



修士論文

ニュートリノを伴わない二重 β 崩壊探索に向けた高圧 Xe ガス
TPC AXEL のための高電圧ドリフト電場形成の研究

吉田 将

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

2018 年 2 月 19 日

概要

ニュートリノ振動の発見によりニュートリノが微小な質量を持つことが明らかになった。しかしながら各質量固有値は判明しておらず、その大小も未解明である。さらには質量の総和に付けられている上限値が他のフェルミオンの質量に比して極めて軽く不自然であるという問題もある。

ニュートリノが粒子と反粒子を同一視できるフェルミオン、マヨラナ粒子であると、質量の極端な軽さを自然に説明できる可能性がある。ニュートリノのマヨラナ性を検証する方法に、ニュートリノを伴わない二重 β 崩壊 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊) の観測がある。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊とは、原子核で2つの β 崩壊が同時に起こる際に、一方の中性子から生じた反電子ニュートリノがマヨラナ性により他方の中性子に電子ニュートリノとして吸収され、原子核からは2つの電子しか発生しないという反応で、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の発見はニュートリノのマヨラナ性の証明となる。さらに、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の寿命からはニュートリノ質量についての情報も得られる。

AXEL は高圧キセノンガス TPC を用いて ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 崩壊の探索を目指す実験である。起こるとしても極めて稀な現象である $0\nu\beta\beta$ 崩壊を観測するため、高圧ガスによる大質量化・飛跡検出による背景事象除去・高エネルギー分解能の3点を同時に達成する。

飛跡検出と高エネルギー分解能の実現のためには、電離電子の再結合やドリフト中の拡散、不純物分子との結合を抑える必要があり、そのために $1\text{ kV/cm}\pm 5\%$ という強く一様なドリフト電場の形成が重要となる。

一様ドリフト電場は電場形成電極と支持構造体(あわせてフィールドケージ)によって形成する。 $\phi 50\text{ cm}\times 50\text{ cm}$ という領域にわたって $1\text{ kV/cm}\pm 5\%$ の電場を維持し、かつキセノンのシンチレーション光を反射し PMT に届ける機能を付与するために4種類のフィールドケージ構造を比較検討し最適な構造を決定し、この構造で10 L 小型試作機用のフィールドケージを設計した。

現在開発中の180 L 試作機ではドリフト領域は50 cm ありドリフト領域の電位差は50 kV、ドリフト領域末端の電位は60 kV に至る。さらに将来の大型検出器においては200-300 kV にも及ぶ電圧が必要だが、10 気圧のキセノンガスの気密を保ちつつこのような高電圧を放電しないように圧力容器内に導入するのは非常に難しい。そこで容器内への電圧導入は比較的低電圧の交流(振幅0.5-1 kV)で行い、容器内で整流型電圧増倍回路であるコッククロフト-ウォルトン回路により昇圧する方法を採用した。2種類の試作回路を製作して出力電圧の電圧降下の要因を調査し、設計を検討した。10 L 小型試作機でのテストのためにフレキシブル基板製回路を製作し、必要な電圧を長時間出力し続けられることを確認した。

目次

第 1 章	序論	3
1.1	ニュートリノ	3
1.2	ニュートリノの質量	3
1.3	マヨラナ質量	5
1.4	ニュートリノを伴わない二重 β 崩壊 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊)	8
第 2 章	AXEL 実験	13
2.1	Time Projection Chamber (TPC)	13
2.2	AXEL 検出器	14
2.3	AXEL 実験の現状と計画	17
第 3 章	ドリフト電場	19
3.1	電場下の電子の挙動	19
3.2	AXEL 検出器のドリフト電場への要求	20
第 4 章	フィールドケージ	22
4.1	フィールドケージへの要求	22
4.2	フィールドケージ構造の検討	24
4.3	10 L 小型試作機のためのフィールドケージの設計	35
第 5 章	コッククロフト-ウォルトン電源	39
5.1	圧力容器内への高電圧の導入	39
5.2	コッククロフト-ウォルトン回路	40
5.3	試作回路	44
5.4	素子の選定	46
5.5	試作回路の評価	46
5.6	10 L 小型試作機用フレキシブル基板製 CW 回路	53
第 6 章	まとめと今後の展望	57
付録 A	負荷抵抗による CW 回路の電圧降下	60

第1章

序論

1.1 ニュートリノ

原子核の β 崩壊で生ずる電子のエネルギーが、2 体崩壊として計算して得られる値にピークを持たず連続した分布を持つという問題に対処するため、1930 年、W. Pauli は「非常に軽く反応性の低い中性粒子」*1を提唱した [1]。1934 年、E. Fermi はこの粒子をニュートリノと称して β 崩壊の理論を構築し、複数の β 崩壊核種の寿命とエネルギースペクトルについて実験結果を良く説明することに成功した [2]。

実験的には、原子炉から生ずる反電子ニュートリノの逆 β 崩壊反応 ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$) が、1956 年に F. Reines らにより初めて直接観測された [3] のを嚆矢として、今日に至るまで、ニュートリノと反ニュートリノは異なる反応を示すこと (1955 年 [4]*2, 1956 年 [3])・ニュートリノが負のヘリシティを持つこと (1958 年 [5])・弱い相互作用をする軽い*3ニュートリノは 3 世代であること (2006 年 [6]) など、徐々にニュートリノの性質が明らかにされてきた。

こうした実験の結果を踏まえ、素粒子標準模型におけるニュートリノは、電荷・質量とも 0 でフレーバーが 3 世代のフェルミオンとされている。

1.2 ニュートリノの質量

標準模型においてニュートリノの質量は 0 とされている。しかし実際にはニュートリノは微小な質量を持つということがニュートリノ振動の発見により明らかになった [7]。

*1 Pauli はこの粒子を”neutron” と呼んだ。

*2 R. Davis[4] の手法はニュートリノのみに感度があり、原子炉から生ずる反ニュートリノを捉えられなかったが、それゆえ F. Reines ら [3] の実験との比較によりニュートリノと反ニュートリノの反応が異なることの証拠となった。

*3 Z^0 の質量の $\frac{1}{2}$ 以下

1.2.1 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動とは、あるフレーバーを持つニュートリノが時間発展に従って別のフレーバーのニュートリノに変化する現象であり、牧・中川・坂田によって1962年にその可能性が指摘された [8]。

簡単のため、ニュートリノの世代数を2とする。ニュートリノのフレーバー固有状態 $\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$ と質量固有状態 $\begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$ は一般に異なり、混合角 θ により表される混合行列 U によって以下のように混合する。

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

ニュートリノは相対論的に運動し、各々の質量固有状態はエネルギー $E_i = p + \frac{m_i^2}{2p} = E + \frac{m_i^2}{2E}$ により e^{-iE_it} で時間発展することを用いて計算を行うと、初期状態でフレーバー l を持つニュートリノが距離 L を飛行したのちに同じフレーバー l ・別のフレーバー l' として観測される確率はそれぞれ次の通りとなる。

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_l) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (1.2)$$

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (1.3)$$

ただし Δm^2 は質量二乗差 $m_2^2 - m_1^2$ 。すなわち質量固有状態間で質量が異なり ($\Delta m^2 \neq 0$)、フレーバー固有状態と質量固有状態が異なる ($\theta \neq 0, -\pi/2$) と振動が起こり、フレーバーの出現・消失の確率から混合角 θ と質量二乗差 Δm^2 を測定することができる。

3世代のニュートリノに対する混合行列は、3つの混合角 $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ と複素位相 δ を持つ U_{PMNS} (Pontecorvo-牧-中川-坂田 行列) となる。

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

ただし $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ 。

1998年、スーパーカミオカンデにて大気ニュートリノの振動 (ν_μ 消失事象) が発見され [7]、ニュートリノが質量を持ち振動することが明らかになった。以来、大気・太陽・原子炉・加速器由来のニュートリノを用いた振動実験が行われ、表 1.1 のように振動パラメータが測られている。

1.2.2 ニュートリノの質量の未解決問題

ニュートリノの質量に関しては、未解決問題が複数残されている。

表 1.1 ニュートリノ振動のパラメータ [9]

$\sin^2 \theta_{12}$	0.307 ± 0.013
$\sin^2 \theta_{23}$	$0.51 \pm 0.04 [0.50 \pm 0.04]^*$
$\sin^2 \theta_{13}$	$(2.10 \pm 0.11) \times 10^{-2}$
Δm_{21}^2	$(7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$
Δm_{32}^2	$(2.45 \pm 0.05) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 [-(2.52 \pm 0.05) \times 10^{-3} \text{ eV}^2]^*$

*括弧内は質量が逆階層 (後述) の際の値

まず、ニュートリノ振動で測定できるのは質量二乗差であるため個々の質量固有値 m_1, m_2, m_3 が分かっていない。さらに質量二乗差の符号も決定できないため、質量固有値が $m_1 < m_2 < m_3$ (順階層) なのか $m_3 < m_1 < m_2$ (逆階層) なのか*4も判明していない。

また、ニュートリノの質量が他のフェルミオンの質量と比べて軽すぎるという問題もある。宇宙背景放射に関する Planck 衛星のデータから、ニュートリノの質量和は $\sum m_i < 0.23 \text{ eV}$ (95%CL)[10] であり、これは最も軽い第 1 世代のフェルミオン (電子・u クォーク・d クォーク) に対して 6 桁も軽い。ニュートリノが他のフェルミオンと同じくヒッグス機構により質量を獲得しているとするとは不自然なほどの差であり、ニュートリノが質量を獲得するメカニズムの解明も必要である。

1.3 マヨラナ質量

標準模型において、ニュートリノ以外のフェルミオンはヒッグス場の自発的対称性の破れにより質量を獲得する (ヒッグス機構)。例えば u クォークの場合では、左巻きクォークの SU(2) 二重項 $q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$ と右巻き u クォーク u_R と SU(2) 二重項であるヒッグス場 $H = \begin{pmatrix} h^0 \\ h^- \end{pmatrix}$ との湯川相互作用項

$$\mathcal{L}_{\text{yukawa}} = -f^u \bar{q}_L H u_R + h.c. \quad (1.5)$$

を考えると、ヒッグス場が有限の真空期待値 $\langle H \rangle = \begin{pmatrix} v/\sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix}$ を持つことにより、真空期待値に比例する質量項

$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = -\frac{f^u v}{\sqrt{2}} \bar{u}_L u_R + h.c. = -m_u \bar{u}_L u_R + h.c. \quad (1.6)$$

が生じる。

標準模型ではニュートリノは質量を持たず右巻きニュートリノが存在しないが*5、右巻き

*4 Δm^2 のうち最小のものを Δm_{12}^2 と定義し $m_1 < m_2$ と定義している [9] ため、この 2 通り以外は考慮する必要がない。

*5 質量 0 の粒子の場合カイラリティとヘリシティは一致するため、右巻きニュートリノの不在はニュートリノのヘリシティが負であるという実験結果と符合する。

ニュートリノを導入して他のフェルミオンと同じようにヒッグス機構による質量項を作って標準模型を拡張してもよい。ただしこの場合、極めて軽いニュートリノの質量を説明するためには湯川結合定数 f を他のフェルミオンより 6 桁以上小さくする必要があり不自然さが残る。

1.3.1 マヨラナフェルミオンとマヨラナ質量項

ニュートリノは電荷が 0 であり、荷電共役変換に対して不変である可能性がある。これはすなわち粒子と反粒子を同一視できるということで、このようなフェルミオンをマヨラナフェルミオン (マヨラナ粒子) と呼ぶ。素粒子ではマヨラナ粒子はまだ発見されておらず、標準模型粒子の中ではニュートリノだけがマヨラナ粒子の候補である。

フェルミオンは 4 成分ディラックスピノール Ψ で表される。 Ψ に対する荷電共役変換 \hat{C} は以下の通りである。

$$\hat{C}: \Psi \rightarrow \Psi^c \equiv C\bar{\Psi}^T = -\gamma^0 C\Psi^* \quad (1.7)$$

ただし γ^μ はガンマ行列で $C = i\gamma^0\gamma^2$ 。2 成分ワイルスピノール ψ_L, ψ_R を用いて $\Psi = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}$ とすると、カイラル表現で

$$\Psi^c = -\gamma^0 C\Psi^* = \begin{pmatrix} 0 & -i\sigma_2 \\ i\sigma_2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_L^* \\ \psi_R^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -i\sigma_2\psi_R^* \\ i\sigma_2\psi_L^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_R^c \\ \psi_L^c \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

σ_2 はパウリ行列のひとつ。

ψ_R^c は Ψ に射影演算子を作用させた $\Psi_R = \begin{pmatrix} 0 \\ \psi_R \end{pmatrix}$ を用いて

$$(\Psi_R)^c = \begin{pmatrix} \psi_R^c \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

であり、 ψ_L^c についても同様である。

マヨラナフェルミオン Ψ_M は $\Psi_M = \Psi_M^c$ であるから $\begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_R^c \\ \psi_L^c \end{pmatrix}$ である。従って

$$\Psi_M = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_L^c \end{pmatrix} \quad \text{あるいは} \quad \Psi_M = \begin{pmatrix} \psi_R^c \\ \psi_R \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

というように、左巻き (右巻き) ワイルスピノールのみで表すことができる。

さて、(1.6) 式のような質量項 (ディラック質量項) をディラックスピノール Ψ で書くと

$$\mathcal{L}_{\text{Dirac}} = -m\bar{\Psi}\Psi = -m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) \quad (1.11)$$

であるが、マヨラナフェルミオンについては次のような質量項 (マヨラナ質量項) も可能である。

$$\mathcal{L}_{\text{Majorana}} = -m_L\bar{\Psi}_M\Psi_M = -m_L(\bar{\psi}_L\psi_L^c + \bar{\psi}_L^c\psi_L) \quad (1.12)$$

$$\text{あるいは} \quad \mathcal{L}_{\text{Majorana}} = -m_R\bar{\Psi}_M\Psi_M = -m_R(\bar{\psi}_R^c\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_R^c) \quad (1.13)$$

ディラック質量項には左巻きと右巻きの両者が必要であるがマヨラナ質量項は左巻き (右巻き) のみで構成できること、さらに左巻きと右巻きに異なる質量を付与できることが特徴的である。

1.3.2 シーソー機構

ニュートリノがマヨラナ粒子でありマヨラナ質量項を持つならば、質量の起源が異なるために他のフェルミオンと質量がかけ離れていると解釈すれば不自然ではない。最も安易な方法は、標準模型のラグランジアンに左巻きニュートリノのマヨラナ質量項 $m_L \bar{\nu}_L^c \nu_L$ を追加することであるが、この項はくりこみ可能性の観点から直接追加することはできない [11]。マヨラナ質量項を用いてニュートリノの質量が非常に軽いことを自然に説明するモデルとして、以下に述べる (タイプ 1) シーソー機構がある。

N 個の右巻きマヨラナニュートリノ ν_{RI} ($I = 1, \dots, N$) を導入して、標準模型のラグランジアン \mathcal{L}_{SM} を以下のように拡張する。

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} &+ \bar{\nu}_{RI} i \not{\partial} \nu_{RI} \\ &- f_{\alpha I} \bar{l}_{L\alpha} H \nu_{RI} + h.c. \\ &- \frac{M_I}{2} \bar{\nu}_{RI} \nu_{RI}^c + h.c. \end{aligned} \quad (1.14)$$

拡張部分の第一項は ν_{RI} の運動項、第二項がヒッグス場との湯川相互作用項で $l_{L\alpha} = \begin{pmatrix} \nu_{L\alpha} \\ e_{L\alpha} \end{pmatrix}$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) であり、第三項がマヨラナ質量項である。ヒッグス場の自発的対称性の破れにより、(1.14) 式でニュートリノの質量に関する部分は以下の通りになる。

$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = -\frac{f_{\alpha I} v}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_{RI} \nu_{L\alpha} - \frac{M_I}{2} \bar{\nu}_{RI} \nu_{RI}^c + h.c. \quad (1.15)$$

ディラック質量行列 $[M_D]_{\alpha I} = f_{\alpha I} v / \sqrt{2}$ とマヨラナ質量行列 $[M_M]_{IJ} = M_I \delta_{IJ}$ を導入し、 $\bar{\nu}_{RI} \nu_{L\alpha} = \bar{\nu}_{L\alpha}^c \nu_{RI}^c$ であることに注意すると (1.15) 式は次のように表せる。

$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = -\frac{1}{2} (\bar{\nu}_{L\alpha}^c, \bar{\nu}_{RI}) \begin{pmatrix} O & [M_D]_{\alpha J} \\ [M_D^T]_{I\beta} & [M_M]_{IJ} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{L\beta} \\ \nu_{RJ}^c \end{pmatrix} + h.c. \quad (1.16)$$

質量行列 $\hat{M} = \begin{pmatrix} O & M_D \\ M_D^T & M_M \end{pmatrix}$ を対角化するとフレーバー固有状態から質量固有状態に移れる。

ν_L も ν_R も 1 種類ずつという最も単純な場合では質量行列 \hat{M} は 2×2 行列 $\hat{M} = \begin{pmatrix} 0 & M_D \\ M_D & M_M \end{pmatrix}$ であり、2 次ユニタリ行列 U で対角化できる。

$$U^\dagger \hat{M} U = M_{\text{diag}} = \begin{pmatrix} -m_\nu & 0 \\ 0 & m_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \lambda_- & 0 \\ 0 & \lambda_+ \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

$$\text{固有値 } \lambda_\pm = \frac{M_M}{2} \left[1 \pm \sqrt{1 + 4 \left(\frac{M_D}{M_M} \right)^2} \right] \quad (1.18)$$

ここで、 $M_D \ll M_M$ とすると

$$m_\nu \simeq M_D \cdot \frac{M_D}{M_M}, \quad m_N \simeq M_M \quad (1.19)$$

となり、ディラック質量 M_D が他のフェルミオンと同程度でも、非常に重いマヨラナ質量 M_M があればニュートリノの質量を非常に軽くすることができる。

フレーバーが 3 種類で右巻きニュートリノが N 個という現実的な場合でも、 $3 \times N$ 行列 $\Theta = M_D M_M^{-1}$ について $\Theta \Theta^\dagger$ (3×3) や $\Theta^\dagger \Theta$ ($N \times N$) を無視すると以下の 2 段階で対角化できる。

Step 1.

$$U_1 = \begin{pmatrix} \mathbf{1}_3 & \Theta \\ -\Theta^\dagger & \mathbf{1}_N \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

$$U_1^\dagger \hat{M} U_1 = \begin{pmatrix} M_\nu & O \\ O & M_N \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

$$\begin{cases} M_\nu = -M_D M_M^{-1} M_D^\dagger & (3 \times 3) \\ M_N = M_M & (N \text{ 次対角行列}) \end{cases} \quad (1.22)$$

Step 2.

M_ν を対角化する 3 次ユニタリ行列を U とする。 $U^\dagger M_\nu U = \text{diag}(m_1, m_2, m_3)$

$$U_2 = \begin{pmatrix} U & O \\ O & \mathbf{1}_N \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

$$U_2^\dagger U_1^\dagger \hat{M} U_1 U_2 = \text{diag}(m_1, m_2, m_3, M_1, \dots, M_N) \quad (1.24)$$

(1.22) 式を見ればわかるように、非常に大きい M_M によって M_ν の固有値 m_1, m_2, m_3 を非常に小さくすることができる。

このとき、フレーバー固有状態 $\begin{pmatrix} \nu_{L\alpha} \\ \nu_{RI}^c \end{pmatrix}$ と質量固有状態 $\begin{pmatrix} \nu_i \\ N_I^c \end{pmatrix}$ の関係は

$$\begin{pmatrix} \nu_{L\alpha} \\ \nu_{RI}^c \end{pmatrix} = U_1 U_2 \begin{pmatrix} \nu_i \\ N_I^c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U & \Theta \\ -\Theta^\dagger U & \mathbf{1}_N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_i \\ N_I^c \end{pmatrix} \quad (1.25)$$

$$\text{特に } \nu_{L\alpha} = U_{\alpha i} \nu_i + \Theta_{\alpha I} N_I^c \quad (1.26)$$

で、 Θ が十分に小さければ $\nu_{L\alpha}$ はほとんど軽い質量固有状態 ν_i の混合であり、 U は PMNS 行列である。

1.4 ニュートリノを伴わない二重 β 崩壊 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊)

ニュートリノのマヨラナ性の有無を検証し、かつ質量の絶対値を測定しうる手法として、ニュートリノを伴わない二重 β 崩壊 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊) という現象の探索がある。

まず、二重 β 崩壊とは 1 つの原子核において 2 回の β 崩壊が同時に発生する現象である。 β 崩壊においては中性子が陽子に変化し電子と反電子ニュートリノが放出されるため、通常の二重 β 崩壊 ($2\nu\beta\beta$ 崩壊) では、原子核の質量数は変化せず原子番号が 2 増え、2 個の電子と 2 個の反電子ニュートリノが放出される (図 1.1(a))。



ニュートリノがマヨラナ粒子である場合には、一方の中性子の β 崩壊で生じた右巻き反電子ニュートリノがマヨラナ性により左巻き電子ニュートリノとして他方の中性子に吸収されることがありえる。例えばシーソー機構を考えたときは、(1.16) 式の対角化により生じる $\frac{1}{2}m_i\bar{\nu}_i^c\nu_i$ の項によりニュートリノと反ニュートリノが入れ替わる。このとき原子核から放出されるのは 2 個の電子のみであり、これが $0\nu\beta\beta$ 崩壊 である (図 1.1(b))。

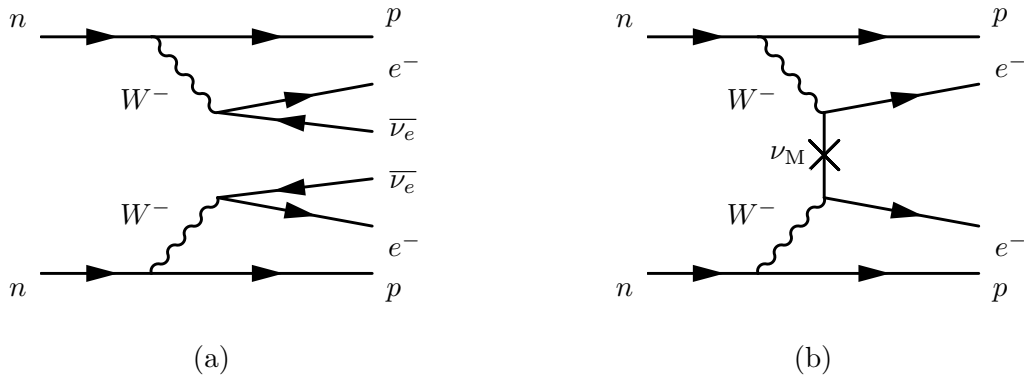


図 1.1 (a) $2\nu\beta\beta$ 崩壊 (b) $0\nu\beta\beta$ 崩壊のファインマンダイアグラム

$2\nu\beta\beta$ 崩壊は標準理論の範囲内の現象であり現在までに 12 種類の原子核で反応が確認されている*6[9]。その半減期は極めて長く、いずれの原子核についても 10^{19} 年を超えている。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊については、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊に加えてニュートリノ交換の項がかかるため $2\nu\beta\beta$ 崩壊よりさらに長い半減期を持つ。

$0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期は以下のように表すことができる [12]。

$$\left(T_{1/2}^{0\nu}\right)^{-1} = G^{0\nu} \cdot |M^{0\nu}|^2 \cdot \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (1.29)$$

$G^{0\nu}$ は位相空間因子で、 $M^{0\nu}$ は核行列要素という原子核の構造の影響を表す量である。 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ はニュートリノ有効質量と呼ばれ、混合行列を用いて

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_i U_{ei}^2 m_i \right| \quad (1.30)$$

*6 二重電子捕獲を含む。

である。反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ 中の質量固有状態成分 $\bar{\nu}_i$ がマヨラナ質量を介して ν_i に移り、電子ニュートリノ ν_e として反応することに起因するもので、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊に寄与する実質的な電子ニュートリノの質量と考えることができる。

(1.29) 式と (1.30) 式から、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊が観測されればニュートリノのマヨラナ性が示されるのみならず、その半減期から質量固有値に関する情報が得られることがわかるが、現在までのところ $0\nu\beta\beta$ 崩壊は発見されていない。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索の感度の指標としては半減期かニュートリノ有効質量を用いることができる。半減期は核種に依存するものであり、(1.29) 式によってニュートリノ有効質量に変換して実験間の比較をするのが合理的だが、数値計算に用いる原子核モデルによって核行列要素 $M^{0\nu}$ の値が 2-3 倍程度の範囲で不定性を持つ [12] ゆえに、ニュートリノ有効質量も大きな幅を持つという問題がある。

1.4.1 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索の先行実験

$0\nu\beta\beta$ 崩壊は起こるとしても極めて稀な現象である (例えば ^{136}Xe について半減期 $T_{1/2}^{0\nu} > 1.07 \times 10^{26}$ 年[13])。従って、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験においては大量の崩壊核を用意して期待されるイベント数を増やすこと (大質量) と放射性不純物や環境放射線による背景事象を減らすこと (背景事象除去) とが重要である。

$0\nu\beta\beta$ 崩壊と $2\nu\beta\beta$ 崩壊との切り分けには、発生する電子のエネルギーの測定が用いられる。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊においては崩壊エネルギー (Q 値) のほとんど全てが 2 個の電子に与えられるため 2 個の電子のエネルギー和は Q 値でほぼ一定となるのに対し、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊ではニュートリノがエネルギーを持ち去るため電子のエネルギー和が Q 値より低いところで連続スペクトルとなるがゆえに、この 2 種類の現象の切り分けが可能である。しかしながら、エネルギー測定 of 分解能が低いと $0\nu\beta\beta$ 崩壊のスペクトルが見かけ上広がってしまい $2\nu\beta\beta$ 崩壊の高エネルギー部分に埋もれてしまう (図 1.2)。従って、エネルギー測定を高分解能で行うことも実験上の重要事項である。

これまでに高い感度を達成してきた $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験は、大質量・背景事象除去・高エネルギー分解能という 3 点の重要事項のうち幾つかについて高い性能を持つ。以下に 2 つの実験について簡単に述べる。

KamLAND-Zen[13]

