

修士論文

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

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

中村 和広

2018 年 1 月 25 日

概要

ニュートリノはその発見からすでに 60 年以上が経つ素粒子であるが、反応の少なさゆえに未だに謎多き粒子である。ニュートリノの謎のひとつに「ニュートリノはマヨラナ粒子か否か」という問題があり、この問題を明らかにすることは、宇宙・素粒子物理学において非常に重要なテーマである。ニュートリノが標準模型の他の素粒子に比べて 7 桁から 9 桁も軽い理由を説明するシーソー機構や物質優勢宇宙を説明するレプトジェネシスモデルはいずれもニュートリノがマヨラナ粒子であることを前提としており、このニュートリノの性質（マヨラナ性）を明らかにすることは、宇宙や素粒子に対する我々の理解を大きく前進させる可能性がある。

ニュートリノのマヨラナ性を検証するほぼ唯一の方法に、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊の観測がある。これはニュートリノが原子核内で仮想的に対消滅を起こすことでニュートリノを伴わずに 2 個のベータ線のみが放出される現象であり、ニュートリノが粒子と反粒子が等しいマヨラナ粒子でなければ起こり得ない。

我々はこの現象を世界で初めて観測すべく、高圧キセノンガス TPC (Time Projection Chamber) を用いた AXEL 検出器の開発を進めている。AXEL 検出器は高圧キセノンガスによる崩壊核の大質量化・飛跡検出による背景事象の除去、さらにはエレクトロルミネッセンス増幅過程による高エネルギー分解能 (FWHM0.5% @ 二重ベータ崩壊の Q 値) の達成が原理上可能であり、今後のニュートリノ物理学の発展を担う、究極の検出器となる可能性がある。現在、10L 程度の小型試作機による原理実証と並行して今後の本格的な物理探索を見据えた 180L 程度の容積をもつ中型試作機の開発を進めており、大型化に向けた技術の確立が急務となっている。

AXEL 検出器では、ベータ線のエネルギー測定を小型半導体光検出器 MPPC が担っている。MPPC には $1 \mu\text{s}$ の間に最大で数万個の光子が入射するため、入射光量の増大に伴ってゲインの非線形性が問題になっている。大光量下における MPPC のゲインの非線形性は補正を行うことが可能であることが先行研究から明らかになっていたが、補正のための測定を AXEL 検出器内で用いられる全て MPPC に対して現実的な時間内で終わらせるためには、測定から解析にかけて一貫したシステムを開発し、効率化することが不可欠である。

本研究では測定から解析までを行うシステムとして、5 個の同時測定を可能にしたキャリブレーションシステムの本体設計・製作を行った。また、製作したキャリブレーションシステムを用いて可視光用 MPPC と現在 10L 検出器で用いられている 65 個の真空紫外光用の MPPC に対して評価および解析方法の改良を行なった。

目次

第 1 章	序論	4
1.1	ニュートリノ	4
1.2	ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊	4
1.3	代表的な実験例	7
第 2 章	AXEL 実験	9
2.1	AXEL 検出器の概要	9
2.2	ELCC	11
2.3	MPPC	14
2.3.1	MPPC の基礎特性	15
2.3.2	大光量下における MPPC の非線形応答	18
2.4	AXEL 検出器の現状およびアップグレード計画	19
2.5	他の高圧キセノンガス TPC を用いた実験との比較	23
第 3 章	キャリブレーションシステム	25
3.1	研究背景	25
3.2	キャリブレーションシステムの概要	26
3.3	MPPC への電源供給と信号の読み出し部の設計	28
3.4	データ取得系	30
3.5	温度管理	30
3.6	LED 光原	31
3.7	ファンクションジェネレータ	31
3.8	PMT	32
3.9	ダークカレント測定の設定アップ	32
3.10	応答測定の設定アップ	33
第 4 章	回復時間測定	35
4.1	測定に用いた MPPC	35
4.2	ダークカレント測定	37
4.3	応答測定	45

4.4	回復時間解析	47
第 5 章	回復時間モデルの修正	53
5.1	モデルの検討事項	53
5.2	2 パラメータ補正	53
5.3	ΔV 補正	58
5.4	2 パラメータ・ ΔV 補正	65
5.5	時定数の変化	68
5.6	各モデルの比較	71
5.7	セットアップ依存性に関する考察	73
5.8	波形の時定数と回復時間の関係	75
	5.8.1 プレイクダウン電圧測定	75
	5.8.2 時定数と回復時間の比較	77
第 6 章	10L 検出器解析への回復時間の適用	78
第 7 章	まとめと今後の展望	81
7.1	まとめ	81
7.2	課題と今後の展望	82
	謝辞	83
	参考文献	84
付録 A	確率分布の導出	86
付録 B	データ管理	88

第 1 章

序論

1.1 ニュートリノ

ニュートリノは質量がほとんどゼロで電荷のないレプトンであり、重力と弱い相互作用とのみを及ぼす粒子である。宇宙には光子に次いで多く存在する粒子であると考えられており、 1 cm^3 辺り 300 個ものニュートリノが我々の身の回りにも存在していると言われている。ニュートリノには ν_e , ν_μ , ν_τ の 3 種類が存在し、標準模型では質量はゼロであるとされていた。しかしながら、1998 年に初めて大気ニュートリノの観測からニュートリノ振動が観測されたことにより [1], ごくわずかであるがニュートリノにも質量が存在することが明らかになった。

ニュートリノはその反応の小ささ故に、未だに謎の多い粒子である。F. Reines らによるニュートリノの発見 [2] から今年で 60 年以上が経つが、基本物理量のひとつである質量でさえ未だに測定に成功していない*1。

ニュートリノ物理学において非常に重要な検証項目のひとつに、ニュートリノのマヨラナ性の検証がある。ニュートリノが粒子と反粒子が同じ粒子であるマヨラナ粒子の場合、シーソー機構 [6] によってニュートリノだけが他の素粒子と比べて特異的に軽いことを自然に説明できるだけでなく、物質優勢宇宙を説明するレプトジェネシスモデル [7] の重要な裏付けにもなる。ニュートリノのマヨラナ性の検証のほぼ唯一の方法に、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊の観測がある。次節では、このニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊について述べる。

1.2 ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊

ベータ崩壊は弱い相互作用によって中性子過剰な原子核中の中性子が

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.1)$$

*1 ニュートリノの質量測定は、主に三つの方法によって求められる。ひとつ目は電子ニュートリノ質量の直接測定であり、現在 Mainz 実験が $m_{\nu_e} < 2.2\text{ eV}$ (95% C.L.) の制限をつけている [3]。ふたつ目はニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊の寿命と理論モデルの比較によるもので、KamLAND-Zen 実験が有効質量 $\langle m_{\beta\beta} \rangle < (61 \sim 165)\text{ meV}$ (90% C.L.) の制限をつけている [4]。最後は宇宙の大規模構造のゆらぎの観測によるものであり、ニュートリノの質量の和は約 0.23 eV 以下の制限がつけられている [5]。

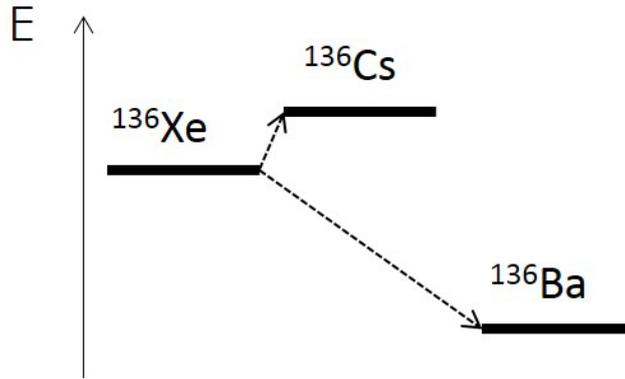


図 1.1: ^{136}Xe 崩壊時のエネルギー準位。原子番号がひとつ大きな ^{136}Ce にはエネルギー的に禁止されており遷移できないが、二つ隣の ^{136}Ba には遷移することができる。

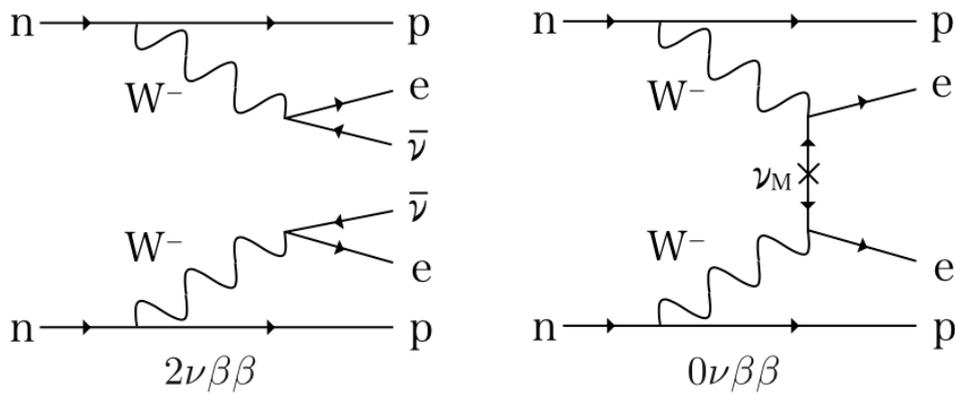


図 1.2: 二重ベータ崩壊のファインマンダイアグラム。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の場合ニュートリノは原子核内で仮想的に対消滅し、ふたつのベータ線のみが放出される。

のように崩壊し、より安定な原子核へと遷移する現象である。通常のベータ崩壊では 1 回の崩壊によって原子番号がひとつ大きな原子へと変化するが、図 1.1 のようにひとつ隣の原子番号ではエネルギー的に禁止され、そのさらに隣の原子番号にはエネルギー的に遷移可能な場合がある。このとき、非常に稀ではあるが、2 個のベータ崩壊を同時に起こすことでエネルギー遷移が起こる二重ベータ崩壊 ($2\nu\beta\beta$ 崩壊) という現象がおこる。

$2\nu\beta\beta$ 崩壊の反応は原子番号 Z と質量数 A を用いて

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (1.2)$$

のように表される。 $2\nu\beta\beta$ 崩壊の寿命は $10^{18} \sim 10^{21}$ 年と非常に長いものの、10 種類以上の原子核で確認されている [8]。

ニュートリノが粒子と反粒子が等しいマヨラナ粒子である場合、原子核中で仮想的にニュートリノ

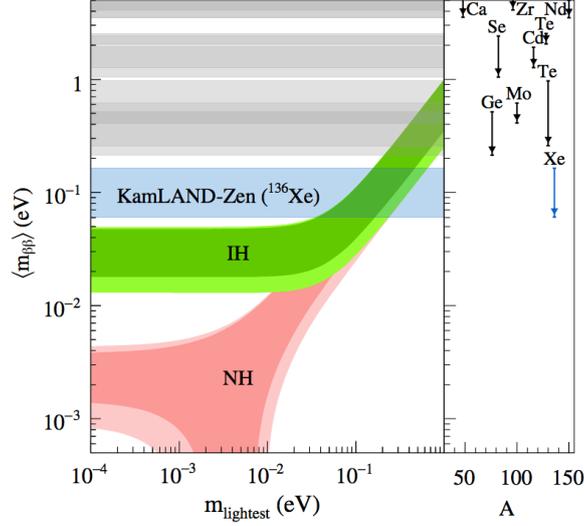


図 1.3: KamLAND 実験による結果 [4]。縦軸はニュートリノの有効質量，横軸はもっとも軽いニュートリノの質量である。式 (1.5) に存在する理論的不定性から， $0\nu\beta\beta$ 崩壊寿命から求められたニュートリノの有効質量には 2 倍程度の不定性が存在している。

と反ニュートリノが対消滅してニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊)

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- \quad (1.3)$$

が起こる可能性がある (図 1.2)。

$0\nu\beta\beta$ 崩壊の半減期 $T_{1/2}^{0\nu}$ とニュートリノの質量の間には次の関係があることが知られている。

$$\left(T_{1/2}^{0\nu}\right)^{-1} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (1.4)$$

$G^{0\nu}$ は位相空間因子と呼ばれ，信頼度よく決まる量である。 $M^{0\nu}$ は核行列要素と呼ばれ，モデルの不定性はあるものの理論計算によって求めることができる。 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ はニュートリノの有効質量と呼ばれる量であり，ニュートリノの混合行列要素 U_{ei} と固有質量 m_i を用いて

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i \right| \quad (1.5)$$

によって表される。

ニュートリノの有効質量は理論的不定性は残るものの，以上のように $0\nu\beta\beta$ 崩壊寿命から求めることができる。現在，KamLAND-Zen 実験が ^{136}Xe による $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験で $T_{1/2}^{0\nu} = 1.1 \times 10^{26}$ 年以上 (90 % C.L.)，有効質量換算で 60 ~ 161 meV 以下を記録している [4] (図 1.3)。

$0\nu\beta\beta$ 崩壊によって生じた 2 個のベータ線のエネルギー和は崩壊エネルギー Q 値とほぼ一致するため，エネルギースペクトルは反応の Q 値付近でピーク構造をもつと予想される。これはニュートリノの放出によってエネルギー損失を伴う $2\nu\beta\beta$ 崩壊のエネルギースペクトルと顕著に異なる点であ

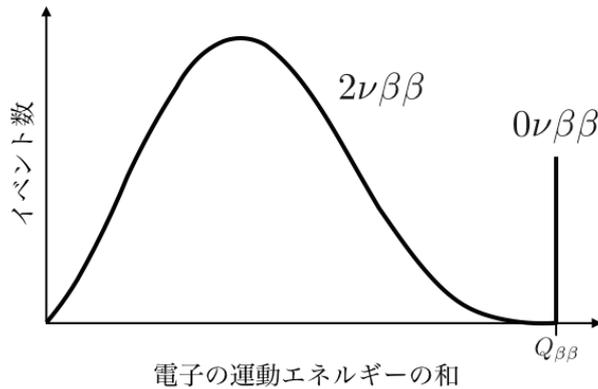


図 1.4: $2\nu\beta\beta$ 崩壊と $0\nu\beta\beta$ 崩壊によるベータ線のエネルギースペクトルの違い。 $2\nu\beta\beta$ 崩壊では崩壊エネルギーの一部がニュートリノによって持ち去られるため連続的なスペクトルとなるが、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊によるスペクトルは Q 値付近に鋭いピークとなって現れると予想される。

り、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の探索は Q 値付近に現れるこのデルタ関数状のピークを検出することで行うことができる (図 1.4)。

ただし、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊は起きたとしても非常に稀な現象であるため、発見に至るには低バックグラウンドな環境を構築し、十分な量の崩壊核を用いて観測する必要がある。具体的には、ニュートリノの質量階層が逆階層構造*2である場合、数年程度の観測で発見に至るには約 1 トン程度の崩壊核を用意する必要がある。また、原理上除去不可能な背景事象として $2\nu\beta\beta$ 崩壊事象の Q 値への染み込みが近年問題となっており、高エネルギー分解能な検出器開発による $2\nu\beta\beta$ 崩壊事象との切り分けが必要とされている。次節では代表的な $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験とその特徴を紹介し、第 2 章では我々が開発を進めている AXEL 検出器について解説する。

1.3 代表的な実験例

$0\nu\beta\beta$ 崩壊探索の核には、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊を起こす核子が用いられる。具体的には ^{136}Xe をはじめ、 ^{76}Ge 、 ^{48}Ca 、 ^{130}Te 、 ^{150}Nd などが用いられている。

本節では、現在検出器の運用・開発が進められている代表的な実験とその特徴について紹介する。

KamLAND-Zen [4]

$0\nu\beta\beta$ 崩壊核として液体シンチレータに ^{136}Xe を溶かし、シンチレーション光を検出することでエネルギーの再構成を行う。キセノンガスを溶解度の大きな溶媒に溶かして液体状態にすることで、大量の崩壊核を扱うことを容易にしている。また、徹底した管理が行われた巨大な検出器の中心部のみ

*2 ニュートリノの質量はニュートリノ振動実験から $m_1 < m_2 \ll m_3$ の順階層構造か $m_3 \ll m_1 < m_2$ の逆階層構造のいずれかであることが明らかになってきた。ニュートリノ質量が逆階層構造の場合、ニュートリノの有効質量の下限は 15 meV となる。現在の $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験は逆階層構造を棄却するための下限である有効質量 15 meV への到達を目指して、検出器の運用・開発が進められている。

を検出領域として用いることによって、低バックグラウンドな環境を達成している。

KamLAND-Zen 実験では約 400 kg のキセノンを用いることで、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊寿命の下限值として世界最高感度である 1.1×10^{26} 年 (90% C.L.) を与えている。ただし、シンチレーション光の発光量が少ないことからエネルギーの統計ゆらぎが大きく、エネルギー分解能は 11%(FWHM)@2458 keV 程度と良くない。そのため、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊の Q 値への染み込みが除去できないバックグラウンドとしてすでに支配的になりつつある。

GERDA

ゲルマニウム半導体を用いた実験であり、二重ベータ崩壊核として ^{76}Ge を用いている。特徴としてエネルギー分解能が非常に高く、0.15%(FWHM)@2.039 keV を達成している [9]。現在、35.6 kg の濃縮ゲルマニウムを用いた観測により、 ^{76}Ge による $0\nu\beta\beta$ 崩壊寿命の下限值 5.3×10^{25} 年 (90% C.L.) [10] を与えている。

ゲルマニウム検出器は超高エネルギー分解能の達成が可能である反面、半導体検出器が高価であることや大型で良質な半導体結晶の作製が困難であることから、検出器の大型化が難しいという問題がある。

CANDLES [11]

CaF_2 結晶をシンチレータとして用いた実験で、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊核として ^{48}Ca を用いている。 ^{48}Ca は二重ベータ崩壊の Q 値が 4270 keV と自然界に存在する二重ベータ崩壊核の中でもっとも大きい。この値は環境放射線（ガンマ線）よりも高いため、バックグラウンドのない環境での探索が期待できる。

しかしながら、 ^{48}Ca は天然存在比が 0.187% と非常に小さくまた効率的な濃縮方法が確立されていないため、大量の崩壊核を用意することが難しいという問題がある。

NEXT

高圧キセノンガス TPC (Time Projection Chamber) を用いた実験であり、 ^{136}Xe を $0\nu\beta\beta$ 崩壊核としている。NEXT 実験は現在我々が開発を進めている AXEL 実験とコンセプトが似ている部分が多いため、2.5 節で AXEL 実験との比較をしながら解説することにする。

第 2 章

AXEL 実験

2.1 AXEL 検出器の概要

AXEL 実験は現在我々が進めている $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験である。崩壊核に ^{136}Xe を用いてニュートリノの有効質量換算で 20 meV への到達を目指して検出器の開発を進めている。

数年の運用で目標感度に到達するには、最低でも 1 トン程度の崩壊核を用意する必要がある。また、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊は起きたとしても非常に稀な現象であるため、背景事象の混入対策として検出器内に超低バックグラウンドな環境を構築し、高エネルギー分解能の達成による背景事象との切り分けを行うことが重要である。特に、原理上混入が避けられない背景事象である $2\nu\beta\beta$ 崩壊と $0\nu\beta\beta$ 崩壊との切り分けのためには高エネルギー分解能の達成は非常に重要な要素である。

我々は高圧キセノンガス TPC (time projection chamber) によって上記の要求性能である崩壊核の大質量化および高エネルギー分解能を達成し、さらには三次元的な飛跡再構成によって飛跡の違いを利用したバックグラウンド除去能力をもつ検出器 AXEL の開発を進めている。TPC とは荷電粒子線の飛跡に沿って生じた電離電子を電場によって検出面に引き込み、検出面での検出パターンと到達時刻の時間差を利用して荷電粒子線の飛跡再構成を行う検出器のことをいう。表 2.1 に AXEL 検出器の目標性能をまとめる。

AXEL 検出器の概略図を図 2.1 に示す。検出器内部は約 10 気圧の濃縮 ^{136}Xe が崩壊核として満たされている。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊が発生すると、ベータ線は 2 本の飛跡となって崩壊核かつシンチレータであるキセノンガスのイオン化・励起を繰り返しながらエネルギーを失う。この過程によって生じた励起原子や電離電子・イオン対の一部は、脱励起や再結合によってシンチレーション光を発生させ、

表 2.1: AXEL 検出器の完成時の目標性能

濃縮 ^{136}Xe (90%) 使用量	約 1 トン
圧力	10 気圧
目標エネルギー分解能 (FWHM)	0.5 %@2458 keV

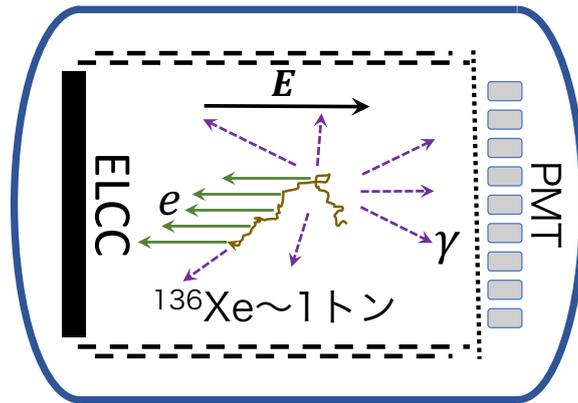


図 2.1: AXEL 検出器の動作原理。黄土色で表された線はベータ線の飛跡を表す。ベータ線によって生じた励起原子や一部の電離電子はシンチレーション光となる（紫色の矢印）。一方で大部分の電離電子は電場によって ELCC に引き込まれ、エネルギー測定や飛跡の再構成に用いられる（緑色の矢印）。

検出器内部の光電子増倍管（photomultiplier tube: PMT）によって観測される。残りの大部分の電離電子は電場によって PMT とは反対側に配置された ELCC（electroluminescence light collection cell）と呼ばれる領域に引き込まれる。ELCC にはセル状の検出領域が二次元的に配置されており、電離電子の各セルへの到達時刻とシンチレーション光の発光時刻の時間差から三次元的飛跡情報の再構成が行われる。また、ELCC では電離電子の数を電気信号へと変換することで、エネルギー測定も行うことができる。このエネルギー測定原理は 2.2 節で改めて述べることにする。

TPC の原理的なエネルギー分解能^{*1}は放射線によって生成される電離電子・イオン対の数の統計的なゆらぎの大きさによって制限され、

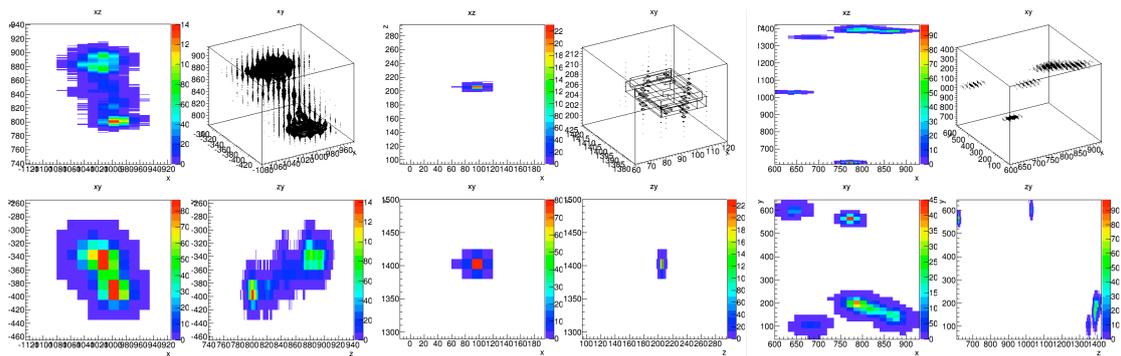
$$\frac{\Delta E}{E} = 2.355 \sqrt{\frac{FE}{W_i}} \quad (2.1)$$

で与えられる。 F はファノ因子と呼ばれ、実効的なゆらぎの大きさがポアソン分布から予想される量よりも小さく抑えられる効果を補正するために導入された指標である。 W_i は気体中で電離電子・イオン対を生成するのに必要な平均エネルギーである。ファノ因子として現れる影響は放射線によって生じる電離電子の生成過程が完全にランダムではないために生じる効果であり、一般に $F \leq 1$ の関係が成り立つ^{*2}。また、 F は W_i が小さいほど小さくなる傾向があり、キセノンガスの場合 $F = 0.13$ と他の希ガス原子と比較して比較的小さい値となる [13]。式 (2.1) にキセノンガスの値 $F = 0.13$ と $W_i = 22.1 \text{ eV}$ [13] を代入すると、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊 Q 値におけるキセノンガス TPC による原理的なエネルギー分解能は 0.25% (FWHM) となる。

検出器全体のエネルギー分解能は媒質ガスの性質によって決まる原理的な分解能の他に、測定系（読み出し回路や光検出器）や検出器内部の電場の非一様性などの各構成要素が与える影響を考慮す

*1 この論文ではエネルギー分解能として半値全幅（FWHM）を用いる。

*2 $F = 1$ の場合、ゆらぎの大きさはポアソン分布の値と一致する [12]。



(a) 崩壊によるベータ線

(b) アルファ線

(c) ガンマ線

図 2.2: AXEL 検出器により得られる放射線の飛跡 (シミュレーション) [14]。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊ではふたつの blob が確認できる。アルファ線の飛跡は非常に短い。ガンマ線はコンプトン散乱を起こしている場合の例で、この場合は飛跡が不連続になる。

る必要がある。一般に検出器全体のエネルギー分解能の平方は各構成要素がもつゆらぎが独立であるならば、それらの 2 乗和に平方を取ることで

$$(\Delta E)_{\text{tot}} = \sqrt{\sum_{i \in \text{All components}} (\Delta E_i)^2} \quad (2.2)$$

により与えられる。我々は電離電子数のゆらぎ以外の影響を 0.43% (FWHM) 未満に抑えることで、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊 Q 値においてエネルギー分解能 0.5% (FWHM) の達成を目指している。

図 2.2 は AXEL 検出器によって測定される飛跡のシミュレーション結果である [14]。赤く色付けられた部分は放射線がより多くのエネルギーを落とした領域であり、入射した放射線の種類によって特徴的な飛跡となることがわかる。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊によって生じたベータ線の飛跡は、崩壊によって生じたベータ線が停止する直前に多くのエネルギーを落とす領域 (blob) がふたつ現れるという特徴をもつ (図 2.2(a))。アルファ線による飛跡の場合、ベータ線の飛跡と比べて非常に短いため $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象との切り分けは容易である (図 2.2(b))。ガンマ線の場合、約 98% はコンプトン散乱をおこして図 2.2(c) のような不連続 (マルチサイト) な飛跡となるため $0\nu\beta\beta$ 崩壊との区別が可能である。最後に約 2% の確率で発生するガンマ線の光電吸収が問題となるが、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の飛跡に特徴的な 2 個の blob を検出することができれば、ある程度は削減することが可能である。結果として、検出効率 24% の場合は背景事象を 99.5% 以上削減可能であることがシミュレーションから見積もられている [14]。

2.2 ELCC

ELCC (electroluminescence light collection cell) はベータ線によって生じた電離電子の数からエネルギー測定と飛跡検出を行うために我々が独自に開発している AXEL 検出器の構成要素である。

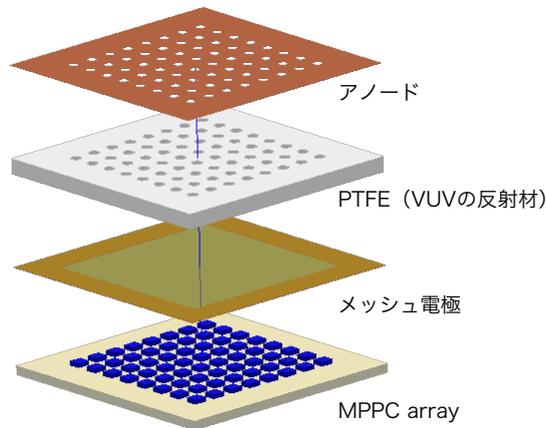


図 2.3: ELCC の構造。アノードとメッシュ電極によってセル内部の電場を形成する。MPPC は EL 光を検出する。

ELCC は図 2.3 に示すように二次元平面にセル状に配置された電極と多数の小型光検出器 MPPC^{*3} (multi-pixel photon counter) によって構成されている。図 2.4 に ELCC の断面模式図を示す。検出器内の放射線によって生じた電離電子はドリフト電場によって ELCC のセル内に引き込まれる。セル内部には 2 ~ 3kV/cm/atm 程度の強い電場がかけられており、引き込まれた電子は加速されてキセノン原子との非弾性衝突を繰り返しながら最下部のメッシュ電極に到達する。このとき電離電子との非弾性衝突によって励起したキセノン原子は式 (2.3) で表される発光過程によってエネルギーを失う。



この発光過程のことを EL 過程 (electroluminescence process) と呼び、EL 過程によって発生した光子を EL 光という [13]。ELCC では EL 過程によって電離電子の数を光子数に変換・増幅し、その光量を MPPC によって測定することでエネルギーの再構成を行っている。EL 光の発光波長は 150 ~ 180 nm 程度であり、これはキセノンガスのシンチレーション光の波長とほぼ同じである。この波長帯の光は大気中での減衰が大きく長距離は透過しにくいことから真空紫外線 (vacuum ultra violet: VUV) と呼ばれている。

図 2.5 は EL 過程によって生じる発生光子数とかける電場 (EL 電場) 強度の関係を表したものである。縦軸の Y は EL 過程によってひとつの電離電子から生じる光子数を表したものであり、EL 増

^{*3} MPPC とは浜松ホトニクス社が製造している半導体光検出器 (pixelated photon detector: PPD または silicon photonmultipliers: SiPM) の販売名称である。AXEL 検出器および本研究では MPPC のみを用いたので、以降の議論では一般名称である PPD ではなく販売名称である MPPC で統一する。

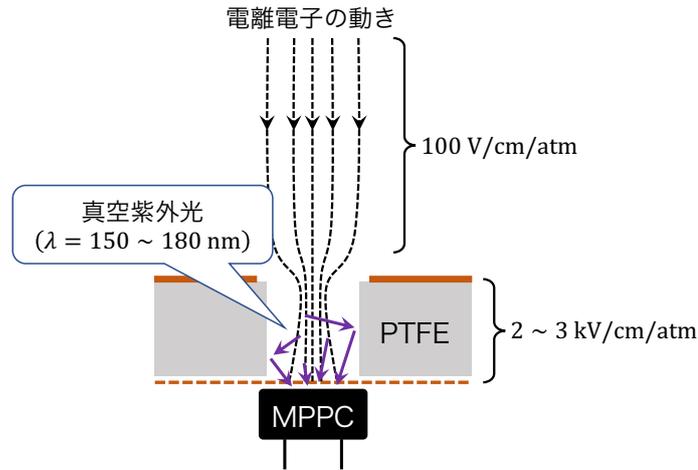


図 2.4: ELCC の断面図。ELCC に引き込まれた電離電子はセル内部の強い電場によって加速され、キセノン原子との非弾性衝突によってエネルギーを失いながらセル最下部のメッシュ電極に到達する。非弾性衝突によって励起されたキセノン原子は EL 光を発することで脱励起し、その光は MPPC によって検出される。ELCC のセル壁面は PTFE で構成されている。これは EL 光を反射させることでより多くの光を MPPC に到達させるためである。

