2021 年度 修士論文

CTA 大口径望遠鏡のための SiPM モジュールの開発

(Development of SiPM Modules for the CTA Large-Sized Telescopes)

東京大学大学院理学研究科 物理学専攻 吉越研究室

博士課程(前期課程)2年 学籍番号 35206080

橋山 和明

2022年1月27日

概要

現在、Cherenkov Telescope Array (CTA)計画と呼ばれる、数 100 台の口径の異なる解像型大気チェレンコフ望 遠鏡(Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope; IACT)を地上に並べることで 20 GeV-300 TeV に渡るエネル ギーのガンマ線を観測しようとする計画が進んでいる。中でも CTA 大口径望遠鏡(Large-Sized Telescope; LST) は CTA 計画で設置される IACT の中でも口径が最も大きい望遠鏡である。LST の焦点面には 1855 本(1855 ピク セル)の光電子増倍管(PMT)でできたカメラが設置されており、ガンマ線が地球大気と相互作用する過程で生成 した電子・陽電子が放射するチェレンコフ光を検出することで、ガンマ線のエネルギーや到来方向を推定している。 しかし、ガンマ線は天体由来のものに加え、宇宙線陽子などのハドロンによっても生じる。ガンマ線観測において、 ハドロンによるガンマ線は背景雑音となるため、それらの成分を除去する必要がある。LST 初号機では、ガンマ線 とハドロンが作るチェレンコフ光のイメージの違いを利用することで、それらの弁別を行っている。すなわち、ガ ンマ線とハドロンの弁別性能が望遠鏡の感度を決定する。現状の LST よりもさらに細かいピクセルを持つカメラで チェレンコフ光を撮像することでイメージの詳細な情報を得ることができるようになれば、ガンマ線とハドロンの 弁別性能が向上し、望遠鏡の感度は向上すると期待できる。

ピクセルを細分化したカメラに搭載する光検出器として、半導体光電子増倍素子(Sillicon PhotoMultiplier; SiPM)の採用が検討されている。現状の PMT よりもサイズが小さな PMT を採用することも可能であるが、SiPM は PMT と比べて動作電圧が 1/20 程度で済むこと、経年劣化がほとんどないこと、検出光子数に応じて決まった 振幅の信号を出力すること等、様々な利点がある。一方で信号幅が長すぎること、SiPM 特有のオプティカルクロ ストークによって検出光子数を誤計測すること、温度に強い依存性がある等の問題が存在する。そのため、一概に PMT に変わる光検出器として SiPM を採用可能あるいは採用不可能とは言えず、SiPM の採用可否性を測定によっ て検証する必要がある。

以上を踏まえ本研究では、LST のカメラ用に開発された浜松ホトニクス製の SiPM S14521-0741-2 の基礎特性 を調べ、LST に搭載することが可能であるかを検証した。その結果、動作電圧が約 38 V であること、約 10⁶ の光 電子増倍率(ゲイン)を有すること、ゲインは超過電圧に対して単調増加すること、温度に比例して減少すること などの基礎特性が確かめられた。これに加え、SiPM S14521-0741-2 が出力する数 100 ns の広い信号幅がチェレ ンコフ光の観測に悪影響を及ぼすため、信号の波形整形の必要性が示唆された。そこで波形整形回路を外装したと ころ、300 ns 程度の信号幅を 2 ns 程度に抑えることに成功した。さらに、電荷分解能は最も良くて約 0.21 p.e. と なり、これは LST 初号機に搭載された PMT で測定された平均値 0.47 p.e. よりもおよそ 2.2 倍良い値となった。 また、本研究では基礎特性評価に留まらず、LST への搭載に向けて SiPM モジュールの開発も進めた。カメラと して搭載するためには信号合成回路やゲインの温度依存性を緩和させるための温度補償回路を追加で外装すること が必要となる。本研究により、信号の合成を行っても PMT に劣らない 0.41 p.e. 未満の電荷分解能を有すること、 温度補償回路を用いることで 1 °C の温度変化に対してゲインの変動を 0.08 % に抑えられることが分かった。しか し、本研究では測定項目が多かったために上記の基礎特性に対してそれぞれ系統誤差の評価を行う時間が確保でき なかった。LST のカメラ素子として SiPM S14521-0741-2 を採用可能とまでは言い切れ なかったが、採用可能性は十分高いと結論付けた。