液体シンチレータ中に設けたバルーンの内部に、 ^{136}Xe を 90% まで濃縮したキセノンガスを 400 kg 溶かした液体シンチレータを導入し、シンチレーション光によってエネルギー測定を行う実験である。環境放射線の少ない地下実験施設 (神岡宇宙素粒子研究施設、2700 m.w.e.*7[14]) で実験を行い、さらにバルーンや液体シンチレータなどの構成要素から放射性不純物を徹底的に排除することで、背景事象を非常に少なくすることに成功している。

*7 meter water equivalent, 地下実験施設の宇宙線量の基準となる量で、同等の宇宙線量になるような水の深さを表す。

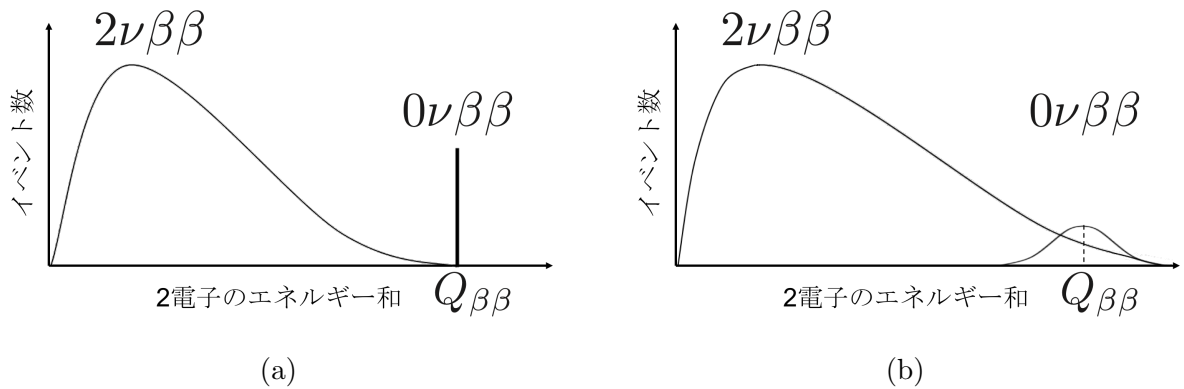


図 1.2 2つの電子のエネルギー和におけるエネルギー分解能の影響の概念図。(a) 本来のスペクトル (b) 有限の分解能によって広がったスペクトル。

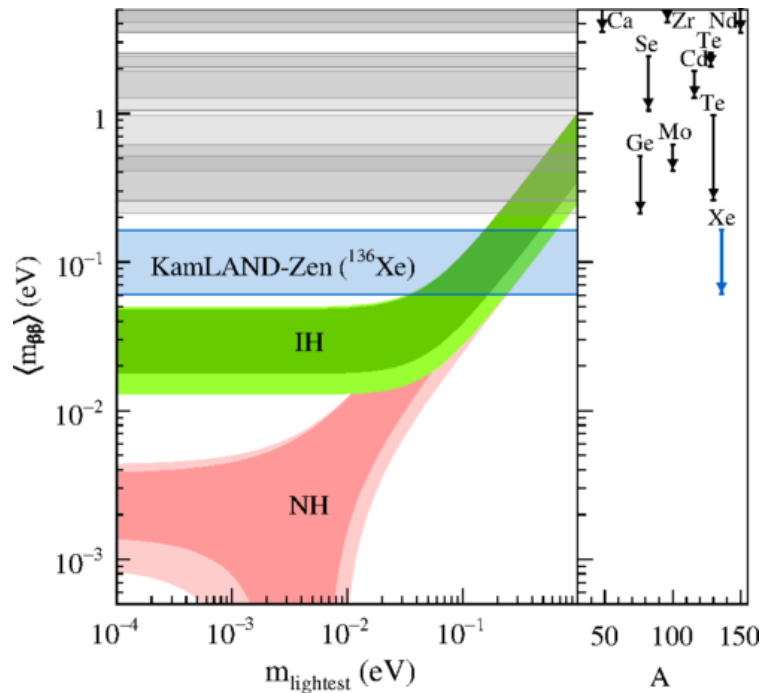


図 1.3 KamLAND-Zen によるニュートリノ有効質量の上限値。縦軸がニュートリノ有効質量で横軸は最も軽いニュートリノの質量。IH・NH はそれぞれ逆階層・順階層を仮定したときニュートリノ振動パラメータから許される領域。[13]

現在までで、 ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期について最も高い下限値 1.07×10^{26} 年をつけ、かつニュートリノ有効質量について最も低い上限値 61–165 meV をつけている (図 1.3)。キセノンガスを 800 kg に増量することで感度のさらなる向上を見込んでいるが、一方で ^{136}Xe の Q 値 2.458 MeV におけるエネルギー分解能が 11%FWHM とあまり高くなく、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊によって感度が制限されつつある。

GERDA[15]

^{76}Ge を 87% まで濃縮したゲルマニウム結晶 35.6 kg をソース兼検出器として用いる実験である。半導体検出器の特性を生かし Q 値 2.039 MeV において 0.15%FWHM という高いエネルギー分解能を達成している。地下実験施設 (Laboratori Nazionali del Gran Sasso, 3500 m.w.e.) で実験を行い、かつゲルマニウム検出器を液体アルゴンに漬けることで外部からの放射線を遮断しており、高いエネルギー分解能と相まって背景事象の無い実験を可能としている。

^{76}Ge の $0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期について最も高い下限値 5.3×10^{25} 年をつけており現在も実験を継続中であるが、良質なゲルマニウム結晶が高価であるために大型化に困難を伴うという問題がある。

第 2 章

AXEL 実験

AXEL(A Xenon ElectroLuminescence detector) 実験は、高圧キセノンガス Time Projection Chamber (TPC) をエレクトロルミネッセンス過程 (EL 過程) を用いて信号読み出しをすることで大質量・背景事象除去・高エネルギー分解能の 3 点を同時に達成し、 ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 崩壊を高感度で探索することを目指したプロジェクトである。

2.1 Time Projection Chamber (TPC)

Time Projection Chamber (TPC) とは荷電粒子の三次元的な飛跡の検出が可能なガス検出器の一種であり、電子・陽電子加速器 PEP での生成粒子検出のため D.R. Nygren が 1974 年に考案した [16]。

TPC 内部は検出媒体のガスで満たされており、一様電場 (ドリフト電場) のかかっている検出領域と、ドリフト電場に垂直な面状の電離電子検出器の 2 つの部分に分けて考えられる。荷電粒子が検出領域を通過すると、検出領域に落としたエネルギーに比例する数の電離電子が荷電粒子の飛跡に沿って発生する。電離電子はドリフト電場に沿って逆向きに一定のドリフト速度 v で並進 (ドリフト) し、電子検出器に到達して検出される。ドリフト電場に沿って z 軸をとれば、電子検出器における検出位置がそのまま電離電子の初期座標 x_i, y_i であり、 z 座標は外部トリガー時刻 (電離電子発生時刻) t_i ・電子検出器における検出時刻 t_f ・既知のドリフト速度 v を用いて $z_i = v(t_f - t_i)$ であるから、すべての電離電子について発生点の三次元座標を知ることができる。従って荷電粒子の飛跡が三次元的に検出可能である。

TPC はその発明以来、電子・陽電子衝突実験や重イオン衝突実験などで生成粒子の検出に広く使用されてきた。ドリフト電場と平行に磁場*1をかけて飛跡の曲率半径からの生成粒子の運動量測定と、 dE/dx による粒子識別が主な用途で、多くは、複数段重ねたワイヤー電極によるなだれ増幅を電離電子の検出に用い、検出媒体のガスには Ar/CH₄ や Ne/CO₂/N₂ などを各実験に最適化した混合比・圧力で用いてきた [17]。

*1 磁場には電離電子のドリフト中の拡散を抑える効果もある。ドリフト電場と並行な磁場がかかっていると、電子はローレンツ力により磁力線に巻きつくように螺旋を描きながらドリフトする。

近年、液体希ガスや高圧気体希ガスを検出媒体とした TPC を衝突実験以外の実験に用いる事例が多い。これらの実験における希ガスは、シンチレーション光により検出媒体自身がトリガー信号を出す・外部からの環境放射線等を遮蔽する・二重 β 崩壊のソースである・暗黒物質との反応断面積が大きい、など単純な検出媒体以上の別の機能を兼ねている。このような TPC をアクティブ媒質 TPC と呼んでいる。

2.2 AXEL 検出器

AXEL 検出器は、二重 β 崩壊核 ^{136}Xe を濃縮したキセノンガス 10 気圧をソース兼検出媒体として用いるアクティブ媒質 TPC である。図 2.1 に AXEL 検出器の動作概念図を示す。

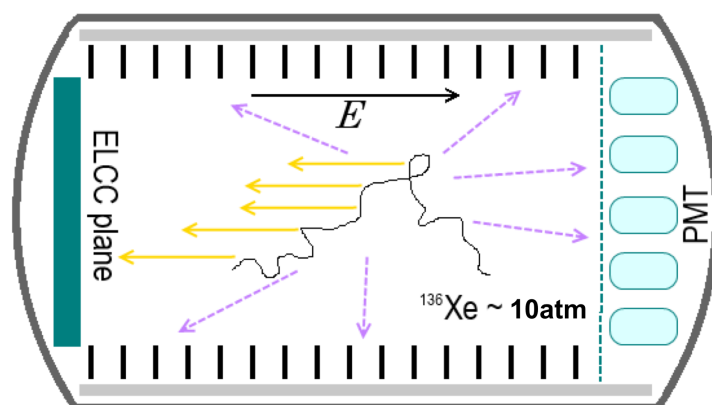


図 2.1 AXEL 検出器動作概念図。点線矢印はキセノンのシンチレーション光、左方に向かう実線矢印は電離電子を表す。

AXEL 検出器ではキセノンのシンチレーション光を光電子増倍管 (PMT) で検出し、 z 座標決定のためのトリガー時刻 t_i としている。二重 β 崩壊による電子や環境放射線は Xe 原子を励起・電離して Xe^* や Xe^+ を作り、 Xe^+ の一部は電子と再結合して Xe^* となる。10 気圧のキセノンガス中ではこれらの Xe^* は通常脱励起 $\text{Xe}^* \rightarrow \text{Xe} + h\nu'$ ではなく、三体衝突を介した以下のプロセスでシンチレーション光を出す [18]。



このプロセスで発生するシンチレーション光は波長 175 nm 程度で真空紫外光 (VUV) 領域にあるが、キセノンガスはこのシンチレーション光に対して透明であり、PMT はシンチレーション光を検出することができる。シンチレーション光の発生および検出に要する時間は電子のドリフト時間より十分短く、シンチレーション光の検出時刻を反応時刻と考えて差し支えない。このようにして反応時刻 t_i を決定し、一方、電離電子をセル状の検出器 ELCC (Electroluminescence Light Collection Cell) までドリフトさせて、EL 過程により光に変換して検出 (2.2.1 にて詳述)

$0\nu\beta\beta$ 崩壊 (2.458 MeV)

α 線 (2.5 MeV)

γ 線 (2.5 MeV)

コンプトン散乱

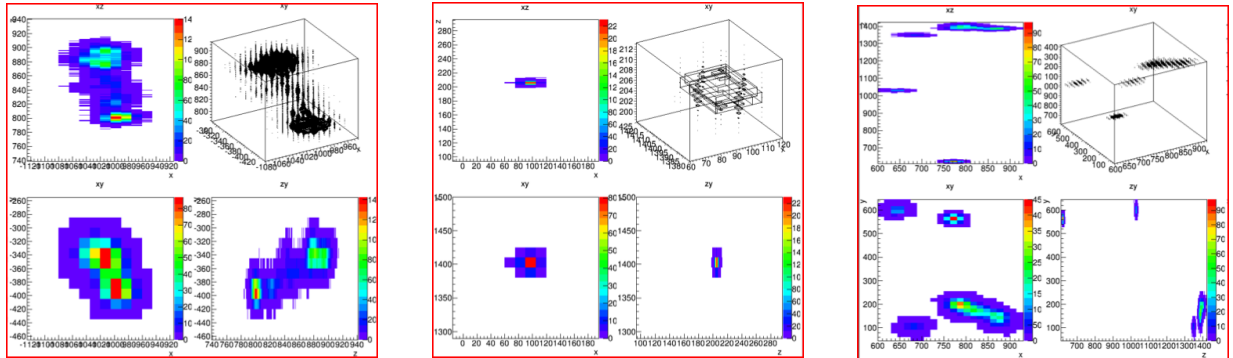


図 2.2 各反応について AXEL 検出器で得られる飛跡のシミュレーション。各反応につき右上が三次元飛跡でそのほかが平面への射影。[19]

し座標 x_i , y_i と検出時刻 t_f を決定することで、TPC として 3 次元飛跡を取得する。さらに ELCC では電離電子から変換された光子数を計上することでエネルギーの測定も行う。

1.4.1 で述べた通り、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の探索には大質量・背景事象除去・高エネルギー分解能の 3 点の達成が重要である。AXEL 検出器は大容量の圧力容器に ^{136}Xe 濃縮キセノンガスを 10 気圧という高圧で封入することで大質量を達成することができる。

背景事象除去については三次元飛跡検出能力が重要な役割を担う。 ^{136}Xe の Q 値に近いエネルギーを持つ α 線と γ 線が背景事象候補となるが、 α 線は飛跡が極めて短いため直ちに落とすことができ、このエネルギーの γ 線の反応のうち 98% を占めるコンプトン散乱事象では複数箇所で反応が起きるため、これも直ちに落とすことができる (図 2.2)。残る 2% の光電吸収事象は飛跡検出だけでは落とすことができないが、キセノンガス中を移動する電子は停止する直前にエネルギー損失が大きくなることから電子 1 本の事象と 2 本の事象を弁別することができるため、これについても削減できることがシミュレーションにより確認されている [19]。

エネルギー分解能の原理的な限界は電離電子の発生数のゆらぎによって定まる。荷電粒子により発生する電離電子数のゆらぎはポアソン分布よりも小さくなることが知られており [20]、電離電子の平均個数 N_i に対する分散はファノ因子 F ($0 < F < 1$) を用いて

$$\sigma^2 = F \times N_i \quad (2.2)$$

と書ける。キセノンガスにおけるファノ因子 $F = 0.13$ [21] と、電離電子 1 個を生成するのに必要な平均エネルギー $W_i = 22.1$ eV [22] を用いれば、Q 値におけるエネルギー分解能の限界値は

$$\begin{aligned} \text{FWHM} &= 2.355 \times \frac{W_i \sqrt{F N_i}}{Q_{\beta\beta}} = 2.355 \times \sqrt{F W_i / Q_{\beta\beta}} \\ &= 2.355 \times \sqrt{0.13 \cdot 22.1 \text{ eV} / 2.458 \text{ MeV}} = 0.25\% \end{aligned} \quad (2.3)$$

となり、電離電子の発生時点では半導体検出器に匹敵する高分解能が得られることがわかる。

すなわち、「ドリフト中に電子数が減少しないよう電子を検出器まで運び」「検出器においてゆらぎを増幅させずに電子を検出する」ことができれば AXEL 検出器で高エネルギー分解能を達成することが可能である。

以上の通り AXEL 検出器は大質量・背景事象除去・高エネルギー分解能の 3 点を同時に達成することが可能で、実現すれば $0\nu\beta\beta$ 崩壊への高い感度が期待される。AXEL と同じく高圧キセノンガス TPC を EL 過程により読み出すことで $0\nu\beta\beta$ 崩壊の高感度探索を目指す NEXT 実験 [23] が存在するが、ドリフト電場形成のための高電圧の導入方法と、電離電子の EL 読み出しに用いる ELCC の観点では AXEL に優位性がある。高電圧の導入は本論の主題の一つであるから後で詳述し、ここでは ELCC について簡潔に述べる。

2.2.1 ELCC(Electroluminescence Light Collection Cell)

電場が印加されているキセノンガス中の自由電子は、電場からエネルギーを得ながらキセノン原子との衝突を繰り返して電場に沿って移動する。電場が十分強いと、電子はキセノン原子を励起するに足るエネルギーを衝突間に得ることができる。励起されたキセノン原子は (2.1) 式と同じ過程により二次シンチレーション光を出すため、平均的には、一つの電子がある距離を進むとシンチレーション光子を一つ発生させると言える。従って、初期電子の数と電子の移動距離に比例した量のシンチレーション光が生じる。これがエレクトロルミネッセンス過程 (EL 過程、あるいは EL 増幅) である。EL 過程において一つの電子が単位距離あたりに発生させる EL 光子数 dN_{ph}/dx [photon/cm] は、圧力 p [bar] で規格化した電場 E/p [kV/cm/bar] の関数として実験的に求められており、キセノンガスについては

$$\frac{dN_{ph}}{dx} = \left(140 \cdot \frac{E}{p} - 116 \right) p \quad (2.4)$$

とされている [24]。すなわち EL 過程を起こす電場の閾値は $116/140 = 0.83$ kV/cm/bar であり、例えば 10 気圧において 3 kV/cm/bar の電場を印加すると 1 cm あたり 3000 倍程度の増幅率となる。

さらに強い電場を印加すると電子はキセノン原子を励起するにとどまらず電離するようになる。この場合は指数関数的に電子数が増えるなだれ増幅となり、より高い増幅率が得られるためワイヤー電極を用いる検出器等で広く利用されているが、電子数の初期ゆらぎも指数関数的に増幅されてしまうため、比例増幅である EL 過程よりもエネルギー分解能が悪くなる。高エネルギー分解能を求める実験において EL 過程が利用されるのはこれが理由である。

NEXT 実験においては、圧力容器の一端で平行に向かい合わせたメッシュ電極に電位差をかけることで EL 過程を起こす電場を作り、対面の端に配置した PMT で EL 光を測定してエネルギー測定を行っている。容量 10 L 程度の圧力容器に 10–15 気圧のキセノンガスを封入した小型試作機 (NEXT-DBDM) では、Q 値に外挿して 0.5%FWHM という高いエネルギー分解能を達成している [25] が、EL 光の発光点から PMT を見込む立体角が発光点の位置に依存することや、メッシュがたわむと電場が一様でなくなり EL ゲインが位置依存性をもつことなどの

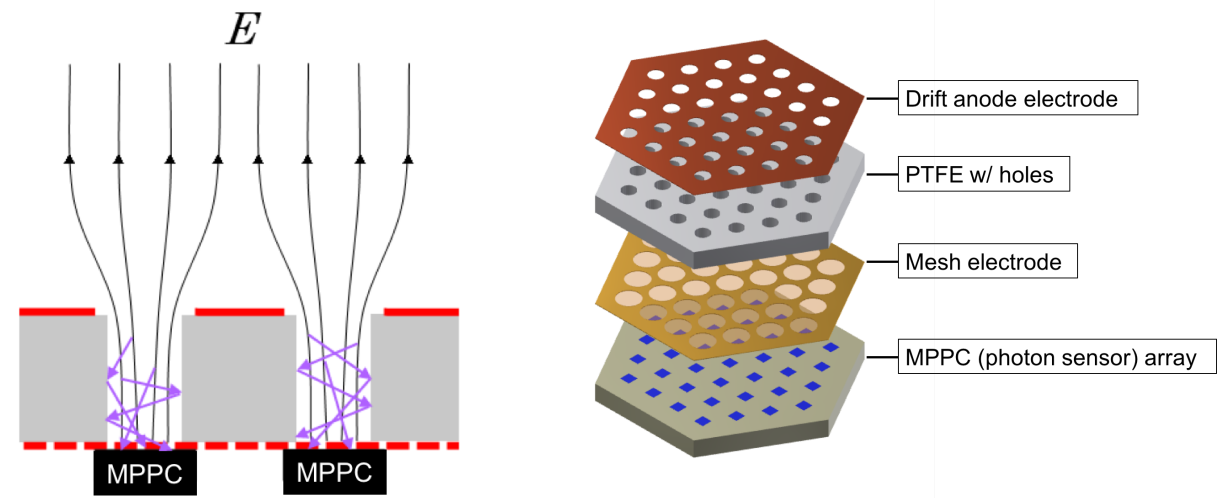


図 2.3 ELCC 概念図。1 セルの断面図 (左) と層構造の全体 (右)。

問題があり、大型化の際にエネルギー分解能を保つのが困難であると考えられる。

それらの問題を解決するために AXEL で用いているのが ELCC である。図 2.3 に ELCC の概念図を示す。周期的に穴を開けた銅板電極とメッシュ電極とで、銅板の穴に対応したセルを持つ PTFE(ポリテトラフルオロエチレン) 樹脂の板を挟む構造をしており、メッシュ電極の直下にシリコン光検出器 MPPC(Multi-Pixel Photon Counter) が各セルごとに配置されている。メッシュ電極を接地し銅板電極に負電圧を印加することでセル内に EL 電場を発生させる。ドリフト電場に対して EL 電場を十分強く設定することで電気力線をセル内に完全に引き込むことができ、ELCC にドリフトしてきた電子は必ずいずれかのセルに入る [26]。セル内で発生した EL 光を PTFE により反射し MPPC で計上する。電子をセルに引き込んだ上でセル内で EL 光を発生させ計測するので検出光子数が電子の位置に依存せず、高いエネルギー分解能を得られ、さらに構造が堅固であるため大型化しても歪みなどによる電場の変化がないという強みがある。

2.3 AXEL 実験の現状と計画

AXEL グループは ELCC の原理検証を目的として容量約 10 L の小型試作機を製作し 4 気圧のキセノンガスを封入して性能評価を行い、122 keV で 4.0%FWHM、Q 値 2.458 MeV に外挿して 0.9–2.0%FWHM というエネルギー分解能を得た [26]。目標分解能である 0.5%FWHM には至っていないが、より高いガス圧を用いた上でドリフト電場・EL 電場の強度を最適化することでさらに高いエネルギー分解能に到達することを目指している。

特にドリフト電場の強度を上げることで原理的なエネルギー分解能が向上することが知られており [27](図 2.4)、強い電場を適切に扱えるようになることは高エネルギー分解能達成のために極めて重要である。

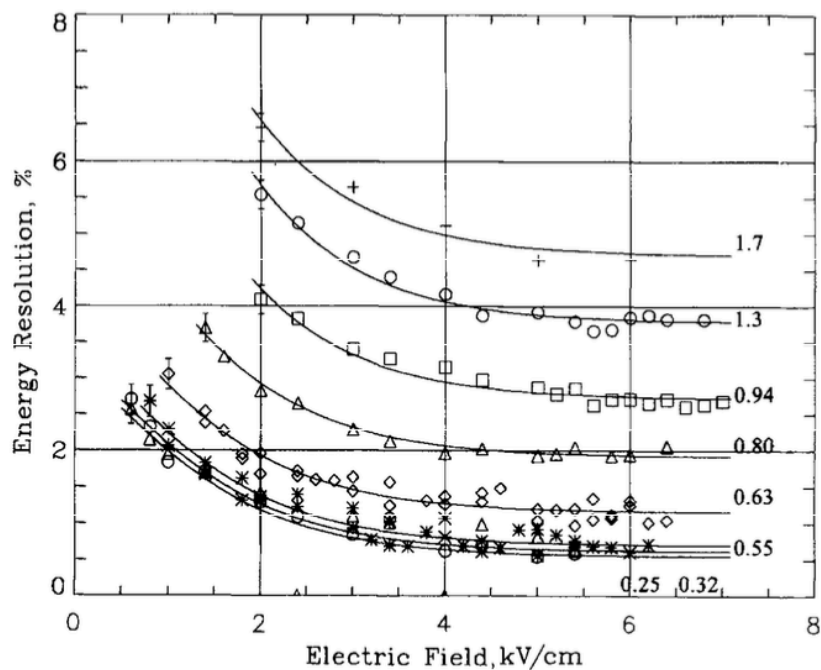


図 2.4 662 keV の γ 線に対する高圧キセノンガスの原理的なエネルギー分解能 (FWHM)[27]。曲線の右の数字はキセノンガスの密度 (単位は g/cm^3 , 室温・30 気圧で $0.2 \text{ g}/\text{cm}^3$ [18])。

現在は、Q 値 2.458 MeV 付近でのエネルギー分解能の評価・飛跡検出による背景事象除去能力の評価・大型化のノウハウ獲得のために、容量 180 L の大型試作機の製作に向けた要素開発を行っている。さらに将来計画として、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索・発見を目指す 2000 L 検出器・1 トン検出器を見据えている。

第3章

ドリフト電場

AXEL 検出器で高エネルギー分解能を達成するためには、ELCC において低ゆらぎで電離電子を読み出すことに加えてドリフト中の電離電子数の減少を防ぐことが重要である。また、飛跡検出のためには電離電子が可能な限りその三次元的配置を保ったまま ELCC まで並進することが不可欠である。以上の項目を達成するためには強く一様なドリフト電場を形成することが必要であり、ドリフト電場は AXEL 検出器の性能を左右する重要な要素である。

3.1 電場下の電子の挙動

電場がかかっていないとき、ガス中の自由電子はガス分子と弾性散乱しながらマクスウェル分布に従って速度を持つ。電場が印加されると電子は電場と逆の向きに力を受ける。電場による加速とガス分子との衝突による減速を繰り返し、一つの電子は平均的にはある一定の速度 \vec{v}_d で電場に沿って逆向きに移動する。従ってガス中に電子の集団があるとき、電子の集団は総体として速度 \vec{v}_d で電場に沿って逆向きに移動する。電場が一様であれば移動の際、電子間の相対的な配置は保たれる。これが電子のドリフトである。

実際には、ガス分子との弾性散乱の際に進行方向が変わることで電子の集団はドリフト中に拡散し、電子間の相対的な配置は完全には保たれない。電子の質量を m 、ガス分子の質量を M とすると弾性散乱で電子が失うエネルギーは $\sim m/M$ であるから電子はほとんど減速せず、大角度で散乱する。そのため電子は比較的大きい拡散を示し、特にキセノンガス中ではキセノン原子の大きな M により顕著な拡散が起こるうえ、電子のエネルギーが高いため磁場を印加しても拡散が抑えられない。 D_T, D_L をそれぞれ横方向と縦方向の拡散係数として、拡散による電子の広がり $\sqrt{4D_{T,L}t}$ で表せる。一定速度でドリフトしていることを考えればドリフト距離の平方根に比例して拡散するといえる。

発生した電離電子は全てが ELCC に到達するわけではなく、再結合・アタッチメントという過程により減少する。再結合とは電離された Xe^+ イオンと電離電子とが再び結合することで、電場が印加されていないときは全ての電離電子が再結合し、電場を強めていくに従って再結合の起こる割合が減少していく。アタッチメントとはドリフト中の電離電子が O_2 などの不純物

