

2022 年度 修士論文

大気チェレンコフ望遠鏡の性能向上に向けた半導体光検出器
SiPM カメラの基礎開発

京都大学大学院理学研究科
物理学宇宙物理学専攻
宇宙線研究室

修士課程 2 年
学籍番号 0500331760

岩崎 啓

2023 年 2 月 6 日

概要

現在、Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画と呼ばれる、口径の異なる解像型大気チェレンコフ望遠鏡を並べ 20 GeV から 300 TeV に渡るエネルギーのガンマ線を従来の望遠鏡より一桁高い感度で観測を目指す計画が進行中である。最も口径の大きい大口径望遠鏡 (LST) は CTA の望遠鏡の中でエネルギーの低い領域の観測を目指す。LST は現在初号機が稼働中であり、焦点面カメラには 1855 個の光電子増倍率管 (PMT) が搭載されている。この PMT に変わる検出器として半導体光電子増倍素子 (SiPM) の採用が検討されている。SiPM が検討される理由としては検出効率 (PDE) が PMT の量子効率 (QE) より高いこと、そしてピクセル細分化によりガンマ線事象とバックグラウンドとなるハドロン事象との弁別性能がよくなり感度向上が期待されている。また PMT と違い SiPM は月光下でも観測が可能であり、観測時間を現在の 2 倍に伸ばすことができる。一方でノイズとなる夜光への感度が高いことや、信号幅が数 100 ns と長く、そのまま使用すれば、数 100 MHz で到来する夜光に対する SN 比が悪いことや、強い温度依存性があるなどデメリットも存在するが、PMT に勝る焦点面カメラとなる可能性を持つ検出器である。

本研究では信号幅の長さの改善に向け、新たに開発された FWHM 3 ns の波形を出力する SiPM の基礎特性評価を行った。この SiPM は波形の他に従来に比べて PDE がチェレンコフ光の波長帯で高く、夜光の波長帯で低くなっているのも特徴である。リカバリータイムの測定の結果、50 μm のセルサイズの SiPM では 700 ns 程度、75 μm のセルサイズの SiPM では 2000 ns 程度となっており従来の SiPM の 10 倍以上であった。リカバリータイムはクエンチング抵抗の大きさに決まることからクエンチング抵抗が大きくなっていることが考えられ、SiPM の等価回路を作成しシミュレーションを行なった結果、クエンチング抵抗を 7 M Ω とその寄生容量を 0.021 pF にすることで波形が再現できることを示した。

この長いリカバリータイムによって、リカバリータイム中にあるセルにチェレンコフ光が入射することで検出光子数が過小評価される可能性があるが、これをシミュレーションにより評価すると 5% 以内となっていた。月のない夜の観測ではこの長いリカバリータイムの影響は小さく運用上問題ないと結論づけた。ピクセル数を 4 倍にしたとして現行と同じ 21 ピクセルでアナログ信号加算を行い、ダークカウントレートやオプティカルクロストーク、夜光到来頻度 (NSBrate) から、トリガー閾値をだまかにシミュレーションすると、長波長を吸収するフィルタ付きのライトガイドがある時、30 p.e. 程度になり、チェレンコフ光の波長帯で PDE が 1.5 倍程度になることを考慮すると、低エネルギー側の閾値が下がる可能性を有していることがわかり、SiPM の LST への採用可能性を高める結果であった。

また月光下では直流電流による電圧降下、空乏層内部の温度上昇、リカバリータイムの影響により、出力が低下する。これを想定した試験とシミュレーションを行い、シミュレーションの結果と実際の測定結果が 5% の範囲内で一致した。本研究で用いた 3 mm 角、75 μm のセルサイズの SiPM では、月のない夜の 100 倍の NSBrate では、長波長側の光を吸収するフィルタがある場合に出力が 65% 低下し、ない場合には 85% 出力が低下する。出力低下のうち 80% がリカバリータイムの影響であった。また平均的な PDE はフィルタがある場合約 42%、なしの場合 60% 程度低下する。また電荷分解能も 6% 悪化する結果となり、長いリカバリータイムによって望遠鏡の性能が大幅に悪化することがわかった。以上の結果から本研究で用いた SiPM は月のない夜の観測ではエネルギー閾値を低下させる、PMT に変わる検出器となる可能性を有する検出器であり、PMT では観測できない月光下で PMT を超える PDE で観測することができるが、100 倍の NSBrate までの観測には適さない検出器であることがわかった。より高い NSBrate で性能を落とさずに観測するにはリカバリータイムの短い、SiPM の開発の必要があることを示した。

また SiPM の LST 搭載に向け信号読み出し基板のアンプ部分の改変を行い、改変箇所が想定通りに動いていることを確認した。またノイズレベルが要求値の 0.2 p.e. 以下であること、クロストークが 1% 未満であること、ダイナミックレンジが 1 p.e. から 130 p.e. までであることを確認した。

目次

第 1 章	チェレンコフ望遠鏡による高エネルギーガンマ線観測	1
1.1	高エネルギーガンマ線天文学	1
1.2	宇宙の高エネルギーガンマ線源	2
1.3	解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (IACT)	4
第 2 章	CTA 計画	11
2.1	CTA 計画概要	11
2.2	望遠鏡のデザイン	13
2.3	LST	15
2.4	SiPM の LST への採用	19
第 3 章	CTA 大口径望遠鏡 (LST) の読み出し回路	23
3.1	読み出し回路の目標性能	23
3.2	読み出し回路のサンプリング方式 (アナログメモリサンプリング方式)	23
3.3	読み出し回路の回路構成	24
3.4	周辺回路	28
第 4 章	半導体検出器 SiPM	33
4.1	アバランシェフォトダイオード (APD)	33
4.2	SiPM (Silicon Photomultiplier)	34
4.3	SiPM の諸特性	36
第 5 章	新型 SiPM の基礎特性評価	41
5.1	測定系	41
5.2	SiPM の波形	44
5.3	ゲインと降伏電圧	44
5.4	ダークカウントレート (DCR)	48
5.5	オプティカルクロストーク (OCT)	53
5.6	アフターパルス	54
5.7	リカバリータイム	57
5.8	PDE	59
5.9	まとめ・考察	62
第 6 章	月光下での観測に向けた SiPM の特性評価	75
6.1	測定系	75

6.2	NSBrate の推定	75
6.3	High NSB 下での波高値の積分値の測定	77
6.4	直流電流による影響	79
6.5	SiPM の内部温度の上昇の影響	81
6.6	リカバリータイムの影響を考慮したシミュレーション	83
6.7	月光下観測に向けた議論	87
6.8	まとめと今後の展望	94
第 7 章	信号読み出し基板の変更	97
7.1	読み出し基板回路の変更点	97
7.2	トリガーサムの確認実験	97
7.3	読み出し基板の性能評価	101
第 8 章	結論	109
付録	111
A	ポールゼロキャンセル回路 (pzc 回路)	111
B	NSBrate の計算	112
C	トリガーレートの計算	116
謝辞	121
引用文献	123

目次

1.1	これまでに観測された高エネルギーガンマ線放射天体の銀河座標での分布	1
1.2	AGN のモデル	2
1.3	ガンマ線バーストの概要	3
1.4	解像型大気チェレンコフ望遠鏡によって観測された GRB の残光放射の多波長スペクトル	4
1.5	パルサーの概念図	5
1.6	Crab パルサーのスペクトル	5
1.7	粒子の違いによる大気シャワーの違い。	6
1.8	チェレンコフ高の放射イメージと夜光スペクトル。	6
1.9	複数の望遠鏡を観測した時のガンマ線到来方向の推定方法	7
1.10	TeVcat	7
1.11	粒子ごとのシャワーイメージの違い	8
1.12	スペイン・ラパルマ島で稼働中の MAGIC 望遠鏡	8
1.13	H.E.S.S. 望遠鏡 (ナミビア)	9
1.14	VERITAS 望遠鏡	9
2.1	北サイトの完成予想図	11
2.2	南サイトの完成予想図	11
2.3	CTA の各望遠鏡の配置予定図	12
2.4	CTA の感度曲線	12
2.5	CTA の角度分解能	13
2.6	SST の試作機	14
2.7	MST の試作機	14
2.8	稼働中の LST 初号機	15
2.9	LST 2 号機の焦点面カメラ	16
2.10	LST に使われるカメラモジュール	17
2.11	LST の PMT と周辺回路	17
2.12	LST 2-4 用に特性試験を行った全 5551 の PMT の出力波形の FWHM のヒストグラム	18
2.13	ライトガイド装着時の相対的な PMT 検出感度の入射角依存性	18
2.14	SiPM の PDE と PMT の QE とラパルマ島での夜光スペクトル	19
2.15	かに星雲における月との開き角に対する NSB の大きさ。	20
2.16	QE が高い時のエネルギー閾値の変化。	21
2.17	ピクセルサイズを細かくした時の感度	22
3.1	アナログメモリを簡略化した回路図	24

3.2	読み出し回路のブロック図	24
3.3	読み出し回路の写真(表)	25
3.4	読み出し回路の写真(裏)	25
3.5	現行の LST のメインアンプのブロック図	26
3.6	High Gain、Low Gain の帯域。	26
3.7	DRS4 ブロック	27
3.8	DRS4 のオフセット (5GHz サンプリング)	28
3.9	スローコントロールボード	29
3.10	トリガー回路のブロック図	29
3.11	L0 トリガー回路のブロック図	30
3.12	L1 トリガー回路のブロック図	31
3.13	バックプレーンボード	31
3.14	バックプレーン上でのトリガー信号の伝播の様子	32
4.1	APD の模式図	33
4.2	SiPM の写真	34
4.3	SiPM の表面の構造	34
4.4	SiPM の概略図	35
4.5	SiPM の等価回路	36
4.6	SiPM の出力波形	36
4.7	OCT が起こる際の二次光子の経路	37
4.8	DCT と OCT の発生機構	38
4.9	アフターパルス	38
5.1	測定な基本的なダイアグラム	41
5.2	実際の測定セットアップ	42
5.3	測定で使用した SiPM	43
5.4	自作した基板の回路図	43
5.5	浜松ホトニクス社製の SiPM 駆動回路	43
5.6	SiPM の出力波形	45
5.7	新型の SiPM の Fast 成分の FWHM	45
5.8	読み出し側の回路構成の違いによる波形の違い	46
5.9	読み出し側の回路構成の違いによる波形の違い	46
5.10	従来の SiPM の出力波形。	47
5.11	従来の SiPM の出力波形と新型 SiPM の波形の比較	47
5.12	信号の積分区間	48
5.13	温度 20 °C、HV58 V での電荷分布	49
5.14	温度 20 °C での各印加電圧におけるゲイン	49
5.15	ゲインの印加電圧依存性と温度依存性	50
5.16	降伏電圧の温度依存性	50
5.17	ゲインの超過電圧依存性	51
5.18	DCR の解析方法のイメージ	51

5.19	DCR の温度 20 °C、印加電圧 56 V における測定結果	52
5.20	DCR の温度依存性と超過電圧依存性	52
5.21	DCR の温度依存性	53
5.22	OCT の超過電圧依存性。	54
5.23	アフターパルス測定時のセットアップ	55
5.24	アフターパルスの補正方法	56
5.25	パルスカウント	56
5.26	トリガーされた信号の後に検出された信号のレート	57
5.27	リカバリータイムの測定セットアップ	58
5.28	リカバリータイムの測定イメージ	58
5.29	セルサイズ 75 μ m の光源 2 を光源 1 に対して 900 ns ずらして光らせ時の結果	59
5.30	温度 20 °C、印加電圧 56 V における回復率の測定結果	60
5.31	リカバリータイムの超過電圧依存性と温度依存性	60
5.32	DCT の超過電圧依存性	60
5.33	PMT に信号照射時のセットアップ。	61
5.34	印加電圧 58 V での信号積分値のヒストグラム	62
5.35	PMT の検出光子数の測定結果	63
5.36	PDE の超過電圧依存性	63
5.37	long tail 成分の時定数の温度、超過電圧依存性	64
5.38	SiPM の詳細な等価回路	64
5.39	SiPM の詳細な波形のイメージ図	67
5.40	クエンチング抵抗の寄生容量がシミュレーションの回路図と出力波形	67
5.41	クエンチング抵抗の寄生容量を考慮したシミュレーションの回路図と出力波形	68
5.42	クエンチング抵抗を大きくした場合のシミュレーションの回路図と出力波形	68
5.43	従来の SiPM の波形と本研究で用いた SiPM の違いのイメージ	68
5.44	クエンチング抵抗の寄生容量も大きくした場合のシミュレーションの回路図と出力波形	69
5.45	シミュレーションと実際の測定の比較	69
5.46	搭載予定のライトガイドの概要	70
5.47	長波長吸収フィルタなしの時のトリガー閾値と温度、超過電圧を変えたときのトリガーレート	72
5.48	長波長吸収フィルタありの時のトリガー閾値と温度、超過電圧を変えたときのトリガーレート	73
5.49	モンテカルロシミュレーションによる 20 GeV から 30 GeV のガンマ線イベントのクリーニングをかけた後の光電子数の積分値と光電子が存在したピクセル数	74
6.1	月光下を想定した測定系のダイアグラム	76
6.2	Δt 分布作成のイメージ。	77
6.3	降伏電圧の温度依存性	77
6.4	ND フィルタがないときの LED にかかる電圧と NSBrate の関係	78
6.5	LED にかかる印加電圧と NSBrate の関係	78
6.6	ND フィルタの透過率	79
6.7	各 NSBrate に対する SiPM の出力の低下具合	80
6.8	自作基板における直流電流の流れ	80

6.9	NSBrate と直流電流の関係。	81
6.10	直流電流による電圧降下を考慮したときの出力の低下	82
6.11	暗電流の温度依存性	82
6.12	NSB 用 LED を OFF にした直後からの暗電流の変化	83
6.13	NSBrate と SiPM 内部温度の関係	84
6.14	直流電流による電圧降下と SiPM の温度上昇による降伏電圧の上昇を考慮したときの出力の低下	84
6.15	各 NSBrate と平均的な OCT の関係	85
6.16	直流電流による電圧降下と SiPM の温度上昇による降伏電圧の上昇とリカバリータイムによる電圧降下を考慮したときの出力の低下	86
6.17	測定値と推定値の比	87
6.18	各 NSBrate でのある瞬間の超過電圧の分布と平均の超過電圧	88
6.19	各 NSBrate でのある瞬間の超過電圧の分布と平均の超過電圧	88
6.20	各 NSBrate ごとの分解能	88
6.21	6 mm 角の SiPM の使用を想定した場合の出力の低下	89
6.22	6 mm 角の SiPM の使用を想定した場合の平均的な PDE	90
6.23	6 mm 角の SiPM の使用を想定した場合の分解能	90
6.24	抵抗を小さくして直流電流の影響を小さくした場合の出力の低下	91
6.25	抵抗を小さくして直流電流の影響を小さくした場合の平均的な PDE。	91
6.26	抵抗を小さくして直流電流の影響を小さくした場合の分解能	92
6.27	リカバリータイムが 300 ns 程度の時の出力の低下。	93
6.28	リカバリータイムが 300 ns 程度の時の平均的な PDE	94
6.29	リカバリータイムが 300 ns 程度の時の分解能	94
6.30	本研究で用いた SiPM と先行研究で用いた SiPM の PDE とチェレンコフ光のスペクトル	95
7.1	変更後メインアンプのブロック図	98
7.2	変更後のメインアンプの回路図	98
7.3	SiPM 用の信号読み出し基板の写真	99
7.4	実験のセットアップ	99
7.5	パルスジェネレータから入力した信号	100
7.6	メインアンプで増幅後の出力	100
7.7	旧 Low Gain と旧 High Gain のいずれか一方から入射した時の全 7ch のトリガーレート	101
7.8	旧 Low Gain と旧 High Gain の両方から信号を入力しトリガーサム時の全 7ch のトリガーレート	102
7.9	ch0 のオフセットテーブル	103
7.10	全チャンネルの信号を入力していない時の波高分布	103
7.11	旧 High Gain のクロストークの大きさ	104
7.12	旧 Low Gain のクロストークの大きさ	104
7.13	全チャンネルからの週力をプロットしたもの	105
7.14	旧 High Gain のチャンネルの fit 曲線との残差	106
7.15	旧 Low Gain のチャンネルの fit 曲線との残差	106
7.16	旧 High Gain 系統と旧 Low Gain 系統の出力の比	107
A.1	pzc 回路の例	111

A.2	pzc のシミュレーション回路	113
A.3	シミュレーションの入力信号	113
A.4	入力信号の時定数と R1 と C1 の積が一致しているときの出力信号	114
A.5	入力信号の時定数と R1 と C1 の積が一致していないときの出力信号	114
B.6	本研究で用いた SiPM の PDE の波長依存性、PMT の波長依存性、夜光スペクトル	116
C.7	フィルタなしの時のトリガー閾値と温度、超過電圧を変えたときのトリガーレート	118
C.8	フィルタありの時のトリガー閾値と温度、超過電圧を変えたときのトリガーレート	119

表目次

2.1	CTA で使用される望遠鏡の性能	13
5.1	測定した SiPM の基礎特性 (超過電圧 4 V、温度 20 °C)	70
6.1	本研究で用いた SiPM と先行研究で用いた SiPM の性能比較 (超過電圧 4 V、温度 20 °C)	93
7.1	全 7ch のプラトーの領域が終わる電圧	101

第 1 章

チェレンコフ望遠鏡による高エネルギーガンマ線観測

1.1 高エネルギーガンマ線天文学

宇宙で起こる高エネルギー現象の解明、宇宙線加速起源の特定には高エネルギーガンマ線の観測が有用である。宇宙線は電荷をもつため宇宙空間の磁場によって曲げられるため、その直接的な観測から放射源などを特定することはできない。一方で宇宙線から放出されるガンマ線は電荷を持たないため、磁場によって曲げられずに地球に到来するため、加速源の情報を持っていることになる。そのため、ガンマ線を観測することで、間接的に宇宙線の放射源を探索することができる。

1912年に V.Hess の気球実験によって宇宙線が発見され、高エネルギー宇宙物理学は始まった (Cronin (1999))。高エネルギーのガンマ線の観測は 1967 年ごろから始まり、長い間、衛星の観測によって行われてきた。衛星による高エネルギーの観測は現在は 2008 年に打ち上げられた Fermi 衛星に搭載されている、LAT 検出器が牽引しており、現在までに 6000 を超えるガンマ線を放射する天体が観測されている (Abdollahi et al. (2022))。しかし、衛星では TeV を超えるガンマ線の観測は検出器の重量や、十分な有効面積が確保できないことから困難であった。そこで地球大気を検出器として利用する解像型大気チェレンコフ望遠鏡の手法が考え出され、1989年に Whipple 望遠鏡によって実用化され、かに星雲からの高エネルギーガンマ線の初検出がなされた (Weekes et al. (1989))。それ以降解像型大気チェレンコフ望遠鏡による高エネルギーガンマ線観測が発展し現在では約 250 個の天体が観測され

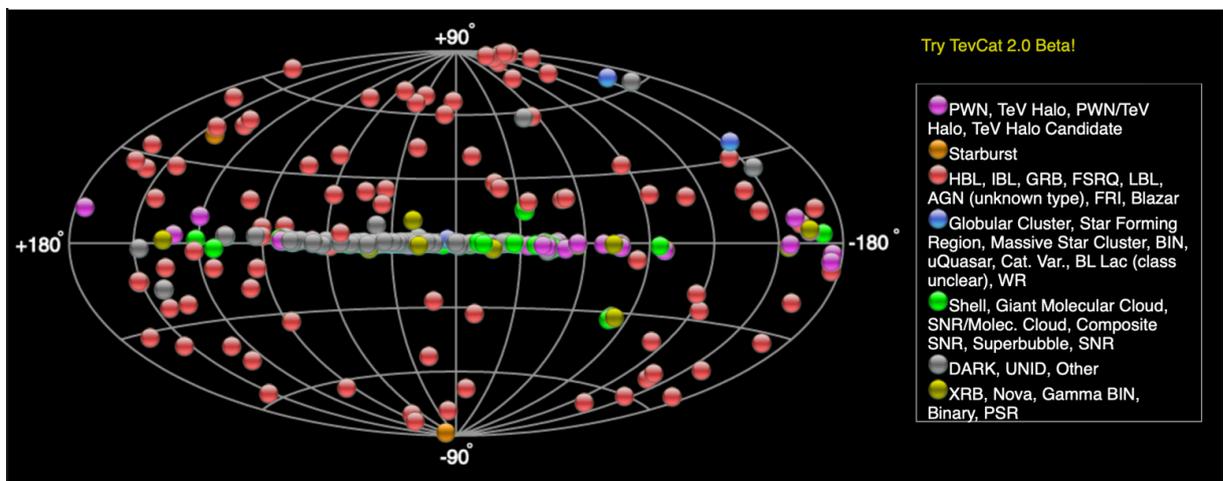


図 1.1 これまでに観測された高エネルギーガンマ線放射天体の銀河座標での分布 (TevCat (2021)より引用)。

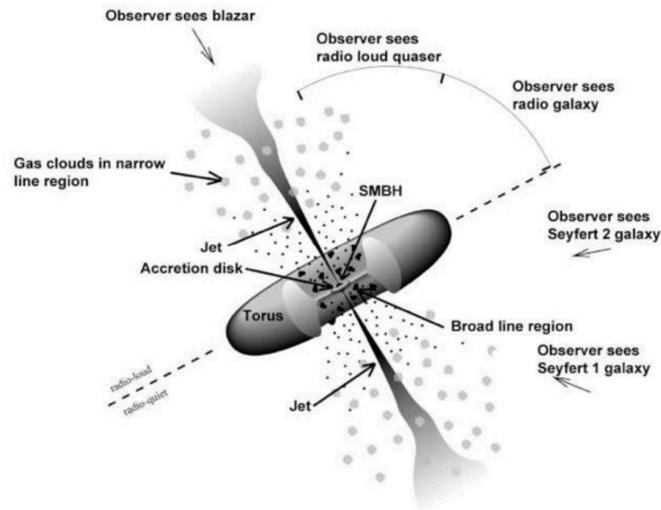


図 1.2 AGN のモデル (Fermi-HP から引用)。ジェットの観測方向で天体が分類される。

ている (TeVCat (2021))。本章では高エネルギーガンマ線を放射する天体とそのガンマ線の地上での観測手法を述べる。

1.2 宇宙の高エネルギーガンマ線源

1.2.1 活動銀河核

活動銀河核 (Active Galactic Nuclei, AGN) は銀河の中心部にある太陽の 100 万倍を超える質量を持つ超大質量ブラックホールを持ち、上下に光速の 99% の速度を持つ相対論的なジェットを噴出している。このジェットの発生メカニズムは未解明であるが、ブラックホールに膠着するガスの重力エネルギーを開放することでこのジェットが発生していると考えられており、銀河系外の宇宙線の加速源として有力視される。AGN はセイファート銀河、クェーサー、電波銀河、ブレイザーなどがあり、これらはスペクトルの形によって分類されているが、全て同じ構造の天体で、観測する向きによってそのスペクトルが変わるというモデルで統一的に解釈できると考えられている (図 1.2)。ブレイザーは AGN から放出される相対論的ジェットを真正面から観測した天体だと考えられており、ブレイザーの一種である BL Lac 天体はチェレンコフ望遠鏡によって積極的に観測が行われている。

1.2.2 超新星残骸

超新星残骸は (Supernova Remnant, SNR) は大質量星が超新星爆発を起こした後に残る天体で、銀河系内から到来する宇宙線の加速源として有力視される。その構造は超新星爆発によって生じた爆風が星間物質と衝突することで生じる衝撃波である。SNR におけるガンマ線の放射は電子による制動放射と逆コンプトン放射であるとするレプトンモデルと陽子による π^0 の生成及び崩壊であるとするハドロンモデルが提案されている。

1.2.3 ガンマ線バースト

ガンマ線バースト (GRB) は宇宙最大の爆発現象である。図 1.3 はガンマ線バーストの概要を表した図である。相対論的なジェットをエネルギー源として、数秒から数十秒の間、数 keV から数 MeV のガンマ線とそれに続き X 線や可視光で減光していく残光が観測される。放射が等方的であると仮定すると、超新星の典型的な爆発エネルギー

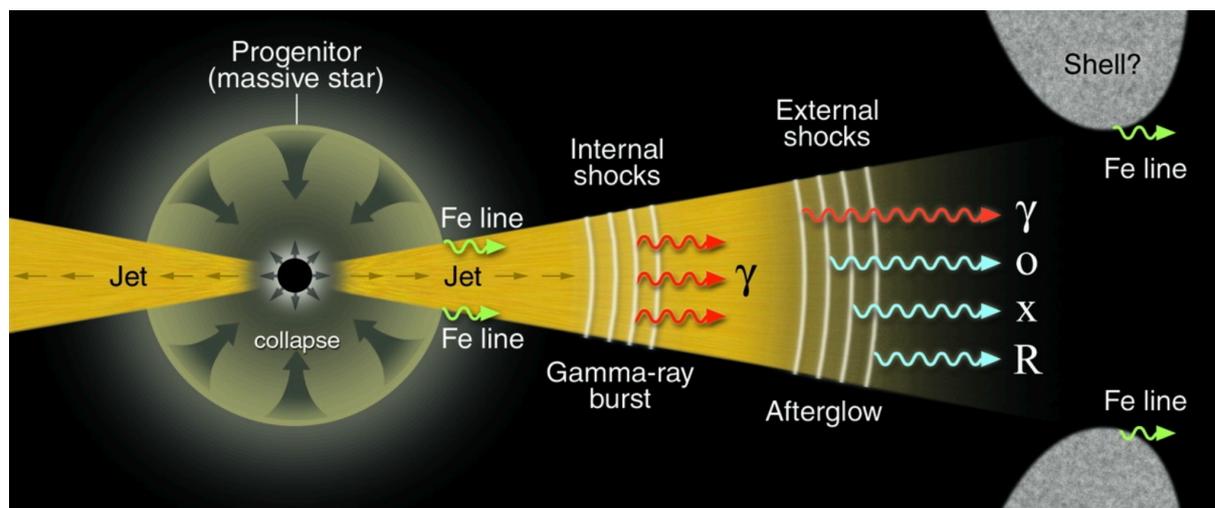


図 1.3 ガンマ線バーストの概要 (Meşzafoş (2001))。

ギーや、太陽が一生をかけて放出するエネルギーを凌駕する 10^{52} erg から 10^{54} erg のエネルギーを数秒から数十秒の間に開放する。これは即時放射と呼ばれる。この即時放射はその放射継続時間から 2 種類に分けられ、放射時間が 2 秒以下のものを short GRB, それ以外のものを long GRB と呼ぶ。short GRB は中性子連星が合体したときに生じるジェットからと考えられている。long GRB はコラプサーシナリオと呼ばれるモデルで、大質量星が重力崩壊によってブラックホールを形成し、その周りを回転するガス円盤がブラックホールに落ち込んでいき、落ち込んだガスの重力エネルギーの一部をジェットとして放出することによると考えられている。この即時放射について、残光と呼ばれる様々な波長帯の電磁放射が観測される。残光は数日から数ヶ月にわたって徐々に減光していく。残光放射は即時放射の爆発に伴う放出物が、周囲の星間物質と衝突して生じる相対論的な外部衝撃波を形成し、この衝撃波によって加速された電子のシンクロトロン放射によるものだと考えられている。この即時放射や残光の放射過程はさまざまなモデルが存在するものの GRB が観測されて 60 年が経つ現在もなお解明に至っていない。しかし近年、地上のガンマ線望遠鏡でも GRB の残光が観測されており、MAGIC 望遠鏡で GRB190114C による最大 0.2 TeV に及ぶガンマ線放射が 50σ を超える有意度で観測されたり (Veres et al. (2019))、H.E.S.S. 望遠鏡でも GRB180720B (Abdalla et al. (2019))、GRB190829A (H. E. S. S. Collaboration et al. (2021)) などの残光放射が観測されている。図 1.4(a) に GRB190114C のエネルギースペクトル、図 1.4(b) に GRB190829A のスペクトルを示す。しかし、系統的な解釈を得るにはサンプル数が乏しく更に解像型大気チェレンコフ望遠鏡で観測数を増やすことが必要である。現在は残光放射のみ地上で検出されているが、衛星からのアラートを受け瞬時に望遠鏡をアラートの方向に向けることで即時放射の観測ができれば、更なる GRB の解明につながるはずである。そのためには地上の望遠鏡のエネルギー閾値の低エネルギー側への拡張、感度の向上が必要である。

1.2.4 パルサー

パルサーは強磁場を持つ高速で回転する中性子星である。パルサーは数ミリ秒から十秒程度の周期で自転しており、その回転周期に応じたパルスの電磁波を多波長で放射する。放射がパルス状であることから、放射は局所的に起こっていると考えられており、その放射機構は完全には解明されておらず、主に 2 つの理論が議論されている。パルサー全体の構造を図 1.5 に示す。一つは Polar-Gap モデルといい中性子星の極付近でシンクロトロン放射が起こることで電磁波が放射されるモデルである。このモデルの場合、極付近は磁場が非常に強いため 10 GeV を超えるようなガンマ線は磁場と相互作用し電子陽電子対生成により吸収されてしまい、スペクトルは 10 GeV 付近で

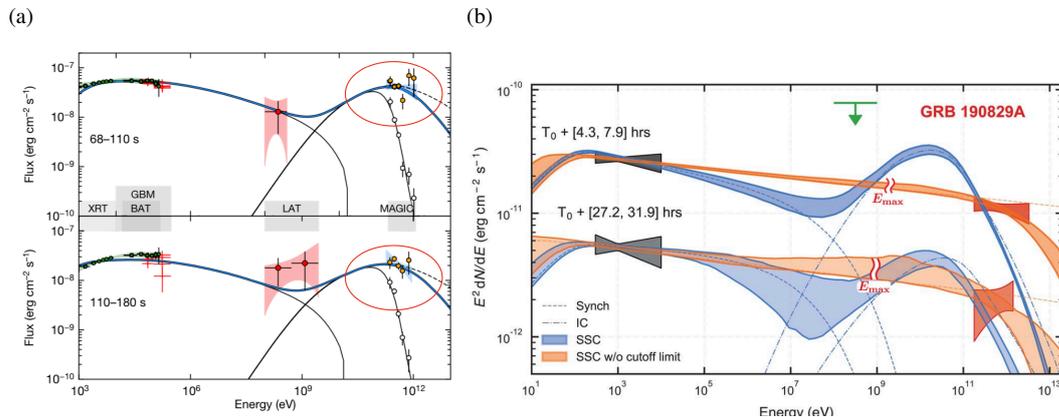


図 1.4 解像型大気チェレンコフ望遠鏡によって観測された GRB の残光放射の多波長スペクトル (a)GRB190114C のスペクトル (Veres et al. (2019)). 赤丸で囲まれた部分が MAGIC による観測である。このスペクトルはシンクロトロンセルフコンプトン (SSC) モデルによって説明できる (b)GRB190829A のスペクトル (H. E. S. S. Collaboration et al. (2021)). H.E.S.S 望遠鏡で検出された。このスペクトルは SSC だけで説明することができずシンクロトロン放射の最大エネルギーを大きくしてシンクロトロン放射と SSC を合わせている。

カットオフを持つことになる。しかし 2012 年に MAGIC で 400 GeV の高いエネルギーのガンマ線が Crab パルサーから検出されたり (図 1.6(a))、2021 年には LHAASO によって PeV に及ぶガンマ線が観測される (図 1.6(b)) など 10 GeV を超えるエネルギー帯の電磁波が確認されている。この高エネルギーのガンマ線や X 線放射を説明するモデルが Outer Gap モデルであり、放射は磁気圏の外で起こっており、逆コンプトン散乱によって放射が起こるとするモデルである。現在までに数 10 GeV 以上のガンマ線が観測された天体は 3 天体 (Crab パルサー・Vela パルサー・Geminga パルサー) である。この 3 天体以外のパルサーの観測や、統計量の足りていない数十 GeV 付近の観測数を増やせば、パルサーの放射機構モデルの解明につながると考えられる。パルサーからの数 10 GeV のガンマ線は主に衛星で観測されているが、検出面積の広い地上の望遠鏡で数 10 GeV の観測ができれば統計量をより早く増やすことが可能となる。

1.3 解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (IACT)

1.3.1 大気シャワー

高エネルギーガンマ線が地球大気に入射すると、大気中の原子核と相互作用し、電子陽電子対生成が起こる。この電子、陽電子は高エネルギーを持っており、制動放射を起こしガンマ線を放射する。こうして生じたガンマ線が大気中の原子核と相互作用し電子、陽電子が生成される。そしてこの電子、陽電子も制動放射によりガンマ線を放射する。この制動放射は電子、陽電子のエネルギーが制動放射の臨界エネルギー (84 MeV) を下回るまで続く。このようにして大気中に高エネルギーガンマ線が入射すると、雪崩的に粒子が増加していく。一方で高エネルギーの宇宙線が入射すると大気中の原子核との強い相互作用により π 中間子を生成する。この π 中間子が π^0 の時は電磁相互作用により崩壊し光子対を生成し、電磁カスケードを起こす。 π^+ 、 π^- の時は弱い相互作用によりミューオンとミューニュートリノに崩壊し、このミューオンがさらに電子に崩壊し電磁カスケードを起こす。このようにして高エネルギーの粒子が地球に到来すると、ガンマ線と宇宙線でその発生機構は異なるが粒子が雪崩的に増幅していく。これを大気シャワーといい、特にガンマ線による大気シャワーを電磁シャワー、宇宙線によるシャワーをハドロンシャワーと呼ぶ。電磁シャワーとハドロンシャワーには、その形状に違いがあり、ハドロンシャワーの場合

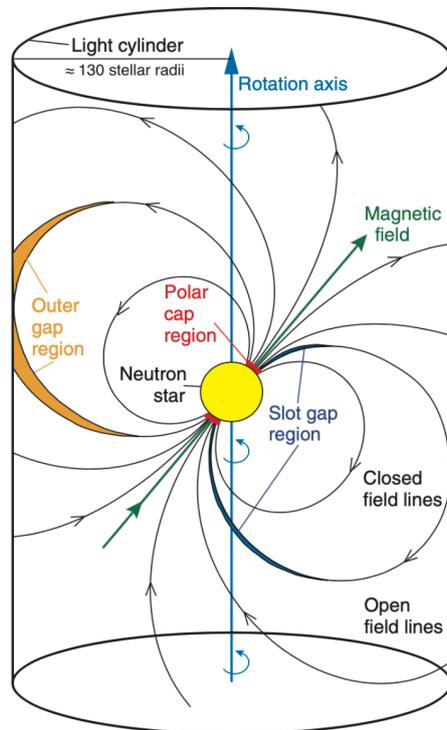


図 1.5 パルサーの概念図 (Aliu et al. (2008))。

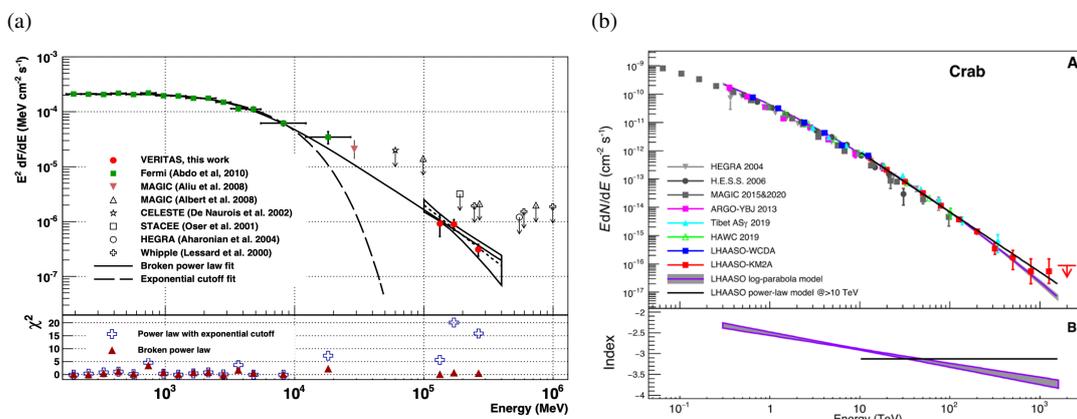


図 1.6 Crab パルサーのスペクトル。10 GeV でカットオフを持つとされていたが数 100 GeV から PeV までのエネルギー帯で観測されている。(a) GeV 帯域の Crab パルサーのスペクトル (Aleksić et al. (2012))。(b) TeV 帯域以上の Crab パルサーのスペクトル (Cao et al. (2021))。LHAASO によって PeV にまで及ぶガンマ線が Crab パルサーから観測された

は π 中間子がシャワー軸に対して横方向に運動量を持っているため、シャワーが横方向に広がったシャワーとなる (図 1.7)。ハドロンシャワーはガンマ線観測においてバックグラウンドなるがこの違いによって区別することができる。

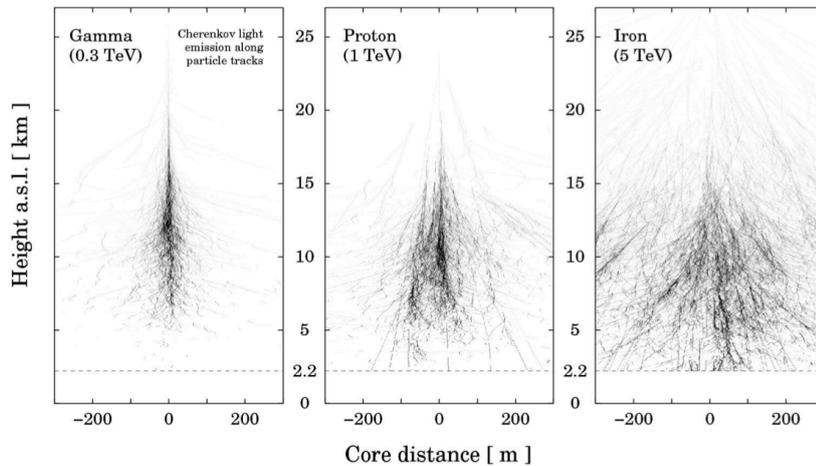


図 1.7 粒子の違いによる大気シャワーの違い (Bernlöhr (2008))。陽子や鉄は横方向に広がっている。

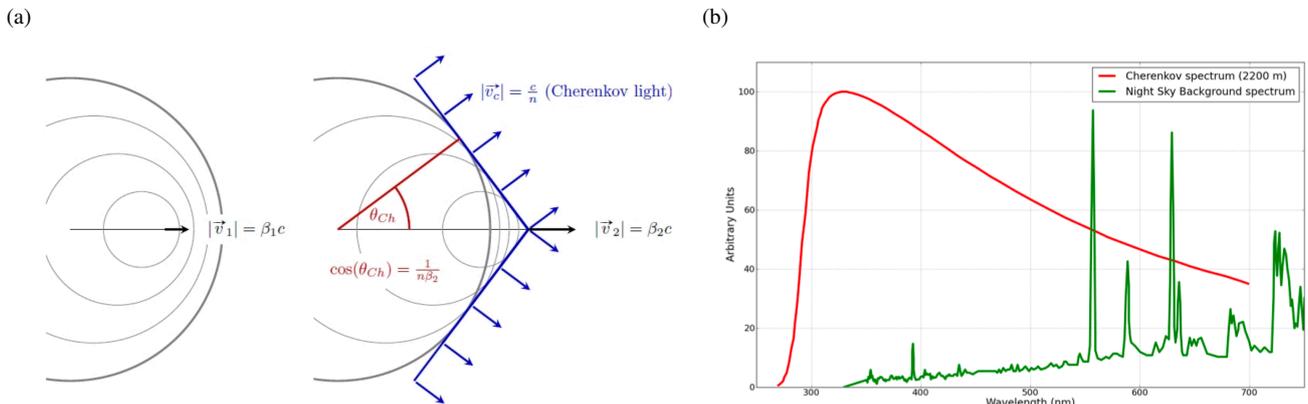


図 1.8 (a) チェレンコフ光の放射イメージ (Fruck (2011))。左は相対論的でない場合。右が相対論的な場合。
(b) 地上で観測されるチェレンコフ光のスペクトル (赤線) と夜光スペクトル (緑色) (Bouvier et al. (2013))。

1.3.2 チェレンコフ光

ある媒質中における屈折率を n とすると、その媒質中における光の速さは c/n となり、相対論的な荷電粒子は水や大気などの媒質中では光速より大きい速度で動くことになる。このようにして荷電粒子の速さが光速を越えるとチェレンコフ光を放射する。図 1.8(a) はチェレンコフ放射のイメージ図である。チェレンコフ光は指向性を持ち、粒子の速度によって決まる角度方向へ放射される。その放射角は $\theta = \arccos(\frac{1}{\beta n})$ と表される。大気中での標準的な圧力、温度下では 1.3° となる。チェレンコフ光の波長スペクトルは冪乗分布に従うが、300 nm 以下の波長帯は地上に到来する前に大気に吸収されるため地上で観測できるのは 300 nm から 700 nm となる (図 1.8(b))。

1.3.3 地上におけるガンマ線観測

現在用いられている大気シャワーによって生じたチェレンコフ光を検出することで高エネルギーのガンマ線を観測する手法が、解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope, IACT) である。IACT ではチェレンコフ光を鏡面で集光し、それを焦点面にあるカメラでシャワー像を記録し、エネルギーや到来

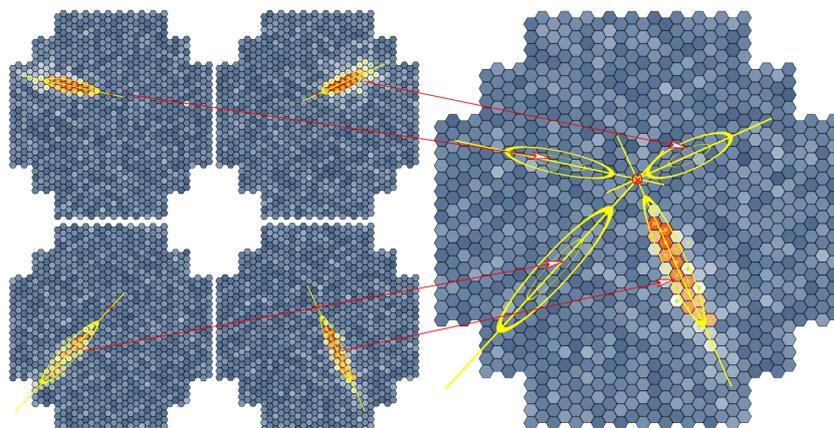


図 1.9 複数の望遠鏡を観測した時のガンマ線到来方向の推定方法 (Völk and Bernlöhr (2009))。長軸が 1 点に交わる点がガンマ線の到来方向であると推定できる。

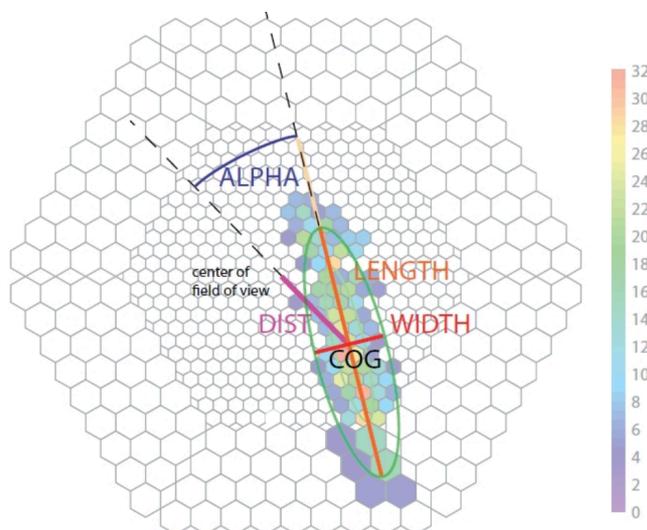


図 1.10 MAGIC 望遠鏡によって撮影されたガンマ線のシャワーイメージと Hillas パラメータ (Rissi (2009))。

方向を推定する。到来方向を推定するには、2 台以上の IACT を用いてステレオ観測する必要がある。図 1.9 のように各望遠鏡の交点を用いてシャワーの到来方向を推定する。このチェレンコフ光の観測ではハドロン由来のシャワーはバックグラウンドとなる。これを地上で得られたイメージの違いから識別する方法をイメージング大気チェレンコフ法という。この手法では得られたシャワー画像を Hillas パラメータと呼ばれるパラメータに落とし込むことで、定量的にシャワーを評価し識別を行う (Rissi (2009))。Hillas パラメータは代表的なものとしてシャワー画像を楕円として見た時の長軸の長さ (length)、縦軸の長さ (width) などがある。図 1.10 に MAGIC 望遠鏡のカメラで撮られたシャワーイメージを示す。

1.3.4 IACT による観測の現状

現在稼働中の IACT は主に 3 つあり、それぞれ MAGIC (スペイン・ラパルマ島)、H.E.S.S. (ナミビア)、VERITAS(アメリカ・アリゾナ)と呼ばれる。MAGIC 望遠鏡は口径 17 m の望遠鏡を 2 台で観測を行っており、観測エネルギー帯域は 50 GeV から 30 TeV である。H.E.S.S. は口径 28 m の望遠鏡と口径 14 m の望遠鏡 4 台で観測を行っており、観測エネルギー帯域は 100 GeV から 100 TeV である。VERITAS は口径 12 m の望遠鏡 4 台で

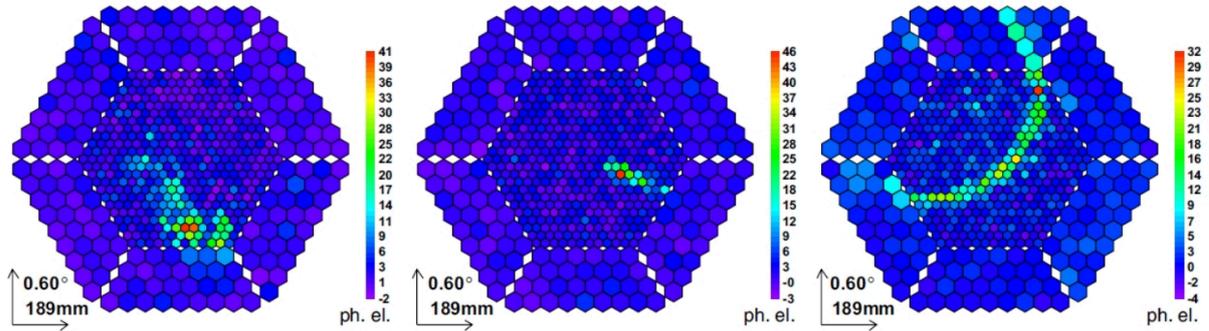


図 1.11 粒子ごとのシャワーイメージの違い (Wagner (2006))。MAGIC 望遠鏡による実際のデータで、左がハドロン、中央がガンマ線、右がミューオンと考えられるイベント。

観測を行っており、観測エネルギー帯域は 50 GeV から 50 TeV である。現状の望遠鏡の低エネルギー側の閾値は 50 GeV 程度であり、上に述べた天体の物理の更なる解明には低エネルギー側の閾値の低下、感度向上が必要である。また現行の IACT は全て検出器として光電子増倍管 (PMT) を用いている。詳しくは 2 章で述べるが PMT では月光下で観測することは難しい。そのため、月光下で観測できるシステムがあれば観測時間を伸ばすことができ、GRB などの突発天体の観測数を増やすこともできる。



図 1.12 スペイン・ラパルマ島で稼働中の MAGIC 望遠鏡。(credit by K.Terauchi)



図 1.13 H.E.S.S. 望遠鏡 (ナミビア)(Credit: H.E.S.S., MPIK/Christian Foehr)



図 1.14 VERITAS 望遠鏡 (Credit: VERITAS Collaboration)

第2章

CTA 計画

2.1 CTA 計画概要

Cherenkov Telescope Array (CTA) は現在建設中の次世代地上ガンマ線望遠鏡であり、25 か国が関わる国際計画である。大口径望遠鏡 (LST)、中口径望遠鏡 (MST)、小口径望遠鏡 (SST) の3種類の口径の異なる望遠鏡を100台程度ならべ、これまでになく有効面積を確保し、より高い感度の望遠鏡群を目指す。CTA 計画では、図 2.1、図 2.2 のように北サイトのラパルマ島、南サイトのパラナルに建設予定で、北サイトから建設を行っており、北サイトでは LST が1台稼働中である。図 2.3 に北サイト、南サイトのそれぞれの各望遠鏡の配置予定図を示す。

CTA は口径の異なる望遠鏡を並べることで 20 GeV から 300 TeV という7桁にわたるエネルギー帯を観測することができる。また CTA は現行の IACT に対して10倍の感度が期待されている。図 2.4 は CTA で目標とする感



図 2.1 北サイトの完成予想図 (スペイン・ラパルマ島)

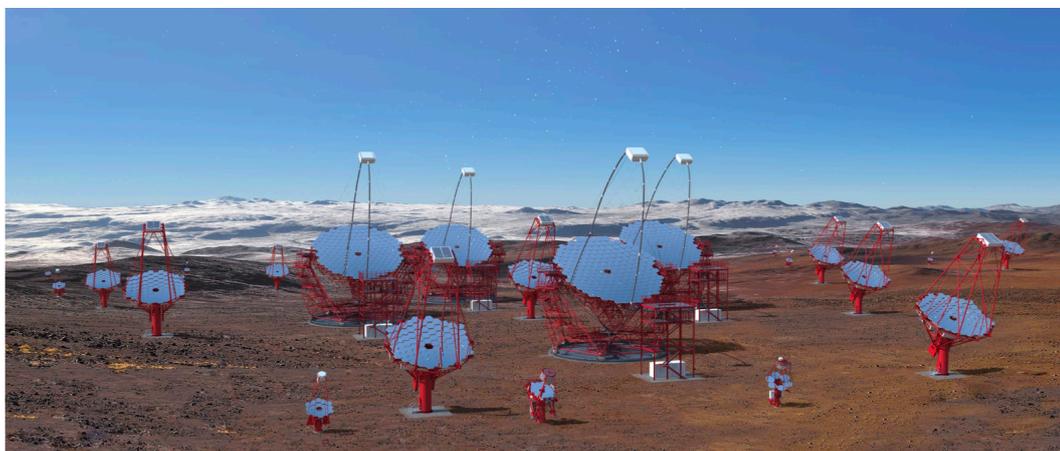


図 2.2 南サイトの完成予想図 (チリ・パラナル)

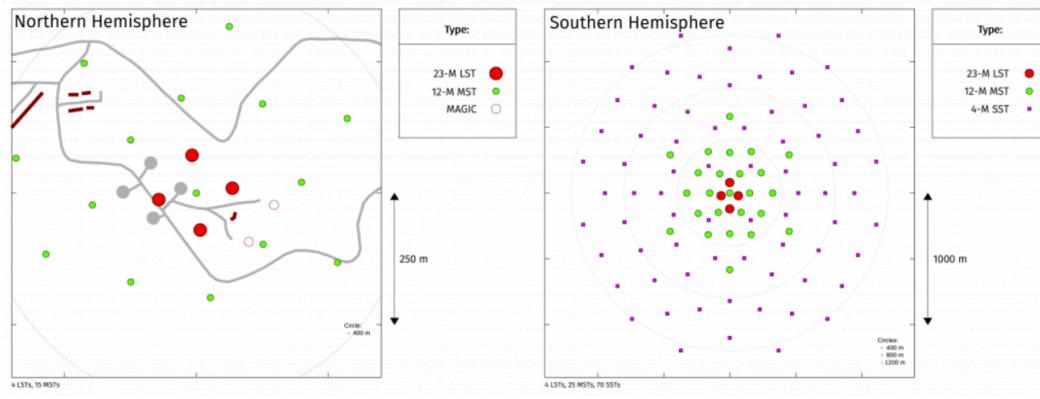


図 2.3 CTA の各望遠鏡の配置予定図 (CTA consortium website から引用)。北サイトには LST が 4 台、MST が 25 台が並び、南サイトには LST4 台、MST15 台、SST70 台が並ぶ。

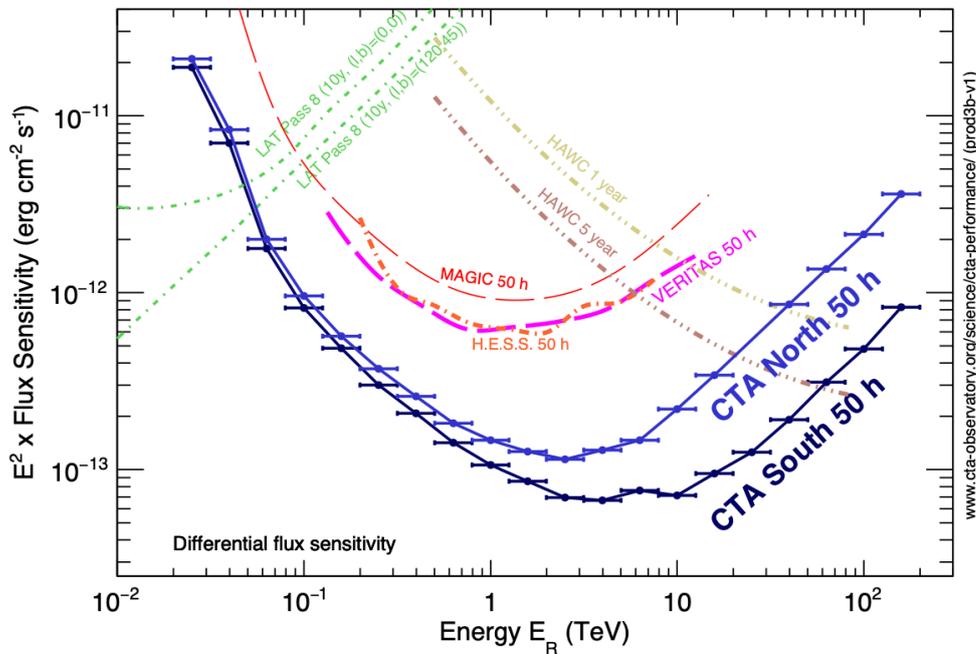


図 2.4 CTA の感度曲線 (CTA consortium website)。北・南サイトとも 50 時間のでの観測で達成される感度を示している。

度曲線である。300 GeV から 3 TeV では、50 時間の観測で 1 mCrab ($10^{-14} \text{ erg/m}^2/\text{s}$) の感度を達成し、50 GeV から 250 GeV の領域では Fermi-LAT を上回る感度となっている。

また現行の IACT では角度分解能は 0.1° (6 分角) であるが、CTA では多くの望遠鏡で 1 つのシャワーを検出することで角度分解能が向上することが期待されており、図 2.5 のように 1 TeV 以上では 2 分角を達成するなど現行の IACT より 3 倍ほど良い性能を示す。

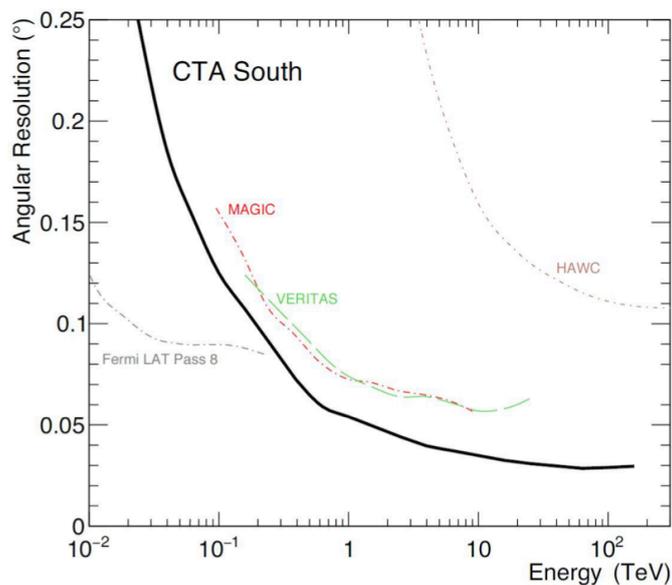


図 2.5 CTA と現在稼働中の望遠鏡の角度分解能 (CTA consortium website)

表 2.1 CTA で使用される望遠鏡の性能

	大口径望遠鏡	中口径望遠鏡		小口径望遠鏡
	Large-Sized Telescope (LST)	FlashCam	NectarCAM	Smaller-Sized Telescope (SST)
エネルギー範囲	20–200 GeV	100 GeV – 10 TeV		5–300 TeV
台数 (北半球)	4	15		0
台数 (南半球)	4	24		70–90
鏡直径	23 m	12 m		4 m
焦点距離	28 m	16 m		2.15 m
視野	4.5°	7.7°		9.6°
光学系	放物鏡	Modified–Davies–Cotton (MDC)		SC
画素数	1,855	1,764	1,855	1,984
光検出器	PMT	PMT		SiPM

2.2 望遠鏡のデザイン

CTA では 7 桁におよぶエネルギー帯域を確保するために 3 種類の望遠鏡を建設する予定である。それぞれの口径の異なる望遠鏡は観測エネルギー帯域や台数などが異なっており、それを示したものを表 2.1 に示す。以下では 3 種類の望遠鏡の性能、デザインについて説明する。

2.2.1 小口径望遠鏡 (SST)

小口径望遠鏡 (SST) は 10 TeV から 300 TeV で CTA の中でも高エネルギーの領域を観測する。南半球のみに 70 台建設される。10 TeV 以上のエネルギーをもつガンマ線は宇宙赤外線背景放射との相互作用による吸収を受け



図 2.6 SST の試作機 (credit:A.Okumura)

るため、観測対象は銀河系内のガンマ線となる。そのため銀河面を広く観測できる南半球側に建設される。SST は Schwarzschild-Couder と呼ばれる光学系を採用し、直径 4.3 m の主鏡と直径 1.8 m の副鏡の 2 枚の鏡面をもつ。主鏡の有効面積は 8 m^2 である。光検出器には SiPM を用いる。

2.2.2 中口径望遠鏡 (MST)



図 2.7 MST の試作機 (credit:T.Fuji)

中口径望遠鏡 (MST) の中でも 80 GeV から 50 TeV に感度を持ち、CTA の中でも中間の領域のガンマ線を観測する。南 15 台、北サイトに 25 台配置される。MST ではこれまでの望遠鏡で採用されてきた Davies-Cotton を元



図 2.8 稼働中の LST 初号機 (スペイン・ラパルマ島)

