

# 修士論文

ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索のための  
高圧XeガスTPC AXELの大型化に向けた研究

佐々木 駿斗

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

2026年2月19日

## 概要

ニュートリノの質量が他の素粒子と比較して非常に小さい理由や、宇宙のバリオン数非対称の起源は、ニュートリノが粒子と反粒子の同一性であるマヨラナ性を有するならば解明できると考えられている。ニュートリノのマヨラナ性を実証するには、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ( $0\nu\beta\beta$ ) を観測する必要があるが、これは起きるとしても非常に稀な現象である。そのため、高エネルギー分解能、環境放射線の背景事象排除、大質量の崩壊核という条件を満たすことが高感度な  $0\nu\beta\beta$  探索のために重要である。

AXEL 実験ではこれらの条件を満たすことができる、高圧キセノンガスを用いた Time Projection Chamber を開発している。AXEL 検出器は ELCC という独自の検出面を備えており、電離電子から Electroluminescence (EL) 過程により複数の光子を発生させて検出している。これにより高い分解能でベータ線のエネルギーを測定できる。また、飛跡を再構成し、この形状を用いて環境放射線事象を識別することも可能である。今後は大質量の崩壊核を用いるために検出器を大型化し、実際の  $0\nu\beta\beta$  探索を計画している。これに向けて本研究では、エネルギー分解能向上のための解析手法改善と、大型化のための技術開発に取り組んだ。

$0\nu\beta\beta$  探索の上でのエネルギー分解能の目標値は  $0\nu\beta\beta$  のエネルギーで半値全幅 0.4% であるが、まだ達成できていない。この原因の 1 つに、検出チャンネル間の ELgain (電離電子 1 つから発生する光子数) を揃える補正の誤差がある。これを改善するため、従来は 3 時間程度のランごとに行っていた ELgain 補正に加え、全てのランを統合したデータで ELgain 補正を行う解析手法を導入し、補正に用いる  $K_{\alpha}$  特性 X 線の統計数を大幅に増加させた。過去の測定データに対して解析手法変更前後でエネルギー分解能を比較し、1593 keV において  $0.218 \pm 0.056\%$  分の改善を確認した。

現在 ELCC では、検出面全体に 1 枚の電極を用いて高電圧を印加している。しかし、AXEL 検出器を大型化し、安定かつ効率的に運用するには、ELCC のユニットごとに電圧を印加・制御することが望まれる。これに対応するために、ELCC のボディーを 2 つの部品に分けた新たな構造を設計・試作した。部品間で端面放電が生じないかを確認するために耐電圧試験を行い、キセノンガス 7 bar 中において ELCC の目標電場である 3 kV/cm/bar を達成した。

ELCC で計画している 100 個以上のユニットごとで精度が高くかつ電圧を落とさずに調整を行うために、スライドディバイダーという手法を考案した。試作機を製作し、想定通りの電圧調整が行えることを確認した。

電離電子を ELCC へと運ぶドリフト電場を形成するフィールドケージは、従来ものでは背景事象を生じる放射能が多いことや、加工コストが莫大で大型化が難しいなどの問題点を抱えていた。そこで、低放射能と大型化を両立するために、フレキシブルプリント基板 (FPC) を用いた新型のフィールドケージの開発を行った。放電・チャージアップを防止し、FPC 同士を安定して導通できるように支持構造と FPC を設計した。製作した FPC フィールドケージは耐電圧試験を行った。キセノンガス 5.68 bar 中において、ドリフト電場の目標値である 100 V/cm/bar 達成に必要な電圧値に対して 98.1% まで到達することができた。

FPC フィールドケージにおいてチャージアップの影響があるかどうかを評価するため、180 L 試作機を用いて測定を行なった。チャージアップの影響として予想されるものと一致する傾向が見られたものの、過去の測定のデータと比較を行った結果、チャージアップの影響があるかどうかは明確には結論できなかった。チャージアップ以外の要因があるかを含め今後更に評価を行う必要がある。

以上の研究内容を AXEL 検出器の大型化及びそれによる  $0\nu\beta\beta$  探索に繋げ、将来的には世界最高感度での  $0\nu\beta\beta$  探索を行うことが目標である。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>3</b>
1.1	ニュートリノ	3
1.2	ニュートリノのマヨラナ性とシーソー機構	4
1.3	レプトジェネシス	6
1.4	ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ( $0\nu\beta\beta$ )	8
1.5	$0\nu\beta\beta$ 探索実験	11
<b>第 2 章</b>	<b>AXEL 実験</b>	<b>14</b>
2.1	キセノンガスと放射線との反応	14
2.2	キセノンガス中での電離電子の振る舞い	18
2.3	AXEL 検出器の概要	20
2.4	AXEL 検出器の性能	24
2.5	AXEL 実験の計画	25
<b>第 3 章</b>	<b>解析手法の変更による補正精度の改善</b>	<b>28</b>
3.1	ELgain 補正とその現状の問題点	28
3.2	新たな解析手法の導入	30
3.3	解析手法の変更によるエネルギー分解能の改善の評価	32
3.4	時間変動補正からのエネルギー分解能への影響の改善	34
3.5	本章のまとめ	36
<b>第 4 章</b>	<b>ELCC の高電圧印加部の新構造化</b>	<b>37</b>
4.1	ELCC で生じる放電	37
4.2	大型化に向けた高電圧印加部の新構造	39
4.3	耐電圧の評価	41
4.4	本章のまとめ	46
<b>第 5 章</b>	<b>ELCC の電圧制御装置の開発</b>	<b>47</b>
5.1	大型化に向けた ELCC の高電圧制御	47
5.2	高電圧制御方法の検討	47
5.3	スライドディバイダーの試作機的设计・製作	50
5.4	動作試験	54
5.5	本章のまとめ	56

<b>第 6 章</b>	<b>新型フィールドケージの開発</b>	57
6.1	従来のフィールドケージとその問題点	57
6.2	新型フィールドケージのコンセプト	60
6.3	新型フィールドケージの設計・製作	62
6.4	耐電圧の評価	66
6.5	本章のまとめ	70
<b>第 7 章</b>	<b>新型フィールドケージの性能評価</b>	71
7.1	測定セットアップ	71
7.2	測定	73
7.3	解析	74
7.4	解析の結果	81
7.5	チャージアップの評価	83
7.6	エネルギー分解能の評価	86
7.7	本章のまとめ	89
<b>第 8 章</b>	<b>まとめと今後の展望</b>	90
	謝辞	93
付録 A	エネルギー分解能の内訳	94
付録 B	ELgain 補正の詳細	96
付録 C	$r$ 分位点の推定方法	97
	参考文献	101

# 第 1 章

## 序論

ニュートリノは素粒子標準模型の中の素粒子の一種の、電荷を持たないレプトンである。ニュートリノはその質量の順序や絶対値について未解決の問題が残されており、さらに、宇宙のバリオン数非対称を説明する上でも重要な役割を果たすと考えられている。本章ではこれらの背景と、問題解決に向けた実験的なプローブであるニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊について述べる。

### 1.1 ニュートリノ

#### 1.1.1 ニュートリノの発見

ニュートリノは初め、原子核のベータ崩壊についての矛盾を解消するために 1930 年ごろに提唱された。ある原子核がベータ崩壊を起こすと、原子番号が 1 つ大きい娘核と電子が 1 つ放出される。

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 1, A) + e^- \quad (1.1)$$

この際、崩壊分のエネルギーを持ち去る電子の運動エネルギーは一定のはずである。しかし、実際に測定された電子の運動エネルギーはある最大値のもとに分布する連続的なものとなっていた。この問題を解決するためにパウリは、残りのエネルギーを持ち去っている電氣的に中性で観測することができない粒子が存在するとして、ニュートリノを提唱した<sup>\*1</sup>。ミューオンの崩壊に関する研究などからもニュートリノの存在は支持された。そして 1953 年、コーワンとライネスにより、原子炉からのニュートリノを水タンクに打ち込みベータ崩壊の逆反応を観測する実験が行われた [1]。

$$\nu + p \rightarrow n + e^+ \quad (1.2)$$

この実験で陽電子及び中性子が観測されたことにより、ニュートリノの存在は決定的なものとなった。

1962 年にはレーダーマンらが、 $\pi$  中間子の崩壊から放出されるニュートリノを標的に打ち込み、陽電子と正ミューオンがそれぞれ観測されるかを検証した [2]。

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu \quad (1.3)$$

$$\nu + p \rightarrow \mu^+ + n \quad (1.4)$$

$$\nu + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.5)$$

---

\*1 「ニュートリノ」という名前を付けたのはパウリではない。パウリはこれを「ニュートロン (中性子)」と呼んだ。その後フェルミが「小さくて中性のもの」という意味でニュートリノの呼称を用い、こちらが広く受け入れられるようになった。

この実験で式 (1.4) の反応は観測され式 (1.5) の反応は確認されなかったことから、ニュートリノは荷電レプトンと同様に複数のフレーバーを有することが明らかになった。現在では、レプトン数 +1 を有する 3 種類のニュートリノ ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ) と、レプトン数 -1 を有する 3 種類の反ニュートリノ ( $\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$ ) として分類されている。なお、 $\nu_\tau$  は 2007 年に DONUT 実験によって存在が確認された [3]。

ニュートリノは発見当初は質量を持たないと考えられていた。現在でも標準模型の枠組みにおいては質量が 0 として扱われているが、次節に述べるニュートリノ振動が観測されたことにより、ニュートリノも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

太陽で生じている核融合からは大量の電子ニュートリノが放出されている ( ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$  など)。1968 年、ホームステイク実験においてこの太陽ニュートリノが初めて観測されたが、その観測数は予測値の 1/3 程度でしかなかった [4]。同様の欠損が他の実験でも確認され、「太陽ニュートリノ問題」と呼ばれ注目を集めることとなった。これを解決するために、ニュートリノ振動が起きているということが提唱された。

ニュートリノ振動は、ニュートリノが質量を持ち、かつその質量の固有状態がフレーバーの固有状態間で混合しているために、ニュートリノが飛行中にそのフレーバーを変えするという現象である。3 つの質量固有状態 ( $\nu_1, \nu_2, \nu_3$ ) のフレーバー固有状態に対する混合はユニタリー行列として以下のように表される。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

$$s_{ij} = \sin \theta_{ij}, \quad c_{ij} = \cos \theta_{ij} \quad (1.7)$$

$\theta_{ij}$  は状態間の混合角である。また、 $\delta$  はレプトンにおける CP 対称性の破れの位相を表す。ニュートリノ振動は 2000 年ごろにはスーパーカミオカンデ実験 [5] や SNO 実験 [6] などの結果から実証され、その後も種々の実験で大気ニュートリノや加速器ニュートリノなどを用いて測定が続けられている。

ニュートリノ振動によるニュートリノのフレーバ間の遷移確率からは、混合角や質量固有値の 2 乗差  $|\Delta m_{ij}^2| \equiv |m_i^2 - m_j^2|$  が計測される ( $m_i$  は質量固有状態  $\nu_i$  の質量固有値)。しかし、質量の絶対値を測定することはできないために、その順序は未解決問題として残されている。ニュートリノ質量順序の候補を図 1.1 に示す。

## 1.2 ニュートリノのマヨラナ性とシーソー機構

### 1.2.1 ニュートリノの質量

ニュートリノ質量の直接測定としては、 ${}^3\text{H}$  のベータ崩壊から出る電子のエネルギーの測定により、KATRIN 実験が次の上限値を与えている [8]。

$$m_\beta = \sqrt{\sum_i m_i^2 |U_{ei}|^2} < 0.8 \text{ eV (90\% CL)} \quad (1.8)$$

$U_{ei}$  は式 (1.6) の行列  $U$  の成分である。この他に、宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) の観測からはニュートリノの 3 つの質量固有値の合計を制限することができ、次の上限値を与えている [9]。

$$\sum_i m_i = m_1 + m_2 + m_3 < 0.11 - 0.60 \text{ eV (95\% CL)} \quad (1.9)$$

Neutrino Mass Hierarchy

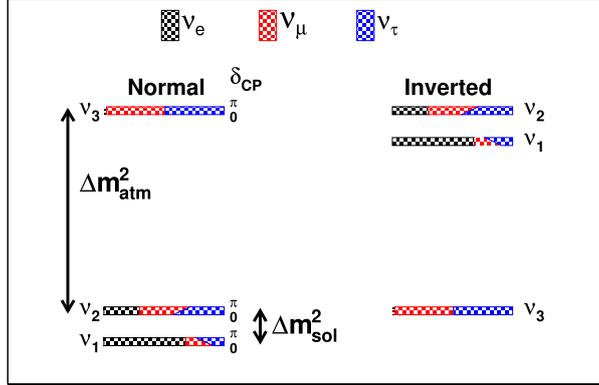


図 1.1: 2 パターンのニュートリノの質量順序 [7]。それぞれの質量固有状態に対するフレーバー固有状態の混合度合いが示されており、電子ニュートリノとの混合が大きい順に  $\nu_1$ 、 $\nu_2$ 、 $\nu_3$  と割り当てる。 $\Delta m_{\text{sol}}^2 \approx \Delta m_{21}^2$  は太陽ニュートリノの観測から符号まで決定されているが、大気ニュートリノの観測に由来する  $\Delta m_{\text{atm}}^2 \approx |\Delta m_{31}^2| \approx |\Delta m_{32}^2|$  は符号が決定できておらず、そのために  $m_3 > m_2 > m_1$  の Normal Ordering (NO、図中左) と  $m_2 > m_1 > m_3$  の Inverted Ordering (IO、図中右) の 2 つの候補がある。

これから分かるように、ニュートリノの質量はニュートリノ以外で最も軽い電子の質量 (511 keV) の  $10^6$  分の 1 以下という非常に小さな値である。しかし、何故ニュートリノのみがこれほど軽い質量を持つのかは明らかとなっていない。次節以降でニュートリノの質量獲得の仕組みについて見る。

## 1.2.2 ディラックニュートリノ

ニュートリノに質量を与える 1 つの機構は、電子などの他のフェルミオンと同様のヒッグス機構によるものである。この場合、ニュートリノはディラック粒子であり、ラグランジアン中の質量項は次の形を持つ。

$$\mathcal{L}_{\text{mass}}^D = -m\bar{\psi}\psi = -m(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R) \quad (1.10)$$

$$\bar{\psi} = \psi^\dagger\gamma^0, \quad \psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\psi, \quad \psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)\psi \quad (1.11)$$

$m$  は質量で  $\psi$  はディラック場、 $\bar{\psi}$  は随伴スピノル、 $\psi_L$ 、 $\psi_R$  はそれぞれ左巻き成分と右巻き成分である。

ディラック粒子はヒッグス場との結合により質量を獲得することができる。ニュートリノ  $\nu$  とヒッグス場  $\phi$  の湯川相互作用項は、

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = -y\phi\bar{\nu}_R\nu_L + h.c. \quad (1.12)$$

$y$  は湯川相互作用の結合定数である。ヒッグス場が自発的対称性の破れを起こすと、

$$\phi \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H) \quad (1.13)$$

と置き換わる。 $v$  は真空期待値、 $H$  は実スカラー場である。これにより、

$$\mathcal{L}_{\nu \text{ mass}}^D = -m_\nu^D(\bar{\nu}_R\nu_L + \bar{\nu}_L\nu_R) \quad (1.14)$$

$$m_\nu^D = \frac{1}{\sqrt{2}}yv \quad (1.15)$$

となり、ディラック質量  $m_\nu^D$  を得る。この場合、ニュートリノの質量が小さいのは、結合定数である  $y$  が他の粒子の結合定数に比べ極端に小さいためであるということになる。しかし、では何故ニュートリノのみが極端に小さい結合定数を持つのかということが結局問題として残ってしまう。

### 1.2.3 マヨラナニュートリノ

ニュートリノがディラック粒子ではなくマヨラナ粒子の場合には、シーソー機構というモデルによりニュートリノの質量を考えることができる。マヨラナ粒子とは粒子と反粒子が同一の粒子であるものを指し、電荷を持たないニュートリノは標準模型に存在する素粒子では唯一マヨラナ粒子である可能性がある。粒子がマヨラナ性を持つ条件は次のように表せる。

$$\psi^C = i\gamma^2\psi = \psi \quad (1.16)$$

$\psi^C = i\gamma^2\psi$  は場の荷電共役変換であり、これが元の場合と一致することが粒子と反粒子の同一性を意味している。このとき、 $\{\gamma^\mu, \gamma^5\} = 0$  を用いて、

$$\psi_R^C = i\gamma^2 \left\{ \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)\psi \right\} = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)(i\gamma^2\psi) = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\psi^C = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\psi = \psi_L, \quad \psi_L^C = \psi_R \quad (1.17)$$

を得る。これにより、次のマヨラナ質量項を構築することが可能になる。

$$\mathcal{L}_{\text{mass}}^M = -\frac{1}{2}m(\overline{\psi_R}\psi_R^C + \overline{\psi_R^C}\psi_R) \quad (1.18)$$

そこで、質量  $M$  を持つ右巻きニュートリノを導入すると、

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} + \mathcal{L}_{\text{mass}}^M = -y\phi\overline{\nu_R}\nu_L - \frac{1}{2}M\overline{\nu_R}\nu_R^C + h.c. \quad (1.19)$$

式 (1.13)、(1.15)、(1.17) から、

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{seesaw}} &= -m_\nu^D(\overline{\nu_R}\nu_L + \overline{\nu_L}\nu_R) - M(\overline{\nu_R}\nu_R^C + \overline{\nu_R^C}\nu_R) \\ &= -\frac{1}{2}m_\nu^D\overline{\nu_L^C}\nu_R^C - \frac{1}{2}m_\nu^D\overline{\nu_R}\nu_L - \frac{1}{2}M\overline{\nu_R}\nu_R^C + h.c. \\ &= -\frac{1}{2}\begin{pmatrix} \overline{\nu_L^C} & \overline{\nu_R} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & m_\nu^D \\ m_\nu^D & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^C \end{pmatrix} + h.c. \end{aligned} \quad (1.20)$$

となる。ここで、もし  $m_\nu^D \ll M$  であった場合、式 (1.20) の第 3 行の質量行列は、固有状態を大きく変えることなく近似的に  $m_\nu = m_\nu^D/M$ 、 $M$  の質量固有値に対角化できる。このようにして得られた  $\nu_L$  の質量  $m_\nu$  は、 $M$  が  $10^{14}$  GeV 程度の大きさを持つとき、 $m_\nu^D$  が他のフェルミオンと同程度の大きさである下で  $m_\nu \sim 10^{-2}$  eV 程度の値を取る。このようにして質量を獲得する仕組みをシーソー機構と呼び、ニュートリノの極端な軽さを導くことが可能である [10]。そのため、ニュートリノはディラック粒子ではなくマヨラナ粒子であるという大きな動機がある。

## 1.3 レプトジェネシス

### 1.3.1 宇宙のバリオン数非対称

宇宙に存在するバリオンの量は、次のバリオン数-光子数の比によって定量化される。

$$\eta = \frac{n_B - n_{\overline{B}}}{n_\gamma} \quad (1.21)$$

$n_B$ 、 $n_{\bar{B}}$ 、 $n_\gamma$  はそれぞれバリオン、反バリオン、光子の密度である。CMB の観測 [9] とビッグバン元素合成に基づく計算 [11] のそれぞれから、 $\eta \approx 6.1 \times 10^{-10}$  が示されている。これが有限の値を持つことは、宇宙に存在するバリオンと反バリオンの数が対称では無いことを意味し、正味のバリオン数が 0 であったと考えられる初期の宇宙からどのようにこの正のバリオン数を生み出したのかは重要な未解決問題となっている。

バリオン数の生成のためには、下記のサハロフの 3 条件を満たす必要がある [12]。

- バリオン数を保存しない過程があること
- 物質と反物質の対称性である  $C$ 、 $CP$  対称性の破れがあること
- バリオン数生成が逆反応を抑制する熱的非平衡の下で進むこと

これらを満たす、標準模型の枠組みを超えたバリオジェネシスと呼ばれる種々のモデルが存在し検証されている。1 つ目の条件のバリオン数の保存を直接破る過程の候補としては、中性子・反中性子振動などがある [13]。

### 1.3.2 ニュートリノのマヨラナ性とレプトジェネシス

宇宙のバリオン数非対称を説明するための有力なシナリオとして、大統一理論のエネルギースケール ( $\sim 10^{16}$  GeV) よりも低いスケールでバリオン数を生成するレプトジェネシスと呼ばれるものがある [14]。レプトジェネシスにおいては、レプトン数の保存を破る過程 ( $\Delta L \neq 0$ ) が生じた後、スファレロンと呼ばれる過程によりレプトン数の破れをバリオン数の破れへと移しバリオン数を生成する。スファレロンとは、一定以上のエネルギースケールにおいて異なる量子数を有する真空間を遷移する過程のことで、 $10^4$  GeV 以上のエネルギースケールにおいて、バリオン数とレプトン数を同時に同じ数だけ変化させることが可能となる ( $\Delta(B-L) = 0$ ) [15]。この  $\Delta L \neq 0$  と  $\Delta(B-L) = 0$  の過程の組み合わせによりバリオン数を生成する (図 1.2)。

では、 $\Delta L \neq 0$  の過程はどのように実現されるのか。有力視されているのが、1.2.3 節で議論したニュートリノのマヨラナ性及び重い右巻きニュートリノを用いることである。ニュートリノがマヨラナ性を有する場合に、右巻きニュートリノと荷電レプトンの湯川相互作用項は次のように表される [16]。

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}}^{LG} = -y(\bar{\nu}_R l_L^- H^+ + \bar{l}_R^+ \nu_R^c H^-) \quad (1.22)$$

$H^+$ 、 $H^-$  は荷電ヒッグス場である。これにより、右巻きニュートリノはレプトン数 +1 の  $l^-$  と -1 の  $l^+$  の双方へと崩壊することが可能である。

$$\nu_R \rightarrow l^- + H^+ \quad (1.23)$$

$$\nu_R \rightarrow l^+ + H^- \quad (1.24)$$

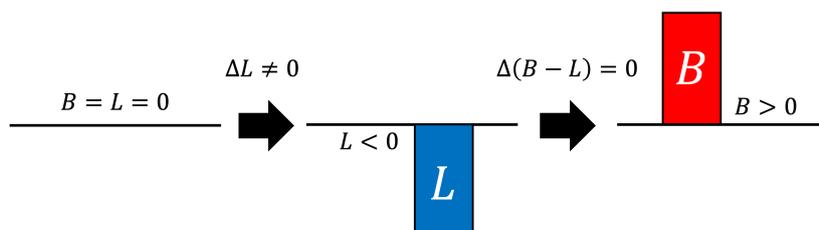


図 1.2: レプトジェネシスの概念図。

$CP$  対称性の破れがあれば式 (1.23) と (1.24) の崩壊比が異なるため、これにより  $\Delta L \neq 0$  が作られる。

レプトジェネシスの実現には右巻きニュートリノの質量が  $M > 10^9 \text{ GeV}$  である必要がある [17]。これは、1.2.3 節で述べたシーソー機構における質量スケールと矛盾しない。また、熱的非平衡の条件は温度  $T \sim M$  [16] であり、上述のスファレロンのエネルギースケールの要請を満たしている。もう 1 つの条件である (レプトンでの)  $CP$  対称性の破れについては、T2K 実験などのニュートリノ振動実験がその兆候を捉えている [18]\*2。

このように、宇宙のバリオン数非対称と軽いニュートリノ質量という 2 つの未解決問題を同時に解決できることから、ニュートリノがマヨラナ粒子である可能性は強く支持されており、ニュートリノのマヨラナ性の検証は素粒子物理学における重要課題となっている。

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

### 1.4.1 二重ベータ崩壊

原子核 ( $Z, A$ ) において、その質量が同重体 ( $Z + 1, A$ ) よりは小さいが、( $Z + 2, A$ ) よりは大きいという場合に、次式の二重ベータ崩壊という現象が稀に起きる。

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (1.25)$$

これをファインマン図で示したのが図 1.3a である。電子 2 つと反電子ニュートリノ 2 つが放出されるこの反応 ( $2\nu\beta\beta$ ) は既に複数の原子核で確認されており、およそ  $10^{18} - 10^{22}$  年程度の半減期を有している ([20] など)。

これに加え、もしニュートリノがマヨラナ粒子である場合、一方の中性子のベータ崩壊から放出されたニュートリノが粒子と反粒子が同一であることによりもう一方に吸収され、終状態にはニュートリノは存在せず 2 つの電子のみが放出されるニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ( $0\nu\beta\beta$ ) という崩壊過程が可能になる。これを観測することでニュートリノのマヨラナ性を実証できる。 $0\nu\beta\beta$  のファインマン図を図 1.3b に示す。

$0\nu\beta\beta$  の観測はニュートリノのマヨラナ性を検証する上で現実的と考えられるほぼ唯一の方法であるが、世界で観測された事例はまだ無い。これは崩壊の半減期が  $2\nu\beta\beta$  よりもさらに長い、少なくとも  $10^{24} - 10^{26}$  年以上のオーダーである [20] ために、探索が困難だからである。

### 1.4.2 $0\nu\beta\beta$ の半減期とニュートリノ質量

$0\nu\beta\beta$  の半減期 ( $T_{1/2}^{0\nu}$ ) はその逆数である崩壊頻度として次のように計算できる [21]。

$$[T_{1/2}^{0\nu}]^{-1} = \sum_{spin} \int |Z_{0\nu}|^2 \delta(E_{e1} + E_{e2} - Q_{\beta\beta}) \frac{d^3 p_1}{2\pi^3} \frac{d^3 p_2}{2\pi^3} \quad (1.26)$$

$Z_{0\nu}$  は振幅、 $E_{ei}$ 、 $p_i$  は放出される 2 つの電子のエネルギー及び運動量である。また、 $Q_{\beta\beta}$  は二重ベータ崩壊の  $Q$  値であり、 $0\nu\beta\beta$  では電子 2 つが合わせてこの全てのエネルギーを持ち去る。 $Z_{0\nu}$  に含まれるファインマ

\*2 ただし、ニュートリノ振動実験で測定できる  $CP$  対称性の破れのディラック位相  $\delta$  のみでレプトジェネシスを実現できるのかは明らかになっていない [19]。

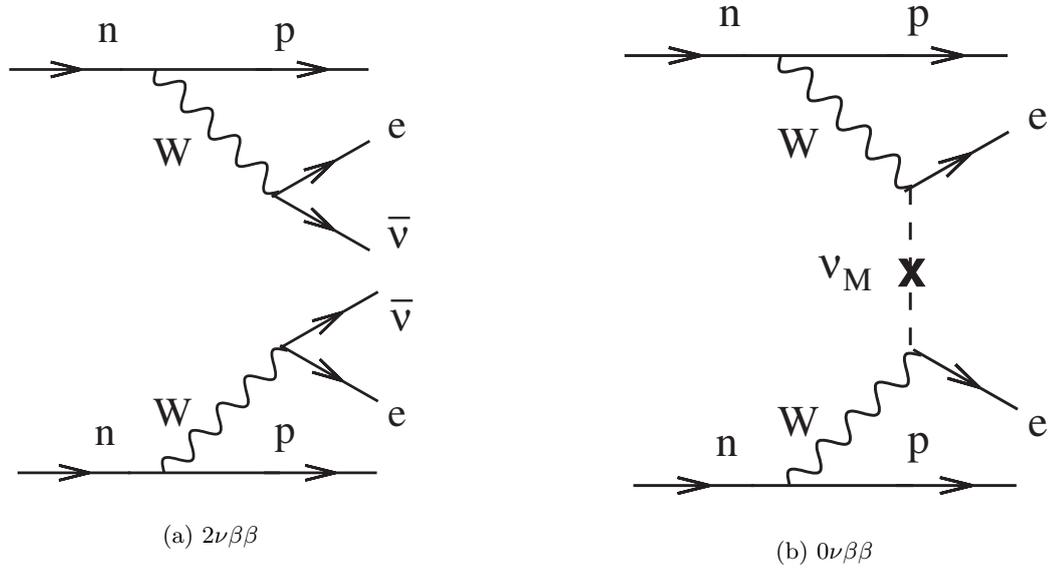


図 1.3: 二重ベータ崩壊のファインマン図 [21]。

ン図の内線のマヨラナニュートリノ  $\nu_e = \sum_i U_{ei} \nu_i$  の伝搬関数は、4元運動量を  $q^\mu$  とすると次のようになる。

$$Z_{0\nu} \propto \sum_i \frac{q^\mu \gamma_\mu + m_i}{q^2 - m_i^2} U_{ei}^2 \quad (1.27)$$

分子の  $q^\mu$  は  $q$  の全空間での積分で消え、分母の  $m_i^2$  は十分小さいとして無視すると、

$$|Z_{0\nu}| \propto \langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_i m_i U_{ei}^2 \right| \quad (1.28)$$

となる。 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$  は電子ニュートリノの有効質量と呼ばれる。これにより、 $T_{1/2}^{\nu}$  の表式として次式を得る。

$$[T_{1/2}^{0\nu}]^{-1} = G_{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) |M_{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (1.29)$$

$G_{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$  は位相空間の積分より得られ、原子核のフェルミ関数の寄与を含むため  $Z$  への依存性を持つ。 $M_{0\nu}$  は核子からの寄与を示す核行列要素である。式 (1.29) から、ニュートリノの質量が小さいほど  $0\nu\beta\beta$  の崩壊頻度も小さくなる。つまり、ニュートリノ質量の上限値が制限されるほどに、より高感度な探索手法が求められるのである。

### 1.4.3 $0\nu\beta\beta$ の実験的性質

$0\nu\beta\beta$  (及び  $2\nu\beta\beta$ ) は放出される 2 つの電子を検出することで観測する。このエネルギースペクトルを図 1.4 に示す。 $2\nu\beta\beta$  では電子以外にニュートリノがエネルギーを持ち去るため、分布は  $Q_{\beta\beta}$  の下に連続的になる。一方で、 $0\nu\beta\beta$  では  $Q_{\beta\beta}$  に一致したエネルギーのピークとなるという特徴がある。

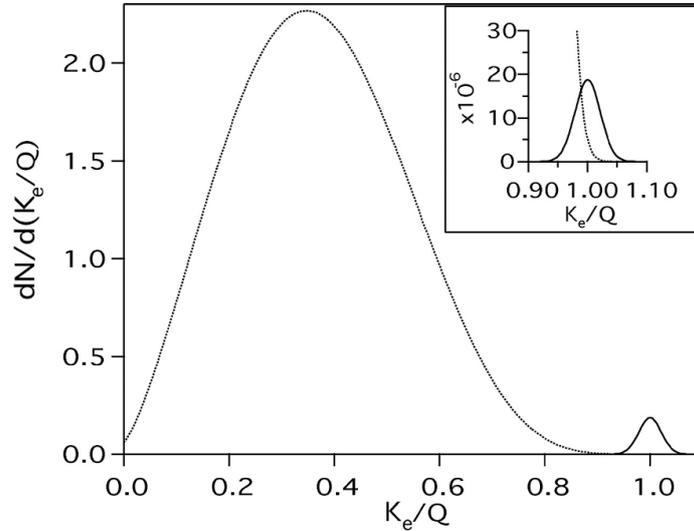


図 1.4: 二重ベータ崩壊のスペクトル [22]。横軸は放出される 2 つの電子のエネルギーの和と  $Q_{\beta\beta}$  の比を示している。 $E/Q_{\beta\beta} = 1$  であるピークが  $0\nu\beta\beta$ 、それよりも低エネルギー側に連続的に分布しているのが  $2\nu\beta\beta$  である。 $2\nu\beta\beta$  に対する  $0\nu\beta\beta$  のイベント数が  $1/100$  (右上の拡大図では  $1/10^6$ ) になるよう規格化している。エネルギー分解能は  $\Delta E/E = 5\%$  としている。 $0\nu\beta\beta$  のピーク領域に  $2\nu\beta\beta$  の混入があることが分かる。

1.4.1 節で言及したように、 $0\nu\beta\beta$  は起きるとしても非常に稀にしか起きない。そのため、高感度で探索するためには以下の条件を満たす必要がある。

- $2\nu\beta\beta$  の混入を防ぐ高いエネルギー分解能
- 背景事象となる環境放射線の排除
- 大質量の二重ベータ崩壊核

この 3 要素の全てを高いレベルで達成した実験手法を実現することが、現状の  $0\nu\beta\beta$  探索の目標である。

#### 1.4.4 $0\nu\beta\beta$ の探索状況

$0\nu\beta\beta$  の探索感度は、半減期については崩壊核の種類によって異なるため単純な比較はできないが、式 (1.29) に基づき換算した  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$  への制限として指標化できる。 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$  の存在領域は、ニュートリノ振動実験の結果などからもある程度の制限がなされている。さらに、ニュートリノの質量順序が NO か IO によっても大きく異なる。この探索状況を図 1.5 に示す。

現在最も厳しい制限は  $28 - 122$  meV の上限値を与えており [24]、IO の領域に差し掛かっている (幅は式 (1.29) 中の  $M_{0\nu}$  に原子核モデルの選択に由来する不定性があることによる)。質量順序が NO と IO のどちらであるのかの決定的な証拠はないものの、NO を比較的強く示唆する傾向にはあり [25][26][27]、 $0\nu\beta\beta$  の探索には今後更なる高感度化を見据える必要がある。式 (1.29) から、観測対象の  $T_{1/2}^{0\nu}$  は  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$  の逆二乗に比例するため、 $\langle m_{\beta\beta} \rangle \leq 10$  meV の NO の領域に到達するだけでも少なくとも 8 倍程度の感度の向上が求められる。

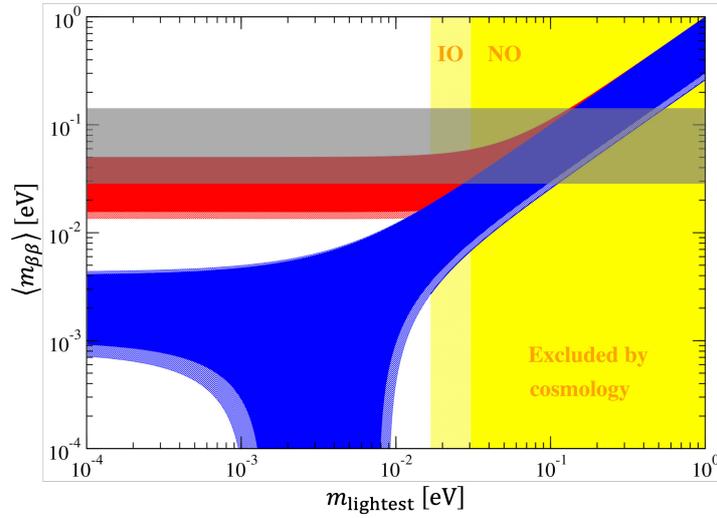


図 1.5:  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$  の探索状況 ([23] の図に灰色の領域を追加したもの)。縦軸が  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ 、横軸は最も軽いニュートリノの質量に対応する。赤色が IO、青色が NO の場合にニュートリノ振動の測定から得られている許容範囲であり、黄色は宇宙論から棄却される領域である。灰色の領域が  $0\nu\beta\beta$  探索による現在の最も厳しい上限値 (28 – 122 meV) である。

## 1.5 $0\nu\beta\beta$ 探索実験

現在までに進行している  $0\nu\beta\beta$  の探索実験についていくつかを述べる。

### 1.5.1 KamLAND-Zen

KamLAND-Zen 実験は神岡鉱山地下で行われている  $^{136}\text{Xe}$  を二重ベータ崩壊核に用いた  $0\nu\beta\beta$  探索実験である。検出器の概観を図 1.6 に示す。濃縮  $^{136}\text{Xe}$  が融解された液体シンチレータ (LS) を封入したナイロン製の Inner balloon が中心部に吊るされており、背景事象除去のためにその外部を 1000t の LS を有した直径 13m の Outer balloon が取り囲んでいる。生じたシンチレーション光はステンレス製の容器に取り付けられた約 1800 個の PMT によって検出され、イベントのエネルギーが計測される。

これまでに、 $^{136}\text{Xe}$  381 kg を用いた測定 (KamLAND-Zen 400) と 745 kg を用いた測定 (KamLAND-Zen 800) を行っており、全てのデータを合わせた解析により  $^{136}\text{Xe}$  の  $T_{1/2}^{0\nu}$  に  $3.8 \times 10^{26}$  年の下限値を付けている [24]。これは 1.4.4 節で述べた  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$  の上限値を与えており、大質量の崩壊核や環境放射線の排除を強みとした現状での世界最高感度の実験となっている。

2024 年にデータ取得を完了し、現在はバルーン用のフィルムの低放射能化や LS の改良、PMT での集光効率改善のためのミラーの導入などを計画している KamLAND2-Zen に向けて開発が進行中である [28]。

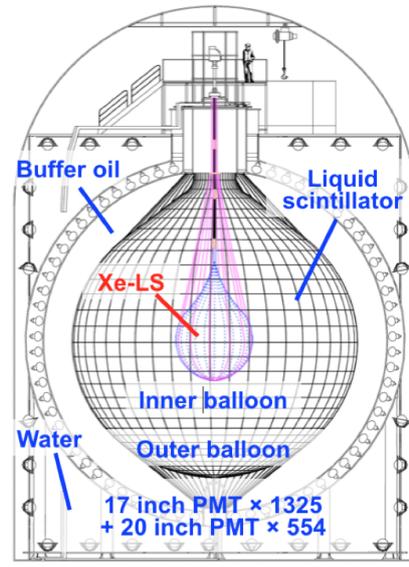


図 1.6: KamLAND-Zen 実験の概観 [29]。

## 1.5.2 LEGEND

LEGEND 実験は  $^{76}\text{Ge}$  を崩壊核に用いた  $0\nu\beta\beta$  探索実験である [30]。現在進行中の LEGEND-200 の概観を図 1.7 に示す。冷却機及び veto 装置として機能する LAr の中に高純度のゲルマニウム結晶検出器が配置され、さらにその周囲を超純水のタンクが覆いシールドとしての役割を果たしている。半導体検出器であるためにエネルギー分解能が非常に高いことが特徴であり、 $Q_{\beta\beta}$  の半値全幅において 0.1% 程度となっている。さらに、信号波形の形状の違いからも背景事象の識別が可能である。

200 kg の  $^{76}\text{Ge}$  を用いたデータ取得が 2023 年から開始され、過去の  $^{76}\text{Ge}$  による実験と合わせた解析により  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$  に 75 – 200 meV の上限値を付けている。将来的には 1000 kg の  $^{76}\text{Ge}$  を用いた LEGEND-1000 を計画中である。

## 1.5.3 NEXT

NEXT 実験は高圧の  $^{136}\text{Xe}$  ガスを崩壊核に用いた  $0\nu\beta\beta$  探索実験である [31]。検出器の概念図を図 1.8 に示す。キセノンガス中で生じた電離電子とシンチレーション光は、検出器の両端面に設置された PMT 及び SiPM によって検出されエネルギーに変換される。エネルギー分解能は  $Q_{\beta\beta}$  における半値全幅で 1% 未満と高く、イベントの飛跡を再構成することができるため飛跡の形状を用いた背景事象の区別も可能にしている。

これまでに  $^{136}\text{Xe}$  3.4 kg を用いた NEXT-White 検出器を運用し、 $T_{1/2}^{0\nu}$  に  $1.3 \times 10^{24}$  年の下限値を付けている。現在は、 $^{136}\text{Xe}$  100 kg を用いる NEXT-100 検出器を建設中である。将来的には、環境放射線事象排除のために  $^{136}\text{Xe}$  の二重ベータ崩壊により生じる  $^{136}\text{Ba}^{2+}$  を検出する機能などを搭載した、 $^{136}\text{Xe}$  1 t スケールの検出器の運用を計画している。