ガスに捉えられる現象である。電場強度に対するアタッチメントの確率の依存性は自明ではなく、 O_2 については電場を強めるに従ってアタッチメント確率が減少するが、 N_2O や CO_2 については逆に増大する傾向がある [18]。

3.2 AXEL 検出器のドリフト電場への要求

AXEL 検出器において、再結合とアタッチメントはエネルギー分解能に、ドリフト速度の一様性と拡散は位置分解能すなわち飛跡検出能力に影響を与える。そのうちアタッチメントについては電場強度に対する依存性が自明でないことと、キセノンガスをモレキュラーシープとゲッターに通して純化しつつ循環させて使用することで不純物ガスを十分減らせるということから今は考えない。

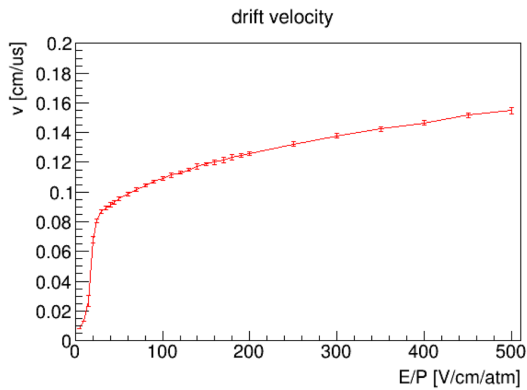
再結合に起因する電離電子数の変化については NEXT グループが測定を行っている [28]。[28] において、キセノンガス 10 気圧中での ^{222}Rn の α 線による電離電子から生じた EL 光の PMT での検出数 $\langle N_2 \rangle$ は

$$\langle N_2 \rangle = Q_0 \left[0.8 + 0.2 (1 + K_2/E_{\text{drift}})^{-1} \right] \quad (3.1)$$

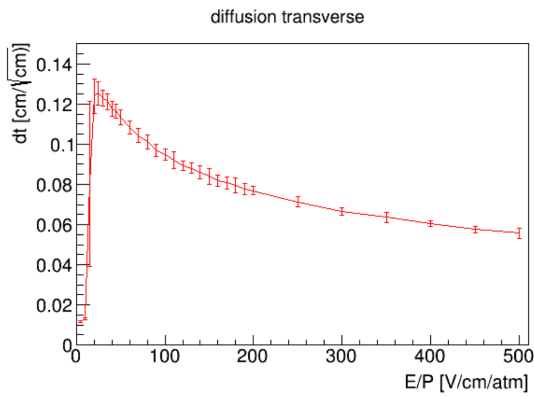
ただし E_{drift} がドリフト電場 [kV/cm] で、 Q_0 は再結合が起こらない場合の検出光子数、 K_2 が再結合の程度を示す量で、実験から $Q_0 = 8559 \pm 98$, $K_2 = 0.137 \pm 0.048$ [kV/cm] とされている。これを用いて計算すると $E_{\text{drift}}=1$ kV/cm では $\langle N_2 \rangle=8353$ で Q_0 の 97.6% 程度となる。検出光子数が多いほうが高いエネルギー分解能が期待されるが、例えば Q_0 の 99% の $\langle N_2 \rangle$ を得ようとするに 2.5 kV/cm の電場が必要となる。キセノン 10 気圧においてこの強度の電場を扱うのは難しいため、AXEL 検出器のドリフト電場の強度は 100 V/cm/bar (10 気圧では 1 kV/cm) を目標値とした。

ドリフト領域全体にわたって電場強度が一定でないと、電離の起こる位置によって再結合の量が変わりエネルギー分解能を悪化させる。AXEL 検出器の目標分解能が 0.5% FWHM であることを考え、 $E_{\text{drift}}=1$ kV/cm のときに $\Delta \langle N_2 \rangle / \langle N_2 \rangle \leq 0.25\%$ となるよう (3.1) 式から計算すると $\Delta E_{\text{drift}}/E_{\text{drift}} \leq 12\%$ 程度となる。[28] は α 線での測定であり β 線より電離電子密度が高く再結合が促進されているため、 $0\nu\beta\beta$ 事象を考えると電場ゆらぎの許容量はより大きくなる。しかし加工誤差等に余裕を持たせるため、 $\Delta E_{\text{drift}}/E_{\text{drift}} \leq 5\%$ の条件を課して設計を行った。

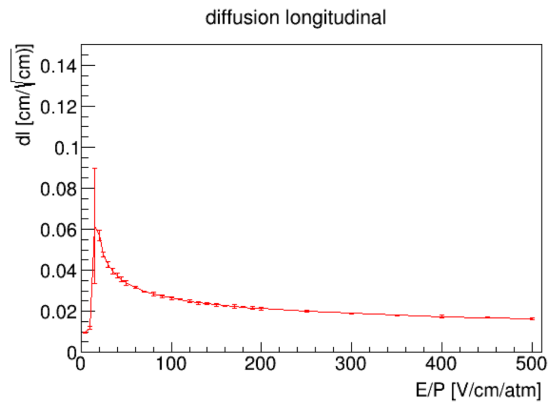
ドリフト速度・拡散係数はシミュレーションにより図 3.1 のように見積もられている [19]。ここから、100 V/cm/bar では横方向拡散が $0.095 \text{ cm}/\sqrt{\text{cm}}$ で縦方向拡散が $0.025 \text{ cm}/\sqrt{\text{cm}}$ と読み取れる。180 L 試作機でのドリフト距離は最大 50 cm であるから拡散は最大で 6.7 mm (横方向) と 1.8 mm (縦方向) となる。ELCC の隣接セル間の距離は 13 mm であるから、一部の電子が本来の xy 位置に相当するセルの隣のセルに入射する可能性があるが、電離電子数が多ければ位置分解能に大きな影響はない。電場のゆらぎによるドリフト速度の変化によってもドリフト方向 (縦方向) の位置分解能に影響が生じうるが、図 3.1(a) から 100 V/cm/bar $\pm 5\%$ でのドリフト速度は $0.11 \pm 0.001 \text{ cm}/\mu\text{s}$ でゆらぎは 1% である。仮に 50 cm のドリフト距離全てに



(a)



(b)



(c)

図 3.1 キセノンガス中での電子の (a) ドリフト速度 [cm/μs](b) 横方向拡散 [cm/√cm](c) 縦方向拡散 [cm/√cm][19]

渡ってドリフト速度が 1% 誤っていても縦方向の位置の誤りは 5 mm 程度で横方向拡散と同程度であり問題ない。

以上の通り AXEL 検出器のドリフト電場は 100 V/cm/bar±5% とすれば要求を満たすと見積もっているが、これは NEXT 実験での測定 [28] とシミュレーションに依存しているものである。AXEL 180 L 試作機の段階で検出器性能のドリフト電場強度依存性を実際に測定して、将来の検出器に最適なドリフト電場の条件を確認することが必要である。

第4章

フィールドケージ

圧力容器内で一様なドリフト電場を作るためには適切に配置した電極に適切な電位を与える必要がある。電場の形成に用いる電極と支持構造体を合わせてフィールドケージと称する。

AXEL 検出器のフィールドケージが備えるべき性能をまとめ、複数の構造について電場計算を行い最適な構造を決定する。

4.1 フィールドケージへの要求

AXEL 検出器のフィールドケージへの第一の要求は $100 \text{ V/cm/bar} \pm 5\%$ の電場をできる限り広範囲にわたり形成することである。境界条件のない場所であれば平行平板に電位を与えるだけで一様電場が作れるが、接地されたステンレス製圧力容器の中で一様電場を作るためには、段階的に電位を決められた電極を並べることで領域の端の電場を整形する必要がある。図 4.1 に 10 L 小型試作機で使用していたフィールドケージを示す。

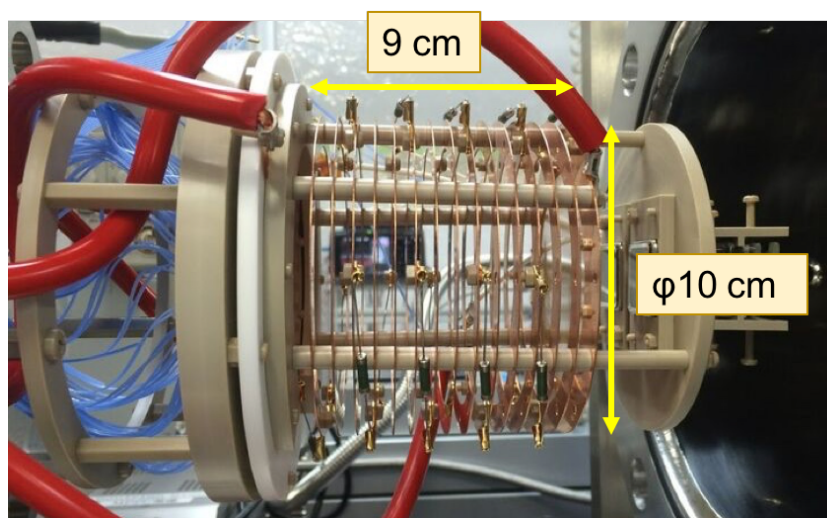


図 4.1 10 L 小型試作機で用いていたフィールドケージ

10 L 小型試作機から 180 L 大型試作機へのアップグレードにあたって、図 4.1 の構造をそのまま大型化するのでは不十分である。加えて必要となる性能は放電耐性・構造の安定性・シンチレーション光を反射できること、の 3 点である。これらについて以下に詳述する。

放電耐性

10 L 小型試作機の運用では様々な箇所での放電が問題となっており、特に図 4.1 の上下にある、抵抗分割のための抵抗とリング電極とを接続する部分と圧力容器内壁との間で放電が起こっていた。

10 L→180 L の大型化にあたりドリフト距離も 9 cm→50 cm と伸び、フィールドケージの最上段の電極(カソード)の電位が $\sim -25 \text{ kV} \rightarrow -65 \text{ kV}$ と増大するため、同一の構造では放電の危険性がさらに高まる。リング電極の外径を小さくして圧力容器内壁から遠ざければ放電は起こりにくくなるが、検出器の有効体積が小さくなり検出媒体として使えるキセノンガスが減少し $0\nu\beta\beta$ 崩壊への感度が下がるという問題がある。

以上の理由から、放電に対して強い構造に変更する必要がある。

構造の安定性

図 4.1 ではフィールドケージ全体の重さを左端のねじで支えている。同一の構造で大型化すればねじの負担が大きくなり歪みや破損が生じると予想できる。ねじを増やして負担を分散させれば破損は避けられるが、ケーブル接続などの作業性が悪くなる。フィールドケージを軽量化して支える部分の負担を軽減させるか、フィールドケージの一端だけでなく全体を支える安定な構造にする必要がある。

シンチレーション光の反射

試作機を大型化すると、TPC の反応時刻 t_i の決定に用いる初期シンチレーション光の発光点から PMT を見込む立体角が小さくなり、シンチレーション光の検出効率が悪化する。

現在保有している 5 個の PMT(浜松ホトニクス R8520-406: 光電面 $2 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}$, 量子効率 30% @波長 175 nm) を、 $\phi 50 \text{ cm}$ 程度のフィールドケージの端に図 4.2 左のように配置すると考える。ドリフト領域の中心付近(図 4.2 右 × 印) から見込む立体角は中心の PMT で $6.39 \times 10^{-3} \text{ [sr]}$ 、周縁の PMT で $3.48 \times 10^{-3} \text{ [sr]}$ となる。エネルギー $E \text{ [eV]}$ の事象が起きた時に PMT で検出される平均光子数はシンチレーションの W 値 $W_{\text{sci}} (=76 \text{ eV/ photon @100 V/cm/bar [28])$ 、立体角 Ω 、量子効率 QE、PMT 光電面のシールドとドリフトカソードに用いるメッシュ電極の開口径率 $a(\sim 75\%)$ を用いて

$$\frac{E}{W_{\text{sci}}} \times \frac{\Omega}{4\pi} \times \text{QE} \times a^2 \quad (4.1)$$

と書けるから、ドリフト領域の中心で $0\nu\beta\beta$ 崩壊の Q 値 2.5 MeV に等しい事象が発生した場合、中心の PMT で検出される平均光子数は 2.82 個、周縁の PMT では 1.53 個である。PMT での検出光子数がポアソン分布に従うとすると中心の PMT が光子を検出しない確率は 5.96%

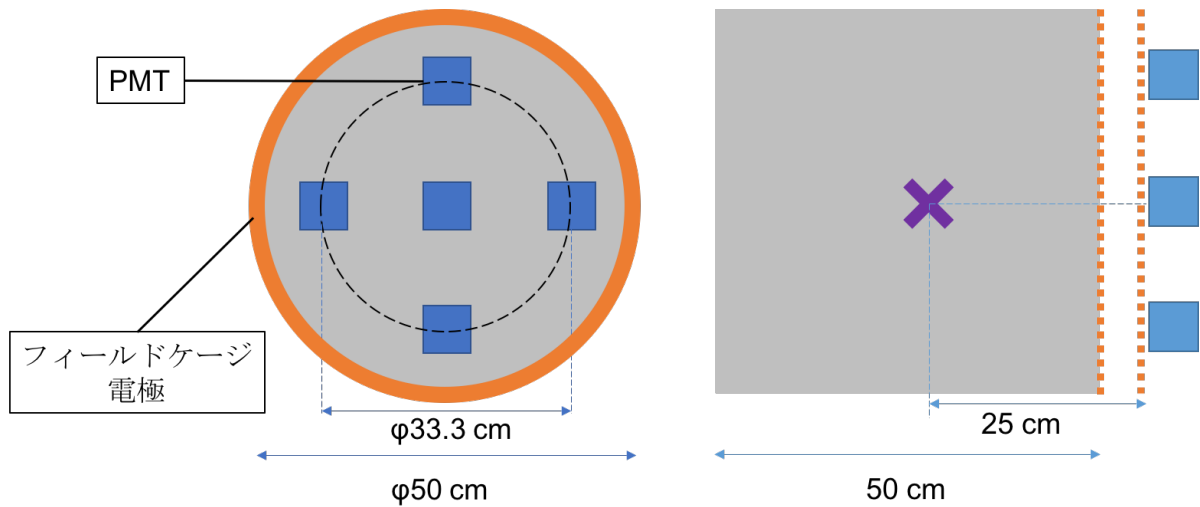


図 4.2 ドリフト領域に対する PMT の配置。ドリフト方向を z 軸として xy 投影図 (左) と yz 断面図 (右)

で周縁の PMT が光子を検出しない確率は 21.7% であるから、5 本の PMT のうち 2 本以上でコインシデンスがとれる確率は 99.6% となる。これは 1 光子が検出できる条件での効率であるが、実際には PMT の閾値が 2 光子以上となる可能性もある。また、発光点の位置によってはシンチレーション光検出効率はより低くなりうるうえ、将来の大型化の際にはさらなる低下が考えられるため、シンチレーション光の検出効率を改善することが望まれる。

シンチレーション光検出効率を改善するためにはフィールドケージの内側を PTFE 樹脂で覆えばよい。PTFE 樹脂はキセノンガスのシンチレーション光 (波長 175 nm) の反射率が 67%[39] と高いため、PMT に直接入射しないシンチレーション光を反射して有効に PMT に届けることが可能である。

4.2 フィールドケージ構造の検討

4 種類のフィールドケージ構造について電場計算を行い要求性能を満たすか確認し、180 L 試作機に最適な構造を検討した。電場計算には有限要素法アプリケーションの Finite Element Method Magnetics(FEMM)[29] を用いた。

4.2.1 リング型フィールドケージとワイヤ型フィールドケージ

まずリング型とワイヤ型と称する 2 種類の構造について検討を行った。リング型とは、平たいドーナツ状の電極と、同じくドーナツ状の PTFE 樹脂スペーサを交互に重ねた構造で、電極は図 4.1 と同じ構造であるが PTFE スペーサの内側面がシンチレーション光の反射を担うものである。ワイヤ型はリング型を簡略化・軽量化したもので、PTFE 樹脂の筒の内面と外面に金属製ワイヤを巻きつける。筒内外のワイヤが、リング型の電極の内端・外端に相当して電場を

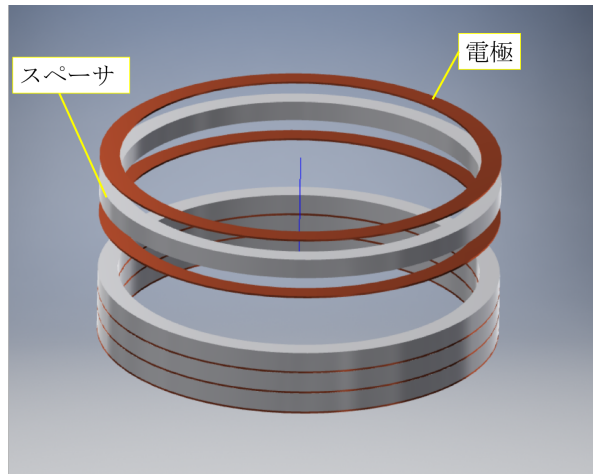


図 4.3 リング型フィールドケージの概念図

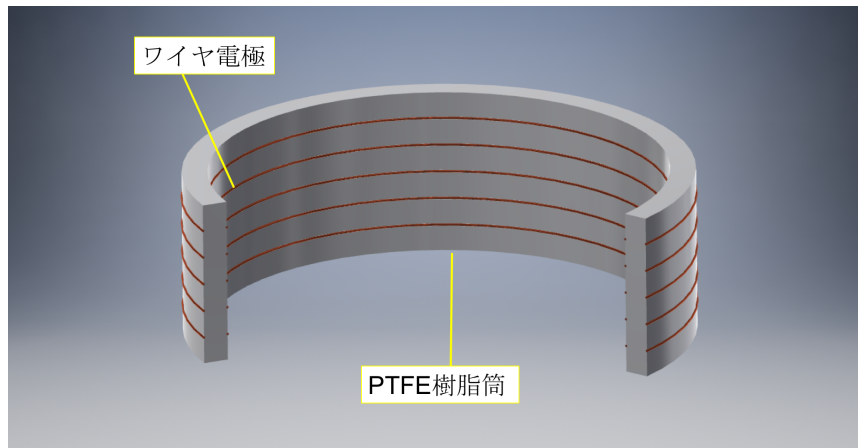


図 4.4 ワイヤ型フィールドケージの概念図。構造が分かるよう一部を切り欠いて描いている。

形成することを狙った構造で、金属部分が減るため軽量化される。図 4.3 にリング型、図 4.4 にワイヤ型の概念図を示す。

これらの構造に対して FEMM による電場計算を行った。電場計算の一例を図 4.5 に示す。電場計算は z 軸 (ドリフト方向) を中心軸として軸対称の 2 次元モデルで行った。図 4.5 の左端の境界線がこの中心軸に相当する。中心軸以外の境界線は压力容器内壁とし電位を 0 V で固定した。180 L 試作機の压力容器は本来 JIS550A の配管の両端を鏡板で封じた構造であるが、電場計算においては簡単のために内径 548 mm で高さ 540 mm の円筒とした。ELCC に見立てた厚さ 5 mm の PTFE 円盤を領域下端から 10 mm の位置に配置し、PTFE 円盤下端を 0 V に固定した。PTFE 円盤上端には ELCC 上面の電極を配置し、これがフィールドケージ最下段の電極 (ドリフトアノード) と一致する。ドリフトアノード上端から 500 mm 上方にフィールドケージ最上段の電極 (ドリフトカソード) を配置した。10 気圧で EL 電場を 3 kV/cm/bar、ドリフト電場を 100 V/cm/bar とするため、アノード電極は 15 kV、カソード電極は 65 kV に固

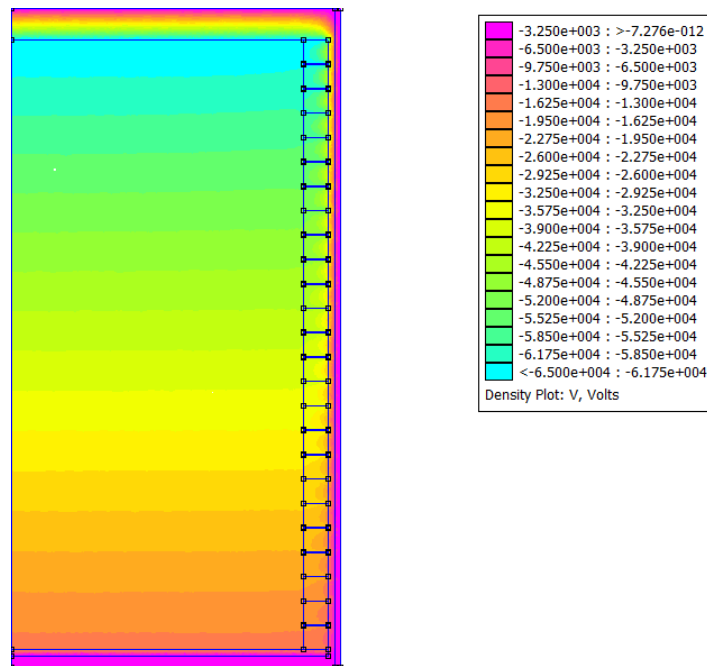


図 4.5 FEMM による電場計算の一例。左端を中心軸とした軸対称 2 次元モデル。電極 25 段・リング幅 20 mm のリング型について電位のプロット。

定した。これらのジオメトリと境界条件は以後の電場計算全てに共通である (図 4.6)。

電場計算の際の可変パラメータは、リング型では電極の段数・リング外径・リング幅・リングの厚さ、ワイヤ型では電極の段数・PTFE 筒外径・PTFE 筒の厚さ・ワイヤ径である。まずリング型とワイヤ型の比較を行うため、

- A リング型: 電極 50 段・リング外径 528 mm・リング幅 10 mm・リング厚さ 0.5 mm
- B ワイヤ型: 電極 50 段・PTFE 筒外径 528 mm・PTFE 筒厚さ 10 mm・ワイヤ径 1 mm
- C ワイヤ型: 電極 50 段・PTFE 筒外径 528 mm・PTFE 筒厚さ 10 mm・ワイヤ径 0.5 mm
- D ワイヤ型: 電極 50 段・PTFE 筒外径 528 mm・PTFE 筒厚さ 20 mm・ワイヤ径 1 mm

の 4 種類について電場計算を行った。A のリング幅・リング厚さは 10 L 試作機に用いているものに揃えている。A から D のジオメトリについて中心軸上での電場の z 成分をプロットしたものが図 4.7 である。B, C のジオメトリでは電場が $1 \text{ kV/cm} \pm 5\%$ に収まっていないのがわかる。中心軸上は圧力容器内壁から最も遠ざかっているため電場の一様度が最も高い場所であるから、B, C ではドリフト領域全体にわたって電場が $1 \text{ kV/cm} \pm 5\%$ に収まらず不適切である。D では $1 \text{ kV/cm} \pm 5\%$ に収まっているから、PTFE 筒をさらに厚くすれば A と同程度の一様性が得られると考えられるが、PTFE 筒を厚くするとフィールドケージが重くなりワイヤ電極を用いるメリットがない。また、C に比べて B の方が電場の一様度が高いことから、より太いワイヤを用いれば電場が $1 \text{ kV/cm} \pm 5\%$ に収まると期待される。しかしワイヤが太いほど弾性が高くなり加工・固定に難を伴うこと、また質量が増えることから、リング型を退けるほどの利

