



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

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

柳田 沙緒里

平成 28 年 1 月 27 日

論文要旨

素粒子の一つであるニュートリノには未だに多くの謎が存在する。その一つは他のレプトンに比べて質量が非常に軽いことである。シーソー機構により、ニュートリノがマヨラナ粒子であり右巻きの重いニュートリノが存在すると左巻きの軽いニュートリノを説明することができる。粒子と反粒子が同じであるというマヨラナ性を検証するため、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊の探索がある。

我々の進めている AXEL 実験では、二重ベータ崩壊核として高圧キセノンガスを用いた比例蛍光型検出器を開発している。二重ベータ崩壊からでてくる電子 2 つのエネルギーを測定するが、ニュートリノを伴う場合、幅をもったエネルギー分布となり、ニュートリノを伴わない場合、Q 値に鋭いピークをもった分布となる。背景事象である不純物に含まれる放射性物質からの放射線や宇宙線、ニュートリノを伴う二重ベータ崩壊を弁別したりする際に高エネルギー分解能が必要である。イオン化電子をエレクトロルミネッセンスで増幅させることによって 0.5% (FWHM) の高エネルギー分解能を達成することが可能であるが、信号を読み出す過程でそれを悪化させる可能性がある。

信号の読み出しには MPPC を用いる。受光面が 3mm 角、 $50\mu\text{m}$ ピッチでピクセルが配列されているものだと 1000 個/50ns まで線形性がある。一方で、予想される信号は時間当たりの最大光量が 10^5 個/ $5\mu\text{s}$ であり、そのような光パルスに対して線形性が保たれているかどうか問題である。線形性を保っていないとエネルギー分解能を悪化させる恐れがある。光量は多いが、MPPC の回復時間に比べ十分長い時間に当たるために線形性を保つ可能性が十分ありうる。そこで、LED を矩形波の電圧で 10^5 個/ $5\mu\text{s}$ の光量まで光らせ、PMT をモニター用とし、MPPC の線形性について性能評価を行った。 $50\mu\text{m}$ ピッチでは目標値までは届かなかったが、異なるピッチ数のものでも性能評価を行った。線形性は目標まで届かなかったが、飽和曲線を線形に補正をしたときに 0.1% しか揺らがないため補正可能なことが分かった。

MPPC からの信号は波形として記録されるが、サンプリングにあわせて波形をなまらせることになる。そこでエネルギー分解能を悪化させない程度の時定数と読み出しサンプリングを調べるために回路シミュレーションを行った。その結果として、サレンキーフィルタを用いる場合、時定数 $1\mu\text{s}$ で 1MHz 読み出しが最適であることを確認した。

目次

論文要旨	ii
第 1 章 序論	1
1.1 ニュートリノ	1
1.2 マヨラナ質量	1
1.3 シーソー機構	2
1.4 ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊	3
第 2 章 AXEL 実験	6
2.1 実験原理	6
2.2 キセノンの電離信号	7
2.3 エレクトロルミネッセンス	8
2.4 他実験との比較	10
2.5 ELCC (ElectroLuminescence Collection Cell)	11
第 3 章 Multi Pixel Photon Counter	14
3.1 MPPC の動作原理	14
3.1.1 APD	14
3.1.2 MPPC の原理	15
3.2 MPPC の基本特性	17
3.2.1 信号波形	17
3.2.2 ゲイン	17
3.2.3 ブレイクダウン電圧	17
3.2.4 ダークパルス	18
3.2.5 クロストーク	18
3.2.6 アフターパルス	19
3.2.7 フォトカウンティング	19

	3.2.8 回復時間	21
3.3	使用した MPPC	21
第 4 章	MPPC の基礎特性の評価	23
4.1	測定方法	23
	4.1.1 セットアップ	23
	4.1.2 温度	24
4.2	性能評価	25
	4.2.1 ダークレート	25
	4.2.2 ダークパルスによる性能評価	28
	4.2.3 LED 小光量での性能評価	31
	4.2.4 有効ゲイン	34
4.3	大光量でのゲインの評価	35
第 5 章	大光量かつ回復時間より長いパルスに対する MPPC の性能評価	37
5.1	目的	37
5.2	測定方法	37
	5.2.1 セットアップ	37
	5.2.2 LED	39
	5.2.3 光電子増倍管 (PMT)	39
	5.2.4 ローパスフィルタ	40
	5.2.5 アンプ	41
	5.2.6 FADC	41
5.3	測定結果	42
	5.3.1 波形	42
	5.3.2 解析方法	43
	5.3.3 回復時間	46
	5.3.4 結果	48
5.4	補正	52
第 6 章	多チャンネル化に向けた読み出しに対する要求性能	53
6.1	現在の読み出し系	53
6.2	AFTER チップ	54
6.3	RC フィルタ	56
	6.3.1 応答	56
	6.3.2 シミュレーションによる波形生成	56

6.3.3	シミュレーションの結果	58
6.3.4	まとめ	62
6.4	Sallen Key Filter	62
6.4.1	応答	63
6.4.2	シミュレーションによる波形生成	64
6.4.3	シミュレーションの結果	66
6.4.4	まとめ	67
第7章	まとめと展望	72
	謝辞	73
	参考文献	74

第 1 章

序論

1.1 ニュートリノ

ニュートリノは、素粒子の一つであり、電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、タウニュートリノの三種類存在することが確認されている [1]。スピン $\frac{1}{2}$ をもち、標準理論では左巻き粒子と右巻きの反粒子のみが存在し、弱い力を通してしか相互作用をしないという特徴を持つ。ニュートリノの質量はベータ崩壊のスペクトルからは実験精度の限界で 0 だと考えられていた。標準理論でもニュートリノ質量は 0 として取り扱われている。しかしながら、近年太陽ニュートリノ [2]、大気ニュートリノ [3]、原子炉ニュートリノ [4]、長基線ニュートリノビーム [5] の実験からニュートリノ振動現象が発見され、ニュートリノが質量を持つことが分かった。ニュートリノ振動はニュートリノに質量がある場合に起きる現象である。ただし、異なる質量の二乗差しかわからず絶対値は未だ不明である。他のレプトンの中で最も小さい質量をもつ電子は、511keV である。それに比べてニュートリノの質量は 5 桁以上小さい質量である理由も未だ解決していない。また、質量があるということはヘリシティが反転できるので右巻きもあるはずであるが、その性質も全く不明である。

1.2 マヨラナ質量

任意の二つのスピノル場 ψ_1 、 ψ_2 に対して

$$\frac{1}{2}(\bar{\psi}_{1L}\psi_{2R} + \bar{\psi}_{1R}\psi_{1L} + h.c.) \quad (1.1)$$

はローレンツ不変量である。ディラック粒子の場合、 $\psi_1 = \psi_2$ として得られる。

$$\frac{1}{2}(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L + h.c.) \quad (1.2)$$

これがディラック質量項となる。しかし、粒子と反粒子が同じであるという条件である $\psi_1 = \psi_2^c$ または $\psi_2 = \psi_1^c$ でも質量項を作ることができる。このとき

$$\bar{\psi}_L^c \psi_R = \left[\frac{1 - \gamma^5}{2} \psi^c \right]^\dagger \gamma^0 \psi_R = \psi_R^T C \psi_R \quad (1.3)$$

$$\bar{\psi}_R^c \psi_L = \psi_L^T C \psi_L \quad (1.4)$$

となるため、この質量項は位相変換に対しては不変ではなく、レプトン数または電荷の保存則を破る。そのため、荷電粒子ではこのような質量項はもつことができない。しかし、ニュートリノは中性であるためこのような質量項をもちうる。全体としてラグランジアンは式 1.5 で表せる。

$$-L = \bar{\psi} i \gamma^\mu \partial_\mu \psi + m_D (\bar{\psi}_L \psi_R + h.c.) + \frac{m_L}{2} (\bar{\psi}_R^c \psi_L + h.c.) + \frac{m_R}{2} (\bar{\psi}_L^c \psi_R + h.c.) \quad (1.5)$$

右辺の第 3、4 項はマヨラナ質量項とよばれ、この項がなければ通常のディラック粒子のラグランジアンである。式 1.6 のような 2 個のマヨラナ場を導入すると、ラグランジアンは式 1.7 になる。

$$N_1 = \frac{\psi_L + (\psi_L)^c}{\sqrt{2}}, N_2 = \frac{\psi_R + (\psi_R)^c}{\sqrt{2}} \quad (1.6)$$

$$-L = \bar{N}_1 i \gamma^\mu \partial_\mu N_1 + \bar{N}_2 i \gamma^\mu \partial_\mu N_2 + (\bar{N}_1 + \bar{N}_2) \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

ただし、

$$\begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

はニュートリノの質量行列である。

つまり、ニュートリノは粒子と反粒子が同じであるマヨラナ粒子の可能性があり、マヨラナ質量 m_L, m_R を持ち得る。この場合左巻き粒子と右巻き粒子にそれぞれ別の質量を与えることが可能である。

1.3 シーソー機構

式 1.8 の固有値を m_N, m_ν とし、対角化すると

$$\begin{pmatrix} m_N & 0 \\ 0 & m_\nu \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

となる。ただし、 $m_N, m_\nu = \frac{m_L + m_R}{2} \pm \sqrt{\frac{(m_L + m_R)^2}{4} - (m_L m_R - m_D^2)}$ である。ここで、 $m_R \gg m_D \gg m_L$ を仮定すると

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

m_R が十分大きければ、 m_ν が他のレプトンに比べて非常に軽いことが説明できる。この形からシーソー機構と呼ばれている [6]。シーソー機構が成り立つためにはニュートリノがマヨラナ粒子でなければならない。

1.4 ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊

ニュートリノがマヨラナ粒子であるかどうかを実験的に証明をする一つとしてニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索が挙げられる。

二重ベータ崩壊は、弱い相互作用により核内でベータ崩壊が二重に起こる現象である。二重ベータ崩壊は、図 1.1 のようにエネルギー準位的にベータ崩壊は禁止されているが、そのさらに隣の準位が低い場合に起こりうる。通常のベータ崩壊の場合、電子と反電子ニュートリノがそれぞれ一つずつ核から放出される。そのため、ニュートリノを伴う二重ベータ崩壊 $2\nu\beta\beta$ では反電子ニュートリノと電子がそれぞれ核から 2 つ放出される。一方、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 $0\nu\beta\beta$ では、仮想的にできた反ニュートリノを他方が吸収し、2 つの反電子ニュートリノがマヨラナ性のために対消滅するため、電子 2 つだけが核から放出される。この崩壊では、レプトン数が 2 変化していて、レプトン数非保存でありニュートリノがマヨラナ粒子であるときのみ起こる反応である。二重ベータ崩壊のファインマンダイアグラムを図 1.2 に示す。

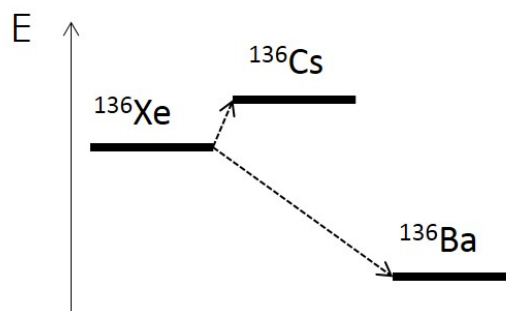


図 1.1 二重ベータ崩壊を起こす際のエネルギー準位。(左) ニュートリノを伴う通常の二重ベータ崩壊 (右) ニュートリノがマヨラナ粒子である場合に起きるニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊

$0\nu\beta\beta$ の探索ではニュートリノのエネルギーを測定することは出来ないので、2 つの電子の

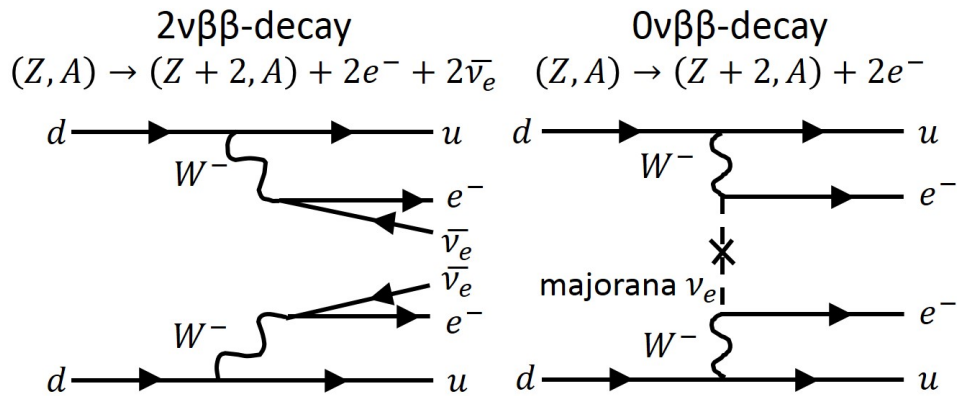


図 1.2 二重ベータ崩壊のファインマン・ダイアグラム。

エネルギーを測定することになる。図 1.3 のように $2\nu\beta\beta$ では、ニュートリノがエネルギーを持ち去るためにエネルギー分布は広がりを持っている。しかし、 $0\nu\beta\beta$ では、エネルギー準位差と等しいエネルギーを落とすため鋭いピーク状の分布になる。二つのモードを弁別するためには、二重ベータ崩壊で出てくる二つのベータ線のエネルギーを精度よく測る必要がある。二

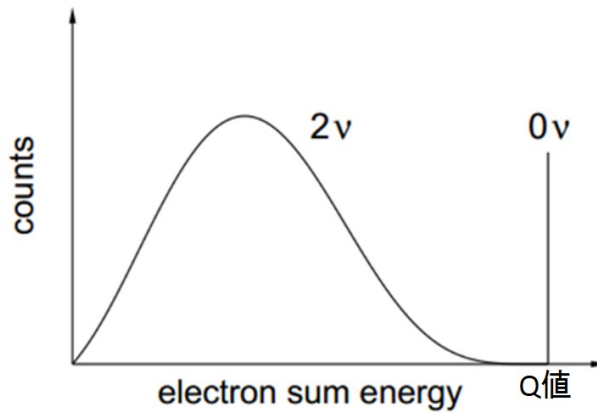


図 1.3 二重ベータ崩壊における 2つの電子のエネルギースペクトル。

重ベータ崩壊の寿命は非常に長く、キセノンの場合 $2\nu\beta\beta$ では 2.23×10^{21} 年、 $0\nu\beta\beta$ ではさらに長くなって 1.9×10^{25} 年以上である [8]。非常に稀な崩壊であるために、背景事象の低減と崩壊核を大質量にすることが要求される。有効ニュートリノ質量として 10^{-2}eV 程度の領域を探索しなければならない。そのためには 1 トン程度の崩壊核が必要であるとされている。

ここで、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊探索を行っている実験グループをいくつか紹介する。

GERDA

二重ベータ崩壊核として ^{76}Ge を用いたイタリアのグランサッソで行われている実験である。ゲルマニウムを用いた半導体検出器は非常に良いエネルギー分解能をもち、Q 値 2.039MeV において $3.2 \pm 0.2\text{keV}$ 、0.16%(FWHM) の分解能を達成している [7]。21.6kg-year で 2011-2013 年に測定したデータの結果は、背景事象が約 $1 \times 10^{-2}\text{counts}/(\text{keV} \cdot \text{kg} \cdot \text{yr})$ と少なく、 ^{76}Ge の寿命に次のような上限をつけている [7]。

$$T_{1/2}^{0\nu}({}^{76}\text{Ge}) > 2.1 \times 10^{25}[\text{year}] \text{ (90\%C.L.)}$$

KamLAND-Zen

二重ベータ崩壊核として ^{136}Xe を用いた実験である。液体シンチレーターにキセノンを溶かし込んだ検出器を用いている。エネルギー分解能は、Q 値の 2.458MeV で 9.9%(FWHM) である。 ^{136}Xe の寿命には次のような制限を付けている [8]。

$$T_{1/2}^{0\nu}({}^{136}\text{Xe}) > 1.9 \times 10^{25}[\text{year}] \text{ (90\%C.L.)}$$

EXO-200

二重ベータ崩壊核として ^{136}Xe を用いた実験である。純度 80% の液体キセノン 200kg をターゲットとしたシンチレーターである。この検出器は TPC でシンチレーション光と電離電子両方をみている。エネルギー分解能は、Q 値の 2.458MeV で 4.3%(FWHM) である [9]。 ^{136}Xe の寿命には次のような制限を付けている [10]。

$$T_{1/2}^{0\nu}({}^{136}\text{Xe}) > 1.1 \times 10^{25}[\text{year}] \text{ (90\%C.L.)}$$

ゲルマニウムのような半導体型検出器は、エネルギー分解能がとても良い反面、結晶を大型化することが技術的にもコスト的にも難しい。キセノンを用いた検出器は、空気中にも Xe は微量に含まれているということもあり、半導体型検出器に比べ技術的にもコスト的にも大型化しやすいことが特徴である。しかし、エネルギー分解能が数 % 程度になり、背景事象を落とすのが困難である。そこで、我々の実験 AXEL では大型化をしやすいキセノンを用いて、エネルギー分解能もよい検出器の開発を目指す。

第 2 章

AXEL 実験

2.1 実験原理

AXEL 実験ではニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊を探索するための検出器を開発している。検出器で達成されるべき要求は大きく分けて 3 つあり、大質量化が可能であること、高エネルギー分解能であること、飛跡検出が可能であることである。これらの条件を兼ね備えた検出器として高圧キセノンガス Time Projection Chamber を開発している。

二重ベータ崩壊は稀事象であるために、大量の二重ベータ崩壊核を用いることが要求される。また、背景事象として、不純物に含まれる放射性物質からの放射線や宇宙線が存在する。それらの背景事象が我々が観測すべきエネルギー領域に信号を作った場合、それは偽信号になってしまう。それらを除いたり、ニュートリノを伴う二重ベータ崩壊のうちニュートリノが持ち去るエネルギーが小さい場合を弁別したりする際に高エネルギー分解能であることが要求される。

図 2.1 に検出器の概念図を示す。我々の開発している検出器ではキセノンガスの電離電子を信号として用いることによって高エネルギー分解能 (2.48MeV で FWHM0.5%) を達成し、さらに二重ベータ崩壊核である ^{136}Xe を高圧で用いることによって大質量にすることが可能である。二重ベータ崩壊による一次電子によって生成した電離電子をドリフト電場によってトラッキングプレーン側にドリフトさせる。ドリフトしてきた電離電子は高電場をかけることで加速すると、キセノン原子と衝突した際にエレクトロルミネッセンスを生じる。この増幅過程で生成された光子を光センサで観測する。エレクトロルミネッセンスについては、2.3 章で詳しく述べる。この実験における特徴の一つは、エレクトロルミネッセンスを起こす領域とその光を読み出す光センサまでをセル状にした独自に開発している ELCC (Electroluminescence correction cell) を用いていることである。ELCC を用いることによって検出器を大型化した際の、光量の位置依存性を減らすことができる。そして、三次元飛跡構成による粒子識別を可能にすることで環境起因の放射線を信号事象と区別することが出来る。例えば、 α 線事象の場

合 1 セルだけ信号を観測し、二重ベータ崩壊だと複数のセルにまたがって信号が発生する。

30 気圧のキセノンを用いる場合、直径 2m、長さ 1.7m でキセノンの質量 1ton の検出器となる。EL 光のエネルギーを測定するために二次元的に MPPC(Multi Pixel Photon Counter) を 7.5mm 間隔に約 50000ch 配置する。縦軸方向は Xe のシンチレーション光を MPPC と反対側に置いた光電子増倍管 (PMT) で観測することから距離情報を算出する。PMT がシンチレーション光を観測した時間が、チェンバー内で二重ベータ崩壊の信号が発生した時間である。その値を時間 0 とし、EL 光の観測時間を測定することでドリフト時間がわかる。ドリフト時間と、電場によって決まるドリフト速度を用いて飛跡を三次元的に再構成する。

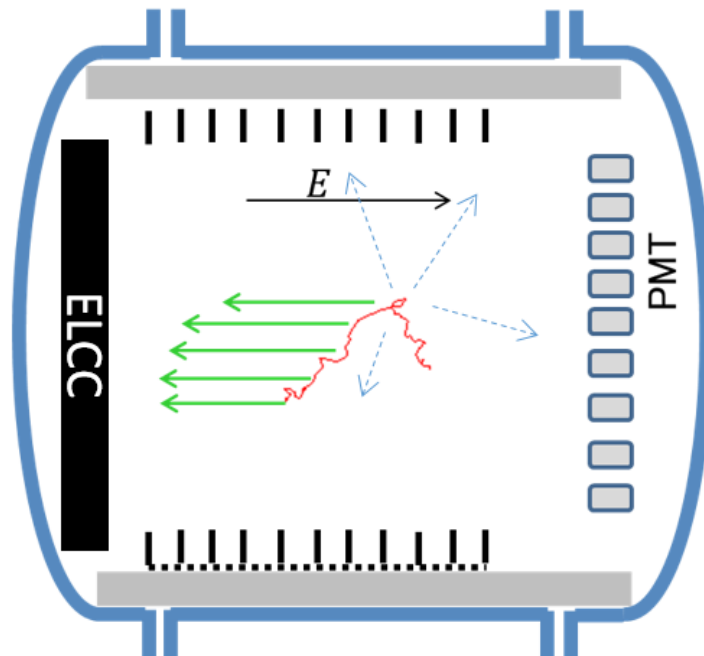


図 2.1 AXEL 検出器概念図

2.2 キセノンの電離信号

キセノンガスの電離の W 値は 22.1eV と比較的小さく、また統計揺らぎに寄与するファノ因子が 0.13 であり、電離信号によるエネルギーの測定では高い分解能が得られることが知られている。図 2.2 にキセノンの密度とエネルギー分解能の関係を示す [11]。1 気圧でのキセノンの密度は $5.9 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ であり、100 気圧あたりまで 0.6% (662keV, FWHM) のエネルギー分解能を持つことが確認されている。この値を 0ν 二重ベータ崩壊の Q 値に換算すると 0.3%(2.4MeV, FWHM) となる。そこで、半導体検出器並みの高分解能である 0.5%(2.48 MeV, FWHM) の検出器開発を目指す。

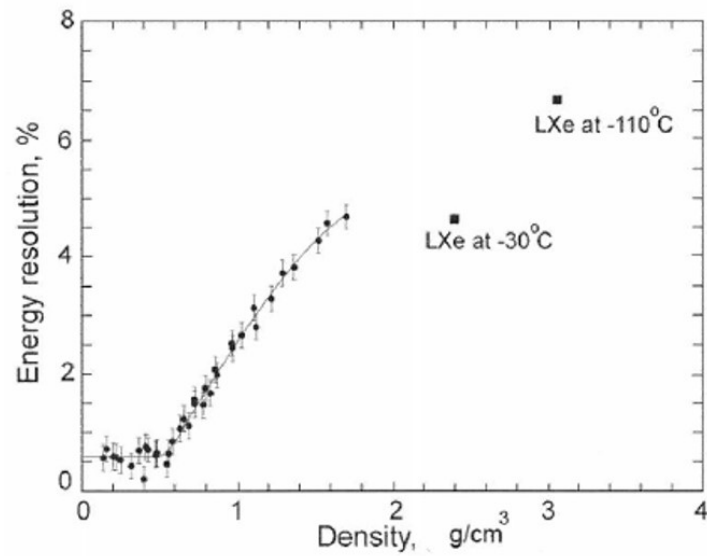


図 2.2 662keV のガンマ線から得られたキセノンによるイオン化チェンバーのエネルギー分解能 (%、FWHM) の密度依存性 [11]

2.3 エレクトロルミネッセンス

電場がかかっている気体中での電子は電場によって運動エネルギーを得る。電場が十分に大きいと、ガス分子に衝突することで、さらに電離電子が生成する場合と、原子を励起する場合がある。その二種類の衝突の仕方に起因した増幅方法の違いについて説明する。

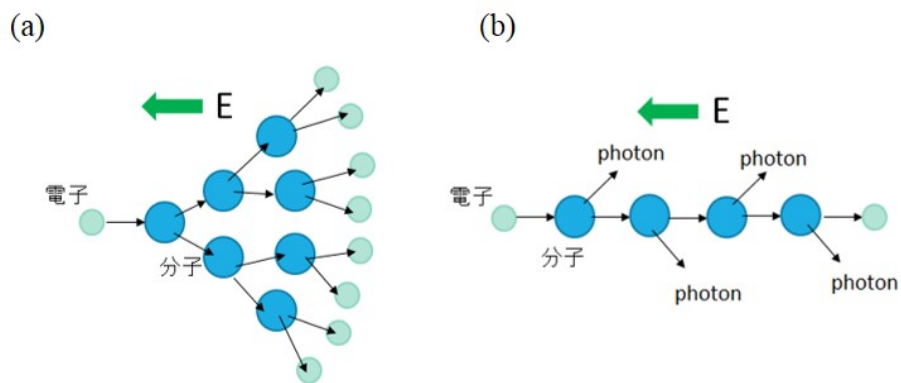


図 2.3 増幅方法 (a) なたれ増幅 (b) エレクトロルミネッセンス

電離電子を生成するほどの大きな電場を作り出す方法例としては、細いアノードワイヤーを用いることである。ワイヤー付近が高電場状態になり、電離電子を生成し、その電離電子がま

新たな電離電子を生成するというように電子が指数関数的に増幅されるという特徴を持つ (図 2.3 (a))。この増幅方法をなだれ増幅という。なだれ増幅は、高い増幅率を得られるために一般的なガス検出器でよく用いられている。しかし、初期の増幅の揺らぎも増幅され、最終的な増幅率の揺らぎが大きいという欠点をもっている。

電離電子の生成には至らなくとも、原子を励起させるのに必要なエネルギーを得られるほどの電場は、金属の平行平板に大きい電圧をかけることで作ることができる。電場内では加速された電子は原子を励起させ、脱励起光 (electroluminescence) を生じさせる。気体の濃度が $n > 10^{10} [cm^{-3}]$ であるときの原子のエレクトロルミネッセンスが起こる過程を示す [11]。



増幅前の電子数に比例した光をだし、増幅揺らぎが小さく、分解能の悪化を抑えることが可能である (図 2.3(b))。

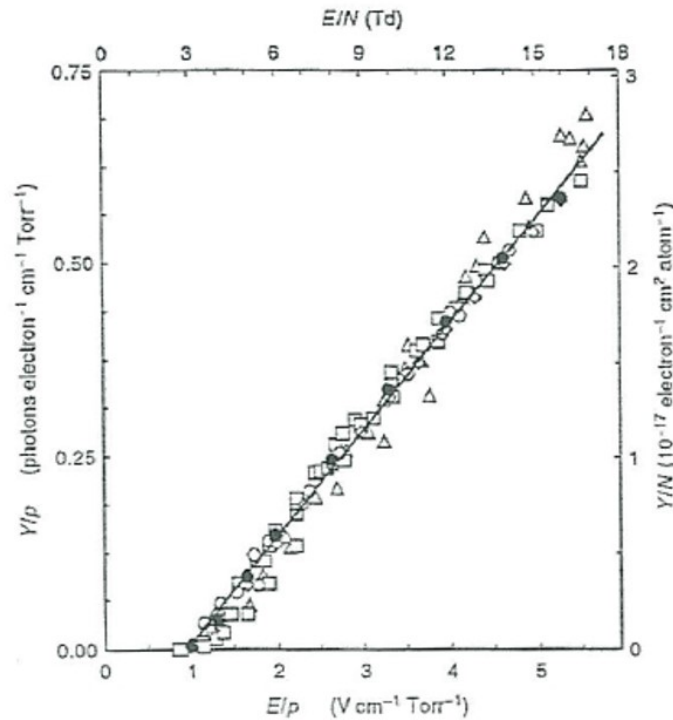


図 2.4 293K におけるキセノンガスの EL 光の電場依存性 [11]

