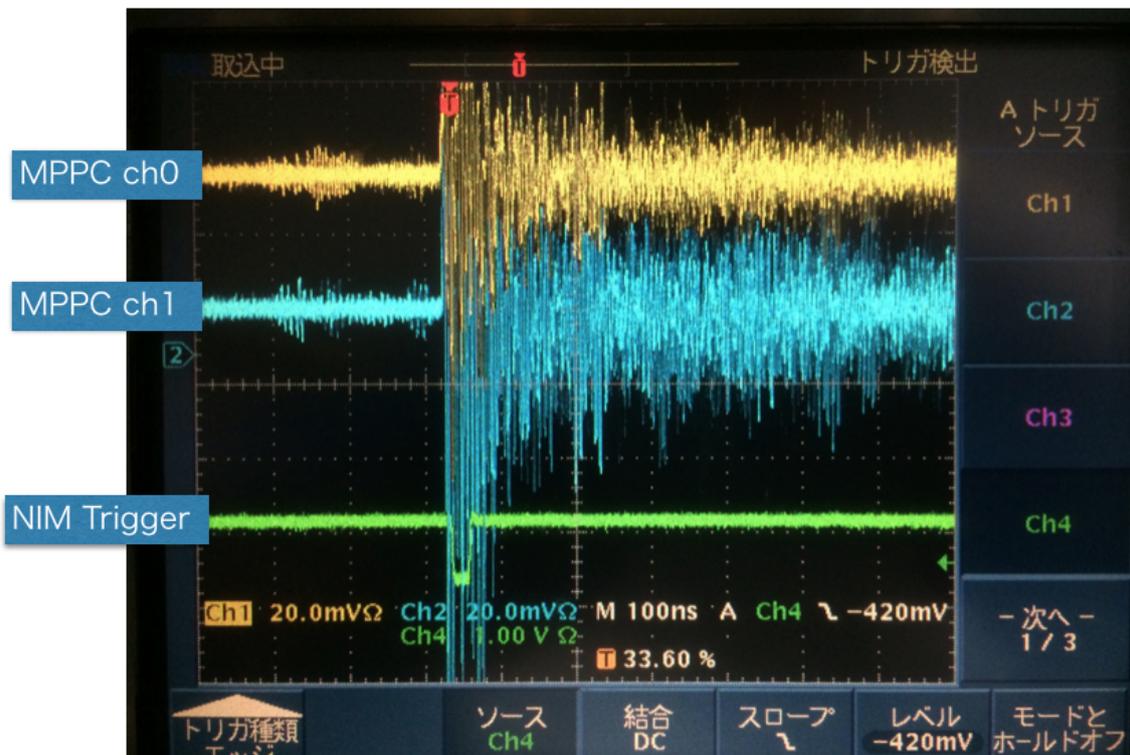


図 4.9: オシロスコープの画面。MPPC に印加したバイアス電圧は 57.0V である。

## 4.4 解析

### 4.4.1 ダークカレントの解析

MPPC のダークカレントの解析を各バイアス電圧毎に行い、MPPC のゲインを求めた。クロック・ジェネレータからの出力をトリガーとして取得したデータを用いている。

#### 積分のアルゴリズム

各イベント、各チャンネルについて、取得した波形の全範囲 (0~4095sample) の FADC 値の平均値を計算し、ベースラインとした。また、その標準偏差  $\sigma$  も算出し、さらに、求めたベースラインから  $1\sigma$  以内の FADC 値だけを選び出して平均値を求め、改めてベースラインとした。

ベースラインから  $2\sigma$  を超えた点から、ベースラインから  $1/10\sigma$  以内に戻るまでの間、ベースラインと FADC 値との差を足しあわせ、ダークカレントの積分値とした。

#### ゲインの求め方

図 4.11 にダークカレントの積分値分布の例を示す。1p.e. に対応する最初のピークをガウス関数でフィットし、その中心値の半分 (0.5p.e.) より上をダークカレントによるヒットと定義する。

ダークカレント (0.5p.e. の閾値を超えたイベント) の積分値の平均値を有効ゲインとした。ここで、単純に 1p.e. のピークを MPPC のゲインとせず有効ゲインを採用したのは、MPPC のクロストークおよびアフターパルスの影響を考慮したからである。MPPC に 1 光子が入射したときに、出力される信号は常に 1p.e. レベルとは限らず、クロストークおよびアフターパルスによって 2p.e.、3p.e.、…… レベルの信号も観測される。そこで、0.5p.e. 以上の積分値の平均値をとることで、1 光子が入射したときに実質何 p.e. レベルの出力が得られるかという値を求め、これを有効ゲインとした。

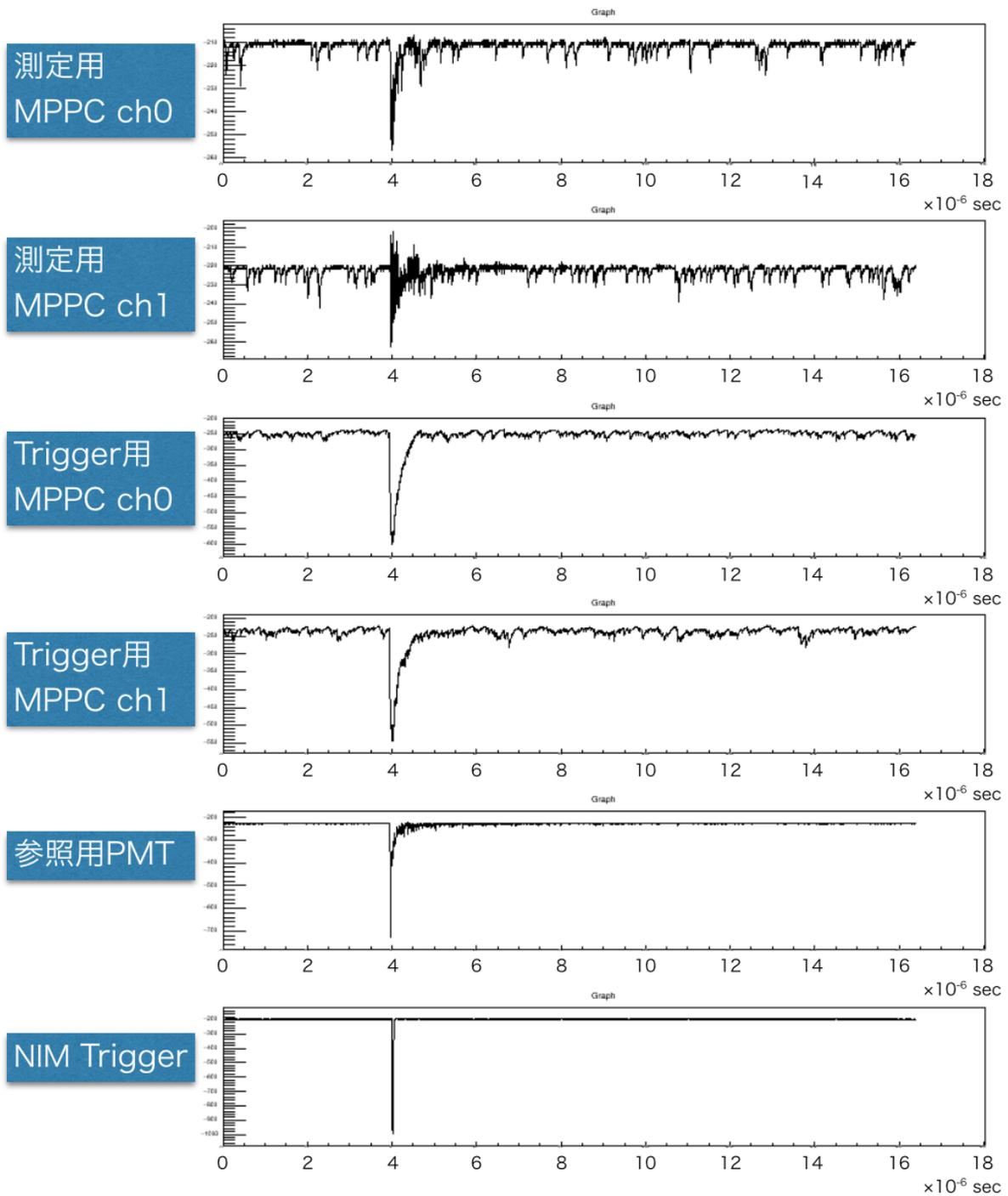


図 4.10: FADC によって取得された後の波形の例。

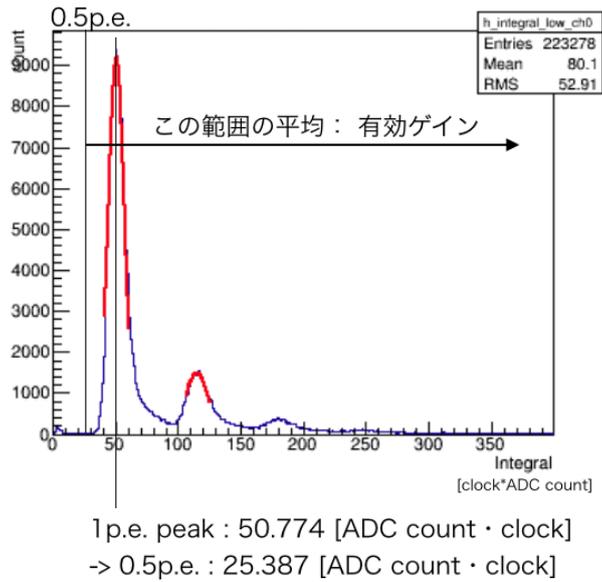


図 4.11: ダークカレントの積分値のヒストグラムと、各ピークをガウス関数でフィットした様子。

### 有効ゲインとブレイクダウン電圧

有効ゲインをバイアス電圧毎に求め、表 4.4 にまとめた。括弧内の数字は、1p.e. ピークに対して有効ゲインが何 p.e. に相当するかを表した値である。また、図 4.12 に横軸にバイアス電圧、縦軸に有効ゲインをとったグラフをプロットした。バイアス電圧の増加とともに有効ゲインも増加している様子が見られる。このプロットを 1 次関数でフィット、外挿し、有効ゲインが 0 になるときのバイアス電圧をブレイクダウン電圧とした。フィットの結果、MPPC ch0、MPPC ch1 のブレイクダウン電圧はそれぞれ 50.75V、52.66V であった。

表 4.4: 各印加電圧ごとの有効ゲイン。括弧内の数字は有効ゲインが何 p.e. 相当かを表している。

| 印加電圧  | ch0                | ch1                |
|-------|--------------------|--------------------|
| 55.0V | 54.721 (1.188p.e.) | 49.513 (1.101p.e.) |
| 55.5V | 61.802 (1.223p.e.) | 57.013 (1.157p.e.) |
| 56.0V | 63.780 (1.151p.e.) | 65.377 (1.182p.e.) |
| 56.5V | 72.240 (1.211p.e.) | 78.734 (1.274p.e.) |
| 57.0V | 81.295 (1.266p.e.) | 89.529 (1.368p.e.) |

### クロストークとアフターパルス確率

1.5p.e. 以上のイベントを 2 光子以上のダークカレントイベントと定義する。これを総ダークカレント数 (0.5p.e. を閾値としたダークカレントの数) で割った値をクロストークとアフターパルス確率と定義した。表 4.5、表 4.6 にオーバーボルテージ毎のクロストーク・アフターパルス確率をまとめた。測定結果は浜松ホトニクス社が独自に調査した値 (後述、図 4.19) と比べて大きい値となっている。この差については PDE の測定値の誤差をつける際に考慮した。

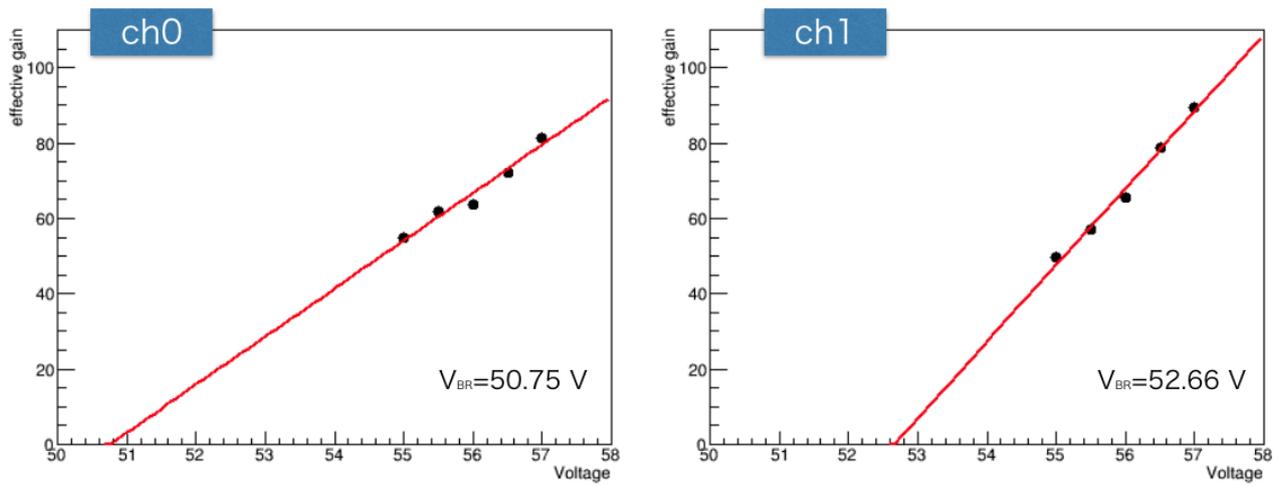


図 4.12: 横軸にバイアス電圧、縦軸に有効ゲインをプロットした図。

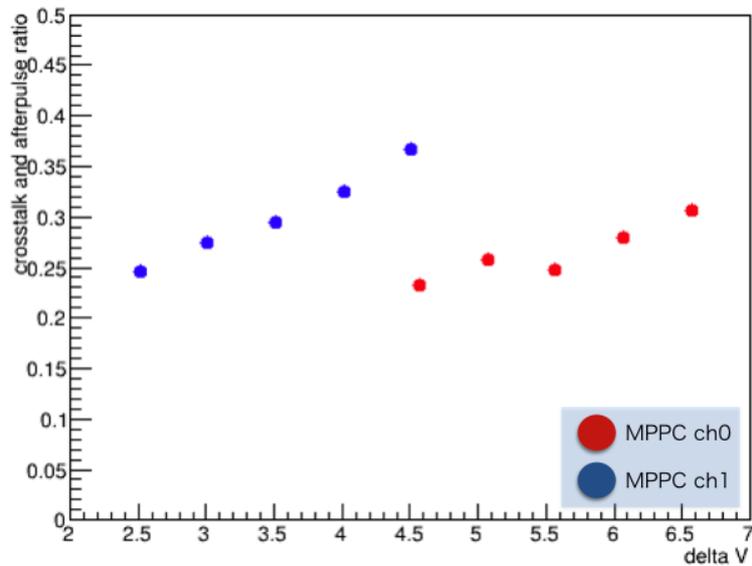


図 4.13: 横軸にオーバーボルテージ  $\Delta V$ 、縦軸にクロストーク・アフターパルス確率をプロットした図。

表 4.5: ch0 のクロストーク・アフターパルス  
確率

| $\Delta V$ | クロストーク・アフターパルス確率 |
|------------|------------------|
| 4.25V      | 23.3%            |
| 4.75V      | 25.7%            |
| 5.25V      | 24.8%            |
| 5.75V      | 28.0%            |
| 6.25V      | 30.7%            |

表 4.6: ch1 のクロストーク・アフターパルス  
確率

| $\Delta V$ | クロストーク・アフターパルス確率 |
|------------|------------------|
| 2.34V      | 24.5%            |
| 2.84V      | 27.4%            |
| 3.34V      | 29.5%            |
| 3.84V      | 32.5%            |
| 4.34V      | 36.6%            |

#### 4.4.2 PDE 評価のための解析

##### 解析方法

取得した波形データの内、970~1269 クロックカウント (3880~5076ns の 1200ns の間) の範囲を Region of Interest(ROI) に設定し、この間をシンチレーション光イベントの信号とみなした。また、1270~4095 クロックカウントの FADC 値を用いてベースラインを求めた。

PMT の信号のクロストークによるノイズをキャンセルするために、シンチレーション光イベントの解析には解析スレッシュホールドを設けず、ROI の全範囲内でベースラインと FADC 値の差分を足しあわせることで積分を行った。これによってノイズがキャンセルされていることは 4.5.2 節で示す。

##### PMT の光子数分布およびアルファ線のエネルギーの単一性

PMT で検出された光子数分布を図 4.14 に載せる。1684 光子を中心としたピーク状の分布が見られる。これにより、用いたアルファ線源が単一エネルギーのアルファ線を放出していることがわかる。

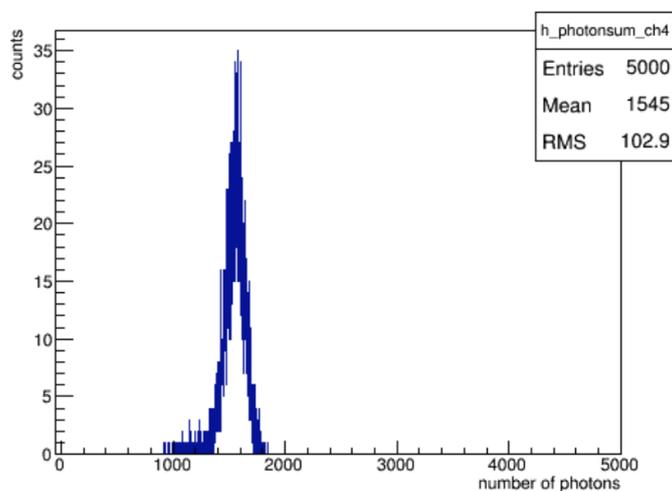


図 4.14: PMT で検出された光子数分布。MPPC に 57.0V 印加したときに取得したデータ。

##### MPPC の光子数分布

バイアス電圧を 57.0V 印加した際の、MPPC ch0 で検出された光子数分布を図 4.15 に載せる。PMT のときと同様にピーク構造が見られた。

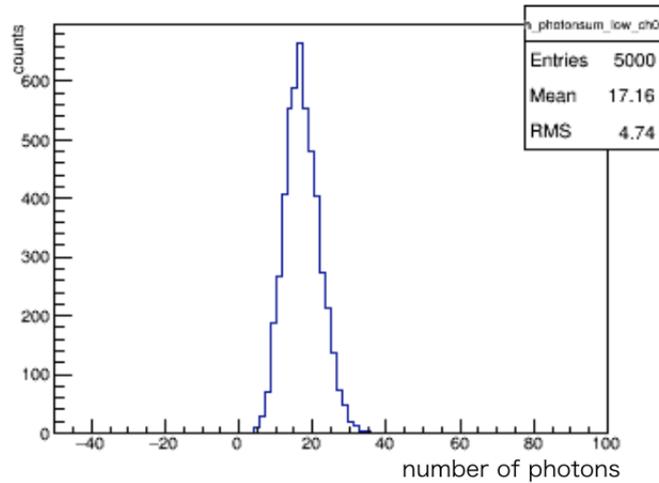


図 4.15: MPPC ch0 で検出された光子数分布。MPPC に 57.0V 印加したときに取得したデータ。

### PDE 導出

図 4.14 で示されている PMT の検出光子数を横軸に、図 4.15 に示されている MPPC の検出光子数を縦軸にプロットした 2 次元ヒストグラムを図 4.16 に載せる。

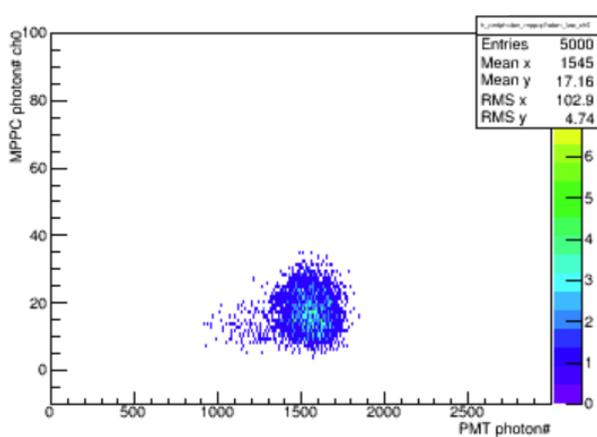


図 4.16: 横軸に PMT の検出光子数、縦軸に MPPC の検出光子数をプロットした図。バイアス電圧を 57.0V 印加した際の ch0 の図。

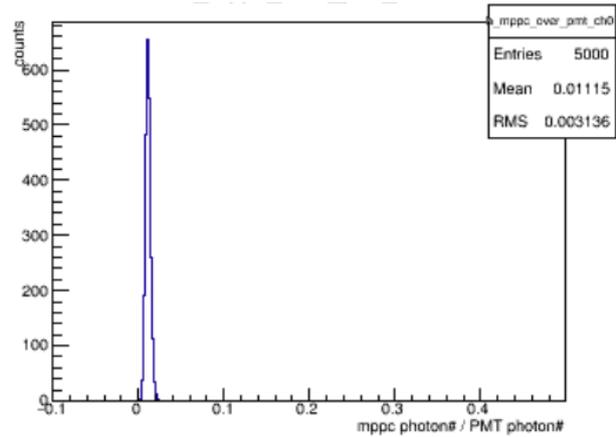


図 4.17: イベント毎に MPPC の検出光子数を PMT の検出光子数で割った値の分布。バイアス電圧を 57.0V 印加した際の ch0 の図。

各シンチレーション光イベント毎に MPPC の検出光子数を PMT の検出光子数で割った値を算出し、その平均値を求める。この値を「光量比パラメータ」を呼ぶ。図 4.17 にバイアス電圧 57.0V、MPPC ch0 の光量比パラメータの分布を載せる。

$$\begin{aligned}
 \text{PMT の検出光子数} &= N_{ph} \times \Omega_{\text{PMT}} \times (\text{PMT の QE}) \\
 \text{MPPC の検出光子数} &= N_{ph} \times \Omega_{\text{MPPC}} \times (\text{MPPC の PDE}) \\
 \text{光量比パラメータ} &= \frac{(\text{MPPC の検出光子数})}{(\text{PMT の検出光子数})}
 \end{aligned}$$

であるので、

$$(\text{MPPC の PDE}) = (\text{光量比パラメータ}) \times (\Omega_{\text{PMT}} / \Omega_{\text{MPPC}}) \times (\text{PMT の QE}) \quad (4.3)$$

で MPPC の PDE を求めることができる。ここで、 $N_{ph}$  は全シンチレーション光子数、 $\Omega_{PMT}$  と  $\Omega_{MPPC}$  はそれぞれ全立体角  $4\pi$  に対する線源から見た PMT、MPPC の立体角の割合である。

したがって、光量比パラメータを測定によって求めることで MPPC の PDE を算出することができる。本解析では PMT の QE は表 4.2.6 に記載されている値である 30% を用いる。

## 4.5 結果

各 MPPC について、オーバーボルテージ毎の PDE の測定結果を表 4.7、表 4.8 と図 4.18 に載せる。PDE 値として、11 ~ 13.5% が得られた。ただし一般的な MPPC に見られるようなオーバーボルテージを上げれば上げるほど PDE が上がる傾向は見られなかった。誤差については MPPC のクロストークとアフターパルス確率の見積もりからくる誤差と線源、MPPC、PMT のアクセプタンスに起因する誤差をつけている。詳しくは次小節で述べる

表 4.7: ch0 の PDE 測定結果。

| $\Delta V$ | PDE                        |
|------------|----------------------------|
| 4.25V      | 11.39 $^{+3.41}_{-2.09}$ % |
| 4.75V      | 11.43 $^{+3.59}_{-2.10}$ % |
| 5.25V      | 12.77 $^{+3.87}_{-2.34}$ % |
| 5.75V      | 12.44 $^{+3.93}_{-2.29}$ % |
| 6.25V      | 12.41 $^{+4.06}_{-2.28}$ % |