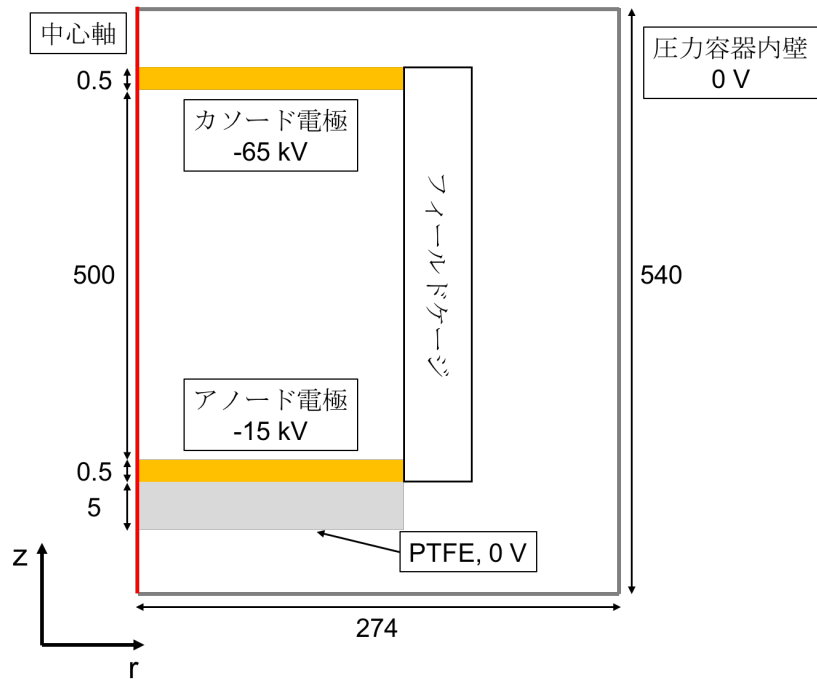


図 4.6 全ての電場計算に共通するジオメトリ・境界条件。寸法の単位は mm

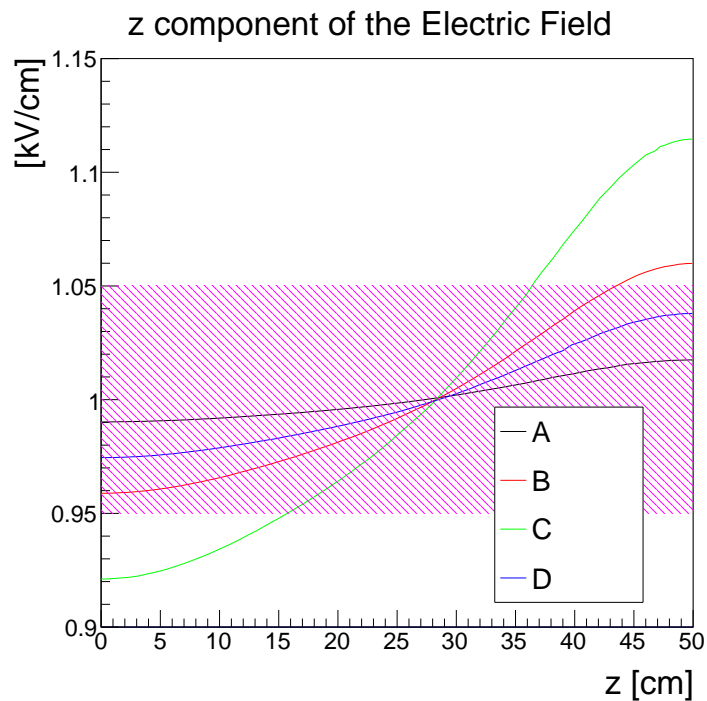


図 4.7 リング型・ワイヤ型のジオメトリ A-D の中心軸上での電場の z 成分。z=0 cm はアノード電極上。斜線部分が 1 kV/cm \pm 5%

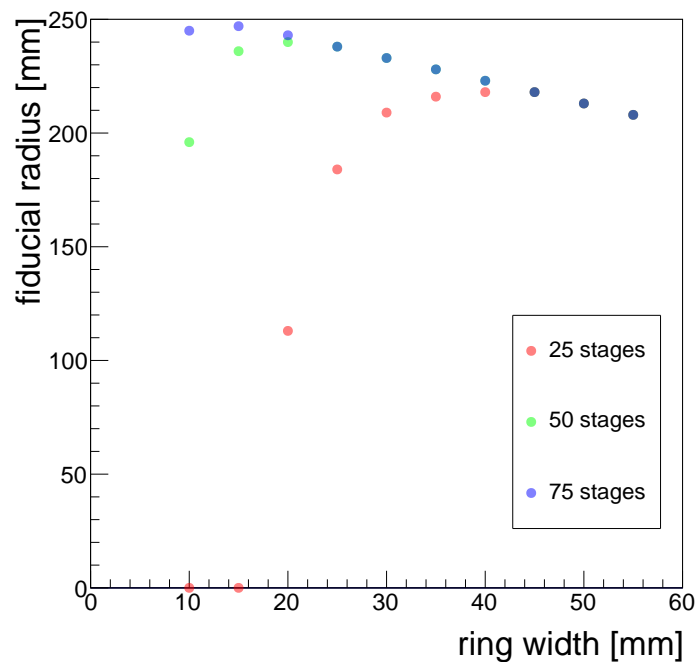


図 4.8 電場一様領域の半径 (縦軸) のリング幅 (横軸) 依存性。

点はない。以上の理由からワイヤ型は棄却し、以降はリング型のみについて検討する。

つぎに、リング型についてリング外径は 528 mm、リング厚さは 0.5 mm に固定した上で、電極の段数とリング幅を変えて電場計算を行った。中心軸に平行で中心軸からの距離が r である線分上での電場の z 成分を計算し、 $r=0$ mm から 1 mm ずつ増やして、初めて電場が 1 kV/cm \pm 5% から逸脱する r の値を記録するという方法で、電場の z 成分が 1 kV/cm \pm 5% に収まる領域の半径を求めた。図 4.8 は電極が 25 段・50 段・75 段のリング型フィールドケージについて、電場一様領域の半径のリング幅依存性をプロットしたものである。リング幅が狭いとリング付近では電場が十分整形されないため電場一様領域が狭まる一方、リング幅が広いとリングのそばまで一様な電場が形成できるがリングの幅のぶんどリフト領域が狭まるという関係が表れている。

図 4.8 から、50 段であればリング幅を 20 mm に、75 段であればリング幅を 15 mm にすると最も広い範囲にわたって一様電場を形成できるといえる。しかしながら、低放射能材料の無酸素銅でこれらの電極を製作するとその質量は 20 mm 幅リング 50 段では 7 kg、15 mm 幅リング 75 段では 8 kg にも達する。PTFE 樹脂スペーサの質量を考慮に入れずとも、このフィールドケージは重すぎる。

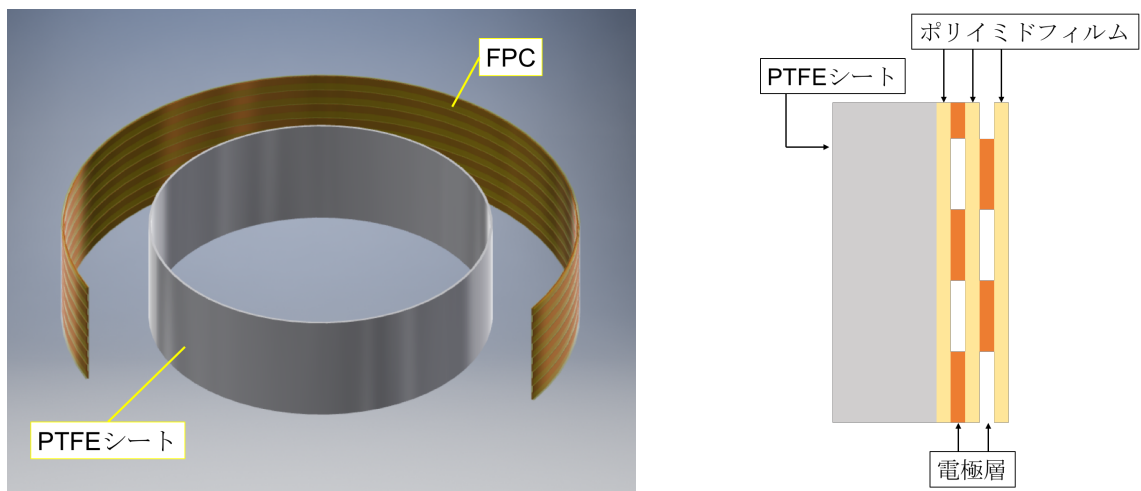


図 4.9 FPC フィールドケージの概念図 (左) と断面の概略 (右)

4.2.2 FPC フィールドケージ

フィールドケージ全体を軽くするため、フレキシブル基板 (Flexible Print Circuit, FPC) を用いるフィールドケージ構造を検討した。FPC とは、銅箔が乗ったポリイミド樹脂のフィルム (ベースフィルム) をエッチングして配線パターンを描き、その上からポリイミド樹脂のフィルム (カバーフィルム) で覆う構造の基板であり、通常の基板とは異なり柔軟性を持つ。図 4.9 に FPC フィールドケージの概念図を示す。電極パターン層を 2 層持つ FPC で、一方の層に平行な帯状の電極パターンを作り、他方の層に同一のパターンを半周期ずらして作る。この FPC を、厚さ 1-2 mm 程度の PTFE シートを丸めた筒に巻きつけてフィールドケージとする。FPC の厚さは数十 μm 程度であるから、リング型フィールドケージに比べて極めて軽くフィールドケージを構成できる。この構造は PTFE シートを用いる以外は [30] のフィールドケージと同等である。

FPC の電極層の厚さは 18 μm 、ベースとカバーのポリイミドフィルムの厚さは 50 μm である。FEMM 上でこのサイズを再現したところ構造が細かすぎて計算が停止したため、電場計算の際は電極層を 35 μm 、ポリイミドフィルムを 100 μm としてジオメトリを作った。ジオメトリの可変パラメータは FPC を巻きつける PTFE 筒の外径と厚さ、FPC の電極の幅と電極間隔である。

まず PTFE 筒の厚さを 1 mm、電極の幅を 11 mm、電極の間隔を 9 mm に固定して、PTFE 筒の外径を変化させて電場計算を行った。電場一様領域の半径と PTFE 筒の外径の関係を図 4.10 に示す。50 段 20 mm 幅リングのリング型フィールドケージと同じ半径 240 mm の電場一様領域を確保するには、PTFE 筒の外径を 500 mm にすればよいと分かる。リング型ではリング外径が 528 mm であるのに対して FPC フィールドケージでは PTFE 筒の外径が 500 mm であるから、圧力容器内壁と電極との距離を離すことができている。このため圧力容器内壁と

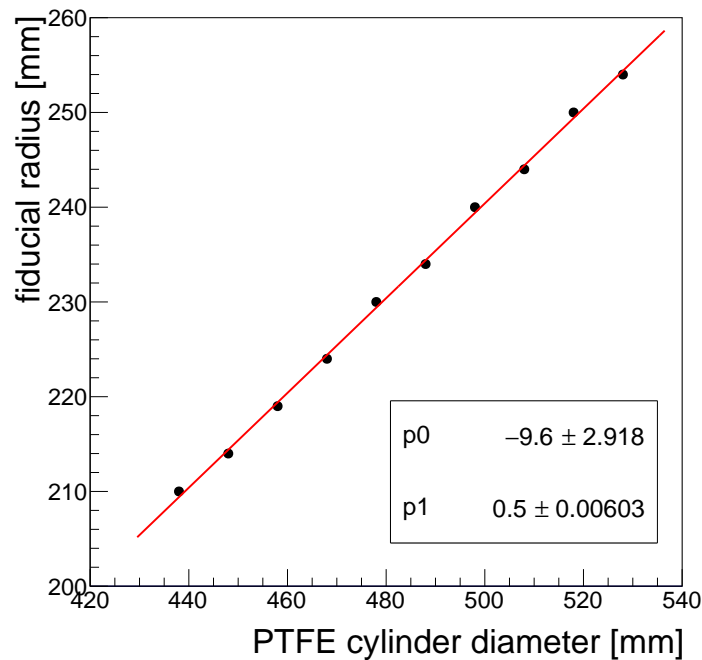


図 4.10 FPC フィールドケージの電場一様領域の半径と PTFE 筒の外径の関係。赤線は 1 次関数 $[p_0] + [p_1]x$ によるフィット。

フィールドケージとの間の電場が弱くなっており、FPC フィールドケージは放電の観点からもリング型より優位にある (図 4.11)。

つぎに PTFE 筒の外径を 500 mm に固定して、電極の幅と電極間の間隔を変化させて電場計算を行った。電極の周期 (電極の幅と電極間の間隔の和) を 20 mm に固定した場合の、電場一様領域の半径と電極の幅の関係を図 4.12 に示す。電極の幅が 10 mm であるときに最も広く一様電場を形成でき、9 mm を下回ると急激に電場の一様性が悪化している。これは FPC 内面の電極と外面の電極との間に隙間が空くと圧力容器の電位の影響がドリフト領域に及ぶが、内面の電極と外面の電極が重なっていると静電遮蔽により圧力容器の電位が影響しなくなるためである。実際、電極幅 10 mm、電極間隔 10 mm のときの中心軸上での電場の一様性は非常に高い (図 4.13)。

以上の通り高い性能を持つ FPC フィールドケージだが、一つ問題がある。図 4.14 は FPC フィールドケージの電極と PTFE 筒の付近を拡大し等電位線を描いた図であるが、これを見ると PTFE 筒の内面に垂直な電場成分が存在することが分かる。絶縁体である PTFE の面上に垂直な電場成分があると、電子やイオンが電気力線に沿って移動することで PTFE 面上に集積して PTFE が帯電してしまい、その影響でドリフト電場が歪む。これを回避するためには PTFE 筒内面が電場一様領域に至るまで PTFE 筒を厚くすればよいが、このとき PTFE 筒の厚さは 10 mm に及び、質量は 17 kg となる。すなわち、帯電を避けて FPC フィールドケージを作ろうとすると軽量にはできない。

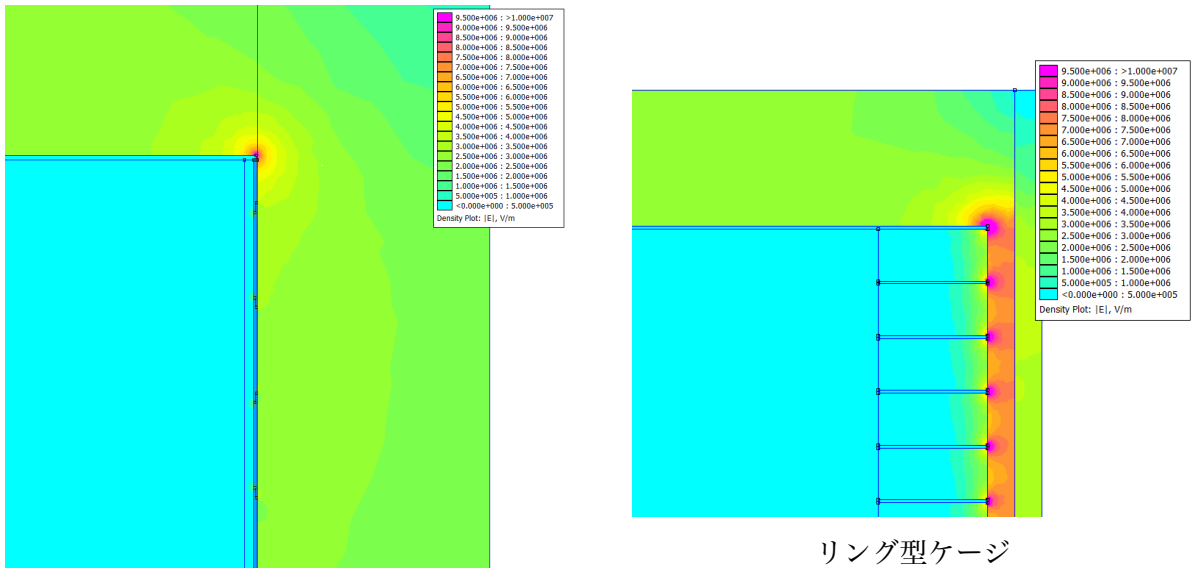


図 4.11 FPC フィールドケージとリング型フィールドケージでのカソード電極付近での電場強度。FPC フィールドケージでは圧力容器内壁との間の電場が弱まっている。

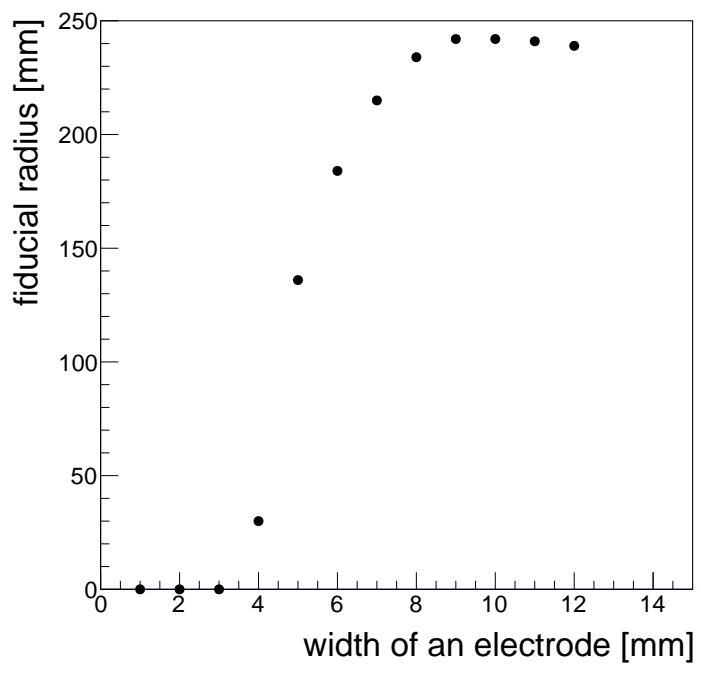


図 4.12 電極の幅による電場一様領域の半径の変化

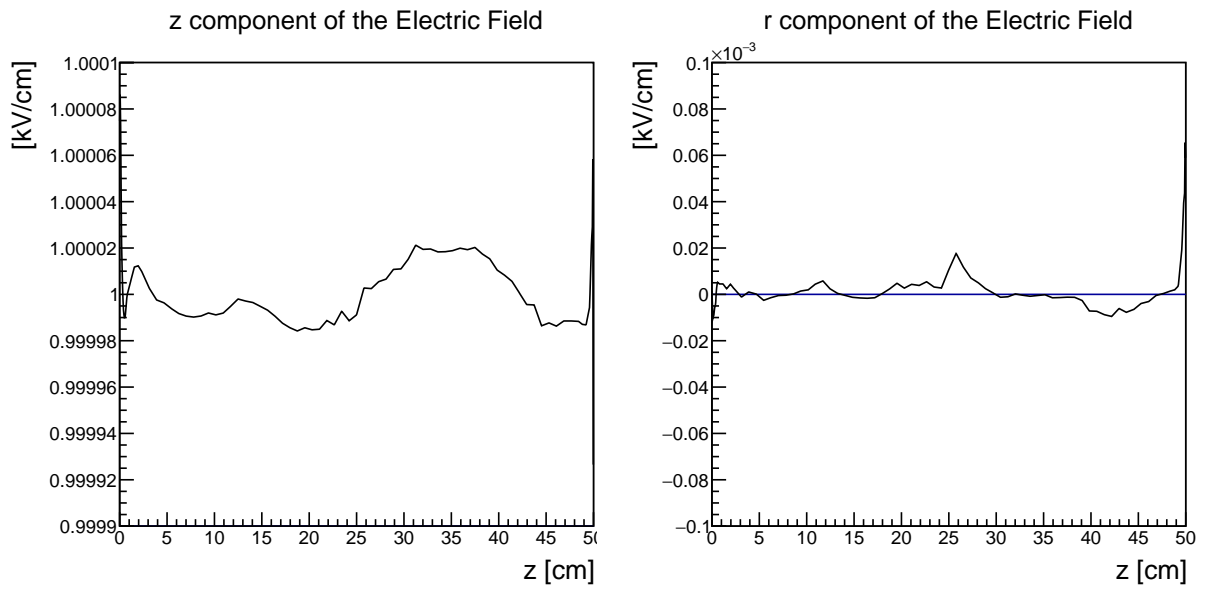


図 4.13 電極幅 10 mm の FPC ケージの中心軸上での電場の z 成分と r 成分

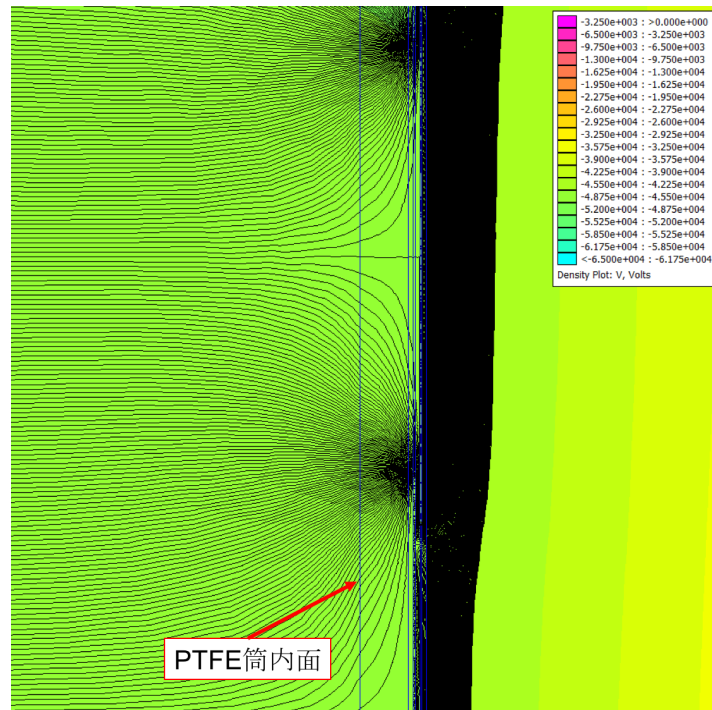


図 4.14 PTFE 筒内面付近での等電位線。

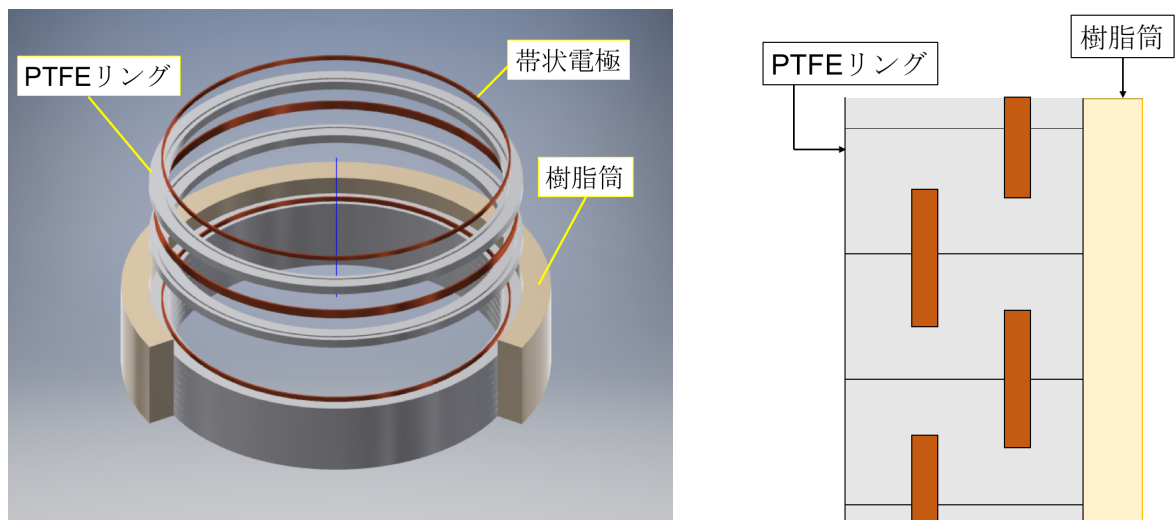


図 4.15 帯状電極埋め込み型フィールドケージの概念図(左)と断面の概略(右)。概念図では構造が分かるよう樹脂筒の一部を切り欠いて描いている。

4.2.3 帯状電極埋め込み型フィールドケージ

これまで検討した構造はいずれも圧力容器内壁とフィールドケージとの間での放電を避けるために距離をとっていた。それゆえフィールドケージの端点でフィールドケージ全体を支えねばならず、安定な構造とするために軽量化を図っていた。

これから検討する帯状電極埋め込み型は、フィールドケージの構造体を圧力容器内壁に接触させることで圧力容器自体がフィールドケージを支える構造である。端点のみで重量を支える構造とは違って軽量化を考える必要がない。図 4.15 に帯状電極埋め込み型フィールドケージの概念図を示す。圧力容器の内径に等しい外径の樹脂筒により圧力容器と電極の間の絶縁を保ちつつ構造を支える。PTFE 樹脂のリングに溝を切って電極を埋め込み、これを重ねることでフィールドケージを構成する。FPC フィールドケージと同様の電場形成と静電遮蔽を行うために、電極は帯状で内層・外層の 2 層に分けて半周期ずらして配置する。PTFE リングの動径方向の幅は十分太くして、内面に垂直な電場成分が存在しないようにし帯電を防ぐ。

ただし、PTFE の面に垂直な電場が存在しなくても帯電は起こりうる。一つは PTFE リングのそばでキセノンの電離が発生し電離電子が拡散によって PTFE に付着する場合であり、もう一つは高電圧印加中のコロナ放電で生じた真空紫外光が PTFE 中に正孔-電子対を作り、正孔と電子の PTFE 中での移動度の差によって電子のみが PTFE 中に残る場合である [31]。このような帯電は防ぎ難いが、PTFE 壁面を一枚でなく分割すれば正孔や電子が電極に至るまでの経路が短くなり、PTFE 中の電荷が直ちに取り去られると期待できる [32]。PTFE リングに帯状電極を埋め込んで積み重ねる構造はこの条件を満たしており帯電しにくい構造であると考えられる。

