

修士論文

ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索実験
AXELのための波形読み出し回路の
ファームウェア開発と性能評価

東北大学理学研究科
物理学専攻

初見 聡太

2025年

概要

ニュートリノ振動の発見によりニュートリノが質量を持つことが明らかになったが、他のフェルミオンに比べて質量が極めて小さい点は謎である。ニュートリノと反ニュートリノが同一の粒子、すなわちマヨラナ粒子である場合、極端に軽い質量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は、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) を観測することで検証できる。 $0\nu\beta\beta$ とは、ある原子核で 2 回ベータ崩壊が起きた際に 2 つの反電子ニュートリノがマヨラナ性のため仮想的に対消滅し、2 つの電子のみが放出される反応のことで、マヨラナ性の実証に加えてその崩壊寿命から関与するニュートリノの質量を求めることができる。

AXEL 実験は高圧キセノンガス TPC を用いた $0\nu\beta\beta$ 探索計画である。検出器は高圧ガスによる大質量、高いエネルギー分解能、飛跡再構成による背景事象除去を同時に実現でき、性能を維持したまま大型化できる特徴を兼ね備えている。これにより世界最高感度での $0\nu\beta\beta$ 探索を達成する。

現在は 180 リットル (L) 試作器の評価をもとに、次世代 1000 L 検出器の研究開発を行っている。1000 L 検出器ではチャンネル数が約 10 倍になるため、読み出し回路の集積化・低電力化が不可欠である。そこで、現読み出し回路をベースに次期読み出し回路が設計・製作された。本研究ではこの回路の基本的な性能を評価し、設計通りの性能が得られたことを確認した。

読み出し回路は FPGA で制御する。FPGA は専用のファームウェアで動作するため、次期読み出し回路に対応したファームウェアの開発が必須である。さらに、読み出しチャンネル数の増加に伴って複数のボードを取りまとめるトリガーロジックモジュールのファームウェアの改造も要求される。本研究ではそれらの開発と動作確認をした。

180 L 検出器のファームウェアでは、データが取得できない場合やデータ取得時間に対するトリガー有感時間の割合が著しく低くなる場合があることが報告されている。本研究では、これらの問題を解決すべくファームウェアの改善を施した。さらに、その過程で明らかになった 1000 L 検出器でのデータ取得における課題点の検証も行なった。

AXEL 実験のエネルギー分解能を制限する要因として検出光子数の統計的揺らぎがある。これを改善するため、受光面積が大型化した新型 MPPC 光検出器が開発された。本研究では新型 MPPC のダークパルスを取得し、MPPC のゲイン評価を行なった。また、ダークパルスがエネルギー分解能に影響を及ぼさないことを確認した。

MPPC の検出光子数が増加すると入射光子数と出力電荷間の線形性が失われる。この非線形性は補正されるものの、補正しきれない系統誤差はエネルギー分解能に影響を与える。次期読み出し回路では MPPC の非線形性要因のうち、バイアス電圧の降下によるものを抑制する対策が取り入れられた。本研究ではその対策の効果を検証するとともに、エネルギー分解能への影響も確かめた。

本研究により次世代検出器のデータ取得環境を構築し、また性能向上対策が十分に機能していることを実証した。

目次

第 1 章	序論	3
1.1	ニュートリノ	3
1.2	マヨラナ性	4
1.3	ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊	6
1.4	代表的な $0\nu\beta\beta$ 探索実験	8
第 2 章	AXEL 実験	11
2.1	AXEL 実験の概要	11
2.2	電離電子検出面 ELCC	13
2.3	信号読み出し系	17
2.4	AXEL 実験の現状および将来計画	18
第 3 章	次期読み出し回路の基本性能の評価	21
3.1	AXELBOARD の概要	22
3.2	AXELBOARD64 の概要	26
3.3	レギュレータ生成電圧と消費電力の評価	26
3.4	DAC 生成電圧の評価	27
3.5	ADC データの評価	29
3.6	MPPC bias 値のモニター	32
第 4 章	次世代ファームウェア	34
4.1	データ取得要件定義	34
4.2	AXELBOARD64 のファームウェア	36
4.3	Trigger Logic モジュールのファームウェア	43
4.4	次世代ファームウェアによるデータ取得	51
第 5 章	ファームウェアの改善	52
5.1	ADCH の改善	52
5.2	Trigger Logic モジュールの改善	53

5.3	今後の課題	57
第 6 章	新型 MPPC の基本性能評価	58
6.1	64 チャンネル MPPC ボードの概要	58
6.2	64 チャンネル MPPC ボードの読み出し	59
6.3	64 チャンネル MPPC ボードの冷却	63
6.4	新型 MPPC のゲインの評価と温度依存性	64
6.5	ダークパルスのエネルギー分解能への影響	75
第 7 章	MPPC 非線形性抑制対策	76
7.1	概要	77
7.2	測定セットアップ	78
7.3	解析	79
7.4	測定結果	81
7.5	非線形性補正への影響	82
第 8 章	まとめと今後の展望	86
	参考文献	90

第 1 章

序論

1.1 ニュートリノ

1930 年、パウリはベータ崩壊における電子の連続的なエネルギー分布を説明するために、電気的に中性で、透過力が大きく、非常に軽い粒子の存在を理論的に予言した。フェルミがベータ崩壊の理論を完成させるとともに、この粒子は「ニュートリノ」と名付けられた。

理論的には 100 年近く前から提唱されていたものの、その反応性の低さから実験的な発見に至るまでには 20 年以上要した。1956 年、ライネスとコーワンは原子炉から放出される反電子ニュートリノを、逆ベータ崩壊を観測することで初めて検出した [1]。その後、ニュートリノと反ニュートリノが別の粒子であること [2]、ニュートリノが左巻きのヘリシティーを持つこと [3]、ニュートリノのフレーバーが 3 世代存在すること [4] が確認されていった。

標準理論では、ニュートリノは「スピンの 1/2、質量・電荷が共に 0 で 3 世代のフレーバーを持つ、弱い相互作用のみするフェルミオン」として組み込まれている。また、ニュートリノは左巻き、反ニュートリノは右巻きのヘリシティーしか持ちえないとされている。

一方、ニュートリノ振動の発見によりニュートリノに質量があることが示された [5]。これは標準模型に対して初めて修正を迫る画期的な発見であった。しかし、ニュートリノ振動からは質量の二乗差しかわからないため、質量の絶対値は求められていない。また、太陽ニュートリノの振動観測により $m_1 < m_2$ は決定しているが、 m_2 と m_3 の大小関係が決定していないため、ニュートリノの 3 つの質量固有状態が標準順序 ($m_1 < m_2 < m_3$) であるのか、逆順序 ($m_3 < m_1 < m_2$) であるのかも未解決なままとなっている。なぜニュートリノの質量は他のフェルミオンに比べて異常に軽いのかもわかっていない。ニュートリノ質量の絶対値は宇宙マイクロ波背景放射の観測から制限がかけられており、Planck 衛星による測定から 3 つのニュートリノの質量和に対する上限値 $\Sigma m_\nu < 0.12$ eV (95 % C.L.) が与えられている [6]。直接的にはベータ崩壊の電子のエネルギースペクトル、特に最大エネルギー付近におけるスペクトルの形を精密に観測することでベータ崩壊に寄与するニュートリノの質量を求めることができ、ドイツの KATRIN 実験が上限値 $m_\nu < 0.45$ eV (90 % C.L.) を与えている [7]。これらは電子の質量 511 keV と比較して 6 桁以上も軽い値である。

ニュートリノは電荷を持たないことから、その反粒子が自分自身であるマヨラナ粒子である可能性があるが、ニュートリノがマヨラナ粒子とディラック粒子どちらかなのかは未解決問題となっている。

1.2 マヨラナ性

1.2.1 マヨラナ質量

まず、電子のような通常のフェルミオンを考える。標準模型において、フェルミオン ψ のディラック質量項は以下のように与えられる。

$$\mathcal{L}_{mass} = -Y_\psi \overline{\Psi}_L H \psi_R + h.c. \quad (1.1)$$

ここで Y_ψ はフェルミオンとヒッグス粒子の結合の強さを示す湯川結合、 $\Psi_L = \begin{pmatrix} \chi_L \\ \psi_L \end{pmatrix}$ は左巻きフェルミオンの SU(2) 二重項、 $\psi_{L,R}$ は ψ の左巻き成分と右巻き成分を表している。ヒッグス場 H の真空期待値を

$$\langle H \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

とすると、(1.1) は、

$$\mathcal{L}_{mass} = -\frac{Y_\psi v}{\sqrt{2}} \overline{\psi}_L \psi_R + h.c. \quad (1.3)$$

となる。これはディラック質量項 $-m_D \overline{\psi}_L \psi_R$ の形をしている。このようにして通常のフェルミオンはヒッグス場との相互作用で質量を獲得する。

現在の標準模型には右巻きニュートリノ ν_R は存在しないものの、新たに導入すれば同様にしてディラック質量 m_D を得ることができる。しかし、ニュートリノに対する湯川結合定数 Y_ν は、他のフェルミオンに比べて不自然に小さくなってしまう。そこで、ニュートリノには他のフェルミオンとは異なる質量獲得機構があると考えられるのである。

ディラック粒子は左巻き成分と右巻き成分を組み合わせることによって質量項が表される。これに対して粒子 ψ と反粒子 $\psi^c (= -\gamma^0 C \psi^*)$ を組み合わせることによって質量項を構成することを考えてみる。このとき、ラグランジアン of 質量項は以下のように表せる。

$$\mathcal{L}_{mass} = -m_D (\overline{\psi}_L \psi_R + \overline{\psi}_R \psi_L) - \frac{m_L}{2} (\overline{\psi}_L^c \psi_L + \overline{\psi}_L \psi_L^c) - \frac{m_R}{2} (\overline{\psi}_R^c \psi_R + \overline{\psi}_R \psi_R^c) \quad (1.4)$$

第二項、第三項をマヨラナ質量項、 m_L 、 m_R をマヨラナ質量と呼ぶ。ただし、マヨラナ質量は一般に適用することはできない。例えばグローバルな位相変換 $\psi \rightarrow \psi e^{i\theta}$ を行うと、

$$\overline{\psi}_R \psi_R^c = -\overline{\psi}_R \gamma^0 C \psi_R^* \rightarrow \overline{\psi}_R \psi_R^c e^{-2i\theta} \quad (1.5)$$

と不変でなくなり、電荷保存則が破れてしまう。不変性を保つ (マヨラナ質量項を持つ) 必要条件は $\psi^c = \psi$ 、すなわち粒子と反粒子が同一であることである。このような粒子はマヨラナ粒子と呼

ばれる。電荷を持った粒子では電荷保存則を破るため許されないが、ニュートリノは中性であるためマヨラナ粒子たり得る。現在の標準模型中にはマヨラナ粒子は存在していない。

1.2.2 シーソー機構

ニュートリノがマヨラナ粒子であれば、その極端に軽い質量を説明できる可能性がある。簡単のために、ニュートリノのフレーバーを一種類とする。ニュートリノがマヨラナ粒子であるとすると、質量項は以下の通りになる。

$$\mathcal{L}_{mass} = -m_D \overline{\nu_R} \nu_L - \frac{m_L}{2} \overline{\nu_L^c} \nu_L - \frac{m_R}{2} \overline{\nu_R^c} \nu_R + h.c. \quad (1.6)$$

ここで $\overline{\nu_R} \nu_L = \overline{\nu_L^c} \nu_R^c$ を用いると

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{mass} &= -\frac{m_D}{2} (\overline{\nu_R} \nu_L + \overline{\nu_L^c} \nu_R^c) - \frac{m_L}{2} \overline{\nu_L^c} \nu_L - \frac{m_R}{2} \overline{\nu_R^c} \nu_R + h.c. \\ &= -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \overline{\nu_L^c} & \overline{\nu_R} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^c \end{pmatrix} + h.c. \end{aligned} \quad (1.7)$$

得られた行列 $M = \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix}$ をユニタリ行列 U を用いて対角化すると

$$U^{-1} M U = \begin{pmatrix} m_N & 0 \\ 0 & m_\nu \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

となる。ただし、

$$m_N, m_\nu = \frac{(m_R + m_L) \pm \sqrt{(m_R + m_L)^2 + 4m_D^2}}{2} \quad (1.9)$$

である。ここで、 $m_L = 0$, $m_R \gg m_D$ が成り立つとすると、

$$m_N \simeq m_R, m_\nu \simeq \frac{m_D^2}{m_R} \quad (1.10)$$

と近似できる。すなわち、ニュートリノが通常フェルミオンと同程度のディラック質量 m_D ($\propto Y_\nu$) であっても、右巻きニュートリノが非常に重い質量 m_R を持つと左巻きニュートリノは極端に軽い質量を持つことが可能になるのである。このように、一方が重くなるともう一方が軽くなることから、この機構はシーソー機構と呼ばれている [8][9]。

1.2.3 レプトジェネシス

重いマヨラナニュートリノは、物質優勢宇宙の誕生に関わっている可能性もある。現在の宇宙は物質が多数を占めており反物質はほとんど存在していないが、宇宙初期には粒子と反粒子が同数生成されたと考えられている。この非対称性がどのような機構から生み出されたのかはまだ明らかになっていない。

物質優勢宇宙が誕生するために、サハロフは三つの条件が必要であると主張した。

- (1) バリオン数 B を破る過程が存在すること
- (2) C および CP 対称性を破る過程が存在すること
- (3) 上記2つの過程が熱的非平衡下で進行すること

重いマヨラナニュートリノは C と CP の対称性を破って崩壊することができるため、その崩壊生成物であるレプトンと反レプトンに非対称性が生じる。したがって、宇宙初期に存在した重いマヨラナニュートリノが宇宙膨張時の非平衡状態下で崩壊することで正味のレプトンが生成され、そのレプトンがバリオンに変換されることにより物質と反物質が非対称な宇宙ができたと考えられることができる。このモデルはレプトジェネシスと呼ばれる [10]。ニュートリノがマヨラナ粒子であれば、物質優勢宇宙の謎を解決できる可能性があるため、ニュートリノのマヨラナ性の検証は非常に重要な問題である。

1.3 ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊

ニュートリノのマヨラナ性を検証するほぼ唯一の現実的な手段が、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) を探索することである。二重ベータ崩壊とは、原子番号が1増加する原子核への遷移がエネルギー的に高いため、あるいはスピン状態のため禁止されているが、原子番号が2増加する原子核への遷移は許される原子核において、ベータ崩壊が2回同時に起こる現象のことである。

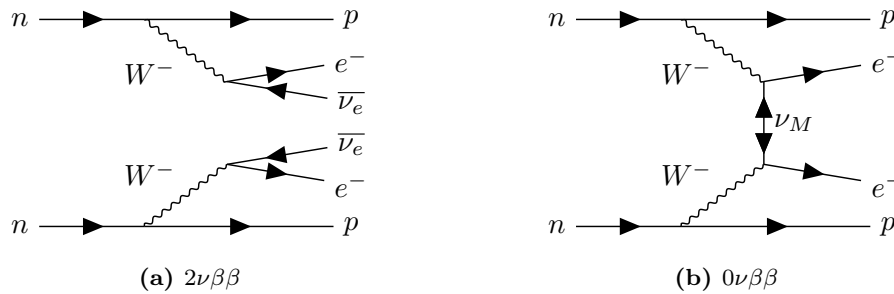


図 1.1: 二重ベータ崩壊のファインマンダイアグラム

通常の二重ベータ崩壊 ($2\nu\beta\beta$) は、図 1.1a のように原子核から2つ電子と2つの反ニュートリノが放出される。

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (1.11)$$

$2\nu\beta\beta$ はレプトン数が保存され、標準理論の範囲内の現象であり、 ^{48}Ca 、 ^{76}Ge 、 ^{136}Xe など複数の原子核で観測されている。半減期は $10^{18} \sim 10^{21}$ 年と極めて長い。

一方、ニュートリノがマヨラナ粒子である場合、図 1.1b のようなニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) が起こりうる。

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- \quad (1.12)$$

$0\nu\beta\beta$ では、2つの反電子ニュートリノがマヨラナ性のため仮想的に対消滅するため、放出されるのは2つの電子のみになる。レプトン数が2変化するため、標準理論の枠組みからは外れており、現在までに観測はなされていない。2つの反応の違いは、放出される電子のエネルギーの和に表れる。 $2\nu\beta\beta$ では原子核の崩壊エネルギーが電子と反ニュートリノに分配されるため、2つの電子のエネルギーの和は連続的な分布となるが、 $0\nu\beta\beta$ では崩壊エネルギーが電子のみに受け渡されるため、2つの電子のエネルギーの和がピークとなって表れる (図 1.2)。

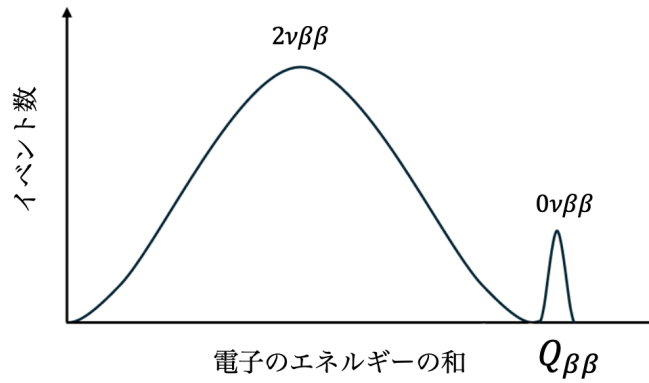


図 1.2: $2\nu\beta\beta$ と $0\nu\beta\beta$ で放出される 2 つの電子のエネルギー和のスペクトル

$0\nu\beta\beta$ の半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ は以下のように与えられる。

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) |M^{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (1.13)$$

ここで、 $G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$ は位相空間因子であり、崩壊エネルギー $Q_{\beta\beta}$ と原子番号 Z によって理論的に決まる。 $M^{0\nu}$ は核行列要素であり、理論的に求まるもののモデルによって不定性がある。 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ はニュートリノ有効質量と呼ばれ、電子ニュートリノの実効的な質量であり、ニュートリノ混合行列を用いて以下のように表せる。

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i \right| \quad (1.14)$$

図 1.3 は $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ の許容領域と $0\nu\beta\beta$ 探索実験より与えられた上限値を示している [11]。 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ の許容領域はニュートリノ振動実験から得られたニュートリノ混合角とニュートリノ質量の 2 乗差によって決まる。現在、KamLAND-Zen 実験がニュートリノ有効質量に対して最も厳しい上限値を与えており、その値は $\langle m_{\beta\beta} \rangle < 28 - 122 \text{ meV} (90 \% \text{ C.L.})$ となっている [11]。 今後は逆順序領域の探索を進めると同時に、標準順序領域への到達が目指される。

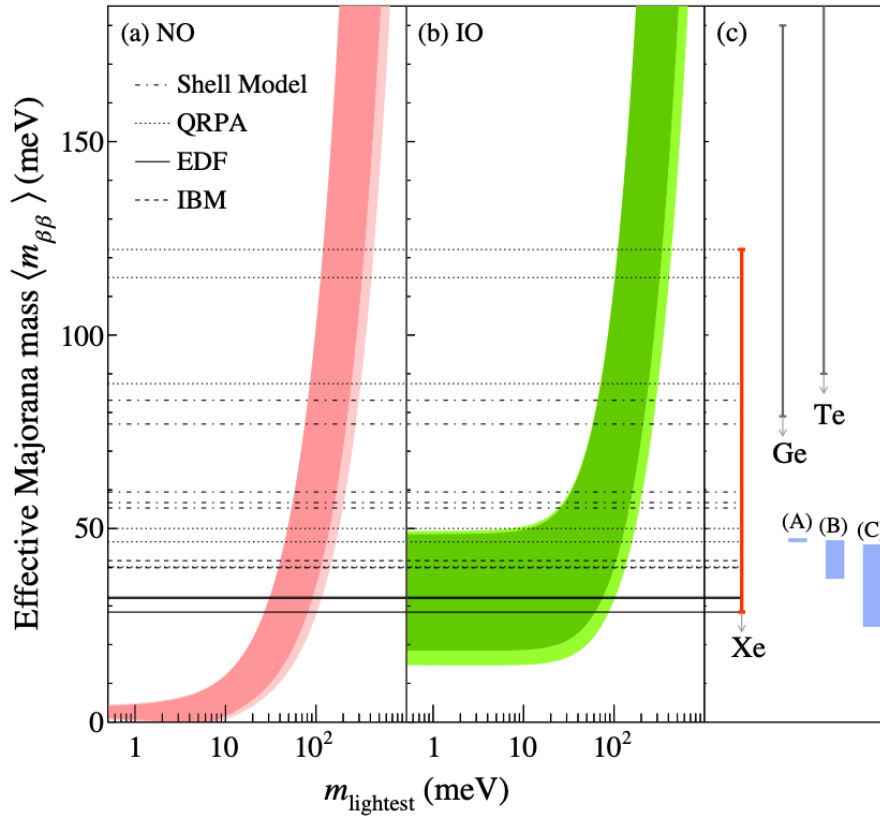


図 1.3: ニュートリノ有効質量の許容領域。(a) は順階層 (NO)、(b) は逆階層 (IO) におけるニュートリノ振動の測定により得られたニュートリノ有効質量の許容領域を示している。色の濃い部分はニュートリノ振動パラメータの最良適合値に基づく予測であり、色の薄い部分は振動パラメータの不確実性から得られた 3σ の範囲を示す。水平線は位相空間因子および核行列要素を考慮した、KamLAND-Zen による ^{136}Xe を用いたニュートリノ有効質量の 90 % 信頼度の上限を示している。(c) は ^{136}Xe 、 ^{76}Ge 、 ^{13}Te に対応するニュートリノ有効質量の上限值を示している [11]。

1.4 代表的な $0\nu\beta\beta$ 探索実験

$0\nu\beta\beta$ 探索において検出器には以下の要素が必要である。

- 大質量の二重ベータ崩壊核
- 低い背景事象
- 高いエネルギー分解能

まず、 $0\nu\beta\beta$ は極稀事象であるため、検出には大量の崩壊核を使用し期待されるイベント数を増やすことが必要である。世界最高感度を達成するためには 1 トン程度の崩壊核が要求される。また、放射線不純物や環境放射線、特に $0\nu\beta\beta$ の Q 値に近いエネルギーを持つ事象を徹底的に排除

することも重要である。さらに、 $2\nu\beta\beta$ も電子が崩壊エネルギーのほとんどを持ち去った場合は電子のエネルギーの和が Q 値に近い値になるため、高エネルギー分解能が要求される。

1.4.1 KamLAND-Zen

KamLAND-Zen 実験は神岡鉱山地下 1000 m に位置する旧カミオカンデを転用した検出器にて $0\nu\beta\beta$ 探索を行っている。91 % 濃縮 ^{136}Xe ガスを液体シンチレータに溶かし、二重ベータ崩壊で発生した電子によるシンチレーション光を周囲の光電子増倍管で検出することによってエネルギーを測定している。宇宙線の影響が少ない地下環境で行い、液体シンチレータやそれを覆うバルーンなどから徹底的に放射線不純物を取り除くことで低バックグラウンド化を実現している。前述の通り、現時点で世界最高感度の $0\nu\beta\beta$ 探索を実現しており、 ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 半減期の下限值として

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} > 3.8 \times 10^{26} \text{ yr (90 \% C.L.)} \quad (1.15)$$

を与えている。ニュートリノ有効質量の上限值としては、

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < 28 - 122 \text{ meV (90 \% C.L.)} \quad (1.16)$$

となっている [11]。一方で、エネルギー分解能が $6.7 \%/\sqrt{E(\text{MeV})}$ と比較的 low、バックグラウンドに $2\nu\beta\beta$ が多くなっている。

現在、エネルギー分解能向上を目的に検出器の改良を伴う KamLAND2-Zen 実験が進行中である。

1.4.2 EXO

EXO 実験は ^{136}Xe を用いた液体キセノン・タイムプロジェクションチェンバー (TPC) による $0\nu\beta\beta$ 探索実験で、アメリカのニューメキシコ州地下 700 m にて行われた。放射線によるシンチレーション光を APD により検出し、電離電子を多数のワイヤーにて検出する。エネルギー分解能 (σ/E) は 1.2 % であり、 ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 半減期の下限值として

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} > 3.5 \times 10^{25} \text{ yr (90 \% C.L.)} \quad (1.17)$$

を与えている [12]。

1.4.3 GERDA

GERDA 実験は ^{76}Ge を崩壊核として用いたゲルマニウム半導体検出器による $0\nu\beta\beta$ 探索実験で、イタリアのグランサッソー地下実験施設にて行われている。地下 3,600 m の環境で行い、検出器を液体アルゴンで満たした断熱低温容器内に入れることで、低背景事象を実現している。半導体検出器の利点はエネルギー分解能が非常に高いことで、0.13 % (FWHM) @ 2039 keV を達成している [13]。一方でゲルマニウム半導体の大型化が難しいという欠点がある。

1.4.4 NEXT

NEXT 実験は D.R.Nygren が提案した ^{136}Xe を用いた高圧キセノンガス TPC による $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験で、スペインの地下にて行われている [14]。NEXT 実験の検出原理を図 1.4 に示す [15]。荷電粒子が検出器に入射するとシンチレーション光と電離電子を発生させる。シンチレーション光 (S1) はカソード側の光電子増倍管 (PMT) で検出され、事象発生時刻を決定するために用いられる。電離電子は検出端面までドリフトされた後、2 枚のメッシュで生成された電場中でエレクトロルミネセンス (EL) 過程を介して光子 (S2) に変換される。カソード側の PMT に入射した光子は荷電粒子のエネルギー測定に、アノード側の半導体光検出器 (SiPM) に入射した光子は荷電粒子の飛跡検出に用いられる。試作器では約 1 % (FWHM) @ 2.6 MeV と高いエネルギー分解能を達成している [16]。また、飛跡再構成により背景事象除去を可能としている。一方で、大型化するとメッシュのたわみが大きくなり、メッシュ間の電場が均一でなくなるため、エネルギー分解能が悪化する恐れがある。本論文のテーマである AXEL 実験は同じ原理を用いているが、エレクトロルミネセンスの発生と検出方法が異なり、大型化が比較的容易であるという長所がある。

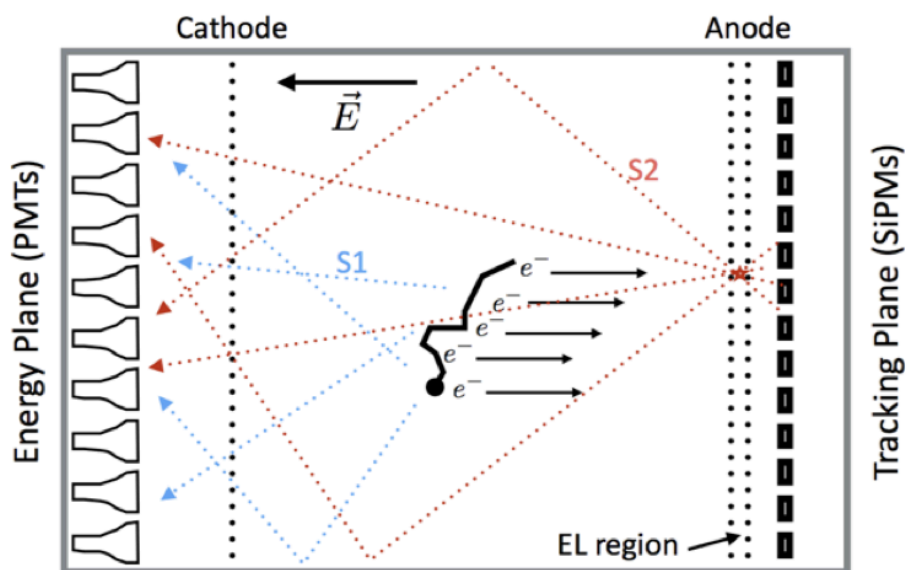


図 1.4: NEXT 実験の検出原理 [15]

第 2 章

AXEL 実験

2.1 AXEL 実験の概要

AXEL(A Xenon ElectroLuminescence) 実験は高圧キセノンガス・タイムプロジェクションチェンバー (TPC) を用いた $0\nu\beta\beta$ 探索計画である。検出器内部には二重ベータ崩壊核である ^{136}Xe を濃縮したキセノンガスを約 8 気圧で封入する (図 2.1)。ここではキセノンを用いた $0\nu\beta\beta$ 崩壊核かつ媒質として用いている。高圧にすることで、体積 20 m^3 程度で約 1 トンの大質量を実現できる。

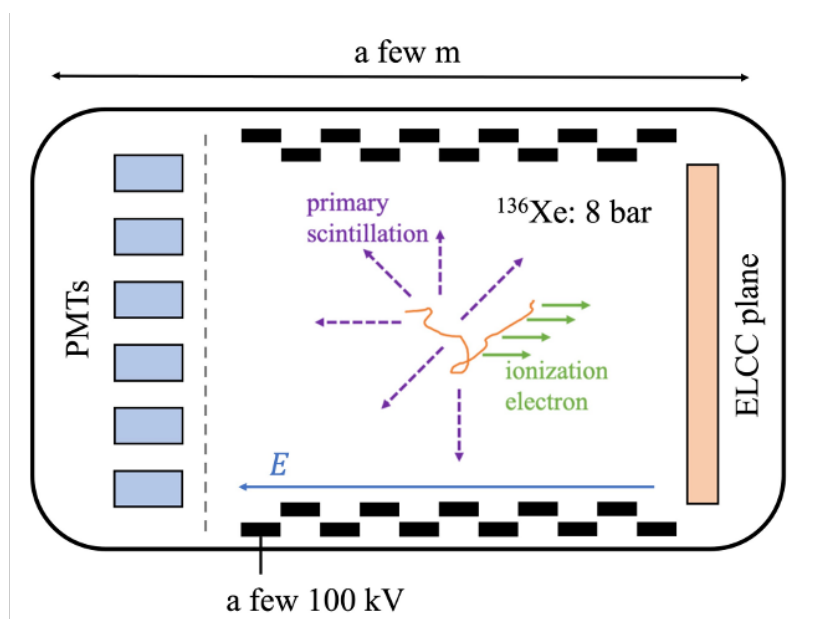
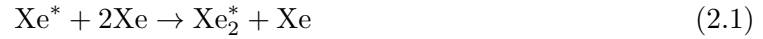


図 2.1: AXEL 検出器の動作概念図

TPC は荷電粒子の飛跡を 3 次元で再構成可能な検出器であり、1974 年に D.R.Nygren によって考案された [17]。検出器内部は液体やガスで満たされており、荷電粒子が通過するとエネルギーに比例した数の媒質を励起または電離させる。電離電子は検出容器内部にかけられたようなドリフト電場によって端部までドリフトされ、検出面にて 2 次的に観測される。ドリフト電場の向きに z

軸を取り、電離電子発生時刻を t_0 、電離電子の検出時刻を t 、媒体中の電離電子ドリフト速度を v とすれば、電離電子が発生した位置が $z = v(t_0 - t)$ と求まるので、3次元の飛跡が再構成できる。また、検出された電離電子数から荷電粒子が落としたエネルギーを測定することができる。

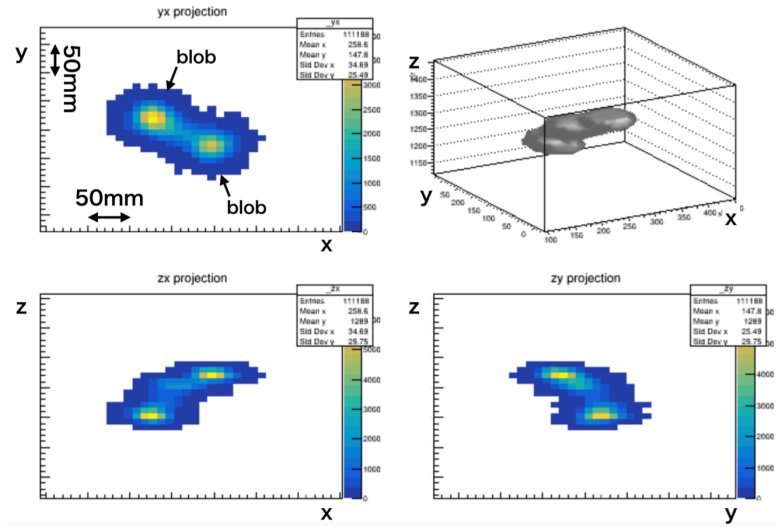
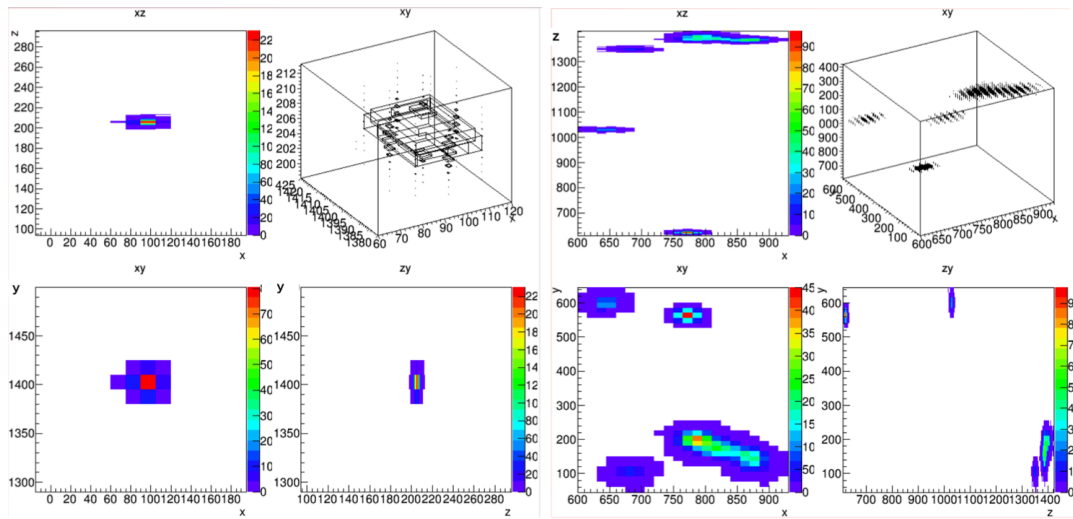
励起されたキセノン原子は脱励起する際に以下のプロセスでシンチレーション光を放出する [18]。



ここで発生するシンチレーション光の波長は 175 nm 程度の真空紫外光であり、キセノンガスに対して透明であるため、ガス中で散乱されることなく光検出器で検出できる。AXEL 検出器ではこのシンチレーション光を光電子増倍管で検出する。一方、電場が印加されたガス中では、電離電子は原子と衝突を繰り返しながら電場に沿って移動する。この衝突はガスの密度に対応した一定の距離ごとに起こるため、最終的にはある一定のドリフト速度に収束することになる。キセノンガス中では、100 V/cm/bar の電場で 1 μs になる。ドリフト電子は 2.2 節にて後述する検出器端面の ELCC でエレクトロルミネセンス (EL) 過程を介して多数の光子に変換される。その光子を検出することで高いエネルギー分解能を実現している。シンチレーション光の発光プロセスは数 ns で進行し、キセノンガス中の電離電子のドリフト速度 1 μs に比べて十分に短いため、シンチレーション光の発光時刻を電離電子発生時刻 t_0 とできる。