表 4.8: ch1 の PDE 測定結果。

| $\Delta V$ | PDE                        |
|------------|----------------------------|
| 2.34V      | 13.57 $^{+4.42}_{-2.49}$ % |
| 2.84V      | 13.17 $^{+4.53}_{-2.42}$ % |
| 3.34V      | 13.31 $^{+4.75}_{-2.45}$ % |
| 3.84V      | 12.13 $^{+4.55}_{-2.23}$ % |
| 4.34V      | 11.78 $^{+4.72}_{-2.16}$ % |

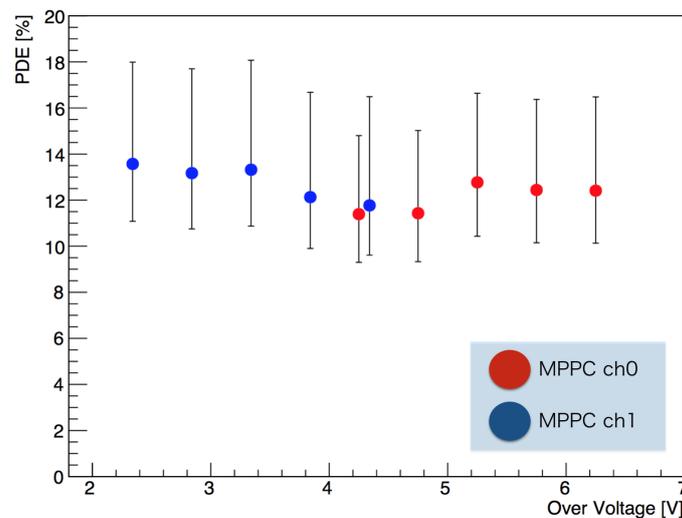


図 4.18: 横軸にオーバーボルテージ  $\Delta V$ 、縦軸に測定された PDE をプロットした図。エラーバーはクロストーク・アフターパルス確率の影響を見積もる際につく系統誤差と測定機器の位置の精度に由来する系統誤差を表している。

### 4.5.1 PDE の誤差について

#### クロストークとアフターパルス確率による誤差

4.4.1 節で測定されたクロストーク・アフターパルス確率は、浜松ホトニクス社が独自に調査したクロストーク・アフターパルス確率と比べて大きい値となった。図 4.19 に浜松ホトニクス社が行ったクロストーク・アフターパルス確率の測定結果を載せる。クロストーク・アフターパルス確率が大きいと有効ゲ

インの値を大きく見積もってしまい、検出光子数を低く見積もってしまうことになる。本測定における値と浜松ホトニクス社の測定値 (図 4.19 中の 3mm□-50UM\_5) の差をとり、それによって低く見積もられてしまう PDE 値を上方誤差としてつけた。表 4.9、表 4.10 に ch0、ch1 の本研究と浜松ホトニクス社のそれぞれが測定したクロストーク・アフターパルス確率と、その差からくる系統誤差を載せる。ただし、ここで誤差は PDE の中心値に対する割合で表されている。

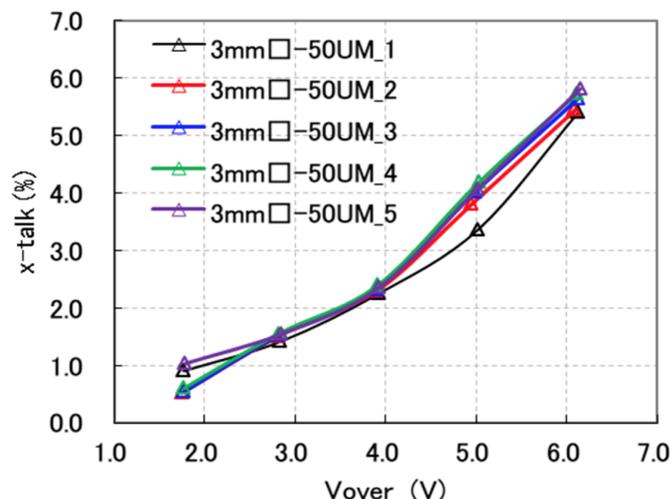


図 4.19: 浜松ホトニクス社が測定したクロストーク・アフターパルス確率 [21]。

表 4.9: ch0 のクロストーク・アフターパルス確率および、その差から算出された誤差。

| $\Delta V$ | 本研究における測定値 | 浜松ホトニクス社の測定値 | 誤差 (中心値に対する割合) |
|------------|------------|--------------|----------------|
| 4.25V      | 22.3%      | 2.8%         | +18.9%         |
| 4.75V      | 25.7%      | 3.7%         | +21.2%         |
| 5.25V      | 24.8%      | 4.4%         | +19.5%         |
| 5.75V      | 28.0%      | 5.3%         | +21.5%         |
| 6.25V      | 30.7%      | 6.1%         | +23.2%         |

表 4.10: ch1 のクロストーク・アフターパルス確率および、その差から算出された誤差。

| $\Delta V$ | 本研究における測定値 | 浜松ホトニクス社の測定値 | 誤差 (中心値に対する割合) |
|------------|------------|--------------|----------------|
| 2.34V      | 24.5%      | 1.3%         | +22.9%         |
| 2.84V      | 27.4%      | 1.6%         | +25.4%         |
| 3.34V      | 29.5%      | 1.9%         | +27.1%         |
| 3.84V      | 32.5%      | 2.3%         | +29.5%         |
| 4.34V      | 36.6%      | 2.9%         | +32.7%         |

#### アクセプタンスによる誤差

PDE 測定のセットアップにおける線源、MPPC および PMT の位置は PEEK 材の構造体によって決定されているが、MPPC のピンを取り付ける際にわずかに横ずれを起こしたり、線源の固定の際にも中心からわずかにずれてしまう可能性がある。また、線源が 2mm 角の白金板に様に蒸着されている保

証はなく、アルファ線の発生位置が白基板内で偏っている可能性がある。これらの要因によって発光点からのMPPC、PMTに対する立体角が(4.3)式中で用いた値と異なってしまい、PDE値を正しく評価することができなくなる。そこで、アクセプタンスの設計値からのズレによって最もPDE値を大きく見積もってしまう場合と小さく見積もってしまう場合を考え、そのときに算出されるPDE値と設計図通りの値を用いて計算されたPDE値のズレをそれぞれを上方誤差、下方誤差としてつけた。ここで、設計した位置に比べてMPPCとPMTの位置は最大で1mm、線源(発光点)の位置は最大で2mmずれていると見積もった。図4.20、図4.21にそれぞれPDE値を最も大きく見積もってしまう場合および小さく見積もってしまう場合のセットアップの概略図を載せる。それぞれの場合で立体角を計算し、これによる誤差として測定されたPDEの中心値に対して+23.17%、-18.37%をつけた。

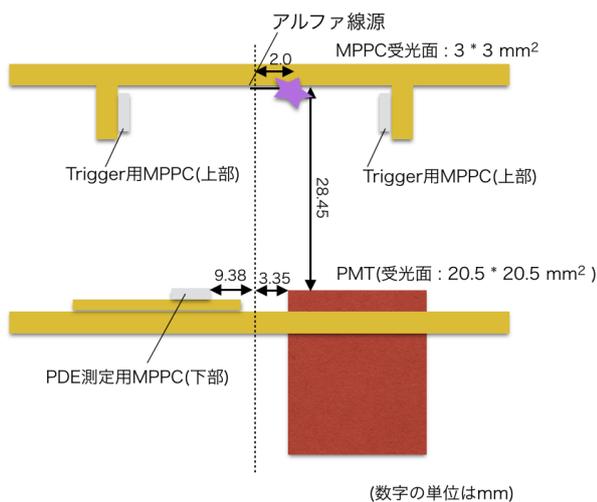


図 4.20: PDE 値を最も小さく見積もってしまう場合のセットアップの概略図。

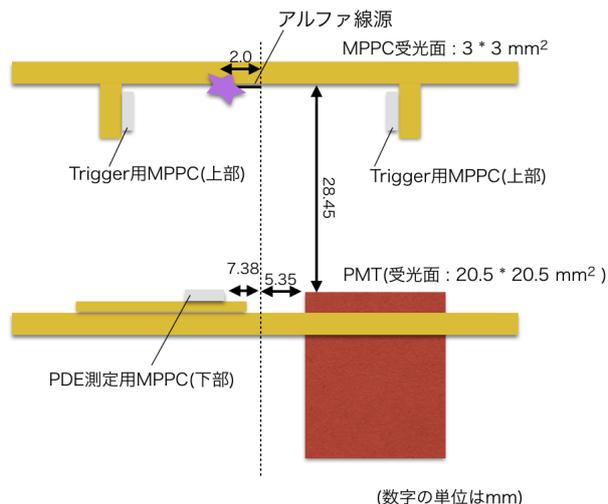


図 4.21: PDE 値を最も大きく見積もってしまう場合のセットアップの概略図。

## 4.5.2 Null テスト

MPPC にバイアス電圧を印加しない状態で同様の解析を行った。この際の、データ取得のためのトリガーは PMT の信号のみを用いて生成した。ただし、トリガーの閾値を高いレベルに設定することで PMT のダークカレント事象の混入を防いだ。それでも PMT のダークカレントによって取得されたデータが混入している可能性はあるが、アルファ線源を除いた時と比べてトリガーレートが非常に高かったことから、取得したデータの大半はシンチレーション光由来の信号で生成されたトリガーによって取得されたものであると判断した。

PMT で検出された光子数のヒストグラムを図 4.22 に載せる。

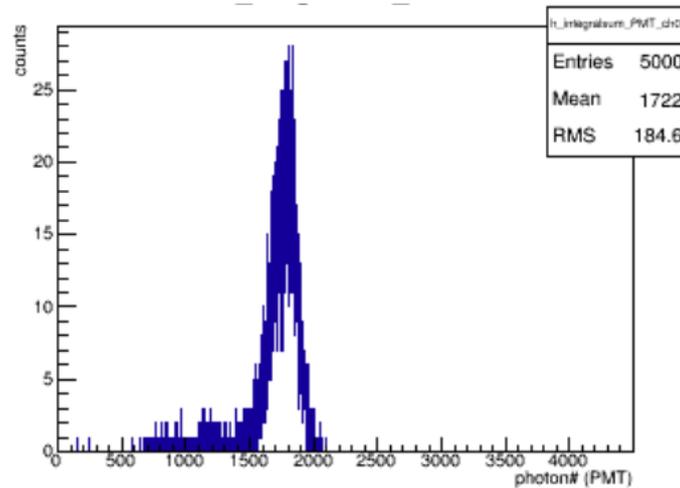


図 4.22: PMT で検出された光子数分布。

2つの MPPC とのコインシデンス信号をトリガーにしていたときと同様、ピーク上の構造が見られ、単一エネルギーのアルファ線による信号が取得できていることがわかる。

つぎに、それぞれの測定用 MPPC の光量分布を図 4.23 に載せる。

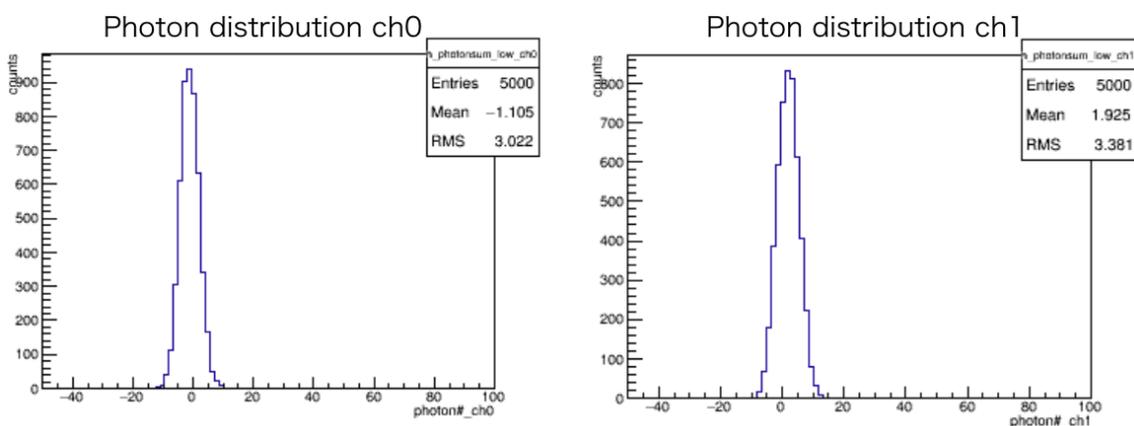


図 4.23: MPPC で検出された光子数分布。左が MPPC ch0、右が MPPC ch1。

これより、MPPC の PDE を前述の方法で求めると、結果は ch0 : -0.498%、ch1 : 0.861% となり、ゼロコンシステントとなった。したがって、回路系などのノイズは解析によってキャンセルされており、上記で求めた PDE は確かに MPPC の信号によって得られた値であると言える。

## 4.6 PDE 測定結果についての評価

### 4.6.1 要求される正味の EL 増幅率

キセノンはイオン化エネルギーが小さいため、外部からの放射線に対して電子-イオン対が多く生成され、統計ゆらぎが抑えられることで非常に高いエネルギー分解能を達成することが出来る。図 4.24 に、662keV のガンマ線を用いてキセノンの密度毎にエネルギー分解能を測定した先行研究の結果を載せる [11]。0.12 g cm<sup>-3</sup> から 0.6 g cm<sup>-3</sup> の範囲ではエネルギー分解能は 0.6% という結果が得られており、二重ベータ崩壊の Q 値換算すると 0.31% の分解能である。これはファノ因子が 0.14 であるとしたときの統計限界にほとんど迫っている。

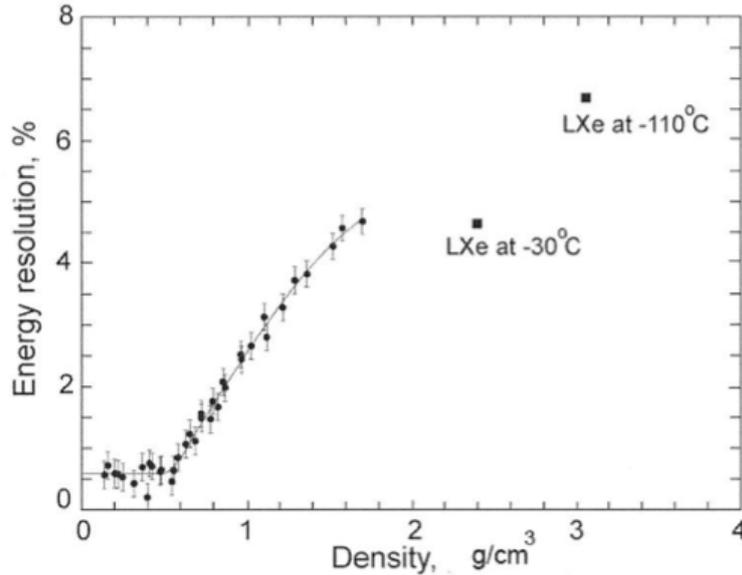


図 4.24: 662 keV のガンマ線を用いて得られたキセノンのエネルギー分解能 (FWHM, %)。

本 AXEL 実験では、キセノンの持つ高いエネルギー分解能をいかに損なわないようにしながら信号を検出できるかが鍵となる。本検出器のエネルギー分解能  $\sigma_{\text{tot}}$  は、キセノンの電離電子由来の揺らぎ  $\sigma_{\text{init}}$  と EL 増幅時の揺らぎ  $\sigma_{\text{EL}}$  を用いて

$$\sigma_{\text{tot}}^2 = \sigma_{\text{init}}^2 + \sigma_{\text{EL}}^2 \quad (4.4)$$

と表すことができる。以下ではこれらは共に統計揺らぎが支配的であると仮定する。

$\sigma_{\text{init}}$  については

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{init}} &= \frac{\sqrt{FN_{\text{init}}}}{N_{\text{init}}} \\ &= \sqrt{\frac{F}{N_{\text{init}}}} \end{aligned} \quad (4.5)$$

となる。また、 $\sigma_{\text{EL}}$  については

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{EL}} &= \frac{\sqrt{\alpha}}{\alpha} \frac{1}{\sqrt{N_{\text{init}}}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{\alpha N_{\text{init}}}} \end{aligned} \quad (4.6)$$

となる。ここで  $N_{\text{init}}$  は初めに生成した電離電子数、 $\alpha$  は ELCC の電子収集率、EL 増幅、EL 光の光検出器へのアクセプタンス、光検出器の検出効率などの全てを考慮した全体としての電子から EL 光子への増幅率

で、これを正味の EL 増幅率と呼ぶ。また、 $F$  はファノ因子で、ここでは 0.14 を用いる。キセノン原子の  $W$  値は 1 気圧、20°C において 22.1eV[11]<sup>3</sup> なので、2.4MeV の電子に対して  $N_{\text{init}} = 2.4 \times 10^6 / 22.1 = 108597$  個の電子-イオン対が生成する。したがって、

$$\begin{aligned} \text{FWHM} &= 2.35\sigma_{\text{tot}} \\ &= 2.35 \times \sqrt{\frac{F}{N_{\text{init}}} + \frac{1}{\alpha N_{\text{init}}}} \\ &= \frac{2.35}{3.03} \times \sqrt{0.14 + \frac{1}{\alpha} \times 10^3} \end{aligned} \quad (4.7)$$

となる。これより目標値である 0.5% を達成するためには  $\alpha = 2.72$  倍が必要になる。

#### 4.6.2 増幅率の各要素

正味の EL 増幅率は次の各要素によって決定される。

$$\alpha = P_{\text{coll}} \times Y \times \Omega \times \text{PDE} \quad (4.8)$$

ここで、

$P_{\text{coll}}$  : ドリフト電子の ELCC セルへの収集効率。

$Y$  : セル内で 1 電子から生成される光子数。(2.4) 式によって計算できる。

$\Omega$  : アクセプタンス因子。すなわち、発生した EL 光が MPPC 方向に向かう確率。

PDE : MPPC の PDE。

である。

アノード電場として 9600V/cm、ドリフト電場として 200V/cm、ガスの圧力を 4 気圧を考える。これは実際に試作機で測定を行った条件である (6.2 節参照)。このとき、収集効率  $P_{\text{coll}}$  は 100% になることがシミュレーションによって求められている (5.5.1 節参照)<sup>4</sup> [22]。アクセプタンス因子  $\Omega$  は ELCC の構造によって決定され、試作機の場合は 12.9% である [23]。(2.4) 式に  $E = 9600\text{V/cm}$ 、 $p = 4\text{atm}$  を代入することで、1 つの電子が EL 過程によって単位長さあたりに生成する光子数として 1568[photon/cm/electron] を得る。EL 増幅領域の厚さは 5mm なので、 $Y = 784[\text{photon/electron}]$  となる。

#### 4.6.3 PDE 測定値の評価

(4.8) 式より、目標の分解能を達成するために必要な光検出器の PDE を見積もる。(4.8) 式に  $P_{\text{coll}}$ 、 $Y$ 、 $\Omega$  の値および  $\alpha = 2.72$  をそれぞれ代入することで、要求される MPPC の PDE は 2.69% となる。今回性能を評価した MPPC の PDE の測定値が 11 ~ 13.5% なので、十分に要求を満たすことが確認できた。

<sup>3</sup>ただしこの値は電場がかかっていない状態での値である。電場が存在するときには再結合などにより  $W$  値は文献値よりも大きくなることが予想される。

<sup>4</sup>正確には電気力線の収集効率が 100%となる。ドリフトされた電子が必ずしも電気力線に沿って運動するとは限らないため、実際の収集効率は少し低くなっている可能性がある。

## 第5章 試作機の開発

### 5.1 試作機の概要

AXEL 検出器の試作機を作成し、動作実証および性能評価を行った。図 5.1 に今回作成した試作機の検出器部分の写真を載せる。試作機の検出原理は第 2 章で説明した AXEL 検出器と同じである。

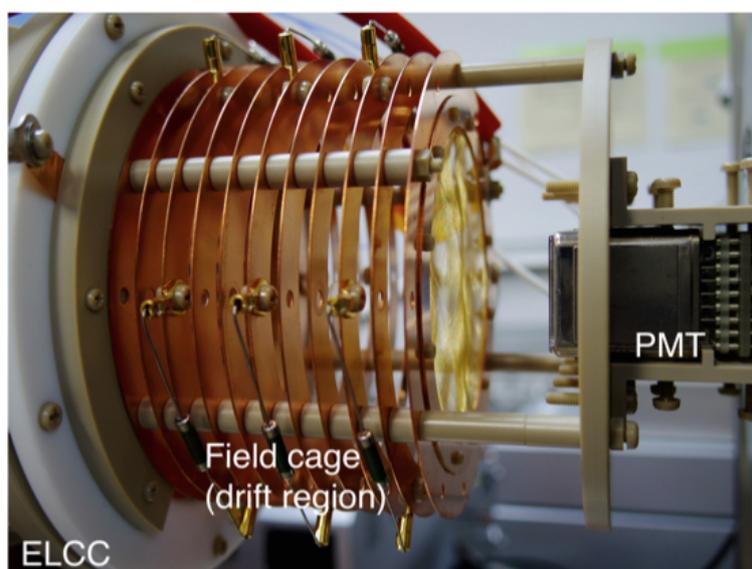


図 5.1: 試作機の検出器部分。

試作機は使用する光検出器の種類などの違いから、大きく 3 つのバージョンに分けられる。

- バージョン 1 光検出器として可視光タイプの MPPC を用い、波長変換剤を塗布したアクリルプレートをかぶせて使用した。図 5.2 に波長変換剤を塗布したアクリルプレートを MPPC 面の上に被せている様子を載せる。ただし、全チャンネルを覆うのに 1 枚のアクリル板を用いているため、アクリル板内を通った光によるチャンネル間の光信号の滲み出しが問題となった。シンチレーション光検出のための PMT は 1 つである。
- バージョン 2 光検出器として可視光タイプの MPPC を用い、チャンネル間の光の滲み出しを解消するために波長変換剤を MPPC の受光面 (保護膜) に直接塗布した。シンチレーション光検出のための PMT は 2 つである。
- バージョン 3 光検出器として真空紫外光対応の MPPC を用いた。ただし、取り扱いの問題により多くのチャンネルの MPPC を破損してしまったため、このセットアップによる測定には到らなかった。

これら 3 つのバージョンで共通して、中央部  $6 \times 6$  のチャンネルを有効領域とした。最外層の 28 チャンネルは解析時に veto として用い、ここに信号ヒットの判定があったイベントは取り除かれる。図 5.3 に MPPC の配置及び veto 領域を示した。図中の赤く色の掛けられている領域が veto 領域である。