幅率と呼ばれる量である。EL 増幅率 Y [photons/electron/cm] と電場強度 E [V/cm] の関係は圧力 p [bar] を用いて式 (2.5) によって与えられることが実験によって確かめられている*4 [15]。

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

ELCC の最大の特徴として、電離電子数の読み出しに EL 過程を用いていることが挙げられる。一般的な放射線検出器では、電離電子の読み出しにはなだれ増幅過程が用いられることが多い。なだれ増幅では増幅領域に十分強い電場を印加することで電離電子を加速し、媒質ガスとの衝突によって生じた二次電子を連鎖的に発生させることで増幅を行うため、増幅率が長さに指数関数的に比例するという特徴をもつ。一方で EL 過程を利用した増幅 (EL 増幅) の場合、発生する光子の量は増幅領域の長さおよび電場に依りて線形に増加する。これは EL 増幅によって発生する光子の数が電離電子が媒質ガスに衝突する回数に比例しているためである。なだれ増幅による場合、増幅率が指数関数的に増加するため増幅過程初期に発生した二次電子数のゆらぎが最終的な増幅率に大きく影響を与えてしま

*4 EL 過程はガス中の密度が 10^{10} cm^{-3} 以上の際に起こる。これは圧力に換算すると 10^{-5} Pa 程度であり、大気圧程度の一般的な条件では EL 過程が起こると考えることができる。30 気圧を超える条件ではキセノンガスが二量体を形成しだす。二量体が形成されると



で表される発光チャンネルが開かれ光量が増加するが、二量体は EL 光の吸収もともなうため注意が必要である。この影響を避けるために AXEL 検出器では 10 気圧 以下の運用を行なっている。

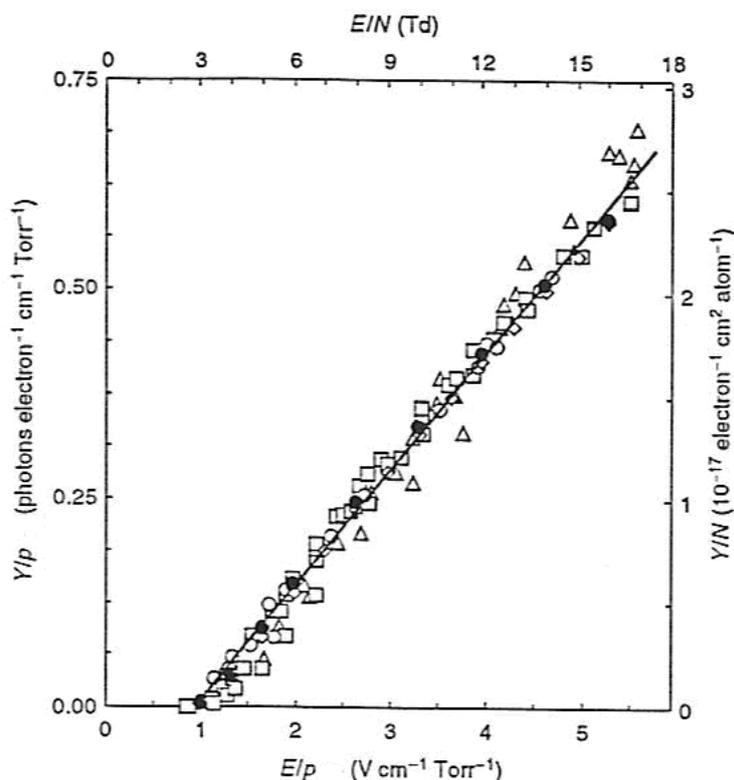


図 2.5: EL 電場と EL 増幅率の測定結果 [13]。

うという問題がある。EL 増幅の場合は増幅率が線形であるため、この問題を回避することができる。

ELCC のもうひとつの特徴に、EL 光の読み出しに MPPC を用いているという点が挙げられる。MPPC は 1 光子個単位の分解能をもつフォトンカウンティング（光子計測）デバイスであるため、EL 過程によって発生した光子の数を 1 光子単位の分解能で数えることができる。また、小型で比較的安価であるため、PMT などの他の光検出器に対して多チャンネル化に対応しやすいというメリットも有する。

ELCC は EL 増幅によって電離電子の数を少ないゆらぎのもとで光子の数に変換し、発生した光子の数をフォトンカウンティングデバイスである MPPC で読み出すことで、高い分解能でのエネルギー測定が原理上可能である。

2.3 MPPC

本節では ELCC を構成する半導体光検出器である MPPC の特性について述べる。MPPC (multi-pixel photon counter) は SiPM (silicon photomultiplier) と呼ばれるデバイスの一種で、浜松ホトニクス社によって製造されている半導体光検出器である。フォトンカウンティング能力を有するという特徴から、素粒子実験をはじめ近年さまざまな分野で利用されている。MPPC のその他の特徴に

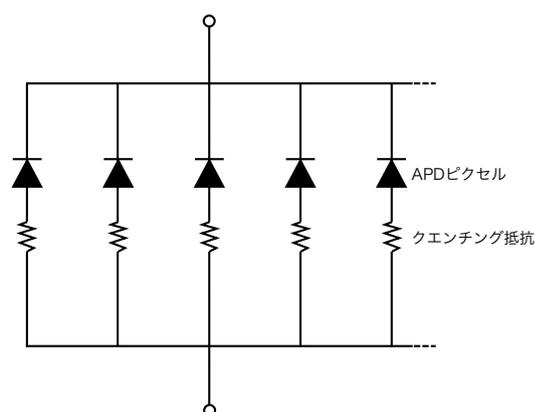


図 2.6: MPPC の構成要素。フォトダーオードの一種である APD とクエンチング抵抗をひとつの基本単位（ピクセル）として、それぞれが並列に接続された構造をしている。

は、他の光検出器と比べると比較的安価であり、低い電圧で動作するという特徴がある。

2.3.1 MPPC の基礎特性

図 2.6 に MPPC の構成を示す。MPPC は APD (avalanche photodiode) とクエンチング抵抗を組み合わせたものを基本単位（ピクセル）として、それぞれを並列に接続した二次元構造をしている。APD とはアバランシェ増幅（なだれ増幅）と呼ばれる現象を用いることで光子を電気信号へと変換するフォトダイオードである。

MPPC は APD に逆電圧（バイアス電圧: V_{bias} ）をかけることで動作させる。APD は一定以上のバイアス電圧をかけると光子の入射によってキャリアがなだれ増幅をおこすようになる。バイアス電圧をさらに増加させ、降伏電圧（ブレイクダウン電圧: V_{break} ）と呼ばれる電圧を超えると発生したなだれ増幅が永続的に続くようになる。この状態で APD を動作させることをガイガーモードと呼ぶ。ガイガーモードで動作する APD に光子が入射すると、素子内部で放電が開始される。この放電は APD にブレイクダウン電圧以上の電圧がかかっている限り放電が続いてしまうため、APD にかかる電圧を抵抗にも分散することで放電を停止させる。この役割を担うのが APD に直列に接続されたクエンチング抵抗である。光子の入射によって放電が始まると電流が流れ始めることでクエンチング抵抗にも電圧がかかるようになり、APD にかかる電圧がブレイクダウン電圧以下になることで放電が停止する。ブレイクダウン電圧は温度の上昇にともなって増加することが知られている。ブレイクダウン電圧の変動は MPPC のゲイン（式 (2.6) で後述）に影響を与えるため注意が必要である。

ガイガーモードで動作する APD は光子の入射個数に関わらず素子固有の一定量の電荷を出力するという特徴をもつ。MPPC はガイガーモードの APD をマルチピクセル化して配置することで、入射光子数に対応した電荷を出力することを実現している。MPPC のピクセル数は製品によって異なるが、AXEL 検出器で現在用いられている MPPC (S13370-4870) の場合は 1 ピクセル $50\ \mu\text{m}$ 角の APD が $3\ \text{mm}$ 角の検出面に 3600 個配置されている。図 2.7 は MPPC に同時に数個程度の光子が入

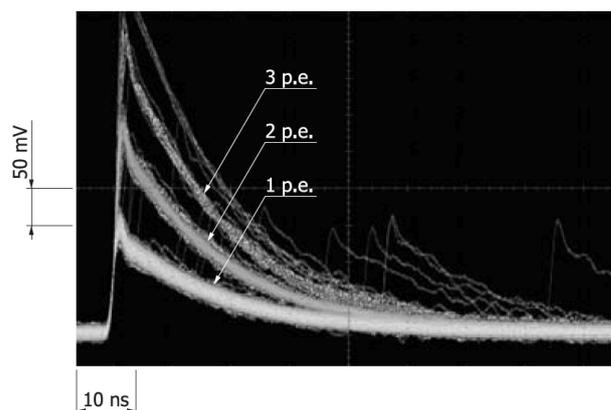


図 2.7: MPPC の典型的な波形を重ね描きした例 [16]。1 光子単位の分解能で波形が分離できていることが確認できる。

射した際の典型的な波形の例である。入射した光子数によって波高が綺麗に分離されていることが確認できる。

MPPC のひとつのピクセルが反応した際に出力される電子の数のことをゲイン $g_{1p.e.}$ (増幅率または利得) と呼ぶ。また、1 光子に相当する信号の大きさのことを 1 p.e. (photon equivalent) という。 $g_{1p.e.}$ はひとつのピクセルに充電された電荷 $Q_{1p.e.}$ を素電荷 e で割ることで次式のように表される。

$$g_{1p.e.} = \frac{Q_{1p.e.}}{e} = \frac{C \cdot \Delta V}{e} \quad (2.6)$$

ここで C は APD がもつ静電容量である。 ΔV はオーバー電圧とよばれ、バイアス電圧とブレイクダウン電圧を用いて $\Delta V = V_{bias} - V_{break}$ によって表される量である。典型的な MPPC の場合、オーバー電圧は $\Delta V = 3 \sim 4V$ 、ゲインは $g_{1p.e.} = 10^5 \sim 10^6$ 程度である。図 2.6 では APD とクエンチング抵抗で構成された MPPC の内部構造を示したが、回路方程式によって MPPC の動作を議論する際には図 2.8 のように APD の部分を静電容量 C をもつコンデンサとみなすことで、 RC 回路の充放電現象として理解することができる。本論文では上で定義したゲインの他に、1 p.e. 相当の電荷のこともゲインと呼ぶことがある。

MPPC は光子の検出に優れた性能を発揮する一方で、熱雑音の影響を受けやすいという特徴をもつ。熱雑音によって APD の半導体中キャリア誘起されると、光子が入射したときと全く同様の信号 (パルス) を出力してしまう。この熱雑音によって生じる光子由来でない電流のことをダークカレントという。典型的な MPPC の場合、ダークカレントは $0.1 \sim 1MHz$ 程度の頻度で発生する。ダークカレントが発生する頻度はダークレートと呼ばれる。

MPPC に 1 光子が入射してピクセルが反応した際に、1 p.e. 以上のパルスを出力することがある。この現象はクロストークとアフターパルスと呼ばれるふたつの現象によって説明されている。

クロストークはなだれ増幅の過程でキャリアの制動放射や再結合によって二次光子が発生し、他のピクセルがこの二次光子を検出することで 2 p.e. 以上の信号を出力する現象である。この現象は光学的クロストークと呼ばれており、ピクセル間に不透明な障壁をつくるなどの対策によって光学的クロ

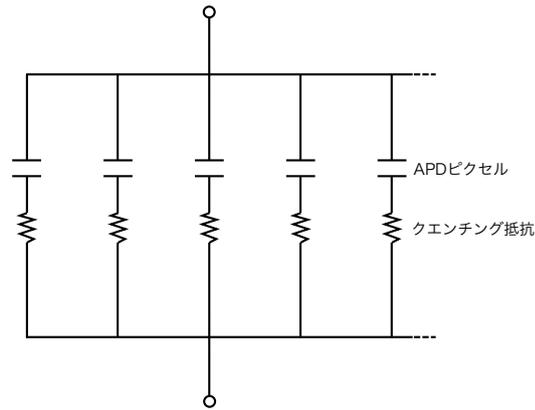


図 2.8: 図 2.6 で示された MPPC の構成内部の APD をコンデンサに置き換えたもの。MPPC を回路方程式によって議論する際には APD の部分をコンデンサとみなすことができる。

ストークを減らすための努力が行われている [16]。クロストークには温度依存性はほとんどないが、オーバー電圧が増加するとクロストークの発生頻度も増加することが知られている [16]。ダークカレントをオシロスコープで観察した際に確認される 2 p.e. 以上のパルスのほとんどはクロストークによるものである。

アフターパルスはひとつ目のパルスが発生してから数 ns ~ 数百 ns の時間を置いて、ふたつ目の小さいパルスが放出される現象である。この現象はひとつ目のパルスがなだれ増幅をおこす過程でキャリアの一部が半導体中の格子欠陥などにトラップされ、時間を置いて再放出されることで再びなだれ増幅が誘起されることで発生すると考えられている。アフターパルスはひとつ目のパルスが発生してからピクセル内の静電容量が十分に充電される前に発生するため、通常の 1 p.e. 相当のパルスよりも小さいパルスとなる。

クロストークとアフターパルスはどちらも確率的に発生する現象である。クロストークとアフターパルスが発生する確率はまとめてクロストーク・アフターパルス確率 r_{ca} と呼ばれている。MPPC でひとつのピクセルが反応した場合、クロストーク・アフターパルス確率によって実効的に $\sum_{n=0}^{\infty} r_{ca}^n = \frac{1}{1-r_{ca}}$ 個のピクセルが反応する。このことから、MPPC の 1 p.e. 相当のゲイン $g_{1p.e.}$ と実効的なゲイン g_{eff} の関係はクロストーク・アフターパルス確率を用いて

$$g_{eff} = \frac{g_{1p.e.}}{1 - r_{ca}} \quad (2.7)$$

によって結ばれる。 g_{eff} は有効ゲインと呼ばれ、MPPC の信号の積分値から光子の入射による反応ピクセル数を求める際に用いられる。以降の議論では、式 (2.6) で表されるゲイン $g_{1p.e.}$ のことを 1 p.e. ゲイン、式 (2.7) で表されるゲイン g_{eff} のことを有効ゲインと呼んで区別することにする。なお、有効ゲインの具体的な求め方については第 4 章で議論する。

MPPC はフォトンカウンティング能力をもつデバイスであるが、反応したピクセル数が MPPC に入射した光子の数ではないことに注意しなければならない*5。反応したピクセル数を入射した光子

*5 それゆえに、有効ゲインの議論をした際には『光子の入射による反応ピクセル数』という奥歯に物が挟まったような表

の数で割った値のことを検出効率 (photon detection efficiency: PDE) という。PDE は開口率 F_g と量子効率 QE, アバランシェ確率 P_a の積で

$$\text{PDE} = F_g \times \text{QE} \times P_a \quad (2.8)$$

と表される。開口率は MPPC 受光面の APD の有感領域を占める割合, 量子効率は 1 光子が電子とホール対をつくる確率, アバランシェ確率は電子とホール対がなだれ増幅をおこす確率である。量子効率には波長依存性があり, アバランシェ確率にはバイアス電圧依存性があるため, PDE には波長依存性とバイアス電圧依存性が存在する。

2.3.2 大光量下における MPPC の非線形応答

MPPC は入射光子数に比例した信号を出力する線形応答素子であるが, ピクセル数の制限から大光量下では応答特性に非線形性があることが明らかになっている。この現象は光量の増加によって同じピクセルに同時に入射する光子の数が増加することで, 入射した光子の数が少なく見積もられてしまうことが原因であると考えられる。

Δt [s] の間に実際に MPPC に入射している光子数を N_{true} [個], MPPC が出力した電荷を有効ゲインで割ることで求めた観測光子数を N_{obs} [個] とする。我々は先行研究で, N_{true} と N_{obs} の間に成り立つ関係が

$$N_{\text{obs}} = \frac{N_{\text{true}}}{1 + \tau / (N_{\text{pix}} \cdot \Delta t) N_{\text{true}}} \quad (2.9)$$

で表されるモデル関数でフィットされることを示した [17]。ここで τ [s] は回復時間と呼ばれる量であり, MPPC ピクセルのゲインが光子が入射によって一旦ゼロになってから $1/e$ 倍にまで回復するのにかかる時間である。 N_{pix} は MPPC のピクセル数であり, 受光面 3 mm 角 50 μm ピッチの MPPC の場合は $N_{\text{pix}} = 3600$ となる。式 (2.9) は MPPC の応答特性を理解する上で非常に重要な式なので以下で導出を行う。

MPPC のひとつのピクセルが反応した際に出力されるゲインを g_0 としたとき, t 秒後に同じピクセルから発生したパルスのゲイン g が

$$g = g_0(1 - e^{-t/\tau}) \quad (2.10)$$

として表されることを仮定する。ここでは PDE などの影響を無視した一般的なゲインとして g_0 と g を用いた。1 p.e. ゲインや有効ゲインとの関係については 4.4 節で解析方法について述べる際に議論する。ゲインが低下する理由は式 (2.6) によって表される ΔV の時間変化について一般的なコンデンサの充電過程と同様に考えればよい。静電容量に十分に充電される前にふたつ目のパルスによる再放電が開始されてしまうことで, 1 p.e. 相当のパルスよりも小さなパルスが出力されることが考えられる。

ピクセルに光子が入射してから次の光子が入射するまでにかかる時間は一般的にランダムであるため, 実際に観測可能なゲインはそれぞれの時間ごとのゲインに確率分布の重みをつけて平均した期待

現をしたのだ。

値となる。ひとつのピクセルに 1 秒間に平均 k 個の光子が入射しているとき、ひとつ目の光子が入射してから次の光子が入射するまでにかかる時間の確率分布はポアソン分布から

$$p_t(1) = ke^{-kt} \quad (2.11)$$

が求まる*6。それぞれの g に確率分布の重みをつけて期待値を取ることで、ゲインの期待値 $\langle g \rangle$ は以下ようになる。

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

次に、MPPC によって観測された光子数 N_{obs} と実際に入射した光子数 N_{true} の関係について考える。ゲイン $\langle g \rangle$ の MPPC に Δt [s] の間に光子が N_{true} [個] だけ入射した場合、出力される電荷の量 Q_N [C] は

$$Q_N = N_{\text{true}}\langle g \rangle e = \frac{N_{\text{true}}g_0e}{1 + k\tau} \text{ [C]} \quad (2.13)$$

である。一方でゲインが g_0 だとして Q_N から光子数 N_{obs} を見積もると、

$$N_{\text{obs}} = \frac{Q_N}{g_0e} = \frac{N_{\text{true}}}{1 + k\tau} \quad (2.14)$$

が求まる。 N_{true} と k の関係は MPPC のピクセル数 N_{pix} と光を当てている時間 Δt を用いて

$$k = \frac{N_{\text{true}}}{N_{\text{pix}} \cdot \Delta t} \text{ [s}^{-1}\text{]} \quad (2.15)$$

として表されるから、式 (2.14) は N_{true} を用いて次のように書き換えられる。

$$N_{\text{obs}} = \frac{N_{\text{true}}\langle g \rangle e}{g_0e} = \frac{N_{\text{true}}}{1 + \tau/(N_{\text{pix}} \cdot \Delta t)N_{\text{true}}}$$

以上で式 (2.9) が導出できた。式 (2.9) に MPPC の典型的な値として $\tau = 50 \text{ ns}$, $\Delta t = 1 \mu\text{s}$, $N_{\text{pix}} = 3600$ を代入してグラフにしたものが図 2.9 である。MPPC の非線形性の補正は LED の光を当てる測定から得られた回復時間 τ を式 (2.9) の N_{true} について解いた式に当てはめることで行う。

2.4 AXEL 検出器の現状およびアップグレード計画

AXEL 実験では、これまで 64 チャンネルの MPPC を用いた 10 L 程度の小型検出器（以下 10 L 検出器）を用いて ELCC の原理実証を進めてきた。

^{57}Co 線源を用いた性能評価では、122 keV のガンマ線のピークをガウシアンでフィットすることで得られたエネルギー分解能を \sqrt{E} の関数で $0\nu\beta\beta$ 崩壊 Q 値における値に換算することで 0.56 % (FWHM) を得た (図 2.10)。 ^{133}Ba 線源を用いた 356 keV のガンマ線による性能評価では、ひとつの MPPC が検出する光子の数が 750 photons/48 ns に達し、大光量下における MPPC の非線形応答がエネルギー分解能を悪化させるひとつの原因となっていること明らかになった (図 2.11)。

*6 導出過程は付録 A に譲る。

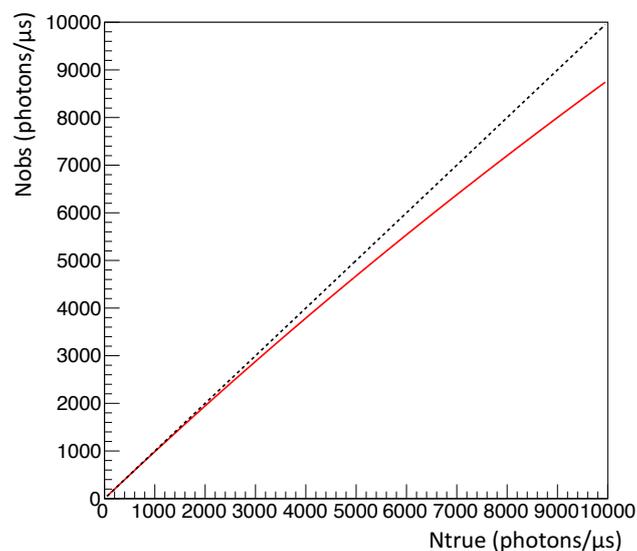


図 2.9: 式 (2.9) に MPPC の典型的な値 $\tau = 50 \text{ ns}$, $\Delta t = 1 \mu\text{s}$, $N_{\text{pix}} = 3600$ を代入してプロットした例 (赤線)。比較のために $y = x$ の直線も点線でプロットした。

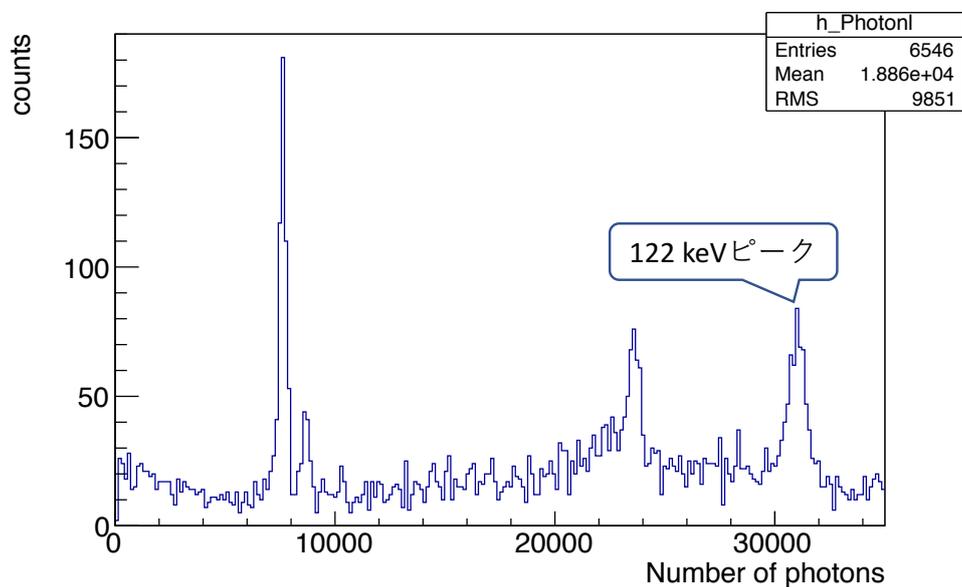


図 2.10: ^{57}Co 線源を用いた性能評価によって得られた総光量の分布 [18]。122 keV のピークをガウシアンでフィットすることで得られたエネルギー分解能を \sqrt{E} の関数で $0\nu\beta\beta$ 崩壊 Q 値での値に換算することで 0.56% (FWHM) を得た。

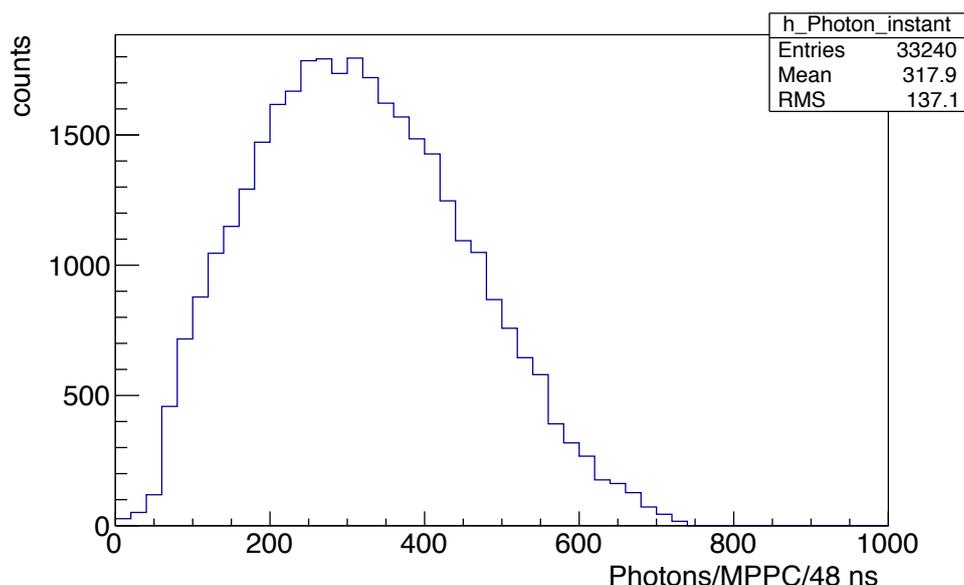


図 2.11: ^{133}Ba による性能評価で得られたひとつの MPPC で検出される 48 ns あたりの光量の分布 [18]。48 ns の間に検出される光子数が最大で 750 個に達し、MPPC の非線形性が問題となることが明らかになった。

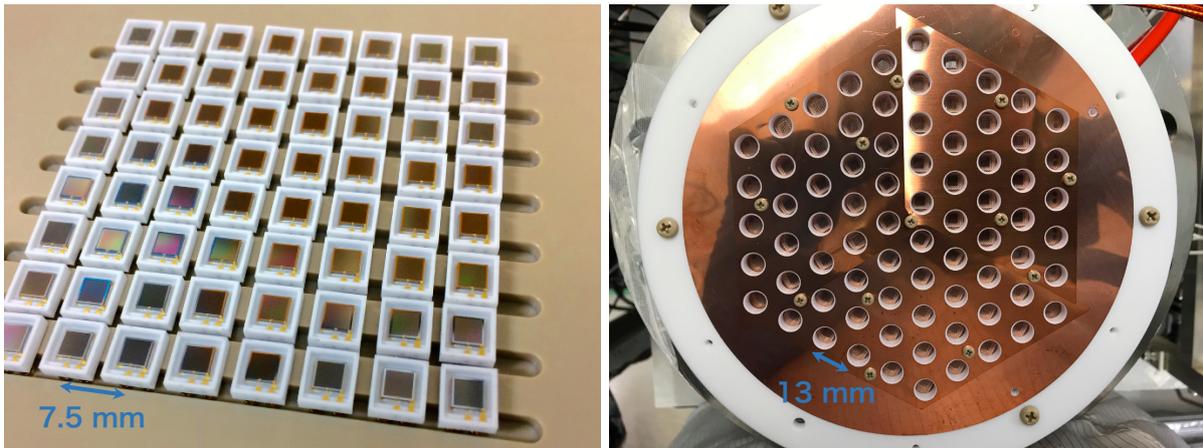
2017 年には電離電子の収集効率を上げるために、MPPC の配置を 7.5 mm ピッチの四角形配置から 13 mm ピッチの正三角形配置へと変更した (図 2.12)。これにともないひとつの MPPC が担当する面積が現在の 56 mm^2 から 146 mm^2 へと増加することになり、単位時間に MPPC に入射する光子の数は今後さらに増加することが予想されている。

ベータ線のエネルギーが大きくなるとそれにもなって飛程が長くなるため、大きなエネルギーのベータ線を測定するには十分な大きさの検出器を作製する必要がある。現在の 10 L 検出器は有感領域が $\phi 10 \text{ cm} \times 9 \text{ cm}$ と小さく、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊によって生じた 2458 keV のベータ線を検出するには不十分である。そこで我々はより大きな有感領域をもつ検出器を作製することで、 ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 崩壊 Q 値 (2458 keV) 付近でのエネルギー測定を目指している。

現在我々が開発を進めている次期 AXEL 試作機は、チェンバーの容積が 180 L 程度となる (以下、180 L 検出器)。180 L 検出器のチェンバーの写真を図 2.13 に示す。また、これまでの 10 L 検出器の仕様と 180 L 検出器の仕様予定をまとめたものが表 2.2 である。

前述のように MPPC は大光量下において非線形応答特性を有するため、検出器内で用いられるすべての MPPC の応答特性を明らかにして補正する必要がある。図 2.14 に示すようにシミュレーションによれば MPPC には $1 \mu\text{s}$ あたり最大で 3.5×10^4 程度の光子が入射することが予想されており、数万個 μs^{-1} 程度までの MPPC の応答特性を明らかにすることで非線形性を補正する必要がある*7。

*7 ただし、シミュレーションは 15 mm ピッチの正方形配置によるものであるため、13 mm ピッチの正三角形配置に換算するには 65% 程度少なく見積もる必要がある。



(a) 四角形配置

(b) 正三角形配置

図 2.12: MPPC の配置の比較。新しくインストールした正三角形配置ではひとつの MPPC が担当する領域が拡大した。これによってひとつの MPPC が検出する光子の数は今後さらに増加することが予想されている。



図 2.13: 180L 検出器のチェンバー。

180L 検出器では 1,000 チャンネル以上の MPPC が用いられる予定であり、効率的に応答特性を評価するシステム開発が不可欠である。第 3 章からは、効率的に応答特性評価を行うためのキャリブレーションシステムの開発とシステムを用いた測定結果について述べる。