にした Modified Davies-Cotton (MDC) と呼ばれる光学系が採用される。

2.2.3 CTA 大口径望遠鏡 (LST)

大口径望遠鏡 (LST) は CTA の中で最も低いエネルギー領域に感度をもつ。前述のように遠方の高エネルギーのガンマ線は宇宙赤外線背景放射の光子との相互作用で吸収されるため、銀河系外の天体からのガンマ線を観測するにはエネルギー閾値を下げる必要がある。20 GeV から 3 TeV まで観測可能であり、衛星観測とオーバーラップする数 100 GeV の帯域の観測を行う。北サイト、南サイトそれぞれ 4 台ずつ建設予定であり、北サイトでは 1 台稼働中である。2-4 号機は現在各モジュールの特性試験を終え、各モジュールを組み合わせ焦点面カメラとなった上で再度試験を行っている段階で 2025 年に建設稼働予定である。図 2.9 に LST 2 号機用のカメラモジュールを示す。LST に関しては次節で詳細を述べ、LST の読み出し回路に関しては 33 章で詳しく述べる。

2.3 LST

2.3.1 構造体

LST は、Alt-Azimuth 望遠鏡構造というモデルを用いている。ガンマ線バーストのような突発天体のフォローアップ観測を行うためには、衛星からのアラートを受けた直後すぐにアラートのあった方向へ望遠鏡を向けなければならない。そのため LST の構造には軽量構造が要求される。また 20 年間の運用で老朽化しないこと、風や雨などの悪天候で望遠鏡が変形することなく同じ状態で観測できることなど、高い強度とシンプルな構造も要求されている。軽量化と剛性を保持するために、光学マウントシステム (ミラー支持構造、カメラ支持構造) には、カーボン



図 2.9 LST 2号機の焦点面カメラ (credit:T.Saito)

ファイバー強化チューブが用いられている。この素材を用いることで、望遠鏡全体の質量を 100 t と軽量化することができる。また、より信頼性の要求される望遠鏡下部構造及び光学マウントシステムは、スチールチューブを用いることで強度を確保している。

2.3.2 鏡

口径 23 m の LST 主鏡は、辺の長さが 1.51 m の六角形の分割鏡で構成され、LST 1 台に 198 枚設置される。有効面積は 370 m² である。分割鏡に対する要求値は、望遠鏡構造への荷重を考慮 50 kg 以下と軽量であること、反射率がチェレンコフ光の波長帯である 300 nm から 550 nm で 85% 以上である。分割鏡の製造には、MAGIC 望遠鏡の鏡を作った Cold Slump 技術という方式を採用される。これにより、アルミハニカムをガラスシートで挟んだ構造となっており、一枚あたり 47 kg に抑えることができる。また、反射膜にはスパッタリングによって生成した Cr + Al + SiO₂ + HfO₂ + SiO₂ の 5 層の薄膜を使用し、この反射膜の厚さを最適化することで、反射率が 370 nm で 94%、300 nm から 550 nm での平均値が 92.1% と要求値を満たすことができる。分割鏡それぞれの方向は、観測する天体に合わせてコントロールしているが、機械的な歪みが生じ、期待する方向を向いていない場合がある。この対策として、ミラー支持構造と分割鏡の間に高精度のアクチュエータを設置し、この歪みを補正することで、分割鏡を常に最適配置の状態に保つ能動的分割鏡制御システムを用いている。

2.3.3 焦点面カメラモジュール

図 2.10 は焦点面カメラモジュールのうち 1 モジュールを示したものである。LST では光検出器として浜松ホトニクス社の PMT を採用している (図 2.11)。LST のカメラはこの PMT 7 台が一つの読み出し回路に接続され、PMT 7 台の 1 モジュールが 265 台合計 1855 個の PMT で構成される。LST は低エネルギーの観測を目指すため、PMT にはピークの量子効率 (QE) が 35% 以上、波形の FWHM が 3 ns、4 光電子相当のアフターパルスの確率 2×10^{-4} 以下が要求が課されている。また、10 年で量子効率の低下が 20% 以下という要求もあり、PMT の光電面は積算電流量に応じて劣化していくため、長期運用を考慮 4×10^4 という比較的小さいゲインで運用する。LST の PMT は有感波長領域は 300 nm から 650 nm であり、ピークの量子効率の平均は 41% である。また

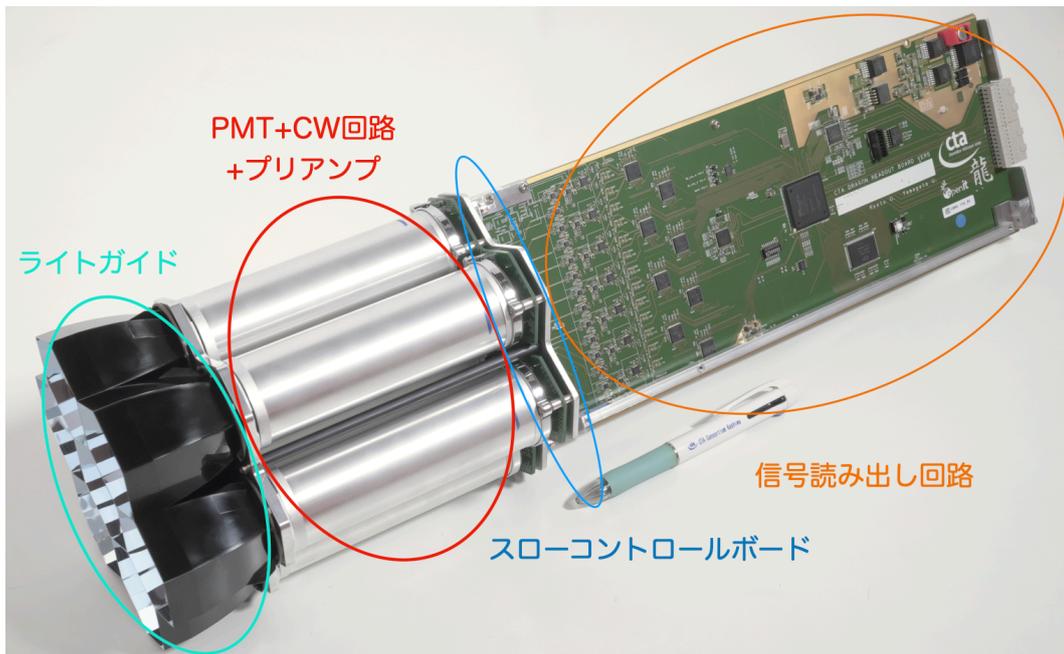


図 2.10 LST に使われるカメラモジュール

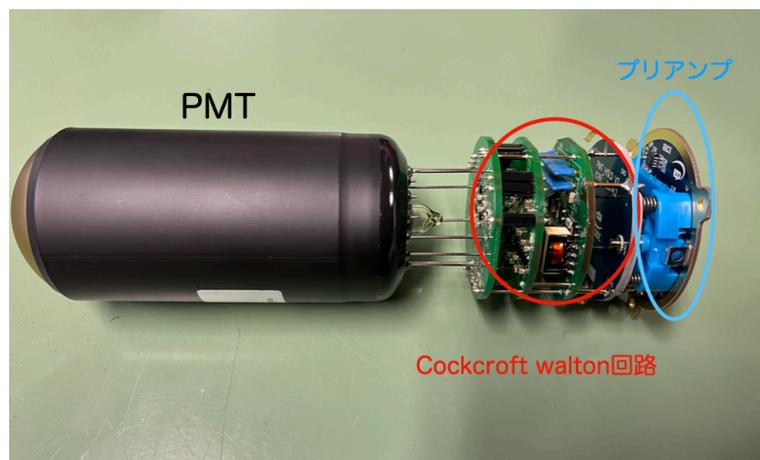


図 2.11 LST の PMT と周辺回路

図 2.12 は 2-4 号機用の PMT を構成した際の全モジュールの FWHM のヒストグラムであるが、運用ゲインでの FWHM は 3 ns 以下を満たしていることがわかる。1 号機は 7 段ダイノード、2-4 号機は 8 段ダイノードとなっている。これは初号機カメラにおいて FWHM が 3 ns 以下を満たさない PMT が多く存在したため 2 号機以降ではダイノードの数を増やすことで、これを解決した。これらの PMT を隣接させて配置することになるが、このままだと PMT 間に隙間ができてしまい不感領域が生じ、有効面積の減少、感度の低下につながる。この隙間を少なくするためにライトガイドを取り付けている。ライトガイドの入射口は 6 角形で、Winston cone という形状が用いられている。この形を採用することで反射鏡からカメラに入射するチェレンコフ光を効率よく集光できかつ視野外からの大角度で入射してくる夜光バックグラウンド信号を除去することができる。PMT には約 1000-1400 V の高圧をかけることになるが、この高圧は Cockcroft-Walton(CW) 型の回路を用いて印加する。CW 回路は 5 V をかけることで動作し、この回路上の DAC に 0 V から 1.5 V の範囲で電圧値を設定し、その 1000 倍の電圧を PMT に印加す

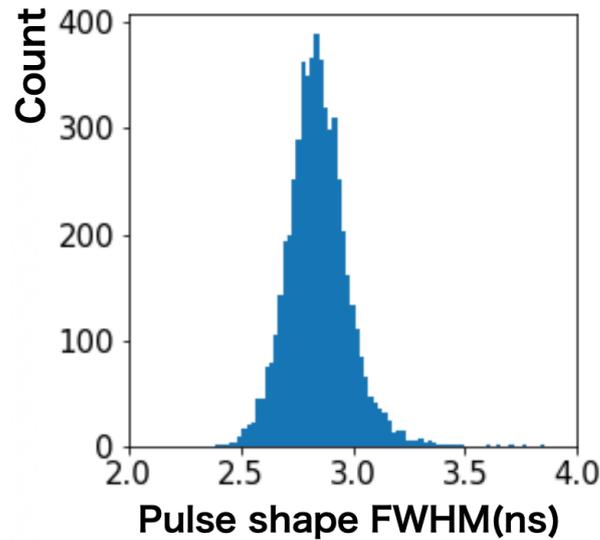


図 2.12 LST 2-4 用に特性試験を行った全 5551 個の PMT の出力波形の FWHM のヒストグラム。平均は 2.8 ns であり要求を満たしている。

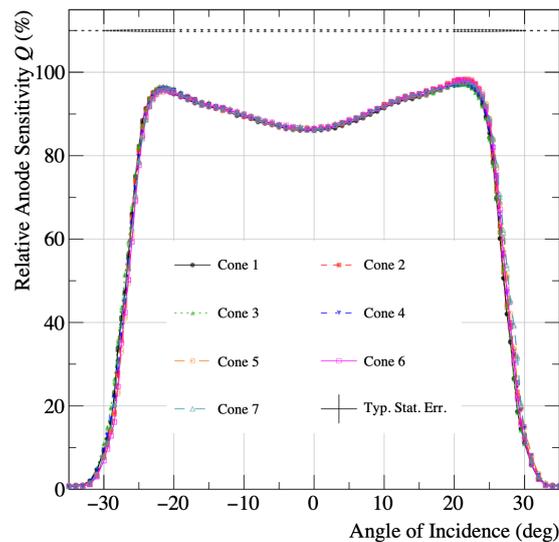


図 2.13 ライトガイドを付けていない時を基準にした、ライトガイド装着時の相対的な PMT 検出感度の入射角依存性 (A.Okumura et al. (2017))。

ることができる。そして PMT の信号は読み出し基板に入力する前にプリアンプで増幅される。LST で用いるプリアンプは PACTA と呼ばれており、PMT からの信号を 2 つの異なる増幅率で増幅し、その信号を差動で出力する。PACTA は、CTA 用に開発された ASIC で、500 MHz という高帯域を実現するトランスインピーダンスアンプが用いられている。PACTA ではこのトランインピーダンスゲインが 1200Ω の High Gain と 80Ω の Low Gain の 2 種用意されており、それぞれの差動信号が読み出し基板に入力されることになる。こうしてプリアンプで増幅され、信号読み出し回路でサンプリングされ、バックプレーンボードを經由してデータストレージへと送られる。

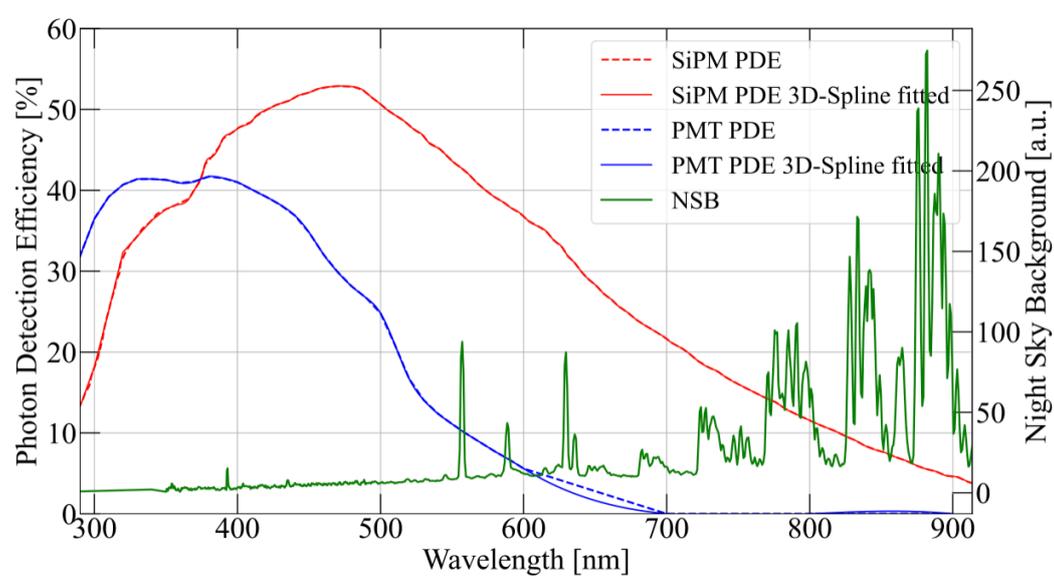


図 2.14 SiPM の PDE(赤線)と PMT の QE (青線)とラパルマ島での夜光スペクトル (緑線)。SiPM の PDE はチェレンコフ光の波長帯で PMT の QE より高くなっているが一方で、夜光の波長帯にまで感度を持つ。

2.4 SiPM の LST への採用

SST では SiPM の採用が決まっているが LST でも光検出器として SiPM(Silicon PhotoMultiplier, SiPM, 半導体光電子増倍素子)の採用が検討されている。4 章で詳しく述べるが SiPM とはアバランシェ増幅を利用した半導体光検出器である。SiPM に変えるメリット・デメリットを以下に記す。

1. メリット

- (a) PMT に比べて高い検出効率 (PDE) をもつ。
- (b) 受光面が積算電流によって劣化しない。
- (c) 高画素化可能で、シャワーをより詳細に取ることができる。
- (d) 40-80 V の低電圧で運用できるため、望遠鏡全体の消費電力を抑えることができる。

2. デメリット

- (a) 夜光が多い長波長側に感度をもつ。
- (b) オプティカルクロストークの確率が高い。
- (c) 強い温度依存性がある。
- (d) 波形が長い。

高い PDE によって光量の少ない低エネルギーのガンマ線の検出量が増加することで、LST の強みである低エネルギーのガンマ線に対する感度の上昇が期待される。例えば、図 2.16 は VERITAS に採用されている PMT の量子効率を単純に 2 倍して、モンテカルロシミュレーションをした結果である (Acharyya et al. (2019))。このシミュレーションから高い QE であるほど低エネルギーで高レートであり、低いエネルギー閾値を実現できている。しかし SiPM は現行の PMT より PDE は高いものの、長波長側の波長帯に感度をもつ。このため、夜光の検出量が多くなることで、チェレンコフ光の夜光に対する SN 比が悪くなることで低エネルギー側の閾値拡張や感度向上に繋

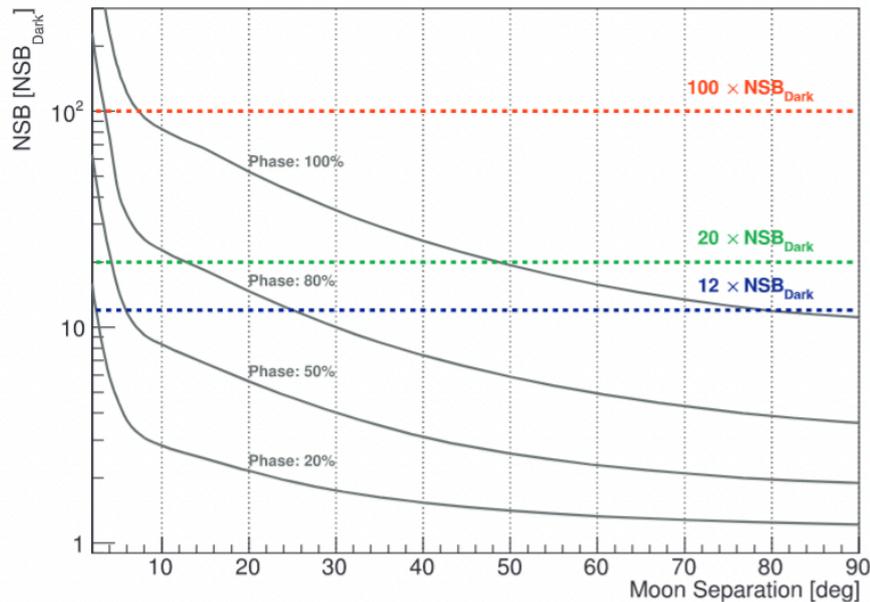


図 2.15 かに星雲における月との開き角に対する NSB の大きさ (Ahnen et al. (2017))。青、緑、赤の各色は、それぞれ通常運用時の電圧、通常時より低い電圧、UV パスフィルターを用いた時の運用可能な最大 NSB の大きさを示している。

がらない可能性もある。また PMT は積算電流量に関して、光電面の QE が小さくなっていくため、長期的な運用を考えると月光下では制限される。図 2.15 は MAGIC 望遠鏡の、かに星雲における、月との開き角に対する夜光 (NSB) の大きさを示している。PMT を用いている MAGIC 望遠鏡においては、通常運用時では月のない観測時の 12 倍の夜光量が観測限界である。しかし SiPM の受光面は積算電流量に応じて劣化しないため、月光下での観測が可能となる。こうすることで観測時間を従来の 2 倍に増やすことができ、エネルギー閾値は上昇するがガンマ線バーストなどの突発天体の観測数が増えることが期待される。

さらに SiPM は細分化可能であり、シャワーを詳細に取ることでバックグラウンドなるハドロン由来のシャワーとの弁別性能がよくなり、感度が向上することが期待される。また高い NSB レートである場合ピクセル数が細かいほど、感度低下の影響を受けにくい (Wood et al. (2016))。さらにピクセルの細分化により角度分解能の向上も見込まれる (図 2.17)。このピクセルの細分化は PMT のピクセルサイズを細かくすることでできるが、SiPM は運用電圧が 40 V–80 V 程度であり、1000 V 程度を印加する PMT と比べ低電圧で運用でき、消費電力を抑えることができる。以上のメリットから LST の光検出器を SiPM に変える主な目的は以下である。

1. 高い PDE によってエネルギー閾値の低下や、感度の向上を狙う。
2. ピクセルの細分化によりハドロン、ガンマ線の弁別性能をよくすることで感度の向上や角度分解能の向上を狙う
3. 月光下での観測を行い観測時間を 2 倍に増やすことで突発天体の観測数を増やす。

しかし SiPM は特性に温度依存性があり温度コントロールが必須であるなどのデメリットも存在する。例えば温度によってゲインが変わるため、コントロールができないとガンマ線のエネルギーの誤評価につながる。またダークパルスと呼ばれるノイズとなる信号が温度に対して指数関数的に増加していくためモジュールの発熱が大きくなると、夜光に加えてさらにノイズが増え SN 比を悪化させる原因となるため、温度を上昇を抑える必要がある。また 4 章で述べるがオプティカルクロストークという現象によって、ガンマ線のエネルギーを誤って推定したり、不

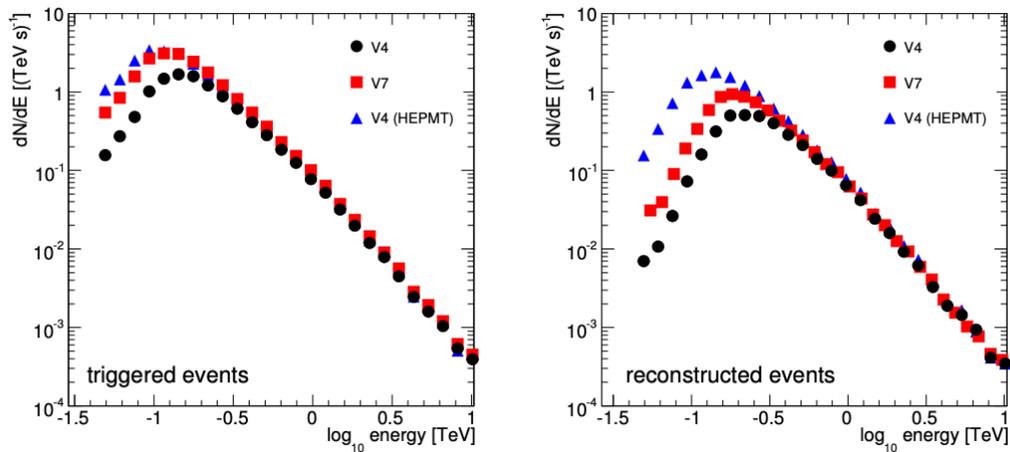


図 2.16 QE が高い時のエネルギー閾値の変化 (Acharyya et al. (2019))。VERITAS に採用されている PMT の QE を 2 倍にして、モンテカルロシミュレーションを行ったもの。左がトリガーレートであり、右がトリガーされたイベントをクリーニングし再構成したもの。図のスペクトルのピーク的位置がエネルギー閾値となる。v4 が望遠鏡 4 台、v7 が望遠鏡 7 台、v4(HEPMT) が PMT の QE を 2 倍にしたもの。クリーニング前のエネルギー閾値は望遠鏡 7 台と同程度であり、クリーニング後は望遠鏡 7 台、4 台よりも低エネルギー閾値を実現できている。

感時間が増加しトリガー閾値をあげる必要がある可能性もある。トリガー閾値の上昇はエネルギー閾値の増加につながり、低エネルギー側の観測を目指す LST には適さない可能性がある。

このように SiPM は、PMT の完全な定量的比較をすることはまだできていないが、デメリットも存在するものの PMT に勝る性能を有する可能性がある検出器である。SiPM の特性の測定や、シミュレーションをし採用すべきかを慎重に議論する必要がある。これまでに LST への搭載に向けた研究は行われており SN 比の悪化につながる波形の長さはポールゼロキャンセル回路によって 2 ns 程度に抑えられていたり、電荷分解能が現行の PMT に比較して向上していることや、温度変化によるゲインの変化は温度補償回路を実装することで補正可能であることが示され、LST への採用可能性は高いと結論づけられている (橋山 (2022))。

本研究では、PZC 回路を導入することなく FWHM 3 ns 以下を実現する SiPM の基礎特性、月光下での観測に向けた大光量の背景光下での SiPM の特性評価を行った。また SiPM への変更に伴い信号読み出し基板を改変を行いその評価を行った。SiPM 基礎特性評価については 5 章、月光下での特性試験については 6 章、信号読み出し基板については 7 章で詳しく述べる。

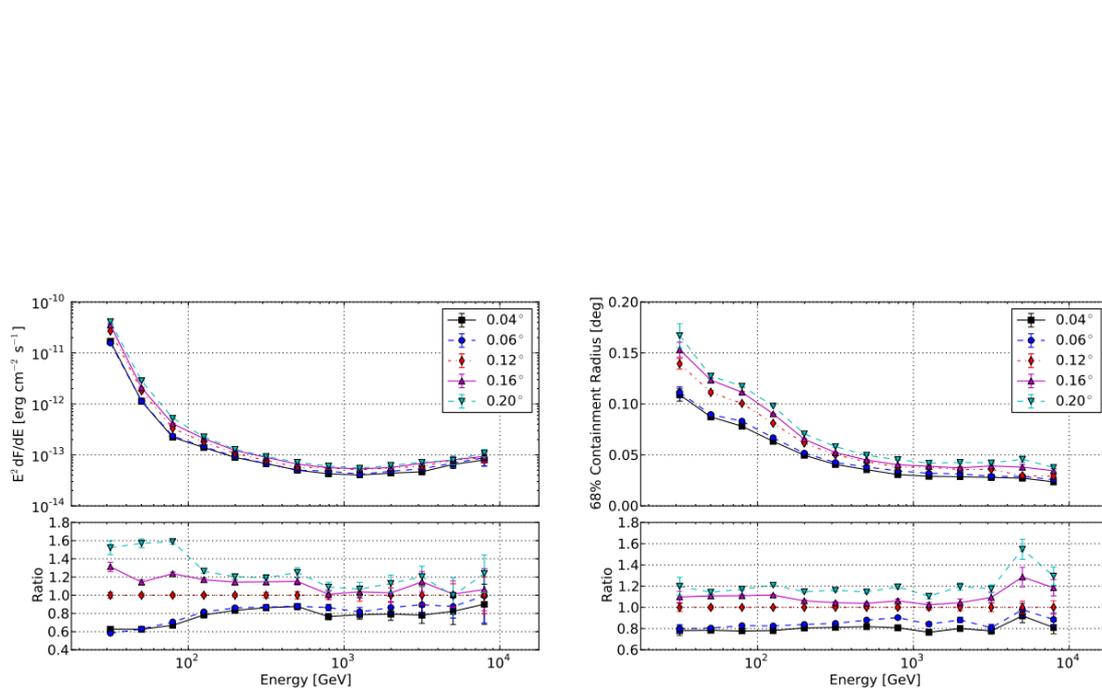


図 2.17 ピクセルサイズを細かくした時の検出感度 (左) と角度分解能 (右)(Wood et al. (2016))。

第 3 章

CTA 大口径望遠鏡 (LST) の読み出し回路

3.1 読み出し回路の目標性能

空気シャワー由来のチェレンコフ光のパルス幅は数 ns と短く、高周波数帯域の読み出し回路を用いて高速でデータを取得することが必要となる。また、IACT での地上観測では数百 MHz で夜光 (Night Sky Background: NSB) がランダムに入射してくる。この夜光を含めたまま取得データを電荷積分することは観測エネルギーの下限値の増加につながる。そこで夜光を効果的に取り除く必要があり、チャージ積分型 ADC で固定の時間幅で積分した電荷のみを測定するのでは不十分であり、GHz 程度の速度で波形をそのまま記録し、短い時間幅で電荷積分を行う必要がある。このため、LST の読み出し回路には 300 MHz 以上の周波数帯域と GHz での高速波形サンプリングが必要になる。また、現行の LST では 1 台あたり 1855 本の PMT からの信号を読み出すため、LST 全体での消費電力、発熱量が膨大になる。そこで、コストの削減やカメラの安定動作のために、消費電力については 3 W/ch 以下という要求値が課せられている。また、波形情報を読み出すためのトリガー信号は、望遠鏡アレイ間でコインシデンスをとることで生成されるので、チェレンコフ光信号が到達した数 μs 後に読み出し回路に入力される。そのため、その間の波形情報を記録しておく必要があり、約 2.5 μs 以上のメモリ深さが要求される。さらに、現行の LST は 20 GeV から 3 TeV エネルギー帯、光電子数でいうと最大 1000 p.e. 程度で観測を行うので、これに相当するだけのダイナミックレンジを持っている必要がある。また、電気回路であるため、電気的なノイズも生じる。低エネルギー閾値を可能とするためには、この電気的なノイズに対して 1 p.e. の信号が埋もれないように、ノイズレベル 0.2 p.e. 以下が要求されている。つまり、ダイナミックレンジは 0.2 p.e. から 1000 p.e. 以上が必要とされている。

3.2 読み出し回路のサンプリング方式 (アナログメモリサンプリング方式)

前述のように、LST では GHz サンプリングと低電力での運用の両方が必要となる。高速波形サンプリングの実現する方法として FlashADC 方式があるが、FlashADC 方式では並列に並んだコンパレータを同時に動作させ、アナログ信号をデジタル信号に変換し、そのデジタル信号をリングバッファに記録を行う。これにより、メモリ時間が長くなるなどのメリットもあるが、N ビットの分解能では $2^N - 1$ 個のコンパレータが必要となり、消費電力 1 チャンネルあたり数 W となり、1855 個の光検出器を用いる LST では好ましくない。そこで LST ではこの GHz サンプリング、低電力運用を目指すためにアナログメモリサンプリング方式を用いている。アナログメモリサンプリングでは、複数のキャパシタを並列に並べて、そのキャパシタの入出力部分をスイッチの役割をはたすトランジスタで接続したものである (図 3.1)。この入力のスイッチを高速で切り替え、各キャパシタの電荷情報を保存することで、入力された信号をアナログ信号のまま取得することができる。デジタル変換を行わないため、このスイッチの切り替わるスピードがそのままサンプリングのスピードとなる。キャパシタの数とサンプリング時間間隔の積がメモリの深さとなり、GHz サンプリングで数千個のキャパシタを用いれば数 μs のメモリ深さとなる。そしてト

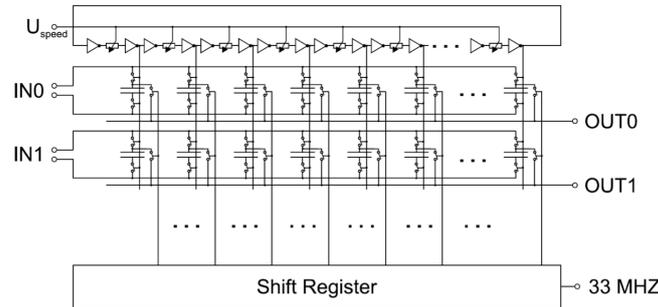


図 3.1 アナログメモリを簡略化した回路図

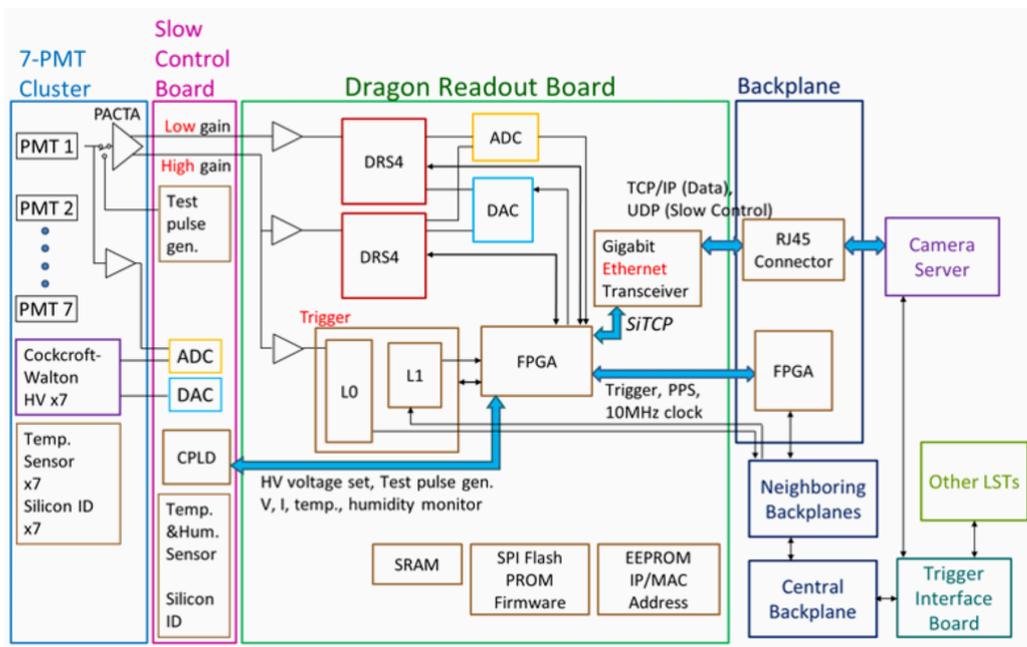


図 3.2 読み出し回路のブロック図。

リガーがかかると、出力のスイッチを切り替えて、キャパシタに蓄えられた電荷を出力することができる。これを ADC に繋いでデジタル変換を行う。この出力部分のスイッチは入力部分のスイッチと独立であるため、数 10 MHz の低速に変換スピードを抑えることができ、消費電力も抑えることができる。したがってアナログサンプリング方式を用いると、GHz の高速波形サンプリングと低速読み出しによる低消費電力運用が可能となる。そこで LST ではスイスの PSI 研究所が MEG 実験 2 用に開発された DRS4 (Ritt et al. (2010)) という ASIC を使用する。この DRS4 は 3.3 節で詳細に説明する。

3.3 読み出し回路の回路構成

図 3.2 に読み出し回路の回路構成を記したブロック図を示す。チェレンコフ光が PMT で電気信号に変換されると、信号読み出し基板に入力される前にプリアンプで増幅される。このプリアンプで増幅の際に High Gain と Low Gain の 2 つの系統に信号に分けられ、差動信号として出力される。つまり、信号読み出し回路には 7 本の PMT から 14 個の差動信号が入力されることになる。そして、信号読み出し回路ではまずメインアンプでそれぞれ

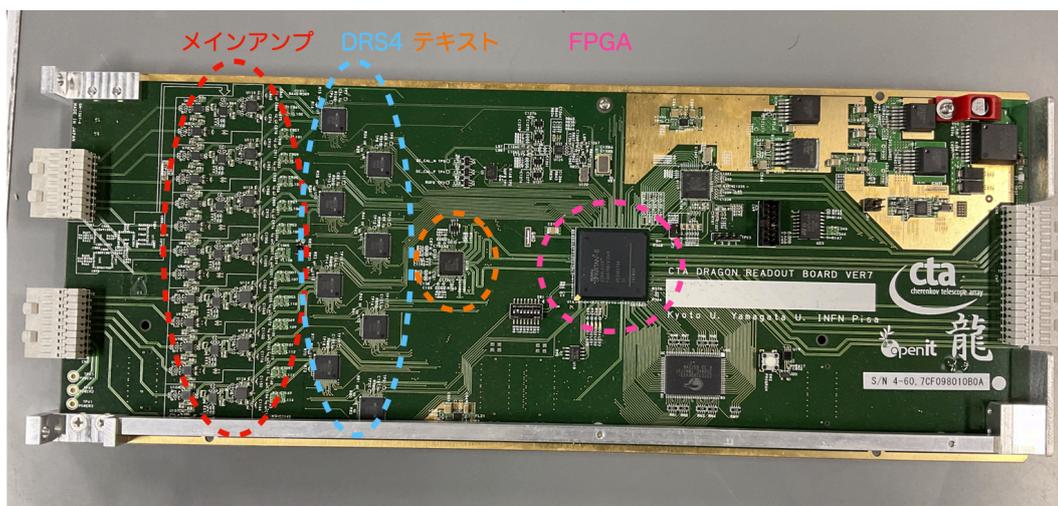


図 3.3 読み出し回路の写真(表)。

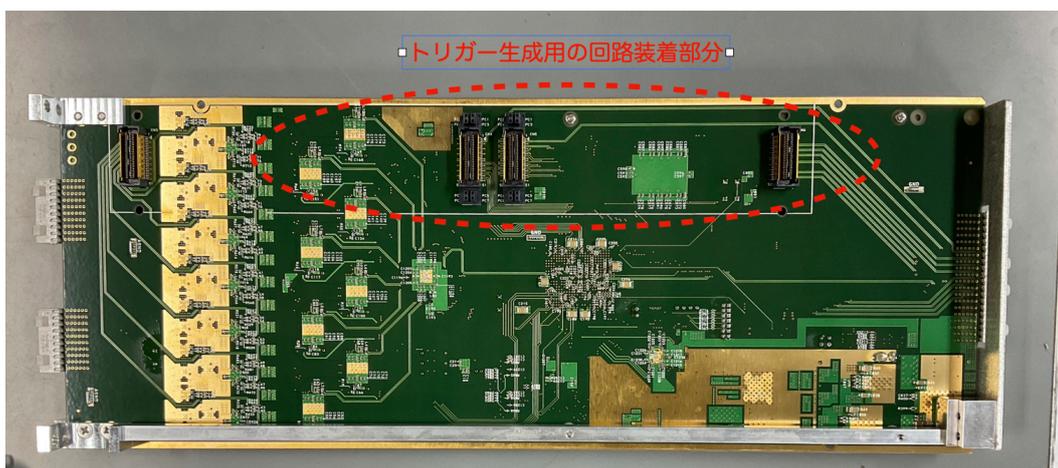


図 3.4 読み出し回路の写真(裏)。

の系統の信号がメインアンプで系統ごとに異なった増幅率で増幅される。ここで、High Gain 系統の信号からはトリガー生成用の信号も作られる。すなわちメインアンプからは High Gain の信号、Low Gain の信号、トリガー生成用の信号の3つが出力されることになる。High Gain、Low Gain の信号は DRS4 に入力しサンプリングされる。トリガーがかかると、サンプリングしたデータを ADC でデジタル変換し、FPGA 内に一度格納され、ギガビットイーサネット通信により外部のストレージに転送される。このデータ通信には KEK で開発された SiTCP というプロセッサを用いる。このプロセッサを FPGA に実装することで、TCP/IP/Ethernet 通信を行うことが可能となる。FPGA 内でハードウェア的に並列処理を行えるため、約 950 Mbps という高速データ転送を行うことができる。図 3.3 に読み出し回路の表面、図 3.4 に読み出し回路の裏面を示す。

3.3.1 メインアンプ

前述のように PMT からプリアンプを経て信号読み出し回路に入力された信号はメインアンプで増幅される。メインアンプには高周波帯域を確保するために Analog Device 社の電流機関型オペアンプ ADA4927 を用いている。High Gain ではゲインを大きくしすぎると周波数帯域が制限されるため、2 段に分けて信号を増幅する。High Gain

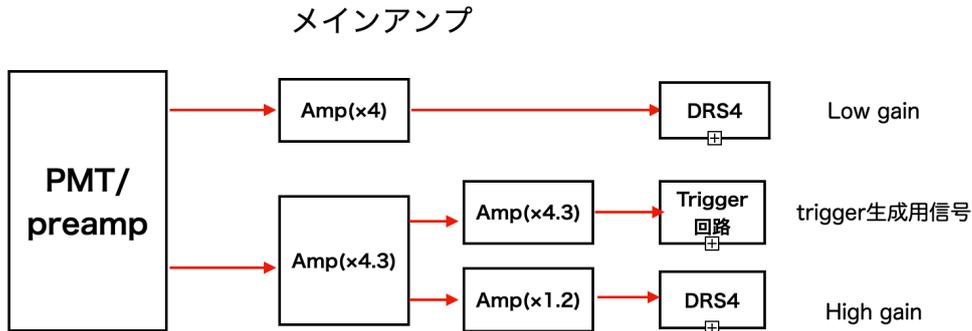


図 3.5 現行の LST のメインアンプのブロック図。

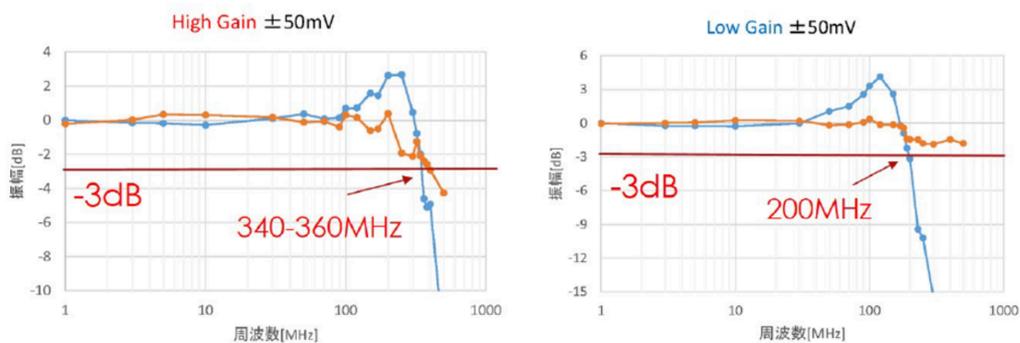


図 3.6 High Gain、Low Gain の帯域 (谷川 (2016))。

系統では 1 段目のアンプで信号を 2 系統に分け、一方は 2 段目のアンプで 2 つのアンプを用いて 4 つの差動信号を作り、DRS4 に入力する。一方をトリガー生成用の信号として利用し、この信号も 2 段目のアンプを用意し増幅させたあと、トリガー生成用回路に入力される。Low Gain では 1 段のアンプのみで High Gain と同様 2 つのアンプで増幅され、4 つの差動信号が DRS4 に入力される。図 3.5 は現行の LST のメインアンプのブロック図であり、各系統の増倍率を記している。High Gain の 0.2 p.e. から 130 p.e.、Low Gain では 2000 p.e. までの入力レンジをもつ。また図 3.6 は High Gain、Low Gain の帯域測定の結果であり、High Gain では約 340–360 MHz 低ゲインでは 200 MHz まで帯域があることがわかる。このメインアンプ部分に関して本研究では変更を行ったがその詳細は 7 章で述べる。

3.3.2 DRS4

前述のように高速波形サンプリング、低電力運用を実現するために、LST では信号の読み出しに DRS4 を用いている。図 3.7 に DRS4 のブロック図を示す。9 個の差動入力チャンネルをもっておりそれぞれのチャンネルに 1024 個のキャパシタが並列に接続されている。そのため信号読み出し基板には全部で 8 個の DRS4 チップが載っている。入力の最大振幅は peak to peak で 1 V で 950 MHz の帯域をもつ。DRS4 は 700 MHz から 5 GHz までの高速サンプリングが可能である。Domino wave circuit というインバーターチェーンで構成される回路上をパルス信号が伝播していくことで、各キャパシタの入力部スイッチが切り替わり、波形サンプリングを行うことができ、このパルス信号のスピードがサンプリングスピードとなる。図 3.7 の REFCLK にクロック周波数 f_{refclock} Hz を外部から入力すると、サンプリングスピードは $2048 f_{\text{refclock}}$ となる。キャパシタはリング上に連結していて、1024

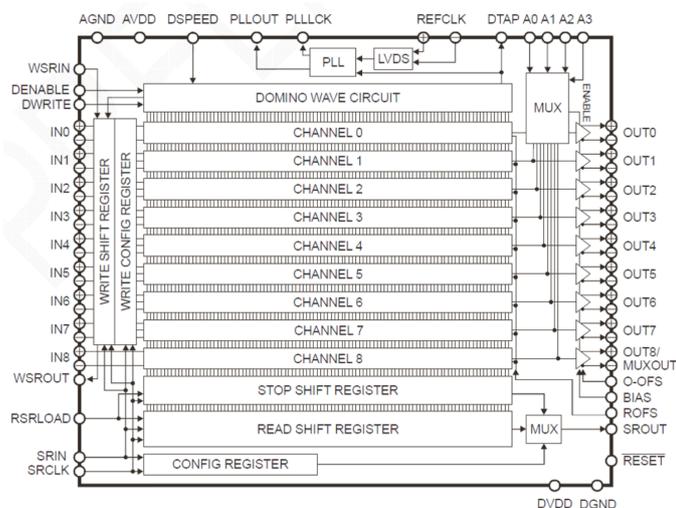


図 3.7 DRS4 のブロック図

番目のキャパシタに信号の電圧情報を保存した後は、1 番目のキャパシタに戻り、それまで保存していた電荷を放電した上で、新たに電荷情報が保存されることになる。つまり 1 チャンネルのみだとメモリの深さは $1024 f_{\text{refclock}}$ となるが、1024 番目のキャパシタにサンプリングされた後に別のチャンネルに切り替えることで、チャンネルの数だけメモリの深さを増やすことができる (チャンネルカスケード)。LST の読み出し回路では、1 GHz サンプリング、チャンネルカスケードを 4 チャンネルとしており、9 つのチャンネルの内 8 チャンネルを信号波形サンプリングに、残りの 1 チャンネルをキャパシタの時間間隔較正用として用いる。そして信号が入力されトリガーがかかると、33 MHz の低速のクロックを用いて、電圧情報の読み出しを行う。DRS4 では読み出すキャパシタの数を設定することができ、この読み出すキャパシタのことを Region of interest (ROI) と呼ぶ。LST 読み出し回路ではこの ROI を 40 に設定し読み出しを行っている。また DRS4 はキャパシタごとに固有の特性を持っており、電荷情報を読み出す上でこれらを較正する必要がある。例をあげると、ペDESTAL 特性があり、各キャパシタにバッファがついていて、出力に数 10 mV のオフセットが乗ることがある。これらはキャパシタに固有の値であり、あらかじめ信号を入力していない状態で、キャパシタの電荷情報を調べておくことで補正することができる。図 3.8 に DRS4 のオフセットの例を示す。他にもサンプリング時間の揺らぎや dt 特性、スパイク特性といった特性が確認されているがこれらは全て事前に較正を行うことで補正することができる (野崎 (2017))。

3.3.3 ADC

DRS4 から出力されたアナログ信号は、ADC に入力されてデジタル信号に変換される。LST の読み出し回路では Analog Devices 社の AD9222 を用いている。これは 8 つの入力チャンネルを持っており、8 個の DRS4 の出力信号を 1 個のチップで扱うことができる。ADC に入力された信号は、33 MHz という低速で 12 bit のデジタル値に変換され、8 チャンネルの信号を FPGA に並列に送ることができる。

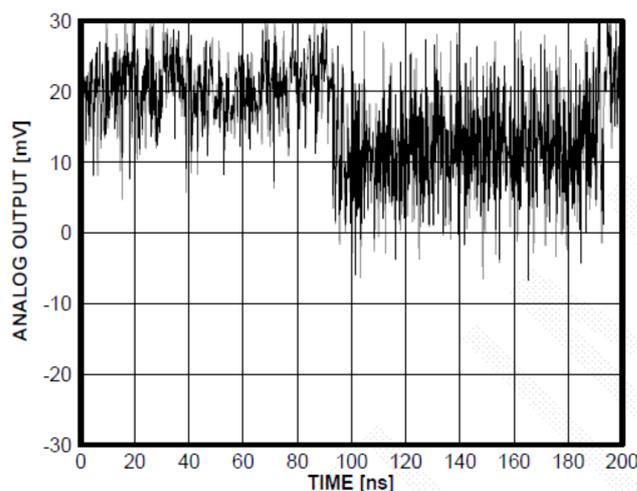


図 3.8 DRS4 のオフセット (5GHz サンプリング)。各キャパシタごとに固有の値を持つ。

3.4 周辺回路

3.4.1 スローコントロールボード (SCB)

スローコントロールボード (図 3.9) はプリアンプ基板を介して 7 本の PMT が接続され、PMT と読み出し基板をつなぐ。PMT にかける高電圧の設定や PMT のアノードカレントのモニター、テストパルスの生成などの機能を持つ。基板には CPLD が設置されており、FPGA とシリアル通信を行い、この機能を制御することができる。テストパルスの波高値は読み出し回路のダイナミックレンジに合うように調整されており、これを用いて読み出し回路のキャリブレーションを行うことができる。PMT にあたえる高圧は 12 bit の DAC によってコントロールされ、0 V から 1.5 V までを約 0.37 mV 刻みで設定することができ、DAC で発生させた電圧の 1000 倍の電圧が、Cockcroft-Walton 回路によって生成される。

3.4.2 トリガー回路

チェレンコフ光によるイベントと夜光によるノイズをわけ、チェレンコフ光のイベントのみを取得するためにトリガー回路が用いられる。この切り分けを行うために、ピクセルごとに閾値を設定し、閾値を超えた場合にトリガーを生成しデータを取得する方法が考えられる。しかし、低エネルギーの観測を目指す LST では閾値をなるべく低くする必要があるが夜光やアフターパルスなど偽信号によって誤ってトリガーを生成してしまう確率が高くなる。これを防ぐために、空気シャワーによるチェレンコフ光は単一のピクセルではなく、複数のピクセルに数 ns の時間スケールで入射することを利用して、LST ではアナログサムトリガー方式を採用している。アナログサムトリガー方式は隣接する複数のピクセルのアナログ波形を足し合わせ、それに対して閾値を設定しトリガーを生成する。こうすることで、光子数の少ない低エネルギー事象でも信号を足し合わせた大きな信号に対して閾値判定を行うことができるので、夜光との切り分けが可能となる。また、LST では 2 段階のトリガーを生成することで、なるべくエネルギー閾値をさげつつ、夜光イベントとの弁別を行っている。以下に LST でのトリガー生成システムを述べる。まず、検出器モジュール 7 チャンネルから Level 0 (L0) 信号 (アナログ) が生成される。生成した L0 信号は隣り合うモジュールにバックプレーンを介して分配される。そしてモジュール自身の L0 信号は隣接するモジュールから入力された信号は足し合わされ、それが閾値を超えていた場合 Level 1 (L1) 信号 (デジタル) が生成される。こ

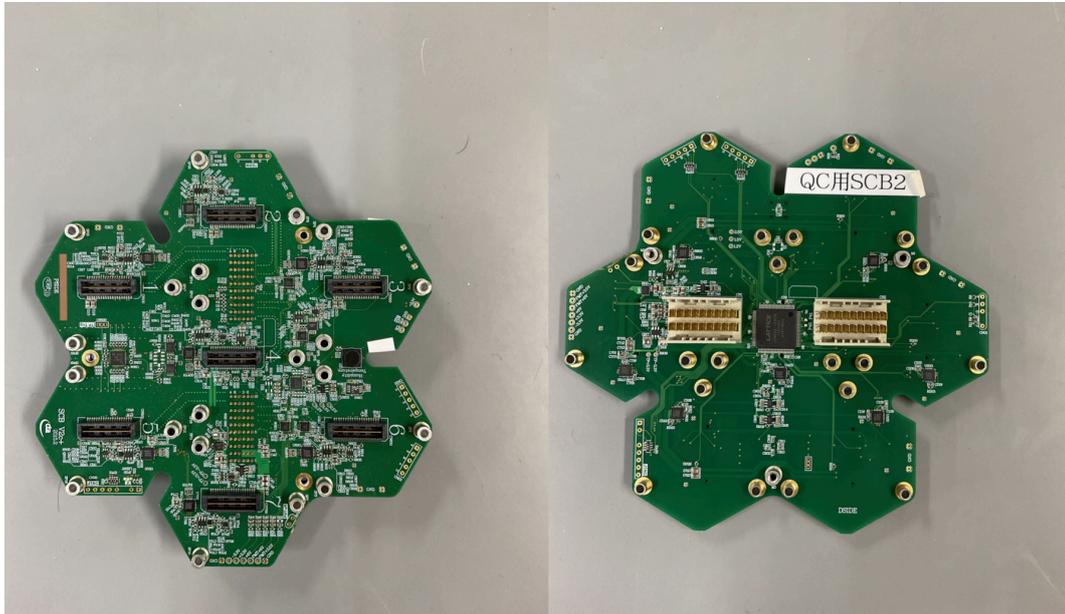


図 3.9 スローコントロールボード。左側が PMT とプリアンプが装着される部分。右側が読み出し基板に接続される面。

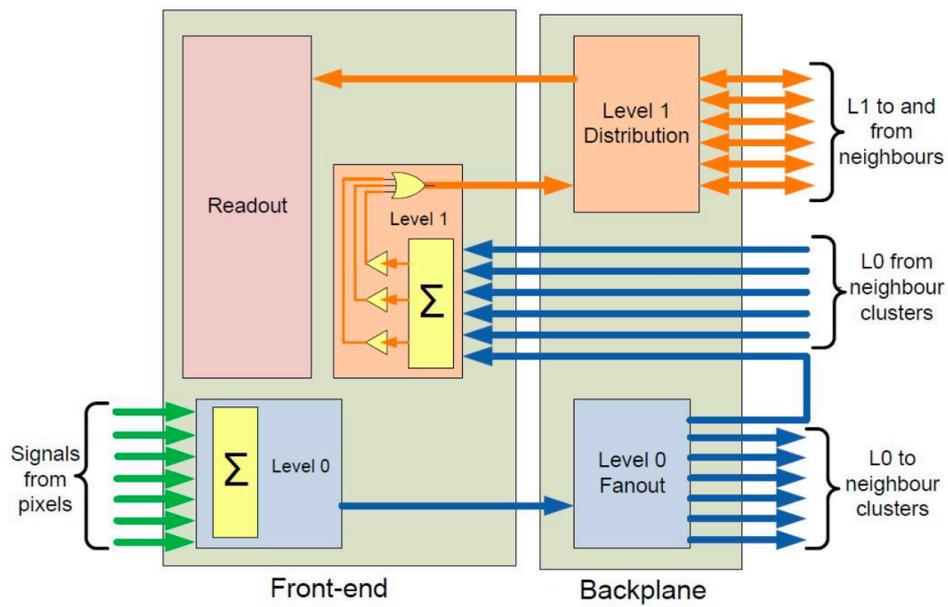


図 3.10 トリガー回路のブロック図 (Gascon et al. (2016))。

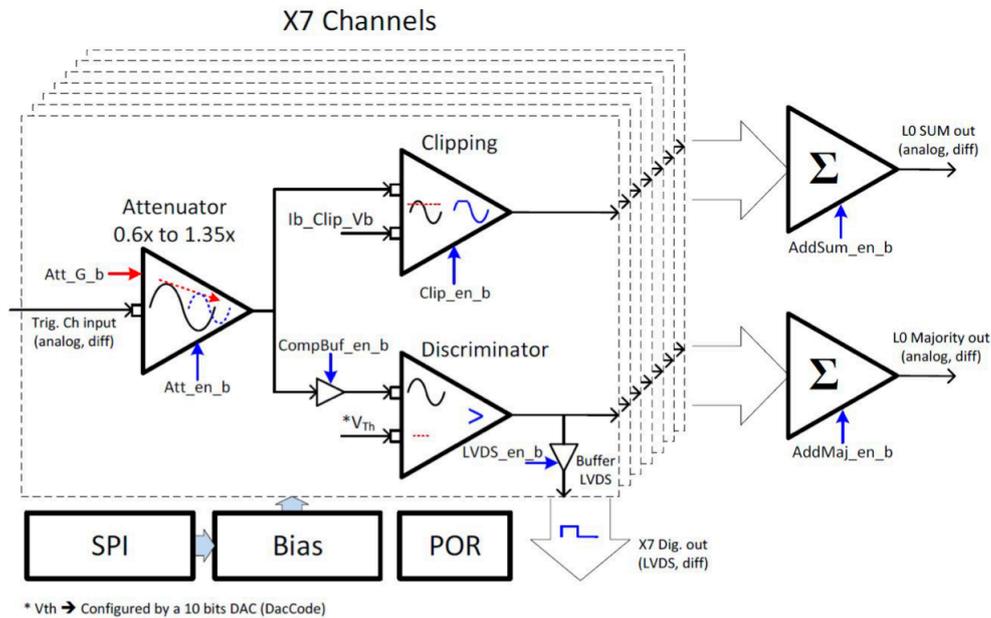


図 3.11 L0 トリガー回路のブロック図 (Gascon et al. (2016))。

の L1 トリガー信号はバックプレーンを介して、カメラ中心のバックプレーンに送られたあと、トリガーインターフェースボードへと送信される。この L0 信号、L1 信号のそれぞれを生成する 2 枚の ASIC が独立に含まれた子亀回路基板を読み出し回路の裏面にコネクタを介して配置する。L0 信号はアナログ信号を足し合わせるため、各チャンネル、各モジュールのトリガー生成用信号が同じタイミングで ASIC に入力される必要があるが、PMT に印加した電圧の違いやチャンネルごとの配線長の違いにより、到達時間に差ができる。そこでこのトリガー生成用子亀基板には遅延回路が備わっており、各チャンネルごとに 0.25 ns 刻みで到達時間を調整することができる。L0 信号では sum 方式と呼ばれる方式でアナログ波形を足し合わせている。図 3.11 は L0 信号の生成方法のブロック図である。sum 方式ではそのモジュールの 7 ピクセルで得られた信号をクリッピングしてアナログ的に足し合わせる。クリッピングとはある閾値を決めておき、それを超える波高値の信号が入力された時にはその閾値より高い信号部分をサチュレーションさせる処理のことを言う。こうすることで、アフターパルスなどのノイズによって一つのピクセルだけが大きな信号を出してしまった場合に、大きな L0 信号が出力されてしまうことを防ぐことができる。さらに図 3.12 は L1 トリガー生成用 ASIC のブロック図である。モジュール自信と隣接するモジュールで生成された L0 信号を L1-ASIC に入力する。入力された L0 信号は合成後、コンパレータに入力し隣接する 3 モジュールの和が閾値を超えた場合に L1 信号が生成される。

3.4.3 バックプレーンポートとトリガーインターフェースボード

バックプレーンボード (図 3.13) とトリガーインターフェースボード (TIB) は共に、トリガー信号、クロック信号、Busy 信号の伝播分配を行っている。バックプレーンボードは読み出し基板への 24 V 電源の供給やカメラサーバーとのイーサネット通信の役割をもつ。カメラ内の任意のモジュールから L1 トリガーが生成されると、バックプレーンを伝わって、カメラ中央のバックプレーンに送られ、TIB へ送信される。TIB にトリガー信号が入力されると、他の LST の TIB にもこのトリガー信号が送られ、コインシデンスを取ることでイベントトリガーが作られる。このイベントトリガーをカメラ中央のバックプレーンに送信して、そこから全モジュールにイベントトリガーが送られデータ取得が開始する。TIB はカメラからのトリガーとは独立に、TIB 自身でトリガーを生成することが