この構造について電場計算を行った。計算に用いたジオメトリの概略を 4.16 に示す。圧力

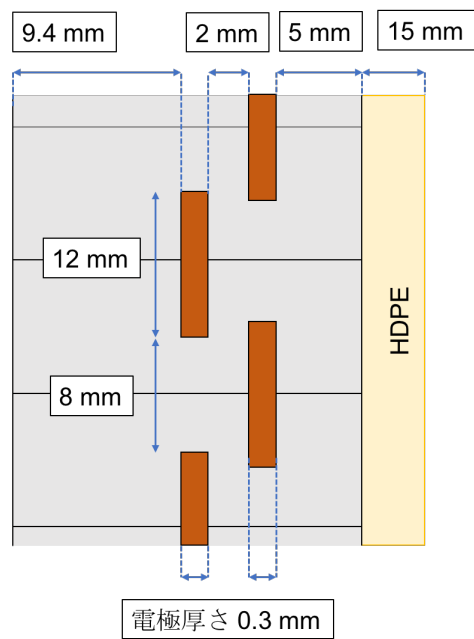


図 4.16 帯状電極埋め込み型の電場計算に用いたジオメトリ

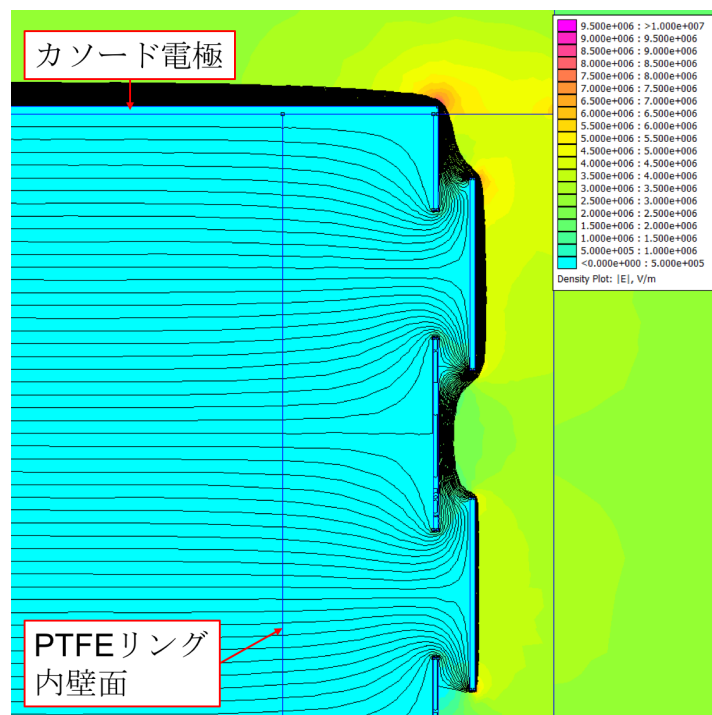


図 4.17 帯状電極埋め込み型フィールドケージのカソード電極付近での電場強度分布と等電位線

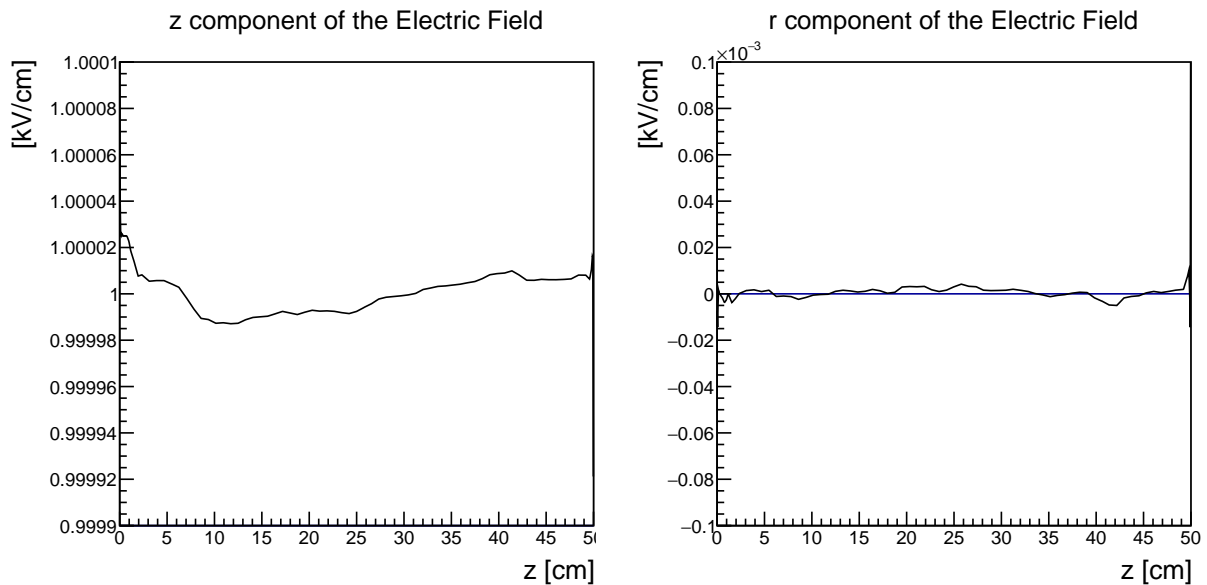


図 4.18 帯状電極埋め込み型フィールドケージの中心軸上での電場の z 成分と r 成分

容器に接する樹脂筒は 65 kV の電位差に耐えるよう、幅 15 mm の高密度ポリエチレン (HDPE) とした。電極の幅と電極間隔は FPC フィールドケージと同様にどちらも 10 mm にするのが最も広く一様電場を形成できると考えられるが、加工誤差によって隙間が空き静電遮蔽の効果が得られなくなるのを防ぐため、電極の幅を 12 mm、電極間隔を 8 mm として、内層電極と外層電極に 1 mm の重なりを持たせた。内層電極から内壁面までの距離は、内壁面に垂直な電場成分がなくなるよう定めた。そのほかの寸法は強度の維持や組み立てのためのスペースを考慮して設定している。電場計算の結果、図 4.16 のジオメトリでは電場一様領域の半径が 239 mm で、リング型や FPC フィールドケージと同程度の領域を確保できていた。図 4.17 にカソード電極付近の電場強度分布と等電位線を示す。内層電極と外層電極の間の距離が FPC フィールドケージでは $100 \mu\text{m}$ であったのに対してこの構造では 2 mm に広がっているため静電遮蔽効果が減少する可能性を考慮していたが、図 4.18 に示すように、中心軸上での電場の一様性は FPC フィールドケージに比べて遜色ない。

4.3 10 L 小型試作機のためのフィールドケージの設計

検討した 4 種類のフィールドケージ構造のうち、リング型・ワイヤ型・FPC フィールドケージは要求性能を十分満たすことができず、帯状電極埋め込み型だけが要求性能を全て満たすことができる (表 4.1)。このため 180 L 大型試作機のフィールドケージは帯状電極埋め込み型のコンセプトに基づいて設計することとした。

180 L 大型試作機フィールドケージの設計の詳細検討のため、10 L 小型試作機のためのフィールドケージを製作し動作試験を行うことを目指し、具体的な設計を行った。帯状電極埋め込み型フィールドケージを 10 L 小型試作機に実装するために検討すべき事項は、圧力容器と

表 4.1 4 種類のフィールドケージ構造が満たす性能。

	ワイヤ型	リング型	FPC	带状電極埋め込み型
電場一様領域の半径 [mm]	—	240	240	239
シンチレーション光の反射	○	○	○	○
構造安定性	×	×	△	○
放電耐性	—	×	○	○
帯電	—	—	△	○

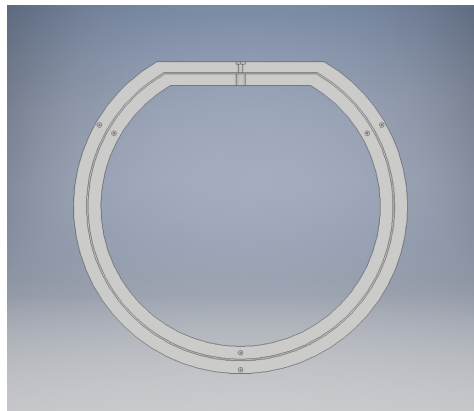


図 4.19 10 L 試作機用フィールドケージに用いる PTFE リング

電極との絶縁を保つ樹脂筒の設計と、電極に電位を与える方法である。

10 L 小型試作機に用いている圧力容器とガス系が扱えるのは 9 気圧までであることと、ドリフト長は 10 cm 程度であることから、ドリフトカソードの電位は最大でも -24 kV 程度である。これはポリイミドフィルム (東レ・デュポン株式会社 カプトン[®] 200EN: 厚さ 50 μm , 絶縁破壊電圧 375 kV/mm[33]) を 2 周巻けば十分絶縁を保てる電圧であるため、HDPE の代わりにポリイミドフィルムで絶縁を行う。

電極に電位を与えるために FPC で製作したコッククロフト-ウォルトン回路 (CW 回路) を用いる (第 5 章で詳述)。圧力容器内でフィールドケージに沿わせて回路を配置するが、PTFE リングが円形で完全に圧力容器内壁と接していると CW 回路を搭載する空間がなくなってしまう。このため、ドリフト電場の一様性を多少犠牲にし、円周の一部を切り欠いて直線にした形状のリングを使用する (図 4.19)。10 L 小型試作機の圧力容器の内径が 20 cm、搭載する CW 回路の幅が 9 cm であるから、円周のうち 60 度を直線にすれば十分である。

次に、PTFE リングに埋め込まれている電極と PTFE リング外の CW 回路とを電氣的に接続する方法について述べる。PTFE を貫通する導線で接続するのが最も単純だが、ほんだはアウトガスが多くキセノンの純度を悪化させるため使用できない。アウトガスの少ない導電性接着剤を用いるには、フィールドケージを全て組み上げてから高温で焼いて固化を行わなければいけないうえ、一度組み上げたら分解が困難でありメンテナンス性が低い。組み立て・分解が

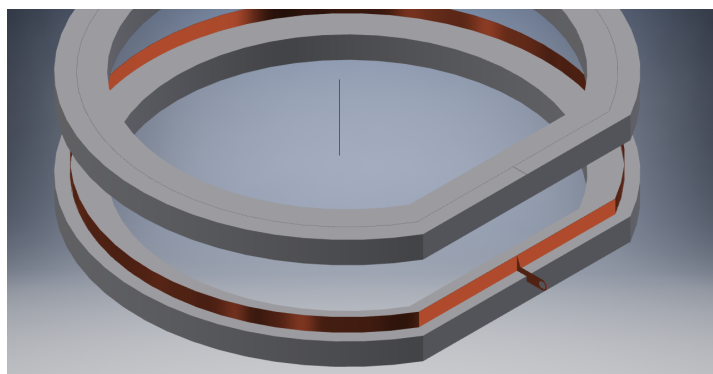


図 4.20 電極を PTFE リングから出して CW 回路と接続する方法。

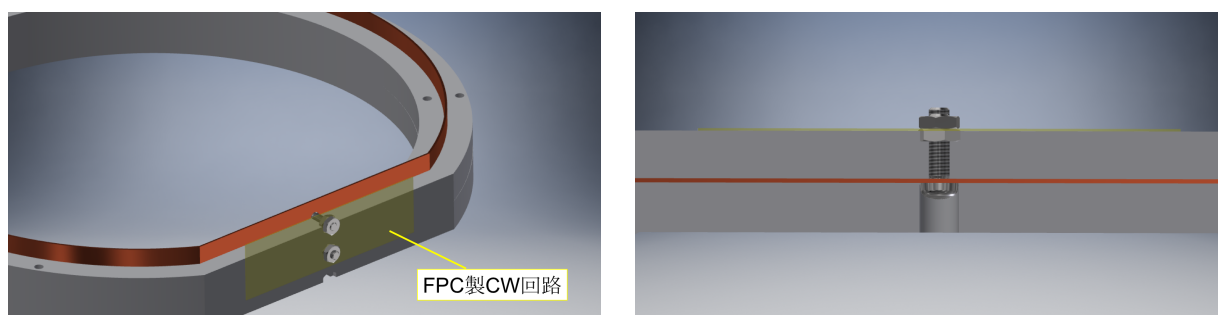


図 4.21 ねじとナットによる接続方法。

簡単で電氣的な接触が確実に保てる方法として、ねじ留め等による機械的固定を採用する。

図 4.20 のように帯電極の末端を細くして曲げて PTFE リングの外に出し、ねじ留めにより CW 回路と接続する方法を考案したが、円周切り欠き部分の中央から電極を出すと CW 回路の入る幅がなくなってしまふ。また、切り欠き部分の端から電極を出すと電極の末端が圧力容器の壁と近すぎて電場が強くなりコロナ放電のおそれがある。加えて、細い部分が 90 度曲げられるため電極が断裂する可能性も高い。

以上の観点から図 4.21 のような、金属製のねじとナットによる接続方法を採用した。带状電極の両端に穴を空けて、電極を丸めて穴を重ねてねじを通す。そのねじとナットにより PTFE リングを挟むことで電極を PTFE リングに押しえつける。CW 回路の配線パターンのある部分に基板を貫通する穴を空け、PTFE リングから出ているねじを回路の穴に通したうえで、さらにナットを締めて CW 回路を押しえつける。この工程により、ねじを介して電極と CW 回路の間の電氣的な接続が確実に保たれる。

以上に述べた構造をまとめた、フィールドケージの概観が図 4.22 である。PTFE リングどうしは樹脂製の位置決めピンを圧入することで互いに固定する。今後、この設計に基づいて製作したフィールドケージを 10 L 小型試作機に実装し性能試験を行う予定である。

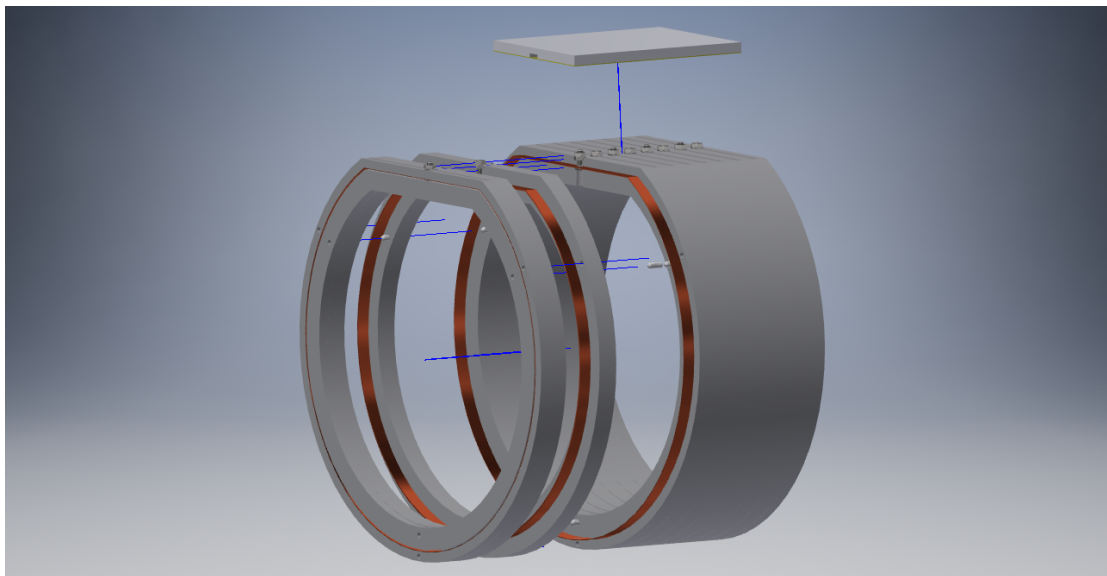


図 4.22 10 L 小型試作機用フィールドケージの概観。上部にある板は交流が流れる CW 回路の振動を抑えるためのもの。

第5章

コッククロフト-ウォルトン電源

ドリフト電場を生成するための高電圧を圧力容器内に導入する方法として、コッククロフト-ウォルトン回路による交流から直流への昇圧を用いる。試作したコッククロフト-ウォルトン回路の出力電圧を測定し、実際に AXEL 検出器で使用することが可能であるか議論する。

5.1 圧力容器内への高電圧の導入

100 V/cm/bar のドリフト電場を生成するには、ドリフト領域の距離に応じて数十から数百 kV 程度の電圧を圧力容器内で扱う必要がある。AXEL 10 L 試作機ではフランジに大きく開けた穴にケーブルを通して穴を樹脂で埋めるフィードスルーという構造で絶縁と気密を保ち、容器外の直流高圧電源を用いて容器内に電圧を導入している。フィールドケージのドリフトカソードとドリフトアノードにそれぞれ直流高圧電源で電位を与え、その間に等間隔に並べた電極に抵抗分割で適切な電位を与えて一様なドリフト電場を形成している。

AXEL 10 L 試作機で用いる電圧は 30 kV 以下であるためこのような単純な構造でも絶縁を保って電圧を導入することができるが、検出器の大型化に伴いより高い電圧を用いる場合に同じ構造を採用すると、ケーブルと圧力容器との間で沿面放電が発生する危険性が高い (図 5.1)。NEXT 実験では構造を工夫したフィードスルーを開発して 45 kV まで絶縁を保つことに成功している [23] が、より高い電圧が必要となるたびにさらに性能の高いフィードスルーを開発しなければならないという問題がある。

これらの問題を解決しつつドリフト電場生成に高電圧を用いるため、AXEL では、フィードスルーを通す際には数 kV という比較的低い電圧を用いて圧力容器内で昇圧する方法を採用することにした。容器内での昇圧には、交流を入力とし直流を出力する整流型電圧増倍回路であるコッククロフト-ウォルトン回路を用いる。

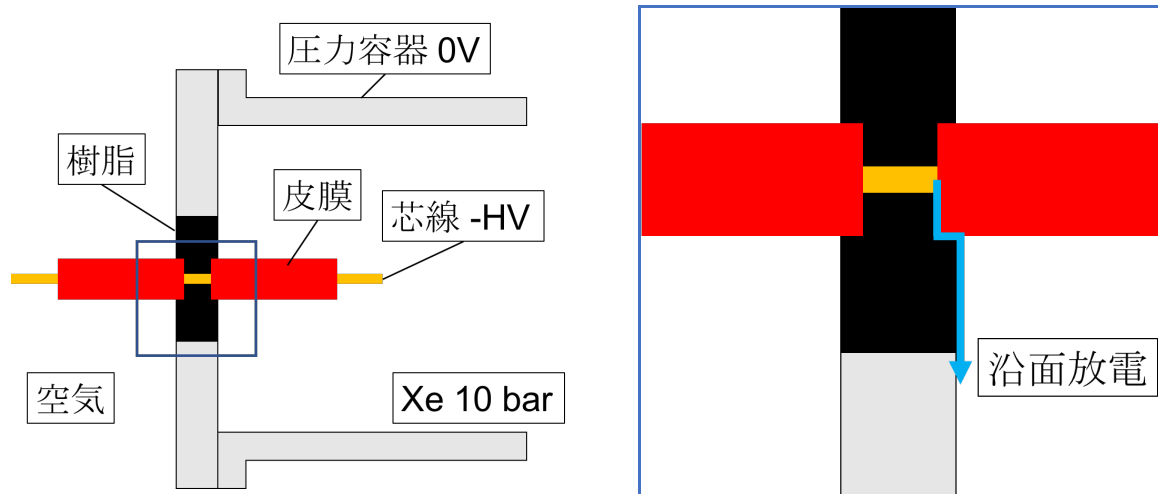


図 5.1 フィードスルー構造の断面図 (左) と起こりうる沿面放電の概念図 (右)

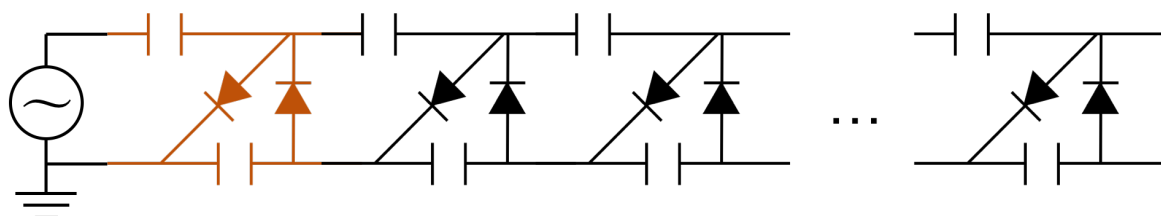


図 5.2 CW 回路。色をつけた部分が 1 単位で、これを複数段重ねることで高電圧を得る。

5.2 コッククロフト-ウォルトン回路

1932 年、J.D. Cockcroft と E.T.S. Walton が加速器のための直流高電圧を生成するために用いた整流型電圧増倍回路がコッククロフト-ウォルトン回路 (CW 回路) である [34]。図 5.2 に CW 回路の概要を示す。2 個のコンデンサと 2 個の整流器を組み合わせると 1 単位とし、これを複数段重ねて構成されている。図 5.2 左端に交流電圧を入力すると図の上側のコンデンサ列 (押し上げコラム) の電位が振動し、整流器を介して図の下側のコンデンサ列 (平滑コラム) に電荷が溜まることで、図右端で直流高電圧が得られる。 N 段の CW 回路に振幅 U を持つ交流電圧を入力したときの出力電圧は理想的には $2NU$ である。各コンデンサ・整流器にかかる電圧は最大で $2U$ であるから耐圧の比較的低い素子を用いても高電圧を扱うことができる。整流器の向きによって終端の電位の正負が変化し、図 5.2 の向きでは負電圧が得られる。AXEL ではこちらを用いる。

また AXEL では EL 電場とドリフト電場を様々に変えて検出器の性能評価をするため、ドリフトカソードとドリフトアノードの電位を独立に変えられるようにしなければならない。厚さ 5 mm の ELCC に 2-4 kV/cm/bar 程度の EL 電場を作るため、ドリフトアノードの電位は 10-20 kV 程度が要求される。これは通常のフィードスルーでも耐えうる電圧であるから直流

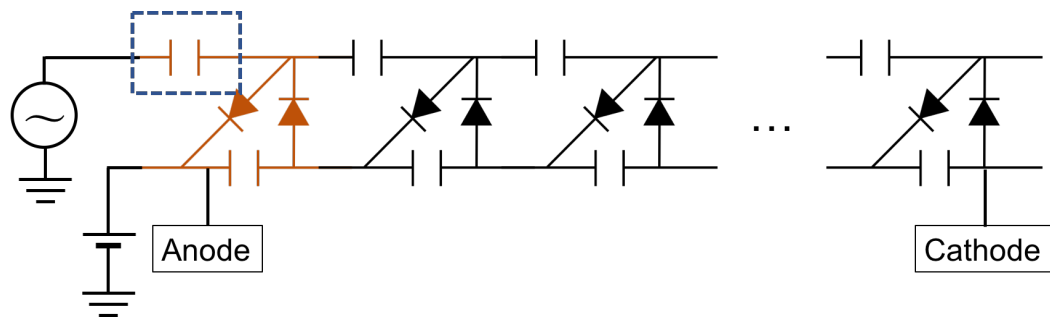


図 5.3 CW 回路にオフセットを与える回路。点線で囲ったコンデンサは (オフセット電圧 + 入力振幅) の耐圧が必要。

高圧電源を用いてよい。そこで AXEL で用いる CW 回路は図 5.3 のように、最下段を接地せず直流高圧電源で電位を与え、ここをドリフトアノードに接続し、最上段をドリフトカソードに接続する。この方法によって CW 回路の出力にオフセットを与えることができ、CW 回路への入力電圧を変えることでドリフト電場を、直流高圧電源の出力電圧を変えることで EL 電場を、それぞれ独立に変えることができる。ただしこの場合押し上げコラムの最下段のコンデンサ (図 5.3 中で点線で囲ったコンデンサ) にかかる電圧は (オフセット電圧 + 入力する交流の振幅) となるため、耐圧に注意する必要がある。以降では CW 回路の電圧増倍機能について議論するため、オフセット電圧は与えず接地した CW 回路について考える。

フィールドケージの各電極に CW 回路から電位を与える方法には次の 3 通りが考えられる (図 5.4)。

- (a) 平滑コラムのコンデンサの各端子の電位を直接電極に与える。
- (b) 平滑コラムの各コンデンサに負荷抵抗をつなぎ、各抵抗の両端の電位を電極に与える。
- (c) 平滑コラムの最上段と最下段を抵抗分割し、各抵抗の両端の電位を電極に与える。

(a) の方法では一度充電が完了したら平滑コラムから電荷が流出しないため入力を停止しても電位が保たれるが、(b),(c) では交流を入力し続ける必要がある。つまり (b),(c) では押し上げコラムの電位が振動し続けるので、この振動がノイズとして信号線に重畳する可能性がある。ただし (a) では、出力電圧を測定するためには平滑コラムに抵抗を接続しコンデンサを放電することで電荷量を測定する必要がある。つまり破壊的な測定しかできず、検出器動作中の電圧モニタリングができない。(b),(c) ではこの問題はない。検出器が想定通り動作していることを保証するために定常的な電圧モニタリングを行うことを重視し、AXEL では (a) の方法は用いない。

(b),(c) の方法では、負荷抵抗を流れる電流によって平滑コラムから電荷が持ち去られ続けるため、出力電圧が $2NU$ より低くなる。この電圧降下は段数 N が増えるごとに悪化するため、平滑コラムの各コンデンサの両端の電位差は上段ほど小さくなる。従って (b) では各電極間の

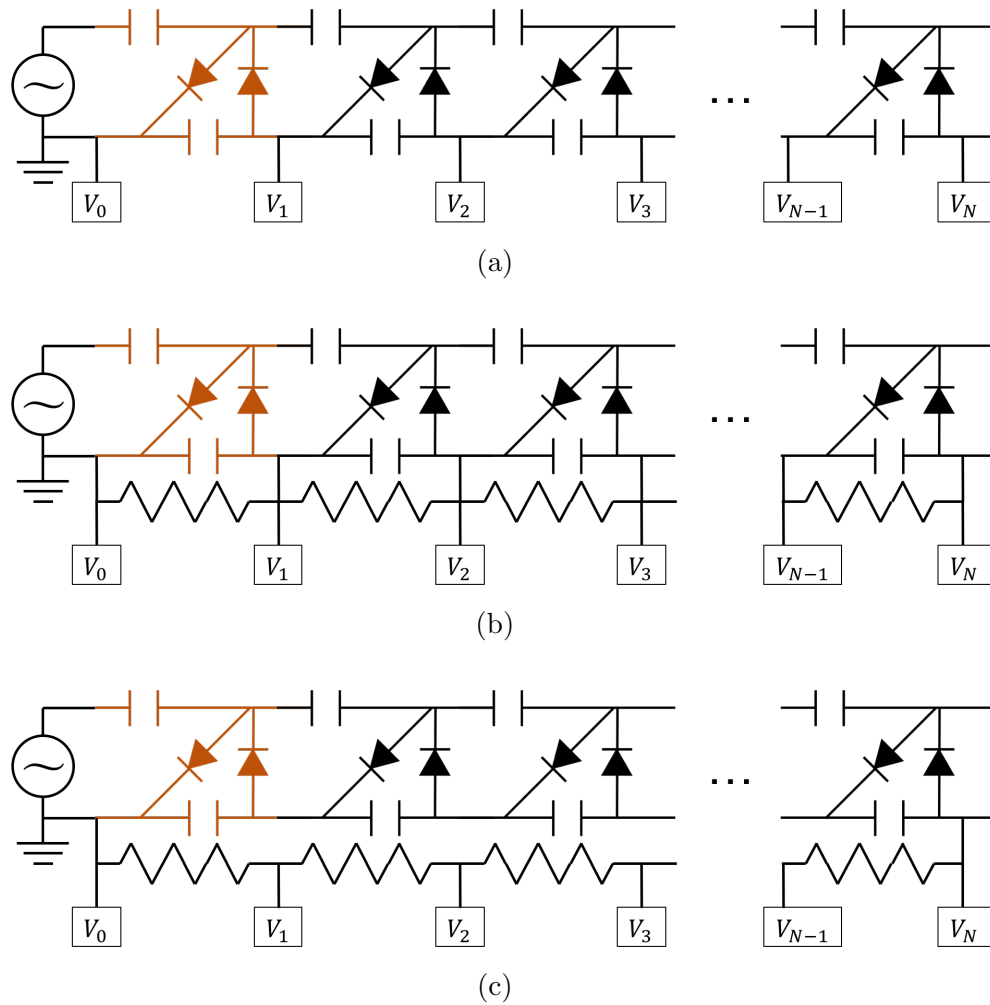


図 5.4 CW 回路からの電位の取り出し方法

電位差が段ごとに異なり、一様なドリフト電場を得るためにはフィールドケージの電極間の距離を CW 回路の出力に合わせて調整しなければならない。一方 (c) では抵抗分割のみによって電極の電位が決まるので各電極間の電位差は抵抗の精度の範囲で一致する。