高いエネルギー分解能は、 $2\nu\beta\beta$ や環境放射線の事象を弁別することにつながる。加えて、エネルギーが Q 値に近い α 線や γ 線由来の事象は飛跡再構成により除去する。キセノンガス中で電子線は停止する直前に大きくエネルギーを落とすため、blob と呼ばれる特徴的な塊ができる。 $0\nu\beta\beta$ では 2 つの電子が原子核から放出されるため、2 本の飛跡と 2 つの blob が存在する (図 2.2a)。一方、 α 線の飛跡は極端に短く、簡単に判別可能である (図 2.2b)。 γ 線はこのエネルギー帯の 98 % がコンプトン散乱を起こし複数箇所で反応するため、これも簡単に判別できる (図 2.2c)。残りの 2 % は光電吸収であり、K 殻特性 X 線の存在や blob の数で判別が可能である [19]。

このように、AXEL 検出器は 1.4 節にて述べた、大質量、高エネルギー分解能、低背景事象を同時に満たし、世界最高感度での $0\nu\beta\beta$ 探索を実現しうる検出器である。

(a) $0\nu\beta\beta$ (2.458 MeV)(b) α 線 (2.5 MeV)(c) γ 線 (2.5 MeV)図 2.2: シミュレーションによる $0\nu\beta\beta$ 及び α 線、 γ 線反応の飛跡の例 [19]

2.2 電離電子検出面 ELCC

TPC の原理的なエネルギー分解能の限界は電離電子生成数の揺らぎに依存する。その揺らぎはキセノンガスの場合、ポアソン分布よりも小さい [20]。電離電子の平均個数を N_i とするとその分散は

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

と表せる。ここで F はファノファクターであるが、キセノンガスの場合 $F = 0.13$ [21] である。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] を用いると、 ^{136}Xe の二重ベータ崩壊の Q 値 2458 keV におけるエネルギー分解能の限界は、半値全幅で

$$\begin{aligned} 2.355 \frac{W_i \sqrt{\sigma^2}}{Q_{\beta\beta}} &= 2.355 \sqrt{\frac{FW_i}{Q_{\beta\beta}}} \\ &= 2.355 \sqrt{\frac{0.13 \cdot 22.1 \text{ eV}}{2458 \text{ keV}}} \\ &= 0.25 \% \end{aligned} \quad (2.4)$$

と求められる。すなわちキセノンガス TPC は半導体検出器に準ずる高いエネルギー分解能を実現しうる。

電離電子は電場を強くすると衝突したキセノン原子を励起できるようになり、式 (2.2) と同じ過程でシンチレーション光を放出するようになる。この過程をエレクトロルミネセンス (EL) 過程と呼ぶ。発生する光子の数は電離電子数と電子の移動距離に比例し、実験的に

$$\frac{Y}{p} [\text{photon/cm/bar}] = 140 \frac{E}{p} [\text{kV/cm/bar}] - 116 \quad (2.5)$$

と求められている [23]。ここで、 Y は単位距離あたりに発生する光子の数、 p は圧力、 E は電場である。このように電離電子から EL 過程を介して多数の光子を発生させることを EL 増幅と呼ぶことにする。さらに電場を強くすると、電離電子はキセノン原子を電離するようになる。このとき、二次電離電子が他のキセノン原子を電離できるため、全電子数は指数関数的に増えていく。これは雪崩増幅と呼ばれる。雪崩増幅は、増幅初期の揺らぎがそのまま指数で増幅されるため、線形的に増幅する EL 増幅よりもエネルギー分解能が悪化してしまう。

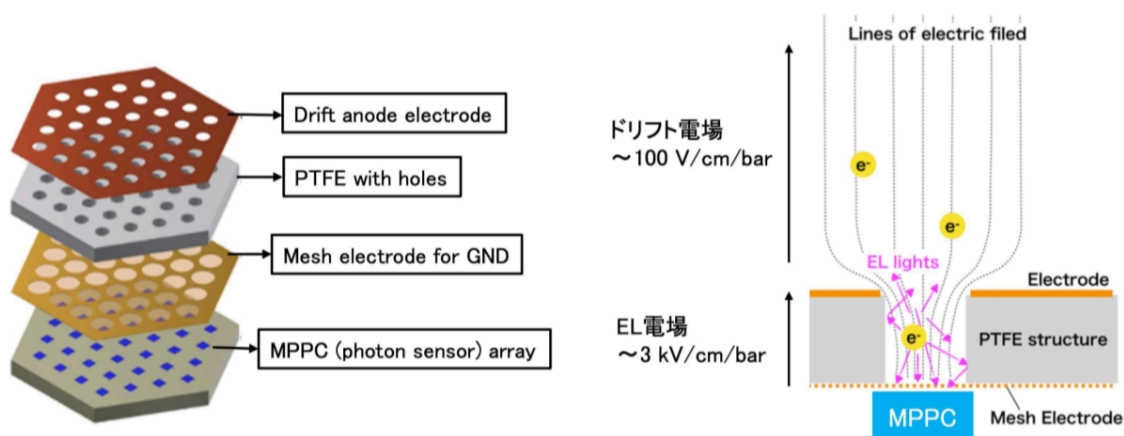


図 2.3: ELCC の構造 (左) と断面図 (右)

ElectroLuminescence Collection Cell (ELCC) は AXEL グループが独自に開発した EL を利用した電離電子読み出しシステムである。図 2.3 に概念図を示す。銅電極、一定間隔で穴が開けられ

た PTFE(ポリテトラフルオロエチレン) の板、メッシュ電極、それぞれの穴に対応して取り付けられる Multi-Pixel Photon Counter(MPPC) からなり、セル構造を持っている。銅板電極とメッシュ電極にはドリフト電場 ($\sim 100 \text{ V/cm/bar}$) よりも十分に高い EL 電場 ($\sim 3 \text{ kV/cm/bar}$) がかけられており、ドリフト電子は必ずいずれかのセルに入るようになっている [24]。セルに引き込まれた電子は EL 過程を経て光子に変換される。これを後述する MPPC にて計測することで高精度で信号を読み出すことができる。電子はセル内で増幅されるため、増幅率が検出位置に依存せず、高いエネルギー分解能を得られる。また、堅牢な構造であるため大型化が容易であるという特徴を持つ。

2.2.1 Multi-Pixel Photon Counter(MPPC)

Multi-Pixel Photon Counter(MPPC) は一般的には SiPM と呼ばれる半導体光検出器で浜松ホトニクスによる製品である。約 50 % と高い検出効率、約 10^6 という高い増倍率、優れた時間分解能に加え、60 V 程度の低電圧で使用できる、磁場の影響を受けないなどの利点も兼ね備えており、1 光子から数千光子程度の光子数計測において優れた性能を発揮する。MPPC の特性は本研究において重要なため、ここで詳細を記述する。

MPPC の原理

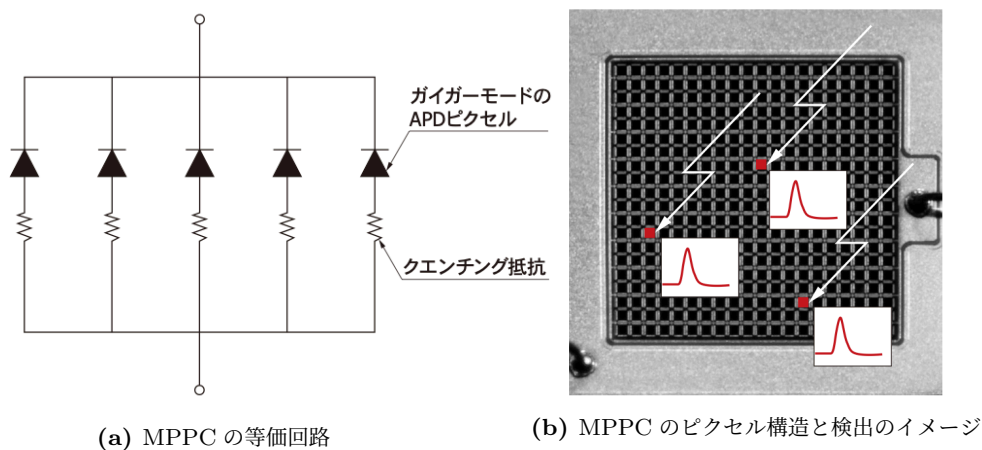


図 2.4: MPPC の概念図 [25]

MPPC は図 2.4 のように APD(Avalanche Photo Diode) とクエンチング抵抗を直列に接続したものを 1 ピクセルとして、多数のピクセルを並列に接続した構造になっている。APD にある一定値以上の電圧を印加しておくこと、入射光子によって発生した励起電子が雪崩増幅を起こし、素子固有の飽和出力が発生する。これをガイガー放電と呼び、ガイガー放電が起り始める電圧をブレイクダウン電圧と呼ぶ。ガイガー放電は APD の印加電圧がブレイクダウン電圧以上である限り継続するが、MPPC では APD の出力電流がクエンチング抵抗を流れ電圧降下を起こすため、ガイ

ガー放電は短時間で終了する。このとき、一つのピクセルから出力される電荷 $Q_{1p.e.}$ はブレイクダウン電圧 V_{break} と印加電圧 V_{bias} の差 (オーバー電圧 V_{over}) に比例した一定の値のパルスとして出力される。すなわち APD の静電容量を C とすると以下の通りに与えられる。

$$\begin{aligned} Q_{1p.e.} &= C(V_{bias} - V_{break}) \\ &= CV_{over} \end{aligned} \quad (2.6)$$

複数のピクセルで同時に光子が検出された場合は、パルスが重ね合わせて出力される。出力電荷を 1 ピクセルあたりの出力電荷で割ることにより、反応したピクセル数、すなわち検出光子数を求めることができる。

ゲイン

MPPC のゲイン (増倍率) $g_{1p.e.}$ は 1 ピクセルが 1 光子を検出して出力した電荷量 $Q_{1p.e.}$ を素電荷 e で割ることによって求められる。

$$\begin{aligned} g_{1p.e.} &= \frac{Q_{1p.e.}}{e} \\ &= \frac{CV_{over}}{e} \end{aligned} \quad (2.7)$$

ここで式 (2.6) を用いた。典型的な MPPC では $V_{break} \simeq 55 \sim 60$ V、 $V_{over} \simeq 3 \sim 4$ V、 $g_{1p.e.} \sim 10^6$ である。式 2.7 から分かるように、 V_{bias} のわずかな違いが V_{over} 、そしてゲインに大きな影響を与える。また、MPPC のゲインは温度依存性がある。温度が上昇すると結晶の格子振動が激しくなり、キャリアの運動が妨げられ、雪崩増幅も起こりにくくなる [25]。したがって印加電圧が同一のとき、ゲインは温度が上がると小さくなる。

ダークパルス

MPPC は光子が入射した場合だけでなく、熱的に電子が励起された場合にもパルスを発生させる。これをダークパルスと呼ぶ。ダークパルスは光子による信号と見分けがつかないため、光子数測定誤差の原因となる。一方、ダークパルスは MPPC ゲインの監視、調整に使用できる。前述の通り MPPC ゲインは周囲の温度や電源電圧の揺らぎを顕著に反映するため、AXEL 実験ではダークパルスによる出力を利用して、電源電圧の微調整やゲインの較正を行なっている。

クロストーク・アフターパルスと有効ゲイン

MPPC に 1 光子のみが入射したにも関わらず、2 光子以上の出力になることがある。これは雪崩増幅中に発生した二次光子が他のピクセルで検出されることによって起こる現象で、クロストークと呼ばれる。クロストーク確率は MPPC の動作温度範囲ではほとんど温度依存性がないが、オーバー電圧が高いほど高くなる [25]。

また、MPPC が光子を検出した数百 ns 後に、光子を検出していないにも関わらず信号が出力されることがある。これは雪崩増幅中に結晶欠陥に捕獲されたキャリアが、しばらく経ってから放出されるため起こる現象である。このパルスはアフターパルスと呼ばれる。

実際にゲインを求めるときにはクロストークとアフターパルスを考慮する必要がある。クロストークとアフターパルスが起こる確率を r_{ca} とすると、1つのピクセルに光子が入射したときに反応するピクセルの数は

$$\sum_{n=0}^{\infty} r_{ca}^n = \frac{1}{1 - r_{ca}} \quad (2.8)$$

となる。このときのゲインは

$$\begin{aligned} g_{\text{eff}} &= \frac{Q_{1\text{p.e.}}}{e(1 - r_{ca})} \\ &= \frac{g_{1\text{p.e.}}}{1 - r_{ca}} \end{aligned} \quad (2.9)$$

と求められる。これを有効ゲインと呼ぶ。

大光量下における MPPC の非線形応答

ピクセルが電荷を出力した後、充電が完了するまでには一定の時間がかかる。これを MPPC の回復時間と呼ぶ。したがって、MPPC に大量の光子が入射し、回復中に1つのピクセルに複数の光子が入射するようになると、入射光子数に対する出力電荷の線形性が失われる。

また、読み出しに抵抗 R を用いると出力電流 I との積 RI だけ MPPC の印加電圧が降下することになる。これによって増倍率が低下するため、大光量での線形性の悪化が懸念される。典型的なオーバー電圧は3～4 Vであるのに対し、AXEL 実験の180 L 検出器においては EL 信号が50 Ω 読み出しで最大400 mV 程度となっていた。これはオーバー電圧に対して10%程度となっており、高エネルギー分解能を目指す実験においてはその影響を無視できない。本研究では、読み出し抵抗による線形性の悪化を低減することを試みる。

2.3 信号読み出し系

AXEL 検出器の信号読み出し系は、ELCC の MPPC の信号を読み出す専用のデジタイザである AXELBOARD、AXELBOARD からの情報を取りまとめトリガーおよびヘッダー情報を発行する Hadron Universal Logic module(HUL)、光電子増倍管の信号を読み出すデジタイザー (V1724) を中心として構成されている (図 2.5)。

AXELBOARD の詳細については3章で述べるが、外部トリガー入力や他基盤との連携は、ハブである HUL と AXELBOARD 間で LVDS 通信することによって行えるようにしている。

Hadron Universal Logic Module(HUL)

Hadron Universal Logic Module(HUL) は本多良太郎博士が中心となり Open-It の技術提供を受けて開発されたロジック基盤である [26]。使用 FPGA は Xilinx(現 AMD) の XC7K160T-FBG676-1 である。HUL から AXELBOARD には160 MHz のクロックが常に送られている。AXELBOARD からは測定領域とベト領域における信号電荷量が160 MHz で送られている。

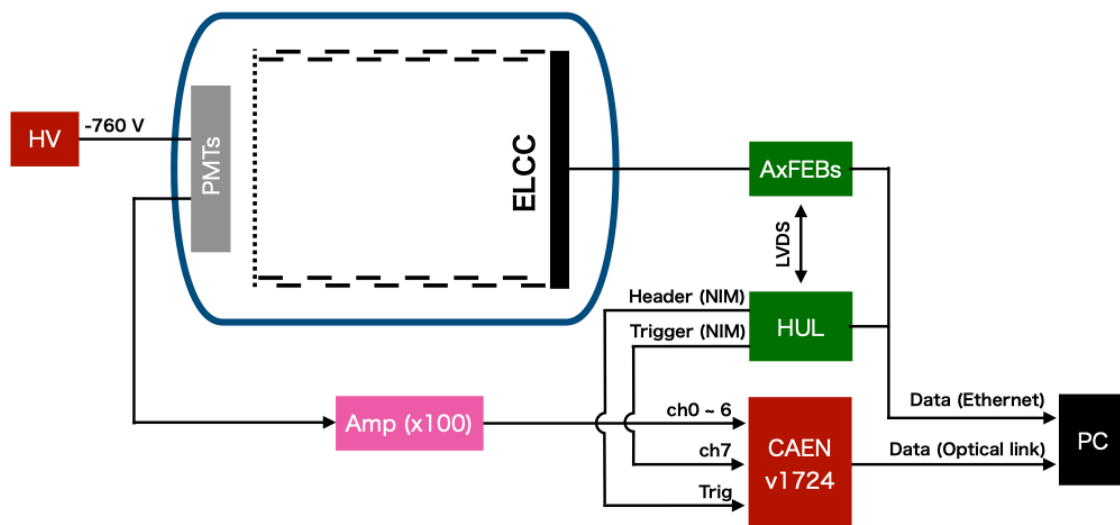


図 2.5: AXEL 検出器の信号読み出し系の概念図

HUL は全 AXELBOARD を取りまとめ、検出器全体の測定領域とベト領域の信号電荷量を常に計算している。HUL は、測定領域の信号電荷量があらかじめ設定した閾値を超えると AXELBOARD にトリガーを発行する。トリガー発行からの一定時間にベト領域における電荷量が閾値を超えた場合にはデータを破棄する信号を、そうでなければヘッダーを AXELBOARD に送信する。ヘッダーを受信した AXELBOARD は PC にデータ転送を始める。同時に、HUL はトリガー ID や時間情報を TCP 通信で PC に送信する。また、V1724 にも NIM 信号がトリガーとして送られ、PC へのデータ転送が始まる。

2.4 AXEL 実験の現状および将来計画

AXEL 実験では現在、容量 180 L の検出器に 8 気圧のキセノンガスを導入して性能評価を行っている。再構成された飛跡例を図 2.6 に示す。直近では 2615 keV においてエネルギー分解能 (0.672 ± 0.083) % (FWHM) を達成している [27]。Q 値 (2458 keV) に外挿したエネルギー分解能は、統計誤差が支配的な場合 ($a\sqrt{E}$) は (0.68 ± 0.01) % (FWHM)、エネルギーに比例する系統誤差が支配的な場合 ($a\sqrt{E + bE^2}$) は (0.79 ± 0.08) % (FWHM) と推定されている (図 2.7)。

2615 keV におけるエネルギー分解能の内訳は表 2.1 のように見積もられており、EL 光の統計揺らぎによる影響が 3 番目に大きいと考えられている。これは MPPC の受光面積を拡大し、EL 光の検出効率を上げることによって改善する予定である。本論文では、受光面積を拡大した MPPC の性能評価の結果を 6 章で述べる。

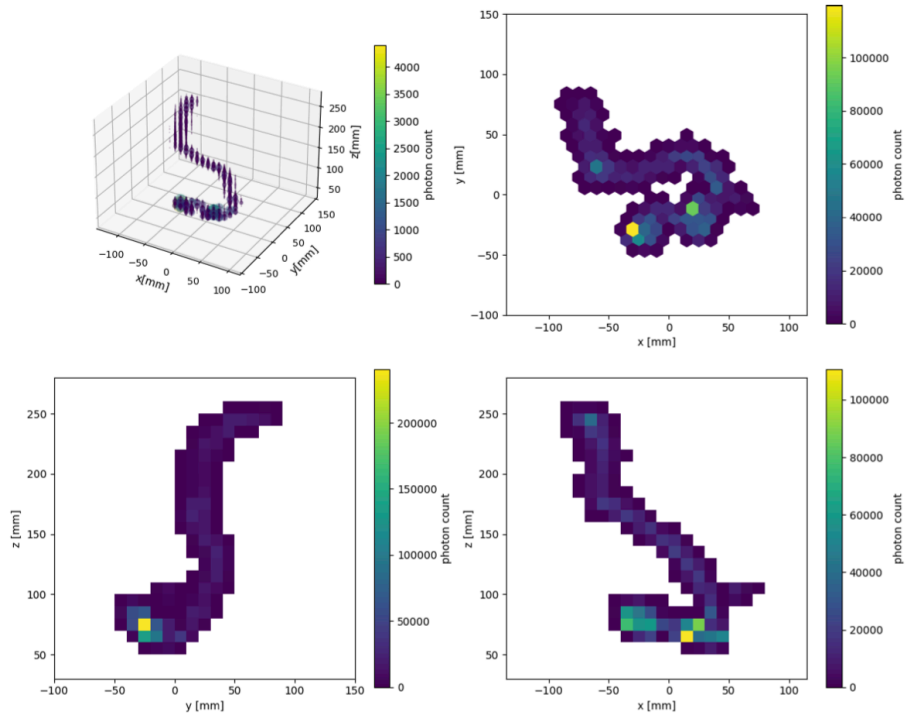


図 2.6: 再構成された 2615 keV のイベント。3D 図内の点の大きさは検出された光子数に比例している。1 つの blob が飛跡末端に確認できる [27]。

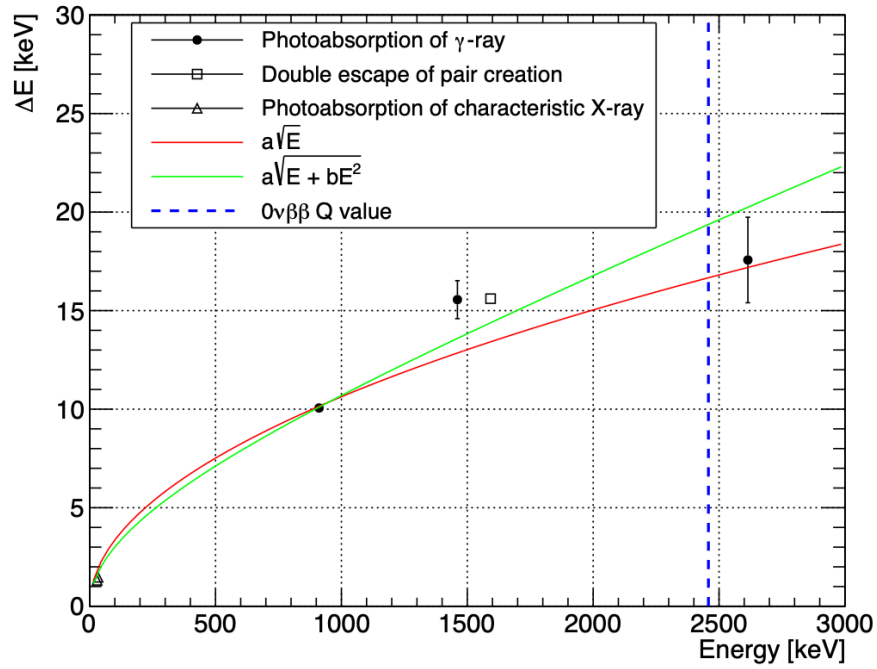


図 2.7: 様々なエネルギーで測定されたエネルギー分解能 (FWHM) と Q 値への外挿 [27]

表 2.1: 180L 検出器における 2615 keV γ 線イベントのエネルギー分解能の内訳 [27]

Fluctuation of the number of initial ionization electrons	0.25 %
Mis-reconstruction of z -position	0.24 %
Fluctuation of the EL generation and detection	0.20 %
Error in EL gain calibration	0.18 %
Error in time dependence correction	0.18 %
Recombination	0.17 %
Variation in time bin of time variation correction	0.12 %
Offset of the baseline	≤ 0.11 %
Error in z dependence correction	≤ 0.06 %
Fluctuation of the attachment	≤ 0.02 %
Accuracy of the MPPC recovery time	≤ 0.03 %
Position dependence of the EL gain	~ 0 %
Waveform filtering in the FEB	~ 0 %
Estimation total	0.52 % to 0.54 %
Data total	(0.67 ± 0.08) %

AXEL 実験では 180 L 検出器の性能評価と並行して、容量 1000 L の検出器の開発を行っている。実験は宇宙線による背景事象を削減するために神岡鉱山地下で行われる予定で、圧力容器はすでに設置済みである。1000 L 検出器では読み出しチャンネル数が約 10 倍へと増加する。そのため、現在よりも集積化・低電力化された MPPC 読み出し回路の開発が必須となる。その他にも容器内部の検出器開発やガス系の構築などが進行中である。1000 L 検出器稼働時には濃縮 ^{136}Xe を約 20 kg 使用して背景事象の研究と $0\nu\beta\beta$ 探索を行う予定である。1000 L 検出器で得られた知見をもとに、最終的には 1 トン級の検出器にて $0\nu\beta\beta$ 探索を行う計画である。

第 3 章

次期読み出し回路の基本性能の評価

AXEL 実験はトンスケールでの $0\nu\beta\beta$ 探索を目標に、検出器大型化のための開発を進めている。大型化にあたって、読み出し回路には集積化および低電力化が要求される。現在、180 L 検出器では 20 枚程度の AXELBOARD(図 3.1) を同時に動作させているが、次世代 1000 L 検出器稼働の際には読み出し回路が 100 枚程度必要である。また、EL 光の検出効率向上を目的として MPPC 受光面が大型化され、EL 光量が約 3 倍となる予定である。これに伴い、AXELBOARD をベースとして Open-It と共同で次期読み出し回路 AXELBOARD64(図 3.2) が設計・製作された。

本章ではこの回路の基本的な性能が設計通りであるか確認する。

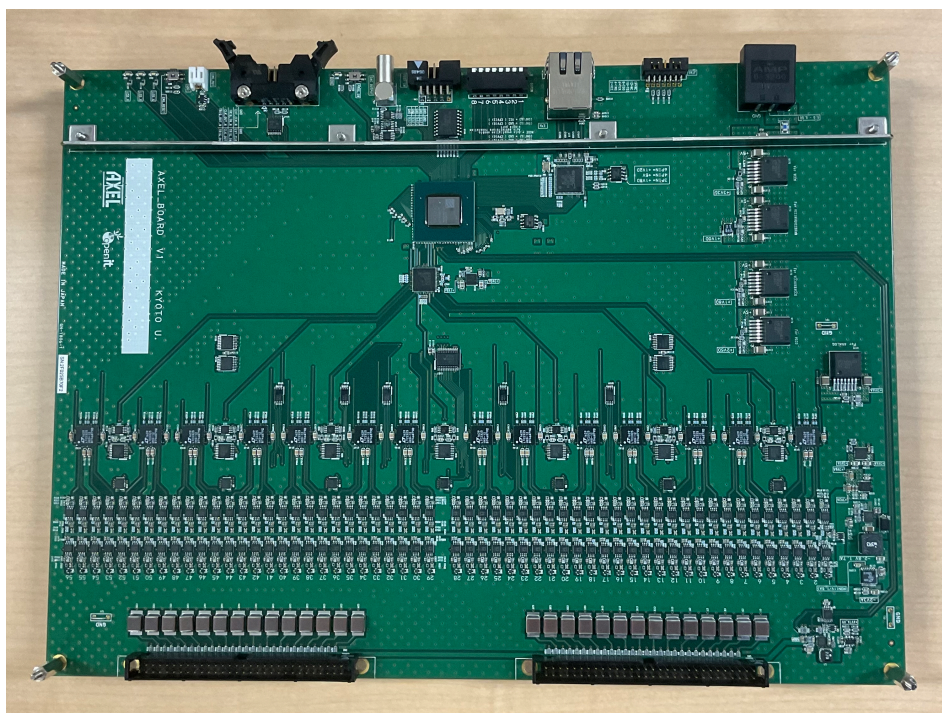


図 3.1: AXELBOARD

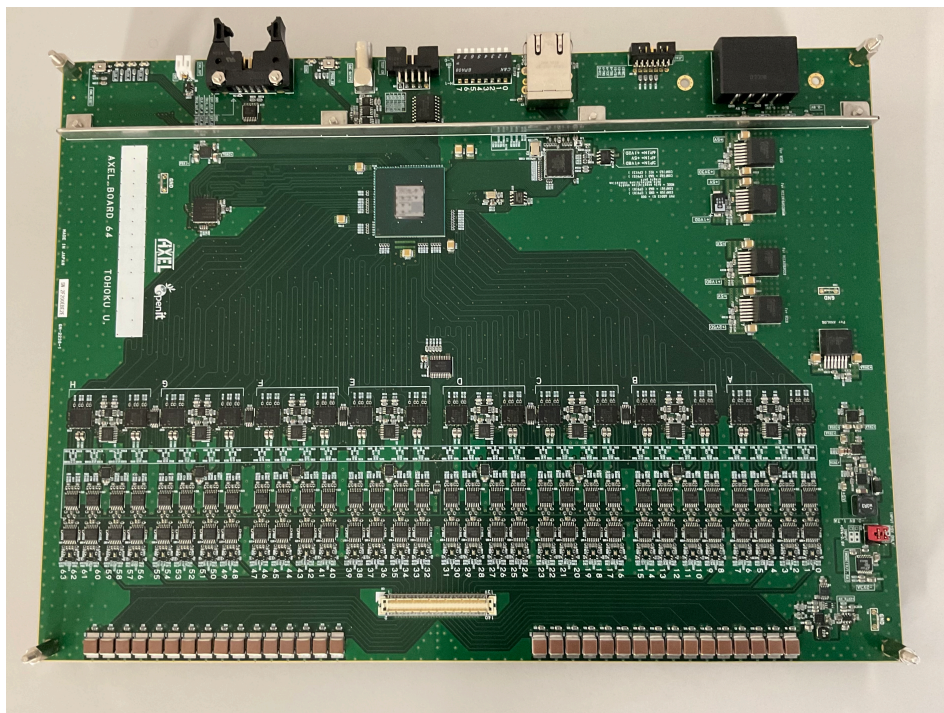


図 3.2: AXELBOARD64

3.1 AXELBOARD の概要

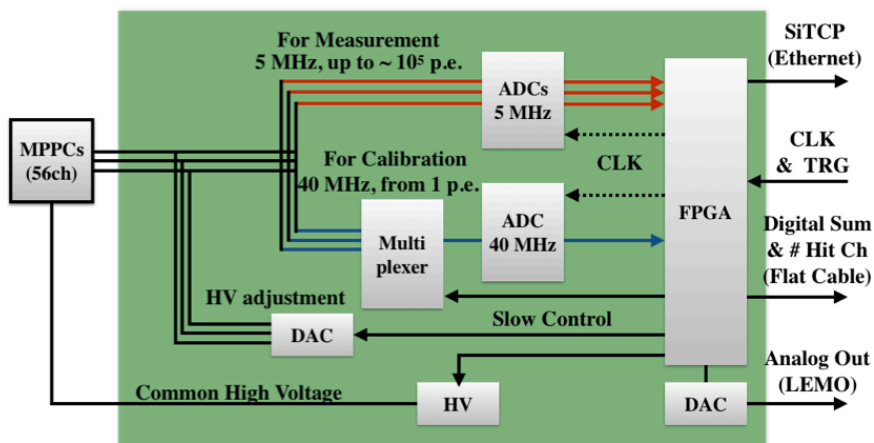


図 3.3: AXELBOARD のブロックダイアグラム

まず、現行の AXELBOARD の概要について説明する。AXELBOARD は AXEL 実験での使用を目的に Open-It と共同で開発された多チャンネル MPPC 波形読み出し回路である (図 3.3)[28]。この基板上で MPPC への電圧供給から Analog-to-Digital 変換、PC へのデータ送信までが完

結する。全体の制御は FPGA(Field Programmable Gate Array) で行われる。使用 FPGA は Xilinx(現 AMD) の XC7A200T-1FBG484C である。以下に AXELBOARD の主な特徴を示す。

- **MPPC への電圧供給**

56 個の MPPC のアノード側に一律に最大 65 V 印加可能。さらに個々のカソード側電位を 10 mV 単位で微調整可能で、これにより 56 個の MPPC の増倍率を一様に行うことができる。

- **DC カップリングによる波形読み出し**

MPPC 信号の読み出しを AC カップリングではなく、DC カップリングで行うことで、サブミリ秒のパルスでも電荷量を歪みなく波形取得できる。

- **増倍率の異なる 2 種類のデータ取得**

増倍率の異なる 2 種類のアナログ回路、ADC を内蔵している。Low gain 側の増倍率は 5 倍であり、ADC のサンプリングレートは 5 MSPS である。Low gain 回路は EL 信号の読み出しに用いられる (以下 ADCL と呼ぶ)。High gain 側の増倍率は 165 倍であり、ADC のサンプリングレートは 40 MSPS である。High gain 回路はダークパルスの監視や MPPC の増幅率の調整に用いられる (以下 ADCH と呼ぶ)。ADCH のデータは一度に 8 チャンネルしか同時に取得できないが、マルチプレクサを切り替えることで全チャンネルのデータを取得できる。

- **LVDS 通信**

LVDS 入出力端子を備えており、外部トリガー入力や他のボードとの連携が可能。ハブである HUL と AXELBOARD 間で LDVS 通信することによって複数枚の AXELBOARD に同時にトリガーをかけられる。

- **SiTCP による TCP/UDP 通信**

SiTCP[29] を FPGA に実装することで FPGA と PC 間で TCP/UDP 通信が可能となる。AXEL 実験では波形送信を TCP 通信、ファームウェアの設定等を UDP 通信にて行っている。

MPPC の読み出しには一般的に AC カップリング (図 3.4a) が採用される。この方式では後段の信号に DC オフセットを乗せずに MPPC 印加電圧を個別に調節できる一方、MPPC 直後の抵抗とコンデンサがハイパスフィルタを形成しているため、信号の DC 成分並びに低周波成分が減衰し、長いパルスに対して波形が歪み、出力電荷の積分値が小さくなってしまふ。10 気圧のキセノンガス TPC において、 $0\nu\beta\beta$ 信号の最大継続時間は 150 μs 程度になる [30]。この信号に対して電荷損失 0.5 % 以下を要求すると $150 \mu\text{s}/0.5 \% = 30 \text{ ms}$ の時定数が必要になり、イベントレートの許容値が厳しく制限されてしまふ。したがって、高エネルギー分解能が要求される検出器では使えない。この問題は AC カップリングではなく DC カップリング (図 3.4b) を採用すると解決するが、MPPC 印加電圧を個別調整すると、その DC オフセットが後段のアンプでそのまま増幅されてしまふ、ADC のダイナミックレンジを逸脱してしまふという新たな問題が発生する。そこで AXELBOARD では図 3.4c のように個別調節電圧を初段アンプのプラス側にも入力し、バーチャ

ルショートを利用して間接的に調節している。この場合、増幅されていない DC オフセットがアンプの出力に乗るが、後段の反転増幅回路アンプのプラス側に、オフセットに応じた適切な電圧を印加することで打ち消す。

