

修士論文

ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索に向けた
高圧 Xe ガス TPC AXEL の電離信号読み出し面の改良

足田 純也

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

2024 年 2 月 23 日

概要

ニュートリノ振動の発見によりニュートリノは質量を持つことが明らかになったが、その質量は不自然なほどに軽い。ニュートリノが自身の反粒子と同一視できるマヨラナ粒子である場合には、この問題を解決できると同時に、現在の宇宙の物質反物質非対称性を説明できる可能性がある。ニュートリノのマヨラナ性は、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) を観測することで実証でき、観測のためには大量の二重ベータ崩壊核を用いて低背景事象かつ高エネルギー分解能で測定を行う必要がある。

AXEL 実験は、上記の条件を満たす高圧 Xe ガス TPC を用いた $0\nu\beta\beta$ 探索実験である。検出器の電離信号読み出し面である ELCC は複数のセルを持っており、各セルにドリフト電場よりも強い電場を印加することで、電離電子をセルに引き込み加速する。加速された電子は、エレクトロルミネセンス (EL) 過程を起こし、光子を発生させる。EL 過程は増幅揺らぎが小さいため、発生した光子を MPPC で検出することにより高い分解能でエネルギーを測定できる。

AXEL 実験では、 $0\nu\beta\beta$ の Q 値において 0.5 % 半値全幅のエネルギー分解能を目標に開発を進めているが、まだ達成できていない。その原因として、EL 光の統計揺らぎがある。そこで、AXEL 実験では EL 光の検出効率を高めるために、受光面積を大きくした MPPC を開発し、本研究ではその性能評価を行なった。その結果、ゲインや光子検出効率が現在使用している MPPC と誤差の範囲で一致すること、およびダークパルスによるエネルギー分解能への影響は目標値と比べて十分小さいことから、AXEL 実験での使用条件を満たしていると判断した。

EL 光の光量が増加すると、MPPC の非線形性が大きくなる。本研究では、受光面積やピクセルピッチ、信号読み出し抵抗の値を変えて MPPC の非線形性を測定し、非線形性を抑制する方法を探索した。それぞれの条件で得られた結果を比較したところ、信号読み出し抵抗の値を下げることで、光量が増加した場合でも現在と同程度の非線形性に抑制できることを確認した。

これまで ELCC では、沿面放電により目標電圧の 12 kV を安定して印加できないことが問題になっていた。本研究では沿面放電を対策した ELCC として、高抵抗電極 ELCC と十字蓋型 ELCC を製作した。それぞれについて放電耐性を試験した結果、前者では期待していたほどの放電耐性は確認できなかったが、後者では高圧キセノンガス中で一週間以上に渡り 10 kV の電圧を印加し続けることに成功した。また、高抵抗電極では放電痕が残ることから、放電経路を詳細に観測することができ、今後の開発にとって重要な知見を得ることができた。

高抵抗電極 ELCC について、エネルギー分解能への影響を評価した。180L 試作機での測定の結果、1461 keV において (0.96 ± 0.10) % のエネルギー分解能を得た。この結果を測定条件の違いを差し引いた上で先行研究と比較したところ、誤差の範囲で一致したため、高抵抗電極によるエネルギー分解能への影響は小さいと考えられることを確認した。

目次

第 1 章	序論	3
1.1	ニュートリノ	3
1.2	マヨラナ性	6
1.3	ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$)	9
1.4	代表的な $0\nu\beta\beta$ 探索実験	12
第 2 章	AXEL 実験	16
2.1	Time Projection Chamber (TPC)	16
2.2	キセノンガスの性質	17
2.3	AXEL 検出器の概要	18
2.4	Electroluminescence Light Collection Cell (ELCC)	21
2.5	Multi-Pixel Photon Counter (MPPC)	22
2.6	AXEL 実験のロードマップ	28
第 3 章	大口径 MPPC の性能評価	31
3.1	研究背景	31
3.2	測定セットアップ	32
3.3	ダークパルス測定	34
3.4	Relative PDE 測定	40
3.5	考察	43
3.6	本章のまとめ	46
第 4 章	大光量下における MPPC の応答比較	47
4.1	研究背景	47
4.2	測定セットアップ	48
4.3	解析	49
4.4	測定結果	51
4.5	考察	57

4.6	本章のまとめ	58
第5章	放電対策 ELCC の開発	59
5.1	研究背景	59
5.2	高抵抗電極 ELCC	61
5.3	高抵抗電極 ELCC を用いた高電圧試験	61
5.4	十字蓋型 ELCC	68
5.5	十字蓋型 ELCC を用いた高電圧試験	69
5.6	本章のまとめ	71
第6章	高抵抗電極 ELCC を用いた 180L 試作機の性能評価	72
6.1	研究背景	72
6.2	測定セットアップ	72
6.3	測定	76
6.4	解析	78
6.5	結果	84
6.6	高抵抗電極 ELCC のエネルギー分解能への影響	88
6.7	本章のまとめ	92
第7章	まとめと今後の展望	93
	参考文献	96

第 1 章

序論

1.1 ニュートリノ

1.1.1 標準模型におけるニュートリノ

ニュートリノは、ベータ崩壊により発生する電子の連続的なエネルギー分布を説明するために、1930年に W. Pauli によって「質量がゼロの中性粒子」として予言された [1]。そして、1934年に E. Fermi によってベータ崩壊の理論が定式化される [2] と、Fermi が用いた「ニュートリノ」という名前で広く受け入れられるようになった。

実験的には、1956年に F. Reines と C. Cowan が原子炉から放出される反電子ニュートリノによる逆ベータ崩壊 ($p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$) 反応を観測することで、初めて直接的に観測された [3]。その後の実験により、ニュートリノと反ニュートリノで反応が異なること [4]、ニュートリノのヘリシティは左巻きであること [5]、弱い相互作用をするニュートリノは三世代であること [6] などが 1990 年までに明らかになった。

これらの実験結果を踏まえて、素粒子標準模型におけるニュートリノは、「電荷と質量がともにゼロで三世代のフレーバーをもつレプトン」とされている。しかし、次節に述べるニュートリノ振動の発見により、ニュートリノは質量を持つことが明らかになっている。

1.1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動とは、あるフレーバーのニュートリノが時間発展に伴い別のフレーバーのニュートリノに変化する現象であり、B. Pontecorvo [7] や牧, 中川, 坂田 [8] によって提唱された。

簡単のため、ニュートリノが二世代の場合を考える。ニュートリノのフレーバー固有状態 $|\nu_l\rangle$ ($l = e, \mu$) と質量固有状態 $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2$) が異なる場合、混合角 θ で表される混合行列によって

以下のように混合する。

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

ニュートリノの静止系 ($E_i = m_i$) において、系を $e^{-iE_i t}$ で時間発展させると、

$$|\nu_e\rangle = e^{-im_1 t} \cos\theta |\nu_1\rangle + e^{-im_2 t} \sin\theta |\nu_2\rangle \quad (1.2)$$

$$|\nu_\mu\rangle = -e^{-im_1 t} \sin\theta |\nu_1\rangle + e^{-im_2 t} \cos\theta |\nu_2\rangle \quad (1.3)$$

となるため、初期状態のフレーバーが l であるニュートリノが時間 t 進んだ後に同じフレーバー l 、別のフレーバー l' として観測される確率はそれぞれ以下ようになる。

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_l) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m t}{2} \right) \quad (1.4)$$

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m t}{2} \right) \quad (1.5)$$

ここで、 $\Delta m = m_2 - m_1$ とした。実験で測定する際には、ニュートリノは相対論的 ($E \gg m$) に運動しているため、 t' と x' をそれぞれ実験室系での時間と位置座標として、 $t = \gamma(t' - \beta x')$ と表せる。ニュートリノが距離 L 飛行した後に測定されたとすると、 $t' = L/\beta$ 、 $x' = L$ から $t = L/(\beta\gamma)$ となる。また、ニュートリノの飛行速度はほとんど光速に等しい ($\beta \simeq 1$) ため、ニュートリノ質量の平均値 $\bar{m} \equiv (m_1 + m_2)/2$ を用いて $\beta\gamma \simeq \gamma = E/\bar{m}$ と表せる。よって、式 (1.4) と式 (1.5) はそれぞれ以下ようになる。

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_l) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (1.6)$$

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (1.7)$$

ただし、 Δm^2 は質量二乗差 $m_2^2 - m_1^2$ である。式 (1.6) と式 (1.7) より、質量固有状態間で質量が異なり ($\Delta m^2 \neq 0$)、フレーバー固有状態と質量固有状態が異なる ($\theta \neq 0, \pi/2$) 場合には、フレーバー間で振動することがわかる。

三世代の混合行列は、三つの混合角 $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$ と複素位相 δ で表され、ニュートリノの場合 Pontecorvo-牧-中川-坂田行列 U_{PMNS} と呼ばれる。

$$\begin{aligned} U_{\text{PMNS}} &= \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & e^{-i\delta} s_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -e^{i\delta} s_{13} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.8) \end{aligned}$$

表 1.1: ニュートリノ振動のパラメータ [11]。

$\sin^2\theta_{12}$	0.307 ± 0.013
$\sin^2\theta_{23}$	$0.547^{+0.018}_{-0.024}$ (標準順序)
	$0.534^{+0.021}_{-0.024}$ (逆順序)
$\sin^2\theta_{13}$	$(2.20 \pm 0.07) \times 10^{-2}$
Δm_{12}^2	$(7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$
Δm_{32}^2	$(2.437 \pm 0.033) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ (標準順序)
	$(-2.519 \pm 0.033) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ (逆順序)
δ	$1.23 \pm 0.21\pi \text{ rad}$

ただし、 $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ 、 $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ である。

ニュートリノ振動は、1998年のスーパーカミオカンデによる大気ニュートリノ振動の観測 [9] や、2001年の Sudbury Neutrino Observatory による太陽ニュートリノ振動の観測 [10] により広く受け入れられるようになった。それ以来、太陽、大気ニュートリノだけでなく、加速器や原子炉で生成されたニュートリノを用いた様々な振動実験が行われ、現在では表 1.1 のようにニュートリノ振動パラメータが測定されている。

1.1.3 ニュートリノ質量に関する未解決問題

ニュートリノ振動実験により、ニュートリノの質量二乗差が測定されている一方で、個々のニュートリノ質量固有値は測定できていない。また、質量固有値の大小関係について、太陽ニュートリノ振動の観測結果から $m_2 > m_1$ は決まっているが、 Δm_{32}^2 の符号を決定できていないため、質量固有値の大きさが $m_1 < m_2 < m_3$ (標準順序) であるか、 $m_3 < m_1 < m_2$ (逆順序) であるかは分かっていない。

また、ニュートリノの質量が他のフェルミオンの質量と比べて不自然なほどに軽いという問題もある。電子ニュートリノの有効質量 $m_{\nu_e} = \sqrt{\sum_i |U_{ei}|^2 m_i^2}$ は、ベータ崩壊により発生する電子のエネルギースペクトルの末端を詳細に調べることで測定することができ、現在 KATRIN 実験によって $m_{\nu_e} < 0.8 \text{ eV}$ の上限値が与えられている [12]。また、Planck 衛星による宇宙マイクロ波背景放射の観測結果から、ニュートリノの質量和について $\sum_i m_i < 0.12 \text{ eV}$ の上限値が与えられている [13]。これらの上限値は電子の質量 (511 keV) と比べると 6 桁以上小さい値であり、なぜニュートリノの質量がこのように不自然なほどに軽くなるのかは解明されていない。

1.2 マヨラナ性

1.2.1 ディラック質量

標準模型において、フェルミオン ψ が Dirac 方程式を満たすためにはフェルミオンの質量項は以下の形を取る必要がある。

$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = -m\bar{\psi}\psi = -m(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R) \quad (1.9)$$

ここで、 m はフェルミオンの質量、 $\psi_{L,R}$ の添字 L, R はそれぞれ左巻き、右巻きを表している。弱い相互作用は ψ_L にしか作用しないため、 $SU(2)$ 変換のもとで ψ_L は二重項、 ψ_R は一重項となる。よって、式 (1.9) が $SU(2)$ 変換に対して不変であるためには $m = 0$ 、すなわちフェルミオンの質量がゼロになる必要があるが、実際にはフェルミオンは有限の質量を持っている。

この問題は $SU(2)$ 二重項であるヒッグス粒子を導入することで解決できる。以下、フェルミオンの例として電子を考え、文献 [14] に基づいて説明する。電子とヒッグス粒子の結合の強さ (湯川結合) を y_e として、質量項を

$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = -y_e \left\{ \bar{e}_R \bar{\phi} \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} + (\bar{\nu}_L, \bar{e}_L) \phi e_R \right\} \quad (1.10)$$

とすることで、ラグランジアンが $SU(2)$ 変換に対する不変性を保つことができる。ヒッグス粒子は自身のポテンシャルの対称性を自発的に破ることで、特定の真空期待値を取ることができ、その値を

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

と取ると、式 (1.10) は以下の式で表せる。

$$\mathcal{L}_{\text{Dirac}} = -\frac{y_e v}{\sqrt{2}} (\bar{e}_R e_L + \bar{e}_L e_R) \quad (1.12)$$

式 (1.12) は式 (1.9) と同じ形であり、電子は質量 $M_D \equiv y_e v / \sqrt{2}$ を獲得する。このように、ヒッグス粒子の自発的対称性の破れによって、フェルミオンが質量を獲得する仕組みを Brout-Englert-Higgs (BEH) 機構と呼び、このとき獲得された質量 M_D をディラック質量と呼ぶ。

ニュートリノに関して右巻きニュートリノ ν_R を導入することで、式 (1.12) のようにしてディラック質量を獲得することができる。しかし、ニュートリノ質量は他のフェルミオン質量と比べて異常に軽いため、ニュートリノの湯川結合は他のフェルミオンの湯川結合と比べて不自然なほど小さくなってしまふ。

1.2.2 マヨラナ質量

左巻き状態と右巻き状態を組み合わせて質量を獲得する以外に、左巻き粒子と右巻き反粒子を組み合わせることで、質量項を構成することができる。粒子と反粒子の変換は以下の荷電共役変換によって表される。

$$\psi \rightarrow \psi^c \equiv C\bar{\psi}^T = -\gamma^0 C\psi^* \quad (1.13)$$

ここで、 γ^μ はガンマ行列で、 $C = i\gamma^0\gamma^2$ である。 ψ^c の左巻き成分と右巻き成分について、それぞれの射影演算子を P_L, P_R として計算すると、式 (1.13) より以下のようなになる^{*1}。

$$(\psi^c)_L = P_L \left(C\bar{\psi}^T \right) = C\overline{(P_R\psi)}^T = (\psi_R)^c \equiv \psi_R^c \quad (1.14)$$

$$(\psi^c)_R = P_R \left(C\bar{\psi}^T \right) = C\overline{(P_L\psi)}^T = (\psi_L)^c \equiv \psi_L^c \quad (1.15)$$

よって、粒子 ψ と反粒子 ψ^c の組み合わせにより、以下のような質量項を構成できる。

$$\mathcal{L}_{\text{Majorana}} = -\frac{M_L}{2}(\overline{\psi_L}\psi_L^c + \overline{\psi_L^c}\psi_L) - \frac{M_R}{2}(\overline{\psi_R}\psi_R^c + \overline{\psi_R^c}\psi_R) \quad (1.16)$$

この質量項をマヨラナ質量項と呼び、マヨラナ質量項から得られる質量 M_L, M_R をマヨラナ質量と呼ぶ。

マヨラナ質量項は全てのフェルミオンに対して適用することはできない。これは、グローバルな位相変換 $\psi \rightarrow \psi e^{i\theta}$ に対して、マヨラナ質量項が不変にならず、電荷保存則が成り立たないためである。そのため、マヨラナ質量項を持つためには $\psi^c = \psi$ 、すなわち粒子と反粒子が同一である必要がある。このように、粒子と反粒子が同一であるフェルミオンをマヨラナ粒子と呼ぶ。マヨラナ粒子は素粒子標準模型の中には存在しておらず、現在までのところ素粒子としてのマヨラナ粒子は見つかっていない。

1.2.3 シーソー機構

ニュートリノは電荷がゼロであるため、マヨラナ粒子である可能性がある。この場合、ニュートリノはマヨラナ質量項を持つことができ、他のフェルミオンとの不自然なまでの質量の違いを、質量獲得機構の違いから説明することができる [15] [16] [17] [18]。

簡単のため、ニュートリノのフレーバーを一種類だけ考える。ニュートリノがマヨラナ粒子である場合にはニュートリノの質量項として以下のものが許される。

$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = -M_D(\overline{\nu_R}\nu_L + h.c.) - \frac{M_L}{2}(\overline{\nu_L^c}\nu_L + h.c.) - \frac{M_R}{2}(\overline{\nu_R}\nu_R^c + h.c.) \quad (1.17)$$

^{*1} これは、 P_L と P_R が $\gamma_5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ を用いて、 $P_L \equiv (1 - \gamma_5)/2$, $P_R \equiv (1 + \gamma_5)/2$ と書けることと、 γ_5 の性質である $\gamma_5^\dagger = \gamma_5$ と $\gamma_5\gamma^\mu + \gamma^\mu\gamma_5 = 0$ を使うことで計算できる。

ここで、一項目はディラック質量項、二項目と三項目はマヨラナ質量項であり、 $h.c.$ はエルミート共役を表す。式 (1.14) と式 (1.15) より、ニュートリノがマヨラナ粒子である場合には $\overline{\nu_R}\nu_L = \overline{\nu_L^c}\nu_R^c$ が成り立つので、式 (1.17) は以下のように変形できる。

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{mass}} &= -\frac{M_D}{2}(\overline{\nu_R}\nu_L + \overline{\nu_L^c}\nu_R^c) - \frac{M_L}{2}\overline{\nu_L^c}\nu_L - \frac{M_R}{2}\overline{\nu_R}\nu_R^c + h.c. \\ &= -\frac{1}{2}(\overline{\nu_L^c}, \overline{\nu_R}) \begin{pmatrix} M_L & M_D \\ M_D & M_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^c \end{pmatrix} + h.c.\end{aligned}\quad (1.18)$$

得られた質量行列 $M = \begin{pmatrix} M_L & M_D \\ M_D & M_R \end{pmatrix}$ をユニタリ行列 U を用いて対角化すると、

$$U^\dagger M U = \begin{pmatrix} M_N & 0 \\ 0 & M_\nu \end{pmatrix}\quad (1.19)$$

とできる。ただし、

$$M_N = \frac{M_R + M_L}{2} + \sqrt{\frac{(M_R - M_L)^2}{4} + M_D^2}\quad (1.20)$$

$$M_\nu = \frac{M_R + M_L}{2} - \sqrt{\frac{(M_R - M_L)^2}{4} + M_D^2}\quad (1.21)$$

である。ここで、 $M_L = 0$ ^{*2}、 $M_R \gg M_D$ の状況を考えると、 M_N と M_ν はそれぞれ以下のようなになる。

$$M_N \simeq M_R, \quad M_\nu \simeq \frac{M_D^2}{M_R}\quad (1.22)$$

ここで、 M_ν は質量固有値を正に取るために符号を入れ替えた。式 (1.22) は、ニュートリノが他のフェルミオンと同じく 100 GeV 程度のディラック質量を持っていたとしても、大統一理論のエネルギースケールに近い 10^{15} GeV 程度の重い右巻きニュートリノが存在する場合には、測定される質量は軽くなる ($M_\nu \sim 10^{-2}$ eV) ことを意味している。このように、重い右巻きマヨラナニュートリノを導入し、マヨラナ質量項を通じてニュートリノが質量を獲得する仕組みを (タイプ 1) シーソー機構と呼ぶ。シーソー機構を実現するためには、ニュートリノがマヨラナ質量項を持つ必要があるため、ニュートリノのマヨラナ性の検証はニュートリノ質量の起源を解明するために重要な課題となっている。

1.2.4 レプトジェネシス

重いマヨラナニュートリノは宇宙初期の高温高密度状態で存在し、現在の宇宙における物質反物質の非対称性に影響を与えた可能性がある [19]。

^{*2} 実際には、 M_L を含む項は弱アイソスピン三重項となるため、標準模型のヒッグス粒子を用いてもラグランジアンは $SU(2)$ 変換に対して不変にならない。

宇宙が誕生した最初期には粒子と反粒子は同数であったと考えられているが、現在の宇宙には反物質がほとんどなく、その大部分が物質のみで構成されている。このような、物質と反物質が非対称な宇宙が誕生するためには、サハロフの三条件と呼ばれる以下の三つの条件が必要である [20]。

- バリオン数 B を破る過程の存在。
- C 対称性と CP 対称性を破る過程の存在。
- 上記二つの過程が熱的非平衡な状態で進行すること。

ただし、一つ目の条件は正確ではなく、実際にはバリオン数 B は破れており、スファレロン過程を通じてレプトン数 L に変化することがわかっている。スファレロン過程ではバリオン数の代わりに、バリオン数とレプトン数の差 $B - L$ が保存量となるため、サハロフの三条件の一つ目の条件は以下の条件に置き換わる。

- バリオン数とレプトン数の差 $B - L$ を破る過程の存在。

宇宙の初期に重いマヨラナニュートリノが存在していたとすると、マヨラナニュートリノはヒッグス粒子とレプトンもしくは反レプトンに崩壊する。この崩壊では、一般に C と CP の破れを考えることができるため、レプトンと反レプトンへの崩壊確率は異なる。宇宙初期の急激な膨張による非平衡状態のもとでこの崩壊が起きると、正味のレプトン数が生成でき、これがスファレロン過程を通じてバリオン数に変換されることで、現在の物質優勢宇宙が完成したと考えることができる。

このように、レプトン数生成を通じて現在の宇宙における物質反物質の非対称性を説明するモデルをレプトジェネシスと呼ぶ。上記のように、重いマヨラナニュートリノの存在によってレプトジェネシスを実現できる可能性があるため、ニュートリノのマヨラナ性の検証は物質優勢宇宙の起源を解明するためにも重要な課題である。

1.3 ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$)

ニュートリノがマヨラナ質量を持つ場合には、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) が起きることが予言されている。二重ベータ崩壊とは、原子番号が一つ大きい原子核への遷移が許されず、原子番号が二つ大きい原子核への遷移が許される原子核において、二回連続でベータ崩壊を起こす現象である。通常二重ベータ崩壊 ($2\nu\beta\beta$) では、図 1.1a のように電子と反電子ニュートリノがそれぞれ二個ずつ放出される以下の反応になる。



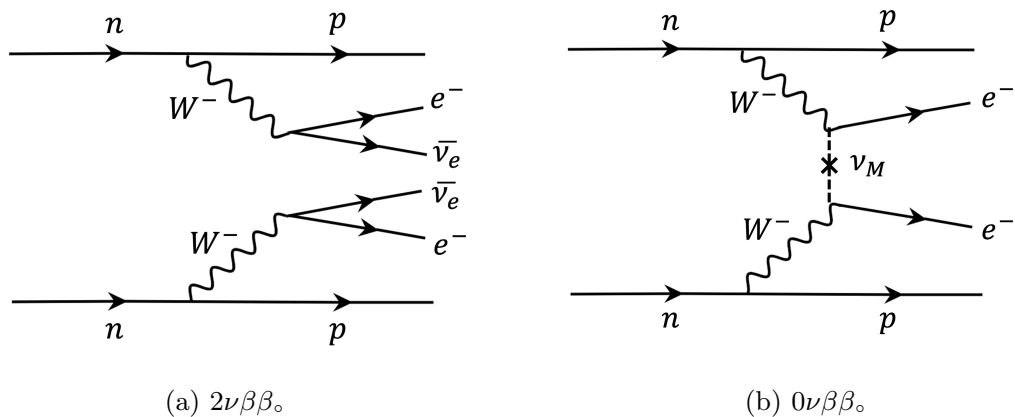


図 1.1: 二重ベータ崩壊のファインマンダイアグラム。

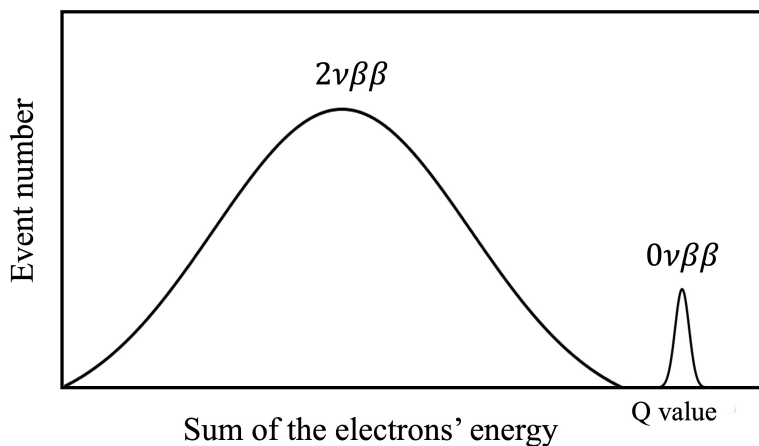


図 1.2: $0\nu\beta\beta$ がある場合の二重ベータ崩壊のエネルギー分布の模式図。横軸は二つの電子のエネルギーの和、縦軸はイベント数を表す。

ニュートリノがマヨラナ質量を持つ場合には、一方の中性子から放出された右巻き反電子ニュートリノが左巻き電子ニュートリノとして他方の中性子に吸収されることが可能になるため、図 1.1b のように電子だけが二個放出される以下の反応が可能になる。



これより $0\nu\beta\beta$ がある場合には、実験で測定される二つの電子のエネルギーの和の分布は図 1.2 のように、 $2\nu\beta\beta$ の連続分布に加えてその末端 (Q 値) に $0\nu\beta\beta$ によるピークが加わった構造になる。

$0\nu\beta\beta$ の半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ は、図 1.1b のファインマンダイアグラムを計算することで、

$$\left(T_{1/2}^{0\nu}\right)^{-1} = G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) |M^{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (1.25)$$

と求まる。ここで、 $G^{0\nu}$ は崩壊エネルギー $Q_{\beta\beta}$ と原子番号 Z で決まる位相空間因子であり、 $M^{0\nu}$ は核行列要素と呼ばれる原子核の構造の影響を表す量である。また、 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ はニュートリノ有効質量と呼ばれる $0\nu\beta\beta$ に寄与する実効的な電子ニュートリノの質量を表す量であり、ニュートリノ混合行列を用いて以下の式で表される。

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i \right| \quad (1.26)$$

ニュートリノ有効質量の許容領域と $0\nu\beta\beta$ 探索実験により測定されたニュートリノ有効質量の上限値を図 1.3 に示す。ニュートリノ有効質量に対して現在最も良い上限値を与えているのは

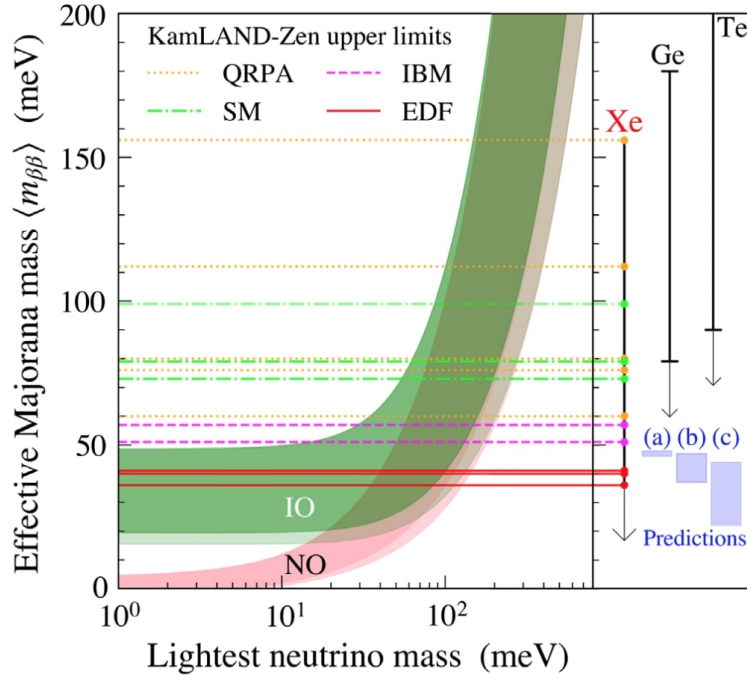


図 1.3: ニュートリノ有効質量の許容領域とニュートリノ有効質量の上限値 [21]。横軸は最も軽いニュートリノ質量、縦軸はニュートリノ有効質量である。NO, IO と記された領域はそれぞれ標準順序, 逆順序を仮定したときにニュートリノ振動実験から得られたニュートリノ有効質量の許容領域を示している。直線は KamLAND-Zen 実験により測定された半減期から計算されるニュートリノ有効質量の上限値を表しており、核行列要素の計算モデルによる不定性がある。右側の Xe, Ge, Te は各原子核におけるニュートリノ有効質量上限値の測定結果を示している。

KamLAND-Zen 実験 (1.4.2 節参照) であり、 ^{136}Xe の核行列要素の計算モデルによる不定性に
 応じて、 $\langle m_{\beta\beta} \rangle < 36\text{--}156$ meV の上限値を与えている [21]。現在は逆順序領域を完全に排除で
 きる $\langle m_{\beta\beta} \rangle < 20$ meV における探索を目指して、世界中で $0\nu\beta\beta$ に対する感度向上のための開
 発が進められている。

1.4 代表的な $0\nu\beta\beta$ 探索実験

1.4.1 $0\nu\beta\beta$ 探索を行う検出器に必要な条件

$0\nu\beta\beta$ 探索実験における測定量である半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ に対する感度の指標として次式がよく用い
 られる [22]。

$$T_{1/2}^{0\nu} \propto \sqrt{\frac{MT}{b\Delta E}} \quad (1.27)$$

ここで、 M は使用する二重ベータ崩壊核の総質量、 T は観測期間、 ΔE はエネルギー分解能であ
 り、 b は背景事象の混入度合いを表す量*3である。式 (1.27) より、 $0\nu\beta\beta$ 半減期の感度を高める
 ためには、大質量の二重ベータ崩壊核を用いて長期間探索することが重要である。また、低背景
 事象であることも重要であり、そのためには環境放射線や $2\nu\beta\beta$ など、 $0\nu\beta\beta$ の Q 値に近いエネ
 ルギーを持つ事象を区別する必要があるため、高いエネルギー分解能を持つことも重要である。
 高エネルギー分解能かつ低背景事象を実現し、 $b\Delta E \sim 1/MT$ とできるほど背景事象を抑えられ
 る場合には、式 (1.27) は、

$$T_{1/2}^{0\nu} \propto MT \quad (1.28)$$

となり、 M と T に直接比例するようになるため、大きな感度を得ることが可能になる。

以上より、 $0\nu\beta\beta$ 探索を行う検出器には、以下の条件が必要である。

- 大質量の二重ベータ崩壊核を用いて長期間探索できること
- 低背景事象環境下で探索できること
- 高いエネルギー分解能を持つこと

これらの条件を満たす検出器を製作するために、世界中で研究開発が行われている。以下では、
 その中でも優れた成果をあげている代表的な $0\nu\beta\beta$ 探索実験について述べる。

*3 background index と呼ばれ、正確には単位質量あたりの標的物質で、単位時間に、スペクトルの単位エネルギー
 幅当たりに起こる背景事象の数を表す量である。

1.4.2 KamLAND-Zen 実験

KamLAND-Zen 実験は ^{136}Xe による $0\nu\beta\beta$ を探索する実験であり、神岡鉱山地下の旧カミオカンデ検出器跡地で実験が行われている。検出器は 1000 トンの液体シンチレータ (Outer-LS) の中心部にミニバルーンが設置された構造になっており、ミニバルーン内部は ^{136}Xe を濃縮したキセノンガスを溶かした液体シンチレータ (Xe-LS) で満たされている。Outer-LS の周囲は光電子増倍管 (PMT) で囲まれており、Xe-LS で発生したシンチレーション光を検出することで、エネルギーを測定している。また、Outer-LS は高純度に保たれており、Xe-LS への環境放射線の混入を防いでいる。

KamLAND-Zen 実験では、Phase I として 381 kg のキセノンを用いて探索を行い、その当時の世界最高感度を達成した。その後 Phase II では、Phase I で課題となったミニバルーンからの背景事象を除去したうえで、キセノンを 745 kg に増量して探索を行い、 ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 半減期の下限値として、

$$T_{1/2}^{0\nu} (^{136}\text{Xe}) > 2.3 \times 10^{26} \text{ 年} \quad (1.29)$$

を与えている。また、ニュートリノ有効質量については核行列要素の不定性により幅があるが、

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < 36\text{--}156 \text{ meV} \quad (1.30)$$

という現在最も厳しい上限値を与えている [21]。その一方で、Q 値 (2458 keV) でのエネルギー分解能が半値全幅換算で約 10 % と比較的高く、 $2\nu\beta\beta$ による背景事象が多くなっている。そこで、現在進行中の KamLAND2-Zen 実験では、検出光量を約 5 倍に増やすことでエネルギー分解能を向上させ、 $2\nu\beta\beta$ による背景事象を 1/100 にする計画である。

1.4.3 GERDA 実験

GERDA 実験は ^{76}Ge による $0\nu\beta\beta$ を探索する実験であり、イタリアのグランサッソー地下実験施設で行われている。検出器には ^{76}Ge を濃縮したゲルマニウム半導体検出器を用いており、Q 値 (2039.06 keV) において半値全幅換算で約 0.13 % という高いエネルギー分解能を達成している。検出器は液体アルゴンで満たした容器内に設置されており、液体アルゴンのシンチレーション光を検出することで背景事象を除去している。液体アルゴン容器の外側は純水で覆われており、環境放射線の遮蔽および純水容器内に設置された PMT を用いて宇宙線ミュオンによる信号を識別している。また、背景事象除去のために信号の波形情報を用いた粒子識別も行なっており、極低背景事象環境下での探索を実現している。

GERDA 実験では、Phase I として 35.6 kg のゲルマニウム検出器を用いて探索を行い、その後 Phase II で検出器を 44.2 kg に増量して探索を行なった。その結果、 ^{76}Ge の $0\nu\beta\beta$ 半減期の

下限値として、

$$T_{1/2}^{0\nu}({}^{76}\text{Ge}) > 1.8 \times 10^{26} \text{ 年} \quad (1.31)$$

を与え、ニュートリノ有効質量上限値としては

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < 79\text{--}180 \text{ meV} \quad (1.32)$$

の制限を与えている [23]。GERDA 実験ではゲルマニウムの入手の困難さから検出器の大型化に制限がかかっていたが、今後は他実験グループと合併した LEGEND 実験を計画しており、最終的には 1,000 kg のゲルマニウム結晶を使用した $0\nu\beta\beta$ 探索を計画している。

1.4.4 CUORE 実験

CUORE 実験は ${}^{130}\text{Te}$ による $0\nu\beta\beta$ を探索する実験であり、GERDA 実験と同じくイタリアのグランサッソー地下実験施設で行われている。検出器には TeO_2 結晶のボロメータ (熱量計) を用いており、電子によるエネルギー損失を温度上昇として測定する。ボロメータを 10 mK 程度の極低温環境で動作させることで、ボロメータの比熱を小さくすることができ、温度上昇の揺らぎを抑えることができるため、Q 値 (2527.5 keV) において約 0.2 % という高いエネルギー分解能で測定することができる。また、 ${}^{130}\text{Te}$ は天然同位体比が 34.2 % と他の二重ベータ崩壊核と比べて高く、同位体濃縮を行う必要がないため比較的容易に大質量を得ることができる。

CUORE 実験では、 TeO_2 結晶を 742 kg (${}^{130}\text{Te}$ に換算して 206 kg) 用いて探索を行い、 ${}^{130}\text{Te}$ の $0\nu\beta\beta$ 半減期の下限値として、

$$T_{1/2}^{0\nu}({}^{130}\text{Te}) > 2.2 \times 10^{25} \text{ 年} \quad (1.33)$$

を与え、ニュートリノ有効質量上限値としては

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < 90\text{--}305 \text{ meV} \quad (1.34)$$

の制限を与えている [24]。

CUORE 実験の後継実験として、CUORE 実験で課題となった背景事象除去能力を強化した CUPID 実験が進められている。CUPID 実験では、ボロメータとして使う結晶を二重ベータ崩壊核である ${}^{100}\text{Mo}$ を含む Li_2MoO_4 に変更することで、 ${}^{100}\text{Mo}$ の高い Q 値 (3034 keV) により環境放射線の混入を防ぐと同時に、 Li_2MoO_4 のシンチレーション光を検出することで、粒子識別が可能になっている [25]。現在 CUPID 実験では原理検証のための開発が行われており、検出器の大型化に向けて準備が進められている。