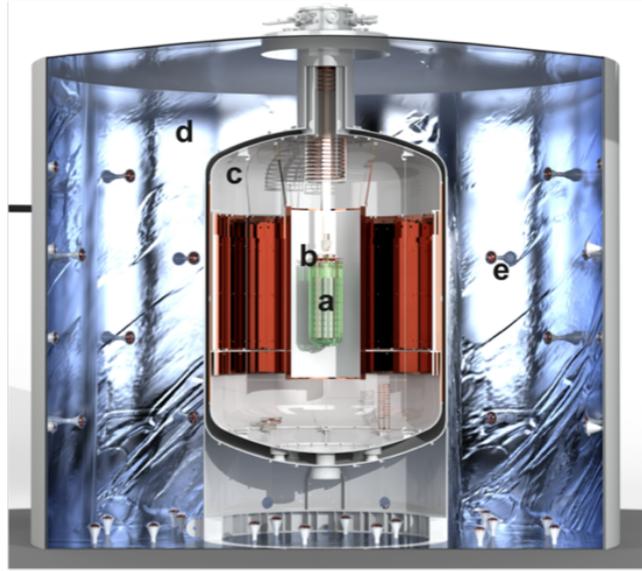


図 1.7: LEGEND-200 の概観 [30]。Ge 検出器 (a) と LAr 冷却機 (c)、超純水タンク (d) の三層から構成される。

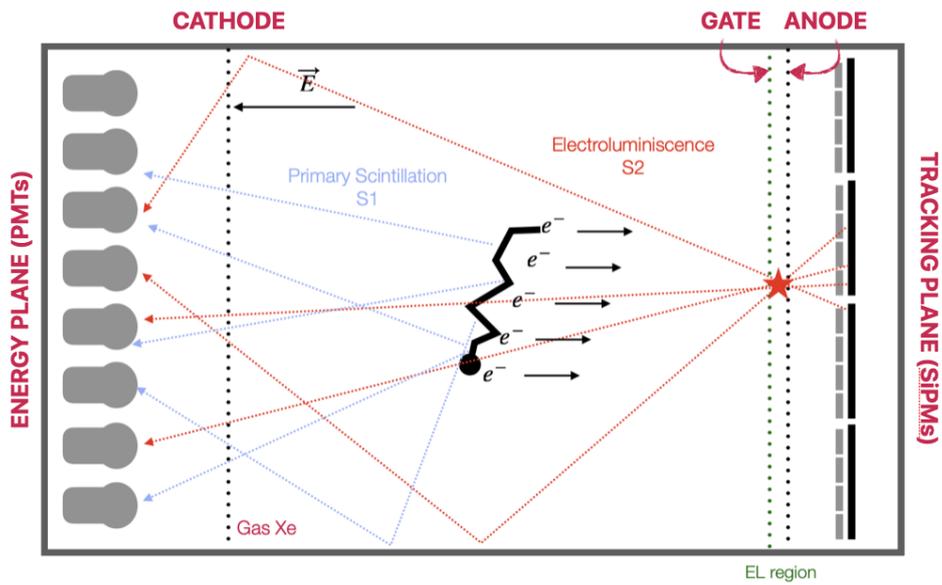


図 1.8: NEXT 検出器の概念図 [31]。

## 第 2 章

# AXEL 実験

AXEL (A Xenon ElectroLuminescence) 実験は、 $0\nu\beta\beta$  探索を行うために高圧キセノンガスを用いた Time Projection Chamber を新たに開発している実験である。AXEL 検出器は現状の  $0\nu\beta\beta$  探索実験が達成できていない高エネルギー分解能・環境放射線事象排除・大質量化の全てを満たすことができる性能を備えており、 $0\nu\beta\beta$  への高い感度が見込まれる。本章では、まず AXEL 検出器の動作原理を解説するための前提となるキセノンガスや電離電子の性質について述べ、その後に AXEL 検出器の概要や性能、今後の計画を述べる。

### 2.1 キセノンガスと放射線との反応

#### 2.1.1 光子との反応

光子に対してのキセノンガスの反応は以下の 3 つに大別される。

- 光電吸収
- コンプトン散乱
- 電子・陽電子対生成

いずれの反応でも、光子のエネルギーが電子に移行し放出される。以下でそれぞれの反応について述べる。

#### 光電吸収

光電吸収は光子のエネルギーが比較的低いときに主要な反応である。光子が原子核に吸収された後、軌道電子の 1 つがその束縛エネルギー ( $E_b$ ) の分だけ入射した光子 (エネルギー  $h\nu$ ) よりも低い運動エネルギー  $T$  を持って放出される ( $T = h\nu - E_b$ )。そのため、入射光子のエネルギーが特定の電子殻のエネルギーを上回っている場合に、その電子殻との反応を主に起こすようになる。

光電吸収後の原子は空殻を持つ励起状態にあるため、基底状態に遷移するにあたり特性 X 線を放出する。最も束縛エネルギーが大きい K 殻と光電吸収を起こした場合、キセノンの特性 X 線は表 2.1 のエネルギーを持つ。この内、 $K_{\alpha 1}$  と  $K_{\alpha 2}$  は非常に近いエネルギーを持つため、分岐比での加重平均を取ることで 29.68 keV の  $K_{\alpha}$  特性 X 線として扱われる。

表 2.1: キセノンの K 殻での特性 X 線 [32]

	エネルギー
$K_{\alpha 1}$	29.78 keV
$K_{\alpha 2}$	29.46 keV
$K_{\beta}$	33.62 keV

### コンプトン散乱

コンプトン散乱は光子が電子と散乱を起こすことでエネルギーの一部を受け渡す反応である。図 2.1 にコンプトン散乱の運動学的な状況を示す。エネルギー  $h\nu$  の光子が入射し、原子内の電子と反応する。光子のエネルギーが電子の束縛エネルギーよりも十分大きい場合には自由電子として近似でき、散乱された光子のエネルギー  $h\nu'$  と電子の運動エネルギー  $T$  は次のようになる。

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)} \quad (2.1)$$

$$T = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{\gamma(1 - \cos\theta)}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)} \quad (2.2)$$

$$\gamma = \frac{h\nu}{m_e c^2} \quad (2.3)$$

$m_e$  は電子の質量である。式 (2.2) から、散乱電子のエネルギーは、 $\theta = 0$  では 0 となり、 $\theta = \pi$  のときに次の最大値を取る。

$$T_{\max} = h\nu \frac{2\gamma}{1 + 2\gamma} \quad (2.4)$$

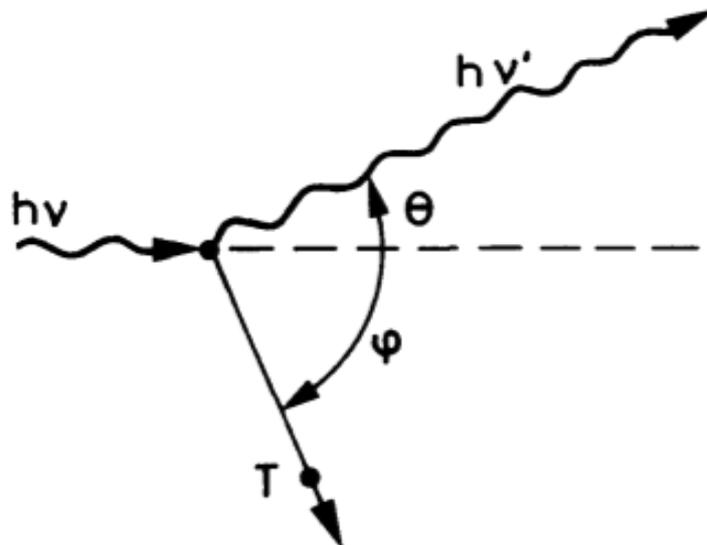


図 2.1: コンプトン散乱の運動学的な状況 [33]。

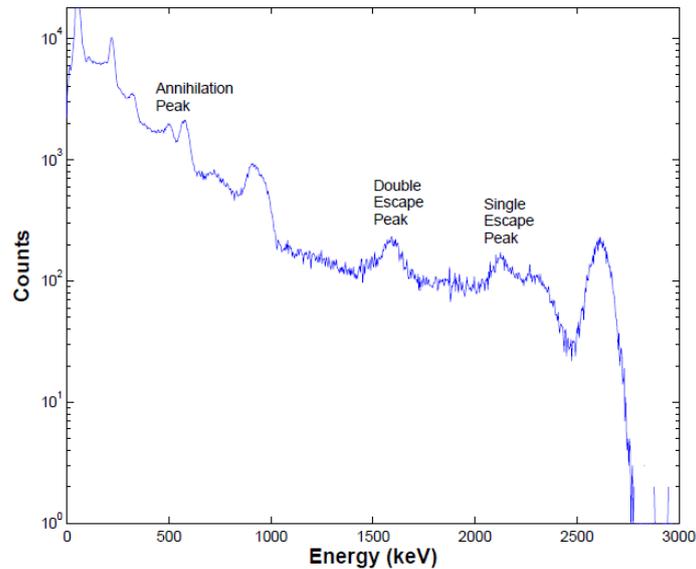


図 2.2: 電子・陽電子対生成が起こる際のエネルギースペクトルの例 [34]。右側の 2600 keV 付近のピークから 511 keV 及び 1022 keV 低い位置にシングルエスケープピーク及びダブルエスケープピークが確認できる。

このように、コンプトン散乱では電子に全てのエネルギーが与えられるわけではなく、入射光子より低いエネルギーを持った散乱光子が新たに放出される。

### 電子・陽電子対生成

電子・陽電子対生成は光子が 1 対の電子と陽電子に転換する反応である。電子と陽電子の質量は 511 keV であるため、光子のエネルギーが 1022 keV 以上のときにこの反応が可能となる。

生成される電子と陽電子の運動エネルギーは合計で光子のエネルギーから 1022 keV を除いた値となる。陽電子は最終的に物質中の電子と対消滅し 511 keV の光子 2 つを放出するが、その光子が反応せず検出領域外へと脱出する場合がある。そのため、一定のエネルギーのガンマ線等を検出する場合に、そのエネルギーよりも 511 keV 低いシングルエスケープピーク及び 1022 keV 低いダブルエスケープピークが観測されることがある (図 2.2)。

### ガンマ線に対する反応の総和

キセノンガスと光子との反応断面積は、上述した光電吸収、コンプトン散乱、電子・陽電子対生成のそれぞれの反応断面積の総和となる。この反応断面積を図 2.3 に示す。低エネルギー帯では光電吸収からの寄与が主要であり、*K* 殻の束縛エネルギーである 30 keV 付近を越えると *K* 殻での光電吸収が起きようになり反応断面積が大きくなっている。また、光子のエネルギーが 1.022 MeV (1022 keV) を上回ると、対生成が主要な反応となっていくことが分かる。

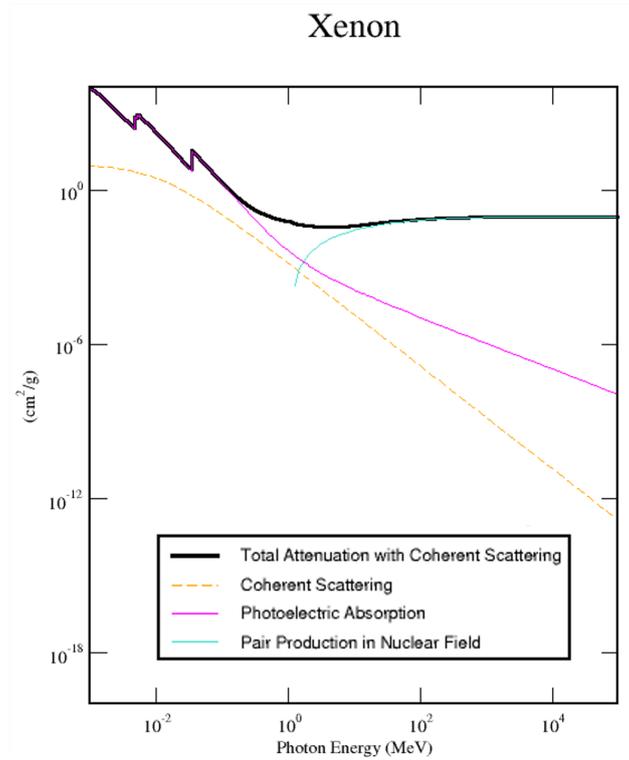


図 2.3: 光子のエネルギーに対するキセノンガスと光子の反応断面積 ([35] より出力)。黒の線が反応断面積の総和を表し、ピンク、黄色、水色の線がそれぞれ光電吸収、コンプトン散乱、対生成からの寄与を表す。

### 2.1.2 荷電粒子との反応

本小節及び 2.2 節の議論は、主として文献 [36] に基づく。荷電粒子 ( $R$ ) がキセノンガス中を通過する際には、キセノン原子を電離もしくは励起させてエネルギーを少しずつ失っていく。



式 (2.5) が電離、(2.6) が励起である。励起されたキセノン原子は、シンチレーション光を放出して基底状態へと遷移する。



このエネルギー  $h\nu_a$  のシンチレーション光はキセノンガスを励起してしまい遠方まで通過することができないため、検出には適していない。一方、キセノンガスが高圧 ( $> 4 \times 10^4$  Pa) であるときは、次の二量体を経る励起過程が可能になる。



これにより放出されるエネルギー  $h\nu_m$  のシンチレーション光の波長は 175 nm 程度である (図 2.4) が、これに対してはキセノンガスは透明であるため、検出目的として利用するのに適している。

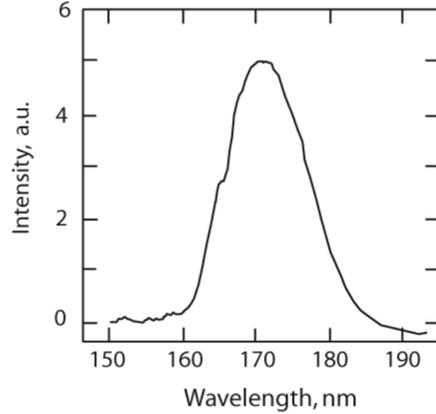


図 2.4: キセノンのシンチレーション光の波長 [36]。

入射粒子がベータ線などの高エネルギーの電子である場合に、キセノンガス中で落とすエネルギーは次式で表される。

$$E = N_i E_i + N_{\text{ex}} E_{\text{ex}} + N_i \xi \quad (2.10)$$

$N_i$ 、 $N_{\text{ex}}$  はそれぞれ電離、励起されるキセノン原子の数であり、 $E_i$ 、 $E_{\text{ex}}$ 、 $\xi$  はそれぞれ原子 1 つを電離、励起、亜励起状態にするのに要する平均エネルギーである。 $E$  を  $N_i$  で割った値は  $W$  値と呼ばれ、電離電子を 1 つ生じるのに必要となるエネルギーである。キセノンガスではこの値は 22.1 eV である。

## 2.2 キセノンガス中での電離電子の振る舞い

### 2.2.1 電離電子のドリフト

電場の存在下では、電離電子の速度  $\vec{v}$  は電場  $\vec{E}$  に比例する。すなわち、電場に沿って電子は進んでいく。

$$\vec{v} = \mu \vec{E} \quad (2.11)$$

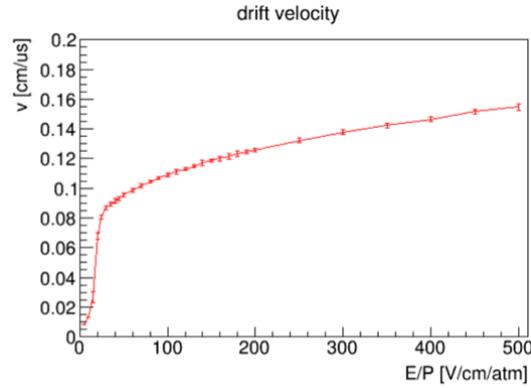
式 (2.11) から、ドリフト速度は電場の強さに応じて変化する。比例係数  $\mu$  は電場が小さいときには一定であるが、大きくなると電場の強さに依存するという性質を持つ。

拡散は、電離電子がドリフト中にキセノン原子と衝突し、電場に沿った軌道からそれる過程である。ドリフト方向（電場から力を受ける向き）を  $z$  軸としたとき、時刻 0 で原点にあった  $n_0$  個の電離電子の時刻  $t$  での密度分布  $N(t)$  は次のように表される。

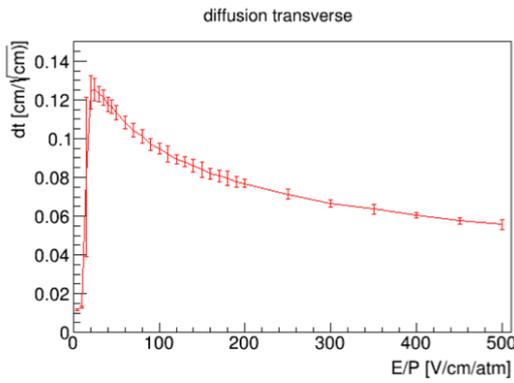
$$N(t) = \frac{n_0}{(2\pi l)^{3/2} D_T \sqrt{D_L}} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2D_T \sqrt{l}}\right) \exp\left(-\frac{z^2}{2D_L \sqrt{l}}\right) \quad (2.12)$$

$l$  は時刻  $t$  におけるドリフト距離であり、 $D_T$ 、 $D_L$  はそれぞれドリフトに垂直な方向（横方向）、並行な方向（縦方向）における拡散係数である。すなわち、拡散による電離電子の空間分布は正規分布で表され、その標準偏差は

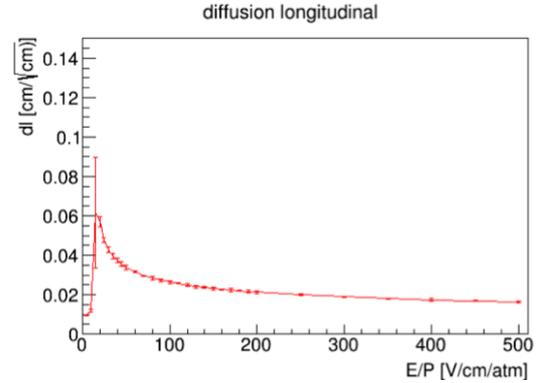
$$\sigma_{T(L)} = D_{T(L)} \sqrt{l} \quad (2.13)$$



(a) ドリフト速度。



(b) 横方向。



(c) 縦方向。

図 2.5: 電場の強さに対するドリフト速度と拡散係数 ([37] で出力)。横軸は電場の強さをキセノンガスの圧力で割ったものである。

となりドリフト距離の平方根に比例する。 $D_{T(L)}$  の値は電場の強さに依存する。ドリフト速度及び拡散係数の電場依存性のシミュレーション結果を図 2.5 に示す。

再結合は、ドリフト中の電離電子が再度キセノン原子に捕獲される過程である。再結合があると、初めに荷電粒子によって電離された電子よりも検出に用いることのできる電子が少なくなってしまう。再結合は電場が強いほど抑制することができ、最初に電離された電子の数  $N_0$  に対する検出される電離電子の数は電場の強さ  $E$  [kV/cm] の関数として次のように表される [38]。

$$\frac{N(E)}{N_0} \simeq 0.8 + 0.2 \left(1 + \frac{K}{E}\right)^{-1} \quad (2.14)$$

定数  $K$  の値は  $0.137 \pm 0.048$  kV/cm と測定されている。

吸着は電離電子がキセノンガス中の不純物に捕獲される過程である。この影響は、距離  $l$  をドリフトした時の電離電子の個数  $N(l)$  がドリフト前の個数  $N_0$  に対して、

$$\frac{N(l)}{N_0} = \exp\left(-\frac{l}{\lambda}\right) \quad (2.15)$$

と表される。減衰長  $\lambda$  に対して  $l$  が十分小さい時には、

$$N(l) \simeq N_0 \left(1 - \frac{l}{\lambda}\right) \quad (2.16)$$

と近似できる。

## 2.2.2 Electroluminescence 過程

電離電子が十分に強い電場の存在下でキセノンガス中を進むとき、電場からエネルギーを得てキセノン原子を励起することが可能になる。



この反応が次々と起き、電子が複数の光子を放出する過程を Electroluminescence (EL) と呼ぶ。EL 過程で 1 つの電子から生じる光子の数 ( $N_{\text{ph}}$ ) は、単位長さを進む間の発生数として、電場  $E$  [kV/cm] 及び圧力  $p$  [bar] の関数として次式で表せる [39]。

$$\frac{dN_{\text{ph}}}{dx} = \left(140 \frac{E}{p} - 116\right) p \quad (2.20)$$

式 (2.20) から、EL 過程の発生には  $E/p = 0.83 \text{ kV/cm/bar}$  の電場の閾値があることが分かる。この EL 過程は、式 (2.20) から分かるように線形増幅過程であるため、増幅揺らぎが少ないことが特徴である。

## 2.3 AXEL 検出器の概要

AXEL 実験では現在、キセノンガス約 5.7 kg を用いた容量 180 L の試作機を運用中である。本節でこの動作原理や構成要素について述べ、続く 2.4 節で 180 L 試作機での測定から得られたエネルギー分解能の値や、環境放射線事象の識別能力について述べる。

### 2.3.1 動作原理

AXEL 検出器では、高圧のキセノンガスを圧力容器に封入しベータ線の検出を行う。AXEL 検出器は Time Projection Chamber (TPC) と呼ばれる測定原理を用いており、 $0\nu\beta\beta$  探索のために高圧キセノンガスの TPC を用いるコンセプトは、D.R.Nygren によって最初に提唱された [40]。 $^{136}\text{Xe}$  を用いることで検出媒体であるキセノンガスが二重ベータ崩壊核にもなる。図 2.6 に AXEL 検出器の概念図、図 2.7 に 180 L 試作機の 3D モデルを示す。

キセノンガス中をベータ線が通過すると、飛跡に沿って大量の電離電子が生じる。これらの電子はフィールドケージによって形成される電場（ドリフト電場）によって電離電子検出面へと運ばれ、電離電子数の合計からベータ線のエネルギーを再構成する。また、電離電子の検出時刻・2次元の位置情報が取得できる。この検出時刻と、同じベータ線により生じたシンチレーション光の検出時刻の差から、電離電子のドリフト方向の位置を算出できるため、イベントの3次元的な飛跡を再構成することが可能である。シンチレーション光は電離電子検出面の反対側に取り付けられた PMT によって検出される。

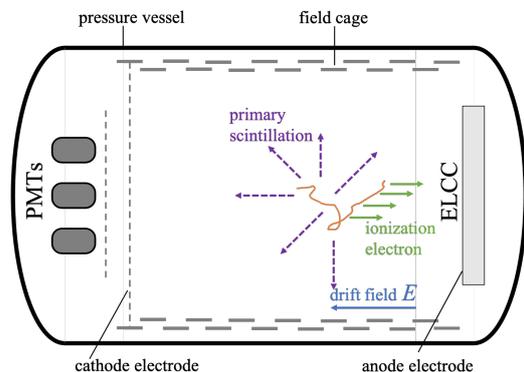


図 2.6: AXEL 検出器の概念図。

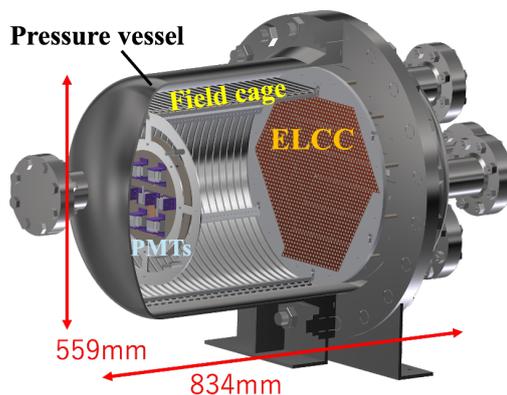


図 2.7: AXEL 検出器 (180 L 試作機) の 3D モデル。

AXEL 実験では電離電子検出面として ELCC という独自の手法を開発している。これについては 2.3.3 節で解説する。

### 2.3.2 フィールドケージ

フィールドケージは電離電子を ELCC へと運ぶドリフト電場を形成する構成要素である。先行研究 ([41] など) で用いられているフィールドケージを図 2.8 に示す。フィールドケージは複数のリング状の電極で構成され、それぞれの電極に少しずつ段階的な電位を与えることで、内部に一様等方な電場を作り出すことができる。フィールドケージの構造については第 6 章にて詳しく述べる。

2.2.1 節で述べたように、ドリフト電場の強さは電離電子の再結合の度合いに影響する。再結合が起きると検出できる電離電子数が減少し、これはエネルギー分解能の悪化に繋がる。そのため、再結合を十分に抑制するために、AXEL 実験ではドリフト電場の目標値を  $100 \text{ V/cm/bar}$  [42] に設定し開発を進めている。

また、電離電子のドリフト速度もドリフト電場の強さに依存するため、これが一様でないと  $z$  位置の再構成のミスに繋がる。これを十分に抑制できるドリフト電場の範囲として  $100 \text{ V/cm/bar} \pm 5\%$  [42] を設定しており、これに収まる強さのドリフト電場をできる限り広く形成することがフィールドケージの重要な点である。

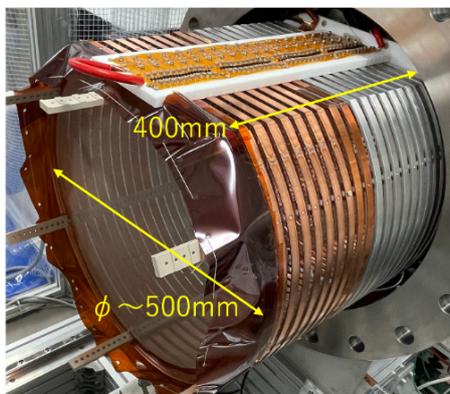


図 2.8: AXEL 検出器のフィールドケージ。

### 2.3.3 Electroluminescence Light Collection Cell (ELCC)

Electroluminescence Light Collection Cell (ELCC) は AXEL 実験独自の電離電子検出面である。ELCC の構造を図 2.9 に示す。等間隔の穴（セル）が開いたボディーを、同じく穴開きのアノード電極とメッシュ電極で挟み込んでおり、メッシュ電極の下にはセルの位置に対応して光検出器が配置されている。

ELCC の概念図が図 2.10 である。ドリフト電場により運ばれた電離電子は、アノード電極と GND のメッシュ電極による強電場（EL 電場）が形成されたセルへと引き込まれる。EL 電場により電離電子は EL 過程を起こし、これにより生じた光子（EL 光）の数が光検出器（2.3.4 節で解説）により計測される。EL 過程が 2.2.2 節で述べたように増幅揺らぎが小さいため、光検出器での検出光子数から高い分解能で電離電子の個数、すなわちベータ線のエネルギーを再構成できる。また、電離電子の 2 次元の位置情報は検出されたセルの位置によって計測される。EL 光の収集効率を高めるため、ボディーの素材にはキセノンのシンチレーション光の反射率が高い PTFE を用いている。

電離電子のセルへの収集効率は、EL 電場とドリフト電場の大きさの比に依存する。2.3.2 節で述べたドリフト電場の目標値に対して EL 電場が  $3\text{ kV/cm/bar}$  であればほぼ 100% の収集効率を達成できる [43] ため、これが ELCC に印加する電圧の目標値を決めている。

また、ELCC は図 2.11 に示したようなユニットを組み合わせた構造を用いている。これによりユニットを増やすだけで ELCC を拡大することができるため、検出器の大型化への適正が高くなっている。

### 2.3.4 Multi Pixel Photon Counter (MPPC)

ELCC 内の光検出器には、Multi Pixel Photon Counter (MPPC) を用いている。MPPC は光子の計数に高い能力を持つことや電磁ノイズへの高い耐性などから、PMT と並び光検出器として広く使用されている。

MPPC の等価回路を図 2.12 に示す。MPPC は多数のピクセルから構成されており、並列になっているそれぞれの回路が 1 ピクセルに相当する。ダイオードは Avalanche Photo Diode と呼ばれるもので、ガイガーモードという動作モードで用いることによって、光子が入射したときに一定の電荷を出力する。これにより、複数のピクセルに光子が入射した場合にはそのピクセル数に比例した電荷を出力するため、高い精度で入射光子数を計測できる。

しかし、一度に大量の数の光子が入射してしまうと、光子数に対して出力電荷量は比例しなくなるという特徴がある。これは、あるピクセルで電荷を出力した後に、再度電荷を出力可能になるまでに一定の回復

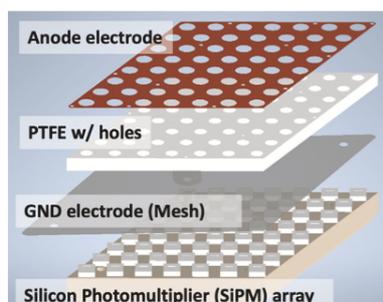


図 2.9: ELCC の構造。

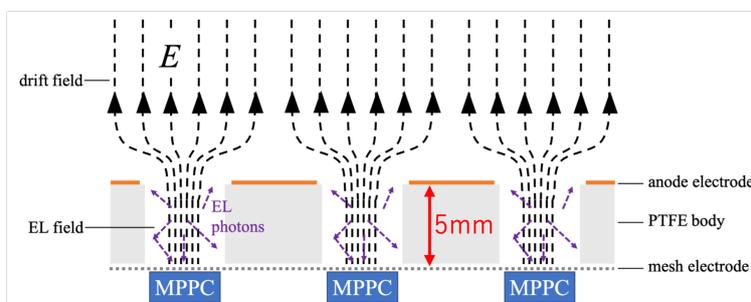


図 2.10: ELCC の概念図。

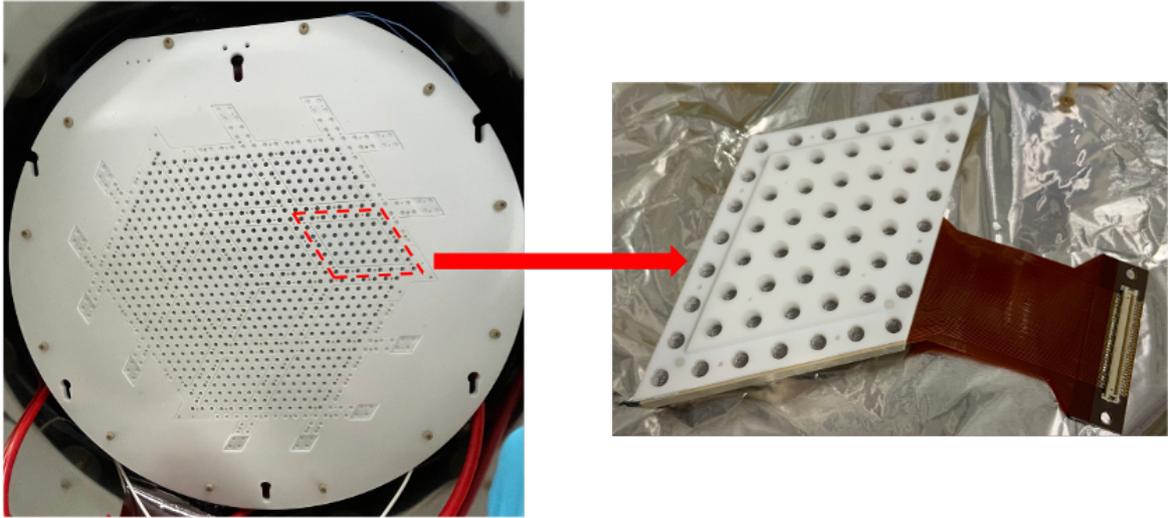


図 2.11: アノード電極を取り外した状態の 180L 試作機の ELCC。赤線で囲まれた部分が 1 ユニットに当たり、12 ユニットから構成される。

時間を要するためである。この回復時間より短い間隔で同一ピクセルに光子が入射すると、MPPC での観測光子数 ( $N_{\text{obs}}$ ) は真の入射光子数 ( $N_{text{true}}$ ) に一致しなくなる。  $N_{\text{obs}}$  と  $N_{\text{true}}$  の関係は次式である [44]。

$$N_{\text{obs}} = \frac{N_{\text{true}}}{1 + \frac{\tau}{N_{\text{pix}}\Delta t} N_{\text{true}}} \quad (2.21)$$

$\tau$  が回復時間であり、 $N_{\text{pix}}$  はピクセルの数、 $\Delta t$  は入射したパルス信号の時間幅である。図 2.13 にこの関係のプロットの例を示す。

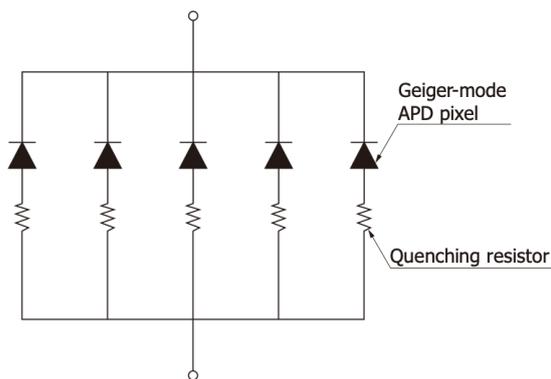


図 2.12: MPPC の等価回路 [45]。

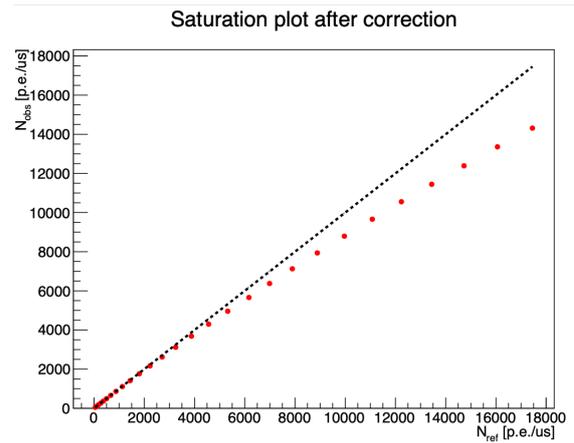


図 2.13: MPPC の非線形性のプロットの例 [44]。横軸が  $N_{\text{true}}$ 、縦軸が  $N_{\text{obs}}$  である。黒点が線形の場合を示し、赤点が実際に測定されたものである。

## 2.4 AXEL 検出器の性能

### 2.4.1 エネルギー分解能

先行研究 [41] の測定により、180 L 試作機で  $^{208}\text{Tl}$  線源を用いて評価された 2615 keV での半値全幅のエネルギー分解能は、0.67% である。これは大型のガス検出器としては世界最高であり、1.5.1 節で述べたように  $^{136}\text{Xe}$  での  $T_{1/2}^{0\nu}$  下限値が現在  $3.8 \times 10^{26}$  年であるのに対し、 $T_{1/2}^{0\nu} \sim 10^{31}$  年の領域の探索で  $2\nu\beta\beta$  の混入をほぼ完全に排除することができる [46]。  $T_{1/2}^{0\nu} = 10^{31}$  年は  $\langle m_{\beta\beta} \rangle = 0.17 - 0.75$  meV に対応し、これは NO による存在領域のほぼ下限となっている。

エネルギー分解能を他実験と比較すると、1.5.1 節で述べた KamLAND-Zen 実験では 2615 keV への換算で 9.76% である [24]。これは  $2\nu\beta\beta$  の排除に十分な値ではない。図 2.14 に KamLAND-Zen 実験で測定された  $0\nu\beta\beta$  探索のエネルギースペクトルを示す。  $0\nu\beta\beta$  の信号が生じると予測できる範囲が、 $^{136}\text{Xe}$  の  $0\nu\beta\beta$  の Q 値である 2458 keV を中心に 600 keV 程度と広いため、この範囲に  $2\nu\beta\beta$  が大量に混入していることが分かる。実際に、この測定においては  $2\nu\beta\beta$  が主要な背景事象となっていた。一方、AXEL 検出器で得られたスペクトルの 2615 keV のピークを図 2.15 に示す。幅が 40 keV 程度と細いピークが得られている。

また、AXEL 実験と同じく高圧キセノンガス検出器を用いる NEXT 実験では、2615 keV における半値全幅で 0.91% のエネルギー分解能を達成しており [47]、こちらも非常に高い値である。しかし、NEXT 検出器では電離電子読み出しを行うアノードにメッシュ電極を用いており、これにたわみが生じることなどにより性能を一律に保った拡張が難しいという弱点を抱えている。これに対して AXEL 検出器は、2.3.3 節で述べた ELCC のセル構造が強固であるため、同等の性能を保ったまま容易に拡張が可能である。

### 2.4.2 環境放射線事象事象識別能力

$^{136}\text{Xe}$  を崩壊核に用いた  $0\nu\beta\beta$  探索実験では、2458 keV に近いエネルギーを持つ環境放射線である  $^{214}\text{Bi}$  (2448 keV) と、 $^{208}\text{Tl}$  (2615 keV) 由来のガンマ線のコンプトン散乱事象が背景事象となる。これらの背景事象はエネルギー分解能の向上のみで排除することは難しい。そこで、エネルギー以外の情報を用いてこれらを識別する必要がある。

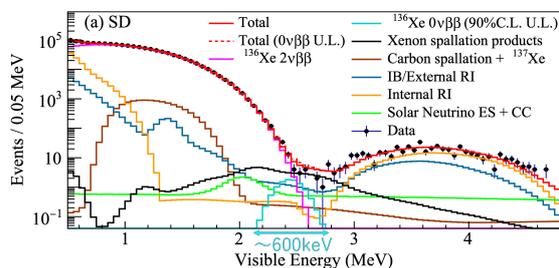


図 2.14: KamLAND-Zen 実験で測定された  $0\nu\beta\beta$  探索のエネルギースペクトル [24]。水色が  $0\nu\beta\beta$  のイベント数の上限値であり、ピンク色が  $2\nu\beta\beta$  のスペクトルである。両矢印とその幅は追記したもの。

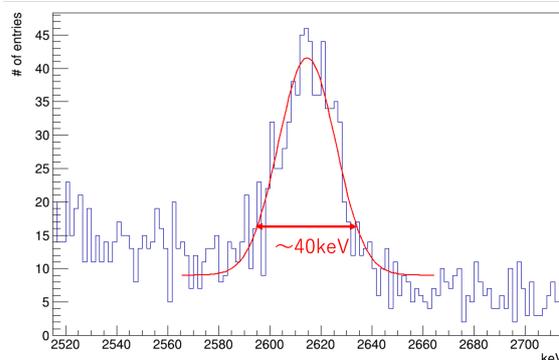
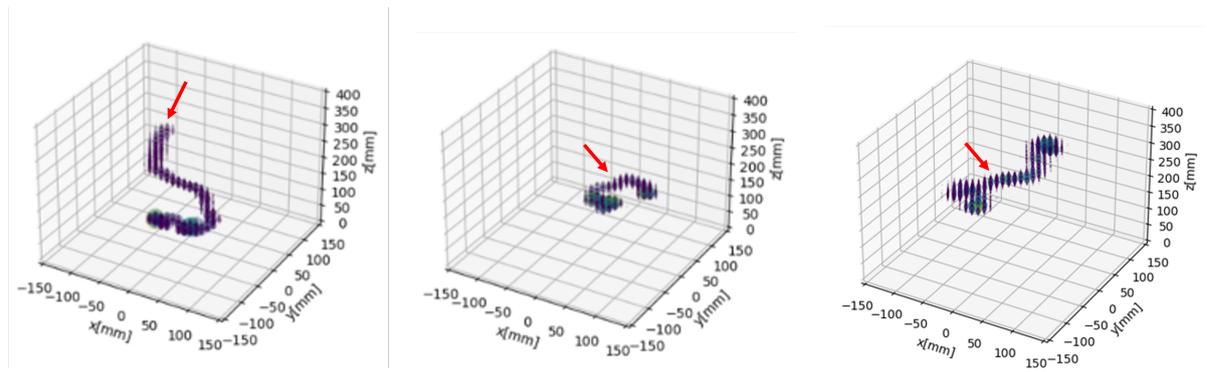


図 2.15: 180 L 試作機で得られた 2615 keV のピーク。



(a) ガンマ線由来のベータ線が1つ放出されたイベント。

(b) 電子・陽電子対生成。

(c)  $0\nu\beta\beta$  (シミュレーションで生成)。

図 2.16: 180 L 試作機で検出された飛跡の例。飛跡の始点を赤の矢印で示す。ベータ線が1つ放出される (a) では飛跡の止まり際の塊形状が1つであるのに対し、電子・陽電子対生成 (b) や  $0\nu\beta\beta$  (c) では同一始点から2つの塊形状へと飛跡に至るのが分かる。

ガンマ線事象では放出されるベータ線 (光電子) が1つであるのに対し、 $0\nu\beta\beta$  では同一点から2つのベータ線が放出される。そのため、飛跡の終端にできる塊形状の数が異なる。図 2.16 が 180 L 試作機で検出された飛跡の例であり、この特徴が実際に確認できる。これを用いて、機械学習によりガンマ線事象を区別することが可能であり、先行研究 [46] においてシミュレーションで生成した飛跡を用いたトレーニングにより ROC AUC<sup>\*1</sup> = 0.936 を達成している。今後さらに改善するには、機械学習のモデルにグラフニューラルネットワーク [48] を用いて、メモリの使用効率を向上させることなどが考えられる。