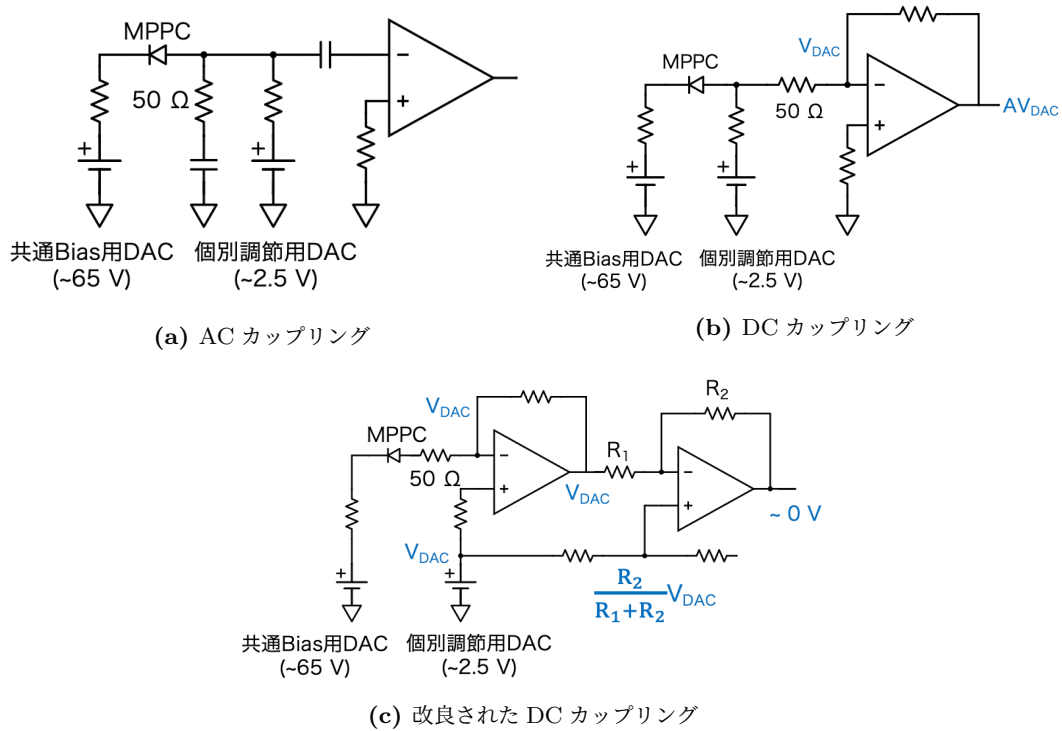


図 3.4: MPPC の読み出し

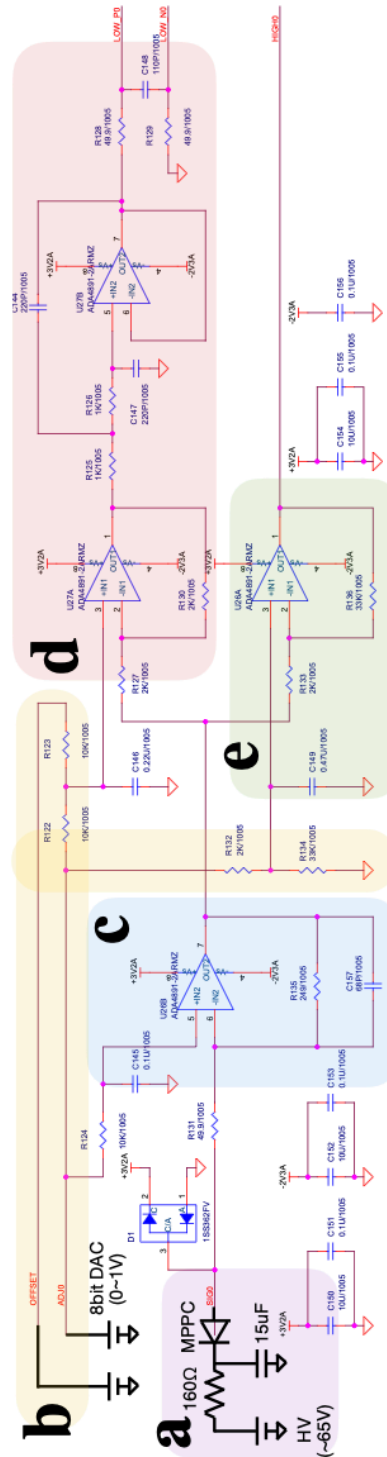


図 3.5: AXELBOARD のアナログ部の回路図。(a)MPPC のアノード側に共通バイアス電圧を印加する部分。(b)MPPC のカソード側電位を調節する部分。(c)MPPC 信号が一次フィルター(積分回路)で整形され増幅される部分。フィルターの時定数は 17 ns であり、増倍率は 5 倍である。(d) 波形が時定数 400 ns の二次フィルター(sallen-key フィルター)で整形され、Low gain 用の ADC に入力される部分。(e) 反転増幅回路で 16.5 倍に増幅される部分。後段でさらに 2 倍増幅されたあと、High gain 用の ADC に入力される。High gain 回路の最終的な増倍率は 165 倍となる。

3.2 AXELBOARD64 の概要

AXELBOARD64 は AXELBOARD の設計思想を受け継いで開発された (2.3 節参照)。使用 FPGA は Xilinx(現 AMD) の XC7A200T-FBG676 である。AXELBOARD64 では増倍率の最適化、集積化および低電力化が図られている。以下にその内容を示す。

- **読み出しチャンネル数の増加**

AXELBOARD では回路 1 枚につき 56 チャンネルの MPPC 波形を読み出していた。AXELBOARD64 では基板の面積はそのまま 64 チャンネルの MPPC 波形を読み出せるようになった。

- **増倍率の変更**

光量が約 3 倍に増加するにあたり、信号が ADC のダイナミックレンジを逸脱する恐れがあるため、ADCL の増倍率が 5 倍から 2 倍へと変更された。ADCH の増倍率に変更はない。

- **外部負電源による動作**

AXELBOARD では回路上で 5 V から -2.8 V を生成していたがレギュレータでの発熱が大きかったため、5V に併せて外部から負電源を入れる仕組みが取り入れられた。負電源運用時には 5 V 単独運用時と比べ、基板 1 枚あたり 8.5 W(約 8.5 %) 消費電力を抑えることができる。ファームウェア開発では 5 V 単独、実運用時には 5 V・-2.8 V 併用で用いることを想定している。

- **MPPC コネクタの変更**

MPPC と基板は Flexible Printed Circuit(FPC) ケーブルで接続されるが、AXELBOARD には FPC ケーブルを接続することはできず、変換基板を挟まなくてはならず、余分なスペースが生まれていた。AXELBOARD64 では基板上に FPC コネクタを設置し、FPC ケーブルを直接基板に接続することができるようになった。

- **Ethernet コネクタの変更**

AXELBOARD では Ethernet コネクタの高さが最も高く、15 mm あった。AXELBOARD64 では埋め込みタイプのコネクタを使うことで基盤からの高さを 9.55 mm へと削減した。

3.3 レギュレータ生成電圧と消費電力の評価

AXELBOARD64 は基板に入力される 5 V 電圧から、各回路で消費される全 12 種類の電圧をレギュレータで生成することができる。ここでは基板に入力される電圧を 5 ~ 5.26 V の範囲で変動させたときの生成電圧の挙動を 10 M Ω インピーダンス相当のテスターで調べた。その結果を図 3.6 に示す。生成電圧は入力電圧を変動させてもほぼ一定であり、全て設計電圧の約 1 % 以内に収まっていることから、レギュレータの性能に問題ないと判断できる。また、入力として 5 V、

-2.8 V 併用で使用した際も電圧生成に問題がないことを確認した。

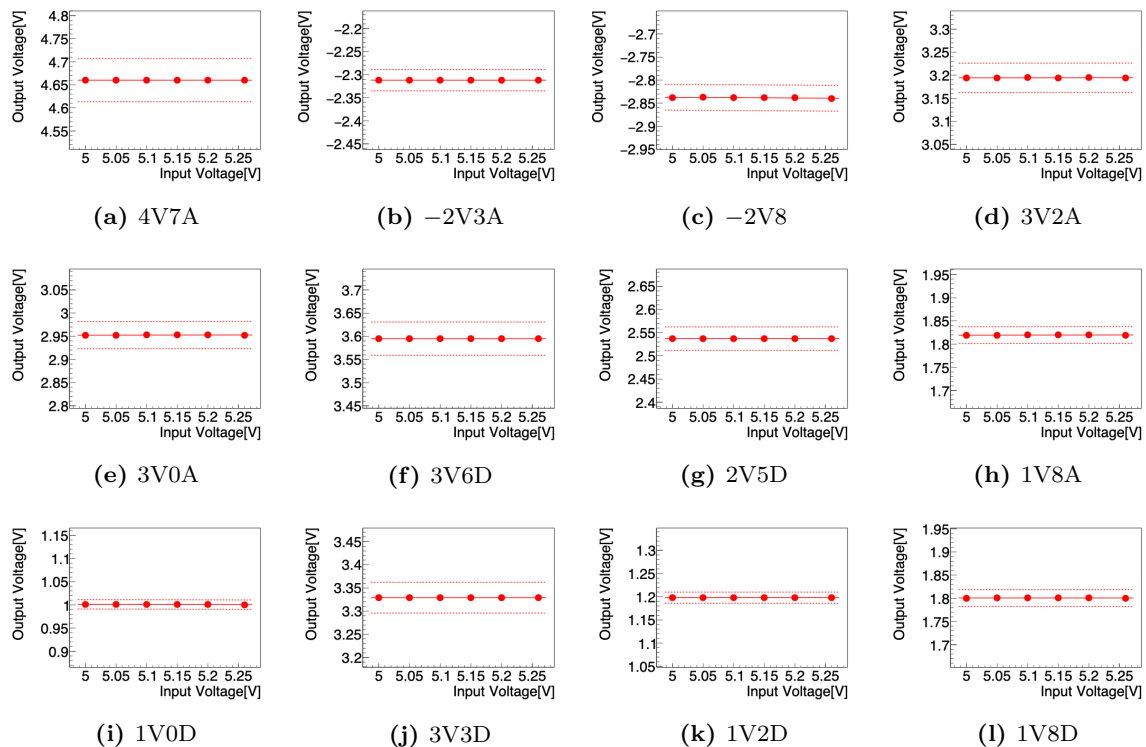


図 3.6: レギュレータによる電圧生成。点線は $\pm 1\%$ を示す。ラベル数値は設計上の電圧値、A はアナログ用電源、D はデジタル用電源であることを示す。

3.4 DAC 生成電圧の評価

基板上の DAC では図 3.7 に示すように MPPC に関する 3 種類の電圧を生成している。1 つ目は MPPC に一律に印加する高電圧 (以下 MPPC bias) であり、全チャンネル共通で最大 65 V まで印加することができる。2 つ目は各チャンネルに配置され、初段反転増幅回路のオペアンププラス側に入力される電圧 (以下 MPPC adj) であり、MPPC 印加電圧を個別に 0~2.5 V の範囲で調整できる。3 つ目は 2 段目の反転増幅回路のプラス側に入力される電圧 (以下 MPPC offset) であり、全チャンネル共通で ADC への入力のベースラインの offset を 0~2.5 V の範囲で調節することができる。これらの DAC は FPGA から SPI 通信を受けて動作する。ここでは、FPGA から DAC 値を入力した際の DAC 出力を 10 M Ω インピーダンス相当のテスターを用いて調べた結果を述べる。

図 3.8 は DAC 値に対する MPPC bias の応答を示したものである。60 V 程度まで DAC 値に対して線形的に電圧を出力していることがわかる。一次関数でフィットした結果と測定した出力の差はほぼ全てが 1% 未満であり、非常によい線形性を持っている。60 V 以降は傾きが緩やかになり、67.5 V で頭打ちになる。

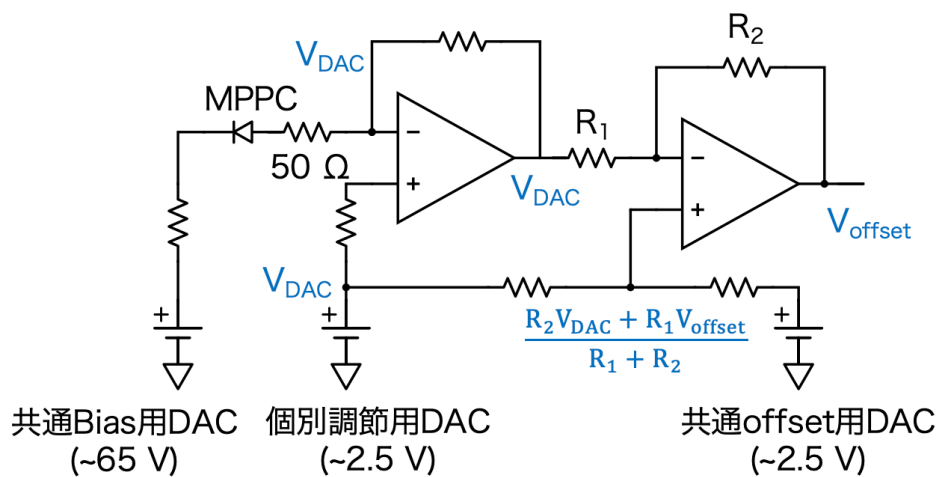


図 3.7: MPPC 読み出し回路と 3 種類の DAC

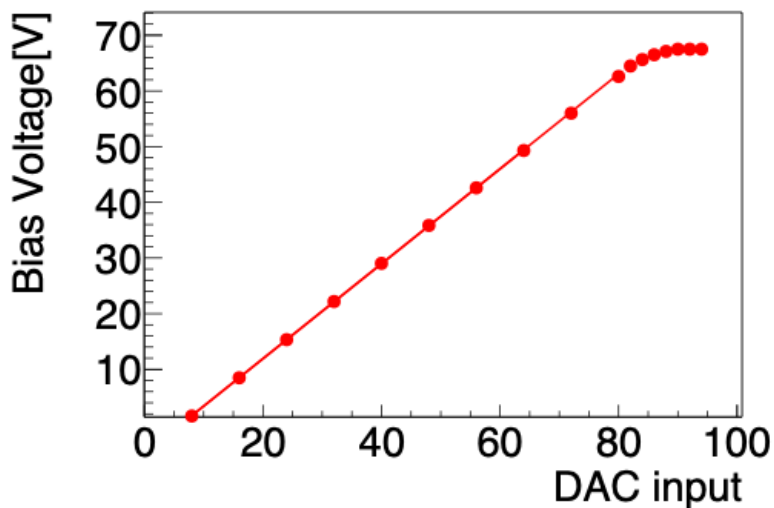


図 3.8: DAC 値に対する MPPC bias の応答

図 3.9、図 3.10 はそれぞれ DAC 値に対する MPPC adj、MPPC offset の応答を示したものである。いずれも DAC 値に対して線形的に responding していることがわかる。一次関数でフィットした結果と測定した出力の差は最大で数 mV であり、MPPC gain の調節に問題ないことが言える。

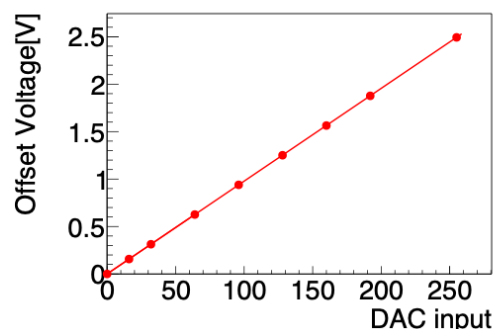
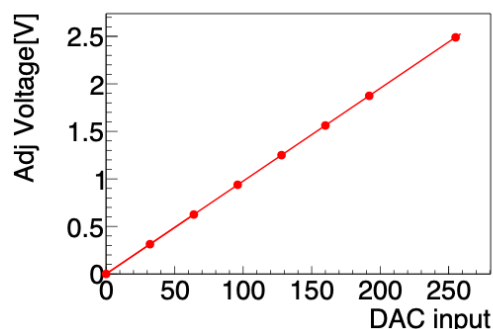


図 3.9: DAC 値に対する MPPC adj の応答 図 3.10: DAC 値に対する MPPC offset の応答

以上から DAC で生成される MPPC に関する 3 種類の電圧がよい線形性を持って設計通りに動作していることを確認した。

3.5 ADC データの評価

AXELBOARD64 は 2 種類の異なる ADC を搭載している。ADCL は EL 信号の読み出しに、ADCH はダークパルスの監視に用いられる。ここでは、これらの ADC のノイズを評価し、また ADCH にて MPPC の 1 photon equivalent(p.e.) 信号を取得した。

まず、基板に MPPC を接続していない状態で ADCL データを取得した。図 3.11 を見るとノイズ幅は 2 ADC count 以下であることがわかる。前世代基板のノイズ幅も同程度であり、基盤への入力値に換算して 0.2 mV 程度であることから ADCL のノイズは問題ないと判断した。

次に、基板に MPPC を接続せず ADCH データを取得した。図 3.12 に ADCH によるペDESTAL の波形を示す。ノイズ幅は 20 ADC count の範囲になっている。これは入力値に換算して 0.06 mV 程度である。次に図 3.13 に前世代基板と次世代基板の ADCH によるペDESTAL の分布を示す。次世代基板の標準偏差は前世代基板の 2.3 倍程度になっている。これは初段アンプの時定数が 17 ns から 68 ns に変更されたためである。オーバー電圧が 4 V のときに ADCH で観測される MPPC のダークパルスの大きさは 60 ADC count 程度になるため、問題ないと判断した。

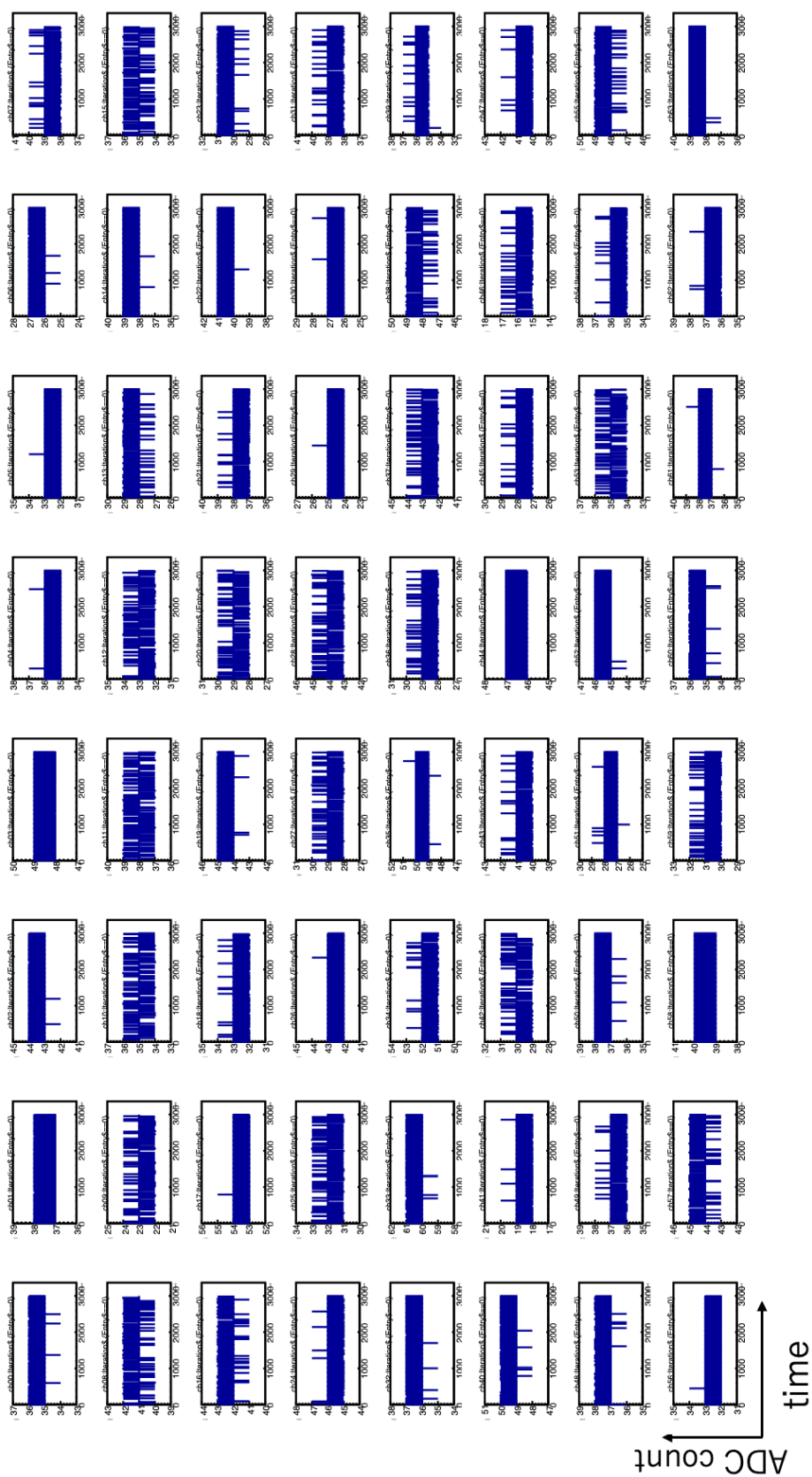


図 3.11: ADCL による 64 チャンネルのペDESTALの波形データ

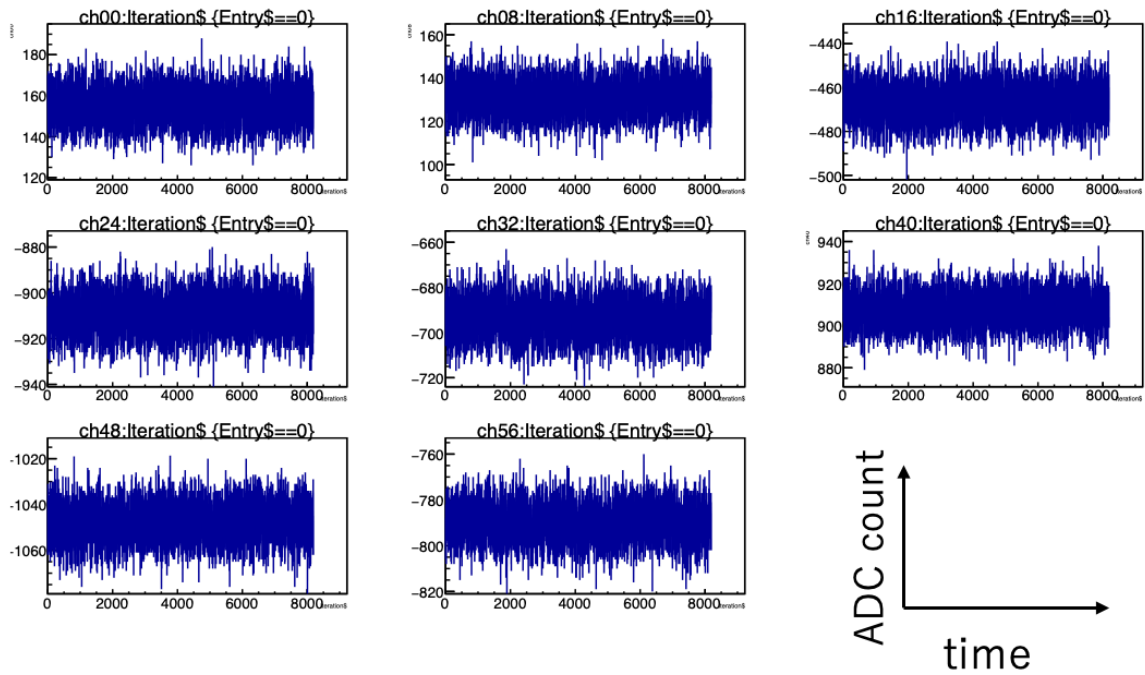


図 3.12: ADCH によるペDESTALの波形データ

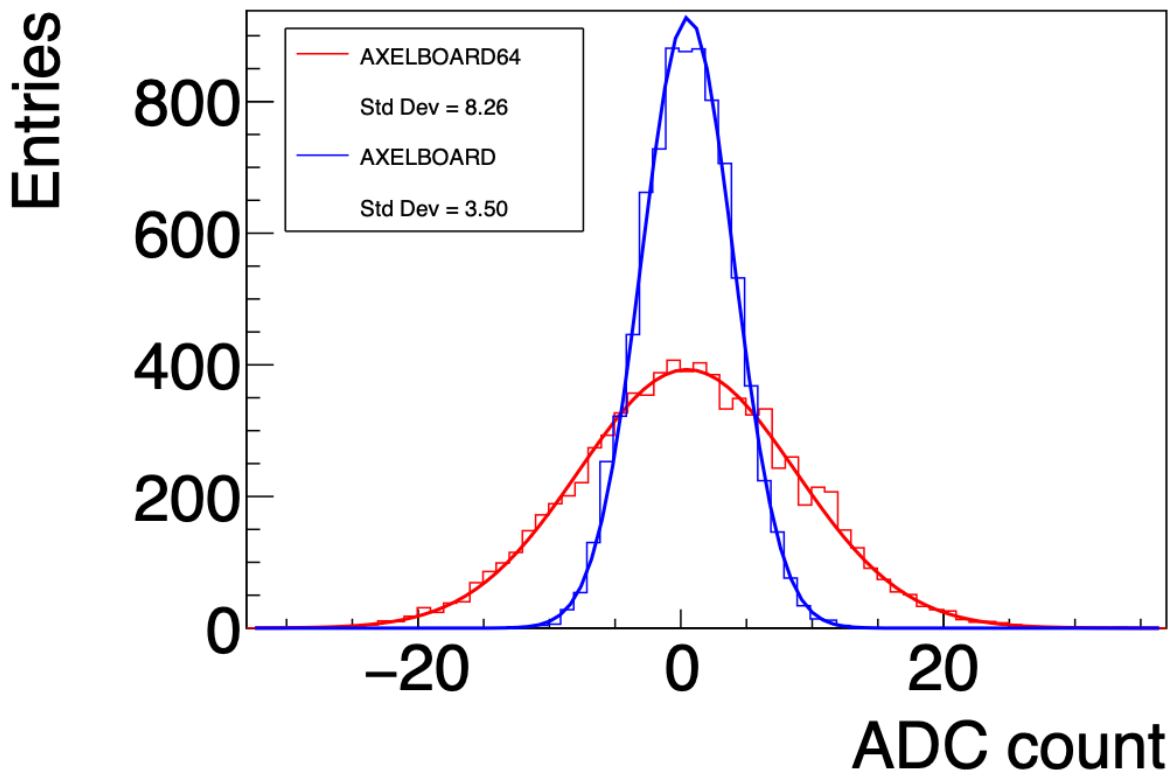


図 3.13: ADCH によるペDESTALの分布の比較

続いて浜松ホトニクス製 MPPC(3 mm 角, S12572-025C) を ch1、ch9、ch17、ch25、ch33 に装着して ADCH データの取得を行なった。S12572-025C は 180 L 検出器で使用されてきた同じく 3 mm 角の S13370-3050CN に比べてピクセルサイズが小さい ($50 \mu\text{m}$ 対 $25 \mu\text{m}$) ためゲインは約 $1/4$ である。得られた波形の例を図 3.14 に示す。MPPC が装着されているチャンネルに注目すると 30~40 ADC count 程度の明確なピークを認めることができる。一方、装着されていないチャンネルではそのようなピークは認められない。このことから ADCH にて正確にダークパルスを観測できたと考える。

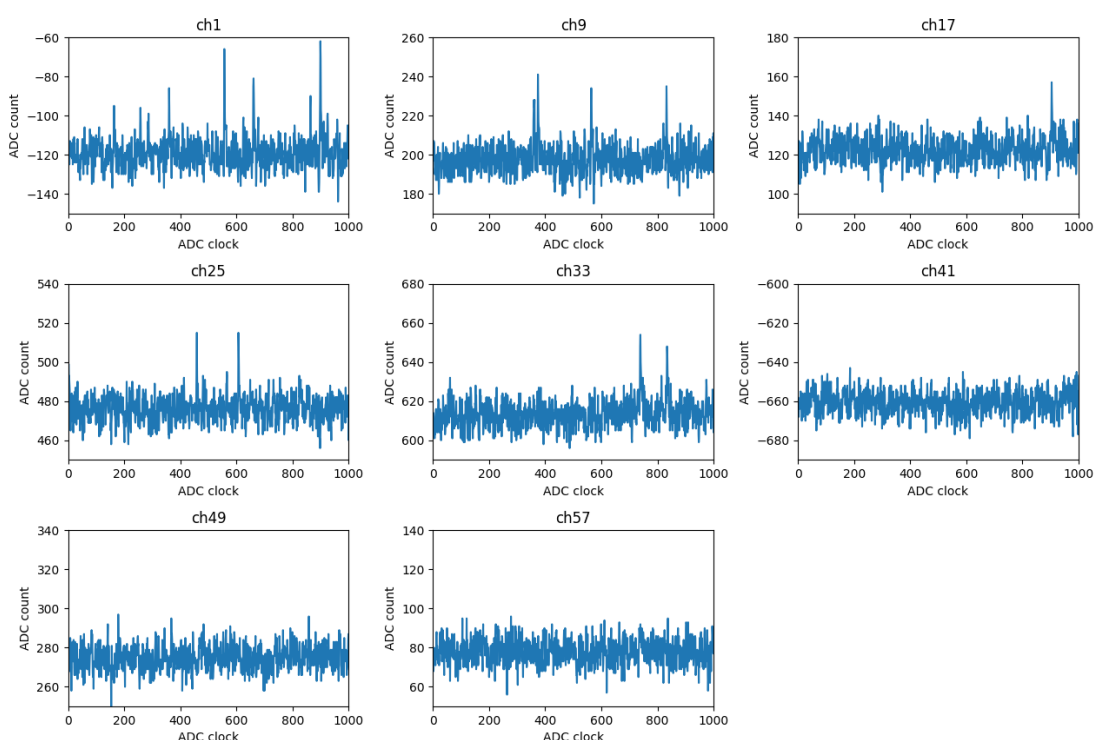


図 3.14: 浜松ホトニクス製 MPPC(S12572-025C) のダークパルス。MPPC が装着された ch1、ch9、ch17、ch25、ch33 には 40 ADC count 程度のパルスが確認できる。

3.6 MPPC bias 値のモニター

Xilinx 社の FPGA には任意のアナログ入力をデジタル変換して出力する機能 (xadc) がある。AXELBOARD64 では、この機能で MPPC bias を監視している。ここでは基板に MPPC を接続せずに xadc 値の較正を行なった。線形性を仮定して較正を行なっているが、図 3.15 よりよい線形性があることがわかる。較正曲線と xadc 値の差は 0.1 V 程度であり、MPPC bias の安定性や再現性を確認するためには十分な性能であると言える。

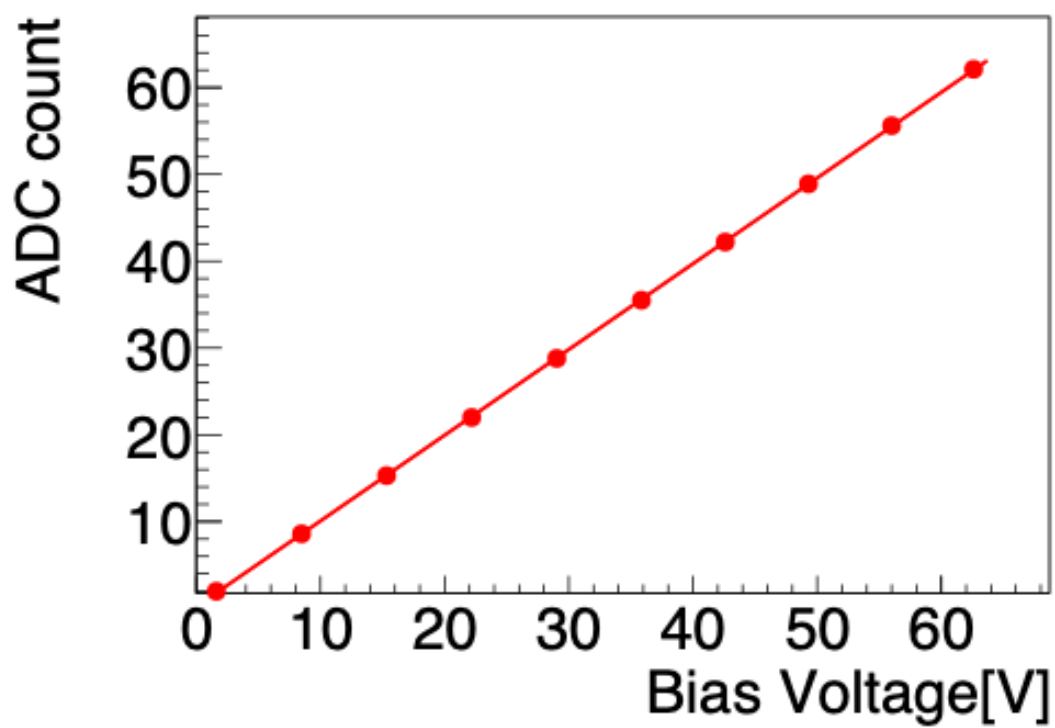


図 3.15: xadc による MPPC bias の読み出し。横軸はテスターで計測した MPPC bias 電圧である。

第4章

次世代ファームウェア

AXELBOARD64 では読み出しチャンネル数の増加に伴い、よりピン数の多い FPGA に変更された。FPGA は型番に対応した専用のファームウェアによって動作するため、前世代のファームウェアで AXELBOARD64 を動作させることはできない。したがって、新規で専用のファームウェアを開発することが不可欠である。また、読み出しチャンネル数の増加は Trigger Logic モジュールや、PC へ送るデータの構造の変更も要求する。そのため Trigger Logic モジュールのファームウェアの改造も必要となる。

本章では、AXELBOARD の 64 チャンネル化に伴って要求される新規開発・更新要素の設計思想およびその構造を述べる。なお、以下では FEB とは AXELBOARD ないし AXELBOARD64 を指す。

4.1 データ取得要件定義

FEB でデータを取得するために、ADC でデジタル化された MPPC 波形を適切に読み出し、必要なデータに対してはトリガーをかけて保存し、PC へと送信する機能が要求される。AXEL 実験で必要なデータは以下のように分類できる。

- (1) $0\nu\beta\beta$ 事象やエネルギーの高い γ 線によるコンプトン散乱事象など光量の大きい信号
- (2) 各チャンネルの EL ゲインのばらつきを補正するために取得する比較的光量が小さい信号
- (3) MPPC gain の監視・調節に用いるダークパルス

以下ではこれらのデータを取得するための要件を議論する。なお、以降データを FPGA 内のメモリーに保存することをサンプリングと呼ぶことにする。

まず (1) のデータを取得することを考える。このデータは ADCL で取得する。データには信号事象が始まる少し前から事象が終わるまでの一部終始が記録されている必要がある。つまりサンプリング時間は信号継続時間よりも長い必要がある。ここで考慮すべき信号は が検出器内でコンプトン散乱を起こすイベントによるものである。特に図 4.1 のように ^{208}Tl からの 2615 keV γ 線が

コンプトン散乱を起こし、 $0\nu\beta\beta$ の Q 値である 2548 keV と 157 keV に分かれた場合、散乱 γ 線を検出できなければバックグラウンドになる。したがって散乱 γ 線を取り切ることが必要である。8 気圧中のキセノンでは 157 keV の γ 線は約 20 cm 程度で反応するため、z 軸方向に散乱が発生しても同一のイベントとして取得できることが要求される。

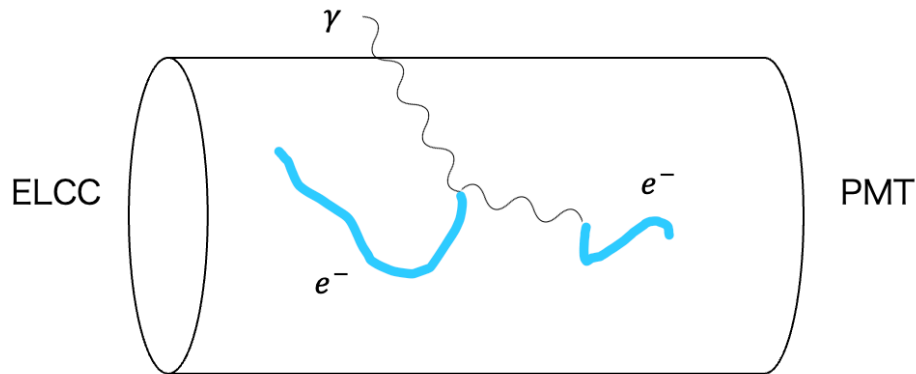


図 4.1: ^{208}Tl からの 2615 keV γ 線がコンプトン散乱を起こし、 $0\nu\beta\beta$ の Q 値である 2548 keV と 157 keV に分かれた場合

荷電粒子の軌跡が TPC 内に収まっていない場合エネルギーを正しく再構成できないため、検出器内は測定領域 (fiducial) とベト領域 (veto) に分け、veto 領域に入ったものはデータとして保存しない。FEB は ADCL のデータを常にデジタル化し、fiducial 領域に対応するチャンネルと veto 領域に対応するチャンネルにおける ADC count の和をそれぞれ計算する。計算値は Trigger Logic モジュールに送られる。Trigger Logic モジュールは全 FEB の計算値を取りまとめ、fiducial 領域内に信号が発生した場合、すなわち fiducial 領域の ADC count があらかじめ設定された閾値を超えた場合にはトリガーを発行する。取得中の信号が veto 領域に入った場合、すなわち veto 領域の ADC count が閾値を超えた場合には、保存したデータを PC へ送らずに破棄する。信号が全て fiducial 領域内におさまっていれば、データを PC へ送信する。また、 $0\nu\beta\beta$ の観測効率を上げるため、ADCL データは dead time が生じないようにしなければならない。