表 2.2: 10 L 検出器と 180 L 検出器の仕様比較

	10 L 検出器	180 L 検出器
検出器容積	10 L	180 L
有感領域の体積	0.3 L	53.3 L (予定)
MPPC 数	64 チャンネル	1146 チャンネル (予定)

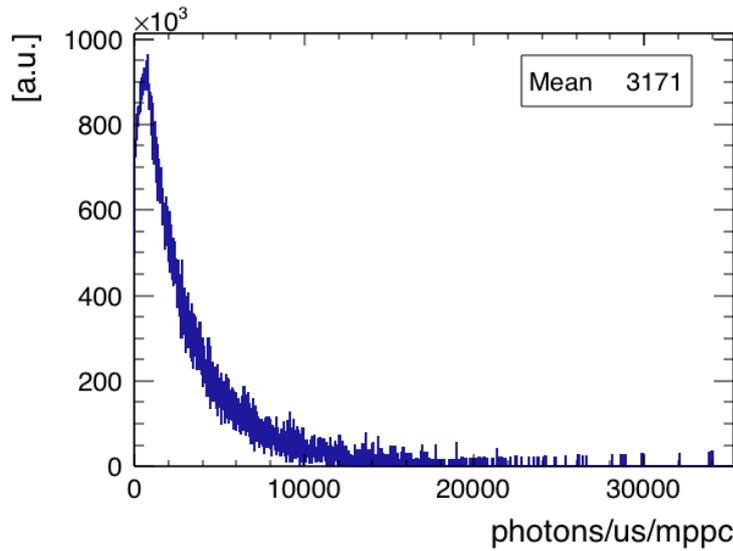


図 2.14: 1 μs の間に MPPC に入射する光子数のシミュレーション結果 [19]。

2.5 他の高圧キセノンガス TPC を用いた実験との比較

AXEL 実験と非常にコンセプトが似た $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索実験にスペインのグループが進めている NEXT 実験がある。NEXT 実験では、AXEL 実験と同様に検出器に高圧キセノンガス TPC を用いている (図 2.15)。

NEXT 実験では電離電子を EL 電場がかけられた二枚のメッシュ間に引き込むことで EL 光を発生させる。飛跡の検出はメッシュ後部に配置された SiPM^{*8}によって行い、エネルギー測定は SiPM とは反対側に配置された PMT が担う。

約 1.5 kg のキセノンガスを用いた試作機では、 ^{22}Na 線源を用いた性能評価で $0\nu\beta\beta$ 崩壊 Q 値換算で 1% (FWHM) 以上のエネルギー分解能を記録している [21]。現在は約 100 kg の濃縮 ^{136}Xe ガスを用いた検出器の開発を進めているところである [22]。NEXT 実験は AXEL 実験と同様に高圧

*8 MPPC の一般名称。12 ページの脚注*3 参照。

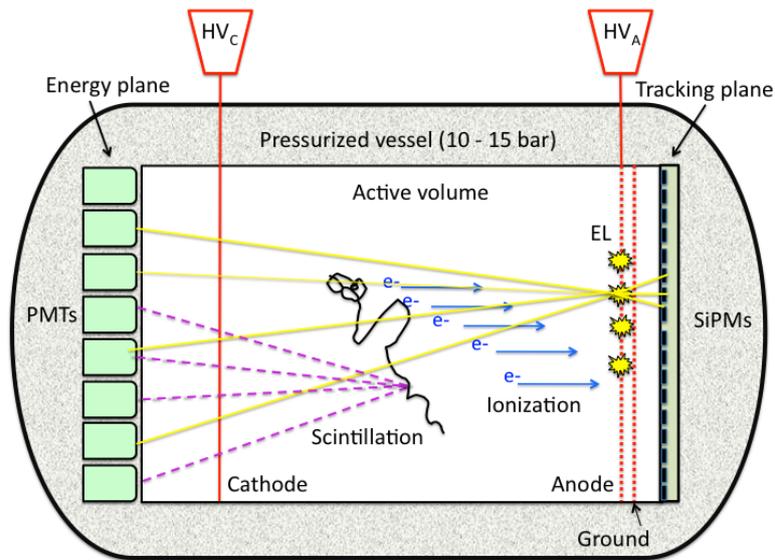


図 2.15: NEXT 検出器の動作原理 [20]。AXEL 検出器との最大の違いは、EL 電場の形成が二枚のメッシュによってなされている点と EL 光の光量測定が発光領域の反対側に配置された PMT によって行われる点である。

キセノンガスを用いることで崩壊核の大質量化に対応しやすく、また現在世界記録を更新している KamLAND-Zen 実験をはるかに凌ぐエネルギー分解能を有している点からも、AXEL 実験を先行する強力なライバルである。

NEXT 実験における懸念事項としては、EL 電場を二枚のメッシュによって形成している点と、エネルギー測定を行う PMT が EL 光の発光領域の反対側にあるという点が挙げられる。EL 増幅率は EL 電場の長さや強度に依存するため、検出器を大型化した際にメッシュ間のたわみが大きくなり、EL 増幅率に致命的な影響を与える可能性がある。また、エネルギー測定が EL 領域の反対側の PMT によって行われるため、検出器を大型化した際に EL 光の収量の減少や位置依存性が問題となる可能性がある。

AXEL 検出器ではエネルギー測定と飛跡検出の両方を ELCC が担う。ELCC は強固な構造をしており、またモジュール化することで大型化にも対応可能であるため、NEXT 実験で生じるような大型化にともなう問題を回避することができる。ただし、MPPC によるエネルギー測定を可能にするには、MPPC の応答特性を正確に理解することが必要となる。

第3章

キャリブレーションシステム

3.1 研究背景

先行研究において我々は大光量下における MPPC の応答特性を測定し、その非線形性が式 (2.9) で表されるモデルを用いれば補正が可能であることを示した [17]。図 3.1 は VUV3*¹ に 1 μ s 幅の LED 光を当てることによって得た結果を式 (2.9) でフィットしたものである。

図 3.2 に先行研究のセットアップを示す。このセットアップではひとつひとつの MPPC に対して LED の光量を手動で少しずつ変化させながら測定しなければならず、ひとつの MPPC の応答特性を測定するだけで 1 日近い時間を要してしまうという問題があった。180 L 検出器では MPPC のチャンネル数は 1,000 チャンネル以上に達し、さらにその後の本格的な物理探索を行う検出器では数

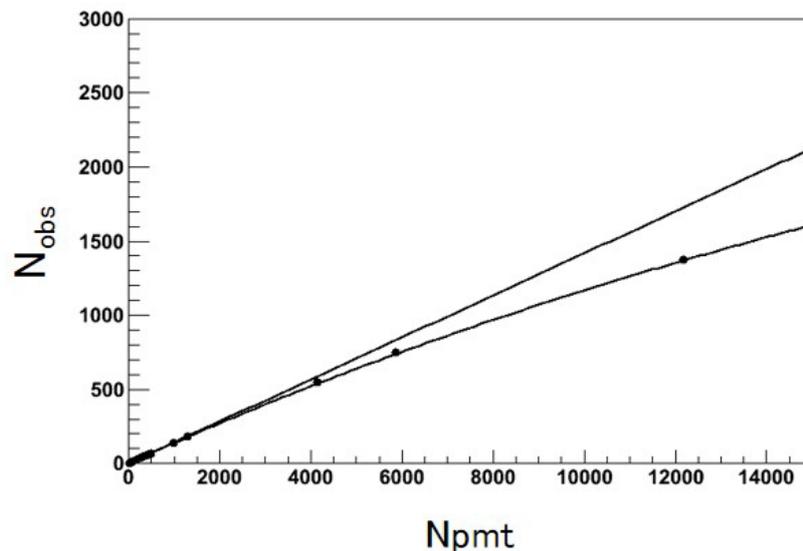


図 3.1: 先行研究で示した応答特性のフィット結果 [17]。横軸の N_{PMT} は N_{true} に相当する。

*¹ 真空紫外線に感度を持つ第三世代 MPPC の通称。4.1 節参照 (35 ページ)。

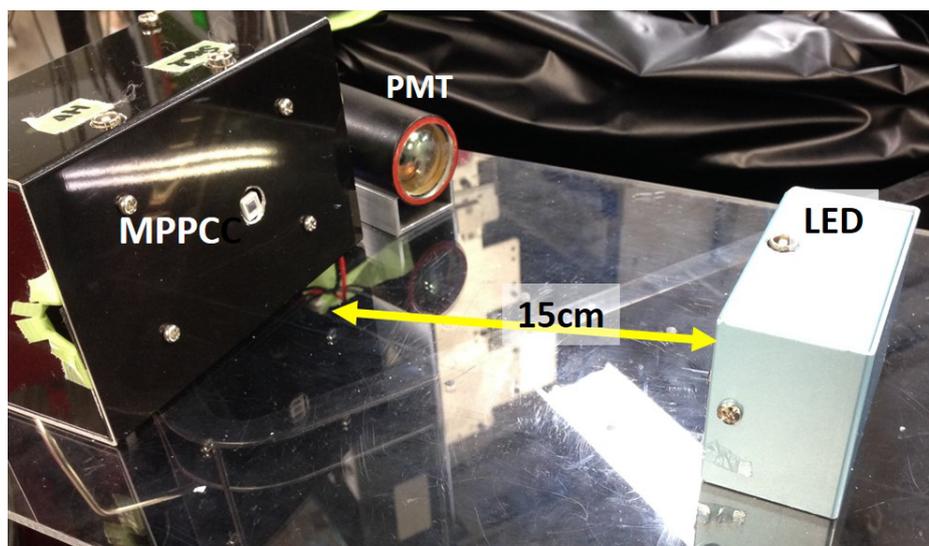


図 3.2: 先行研究における測定時のセットアップ [17]。先行研究ではひとつの MPPC の測定に 1 日近い時間を要していた。

万チャンネルもの MPPC が使われる予定である。現実的な時間内ですべての MPPC の評価を完了するには、測定から解析までを一貫して効率的に行うシステム開発が不可欠となっていた。本研究では先行研究の結果を踏まえて、応答測定を効率的に行うためのキャリブレーションシステムの開発を行った。

3.2 キャリブレーションシステムの概要

キャリブレーションシステムは AXEL 検出器に用いられる MPPC の大光量下における応答特性の評価を効率的に行うためのシステムである。キャリブレーションシステムでは、 $1\ \mu\text{s}$ あたりの MPPC への入射光子の数が数個程度から数万個にかけての応答特性を測定し、その飽和曲線を (4.4) 式でフィットすることで MPPC に固有の回復時間 τ を求めることを円滑に行うことを目的としている。以下では、キャリブレーションシステムによって行うこの一連の流れのことを回復時間測定と呼ぶことにする。キャリブレーションシステムの各構成要素は、図 2.14 で示したシミュレーションから得られた最大光量である 3.5×10^4 個/ μs までの測定を行うことを目安にパラメータの決定を行った。

MPPC の回復時間測定の流れは大きく分けてダークカレントの測定（以下、ダークカレント測定）と各光量ごとの応答測定（以下、応答測定）のふたつに分けられる。ダークカレント測定からは、有効ゲインの他に 1p.e. ゲインやダークレート、また式 (2.7) を r_{ca} について解くことでクロストーク・アフターパルス確率を求める。応答測定ではファンクションジェネレータで LED を $1\ \mu\text{s}$ の幅をもつパルス状に光らせる。その際に、MPPC に入射した光子数を PMT の信号で参照しながら MPPC の出力信号を測定する。

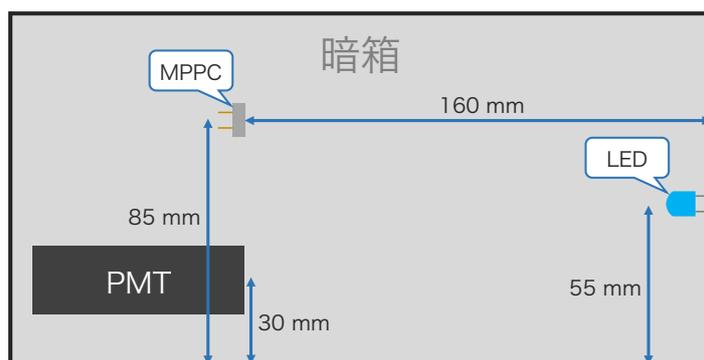


図 3.3: 暗箱内のセットアップ。

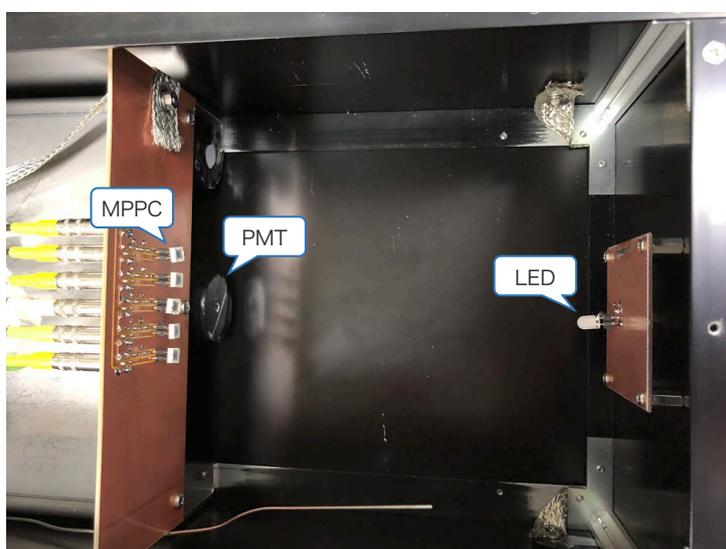


図 3.4: 暗箱内の様子。

キャリブレーションシステムの暗箱内のセットアップを図 3.3 に示す。また、図 3.4 は暗箱内部の様子である。暗箱は図 3.5 のように恒温装置によって等温に保たれたビニールテントに設置されており、暗箱内の温度が一定となるように設定されている。暗箱内とテント内の温度は 2 個の温度計でモニタした。

本研究で開発したキャリブレーションシステムでは 5 チャンネルの MPPC を同時に測定するシステムを開発した。MPPC 電源部の設計を最適化し、さらに応答測定におけるファンクションジェネレータの制御を自動化することで、先行研究では 1 日近い時間を要していた応答測定にかかる時間を MPPC1 チャンネルあたりの換算で 3 分程度にまで減少させた。本研究では、開発したキャリブレーションシステムを用いて現在 10L 検出器で用いられている MPPC (64 + 1 チャンネル) に対して回復時間の測定を行った。今回開発したキャリブレーションシステムは、将来的には 180L 検出器で用いられる MPPC のキャリブレーションにも拡張可能な設計になっている。



図 3.5: 恒温装置とテント

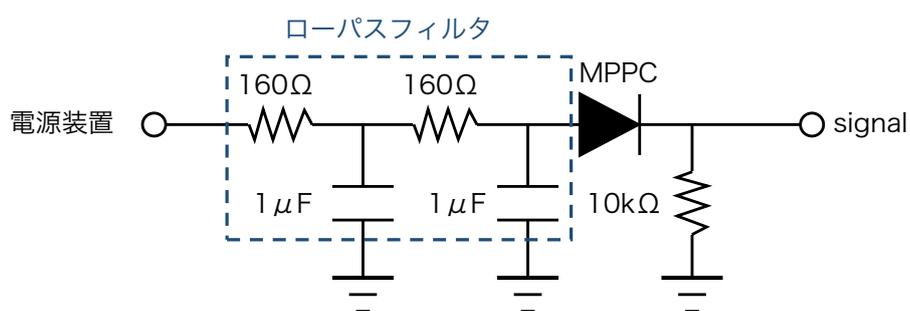


図 3.6: MPPC 周辺の回路

3.3 MPPC への電源供給と信号の読み出し部の設計

MPPC の電源はアノードにマイナスの電圧を印加し、信号はカソード側から DC カップリングによって読み出した。DC カップリングとはコンデンサなどを介さずに直接読み出す回路構成のことをいう。MPPC への電源供給と読み出しを行う部分の回路を図 3.6 に示す。MPPC のカソード側に接続されたローパスフィルタは電源装置由来のノイズを減らすためのものである。ローパスフィルタを二段用いているのは十分にノイズを減らすためである。カソード側に接続された $10\text{ k}\Omega$ の抵抗は、現在の 10 L 検出器の読み出し部を参考にして読み出し側の電位を安定させるためにつけたものである。ローパスフィルタを構成する抵抗とコンデンサの値はそれぞれ $160\ \Omega$ 、 $1.0\ \mu\text{F}$ とした。これらの値は、MPPC に入射する最大光子数 3.5×10^4 個/ μs から以下のように決定した。

MPPC の電源には YOKOGAWA 社製の GS610 を用いた。GS610 の設定電圧を 0 V とし、出力を直接オシロスコープで観察したものが図 3.7 である。電源装置から出力された電圧には周期が約

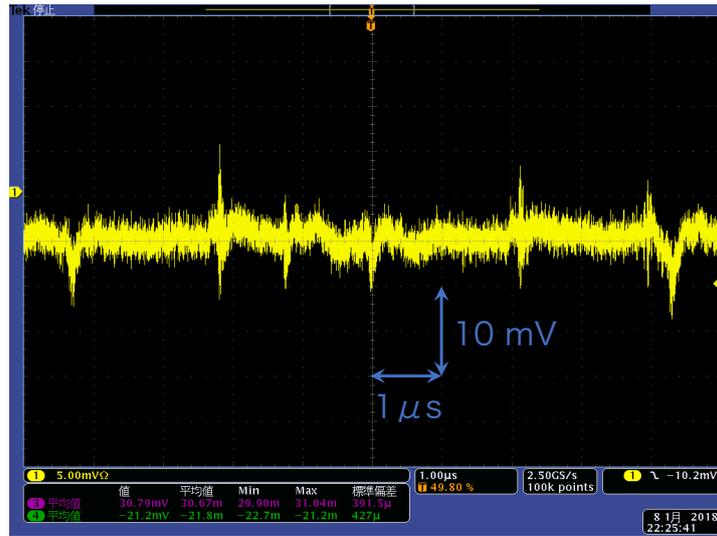


図 3.7: 電源装置由来のノイズ。

$1\ \mu\text{s}$ 程度のゆらぎが最大で数 mV 程度の振幅で生じていた。MPPC の 1 p.e. 相当の信号の波高は $0.3\ \text{mV}$ 程度であるため、そのまま電源として接続すると信号に悪影響を与えてしまう可能性がある。そこでこのゆらぎを十分に余裕をもって減らすために、 $1/1000$ 以下の $0.01\ \text{mV}$ 以下にすることを目標としてローパスフィルタの時定数の決定を行なった。

ローパスフィルタを構成する抵抗値とコンデンサの容量がそれぞれ $R[\Omega]$ と $C[\text{C}]$ のとき、角周波数 ω の信号に対する入力電圧 V_{in} と出力電圧 V_{out} の比はローパスフィルタのカットオフ周波数 $\omega_0 (= 1/RC)$ を用いて

$$\frac{V_{\text{out}}}{V_{\text{in}}} = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega/\omega_0)^2}} \quad (3.1)$$

と表される [23]。カットオフ周波数とは、ローパスフィルタによって出力電圧が入力電圧の $1/\sqrt{2}$ になる周波数のことをいう。MPPC への電源供給を考える際には出力振幅を十分に小さくするために $\omega \gg \omega_0$ の場合を考えれば良い。式 (3.1) を $V_{\text{out}}/V_{\text{in}} \approx \omega_0/\omega$ と近似すると、周期 $1\ \mu\text{s}$ のノイズを $1/1000$ 以下にするにはカットオフ周波数を $\omega_0 = 1/RC = 2\pi \times 10^3\ \text{s}^{-1}$ 程度に設定すればよいことになる。

次に、予想される信号の大きさからコンデンサの容量と抵抗値を求めることにする。ゲインが 10^6 の MPPC が $1\ \mu\text{s}$ の間に最大で 3.5×10^4 個の光子検出されたとき、MPPC からは約 $Q_{3.5 \times 10^4} = 5.6 \times 10^{-9}\ \text{C} \approx 6 \times 10^{-9}\ \text{C}$ の電荷が出力される。ここで、ローパスフィルタのコンデンサの容量が $1\ \mu\text{F}$ である場合について考える。MPPC の典型的なバイアス電圧として $V_{\text{bias}} = 60\ \text{V}$ の場合を考えると、コンデンサには $Q_{\text{lowpass}} = 60\ \mu\text{C}$ の電荷が充電されている。したがって、一回の信号出力によってローパスフィルタのコンデンサは $Q_{3.5 \times 10^4}/Q_{\text{lowpass}} = 0.01\%$ の電荷を失うことになる。言い換えれば MPPC のバイアス電圧が 0.01% 低下することになり、これはバイアス電圧の変化量に換算すると $\delta V_{\text{bias}} = 6\ \text{mV}$ となる。典型的なオーバー電圧は $\Delta V = 3\ \text{V}$ 程度であるか

ら、バイアス電圧の変化がゲインに与える影響は $\delta V_{\text{bias}}/\Delta V = 0.2\%$ となり*2, $1\mu\text{s}$ 程度の幅をもつパルスに対しては MPPC の放電に伴うゲインの変化は十分に小さいことがわかる。以上より、コンデンサの容量 $1\mu\text{F}$ と要求カットオフ周波数 $\omega_0 = 2\pi \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ から、ローパスフィルタの抵抗値は $R \approx 166\Omega$ と求まる。ローパスフィルタには 166Ω に近く入手しやすい抵抗として 160Ω の抵抗を用いた。

ローパスフィルタの時定数は、信号の出力による電圧降下の他に応答測定時に LED を光らせる頻度を表すレートにも制限を与えるので注意が必要である。一般に RC 回路の充電時の電圧変化は時定数 $\tau (= RC)$ を用いて指数関数 $\exp(-t/\tau)$ に比例する。したがって、MPPC の一回の信号出力によって生じた 6mV のバイアス電圧の変化が 0.1mV 以下になるまでにかかる時間は、 $\exp(-t/\tau) = 0.1\text{mV}/6.8\text{mV}$ を t について解くことで $t = 4.2\tau$ が求まる。今回設定したローパスフィルタの時定数は $\tau = RC = 160\mu\text{s}$ であるから、 100Hz 程度のレートで LED の光を当てる分には十分に耐えられることがわかる。

図 3.6 で示した基板の作製には MITS 社製の基板加工機 Auto Lab を用いた。基板の設計には Auto Lab に付属した PCB CAD (printed circuit board: PCB, computer-aided design: CAD) の EASY CAD を用いた。基板は FADC などのデータ取得系とトリボンケーブルで接続することで接地を強化し、MPPC の信号の安定化を図った。

3.4 データ取得系

データの取得には CAEN 社製の FADC (Flash Analog to Digital Converter) V1724 を用いた。V1724 は 8ch の入力を持ち、サンプリング周波数 100MHz , ダイナミックレンジ 2.25V の信号に対し 14bit の分解能で波形が記録可能である。FADC は VME バスおよび VME コントローラを介してコンピュータ (以下, DAQ PC) によって制御されている。データの取得サンプル数は 2048 サンプルングとし、 1 イベントあたり $20.48\mu\text{s}$ に渡ってデータを取得した。トリガー信号は NIM モジュールで生成し、外部トリガーとして入力した。外部トリガーの生成方法は 3.9 節と 3.10 節でそれぞれダークカレント測定と応答測定のセットアップを解説する際に述べることにする。データの記録はトリガー前とトリガー後の割合がそれぞれ 50% ずつとなるようにした。

3.5 温度管理

2.3.1 節で述べたように MPPC は温度に非常に敏感な素子であるため、測定時の温度管理には注意が必要である。キャリブレーションシステムでは測定時の温度を一定に保つために、暗箱をビニールテントで覆い、ORION 社製の空調機 PAP01B によって温度調節を行った (図 3.5)。PAP01B の設定温度は浜松ホトニクス社のデータシートに記載された温度と同じ 25.0°C に設定した。PAP01B は温度センサを内蔵しておりビニールテント内の温度の表示が可能であるが、PAP01B の内臓温度

*2 バイアス電圧の変化が MPPC のゲインに与える影響は MPPC の 1p.e. ゲインを与える式 (2.6) について考えれば良い。

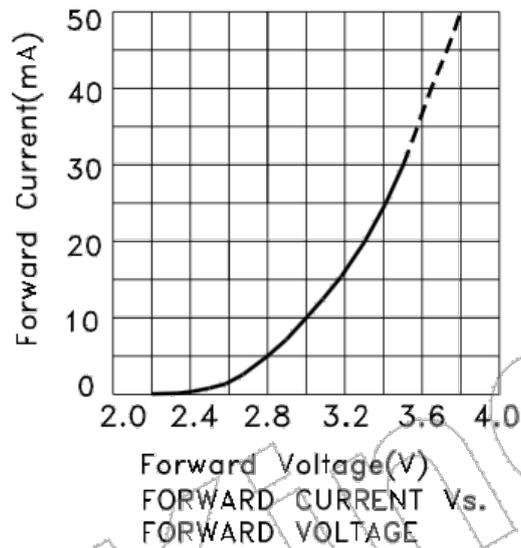


図 3.8: LED の電流特性 [24]。

計とは別にアズワン社製 K 熱電対データロガー RX-450K をふたつ用いてテント内の温度と暗箱内の温度も監視した。

3.6 LED 光原

応答測定ではファンクションジェネレータでパルス状の電圧を発生させることで LED を駆動させた。LED には Kingbright 社製の砲弾型青色 LED (465 nm) L-9294QBC-D を用いた。EL 光の発光波長は 150 ~ 180 nm 程度の真空紫外線であるが、紫外線に発光波長をもつ LED は種類が少なく、また今回使用した LED の光量を参照するための PMT は真空紫外線に感度を持たないため、可視光 LED の中で比較的短い波長をもつ青色 LED を用いることにした。

LED には光を拡散させるためのキャップをとりつけた (図 3.4)。LED は印加電圧に対して電流値が非線形の応答を示す素子であるため、150 Ω の抵抗を直列に接続することで電流を安定させた。図 3.8 は今回用いた LED の印加電圧に対する電流特性を表したものである。

3.7 ファンクションジェネレータ

LED の駆動には TEXIO 社製のファンクションジェネレータ GFG-3015 を用いた。ファンクションジェネレータは RS-232C ケーブルを介して DAQ PC に接続することで、シリアル通信によって LED の駆動電圧制御を可能にした。また、シェルスクリプトによりファンクションジェネレータの制御と FADC によるデータ取得を連動させることで、応答測定における光量の変更と測定の一連の流れを自動で行えるようにした。

ファンクションジェネレータを DAQ PC のターミナル上から制御するためには、スーパーユー



図 3.9: カバーを取り付けた PMT の受光面。

ザーにログインした状態でコマンドを送る必要があった。このままではデータ取得用のプログラムと連動させてファンクションジェネレータを制御することができなかったため、

```
#sudo gpasswd -a USERNAME dialout
```

とすることで一般ユーザにも RS-232C ケーブルが接続されたシリアルポートアクセスする権限を与えた [25]。ターミナル上からファンクションジェネレータにコマンドを送る際には、

```
$echo "command" > /dev/ttyS0
```

とすることでファンクションジェネレータの出力電圧やオフセット、周波数などを DAQ PC 上からコマンドで制御することが可能になった*3 [26]。

3.8 PMT

応答測定時の LED の光量は、十分に光量を絞った PMT でモニタした。PMT には浜松ホトニクス社製の R1398 ASSY を用いた。データシートに記載された R1398 ASSY の動作電圧は -1900 V であったが、応答測定では 3.5×10^4 個/ μs におよぶ大光量にさらされるため、PMT の飽和を防ぐために -1000 V で動作させた。また、図 3.9 のように PMT の受光面を厚紙とブラックテープで覆い、MPPC の受光面の大きさと同じ 3mm 角の領域のみを露出させることで PMT の飽和対策を行った。

3.9 ダークカレント測定のセットアップ

ダークカレント測定時のセットアップを図 3.10 に示す。ダークカレントの信号は非常に微弱であるため、二段の 10 倍 アンプ (REPIC 社製の RPN-092) に通し 100 倍 に増幅したうえで FADC に入力した。トリガー信号はクロックジェネレータで 100 Hz の NIM 信号を生成し、FADC の外部トリガーに入力した。

*3 /dev/ttyS0 の部分はシリアルポートの名前であるため、DAQ PC によっては異なる可能性がある。

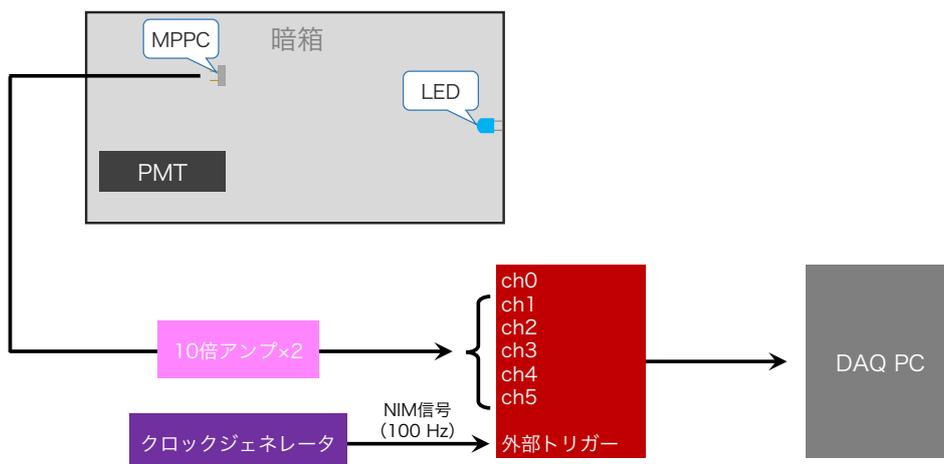


図 3.10: ダークカレント測定時のセットアップ

ダークカレント測定では、一回の測定で 5000 イベント分のデータ取得を行った。

3.10 応答測定の設定アップ

応答測定時のセットアップを図 3.11 に示す。MPPC の信号はアンプ (ダイナミックレンジ 2V) と FADC のダイナミックレンジを最大限に活用するためにディバイダを通すことで振幅を 1/2 にし、後段で 10 倍 アンプに通すことで全体の増幅率を 5 倍 となるようにした*4。LED の光量を参照する PMT は 3.8 節でも述べたように飽和を防ぐために -1000V で動作させた。PMT の信号は 10 倍 アンプに一段通した上で FADC に入力した。トリガー信号はファンクションジェネレータ出力をディスクリミネータに入力することでファンクションジェネレータのパルスと同期した NIM 信号を生成した。

応答測定では、一回の測定で 1000 イベント分のデータ取得を行った。

*4 ディバイダとアンプの順番を逆にすると、大きな信号が入力した際に振幅がアンプのダイナミックレンジである 2V に到達してしまうので注意が必要である。

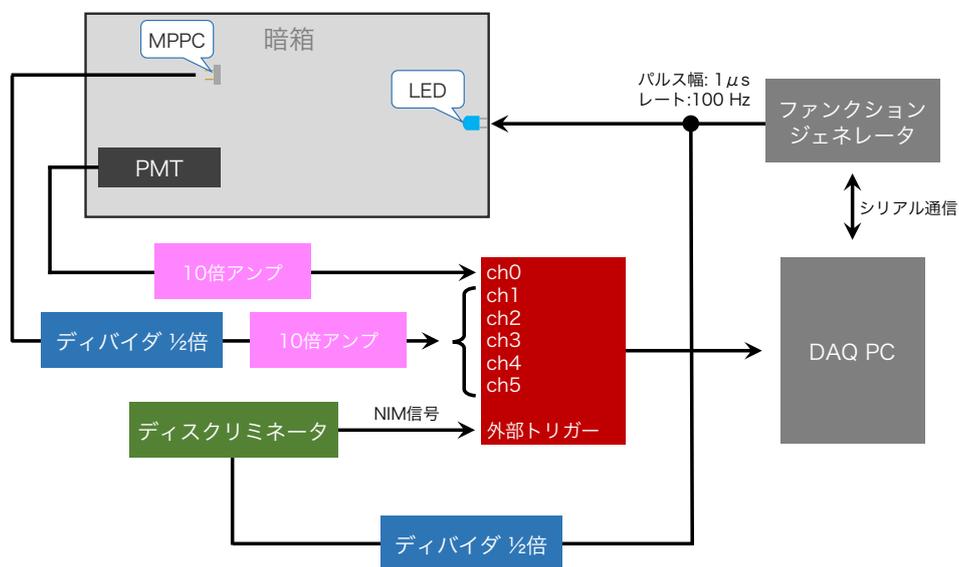


図 3.11: 応答測定時のセットアップ。

第 4 章

回復時間測定

第 3 章で述べたキャリブレーションシステムを用いて、現在の 10 L 検出器で用いられている MPPC に対する回復時間測定を行った。第 4 章ではこの測定と解析結果について述べる。