## 2.5 AXEL 実験の計画

### 2.5.1 開発目標

AXEL 実験の最終的な目標は、ニュートリノの質量が Normal Ordering の領域での世界最高感度の  $0\nu\beta\beta$  探索を行うことである。そのためには、 $^{136}\text{Xe}$  を数 t スケールで用い、背景事象をほぼ完全に排除した上で測定を行わなくてはならない。これを実現するため、以下の要素を達成する必要がある。

- エネルギー分解能のさらなる向上
- 検出器内の放射能の低減
- 検出器の大型化

環境放射線事象の排除には機械学習を用いるとともに、機械学習で識別する対象となるイベントの数を少なくすることで、最終的に残る背景事象の数も減らすことができる。そのため、エネルギーの違いからより多くのイベントを区別するために、エネルギー分解能のさらなる向上が必要である。また、検出器の内部 (及び近傍) に存在する環境放射線を生じる放射能を減らすことも重要である。そして、数 t という大質量の  $^{136}\text{Xe}$  を用いるために、検出器を大型化しなければならない。以上を踏まえ、検出器の大型化とそれによる  $0\nu\beta\beta$  探索

\*1 背景事象の排除効率に対して信号の選択効率をプロットした曲線の面積で、機械学習のモデルの評価に広く用いられる。

表 2.2: 2615 keV における半値全幅でのエネルギー分解能及びその内訳 (主要な寄与のもののみ示す) [46]。

Fluctuation of the number of initial ionization electrons (1)	0.25 %
Mis-reconstruction of z-position (2)	0.24 %
Fluctuation of the EL generation and detection (3)	0.20 %
Error in ELgain correction (4)	0.18 %
Error in time dependence correction (5)	0.18 %
Recombination (6)	0.17 %
Variation in time bin of time dependence correction (7)	0.12 %
Estimation total	0.52 % to 0.54 %
Data total	0.67 ± 0.08 %

に向けて、本研究では次節に述べるような開発を行った。

## 2.5.2 本論文の内容

まず、エネルギー分解能の改善について、目標値は  $^{136}\text{Xe}$  の  $0\nu\beta\beta$  のエネルギーである 2458 keV において半値全幅で 0.4 % であるが、現在の値は 0.68 – 0.79 % (評価方法により異なる) [41] でありまだ達成できていない。表 2.2 に、前節で述べた 2615 keV でのエネルギー分解能の内訳を示す。目標値の達成のため、これに寄与する種々の要素の改善が必要である。本研究では、表 2.2 の (4) の、ELgain 補正と呼ばれる補正の誤差に由来する寄与を削減するための新たな解析手法の開発に取り組んだ。これについては第 3 章で述べる。また、同じく解析における補正である時間変動補正からの寄与の改善についても第 3 章で議論する。この他の寄与の解説と改善見込みについては付録 A にまとめる。

次に、ELCC の大型化にあたっては、現在の高電圧印加の方法が検出器運用の安定性と効率を損なうという問題がある。そこで、新たな電圧印加方法を可能にするための ELCC の新構造の設計・試作について第 4 章で述べる。さらに、大型化に向けた ELCC の電圧制御装置の開発について第 5 章で述べる。

また、AXEL 検出器で従来用いていたフィールドケージは、大型化と低放射能化が両立できないという問題があった。本研究では、これらを両立できる、フレキシブルプリント基板 (FPC) を用いた新型フィールドケージの開発に取り組んだ。第 6 章でこの設計・製作について述べ、続く第 7 章で FPC フィールドケージの性能評価について述べる。

## 2.5.3 大型化の計画

現在 AXEL 実験では、180 L 試作機の次段階である容量 1000 L の検出器の建設を進めている。1000 L 検出器の運用は宇宙線による背景事象低減のために神岡鉱山地下で行われ、現在圧力容器の搬入が完了している (図 2.17)。本研究の開発内容を活かすことで 1000 L 検出器を運用し、 $^{136}\text{Xe}$  を 20 kg を用いて AXEL 実験初の  $0\nu\beta\beta$  探索を行う予定である。これにより AXEL 検出器の  $0\nu\beta\beta$  に対する感度を実証し、大型化を段階的に進めていき、最終的には  $^{136}\text{Xe}$  を数 t 用いるスケールの AXEL 検出器でニュートリノ質量が NO の領域での  $0\nu\beta\beta$  探索を行う。

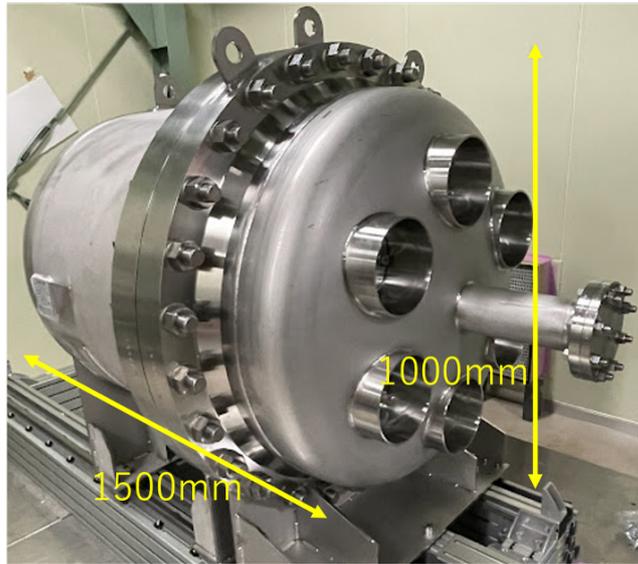


図 2.17: 神岡鉱山地下に設置された 1000 L 圧力容器。

## 第 3 章

# 解析手法の変更による補正精度の改善

AXEL 検出器で取得したデータを解析する際には、イベントのエネルギーを精度良く再構成するために様々な補正を行っている。その内の 1 つである ELgain 補正では、補正に用いる  $K_{\alpha}$  特性 X 線の統計数が不足し補正の誤差が大きいことが、表 2.2 で示したようにエネルギー分解能の悪化の要因となる。 $0\nu\beta\beta$  探索に向けてエネルギー分解能の目標値達成に近づくため、本研究ではこの補正の誤差を削減する新たな解析手法を開発した。そして、過去の測定データを用いて、新たな解析手法により分解能の向上が見られるかを評価した。また、時間変動補正に由来する寄与についても改善方法を検討した。

### 3.1 ELgain 補正とその現状の問題点

#### 3.1.1 ELgain

ELCC では電離電子から EL 過程で複数の光子を発生させ MPPC で計測する。この電離電子 1 つあたりから計測される光子の個数を ELgain と呼び、10 程度の値を取る。

ELCC はセル毎に検出チャンネルが設定されており、180 L 試作機では 672 個のチャンネルが存在する (図 3.1)。ELgain は理想的にはこの全てのチャンネルで同一となるはずだが、実際には 1 割程度のばらつきがある。これはセルの加工精度や MPPC の検出効率などが原因であると考えられる。図 3.2 に過去の測定データ

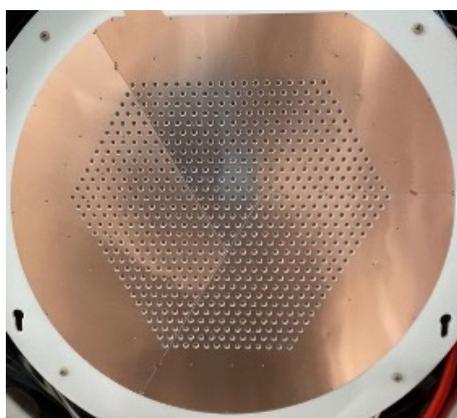


図 3.1: 180 L 試作機の ELCC の写真。電離電子を引き込むセルが配置されており、全部で 672 個の検出チャンネルとなっている。

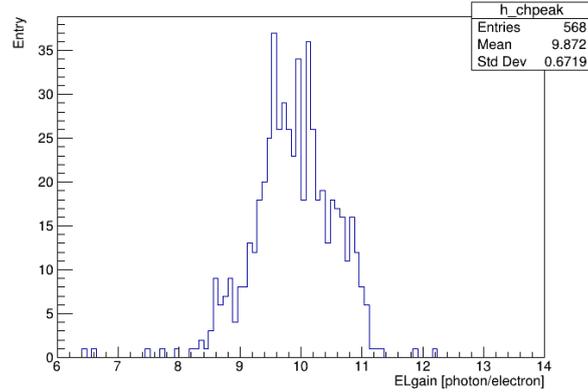


図 3.2: 過去の測定で得られた ELgain のチャンネルごとの分布。

の ELgain の分布を示す。このため、全チャンネルで ELgain を同じにするために補正を行う必要がある。これが ELgain 補正である。

### 3.1.2 ELgain 補正の手順

ELgain の補正には、 $K_{\alpha}$  特性 X 線由来の信号を用いる。この信号はセルの間隔である 10 mm に対して十分短い 0.8 mm 程度の飛程を持つ [42] ため、チャンネルごとの ELgain に比例した光量を有している。これを用いて、チャンネルごとに  $K_{\alpha}$  特性 X 線のピークを見つけだし、その光量の中央値を全チャンネルでの平均値に一致するよう補正係数を決め補正することで、全チャンネルの ELgain を揃えることができる\*1。ELgain と  $K_{\alpha}$  特性 X 線のエネルギーの関係は、W 値 22.1 eV を用いて次式で表される。

$$ELgain [\text{photon/electron}] = \frac{(\text{K}_{\alpha} \text{ 特性 X 線ピークの光量})}{29.68 \text{ keV} / 22.1 \text{ eV}} \quad (3.1)$$

ELgain 補正における各チャンネルでの  $K_{\alpha}$  特性 X 線のピークのフィッティングを図 3.3 に示す。ピンごとに 10 カウント未満しかイベントがなく、ピークの算出が十分な精度で行えていない。これが ELgain 補正の誤差として、AXEL 検出器のエネルギー分解能に影響する。次節でこの寄与の評価について述べる。

### 3.1.3 ELgain 補正の誤差

ELgain 補正の誤差によるエネルギー分解能への寄与は、半値全幅で次式で算出される。

$$2.355 \times \frac{\sqrt{\sum_{\text{ch}} (\epsilon_{\text{ch}} N_{\text{ch}}^2)}}{N} \simeq 2.355 \times \epsilon \sqrt{\frac{\sum_{\text{ch}} N_{\text{ch}}^2}{N^2}} \quad (3.2)$$

$N$ 、 $N_{\text{ch}}$  はそれぞれ全光子数と各チャンネルでの光子数であり、分解能を評価するエネルギーのピークで平均を取っている。

ELgain 補正の誤差が  $\epsilon_{\text{ch}}$  であり、この全チャンネルでの平均を  $\epsilon$  としている。 $\epsilon_{\text{ch}}$  は  $K_{\alpha}$  特性 X 線のフィッ

\*1 実際には 1 つの  $K_{\alpha}$  特性 X 線が複数のセルに入ることもあるため、単純な平均化よりは複雑な手順となっている。付録 B 参照。

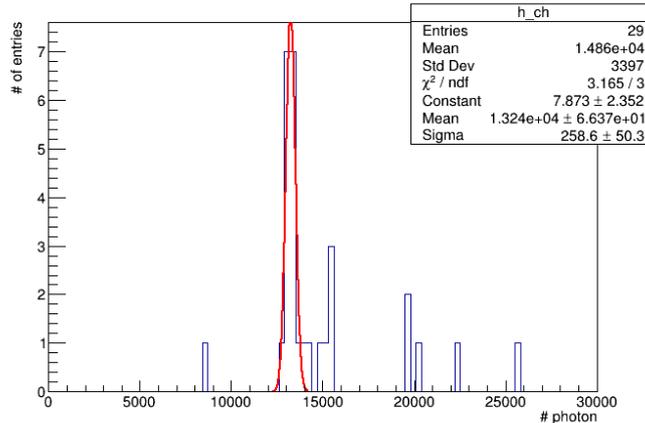


図 3.3: あるチャンネルでの  $K_{\alpha}$  特性 X 線のピークのフィッティング。

フィッティングから次のように相対誤差として算出される。

$$\epsilon_{\text{ch}} = \frac{(\text{K}_{\alpha} \text{ 特性 X 線ピークの mean の誤差})}{(\text{K}_{\alpha} \text{ 特性 X 線ピークの mean})} \quad (3.3)$$

例えば、図 3.3 の場合は  $\epsilon_{\text{ch}} = 66.37/13240 = 0.50\%$  である。

表 2.2 の評価を行ったデータでは  $\epsilon = 0.53\%$  となった。また、2615 keV のピークにおいては  $\sum_{\text{ch}} N_{\text{ch}}^2 / N^2 = 0.021$  となる。これらから、0.181% となり表 2.2 の (4) の値を得る。このように、ELgain 補正の精度の悪さが AXEL 検出器のエネルギー分解能を悪化させる大きな寄与の 1 つとなっている。

## 3.2 新たな解析手法の導入

### 3.2.1 AXEL 検出器でのデータの解析

AXEL 検出器で取得したデータの解析では、上述の ELgain 補正を含めた種々の補正を行う。解析手順の詳細については第 7 章で改めて述べる。

3.1.2 節で述べた ELgain 補正は、3 時間程度のデータ取得ランごとで行っている。これは図 3.4 に示すように、光量に時間依存の変動があるためである。そのため、まずは時間変動が十分小さいランごとのデータで ELgain 補正を行い、その後全てのチャンネルのデータを合わせて時間変動の補正を行うという解析の流れになっている。時間変動補正は、ELgain 補正と同様に  $K_{\alpha}$  特性 X 線を用いて補正を行う。全期間のデータを 30 分程度の time bin に区切り、それぞれの  $K_{\alpha}$  特性 X 線のピークの光量の中央値を全期間での平均値に一致させるよう補正係数を算出し補正する。

ELgain 補正に用いる  $K_{\alpha}$  特性 X 線の統計数が不足してしまうのは、この解析手順のために、特定の時間内で特定のチャンネルのデータしか用いることができないことが原因である。

### 3.2.2 全ラン分のデータを統合した ELgain 補正

光量の時間変動は温度やキセノンガスの純度などが原因と考えられる。一方で、チャンネルごとの ELgain の偏りはセルの形状や MPPC の検出効率に由来すると考えられるため、時間によらずその偏りは一定だと推

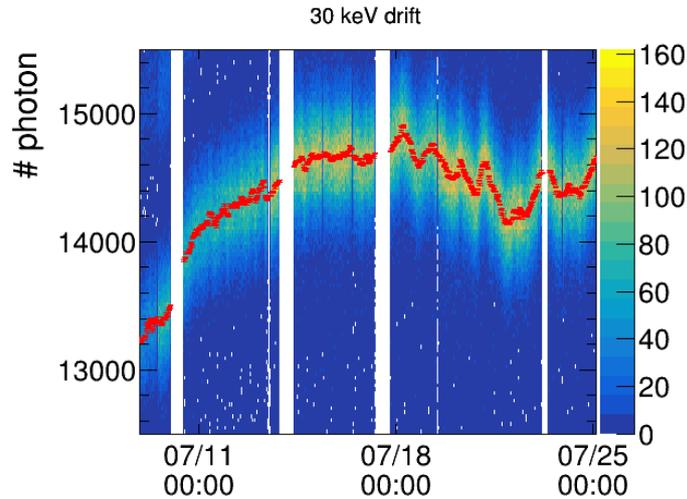


図 3.4: 過去の測定における  $K_{\alpha}$  特性 X 線の光量の時間変動。

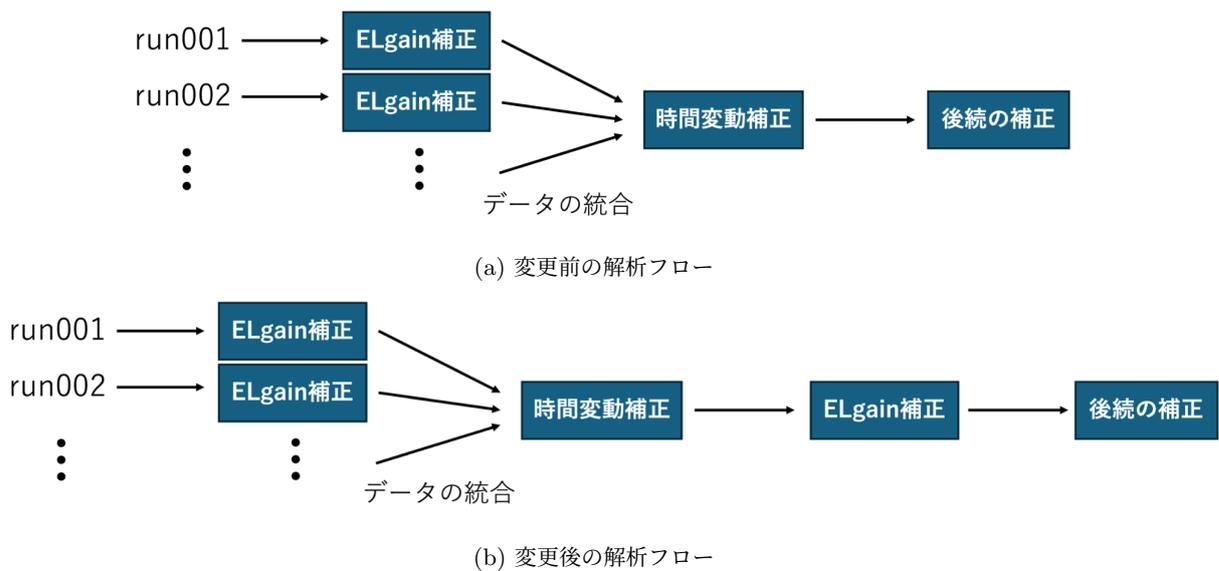


図 3.5: ELgain 補正の解析フローの変更。

測できる。これを仮定し、ELgain の補正係数を全てのランのデータを統合して算出することで、補正精度を改善することを考案した。この手法により、統計的には  $N$  ラン分のデータを用いた場合にはフィッティングの誤差を  $1/\sqrt{N}$  にまで減らすことができる。

ELgain 補正に関する解析の流れを図 3.5 に示す。図 3.5a が従来の解析フローである。各ランで ELgain 補正を行った後、全データを用いて時間変動の補正を行う。これに対し、新たな解析フローを図 3.5b に示す。全データ統合の ELgain 補正の前には時間変動補正を行う必要がある。しかし、時間変動補正にあってもデータのばらつきが大きいと精度が悪くなるため、まずは従来通り各ランでの ELgain 補正を行ってから時間変動補正を行い、さらにその後でより高精度な全データ統合での ELgain 補正を行うという流れとなっている。次節でこの新たに導入した解析手法の評価について述べる。

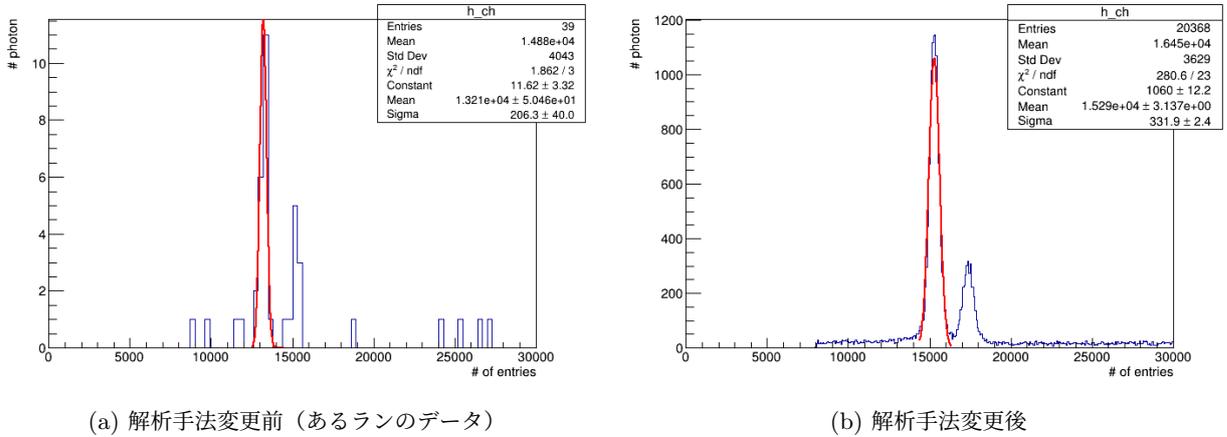


図 3.6: 解析手法変更前後での ELgain 補正におけるチャンネルごとの  $K_{\alpha}$  特性 X 線のフィッティング。(a) では  $\epsilon_{\text{ch}} = 50.46/13210 = 0.38\%$  であるのに対し、(b) では  $3.137/15290 = 0.021\%$  に改善している。

### 3.3 解析手法の変更によるエネルギー分解能の改善の評価

#### 3.3.1 解析手法の評価に用いたデータ

エネルギー分解能の改善の評価に用いたのは、2024 年 6 月-9 月に取得した 364 ラン分のデータである。これは表 2.2 の評価を行ったデータと同じものである。

このデータはこれまでの AXEL 検出器でのデータ取得期間として最長のものであり、さらに現状で最も高いエネルギー分解能がこのデータから得られている。このことから、複数の run のデータを統合することでエネルギー分解能を向上させるという本研究の手法の評価に適していると判断し、このデータを用いることを決定した（本研究以前のこのデータの解析結果については、文献 [41] を参照）。

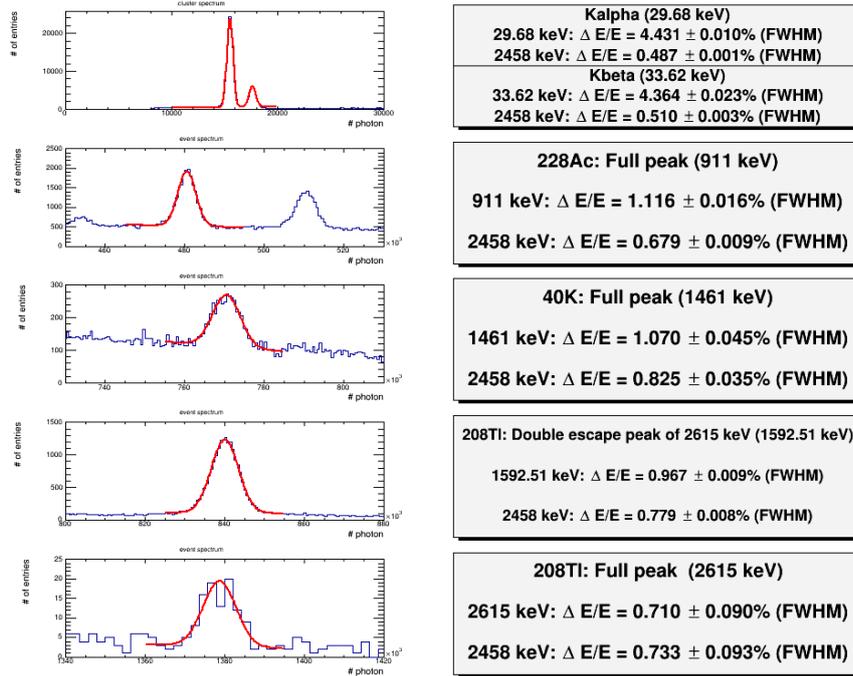
#### 3.3.2 新たな解析手法での ELgain 補正の精度

図 3.6 に、解析手法変更前後でのチャンネルごとの  $K_{\alpha}$  特性 X 線のフィッティングの様子を示す。全 run 分のデータを用いることにより、フィッティングの精度が大幅に改善していることが分かる。ELgain 補正の誤差については、 $\epsilon = 0.022\%$  へと改善した。

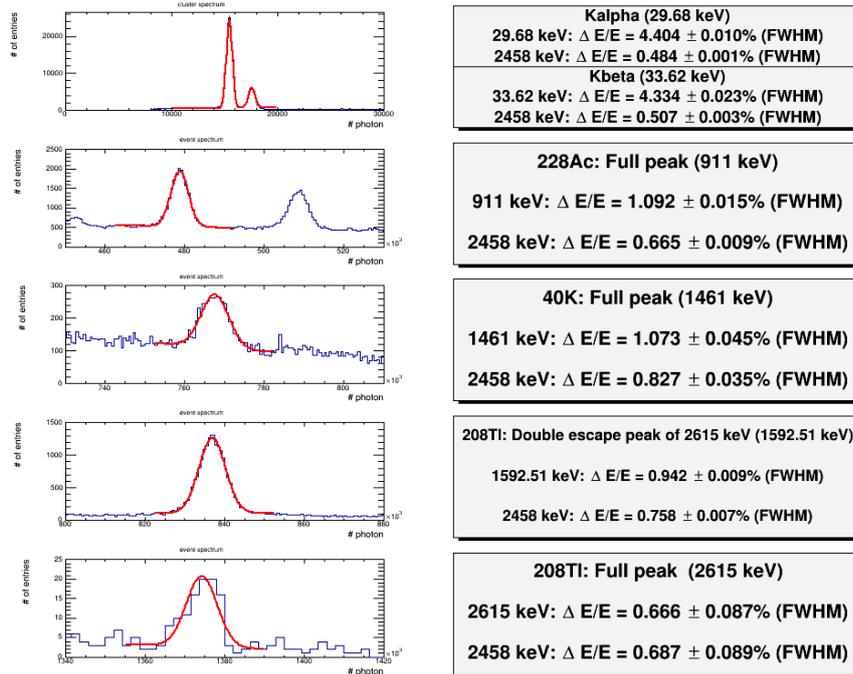
#### 3.3.3 変更前後でのエネルギー分解能の比較

図 3.7 に、解析手法の変更前後での各ピークの光量のヒストグラムを示す。それぞれのピークをガウス分布でフィッティングしその幅を求めることで、そのエネルギーにおける分解能を評価している。

$^{40}\text{K}$ （環境放射線）由来の 1461 keV ピークを除き分解能の改善が確認できる。1461 keV のピークについては、統計数が少なくフィッティングの誤差が大きいため分解能の改善を反映できていない可能性がある。また、 $^{208}\text{Tl}$  のダブルエスケープピークである 1593 keV では、フィッティングの誤差を考慮しても有意な改善が見られている。このように、解析手法の変更によりエネルギー分解能が改善したことを確認できた。



(a) 解析手法変更前



(b) 解析手法変更後

図 3.7: 解析手法の変更前後での各エネルギーのピークでの分解能の算出。ガウス分布で各ピークをフィッティングし、そのピークのエネルギーでの半値全幅の分解能を算出している。さらに、エネルギー分解能が  $1/\sqrt{E}$  に比例する (付録 A の式 (A.2) 参照) という仮定で、 $^{136}\text{Xe}$  の  $0\nu\beta\beta$  のエネルギーである 2458 keV への換算値も示している。

表 3.1: 解析手法変更前後での ELgain 補正の誤差によるエネルギー分解能への寄与の比較。

	$\bar{\epsilon}$	$\overline{\sum_{\text{ch}} N_{\text{ch}}^2} / N^2$	ELgain correction error (FWHM)
変更前	0.53 %	0.041	0.253 %
変更後	0.022 %	0.043	0.0107 %

表 3.2: 1593 keV における解析手法変更による改善のまとめ。

	ELgain correction error (FWHM)	エネルギー分解能
変更前	0.253 %	0.967 ± 0.009 %
変更後	0.0103 %	0.942 ± 0.009 %
改善値	0.253 %	0.218 ± 0.056 %

### 3.3.4 ELgain 補正の誤差とエネルギー分解能の改善

ELgain 補正の誤差が定量的にどの程度改善したのかを見るために、解析手法変更後のデータについて 3.1.3 節と同様に補正の誤差からの寄与を評価する。誤差の評価は、統計数が多くエネルギー分解能の評価もしやすい 1593 keV のピークを用いて行った。

解析手法変更前後での  $\bar{\epsilon}$  及び 1593 keV での  $\overline{\sum_{\text{ch}} N_{\text{ch}}^2} / N^2$ 、式 (3.2) に基づき算出した分解能への寄与を表 3.1 にまとめる。変更後のエネルギー分解能への寄与はほぼ 0 となっており、0.253 % 分の寄与を削減できたことが分かる。

次に、1593 keV でのエネルギー分解能がどの程度改善しているかを見る。エネルギー分解能はそれぞれの寄与の 2 乗和の平方根となるため、逆に変更前後での 2 乗差の平方根を求めることで分解能の改善を評価することができる。よって、変更前後でのエネルギー分解能をそれぞれ  $a$ 、 $b$  として、 $u = \sqrt{b^2 - a^2}$  を算出する。図 3.7 から、0.967 ± 0.009 % → 0.942 ± 0.009 % と改善しているため、 $u = 0.218$  % である。このとき、 $u$  の誤差  $\sigma_u$  は次式で表される。

$$\sigma_u^2 = \sigma_a^2 \left( \frac{\partial u}{\partial a} \right)^2 + \sigma_b^2 \left( \frac{\partial u}{\partial b} \right)^2 \quad (3.4)$$

$$(u\sigma_u)^2 = (a\sigma_a)^2 + (b\sigma_b)^2 \quad (3.5)$$

$\sigma_a = 0.009$  %、 $\sigma_b = 0.009$  % を代入し、 $\sigma_u = 0.056$  % となる。

以上の結果を表 3.2 にまとめる。改善値は誤差の範囲内で一致していることが分かる。

## 3.4 時間変動補正からのエネルギー分解能への影響の改善

### 3.4.1 時間変動補正とエネルギー分解能

時間変動補正に由来するエネルギー分解能への寄与は、表 2.2 中の (5)、(7) の 2 つが存在する。

(5) は ELgain 補正の場合と同じく  $K_\alpha$  特性 X 線のフィッティングの誤差に由来する寄与である。この値は式 (3.3) と同様の計算から 0.076 % となり、半値全幅のエネルギー分解能への寄与は  $2.355 \times 0.076$  % = 0.179 % となる。

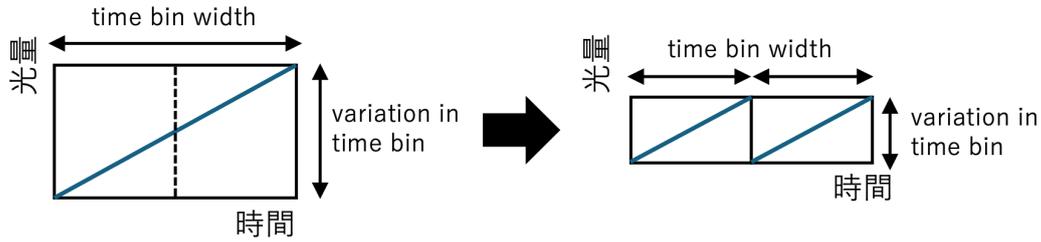


図 3.8: time bin width と variation in time bin の関係のイメージ。

(7) は time bin 内での時間変動 (variation in time bin) に由来する寄与である。これは隣接する time bin との光量の差から求められ、全ての time bin について平均して 0.18% となる。time bin 内での光量の時間変動は線形であると仮定すると、この寄与は  $2.355 \times 0.18\% / \sqrt{12} = 0.122\%$  となる。

### 3.4.2 今後の改善の方針

時間変動補正からのエネルギー分解能への影響を改善するには、(5) の寄与を減らすために補正に用いる  $K_{\alpha}$  特性 X 線の統計数を増やすことや、(7) の寄与を減らすために time bin 内での光量の時間変動を小さくすることが必要である。後者のためには、例えば time bin を区切る時間幅 (time bin width) を短くすることが考えられる。これにより variation in time bin が小さくなるイメージを図 3.8 に示す。しかし、これを行うと 1 つの time bin 内の統計数は少なくなってしまう。すなわち、time bin width の調整について (5) と (7) の影響はトレードオフの関係であるため、この 2 つの寄与を合わせて最小にできるような最適化を行うことが 1 つの方針である。

また、そもそもの信号の時間変動を抑制することも有効な手段として考えられる。図 3.9 に測定期間中の 180 L 試作機の温度変動を示す。光量が時間に依存し変動してしまうのは、このような温度変動やキセノンガスの純度の変動が原因であると考えられる。そのため、測定の間これらの値を安定的に保つことが可能になればエネルギー分解能の改善を見込むことができる。

最後に、現在は性能評価用に数 MeV 程度の放射線源を用いてデータ取得を行っているが、 $0\nu\beta\beta$  探索では



図 3.9: status monitor で記録された 180L 試作機における温度の変動。

そのような放射線源は使えない。そのため、 $K_{\alpha}$  特性 X 線を取得するためのシステムを別途開発する必要があるが、これにより現在よりも効率的に  $K_{\alpha}$  特性 X 線のデータを集められるようになれば、補正の誤差の削減に繋がると考えられる。

以上のような開発を進めていくことで、時間変動補正由来のエネルギー分解能への寄与を改善することを目指していく。

### 3.5 本章のまとめ

本研究では、ELgain 補正の誤差によるエネルギー分解能への影響を改善するため、新たな解析手法の開発を行った。これまで 3 時間程度のランごとに行なっていた ELgain 補正に対し、全ての run のデータを統合して行う補正を新たに加えることで、補正精度を大幅に改善することに成功した。過去に測定されたデータを用いて手法変更前後での解析結果を比較すると、1593 keV のピークについて  $0.218 \pm 0.056\%$  のエネルギー分解能の改善が確認できた。今後は時間変動補正由来のエネルギー分解能への寄与の削減を目指して開発を進行していく。

## 第4章

# ELCC の高電圧印加部の新構造化

ELCC には現在全面に同じアノード電極で高電圧を印加しているものの、この構造は ELCC で起きる放電の観点から大型化に適していない。これを解決するために本研究では、ELCC の電極をユニットごとに分け、個別に電圧を印加・制御するという手法を検討した。本章では、まず ELCC で問題となる放電およびその対策について述べた後、電圧印加方法の変更とこれを可能にする新たな構造について述べ、最後にこの新構造の耐電圧試験の結果を述べる。

### 4.1 ELCC で生じる放電

ELCC は 2.3.3 節で説明したようにセル穴が空いた厚さ 5mm の PTFE のボディーを銅電極と GND のメッシュで挟み込む構造をしている。この状態で銅電極に 10kV 程度の高電圧を印加するために、放電が生じやすくなっている。これは ELCC に限った話ではなく、一般にガス検出器において電離電子を読み出すアノード部分は放電が問題となりやすい箇所である。放電が生じ十分な高電圧を印加できないとエネルギー分解能が悪化してしまうため、対策が必要である。

ELCC で生じる放電は、セルで生じるものとユニットの境界で生じるものの 2 種類がある。まず、セルで起きる放電の模式図を図 4.1 に示す。アノード電極からセルの内壁を伝って GND のメッシュへと落ちる沿面放電となっている。

沿面放電を抑制する上で有効な方法は、その放電経路の距離を長く取ることである [49]。そこで、セルでの放電対策として図 4.2 の構造（凸型 ELCC）を開発している。セルの周囲に突起を付けることで沿面距離を延

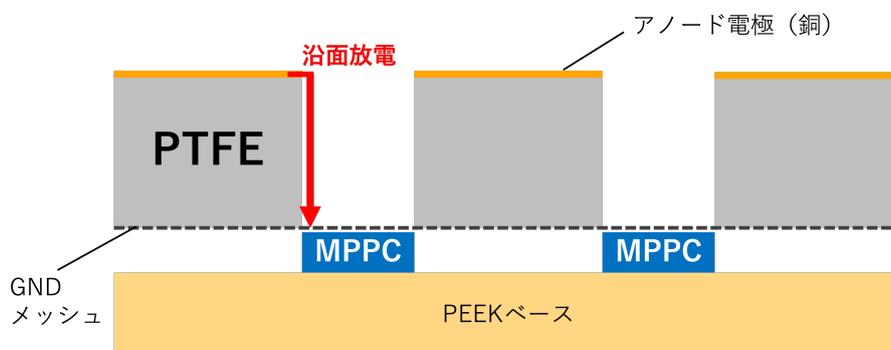


図 4.1: ELCC のセルで生じる沿面放電。

長し、また電子が突起を上るのは電場から受ける力と逆行する向きであるため、沿面放電の抑制に効果的であると考えられる。

次に、ユニット境界での放電について述べる。ELCC では 2.3.3 節で述べたようなユニットを組み合わせる構造を用いているが、このユニット同士の境界において、何も対策をしないと図 4.3 のような沿面放電が生じてしまう。

この放電を抑制するために、現在の ELCC では図 4.4 の構造を用いている。ユニット境界に PTFE の蓋を嵌め込むような構造を作り、さらに放電しうる経路上に溝を付けることで距離を長く取っている。

以上の凸型構造と蓋型構造により、現在の ELCC では目標電場を印加することに成功している。

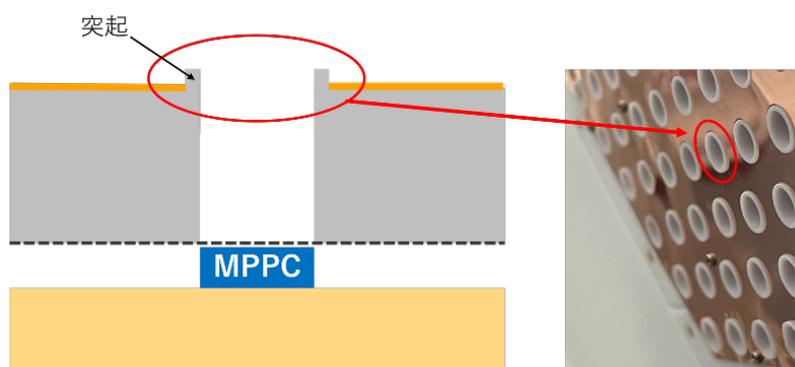


図 4.2: 凸型の構造で放電対策を施した ELCC のセル。

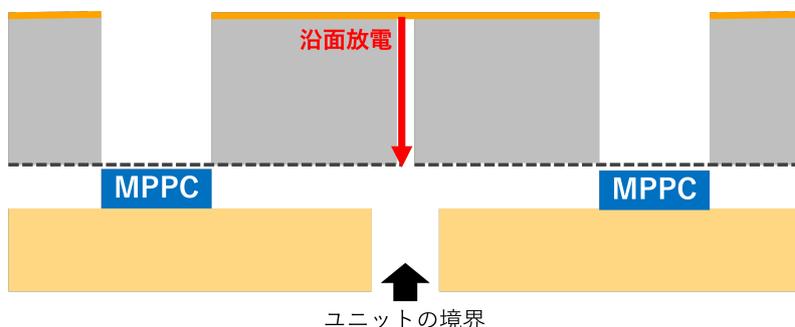


図 4.3: ELCC のユニット境界で生じる沿面放電。

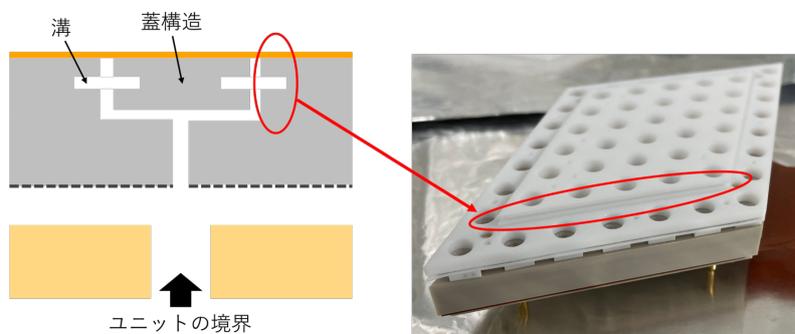


図 4.4: ユニット境界の放電対策の蓋型構造。

## 4.2 大型化に向けた高電圧印加部の新構造

### 4.2.1 大型化を踏まえた ELCC への高電圧印加の課題

図 4.5 はアノード電極を取り付けた状態の 180 L 試作機の ELCC の写真である。高電圧電源からのケーブルが電極上端に接続され、1 枚の電極で全面を覆っている。

4.1 節で述べたような放電対策を行なってはいるものの、セルや電極の加工精度の差異から放電しやすい箇所が生じてしまう可能性はある。AXEL 検出器を大型化し ELCC を拡大した時に、もし現在の構造のまま高電圧を印加した場合、以下のような問題が考えられる。

まず、放電に弱い箇所が 1 つでもあった場合には全体の電圧を下げなければならない。ELCC が拡大するほど放電に弱い箇所が存在する可能性は高くなり、そのような箇所が 1 つでもある度に全体の電圧を下げていると検出器の性能が発揮できなくなってしまう。検出器を効率的に運用する観点から、現在の電圧印加方法は大型化に適していない。