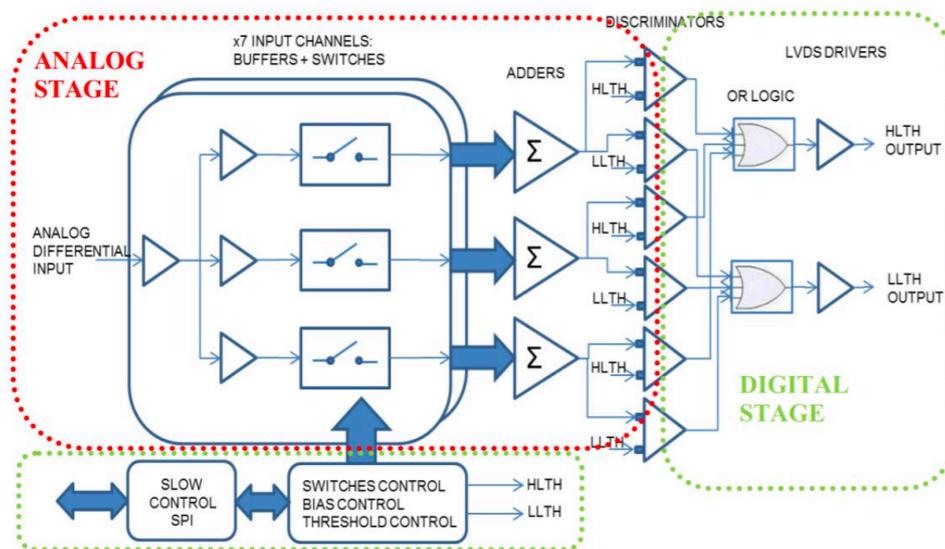


図 3.12 L1 トリガー回路のブロック図 (Barrio et al. (2014))。

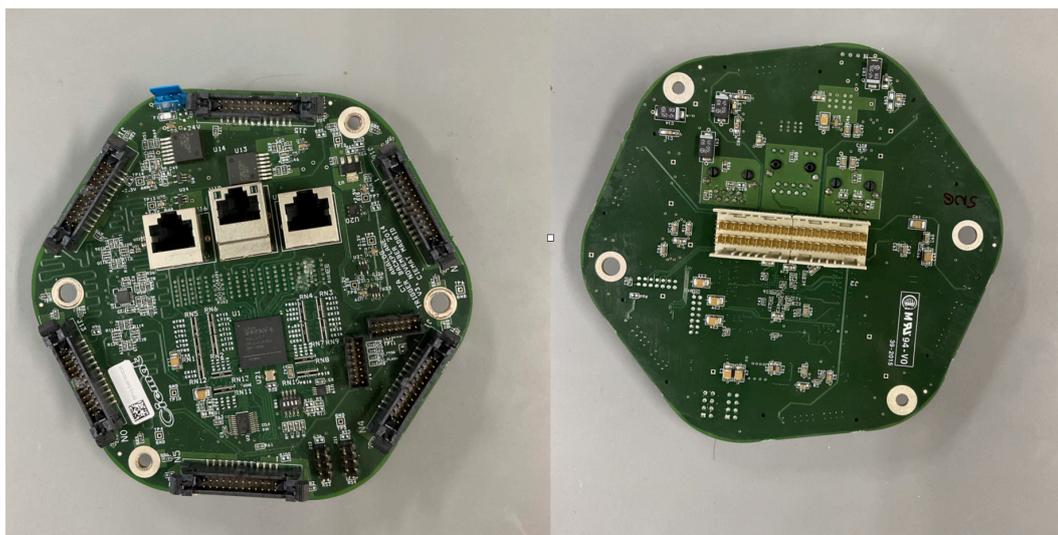


図 3.13 バックプレーンボード。左側がカメラサーバに接続される面。右側が信号読み出し基板に接続される面。

できる。この機能を用いて較正用のペDESTALイベントの取得などができる。TIB から周期的にペDESTALトリガーをカメラに送ることで、観測中もペDESTALデータを得ることができる。

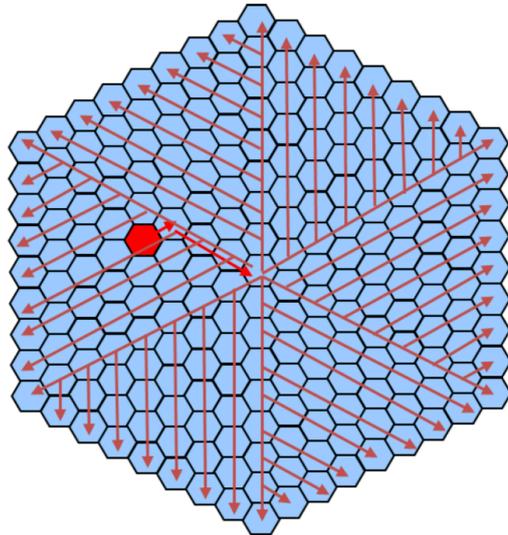


図 3.14 バックプレーン上でのトリガー信号の伝播の様子。任意のモジュールの L1 トリガーが中央のバックプレーンに送信された後、再び中央のバックプレーンからトリガー信号が全モジュールに送られる。

第 4 章

半導体検出器 SiPM

4.1 アバランシェフォトダイオード (APD)

アバランシェフォトダイオード (APD) は半導体に逆電圧を印加することで電子正孔対が増倍されるダイオードである。図 4.1 は APD の模式図である。 n^+ は通常の n 型半導体よりも不純物が多い半導体で p^+ についても同様である。不純物が多いほど PN 接合領域の空乏層は大きくなる。空乏層に光が入射すると光電吸収によって電子正孔対ができる。PN 接合に逆電圧を印加すると、 N 層から P 層に向かって電場がかかっているため、電子は n^+ 側、正孔は p^+ 側に移動する。ここで空乏層にかかる電場が大きいとドリフトする電子は大きく加速される。こうして十分に加速された電子は結晶内の原子に束縛された電子を叩き出し、新たな電子正孔対が生まれる。この電子正孔対が同様に新たな電子正孔対を作り雪崩的に電子正孔対が生成される。これらの電子は n^+ へとドリフトしていき、それを読み出すことで光を電気信号とし読み出すことができる。このアバランシェ増幅が起こり半導体に急激に電流が流れ始める電圧を降伏電圧と言う。この降伏電圧には温度依存性がある。温度が高くなると結晶の格子振動が大きくなり、電子と衝突する確率が高くなり、電子が十分にエネルギーを持つ前に衝突し電子正孔対を作ることが

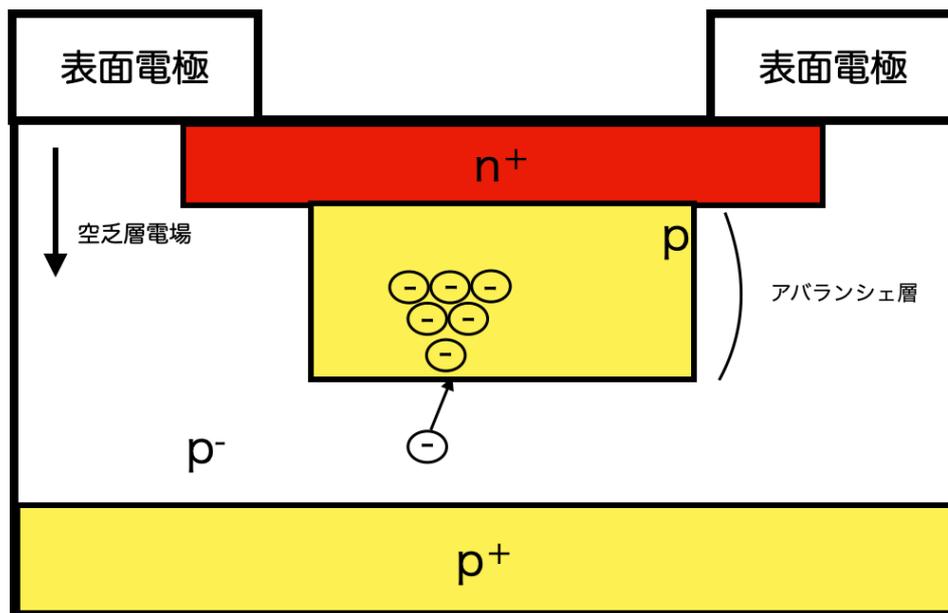


図 4.1 APD の模式図

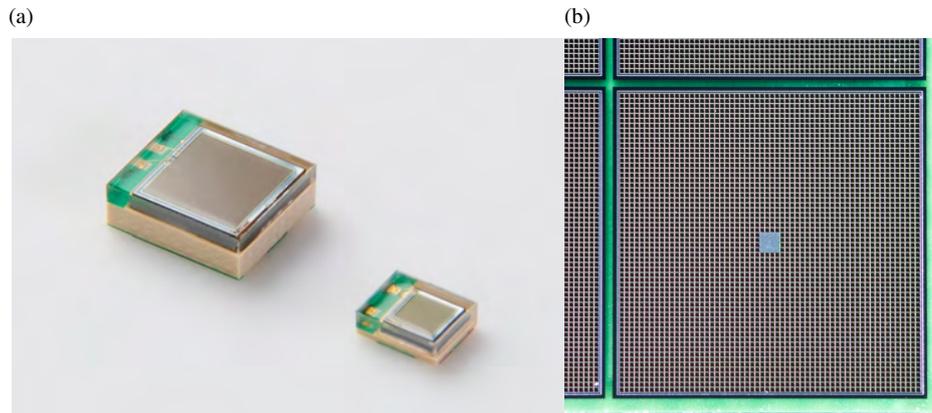


図 4.2 (a) 浜松ホトニクス製の SiPM である MPPC(浜松ホトニクス株式会社 (b))。 (b) SiPM のピクセルを拡大したもの (Okumura et al.)。格子状に別れている一つ一つが光子を検出する。

できなくなる。つまり温度が高くなると降伏電圧が大きくなり同じ印加電圧でも増幅率が小さくなる。

4.2 SiPM(Silicon Photomultiplier)

SiPM はアバランシェフォトダイオード (APD) をガイガーモードで動作させる、半導体光検出器素子である。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を GAPD と呼ぶ。図 4.2(a) は SiPM の写真を示している。図 4.2(b) は SiPM を拡大したものである。SiPM は多数のセルに別れており、一つ一つが光子を検出する。

また図 4.3 に SiPM の表面構造を示す。各セルは金属のグリッドで並列に接続されている。また表面にはポリシリコンのクエンチング抵抗 (R_Q) が存在する。

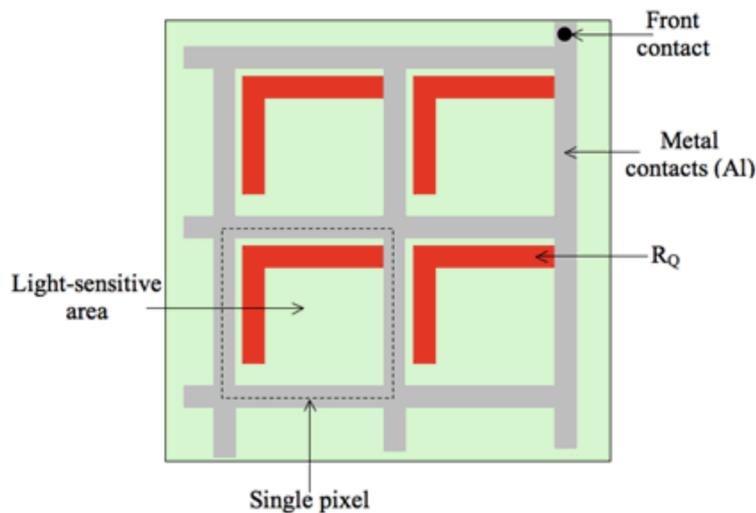


図 4.3 SiPM の表面の構造 (浜松ホトニクス株式会社 (2014))。

4.2.1 SiPM の内部構造と光検出原理

SiPM の簡単な構造を図 4.4 に示す。

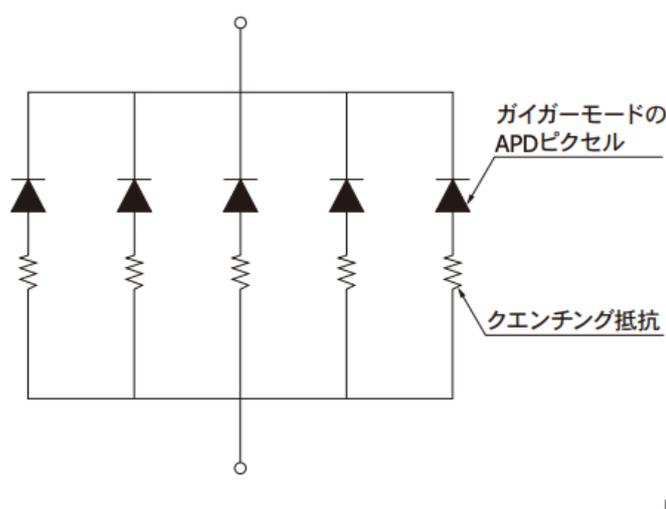


図 4.4 SiPM の概略図 (浜松ホトニクス株式会社 (2021))

SiPM は GAPD とクエンチング抵抗が直列に接続したもので、これが 1 つの基本単位 (1 セル) となって、この基本単位が並列に繋がったものである。この 1 セルごとに光を検出することができ、ゲイガーモードで運用するので光が複数セルに同時に入射しても 1 光子が入射した時の出力と変わらない出力となる。SiPM の大まかな動作原理は以下である。光が入射すると空乏層で光吸収が起こることで、電子正孔対が生成しこれがアバランシェ増幅によって増幅される。この増幅はクエンチング抵抗によって止められる。ゲイガー放電によって流れる電流は大きくなるが、クエンチング抵抗と APD を流れる電流によって電圧降下が起こり、これによって GAPD にかかる電圧が降伏電圧まで下がると増幅が止まる。これにより SiPM からは鋭い立ち上がり、ゲイガー放電停止後のなだらかに立ちさがるパルスが出力される。

上記の説明を等価回路を用いて説明する。図 4.5 は SiPM の等価回路を示したものである。 V_{bias} は SiPM への印加電圧、 V_{bv} は APD の降伏電圧、 R_s は APD 全体としての抵抗値、 C_j は APD の接合容量、 R_q はクエンチング抵抗の大きさを表す。光が入射し電子正孔対ができアバランシェ増幅が起きると、スイッチ S が閉じ C_j から R_s を通って電荷が放出される。つまりアバランシェ増幅が起きている時間は $R_s C_j$ で決まる時定数で電荷が電流が流れることになる。このまま信号は増幅され続けるわけではなくクエンチング抵抗によって増幅は止められる。クエンチング抵抗に流れる電流が $i = \frac{V_{\text{bias}} - V_{\text{bv}}}{R_q + R_s} \approx \frac{V_{\text{bias}} - V_{\text{bv}}}{R_q}$ になるとダイオードにかかる電圧は V_{BV} になりアバランシェ増幅は止まる。そしてスイッチ S が再度開き C_j に $R_q C_j$ で決まる時定数で再充電が始まる。以上を踏まえると SiPM からの出力波形は図 4.6(a) のようになる。 $1 - \exp(-R_s C_j)$ に比例して信号は立ち上がり、 $i_{\text{max}} = \frac{V_{\text{bias}} - V_{\text{bv}}}{R_q}$ でピークを持つ。そして $\exp(-R_q C_j)$ に比例してたち下がっていく。実際の SiPM の波形は図 4.6(b) のようになる。また実際には SiPM には信号は 2 成分存在するが、この詳細については 5 章で説明する。

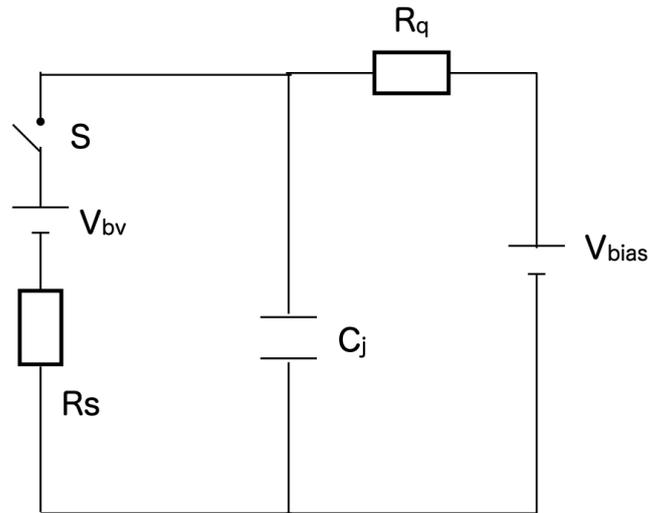


図 4.5 SiPM の等価回路

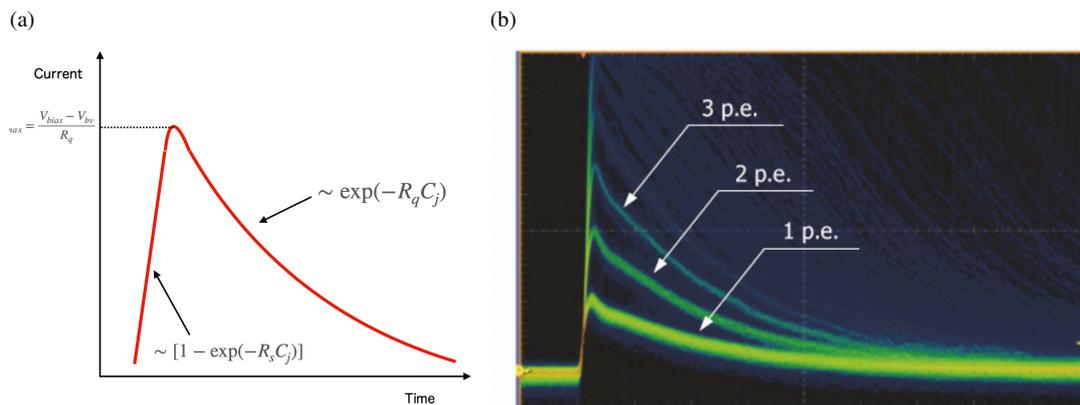


図 4.6 (a) SiPM からの出力波形。(b) 実際の SiPM からの出力波形 (浜松ホトニクス株式会社 (a))。

4.3 SiPM の諸特性

4.3.1 増幅率

SiPM の増幅率 G は APD 1 セルの容量を C (図 4.5 の C_j)、電荷素量を e として

$$G = C \times (V_{\text{bias}} - V_{\text{bv}}) / e \quad (4.1)$$

とかける。これよりダイオードの容量が大きいかつまりセルサイズの大きい SiPM ほど増倍率が大きくなる。また、印加電圧に比例して増倍率は大きくなる。

4.3.2 リカバリータイム

あるセルで光が検出されるとクエンチング抵抗によってダイオードにかかる電圧は降伏電圧まで落ちることになるが、この降伏電圧まで落ちた電圧が印加電圧まで戻る時間のことをリカバリータイムいう。4.2 節で説明したが、

アバランシェ増幅によってダイオードから放出された電荷はアバランシェ増幅停止後、 C と R_q によって決まる時定数で再充電されていく。この時間がリカバリタイムであり、SiPM の増幅率は CR_q の時定数で回復していく。このリカバリタイムの間に光子が入射すると 1 光子イベントより小さい信号が出力されることになる。

4.3.3 ダークカウントレート

SiPM では光吸収によって生じたキャリアだけではなく、熱的にキャリアが生じることもある。このキャリアがアバランシェ増幅することによってパルスが生じることがある。これをダークパルスといい、このダークパルスの発生頻度をダークカウントレート (DCR) という。SiPM の信号発生メカニズムを考えれば、このダークパルスと光吸収によって生じるパルスは区別することができず、検出誤差に繋がらう。DCR は温度に依存し絶対温度を T 、バンドギャップエネルギー E_g 、ボルツマン定数を k 、 A を任意定数として、

$$\text{DCR}(T) = AT^{3/2} \exp(-E_g/2kT) \quad (4.2)$$

とかける。温度が高いほど DCR は大きくなる。

4.3.4 オプティカルクロストーク (OCT)

SiPM ではあるセルで 1 光子を検出しても 2 光子分以上のパルスが計測されることがある。これはオプティカルクロストーク (OCT) と呼ばれる現象が原因である。アバランシェ増幅がおこると多数の電子と正孔ができるが、この電子と正孔と電子が再結合するときに光を放出する。この再結合により 2 次的に放出された光が他のセルで検出されることがある。これが OCT である。OCT があることで実際の検出光子数より多くの電荷が出力されることになるため、IACT の検出器として使おうと思うとこの確率はあらかじめ測定で求めておく必要がある。

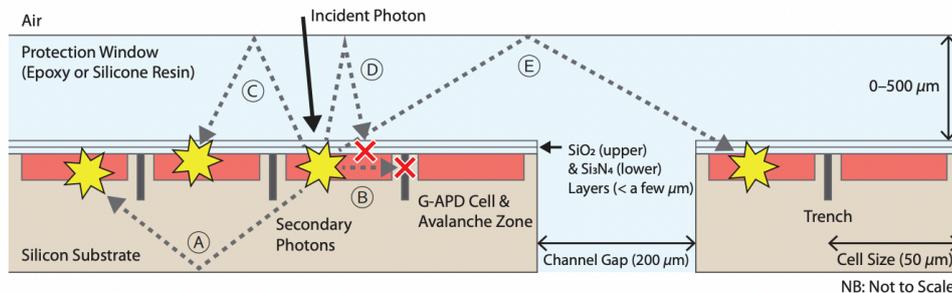


図 4.7 OCT が起こる際の二次光子の経路。二次光子の一部は A-E のような経路を辿る (Nakamura et al.)。

4.3.5 ディレイドクロストーク (DCT)

2 次的に生じた光子が直接別のセルで検出される OCT とは異なり、2 次的な光子が SiPM 基板で吸収され生じたキャリアが拡散し別のピクセルに達することでアバランシェ増幅を起こし、信号が生じることがある。これをディレイドクロストーク (DCT) という。元の信号とはほぼ同時に生じる OCT と異なり、DCT は元の信号から遅れて検出される。この DCT も光吸収によって生じた信号と区別することはできない。図 4.8 にディレイドクロストークの発生機構を示す。

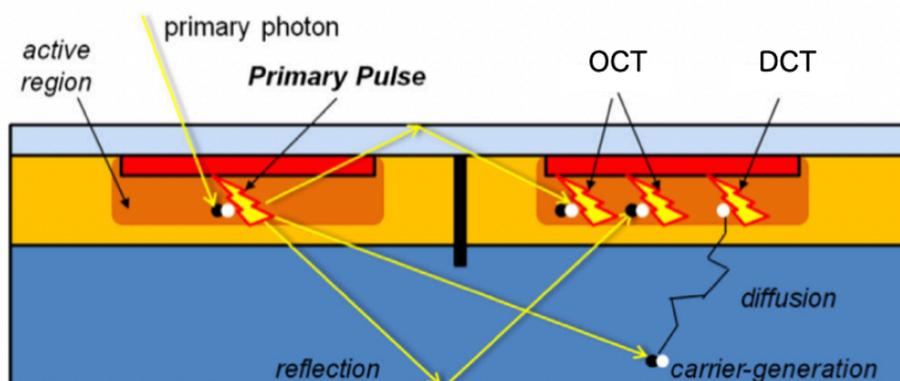


図 4.8 DCT と OCT の発生機構 (Nagy et al. (2014))。

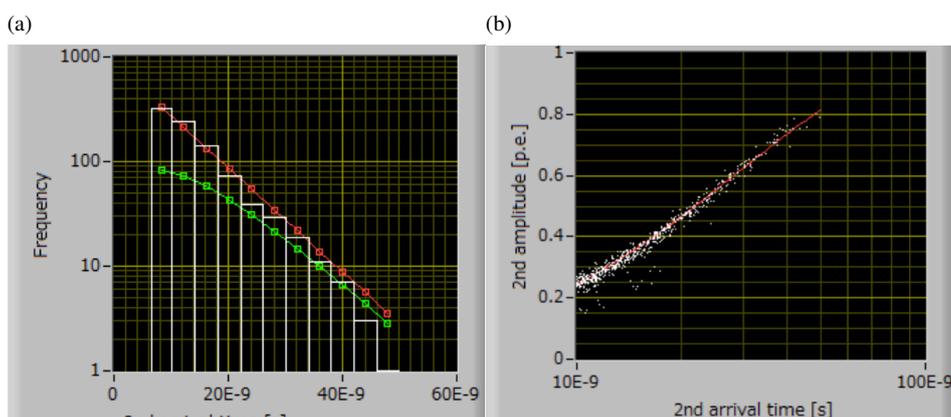


図 4.9 (a) アフターパルスの Frequency (Ghassemi et al. (2022)) (b) ある信号検出後の 100 ns 後までに検出された信号の波高値を 1 p.e. の波高で規格化しヒストグラムにしたもの (Ghassemi et al. (2022))。

4.3.6 アフターパルス

アフターパルスはあるセルで信号検出後 100 ns 程度までで検出される 1 p.e. 以下の信号である。アバランシェ増幅によって生じたキャリアの一部が格子欠陥にトラップされ一定時間後にキャリアが放出され、アバランシェ増幅されて検出される。この事象がリカバリータイム中に起こると、1 p.e. 以下の信号として検出される。このキャリアが格子欠陥にトラップされ再放出される事象は時間に対して指数関数的に減少していき、セルサイズにもよるが元の信号から 50 ns 後あたりまでにみられる (図 4.9(a))。図 4.9(b) はある信号検出後の 100 ns までに検出された信号のプロットである。元の信号の検出後時間がたつにつれゲインが回復し徐々に検出される信号の波高値が高くなっていることがわかる。

4.3.7 暗電流

光源などを何も光らせずに逆電圧を SiPM に印加したときに流れる電流を暗電流という。SiPM の暗電流の成分としてバルク電流や表面リーク電流などがある。表面リーク電流の説明の詳細は省くがこの成分はアバランシェ増

幅が関係しない。一方バルク電流は熱的に生じたキャリアによる電流であるがこのキャリアはアバランシェ層で増幅される。つまりダークパルスが生じることによって流れる電流である。 10^6 程度の増倍率をもつ SiPM においてこのバルク電流による成分が暗電流の大部分をしめる。よって暗電流のおよその値を見積もることができて、暗電流を I 、ダークカウントレートを R 、増倍率を G 、オプティカルクロストークの確率を P とすると

$$I = G \cdot R \cdot 1 / (1 - P) \quad (4.3)$$

と表すことができる。

4.3.8 PDE(photon detect efficiency: 検出効率)

光が入射しても全ての光が検出されるわけではない。入射した光のうち何 % を検出できるかを表す指標が PDE(photon detection efficiency) であり PDE は APD の量子効率 (Q)、そしてアバランシェ確率 (A)、Fillfactor (f) によって決まる。Fillfactor とは 1 セルの開口率のことである。

$$PDE = Q \times A \times f \quad (4.4)$$

Fillfactor は同じ面積のピクセルでもセル数が多いほど小さくなる (例えば $75 \mu\text{m}$ の場合 82%、 $50 \mu\text{m}$ の場合 74%)。すなわちセル数が多いほど PDE は悪くなる。

第 5 章

新型 SiPM の基礎特性評価

LST では新しい光検出器として SiPM を検討している。これまで CTA で用いてきた SiPM は鋭い立ち上がりあと、数 10 ns–数 100 ns で立ち下がるものであった。これらの SiPM はこのままの出力波形であるとチェレンコフ望遠鏡の検出器としては適さない。その理由は 100 MHz を超えるレート夜光が到来するため、もし SiPM の信号が出力をそのまま読み出すと夜光と重なり合い SN 比が悪くなるからである。これを避けるために、SiPM の信号の FWHM を 3 ns 程度にする必要がある。そこでこれまではポールゼロキャンセル回路 (pzc)(付録 A 参照) を導入し、低周波成分を落とすことで、FWHM 3 ns 以下を実現してきた(橋山 (2022))。今回、SiPM の外部でポールゼロキャンセル回路を導入することなく、FWHM 3 ns 程度の信号を実現する SiPM の開発を浜松ホトニクス社に依頼し作成をした。また波形情報の他にも検出効率 (PDE) が従来よりチェレンコフ光の波長帯で高く夜光の波長帯で小さいなどの特徴もある。本章では、セルピッチが 50 μm のものと、75 μm のものの性能評価を行いその結果を示す。LST 搭載に向けた議論、先行研究で用いた SiPM との比較した上での採用可否が本研究の目的であり、本章と次章の最後で行う。

5.1 測定系

基本的な測定系は以下に記す通りである。各基礎測定に対して温度依存性を測定したため、測定は全て恒温槽内で行った。測定系は図 5.1 のダイアグラムに示す。

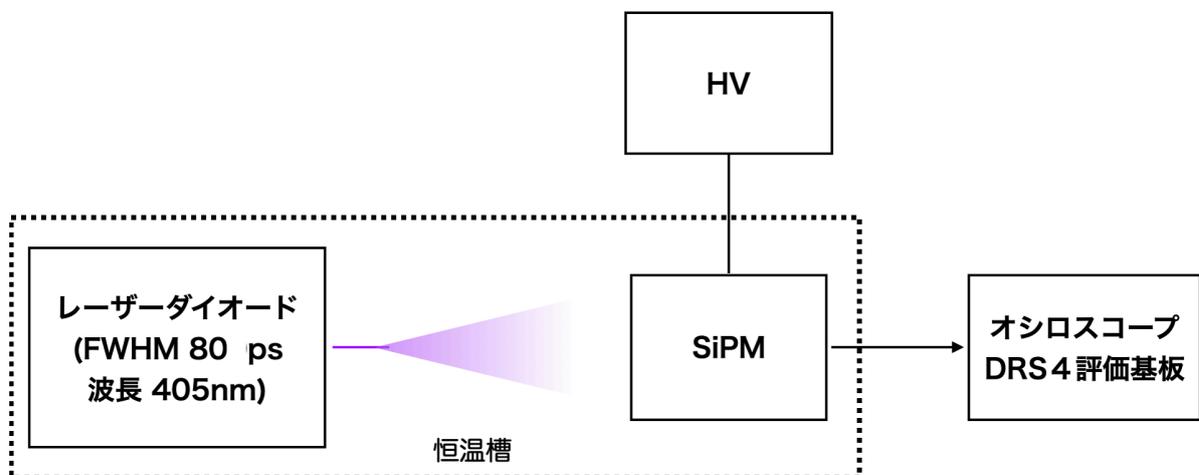


図 5.1 測定系基本的なダイアグラム。

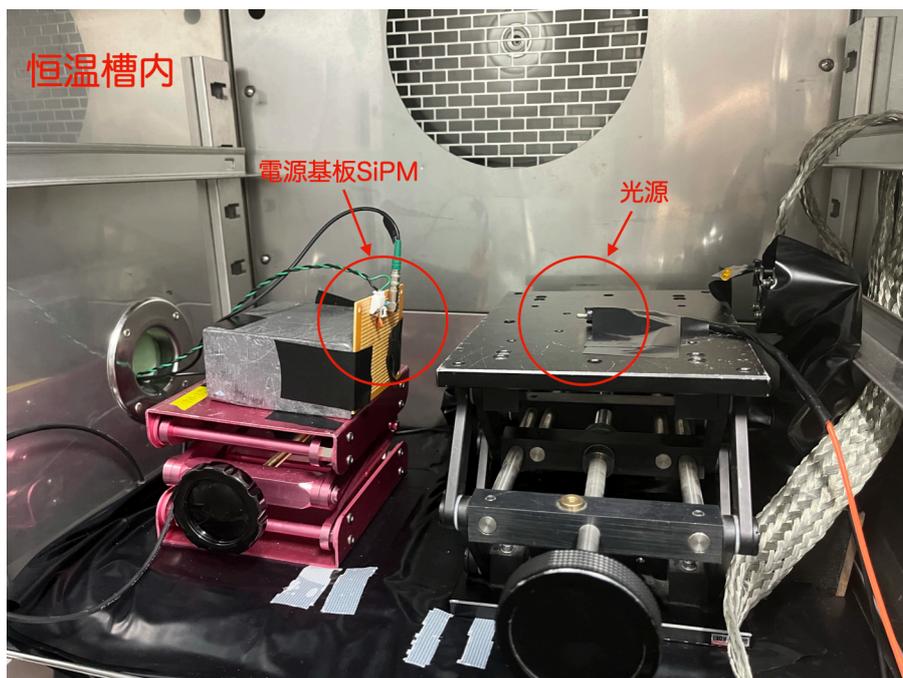


図 5.2 実際の測定セットアップ。

1. SiPM

図 5.3 は使用した SiPM であり、浜松ホトニクス社製の MPPC で型番は S13360-3050CN-UV ($50\mu\text{m}$) と S13360-3075CN-UVE ($75\mu\text{m}$)。

2. 高圧電源

高圧電源にはソースメータを用いた。mV 単位で電圧をかけることができ、電流量などもモニター、データ取得できる。

3. 光源

猪目氏によって開発されたパルスレーザーを用いた (Inome et al. (2019))。FWHM は 80 ps と高速で、レーザーダイオードは波長 405 nm の光を出す。

4. 信号読み出し基板

信号の読み出しの際に 2 種類の基板を用いた。一つは自作した基板で、回路図を図 5.4 に示す。SiPM のカソード側はローパスフィルタを構成しておりこれにより高周波ノイズを除く。また抵抗は意図せず大光量が入力され過大な電流が流れることを阻止する役割を持つ。アノード側はハイパスフィルタを構成しており、高周波成分が読み出し側に流れる。もう一つは浜松ホトニクス社製の SiPM 用読み出し基板である (図 5.5)。自作した基板は DCR の測定や、アフターパルスの測定に影響を及ぼしかねないノイズが存在し取り除くことができなかったため、DCR の測定やアフターパルスの測定は浜松ホトニクス社製の基板を用いて測定している。

5. サンプリング

信号のサンプリングはオシロスコープまたはスイスの PSI 研究所が開発した DRS4 評価基板を用いた。DRS4 評価基板は DRS4 チップが載った基板であり、使用したオシロスコープに比べ高速でデータ収集が可能である。しかし入力可能な電圧の範囲が 1 V であり、大光量を SiPM に照射する際は SiPM の出力の波高値が 1 V を超えるので、その場合にはオシロスコープを用いてデータ収集を行った。

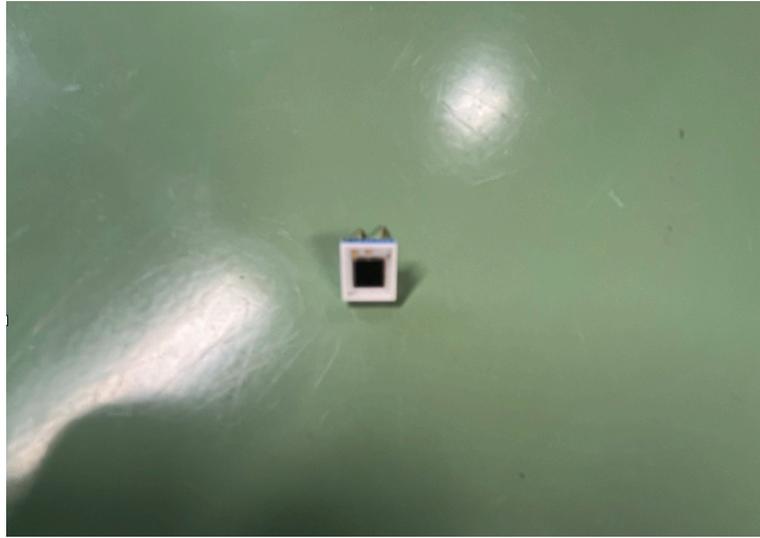


図 5.3 本測定で使用した SiPM。ピクセルサイズは $3\text{mm} \times 3\text{mm}$ 。

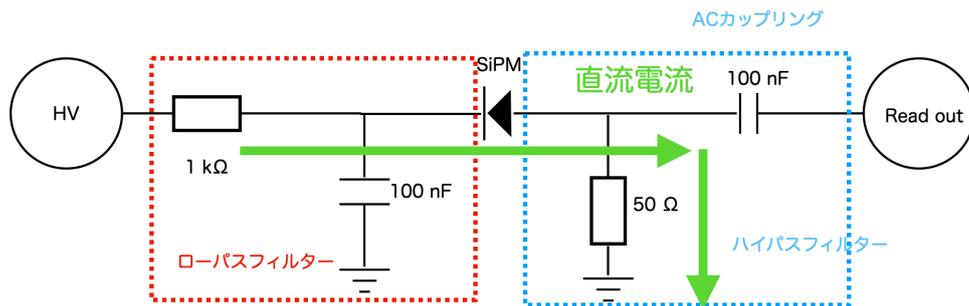


図 5.4 自作した基板の回路図。

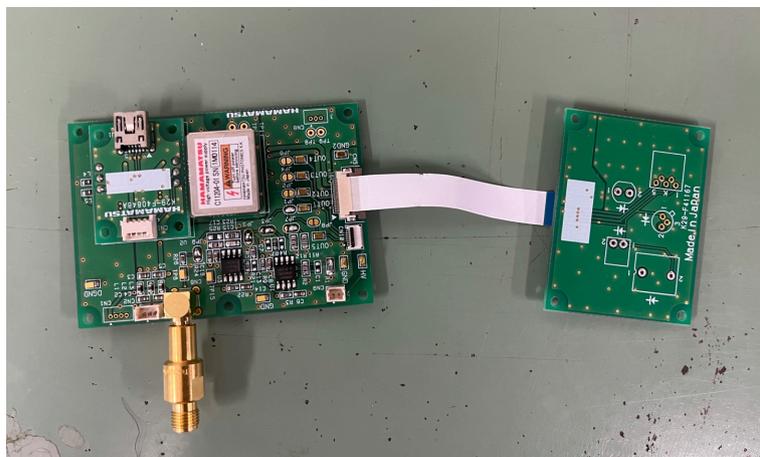


図 5.5 浜松ホトニクス社製の SiPM 駆動回路。ポールゼロキャンセルや、信号増幅などの選択ができるようになっている。本測定ではポールゼロキャンセルは選択せず、信号増幅のみ選択している。

5.2 SiPM の波形

図 5.6(a) は SiPM からの出力波形である。自作の基板で測定したものである。SiPM からの信号は 2 成分確認された。一つ目の成分は図 5.6(a) の 500 ns 付近にある成分で、その成分をオシロスコープで拡大してサンプリングしたものが図 5.6(b) である。この成分は FWHM が約 2.5 ns である (図 5.7)。もう一つは信号のピークから 10 ns 程度のところから始まるゆっくり立ち下がる成分である。この成分をオシロスコープで拡大し、サンプリングしたものが図 5.6(c) である。この成分は 50 μm と 75 μm のもので時定数が異なり、50 μm は時定数 600–700 ns、75 μm は時定数 2 μs で立ち下がる。以降、高速で立ち下がる成分を fast、ゆっくりと立ち下がる成分を longtail と呼ぶことにする。この高速の fast 成分にはさらに特徴がある。それは立ち下がる時定数が読み出し回路のインピーダンスに依存することである。回路図 (図 5.4) のハイパスフィルタを構成する部分の抵抗を 1 k Ω に変えた場合の波形を図 5.8 に示す。fast 成分の減衰時定数が 1k Ω の方が大きくなっていることがわかる。この時信号の FWHM は 3.6 ns となる。一方で longtail 成分に違いは見られない (図 5.9)。ハイパスフィルタのカットオフ周波数は 50 Ω の時は 50 μs 、1 k Ω の時は 100 μs でありハイパスフィルタの周波数帯域の影響はない。これらの波形の考察は本章の最後の節で基礎特性の測定結果を基に考察する。以降の測定では自作した基板を用いた時はハイパスフィルタを構成する抵抗は、FWHM 3 ns 以下となった 50 Ω を用いた測定結果を示している。また、図 5.10 は従来の SiPM (浜松ホトニクス社製 MPPC:S14161-6050HS) の出力波形である。この信号の立ち上がり部分を拡大し新型の SiPM と比較したものが図 5.11 である。信号の立ち上がりは従来より 2 ns 程度早くくなっている。

5.3 ゲインと降伏電圧

5.3.1 目的

SiPM のゲインの超過電圧依存性を調べる。各温度における SiPM の超過電圧依存性を測定し、温度と超過電圧の依存性を調べる。

5.3.2 測定方法及び解析方法

パルスレーザーを ON にし微弱な光を SiPM に照射する。パルスレーザーは 2 kHz で照射させ、各測定に対して 10000 イベント測定した。SiPM には 54 V から 58 V までの電圧を 0.5 V 刻みで印加した。この測定結果を用いて電荷分布 (信号の積分値のヒストグラム) を作成し、各電圧での 1 p.e. イベントの電荷量を求め、ゲインを推定する。以下、解析方法の詳細を記す。全イベントの平均波形を測定データから算出し、その平均波形の波高値の最大値となる時間を算出する。その後各イベントに対して、その時間に対して ± 10 ns の区間で最大値をサーチし、その最大値から ± 3 ns を積分する。longtail の部分もアバランシェ増幅によって生じた電荷であると考えられるが、実際の観測で積分するのは fast 部分だけであり longtail 部分の電荷も含めて積分することは本質的に意味をなさない。図 5.12 は印加電圧 56 V、温度 20 $^{\circ}\text{C}$ でのある 1 イベントの測定データである。オレンジの部分で積分区間に該当する。このようにして各イベントの電荷量を求め電荷量のヒストグラムを求める (図 5.13)。そのヒストグラムをマルチガウシアンでフィッティングし 1 p.e. イベントの電荷量を求める。この電荷量から各印加電圧に対してゲインを推定し、これらをプロットし一次関数でフィッティングすることで降伏電圧が推定される (図 5.14)。降伏電圧はフィット直線との x 軸との交点である。また 4.1 節で述べたように SiPM の降伏電圧は温度に依存するため、異なる温度に対して同じ印加電圧で各測定の比較を行うのではなく、超過電圧 (印加電圧と降伏電圧の差) で比較するのが好ましい。そこで温度を変えてこの測定を行い、10–40 $^{\circ}\text{C}$ までの 5 $^{\circ}\text{C}$ 刻みで降伏電圧を測定した。

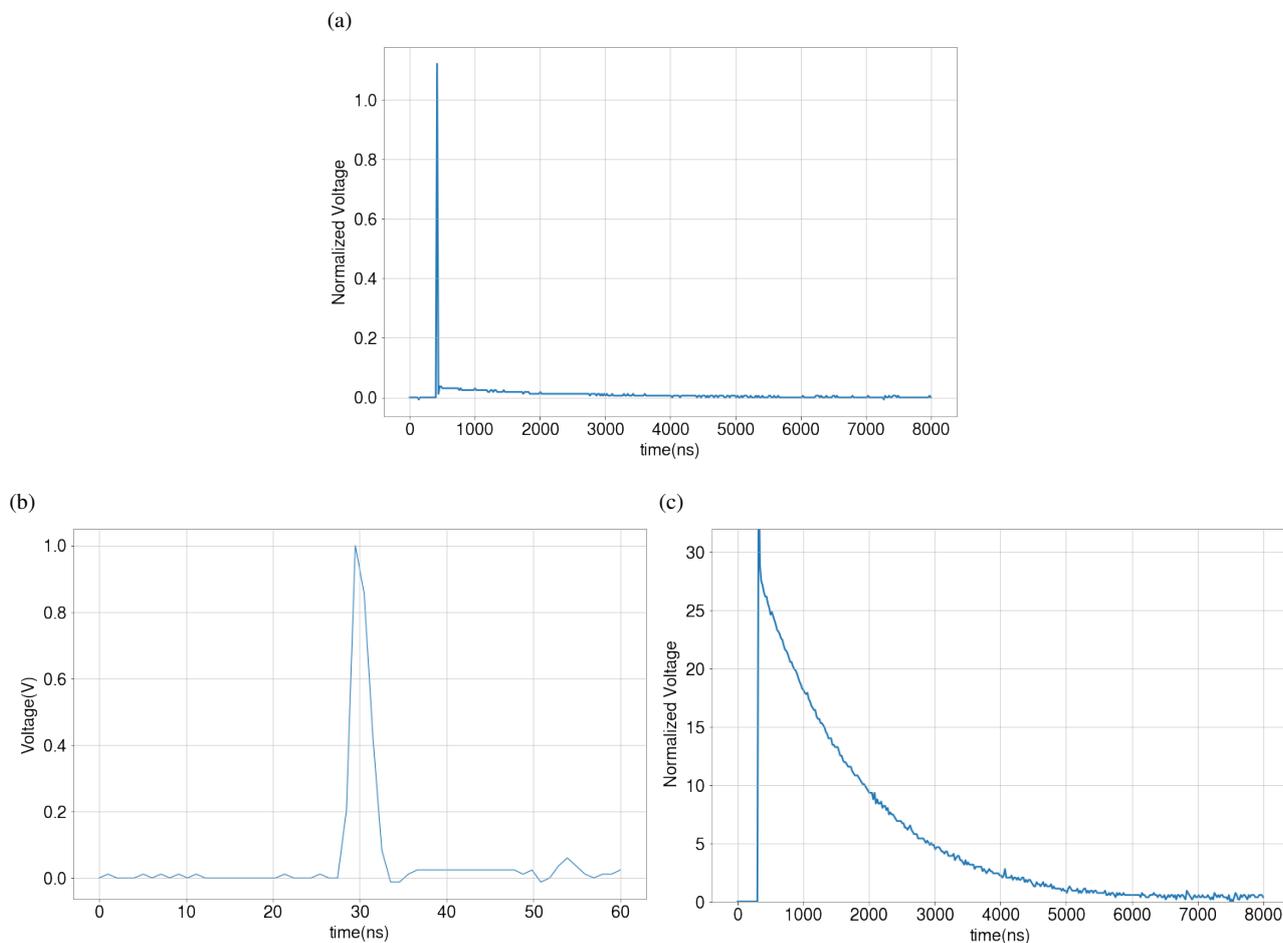


図 5.6 SiPM の出力波形。(a) SiPM の出力波形の全体。(b) 信号のピーク付近を時間軸で拡大しデータ取得した波形。(c) 30 mV 以下を拡大してデータ取得したもの。

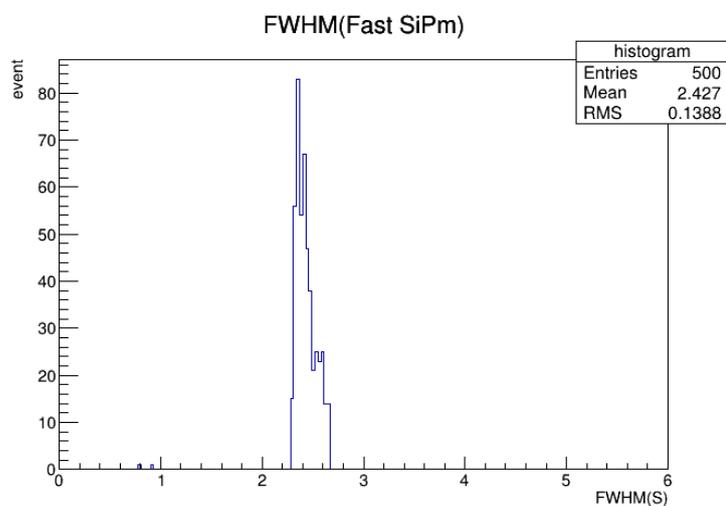


図 5.7 新型の SiPM の Fast 成分の FWHM。その平均値は FWHM2.35 ns となっている。

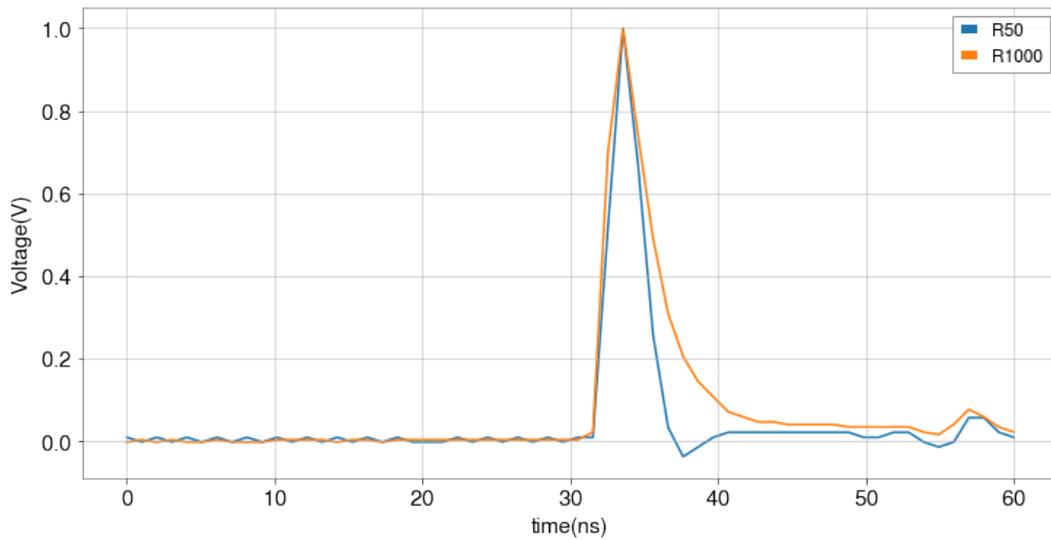


図 5.8 読み出し側の回路構成の違いによる fast 成分の波形の違い。青線の波形がハイパスフィルタを構成する抵抗の値が 50Ω の時の波形で、オレンジ色の波形が $1 \text{ k}\Omega$ の時の波形。

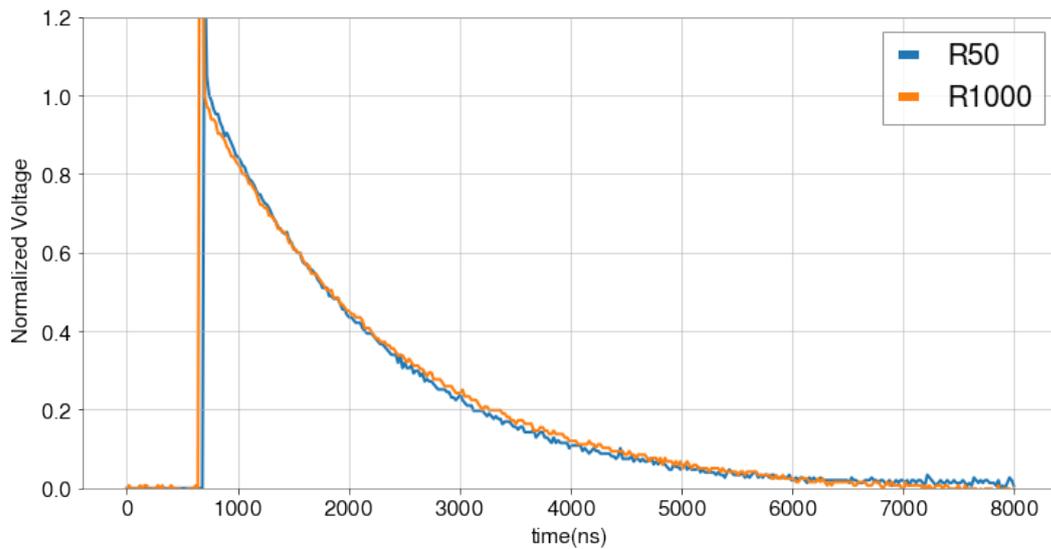


図 5.9 読み出し側の回路構成の違いによる longtail 成分の波形の違い。longtail と fast 成分の境界の電圧でそれぞれ規格化している。青線の波形がハイパスフィルタを構成する抵抗の値が 50Ω の時の波形で、オレンジ色の波形が $1 \text{ k}\Omega$ の時の波形。fast 成分の波形と違い longtail 成分の違いは存在しない。

5.3.3 結果

図 5.15(a)、図 5.15(b) は各温度での印加電圧に対するゲインである。各温度に対して 1 次関数でフィッティングして、降伏電圧を求めた結果が図 5.16(a)、図 5.16(b) である。温度が上昇すると降伏電圧が上昇していることがわかる。温度と超過電圧は 1 次関係にあり、1 次関数でフィッティングすると、温度 (T) と降伏電圧 (V_{BV}) の関

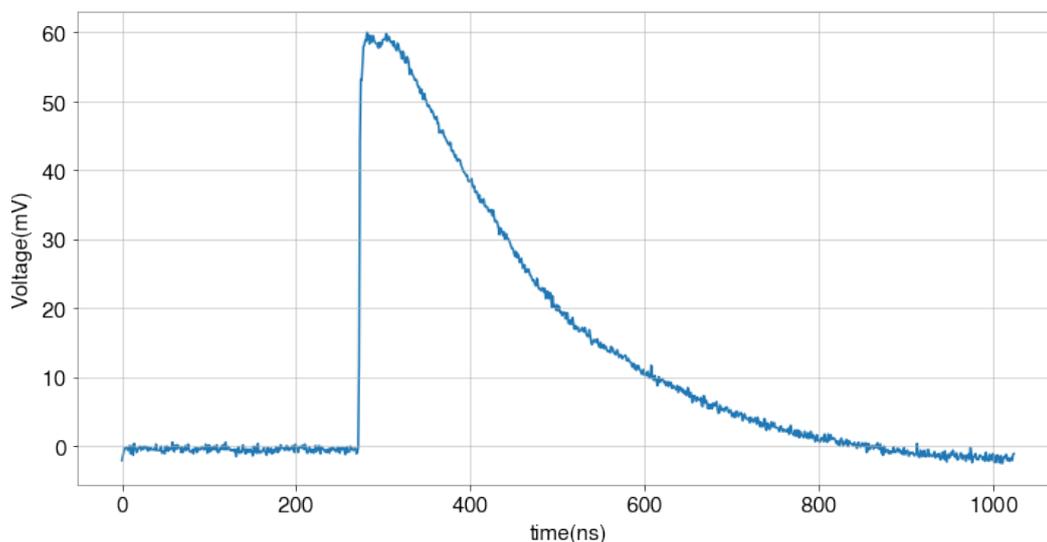


図 5.10 従来の SiPM の出力波形 (S14161-6050HS)。時定数 300 ns 程度で減衰する。

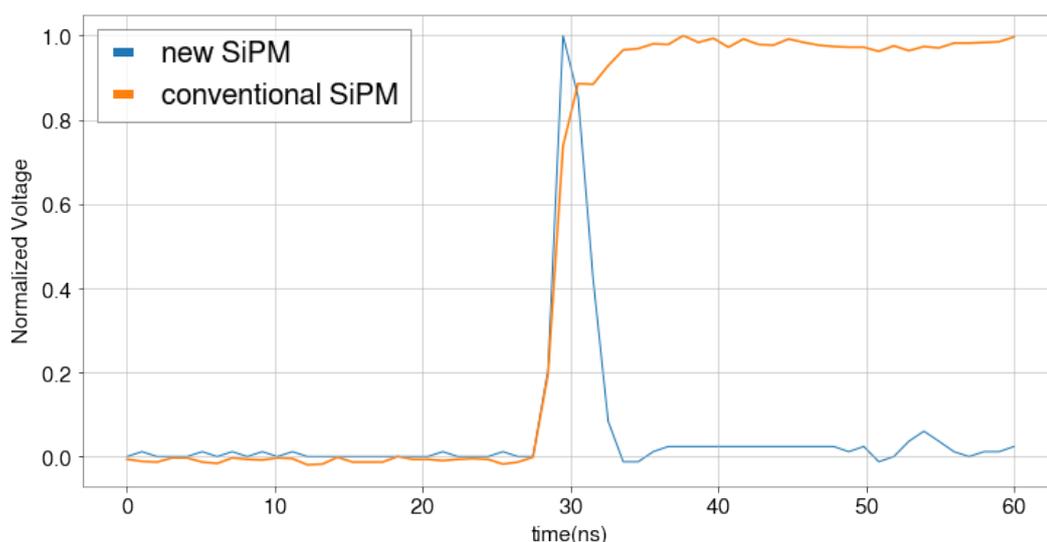


図 5.11 従来の SiPM の出力波形と新型 SiPM の波形の比較。青色が新型の SiPM。オレンジ色が従来の SiPM の波形

係は

$$V_{BV}^{50\mu\text{m}} = 0.0576T + 50.1 \text{ V} \quad (5.1)$$

$$V_{BV}^{75\mu\text{m}} = 0.0549T + 50.7 \text{ V} \quad (5.2)$$

となった。以降の測定で超過電圧で議論するときはこの結果を用いる。また図 5.17 はこの各温度に対する降伏電圧の結果を利用して各温度に対して印加電圧ではなく超過電圧とゲインの関係をプロットしたものである。ゲインは超過電圧のみに依存することがわかる。ゲインは超過電圧 1 V–7 V の範囲において $50 \mu\text{m}$ で 6×10^4 – 4×10^5 、 $75 \mu\text{m}$ で 8×10^4 – 5.5×10^5 でおおよそ 10^5 のオーダーであった。これを 1 次関数でフィッティングをすると超過電圧 V_{ov} とゲイン G の関係は、

$$G_{50\mu\text{m}} = (57504 \pm 49.5) \cdot V_{ov} \quad (5.3)$$

$$G_{75\mu\text{m}} = (77082 \pm 51.1) \cdot V_{ov} \quad (5.4)$$

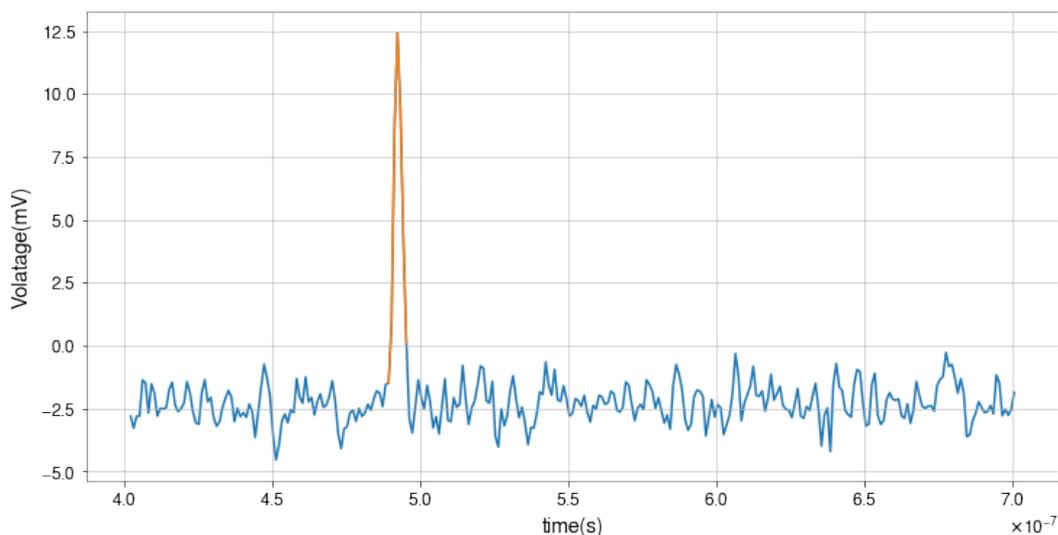


図 5.12 信号の積分区間。オレンジの部分で積分区間とした。

75 μm の SiPM の方がゲインが約 1.35 倍大きくなっている。またこれらより温度変化 ΔT とゲインの変化 ΔG の関係は

$$\Delta G_{50\mu\text{m}} = 3312.2 \cdot \Delta T \quad (5.5)$$

$$\Delta G_{75\mu\text{m}} = 4231.7 \cdot \Delta T \quad (5.6)$$

となる。

5.4 ダークカウントレート (DCR)

5.4.1 目的

熱的に生じたキャリアがアバランシェ増幅を起こして、1 光子と同じイベントとして計測されることがあり、これをダークパルスという。このダークパルスの発生頻度をダークカウントレート (DCR) という。DCR が大きいと、チェレンコフ光による信号と重なりあい、SN 比を悪くする原因となる。また、ダークカウント同士が重なり合い、トリガー閾値を超えることで不感時間の増加にもつながる。LST のトリガー閾値をあげることでダークカウントによるトリガー頻度を減らすことはできるが、LST は 20 GeV までの低エネルギーを観測すること、SiPM を導入することで更なる低エネルギー側への感度向上を狙っているため、このトリガー閾値をあげることは本研究の目的に反する。そこで、ダークカウントレートを各超過電圧、そして温度を変えて測定し、夜光到来頻度 (NSBrate) と比較したうえで運用上問題ないかを議論する必要がある。