1.4.5 NEXT 実験

NEXT 実験は高圧キセノンガス TPC を用いて ^{136}Xe による $0\nu\beta\beta$ を探索する実験であり、スペインの地下実験施設 (Laboratorio Subterráneo de Canfranc, LSC) で実験が行われている。この検出器ではドリフトさせた電離電子をアノード電極付近で強電場により加速させることでエレクトロルミネセンス (EL) 過程を起こさせ、光子として増幅する (2.2 節参照)。EL 過程では増幅揺らぎが小さいために高いエネルギー分解能を得ることができ、試作機による測定では Q 値に近い 2.6 MeV において半値全幅換算で約 1 % の分解能を達成している [26]。また、検出器は飛跡再構成能力を有しており、飛跡の形状から背景事象を除去することができる。

NEXT 実験では、 $0\nu\beta\beta$ 探索能力実証のために、 ^{136}Xe で濃縮したキセノンガスを 3.5 kg 用いて測定を行い、 ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 半減期の下限值として 1.3×10^{24} 年まで到達している [27]。将来的にはトンスケール検出器を用いた探索を計画しており、 ^{136}Xe 二重ベータ崩壊の娘核であるバリウム (^{136}Ba) を検出することで環境放射線による背景事象を除去したり [28]、圧力容器の側面に波長変換光ファイバーを配置することで EL 光の検出効率を上げる [29] など、様々なアップグレードが実施される予定であり、現在開発が進められている。

第2章

AXEL 実験

AXEL (A Xenon ElectroLuminescence) 実験は、高圧キセノンガス Time Projection Chamber (TPC) を用いた $0\nu\beta\beta$ 探索実験である。AXEL 実験では、1.4.1 節で述べた $0\nu\beta\beta$ 探索に必要な条件である大質量の崩壊核の利用、低背景事象、高エネルギー分解能を同時に達成できる検出器を製作することで、世界最高感度での $0\nu\beta\beta$ 探索を目指している。

2.1 Time Projection Chamber (TPC)

TPC は荷電粒子の三次元飛跡を測定するための検出器であり、1974 年に D.R. Nygren によって考案された [30]。その原理は以下の通りである。

1. 荷電粒子がガスないし液体の検出媒体を通過したときに、荷電粒子の飛跡に沿って検出媒体中の原子が電子と陽イオンに電離される。
2. 電離電子は検出器内部にかかっている電場によって、アノードへドリフトされる。
3. ドリフトされた電離電子は、アノード付近にある検出システムによって電気信号に変換される。

ここで、荷電粒子が通過した時刻 t_0 、電離電子がアノードに到達した時刻 t と検出媒体中でのドリフト速度 v_{drift} を用いて、アノードから電離電子の発生点までの距離を $z = v_{\text{drift}} \cdot (t - t_0)$ として求めることができる。これに加えて、ドリフトされた電離電子が到達したアノードの位置 (x, y) を測定することにより、電離電子発生点の三次元的な位置を再構成することができる。この操作を全ての電離電子に対して行うことで、通過した荷電粒子の三次元飛跡を再構成することができる。また、発生する電離電子の数は荷電粒子のエネルギー損失に比例するため、電離電子を計数することで荷電粒子のエネルギー損失を測定することができる。

TPC はこれまで素粒子実験をはじめとした様々な分野で応用され、多くの成果をあげてきた。その中でも、貴ガスを検出媒体に用いた TPC が近年特に注目を集めている。その理由として、

貴ガス原子自体が二重ベータ崩壊核であったり、暗黒物質との反応断面積が大きいと考えられているなど、単純な検出器以上の機能を持つものが多いことが挙げられる。

2.2 キセノンガスの性質

キセノンは貴ガス原子の一種であり、TPC の検出媒体としてよく利用されている。その理由の一つとして、電離電子が長くドリフトできることと、電離電子発生と同時にシンチレーション光を発することが挙げられる。特にシンチレーション光について、励起状態のキセノン Xe^* は三原子が関与する以下の反応によってシンチレーション光を発することが分かっている [31]。



このときに発生するシンチレーション光の波長は、図 2.1 のように 175 nm 程度の真空紫外光であり、キセノンに対して透明である。また、この過程の反応時間は数 ns であり、 μs オーダーのドリフト時間と比べて非常に短いため、キセノンから発生するシンチレーション光は t_0 の決定によく利用される。

キセノンガスに高電場をかけることで、電離電子によって (2.1) の反応を起こすことができる。これは、電場で加速した電子がキセノン原子を励起させるためである。このときに発生する光子の数は、初期電子の数と電子の移動距離に比例する。このように、電場をかけることで起きる電離電子由来の発光現象をエレクトロルミネセンス過程 (電界発光、EL 過程) と呼ぶ。EL 過程に

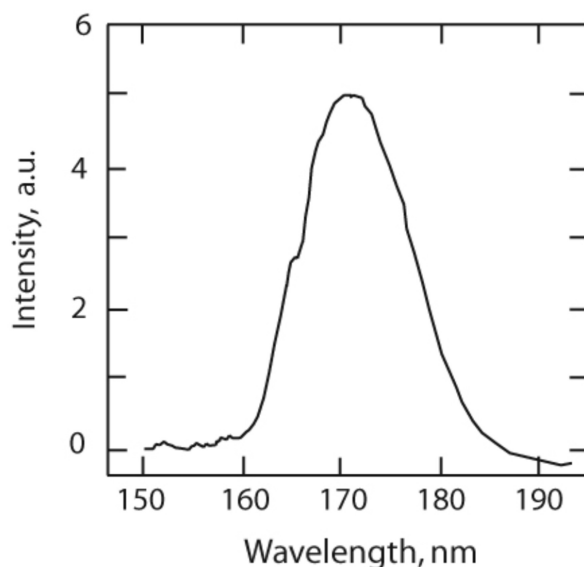


図 2.1: キセノンのシンチレーション光の波長スペクトル [31]。

おける発光量 Y は、圧力 p と電場 E の関数として実験的に求められており、キセノンガスについては、

$$Y [\text{photon/cm}] \sim 140E [\text{kV/cm}] - 116p [\text{bar}] \quad (2.2)$$

と測定されている [32]。

キセノンガスを TPC の検出媒体として利用することで、高い分解能で荷電粒子によるエネルギー損失を測定することができる。TPC のエネルギー分解能の原理的な限界は生成される電離電子の統計的な揺らぎによって決まっている。荷電粒子による電離で生じる電子数の揺らぎはポアソン分布で予想される数よりも小さくなることが分かっており [33]、電離電子の平均個数 N に対する分散 σ^2 はファノ因子 F ($0 < F < 1$) を用いて、

$$\sigma^2 = F \times N \quad (2.3)$$

と書ける。キセノンガスにおけるファノ因子は $F = 0.13$ [34] と測定されており、電離電子を一個生成するのに必要な平均エネルギー $W = 22.1 \text{ eV}$ [35] を使うことで、エネルギー分解能の限界値 ΔE_{\min} を計算することができる。 ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ のエネルギー (2.458 MeV) を測定する場合は、半値全幅 (Full Width Half Maximum, FWHM) 換算で

$$\frac{\Delta E_{\min}}{E_{0\nu\beta\beta}} = 2.355 \times \frac{\sigma}{N} = 2.355 \times \sqrt{0.13 \times 22.1 \text{ eV} / 2.458 \text{ MeV}} \simeq 0.25 \% \quad (2.4)$$

となる。つまり、電離電子の発生時点での揺らぎのみを見ると、半導体検出器に迫るほどの高いエネルギー分解能が得られることになる。

2.3 AXEL 検出器の概要

AXEL 検出器は、二重ベータ崩壊核である ^{136}Xe を濃縮したキセノンガスを 8 気圧で用いた高圧キセノンガス TPC である。図 2.2 に AXEL 検出器の動作概念図を示す。 β 線などの荷電粒子が AXEL 検出器内部のキセノンガスを通過すると、電離電子及びシンチレーション光が発生する。シンチレーション光は 2.2 節で述べたように、キセノンガスに対して透明なため、光電子増倍管 (PMT) を用いて t_0 信号として検出できる。電離電子は、2.4 節で詳しく述べる Electroluminescence Light Collection Cell (ELCC) と呼ばれる AXEL 独自の検出システムを用いて検出する。

AXEL 検出器の特長として、大質量と高い背景事象除去能力が挙げられる。大質量については、 20 m^3 程度の体積を持つ大容量圧力容器に約 1 トンの ^{136}Xe 濃縮キセノンガスを 8 気圧で封入することにより達成する。

背景事象については、高いエネルギー分解能を達成することで、 $2\nu\beta\beta$ による β 線や多くの環境放射線を $0\nu\beta\beta$ による信号と区別することができる。 $0\nu\beta\beta$ を観測する場合のエネルギー分解

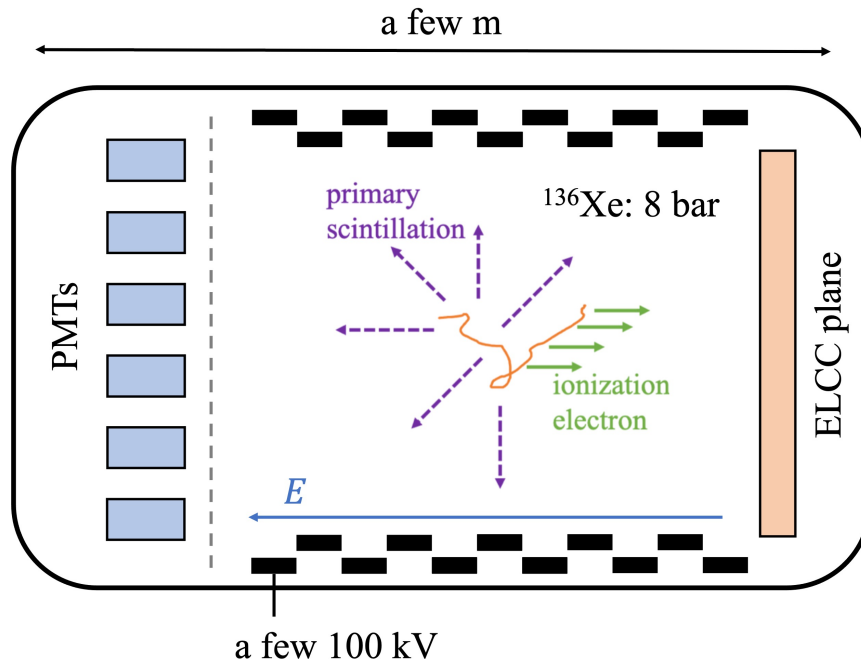
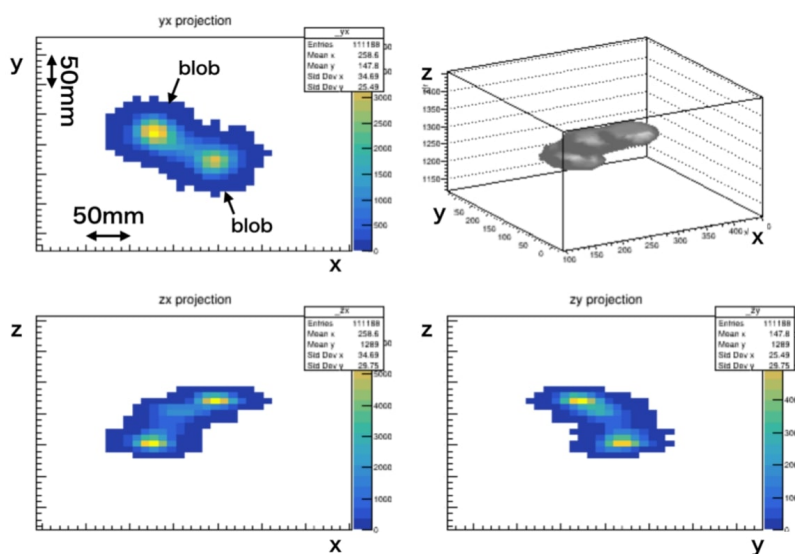


図 2.2: AXEL 検出器の動作概念図。

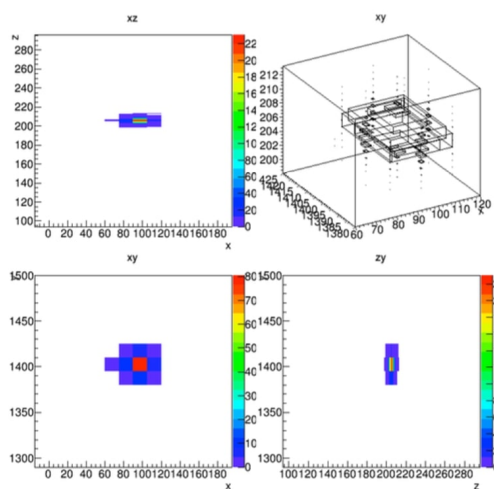
能の原理的な限界は、2.2 節で述べたように 0.25 % 半値全幅であるが、実際には検出器の性能によってこれよりも悪くなってしまふ。分解能悪化の主な原因としては、ドリフト中の再結合や不純物による電子吸着 (アタッチメント) が起こり検出可能な電子数が減少する影響や、電離電子を信号として読み出す際の増幅揺らぎが考えられている。AXEL 検出器では、キセノンガスを高純度に保った上で、電離電子の再結合を防ぐために 100 V/cm/bar という高いドリフト電場を印加し、増幅揺らぎの小さい EL 過程を用いた電離信号読み出しを行うことで、 $0\nu\beta\beta$ の Q 値において 0.5 % 半値全幅以下のエネルギー分解能を達成することを目標にしている。

^{214}Bi による γ 線 (2448 keV) や ^{208}Tl による γ 線 (2615 keV) などのエネルギーによる区別が難しい背景事象については、得られた飛跡の形状から区別することができる。 $0\nu\beta\beta$ の飛跡は図 2.3a のように一点から二つの飛跡が発生し二つのプロブを作るという特徴的な飛跡になる。ここでいうプロブとは、荷電粒子が停止する直前に多くのエネルギーを落とす領域のことである。その一方で、 ^{136}Xe の Q 値に近いエネルギーを持つ α 線や γ 線の場合には異なった特徴を示す。 α 線の場合は、図 2.3b のように β 線の飛跡よりも明らかに短くなる。 γ 線の場合は、約 98 % がコンプトン散乱を起こし複数箇所で反応が起きるため、図 2.3c のように不連続な飛跡になることが多い。残りの 2 % で光电吸収を起こすが、この場合には電子が一つ発生する過程になるため、プロブの数から $0\nu\beta\beta$ 事象と区別することができる。これに加えて、光电吸収の場合にはキセノンの特性 X 線 (30 keV) が電子の発生点から少し離れた位置で同時に観測されるこ

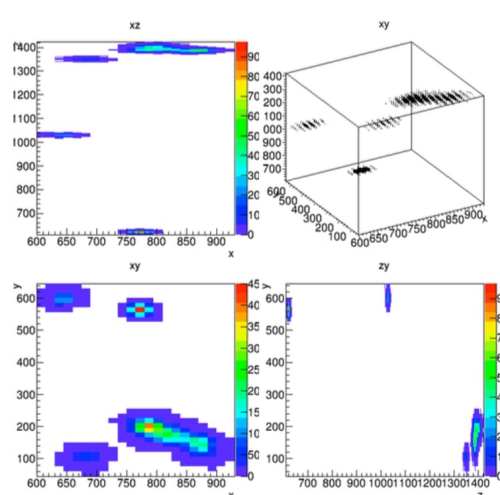
とがあるため、そのようなイベントを背景事象として除去することができる。このように、飛跡の形状から多くの背景事象を区別することができる。現在はディープラーニングにより飛跡を分類する手法を開発しており、検出効率 27 % の場合に残った背景事象を 99.9 % 以上削減可能であることがシミュレーションから見積もられている [36]。AXEL 検出器において、この背景事象除去能力で $0\nu\beta\beta$ 探索ができる場合には、10 年間の探索により半減期にして 1.39×10^{27} 年、ニュートリノ有効質量にして 15~63 meV の感度を達成できる見積もりである。



(a) $0\nu\beta\beta$ (2.458 MeV)。



(b) α 線 (2.5 MeV)。



(c) γ 線 (2.5 MeV)。

図 2.3: シミュレーションで得られた飛跡の例 [36]。

2.4 Electroluminescence Light Collection Cell (ELCC)

ELCC は AXEL 実験で独自に開発している電離電子読み出しシステムである。ELCC の構造は図 2.4 のようになっており、アノード電極と PTFE (ポリテトラフルオロエチレン、テフロン) の板、メッシュ電極、そして光検出器である MPPC から構成されている。アノード電極と PTFE の板には一定の間隔で穴が空いており、セル構造を持つ。各セルには MPPC が一つずつ配置されている。アノード電極とメッシュ電極で PTFE の板を挟んだ構造になっており、メッシュ電極を接地させ、アノード電極に負電圧を印加することで、PTFE のセル内に電場を作ることができる。

ELCC の動作原理を図 2.5 に示す。PTFE のセル内に印加する電場 (EL 電場) はドリフト電場の 100 V/cm/bar よりも十分高い 3 kV/cm/bar になるように設定されており、これにより ELCC にドリフトされてきた電子をいずれかのセルの中へ引き込むことができる [37]。セルに引き込まれた電子は EL 電場によって加速され、EL 過程を起こして光子を発生させる。発生した光子は、真空紫外光に対する反射率が高い PTFE によって、効率よく MPPC へと集光される。このときに得られる各セルでの MPPC の出力信号を足し合わせることで、検出した荷電粒子のエネルギー損失を測定することができる。また、信号を検出した MPPC の位置情報を使うことで、飛跡再構成に必要な電子の到達位置分布を測定することができる。

EL 電場が EL 過程の適正電場よりも強い場合には、電子がキセノンを電離するようになり、指数関数的に電子数が増大する雪崩増幅過程になる。雪崩増幅過程では EL 過程よりも増幅率が大きい一方で、増幅初期の揺らぎまで増幅してしまうため、エネルギー分解能が悪くなってしまふ。そのため、ELCC では初期電子数に比例した光子数を得ることができる EL 過程を用いて電

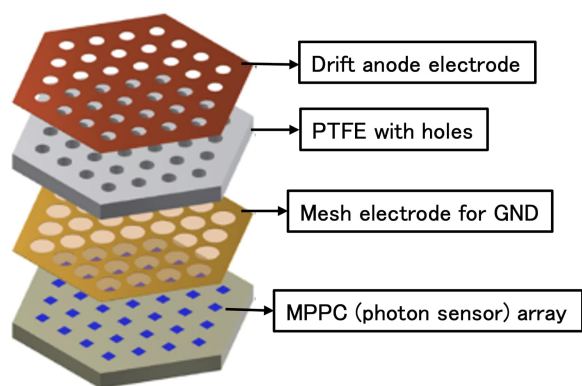


図 2.4: ELCC の構造。

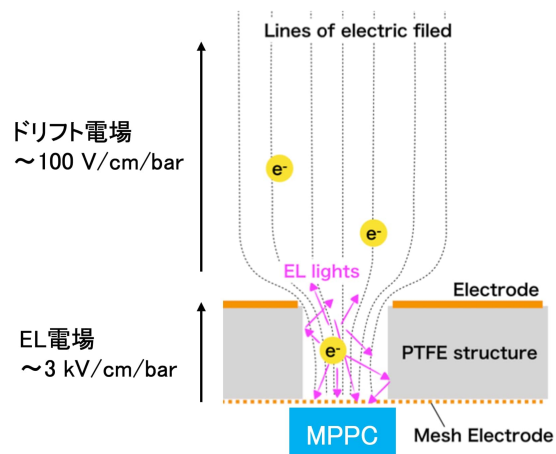


図 2.5: ELCC の検出原理。

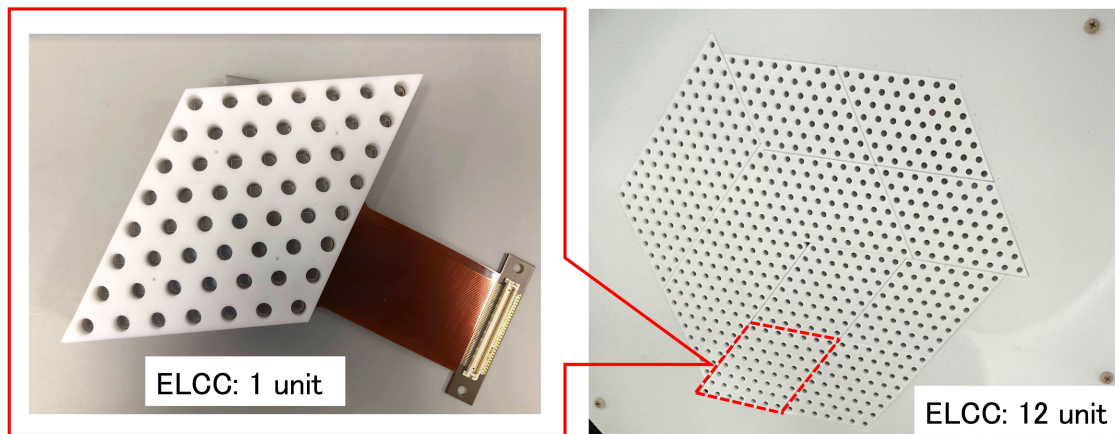


図 2.6: ELCC のユニット構造。

子を読み出している。

ELCC は拡張性を持たせるためにユニット構造を採用している。すなわち、図 2.6 左にある構造を一単位として、これを複数組み合わせることで図 2.6 右のような ELCC 面を構成する。このような構造にすることで、将来的に検出器を大型化する際に ELCC 面を容易に拡張することができるようになっている。

2.5 Multi-Pixel Photon Counter (MPPC)

Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) は Silicon Photo Multiplier (SiPM) と呼ばれるデバイス的一种で、浜松ホトニクス社が開発した半導体光検出器である。MPPC の受光面は図 2.7 のように、多数のピクセルが 2 次元的に配列した構造になっている。この各ピクセルは Avalanche Photo Diode (APD) とクエンチング抵抗と呼ばれる電気抵抗素子から構成されており、MPPC は図 2.8 のように各ピクセルを並列接続することで構成されている。MPPC は各ピクセルをガイガーモードで動作させることで、高いフォトンカウンティング能力を持つことに加え、PMT と比べて低い電圧で動作したり、磁場の影響を受けないといった特長もあるため、素粒子実験をはじめとして様々な分野で利用されている。

2.5.1 MPPC の動作原理

以下、文献 [39] に沿って説明する。

Avalanche Photo Diode (APD)

APD は、入射光子によって発生したキャリアを高い逆電圧により雪崩増幅 (アバランシェ増幅) させることで、高い増幅率を実現したフォトダイオードである。通常のフォトダイオードに

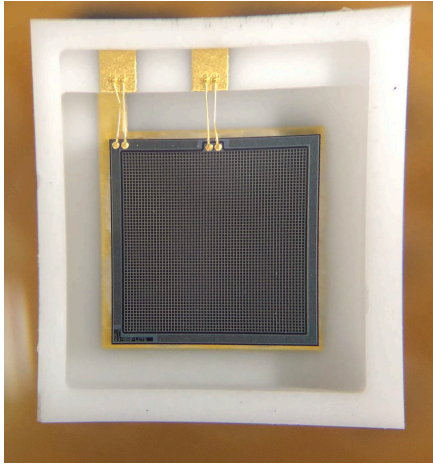


図 2.7: MPPC の受光面の例。

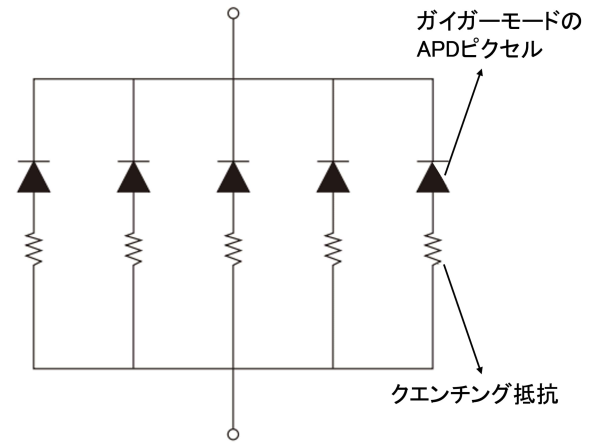


図 2.8: MPPC の等価回路 [38]。

よく利用される PN 接合に逆電圧をかけると、N 型半導体の電子と P 型半導体の正孔は接合部から離れる方向に力を受け、空乏層が拡大する。空乏層に光子が入射すると、価電子帯の電子を励起させ、電子正孔対が生じる。この電子と正孔がそれぞれ逆方向に動くことで電流が流れ、電気信号として検出される。APD では、図 2.9 に示すように PN 接合間に真性半導体を入れることで空乏層を広げ、N 型半導体をキャリア密度の高い N+ 層にすることで、空乏層中に高電場領域を生じさせている。これにより、空乏層に入射した光子によって生じた電子は高電場領域へ運ばれ、そこで雪崩増幅を起こすことで、信号を増幅させることができる。

APD にはノーマルモードとガイガーモードという二種類の動作モードがある。ノーマルモードでは電子正孔対のうち電子だけが雪崩増幅を起こす。このときのゲインは 10~100 倍程度であり、印加電圧が一定であれば入射光子数に比例した電荷出力が得られる。一方、ガイガーモードではある一定以上の電圧 (ブレイクダウン電圧: V_{br}) で動作させることにより、電子と正孔の両方が雪崩増幅を起こし、電子正孔対の生成が持続する。これをガイガー放電と呼ぶ。ガイガー放電は自然に止まらないため、ガイガーモードで APD を動作させる際には図 2.10 のように APD と直列にクエンチング抵抗を入れ、ガイガー放電が発生した際に APD の電圧をブレイクダウン電圧以下に降下させる必要がある。このときのゲインは 10^6 程度であり、入射光子数に関係なく、印加電圧とブレイクダウン電圧の差 (オーバー電圧: ΔV) に比例した一定の電荷出力が得られる。この電荷 Q は、APD の静電容量を C として、

$$Q = C\Delta V \quad (2.5)$$

で与えられる。

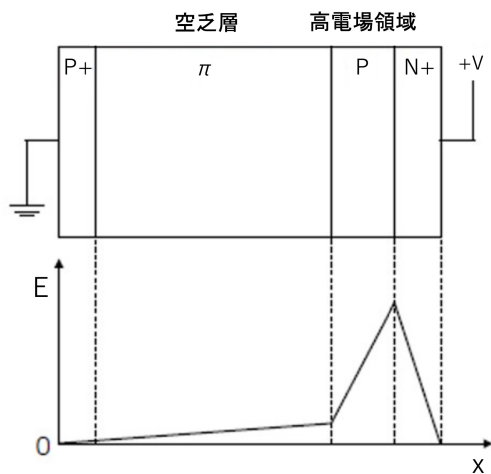


図 2.9: APD の構造と電場の様子 [39]。

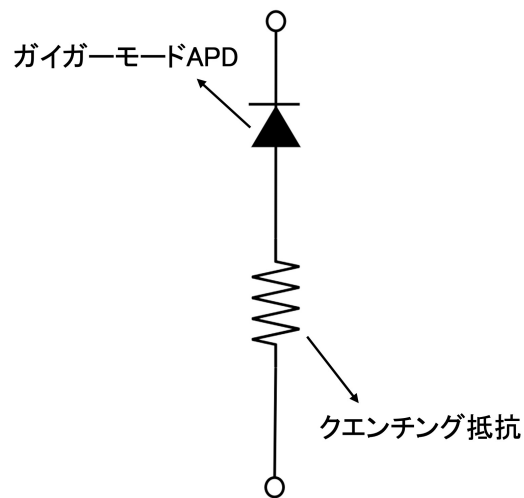


図 2.10: ガイガーモード APD の等価回路。

MPPC の信号出力

MPPC の 1 ピクセルに光子が入射したときの電荷出力は式 (2.5) で与えられるため、複数のピクセルで同時に光子を検出した場合には、各ピクセルの出力電荷の和が出力として得られる。つまり、MPPC は光子を検出したピクセル数に比例した電荷を出力するため、高いフォトンカウンティング能力がある。図 2.11 は MPPC の出力電荷分布を示しており、検出光子数に応じたピークを測定できることがわかるただし、2.5.3 節で詳しく述べるように、同じピクセルに複数の光子が短い時間間隔で入射した場合には、検出光子数と出力電荷の比例関係は失われる。

2.5.2 MPPC の基本特性

ゲイン

MPPC のゲイン (増幅率) は、一つのピクセルで 1 光子による信号がどの程度増幅されるかを表す量であり、1 ピクセルからの信号の電荷量 Q を素電荷 e で割った量で定義される。

$$g_{1\text{p.e.}} = \frac{Q}{e} \quad (2.6)$$

ここで、1 p.e. は 1 photon equivalence の略称である。式 (2.5) より、信号の電荷量はオーバー電圧に比例するので、

$$g_{1\text{p.e.}} = \frac{C\Delta V}{e} \quad (2.7)$$

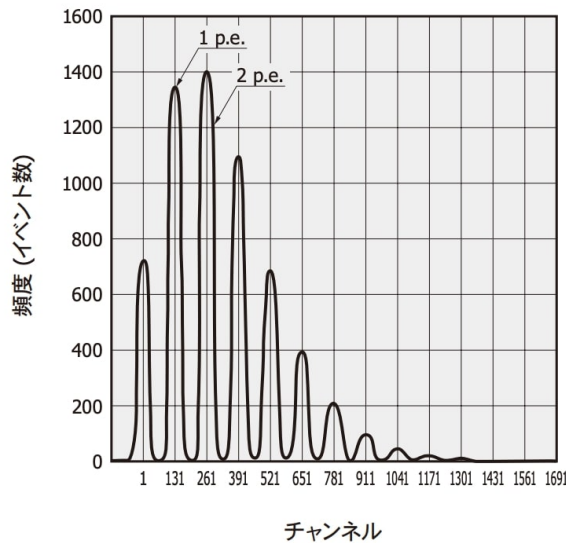


図 2.11: MPPC の出力電荷分布 [38]。

と書ける。すなわち、MPPC のゲインはオーバー電圧に比例する。

MPPC のゲインは温度依存性を持ち、温度が高くなるにつれて同じ印加電圧でのゲインは小さくなる。これは温度が上がると結晶の格子振動が激しくなるため、キャリアが十分に加速されず、雪崩増幅が起こりにくくなり、ブレイクダウン電圧が上がるためである。

ダークパルス、ダークカウントレート

MPPC で外部から光子が入射していない場合に出力される信号をダークパルスと呼び、ダークパルスが 1 秒あたりに発生する回数をダークカウントレートと呼ぶ。ダークパルスは入射光子による信号と波形からは区別できないため、光子数測定において測定誤差の原因となる。ダークパルスの原因としては以下の二つが考えられている。

1. 結晶中の電子が熱励起により電子正孔対を生成する
2. APD に高い逆電圧をかけることで、価電子帯の電子がトンネル効果で伝導体に遷移し電子正孔対を生成する

常温 (200~300 K) では一つ目の効果が主原因となっており、温度が高くなるにつれてダークカウントレートは多くなる。一方で、二つ目の効果は温度依存性がなく、ダークカウントレートは MPPC に印加した電圧に依存して変化する。

クロストーク

一つのピクセルで信号を出力したときに、その隣接するピクセルで光子を検出していないにも関わらず同時に信号が出力されることがある。この現象をクロストークと呼ぶ。クロストークの原因としては、ピクセル中で雪崩増幅が起きたときに制動放射や再結合によってできた二次的な光子が他のピクセルで検出されることが考えられている。クロストークの発生確率は MPPC の動作温度範囲ではほとんど温度依存性はないが、印加電圧が高いほど高くなる。

アフターパルス

MPPC で光子を検出した直後、光子が入射していないにもかかわらず信号を出力することがある。この現象をアフターパルスと呼ぶ。アフターパルスの原因としては、雪崩増幅の際に結晶欠陥にキャリアが捕獲され、少し時間をおいた後にそのキャリアが放出され再び雪崩増幅を起こすためと考えられている。

実際の測定でこの効果を見積もる際は、「一光子の事象が二光子以上として測定される確率」として、上記クロストークと合わせて「クロストーク・アフターパルス確率」を測定することになる。

有効ゲイン

実際の測定では、クロストークとアフターパルスの効果を考慮したゲインを用いる必要があり、これを有効ゲインと呼ぶ。有効ゲインは一光子ゲイン $g_{1p.e.}$ とクロストーク・アフターパルス確率 P_{CA} を用いて以下の式で表せる。

$$g_{\text{eff}} = \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} (P_{CA})^n \right) g_{1p.e.} = \frac{g_{1p.e.}}{1 - P_{CA}} \quad (2.8)$$

光子検出効率 (PDE)

MPPC に入射した光子が検出される確率を光子検出効率 (Photon Detection Efficiency, PDE) と呼ぶ。MPPC の PDE は開口率 F_g 、量子効率 QE、アバランシェ確率 P_a の積で表すことができる。

$$\text{PDE} = F_g \times \text{QE} \times P_a \quad (2.9)$$

開口率は MPPC の受光面に対する APD の有感領域の割合を表し、MPPC の受光面形状やピクセルピッチにより異なる。量子効率は 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し、印加電圧や入射光の波長に依存した量になる。アバランシェ確率は電子正孔対が生成されたときに雪崩増幅を起こす確率を表し、印加電圧に依存した量になる。

2.5.3 大光量下における MPPC の非線形応答

MPPC に入射する光量が多い場合には、検出光子数と出力電荷の比例関係は失われる。これは、あるピクセルが電荷を出力した後に再び充電が完了するまでに一定の時間がかかるためであり、この時間を回復時間と呼ぶ。MPPC の同一ピクセルに回復時間よりも短い時間間隔で光子が入射した場合には、実際の検出光子数よりも少なくカウントしてしまうことになる。この現象を、MPPC の飽和現象 (saturation) と呼ぶ。

MPPC の飽和による非線形性を定量的に評価する [40]。1 ピクセルあたりの単位時間光量を

$$k = \frac{N_{\text{true}}}{N_{\text{pix}} \cdot \Delta t} \quad [/(\text{pixel} \cdot \text{s})] \quad (2.10)$$

とする。ここで、 N_{true} は MPPC で検出した真の光子数、 N_{pix} は MPPC のピクセル数、 Δt はパルス信号の時間幅である。ピクセルが信号を出力してから元のゲイン g_0 に戻るまでの回復時間を τ とすると、信号を出力してから t 秒後のゲインは以下の式で表せる。

$$g = g_0(1 - e^{-t/\tau}) \quad (2.11)$$

あるピクセルが光子を検出してから t 秒後に再び光子を検出する確率分布は ke^{-kt} で表せる (ポアソン分布) ため、パルス信号が入射している間のゲインの平均値は、

$$\langle g \rangle = \int_0^{\infty} ke^{-kt} g_0(1 - e^{-t/\tau}) dt = \frac{g_0}{1 + k\tau} \quad (2.12)$$

となる。観測光子数 N_{obs} は出力電荷 Q_{obs} を通常時のゲイン g_0 で割ることによって算出されるため、観測光子数は $\langle g \rangle / g_0$ だけ真の検出光子数からずれることになる。よって、 N_{obs} と N_{true} の関係は式 (2.12) より以下ようになる。

$$N_{\text{obs}} = N_{\text{true}} \frac{\langle g \rangle}{g_0} = \frac{N_{\text{true}}}{1 + k\tau} = \frac{N_{\text{true}}}{1 + \frac{\tau}{N_{\text{pix}} \Delta t} N_{\text{true}}} \quad (2.13)$$

回復時間を求めるためには、MPPC に光源から光を入射し、 N_{obs} と N_{true} の関係を測定し、式 (2.13) でフィッティングする必要がある。回復時間はパルス幅や MPPC のピクセル数に依存しないため、MPPC の飽和による非線形性を比較する際に重要なパラメータとなる。

上記の効果に加えて、読み出し回路の抵抗を用いて MPPC の信号電圧を測定する場合にも非線形性を生じる。信号を読み出す抵抗は MPPC と直列に繋がっているため、信号電圧の分だけ MPPC の実効的なオーバー電圧が下がる。これにより、MPPC の実効的なゲインは小さくなり、非線形性を生じる。信号電圧による非線形性はこれまで調査されていなかったが、4.4.3 節で読み出し抵抗を変化させた時の非線形性について測定を行い、ピクセルの回復時間による非線形性に比べて無視できない影響を与えることを確認した。

2.6 AXEL 実験のロードマップ

2.6.1 AXEL 実験の現状

AXEL 実験では、2018 年まで ELCC の原理実証を目的とした容量 10L の小型試作機の性能評価を行ってきた [37]。その後、検出領域を拡大した容量 180L の試作機を製作し、段階的にチャンネル数を増やして性能評価を行なっている [41]。最近では、8 気圧、672 チャンネルで性能評価を行い、1863 keV において 0.73 % 半値全幅、Q 値に外挿して 0.60 % 半値全幅のエネルギー分解能を達成している [42]。しかし、この結果はまだ目標値に到達しておらず、目標達成のためには検出器のさらなる改良が必要になっている。