4.1 測定に用いた MPPC

今回の測定では、真空紫外線に感度をもつ MPPC としてピクセルサイズが $50\ \mu\text{m}$ の S13360-4870 を用いた。S13360-4870 は真空紫外線 (VUV) に感度をもつ第三世代 MPPC であることから、通称 VUV3 と呼ばれている。本論文では S13360-4870 のことを VUV3 と呼ぶことにする^{*1}。VUV3 の受光面は可視光用 MPPC に比べて物理的な刺激に非常に弱いため、取り扱いには注意が必要である。これは、VUV3 が真空紫外線に感度をもたせるために受光面に保護フィルムを持たず、半導体やワイヤが表面に直接露出した構造をしているためである。VUV3 の検出面に触れて壊してしまうと、バイアス電圧を印加した際にベースラインが低下する現象が生じる。

測定は 5 チャンネルごとに 13 回に分けて行った。以下ではそれぞれの測定をセットアップと呼び、setup01~setup13 と表すことにする。セットアップごとに測定した MPPC について、10 L 検出器のチャンネルとシリアル番号の対応関係を表 4.1 にまとめる。10 L 検出器で用いられている MPPC は全部で 64 チャンネルである。setup13 では 1 チャンネル分の空きがあったため、予備の MPPC をひとつ測定した (setup13 の ch64)。MPPC のバイアス電圧は現在 10 L 検出器で用いている電圧に合わせて 55.0 V にした。

測定に用いた MPPC のうち、ch0 と ch27 は初めから故障していた。ch47 はバイアス電圧を印加した際にベースラインの低下が確認されたことから、ELCC から取り外してから暗箱内のソケットに取り付ける段階のどこかで検出面に触れたことで壊してしまったことが考えられる。以下の解析では、これらのチャンネルの結果は解析から除外するか「—」と表記することにする。

*1 VUV3 は真空紫外線に感度をもつ第三世代の MPPC 全般に対して呼ばれる通称であり、一般には S13360-4870 だけが VUV3 という訳ではない。

表 4.1: MPPC のセットアップごとの 10L 検出器のチャンネル番号とシリアル番号の対応関係。
 図 3.10 と図 3.11 で示した FADC への入力チャンネルには上から順番に 1 から 5 に対応している。
 ch0 と ch27 は故障していた。ch47 は暗箱内にセットする際に検出面に触れて壊してしまった。

	ch	Serial No.		ch	Serial No.
setup01	10	115	setup08	45	215
	11	107		46	124
	12	165		47	116
	13	190		48	153
	14	98		49	156
setup02	15	97	setup09	50	53
	16	83		51	209
	17	132		52	196
	18	126		53	191
	19	167		54	185
setup03	20	128	setup10	55	82
	21	48		0	164
	22	161		1	226
	23	139		2	189
	24	177		3	188
setup04	25	176	setup11	4	71
	26	192		5	95
	27	174		6	79
	28	197		7	233
	29	147		8	173
setup05	30	145	setup12	9	218
	31	144		56	208
	32	96		57	160
	33	94		58	157
	34	93		59	135
setup06	35	231	setup13	60	221
	36	52		61	234
	37	186		62	230
	38	184		63	99
	39	182		64	105
setup07	40	158			
	41	156			
	42	149			
	43	136			
	44	129			

4.2 ダークカレント測定

ダークカレント測定は有効ゲインを求めるために行った。ダークカレント測定時のセットアップは図 3.10 で示した通りである。ダークカレント測定ではクロックジェネレータで生成した 100 Hz の NIM 信号を外部トリガーとして FADC に入力し、 $20.48 \mu\text{s}$ に渡る波形を 5000 イベント分取得した。

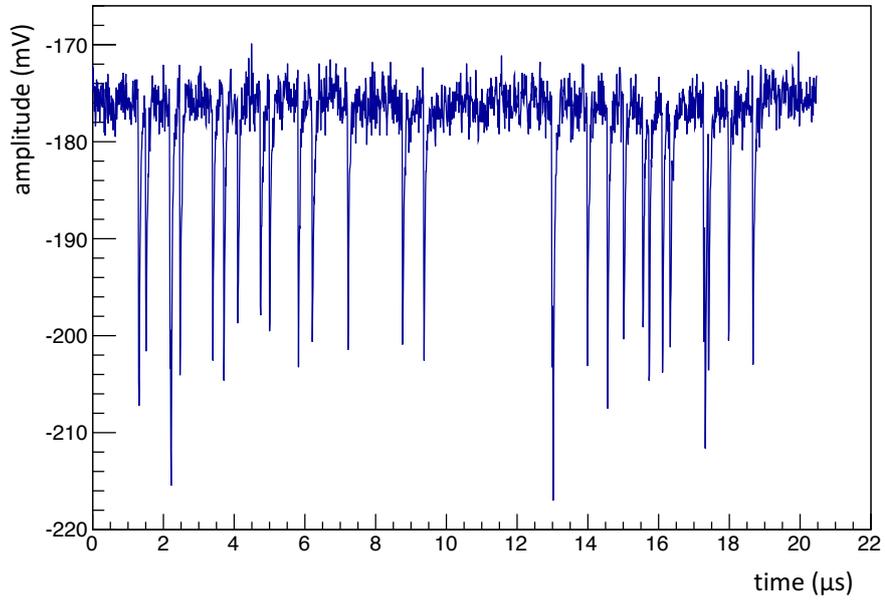
図 4.1(a) は FADC で取得したダークカレントの波形の例を示したものである。ベースラインから細長く下に伸びているパルスが MPPC のダークカレントである。MPPC の信号はダークカレントを比較的多く含んでいるため、得られた波形の平均値を単純にとるだけではベースラインの位置がダークカレントに引きずられて低く評価されてしまう。より精度良くベースラインを決定するために、ここでは以下の方法でベースラインを決定した。図 4.1(b) は図 4.1(a) で示した波形の全サンプリングの電圧値の分布を示したものである。波形の大部分を占めるベースラインによるピークの左側に、ダークカレントによるテール構造を確認することができる。この分布のおおよそのピーク位置から前後に 4 mV の範囲をガウシアンでフィットすることで、フィットの中心値からベースラインを決定した。

有効ゲインの解析方法には、昨年我々が開発したハイブリッド法 [19] をさらに改良した方法を用いた。具体的なハイブリッド法による解析方法は後半に述べるとして、ここでは通常よく用いられるダークカレントの解析方法であるスレッシュホールド法との違いについて簡単に述べることにする。スレッシュホールド法による解析では、ベースラインから一定距離離れたところに設定した閾値を超えた範囲について波形を積分し、積分値の分布から有効ゲインを求める (図 4.2)。有効ゲインは本来クロストークやアフターパルスも含めてひとつのパルスとして評価する必要があるが、図 4.2(b) のように波形が閾値を一度下回ったあとにアフターパルスが発生した場合にふたつの異なるパルスとして評価してしまう可能性がある。この場合、スレッシュホールド法によって求めた有効ゲインは本来よりも小さな値になってしまい正しく評価することができない。また、スレッシュホールド法では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ことで、求まる有効ゲインの値が変わってしまう可能性がある。ハイブリッド法は図 4.3 に示すように FADC で取得した波形に一定時間の幅をもつウィンドウをランダムに開き、各ウィンドウについて積分した値の分布を用いて有効ゲインを決定する。このウィンドウの幅をアフターパルスの発生時定数よりも十分に長くすることで、ハイブリッド法ではひとつ目のパルスから遅れて発生するアフターパルスも含めた上で有効ゲインを求めることができる。以下では、ハイブリッド法による有効ゲインの具体的な求め方について解説することにする。

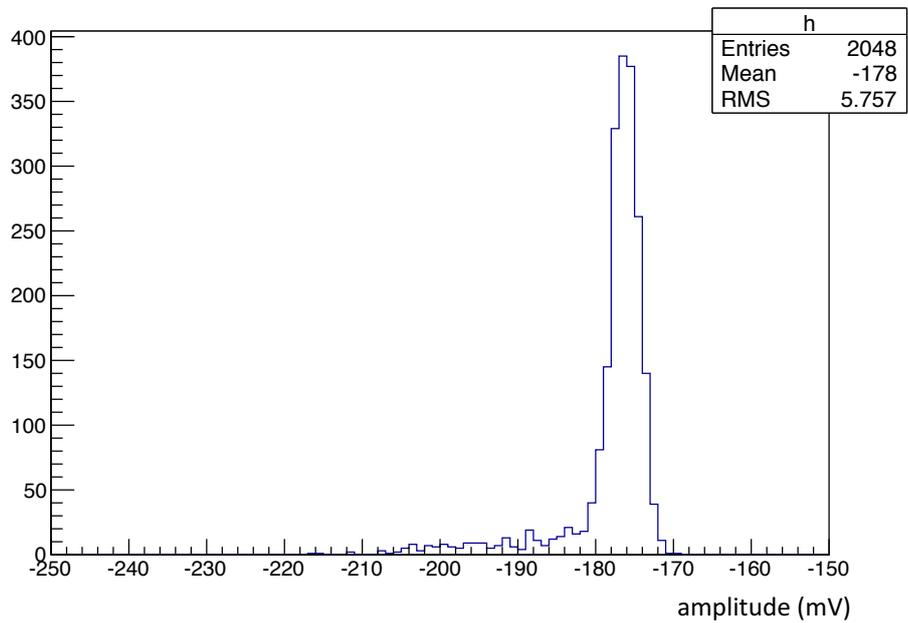
ダークカレントから得られた波形に一定時間の幅をもつウィンドウを N_{all} 個 設ける。このとき、ダークカレントが時間的に完全にランダムに発生すると仮定すると、ウィンドウ内に発生するパルスの数はポアソン分布に従うはずである。パルスがひとつも含まれないウィンドウの個数を N_0 とすると、ウィンドウ内に発生する平均パルス数と N_0 の間にはポアソン分布から以下のような関係が成り立つことがわかる。

$$P(\mu, 0) = \exp(-\mu) = \frac{N_0}{N_{\text{all}}} \quad (4.1)$$

式 (4.1) より、全ウィンドウの数とパルスが含まれないウィンドウの数から、開いたウィンドウ中に



(a) FADC で取得したダークカレントの波形の例。



(b) 1 イベント分のサンプリングの電圧値分布

図 4.1: MPPC のダークカレントと電圧値の分布。

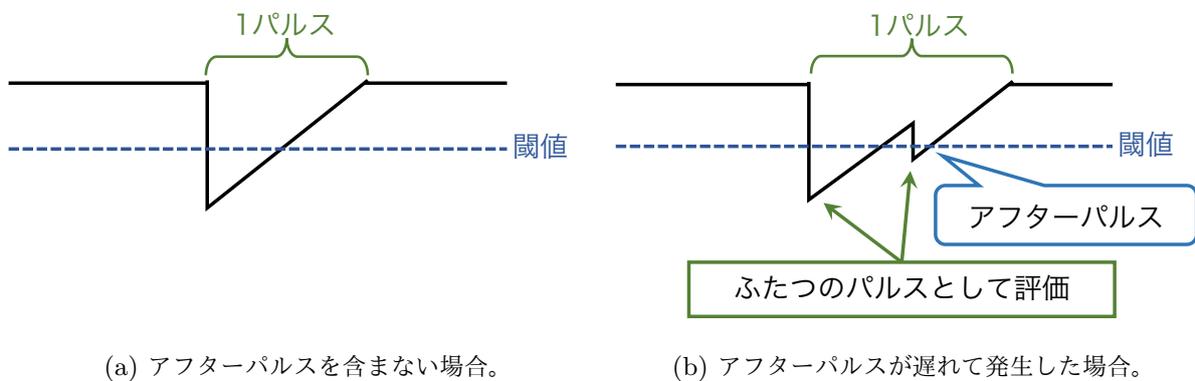


図 4.2: スレッシュホルド法概念図。有効ゲインは本来アフターパルスも含めてひとつのパルスとして評価すべきであるが、(b)のようにアフターパルスが遅れて発生すると異なるパルスとして評価してしまう可能性がある。

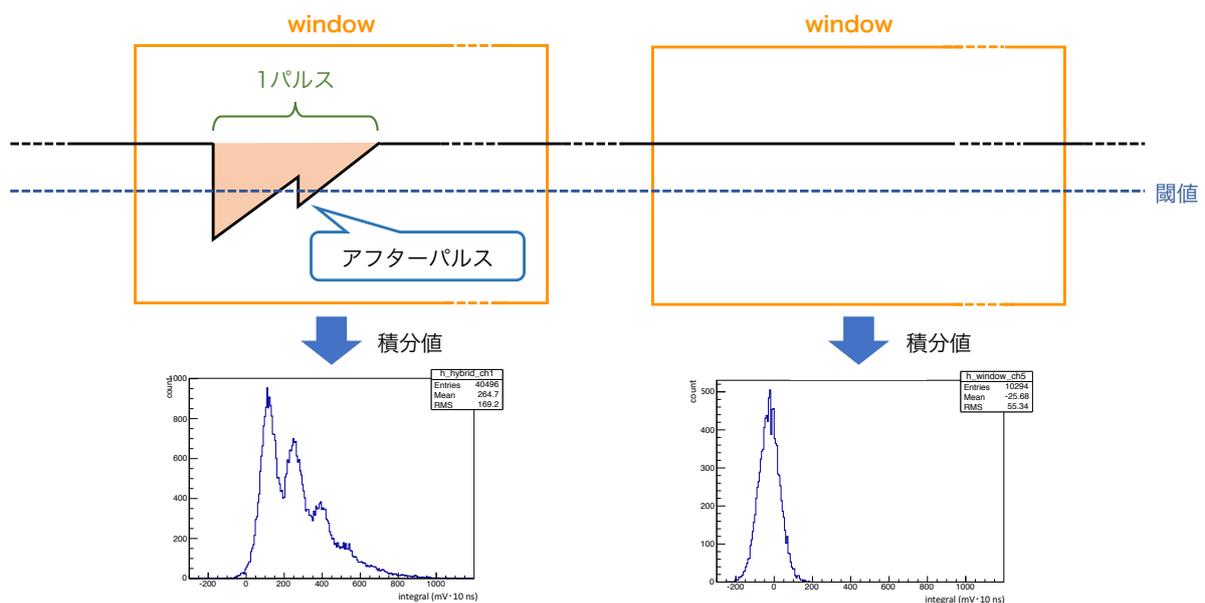


図 4.3: ハイブリッド法概念図。ハイブリッド法ではFADCで取得した波形に一定時間の幅をもつウィンドウをランダムに開き、各ウィンドウについて積分した値の分布を用いて有効ゲインを決定する。ウィンドウ幅をアフターパルスの発生時定数よりも十分に長くすることで、アフターパルスも含めた有効ゲインを求めることができる。

含まれる平均パルス数を間接的に知ることができる。

有効ゲインはひとつのピクセルが反応した際に実効的に発生する電子の数に相当する量であるから、ウィンドウの領域内で波形を積分した値の分布の平均値をウィンドウ内に含まれる平均パルス数 μ で割ることで有効ゲインを求めることができる。具体的にウィンドウの積分によって求めた分布の平均値を $h_{\text{mean}} [\text{C}]$ とすると、有効ゲイン g_{eff} は h_{mean} を素電荷 $e [\text{C}]$ と平均パルス数 μ [個/window] で割ることで次のように求めることができる。

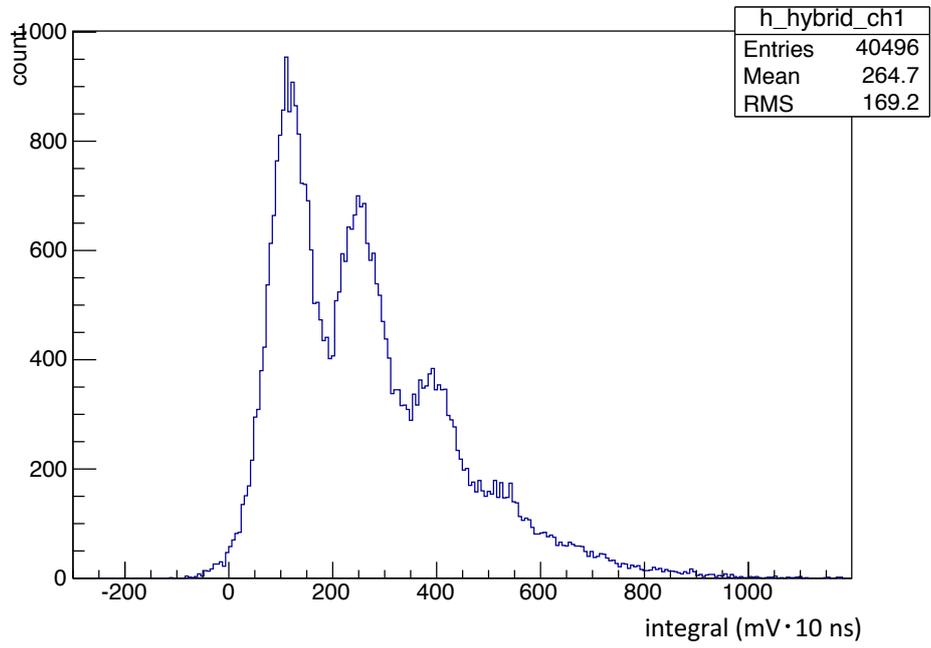
$$g_{\text{eff}} = \frac{h_{\text{mean}}}{e \cdot \mu} = \frac{h_{\text{mean}}}{e} \cdot \frac{-1}{\ln(N_0/N_{\text{all}})} \quad (4.2)$$

最後の変形では式 (4.1) の関係を用いている。

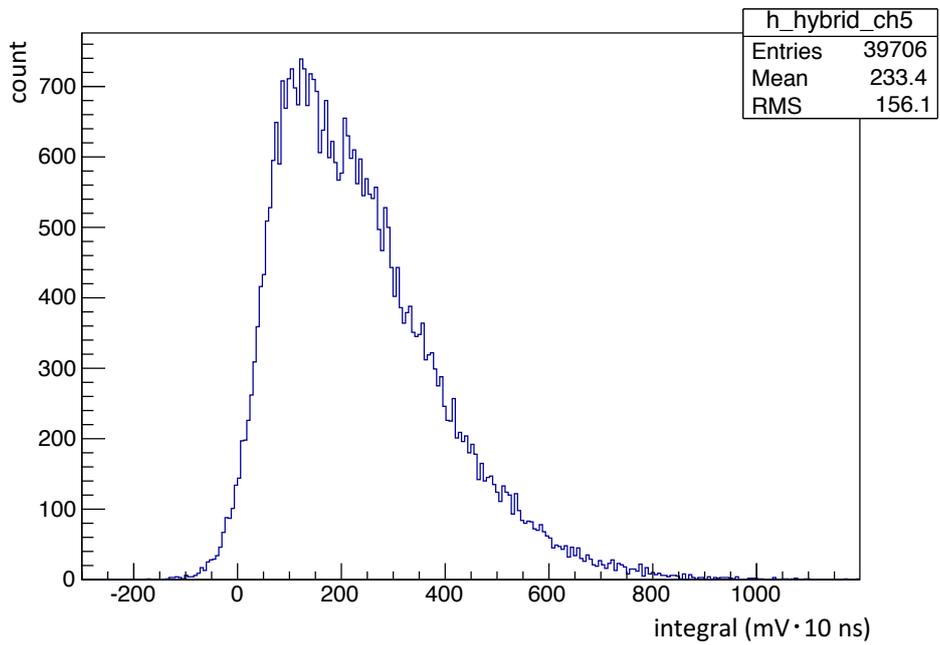
ハイブリッド法ではウィンドウ中にパルスがあるかどうかを閾値を設けることで判断し、パルスがあると判断されたイベントについてのみの積分値を分布にする。この方法で得られた積分値の分布が図 4.4(a) である。ここで求めた積分値の分布はベースラインの決定精度によってオフセットが載っている可能性があるため、調整する必要がある。先行研究では 1p.e. ピークとゼロ点の差と 1p.e. ピークと 2p.e. のピークの差を比較することで全体のオフセットを調整していたが、ハイブリッド法による積分値の分布は図 4.4(b) のように 1p.e. と 2p.e. のピークが綺麗に分離しないことも多く解析が困難であった。そこで今回の改良では、図 4.3 の右側のように閾値を超えていないイベントについてのみの積分値の分布（ペDESTAL）を別に用意し、その分布をガウシアンでフィットすることで得た中心値から全体のオフセットを調整する方法に改良した。図 4.5 は以上の解析から得られたペDESTALである。本論文では、この方法で有効ゲインを求める方法をハイブリッド法と再定義することにする。

今回の解析では、 $1.2 \mu\text{s}$ 幅のウィンドウをひとつのイベントに対して 10 個開いた（合計 50,000 window*2）。閾値は 1 光子の波高が閾値以上の値となるようにするため 10 mV に設定した。ハイブリッド法により得られた各チャンネルの積分値の分布を図 4.6 に示す。今回の解析で得られた有効ゲインの分布は図 4.7 のようになった。

*2 ただし、ノイズが大きい場合には解析から除外した。



(a) 1 p.e. と 2 p.e. のピークが分離した場合



(b) 1 p.e. と 2 p.e. のピークが分離していない場合

図 4.4: ハイブリッド法で得られたダークカレントの積分値の分布。

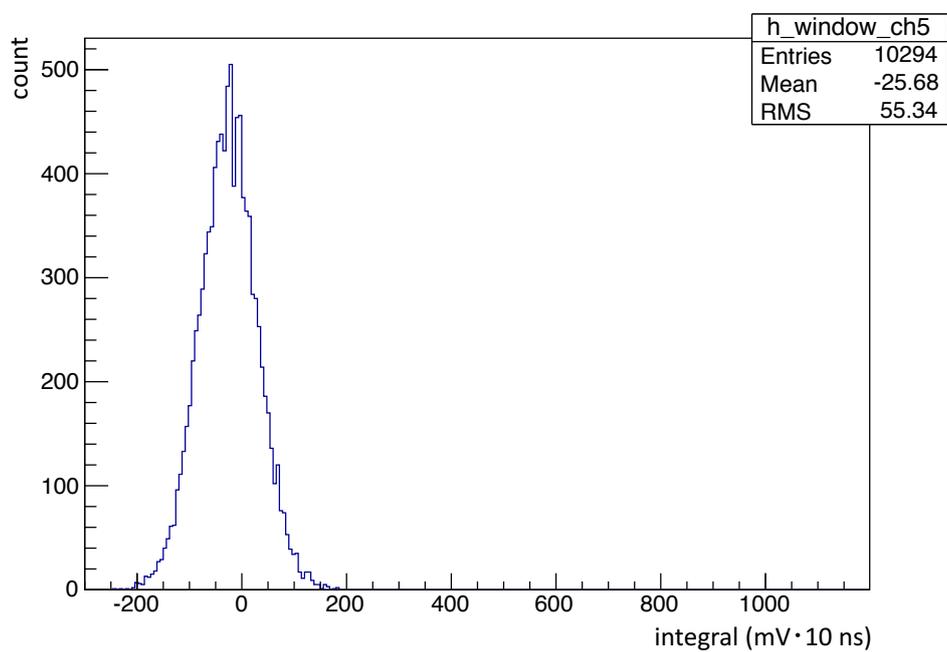


図 4.5: 閾値を下回ったイベントの積分値の分布 (ペDESTAL)。オフセットが約 -25 だけ載っていることが確認できる。

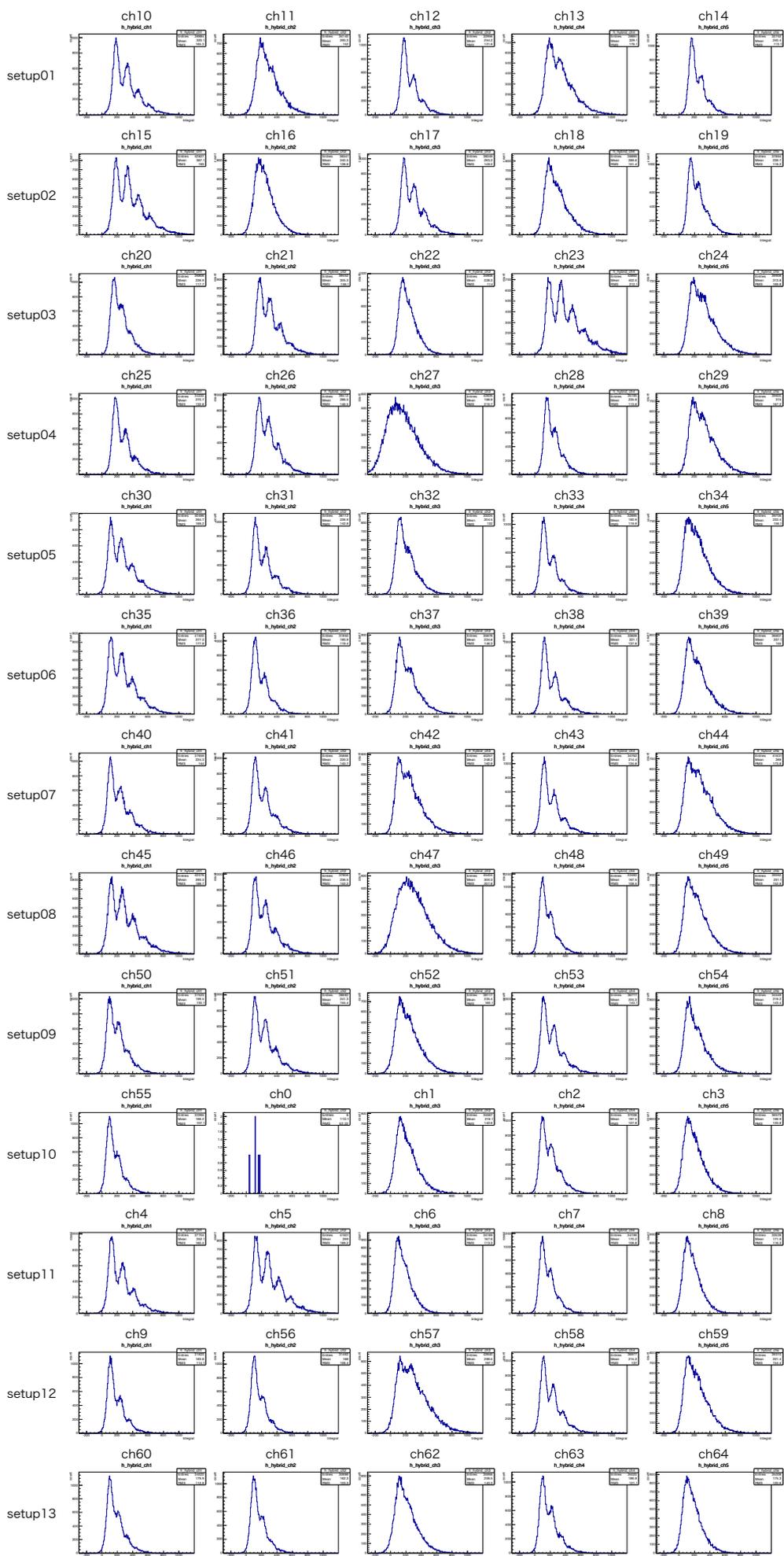


図 4.6: ハイブリッド法で得られた各チャンネルの積分値の分布。ch0, ch27, ch47 は故障しているチャンネルである。

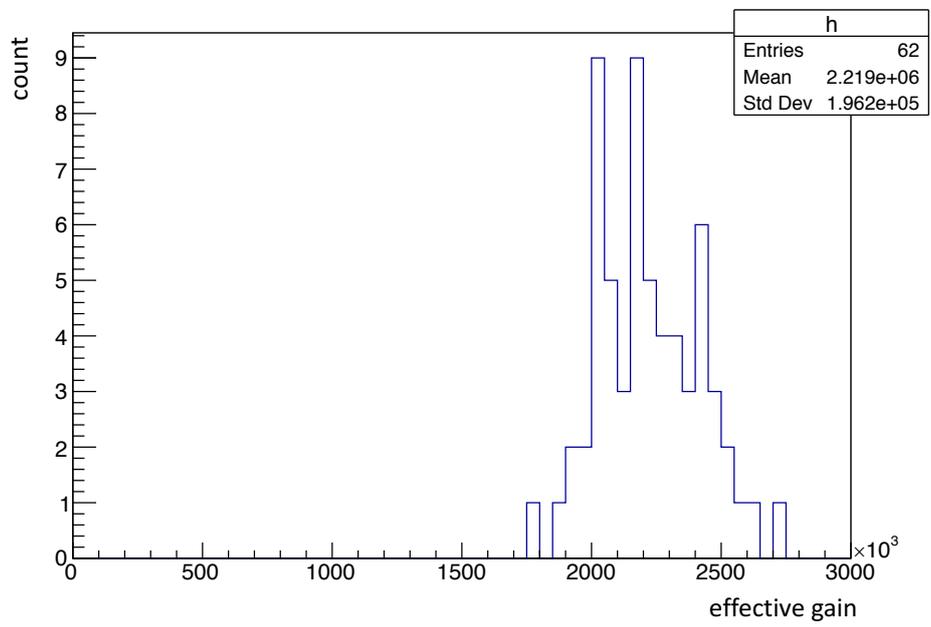


図 4.7: ハイブリッド法で得られた有効ゲインの分布。

4.3 応答測定

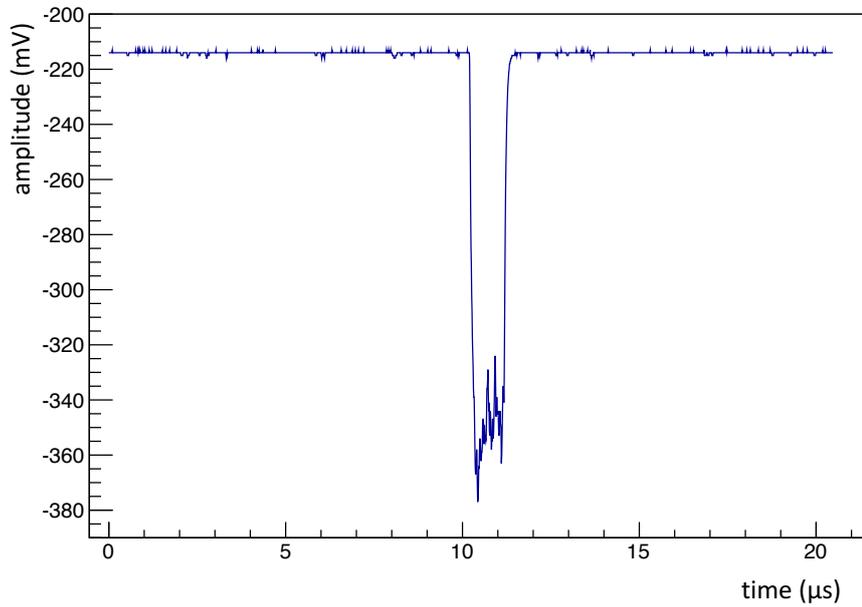
応答測定ではファンクションジェネレータにより LED を $1\mu\text{s}$ 幅のパルスとして発光させ、LED の光量を変化させて各光量ごとの MPPC の信号を FADC でデータを取得した。LED の光量は PMT でモニタしながらファンクションジェネレータの電圧の振幅とオフセットを調整することで調整した。応答測定のセットアップは図 3.11 で示したが、今回の測定ではファンクションジェネレータ自動化に間に合わなかったため、ファンクションジェネレータの制御は手動で行った。