5.4.2 測定方法

パルスレーザーは OFF の状態でデータを取得する。DRS4 評価基板でデータを取得するため、1 回イベントを取得するごとに 1024 ns のデータを取得する。それを 5000 回取得し、全部で 5 ms のデータに対してダークカウントを数え、その Frequency を求める。ダークカウントの数え方は、ある閾値電圧を定め、取得データに対して時間に沿って閾値電圧を超えるかどうかを判定し、閾値電圧を超えた場合は 1 カウントとした。また 1 度閾値電圧を超えた場合、次に閾値電圧を下回るまではカウントしないとす。この閾値電圧を 0 mV から 35 mV 程度まで変え、印加電圧は 54 V から 58 V までで 0.5 V 刻みで変え、温度も 10 $^{\circ}\text{C}$ から 40 $^{\circ}\text{C}$ まで 5 $^{\circ}\text{C}$ 刻みで変えて測定した。

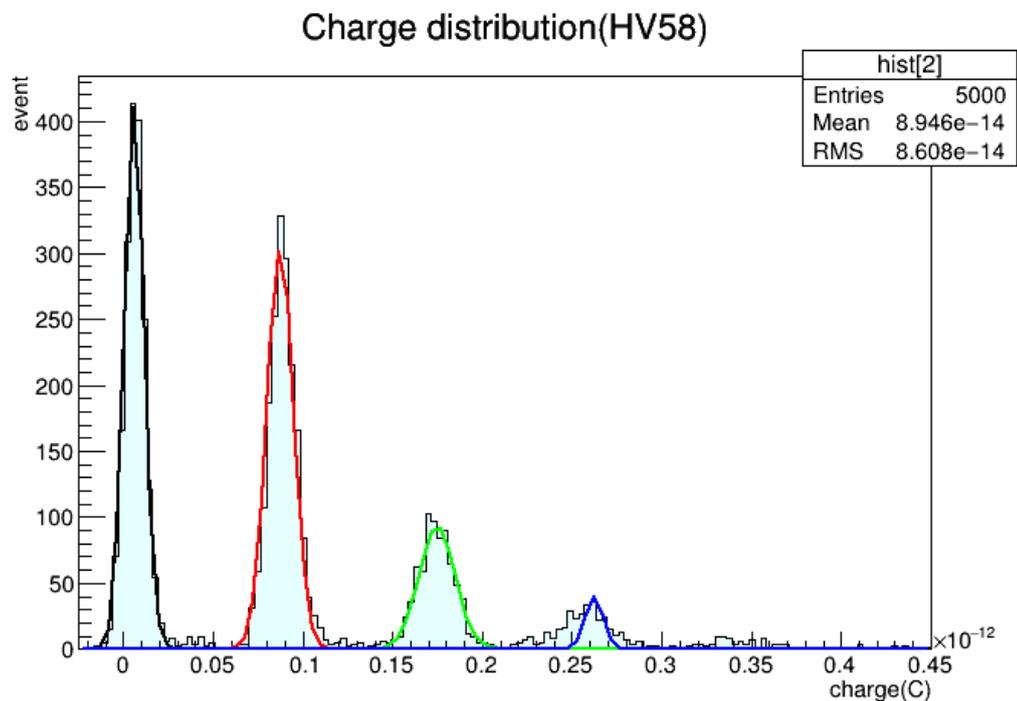


図 5.13 温度 20 °C、HV58 V での電荷分布。左の黒のガウシアンでフィットされたイベントから 0 p.e. イベント (ペDESTアル)、赤のガウシアンでフィットされたものが 1 p.e. イベント、緑色のガウシアンでフィットされたものが 2 p.e. イベントとなっている。

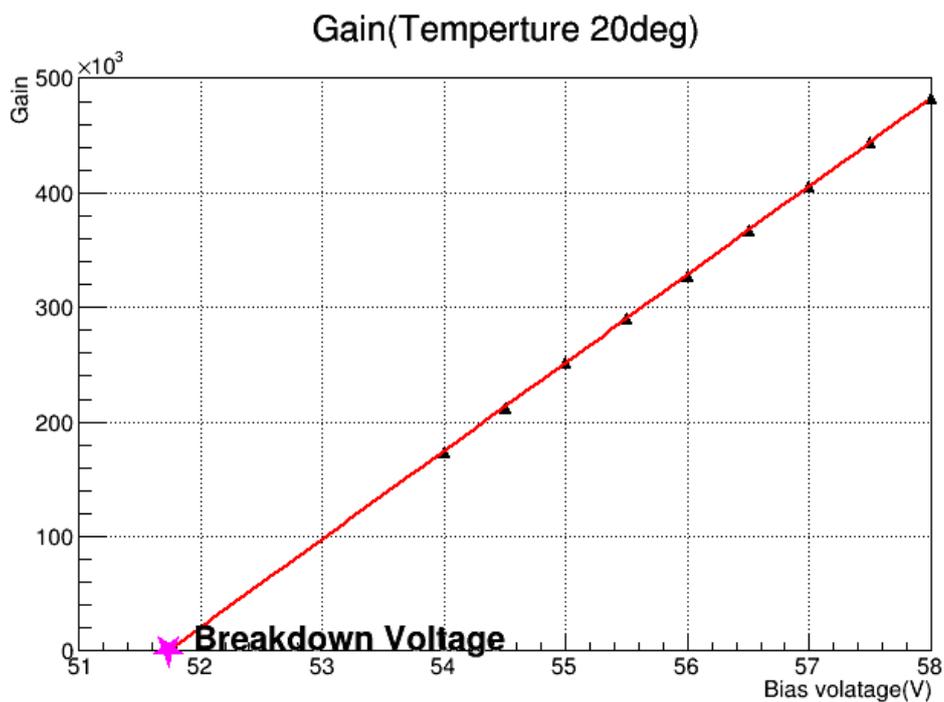


図 5.14 温度 20 °C での各印加電圧におけるゲイン。フィット直線との x 軸との交点が降伏電圧となる。

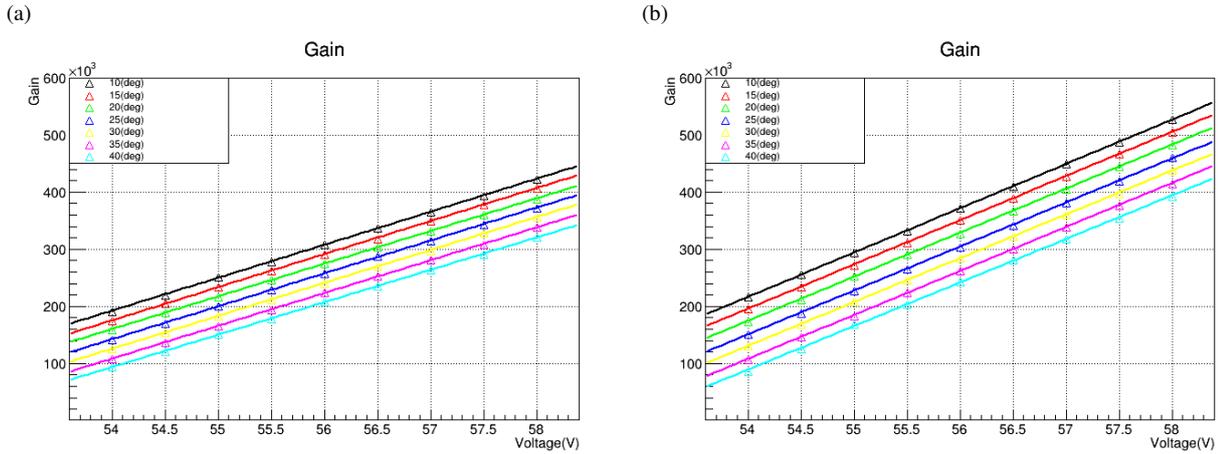


図 5.15 ゲインの印加電圧依存性と温度依存性。同じ印加電圧だと温度高い方がゲインが低くなる。左が $50 \mu\text{m}$ 、右が $75 \mu\text{m}$ の SiPM

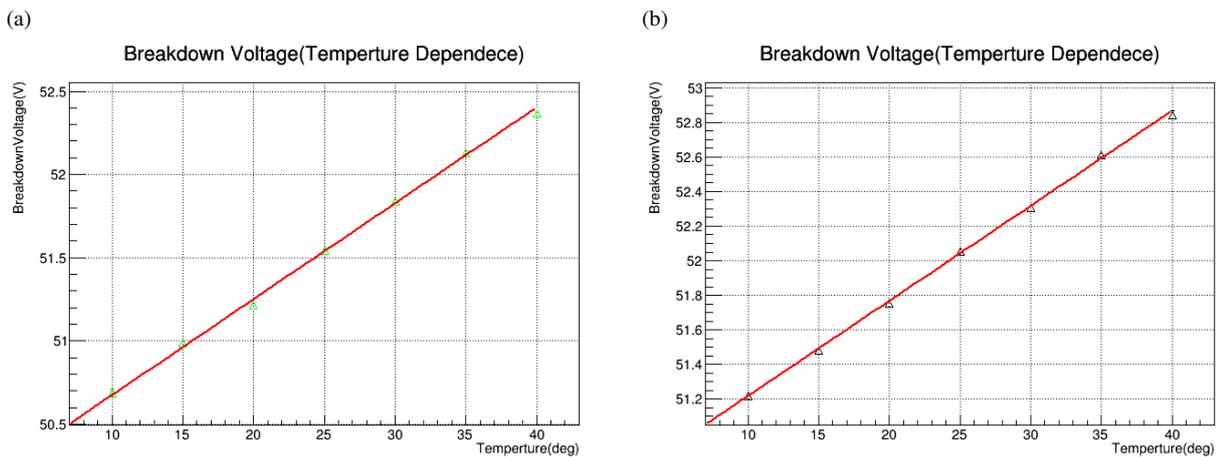


図 5.16 降伏電圧の温度依存性。(a) が $50 \mu\text{m}$ 、(b) が $75 \mu\text{m}$ 。温度上昇とともに降伏電圧は上昇する。

DCR は理想的には、各光電子数に対応した波高値を境にした Step 関数的になるはずである。よってその電圧の一階微分は、各光電子数に対応する電圧値で、 δ 関数になる。しかし実際の測定では、各イベントごとの波高値は揺らぐため、このように横軸を電圧縦軸をレートとした時図 5.18 のようになり、一階微分は δ 関数ではなく各光電子数に対応する波高値から広がりをもったガウシアンのような形になる。本測定では 1 光電子イベントのガウシアンと 0 p.e. イベントのガウシアンを DCR とした。

5.4.3 結果

図 5.19(a) は印加電圧 56 V 温度 20°C の時の、DCR の測定結果である。閾値電圧が低い時は回路に乗るノイズをカウントするためレートは高くなっており、1 つめのプラトーの領域が 1 p.e. イベントの DCR、2 つ目のプラトーの領域が 2 p.e. イベントの DCR に相当する。図 5.19(b) は図 5.19(a) を電圧で 1 階微分したものである。図 5.20(a)、図 5.20(b) は各温度と各超過電圧における DCR である。DCR は超過電圧に対して 1 次の関係となる。空乏層が大きいほど熱的にキャリアが発生しやすくなり、空乏層の大きさは電圧に比例するからと考えられる。また温度が上昇するほど DCR は高くなっている。これは温度上昇によってキャリアのエネルギーが高くなり伝導体

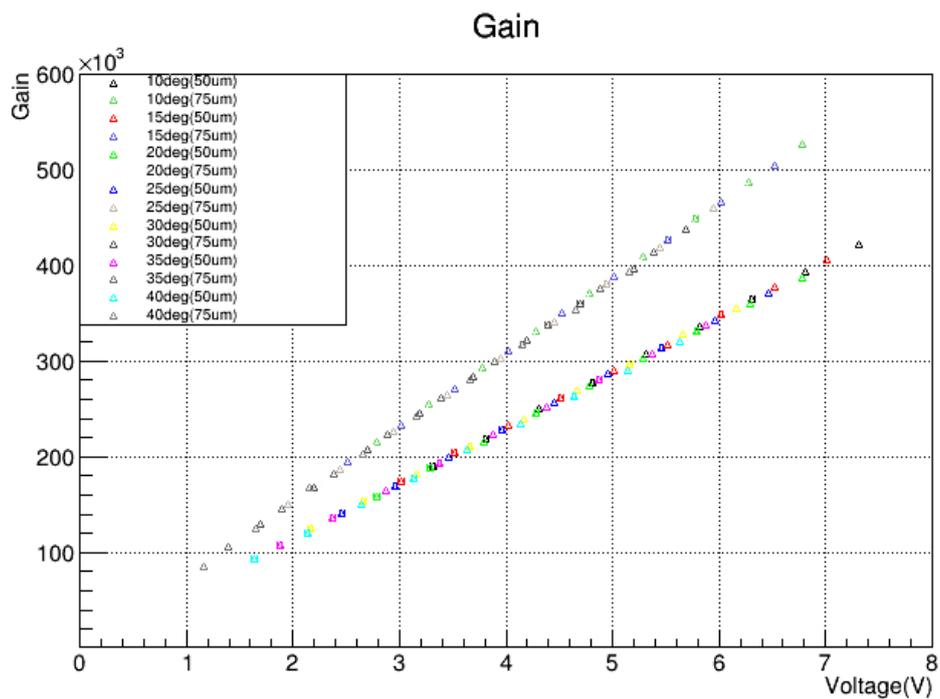


図 5.17 5.16(a)、図 5.16(b) を利用して超過電圧依存性にしたもの。温度に関係なく一直線上にあり超過電圧に依存することがわかる。

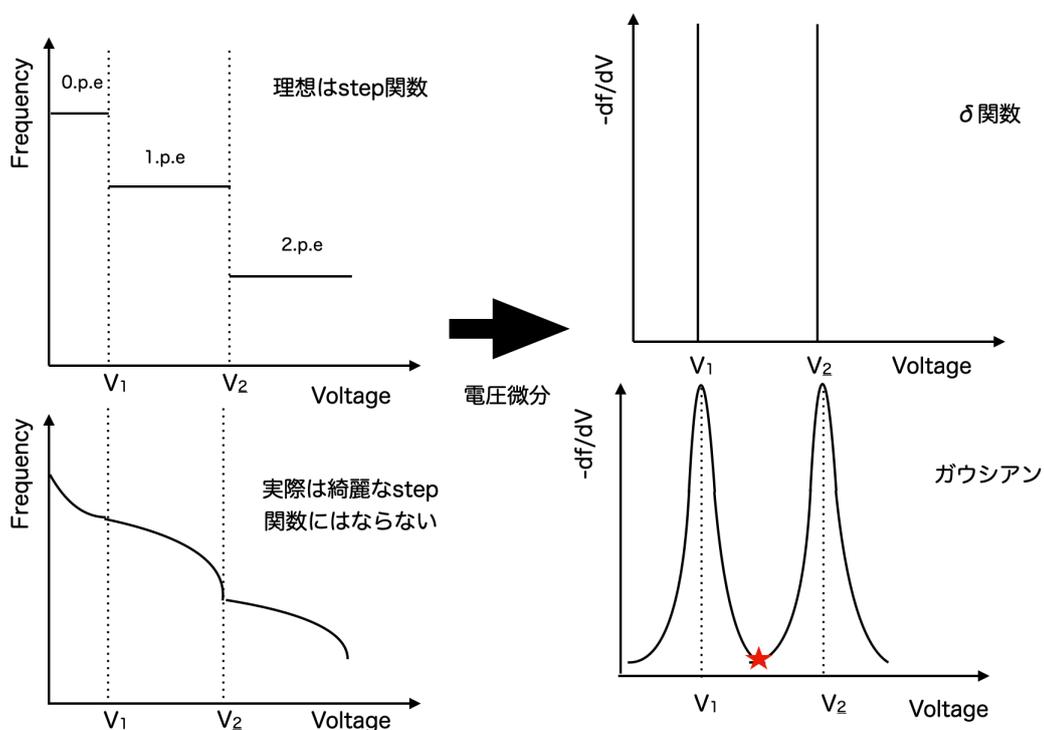


図 5.18 左上が理想的なダークカウントレートの測定結果で理想的には Step 関数になる。右上は左上を微分した時の図で δ 関数になるある。しかし実際の測定では 1 p.e. 光子の波高値はゲインの揺らぎ回路上のノイズによりその波高値が揺らぎ左下のようになり、その微分も右上のガウシアンのように広がる。

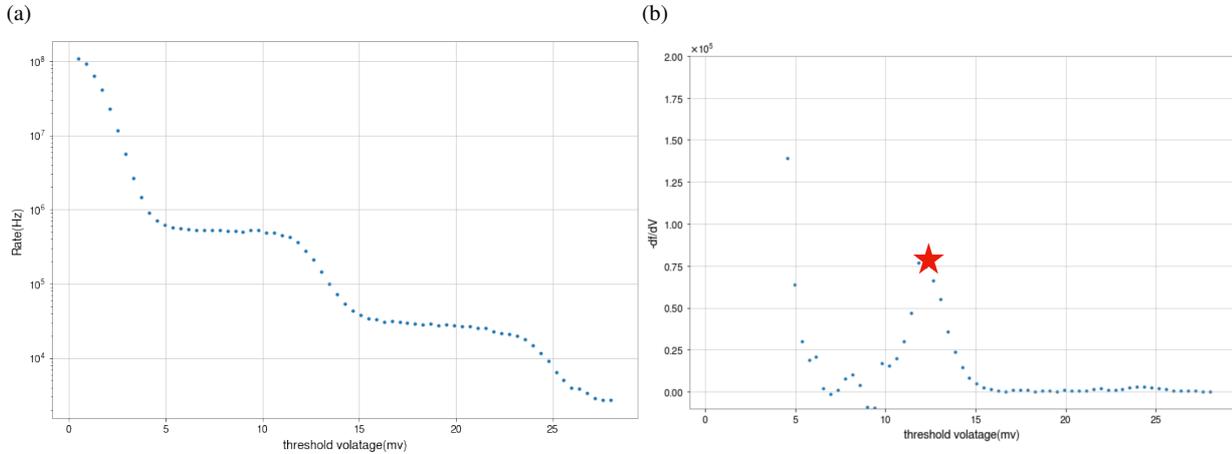


図 5.19 DCR の温度 20 °C、印加電圧 56V における測定結果。(a) 閾値電圧を変えた時のカウントレート。(b) (a) を微分したもの。星印は 1 p.e. の波高値とした電圧。

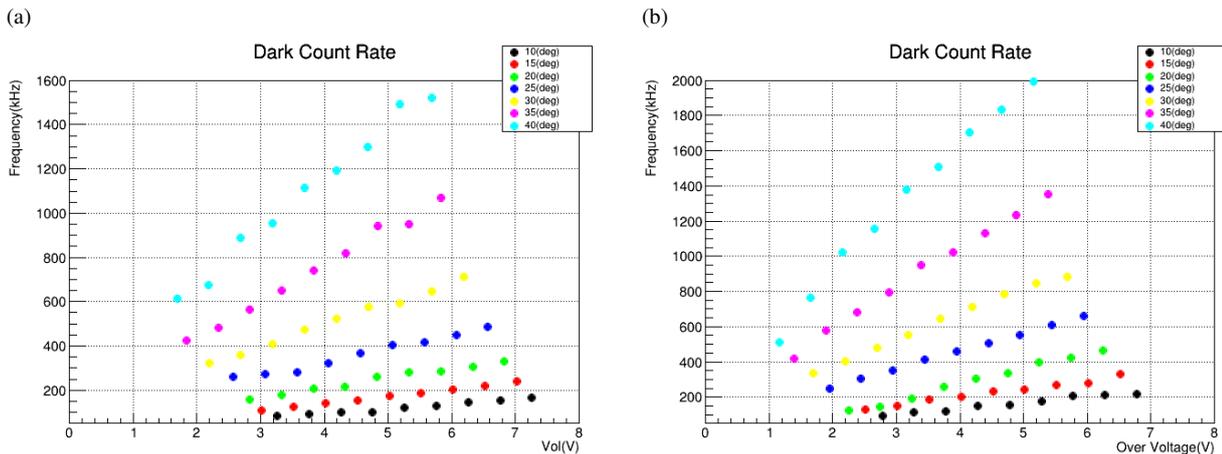


図 5.20 DCR の温度依存性と超過電圧依存性。(a) が 50 μm (b) が 75 μm の SiPM。超過電圧、温度の上昇とともに DCR は大きくなる。

へ遷移しやすくなるためである。DCR は温度に対して指数関数的に増加していく。図 5.21 は各印加電圧における DCR の温度依存性で $\exp(a \cdot T)$ でフィッティングしている。このようにノイズとなるダークパルスが温度に対して指数関数的に増えていくことも SiPM の温度コントロールが必要な理由である。また 75 μm の SiPM の方が 50 μm より DCR は高くなっている。ある温度における DCR の超過電圧依存性を 1 次関数フィッティングした時その直線の傾きの比は 1.32 から 1.43 となっており DCR は 75 μm の方が約 1.4 倍高くなる結果となった。DCR は空乏層の面積の大きさに依存すると考えられ、本研究で用いた SiPM 素子の面積はそれぞれ同じであるが FillFactor が 75 μm の方が大きい分実質的な空乏層の面積も大きくなっているために、DCR が大きくなっていると考えられる。

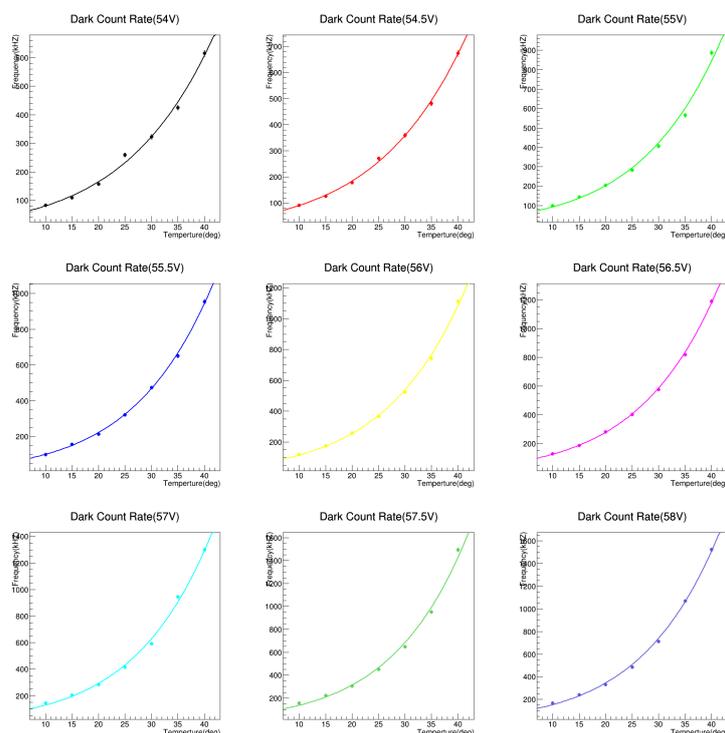


図 5.21 DCR の温度依存性。温度が上昇すると指数関数的に DCR は上昇していく。

5.5 オプティカルクロストーク (OCT)

5.5.1 目的

OCT は 4 章でもあるように、1 光子のイベントが 2 光子のイベントとシカウントされてしまうことである。例えば OCT の確率が 15% であるとき 100 個の光が SiPM で検出されると、115 個の光子数相当の信号が SiPM から出力されることになる。つまり真の電荷情報を読み出すためには各超過電圧、温度に対する OCT の確率を知っておく必要がある。また、OCT の確率があまりに高いと、夜光イベントによってトリガー閾値を超える回数が多く、トリガー閾値をあげる必要があり、低エネルギーの観測を目指す LST には向かない可能性もある。そこで本測定では OCT を各印加電圧、各温度で測定した。

5.5.2 方法

DCR の測定結果を利用し、OCT の確率を求めた。OCT の定義に立ち返ると、1 光子イベントが 2 光子のイベントとして観測されることである。これはダークカウントであろうと、光を検出したことで生じる信号であろうと一定確率で起こる。つまり DCR の測定の結果のうち 2 光電子の信号は OCT によって 2 光子イベントとなったダークカウントである。このことから OCT の確率 P_{OCT} はイベントレートを R 、イベントカウント数を N として以下の式で表される。

$$P_{\text{OCT}} = \frac{R_{2 \text{ p.e.}}}{R_{1 \text{ p.e.}}} = \frac{N_{2 \text{ p.e.}}}{N_{1 \text{ p.e.}}} \quad (5.7)$$

これによって各温度、各印加電圧における OCT の確率を求めた。

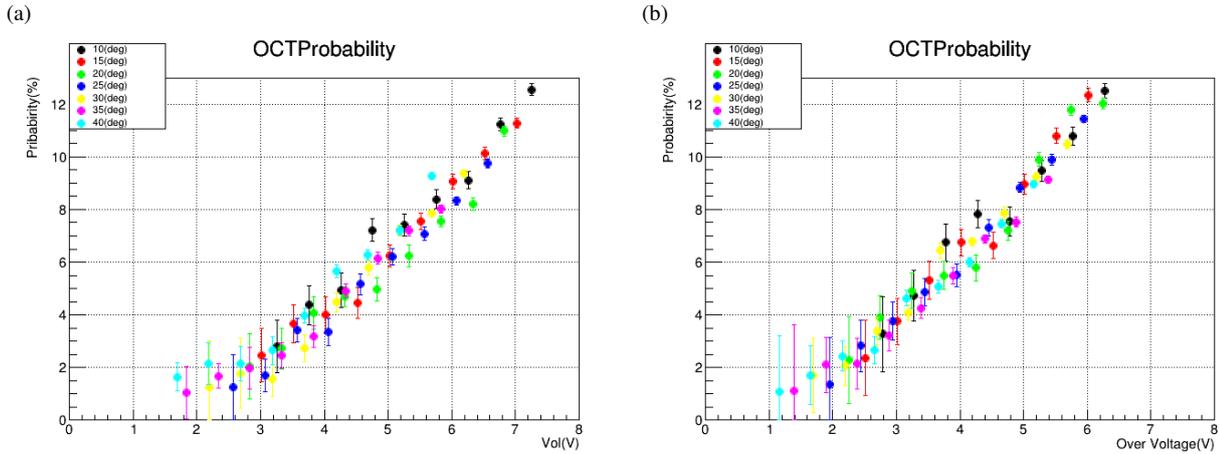


図 5.22 OCT の超過電圧依存性。温度依存性はなく超過電圧にのみ依存する。(a)50 μm の結果。(b)75 μm の結果。

5.5.3 結果

図 5.22(a) は 50 μm の OCT の確率である。各温度に対する降伏電圧の測定の結果を利用して横軸は超過電圧になっている。この結果から OCT は温度依存性がなく超過電圧のみに依存することがわかる。また、超過電圧約 2 V 以上では超過電圧と OCT は 1 次関係になり、2 V 以下ではその傾きが緩やかになり 0-2% 程度を推移する。2-6 V までの OCT の確率を 1 次関数でフィットすると、

$$P_{\text{OCT}}^{50\mu\text{m}} = 2.18V_{\text{Ov}} - 4.25(\%) \quad (5.8)$$

$$P_{\text{OCT}}^{75\mu\text{m}} = 2.47V_{\text{Ov}} - 3.67(\%) \quad (5.9)$$

となった。75 μm の方が同じ超過電圧に対して OCT の確率が高くなるのがわかる。

5.6 アフターパルス

5.6.1 目的

アフターパルスはアバランシェ増幅で生じた電子が格子欠陥に 1 度トラップされ、その電子が一定時間後に放出されて再びアバランシェ増幅を起こして検出されることである。このアフターパルスの発生確率が多いと、これもダークカウントなどと重なりトリガー閾値を超えることで望遠鏡の不感時間を増加させる可能性がある。そこでアフターパルスの測定を行った。

5.6.2 測定方法

パルスレーザーの電源を OFF にした状態で測定する。ディスクリミネータの閾値を 0.5 p.e. 相当にして 0.5 p.e. 以上のイベントが生じた時にトリガーを生じさせ、データを取得した (図 5.23)。この各 1 イベントに対して信号のピークから 10 ns-100 ns まででアフターパルスが存在するかを確認した。アフターパルスを確認するに当たって信号の直後を調べる場合、本信号とアフターパルスが重なり合うためデータをそのまま処理するとアフターパルスの波高値が実際の波高値より高く計測されたことになる。そこでデータの補正を行い補正後のデータでアフターパルスの確認をした。データの補正は次のように行った。

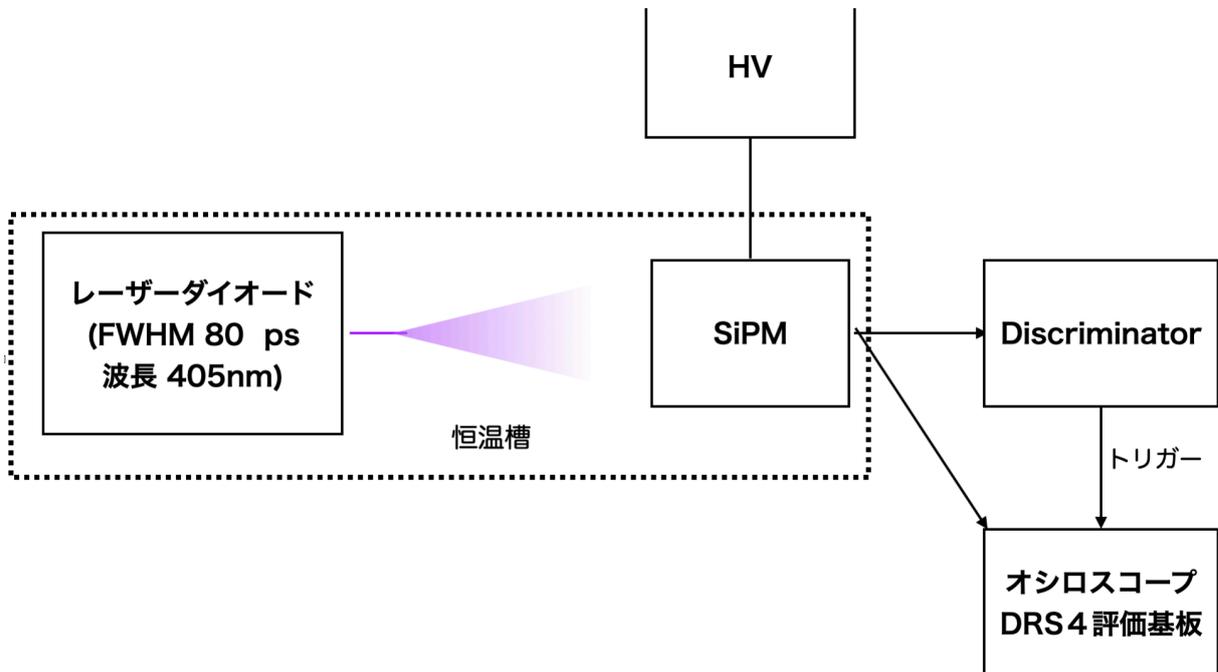


図 5.23 アフターパルス測定時のセットアップ。ディスクリミネーターを利用し、ディスクリミネーターからの信号をトリガーにしてデータを取得する。

1. 測定した全てのイベントに対して fast 成分と longtail 成分に対して $\exp(-x/\tau)$ でフィッティングする。フィッティングして得られた時定数 τ をヒストグラムにし、それぞれガウシアンでフィッティングしその平均値 τ_{fast} と τ_{tail} を算出する。
2. 各イベントの信号のピークの値を A とすると、ピークから 20 ns までを $A \cdot \exp(-t/\tau)$ で表される曲線で実データから差し引く。20 ns 以降は longtail 成分の平均 τ_{tail} を用いて、 $A \cdot \exp(-20/\tau_{\text{fast}}) \cdot \exp(-t/\tau_{\text{tail}})$ で表される曲線で差し引く。(図 5.24(a))。

こうすることで、本信号の後に検出される信号が本信号と重なり合って波高値が本来よりも大きくカウントされないようにした。図 5.24(b) は補正前のデータと補正後のデータを示している。このように補正したデータに対して超過電圧が 2.5 V 以上のものに関しては 0.4 p.e. 以上から 1.5 p.e. 相当までの信号があるか、2.5 V 以下では、0.6 p.e. 以下ではノイズとの切り分けが困難であったため、0.7 p.e. 以上の信号から 1.5 p.e. 相当の信号があるかを確認した。なお各温度、印加電圧に対する 1 p.e. の波高値はダークカウントレートの測定を用いて、図 5.19(b) の星印で表しているピークの電圧を 1 p.e. の波高値とした。

5.6.3 結果

図 5.25(a)、図 5.25(b) は印加電圧 56 V、温度 20 ° における元の信号の後 10 ns–100 ns の間に検出された信号をカウントした結果である。この結果より 1 p.e. 以下の信号は存在しないことがわかる。1 p.e. 以下の信号はないものの元の信号検出後 10–50 ns は 50 ns–100 ns に比べて信号検出数が増えている。図 5.26(a)、図 5.26(b) はカウントされた信号数を元にカウントレートに変換したものである。50 ns–100 ns のカウントレートは測定した DCR に一致しており、50 ns–100 ns はダークパルスによるものだと考えられる。この結果より 1 p.e. 以下の信号がカウントされない原因は以下の 2 つが考えられる。

1. リカバリータイムが非常に速く、アフターパルスをカウントした 10 ns の時にはすでにゲインは回復して

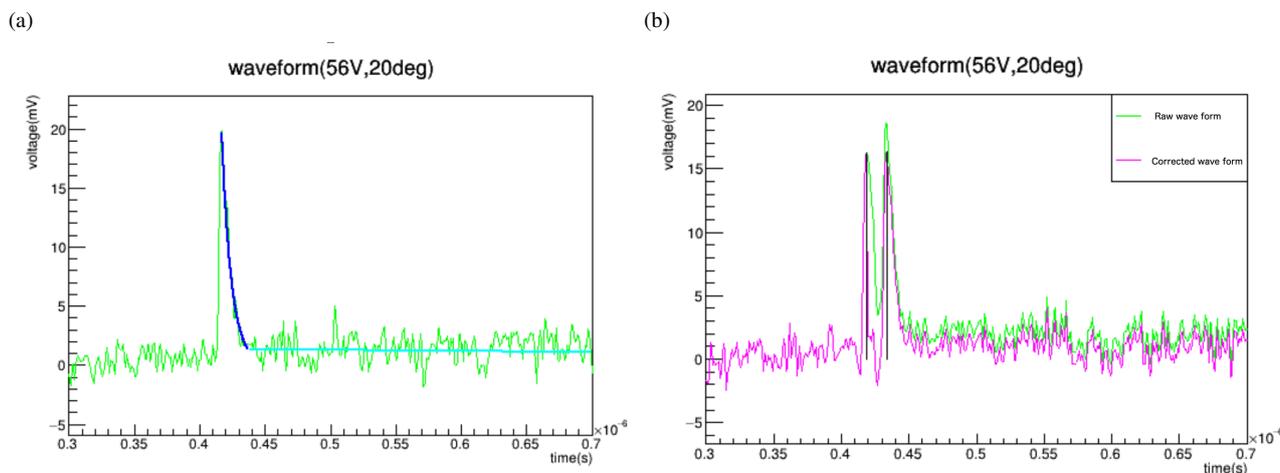


図 5.24 アフターパルスのデータ補正方法 (a) あるイベントに対するフィッティング方法。fast 成分に対するフィッティングが青色、longtail 成分に対するフィッティングが水色。これを取得したイベント全てに対して行い、ヒストグラムにしてガウシアンでフィッティングすることで fast 成分、longtail の平均値を求める。(b) 黄緑は生波形。ピンクが補正後のデータ。補正を行うことで、信号が重なりあった部分が差し引かれる。

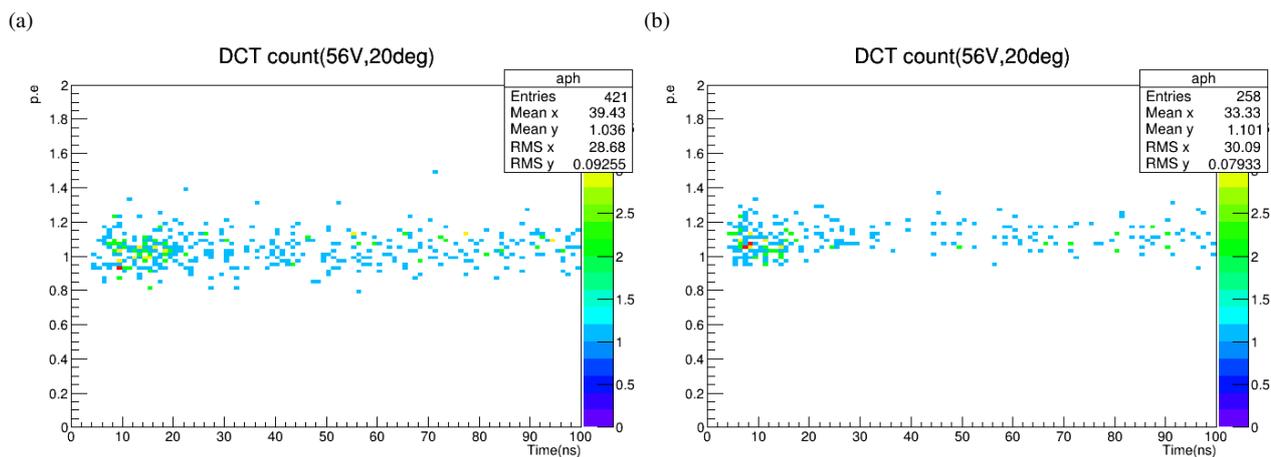


図 5.25 パルスカウント。(a) $50 \mu\text{m}$ の結果。(b) $75 \mu\text{m}$ の結果。いずれも 0–100 ns では 1 p.e. を下回る信号は確認できなかった

いる。

- リカバリータイムが非常に遅くアフターパルスのカウントした、10 ns–100 ns ではゲインがほとんど回復しておらず、0.4 p.e. に満たない信号である。

1 の場合 10 ns–50 ns の信号検出数が多くなっているのはアフターパルスとディレイドクロストークによるもの、2 の場合ディレイドクロストークのみとなる。このどちらか検証するために次節でリカバリータイムの測定を行った。

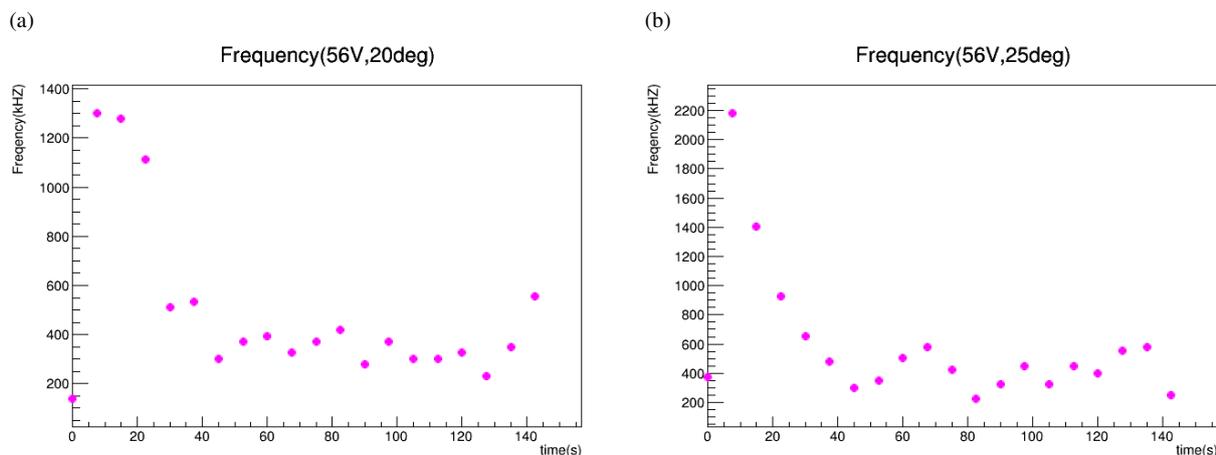


図 5.26 トリガーされた信号の後に検出された信号のレート。(a) 50 μm の結果。(b) 75 μm の結果。

5.7 リカバリータイム

5.7.1 目的

典型的なアフターパルスが存在しなかったことからリカバリータイムが非常に早い、または遅いことが考えられたためこの原因を突き止めるべくリカバリータイムの測定を行った。リカバリータイムは検出器の不感時間になる。望遠鏡のエネルギー分解能の悪化にもつながる。リカバリータイムを測定することでアフターパルスの結果の考察、また不感時間の影響を考察する。

5.7.2 方法

光源を 2 つ用意する (図 5.27)。それぞれ光源 1、光源 2 とする。光量は SiPM のセル数をはるかに上回る光量にする。以下の手順で実験を行った。また測定方法及び解析のイメージは図 5.28 に示す。

1. 光源 1 と光源 2 をともに光らせるが、光源 2 を光源 1 に対して一定の時間間隔遅らせて光らせデータを取得する。
2. 光源 1 のみを光らせ、データを取得する。
3. 光源 2 のみを光らせ、データを取得する

それぞれの測定で 1000 イベント取得し、光源 1 と光源 2 を光らせる時間間隔をずらして上の測定を繰り返す。SiPM のセル数を上回る光量の光を照射することで全てのセルの電圧が一度降伏電圧まで下がる。そうすることで全てのセルがリカバリータイム中となり、光源 2 から光を照射するとゲインの回復率に対応した信号が出力されることになる。この時の光源 2 の波高値と手順 3 で測定した光源 1 を光らせずに光源 2 のみを光らせた時の信号の波高値の比をとりゲインの回復率とした。この時手順 1 で測定した光源 2 の信号は光源 1 の longtail 成分が足し合わされた波高値になるため、手順 2 で測定した光源 1 のみを光らせたデータを用いて手順 1 の測定データから 2 の測定データを差し引いた上で手順 3 のデータとの比をとった。取得した 1000 イベントの平均をとり回復率とした。これらを各印加電圧、温度で測定し、それぞれ $1 - \exp(-t/\tau)$ でフィッティングしこの時定数 τ を比較する。本研究では時定数 τ をリカバリータイムと定義する。図 5.29 は 2 つの光源の照射時間間隔が 900 ns の時の結果である。

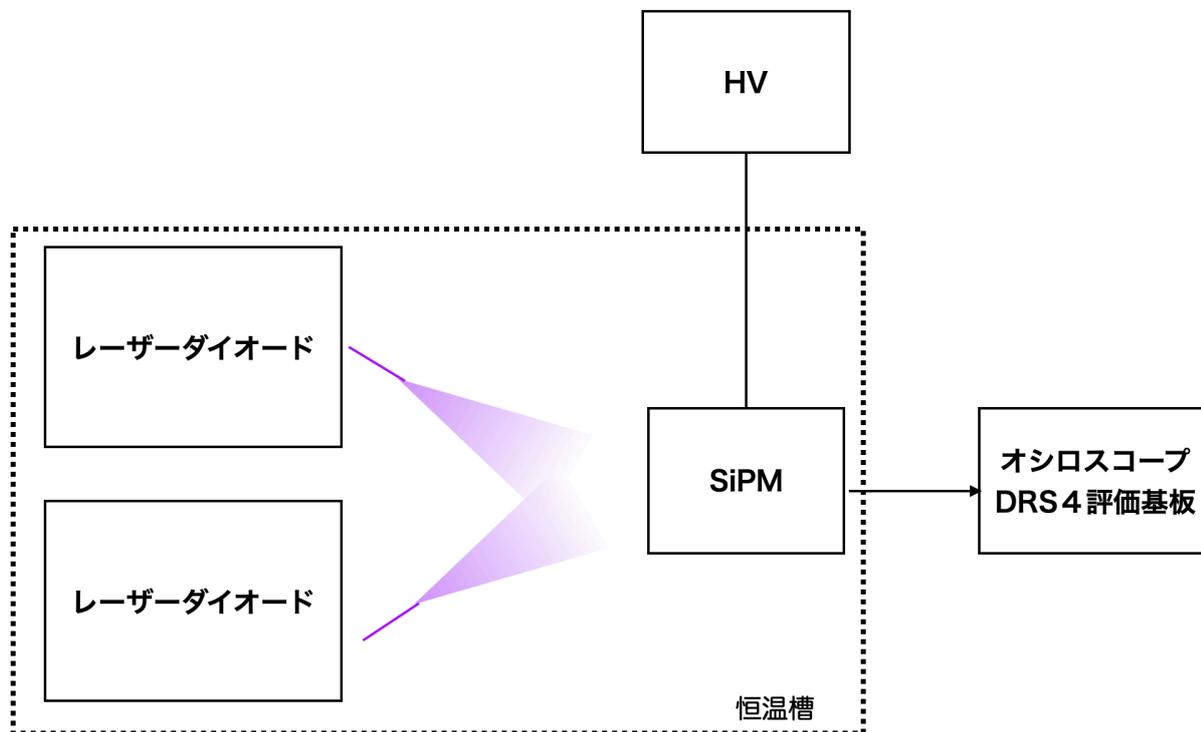
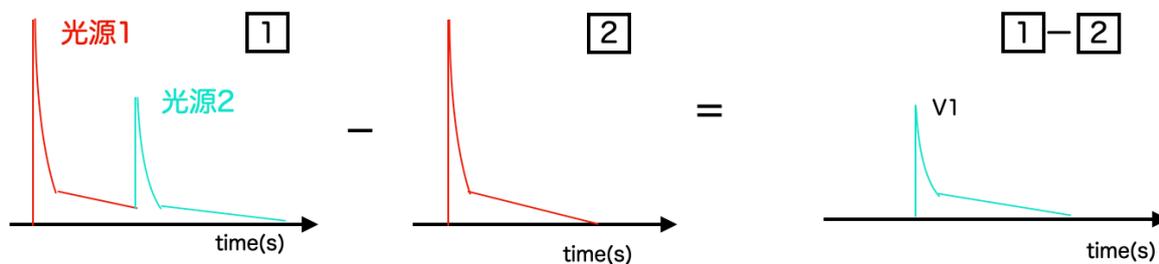


図 5.27 リカバリータイムの測定セットアップ。



1で取得したデータ-2で取得したデータ

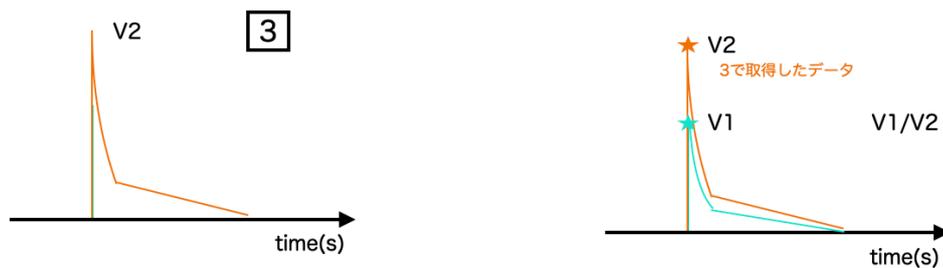


図 5.28 リカバリータイムの測定のイメージ。

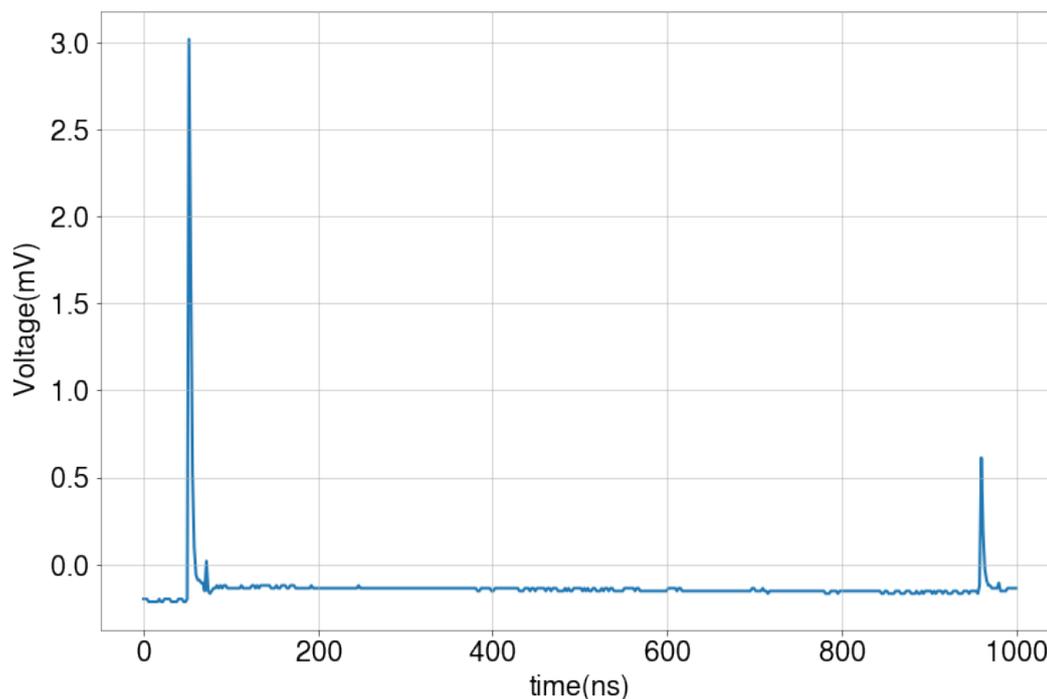


図 5.29 セルサイズ $75\mu\text{m}$ の光源 2 を光源 1 に対して 900 ns ずらして光らせた時の結果。各セルが回復時間中であるため、光源 2 を照射した時の波高値は小さくなっている。

5.7.3 結果

図 5.30(a)、図 5.30(b) はそれぞれ 56 V 、 $20\text{ }^\circ\text{C}$ におけるセルサイズ $50\mu\text{m}$ の SiPM と $75\mu\text{m}$ の SiPM のリカバリータイムの測定結果である。横軸は光源 2 の光源 1 に対する遅延時間であり、遅延時間が長くなるとともに回復率が上昇していることがわかる。また図 5.31(a)、図 5.31(b) は各温度、各印加電圧におけるリカバリータイムを測定し、時定数 τ のプロットしたものである。横軸は超過電圧である。この結果から $50\mu\text{m}$ ではリカバリータイムは 600 ns – 800 ns 、 $75\mu\text{m}$ では $1.8\mu\text{s}$ – $2.2\mu\text{s}$ 程度であることがわかる。リカバリータイムは温度が低いほど大きくなっており、これはクエンチング抵抗は負の抵抗係数を持っており、温度が低いほど抵抗値が大きくなるためであると考えられる(浜松ホトニクス株式会社 (2017))。また超過電圧が大きいほどリカバリータイムは小さくなっている。この結果より、 10 – 100 ns に 0.4 p.e. から 0.8 p.e. 程度の信号が見られなかったのはリカバリータイムが長いことで、 10 – 100 ns の間にゲインがほとんど回復しておらず出力が小さいために確認できなかったことがわかる。つまり、図 5.25(a)、図 5.25(b) において、 10 – 50 ns に DCR のレートより過剰にカウントされている信号は全て DCT であることがわかる。これより DCT の確率を求めることができ、その結果が図 5.32(a)、図 5.32(b) である。DCT の確率は OCT 同様、温度依存性はなく超過電圧に依存することがわかる。

5.8 PDE

5.8.1 目的

PDE の大きさは超過電圧の大きさに依存する。SiPM の運用電圧を考える上で PDE の大きさも検討要素の一つになる。電圧を低く運用することで PDE が低いと光子数の少ない低エネルギー側の感度をあげられない可能性も

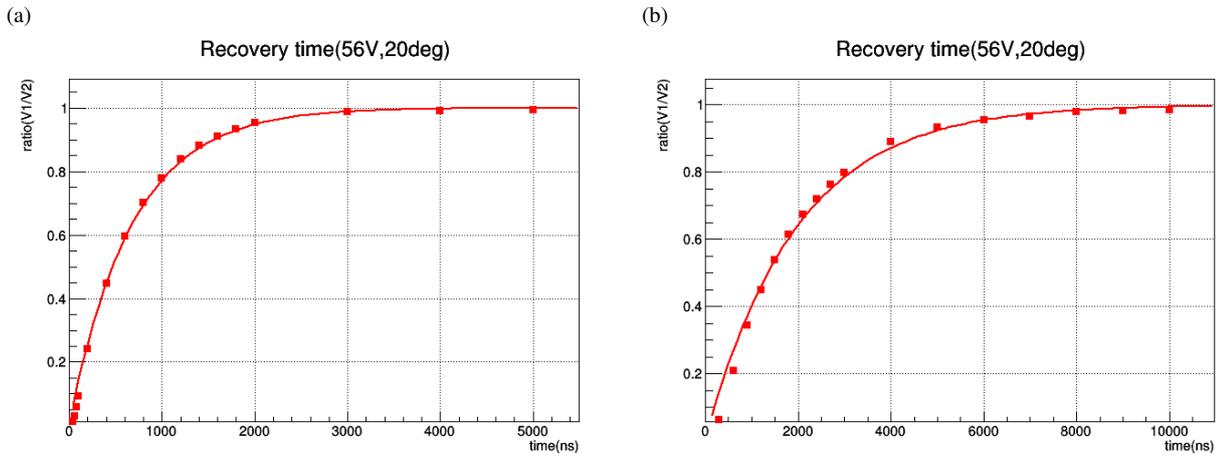


図 5.30 温度 20 °C、印加電圧 56 V における回復率の測定結果。これを指数関数でフィッティングし時定数 τ を求めた。(a) 50 μm の結果。(b) 75 μm の結果。

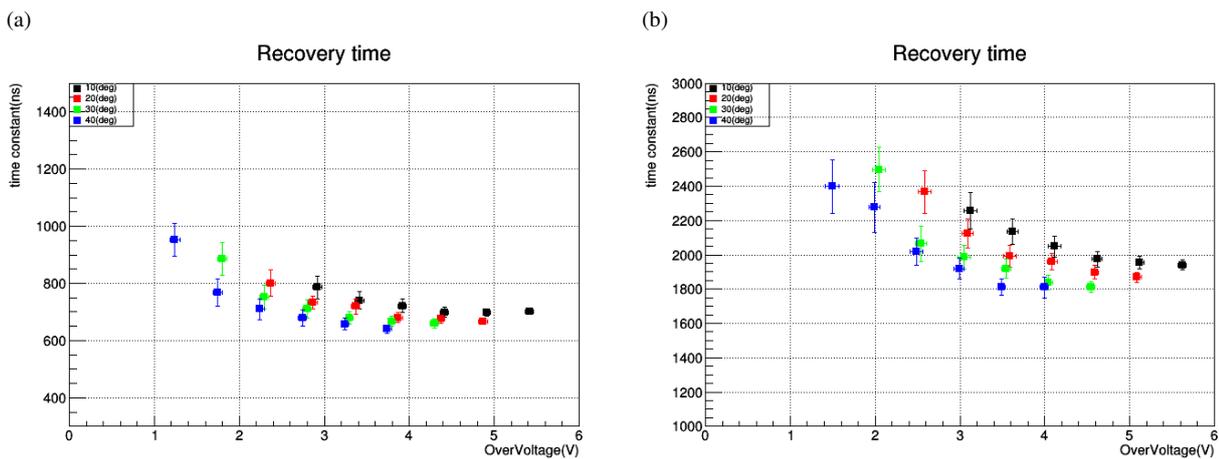


図 5.31 リカバリータイムの超過電圧依存性と温度依存性。(a) 50 μm の結果。(b) 75 μm の結果。

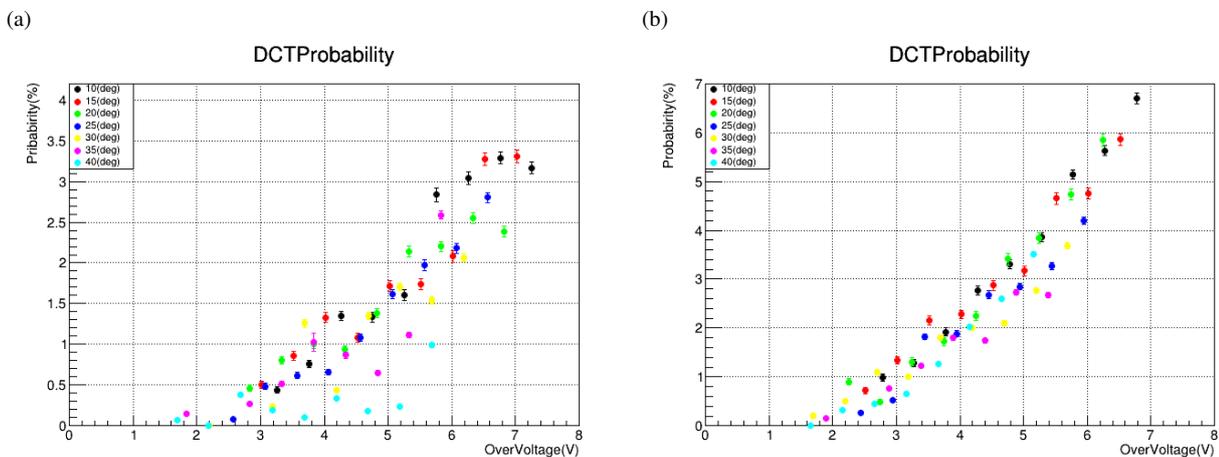


図 5.32 DCT の超過電圧依存性。(a) 50 μm の結果。(b) 75 μm の結果。

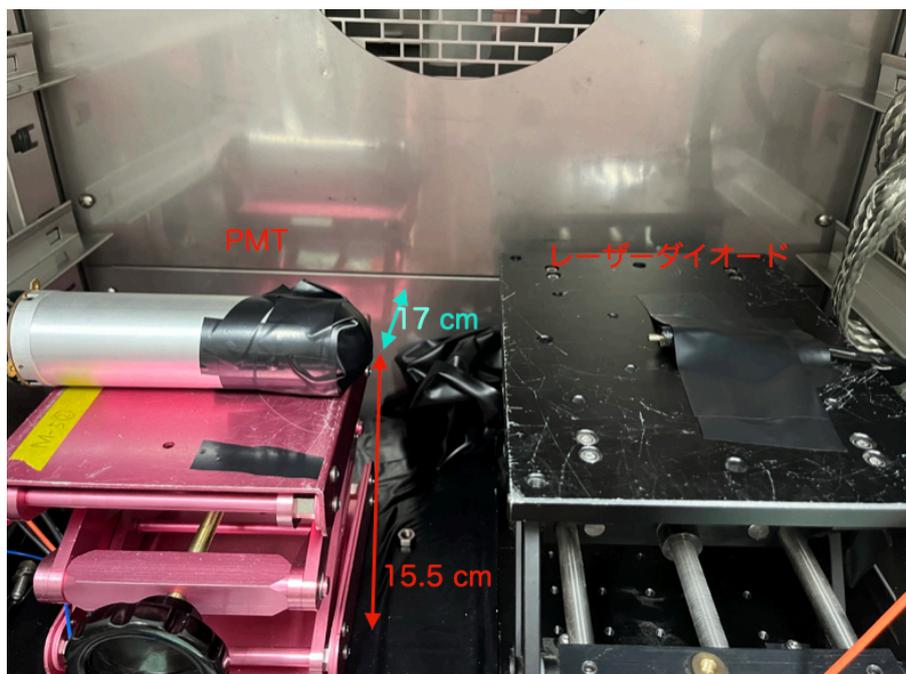


図 5.33 PMT に信号照射時のセットアップ。

ある。また 6 章でも述べるが月光下での SiPM の特性を評価するのに PDE の超過電圧依存性が必要になる。

5.8.2 方法

まず PDE の超過電圧依存に対する相対的な依存性を測定する。レーザーダイオードから 100 p.e. 程度の光を照射するような電圧をかけ、その時の SiPM からの出力を測定する。これを 5.3 章同様に信号を積分し、このヒストグラムを作りガウシアンでフィッティングしこの時の平均値を Q とする。次に 5.3 節で測定した、各印加電圧における 1 p.e. の電荷の積分値を用いて、各印加電圧での検出光子数を推定する。ここで、 Q は OCT によって実際の検出光子数より過大評価しているため、

$$Q' = Q / (1 + P_{\text{OCT}}) \quad (5.10)$$

として Q' を求め、これを平均値とした。ここである印加電圧における 1 p.e. の信号の積分値を $Q_{1\text{p.e.}}$ とすると発生光子数 λ_{SiPM} は

$$\lambda_{\text{SiPM}} = Q' / Q_{1\text{p.e.}} \quad (5.11)$$

となる。これを各印加電圧において行い PDE の相対的な関係を求める。次にこの PDE の絶対値を求めるために LST 2-4 号機に用いられている PMT を用いた。SiPM の時と同じ電圧をレーザーダイオードにかけ PMT に照射し、PMT での検出光子数を求める。PMT の面積と SiPM の面積は異なるため、受光面積を同じにする必要がある。そこで暗幕を SiPM の面積と同じ 9 mm^2 の正方形になるように切り、この正方形の中心が PMT の中心に来るように PMT を覆うことで受光面積を同じにした。このようにして PMT での検出光子数を求め、LST 2-4 号機用の PMT の平均の QE が 41% であることを用いて PDE の計算を行った。