段数による電圧降下への影響を調査するには、1つの回路で異なる段数での測定ができる (b) の方法が適しているが、実際の検出器に用いるには (c) の方が都合がよい。そこで (b) の方法で試作回路を製作し電圧降下について調査を行い、その結果に基づき (c) の方法で検出器に用いる CW 回路を製作することとした。(b) の方法と (c) の方法で出力される電圧が異なる場合、試作回路の測定結果に基づいて検出器に用いる CW 回路を製作することは妥当でない。そこで回路シミュレータ LTspice [35] を用いて (b) と (c) の場合について予想される出力電圧を見積もった。コンデンサの容量 $0.1 \mu\text{F}$ ・負荷抵抗 $100 \text{ M}\Omega$ の 10 段の CW 回路に振幅 120 V ・周波数 600 Hz の交流を入力したときの、(b) と (c) の方法それぞれでの各段の出力電圧の計算結果を図 5.5 に示す。この結果、最終段の出力電圧は 0.2% しか異ならず、(b) の方法での測定結果に基づき (c) の方法での出力を推定することは問題ないと考えられる。

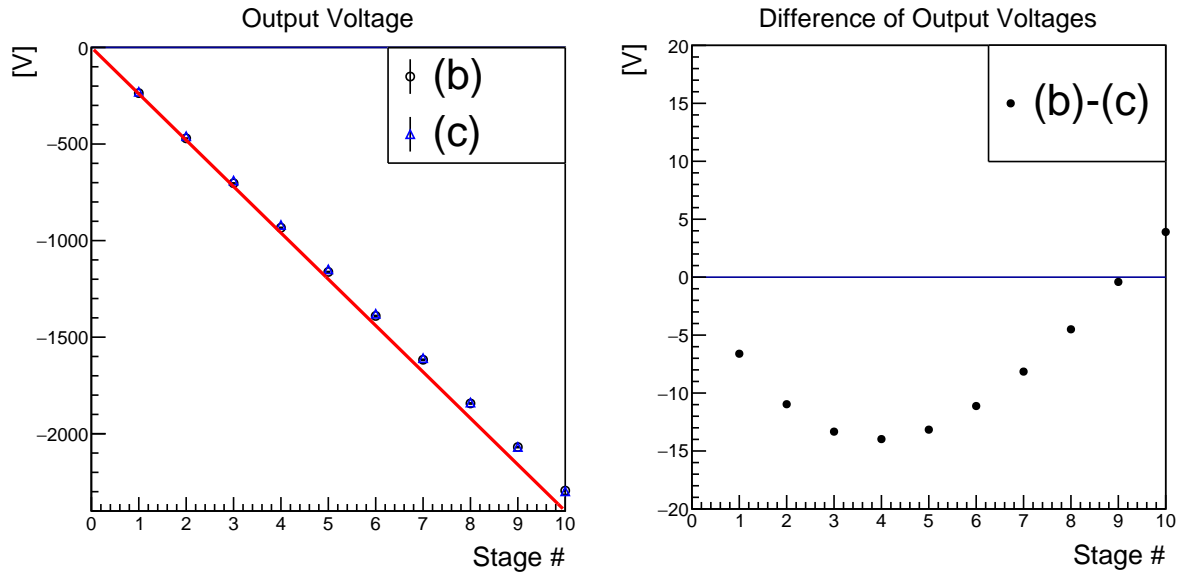


図 5.5 (b) の方法と (c) の方法での各段の出力電圧 (左) とその差 (右) のシミュレーション。赤線は理想的な場合の出力 $2NU$ 。

5.2.1 CW 回路の電圧降下

実際の CW 回路の電圧降下の原因を [36] を参考にして考える。

まず整流器に並列な寄生容量による電圧降下を考える。一つの整流器に並列な寄生容量を C_s とする。ダイオードの寄生容量は両端にかかる電圧によって変化するがその平均をとって C_s は定数とする。また C_s には回路の配線等の浮遊容量による寄与も含める。CW 回路に負荷抵抗が繋がれていないとき (図 5.2 の状態)、理想的な出力 $2NU$ に対する実際の出力電圧の比 F は次のように表せる。

$$F = \frac{\sqrt{C/C_s}}{2N} \tanh \frac{2N}{\sqrt{C/C_s}} \quad (5.1)$$

ただし C は一つのコンデンサの静電容量。(5.1) 式は押し上げコラム・平滑コラムと寄生容量との間での分圧を考えて導かれるものであり、入力交流電圧の振幅や周波数によらない。 F は $2N/\sqrt{C/C_s}$ の減少関数になっているので、段数が少ないほど、またコンデンサの容量が大きいほど電圧降下を抑えられる。

次に、負荷抵抗により平滑コラムのコンデンサが放電するために起こる電圧降下について考える。理想的な出力電圧 $2NU$ と実際の出力電圧との差 ΔU_c は次のように表せる*1。

$$\Delta U_c = \frac{I_a}{fC} \left[\frac{2}{3}N^3 + \frac{1}{2}N^2 + \frac{1}{3}N \right] \quad (5.2)$$

*1 各コンデンサの電極間電圧のリプルが段数の 1 次であり、各段の出力電圧のリプルはその積算で段数の 2 次になる。段ごとの出力電圧の増分は $2U$ より出力電圧のリプル程度低くなるため、最上段での電圧降下は段数の 2 次の効果が積算して段数の 3 次となる。詳細は付録 A を参照。

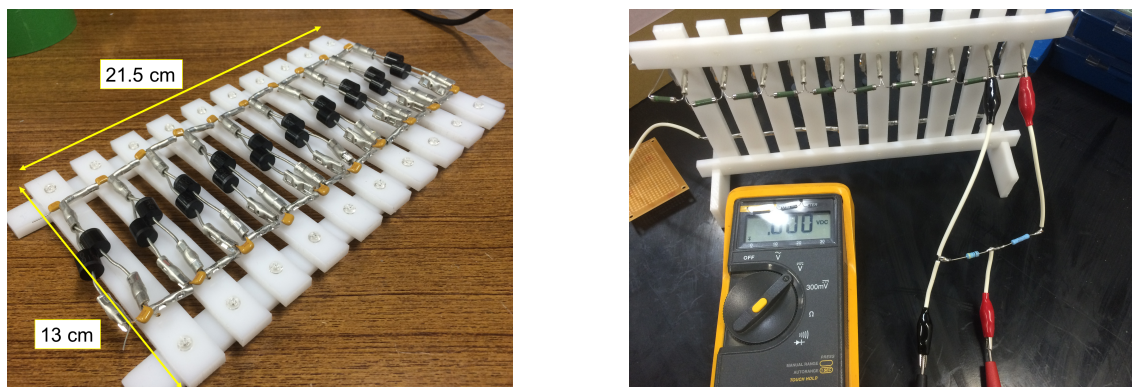


図 5.6 リード型試作回路。コンデンサとダイオードによる CW 回路本体の面 (左) と負荷抵抗の面 (右)

ただし I_a は負荷抵抗に流れる平均電流で、出力電圧 ($2NU - \Delta U_c$) と負荷抵抗の値によって決まるものである。また f は入力する交流電圧の周波数である。(5.2) 式から、浮遊容量による電圧降下と同じく段数が少ないほど、またコンデンサの容量が大きいほど電圧降下を抑えられるとわかる。さらに、取り出す電流が小さい (負荷抵抗が大きい) ほど、また入力の周波数が高いほど電圧降下を抑えることができる。

これらの他にも整流器の順方向電圧降下による出力電圧の降下があるが、これは今回用いるシリコンダイオードでは 1 つあたり 0.5 V 程度と小さいので考えない。

整流器に並列な寄生容量と負荷抵抗によるコンデンサの放電との両方を考える場合は計算が難しく、(5.1) 式と (5.2) 式を適切に合成する方法は知られていないが、おおよその出力電圧は

$$F(2NU - \Delta U_c) \quad (5.3)$$

になるとされている。結局、CW 回路の電圧降下は段数が少ないほど、コンデンサの容量が大きいほど、負荷抵抗が大きいほど、入力の周波数が高いほど抑えることができる。特に、周波数については反比例の関係がある。

5.3 試作回路

AXEL 検出器に用いる CW 回路の構造を決定するため、2 種類の CW 回路を試作した。以下にその構成と目的について述べる。

リード型試作回路

静電容量 $0.1 \mu\text{F}$ ・耐圧 1 kV のセラミックコンデンサ (KEMET, C330C104KDR)、耐圧 1 kV のシリコンダイオード (Diodes Incorporated, 6A10-T)、 $100 \text{ M}\Omega$ の抵抗 (日本ファインケム, RG1S) を用いた 10 段の CW 回路で、回路素子のリード足を圧着端子で組み合わせて作っている (図 5.6)。

この回路を製作した目的は、試作回路の出力電圧を測定する方法の確立と、はんだを使用し

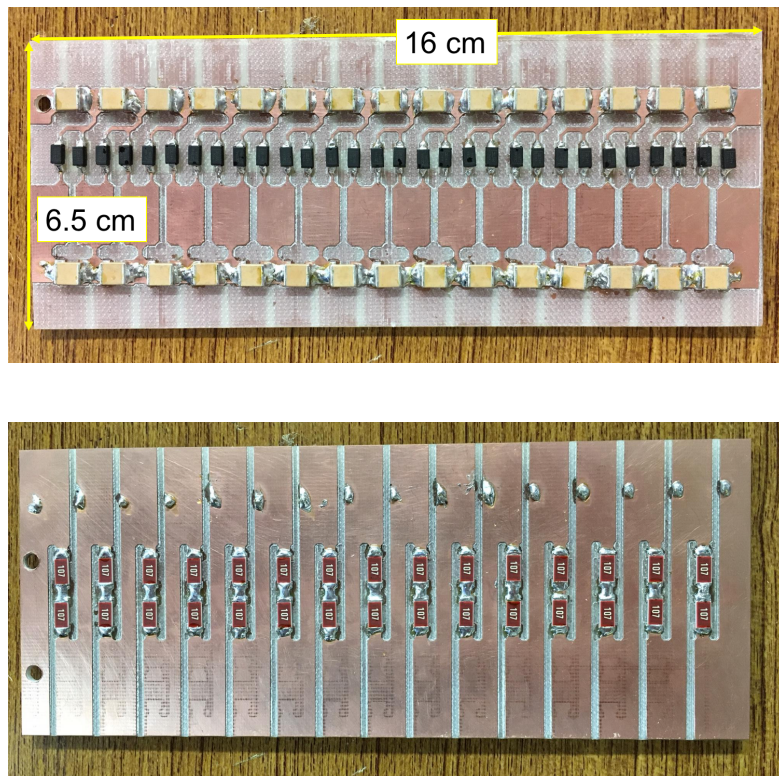


図 5.7 ボード型試作回路。コンデンサとダイオードによる CW 回路本体の面 (上) と負荷抵抗の面 (下)

ない回路製作方法の検討にある。はんだから放出されるアウトガスはキセノンガスの純度を悪化させアタッチメントの原因となりエネルギー分解能を悪化させる可能性が高い。このため、はんだを用いず回路を製作する方法を検討する必要があり圧着端子による機械的な固定のみによってリード型試作回路を製作した。

ボード型試作回路

静電容量 $0.1 \mu\text{F}$ ・耐圧 1 kV の表面実装セラミックコンデンサ (AVX, 2220AC104KAT1A)、耐圧 1 kV の表面実装シリコンダイオード (Diodes Incorporated, S2MA-13-F)、 $100 \text{ M}\Omega$ の表面実装抵抗 (Bourns, CHV2512-JW-107ELF) を用いた 15 段の CW 回路である。負荷抵抗は 1 段に 2 個を直列につなぎ $200 \text{ M}\Omega$ としており、基板加工機により配線パターンを描いた両面基板に、はんだを用いて素子を実装している (図 5.7)。

圧着端子によるリード型試作回路の製作には、工程が複雑であること・高電圧部分に突起ができ放電の可能性が高いこと・サイズが大きすぎることなど複数の問題があった。特にサイズについて、圧力容器内でフィールドケージと併存させるためには 1 段を 1 cm 程度で作る必要がある、これは圧着端子による工法では達成が難しい。そこで回路のコンパクト化のために表面実装素子を用いたボード型試作回路を製作した。表面実装素子は機械的な接続が難しく、ボード型試作回路にははんだを用いている。このためボード型試作回路をそのまま AXEL 検

出器に用いることはできず、真空用はんだや導電性接着剤の使用を検討する必要がある。

5.4 素子の選定

試作回路に用いた素子のパラメータの選定理由について詳細を述べる。まずコンデンサについて、静電容量が大きい方が電圧降下を抑えることができる。また耐圧が大きい方が入力する交流電圧の振幅を大きくすることができ、段数が減らせるため電圧降下を抑えることができる。しかし、一般的にコンデンサは静電容量が大きいほど耐圧が小さくなる傾向にある。これは、例えば平行平板コンデンサでは極板間隔を狭めると静電容量が大きくなるが、同じ電圧を与えたときの極板間電場が強くなるため絶縁破壊が起きやすくなることによる。入力の交流電圧源として今回用いたパワーアンプ(松定プレジジョン, HEOP-0.6B1-L1-24)の最大出力電圧が600 Vであるので、素子にかかる電圧は最大で1.2 kVである。500 Vより高い電圧は用いないこととし、耐圧1 kVの素子を選定して、簡単に手に入る素子の中で最も静電容量が大きいものを選んだ。また、ダイオードの耐圧はコンデンサに揃えた。

次に負荷抵抗について、抵抗値が大きい方が流出する電流が小さくなり電圧降下を抑えることができるが、抵抗値が大きすぎれば材料の表面抵抗の方が小さくなり無意味であることと、実際にAXEL検出器に用いる際のコンデンサの充放電を考慮して抵抗値を決定した。

放射線によるキセノンガスの電離が起これると、電子がドリフトすることにより平滑コラムのコンデンサの電荷が変化し電圧が変動する。放射線が検出器内で2 MeVのエネルギーを落とすときの電離電子数は 10^5 個程度で、その電荷は 1.6×10^{-14} Cである。また、1つのコンデンサには $0.1 \mu\text{F} \times 1 \text{kV} = 0.1 \text{mC}$ の電荷が溜まっており、2 MeVの事象が 6×10^7 回でコンデンサの電荷量の約1%にあたる。CW回路のコンデンサの充電の時定数は簡単には計算できないが、最も厳しく見積もるならば全ての負荷抵抗の和と1つのコンデンサの静電容量をかければよい。180 L大型試作機で50 kVを用いるための50段のCW回路で考えれば、その時定数は $100 \text{M}\Omega \times 50 \times 0.1 \mu\text{F} = 500 \text{s}$ となるから、 $1.2 \times 10^5 \text{Hz}$ 程度の頻度であればコンデンサの電荷の変動を常に1%程度に抑えられるといえる。負荷抵抗の値が1桁大きくなれば許容される事象の頻度は1桁小さくなる。1 G Ω 程度の大きい抵抗を用いてしまうと、検出器のキャリブレーションに用いる放射線源の放射能を制限する可能性が高くなるため、試作回路に用いる負荷抵抗は100–200 M Ω とした。

5.5 試作回路の評価

製作した2種類の試作回路について、出力電圧の測定を行った。各段の出力電圧の測定の際、接地されている最下段と測定対象の段とをテスターで触れて電位を測定すると、その間の負荷抵抗の合計が最大3 G Ω であるのに対し使用するテスター(Fluke, 70 III)の内部抵抗が10 M Ω 程度であるため、テスターに大電流が流れて電圧を正しく測定できない。そこで、テスターを接地せず各負荷抵抗の端子間の電位差を測定し、その和として各段の出力電圧を測定した。

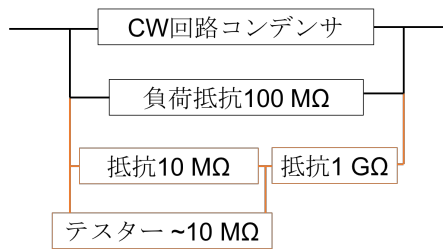


図 5.8 CW 回路各段の電位差の測定方法。色をつけた部分が測定系。

1 段ごとの電位差測定であっても負荷抵抗は 100 MΩ か 200 MΩ であるから、直接テスターで触れるだけでは正しく電位差を測定できない。CW 回路から見える負荷抵抗がテスターとの合成抵抗となって減少し CW 回路の電圧降下が変化することが問題であるから、図 5.8 のような方法で電位差の測定を行った。この方法であれば負荷抵抗に並列な抵抗は 1 GΩ 程度と十分大きいため、CW 回路から見える負荷抵抗の値は本来の負荷抵抗と測定系の合成抵抗で 91 MΩ 程度となる。CW 回路全体での負荷抵抗は、10 段であれば本来 1 GΩ であったのが 991 MΩ となるが、この変化による電圧降下の変動は (5.2) 式より 1% 程度と見積もられ、測定誤差の範囲で問題ない。LTspice によるシミュレーションでも測定系による出力電圧の変化は十分小さいことを確認した。

この方法で測定を行うとき、テスターに表示される電圧値は測定対象の電位差そのものではない。テスターの内部抵抗と測定系全体の合成抵抗から決まる一定の倍率を表示値にかけることで電位差の値が得られる。この倍率を求めるため直流電源から 100 V を出力し測定系に入力した。テスターに表示される値はテスターの電圧測定レンジごとに異なっていたが、3.2 V–32 V のレンジに固定したところ表示値は 0.49 であった。ここから、このレンジでのテスターの内部抵抗は 9.7 MΩ で、テスターの表示値から測定電位差を求めるための倍率は 204 である。以降の測定ではすべてこのレンジと倍率を用いている。

CW 回路に入力する交流電圧の生成にはファンクションジェネレータ (GW Instek, GFG-3015) とパワーアンプを用いる。今回用いたパワーアンプは入力された電圧を 60 倍して出力する仕様であり、最大振幅は 600 V・周波数帯は 0 Hz–1 kHz である。ファンクションジェネレータで正弦波を作りパワーアンプに入力して、パワーアンプからの出力を CW 回路への入力とした。

ファンクションジェネレータの出力振幅を 2 V に固定し、パワーアンプに通してリード型試作回路に入力した際の出力電圧を図 5.9 に示す。段を追うごとに理想的な線形増幅から離れていることが見て取れる。

(5.1) 式と (5.2) 式によれば電圧降下の周波数依存性は反比例のみであり周波数が高いほど出力電圧は向上するはずであるが、図 5.9 の周波数依存性を見ると 350 Hz を境に周波数が高いほど出力電圧が悪化している。当初、この挙動が回路の配線の浮遊インダクタンスによるものであると考えて、LTspice による回路シミュレーションで各段にインダクタンスを挿入して出

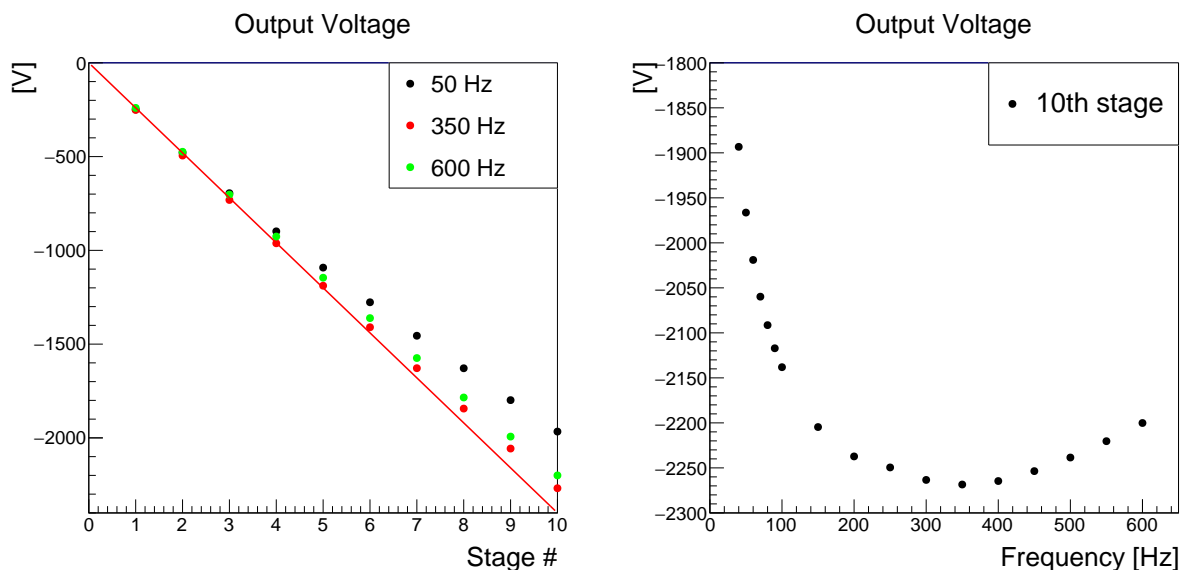


図 5.9 ファンクションジェネレータの出力振幅を 2 V に固定して、パワーアンプを通してリード型試作回路に入力した際の各段の出力電圧 (左) と 10 段目の出力電圧の周波数依存性 (右)。左図の赤線は理想的な場合の出力。

力電圧を計算したが、周波数上昇に応じた出力の悪化は再現できなかった。その後の調査の結果、パワーアンプでの電圧増幅率が周波数ごとに異なっており高い周波数で十分増幅できていないことが判明した (図 5.10)。以降はファンクションジェネレータの出力振幅を固定せず、パワーアンプの出力が一定になるように調整しながら測定を行った。

パワーアンプの出力振幅を 300 V で一定にしてリード型・ボード型の試作回路それぞれに入力し、10–100 Hz (10 Hz 刻み) と 100–600 Hz (50 Hz 刻み) での出力電圧を測定した。図 5.11 にそれぞれの試作回路の各段の出力電圧を一部の周波数について示し、図 5.12 にリード型・ボード型両者の 10 段目とボード型の 15 段目の出力電圧の周波数依存性を示す。図 5.11 の通り、段を追うごとに電圧降下が大きくなっているが、最も高い出力の得られたボード型 600 Hz では 15 段目での出力電圧が 8.44 kV で理想的な出力 9 kV からの電圧降下は 6.2% に抑えられている。(5.2) 式に従って段数の三乗で電圧降下が増大するとしたら、例えば 25 段での電圧降下は 28.7% となり、180 L 大型試作機に用いる 50 kV の出力を得るためには 1.4 kV 程度の振幅の入力が必要である。これは現実的に利用できる値であるから、CW 回路により AXEL 検出器のドリフト電場を生成するというコンセプトは実現可能である。

また図 5.12 には図 5.9 とは異なり周波数が高いほど出力が向上するという関係が見られる。パワーアンプの出力を一定に保って測定をしたことによるもので、こちらが本来の CW 回路の周波数特性である。

図 5.12 に見えるようにリード型とボード型では同じ段での出力電圧に差があり、10 段目ではリード型よりボード型の方が 10% ほど高く出力している。理想的な出力である 6 kV からの電圧降下でみると、周波数の高いところではボード型での電圧降下はリード型の 1/2 程度と

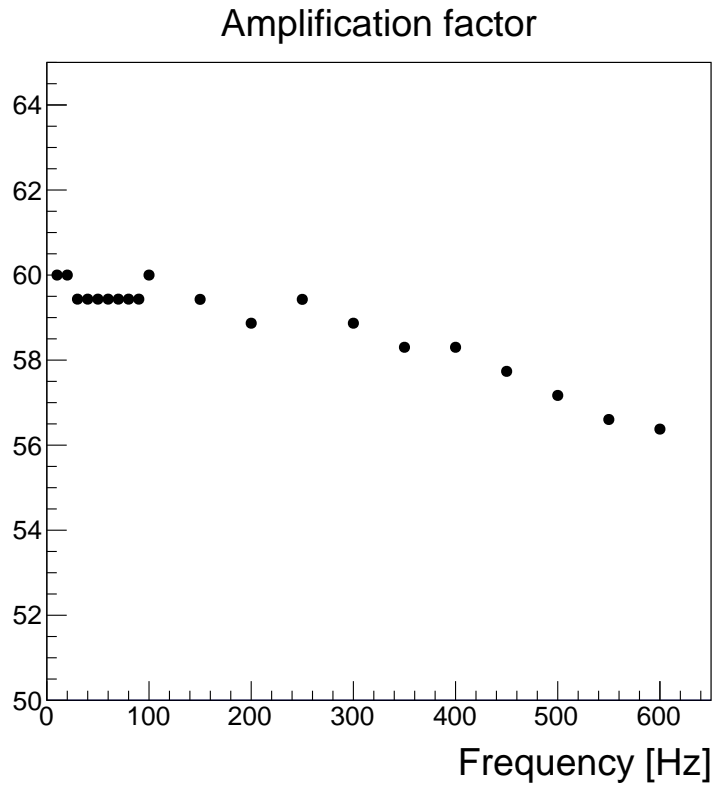


図 5.10 パワーアンプの増幅率の周波数依存性。ファンクションジェネレータの出力を 5 V に固定して測定した。

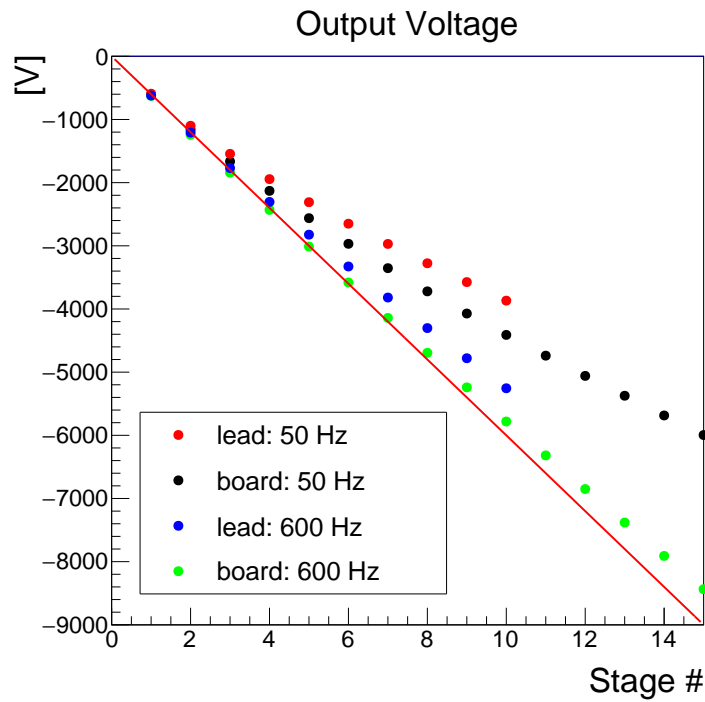


図 5.11 300 V を入力した際のリード型・ボード型それぞれの各段の出力電圧

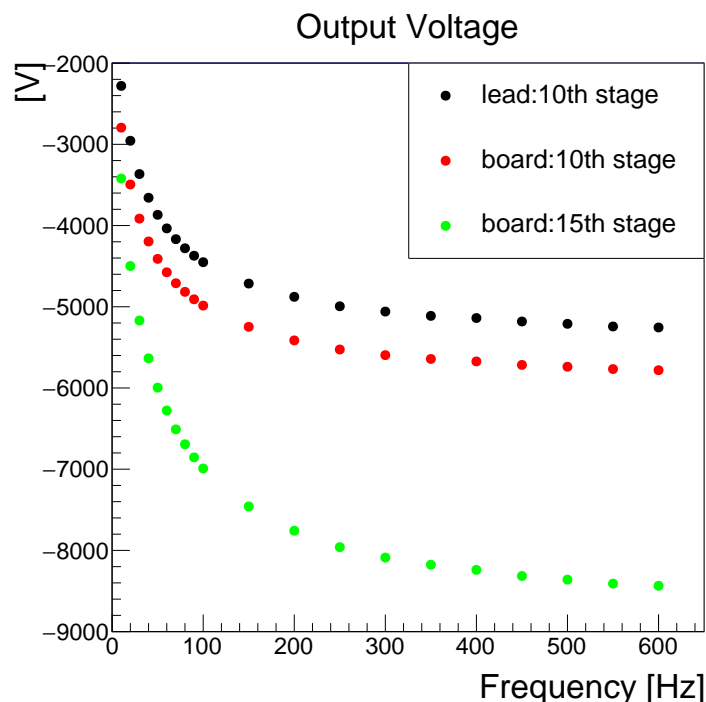


図 5.12 リード型・ボード型両者の 10 段目とボード型の 15 段目の出力電圧の入力周波数依存性

なっていることから、リード型では負荷抵抗が 1 段 100 M Ω だがボード型では 1 段 200 M Ω であることが効いていると推測できる。これを確かめるために (5.3) 式に従って (定数項)+(周波数に反比例する項) でのフィッティングを試みたが、フィッティング範囲をどのようにとっても適切にフィットすることができなかった。失敗したフィットの例を図 5.13 に示す。このことからリード型・ボード型試作回路の出力は (5.3) 式とは異なる周波数依存性を持つと考えられる。この原因として、ダイオードの寄生容量の電圧依存性やダイオードに逆電圧をかけたときの漏れ電流、またコンデンサの静電容量の周波数や電圧に対する依存性など 5.2.1 節で考えなかった効果による電圧降下が大きい可能性がある。パワーアンプの出力波形が歪むことで電圧降下に影響を与えている可能性もあるが、オシロスコープで波形を確認した限りでは正弦波から大きく歪んではおらず、影響は小さいと考えられる。