目次

第1章	ガンマ線天文学	1
1.1	宇宙線	1
1.2	宇宙線の加速機構	3
1.3	宇宙ガンマ線	6
1.4	ガンマ線の放射機構....................................	6
1.5	ガンマ線放射天体	13
第2章	解像型大気チェレンコフ望遠鏡	21
2.1	空気シャワー	21
2.2	チェレンコフ光	22
2.3	ガンマ線の地上観測	22
2.4	Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画	28
第3章	CTA 大口径望遠鏡	31
3.1	概要	31
3.2	光学系	31
3.3	焦点面カメラ....................................	32
3.4	PMT に代わる新たな光検出器	38
3.5	SiPM 製カメラの実現時の物理的インパクト	38
第4章	半導体光電子增倍素子 SiPM	43
4.1	半導体の基礎....................................	43
4.2	APD による光検出のメカニズム	52
4.3	SiPM の光検出機構	52
第5章	SiPM S14521–0741–2 の基礎特性評価	57
5.1	測定系	57
5.2	出力波形と相対ゲインの印加電圧依存性....................................	63
5.3	絶対ゲインと降伏電圧の測定	74
5.4	信号の波形整形	82
5.5	外部回路を用いた際の電荷分布....................................	88
5.6	オプティカルクロストーク	92
5.7	電荷分解能	96
5.8	ダークカウントレート	104

٠	
1	17
	٠

5.9	温度依存性
第6章	LST のための SiPM モジュールの開発 131
6.1	信号合成
6.2	温度補償回路の性能試験
6.3	今後の展望
第7章	結論 151
引用文献	155

第1章

ガンマ線天文学

1.1 宇宙線

宇宙線とは、宇宙空間を伝播する高エネルギーの粒子である。宇宙線が初めて発見されたのは 1912 年であり、V. Hess による気球実験によって発見された(Cronin 1999)。

宇宙線は1次宇宙線と2次宇宙線に分けられる。1次宇宙線は地球大気外で検出される宇宙線を指す。その組成 は85%を陽子が、12%をヘリウム原子核が、1%を鉄などの重元素が占めている(Simpson 1983)。一方、2次宇 宙線は地球大気内で生成される宇宙線を指す。2次宇宙線は、1次宇宙線が地球大気と相互作用することによって 生成され、1次宇宙線によって生成される原子核をはじめとして、電子や陽電子、π中間子など様々な粒子が生成さ れる。

図 1.1 に宇宙線のスペクトルを示す(Hillas 2006)。観測された宇宙線のエネルギーは最大で 10¹² GeV にまで達 している。宇宙線のスペクトルについて、約 10⁶ GeV においてスペクトルが折れ曲がる位置は Knee と呼ばれてい る。Knee より左側の低エネルギー宇宙線は、超新星残骸やパルサー、パルサー風星雲などの銀河系内の天体によっ て加速されていると考えられている(Spurio 2015b)。Knee 程度のエネルギーを持つ宇宙線は、1 年あたり、1 m² あたりに 1 個の頻度で地球に到来する。

次に、約 10¹⁰ GeV において再びスペクトルが折れ曲がる位置は Ankle と呼ばれている。Ankle 以上の高エネル ギー宇宙線は活動銀河核やガンマ線バーストなどの銀河系外の天体によって加速され、地球へ到来していると考え られている(Spurio 2015b)。Ankle 程度のエネルギーを持つ宇宙線は1年あたり、1 km² あたりに1 個の頻度で地 球へ到来する。このような宇宙線はその到来頻度が低すぎるため、検出器の面積を大きくすることで統計数を増や すことが重要となる。

さらに、10¹⁰ GeV 以上の宇宙線のスペクトルは急激に折れ曲がっている。これは、宇宙論的距離にある天体 (e.g. 宇宙論的距離で発生したガンマ線バースト)で加速された超高エネルギー宇宙線が、宇宙空間を伝播する際に Greisen-Zatsepin-Kuzmin (GZK)効果を受けるため、スペクトルにカットオフを生じると考えられている(Greisen 1966)(Takeda et al. 1998)。GZK 効果は、宇宙線が宇宙背景放射(Cosmic Microwave Background; CMB)の光 子と複数回相互作用を起こすことで、そのエネルギーを急激に失うという効果である。

以上のように宇宙線の加速源と考えられている場所は様々であり、それぞれにおいて加速可能なエネルギーには 上限がある。また、銀河による宇宙線の閉じ込めや逃げ出しの効果もあり、Knee や Ankle においてスペクトルの 傾きが変化する。