次に、放電の威力が増大することである。放電はアノード電極と GND メッシュがコンデンサーとして蓄えていた電荷を、放電が起きなくなる電圧まで放出する過程であるため、その電荷放出量は電極の面積に比例する。そのため、従来の構造のまま拡大するとその面積に比例して放電の威力も高まる。現在の ELCC においても、セルでの放電によりその下にある MPPC が破損したケースがあるなど放電の威力は大きい。今後より大型の 1000 L 検出器などで同じ構造のまま高電圧の印加を行うと故障のリスクが高くなり、安定した運用が行えない。

以上の問題を踏まえると、高電圧の印加方法の変更が必要である。そこで本研究では、高電圧の印加を

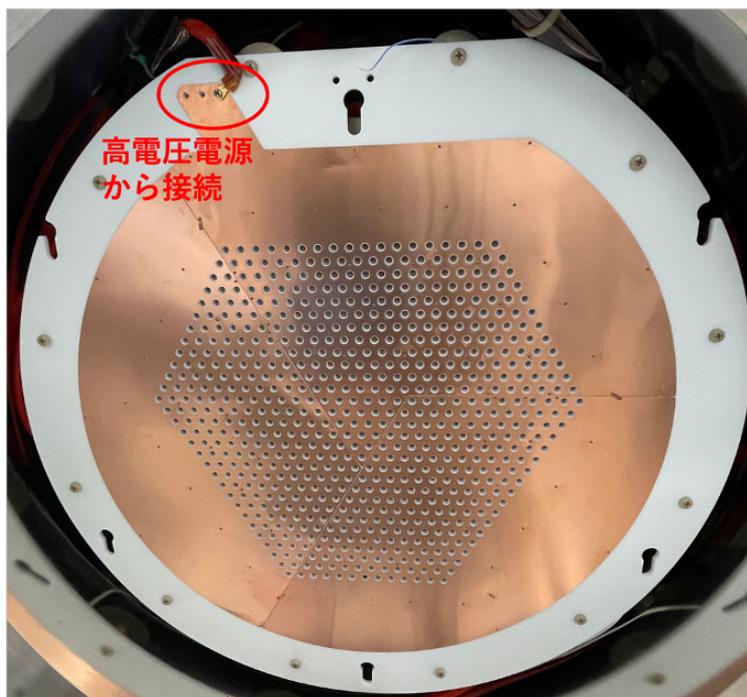


図 4.5: アノード電極を取り付けた ELCC。上部から高電圧を印加し、全面が 1 枚の電極となっている。

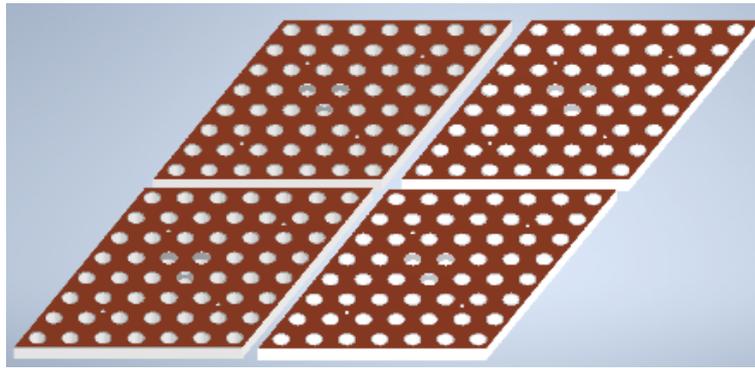


図 4.6: ユニットごとに電極を分割した ELCC のイメージ。

ELCC のユニットごとに分割することを検討する。図 4.6 のように、ELCC のユニットごとにユニットに合わせた大きさのアノード電極を取り付け、それぞれの電極に個別に高電圧を印加する。これにより、ELCC 全体の面積によらず放電の威力は 1 ユニットの電極分に抑えられる。また、放電に弱い箇所が存在した場合に、それを含むユニットのみの電圧を下げることで、検出器の性能を大きくは損なわずに運用できる。ユニットごとに電圧を個別に調整する方法については第 5 章で述べる。

#### 4.2.2 電圧印加部の新構造

ELCC のユニットは他のユニットに囲まれているものも存在し、個別に電圧を印加するには図 4.5 と同じような電源の接続方法は使えない。そこで、ユニットの裏側から電圧を印加する図 4.7 のような構造を考案した。

ユニットを構成する PTFE ボディーの一部を、ユニットの裏側に突き出た円筒を持つ別の部品（HV コネクター）に置き換え、この円筒に高電圧ケーブルを挿入する。ピンとリング（マックエイト、FC[50]）をアノード電極に固定し、ピンを高電圧ケーブルに圧着したソケット（マックエイト、PD-14[51]）に接続することで高電圧ケーブルとアノード電極を導通させる。PTFE ボディーと HV コネクターの 3D モデルを図 4.8 に示

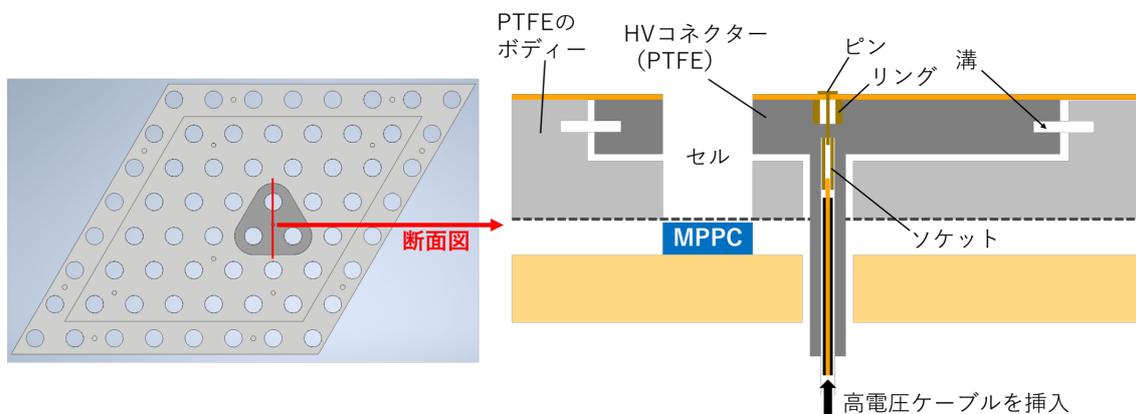
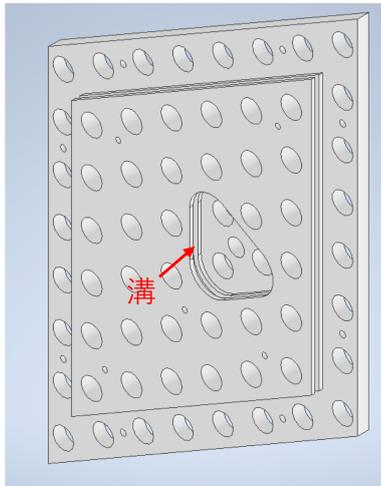
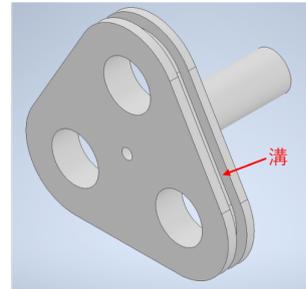


図 4.7: 高電圧の印加方法。左側の図は 1 ユニットの PTFE ボディー、右側が電圧印加部の断面図。



(a) PTFE ボディ。



(b) HV コネクター。

図 4.8: ユニットごとの電圧印加に対応した PTFE 部品の 3D モデル。

す。2つの部品の間の経路を通る沿面放電を防ぐため、ユニット境界での放電対策に倣い外周部に溝を付けている\*1。

### 4.3 耐電圧の評価

前節までで述べた高電圧印加の構造を試作し、耐電圧試験を行った。耐電圧試験には東北大学にある AXEL 検出器の 10 L 試作機を用いた。10 L 試作機の写真が図 4.9 である。

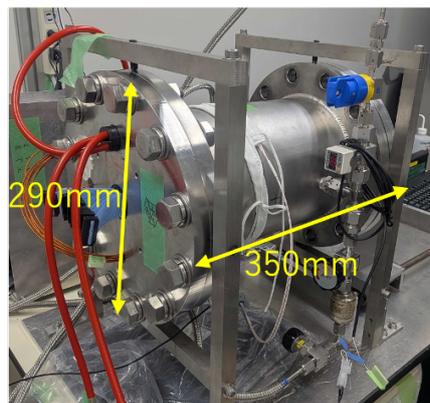


図 4.9: 10 L 試作機。

\*1 セルに凸型構造が無いのは、この設計時には凸型構造によるセルでの放電対策が開発途上であったからである。4.3.5 節で述べるように、後には HV コネクターにも凸型構造を取り入れた。

#### 4.3.1 1度目の測定セットアップ

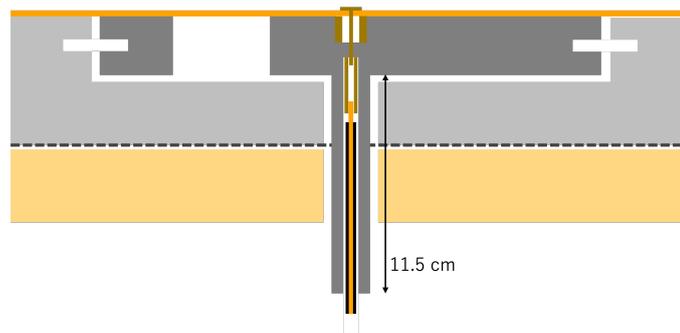
10L 試作機に組み込んだ耐電圧試験のセットアップを図 4.10 に示す。セルでの放電を防ぐため PTFE ボディーにはセルを設けておらず、また、アノード電極もセルに対応した穴が無いものを用いた。

#### 4.3.2 1度目の耐電圧試験の結果

10L 試作機の圧力容器を4日間真空引きした後キセノンガスを導入し、圧力は8 bar となった。ELCC の目標電場は 2.3.3 節で述べたように  $3\text{ kV/cm/bar}$  であるため、PTFE ボディーの厚さ  $5\text{ mm}$  を踏まえ目標電圧は  $12\text{ kV}$  となった。

2時間ほどかけてアノード電極の電圧を  $12\text{ kV}$  まで昇圧した。この状態で10分間置いたタイミングで放電が生じ始め、以降収まらなくなったため電圧印加を中止した。

キセノン回収後にセットアップを確認すると、HV コネクターに図 4.11a のような放電痕が見られた。放電



(a) セットアップの模式図。



(b) セットアップの写真。



(c) 高電圧ケーブルを差し込んだ HV コネクター。

図 4.10: 1度目の耐電圧試験のセットアップ。

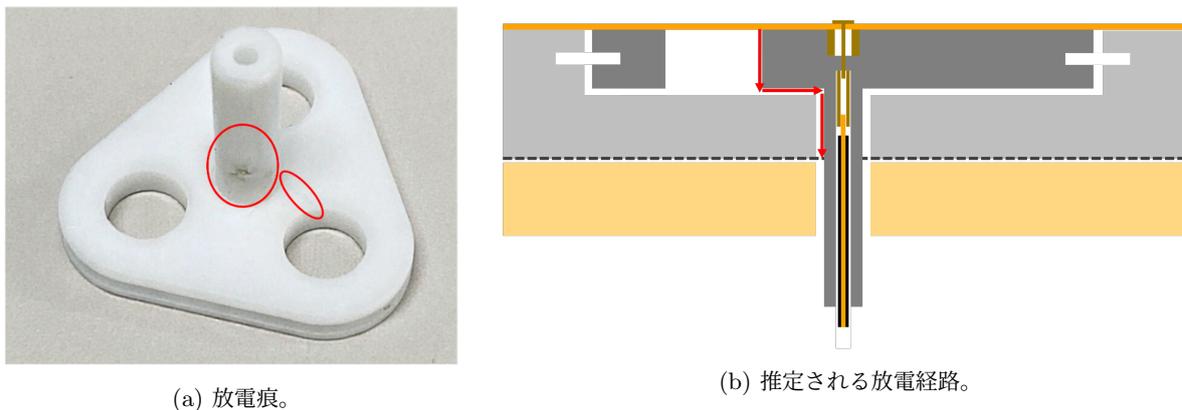


図 4.11: 1 度目の対電圧試験で起きた放電。

痕はセルの端から円筒部にかけて残っていたため、放電経路は図 4.11b に示したセルを経由して円筒部に至るものであったと推定した。

#### 4.3.3 2 度目の測定セットアップ

図 4.11b の放電経路があると HV コネクターの外周部の耐電圧を確認できないため、カプトンテープで HV コネクターのセルを塞いだ図 4.12 のセットアップで 2 度目の耐電圧試験を行った。この際、外周部を通りセルを伝って GND に落ちる図 4.12a の経路も想定されたため、PTFE ボディーはセルがあるものを用いた。

#### 4.3.4 2 度目の耐電圧試験の結果

5 日間の真空引き後にキセノンガスを導入し、圧力は 8 bar となった。

この試験では 50 分ほどかけてアノードの電圧を 12 kV まで昇圧した。1 度目と同様に 10 分間置いたタイミングで放電が生じ始め、以降収まらなくなった。

図 4.13a に HV コネクターの高電圧ケーブル挿入部で確認できた放電痕を示す。高電圧ケーブルを差し込

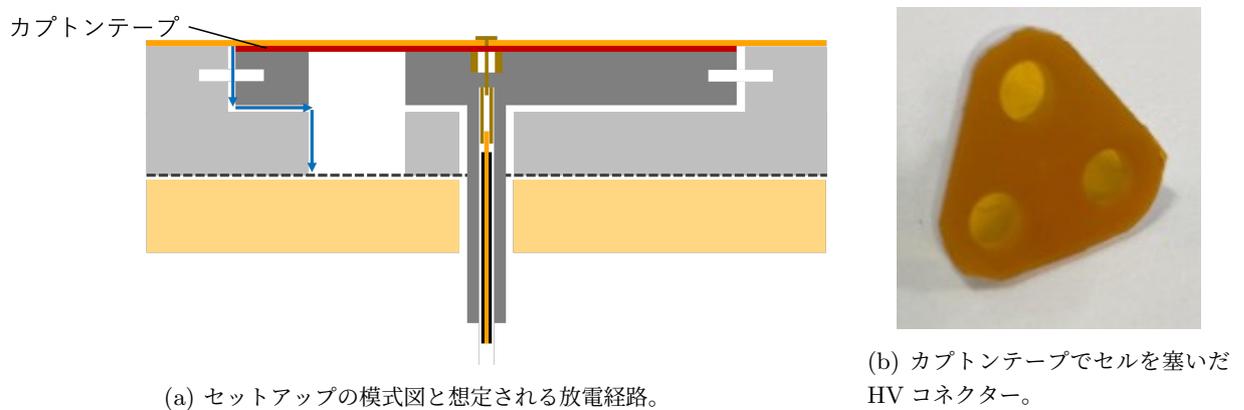
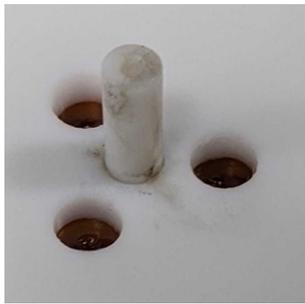
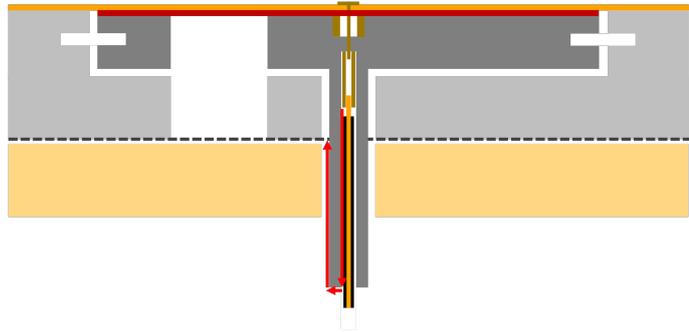


図 4.12: 2 度目の耐電圧試験のセットアップ。



(a) 放電痕。



(b) 推定される放電経路。

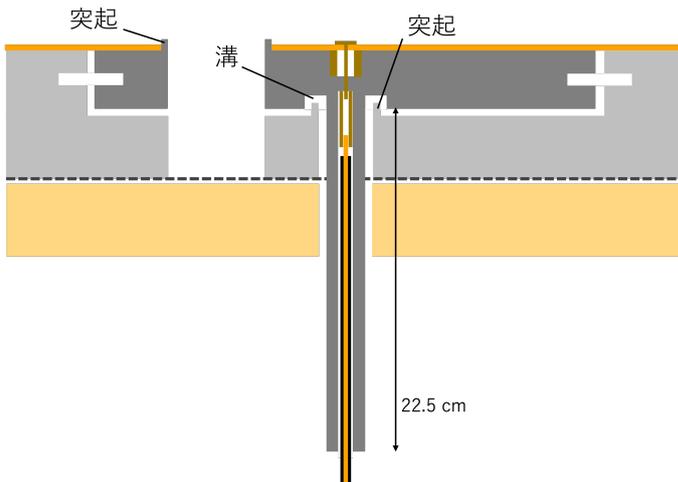
図 4.13: 2 度目の対電圧試験で起きた放電。

む、円筒部の先端に放電痕が残っている。この放電痕から、放電経路は図 4.13b に示した、高電圧ケーブルのある円筒内を伝い GND メッシュに至ったものと推定できる。

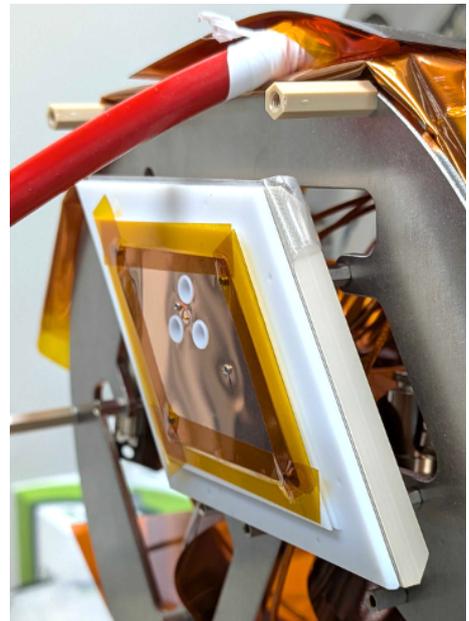
#### 4.3.5 3 度目の測定セットアップ

3 度目の耐電圧試験のセットアップを図 4.14 に示す。HV コネクタのセルを凸型構造にし、PTFE ボディはセルがあるものを用いた。1 回目・2 度目の耐電圧試験で生じた放電の経路をを踏まえ、以下に述べるような対策を行った。

ELCC では GND にステンレス製のメッシュを用いている。金属メッシュ単体だと、切断部や穴を開けた



(a) セットアップの模式図。



(b) セットアップの写真。

図 4.14: 3 度目の耐電圧試験のセットアップ。

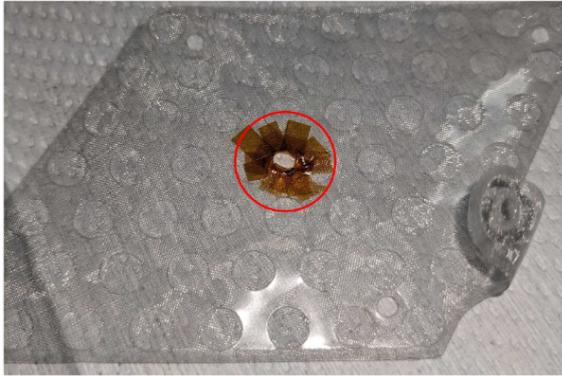


図 4.15: 1 度目・2 度目の試験で用いていた溶着メッシュ。ポンチで開けた HV コネクタ用の穴の周囲をカプトンテープで保護している（赤線内部）。



図 4.16: 新型構造に対応した溶着メッシュ。HV コネクタ用の穴（赤線内部）の周囲が溶着されている。

箇所にはほつれが生じ、放電が生じやすくなる。この対策として AXEL 検出器では、ステンレス製のメッシュを 2 枚の PFA フィルムで挟み、切断部や穴の周囲を溶着したもの（溶着メッシュ） [52] を用いている。しかし、従来の溶着メッシュは HV コネクタを通すための穴を開けていなかったため、ポンチで穴を開けその周囲をカプトンテープで保護したものを 1 度目・2 度目の耐電圧試験で用いた（図 4.15）。この保護の効果が十分ではなく、図 4.11b や図 4.13b の放電の原因となった可能性がある。そこで、HV コネクタ用の穴を開けその周囲を溶着したものを新たに製作し、3 度目の耐電圧試験に用いた（図 4.16）。

また、図 4.11b の放電を抑制するために、HV コネクタの円筒部と PTFE ボディーが接する箇所に図 4.14a のように溝・突起の構造を追加した。さらに、図 4.13b の放電を抑制するため、HV コネクタの円筒部の長さを 11.5 cm から 22.5 cm へと延長した。

#### 4.3.6 3 度目の耐電圧試験の結果

10 日間の真空引き後にキセノンガスを導入し、圧力は 7 bar となった。圧力が低下しているのは 2 度目と 3 度目の試験の間にキセノンガスの損失があったためである。放電耐性はガスの圧力に応じて変化するため、この圧力に合わせて目標電圧は 10.5 kV となった。

45 分ほどかけてアノードの電圧を 10.5 kV まで昇圧した。その後 10 分間置いても放電が生じなかったため、10 分ほどかけて 11 kV まで昇圧した。この状態でさらに 5 分間放電することなく電圧を印加し続けることに成功した。

試験後に部品を確認すると図 4.17 のように HV コネクタの円筒部に放電痕が残っていた。高電圧の昇圧中には単発での軽微な放電が生じることはあるため、目標電圧到達後に安定して印加し続けられれば問題はない。そのため、今回の構造で耐電圧が十分かどうかを確認するには、より長期に高電圧を印加し続け放電が起きないかを試験することが必要である。

また、この構造は HV コネクタ内に高電圧が印加されたケーブルがあるために、電場構造を乱す可能性が指摘されている。これを確かめるため、今後電場シミュレーションを行いこの影響があるかを調べる。



図 4.17: 3 度目の対電圧試験後に確認した放電痕。

#### 4.4 本章のまとめ

ELCC への高電圧印加は全面を 1 枚の電極で覆う構造でこれまでは行っていた。しかし、この構造のまま大型化すると、放電の威力が増大することや 1 箇所でも放電に弱い箇所があると全面の電圧が下がるという問題がある。この問題を解決するため、ELCC への電圧印加をユニットごとに個別に行うことを考案した。この方法での電圧印加を可能にするため、PTFE 部を HV コネクターと PTFE ボディーに分け、放電対策を施した構造を設計した。

この構造で耐電圧試験を行い、1 度目と 2 度目の耐電圧試験では放電が生じてしまったものの、追加の放電対策を施した 3 度目の耐電圧試験では目標電圧よりも高い電圧を印加できることを確認した。今後はより長期の耐電圧試験や電場シミュレーションを行っていく。

## 第 5 章

# ELCC の電圧制御装置の開発

第 4 章で述べたように、大型化に向け ELCC の電圧をユニットごとに個別に制御することを検討している。多数のユニットで電圧を個別に制御するために、本研究ではスライドディバイダーという装置を考案した。本章では、初めにユニットごとの電圧制御に求められる条件を述べ、次いでこれを満たす方法の検討について述べる。その後、スライドディバイダーの設計・製作について述べ、最後にこの動作試験の結果を述べる。

### 5.1 大型化に向けた ELCC の高電圧制御

4.2.1 節で述べたように、ELCC では大型化に向けて高電圧の印加方法をユニットごとに個別に印加・制御することを計画している。1000 L 検出器においてはユニット数は 100 個を用いる予定であり、それ以降のさらなる大型化も踏まえると、この数の高電圧電源を用意しそれぞれのユニットに接続することは現実的ではない。そのため、高電圧電源の数を増やさずに多数のユニットの電圧制御を行う方法が必要である。

高電圧の制御には次の条件が求められる。まず、電圧調整の精度が高いことが当然必要である。調整の精度が低いと必要以上に電圧を低くしてしまうことになりかねない。次に、高電圧の印加は急に昇圧すると放電しやすくなるため、ゆっくりと昇圧することが必要である。そのため、高電圧の調整の度に電圧を落とさなければならない場合だと、最適な電圧値へと調整するのに膨大な時間がかかり効率が悪い。よって、電圧を落とさずに調整できる方法が望ましい。最後に、ユニット数、すなわち電圧調整の分岐数が多数あることに対応しやすい構成である必要がある。

1000 L 検出器ではキセノンガスの圧力 8 bar を計画しているため、ELCC の目標電圧は 12 kV である。そのため、電圧調整の範囲は 0 kV ないし数 kV から 12 kV までとなる。

### 5.2 高電圧制御方法の検討

#### 5.2.1 抵抗分割回路を用いた方法

初めに、通常の抵抗分割回路から電圧を取り出す方法について考える。図 5.1 にこの方法のイメージを回路図で示す。高電圧電源と GND の間を多数の抵抗で分割しておき、各ユニットへの出力を調整する電圧に合わせた抵抗の段に接続する。シンプルな手法であるが、以下のような問題がある。

まず、調整の度に接続をやり直す必要があるため、電圧を落とさなければならない。また、抵抗分割の各段に接続用の端子を取り付けておく必要がある。例えば、10 段に抵抗分割し、各段に 100 ユニット分の端子を取り付けた場合、合計で 1000 個もの端子が必要になってしまう。このことから、多数のユニットに接続する

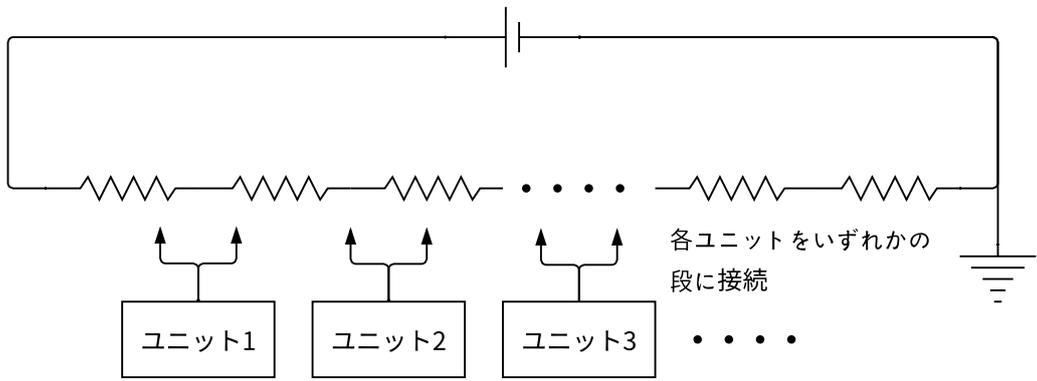


図 5.1: 抵抗分割を用いてユニットごとに電圧を調整する方法。

上で抵抗の段数を増やし電圧調整の精度を上げることが難しい。以上のように、5.1 節の条件に合致せず、電圧制御の方法としては適していない。

### 5.2.2 可変抵抗を用いた方法

次に、市販の可変抵抗を用いた電圧調整方法を考える。この場合の回路図を図 5.2 に示す。高電圧電源と GND の間に並列で可変抵抗を組み込み、それぞれのユニットに可変出力を接続する。

この場合、可変抵抗であるために連続的に電圧を調整でき、調整の際に電圧を落とす必要もない。また、ユニット数と同じ数の可変抵抗だけを用意すれば製作できる。このように電圧制御の上で理想的な方法であるが、実際の運用にあたっては次のような問題がある。

まず、可変抵抗の抵抗値を非常に高くする必要があることである。ELCC の目標電圧である 12kV を出力できるような高電圧電源の定格電流は典型的に低く、例として現在 ELCC に用いている高電圧電源（松定プレジジョン、HFR10-20N）の場合には 0.5mA である [53]。100 ユニットの並列回路で 12kV を印加した時

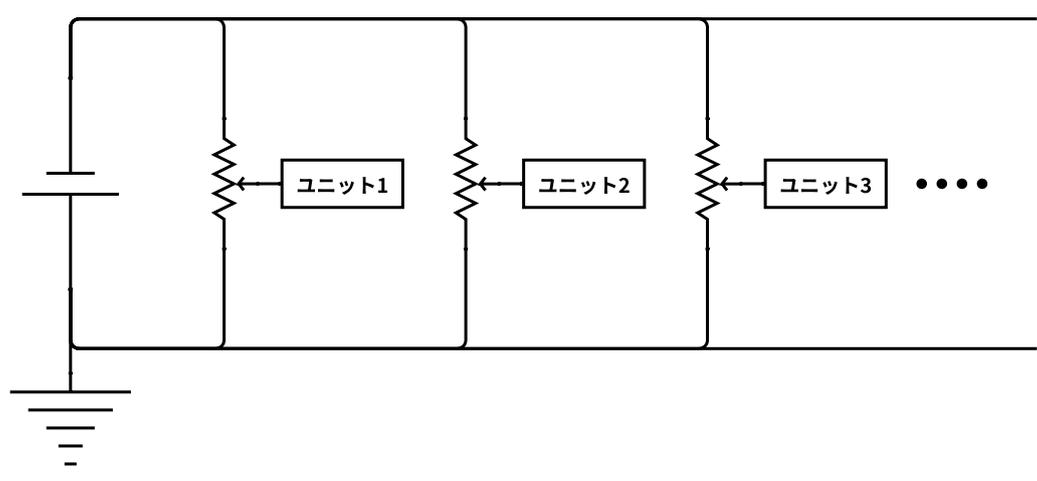


図 5.2: 可変抵抗を用いてユニットごとに電圧を調整する方法。

に、この値以下に電流値を抑えるには、可変抵抗の抵抗値は  $2.4\text{ G}\Omega$  以上にしなければならない。一方、一般的に入手可能な可変抵抗の抵抗値は大きくても  $10\text{ M}\Omega$  程度である。また、 $12\text{ kV}$  の電圧を印加可能な可変抵抗という条件も素子選定の上で非常に厳しい制約である。

さらに、実際に可変抵抗による調整を行う上でもいくつかの問題が想定される。まず、市販の可変抵抗は高電圧が印加された状態で操作することを想定していないため、安全性を備えた上で調整できる特殊な構造を作る必要がある。さらに、可変抵抗は劣化を起しやすく、抵抗値が変動することがある。このことから、実際に印加されている電圧値がどの程度であるのかが把握しづらくなってしまふ。

以上のように、可変抵抗を用いた方法は原理として理想的ではあるものの、技術的な制約を数多く抱えており電圧制御の方法としては現実的ではない。

### 5.2.3 抵抗体板を用いた方法

可変抵抗は抵抗体に接触した出力端子を移動させることで抵抗値が変動するという原理である [54]。この応用として、図 5.3 に示した電圧制御方法を考案した。セラミックスなどの板状の基材に抵抗体を塗布したものを製作し、両端を高電圧電源ないし GND と接続する。これにより抵抗体には連続的な電位が与えられ、この上を ELCC の各ユニットに接続された端子をスライドさせることで電圧を調整する。抵抗体の総抵抗値は 5.2.2 節で述べたのと同じ電源の規格では  $24\text{ M}\Omega$  以上である必要がある。

この条件で製作が可能か複数のメーカーに交渉を行なった。すると、この抵抗値では抵抗体の一様な塗布が難しいという回答があった。この場合、端子の位置に対して出力電圧が線形ではなくなってしまう。さらに、端子のスライドにより抵抗体が摩耗すると抵抗値が変動する。そのため、5.2.2 節と同様に出力電圧の値を正確に把握できないという問題点がある。さらに、スライドのために抵抗体の表面を露出しなければならないが、表面に不純物が付着するとそこで短絡を起し、抵抗値が大きく減少してしまう。これも出力電圧に大きく影響する上、電源規格を超える電流が流れることにも繋がる。以上のように、安定した運用にはこの方法も問題点を多く抱えている。

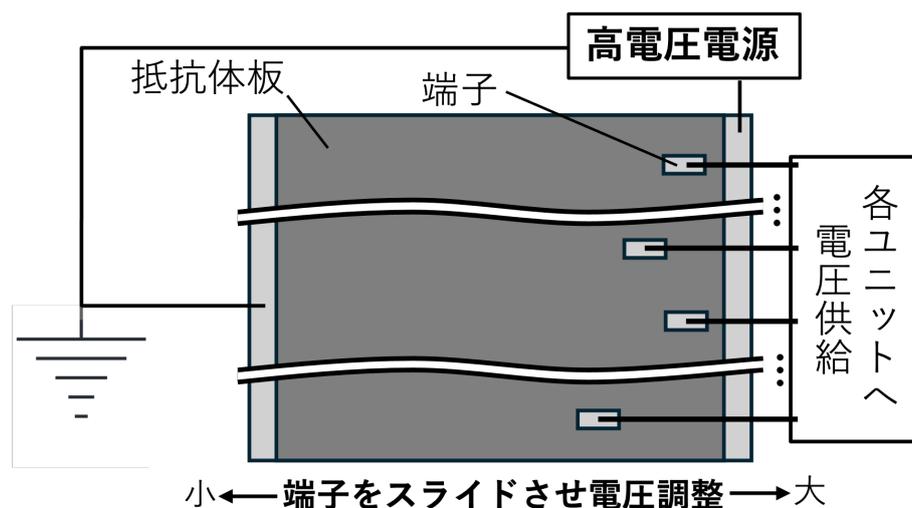


図 5.3: 抵抗体板を用いた電圧調整の構造及び原理。

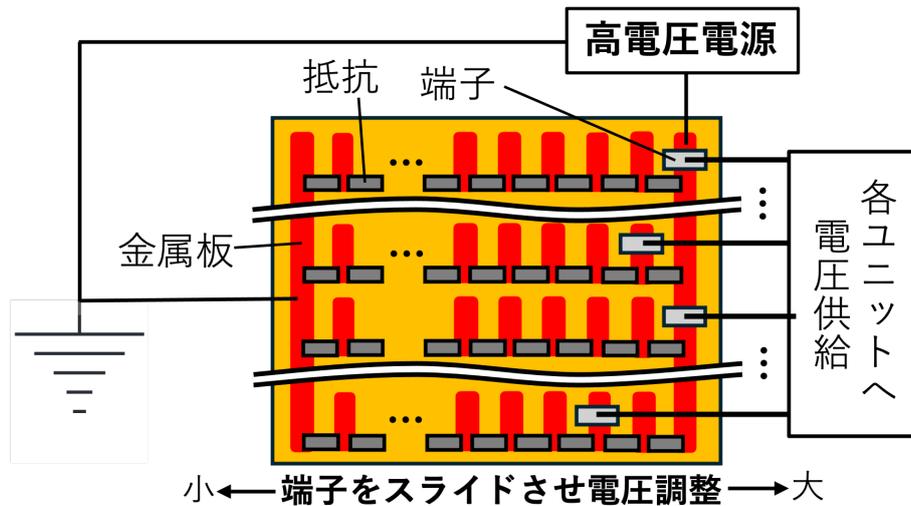


図 5.4: スライドディバイダーの構造及び原理。

#### 5.2.4 スライドディバイダー

ここまでの方法の問題点を踏まえた上で考案したのが、図 5.4 に示したスライドディバイダーと呼称する装置である。帯状の金属板電極を複数並べ、電極間は抵抗を介して接続する。両端の電極は高電圧電源ないし GND と接続されており、これにより並んだ電極には段階的に少しずつ変化する電位が与えられている。この上を ELCC の各ユニットに接続された端子をスライドさせることで、それぞれのユニットの電圧調整を行う。端子がスライドする際は、隣接する 2 つの電極に同時に接触する状態を介する<sup>\*1</sup>。

この方法の利点は以下の通りである。まず、導通を保ってスライドすることで、調整の際に高電圧を落とさなくて済む。電圧調整の精度については、金属板の段数を適切に設計することで担保できる。抵抗は固定抵抗であるために劣化に強く、必要な抵抗値と耐電圧を備えたものを入手することも難しくない。また、調整は可変抵抗のように完全に連続的ではないものの、これはどの段の抵抗に接続しているかによって電圧値の正確な把握が可能であるという利点にもなる。そして、スライド用の端子をユニット数と同数用意すれば製作可能である。

以上のように条件を満たした電圧制御方法であり、次節で述べる試作機の製作を行うことに決定した。

### 5.3 スライドディバイダーの試作機的设计・製作

今回製作したものは、製作のノウハウ獲得及び動作の確認、ユニットごとの電圧制御の試験的運用を目的としたものである。そのため、製作コスト等の面から分岐の数は 4 つまでとした。

\*1 この時のみ、隣接段の電極は短絡する。



図 5.5: 使用したプランジャー（ミスミ、BPRSY12）。

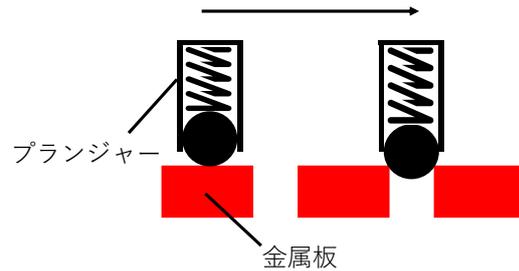


図 5.6: プランジャーが金属板上をスライドするイメージ。ある電極から隣の電極へ移動する際には両方に接触した状態を経由する。

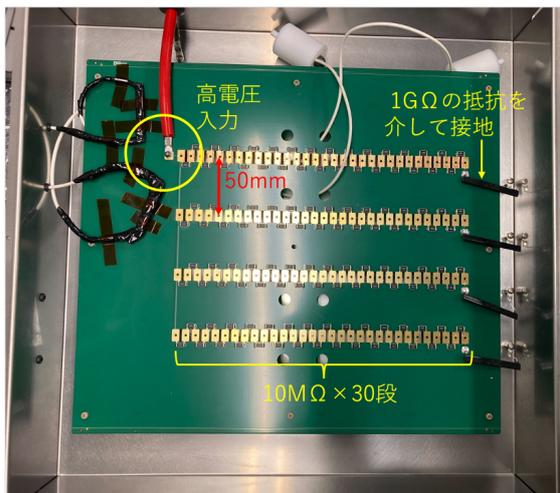
### 5.3.1 電氣的接触を保ったスライド機構

スライドディバイダーを動作させるには、端子と電極板の導通を保ったままのスライドができなくてはならない。単純に平坦な金属同士を押し付ける構造であると、押し付けが弱いと導通が不完全になる恐れがある一方、押し付けが強すぎるとスライドができなくなってしまう。

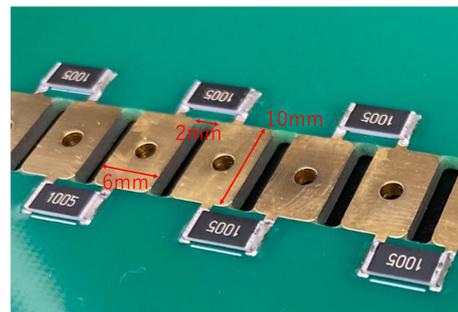
そこで、バネ構造を有する金属部品であるプランジャーを用いることを考案した。図 5.5 が今回用いたプランジャーの写真である。先端部のボールは内部でバネが取り付けられており、さらにボールが回転するようになっている。これにより、接触を安定に保ったまま複数の電極上をスライドすることができる（図 5.6）。

### 5.3.2 電極基板の設計

電極板の基板はプリント基板で製作した。プリント基板の全体像及び拡大図を図 5.7 に示す。FR-4 製の基材（緑）に銅箔をプリントし抵抗を介して接続している。銅箔の各段の間にはすき間を設けている。