応答測定では小光量から大光量にかけて 25 回に分けて測定を行った。以下では各光量での測定をサイクルと呼んで、小光量での測定から順番に cycle01, cycle02, ..., cycle25 と表すことにする。サイクルごとのファンクションジェネレータの振幅とオフセットは異なるセットアップでも共通となるようにした。

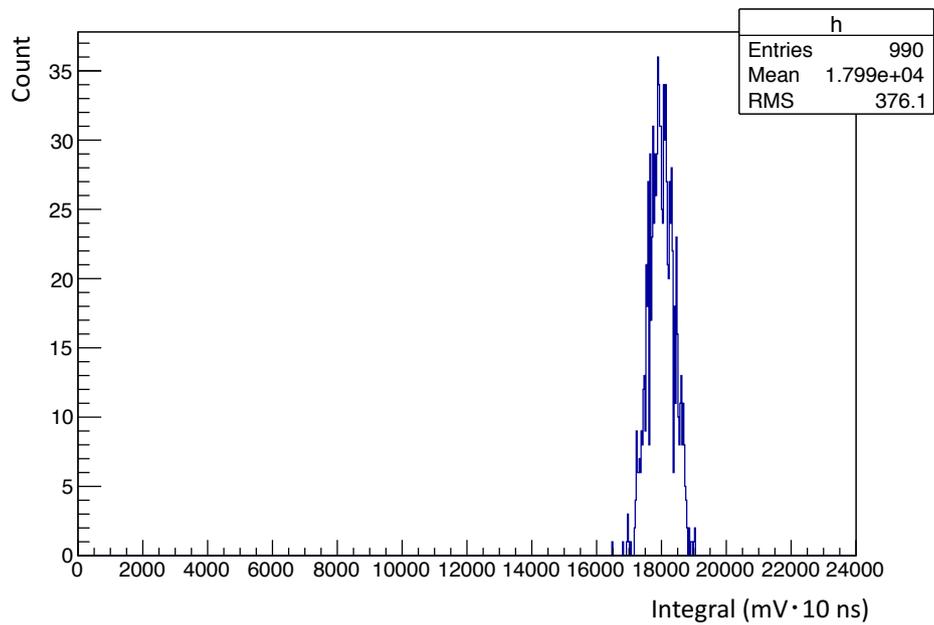
応答測定によって得られた波形の例を図 4.8 に示す。ベースラインは最初の $8\mu\text{s}$ を平均することで求めた。ダークカレント測定からベースラインの決定方法を変えた理由は、アンプの増幅率が小さいためにベースラインのゆらぎが小さく、ダークカレントの解析で用いた方法では電圧値分布の幅が細すぎてフィットに失敗することが増えたためである。波形の積分範囲は MPPC の回復時間を考慮して $10\mu\text{s} \sim 14\mu\text{s}$ とした。解析にはベースラインが不安定な最初の 10 イベント分を除いた 990 イベントを用いた。各サイクルの光量とそのばらつきは積分値の分布の平均値と標準偏差から決定した。図 4.8(b) は応答測定で得られた積分値の分布の例である。横軸の積分値は FADC の ADC 値 ($\text{mV} \cdot 10\text{ns}$) であり、 $10^{-11}/(50\Omega \times \text{アンプの倍率})$ を乗じることで MPPC と PMT が出力した電荷 [C] にそれぞれなおすことができる。分布の中心決定精度 δh_{mean} は標準偏差 σ_h とエントリー数 N_{event} を用いて

$$\delta h_{\text{mean}} = \frac{\sigma_h}{\sqrt{N_{\text{event}}}} \quad (4.3)$$

と表されるため、回復時間解析では積分値の分布の標準偏差をエントリー数の平方で割ることで光量がつもつ誤差として評価した。



(a) FADC で取得した応答測定時の波形の例。



(b) 応答測定から得られた積分値の分布

図 4.8: 応答測定時の波形の例と積分値の分布。(ch10, cycle10)

4.4 回復時間解析

回復時間解析では、応答測定で得られた積分値を観測光量 N_{obs} と絶対光量 N_{true} に換算し、式 (2.9) の関係を用いて回復時間 τ を求める。ここで、具体的な解析に移る前に測定から得られた結果から回復時間 τ を求めるための全体的な流れについて説明する。

N_{obs} は MPPC の信号の積分値をゲインで割ることで求める。 N_{true} は PMT の信号の積分値から推定する。その対応関係は MPPC の線形性が保たれていると思われる小光量時の測定結果を用いて PMT と MPPC の積分値の関係を直線でフィットし、フィット関数の傾きから決める。MPPC の非線形性は各ピクセルのゲインが十分に回復する前に同じピクセルに次の光子が入射してしまうことが原因であると考えた場合には、 N_{true} は本来入射している光子の数ではなく実際に反応しているピクセル数（クロストークやアフターパルスによる反応も含む）と考えるべきである。したがって実際に反応しているピクセル数を求めるにはゲインとして 1 p.e. ゲインを用いるべきである。ただし、1 p.e. ゲインと有効ゲインのどちらを用いても N_{obs} と N_{true} のそれぞれの値がスケールされるだけで式 (2.9) の関数形は変わらないので、フィットの結果は変わらずに得られる回復時間 τ の値が変わるだけである。今回の解析では、10L 検出器の解析と統一するために有効ゲインを用いて解析を行った。1 p.e. ゲインを用いた場合との比較は 5.8 節で行う。

以上の議論から、今回の解析によって得られた N_{true} を実際に MPPC に入射した光子の数と考えるのは正確ではないことがわかる。そこで以降の議論では、『PMT によって参照して得られた光量』という意味をより明確にするために、式 (2.9) の N_{true} を参照光量 N_{ref} に置き換えた式

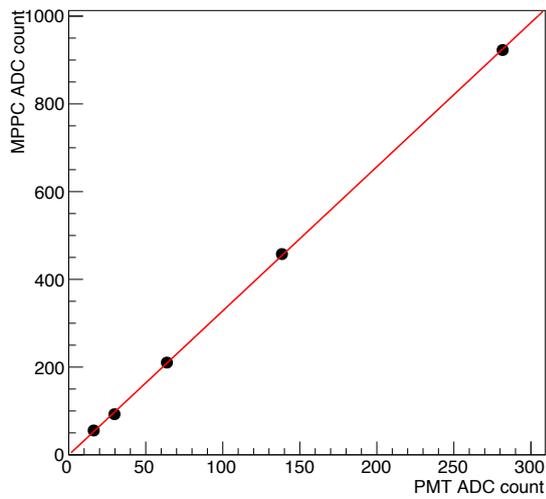
$$N_{\text{obs}} = \frac{N_{\text{ref}}}{1 + \tau / (N_{\text{pix}} \cdot \Delta t) N_{\text{ref}}} \quad (4.4)$$

を用いることにする。

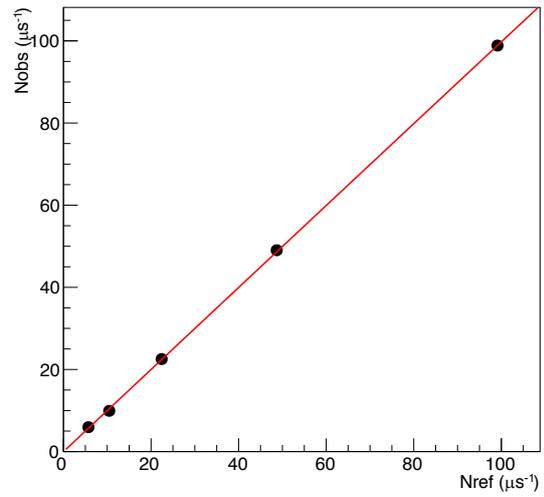
ここから具体的な解析方法に移る。PMT の積分値から N_{ref} を求めるために、今回の解析では MPPC と PMT の積分値をプロットしたグラフの最初の 5 点 (cycle01~cycle05) を直線でフィットした。この解析で得られた傾きから PMT の積分値を MPPC の積分値に換算し、それぞれ有効ゲインで割ることで観測光量 N_{obs} と参照光量 N_{ref} に換算した。図 4.9 はこの解析で得られた小光量でのフィット結果の例である。25 サイクル目までの N_{obs} と N_{true} の関係を式 (4.4) でフィットした結果を図 4.10(a) に示す。図 4.10(b) はフィット関数からのずれを評価するためにデータ点の値をフィット関数の値で割ったものである。

今回の解析で得られた回復時間を表 4.2 に示す。また、回復時間の分布を示したものが図 4.11 である。得られた結果から、回復時間は平均値 89 ns で 30 ns 程度のばらつきで分布していることがわかった。

図 4.12 は各チャンネルのフィット結果である。また、図 4.13 はデータ点のフィット関数からのずれを表したものである。図 4.13 から、データ点とフィット結果の間には最大で 5% 程度のずれがあることがわかった。また、今回の測定では各セットアップで条件をそろえたにも関わらずフィット結果からのずれにはセットアップに依存した傾向が見られており、測定方法か解析モデルのいずれかに

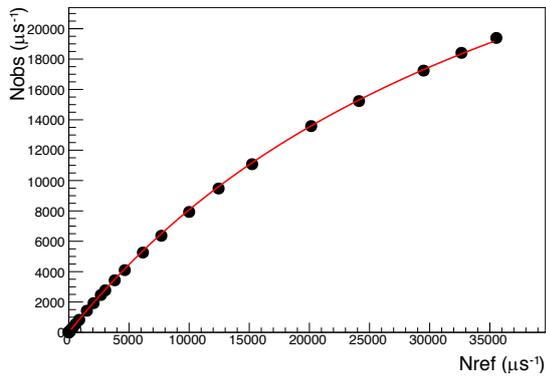


(a) ADC 値でプロットしたもの。

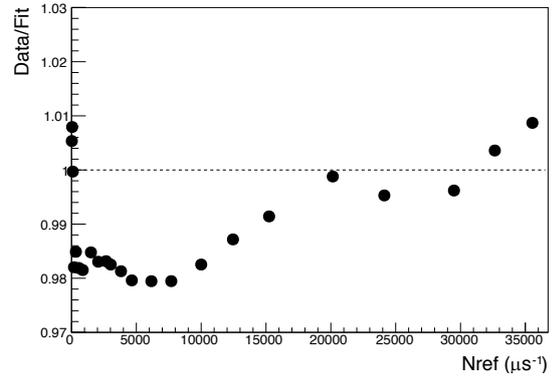


(b) 光子の数に換算したもの。

図 4.9: 小光量時における PMT と MPPC の積分値の関係。最初の 5 サイクル分の積分値を用いて直線でフィットした。(ch10)



(a) フィット結果。



(b) データ点のフィット関数からのずれ。

図 4.10: 参照光量と観測光量の間をフィットした結果の例。(ch10)

問題があることがわかった。特に大光量時側でのフィット結果からのずれはエネルギー分解能に与える影響が大きいため改善する必要がある。第 5 章では回復時間モデルの改良とセットアップ依存性の考察について述べる。

表 4.2: フィット結果から得られた各チャンネルの回復時間。

	ch	τ (ns)		ch	τ (ns)
setup01	10	86.0	setup08	45	77.2
	11	98.1		46	87.8
	12	105.4		47	—
	13	86.6		48	101.5
	14	106.1		49	80.5
setup02	15	67.4	setup09	50	87.9
	16	89.2		51	83.8
	17	77.5		52	83.3
	18	80.9		53	88.9
	19	80.5		54	92.9
setup03	20	85.1	setup10	55	106.2
	21	78.5		0	—
	22	90.0		1	93.5
	23	68.7		2	89.8
	24	77.3		3	88.2
setup04	25	84.4	setup11	4	87.4
	26	75.6		5	80.4
	27	—		6	102.6
	28	83.9		7	101.8
	29	73.6		8	103.0
setup05	30	80.2	setup12	9	106.1
	31	90.9		56	107.8
	32	99.8		57	73.2
	33	103.0		58	89.9
	34	87.6		59	85.0
setup06	35	77.9	setup13	60	99.8
	36	103.0		61	110.7
	37	90.8		62	91.9
	38	95.7		63	98.7
	39	84.0		64	100.6
setup07	40	87.5			
	41	92.0			
	42	80.9			
	43	94.7			
	44	77.6			

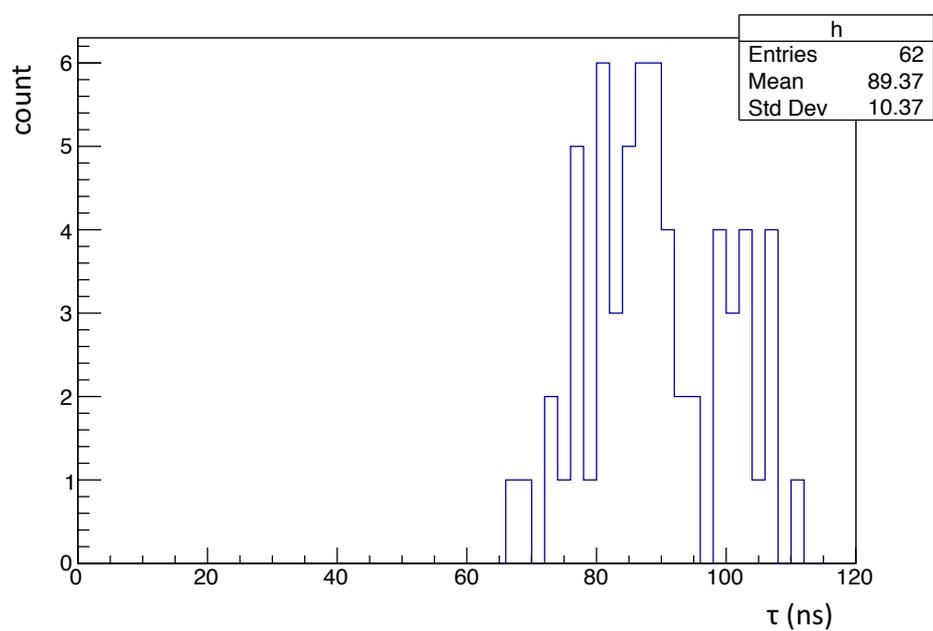


図 4.11: 回復時間の分布。平均値 89 ns を中心にして 30 ns 程度の幅で分布していた。

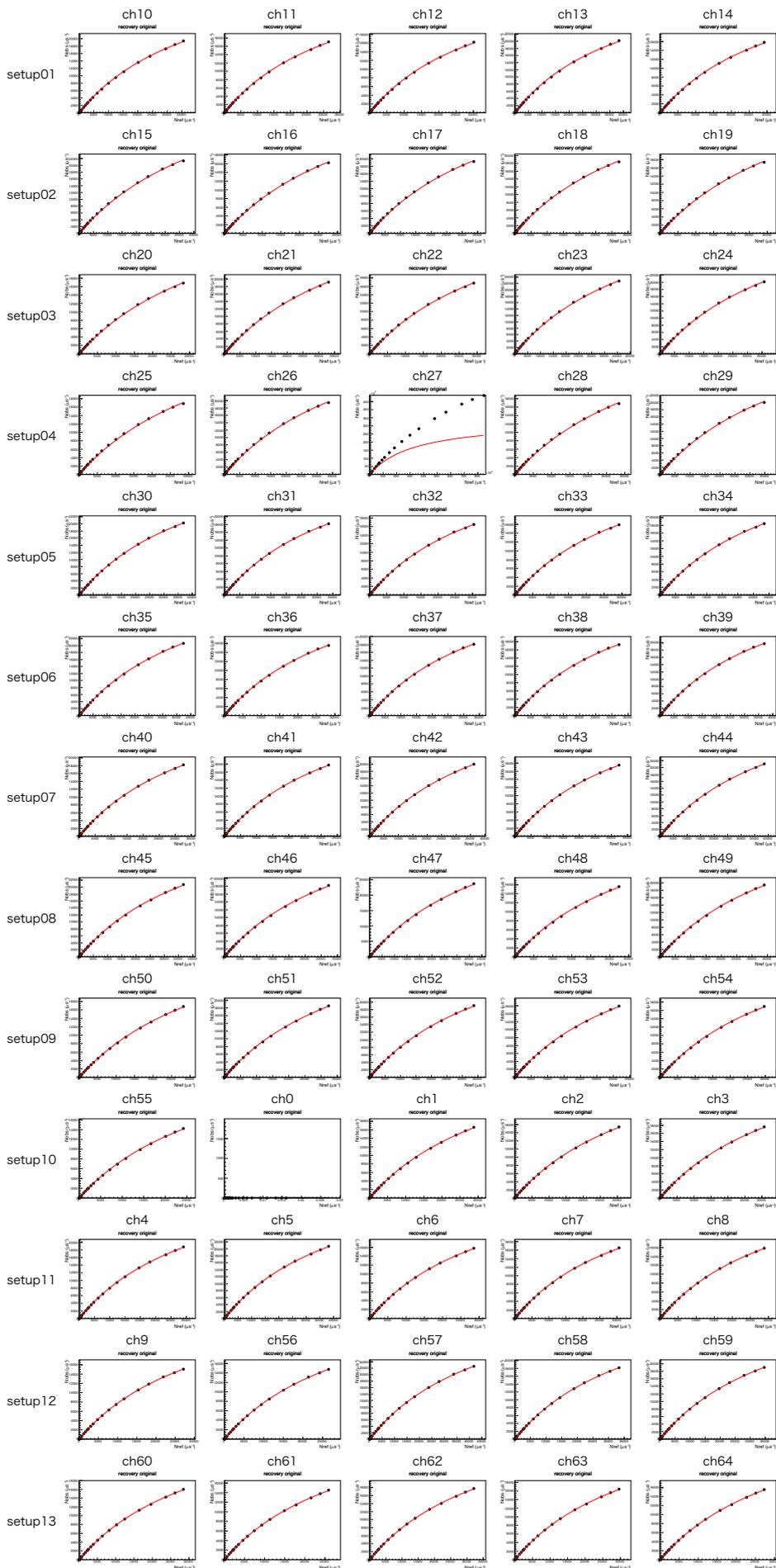


図 4.12: 各チャンネルのフィット結果。ch0, ch27, ch47 は故障していたチャンネルである。

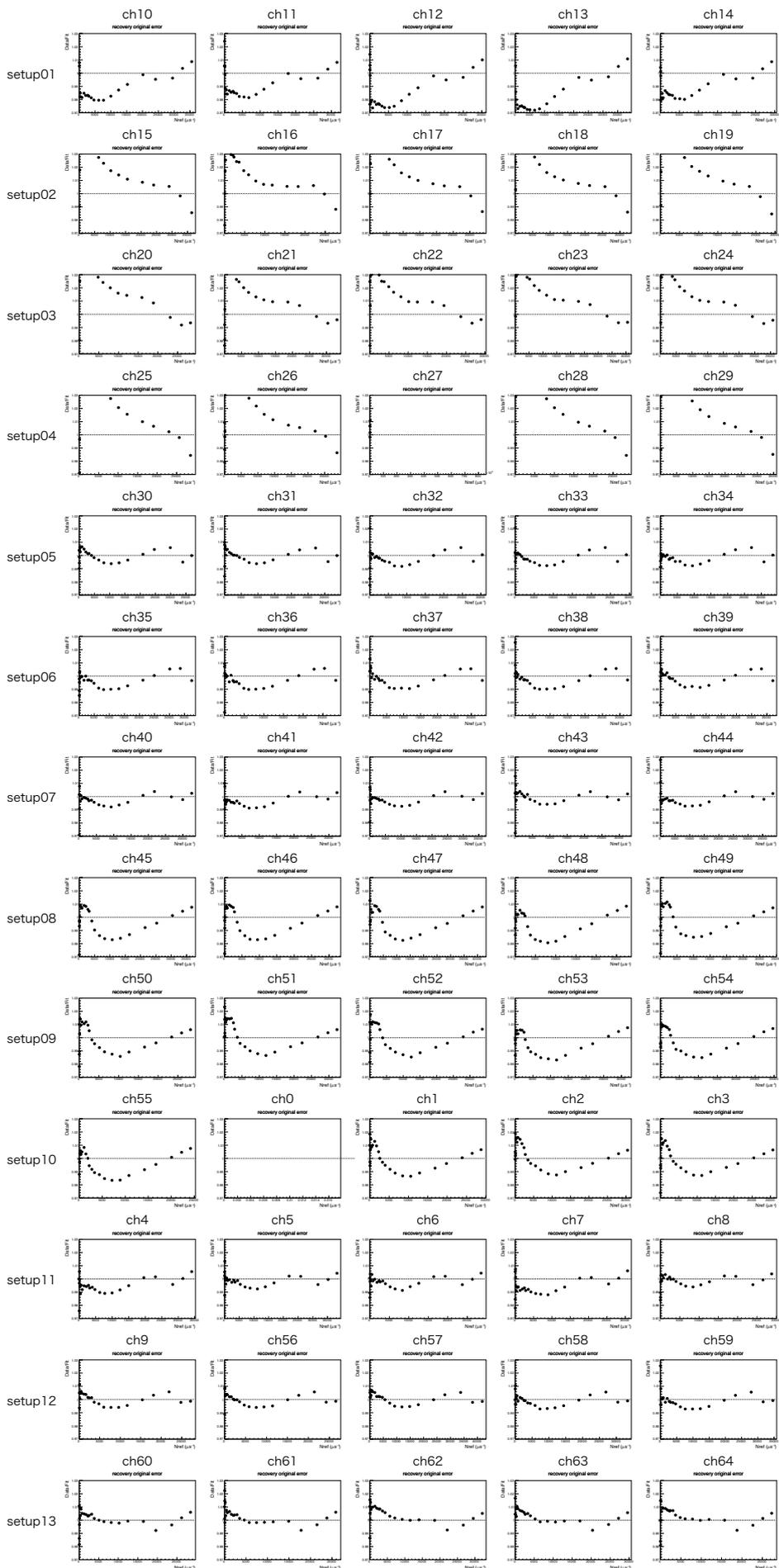


図 4.13: 各チャンネルのデータ点のフィット関数からのずれ。ずれにはセットアップごとに共通の傾向が現れた。ch0, ch27, ch47 は故障していたチャンネルである。

第 5 章

回復時間モデルの修正

第 4 章では 65 個の MPPC に対して測定した回復時間の解析結果について述べたが、フィット結果とデータ点の間には最大で 5% 程度のずれがあった。得られた誤差にはセットアップ依存性があるため、誤差の大きな原因としては測定時の条件が何らかの原因で変化したことが考えられる。しかしながら、フィット結果がもっとも良かったセットアップについても似たような傾向で 1% 程度のずれが存在しており、式 (4.4) のモデルが MPPC の大光量時の特性を完全に再現できていない可能性もあった。第 5 章ではモデルの修正について述べる。また、5.7 節では誤差のセットアップ依存性について考察する。

5.1 モデルの検討事項

ここでは回復時間モデルについて修正すべき点の検討を行う。今回の修正では次の 3 点についての検討を行った。

- 回復時間がふたつの値をもつ場合 (2 パラメータ補正)
- 信号出力によるゲイン低下の影響 (ΔV 補正)
- 反応ピクセル数の増加にともなう回復時間の変化 (回復時間の変化)

以下の節では、それぞれの検討内容についての解説とモデルの修正について述べる。なお、修正後のそれぞれのモデルと区別するために、式 (4.4) で表されるもとのモデルのことを以降はオリジナルモデルと呼ぶことにする。

5.2 2 パラメータ補正

MPPC の波形にはふたつの時定数成分が含まれていることが示唆されている [27]。ここでは式 (2.10) で表される MPPC のゲイン低下がふたつの時定数パラメータで表される場合について検討を行う。

MPPC の回復時間がふたつのパラメータ τ_1 , τ_2 で特徴づけられる場合、式 (2.10) で仮定したゲイ

ン低下はふたつの係数 α , β を用いて

$$g = g_0(1 - \alpha e^{-t/\tau_1} - \beta e^{-t/\tau_2}) \quad (5.1)$$

と修正される。 $g = 0 (t = 0)$ の境界条件から α と β には $\alpha + \beta = 1$ の関係が成り立つので、式 (5.1) は

$$g = \alpha g_0(1 - e^{-t/\tau_1}) + \beta g_0(1 - e^{-t/\tau_2}) \quad (\alpha + \beta = 1) \quad (5.2)$$

のように変形する。これを式 (2.12) 以降の議論と同様にして計算すると、観測光量 N_{obs} と参照光量 N_{ref} の関係は次のように求まる。

$$N_{\text{obs}} = \frac{\alpha N_{\text{ref}}}{1 + \tau_1/(N_{\text{pix}} \cdot \Delta t) N_{\text{ref}}} + \frac{\beta N_{\text{ref}}}{1 + \tau_2/(N_{\text{pix}} \cdot \Delta t) N_{\text{ref}}} \quad (\alpha + \beta = 1) \quad (5.3)$$

これがオリジナルモデルを 2 パラメータの回復時間で補正したものである。式 (5.3) で表されるモデルのことを、以降は 2 パラメータ補正モデルと呼ぶことにする。

2 パラメータ補正モデルにおいて τ_1 と τ_2 は等価な量であるが、解析では $\tau_1 < \tau_2$ となるようにした。2 パラメータ補正モデルを用いたときのデータ点とフィット結果のずれを図 5.1 に示す。2 パラメータ補正モデルでは、オリジナルモデルに比べて全体的にフィット結果の改善がみられた。特に setup08, setup09, setup10 ではフィット結果が大光量側では $\pm 0.2\%$ 以内の精度で一致していた。

表 5.1 に 2 パラメータ補正モデルから得られた回復時間を示す。2 パラメータ補正モデルでは τ_2 が存在しないチャンネルや α と β の比率が極端に異なるチャンネルがあった。これらのチャンネルではフィットがうまくいっていない可能性がある。

今回の解析ではフィットの精度を優先するために α と β はフリーパラメータとした。チャンネルごとの $\alpha + \beta$ の関係を図 5.2 に示す。 $\alpha + \beta$ は 1 から最大で 5% 程度のずれがあった。

表 5.1: 2 パラメータ補正モデルから得られた回復時間。 τ_2 が存在しなかったチャンネルについては τ_2 の部分を「—」と表記している。 $(\tau_1 < \tau_2)$

	ch	α	β	τ_1 (ns)	τ_2 (ns)		ch	α	β	τ_1 (ns)	τ_2 (ns)
setup01	10	0.05	0.93	2.9	87.7	setup08	45	0.89	0.15	62	693.5
	11	0.05	0.93	10	100.6		46	0.89	0.15	69.9	765.3
	12	0.1	0.87	29.2	108.8		47	0.89	0.15	53.7	582.6
	13	0.04	0.93	0	85.8		48	0.89	0.15	80.1	903.4
	14	0.05	0.93	8.6	107.7		49	0.89	0.15	65	725.1
setup02	15	1	0	75.8	—	setup09	50	0.89	0.14	71	721.9
	16	1	0	96.3	—		51	0.89	0.15	67.5	620.5
	17	1	0	86.3	—		52	0.87	0.16	66	548
	18	1	0	90.3	—		53	0.88	0.15	70.3	618.9
	19	1	0	92.3	—		54	0.87	0.16	73.3	613.9
setup03	20	1	0	96.1	—	setup10	55	0.88	0.14	83.7	775.4
	21	1	0	85.4	—		0	—	—	—	—
	22	1	0	97.8	—		1	0.88	0.15	74.5	591.2
	23	1	0	75.2	—		2	0.87	0.16	71.2	508.3
	24	1	0	84.2	—		3	0.88	0.15	70.9	551.9
setup04	25	1	0	99.1	—	setup11	4	0.88	0.11	78.2	159
	26	1	0	85.8	—		5	0.84	0.15	72.5	129.2
	27	—	—	—	—		6	0.89	0.11	93.6	186.9
	28	1	0	98.3	—		7	0.94	0.05	93.1	291.5
	29	1	0	85.1	—		8	0.85	0.15	93.2	172.4
setup05	30	1	0	79.4	—	setup12	9	1	0	104.7	—
	31	1	0	90	—		56	1	0	106.3	—
	32	1	0	97.9	—		57	1	0	72.5	—
	33	1	0	101.1	—		58	1	0	88.3	—
	34	1	0	86.1	—		59	1	0	83.3	—
setup06	35	1	0	75.2	—	setup13	60	0.09	0.92	0	122.4
	36	1	0	99.4	—		61	0.09	0.92	0	135.3
	37	1	0	87.9	—		62	0.09	0.93	0	113
	38	0.95	0.04	89.6	208.5		63	0.09	0.93	0	120.5
	39	0.96	0.03	79.9	176.5		64	0.1	0.92	0	125
setup07	40	1	0	85.6	—						
	41	1	0	89.5	—						
	42	1	0	79.2	—						
	43	1	0	93.5	—						
	44	1	0	76	—						