最後に、試作回路の中で最も高い出力を得られたボード型試作回路・600 Hz 入力についてシミュレーションとの比較を行う。ボード型試作回路に使用したダイオード S2MA-13-F の特性を再現する SPICE モデルを用いて LTspice により各段の出力電圧を計算した (図 5.14)。シミュレーションより測定結果の方が出力電圧が低くなっているが、

- ダイオードの特性はすべてシミュレーション上で再現されているはずであること。
- ダイオードのデータシートに記載されている典型的な寄生容量は 20 pF であり、配線間の浮遊容量はこれに比べて十分小さいはずであること。

といった理由で、シミュレーションと測定結果の差はコンデンサと負荷抵抗にあると考えら

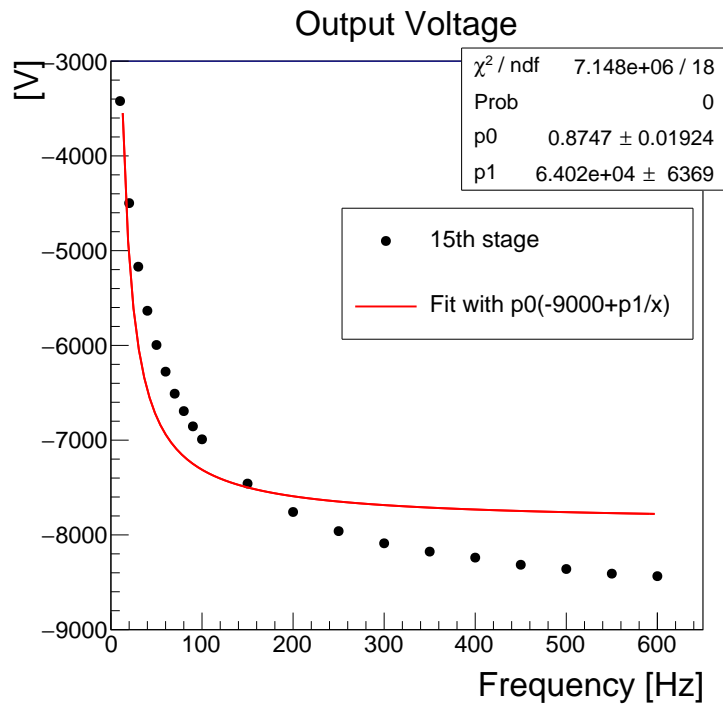


図 5.13 (定数項)+(周波数に反比例する項) による周波数特性のフィッティングの失敗例。ボード型 15 段目に対するフィット。

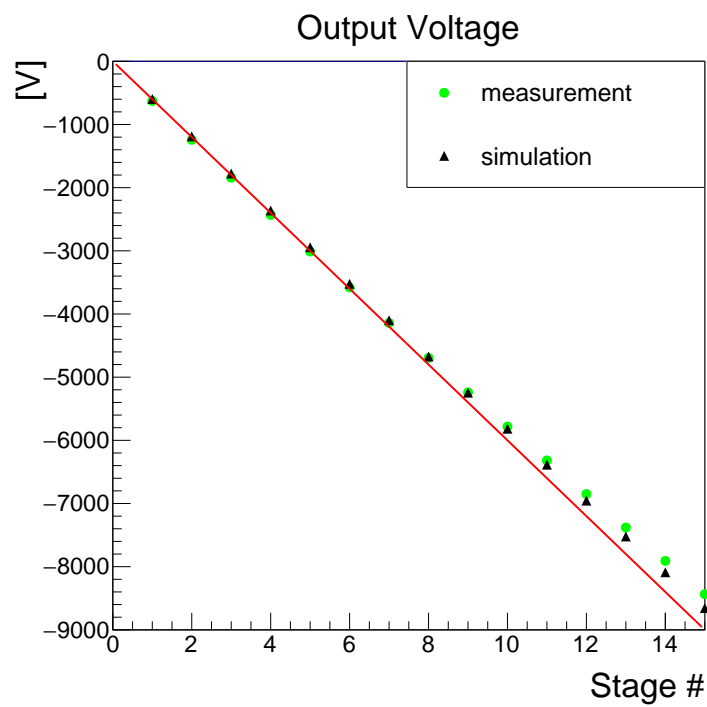


図 5.14 ボード型試作回路・600 Hz について、測定と LTspice によるシミュレーションの比較。

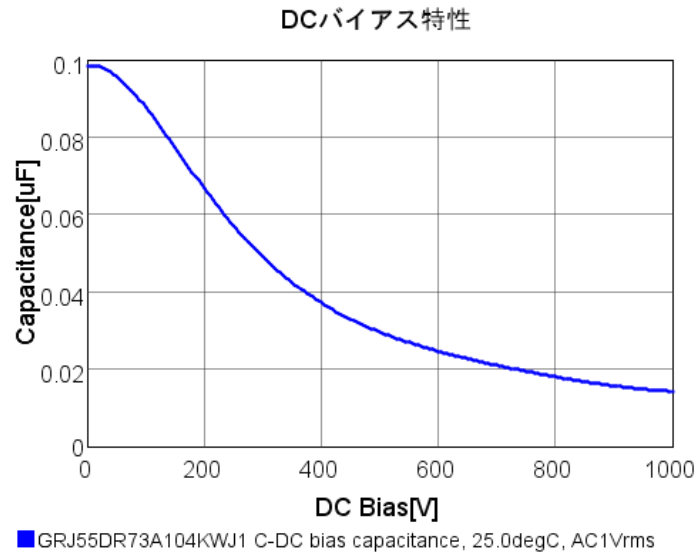


図 5.15 GRJ55DR73A104KWJ1 の静電容量の直流印加電圧依存性 [37]

れる。コンデンサについても SPICE モデルを導入して計算すべきであるが、メーカーから SPICE モデルが提供されておらず、また電圧に対する静電容量の変化や周波数特性などが公開されていなかったため、コンデンサの特性はシミュレーションには入っていない。そこで、使用したコンデンサと同一の耐圧・静電容量を持ち、サイズと誘電体の材質も同じ製品 (村田製作所, GRJ55DR73A104KWJ1) の特性から、静電容量の変化による影響を見積もる。CW 回路の平衡状態では、平滑コラムのコンデンサと押し上げコラムのコンデンサにかかっている電圧はほとんど $2U$ 程度の直流電圧のみである。(押し上げコラムのコンデンサの両端の電位は入力振幅と同じ振幅で振動しているが、平衡状態では両端で位相と振幅が揃っているため、端子間にかかる電圧は一定である。) 図 5.15 に、GRJ55DR73A104KWJ1 の静電容量の直流印加電圧依存性を示す [37]。600 V の直流電圧下では静電容量は $0.025 \mu\text{F}$ まで悪化することが分かる。コンデンサの静電容量を $0.1 \mu\text{F}$ から $0.025 \mu\text{F}$ に変更してシミュレーションを行ったところ、600 Hz での 15 段目の出力電圧は 8.66 kV から 7.76 kV まで悪化し、ボード型試作回路での測定結果 8.44 kV を下回った。実際に使用したコンデンサの直流電圧による静電容量の変化はこれほど大きくないと推測できるものの、測定における電圧降下の主要な原因であると考えられる。

また、シミュレーション上の負荷抵抗値は抵抗器のみを考慮して $200 \text{ M}\Omega$ であるが、実際の測定では抵抗器の他に基板の表面や空気中のイオンといった経路で電流が流れうるため、これらを合わせると抵抗器本来の抵抗値より負荷抵抗が減少し、その結果として電圧降下が大きくなった可能性も考えられる。

5.6 10 L 小型試作機用フレキシブル基板製 CW 回路

AXEL 検出器中で CW 回路を用いる方法についてより詳細に検討するため、10 L 小型試作機に導入するための CW 回路を製作した。検出器動作中のキセノンガスの純度を保つため、圧力容器内に入れる部品はアウトガスの少ないものでなければならず、通常のはんだやガラスエポキシ基板に替わる材料が必要である。

低アウトガスの高真空用はんだというものが存在するが、溶融温度が高温であるため、はんだ付けに際してコテ先の温度管理を厳密に制御せねばならず作業が難しい。将来、大規模な CW 回路を製作することを見据えるならば、より作業効率の高い手段が求められる。そこで、はんだの代替として真空用導電性エポキシ接着剤 (Epoxy Technology, EPO-TEK[®]EJ2108) を用いた。二液混合ののち 150 °C で 1 時間焼成することで固化し、室温での体積抵抗率が $3 \times 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}$ となる [38]。恒温槽を用いれば複数の接続箇所を同時に焼成することが可能であり作業性が高い。

基板には電極層が一層のフレキシブル基板 (Flexible Print Circuit, FPC) を用いた (図 5.16)。今回 FPC を採用した理由はその柔軟性ではなく、ポリイミド樹脂が低アウトガス素材であることによる。ポリイミドフィルムの間にある接着層からはアウトガスが発生する可能性があるが、そのアウトガス量の評価も含めて、FPC を CW 回路の基板として用いることが可能であるか否かを今回製作した回路を用いて検討する。

回路素子については、今回はアウトガスを考慮せず電氣的な性能のみを基準に選定した。今後、複数の素子についてアウトガス量の測定を行い、圧力容器内で用いることができる素子を選定する予定である。10 L 試作機のドリフト長 $\sim 10 \text{ cm}$ に対応して最大で 10 kV を生成する必要があるが、ボード型試作回路と同様にコンパクトに製作しても、圧力容器のスペースの制限から段数は 10 段が限度である。そこで、ボード型試作回路に用いた素子と同じサイズで耐圧が 2 倍の 2 kV ある素子を選定し、より高い入力電圧を扱えるようにした。用いた素子はセラミックコンデンサが Knowles Syfer, 2220Y2K00104KXTWS2: 静電容量 $0.1 \mu\text{F}$ ・ダイオード

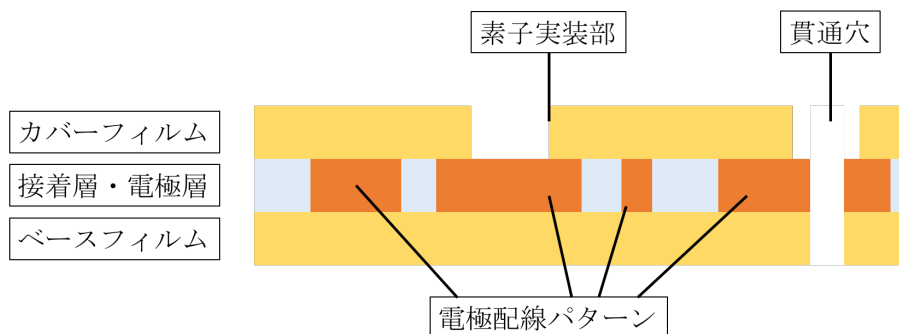


図 5.16 一層 FPC の層構造。素子実装部はカバーフィルムに穴を空けて電極を露出させる。貫通穴の製作も可能。

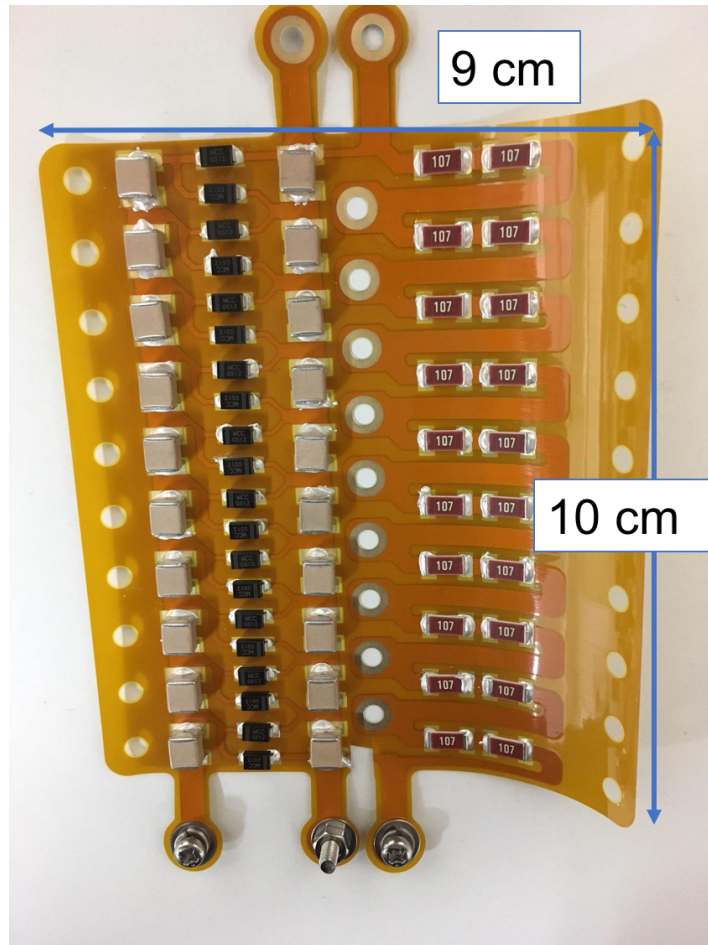


図 5.17 FPC 製 CW 回路。CW 回路本体 (左半分) と負荷抵抗 (右半分) を同一の面に配置した。

が Micro Commercial Co., GS1Z-LTP であり、抵抗はボード型試作回路と同じものである。

以上の材料を用いて製作した FPC 製 CW 回路が図 5.17 である。左半分が CW 回路本体にあたり、右半分が負荷抵抗による抵抗分割で、中央の穴の列はフィールドケージとの電気的な接続を行うためのねじを通す穴である。フィールドケージ電極に電圧を分配するため、抵抗の接続方法は図 5.4 の (c) 方式であり、出力電圧の測定は負荷抵抗に流れる電流を測定することで行う。

電流の測定にはアナログ電流計 (横河電機, 携帯用精密計器 201131) を使用した。測定前にまず定電流源 (横河計測株式会社, ソースメジャーユニット GS610) を用いてアナログ電流計のキャリブレーションを行ったところゼロ点がずれており、 $3\ \mu\text{A}$ レンジでは (電流計の読み $+0.02\ \mu\text{A}$)、 $10\ \mu\text{A}$ レンジでは (電流計の読み $+0.10\ \mu\text{A}$) が読み取り誤差の範囲で電流源の出力電流値と一致した。定電流源の出力精度は $100\ \text{pA}$ で、電流計の読み取り誤差は最小目盛の $1/2$ として $3\ \mu\text{A}$ レンジで $0.01\ \mu\text{A}$ 、 $10\ \mu\text{A}$ レンジで $0.05\ \mu\text{A}$ であるから、以降は電流計の読み取り誤差のみを電流測定の誤差と扱う。また、使用している抵抗器 CHV2512-JW-107ELF の

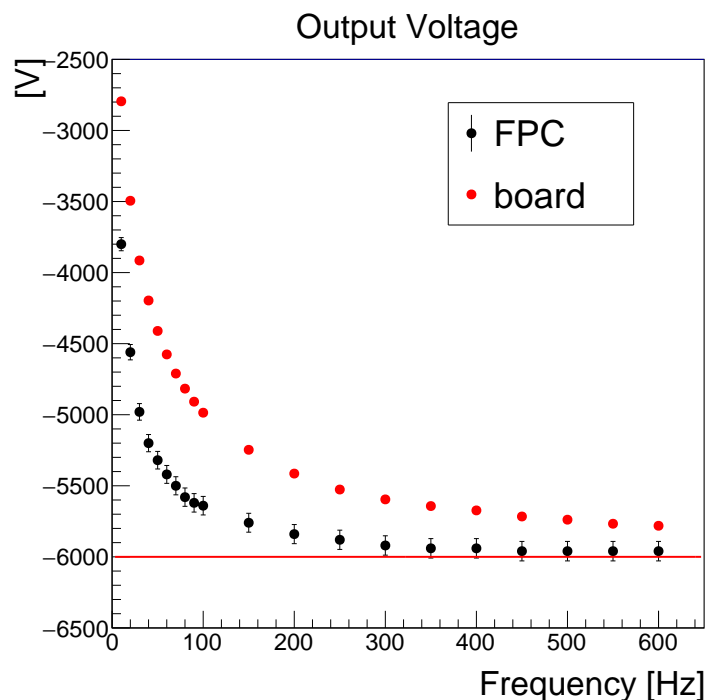


図 5.18 振幅 300 V の入力に対する、FPC 製 CW 回路とボード型試作回路の 10 段目の出力電圧の周波数依存性。赤線は理想的な出力 6 kV。

データシートに記載されている抵抗値の精度は $\pm 5\%$ であるから、20 個直列の場合の全体での抵抗値の精度は $5\%/\sqrt{20} = 1.1\%$ となる。出力電圧の相対誤差は、誤差伝播の法則に従い電流の相対誤差と抵抗値の相対誤差の二乗和の平方根で求めた。

FPC 製 CW 回路に振幅 300 V の交流を入力したときの最上段 (10 段目) の出力電圧の周波数依存性を図 5.18 に示す。比較のためボード型試作回路の 10 段目の出力電圧も描いている。出力電圧はボード型試作回路よりも向上しており、600 Hz では 5.96 ± 0.07 kV と理想的な出力 6 kV の 98% 以上の出力に達している。この理由としては、

- 素子実装部分を除き配線パターンがポリイミドフィルムでカバーされており、表面漏れ電流が抑えられた。
- ダイオード・コンデンサの耐圧が 2 倍あるため、電圧に依存する性能の悪化が抑えられた。

といったことが考えられる。

最後に FPC 製 CW 回路に振幅 540 V の交流を入力したときの最上段の出力電圧の周波数依存性を図 5.19 に示す。600 Hz での出力電圧は 10.3 ± 0.15 kV で、理想的な出力 10.8 kV の 94-97% にとどまっているものの、目標値の 10 kV に到達している。300 V 入力の場合より理想出力に対する割合が減少していることから、ダイオードやコンデンサの特性の電圧依存性や、表面電流およびコロナ放電による負荷抵抗の減少が出力に影響していると考えられる。特にコ

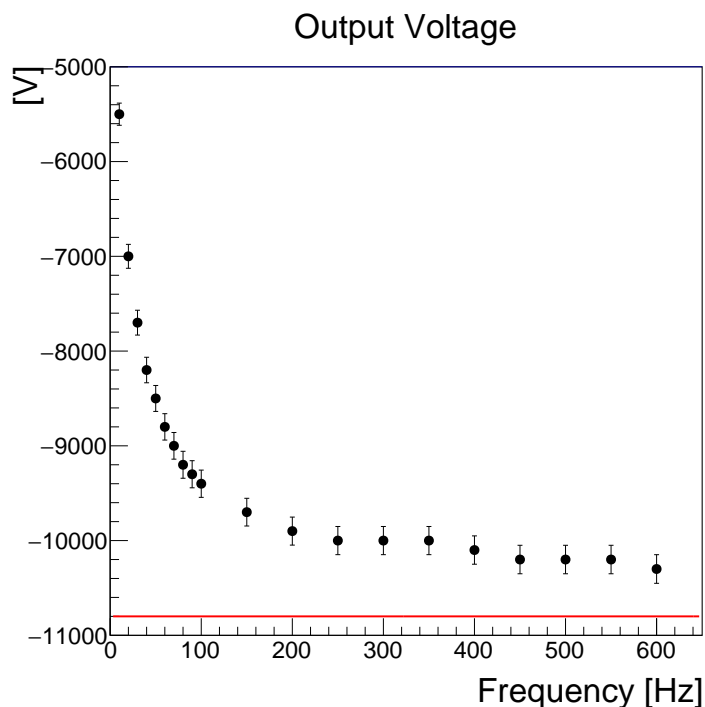


図 5.19 振幅 540 V の入力に対する、FPC 製 CW 回路の 10 段目の出力電圧の周波数依存性。赤線は理想的な出力 10.8 kV。

コンデンサの静電容量については、印加電圧に対する依存性が耐圧でスケールすると仮定すると、図 5.15 より、耐圧 2 kV の素子に対する 600 V の印加は耐圧 1 kV の素子に対する 300 V の印加と同程度で静電容量が $0.05 \mu\text{F}$ 、印加電圧が 1080 V に変化すると 1 kV の素子に対する 540 V の印加と同程度で $0.03 \mu\text{F}$ になる。(5.2) 式の通り静電容量に反比例して電圧降下が起きるとすると、振幅 540 V 入力での電圧降下は振幅 300 V 入力での電圧降下の 1.67 倍程度となる。振幅 300 V 入力から振幅 540 V 入力への変化で電圧降下は 0.67% から 4.6% とおよそ 6.9 倍に増大しているため静電容量の変化だけで全てを説明することはできないが、実際に使用したコンデンサは図 5.15 とは異なる依存性を持つ可能性もあるため、電圧降下の原因の重要な候補である。コンデンサの静電容量を系統的に変化させて測定を行ったり、実際に使用している素子の静電容量の電圧に対する依存性を測定するなどして、電圧降下のうち静電容量の変化が占める割合を詳細に知ることができれば、必要に応じてコンデンサを複数並列に接続するなどして電圧降下を解消し 180 L 大型試作機で必要な電圧に達する CW 回路を製作することが可能である。

電圧降下について未解明な点はあるものの、FPC 製 CW 回路は 540 V の入力によって目標電圧である 10 kV の出力を達成した。また、540 V の入力を 12 時間継続して印加しても電流計の針は読み取り誤差の範囲内で動かず、出力電圧は高い安定性を示した。以上から FPC 製 CW 回路は長時間にわたり安定して 10 kV の電圧を保つことができ、10 L 小型試作機のドリフト電場を形成するための電源として使用可能である。

第6章

まとめと今後の展望

ニュートリノが微小な質量を持つことがニュートリノ振動の発見により証明されたが、各質量固有値の値や大小の順序、またその不自然なまでの軽さの起源は未だ解明されていない。

^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 崩壊を探索してニュートリノのマヨラナ性を検証することでこれらの未解決問題にアプローチするため、高圧キセノンガス TPC AXEL を開発しており、現在は 10 L 小型試作機と 180 L 大型試作機の研究開発を行っている。極めて稀な現象であると予測される $0\nu\beta\beta$ 崩壊を観測するためには大質量・背景事象除去・高エネルギー分解能の 3 点を達成することが重要であり、AXEL では大容量の圧力容器で 10 気圧のキセノンガスを用いることで大質量を、TPC の三次元飛跡検出能力によって反応の種類を特定することによって背景事象除去を、独自の検出器 ELCC によって、位置依存性を少なく電離電子を EL 増幅して信号読み出しをすることで高エネルギー分解能を達成する。

高エネルギー分解能と背景事象除去を実現するためには強く一様なドリフト電場を用いることが重要である。強いドリフト電場を用いると、電離電子の再結合が抑制され ELCC で検出される電子数のゆらぎが小さくなるのでエネルギー分解能が向上すると同時に、ドリフト中の電離電子の拡散が抑えられるので位置分解能が良くなり背景事象除去能力が向上する。また一様なドリフト電場は、電離電子の再結合の割合が位置によって変わりエネルギー分解能が悪化することを防ぐために重要で、さらにドリフト速度がドリフトの経路によらず一定になるためドリフト方向の位置の決定精度が担保され、背景事象除去能力を最大限に発揮することが可能となる。先行研究とシミュレーションに基づいて、AXEL で用いるドリフト電場の強度を 100 V/cm/bar と定めた。