(2) に関しては、AXEL 実験では各チャンネルの EL ゲインのばらつきを補正するために、キセノンが放出する 30 keV の K_α 線を利用している。 K_α 線は γ 線による光電効果によってキセノン原子が放出する特性 X 線 (K 殻) であり、8 気圧中では原子から約 3 cm 離れた位置に電離電子のクラスターを作る。このクラスターの大きさは ELCC の 1 セル程度に収まるため、各チャンネルのキャリブレーション源として利用することができる。

(2) のデータは (1) とほぼ同じ仕組みで取得するが、トリガーの発行条件が異なる。(2) は全領域で一様にデータ取得を行うため、fiducial 領域と veto 領域を合わせた全領域に対して閾値を設定し、その閾値を超えた場合にトリガーを発行する。閾値は fiducial 領域における閾値よりも十分小さく設定されることを想定している。

(3) のデータは ADCH により取得する。ADCH データは (1) や (2) のデータの取得を妨げない

タイミングで定期的を取得する必要がある。また、取得タイミングにバイアスをかけないことも重要である。

4.2 AXELBOARD64 のファームウェア

4.2.1 ファームウェアの概要

次世代基板のファームウェア開発は Vivado(ver. 2024.1) を用いて、前世代基板のファームウェアを参考にゼロから開発を行った。基本的には図 3.3 の構造を引き継いでいるものの、ADCL データの読み出しや LVDS 通信のデータ構造などに前世代ファームウェアにはない工夫を施した。

ファームウェアは、機能ごとにまとめたモジュールを、最上位モジュールである main の中に階層的に配置していくように記述する。モジュールは FPGA 内に作ったデジタル回路の素子のようなものとみなすことができ、各モジュールは上の階層のモジュールといくつかの入出力線で繋がっている。図 4.2 と表 4.1 に、ファームウェア上に作成したモジュールを階層構造がわかるように示す。

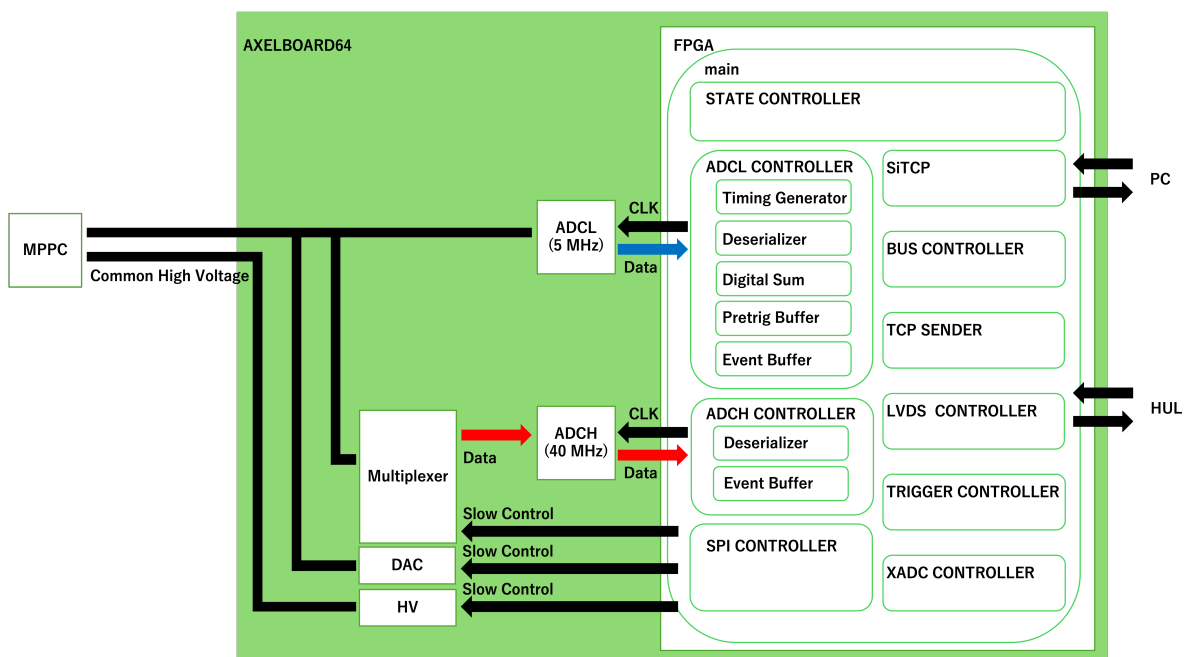


図 4.2: AXELBOARD64 の構造

表 4.1: AXELBOARD64 のファームウェア内モジュール

main	下位モジュールの取りまとめの他、クロックの生成などを行う。
–STATE CONTROLLER	FEB の State を制御する。
–ADCL CONTROLLER	
*Timing Generator	ADCL を駆動させるクロックを生成する他、ADCL のデータ送信タイミングを決定する。
*Deserializer	ADCL のシリアルデータをデシリアライズする。
*Digital Sum	fiducial 領域、veto 領域それぞれの ADCL データの和を取る。
*Pretrig Buffer	デシリアライズされたデータをリングバッファに保管する。
*Event Buffer	トリガーが発行されるとデータを RAM に保存し、ヘッダーが発行されるとデータを TCP SENDER に送信する。
–ADCH CONTROLLER	
*Deserializer	ADCH のシリアルデータをデシリアライズする。
*Event Buffer	デシリアライズされたデータをリングバッファに保管し、トリガーが発行されると TCP SENDER に送信する
–SPI CONTROLLER	SPI 通信により DAC(MPPC bias、MPPC adj、MPPC offset) や Multiplexer の制御を行う。
–SiTCP	PC との通信を担う。
–BUS CONTROLLER	UDP 通信において各モジュールと SiTCP の間を取り持つ。
–TCP SENDER	ADCL、ADCH のデータを 1 Byte ごとに分割して SiTCP に受け渡す。
–LVDS CONTROLLER	HUL との LVDS 通信を行う。
–TRIGGER CONTROLLER	トリガーやヘッダーを発行する。
–XADC CONTROLLER	FPGA の温度、MPPC bias 電圧・電流の監視を行う。

4.2.2 State の管理

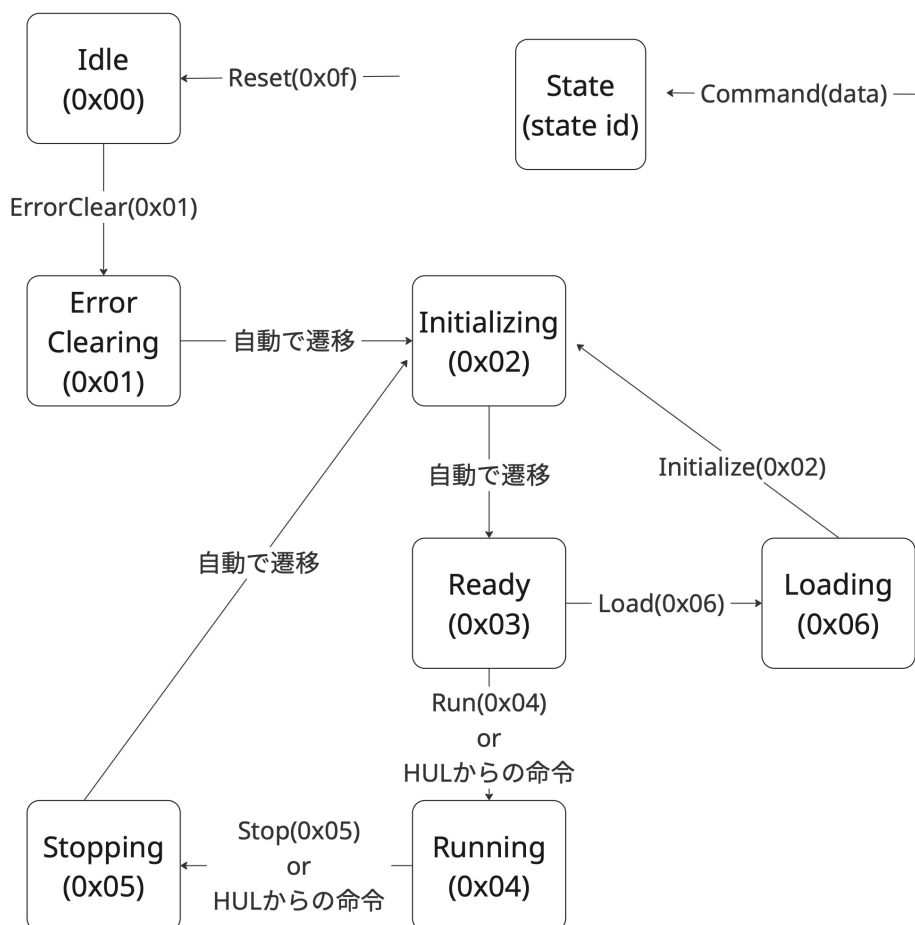


図 4.3: FEB の State Machine。State を管理するアドレスに PC からデータを書き込むことで、State を遷移させる。State を管理するアドレスを読み込むと State id を返す。

FEB の State は、Trigger Logic モジュールからの LVDS 通信、あるいは PC からの UDP 通信によるコマンドを受信すると遷移する。そのモデル図 (State Machine) を図 4.3 に示す。FEB を起動した直後の State は Idle になっている。PC からのコマンドを受けると ErrorClearing に移り、各モジュール内のエラー信号を解消する。全モジュールのエラーを解消すると自動的に Initializing に遷移する。Initializing では各モジュール内の UDP 通信用信号を初期化する。初期化を終了すると自動的に待機状態である Ready に遷移する。PC からコマンドまたは HUL からの命令を受けると Run に遷移し、データ取得を開始する。Running から Stopping に遷移すると新たなトリガーは発行せず、保持しているデータを全て送信すると Initializing に遷移する。Loading ではデータ取得に用いられる FPGA 上のパラメータを設定できる。データ取得中に MPPC bias などの設定が容易に変更されることがないようにするため、ほとんどの FPGA 上のパラメータは

Loading に遷移しないと変更できないようにしている。STATE CONTROLLER はその状態において定義されていないコマンドを受信するとエラーを返す。Reset コマンドはどの State でも受けることができる。

4.2.3 LED インジゲーター

LED の点灯は FPGA で制御され、FEB の内部状態を LED を通して確認できるようになっている。図 4.4 において基板上側にある三色の LED は基板の基本的な状態を表している。緑色の LED は State が Running または Stopping のときに、橙色の LED は Error が存在するとき、または HUL との通信が確立していないときに、赤色の LED は XADC で監視している電流値、または電圧値が閾値を超えたときに点灯する。

一方、図 4.4 において基板下側にある 14 個の LED は AXELBOARD64 で新たに導入された LED で State や buffer の使用状況を示すようにした。左から 3 番目までの LED は 6 つの State を、4 番目から 6 番目の LED は UDP 通信の進行状況を 2 進数で表す。7 番目から 10 番目までの LED は 4 つある ADCL の Buffer に対応しており、書き込み中の Buffer の LED が点灯する仕組みになっている。11 番目と 12 番目の LED は ADCH に割り当てられており、Buffer が空で書き込み可能な状態、TCP SENDER からの応答を待っている状態、ヘッダーを書き込んでいる状態、データを送信している状態の 4 つの状態が 2 進数で表現されている。残り 2 つの LED は現在未使用である。

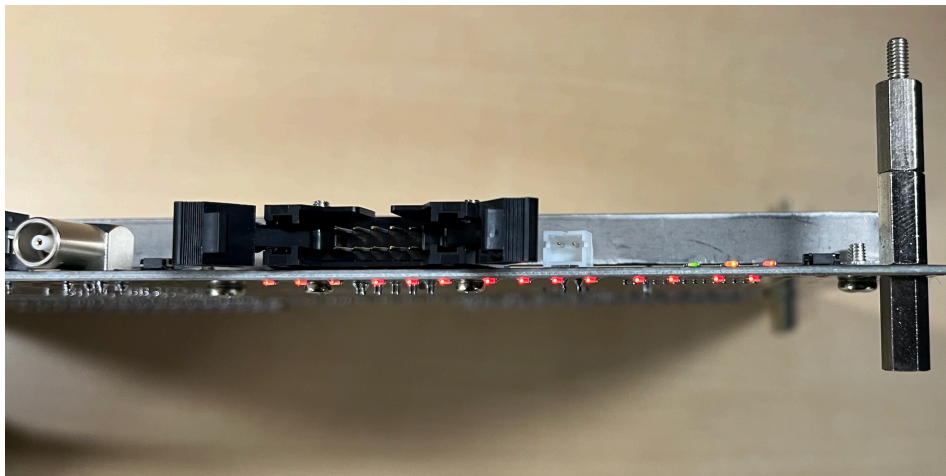


図 4.4: AXELBOARD64 に搭載されている LED

4.2.4 ADCL のデータ取得

ADCL のデータ取得構造は図 4.5 のようになっている。以下にその流れを示す。

- (1) ADC から送られてきたシリアルデータをデシリアライズし、Ring Buffer に保存する。
- (2) デシリアライズされたデータはデジタルサムにも送られる。デジタルサムでは fiducial 領域に対応するチャンネルと veto 領域に対応するチャンネル、それぞれについて 2 クロックごとの ADC count の平均が常に計算されており、その結果は LVDS 通信で HUL に送信される。
- (3) HUL からのトリガーを受け取ると、Ring Buffer に保存されていたトリガー以前のデータが RAM 1 に書き込まれる。Ring Buffer に保存されるデータ長は 1 ~ 256 クロックの範囲で PC から変更することができる。
- (4) Ring Buffer のデータを全て書き終えると、設定されたサンプル長 (最大 4096 クロック) に達するまでデシリアライザから直接 RAM 1 に書き込まれる。この間に HUL から veto 信号を受け取るとデータは全て破棄される。
- (5) サンプル長分のデータが RAM 1 に記録され、HUL からヘッダー情報を受け取ると、データは TCP SENDER に送られる。
- (6) データは 1 Byte 毎に分割されて SiTCP を通じて PC に送信される。

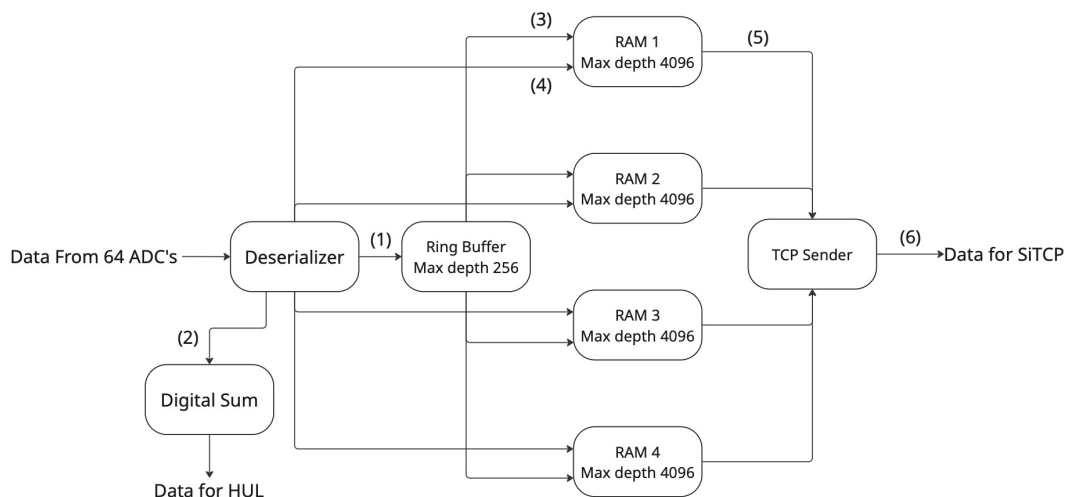


図 4.5: ADCL の構造

ある Buffer がデータを送信している最中でもデータ取得ができるように、ADCL には 4 つの RAM が用意されている。

RAM の最大サンプル長は図 4.1 の最大信号継続時間よりも長く設定されるべきである。この時間はシミュレーションによる検証が必要であるが、まだ行なっていない。そのため、現時点では 1000 L 検出器における z 軸方向の有感領域のデータが全て収まるように、すなわち最大ドリフト時間 800 μ s 分のデータが記録できるように 4096 に設定されている。データ取得時には 1 から最大サンプル長の範囲で PC からサンプル長を設定できる。また、最大サンプル長は検出器の大型化に伴って有感領域の拡張した場合でも、ファームウェア上で柔軟に変更できるようになっている。

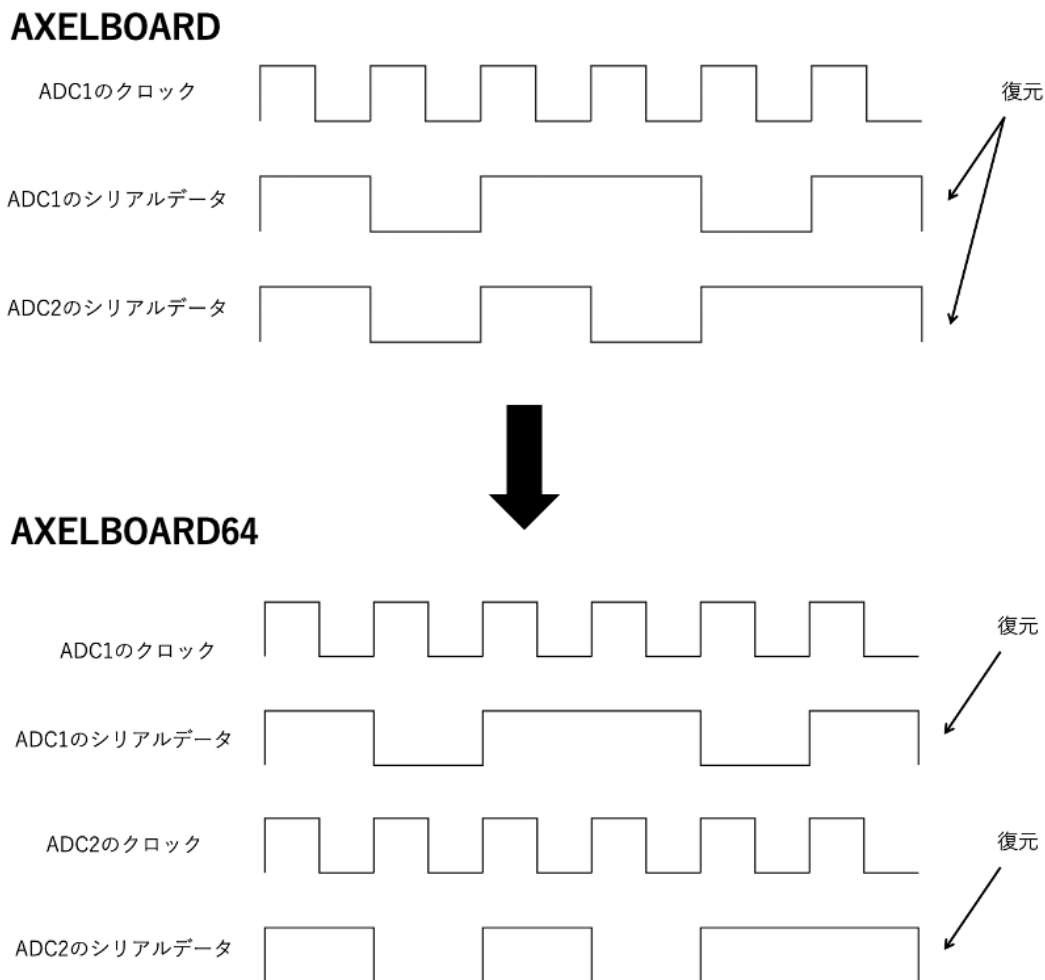


図 4.6: ADCL 読み出し方法の改良

AXELBOARD64 では、ADCL の読み出し方法を改良している (図 4.6)。ADC からはシリアル化されたデータとシリアルデータを復元するためのクロックが送られる。FPGA 内にクロックを取り込むためには専用のクロックリソースを使用する必要がある。AXELBOARD のファームウェアでは ADC からのクロックを BUFG(FPGA 内の全域で使用されるクロックリソース) を使用して FPGA 全域で使える形で受けていた。しかし、FPGA の BUFG は限られており 14 個の ADC に対応する全てのクロックを受けることはできない。実際に、AXELBOARD では 8 個のクロックしか BUFG で読み出しておらず、残りは隣接する ADC から送られるクロックを代わり

に利用して、シリアルデータを復元している。ADC から送られるクロックはシリアルデータを復元するためにしか用いず、FPGA 全域で共有する必要はない。そこで AXELBOARD64 では、クロックの読み出しに BUFG でなく BUFR(FPGA 内で部分的に使用されるクロックリソース) を使用するようになった。これにより、16 個それぞれの ADC から送られてくるクロックを読み出してシリアルデータを復元できるようになった。これにより、例えば隣接した ADC のクロック信号と ADC データのずれによる、読み出しの失敗を防止することができる。

4.2.5 TCP 通信

ADC のデータはヘッダー情報とともに TCP 通信で PC に送られる。16 Byte のヘッダーには ADC type(ADCL or ADCH)、Event ID、Board ID などが含まれている (図 4.7)。Num of CH にはデータで送信される MPPC のチャンネル数が収められており、ADCL は 64 チャンネル、ADCH は 8 チャンネルとなる。CH mask にはどの MPPC チャンネルのデータが含まれているかが示されており、AXELBOARD64 では 64 チャンネルの MPPC に対応した 64 bit(=8 Byte) の情報となるため、前世代の 56 bit(=7 Byte) より 1 Byte データ長が拡張されている。一方でヘッダー長は以前と同じ 16 Byte に揃えるために dummy のデータ長を 2 Byte から 1 Byte へと変更した。Data depth は ADC のサンプル長情報が収められており、ヘッダーの後には 1 サンプルあたり 96 Byte(ADCL) または、12 Byte(ADCH) のデータがサンプル長分送信される。

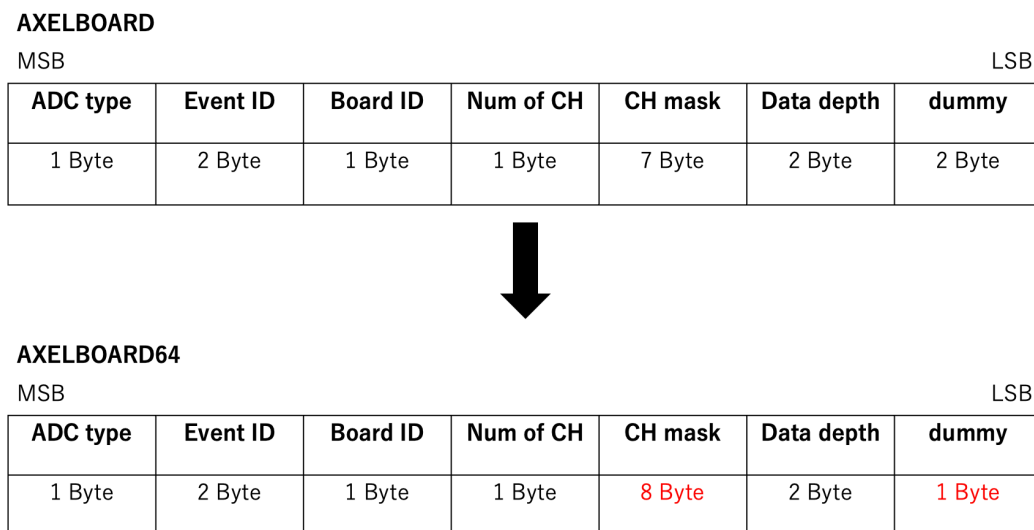


図 4.7: TCP 通信で FEB から PC へ送信するヘッダーの構造の変更

4.2.6 LVDS 通信

FEB は HUL と LVDS で通信しながら運用することを想定している。HUL からは常に 160 MHz のクロックが供給され、そのクロックをもとに FEB は駆動される。また、State を遷移させるコ

マンドやトリガーなども HUL から FEB に送られる。

一方 FEB は、State が Running のとき、HUL に対して図 4.8 のような情報を送信している。Fiducial Sum、Veto Sum には ADCL CONTROLLER の Digital Sum で計算された fiducial 領域と veto 領域における電荷量情報が含まれている。これは今回 17 bit から 18 bit に拡張された。Hit CH は閾値を超えたチャンネルの情報であるが、これは元々、検出器が大型化した際に飛跡情報が全く含まれていないチャンネルが存在するにもかかわらず、全チャンネル情報を取得するとデータ量が膨大となってしまうため、閾値を超えたチャンネルとその周辺のチャンネルのデータだけを送信する機能を実装することを想定して加えられたものであり、現在は使用していない。そのため、今回の開発ではこの部分を削除した。将来的には MPPC チャンネル単位ではなく FEB 単位での扱いを想定している。Low Gain Trig Enable と High Gain Trig Enable は ADCL と ADCH のデータサンプリングが取得可能であることを示す信号である。

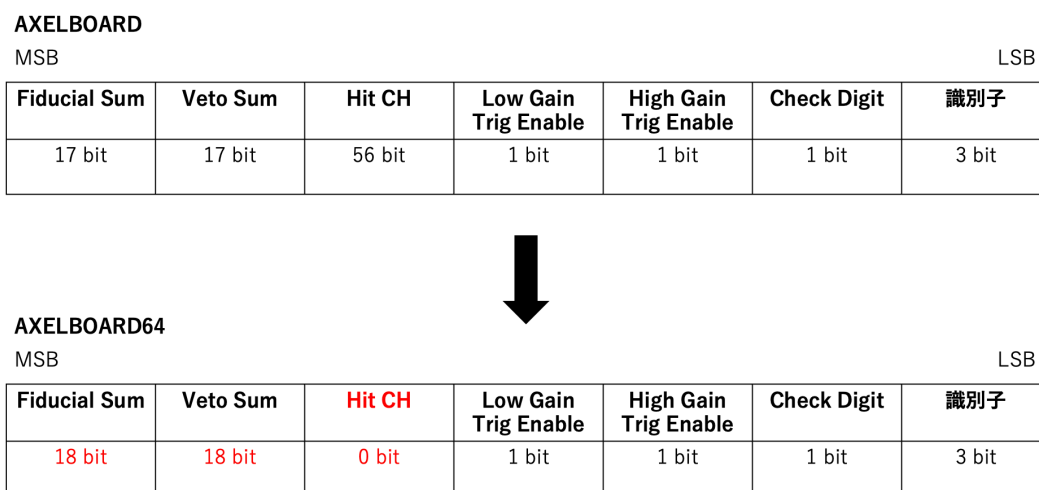


図 4.8: LVDS 通信で FEB から HUL に送信するデータの構造の変更

4.3 Trigger Logic モジュールのファームウェア

4.3.1 ファームウェアの概要

AXEL 実験では FEB を取りまとめ、トリガーを発行する Trigger Logic モジュールとして Hadron Universal Logic module(HUL)[26] を使用している (図 4.9)。こちらも基本的には前世代ファームウェアを引き継いでいるものの、LVDS 通信のデータ構造の変更に伴って改造を施した。図 4.10 と表 4.2 にその構造を示す。

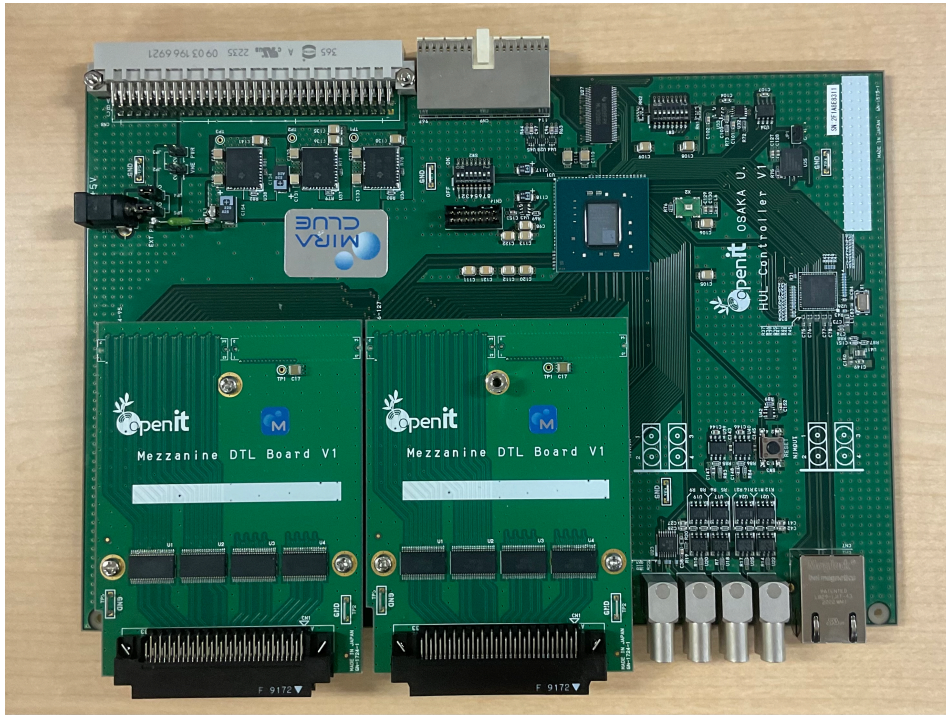


図 4.9: HUL

表 4.2: HUL のファームウェア内モジュール

main	下位モジュールの取りまとめの他、クロックの生成などを行う。
–STATE CONTROLLER	HUL の State を制御する。
–SiTCP	PC との通信を担う。
–BUS CONTROLLER	UDP 通信において各モジュールと SiTCP の間を取り持つ。
–LVDS CONTROLLER	FEB との LVDS 通信を行う。
–TRIGGER CONTROLLER	
*Average Calculator	複数の FEB から送られてきた fiducial、veto 領域の電荷の和を計算する。
*Trigger Generator	トリガーを発行する。
*High Gain Calibrator	一定時間に一度 ADCH のトリガーを発行する。
*TCP Sender	トリガーやヘッダーの情報を 1 Byte ごとに分割して SiTCP に受け渡す。
–NIM CONTROLLER	トリガーやヘッダーの情報を NIM 出力する。

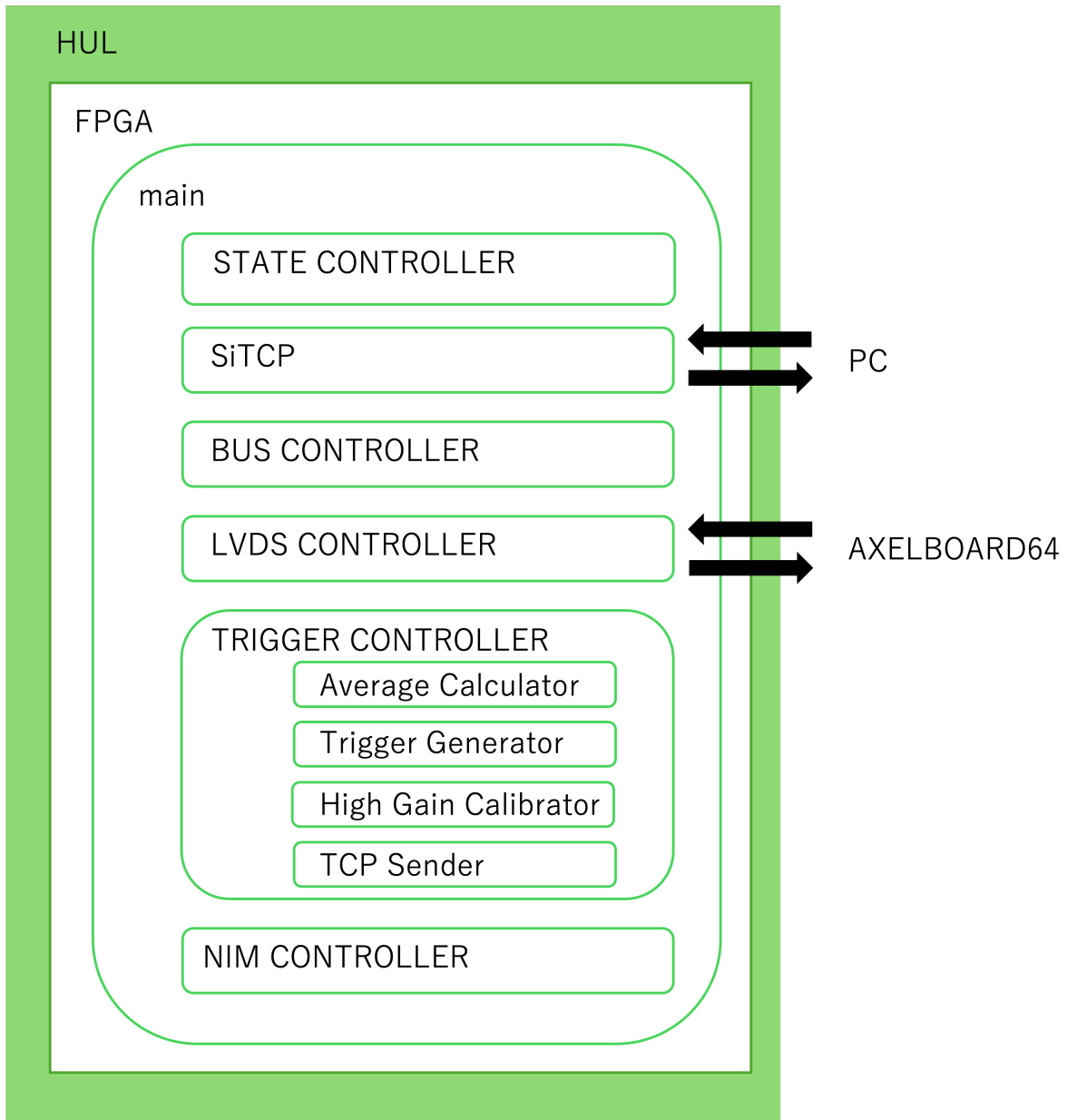


図 4.10: HUL の構造

4.3.2 State の管理

HUL の State には図 4.11 に示すように Ready、Waiting、Running の 3 種類がある。Ready で PC からの Start コマンドを受けると、FEB の ADCL、ADCH のデータが取得する準備が整ったことを確認し、State を Running に遷移させ PC に Start トリガーを発行する。Running 中に PC から ForcedStop コマンドを受けると、サンプリング中でないことを確認して、即座に Ready に遷移する。Running 中に PC から Stop コマンドを受信した場合にはサンプリング中でないことに加え High Gain Calibration 中でないことを確認する (4.3.3 節参照)。そうでなければ最後に High Gain Calibration を実行して Ready に遷移、PC に Stop トリガーを発行する。