1つの電子がエレクトロルミネッセンスとして生成する光子数 N_{ph} は、ドリフト距離 x [cm], 電場 E [kV cm⁻¹], 気圧 p [bar] に依存した次の式に従うことが分かっている [11]。

$$dN_{ph} = 70(E/p - 1.0)p \quad (2.2)$$

キセノンのエレクトロルミネッセンスによる増幅利得の電場依存性を図 2.4 に示す。

本研究では、エレクトロルミネッセンス光による信号読み出しを採用し、増幅によるエネルギー分解能の悪化を抑える。

2.4 他実験との比較

高圧 Xe ガス TPC を用いた二重ベータ崩壊実験として、スペインで NEXT 実験が計画されている。NEXT 実験の概念図を図 2.5 に示す。

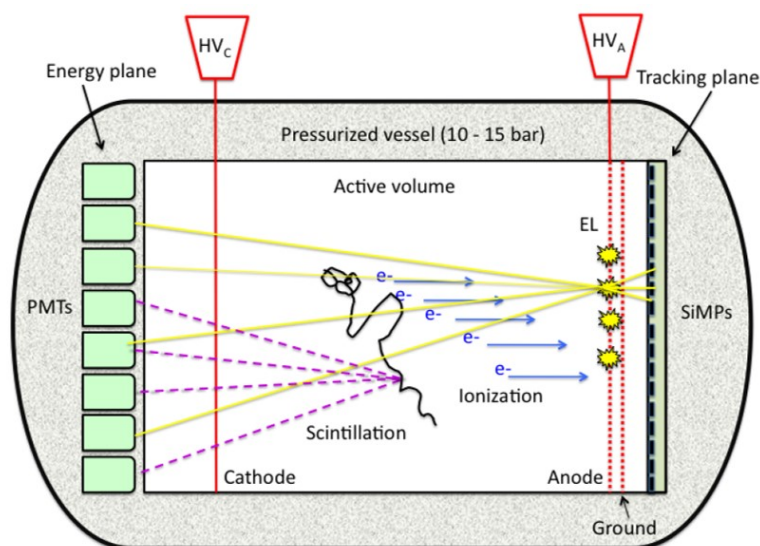


図 2.5 NEXT 実験 [12]

エレクトロルミネッセンスを発生する面とは反対側に設置された光電子増倍管 (PMT) を用いてシンチレーション光とエレクトロルミネッセンス光の光量を測定している。一方で、エレクトロルミネッセンスを起こす側では光センサとして MPPC が置かれており、トラッキングを主にしている。

エネルギー再構成は、PMT の光量で行うために信号の位置依存性が大きく、また大型化が難しい構造であるのが問題と予想される。そこで、位置依存性が少なく、また大型化可能なものとして本実験では ELCC という機構を用いる。

2.5 ELCC -ElectroLuminescence Collection Cell-

一般的には平行メッシュ電極面に大きい電圧を印加して電場をつくることで、エレクトロルミネッセンス光をつくりだすことが出来る。しかし、単なるメッシュ面では、エレクトロルミネッセンス光が生じる位置と光センサとの位置関係で検出される光量が変わってしまい、エネルギー分解能を悪化させてしまうという問題点がある。そこで、我々のグループでは信号の読み出し機構として ElectroLuminescence Collection Cell (ELCC) を独自開発している。

ELCC の概念図を図 2.6 に示す。ELCC は上からアノード電極、PTFE 板、メッシュ電極 (グラウンド)、MPPC という構造になっている。アノード電極と PTFE 板には直径 5mm の穴があいていて、MPPC 1 つに対して 1 つの穴が対応したセル構造がいくつも並んでいる。ELCC 1 セルの概念図を図 2.7 に示す。電離電子は、電場に沿ってドリフトしてきて、ELCC の中に引き込まれその領域内でエレクトロルミネッセンスをおこす。ドリフト領域の電場と EL 領域の電場を最適化することによって一次電子を ELCC 内に 100% ひきこむことができ、セル内での一様性は RMS0.06% 以内であることがシミュレーションで確認されている。この構造にすることによって、位置の揺らぎを抑え、エネルギー分解能が高いまま読み出すことが出来る。

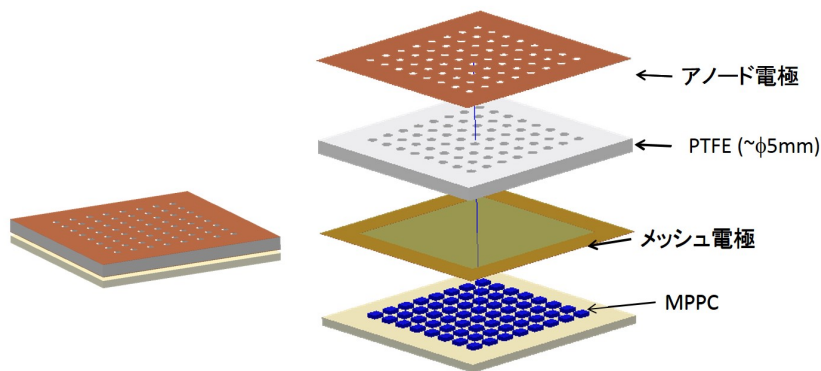


図 2.6 ELCC と展開図

各セルの読み出しで使う光センサは MPPC である。しかし、キセノンのエレクトロルミネッセンス光は紫外光であるが、一般的な MPPC は紫外光感度をもたない。そこで、MEG 実験が浜松ホトニクスと共同開発している紫外光対応の MPPC を用いる予定である [13]。

ELCC のもう一つのメリットは大型化しやすくなることである。大型化するとき金属板の間が気体のみだと金属板が歪んでしまうため、きれいな電場形成は難しい。しかし、PTFE 板をいれることでこのような懸念も解消される。

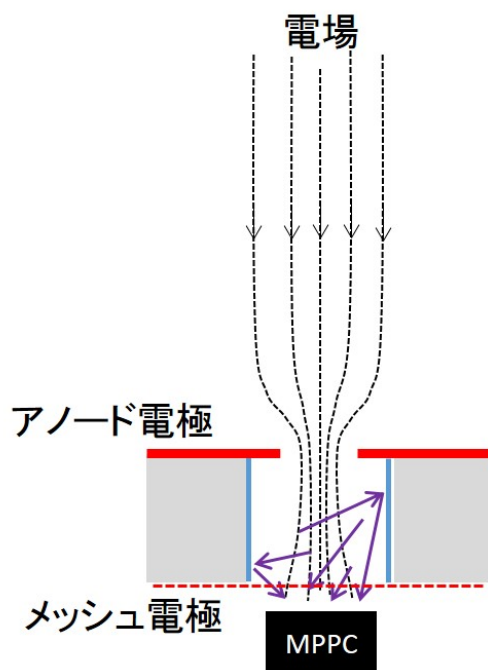


図 2.7 ELCC の 1 セルの概念図

我々が観測しようとしている $0\nu\beta\beta$ の初期電子数は、 Q 値 (22.4MeV) / W 値 (22.1eV) $\approx 10^5$ フォトンである。エレクトロルミネッセンスで 10 倍に増幅するならば、総光量は 1×10^6 個になる。30 気圧のキセノンガス中において、ベータ線の飛距離は約 10cm なので、 10^6 個のフォトンはいくつかの MPPC で観測されることになる。瞬間的な最大光量を見積もるために、MPPC の波形の長さである 50ns 間に入射する光量を考えていく。

まず、図 2.9 (左) のように MPPC が並べられている面に対してベータ線が平行に飛ぶときを考える。MPPC を 7.5mm 間隔で配置すると MPPC 13 個にわたって観測される。また、ELCC 内では図 2.8 のように約 $5\mu\text{s}$ にわたって発光することが分かっている。すると、MPPC 1 つあたり 1×10^6 フォトン / 13 $\approx 1 \times 10^5$ フォトン/個入射するので、ELCC の発光時間で一様に分布するならば、約 10^3 フォトン/個/50ns になる。

次に、図 2.9 (右) のようにベータ線が垂直に飛ぶときを考える。電子のドリフト速度は $0.1\text{cm}/\mu\text{s}$ であるので、初期電子は 0.1ms 間の広がりをもって ELCC に到達する。MPPC の発光時間も 0.1ms 間にわたるので、MPPC 一つあたりの瞬間光量は約 $1 \times 10^6 \times / \text{個} / 0.1\text{ms} = 500$ フォトン/個/50ns である。

つまり、時間あたりの個数が一番多いのは水平方向に飛ぶときである。本実験に向けて、そのような光量に対して MPPC の振る舞いを知る必要がある。

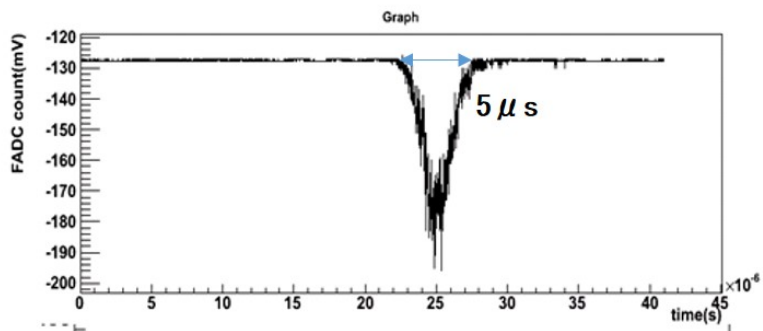


図 2.8 エレクトロルミネッセンス光の波形の例 [14]



図 2.9 信号の飛跡

第 3 章

Multi Pixel Photon Counter

3.1 MPPC の動作原理

Multi Pixel Photon Counter (MPPC) は、浜松ホトニクスが開発した光半導体素子である。本検出器のトラッキング及びエネルギー測定に約 50,000 個用いる予定である。

3.1.1 APD

MPPC はガイガーモードで動作するアバランシェフォトダイオード (APD) を多数並列に組み合わせた光半導体素子である。そこで、まず APD について述べる。

APD は、高い逆電圧を印加することによって入射光子によって発生したキャリアをアバランシェ増倍するという点がフォトダイオードと異なる。アバランシェ増倍は、高い増幅率をもつため、ノイズの影響を低減させる。ここで、アバランシェ増倍についてもう少し詳しく説明する。

フォトダイオードに逆電圧を印加すると、p 型半導体の方は正孔が、n 型半導体の方は電子が pn 接合から遠ざかることで空乏層が広がる。その空乏層の中に光が入射すると、電子と正孔の対を発生する。発生した電子-正孔対は電場によってそれぞれ n 側、p 側にドリフトする。このとき逆電圧が大きければ大きいほど電場は強くなり、キャリアの速度は大きくなり、結晶格子と衝突することによって電子-正孔対を連鎖的に発生させ、なだれ増幅を起こす。具体的には、空乏層を広げるためにフォトダイオードの pn 接合部に真性半導体を入れ、空乏層中の電場を強くするために n 型半導体には極性の強い n 型半導体を付加させるという処置が施されている。図 3.1 に APD 内の構造と電場の様子を示す [16]。

APD にはノーマルモードとガイガーモードという動作状態がある。ノーマルモードはブレイクダウン電圧以下で動作させ、電子-正孔対のうち電子だけがなだれ増幅を引き起こす。ゲインは 10 - 100 倍程度であり、印加電圧が一定ならば入射光子に比例した電荷の出力が得ら

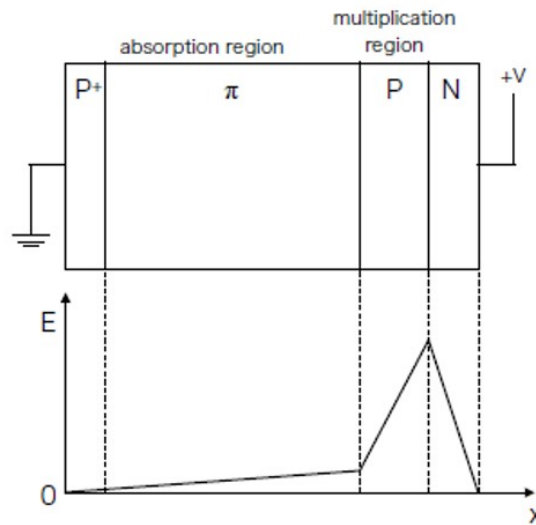


図 3.1 APD 内の構造と電場の様子 [16]

れる。一方、ガイガーモードはブレイクダウン電圧以上で駆動させることでガイガー放電を引き起こす。ガイガー放電は電子と正孔両方がなだれ増幅する。ガイガーモードで動作する APD に直列にクエンチング抵抗を入れ、APD のバイアス電圧を下げることでなだれ増幅を短時間で止めることが出来る。ゲインは 10^6 程度得られ、入射光子には依存せず一定の電荷出力が得られる。

3.1.2 MPPC の原理

MPPC は、複数のガイガーモード APD とクエンチング抵抗を直列に組み合わせたものを二次元に並列に配列したものである。等価回路を図 3.2 に示す [15]。

MPPC の 1 ピクセルに光子が入射すると、ある一定の電荷出力を得られるため、光子が入ったピクセル数が複数ある場合、そのピクセル数の信号波形が足し合わされた出力が得られる。つまり、MPPC は入射光子数に比例した電荷を出力するので、高いフォトカウンティング能力がある。出力電荷分布を図 3.3 に示す [15]。一番左のピークがペDESTAL であり、その隣に 1 光子、2 光子、…というように入射光子によってピークがきれいに分かれる。1 ピクセルは、 $25\mu\text{m}$ 角や $50\mu\text{m}$ 角であり、MPPC の受光面サイズ 1mm や 1.3mm に並べられたような構造となっている。我々は受光面 3mm 角の MPPC を用いる予定である。1 光子の信号を検知したときのパルスの電荷量 Q はオーバー電圧 ($\Delta V = V_{bi} - V_{br}$) に比例している。ただし、 V_{br} はブレイクダウン電圧、1 ピクセルの静電容量 (C) である。

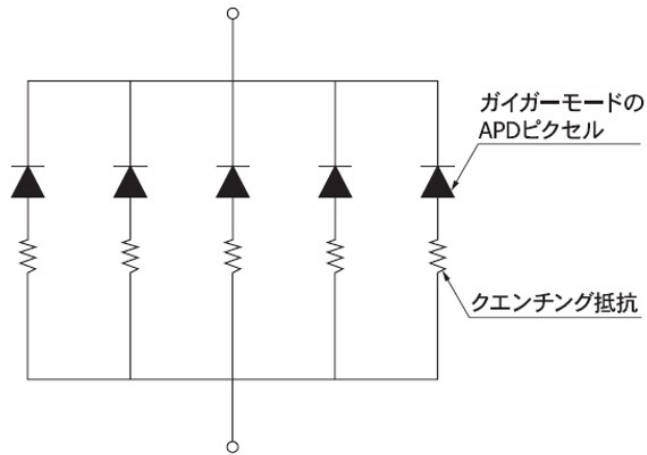


図 3.2 MPPC の構成の概念図 [15]

$$Q = C(V_{bi} - V_{br}) \quad (3.1)$$

式 3.1 より、ピクセルのサイズが小さいとキャパシタンスが小さいので出力電荷も小さくなる。

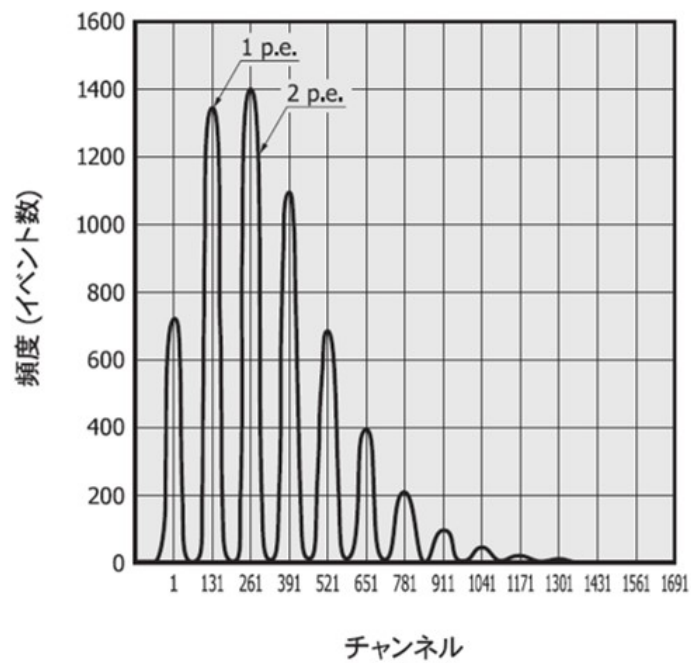


図 3.3 出力電荷の分布 [15]

3.2 MPPC の基本特性

3.2.1 信号波形

信号波形は、ガイガー放電によって鋭い立ち上がりをもち、ガイガー放電を止めるためのクエンチング抵抗でバイアス電圧が下がることによる立ち下がり是比较的なだらかになる。50 μm ピッチの MPPC を用いたときの典型的な信号波形を図 3.4 に示す。およそ信号の立ち上がりが数 ns 立ち下がりが 40ns 程度になっている。

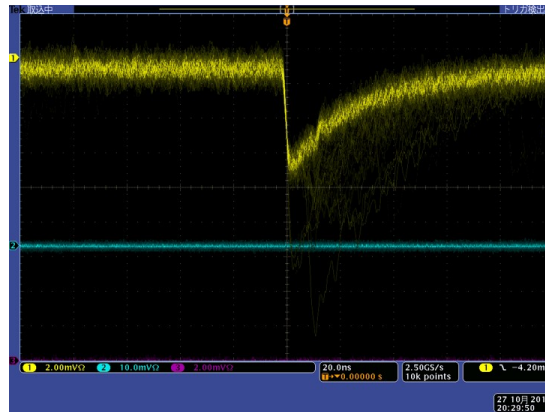


図 3.4 1 光子入射してきたときの MPPC の典型的な信号波形 (50 μm ピッチのものを使用)。

3.2.2 ゲイン

MPPC のゲインは、1 光子がどれだけ増幅されたかを示す。1 ピクセルの信号の電荷量 (Q) を素電荷 $e (= 1.602 \times 10^{-19}) C$ で割ったもので与えられる [16]。

$$gain = \frac{Q}{e} \quad (3.2)$$

式 3.1 を用いると次の式になる。すなわち、MPPC のゲインはオーバー電圧 $\Delta V (= V_{bi} - V_{br})$ で決まる。

$$gain = \frac{C\Delta V}{e} \quad (3.3)$$

3.2.3 ブレイクダウン電圧

ブレイクダウン電圧とは、ノーマルモードからガイガーモードへと切り替わる電圧のことを指す。温度依存性をもち、温度が高くなるにつれてブレイクダウン電圧も高くなる。これは温

度が高くなると結晶中の原子の光子振動が大きくなり、キャリアが十分に加速できなくなるためなだれ増幅しにくくなるためと考えられている。

3.2.4 ダークパルス

MPPC は光子が入射していなくてもパルス信号を出すことがある。そのパルスをダークパルスという。これは、入射した光子がつくった信号と同じ波形のため区別が出来ない。ダークパルスの原因は、熱による励起で電子正孔対を生成し発生する場合とダイオードに高電場の逆バイアスがかかることにより、価電子帯の電子が伝導体にトンネル効果で遷移することで電子正孔対を生成し発生する場合の二種類が考えられている。200K~300K では、熱による励起が主な原因となる。ダークパルスが1秒間に起こる回数をダークレートといい、ダークレートは受光面の面積に比例するほか、温度やバイアス電圧が大きくなればなるほど大きくなる。

3.2.5 クロストーク

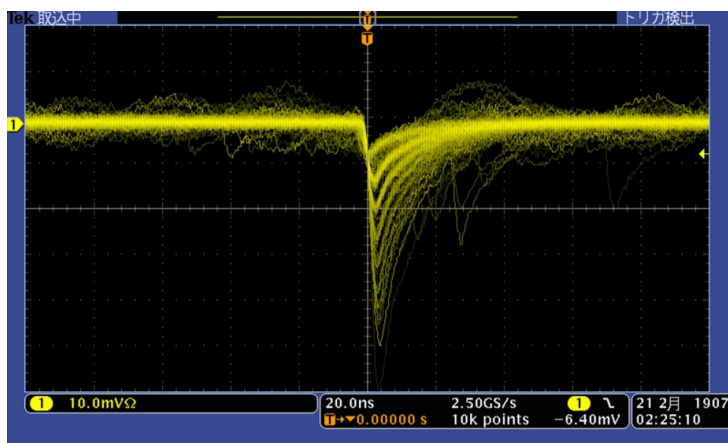


図 3.5 1 光子入射したときに複数個に見えるクロストークの波形例（旧 MPPC）。

光子が1つ入射した時に複数個入射したような信号になることがある。これをクロストークと呼ぶ。典型的なクロストークの波形例を図 3.5 に示す。この図はわかりやすいように、クロストークの大きい旧世代の MPPC の波形を載せている。原因としてはあるピクセルに光子が入射し、なだれ増幅を起こしたときに制動放射や再結合によってできた二次的な光子が周辺のピクセルに入射し信号をつくるということが考えられている。クロストークにより、1つの信号を複数信号としてとらえてしまうために線形性の悪化につながる。

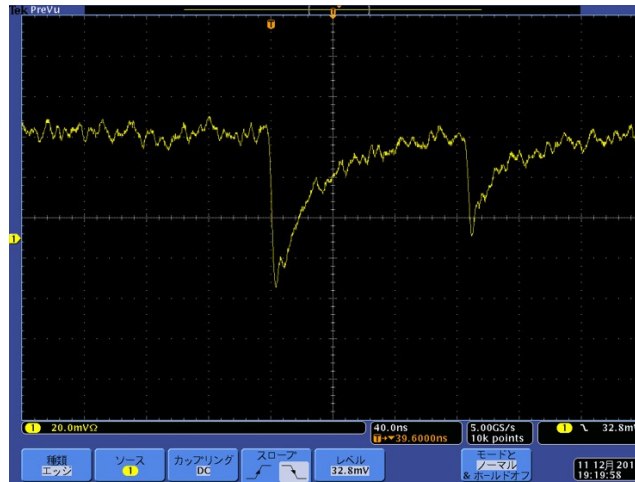


図 3.6 1 光子入射してきたときの波形（左）のあとにアフターパルス（右）がある波形例。

3.2.6 アフターパルス

光子が入射し、信号をつくったあとに光子が入ってないにも関わらず信号を作ることがある。これをアフターパルスという。典型的なアフターパルスの波形を図 3.6 に示す。アフターパルスの原因としてはなだれ増幅の際に結晶中の不純物にキャリアがトラップされて、すこし後にそのキャリアがまたなだれ増幅をおこすことがあげられる。キャリアが再放出されるまでの時間は数 ns～数 100ns までに及ぶ。アフターパルスは同じピクセル内で発生する信号であり、MPPC の充電が終わる前にパルスが発生する場合、少し小さい信号を出す。これは電荷積分をしたときの分布幅が大きくなる原因の一つになる。また、クロストーク同様、光子 1 つの信号を複数信号としてパルスをだすために線形性の悪化につながる。

実際の測定では、クロストークとアフターパルスを考慮に入れた解析を行う必要がある。そこで、4 章ではゲインとは別にクロストークとアフターパルスを考慮したゲインとして有効ゲインを用いて光子数を計算する。

3.2.7 フォトカウンティング

MPPC は光子が入射したピクセル数に比例した大きさの信号をだすためフォトカウンティング能力をもっている。光量が小さい場合、同じピクセルに光子が入る確率は小さいため光子数に応じた信号をだすが、大光量になると同じピクセルに光子が複数個入る確率が大きくなる。同じピクセル内に光子が複数入ったとしても、ガイガーモード APD で動作する場合は一定の出力になってしまう。そのため、大光量になってくるとフォトカウンティング能力がなくなり、図 3.7 のように信号から得られる電荷分布は飽和した曲線となってしまふ。これは受光

面サイズ $3 \times 3 \text{mm}$ 、ピクセルサイズ $50 \mu\text{m}$ のを用いたときの 50ns の間に入射する光子数と実際に測定された光子数の関係を示している。

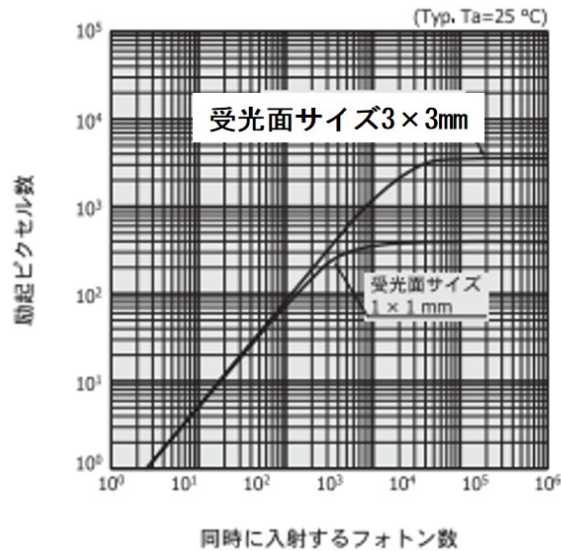


図 3.7 50ns の間に入射する光に対する線形性 [15]

MPPC のピクセル数が少ないほど、飽和しはじめる光子数は小さい。ここで、受光面が 3mm 角でピクセルのピッチが $25 \mu\text{m}$ 、 $50 \mu\text{m}$ のときのピクセル数を表 3.1 に示す。

表 3.1 MPPC のピッチ数とピクセル数の関係とそれぞれの回復時間 [15]。

ピッチ数	ピクセル数	回復時間
$25 \mu\text{m}$	14000	20ns
$50 \mu\text{m}$	3600	50ns

線形性を保つ光量は、ピクセル数が多いほど多くなるので、 $25 \mu\text{m}$ のほうが線形性を保つはざである。

本実験でエネルギー分解能を悪化させないためには、MPPC の線形性が保たれている必要がある。 10^5 フォトン は MPPC で保障されている総光量よりはるかに多いが、回復時間に比べて長い時間に対する光量であり、MPPC1 つあたり 10^5 フォトン/ $5 \mu\text{s}$ まで線形性を保つか確認されていないので調べる必要がある。フォトカウンティングについては 5 章で詳しく述べる。