Energies and rates of the cosmic-ray particles

図 1.1: 宇宙線のスペクトル(Hillas 2006)。10¹² GeV にかけてスペクトルが伸びており、PeV 以上のエネルギーにまで粒子を加速する機構が宇宙に存在することを示唆している。約 10⁶ GeV でスペクトルが折れ曲がる位置は Knee と呼ばれ、Knee 以下の宇宙線は超新星残骸やパルサー、パルサー風星雲などの銀河系内の天体によって加速されていると考えられている。また、約 10¹⁰ GeV において再びスペクトルが折れ曲がる位置は Ankle と呼ばれる。Ankle 以上の高エネルギー宇宙線は活動銀河核やガンマ線バーストなどの銀河系外の天体によって加速されていると考えられている。10¹⁰ GeV 以上の宇宙線のスペクトルは GZK 効果によってスペクトルが急激に折れ曲がると考えられている。



図 1.2: (a) 質量 m の荷電粒子が速度 v で、角度 θ を持ってガス雲と衝突する様子。ガス雲と荷電粒子の速度は互いに逆向き である。(b) ガス雲と荷電粒子の速度が互いに同じ向きの場合に、荷電粒子がガス雲に追突する様子(Longair 2011)。

1.2 宇宙線の加速機構

宇宙線はどのようにして加速されているのであろうか。本節では、宇宙線の加速機構として有力視される衝撃波 加速理論について述べる。衝撃波加速には、以下に述べるフェルミの2次加速とフェルミの1次加速がある。

1.2.1 フェルミの2次加速

ガス雲の速度の2乗に比例する衝撃波加速をフェルミの2次加速と呼ぶ。図1.2のように、速さVで運動する質量 M のガス雲に、速さvで運動する質量 m の荷電粒子が衝突または追突する場合を考える。ここで、衝突はガス 雲と荷電粒子の運動方向が互いに逆向き、追突は運動方向が同じとして言葉を定義する。以下では、ガス雲と荷電 粒子が衝突する場合について考える。

観測者系において、ガス雲に対して入射角 θ で入射した宇宙線は x 方向に運動量

$$p_x = p\cos\theta \tag{1.1}$$

を持つ。粒子の持つ運動量は p = mv で表せ、そのエネルギーは

$$E = mc^2 \tag{1.2}$$

となる。ここで、静止質量 m_0 を用いて、 $m = \gamma m_0$ としている。

次に、ガス雲と宇宙線粒子の重心系から見た宇宙線粒子のエネルギーと運動量について考える。ガス雲の質量は 宇宙線粒子の質量に比べて十分大きいため、重心系はガス雲と共に動く系に一致すると考えることができる。重心 系から見た宇宙線粒子のエネルギー E' と運動量 p'x を考えるために、観測者系から重心系へのローレンツ変換を行 う。今、荷電粒子のx方向の1次元運動を考えているので、ローレンツ変換を行うと

$$\begin{pmatrix} E'/c \\ p'_x \\ p'_y \\ p'_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \gamma\beta & 0 & 0 \\ \gamma\beta & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E/c \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix}$$
(1.3)

となる。ここで、 γ はローレンツ因子で

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \tag{1.4}$$

$$\beta = V/c \tag{1.5}$$

である。これにより、重心系から見た宇宙線粒子のエネルギーと運動量は

$$E' = \gamma \left(E + V p_x \right) \tag{1.6}$$

$$p'_x = \gamma \left(\frac{VE}{c^2} + p_x\right) \tag{1.7}$$

となる。荷電粒子がガス雲と衝突する様子を重心系で見ると、 $M \gg m$ であるため荷電粒子はガス雲に対して弾性 衝突をする。そのため、運動量の x 成分はその大きさを変えることなく、向きを 180 度変える。すなわち、衝突後 の宇宙線粒子の x 方向の運動量は $p'_x \rightarrow -p'_x$ へと変化する。観測者系における衝突後の宇宙線粒子のエネルギーを 考えるために、逆ローレンツ変換によって座標系を観測者系へ変換する。衝突後のエネルギーを E'' とすると、

$$E'' = \gamma \left\{ E' - V \left(-p'_x \right) \right\}$$

$$= \gamma^2 E \left(1 + 2 \frac{Vp}{E} \cos \theta + \frac{V^2}{c^2} \right)$$

$$= \gamma^2 E \left(1 + 2 \frac{Vv}{c^2} \cos \theta + \frac{V^2}{c^2} \right)$$
(1.8)