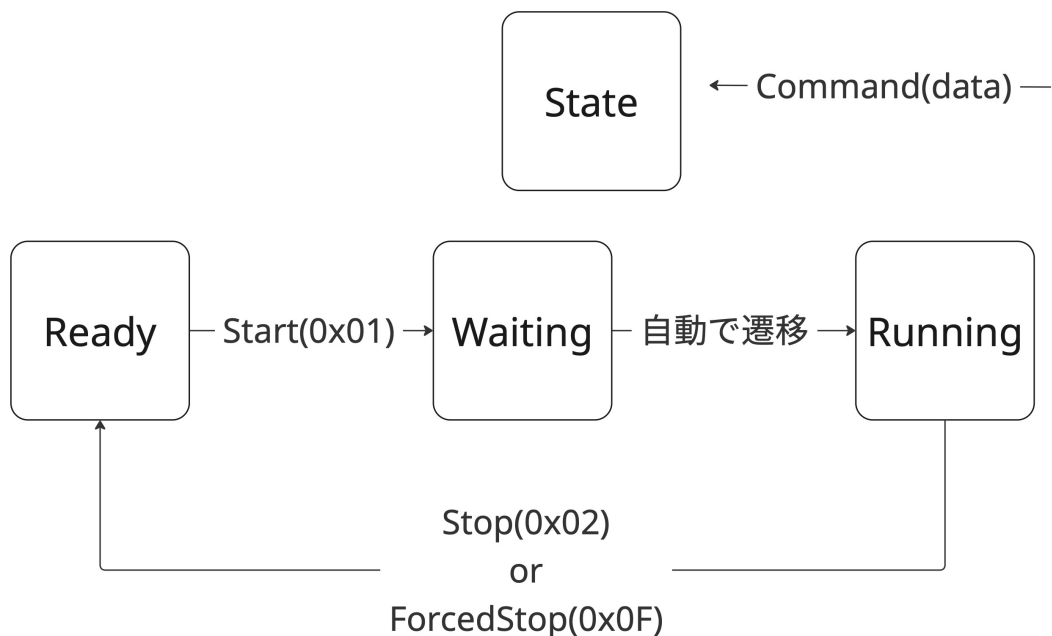


図 4.11: HUL の State Machine。State を管理するアドレスに PC からデータを書き込むことで、State を遷移させる。

4.3.3 トリガーの発行

TRIGGER CONTROLLER ではトリガーに関連する以下の時間情報が ADCL のサンプリングレート (5 MSPS) に由来する 200 ns 単位でカウントされている。

- **timestamp(ts)**
データ取得を開始してからの経過時間。
- **trigger live time(lt)**
トリガーが発行可能である時間の累積時間。ファームウェア上では (TRIGGER GENERATOR の State Machine(後述) の状態 (trigger state) が waiting である) かつ (ADCL のサンプリングが可能である) かつ (HUL の FIFO(後述) が Full でない) 時間として定義されている。
- **trigger dead time(dt)**
サンプリングと初期化を行っている時間の累積時間。この間はトリガーの発行ができない。ファームウェア上では (trigger state が waiting ではない) 時間として定義されている。
- **buffer full busy time(bt)**
ADCL の buffer または HUL の FIFO が溢れそうであるためトリガーの発行ができない時間の累積時間。ファームウェア上では (ADCL の buffer が Full である) または (HUL の FIFO が Full である) 時間として定義されている。

ここで、HUL の FIFO(First In, First Out memory) とは TCP SENDER 内で用いられている、順番通りにデータの格納や取り出しを行える記憶装置であり、ファームウェア上ではトリガー、ヘッダー情報を PC に送信する際に用いられている。

ADCL トリガーの発行

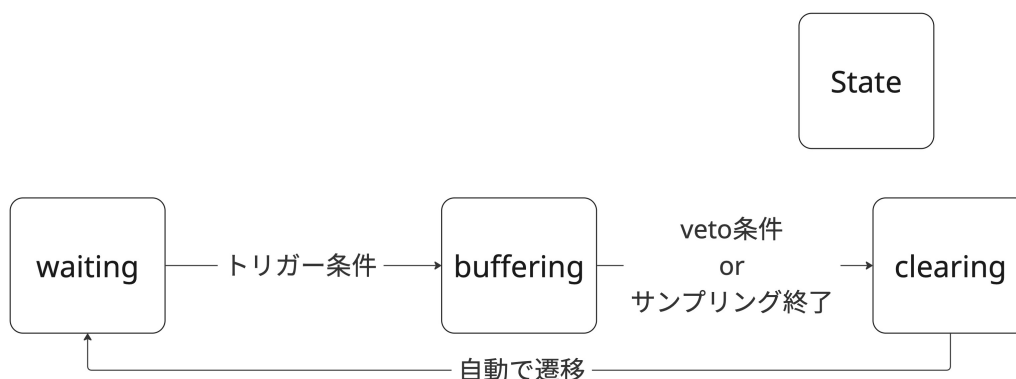


図 4.12: TRIGGER GENERATOR の State Machine

ADCL のトリガーとベト、ヘッダーの発行は図 4.12 に示す State Machine によって制御されている。trigger state が waiting のときにトリガー条件が満たされると buffering に遷移し、FEB にトリガーを発行する。buffering 中に veto 領域中の電荷量が閾値を超えると veto 信号を PC と FEB に送信し、clearing に遷移する。サンプリング終了までに veto 信号がなければヘッダーを PC と FEB に送信し clearing に遷移する。

TRIGGER GENERATOR では AVERAGE CALCULATOR で計算された 3 種類の ADCL 出力、すなわち fiducial 領域の電荷量の和 (fid avg)、veto 領域の電荷量の和 (veto avg)、そして全領域の電荷量の和 (whole avg) を監視している。

fid avg が閾値を超えた場合には図 4.13 のような流れを辿る。トリガー発行からサンプリング終了までに veto avg が閾値を超えると FEB にデータを破棄するよう命令し、PC には veto の閾値を超えたことを示す over veto th 信号を送信する。veto avg が閾値を超えなければ FEB に PC へデータを送信するよう命令し、trigger type を low(fid) としたヘッダーを PC に送信する。

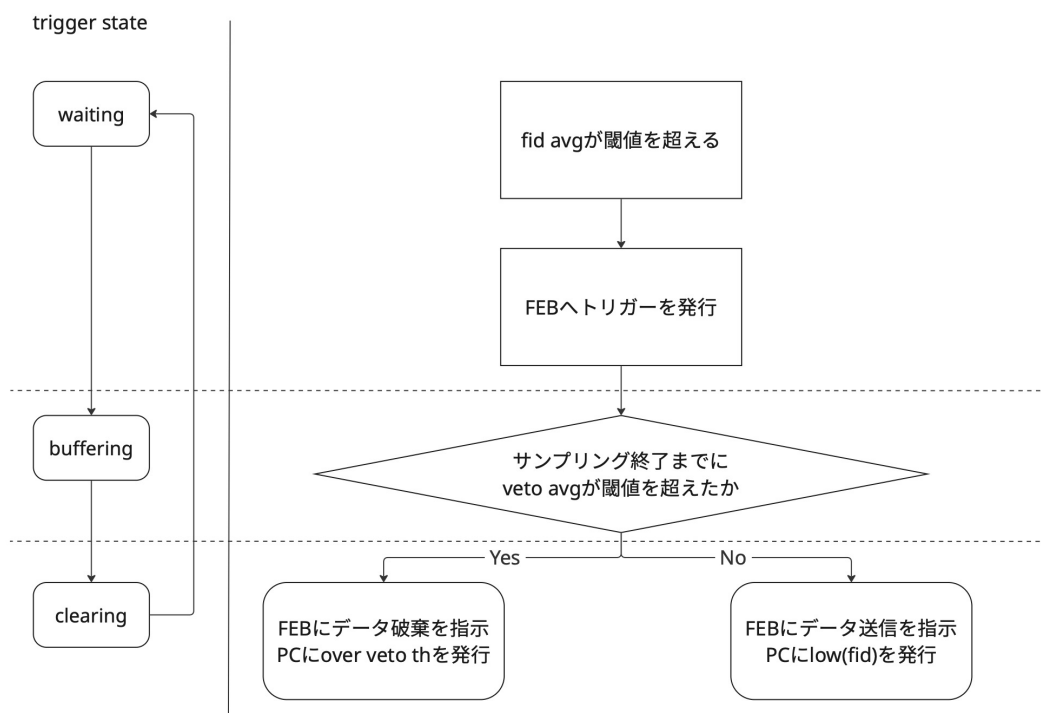


図 4.13: fid avg が閾値を超えた時のフローチャート

whole avg は 30 keV 事象の取得を想定して用意されており、通常、その閾値は fid avg よりも低く設定される。また、fiducial イベントを圧迫しないよう down sampling ratio で whole トリガーの回数を制限している。

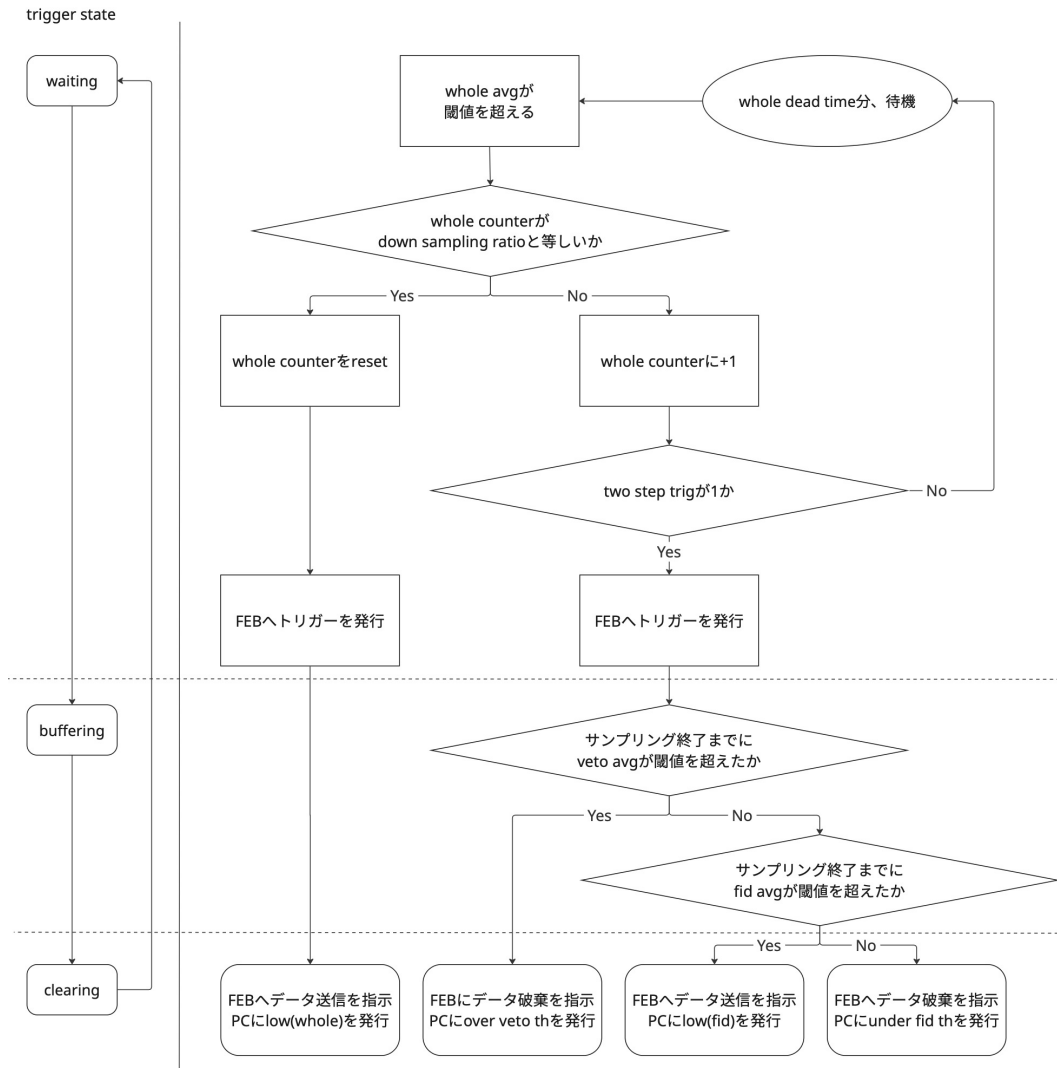


図 4.14: whole ave が閾値を超えた時のフローチャート

whole avg が閾値を超えた場合には図 4.14 のような流れを辿る。ここでは特殊な条件分岐が 2 回ある。1 つは whole avg が閾値を超えた回数を数える whole counter と down sampling ratio を比較する箇所で、両者が等しければ whole counter を reset した後、FEB にトリガーを発行し、サンプリング終了後に FEB に PC ヘッダを送信するよう命令し、PC に trigger type を low(whole) としたヘッダを送信する。両者が等しくなければ whole counter を +1 する。しかし、この条件のみだと図 4.15 のような 30 keV の K_{α} 線が ELCC 側に飛んだ直後に fid avg を超えたイベントが起こった場合、fid avg を超えた部分のみが記録され、30 keV 信号を取り逃がす可能性がある。そこで、two step trig モードを設け、条件分岐を設定する。1 つ目の条件分岐の後、記録されないイベントに対しては two step trig の値が 0 であれば一定時間経過後に最初に戻るが、1 の場合 FEB にトリガーが発行される。このときサンプリング終了までに veto avg が閾値を超え

ると FEB にデータを破棄するよう命令し、PC には veto の閾値を超えたことを示す over veto th 信号を送信する。さらにサンプリング終了までに fid avg が閾値を越えれば PC と FEB に trigger type を low(fid) としたヘッダーを送信し、そうでなければ PC に under fid th 信号を送り、FEB にデータの破棄を命じる。

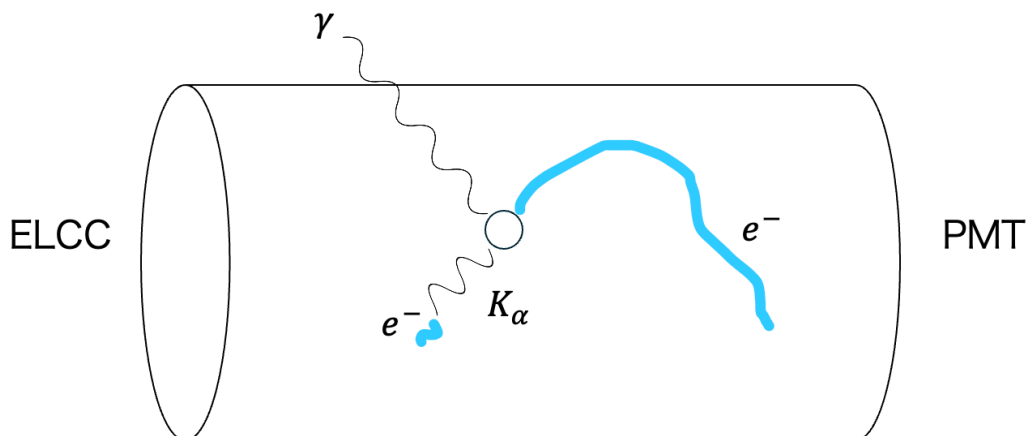


図 4.15: 30 keV の K_{α} 線が ELCC 側に飛んだイベント

上記のトリガー以外にも PC からの UDP 通信によるセルフトリガー、あるいは HUL 上の NIM 入力端子からの信号による外部トリガーに対応している。また、これらのトリガーは排反でないため trigger type が重複する場合がある。

ADCH トリガーの発行

High Gain Calibrator は一定時間 (約 1.6 ms) に一度、一定回数だけ ADCH のデータを取得する。これらの時間と回数は FPGA 上のパラメータを書き換えることで変更できる。また、各 Run の開始・終了時、UDP 通信による特定のコマンドを受信した時にもデータ取得を行う。

トリガー発行には、ADCH のデータ取得によって ADCL のデータ取得が妨げられることがないよう、ADCL と ADCH の buffer が full でないことを要求する。また ADCH のデータは MPPC のダークを監視するために使用するため、ADCH のサンプル長より長い時間信号が来ていないこと、より具体的には fid avg や whole avg が ADCH のサンプル長より長い時間閾値を超えていないことを要求する。トリガー発行条件を満たすと FEB に PC ヘッダーを送信するよう命令し、trigger type を high としたヘッダーを PC に送信する。

4.4 次世代ファームウェアによるデータ取得

4.4.1 AXELBOARD64 単体でのデータ取得

AXELBOARD64 単体でデータ取得を行うためには、ファームウェアの読み出し、UDP 通信によるコントロール、TCP 通信によるデータ取得ができる必要がある。

ファームウェアの読み出し

FPGA は揮発性であるため、基板に電源を投入した直後の FPGA にはファームウェアが書き込まれていない。よって起動後にメモリからファームウェアを読み出せるか確認する必要がある。

FEB の電源投入後、LED インジゲーターが点灯していることを確認した。これはファームウェアを読み込み、実行できたことを意味している。

UDP 通信によるコントロール

PC からファームウェアの State を遷移させる命令を UDP 通信で送り、命令が実行されていることを確認した。また、config ファイルの設定値を書き込み、パラメータが設定値に変更されていること、MPPC bias、MPPC adj、MPPC offset 電圧が適切に印加されていることを確認した。

TCP 通信によるデータ取得

PC から ADCL、ADCH それぞれにセルフトリガーをかけてデータを取得した。データは TCP 通信によって PC に送られ、図 3.11、3.12 のような波形を得ることができた。

以上より、AXELBOARD64 単体でのデータ取得に必要な機能が実装されたことを確認した。

4.4.2 AXELBOARD64 と HUL の連携によるデータ取得

AXELBOARD64 と HUL を連携させてデータ取得を行うためには、FEB が HUL から供給されたクロックで駆動できること、HUL からの命令で FEB の State を変更できること、閾値を超えた場合にトリガーを発行し、データ取得ができることが必要である。

AXELBOARD64 と HUL を連携させたデータ取得は未達成である。FEB が HUL からのクロックで駆動できることは確認できたが、HUL から FEB の State を変更することはできていない。また、複数枚の AXELBOARD64 と HUL によるデータ取得試験も必要である。今後も検証と修正を続けていく予定である。

第 5 章

ファームウェアの改善

現在 180 L 検出器で用いられているファームウェアでは、ADCH データの取得ができなくなることやデータ取得時間に対するトリガー有感時間の割合が著しく低くなることがしばしばあると報告されている。これらの問題は次世代 FEB だけでなく、現在の FEB でも早急に改善が求められている。

本章では、上記の問題の原因の特定と改善内容について述べる。

5.1 ADCH の改善

5.1.1 背景

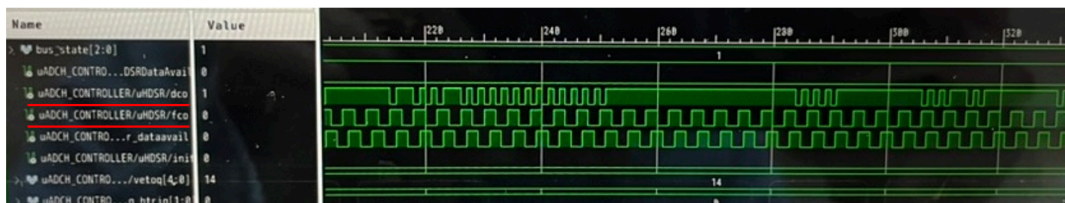
一部の FEB では ADCH のデータが取れない事態が頻発していた。この問題に対しては該当する FEB の電源を入れ直すことで対応していたが、全 12 枚の FEB 全ての ADCH データが正常に取れるようになるまで 30 分ほどかかり、大きな負担となっていた。これは FEB が 100 枚程度となる次世代 1000 L 検出器稼働環境においては重大な問題となる。よって、原因の特定と改善が急務であった。

5.1.2 原因と改善内容

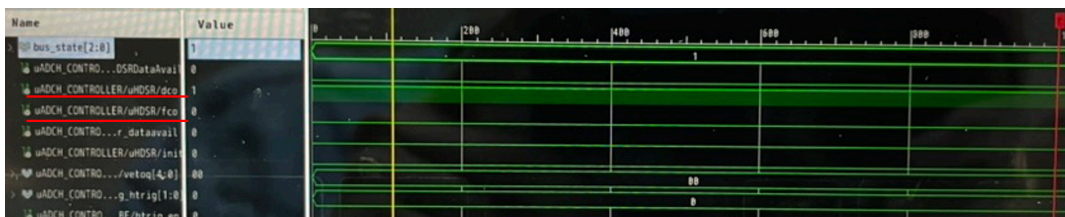
まず、Vivado の機能である Integrated Logic Analyzer(ILA) を用いて ADCH に関する FPGA 内のデジタル信号を観察した。その結果を図 5.1 に示す。

図を見ると、ADCH データが取得可能な FEB では ADC からクロックが送られているが、ADCH データが取得不能な FEB では ADC から送られるはずのクロックが出ていないことがわかる。ADCH で使用されている ADC は AD9637BCPZ-40 であり、ここで問題となっているクロックは ADC から送られるシリアルデータを復元するために使用する。この ADC は起動時に初期化を行うが、その際に正確なクロックが供給されないと正常に起動できず、ADC からのクロックも送られない。これは ADC にリセット信号を送り、ADC を再起動することで解決する。そこで、PC 上のデータ取得ソフトウェアで起動時に ADCH を UDP 通信によりリセットする機能を

組み込んだ。これにより ADCH が立ち上がらない問題は解決に至った。



(a) ADCH データが取得可能な FEB



(b) ADCH データが取得不能な FEB

図 5.1: ILA でみた FPGA 内のデジタル信号。赤い下線で示されているのが ADC から送られるクロック信号。横軸は時間。

5.2 Trigger Logic モジュールの改善

2025 年 5 月に 180 L 検出器の評価を行っていたところ、データファイル内に ADCH のデータが存在しないというエラーが立て続けに出た。5.1 節と同様に ADC が正常に動作していないことが疑われたが、ADCH リセットの実施、基板電源の入れ直しでも改善は見られなかった。また、データ取得を行う前に ADCH のデータだけ取得を行ったところ正常なデータが得られたので、ADC に問題はないことが判明した。

さらに、データ取得中に、トリガー有感時間の指標である trigger live time と timestamp の比^{*1}、すなわち lt/ts が通常時は 90 % 程度のところ、極端に悪い場合は 10 % 程度に落ち込むことがあった。同一条件でのデータ取得であるにも関わらず、run ごとに lt/ts が大きく変動することはこれ以前にもしばしばあった。

上記の問題は $0\nu\beta\beta$ の観測を妨げるため、改善が強く求められる。本節では原因の究明と対策、そしてその結果について述べる。

5.2.1 測定環境の概要

2025 年 5 月の評価では、キセノンガスを 6.1 気圧で導入した。2024 年の測定 [27] と比較して、ELCC にかげられた電場は 2.7 kV/cm/bar から 3 kV/cm/bar に上げられたが、ドリフト電場はカソード側で放電が起こったため、90 V/cm/bar から 53.4 V/cm/bar へと大幅に下げられてい

*1 それぞれの定義については 4.3.3 節を参照

た。検出器の周囲には質量比 2 % でトリウムを含んだアルゴン溶接用のトリウム・タングステン棒が設置されており、トリウム系列の崩壊核から放出される γ 線を評価に用いていた。

また、ELCC の veto ch は図 5.2 のように配置された。外周部の 90 ch を veto ch とし、残りの 562 ch を fiducial ch とした。

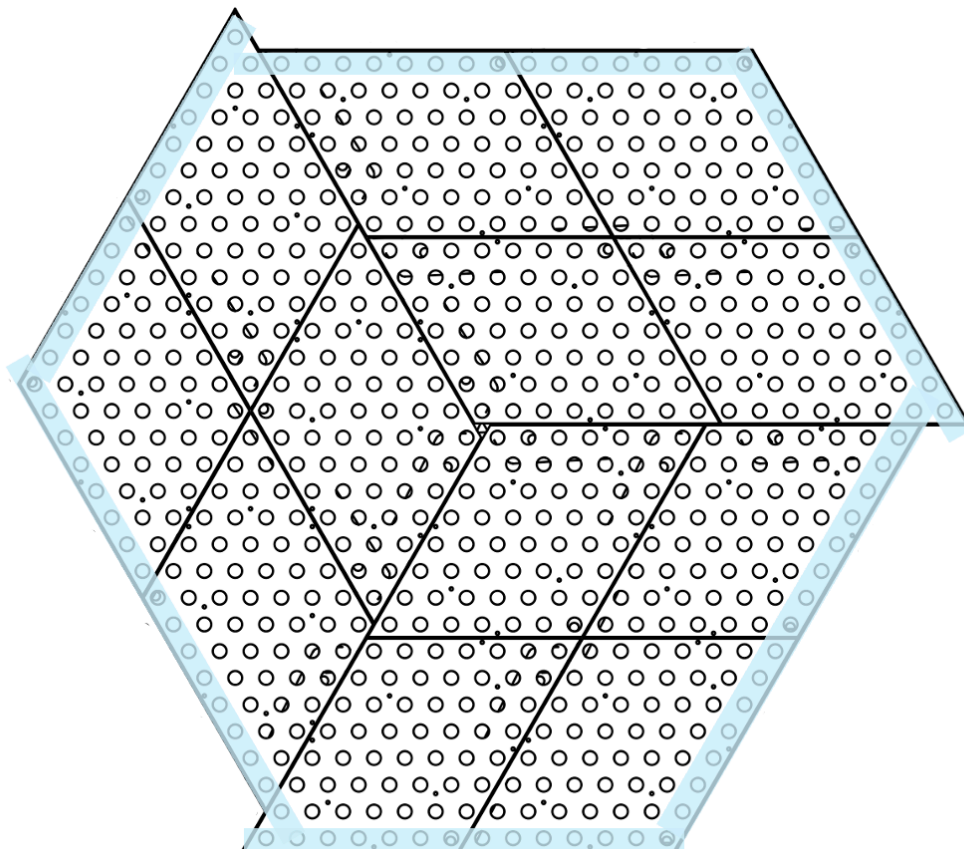


図 5.2: ELCC における veto ch の配置。水色で示した ch を veto ch、それ以外を fiducial ch とした。

5.2.2 原因と改善内容

まず、データファイル中にあるヘッダー情報から取得されたデータの ADC タイプを確認した。2024 年の測定では ADCH と ADCL のデータ数の比は 896/49728 であり、割合としては 1.8 % であった。一方、エラーが出たファイルの ADCH と ADCL のデータ数の比は 7/55951 であり、割合としては 0.01 % であった。また、今回のデータ取得でエラーが出なかったファイルではデータ数の比は 896/49728 であり、割合としては 1.8 % であった。

また、データ取得のログを確認すると、 lt/ts が小さいときには trigger dead time と timestamp の比、 dt/ts が大きくなる傾向があった。例えば lt/ts が 21 % であった run では dt/ts は 70 % であった。つまり、trigger live time を制限する要素の trigger dead time と buffer full busy time

のうち、前者の影響の方が大きいと考えられる。

さて、ADCH のトリガーが発行される条件の一つとして fid avg や whole avg が ADCH のサンプル長より長い時間閾値を超えていないことがある。whole avg に対する閾値が低く設定してあると閾値を超える頻度が高くなり、ADCH のトリガーを発行できないという状況が続くことになる。そこで、ILA を用いて HUL 上の FPGA 内のデジタル信号を観察した。

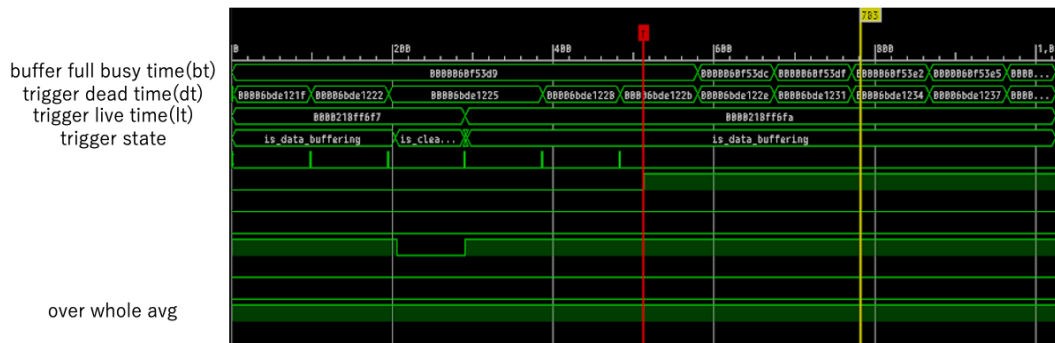


図 5.3: ILA でみた FPGA 内のデジタル信号。横軸は時間。trigger state が is waiting から is data buffering へと遷移すると lt の増加が止まり、bt と dt が増加し始めている。

図 5.3 を見ると、whole avg が常に閾値を超えているため、trigger state が clearing になった瞬間に buffering に移行していることがわかる。よって whole avg の低さが ADCH のトリガー発行を制限している可能性が高い。また、trigger dead time は trigger state が waiting でない時間として定義されるため、dt/ts が大きくなる理由も説明できる。

さらなる調査のため、条件を変えてヘッダー情報を調べた。

表 5.1: 様々な条件で 5 分間データ取得を行った際の lt/ts、dt/ts、bt/ts

trigger type	run1		run2		run3		run4		run5	
	entries	ratio[%]	entries	ratio[%]	entries	ratio[%]	entries	ratio[%]	entries	ratio[%]
low(whole)	3	0.00	30	1.67	0	0.00	0	0.00	0	0.00
low(fid)	869	0.61	842	46.99	872	47.44	1000	65.32	872	2.44
high	128	0.09	128	7.14	128	6.96	0	0.00	128	0.36
over veto th	46232	32.69	791	44.14	837	45.54	530	34.62	0	0.00
under fid th	94207	66.61	0	0.00	0	0.00	0	0.00	34712	97.20
all	141440	100.00	1792	100.00	1838	100.00	1531	100.00	35713	100.00
lt/ts	8.0 %		85.0 %		94.0 %		0.0 %		40.0 %	
dt/ts	90.0 %		0.5 %		0.5 %		5.0 %		47.0 %	
bt/ts	5.0 %		18.0 %		5.0 %		99.0 %		20.0 %	

表 5.1 は 180 L 検出器で 5 分間の DAQ を行った結果である。run1 は two step trig モードを ON にし、fiducial、veto、whole 閾値をエラーが出た時と同じにしたものである。fiducial 閾値を超えたイベントに発行される low(fid) の数に対し、fiducial 閾値あるいは whole 閾値に引っかか

たものの veto 閾値を超えたイベントに発行される over veto th の数と whole 閾値を超えたものの fiducial 閾値を超えなかったイベントに発行される under fid th が非常に多いことがわかる。すなわち、run1 の結果は whole 閾値が低いために、トリガーは発行されるものの最終的には破棄されるデータを取得する時間が trigger live time を圧迫していることを示唆している。

続いて run2 は two step trig モードを OFF にすることで whole 閾値を超えたイベントに関してトリガーを発行する回数を制限したものである。想定通り under fid th は 0 になり、over veto th も 98 % 以上減っている。これにより lt/ts は 85 % まで回復し、dt/ts が大きく減少したが、一方で bt/ts の占める割合が大きくなっている。

run3 は whole 閾値を max にしたものである。whole 閾値を超えたイベントに発行される low(whole) が 0 であり、whole 閾値を超えたが fiducial 閾値を超えなかったイベントに発行される under fid th もまた 0 であることが特徴である。lt/ts は 94 % に達している。

run4 は fiducial 閾値を 0 にしたもので、他の run に比べて low(fid) の数が多くなっている。また、whole 閾値を超えたイベントは fiducial 閾値を超えるため under fid th も 0 になっている。この条件では常に fiducial 閾値を超えているため、live time が極端に短く、buffer も常にいっぱい、bt/ts が 99 % に達している。

run5 は veto 閾値を max にしたもので、over veto th が 0 になっている。

以上の結果より、whole 閾値が低くトリガー発行頻度が高いため、データサンプリングを行っている時間である trigger dead time が増加し、live time が短くなってしまっていると言える。つまり two step trig モードが ON であると、whole 閾値を超える度に trigger dead time が発生してしまうということであり、whole 閾値を適切に設定することが重要である。また、ADCH が取得できない原因もここにある。run1 でトリガーが発行された回数は全部で 141440 回であるが、これは約 2.1 ms に一回の頻度となる。ADCH は約 1.6 ms の間隔でトリガー発行が可能なタイミングが定められており、その際に条件が満たされていなければトリガーは発行されない (4.3.3 節参照)。ADCL はトリガーが発行されると最大 0.6 ms 秒間データを取得し続けるため、このレートでは ADCH のトリガー発行が難しいと言える。

run2 においては lt/ts は回復したが bt/ts が増加した。そこで、次はこの改善を目指す。

buffer full busy time は ADCL の buffer か HUL の FIFO が full であると、トリガーが発行できないという仕組みになっている。したがって、どちらかを改善することにより buffer full busy time を削減することができる。そこで、HUL のファームウェアを確認すると HUL の FIFO が full であるかを参照するフラグとして almost empty を用いていることが判明した。これは、「次に FIFO の情報が読み出された後に FIFO が空になる」という状態を表すフラグであり、FIFO にトリガー情報が書き込めないことを防ぐという目的にはそぐわない。そこで、almost empty ではなく、「あと 1 回 FIFO に書き込みが行われると FULL になる」状態を示す almost full フラグを参照するという仕様に変更した。それに従い、トリガー発行条件も almost empty を参照するものから almost full を参照するものに変更した。改良ファームウェアで再びデータ取得を行った。その結果を表 5.2 に示す。

表 5.2: ファームウェア改善前後の lt/ts、dt/ts、bt/ts

	改善前			改善後		
	run1	run2	run3	run4	run5	run6
lt/ts	82 %	85 %	81 %	92 %	86 %	90 %
dt/ts	0.6 %	0.5 %	1 %	1 %	1 %	1 %
bt/ts	17 %	18 %	18 %	7 %	12 %	7 %

データ取得は5分間行い、two step trig モードは OFF にした。ファームウェアを変更したことにより bt/ts は半分程度に抑えられ、lt/ts を伸ばすことができた。また、データ取得中に ILA で FIFO の状態を確認したが FIFO が Full になることはなかった。

5.3 今後の課題

bt/ts を削減することはできたが、未だ数 % の影響が残っている。こちらは ADCL の buffer によるものであると考えられるが、原因の特定と改善には至らなかったため、今後も調査を継続していく予定である。

同時に two step trig モードの再考が必要である。 K_{α} 線の飛距離は数 cm であるため、Ring Buffer を十分に大きく取れば fiducial トリガーでも取れる可能性がある。

加えて、30 keV イベントを取得するトリガーロジックも再検討が必要である。2025 年の測定では、目測の ADCL ベースラインに対して 50 ADC count 高い値に whole trigger の閾値を設定した。3.5 節の結果より ADCL のデータには揺らぎがある。いま、ADCL のデータが 0 と 1 の間で 1/2 の確率で揺らぐと仮定する。今回の測定の場合、チャンネル数が 672 であったため、ADCL の揺らぎの標準偏差はおよそ 13 になる。

一方、次世代環境でのデータ取得を考えてみる。100 枚の AXELBOARD64 を使用するとチャンネル数は 6400 になるが、ADCL データの揺らぎは変わらないので標準偏差は 40 になる。しかし、AXELBOARD64 の ADCL のゲインは AXELBOARD の 2/5 であるため、今回の測定と同じ基準で測定するならば、ベースラインに対して 20 ADC count 高い値に設定される。したがって、現行の運用では whole trigger によるデータ取得は不可能である。改善策として考えられるのは、各 FEB ごとにペDESTアルのベースラインを計算しておき、閾値を超えた場合に whole trigger を発行する方法である。

また、大型化すると増加したチャンネル数の分、データも増加する。現在はトリガーが発行された場合、全てのチャンネルのデータを取得しているが、将来的には信号を含む FEB とその周辺の FEB のみのデータを取る方法が考えられる。

第6章

新型 MPPC の基本性能評価

AXEL 実験においてエネルギー分解能を制限する要因の一つとして EL 光検出の統計揺らぎが挙げられている。これは EL 光の検出効率を上げることにより改善できるため、AXEL 実験では受光面積を拡大した新型 MPPC を開発することで改善しようとしている。