(a) 装置に取り付けたプリント基板の全体像。



(b) 銅膜と抵抗の拡大図。

図 5.7: 電圧調整用のプリント基板。

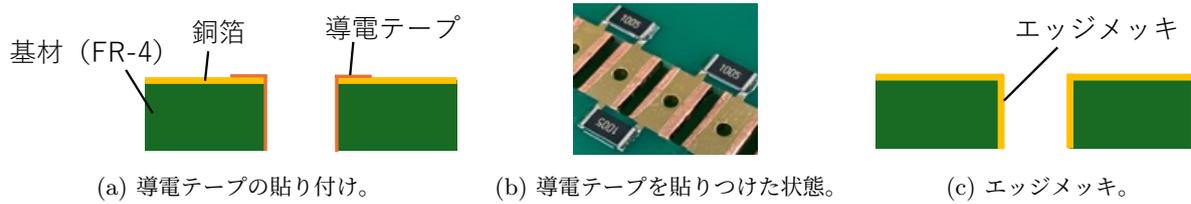


図 5.8: プリント基板の角で導通を取る処理。

各段の間の抵抗値は  $10\text{ M}\Omega$  とし、段数は 31 段（抵抗の数は 30 段）とした。また最下段からは  $1\text{ G}\Omega$  の抵抗を介して接地している。そのため、最上段の電圧が  $12\text{ kV}$  の時に、 $12\text{ kV} \times 10\text{ M}\Omega \div 1.3\text{ G}\Omega = 92.3\text{ V}$  ずつ、 $9.23\text{ kV}$  まで調整できる。

図 5.6 のように電極板間で両方の電極に接触することを可能にするために、プリント基板の角で電気的接触が取れるようにしておく必要がある。今回は角に導電テープを取り付けることで対応した（図 5.8a、5.8b）。ただし、この作業は製作の手間が大きく、当初は図 5.8c のエッジメッキという処理を用いる計画であった。今回製作を依頼したメーカーではこれを取り扱っていなかったため、今後さらに検討を行う。

### 5.3.3 治具の製作及び放電対策

装置全体はステンレス製の外箱に収納し、安全面からこの外箱を GND にしておく必要がある。そのため、内部の高電圧の箇所から外箱への放電が起きないように対策が必要である。

プランジャーは PTFE 製の円柱形のスライド用の治具に固定し、この治具を外箱に取り付ける。図 5.9 にスライド用の治具を示す。プランジャーの周囲や円柱の側面に溝を多数入れることで放電対策としている。

また、図 5.10 にスライド治具の構造を示す。取り付けしたプランジャーがプリント基板と接触するよう寸法を決めている。プランジャーの反対側は外箱の蓋に入れたスリットに噛み合うように設計しており、これによりスライドができるようになっている（図 5.11）。



図 5.9: プランジャーを取り付けたスライド用の治具。

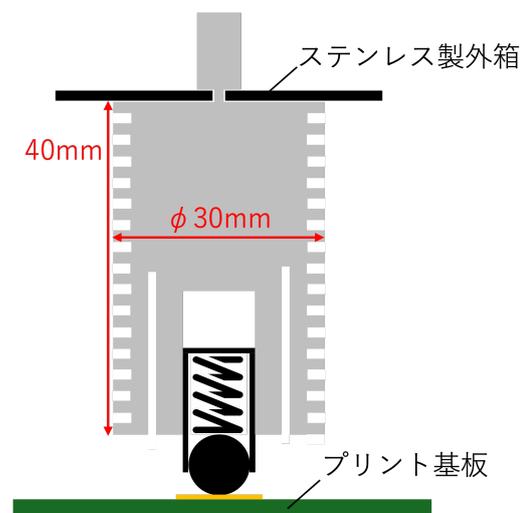


図 5.10: スライド用の治具の構造。

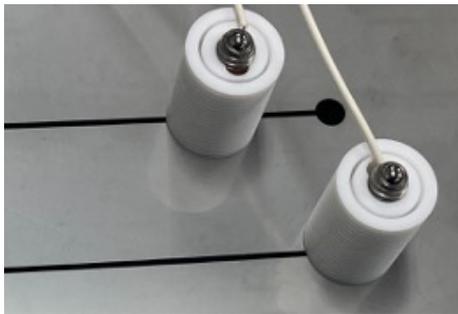


図 5.11: 外箱の蓋に取り付けたスライド用の治具。蓋にはスリットを入れている。



図 5.12: プリント基板を取り付ける前の装置内部。

なお、今回使用したプランジャーのサイズは、この治具や外箱の加工誤差を吸収できるボールの可動域があるように選定した。治具やプリント基板の銅箔の寸法はこのプランジャーの寸法に合わせて設計している。この加工誤差は、プランジャーの治具への差し込みの長さを微調整することで吸収できることが今回の製作を通して分かった。そのため、今後はより小型のプランジャーを用いることで、同じ寸法でより多くの分岐を作ることが可能であると考えられる。

プリント基板から外箱への放電も対策を行った。プリント基板取り付け前の装置の内部が図 5.12 である。基板を支える PTFE 製の円柱の側面に溝を付け放電を対策している。

### 5.3.4 装置全体の概観

製作した装置の外観を図 5.13 に示す。高電圧電源からの入力部と、プランジャーに接続されたケーブルの分岐ごとの出力部があり、この先を ELCC の各ユニットに接続する。電圧調整は上部のつまみをスライドさせ行う。目盛を取り付けてあり、どの段に接続しているかで出力電圧値を把握できるようにしている。

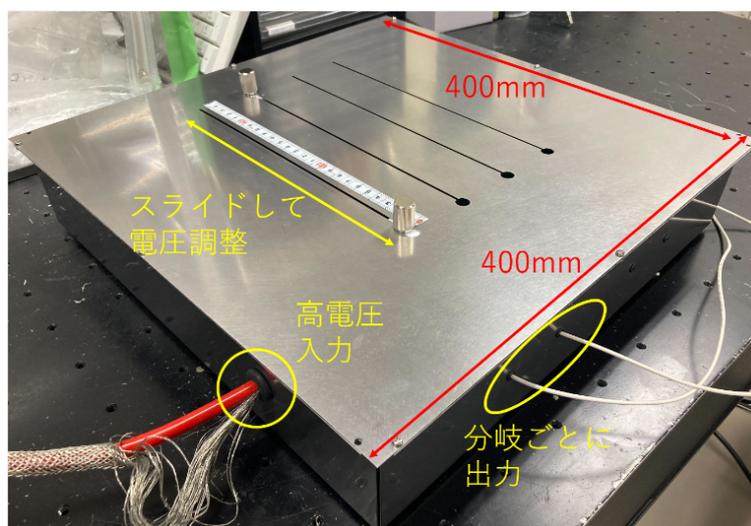


図 5.13: デバイダーの外観。目盛が貼り付けてあり、どの段に接続してあるかが分かるようになっている。

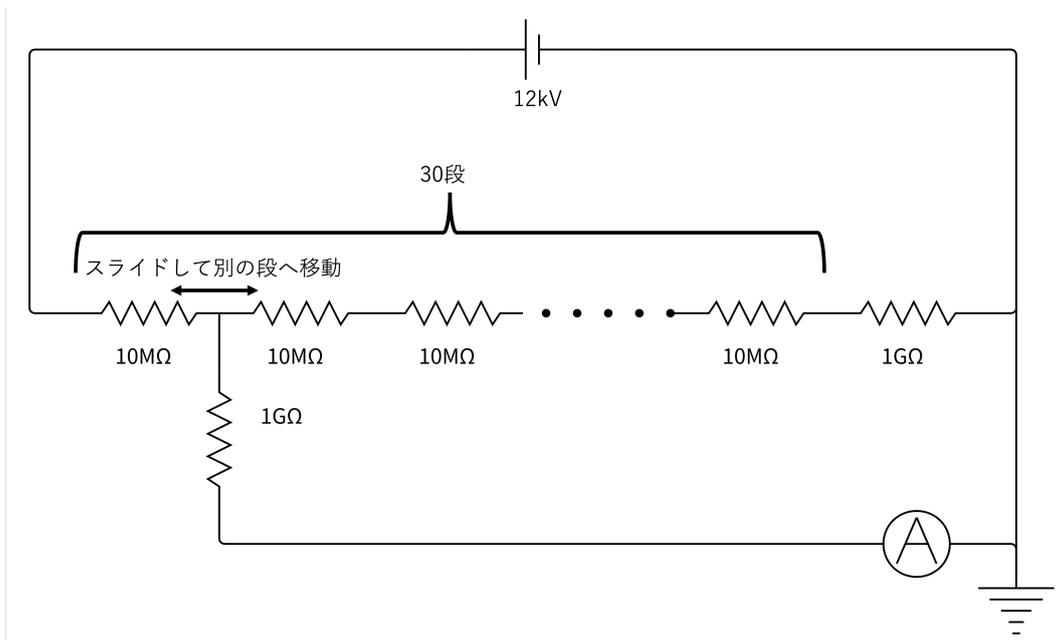


図 5.14: 試作したスライドディバイダーの動作試験の等価回路。

## 5.4 動作試験

### 5.4.1 測定セットアップ

製作したスライドディバイダーが想定通りに動作するか行った試験測定の等価回路を図 5.14 に示す。スライドディバイダーからの出力を  $1\text{G}\Omega$  の抵抗を介して接地し、その間に流れる電流をマルチメータで計測することで、各段に接続している時の電圧値を測定する。高電圧電源からの電圧の入力値は目標電圧である  $12\text{kV}$  である。最上段を 0 段（最下段が 30 段）とした時に、 $i$  段目に接続した際の電圧値は、付け加えた  $1\text{G}\Omega$  の抵抗の影響も考慮して次のように計算される。

$$V(i) = 12 \left( 1 - \frac{i(230 - i)}{i(230 - i) + 100(130 - i)} \right) \text{kV} \quad (5.1)$$

これと実際の測定値（マルチメータの電流値  $\times 1\text{G}\Omega$ ）が一致するかを確認する。

### 5.4.2 試験結果

まず、 $12\text{kV}$  の電圧を入力した際に放電の発生は無かったため、放電対策は十分であることが確かめられた。次に、電圧の測定結果及び式 (5.1) からの予測値を表 5.1、図 5.15 に示す。測定値と予測値はよく一致しており、想定通りの電圧の出力ができていることが分かる。ただし、全体を通して測定値が予測値をわずかに下回る傾向が見られる。原因としては、抵抗の値が規格からずれていることなどが考えられるため、今後調査を行う。電圧の調整の際にマルチメータの値は連続的に変化しており、高電圧を印加したまま調整するというコンセプトも実現できていた。

最後に、1つの分岐の電圧を調整しながら、別の分岐の出力を最下段に合わせて電圧読み出しを行った際に、

表 5.1: 動作試験の結果 (単位は kV)

段数	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
測定値	12	11.7	11.5	11.3	11.2	10.9	10.8	10.6	10.4	10.3	10.1
予測値	12	11.79	11.59	11.39	11.20	11.01	10.83	10.65	10.48	10.31	10.14
	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	
	9.9	9.8	9.6	9.5	9.3	9.2	9.0	8.9	8.8	8.6	
	9.98	9.82	9.67	9.52	9.37	9.23	9.09	8.95	8.82	8.68	
	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	
	8.5	8.4	8.2	8.1	8.0	7.9	7.8	7.7	7.6	7.4	
	8.56	8.43	8.30	8.18	8.06	7.95	7.83	7.72	7.61	7.5	

測定値は常に 7.5kV で一定であった。このことから、ある分岐の電圧の調整が他の分岐に影響を及ぼさず、高電圧を独立に複数の分岐で調整できることも確認した。

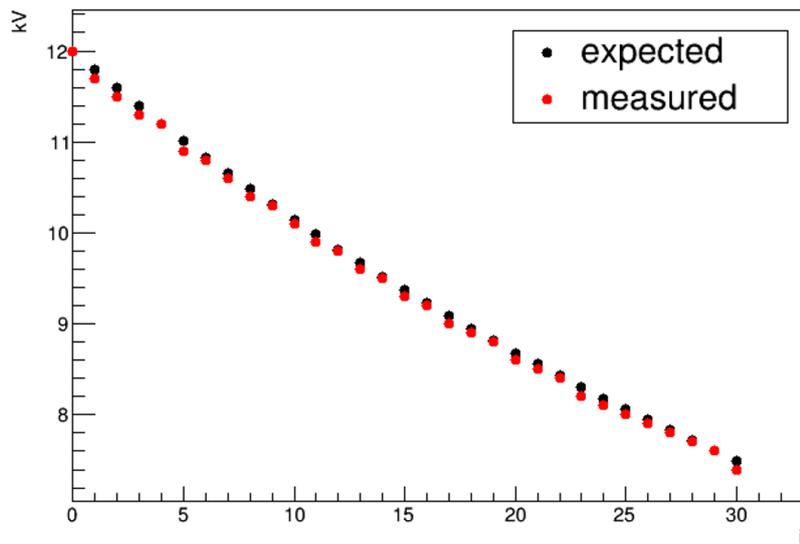


図 5.15: 測定値と予測値の比較。赤の点が測定値、黒の点が予測値を示す。

## 5.5 本章のまとめ

ELCC の大型化に向けて、ユニットごとに高電圧を調整するための手法を複数検討した。抵抗を介して接続した金属板電極上を、端子をスライドさせて電圧を調整するスライドディバイダーを考案し、試作機を製作した。製作した試作機で動作試験を行い、12 kV の電圧を入力して放電が起きず、想定通りに電圧調整が行えることを確認した。

## 第6章

# 新型フィールドケージの開発

180 L 試作機で従来用いているフィールドケージは、 $0\nu\beta\beta$  探索の上で求められる大型化と低放射能化の両立が難しいという問題点を抱えている。そこで本研究では、この2つを両立できるフレキシブルプリント基板 (FPC) を用いた新型のフィールドケージの開発を行った。本章では、初めに従来のフィールドケージの構造と問題点を説明した後、これを解決する FPC フィールドケージのコンセプトを述べ、その後実際の設計・製作の詳細を述べる。最後に FPC フィールドケージで行った耐電圧試験の結果を述べる。

### 6.1 従来のフィールドケージとその問題点

#### 6.1.1 フィールドケージの構造

先行研究 ([41] など) の測定で使用していた 180 L 試作機の従来のフィールドケージの写真を図 6.1 に示す。金属リングが並んだ構造をしており、リングごとに段階的な電位を与える。図中の左側ほど電圧値が大きくなり、最上段はカソードに当たりステンレス製のメッシュが全面に張られている。最下段はアノード、すなわち ELCC に接続されている。フィールドケージの全長はカソードからアノードまでの距離である。これをドリフト長と呼び、従来のフィールドケージでは 400 mm である。

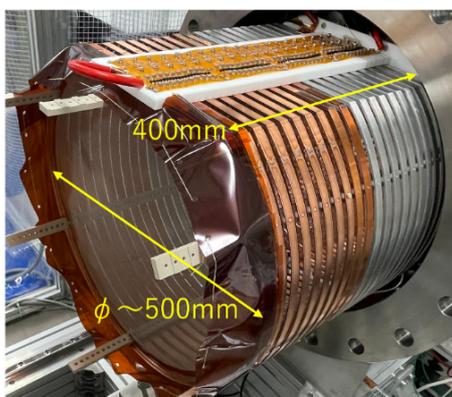


図 6.1: 従来のフィールドケージ。手前側が無酸素銅、奥側がアルミニウム製である。上部の回路基板は 6.1.2 節で述べるコッククロフト・ウォルトン回路である。

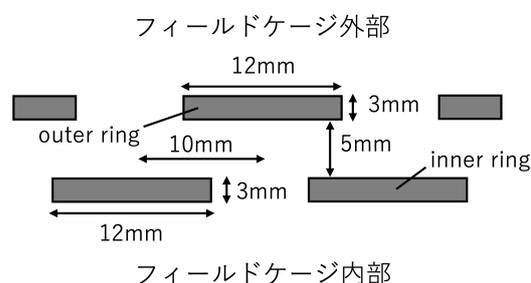
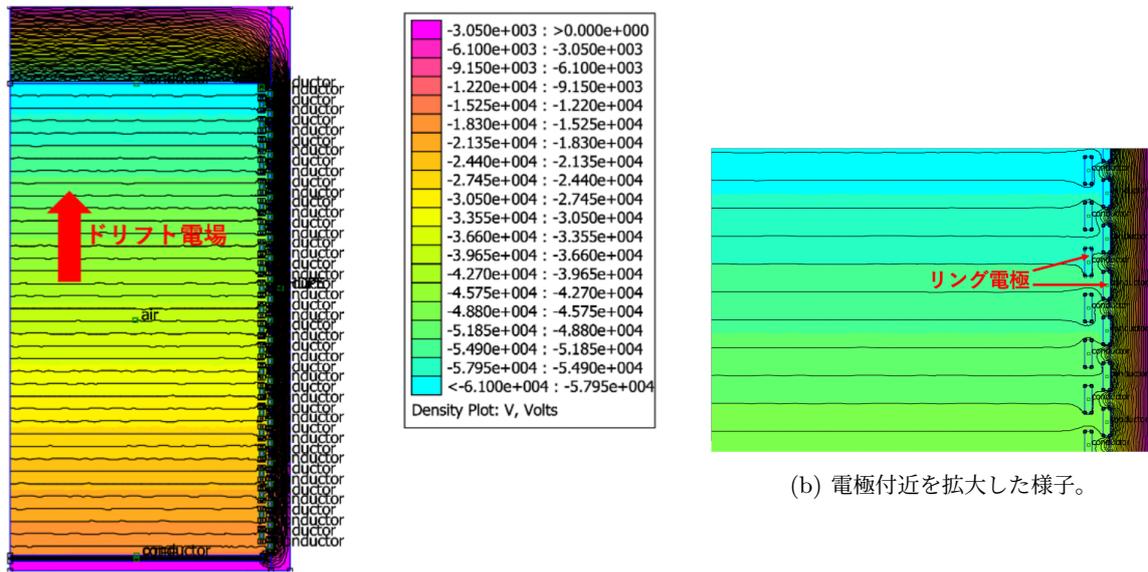


図 6.2: 従来のフィールドケージの断面構造。



(a) フィールドケージ全体での電位分布。

(b) 電極付近を拡大した様子。

図 6.3: 従来のフィールドケージの電場シミュレーション。円筒対称系として、リングに垂直な断面での電位を示している。黒の線が等電位線を表す。フィールドケージの最大径は 515 mm とし、ドリフト電場のデザイン値（カソード電圧とアノード電圧の差をドリフト長で割った値）が 1000 V/cm となるように電位の境界条件を設定している。

リングの断面図を図 6.2 に示す。系の違うリングが互い違いに並び隙間を埋める合う構造になっている。これは、GND である圧力容器の電位を遮蔽し、ドリフト電場への影響を抑制するためである。

この構造により形成される電場を有限要素法 FEMM[55] により計算したものを図 6.3 に示す。フィールドケージ内部に一様等方なドリフト電場が形成されていることが分かる。

### 6.1.2 コッククロフト・ウォルトン回路

AXEL 検出器のフィールドケージに印加する電圧は、将来的な計画も踏まえると数 10 kV~100 kV に及ぶ非常に高い電圧となる。このような高電圧を直接チェンバー内へ導入しようとすると、高いキセノンガス圧力に耐え、かつチェンバーとの間の放電を防ぐために特殊なフィードスルーが必要となってしまう [56]。

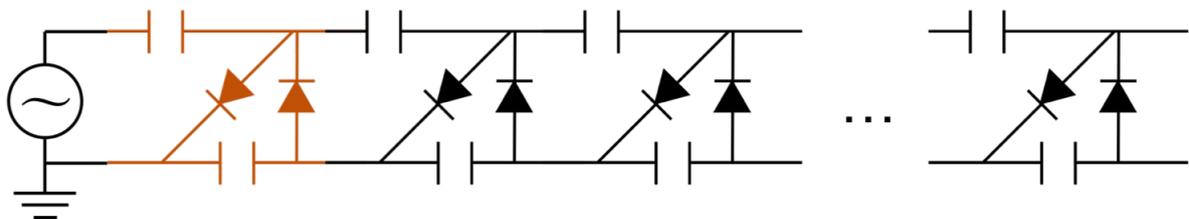


図 6.4: CW 回路の回路図 [56]。色付きの部分が増幅回路の 1 単位となる。

この問題を回避するため、AXEL 実験ではチェンバー内で昇電圧するための電圧の増幅回路であるコッククロフト・ウォルトン (CW) 回路を開発し、これを用いてフィールドケージに電圧を印加している。CW 回路の回路図を図 6.4 に示す。交流電圧を回路に入力すると、図中上段のコンデンサで電位が振動し、ダイオードを介して下段のコンデンサに電荷が蓄積される。これを繰り返すことで、入力電圧よりも大きく増幅された直流高電圧が出力される。そのため、チェンバーの外から導入するのは数 kV の交流電圧に留めながら目標とする高電圧を得ることができる。フィールドケージに取り付けられた、CW 回路と各リングへの電位を作る抵抗チェーン (以後、これらを合わせて「CW シート」と称する) を図 6.5 に示す。

CW シート上には数 kV～数 10 kV の電圧が分布するため、放電の生じやすい箇所となっている。従来のフィールドケージを使用していた際に生じた放電を図 6.6 に示す。この放電は CW シートの最下段 (アノードに近い側) 付近で生じている。CW 回路への入力部が GND (図 6.4 左) であるのに対し、抵抗チェーンは最下段で ELCC に接続されるため、この間に 10 kV 程度の電圧差が生じたのが放電の原因である。6.3.3 節で述べるように、新型フィールドケージではこの放電を抑制するための構造を取り入れた。

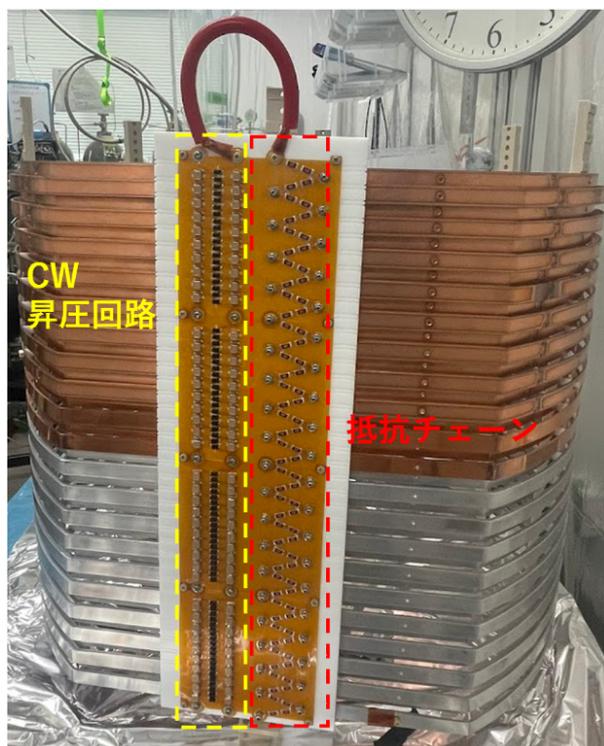


図 6.5: フィールドケージに取り付けている CW 回路。黄線で囲んだのが CW の昇圧回路である。図中下部から交流電圧を入力し、上段に向かうにつれ昇圧される。最上段まで昇圧された高電圧は、赤線で囲まれた抵抗チェーンの上端へと出力される。この抵抗チェーンの各段がフィールドケージのリングと導通し、最下段は ELCC と接続することで、ドリフト電場の形成に必要な電位を与えている。

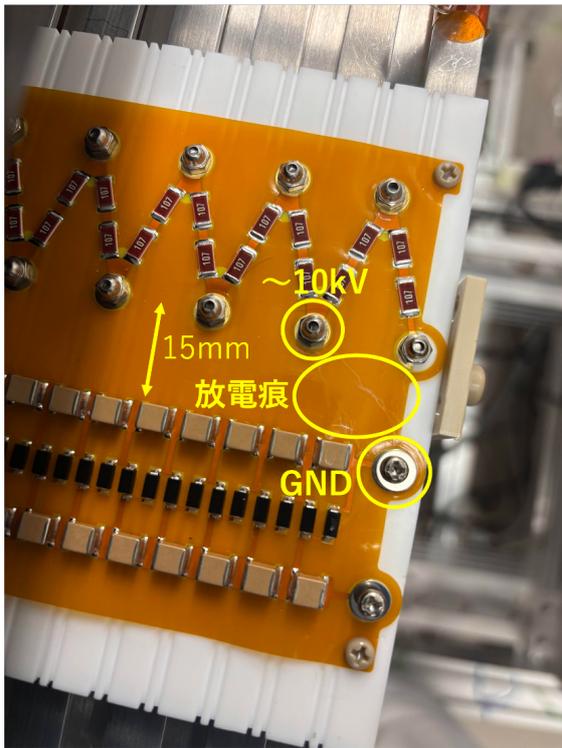


図 6.6: CW 回路と抵抗チェーン間の放電痕。

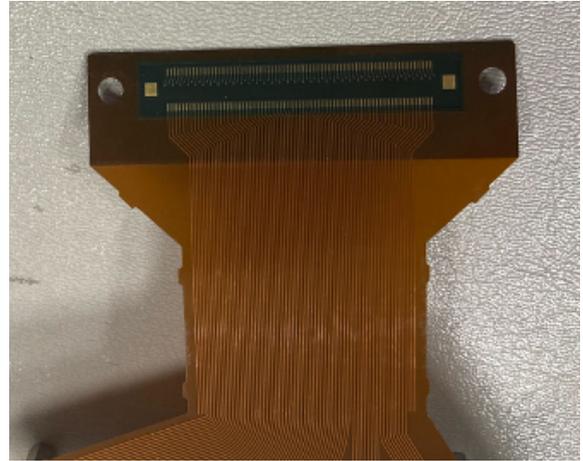


図 6.7: 信号伝達に用いられている FPC。細かい信号線のパターンが確認できる。

### 6.1.3 従来のフィールドケージの問題点

従来のフィールドケージはアルミニウム及び無酸素銅を用いてリングを製作している。アルミニウムはシンチレーション光をある程度反射できるため、この検出効率を上げる試行として製作した。しかし、6.2.2 節で述べるように放射能の汚染が非常に大きいため、今後検出器を大型化して  $0\nu\beta\beta$  探索を行う上では使用に適していない。これに対し無酸素銅は放射能が少ないものの、加工が難しいために大型化しづらく、莫大なコストがかかる。このように従来のフィールドケージは、 $0\nu\beta\beta$  探索に必要な要素を同時に満たすことができないという問題点を抱えている。

## 6.2 新型フィールドケージのコンセプト

### 6.2.1 フレキシブルプリント基板

フレキシブルプリント基板 (FPC) とは、ポリイミドのフィルムに導線として薄い銅箔を貼り付けエッチングすることで製造される回路基板である。厚みが 0.1 mm 程度と非常に薄く折り曲げることが可能なため、複雑な構造部での信号伝達などに使用されている。AXEL 検出器で用いている信号伝達用の FPC の写真が図 6.7 である。また、6.1.2 節で述べた CW シートも FPC で製作している (図 6.5)。

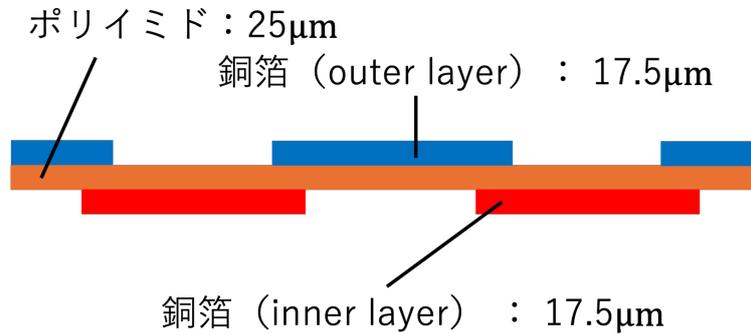


図 6.8: フィールドケージ用 FPC の断面構造。

## 6.2.2 FPC フィールドケージ

FPC は回路としてのみならず、その銅箔パターン自体を柔軟な電極とすることができる。これを用いて、FPC をリング状に成形し電極とするのが新型フィールドケージのコンセプトである。フィールドケージに用いる FPC の断面構造を図 6.8 に示す。FPC ではポリイミドの両面に銅箔を配線できるため、これを用いて図 6.2 と同様のパターンを銅箔により形成する。

FPC フィールドケージの特徴は放射能が少なくコストもかからないことである。 $^{136}\text{Xe}$  の  $0\nu\beta\beta$  のエネルギー 2458 keV に対して背景事象となるのは、2448 keV の  $^{214}\text{Bi}$  及び 2615 keV の  $^{208}\text{Tl}$  である。表 6.1 に、素材ごとの放射能及び 180 L 試作機のフィールドケージ（直径 515 mm）を製作した場合の放射能をまとめる。

アルミニウムは放射能が非常に多く、主要な背景事象源となってしまう。一方無酸素銅と FPC の場合には背景事象を十分に減らすことが可能である。さらに、FPC は安価で大量生産が可能であるため、リングあたりでは無酸素銅の約 1/100 のコストで製造が可能である。このような点から、FPC フィールドケージは 6.1.3 節で挙げた問題点を解決でき、大型化に適している。

また、FPC フィールドケージはドリフト電場の一様性の点でも優れている。図 6.9 に、ドリフト電場の値の動径方向での変化を示す。広い範囲でデザイン値である 1000 V/cm と一致しているが、フィールドケージの端へと近づくと一様性が乱れている。そして、FPC フィールドケージでは一様な範囲が従来のフィールドケージよりも広いことが分かる。定量的には、2.3.2 節で述べたドリフト電場の揺らぎの許容値 5% を達成で

表 6.1: 放射能の比較

		$^{214}\text{Bi}$	$^{208}\text{Tl}$
素材	アルミニウム [57]	< 3400 mBq/kg	361 mBq/kg
	無酸素銅 [58]	< 0.012 mBq/kg	< 0.004 mBq/kg
	FPC[59]	< 1.86 mBq/kg	< 0.898 mBq/kg
フィールドケージ	アルミニウム 6.17 kg	< $2.10 \times 10^4$ mBq	$2.23 \times 10^3$ mBq
	無酸素銅 20.5 kg	< 0.246 mBq	< $8.18 \times 10^{-2}$ mBq
	FPC $152.8 \times 10^{-3}$ kg	0.284 mBq	0.137 mBq

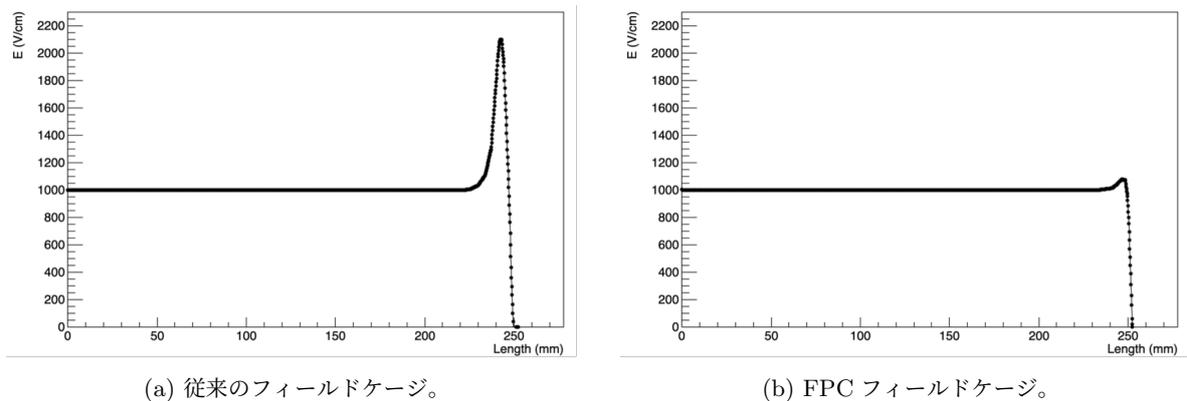


図 6.9: 図 6.3 の条件で計算した 2 種類のフィールドケージのドリフト電場の値。ドリフト長の中間地点で、動径方向に対して最大径 (515/2 = 257.5 mm) までのドリフト電場の値の変化を示す。

きている範囲が、従来のフィールドケージでは半径 231 mm 以下であるのに対し FPC フィールドケージでは 244 mm 以下となっている。すなわち、FPC フィールドケージは同じ最大半径で比較して検出に用いることのできる有効体積が大きい。この他にも、単純に軽量化できるため重量による構造歪みが抑えられるといった利点もある。

## 6.3 新型フィールドケージの設計・製作

### 6.3.1 FPC の設計

フィールドケージに用いる FPC は次の 2 点を満たしている必要がある。

- 異なる段のリングの間で放電が起きないこと
- 表面での電荷のチャージアップを起こさないこと

フィールドケージでは隣接する段のリングの間に最大で 800 V 程度の電位差が生じるが、FPC フィールドケージにおいてこの電位差が狭い銅箔間で生じると、図 6.10a のような沿面放電を起こす可能性が高い。そのため、銅箔表面に図 6.10b のようなもう 1 枚のポリイミドの層 (カバーレイ) を施す。

次に、2 点目のチャージアップについて考える。FPC フィールドケージの電場シミュレーションの電極付近を拡大したものを図 6.11 に示す。これを見ると、F 等電位線の配置が乱れていることが分かる。この時、電場は FPC に対して垂直な成分を持っているために、inner layer 側のカバーレイ表面に電荷が付着してしまう。また、拡散によりドリフト方向を外れた電離電子がカバーレイに付着することもある。これが蓄積してい

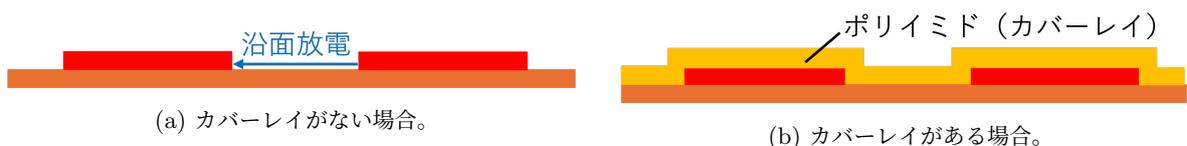


図 6.10: FPC で予測される放電とそのカバーレイによる対策。

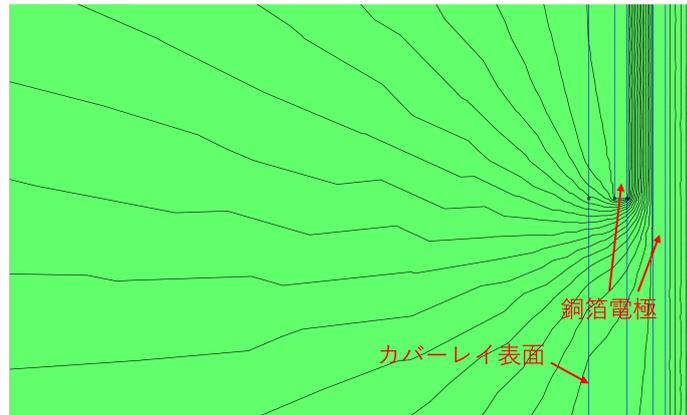


図 6.11: FPC フィールドケージの電場シミュレーション。黒の線は等電位線。

くのがチャージアップである。

チャージアップがあると、その電荷分布によりドリフト電場が乱れ、ドリフト速度の非一様化や位置の再構成ミスに繋がってしまう。これを防ぐためには、inner layer 側の表面に電極が露出した箇所を設け、付着した電荷を引き込めるようにする必要がある。

以上から、FPC の設計にあたっては、「放電対策としてカバーレイを施すこと」及び「チャージアップ対策として、カバーレイに銅箔電極の開口部を設けること」の 2 点を考慮する必要がある。実際に製作した FPC を図 6.12 に示す。

リング 1 段の幅 12mm と段の間隔 10mm は従来のフィールドケージを踏襲した。全面的にカバーレイが施してあるが、規則的に多数の開口部も設けている。開口部の配置間隔はこの間で沿面放電を起こさないよう

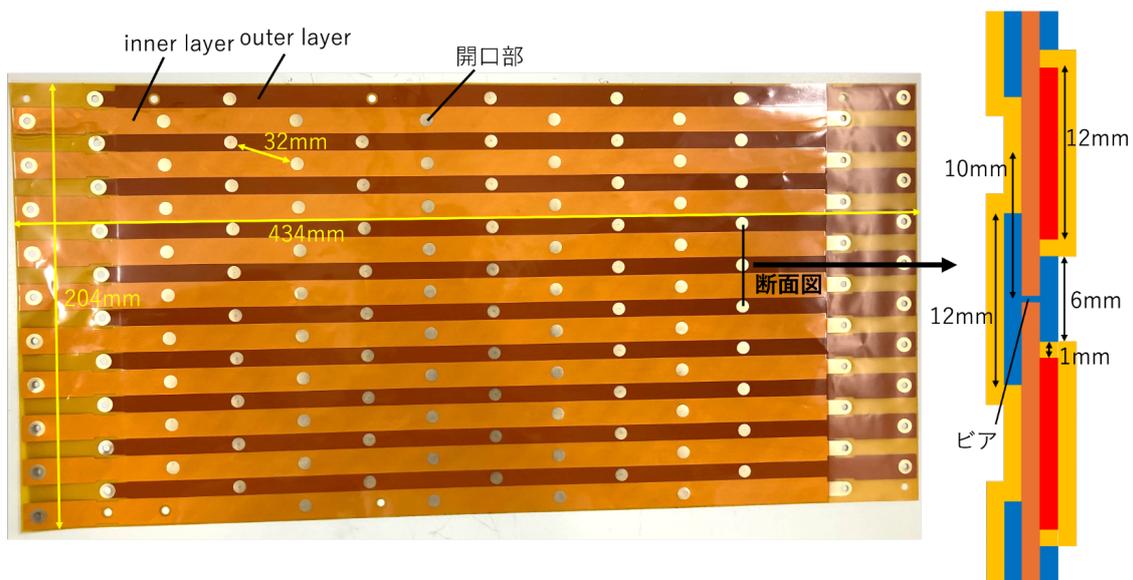


図 6.12: フィールドケージ用の FPC。チャージアップ対策の開口部とその間隔を示す。断面図は outer layer の開口部付近の構造である。

に取る必要があり、隣接段で 32 mm の距離を空けている。これは CW シートの抵抗チェーンにおける導通部の配置 (図 6.5 赤線内部) を参照した。また、outer layer の段は、ビアという裏側の層と導通する加工を用いて inner layer 同士の間にも開口部を設けている。これと inner layer との間隔は、カバーレイの絶縁耐力が 5 kV/mm 以上と測定されている [60] ため 1 mm とした。

### 6.3.2 支持体の設計と FPC 同士の導通

FPC は単体ではリングの形状を保てないため、何らかの支持構造体に固定する。また、FPC には製造規格があるため、1 枚の FPC でフィールドケージ全てを形成することはできない。そのため、FPC 同士を安定的に導通させる構造が必要である。さらには、製造コストや低放射能化の観点から、できる限り軽量の構造であることが望ましい。

以上を踏まえて製作した支持体が図 6.13 である。赤線で囲んだ板状の部分に、図 6.12 の FPC を図 6.14 のように 2 枚重ねて固定し、合計 4 枚の FPC で円筒を形成する。この構造を z 方向に 2 つ並べることで、合計 8 枚の FPC でフィールドケージを構成する。最上段に当たる箇所にはカソードメッシュを取り付けている。FPC1 枚で 20 段のため合計で 40 段であり、カソードから ELCC までの距離、すなわちドリフト長は従来のフィールドケージと同じく 400 mm となる。

板状の箇所での固定に合わせて FPC 同士の導通も行。基本的な構造は、露出した穴開きの電極 (PTH) を同じ段同士で重ね合わせてネジ止めし、2 枚の FPC を支持体に固定・導通するというものである。図 6.15 にこの方法を示す\*1。PTH はビアと同様に電極が裏面にも導通している。沿面放電を防ぐため、隣接する段の inner layer と outer layer の PTH はチャージアップ対策の開口部と同様 32 mm の距離を取っている。また、PTH 同士を接触させる際に、周囲にカバーレイがあると接触が悪くなることが考えられるため、PTH が接触する領域はカバーレイを排除している。カバーレイのない領域では、inner layer と outer layer の配置を