となる。観測者系における、ガス雲との衝突前後のエネルギー差 ΔE を求めると、

$$\Delta E = E'' - E = E \left\{ \frac{2Vv\cos\theta}{c^2} + 2\left(\frac{V}{c}\right)^2 \right\}$$
(1.9)

となる。また、荷電粒子とガス雲の衝突確率はそのガス雲の粒子数に比例するはずである。観測者系と重心系における衝突粒子数が γ {1 + (V/c) cos θ } 倍だけ異なることを用いれば、荷電粒子とガス雲の衝突確率は γ {1 + (V/c) cos θ } に比例する。よって、cos θ の期待値を計算すると

$$\langle \cos \theta \rangle = \frac{\int_0^\pi \gamma \cos \theta \left(1 + \frac{V}{c} \cos \theta\right) d\Omega}{\int_0^\pi \gamma \left(1 + \frac{V}{c} \cos \theta\right) d\Omega}$$
(1.10)

$$= \frac{\int_{-1}^{1} x \left(1 + \frac{V}{c}x\right) \mathrm{d}x}{\int_{-1}^{1} \left(1 + \frac{V}{c}x\right) \mathrm{d}x}$$
(1.11)

$$=\frac{2}{3}\left(\frac{V}{c}\right)^2\tag{1.12}$$

となる。ただし、 $x = \cos \theta$ とした。また、角度 θ は衝突の場合 $0 \le \theta \le \pi/2$ であり、追突の場合 $\pi/2 \le \theta \le \pi$ である。そのため、積分範囲は $0 \to \pi$ となる。以上より、相対論的に運動する荷電粒子が運動するガス雲と衝突した際のエネルギー変化は $v \to c$ として、

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{8}{3} \left(\frac{V}{c} \right)^2 \tag{1.13}$$

と表せる。この式から、ガス雲と衝突あるいは追突した後の荷電粒子のエネルギーは平均的にガス雲の速さの2乗 に比例して大きくなる。このような荷電粒子の加速機構をフェルミの2次加速と呼ぶ。

4



図 1.3: (a) 観測者系において超音速 U で運動する上流のガス雲と静止した下流のガス雲が衝突する様子。(b) 衝撃波面静止系か ら見た上流と下流のガス雲の衝突の様子。(c) 下流静止系からみた上流と下流のガス雲の衝突の様子。(d) 上流静止系か ら見た上流と下流のガス雲の衝突の様子。(Longair 2011)

1.2.2 フェルミの1次加速

ガス雲の速度に比例する衝撃波加速をフェルミの1次加速と呼ぶ。フェルミの1次加速ではガス雲と荷電粒子が 衝突する場合のみを考える。図 1.3 は、超音速 U で運動する上流のガス雲(e.g. 超新星残骸)と静止した下流のガ ス雲(e.g. 星間ガス)の衝突を異なる座標系で見た様子表している。図中の曲線は荷電粒子の軌跡を表している。

上流静止系から見た場合、下流のガス雲は速さ V = 3U/4 で上流の粒子へ近づく。観測者系での粒子のエネル ギーを E、運動量を p とすると、上流静止系から見た荷電粒子のエネルギー E' は

$$E' = \gamma \left(E + p_x V \right) \; ; \; p_x = p \cos \theta \tag{1.14}$$

となる。ガス雲の速さが非相対論的 $V \ll c$ で、荷電粒子の速さが相対論的 $v \sim c$ であるとすると、荷電粒子のエネルギー変化量 ΔE は

$$\Delta E = pV\cos\theta \tag{1.15}$$

となる。E = pc および $p_x = (E/c) \cos \theta$ を用いれば

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{V}{c}\cos\theta \tag{1.16}$$

となる。

荷電粒子とガス雲の衝突確率 p は、荷電粒子の x 方向の速さ $c\cos\theta$ および微小立体角 $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ に比例する。後者に関しては ϕ 方向の積分は定数となるので、衝突確率は $\sin\theta d\theta$ に比例するとも考えられる。確率の規格 化定数を A とおくと、

$$p(\theta) = Ac\sin\theta\cos\theta\mathrm{d}\theta$$

となる。衝突の場合しか考えていないので、積分区間は θ に関して $0 \rightarrow \pi/2$ である。積分を計算すると規格化定数 はA = 2/cとなるので、荷電粒子とガス雲の衝突確率は

$$p(\theta) = 2\sin\theta\cos\theta d\theta$$

となる。フェルミの2次加速と同様に cosθの期待値を計算すると 2/3 となるので、エネルギー変化量の期待値は

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{V}{c} \int_0^{\pi/2} 2\sin\theta\cos\theta d\theta = \frac{2}{3} \frac{V}{c}$$