このときの 1863 keV におけるエネルギー分解能の内訳を表 2.1 に示す。エネルギー分解能を制限する主な要因として、電離電子発生の初期揺らぎの他、EL 光の統計揺らぎや再結合による電離電子数の揺らぎ、各種補正による誤差など様々なものが考えられている。その中で EL 光の統計揺らぎ (0.24 %) について、MPPC の受光面積を大きくすることで EL 光の検出効率を高めることができ、分解能への寄与を 0.15 % まで減少できると考えている。そのため、AXEL 実験

表 2.1: 180L 試作機における 1863 keV でのエネルギー分解能の内訳 [42]。

Error in the time variation correction	0.32 %
Fluctuation of the number of initial ionization electrons	0.29 %
Fluctuation of the EL generation and detection	0.24 %
Error in the EL gain correction	0.23 %
Recombination	0.22 %
Fluctuation of the MPPC non-linearity	0.18 %
z mis-reconstruction	0.13 %
Variation in time bin of time variation correction	$\lesssim 0.16$ %
Error in the z -dependence correction	$\lesssim 0.11$ %
Accuracy of the MPPC recovery times	$\lesssim 0.11$ %
Offset of the baseline	$\lesssim 0.09$ %
Fluctuation of the attachment	$\lesssim 0.02$ %
Position dependence of the EL gain	0 %
Waveform processing in the FEB	0 %
Estimation total	0.63 % to 0.67 %
Data total	(0.73 ± 0.11) %

では受光面積を大きくした MPPC を開発しており、本研究によりその性能評価が完了した。これについては第 3 章で詳しく述べる。

EL 光の検出光量が増加すると、MPPC の非線形性による揺らぎの寄与 (0.18 %) が大きくなると考えられている。AXEL 実験の読み出し回路では、5 MHz で波形をデジタル化しており、200 ns 間の平均光量に対して非線形性の補正を行うことになるため、非線形性の影響はできるだけ小さく抑える必要がある。そのため、MPPC の大光量に対する応答を様々な条件のもとで比較することにより、MPPC の非線形性を抑制するための方法を探索した。これについては第 4 章で詳しく述べる。

その他の項目についても改善に向けた開発が進められており、全ての開発が完了した際には、1863 keV において 0.37 % 半値全幅、Q 値に外挿して 0.32 % 半値全幅のエネルギー分解能を達成できる見込みである [43]。

また、180L 試作機では ELCC における沿面放電が問題となっている。ELCC では 5 mm の幅に 12 kV という高電圧を印加する必要があるが、その際にユニットの境界部分で沿面放電が頻発し、データ取得が停止していた。そのため、長期間に渡り安定して $0\nu\beta\beta$ 探索を行うためには、沿面放電対策が重要になっている。そこで、本研究では二種類の放電対策 ELCC を製作し、その放電耐性を評価した。これについては第 5 章で詳しく述べる。

沿面放電を対策した ELCC により安定したデータ取得が可能になる一方で、その ELCC がエネルギー分解能に対して表 2.1 に存在しない新たな影響を与えて、エネルギー分解能を悪化させる可能性がある。そこで、今回製作した放電対策 ELCC について 180L 試作機を用いてそのエネルギー分解能への影響を評価した*1。これについては第 6 章で詳しく述べる。

2.6.2 今後の計画

AXEL 実験では 180L 試作機の性能評価と並行して、検出領域をさらに大型化した容量 1000L の検出器の製作に取り組んでいる。この 1000L 検出器は宇宙線による背景事象を削減するために神岡鉱山地下に設置され、 ^{136}Xe を濃縮したキセノンガスを約 20 kg 使用して AXEL 実験初の $0\nu\beta\beta$ 探索を行う予定である。すでに、図 2.12 のように圧力容器の搬入が完了しており、現在は容器内部に導入する検出器の製作に向けて開発を進めている。1000L 検出器を完成させ、低背景事象かつ高エネルギー分解能で $0\nu\beta\beta$ 探索を行うことができれば、3 年間測定を行うことで $0\nu\beta\beta$ 半減期の下限值で 2.1×10^{25} 年を得ることができると見積もられている。これは、1.3 節で述べた現在の ^{136}Xe による $0\nu\beta\beta$ 半減期の下限值には及ばないが、将来の 1 トン級検出器では質量比で約 50 倍の感度が期待できるため、それを用いて探索を行うことにより 1 年間の測定で現在の世界最高感度を更新できる見積もりである。

*1 第 5 章で述べるように、実験機材のトラブルが発生したため、二種類製作したうちの一種類に関してのみ評価を行なった。

1000L 検出器により上記感度での $0\nu\beta\beta$ 探索能力が実証された後は、200kg 級検出器, 1 トン級検出器と検出器のアップグレードを進めていき、 $0\nu\beta\beta$ の発見もしくは世界最高感度での $0\nu\beta\beta$ 探索を目指す。

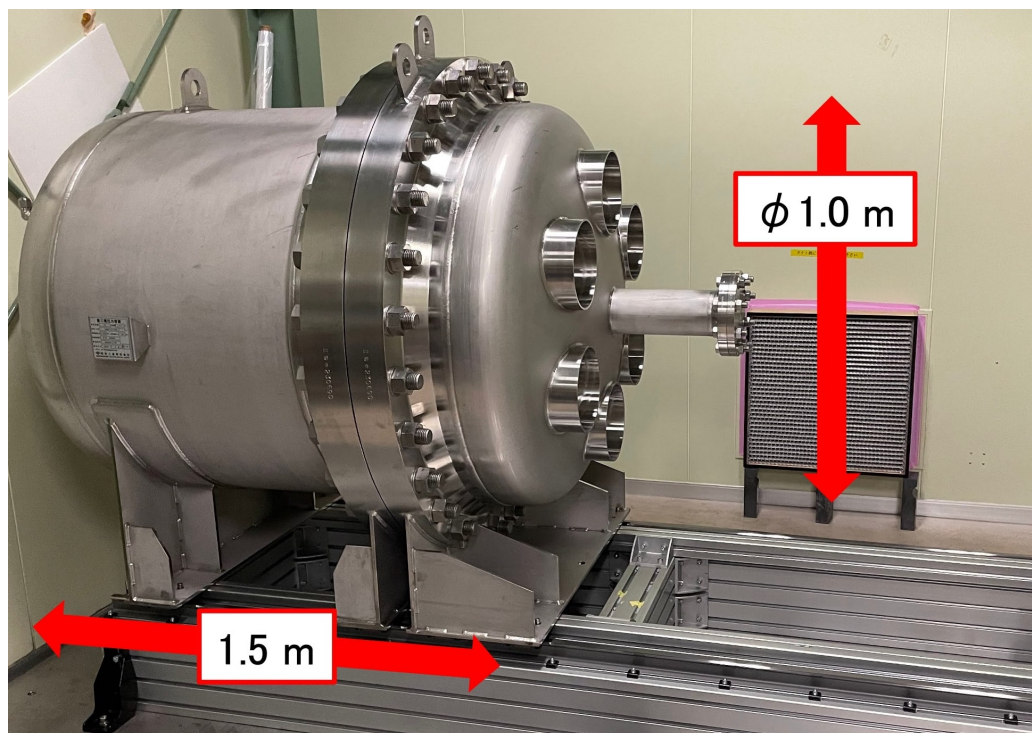


図 2.12: 1000L 検出器の圧力容器。

第3章

大口径 MPPC の性能評価

3.1 研究背景

AXEL 実験では、 $0\nu\beta\beta$ の Q 値でエネルギー分解能を 0.5 % 半値全幅以下にすることを目標に開発を進めているが、現在までのところ達成できていない。その原因の一つとして、表 2.1 にあるように EL 光の統計揺らぎが 0.24 % 寄与していることが挙げられる。現在 AXEL 実験では、ELCC での信号読み出しに 3mm 角 (3mm \square)MPPC を用いており、図 3.1 に示すように MPPC の受光面積が ELCC のセルの大きさに比べて小さいため、不感領域が存在している。そこで、この不感領域を排除して EL 光の統計を増やすために、受光面を ELCC のセルの大きさに合わせて直径 4.7mm の円形 (4.7mm ϕ) にした大口径 MPPC を製作した。

大口径 MPPC を利用するにあたって、使用するオーバー電圧 ($\Delta V = 4 \text{ V}$) での基本特性が AXEL 実験の要請を満たすかどうかを確認する必要がある。これを検証するために、ダークパルス測定および相対的な光子検出効率 (Relative PDE) 測定を行なった。ダークパルス測定では、

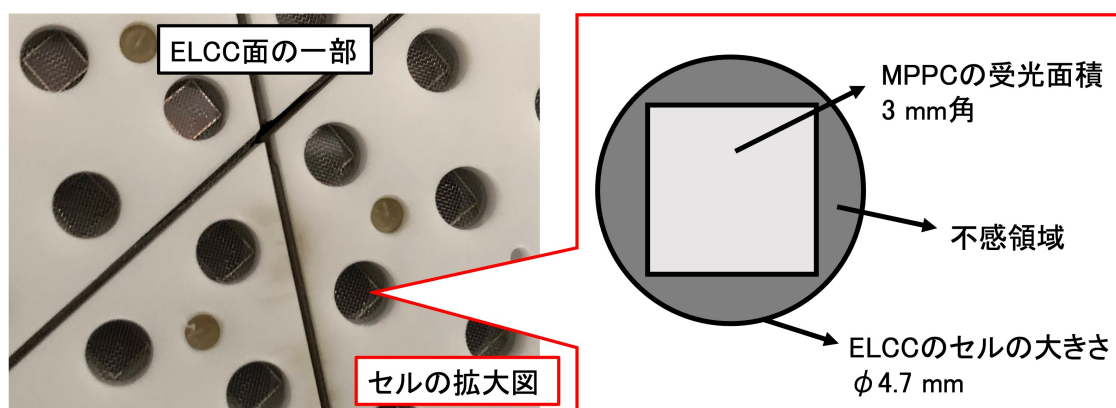


図 3.1: ELCC のセルの不感領域。現在の ELCC では、MPPC の受光面積が ELCC のセルの大きさに比べて小さいため、ELCC に不感領域が存在している。

MPPC のダークパルスを測定することで、ゲイン, ブレイクダウン電圧, 有効ゲイン, クロストーク・アフターパルス確率, ダークカウントレートを求めた。Relative PDE 測定では、PDE のわかっている MPPC と同時に同じ光量を当てた時の観測光量から大口径 MPPC の PDE を求めた。大口径 MPPC で特に影響が懸念される大光量に対する応答については第 4 章で述べる。

3.2 測定セットアップ

3.2.1 大口径 MPPC

本章で評価する大口径 MPPC は、受光面が $4.7\text{mm}\phi$, ピクセルサイズが $50\ \mu\text{m}$ であり、製作した浜松ホトニクス社により型番 S13370-2027 とされたものである。図 3.2 にその外観を載せる。真空紫外光に感度を持たせるため、受光面に保護フィルムを持たず、半導体やワイヤーが表面に直接露出した構造になっている。そのため、受光面は物理的な刺激に対して非常に弱くなっており、取り扱いには注意が必要である。また、ピクセル中のシリコンが空気中の水分を吸収すると、ダークカウントレートやアフターパルス確率に影響を与える [44] ため、使用時以外は湿度の低い環境下で保管する必要がある。本測定では、5 つの大口径 MPPC について性能評価を行った。

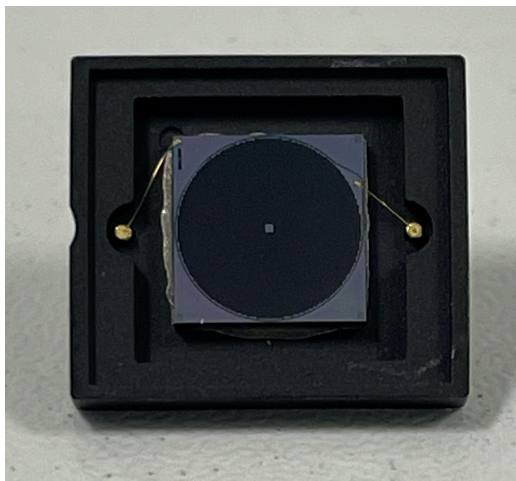


図 3.2: 大口径 MPPC (S13370-2027) の外観。

3.2.2 暗箱

性能評価は先行研究で製作された暗箱を用いて行なった [45]。暗箱内は図 3.3 のようになり、MPPC の読み出し基板や LED の設置を容易に行うことができ、MPPC の性能評価を効率的に行うことができるようになっている。

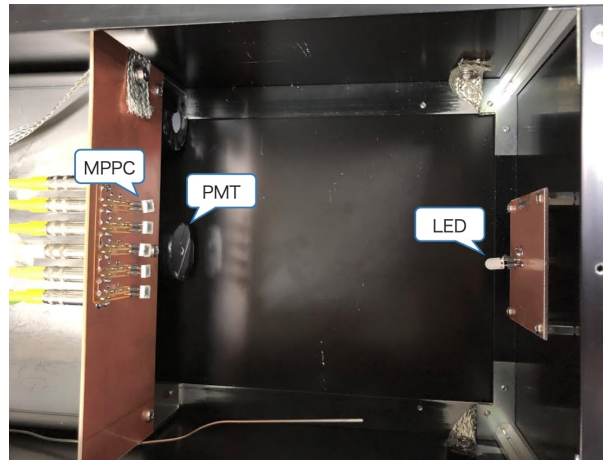


図 3.3: 暗箱内の様子 [45]。PMT は回復時間を測定する際に用いる (4.2 節参照)。

3.2.3 MPPC のバイアス電圧印加回路の設計

MPPC のバイアス電圧印加回路は先行研究を元に図 3.4 のように設計した [45]。MPPC の電源は負電圧をアノード側から印加し、信号はカソード側から 50Ω インピーダンスによって読み出した。電圧供給部には二段のローパスフィルタを用いて、電源由来の高周波ノイズを除去している。ローパスフィルタを構成する抵抗とコンデンサの値は先行研究と同様の方法で決定し、それぞれ 160Ω , $1.0 \mu\text{F}$ とした。信号読み出し部に接続された $10 \text{ k}\Omega$ の抵抗は、読み出し側の電位を安定させるために接続した。

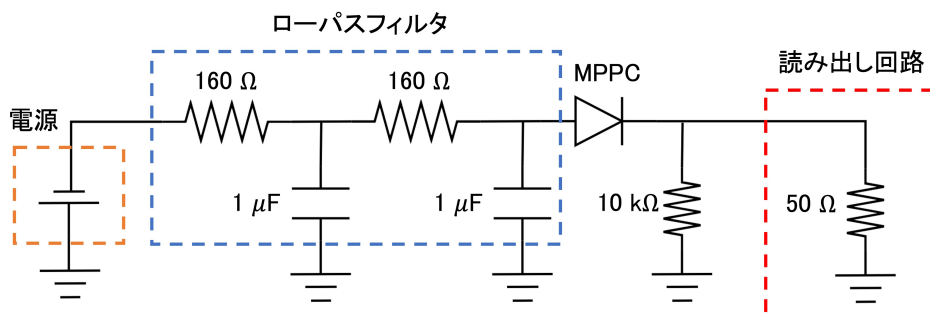


図 3.4: MPPC のバイアス電圧印加回路。

3.2.4 LED 光源

Relative PDE 測定の際には、ファンクションジェネレータ (キーサイト社製、型番: 33210A) でパルス電圧を発生させることで LED を発光させた。LED は可視光 LED の中で比較的波長

の短い青色 LED (発光波長 460 nm 程度) を用いた。測定では LED 光を拡散させるために拡散キャップを取り付けて発光させた。

3.2.5 データ取得系

データの取得には CAEN 社製の ADC (Analog to Digital Converter) V1720 を用いた。V1720 のサンプリングレートは 250 MS/s、ダイナミックレンジは 2 V、分解能は 12 bit であり、約 0.488 mV を 1 カウントとして波形の記録が可能である。得られた波形データは VME バスを介して PC に送られる。

3.3 ダークパルス測定

3.3.1 ダークパルス測定の設定アップ

ダークパルス測定の設定アップを図 3.5 に示す。ダークパルスの信号は非常に小さいため、アンプモジュール (富士ダイヤモンド社製、型番: TKY-0351) 2 段で 100 倍に増幅した後に ADC に入力した。ダークパルスは時間的にランダムに発生するため、トリガーとしてファンクションジェネレータで周期的に生成した TTL 信号を入力し、その間に発生したダークパルスの波形を記録した。

測定はバイアス電圧を 54.5 V から 56.0 V まで 0.5 V 刻みで設定して行なった。各測定では、ゲート幅を 4 μ s として 5000 イベント取得した。

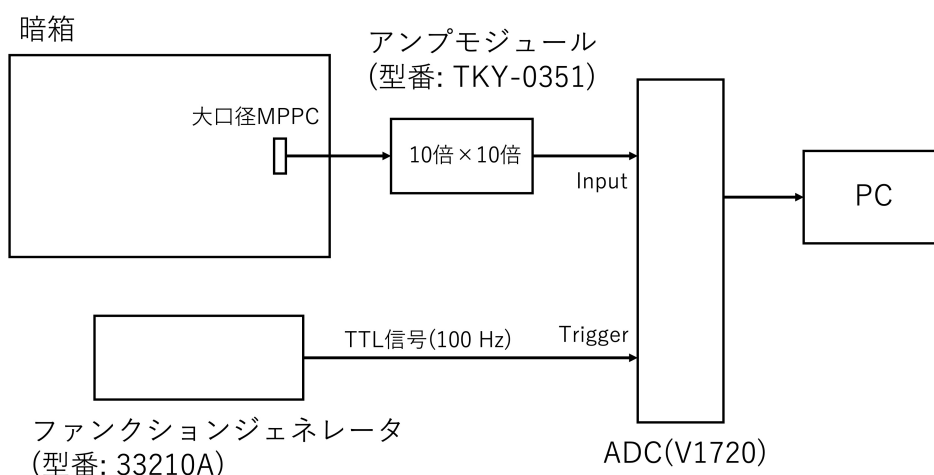


図 3.5: ダークパルス測定の設定アップ。

3.3.2 解析

得られた波形の例を図 3.6 に示す。各イベントについて、まずベースラインを決定する。ADC 値分布の最頻値前後 10 カウント分をガウシアンでフィッティングし、フィットで得られた中心値をベースラインとする。ベースラインを差し引いたダークパルスの波形を図 3.7 に示す。

MPPC の諸特性を決定するために、先行研究に倣ってハイブリッド法を用いる [45]。ハイブリッド法では図 3.8 のように、取得した波形に一定の時間幅をもつウィンドウを開き、各ウィン

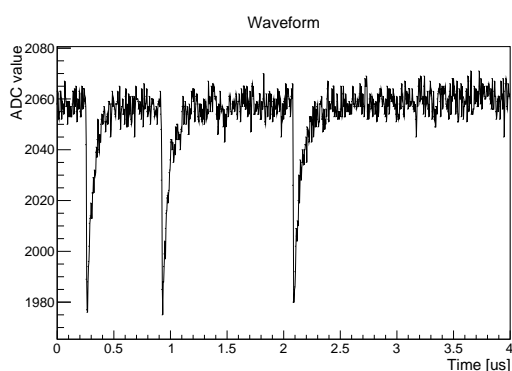


図 3.6: ダークパルスの波形例。

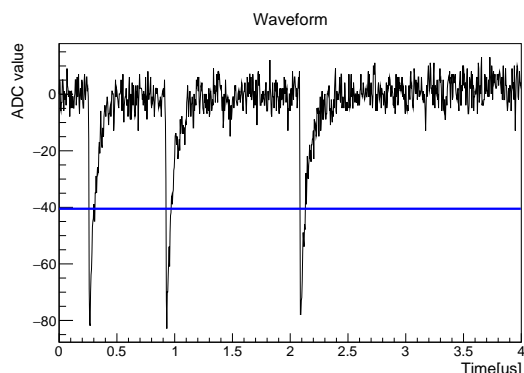


図 3.7: ベースラインを差し引いた波形。青線はハイブリッド法で用いる閾値を示す。

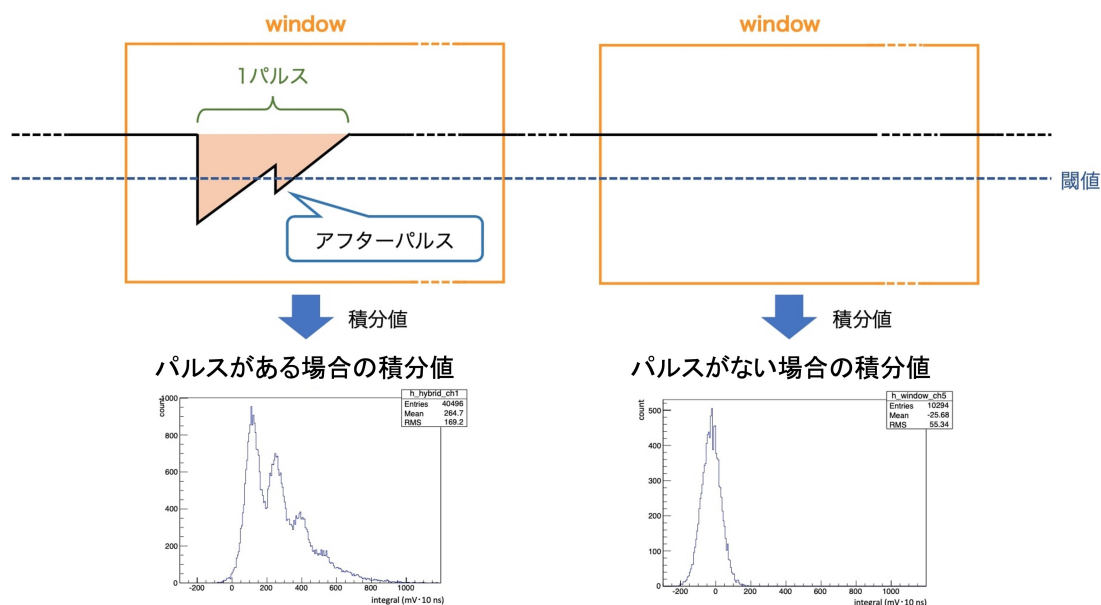


図 3.8: ハイブリッド法の概念図 [45]。

ドウ内の波形を全て積分する。また、パルスに対して閾値を設定し、ウィンドウ内に閾値を超えた波形がある場合に、そのウィンドウ内にパルスがあると判定する。単純に閾値を超えた範囲について積分する方法では、通常の波形とアフターパルスにより生じた波形を区別することはできないが、ハイブリッド法ではウィンドウの時間幅をアフターパルスの発生時定数よりも十分に長く取ることで、アフターパルスの効果を評価することができる。本解析では、1 p.e. パルスの時間幅が約 300 ns であるため、ウィンドウの時間幅を 800 ns とした。また、パルスに対する閾値は、ベースラインから 40 カウント分差し引いた値とした (図 3.7 中の青線)。

得られた積分値を電荷に変換することで出力電荷分布を得る。全てのウィンドウについての電荷分布を図 3.9 に、パルスがないウィンドウを積分した時の電荷分布を図 3.10 に、パルスがあるウィンドウを積分した時の電荷分布を図 3.11 に示す。ペDESTALの電荷分布のピークの前後 20 pC の範囲をガウシアンでフィットし、フィットで得られた中心値を測定した出力電荷に対す

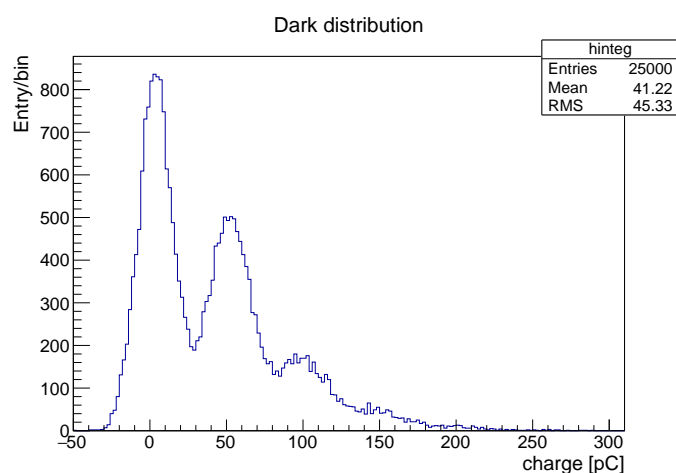


図 3.9: 全てのウィンドウについての電荷分布。

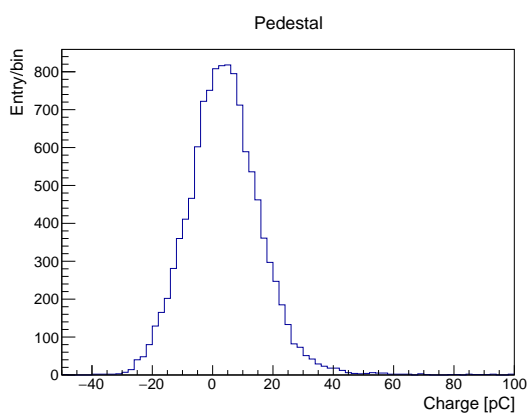


図 3.10: ペDESTALの電荷分布。

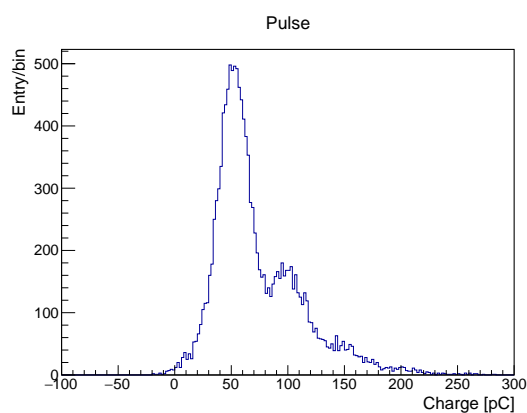


図 3.11: パルスの電荷分布。

るオフセットとして、パルスの積分値から差し引く。

ハイブリッド法では、ウィンドウ内のパルスの平均個数を以下のように求める。ダークパルスの発生が時間的にランダムであるとする、その発生確率はポアソン分布に従うため、ウィンドウに発生するパルスの平均個数 μ を用いて、ウィンドウで k 個のパルスが発生する確率は以下の式で表される。

$$P(k) = \frac{\mu^k e^{-\mu}}{k!} \quad (3.1)$$

ここで、 $k = 0$ の場合はペDESTALになる、積分ウィンドウの総数を N_{all}^* ¹、ペDESTALウィンドウの総数を N_0 とすると、

$$P(0) = \frac{N_0}{N_{\text{all}}} = e^{-\mu} \quad (3.2)$$

となり、ウィンドウ内に発生するパルスの平均個数は

$$\mu = -\log\left(\frac{N_0}{N_{\text{all}}}\right) \quad (3.3)$$

と求めることができる。

各バイアス電圧における一光子平均出力の電荷量は、図 3.11 の一光子に対応するピークをその前後 10 pC の範囲でガウシアンフィットすることにより求めた。この電荷量を素電荷とアンプモジュールの増幅率 (100 倍) で割ることで、各バイアス電圧におけるゲイン ($g_{1\text{p.e.}}$) を求めた。図 3.12 は、大口径 MPPC のゲインとバイアス電圧の関係をプロットしたものである。データ点の誤差について、ゲインは一光子ピークのフィット誤差、バイアス電圧は電源の表示電圧の限界値から 0.05 V としている。ゲインとオーバー電圧 ($\Delta V = V_{\text{Bias}} - V_{\text{br}}$) には、式 (2.7) のように比例関係があるため、フィット関数を

$$V_{\text{Bias}} = \text{Slope} \times g_{1\text{p.e.}} + V_{\text{br}} \quad (3.4)$$

として、ブレイクダウン電圧 (V_{br}) と直線の傾き (Slope) を求めた。

ハイブリッド法ではクロストーク・アフターパルスを含めて 1 パルスと見なすことができるため、有効ゲインは以下の式で求めることができる。

$$g_{\text{eff}} = \frac{Q_{\text{mean}}}{e \times \mu} \quad (3.5)$$

ここで、 Q_{mean} は出力電荷分布 (図 3.9) の平均値である。

クロストーク・アフターパルス確率 (P_{CA}) は、式 (2.8) を P_{CA} について解いた以下の式により求めた。

$$P_{\text{CA}} = 1 - \frac{g_{1\text{p.e.}}}{g_{\text{eff}}} \quad (3.6)$$

^{*1} 本解析では、5000 イベント取得し 1 イベントあたり 5 分割している、 $N_{\text{all}} = 25000$ である。

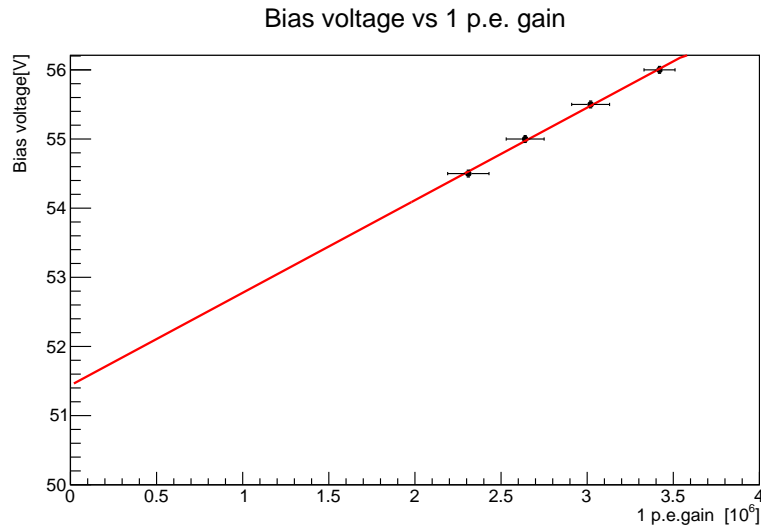


図 3.12: 大口径 MPPC のゲインとバイアス電圧の関係。赤線は式 (3.4) を用いたフィット結果。

ダークカウントレート (DCR) は、式 (3.3) により求めたウィンドウ内のパルスの平均個数をウィンドウの時間幅 (800 ns) で割ることにより求めた。

3.3.3 結果

5つの大口径 MPPC に対する諸特性の測定結果を表 3.1 にまとめる。ここで、バイアス電圧が 55.5 V のときに全てのサンプルで $\Delta V = 4$ V が誤差の範囲で実現できているため、このときの諸性質の値を代表値としてまとめている。誤差について、 $Slope$, V_{br} , $g_{1p.e.}$ はフィット誤差であり、 g_{eff} , P_{CA} , DCR は計算に用いた μ , Q_{mean} , $g_{1p.e.}$ の誤差を伝搬させたものを用いている。ここで、 μ の誤差はペDESTAL数 N_0 の統計誤差から $1/\sqrt{N_0}$ とし、 Q_{mean} の誤差は出力電荷分布の平均値の誤差を用いた。

測定の結果、 $Slope$, V_{br} , $g_{1p.e.}$ は、全てのサンプルにおいて誤差の範囲で一致している。その一方で、 g_{eff} は $g_{1p.e.}$ の中心値よりも小さいサンプルが多く、その結果ほとんどのサンプルで P_{CA} の中心値はデータシートの値 (5%) より小さくなるだけでなく、本来とり得ない負の値をとっている。この原因と解析の修正について次節で述べる。

3.3.4 ハイブリッド法におけるパルス判定方法の修正

クロストーク・アフターパルス確率が負になってしまう原因として、パルスの誤判定がある。図 3.13 に例を示す。これまでの解析では、図 3.13a において閾値を超える波形を持つ全てのウィンドウ (赤点線で区切られた領域) をパルスがあるウィンドウと判定していた。しかし、こ

表 3.1: 大口径 MPPC ダークパルス測定の結果。解析修正前の結果。 $g_{1p.e.}$, g_{eff} , P_{CA} , DCR はバイアス電圧 55.5 V ($\Delta V \simeq 4$ V) での値である。

	$Slope$ [$\times 10^{-6}$ V]	V_{br} [V]	$g_{1p.e.}$ [$\times 10^6$]	g_{eff} [$\times 10^6$]	P_{CA} [%]	DCR [kHz]
No.1	1.34 ± 0.18	51.4 ± 0.5	3.05 ± 0.17	2.96 ± 0.04	-3.3 ± 5.9	990 ± 10
No.2	1.31 ± 0.16	51.4 ± 0.5	3.03 ± 0.16	3.08 ± 0.04	1.7 ± 5.3	970 ± 10
No.3	1.27 ± 0.10	51.5 ± 0.3	3.17 ± 0.07	3.09 ± 0.04	-2.7 ± 2.7	1030 ± 10
No.4	1.20 ± 0.14	51.9 ± 0.4	2.97 ± 0.19	2.94 ± 0.04	-1.1 ± 6.5	1010 ± 10
No.5	1.24 ± 0.09	51.7 ± 0.3	3.06 ± 0.06	3.01 ± 0.04	-1.7 ± 2.5	980 ± 10

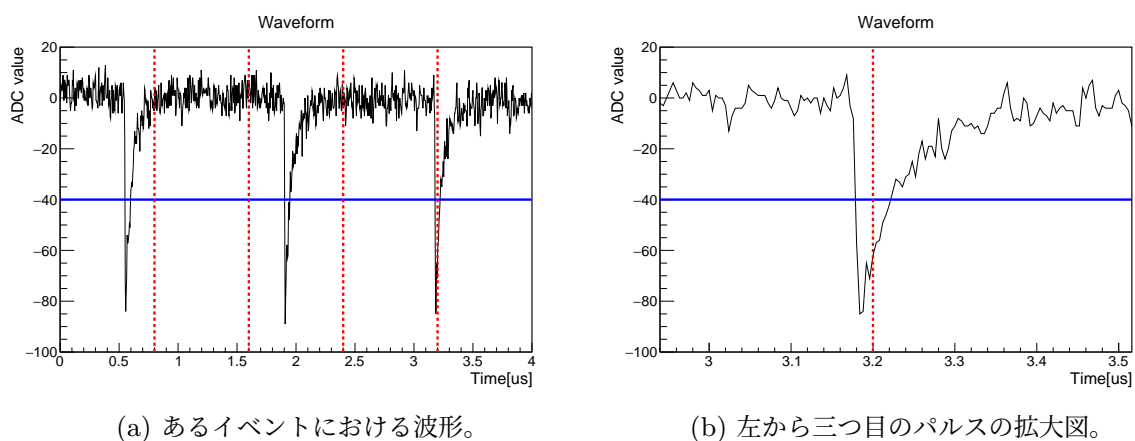


図 3.13: ウィンドウをまたぐパルスの例。青線がパルスを判定する閾値、赤点線がウィンドウの境界を示している。

の方法では図 3.13b のように、ウィンドウ境界をまたいだパルスがある場合に、本来パルスが発生していないにもかかわらず、パルスがあると誤判定されるウィンドウが発生する (図 3.13a の例で $3.2 \mu\text{s}$ から $4.0 \mu\text{s}$ のウィンドウ)。パルスの誤判定が起きるとペDESTAL数が減少するため、式 (3.3) のウィンドウ内の平均パルス数が実際の値よりも大きくなり、有効ゲインとクロストーク・アフターパルス確率を小さく、ダークカウントレートを大きく見積もってしまう。

そこで、波形が閾値を越えた瞬間にのみパルスの有無を判定し、波形が閾値を超えている間はパルス判定を行わないように解析を修正し、再度解析を行なった。解析修正後の各サンプルにおける $V_{Bias} = 55.5$ V での $g_{1p.e.}$, g_{eff} , P_{CA} , DCR の測定結果を表 3.2 にまとめる。表 3.1 と比較すると、 g_{eff} と P_{CA} は増加し、DCR は減少していることがわかる。また、波形を途中から積分するウィンドウが減少したため、パルス分布 (図 3.11) において一光子に対応するピークの分解能が改善し、 $g_{1p.e.}$ のフィット誤差が小さくなった結果、 P_{CA} の誤差も小さくなっている。

表 3.2: 解析修正後の諸特性の測定結果。

	$g_{1p.e.} [\times 10^6]$	$g_{eff} [\times 10^6]$	$P_{CA} [\%]$	DCR [kHz]
No.1	3.05 ± 0.06	3.07 ± 0.04	0.8 ± 2.4	950 ± 10
No.2	3.07 ± 0.08	3.18 ± 0.05	3.5 ± 2.8	920 ± 10
No.3	3.09 ± 0.01	3.17 ± 0.04	2.6 ± 1.4	990 ± 10
No.4	2.95 ± 0.05	3.08 ± 0.04	4.4 ± 2.2	970 ± 10
No.5	3.00 ± 0.01	3.09 ± 0.04	3.0 ± 1.5	940 ± 10