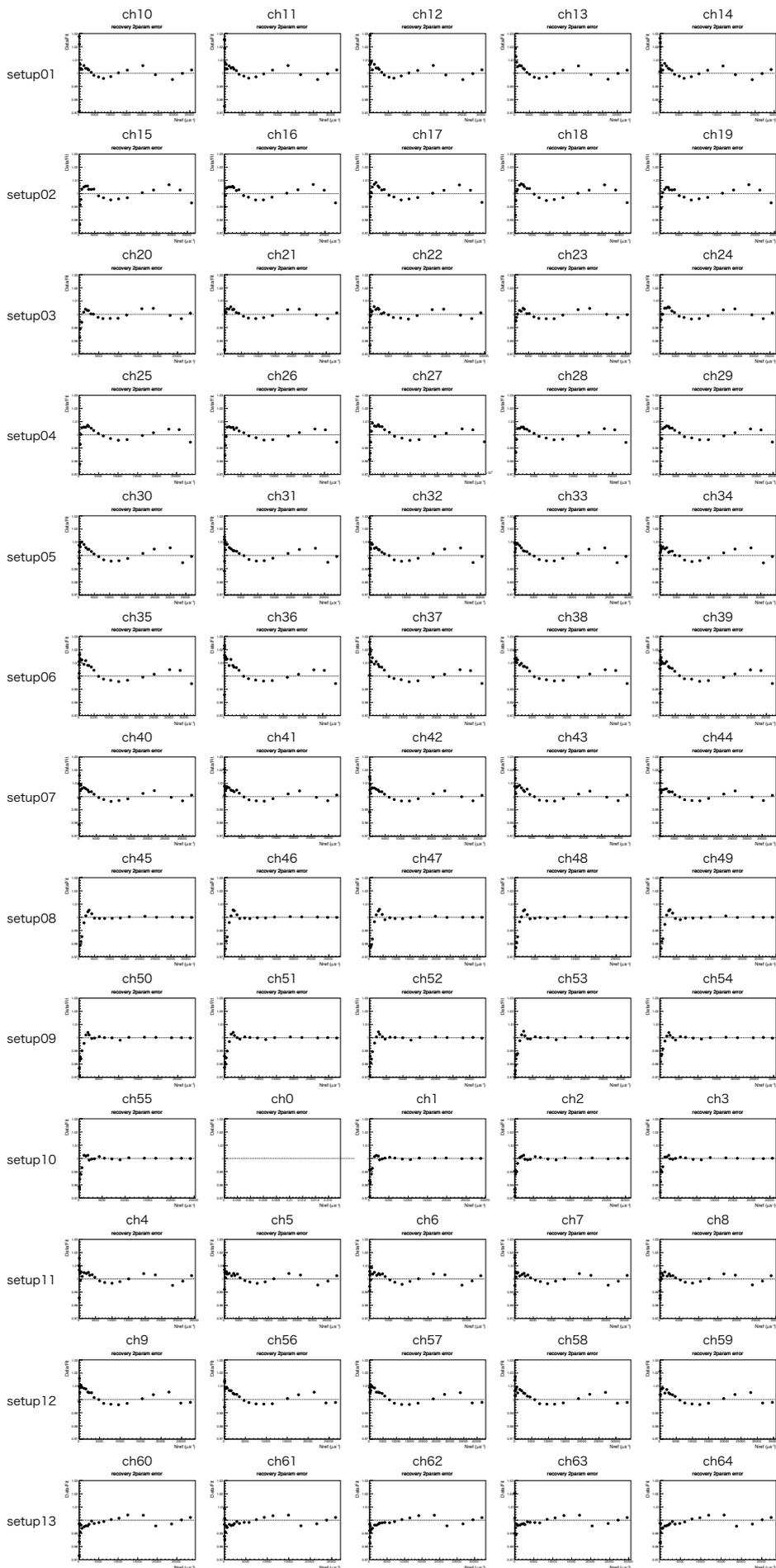


図 5.1: 2 パラメータ補正モデルのデータ点のフィット関数からのずれ。オリジナルモデルに比べて全体的にフィット結果の改善が見られた。ch0, ch27, ch47 は故障していたチャンネルである。

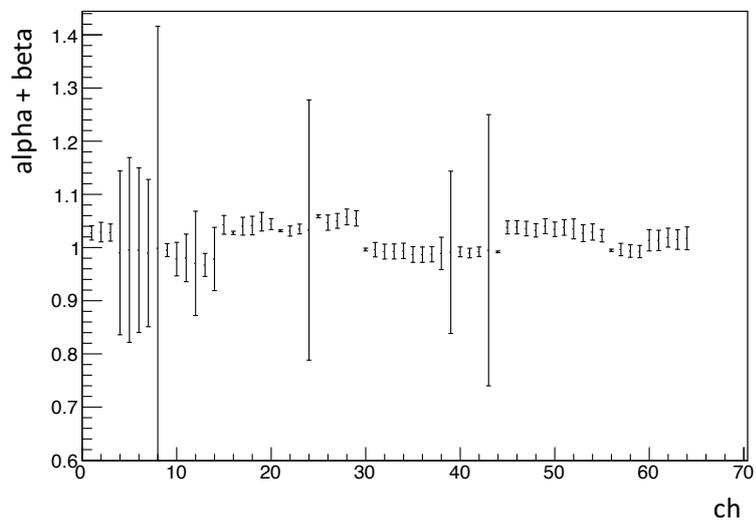


図 5.2: チャンネルごとの $\alpha + \beta$ 。 $\alpha + \beta$ は 1 から最大で 5% 程度のずれがあった。エラーバーはフィット結果の誤差からつけた。

5.3 ΔV 補正

応答測定において、MPPC の波高は最大で約 0.3 V 以上に達する (図 5.3)。これは MPPC のオーバー電圧である $\Delta V = 3 \sim 4$ V に対して 10% 程度になり、波高の大きさによる出力信号への影響が無視できなくなる。ここでは波高の大きさがオーバー電圧に与える影響とその影響を考慮したモデルについて議論する。

2.3.1 節で述べたように、MPPC の動作は各ピクセルの APD の部分をコンデンサに置き換えることで RC 回路の充放電現象としてみなすことができる。図 5.4 に VUV3 の 1 光子波形の例を示す。MPPC の 1 光子波形から観察される回復時間は数 10 ns 程度であるから、各ピクセルの RC 回路の時定数も同程度であると考えられる。

ここで、MPPC が波高 v のパルスを RC 回路の時定数よりも長い時間出力した場合について考える。反応していないピクセルのコンデンサにはもともとオーバー電圧が ΔV だけ印加されているが、パルスの出力によってカソード側の電位が v になると反応していないピクセルのオーバー電圧が時定数 $\tau (= RC)$ で $\Delta V - v$ に減少してしまう (図 5.5)。このオーバー電圧の変化がゲイン低下に与える影響を盛り込んだモデルについて考える。以下ではこの影響のことを ΔV 依存性と呼ぶことにする。

オリジナルモデルで議論したときと同様にまずは MPPC の PDE の影響を無視した一般的なゲイ

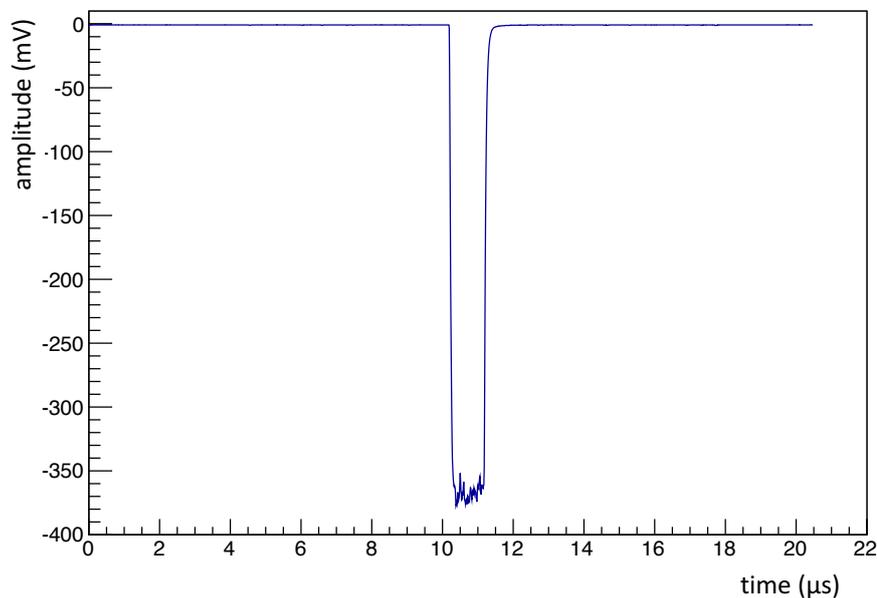


図 5.3: cycle25 における MPPC の出力波形の例。MPPC の信号の波高は 0.3 V 以上に達する。(ch10)

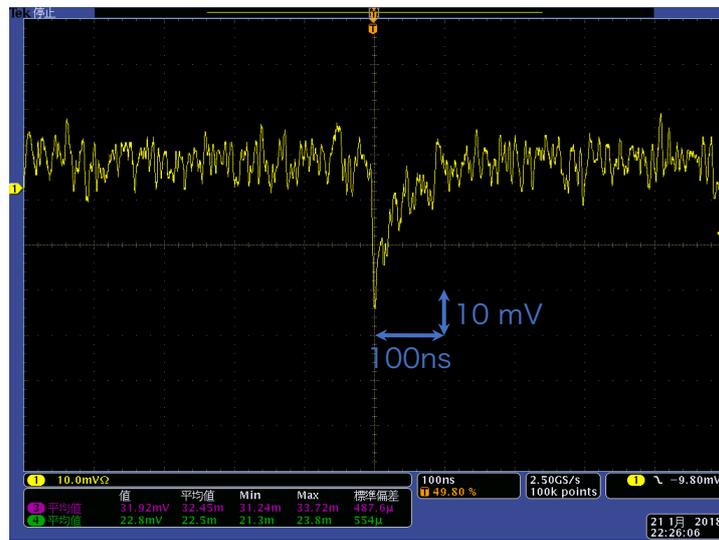


図 5.4: VUV3 の 1 光子波形の例。アンプで 100 倍したもの。

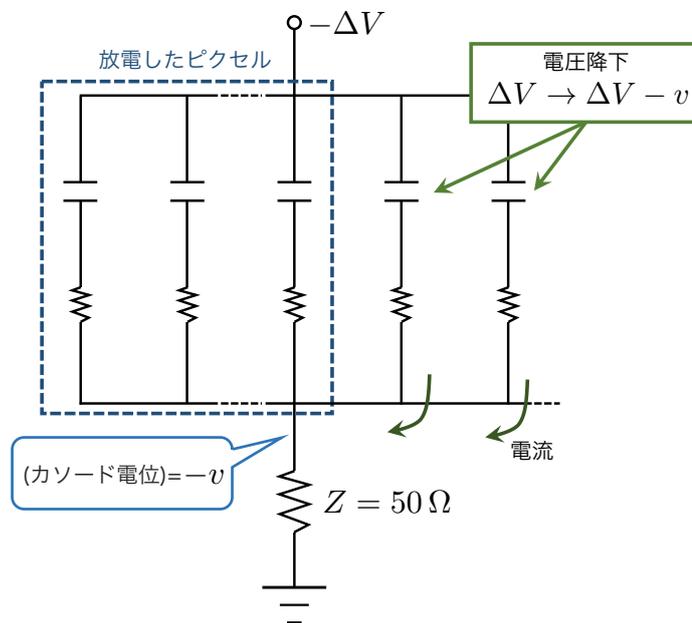


図 5.5: 信号の波高がオーバー電圧に及ぼす影響の概念図。図中の Z は測定系のインピーダンス。MPPC が波高 v の信号を出力すると、反応していないピクセルのオーバー電圧が低下してしまう。

ン g_0 について考える。信号の波高が v のとき、 g_0 は ΔV 依存性の影響を受けて

$$g'_0 = \frac{C(\Delta V - v)}{e} = g_0 \left(1 - \frac{v}{\Delta V}\right) \quad (5.4)$$

に変化する。ここでは 1p.e. ゲインとオーバー電圧の関係式として式 (2.6) を用いた。したがって、回復時間によるゲイン低下を表す式 (2.10) は ΔV 依存性の影響も盛り込むと

$$g' = g_0(1 - e^{-t/\tau}) \left(1 - \frac{v}{\Delta V}\right) \quad (5.5)$$

と修正される。これを式 (2.12) と同様にそれぞれのゲインに式 (2.11) で表される確率分布の重みをつけて期待値を取れば、ゲインの期待値 $\langle g' \rangle$ は以下ようになる。

$$\langle g' \rangle = \frac{g'_0}{1 + k\tau} = \frac{g_0}{1 + k\tau} \left(1 - \frac{v}{\Delta V}\right) \quad (5.6)$$

一方で、 Δt [s] の間に MPPC の受光面に N_{true} [個] の光子が入射しているとき、MPPC が出力する信号の波高 v [V] はゲインの期待値 $\langle g' \rangle$ を用いて

$$v = \frac{50\langle g' \rangle e}{\Delta t} N_{\text{true}} \quad (5.7)$$

で表される。ここでは測定系（オシロスコープなど）のインピーダンス 50Ω と電子の素電荷 e [C] を用いた。

式 (5.7) の右辺を式 (5.6) の v に代入して $\langle g' \rangle$ について解くと、回復時間と ΔV 依存性の両方を考慮したゲインの期待値は次のようになる。

$$\langle g' \rangle = \frac{g_0}{1 + k\tau} \cdot \frac{1}{1 + \frac{g_0}{1 + k\tau} \cdot \frac{50e}{\Delta V \cdot \Delta t} N_{\text{true}}} \quad (5.8)$$

式 (2.13) 以降と同様にして計算すると、 N_{obs} と N_{true} の関係が次のように求まる。

$$N_{\text{obs}} = \frac{N_{\text{true}}\langle g' \rangle e}{g_0 e} = \frac{N_{\text{true}}}{1 + \frac{\tau}{N_{\text{pix}} \cdot \Delta t} N_{\text{true}}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{50g_0 e}{\Delta V \cdot \Delta t} \cdot \frac{N_{\text{true}}}{1 + \frac{\tau}{N_{\text{pix}} \cdot \Delta t} N_{\text{true}}}} \quad (5.9)$$

最後に 4.4 節の冒頭で議論したのと同様の理由で絶対光量 N_{true} を参照光量 N_{ref} に置き換えることで、 ΔV 依存性を考慮したモデルが求まる。式 (5.10) で表されるモデルのことを以降は ΔV 補正モデルと呼ぶことにする。

$$N_{\text{obs}} = \frac{N_{\text{ref}}}{1 + \frac{\tau}{N_{\text{pix}} \cdot \Delta t} N_{\text{ref}}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{50g_0 e}{\Delta V \cdot \Delta t} \cdot \frac{N_{\text{ref}}}{1 + \frac{\tau}{N_{\text{pix}} \cdot \Delta t} N_{\text{ref}}}} \quad (5.10)$$

ΔV 補正モデルに用いるオーバー電圧は、今回の解析では 10L 検出器の測定で得られたブレイクダウン電圧を使って求めた*1。図 5.6 はブレイクダウン電圧の測定結果である*2。データ点がフィッ

*1 ch64 はブレイク電圧の測定結果が得られていなかったため、 $\Delta V = 3.0\text{V}$ として解析した。

*2 ブレイクダウン電圧の求め方については 5.8.1 節参照。

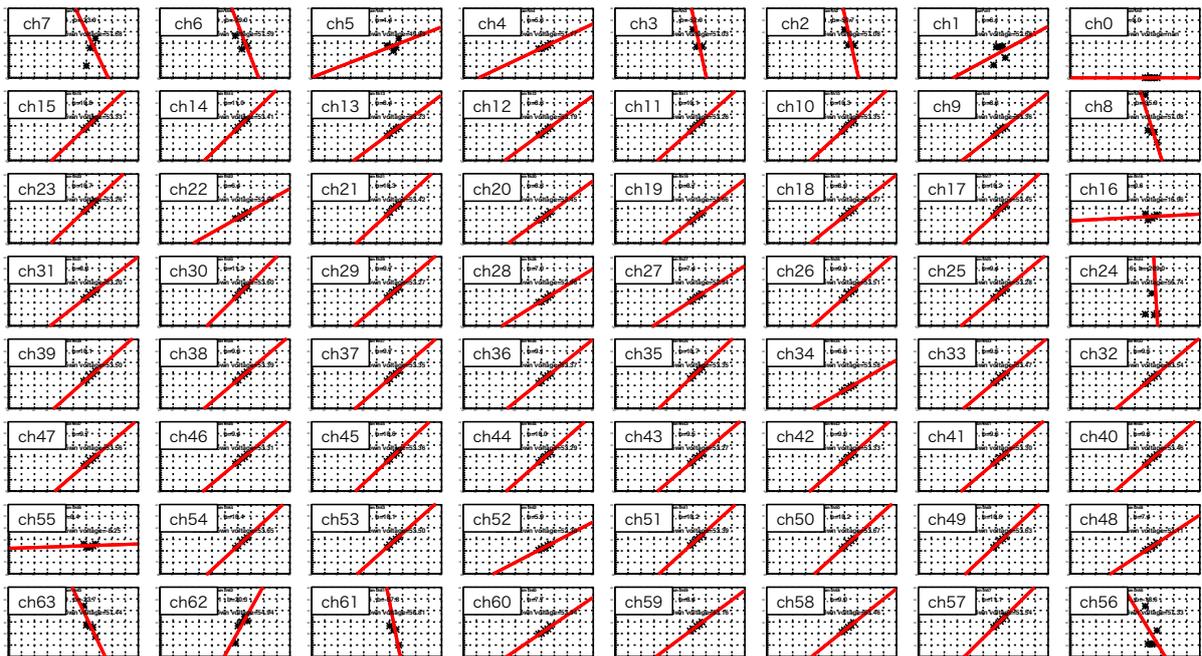


図 5.6: ブレイク電圧の測定結果 [18]。データ点がフィット結果から外れているチャンネル (ch={0, 1, 2, 3, 5, 6, 7, 8, 16, 24, 55, 56, 61, 62, 63}) は測定に失敗している可能性が高い。

ト直線にうまく載っていないチャンネルは測定に失敗している可能性が高い。特に ch={0, 1, 2, 3, 5, 6, 7, 8, 16, 24, 55, 56, 61, 62, 63} はフィットが失敗している可能性が高いため、以下の議論ではこれらのチャンネルの結果を用いないかひとまず失敗したフィット結果を用いて回復時間を求めた上で括弧付きで表記することにする。

ΔV 補正モデルから得られた回復時間は表 5.2 のようになった。回復時間の分布を図 5.7 に示す。 ΔV 補正モデルでは分布の平均値がオリジナルモデルの 89 ns から 49 ns に変化した。

ΔV 補正モデルによるデータ点とフィット結果のずれを図 5.8 に示す。 ΔV 補正モデルではオリジナルモデルと同様に最大で 5% 程度の誤差が確認された。オリジナルモデルとのフィット結果の比較は 5.6 節で行う。

表 5.2: ΔV 補正モデルから得られた回復時間。ブレイクダウン電圧が正しく求まっていないと考えられるチャンネルは括弧付きで表記している。

	ch	τ (ns)		ch	τ (ns)
setup01	10	45.2	setup08	45	38.9
	11	53.3		46	49.2
	12	67.1		47	—
	13	46.8		48	69.8
	14	64.5		49	38.1
setup02	15	30.0	setup09	50	45.0
	16	(87.7)		51	44.2
	17	36.4		52	59.5
	18	39.5		53	45.2
	19	42.8		54	39.5
setup03	20	50.3	setup10	55	(105.2)
	21	39.2		0	—
	22	67.1		1	(63.0)
	23	32.1		2	(117.7)
	24	(113.7)		3	(117.3)
setup04	25	43.1	setup11	4	69.1
	26	36.6		5	(67.3)
	27	—		6	(125.0)
	28	55.9		7	(123.6)
	29	37.0		8	(132.0)
setup05	30	35.2	setup12	9	62.7
	31	52.6		56	(136.2)
	32	49.2		57	31.1
	33	57.0		58	49.2
	34	46.3		59	52.7
setup06	35	40.6	setup13	60	63.5
	36	58.4		61	(147.4)
	37	48.3		62	(-963.6)
	38	48.5		63	(124.0)
	39	38.0		64	99.5
setup07	40	46.5			
	41	51.8			
	42	45.0			
	43	54.1			
	44	43.4			

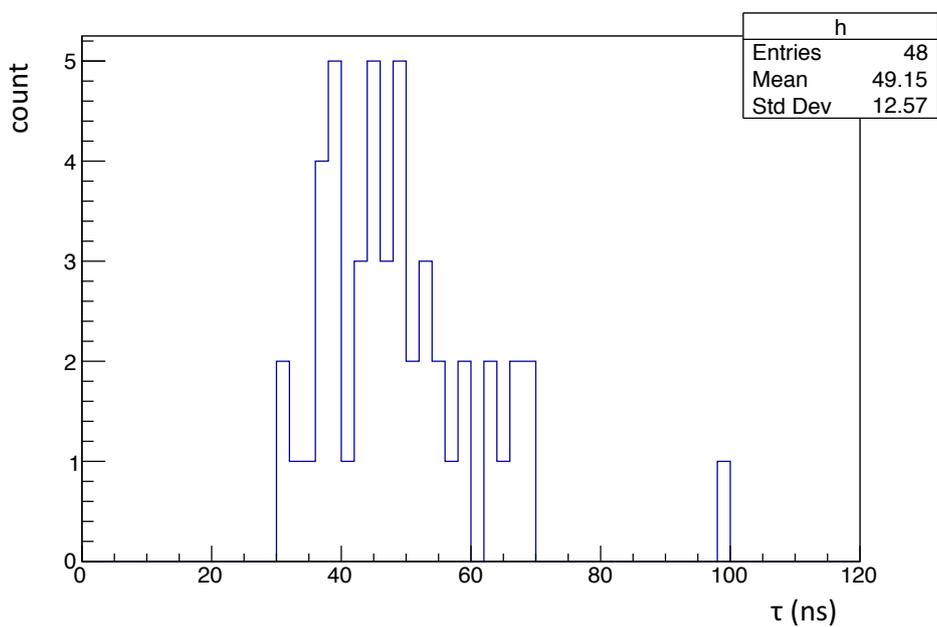


図 5.7: ΔV 補正モデルによる回復時間の分布。分布の平均値がオリジナルモデルの 89 ns (図 4.11) から 49 ns に変化した。ブレイクダウン電圧が正しく求まっていないと考えられるチャンネルは分布から除外してある。

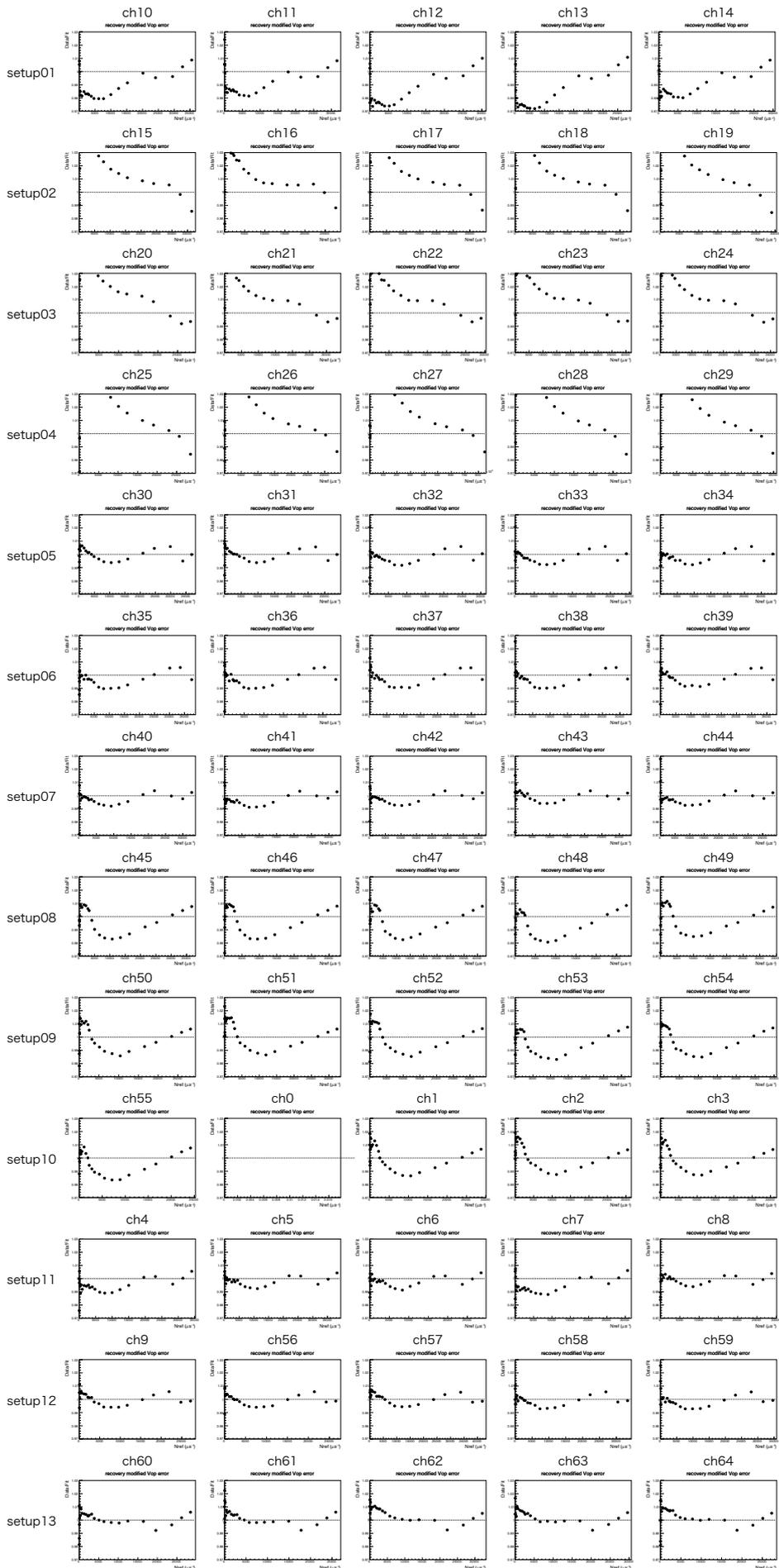


図 5.8: ΔV 補正モデルのデータ点のフィット関数からのずれ。ch0, ch27, ch47 は故障していたチャンネルである。ch={0, 1, 2, 3, 5, 6, 7, 8, 16, 24, 55, 56, 61, 62, 63} はブレイクダウン電圧が正しく求まっていないと考えられる。

5.4 2パラメータ・ ΔV 補正

2パラメータ補正と ΔV 補正の両方を考慮した補正モデルの検討を行った。ふたつの影響を盛り込んだモデルは以下の式で表される。このモデルのことを、以降は2パラメータ・ ΔV 補正モデルと呼ぶことにする。

$$N_{\text{obs}} = \frac{\alpha N_{\text{ref}}}{1 + \frac{\tau}{N_{\text{pix}} \cdot \Delta t} N_{\text{ref}}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{50g_0 e}{\Delta V \cdot \Delta t} \cdot \frac{N_{\text{ref}}}{1 + \frac{\tau}{N_{\text{pix}} \cdot \Delta t} N_{\text{ref}}}} + \frac{\beta N_{\text{ref}}}{1 + \frac{\tau}{N_{\text{pix}} \cdot \Delta t} N_{\text{ref}}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{50g_0 e}{\Delta V \cdot \Delta t} \cdot \frac{N_{\text{ref}}}{1 + \frac{\tau}{N_{\text{pix}} \cdot \Delta t} N_{\text{ref}}}} \quad (\alpha + \beta = 1) \quad (5.11)$$

2パラメータ・ ΔV 補正モデルによって得られた回復時間を表5.3に示す。2パラメータ・ ΔV 補正モデルでも2パラメータ補正モデルと同様に τ_2 が存在しないチャンネルや α と β の比率が極端に異なるチャンネルがあった。これらのチャンネルではフィットがうまくいっていない可能性がある。また、ブレイクダウン電圧が正しく求まっていないと考えられるチャンネルの結果は ΔV 補正モデルと同様に括弧付きで表記している。

2パラメータ・ ΔV 補正モデルによるデータ点とフィット関数のずれを図5.9に示す。2パラメータ・ ΔV 補正モデルによるフィット結果のずれの傾向は、2パラメータ補正モデルと変わらなかった。詳細な比較は5.6節で行う。

表 5.3: 2 パラメータ・ ΔV 補正モデルから得られた回復時間。ブレイクダウン電圧が正しく求まっていない可能性が高いチャンネルは括弧を付けて表示している。 $(\tau_1 < \tau_2)$

	ch	α	β	τ_1 (ns)	τ_2 (ns)		ch	α	β	τ_1 (ns)	τ_2 (ns)
setup01	10	0.22	0.76	0	56.1	setup08	45	0.89	0.15	23.7	655.2
	11	0.19	0.79	0	64.7		46	0.89	0.15	31.3	726.8
	12	0.14	0.84	0	72.7		47	0.89	0.15	20.9	549.8
	13	0.22	0.75	0	56.2		48	0.89	0.15	48.5	871.7
	14	0.16	0.82	0	74.9		49	0.89	0.15	22.6	682.7
setup02	15	1	0	38.5	—	setup09	50	0.89	0.14	28.1	679
	16	(1)	(0)	(94.9)	(—)		51	0.89	0.15	27.9	580.9
	17	1	0	45.1	—		52	0.87	0.16	42.1	524.1
	18	1	0	48.9	—		53	0.88	0.15	26.5	575.1
	19	1	0	54.5	—		54	0.87	0.16	19.9	560.5
setup03	20	1	0	61.3	—	setup10	55	(0.88)	(0.14)	(82.7)	(774.4)
	21	1	0	46.1	—		0	—	—	—	—
	22	1	0	74.9	—		1	(0.88)	(0.15)	(44)	(560.7)
	23	1	0	38.6	—		2	(0.87)	(0.16)	(99.1)	(536.3)
	24	(1)	(0)	(120.6)	(—)		3	(0.88)	(0.15)	(99.9)	(581)
setup04	25	1	0	57.8	—	setup11	4	0.96	0.04	62.8	339.7
	26	1	0	46.7	—		5	(0.91)	(0.08)	(61.6)	(140)
	27	—	—	—	—		6	(0.96)	(0.04)	(119.4)	(350.1)
	28	1	0	70.3	—		7	(0.97)	(0.03)	(116.7)	(843.6)
	29	1	0	48.5	—		8	(0.92)	(0.08)	(124.9)	(252.2)
setup05	30	1	0	34.4	—	setup12	9	1	0	61.4	—
	31	1	0	51.7	—		56	(1)	(0)	(134.7)	(—)
	32	1	0	47.3	—		57	1	0	30.4	—
	33	1	0	55.1	—		58	1	0	47.7	—
	34	1	0	44.9	—		59	1	0	51	—
setup06	35	1	0	37.9	—	setup13	60	0.26	0.75	0	103.8
	36	1	0	54.7	—		61	(0.04)	(0.98)	(0)	(163.5)
	37	1	0	45.4	—		62	(3.57)	(0.34)	(0)	(0)
	38	0.98	0.05	43.6	4202		63	(0.04)	(0.97)	(0)	(139.7)
	39	0.5	0.49	29.3	42.9		64	0.1	0.92	0	124.2
setup07	40	1	0	44.6	—						
	41	1	0	49.3	—						
	42	1	0	43.3	—						
	43	1	0	52.9	—						
	44	1	0	41.8	—						