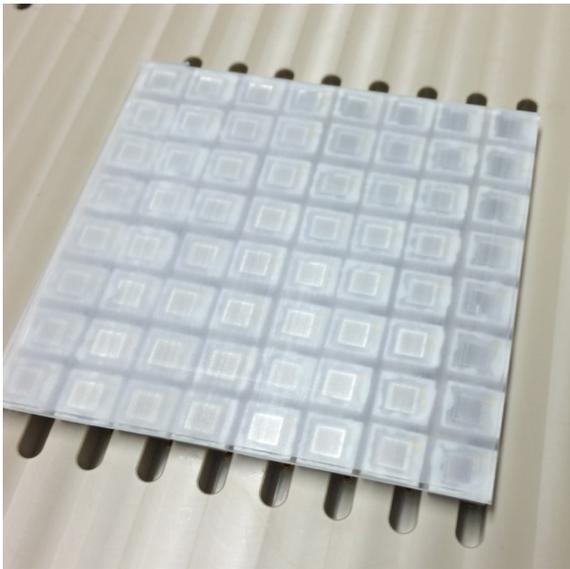


図 5.2: WLS を塗布したアクリル板を MPPC 面の上に載せた様子。

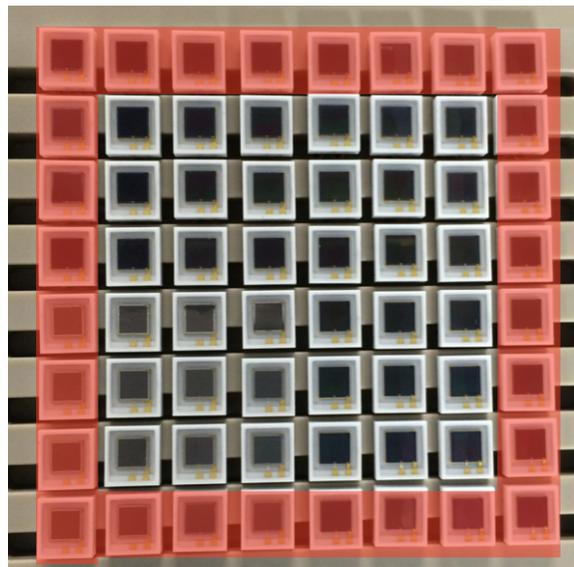


図 5.3: MPPC の配置。赤の色掛けをしている部分は veto 領域として用いられた。

## 5.2 チェンバー

試作機を収めるチェンバーは SUS304 製で、胴部分は JIS 配管規格 10K の 200A に従っており、外径 216.30 mm、内径 208.30 mm (肉厚 4 mm)、長さが 340 mm である。胴部分の側面には真空引きおよびガス導入のための配管が取り付けられている。チェンバーの耐圧は 10 気圧である。

両端のフランジのうち片方にはフィードスルーが取り付けられており、25 本の導線が 1 束となったリボンケーブル (TECSAM 社製、型番 : RF28#25) が 9 束と、高電圧シリコン被覆電線 (TECSAM 社製、型番 : SIL12#15F) が 5 本通っている。リボンケーブルは MPPC へのバイアス電圧印加用および MPPC と PMT の信号読み出し線として用いられる。シリコン被覆電線の耐電圧は直流 30 kV で、PMT への電圧印加およびドリフト電圧、アノード電圧の印加に用いられる。図 5.4 にチェンバーの外観の写真を載せる。

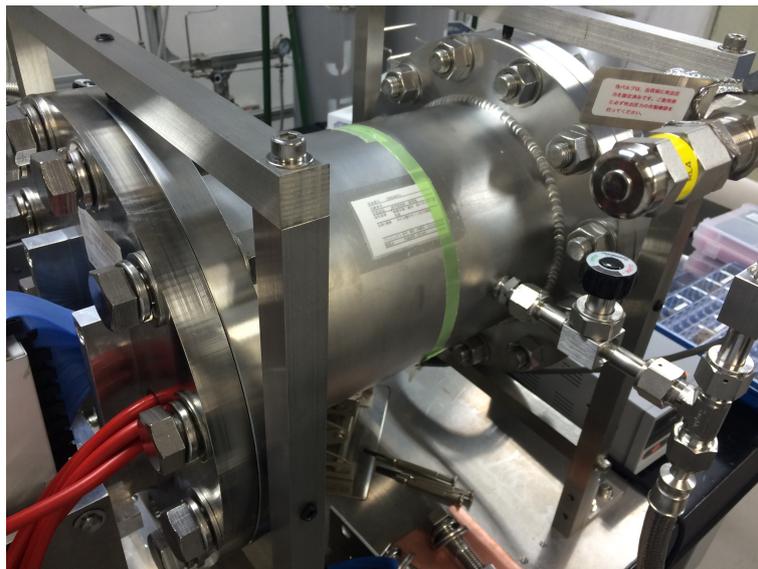


図 5.4: 試作機用チェンバーの外観。

### 5.3 光電子増倍管

シンチレーション光を検出するための光電子増倍管 (PMT) は、4.2.6 節で説明したものと同様の型番のものを用いる。バージョン 1 では PMT を 1 つしかインストールしていなかったが、これではシンチレーション光の事象と PMT のダークカレント事象の区別がつかないため、バージョン 2 以降では PMT を 2 つインストールし、この 2 つのコインシデンスをとることでシンチレーション光事象とダークカレント事象の切り分けを行った。表 5.1 に今回使用した PMT のスペックシート記載値を載せた。ただし、バージョン 1 では ZB5049 のみを使用した。

表 5.1: 試作機で使用した PMT のスペックシート記載値

| シリアル番号 | 受光面積                       | 動作電圧  | Gain     | QE (for 175nm) |
|--------|----------------------------|-------|----------|----------------|
| ZB5049 | 20.5 × 20.5mm <sup>2</sup> | -800V | 1.00E+06 | 30%            |
| ZB5055 | 20.5 × 20.5mm <sup>2</sup> | -800V | 1.00E+06 | 30%            |

### 5.4 ELCC

ホールの径が  $\phi 3.8\text{mm}$ 、7.5mm ピッチ、8 × 8 の 64 セルのものを製作した。図 5.5、図 5.6 に ELCC のグランド電極とアノード電極を示す。

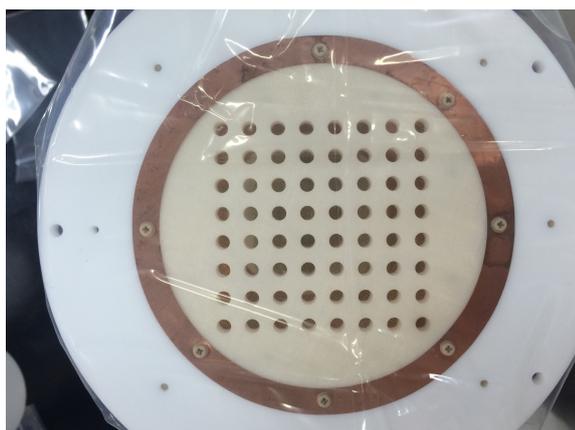


図 5.5: グランド電極。発生した EL 光を透過できるように、メッシュで構成されている。

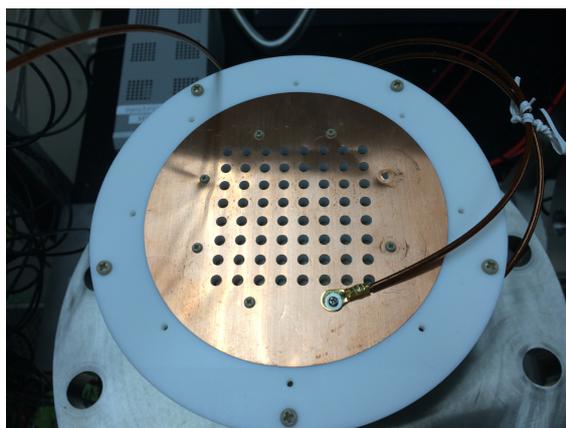


図 5.6: アノード電極。

#### 5.4.1 光検出器部分 (MPPC)

EL 光を検出するための MPPC として、バージョン 1、2 では市販の製品 (型番: S12572-050C) を用いた。ただし、この MPPC は真空紫外光に感度を持たない。用いた MPPC はピクセルサイズ  $50\mu\text{m}$  角、受光面の大きさが  $3 \times 3\text{mm}^2$  である。PEEK 製のベースにソケットピン (マックエイト社製、型番: PD-10) を取り付け、そこに MPPC のピンを差し込むことで固定した。また、フィードスルーから伸びるリボンケーブルに電線用ソケット (マックエイト社製、型番: RS-3-1-P) を圧着によって取り付け、ソケットピン同士による接続を行うことではんだを使用すること無く MPPC の配線を行った。図 5.7 にソケットピンによる配線の様子を載せる。

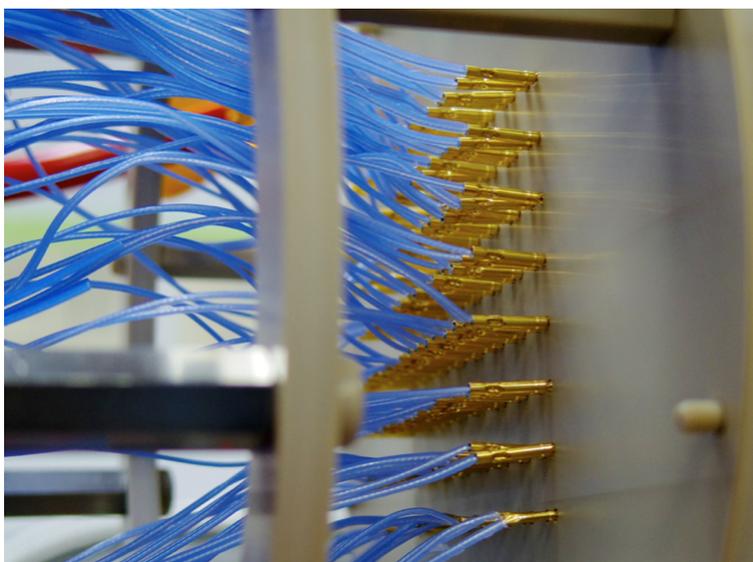


図 5.7: マックエイト社製のソケットピンによる配線。

#### 5.4.2 EL 増幅領域

EL 増幅領域は電場形成のためのアノード電極、グランド電極とテフロン製の本体部分から構成される。増幅領域の厚みは 5mm である。アノード電極は無酸素銅を利用しており、機械加工のバリによる放電を避けるため、エッチング加工を施している。グランド電極は発生した EL 光が透過できるように、メッシュを使用した。メッシュは  $\phi 0.03\text{mm}$ 、100mesh/inch であり開口率は約 78% である [?]

### 5.5 フィールドケージ

一様なドリフト電圧を形成するため、2枚の極板の間にリング状の電極を挿入し、抵抗分割によって段階的に電圧を印加した。図 5.8 にフィールドケージの写真を載せる。このフィールドケージによって内部には一様な電場が形成される。アウトガスを抑えるため、リング間の抵抗にははんだを用いず、銅製の圧着端子を用いて機械的に接続した。また、ドリフトトップの電極 (カソード電極) は発生したシンチレーション光が透過できるように、メッシュによって構成されている。メッシュは  $\phi 0.03\text{mm}$ 、100mesh/inch であり開口率は約 78% である。また、リング電極の間に用いられる絶縁体などの構造物はすべてアウトガスの少ない PEEK 材で構成されている。

フィールドケージ内の体積は  $\phi 10\text{cm}$ 、長さ 6cm である。

#### 5.5.1 ドリフト電場のシミュレーション

印加するドリフト電場の最適値はシミュレーションによって決定した。ドリフト電場が弱いとガス中の不純物による再吸着が多くなり、エネルギー分解能を悪化させる原因になる。逆にドリフト電場が強すぎると電気力線が ELCC のセルにうまく引き込めず、電子の収集効率が悪くなる。

後者の効果についてシミュレーションの結果を載せる [22]。4 気圧のキセノンガス中でアノード電場を  $9600[\text{V}/\text{cm}]$  で固定し<sup>1</sup>、2cm のドリフト距離を仮定し、いくつかのドリフト電圧に対する電気力線の収集効率をプロットしたグラフを図 5.9 に載せる。100[V/cm/atm] までは収集効率が 100%となっているが、それよりもドリフト電場の大きいところでは収集効率が落ちている様子が見える。

<sup>1</sup>試作機による測定において、アノード電場の値は放電によって制限された。

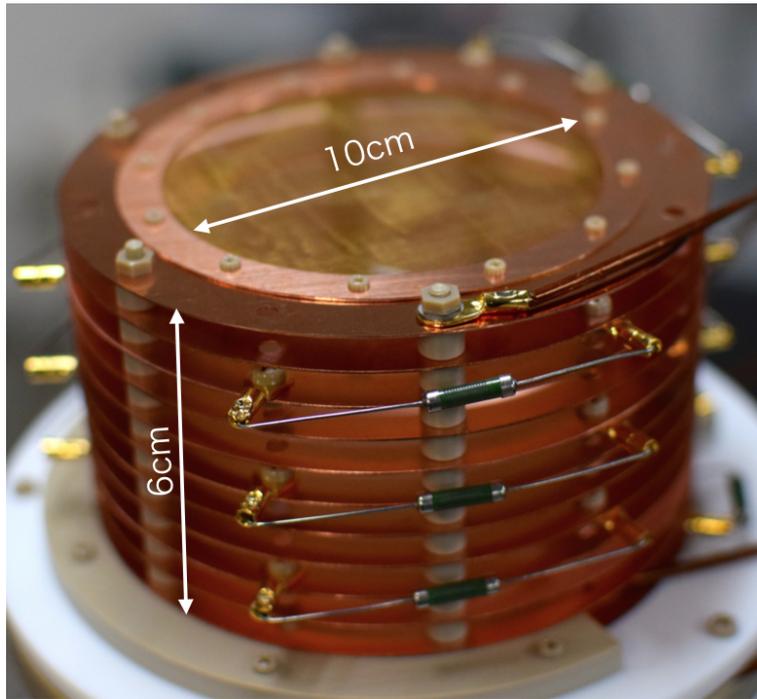


図 5.8: ドリフト電場を形成するためのフィールドケージ。リング電極の間は全て  $100\text{M}\Omega$  の抵抗で繋がれており、段階的に電圧を印加できるようになっている。抵抗はすべて圧着端子によって機械的に取り付けられている。

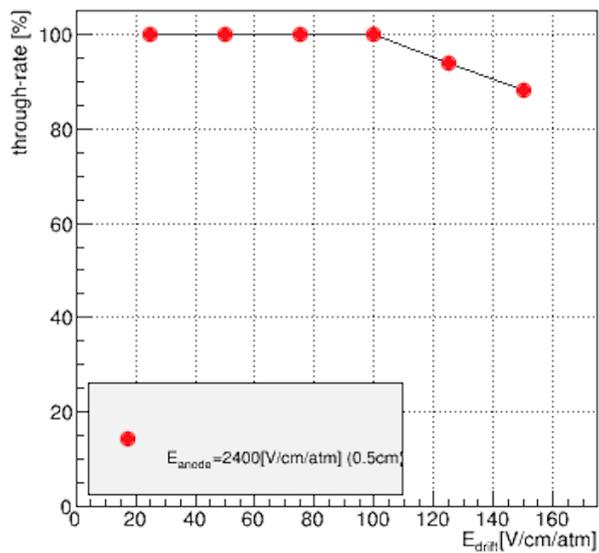


図 5.9: 4気圧のキセノンガス中で、アノード電場を  $9600\text{V/cm}$  に固定し、ドリフト電場を変化させたときの電磁力線の ELCC セルへの収集効率 [22]。

## 5.6 波長変換材

波長変換剤として1,1,4,4-テトラフェニル-1,3-ブタジエン (TPB) を用いた。その発光スペクトルを図5.10に載せる [24]。TPBは針状の結晶であり、アクリル板表面およびMPPC受光面に塗布するために、ポリスチレン粉末とともにトルエンに溶解させた。混合比はTPB 0.44g、ポリスチレン粉末 0.45g、トルエン 20.92gである。

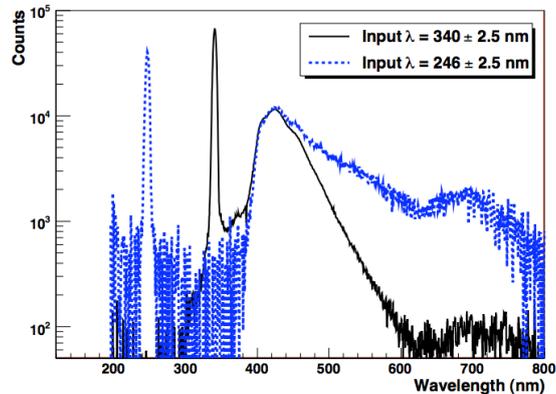


図 5.10: TPB の発光波長 [24]。

## 5.7 ガス配管

図 5.11 にガス配管図を載せる。ガス配管同士の継ぎ手ははSwagelok および VCR 規格で構成される。本測定ではガスの循環、純化などは行っておらず、ガス中の不純物によってドリフト速度が速くなるなどの効果が見られた (6.7.1 節参照)。

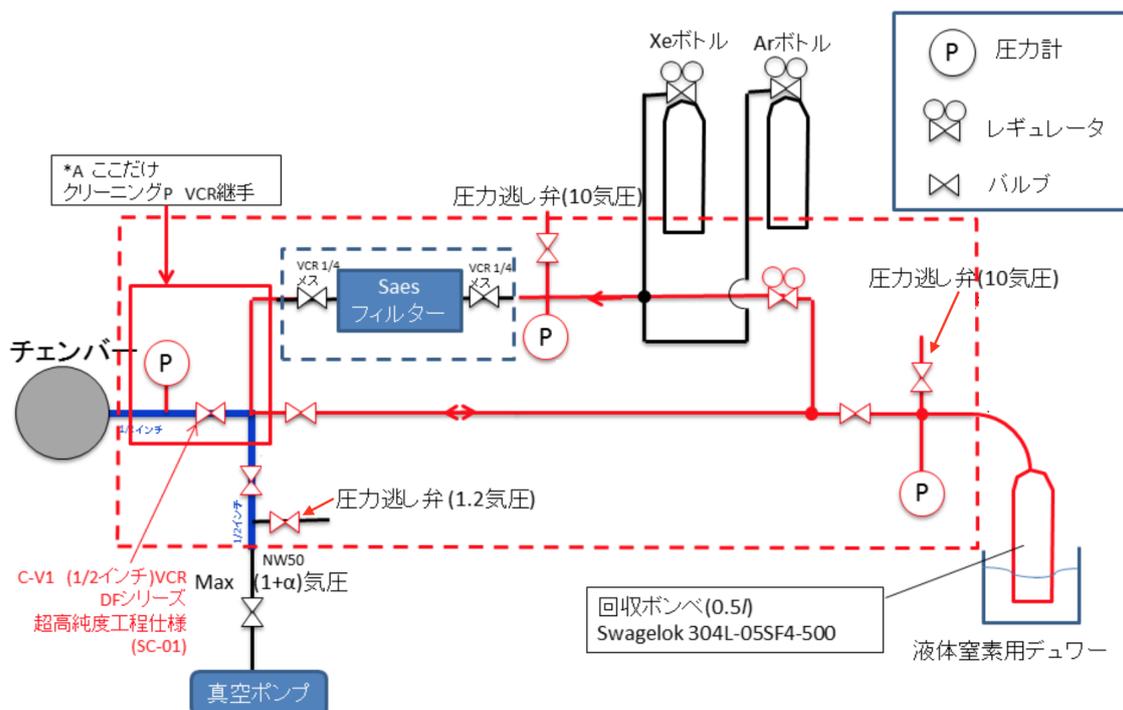


図 5.11: ガス系統。

## 5.8 エレクトロニクス

### 5.8.1 データ取得系

MPPC と PMT の信号波形は Flash ADC を用いて保存した。データ取得のためのトリガーは NIM ロジックを通じて作成し、外部トリガーとして入力した。本測定では 3 つの Flash ADC を用いたが、これらをオプティカルリンクケーブルによってまとめて PC に接続し、制御した。

MPPC の信号の取得には CAEN 社の 32 チャンネル、12bit、65MHz サンプリングのデジタイザー (型番 : DT5740) を 2 つ使用した。PMT の信号は CAEN 社の 8 チャンネル、14bit、100MHz サンプリングのデジタイザー (型番 : v1724) を使用して取得した。

データは全て 1 イベントあたり MPPC 信号読み出し用 65MHz FADC(DT5740) については 2001 サンプリング ( $32\mu\text{s}$ )、トリガー前が 20%、トリガー後が 80% のサンプル数となるように設定、PMT 信号読み出し用 100MHz FADC(v1720) は 10000 サンプリング ( $100\mu\text{s}$ )、トリガー前が 80%、トリガー後が 20% のサンプル数となるように設定して取得した。

ディスクリミネータの閾値はすべてのデータ取得時ににおいて  $-22.3\text{mV}$  に設定した。

### 5.8.2 ローパスフィルター

MPPC へのバイアス電圧は (株) 松定プレジジョン社製の直流電源 (型番 : PL-120-0.6) を用いて 64 チャンネル一括で印加した。直流電源装置と各 MPPC の間には、電源からのノイズを除去および各 MPPC の独立化のために図 5.12 に示されているローパスフィルターが挿入されている。ローパスフィルターの時定数が長く (約  $50\text{ms}$ )、またコンデンサの容量が大きい ( $1\mu\text{F}$ ) なのは、大光量、長時間 (最大  $10^5$  photons/ $5\mu\text{s}$ ) の信号を検出するためである。典型的な信号波形は 6.3.2 節に載せている。

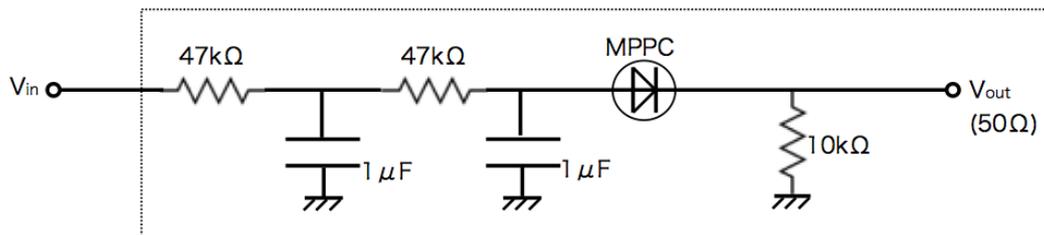


図 5.12: MPPC とローパスフィルターの回路。  $V_{in}$  に直流電源装置から電圧が印加される。点線で囲われた部分が 64 チャンネル分、並列に接続されている。

### 5.8.3 データ取得のための回路系統

図 5.13 にデータ取得のためのロジック回路を載せる。MPPC の信号は PM AMP を通して 10 倍に増幅した後に FADC(DT5740) で読み出される。また、有効領域内の 36 チャンネル分の信号はファン・イン・ファン・アウトによって合成され、バンドパスフィルターを通った後にディスクリミネータによって DT5740 および v1724 への外部トリガー信号が生成される。バンドパスフィルタは EL 事象をのみを通し、MPPC のダークカレント事象は通さないような周波数帯が選択されている。バンドパスフィルタの回路図と周波数応答を図 5.14、5.15 に載せる。MPPC のゲイン測定のためにはクロックジェネレータで生成された外部トリガーを使用する。