PMT の検出光子数を λ_{PMT} とすると SiPM の PDE は

$$\epsilon = \frac{\lambda_{\text{SiPM}} \cdot 41}{\lambda_{\text{PMT}}} \quad (5.12)$$

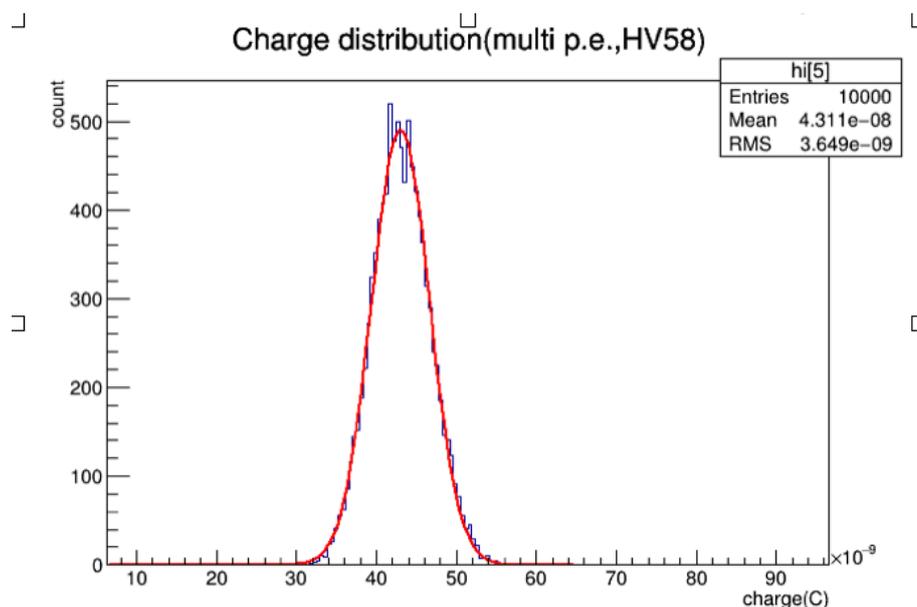


図 5.34 印加電圧 58 V での信号積分値のヒストグラム。

と表される。QE は PMT ごとに異なるためリファレンスとして用いた PMT の正確な QE を知っておく必要があるが、確認することができなかつたため LST2-4 号機の平均値である 41 % をこの PMT の QE とした。また PDE と超過電圧は一般に

$$\epsilon = a \cdot (1 - \exp(V_{OV}/V_{BV})) \quad (5.13)$$

と表される。53 V から 58 V まで 1 V 刻みで印加電圧を変え SiPM の PDE を測定し、式 5.13 でフィッティングした。

5.8.3 結果

図 5.36 は PDE の測定結果である。それぞれ PDE の超過電圧依存性は

$$\epsilon_{50\mu\text{m}} = 59.6 \exp(-21.6V_{OV}/V_{BV})\% \quad (5.14)$$

$$\epsilon_{75\mu\text{m}} = 71.1 \exp(-21.3V_{OV}/V_{BV})\% \quad (5.15)$$

となった。FillFactor が 75 μm のセルの方が良い分 PDE は高くなっている。75 μm の SiPM では超過電圧が約 1.5 V、50 μm の SiPM では約 2 V で現行の PMT の平均の QE を上回る。実際の運用ではこの超過電圧以上での運用が必要である。ただ、2.4 節で述べたように PDE が高くても夜光を拾いやすいことから SN 比が悪くなり、結果的に感度の向上にはつながらない可能性もあり、シミュレーションによって確かめる必要がある。

5.9 まとめ・考察

5.9.1 内部構造に関する考察

本研究で用いた SiPM の波形の考察をする。基礎特性の結果で最も注目すべきはリカバリータイムである。50 μm で 680 ns、75 μm で 1960 ns で従来の同じセルサイズの SiPM より 10-20 倍程度大きくなっており、クエンチング抵抗が大きくなっていると考えることができる。longtail に関して、53 V から 58 V の範囲で 0.5V 刻みで変化させ、また温度も 10 $^{\circ}\text{C}$ 刻みで 10 $^{\circ}\text{C}$ -40 $^{\circ}\text{C}$ まで測定した。その結果を図 5.37(a)、5.37(b) に示す。

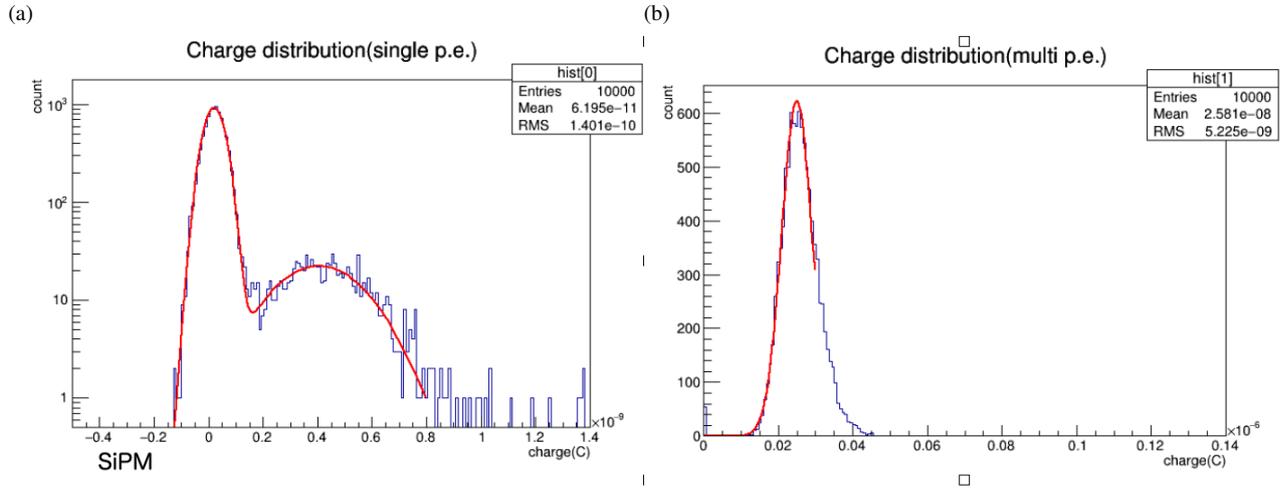


図 5.35 PMT の検出光子数の測定結果。(a) 微小な光を当てた時の電荷分布。左の山がペダスタルで右の山が 1 p.e. である (b)100 p.e. 程度の光を入射した時の電荷分布。これらから PMT の検出光子数を決定した。

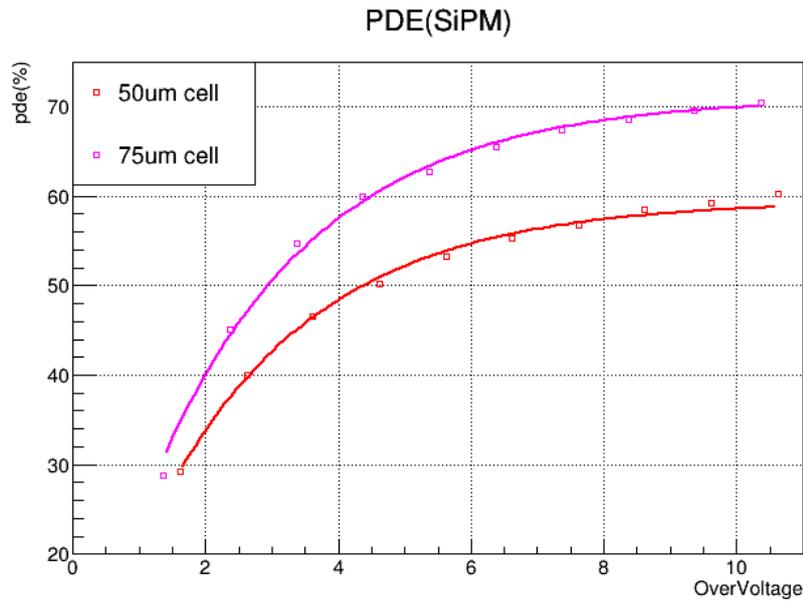


図 5.36 PDE の超過電圧依存性。

50 μm で約 600 ns–680ns、75 μm で 1650 ns–1850 ns であり、longtail とリカバリータイムはおよそ一致する。この結果から longtail は 4 章で述べたがクエンチング抵抗 R_q と APD の接合容量 C_j で決まる成分に関係すると考えることができる。4 章で基本的な SiPM の波形を構造を述べたが、実際に出力される波形を考えるには不十分であり、クエンチング抵抗に存在する寄生容量や、アバランシェ増幅が起こっていないセルと、SiPM の金属グリッドの寄生容量も考慮しなければならない。クエンチング抵抗に存在する寄生容量により SiPM には実際には 2 成分の信号が存在する (Corsi et al. (2006))。図 5.38 に SiPM の詳細な等価回路を示す。クエンチング抵抗 R_q に並列につながる C_q がクエンチング抵抗の寄生容量である。赤枠で囲まれた部分がアバランシェ増幅が起こっていない残りのセルであり、各セルは並列につながっているため全セル数を N として、抵抗は $1/(N-1)$ の合成抵抗となり、キャパシタの容量は $N-1$ 倍となる。また C_g は金属グリッドの寄生容量を表している。

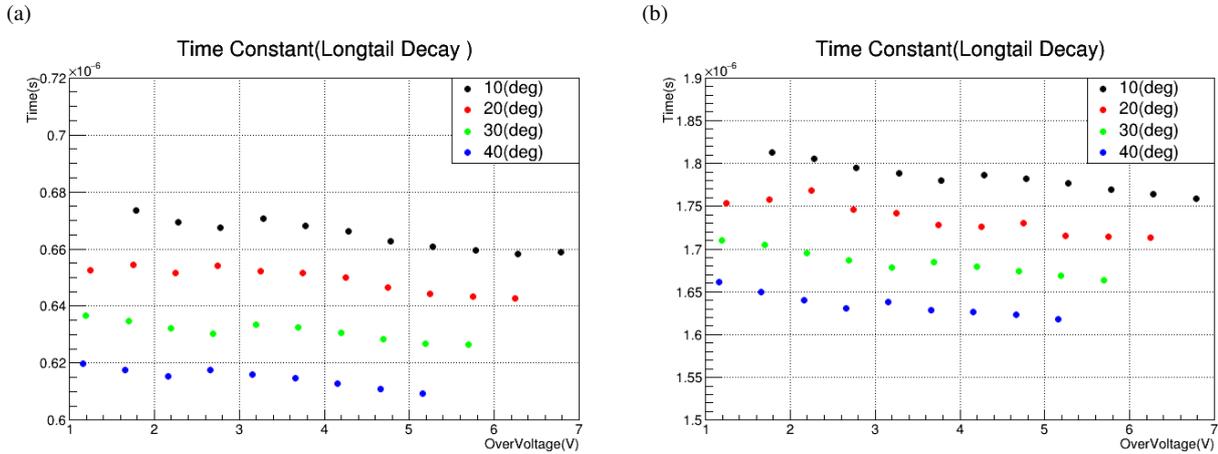


図 5.37 long tail 成分の時定数の温度、超過電圧依存性。(a) $50 \mu\text{m}$ の結果。(b) $75 \mu\text{m}$ の結果。

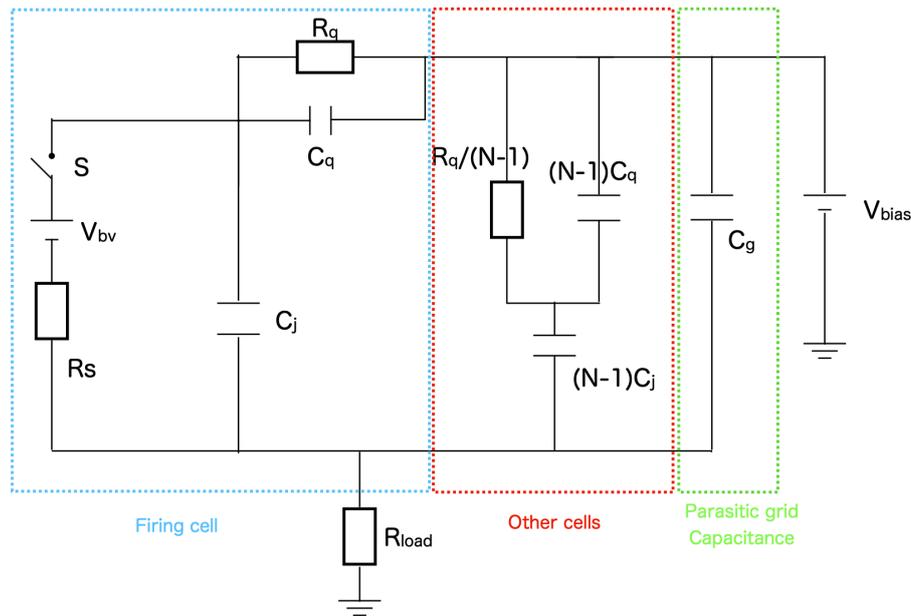


図 5.38 SiPM の詳細な等価回路。 R_q はクエンチング抵抗、 C_j は APD の接合容量。全セル数を N とし、クエンチング抵抗の寄生容量 C_q 、他のセルの影響 (赤枠内)、金属グリッドの寄生容量 C_g (緑枠内) を追加した。

この等価回路を用いて内部構造に関する考察を行う。またシミュレーションは $75 \mu\text{m}$ を想定して行う。まずクエンチング抵抗の寄生容量が存在しない場合を考える。シミュレーションに用いた回路は図 5.41(a) となる。 R_4 の 50Ω はオシロスコプの終端抵抗を想定している。 R_q 、 C_q 、 R_s の値は浜松ホトニクス株式会社 (2014) を参考にした。また接合容量の 0.25 pF は、参照した値が $50 \mu\text{m}$ の 0.1 pF であったため、 $75 \mu\text{m}$ の $50 \mu\text{m}$ のセルサイズが金属グリッドを含めて 2.25 倍であり、金属グリッド部を除いた実質的なセルの面積の違いが 2.5 倍となることを用いて、 0.25 pF とした。また C_g の値は Corsi et al. (2006) を参考にした。この場合 4 章で述べたように C_j と R_q で決まる成分のみの信号となる (図 5.40(b))。しかしこれにクエンチング抵抗に存在する寄生容量を加えてシミュレーションを行うと図 5.41(b) のようになり、時定数が数 ns で減衰するスパイク成分が現れ、2 成分となる。以降この 2 成分をスパイク成分と slow 成分と呼ぶ。この時の C_q の値は 0.008 pF としたがこれは図 4.6(b) に近い波形

を再現できた値にした。スパイク成分がアバランシェ増幅によって、 C_j の電圧が下がり、クエンチング抵抗の寄生容量間に電位差が生じる電荷が寄生容量に流れることで生まれる。このスパイク成分の減衰は、アバランシェ増幅が起きていないセルの合成容量 C_{tot} と SiPM の金属グリッドの寄生容量 C_g と読み出し側のインピーダンス R_{load} によって決まりその時定数を τ_{fast} とすると

$$\tau_{\text{fast}} = (C_{\text{tot}} + C_g) \cdot R_{\text{load}} \quad (5.16)$$

となる (Corsi et al. (2006))。また APD への再充電の時定数 τ_{slow} はクエンチング抵抗の寄生容量があることにより実際には

$$\tau_{\text{slow}} = (C_q + C_j) \cdot R_q \quad (5.17)$$

となるが $C_q \ll C_j$ であり

$$\tau_{\text{slow}} = C_j \cdot R_q \quad (5.18)$$

としても問題ない。以上より 4 章での説明を考慮すると SiPM の成分は信号の立ち上がりを τ_{fast} とすると

$$\tau_{\text{rise}} = (C_j) \cdot R_s \quad (5.19)$$

$$\tau_{\text{fast}} = (C_{\text{tot}} + C_g) \cdot R_{\text{load}} \quad (5.20)$$

$$\tau_{\text{slow}} = (C_q + C_j) \cdot R_q \quad (5.21)$$

の 3 つの時定数で表される。

またこの寄生容量によって生じる電荷量、つまり fast 成分の全電荷量は Q' は、 C_j が電荷放出により $V_{\text{bias}} - V_{\text{bv}}$ だけ電圧降下することから、寄生容量間には $V_{\text{bias}} - V_{\text{bv}}$ の電圧が生じることになるので、

$$Q' = C_q \cdot (V_{\text{bias}} - V_{\text{bv}}) \quad (5.22)$$

となる。すなわち 4 章では SiPM からの出力信号の全電荷量は $Q = C \cdot (V_{\text{bias}} - V_{\text{bv}})$ としたが実際にはクエンチング抵抗の寄生容量により

$$Q = (C_q + C_j) \cdot (V_{\text{bias}} - V_{\text{bv}}) \quad (5.23)$$

となる。SiPM の出力波形のイメージを図 5.39 に示す。本研究で用いた SiPM では、リカバリータイムと longtail 成分の時定数の測定の結果からクエンチング抵抗の大きさが大きくなっていると考えられるため、この等価回路においてクエンチング抵抗の値を 7000 k Ω とした場合のシミュレーション結果を示す。クエンチング抵抗の値は longtail 成分の 20 °C の結果が約 1750 ns であることから求めた。このシミュレーションではクエンチング抵抗の値のみを変えその他のパラメータは変化させていない。結果は図 5.42(b) のようになりスパイク成分が顕著に現れる。これはクエンチング抵抗が大きくなりアバランシェ増幅が早く止まることで slow 成分のピークが小さくなり、クエンチング抵抗の寄生容量によるスパイク成分の波高値より相対的に小さくなるからである。イメージ図を 5.43 に示す。このシミュレーション結果は実際の測定に比べて slow 成分のスパイク成分に対する相対的な波高値の値が大きくなっているが、これはクエンチング抵抗の寄生容量の大きさを変えることで解決できる。この寄生容量の大きさは 5.22 式を用いると fast 成分の全電荷量から求めることができ、1 k Ω の時の fast 成分の全電荷量の値が 0.0911 ± 0.00112 pC であること、温度 20 °C での降伏電圧が 51.68 ± 0.0059 V であることを用いると

$$C_q = \frac{0.0911 \text{ [pC]}}{56 - 51.68 \text{ [V]}} \quad (5.24)$$

$$= 0.0208 \pm 0.000261 \text{ pF} \quad (5.25)$$

と算出される。 C_q の値を 0.021 pF にしてシミュレーションを行った結果が図 5.44(b) である。図 5.45 は実際の SiPM の信号とシミュレーションの波形を表しており、実際の測定を再現できていると考えられ、本研究で用いた

SiPM の波形はクエンチング抵抗を大きくするだけで実現できていると言える。このスパイク成分が本研究で述べている fast 成分であり、slow 成分が longtail 成分である。この仮説が正しい時、スパイク成分の減衰の時定数は読み出し側のインピーダンスに依存するので読み出しのハイパスフィルターの抵抗の値で fast 成分の波形が変わることも説明できる。ここまではクエンチング抵抗だけが大きくなったことを仮定していたが理論上は長いリカバリータイムや long 成分は APD の接合容量が大きくなっているということも考えられるが、1 光電子の全電荷量が fast 成分、longtail 成分全てを含めた 1 光電子の全電荷量は 0.972 pC であることから

$$(C_q + C_j) \cdot (56 - 51.68) = 0.972 \pm 0.116 \text{ pC} \quad (5.26)$$

$$(C_q + C_j) = 0.222 \text{ pF} \quad (5.27)$$

$C_q = 0.0208 \text{ pF}$ を用いると

$$C_j = 0.204 \text{ pF} \quad (5.28)$$

となり 20% シミュレーションの値よりは小さい値がもとまるが、 C_j に変化はなくクエンチング抵抗のみを大きくしたと考えて良い。

またこのような 2 成分が出力される可能性として SiPM 内部に pzc 回路のようなものを導入し、その時定数が合っていないということも考えられる。この pzc 回路の導入によって 2 成分信号が現れる説明の詳細は付録 A に記す。もし pzc 回路が存在する場合低周波成分はグラウンドに流れるため電荷は一部失った上で読みだされるはずである。つまり 1 p.e. の測定電荷積分から求められるゲインは接合容量とクエンチング抵抗の接合容量と超過電圧で決まるゲインより小さくなるはずである。4 章で暗電流の値はゲインと DCR と OCT の確率からおおよそ求められることを述べた。つまり内部で pzc で微分している場合実際の測定値から求められるゲインの値と OCT、DCR の測定値から計算すると、実際の測定値より大幅に小さくなるはずである。そこで実際のゲイン、DCR、OCT の確率から暗電流の値を計算し、実際の暗電流の値と比較する。またゲインの値は、ハイパスフィルタの抵抗の値が 50Ω の時オシロスコープの終端抵抗と同じであり、1 p.e. の信号の全電荷の半分はハイパスフィルタを構成する抵抗に流れるため $1 \text{ k}\Omega$ の時の測定結果を用いる。この時印加電圧 56 V 、温度 20°C において、fast 成分、longtail 成分全てを含めた 1 p.e. の全電荷量は 0.972 pC 、DCR は $320 \pm 7.43 \text{ kHz}$ 、OCT の値は $6.79 \pm 0.532\%$ であることを用いると電荷素量を e とし、式 4.3 を用いると

$$I = 0.972 \text{ pC} \cdot 320 \text{ kHz} \cdot 1 / (1 - 0.0679) \quad (5.29)$$

$$= 334 \pm 7.98 \text{ nA} \quad (5.30)$$

となる。一方、暗電流の値は 6 章の図 6.11 で測定結果を示しているが約 360 nA である。よって実際の暗電流は 7% 高い値ではあるが測定値に近い値となり、電荷は失われておらず内部で pzc 回路が存在している可能性は低い。

5.9.2 LST 搭載に向けた議論

本章で測定結果をもとに LST 搭載に向けた議論を行う。SiPM のカメラの目標を述べると、ピクセル数を現状の PMT カメラの 4 倍にすることである。7 章で SiPM カメラ開発のために信号読み出し基板を現行の読み出し基板を改変し、ピクセル数を 2 倍にする読み出し基板を開発しているが、この読み出し基板は 4 倍のピクセルカメラ実装に向けた SiPM カメラの性能評価用であり、目標はピクセル数を 4 倍にすることである。また 1 ピクセルの大きさは一辺が 6 mm の SiPM 4 つがアレイになった 12 mm^2 の素子になる予定である。これに 1 辺が 24.68 mm の正方形のライトガイドを取り付けることになっている。表 5.1 は測定した結果をもとに温度 20 度、超過電圧 4 V の $50 \mu\text{m}$ 、 $75 \mu\text{m}$ の各基礎特性の値を示している。PDE の値は波長 405 nm に対する値である。以下、この表を用いて月がない夜の観測での議論をしていく。また以降月がない夜のことをダークという。

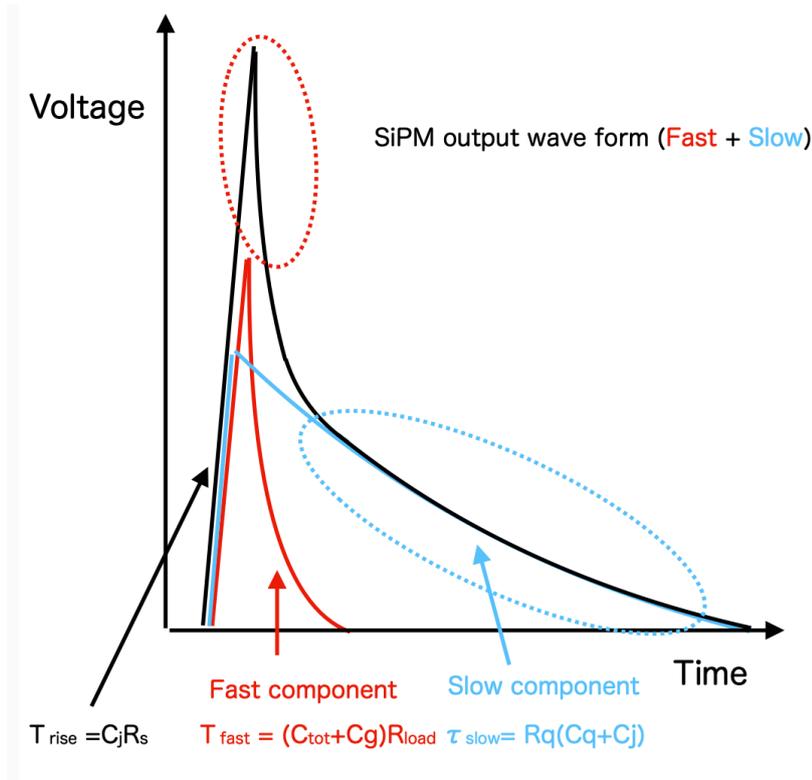


図 5.39 SiPM の詳細な波形のイメージ図。

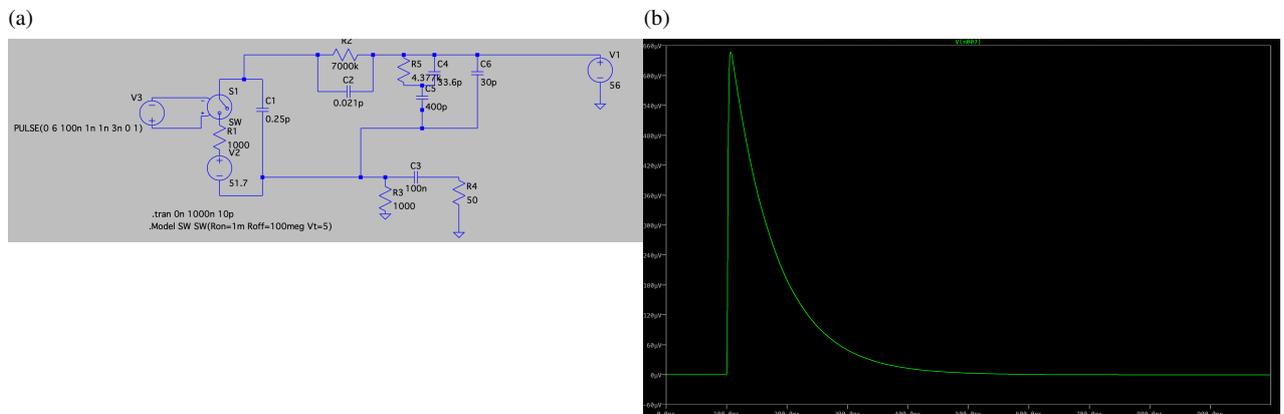


図 5.40 クエンチング抵抗の寄生容量がないときのシミュレーションの回路図と出力波形。(a) シミュレーションの回路図。(b) 出力波形。1成分のみの信号となる。

ゲインと温度依存性

5.3 節の結果から温度が 1℃ 変化すると、ゲインは 1-2% 程度上昇すると考えられる。実際の運用ではモジュールを稼働させた後、温度が安定した上での測定が求められる。また運用中にモジュール全体で発熱し、温度が変化する可能性もある。この対策として、温度をモニタリングしそれに応じて印加電圧を変更し超過電圧を一定にする必要がある。これは温度補償回路を用いることによって補正可能でありゲインの温度依存性は運用上問題ないと考えられる(橋山(2022))。またゲインは現行の PMT の 10 倍程度であるため信号読み出し基板に同程度の信号を入

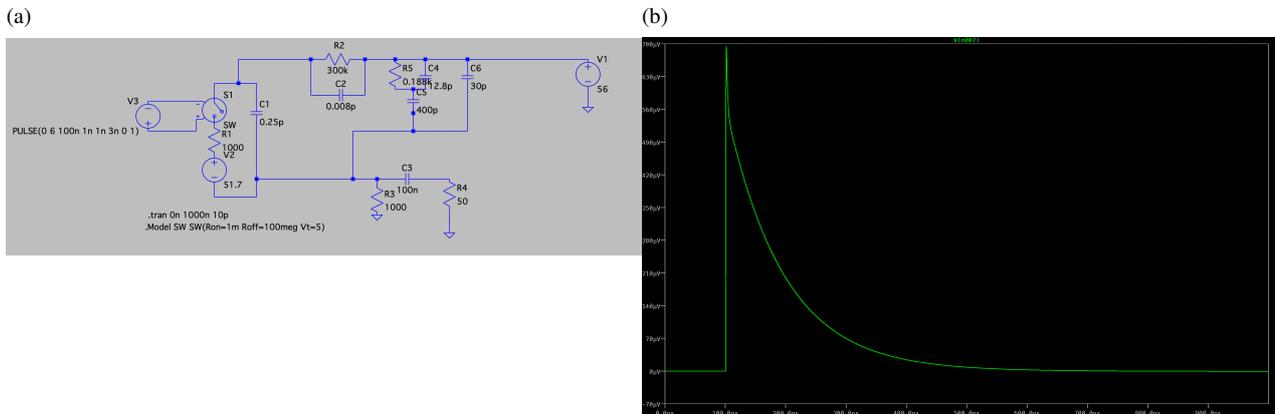


図 5.41 クエンチング抵抗の寄生容量を考慮したシミュレーションの回路図と出力波形。(a) シミュレーションの回路図。(b) 出力波形。スパイクが存在する 2 成分の信号となる。

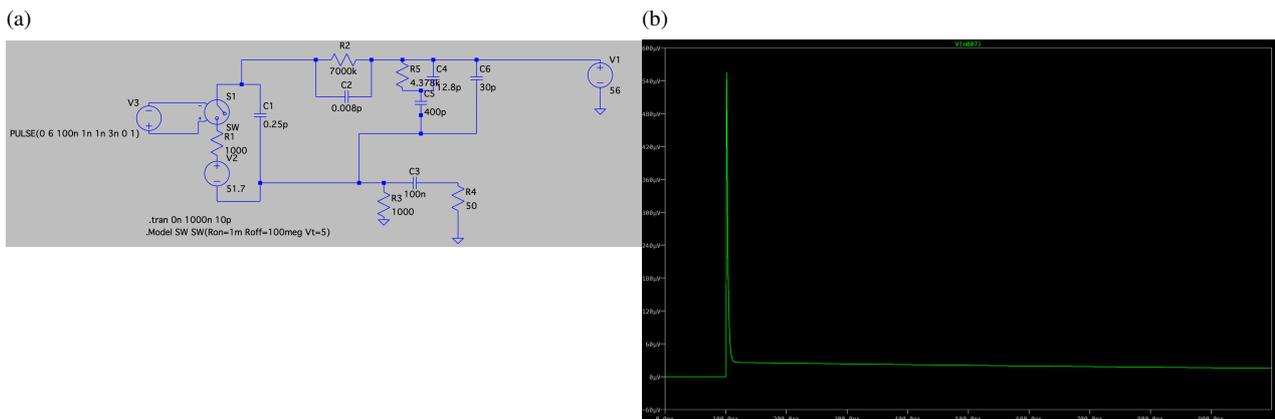


図 5.42 クエンチングを大きくした場合のシミュレーションの回路図と出力波形。(a) シミュレーションの回路図。(b) 出力波形。スパイクが顕著に現れる。

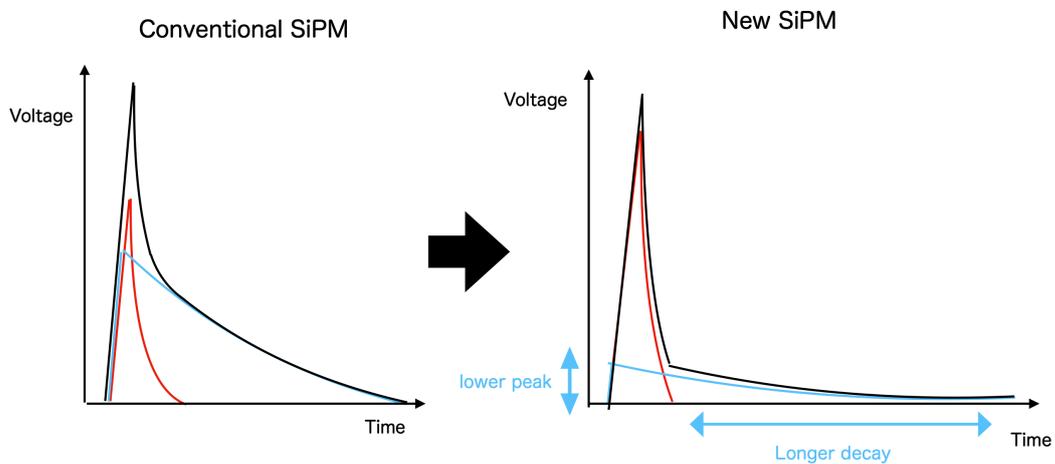


図 5.43 従来の SiPM の波形と本研究で用いた SiPM の違いのイメージ。

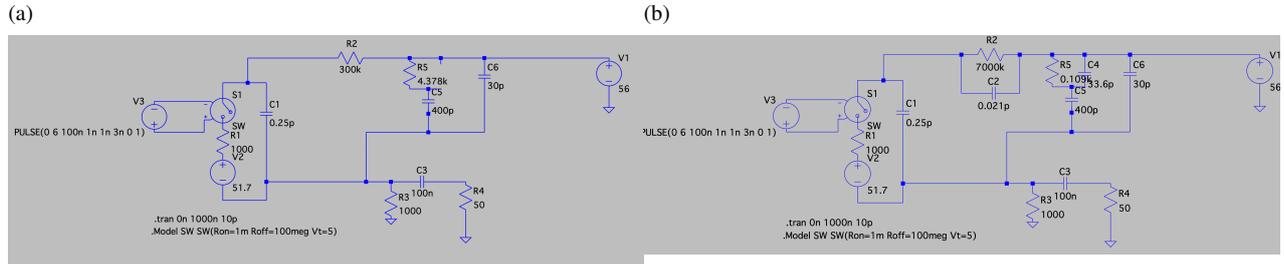


図 5.44 クエンチングの寄生容量も大きくしたときのシミュレーションの回路図と出力波形。(a) シミュレーションの回路図。(b) 出力波形。スパイク成分の波高値が大きくなり実際の出力に近い波形となった。

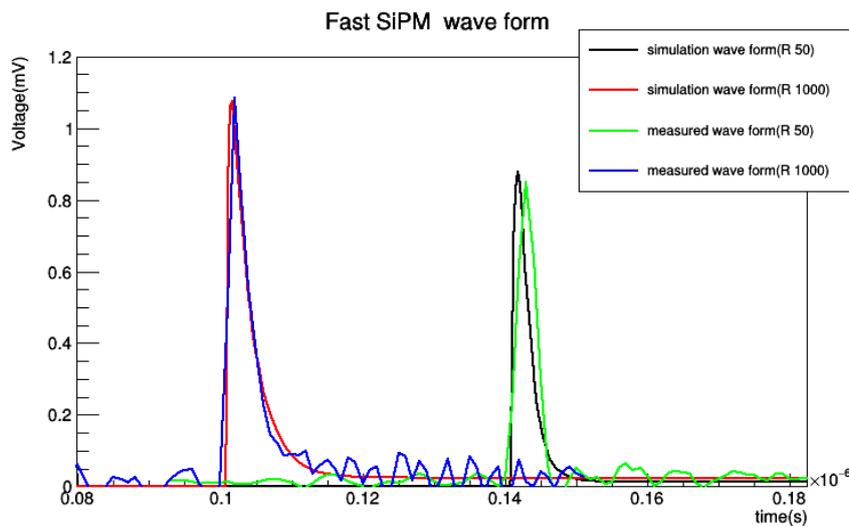


図 5.45 シミュレーションと実際の測定の比較。黄緑線の波形がハイパスフィルタを構成する抵抗が 50 Ω の時の出力波形。黒線がハイパスフィルタを構成する抵抗が 50 Ω の時のシミュレーションの波形。青線がハイパスフィルタを構成する抵抗が 1 kΩ の時の実際の出力波形。赤線がハイパスフィルタを構成する抵抗が 1 kΩ の時のシミュレーションの波形。

力するにはプリアンプの増幅率を 1/10 にする必要がある。

DCR と OCT

まず DCR の大きさを NSBrate と比較する。NSBrate は図 2.14 で示す SiPM の各波長に対する PDE の値と現行のライトガイド付きの PMT の NSBrate が約 258 MHz/pix であることを用いて計算することができる。現行の PMT カメラのように SiPM カメラにもライトガイドを取り付ける。このライトガイドを取り付けた時の、本研究で用いた SiPM に到来する夜光は 1 ピクセル (一辺 12 mm の SiPM) に 296 MHz となる。この NSBrate の導出は付録 B に記す。すなわち SiPM には 1 mm² あたり、約 2 MHz の夜光が到来する。一方で DCR は温度 40 °C 程度でも 220 kHz/mm² 程度で NSBrate に対しては 1/10 以下である。もちろん DCR がより低い方が好ましいが、SN 比への影響は DCR よりも NSBrate を下げることが優先される。この夜光を減らすために、波長 550 nm 以上の光を吸収するフィルタ付きのライトガイドの開発が名古屋大学や東海大学で進められている (図 5.46)。

これにより NSBrate は 1/2 程度になる予定である。ここでこの NSBrate と DCR と OCT を考慮して簡単なシミュレーションを行い、トリガーレートを算出する。トリガー閾値は現行の LST のトリガー閾値である 7 kHz を基準とする。このトリガー閾値の基準は現行の望遠鏡の読み出し回路のトリガーを生成したあとの不感時間から決

表 5.1 測定した SiPM の基礎特性 (超過電圧 4 V、温度 20 °C)

	S13360-3050CN-UVE(50 μm)	S13360-3075CN-UVE(75 μm)	PMT
セル数 (3 mm 角)	3600	1600	
Fill Factor(%)	74	82	
ゲイン	230000	308000	
DCR(kHz/mm ²)	22	33	
OCT Probabirity(%)	4	6	
DCT Pribabirity(%)	1	2	
リカバリータイム (ns)	680	1960	
longtail 時定数 (ns)	650	1740	
PDE(%),QE(%)	49.3	60.1	41
NSBrate(MHz/pix)	296	296	258*1

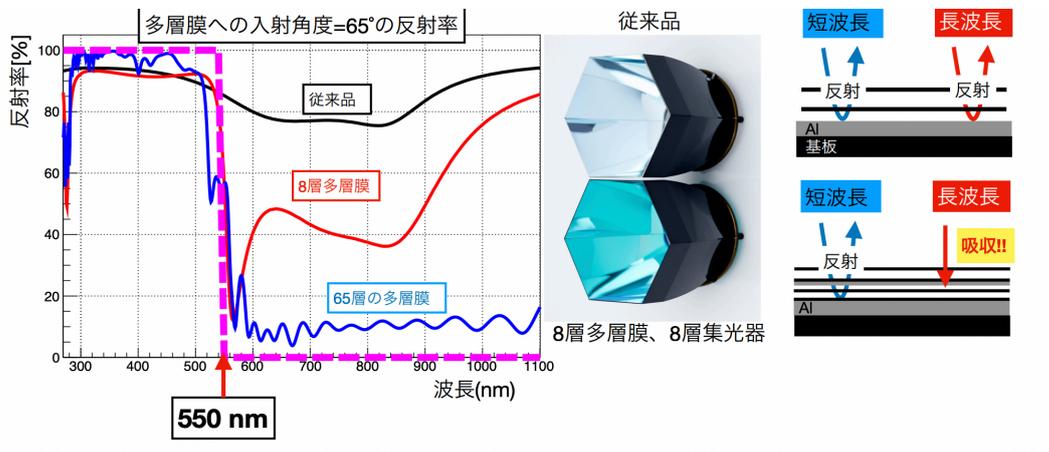


図 5.46 搭載予定のライトガイドの概要 (芳賀 (2022))。

まっており、不感時間の 5% のトリガーレートになるようにしている。現状の読み出し回路の不感時間は $7\mu\text{s}$ であり、 $1/7 [\mu\text{s}] \cdot 0.05 = 7 \text{ kHz}$ である。この値をトリガー閾値の基準とし議論するが、今後読み出し回路の変更次第でこの閾値は変わりうる。ダークではその閾値を光子数に換算すると現状では 20 p.e. から 30 p.e. 程度となっている。NSBrate はライトガイドの長波長吸収フィルタがあるときの NSBrate とないときの NSBrate の両方でシミュレーションを行った。シミュレーションは現行の 4 倍のピクセルにした時を想定して行い、トリガーは隣接する 21 ピクセルで行うとした。またこのシミュレーションは焦点面の全ピクセルに対して行うものではなくある、21 ピクセルのみに限ったトリガーレートの算出であることに注意が必要である。シミュレーション方法は以下である。

1. 1 ns ごとの発生光電子数の決定

1 ns の間に平均 F 個のセルで光電子が発生するとする。今の場合 F は

$$F = DCR + NSBrate(\text{GHz}) \quad (5.31)$$

となる。これを用いて平均 F のポアソン分布に従う乱数をふり 1 ns に発生する光電子数を決定する。全 21 個の SiPM(12 mm 角) で 1 ns ごとに光電子が発生するセル数 F' は

$$F' = (DCR + NSBrate) \cdot 21 \quad (5.32)$$

となる。

2. OCT の発生確率を考慮した光電子発生セル数の決定

1 には OCT の影響が考慮されていないので OCT を考慮した光電子発生セル数を決定した。光電子が発生した 1 つ 1 つのセルに対して 5.5 節で求めた OCT の発生確率で重み付けした乱数で OCT が発生するかを決定した。各時間で OCT が発生した回数分だけその時間における光電子発生セル数を追加した。

3. 発生光電子数を波形情報に変換

2 で 1 ns ごとに光電子が発生するセル数を決めた。これをだまかに波形情報に直す。本研究で用いた SiPM の FWHM は 2.5 ns 程度であり信号のピークから 3 ns 程度で 0 となる。これを踏まえて光電子が発生した時間から 1 ns 後が 1/3 p.e.、2 ns 後が 2/3 p.e.、3 ns 後が 1 p.e.、4 ns 後が 2/3 p.e.、5 ns 後が 1/3 p.e. の波形になるとして 1 で作成した 1 ns ごとの発生光電子数を波形情報に変換した。こうした上で閾値を定めた上でこの閾値を超えた回数をカウントしトリガーレートとした。

図 5.47 と図 5.48 はトリガーレートの計算結果である。フィルタがあるとき、ある 21 ピクセルでアナログサムを行なった場合 40 p.e. 以上では信号がカウントされなかった。つまりトリガーレートが 0 ということである。30 p.e. 程度で信号がカウントされ始めている。30 p.e. のトリガー閾値で、7 kHz を上回るのは、温度 40 °C で超過電圧が 8 V のときだけである。しかし、上述のようにこれは焦点面カメラのある 21 ピクセルのみのトリガーレートであり、実際のトリガー判定は焦点面の全ての隣接する 21 ピクセルでアナログサムを行うため、トリガーレートは増えるはずである。トリガーレートは 7 kHz 以下となっているが、このシミュレーションで 30 p.e. 以下と断言することはできず、40 p.e. 相当で 0 カウントであることから、21 ピクセルでは 30 p.e. 付近のトリガー閾値になると考えることができる。図 5.49 (左) に現行の PMT においてモンテカルロシミュレーションを行ない、20 GeV から 30 GeV までの信号の積分値を表している。その平均は 78 p.e. 程度であり、信号のピークの波高値に直すと 20 p.e. から 30 p.e. 程度となる。SiPM ではチェレンコフ光の波長帯で PDE が PMT の 1.5 倍になることを考えれば、30–45 p.e. 程度であり、もし 30 p.e. 程度のトリガー閾値であった場合これらのイベントを観測することが可能であるということになる。フィルタがない場合、ある 21 ピクセルのトリガーレートだけで 40 p.e. 程度で 7 kHz になるため、全ピクセルにおいて隣接する 21 ピクセルでトリガー判定を行なった場合には 40 p.e. の閾値は超えることが予想され、トリガー閾値は 50 p.e. 程度になることが予想される。以上の結果から、ピクセル数を 4 倍にして、21 ピクセルでアナログサムを行うことができ、かつ本研究の SiPM のような PDE の波長依存性でフィルタがあれば低エネルギー閾値の実現が期待できるということである。しかし、正確なトリガー閾値を算出するには、厳密な実際の望遠鏡の応答を反映したシミュレーションを行う必要がある。またあくまでこれはハードウェア上でのエネルギー閾値であり、20 GeV やそれ以下のエネルギーのイベントを観測できてもガンマ線イベントと判定されなければならない。エネルギー閾値の低下や感度の向上にはハドロンイベントとガンマ線イベント弁別性能が重要になる。今後、ピクセルサイズを細かくすることで、ガンマ線とハドロンイベントの弁別性能が向上するかのシミュレーションを行なっていくことが必要である。

リカバリータイムの影響

リカバリータイムが長いと NSB 光子が入射しリカバリータイム中にあるセルにチェレンコフ光が入ることで検出したチェレンコフ光の数から推定される出力より、波高値が低い信号が出力されガンマ線のエネルギーを過小評価する可能性がありその影響を考える。6 章で詳しく解説するが、シミュレーションを行うことで NSB の影響を受けた SiPM の出力の低下具合を見積もることができる。その低下の程度は 75 μm でフィルタがない場合には約 4% の低下、フィルタがある場合には約 2% の低下、50 μm ではフィルタがない場合には約 2.2% の低下、フォルターがある場合には約 2.1% 低下して出力される。長いリカバリータイムによって過小評価してしまうが、ダークの状態ではその過小評価の程度は 5% 以内であり、リカバリータイムの影響は小さく運用は可能である。

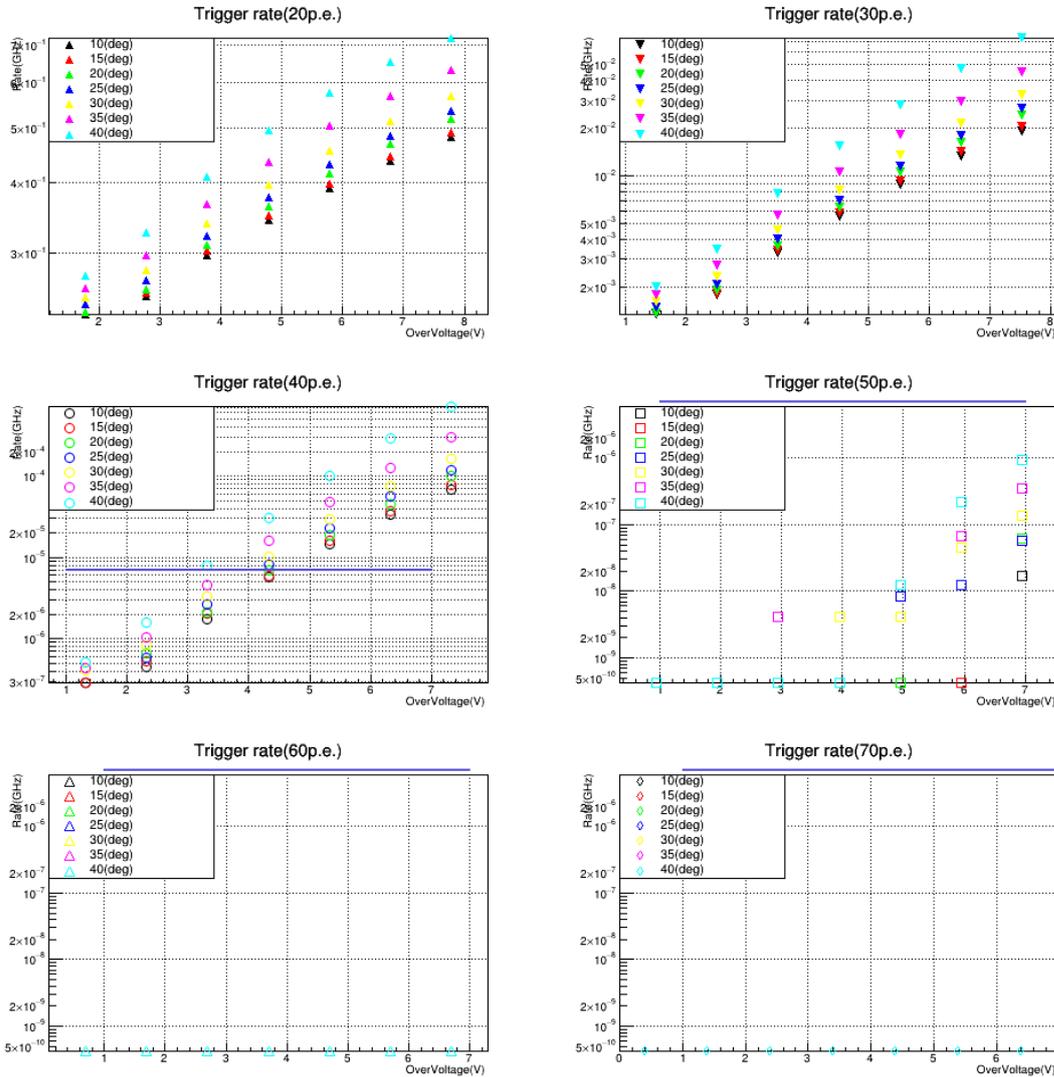


図 5.47 長波長吸収フィルタなしの時のトリガー閾値と温度、超過電圧を変えたときのトリガーレート。20 p.e. から 70 p.e. まで 10 p.e. ごとに閾値を定めその閾値をカウントしトリガーレートとした。7 kHz に青線を引いている。

まとめ

ゲインは数 100000 程度で 1 p.e. の大きさを現行と同じにする場合、数倍のプリアンプを開発する必要がある。また、ピクセル数を 4 倍にして 1 ピクセルで、NSBrate、DCR や OCT を考慮した上でアナログサムを行い、トリガー閾値を計算すると、30 p.e. 程度となり、SiPM は PMT の QE の 1.5 倍となることを考慮すると 20 GeV、それ以下のイベントの観測は可能であることが示唆された。超過電圧が大きいほど PDE は大きくなるが一方で DCR が上昇したり OCT の確率が高くなるので、超過電圧が大きほど良いわけではなく、今後トリガー閾値などを考慮して適切な運用電圧を決めていく必要がある。またリカバリータイムの影響でフィルタなしでは 4%、フィルタありでは 2% 程度出力が小さくなる。これらの基礎測定の結果からダークでは運用上問題ないと結論づける。よってダークでの観測は PDE の高いセルサイズが 75 μm の SiPM の方が良い。しかし、詳細なトリガー閾値や LST においてピクセルサイズが細くなることによって低エネルギー側の感度がよくなるとは本研究では述べる事がで

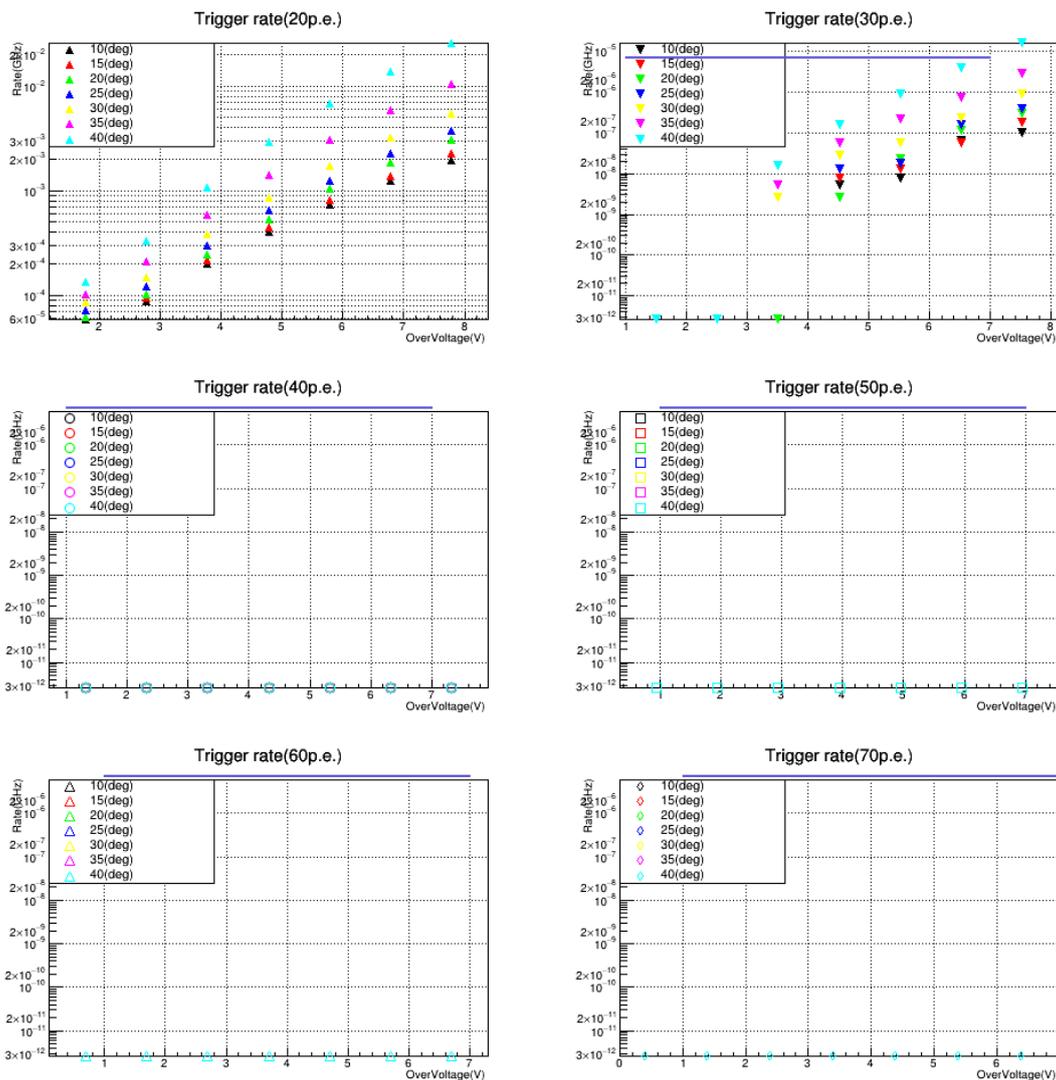


図 5.48 長波長吸収フィルタありの時のトリガー閾値と温度、超過電圧を変えたときのトリガーレート。20 p.e. から 70 p.e. まで 10 p.e. ごとに閾値を定めその閾値をカウントしトリガーレートとした。7 kHz に青線を引いている。

きず今後シミュレーションによって PMT に変わる検出器となれるかを評価しなければならない。

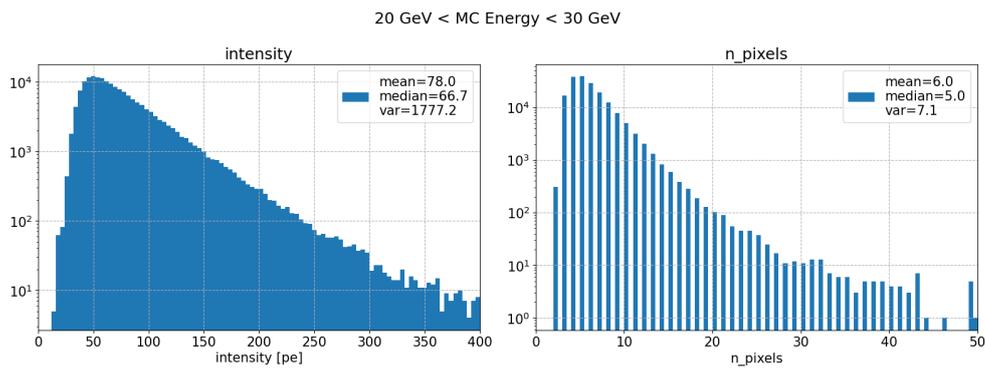


図 5.49 モンテカルロシミュレーションによる 20 GeV から 30 GeV のガンマ線イベントのクリーニングをかけた後の光電子数の積分値と光電子が存在したピクセル数。(credit:S.Nozaki)