3.2.8 回復時間

MPPC は、一つの信号を出してから同じピクセルで次に所定の信号をだせるようになるまで時間がかかり、その時間を回復時間とよぶ。およその回復時間は表 3.1 に示すように数 10ns である。ピクセルの静電容量を $C1$ 、クエンチング抵抗を $R1$ とすると、信号をだしたとき $C1$ から電荷が放出され、 $R1$ でなだれ増幅を止めるという原理から $C1$ と $R1$ で回復時間が決まる。MPPC の信号を出したある 1 ピクセルの等価回路の図 3.8 を示す。

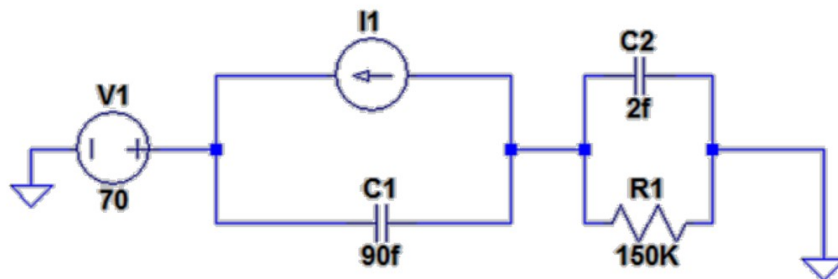


図 3.8 MPPC の等価回路

$V1$ は MPPC のバイアス電圧、 $C2$ はクエンチング抵抗に寄生する静電容量である。 $C1$ の充電が終わる前に光子が入射してしまうと、実際の 1 光子のパルスより小さいパルスになってしまう。そのために回復時間を考慮に入れる必要がある。回復時間については 5 章で詳しく述べる。

3.3 使用した MPPC

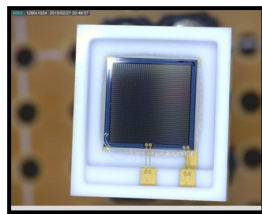


図 3.9 セラミックパッケージの MPPC

今回 MPPC として 3mm 角でピッチ数が $25\mu\text{m}$ のものと $50\mu\text{m}$ のものを使用している。パッケージは図 3.9 のようなセラミックのものを評価した。通常の可視光タイプのものに加え、浜松ホトニクスで開発中の紫外光に感度をもつものを評価した。表 3.2 に仕様をまとめる。第三世代は、第二世代に比べてピクセル間の溝を深くすることによってクロストークを抑えた構造となっている。

表 3.2 評価に用いた MPPC の種類。紫外光に感度のあるタイプのことを VUV としている。[15]。

ピッチ数	世代	型番	serial No.
$50\mu\text{m}$	3(prototype)	3×3 -50UM SAMPLE LCT4	113
$25\mu\text{m}$	2	S12572-025C	3L000137
VUV – $50\mu\text{m}$	-	S13370-4870	207

第 4 章

MPPC の基礎特性の評価

4.1 測定方法

4.1.1 セットアップ

セットアップの概念図を図 4.1 に示す。MPPC の 1 フォトンの波形は 1 mV 以下の小さい波形であるため、 $50\mu\text{m}$ ピッチ、VUV- $50\mu\text{m}$ ピッチはアンプで 10 倍、 $25\mu\text{m}$ ピッチは 100 倍に増幅させて測定した。アンプは REPIC 製の RPN-092 を用いていて、増幅率は 10 倍である。FADC は CAEN 社製の V1724 を用いた。サンプリングレートは 100MHz で 40.96ns にわたり記録している。FADC での 1 カウントは 0.13mV に対応している。

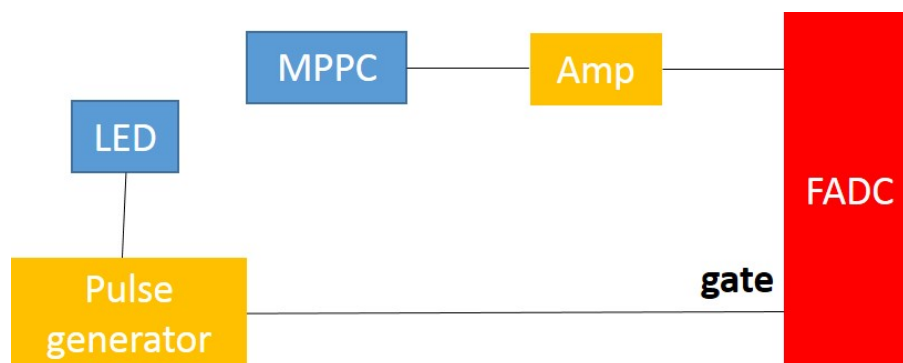


図 4.1 セットアップの概念図。

LED はパルスジェネレータを用いて電圧駆動させている。MPPC と PMT の信号は、パルスジェネレータからの同期信号をトリガーとして、FADC を用いて波形情報を取得する。トリガーのかかる前にある程度データを取得することによってダークパルスも同時に取得をする。また、バイアス電圧を変えながらデータをとることによってブレイクダウン電圧を測定する。

4.1.2 温度



図 4.2 温度管理システム

MPPC は温度により、ダークカウントやクロストーク&アフターパルスレートが変化してしまう。そこで、どの測定でも図 4.2 のように測定器具を 25 °C 設定の恒温ケースに入れ実験を行っている。この装置はチェンバー付近に置かれた温度計と設定温度の差をみて上から空気を流しいている。しかし、フィードバックに少し時間がかかるため冷やし過ぎてしまう場合がある。そこで、暗箱の中の MPPC 付近にも温度計を入れ、温度測定を行っている。ある測定中の暗箱内の温度変化を図 4.3 に示す。

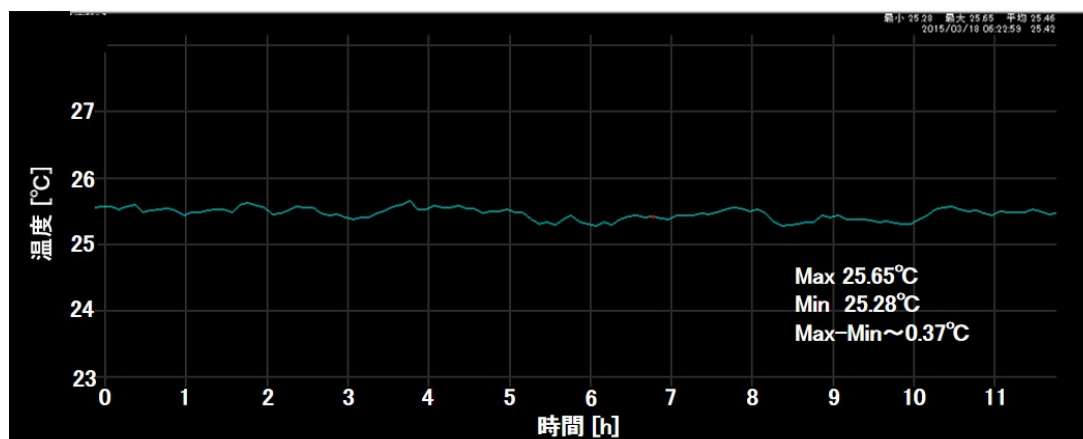


図 4.3 実験中の温度変化

この測定では、温度変化は 25.46 ± 0.2 °C 以内に抑えられている

4.2 性能評価

4.2.1 ダークレート

それぞれの MPPC で取得した波形データの例を図 4.4 に示す。ベースラインは波形前半部の $25\mu\text{s}$ までの ADC 値の平均値であり、図 4.4 中の太い赤線である。ダークパルスも含めて平均した値を用いているのでベースラインは実際に信号が入っていないときよりわずかにオフセットをもっているが、信号パルスの波高に比べ非常に小さいオフセットであるため問題ない。ベースラインの揺らぎの標準偏差を σ として、ベースラインから 1σ 毎に赤線がひいてある。閾値はベースラインから 2.4σ 離れた値を使用し、青の破線で示す。この値は、1 フォトンの約半分のパルス高に対応しており、1 フォトンの信号が見え、ノイズを十分落とせる値である。 $25\mu\text{m}$ ピッチはゲインが小さく、ノイズとの切り離しが難しいため高めの閾値となっている。

波形データから閾値を超えたダークパルスを積分することで得られた光量分布を図 4.5 に示す。光量分布の 1 フォトンのピークと 2 フォトンのピークをガウシアンでフィッティングすることで平均値を求め、その差を 1 フォトンのゲイン/ADC 値/10ns とした。この値を用いて 0.5 フォトンに対応する信号の積分値を求め、その値以上をダークパルスとして数えた。

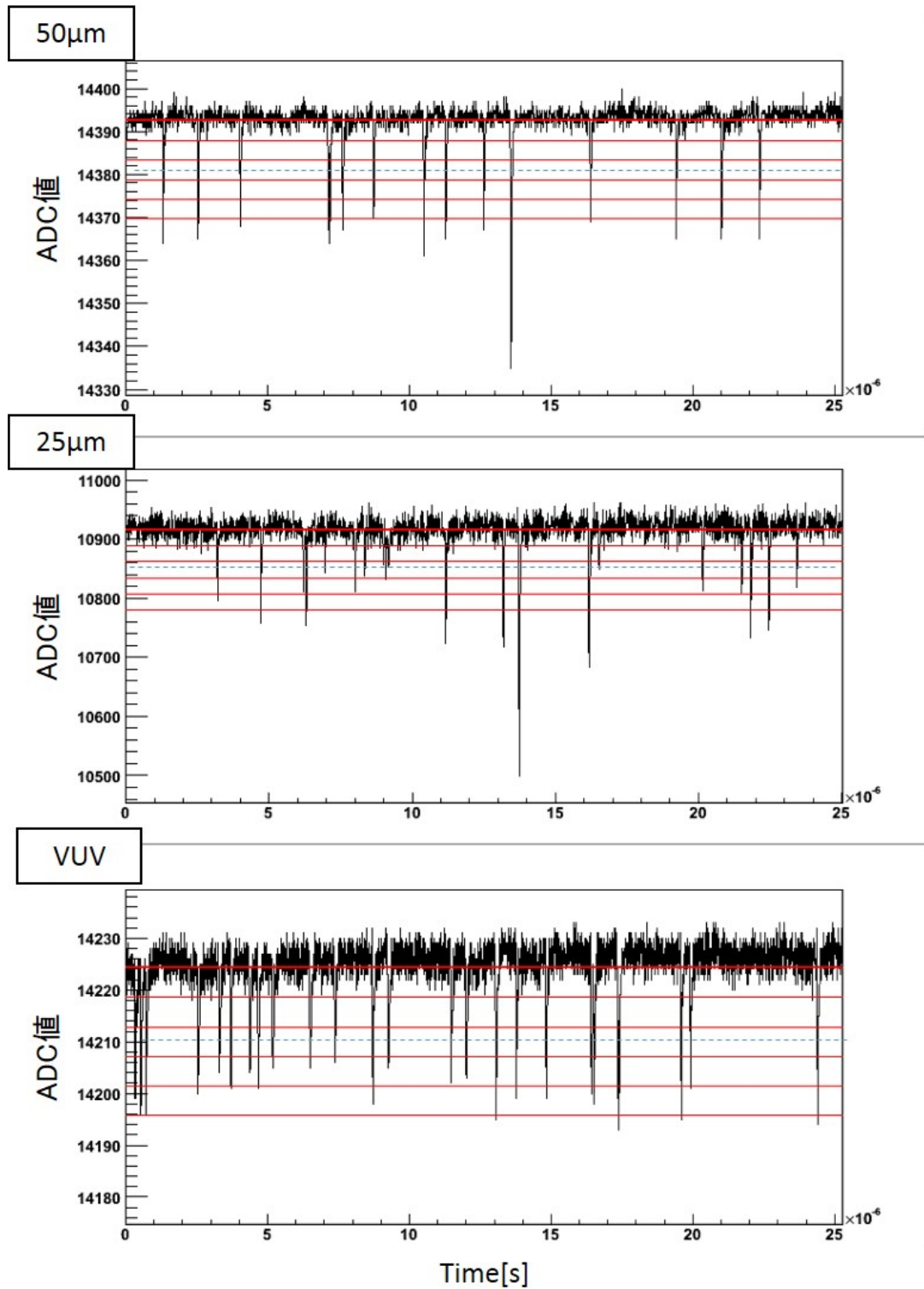


図 4.4 MPPC の波形データの例。赤太線がベースラインで、そこから 1σ 毎に赤線がひいてある。青の破線が光量分布を作る際に用いた閾値。

ダークレートの計算方法は次の式のように行う。

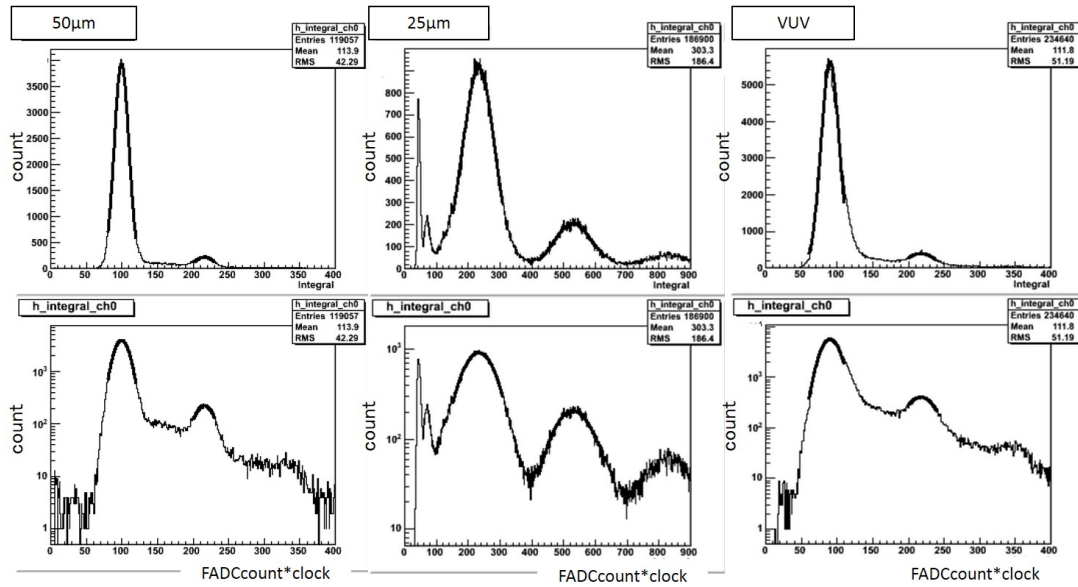


図 4.5 MPPC のダークパルスの光量分布。上図はリニアスケール、下図はログスケールでプロットしている。

$$dark\ rate[Hz] = \frac{\text{ダークパルスの個数}}{\text{測定時間 [s]}} \tag{4.1}$$

3 種類の MPPC のダークレートは表 4.1 のようになった。

表 4.1 ダークレート。

MPPC	ダークレート [kHz]	スペックシートの値 [kHz]
可視光用-25 μm ピッチ	476	760
可視光用-50 μm ピッチ	665	689.3
VUV – 50 μm ピッチ	938	1303

可視光用-50 μm ピッチ MPPC はスペックシートの動作電圧より 0.5V 大きい電圧で駆動させているため、実際に測定したダークカウントレートはスペックシートの値よりも大きい値になっているはずである。しかし、ダークカウントレートは同じような値になっている。原因はわかっていないが誤差の範囲内の可能性があるため、複数回測定をしたり、電圧を変えて測定しダークカウントレートの電圧分布にすることでより正しい値を見積もることが出来ると考えられる。可視光用-25 μm ピッチ MPPC はスペックシートより小さい値となっているが、光量分布で 1 フォトンとペデスタルのピークの分離の悪さが原因のため 0.5 フォトン以上という閾値や光量分布を作るときのパルス高の閾値でダークパルスのイベントがペデスタルもしくはカ

ウントされていない可能性があると考えられる。しかし、これ以上閾値を小さくするとペDESTAL部からの染み出しも大きくなってきてしまうため、正確に測るためにはさらにノイズを小さくするかプリアンプを用いて MPPC の直後にプリアンプで増倍する必要がある。

4.2.2 ダークパルスによる性能評価

ダークパルスを用いて、ゲイン、ブレイクダウン電圧、クロストーク&アフターパルスレートの測定を行った。

ゲインとブレイクダウン電圧

式 4.2 を用いてゲインを求めることが出来る。

$$gain = \frac{Q}{e} \quad (4.2)$$

ベースラインから 2.4σ 離れた閾値を切った値からベースラインに戻るまでの値を積分している。このとき使用しているベースラインは、ダークパルスも含めたすべての平均値を用いているため少しオフセットをもっている。ダークパルスの積分値をヒストグラムにつめて作られた光量分布は図 4.5 のようになる。ただし、アフターパルスで 40ns より短い間に次のパルスが出来た場合、ベースラインに戻る前に次の信号が観測されるため 1 フォトン以上の積分値となる。また、クロストークは同時に入射するため複数フォトン入射した時と同じ積分値となっている。図 4.5 の 1 フォトンのピークと 2 フォトンのピークをそれぞれガウシアンでフィッティングし、その平均値の差をゲイン [/ (ADC 値 \cdot 10ns)] とした。実際のゲインに直すには、FADC が入力インピーダンス 50 Ω 、1 ADC 値 0.3mV を用いればよい。

バイアス電圧を変化させた各測定毎に光量分布を作成し、ゲインを求めた。いずれも閾値として 2.4σ を用いている。得られたバイアス電圧とゲインの関係を図 4.6 に示す。

それぞれのグラフを最小二乗法でフィッティングし、ゲインが 0 の電圧に外挿することでブレイクダウン電圧を求める。可視光用-50 μ m ピッチ、可視光用-25 μ m ピッチ、VUV 用 50 μ m ピッチの MPPC でそれぞれ 54.2V、64.4V、51.8V となった。

クロストーク&アフターパルスレート

クロストークとアフターパルスを考慮するためにはクロストークやアフターパルスがどのようなレートで起こるか知る必要がある。1 フォトン入射したときにそれが 2 フォトンとして観測される確率をクロストーク&アフターパルスレート p と定義する。解析方法は、光量分布 (図 4.5) の 1 フォトンのイベント数と 2 フォトンのイベント数の比から求める。ただし、1 フォトンのイベント数とは 0.5 フォトンから 1.5 フォトンのイベント数、2 フォトンのイベント数とは 1.5 フォトンから 2.5 フォトンのイベント数である。結果は 4.2 に示す。また、測定

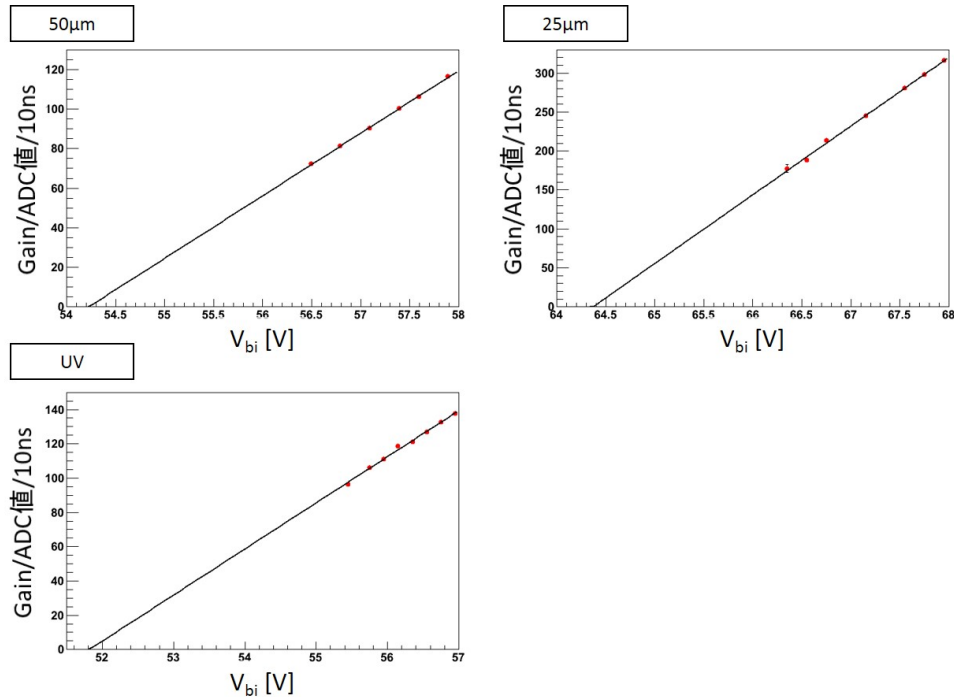


図 4.6 ダークパルスを用いて求めたゲインの ΔV 依存性。

は第 5 章の測定で用いるため、可視光用-25 μm ピッチは $\Delta V = 3.4\text{V}$ 、可視光用-50 μm ピッチは $\Delta V = 3.7\text{V}$ 、VUV-50 μm ピッチは $\Delta V = 4.8\text{V}$ のバイアス電圧で駆動させている。

表 4.2 ダークパルスから求めたクロストーク & アフターパルスレート。

MPPC	1 フォトンの個数	2 フォトンの個数	p
可視光用-25 μm ピッチ	114,312	32,617	28.5%
可視光用-50 μm ピッチ	105,798	11,215	10.6%
VUV – 50 μm ピッチ	201,817	48,920	13.4%

浜松ホトニクスが測定した第 2 世代のクロストークレートとアフターパルスレートを図 4.7 に示す [17]。ピッチ数は異なるが、ピッチ数による依存がないとするならば、オーバー電圧が 3.4V のときクロストーク&アフターパルスレートは 40 %程度だと予想される。しかし、可視光用-25 μm ピッチの値に比べて小さい値となっている。これは、そもそもピッチ数によってクロストーク&アフターパルスレートが異なるため、もしくはこの測定方法ではアフターパルスがその起源となっているパルスと重なっていなければ 1 フォトンの場合と区別がつけられず、ダークパルス 2 つとしてカウントされるためアフターパルスレートを小さく見積もりすぎている可能性がある。

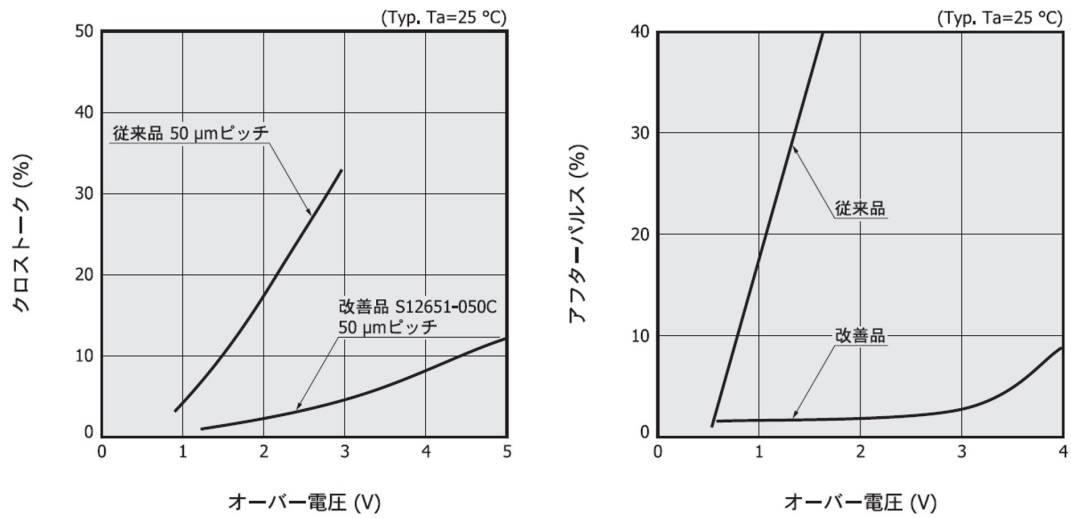


図 4.7 浜松ホトニクスで求めた第 2 世代のクロストーク & アフターパルスレート [15]。クロストークレートは従来品、アフターパルスレートは改善品である。

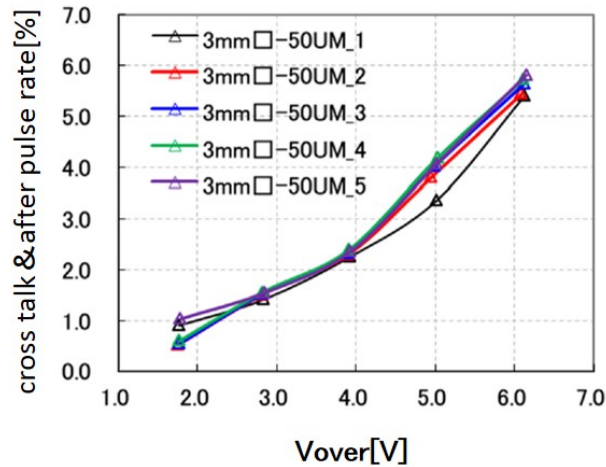


図 4.8 浜松ホトニクスで求めた第 3 世代のクロストーク & アフターパルスレート [17]。

第 3 世代のクロストーク&アフターパルスレート図 4.8 に示す。図 4.8 によると $\Delta V=3.7V$ のときの値は 2.2% である。この値は、可視光用-50 μm ピッチの実験結果よりも小さい値となっている。図 4.9 に我々の測定した光量分布を載せるが、1 フォトンと 2 フォトンの中間にもイベントが見られる。ここまでの解析では中間点で 1 フォトン、2 フォトンとを区別していたが、図 4.9 のようにガウシアン の平均値からそれぞれ 3σ に閾値を設けてクロストーク&アフターパルスレートを見積もった。Thre.1 は 1 フォトンの平均値から 3σ 、Thre.2 は 2 フォトンの平均値から 3σ 離れた点である。各閾値ごとのクロストーク&アフターパルスレートを表

4.3 に示す。

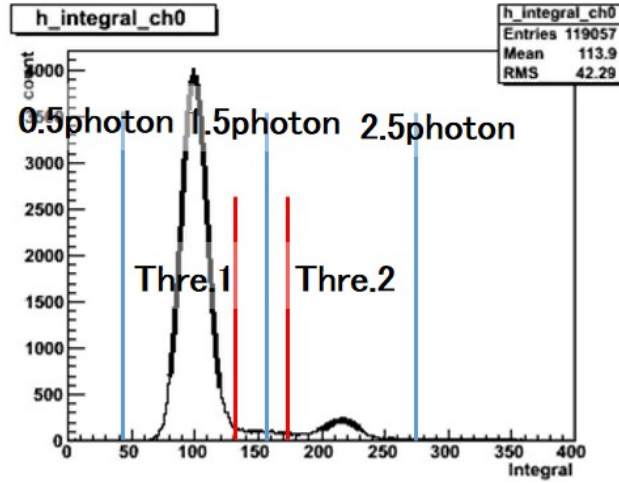


図 4.9 50 μm におけるガウシアン の 平均値 から 3σ 離した 閾値。

表 4.3 可視光用-50 μm ピッチの MPPC における 様々な 閾値 による クロストーク & アフターパルスレートの。

1 フォトンの範囲	2 フォトンの範囲	1 フォトン [個]	2 フォトン [個]	p
0.5 フォトン-Thre.1	Thre.1-2.5 フォトン	102,779	14,234	13.9%
0.5 フォトン-Thre.2	Thre.2-2.5 フォトン	107,352	9,661	9.0%
0.5 フォトン-Thre.1	Thre.2-2.5 フォトン	102,779	9,661	9.4%