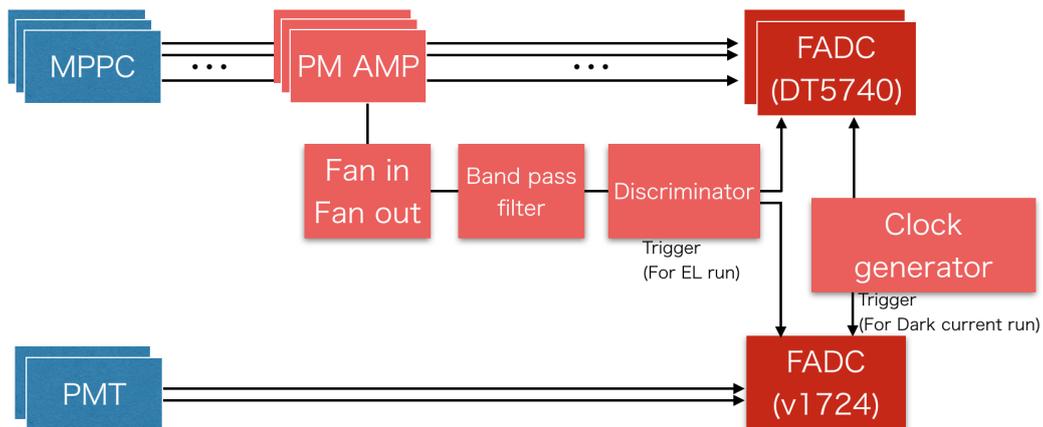


図 5.13: データ取得系のロジック回路。

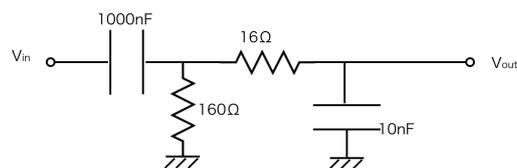


図 5.14: バンドパスフィルタの回路図。

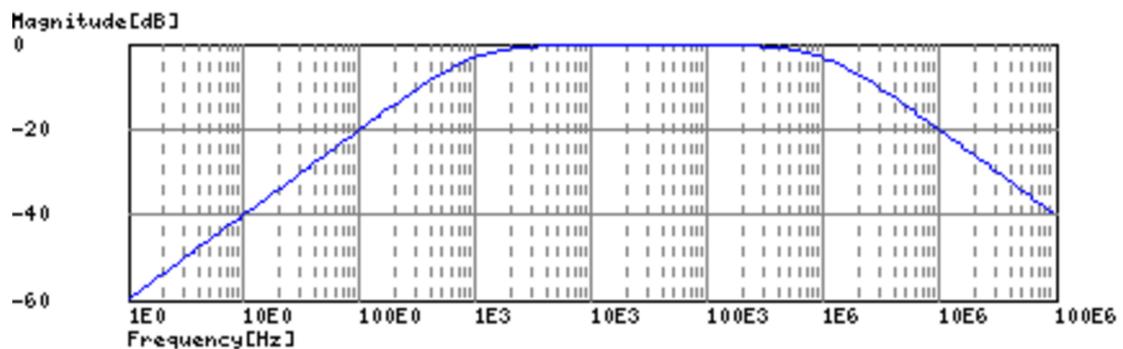


図 5.15: 使用したバンドパスフィルタの周波数応答。図は Okawa Electric Design のホームページにて作成した。(http://okawa-denshi.jp/)

## 第6章 試作機の性能評価

製作した試作機の性能評価をガンマ線源を用いて行った。本来であれば二重ベータ崩壊の信号と同じレベルである数 MeV のガンマ線を用いて評価を行うべきであるが、試作機の有効領域では数 MeV レベルの電子の飛跡が収まりきらないため<sup>1</sup>、本研究では<sup>57</sup>Co から放出される 122keV のガンマ線を用いて性能評価を行った。

### 6.1 線源

#### 6.1.1 線源に要求される性能

試作機の性能評価に用いる線源への要求として

- エネルギーが単一である
- 飛程が有効領域内に収まる程度に短いこと
- 生成した電離電子のドリフトおよび発生したシンチレーション光の進行を妨げないこと

がある。これらの要求を満たす候補として、ガンマ線が光電効果を起こして出てくる光電子がある。本研究では、ガンマ線源として<sup>57</sup>Coを用いた。<sup>57</sup>Coは半減期が271.8日であり、主に軌道電子捕獲(EC)過程を通じて122keVのガンマ線を放出する(85.6%)。ガンマ線源はチェンバーの外側から照射し、また、有効領域内の事象数の割合を増やすために図6.1のφ1.1mm、厚さ2.5cmの鉛のコリメータを必要に応じて用いた。



図 6.1: 鉛のコリメータ。

#### 6.1.2 物質とガンマ線の相互作用

ガンマ線は物質中で光電吸収過程、コンプトン散乱過程、対生成過程を起こす。対生成過程については1022keVの閾値を超えないと起こらないので、今回は考慮しなくても良い。図6.2にガンマ線とキセノン原子との反応の質量減衰係数のグラフを示す。122keVではコンプトン散乱よりも光電吸収の方が支配的であることがわかる。また、キセノン中での電子のContinuous Slowing Down Approximation (CSDA) rangeのグラフを図6.3に示す。CSDA rangeとは、物質の電子に対する阻止能( $dE/dx$ )の逆

<sup>1</sup>1MeVの電子の10気圧のキセノン中での飛跡は約11.92cmである

数を  $E=0$  から電子のエネルギーまで積分することによって得られる電子の飛程である。125keV の電子に対する CSDA range は  $0.03827 \text{ g/cm}^2$  で、4 気圧のキセノン ( $0.0235 \text{ g/cm}^3$ ) 中での飛程は  $1.628 \text{ cm}$ 、10 気圧のキセノン ( $0.060 \text{ g/cm}^3$ ) 中での飛程は  $0.637 \text{ cm}$  である。

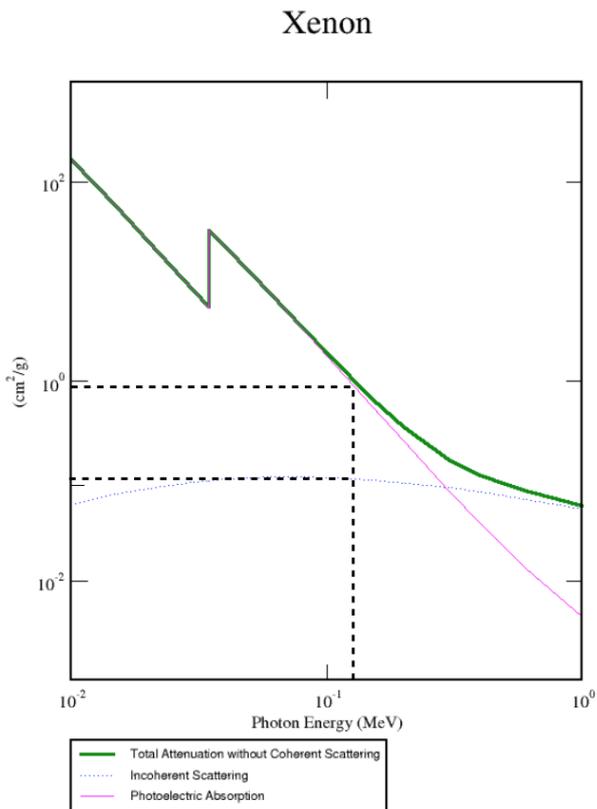


図 6.2: ガンマ線のキセノン中における質量減衰係数 [13]。

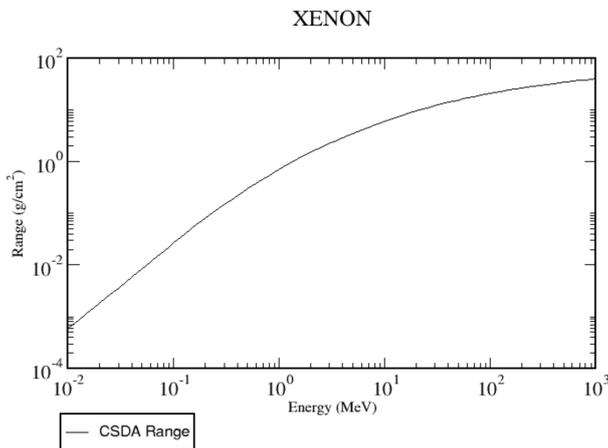


図 6.3: 電子のキセノン中における CSDA range [13]。

### 6.1.3 光電吸収過程とキセノンの特性エックス線

光電吸収過程によってガンマ線は原子と相互作用し、光電子を放出する。放出される光電子のエネルギー  $E$  は

$$E = h\nu - E_b \quad (6.1)$$

に従う。ここで、 $h\nu$  はガンマ線のエネルギーである。 $E_b$  は原子と軌道電子の結合エネルギーで、放出される光電子がどの殻に存在していたかによって値が異なる。この相互作用によってエネルギー  $E$  の光電子と束縛殻の一つに空孔をもつ原子のイオンが生じる。この空孔は自由電子の捕獲や原子内の他の殻の電子再配列によってただちに満たされる。この際結合エネルギーに応じた特性エックス線が放出される。キセノン原子の主な特性エックス線を表 6.1 にまとめる。

表 6.1: キセノン原子の主な特性エックス線 [25]。

| 光電子の放出殻        | 特性エックス線のエネルギー [keV] |
|----------------|---------------------|
| $K_{\alpha 1}$ | 29.782              |
| $K_{\alpha 2}$ | 29.461              |
| $K_{\beta 1}$  | 33.624              |
| $L_{\alpha 1}$ | 4.106               |

この過程において特に考慮しなければならないのは光電子が K 殻から放出される場合である。K 殻からの X 線は比較的エネルギーが高く、検出器の有効領域内で再び反応すること無く有効領域外に出て行ってしまふことがある。この場合、観測されるエネルギーは元々の 122keV から 30keV を引いた約 90keV となる。この 90keV 付近のピークをエスケープピークと呼ぶ。対して K 殻以外から光電子が放出され、122keV のエネルギーのほぼ全てが光電子に変換された場合、あるいは発生したエックス線が有効領域内で再びキセノンと反応してエネルギーを落とした場合に見られるピークをフルピークと呼ぶ。また、検出器内の有効領域外でガンマ線と反応したキセノン原子から放出された特性エックス線が有効領域内でキセノンと反応した際には、特性エックス線のエネルギーのピークが観測される。したがって、122keV のガンマ線を照射した場合、そのエネルギースペクトルは 122keV 付近にフルピーク、90keV 付近にエスケープピーク、30keV 付近に特性エックス線のピーク構造をもつことが予想される。

## 6.2 取得データリスト

表 6.2 に取得したデータの一覧をまとめる。

表 6.2: 取得したデータリストと取得条件。

| データリスト | 試作機のバージョン      | ガス圧     | アノード電圧   | カソード電圧   | 鉛コリメータ |
|--------|----------------|---------|----------|----------|--------|
| RUN1   | ver.1(WLS シート) | 3.9 atm | 4.8 kV   | 6.0 kV   | あり     |
| RUN2   | ver.2(WLS 直塗り) | 4 atm   | 4.8 kV   | 6.0 kV   | あり     |
| RUN3   | ver.2(WLS 直塗り) | 8.8 atm | 表 6.3 参照 | 表 6.3 参照 | あり     |
| RUN4   | ver.2(WLS 直塗り) | 4 atm   | 4.8 kV   | 表 6.4 参照 | なし     |

RUN1 と RUN2 は 4 気圧のキセノンガスを用いた場合におけるエネルギー分解能の評価とバージョン間の性能の比較に用いた。これらの測定におけるドリフト電場の大きさは 5.5.1 節の結果より、収集効率が 100% である値を用いた。RUN3 は封入するキセノンガスをさらに高圧 (8.8 気圧) とし、エネルギー分解能の評価および EL 増幅率のアノード電場依存性を調べた。RUN4 ではアノード電圧を固定し、カソード電圧を変化させて測定を行うことでドリフト速度や光量の電場依存性を調べた。RUN3、RUN4 のアノード電圧、カソード電圧の組み合わせを表 6.3、表 6.4 にまとめる。

表 6.3: RUN3 のアノード電圧、カソード電圧の組み合わせ。

| アノード電圧 [kV] (アノード電場 [V/cm]) | カソード電圧 [kV] (ドリフト電場 [V/cm]) |
|-----------------------------|-----------------------------|
| 6.4 kV (12800 V/cm)         | 10.55 kV (691.7 V/cm)       |
| 8.0 kV (16000 V/cm)         | 12.05 kV (675.0 V/cm)       |
| 9.0 kV (18000 V/cm)         | 13.05 kV (675.0 V/cm)       |

表 6.4: RUN4 のアノード電圧、カソード電圧の組み合わせ。

| アノード電圧 [kV] (アノード電場 [V/cm]) | カソード電圧 [kV] (ドリフト電場 [V/cm]) |
|-----------------------------|-----------------------------|
| 4.8 kV (9600 V/cm)          | 5.7 kV (150 V/cm)           |
| 4.8 kV (9600 V/cm)          | 6.0 kV (200 V/cm)           |
| 4.8 kV (9600 V/cm)          | 6.5 kV (283.3 V/cm)         |
| 4.8 kV (9600 V/cm)          | 7.0 kV (366.7 V/cm)         |

## 6.3 解析

### 6.3.1 ダークカレント解析

MPPC の各チャンネルについて、4.4.1 節と同様の方法で有効ゲインを求めた。ただし、積分のアルゴリズムについては、ベースラインから連続してノイズレベルの  $3\sigma$  を超えている間のベースラインからの差を足し合わせるという方法をとった。また、ダークレートもチャンネル毎に求める。ここでダークレートは、ダークカレントしかない場合の FADC の 1 サンプルあたりに期待される積分値で定義する。

図 6.4 に典型的なダークカレントの積分値分布を載せる。右下のチャンネルはうまく動作していないが、これは MPPC の故障または配線に問題があったと思われる。

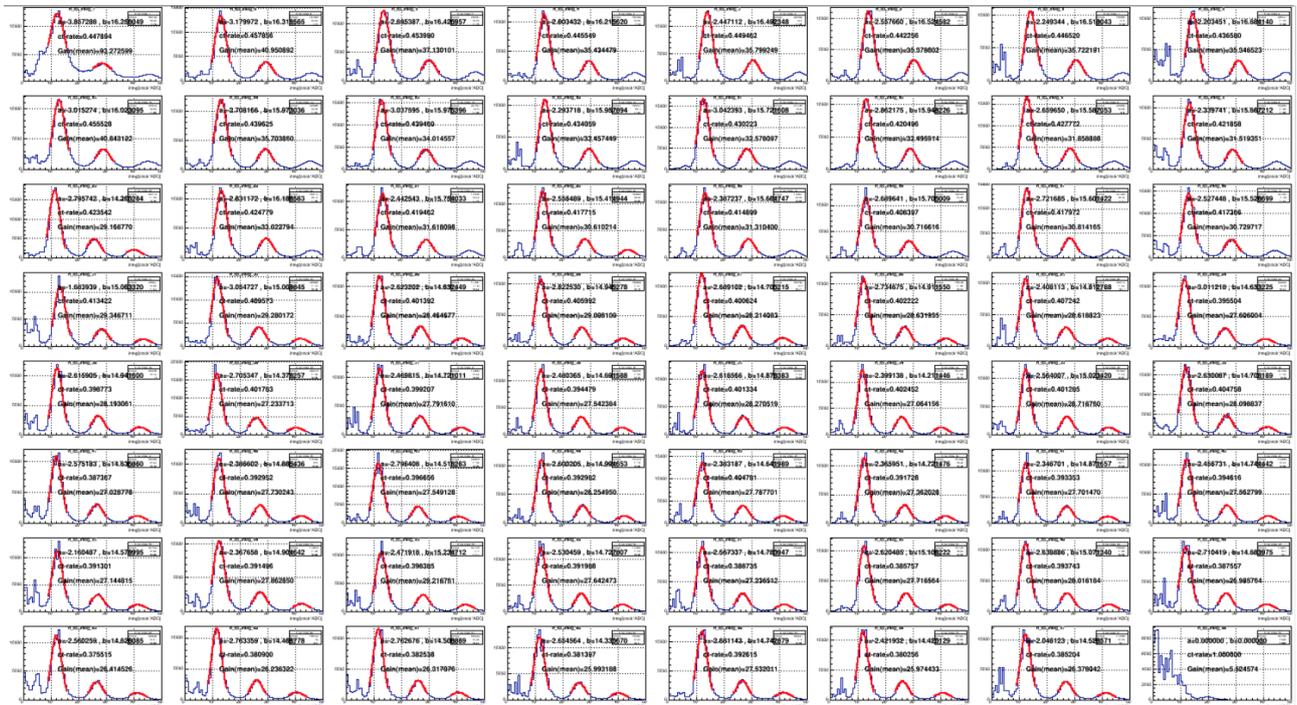


図 6.4: 各チャンネルのダークカレントの積分値分布。赤く色が掛けられている部分は、1p.e.、2p.e.、3p.e. のピークをそれぞれガウス関数でフィッティングした様子。

### 6.3.2 ガンマ線事象の波形解析

典型的なガンマ線事象の各チャンネルごとの波形の例を図 6.5 に載せる。また、図 6.6 にそれらの波形の和を載せる。ただし、波形の和については上下を反対にして表している。信号の典型的な時間幅は数  $\mu\text{s}$  程度である。これは電子の典型的なドリフト速度が数  $\text{mm}/\mu\text{s}$  であることによるもので、数  $\text{mm}$ ~数  $\text{cm}$  程度に広がった飛跡が数  $\text{mm}/\mu\text{s}$  の速度でドリフトされて ELCC に到達するタイミングあるいは ELCC 内で光信号に変換されるタイミングに数  $\mu\text{s}$  程度の広がりを持つことになるからである。信号がふた山になっている理由として、電子の飛跡が折れ曲がっていた、特性エックス線が光電子の直ぐ側で再びキセノン原子と反応し、近い領域に 2 つの電離電子のクラスターを形成したなどが考えられる。

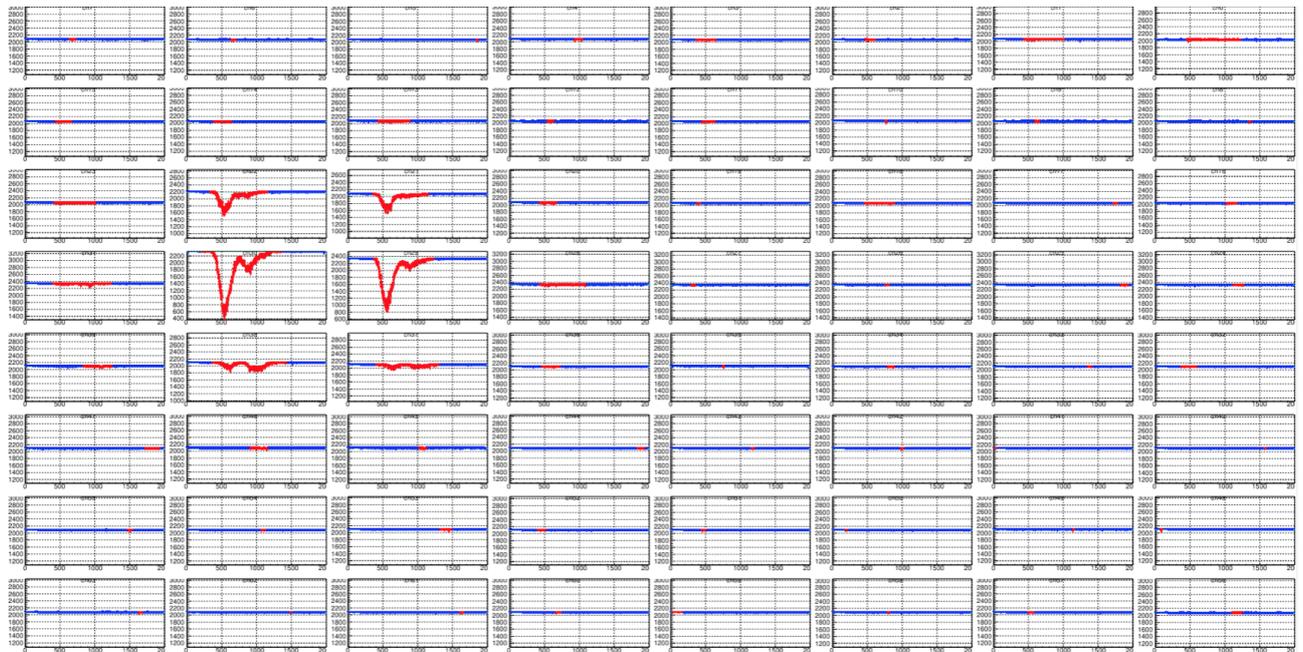


図 6.5: 典型的なガンマ線事象の各チャンネル毎の波形。赤く色の付いている部分は、各チャンネルで最も大きい信号を検出した領域。

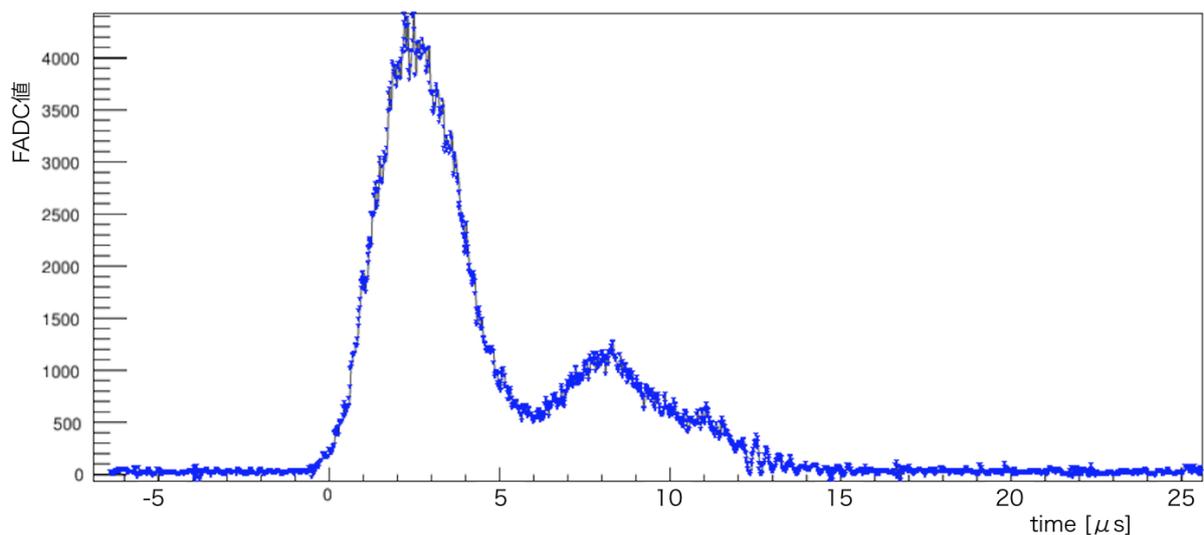


図 6.6: 典型的なガンマ線事象の全てのチャンネルの波形の和。ただし、図 6.5 に対して上下が逆になっている。トリガーのタイミングを横軸 (データ取得時間) のゼロとした。

## ベースラインの決定

各イベント、各チャンネルについて、最も頻度の多いFADC値の上下2カウント以内での平均値をベースラインとした。また、その標準偏差 $\sigma$ も求め、ベースラインの揺らぎとした。ベースラインから $3\sigma$ 離れた点を解析のスレッシュホールドに設定した。

## EL 事象候補の決定

各イベント、各チャンネルについて、解析スレッシュホールドを超えている間の積分値が最も大きくなるクラスタを探しだし、それぞれのチャンネルのEL事象候補とする(図6.5の赤色で表されている部分)。

## EL ヒットの判定

各イベント、各チャンネルの全範囲の積分値 $S[ch]$ を求める。積分値は、ベースラインとFADC値の差分を足し合わせることで求めた。

$$S[ch] > \alpha \times (\text{Dark rate}[ch]) \times (\text{サンプリング数}) \quad (6.2)$$

を満たすチャンネルをELヒットがあったチャンネルと定義した。ここで、

$\alpha$  : 定数

Dark rate[ch] : 各チャンネルのダークレート。1サンプリングあたりの積分値で表される。

サンプリング数 : FADCの取得サンプリング数。本測定では2001サンプルである。

である。 $(\text{Dark rate}[ch]) \times (\text{サンプリング数})$ は各チャンネルにおいて、ダークカレントしかなかった場合の積分値の期待値を表す。したがって、(6.2)式の右辺はダークカレントのみの場合から $\alpha$ 倍逸脱していることを表している。 $\alpha$ は解析毎に最適化された値を用いる。

## 各パラメータの決定

各チャンネルのEL事象候補の積分値を有効ゲインで割った値をそれぞれのチャンネルの検出光子数とする。全チャンネルの光子数を足し上げた値をそのイベントの検出光子数とする。スレッシュホールドを超え始めた点を立ち上がり(rise time)、超え終わる点を立ち下がり(fall time)とし、その間の長さを信号幅(width)と定義した。図6.7にこれらの定義の概念図を載せる。ELヒットのあったチャンネルの中で最も立ち上がり時間の早かった点をそのイベント全体の立ち上がり時間、最も立ち下がり時間の遅かった点をそのイベント全体の立ち下がり時間とする。