となる。荷電粒子が上流→下流→上流へと1往復する際には同様の現象が2回起こるため、エネルギー変化量の期 待値は

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \frac{V}{c} \tag{1.17}$$

となる。以上の議論は、下流静止系で考えた場合も同じとなる。よって、エネルギー変化量の期待値がガス雲の速 さに比例しているため、この加速機構はフェルミの1次加速と呼ばれる。

1.3 宇宙ガンマ線

宇宙線は宇宙のどこかで加速されることで PeV に至るエネルギーを獲得しているが、その加速源は未だ明らかと なっていない。それは宇宙線が電荷を持つからである。電荷を持つ宇宙線は星間磁場によって軌道が曲げられるた め、その放射源を特定できない。宇宙線の直接的な観測からその加速源を明らかにすることは原理的に不可能であ るため、現在では宇宙線が放出するガンマ線を観測することによって、宇宙線の加速源の間接的探査が行われてい る。ガンマ線は電荷を持たないため、星間磁場で曲げられない。そのため地球へ向けて放射されたガンマ線の放射 源を特定できれば、宇宙線の加速源を特定することが可能となる。

1.4 ガンマ線の放射機構

ガンマ線はどのような機構で放射されるのか。以下では、ガンマ線の放射機構として代表的な制動放射、シンク ロトロン放射、逆コンプトン放射、π⁰ 中間子の崩壊によるガンマ線放射について述べる。

1.4.1 制動放射

運動する荷電粒子が原子核近傍を通り過ぎる際、クーロン相互作用によって荷電粒子が加速を受けるとガンマ線 を放射する。これを制動放射と呼ぶ。荷電粒子が加速度を受けた際のエネルギー損失率は

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\rm rad} = \frac{q^2\gamma^4}{6\pi\epsilon_0 c^3} \left[|\boldsymbol{a}_{\perp}|^2 + \gamma^2 |\boldsymbol{a}_{\parallel}|^2\right]$$
(1.18)

と書ける。E は荷電粒子のエネルギー、q は荷電粒子の電荷、 ϵ_0 は真空の誘電率、 a_{\parallel} は荷電粒子の水平方向の加速 度、 a_{\perp} は垂直方向の加速度である。原子核から受ける電場を考慮すると、以下に示すような制動放射のスペクトル の表式が得られる。

$$I(\omega) = \frac{e^2}{3\pi\epsilon_0 c^3} \left[a_{\parallel}(\omega)^2 + a_{\perp}^2(\omega) \right]$$
(1.19)

$$= \frac{Z^2 e^6}{24\pi^4 \epsilon_0^3 c^3 m_e^2 v^2} \frac{\omega^2}{\gamma^2 v^2} \left[\frac{1}{\gamma^2} K_0^2 \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) + K_1^2 \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) \right]$$
(1.20)

ここで、K₀ と K₁ はそれぞれ 0 次と 1 次の修正ベッセル関数である。括弧内の第 1 項目は荷電粒子の運動方向に 沿った加速度、第 2 項は運動方向に対して垂直方向の加速度成分を表す。スペクトルの表式から分かるように、運



図 1.4: 制動放射のスペクトル。低周波数極限のスペクトルは振動数 ω に依存しない一定値となり、高周波数極限のスペクトル には指数関数的なカットオフを生じる。

動方向に沿った向きの放射は荷電粒子の速度に依存するが、垂直方向への放射にはほとんど影響しない。つまり、 運動方向の放射エネルギーは 1/γ² で減衰するのに対し、荷電粒子の速度が変化しても運動の垂直方向への放射の 大きさは常に一定である。

スペクトルの高周波側および低周波側での振る舞いについても述べる。 $y = \omega b / \gamma v$ とすると、高周波数極限では $y = \omega b / \gamma v \gg 1$ となり、修正ベッセル関数の漸近解は

$$y \gg 1$$
 $K_0(y) = K_1(y) = \sqrt{\frac{\pi}{2y}}e^{-y}$ (1.21)