第 6 章

月光下での観測に向けた SiPM の特性評価

2 章で SiPM に変えるメリットとして、月光下での観測が可能であることを述べた。しかし月光下では SiPM に多くの夜光 (Night Sky Background, NSB) が入射し以下の 3 つの要因から、出力の波高値が小さくなり、ガンマ線のエネルギーを低く見積もることになる (若園 (2022))。

1. 回路内を流れる直流電流により回路内の抵抗で電圧降下が生じることで SiPM にかかる電圧が小さくなることによる、ゲインの低下と PDE の低下。
2. SiPM 内部の温度上昇に伴う降伏電圧の上昇によるゲインの低下と、PDE の低下。
3. リカバリー中にあるセルに光子が入射することによるゲインの低下と PDE の低下。

これらによりゲインの低下、そしてそもそもの光子検出数が減るため、同じ量の信号が入射しても出力される信号が小さくなる。本章では月光下を想定したセットアップで実験とシミュレーションを行い、本研究で用いた SiPM でダークの NSBrate の 100 倍程度までどの程度波高値が低下するかを検証し月光下観測に向けた議論を行う。また本章の NSBrate の値は 9 mm^2 あたりの NSBrate となっている。

6.1 測定系

セットアップは以下に示す。基本的なセットアップは 5 章の測定と同じである。NSB 用の LED は波長 600 nm のものを用いた。以降の測定は温度 $20 \text{ }^\circ\text{C}$ で行った。また $75 \text{ }\mu\text{m}$ のセルサイズの SiPM のみで行い、 $50 \text{ }\mu\text{m}$ の SiPM は測定は行わずシミュレーションのみ行った。以降の測定では超過電圧が 4.37 V の時の場合の測定とシミュレーションである。

6.2 NSBrate の推定

本研究では月光下を想定した NSB 用の LED を用意し、この光量を調節しさまざまな NSB 下での SiPM の波高値の積分値を比較する。それに伴い LED の光量が何倍の NSBrate 相当かあらかじめ知っておく必要があるための実験を行った。NSBrate は 3 mm 角の面積の SiPM ライトガイドにフィルタがない場合 18.2 MHz であり、フィルタがある場合は 9.1 MHz とする。以降の測定では 2500 MHz まで測定しているが、これは実験当初 NSBrate の計算を誤り、NSBrate を 23.4 MHz としていたためである。

6.2.1 方法

SiPM には 59 V の電圧を印加した。NSB 用の LED を一定電圧をかけて光らせる。この状態でデータを取得し、 0.5 p.e. 以上の波高値となるイベントをカウントすることで NSBrate を算出する。この時カウントした数を取

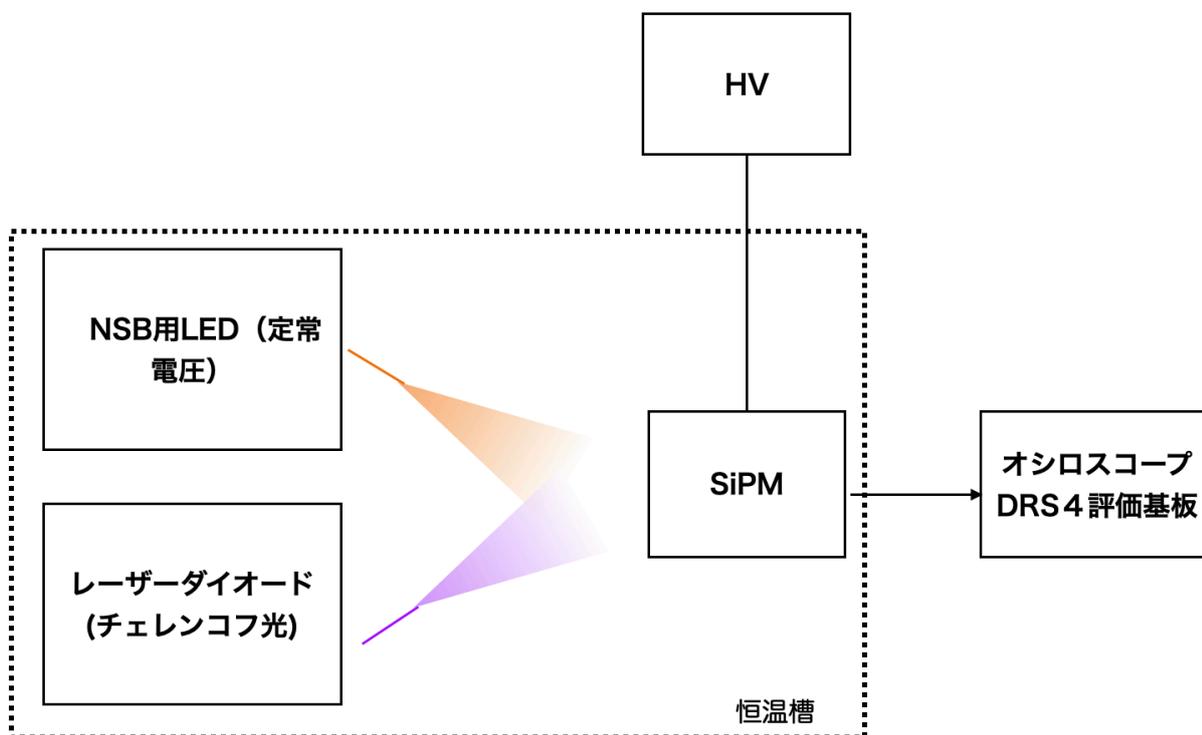


図 6.1 月光下を想定した測定系のダイアグラム。

得したデータの時間数で割れば、0.5 p.e. 以上の波高値のイベントのレートを求めることになるが、これは DCT が含まれており、実際の NSBrate より高くレート見積もってしまうことになる。そこで 0.5 p.e. 以上の波高値をもつイベントがカウントされた時、その直前にカウントされたイベントとの時間差 Δt (図 6.2) を求め、この Δt のヒストグラム (Δt 分布) を作成する。このヒストグラムに対して指数分布 $\exp(-t/\lambda)$ でフィッティングし、この平均値 λ をその時の LED の光量に対する NSBrate とした。この時 5 章の結果から DCT は元の信号に対して 50 ns 後までに検出されることに注意して $\Delta t > 50$ ns の範囲でフィッティングした。図 6.3(a) は Δt 分布の例である。これを LED にかける電圧値を変えて行った。LED にかける電圧値を 2.3 から 2.4 V まで 0.01 V 刻みで変え NSBrate を推定した。その結果が図 6.4 であるがカウントレートが 100 MHz を超えるとサチュレーションを起こしていることがわかる。これはカウントレートが高くなると信号同士が重なり合うため解析のアルゴリズム上、これ以上 Δt 分布から NSBrate を推定することができなくなることを意味する。そこで、100 MHz 以上の NSBrate の推定は ND フィルタを用いることで推定した。本研究で 2.5 GHz の NSBrate を想定しているため 2.5 GHz 程度の光量が ND フィルタを通すことで 100 MHz 程度になるように、すなわち、透過率が 4% になるように ND フィルタを用意した。こうすることで 100 MHz 以上の NSBrate を推定した。実際の測定では透過率 40% の ND フィルタと 10% の ND フィルタを重ね合わせ、キャリブレーションを行い ND フィルタの透過率とした。キャリブレーションの方法は先と同様に 2.3 V から 2.4 V で 0.01 V 刻みで LED にかける電圧を変え、カウントレート測定する。ND フィルタありの時のなしの時の比をとり、これをその印加電圧での透過率とする。しかし、このカウントレートは DCR も含まれたカウントレートであるため、NSB 用 LED によるレートだけを考えるために DCR を差し引いた上で比を取る必要がある。5 章の結果から温度 20 °C、印加電圧 59 V における DCR は 562 kHz と見積もられるので、透過率 T は ND フィルタありのカウントレートを N_{ND} (MHz)、なしの時のカウントレートを

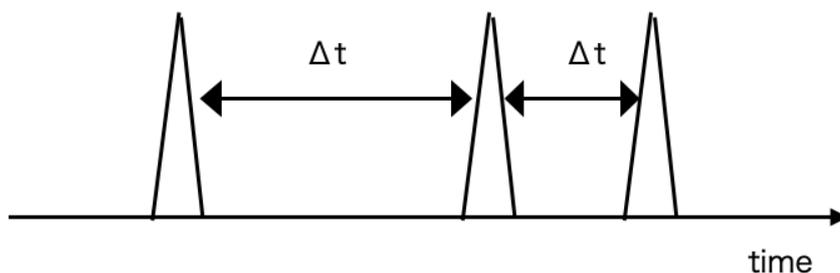


図 6.2 Δt 分布作成のイメージ。閾値を超えた信号間の時間間隔を求めヒストグラムにする。

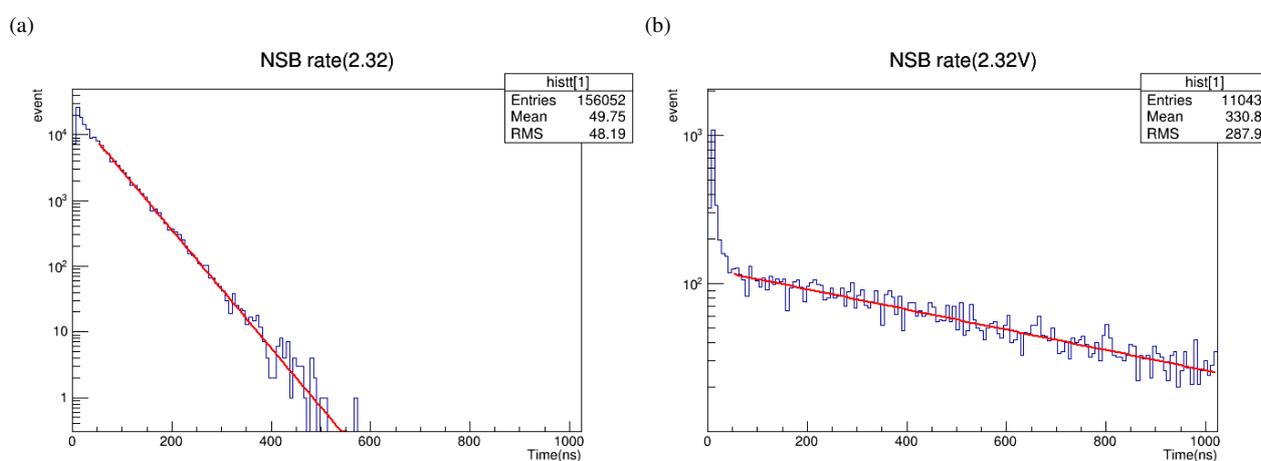


図 6.3 実際に測定した ΔT 分布。 $\Delta T > 50$ ns 以降を指数分布でフィッティングした。(a) ND フィルタがないときの ΔT 分布。(b) ND フィルタがあるときの ΔT 分布。 $\Delta T < 50$ ns はカウント数が多くなっているがこれはディレイドクロストークによるものである。

N_{noND} (MHz) として、

$$T = \frac{N_{\text{ND}} - 0.562}{N_{\text{noND}} - 0.562} \quad (6.1)$$

$y = \text{constant}$ でフィッティングし ND フィルタの透過率とする。ND フィルタのキャリブレーションの結果が図 6.6 であり、この結果から ND フィルタの透過率は 3.83 % とした。そして ND フィルタをつけた状態で 100 MHz 程度になるまで LED に印加する電圧を変えてカウントレートを測定する。0–100 MHz も 100 MHz–2.5 GHz においても、この時の測定データを指数関数でフィットしこの時のフィット曲線からある NSBrate に対する LED に印加する電圧値を推定した。

6.3 High NSB 下での波高値の積分値の測定

6.2 節の結果を用いて 2.5 MHz から 2.5 GHz までの NSBrate での SiPM からの出力の低下具合を測定した。月のないときの NSBrate は 5.9 章より 3 mm 角の SiPM の場合 18 MHz であり、ダークの NSBrate の 1/10 から 100 倍までの測定を行った。

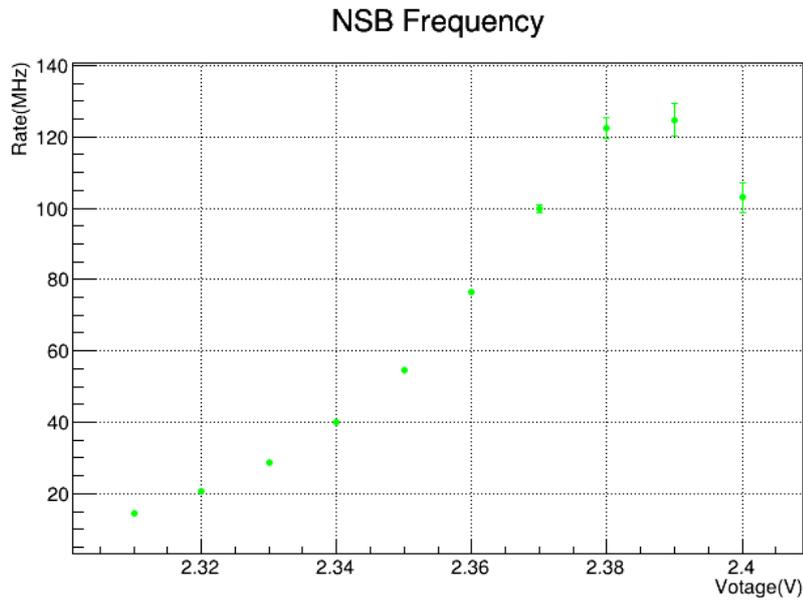


図 6.4 ND フィルタがないときの LED にかける印加電圧と NSBrate の関係。

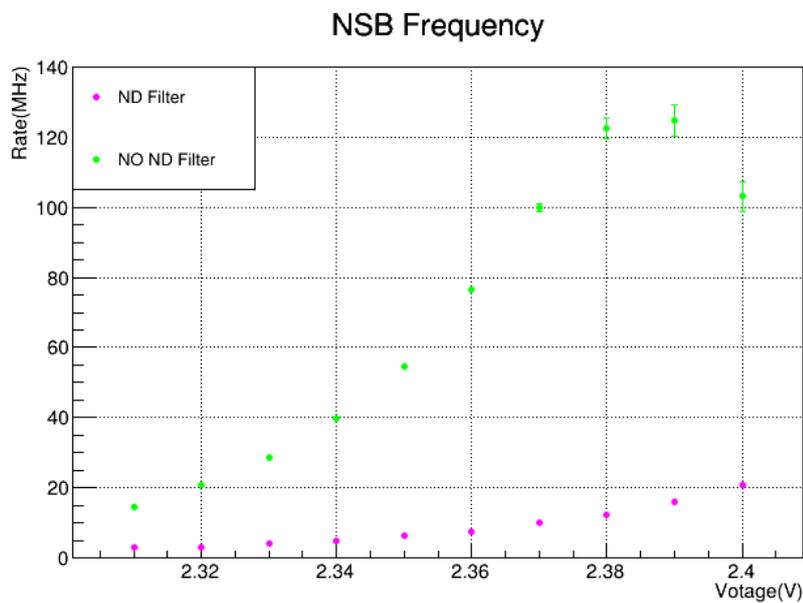


図 6.5 LED にかける印加電圧と NSBrate の関係。黄緑が ND フィルタがない場合の NSBrate。ピンクが ND フィルタがある場合 NSBrate。

6.3.1 方法

SiPM には 56 V を印加した。NSB 用の LED を照射させ、チェレンコフ光を想定したレーザーダイオードから 100 p.e. 程度の光を照射し SiPM からの出力を積分し信号の積分値を求める。これをヒストグラムにし、このヒストグラムをガウシアンでフィッティングすることで平均の信号の積分値 Q' を求める。この時の積分方法は 5.2 章と同様である。これを NSB 用 LED が OFF の状態で測定した SiPM の出力の積分の平均値 Q_0 と比較する

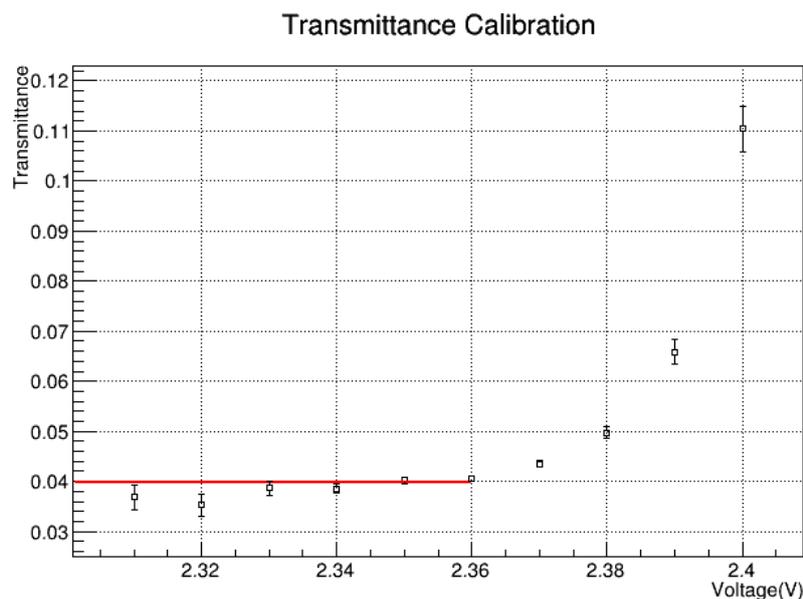


図 6.6 ND フィルタの透過率。

が、NSB 用 LED が ON の状態で測定した Q' はレーザーダイオードからの光だけでなく LED の光が混入している。この影響をなくすために NSB 用 LED を照射して、ある区間で 7 ns 積分し Q_{ped} を求め、 $Q' - Q_{\text{ped}}$ を新たに NSB 用 LED 照射時の信号の積分の平均値 Q とした。これを 2.5 MHz から 2.5 GHz まで NSBrate を変えて測定を行った。

6.3.2 結果

図 6.7 は測定結果である。NSB が上がるにつれ、出力が落ちることがわかる。以降では上述の 3 つの波高値低下の原因を考え、それぞれの出力低下への寄与を考察していく。

6.4 直流電流による影響

SiPM に入る光子数が増加すると回路内に流れる直流電流は増加する。SiPM を動作し、信号を読み出すまでに回路上には抵抗が存在し、その抵抗を直流電流が流れることで電圧降下が起こり SiPM にかかる電圧が小さくなる。この影響で PDE の低下やゲインの低下が起こる。各 NSBrate における直流電流量を測定し波高値の低下具合を調べる。

6.4.1 推定方法

本測定で信号読みだしに用いた回路は図 6.8 に示した自作回路である。この回路にはローパスフィルタ用を構成する 1 k Ω の抵抗とハイパスフィルタに 50 Ω の抵抗があり、直流電流 I はこの抵抗を通るため電圧降下を起こす。これらの抵抗による電圧降下は V_{drop} は

$$V_{\text{drop}} = 1050 \times I \quad (6.2)$$

と表される。この電圧降下による Q の影響を考える。SiPM の出力は検出光子数と SiPM のゲインに依存する。ゲインは超過電圧に比例し、検出光子数は PDE に依存し PDE も超過電圧に依存する。PDE の超過電圧依存性は

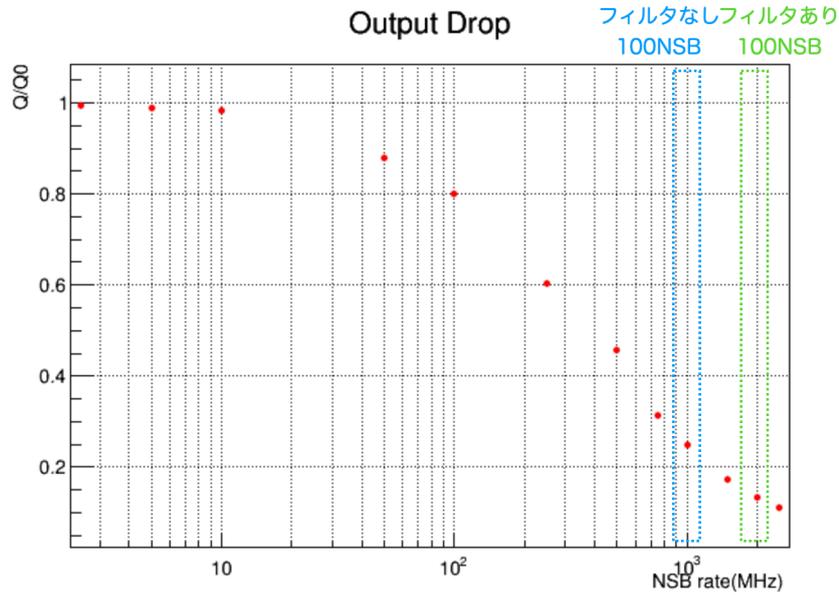


図 6.7 各 NSBrate に対する SiPM の出力の低下具合。

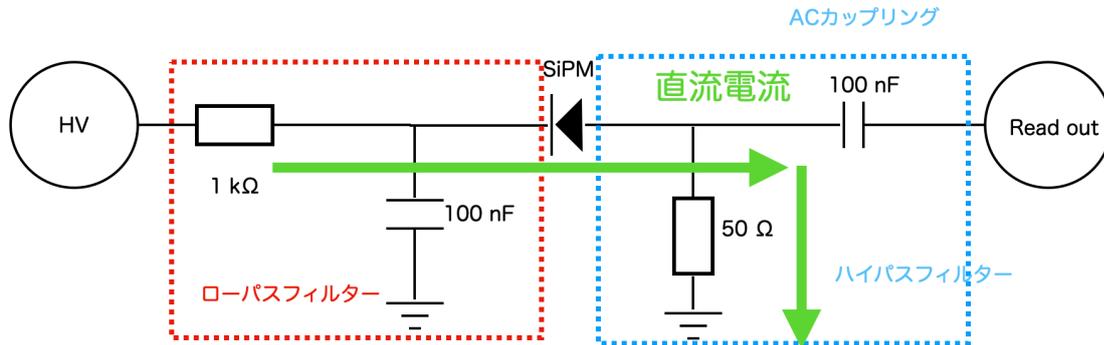


図 6.8 自作評価基板における直流電流の流れ。

PDE を ϵ として、一般に b を定数、 V_{OV} を超過電圧、 V_{BV} を降伏電圧として、

$$\epsilon = 1 - \exp(-b \cdot V_{OV}/V_{BV}) \quad (6.3)$$

と表される。これより信号の電荷量の積分値 Q_0 は

$$Q_0 \propto \epsilon \cdot V_{OV} \quad (6.4)$$

$$\propto (1 - \exp(-b \cdot V_{OV}/V_{BV})) \cdot V_{OV} \quad (6.5)$$

と表される。また Q は直流電流による V_{drop} を考慮して、

$$Q \propto (1 - \exp(-b \cdot (V_{OV} - V_{drop})/V_{BV})) \cdot (V_{OV} - V_{drop}) \quad (6.6)$$

よって $\frac{Q}{Q_0}$ は

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{(1 - \exp(-b \cdot (V_{OV} - V_{drop})/V_{BV})) \cdot (V_{OV} - V_{drop})}{(1 - \exp(-b \cdot V_{OV}/V_{BV})) \cdot V_{OV}} \quad (6.7)$$

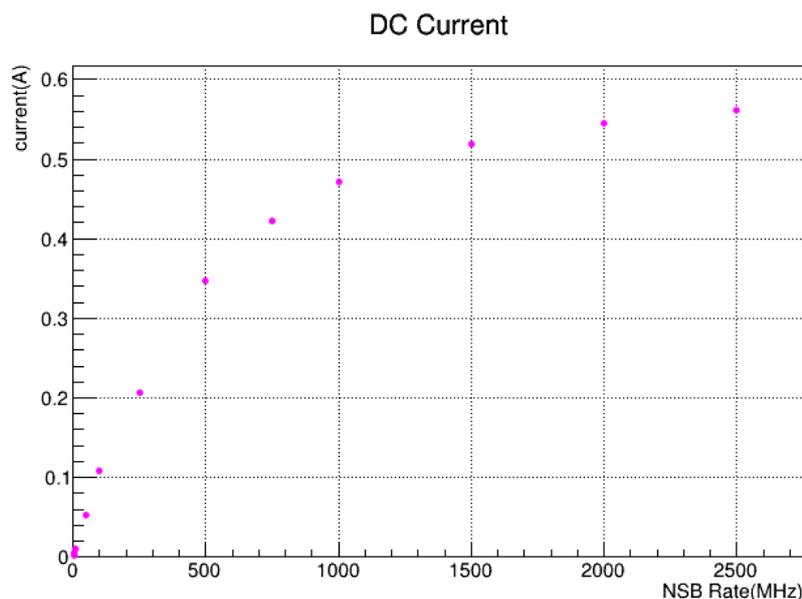


図 6.9 NSBrate と直流電流の関係。

と表される。

6.4.2 直流電流の測定

直流電流はソースメータで 0.07 s のサンプリング幅でサンプリングすることができる。NSB 用の LED を照射した上で、約 6 分間データを取得しこの平均値をその NSBrate の電圧値とした。図 6.9 はその測定結果である。

6.4.3 直流電流による出力の低下具合の推定結果

以上を考慮して直流電流による影響を推定した結果が図 6.10 である。直流電流による影響は全体の低下のうち約 18% を占めた。

6.5 SiPM の内部温度の上昇の影響

SiPM は降伏電圧に温度依存性が存在するため、温度によってゲイン、PDE が変化する。月光下では NSBrate が大きく、光電流が増加することで SiPM 内部の発熱も大きくなるため、温度が上昇し降伏電圧が上昇することで、波高値の低下につながる。本節では NSBrate を変えて温度上昇を測定し、各 NSBrate で温度がどの程度上昇するかを確認し、さらに SiPM の出力の影響を考える。

6.5.1 温度上昇の測定方法

温度上昇の推定には暗電流を用いる。暗電流量は温度依存性があり、この特性を用いて温度上昇を推定する。まず、暗電流の温度依存性を測定した。恒温槽の温度を 10 °C から 40 °C まで 5 °C 刻みで測定し、光源から光を照射せずにソースメータから暗電流を測定する。その結果が図 6.11 である。

この結果を

$$I_{dark} = A \exp(BT) \quad (6.8)$$

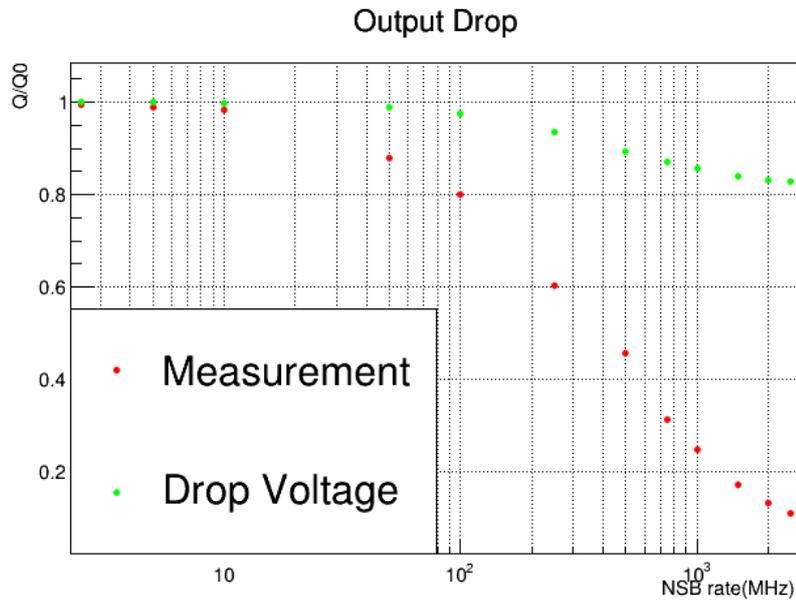


図 6.10 直流電流による電圧降下を考慮したときの出力の低下。緑の点が直流電流による電圧降下を考慮したときの出力。赤の点が測定値。

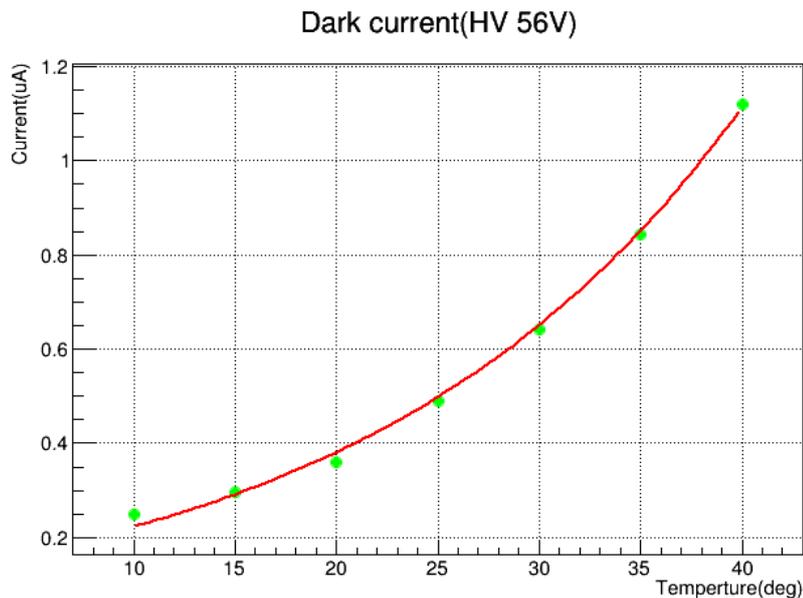


図 6.11 暗電流の温度依存性。温度上昇とともに暗電流は増加する。

でフィッティングし温度と暗電流の関係 sought。

次に NSB 用の LED を ON にし 20 分程度放置した上で、NSB 用 LED を OFF にする。電源を OFF にした瞬間は SiPM の温度が上昇しているため温度 20 °C、56 V における暗電流値より大きくなっている。そして上昇した温度が時間と共に指数関数的に低下していき 20 °C、56 V における暗電流値に収束する。測定では OFF にする瞬間からソースメーターで暗電流を測定し、これを $I_0 \cdot \exp(-at)$ でフィッティングする。この I_0 と式 6.8 でもとまる暗電流と温度の関係から上昇温度を推定する。また温度 (ΔT) と降伏電圧 (ΔV_{BV}) の関係は 5 章で求めた

$$\Delta V_{BV} = 0.0549 \cdot \Delta T \quad (6.9)$$

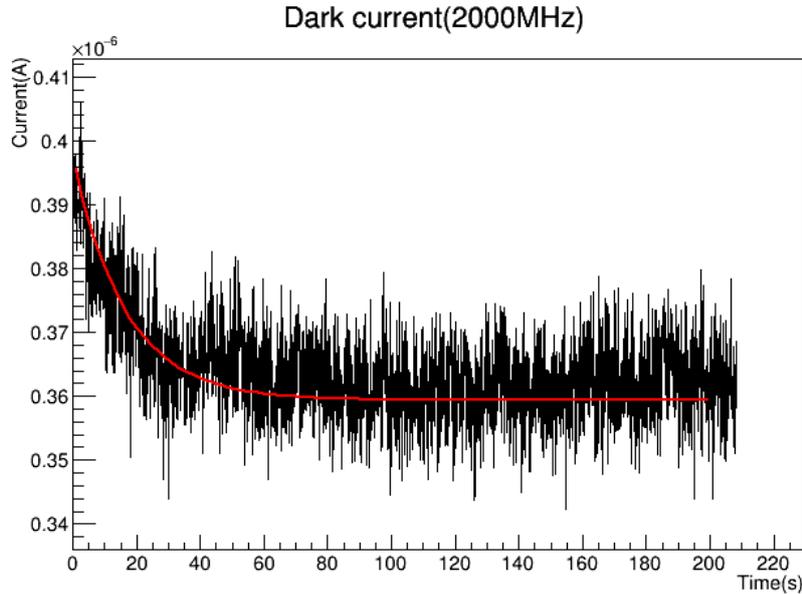


図 6.12 NSB 用 LED を OFF にした直後からの暗電流の変化。時間が経つにつれて温度が下がり暗電流は小さくなる。

を利用して降伏電圧の上昇を推定する。この降伏電圧の上昇による信号の積分値 Q の影響は

$$Q \propto a \cdot (1 - \exp(-b \cdot (V_{OV} - V_{drop} - \Delta V_{BV}) / (V_{BV} + \Delta V_{BV}))) \cdot (V_{OV} - \Delta V_{BV}) \quad (6.10)$$

これより $\frac{Q}{Q_0}$ は

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{(1 - \exp(-b \cdot (V_{OV} - V_{drop} - \Delta V_{BV}) / (V_{BV} + \Delta V_{BV}))) \cdot (V_{OV} - V_{drop} - \Delta V_{BV})}{(1 - \exp(-b \cdot V_{OV} / V_{BV})) \cdot V_{OV}} \quad (6.11)$$

となる。

6.5.2 結果

図 6.12 は NSB 用 LED を OFF にした後の暗電流の変化である。OFF にした直後は SiPM 内部の温度上昇により、暗電流が増加しているが 20 秒程度で温度 20 °C の暗電流の値に収束していることがわかる。これを各 NSBrate で行ったものが、図 6.13(a) である。50MHz 以下では温度上昇を確認することができなかった。50 MHz 以上では NSBrate が上昇するとともに、温度も上昇し、降伏電圧が上昇していることがわかる。また 1.5 GHz 以上ではこれ以上温度上昇が見られなかった。

この結果を元に式 6.11 を用いて Q/Q_0 を推定したものが図 6.14 である。温度上昇による影響は全体の低下のうち約 4% でありその影響は小さいことがわかる。

6.6 リカバリータイムの影響を考慮したシミュレーション

波高値を低下させる更なる要因としてリカバリー中にあるセルに光が入射することがある。リカバリータイム中にある光子は超過電圧が低くなっているため、ゲインや PDE が低下している。本研究で用いた SiPM は 5.7 節の測定結果からリカバリータイムが長いことがわかっており、NSBrate が高いときはリカバリータイムの影響が大きことが推察される。各セルの超過電圧を測定することは難しく、本節ではシミュレーションを行いリカバリータイムの影響を受けた場合の波高値を推定し、測定値と比較する。

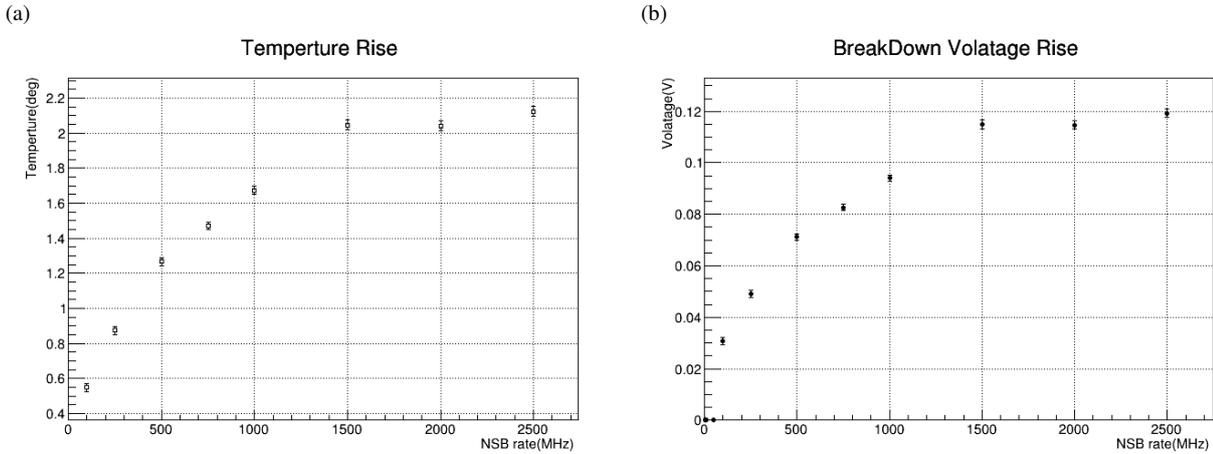


図 6.13 (a) NSBrate と SiPM 内部温度の関係。(b) (a) の結果から計算される降伏電圧の上昇と NSBrate の関係

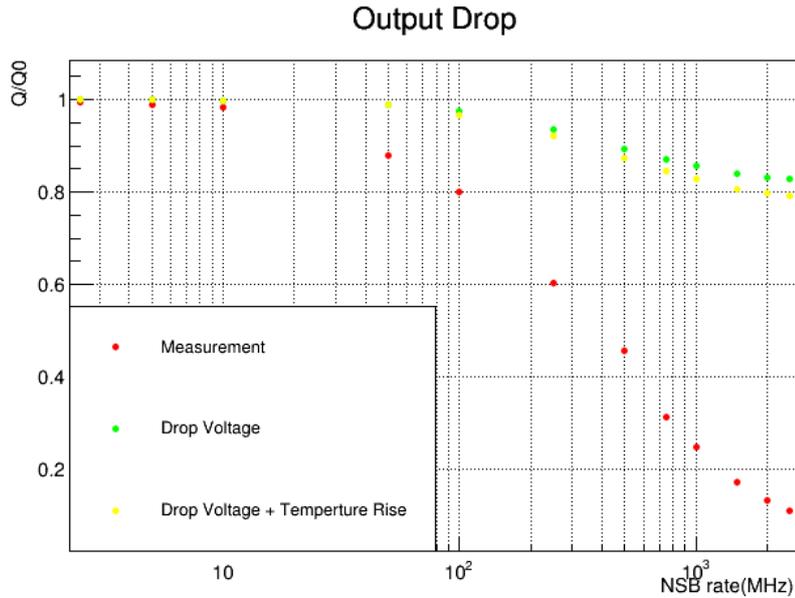


図 6.14 直流電流による電圧降下と SiPM の温度上昇による降伏電圧の上昇を考慮したときの出力の低下。緑の点が直流電流による電圧降下を考慮したときの出力。黄色の点が直流電流による電圧降下と SiPM の温度上昇による降伏電圧の上昇を考慮したときの出力。赤の点が測定値。

6.6.1 シミュレーション方法

75 μm のセルサイズの SiPM では 5 章の測定で印加電圧 56 V、温度 20 $^{\circ}\text{C}$ で、リカバリータイムは 1958 ns であることからある回復時間中 t での超過電圧 $V_{\text{rec}}(t)$ と $\text{PDE}\epsilon_{\text{rec}}(t)$ はそれぞれ、

$$V_{\text{rec}}(t) = (V_{\text{OV}} - V_{\text{drop}} - \Delta V_{\text{BV}}) \cdot (1 - \exp(-t/\tau)) \quad (6.12)$$

$$= (V_{\text{OV}} - V_{\text{drop}} - \Delta V_{\text{BV}}) \cdot (1 - \exp(-t/1958[\text{ns}])) \quad (6.13)$$

$$\epsilon_{\text{rec}}(t) = 1 - \exp(V_{\text{rec}}(t)/(V_{\text{OV}} - V_{\text{drop}} - \Delta V_{\text{BV}})) \quad (6.14)$$

$$= 1 - \exp[(V_{\text{OV}} - \Delta V_{\text{BV}}) \cdot (1 - \exp(-t/1958))/(V_{\text{OV}} - V_{\text{drop}} - \Delta V_{\text{BV}})] \quad (6.15)$$

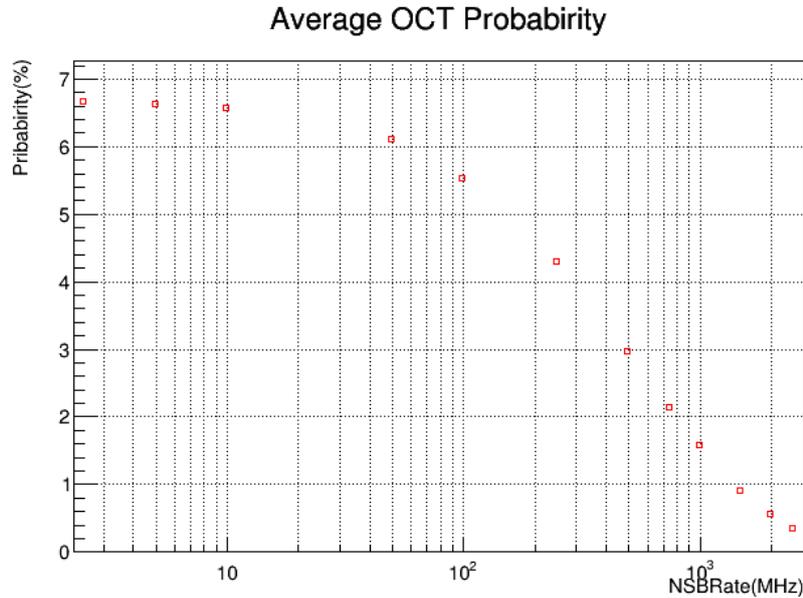


図 6.15 各 NSBRate と平均的な OCT の関係。

と表される。また、ゲインの回復が 99 % になる時間は約 $9 \mu\text{s}$ であったため、シミュレーションでは 0 から $9 \mu\text{s}$ の時間内でポアソン分布にしたがう乱数で NSB 光子を SiPM にふらせて各セルの超過電圧と PDE の振る舞いを考え、 $\frac{Q}{Q_0}$ を決定する。以下はシミュレーションの詳細を記す。

1. $0-9 \mu\text{s}$ の時間で 1 ns ごとに入射する NSB 光子の数と入射せるセルの決定。

1 ns の間に NSB 光子が平均 F 個入射する時、APD の平均の発生光電子数 F' は OCT と DCT を考慮して

$$F' = F \cdot \sum_i \{i \cdot P_{\text{OCT}}^{i-1} (1 - P_{\text{OCT}})\} \cdot \sum_j \{j \cdot P_{\text{DCT}}^{j-1} (1 - P_{\text{DCT}})\} \quad (6.16)$$

$$= F \cdot \frac{1}{1 - P_{\text{OCT}}} \cdot \frac{1}{1 - P_{\text{DCT}}} \quad (6.17)$$

と表される。ここで P_{OCT} 、 P_{DCT} はそれぞれ、OCT の発生確率と DCT の発生確率である。シミュレーションではこれらの確率は 5 章で求めた実測値を用いた。こうして平均 F' のポアソン分布に従う乱数を 1 ns ごとにより、各時間での SiPM での発生光電子を求めた。次にこの光電子が発生するセル 1600 個から決めた。一様分布で 1-1600 の乱数を振り各時間での光電子が発生するセルを決めた。ここまでで、 F GHz の NSBRate の時の各時間における NSB 光子を検出したセルと OCT と DCT によって光電子が発生したセルが求まった。

2. チェレンコフ光が入射するセルの決定と検出セル数の決定

平均 λ_0 個の光子が入射する場合を考える。平均 λ_0 のポアソン分布で乱数を振り入射する光子数 λ を求めた。次に一様分布でこの λ 個の光子が入るセルを決めた。このチェレンコフ光が入る時間は $9 \mu\text{s}$ の時に入射させた。

3. 検出光子数の決定

1 で各セルに最後に入射した NSB 光子がわかるので、チェレンコフ光が入射した時間から最後に NSB 光子が入射した時間の差から回復時間を求め信号が入射したセルの超過電圧と PDE を求める。この PDE で重み付けしたランダム値から光が検出されるかを決定した。これを全セルに対して行い、全光子検出セル数を決める。

4. 光電子発生セル数の決定

信号が入射したセルは OCT が起こりうるので、OCT が発生するかを決定した。OCT の発生確率は超過電圧に依存するので各 NSBrate で平均的な OCT の発生確率は異なり、NSBrate が高いほどリカバリー中であるセルが多く、超過電圧が平均的に小さくなるため OCT の発生確率は低下する。この平均的な OCT の発生確率を求めるためにあらかじめ 1 の操作を 100 回行い、この時の $9 \mu\text{s}$ における全 1600 個の超過電圧の平均をとり、この平均超過電圧から平均の OCT の発生確率を求め、各 NSBrate での OCT の発生確率とした。OCT の発生確率で重み付けしたランダム値から OCT が発生するかを決定し、ランダムで OCT によって光電子が発生するセルを決定しそのセルの超過電圧を計算した。これを光が検出されたセル全てで行った。

5. Q/Q_0 の決定

以上より平均 λ_0 個の光が入射する時の光電子が発生したセル数 λ_d がもとまる。NSB 光子がないときの平均の光電子が発生するセル数 λ_n は $\lambda_0 \cdot \epsilon(V_{OV}) \cdot (1 + P_{OCT})$ であり超過電圧は V_{OV} であることから Q/Q_0 は

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{\sum_i^{\lambda_d} V_{rec}^i}{V_{OV} \cdot \lambda_n} \quad (6.18)$$

となる。ここまでの操作を 10000 回繰り返し各 NSBrate に対して $\frac{Q}{Q_0}$ のヒストグラムを作りガウシアンでフィッティングしその平均値をその NSBrate での $\frac{Q}{Q_0}$ とした。

6.6.2 結果

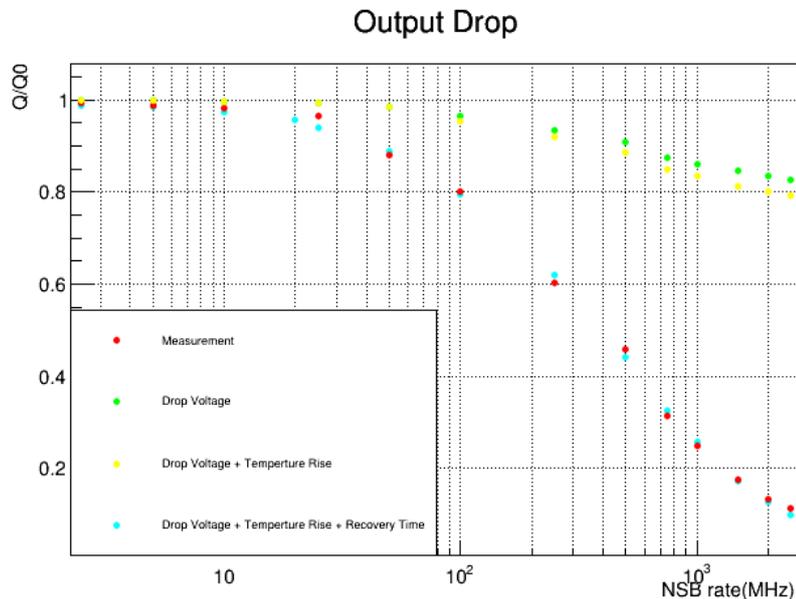


図 6.16 直流電流による電圧降下と SiPM の温度上昇による降伏電圧の上昇とリカバリータイムによる電圧降下を考慮したときの出力の低下。緑の点が直流電流による電圧降下を考慮したときの出力。黄色の点が直流電流による電圧降下と SiPM の温度上昇による降伏電圧の上昇を考慮したときの出力。水色の点が直流電流による電圧降下と SiPM の温度上昇による降伏電圧の上昇とリカバリータイムによる電圧降下を考慮したときの出力。赤の点が測定値。

シミュレーション結果を示したものが図 6.16 である。また図 6.17 は測定値とシミュレーション結果の比をとったものである。NSBrate が 2.5 GHz では 12% 程度の違いがあるがそれ以外では 5% 以下のズレとなっておりお

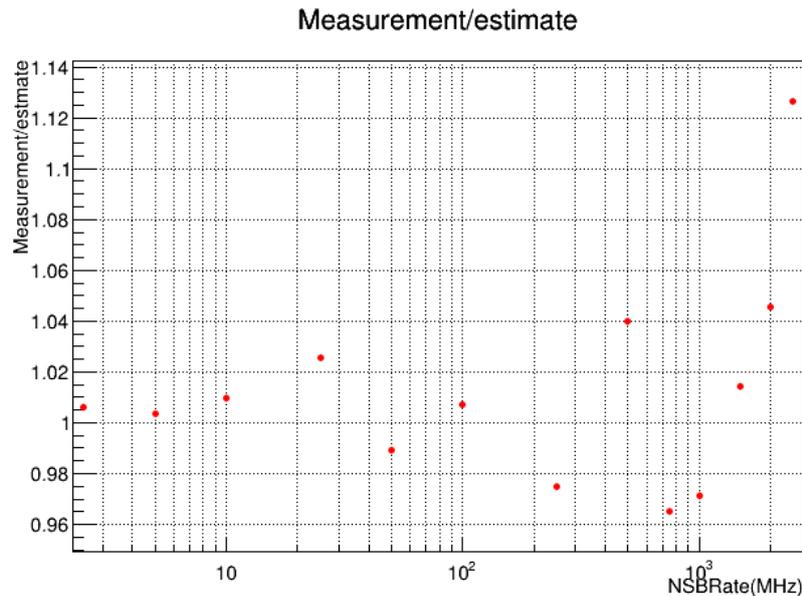


図 6.17 測定値と推定値の比。

よそシミュレーションと測定が一致する結果となった。ダークの状態でのゲインの低下率はフィルタがない場合には約 4.1% フィルタをつけた場合には 2.5% 程度波高値が低下する。またダークの 100 倍の NSBRate ではフィルタがない場合は 87%、フィルタがある場合は 75% 程度低下する。またシミュレーションの結果より、今回の条件の場合 SiPM の出力の低下はリカバリータイムの影響が大部分を占めており、全体の低下の約 80% がリカバリーによる影響であった。図 6.18(a) はシミュレーションにおいてある時間の各セルの超過電圧の値を抜き出し、これを 100 回行いヒストグラムにしたものである。NSBRate が低い時にはリカバリータイムにあるセルが少なく、多くが NSB がない場合の超過電圧から、直流電流による電圧降下と、温度上昇による降伏電圧の上昇を考慮した超過電圧となっているが、NSBRate が高くなるとリカバリータイムにあるセルが多くなり各セルの超過電圧のばらつきは大きくなる。また図 6.19(a) は同様に PDE の分布を表している。PDE も超過電圧に依存するため、超過電圧と類似した分布となる。さらに図 6.19(b) は各 NSBRate における平均的な PDE を表している。100 倍の NSBRate ではフィルタありの場合 PDE は約 33%、なしの場合は約 23% 程度まで落ちている。NSBRate が高い方が、超過電圧、PDE の分散は大きくなるため分解能も悪化する。図 6.20(a) と図 6.20(b) は各 NSBRate での分解能の実測の値と、シミュレーションの結果である。ここで分解能 R は Q/Q_0 のヒストグラムをガウシアンでフィットしたときの平均値を μ 、標準偏差を σ として

$$R = \sigma/\mu \quad (6.19)$$

と定義する。実測、シミュレーションとも 100 MHz 程度までは分解能はあまり変化がなく実測では約 13-14% 程度、シミュレーションでは 10.2% 程度となった。100 倍の NSBRate では実測では約 19% 程度、シミュレーションでは 18.5% となり実測では約 5% 程度、シミュレーションでは約 8% ダークより悪化している。

6.7 月光下観測に向けた議論

前節の結果は各 NSBRate において観測できるエネルギー範囲が変わることを意味する。月光下での観測において直流電流や温度上昇でゲインや PDE が低下することで、出力が低下し観測できるエネルギー範囲が変わることは避けられない。その中で PDE や分解能を落とさずに観測をすることを目指す必要がある。前節まででは 75 μm の

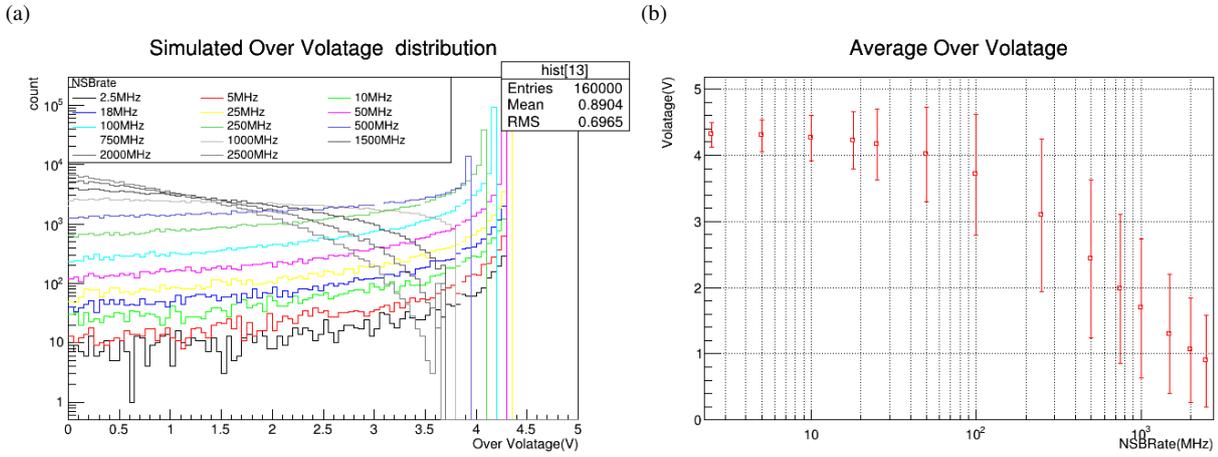
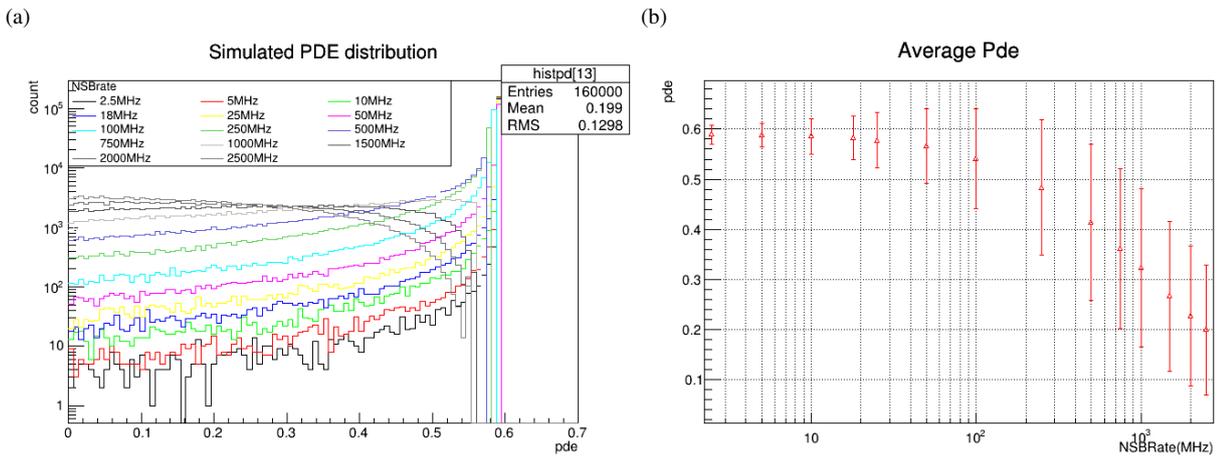


図 6.18 各 NSBRate でのある瞬間の超過電圧の分布と平均の超過電圧。(a) 超過電圧の分布。(b) 平均的な超過電圧。



1

図 6.19 各 NSBRate でのある瞬間の PDE の分布と平均の PDE。(a) PDE の分布。(b) 平均的な PDE。

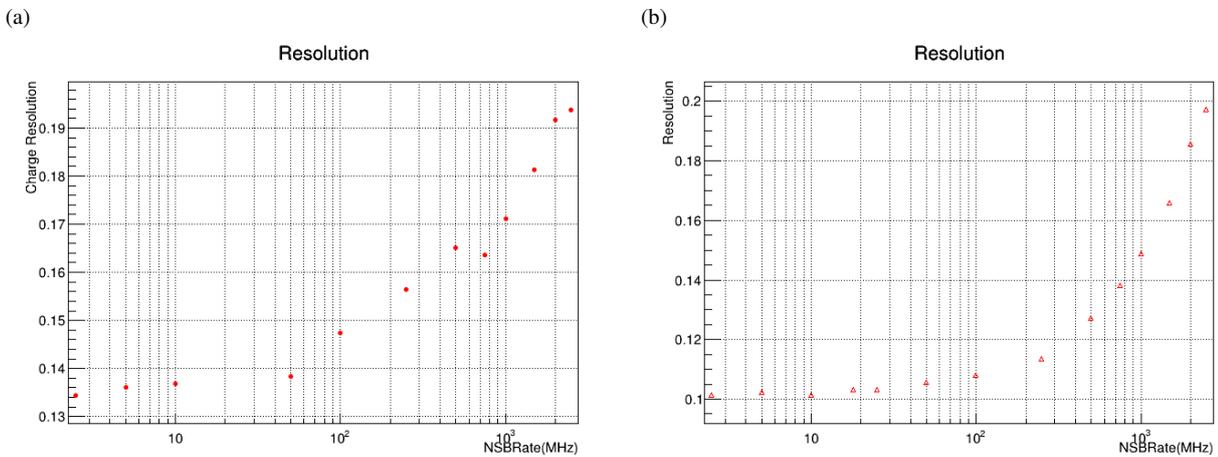


図 6.20 各 NSBRate ごとの分解能。(a) 実測。(b) シミュレーション。

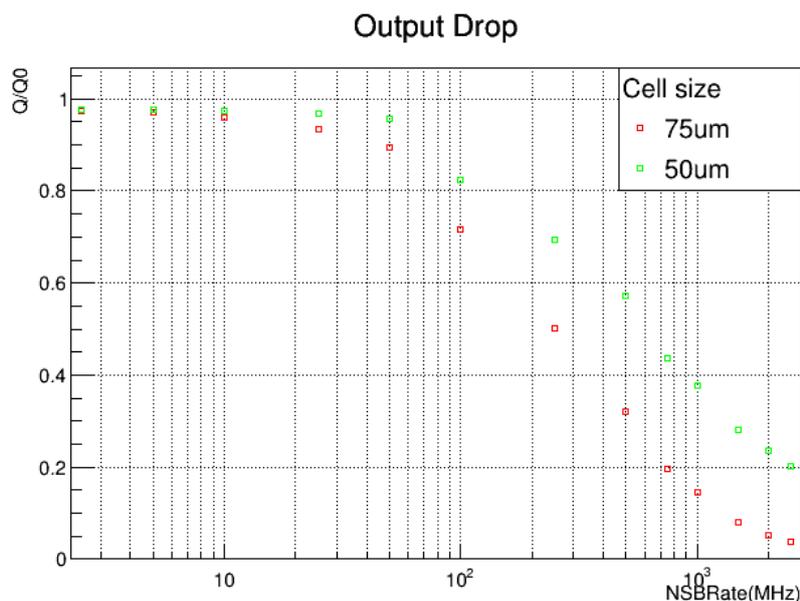


図 6.21 6 mm 角の SiPM の使用を想定した場合の出力の低下。

SiPM での測定とシミュレーションを行ったが、50 μm の SiPM では 5 章での測定でリカバリータイムが 75 μm の 1/3 倍になっており、リカバリータイムの影響をうけにくい。そこで 50 μm でも同様のシミュレーションを行い、75 μm と比較する。また実際に望遠鏡に設置する際には 3mm 角の SiPM を用いた場合、素子の数が増える分読み出し側の回路も増やす必要があり、消費電力が増加し現状の許容消費電力を超えさせないために、6 mm 角の SiPM を用いる。6 mm 角の場合直流電流量は増加するため出力や PDE はさらに低下する。そこで 6 mm 角の SiPM を想定し、シミュレーションを行なった。この時の直流電流は測定することができないため、浜松ホトニクス社製の S14161-6050HS(1 ピクセル 6mm 角) を用いて LED を照射し、直流電流量を測定しその値を用いた。また空乏層内部の温度上昇は温度上昇は 6.3 節で測定した結果を用いた。