解析の修正により P_{CA} の値は増加したものの、全てのサンプルで中心値はデータシートの値である 5 % と比べて小さくなっており、誤差の範囲で一致していないサンプルもある。この原因として、ノイズによるパルスの誤判定が考えられており、3.5.1 節で詳しく述べる。

3.4 Relative PDE 測定

3.4.1 Relative PDE 測定のセットアップ

Relative PDE 測定のセットアップを図 3.14 に示す。大口径 MPPC と PDE がわかっている参照用 MPPC を、それぞれに入射する光量を等しくするために、LED までの距離が等しくなるように配置した。LED は 100 Hz で $1 \mu s$ 間発光させ、光量は第 4 章での測定結果から MPPC

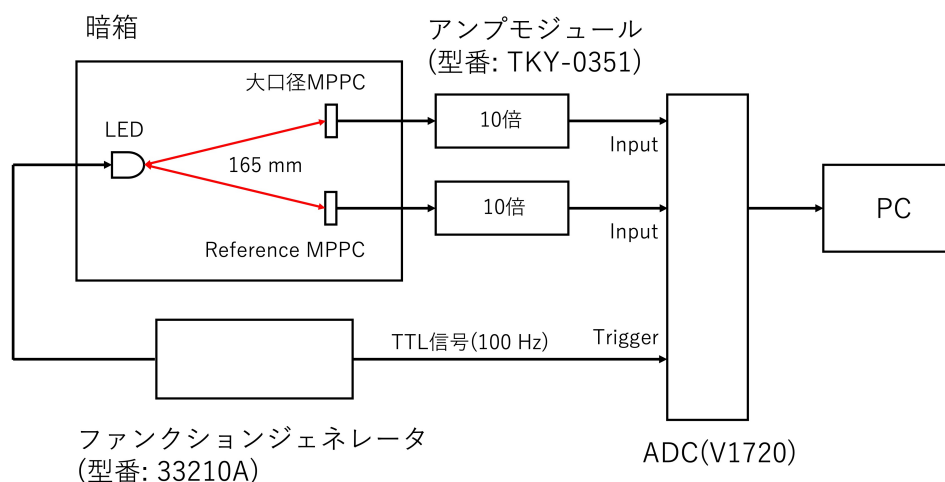


図 3.14: Relative PDE 測定のセットアップ。LED から MPPC までの距離は暗箱の大きさから決定した。

で飽和が起こらない程度に調節した。MPPC からの信号はアンプモジュールで 10 倍に増幅して ADC に入力した。トリガーは LED が発光するタイミングと同期してファンクションジェネレータで生成される TTL 信号を入力した。

PDE の ΔV 依存性を測定するために、参照用 MPPC は $\Delta V = 4 \text{ V}$ で固定し、大口径 MPPC の電圧はデータシートを参照できる $\Delta V = 2 \text{ V}$ から $\Delta V = 6 \text{ V}$ まで 0.5 V 刻みで変化させて測定した。これに追加して、データシートには記載がなかった $\Delta V = 1 \text{ V}$ についても測定を行った。各測定では、ゲート幅を $4 \mu\text{s}$ として 5000 イベント取得した。

3.4.2 解析

信号波形の例を図 3.15 に示す。各イベントにおけるベースラインはダークパルス測定の場合と同様の手法で計算した。波形から積分区間は $1.8 \mu\text{s}$ から $3.6 \mu\text{s}$ として、LED 光に対する MPPC の出力光量を計算した。 $\Delta V = 4 \text{ V}$ のときの大口径 MPPC の出力電荷分布を図 3.16 に示す。この電荷分布の平均値 \bar{Q} を用いて、以下の式で検出光子数 N_{det} を求めた。

$$N_{\text{det}} = \frac{\bar{Q}}{e} \times \frac{1}{g_{1\text{p.e.}}(\Delta V)} \times \frac{1}{10} \quad (3.7)$$

ここで最後の $1/10$ はアンプモジュールでの増幅率を考慮したものである。ゲインについては、ダークパルス測定で測定した $Slope$ を用いて、式 (3.4) から $g_{1\text{p.e.}} = \Delta V / Slope$ とした。

以上の操作を大口径 MPPC と参照用 MPPC の両者に対して行い、検出光子数をそれぞれ求め、以下の計算によって大口径 MPPC の PDE を計算した。LED が両 MPPC に照射する光の強さは同じと仮定すると、大口径 MPPC と参照用 MPPC で検出される光子数は以下の関係を満たす。

$$\frac{N_{\text{det}}^{4.7\phi}}{N_{\text{det}}^{\text{Ref}}} = \frac{\text{PDE}^{4.7\phi} \cdot S^{4.7\phi}}{\text{PDE}^{\text{Ref}} \cdot S^{\text{Ref}}} \quad (3.8)$$

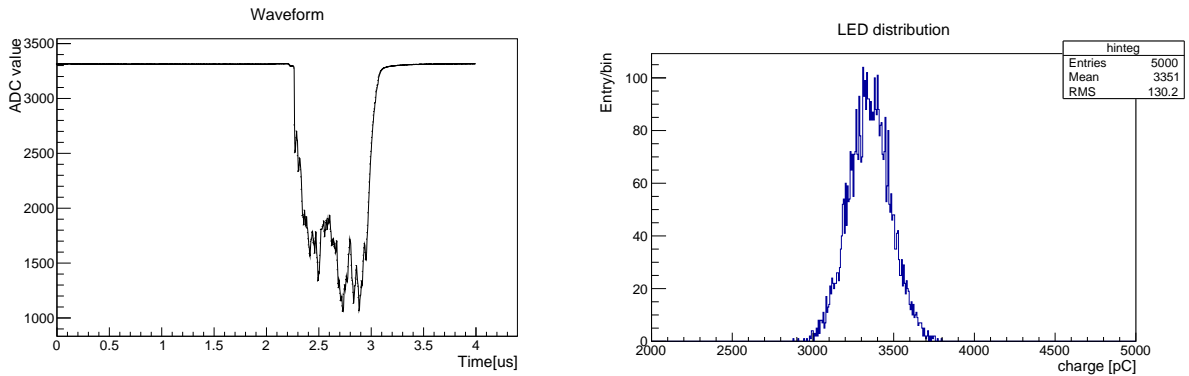


図 3.15: LED 光に対する MPPC の出力波形例。 図 3.16: LED 光に対する出力電荷分布の例。

ここで、 S は MPPC の受光面積である。PDE^{Ref} としてデータシートの値 34 % を用いることで、式 (3.8) から大口径 MPPC の PDE を求めることができる。

実際の測定では、LED 光の非等方性や MPPC の設置誤差、アンプモジュールでの増幅率の違いなどの影響を受けて、測定チャンネルによって検出光量が変わるため、測定される PDE は式 (3.8) からずれる。この効果を補正するために、同じ型の MPPC を二つ用いて図 3.14 と同様のセットアップで出力電荷を測定し、その出力電荷の比として補正係数 A を決定した。10 回測定を行い平均値を取ることで、参照用 MPPC の測定チャンネルに対する大口径 MPPC の測定チャンネルの補正係数として、 $\langle A \rangle = 1.01 \pm 0.02$ を得た。

測定における系統誤差としては以下のものを考慮した。

- MPPC のゲインに対する誤差
- 補正係数の誤差

ここで、一つ目に関してはダークパルス測定で得られた $Slope$ と V_{br} のフィット誤差 (表 3.1 参照) を伝播させることで求めた。統計誤差は系統誤差に比べて二桁小かったため、無視した。

3.4.3 測定結果

5 つ全ての大口径 MPPC の $\Delta V = 4.0$ V における測定結果を図 3.17 にまとめる。PDE は全

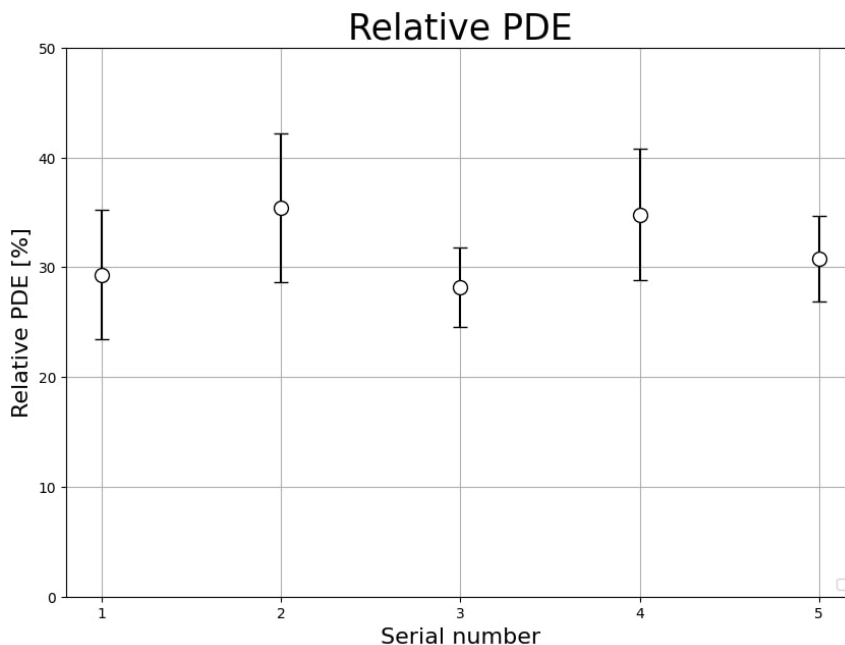


図 3.17: $\Delta V = 4$ V における大口径 MPPC の PDE の測定結果。

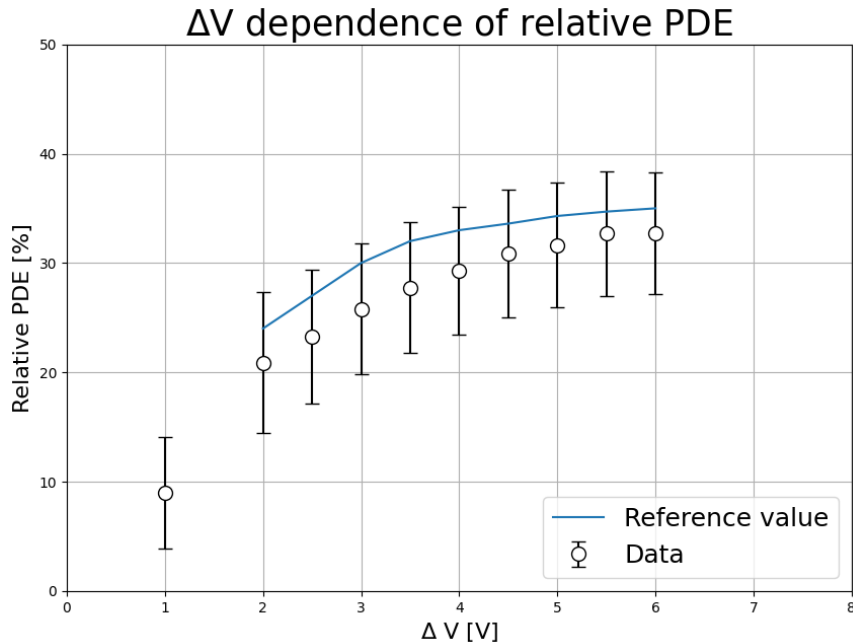


図 3.18: 大口径 MPPC の PDE の ΔV 依存性。白点はデータ点、青線はデータシートを参照した値である。

でのサンプルで誤差の範囲で一致しており、 $\Delta V = 4.0$ V における平均値は $(31.7 \pm 2.8)\%$ という結果になった。

また、図 3.18 に大口径 MPPC (No.1) の PDE の ΔV 依存性を示す。測定した PDE の ΔV 依存性として、データシートからの参照値と同様に $\Delta V = 3.5$ V 付近で直線の傾きが変わるといった特徴的な傾向が確認できる。そして、 $\Delta V = 1.0$ V での測定結果から、MPPC の PDE は $\Delta V = 2.0$ V から $\Delta V = 1.0$ V にかけて急激に減少する傾向が見られることがわかった。

3.5 考察

3.5.1 AXEL 実験で現在使用している MPPC との比較

AXEL 実験で現在使用している 3mm \square MPPC と大口径 MPPC の違いは受光面積、すなわちピクセル数のみで、使用しているピクセルは同じである。そのため、大口径 MPPC ではダークカウントレートのみ受光面積の増加に伴い約 1.9 倍増加し、その他の項目については同程度であることが予想される。

5つの大口径 MPPC での測定結果の平均値と 3mm \square MPPC での測定結果について表 3.3 にまとめる。ただし、3mm \square MPPC の PDE はデータシートの参照値である。 $Slope$, V_{br} , $g_{1p.e.}$, PDE については、大口径 MPPC と 3mm \square MPPC で誤差の範囲で一致しており、同程度の値

表 3.3: 大口径 MPPC と 3mm□MPPC における諸特性の比較。大口径 MPPC は測定結果の平均値を載せている。 $g_{1p.e.}$, P_{CA} , DCR, PDE は $\Delta V = 4$ V 付近の結果である。

	$Slope$ [$\times 10^{-6}V$]	V_{br} [V]	$g_{1p.e.}$ [$\times 10^6$]	P_{CA} [%]	DCR [kHz]	PDE [%]
大口径	1.27 \pm 0.07	51.6 \pm 0.2	3.03 \pm 0.03	2.9 \pm 1.1	950 \pm 10	31.7 \pm 2.8
3mm□	1.28 \pm 0.10	51.6 \pm 0.5	3.01 \pm 0.20	10.9 \pm 6.2	420 \pm 10	34 (参照値)

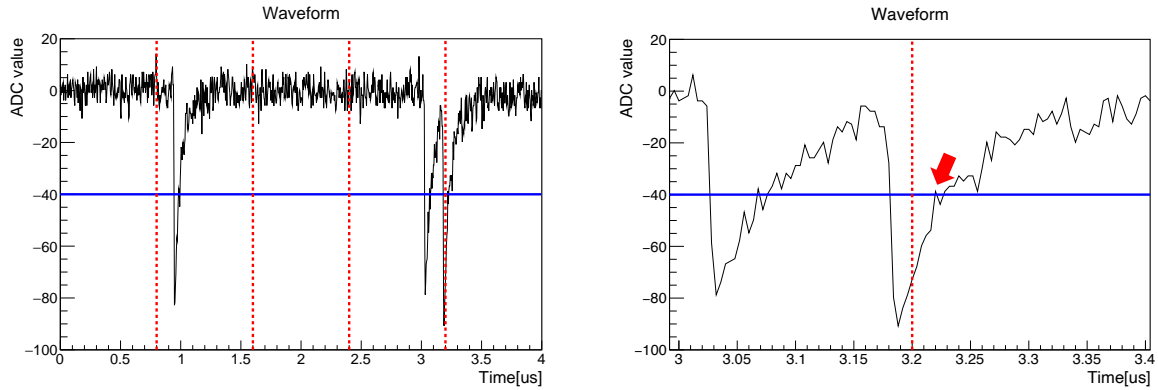
が得られた。その一方で、クロストーク・アフターパルス確率 (P_{CA}) はデータシートの値である 5 % と比べて、大口径 MPPC ではそれよりも小さい値になり、3mm□MPPC ではそれよりも大きい値になった。また、ダークカウントレート (DCR) については大口径 MPPC での値は 3mm□MPPC での値から 2 倍以上増加するという結果になった。

3mm□MPPC でクロストーク・アフターパルス確率が大きい理由として、空気中の湿度の影響が考えられる。今回使用した 3mm□MPPC は、大口径 MPPC と同様に受光面に保護フィルムを持たないため、空気中の湿度に晒されると MPPC ピクセルのシリコン中に水分子が吸収される。すると、シリコン中の水分子によってガイガー放電が起きた時に電子がトラップされやすくなり、アフターパルス確率が高くなる可能性がある。長年使用していた 3mm□MPPC では、この影響によりアフターパルス確率が大きくなっていった可能性がある*2。しかし、空気中に長期間晒すことで実際にどの程度アフターパルス確率が影響を受けるのかは現状よくわかっていないため、今後調査を進めていく必要がある。

大口径 MPPC でクロストーク・アフターパルス確率が小さく、ダークカウントレートが大きい理由として、波形がベースラインに戻るときのノイズの影響が考えられる。図 3.19 にその例を示す。3.3.4 節でパルスの判定方法を変更したことにより、本来であれば図 3.19a 中の 3.2 μs から 4.0 μs のウィンドウはパルスがないウィンドウと判定されるはずである。しかし、実際には図 3.19b のようにパルス波形がベースラインに戻るときに発生するノイズが閾値をまたぐことでパルスがあるウィンドウと誤判定されてしまう。その結果、ペDESTAL 数が減少し、式 (3.3) で求まるウィンドウ内の平均パルス数が増加することで、クロストーク・アフターパルス確率は小さくなり、ダークカウントレートは大きくなっていると考えられる*3。この影響を防ぐために、測定でノイズを減らすための工夫はもちろん、ノイズがある場合でも正しくパルス判定ができるような解析手法の開発が今後の課題になっている。

*2 AXEL 検出器で用いる際には、キセノンガス中でしばらくの間使用することで、この影響を抑えられることがわかっている。

*3 3mm□MPPC では、大口径 MPPC と比べてダークカウントレートが少なく、ウィンドウの端にパルスが発生する事象が少ないため、この効果による影響は大口径 MPPC に比べて小さい。



(a) あるイベントにおける波形。

(b) 左から二つ目のパルスの拡大図。赤矢印で示した箇所でノイズによるパルスの誤判定が起きている。

図 3.19: ノイズが閾値をまたぐ例。青線がパルスを判定する閾値、赤点線がウィンドウにより区切られる境界を示している。

3.5.2 ダークパルスのエネルギー分解能への影響

大口径 MPPC ではダークカウントレートが増加したことで、 $0\nu\beta\beta$ 事象に対する信号がダークパルスにより揺らぎ、エネルギー分解能を悪化させる可能性があるため、この影響を見積もる。

$0\nu\beta\beta$ により発生する電離電子の数 N_e は、キセノンガスで電離電子を一個生成するのに必要な平均エネルギーが $W = 22.1$ eV であるので、

$$N_e = 2458 \text{ keV} / 22.1 \text{ eV} \simeq 1.1 \times 10^5 \quad (3.9)$$

となる。大口径 MPPC を用いることで、EL 増幅により 1 電子あたり 30 光子を検出できると期待される^{*4}。従って、検出される光子数の合計 $N_{0\nu\beta\beta}$ は以下のように求まる。

$$N_{0\nu\beta\beta} = 1.1 \times 10^5 \times 30 = 3.3 \times 10^6 \text{ p.e.} \quad (3.10)$$

典型的な $0\nu\beta\beta$ 事象の電離電子の到達時間幅は $150 \mu\text{s}$ 、反応する MPPC の総数は最大 80 個とシミュレーションから見積もられている [47]。 $\Delta V = 4$ V での大口径 MPPC の測定結果よりもダークカウントレートを大きめに見積もって 1.0 MHz とすると、 $0\nu\beta\beta$ が起きたときのダークパルスによるカウントは最大で

$$N_{\text{dark}} = 1.0 \text{ MHz} \times 150 \mu\text{s} \times 80 = 1.2 \times 10^4 \text{ p.e.} \quad (3.11)$$

^{*4} 先行研究において、 $3\text{mm}\square\text{MPPC}$ で EL 電場が 2.25 kV/cm/bar のときは 1 電子あたり 10.4 光子 [46]、 2.5 kV/cm/bar のときは 1 電子あたり 12.5 光子検出された [42] ため、目標電圧である 3 kV/cm/bar が実現される場合には、上記以上の光量で測定が可能になると考えられる。

となる。

式 (3.10) と式 (3.11) から、 $0\nu\beta\beta$ 信号に対するダークパルスのエネルギー分解能への寄与は半値全幅換算で、

$$2.35 \times \frac{\sqrt{N_{\text{dark}}}}{N_{0\nu\beta\beta}} \sim 0.008 \% \quad (3.12)$$

となる。これは目標の 0.5% 半値全幅と比べて十分小さいため、ダークカウントレートの増加によるエネルギー分解能の悪化は無視できると考えられる。その一方で、総光量に対するダークカウントの割合は、 $N_{\text{dark}}/N_{0\nu\beta\beta} \sim 0.4 \%$ と無視できないため、エネルギーと光量の関係を保つためには解析の際にダークカウントによる影響を差し引く必要がある。そのためにも、前節で述べたようなノイズの影響を排除しダークカウントレートを正確に測定できる解析手法の開発が必要になっている。

3.6 本章のまとめ

今回行なった大口径 MPPC の性能評価の結果、大口径 MPPC の $\Delta V = 4 \text{ V}$ でのゲインおよび PDE は現在利用している $3\text{mm}\square\text{MPPC}$ と誤差の範囲で一致することを確認した。その一方で、クロストーク・アフターパルス確率とダークカウントレートについては、データシートの値や $3\text{mm}\square\text{MPPC}$ の性能から予想される値と乖離が見られた。この原因としては、空気中の湿度やノイズの影響が考えられており、MPPC の諸特性を正確に測定するためには、湿度の影響についての調査およびノイズを除去する解析手法の開発が課題となっている。また、ダークカウントレートの増加によるエネルギー分解能への影響は、大きく見積もった場合でも目標としているエネルギー分解能である 0.5% 半値全幅に比べて十分に小さいことを確認した。

以上の結果から、大口径 MPPC は AXEL 実験で使用するための条件を満たしていると判断し、次期検出器では大口径 MPPC を利用して測定を行う計画である。

第 4 章

大光量下における MPPC の応答比較

4.1 研究背景

3.1 節で述べたように、AXEL 実験では次期検出器において EL 光の統計揺らぎを抑えるために、MPPC を $3\text{mm}\square$ から $4.7\text{mm}\phi$ にすることで受光面積を 1.9 倍大きくする計画である。しかし、この MPPC を用いた場合には、EL 光の検出光量が増加する分だけ、2.6.1 節で述べた MPPC の飽和による非線形性が大きくなり、エネルギー分解能が悪化することが懸念されている。そのため、現在利用している $3\text{mm}\square$ MPPC と比べて、 $4.7\text{mm}\phi$ MPPC では非線形性がどの程度になるかを事前に調査しておく必要がある。

MPPC の非線形性を抑える方法として、ピクセルサイズを小さくし、単位面積あたりのピクセル数を増やすことが考えられる。ピクセルサイズが小さい場合には、開口率が低くなるため PDE が悪くなるという欠点がある一方で、単位面積あたりのピクセル数が増えるため、回復時間の間に連続して同じピクセルで光子を検出する確率が低くなり、より大光量まで MPPC の線形性を保つことができる。また、MPPC の非線形性を特徴づけるパラメータである回復時間は、MPPC を静電容量 C の APD と抵抗値 R のクエンチング抵抗からなる RC 回路とみなした時の充放電の時定数 $\tau = \sqrt{RC}$ で決まっており、ピクセルサイズを小さくすることは APD の静電容量を小さくすることに対応する。そのため、ピクセルサイズが小さい MPPC の方が回復時間が短く、非線形性の影響を受けにくいと考えられる。しかし、ピクセルサイズが小さい場合でもクエンチング抵抗の抵抗値が大きい場合には、回復時間が長くなってしまう可能性があるため、実際に回復時間を測定しておく必要がある。

MPPC の受光面積を大きくし検出光量を増やすことで、信号電圧により生じる非線形性の影響を受けやすくなるが、読み出し電圧は出力電荷による電流と読み出し抵抗の積で決まるため、MPPC の信号を読み出す抵抗の抵抗値を小さくすることで、この影響を抑制できると考えられる。しかし、読み出し抵抗がどの程度非線形性に影響するかはよくわかっていないため、実際に測定する必要がある。

本研究では、MPPC の受光面積を大型化しつつ、非線形性の影響を最小化する方法を決定するために、各項目について回復時間の比較測定を行なった。

4.2 測定セットアップ

測定セットアップを図 4.1 に示す。暗箱, 読み出し回路, LED, ADC は 3.2 節で述べたものと同じものを用いている。MPPC は $\Delta V = 4 \text{ V}$ となるよう電圧を印加し、比較のために二つ配置した。さらに、MPPC で飽和がない場合に検出されるはずの光量変化を測定するために PMT も配置した。このとき、PMT はブラックテープで受光面積を小さくすることに加え、データシートに記載されている動作電圧よりも低い電圧で動作させることで飽和を防いだ。アンプモジュールは LED の発光量に応じて増幅率を 1~100 倍に変えながら ADC に入力した。LED は 100 Hz 周期で $1 \mu\text{s}$ 間発光させた。トリガーは LED が発光するタイミングと同期してファンクションジェネレータで生成される TTL 信号を入力した。

測定では、以下の三つの項目について比較を行なった。

- (a) MPPC の受光面積の大きさによる比較
- (b) MPPC のピクセルピッチ*1による比較
- (c) 読み出し抵抗の大きさによる比較

各測定の測定条件について、表 4.1 にまとめる。(a) では、ピクセルピッチが $50 \mu\text{m}$ の MPPC で受光面積が 3mm^2 のものと $4.7\text{mm}\phi$ のものを読み出し抵抗 50Ω で測定した。(b) では、受光

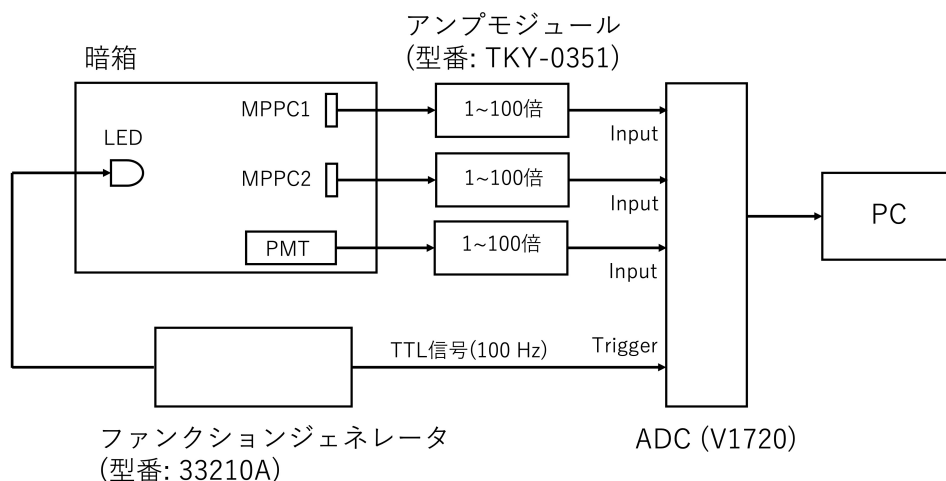


図 4.1: 回復時間比較測定のセットアップ。

*1 隣り合うピクセル間の距離のことで、ピクセルサイズに対応している。

表 4.1: 各測定の実験条件。

比較測定内容	ピクセルピッチ	受光面積	読み出し抵抗
受光面積	50 μm	3mm \square vs 4.7mm ϕ	50 Ω
ピクセルピッチ	25 μm vs 50 μm	3mm \square	50 Ω
読み出し抵抗	50 μm	4.7mm ϕ	25 Ω vs 50 Ω

面積が 3mm \square の MPPC を用いて、ピクセルピッチが 25 μm のものと 50 μm のものを読み出し抵抗 50 Ω で測定した。(c) では、ピクセルピッチが 50 μm で受光面積が 4.7mm ϕ の MPPC を用いて、読み出し抵抗を 25 Ω と 50 Ω にして測定した。25 Ω の読み出し抵抗は、ADC モジュール内の 50 Ω 抵抗に並列にもう一つ 50 Ω 抵抗をつなぐことで実現した。

4.3 解析

3.4.2 節で述べた Relative PDE 測定と同様の手法により、LED 光による波形から MPPC での検出光量を計算した。PMT については、図 4.2 のように MPPC で線形応答が保たれている低光量側の 5 点とその時に PMT で測定された信号サイズ (ADC の積分値) を一次関数でフィッティングすることにより、MPPC での光量と PMT 信号サイズの対応関係を求めた。フィッ

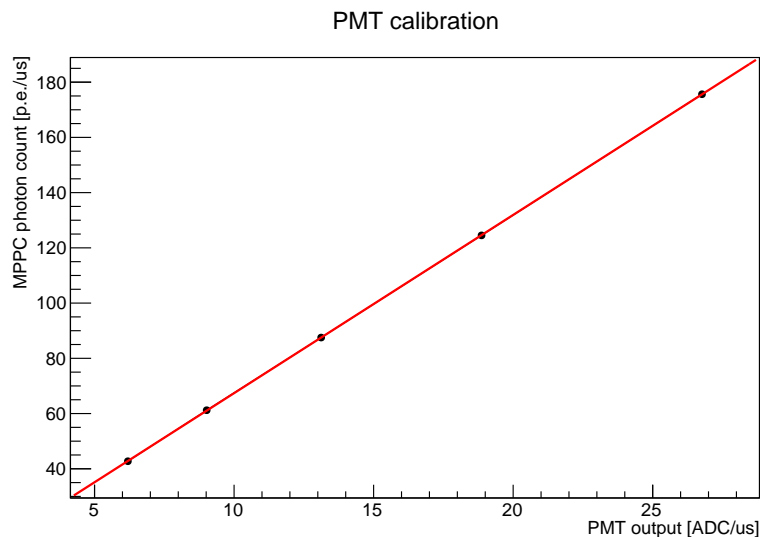


図 4.2: MPPC の低光量出力を用いた PMT 出力のキャリブレーション。黒点がデータ点、赤線がフィッティング結果を示している。

ティングで得られた傾き a と切片 b を用いて、PMT の信号サイズから MPPC で検出されるはずの光量 N_{ref} を以下の式で求めた。

$$N_{\text{ref}} = a \times (\text{PMT output}) + b \quad (4.1)$$

PMT による参照光量 N_{ref} を横軸に、MPPC で観測された光量 N_{obs} を縦軸にプロットすることで図 4.3 を得る。このプロットでは $N_{\text{ref}} \simeq 7000$ 付近で不連続性が見られる。この点は、アンプモジュールの増幅率を変化させた点に対応しており、アンプモジュールの増幅率がチャンネルごとに若干異なる値を取るために不連続になっている。そのため、測定で用いたアンプモジュールの各チャンネルにファンクションジェネレータで生成した信号を入力し、出力信号と入力信号を比較することでその増幅率を測定した。図 4.4 は測定した増幅率を用いて計算した光量をプロットしたものであり、増幅率について補正した結果、 $N_{\text{ref}} \simeq 7000$ 付近の不連続性が解消されていることがわかる。以下、このプロットを「 $N_{\text{ref}}-N_{\text{obs}}$ プロット」と呼ぶ。

$N_{\text{ref}}-N_{\text{obs}}$ プロットを

$$N_{\text{obs}} = \frac{p_0 \cdot N_{\text{ref}}}{1 + p_1 \cdot N_{\text{ref}}} \quad (4.2)$$

によりフィッティングし、 p_0, p_1 を求めた*2。2.5.3 節で導出した式 (2.13) から

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{\tau}{N_{\text{pix}} \cdot \Delta t} \quad (4.3)$$

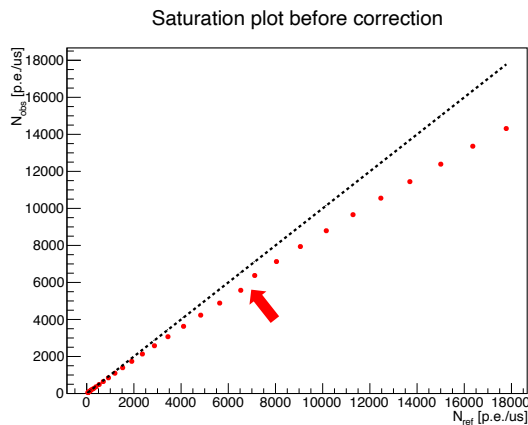


図 4.3: アンプのゲイン補正前の $N_{\text{ref}}-N_{\text{obs}}$ プロット。赤点はデータ点、黒点線は $N_{\text{ref}}=N_{\text{obs}}$ の直線を示している。赤矢印で示した点で不連続になっている。

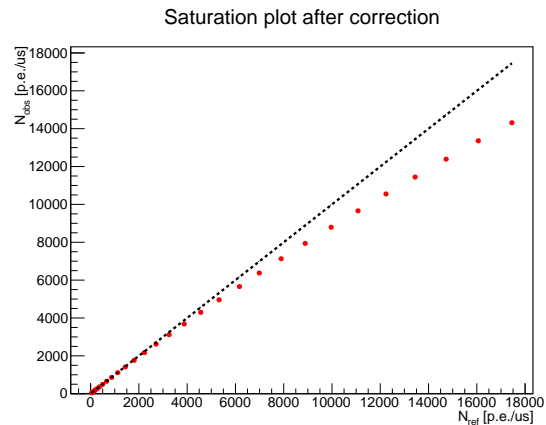


図 4.4: アンプのゲイン補正後の $N_{\text{ref}}-N_{\text{obs}}$ プロット。赤点はデータ点、黒点線は $N_{\text{ref}}=N_{\text{obs}}$ の直線を示している。

*2 p_0 により PMT での参照光量をスケールすることで、MPPC で飽和がない場合に観測される真の光量を求めている。すなわち、 $N_{\text{true}} = p_0 \cdot N_{\text{ref}}$ となっている。

であるので、LED 光のパルス幅 $\Delta t = 1 \mu\text{s}$ と各測定に応じた MPPC のピクセル数 N_{pix} を代入することで回復時間 τ を計算した。ここで N_{pix} は、 $25\mu\text{m}$ ピッチ $3\text{mm}\square$ MPPC で 14400 個、 $50\mu\text{m}$ ピッチ $3\text{mm}\square$ MPPC で 3600 個、 $50\mu\text{m}$ ピッチ $4.7\text{mm}\phi$ MPPC で 6932 個である。以下、上記の操作により回復時間を求める操作を「回復時間フィット」と呼ぶ。

測定光量を MPPC のピクセル数で割ることで、単位ピクセルあたりの光量に対する $N_{\text{ref}} - N_{\text{obs}}$ プロットも作成した。単位ピクセルあたりの光量で比較することで、MPPC 内のピクセル一つがどの程度非線形性の影響を受けやすいかを視覚的に確認することができるため、ピクセル数が異なる MPPC を用いた条件で比較する際に用いる。ここで、同一光量で比較したときの非線形性は式 (4.2) 中の p_1 の大きさで決まっている一方で、単位ピクセルあたりの光量で比較する場合には式 (4.3) より回復時間の大きさで決まるため、次節以降で見ると同一光量で比較したときと単位ピクセルあたりの光量で比較したときとで非線形性の大きさが逆転する場合がある。

4.4 測定結果

4.4.1 受光面積の大きさによる比較

図 4.5 に $4.7\text{mm}\phi$ MPPC と $3\text{mm}\square$ MPPC での測定結果を示す。 $4.7\text{mm}\phi$ MPPC の方が受光面積が大きく検出光量が多いため、大光量側まで測定することができている。測定結果から、同一光量で比較する場合には受光面積が大きい $4.7\text{mm}\phi$ MPPC の方が非線形性が小さいことがわかる。一方で、単位ピクセルあたりの光量で比較すると、図 4.6 のように受光面積が小さい $3\text{mm}\square$ MPPC の方が非線形性が小さいことがわかる。

回復時間フィットの結果を表 4.2 にまとめる。誤差はフィット誤差のみを考慮に入れている。回復時間を比較すると、ピクセルピッチやピクセルの種類は同じであるにも関わらず、受光面積が大きい $4.7\text{mm}\phi$ MPPC の方が回復時間が長くなっていることがわかる。これは、信号電圧による非線形性の影響を考えることで説明することができ、詳細は 4.5.1 節で考察する。

表 4.2: 受光面積比較測定における回復時間フィットの結果。

受光面積	p_0	$p_1 [10^{-5}]$	$\tau [\text{ns}]$
$4.7\text{mm}\phi$	0.976 ± 0.003	1.63 ± 0.01	115.7 ± 0.9
$3\text{mm}\square$	0.986 ± 0.003	2.46 ± 0.02	89.7 ± 0.9