Thre.1 から Thre.2 の間のイベントをアフターパルスイベントだと解釈すると、アフターパルスイベントは Thre.1 で切った場合は 2 フォトン、Thre.2 で切った場合は 1 フォトンとして数えている。そもそもアフターパルスは 2 フォトンとして数えるべきであるので、測定上 Thre.1 を用いるのが最も良いと考えられる。しかし浜松ホトニクス の測定では、パルスの高さを見ているため、アフターパルスは 1 フォトンとして数えられているはずである。そのため、浜松ホトニクス のデータと比べる際は Thre.2 で比較すべきである。しかし、この閾値を用いても、2% よりも大きな値となっている。そこで、次節で LED を小光量で光らせる方法でも同様に性能評価を行った。

4.2.3 LED 小光量での性能評価

可視光用-25 μm ピッチのものはノイズに比べてゲインが小さく、ピークが分離して見えなかった。そこで、この測定方法では、可視光用-50 μm と VUV 用-50 μm ピッチについて議論

する。

ゲインとブレイクダウン電圧

LED を小光量光らせる測定では、図 4.10 のように LED が光っている範囲 100ns を含む範囲で 25.55 μ s から 25.80 μ s の 250ns の間を積分して光量分布をだした。LED で小光量光らせたときの光量分布を図 4.11 に示す。

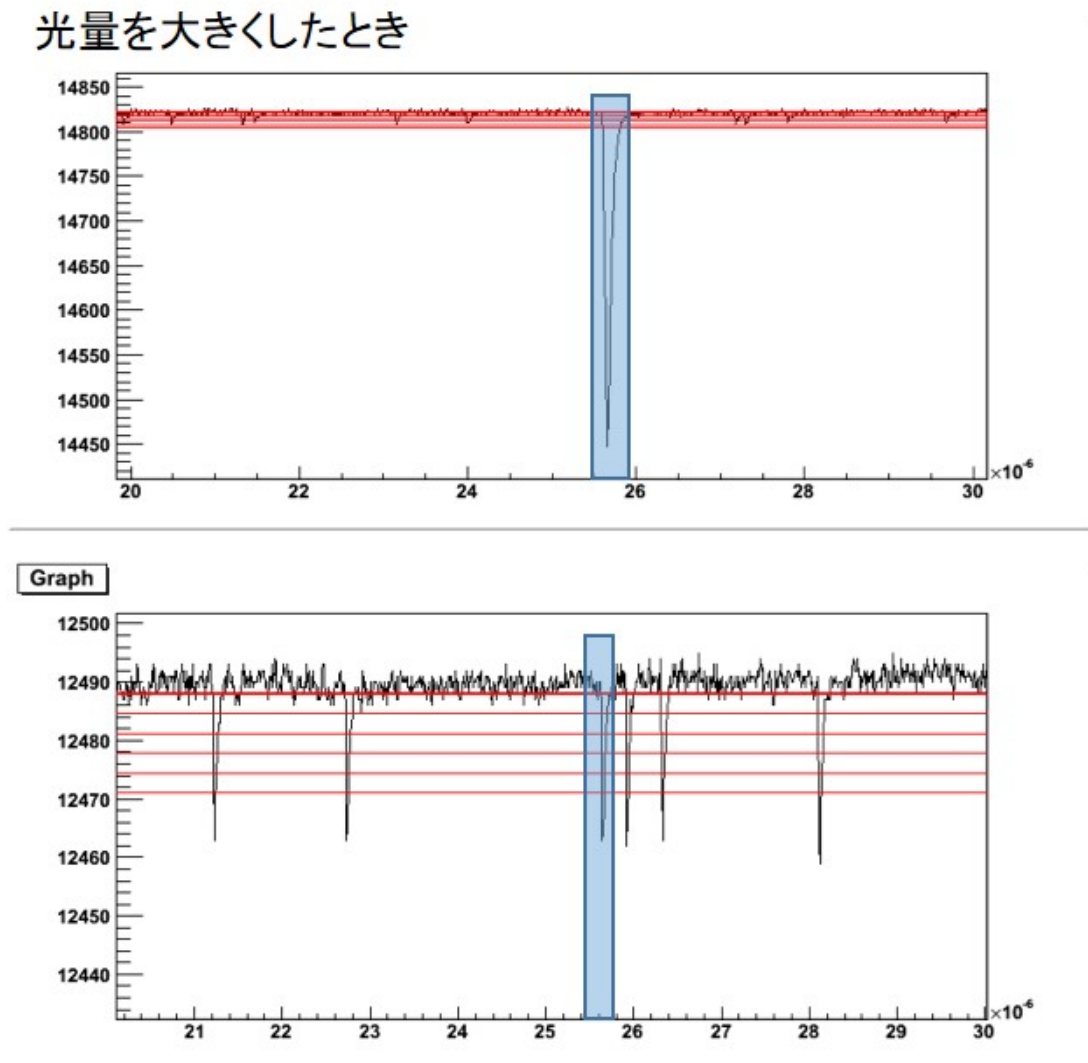


図 4.10 光量を適当に入射させたときと微量に入射させたときの波形例。青は積分範囲。

光量分布の 0 フォトンと 1 フォトンのピークをガウシアンでフィッティングし、その平均値の差をゲイン $[/ (\text{ADC 値} \cdot 10\text{ns})]$ とした。バイアス電圧を変化させた各測定毎に光量分布を作成し、ゲインを求めた。バイアス電圧とゲインの関係を図 4.12 に示す。

それぞれのグラフを最小二乗法でフィッティングしブレイクダウン電圧を求める。可視光

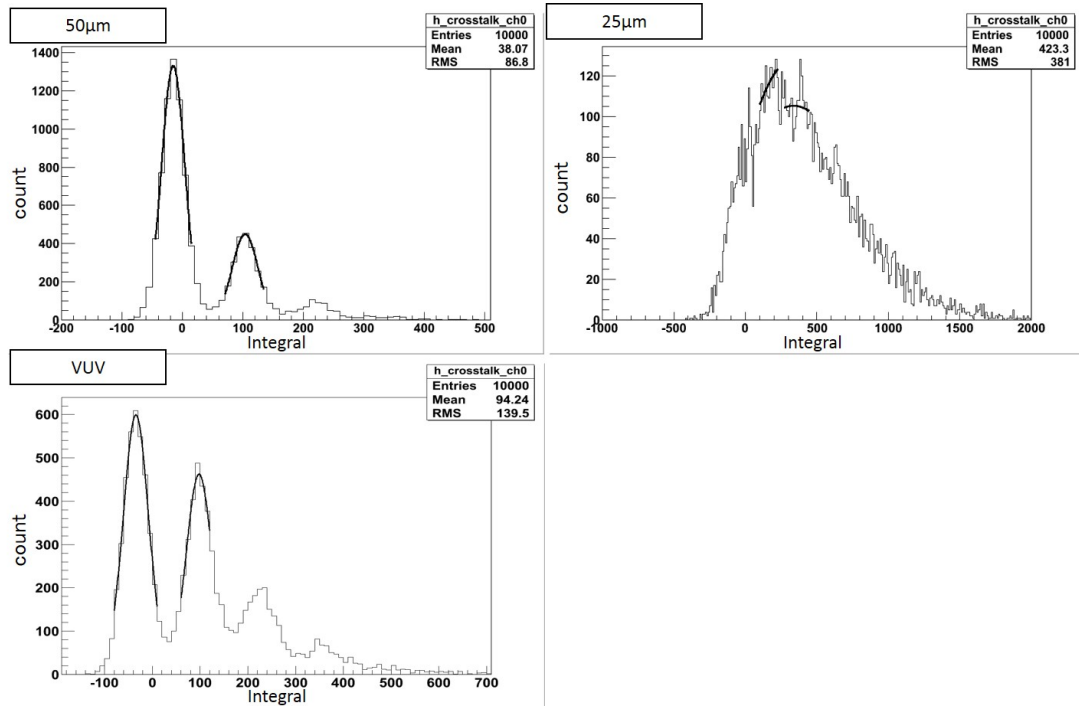


図 4.11 小光量の LED を用いたときの光量分布。

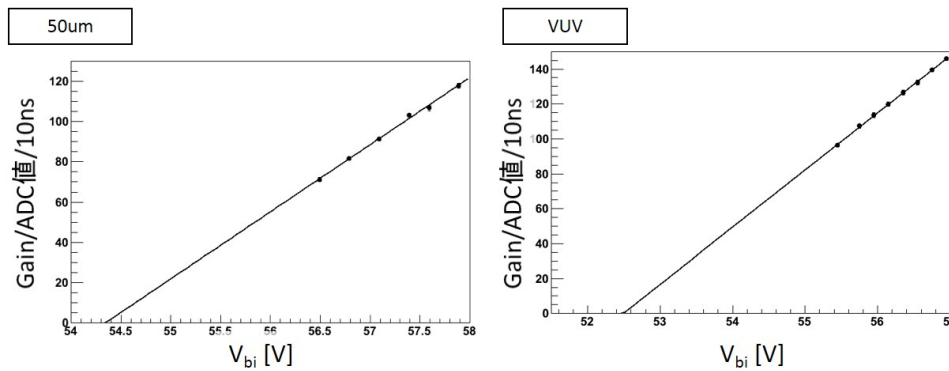


図 4.12 LED を小光量光らせて求めたゲインの ΔV 依存性 (左) 50 μm , (右) VUV

用-50 μm ピッチ、VUV-50 μm ピッチではそれぞれ 54.3V、52.5V となった。この値はダークパルスを用いて測定した値とほぼ一致している。

クロストーク & アフターパルスレート

1 フォトン入射したときの事象数を N_{1pe} とし、 p の確率で 2 フォトンピークにいくと考えると、励起したピクセル数が 1 になる確率は $(1-p)$ になる。励起したピクセル数が 1 に

なる確率は $(1 - p)$ なので 1 フォトンピークに分布する事象数は $N_{1pe} \times (1 - p)$ である。2 フォトンピークに行く確率は $(1 - p)p$ なので 2 フォトンに行く事象数は $N_{1pe} \times (1 - p)p$ となる。このようにして考えると、見かけの光量はクロストークとアフターパルスによって $1 \times N_{1pe}(1 - p) + 2 \times N_{1pe}(1 - p)p^1 + 3 \times N_{1pe}(1 - p)p^2 + \dots \approx 1 + p + p^2$ 倍に観測される。したがって

$$1 + p + p^2 \approx \frac{\lambda_{obs}}{\lambda_{true}} \quad (4.3)$$

より p を求めることができる。 λ_{obs} は実験で観測される見かけの光量である。また、 λ_{true} は 0 フォトンの確率からポアソン分布をもちいて求められる真の光量である。 p は二次の項まで考慮している。式 4.3 を用いることでクロストーク&アフターパルスレートを見積もった。ただし、0 フォトンの数は 0.5 フォトンまでの数とする。また、総イベント数は 10,000 である。結果を表 4.4 に示す。

表 4.4 LED 小光量から求めたクロストーク & アフターパルスレート。

MPPC	0 フォトンの個数	λ_{true}	λ_{obs}	p
可視光用-50 μm ピッチ	6,573	4196.15	4557.12	3.49%
VUV - 50 μm ピッチ	4035	9075.79	11025.9	16.7%

ダークパルスで求めた値よりも可視光用-50 μm ピッチ MPPC はクロストーク&アフターパルスレートは小さくなったが、VUV-50 μm ピッチ MPPC では大きくなった。どちらの測定方法がよいかは一概には言えない。

4.2.4 有効ゲイン

ゲイン [/ (ADC 値 \cdot 10ns)] に $(1 + p + p^2)$ をかけたものを有効ゲインと定義する。光量を見積もるには有効ゲインを用いる必要がある。それぞれの測定で求めたゲインとクロストーク&アフターパルスレートおよび有効ゲインについて表 4.5 にまとめる。

用いた方法によって有効ゲインに 8% 程度の差が出ている。その原因は、今のところ不明である。第 5 章の測定では、測定毎に測定したダークパルスを用いてゲインを求め、ダークパルスを用いて求めたクロストーク&アフターパルスレートを使用して求めた有効ゲインを使用している。そして、その有効ゲインを用いて絶対光量を求めた。

表 4.5 有効ゲイン。

MPPC	測定方法	ゲイン $[\text{/(ADC 値} \cdot 10\text{ns)}]$	p	有効ゲイン
可視光用-25 μm ピッチ	ダークパルス	210.4	28.5%	287.5
可視光用-50 μm ピッチ	ダークパルス	116.5	10.6%	130.2
可視光用-50 μm ピッチ	LED 小	117.7	3.5%	122.0
VUV – 50 μm ピッチ	ダークパルス	127.3	13.4%	146.6
VUV – 50 μm ピッチ	LED 小	132.3	16.7%	158.1

4.3 大光量でのゲインの評価

今まではダークパルスや LED で数光子照射して有効ゲインを求めていた。しかし、本実験で読み出し回路の都合で 1 光子が測定できない場合でも数 10 フォトン～数 100 フォトンの光量を用いた場合に有効ゲインが求められるか、MPPC に LED 光を照射することで評価した。測定のセットアップは図 4.1 と同様である。また、MPPC は可視光用-50 μm ピッチのものを使用した。

ここで $\sigma_{g_{eff}}/g_{eff}$ 、すなわち MPPC の相対的な増幅の揺らぎの大きさをあらかじめ知っているとして次のような方法で光量分布の平均値 (Mean) と標準偏差 (σ) から有効ゲインを求める。

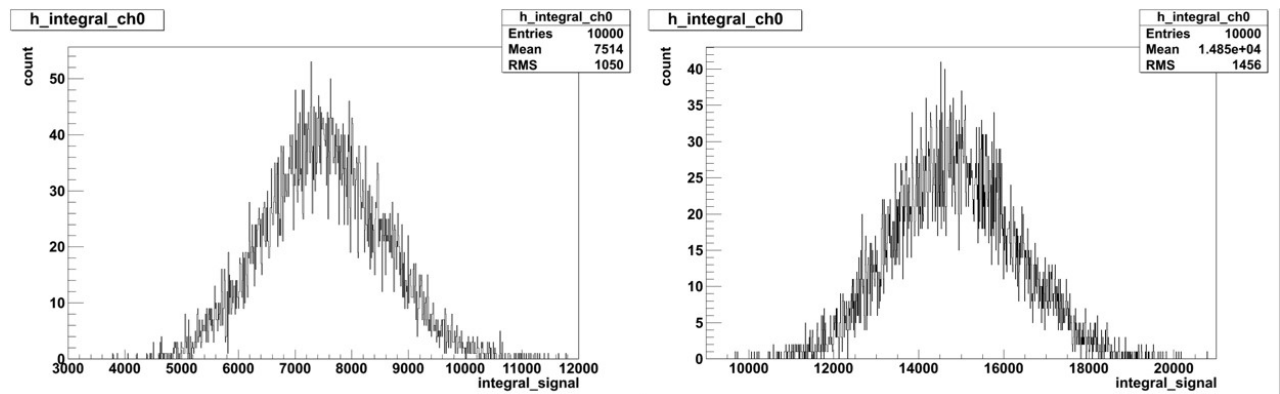


図 4.13 50 μm の MPPC を用いて観測した大光量時の光量分布 (左) 約 60 フォトン (右) 約 100 フォトン

$$Mean = N \times g_{eff} \quad (4.4)$$

$$\sigma^2 = (\sqrt{N} \times g_{eff})^2 + (\sqrt{N} \times \sigma_{g_{eff}})^2 \quad (4.5)$$

$$= N \times g_{eff}^2 \left(1 + \left(\frac{\sigma_{g_{eff}}}{g_{eff}} \right)^2 \right) \quad (4.6)$$

$$g_{eff} = \frac{\sigma^2}{Mean} \frac{1}{1 + (\sigma_{g_{eff}}/g_{eff})^2} \quad (4.7)$$

光量分布を図 4.13 に示す。結果を表 4.6 に示す。

表 4.6 大光量で求めた有効ゲインとダークパルスから求めた有効ゲインの比較。

LED により入射するフォトン数	約 60 フォトン	約 100 フォトン
ダークパルスから求めたゲイン/ADC 値/10ns	115.7	116.1
ダークパルスから求めた有効ゲイン/ADC 値/10ns	130.6	130.6
相対的な増幅揺らぎ $\sigma_{gain}/gain$	0.3	0.3
大光量の光量分布の平均値	7,514	14,850
大光量の光量分布の RMS	1,050	1,456
大光量の測定で求めた有効ゲイン	131.2	127.3
各測定方法のゲインのずれ	0.5%	2.6%

ダークパルスは LED を光らせて測定をしたときの前半の $25\mu\text{s}$ /イベントを用いて解析を行った。各 2 つの測定方法によるずれは数%であり、この方法でも有効ゲインを算出することは可能である。しかし、この方法を採用する場合、 $\sigma_{g_{eff}}/g_{eff}$ が変化しないことが前提となっている。もしこの方法を採用するのであれば、 $\sigma_{g_{eff}}/g_{eff}$ が長時間使用していても変化しないかを確認する必要がある。

第 5 章

大光量かつ回復時間より長いパルス に対する MPPC の性能評価

5.1 目的

AXEL 実験の EL 光の読み出しにおいて、エネルギー分解能を悪化させないためには光検出器である MPPC の線形性が保たれている必要がある。そこで、典型的な EL 光発生のパルス幅である $5\mu\text{s}$ の間に 1×10^5 フォトン入射した時の線形性について調査する。これは、回復時間（数十 ns）に比べて非常に長い時間である。

シミュレーション（図 5.1）によると ELCC 付近で発生する $0\nu\beta\beta$ 崩壊事象の中で 50ns 間に入射する最大光子数は約 1600 フォトン/MPPC/50ns である。

瞬間最大光量は図 3.7 では飽和し始める値に達している。しかし、これは $50\mu\text{m}$ ピッチのものであり、 $25\mu\text{m}$ ピッチであれば保障されているはずである。

5.2 測定方法

5.2.1 セットアップ

セットアップ図を図 5.2、5.3 に示す。

LED はパルスジェネレータでつくった矩形波で電圧制御をし光らせた。その光を MPPC とモニター用の光電子増倍管（PMT）で観測し、観測光量の比から線形性を確認する。光量は LED にかける電圧を変化させることで調整している。信号読み出しの同軸ケーブルからアンプまでの長さはなるべく短くなるようにし、ローパスフィルタを含む信号読み出し基盤はアルミのケースで覆うことにより外部から拾うノイズの影響を低減している。MPPC の電圧供給には、電源からくる高周波ノイズを落とすために二段のローパスフィルタを入れている。

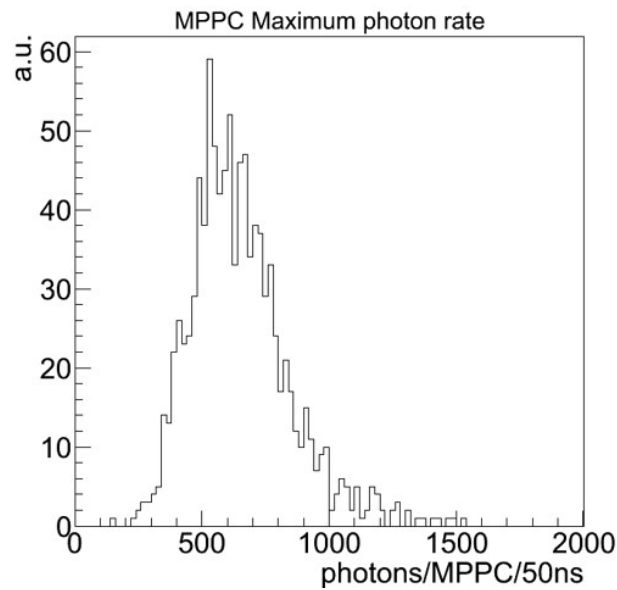


図 5.1 $0\nu\beta\beta$ 事象が ELCC 付近で発生した場合の各事象の最大瞬間光量分布。シミュレーションによる予想 [23]。

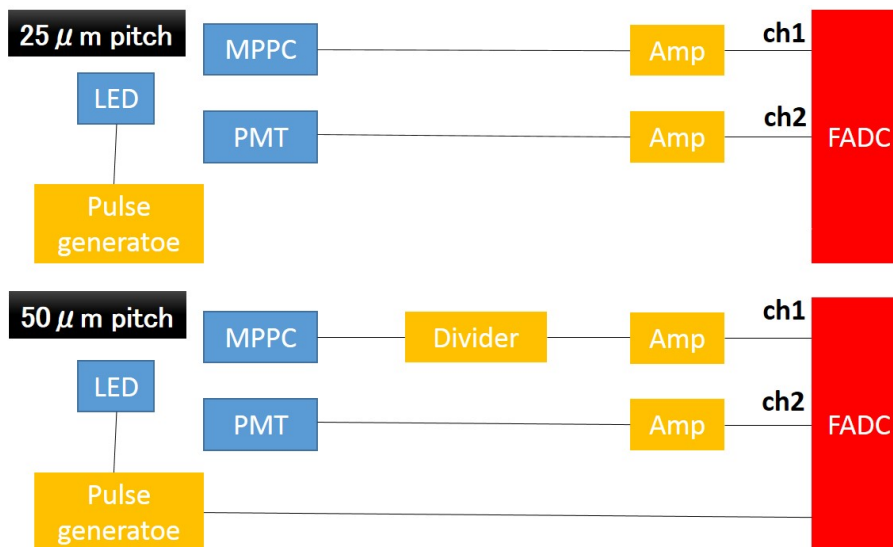


図 5.2 セットアップ図。

$50\mu\text{m}$ ピッチの MPPC の信号読み出しには、光量が 5×10^5 フォトン入射するときに FADC やアンプのダイナミックレンジによる制限を回避するためにディバイダ ($\times \frac{1}{2}$)、アンプ ($\times 10$) を入れることによって信号を 5 倍に増幅している。 $25\mu\text{m}$ ピッチの MPPC アンプを一段入れて 10 倍に増幅して信号を読み出している。

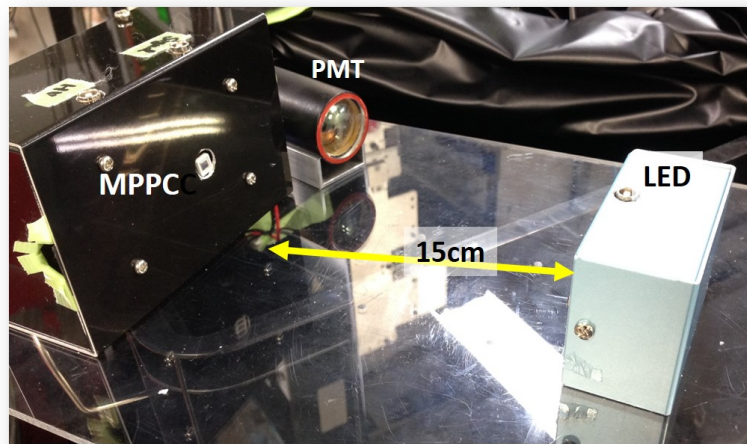


図 5.3 実際のセットアップ図。

5.2.2 LED

MPPC はキセノンの発光波長 170nm には感度をもたない。本実験では、UV 用の MPPC もしくは波長変換材として TPB を用いることによって紫外光を 420nm の可視光に変換して可視光用の MPPC で読み出すことを検討している。そこで、420nm に波長が近い青色 LED を使用して実験を行うことにする。また、LED の向きが多少変わっても光量が変わらないように光を拡散させるためのキャップを装着している。

5.2.3 光電子増倍管 (PMT)

PMT は MPPC の線形性を確認するときのモニターとして用いる。次のようなスペックの PMT を用いる。

表 5.1 使用した PMT。

型番	R1398 ASSY
ゲイン	2.1×10^6
動作電圧	-1500V
最大電圧	-1900V
大きさ	$\phi 33.0mm \times 140mm$

大光量まで測定するために飽和防止策として、スペックシートに乗っているより小さい電

圧-930V で使用している。また、そのまま使用すると受光面が広すぎるために大光量を入れた時に飽和してしまう。図 5.4 にオシロスコープで観測した飽和した時の信号波形を示す。青が MPPC、黄色が PMT、ピンクが LED にかけている電圧の信号である。飽和した PMT の信号は前半の振幅が大きい波形となっている。これは PMT の増幅が多段増幅であり、最後の方の増幅で電荷が足りなくなって増幅できなくなってしまうために起こる現象である。そこで、図 5.5 のように飽和を回避するために受光面を MPPC と同じ 3mm 角の窓がついた暗幕を装着した。

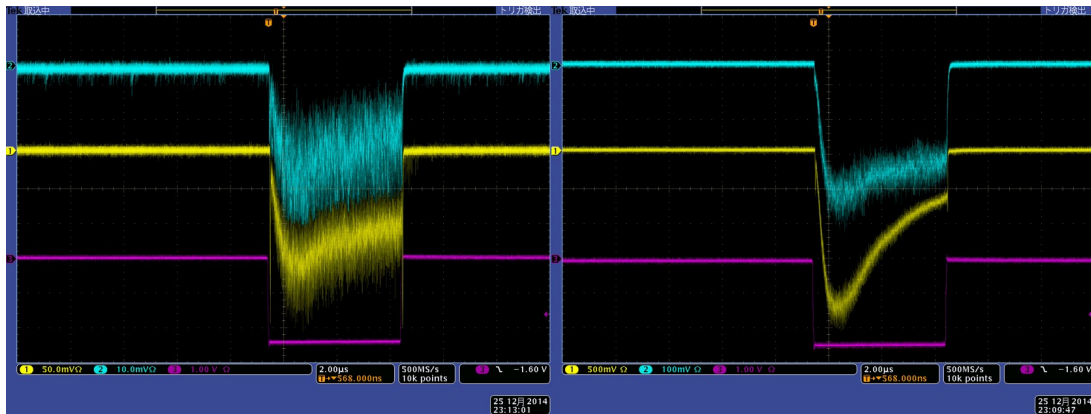


図 5.4 PMT の信号（左）と飽和したときの信号（右）。



図 5.5 飽和防止のために暗幕を装着した PMT。

5.2.4 ローパスフィルタ

MPPC の電圧供給源には、電源からの高周波のノイズを落とすために図 5.6 のような二段のローパスフィルタを用いている。ローパスフィルタは、MPPC に大光量が入ったと

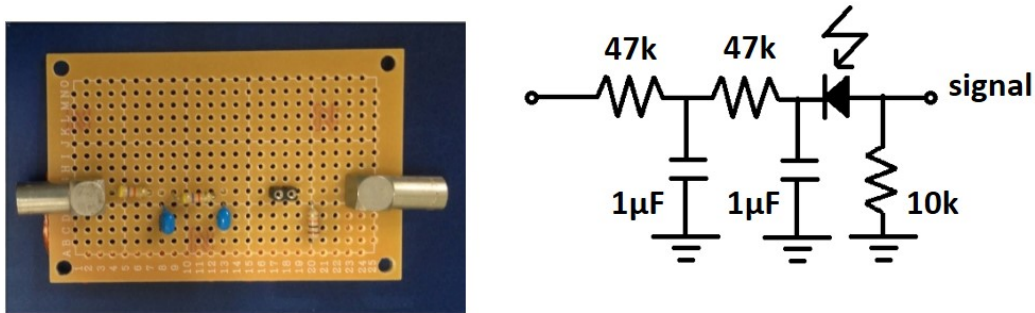


図 5.6 二段のローパスフィルタ。

きに電圧降下しないような大きなキャパシタンスである $1\mu\text{F}$ コンデンサを使用している。 5×10^4 フォトンに対応する電荷量は 12.8nC である。それに対し、 $50\mu\text{m}$ ピッチの MPPC の $V_{bi}(58\text{V}) \times 1\mu\text{F} = 58\mu\text{C}$ であるので電圧供給に十分足りていることを保証している。