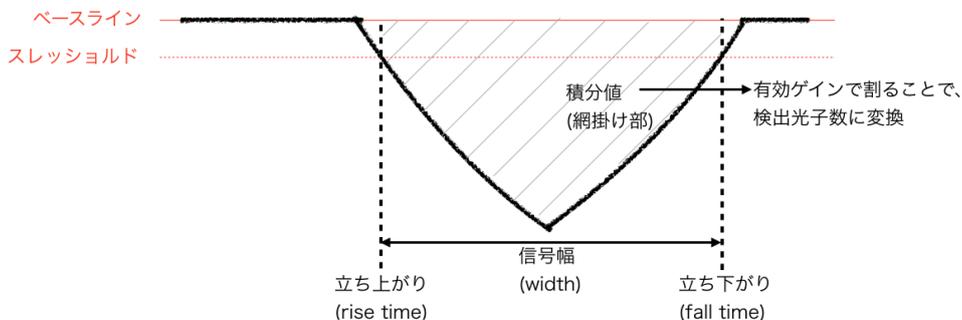


図 6.7: MPPC の波形の概念図および積分値、検出光子数、立ち上がり、立ち下がりの定義。

## ヒットボリューム

電子のトラックの広がりを表す量としてヒットボリュームを定義する。これは各チャンネルのトラックの長さ (mm) を EL ヒットのあったチャンネルについて、1 セル分の面積 ( $7.5 \times 7.5 \text{mm}^2$ ) を掛けて足し上げた値である。信号幅から長さ (mm) に変換する際にドリフト速度を用いるが、これについては 6.3.4 節で述べる。図 6.8 にヒットボリュームの定義の概念図を載せる。

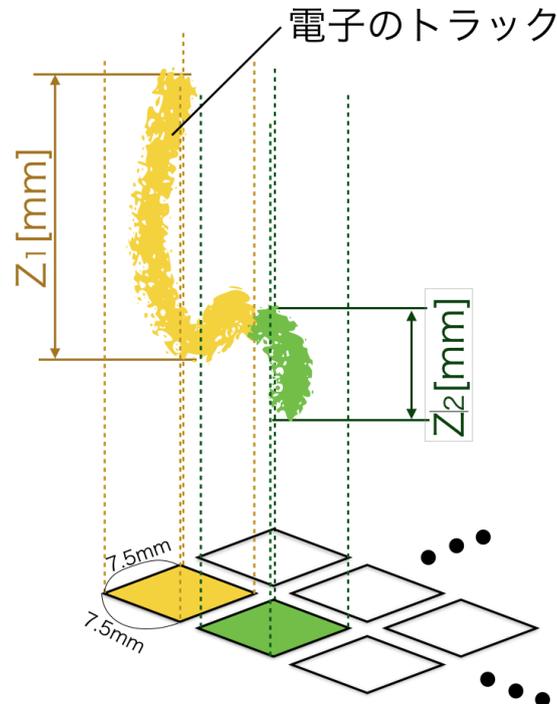


図 6.8: 電子のトラックの概念図。電子のトラックが色分けされており、それぞれ下部の対応する色のセルで読み出されるものとする。この場合、ヒットボリュームの値は  $(Z_1 + Z_2) \times (7.5 \times 7.5) \text{mm}^3$  である。

### 6.3.3 セル毎の EL 増幅率の補正

それぞれのチャンネルの光子数を足し合わせることで放射線が検出器内に落としたエネルギーを再構成するが、そのまま各チャンネルの検出光子数を足し合わせると、セルごとの正味の EL 増幅率の違いにより正しくエネルギーを再構成できない可能性がある。そこで、30keV のピークで規格化することで正味の EL 増幅率の違いを補正する<sup>2</sup>。以下に図 6.9 の黄色で表されたチャンネルを補正する場合の手順をまとめる。

1. 黄色およびその周りを囲う赤色のチャンネル以外に EL ヒットがないこと、および、黄色のチャンネルの検出光子数が最も多いことを要求。補正するチャンネルが端にある場合は、そのチャンネルの周りの 5 または 3 チャンネル以外に EL ヒットがないことを要求する。
2. 得られた光子数分布の 30keV のピークをガウス関数でフィットし中心値を求める。これを全てのチャンネルについて行う。また、その平均値も求める。
3. 各チャンネルの 30keV のピークを中心値が平均値と一致するよう、補正因子を掛ける。
4. 補正因子を掛けた状態でもう一度同じ手順を繰り返す (全部で 2 回、EL 増幅率の補正を行う)。

RUN1 のデータに対して EL 増幅率補正を行っている様子を図 6.10 に載せる。

<sup>2</sup>30keV の電子のキセノンガス 4 気圧中での CSDA range は 1.53mm である。

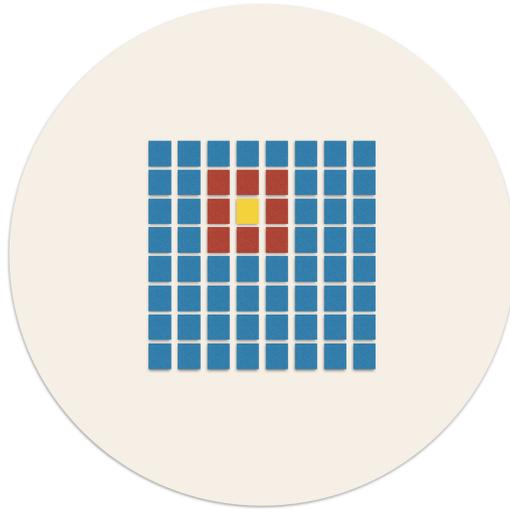


図 6.9: MPPC プレーンの概略図。青、黄、赤の四角が MPPC を表している。黄色のチャンネルの EL 増幅率の補正を行う場合を考える。

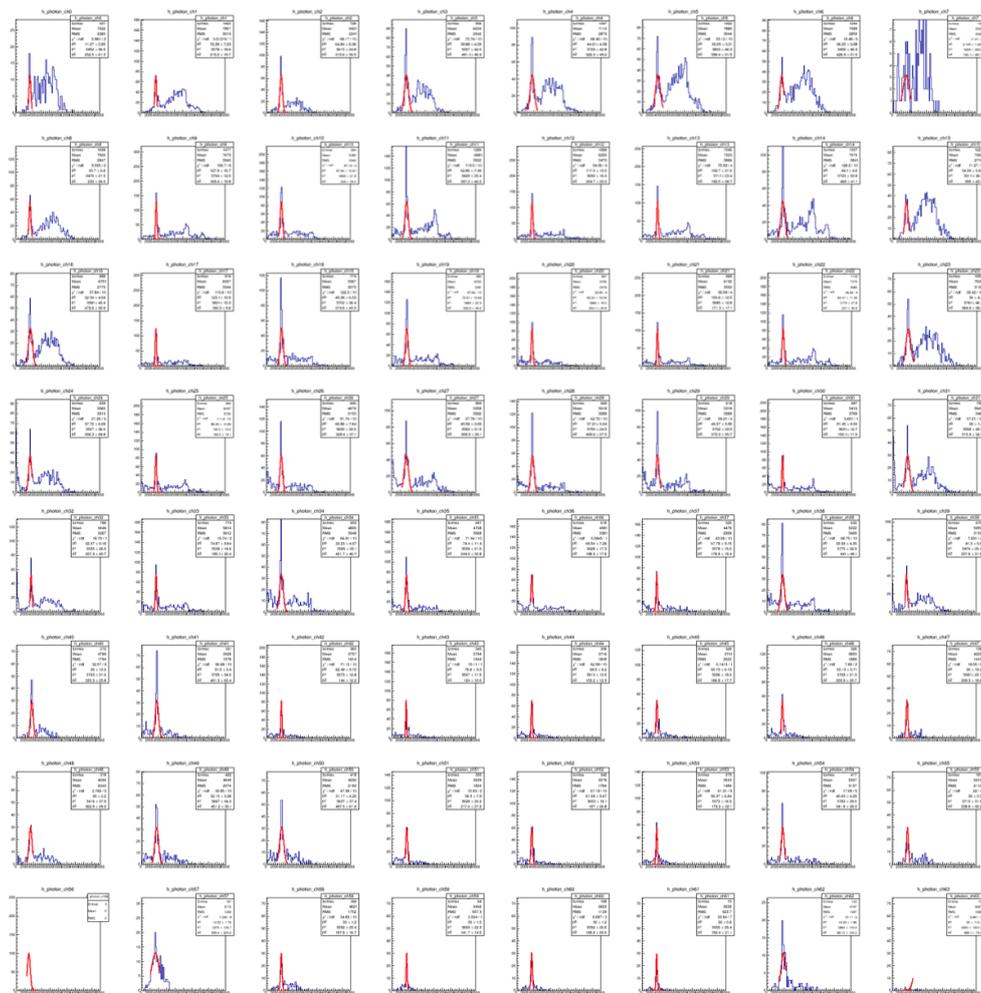


図 6.10: EL 増幅率補正の際の各チャンネルの光量分布。赤い色付きの部分は 30keV ピークをガウス関数でフィッティングした様子である。

### 6.3.4 ドリフト方向の位置再構成

データ取得のトリガータイミングはMPPCによる電離電子の信号(EL光事象)の立ち上がりのタイミングであり、それに対してシンチレーション光のタイミングをPMTで計ることでドリフト方向の位置を求める。

典型的なPMTの信号の様子を図6.11に載せる。波形データのうち、後半28%はEL信号領域と定義し、シンチレーション光の解析からは除外して考える。

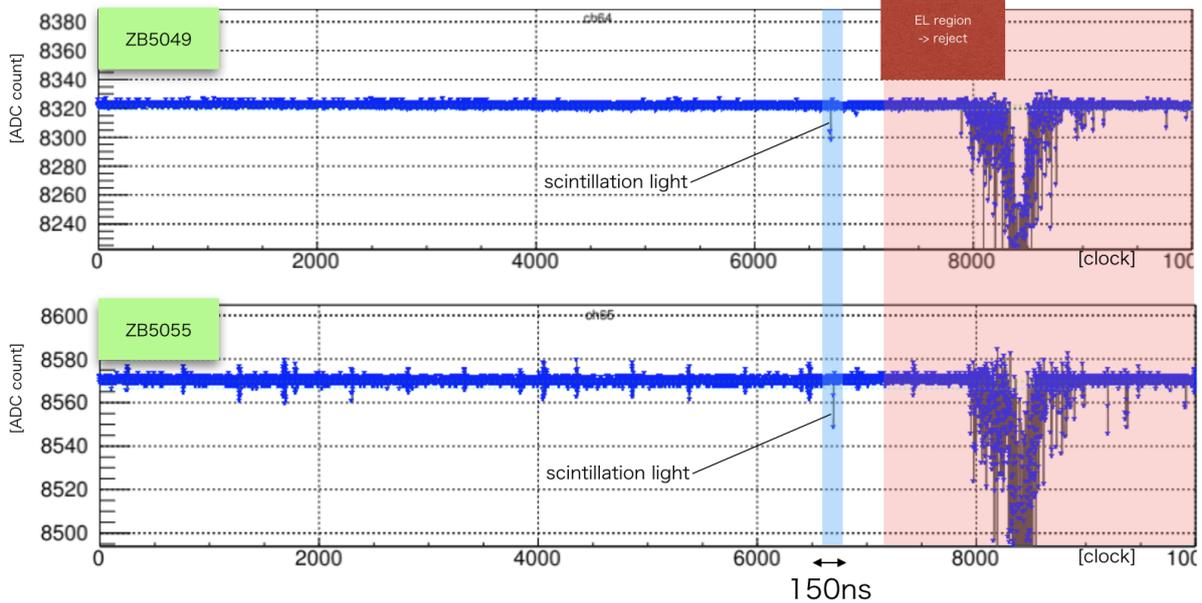


図 6.11: 典型的な PMT の波形。後半部 28%(赤掛部分) は EL 信号領域と定義し、シンチレーション光の解析からは除外した。2 つの PMT の信号が 150ns 以内でコインシデンスしていることを要求した。

#### ベースラインの決定

ベースラインおよびその揺らぎ $\sigma$ の求め方はMPPCの場合と同様である。

#### シンチレーション光候補の決定

それぞれのPMTについて、ベースラインから連続してノイズレベルから $10\sigma$ 離れている期間をシンチレーション光候補として積分値(ベースラインとの差分)およびタイミングを記録する。PMTのダークカレントとシンチレーション光の弁別のため、2つのPMTの信号が150ns以内でコインシデンスしていることを要求する。コインシデンスしている2つの信号のタイミングおよび積分値の平均値をシンチレーション光のタイミングおよび積分値とみなす。コインシデンスしている信号が2つ以上あった場合は積分値の大きい方をシンチレーション光とみなした。

#### ドリフト速度の決定

PMTで検出されたシンチレーション光の信号のタイミングとMPPCで検出されたEL信号の立ち下がり時間差をドリフト時間と定義する。図6.12にドリフト時間の定義の概念図を載せる。ドリフト時間の分布の例を図6.13に載せる。ヒストグラムで最大のピンの1/10以下になったときのドリフト時間を最大ドリフト時間と定義する。これはフィールドケージ内の最大距離(6cm)をドリフトしたときに対応している。これよりドリフト速度を求める。

## ドリフト方向の位置決定

イベント毎に、求めたドリフト速度をドリフト時間に掛けることでドリフト方向の位置を再構成した。ただし、本研究においてはドリフト方向の位置による有効領域カット等は適用しておらず、PMT の情報は RUN4 のデータに対してドリフト速度の電場依存性を調べるために使うにとどまった。

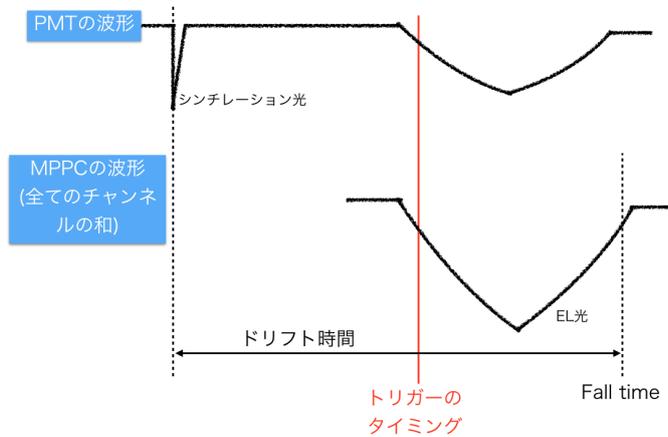


図 6.12: MPPC と PMT の波形の概念図およびドリフト時間の定義。

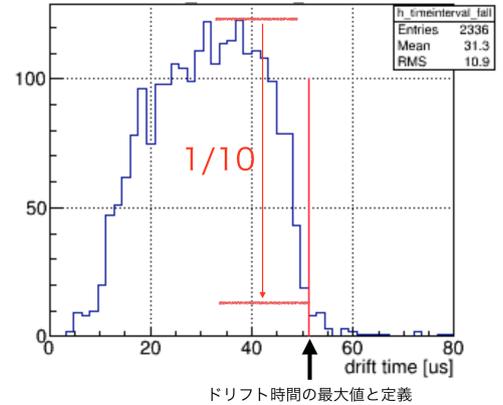


図 6.13: ドリフト時間の分布の例と最大ドリフト時間の定義。

## 6.4 RUN1 の測定結果

キセノンガス 3.9 気圧を封入し、波長変換剤を 1 枚のアクリル板に塗布して取得したデータ。エネルギー分解能の評価に用いた。(6.2) 式内の  $\alpha$  の値として 4.5 を用いた。

### 6.4.1 ダークカレント解析

各チャンネルの有効ゲインの二次元分布を図 6.14 に示す。一番左上のチャンネルの有効ゲインが他のチャンネルと比べて異常に高く、一番右下のチャンネルの有効ゲインが他のチャンネルと比べて異常に低くなっているが、これは全データセットに共通して見られた傾向であり、MPPC または配線に問題があったと考えられる。しかし、これら 2 つのチャンネルは veto 領域なので検出光子数および分解能の評価には大きくは影響しないと判断し、このまま解析を行った。図 6.15 に各チャンネルのダークレートの分布を載せる。

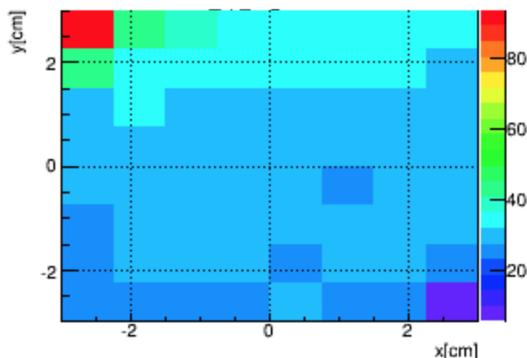


図 6.14: 各チャンネルの有効ゲインの分布。

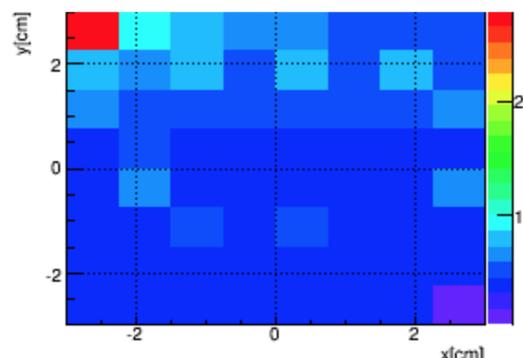


図 6.15: 各チャンネルのダークレートの分布。

## 6.4.2 データのカット条件

### FADC 値の飽和しているイベントのカット

いずれかのチャンネルで FADC 値が飽和しているイベントはカットした。

### 有効領域外のイベントのカット

電子のトラックが有効領域内に収まっていないイベントを除去するため、図 5.3 の veto 領域のチャンネルに EL ヒットがあったイベントと、立ち上がりおよび立ち下がり時間が取得した波形データの両端 20 サンプル以内であったイベントはカットした。

## 6.4.3 エネルギー分解能の評価

図 6.16 にカットおよび補正をかける前の光量分布を載せる。左から順に 30keV、90keV、120keV のピークが確認できる。また、図 6.17 に 6.4.2 節のカットおよび EL 増幅率の補正を行った後の光量分布を載せる。補正後はそれぞれのピークが鋭くなっていることがわかる。また、30keV のピークの右肩に現れた小さなピークは、カットおよび補正によって分解能が向上し、 $K_{\beta}$  線が分離して見えるようになったものである。また、図 6.18 に補正前の 30keV のピークカウン트의分布を、図 6.19 に補正後の 30keV のピークカウン트의分布を載せる。EL 増幅率の補正によって 30keV のピークに対応する光子数が一様になっている様子が見える。

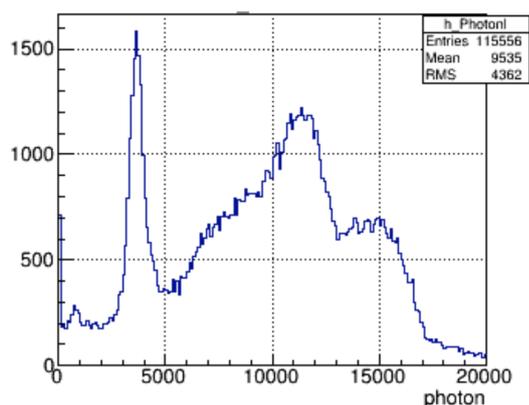


図 6.16: RUN1 のデータで補正、カットをかける前の光量分布。

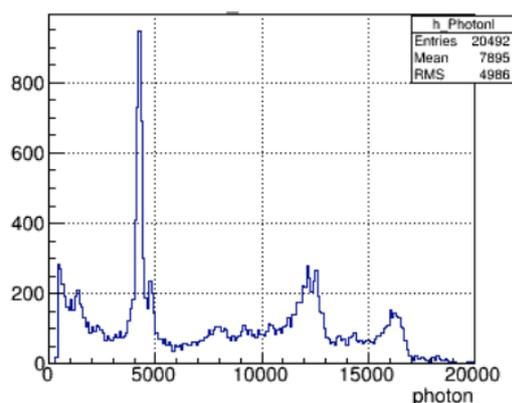


図 6.17: RUN1 のデータで補正、カットをかけた後の光量分布。

図 6.17 のそれぞれのピークをガウス関数でフィットし、分解能を評価した。図 6.20 にフィッティングの結果およびエネルギー分解能を示す。

図 6.21 に各ピークのエネルギーと検出光子数のプロットを載せる。これを 1 次関数でフィットし、エネルギーと検出光子数の間に線形性があることを確認した。

図 6.20 のエネルギー分解能 (FWHM) @ Q 値を見ると、同じ二重ベータ崩壊の Q 値のエネルギーに換算しているにも関わらずピーク毎に異なるエネルギー分解能が得られている。これはすなわち、エネルギー分解能を決めている要素が統計的な要因に限らず、 $\sqrt{E}$  に比例していないことを意味している。そこで、それぞれのピークのエネルギー分解能を  $A\sqrt{E} + BE$  でフィットし、2458keV まで外挿することで Q 値におけるエネルギー分解能に換算した。ここで  $E$  は各ピークに対応するエネルギー、 $A$  と  $B$  はフィットパラメータである。1 次の項の物理的意味については 7 章で考察する。

フィッティングの結果、 $A = 0.3237 \pm 0.5588$ 、 $B = 0.0399 \pm 0.0584$  となり、Q 値に外挿することで、エネルギー分解能 (FWHM) として 4.64% を得た。

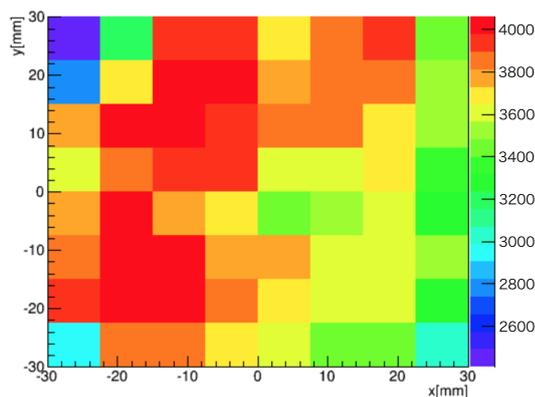


図 6.18: EL 増幅率の補正をかける前の 30keV ピークの位置の分布。

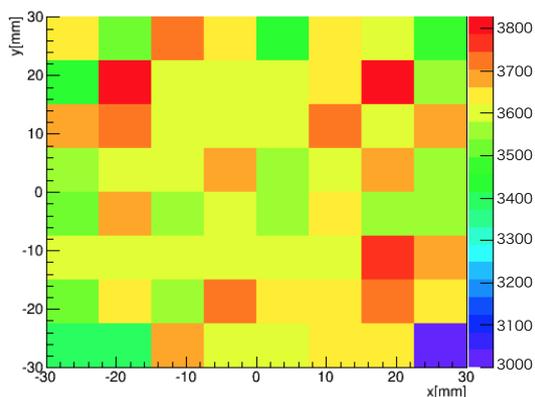


図 6.19: EL 増幅率の補正をかけた後の 30keV ピークの位置の分布。

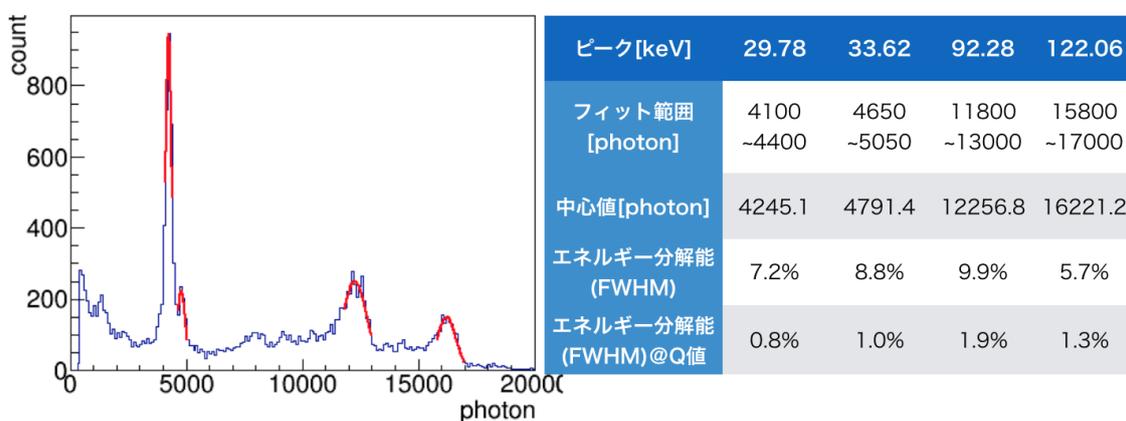


図 6.20: 図 6.17 のそれぞれのピークのフィッティング結果。右の表のフィット範囲および中心値はそれぞれガウス関数によるフィッティング範囲とフィットして得られた中心値である。また、エネルギー分解能 (FWHM) は半値全幅を用いて求めたエネルギー分解能で、エネルギー分解能 (FWHM)@Q 値は  $\sqrt{E}$  で換算された  $^{136}\text{Xe}$  の二重ベータ崩壊の Q 値でのエネルギー分解能である。