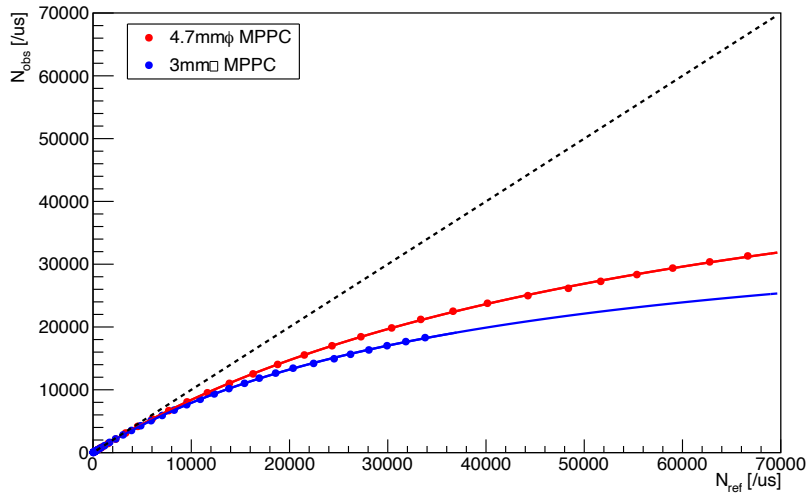


図 4.5: 受光面積で比較した $N_{\text{ref}}-N_{\text{obs}}$ プロット。赤点および赤線が $4.7\text{mm}\phi$ MPPC で得られたデータ点と回復時間フィットの結果を示しており、青点および青線が $3\text{mm}\square$ MPPC で得られたデータ点と回復時間フィットの結果を示している。黒点線は $N_{\text{ref}} = N_{\text{obs}}$ の直線を示している。

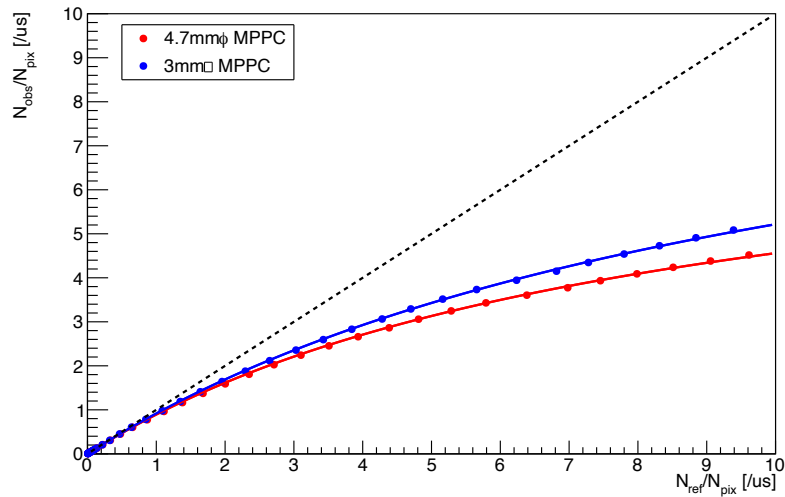


図 4.6: 受光面積で比較した単位ピクセルあたりの光量に対する $N_{\text{ref}}-N_{\text{obs}}$ プロット。赤点および赤線が $4.7\text{mm}\phi$ MPPC で得られたデータ点と回復時間フィットの結果を示しており、青点および青線が $3\text{mm}\square$ MPPC で得られたデータ点と回復時間フィットの結果を示している。黒点線は $N_{\text{ref}} = N_{\text{obs}}$ の直線を示している。

4.4.2 ピクセルピッチによる比較

図 4.7 に $25\mu\text{m}$ ピッチ MPPC と $50\mu\text{m}$ ピッチ MPPC での測定結果を示す。今回の測定では、 $50\mu\text{m}$ ピッチ MPPC として真空紫外光に感度がある MPPC を使用した一方で、 $25\mu\text{m}$ ピッチ MPPC としては可視光用の MPPC を使用している。そのため、本来ピクセルピッチが小さい MPPC の方が開口率が低いため、同じ ΔV で動作させた時には PDE が低くなるはずだが、青色 LED 光に対する感度が可視光 MPPC の方が高いため、 $25\mu\text{m}$ ピッチ MPPC の方が検出光量が多くなっている。しかし、回復時間は感度波長領域には依存しないため、今回測定した回復時間は真空紫外光用の $25\mu\text{m}$ ピッチ MPPC と同等のものであると考えて解析を行なった。

測定結果から、同一光量で比較する場合には、予想通りピクセルピッチが小さい $25\mu\text{m}$ ピッチ MPPC の方が非線形性が小さいことがわかる。一方で、単位ピクセルあたりの光量で比較すると、図 4.8 のようにピクセルピッチが大きい $50\mu\text{m}$ ピッチ MPPC の方が非線形性が小さくなることがわかる。ここで、 $25\mu\text{m}$ ピッチ MPPC は $50\mu\text{m}$ ピッチ MPPC と比べてピクセル数が 4 倍多いため、単位ピクセルあたりの光量は $50\mu\text{m}$ ピッチ MPPC の方が多くなっている。

回復時間フィットの結果を表 4.3 にまとめる。誤差はフィット誤差のみを考慮に入れている。回復時間を比較すると、ピクセルピッチが小さい $25\mu\text{m}$ ピッチ MPPC の方が回復時間が長くなっていることがわかる。この測定結果から、ピクセルピッチの小さい MPPC ではクエンチング抵

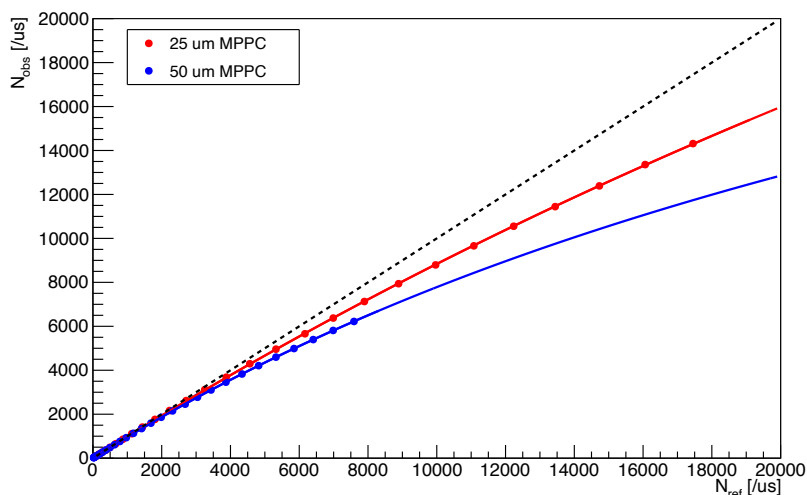


図 4.7: ピクセルピッチで比較した $N_{\text{ref}}-N_{\text{obs}}$ プロット。赤点および赤線が $25\mu\text{m}$ ピッチ MPPC で得られたデータ点と回復時間フィットの結果を示しており、青点および青線が $50\mu\text{m}$ ピッチ MPPC で得られたデータ点と回復時間フィットの結果を示している。黒点線は $N_{\text{ref}} = N_{\text{obs}}$ の直線を示している。

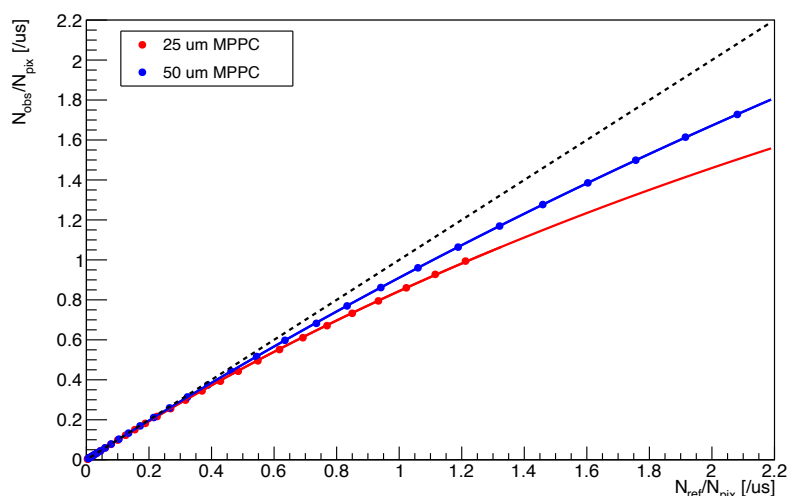


図 4.8: ピクセルピッチで比較した単位ピクセルあたりの光量に対する $N_{\text{ref}}-N_{\text{obs}}$ プロット。赤点および赤線が $25\mu\text{m}$ ピッチ MPPC で得られたデータ点と回復時間フィットの結果を示しており、青点および青線が $50\mu\text{m}$ ピッチ MPPC で得られたデータ点と回復時間フィットの結果を示している。黒点線は $N_{\text{ref}} = N_{\text{obs}}$ の直線を示している。

表 4.3: ピクセルピッチ比較測定における回復時間フィットの結果。

ピクセルピッチ	p_0	$p_1 [10^{-5}]$	$\tau [\text{ns}]$
$25\mu\text{m}$	0.989 ± 0.001	1.19 ± 0.01	173.1 ± 1.9
$50\mu\text{m}$	0.986 ± 0.001	2.67 ± 0.01	97.5 ± 0.5

抗として抵抗値が大きいものを使用していることがわかる。これについては、4.5.2 節で具体的に考察する。

4.4.3 読み出し抵抗の大きさによる比較

図 4.9 に 25Ω 読み出しと 50Ω 読み出しでの測定結果を示す。測定結果から、読み出し抵抗の小さい 25Ω 読み出しの方が非線形性が小さいことがわかる。

回復時間フィットの結果を表 4.4 にまとめる。誤差はフィット誤差のみを考慮に入れている。回復時間を比較すると、読み出し抵抗が小さい 25Ω 読み出しの方が回復時間が短くなっている。このことから、信号電圧は非線形性に対して無視できない影響を与え、読み出し抵抗を小さくすることでこの影響を抑制できることがわかる。

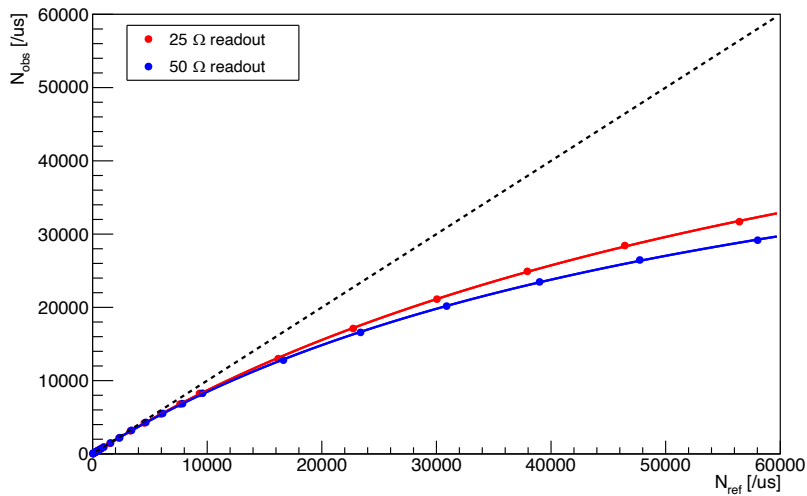


図 4.9: 読み出し抵抗で比較した $N_{\text{ref}}-N_{\text{obs}}$ プロット。赤点および赤線が 25Ω 読み出しで得られたデータ点と回復時間フィットの結果を示しており、青点および青線が 50Ω 読み出しで得られたデータ点と回復時間フィットの結果を示している。黒点線は $N_{\text{ref}} = N_{\text{obs}}$ の直線を示している。

表 4.4: 読み出し抵抗比較測定における回復時間フィットの結果。

読み出し抵抗	p_0	$p_1 [10^{-5}]$	$\tau [\text{ns}]$
25Ω	0.982 ± 0.003	1.32 ± 0.01	92.9 ± 1.0
50Ω	0.988 ± 0.003	1.65 ± 0.01	116.0 ± 1.1

4.4.4 測定結果のまとめ

各測定で得られた回復時間を表 4.5 にまとめる。以下、各測定条件のもとで測定された回復時間を比較していく際に呼び名を簡略化するために、測定条件を「(ピクセルピッチ)-(受光面積)-(読み出し抵抗)」と呼ぶことにする。

同一条件で測定された回復時間を比較することで、測定の再現性を確認する。受光面積比較測定と読み出し抵抗比較測定では、 $50\mu\text{m}-4.7\text{mm}\phi-50\Omega$ の同一条件で測定を行っており、回復時間は誤差の範囲で一致している。また、受光面積比較測定とピクセルピッチ比較測定では、 $50\mu\text{m}-3\text{mm}\square-50\Omega$ の同一条件で測定を行っているが、こちらの回復時間は誤差の範囲で一致しておらず、中央値で約 8 ns の乖離がある。この乖離は回復時間フィットのフィット範囲が異なるために生じており、図 4.10 のようにフィット範囲を合わせると、回復時間は誤差の範囲で

一致することがわかる。

表 4.5: 各測定における回復時間の測定結果まとめ。

比較測定内容	ピクセルピッチ	受光面積	読み出し抵抗	τ [ns]
受光面積	50 μ m	4.7mm ϕ	50 Ω	115.7 \pm 0.9
	50 μ m	3mm \square	50 Ω	89.7 \pm 0.9
ピクセルピッチ	25 μ m	3mm \square	50 Ω	173.1 \pm 1.9
	50 μ m	3mm \square	50 Ω	97.5 \pm 0.5
読み出し抵抗	50 μ m	4.7mm ϕ	25 Ω	92.9 \pm 1.0
	50 μ m	4.7mm ϕ	50 Ω	116.0 \pm 1.1

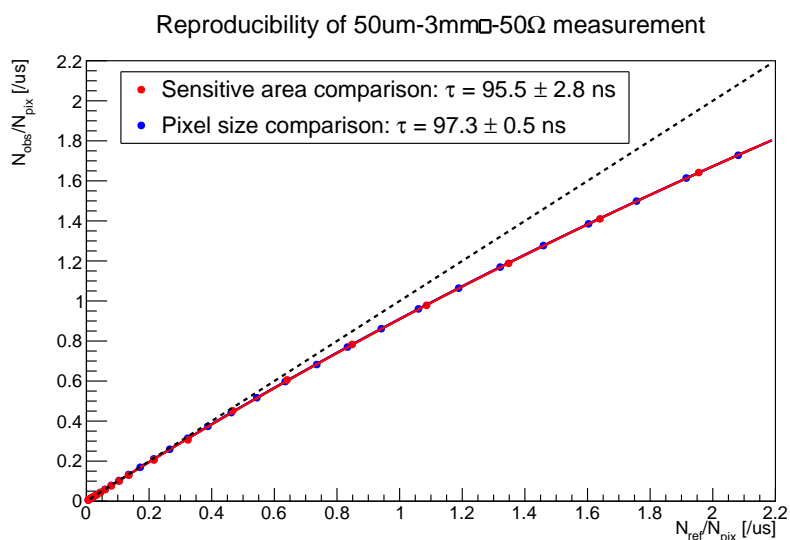


図 4.10: 50 μ m-3mm \square -50 Ω の条件での測定結果の比較。赤点および赤線が受光面積比較測定で得られたデータ点と回復時間フィットの結果 ($\tau = 95.5 \pm 2.8$ ns) を示しており、青点および青線がピクセルサイズ比較測定で得られたデータ点と回復時間フィットの結果 ($\tau = 97.3 \pm 0.5$ ns) を示している。黒点線は $N_{\text{ref}} = N_{\text{obs}}$ の直線を示している。

4.5 考察

4.5.1 受光面積による回復時間の違いについて

ピクセルピッチが同じ MPPC を用いた場合には、受光面積に依らず回復時間 $\tau = \sqrt{RC}$ は同じになるはずであるが、今回の測定では受光面積が大きい MPPC の方が回復時間が長くなるという結果になった。この結果は、信号電圧による非線形性の影響を考慮することで説明することができる。

二つの MPPC に同時に光を照射した時、受光面積が大きい MPPC の方が検出光子数が多い一方で、その分信号電圧も大きくなるため、信号電圧による非線形性の影響を受けやすくなっている。この影響は、受光面積の比率分だけ読み出し抵抗を変化させることで相殺することができる。実際に、 $50\mu\text{m}-3\text{mm}\square-50\Omega$ の条件と $50\mu\text{m}-4.7\text{mm}\phi-25\Omega$ の条件で測定された回復時間は近い値をとり、単位ピクセルあたりの光量に対する $N_{\text{ref}}-N_{\text{obs}}$ プロットを比較すると図 4.11 のようにほとんど同一曲線上に乗ることがわかる^{*3}。

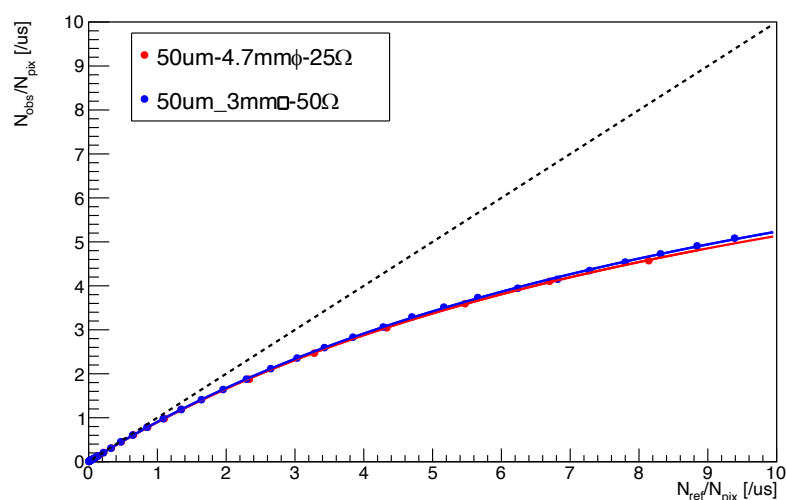


図 4.11: $50\mu\text{m}-4.7\text{mm}\phi-25\Omega$ と $50\mu\text{m}-3\text{mm}\square-50\Omega$ の比較。赤点および赤線が $50\mu\text{m}-4.7\text{mm}\phi-25\Omega$ の条件で測定されたデータ点と回復時間フィットの結果を示しており、青点および青線が $50\mu\text{m}-3\text{mm}\square-50\Omega$ の条件で測定されたデータ点と回復時間フィットの結果を示している。黒点線は $N_{\text{ref}} = N_{\text{obs}}$ の直線を示している。

^{*3} 厳密には、受光面積比は $4.7\text{mm}\phi/3\text{mm}\square \sim 0.6$ に対して、読み出し抵抗の比は 0.5 であり、信号の電圧による影響が残るため、 $50\mu\text{m}-3\text{mm}\square-50\Omega$ の条件で測定した回復時間の方が短くなっている。

4.5.2 ピクセルピッチによる回復時間の違いについて

4.1 節で述べたように、ピクセルピッチが小さい場合には MPPC の回復時間 $\tau = \sqrt{RC}$ は短くなるはずであるが、今回測定した条件の中では最も回復時間が長くなっている。この原因として、ピクセルピッチの小さい MPPC ではクエンチング抵抗として抵抗値 R が高いものを使用していることが考えられる。

クエンチング抵抗の抵抗値はピクセルのサイズによって違っているが、基本的にはどの MPPC でも各ピクセルで RC が一定になるように抵抗値が決められている。しかし実際には、ピクセルピッチが小さい MPPC ほど開口率が低く、同一の ΔV で動作させると PDE が低くなるため、高い ΔV で動作させることを想定しており、光子を検出したときにクエンチング抵抗で電圧を十分に落とし切れるように、クエンチング抵抗として抵抗値が高いものを使用している [44]。そのため、ピクセルピッチが小さい MPPC では今回測定したように回復時間が長くなり、ピクセル毎に考えた場合には最も非線形性の影響を受けやすくなっている。

ただし、ピクセルピッチが小さい MPPC の方が単位面積あたりのピクセル数が多く、回復時間の間に連続して同じピクセルで光子を検出する確率が低いため、同一光量に対する応答を考える場合には最も非線形性の影響を受けにくくなっている。実際に、線形からのずれを表すフィットパラメータである p_1 は $25\mu\text{m}-3\text{mm}\square-50\Omega$ の条件のときに最も小さい値 ($p_1 \simeq 1.19 \times 10^{-5}$) となっている。

4.6 本章のまとめ

今回の回復時間比較測定によって、MPPC の受光面積を大きくした場合には、検出光子数の増加に伴い、信号の電圧による非線形性が大きくなるため、現在使用している MPPC と比べて回復時間が長くなることがわかった。回復時間を短くする方法として、ピクセルピッチを小さくする方法と読み出し抵抗の抵抗値を小さくする方法を考えたが、ピクセルピッチを小さくした場合にはクエンチング抵抗の抵抗値が大きいため、回復時間はむしろ長くなってしまったことがわかった。その一方で、読み出し抵抗の抵抗値を小さくした場合には回復時間を短くでき、受光面積を $4.7\text{mm}\phi$ に拡大した場合でも、現在解析で使用している回復時間と同程度まで非線形性の影響を抑制できることがわかった。また、 ΔV を下げゲインを下げることで非線形性の影響を抑えることもできると考えられるが、この場合図 3.18 にあるように PDE も下がるため、望ましくない。

以上の結果から、次期検出器では読み出し抵抗を現在の 50Ω から 10Ω に小さくすることで、EL 光の検出数増加に伴う非線形性の影響を抑制する計画である。

第5章

放電対策 ELCC の開発

5.1 研究背景

ELCC では目標のエネルギー分解能を達成できるだけの十分な EL 光を得るために、 3 kV/cm/bar の電場をかけることを目標にしている。そのため、8 気圧のキセノンガス中では、5 mm の電極間に 12 kV という高電圧を印加する必要がある。しかし、このような高電圧を ELCC に印加すると、図 5.1 のように ELCC ユニットの境界部分で沿面放電が起きることがわかっている。この過程は以下のように発生すると推測される [48]。アノード電極と PTFE、キセノンガスが接する三重点において、アノード電極表面にマイクロな凹凸があると、その凸部分に電気力線が集中し、アノード電極で電界放出が起こる。放出された電子はグラウンド (GND) 電極に向かう途中で PTFE の壁面に衝突することで、雪崩増幅を起こし、電子雲を形成する。そして、この電子雲がアノード電極から GND 電極に繋がった時に沿面放電が発生する。180L 試

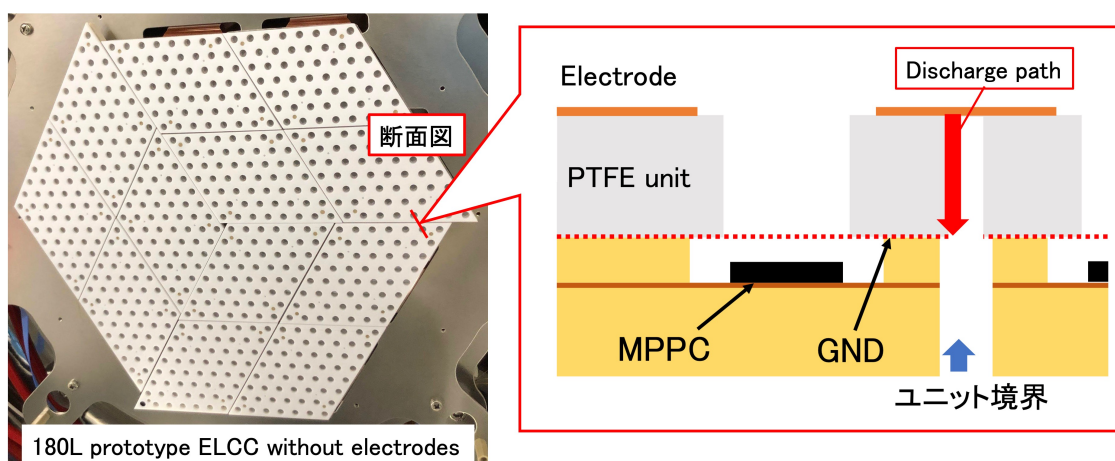


図 5.1: ELCC の沿面放電経路。

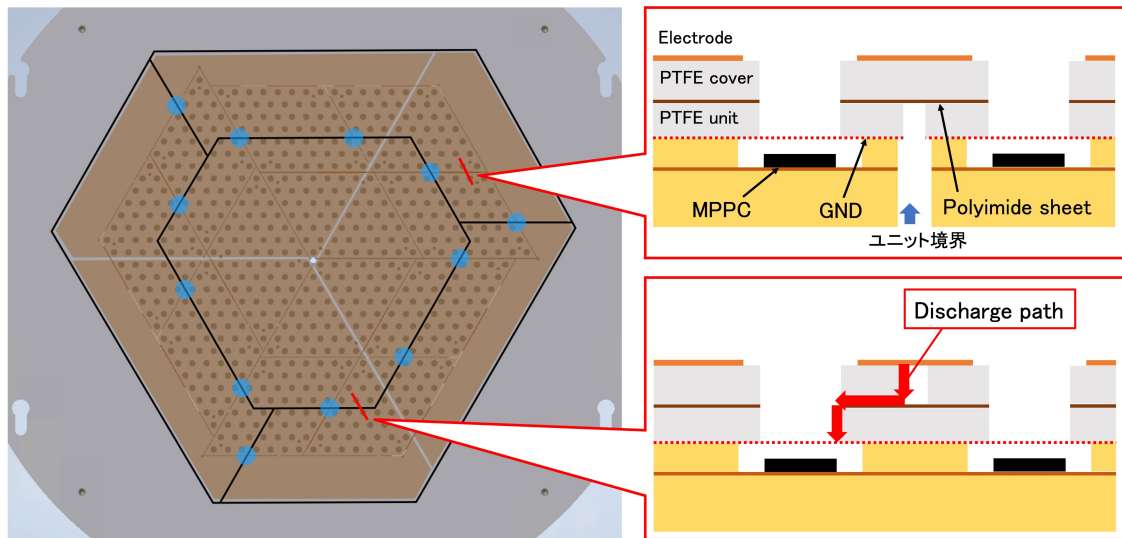


図 5.2: 蓋型 ELCC の模式図 [46](左) とユニット境界での断面図 (右上) および想定される沿面放電経路 (右下)。左図で黒太線が PTFE cover の境界であり、青く示した箇所では PTFE cover とユニットの境界が重なってしまうため、両者の間に絶縁性の高いポリイミドシートを挟み放電を防いでいる。

作機を運用したときには、この沿面放電のためにデータ取得が停止する事態が発生した。0 $\nu\beta\beta$ 探索中に放電が発生するとその度にデータ取得を再起動する必要があることに加え、最悪の場合 MPPC が破損する恐れもあるため、次期検出器で長期間に渡り安定して 0 $\nu\beta\beta$ 探索を行うためには沿面放電対策が重要になっている。

ユニット境界での沿面放電を防ぐためには、アノード電極から GND 電極への放電経路を遮断することが有効である。そこで、先行研究ではユニットの上に図 5.2 左の黒枠で示した構造の PTFE (PTFE cover) を被せた ELCC を製作した [46]。この構造では、図 5.2 右上のようにユニット境界においてアノード電極から GND 電極への放電経路が遮断されるため、そこでの沿面放電が起こりにくくなっている。一方で、図 5.2 左に青く示した箇所では PTFE cover とユニットの境界が重なってしまうため、両者の間に絶縁性の高いポリイミドシートを挟み放電を防いでいる。以下ではこの構造の ELCC を「蓋型 ELCC」と呼ぶ。

蓋型 ELCC では、それ以前の ELCC と比べて明らかに放電耐性が向上したが、10 kV 付近で放電が起こり始め、目標電圧である 12 kV の達成には至らなかった。このときの放電経路としては、ポリイミドシート上に残った放電痕から、図 5.2 右下のように PTFE cover の境界からセルを経由して GND へ向かう経路が考えられている。また、蓋型 ELCC の PTFE cover とポリイミドシートは検出器を大型化する際にそのまま適用することができず、ユニットの配置に合うように再設計する必要があるため、拡張性が悪い。そこで、本研究では目標電圧である 12 kV で放電を起こさず安定に動作し、なおかつ拡張性が高く容易に大型化が可能な ELCC の製作を目

指し、高抵抗電極 ELCC (5.2 節) と十字蓋型 ELCC (5.4 節) の製作に取り組んだ。

5.2 高抵抗電極 ELCC

高抵抗電極 ELCC は、絶縁素材の上に高抵抗素材を成膜したものをアノード電極として用いた ELCC である。高抵抗電極 ELCC では、放電発生直前に流れる電流によりアノード電極表面で電圧降下が起きるため、放電箇所の電位を局所的に下げることができる。そのため、抵抗値を十分高くすることで、放電箇所での電位を一時的に放電が起きる閾値以下に下げ、放電を抑制することができると考えられる。

高抵抗素材には、ダイヤモンド状カーボン (Diamond Like Carbon, DLC) を用いた。DLC はダイヤモンドとグラファイト (黒鉛) の両方の炭素-炭素結合を持つ非晶質炭素膜の総称であり、ダイヤモンド結合とグラファイト結合の含有比率によって様々な特性を示すことが知られている [49]。DLC の電気伝導性に関しては、塗布した膜の厚みが薄いほど電気抵抗が高くなるということがわかっている [50] ため、ポリイミドシートの表面に DLC の薄膜を形成することで高抵抗電極を製作することができる。DLC はスパッタリングにより成膜する。スパッタリングはイオン化した不活性ガス (主にアルゴンガス) をターゲット物質 (DLC) に衝突させ、衝突により弾き飛ばされたターゲット物質を基板上に成膜させる方法である [51]。スパッタリングによる成膜では、熱エネルギーによって蒸発したターゲット物質を成膜する蒸着と比べて、高い密着度でターゲット物質を成膜することができる [52]。

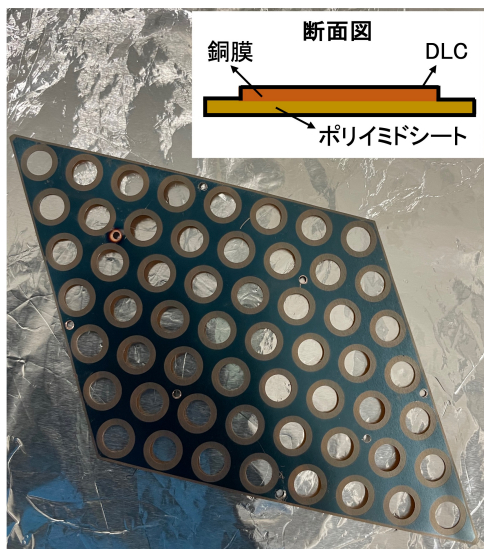
本研究では、DLC との密着性が高いポリイミドシートの上に、ポリイミドシートの端から少し間隔を空けて銅膜を貼り付けたものの両面に DLC をスパッタリングした「銅付 DLC 電極」(図 5.3a) と、ポリイミドシートのみ両面に DLC をスパッタリングした「銅無 DLC 電極」(図 5.3b) を製作した。前者では放電の起こりやすい端のみが高抵抗となり、後者では電極全体が高抵抗となる。どちらの電極も、スパッタリング加工をした株式会社ビースパッタで安定して成膜が可能な膜厚として、 $150 \text{ M}\Omega/\text{mm}^2$ 相当の膜厚で製作した。

5.3 高抵抗電極 ELCC を用いた高電圧試験

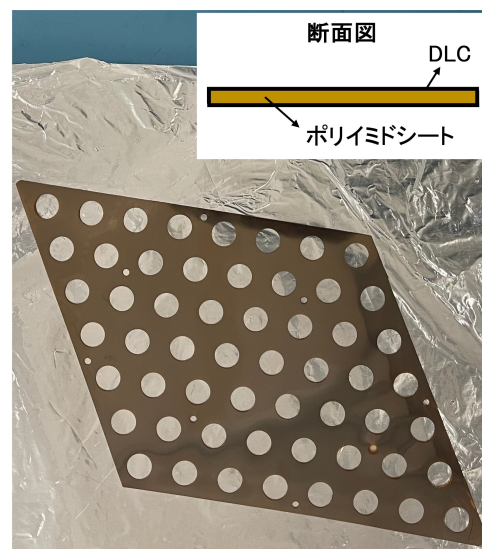
高抵抗電極 ELCC の放電耐性を確認するために、ELCC の印加電圧を目標電圧である 12 kV まで昇圧させる高電圧試験を行なった。

5.3.1 セットアップ

銅付 DLC 電極、銅無 DLC 電極を用いて製作した ELCC をそれぞれ図 5.4, 図 5.5 に示す。いずれの ELCC でも、ユニット外周部には ELCC 面を囲うような構造の PTFE (外側 PTFE) を



(a) 銅付 DLC 電極。銅膜のある部分は色が濃くなっている。



(b) 銅無 DLC 電極。

図 5.3: 製作した高抵抗電極。

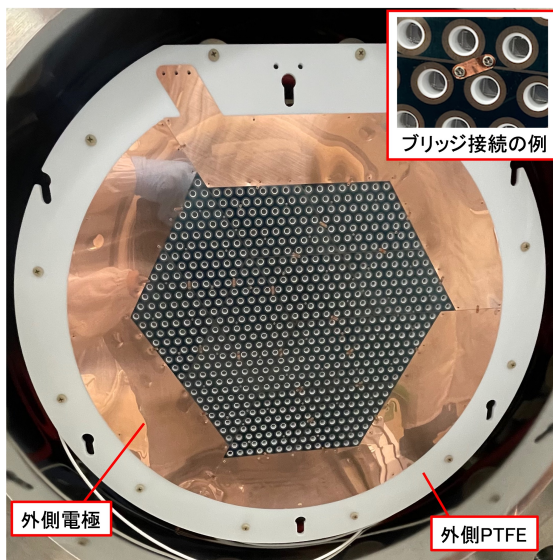


図 5.4: 銅付 DLC 電極を用いた ELCC。右上にユニット間のブリッジ接続の例を示す。

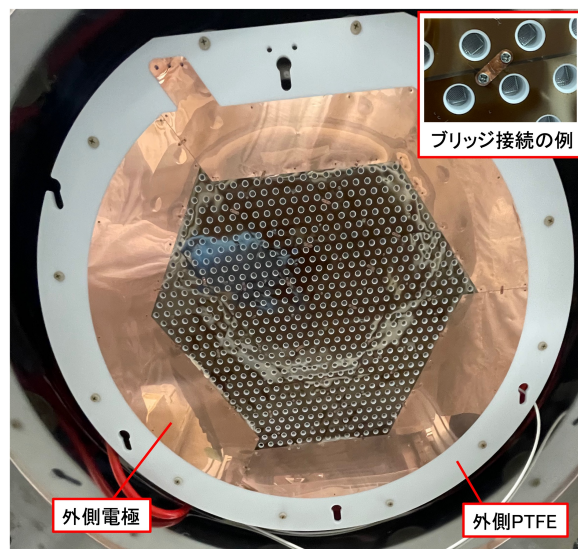


図 5.5: 銅無 DLC 電極を用いた ELCC。右上にユニット間のブリッジ接続の例を示す。

取り付け、その上には銅製の電極 (外側電極) を取り付けた。各電極を導通させるために図 5.4, 図 5.5 右上のような銅製のブリッジを各電極間に取り付けた。ブリッジおよび外側電極からの放電を防ぐために、ユニットの境界部分は DLC 電極が隣接するユニットに重なるように配置した。

電圧供給には高電圧アンプ (松定プレジジョン, HFR10-20N) を用いており、単線ケーブルを介して外側電極に接続することで電圧を印加した。ELCC への印加電圧は常時モニターされ、高電圧試験中に放電が起こった際は、インターロックシステムが作動し、即座に ELCC への電圧供給が停止されるようになっている。また、高電圧試験の様子は動画に撮影し、放電が起きた時に放電箇所を特定できるようにした。

キセノンガスを 180L 試作機に導入するには一週間以上かかるため、まずは空気中で高電圧試験を行なった。沿面放電の起こりやすさは周囲の湿度にも関係するため、空気中とキセノンガス中では放電の起こりやすさは異なると考えられるが、これまでの空気中での測定結果と比較することで、放電耐性が強化されているかどうかを確認した。

5.3.2 空気中での高電圧試験の結果

空気中での高電圧試験の結果、いずれの電極を用いた場合でも 8.0 kV から 8.5 kV に昇圧する途中で、図 5.6 のようにユニット境界付近で放電が発生した。これは通常の電極を用いた場合と同程度の電圧値であり、今回製作した DLC 電極では放電耐性の向上は見られなかった。この結果から、今回製作した DLC 電極の抵抗値 ($150 \text{ M}\Omega/\text{mm}^2$) では、放電を抑制できるだけの電