また、このローパスフィルタの時定数は $R(47\text{k}\Omega) \times C(1\mu\text{F}) = 4.7 \times 10^{-2}\text{s}$ であることを考慮して 2Hz でデータ取得を行った。

5.2.5 アンプ

アンプは REPIC 製のものを使用している。アンプの仕様を表 5.2 にまとめる。

表 5.2 アンプの性能 [21]。

型番	増幅率	ダイナミックレンジ
RPN-092	$10 \pm 2\%$	0-2V

2V まで線形性が保たれているかの確認のため、アンプを通す前と通した後での波形のパルスジェネレーターでつくった積分値を比較すると図 5.7 のようになる。2V まで線形性を保っていることを確認できる。

5.2.6 FADC

MPPC および PMT からの信号は CAEN 社製 VME、FADC (Flash Analog-to-Digital Converter) V1724 を使って波形データを取得している。サンプリングレートは 100MHz で波形は $40.96\mu\text{s}$ にわたり記録している。使用を表 5.2 にまとめる。1 カウントは 0.13mV に対応している。

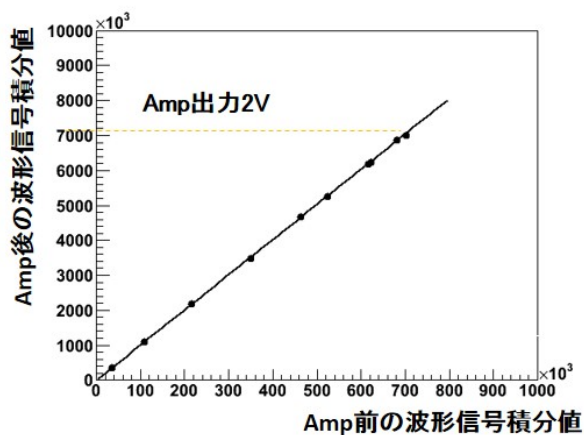


図 5.7 アンプ前後での信号の積分値。

表 5.3 FADC の仕様。

型番	サンプリングレート	入力範囲	分解能
v1724	100MHz	-0.225-2.025V	14bit

5.3 測定結果

5.3.1 波形

LED1 をパルスジェネレータで $5\mu\text{s}$ の矩形波の電圧で駆動させたときの MPPC と PMT で見た波形が図 5.8 である。

MPPC で見た信号波形は矩形波から歪んでいる。MPPC と同様に PMT でも歪んだ波形が見えている。PMT と MPPC で波形が同じであるのならば、これは光センサ起因ではなく LED 起因ということになるので問題にならない。そこでこの MPPC と PMT の波形を比較するために 30 イベント分の信号を足し合わせ、波形の積分値をそれぞれ規格化したものを図 5.9 (左) に示す。さらに、クロック毎に PMT に対する MPPC の波高比をとったものが図 5.9 (右) である。さらに、MPPC と PMT が同時に飽和しているという可能性を回避するために LED は同じ電圧値で光らせ、その前に紙を置くことで入射光量を小さくして測定した 2000 イベント分を用いて同じような波形解析を行った (図 5.10)。

小光量の場合でも大光量の場合でも比をとった大部分が 1 になっており、これは波形が一致していることを示している。パルスの端に比が 1 から大きく外れているのは MPPC と PMT の立ち上がりと立下りの違いによるものである。よって、波形の歪みは LED が原因であるこ

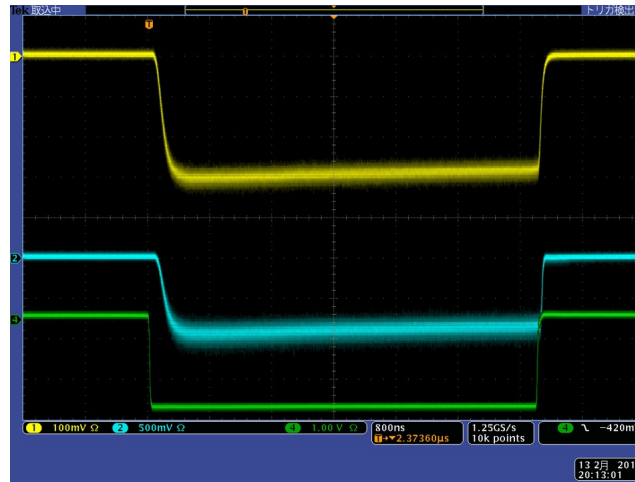


図 5.8 LED を $5\mu\text{s}$ 光らせたときの信号（黄：MPPC，青：PMT，緑：LED の電圧）

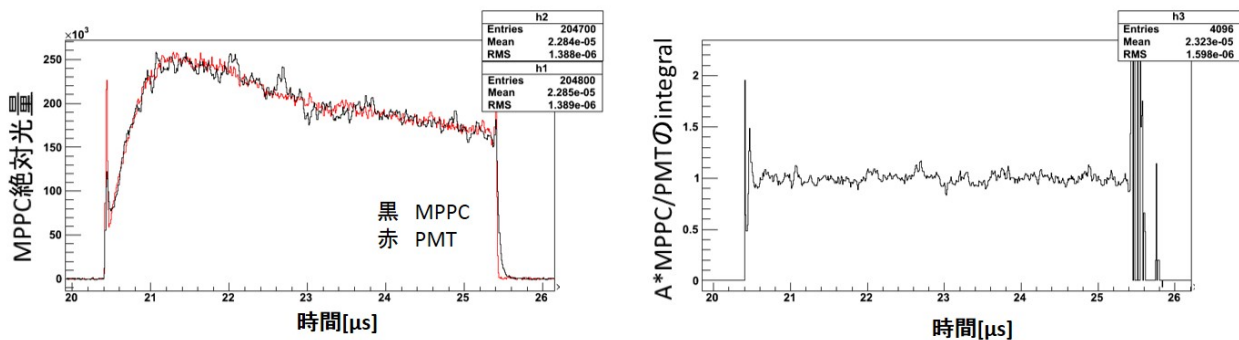


図 5.9 大光量での波形比較。

とが分かる。また、光量による波形の違いを図 5.11 に示す。

光量によって波形は変化しているが、これは MPPC と PMT の波形が重なっていることから LED の光り方によるものであることが分かる。LED の光量は LED を流れる電流によって決まる。しかし、LED は電流が流れるほど発熱するので定電圧で制御していても電流値はわからない。そのため、本来電圧制御ではなく電流制御で行うべきである。しかし、本実験では PMT との相対的な光量をみているため、このままでも実験に支障をきたさないため電圧制御のまま実験を進めた。

5.3.2 解析方法

まず、各データ点毎にダークパルスの解析を行い MPPC のゲインを導く。そのゲインに第 4 章で求めたクロストークアフターパルスを用いて有効ゲインを計算する。信号の積分値を有

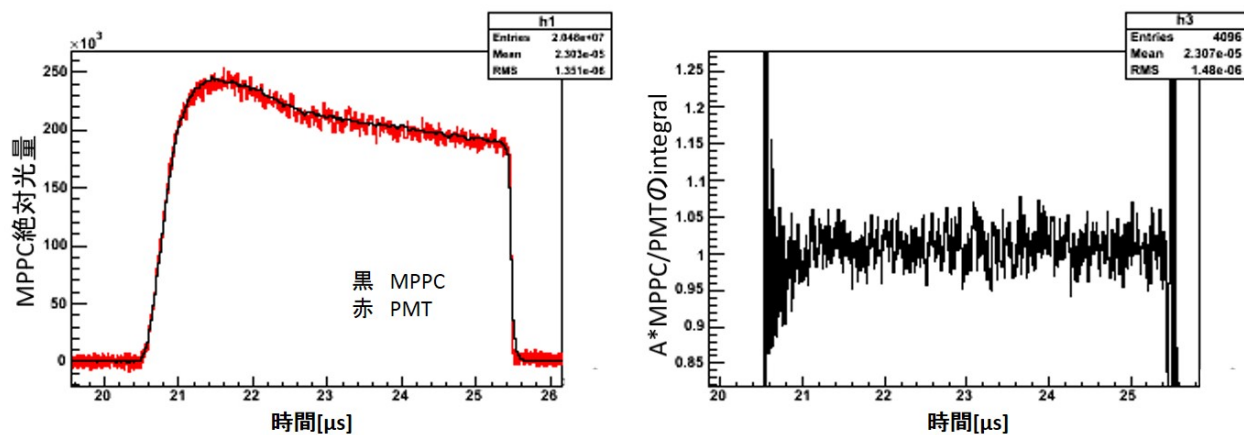


図 5.10 小光量での波形比較。

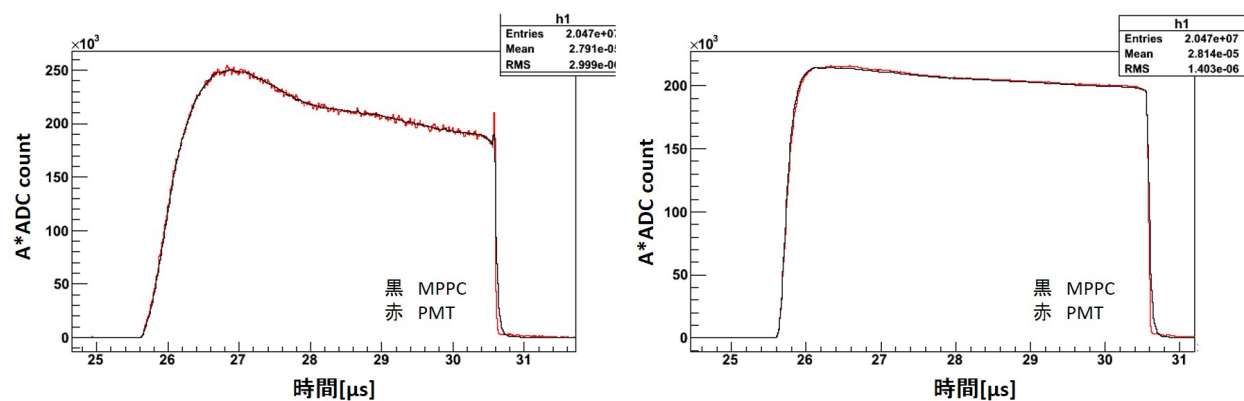


図 5.11 光量による波形比較 (左) 約 2,500 フォトン (右) 約 7,000 フォトン。

効ゲインで割ることによって MPPC の絶対光量を求める。PMT の信号の積分値と MPPC の絶対光量の関係を図 5.12 に示す。縦軸は MPPC の観測した絶対光量、横軸は PMT の信号の積分値である。1 次関数のフィッティングには小光量の 3~6 点を用いている。

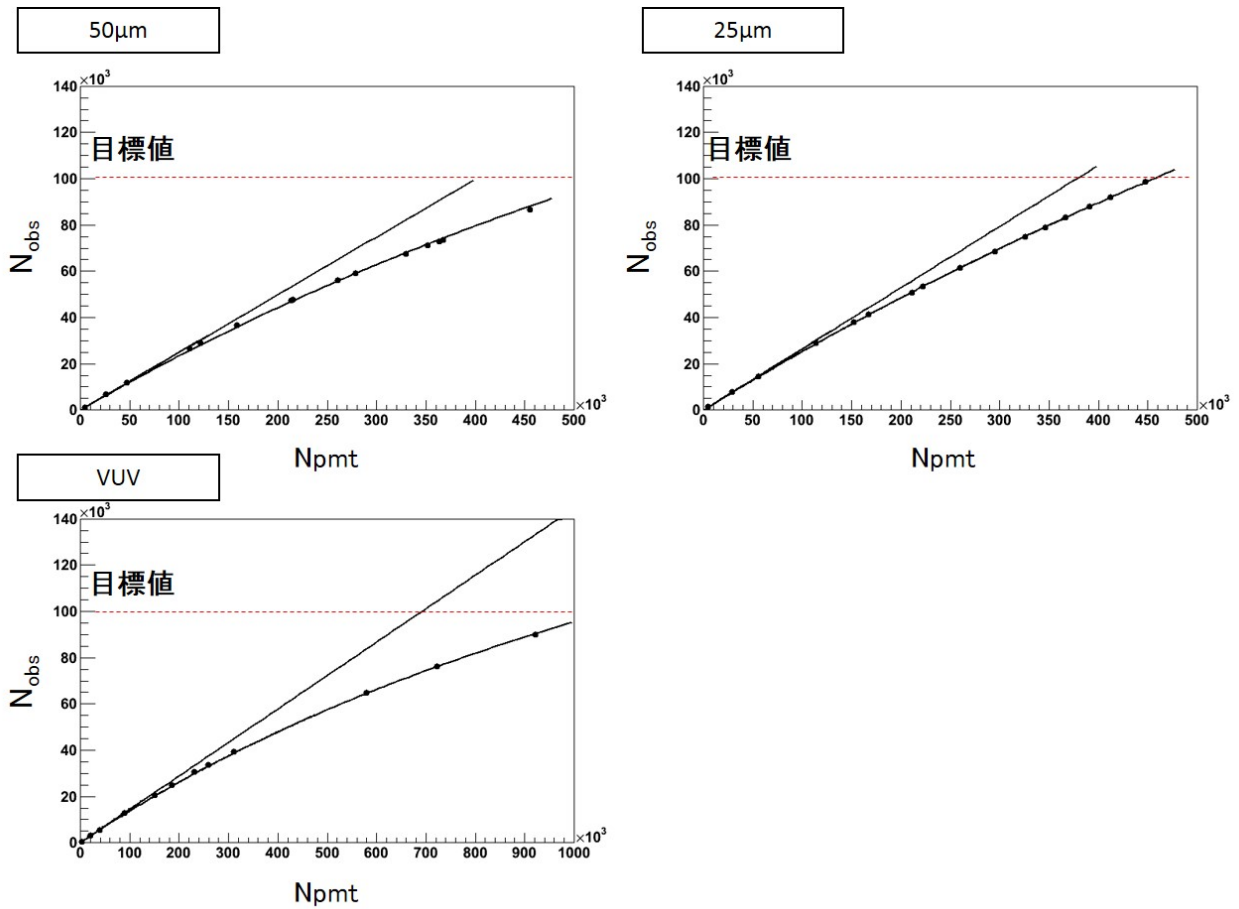


図 5.12 $5\mu\text{s}$ のパルスに対する MPPC の線形性。

可視光用- $25\mu\text{m}$ ピッチ、可視光用- $50\mu\text{m}$ ピッチ、VUV- $50\mu\text{m}$ ピッチでは、それぞれ 1.5×10^4 、 2.5×10^4 、 1.5×10^4 まで線形性を保っていることが分かる。また、予想通り $50\mu\text{m}$ ピッチより $25\mu\text{m}$ ピッチの方が線形性を保っていることが分かる。しかし、どちらも目標の 10^5 フォトンまで線形性は保たれていない。飽和が、長時間光を当てていることが原因なのか瞬間的な光量が原因であるかを調べるために、LED を電圧駆動させる時間幅を $1\mu\text{s}$ 、 100ns に変えて同様の測定を行った。ただし、図 5.13 のようにパルスジェネレーターを用いて 100ns の電圧駆動をさせると波形自体がすでに矩形波から歪んでしまっているため、電圧の大きさが大きいほど LED の点灯時間が大きくなる可能性がある。結果を図 5.14、図 5.15 に示す。

電圧 $1\mu\text{s}$ でも 100ns でも飽和が見えている。 100ns のパルスに対して 1000 フォトンに達する前に飽和し始めていることから瞬間的な光量で飽和していると考えられる。

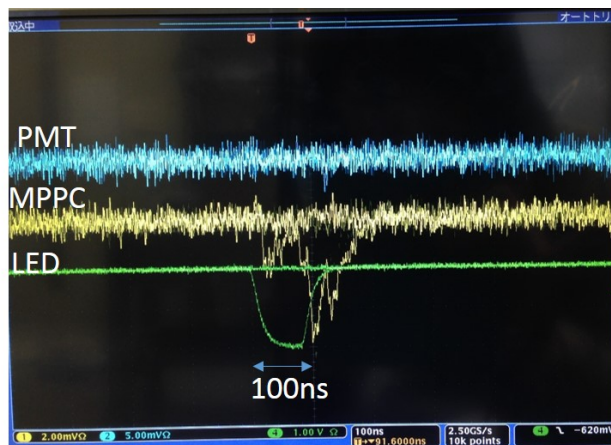


図 5.13 パルスジェネレーターでつくった 100ns の矩形波。

5.3.3 回復時間

線形からずれていく原因の一つに考えられるのがピクセルの回復に有限な時間がかかるということが挙げられる。ここで、回復時間 τ の導出方法について説明する。1 ピクセルあたりの単位時間光量 k は式 5.1 のように表せる。

$$k[1/(\text{pixel} \cdot \text{s})] = \frac{\text{全光量}}{N_{\text{pixel}} \cdot \Delta t} \quad (5.1)$$

N_{pixel} はピクセル数、 Δt は LED のパルス幅である。ピクセルに前のパルスがきてから t 秒後にパルスがくる確率分布は ke^{kt} であり、このときのゲインは通常のゲイン g_0 より小さい $g_0(1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$ である。このゲインを用いてパルス幅中で用いるべき平均ゲイン g は式 5.2 で表される。

$$g = \int_0^{\infty} ke^{kt} g_0(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) dt = \frac{g_0}{1 + k\tau} \quad (5.2)$$

N_{obs} を観測光量、 N_{true} を真の光量と定義すると、回復時間は式 5.3 となる。 τ をパラメータとしたフィッティングをすることで τ 求めることができる。

$$N_{\text{obs}} = \frac{N_{\text{true}}}{1 + k\tau} \quad (5.3)$$

そこで、パルス幅を変えたデータについてそれぞれ τ 見積もった。フィッティングしたものは図 5.12、5.14、5.15 の曲線である。フィッティング範囲は 1us と 100ns では 5us と同じ

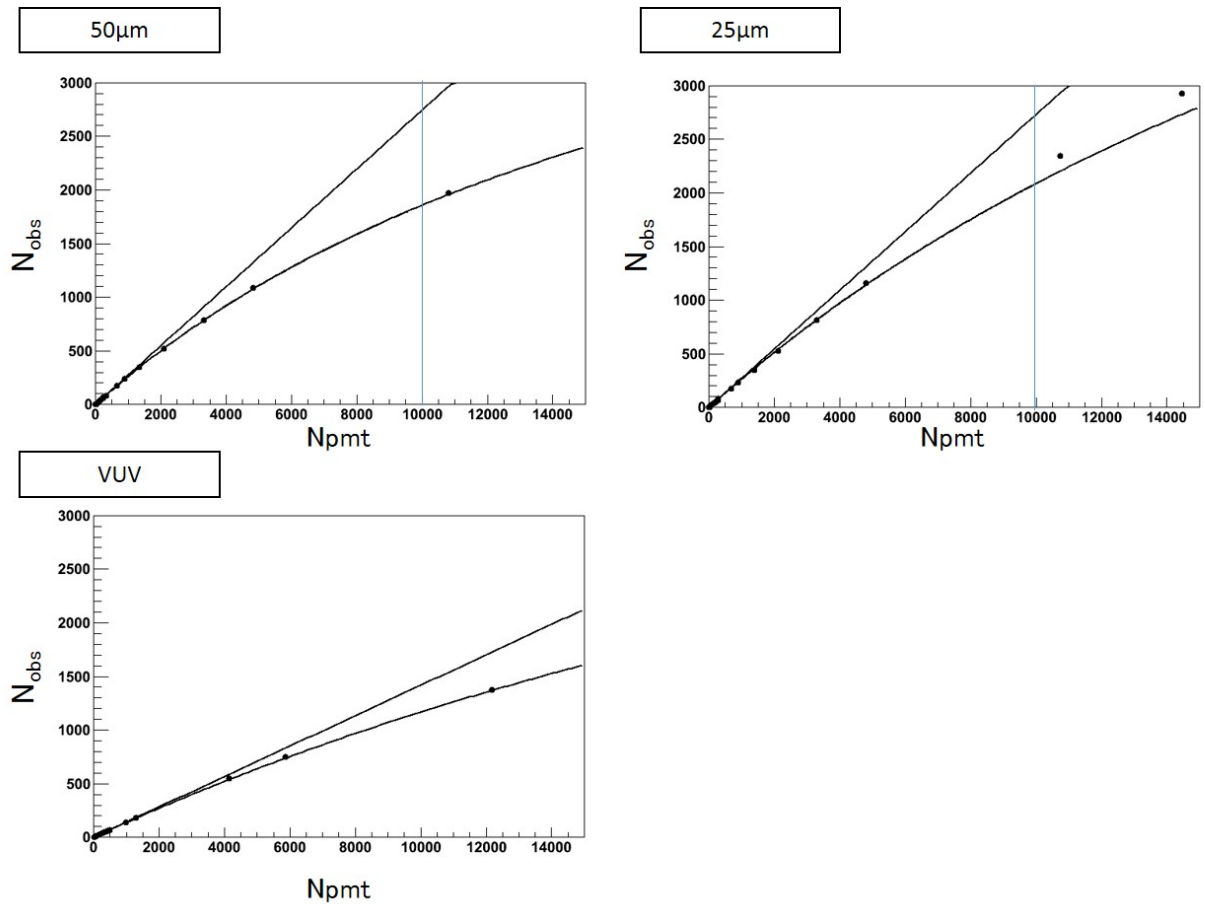


図 5.14 $1\mu\text{s}$ のパルスに対する MPPC の線形性。

範囲になるように決め、青線までを範囲としている。大光量の方で曲線からずれてきているのは、同じピクセルに同時に入射するなど回復時間とは他の効果が大きくなることに起因していると考えられる。回復時間を表 5.4 に示す。

表 5.4 電圧駆動時間に対する回復時間。

MPPC	$5\mu\text{s}$	$1\mu\text{s}$	100ns
可視光用- $25\mu\text{m}$ ピッチ	119.4	110.3ns	158.1ns
可視光用- $50\mu\text{m}$ ピッチ	45.6ns	44.1ns	62.5ns
VUV - $50\mu\text{m}$ ピッチ	63.5ns	77.7ns	54.0ns

100ns ではパルス幅が短いため、ピクセルが回復して次の光子が入射するという状況を満たしていない可能性がある。また、回復時間の曲線が大光量でフィッティングからずれてくるのは回復時間を一定とした関数でフィッティングをしていることも要因の一つとして考えられ

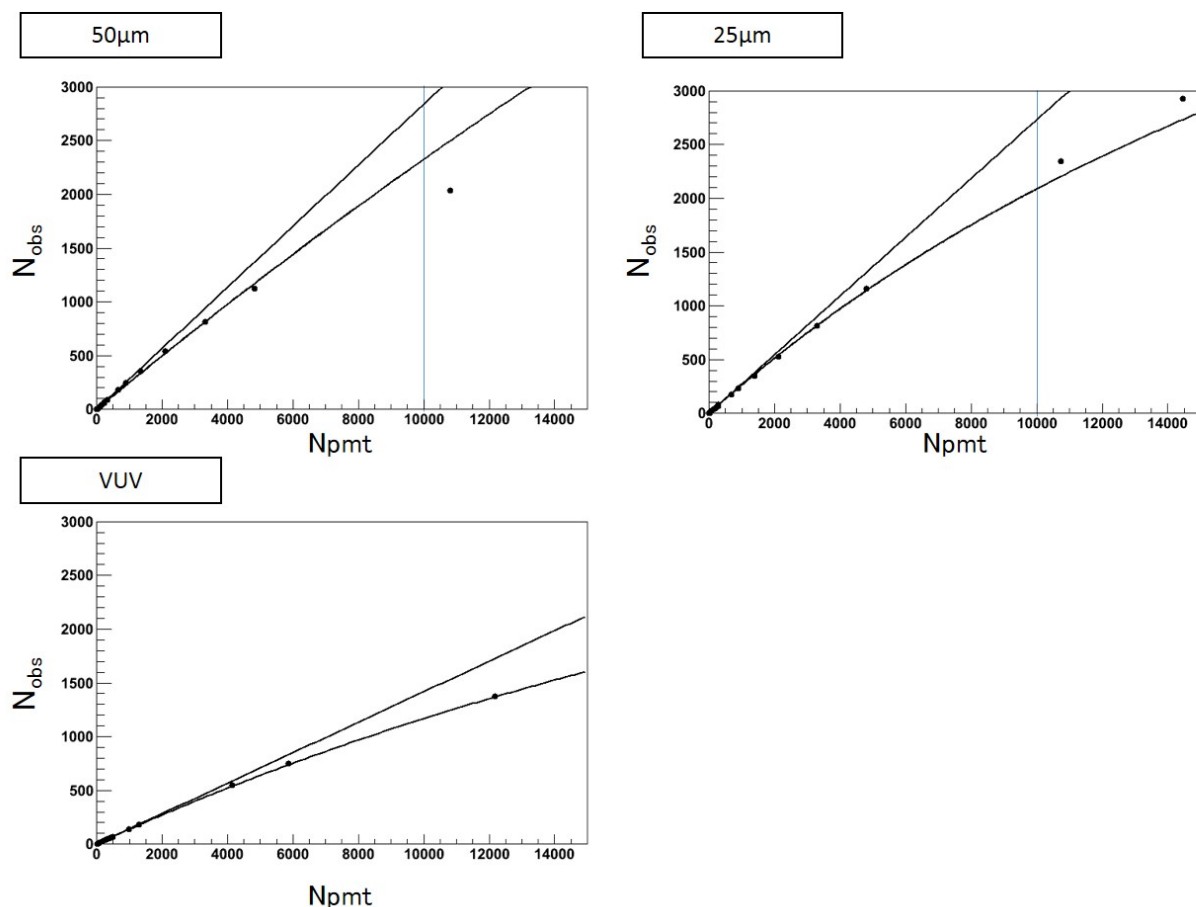


図 5.15 100ns のパルスに対する MPPC の線形性。

る。50 μ m ピッチ MPPC に比べ、25 μ m ピッチ MPPC の方が回復時間は小さいと予想したが、大きくなった。

5.3.4 結果

クロストークとアフターパルスによってシグナル以外でピクセルが鳴り、それによって回復時間を悪く見積もっている可能性がある。そこで、それぞれの回復时间及び、クロストーク & アフターパルスレートを考慮した回復時間を表 5.5 に示す。