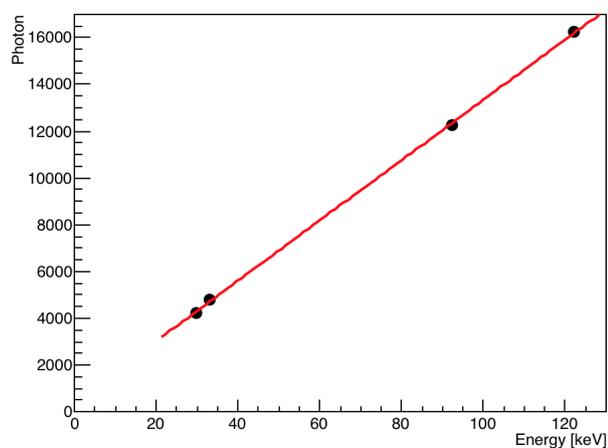


図 6.21: 横軸にエネルギー、縦軸に検出光子数をプロットしたグラフ。1 次関数でフィットし、線形性があることを確認した。

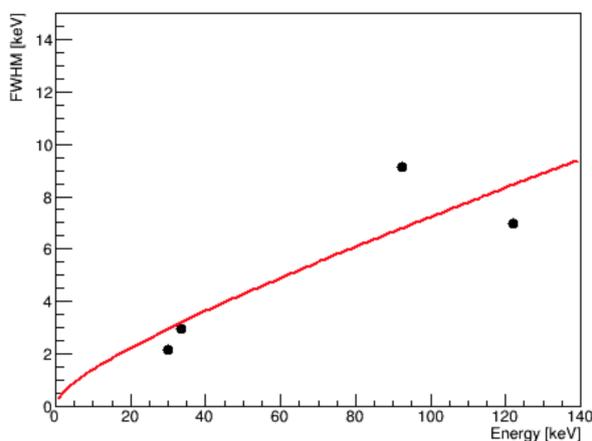


図 6.22: それぞれのピークのエネルギー分解能を  $A\sqrt{E} + BE$  でフィットしたグラフ。

## 6.5 RUN2の測定結果

キセノンガスを4.0気圧封入し、波長変換剤を可視光用のMPPCに直接塗布して測定を行った。光量の増加によるエネルギー分解能の向上を目的とした測定を行い、性能を評価した。(6.2)式の $\alpha$ の値として3.5を用いた。

### 6.5.1 ダークカレント解析

図6.23に各チャンネルの有効ゲイン、図6.24に各チャンネルのダークレートを載せる。左上と右下以外のチャンネルは正常に作動していることを確認した。

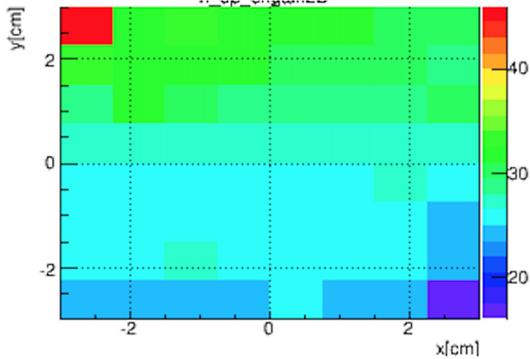


図 6.23: 各チャンネルの有効ゲインの分布。

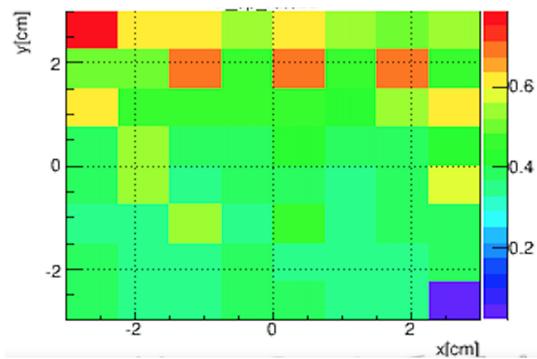


図 6.24: 各チャンネルのダークレートの分布。

### 6.5.2 エネルギー分解能の評価

図6.25にカットおよび補正をかける前の光量分布を載せる。RUN1(図6.16)と比べて光量が増加している様子が見える。図6.26に6.4.2節のカットを行った後の光量分布を載せる。カットによりエスケープピークとフルピークの分離が良くなっている様子が見える。

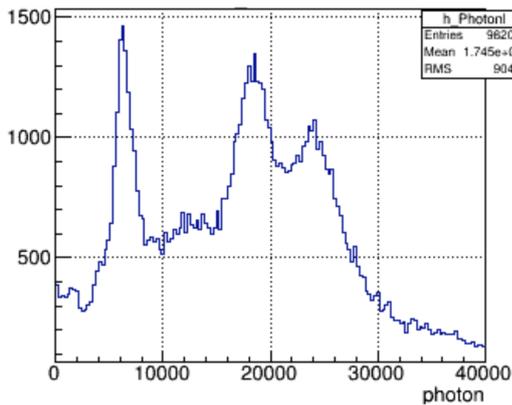


図 6.25: RUN2のデータで、補正、カットをかける前の光量分布。

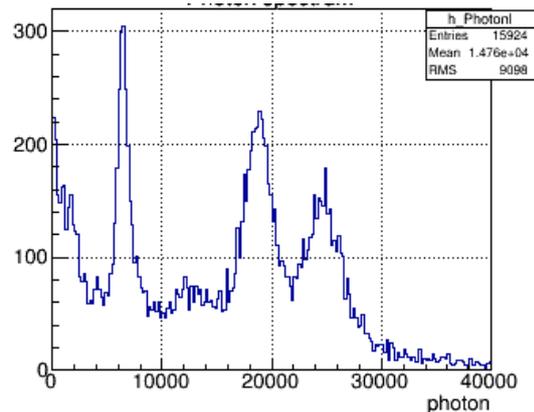


図 6.26: 6.4.2節のカットを行った後の光量分布。

図6.27にデータ取得開始からの経過時間と検出光子数の二次元ヒストグラムを載せる。時間が経つにつれ、光量が徐々に減少していく様子が見られる。これはアウトガスによる不純物によってドリフト中の電離電子が吸着されているからであると考えられる。

光量の時間変化を補正した二次元ヒストグラムを図6.28に載せる。それぞれのピークの傾きが一定となっていることがわかる。

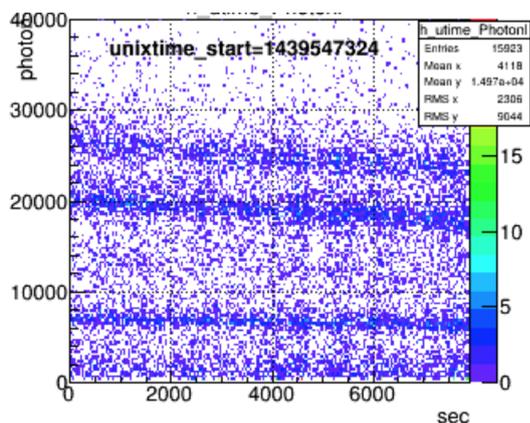


図 6.27: RUN2 のデータで、補正前の経過時間と検出光子数の二次元ヒストグラム。ただし、6.4.2 節のカットは行っている。

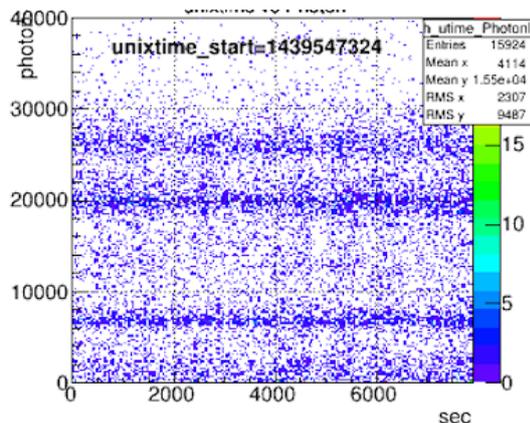


図 6.28: RUN2 のデータで、時間経過による光量減少を補正したあとの経過時間と検出光子数の二次元ヒストグラム。

時間経過による光量の補正後の光量分布を図 6.29 に、さらに 6.3.3 節の EL 増幅率の補正を行った後の光量分布を図 6.30 に載せる。補正を行う毎にそれぞれのピークが少しずつ鋭くなっていることがわかる。また、図 6.31 に補正前の 30keV のピークカウントの分布を、図 6.32 に補正後の 30keV のピークカウントの分布を載せる。RUN1 と同様に EL 増幅率の補正によって 30keV のピークに対応する光子数が一様になっている様子が見える。

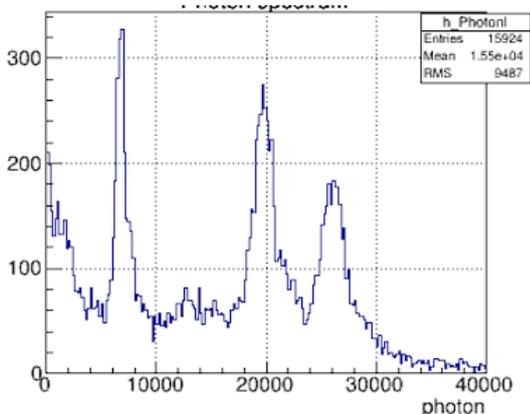


図 6.29: RUN2 のデータで、時間経過による光量補正を行った後の光量分布。

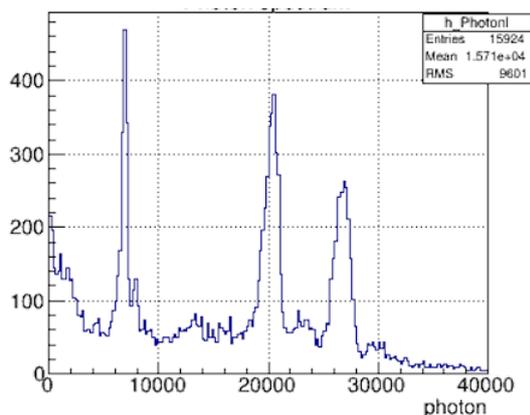


図 6.30: RUN2 のデータで、各種カット、時間経過による光量補正および EL 増幅率補正をかけた後の光量分布。

上記のカット、補正後の光子数分布のそれぞれのピークをガウス関数でフィットし、エネルギー分解能の評価を行った。図 6.33 に結果を載せる。

図 6.34 に各ピークのエネルギーと検出光子数のプロットおよび 1 次関数でフィッティングした様子を見せる。今回も検出光子数と対応するピークのエネルギーの間に線形性があることを確認できた。図 6.35 にそれぞれのピークのエネルギー分解能を  $A\sqrt{E} + BE$  でフィッティングした様子を見せる。フィッティングの結果、 $A = 0.2446 \pm 0.1742$ 、 $B = 0.0466 \pm 0.0182$  となり、Q 値に外挿することで、エネルギー分解能 (FWHM) として 5.15% を得た。

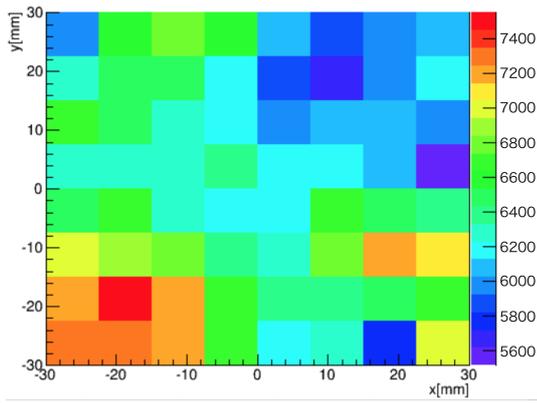


図 6.31: EL 増幅率の補正をかける前の 30keV ピークの位置の分布。

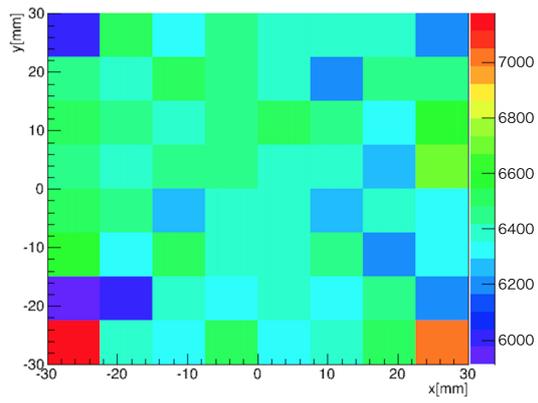


図 6.32: EL 増幅率の補正をかけた後の 30keV ピークの位置の分布。

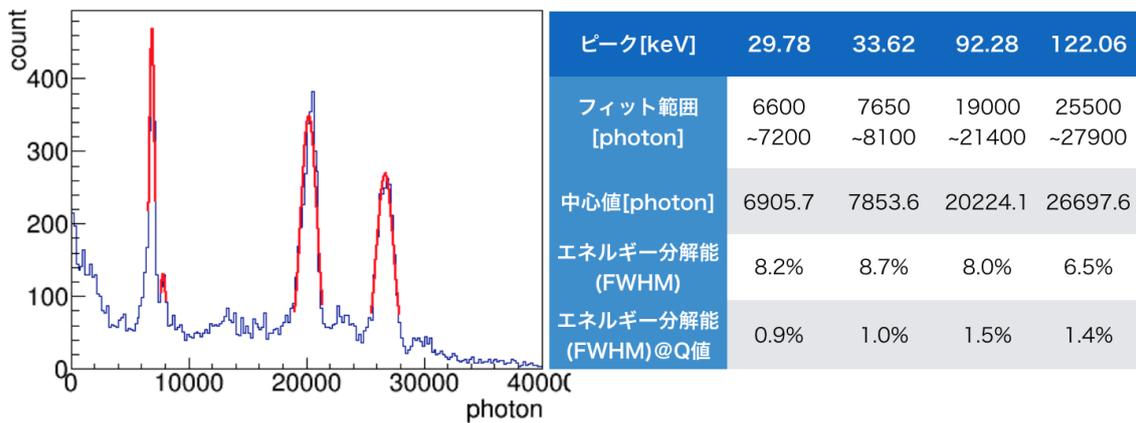


図 6.33: 図 6.30 のそれぞれのピークのフィッティング結果。

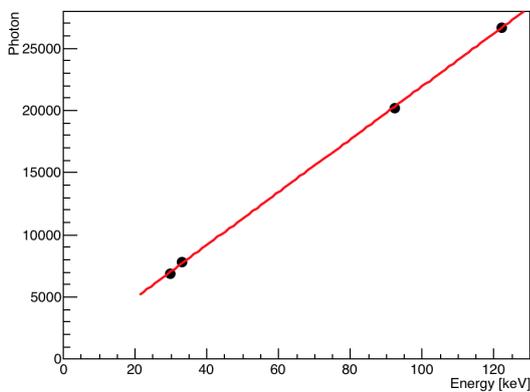


図 6.34: RUN2 のデータで、横軸にそれぞれのピークのエネルギー、縦軸に検出光子数をプロットしたグラフ。

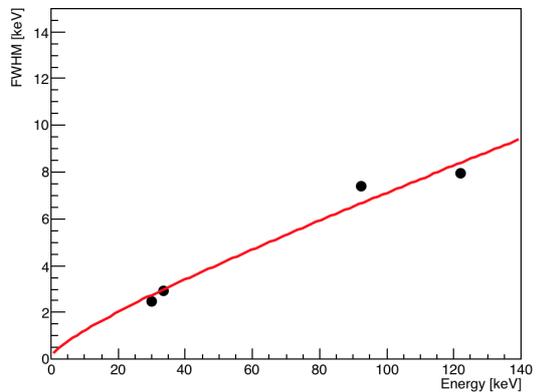


図 6.35: RUN2 のデータで、それぞれのピークのエネルギー分解能を  $A\sqrt{E} + BE$  でフィッティングしたグラフ。

### 6.5.3 飛跡の広がりによる補正

図 6.36 に検出光子数とヒットボリュームの二次元ヒストグラムを載せる。各ピークのクラスタにおいて検出光子数とヒットボリュームの間に正の相関を見ることが出来る。この相関の物理的な意味の考察については 7 章で行う。各クラスタが線形の相関を持っていると仮定し、補正した。補正後の二次元ヒストグラムを図 6.37 に載せる。

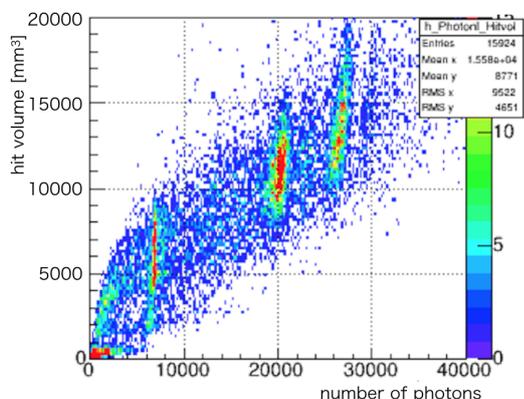


図 6.36: RUN2 のデータで、横軸に検出光子数、縦軸にヒットボリュームをプロットしたグラフ。各ピークのクラスタに正の相関が見える。

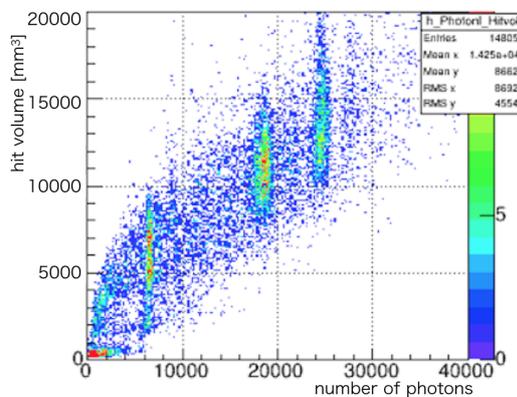


図 6.37: RUN2 のデータで、ヒットボリューム補正後の検出光子数とヒットボリュームの二次元ヒストグラム。

ヒットボリュームの補正を行った後の光量分布に対して、ガウス関数でのフィッティングおよびエネルギー分解能の評価を行った。図 6.38 に結果を載せる。

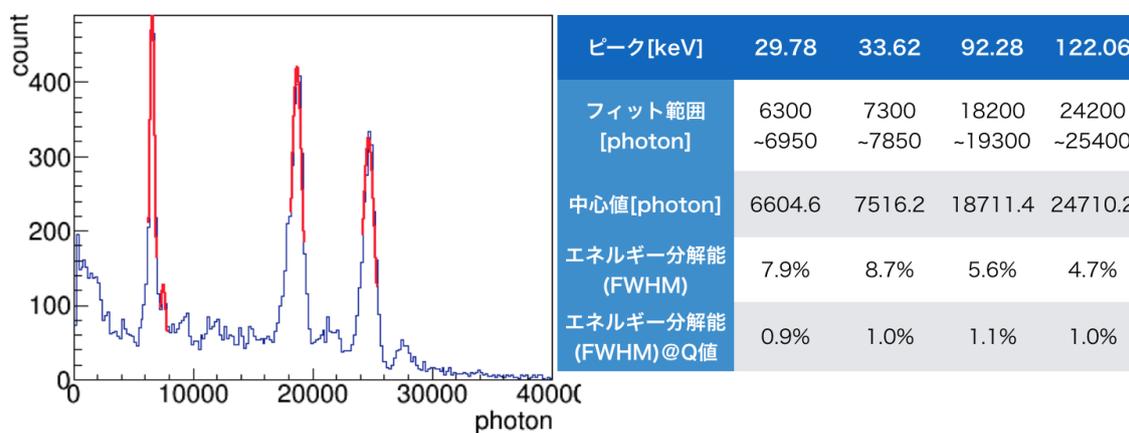


図 6.38: 図 6.30 の、ヒットボリュームの補正を行ったあとのそれぞれのピークのフィッティング結果。

また、図 6.39 にそれぞれのピークのエネルギー分解能を  $A\sqrt{E} + BE$  でフィットした様子も載せる。フィッティングの結果、 $A = 0.4231 \pm 0.0699$ 、 $B = 0.0097 \pm 0.0073$  となり、Q 値に外挿することで、エネルギー分解能 (FWHM) として 1.82% を得た。

## 6.6 RUN3 の測定結果

波長変換剤を MPPC に直塗りした検出器に対して 8.8 気圧のキセノン を封入して測定を行った。EL 増幅率はキセノン原子の密度に比例するので (図 2.2 参照)、検出光子数は 4 気圧の測定に比べて約 2 倍となり、エネルギー分解能の向上が見込まれる。エネルギー分解能の評価にはアノード電圧 9.0kV、カ

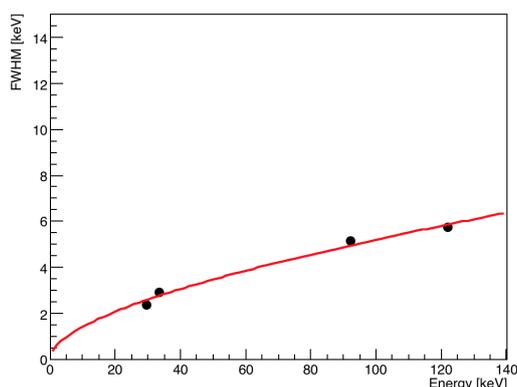


図 6.39: RUN2 のデータで、ヒットボリュームの補正後にそれぞれのピークのエネルギー分解能を  $A\sqrt{E} + BE$  でフィットしたグラフ。

ソード電圧 13.05kV を印加して取得したデータを用いた。また、ドリフト電場をほぼ一定にし、アノード電場を変化させることで EL 増幅率の電場依存性を評価した。(6.2) 式の  $\alpha$  の値として 5.0 を用いた。