図 6.21 はシミュレーション結果である。元々直流電流による電圧降下の影響が小さい 100 MHz 未満では 3 mm 角の時と変わりはないが、それより NSBRate が大きいと直流電流が増加することの影響を受け出力がさらに低下する。75 μm においてはダークの 100 倍の NSBRate の場合フィルタありで、出力は 96% 程度、なしで 88% 低下する。一方で 50 μm はリカバリータイムが小さい分出力低下は 75 μm に比べて小さくなっており 100 倍の NSBRate ではフィルタありで約 68%、フィルタなし約 81% で低下する。図 6.22 は各 NSBRate での平均の PDE である。250 MHz 以下では同じ超過電圧でも PDE が 75 μm の方が高い分 PDE は高くなっているが 250 MHz を超えるとリカバリータイムによる超過電圧の低下により PDE は 50 μm の方がよくなっている。250 MHz はフィルタがない場合ダークの 14 倍程度の NSBRate、フィルタがある場合 28 倍の NSBRate である。また図 6.23 は分解能の結果である。分解能も 250 MHz 程度を超えるあたりから差が開始、ダークの 100 倍の NSBRate ではフィルタがある場合 75 μm は 22.5%、50 μm は約 16% で分解能は 6.5% 程度 50 μm の方がよく、フィルタがある場合 3% 程度 50 μm の方が良い結果となった。

6.7.1 電源基板の抵抗値を下げて直流電流による電圧降下を小さくした場合のシミュレーション

SiPM の超過電圧を下げない方法として直流電流による電圧降下を小さくする方法がある。先述のように APD と電源の間にある抵抗はキャパシタとともにローパスフィルタを構成し電源からの高周波ノイズなどを取り除く役

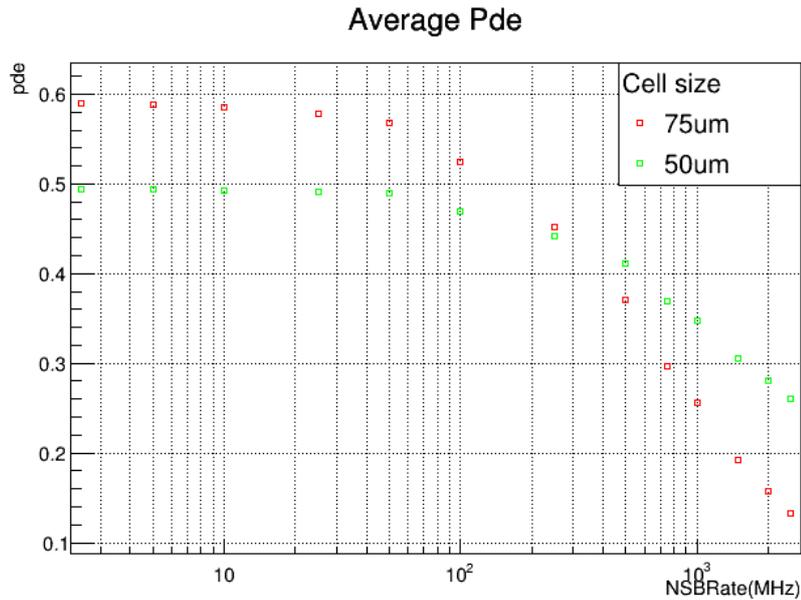


図 6.22 6 mm 角の SiPM の使用を想定した場合の平均的な PDE。

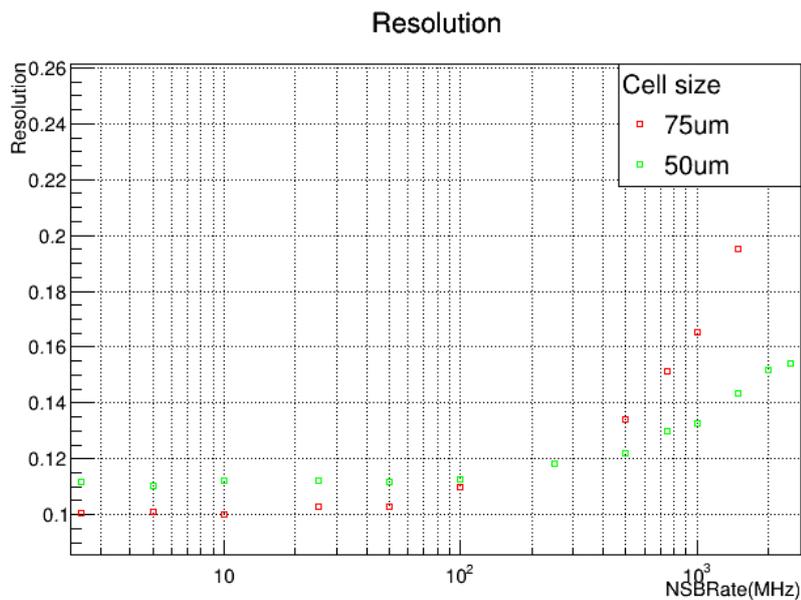


図 6.23 6 mm 角の SiPM の使用を想定した場合の分解能。

割を持つ一方で、意図せず大量の光が入射した時に過剰な電流が流れないように保護抵抗としての役割をもつ。この抵抗の値を小さくすることで直流電流による電圧降下の影響を小さくすることができる。本研究では SST で採用予定の 1 k Ω の抵抗を用いている。そこで 1 k Ω の抵抗を 1 k Ω から 50 Ω にして電圧降下の影響を小さくしてシミュレーションを行った。この時直流電流の値は前節で測定した結果を用いた。しかし、実際には直流電流による電圧降下の影響が小さくなり、各セルの超過電圧は抵抗を変える前に比べて大きくなるため、直流電流の大きさは大きくなり、ゲインや PDE はシミュレーションの結果より下降すると考えられる。その結果が図 6.24 である。

図 6.25 は各 NSBRate での平均的な PDE、図 6.26 は分解能を表している。50 Ω 抵抗に変えた場合、75 μm ではフィルタなしの場合 100 倍の NSBRate で PDE は 25% 程度となり 1k Ω の時と比べて、PDE は約 1.7 倍となって

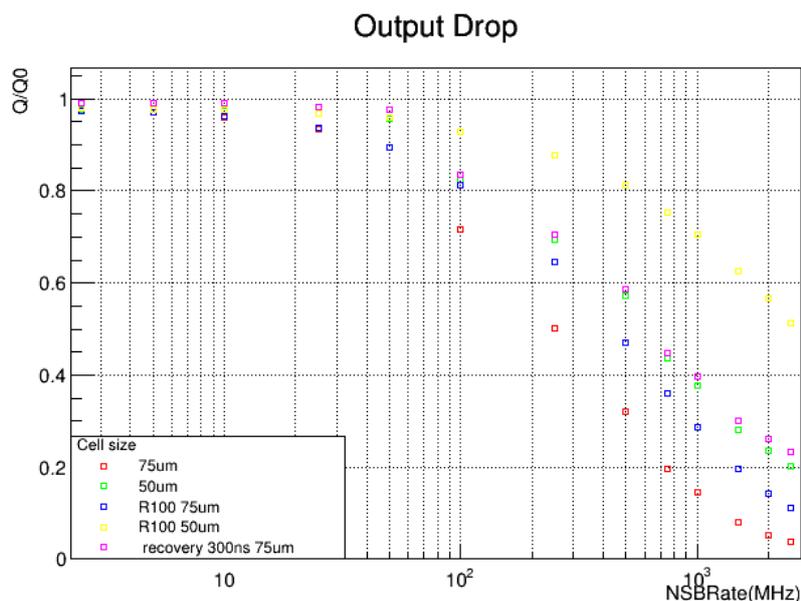


図 6.24 抵抗を小さくして直流電流の影響を小さくした場合の出力の低下。

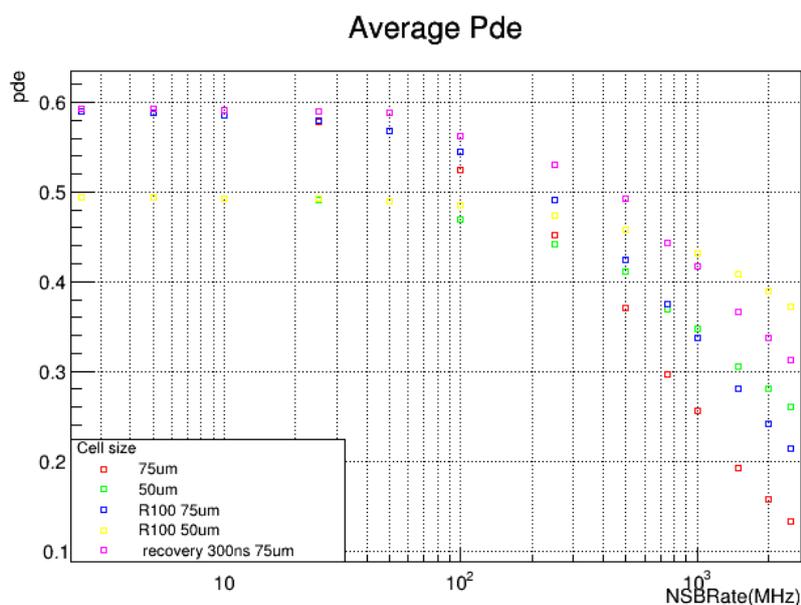


図 6.25 抵抗を小さくして直流電流の影響を小さくした場合の平均的な PDE。

いる。分解能も 18% 程度に抑えられ 4.5% 改善している。フィルタがある場合は PDE は 34% 程度で約 1.33 倍上昇し、分解能も 3% 改善する。50 μm ではフィルタなしの場合、ダークの 100 倍の NSBRate で PDE は 39% 程度となり約 1.4 倍、分解能は約 13% まで低下している。フィルタがある場合は PDE は約 44% で分解能は約 12% まで低下する。よって PDE や分解能の悪化をできるだけ防ぐ手段の一つと言える。しかし意図せず大光量の光が入射した場合などの保護抵抗としての役割があり、50 Ω のような低い抵抗ではその役割を果たせず過剰な電流が流れ、素子の温度が上昇し損傷する可能性が上がるため、一概に有効な手段とは言えない。

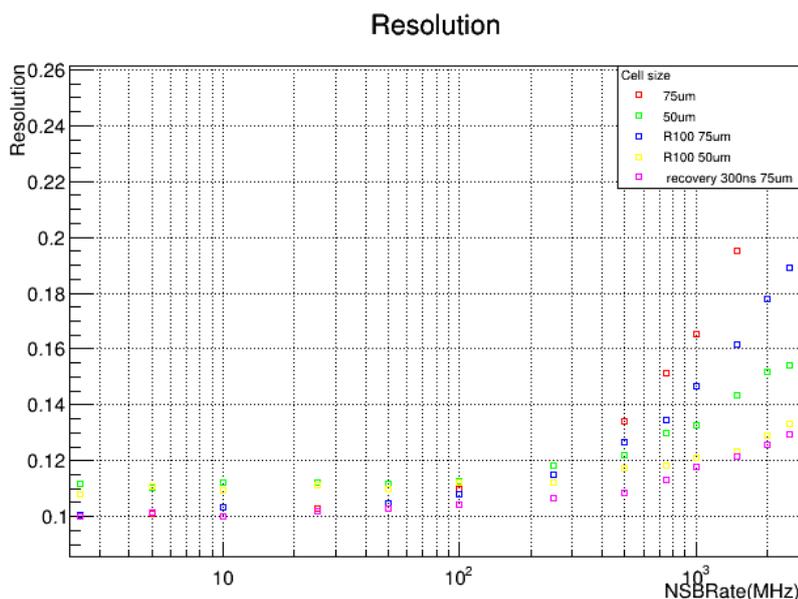


図 6.26 抵抗を小さくして直流電流の影響を小さくした場合の分解能。

6.7.2 先行研究の SiPM と PMT との比較

また先行研究で時定数 300 ns の SiPM(浜松ホトニクス社製: 型番 S14521 SPL6075AN-04) を用いている。この SiPM は時定数が 300 ns 程度であることから、リカバリータイムも 300 ns 程度であると考えられ、よりリカバリータイムの影響を受けにくいと考えられる。そこで時定数が 300 ns の場合においてシミュレーションを行った。このシミュレーションでは直流電流の値は先と同様に浜松ホトニクス社製の S14161-6050HS(1 ピクセル 6 mm 角) を用いて測定した電流値にした。また PDE の超過電圧依存性は本研究でもちいた SiPM と同じとした。その結果を図 6.27、図 6.28、図 6.29 に示す。採用可能性の高い保護抵抗の値が 1 k Ω の時の場合と比較すると、ダークの 100 倍の NSBrate においてフィルタがない場合 PDE は約 32.7% で 75 μm の 2 倍、50 μm の 1.3 倍となる。フィルタがある場合、約 37% となる。分解能も 12% 程度で改善される。ダークの時の分解能より 2% 程度しか悪化していない。

これらの結果を踏まえてまずは PMT との比較を行う。現在、PMT では 10 倍の NSBrate まで観測している。10 倍の NSBrate ではフィルタがある場合には 75 μm の SiPM で PDE が 52%、50 μm の SiPM で PDE が 46% 程度、先行研究で用いた SiPM でも 56% でありいずれも PMT の QE (41%) を超える結果となっている。また、フィルタがある場合の 25 倍の NSBrate でも全ての SiPM が PMT の QE を超えている。フィルタがない場合でも 75 μm では 20 倍の NSBrate、50 μm では 25 倍の NSBrate、先行研究の SiPM では 40 倍の NSBrate まで PMT の QE を超えている。よって PMT より高い NSBrate で観測でき、かつ高い PDE で観測できるという点で、SiPM は PMT に勝る検出器と言える。

また現状の特性評価を行った SiPM の中でダーク、月光下で適切な SiPM について議論する。5 章と本章の結果をまとめたものが表 6.1 である。PDE の値は波長 405 nm に対する値である。これらの中から SiPM を採用する場合 NSBrate が先行研究で用いた SiPM は本研究で用いた SiPM の 1.4 倍であり、DCR も本研究で用いた SiPM より高い。よって先行研究で用いた SiPM は 1.4 倍以上はトリガー閾値が上がることになる。また夜光の波長帯で PDE が低だけでなく、チェレンコフ光の波長帯で PDE が高いことから夜光に対する SN 比も本研究で用いた SiPM がよい。図 6.30 に本研究で用いた SiPM と先行研究で用いた SiPM の波長依存性を示す。よってダークで

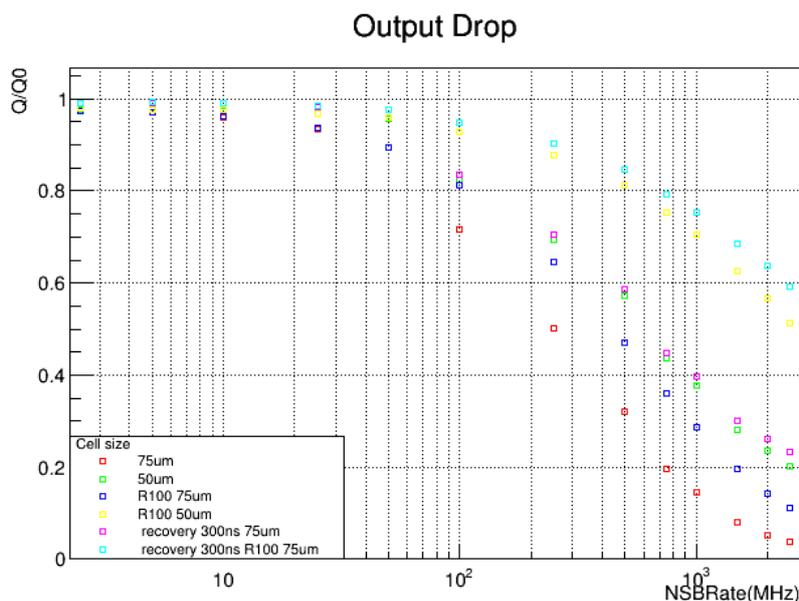


図 6.27 リカバリータイムが 300 ns 程度の時の出力の低下。

は本研究で用いた SiPM の方が良いと言える。また外部で pzc をする必要がなくモジュールがコンパクトになることも本研究で用いた SiPM の採用可能性を高める理由の一つとなる。月光下の観測を考えた時、100 倍の NSB までの観測を考えるとリカバリが長く性能が大幅に悪化する 75 μm の採用は難しい。リカバリのより短い 50 μm は FillFactor の影響により、同じ超過電圧になるように印加した場合には、PDE が低くなるが、30 倍の NSBrate を超えると PDE、分解能とも 75 μm より良くなる。また月光下では最も PDE や分解能が悪化しないものは先行研究で用いた SiPM であり、現状ではそれぞれ長所と短所があり、SiPM を搭載する目的によって最適な SiPM が異なると言える。LST の検出器の SiPM 化の第一目標は、低エネルギー側の感度向上、エネルギー閾値の低下であり、現状の SiPM の中では本研究で用いた SiPM の方が良い。今後、月光下で性能をなるべく落とさずに観測を行うためにも、リカバリータイムの短い SiPM の開発は必要である。

表 6.1 本研究で用いた SiPM と先行研究で用いた SiPM の性能比較 (超過電圧 4 V、温度 20 °C)

	S13360-3050CN-UVE (新型 SiPM50 μm)		S13360-3075CN-UVE 新型 SiPM(75 μm)		S14521 SPL6075AN-04 先行研究で用いた SiPM	
長波長吸収フィルタ	あり	なし	あり	なし	あり	なし
DCR(kHz/mm ²)		22		33		55
OCT Probairity(%)		4		6		5
DCT Probairity(%)		1		2		
リカバリータイム (ns)		680		1960		300-400
PDE(%)		49.3		60.1		
NSBrate(MHz/pix)		296		296		417
PDE(100NSBrate)(%)	34.7	28.2	25.5	15.7	36.6	32.7
PDE(25NSBrate)(%)	44.2	41.1	45.2	37.0	51.2	44.3
分解能 (100NSBrate)(%)	13.2	15.1	17.1	22.7	12.1	12.9
分解能 (25NSBrate)(%)	11.3	12.0	13.7	25.8	10.8	11.1

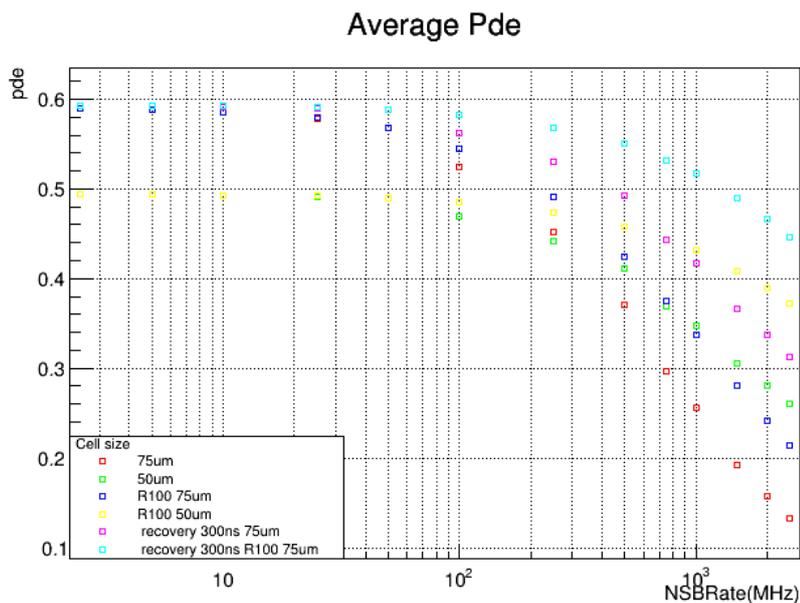


図 6.28 リカバリータイムが 300 ns 程度の時の平均的な PDE。

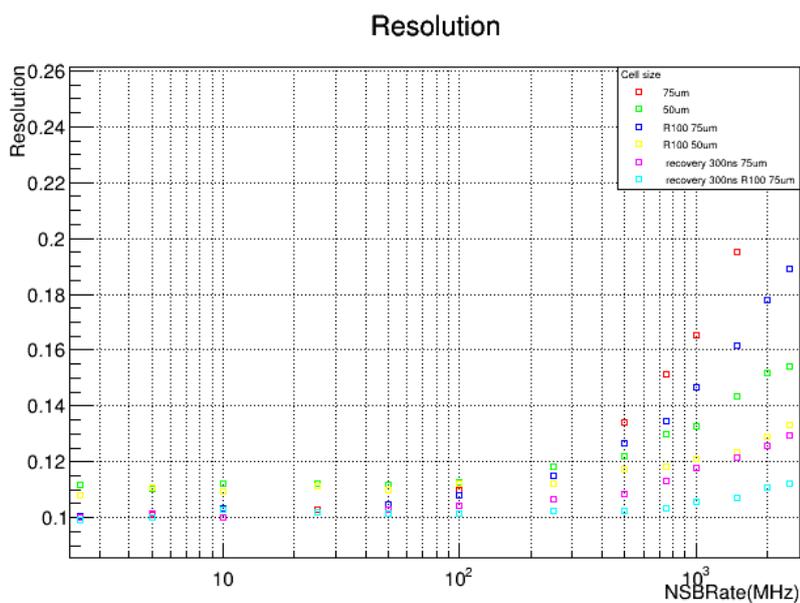


図 6.29 リカバリータイムが 300 ns 程度の時の分解能。

6.8 まとめと今後の展望

月光下での観測では直流電流による電圧降下、空乏層内部の温度上昇、リカバリータイムによって超過電圧が下がり、それに伴い PDE も低下し出力信号の波高値が低下することを確認し、本研究で使用した電源基板と実際に使用する SiPM のサイズを想定してシミュレーションすると直流電流とリカバリータイムによる影響を強く受け、ダークの 100 倍の NSBRate 相当では検出器としての性能がダークに比べて大幅に低下することがわかった。電源のローパスフィルタの抵抗の値を下げることで直流電流による影響は小さくすることができるが、一概に有効な手

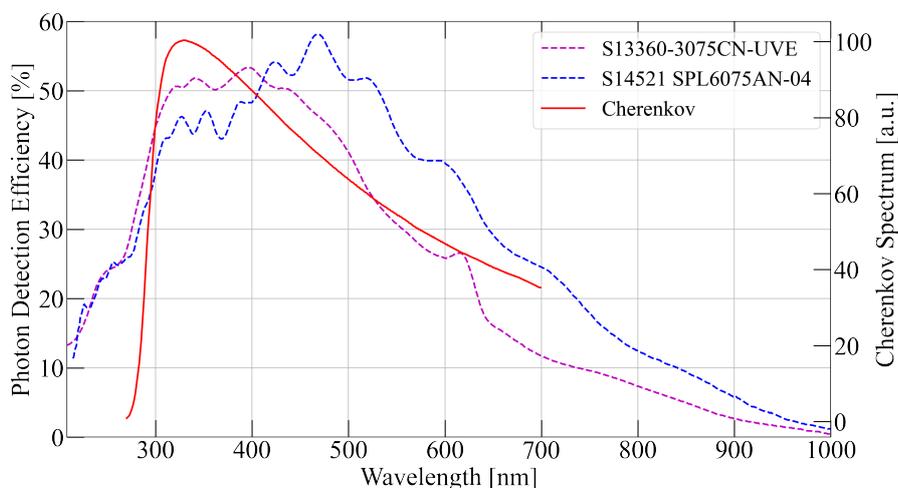


図 6.30 本研究で用いた SiPM と先行研究で用いた SiPM の PDE とチェレンコフ光のスペクトル。マゼンタが本研究で用いた SiPM、青が先行研究で用いた SiPM、赤がチェレンコフ光のスペクトル。

段とはいえ、リカバリータイムがなるべく小さい素子を使うことが最も有効である。ダークに比べて低下するもののいずれの SiPM においても、現状の PMT で観測を行わない NSBrate で PMT の QE を超える。月光下での観測という点で、SiPM は PMT に勝る検出器と言える。現状、特性評価を行った SiPM を使う場合、ダークでは本研究で用いた SiPM の方が NSBrate や DCR が低く、エネルギー閾値を低くできる可能性を有している点で適しており、中でも PDE が高い $75\ \mu\text{m}$ がよい。しかし、 $75\ \mu\text{m}$ は、本研究で用いた $50\ \mu\text{m}$ のものと比較して 250 MHz (フィルタありで 28 倍、なしで 14 倍) で PDE、分解能の両方の点で性能が落ちる。これより NSBrate が高い時に観測を行うという目的であれば、 $50\ \mu\text{m}$ を採用することも考えられる。月光下ではリカバリータイムが短いほどその影響は小さいため、ダークの 100 倍の NSBrate まで観測を行う目的であれば、先行研究で用いた SiPM が最も優れているといえる。ダークで PMT に変わる検出器となりかつ月光下でのなるべく性能を落とさずに観測を行うためには、本研究で用いた SiPM と同様の PDE の波長依存性を持ち、リカバリータイムがなるべく早くなるような開発が必要である。また長波長側を吸収するライトガイドはダーク、月光下の観測どちらを考えても必要であり、現在開発中のライトガイドの性能に期待がかかる。

第 7 章

信号読み出し基板の変更

現行の 4 倍のピクセルの SiPM カメラの開発に向けて、現行の LST の焦点面カメラの一部を SiPM に変えて性能評価を行なっていく予定である。そのために LST に使われている信号読み出し基板の一部改変を行うことで現行の LST で SiPM モジュールを運用していく。本研究ではその変更部分が期待通りに動作していること、回路変更に伴ってノイズレベルの上昇がないかなど LST 運用上問題がないか性能評価を行った。

7.1 読み出し基板回路の変更点

回路の変更点は図 7.1 に示すとおりである。今回の変更ではこれまで PMT 7 台が信号読み出し基板に信号が入力されていたが、SiPM 14 台から信号を入力すること、すなわちピクセル数を 2 倍にすることを想定している。そこでこれまでの読み出し基板を大幅に変更することなく使用し、かつ LST の強みである低エネルギーのガンマ線の観測を実現するため、Low Gain をなくし High Gain のみにする変更を行った。これに伴い、これまでは High Gain 系統の信号のみが分岐して、トリガー生成用の信号となっていたが、2 つのチャンネルからの信号を合成しトリガー生成用の信号となる変更を行った。本来は現行のようなアナログサムトリガー方式を用いる場合、トリガー閾値の上昇を防ぐために各チャンネルごとにトリガー生成用の信号を設けた上でアナログサムをする必要があるが、現行の読み出し回路の消費電力、そして基板のスペースに空きがないことからこれ以上 IC チップを増やせないため、2 ch の信号を合成し一つのトリガー生成用の信号とした。つまり、3 章で隣接する 3 モジュール (21 ピクセル) の和をとり閾値判定を行うと述べたが、この読み出し回路の場合、SiPM 42 モジュールで閾値判定を行うことになり、今後 SiPM を搭載していく上で、この変更ではエネルギー閾値の低下を狙える可能性は低い (付録 C 参照)。冒頭でも述べたが今回の基板の変更はあくまで 4 倍ピクセル化に向けた SiPM カメラの性能評価を行うための基板である。全てのチャンネルが High Gain 系統のチャンネルとなったが、旧版の読み出しの High Gain 系統であったチャンネルを旧 High Gain、Low Gain 系統であったチャンネルを旧 Low Gain と呼ぶことにする。また以降ではトリガー用の信号を足し合わせることをトリガーサムと呼ぶことにする。アンプの増倍率は変更していない。図 7.2 はメインアンプ部分の回路図である。図 7.3 は新版読み出し基板本体の写真である。今回の変更により基板の配線パターンも変更があった。

7.2 トリガーサムの確認実験

作成した基板に信号を入力しトリガーサムができていることを確認した。

7.2.1 セットアップ及び実験方法

実験のセットアップは図 7.4 である。

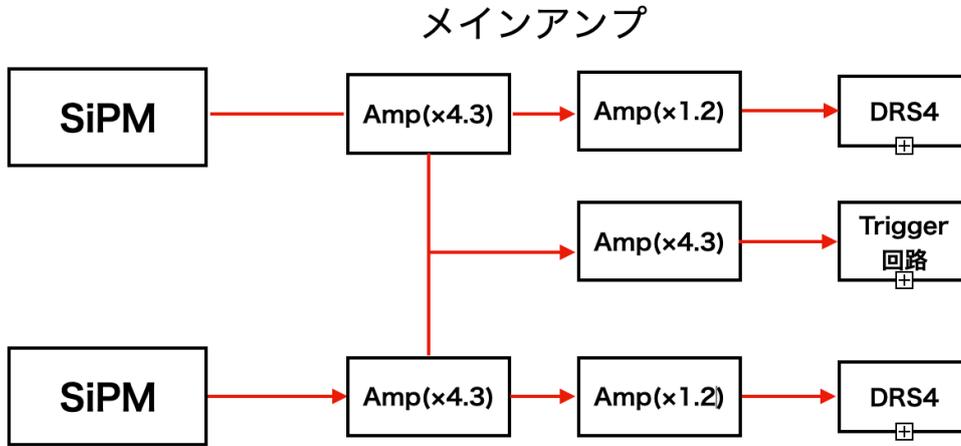
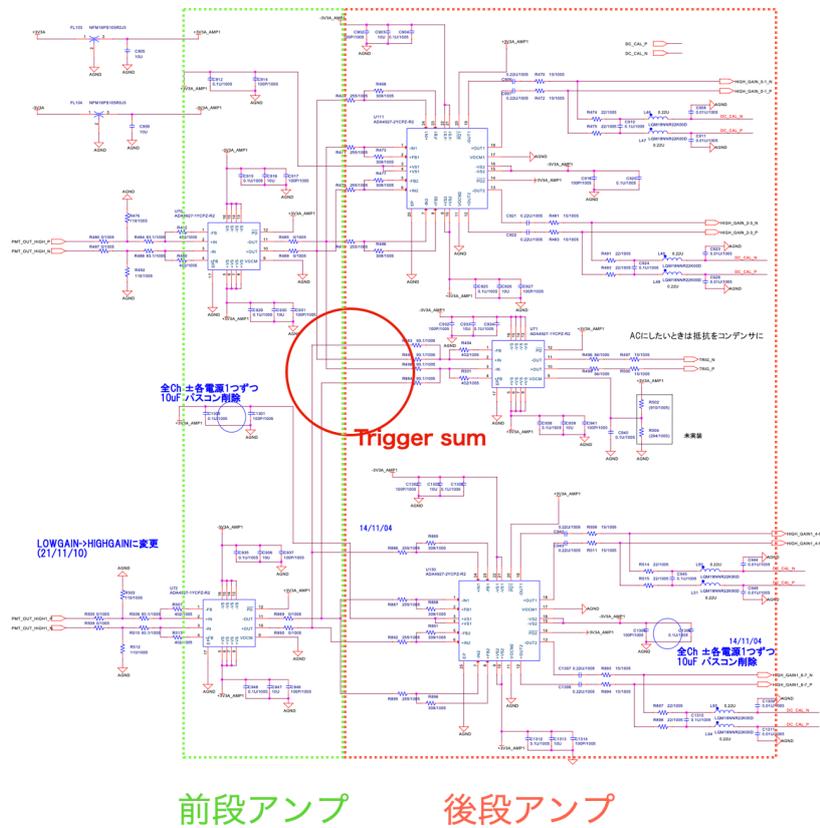


図 7.1 変更後のメインアンプのブロック図 (変更前のブロック図は図 3.5 参照)。



前段アンプ 後段アンプ

図 7.2 変更後のメインアンプの回路図

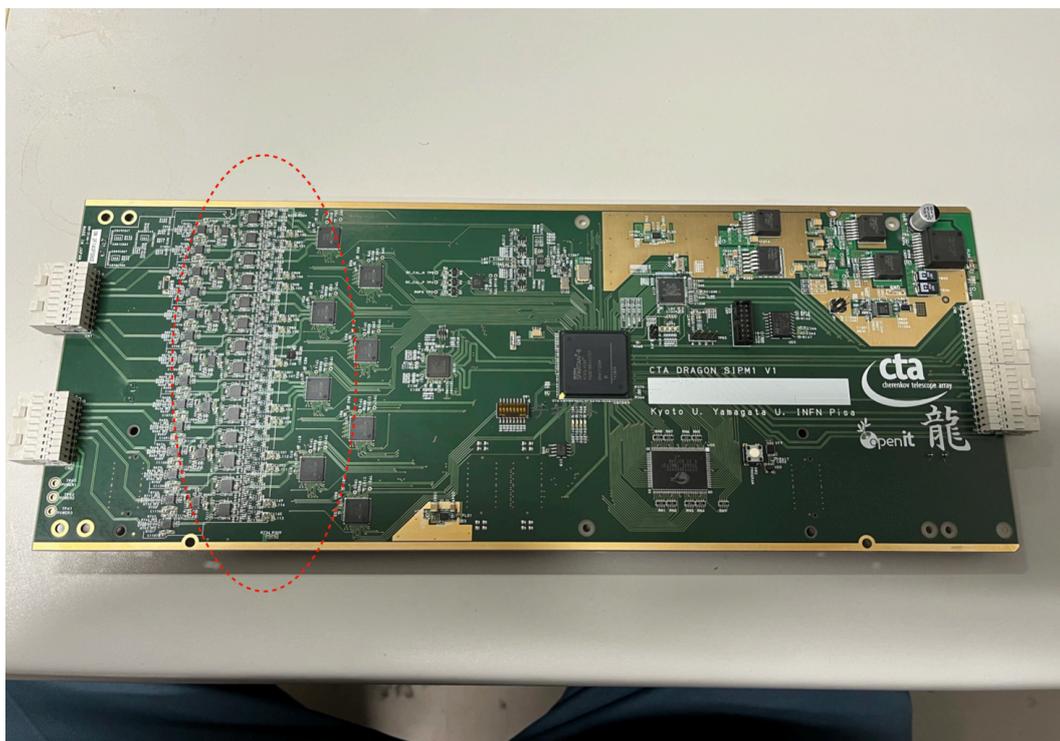


図 7.3 SiPM 用の信号読み出し基板の写真。赤い点で囲まれた部分が変更を行ったメインアンプ部分である。Dragon Yamada と名付けた。

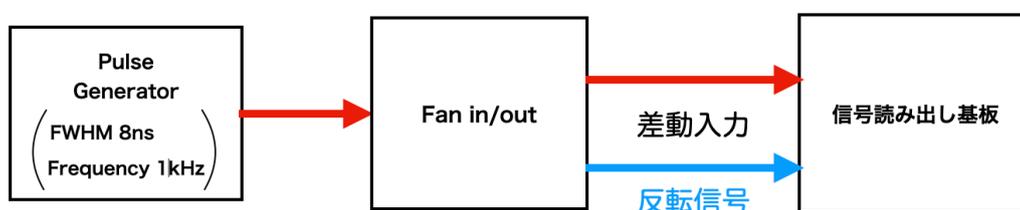


図 7.4 実験のセットアップ。

実験は2つの測定でトリガーサムされていることを確認した。パルスジェネレータから波高値約 25 mV、FWHM 8 ns の信号 (図 7.5) を linear Fan in/out に入力し反転信号を作りそれらを信号読み出し基板に差動で入力する。1つ目の測定では、L0 トリガーを読み出すが、信号読み出し基板では L0 トリガーは DRS4 から読み出すことができないため、1 ch だけに入力した時と、2 ch だけに入力した場合のトリガー用の信号のパルスの波高値を差動プローブで確認した。2つ目の測定では、L0 トリガーは読み出し回路の FPGA でカウントしており、トリガーのレートを測定できる。スレッシュホールドを 3 mV 刻みで変えることができ、-1.5 V から 1.5 V まで設定できる。そこで、パルスジェネレータから信号を 1 kHz で入力しスレッシュホールドを 30 mV 刻みで変えてトリガーのレートを測定した。前者では図 7.2 の抵抗 R494 の直前の信号をプローブで確認し、信号が新版の読み出し基板では2倍になっていること、後者ではパルスジェネレータから入力する信号の入力するレートとなる閾値電圧の区間が2倍となることが期待される。

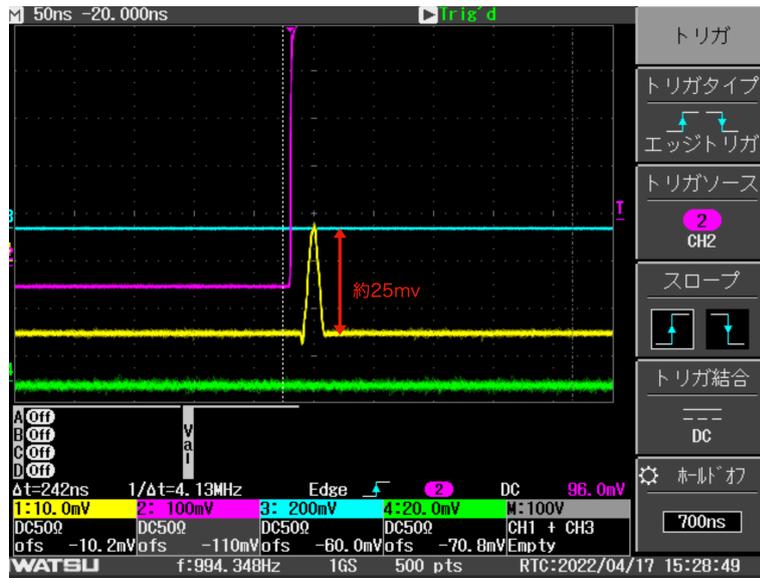


図 7.5 パルスジェネレータから入力した信号。

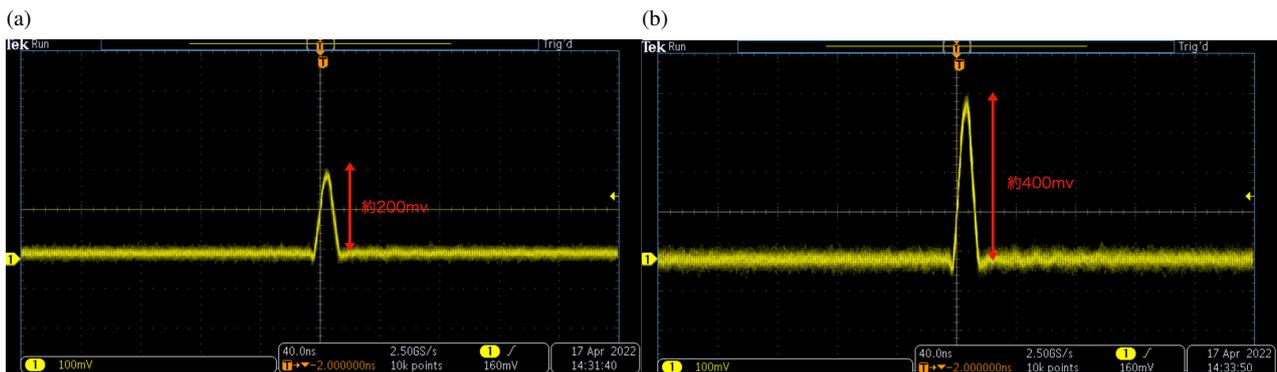


図 7.6 メインアンプで増幅後の出力。(a) 旧 Low Gain、旧 High Gain のいずれか一方に信号を入力した場合のプロブで確認した出力 (b) 旧 Low Gain、旧 High Gain の両方に信号を入力しトリガーサムした場合のプロブで確認した出力

7.2.2 結果

信号を 1 ch のみに入力した場合、入力信号は前段のアンプで約 4 倍される $4 \times 25 \times 2$ で約 200 mV になるはずである。2 倍しているのは 25 mV の信号を差動で入力し、差動プロブで読み出ししているためである。同様に 2 ch から入力し足し合わせた場合は約 400 mV になるはずである。図 7.6(a) は 1 ch のみ入力した場合のプロブで確認された信号、図 7.6(b) は 2 ch から信号を入力した時の出力信号である。それぞれ約 200 mV、約 400 mV になっており、2 ch から入力した場合は 1 ch のみから入力した場合の 2 倍になっていることを確認した。

また図 7.7 は 1 ch から信号を入力した時の L0 トリガーのレートの測定結果である。入力信号は 1 kHz で入力しているので、L0 トリガーが閾値電圧を超えている区間はそのレートが 1 kHz になる。閾値電圧が小さい時にはノイズが閾値電圧を超えてしまうため、1 kHz をはるかに超えるレートとなる。一方で閾値電圧が L0 トリガーの電圧を超えるとレートは 0 になる。全 7ch の測定において 1 ch のみ信号を入力した場合、レートが 1 kHz を下回る電圧は ch0、ch3、ch5 で 540 mV、ch2、ch4、ch6 で 510 mV、ch1 で 570 mV となっている。一方 2 ch から信号

表 7.1 全 7ch のプラトーの領域が終わる電圧

	ch0	ch1	ch2	ch3	ch4	ch5	ch6
single input	540 mV	570 mV	510 mV	540 mV	510 mV	540 mV	510 mV
double input(trigger sum)	1080 mV	1080 mV	1020 mV	1080 mV	1020 mV	1080 mV	1020 mV

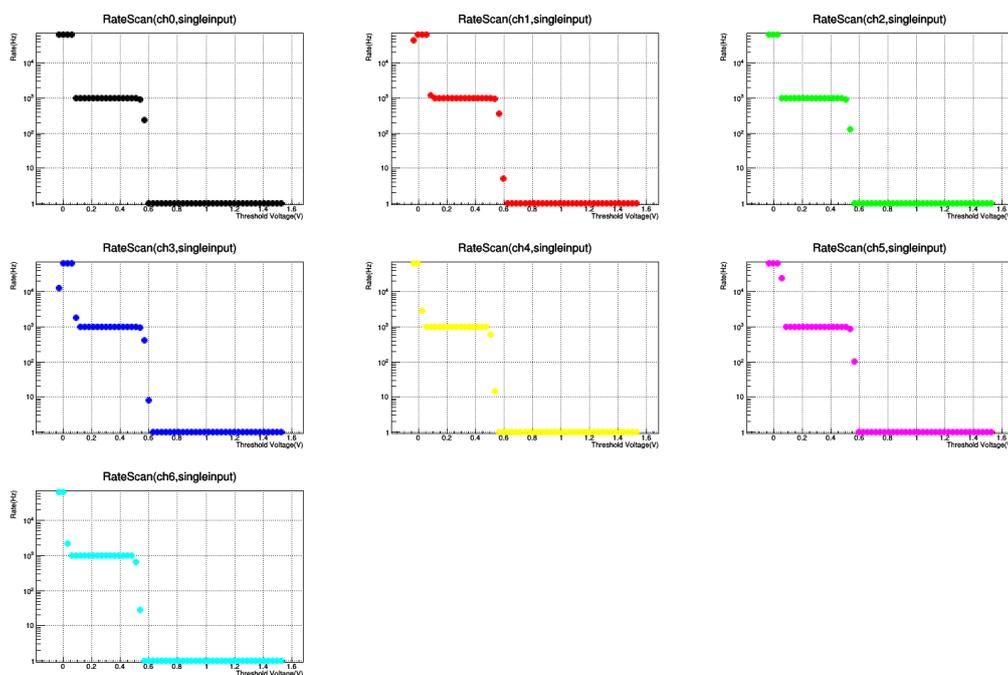


図 7.7 旧 Low Gain と旧 High Gain のいずれか一方から信号を入力した時の全 7ch のトリガーレート。

を入力し足し合わせた場合は、ch0、ch1、ch3、ch5 で 1080 mV、ch2、ch4、ch6 で 1020 mV となっておりプラトーの区間が約 2 倍になっており、トリガーサムできているとした。なおプラトーの区間が終わる電圧はレートが 1 kHz から 10% 低下した電圧とした。

7.3 読み出し基板の性能評価

信号読み出し基板の基本性能の測定を行いその結果をまとめた。

7.3.1 ノイズレベル

LST では PMT の信号で High Gain で 1 p.e. が約 2.5 mV と非常に小さな信号であるため、低いノイズレベルが要求される。LST ではノイズレベルが 0.2 p.e. 以下が要求されており、この要求値を満たすかどうかの測定を行った。SiPM の場合においても 1 p.e. の波高値は同程度になるように調整する予定であり、ノイズレベルの基準はこれまでの PMT 用の Dragon と同じ基準で行った。測定は以下のように行った。TIB で生成したランダムトリガーで信号を入力しない状態で 10 万イベントを測定し、各イベントごとに、5 ns の幅で積分値が最大となる範囲を探し、その最大値をそのイベントの電荷量とした。この 10 万イベントの電荷量の分布の標準偏差がノイズに相当する。電荷分布を求める際、DRS4 の cell ごとに固有のオフセットがありそれを補正する必要がある。cell ごとにオフセットの平均を求めオフセットテーブル (7.9) を作り、これを用いてオフセットを差し引いて各セルの波高分布

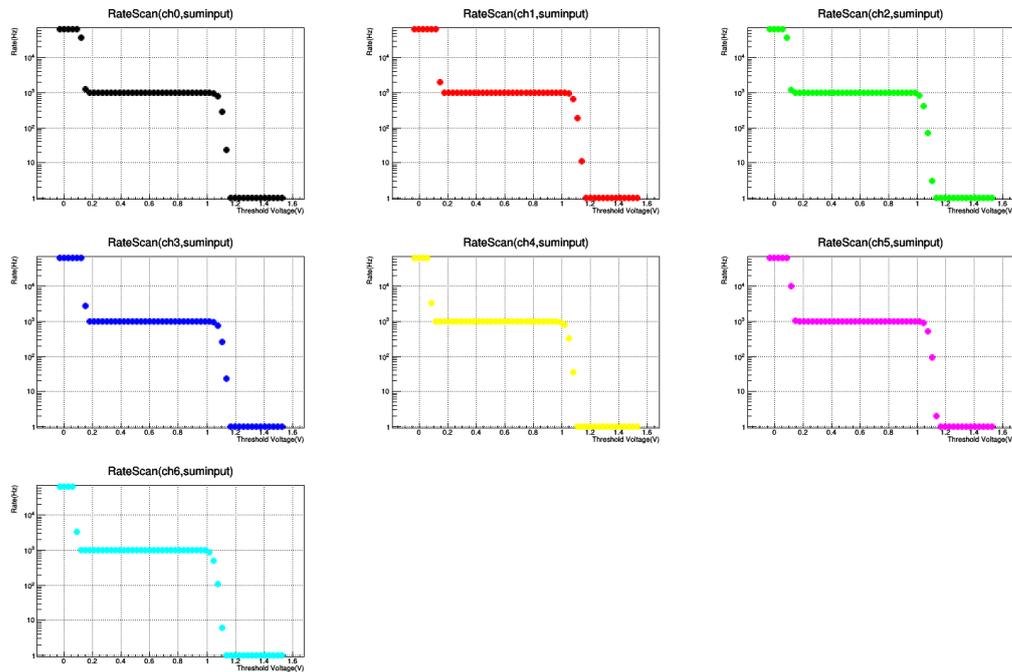


図 7.8 旧 Low Gain と旧 High Gain の両方から信号を入力しトリガーサム時の全 7ch のトリガーレート

を作成しノイズレベルを求めた。約 2.5 mV の波高値の 5 ns の積分した電荷量は約 84 [ADC×ns] であるため、標準偏差が 17 [ADC×ns] 以下である必要がある。

図 7.10 は各チャンネルのオフセットを差し引いた波高分布である。最大でも標準偏差が 5.5 [ADC×ns] で 17[AD×n] 以下で、ノイズレベル 0.2p.e. 以下であり要求値を満たすことを確認した。

7.3.2 クロストーク

信号読み出し回路では DRS4 の信号入力部分などの信号線が密なところではクロストークが起りやすくなる。クロストークが大きいと、チェレンコフ光を正しく測定することができなくなる。LST の要求値はクロストークが 1% 未満である。クロストークの測定では 1 つのチャンネルに SCB からテストパルスを入力し、その時に他のチャンネルに現れる波高値のピークの平均を測定した。クロストークの大きさは入力したテストパルスの波高値を 100% として、他の信号を入力していないチャンネルで測定されたクロストークの波高値を入力したテストパルスに対する割合で表す。図 7.11 は PMT 用の読み出し回路の High Gain 系統のチャンネルのクロストークの大きさ、図 7.12 は PMT 用の読み出し回路の Low Gain 系統のクロストークの大きさである。横軸と縦軸が同じチャンネルの場所は 100% となる。図 7.11、図 7.12 からクロストークは全 14ch で 1% 未満となっており、LST の要求を満たしていることを確認できた。また、PMT 用の読み出し Low Gain 系統の channel の方がクロストークの影響が大きいこともわかる。

7.3.3 リニアリティ, ダイナミックレンジ

読み出し回路において、様々な波高値の入力信号に対して線形性を保って出力されることは重要である。リニアリティの測定ではパルスジェネレータから 1 p.e. レベルの 2 mV 程度の波高値のパルスから、アンプでの増幅がサチュレーションを起こすまでの電圧のパルスを入力しその DRS4 からの出力を測定し、ダイナミックレンジを確認

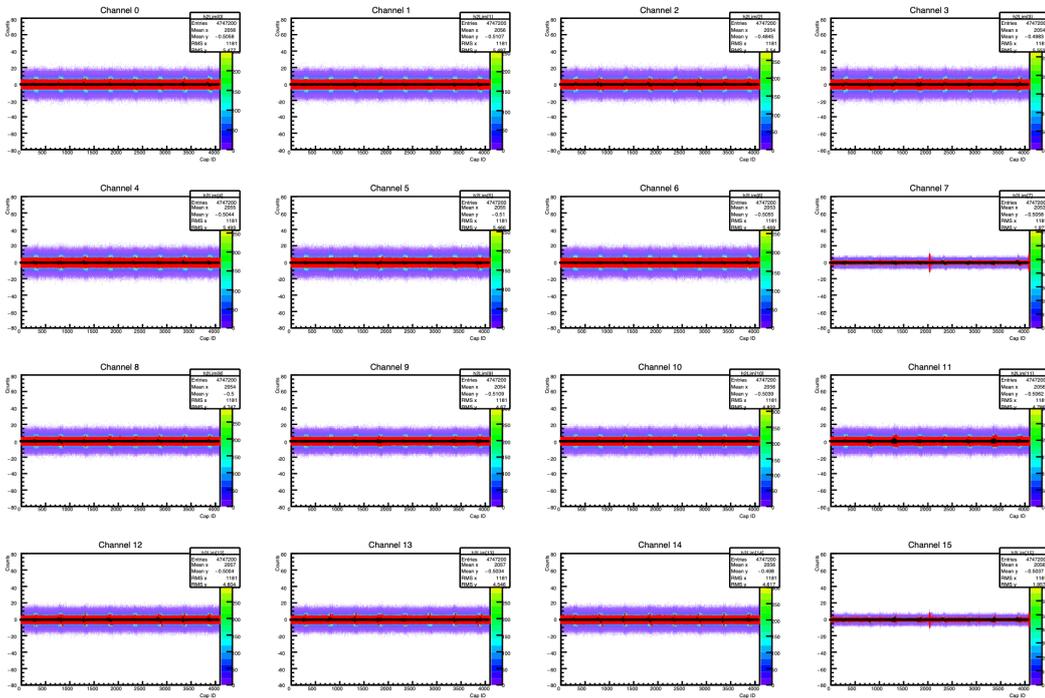


図 7.9 ch0 のオフセットテーブル。

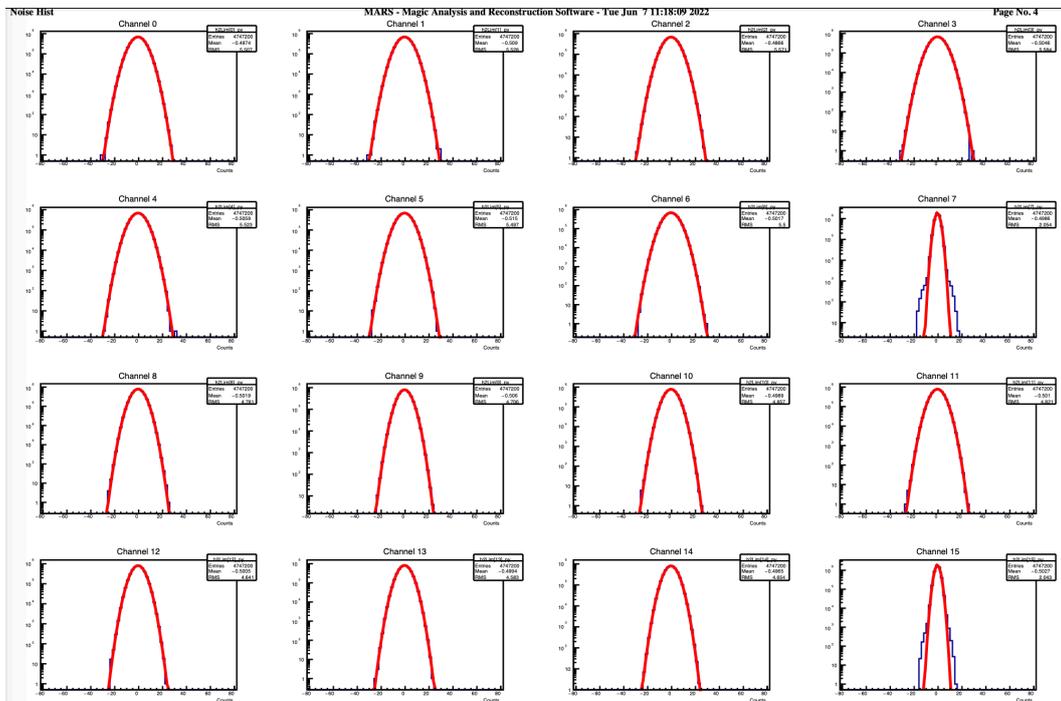


図 7.10 全チャンネルの信号を入力していない時の波高分布。電荷量のヒストグラムを作成し、ガウシアンでフィッティングし標準偏差を求めた。

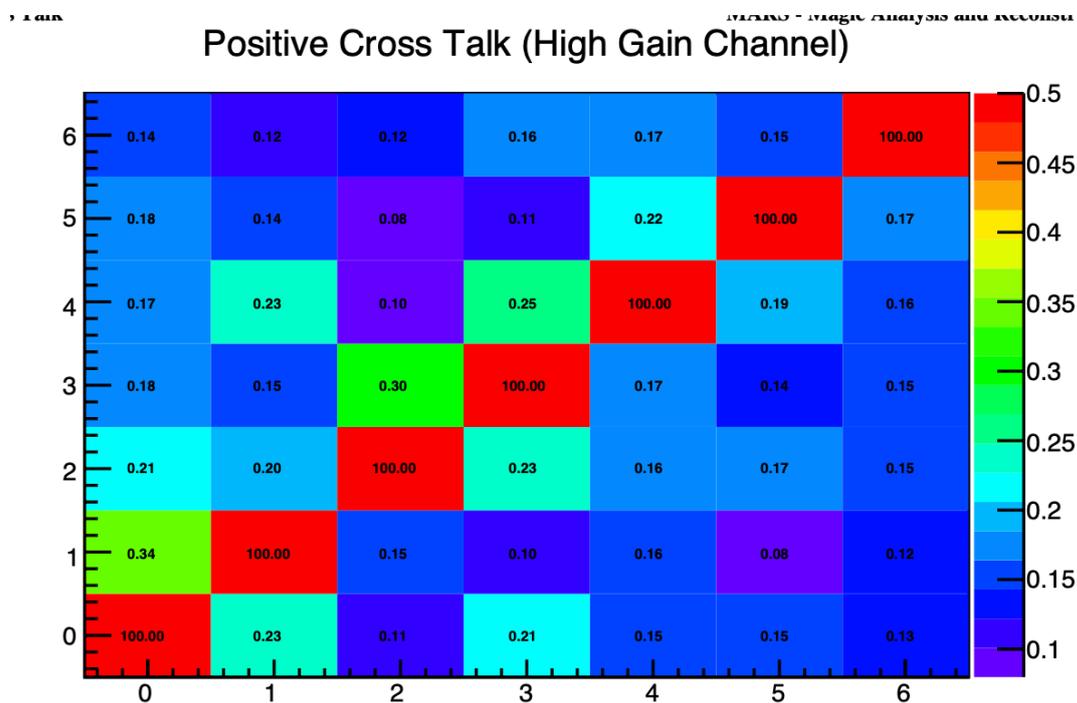


図 7.11 旧 High Gain のクロストークの大きさ

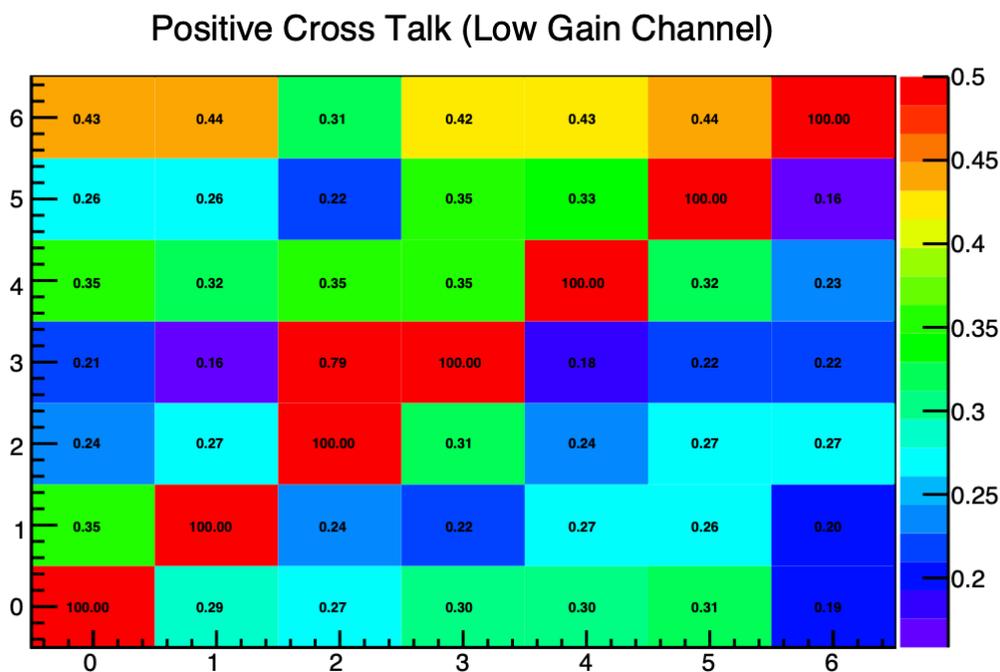


図 7.12 旧 Low Gain のクロストークの大きさ

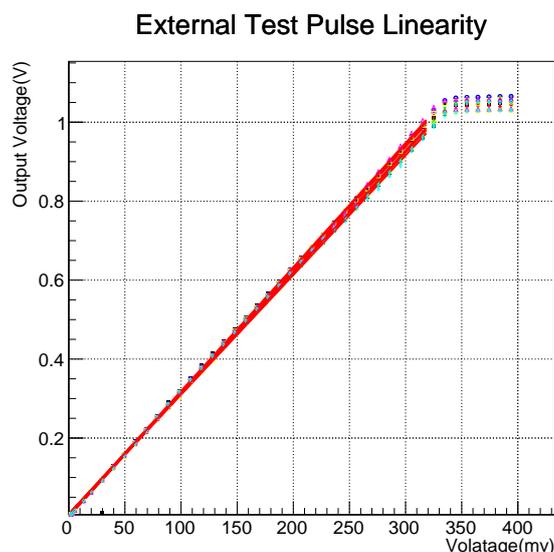


図 7.13 全チャンネルからの出力値をプロットしたもの

した。信号の入力は差動アンプの片方を GND に接続しもう一方から信号を入力した。使用したパルスジェネレータはトリガースムに使用したものと同一である。パルスジェネレータは 100 mV 以下の波高値を出力できなかったため、アッテネータで減衰させて入力した。図 7.13 は全 14 ch からの入力と出力の関係を示す。また DRS4 のセルごとにリニアリティが異なり、同じ電圧でもセルごとに出力が異なることがあるため、DRS4 の出力値の比較には ADC 値を用いていない。DRS4 の各キャパシタに直流電圧をかけ、その時の各セルの ADC 値を読み出し、セルごとに ADC 値と電圧の対応関係を作る。それを用いて DRS4 の出力を ADC から mV に変換した。全チャンネルにおいて入力が 320 mV 程度になるとサチュレーションを起こす。図 7.14、図 7.15 は各チャンネルの出力の fit 曲線との残差である。横軸は 1 p.e. の波高値が 2.5 mV として入力信号の波高値を p.e. に変換している。これらの図から、1 p.e. から 130 p.e. 程度までリニアリティ 5% 以内を保っていることがわかる。