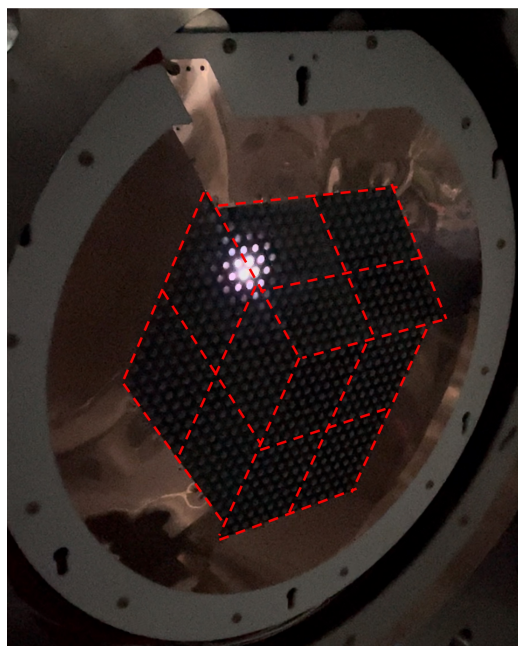


図 5.6: DLC 電極 ELCC での放電の様子。赤点線はユニット境界を示す。

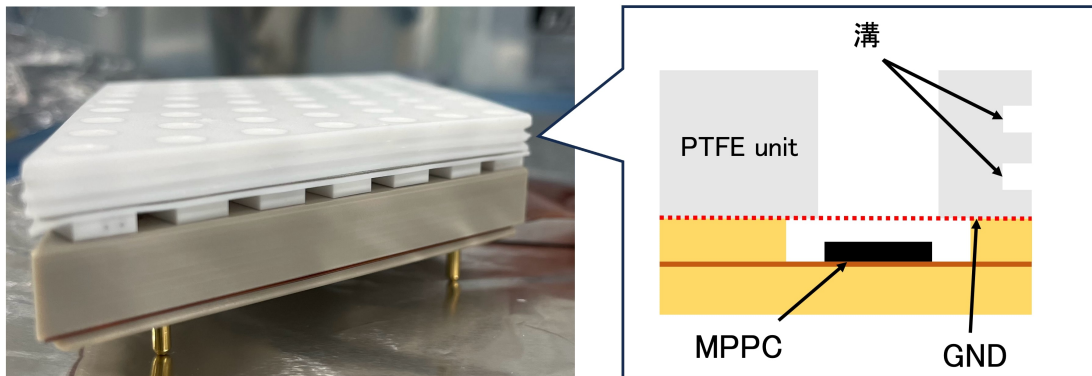


図 5.7: 溝付 ELCC ユニット。

圧降下を起こすことができず、放電耐性向上のためにはより高い抵抗値が必要であると考えられる。

5.3.3 高抵抗電極 ELCC の改良

沿面放電は放電経路を長くすることで抑制できることが知られている [48] ため、図 5.7 のようにユニット側面に幅 1 mm 深さ 1 mm の溝を二箇所掘り、ユニット境界での放電経路を長くするという沿面放電対策を行なった。

この溝付ユニットを用いて銅付 DLC 電極 ELCC を製作し再度空气中で高電圧試験を行なった。このとき、外側 PTFE は側面に溝を掘るのが困難であったため、ユニットと外側 PTFE の境界にポリイミドのテープを貼り付けることで放電を防いだ。高電圧試験の結果、電圧を 9 kV 印加しても放電は起こらず、9 kV から 9.5 kV に昇圧する際に放電が起こり始めるという結果になった。この結果から、ユニット側面に溝を掘り放電経路を長くすることで、放電耐性が明らかに向上することが確認された。

銅無 DLC 電極 ELCC では溝付ユニットを用いた再測定を行わなかったが、溝付ユニットを用いる前の耐電圧が銅付 DLC 電極 ELCC と同程度であったため、溝付ユニットを用いた場合も銅付 DLC 電極 ELCC と同程度の放電耐性になると考えている。

5.3.4 高圧キセノンガス中での高電圧試験の結果

溝付ユニットを用いた DLC 電極 ELCC では、空气中での放電耐性の向上が確認できたため、高圧キセノンガス中でも高電圧試験を行なった。その結果、3 分間放電を起こさずに 11 kV を印加することができ、11.5 kV に昇圧している最中に放電が発生した。この結果から、ユニット境界に溝を掘ることで、目標電圧である 12 kV に迫る高電圧を印加できることがわかった。

しかし、複数回放電が起こった後に再度高電圧の印加を試みたところ、8~9 kV 程度で放電が発生した。この原因としては、放電により放電箇所が炭化し、放電経路の抵抗値が下がったことで、放電が起こりやすくなっていた可能性がある。また、他の原因としては、DLC 電極で沿面放電が起きると次節で述べるように放電箇所の DLC 膜が剥がれ、そこでマイクロな凹凸が生成されるため、放電の原因となる電界放出が起きやすくなっていたことが考えられる。

5.3.5 放電経路に対する考察

DLC 電極 ELCC では、放電が起きた電極で DLC 膜が剥がれたため、放電経路を詳細に観測することができた。銅付 DLC 電極では、図 5.8 のようにおもて面の銅膜部分の端から裏面にかけて放電痕が残っていた。裏面に残っていた放電痕の長さが 0.5 mm 以下だったのに対して、ELCC ユニットの隙間は製作の都合上 0.5 mm 以上離れるように設計してあるため、放電経路としては図 5.9 中の赤矢印のような銅膜の端から始まり裏面にまわって隣のユニットの GND に向かう経路が考えられる。一方で、銅無 DLC 電極では、図 5.10 のようにおもて面には放電痕がなく、裏面にのみ放電痕が残っていた。この放電痕についても、長さが 0.5 mm 以下だったことから、放電経路としては図 5.11 中の赤矢印のような電極の端から始まり裏面を通して隣のユニットの GND に向かう経路が考えられる。

また、キセノンガス中での高電圧試験の後には図 5.12 のように銅膜の端からセルへ向かう放電痕が観測された。これまではアノード電極の穴の直径を PTFE のセルの直径よりも大きくすることで、セルでの放電を抑制することができており、実際に空気中での高電圧試験で 9.5 kV

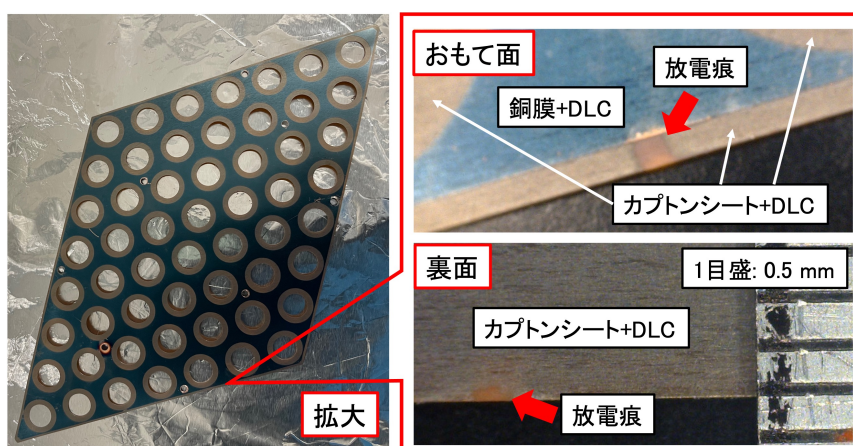


図 5.8: 銅付 DLC 電極に残っていた放電痕の例。おもて面において黒い部分が銅膜, 茶色い部分がカプトンシートを DLC スパッタリングした箇所であり、裏面は全面がカプトンシートを DLC スパッタリングした箇所である。裏面に写っている目盛は 1 目盛 0.5 mm である。赤矢印の先に放電痕がある。

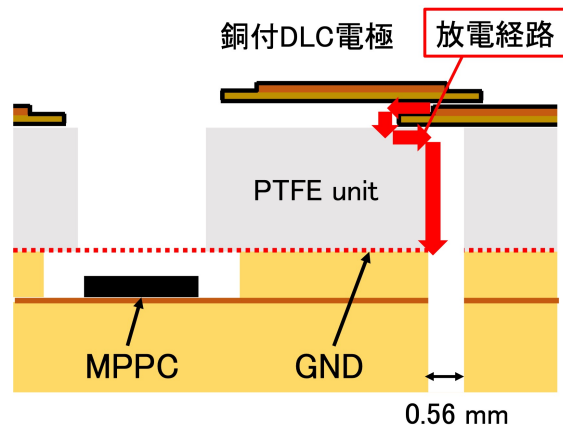


図 5.9: 銅付 DLC 電極に残っていた放電痕から推測される放電経路。

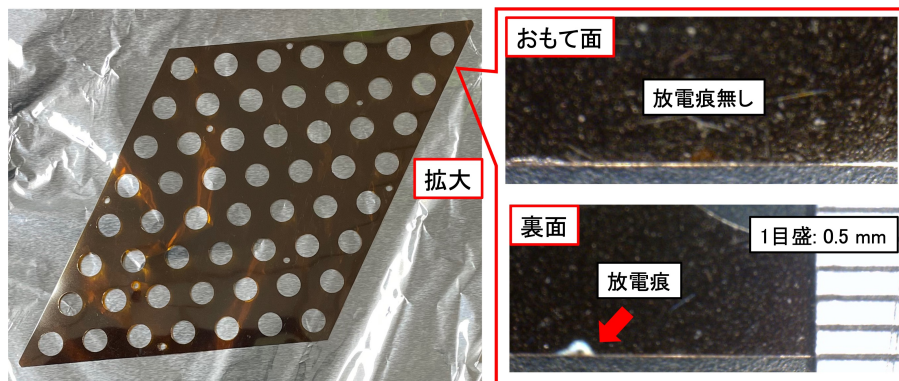


図 5.10: 銅無 DLC 電極に残っていた放電痕の例。裏面に写っている目盛は 1 目盛 0.5 mm である。赤矢印の先に放電痕がある。

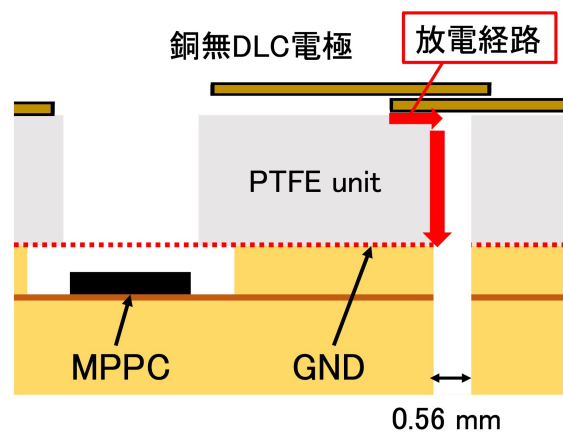


図 5.11: 銅無 DLC 電極に残っていた放電痕から推測される放電経路。

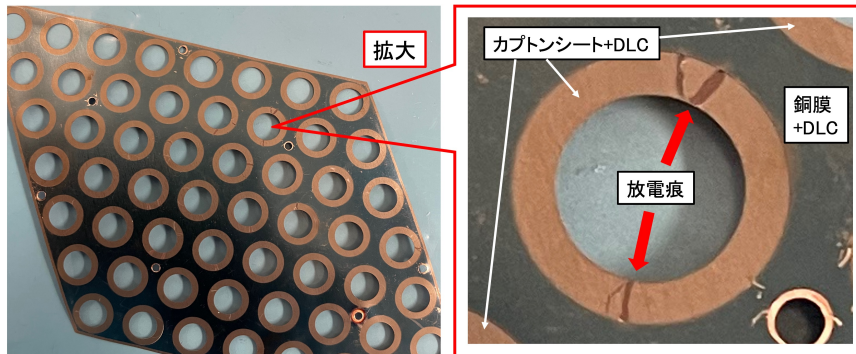


図 5.12: 銅付 DLC 電極のセル付近に残っていた放電痕。黒い部分が銅膜、茶色い部分がカプトンシートを DLC スパッタリングした箇所である。赤矢印の先に放電痕がある。

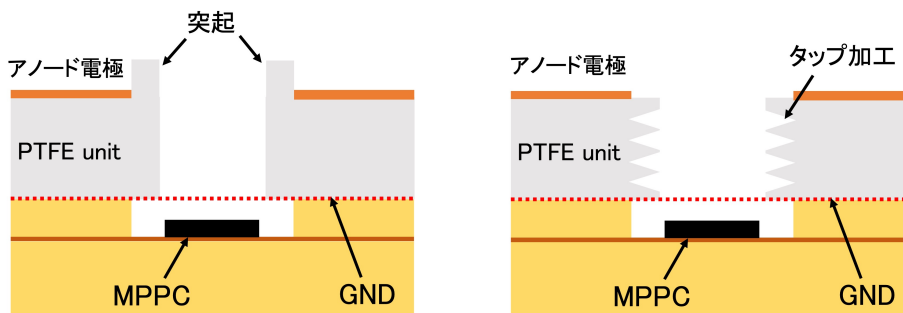


図 5.13: セルでの放電対策の候補。

印加したときにはセルでの放電は一度も観測されなかった。このことから、セルでの放電はキセノンガス中の高電圧試験で 11 kV 以上の高電圧を印加した時に発生していた可能性が高い。

以上のように、DLC 電極 ELCC の高電圧試験の結果から、沿面放電は電極の端から起こっている可能性が高い。この原因として、DLC 電極の加工方法である DLC スパッタリングでは、電極の端でマイクロな凹凸がつきやすく、電界放出が起こりやすくなっていたことが考えられる。そして、放電が起きた後には DLC 膜が剥がれることでマイクロな凹凸が増加し、より放電が起こりやすくなったため、キセノンガス中での放電試験の際に印加できる電圧が減少したと考えられる。DLC 電極の加工方法はスパッタリング加工に限られ、この影響を避けることはできないため、DLC 電極により放電対策を行うためには、より薄く DLC を成膜し電極表面の抵抗値を高くする必要がある。その一方で、DLC 電極以外の電極を用いる場合には、電極端にマイクロな凹凸がつきにくい方法で製作することで放電を抑制できる可能性が高い。また、11 kV 以上の高電圧を印加した際にはセルでの放電も発生することがわかったため、目標電圧達成のためにはさらなる放電対策が必要になる。その放電対策の候補としては、セルの端に突起をつける (図 5.13 右)、セル内部にタップ加工を施す (図 5.13 左) などして放電経路を長くすることが考えられている。

5.4 十字蓋型 ELCC

十字蓋型 ELCC は、蓋型 ELCC を拡張可能な形に設計し直した ELCC である。十字蓋型 ELCC では、図 5.14 のように ELCC ユニットの PTFE 部分を端から 1 セル分凹ませ、その凹みに十字型の PTFE cover (図 5.14 左下) を取り付けすることで、ユニット境界部分でのアノード電極から GND 電極への放電経路を遮断することができる。PTFE cover 同士の境界部分は、図 5.14 右下のように両者を重ねることでユニット境界と PTFE cover の境界が重ならないようになっているため、PTFE cover とユニットの間にポリイミドシートを挟む必要がない。また、ユニットとその数に対応した個数の PTFE cover を用いることで製作することができるため、拡張性が高い。

十字蓋型 ELCC では上記の放電対策に加えて、DLC 電極 ELCC の高電圧試験で得られた知見を生かして放電対策を行なった。ユニット境界における十字蓋型 ELCC の断面図を図 5.15 に示す。蓋型 ELCC で問題になったセルを経由して GND へ向かう沿面放電を防ぐために、ELCC ユニット側面に溝を掘り、放電経路を長くしている。PTFE cover についても側面に溝を掘ることを考えたが、PTFE cover の L 字部分において溝を掘る加工が困難であるために断念した。その代わりに PTFE cover を二層にすることで、一層目と二層目の間にマイクロな隙間が生まれ、実効的な放電経路を長くできると考え、二層構造を採用した。アノード電極は、先行研究の蓋型 ELCC では加工サイズの限界からレーザー加工により製作していたが、十字蓋型 ELCC ではエッチング加工により製作した。エッチング加工とは、金属に腐食液を吹き付けることで金属を

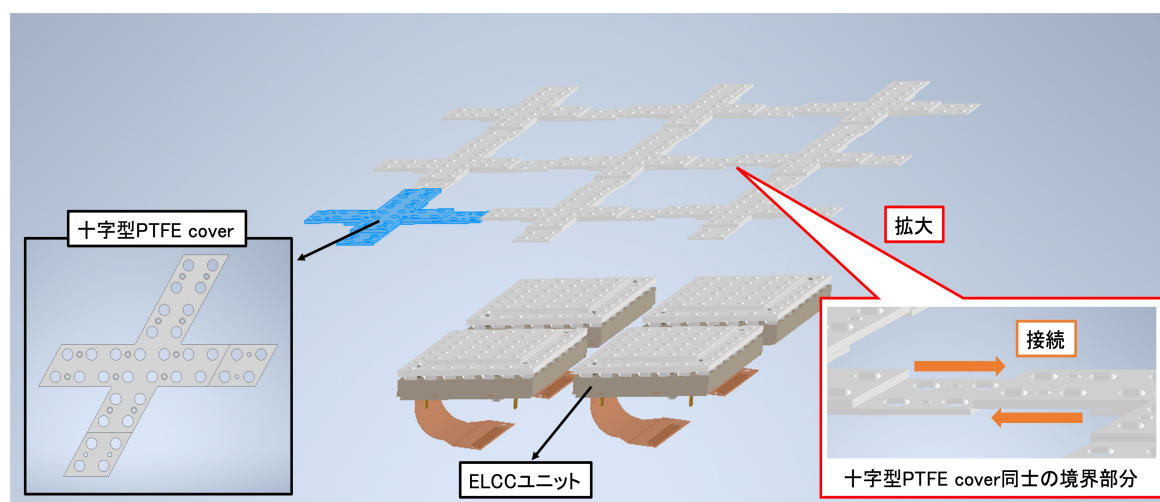


図 5.14: 十字蓋型 ELCC の展開図。左下の図は PTFE cover の一単位となる構造を示している。右下の図は PTFE cover 同士の境界部分を拡大したものであり、オレンジ色の矢印の方向に動かし重ねることで接続する。

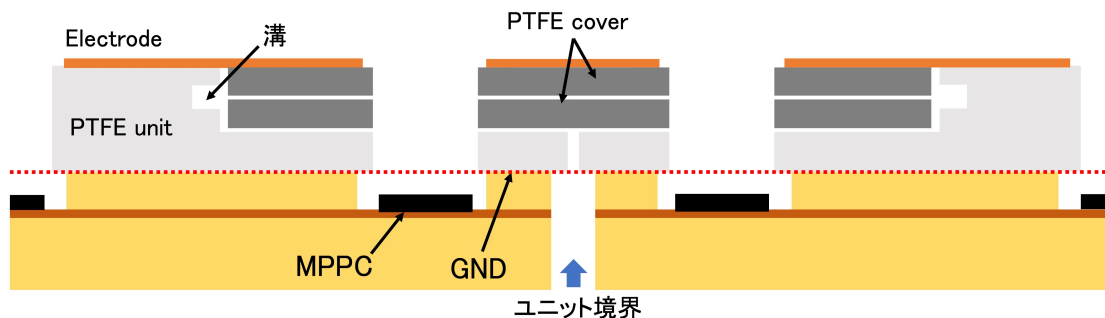


図 5.15: 十字蓋型 ELCC のユニット境界における断面図。PTFE cover はグレーに色付けした。

融解する加工方法であり、加工の際にマイクロな凹凸がつきにくいいため、電極端での電界放出を防ぎ、沿面放電を抑制できると考えている*1。

5.5 十字蓋型 ELCC を用いた高電圧試験

5.5.1 セットアップ

電極を取り付ける前の PTFE 部分を図 5.16 に示す。180L 試作機では 12 個のユニットを六角形状に配置するため、四種類の PTFE cover を用いて製作した*2。電極を取り付けて完成した十字蓋型 ELCC を図 5.17 に示す。電極はエッチング加工により製作できる大きさの限界から三分割されており、各電極は銅製のブリッジにより導通させた。電圧供給および放電モニターシステムは 5.3.1 節と同様にして行なった。

5.5.2 空気中での高電圧試験の結果

空気中で十字蓋型 ELCC に電圧を印加したところ、溝付ユニットを用いた DLC 電極 ELCC で放電が起こった 9.5 kV を印加しても放電は起こらなかった。そこからさらに電圧を上げたところ、10kV でインターロックが作動しない程度の放電が 2 回起こったものの、10.5 kV では 1 分間以上放電を起こさずに安定していた。その後、11 kV に到達して数十秒後にインターロックが作動する放電を起こした。

このとき発生した放電は、いずれもアノード電極の境界から離れた位置で発生していた。5.3.5 節での考察から、放電は電極の端から発生すると考えられるので、このときの放電はアノード電極のセル用穴の端から発生していると推測される。また、発生した放電のうち一回は、ユニット

*1 アノード電極表面のマイクロな凹凸を除去する加工として電界研磨も検討したが、0.1 mm 厚の薄い銅板では加工が困難であったため断念した。

*2 1000L 検出器ではユニットの配置を変える予定であり、一種類の PTFE cover だけで製作できる。

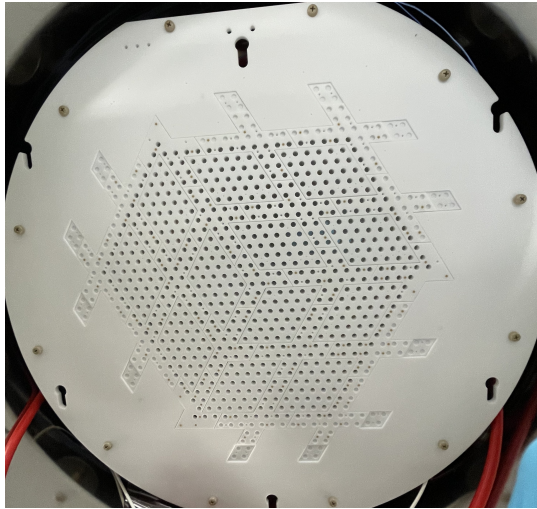


図 5.16: 十字蓋型 ELCC の PTFE 部分。

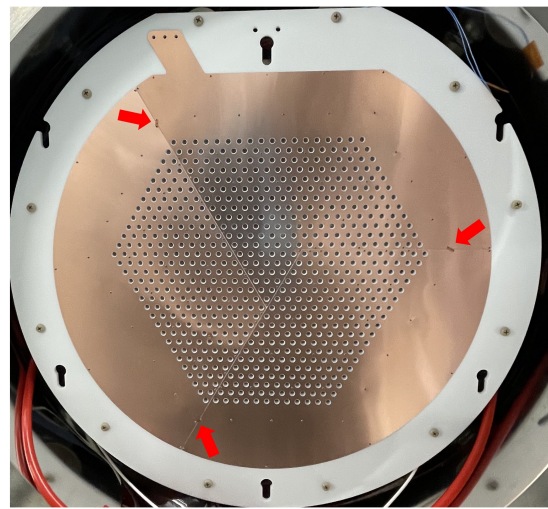


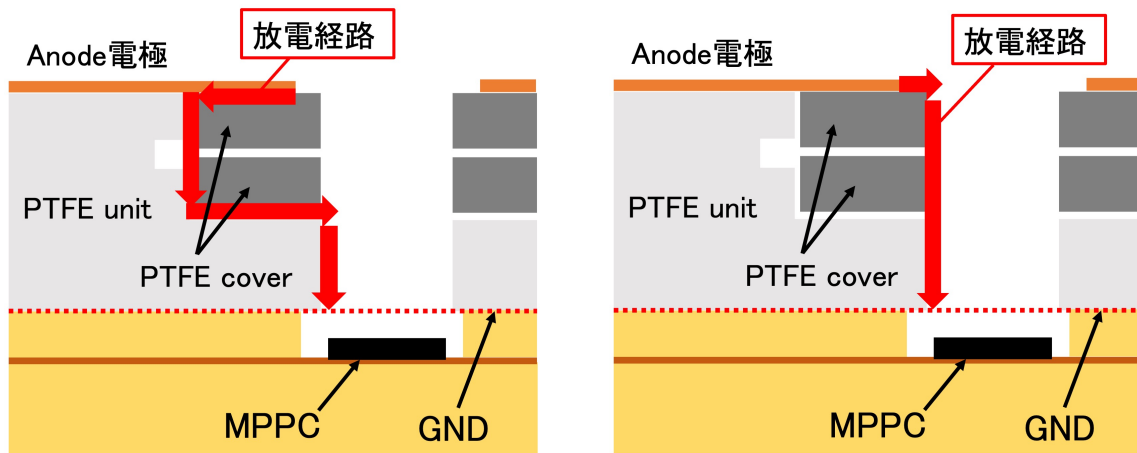
図 5.17: 完成した十字蓋型 ELCC。赤矢印で示した箇所にブリッジがある。

と PTFE cover の境界から離れた位置で起こっていたため、直接セルから GND へ向かう経路で放電が発生していたと考えられる。その他の放電は全てユニットと PTFE cover の境界付近で発生していたが、放電経路は撮影した動画だけでは判断できなかったため、キセノンガス中での高電圧試験の後に ELCC を解体し、放電痕を確認することで特定していく。このときの放電経路の候補としては、PTFE cover とユニットの境界を通りセルを経由して GND へ向かう経路 (図 5.18a) と境界から離れた位置での放電と同様に直接セルから GND へ向かう経路 (図 5.18b) の二種類が考えられる。図 5.18a の経路の場合、この放電は PTFE cover を二層構造にすることで対策していたが、二層にするだけでは放電を抑制できるほど放電経路を延長できなかったことが示唆される。一方で図 5.18b の経路の場合には、5.3.5 節で述べたようなセルでの放電対策が必要になる。

5.5.3 高圧キセノンガス中での高電圧試験の結果

高圧キセノンガス中での高電圧試験の結果、10 kV まで放電を起こさずに印加することができた。しかし、さらに昇圧しようと試みたところ 10.4 kV 付近で放電が発生し、インターロックが作動した。このときの放電箇所は現在調査中であり、放電時に撮影された動画の解析や ELCC 解体時に放電痕を確認することで放電経路を特定していく。

また、十字蓋型 ELCC では一週間以上に渡り 10 kV の電圧を印加し続けることができた。これは ELCC に安定して印加できる電圧としては AXEL 実験で最高値であり、過去の ELCC と比べて放電耐性が向上していることを確認することができた。



(a) PTFE cover とユニットの境界を通りセルを經由して GND に落ちる経路。

(b) セルを通り GND に落ちる経路。

図 5.18: 十字蓋型 ELCC の高電圧試験で発生した放電の放電経路の候補。PTFE cover はグレーに色付けしている。

5.6 本章のまとめ

本章では放電耐性が高く拡張性に優れた ELCC として、高抵抗電極 ELCC と十字蓋型 ELCC を考案した。高抵抗電極 ELCC では、電極での電圧降下により放電を抑制できると考えていたが、今回製作した電極では通常の ELCC と同程度の 8.0 ~ 8.5 kV しか印加できなかった。そこで溝付ユニットを用いて放電経路を延長したところ、それにより放電耐性が向上することを確認できた。十字蓋型 ELCC は、過去に製作された放電耐性が高い構造を拡張性が高くなるように修正したことに加えて、高抵抗電極 ELCC で得られた知見を生かして更なる放電対策を施した。その結果、空气中で 11 kV 付近まで電圧を印加することができ、高圧キセノンガス中では 10 kV まで一週間以上に渡り安定して印加し続けることができた。

放電経路については、高抵抗電極に残っていた放電痕から、電極の端から放電が始まること、そして 11 kV 以上の電圧を印加するとこれまで問題になっていなかったセルを通り GND へ落ちる放電が発生することがわかった。そのため、目標電圧達成のためには、これらの情報を踏まえて更なる放電対策を行う必要がある。

第 6 章

高抵抗電極 ELCC を用いた 180L 試作機の性能評価

6.1 研究背景

第 5 章で述べた 180L 試作機用に製作した高抵抗電極 ELCC では、放電が起こり始める際に電極表面で十分に電圧を落とし切ることができず、通常の電極を用いた場合と同程度の電圧値で放電を起こしてしまっていたが、将来的により抵抗値の高い電極を製作できる場合には、高抵抗電極により放電を抑制できる可能性がある。その一方で、高抵抗電極ではアノード電圧が局所的に下がることにより、検出器のエネルギー分解能を悪化させる可能性がある。そこで、この影響を確認するために、今回製作した高抵抗電極 ELCC を用いて 180L 試作機のエネルギー分解能を評価した。

6.2 測定セットアップ

6.2.1 180L 試作機の概要

180L 試作機の測定セットアップの概念図を図 6.1 に示す。圧力容器の大きさは直径 56 cm, 長さ 83 cm であり、その内部には 5.3.3 節で述べた溝付ユニットを用いた DLC 電極 ELCC、ドリフト電場形成のために必要なフィールドケージ (6.2.2 節) とコッククロフト・ウォルトン回路 (6.2.3 節)、およびシンチレーション光を検出するための光電子増倍管 (6.2.4 節) が配置されている。また、キセノンガスは図 6.1 中の緑矢印の経路で循環しており、キセノンガスを純化しながら測定できるようになっている (6.2.5 節)。圧力容器上部には、線源としてトリウム・タングステン棒 (6.2.6 節) を設置し、そこから放出される γ 線をエネルギー分解能の評価に用いた。

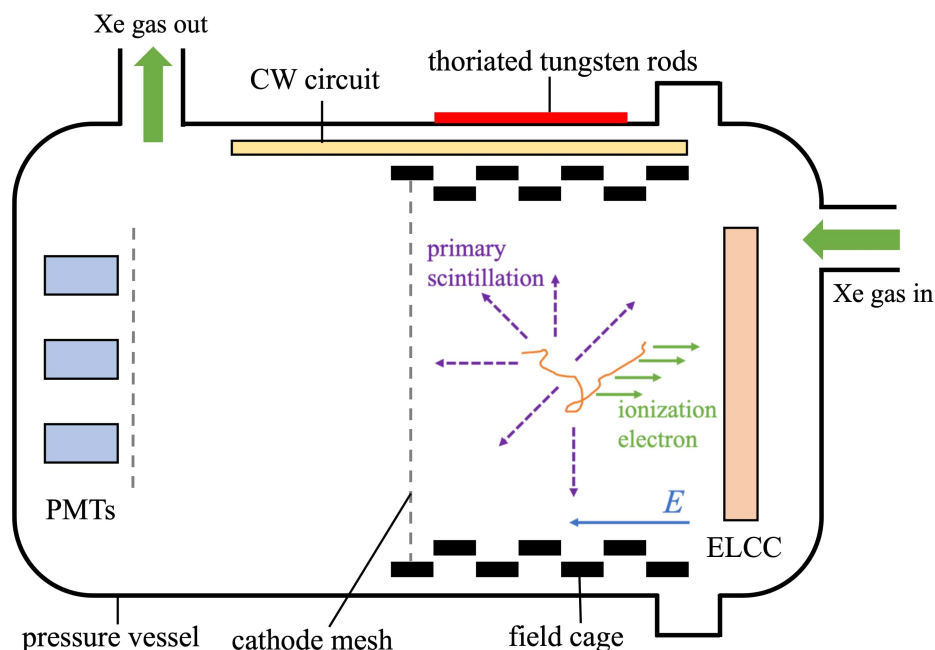


図 6.1: 180L 試作機概念図。

6.2.2 フィールドケージ

180L 試作機にインストールされているフィールドケージを図 6.2 に示す。180L 試作機では、フィールドケージの長さを最大で 46 cm にすることができるが、以前までの測定に用いていた高圧電源の上限値から、現在は 18 cm にして運用している。

6.2.3 コッククロフト・ウォルトン回路

AXEL 実験では、電離電子がドリフト中に再結合により消失することを防ぐために、 100 V/cm/bar のドリフト電場を印加することを目標にしている。そのため、現在の 180L 試作機においてフィールドケージを最大まで長くした時に、8 気圧のキセノンを使って測定するためには 36.8 kV の電圧が必要になり、ELCC に 12 kV 印加することも考えると、カソード電極に 48.8 kV という高電圧を印加する必要がある。また、将来的に検出器を大型化した際には 100 kV 近くの高電圧が必要になる。このような高電圧をケーブルにより直接印加しようとすると、ケーブルと圧力容器の間で沿面放電が発生する危険性が高く、これを防ぐためには特殊な構造のフィードスルーが必要になる。そこで、AXEL 実験では比較的低い電圧を圧力容器内で昇圧することにより目標電圧を達成することを目指し、コッククロフト・ウォルトン (CW) 回路の開発に取り組んでいる [53]。

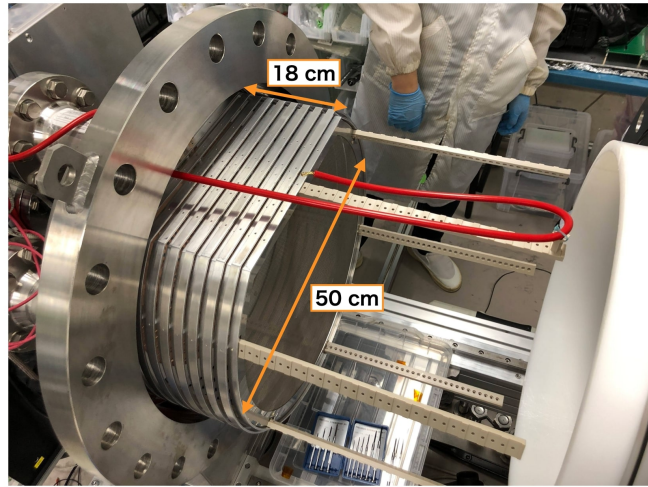


図 6.2: 180L 試作機にインストールされているフィールドケージ。

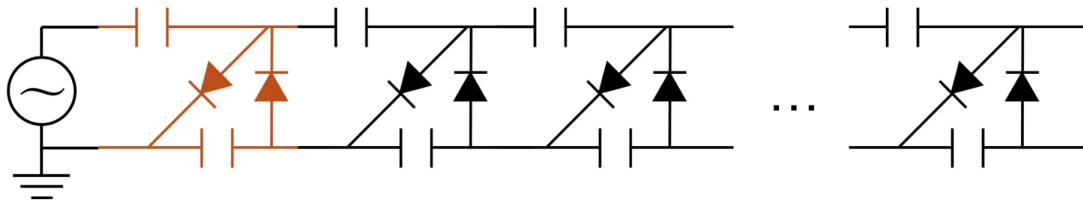


図 6.3: CW 回路の回路図 [53]。色のついた部分を一単位として、これを複数段組み合わせることで高電圧を得る。

CW 回路は低圧の交流電圧から高圧の直流電圧を生成する電気回路であり、図 6.3 のようにコンデンサーとダイオードを組み合わせた構造を一単位とし、これを複数組み合わせることで高電圧を生成することができる。現在までの開発により、大気中で 80 段の CW 回路を用いることで 1.5 kV の交流電圧を 71 kV まで昇圧することに成功している [54]。

本測定ではドリフト電場生成に図 6.4 のような 30 段の CW 回路を用いることとした。CW 回路で生成した電圧は抵抗チェーンを介してフィールドケージに供給され、ドリフト電場を形成する。

6.2.4 光電子増倍管

180L 試作機では、真空紫外光に感度をもち高圧力下でも動作する浜松ホトニクス社製型番 R15298 の光電子増倍管 (Photomultiplier tube, PMT) を 7 個用いて、キセノンガスのシンチレーション光を検出している。PMT の前面にはグラウンド電位の保護メッシュを設け、カソード電極の後方に図 6.5 のように配置した。PMT をこのように配置することで、1.8 MeV 事象に

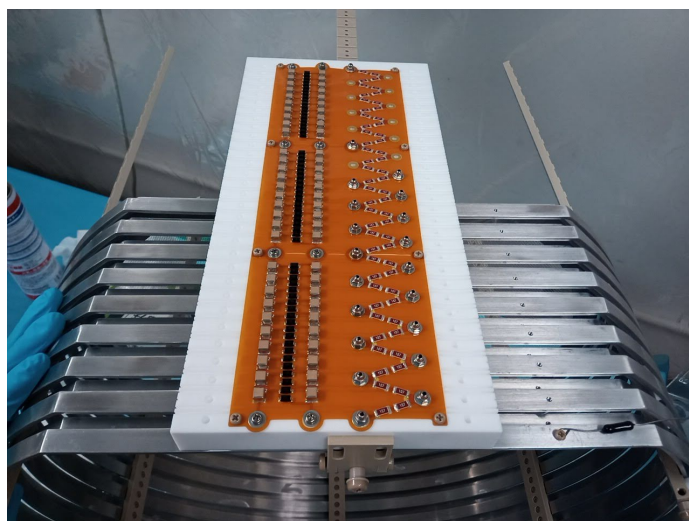


図 6.4: 180L 試作機にインストールした CW 回路。

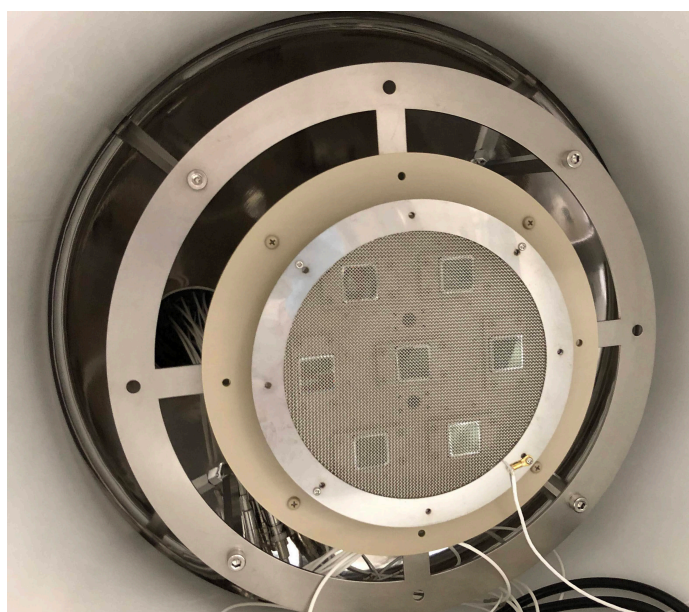


図 6.5: 180L プロトタイプにおける PMT の配置。

対しては、3 本の PMT のコインシデンスを要求することで 90 % 以上の確率でシンチレーション光を検出できるということがシミュレーションにより見積もられている。