### 6.6.1 ダークカレント解析

図 6.40 に各チャンネルの有効ゲイン、図 6.41 に各チャンネルのダークレートを載せる。

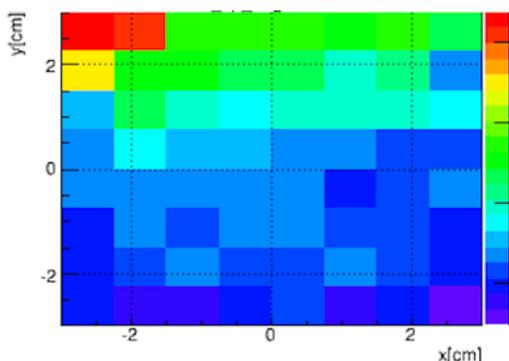


図 6.40: 各チャンネルの有効ゲインの分布。

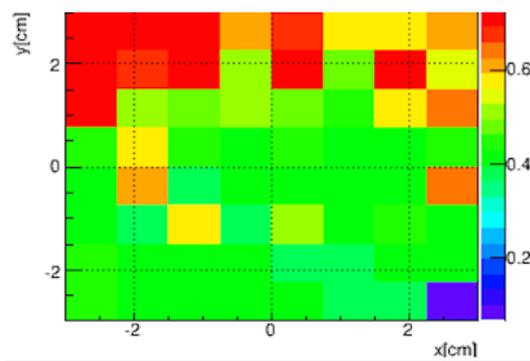


図 6.41: 各チャンネルのダークレートの分布。

### 6.6.2 エネルギー分解能の評価

図 6.42 に EL 増幅率の補正を掛ける前の 30keV のピーク位置の分布を示す。図 6.43 に EL 増幅率の補正を掛けた後の 30keV のピーク位置の分布を示す。図 6.44 に 6.4.2 節のカット、時間経過による光量補正、EL 増幅率の補正を行ったあとの光量分布および、各ピークをガウス関数でフィットした様子とエネルギー分解能の評価結果を載せる。各ピークの光量は RUN2(WLS 直塗り、4 気圧) と比べると 1.5 倍程度の増加にとどまっている。また、RUN1 や RUN2 とくらべてフルピークとエスケープピークのイベント数が少なく、分解能も悪い。これは、測定した圧力に対してアノード電圧、カソード電圧の最適化が出来ていなかったためであると思われる。また、得られたそれぞれのピークのエネルギー分解能を  $A\sqrt{E} + BE$  でフィットしようとしたが、今回はフィッティングがうまくいかなかったため、外挿によるエネルギー分解能の評価は行わなかった。

今後、高圧でのエネルギー分解能の評価を行うために、それぞれの圧力に対して最適化されたアノード電圧、カソード電圧を把握する必要がある。

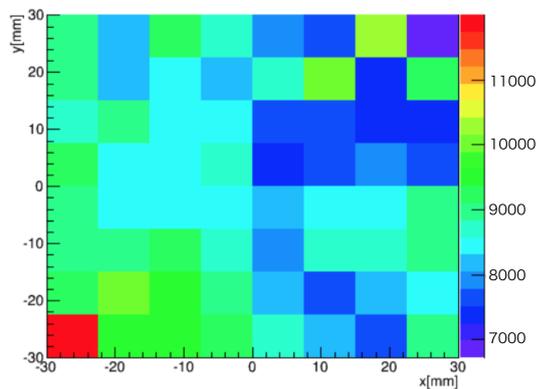


図 6.42: EL 増幅率の補正をかける前の 30keV ピークの位置の分布。

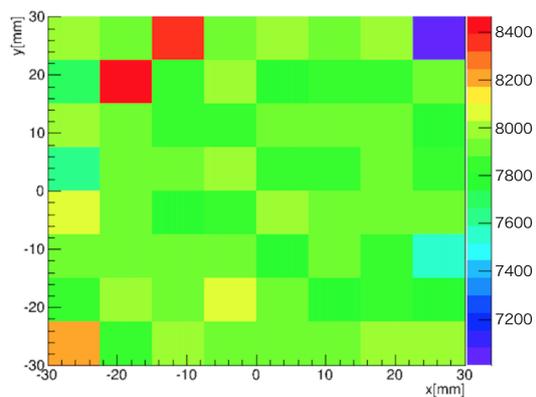


図 6.43: EL 増幅率の補正をかけた後の 30keV ピークの位置の分布。

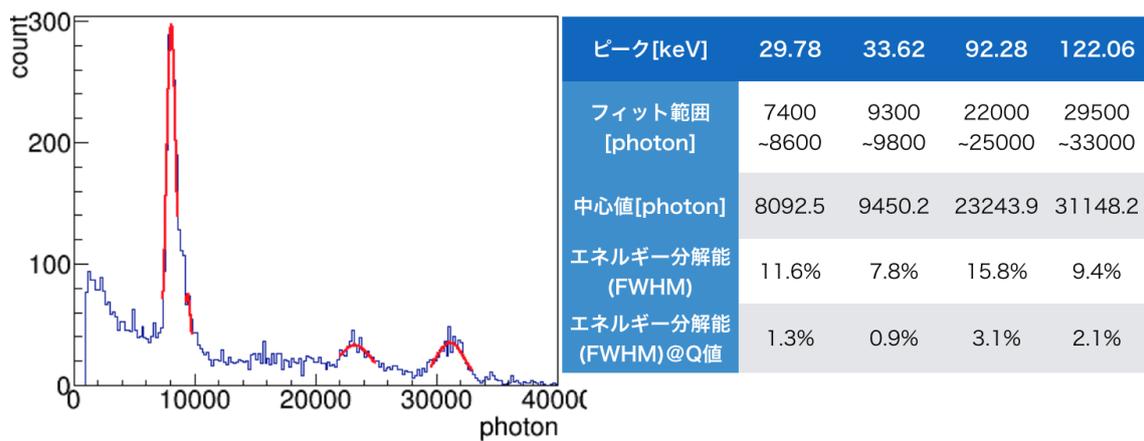


図 6.44: カット、補正後の光量分布とそれぞれのピークのフィッティングの様子およびその結果。

### 6.6.3 EL 増幅率の電場依存性

表 6.3 の各電圧に対して、30keV のピークの光量を、ガウス関数によるフィットの中心値を用いて求め、プロットしたグラフを図 6.45 に示す。ただし、横軸は圧力で規格化された電場の強さとなっている。印加した電場の強さに対して光子数が線形に増加している様子がわかる。

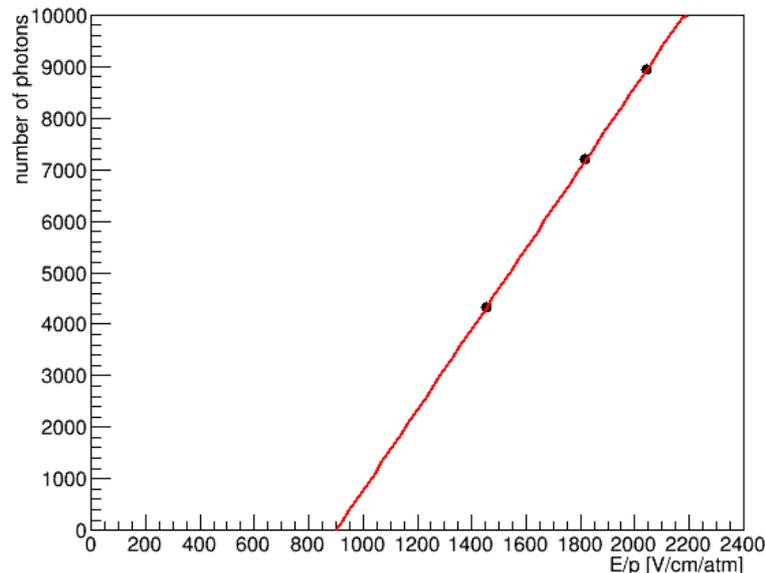


図 6.45: 圧力で規格化されたアノード電場と 30keV ピークの検出光子数のグラフ。

#### EL 増幅率の評価

図 6.45 の検出光子数から真の EL 増幅率 (1 個の電離電子が何個の光子へ変換されるか) を評価するために、ELCC 内での増幅過程を各要素に分ける。

$$\alpha = P_{\text{coll}} \times Y \times \Omega \times P_{\text{trans}} \times \frac{1}{2} \times \text{PDE} \quad (6.3)$$

$\alpha$  : 正味の EL 増幅率

$P_{\text{coll}}$  : ドリフト電子の ELCC セルへの収集効率。

$Y$  : セル内で 1 電子から生成される光子数。真の EL 増幅率。

$\Omega$  : アクセプタンス因子。すなわち、発生した EL 光が MPPC 方向に向かう確率。

$P_{\text{trans}}$  : 波長変換剤の変換効率。

PDE : MPPC の PDE。

である。

正味の EL 増幅率は検出光子数を最初に発生した電離電子数で割ることで求める。最初に発生した電離電子数は 30keV を電離の W 値である 22.1eV[11]<sup>3</sup> で割ることで、1357.4 個と求められる。 $P_{\text{coll}}$  と  $\Omega$  は 4.6.2 節で述べた通り、それぞれ 100%、12.9%となる。 $P_{\text{trans}}$  は、先行研究によると最大で約 70%となることがわかっているが [26]、本研究で作成した波長変換剤は混合比率や塗布の方法の最適化などはされていないため、今回は 50%として計算する。また、 $P_{\text{trans}}$  の次の 1/2 の因子は、変換された光が MPPC の方向に放出される確率である。PDE については図 5.10 と図 3.3 より 35%を用いる。

<sup>3</sup>ただしこの値は電場がかかっていない状態での値である。電場が存在するときには再結合などにより W 値は文献値よりも大きくなるのが予想される。

## 真の EL 増幅率の電場依存性

(6.3) 式を用いて図 6.45 を真の EL 増幅率に換算したグラフを図 6.46 に載せる。また、再掲図 6.47 の文献値と比べると EL 過程の増幅率をよく再現していることがわかる。

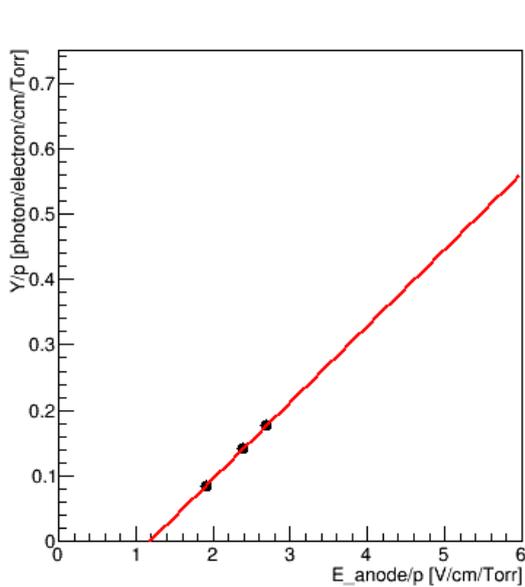


図 6.46: EL 増幅率の電場依存性。ただし縦軸、横軸の値は圧力で規格化されている。赤線はプロットされた点を 1 次関数でフィットした結果。

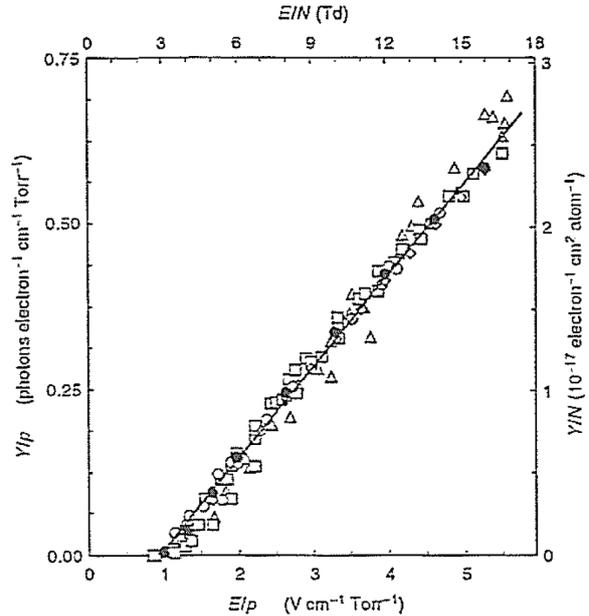


図 6.47: 再掲図 2.2 室温における原子での圧力換算された EL 増幅率  $Y/p$  と圧力換算された電場の関係 (文献値)[11]。

## 6.7 RUN4 の測定結果

キセノンガス 4 気圧を封入し、波長変換剤を MPPC に直塗りしたバージョンの試作機でドリフト電場の違いによる検出器の性能評価を行った。表 6.4 のそれぞれの電圧条件について、6.4.2 節のカットと EL 増幅率の補正を行ったあとのデータを用いる。(6.2) 式の  $\alpha$  の値として 2.0 を用いた。

### 6.7.1 ドリフト速度の電場依存性

表 6.4 の各ドリフト電圧に対するドリフト時間の分布を図 6.48 に載せる。図中の赤線は 6.3.4 節で定義した最大ドリフト時間を表している。これよりそれぞれ場合のドリフト速度を求め、ドリフト電場ごとにプロットしたものが図 6.49 である。ただし、横軸の電場は圧力で規格化された値となっている。印加する電場が強くなるにつれ、ドリフト速度が大きくなっている様子がわかる。図 6.50 に Garfield++ を用いて計算されたドリフト速度のシミュレーション結果を載せる [22]。両者を比べると、測定値の方がドリフト速度が速くなっている。これはガス中の不純物によるものと考えられる。

### 6.7.2 光量のドリフト電場依存性

表 6.4 の各電圧に対して、30keV のピークの光量をガウス関数によるフィットの中心値を用いて求め、プロットしたグラフを図 6.51 に示す。ただし横軸は圧力で規格化された電場の強さとなっている。50[V/cm/atm] の付近で検出光子数が最大になっている様子がみえる。50[V/cm/atm] の両側で光量が落ちている原因として、電場が弱い側ではドリフト速度が遅いことによるドリフト中の電子の再吸着な

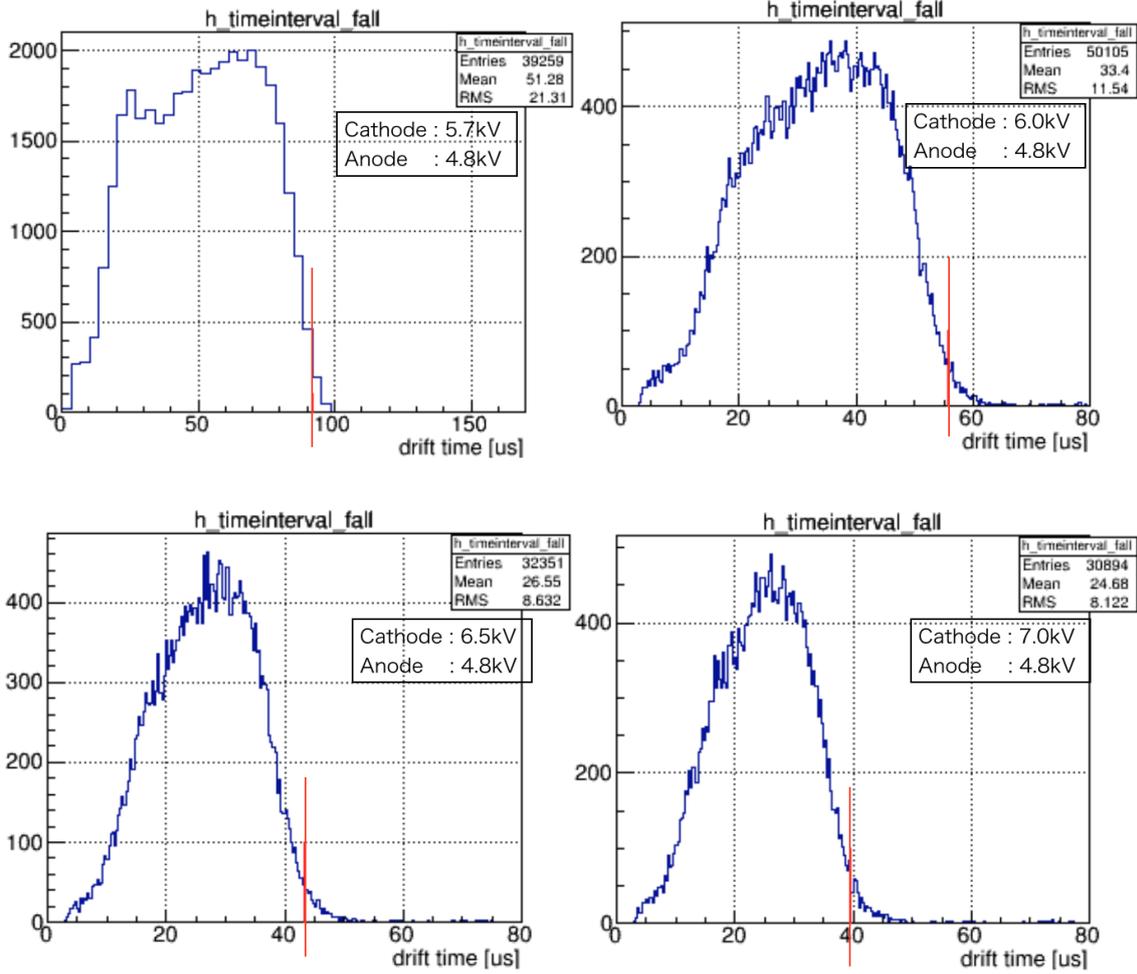


図 6.48: 表 6.4 のそれぞれの電場ごとのドリフト時間の分布。

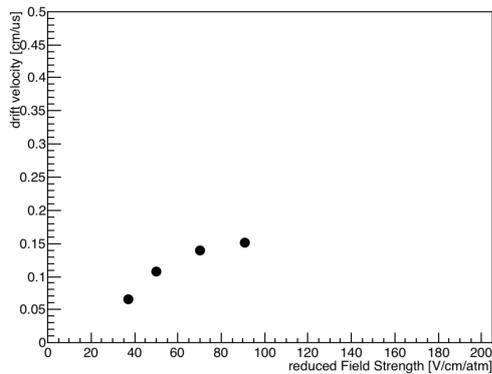


図 6.49: 圧力で規格化されたドリフト電場ごとのドリフト速度。

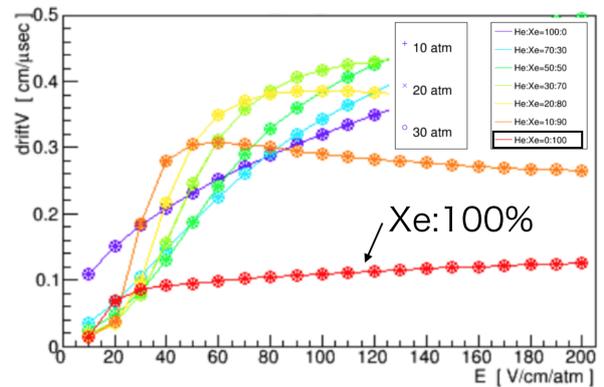


図 6.50: Garfield++によって計算されたドリフト速度のシミュレーション結果 [22]。100%キセノンガスは図中の赤線で示されている。

どが考えられる。電場が強いところでは、ドリフト領域から ELCC のセルへの電子の収集効率下がっているためであると考えられる。

また、図 6.52 にそれぞれの電場における 30keV のピークのエネルギー分解能 (FWHM) をプロットしたグラフを載せる。ドリフト電場を上げるほど、光量は落ちているにもかかわらずエネルギー分解能は向上していることがわかる。すなわち、エネルギー分解能を悪化させているのは統計的な要因だけではなく、他の系統的な要因が支配的であると考えられる。

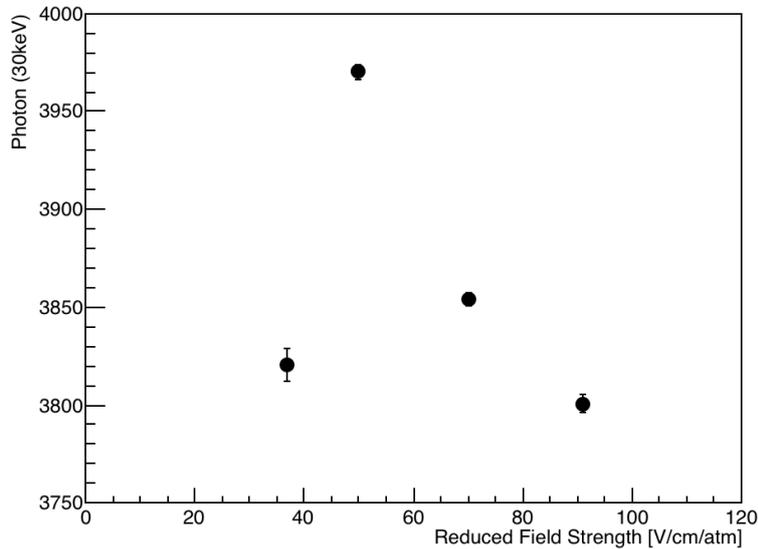


図 6.51: 表 6.4 のそれぞれの電場ごとの 30keV 事象の検出光子数。エラーバーは 30keV のピークをガウス関数でフィッティングした際の統計エラーを表している。

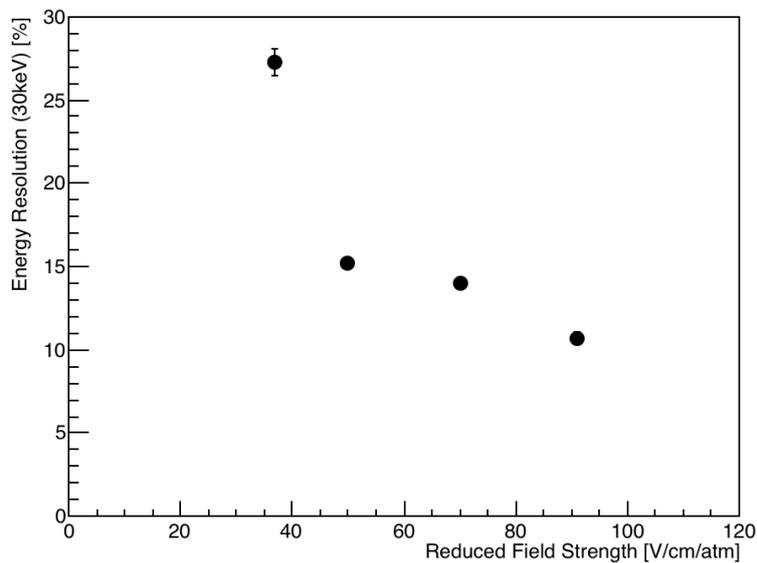


図 6.52: 表 6.4 のそれぞれの電場ごとの 30keV のピークのエネルギー分解能 (FWHM)。エラーバーは 30keV のピークをガウス関数でフィッティングした際の統計エラーを表している。

# 第7章 考察

## 7.1 エネルギー分解能を評価する際の関数について

検出器の分解能を決める要素が統計的な要素で決まる場合、エネルギー分解能は  $\sqrt{E}$  の関数に比例して増加する。ところが6章では、 $\sqrt{E}$  を用いてキセノンの二重ベータ崩壊の Q 値である 2458keV に換算した各ピークのエネルギー分解能は様になっていない。これはすなわち今回製作した試作機ではエネルギー分解能は  $\sqrt{E}$  にしたがって増加しておらず、統計的な要素の他にエネルギー分解能を悪化させる系統的原因があることを意味している。そこで、本研究においてはフィットする関数として  $A\sqrt{E}$  ではなく、 $A\sqrt{E} + BE$  を用いた。もし仮に補正をした後に  $B$  の成分を消す言葉できれば、1.03%の分解能 (FWHM) を達成することができる。以下では一次の項 ( $BE$ ) に対する評価と物理的意味の考察を行う。

表 7.1 に図 6.22、図 6.35、図 6.39 におけるフィット結果とそれを用いて二重ベータ崩壊の Q 値に換算したエネルギー分解能をそれぞれ RUN1(EL 増幅率補正)、RUN2(EL 増幅率補正)、RUN2(EL 増幅率補正、ヒットボリューム補正) として載せる。RUN1 がキセノンガス 3.9 気圧、波長変換剤を塗ったアクリル板を使用したとき (試作機のバージョン 1) のデータ、RUN2 がキセノンガス 4.0 気圧、波長変換剤を直接 MPPC に塗布したとき (試作機のバージョン 2) のデータである。

表 7.1: 図 6.22、図 6.35、図 6.39 におけるフィット結果および、それを用いて二重ベータ崩壊の Q 値に外挿して評価したエネルギー分解能 (FWHM)。RUN1 が WLS シート、3.9 気圧のデータで RUN2 が WLS 直塗り、4.0 気圧のデータである。

| データセット                   | A      | B      | B/A    | Q 値でのエネルギー分解能 (FWHM) |
|--------------------------|--------|--------|--------|----------------------|
| RUN1(EL 増幅率補正)           | 0.3237 | 0.0399 | 0.1232 | 4.64%                |
| RUN2(EL 増幅率補正)           | 0.2446 | 0.0466 | 0.1905 | 5.15%                |
| RUN2(EL 増幅率補正、HitVol 補正) | 0.4331 | 0.0097 | 0.0223 | 1.82%                |