25 μ m のものはカタログ値 [15] からは大きくずれているとともに MPPC の波形幅 (図 5.16) とも大きく異なる結果となった。MPPC の波形幅と回復時間については必ずしも一致しない。MPPC の静電容量が充電されているときに MPPC に光子が入射すると図 5.17 中の電流源で示されている箇所に電流が流れ、その流れ方で MPPC の信号のテール部分が決まる。一方、MPPC の回復時間はクエンチング抵抗と MPPC の持っている静電容量に流れる電流で決まると考えると信号波形と回復時間は必ずしも一致しない。例えば、図 5.17 のような回路のと

表 5.5 クロストーク & アフターパルスレートを考慮した回復時間。

MPPC	5 μ s	1 μ s	100ns	カタログ値 [15]
可視光用-25 μ m ピッチ	87.4ns	80.8ns	115.7ns	20ns
可視光用-50 μ m ピッチ	40.8ns	39.4ns	55.9ns	50ns
VUV - 50 μ m ピッチ	55.1ns	67.4ns	46.8ns	-

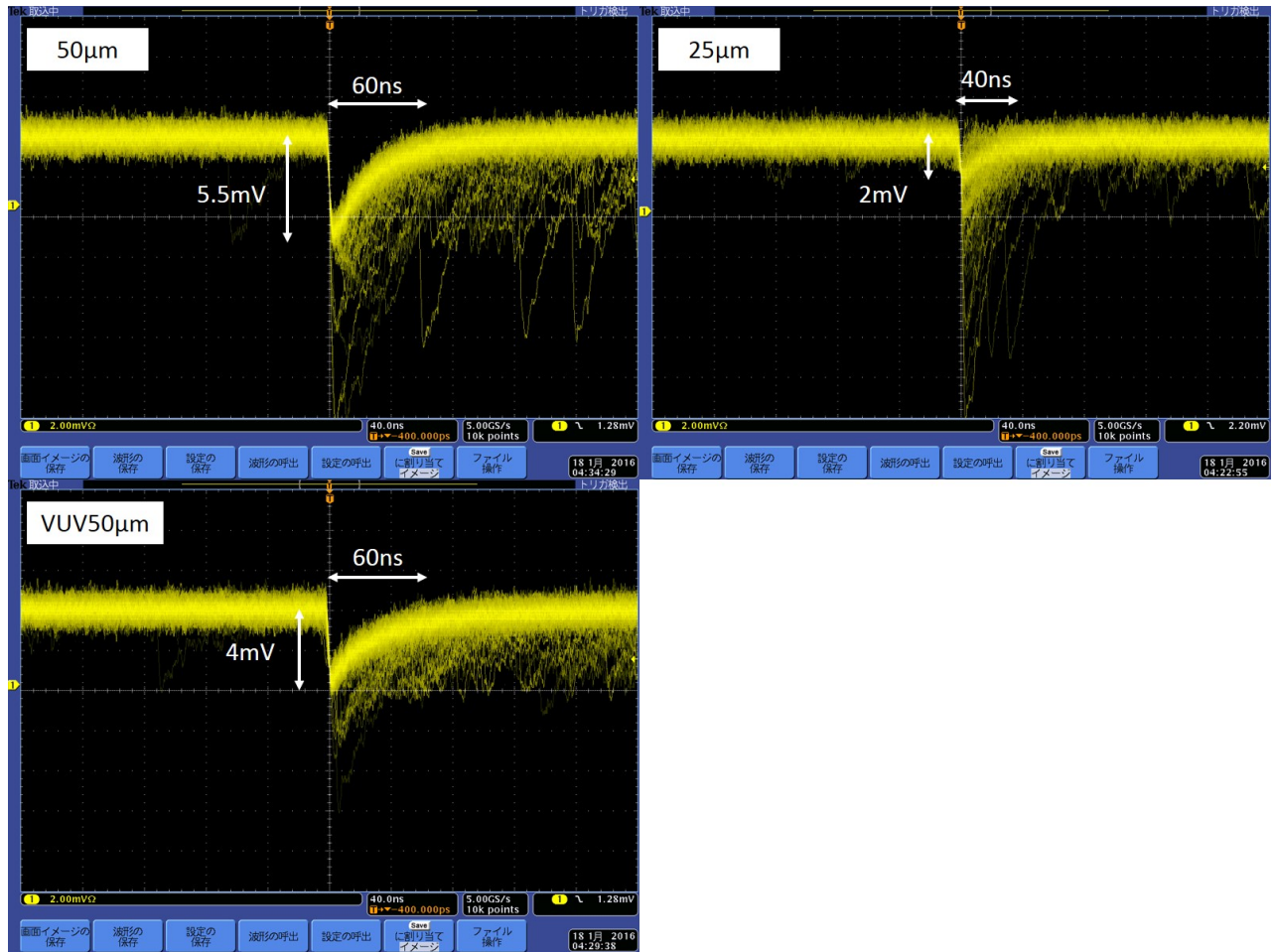


図 5.16 オシロスコープでみたそれぞれの MPPC の 1 フォトン波形。

き、励起したピクセル数を N_{pix} 、励起したピクセルがもっている静電容量を C_{pix} 、励起したピクセルのクエンチング抵抗を R_{pix} としたときにピクセルを回復するときの時定数は式 5.4 になる。

$$\frac{1}{\frac{1}{1\mu F} + \frac{1}{C_{pix}}} (50\Omega + R_{pix}) = N_{pix} * 90f(50 + 150k/N_{pix}) \quad (5.4)$$

この場合、 N_{pix} によって時定数が変化する。 N_{pix} が 10,000 近くになると読み出し抵

抗の 50Ω が無視できなくなるため、励起したピクセル数が増えるほど時定数が大きくなる。

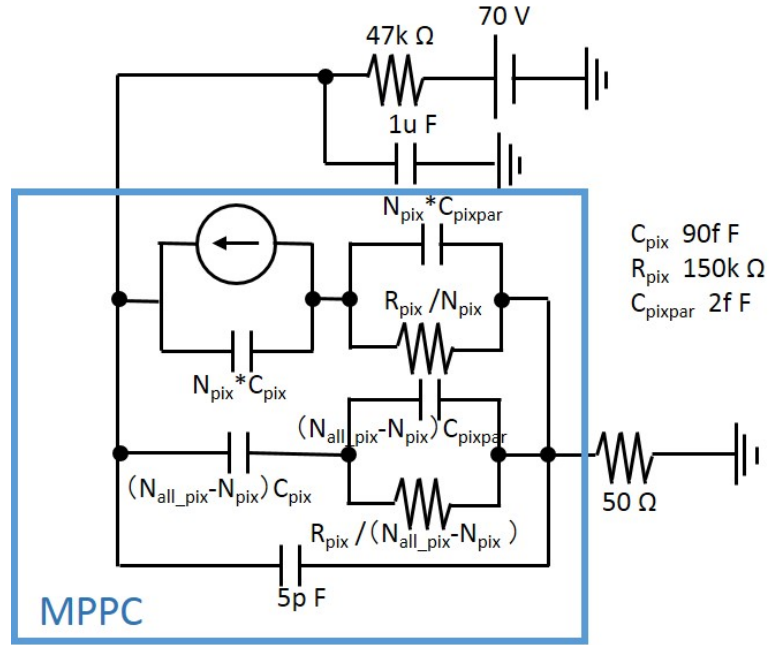


図 5.17 MPPC の回路モデル図。MPPC は青で囲まれている部分。

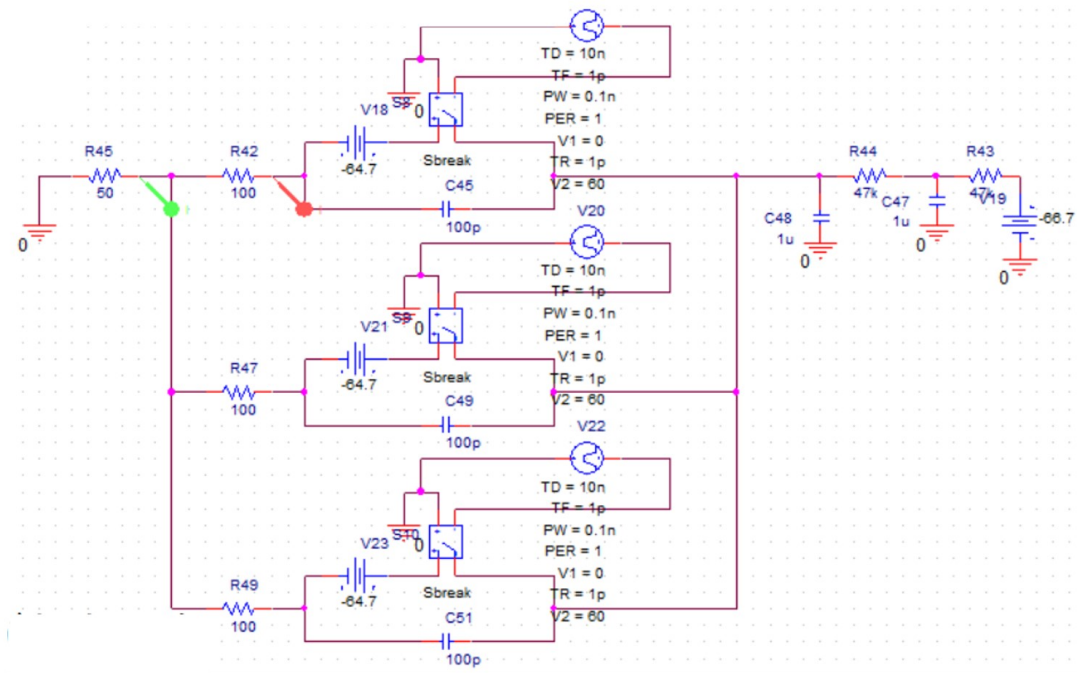


図 5.18 MPPC の回復時間考察のためのシミュレーション用回路。

MPPC のシミュレーションとして図 5.18 のような回路を考える。この回路は簡単のため 3 ピクセルとして考えている。また、MPPC のピクセルは並列に電圧源とスイッチが入っていて、このスイッチを入れたときがそのピクセルが励起したときに対応している。静電容量とシミュレーションをした結果を 5.19 に示す [24]。

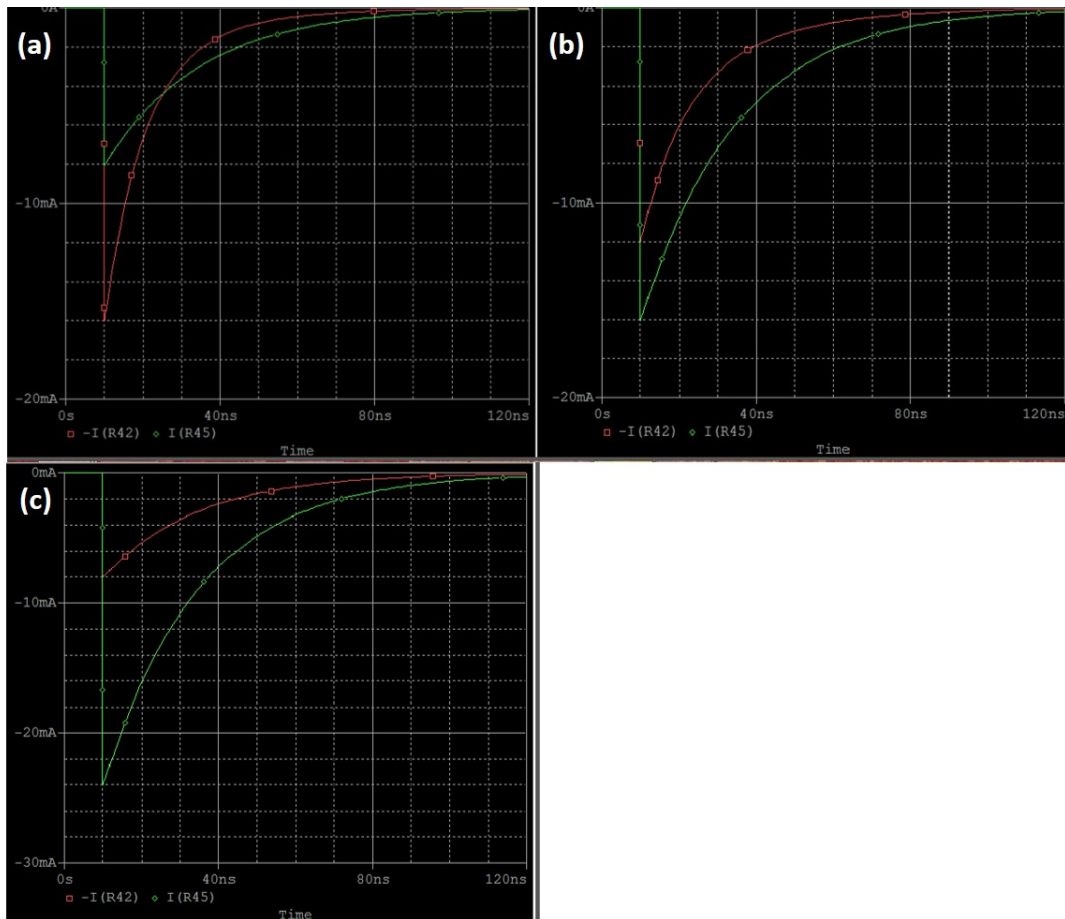


図 5.19 MPPC の励起ピクセル数を変えたときの読み出し信号波形とそのときのある 1 ピクセルの信号波形。(a)1 ピクセル励起時 (b)2 ピクセル励起時 (c)3 ピクセル励起時 [24]。

1 ピクセル励起したとき、2 ピクセル励起したとき、3 ピクセル励起したときの読み出し信号は緑、励起したある 1 ピクセルの静電容量に流れる電流値は赤である。赤を見るとピクセル数が多くなるほど時定数が大きくなっているのがわかる。計算によると、1 ピクセルの回復の時定数は 15ns、2 ピクセルだと 20ns、3 ピクセルだと 25ns である。つまり、測定で $25\mu\text{m}$ ピッチの方が、 $50\mu\text{m}$ ピッチよりもピクセル数が多いため回復時間が長くなっていると考えられる。

5.4 補正

MPPC が大光量で飽和したときに補正をかけても揺らぎで正確な光量にはならない。正確な光量との誤差 ΔN_{corr} を見積もる。式 5.3 を書き換えると式 5.5 になる。

$$N_{true} = \frac{N_{obs}}{1 - \frac{\tau N_{obs}}{n_{pix} \Delta t}} \quad (5.5)$$

ここで、線形からのずれが小さいと次のように近似できる。

$$N_{true} = N_{obs} \left(1 + \frac{\tau N_{obs}}{n_{pix} \Delta t} \right) \quad (5.6)$$

第二項は補正項であり、その揺らぎ ΔN_{corr} は式 5.7 となる。

$$\Delta N_{corr} = \sqrt{\frac{\tau}{N_{pix} \Delta t}} N_{obs} \quad (5.7)$$

50 μm の MPPC を用いたとき、 $N_{pix} = 3600$ 、 $\Delta t = 5\mu\text{s}$ とすると次のようになる。

$$\frac{\Delta N_{corr}}{N} = 0.0012 \quad (5.8)$$

補正による揺らぎが小さいため、補正をかけることで曲線から直線に近似しても問題ない。

第 6 章

多チャンネル化に向けた読み出しに対する要求性能

6.1 現在の読み出し系

現在、原理検証のために MPPC64ch の試作機を製作して評価している。この試作機読み出しシステムの外観を図 6.1 に載せる。

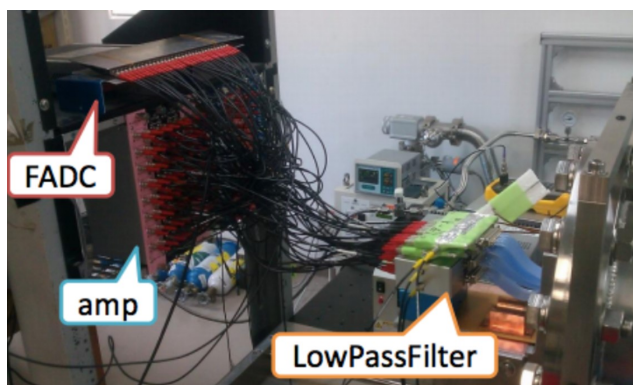


図 6.1 現在の DAQ。

波形を記録するための FADC の仕様を表 6.1 に示す。

表 6.1 試作機で用いている FADC の仕様。

型番	サンプリングレート	入力範囲	分解能	チャンネル数
DT5740	62.5MHz	-1.0 - 1.0V	12bit	32

これを 2 台用いて 64 チャンネルの読み出しを行っている。将来的には、約 50,000 チャンネ

ルが必要であり、それに伴い比較的安価でかつエネルギー分解能をおとさないような読み出しシステムが必要になってくる。

6.2 AFTER チップ

多くのチャンネルを安価で調達するものとして、アナログメモリを内蔵した ASIC チップ AFTER が候補の一つとして挙げられる。主要な特性を表 6.2 に示す。本実験では、MPPC

表 6.2 AFTER チップの仕様 [22]。

パラメーター	値
チャンネル数	72
セルメモリー数/チャンネル	511
ダイナミックレンジ	2V/12bits
サンプリング周波数	1MHz-50MHz

の有効ゲインの測定も行わなければならないため、大きなダイナミックレンジが必要となる。ゲインを測定するためにはある程度高いゲインが必要となるが、ゲインを一括で高くしてしまうと EL 光を測定したときにダイナミックレンジが足りず、FADC のダイナミックレンジである 2V 以上となる信号はエネルギーを正確に測定できなくなってしまう。それを回避するために、ゲイン測定用の高いゲインと EL 光測定用の低いゲインの 2 つのゲインを用意する予定である。数 10 フォトンでゲイン算出は可能であり、本実験用の低いゲインとダークパルス用の高いゲインとで分けた場合でも、二つのゲインをキャリブレーションする際に活かすことが出来ることを第 4 章で示した。低いゲインは EL 光用であるので、 10^5 フォトンまで入るようにダイナミックレンジを 3000/4096 に設定すると 1/4096 は 30 フォトンに対応する。ハイゲインでは、キャリブレーションを行わなければならないためある程度の範囲がかぶるよう考慮し、1 フォトンを 10/4096 で見えるようにすると高いゲイン側での約 400photon までしか測定が出来ない。すると、高いゲインと低いゲインでのキャリブレーションとして 300 から 400 フォトンぐらいになるものを用いて行わなければならない。もし、60 (100) フォトンでゲインを算出できるならば、余裕をもたせて 20/4096 に設定しても 12,000 (20,000) フォトンまで測定できるようになるため光電吸収効果によってキセノン原子と相互作用した際に放出される 30keV の特性 X 線をキャリブレーションとして用いることが出来るようになる。

AFTER チップの概念図を図 6.2 に示す。信号を読み出す際にフィルターを通して波形成型を行い、それをスイッチド・キャパシター・アレイ (SCA) 内のコンデンサに逐次電荷として蓄える。トリガーがかかると、各コンデンサに蓄えられた電荷を順次 ADC で読み出す。サレンキーフィルターにより読み出しのサンプリング周波数に応じた時定数で波形をなまらせてい

る。ここで用いられているサレンキーフィルタの回路図を図 6.3 に示す。1 チャンネルあたりのセルメモリー数が 511 しかないため、なるべく多くの $0 \nu \beta \beta$ 事象を得るためにはサンプリング周波数は数 MHz にするのが好ましい。

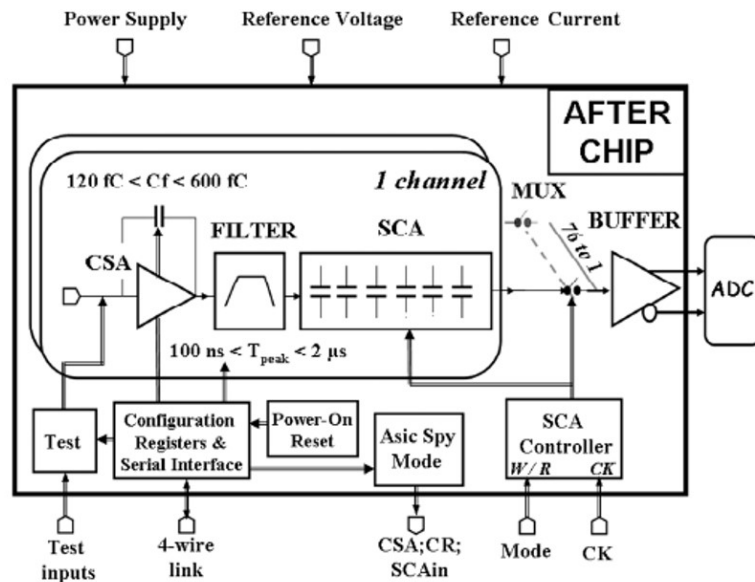


図 6.2 After chip の概念図 [22]。

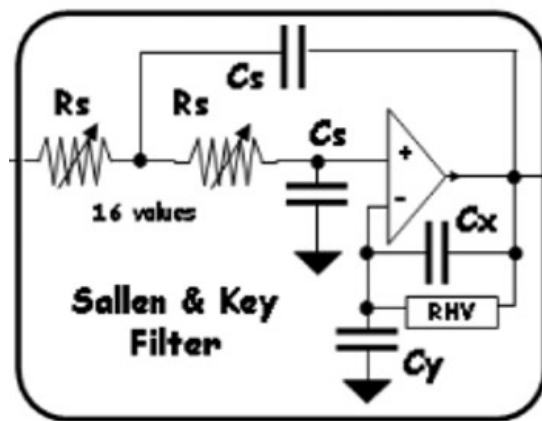


図 6.3 サレンキーフィルタの回路図 [22]。

サレンキーフィルタ内の R_s は可変抵抗であり、抵抗値を変えることで波形成型時のピークの位置を 100ns から $2\mu\text{s}$ まで変化させることが出来る。 R_{HV} は MOS トランジスタであり、 $100\text{M}\Omega$ の抵抗としての役割をしている。サンプリングによる揺らぎはフィルタの時定数を大きくすること、またサンプリングを細かくすることで解消することができるはずである。そこで、サンプリングによる揺らぎについて理解を深め、サンプリング周波数に応じた適切な

時定数を知るために回路シミュレーションを行う必要がある。

6.3 RC フィルタ

電荷情報を正しく読み出すには周波数に応じて波形をなまらせる必要がある。波形をなまらせすぎると、ドリフト方向の位置情報が失われる。ここでは、一般的なローパス・フィルタである RC 回路を用いてシミュレーションを行い、要求されるフィルタの時定数と周波数の関係性を評価した。

6.3.1 応答

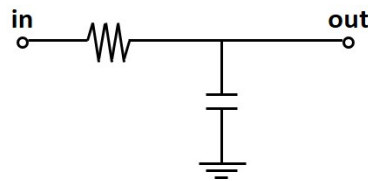


図 6.4 RC 回路。

RC 回路を図 6.4 に示す。また、RC 回路後のステップ関数の応答は式 6.1 である。 τ はフィルタの時定数である。傾き a 、切片 b の一次関数の応答は図 6.5 のようにステップ関数の組み合わせと考えることができ、その応答は式 6.2 で表される。

$$V_{out} = V_{in} \{1 - \exp(-\frac{t}{\tau})\} \quad (6.1)$$

$$V_{out} = at - (a\tau - b) \{1 - \exp(-\frac{t}{\tau})\} \quad (6.2)$$

6.3.2 シミュレーションによる波形生成

シミュレーションでは、MPPC の 1 フォトンのパルスに RC フィルタを通し、そのパルスを約 10^5 個 $5\mu\text{s}$ の間にランダムに足し合わせることで矩形波からなまらせた波形を作っている。

MPPC の 1 フォトンは図 6.6 のように実際の MPPC の 1 フォトンの波形を rise time, fall time, 1pe gain という三つのパラメータから成る三角形に近似したものを入力している。RC フィルタ後の波形を図 6.7 に示す。

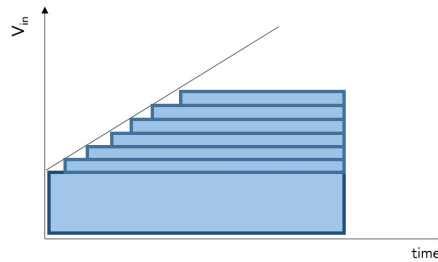


図 6.5 ステップ関数で近似した一次関数。

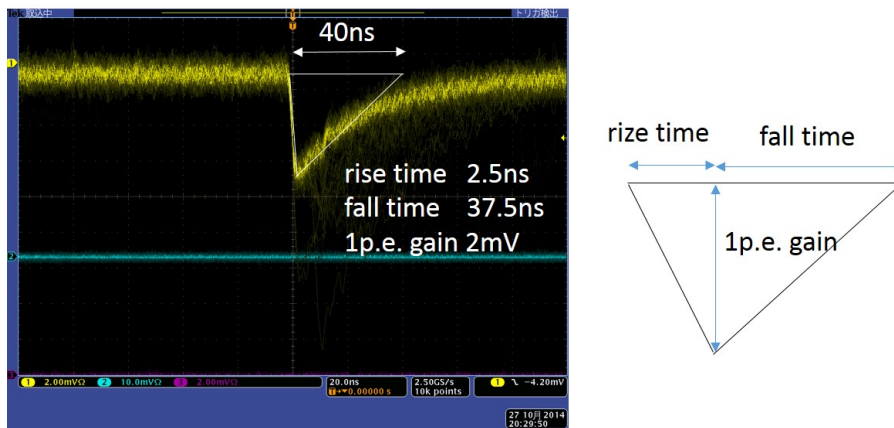


図 6.6 実際の MPPC の 1 フォトン波形とシミュレーションの入力波形。

AXEL 実験では、2.48MeV の飛跡に沿って生成される電離電子の数をだし、その電子が ELCC で平均 10 倍の光子数に変換される。それを MPPC 約 10 個で読み出すことを想定している。信号の揺らぎの原因としては、電子数 N_e の揺らぎ $\sqrt{fN_e}$ 、光子へ変換される際の揺らぎ $\sqrt{N_{photon}}$ 、また MPPC の増幅の揺らぎが考えられ、これらを考慮したシミュレーションを行った。ただし、 f はファノ因子で 0.13 である [11]。MPPC の増幅の揺らぎに関しては、測定データから見積もった値を使っており、1 フォトンの信号の積分値が 10% の揺らぎをもち、クロストーク&アフターパルスレート 30% として使用している。さらに、サンプリングのタイミングの揺らぎを考慮した。

フィルタの前後の波形を図 6.8 に示す。波形がなまり、大きく形を変えている様子が分かる。このシミュレーションを用いて、フィルタの時定数や読み出し周波数を変化させて読み出しシステムに起因する誤差を見積もった。ただし、ここでは、時定数と周波数に対する要請を検討しているため、回路系のノイズは考慮しない。