6.2.5 キセノンガス循環系

180L 試作機におけるキセノンガス循環系の模式図を図 6.6 に示す。測定の際は、循環ポンプを用いて図 6.6 中の緑矢印の経路でキセノン循環させる。モレキュラーシーブとゲッターは

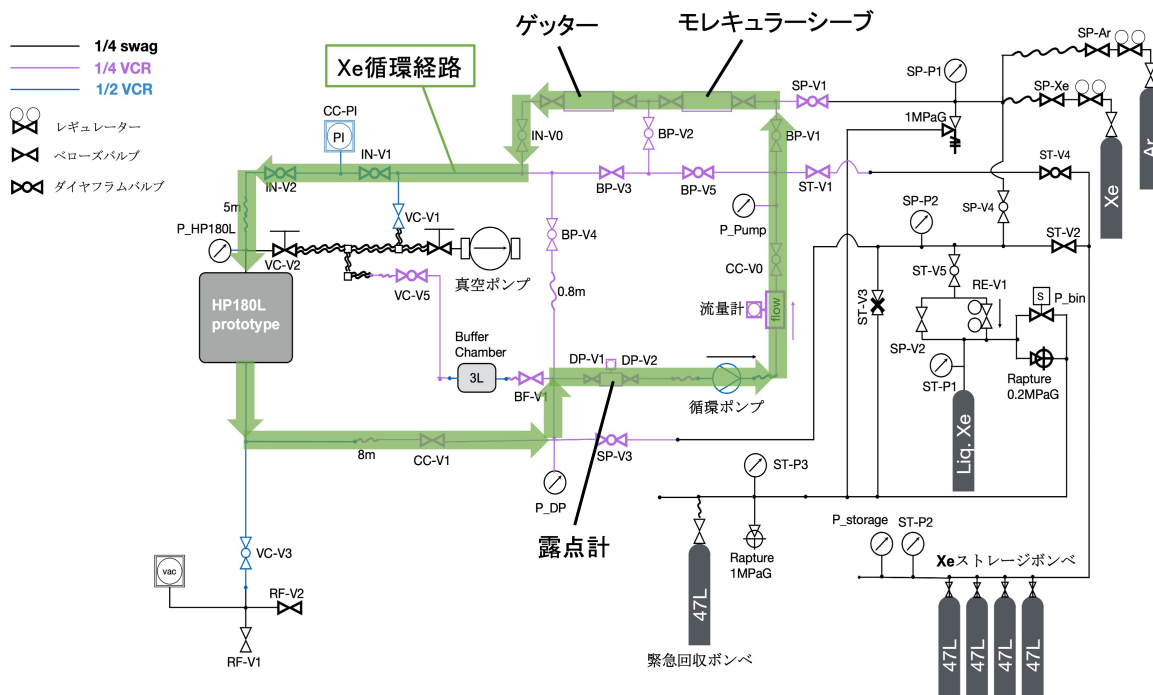


図 6.6: キセノンガス循環系の模式図。測定の際は緑矢印の経路でキセノンガスを循環させる。

キセノンガスを純化するために配置されており、モレキュラーシーブでは H_2O , O_2 , CO_2 , CO , H_2 , NMHC を取り除くことができ、ゲッターではさらに N_2 を取り除くことができる。また、循環経路にある露点計では、キセノンガスの露点を測定し、キセノンガス中の水分量をモニターできるようにになっている。

6.2.6 トリウム・タングステン棒

本測定で線源として用いたトリウム・タングステン棒はアルゴン溶接用の市販品であり、質量比で 2% のトリウムを含んでいるため、トリウム系列の崩壊核から放出される γ 線をエネルギー分解能の評価に使用することができる。中でも特に ^{208}Tl 由来の 2615 keV の γ 線は、 ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ の Q 値 (2458 keV) とエネルギーが近く、次期検出器での $0\nu\beta\beta$ 探索において背景事象となりうるため、検出器の評価に適している。

6.3 測定

キセノンガスを約 7 気圧導入して測定を行なった。測定期間中のキセノンガスの露点は -79°C から -76°C であり、水分量に換算すると 1.1 ppm から 1.7 ppm となっている。今回の測定では時間の制約のためにキセノンガスを十分に純化できなかったため、キセノンガス中の水

分量は先行研究の 0.4 ppm [46] や 0.1 ppm [42] よりも高い値となっている。アノード電圧は、ELCC で放電せず安定に運用できるように 8 kV (EL 電場: 2.3 kV/cm/bar) とした。電離電子の収集効率を保つために、EL 電場とドリフト電場の比は 30:1 にする必要があるため、ドリフト電圧が 76.7 V/cm/bar となるように CW 回路での生成電圧は 24 kV とした。

ELCC の veto チャンネルの配置を図 6.7 に示す。ELCC の 672 チャンネルのうち最も外側に位置する 90 チャンネルとダークカウントレートが高かった 1 チャンネルを veto チャンネルとし、それ以外のチャンネルを fiducial チャンネルとして測定を行なった。

ELCC で取得した信号はフレキシブルプリント基板 (FPC) を通じて、180L 試作機用に開発されたフロントエンドボード (AxFEB) [55] へと伝達され、5 MS/s でサンプリングされる。AxFEB で処理された信号はトリガーボードである Hadron Universal Logic module (HUL) [56] に送られ、トリガー信号を生成する。ELCC に対するトリガー信号は二種類ある。一つは fiducial トリガーであり、veto チャンネルに信号がない時に、fiducial チャンネルでの信号和に対して閾値を設定することで、線源由来の信号を取得する。もう一つは whole トリガーであり、veto チャンネルを含む全チャンネルでの信号和に対して閾値を設定することで、データのキャリブレーションに用いる 30 keV の特性 X 線の信号を取得する。

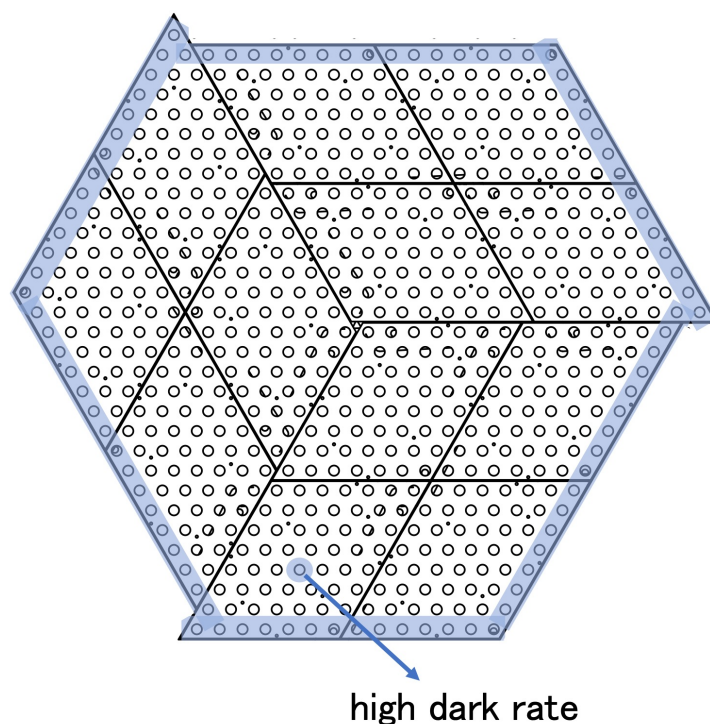


図 6.7: ELCC の veto チャンネルの配置。青色に塗りつぶされたチャンネルを veto チャンネルとし、それ以外のチャンネルを fiducial チャンネルとした。

また、HUL では AxFeB のトリガー信号と同期して、PMT に対するトリガー信号も生成している。イベントの初期に発生するシンチレーション光を検出できるように、PMT ではトリガー信号を取得すると、その前後の約 300 μs 間ずつ波形を取得する。取得された波形は CAEN 社製の ADC V1724 により 100 MS/s で記録される。また、この ADC では AxFeB と時刻を同期させるために、HUL からのトリガー信号も記録している。

本測定は、2023 年 12 月 25 日から 2023 年 12 月 27 日にかけて行い、合計 2,206,997 イベント取得した。

6.4 解析

6.4.1 解析の流れ

測定したデータから荷電粒子のエネルギーおよび飛跡を再構成するために、大きく分けて三段階の処理を行う [42]。一段階目は、ELCC で得られた波形の処理であり (6.4.2 節)、ELCC で得られた信号からヒットを見つけ、各ヒットについてクラスター判定を行い、MPPC の非線形性を補正した後に、ELCC の各セルにおける EL 過程のゲインを補正する。二段階目は、PMT で得られた波形の処理であり (6.4.3 節)、PMT で得られた信号からシンチレーション光によるヒットを見つけ、ELCC で測定されたイベントと同期させることで t_0 を決定する。そして、最後に全イベントに対してカットおよび補正を行う (6.4.4 節)。

6.4.2 ELCC 波形の解析

ヒット判定とクラスター判定

MPPC 波形のベースラインは、各イベントの最後の 200 サンプルの平均値として計算する。ヒット閾値はノイズを除去できるようにベースラインから 3.5 カウント分のところに設定し、ヒット閾値を超える時間 (*rise time*) およびヒット閾値を超えてベースラインに戻る時間 (*fall time*) を判定する。波形の *rise time* の 5 サンプル前から *fall time* の 5 サンプル後までを積分し、MPPC のゲインを用いて光量に変換する。MPPC のゲインはダークパルス測定することにより求めている。

隣り合うチャンネルで同じ時間にヒットがある場合には、そのヒット群をクラスターと判定する。ここでいうクラスターとは、飛跡を再構成した際に連続した一つの飛跡となるようなものである。同一イベントに複数の飛跡が発生することがあるため、飛跡ごとのエネルギー損失を測定するためにはすべてのヒットに対してクラスター判定を行う必要がある。

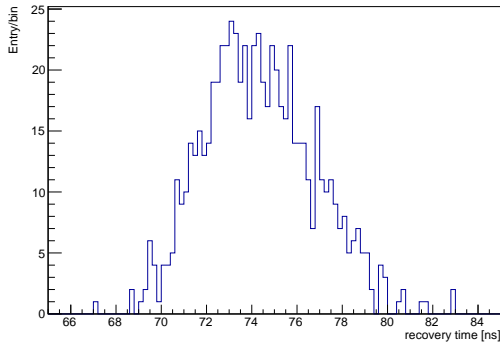


図 6.8: 回復時間の分布。

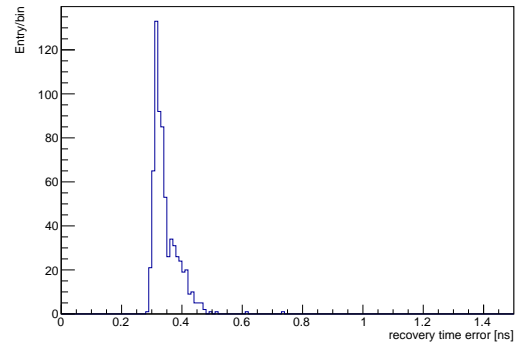


図 6.9: 回復時間の測定誤差の分布。

MPPC の非線形性補正

MPPC における観測光量の非線形性は、事前に測定した回復時間 τ を用いて、以下の式により補正する。

$$N_{\text{corr}} = \frac{N_{\text{obs}}}{1 - \frac{\tau}{\Delta t \cdot N_{\text{pix}}} N_{\text{obs}}} \quad (6.1)$$

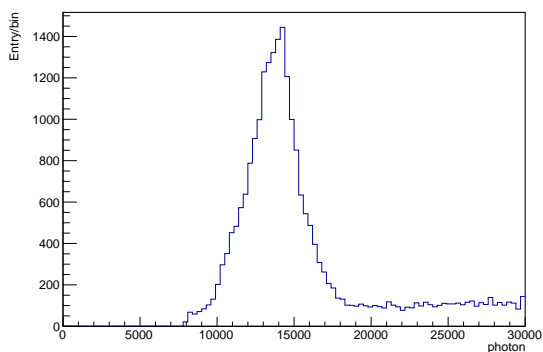
ここで、 N_{corr} は補正後の光量、 N_{obs} は補正前の光量であり、MPPC のピクセル数は $N_{\text{pix}}=3600$ 、LED 光のパルス幅は $\Delta t = 1 \mu\text{s}$ である。

MPPC の回復時間は圧力容器内部に設置されている LED 光源を用いて測定する。この時に MPPC に入射する光量をモニターするために、veto 用の MPPC のうちの一つに ND フィルターを取り付けて参照チャンネルとする [46]。測定された回復時間の分布とその測定誤差の分布をそれぞれ図 6.8 と図 6.9 に示す。回復時間の平均値は 74.3 ns であり、その測定誤差の平均値は 0.35 ns であった。

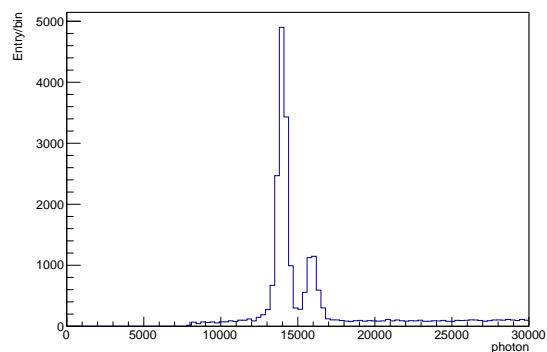
EL ゲイン補正

ELCC の各セルにおける EL 過程のゲイン (EL ゲイン) は、一つの電離電子がセルに入ったときに検出される平均光子数として求まる。EL ゲインは、MPPC の検出効率の違いや ELCC の機械的な誤差などにより各セルで異なるため、高いエネルギー分解能を得るためには EL ゲインを各チャンネルで揃える必要がある。そこで、各チャンネルの EL ゲインを全チャンネルにおける EL ゲインの平均値に合わせることで、EL ゲインの補正を行う。

EL ゲインの補正係数は、光量分布におけるキセノンの K_{α} 特性 X 線によるピーク (K_{α} ピーク) を用いて決定する [41]。この補正を全ての fiducial チャンネルについて、補正係数が収束するまで繰り返し行う。今回の解析では、6 回補正を繰り返すことで、図 6.10 のように K_{α} ピークの幅は狭くなり、EL ゲイン補正前は K_{α} ピークに埋もれていたキセノンの K_{β} 特性 X 線による



(a) EL ゲイン補正前の K_{α} ピーク。



(b) EL ゲイン補正後の K_{α} ピーク。

図 6.10: EL ゲイン補正による K_{α} ピークのエネルギー分解能の改善。

ピークを分離できるようになるほどエネルギー分解能が改善する。 K_{α} ピークをフィットすることにより得られた光量から、本測定の EL ゲインとして 10.4 photon/electron を得た。

6.4.3 PMT 波形の解析

ヒット判定と t_0 の決定

PMT のベースラインは、各イベントの最初の 1000 サンプリングの平均値として計算する。ヒット閾値はノイズより十分大きく、1 p.e. の波高よりも低い値として、ベースラインから 200 カウント分のところに設定している。

図 6.11 のように、PMT の波形にはシンチレーション光由来の信号だけでなく、ELCC で発生する EL 光由来の信号も発生する。これらのヒットを区別するために、波形の幅が 400 ns 以下で、なおかつ他のヒットから 1 μ s 以上離れているヒットをシンチレーション光によるヒットとして選択する。偶発的に発生する信号が t_0 の決定に使われるのを防ぐために、シンチレーション光によるヒットの中で、100 ns の間に 2 チャンネル以上でコインシデンスがとれた信号を用いて t_0 を決定する。

z 位置の再構成

ELCC で取得したイベントと PMT で取得したイベントの間で同期がとれたイベントにおいて、初期シンチレーション光の検出時間と ELCC での *fall time* の差を取ることで、電離電子のドリフト時間を求める。得られたドリフト時間の分布を図 6.12 に示す。図中の 170 μ s 付近のピークはカソード電極を通過するイベントにより構成されており、このピークをガウシアンでフィットすることで、カソード電極からアノード電極までのドリフト時間を求めることができる。このフィット結果とアノード電極とカソード電極の距離が 18 cm であることから、電離電

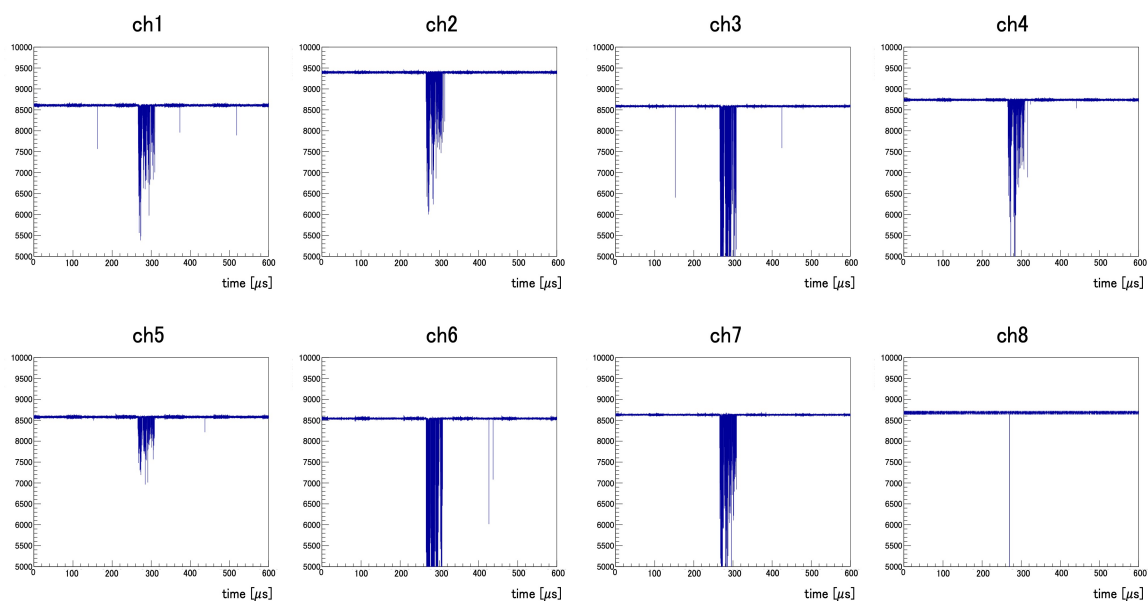


図 6.11: PMT での典型的な波形。ch1 と ch3 の 150 μs 付近にあるヒットがシンチレーション光による信号である。300 μs 付近にあるヒットは ELCC で発生した EL 光による信号である。ch8 は 6.3 節で述べた HUL から送られてくるトリガー信号である。

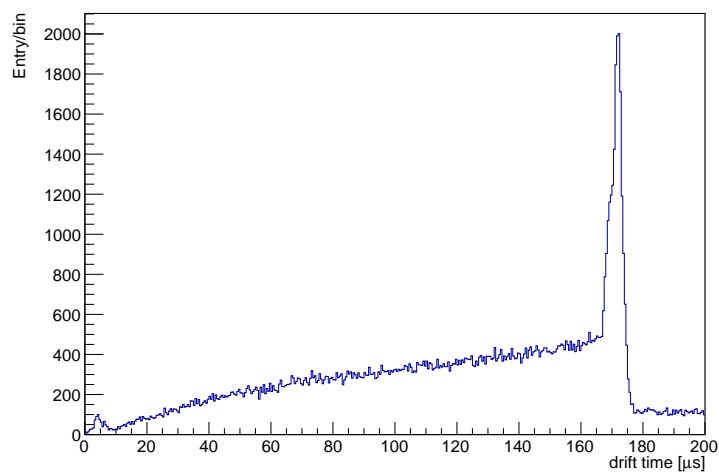


図 6.12: ドリフト時間分布。170 μs 付近のピークはカソード電極からアノード電極までのドリフト時間に対応している。

子のドリフト時間を求めることができ、本測定では $1.05 \text{ mm}/\mu\text{s}$ と求まった。このドリフト時間を用いて、ELCC で検出された電離電子の z 位置を再構成する。

6.4.4 カットと補正

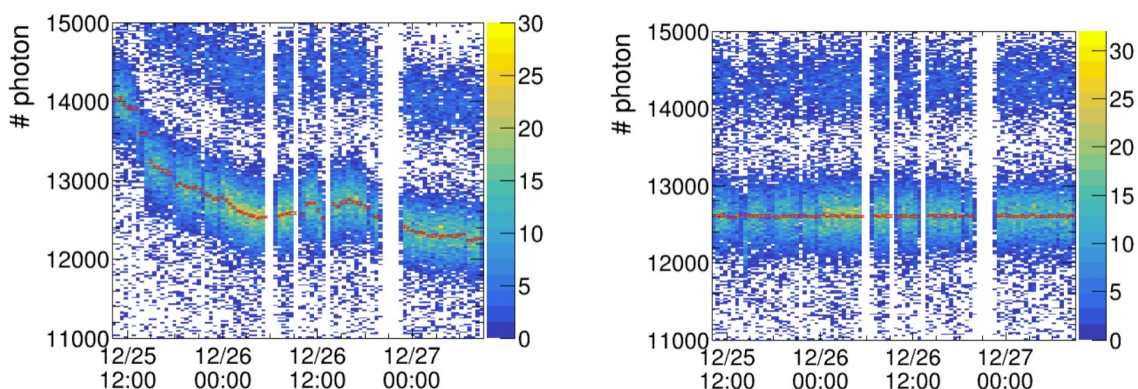
カット

多くのイベントは総光量が 100 個程度のクラスターを複数含んでいる。これらの多くは、EL 光がカソードメッシュに当たった時に発生した電子や、キセノンガス中の不純物により吸着されしばらく時間をおいて発生した電子など、本来検出したい電離電子とは異なる。これらの影響を排除するために、100 光子以下のクラスターはイベントからカットする。

また、本測定では fiducial チャンネル上の $2 \text{ cm} \leq z \leq 17.5 \text{ cm}$ の領域を検出器の fiducial volume としており、この領域から外に出ているイベントはカットする。

時間変化に対する補正

ELCC で検出される光量は温度変化やキセノンガスの圧力変化などによって変化するため、長時間の測定において変化する。図 6.13a に K_α ピーク周辺の光子数の時間変化を示す。時間とともに光量が減少している原因としては、キセノンガスの温度上昇により MPPC のゲインが低下していることが考えられる。この時間変化に対する補正係数は、30 分ごとの K_α ピークの平均光量を全時間での平均光量に合わせるように決定した。この補正により、光量の時間依存性はなくなり、図 6.13b のようにほとんど一定になる。



(a) 補正前の K_α ピークの光量の時間依存性。

(b) 補正後の K_α ピークの光量の時間依存性。

図 6.13: 時間変化に対する補正。赤点は各時刻での K_α ピークのフィット結果を表している。

z 位置依存性に対する補正

いくつかの電離電子は、ドリフト中にキセノンガス中の不純物により吸着され失われる。この効果による光子数損失は、電離電子の減衰長 λ を用いて以下の式で表される。

$$N(z) = N_0 \exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right) \simeq N_0 \left(1 - \frac{z}{\lambda}\right) \text{ if } z \ll \lambda \quad (6.2)$$

ここで、 N_0 は上記効果を受けなかった場合の検出光子数、 $N(z)$ は上記効果を受けて実際に検出される光子数であり、電離電子が発生する z 位置に依存する。図 6.14 に K_α ピークの光量の z 位置依存性を示す。これを式 (6.2) によりフィッティングすることで減衰長を求めることができる。

本測定では、光量の減少が見られる $40 \text{ mm} < z < 180 \text{ mm}$ をフィット範囲とすることで、減衰長は $(39000 \pm 8000) \text{ mm}$ と求まった。これは先行研究と比べて高い値になっている一方で、6.3 節で述べたように今回の測定は過去の測定よりもキセノンガス中の水分量が多いはずであるので、減衰長は短くなるのが期待される。また、ドリフト距離が短いほど不純物による影響は軽減すると考えられるが、本測定では 50 mm から 30 mm にかけて光量が減少している。これらの原因は現在のところわかっておらず、今後調査を進めていく。

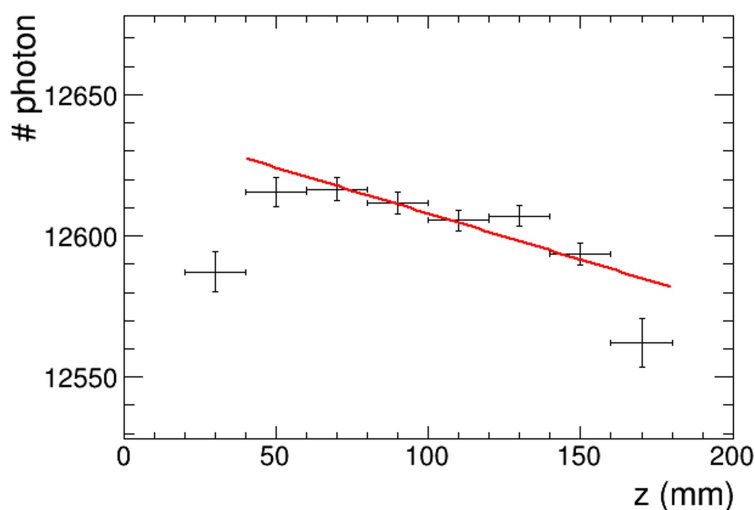


図 6.14: K_α の光量の z 位置依存性。赤線は式 (6.2) でのフィッティング結果である。

6.5 結果

6.5.1 エネルギー分布とエネルギー分解能

図 6.15 は測定されたイベントの光量分布を示しており、特性 X 線や環境 γ 線, 線源由来の γ 線によるピークが複数確認できる。ここで 300 光子付近でイベント数が極端に減少しているのは、fiducial トリガーによりカットされているためである。

各ピークについて、背景事象を考慮するために線形関数を加えたガウシアンを用いてフィッティングを行なった。飛跡が複数ある場合 (マルチクラスター, MS) には飛跡が一つの場合 (シングルクラスター, SS) に比べてエネルギー分解能が悪化することがわかっている [42] ため、 ^{228}Ac (911 keV) のピークと環境 ^{40}K (1461 keV) のピークについてはそれぞれの場合に分けてフィッティングを行なった。 ^{208}Tl (2615 keV) のピークについては、場合分けを行うと統計が少なくなりフィットできないため、全イベントを用いてフィッティングを行なった。各ピークのフィットの様子を図 6.16 に示し、フィット結果を表 6.1 にまとめる。この中で、図 6.16e のフィット結果から、180L 試作機で初めて $0\nu\beta\beta$ の Q 値を超えるエネルギーにおけるエネルギー分解能を直接測定することができ、半値全幅で $(0.72 \pm 0.20) \%$ という値が得られた。ただし、これはマルチクラスターのイベントも含めたフィット結果であるため、統計を増やしてシングルクラスターのイベントのみをフィットすることができれば、より高いエネルギー分解能が期待で

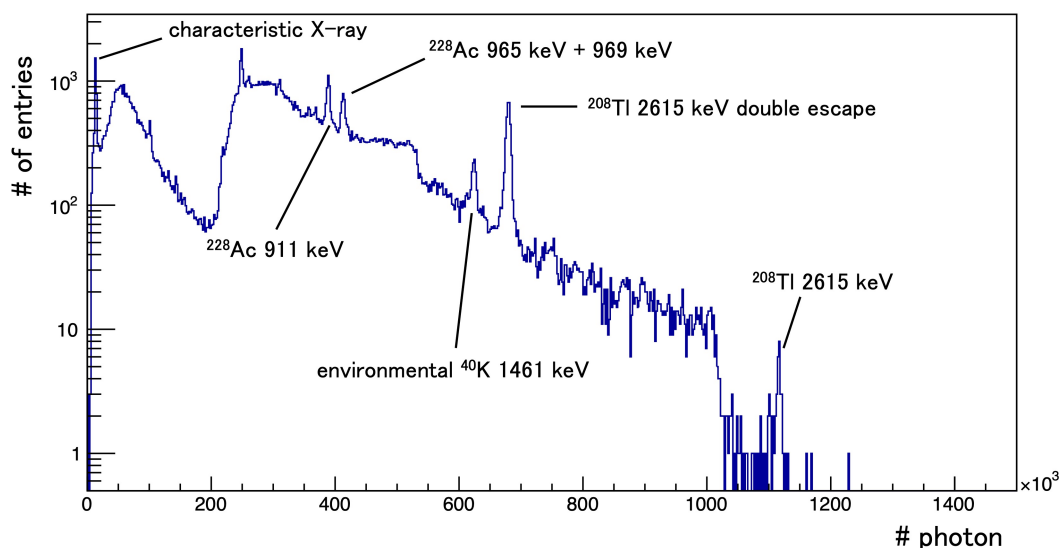
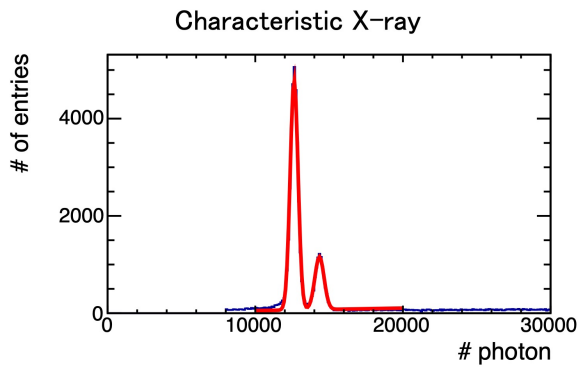
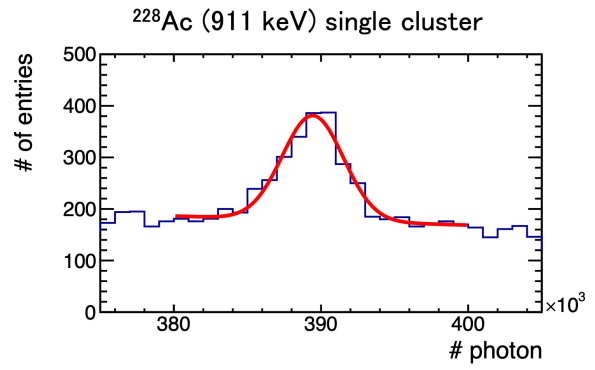


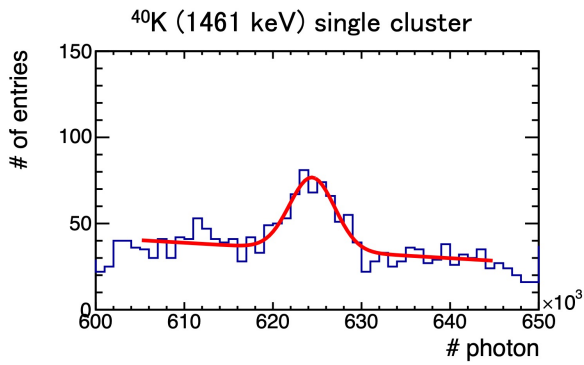
図 6.15: 測定されたイベントの光量分布。300 光子付近でイベント数が極端に減少しているのは、fiducial トリガーによりカットされているためである。



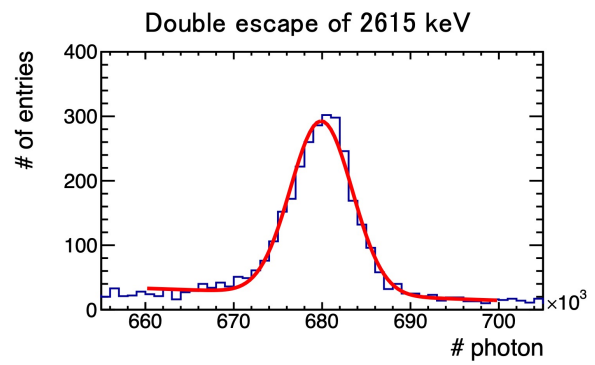
(a) 特性 X 線 (K_{α} , K_{β}) のピーク。



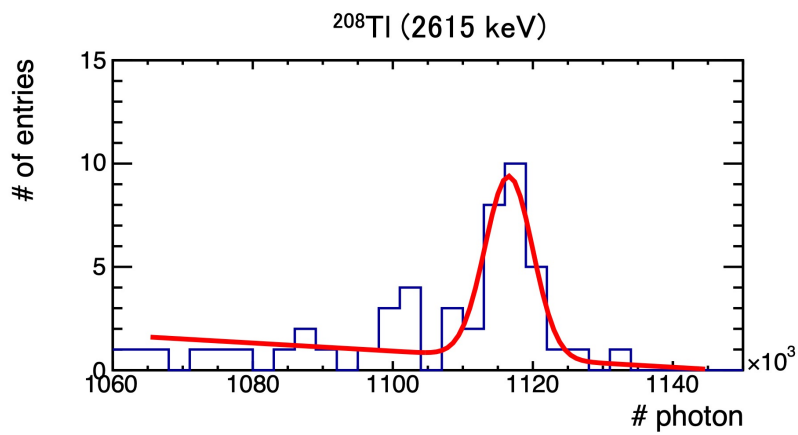
(b) ^{228}Ac 由来の γ 線の SS ピーク。



(c) 環境 ^{40}K 由来の γ 線の SS ピーク。



(d) ^{208}Tl 由来の γ 線のダブルエスケープピーク。



(e) ^{208}Tl 由来の γ 線のピーク。

図 6.16: 光量分布の各ピークのフィット結果。

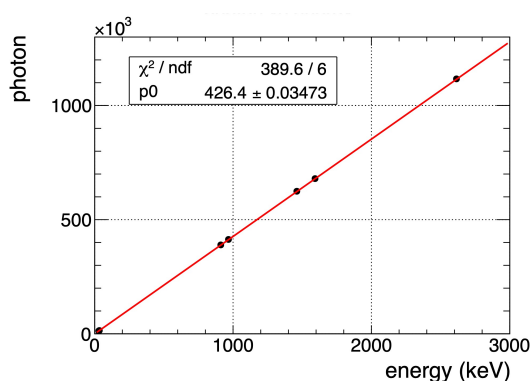
表 6.1: 各ピークのフィット結果。

	平均光子数	分解能 (半値全幅)
K_{α} (29.68 keV)	$(1.2631 \pm 0.0002) \times 10^4$	$(4.95 \pm 0.03) \%$
K_{β} (33.62 keV)	$(1.4346 \pm 0.0004) \times 10^4$	$(5.12 \pm 0.06) \%$
^{228}Ac (911.2 keV) SS	$(3.894 \pm 0.001) \times 10^5$	$(1.26 \pm 0.09) \%$
^{228}Ac (911.2 keV) MS		$(1.51 \pm 0.11) \%$
環境 ^{40}K (1461 keV) SS	$(6.244 \pm 0.003) \times 10^5$	$(0.96 \pm 0.10) \%$
環境 ^{40}K (1461 keV) MS		$(1.50 \pm 0.18) \%$
^{208}Tl ダブルエスケープ (1593 keV)	$(6.7991 \pm 0.0009) \times 10^5$	$(1.21 \pm 0.03) \%$
^{208}Tl (2615 keV)	$(1.1166 \pm 0.0009) \times 10^6$	$(0.72 \pm 0.20) \%$