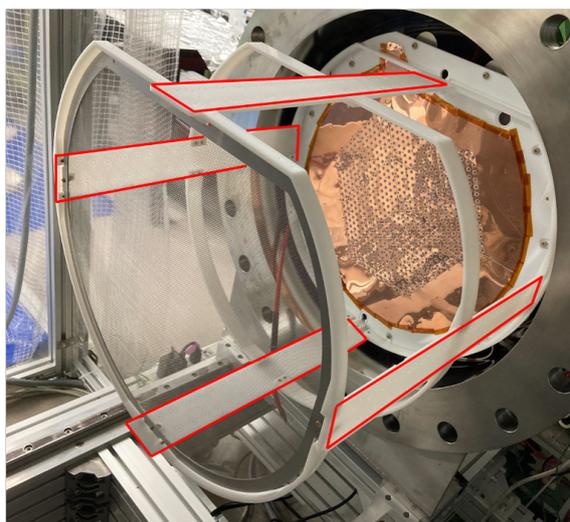


図 6.13: FPC フィールドケージの支持体。赤線で囲んだ箇所で FPC を固定・導通する。

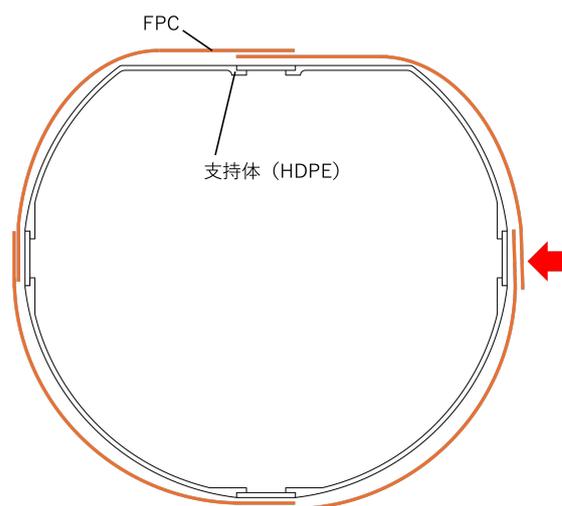


図 6.14: 支持体への FPC の配置。

\*1 図 6.12 と FPC の表裏が入れ替わっている事に注意。この図ではフィールドケージの外側から見た向きである。

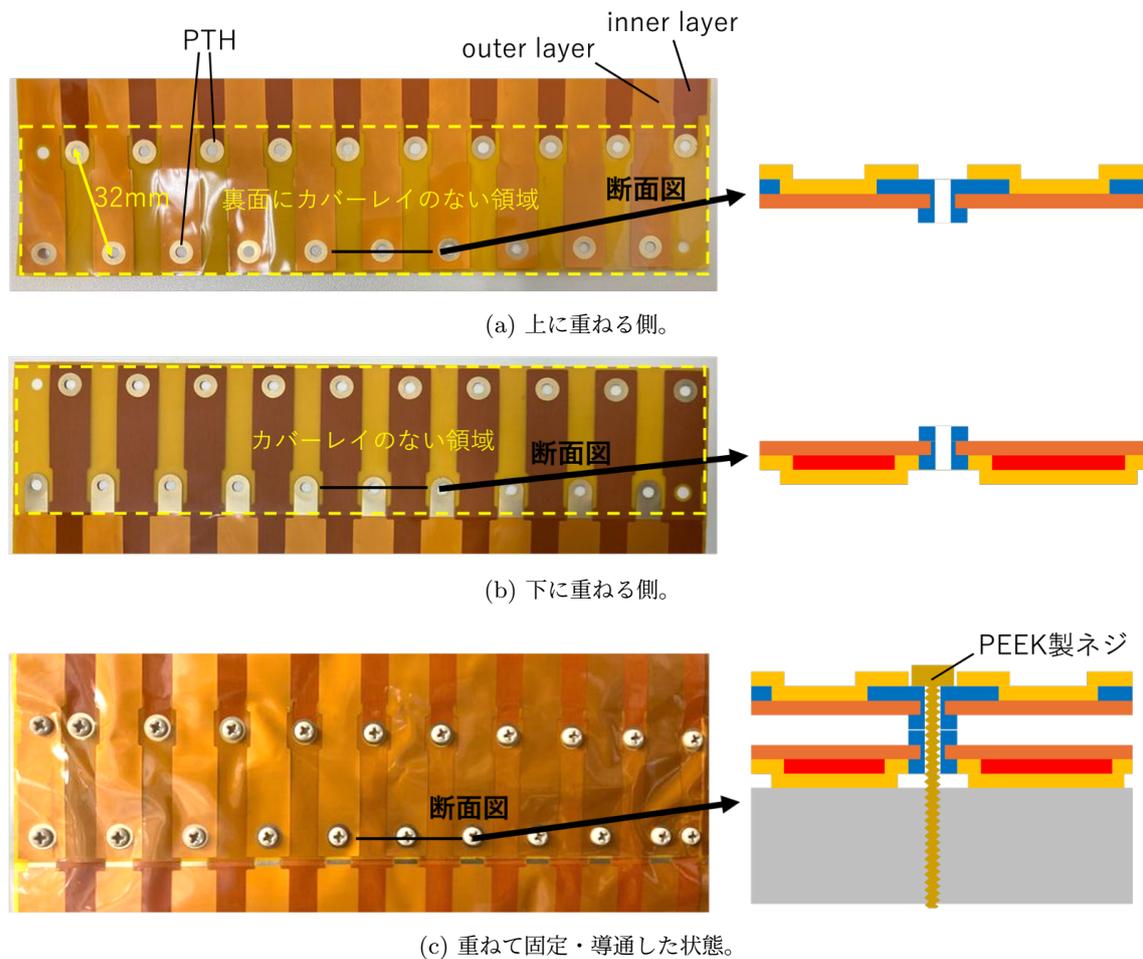


図 6.15: FPC 同士の導通方法。図 6.14 の矢印の向きに見た状態である。

ずらすことでこれらが隣接することのない設計となっている。図 6.15 右側には outer layer の場合の断面図を示す。

なお、支持体はコストなどの面から今回は HDPE で製作した。1000 L 検出器のフィールドケージでは、低放射能であることや板状の部分に当たった時にシンチレーション光を反射できることから、PTFE を用いることも検討する。

### 6.3.3 CW 回路の取り付け

従来は抵抗チェーンとフィールドケージを 1 段ずつ導通することでフィールドケージに電圧を印加していたのに対し、FPC フィールドケージにおいては FPC の製造時にそれぞれの段の間に抵抗を取り付け (図 6.16)、最上段のみ CW 回路の出力と接続するという方式に変更した。

図 6.17 に FPC フィールドケージでの CW 回路の配置を示す。CW シートから CW 回路のみを切り離したものを、ネジでフィールドケージから浮かせた HDPE 製の板に取り付けている。これにより CW 回路と抵抗チェーン間の距離を取ることができ、放電を防止できると考えられる。



図 6.16: FPC に取り付けた抵抗チェーン

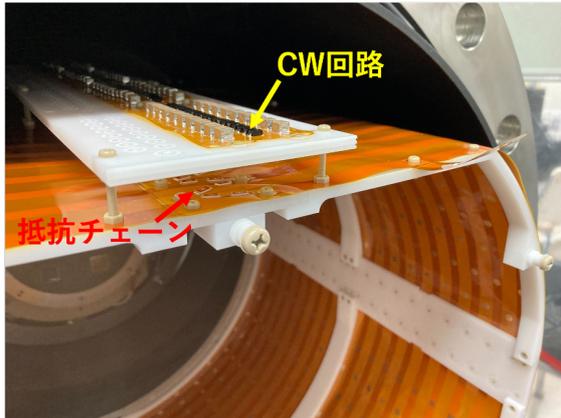


図 6.17: FPC フィールドケージでの CW 回路の取り付け。

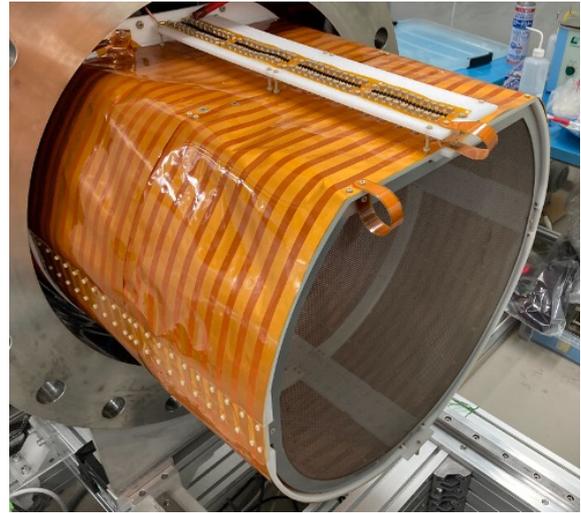


図 6.18: FPC フィールドケージの全体像。

製作した FPC フィールドケージの全体像を図 6.18 に示す。製作した上での課題として、FPC が完全には張られておらず凹みがあるのが分かる。これは加工誤差を考慮し FPC の長さを支持体の寸法に対して数 mm 程度余裕を持たせた設計にしたことが原因であると考えられる。そのため次回製作時には、FPC をネジ止めるための穴を大きめにし固定位置に自由度を持たせることで加工誤差を吸収するなどの工夫が必要である。

## 6.4 耐電圧の評価

製作した FPC フィールドケージは 180 L 試作機に組み込み、キセノンガス中においてドリフト電場の目標値を達成できる電圧を印加できるかについて試験を行った。

### 6.4.1 高電圧の印加系統

図 6.19 に 180 L 試作機の高電圧印加の等価回路を示す。フィールドケージの各段の間及び最下段とアノードの間の抵抗値は全て 200 MΩ であり、これにより等間隔の電位が生じる。

この回路から、ドリフト電場  $E$  [V/cm] 及びアノード電圧  $V_A$  [kV]、ドリフト長  $L$  [cm]、CW 回路の出力電圧  $V_{CW}$  [kV] の関係は次式で表される。

$$V_A + E \times L \times \frac{41}{40} = V_{CW} \quad (6.1)$$

41/40 をかけているのは、CW 回路からの出力とフィールドケージの最上段との間もう 1 段の抵抗を介しているためである。

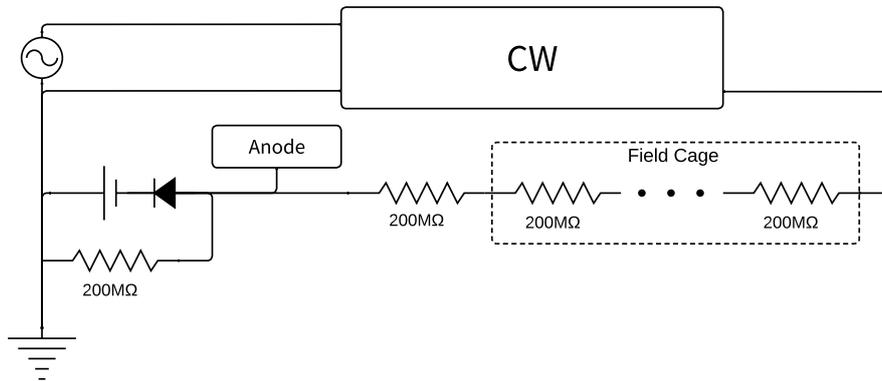


図 6.19: 180 L 試作機の等価回路。

式 (6.1) から、2.3.2、2.3.3 節で述べた目標電場の値を用いて、キセノンガスの圧力  $p$  [bar] の時の CW 回路の目標電圧は次のようになる。

$$V_{CW}(p) = 3 \times p \times 0.5 + 0.1 \times p \times 40 \times \frac{41}{40} = 5.6p \text{ kV} \quad (6.2)$$

#### 6.4.2 放電監視用インターロック

180 L 試作機には、放電が生じた時に電圧を落とす安全装置であるインターロックが組み込まれている。インターロックの仕組みは以下の通りである。

まず、压力容器内に取り付けられたカメラと motion[61] によって発光が感知されると、撮影された動画が PC 内に保存される。この動画の生成が行われると PC からデータロガー (Graphtec, GL820) へとトリガー信号が発行され、データロガーからのアラーム出力により CW 回路への電圧入力を遮断する。耐電圧試験においては、このインターロックの作動により耐電圧がどれくらいであるかを判断する。

撮影された放電画像の例を図 6.20 に示す。カメラは ELCC の正面に取り付けられているため、この画像のように ELCC での放電の場合はどのセルで放電したかを把握できるようになっている。一方で、ELCC での放電を検知した場合でも CW 回路の電圧を落としてしまうことや、フィールドケージの放電箇所を把握しづらいことが課題となっている。

#### 6.4.3 空気中での耐電圧試験

現在 180 L 試作機用に保有しているキセノンガスは圧力換算で 6 bar 程度であるため、これに対する目標電圧は式 (6.2) から 33.6 kV となる。そのため、まずは空気中においてこの電圧まで印加できるかを確認した。65 分かけて CW 回路を昇圧し、35.1 kV まで放電せずに印加することができた。よって、空気中においては目標電圧を達成した。

#### 6.4.4 アルゴンガス中での耐電圧試験

キセノンガスを導入するには圧力容器を真空にする必要があり、2週間程度の真空引きの期間を要する。そのため、まずは使い捨てが可能なアルゴンガスを用いて放電耐性を調べてからキセノンガスの導入を行なっている。実際にアルゴンガス中とキセノンガス中において、沿面放電の耐性は経験的には大きくは変わらないことを確認している [62]。

アルゴンガス 5.98 bar を圧力容器に導入し試験を開始した。96 分間かけて CW 回路で 31.0 kV まで印加した後で放電が生じ、インターロックが作動した。これは目標電圧の 92.6% の値であった。この際生成された放電画像が図 6.21 である。発光の様子が図 6.20 と異なり、フィールドケージでの放電と考えられる。

目標電圧には到達しなかったものの、時間的制約もあり、92.6% の出力があれば第 7 章で述べるデータ取得には十分であると判断しキセノンガス中での試験へ進んだ。

#### 6.4.5 キセノンガス中での耐電圧試験

10 日間の真空引きの後、キセノンガスを導入し耐電圧試験を行った。試験は 2 度行った。

1 度目の試験ではキセノンガスの圧力が 5.63 bar であり、360 分かけて 28.0 kV に到達した後に放電が生じ

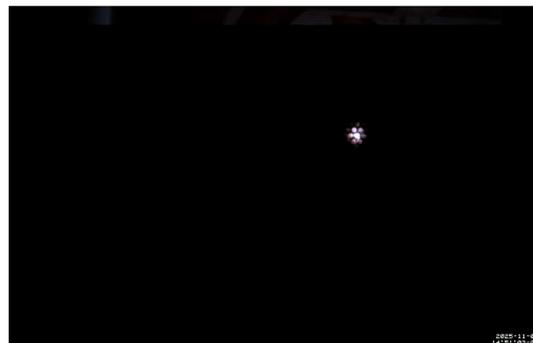


図 6.20: 撮影された放電画像の例。この画像では ELCC のセルでの放電となっている。

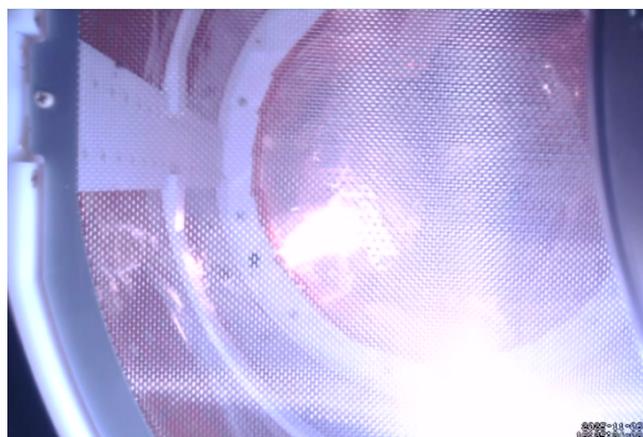


図 6.21: アルゴンガス中で生じた放電の画像。



(a) 1 度目。



(b) 2 度目。

図 6.22: キセノンガス中で生じた放電の画像。

た。これは目標値の 88.8% の出力である。放電画像を図 6.22a に示す。放電はガスの圧力が低いほど起こりやすくなるため、アルゴンガス中よりも放電した電圧が低いのはこのことも関係していると思われる。

2 度目の試験は第 7 章で述べるデータ取得が終了した後に行い、キセノンガスの圧力は 5.68 bar であった。この際は 635 分かけて 31.2 kV に到達した後に放電し、目標電圧の 98.1% を達成した。この時の放電画像が図 6.22b である。1 度目の試験よりも CW 回路の昇圧のペースを緩やかにしていたことから、昇圧のペースを下げることで放電を生じづらくさせるための 1 つの有効な方法であると考えられる。

#### 6.4.6 今後の方針

図 6.21、図 6.22 を見ると、放電光の生じ方からいずれの放電もフィールドケージのアノードに近い側で生じているように推定できる。キセノンガス回収後に FPC フィールドケージを調べたが、明確な放電痕は確認できず放電箇所の特定には至らなかった。

今後は、フィールドケージ側を広く捉えることのできるカメラの導入などを行い、放電箇所を特定する。特定した放電箇所は対策を施し、目標電圧を印加することを目指す。

## 6.5 本章のまとめ

AXEL 検出器で従来用いていたフィールドケージは、背景事象を生じる放射能が多い、製造コストが非常に大きく大型化が難しいなど大型化への課題を抱えていた。

本研究では、これらの問題を解決できる FPC フィールドケージを新たに設計・製作した。放電とチャージアップの両方を抑制できるように、また、FPC 同士を安定して導通させられるように支持体と FPC を設計し、CW 回路と抵抗チェーン間で起きていた放電を防止するための構造も取り入れた。

高電圧試験では、空気中では目標電圧を達成したものの、アルゴンガス中、キセノンガス中ではそれぞれ目標電圧の 92.6%、98.1% への到達後に放電が生じた。今後は放電箇所の特定制及び対策を行い、キセノンガス中での目標電圧を達成できるよう開発を進めていく。

## 第7章

# 新型フィールドケージの性能評価

6.3.1 節で述べたように FPC フィールドケージはチャージアップへの対策を施して製作したものの、この対策が十分ではなくチャージアップを起こしてしまう可能性がある。そのため、チャージアップによるドリフト電場への影響が見られるかを評価することを目的として、180 L 試作機で測定を行い得られたデータを解析した。

### 7.1 測定セットアップ

180 L 試作機の全体の概念図は図 2.6、2.7 に示されている。以下に諸要素を述べる。

#### 7.1.1 ELCC

ELCC は図 4.2 で示した突起のついた構造（凸型）のものを用いた。ユニットの数は 12 個であり、1 つのユニットにつき 56 個の検出チャンネルがあるため、全て合わせて 672 個の検出チャンネルが存在する。

#### 7.1.2 PMT

シンチレーション光検出用の PMT には浜松ホトニクス製の R15298 を用いた。図 7.1 が 180 L 試作機に取り付けた PMT である。7 個の PMT を検出に用い、複数の PMT でのコインシデンスを取ることによって、偶発的な信号をシンチレーション光として捉えてしまうことを防ぐ。

#### 7.1.3 放射線源

性能評価用の放射線源としては、市販のトリウムタングステン溶接棒を用いた。トリウム系列の崩壊の内、特に  $^{208}\text{Tl}$  由来のガンマ線は 2615 keV のエネルギーを持ち、 $^{136}\text{Xe}$  の  $0\nu\beta\beta$  のエネルギー 2458 keV の近傍で性能評価を行うことができるという特徴がある。図 7.2 が 180 L 試作機に取り付けた線源である。

#### 7.1.4 ガス循環系

キセノンガス中の不純物を取り除くため、測定中は 180 L 試作機を含めた経路でキセノンガスを循環し純化させている。図 7.3 に循環系と循環経路を示す。経路上にあるモレキュラーシーブで  $\text{H}_2\text{O}$ 、 $\text{O}_2$ 、 $\text{CO}_2$ 、 $\text{CO}$ 、 $\text{H}_2$ 、 $\text{NMHC}$  を、これらに加えてゲッターでは  $\text{N}_2$  を除去している。また、露点計での測定値からキセノンガ



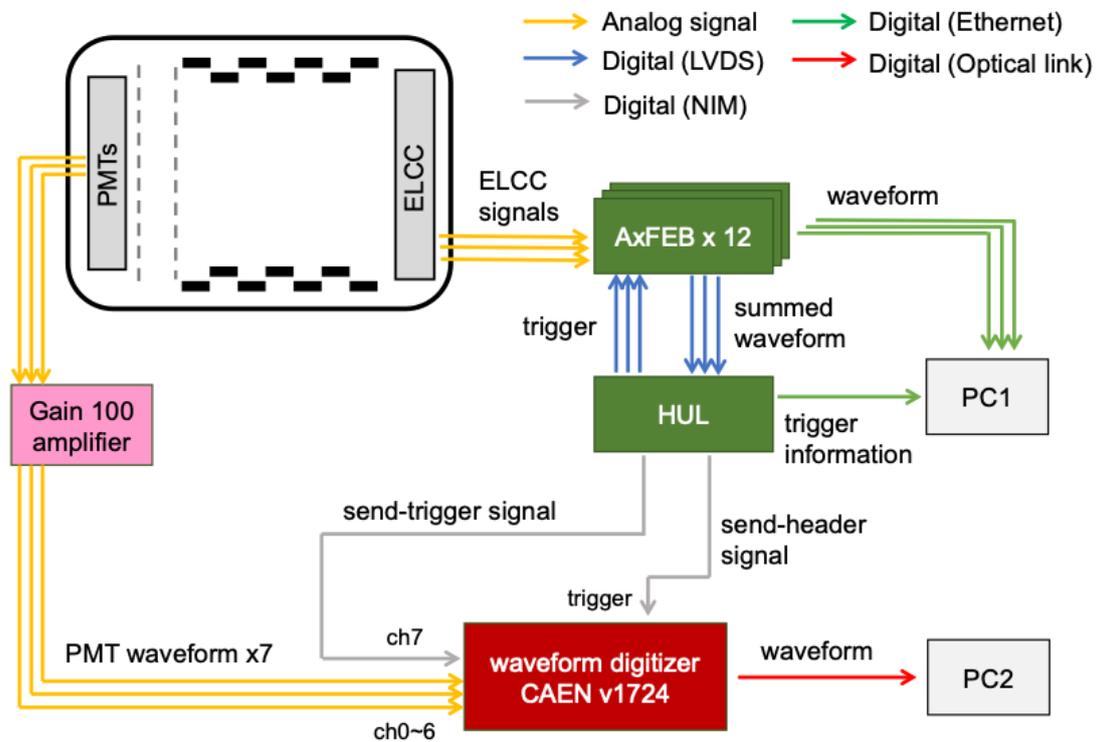


図 7.4: 180L 試作機のデータ取得システム [46]。

ていないという条件のもとで発行される fiducial トリガーであり、主に高エネルギーのイベントを取得することを目的としている。2つ目は fiducial と veto の全ての合計値が whole threshold を超えた時に発行される whole トリガーである。whole threshold は fiducial threshold よりも低めに設定しており、エネルギーが低い  $K_{\alpha}$  特性 X 線を取得することを目的としている。また、HUL からトリガーが発行されると PMT のデータを 100 MS/s で記録する。

## 7.2 測定

測定時の条件を表 7.1 にまとめる。CW 回路の出力電圧は、6.4.5 節の 1 度目の耐電圧試験の結果を踏まえ、 $-27\text{kV}$  を目安に設定した。これに合わせ、EL 電場及びドリフト電場が目標値の 85% 程度になるようアノード電圧を設定した。

また、検出チャンネルの設定を図 7.5 のように行なった。色のついていない箇所が fiducial チャンネルであり、外周部の 90 チャンネルを veto チャンネルに設定した。また、事前に行なった動作試験で MPPC が動作不良を起こしていた 5 つのチャンネルについては、検出を行わない dead チャンネルとした。それに伴い、各 dead チャンネルを取り囲む 6 つのチャンネルを追加で veto に設定した。以上から、fiducial チャンネルが 547 個、veto チャンネルが 120 個、dead チャンネルが 5 個となった。

測定は 2025 年 11 月 22 日から同 27 日にかけて行い、全 43 ラン、合計 4179687 イベントを取得した。

表 7.1: 測定条件

温度	23.8~25.8 °C
水分量 (露点から換算)	0.0434~0.132 ppm
キセノンガス圧力	5.69~5.71 bar
アノード電圧	-7.27 kV
CW 回路の出力電圧	-26.8 ± 0.4 kV
EL 電場	2.55 kV/cm/bar
ドリフト電場	83.4 V/cm/bar

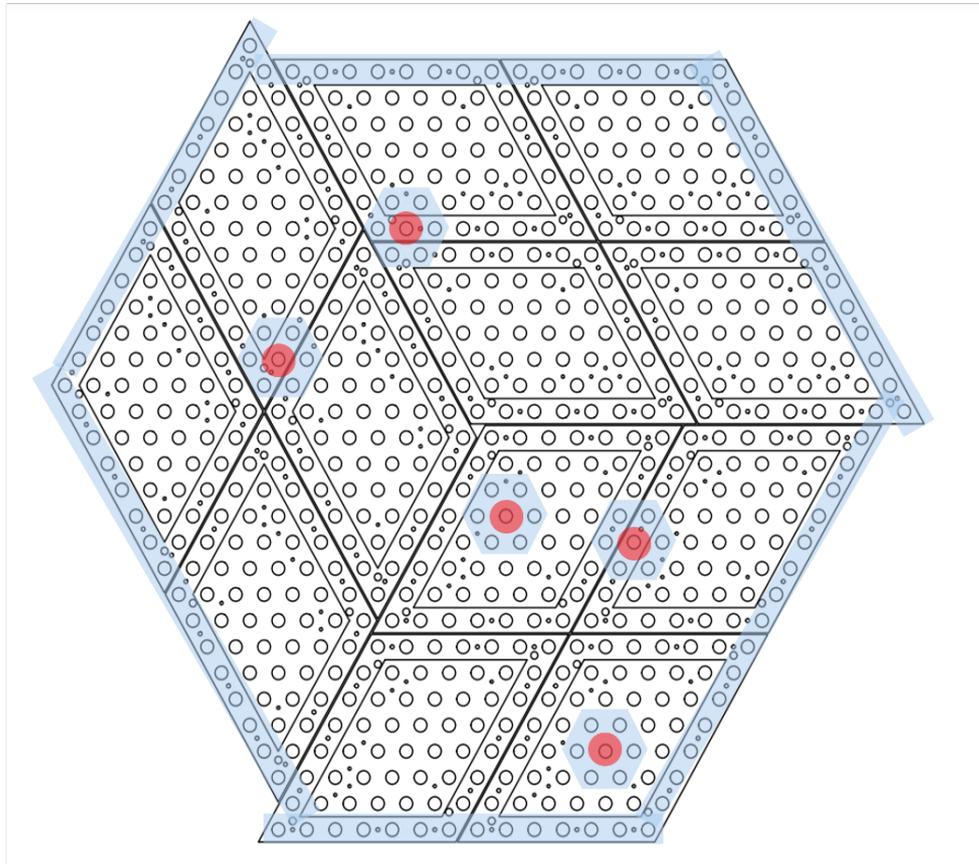


図 7.5: ELCC のチャンネルの設定。青色にマスクしたのが veto、赤色が dead のチャンネルである。

### 7.3 解析

取得したデータからエネルギーや位置情報を再構成するために、AXEL 実験で開発された手法で解析を行った。ただし、ELgain 補正については第 3 章で述べた本研究で開発した手法を用いている。

### 7.3.1 ヒットの判定と光量への変換

ADCで記録されたELCCの信号の波形の例を図7.6に示す。1イベントに対して2200クロック、すなわち440 $\mu$ sのデータ取得ウィンドウを設定している。

まず、ベースラインを2000クロックから2200クロックまでのADC値の平均値として算出する。データ取得はこの範囲には信号が入らないように設定されている。2ADCカウント程度のノイズが生じることがあるため、ヒット閾値はベースラインに対して2.5カウント高く設定する。判定されたヒットに対し、閾値を超えた領域とその前後5クロックの範囲を1パルスとして波形を積分することで信号の出力電荷を算出する。これを事前に測定したMPPCのゲイン（入射光子数に対する出力電荷への増幅率）を用いて光量へと変換する。MPPCのゲインは1光子入射時と同等の電荷を出力するダークパルスの測定によって決定する[65]。

検出されたパルスは、位置・時間が連続するクラスターという信号のまとまりに分類され、各パルスの光量の合計値がそのクラスターの光量となる。さらに、あるイベントに含まれる全てのパルスの光量を合計することで、イベントごとの光量が記録される。この光量は、イベントがキセノンガス中に落としたエネルギーに対応するため、次節以降に述べる適当な補正を行うことでそのイベントのエネルギーを再構成できる。

### 7.3.2 MPPCの非線形補正

イベントのエネルギーと光量の線形性を保つため、算出された光量に対しては2.3.4節で述べたMPPCの非線形性の影響を補正する。式(2.21)より、算出されたクロックごとのの光量( $N_{\text{obs}}$ )からの変換は次式と

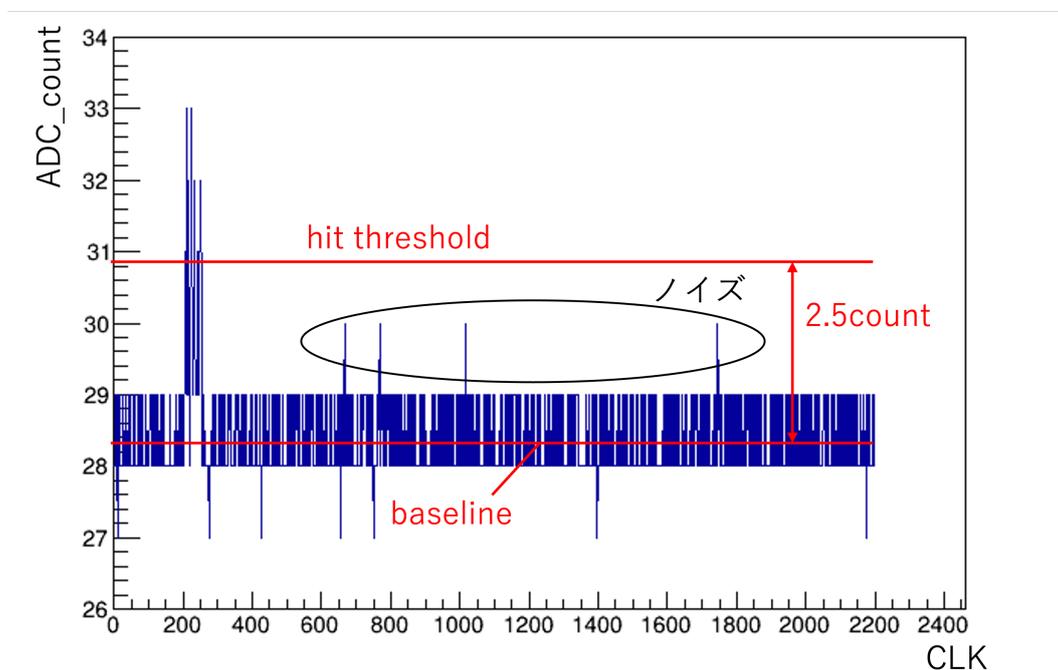


図 7.6: ELCC で検出された小光量の信号の波形とヒット判定の様子。横軸はサンプリングのクロックカウントで、1 カウントは 200 ns である。

なる。

$$N_{\text{reccor}} = \frac{N_{\text{obs}}}{1 - \frac{\tau}{N_{\text{pix}}\Delta t} N_{\text{obs}}} \quad (7.1)$$

$N_{\text{pix}}$  は 3600 であり、 $\tau$  は事前に検出器内の LED 光源を用いてチャンネルごとに測定した。今回測定された  $\tau$  は全チャンネルで平均して 73.2 ns であった。 $\Delta t$  は 1 クロックの時間幅を用いる。

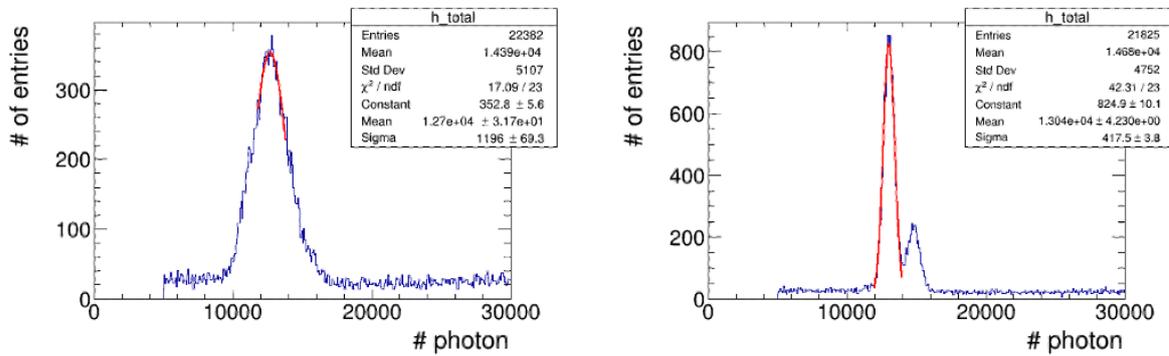
### 7.3.3 ELgain 補正及び時間変動補正

ELgain 補正及び時間変動補正については第 3 章で解説した通りであり、図 3.5b の解析手順に沿って行う。ただし、 $K_{\alpha}$  特性 X 線についてはイベントではなくクラスターの光量分布からピークを見つけている。ランごとの ELgain 補正前後での  $K_{\alpha}$  特性 X 線の光量分布を図 7.7 に示す。ピークの幅が狭くなり、 $K_{\alpha}$  特性 X 線 (29.68 keV) のピークの近傍に  $K_{\beta}$  特性 X 線 (33.62 keV) のピークが分離できていることが分かる。補正後の ELgain の値は 10.3 photon/electron となった。

また、図 7.8 には時間変動補正前後での、光量 ( $K_{\alpha}$  特性 X 線のピーク付近) と時間の 2 次元プロットを示す。補正前にあった変動が補正後には一定になっていることが分かる。

### 7.3.4 z 位置の再構成

TPC の原理に基づき、電離電子のドリフト時間を算出し、z 位置の再構成を行う。そのためにはまず、ドリフト時刻の起点となる PMT でのシンチレーション光の検出時刻を求める必要がある。



(a) ELgain 補正前。

(b) ELgain 補正後。

図 7.7: ランごとの ELgain 補正の前後での  $K_{\alpha}$  特性 X 線近傍での光量分布。

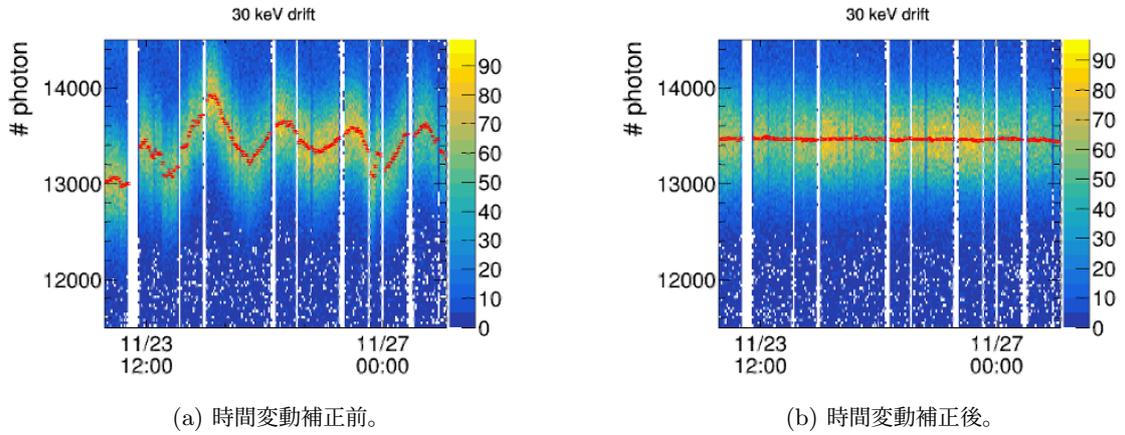


図 7.8: 時間変動補正前後での、光量と時間の 2 次元プロット。時間ごとの  $K_{\alpha}$  特性 X 線のピークの位置を赤点で示している。

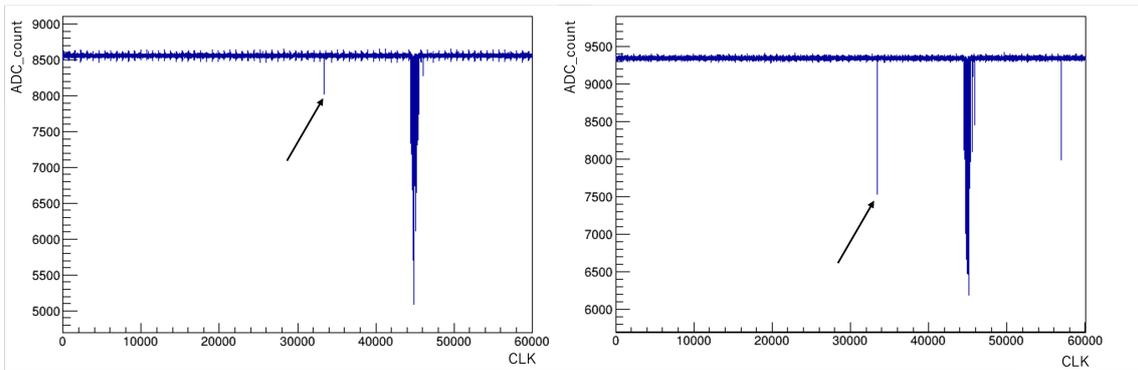


図 7.9: あるイベントの 2 つの PMT の信号の波形。1 クロックの時間幅は 10 ns である。矢印で示したのがシンチレーション光由来の信号であり、2 つの PMT でコインシデンスが取れているのが分かる。45000 クロック付近の信号は EL 光である。

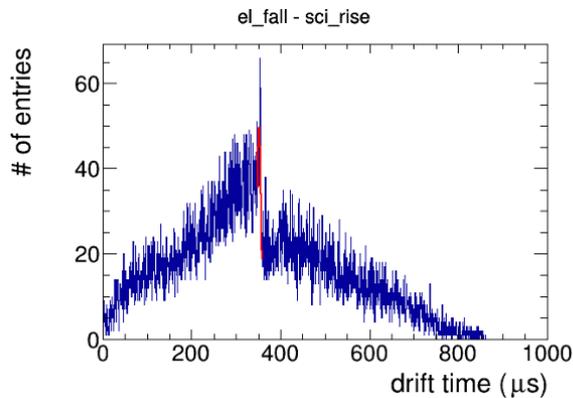


図 7.10: イベントの終端におけるドリフト時間の分布。

図 7.9 に PMT の信号の波形の例を示す。ベースラインは始めの 1000 クロックの信号の平均として算出し、そこに 200ADC カウントの閾値を設定しヒットを判定する。PMT ではシンチレーション光の他に ELCC からの EL 光も検出され、図 7.9 では 35000 クロック付近の信号がシンチレーション光、45000 クロック付近の信号が EL 光である。EL 光を誤ってシンチレーション光として検出しないために、判定されたヒットに対し以下の条件を満たすものをシンチレーション光として認識する。

- 波形の幅が 400 ns 以下であること。
- 他のヒットから 1  $\mu$ s 以上離れていること。
- 2 つ以上の PMT で 100 ns 以内でコインシデンスが取れていること。

以上の条件を満たしたシンチレーション光が検出されたイベントに対して次の手順で  $z$  位置の再構成を行う。

まず、シンチレーション光の検出時刻とイベント内の最も遅い EL 光の検出時刻の差、すなわちイベントのカソード側の終端におけるドリフト時間を求める。これを分布にしたのが図 7.10 である。350  $\mu$ s 付近にピークが見られ、これはカソード電極と交差したイベントであると考えられるため、フィールドケージのドリフト長である 400 mm に対応している。ピーク中央値を算出すると 352  $\mu$ s であったため、これから電離電子のドリフト速度が算出でき、このランでは 1.14 mm/ $\mu$ s となる。これにそれぞれの電離電子のドリフト時間をかけることで、その  $z$  位置を再構成する。

### 7.3.5 $z$ 位置変動補正

検出された光量は  $z$  位置に対しても変動がある。これは 2.2.1 節で述べた吸着の影響であり、 $z$  が大きい、すなわちドリフト距離が大きいイベントほど光量が小さくなる傾向が見られる。これについても  $K_{\alpha}$  特性 X 線を用いて補正を行う。

まず、 $z$  を 20 mm ごとのビンに区切り、それぞれのビンに重心位置を持つ  $K_{\alpha}$  特性 X 線の信号について光量のピークの中央値を求める。図 7.11 に得られた光量と  $z$  の関係を示す。これを式 (2.16) に基づきフィッティングすることで減衰長  $\lambda$  を算出する。ただし、 $z$  の端部については線形的な変動が保たれていないため、フィッティングの範囲は  $80 \text{ mm} < z < 360 \text{ mm}$  とした。フィッティングの結果、 $\lambda = 9261 \pm 409 \text{ mm}$  となった。これは過去の測定 [41] での値  $\lambda = 27500 \pm 1020 \text{ mm}$  と比較すると小さく、すなわち吸着が多いことを示している。水分量を比較するとこの測定での値が  $< 0.0130 \text{ ppm}$  であったのに対し今回の測定では  $0.0434 \sim 0.132 \text{ ppm}$  であるので、キセノンガス中の不純物が今回の方が多かったために吸収長が短くなったと考えられる。