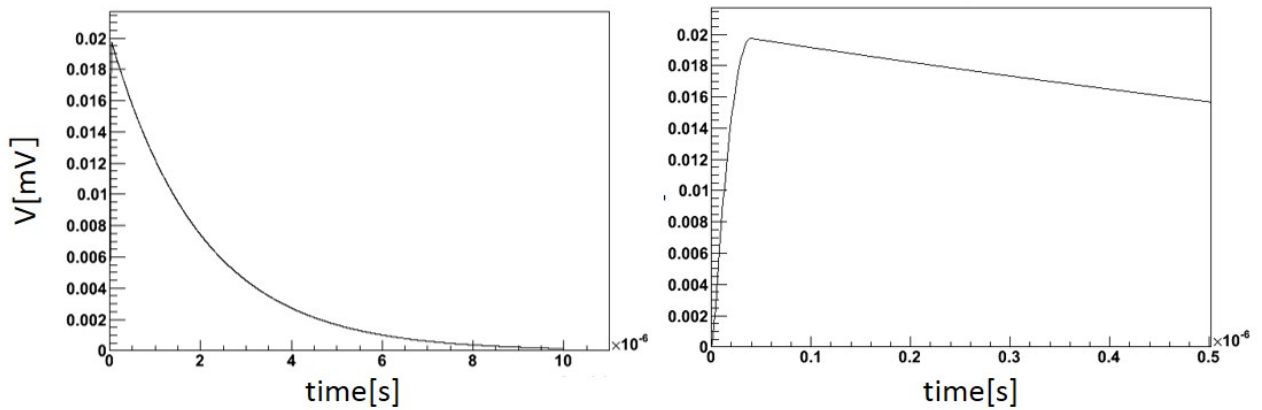


図 6.7 時定数 $2\mu\text{s}$ のときの RC 回路後の 1 フォトンの波形。(左) 全体図 (右) 波形の立ち上がり部拡大図

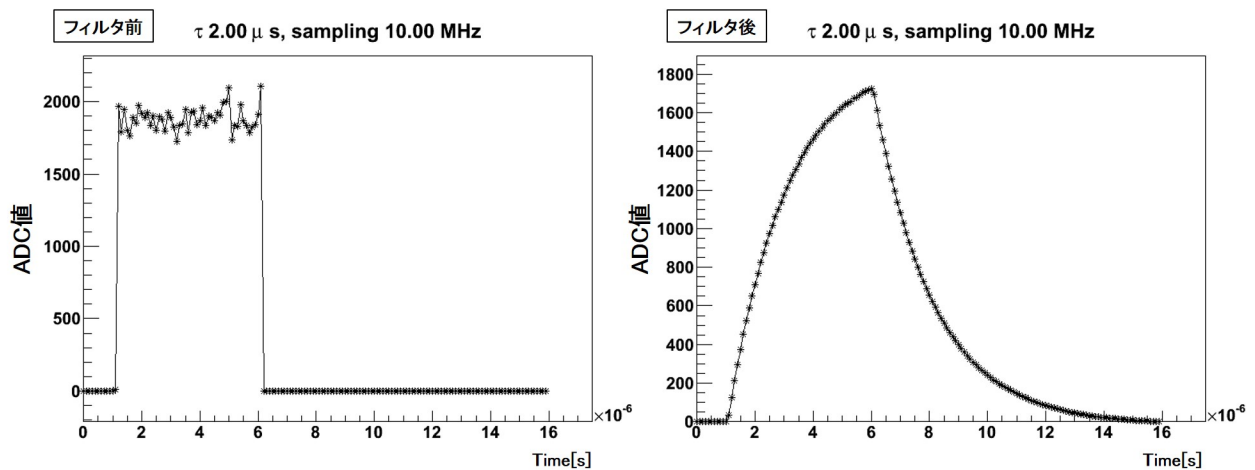


図 6.8 $5\mu\text{s}$ の矩形波の RC フィルタを通す前 (左) と通した後 (右) の波形比較 (時定数: $2\mu\text{s}$ 、読み出し周波数: 10MHz)。

6.3.3 シミュレーションの結果

読み出し周波数については 1MHz と 10MHz 、時定数は 1MHz のとき $0.5\mu\text{s}$ 、 $1.0\mu\text{s}$ 、 $2.0\mu\text{s}$ 、 $5.0\mu\text{s}$ 、 10MHz のとき $0.05\mu\text{s}$ 、 $0.1\mu\text{s}$ 、 $0.2\mu\text{s}$ 、 $0.5\mu\text{s}$ の計 8 パターンについてシミュレーションを行った。それぞれのパターンについてフィルタを通した後の信号の波形例を図 6.9、6.10 に示す。縦軸は $2\text{V}/12\text{bit}$ とした際の ADC 値である。

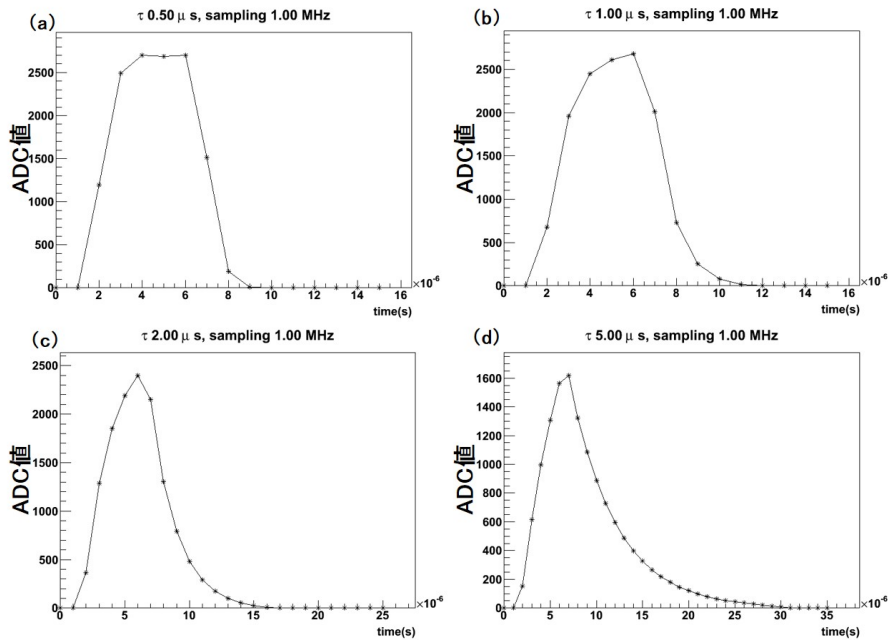


図 6.9 サンプリング周波数 1MHz での RC フィルタ後の 1 イベントの波形の例。本文中で触れている全ての揺らぎを考慮している。(a) 時定数： $0.5\mu\text{s}$ (b) 時定数： $1.0\mu\text{s}$ (c) 時定数： $2.0\mu\text{s}$ (d) 時定数： $5.0\mu\text{s}$

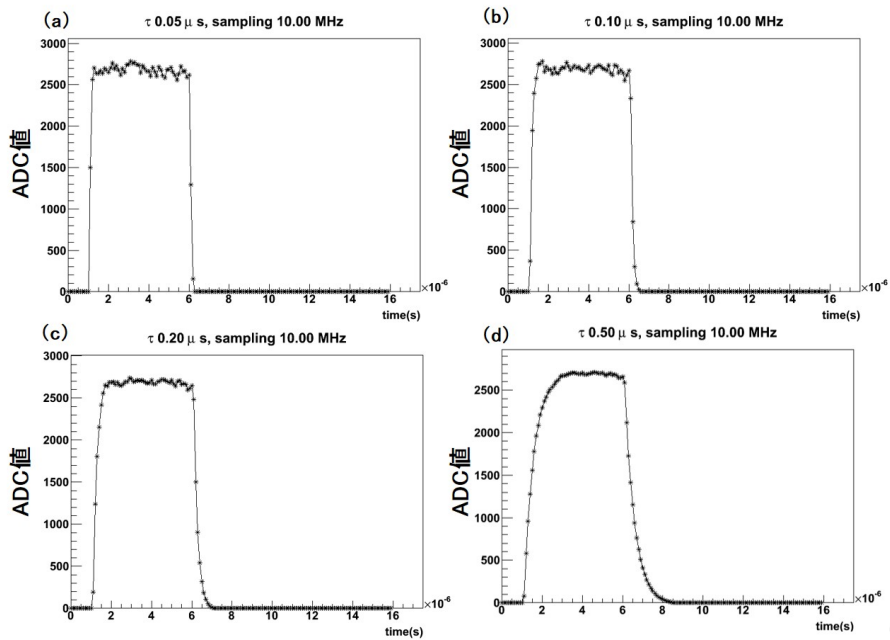


図 6.10 サンプリング周波数 10MHz での RC フィルタ後の 1 イベントの波形の例。本文中で触れている全ての揺らぎを考慮している。(a) 時定数： $0.05\mu\text{s}$ (b) 時定数： $0.1\mu\text{s}$ (c) 時定数： $0.2\mu\text{s}$ (d) 時定数： $0.5\mu\text{s}$

波形をそれぞれ 2000 イベント取得して得られた積分値のヒストグラムを図 6.11、6.12 に示す。このヒストグラムの平均値と標準偏差から読み出しシステムに起因する誤差を見積もったものを表 6.3 に示す。

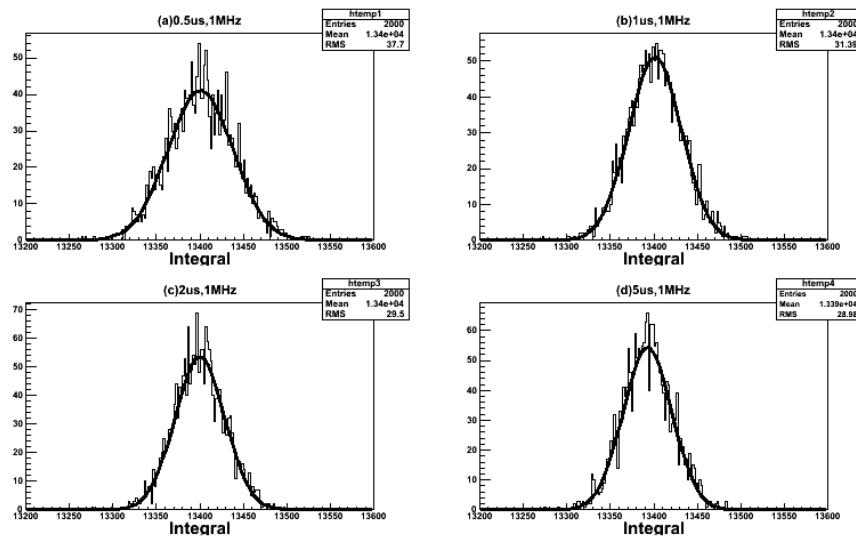


図 6.11 サンプリング周波数 1MHz での RC フィルタ後の信号の積分値の分布。本文中で触れている全ての揺らぎを考慮している。(a) 時定数： $0.5\mu\text{s}$ (b) 時定数： $1.0\mu\text{s}$ (c) 時定数： $2.0\mu\text{s}$ (d) 時定数： $5.0\mu\text{s}$

表 6.3 RC フィルタを用いたときの積分値の揺らぎ。本文中で触れている全ての揺らぎを考慮している。

サンプリング周波数	1MHz			
時定数	$0.5\mu\text{s}$	$1.0\mu\text{s}$	$2.0\mu\text{s}$	$5.0\mu\text{s}$
揺らぎ (FWHM),%	0.65	0.53	0.50	0.49
サンプリング周波数.	10MHz			
時定数	$0.05\mu\text{s}$	$0.1\mu\text{s}$	$0.2\mu\text{s}$	$0.5\mu\text{s}$
揺らぎ (FWHM),%	0.57	0.52	0.50	0.49

次にサンプリングのタイミングおよびデジタル変換による誤差を評価するために電子数の揺らぎ、光子へされる際の揺らぎ、MPPC の増幅の揺らぎを入れずにシミュレーションを行った。フィルタを通した後の波形を図 6.13、6.14 に示す。

波形をそれぞれ 2000 イベント取得し、積分値のヒストグラムを図 6.15、6.16 に示す。こ

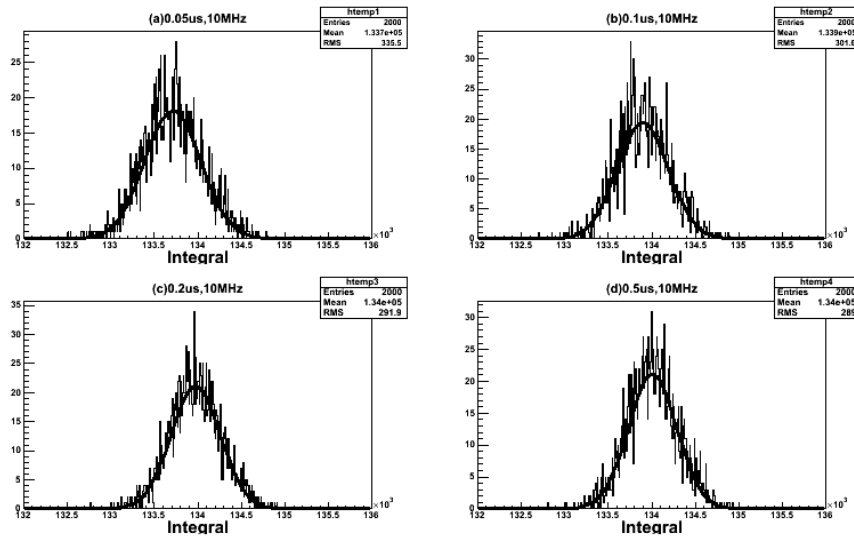


図 6.12 サンプリング周波数 10MHz での RC フィルタ後の信号の積分値の分布。本文中で触れている全ての揺らぎを考慮している。(a) 時定数 : $0.05\mu s$ (b) 時定数 : $0.1\mu s$ (c) 時定数 : $0.2\mu s$ (d) 時定数 : $0.5\mu s$

のヒストグラムの平均値と RMS を用いて FWHM でのゆらぎを見積もったものを表 6.4 に示す。

表 6.4 RC フィルタを用いたときのサンプリングによる積分値の揺らぎ。

サンプリング周波数	1MHz			
時定数	$0.5\mu s$	$1.0\mu s$	$2.0\mu s$	$5.0\mu s$
揺らぎ (FWHM),%	0.38	0.19	0.10	0.06
サンプリング周波数.	10MHz			
時定数	$0.05\mu s$	$0.1\mu s$	$0.2\mu s$	$2.0\mu s$
揺らぎ (FWHM),%	0.26	0.14	0.07	0.03

サンプリング以外の揺らぎが入っていないため実際の真の積分値はイベント毎には変化しないが、どのタイミングから読み出すかにより得られる積分値が決まってしまう。予想通り、1MHz に比べて 10MHz の方が揺らぎは小さくなっている。また、時定数も長ければ長いほど揺らぎは小さい。

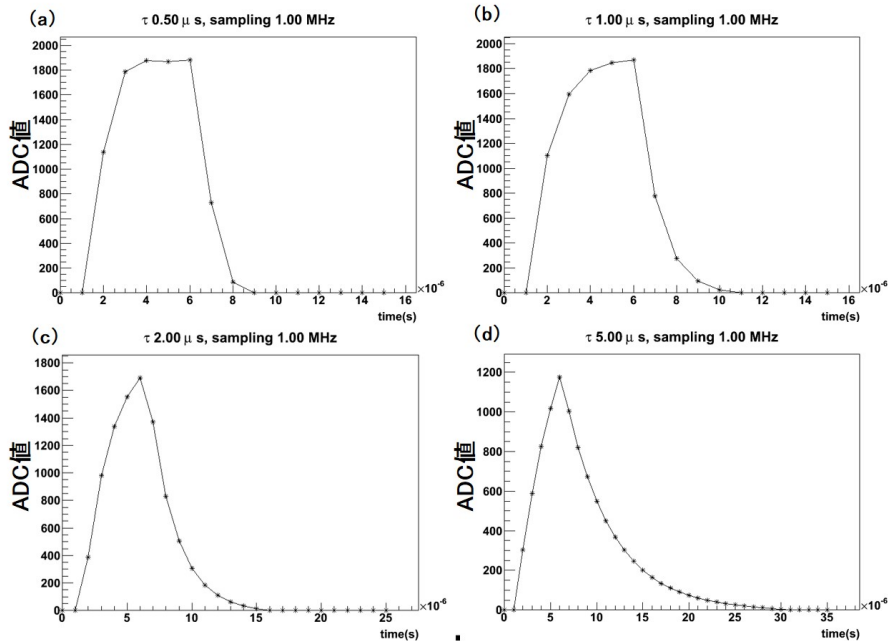


図 6.13 サンプル周波数 1MHz での RC フィルタ後の 1 イベントの波形の例。サンプリングおよびデジタル変換の誤差を考慮している。(a) 時定数: $0.5\mu\text{s}$ (b) 時定数: $1.0\mu\text{s}$ (c) 時定数: $2.0\mu\text{s}$ (d) 時定数: $5.0\mu\text{s}$

6.3.4 まとめ

サンプリングによる揺らぎは、時定数を長くすれば長くするほど小さくなる。しかし、他の揺らぎを考慮するとある程度のところで誤差は小さくならなくなる。これは読み出しの揺らぎではなく他の揺らぎが大きく効いているためである。

エネルギー分解能 0.5% (FWHM) 以下を達成するためには、サンプリング周波数 1MHz では時定数 $2\mu\text{s}$ 、10MHz では $0.2\mu\text{s}$ あたりが妥当である。また、1 チャンネルあたりのセルメモリ数を考慮するとサンプリング周波数 1MHz が最適であり、そのときの時定数としては $2\mu\text{s}$ が最もよい。

6.4 Sallen Key Filter

AFTER チップで用いられているサレンキーフィルタを用いてシミュレーションを行い、要求されるフィルタの時定数と周波数の関係性を評価した。RC フィルタに比べてサレンキーフィルタは用途に応じて周波数特性を変化させることが出来るという利点を持つ。

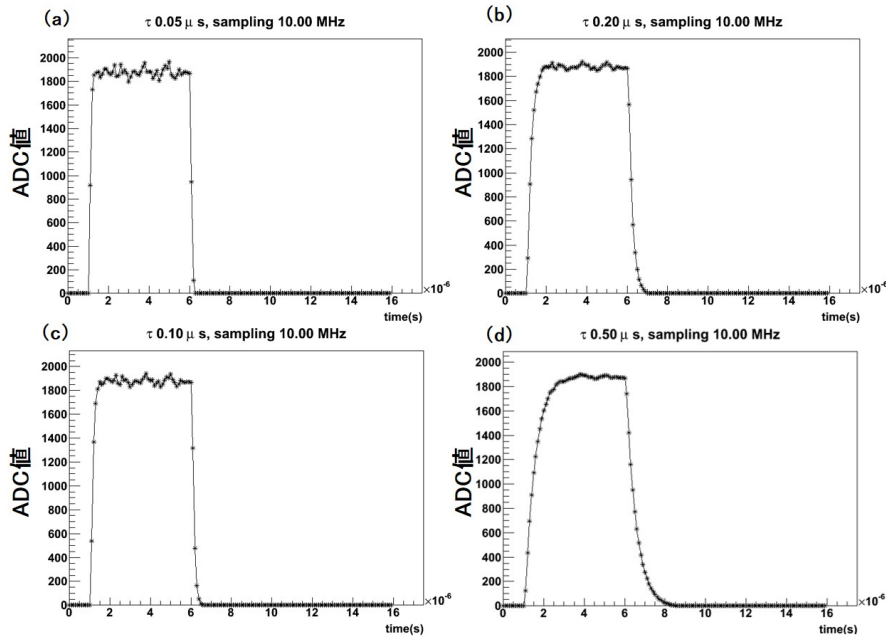


図 6.14 サンプリング周波数 10MHz での RC フィルタ後の 1 イベントの波形の例。サンプリングおよびデジタル変換の誤差を考慮している。(a) 時定数 : 0.05 μ s (b) 時定数 : 0.1 μ s (c) 時定数 : 0.2 μ s (d) 時定数 : 0.5 μ s

6.4.1 応答

サレンキーフィルタの回路図を図 6.17 に示す。図のようなサレンキーフィルタの伝達関数は式 6.3 で表される。

$$T = \frac{K}{\tau^2 s^2 + (3 - K)\tau s + 1} \tag{6.3}$$

τ はフィルタの時定数である。また、 K はフィルタの特性を表すパラメーターであり、この値を変えると周波数特性の値が変化する。シミュレーションではフィルタに適しているベッセルフィルタとなる $K=1.3$ を用いている。ステップ関数のラプラス変換 $X(s) = \frac{1}{s}$ を用いて、ラプラス逆変換を施すとステップ関数に対する応答が得られる。

$$V_{out} = V_{in} K \left(1 - e^{At} \left(-\frac{A}{B} \sin(Bt) + \cos(Bt) \right) \right) \tag{6.4}$$

ただし、 $A = \frac{K-3}{2\tau}$, $B = \frac{\sqrt{(K-1)(5-K)}}{2\tau}$ である。

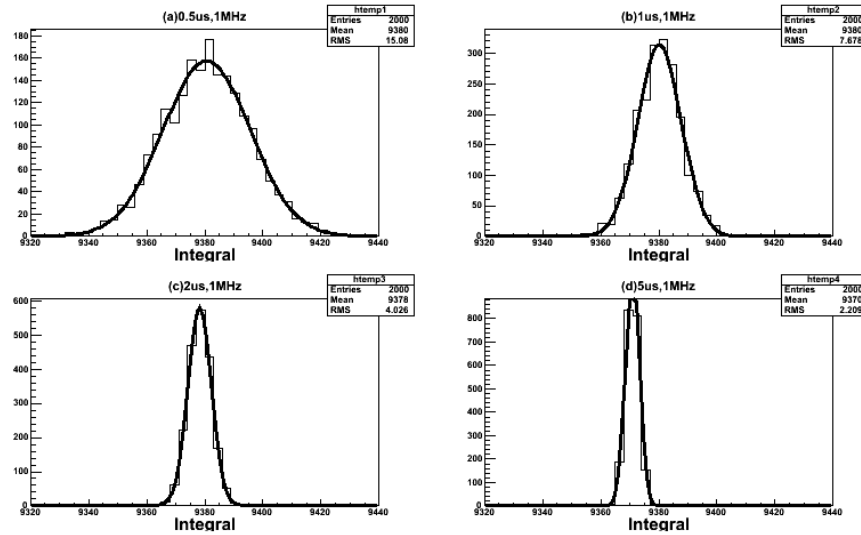


図 6.15 サンプリング周波数 1MHz での RC フィルタ後の信号の積分値の分布。サンプリングおよびデジタル変換の誤差のみを考慮している。(a) 時定数 : $0.5\mu\text{s}$ (b) 時定数 : $1.0\mu\text{s}$ (c) 時定数 : $2.0\mu\text{s}$ (d) 時定数 : $5.0\mu\text{s}$

傾き a 、切片 b の一次関数の応答は RC フィルタのときと同様で図 6.5 のようにステップ関数の組み合わせと考えることができ、その応答は式 6.5 で表される。

$$\begin{aligned}
 V_{out} = & aK \left(t + \frac{e^{-At}}{A^2 + B^2} \left(\left(\frac{A^2}{B} + B \right) \sin(Bt) - 2A \cos(Bt) \right) + \frac{2A}{A^2 + B^2} \right) \\
 & + bK \left(1 - e^{-At} \left(-\frac{A}{B} \sin(Bt) + \cos(Bt) \right) \right) \quad (6.5)
 \end{aligned}$$

この関数を用いて 1 フォトンの波形生成を行った。このフィルタのステップ関数に対する応答波形を図 6.18 に示す。

1V の矩形波に対し、1.3V で安定になる。これはオペアンプを入れていることで増幅していることによる。

6.4.2 シミュレーションによる波形生成

シミュレーションでは、MPPC の 1 フォトンのパルスにサレンキーフィルタを通し、そのパルスを約 10^5 個 $5\mu\text{s}$ の間にランダムに足し合わせることで矩形波からなまらせた波形を作っている。

フィルタに通す前の MPPC の 1 フォトンは RC フィルタと同様の波形を用いている。サレ

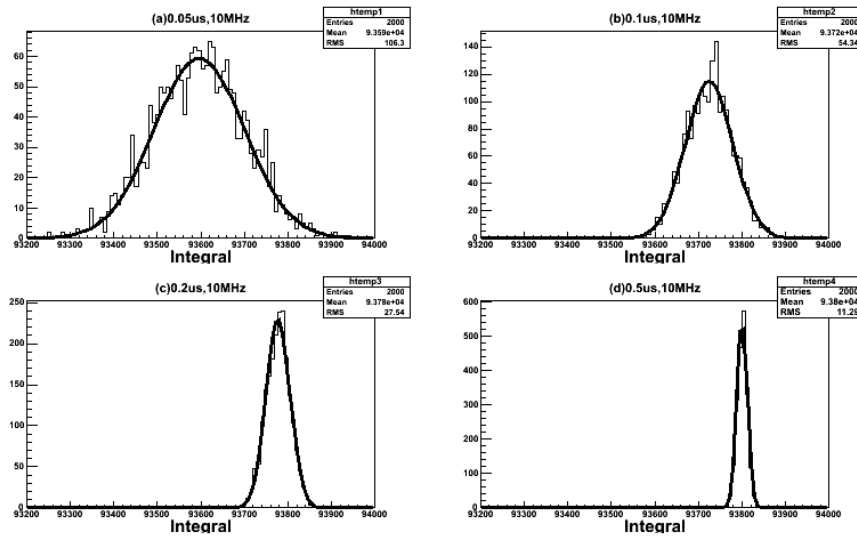


図 6.16 サンプリング周波数 10MHz での RC フィルタ後の信号の積分値の分布。サンプリングおよびデジタル変換の誤差のみを考慮している。(a) 時定数：0.05 μ s (b) 時定数：0.1 μ s (c) 時定数：0.2 μ s (d) 時定数：0.5 μ s

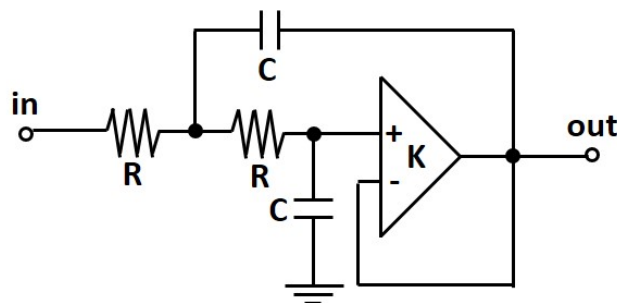


図 6.17 サレンキーフィルタの回路図。

ンキーフィルタ後の波形を図 6.7 に示す。

RC フィルタ同様、信号の揺らぎとして電子数 N_e の揺らぎ $\sqrt{fN_e}$ 、フォトンへ変換される際の揺らぎ $\sqrt{N_{photon}}$ 、また MPPC の増幅の揺らぎ、サンプリングのタイミングの揺らぎが考えられ、これらを考慮したシミュレーションを行った。

フィルタの前後の波形を図 6.20 に示す。波形がなまり、大きく形を変えている様子が分かる。このシミュレーションを用いて、フィルタの時定数や読み出し周波数を変化させて読み出しシステムに起因する誤差を見積もった。ただし、ここでも、時定数と周波数に対する要請を検討しているため、回路系のノイズは考慮しない。