一様なドリフト電場を形成するフィールドケージには、放電耐性と構造の安定性とシンチレーション光の反射を実現することが求められる。ワイヤ型・リング型・FPC 型・帯状電極埋め込み型の 4 種類のフィールドケージ構造について電場計算を行って、どの構造が適切であるか検討した。その結果、ワイヤ型は十分に安定な電場を形成することができず、リング型は十分な電場整形能力を持たせると重量が重く構造が不安定であることから棄却した。FPC 型は優れた電場整形能力を持つうえ放電にも強いと考えられたが、シンチレーション光を反射する PTFE 面の帯電を防ごうとすると軽量に製作できず断念した。

帯状電極埋め込み型は FPC 型に匹敵する電場整形能力を持ち、構造の安定性も優れていることから、AXEL 検出器のフィールドケージにはこの構造を用いることとし、10 L 小型試作機のためのフィールドケージを詳細に設計した。

100 V/cm/bar のドリフト電場を生成するためには、180 L 試作機では 65 kV、将来の大型検出器では数百 kV にも至る電圧を圧力容器内で扱わねばならない。そこで我々は圧力容器内へ電圧を導入するフィードスルー部分での沿面放電を避けるため、容器外から容器内への電圧導入は数 kV 程度の交流電圧を用いて、圧力容器内でコッククロフト-ウォルトン回路 (CW 回路) により昇圧する方式の開発を進めている。

ダイオードに並列な寄生容量や CW 回路から電圧を取り出すための負荷抵抗などによって CW 回路の出力電圧は低下する。CW 回路の段数・負荷抵抗の抵抗値・入力する交流の周波数などによる電圧降下の変化を調査するためリード型とボード型の 2 種類の試作回路を作成し、各段ごとの出力電圧の測定を行った。最も高い出力を得ることができたボード型試作回路・振幅 300 V・600 Hz 入力での測定では 15 段目の出力電圧が 8.44 kV で、電圧降下は 6.2% であった。既知のモデルに則って電圧降下が段数の三乗に比例すると仮定すると、入力振幅を 1.4 kV にして 25 段の CW 回路を用いれば 180 L 試作機で必要な 50 kV の電圧を生成することができる。

リード型試作回路とボード型試作回路の比較を行うため、周波数特性のモデル式に従ったフィッティングを試みたがうまくフィットすることができなかった。試作回路の出力電圧はモデル式とは異なる周波数依存性を持っていると推測され、出力電圧を正確に予測するには、考慮していなかった効果を含めたモデルを構築する必要がある。

圧力容器内での使用に向けてアウトガスを抑えるため、導電性接着剤と FPC を用いて 10 L 試作機用の CW 回路を製作した。振幅 300 V の入力に対しては、理想出力の 98% 以上である 5.96 ± 0.07 kV の出力を得ることができた。また 540 V の入力に対しては目標電圧の 10 kV を超える 10.3 ± 0.15 kV の出力を得た。さらに出力が 12 時間にわたって安定であることを確認し、FPC 製 CW 回路は 10 L 試作機のドリフト電場を形成するための電源として使用可能であるとの結論に至った。

広い範囲にわたって一様な電場を形成可能なフィールドケージと、コンパクトかつ低アウトガスで圧力容器内で使用可能な CW 回路の実現により、AXEL 検出器の大型化における障壁を取り除くことができた。これにより 180 L 大型試作機でのエネルギー分解能評価や、今後のさらなる大型検出器での $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索が可能となる。さらに、高圧気体や液体の希ガスを検出媒体とするアクティブ TPC による実験は AXEL 以外にも暗黒物質探索など複数存在し、本研究の結果はそれらの実験の大型化の際に援用することも可能である。

今後、設計に基づいて 10 L 試作機のためのフィールドケージを製作し、FPC 製 CW 回路と統合する。まず大気中で電圧を印加して安定に電場を保つことができるか調査し、その後 10 L 試作機の圧力容器内に導入して検出器としての総合的な動作試験を行う。 γ 線をコリメートして検出器に照射し、反応点ごとに電離電子のドリフト速度を求めて電場の一様性を確認する。一様電場が形成されていることが確認できたら電場強度を変えて測定を行い、エネルギー分解

能や電子の拡散係数の電場依存性を調査して、必要であればドリフト電場に対する要求をより高いものに変更する。並行して 180 L 大型試作機のための CW 回路とフィールドケージの設計・製作を進める。

付録 A

負荷抵抗による CW 回路の電圧降下

(5.2) 式の導出方法は以下の通りである [36]。電圧の符号を簡単にするため、AXEL で用いる CW 回路とは異なり正の電圧を出力する CW 回路について考えるが、結果は同じである。

平滑コラムのコンデンサを C_k 、押し上げコラムのコンデンサを C'_k 、平滑コラムを充電する整流器を S_k 、押し上げコラムを充電する整流器を S'_k とする ($k = 1, 2, \dots, N$)。また、交流電源の接地側端子を 0、出力側端子を $0'$ と名付け、コンデンサ C_k の高電圧側端子を k 、コンデンサ C'_k の高電圧側端子を k' と名付ける (図 A.1)。入力する交流電圧は $U \cos 2\pi ft$ とし、 C_k の端子間電圧を $U_k(t)$ 、 C'_k の端子間電圧を $U'_k(t)$ とし、平衡状態で負荷抵抗に流れる電流の平均値を I_a とする。

平衡状態での 1 周期 $T (= 1/f)$ を次の 3 種類に分割して考える。

- (i) 整流器 S_k が導通、整流器 S'_k が非導通で平滑コラム C_k が充電される時。区間 (t_1, t_2) とする。
- (ii) 整流器 S_k が非導通、整流器 S'_k が導通で押し上げコラム C_k が充電される時。区間 (t'_1, t'_2) とする。

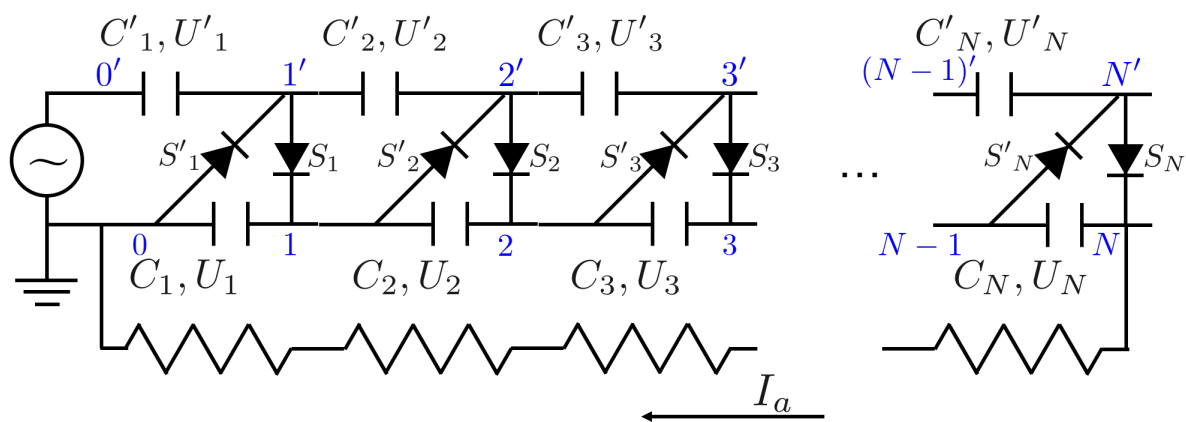


図 A.1 負荷抵抗による電圧降下を計算する N 段の CW 回路

(iii) 整流器 S_k と S'_k がともに非導通であるとき。区間 (t_2, t'_1) , $(t'_2, t_1 + T)$ である。

(i) $t_1 \leq t \leq t_2$

整流器 S_k を流れる電流の瞬時値を i として、 k によらないとする。整流器を流れる電流による充電と負荷抵抗を流れる電流による放電を考えると、 U_k, U'_k は

$$U_k(t) = U_k(t_1) + \int_{t_1}^t \frac{(N-k+1)i}{C_k} dt - \int_{t_1}^t \frac{I_a}{C_k} dt \quad (\text{A.1})$$

$$U'_k(t) = U'_k(t_1) - \int_{t_1}^t \frac{(N-k+1)i}{C'_k} dt \quad (\text{A.2})$$

と書ける。経路 $0'k'k0$ での電圧を考えると

$$U \cos 2\pi ft = \sum_{j=1}^k U_j(t) - \sum_{j=1}^k U'_j(t) \quad (\text{A.3})$$

となる。

U_k は t_1 で最小・ t_2 で最大、 U'_k は t_1 で最大・ t_2 で最小であるので、 $U_k^{(')}$ の平均を $U_{ak}^{(')}$ 、リップルを $\delta U_{ak}^{(')}$ とすると

$$U_{ak} = \frac{U_k(t_1) + U_k(t_2)}{2} \quad (\text{A.4})$$

$$\delta U_{ak} = U_k(t_2) - U_k(t_1) \quad (\text{A.5})$$

$$U'_{ak} = \frac{U'_k(t_1) + U'_k(t_2)}{2} \quad (\text{A.6})$$

$$\delta U'_{ak} = U'_k(t_1) - U'_k(t_2) \quad (\text{A.7})$$

これらの関係と (A.1) 式・(A.2) 式を用いると (A.3) 式は以下のように表される。

$$U \cos 2\pi ft = \sum_{j=1}^k \left(U_{aj} - \frac{\delta U_{aj}}{2} + \int_{t_1}^t \frac{(N-j+1)i}{C_j} dt - \int_{t_1}^t \frac{I_a}{C_j} dt \right) - \sum_{j=1}^k \left(U'_{aj} + \frac{\delta U'_{aj}}{2} - \int_{t_1}^t \frac{(N-j+1)i}{C'_j} dt \right) \quad (\text{A.8})$$

1 周期のうちに平滑コンデンサから放電される電荷 Q は区間 (t_1, t_2) で平滑コンデンサに充電される電荷と等しいので

$$Q = \frac{I_a}{f} = \int_{t_1}^{t_2} i dt \quad (\text{A.9})$$

である。 $t = t_2$ で、(A.8) 式第一項の括弧内部は $U_{ak} + \delta U_{ak}/2$ に、第二項の括弧内部は $U'_{ak} - \delta U'_{ak}/2$ に一致することから、リップル電圧は

$$\delta U_{ak} = (N-k+1) \frac{Q}{C_k} - \varepsilon \frac{Q}{C_k} \quad (\text{A.10})$$

$$\delta U'_{ak} = (N-k+1) \frac{Q}{C'_k} \quad (\text{A.11})$$

と表すことができる。ただし $t_2 - t_1 = \varepsilon T$ とした。

(ii) $t'_1 \leq t \leq t'_2$

経路 $0(k-1)k'0'$ での電圧を (i) と同様に考えると

$$\begin{aligned}
 -U \cos 2\pi ft = & -\sum_{j=1}^{k-1} \left(U_{aj} + \frac{\delta U_{aj}}{2} - \int_{t'_1}^t \frac{(N-j)i}{C_j} dt - \int_{t_2}^{t'_1} \frac{I_a}{C_j} dt - \int_{t'_1}^t \frac{I_a}{C_j} dt \right) \\
 & + \sum_{j=1}^k \left(U'_{aj} - \frac{\delta U'_{aj}}{2} - \int_{t'_1}^t \frac{(N-j+1)i}{C'_j} dt \right) \tag{A.12}
 \end{aligned}$$

という表式を得ることができる。

(iii) $t_2 \leq t \leq t'_1$ と $t'_2 \leq t \leq t_1 + T$

このときは押し上げコラムのコンデンサは電荷を保ち、平滑コラムのコンデンサからは I_a のみによって電荷が流出する。この間の電圧の瞬時値は電圧降下を考えるにあたって重要でないので表式を書き下すことはしない。

さて、今は回路上のいかなる抵抗をも無視しているので、入力電圧と $U_k(t)$ の位相はほぼ一致する。つまり $U_k(t)$ が最大をとるとき、ほぼ同時に入力電圧も最大であるので、 $\cos 2\pi ft_2 \approx 1$ となる。従って、(A.8) 式で $t = t_2$ のときを考えると

$$U = \sum_{j=1}^k U_{aj} + \sum_{j=1}^k \frac{\delta U_{aj}}{2} - \sum_{j=1}^k U'_{aj} + \sum_{j=1}^k \frac{\delta U'_{aj}}{2} \tag{A.13}$$

また、入力電圧と $U'_k(t)$ の位相は一致するので $\cos 2\pi ft'_2 = -1$ である。(A.12) 式で $t = t'_2$ のときを考えると

$$U = -\sum_{j=1}^{k-1} U_{aj} + \sum_{j=1}^{k-1} \frac{\delta U_{aj}}{2} - (\varepsilon' - \varepsilon) Q \sum_{j=1}^{k-1} \frac{1}{C_j} + \sum_{j=1}^k U'_{aj} + \sum_{j=1}^k \frac{\delta U'_{aj}}{2} \tag{A.14}$$

である。ただし押し上げコラム C'_k の充電が終了してから次の放電が終了するまで $((t_2 + T) - t'_2)$ を $\varepsilon' T$ とした。すなわち $(\varepsilon' - \varepsilon) T$ は押し上げコラム C'_k の充電が終了してから平滑コラム C_k の充電が開始するまでの時間である。(A.13) 式と (A.14) 式から、 k 段目の出力電圧 $\sum_{j=1}^k U_{aj}$ に関する漸化式が導ける。

$$\sum_{j=1}^k U_{aj} = \sum_{j=1}^{k-1} U_{aj} + 2U - \sum_{j=1}^k (\delta U_{aj} + \delta U'_{aj}) + \frac{\delta U_{ak}}{2} + (\varepsilon' - \varepsilon) Q \sum_{j=1}^{k-1} \frac{1}{C_j} \tag{A.15}$$

この漸化式を $k = 1$ から $k = N$ まで足し合わせると最上段の出力 $\sum_{j=1}^N U_{aj}$ を求めることができる。

$$\sum_{j=1}^N U_{aj} = 2NU - \left[\sum_{k=1}^N \sum_{j=1}^k (\delta U_{aj} + \delta U'_{aj}) - (\varepsilon' - \varepsilon) Q \sum_{k=1}^N \sum_{j=1}^k \frac{1}{C_j} - \sum_{k=1}^N \frac{\delta U_{ak}}{2} + (\varepsilon' - \varepsilon) Q \sum_{k=1}^N \frac{1}{C_k} \right] \quad (\text{A.16})$$

(A.16) 式の大括弧でくくった項が電圧降下である。今は抵抗を考えていないので充電は瞬時に完了すると考えてよく、このとき $\varepsilon \approx 0, \varepsilon' \approx 1/2$ である。さらに $C_k = C'_k = C$ のときを考えて、(A.16) 式に (A.10) 式と (A.11) 式を代入すれば、電圧降下 ΔU_c は

$$\Delta U_c = \frac{I_a}{fC} \left[\frac{2}{3} N^3 + \frac{1}{2} N^2 + \frac{1}{3} N \right] \quad (\text{A.17})$$

となり (5.2) 式が得られる。

(A.10) 式と (A.11) 式の通り、各コンデンサの電極間電圧のリップルが段数の 1 次であり、各段の出力電圧のリップル $\sum_{j=1}^k \delta U_{aj}^{(l)}$ はその積算となるため段数の 2 次になる。(A.15) 式から分かるように、段ごとの出力電圧の増分は $2U$ より出力電圧のリップル程度低いいため、最上段での電圧降下は段数の 2 次の効果が積算して段数の 3 次となる。

謝辞

—*Concordia res parvae crescunt.*

この修士論文を書き上げ、また過ぎ越したこの修士過程二年間を顧みるに、いずれも幾多の方々のお力により支えられ相成ったものと深く思いが致されます。

市川温子准教授には研究の方針から部品の設計に至るまで数多くの助言を頂きました。私が研究に詰まって相談を持ち込むと、たちどころに複数のアイデアを提示してくださるというのが常でした。豊かな経験と研究への熱意から生まれるのであろう、その枯れざる泉のようなアイデアには驚嘆の意を禁じ得ず、研究・教育への姿勢には大きな憧憬の念を抱いております。

中家剛教授には実験に関して直接アドバイスを頂く機会はありませんでしたが、文章の添削を通して学問における論理の構築をお教えいただきました。また、授業・ゼミや普段の会話から、物理のみにとどまらず学問・研究という営みに対するお考えの一端を学ばせていただいたつもりでいます。中家教授の研究室で研究ができること、大変嬉しく思っています。

中村輝石さんにはミーティング等で私に無い視点からのアドバイスを幾つも頂きました。一つのアイデアやデータに対して綿密に検証を重ねていくその姿勢を今後ともお手本とさせていただきます。お忙しい中 CW 回路の長時間動作試験にお付き合いいただきありがとうございました。

潘晟さんにはこまごまとした質問を何度もし、その度に丁寧にお答えを頂きました。突然居室に押しかけることもありご迷惑だったかと思いますが、大変助かりました。また我々 M2 に代わって修論提出用のフラットファイルを用意し、印刷用紙を補充して下さいましてありがとうございます。私も潘さんのように周囲を支えられる大きな人間になりたいと思います。

田中駿祐さんからは学会発表資料やこの修論などに、いつも多くの的確なコメントをいただきました。特に修論提出直前の深夜に、コンデンサの静電容量の電圧依存性と誘電正接について、私が完全に誤った議論をしていることを指摘して下さった御恩はいかに言葉を尽くしても表現できないほどです。田中さんのお蔭で研究者人生に重大な汚点を残すことを回避できました。

中村和広くんとは互いの研究について、AXEL について、またその他諸々についてよく議論をしました。議論によって深まった理解がこの修論にも反映されています。

東京大学宇宙線研究所の関谷洋之准教授には CW 回路の入力に用いたパワーアンプをお借り

しました。パワーアンプが無ければこの修論の内容は半減していたでしょう。神戸大学の身内賢太郎准教授にお誘いいただき、東京大学工学系研究科の熊田亜紀子准教授から電圧の扱いについてお教えいただきました。CW回路・フィールドケージ開発に生かされております。KEKの坂下健助教と早稲田大学の鷺見貴生さんにはCW回路の資料をいただき、また学会・研究会のたびに貴重なコメントをいただきました。京都大学化学研究所先端ビームナノ科学センターの岩下芳久准教授にはCW回路の特性やフィールドケージの構造について、数多くの貴重なご指摘とアドバイスを頂きました。私の力不足ゆえ全てを修論中に反映することができなかったのですが、お蔭様で今後の開発が大きく進展することは疑いないものです。皆様には本来であれば直接お礼の言葉を述べるべきと存じますが、まずは謝辞にて失礼いたします。

研究室のメンバーの皆様にも感謝の意を表したいと思います。お世話になった方々全員の名前を挙げてはきりがありませんが、特に修論の支えとなってくださった方として以下の皆様に挙げたく存じます。まず中桐さんには学部4回生の頃から”目をかけて”いただきました。修論提出1週間ほど前に部屋に籠って追い込みをかけていた折に頂いたお菓子と栄養ドリンクの差し入れが支えとなりました。差し入れといえば市川さん(再)のドーナツ、平本さんのどら焼き、中桐さん(再)のクリアアサヒ、潘さん(再)のユンケル、林野さんのホットアイマスク、仲村さんのリポビタンD、篠原さんの干し芋、も忘れられません。全てにありつけたわけではありませんが、皆様ありがとうございました。そしていつもコーヒーを淹れてくれる岡崎くんにも謝意を表します。デスクが隣の宇野くんと時折語らって気を紛らすことで集中して徹夜に臨めました。修論提出前日から当日にかけての徹夜の折には森くんの力作謝辞を見せてもらったことで気分がリフレッシュできました。そして、救仁郷さんが加湿器の購入を提案してくださったお蔭で修論提出直前の4日間、快適にスパートをかけることができました。

最後に、奔放な生き方を許し支えてくれる、両親をはじめとした家族に最大限の感謝を捧げます。

—*Intellectum valde amat. Natura in minima maxima.*

参考文献

- [1] W. Pauli, Letter of 4 December to L. Meitner et al. (1930)
- [2] E. Fermi, "An attempt of a theory of beta radiation. 1.", *Z. Phys.* **88** 161–177 (1934)
- [3] C.L. Cowan, Jr., F. Reines, F.B. Harrison, H.W. Kruse, A.D. McGuire, "Detection of the Free Neutrino: a Confirmation", *Science* **124** 103–104 (1956)
- [4] R. Davis, Jr., "Attempt to Detect the Antineutrinos from a Nuclear Reactor by the $\text{Cl}^{37}(\bar{\nu}, e^-)\text{A}^{37}$ Reaction", *Phys. Rev.* **97** 766–769 (1955)
- [5] M. Goldhaber, L. Grodzins, A.W. Sunyar, "Helicity of Neutrinos", *Phys. Rev.* **109** 1015–1017 (1958)
- [6] S. Schael *et al.* [The ALEPH Collaboration, The DELPHI Collaboration, The L3 Collaboration, The OPAL Collaboration, The SLD Collaboration, The LEP Electroweak Working Group, The SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups], "Precision electroweak measurements on the Z resonance", *Phys. Rept.* **427** 257–454 (2006)
- [7] Y. Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], "Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos", *Phys. Rev. Lett.* **81** 1562–1567 (1998)
- [8] Z. Maki, M. Nakagawa, S. Sakata, "Remarks on the Unified Model of Elementary Particles", *Prog. Theor. Phys.* **28** 870–880 (1962)
- [9] C. Patrignani *et al.* [Particle Data Group], "The Review of Particle Physics", *Chin. Phys. C* **40** 100001 (2016) and 2017 update.
- [10] P.A.R. Ade *et al.* [Planck Collaboration], "Planck 2015 results XIII. Cosmological parameters", *Astron. Astrophys.* **594** A13 (2016)
- [11] S.F. King, "Neutrino Mass Models", *Rept. Prog. Phys.* **67** 107–158 (2004)
- [12] J.J. Gómez-Cadenas and J. Martín-Albo, "Phenomenology of Neutrinoless Double Beta Decay", *PoS GSSI14* 004 (2015)
- [13] A. Gando *et al.* [KamLAND-Zen Collaboration], "Search for Majorana Neutrinos Near the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen", *Phys. Rev. Lett.* **117** 082503 (2016)
- [14] K. Eguchi *et al.*, "High Sensitivity Search for $\bar{\nu}_e$'s from the Sun and Other Sources at KamLAND", *Phys. Rev. Lett.* **92** 071301 (2004)

- [15] M. Agostini *et al.* [The GERDA Collaboration], "Background-free search for neutrinoless double- β decay of ^{76}Ge with GERDA", *Nature* **544** 47–52 (2017)
- [16] D.R. Nygren, "The Time Projection Chamber: A New 4π Detector for Charged Particles", *eConf* **C740805** 58 (1974)
- [17] H.J. Hilke, "Time projection chambers", *Rep. Prog. Phys.* **73** 116201 (2010)
- [18] E. Aprile, A.E. Bolotnikov, A.I. Bolozdynya, T. Doke, *Noble Gas Detectors* Wiley-VCH (2006)
- [19] Kiseki Nakamura, private communication.
- [20] U. Fano, "Ionization Yield of Radiations. II. The Fluctuations of the Number of Ions", *Phys. Rev.* **72** 26–29 (1947)
- [21] D.F. Anderson, T.T. Hamilton, W.H.-M. Ku, R. Novick, "A large area, gas scintillation proportional counter", *Nucl. Instrum. Meth.* **163** 125–134 (1979)
- [22] S.P. Ahlen, "Theoretical and experimental aspects of the energy loss of relativistic heavily ionizing particles", *Rev. Mod. Phys.* **52** 121–173 (1980)
- [23] V. Álvarez *et al.*, "NEXT-100 Technical Design Report (TDR). Executive summary", *JINST* **7** T06001 (2012)
- [24] C.M.B. Monteiro *et al.*, "Electroluminescence yield in xenon gas detectors", *Revista do DETUA* **4**(7) 849–852 (2007)
- [25] V. Álvarez *et al.*, "Near-intrinsic energy resolution for 30–662 keV gamma rays in a high pressure xenon electroluminescent TPC", *Nucl. Instrum. Meth. A* **708** 101–114 (2013)
- [26] S. Ban *et al.*, "Electroluminescence collection cell as a readout for a high energy resolution Xenon gas TPC", *Nucl. Instrum. Meth. A* **875** 185–192 (2017)
- [27] A. Bolotnikov, B. Ramsey, "The spectroscopic properties of high-pressure xenon", *Nucl. Instrum. Meth. A* **396** 360–370 (1997)
- [28] L. Serra *et al.*, "An improved measurement of electron-ion recombination in high-pressure xenon gas", *JINST* **10** P03025 (2015)
- [29] Finite Element Method Magnetics : HomePage, www.femm.info/wiki/HomePage lastvisited on Jan. 12, 2018
- [30] T. Behnke *et al.*, "A lightweight field cage for a large TPC prototype for the ILC", *JINST* **5** P10011 (2010)
- [31] D.S. Akerib *et al.* [LUX Collaboration], "Results from a Search for Dark Matter in the Complete LUX Exposure", *Phys. Rev. Lett.* **118** 021303 (2017)
- [32] B.J. Mount *et al.* [The LUX-ZEPLIN (LZ) Collaboration], "The LUX-ZEPLIN (LZ) Technical Design Report", arXiv:1703.09144
- [33] 東レ・デュポン株式会社, カプトン[®] EN カタログ, www.td-net.co.jp/products/download/documents/1207kaptonEN.pdf lastvisited on Jan. 12, 2018

- [34] J.D. Cockcroft, E.T.S. Walton, "Experiments with High Velocity Positive Ions.—(I) Further Developments in the method of obtaining High Velocity Positive Ions.", *Proc. Roy. Soc. A* **136** 619–630 (1932)
- [35] LTspice—Linear Technology, www.linear-tech.co.jp/designtools/software/ lastvisited on Jan. 14, 2018
- [36] 原 栄一 "高電圧整流型加速器", 実験物理学講座 **28** 81–117 (1975)
- [37] 村田製作所 製品情報 GRJ55DR73A104KWJ1, psearch.jp.murata.com/capacitor/product/GRJ55DR73A104KWJ1%23.html lastvisited on Jan. 24, 2018
- [38] Epoxy Technology, EPO-TEK[®]EJ2108 データシート, www.epotek.com/site/administrator/components/com_products/assets/files/Style_Uploads/EJ2108.pdf lastvisited on Jan. 18, 2018
- [39] C.F.P. Silva, "Study of reflectance distributions of fluoropolymers and other rough surfaces with interest to scintillation detectors", Ph.D. thesis, University of Coimbra (2009)