と表せる。よって、高周波極限での制動放射のスペクトルは

$$I(\omega) = \frac{Z^2 e^6}{48\pi^3 \epsilon_0^3 c^3 m_e^2 v^2} \frac{\omega}{\gamma v b} \left(\frac{1}{\gamma^2} + 1\right) \exp\left(-\omega \cdot \frac{2b}{\gamma v}\right)$$
(1.22)

となり、指数関数的なカットオフが生じる。

一方で、低周波数極限では $y = \omega b / \gamma v \ll 1$ となり、修正ベッセル関数の漸近解は

$$y \ll 1$$
 $K_0(y) = -\ln y;$ $K_1(y) = \frac{1}{y}$ (1.23)

となる。よって、低周波数極限での制動放射のスペクトルは

$$I(\omega) = \frac{Z^2 e^6}{24\pi^4 \epsilon_0^3 c^3 m_e^2 v^2} \frac{1}{b^2} \left[1 + \frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right)^2 \ln^2 \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) \right]$$
(1.24)

となる。今、 $y = \omega b / \gamma v \ll 1$ であるから第 2 項を無視すると

$$I(\omega) = \frac{Z^2 e^6}{24\pi^4 \epsilon_0^3 c^3 m_e^2 b^2 v^2} = K$$
(1.25)

となり、周波数に依存しない定数 K となる。

以上より、制動放射の放射スペクトルを図示すると図 1.4 のようになる。低周波数極限ではスペクトルは振動数 ω に依存しない一定値を取り、高周波数側では指数関数的なカットオフを生じる形となる。

1.4.2 シンクロトロン放射

相対論的速度で運動する荷電粒子が磁場中を通るとき、荷電粒子は磁力線を中心として螺旋運動(ラーマー回転) をする。このときにガンマ線の放射が起こる。これをシンクロトロン放射と呼ぶ。

荷電粒子が加速度を受けた際の放射に伴うエネルギー損失は

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\rm rad} = \frac{q^2\gamma^4}{6\pi\epsilon_0 c^3} \left[|\boldsymbol{a}_{\perp}|^2 + \gamma^2 |\boldsymbol{a}_{\parallel}|^2\right]$$

と書ける。また、磁場中の荷電粒子が受ける力は進行方向に垂直なローレンツ力のみであるため、進行方向に水平 な加速度 a_{\parallel} は存在しない。ここで、 a_{\perp} は荷電粒子の相対論的な運動方程式

$$\frac{d}{dt}(\gamma m_0 \boldsymbol{v}) = z e(\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) \tag{1.26}$$

を考えれば、

$$|\boldsymbol{a}_{\perp}| = \frac{\boldsymbol{v}_{\perp}^2}{r} = \frac{ze|\boldsymbol{v}||\boldsymbol{B}|\sin\theta}{\gamma m_0}$$
(1.27)

と書ける。従って、荷電粒子のエネルギー損失は q = e およびピッチ角を α とすると

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\rm rad} = \frac{q^2\gamma^4}{6\pi\epsilon_0 c^3} |\boldsymbol{a}_{\perp}|^2 \tag{1.28}$$

$$=\frac{e^4 B^2}{6\pi\epsilon_0 m_e^2 c} \frac{v^2}{c^2} \gamma^2 \sin^2 \alpha \tag{1.29}$$

$$= 2\left(\frac{e^4}{6\pi\epsilon_0^2 c^4 m_{\rm e}^2}\right) \left(\frac{v^2}{c^2}\right) \frac{B^2}{2\mu_0} \gamma^2 c \sin^2 \alpha \tag{1.30}$$

と表せる。トムソン散乱断面積 $\sigma_{\rm T}$ および磁場のエネルギー密度 $U_{\rm mag}$ は

$$\sigma_{\rm T} = \frac{e^4}{6\pi\epsilon_0^2 c^4 m_{\rm e}^2}$$
 (1.31)

$$U_{\rm mag} = \frac{B^2}{2\mu_0}$$
(1.32)

で与えられるため、

$$-\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}\right)_{\mathrm{rad}} = 2\sigma_{\mathrm{T}}U_{\mathrm{mag}}\gamma^{2}c\left(\frac{v^{2}}{c^{2}}\right)\sin^{2}\alpha \tag{1.33}$$