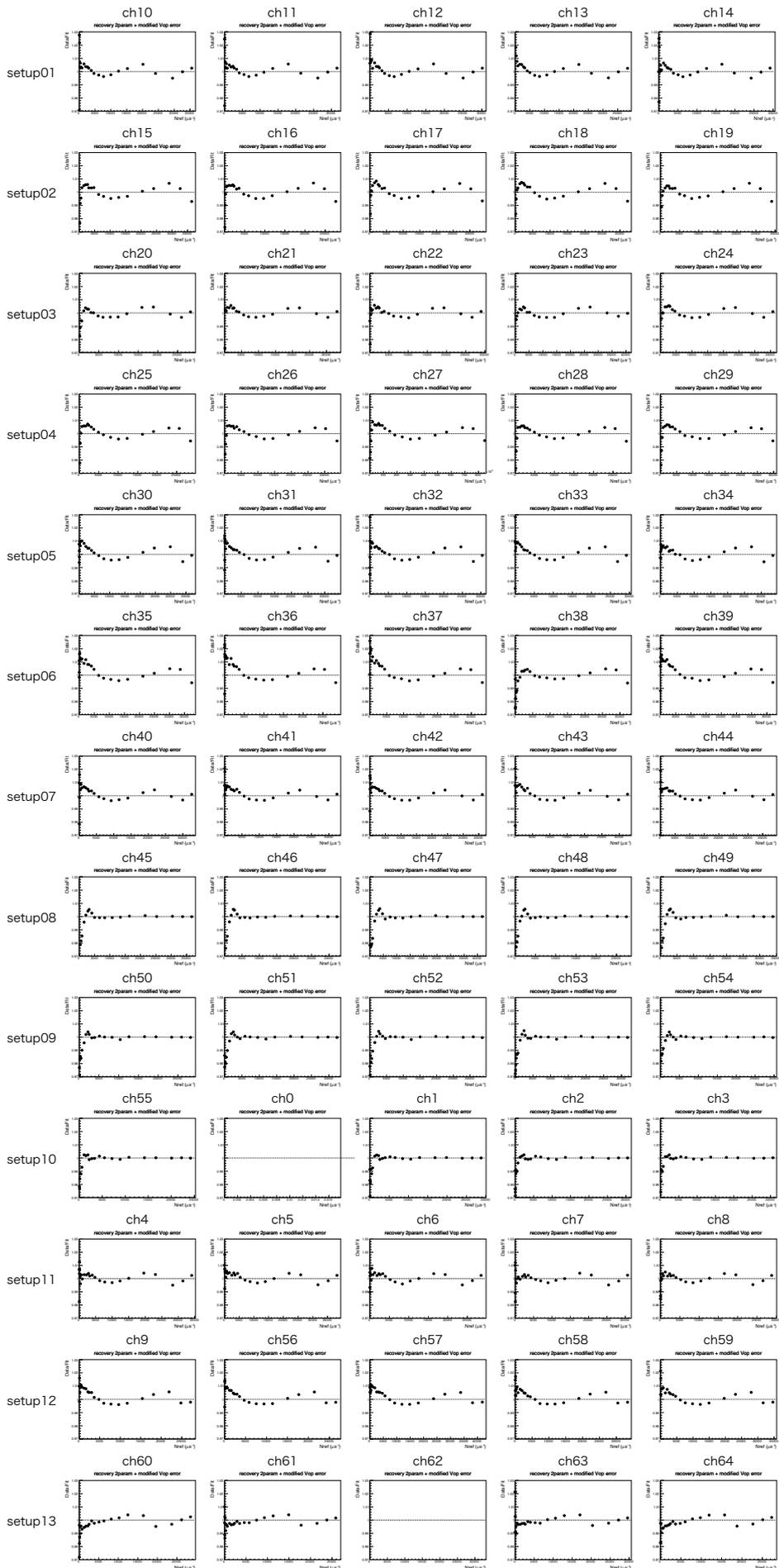


図 5.9: 2 パラメータ・ ΔV 補正モデルによるデータ点とフィット関数のずれ。ch0, ch27, ch47 は故障していたチャンネルである。ch={0, 1, 2, 3, 5, 6, 7, 8, 16, 24, 55, 56, 61, 62, 63} はブレイクダウン電圧が正しく求まっていないと考えられる。

5.5 時定数の変化

我々は先行研究で、MPPC の反応ピクセル数の増加によって時定数が伸びる可能性があることをシミュレーションから示した [17]。この時定数の伸びによる影響がフィット結果を悪化させている可能性を検討する必要がある。

ここで、反応ピクセル数が増加することで時定数が伸びる理由について簡単に説明する。MPPC 内のひとつの APD がもつ静電容量の大きさを C_d 、クエンチング抵抗の大きさを R_q とする。一般的には動作中の MPPC の各ピクセルがもつ静電容量にかかる電圧は一致しないが、 N_{reac} 個の完全に放電されたピクセルが全く同時に充電を開始した場合を仮定するとそれらすべてについての電圧は時間変化に対して完全に一致する。これはクエンチング抵抗の電圧についても全く同じことが言える。この場合、各ピクセルの静電容量とクエンチング抵抗は図 5.10 に示すように合成して静電容量 $C_d \times N_{\text{reac}}$ のひとつのコンデンサと抵抗値 R_q/N_{reac} のひとつの抵抗としてみなすことができる。図 5.10 中の Z は測定系（オシロスコープなど）のインピーダンスである。このとき、回路全体の時定数 τ_N は

$$\tau_N = N_{\text{reac}} C_d \left(Z + \frac{R_q}{N_{\text{reac}}} \right) = C_d R_q \left(1 + \frac{N_{\text{reac}} Z}{R_q} \right) \quad (5.12)$$

で与えられる。一般的な MPPC のクエンチング抵抗の大きさは $R_q \approx$ 数百 $\text{k}\Omega$ 程度 [27] であり、測定系のインピーダンス $Z = 50 \Omega$ に対して十分に大きい。したがって同時に反応するピクセル数が少ない場合は $N_{\text{reac}} Z/R_q$ の寄与は無視することができる。同時に反応するピクセル数 N_{reac} が増加してくると $N_{\text{reac}} Z/R_q$ の寄与が無視できない大きさとなり、結果として時定数の伸びの効果が現れることになる。

以上の議論では N_{reac} 個のピクセルが全く同時に反応すると仮定して議論を進めたが、実際には MPPC には連続的に光子が入射するため、どれだけの時間幅の間に反応したピクセル数を同時とみなすかについて考慮しなければならない。具体例として、1 光子波形の幅から 10 ns を同時とみなした場合について考える。1 μs に 3.5×10^4 個のピクセルが反応しているとすると $N_{\text{reac}} = 350$ となり、 $N_{\text{reac}} Z/R_q \approx 0.1$ が得られる。以下では式 (5.12) で表される時定数の変化が実際の MPPC の波形からも観測できるかどうかを確認するために、LED の光を当てたときの波形の立ち上がり部分をフィットすることで各光量での時定数を確認した。

応答測定時に FADC で取得した 20.48 μs の波形のうち、11 ~ 11.5 μs の領域について 990 イベントの平均波形を縦軸を対数にしてプロットしたものが図 5.11 である。プロットした波形にはふたつの傾きが確認されたため、11.21 ~ 11.23 μs と 11.35 ~ 11.44 μs の二ヶ所を指数関数でフィットすることで時定数を求めた。図 5.12 はこの解析で得られた時定数を LED の光量ごとにプロットしたものである。この解析からは式 (5.12) で予想されるような時定数の伸びは観測されず、むしろわずかであるが減少する傾向が見られた。したがって、同時に入射する光子の増加による時定数の伸びの影響は十分に少ないことが考えられる。

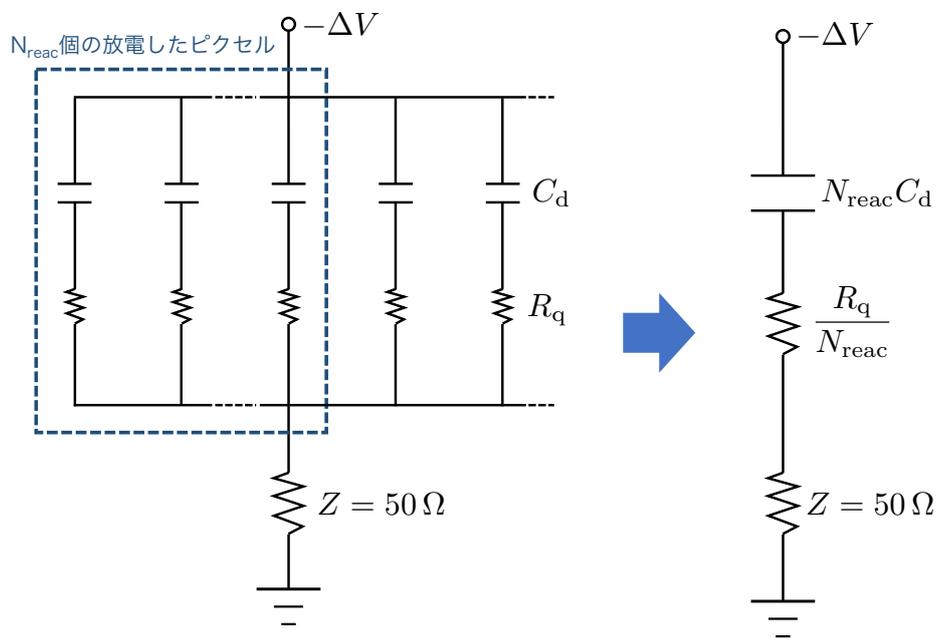


図 5.10: 測定系（オシロスコープなど）を含めた MPPC の充電過程。

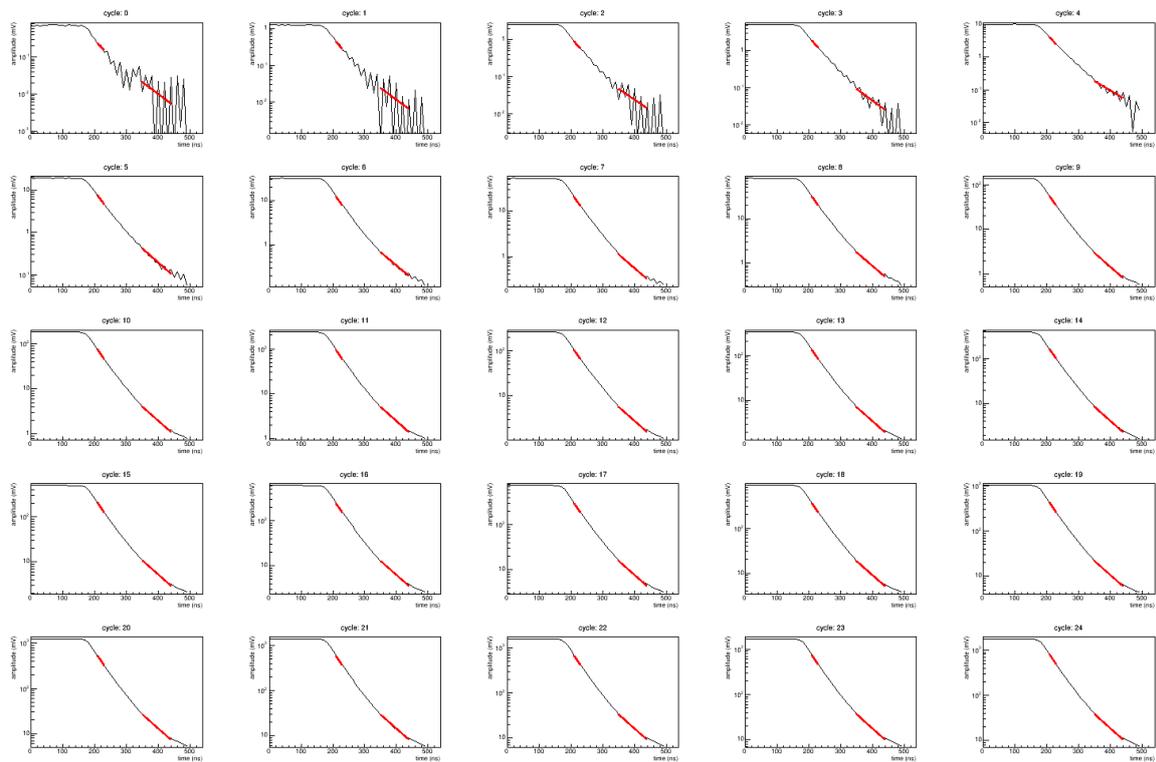
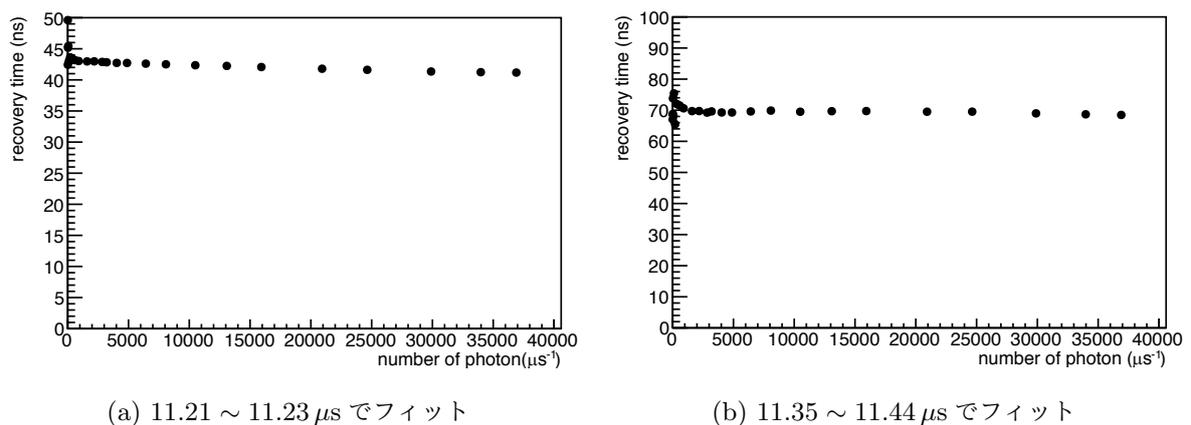


図 5.11: 各サイクルの平均波形 (ch30)。取得した $20.48 \mu\text{s}$ の波形のうち、 $11 \sim 11.5 \mu\text{s}$ の領域について 990 イベント分の平均波形を縦軸を対数スケールにしてプロットした。得られた波形からはふたつの傾きが確認されたため、 $11.21 \sim 11.23 \mu\text{s}$ と $11.35 \sim 11.44 \mu\text{s}$ の二ヶ所の領域を指数関数でフィットすることで波形から直接時定数を求めた。



(a) $11.21 \sim 11.23 \mu\text{s}$ でフィット

(b) $11.35 \sim 11.44 \mu\text{s}$ でフィット

図 5.12: 波形から直接求めた時定数 (ch30)。(a) は $11.21 \sim 11.23 \mu\text{s}$ でフィットした結果。(b) は $11.35 \sim 11.44 \mu\text{s}$ でフィットした結果。光量増加による時定数の変化はほとんど見られない。

5.6 各モデルの比較

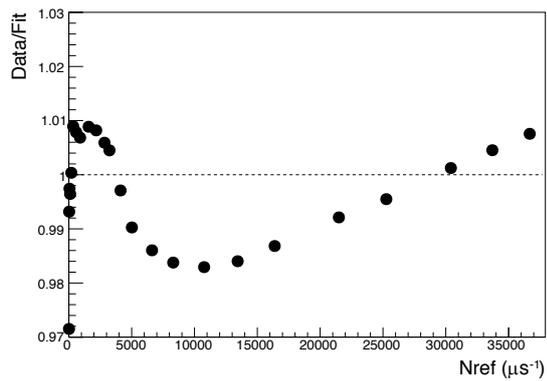
これまで議論したモデルの中で、2パラメータを使ったモデルはどちらも setup08, setup09, setup10 ではデータ点とフィット関数がよく一致していた。ここではこの三つのセットアップのうちでブレイクダウン電圧も正しく求まっていると考えられる ch45 を用いてオリジナルモデルと三つの補正モデルの比較を行う。

データ点とフィット関数のずれを各モデルについて比較したものを図 5.13 に示す。また、各モデルから得られた回復時間を表 5.4 に示す。

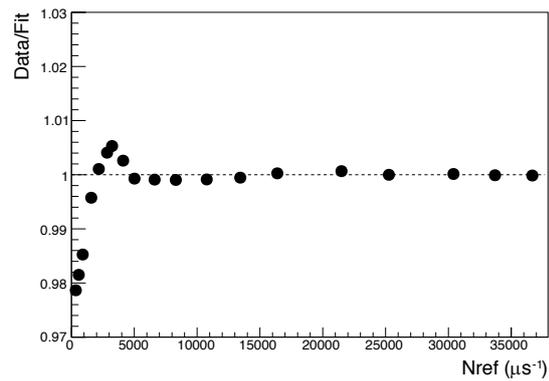
オリジナルモデルと ΔV 補正モデルを比較すると、フィット結果からのずれの傾向や大きさには全く変化がなかった。また、2パラメータ補正モデルと 2パラメータ・ ΔV 補正モデルを比較してもずれの傾向や大きさには変化がなく、 ΔV 依存性はフィット結果には影響しないことがわかった。一方で ΔV 補正モデルは回復時間を短く評価させる影響を与えていることから、 ΔV 依存性による影響は回復時間を実際よりも長く見積もらせる方向に作用している可能性があることがわかった。このことは 5.8 節で詳しく議論する。

表 5.4: 各モデルから得られた回復時間 (ch45)

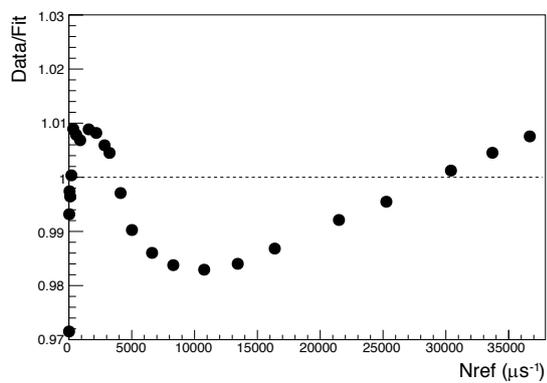
オリジナル	2パラメータ補正	ΔV 補正	2パラメータ・ ΔV 補正
77.2 ns	$\tau_1 : 62.0 \text{ ns}, \tau_2 : 693.5 \text{ ns}$	38.9 ns	$\tau_1 : 23.7 \text{ ns}, \tau_2 : 655.2 \text{ ns}$



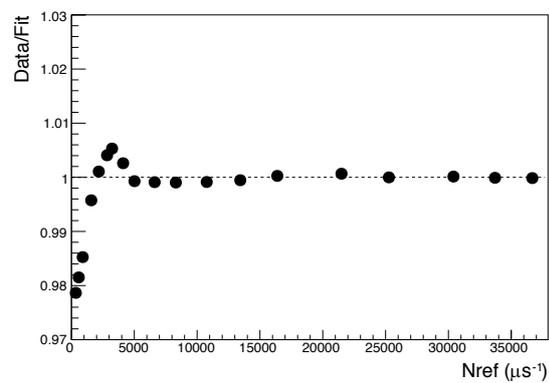
(a) オリジナルモデル。



(b) 2パラメータ補正モデル

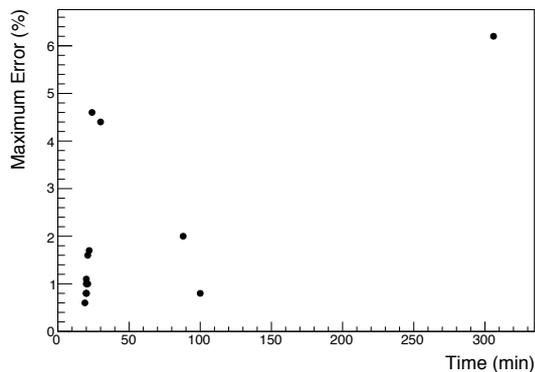


(c) ΔV 補正モデル

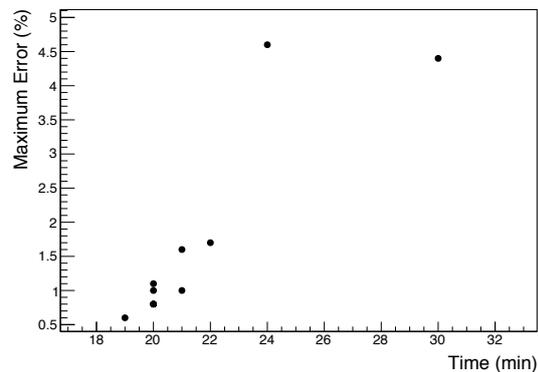


(d) 2パラメータ・ ΔV 補正モデル

図 5.13: 各モデルに対するデータ点とフィット関数のずれの比較 (ch45)。 ΔV 補正モデルによるフィット結果の改善は見られなかった。



(a) 全体の分布



(b) 測定時間が 30 分以下の分布

図 5.14: 応答測定に要した時間とオリジナルモデルによるフィット結果からのずれの最大値の関係。(a) はすべてのセットアップについての関係をプロットしたもので、(b) は測定時間が 30 分以下の分布について拡大したものである。測定時間が 30 分以下のときは測定時間の長くなるにつれてずれの大きさが大きくなる傾向が見られた。

5.7 セットアップ依存性に関する考察

今回の回復時間測定ではデータ点とフィット関数のずれの間にセットアップ依存性が見られた。セットアップの依存性の原因として、ここでは測定にかかる時間の長さがフィット結果に与える影響について考察する。

応答測定に要した時間とセットアップごとのフィット結果とのずれの最大値（オリジナルモデル）の関係を図 5.14 に示す。図 5.14(a) はすべてのセットアップを含んだものである。測定にかかった時間とずれの大きさには直接の相関は見られないが、測定時間が最長の 300 分だったセットアップではずれの大きさも最大になった。図 5.14(b) は測定時間が 30 分以下の範囲を拡大したものである。この範囲では測定時間が長くなるにつれてずれが大きくなる傾向が見られた。このことから、測定にかかる時間が長くなることで測定中の PMT や MPPC の応答が変化していることが予想される。測定時間がフィット結果に及ぼす影響を確認するために以下の 2 条件で測定を行い、フィット結果のずれを比較した。

- 条件 1：連続的に各サイクルの測定を行った場合（測定時間：15 分）
- 条件 2：各サイクルの間に 30 分の間隔を空けた場合（測定時間：約 12 時間）

今回の測定では、シリアル番号 155 の VUV3 を用いた。測定のセットアップや条件などは他の回復時間測定のとおり同様である。

この測定では温度変化による影響を減らすために、暗箱をビニールテントに入れてから 2 時間程度置いてから測定を行った。図 5.15 は測定時の暗箱内の温度変化を表したものである。暗箱内の温度

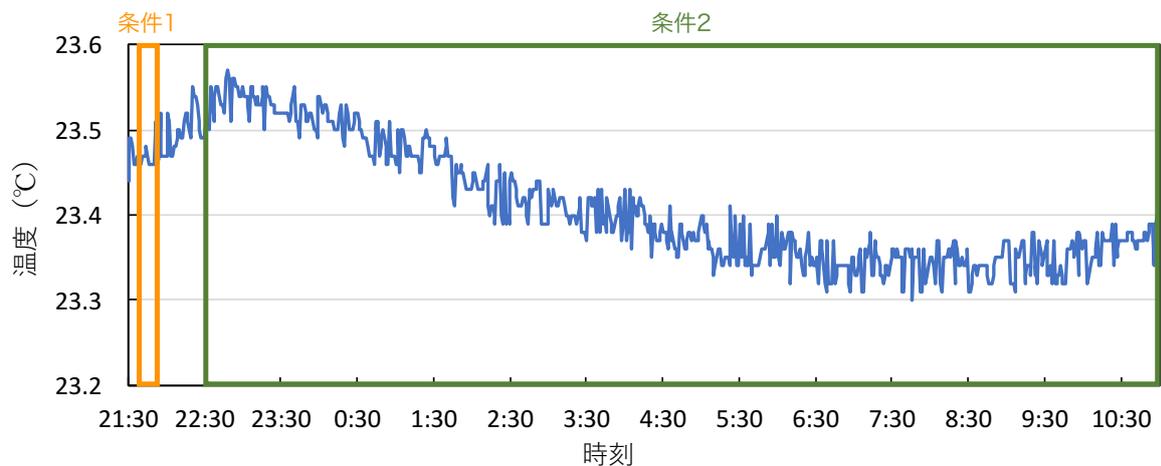


図 5.15: 条件 1 と条件 2 を測定した際の暗箱内の温度変化。温度変化は $\pm 0.15^{\circ}\text{C}$ の範囲内に収まっていた。ただし、この温度変化が MPPC に与える影響に対して十分に小さいかは不明である。

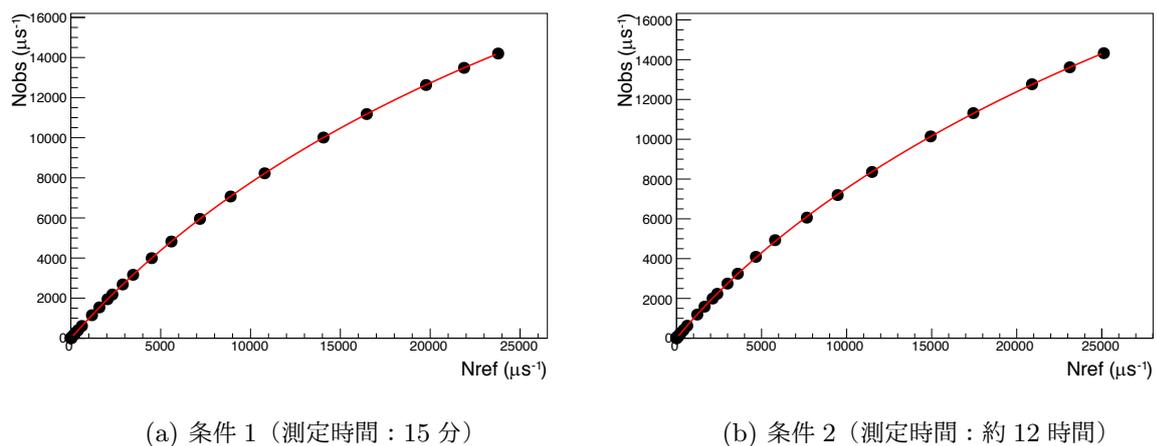
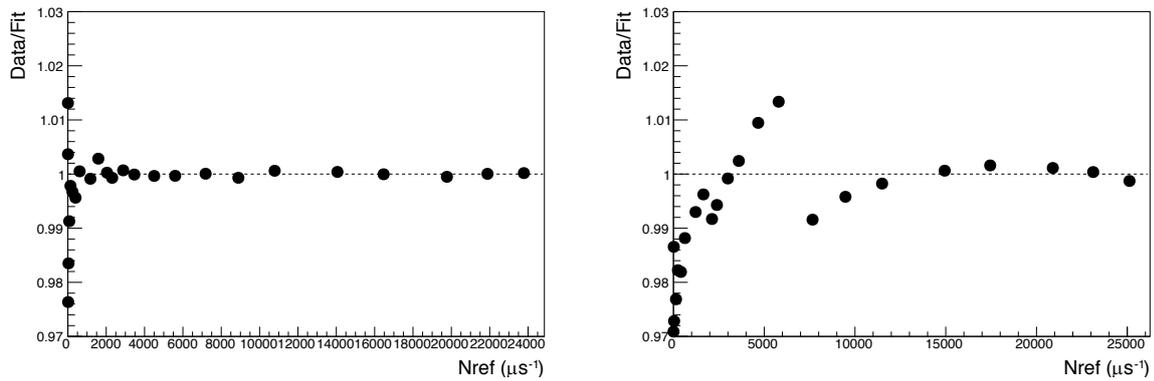


図 5.16: 測定にかける時間を変えた比較。2 パラメータ補正モデルでフィットした。

変化は $\pm 0.15^{\circ}\text{C}$ 程度の範囲に収まっていた。ただし、この温度変化が MPPC や PMT に与える影響が十分に小さいかは現在不明である。

この測定で得られた結果を 2 パラメータ補正モデルでフィットした結果を図 5.16 に示す。また、データ点とフィット関数のずれは図 5.17 のようになった。温度変化とフィット結果のずれの間には直接の相関は見られないが、測定時間を伸ばした条件 2 ではフィット結果が悪化していた。このことから、測定にかかる時間の長さがフィット結果に悪影響を与えている可能性があることがわかった。ただし、データ点とフィット関数のずれが大きくなる要因が何かは現時点では明らかになっていない。



(a) 条件 1 (測定時間 : 15 分)

(b) 条件 2 (測定時間 : 約 12 時間)

図 5.17: データ点とフィット関数のずれ。条件 2 ではずれが大きくなった。条件 2 で見られたずれと温度変化の間には、直接の相関は見られなかった。

5.8 波形の時定数と回復時間の関係

MPPC の回復時間は各ピクセルが持つ静電容量への充放電現象として説明できるのだから、ナイーブに考えれば MPPC の 1 光子波形の時定数と一致するはずである。ところが第 4 章や第 5 章で示してきた回復時間には、オシロスコープで観察される波形の時定数よりも大きく評価されてしまうという問題があった。この原因のひとつは、回復時間のモデルが飽和の応答測定で得た MPPC の積分値を観測光子数 N_{obs} に直す際に本来 1p.e. ゲインで割るべきところを有効ゲインで割っているためである。もうひとつの考えられる原因として、 ΔV 依存性が回復時間を長く評価する方向に影響している可能性がある。ここでは 5.7 節の条件 1 の測定 (シリアル番号 155 の VUV3) で得られた結果を用いて ΔV 依存性が回復時間に与える影響を考察する。

図 5.18 にオシロスコープによる測定で得られた 1 光子波形を 16 イベントに渡って平均したものを示す。波形の時定数は波高が $1/e$ に低下するまでにかかる時間であるから、およその時定数は 35 ~ 40 ns 程度であることが予想される。一方で条件 1 の測定結果をオリジナルモデルで解析することで得られる回復時間は 102.8 ns であり、波形の時定数と回復時間の間には 2 倍以上の開きがあった。以下では、オリジナルモデルと 3 つの補正モデルについて、応答測定で得た積分値を有効ゲインと 1p.e. ゲインで割ったそれぞれの場合について比較する。

5.8.1 ブレイクダウン電圧測定

ΔV 依存性について考慮するために、条件 1 で用いた MPPC のブレイクダウン電圧を測定した。ブレイクダウン電圧を求めるには式 (2.6) の関係式を用いる。具体的には複数のバイアス電圧で 1p.e. ゲインを測定し、図 5.19 に示すようにプロットする。これを式 (2.6) の直線フィットすること