本章では AXELBOARD64 の ADCH による新型 MPPC の波形取得結果とエネルギー分解能への影響を述べる。

6.1 64 チャンネル MPPC ボードの概要

64 チャンネル MPPC ボードは光量増加を目的として AXEL 実験のために開発された浜松ホトニクス製 MPPC(S16860-01(ES1)) である。図 6.1 はその写真である。MPPC の受光面を以前の 3 mm 角から 4.7 mm ϕ へと面積比で 1.93 倍に大型化することで、図 6.2 のように ELCC に存在した不感領域を排除している。直径が ELCC のセル穴直径よりも大きいのが、これは ELCC セルと MPPC 位置が多少ずれても不感領域が生じることがないようにするためである。将来的に ELCC 目標電圧を達成できれば光量は合わせて約 3 倍に増加すると期待されている。

従来の 3 mm 角 MPPC は、一つ一つセラミックスパッケージに乗せられていたが、新型では放射線不純物の多いセラミックの使用を避け、MPPC チップをポリイミド回路に実装することによって低バックグラウンド化が図られている。

一方で、浜松ホトニクスから試作段階の 64 チャンネル MPPC ボードのダークパルスが規格より多くなっていることが報告された。現在はダークパルスの電荷量を利用して MPPC gain の微調整および決定をしているため、これが問題になる可能性がある。

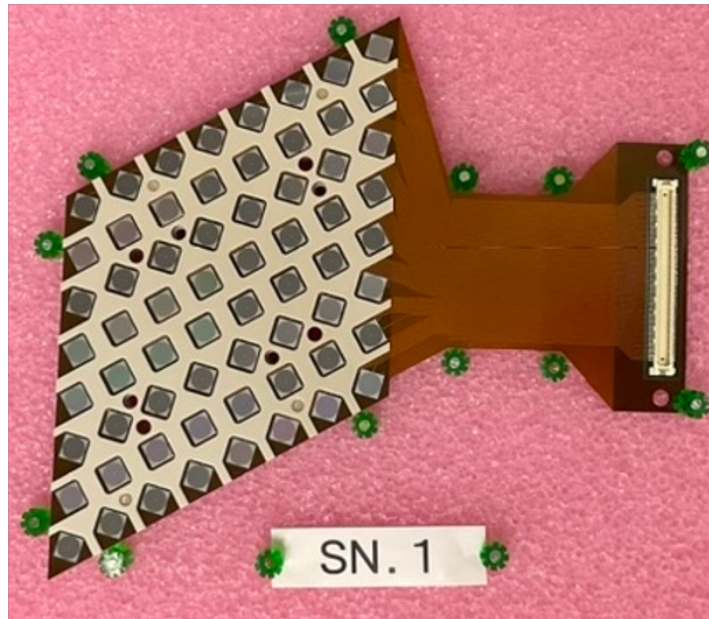


図 6.1: 64 チャンネル MPPC ボード

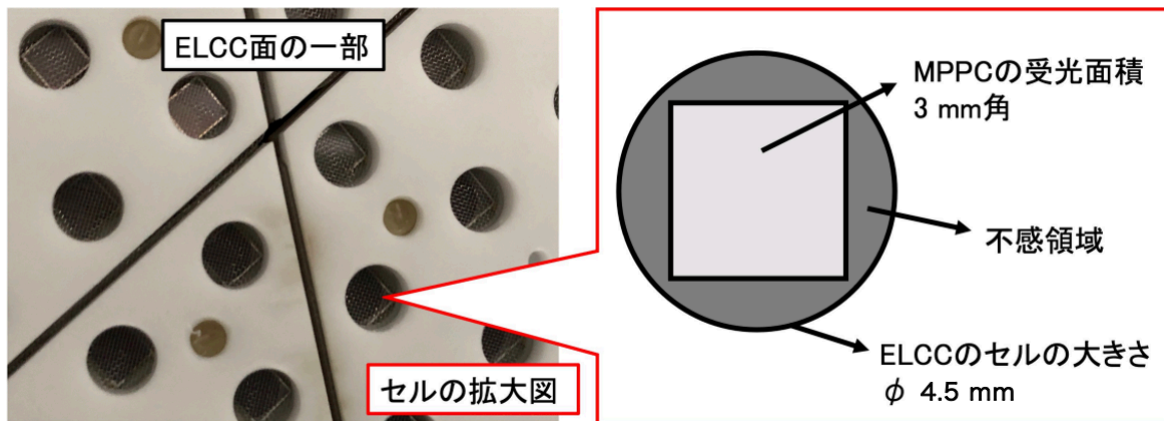


図 6.2: 3 mm 角 MPPC 使用時の ELCC セル中の不感領域

6.2 64 チャンネル MPPC ボードの読み出し

64 チャンネル MPPC ボードを AXELBOARD64 に接続し、ADCH データを取得した。図 6.3 はバイアス電圧がブレイクダウン前後の ADCH 波形を示したものである。ブレイクダウン前 (青色) とブレイクダウン後 (橙色) を比較すると、ブレイクダウン後にはダークパルスと思われるものが多数存在していることがわかる。しかし、パルスが一つ一つ明確に決定できないため MPPC gain を求めることができない。

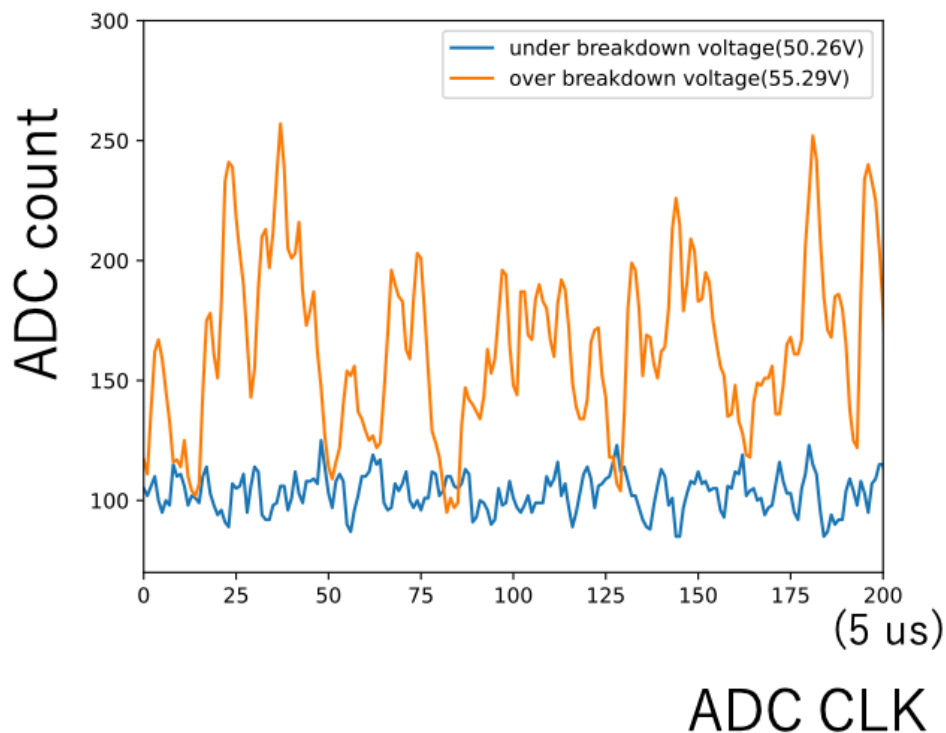


図 6.3: ADCH で取得した 64 チャンネル MPPC ボード (S16860-01(ES1)) の MPPC 波形の例

このような波形となる原因が新型 FEB にある可能性を検証するため、64 チャンネル MPPC ボードを AXELBOARD に接続して読み出した。図 6.4 はその波形である。ここでも各パルスの決定が困難で、パルスの高さも 50 ADC count 程度のものから最大 200 ADC count 程度のものである。一方、図 6.5 は 180 L 検出器で用いられている 3 mm 角 MPPC(S13370-3050CN) を AXELBOARD で読み出した波形であり、こちらでは幅 10 ADC count のベースラインに対し 50 ADC count 程度のダークパルスを確認できる。よって、FEB が原因ではなく MPPC 自体に問題がある可能性が高いと言える。

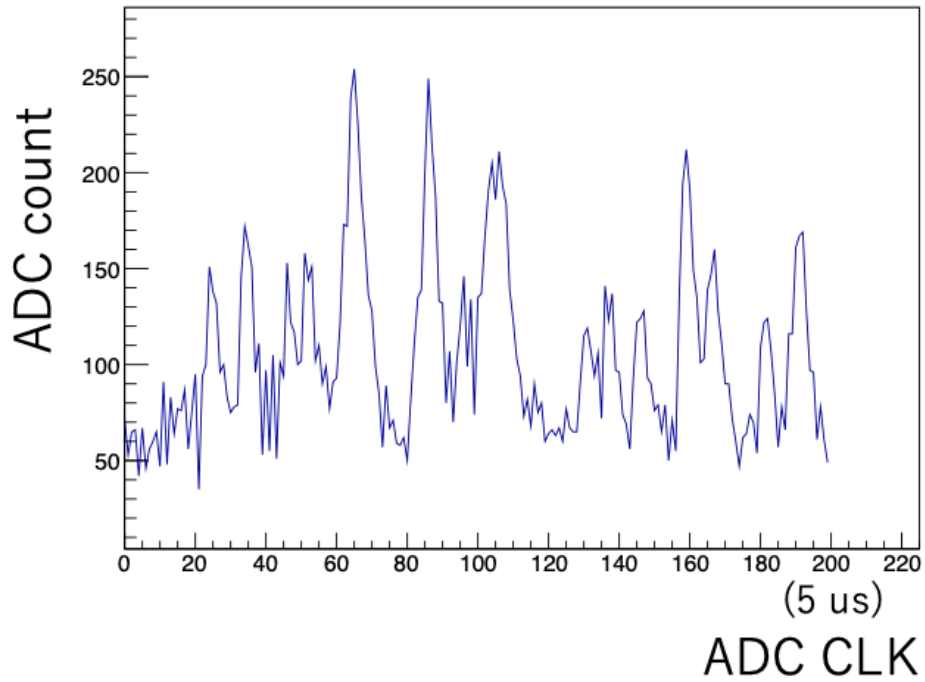


図 6.4: AXELBOARD の ADCH で読み出した 64 チャンネル MPPC ボード (S16860-01(ES1)) の MPPC 波形の例

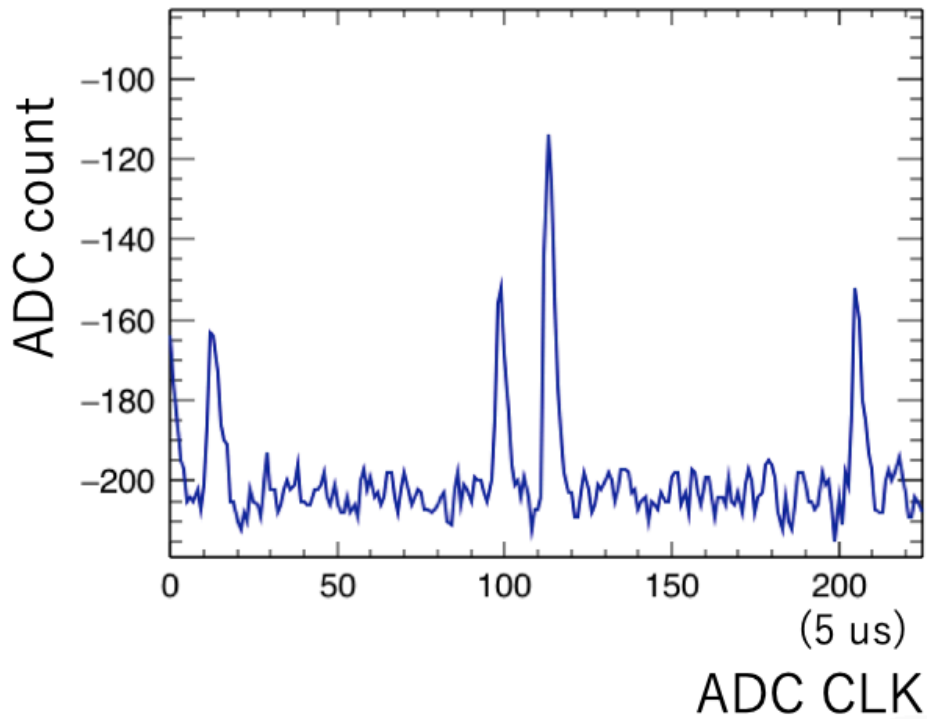


図 6.5: AXELBOARD の ADCH で読み出した 3 mm 角 MPPC の波形の例。50 ADC count 程度の 1 p.e. と 100 ADC count 程度の 2 p.e. のダークパルスが見えている。

さらなる確認のため、MPPC をオシロスコープと AXELBOARD64 で読み出した場合を比較した。図 6.6 は MPPC 印加電圧が 55.4 V ($V_{\text{over}} = 4.1$ V)、サンプリングレートが 20 MHz のオシロスコープ波形である。図 6.7 は MPPC 印加電圧が 55.3 V、サンプリングレートが 40 MHz の ADCH 波形である。どちらも多くの波形が 0.3 mV の範囲に収まっており、形状にも共通点が見られるため、AXELBOARD64 は正確にサンプリングできていると言える。

以上から、ベースラインとピークが分離できていない原因は、MPPC のダークパルスレートが高く、ダークパルスがパイルアップしているためと考えられる。

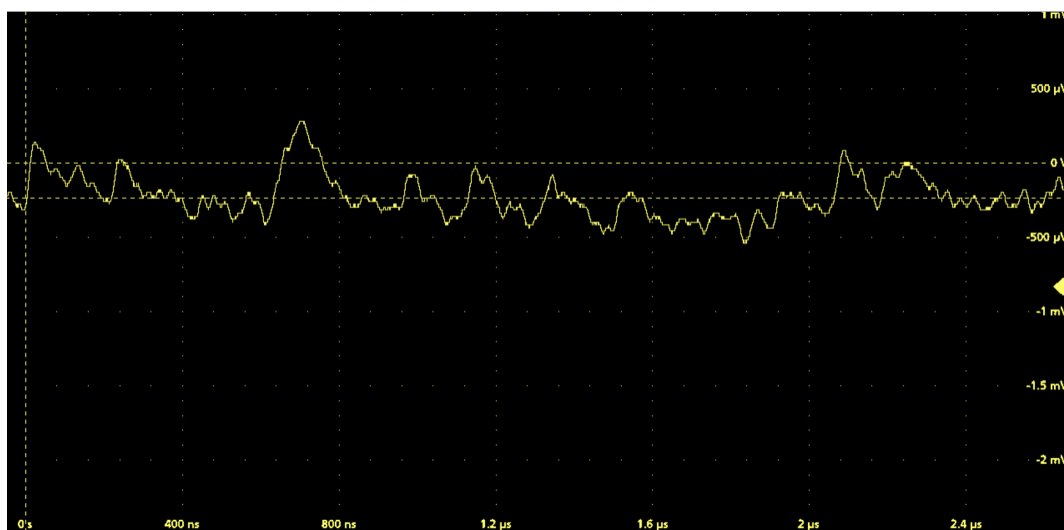


図 6.6: オシロスコープで読み出した MPPC 波形

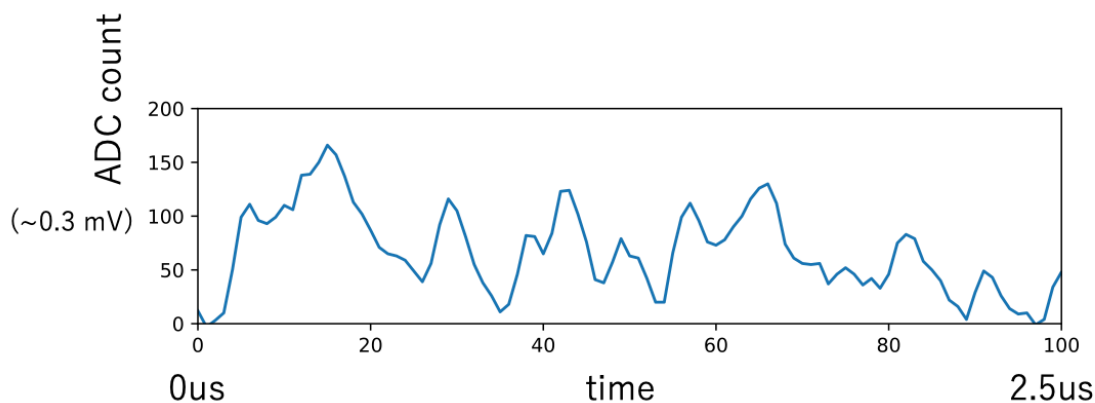


図 6.7: AXELBOARD64 で読み出した MPPC 波形

6.3 64 チャンネル MPPC ボードの冷却

MPPC のダークパルスは熱的に電子が励起された場合に発生する。そのため、MPPC 温度を下げればダークパルスを抑制することができる可能性がある。また浜松ホトニクスにて、より暗電流が少ない MPPC ボード (S16860-01(ES2)) が開発された。以下の実験では暗電流が少なくなった (S16860-01(ES2)) を恒温槽に入れ、温度を変えて 10 分間冷却したのちに、ADCH 波形の取得を行った。

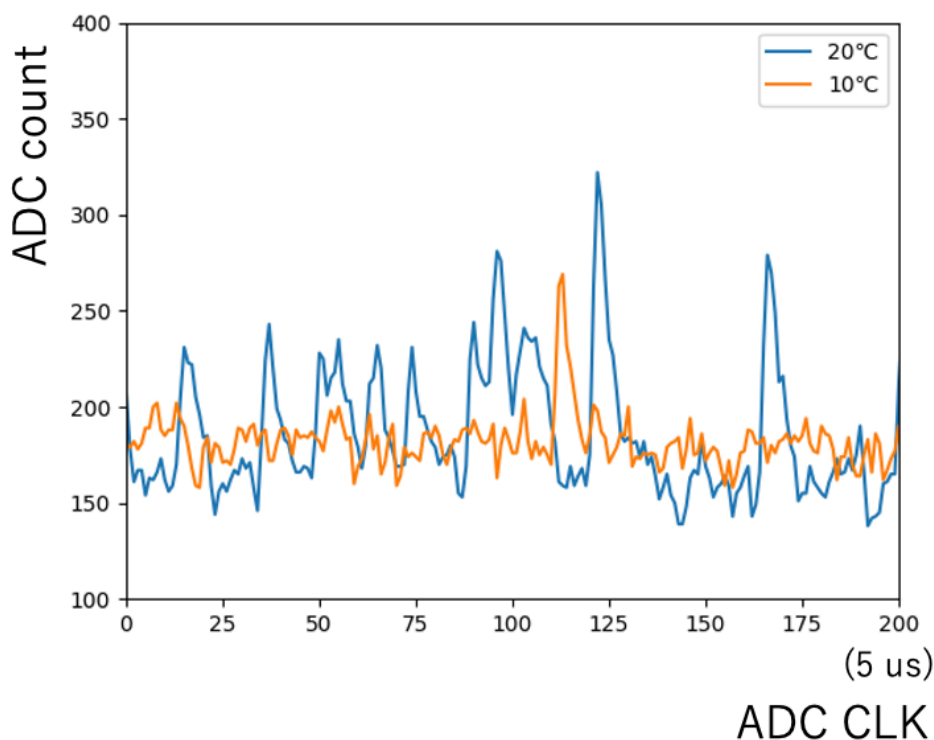


図 6.8: (S16860-01(ES2)) のある MPPC の波形の温度による比較

図 6.8 が結果である。20 °C(青色) ではパルス同士が重なっているが、10 °C(橙色) ではベースライン上に 1 つのパルスが存在していることが確認できる。

一方、暗電流の大きさは個体差があり、暗電流が大きい MPPC は十分に冷却しても MPPC のダークレートを抑えることができない。図 6.9 は MPPC を 5 °C に冷却した結果である。ch0(橙色) ではベースラインに 1 つのパルスが存在しているが、ch34(青色) ではパルスが多数存在している。この MPPC はデータシート上でも暗電流が最大で、暗電流の平均値は 2.1 μA であるが、ch34 は約 3.5 倍の 7.0 μA となっている。

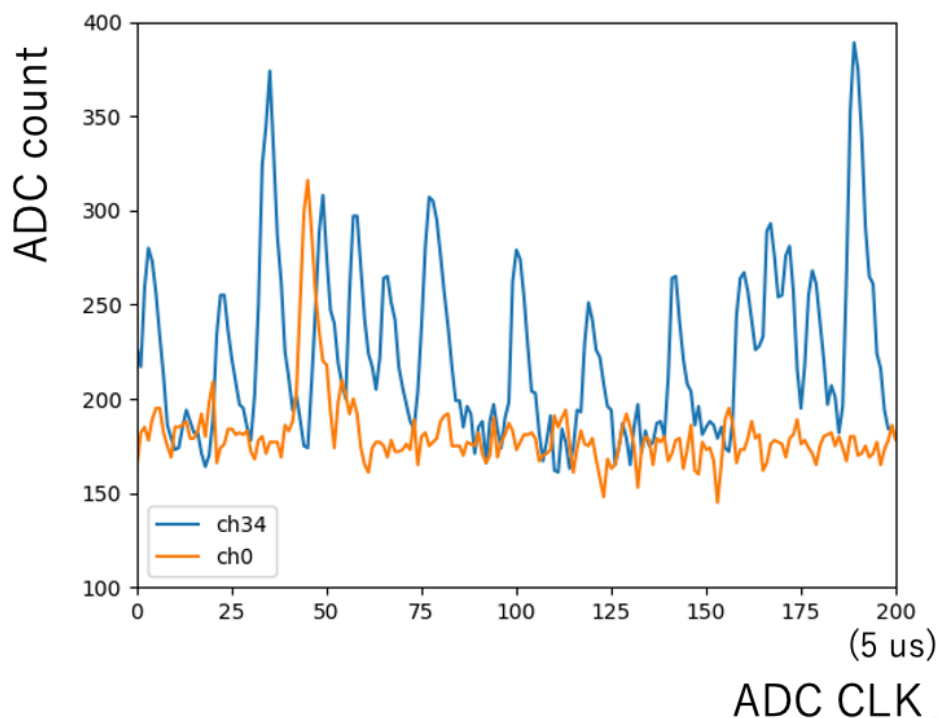


図 6.9: (S16860-01(ES2)) の 2 つの MPPC 波形の比較。温度は 5 °C。

6.4 新型 MPPC のゲインの評価と温度依存性

温度が MPPC のゲイン評価に与える影響を検証した。MPPC のゲイン評価にはハイブリッド法を用いた [30][31]。通常、解析で用いられるスレッシュホールド法では、パルスが閾値を超えた範囲とその周囲のみを積分し積分値の分布からゲインを求めるが、この手法では本来 1 つのパルスとして扱うべきアフターパルスを含んだパルスを別の異なるパルスとして識別してしまう可能性や、閾値の値によって取り逃がすアフターパルスの割合が変わる可能性がある。有効ゲイン g_{eff} (式 (2.9)) はアフターパルスも含めて評価しなくてはならないため、スレッシュホールド法では正確な有効ゲインを求めることができない。

そこでハイブリッド法では、図 6.11 に示すようにある決まった幅のウィンドウ内のパルスの有無を閾値を超えたかで判断しつつ、積分はウィンドウ全体に渡って行う。ウィンドウ幅はアフターパルスの時定数よりも十分に長く取る。パルスの有無に応じて 2 種類の積分値分布を作る。パルスが存在する分布の最初のピークからは 1 p.e. によるピークを、パルスが存在しない分布 (以下ペダスタルと呼ぶ) からはベースラインオフセットを求める。こうして得られた 1 p.e. によるピークからオフセットを差し引くことによって 1 p.e. ゲイン $g_{1\text{p.e.}}$ を求めることができる。

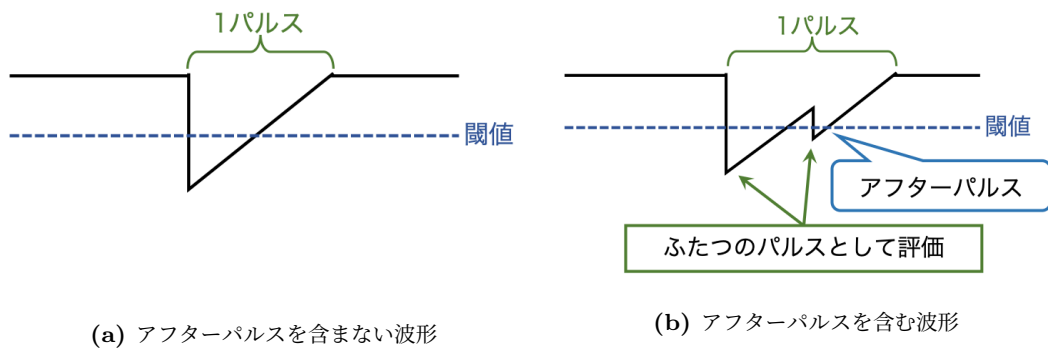


図 6.10: スレッシュホルド法の概念図 [31]

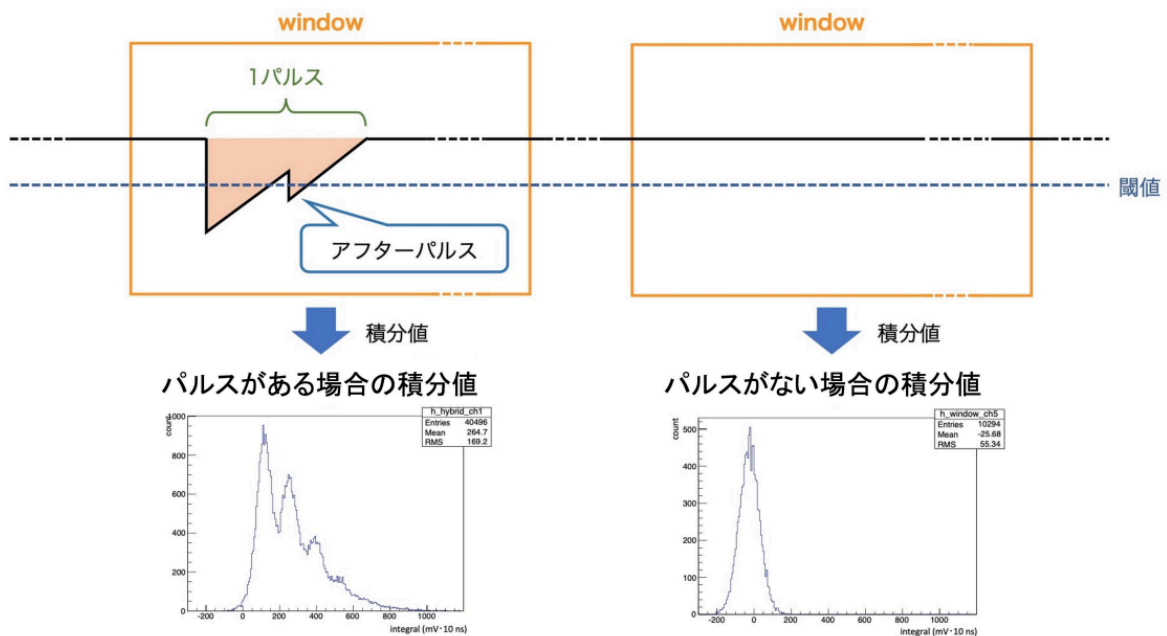


図 6.11: ハイブリッド法の概念図 [31]

一方、有効ゲイン g_{eff} は以下のように求められる。ダークパルスが時間的に完全にランダムに発生すると仮定するとウィンドウ内のパルス数はポアソン分布に従うと考えられるため、ポアソン分布の平均値 μ と全ウィンドウの数 N_{all} 、パルスを含まないウィンドウの数 N_0 の間には以下の関係式が成り立つ。

$$P(\mu, 0) = \exp(-\mu) = \frac{N_0}{N_{\text{all}}} \quad (6.1)$$

有効ゲイン g_{eff} は一つのピクセルが反応したときに実効的に発生する電子数の平均値に相当する量であるため、全ウィンドウの平均積分値 Q_{mean} をウィンドウ内の平均パルス数 μ と素電荷 e で割

ることで次のように求めることができる。

$$g_{\text{eff}} = \frac{Q_{\text{mean}}}{e \cdot \mu} \quad (6.2)$$

また、クロストーク・アフターパルスレート r_{ca} は式 (2.9) より

$$r_{ca} = 1 - \frac{g_{1\text{p.e.}}}{g_{\text{eff}}} \quad (6.3)$$

と求めることができる。

今回の解析では図 6.8 において 1 p.e. のパルスの時間幅が約 10 クロック (250 ns)、高さが約 90 ADC count であったため、ウィンドウ幅を 25 クロック (625 ns) とし、閾値をベースラインから 70 ADC count (約 0.2 mV) とした。

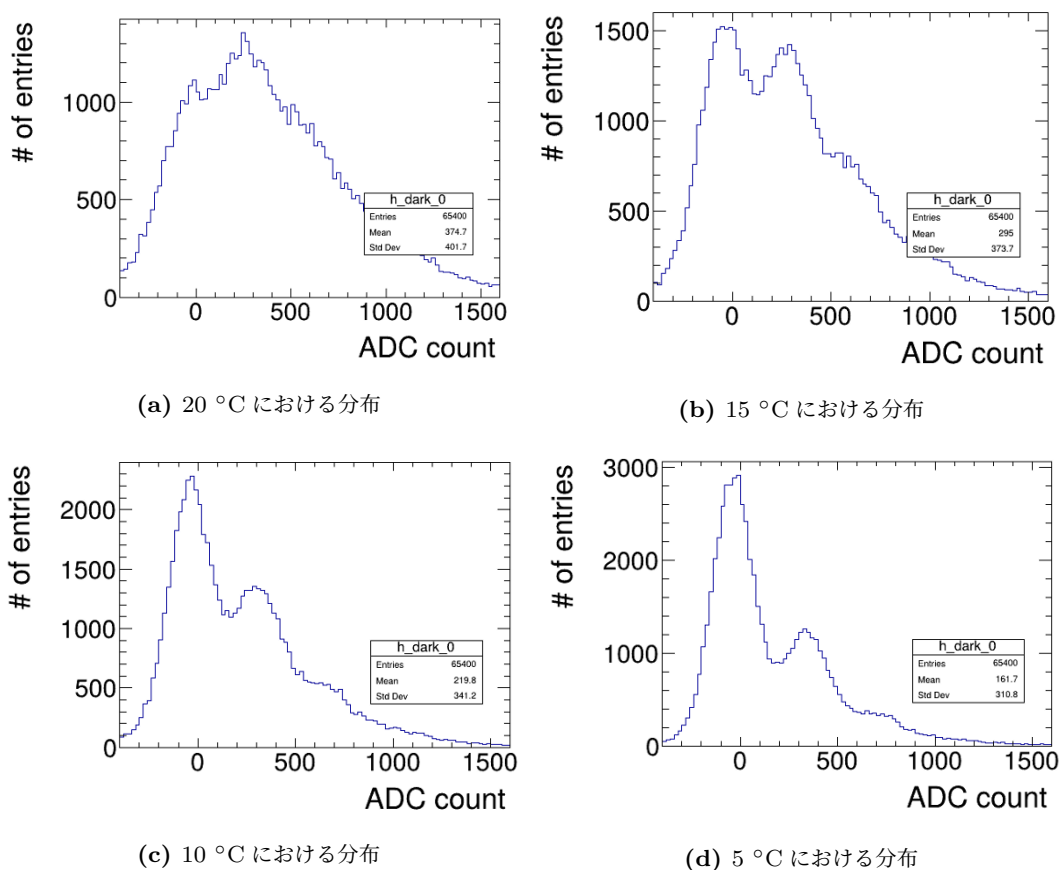


図 6.12: 625 ns ウィンドウの積分値分布の温度依存性

図 6.12 は温度を変化させたときの全ウィンドウ積分値分布の変化を示したものである。20 °C ではペDESTALとパルスが分離していない。ダークパルスが多いため、ウィンドウを跨ぐものも増えてしまうためであると考えられる。温度を下げるほどダークパルスが減っていき、15 °C にすると 0 ADC count 付近にペDESTALが、300 ADC count 付近に 1 p.e. のピークが見え始める。さ

らに温度が下がりダークパルスが減ると、1 p.e. のピークが低くなりペDESTALのピークが高くなる。

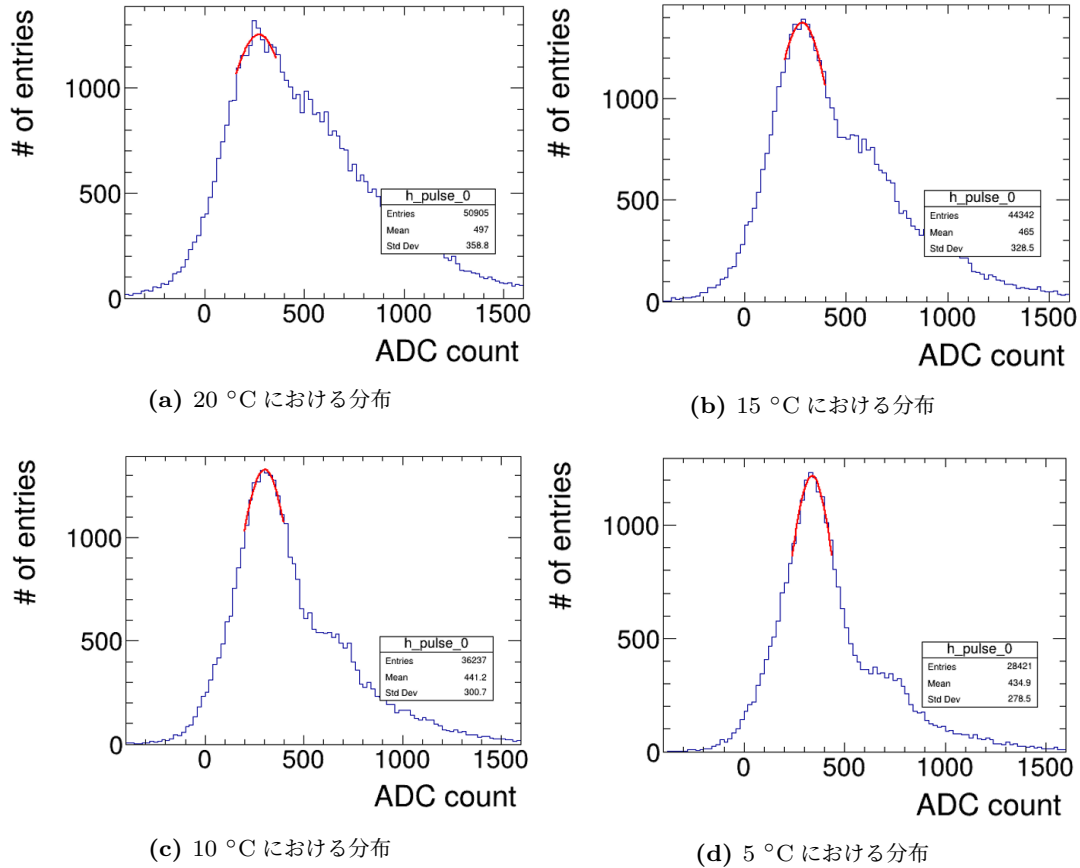


図 6.13: パルスありウィンドウの積分値分布の温度依存性。赤線は 1 p.e. のピーク付近をガウシアンでフィットしたものである。

図 6.13 は温度を変化させたときのパルスありウィンドウの積分値分布の変化を示したものである。赤線は 1 p.e. のピーク付近をガウシアンでフィットしたものである。20 °C ではフィットが不十分であるが、15 °C ではフィットができるようになり、温度を下げるほどピークが鋭くなっていく。1 p.e. の右隣の山は 2 p.e. によるものと考えられる。