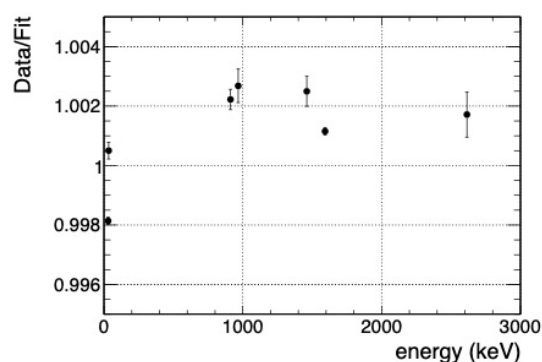
きる。その一方で、今回の測定で得られたエネルギー分解能は、先行研究 [42] で得られた値と比べて、多くのピークで悪い。この原因として、電場が低いなどの測定条件の違いや、時間の制約のために先行研究で行なっている回復時間の時間変化に対する補正を行っていないということもある一方で、高抵抗電極 ELCC を用いたために分解能が悪化している可能性もある。これについては 6.6 節で考察する。

フィットで得られた平均光子数と参照したエネルギー [57] は図 6.17a のように比例関係になっており、フィット結果とデータ点とのずれは図 6.17b のように 0.3 % 以内に収まっている。

フィットの結果得られたエネルギー分解能から、 $0\nu\beta\beta$ の Q 値でのエネルギー分解能を見積もる。エネルギー分解能のエネルギー依存性として、統計誤差が支配的な場合 ($a\sqrt{E}$) と系統誤



(a) エネルギーと光量の関係。赤線はフィット結果である。



(b) フィット結果とデータ点の比

図 6.17: 光量とエネルギーの線形性。

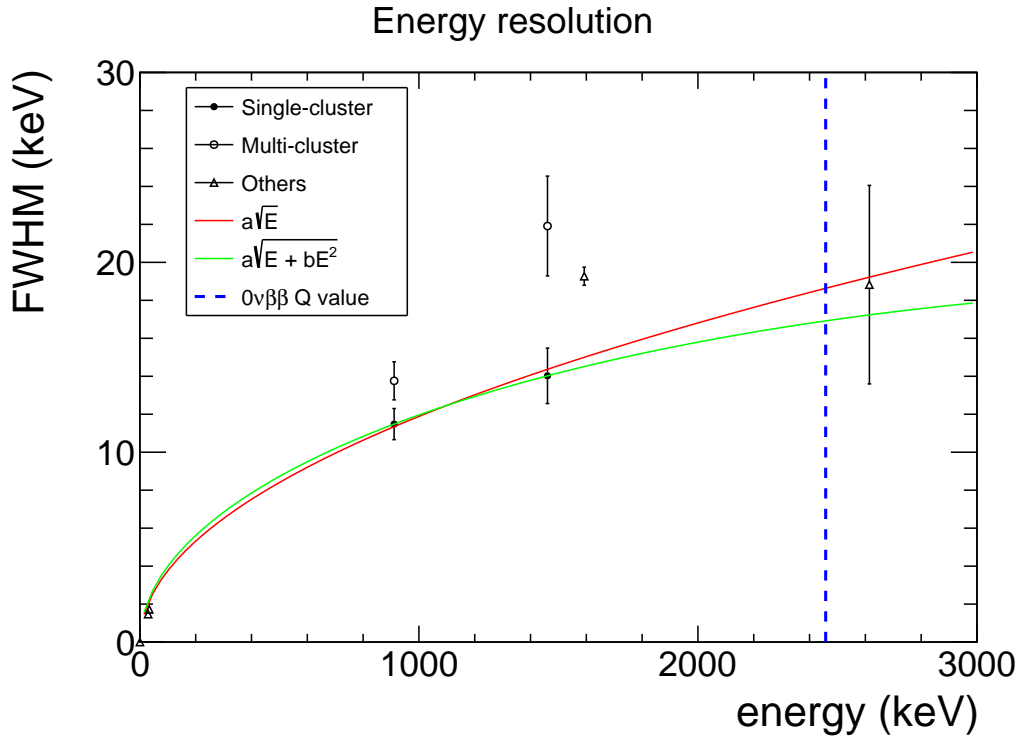


図 6.18: エネルギー分解能の $0\nu\beta\beta$ の Q 値への外挿。黒点が ^{228}Ac , ^{40}K 由来の γ 線のシングルクラスター, 白点がマルチクラスターのデータ点を表し、白三角は特性 X 線, ^{208}Tl 由来の γ 線およびそのダブルエスケープでのデータ点を表している。フィッティングは ^{228}Ac と ^{40}K 由来の γ 線のシングルクラスターのデータ点に対してのみ行われ、赤線が $a\sqrt{E}$ によるフィット結果, 緑線が $a\sqrt{E} + bE^2$ によるフィット結果を表している。青点線は $0\nu\beta\beta$ の Q 値を表している。

表 6.2: エネルギー分解能のフィット結果。

フィット関数	a	b	$0\nu\beta\beta$ の Q 値における エネルギー分解能 (半値全幅)
$a\sqrt{E}$	$(3.76 \pm 0.22) \times 10^{-1}$	—	$(0.76 \pm 0.04) \%$
$a\sqrt{E} + bE^2$	$(4.02 \pm 0.90) \times 10^{-1}$	$(1.13 \pm 3.44) \times 10^{-4}$	$(0.69 \pm 0.15) \%$

差も考慮に入れた場合 ($a\sqrt{E} + bE^2$) を考えて、先行研究 [42] と同様に γ 線のシングルクラスターイベントに対してのみフィッティングを行い、図 6.18 のように $0\nu\beta\beta$ の Q 値に外挿した。その結果、表 6.2 のように $0\nu\beta\beta$ の Q 値のエネルギー分解能は半値全幅換算で、 $a\sqrt{E}$ の場合 $(0.76 \pm 0.04) \%$ 、 $a\sqrt{E} + bE^2$ の場合 $(0.69 \pm 0.15) \%$ と見積もることができる。

6.5.2 飛跡

測定したデータから各イベントの飛跡を再構成できる。図 6.19 は 2615 keV 付近で得られた飛跡の例である。長い飛跡と繰り返し散乱している様子から、この飛跡は ^{208}Tl 由来の 2615 keV γ 線による光電吸収イベントであると考えられる。

また、図 6.20 はダブルエスケープピークである 1593 keV 付近で得られた飛跡の例である。エネルギー損失が大きい領域 (プロブ) が二つあること、一点から飛跡が二本出ているように見えることから、この飛跡は ^{208}Tl 由来の 2615 keV γ 線が対生成を起こした後、ダブルエスケープ、すなわち陽電子の対消滅による二本の γ 線が検出されずに検出領域から離れるイベントであると考えられる。2.3 節で述べたように、AXEL 実験ではプロブの数により背景事象を除去する計画であり、本測定ではダブルエスケープによる電子陽電子対生成イベントを観測することによりその特徴的な飛跡を捉えることに成功している。

6.6 高抵抗電極 ELCC のエネルギー分解能への影響

今回の測定で得られたエネルギー分解能は多くのピークで先行研究 [42] と比べて悪い。表 6.3 に先行研究と今回の測定における 1461 keV でのエネルギー分解能をまとめる。先行研究では二

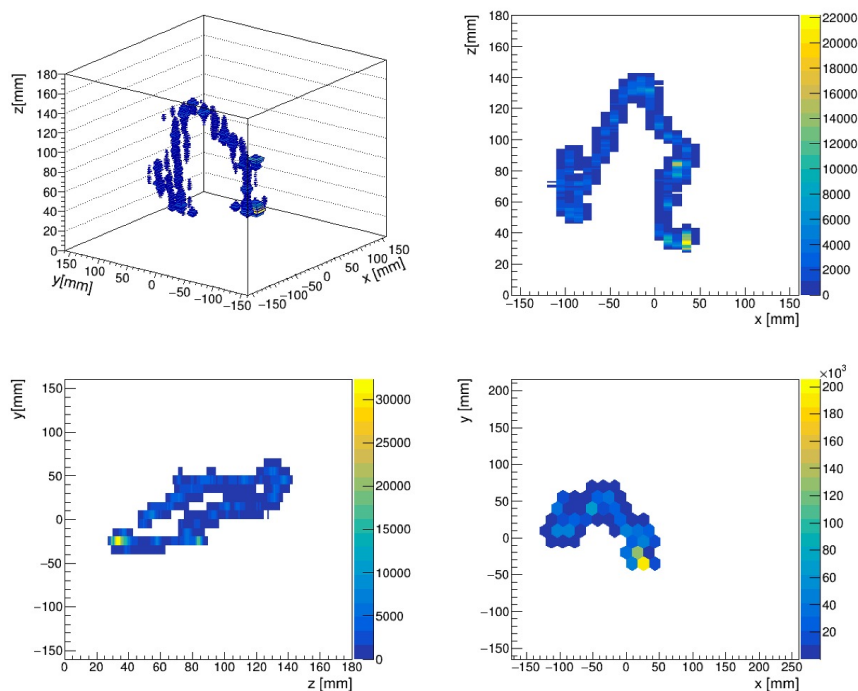


図 6.19: 2615 keV 付近のイベントを再構成した飛跡。

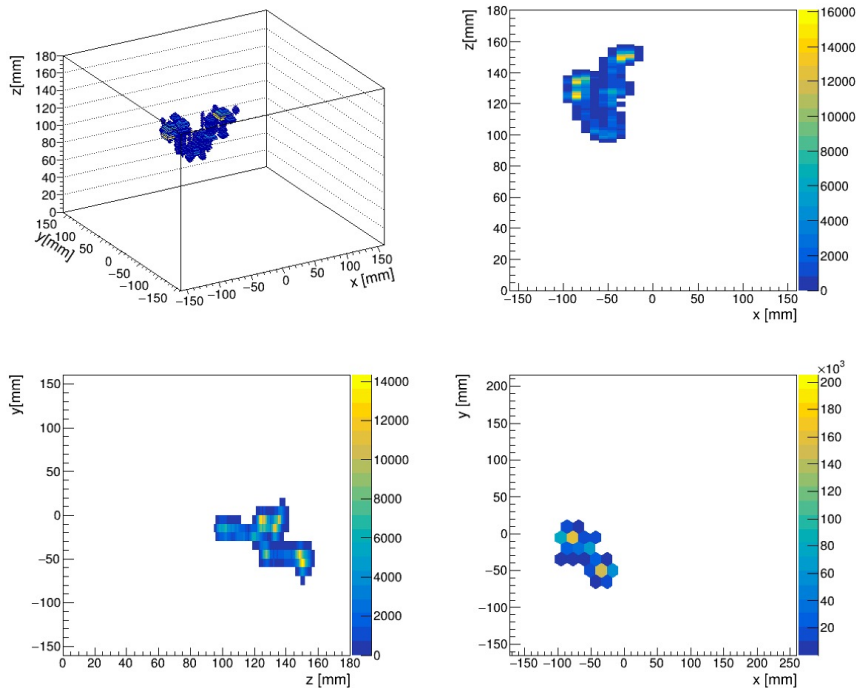


図 6.20: 1593 keV 付近のイベントを再構成した飛跡。

表 6.3: 先行研究 [42] と今回の測定における 1461 keV でのエネルギー分解能の比較。括弧内は測定に使用した線源を示す。

	1461 keV でのエネルギー分解能
先行研究	(0.81±0.11) % (^{88}Y 線源)
	(0.65±0.22) % (トリウム・タングステン棒)
今回の測定	(0.96±0.10) % (トリウム・タングステン棒)

種類の線源を用いて測定を行い、それぞれの測定で環境 ^{40}K 由来の γ 線によるピークのエネルギー分解能を測定しており、いずれも今回の測定よりも高い分解能を得ている。特に同じ線源を用いた測定で比較すると、誤差を考慮してもその重なりは小さく、実際にエネルギー分解能が悪化している可能性がある。

エネルギー分解能が悪化している原因として、高抵抗電極 ELCC を用いたこと以外に測定時の EL 電場とドリフト電場の違い、ドリフト電圧印加方法の違い、キセノンガスの純度の違いや回復時間の時間変化に対する補正を行っていないことが考えられる。EL 電場とドリフト電場について、表 6.4 に先行研究と今回の測定における値をまとめる。先行研究では蓋型 ELCC (5.1 節) を用いているため、今回の測定よりも高電圧を印加して測定を行なっている。そのため、今回の測定では EL ゲインの低下や電離電子の再結合の増加により、先行研究と比べてエネルギー

表 6.4: 先行研究 [42] と今回の測定における EL 電場とドリフト電場の違い。

	EL 電場	ドリフト電場
先行研究	2.5 kV/cm/bar	83.3 V/cm/bar
今回の測定	2.3 kV/cm/bar	76.7 V/cm/bar

分解能が悪化する。

ドリフト電圧の印加方法について、先行研究では高電圧電源を用いていたのに対し、今回の測定では CW 回路を用いているため、CW 回路由来のノイズが分解能を悪化させる可能性がある。しかし、CW 回路由来のノイズによるエネルギー分解能への寄与は十分小さくなることがベースラインの測定から見積もられており [58]、他の要因と比べて無視できると考えられる。

キセノンガスの純度について、今回の測定は先行研究に比べてキセノンガスの水分含有量が高く、これにより電離電子が吸着され失われる数が増加し、エネルギー分解能を悪化させた可能性がある。しかし、6.4.4 節で述べたように、今回の測定では先行研究より減衰長が長くなっており、この原因については現在調査中である。また、回復時間の時間変化に対する補正について、今回の測定では時間の制約のために実施できておらず、その影響を十分に見積もることができていない。

以上のことから、今回は上記の原因のうちエネルギー分解能への影響を見積もることができるものとして、EL 電場の違いによる寄与 (6.6.1 節) とドリフト電場の違いによる寄与 (6.6.2 節) を測定結果から差し引くことで、高抵抗電極 ELCC によるエネルギー分解能への寄与を見積もる。

6.6.1 EL 電場の違いによるエネルギー分解能への影響

EL 電場が下がると EL ゲインが減少し、検出できる EL 光が少なくなるため、エネルギー分解能が悪化する。EL ゲインの揺らぎによる半値全幅エネルギー分解能への寄与 $\Delta E_{\text{EL}}/E$ は、電離電子の数を N_e 、EL ゲインを g_{EL} として、以下の式で求められる。

$$\frac{\Delta E_{\text{EL}}}{E} = 2.35 \times \sqrt{\frac{1}{N_e \times g_{\text{EL}}}} \quad (6.3)$$

先行研究で得られた EL ゲインは 12.6、今回の測定で得られた EL ゲインは 10.4 であるため、1461 keV に対して式 (6.3) を用いると、先行研究では 0.26 %、今回の測定では 0.28 % となる。従って、EL 電場の違いによるエネルギー分解能への影響は $\sqrt{0.28^2 - 0.26^2} = 0.10$ % と見積もられる。

6.6.2 ドリフト電場の違いによるエネルギー分解能への影響

ドリフト電場が下がると、電離電子が再結合する確率が上がるため、検出できる電離電子の数が減少し、エネルギー分解能が悪化する [59]。図 6.21 はドリフト電場と 611.7 keV の γ 線を測定して得られたエネルギー分解能の関係を示しており、 0.25 g/m^3 において 5 kV/cm 以上で 0.6 % である分解能がドリフト電場が下がるにつれて悪化することがわかる。先行研究および今回の測定でのドリフト電場は、 0.25 g/m^3 のキセノンガス密度において、それぞれ 3.5 kV/cm, 3.3 kV/cm に対応しており、図 6.21 から 611.7 keV におけるエネルギー分解能を読み取ると、それぞれ 0.70 %, 0.75 % となる。この結果を 1461 keV に外挿すると、先行研究では 0.24 %, 今回の測定では 0.30 % となる。従って、ドリフト電場の違いによるエネルギー分解能への影響は $\sqrt{0.30^2 - 0.24^2} = 0.18 \%$ と見積もられる。

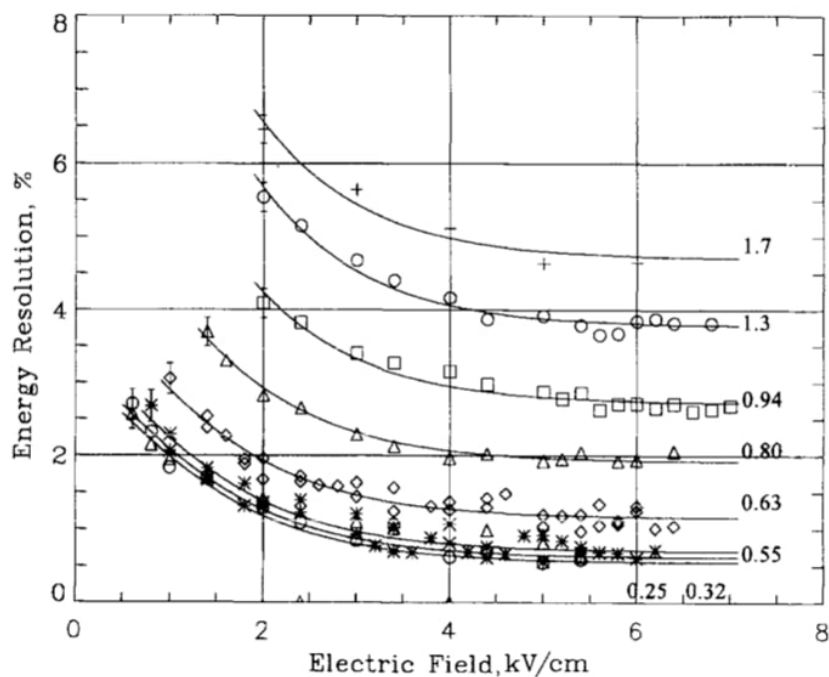


図 6.21: ドリフト電場のエネルギー分解能への影響 [59]。エネルギー分解能は 611.7 keV の γ 線の測定結果である。各曲線に書かれた数値はキセノンガス密度 (単位は g/m^3) を表す。

6.6.3 結果

上記の議論により、EL 電場とドリフト電場が低下したことによるエネルギー分解能への寄与は合計 0.21 % と見積もられる。これを今回の測定結果から差し引くと、1461 keV におけるエ

エネルギー分解能は $\sqrt{(0.96 \pm 0.10)^2 - 0.21^2} = (0.94 \pm 0.11) \%$ となる。これは先行研究で得られた二つの結果と誤差の範囲で一致しており、高抵抗電極がエネルギー分解能を大きく悪化させることはないことがわかった。しかし、他の要因 (表 2.1) と比べて十分小さいかどうかについては精度が不十分で結論づけることができなかった。そのため、今後の解析では回復時間の時間変化に対する補正を行うとともに、今回見積もることができなかったキセノンガス純度の影響を考慮することで、高抵抗電極 ELCC のエネルギー分解能への影響をより正確に見積もっていく。

6.7 本章のまとめ

本章では高抵抗電極 ELCC を用いた 180L 試作機の性能評価について述べた。測定の結果、得られたエネルギー分解能を用いて $0\nu\beta\beta$ の Q 値に外挿すると、半値全幅換算で 0.7 %~0.8 % のエネルギー分解能を得た。その中で、本測定では 180L 試作機で初めて $0\nu\beta\beta$ を超えるエネルギーにおいて分解能を直接評価することができ、 $(0.72 \pm 0.20) \%$ となっている。測定されたエネルギー分解能は、考慮していない不定性があるものの、先行研究と誤差の範囲で一致しており、高抵抗電極 ELCC のエネルギー分解能への影響は小さいと考えられることを確認した。飛跡についても測定できており、2615 keV 電子の長距離移動する飛跡や電子陽電子対生成による二重ベータ崩壊イベントによく似た飛跡を捉えることができた。今後の解析では追加の補正を行うとともに、光量の \approx 位置依存性の原因を解明し、高抵抗電極 ELCC のエネルギー分解能への影響の正確な見積もりを行なっていく。

第7章

まとめと今後の展望

ニュートリノの質量は他のフェルミオンに比べて不自然なほどに軽く、我々はまだその理由を説明できていない。ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) を観測し、ニュートリノのマヨラナ性を実証できれば、この問題を解決できるだけでなく、現在の物質優勢宇宙の起源を説明できる可能性がある。 $0\nu\beta\beta$ を観測するためには、大質量の崩壊核を用いて、低背景事象かつ高エネルギー分解能で測定を行う必要がある。AXEL 実験では、上記の条件を全て満たす高圧 Xe ガス TPC を製作し、世界最高感度での $0\nu\beta\beta$ 探索を目指す。その中で、電離信号を読み出す ELCC では、電離電子を増幅揺らぎの小さいエレクトロルミネセンス (EL) 過程により読み出すことで高いエネルギー分解能を達成できる。

AXEL 実験では、 $0\nu\beta\beta$ の Q 値でエネルギー分解能を 0.5 % 半値全幅以下にすることを目標に開発を進めているが、現状は 0.6 % 程度でありまだ達成できていない。その原因の一つとして EL 光の統計揺らぎが考えられている。そこで、EL 光の検出効率を高めるために、現在の MPPC から受光面積を約 1.9 倍大きくした大口径 MPPC を開発した。本研究では大口径 MPPC の諸特性を測定し、ゲインと光子検出効率について現在使用している MPPC と誤差の範囲で一致することを確認した。また、受光面積の拡大に伴いダークカウントレートも約 1.9 倍増加すると見込まれているが、そのエネルギー分解能への影響は測定値から大きく見積もった場合でも目標値に比べて無視できるほど小さいことを確認した。以上の結果から、大口径 MPPC は AXEL 実験で使用するための条件を満たしていると判断し、次期検出器で使用する計画である。

大口径 MPPC を用いることにより EL 光の光量が増加すると、MPPC の非線形性が大きくなり、エネルギー分解能に影響を与えることが懸念される。そこで、本研究では MPPC の受光面積やピクセルピッチ、信号読み出しに用いる抵抗の値を変えて大光量下における MPPC の応答を比較することで、非線形性を抑制する方法を探索した。その結果、受光面積を大きくし検出光子数が増えるとその分信号電圧が大きくなり非線形性が悪化すること、そして信号読み出しに用いる抵抗の値を小さくすることで信号電圧による非線形性の影響を相殺できることを示した。これらの結果を踏まえて、次期検出器では大口径 MPPC を用いて受光面積を大きくした上で、信

号を読み出す抵抗を現在の 50 Ω から 10 Ω に変更することで、非線形性を抑制する計画である。

ELCC のユニット境界における沿面放電を対策するために、本研究では高抵抗電極 ELCC と十字蓋型 ELCC を製作した。高電圧試験の結果、高抵抗電極 ELCC については今回製作した電極では通常の ELCC と同程度の電圧しか印加できなかった。その一方で、ユニットの PTFE 側面に溝を掘ることで放電耐性の向上が確認できたことに加えて、高抵抗電極に残された放電痕を観測することで、放電は電極の端から始まることや 11 kV 以上の高電圧ではユニット境界ではなくセルで放電が発生することがわかり、今後の開発にとって重要な知見を得ることができた。十字蓋型 ELCC については空気中で 11 kV 付近まで電圧を印加することに成功し、高圧キセノンガス中では一週間以上に渡り安定して 10 kV の電圧を印加し続けることができた。

高抵抗電極がエネルギー分解能を悪化させる可能性があるため、180L 試作機を用いて測定を行い、そのエネルギー分解能への影響を評価した。測定の結果、エネルギーと光量に良い線形性を確認でき、得られたエネルギー分解能を $0\nu\beta\beta$ の Q 値に外挿することで、統計誤差が支配的な場合に $(0.76 \pm 0.04) \%$ 、系統誤差も考慮した場合に $(0.69 \pm 0.15) \%$ のエネルギー分解能を得た。その中で、 $0\nu\beta\beta$ の Q 値を超えるエネルギーである 2615 keV において、AXEL 実験で初めて分解能を直接評価することができ、 $(0.72 \pm 0.20) \%$ を得た。また、飛跡についても測定できており、2615 keV γ 線の光電吸収により発生した電子の飛跡や、電子陽電子対生成による二重ベータ崩壊イベントによく似た飛跡を捉えることができた。高抵抗電極のエネルギー分解能への影響については、1461 keV において得られたエネルギー分解能 $(0.96 \pm 0.10) \%$ を測定条件の違いを差し引いた上で先行研究と比較したところ、誤差の範囲で一致したため、高抵抗電極はエネルギー分解能を大きく悪化させることはないと考えられる。今後の解析では、追加の補正を行うとともに、光量の z 位置依存性の原因を解明し、高抵抗電極のエネルギー分解能への影響をより正確に見積もっていく。

このように、本研究では ELCC の改良に向けて様々な項目について性能評価を行なった。今後は本研究で得られた知見を活かして更なる改良を行い、1000L 検出器では $0\nu\beta\beta$ の Q 値で 0.5 % 半値全幅以下のエネルギー分解能を達成し、なおかつ放電を起こさず安定に 3 kV/cm/bar の電場を印加できる ELCC を製作する計画である。そして、完成した 1000L 検出器を用いて $0\nu\beta\beta$ 探索を行うことで、さらなる大型化により世界最高感度を達成できることを示し、検出器のアップグレードにつなげていく。

謝辞

修士課程の二年間、私を支えてくださった多くの方々に感謝の気持ちを表したいと思います。

東北大学の市川温子教授には、修士論文に対して多くの助言をいただいた他、研究に関して様々なアイデアをいただきました。また、真理をとことん追求する姿勢や様々なことに興味を持ち取り組む姿勢は私の理想の研究者像に一致するところが多く、色々と参考にさせてもらっています。今後も参考にさせていただこうと思いますので、博士課程でもよろしく願います。

中家剛教授には、普段からよく研究の進捗を気にかけていただきました。また、修士論文や学振書類の添削を通して、自分の研究をわかりやすく伝えるためのコツや、読み手に伝わりやすい文章の書き方など今後につながる多くのことを学ばせていただきました。

木河達也助教には、ご多忙のところ締切直前まで修士論文を添削していただきました。おかげで、修士論文をブラッシュアップすることができました。

神戸大学の越智敦彦准教授には、高抵抗電極による放電対策のアイデアを提案していただき、学会や研究会では私の研究に関して多くのご指摘、助言をいただきました。

AXEL メンバーの協力のおかげで修士論文を書き上げることができました。東北大学の中村輝石助教には、研究が行き詰まった際に私には無い視点からアイデアを提供していただきました。吉田将さんには、博士論文執筆にお忙しい中データ解析についての質問に何度も答えていただきました。菅島文悟さんには、面倒な ELCC の組立・解体作業を何度も手伝っていただいた上に、実験中に起きた数々のトラブルに対処していただきました。秋山晋一さんには、修論提出の二週間前に見つかった解析コードのバグを瞬時にデバッグしていただきました。浦野くん、小林くん、初見くんからはミーティングで多くのことを学ぶことができ、研究の刺激になりました。

研究室メンバーのおかげで、とても楽しく研究生生活を送ることができました。特に同期の恩田くん、竹内くん、對馬くん、武藤くんとは何かの節目を見つけては飲み会を開催し、普段の研究だけでなく様々なことを語り合うことができ、研究生生活の励みになりました。

私を支えてくれた友人たちにも感謝いたします。京都大学男子バスケット部の皆さんとは、一緒にバスケットをすることで良い気晴らしができ、作業効率が上がりました。また、三条高校男子バスケット部同期の皆さんとは、毎年集まり近況を語り合うことで、元気をもらい頑張ることができました。

最後に、やりたいことを突き詰めて欲しいと言って私のことを期待し支援してくださる両親をはじめとした家族の皆さんに最大限の敬意と感謝の気持ちを表したいと思います。

参考文献

- [1] W. Pauli: Letter of 4 December to L.Meitner et al. (1930).
- [2] E. Fermi: “An attempt of a theory of beta radiation. 1.”, *Z. Phys.*, **88**, pp. 161–177 (1934).
- [3] F. Reines, C. L. Cowan, F. B. Harrison, A. D. McGuire and H. W. Kruse: “Detection of the Free Antineutrino”, *Phys. Rev.*, **117**, pp. 159–173 (1960).
- [4] R. Davis: “Attempt to Detect the Antineutrinos from a Nuclear Reactor by the $\text{Cl}^{37}(\bar{\nu}, e^-)\text{A}^{37}$ Reaction”, *Phys. Rev.*, **97**, pp. 766–769 (1955).
- [5] M. Goldhaber, L. Grodzins and A. W. Sunyar: “Helicity of Neutrinos”, *Phys. Rev.*, **109**, pp. 1015–1017 (1958).
- [6] S. Schael, et al.: “Precision electroweak measurements on the Z resonance”, *Phys. Rept.*, **427**, pp. 257–454 (2006).
- [7] B. Pontecorvo: “Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge”, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **34**, p. 247 (1957).
- [8] Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata: “Remarks on the unified model of elementary particles”, *Prog. Theor. Phys.*, **28**, pp. 870–880 (1962).
- [9] Y. Fukuda, et al.: “Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos”, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, pp. 1562–1567 (1998).
- [10] Q. R. Ahmad, et al.: “Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by ^8B solar neutrinos at the sudbury neutrino observatory”, *Phys. Rev. Lett.*, **87**, p. 071301 (2001).
- [11] R. L. Workman and Others: “Review of Particle Physics”, *PTEP*, **2022**, p. 083C01 (2022).
- [12] M. Aker, et al.: “Direct neutrino-mass measurement with sub-electronvolt sensitivity”, *Nature Phys.*, **18**, 2, pp. 160–166 (2022).
- [13] N. Aghanim, et al.: “Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters”, *Astron. Astrophys.*, **641**, p. A6 (2020). [Erratum: *Astron.Astrophys.* 652, C4 (2021)].

- [14] F. Halzen and A. Martin: “Quarks & Leptons: An introductory course in modern particle physics”, John Wiley & Sons (1984).
- [15] P. Minkowski: “ $\mu \rightarrow e\gamma$ at a Rate of One Out of 10^9 Muon Decays?”, *Phys. Lett. B*, **67**, pp. 421–428 (1977).
- [16] M. Gell-Mann, P. Ramond and R. Slansky: “Complex Spinors and Unified Theories”, *Conf. Proc. C*, **790927**, pp. 315–321 (1979).
- [17] T. Yanagida: “Horizontal Symmetry and Masses of Neutrinos”, *Progress of Theoretical Physics*, **64**, 3, pp. 1103–1105 (1980).
- [18] S. L. Glashow: “The Future of Elementary Particle Physics”, *NATO Sci. Ser. B*, **61**, p. 687 (1980).
- [19] M. Fukugita and T. Yanagida: “Baryogenesis Without Grand Unification”, *Phys. Lett. B*, **174**, pp. 45–47 (1986).
- [20] A. D. Sakharov: “Violation of CP Invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe”, *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **5**, pp. 32–35 (1967).
- [21] S. Abe, et al.: “Search for the majorana nature of neutrinos in the inverted mass ordering region with kamland-zen”, *Phys. Rev. Lett.*, **130**, p. 051801 (2023).
- [22] 白井淳平, 末包文彦: “ニュートリノ物理学”, 朝倉書店 (2021).
- [23] M. Agostini, et al.: “Final results of gerda on the search for neutrinoless double- β decay”, *Phys. Rev. Lett.*, **125**, p. 252502 (2020).
- [24] D. Q. Adams, et al.: “Search for Majorana neutrinos exploiting millikelvin cryogenics with CUORE”, *Nature*, **604**, 7904, pp. 53–58 (2022).
- [25] K. Alfonso, et al.: “Cupid: The next-generation neutrinoless double beta decay experiment”, *Journal of Low Temperature Physics*, **211**, 5-6 (2022).
- [26] J. Renner, et al.: “Energy calibration of the NEXT-White detector with 1% resolution near $Q_{\beta\beta}$ of ^{136}Xe ”, *JHEP*, **10**, p. 230 (2019).
- [27] P. Novella, et al.: “Demonstration of neutrinoless double beta decay searches in gaseous xenon with NEXT”, *JHEP*, **09**, p. 190 (2023).
- [28] K. E. Navarro, et al.: “A compact dication source for Ba^{2+} tagging and heavy metal ion sensor development”, *JINST*, **18**, 07, p. P07044 (2023).
- [29] S. R. Soleti: “Towards a fiber barrel detector for next-generation high-pressure gaseous xenon TPCs”, *LIGHT DETECTION IN NOBLE ELEMENTS* (2023).
- [30] D. R. Nygren: “The Time Projection Chamber: A New 4π Detector for Charged Particles”, *eConf*, **C740805**, p. 58 (1974).
- [31] E. Aprile, A. Bolotnikov, A. Bolozdynya and T. Doke: “Noble Gas Detectors”, Wiley-VCH (2006).

- [32] C. Monteiro, et al.: “Electroluminescence yield in xenon gas detectors”, *Revista do DETUA*, **4**, 7, pp. 849–852 (2007).
- [33] U. Fano: “Ionization Yield of Radiations. II. The Fluctuations of the Number of Ions”, *Phys. Rev.*, **72**, pp. 26–29 (1947).
- [34] D. Anderson, T. Hamilton, W.-M. Ku and R. Novick: “A large area, gas scintillation proportional counter”, *Nucl. Instrum. Meth.*, **163**, 1, pp. 125–134 (1980).
- [35] S. P. Ahlen: “Theoretical and experimental aspects of the energy loss of relativistic heavily ionizing particles”, *Rev. Mod. Phys.*, **52**, pp. 121–173 (1980).
- [36] S. Ban: “Development of a high pressure xenon gas time projection chamber with a unique cellular readout structure to search for neutrinoless double beta decay”, PhD thesis, Kyoto University (2020).
- [37] S. Ban, et al.: “Electroluminescence collection cell as a readout for a high energy resolution xenon gas tpc”, *Nucl. Instrum. Meth.*, **A**, 875, pp. 185–192 (2017).
- [38] 浜松ホトニクス MPPC 技術資料: https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/mppc_kapd9008j.pdf.
- [39] 吉田健人: “三次元格子構造を持つ新型ニュートリノ検出器 WAGASCI の開発”, Master’s thesis, 京都大学理学研究科 (2015).
- [40] 柳田沙緒里: “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”, Master’s thesis, 京都大学理学研究科 (2016).
- [41] S. Ban, et al.: “Design and performance of a high-pressure xenon gas TPC as a prototype for a large-scale neutrinoless double-beta decay search”, *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, **2020**, 3, p. 033H01 (2020).
- [42] M. Yoshida, et al.: “High-pressure xenon gas time projection chamber with scalable design and its performance at around the Q value of ^{136}Xe double-beta decay”, *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, p. ptad146 (2023).
- [43] Masashi Yoshida: private communication.
- [44] 浜松ホトニクス: private communication.
- [45] 中村和広: “二重ベータ崩壊探索実験 AXEL のための MPPC のキャリブレーションシステムの開発”, Master’s thesis, 京都大学理学研究科 (2018).
- [46] K. Z. Nakamura: “Development of a large-sized high-pressure xenon gas time projection chamber for neutrinoless double beta decay search”, PhD thesis, Kyoto University (2022).
- [47] 田中駿祐: “Xe ガス TPC を用いたニュートリノレス二重 β 崩壊探索実験 AXEL のための高エネルギー分解能読み出し回路の開発”, Master’s thesis, 京都大学理学研究科 (2017).

- [48] 大久保仁：“高電界現象論～基礎と応用～”，オーム社 (2011).
- [49] A. C. Ferrari and J. Robertson: “Interpretation of Raman spectra of disordered and amorphous carbon”, *Rhys. Rev. B*, **61**, 20 (2000).
- [50] G. Bencivenni, et al.: “The μ -RWELL layouts for high particle rate”, *JINST*, **14**, P05014 (2019).
- [51] A. Ochi, et al. Eds.: “Carbon Sputtering Technology for MPGD detectors” (2014).
- [52] 馬場 茂：“真空製膜による薄膜の密着性”, *J-STAGE(表面技術)*, **58**, 5, pp. 275–275 (2007).
- [53] 吉田将：“ニュートリノを伴わない二重 β 崩壊探索に向けた高圧 Xe ガス TPC AXEL のための高電圧ドリフト電場形成の研究”, Master’s thesis, 京都大学理学研究科 (2018).
- [54] Sota Kobayashi and Shinich Akiyama: private communication.
- [55] K. Z. Nakamura, S. Ban, A. K. Ichikawa, M. Ikeno, K. D. Nakamura, T. Nakaya, S. Obara, S. Tanaka, T. Uchida and M. Yoshida: “Front-end electronics for the sipm-readout gaseous tpc for neutrinoless double-beta decay search”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **67**, 7, pp. 1772–1776 (2020).
- [56] R. Honda, K. Miwa, K. Hosomi, M. Ikeno and T. Uchida: “Development of the general purpose logic module, hadron universal logic module, for the j-parc hadron experiments.”, *Meeting Abstracts of the Physical Society of Japan*, **71.2**, pp. 223–223 (2016).
- [57] S. Chu, L. Ekstroem and R. Firestone: “The Lund/LBNL Nuclear Data Search”, <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>.
- [58] Shinichi Akiyama: private communication.
- [59] A. Bolotnikov and B. Ramsey: “The spectroscopic properties of high-pressure xenon”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **396**, 3, pp. 360–370 (1997).