となる。相対論的極限を取ると、

$$\left(\frac{v}{c}\right)^2 \gamma^2 \to \gamma^2 \tag{1.34}$$

となるため、シンクロトロン放射のエネルギー損失は次式で表せる。

$$-\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}\right)_{\mathrm{rad}} = \int_0^\infty j(\omega)\mathrm{d}\omega = 2\sigma_{\mathrm{T}}cU_{\mathrm{mag}}\gamma^2\sin^2\alpha \qquad(1.35)$$

ここで、 $j(\omega)$ はシンクロトロン放射における放射スペクトルを表す。

$$j(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \alpha}{8\pi^2 \epsilon_0 c m_e} F(x)$$
(1.36)

$$F(x) = x \int_{x}^{\infty} K_{5/3}(z) dz$$
 (1.37)



図 1.5: (a) シンクロトロン放射のスペクトル。低周波数側では周波数の 1/3 乗でスペクトルが伸び、高周波側では指数関数的に 減衰する。(b) シンクロトロン放射のスペクトルを両対数グラフとして表示したもの。

$$x = \frac{2\omega a}{3c\gamma^3} = \frac{\omega}{\omega_c}, \quad \omega_c \equiv \frac{3c\gamma^3}{2a}$$
(1.38)

次に、スペクトルの高周波数側および低周波数側での振る舞いについて述べる。放射スペクトルは F(x) に比例 するため、F(x) における低周波数および高周波数極限を考える。低周波数極限では、 $x \ll 1$ より関数 F(x) は

$$F(x) = \frac{4\pi}{\sqrt{3}\Gamma(1/3)} \left(\frac{x}{2}\right)^{\frac{1}{3}}$$
(1.39)

となる。定数は無視して x に着目すれば、

$$j(\omega) \propto \omega^{\frac{1}{3}} \tag{1.40}$$

となり、スペクトルは周波数 ω の 1/3 乗に比例する。一方で、高周波数極限では、 $x \gg 1$ より関数 F(x) は

$$F(x) = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{\frac{1}{2}} x^{\frac{1}{2}} \exp(-x)$$
(1.41)

となり、スペクトルは周波数の1/2 乗と指数関数の積に比例することが分かる。

$$j(\omega) \propto \omega^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\omega}{\omega_{\rm c}}\right)$$
 (1.42)

シンクロトロン放射のスペクトルを図示すると図 1.9 のようになる。上述の通り、低周波数側では周波数の 1/3 乗 でスペクトルが伸び、高周波数側では指数関数的に減衰する形となる。

ここで、エネルギー損失におけるピッチ角依存性について述べる。ピッチ角は場の分布や Streaming 不規則性に よって非常にランダムに変化するため、sin² α について立体角平均を取ることでエネルギー損失の最終的な表式を 得ることができる。従って、sin² α の立体角平均が 4/3 であることを用いれば、

$$-\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}\right)_{\mathrm{rad}} = \frac{8}{3}\sigma_{\mathrm{T}}U_{\mathrm{mag}}\gamma^{2}c\tag{1.43}$$

となる。

最後に、ピッチ角依存性に加え、磁場依存性や荷電粒子の速さに対するエネルギー損失の依存性について筆者が 数値計算を行った結果を示す。放射スペクトルは sin α に比例するため、ピッチ角に比例して放射強度が強くなる。 磁場についても同様である。また、荷電粒子の速さが光速に漸近するにつれてスペクトルのピーク値は高周波数側 ヘシフトする。



図 1.6: ピッチ角に対するシンクロトロン放射のスペクトルの変化



図 1.7: 磁場に対するシンクロトロン放射のスペクトルの変化



図 1.8: ローレンツ因子に対するシンクロトロン放射のスペクトルの変化

1.4.3 逆コンプトン散乱

コンプトン散乱は、高エネルギー光子が低エネルギー電子と衝突することで電子のエネルギーを増加させる現象 である。一方、逆コンプトン散乱は、高エネルギー電子が低エネルギー光子と衝突することにより、光子のエネル ギーを増加させる現象である。散乱前の光子のエネルギーが可視光程度である場合、散乱後の光子のエネルギーは ガンマ線のエネルギーに達する。

トムソン散乱の考え方を元に逆コンプトン散乱によるエネルギー損失を考える。トムソン散乱によるエネルギー 損失は

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right) = \sigma_{\rm T} c u_{\rm rad} \tag{1.44}$$