算出した  $\lambda$  を用いて、光量  $N_z$  を次式で補正する。

$$N_{z\text{cor}} = N_z \left(1 - \frac{z}{\lambda}\right)^{-1} \quad (7.2)$$

### 7.3.6 MPPC の回復時間の微調整

7.3.2 節で述べたように MPPC の回復時間補正は事前に測定した回復時間を用いて行うものの、エネルギーを再構成するのに最適な回復時間との間に差が生じる可能性がある。

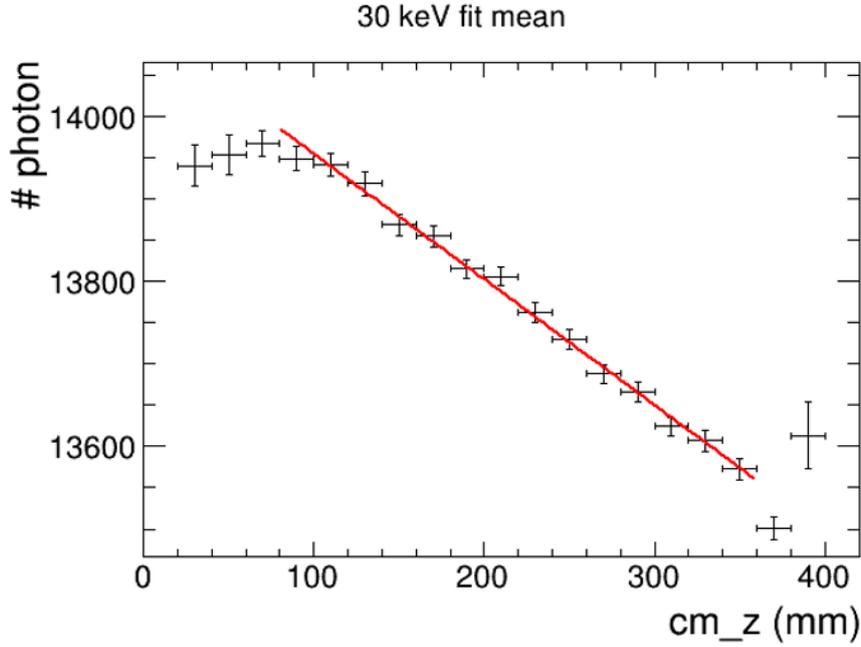


図 7.11:  $z$  ごとの  $K_{\alpha}$  特性 X 線のピークの光量。赤線は一次関数でフィッティングした結果。

この影響について考える。 $z$  位置依存性補正まで行い得られたイベントの光量 ( $N_{\text{cor}}$ ) は次のように表せる。

$$N_{\text{cor}} = \sum_i r^i N_{\text{reccor}}^i = \sum_i r^i \frac{N_{\text{obs}}^i}{1 - k^{\text{ch}} N_{\text{obs}}^i} \quad (7.3)$$

$$k^{\text{ch}} = \frac{\tau^{\text{ch}}}{N_{\text{pix}} \Delta t} \quad (7.4)$$

$i$  はヒットの各クロックを表すインデックスである。 $r^i$  は ELgain 補正、時間変動補正、 $z$  位置変動補正の補正係数の積である。 $\Delta t$  は 1 クロックの時間幅である。同様に、最適な回復時間 ( $\tau_{\text{opt}}$ ) を用いたときの光量  $N_{\text{opt}}$  は、

$$N_{\text{opt}} = \sum_i r^i \frac{N_{\text{obs}}^i}{1 - k_{\text{opt}}^{\text{ch}} N_{\text{obs}}^i} \quad (7.5)$$

$$k_{\text{opt}}^{\text{ch}} = \frac{\tau_{\text{opt}}^{\text{ch}}}{N_{\text{pix}} \Delta t} \quad (7.6)$$

となる。 $k^{\text{ch}} N_{\text{obs}}^i \ll 1$  とすると、

$$N_{\text{cor}} - N_{\text{true}} \simeq \sum_i r^i (k^{\text{ch}} - k_{\text{true}}^{\text{ch}}) (N_{\text{obs}}^i)^2 \quad (7.7)$$

ここで、最適な回復時間とのずれが全チャンネルで一律、すなわち  $\Delta k = k_{\text{true}}^{\text{ch}} - k^{\text{ch}}$  は全チャンネルで一定であると仮定すると、

$$N_{\text{cor}} - N_{\text{true}} = -\Delta k \sum_i r^i (N_{\text{obs}}^i)^2 \quad (7.8)$$

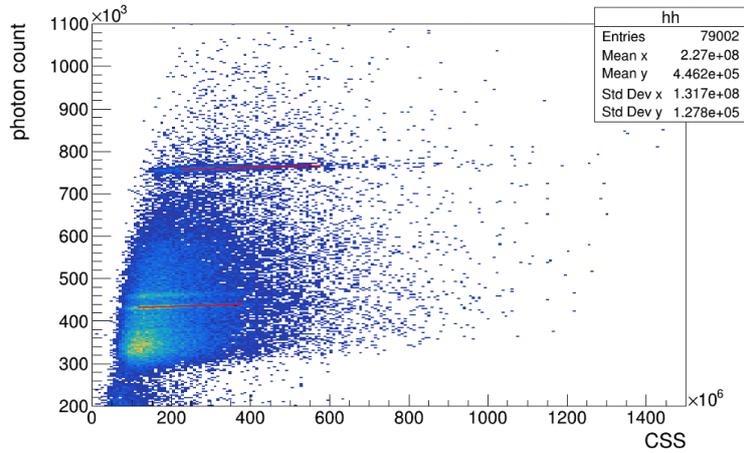


図 7.12: イベントの光量と CSS の分布。光量の 440 付近と 750 付近の 2 つのピークについて、CSS のビンごとに算出した光量の中央値を一次関数でフィッティングした結果が赤線である。

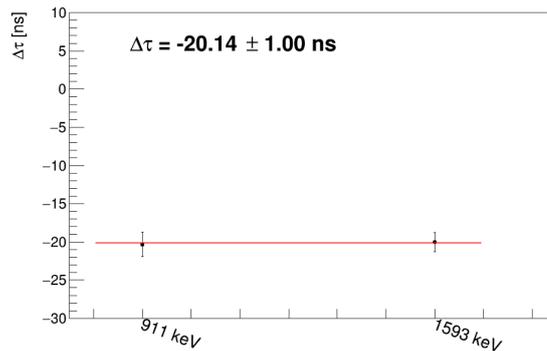


図 7.13:  $\Delta\tau$  の値。911 keV と 1593 keV での 2 つの算出値から最適な値を決定する。

を得る。この  $\sum_i r^i (N_{\text{obs}}^i)^2$  を Corrected Squared Sum (CSS) と呼ぶ。式 (7.8) から MPPC の最適な回復時間との差は  $N_{\text{cor}}$  と CSS の間の傾きとして現れることが分かる。この傾きを求め回復時間を最適な値に直すのが CSS 補正である。

CSS 補正を  $^{228}\text{Ac}$  由来の 911 keV と  $^{208}\text{Tl}$  由来のダブルエスケープピークである 1593 keV の 2 つのピークを用いて行った。図 7.12 にイベントの光量と CSS の分布を示す。光量が 440 及び 750 の付近に右肩上がりの分布があるのが確認できる。これらが 911 keV と 1593 keV に対応しており、この分布の範囲で CSS を 4 つのビンに区切り、それぞれで算出した光量のピークの中央値を CSS に対する一次関数でフィッティングした。この傾きを  $\Delta\tau = \Delta k \times N_{\text{pix}} \Delta t$  で換算し、 $\tau_{\text{true}} = \tau + \Delta\tau$  によって正しい回復時間へと補正する。今回の解析での  $\Delta\tau$  の値は  $-20.14$  ns となった (図 7.13)。これにより得られた最適な回復時間を用いて、7.3.2~7.3.5 節の解析をもう一度行い最終的な解析結果を得る。

なお、今回算出された  $\Delta\tau = -20.14$  ns は過去の測定データと比べて値が非常に大きく、例えば [41] の測定データにおいては  $\Delta\tau = 6.11$  ns である。 $\Delta\tau$  がこのような大きな値となった原因は現時点で不明であり、今後調査を行う予定である。

## 7.4 解析の結果

全ての補正後のイベントの光量分布を図 7.14 に示す。特性 X 線及び  $^{228}\text{Ac}$  由来のピークや  $^{208}\text{Tl}$  のダブルエスケープピークが確認できる。ピークのフィッティングから求めた光量の中央値を表 7.2 にまとめる。図 7.15 にこの光量の中央値と対応するエネルギーの関係を示す。線形性が確認でき、フィッティングの結果から、

$$\text{photon} = (-117.7 \pm 244.7) + (465.8 \pm 0.3) \times \text{energy (keV)} \quad (7.9)$$

の関係が得られた。

ここで、過去の測定 [44][41] では確認できた 1461 keV の  $^{40}\text{K}$  由来のピーク及び 2615 keV の  $^{208}\text{Tl}$  由来のピーク (図 3.7 を参照) について式 (7.9) から光量の予測値を求めると、それぞれ  $6.8042 \times 10^5$ 、 $1.2180 \times 10^6$  となる。しかし、図 7.14 から分かるように、今回の測定では対応する光量の位置にこれらのピークを確認することができなかった。

この原因を考察する。まず、1461 keV については、過去の測定で用いていたフィールドケージのアルミニウムに  $^{40}\text{K}$  が多く含まれていたために、今回の測定でフィールドケージを変更したことで検出されなくなったという可能性が考えられる。次に、2615 keV について、今回の測定では外周部以外の veto チャンネルが過去の測定と比較して多く設定されており、今回の設定数 30 チャンネルに対して [44] では 1 チャンネル、[41]

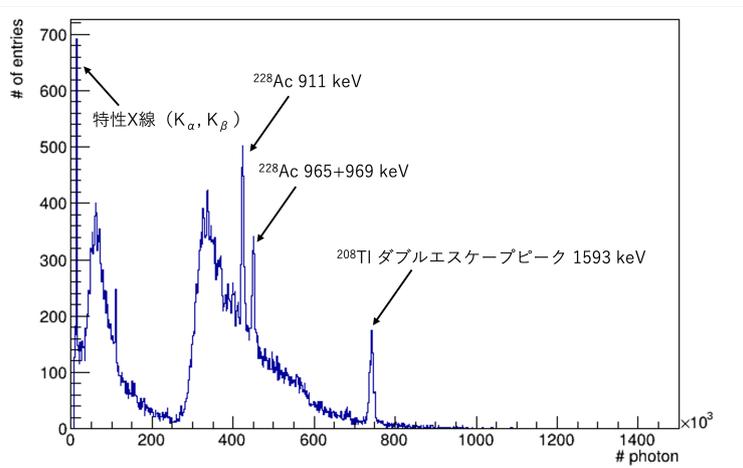


図 7.14: イベントの光量分布。300 × 10<sup>3</sup> photon 付近で大きくイベント数が減少しているのは、fiducial トリガーに対して whole トリガーをダウンサンプリングしているためである。

表 7.2: ピークごとの光量の中央値

	光量の中央値
$K_{\alpha}$ (29.68 keV)	$(1.3784 \pm 0.0002) \times 10^4$
$K_{\beta}$ (33.62 keV)	$(1.5647 \pm 0.0002) \times 10^4$
$^{228}\text{Ac}$ (911.2 keV)	$(4.2391 \pm 0.0013) \times 10^5$
$^{208}\text{Tl}$ ダブルエスケープピーク (1592.5 keV)	$(7.4191 \pm 0.0017) \times 10^5$

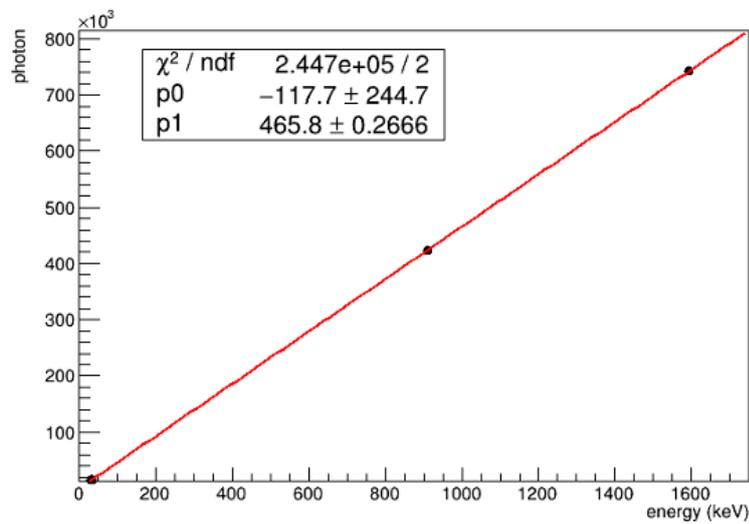
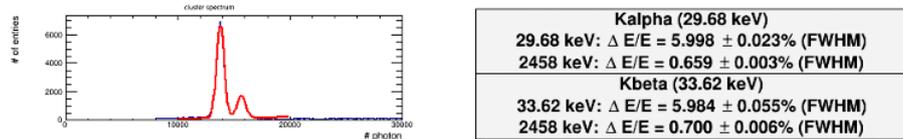


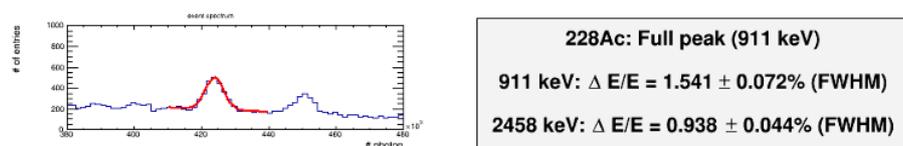
図 7.15: エネルギーと光量の関係。一次関数でのフィッティング結果を赤線で示す。

では 14 チャンネルであった。そのため、飛跡の大きい 2615 keV のイベントについては検出効率が悪くなり、ピークを確認できるほどの統計を集められなかったのではないかと推定している。

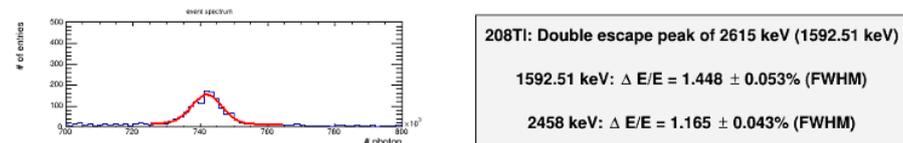
次に、確認できているピークの半値全幅でのエネルギー分解能を図 7.16 に示す。今回の測定では、過去の測定で得られたデータと比較してエネルギー分解能が悪化していた。これについては 7.6 節で考察する。



(a)  $K_{\alpha}$ 、 $K_{\beta}$  特性 X 線。



(b)  $^{228}\text{Ac}$ 。



(c)  $^{208}\text{Tl}$  のダブルエスケープピーク。

図 7.16: ピークのフィッティングとエネルギー分解能 (FWHM) の評価。図 3.6 と同様に 2458 keV への外挿値も示す。

## 7.5 チャージアップの評価

### 7.5.1 チャージアップによる分布への影響

フィールドケージにチャージアップがある時、ドリフト電場にどのような影響があるかを考える。

液体キセノン TPC を用いた XENONnT 実験の先行研究 [66] を参考に、チャージアップによるフィールドケージ内側表面での電荷密度  $\sigma(z)$  [C/m<sup>2</sup>] を次式で仮定する。

$$\sigma(z) = (\sigma_{\text{bottom}} - \sigma_{\text{top}}) \frac{|z|}{h} + \sigma_{\text{top}} \quad (7.10)$$

$z = 0$  が ELCC、 $z = h$  がカソードにあたり、それぞれの位置での表面電荷密度を  $\sigma_{\text{top}}$ 、 $\sigma_{\text{bottom}}$  とする。今回のセットアップでは  $h = 400$  mm である。

このような  $z$  に対して線形な電荷分布を与えた場合の電場のシミュレーションを FEMM で行った。FEMM の仕様から、実際にはフィールドケージ表面を 1mm ごとに  $z$  方向に区切り、それぞれの  $z$  の中央値に対応する電荷密度を式 (7.10) から与えるという擬似的な連続分布を用いた。シミュレーション結果の一例として、 $\sigma_{\text{top}} = 0$  C/m<sup>2</sup>、 $\sigma_{\text{bottom}} = -4 \times 10^{-6}$  C/m<sup>2</sup> とした場合のものを図 7.17 に示す。

これを見ると、 $z$  が大きい位置で生じた電離電子が、動径方向 ( $r$ ) で正しい位置よりも内側で検出されるこ

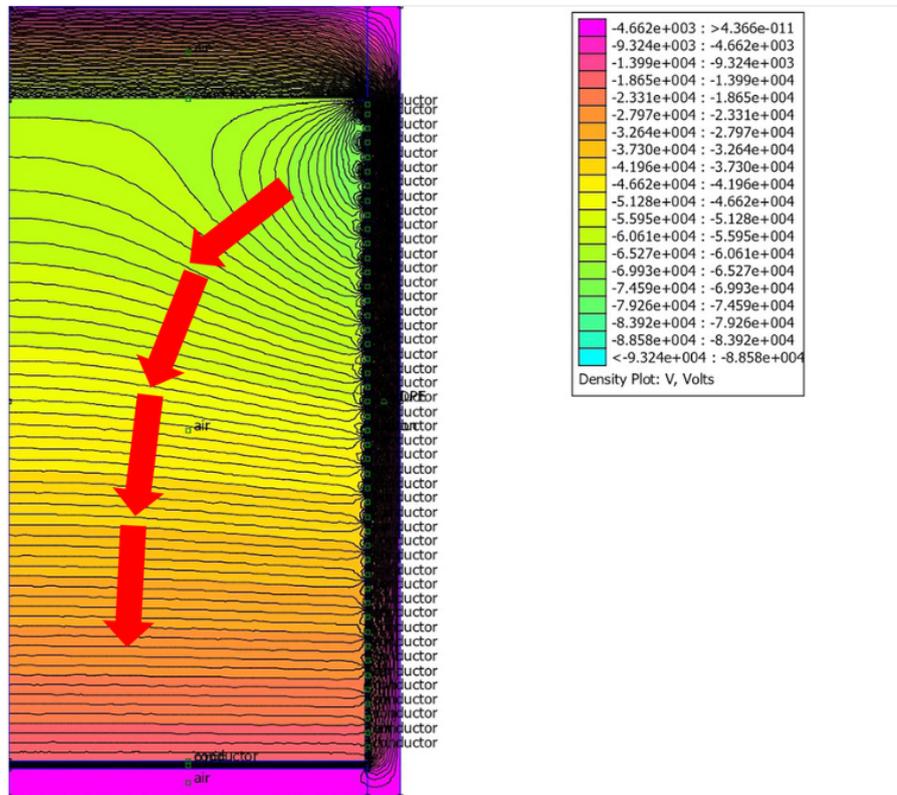


図 7.17: 電場シミュレーションの結果。黒の線は等電位線。カソードが図の上側、ELCC が下側にあり、矢印が電離電子のドリフト軌道の一部を示す。

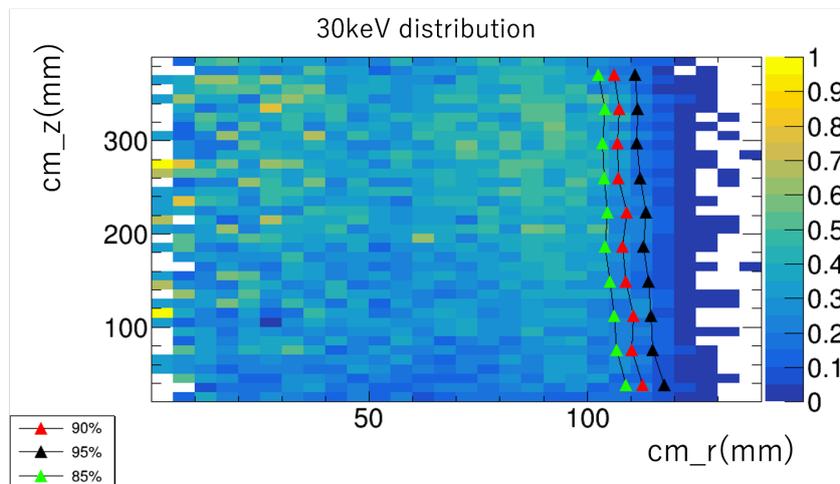


図 7.18:  $K_{\alpha}$  特性 X 線クラスターの  $(r, z)$  分布と、各  $z$  での  $r$  分位点。 $(r, z)$  2 次元ヒストグラムは、密度分布に対応するようにビン内のイベント数を対応する  $r$  で割って規格化している。ELCC の検出領域の最外径は  $r \simeq 140$  mm 付近である。

とが予想される。そこで、測定したデータに対してこの傾向が見られるかどうかを調べた。

### 7.5.2 $z$ 位置と $r$ 位置の分布

$z$  位置に対する  $r$  位置の変動の傾向を調べるには空間的に局在した信号が必要であるため、 $K_{\alpha}$  特性 X 線のクラスターを用いて解析を行った。ピークから  $2\sigma$  に入る光量のクラスターを  $K_{\alpha}$  特性 X 線として選び出す。選んだクラスターの重心位置情報 (Center of Mass, cm) を用いて、 $z$  について  $20 \text{ mm} < z < 390 \text{ mm}$  の範囲で 10 個のビンに等分し、それぞれのビンで  $r$  について 85%、90%、95% の分位点を算出する。これを  $z$  のビンに対してプロットしたのが図 7.18 である。

3 つの分位点のいずれについても、 $z$  が大きくなるほど  $r$  の分位点が小さくなる傾向が見られている。これがチャージアップ以外の要因による可能性については 7.5.3 節で議論する。

次に、この  $z$  ごとの  $r$  の分位点に時間変動があるかを調べた。統計数を確保するため  $z$  のビン数は 3 つとし、全測定時間 120 時間を 10 個の期間に等分しそれぞれで 90% の  $r$  の分位点を算出した。この結果を図 7.19 に示す。時間に対して傾向は見られないことから、チャージアップが仮に起きていたとしても、電荷の分布は定常状態にありドリフト電場が時間的な変動を起こすことはないと考えられる。

### 7.5.3 従来のフィールドケージとの比較

$(r, z)$  分布に影響する要因がチャージアップ以外にもあるかを確認するため、過去の測定 [41] のデータについて図 7.18 と同様のプロットを行った。これを図 7.20 に示す。

今回の測定と同様に、 $z$  が大きいほど  $r$  の分位点が小さくなる傾向が見られる。このことから、AXEL 検出器においてチャージアップ以外でもこの分布傾向を生じる要因はあることが分かる。

電離電子が拡散の影響を受けると、ELCC の検出領域内にあった電離電子が検出領域外へと外れ検出できなくなる可能性がある。この効果はドリフト距離が長いほど大きくなるため、 $z$  が大きいほど  $r$  の分位点が小さ

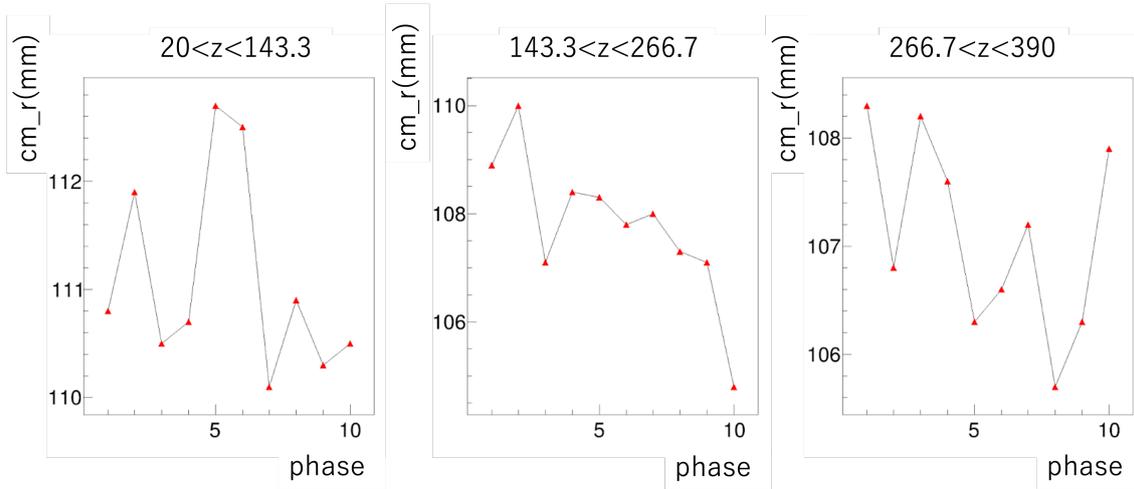


図 7.19: 90% の  $r$  分位点の時間変動。20 mm  $< z < 390$  mm の範囲で  $z$  を 3 つのビンについてそれぞれ示している。1 phase は 12 時間に対応する。

くなるというチャージアップと同様の傾向を生じるはずである。FPC フィールドケージを用いた場合におけるこの分布が拡散によるものであるかを考察するために、2 つの測定での  $z$  に対する  $r$  分位点の変動を比較する。式 (2.13) から、拡散の影響はドリフト距離の平方根に比例して現れるため、 $r$  の分位点と  $z$  の関係が次式で表されると仮定する。

$$r_{90\%}(z) = R_{90\%} - A\sqrt{z} \quad (7.11)$$

$R_{90\%}$  は拡散の影響が無い場合の  $r$  の分位点\*1、 $A$  は拡散の影響の度合いを表す定数である。 $A$  の値が大きいほど  $r$  の分位点の変動も大きくなる。式 (7.11) を用いて、2 つの測定での 90% の  $r$  分位点をフィッティング

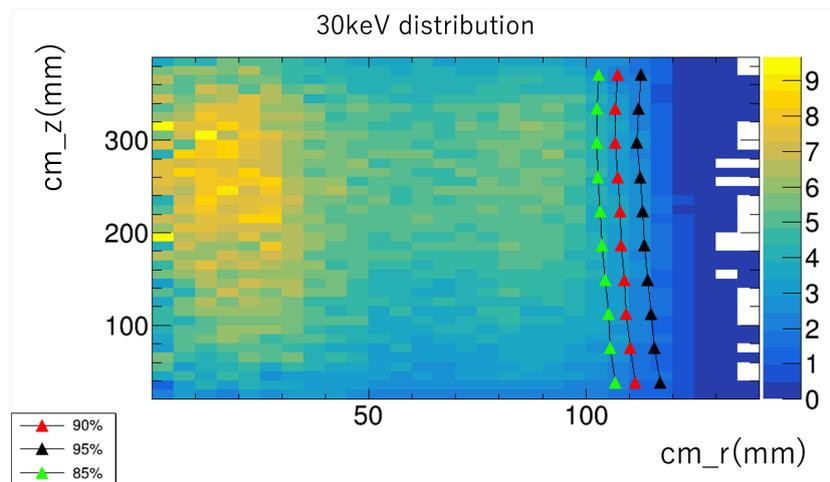
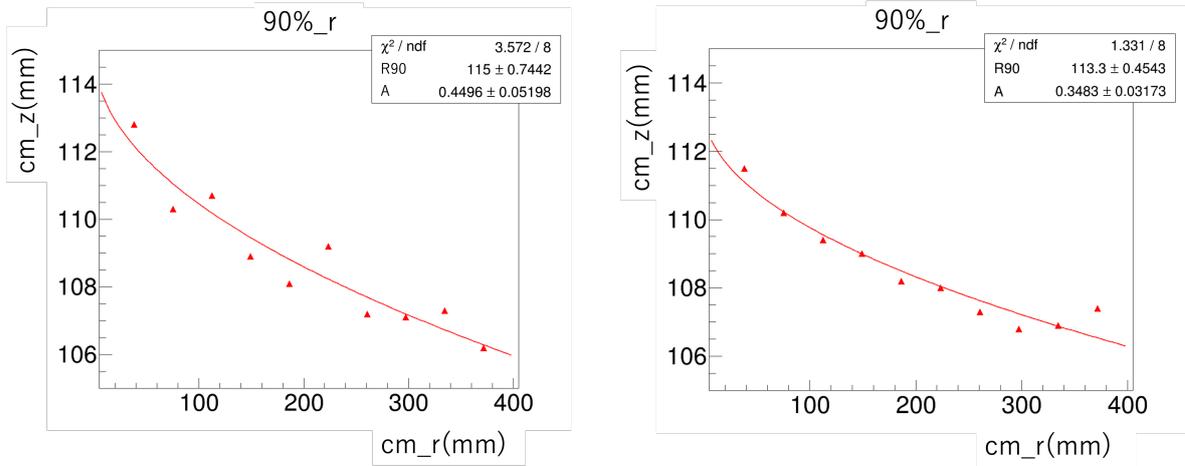


図 7.20: 過去の測定データでの  $r$  分位点。

\*1 なお、イベントの分布が空間的に一様であり、さらに拡散やシンチレーション光の検出効率の差の影響もないとした場合の  $r$  分位点の推定方法を付録 C に載せる。



(a) 今回の測定データ。

(b) 過去の測定データ。

図 7.21: 90% の  $r$  分位点の  $z$  依存性。赤線は式 7.11 によるフィッティング結果。

した。この結果を図 7.21 に示す。今回の測定データでは  $A = 0.450 \pm 0.052 \sqrt{\text{mm}}$  であるのに対し、過去の測定データでは  $A = 0.348 \pm 0.032 \sqrt{\text{mm}}$  であった。

拡散係数はドリフト電場の強さから算出される。図 2.5b から、今回の測定のドリフト電場  $83.4 \text{ V/cm/bar}$  での拡散係数は  $D_T = 0.100 \sqrt{\text{cm}}$  である。一方、過去の測定のドリフト電場  $89.9 \text{ V/cm/bar}$  に対しては  $D_T = 0.097 \sqrt{\text{cm}}$  となり、今回の測定に対する比を取ると  $0.970$  となる。

これに対し、 $A$  に対して同様の比を取ると、誤差を含めて  $0.775 \pm 0.114$  となり、 $0.970$  とは  $1.7\sigma$  離れている。そのため、FPC フィールドケージではチャージアップが起きている可能性がある。ただし、 $A$  が  $D_T$  に比例するかは自明ではなく、オーダーとしては 2 つの測定の  $A$  の値は近い。また、 $z$  を再構成できるイベントの割合、すなわち PMT でのシンチレーション光の検出効率が  $(r, z)$  で異なることや、veto チャンネルの設定の違いが  $r$  の分位点に影響することも考えられるため、今回の結果のみからチャージアップが起きているかを明確に結論することは難しかった。

今後より正確な評価を行うため、veto チャンネルの設定やドリフト電場の強さを過去の測定と同じにして測定したデータで比較を行うことを目指す。また、チャージアップの有無に対しての信号の分布の違いをシミュレーションし、実際の測定データと照らし合わせることも考えられる。

## 7.6 エネルギー分解能の評価

過去の測定 [41] (3.3 節の解析で用いたものと同じデータである) と今回の測定でのエネルギー分解能の比較を表 7.3 に示す。

過去の測定結果と比較したエネルギー分解能の悪化について、 $1593 \text{ keV}$  のピークを用いて評価を行う。悪化の原因で考えられるものとしては、EL 電場の違いとドリフト電場の違いが挙げられる。

まず EL 電場の違いについて、今回の測定で EL 電場が  $2.55 \text{ kV/cm/bar}$  であったのに対し、過去の測定では  $2.72 \text{ kV/cm/bar}$  と今回の測定の方が値が低い。EL 電場が小さいと ELgain が小さくなるため、光量の相対揺らぎが大きくなってしまい、エネルギー分解能が悪化する。この揺らぎ  $\Delta N_{\text{EL}}$  は半値全幅で次式で表さ

表 7.3: 過去の測定と今回の測定のエネルギー分解能の比較。

	33.62 keV	29.68 keV	911 keV	1593 keV
過去の測定 (図 3.7b)	$4.404 \pm 0.010 \%$	$4.334 \pm 0.023 \%$	$1.092 \pm 0.015 \%$	$0.942 \pm 0.009 \%$
今回の測定 (図 7.16)	$5.998 \pm 0.023 \%$	$5.984 \pm 0.055 \%$	$1.541 \pm 0.072 \%$	$1.448 \pm 0.053 \%$
悪化値	$4.072 \pm 0.036 \%$	$4.126 \pm 0.083 \%$	$1.087 \pm 0.103 \%$	$1.100 \pm 0.070 \%$

れる。

$$\frac{\Delta N_{EL}}{N} = 2.355 \times \sqrt{\frac{1}{N_e \times ELgain}} \quad (7.12)$$

$N_e$  は電離電子の数である。ELgain は今回の測定で 10.3、過去の測定では 11.5 であったため、1593 keV でエネルギー分解能への寄与を求めると、それぞれ 0.273%、0.259% となる。これから悪化値を求めると、 $\sqrt{0.273^2 - 0.259^2} = 0.086\%$  となる。

次に、ドリフト電場の違い、すなわち再結合の影響について考える。図 7.22 に、662 keV の  $\gamma$  線における、ドリフト電場の変化に対するエネルギー分解能の変動を示す [67]。電場が強くなると、エネルギー分解能が一定の下限值に至ることが読み取れる。

密度が  $0.25 \text{ g/cm}^3$  の曲線ではこの下限値は 0.52% となっている。また、温度を 300 K として換算した今回及び過去の測定でのドリフト電場の値はそれぞれ  $3.82 \text{ kV/cm}$ 、 $4.12 \text{ kV/cm}$  となり、同じ曲線において 0.65%、0.61% の値を取る。このことから、662 keV における再結合からのエネルギー分解能への寄与はそれぞれ  $\sqrt{0.65^2 - 0.52^2} = 0.390\%$ 、 $\sqrt{0.61^2 - 0.52^2} = 0.319\%$  となる。これに  $\sqrt{662/1593}$  をかけて 1593 keV へと換算すると、それぞれ 0.251%、0.206% となる。これからドリフト電場の違いによる悪化値は、 $\sqrt{0.251^2 - 0.206^2} = 0.143\%$  である。これを EL 電場の違いによる悪化値と合わせると、エネルギー分

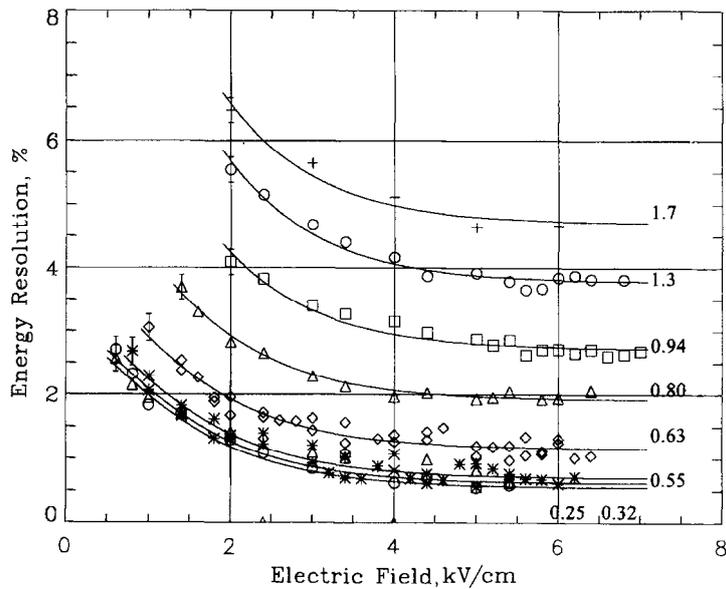


図 7.22: キセノンガスを用いて 662 keV の  $\gamma$  線に対して測定されたエネルギー分解能 (半値全幅) のドリフト電場への依存性 [67]。曲線に付記された数値はキセノンガスの密度 ( $\text{g/cm}^3$ ) を示している。

表 7.4: 1593 keV におけるエネルギー分解能 (FWHM) の比較。

	光量揺らぎ	再結合	エネルギー分解能
今回の測定	0.273 %	0.251 %	$1.448 \pm 0.053$ %
過去の測定	0.259 %	0.206 %	$0.942 \pm 0.009$ %
悪化値 (合算)	0.167 %		$1.100 \pm 0.070$ %

解能の悪化値は 0.167 % と見積もられる。

以上の結果を表 7.4 にまとめる。エネルギー分解能から算出した悪化値と EL 電場・ドリフト電場の違いから見積もった悪化値は誤差を踏まえても一致しておらず、エネルギー分解能の悪化の要因は他にもあるということになる。

この他に測定条件の違いで考えられることとしては、ELCC の構造の違いがある。過去の測定では ELCC に、図 7.23 に示したようなセルをタップ加工することで放電を対策したものをを用いていた。しかし、目標電圧の 95 % 程の電圧値しか達成できなかつたことやタップの構造により EL 光の収集率が悪化したことなどから [62]、今回使用した凸型構造のものへと移行していた。この ELCC の構造の違いがエネルギー分解能を悪化させた可能性がある。また、FPC フィールドケージが原因であることも考えられる。そのため、今後は引き続きデータを調査するとともに、ELCC とフィールドケージの一方のみを変更した条件での測定を行うなどでエネルギー分解能悪化の原因の特定を目指す。

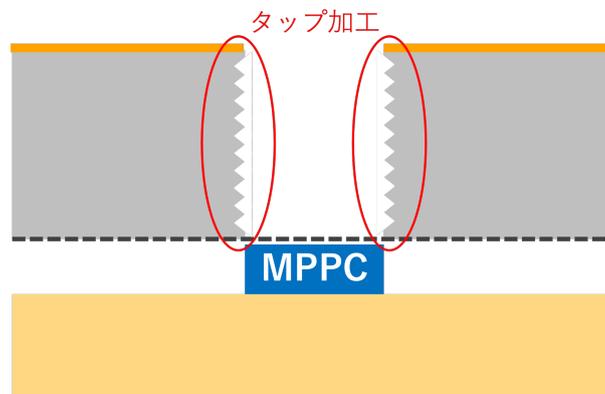


図 7.23: 過去の測定で用いていた放電対策 ELCC。

## 7.7 本章のまとめ

FPC フィールドケージがチャージアップの影響を及ぼさないかを評価するために 180 L 試作機を用いて測定を行った。K<sub>α</sub> 特性 X 線の信号を用いて、チャージアップの影響から予測される信号分布が見られるかを調べた。その結果チャージアップの影響と合致する分布が見られたものの、過去の測定データについても同様の分布が見られた。そのため、この分布を生じているチャージアップ以外の要因もあると考えられ、チャージアップの影響があるかは明確には結論できなかった。これがチャージアップ以外の要因によるものである可能性を含めて、今後更に評価を行っていく。

また、エネルギー分解能を算出し、1593 keV において  $1.448 \pm 0.053\%$  の値を得たものの、これは過去の測定と比較して悪化していた。EL 電場及びドリフト電場の違いから悪化値を推定したものの、値は一致せず他に悪化の原因があると考えられるため、今後はこの原因の特定を行っていく。

## 第 8 章

# まとめと今後の展望

ニュートリノは他の素粒子と比較して非常に小さな質量を持つが、何故ニュートリノのみがこれほど質量が小さいのかは明らかとなっていない。ニュートリノは粒子と反粒子が同一の粒子であるというマヨラナ粒子である可能性があり、この場合には小さな質量の起源を説明するシーソー機構が成り立つ。さらに、宇宙のバリオン数非対称の起源を説明するシナリオとして有力視されているレプトジェネシスにおいても、ニュートリノのマヨラナ性が重要な役割を果たす。このように、ニュートリノのマヨラナ性は物理学における未解決問題の解決のために強く有力視されており、その検証が重要である。