図 6.14 は温度を変化させたときのペDESTALの積分値分布の変化を示したものである。温度を下げるにしたがってペDESTALのイベント数が増えていき、ピークも鋭くなっている。ペDESTAL はパルスと異なり、温度変化による極端な影響は受けない。

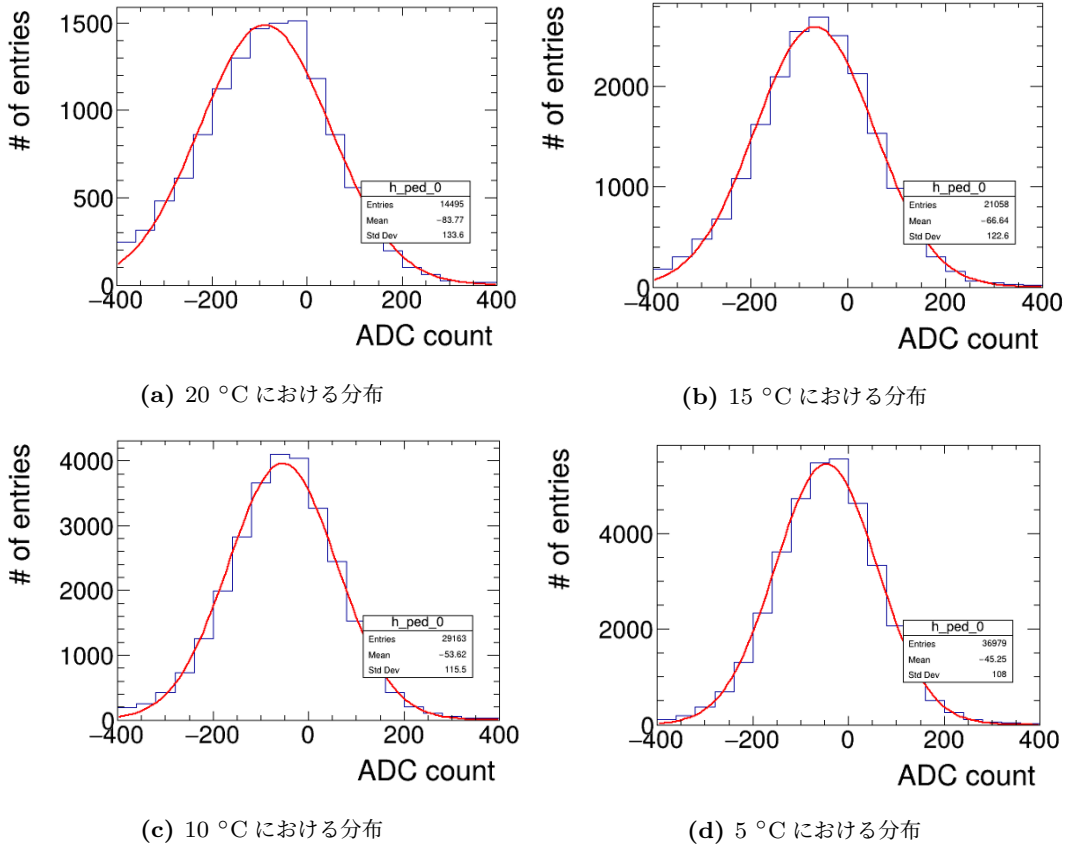


図 6.14: ペDESTALの積分値分布の温度依存性。赤線はピーク付近をガウシアンでフィットしたものである。

表 6.1、図 6.15 に MPPC 特性の温度変化を示す。図 6.15 では 17 °C 以上の 1 p.e. ゲイン $g_{1p.e.}$ を載せていないが、これは図 6.12 のようにペDESTALとパルスが分離しておらず、1 p.e. ゲイン $g_{1p.e.}$ が求められないためである。5 °C から 15 °C の範囲では、温度上昇に伴って 1 p.e. ゲイン $g_{1p.e.}$ が小さくなる。これは温度が上がるほど結晶の格子振動が激しくなりキャリアの運動が妨げられるためであると考えられる [25]。また、温度が上がるほど熱的に励起される電子数が増加するため、ウィンドウ内の平均光子数 μ は増加する。さらに、クロストーク・アフターパルス確率 r_{ca} は温度が上がるほど増加している。その結果、1 p.e. ゲイン $g_{1p.e.}$ の減少がキャンセルされ、有効ゲイン g_{eff} の温度依存性が小さくなっている。ただ、MPPC によっては有効ゲインが異なる特徴を示すことがわかっている。図 6.16 は同一ボード上の 12 個の MPPC の有効ゲインの温度変化を示したものであるが、温度に依らず一定のものが存在する一方、5 °C から 12 °C の範囲で最大値を取り、それ以上ではほぼ一定になるものも存在している。その原因はわかっていない。

表 6.1: MPPC の特性の温度変化

温度 [°C]	$g_{1p.e.}[\times 10^6]$	μ [個/ウィンドウ]	$g_{eff}[\times 10^6]$	$r_{ca}[\%]$
20	4.80 ± 0.19	0.662	4.04 ± 0.03	-18.9 ± 4.7
15	2.94 ± 0.10	0.584	4.05 ± 0.02	27.4 ± 2.6
10	3.36 ± 0.04	0.505	4.11 ± 0.02	18.1 ± 0.9
5	3.62 ± 0.01	0.433	4.10 ± 0.01	11.6 ± 0.3

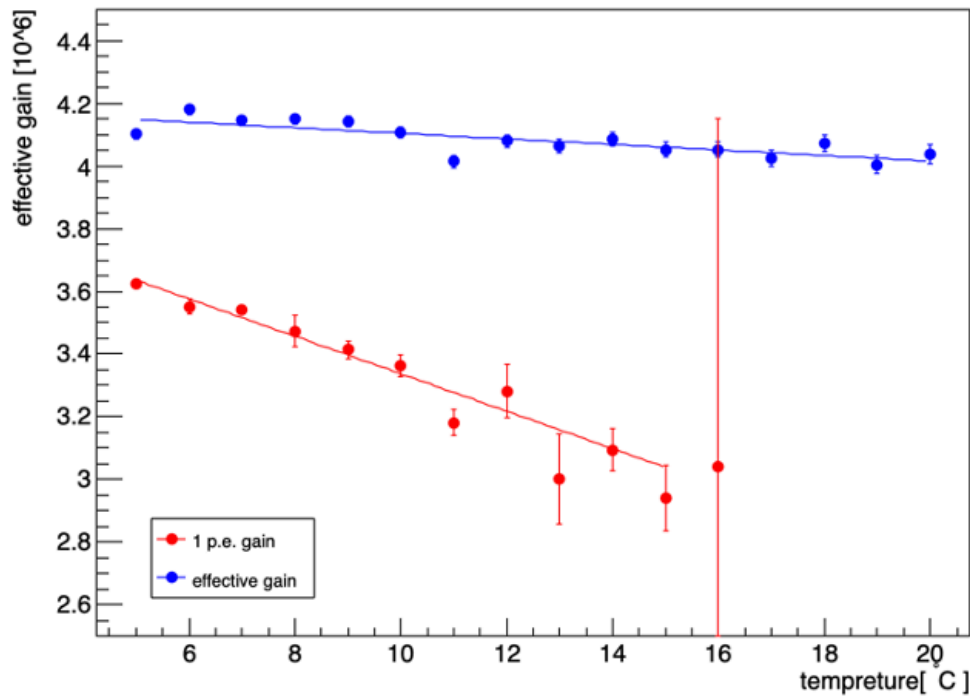
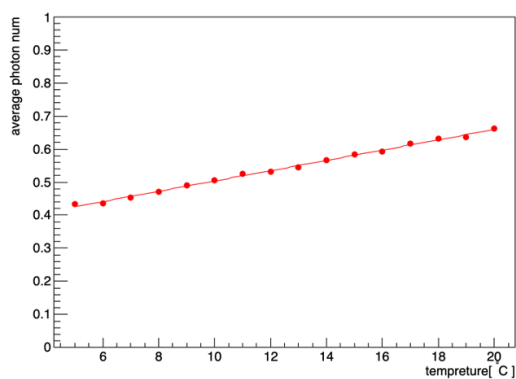
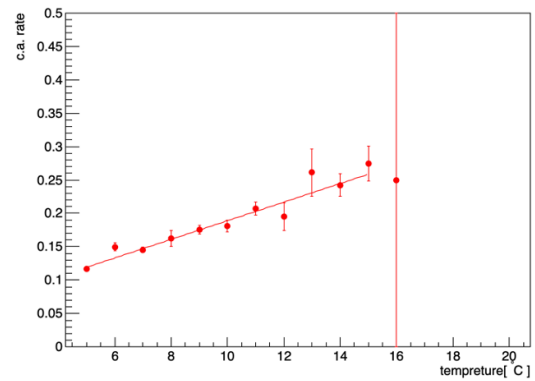
(a) 1 p.e. ゲイン $g_{1p.e.}$ と有効ゲイン g_{eff} の温度変化(b) ウィンドウ内の平均光子数 μ の温度変化(c) クロストーク・アフターパルス確率 r_{ca} の温度変化

図 6.15: MPPC の特性の温度依存性

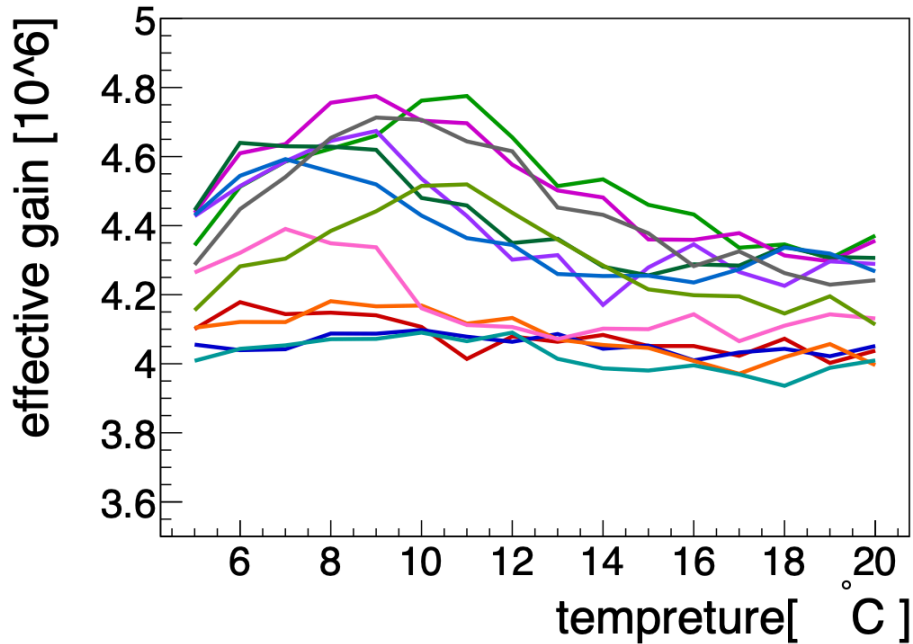


図 6.16: S16860-01(ES2) 上の 12 個の MPPC の有効ゲイン g_{eff} の温度変化

図 6.17 に浜松ホトニクス製のデータシート上の MPPC の暗電流を、図 6.18 に 64 個分のウィンドウ積分値を、図 6.19 にパルスありウィンドウ積分値を、図 6.20 にペDESTAL 積分値を示す。データシート上で暗電流が小さい MPPC のウィンドウ積分値はペDESTAL と 1 p.e. のピークが分離しているが、暗電流が大きい MPPC は明確に分離はしていない。パルスも同様に、暗電流が小さい MPPC は正確にフィットできているが、暗電流が大きい MPPC は正確なフィットは難しい。ペDESTAL は暗電流が小さいほどピークが鋭い。

図 6.18、6.19、6.20 においては、ほぼ全ての MPPC でデータシート上の暗電流 (図 6.17) に対応した結果を得られているが、# 33 と # 35 だけがデータシートと合わない結果になっている。原因は特定できていない。

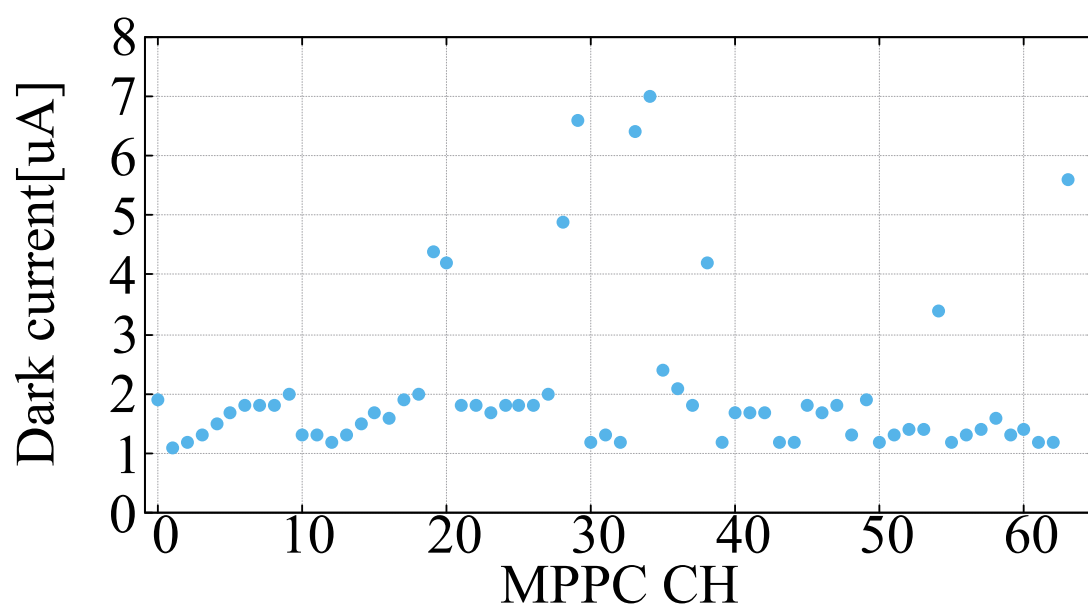


図 6.17: 浜松ホトニクスデータシート上の暗電流

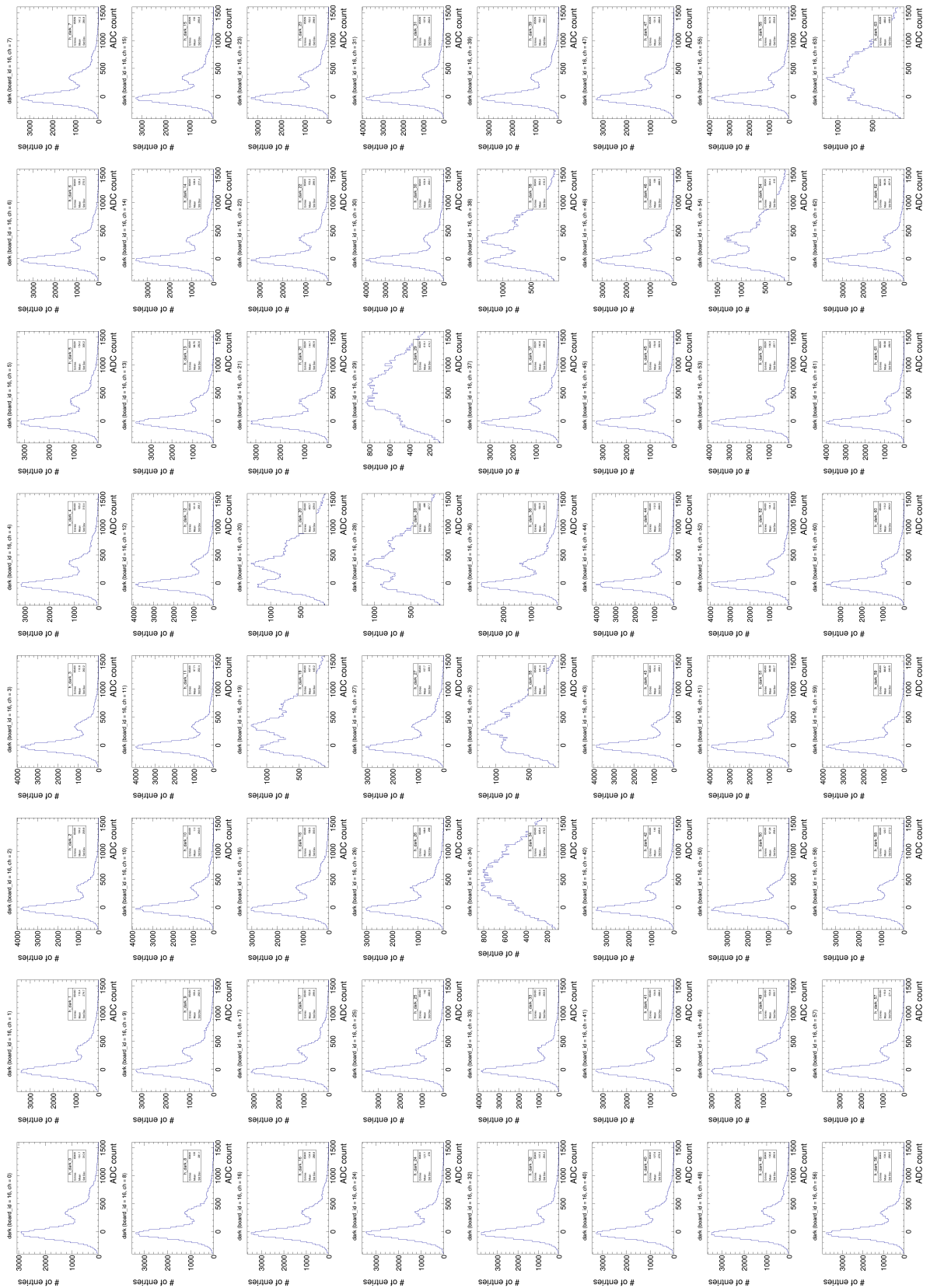


図 6.18: 5°Cにおけるウィンドウの積分値

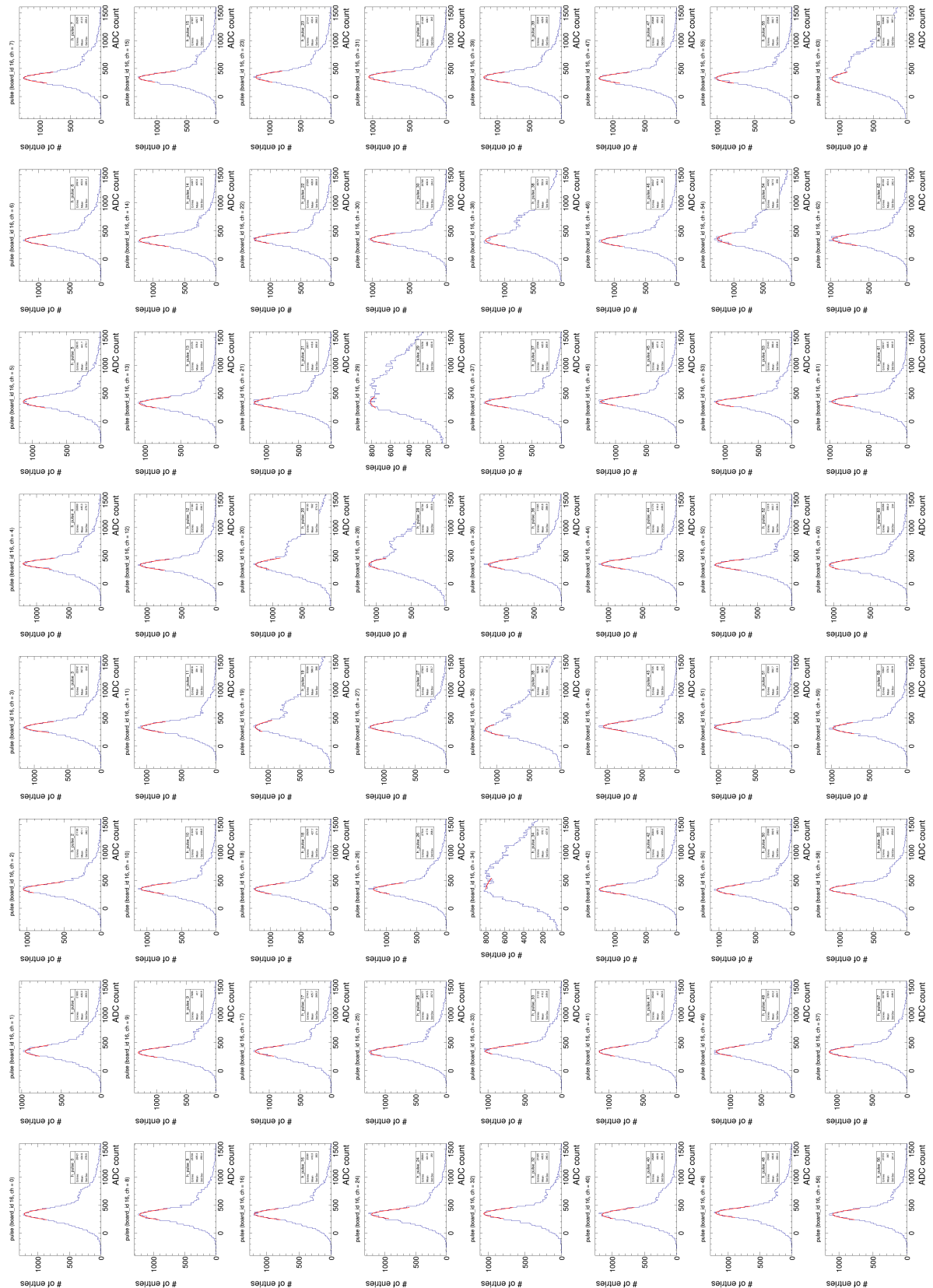


図 6.19: 5°C におけるパルスの積分値

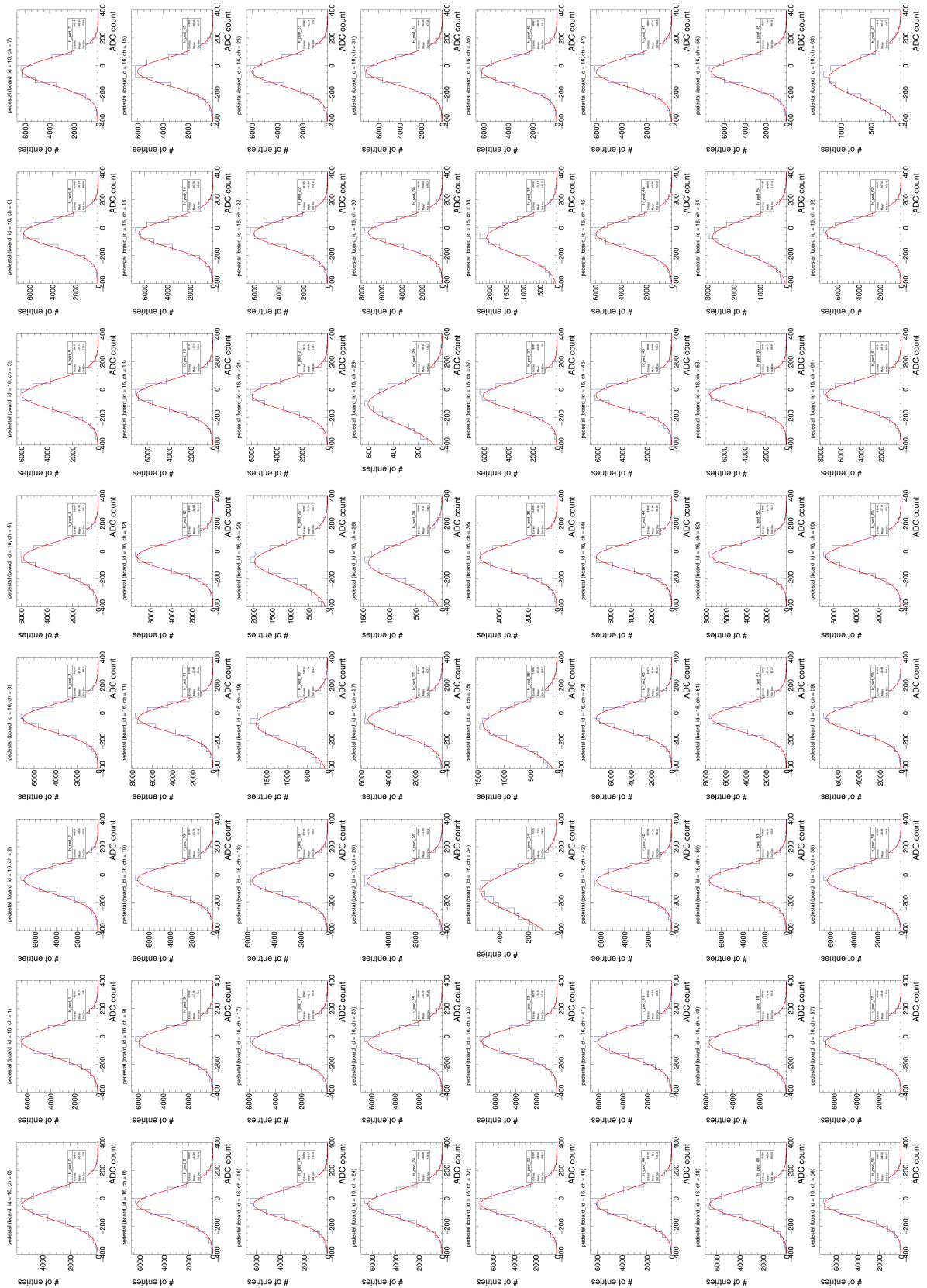


図 6.20: 5 °C におけるペダスタルの積分値

6.5 ダークパルスのエネルギー分解能への影響

ダークパルスが増加したことにより、 $0\nu\beta\beta$ 信号がダークパルスによって揺らぎ、エネルギー分解能が悪化する可能性がある。以下ではその影響を見積もる。

$0\nu\beta\beta$ により発生する電離電子の数 N_e は、キセノンガス中で電離電子 1 個を生成するのに必要な平均エネルギー $W_i = 22.1$ eV を用いると、

$$N_e = \frac{2458 \text{ keV}}{22.1 \text{ eV}} \sim 1.1 \times 10^5 \quad (6.4)$$

と求められる。64 チャンネル MPPC ボードでは、EL 過程によって 1 電子につき 30 光子検出できると期待されている。よって $0\nu\beta\beta$ 信号の期待検出光子数 $N_{0\nu\beta\beta}$ は

$$N_{0\nu\beta\beta} = N_e \times 30 \sim 3.3 \times 10^6 \text{ p.e.} \quad (6.5)$$

となる。

一方、典型的な $0\nu\beta\beta$ 信号は時間幅 $150 \mu\text{s}$ 、反応 MPPC 数は最大 80 個であるとシミュレーションから見積もられている [30]。ダークカウントレートはハイブリッド法におけるウィンドウ内の平均パルス数をウィンドウの時間幅で割ることにより求めることができる。6.3 節の結果から、典型的なダークカウントレートは 1 MHz であるので、 $0\nu\beta\beta$ 信号内のダークパルス数は最大で、

$$N_{\text{dark}} = 1.0 \text{ MHz} \times 150 \mu\text{s} \times 80 = 1.2 \times 10^4 \text{ p.e.} \quad (6.6)$$

となる。

以上の式 (6.5) と式 (6.6) から、 $0\nu\beta\beta$ 信号に対するダークパルスによるエネルギー分解能への影響は、

$$2.355 \times \frac{\sqrt{N_{\text{dark}}}}{N_{0\nu\beta\beta}} \sim 0.008 \%(\text{FWHM}) \quad (6.7)$$

と求めることができる。最も暗電流が大きいチャンネル場合、ダークカウントレートは 2.7 MHz であるため、その寄与は 0.013%(FWHM) となる。AXEL 実験での目標エネルギー分解能は 0.5%(FWHM) であるから上記の値は十分に小さく、エネルギー分解能の悪化は無視できると言える。

一方、総光量に対するダークカウントレートの割合は典型的なチャンネルでは、 $N_{\text{dark}}/N_{0\nu\beta\beta} \sim 0.4 \%$ 、最も暗電流が大きい MPPC では、 $N_{\text{dark}}/N_{0\nu\beta\beta} \sim 1.0 \%$ であり、どちらも無視できない値となる。これはエネルギーと光量の関係に影響を及ぼす可能性があるため、ダークパルスの寄与を差し引く必要があると言える。

第7章

MPPC 非線形性抑制対策

MPPC のゲインはバイアス電圧とブレイクダウン電圧の差 ΔV に比例する。 ΔV は通常 2 ~ 4 V に設定される。MPPC は読み出し抵抗を通して信号を出力している間、実効的な ΔV はその分、下がることになる。EL 光の検出光量が増加し読み出し抵抗を通じた信号の大きさが ΔV に比べて無視できなくなると、ゲインが低下し MPPC の入射光子数に対する出力電荷の線形性が失われる。MPPC の非線形性は事前に測定した回復時間を用いて補正しているものの、補正しきれない分は検出光子数のミスリコンストラクションに直結し、最終的に検出器全体のエネルギー分解能に影響する。他にも、図 7.1 に示したように z が小さい、すなわち ELCC に近い場所で起きたキセノン K_{α} 線によるイベントでは光子数が少なく見積もられているが、これは 1 つの MPPC へ単位時間あたりの入射光子数が多くなり MPPC の非線形性の影響が大きいことが原因の可能性として論じられている [32]。

このように高いエネルギー分解能を安定に実現するためには MPPC 出力の非線形性を抑制することは不可欠である。先行研究では MPPC 読み出し抵抗値を十分に小さくすることで MPPC の非線形性を抑えられることが示され [33]、AXELBOARD では 50 Ω であった読み出し抵抗が AXELBOARD64 では 10 Ω へと変更された。

本章では、AXELBOARD64 に施された MPPC 非線形性抑制対策の効果検証結果を述べる。

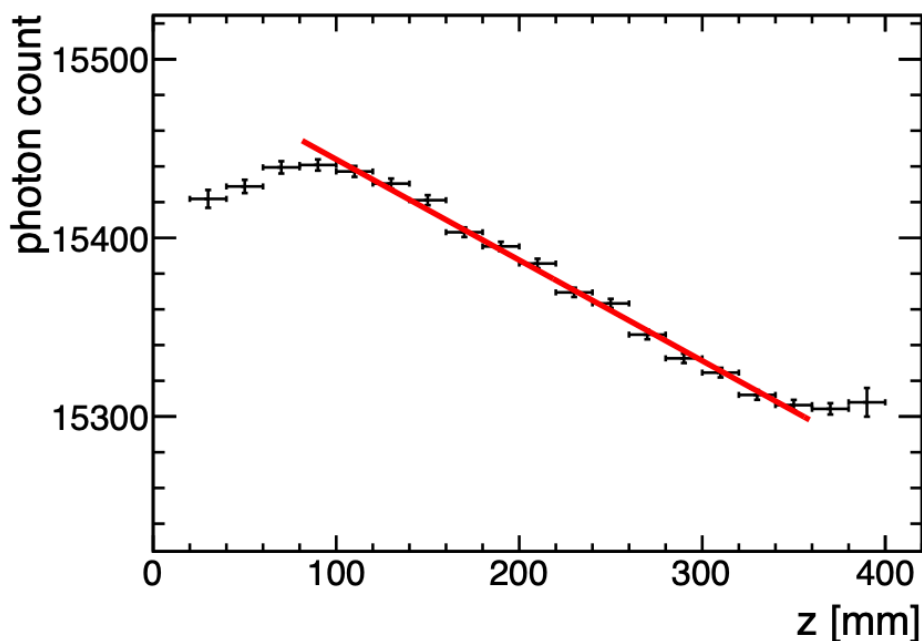


図 7.1: キセノン K_{α} 線によるイベントにより得られた光子数の z 位置依存性 [32]

7.1 概要

MPPC に大量の光子が入射し出力電流が大きくなると、読み出し抵抗での電圧降下も大きくなり、MPPC の実効的な印加電圧が低下し、ゲインも減少するため、MPPC の出力の非線形性が生じることになる。一方で、MPPC 出力は電荷信号であるため、アンプ入力部の読み出し抵抗は 50Ω が必ずしも必要というわけではない。通常、伝送ケーブル終端での反射を防ぐため、 50Ω で読み出すことが多い。しかし、信号の長さが数 μs 以上あり、ケーブルの長さは 3 m 弱と長くないため、ELCC の読み出しにおいては反射の影響を無視することができる。そこで、AXELBOARD64 では初段アンプ前の読み出し抵抗を最小限とし、MPPC の電荷信号を電圧出力に変換する、いわゆるトランスインピーダンスアンプとすることで、MPPC の非線形性を抑える対策が取られた。アンプ入力部の抵抗を小さくすると回路が不安定になることが予想されるため、回路シミュレーションが行われた。その結果、読み出し抵抗やフィードバック容量を小さくしすぎると ADCH 波形にアンダーシュートや歪みが現れることがわかった。最終的には ADCH に影響を与えず AXELBOARD と同程度の波高が得られるパラメータが選ばれた。その回路を図 7.2 に示す。なお、この構成で作られた AXELBOARD64 の ADCH による 1 p.e. の測定においては、6.2 節で述べたように、期待通りの性能が得られた。

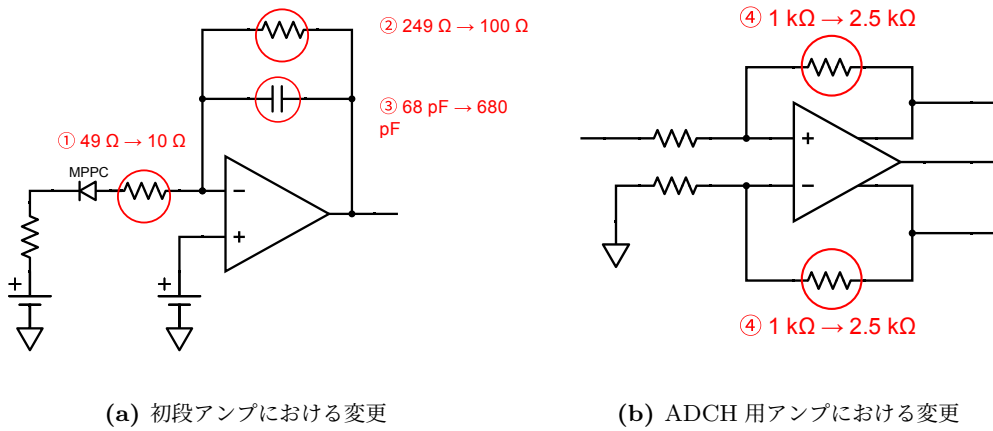


図 7.2: AXELBOARD64 における変更

7.2 測定セットアップ

MPPC 非線形性抑制対策の検証のため、64 チャンネル MPPC ボードに大量の光子を入射し、AXELBOARD64 で読み出した場合と AXELBOARD で読み出した場合の比較を行う。光照射は図 7.3 のように 64 チャンネル MPPC ボードを入れたアルミ箱中に LED を設置することによって行なった。MPPC は Flexible Printed Circuit(FPC) によるケーブルで FEB と接続した。LED は Function Generator で駆動した。測定では、Function Generator の出力電圧を 5.30 ~ 6.10 V まで 0.05 V 刻みで変化させた。LED の発光時間は 1 μ s とし、各電圧で 10000 event 取得した。PC から FEB に ADCL トリガーが発行されると、FEB から同軸ケーブルを通して Function Generator にもトリガーが発行され電圧を出力する。