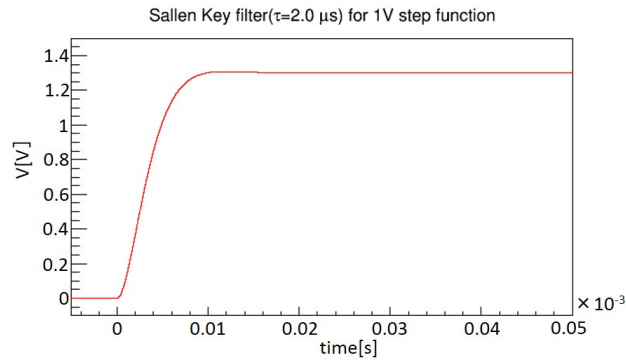


図 6.18 1mV のステップ関数に対するサレンキーフィルタ (時定数: $2\mu\text{s}$) の応答。

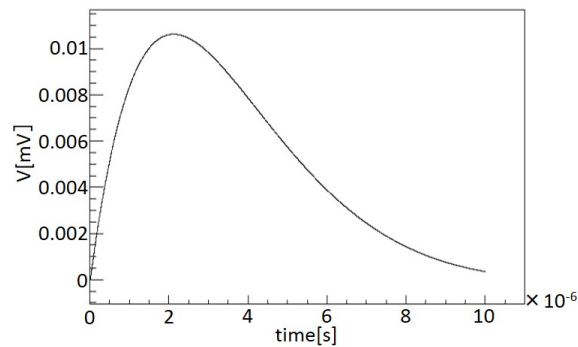


図 6.19 時定数 $2\mu\text{s}$ のときのサレンキーフィルタ後の 1 フォトンの波形。

6.4.3 シミュレーションの結果

読み出し周波数については 1 MHz と 10MHz、時定数は 1MHz のとき $0.5\mu\text{s}$ 、 $1.0\mu\text{s}$ 、 $2.0\mu\text{s}$ 、 $5.0\mu\text{s}$ 、10MHz のとき $0.05\mu\text{s}$ 、 $0.1\mu\text{s}$ 、 $0.2\mu\text{s}$ 、 $0.5\mu\text{s}$ の計 8 パターンについてシミュレーションを行った。それぞれのパターンについてフィルタを通した後の信号の波形例を図 6.21、6.22 に示す。縦軸は $2\text{V}/12\text{bit}$ とした際の ADC 値である。

波形をそれぞれ 2000 イベント生成して得られた積分値のヒストグラムを図 6.11、6.12 に示す。このヒストグラムの平均値と標準偏差から読み出しシステムに起因する誤差を見積もったものを表 6.5 に示す。

次にサンプリングのタイミングおよびデジタル変換による誤差を評価するために電子数の揺らぎ、フォトンへされる際の揺らぎ、MPPC の増幅の揺らぎを入れずにシミュレーションを行った。波形をそれぞれ 2000 イベント取得し、積分値のヒストグラムを図 6.25、6.26 に示す。このヒストグラムの平均値と RMS を用いて FWHM でのゆらぎを見積もったものを表 6.6 に示す。

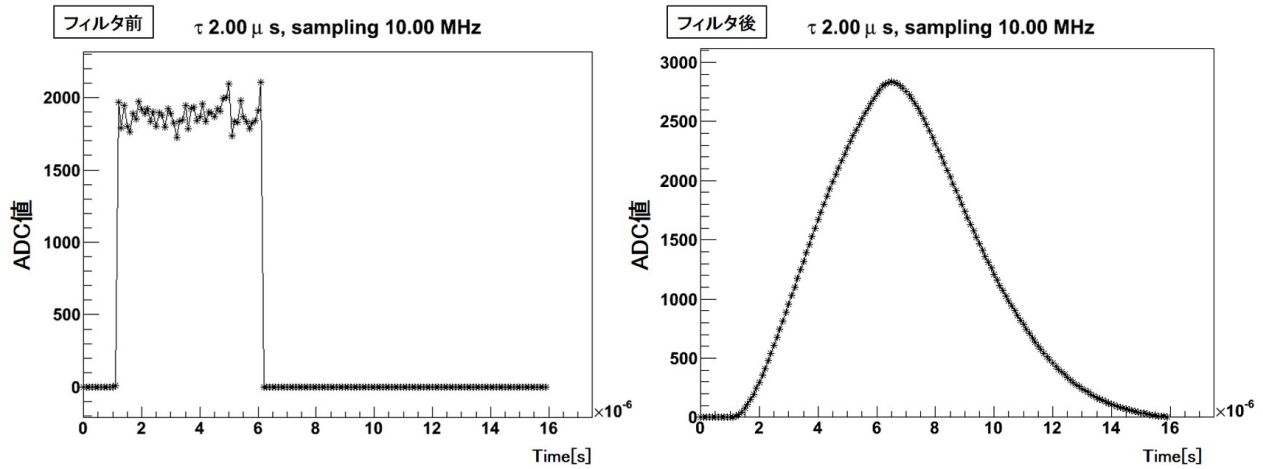


図 6.20 5µs の矩形波のサレンキーフィルタを通す前（左）と通した後（右）の波形比較（時定数：2µs、読み出し周波数：10MHz）。

表 6.5 サレンキーフィルタを用いたときの積分値の揺らぎ。本文中で触れている全ての揺らぎを考慮している。

サンプリング周波数	1MHz			
時定数	0.5µs	1.0µs	2.0µs	5.0µs
揺らぎ (FWHM),%	0.51	0.49	0.50	0.50
サンプリング周波数.	10MHz			
時定数	0.05µs	0.1µs	0.2µs	0.5µs
揺らぎ (FWHM),%	0.50	0.49	0.49	0.49

サンプリング以外の揺らぎが入っていないため実際の真の積分値はイベント毎には変化しないが、どのタイミングから読み出すかにより得られる積分値が決まってしまう。予想通り、1MHz1µs に比べて 10MHz の方が揺らぎは小さくなっている。また、時定数も長いほど揺らぎは小さい。しかし、時定数を大きくしてもある程度からは小さくならなくなる。これは時定数がある程度長くなってくると信号の積分値がサンプリングによらず一定の値に近づくからである。

6.4.4 まとめ

サンプリングによる揺らぎは、時定数を長くすれば長くするほど小さくなる。しかし、他の揺らぎを考慮するとある程度のところで誤差は小さくならなくなる。これは読み出しの揺らぎではなく他の揺らぎが大きく効いているためである。サンプリングによる揺らぎのみ比較する

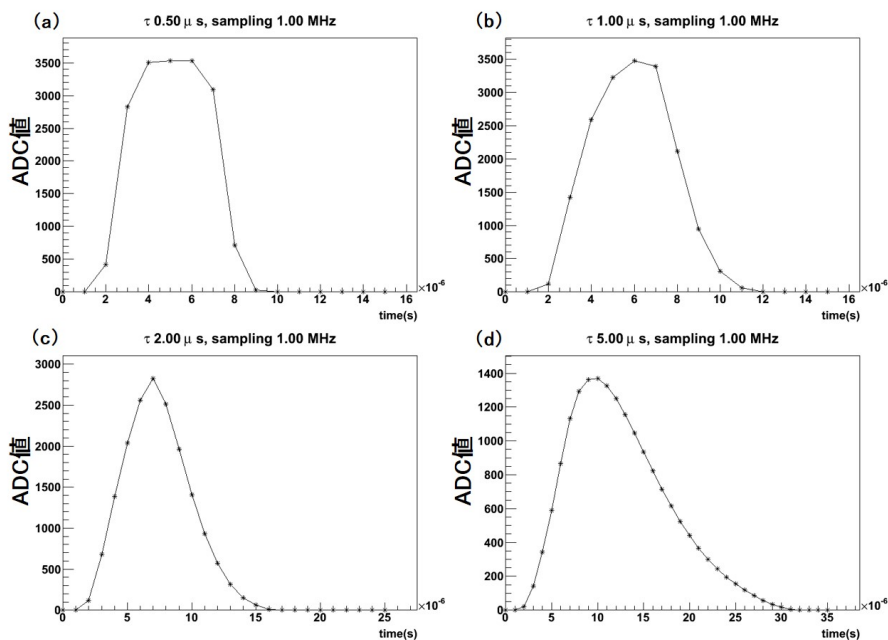


図 6.21 サンプリング周波数 1MHz でのサレンキーフィルタ後の 1 イベントの波形の例。本文中で触れている全ての揺らぎを考慮している。(a) 時定数： $0.5\mu\text{s}$ (b) 時定数： $1.0\mu\text{s}$ (c) 時定数： $2.0\mu\text{s}$ (d) 時定数： $5.0\mu\text{s}$

表 6.6 サレンキーフィルタを用いたときのサンプリングによる積分値の揺らぎ。

サンプリング周波数	1MHz			
時定数	$0.5\mu\text{s}$	$1.0\mu\text{s}$	$2.0\mu\text{s}$	$5.0\mu\text{s}$
揺らぎ (FWHM),%	0.10	0.03	0.02	0.03
サンプリング周波数.	10MHz			
時定数	$0.05\mu\text{s}$	$0.1\mu\text{s}$	$0.2\mu\text{s}$	$2.0\mu\text{s}$
揺らぎ (FWHM),%	0.08	0.02	0.008	0.006

と、RC フィルタよりもサレンキーフィルタの方が揺らぎは小さい。しかし、他の揺らぎを考慮すると同じような誤差になる。

エネルギー分解能 0.5% (FWHM) 以下を達成するためには、サンプリング周波数 1MHz では時定数 $1\mu\text{s}$ 、10MHz では $0.1\mu\text{s}$ あたりが妥当である。また、1 チャンネルあたりのセルメモリ数を考慮するとサンプリング周波数 1MHz が最適であり、そのときの時定数としては $1\mu\text{s}$ が最もよい。この値以上では誤差は大きくは変化しない。

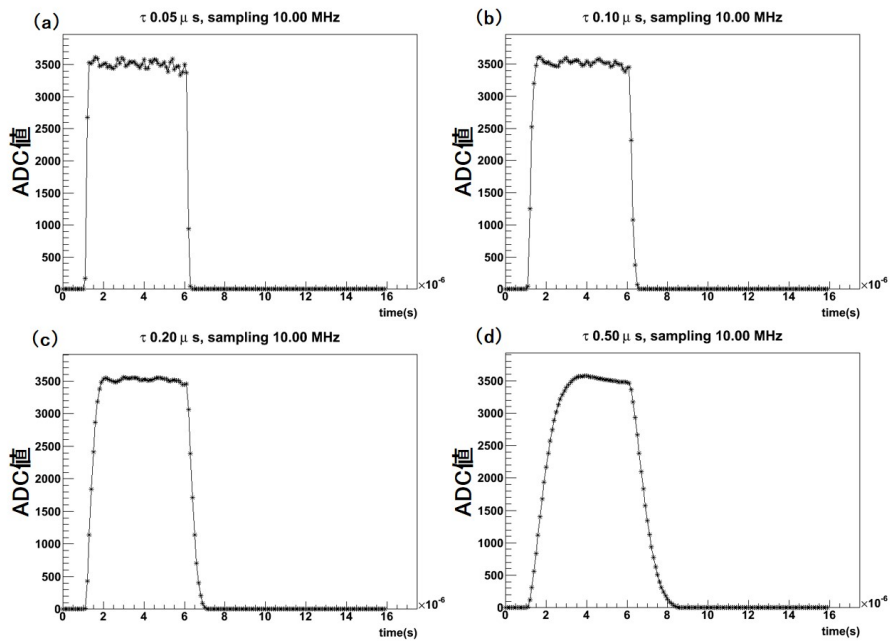


図 6.22 サンプリング周波数 10MHz でのサレンキーフィルタ後の 1 イベントの波形の例。本文中で触れている全ての揺らぎを考慮している。(a) 時定数： $0.05\mu\text{s}$ (b) 時定数： $0.1\mu\text{s}$ (c) 時定数： $0.2\mu\text{s}$ (d) 時定数： $0.5\mu\text{s}$

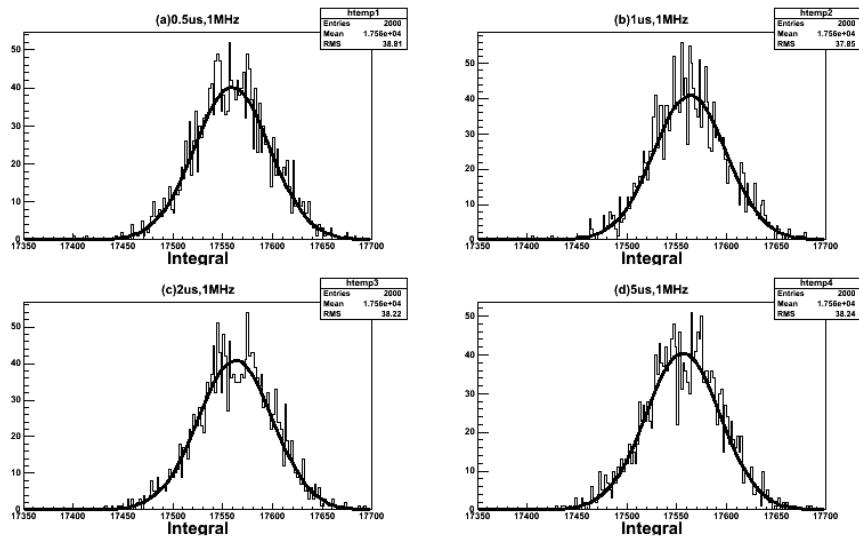


図 6.23 サンプリング周波数 1MHz でのサレンキーフィルタ後の信号の積分値の分布。本文中で触れている全ての揺らぎを考慮している。(a) 時定数： $0.5\mu\text{s}$ (b) 時定数： $1.0\mu\text{s}$ (c) 時定数： $2.0\mu\text{s}$ (d) 時定数： $5.0\mu\text{s}$

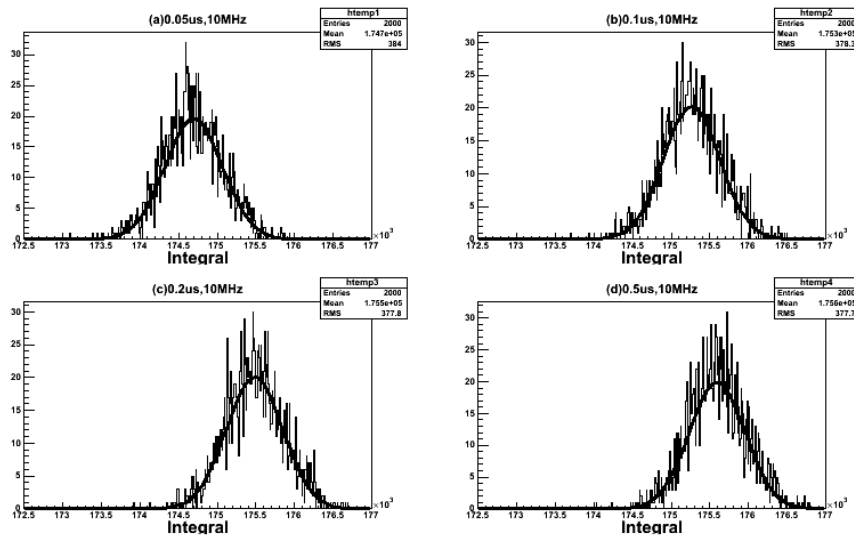


図 6.24 サンプリング周波数 10MHz でのサレンキーフィルタ後の信号の積分値の分布。本文中で触れている全ての揺らぎを考慮している。(a) 時定数 : $0.05\mu\text{s}$ (b) 時定数 : $0.1\mu\text{s}$ (c) 時定数 : $0.2\mu\text{s}$ (d) 時定数 : $0.5\mu\text{s}$

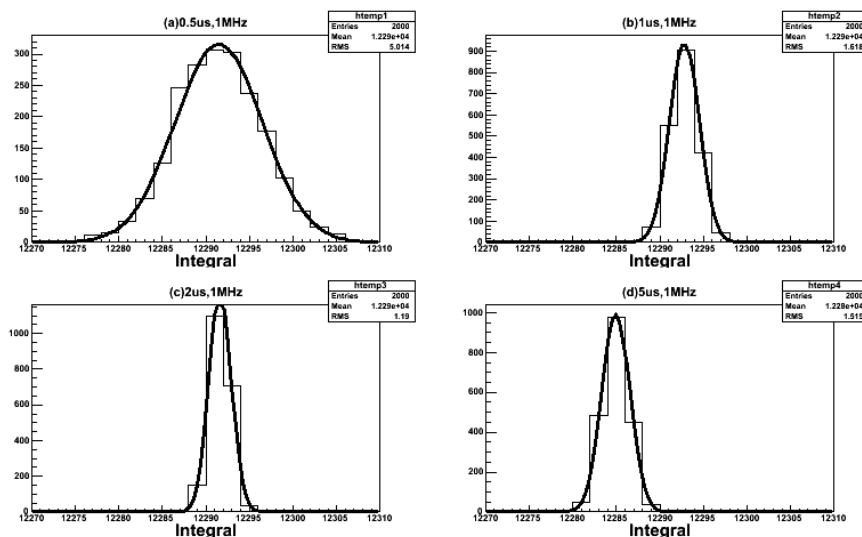


図 6.25 サンプリング周波数 1MHz でのサレンキーフィルタ後の信号の積分値の分布。サンプリングおよびデジタル変換の誤差のみを考慮している。(a) 時定数 : $0.5\mu\text{s}$ (b) 時定数 : $1.0\mu\text{s}$ (c) 時定数 : $2.0\mu\text{s}$ (d) 時定数 : $5.0\mu\text{s}$

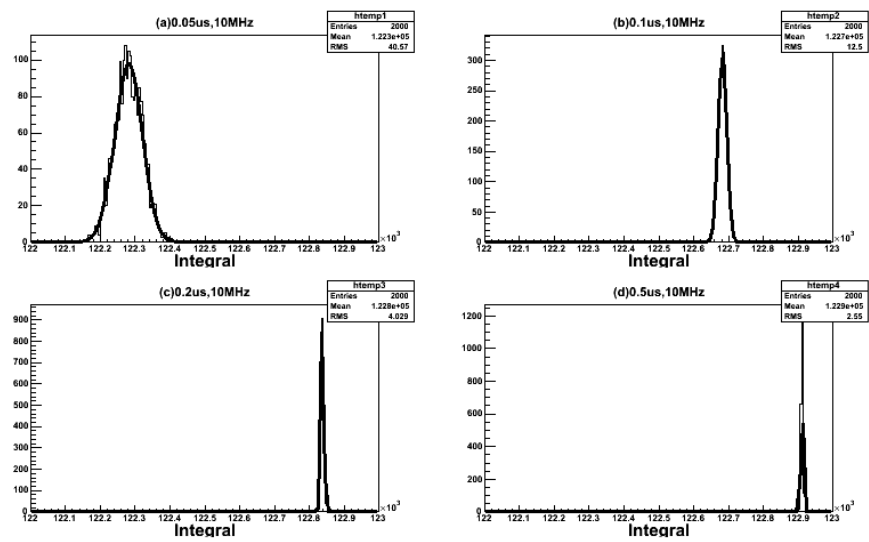


図 6.26 サンプルング周波数 10MHz でのサレンキーフィルタ後の信号の積分値の分布。サンプルングおよびデジタル変換の誤差のみを考慮している。(a) 時定数 : 0.05 μ s (b) 時定数 : 0.1 μ s (c) 時定数 : 0.2 μ s (d) 時定数 : 0.5 μ s

第 7 章

まとめと展望

ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊の探索には、不純物中の放射性物質からの放射線や宇宙線、またニュートリノを伴う二重ベータ崩壊などの背景事象を除去するために、高エネルギー分解能が要求される。我々の開発している AXEL 検出器は二重ベータ崩壊核である ^{136}Xe の高圧ガスを用いた TPC であり、イオン化電子を ELCC 内でエレクトロルミネッセンスによって増幅させることで高エネルギー分解能 (0.5%, FWHM) を達成することを目指している。

本論文では、まずエレクトロルミネッセンスの光量を測定する光検出器 Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) の基本的な性能評価を行った。可視光用-50 μm ピッチ、可視光用-25 μm ピッチ、VUV-50 μm ピッチの 3 種類についてダークカウントレート、ゲイン、クロストーク & アフターパルスレート、有効ゲインを測定した。そして、高エネルギー分解能を悪化させないための試験として瞬間的に大きな光量が MPPC に入る場合について、それぞれの MPPC の線形性を評価した。線形性は目標値である 10^5 フォトン/ $5\mu\text{s}$ まで届かないことを確認した。しかし、線形性からのずれは小さく、測定から得られた回復時間を用いて補正することによって、残る揺らぎが 0.1% と小さいため、補正を入れることで問題にならないことを確認した。

また、多チャンネル化にむけた読み出しシステムに要求される性能の評価を行った。波形を読み出すための ASIC チップ候補の 1 つとして挙げられる AFTER チップでは、フィルタで波形を整形した後に、各時刻の波高をアナログセルメモリに保存する。そこで、フィルタに対する要求としてエネルギー分解能を悪化させない程度の時定数と読み出しサンプリング周波数を調べるためにシミュレーションを行った。その結果、時定数 $1\mu\text{s}$ のフィルタを用いて 1MHz で読み出すのがよいことを確認した。このシミュレーションは矩形波で行っているため、実際の EL 光の信号波形に近い波形を用いてシミュレーションを行う予定である。

謝辞

修士課程の二年間を通して、多くの方々に支えられて楽しく研究生活を過ごすことが出来ました。本当にありがとうございます。

中家剛教授には私に研究の機会を与えてくださり感謝しています。中家教授の研究の真摯さは尊敬しています。講義や研究においてもよく気にかけてくださり本当にありがとうございました。市川温子准教授には実験を進める上での的確なアドバイスをいただいたり、ハードウェアでもソフトウェアでも多くのことを教えていただきました。気さくでとても話しやすく楽しく実験できたのは市川准教授の人柄があっただけだと思います。また、修論執筆においても最後の最後まで添削してくださりました。本当にありがとうございます。

中村輝石さんには実験のアドバイスや修論執筆についての相談等で大変お世話になりました。特にシミュレーション関係は中村さんのおかげで間に合わせる事が出来ました。いつも丁寧に教えてくださりありがとうございました。

石山優貴さんには VME の使い方であったり、ソフトウェアの使い方、AXEL 検出器の事など基本的なことをたくさん教えていただきました。ありがとうございました。

謝辞に載ろうとして頑張ってくれた潘君とは一緒に実験室にいることも多く、研究を手伝ってもらったり、一緒に遅くまで実験をしたりしました。潘君がいたからこそいろいろなことに積極的になれ、頑張ることが出来ました。ありがとうございます。AXEL メンバーとして一緒に議論や研究をした優秀な後輩の田中駿祐君にも感謝しています。

研究室の皆様のおかげで楽しい研究室生活を送ることが出来ました。本当にありがとうございました。居室が同じだった廣田誠子さん、中桐洸太さんは日常的なことでよく振りまわし、とてもお世話になりました。可愛がっていただきありがとうございました。関繁人さん、篠原智史君も実験グループは違ったものの大変お世話になりました。ありがとうございました。同期の山本実加さん、門田隆太郎君にも感謝しています。

最後に、大学院への進学を快諾してくれた家族、支えてくれた友人に深く感謝致します。

参考文献

- [1] The ALEPH Collaboration, the DELPHI Collaboration, the L3 Collaboration, the OPAL Collaboration, the SLD Collaboration, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, *Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance*, Phys. Rept. 427, 257 (2006).
- [2] Q.R. Ahmad *et al.*, [SNO Collaboration], *Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory*, Phys. Rev. Lett. 89, 011301 (2002).
- [3] Y.Ashie, *et al.*, [Super-Kamiokande Collaboration], *Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillation*, Phys. Rev. Lett. 93, 101801 (2004).
- [4] T.Araki *et al.*[The KamLAND collaboration], *Measurement of Neutrino Oscillation with Kam-LAND: Evidence of Spectral Distortion*, Phys. Rev. Lett. 94, 081801 (2005).
- [5] E. Aliu, *et al.*, [K2K Collaboration], *Evidence for muon neutrino oscillation in an accelerator-based experiment*, arXiv:hep-ex/0411038 (2005).
- [6] T.Yanagida,*Horizontal Symmetry and Masses of Neutrinos*, Progress of Theoretical Physics 64(3),1103-1105(1980)
- [7] M.Agostini, *et al.*,[GERDA collaboration], *Results on Neutrinoless Double- β Decay of ^{76}Ge from Phase I of the GERDA Experiment*, Phys.Rev.Lett 111, 122503(2013).
- [8] A. Gando, *et al.*, [KamLAND-Zen Collaboration], *Limit on Neutrinoless $\beta\beta$ Decay of ^{136}Xe from the First Phase of KamLAND-Zen and Comparison with the Positive Claim in ^{76}Ge* , Phys. Rev. Lett. 110, 062502 (2013).
- [9] J.B. Albert, *et al.*, [EXO collaboration], *An improved measurement of the $2\nu\beta\beta$ half-life of ^{136}Xe with EXO-200*, Phys. Rev. C 89, 015502(2014).
- [10] J.B. Albert, *et al.*, [EXO collaboration], *Search for Majorana neutrinos with the first two years of EXO-200 data*, Nature 510, 229 (2014).
- [11] E. Aprile, A. E. Bolotnikov, A.I. Bolozdynya, T.Doke, Noble Gas Detectors, WILEY-VCH

-
- [12] V. Alvares, *et al.*, [NEXT Collaboration], *NEXT-100 Technical Design Report (TDR). Executive Summary*, arXiv:1202.0721v2.
- [13] W. Ootani, [MEG collaboration], *Liquid Xenon Scintillation Detector with UV-SiPM Readout for MEG Upgrade*, IPRD2013, presentation <http://www.bo.infn.it/sminiato/sm13/abstract/S9/w-ootani-v2.pdf>.
- [14] 秋山 晋一, ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索に向けたキセノン比例シンチレーション検出器の開発. 修士論文, 京都大学, 理学研究科物理第二教室高エネルギー研究室, 2014.
- [15] 浜松ホトニクス, 光半導体素子ハンドブック 第03章 Si APD、MPPC.
- [16] 吉田 健人, 三次元格子構造を持つ新型ニュートリノ検出器 WAGASCI の開発. 修士論文, 京都大学, 理学研究科物理第二教室高エネルギー研究室, 2015.
- [17] 浜松ホトニクス資料 .
- [18] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement* 4th Ed. Wiley. New York, 2010
- [19] F. Sauli, *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers* CERN, Geneva, Switzerland CERN, 77-09 (1977).
- [20] REPIC, [8ch/16ch PMAMP 説明書](#).
- [21] REPIC, [8ch/16ch PMAMP 説明書](#).
- [22] Pascal Baron, Denis Calvet, Eric Delagnes, Xavier de la Broise, Alain Delbart, Frédéric Druillole, Eduardo Mazzucato, Estelle Monmarthe, Francois Pierre, and Marco Zito, *AFTER, an ASIC for the Readout of the Large T2K Time Projection Chambers*, IEEE Trans.Nucl.Sci. 55, 1744-1752(2008).
- [23] Atsuko.K.ichikawa, private communication
- [24] S.Tanaka, private communication