ニュートリノのマヨラナ性を実証するにはニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ( $0\nu\beta\beta$ ) を観測する必要がある。しかし、 $0\nu\beta\beta$  は起きるとしても極めて稀な事象であるため、高いエネルギー分解能、背景事象の徹底的な排除、二重ベータ崩壊を起こす大質量の崩壊核という複数の条件を満たすことが探索の感度を上げるためには必要である。AXEL 実験ではこれらの条件を全て満たすために、高圧 Xe ガスを用いた新たな Time Projection Chamber を開発している。AXEL 検出器の独自の検出面である ELCC では、EL 過程により電離電子から複数の光子を発生させて検出することで、大型キセノンガス検出器として世界最高のエネルギー分解能を達成している。また、ELCC の堅固な構造は、拡張が容易であるという大型化への適性を持つ。さらに、ベータ線の飛跡を再構成し、その形状から環境放射線背景事象を排除する性能も備えている。AXEL 検出器を大型化し  $0\nu\beta\beta$  を行えるようにするため、本研究ではエネルギー分解能向上のための解析手法開発や、大型化に適した技術開発を行った。

AXEL 検出器のエネルギー分解能を悪化させている原因の 1 つとして、ELgain 補正の誤差が大きいことがある。これを改善するためには、補正に用いる  $K_{\alpha}$  特性 X 線の統計数を増やす必要がある。そこで、従来は 3 時間程度のランごとに ELgain 補正を行っていたのに対し、全てのランのデータを統合して用いる ELgain 補正を新たに行うことを考案した。この解析手法を用いて過去の測定データを解析し直し、解析手法変更前後でのエネルギー分解能を比較した。その結果、1593 keV のエネルギーにおいて  $0.218 \pm 0.056\%$  分のエネルギー分解能の改善を確認した。今後は時間変動補正由来のエネルギー分解能への寄与を削減することで、さらにエネルギー分解能を向上させることを目指す。

ELCC への高電圧印加は、現状では全面を 1 枚の電極で覆う構造で行なっている。しかしこの構造のままでは、放電の威力が電極の面積に比例して増大することや放電に弱い箇所の影響が全面に及ぶといった、大型化にあたっての問題点を抱えている。そのため、ELCC のユニットごとに電極を分け、それぞれで高電圧を制御することが望まれる。これを行うために、ELCC の PTFE ボディーを HV コネクタを通して高電圧を印加する構造を試作した。放電が生じないかを確認するために 10 L 試作機を用いて耐電圧試験を行い、キセノンガス 7 bar 中において、ELCC の目標電場である  $3\text{ kV/cm/bar}$  を満たす電圧の印加に成功した。

ELCC のユニットごと高電圧を調整するため、抵抗を介して接続した金属板上を、複数の端子をスライドさせて電圧をそれぞれで調整するスライドディバイダーを考案した。製作した試作機で動作試験を行い、ELCC の最大電圧として計画している 12 kV の電圧を入力して放電が起きないことと、複数の分岐での独立した電圧調整が想定通りに行えることを確認した。

AXEL 検出器で従来用いていたフィールドケージはアルミニウムと無酸素銅で製作していたが、それぞれ背景事象を生じる放射能が多い、製造コストが非常に大きく大型化できないなど  $0\nu\beta\beta$  探索を行う上での問題があった。これらを解決するため、フレキシブルプリント基板 (FPC) を電極に用いた新型のフィールドケージを設計・製作した。FPC は放電とチャージアップの両方への対策を施して設計した。また、リングを形成し FPC 同士を導通させる軽量な支持体を製作した。製作した FPC フィールドケージで耐電圧試験を行い、キセノンガス中で目標電圧の 98.1% への到達を確認したものの、その直後に放電が生じた。今後は放電箇所を特定して対策を行い、キセノンガス中での目標電圧の印加を目指す。

FPC フィールドケージにおいてチャージアップの影響があるかを評価するために、180 L 試作機を用いて測定を行った。K $\alpha$  特性 X 線の信号の分布にはチャージアップがある場合の傾向が見られたものの、従来のフィールドケージを用いて測定された過去のデータにおいても同様の傾向が確認できた。そのため、拡散やシンチレーション光の検出効率の差など、チャージアップ以外でこの分布を生じる要因はあると考えられ、これに加えてチャージアップの影響があるかどうかを今回の解析結果のみで明確に結論することは困難だった。また、エネルギー分解能を評価し、1593 keV において  $1.448 \pm 0.053\%$  の値を得た。これは過去の測定での値と比較して悪化していたため、EL 電場及びドリフト電場の違いから悪化値を推定したものの、値はエネルギー分解能の悪化値には届かなかった。今後はエネルギー分解能悪化の原因の特定を行う。

以上のように、本研究では AXEL 検出器の大型化・ $0\nu\beta\beta$  探索に向けて様々な開発を行った。今後も研究内容をさらに発展させていき、得られた知見を生かして 1000 L 検出器の建設・運用を行う。そして AXEL 実験初の  $0\nu\beta\beta$  探索を実現し、AXEL 検出器の  $0\nu\beta\beta$  への感度を実証する。これを更なる検出器の大型化へと繋げ、最終的にはニュートリノ質量が Normal Ordering の領域での世界最高感度の  $0\nu\beta\beta$  探索を目指す。

# 謝辞

色々あった2年間でした。修士課程、またこれまでの人生でお世話になった方々にも感謝を伝えたいと思います。

最初に、東北大学の市川温子教授に感謝申し上げます。AXEL 実験のリーダーである市川さんには、研究に関して様々なアドバイスをしていただきました。僕が物事をややこしく考えすぎている時に、市川さんの言葉で一気に道が開けるといようなことが多くありました。大きなことから小さなことまで果敢にアイデアを実行に移す姿勢を鮮烈に感じています。今後もよろしく願いいたします。

次に、疋田純也さんに深く感謝いたします。僕が加入した時点で、京都の AXEL メンバーで唯一の先達であった疋田さんには、本当にあらゆる面でお世話になりました。研究の相談に乗っていただいたほか、物品購入や出張の手続きなど、研究室で過ごす上で必要な様々なことを丁寧に教えていただきました。沢山の仕事を緻密にこなしグループを引っ張っていく姿は、とても頼もしかったです。これからは僕もできる限り疋田さんのお力になれば幸いです。

中家剛教授には、書類や修論の添削などで多くのことをご助言いただきました。思えば、高エネに進学し AXEL に加入したのも、学部時代に中家さんにマヨラナニュートリノの話をしていただいたことがきっかけでした。研究者としても教育者としても優れた中家さんのお人柄に最大限の敬意を表します。

東北大学の中村輝石准教授には、10 L 試作機での実験などを沢山手伝っていただきました。幅広い知識と技術をお持ちのことに加え、何事にも常に全力である輝石さんは研究者の鏡であると感じています。

木河達也助教には学部3年の頃からご指導いただきました。今の僕の実験や解析の技術の基礎は木河さんの下で学んだものです。大学院に入ってから、書類や修論の添削などでお世話になりました。

AXEL グループの皆様にも感謝いたします。秋山さんには FPC のコーティング作業について丁寧に教えていただきました。浦野さんには東北大での作業を手伝っていただきました。初見くんは2年間の限られた時間の中で大事な仕事をいくつも成し遂げてくれました。エヴァンくんには作業を色々手伝ってもらったほか、KiCad の使い方を詳しく教えてもらいました。渡辺さん、佐藤くんもこれからの AXEL のために大事な仕事に取り組んでいただきありがとうございます。芦田さんには国際学会や東北大出張の際に気さくに接していただきました。OB の吉田将さんには Slack で質問した時にいつも快く答えていただき、また、フィールドケージ開発にあたり先行研究を沢山参考にさせていただきました。

高エネルギー物理学研究室の皆様にも感謝申し上げます。多様な人々が集まるこの研究室は、温かい雰囲気の中に程よく刺激もありとても楽しく過ごすことができました。同部屋の田島治教授には、下らないことでもよく話しかけていただきました。田島さんとの会話は研究の息抜きにちょうど良かったです。同じく部屋が一緒だった恩田さんには、書類にアドバイスをいただいたりニュートリノのことで質問に答えていただいたりしました。大体いつでもいる恩田さんには何かと相談がしやすかったです。M1 の頃に机が隣だった笠井さんには、事務的なことなどを色々教えていただきました。修論の時期には差し入れもたくさんしていただき、あり

がとうございます。TA 業務の際に接する機会があった陳詩遠准教授には、研究の進捗もよく気にかけていただきました。クレイジーさを追い求める陳さんの在り方は僕の理想とする人生観に通じるものがあり、刺激を受けています。研究室秘書の蘆田さんには沢山ご迷惑をおかけしてしまいました。大人としての自覚を持ち行動できるよう頑張りますので、今後ともどうかよろしくお願いいたします。

6年間共に過ごした熊野寮の友人たちに感謝します。君たちと一緒に、常識に捉われない人間性や出来事の数々に触れたことは、今こうして研究という何かを生み出そうとする営みを進める上でも多分活きていると思います。同期入学の多くの仲間とはこの春でお別れになりますが、いつでも京都に遊びに来てください。また、部屋の住人たちには何かと助けられました。疲れて帰ると誰かが話し相手になってくれたので気持ちが楽になり、時々ご飯を用意してくれてもいました。本当にありがとうございます。そして、とりあえずはもう少しばかり厄介になりそうです。

札幌南高校時代の友人たちにも感謝します。色々と悩むことも多かった2年間でしたが、高校時代という活性的であった頃から自分を見てくれていた君たちの言葉には、自分を見つめ直す契機となるものが多くありました。一緒に博士課程に進学する仲間も何人かいますね。共に頑張っていきましょう。

最後に、いつも僕を信じて応援し続けてくれる、家族の皆さんに心からの敬意と感謝を表明します。自立した一人の大人として恩を返せる日まで、もう少しだけ見守ってくださればと思います。

## 付録 A

# エネルギー分解能の内訳

ここでは、2.5.2 節で示したエネルギー分解能に寄与するそれぞれの要素について述べる。表 2.2 と同じものを表 A.1 に再掲する。

表 A.1 の (1) はベータ線により生じる電離電子の数  $N$  自体の揺らぎである。これとベータ線のエネルギーの関係は、2.1.2 節の  $W$  値を用いて  $N = E/W$  となり、この揺らぎは次式で表される。

$$(\Delta N)^2 = FN \quad (\text{A.1})$$

$F$  はファノ因子と呼ばれ、 $F = 1$  の場合はポアソン過程に相当する。キセノンガスの場合は  $F = 0.13$ [36] である。これにより、半値全幅でのエネルギー分解能は次式で表される。

$$2.355 \frac{\Delta E}{E} = 2.355 \times \frac{\Delta N}{N} = 2.355 \sqrt{\frac{FW}{E}} \quad (\text{A.2})$$

$W = 22.1 \text{ eV}$  を用いて、 $E = 2615 \text{ keV}$  での分解能は 0.247% となる。エネルギー分解能からこの寄与を取り除くことはできないため、この値が AXEL 検出器のエネルギー分解能の下限を決めている。

(2) は  $z$  位置を誤って再構成してしまうことに由来する寄与で、PMT でのシンチレーション光の検出効率が低いことが原因となっている。そのため、受光面の大きい新たなシンチレーション光検出器の開発が進行中である [68]。

(3) は ELCC で検出する EL 光の数量揺らぎに起因するもので、EL 光の検出効率を高めることで改善が見込まれる。そこで、現在用いているものよりも感度面積の広い MPPC の開発を進めており、現在までにその

表 A.1: 2615 keV における 180 L 試作機の半値全幅での分解能及びその内訳 [46] (表 2.2 の再掲)

Fluctuation of the number of initial ionization electrons (1)	0.25 %
Mis-reconstruction of z-position (2)	0.24 %
Fluctuation of the EL generation and detection (3)	0.20 %
Error in ELgain correction (4)	0.18 %
Error in time dependence correction (5)	0.18 %
Recombination (6)	0.17 %
Variation in time bin of time dependence correction (7)	0.12 %
Estimation total	0.52 % to 0.54 %
Data total	$0.67 \pm 0.08 \%$

性能評価が完了している [44]。

(6) は 2.3.2 節で述べた電離電子の再結合に由来するもので、ドリフト電場の値の向上により改善が見込まれる。この測定においてはドリフト電場は 89.9 V/cm/bar であり、目標値の 90% 程度となっている。

以上のような開発が全て完了すれば、 $^{136}\text{Xe}$  の Q 値である 2458 keV において半値全幅で 0.32% のエネルギー分解能を達成できる見込みである [42]。

## 付録 B

# ELgain 補正の詳細

第 3 章で ELgain 補正では各チャンネルの  $K_\alpha$  特性 X 線のピークの中央値を算出し平均化すると述べたが、ここではその詳しい手順について述べる。

$K_\alpha$  特性 X 線由来の信号が検出器内を飛ぶ距離はセルの間隔と比較して十分小さいものの、電離電子の拡散の影響により同じ  $K_\alpha$  特性 X 線由来の信号が複数のセルに入る場合がある。そのため、単純にチャンネルごとで  $K_\alpha$  特性 X 線のピークを見つけるだけでは、補正係数は正確には算出できない。そこで、以下のような手順で補正を進める。

まず、あるチャンネルでの  $K_\alpha$  特性 X 線の信号は、そのチャンネルでの検出光量が最も大きいものという条件で選び出す。この時、隣接する各セルに平均的に  $p$  ずつの割合で電離電子が入るとすると、光量の中央値から換算した ELgain である  $m_{\text{ch}}$  は次式で表すことができる。

$$m_{\text{ch}}^{(i)} = (1 - 6p)g_{\text{ch}}^{(i)} + p \sum_a g_a^{(i)} \quad (\text{B.1})$$

$g_{\text{ch}}$  はこのチャンネルの ELgain であり、 $a$  は周囲の周囲の 6 チャンネルのインデックス、 $g_a$  はその ELgain である。また、 $i$  は後述するように ELgain 補正の繰り返しの回数を表す。 $i = 0$  の時が ELgain 補正を行う前の値に当たる。

式 (B.1) に次のような手順を続ける。

$$r_{\text{ch}}^{(i)} = \frac{m_{\text{ch}}^{(i)}}{m_{\text{ch}}^{(i-1)}} \quad (\text{B.2})$$

$$g_{\text{ch}}^{(i+1)} = r_{\text{ch}}^{(i)} g_{\text{ch}}^{(i)} \quad (\text{B.3})$$

$m$  は全チャンネルを合わせた中央値であり、これから補正係数である  $r_{\text{ch}}^{(i)}$  を算出し、チャンネルごとに光量を補正する。これを繰り返すと  $g_{\text{ch}}$  はチャンネル間で同じ値に近づいていくため、 $m_{\text{ch}}$  がチャンネル間で一定値に収束するまでこの補正を繰り返すことで、ELgain を揃えている。この繰り返しの回数は現状の解析手順では 6 回としている。

## 付録 C

### $r$ 分位点の推定方法

ここでは、ELCC のチャンネルの設定に対して、第 7 章で述べた  $r$  の分位点がいくつになるかを推定する方法について説明する。

以下の条件が満たされるとした上で進める。

- $K_\alpha$  特性 X 線のクラスターが検出器内で一様に生じる。
- シンチレーション光の検出効率に空間的な差は無く、生じた信号はどの  $(r, z)$  においても同じ割合で  $z$  が再構成される。
- 拡散の影響が無く、2 次元位置が正確に再構成される。

この条件のもとでは、ELCC で検出され  $z$  を再構成される  $K_\alpha$  特性 X 線は 2 次元的に一様に分布する。そのため、ELCC の一定領域内ではその面積に比例した数の  $K_\alpha$  特性 X 線のクラスターが検出される。

分位点の算出に用いるのは fiducial チャンネルのみに電離電子が入射した信号であるため、まずこの fiducial 領域を定める。fiducial 領域は veto チャンネルの配置により変化するため、ある veto が fiducial 領域にどのように影響するかを考える。

ここでは、2 通りの考え方を検討する。図 C.1 にこれを示す。

1 つ目は、図 C.1a のような、veto が影響を及ぼす範囲を、チャンネル間で均等に領域を割り当てた場合よ

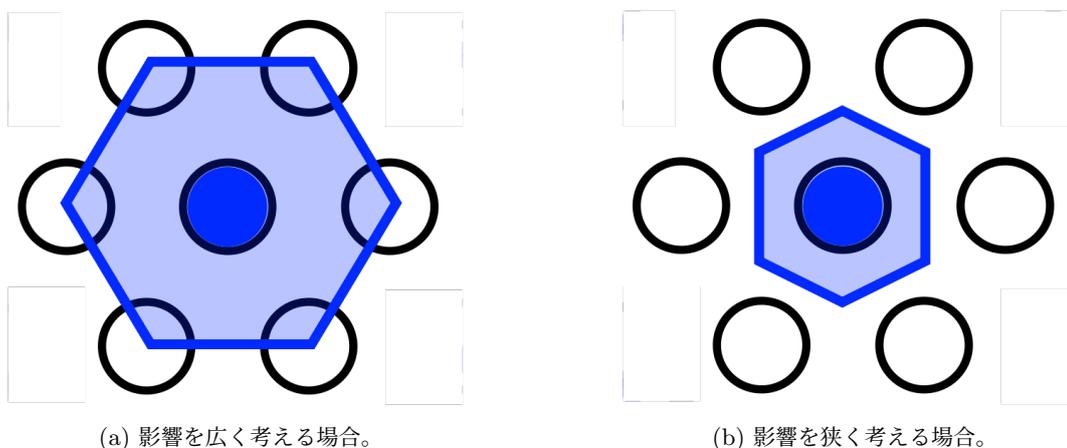


図 C.1: veto チャンネルが影響を及ぼす範囲。青く塗りつぶしてあるのが veto チャンネルである。

りも広く取る考え方である。この考え方が合理的である理由は、信号選択における fiducial と veto の扱いの違いにある。

クラスターから  $K_{\alpha}$  特性 X 線を選び出す際に、クラスターはそれを検出したチャンネルの内 veto があるか否かを示すフラグ (veto-flag) を保持している。1 チャンネルでも veto での検出があった場合にはこのフラグが立つ。簡単のためにチャンネルが fiducial (F) と veto (V) でそれぞれ 1 つずつだけ存在する状況を考えると、veto-flag の立ち方は次のようになる。

- F、V の両方で検出 → veto-flag = 1
- F で検出、V で非検出 → veto-flag = 0
- F で非検出、V で検出 → veto-flag = 1
- F、V の両方で非検出 → 信号として再構成されない

このため、veto 近傍で生じた  $K_{\alpha}$  特性 X 線がクラスターとして選ばれる確率は、fiducial と veto の影響領域を完全に同じに割り当てた場合よりも低いと考えられる。これを元に fiducial 領域を考えたのが図 C.2 である。

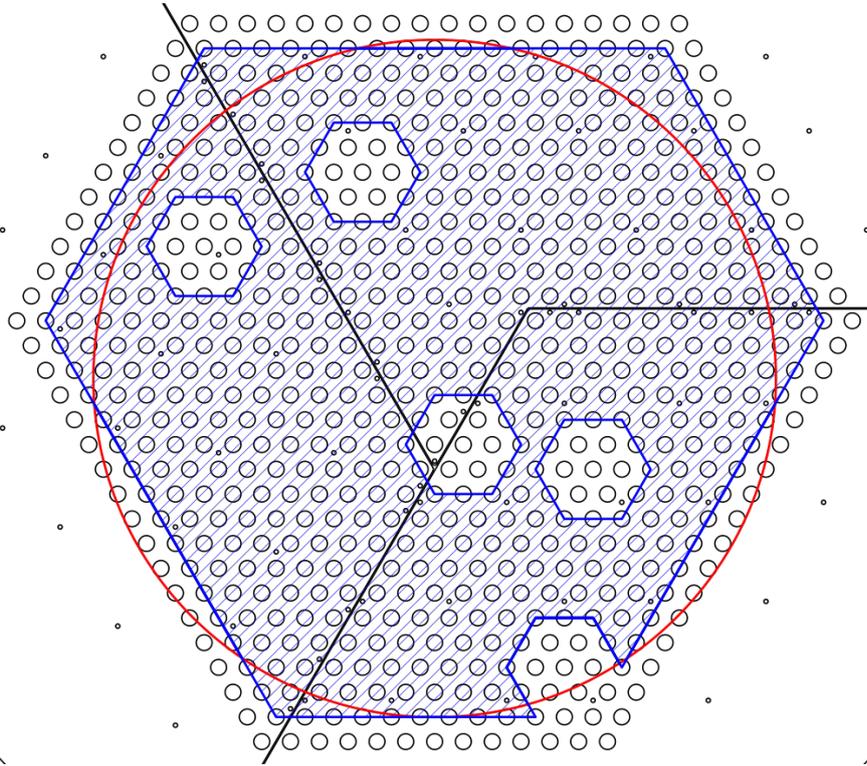
第 7 の測定と過去の測定 [41] のそれぞれの veto の設定について、fiducial 領域を青の斜線で示している。このとき、ELCC の原点を中心に円を描き、その内部にある斜線部の面積が全体の面積の 90% になる  $r$  が 90% 分位点である。

次に、図 C.1b のような、veto が影響を及ぼす範囲を、チャンネル間で均等に領域を割り当てた場合で考える。これを考えるのは、今回拡散の影響が無いとしているためである。この場合、 $K_{\alpha}$  特性 X 線が 2 つ以上のチャンネルに入るとはほぼ無い (「F、V の両方で検出 → veto-flag = 1」が起きない) として良い。このように考えると、veto の影響領域はこちらの方が合理的である。これに基づいた fiducial 領域が図 C.3 である。

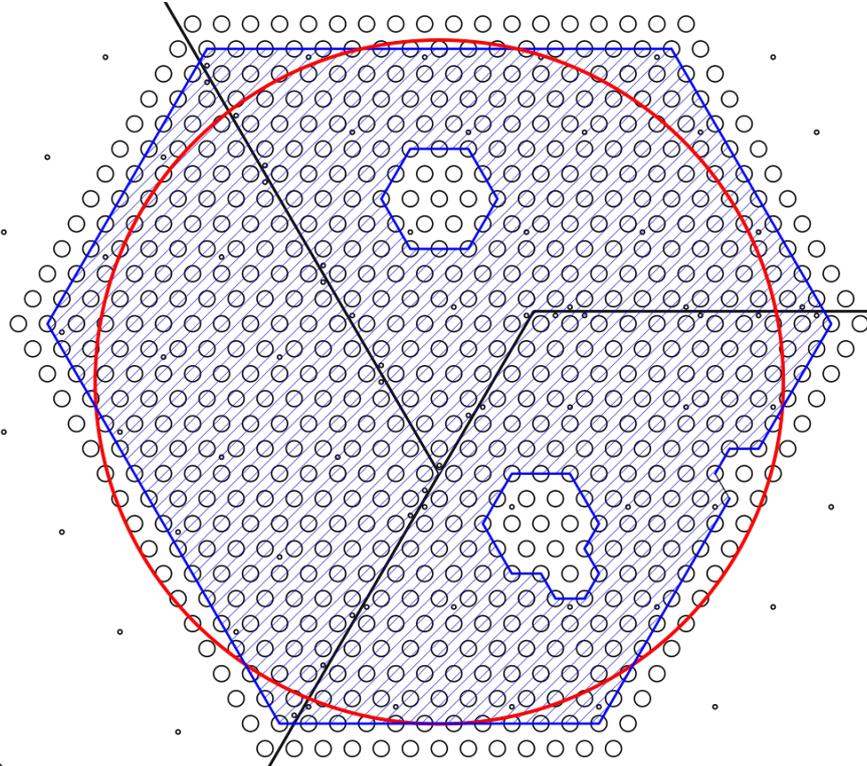
以上の結果を表 C.1 に示す。拡散以外の影響が無い場合は式 (7.11) の  $R_{90\%}$  が今回推定した値に該当するはずだが、一致しているとは言えない結果である。そのため、拡散以外にも影響する要因があると考えられるが、かなり理想的な条件を仮定した上である程度近い値を得ることはできた。

表 C.1: 90% の  $r$  分位点のまとめ。

	図 C.1a の veto	図 C.1b の veto	$R_{90\%}$
第 7 章の測定	118.44 mm	122.91 mm	$115 \pm 0.74$ mm
過去の測定	118.50 mm	122.50 mm	$113.3 \pm 0.35$ mm

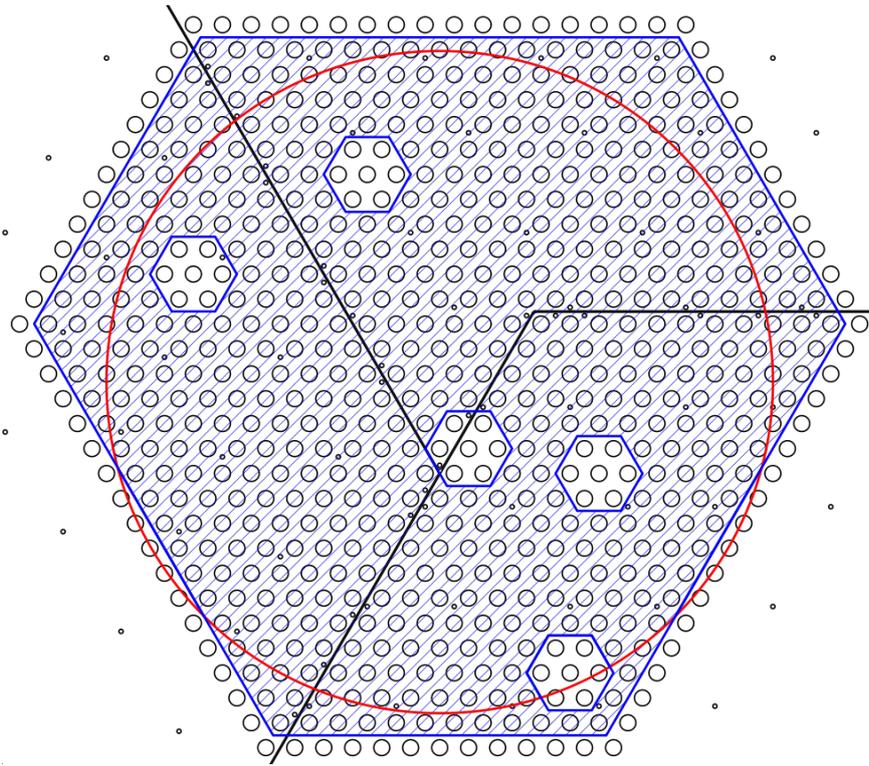


(a) 第 7 章の測定の場合。

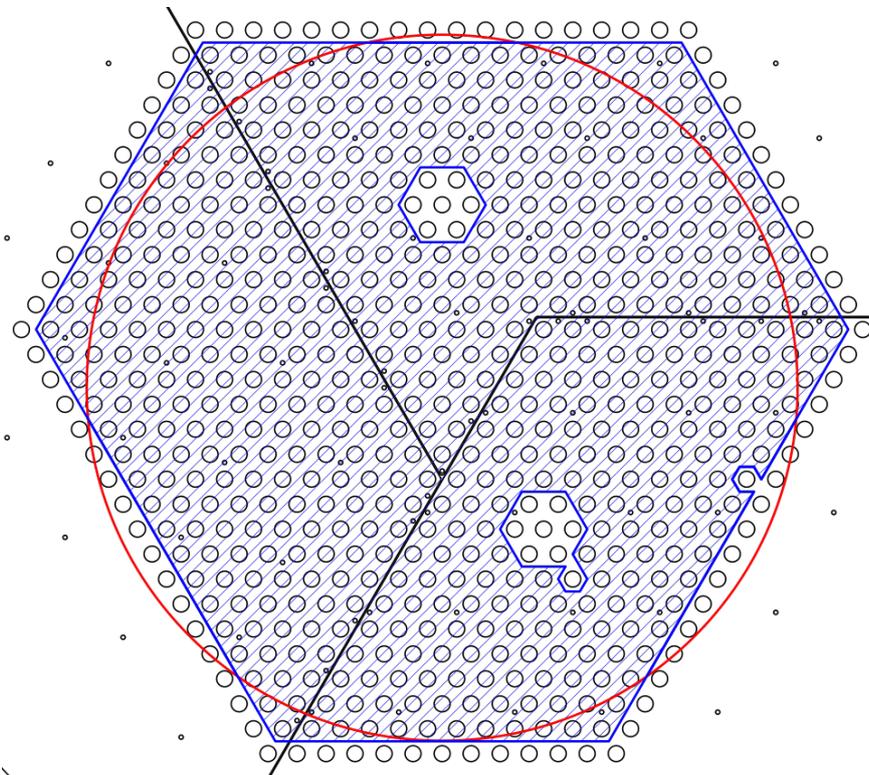


(b) [41] の測定の場合。

図 C.2: veto の影響が広い場合の  $r$  の分位点。青の斜線が fiducial 領域であり、この面積の 90% を覆う径の円を赤線で示す。



(a) 第 7 章の測定の場合。



(b) [41] の測定の場合。

図 C.3: veto の影響が狭い場合の  $r$  の分位点。赤線は 90%。

## 参考文献

- [1] C.L. Cowan, F. Reines, F.B. Harrison, H.W. Kruse and A.D. McGuire, *Detection of the free neutrino: A confirmation*, *Science* **124** (1956) 103.
- [2] G. Danby, J.-M. Gaillard, K. Goulianos, L.M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz et al., *Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos*, *Phys. Rev. Lett.* **9** (1962) 36.
- [3] K. Kodama, N. Ushida, C. Andreopoulos, N. Saoulidou, G. Tzanakos, P. Yager et al., *Observation of tau neutrino interactions*, *Physics Letters B* **504** (2001) 218.
- [4] J.N. Bahcall, N.A. Bahcall and G. Shaviv, *Present status of the theoretical predictions for the  $^{37}\text{Cl}$  solar-neutrino experiment*, *Phys. Rev. Lett.* **20** (1968) 1209.
- [5] SUPER-KAMIOKANDE COLLABORATION collaboration, *Solar  $^8\text{B}$  and hep neutrino measurements from 1258 days of super-kamiokande data*, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 5651.
- [6] SNO COLLABORATION collaboration, *Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the sudbury neutrino observatory*, *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 011301.
- [7] X. Qian and P. Vogel, *Neutrino mass hierarchy*, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **83** (2015) 1.
- [8] KATRIN collaboration, *Direct neutrino-mass measurement with sub-electronvolt sensitivity*, *Nature Phys.* **18** (2022) 160 [2105.08533].
- [9] N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, M. Ballardini et al., *Planck 2018 results: Vi. cosmological parameters*, *Astronomy & Astrophysics* **641** (2020) .
- [10] T. Yanagida, *Horizontal gauge symmetry and masses of neutrinos*, *Conf. Proc. C* **7902131** (1979) 95.
- [11] R.H. Cyburt, B.D. Fields, K.A. Olive and T.-H. Yeh, *Big bang nucleosynthesis: Present status*, *Rev. Mod. Phys.* **88** (2016) 015004.
- [12] A.D. Sakharov, *Violation of CP Invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe*, *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **5** (1967) 32.
- [13] D. Phillips, W. Snow, K. Babu, S. Banerjee, D. Baxter, Z. Berezhiani et al., *Neutron-antineutron oscillations: Theoretical status and experimental prospects*, *Physics Reports* **612** (2016) 1.
- [14] M. Fukugita and T. Yanagida, *Baryogenesis without grand unification*, *Phys. Lett. B* **174** (1986) 45.
- [15] V. Kuzmin, V. Rubakov and M. Shaposhnikov, *On anomalous electroweak baryon-number*

- non-conservation in the early universe*, *Physics Letters B* **155** (1985) 36.
- [16] C.S. Fong, E. Nardi and A. Riotto, *Leptogenesis in the universe*, *Advances in High Energy Physics* **2012** (2012) 158303.
- [17] S. Davidson and A. Ibarra, *A lower bound on the right-handed neutrino mass from leptogenesis*, *Physics Letters B* **535** (2002) 25.
- [18] K. Abe, R. Akutsu, A. Ali, C. Alt, C. Andreopoulos, L. Anthony et al., *Constraint on the matter–antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations*, *Nature* **580** (2020) 339.
- [19] A. Granelli, K. Moffat and S. Petcov, *Aspects of high scale leptogenesis with low-energy leptonic  $CP$  violation*, *Journal of High Energy Physics* **2021** (2021) .
- [20] A. Barabash, *Double beta decay experiments: Recent achievements and future prospects*, *Universe* **9** (2023) .
- [21] F.T. Avignone, S.R. Elliott and J. Engel, *Double beta decay, majorana neutrinos, and neutrino mass*, *Rev. Mod. Phys.* **80** (2008) 481.
- [22] S.R. Elliott and P. Vogel, *Double beta decay*, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **52** (2002) 115.
- [23] A. Barabash, *Possibilities of future double beta decay experiments to investigate inverted and normal ordering region of neutrino mass*, *Frontiers in Physics* **6** (2019) .
- [24] KAMLAND-ZEN COLLABORATION collaboration, *Search for majorana neutrinos with the complete kamland-zen dataset*, *Phys. Rev. Lett.* **135** (2025) 262501.
- [25] I. Esteban, M.C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, T. Schwetz and A. Zhou, *The fate of hints: updated global analysis of three-flavor neutrino oscillations*, *JHEP* **09** (2020) 178 [2007.14792].
- [26] P.F. de Salas, D.V. Forero, S. Gariazzo, P. Martínez-Miravé, O. Mena, C.A. Ternes et al., *2020 global reassessment of the neutrino oscillation picture*, *JHEP* **02** (2021) 071 [2006.11237].
- [27] F. Capozzi, E. Di Valentino, E. Lisi, A. Marrone, A. Melchiorri and A. Palazzo, *Unfinished fabric of the three neutrino paradigm*, *Phys. Rev. D* **104** (2021) 083031.
- [28] R. Nakamura, H. Sambonsugi, K. Shiraishi and Y. Wada, *Research and development toward kamland2-zen*, *Journal of Physics: Conference Series* **1468** (2020) 012256.
- [29] Y. Gando and on behalf of the KamLAND-Zen collaboration, *First results of kamland-zen 800*, *Journal of Physics: Conference Series* **1468** (2020) 012142.
- [30] G. Saleh, *First results from LEGEND-200 on the search for neutrinoless double beta decay*, in *Incontri di Fisica delle Alte Energie*, 9, 2025 [2509.21166].
- [31] M. Martínez-Vara, *NEXT, a neutrinoless double beta decay experiment*, in *Proceedings of The European Physical Society Conference on High Energy Physics — PoS(EPS-HEP2023)*, vol. 449, p. 169, 2023, DOI.
- [32] X-Ray Transition Energies Database — NIST :  
<https://www.nist.gov/pml/x-ray-transition-energies-database>.
- [33] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer (1994), 10.1007/978-3-642-57920-2.
- [34] S. Chrétien and H. Tyagi, *Multi-kernel unmixing and super-resolution using the modified matrix pencil method*, *Journal of Fourier Analysis and Applications* **26** (2018) .

- [35] XCOM: Photon Cross Sections Database — NIST :  
<https://www.nist.gov/pml/xcom-photon-cross-sections-database>.
- [36] E. Aprile, A.E. Bolotnikov, A.L. Bolozdynya and T. Doke, *Noble Gas Detectors*, Wiley (2008),  
 10.1002/9783527610020.
- [37] Transport of electrons in gas mixtures : <https://magboltz.web.cern.ch/magboltz/>.
- [38] L. Serra, M. Sorel, V. Álvarez, F. Borges, M. Camargo, S. Cárcel et al., *An improved measurement of electron-ion recombination in high-pressure xenon gas*, *Journal of Instrumentation* **10** (2015) P03025.
- [39] C.M.B. Monteiro, L.M.P. Fernandes, J.A.M. Lopes, L.C.C. Coelho, J.F.C.A. Veloso, J.M.F. dos Santos et al., *Secondary scintillation yield in pure xenon*, *Journal of Instrumentation* **2** (2007) P05001.
- [40] D.R. Nygren, *The optimal detectors for wimp and 0-neutrino double beta decay searches: identical high pressure xenon gas tpc*, in *2007 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, vol. 2, pp. 1051–1055, 2007, DOI.
- [41] S. Akiyama, J. Hikida, M. Yoshida, K. Nakamura, S. Ban, M. Hirose et al., *In Situ High-Voltage Generation with a Cockcroft-Walton Multiplier for a Xenon Gas Time Projection Chamber*, *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **2025** (2025) 053H03.
- [42] M. Yoshida, *Development of a high-pressure xenon gas time projection chamber and evaluation of its performance at around the  $Q$  value of  $^{136}\text{Xe}$  double-beta decay*, Ph.D. thesis, Kyoto University, 2024.
- [43] S. Ban, K. Nakamura, M. Hirose, A. Ichikawa, A. Minamino, K. Miuchi et al., *Electroluminescence collection cell as a readout for a high energy resolution xenon gas tpc*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **875** (2017) 185.
- [44] 疋田純也, 「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」, 修士論文, 京都大学 (2024) .
- [45] 浜松ホトニクス技術資料 : [https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99\\_SALES\\_LIBRARY/ssd/mppc\\_kapd9008j.pdf](https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/mppc_kapd9008j.pdf).
- [46] S. Akiyama, *In situ high voltage generation in xenon gas time projection chamber and track pattern recognition for neutrinoless double beta decay search*, Ph.D. thesis, Tohoku University, 2025.
- [47] NEXT collaboration, *Energy calibration of the NEXT-White detector with 1% resolution near  $Q_{\beta\beta}$  of  $^{136}\text{Xe}$* , *JHEP* **10** (2019) 230 [1905.13110].
- [48] R. Abbasi, M. Ackermann, J. Adams, N. Aggarwal, J. Aguilar, M. Ahlers et al., *Graph neural networks for low-energy event classification & reconstruction in icecube*, *Journal of Instrumentation* **17** (2022) P11003.
- [49] 大久保仁, 『高電界現象論～基礎と応用～』, オーム社 (2011) .
- [50] マックエイト製品資料 : [https://www.mac8sdk.co.jp/uploads/entry\\_meta/file\\_value/4337/mac8\\_2022r103\\_jp-fc.pdf](https://www.mac8sdk.co.jp/uploads/entry_meta/file_value/4337/mac8_2022r103_jp-fc.pdf).
- [51] マックエイト製品資料 :  
[https://www.mac8sdk.co.jp/uploads/entry\\_meta/file\\_value/1417/mac8\\_2026\\_jp-pd.pdf](https://www.mac8sdk.co.jp/uploads/entry_meta/file_value/1417/mac8_2026_jp-pd.pdf).

- [52] N. Kazuhiro, *Development of a large-sized high-pressure xenon gas time projection chamber for neutrinoless double beta decay search*, Ph.D. thesis, Kyoto University, 2022.
- [53] 松定プレゼンション：  
<https://www.matsusada.co.jp/product/power-supplies/high-voltage-modules/hfr/>.
- [54] アルプスアルパイン：<https://go.alpsalpine.jp/l/506151/2020-02-20/33dk7t>.
- [55] Finite Element Method Magnetics, <https://www.femm.info/wiki/HomePage>.
- [56] 吉田将, 「ニュートリノを伴わない二重 $\beta$ 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」, 修士論文, 京都大学 (2018) .
- [57] 中村輝石, private communication.
- [58] V. Álvarez, F.I.G.M. Borges, S. Cárcel, J.M. Carmona, J. Castel, J.M. Catalá et al., *Next-100 technical design report (tdr). executive summary*, *Journal of Instrumentation* **7** (2012) T06001.
- [59] S. Cebrián, J. Pérez, I. Bandac, L. Labarga, V. Álvarez, A. Barrado et al., *Radiopurity assessment of the tracking readout for the next double beta decay experiment*, *Journal of Instrumentation* **10** (2015) P05006.
- [60] Lim Ee Hui Evan, private communication.
- [61] Motion：<https://motion-project.github.io/index.html>.
- [62] 疋田純也, private communication.
- [63] K.Z. Nakamura, S. Ban, A.K. Ichikawa, M. Ikeno, K.D. Nakamura, T. Nakaya et al., *Front-end electronics for the sipm-readout gaseous tpc for neutrinoless double-beta decay search*, *IEEE Transactions on Nuclear Science* **67** (2020) 1772.
- [64] 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** (2016) 223.
- [65] 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」, 修士論文, 京都大学 (2018) .
- [66] XENONnT collaboration, *Design and performance of the field cage for the XENONnT experiment*, *Eur. Phys. J. C* **84** (2024) 138 [2309.11996].
- [67] *The spectroscopic properties of high-pressure xenon*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **396** (1997) 360.
- [68] 浦野壮規, 「ニュートリノレスダブルベータ崩壊探索のためのキセノンガス TPC におけるシンチレーション光検出」, 修士論文, 東北大学 (2025) .