### 7.1.1 波長変換剤シートによる光のしみ出し

RUN1(波長変換剤を1枚のアクリル板に塗布して測定)では、アクリル板内を通った光によるチャンネル間の光のしみ出しや光量のロスが問題になると考えられる。光のしみ出しの場合、しみ出し方が一様であればエネルギー分解能を悪化させることは無いが、アクリル板に波長変換剤を均一に塗布できていないなどの理由でしみ出し方が一様でない場合はエネルギー分解能を悪化させる原因になり得る。これらの効果は光量、すなわちエネルギーに比例して増えることが予想される。図 7.1 にしみ出しおよび光量ロスの概略図を載せる。

#### 波長変換剤塗り方による比較

図 7.2 に RUN1(波長変換剤を塗布したアクリルシート)における検出光子数と EL ヒットのあったチャンネル数の二次元ヒストグラムを、図 7.3 に RUN2(波長変換剤を MPPC に直塗り)における検出光子数と EL ヒットのあったチャンネル数の二次元ヒストグラムを載せる。波長変換剤を一枚のアクリル板に塗って使用する場合よりも個々のチャンネルに塗布したほうが EL ヒットのあったチャンネル数が減っていることがわかる。これによって、一枚のアクリル板を用いていた際に問題となっていたチャンネル間の光のしみ出しが、個々のチャンネルに波長変換剤を塗った場合では軽減されていることがわかる。

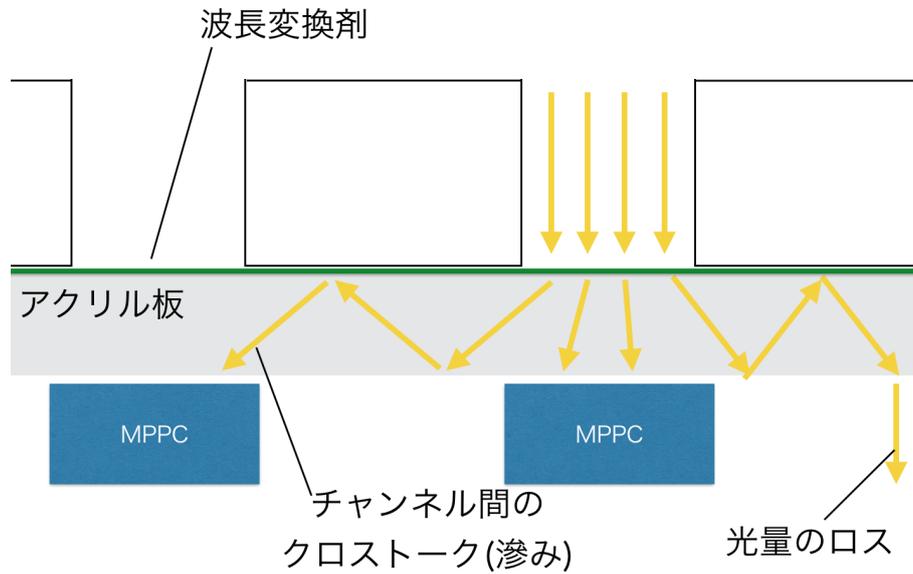


図 7.1: 1 枚のアクリル板を用いた波長変換機構によるチャンネル間のクロストーク問題と光量ロス問題の概略図。

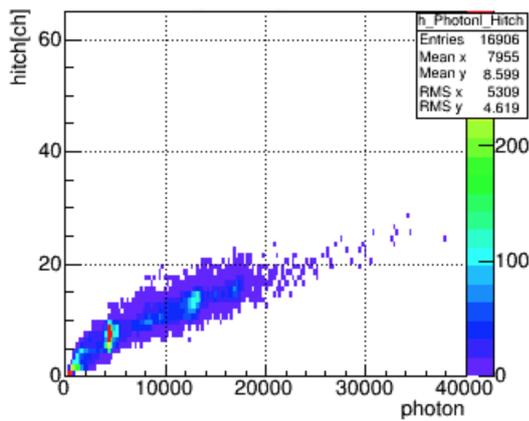


図 7.2: RUN1のデータ (WLSシート) で、横軸に検出光子数、縦軸に EL ヒットのあったチャンネル数をプロットしたグラフ。

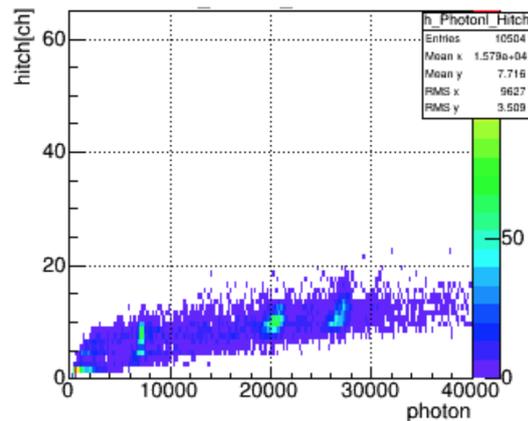


図 7.3: RUN2のデータ (WLS直塗り) で、横軸に検出光子数、縦軸に EL ヒットのあったチャンネル数をプロットしたグラフ。

## 波長変換機構の違いによる一次の項の効果

チャンネル間の光のしみ出しは軽減されたにも関わらず、表 7.1 の RUN1(EL 増幅率補正) と RUN2(EL 増幅率補正) を比べると、RUN2(EL 増幅率補正) の方が一次の項の寄与が大きい。したがって、アクリル板を介した光のしみ出しと光量ロスが分解能を悪化させている支配的な要素ではなかったと考えられる。

逆に一次の項の寄与が大きくなった原因として、MPPC の表面に塗布した波長変換剤の塗りムラが考えられる。同じ MPPC の表面上で波長変換剤の塗りムラがあると、光のあたった場所によって波長変換剤の変換効率および変換光の透過率などが変わるため、検出光子数に揺らぎが生じる。この効果は光量が増えるほど大きくなることが予想されるので、結果として検出光子数が増えたにも関わらず、一次の項の効果が大きくなり、分解能が悪化したと考えられる。

### 7.1.2 ヒットボリュームによる一次の項の効果

表 7.1 より、ヒットボリュームの補正を加えることで一次の項の寄与が 1/10 程度まで減っている。以下で検出光子数 (エネルギー) とヒットボリュームの相関を引き起こす原因について、考察する。

#### セル付近での電子同士の反発

最初に生じた電子の飛跡はキセノン原子との多重散乱により様々な形となる。飛跡の広がりに応じて生じる電離電子の密度も変化する。電離電子の密度が高い場合、ドリフトされた電離電子がアノード電極付近で ELCC のセル内に向かう際に電子同士の反発が強くなり、うまくセル内に引き込まれない可能性がある (図 7.4)。光電効果や特性エックス線などの単色エネルギー事象の場合、生じる電離電子の数は一定なので、飛跡の広がり、すなわちヒットボリュームが小さいほど電離電子の密度が高く、ヒットボリュームが大きいほど密度は低くなる。その結果、ヒットボリュームが小さいほど検出光子数が減り、ヒットボリュームが大きいほど検出光子数が増えるという相関が現れることが予想される。

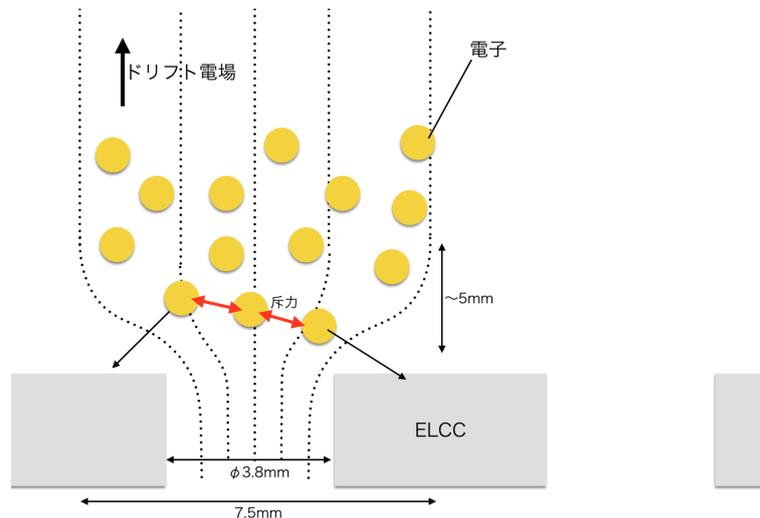


図 7.4: アノード電極付近で電子同士が反発する様子を表した概念図。

典型的な EL 光事象について、セル内への引き込み電場の大きさと電子同士の反発力の比較を行う。図 7.5 に RUN2(波長変換剤直塗り、4 気圧) のデータのフルピーク事象の一つを載せる。吹き出しで拡大したチャンネルは最大光量を検出したチャンネルで、その電離電子数は約 1900 で、飛跡のドリフト方向の長さは約 1cm であった。電場シミュレーションにより、電気力線がセルに向かって収束しだす範囲はアノード電極から約 5mm 程度の範囲であることがわかっているので [22]、1900 個の電子のうち、半数

の 950 個がセルの径である  $\phi 3.8\text{mm}$ 、高さ 5mm の範囲内に密集していると仮定する。すると、アノード電極付近での電子の数密度は

$$950 \div (0.19 \times 0.19 \times \pi \times 5) = 1676.1 \text{ [ /mm}^3\text{]} \quad (7.1)$$

である。したがって、典型的な電子同士の距離は  $\sqrt[3]{1676.1} = 11.87\text{mm}$  となり、電子同士が反発するクーロン力の大きさは

$$\begin{aligned} F_{\text{Coulomb}} &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} \\ &= \frac{1}{4 \times 3.14 \times 8.85 \times 10^{-12}} \frac{(1.6 \times 10^{-19})^2}{(11.87 \times 10^{-3})^2} \\ &= 1.63 \times 10^{-24} \text{ [N]} \end{aligned} \quad (7.2)$$

となる。これは 2 個の電子同士の反発力であるが、もし仮に注目する電子が残りの 1900 個の電子から全て同じ  $1.64 \times 10^{-24}\text{[N]}$  の大きさの反発力を同じ方向に受けたとしても、その大きさは  $3.12 \times 10^{-21}\text{[N]}$  である。実際には他の電子の距離はもう少し離れているものもあり、また、反対向きの方で打ち消し合う成分もあるので、これはオーバーエスティメイトされた値である。

一方で、電場によりセルに引き込まれる力の大きさは、最も弱い場合 (ドリフト電場の  $50\text{V/cm}$ ) で考えても

$$\begin{aligned} F_{\text{ElectricField}} &= eE \\ &= (1.6 \times 10^{-19}) \times 5000 \\ &= 8.0 \times 10^{-16} \text{ [N]} \end{aligned} \quad (7.3)$$

であるので、電子同士の反発力に対して、大きく見積もった場合の値と比べても 5 桁も大きい。したがって、電子同士の反発によってエネルギー分解能が悪化しているとは考えにくい。

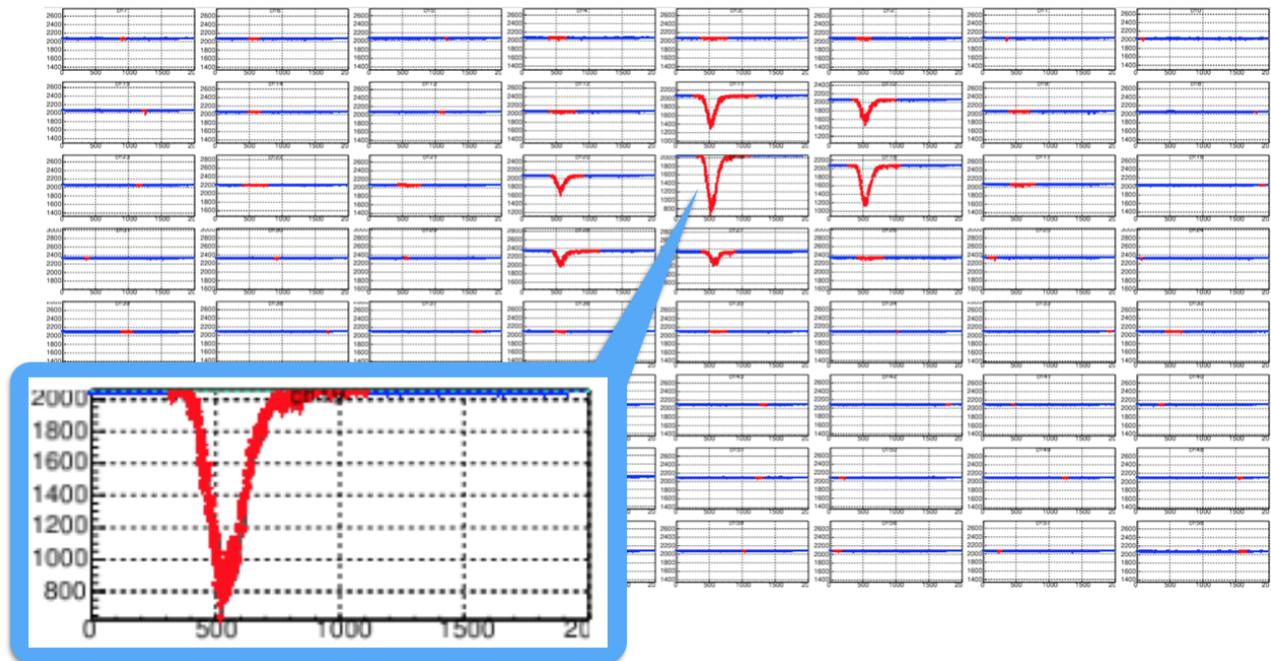


図 7.5: 典型的なフルピーク事象。赤色で色付けされている部分は各チャンネルで最も大きかった信号領域である。吹き出しで拡大したチャンネルは最大光量を検出したチャンネルである。

## 電離電子とイオンの再結合

ヒットボリュームとエネルギー (光子数) の間の相関の原因として、もう一つは電離電子の再結合が考えられる。この効果は電離した電子-イオン対の密度が高い方が大きくなると考えられるので、ヒットボリュームが小さいイベントは検出光子数が減り、ヒットボリュームが大きいイベントは検出光子数が増えるという相関を説明することが出来る。また、この効果はドリフト電場の強さに応じてその影響が変わることが予想されるが、本研究ではドリフト電場の強さと再結合の関係について詳細な調査を行うことが出来なかったため、これ以上の定量的な評価はできない。ドリフト電場の強さと再結合の関係性を調べることは今後の課題となるが、その際にはドリフト中に不純物によって電子が吸着される影響を除くために、ガスの循環、純化などを行いながら調査する必要がある。

## 第8章 まとめと今後の展望

ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索を目的として、高圧キセノンガスを用いた Time projection chamber である AXEL 検出器を開発している。二重ベータ崩壊を起こす核種としてキセノンの同位体の一つである  $^{136}\text{Xe}$  を用いる。信号読み出し機構を工夫し、比例蛍光 (Electroluminescence, EL) 過程を用いることで高いエネルギー分解能 (目標は二重ベータ崩壊の Q 値において 0.5%, FWHM) を達成することを目指している。また、信号のヒット分布と時間情報から飛跡を再構成し、背景事象を除去することも可能である。

本研究では信号として検出すべき EL 光の波長は 178nm (真空紫外光領域) である。検出器のエネルギーを測定する光検出器として (株) 浜松ホトニクス社製の Multi-Pixel Photon counter (MPPC) を用いる予定であるが、通常の製品として販売されている MPPC ではこの波長に対して感度を持たない。そこで、(株) 浜松ホトニクス社が MEG 実験と共同で開発した液体キセノン中で真空紫外光に感度を持つ MPPC (VUV-MPPC) を用いる。ただし、液体とは屈折率が異なる気体のキセノン中での VUV-MPPC の光子検出効率の測定はなされていないため、本研究で独自に測定を行い、結果として約 11%~13.5% の PDE 値を得た。これは AXEL 検出器で用いる光検出器として十分な性能であることも確認した。

また、AXEL 検出器を製作するにあたって小型の試作機の製作とエネルギー分解能の評価およびアノード、ドリフト電場依存性について調べた。試作機は  $\phi 6\text{cm}$ 、高さ 6cm の有効領域をもち、チャンネル数は 64 である。この試作機に高圧キセノンガス (4 気圧、8.8 気圧) を封入し、ガンマ線を照射することで性能を評価した。キセノンの二重ベータ崩壊の Q 値における最良のエネルギー分解能 (FWHM) として、1.83% を得た。これは他のキセノンを用いた二重ベータ崩壊探索実験と比べると高いエネルギー分解能であるが、目標である 0.5% の分解能を達成することは出来なかった。エネルギー分解能を悪化させている原因として、ガンマ線とキセノン原子の相互作用によって生成した光電子の飛跡の体積依存性が挙げられる。この原因について考察を行ったが、はっきりとした原因の解明には到らなかった。

今後の課題として、まずはエネルギー分解能を悪化させている原因を究明し、対策を取ることが挙げられる。そのためにドリフト電場と電子-イオン対の再結合の関係性について研究する。ガスシステムの循環、純化の環境を整え、不純物の混入のないキセノンガスを用いた性能評価も行う予定である。本論文では扱いの問題で多くを破損してしまった VUV-MPPC を用いた測定も行うことで、より実際の検出器に近い環境における性能評価を行う。また、有効領域を  $\phi 6\text{cm}$ 、高さ 6cm から  $\phi 6\text{cm}$ 、高さ 9cm に拡張することで、より高いエネルギーのガンマ線源 ( $^{22}\text{Na}$  の 511keV や  $^{137}\text{Cs}$  の 662keV) を用いて性能評価を行う予定である。

# 謝辞

本当に多くの方々に支えられてきた修士課程の二年間となりました。皆様に心よりの感謝の気持ちを表したいと思います。

指導教官である市川温子准教授には、物理の実験のイロハから本当に丁寧に教えて頂きました。また、修士論文を始めとした私の数多くの稚拙な文章の校正も丁寧に頂いたりと、本当に感謝の言葉もございません。また、研究に対する姿勢や学問に対する態度などの多くの面で尊敬でき、多くを学ばせて頂いております。まだまだこれからもお世話になるかとは思いますが、どうぞよろしくお願い致します。

中家剛教授には講義やゼミを通じて多くの知識をご教授いただいたこと、大変に感謝しております。また、ミーティングでは的確なアドバイスを沢山頂きました。ありがとうございます。

中村輝石さんには検出器の組み立てから解析の手法についてまで、本当に多くの助言を頂きました。また、修士論文の執筆において、常に進行状況を気にかけてくださり、コメントも沢山頂きました。ありがとうございます。

本プロジェクトの同期であるヤナギタさんは、まごうことなき AXEL 実験の“ 姫 ”として本実験グループの雰囲気をも明るく楽しいものにしてくれました。また実験においても、検出器の組み立てや配線など、沢山お手伝いをしていただきました。最後まで一緒に実験に携わってくれたこと、感謝いたします。同じく本プロジェクトの後輩である田中くんにも修士論文の執筆において大変にお世話になりました。

また、早稲田大学の鷺見さんには線源のことなど多くのアドバイスを頂きました。鷺見さんがいなければ本論文の測定結果はなかったかもしれません。本当に有難うございます。他にも、研究会や学会などで多くの方との議論の中で色々な指摘やアドバイスを頂きました。全ての名前を挙げることはできませんが、皆様に感謝申し上げます。

それから、本論文の執筆にあたって、日向萌子さんにも感謝の意を伝えたいと思います。あなたが心の支えとなってくれたおかげで、楽しく執筆活動を続けることができました。本当にありがとうございます。

最後に、今まで支えてくれた両親をはじめとする家族に最大の感謝をお伝えいたします。

## 参考文献

- [1] W.Pauli, Letter of 4 December to L.Meitner et al. (1930)
- [2] F.Reines and C.L.Cowan et al. "Detection of the Free Antineutrino" Phys. Rev. 117(1060)
- [3] G.Danby, J-M.Gaillard, K.Goulios, L.M.Lederman, N.Mistry, M.Schwartz, and J.Steinberger, " Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kind of Neutrinos ", Phys. Rev. Lett. 9, 36(1962)
- [4] DONUT Collaboration, " Observation of tau neutrino interactions " Phys. Lett. B 504 208(2001)
- [5] The ALEPH Collaboration, the DELPHI Collaboration, the L3 Collaboration, the OPAL Collaboration, the SLD Collaboration, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, " Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance ", Phys. Rept. 427, 257 (2006)
- [6] Super-Kamiokande Collaboration, " Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos ", Phys. Rev. Lett. 81, 1562(1998).
- [7] T.Yanagida, " Horizontal Symmetry and Masses of Neutrinos ", Progress of Theoretical Physics 64 (3) : 1103-1105(1980)
- [8] Werner Rodejohann, " Neutrino-less Double Beta Decay and Particle Physics ", Int. J. Mod. Phys. E20 1833-1930(2011), arXiv:1106.1334
- [9] A.Gando et al [KamLAND-Zen collaboration], Phys. Rev. Lett. 110, 062502 (2013), " Limit on Neutrinoless  $\beta\beta$  Decay of  $^{136}\text{Xe}$  from the First Phase of KamLAND-Zen and Comparison with the Positive Claim in  $^{76}\text{Ge}$ . "
- [10] GERDA Collaboration, " Results on Neutrinoless Double- $\beta$  Decay of  $^{76}\text{Ge}$  from Phase I of the GERDA Experiment ", Phys. Rev. Lett. 111, 122503(2013)
- [11] E.Aprile, et al, " Noble Gas Detectors ", ISBN 3-527-40597-6
- [12] V.Alvarez, et al, " NEXT-100 Technical Design Report (TDR). Executive summary ", JINST 7 (2012) T06001
- [13] NIST Physical Reference Data, <http://www.nist.gov/pml/data/index.cfm>
- [14] (株) 浜松ホトニクス MPPC 技術資料, [http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/mppc\\_kapd9003e.pdf](http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/mppc_kapd9003e.pdf)
- [15] 2015 年度 京都大学理学研究科 Yanagita Saori, 修士論文, " AXEL 実験における高エネルギー分解能を達成するための MPPC および読み出し回路についての研究 "
- [16] (株) 浜松ホトニクス MPPC カタログ, [http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/mppc\\_kapd0004j.pdf](http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/mppc_kapd0004j.pdf)

- [17] A.M.Baldini et al , “ MEG Upgrade Proposal ”, arXiv:1301.7225v2 [physics.ins-det]
- [18] Kaneko, D., “ Performance of UV-sensitive MPPC for liquid xenon detector in MEG experiment”, DOI:10.1109/NSSMIC.2013.6829484.
- [19] T.Igarashi et al, “ Performance of VUV-sensitive MPPC for Liquid Argon Scintillation Light ”, arXiv:1505.00091v2 [physics.ins-det]
- [20] The NEXT Collaboration, “ Initial results of NEXT-DEMO, a large-scale prototype for the NEXT-100 experiment ”, JINST 8 P04002 (2013)
- [21] (株) 浜松ホトニクス資料
- [22] Kiseki Nakamura, Private Communication.
- [23] Atsuko.K.Ichikawa, Private Communication.
- [24] E. Gomez et al., “ The NEXT-100 experiment for  $\beta\beta 0\nu$  searches at LSC ”, arXiv:1106.3630v1
- [25] 社会法人 日本アイソトープ協会, “ アイソトープ手帳 10 版 ”, ISBN978-4-89073-125-1
- [26] 平成 18 年度 東京大学理学系研究科 上島考太, 修士論文, “ キセノンを用いた二重ベータ崩壊探索実験の基礎研究 ”