また、この測定で旧 Low Gain 系統のチャンネルは、旧 High Gain 系統の出力より少し高くなることが確認された。図 7.16 は各旧 Low Gain 系統のチャンネルと旧 High Gain 系統のチャンネルの比である。いずれにおいても 2%–5% 程度 Low Gain 系統のチャンネルの方が出力が高くなっている。ただ出力の違いは各チャンネルにおいてキャリブレーションを行うので運用上問題はない。この差の原因の一つとしては 7.3.2 節の結果結果から Low Gain 系統の方がクロストークを受けやすくなっており、その影響を受けているとことが考えられる。

7.3.4 まとめ

SiPM 用に読み出し基板のメインアンプ部分を改変した。改変箇所が問題なく動作していることを確認した。また新版の基板の性能評価も行い、ノイズレベルでは 0.2 p.e. 以下であること、クロストークの影響が 1% 未満出ること、リニアリティを測定し、1–130 p.e. 程度のダイナミックレンジであることを確認した。また今後、改変した基板を数枚増産し、SiPM と組み合わせたモジュールを数台製作し、稼働中の LST に搭載して試験観測を行い、SiPM の性能評価を行う予定である。また本研究では現行の LST の 2 倍のピクセル数にする変更を行なったが、今後ピクセル数を増やしていくことになる。その場合現状のままでは消費電力が大きくなる。現状の読み出し基板の改変を行う場合に、最も消費電力が大きい箇所はメインアンプ部分であり、メインアンプ部分をより消費電力が少なくなるように改変する必要がある。

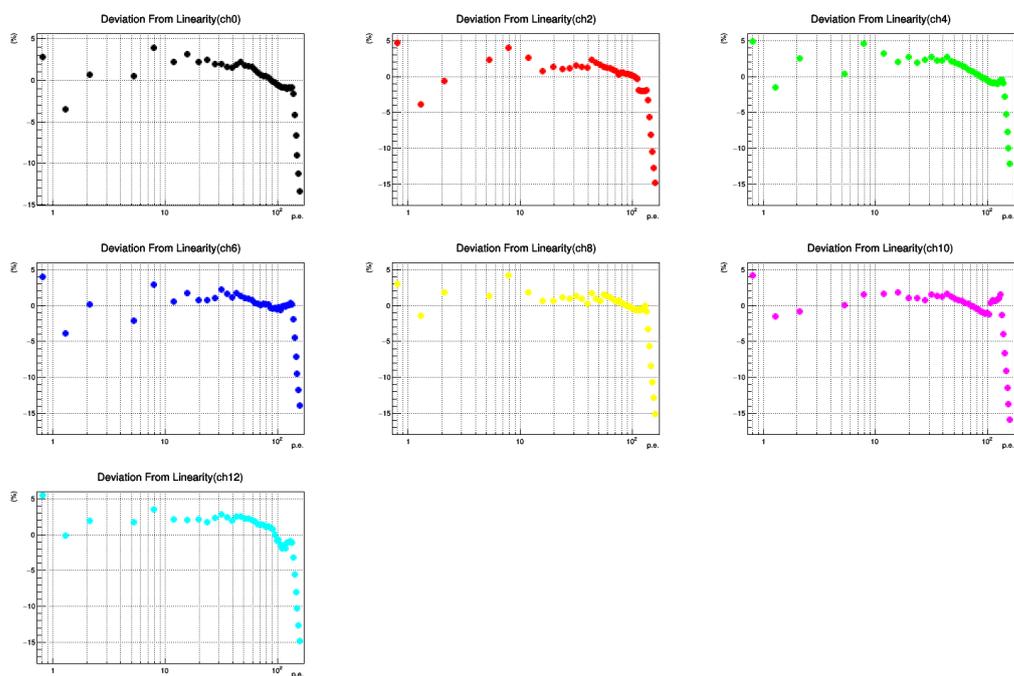


図 7.14 旧 High Gain のチャンネルの fit 曲線との残差

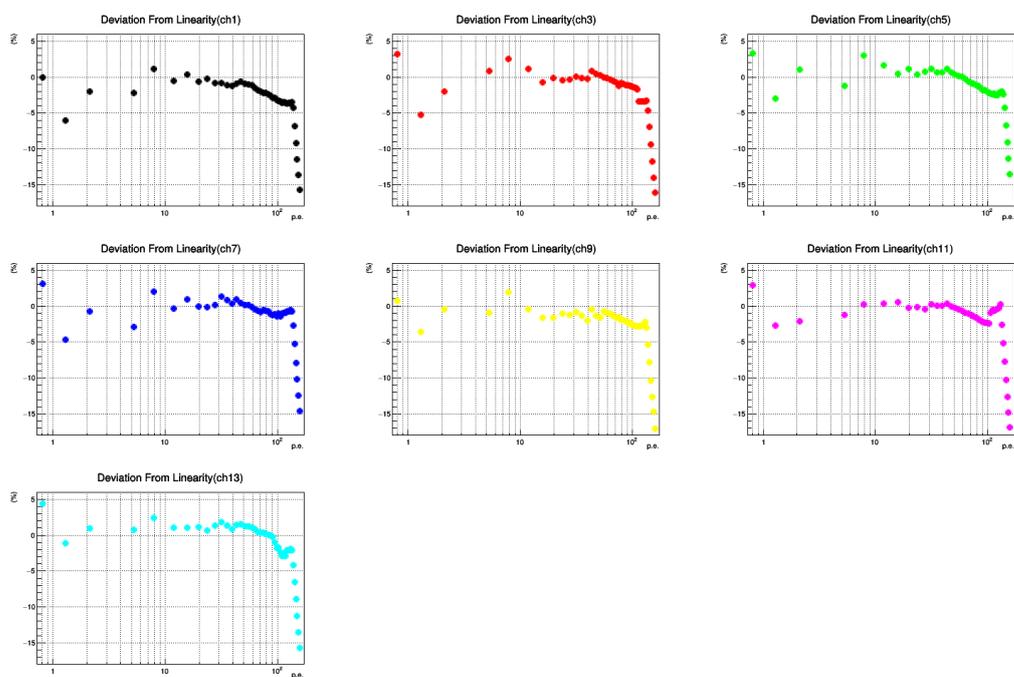


図 7.15 旧 Low Gain のチャンネルの fit 曲線との残差

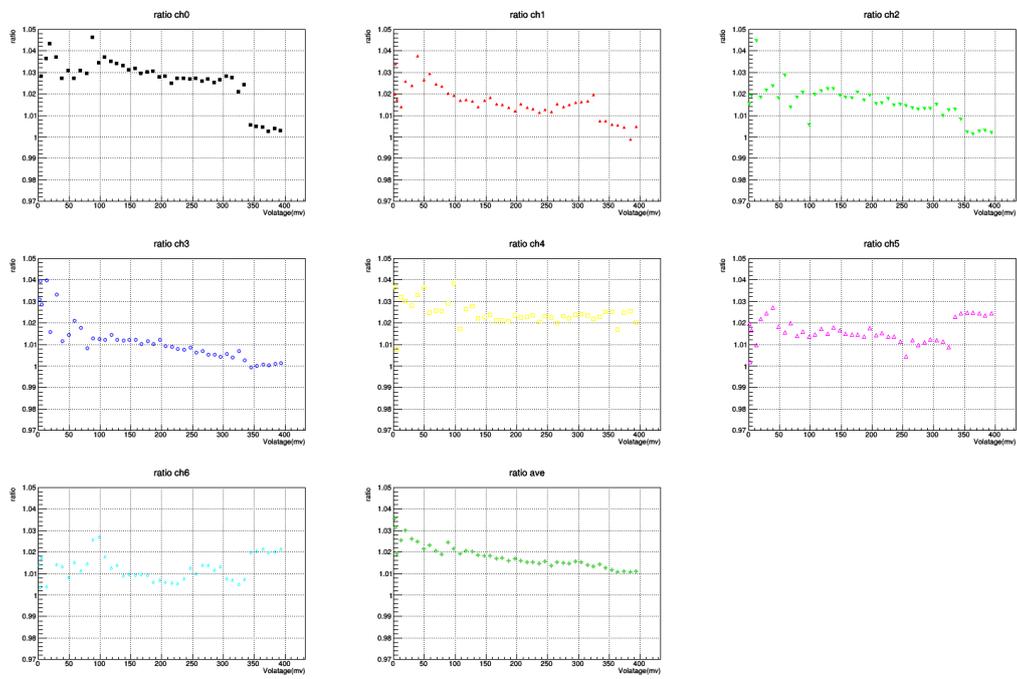


図 7.16 旧 High Gain 系統と旧 Low Gain 系統の出力の比

第 8 章

結論

LST では現在焦点面カメラに PMT を採用しているが、チェレンコフ光の波長帯域で PMT の QE を上回る PDE を持つ SiPM の採用を検討している。SiPM の信号は数 ns で立ち上がったあと、数 10ns から数 100 ns で減衰する成分をもつがこのままの出力では数 100 MHz を超える NSB が到来するため、NSB 信号と重なり合い SN 比が悪化するため適さない。LST に採用するためには FWHM 3 ns 程度の信号にする必要がある。これまでは SiPM からの出力を信号読み出しの前にポールゼロキャンセル回路を実装し低周波成分を落とすことで FWHM 3 ns を実現してきた。本研究では外部で pzc を導入することなく FWHM が 3 ns の信号を出力する SiPM を開発し性能評価を行った。測定の結果、信号は 2 成分存在し、数 ns で立下がる成分と数 100 ns から数 μ s で減衰する成分が存在した。基礎特性を行い、リカバリータイムの測定の結果からリカバリータイムは従来の SiPM より 10-20 倍長くなっていることを確認した。SiPM の等価回路を用いてクエンチング抵抗とその寄生容量値を大きくしてシミュレーションを行うと、本研究で用いた SiPM の波形を再現することができた。

また OCT や DCR などの基礎測定を行った結果 DCR は SiPM の PDE から計算される温度 10 °C から 40 °C の間で夜光レートに比べて小さく、DCR の影響は小さいことを確認した。またこの OCT や DCR、NSBrate を用いてピクセル数を 4 倍にしたとして、21 ピクセルでアナログサムを行うと、トリガー閾値は 30 p.e. から 40 p.e. 程度となり、ガンマ線観測のエネルギー閾値を低下させることが可能であることが示唆された。またリカバリータイムが長いことで、チェレンコフ光がリカバリータイム中にあるセルに入射することで、期待される波高値より小さい信号が出力される可能性が高まりエネルギー推定誤差が大きくなる可能性があるが、シミュレーションを行うと過小評価の程度はダークの状態でも 5 % 以内であることを確認した。これらの結果から、月のない夜での観測は運用上問題ないと結論付ける。

また、SiPM は月夜のような NSBrate が非常に高くなる状況で運用しても PMT と違って劣化しないため、月光下で観測が可能である。そこで本研究では月光下での特性試験を行った。月光下では直流電流による電圧降下や空乏層内部の温度上昇やリカバリータイムの影響で PDE や超過電圧が小さくなり出力が低下することや電荷分解能がダークに比べて悪化することが予想される。そこで月光下を想定して直流電流や温度上昇を測定し、リカバリーの影響を考慮したシミュレーションを行った。本研究で用いた SiPM は月光下での観測では長いリカバリータイムによって PDE や分解能が低下し検出器としての性能がダークに比べて大幅に低下する。しかしいずれの SiPM も現行の PMT では観測できない NSBrate(長波長吸収フィルタありで 75 μ m でダークの 25 倍の NSBrate、75 μ m でダークの 50 倍)で、PMT より高い PDE で観測でき、月光下での観測という点で PMT に勝る検出器と言える。従来型の SiPM の方がクエンチング抵抗が小さい分リカバリーは早く、月光下においては先行研究で用いた SiPM の方が検出器として性能は高くなる。

さらに本研究では SiPM の望遠鏡搭載に向け信号読み出し基板の改変も行い、変更点が正常に動作していること、ノイズレベルやクロストークの大きさなどが LST の要求値を満たしていること、ダイナミックレンジが 1 p.e. から 130 p.e. であることを確認した。

本研究では、性能評価を行なった SiPM でエネルギー閾値低下の可能性を示したが、感度向上、低エネルギー閾値化にはガンマ線とハドロンイベントの弁別性能が重要となる。今後は LST のシステムでピクセルサイズを細かくして感度や角度分解能が上がるのかをモンテカルロシミュレーションを行って検証する必要がある。また本研究で長いリカバリータイムが月光下での望遠鏡性能に大きく影響することが明らかになった。より高い NSBrate で PDE などなるべく落とさずに観測するにはリカバリータイムの短い SiPM の開発が必要になる。また、フィルタの開発は必須であり、現在開発中のライトガイドの長波長吸収フィルタの性能が期待されるとともに、更に夜光削減できるものを開発していくことも重要である。いずれにせよ、IACT としての検出器、そして LST の検出器としての SiPM は発展途上である。今後、稼働中の LST の一部に搭載する SiPM カメラに性能評価を行いながら、最適な SiPM モジュールを開発していく必要がある。

付録

A ポールゼロキャンセル回路 (pzc 回路)

ポールゼロキャンセル回路とは微分回路の一種で \exp で減衰する信号の時定数を変えるときに用いられる。ポールゼロキャンセル回路の例を図 A.1 に示す。これは SST や LST で用いるポールゼロキャンセル回路と同じ回路であり 2つの抵抗とコンデンサからなる。

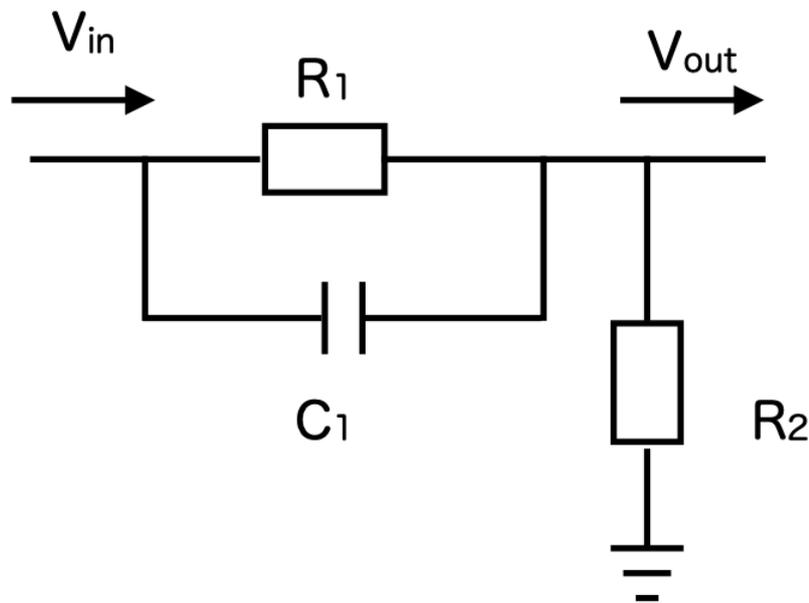


図 A.1 pzc 回路の例。

このとき、 CR_1 の時定数を持つ信号はのポールゼロキャンセルごの出力波形を考える。合成インピーダンスは

$$\frac{1}{\frac{1}{R} + i\omega C} = \frac{R_1}{1 + i\omega R_1 C} \quad (\text{A.1})$$

このとき伝達関数 F は

$$F = \frac{R_2}{\frac{1}{1/R_1 + i\omega C} + R_2} \quad (\text{A.2})$$

$$F = \frac{i\omega + \frac{1}{R_1 C}}{i\omega + \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)\frac{1}{C}} \quad (\text{A.3})$$

$i\omega$ を s に置き換えて、 $a = R_1 C, b = \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)\frac{1}{C}$ とおくと伝達関数 F は

$$F = \frac{s + 1/a}{s + 1/b} \quad (\text{A.4})$$

v 今入力信号の関数を v_{in} 、出力信号の関数を v_{out} 、それぞれのラプラス空間での関数を V_{in} 、 V_{out} とする。また $\exp(-at)$ はラプラス変換で $\frac{1}{s+a}$ で表されることから

$$v_{in} = v_0 \exp(-t/a) \quad (\text{A.5})$$

$$V_{in} = v_0 \frac{1}{s + 1/a} \quad (\text{A.6})$$

となる。よって、

$$V_{out} = FV_{in} \quad (\text{A.7})$$

$$= \frac{s + 1/a}{s + 1/b} \cdot v_0 \frac{1}{s + 1/a} \quad (\text{A.8})$$

$$= v_0 \frac{1}{s + 1/b} \quad (\text{A.9})$$

これを逆ラプラス変換すると

$$V_{out} = v_0 \exp(-t/b) \quad (\text{A.10})$$

となり時定数が b の指数関数型の信号が出力されることになる。このポールゼロキャンセル回路によって SiPM の信号幅を短縮することで夜光とチェレンコフ光による信号ができるだけ重なり合わないようにする。

実際に Spice で pzc シミュレーションを行う。図 A.2 は pzc 回路の例である。上述のように pzc 回路では入力信号の時定数と R1 と C1 の積が同じになるようする。こうすることで出力信号は R1 と R2 で決まる時定数の信号のみが出力される。シミュレーションにおいて、時定数が 600 ns の信号を入力する (図 A.3)。これを信号の時定数と R1 と C1 の積が同じ時は図 8.4(a)、図 8.4(b)、のような波形になり、低周波成分が切れた 1 成分の信号が出力される。一方で時定数が合っていない場合長い低周波成分がのこったまま出力される。これは上述の出力波形の導出でいうと式 (A.8) において $s + (1/a)$ の項が分子、分母でキャンセルされないためである。図 A.2 の R1 の値を 10000 にし R1 と C1 の積を 100 ns にした時、出力波形は図 8.5(a)、図 8.5(b) のようになり低周波成分が落とし切れずに残っており出力信号は 2 成分存在する。

B NSBrate の計算

B.1 節は櫻井駿介氏作成の資料より引用している。

B.1 DC current information from NSB photon intensity

one can estimate a DC current in the LST-1 camera following this text.

Photon frequency estimation

At first, several values for the calculation are introduced from literatures.

1. NSB photon intensity in the dark night of La Palma near zenith.

$$0.26 \pm 0.035 \text{ photons/ns/cm}^2/\text{str} \quad (\text{B.11})$$

S. Preuss et al. (NIMA, 481 2002 Study of the photon flux from the night sky at La Palma and Namibia, in the wavelength region relevant for imaging atmospheric Cherenkov telescopes) The number of photons is integrated between 300 nm and 650nm.

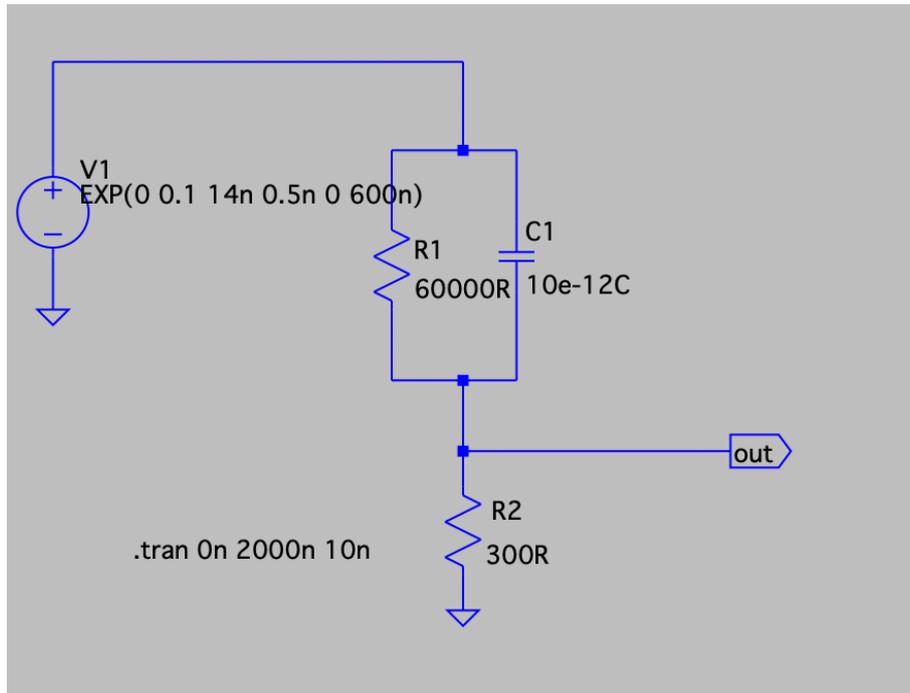


図 A.2 pzc のシミュレーション回路。

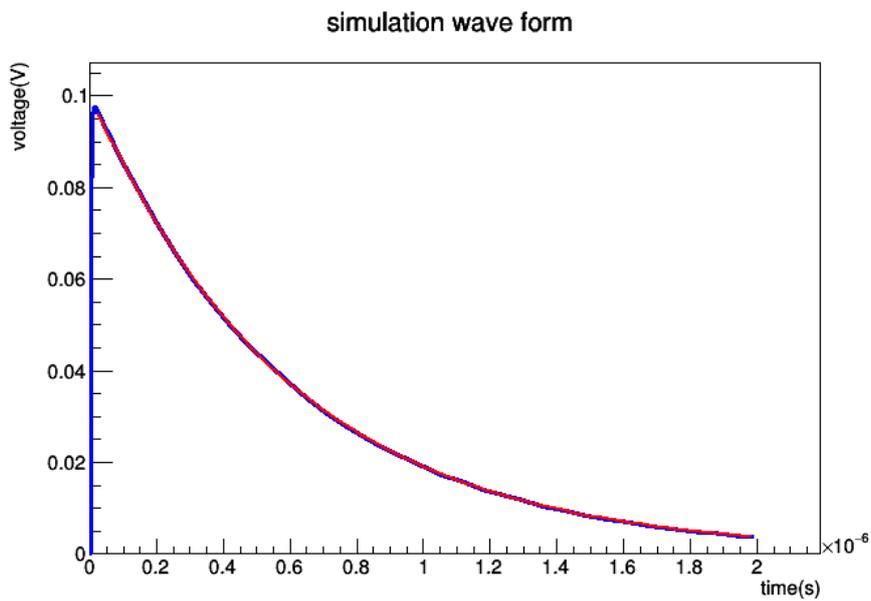


図 A.3 シミュレーションの入力信号。

2. Viewing angle of Paraboloid from PMT. Using the focal length of telescope 28 m and Paraboloids diameter 23 m, in steradian

$$2\pi(1 - \cos(\arctan(23/2/28))) = 0.471\text{str} \tag{B.12}$$

3. Flat-to-flat distance of a hexagon of the light concentrator 5.0 cm
(A. Okumura et al. (JINST 12 2017 “Prototyping hexagonal light concentrators using high-reflectance

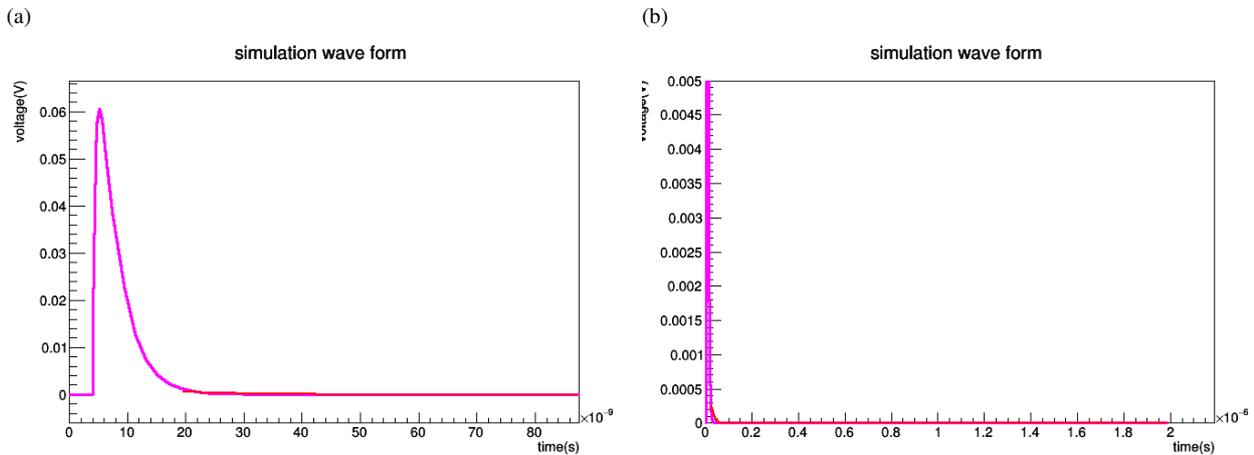


図 A.4 入力信号の時定数と R1 と C1 の積が一致しているときの出力信号。

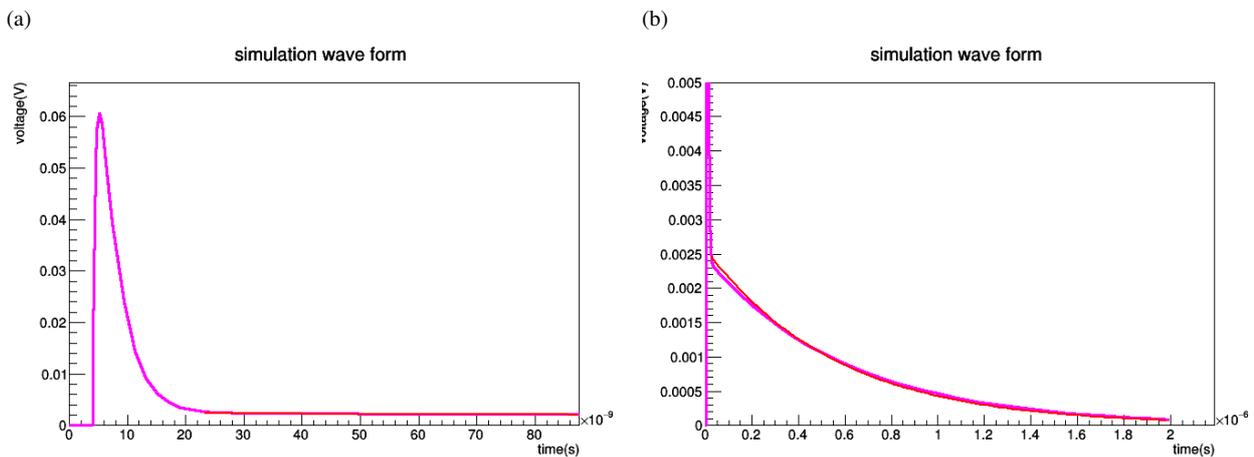


図 A.5 入力信号の時定数と R1 と C1 の積が一致していないときの出力信号。

specular films for the Large-Sized Telescopes of the Cherenkov Telescope Array)

It is $\sqrt{3}/2 \cdot 5.0 \cdot 5$.

Using the above values, one can calculate the number of photons reach PMT photocathode per nanosecond, it is

$$2.657 \text{ photons/nanosecond} \quad (\text{B.13})$$

However, there is a photon loss by reflections during propagation from the atmosphere to the PMT Camera. and a photon is converted into a photoelectron at photocathode. DC current is proportional to the number of photoelectrons that reach the amplification area inside the PMT.

NSB detection efficiency

In order to evaluate an NSB detection efficiency by PMT, we need to consider Mirror Reflectivity, Entrance window Transmittance, Light Concentrator reflectivity, Quantum Efficiency of PMT, and Correction Efficiency of photoelectron. And these values have wavelength dependence. (except CE)

All efficiency curves are convoluted and weighted by the NSB spectrum and integrated between 300 nm and 650

nm as follows.

$$E_{\text{NSB}} = \frac{\int_{350}^{650} E_{\text{Tel}}(\lambda) \times \text{NSB}(\lambda) d\lambda}{\int_{300}^{650} \text{NSB}(\lambda) d\lambda} \quad (\text{B.14})$$

$$E_{\text{Tel}}(\lambda) = \text{Mir.Ref.}(\lambda) \times \text{Ent. Trans.}(\lambda) \times \text{LC. Ref.}(\lambda) \times \text{PMT QE}(\lambda) \times \text{PMTCE} \quad (\text{B.15})$$

Averaged E_{NSB} of the LST-1 PMT is

$$0.00969 \quad (\text{B.16})$$

This factor means 9.7% of NSB photons can reach the amplification area inside the PMT.

Photoelectron frequency and DC current

At the end, the number of photoelectrons contributing to DC current is

$$258\text{MHz} = 0.258\text{photoelectrons/nanosecond} \quad (\text{B.17})$$

B.2 SiPM の NSBrate

PMT における NSBrate を利用して SiPM における NSBrate を算出する。NSBrate の算出には上で求めたように夜光のスペクトルや QE の他にミラーの反射率の波長依存性を考慮しなければならないが、700 nm 以上の波長の LST のミラー反射率を手に入れることができなかつたためここではそれら波長依存性を持たないとし、前節で求めた 0.258 MHz も波長依存性を持たないとし求めたとして、て簡単に計算する。ミラーの反射率などのを考えない場合、PMT と SiPM で検出される NSBrate F_{PMT} と F_{SiPM} は夜光の Intensity(Hz/cm²/str/nm) $I'(\lambda)$ を用いて、受光面積を dA 、焦点面からミラーを見た時の立体角を $d\Omega$ とすると、

$$F_{\text{PMT}} = \int_{300}^{650} I'(\lambda) Q E_{\text{PMT}}(\lambda) d\lambda dA d\Omega \quad (\text{B.18})$$

$$F_{\text{SiPM}} = \int_{300}^{900} I'(\lambda) P D E_{\text{SiPM}}(\lambda) d\lambda dA d\Omega \quad (\text{B.19})$$

と表される。ミラーの反射率などを考えた場合は PMT と SiPM で検出される NSBrate F_{PMT} と F_{SiPM} は

$$R_{\text{PMT}} = \int_{300}^{650} I'(\lambda) Q E_{\text{PMT}}(\lambda) E_{\text{Tel}}(\lambda) d\lambda dA d\Omega \quad (\text{B.20})$$

$$R_{\text{SiPM}} = \int_{300}^{900} I'(\lambda) P D E_{\text{SiPM}}(\lambda) E_{\text{Tel}}(\lambda) d\lambda dA d\Omega \quad (\text{B.21})$$

となる、今、 $E_{\text{Tel}}(\lambda)$ が波長依存性を持たないとすると C を定数として

$$R_{\text{PMT}} = C \cdot F_{\text{PMT}} \quad (\text{B.22})$$

$$R_{\text{SiPM}} = C \cdot F_{\text{SiPM}} \quad (\text{B.23})$$

$$= \frac{F_{\text{SiPM}}}{F_{\text{PMT}}} \cdot R_{\text{PMT}} \quad (\text{B.24})$$

今、ライトガイドを装着した時の $dA_{\text{PMT}}=21.7 \text{ cm}^2$ 、 $dA_{\text{SiPM}}=6.09 \text{ cm}^2$ で立体角は共に $d\Omega = 0.471 \text{ str}$ とすると、 $R_{\text{SiPM}} = 258 \text{ MHz}$ とすると

$$R_{\text{SiPM}} = \frac{F_{\text{SiPM}}}{F_{\text{PMT}}} \cdot 258 \quad (\text{B.25})$$

$$= \frac{\int_{300}^{900} I'(\lambda) PDE_{\text{SiPM}}}{\int_{300}^{650} I'(\lambda) QE_{\text{PMT}}(\lambda)} \cdot \frac{dA_{\text{SiPM}}}{dA_{\text{PMT}}} \cdot 258 \quad (\text{B.26})$$

$$= \frac{\int_{300}^{900} I'(\lambda) PDE_{\text{SiPM}}}{\int_{300}^{650} I'(\lambda) QE_{\text{PMT}}(\lambda)} \cdot 72.4 \quad (\text{B.27})$$

$$(\text{B.28})$$

である。比を取ることがら $I(\lambda)$ は絶対量である必要はなく、図 B.6 の夜光スペクトル $I(\lambda)$ (a.u.) を用いて積分した比を取ればよい。これを計算して求めると 4.09 となるため、

$$R_{\text{SiPM}} = 4.09 \cdot 72.4 \quad (\text{B.29})$$

$$= 296 \text{ MHz/pix} \quad (\text{B.30})$$

となる。

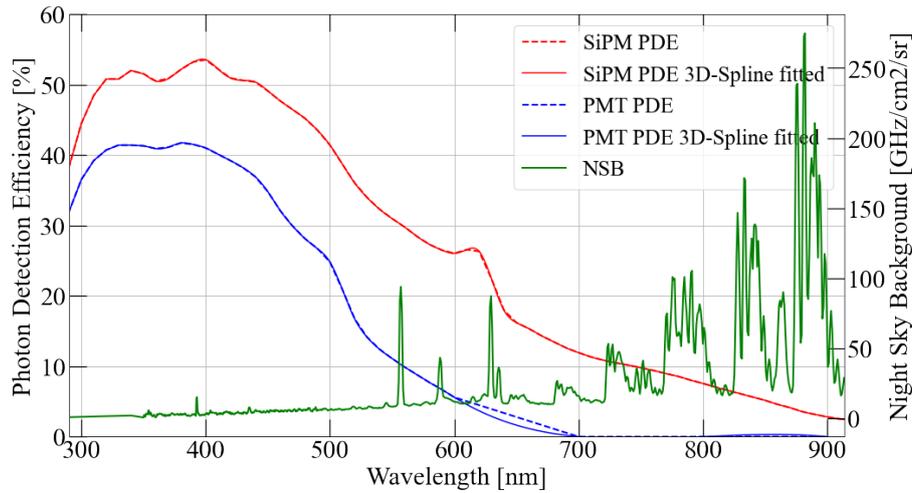


図 B.6 本研究で用いた SiPM の PDE の波長依存性 (赤色)、PMT の波長依存性 (青色)、夜光スペクトル (緑色)。

C トリガーレートの計算

1. 1 ns ごとの発生光電数の決定

1 ns の間に平均 F 個のセルで光電子が発生するとする。今の場合 F は

$$F = DCR + NSB \text{rate}(\text{GHz}) \quad (\text{C.31})$$

となる。これを用いて平均 F のポアソン分布に従う乱数をふり 1 ns に発生する光電子数を決定する。現在開発予定の SiPM カメラは 6 mm 角の SiPM 4 つがアレイ状になったもの 2 つが PMT1 本と置き換わる予定であり、信号読み出し基板には 14 個数の SiPM が搭載される。また L1 トリガーは隣接する 3 モジュールの L0 トリガーが閾値を超えていた場合生成されるので 14×3 の全 42 個の SiPM に光子が入射する場合

を考えた。SiPM の 1 つの面積は測定で用いた SiPM の 16 倍であることから、全 42 個の SiPM で 1 ns ごとに光電子を発生するセル数 F' は

$$F' = (DCR + NSBrate) \times 42 \quad (C.32)$$

となる。

2. OCT の発生確率を考慮した光電子発生セル数の決定

1 には OCT の影響が考慮されていないので OCT を考慮した光電子発生セル数を決定した。光電子が発生した 1 つ 1 つのセルに対して 5.5 節で求めた OCT の発生確率で重み付けした乱数で OCT が発生するかを決定した。各時間で OCT が発生した回数分だけその時間における光電子発生セル数を追加した。

3. 発生光電子数を波形情報に変換

2 で 1 ns ごとに光電子が発生するセル数を決めた。これを大まかに波形情報に直す。本研究で用いた SiPM の FWHM は 2.5 ns 程度であり信号のピークから 3 ns 程度で 0 となる。これを踏まえて光電子が発生した時間から 1 ns 後が 1/3 p.e.、2 ns 後が 2/3 p.e.、3 ns 後が 1 p.e.、4 ns 後が 2/3 p.e.、5 ns 後が 1/3 p.e. の波形になるとして 1 で作成した 1 ns ごとの発生光電子数を波形情報に変換した。こうした上で閾値を定めた上でこの閾値を超えた回数をカウントしトリガーレートとした。

C.7 は図 C.8 はトリガーレートの計算結果である。トリガー閾値はライトガイドがある場合 50 p.e. 以上では超過電圧 8 V 程度まで、そして温度 40°C 程度まではトリガーレートは 5 kHz より十分小さい値となる。ある 42 ピクセルで 40 p.e. で 5 kHz 程度のトリガーレートになることから全モジュールで 3 モジュールでトリガー判定を行うとダークでのトリガー閾値は 40 p.e. は超え 50 p.e. 程度になると予想される。ライトガイドがない場合は閾値は 60 p.e.–70 p.e. 程度になると予想される。PDE が 1.5 倍になることを考慮してもトリガー閾値は上昇する。

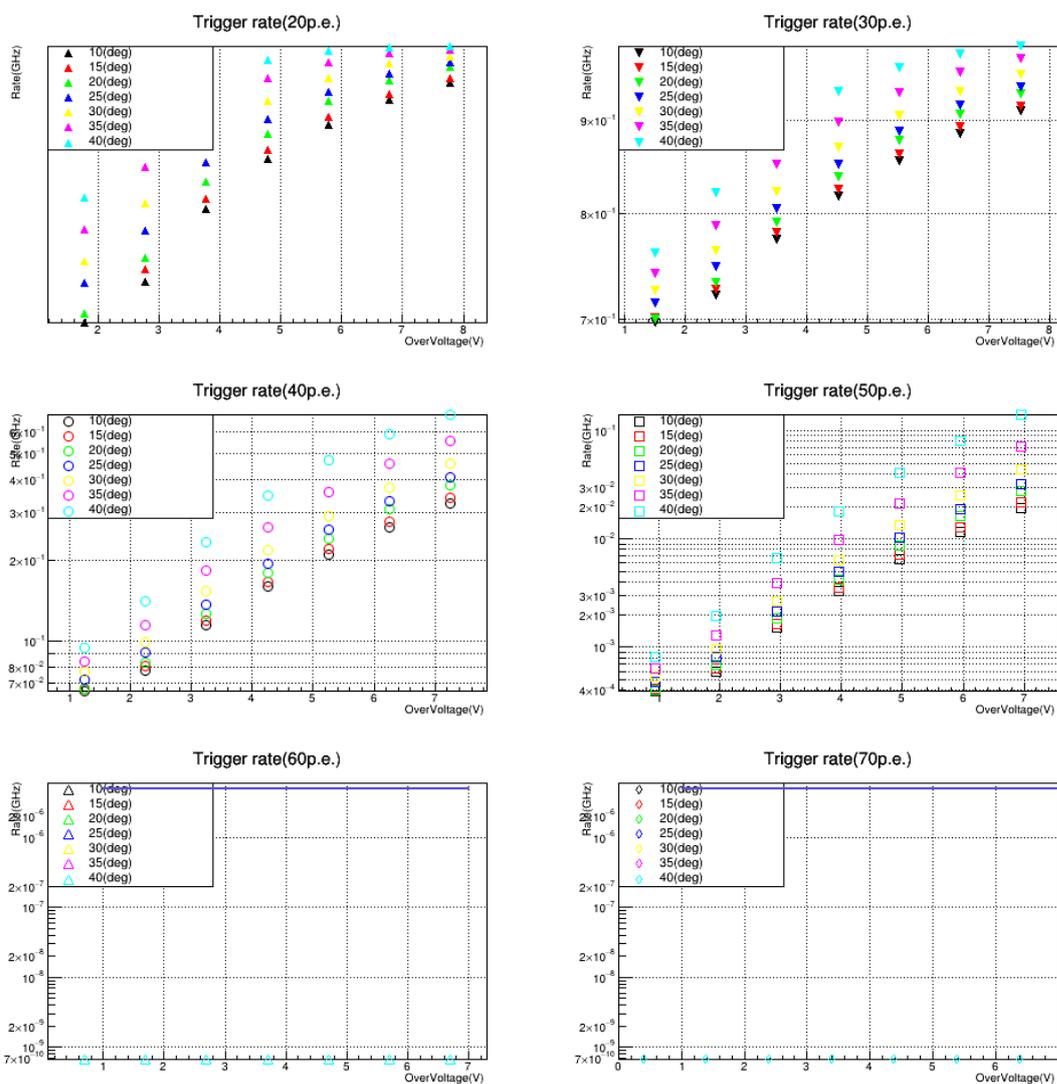


図 C.7 フィルタなしの時のトリガー閾値と温度、超過電圧を変えたときのトリガーレート。20 p.e. から 70 p.e. まで 10 p.e. ごとに閾値を定めその閾値をカウントしトリガーレートした。7 kHz に青線を引いている。

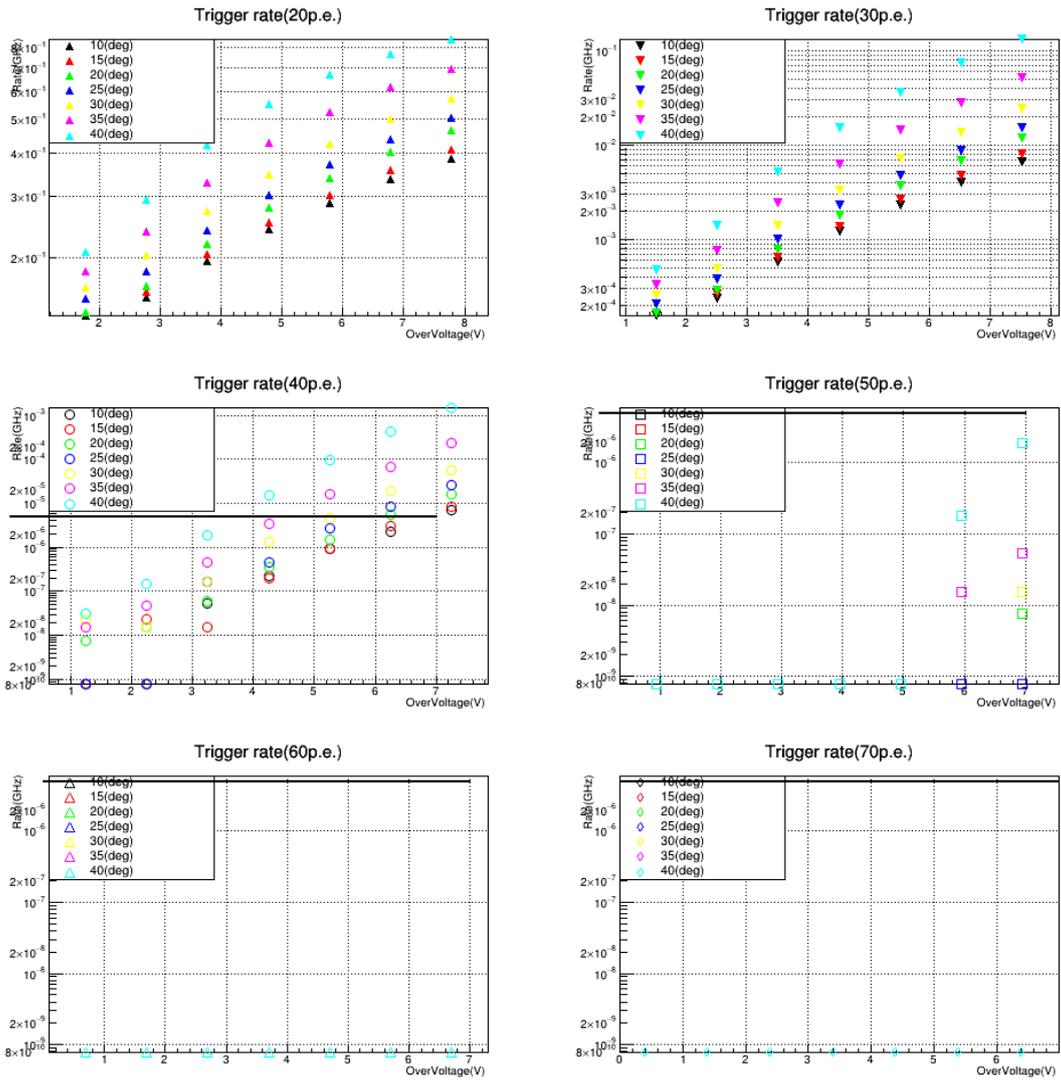


図 C.8 フィルタありの時のトリガー閾値と温度、超過電圧を変えたときのトリガーレート。20 p.e. から 70 p.e. まで 10 p.e. ごとに閾値定めその閾値をカウントしトリガーレートした。7 kHz に青線を引いている。

謝辞

本論文の執筆にあたり宇宙線研究室の方々をはじめ多くの方の助けをいただきました。同じ TeV ガンマ線グループの寺内さん、岡さん、MPI の野崎さん、大阪公立大学の藤井准教授には心から感謝を申し上げます。寺内さんは毎日僕の研究の独り言を聞いてくださったり、一緒に考えてくれたり、ご飯の時のくだらないノリにもついてきてくれたりとすごくお世話になりました。岡さんも研究に対していつもの確な助言をくださり、何を聞いても丁寧に教えていただきました。また岡さんからは研究者としての姿勢を学びました。野崎さんは私にとって仏のような存在でした。しょうもない質問から丁寧に答えていただき MPI に移ってからもスラックで助言をいただいたり本当に助かりました。藤井さんはいつもポジティブな言葉をかけていただき、何度も励まされました。大阪公立大学に異動されてからも気にかけてくださり感謝しかありません。一緒に研究をしたかったというのが率直な気持ちです。東京大学の窪秀利教授は、僕に自由に研究させてくださりありがとうございました。M1 の1年間で発注のプロになれました。そして MeV グループの高田助教には違うグループであるにも関わらずハードウェアの知識をたくさん教わりました。高田さんがいなければ一人で実験することはできなかったと思います。また、荻尾さんにも感謝を申し上げます。いつも明るく、くだらない話に付き合ってくれる荻尾さんは僕の精神的支柱であり、荻尾さんがいつも隣のデスクにいたから心が不安定になることなく2年間研究を続けることができました。そして同じグループで同期で同じ名前と同じ部屋の長澤君、東大に行ったりチェコに行ったり、研究を頑張る姿を見てすごく刺激を受けていました。ありがとう。

宇宙線研究室で過ごした2年間は自分が想像していた以上に楽しく充実していました。宇宙線研究室の皆様全員に感謝いたします。

引用文献

- [1] Abdalla, H., Adam, R., Aharonian, F. et al. 2019 “A very-high-energy component deep in the γ -ray burst afterglow,” *Nature* **575**, No. 7783, 464–467, DOI: [10.1038/s41586-019-1743-9](https://doi.org/10.1038/s41586-019-1743-9).
- [2] Abdollahi, S., Acero, F., Baldini, L. et al. 2022 “Incremental Fermi Large Area Telescope Fourth Source Catalog,” *The Astrophysical Journal Supplement Series* **260**, No. 2, 53, DOI: [10.3847/1538-4365/ac6751](https://doi.org/10.3847/1538-4365/ac6751).
- [3] Acharyya, A., Agudo, I., Angüner, E. et al. 2019 “Monte Carlo studies for the optimisation of the Cherenkov Telescope Array layout,” *Astroparticle Physics* **111**, 35–53, DOI: [10.1016/j.astropartphys.2019.04.001](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2019.04.001).
- [4] Ahnen, M., Ansoldi, S., Antonelli, L. et al. 2017 “Performance of the MAGIC telescopes under moonlight,” *Astroparticle Physics* **94**, 29–41, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2017.08.001>.
- [5] Aleksić, J., Alvarez, E. A., Antonelli, L. A. et al. 2012 “Phase-resolved energy spectra of the Crab pulsar in the range of 50–400 GeV measured with the MAGIC telescopes,” **540**, A69, DOI: [10.1051/0004-6361/201118166](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118166).
- [6] Aliu, E., Anderhub, H., Antonelli, L. et al. 2008 “Observation of pulsed γ -rays above 25 GeV from the crab pulsar with MAGIC,” *science* **322**, No. 5905, 1221–1224, DOI: [10.1126/science.1164718](https://doi.org/10.1126/science.1164718).
- [7] A.Okumura, Dang, T., Ono, S. et al. 2017 “Prototyping hexagonal light concentrators using high-reflectance specular films for the Large-Sized Telescopes of the Cherenkov Telescope Array,” *Journal of Instrumentation* **12**, No. 12, P12008, DOI: [10.1088/1748-0221/12/12/P12008](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/12/P12008).
- [8] Barrio, J. A., Blanch, O., Boix, J. et al. 2014 “Analogue Sum ASIC for L1 Trigger Decision in Cherenkov Telescope Cameras,” DOI: [10.48550/ARXIV.1410.8526](https://doi.org/10.48550/ARXIV.1410.8526).
- [9] Bernlöhr, K. 2008 “Simulation of imaging atmospheric Cherenkov telescopes with CORSIKA and sim_telarray,” *Astroparticle Physics* **30**, No. 3, 149–158, DOI: [10.1016/j.astropartphys.2008.07.009](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2008.07.009).
- [10] Bouvier, A., Gebremedhin, L., Johnson, C. et al. 2013 “Photosensor characterization for the Cherenkov Telescope Array: silicon photomultiplier versus multi-anode photomultiplier tube,” in Fiederle, M., Burger, A., Franks, L., and James, R. B. eds. *SPIE Proceedings*: SPIE, DOI: [10.1117/12.2023778](https://doi.org/10.1117/12.2023778).
- [11] Cao, Z. et al. 2021 “Peta-electron volt gamma-ray emission from the Crab Nebula,” *Science* **373**, No. 6553, 425–430, DOI: [10.1126/science.abg5137](https://doi.org/10.1126/science.abg5137).
- [12] Corsi, F., Marzocca, C., Perrotta, A. et al. 2006 “Electrical Characterization of Silicon Photo-Multiplier Detectors for Optimal Front-End Design,” in *2006 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record 2*, 1276–1280, DOI: [10.1109/NSSMIC.2006.356076](https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2006.356076).
- [13] Cronin, J. W. 1999 *Cosmic Rays: The Most Energetic Particles in the Universe*, 278–290, New York, NY: Springer New York, DOI: [10.1007/978-1-4612-1512-7_17](https://doi.org/10.1007/978-1-4612-1512-7_17).
- [14] CTA consortium website “CTA consortium website,” URL: <https://www.cta-observatory.org/>.
- [15] Fermi-HP, URL: <https://fermi.gsfc.nasa.gov/science/etev/agn/>.
- [16] Fruck, C. 2011 “A new LIDAR system for the MAGIC telescopes and site search instrumentation for CTA.

- Diplomarbeit,” Ph.D. dissertation.
- [17] Gascon, D., Barrio, J., Blanch, O. et al. 2016 “Reconfigurable ASIC for a low level trigger system in Cherenkov Telescope Cameras,” *Journal of Instrumentation* **11**, No. 11, P11017, DOI: [10.1088/1748-0221/11/11/P11017](https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/11/P11017).
- [18] Ghassemi, A., Sato, K., Kobayashi, K., Ohashi, Y., Enomoto, Y., and Adachi, Y. 2022 “MPPC.”
- [19] H. E. S. S. Collaboration, Abdalla, H., Aharonian, F. et al. 2021 “Revealing x-ray and gamma ray temporal and spectral similarities in the GRB 190829A afterglow,” *Science* **372**, No. 6546, 1081-1085, DOI: [10.1126/science.abe8560](https://doi.org/10.1126/science.abe8560).
- [20] Inome, Y., Sunada, Y., Choushi, Y. et al. 2019 “A 100-ps Pulse Laser as a Calibration Source,” *IEEE Transactions on Nuclear Science* **66**, No. 8, 1993-1997, DOI: [10.1109/TNS.2019.2928800](https://doi.org/10.1109/TNS.2019.2928800).
- [21] Mešzaős, P. 2001 “Gamma-Ray Bursts: Accumulating Afterglow Implications, Progenitor Clues, and Prospects,” *Science* **291**, No. 5501, 79–84, DOI: [10.1126/science.291.5501.79](https://doi.org/10.1126/science.291.5501.79).
- [22] Nagy, F., Mazzillo, M., Renna, L. et al. 2014 “Afterpulse and delayed crosstalk analysis on a STMicroelectronics silicon photomultiplier,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **759**, 44-49, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.04.045>.
- [23] Nakamura, Y., Okumura, A., Tajima, H., Yamane, N., and Zenin, A. *Characterization of SiPM Optical Crosstalk and Its Dependence on the Protection-Window Thickness*, DOI: [10.7566/JPSCP.27.011003](https://doi.org/10.7566/JPSCP.27.011003).
- [24] Okumura, A., Asano, A., Furuta, K., Hidaka, N., Nakamura, Y., Tajima, H., and Zenin, A. *Development of a UV-Transparent Lens Array for Enlarging the Effective Area of Multichannel SiPMs*, DOI: [10.7566/JPSCP.27.011009](https://doi.org/10.7566/JPSCP.27.011009).
- [25] Rissi, M. T. 2009 “Detection of pulsed very high energy Gamma-rays from the Crab Pulsar with the MAGIC telescope using an analog sum trigger,” Ph.D. dissertation, Citeseer.
- [26] Ritt, S., Dinapoli, R., and Hartmann, U. 2010 “Application of the DRS chip for fast waveform digitizing,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **623**, No. 1, 486-488, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.03.045>, 1st International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics.
- [27] TeVCat 2021 , URL: <http://tevcat.uchicago.edu/>.
- [28] Veres, P., Bhat, P. N. et al. 2019 “Observation of inverse Compton emission from a long γ -ray burst,” *Nature* **575**, No. 7783, 459–463, DOI: [10.1038/s41586-019-1754-6](https://doi.org/10.1038/s41586-019-1754-6).
- [29] Völk, H. J. and Bernlöhr, K. 2009 “Imaging very high energy gamma-ray telescopes,” *Experimental Astronomy* **25**, No. 1-3, 173–191, DOI: [10.1007/s10686-009-9151-z](https://doi.org/10.1007/s10686-009-9151-z).
- [30] Wagner, R. M. 2006 “Measurement of Very High Energy Gamma-Ray Emission from Four Blazars Using the MAGIC Telescope and a Comparative Blazar Study,” Ph.D. dissertation, Munich, Tech. U.
- [31] Weekes, T. C., Cawley, M. F., Fegan, D. J. et al. 1989 “Observation of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula Using the Atmospheric Cerenkov Imaging Technique,” **342**, 379, DOI: [10.1086/167599](https://doi.org/10.1086/167599).
- [32] Wood, M., Jogler, T., Dumm, J., and Funk, S. 2016 “Monte Carlo studies of medium-size telescope designs for the Cherenkov Telescope Array,” *Astroparticle Physics* **72**, 11–31, DOI: [10.1016/j.astropartphys.2015.04.008](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2015.04.008).
- [33] 橋山和明 2022 「CTA 大口径望遠鏡のための SiPM モジュールの開発」, 修士論文, 東京大学大学院理学研究科.
- [34] 若園佳緒里 2022 「大光量の背景光環境における宇宙ガンマ線観測用半導体光検出器の特性評価」, 修士論

- 文, 名古屋大学大学院.
- [35] 谷川俊介 2016 「次世代ガンマ線天文台 CTA 大口径望遠鏡初号機搭載用 GHz 波形サンプリング回路の性能評価」, 修士論文, 京都大学大学院理学研究科.
- [36] 浜松ホトニクス株式会社 2014 「Physics and operation of the MPPC silicon photomultiplier」, URL : <https://hub.hamamatsu.com/us/en/technical-notes/mppc-sipms/physics-and-operation-of-the-MPPC-silicon-photomultiplier.html>.
- [37] ——— 2017 「How does temperature affect the performance of an SiPM?」, URL : <https://hub.hamamatsu.com/us/en/technical-notes/mppc-sipms/how-does-temperature-affect-the-performance-of-an-SiPM.html>.
- [38] ——— 2021 「技術資料/MPPC」, URL : https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/mppc_kapd9008j.pdf.
- [39] ——— 「What is an SiPM and how does it work?」, URL : <https://hub.hamamatsu.com/us/en/technical-notes/mppc-sipms/what-is-an-SiPM-and-how-does-it-work.html>.
- [40] ——— 「製品情報/MPPC」.
- [41] 芳賀純也 2022 「CTA 大・中口径望遠鏡のカメラの SiPM 化に向けた、集光器を用いた夜光低減手法の検討(2)。第 77 回物理学会。」.
- [42] 野崎誠也 2017 「次世代ガンマ線天文台 CTA 大口径望遠鏡用 GHz 波形サンプリング回路の性能評価」, 修士論文, 京都大学大学院理学研究科.