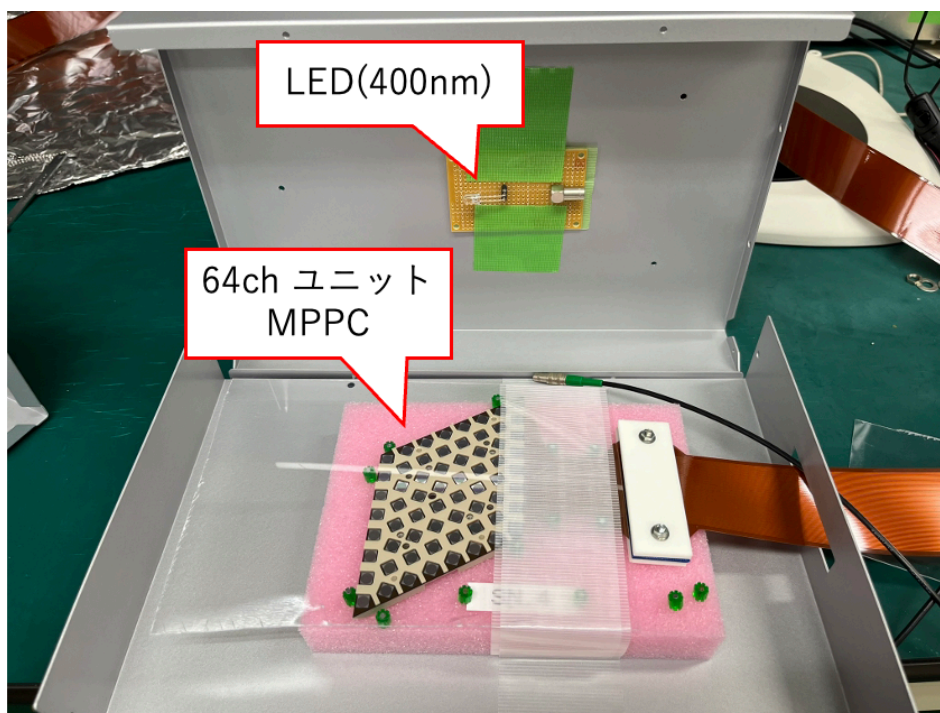


図 7.3: LED による大光量の測定

7.3 解析

MPPC の非線形性は回復時間で定量的に評価することができる [34]。今、1 ピクセルあたりの単位時間光量を k とする：

$$k = \frac{N_{\text{true}}}{N_{\text{pix}} \cdot \Delta t} [/(\text{pixel} \cdot \text{s})] \quad (7.1)$$

ここで、 N_{true} は MPPC に入射し検出されるべき光子数、 N_{pix} は MPPC のピクセル数、 Δt は信号の時間幅である。ピクセルが信号を出力してから充電が完了するまでの時間に同じピクセルに光子が入射すると、通常のゲイン g_0 よりもゲイン g は小さくなる。信号を出力してから t 秒後のゲイン g は

$$g = g_0(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (7.2)$$

となる。 τ を回復時間と呼ぶ。あるピクセルに光子が入射してから t 秒後に次の光子が入射するまでの時間の確率分布は ke^{-kt} と表せる。よって 3 番目の光子が回復時間に入射する確率が十分に小さいという条件のもとで平均ゲインは

$$\begin{aligned} \langle g \rangle &= \int_0^{\infty} ke^{-kt} g_0(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) dt \\ &= \frac{g_0}{1 + k\tau} \end{aligned} \quad (7.3)$$

となる。したがって、MPPC の出力電荷に対応する光子数 N_{obs} は実際の光子数 N_{true} に対して $\langle g \rangle / g_0$ だけ小さくなり、

$$\begin{aligned} N_{\text{obs}} &= \frac{\langle g \rangle}{g_0} N_{\text{true}} \\ &= \frac{N_{\text{true}}}{1 + k\tau} \\ &= \frac{N_{\text{true}}}{1 + \frac{\tau}{N_{\text{pix}} \cdot \Delta t} N_{\text{true}}} \end{aligned} \quad (7.4)$$

の関係が成り立つ。したがって、 N_{true} と N_{obs} の関係を測定することで、 τ を決めることができる。

実際には、本章の冒頭で述べた読み出し抵抗による実効的バイアス電圧の低下の影響も加わり、測定で決まる τ は、ピクセルの飽和とバイアス電圧降下の組み合わせさった実行的回復時間である。LED 光による MPPC 信号波形の例を図 7.4 に示す。解析ではベースラインに対して閾値を設定し、閾値を超えた部分だけを積分した。積分値は 6.3 節で得られた 20 °C における有効ゲインを用いて、光子数に変換した。LED からの距離が比較的遠く入射光子数が少ない MPPC を入射光量モニターとし、LED からの距離が比較的近く入射光子数が多い MPPC の回復時間を測定した。低光量領域では光子数 N_{obs} はモニター光子数 N_{ref} に比例するので、その比例係数を大光量設定での N_{ref} にかけることにより、モニターの真の光子数 N_{true} を算出した。得られた $N_{\text{true}}-N_{\text{obs}}$ プロットは、

$$N_{\text{obs}} = \frac{p_0 \cdot N_{\text{ref}}}{1 + p_1 \cdot N_{\text{ref}}} \quad (7.5)$$

でフィッティングした。回復時間は、式 (7.4) と式 (7.5) より

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{\tau}{N_{\text{pix}} \cdot \Delta t} \quad (7.6)$$

と求められる。

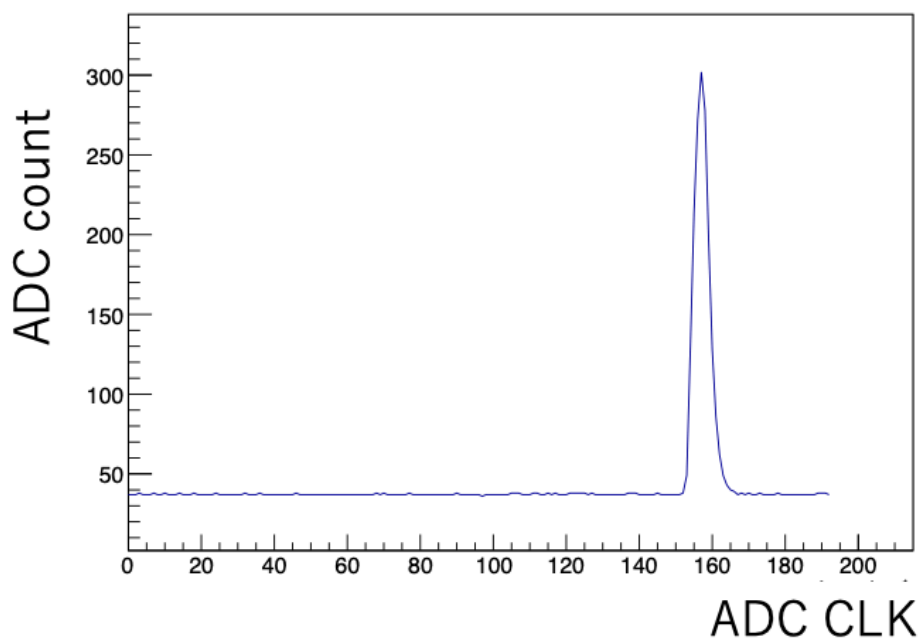


図 7.4: LED 光による MPPC 波形例。1 クロックは 200 ns である。

7.4 測定結果

大光量時における MPPC の非線形性を AXELBOARD64 と AXELBOARD で比較した結果を図 7.5 に示す。読み出し抵抗が 50Ω から 10Ω に変更された AXELBOARD64 では非線形性が小さくなっていることがわかる。

次にそれぞれの回復時間を表 7.1 に示す。AXELBOARD64 の回復時間は AXELBOARD に比べ約 40 % ほど向上している。このことから AXELBOARD64 における読み出し抵抗値の変更は有効であると考えられる。

表 7.1: MPPC 特性の温度変化

	回復時間 τ [ns]
AXELBOARD64	82.7 ± 1.2
AXELBOARD	129.3 ± 1.5

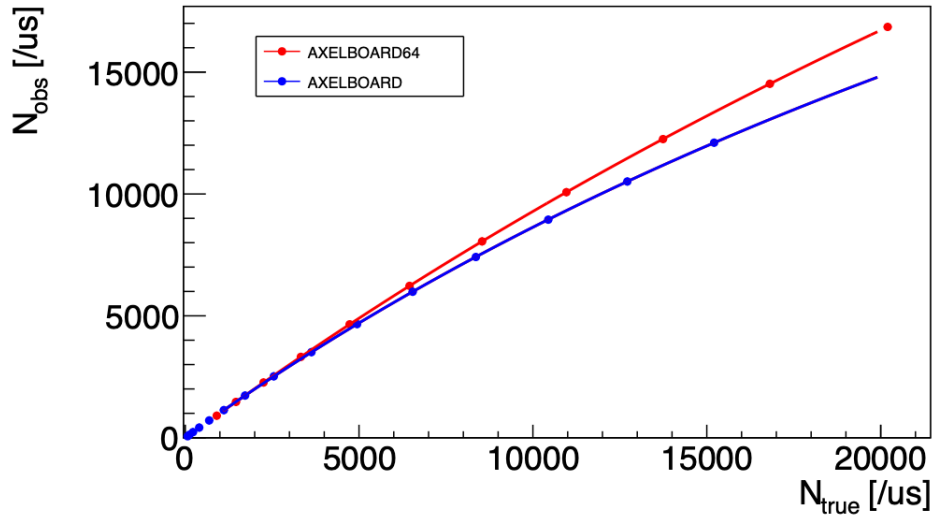


図 7.5: 基板と MPPC の非線形性。横軸はモニターの真の光子数、縦軸は観測光子数である。

7.5 非線形性補正への影響

回復時間の差が非線形性補正後の光子数に与える影響を $0\nu\beta\beta$ のシミュレーションで評価した。以下、 N_{true} は MPPC に入射した真の光子数、 N_{obs} は MPPC で検出した光子数、 N_{cor} は各時刻 (クロック) の N_{obs} に対して MPPC の非線形性を補正し計算した光子数と再定義する。

図 7.6 に N_{true} と N_{obs} の分布を示す。 N_{obs} に対して補正をした N_{cor} のものを図 7.7 に示す。

続いて N_{true} と N_{obs} の差を 2 つの回復時間で比較したものを図 7.8 に、 N_{true} と N_{cor} の差を比較したものを図 7.9 と表 7.2 に示す。回復時間が短い方がより精度よく補正できることがわかる。AXELBOARD64 の回復時間では AXELBOARD よりもエネルギー分解能 (FWHM) への寄与が $(0.101 - 0.088) \times 2.355 = 0.030$ % 減少している。

AXELBOARD64 で導入された MPPC 非線形性抑制対策により、エネルギー分解能が向上することを確認した。

表 7.2: 真の光子数 N_{true} と補正後の N_{cor} の差の統計情報

回復時間 [ns]	平均値	標準偏差	光量平均値に対する標準偏差の割合 [%]
82.7	2032	1193	0.088
129.3	1795	1363	0.101

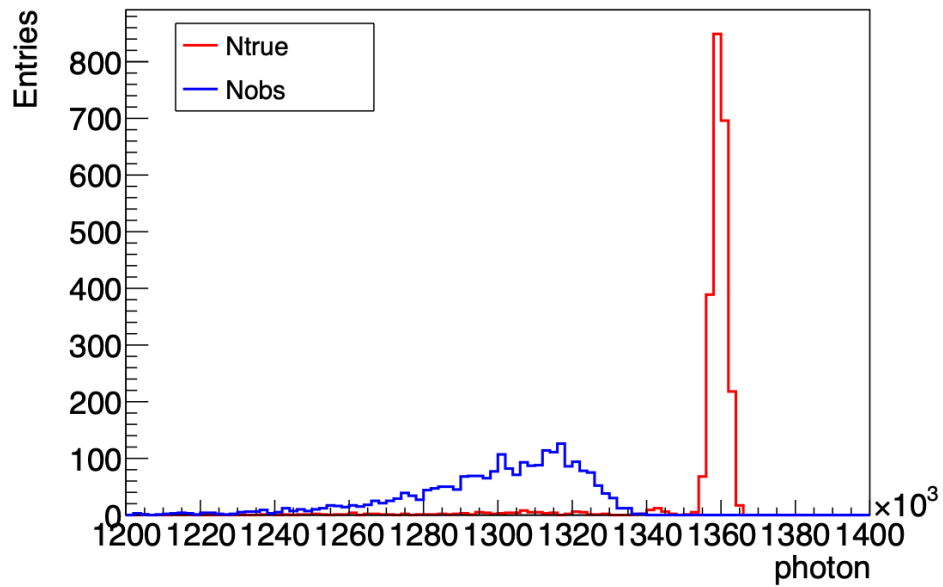


図 7.6: 回復時間 82.7 ns での $0\nu\beta\beta$ イベントの真の光子数 N_{true} と観測光子数 N_{obs} の比較

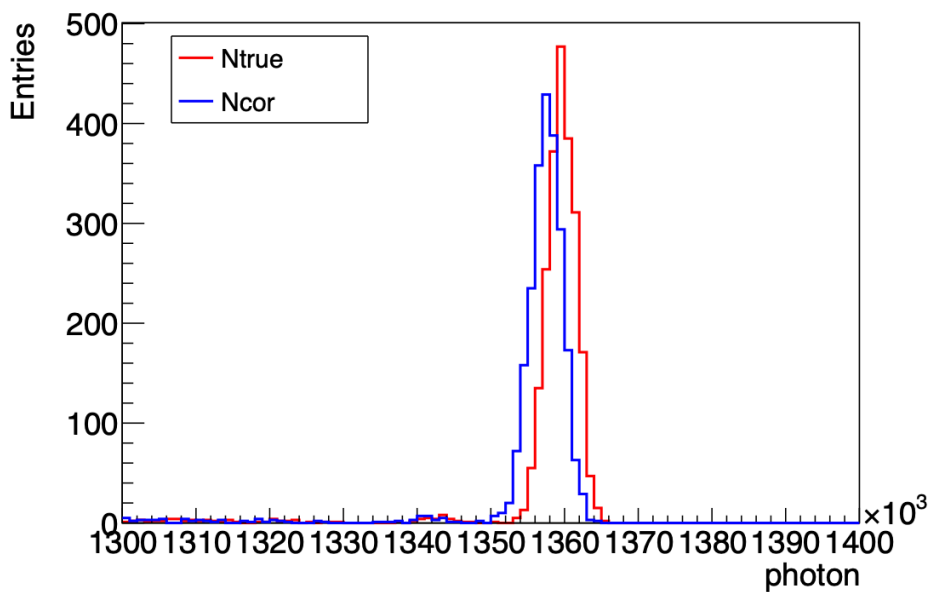


図 7.7: 真の光子数 N_{true} と補正後の N_{cor} の比較

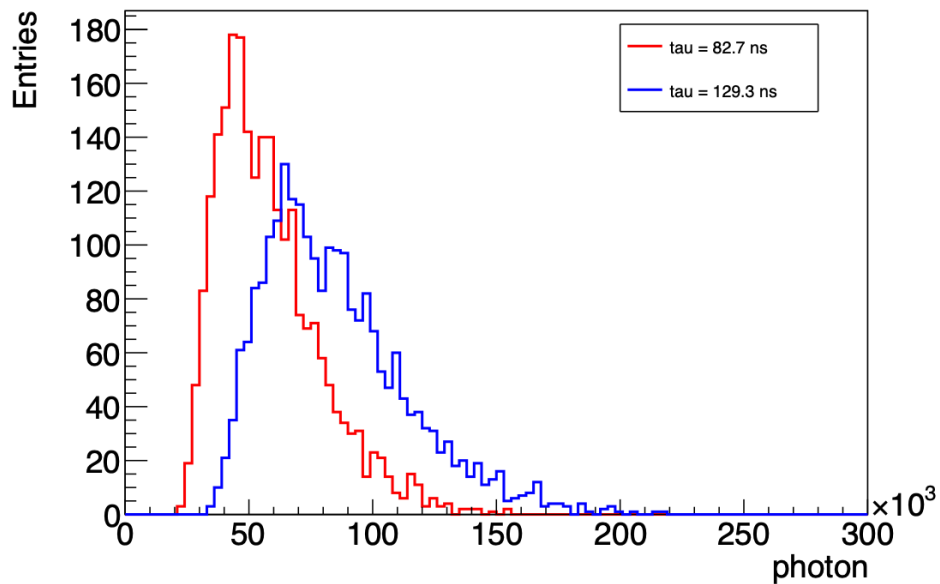


図 7.8: 真の光子数 N_{true} と観測光子数 N_{obs} の差

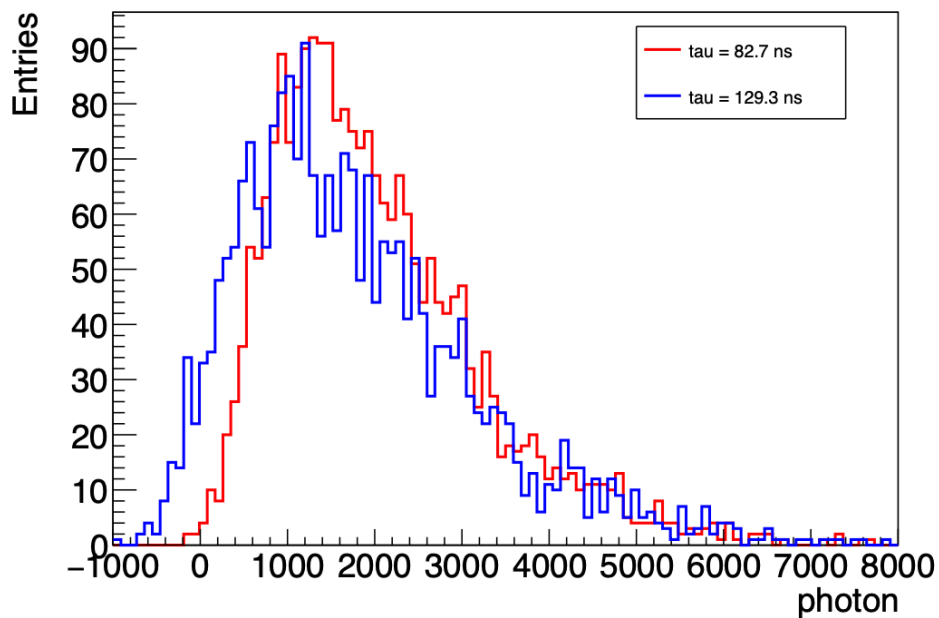


図 7.9: 真の光子数 N_{true} と補正後の N_{cor} の差

表 7.3: MPPC の非線形性補正の不正確さを考慮した 180L 検出器における 2615 keV γ 線イベントのエネルギー分解能の内訳

Fluctuation of the number of initial ionization electrons	0.25 %
Mis-reconstruction of z -position	0.24 %
Fluctuation of the EL generation and detection	0.20 %
Error in EL gain calibration	0.18 %
Error in time dependence correction	0.18 %
Recombination	0.17 %
Variation in time bin of time variation correction	0.12 %
Inaccuracy of MPPC saturation correction	≤ 0.20 %
Offset of the baseline	≤ 0.11 %
Error in z dependence correction	≤ 0.06 %
Fluctuation of the attachment	≤ 0.02 %
Accuracy of the MPPC recovery time	≤ 0.03 %
Position dependence of the EL gain	~ 0 %
Waveform filtering int the FEB	~ 0 %
Estimation total	0.56 % to 0.57 %
Data total	(0.67 ± 0.08) %

第 8 章

まとめと今後の展望

ニュートリノの 3 つの質量固有状態の和は他の素粒子と比べて極めて小さいがその起源は解明されていない。ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) を観測し、ニュートリノのマヨラナ性を示すことにより、ニュートリノの不自然に軽い質量の獲得機構のみならず、物質優勢宇宙の起源を理解できると期待されている。

AXEL 実験では $0\nu\beta\beta$ 探索に要求される大質量での探索、高いエネルギー分解能、低い背景事象の 3 点を同時に満たすことのできる高圧キセノンガス TPC の開発を進めている。検出器を大型化するにあたり、光に変換された電離電子の情報を記録する専用のフロントエンドボード (FEB) について、集積化と低電力化が図られた次期ボード AXELBOARD64 が開発された。本研究では、次期 FEB 上のレギュレータで生成される電圧、そして読み出し回路の消費電力が設計通りであることを確認した。光検出素子 MPPC に関する 3 種類の電圧が正常に制御できることも確かめた。また、増倍率の異なる 2 種類のデータを正確な読み出すことや MPPC バイアス値のモニターも成功した。

FEB はボード上の FPGA によって制御される。AXELBOARD では基板一枚あたりの読み出しチャンネル数が増加したため、よりピン数の多い FPGA に変更された。FPGA には専用のファームウェアが必要であるため、本研究で新規に開発した。チャンネル数の増加により FEB から PC、FEB から Trigger Logic モジュールへ送るデータの構造の変更、さらには Trigger Logic モジュールのファームウェアの改造が要求される。本研究ではその開発、および動作確認を行なった。

前世代 FEB のファームウェアでは ADCH データが取得できない事象が頻発する問題やデータ取得時にトリガーの発行が可能である時間の割合が著しく低くなる問題があった。前者に対してはデータ取得開始時に ADC 素子に適切なクロックが供給されていないことを突き止め、PC からのコマンドでデータ取得開始時に ADC をリセットする機能を導入し、解決した。後者に対しては低エネルギーのデータを取得するための whole 閾値がトリガー不感時間を増やしてしまっていることに加え、Trigger Logic モジュールのトリガー発行条件が適切でないことがトリガー発行可能時間を制限していることを明らかにし、Trigger Logic モジュールのファームウェアの改造を行なった。また、その過程で明らかになった次世代 1000 L 検出器でのデータ取得における課題点の検証

も行なった。

AXEL 実験のエネルギー分解能を制限する要因の一つに電離電子からの光への変換の統計的ふらつきがある。これは光の検出効率を上げることで改善が見込めるため、受光面積を大型化した新型 MPPC が開発された。この MPPC を読み出したところ、ダークパルスが多くそのままではダークパルスを用いて MPPC のゲインを求めることができないことが判明した。MPPC のダークパルスは熱的に電子が励起された場合に発生するため、温度を下げることにより、ダークパルス発生頻度を抑え、ゲインを求めることに成功した。また、エネルギー分解能に対するダークパルスの増加の寄与が無視できることを確かめた。

MPPC の検出光子数が増加すると入射光子数と出力電荷間の線形性が失われる。この非線形性は補正されるものの、補正しきれない系統誤差はエネルギー分解能に影響を与える。AXELBOARD64 では MPPC の非線形性のうち、信号出力によりバイアス電圧降下によるものを抑制する対策が取り入れられた。本研究では新型 MPPC に大量の光子を入射して、MPPC の実効的な回復時間を前 FEB と AXELBOARD64 で比較することで、非線形性が抑制されていることを示した。

今後、AXEL 実験では多数の AXELBOARD64 によるデータ取得を可能にする。さらに、チェンバー内に 64 チャンネル MPPC ボードを導入し、実際にデータを取得できることを確認する。また、大型の検出器でも必要なデータを取得できるトリガーロジックを検討する。これにより、1000 L 検出器、さらには将来的な大型検出器でも安定したデータ取得ができる環境を整備する予定である。

謝辞

今、わずかばかりではあるものの、この3年弱の研究生活で得られた確かな成果が論文として形になったことを感慨深く思っています。この成果は、自分の努力の賜物であるのかもしれませんが、その大半は周囲の方のサポートなくしては生み出されることはなかったでしょう。

市川温子教授からは、研究の方針の立て方や研究技術、課題解決方法といった基礎を学びました。市川さんの研究への熱意、豊富な知識と経験に裏付けられたアイデア等には圧倒されるばかりでした。学生の指導にも熱心で、市川さんの愛猫の次くらいにはきっちりと向き合ってくださいと感じています。本当にありがとうございました。

中村輝石准教授は、定期的に学生に声をかけてくださりました。研究が行き詰まった際には積極的に議論して、提案をいただきました。MPPCを冷却するアイデアは輝石さんとの議論で得られたもので、停滞していた研究を大きく前進させることができました。エレキ関係の基本事項なども快く教えていただきました。

坂本宏さんからは、学部4年次にVivadoにおける開発方法とデバッグ方法を教わりました。ILAがなければ研究スピードはかなり異なっていたでしょう。

秋山晋一さんは、ソフトウェアやAXELについて、いつでも懇切丁寧に教えてくださりました。私の研究にも相談に乗ってくださったり、アドバイスをいただいたりもしました研究に関しても非常に優秀で常に我々後輩の指針であり、憧れの対象でした。大変お世話になりました。疋田純也さんは、学会の発表スライドや修士論文を丁寧に添削していただきました。また研究手腕も一流で、ミーティングでの報告や東北での64チャンネルMPPCボードのキャリブレーションなどにてスマートに研究を進めるのを見て、多くのことを学ばせていただきました。浦野壮規さんは、研究の合間の雑談によく付き合ってくださいました。ゼミで丁寧に解説して下さったり、修士論文も隅々まで添削してくださりました。佐々木駿斗さんは、エネルギー分解能を向上させる成果を出しており、AXELの同期として自分も負けていられないと感じていました。学会で発表する姿も印象に残っています。渡邊夕子さんには、年末年始にも関わらず7章の非線形性への影響に関するシミュレーションをまわしていただきました。この結果がなければこの修論の魅力は半減していたことでしょう。本当にありがとうございます。エヴァンさんは、SCWやFPCフィールドケージなど今までにないハードウェアの開発を進めており、その刺激をもらっていました。これからの開発も頑張ってください。佐藤凜征さんは、私の研究を引き継いでくれるようです。教えがいがあり、成長が楽しみです。私にはカバーできなかった部分まで辿り着いてくれることを期待しています。

優秀な研究室同期である石田くん、小林くん、佐々木くんにも感謝しなくてはなりません。日々刺激を受け、切磋琢磨して修論期間を乗り越えることができました。石田くんとは修論の執筆速度で競っていました。現在も、謝辞を書いて研究室ホームページに載せるまでの競争をしています(2026/03/16 追記：勝ちました)。難解な研究対象でも革新的な結果を残しており、自分の研究のモチベーションにつながりました。小林くんと3年間隣のデスクで共に研究を進められたことは貴重な経験でありました。自分の突拍子もない行動や机の上の物の多さで迷惑をかけた回数は数えきれません。小林くんは研究に対して実直で、課題にも市川さんにも書類にも真正面からぶつかっていく姿勢は、尊敬をしております。佐々木くんが誠実に研究を進める姿は、自分のやる気を引き出してくれました。佐々木くんが先行して修士論文を書いていたからこそ、我々も着実に修論を執筆することができたと思っています。これからも同じ就職仲間としてよろしくお願いします。また、気分転換の雑談、私の戯言、その他に付き合ってくださいました研究室のメンバーにも感謝を示したいと思います。

ここで述べた以外にも、たくさんの方々のご支援がありました。研究とは、決して1人でできるものではなく、先輩方の過去の積み重ねの上に、周りの方々の支えと自分の努力によって初めて成り立つ。そう感じた3年間でありました。

最後に、いつも支援してくれ、おそらくこの修論を読んでいるであろう、両親にも感謝したいと思います。

参考文献

- [1] F. Reines et al. “Detection of the Free Antineutrino”. *Phys. Rev.* 117 (1 Jan. 1960), pp. 159–173. DOI: [10.1103/PhysRev.117.159](https://doi.org/10.1103/PhysRev.117.159). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.117.159>.
- [2] Raymond Davis. “Attempt to Detect the Antineutrinos from a Nuclear Reactor by the $\text{Cl}^{37}(\bar{\nu}, e^-)\text{A}^{37}$ Reaction”. *Phys. Rev.* 97 (3 Feb. 1955), pp. 766–769. DOI: [10.1103/PhysRev.97.766](https://doi.org/10.1103/PhysRev.97.766). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.97.766>.
- [3] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. W. Sunyar. “Helicity of Neutrinos”. *Phys. Rev.* 109 (3 Feb. 1958), pp. 1015–1017. DOI: [10.1103/PhysRev.109.1015](https://doi.org/10.1103/PhysRev.109.1015). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.109.1015>.
- [4] *Physics Reports* 427.5 – 6 (May 2006), pp. 257–454. ISSN: 0370-1573. DOI: [10.1016/j.physrep.2005.12.006](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.12.006). URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2005.12.006>.
- [5] Y. Fukuda et al. “Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos”. *Physical Review Letters* 81.8 (Aug. 1998), pp. 1562–1567. ISSN: 1079-7114. DOI: [10.1103/physrevlett.81.1562](https://doi.org/10.1103/physrevlett.81.1562). URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1562>.
- [6] Nabila Aghanim et al. “Planck 2018 results-VI. Cosmological parameters”. *Astronomy & Astrophysics* 641 (2020), A6.
- [7] KATRIN Collaboration † et al. “Direct neutrino-mass measurement based on 259 days of KATRIN data”. *Science* 388.6743 (2025), pp. 180–185. DOI: [10.1126/science.adq9592](https://doi.org/10.1126/science.adq9592). eprint: <https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.adq9592>. URL: <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.adq9592>.
- [8] Tsutomu Yanagida. “Horizontal gauge symmetry and masses of neutrinos”. *Conf. Proc. C* 7902131 (1979). Ed. by Osamu Sawada and Akio Sugamoto, pp. 95–99.
- [9] Murray Gell-Mann, Pierre Ramond, and Richard Slansky. “Complex Spinors and Unified Theories”. *Conf. Proc. C* 790927 (1979), pp. 315–321. arXiv: [1306.4669 \[hep-th\]](https://arxiv.org/abs/1306.4669).
- [10] M. Fukugita and T. Yanagida. “Baryogenesis without grand unification”. *Physics Letters B* 174.1 (1986), pp. 45–47. ISSN: 0370-2693. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(86\)91126-3](https://doi.org/10.1016/0370-2693(86)91126-3). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269386911263>.

- [11] S Abe et al. “Search for Majorana neutrinos with the complete KamLAND-Zen dataset”. *arXiv preprint arXiv:2406.11438* (2024).
- [12] G. Anton et al. “Search for Neutrinoless Double- β Decay with the Complete EXO-200 Dataset”. *Phys. Rev. Lett.* 123 (16 Oct. 2019), p. 161802. DOI: [10.1103/PhysRevLett.123.161802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.161802). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.123.161802>.
- [13] M. Agostini et al. “Final Results of GERDA on the Search for Neutrinoless Double- β Decay”. *Phys. Rev. Lett.* 125 (25 Dec. 2020), p. 252502. DOI: [10.1103/PhysRevLett.125.252502](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.252502). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.125.252502>.
- [14] David R. Nygren. “The optimal detectors for WIMP and 0-neutrino double beta decay searches: identical high pressure xenon gas TPC”. *2007 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*. Vol. 2. 2007, pp. 1051–1055. DOI: [10.1109/NSSMIC.2007.4437191](https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2007.4437191).
- [15] A. Simón and on behalf of the NEXT Collaboration. “Status of the NEXT experiment.” *Journal of Physics: Conference Series* 2374.1 (Nov. 2022), p. 012033. DOI: [10.1088/1742-6596/2374/1/012033](https://doi.org/10.1088/1742-6596/2374/1/012033). URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2374/1/012033>.
- [16] P. Novella et al. “Demonstration of neutrinoless double beta decay searches in gaseous xenon with NEXT”. *Journal of High Energy Physics* 2023.9 (Sept. 2023). ISSN: 1029-8479. DOI: [10.1007/jhep09\(2023\)190](https://doi.org/10.1007/jhep09(2023)190). URL: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP09\(2023\)190](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP09(2023)190).
- [17] D. R. Nygren. “The Time Projection Chamber: A New 4 pi Detector for Charged Particles”. *eConf C740805* (1974). Ed. by J Kadyk et al., p. 58.
- [18] Elena Aprile et al. *Noble Gas Detectors*. Wiley, 2008. ISBN: 978-3-527-40597-8, 978-3-527-61002-0. DOI: [10.1002/9783527610020](https://doi.org/10.1002/9783527610020).
- [19] S. Ban 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 (Dec. 2017), pp. 185–192. ISSN: 0168-9002. DOI: [10.1016/j.nima.2017.09.015](https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.09.015). URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2017.09.015>.
- [20] Fano U. “Ionization Yield of Radiations. II. The Fluctuations of the Number of Ions”. *Physical Review* 72.1 (July 1947), pp. 26–29. ISSN: 0031-899X. DOI: [10.1103/physrev.72.26](https://doi.org/10.1103/physrev.72.26). URL: <https://cir.nii.ac.jp/crid/1361418521442511872>.
- [21] D.F. Anderson et al. “A large area, gas scintillation proportional counter”. *Nuclear Instruments and Methods* 163.1 (1979), pp. 125–134. ISSN: 0029-554X. DOI: [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(79\)90040-5](https://doi.org/10.1016/0029-554X(79)90040-5). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X79900405>.

- [22] Steven P. Ahlen. “Theoretical and experimental aspects of the energy loss of relativistic heavily ionizing particles”. *Rev. Mod. Phys.* 52 (1 Jan. 1980), pp. 121–173. DOI: [10.1103/RevModPhys.52.121](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.52.121). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.52.121>.
- [23] C M B Monteiro et al. “Secondary scintillation yield in pure xenon”. *Journal of Instrumentation* 2.05 (May 2007), P05001–P05001. ISSN: 1748-0221. DOI: [10.1088/1748-0221/2/05/p05001](https://doi.org/10.1088/1748-0221/2/05/p05001). URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/2/05/P05001>.
- [24] S. Ban 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), pp. 185–192. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.09.015>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900217309828>.
- [25] 浜松ホトニクス MPPC 技術資料. URL: https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/mppc_kapd9008j.pdf.
- [26] 本多 良太郎 et al. “J-PARC ハドロン実験のための汎用ロジック回路、Hadron Universal Logic module の開発”. *日本物理学会講演概要集* 71.2 (2016), pp. 223–223. DOI: [10.11316/jpsgaiyo.71.2.0_223](https://doi.org/10.11316/jpsgaiyo.71.2.0_223).
- [27] Shinichi Akiyama 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* 2025.5 (May 2025), 053H03. ISSN: 2050-3911. DOI: [10.1093/ptep/ptaf066](https://doi.org/10.1093/ptep/ptaf066). eprint: <https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2025/5/053H03/63140723/ptaf066.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptaf066>.
- [28] Kazuhiro Nakamura. “Development of a large-sized high-pressure xenon gas time projection chamber for neutrinoless double beta decay search”. PhD thesis. Kyoto U., 2022. DOI: [10.14989/doctor.k24073](https://doi.org/10.14989/doctor.k24073).
- [29] Tomohisa Uchida. “Hardware-Based TCP Processor for Gigabit Ethernet”. *IEEE Transactions on Nuclear Science* 55.3 (2008), pp. 1631–1637. DOI: [10.1109/TNS.2008.920264](https://doi.org/10.1109/TNS.2008.920264).
- [30] 田中駿祐. “Xe ガス TPC を用いたニュートリノレス二重 β 崩壊探索実験 AXEL のための高エネルギー分解能読み出し回路の開発” (2017). URL: https://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/theses/master/tanaka_mt.pdf.
- [31] 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” (2018). URL: https://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/theses/master/nakamura_kazuhiro_mt.pdf.
- [32] Shinichi Akiyama. “In situ high voltage generation in xenon gas time projection chamber and track pattern recognition for neutrinoless double beta decay search”. PhD thesis. Tohoku University, 2025.

- [33] 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” (2024). URL: https://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/theses/master/hikida_mt.pdf.
- [34] 柳田紗緒里. “AXEL 実験における高エネルギー分解能を達成するための MPPC および読み出し回路についての研究” (2015). URL: https://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/theses/master/yanagita_mt.pdf.