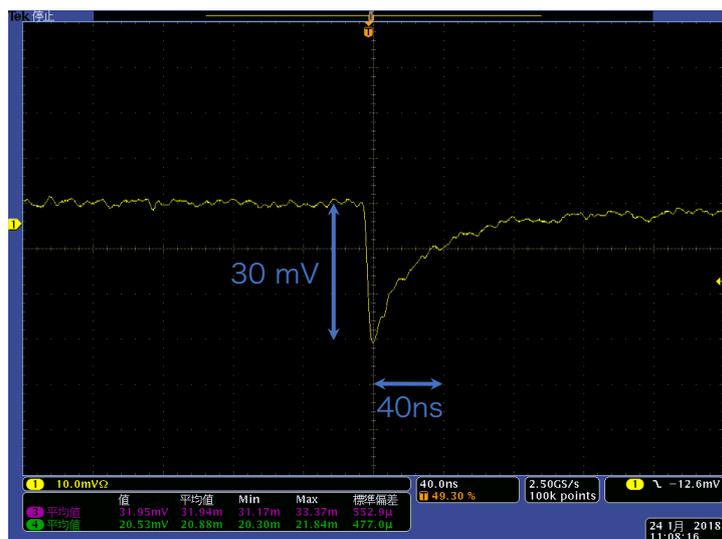


図 5.18: 1 光子の波形を 16 イベント分で平均したもの。波形はアンプで 100 倍に増幅している。1 光子波形の時定数は 35 ~ 40 ns 程度であることが予想される。

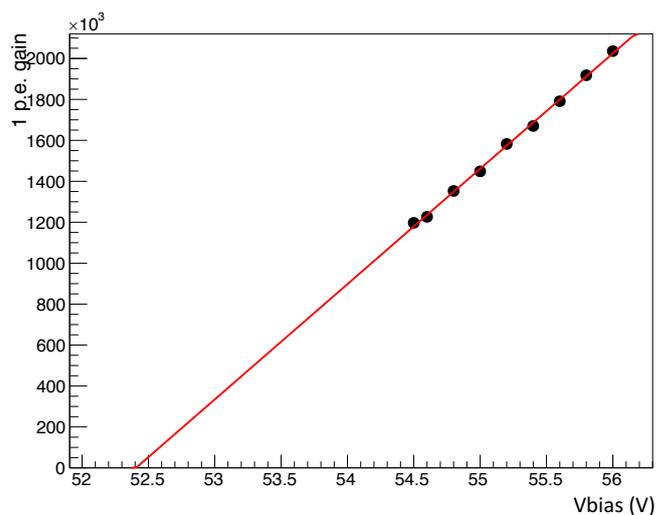


図 5.19: バイアス電圧と 1 p.e. ゲインの関係の測定結果。フィット直線と横軸の交点からブレイクダウン電圧が求まる。

で、横軸との交点からブレイクダウン電圧を求める。

今回の測定では、バイアス電圧を 9 回 ($V_{\text{bias}} = 54.5, 54.6, 54.8, 55.0, 55.2, 55.4, 55.6, 55.8, 56.0 \text{ V}$) に分けて測定した。図 5.19 はこの測定から得られたバイアス電圧と 1 p.e. ゲインの関係を示したものである。フィット結果の直線と横軸の交点の値から、ブレイクダウン電圧が $V_{\text{break}} = 52.4 \text{ V}$ と求まった。条件 1 を測定時のバイアス電圧は他の測定と同様に 55.0 V であるから、オーバー電圧は $\Delta V = 2.6 \text{ V}$ となった。

表 5.5: 条件 1 で測定した MPPC の有効ゲインと 1 p.e. ゲイン ($V_{\text{bias}} = 55 \text{ V}$, Serial 155)

有効ゲイン	1 p.e. ゲイン
2.89×10^6	1.43×10^6

表 5.6: 有効ゲインと 1 p.e. ゲインで割った場合のそれぞれに対して各モデルの解析から得られた回復時間。

	有効ゲイン	1 p.e. ゲイン
オリジナルモデル	102.8 ns	64.3 ns
ΔV 補正モデル	77.3 ns	48.4 ns
2 パラメータ補正モデル	$\tau_1 = 81.2 \text{ ns}$ ($\alpha = 0.79$) $\tau_2 = 255.2 \text{ ns}$ ($\beta = 0.23$)	$\tau_1 = 50.8 \text{ ns}$ ($\alpha = 0.79$) $\tau_2 = 159.6 \text{ ns}$ ($\beta = 0.23$)
2 パラメータ・ ΔV 補正モデル	$\tau_1 = 55.7 \text{ ns}$ ($\alpha = 0.79$) $\tau_2 = 230.0 \text{ ns}$ ($\beta = 0.23$)	$\tau_1 = 34.8 \text{ ns}$ ($\alpha = 0.79$) $\tau_2 = 143.7 \text{ ns}$ ($\beta = 0.23$)

5.8.2 時定数と回復時間の比較

各モデルについて、 N_{obs} を有効ゲインで割って求めた場合と 1 p.e. ゲインで割って求めた場合のそれぞれについて比較する。表 5.5 に条件 1 で用いた MPPC の有効ゲインと 1 p.e. ゲインを示す*3。

有効ゲインと 1 p.e. ゲインで割った場合のそれぞれに対する各モデルで得られた回復時間を表 5.6 に示す。この中では 1 p.e. ゲインを用いた 2 パラメータ・ ΔV 補正モデルから得られた回復時間の τ_1 が 34.8 ns となり図 5.18 で示した波形の時定数に近い値となった。以上から、1 p.e. ゲインを用いた場合の 2 パラメータ・ ΔV 補正モデルは MPPC の応答特性をよく再現できていることが予想できる。

*3 ここで示した有効ゲインと 1 p.e. ゲインから式 (2.7) を用いてクロストーク・アフターパルス確率を求めると $r_{\text{ca}} = 50.5\%$ が得られた。浜松ホトニクス社によるの測定ではクロストークとアフターパルスの発生確率はそれぞれ数%程度であるとされており、ここで求めた値との間には大きな開きがあるがある。現在のところこの理由は明らかになっていない [16, 28]。

第 6 章

10L 検出器解析への回復時間の適用

ここでは 10L 検出器の ^{133}Ba による 356 keV のガンマ線を用いた性能評価で得た結果を用いて回復時間がエネルギー分解能に与える影響について比較する。比較対象として次の 4 点を比較する。

- 補正前
- オリジナルモデルで得た回復時間の平均値 $\tau = 89 \text{ ns}$ (図 4.11) で一律に補正
- オリジナルモデルで個々の MPPC を補正
- 2 パラメータ補正モデルで個々の MPPC を補正

オリジナルモデルで得た回復時間の平均値で一律に補正した場合を比較する理由は、個々の MPPC に対して補正を行った場合と得られるエネルギー分解能が変わらないのであれば、一律に補正することで個々の MPPC の測定に必要な労力を大幅に減らすことができる可能性があるためである。第 5 章で比較した補正モデルの中では 2 パラメータ・ ΔV 補正モデルもフィット結果の改善が見られたが、オーバー電圧が正しく解析できていないチャンネルが多いため今回の評価には用いなかった。

^{133}Ba の 356 keV のガンマ線を用いた性能評価で得られた総光量の分布を図 6.1 に示す。図 6.1 の 356 keV のピークをガウシアンでフィットすることで得られたエネルギー分解能 (FWHM) は表 6.1 のようになった。比較した 4 つの結果の中では、2 パラメータ補正モデルを用いた場合のエネルギー分解能がもっとも高かった。また、同じオリジナルモデルの中で比較すると、回復時間の平均値で一律に補正した場合よりも個々の MPPC に対して補正した場合の方が高いエネルギー分解能が得られた。このことから、個々の MPPC に対して回復時間を測定することはエネルギー分解能を向上させるために必要であることがわかった。

表 6.1: 356 keV のピークをガウシアンでフィットすることで得られたエネルギー分解能 (FWHM)。

補正前	オリジナル一律 ($\tau = 89 \text{ ns}$)	オリジナル	2 パラメータ
5.4 %	3.1 %	2.9 %	2.5 %

表 6.2: 356 keV で得たエネルギー分解能を \sqrt{E} の関数で $0\nu\beta\beta$ 崩壊 Q 値 (2458 keV) に換算した値。

補正前	オリジナル一律 ($\tau = 89$ ns)	オリジナル	2 パラメータ
2.1 %	1.2 %	1.1 %	1.0 %

上の解析で得られたエネルギー分解能を \sqrt{E} の関数で $0\nu\beta\beta$ 崩壊 Q 値におけるエネルギー分解能に換算した値を表 6.2 に示す。2 パラメータの回復時間を用いて補正することで、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊 Q 値におけるエネルギー分解能として 1.0% (FWHM) を得た。しかしながら、2 パラメータの回復時間を以ってしても AXEL 検出器が目指しているエネルギー分解能である 0.5% (FWHM) の達成には至っていない。エネルギー分解能を悪化させている原因については、回復時間以外の影響も含めて現在調査中である。

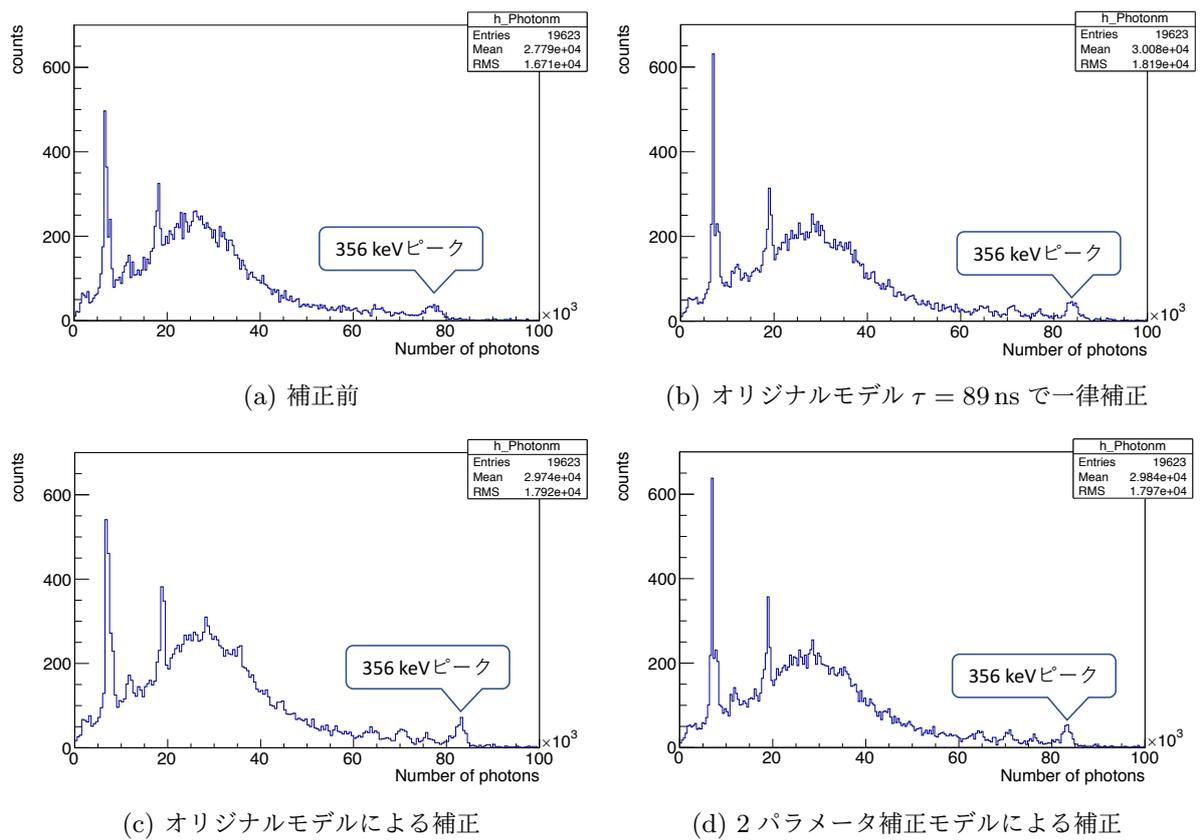


図 6.1: ^{133}Ba による性能評価で得られた総光量の分布の比較。補正前に比べて補正後の方がスペクトルのピークがはっきりしていることが確認できる。今回の解析では 356 keV のピークをガウシアンでフィットすることでエネルギー分解能を評価した。

第 7 章

まとめと今後の展望

7.1 まとめ

ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索実験 AXEL では、高圧キセノンガス TPC を用いた検出器の開発を進めている。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の探索には崩壊核の大質量化と高エネルギー分解能の達成が不可欠な要素となる。AXEL 検出器は崩壊核に ^{136}Xe を用いることで大質量化が可能であり、ベータ線によって生じた電離電子の増幅過程にエレクトロルミネセンス過程を用いることで高エネルギー分解能の達成も原理上可能である。また、AXEL 検出器は TPC の飛跡再構成能力を活かしたバックグラウンド除去能力も有するという特徴も持ち合わせている。我々は $0\nu\beta\beta$ 崩壊 Q 値におけるエネルギー分解能として、0.5% (FWHM) の達成を目指している。

^{133}Ba の 356 keV のガンマ線を用いた 10 L 検出器の性能評価では、ひとつの MPPC で検出される光子の数が最大で 750 photons/48 ns に達し、MPPC の非線形応答によるエネルギー分解能の悪化が問題となっていた。この非線形応答は回復時間を測定することで補正可能であることが先行研究から示されていたが、現在我々が開発を進めている 180 L 検出器では MPPC のチャンネル数が 1,000 チャンネル以上に達し、現実的な時間内で回復時間の測定を終えるには効率的な測定方法の確立が不可欠であった。本研究では回復時間測定を効率的に行うためにキャリブレーションシステムを開発した。MPPC の電源供給部の最適化と応答測定の自動化を行うことで、MPPC ひとつあたりの測定にかかる時間を先行研究の約 1 日から 3 分程度にまで減少させた。

このキャリブレーションシステムを用いて 65 個の MPPC に対して回復時間測定を行った結果、MPPC の応答特性はこれまでのモデル関数だけでは十分に再現されないことがわかった。より正確に MPPC の応答特性を再現するために 3 種類の補正モデルについて比較し、応答特性をふたつの回復時間で表したモデルを用いることで大光量時のデータ点とフィット結果のずれが 0.2% の精度で一致することを示した。この解析で得た回復時間を ^{133}Ba から放出される 356 keV のガンマ線を用いた 10 L 検出器の性能評価の解析に適用することで、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊 Q 値換算のエネルギー分解能が 2.1% から 1.0% に向上した。

ただし、現在の測定方法ではデータ点とフィット結果のずれにはセットアップに依存した傾向が見られていた。目標エネルギー分解能に到達するためにもこの原因を明らかにする必要がある。

7.2 課題と今後の展望

本研究で開発したキャリブレーションシステムでは MPPC を基板上のソケットに直接抜き差しすることでセットしたが、180 L 検出器で用いられる 1,000 チャンネル以上の測定を行うにはまだまだ煩雑であり改良する必要がある。また、手が MPPC の受光面に触れることで壊してしまう可能性を減らすためにも、なるべく直接接触する機会を減らす必要がある。この対策として、ELCC ボードをキャリブレーションシステムに直接セットできるようにする、もしくはキャリブレーションシステムそのものを検出器内にインストールするという案が現在存在している。今後は 180 L 検出器の ELCC ボードや検出器内部のケーブルやコネクタの設計と合わせてキャリブレーションシステムの改良を進めることで、180 L 検出器の完成を目指す予定である。

謝辞

修士の二年間、本当にたくさんの方々にお世話になりました。

特に市川温子准教授には、研究のことから日常に至るまで本当にお世話になりました。初めは実験ノートの取り方ひとつから研究について何もわかっていなかった私でしたが、厳しくかつ丁寧に指導していただいたおかげで、ずいぶん成長することができたと思っています。まだまだ力不足な点多々ありますが（というか力になれる点の方がまだまだ少ないくらいですが）、市川さんを見返すくらいに頑張りますので博士課程でも厳しいご指導をよろしくお願い致します。

中家剛教授には、研究者としての姿勢から申請書の書き方に至るまで、本当にたくさんのことを学ばせていただきました。中家教授の的確な指摘にはハッとさせられることがたくさんありました。

中村輝石さんには、研究についてさまざまなアドバイスをいただきました。修士論文や申請書の進捗についても、常に気にかけてくださったことをうれしく思っています。また、同じ居室だった一年間、とても楽しく過ごすことができました。

潘さんには、実験の進め方から装置の使い方の指導、申請書や修士論文の添削に至るまで、何から何まで本当にお世話になりました。潘さんにお世話になったことは、ここに書き出すと本当にキリがありません。田中さんには、回路の作り方から実験の進め方についてアドバイスをいただきました。吉田くんには、ちょっとしたことにも相談に乗ってくれたことを嬉しく思っています。優秀な先輩と同期に囲まれて修士課程を過ごせたことは、研究を進める大きな原動力となりました。ありがとうございました！

書き出すとキリがありませんが、Summer Student Programme という貴重な機会を与えてくださった方々、また現地でお世話になった方々に感謝致します。特に、Summer Student 仲間として Hamid と知り合えたことは非常に幸運だったと思っています。いつの日かまた再会して一緒に仕事ができれば嬉しいです。

最後に、いつも私のことを応援してくれている家族・友人らに感謝致します。皆さまの支えのおかげで、いつも楽しく研究できています。ありがとう。

参考文献

- [1] Y. Fukuda, et al. Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 81, pp. 1562–1567, Aug 1998.
- [2] F. Reines and C. L. Cowan. Detection of the Free Neutrino. *Phys. Rev.*, Vol. 92, pp. 830–831, Nov 1953.
- [3] Ch. Kraus, B. Bornschein, L. Bornschein, J. Bonn, B. Flatt, A. Kovalik, B. Ostrick, E. W. Otten, J. P. Schall, Th. Thmmler, and Ch. Weinheimer. Final Results from phase II of the Mainz Neutrino Mass Search in Tritium β Decay. *arXiv*, 2004.
- [4] A. Gando, et al. Search for Majorana Neutrinos Near the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 117, p. 082503, Aug 2016.
- [5] Planck Collaboration. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. *arXiv*, 2013.
- [6] Tsutomu Yanagida. Horizontal Symmetry and Masses of Neutrinos. *Progress of Theoretical Physics*, Vol. 64, No. 3, pp. 1103–1105, 1980.
- [7] Sacha Davidson, Enrico Nardi, and Yosef Nir. Leptogenesis. *Physics Reports*, Vol. 466, No. 4, pp. 105 – 177, 2008.
- [8] J. Beringer, et al. Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D*, Vol. 86, p. 010001, Jul 2012.
- [9] M. Agostini, et al. Search of Neutrinoless Double Beta Decay with the GERDA Experiment. *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, Vol. 273-275, No. Supplement C, pp. 1876 – 1882, 2016. 37th International Conference on High Energy Physics (ICHEP).
- [10] The GERDA Collaboration. Background-free search for neutrinoless double- β decay of ${}^{76}\text{Ge}$ with GERDA. *Nature*, Vol. 544, pp. 47 EP –, 04 2017.
- [11] T. Iida, et al. The CANDLES experiment for the study of Ca-48 double beta decay. *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, Vol. 273-275, No. Supplement C, pp. 2633 – 2635, 2016. 37th International Conference on High Energy Physics (ICHEP).
- [12] Glenn F. Knoll. 放射線計測ハンドブック第4版. オーム社, 2013. 神野郁夫, 木村逸郎, 阪井英次 訳.
- [13] E. Aprile, A.E. Bolotnikov, A.I. Bolozdynya, and T. Doke. *Noble Gas Detectors*. WILEY-VCH, 2006.
- [14] Kiseki Nakamura. AXEL private communication.
- [15] C.M.B. Monteiro, et al. Electroluminescence yield in xenon gas detectors. *REVISTA DO*

DETUA, Vol. 4, , 2007.

- [16] 浜松ホトニクス. 光半導体素子ハンドブック.
- [17] 柳田沙緒里. 修士論文 AXEL 実験における高エネルギー分解能を達成するための MPPC および読み出し回路についての研究, 2016.
- [18] Sei Ban. AXEL private communication.
- [19] 田中駿祐. 修士論文 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.
- [20] V Alvarez, et al. NEXT-100 Technical Design Report (TDR). Executive summary. *Journal of Instrumentation*, Vol. 7, No. 06, p. T06001, 2012.
- [21] D Lorca, et al. Characterisation of NEXT-DEMO using xenon K α X-rays. *Journal of Instrumentation*, Vol. 9, No. 10, p. P10007, 2014.
- [22] J. Martín-Albo, et al. Sensitivity of NEXT-100 to neutrinoless double beta decay. *Journal of High Energy Physics*, Vol. 2016, No. 5, p. 159, May 2016.
- [23] 霜田光一, 櫻井捷海. エレクトロニクスの基礎 (新版). 裳華房, 1983.
- [24] Kingbright. L-9294QBC-D データシート.
- [25] 猫にコ・ン・バ・ン・ワ, linux で直接シリアルデバイスを利用する際の注意点等. <http://nuneno.cocolog-nifty.com/blog/2015/01/linux-ce86.html>.
- [26] TEXIO. 15MHz ファンクションジェネレータ GFG-3015 ユーザーマニュアル.
- [27] 音野瑛俊, 生出秀行, 吉岡瑞樹, 山下了. Pixelated Photon Detector における動作メカニズムのモデル化に関する研究. *ICEPP REPORT*, 2008.
- [28] 浜松ホトニクス. 精密計測用 MPPC/MPPC モジュール.

付録 A

確率分布の導出

ここでは式 (2.11) で示した

$$p_t(1) = ke^{-kt} \quad (\text{A.1})$$

の導出を行う。この式はあるピクセルにひとつ目の光子が入射してから同じピクセルに次の光子が入射するまでの時間の確率の分布を表したものである。

MPPC のひとつのピクセルに 1 秒間に平均して k 個の光子が入射しているとする。この入射光子数の分布がポアソン分布に従っているとすると、1 秒間に n 個の光子が入射する確率は

$$P_1(n) = \frac{k^n e^{-k}}{n!} \quad (\text{A.2})$$

で与えられる。したがって、 t 秒間に n 個の光子が入射する確率は式 (A.2) の k について $k \rightarrow tk$ とスケールすることで次のように変形される。

$$P_t(n) = \frac{(kt)^n e^{-kt}}{n!} \quad (\text{A.3})$$

1 個目の光子が入射してからちょうど t だけ時間が経過した際に 2 個目の光子が入射する確率を知りたい*1。そこで、時刻 $t = 0$ に 1 個目の光子が入射した場合について考える。時刻 $0 \sim t$ の間に入射する光子が 0 個である確率はポアソン分布より

$$P_t(0) = e^{-kt} \quad (\text{A.4})$$

である。一方で時刻 t を基準にして $t \sim t + \Delta t$ の間に光子が 1 個入射する確率は

$$P_{\Delta t}(1) = \Delta t e^{-k\Delta t} \quad (\text{A.5})$$

であるから、時刻 $0 \sim t$ の間には 1 個も光子が入射せず、かつ時刻 $t \sim t + \Delta t$ の間にちょうど 2 個目の光子が入射する確率はふたつの確率の積で表されて以下のようなになる。

$$P_{t \sim \Delta t}(1) = P_t(0) \times P_{\Delta t}(1) = e^{-kt} \times \Delta t e^{-k\Delta t} \quad (\text{A.6})$$

*1 正確に言えばその瞬間の確率はゼロであるから、確率密度を求めることになる。

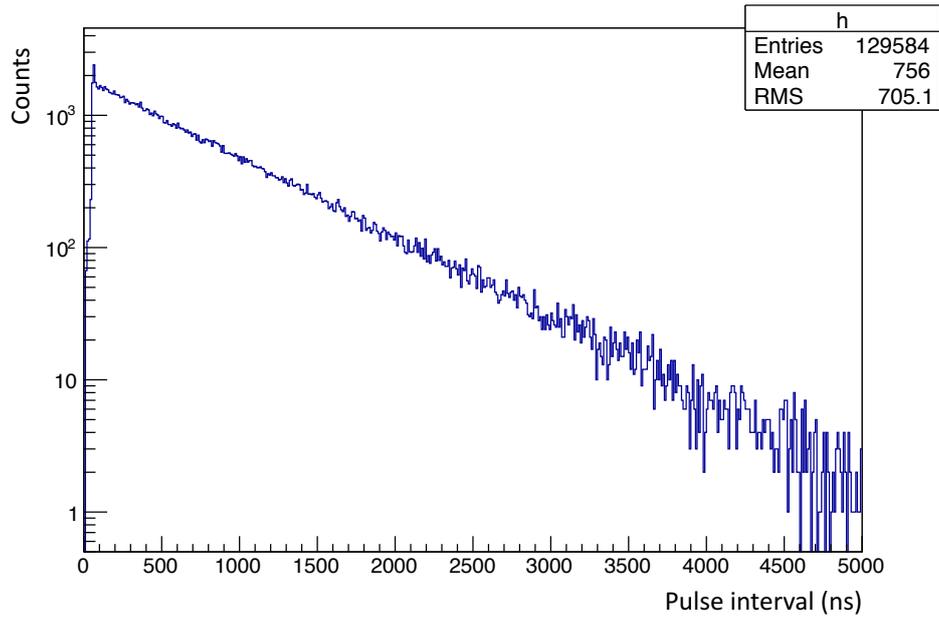


図 A.1: ダークカレントの解析から得たパルス間の時間分布。片対数グラフにプロットした際に綺麗に分布が綺麗に直線状に分布していることから、指数関数で分布していることが確認できる。

したがって、時刻 t にちょうど 2 個目の光子が入射する確率密度 $p_t(1)$ は式 (A.6) を Δt で割って $\Delta t \rightarrow 0$ の極限をとることで次のように求まる。

$$p_t(1) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{e^{-kt} \times \Delta t e^{-k\Delta t}}{\Delta t} = k e^{-kt} \quad (\text{A.7})$$

以上で式 (A.1) の導出ができた。また、確率密度 $p_t(1)$ の規格性については

$$\int_0^{\infty} p_t(1) dt = \left[-\frac{k}{k} e^{-kt} \right]_0^{\infty} = 1 \quad (\text{A.8})$$

から明らかである。

次に、この確率分布の意味について述べる。式 (2.11) が意味することは、『ひとつ目の光子が入射してから次の光子が入射するまでにかかる時間の確率は、ひとつ目の光子が入射した直後がもっとも高い』ということを述べている。これはどうも直感に反する気がする。しかしながら、図 A.1 の通りダークカレントの解析で得たパルス間の時間分布を片対数グラフでプロットした際に綺麗に直線状の分布を示していることから、ひとつ目の光子が入射してから次の光子が入射するまでの時間の確率分布は指数関数で表されることが確認できる。

付録 B

データ管理

回復時間解析では各セットアップごとにダークカレント測定と応答測定によって合計 26 個のファイルが生成されるため、すべてのセットアップで生成されるファイル数を合計すると 325 個に達する。それぞれのファイルについて個々に解析するのでは膨大な時間がかかってしまうため、解析の円滑化を進めた。ここではデータ管理の方法について述べる。

図 B.1 は解析時のデータの流れを表したものである。ダークカレント測定から得られたファイルはダークカレントの解析プログラムによって読み込まれ、1 p.e. ゲインや有効ゲインなどを解析したダークカレント測定解析ファイルに出力される。応答測定から得られた 25 個のファイルは応答測定解析プログラムによって読み込まれ、各積分値（ADC 値）が評価された応答測定解析ファイルにまとめられる。回復時間解析プログラムはチャンネルごとのシリアル番号などが保存されている設定ファイルを読み込み、有効ゲインやサイクルごとの積分値から回復時間を解析する。この解析によって得られた回復時間はチャンネル番号やシリアル番号のなどと一緒にテキストファイルに出力される。解析結果は各セットアップの解析ごとにテキストファイルの末尾に追加され、最終的にはチャンネルの解析結果がひとつのテキストファイルにまとめられた形になる。このテキストファイルを root ファイルに変換することで、最終的にはひとつの root ファイルに出力した。ダークカレント解析から回復時間解析までをまとめて行う際には、シェルスクリプトで各プログラムを順番に走らせて一度に解析した。

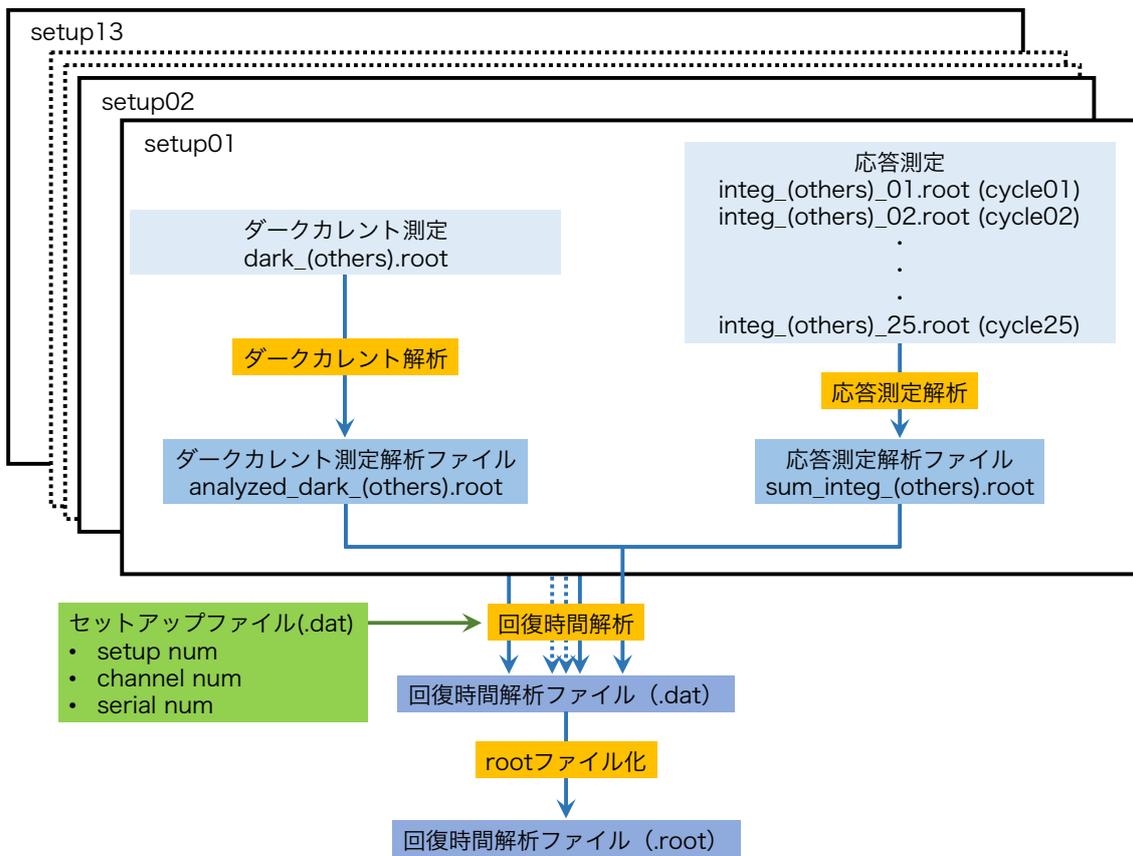


図 B.1: 回復時間解析のデータ管理