と書ける。ここで、高エネルギー荷電粒子と低エネルギー光子の運動量中心を考える。今、γħω ≪ m_ec² であるか ら、運動量中心系は電子静止系と考えることができる。そのため、逆コンプトン散乱によるエネルギー損失はトム ソン散乱によるエネルギー損失に一致する。電子静止系から見た光子のエネルギー ħω' は

$$\hbar\omega' = \hbar\gamma\omega \left(1 + \frac{v}{c}\cos\theta\right) \tag{1.45}$$

となる。また、観測者系における衝突光子数密度を N とすると、衝突光子のエネルギー密度 urad は

$$u_{\rm rad} = N\hbar\omega \tag{1.46}$$

と表せる。式(1.44)を考慮して、電子静止系におけるエネルギー損失が

$$-\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}\right)' = \sigma_{\mathrm{T}} c u'_{\mathrm{rad}} \tag{1.47}$$

と書けると仮定する。u'rad は電子静止系から見た衝突光子のエネルギー密度であり、

$$u'_{\rm rad} = N'\hbar\omega' \tag{1.48}$$

である。N' は電子静止系における衝突光子数密度であり、観測者系でのNと

$$N' = N\gamma \left(1 + \frac{v}{c}\cos\theta\right) \tag{1.49}$$

なる関係がある。これは、電子静止系において高エネルギー荷電粒子が異なる光子と衝突する際の時間間隔が短く なることに起因する。ただし、等方光子場を仮定している。衝突時間間隔が短くなることによって、衝突光子数は 増えることになる。以上より、

$$u'_{\rm rad} = N'\hbar\omega' = N\hbar\omega\gamma^2 \left(1 + \frac{v}{c}\cos\theta\right)^2 \tag{1.50}$$

が得られる。衝突エネルギーが最大となるのは、正面衝突($\theta = 0$)のときであることが分かる。

$$(\hbar\omega)_{\max} = \hbar\omega\gamma^2 \left(1 + \frac{v}{c}\right)^2 \approx \frac{4}{3}\gamma^2 \hbar\omega_0 \big|_{v \to c}$$
(1.51)

等方光子場を仮定し、全立体角で積分すると

$$u'_{\rm rad} = \frac{4}{3} u_{\rm rad} \left(\gamma^2 - \frac{1}{4} \right)$$
(1.52)

となる。これをトムソン散乱におけるエネルギー損失の式に代入すると、逆コンプトン散乱によるエネルギー損 失は

$$\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}\right)'_{\mathrm{rad}} = \frac{4}{3}\sigma_{\mathrm{T}}cu_{\mathrm{rad}}\left(\gamma^2 - \frac{1}{4}\right)$$

となる。これを観測者系へ戻す際にはエネルギー損失がローレンツ不変であることを用いれば、

$$-\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}\right)'_{\mathrm{rad}} = \frac{4}{3}\sigma_{\mathrm{T}}c u_{\mathrm{rad}}\left(\gamma^2 - \frac{1}{4}\right) \tag{1.53}$$

となる。さらに、この状態ではトムソン散乱の寄与が含まれているため、それを差し引く必要がある。従って、

$$-\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}\right)_{\mathrm{rad}} = \left(\gamma^2 - \frac{1}{4}\right) - \sigma_{\mathrm{T}}cu_{\mathrm{rad}} = \frac{4}{3}\sigma_{\mathrm{T}}cu_{\mathrm{rad}}\left(\frac{v}{c}\right)^2\gamma^2 \tag{1.54}$$

となる。ここで、*u*_{rad} を *u*_{mag} とすると、シンクロトロン放射によるエネルギー損失と一致する。これより、シンク ロトロン放射は磁場との相互作用によって放射されるものではなく、仮想光子との散乱現象と考えることもできる。 散乱光子の平均エネルギー *ħ*₀ は

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3}\sigma_{\rm T} c u_{\rm rad} \frac{v^2}{c^2} \gamma^2 \tag{1.55}$$

$$\frac{d\bar{N}}{dt} = \sigma_{\rm T} c \frac{u_{\rm rad}}{\hbar\omega_0} \tag{1.56}$$

より、

$$\hbar\bar{\omega} = \frac{dE}{d\bar{N}} = \frac{4}{3}\gamma^2 \frac{v^2}{c^2} \hbar\omega_0 \approx \frac{4}{3}\gamma^2 \hbar\omega_0 \big|_{v \to c}$$
(1.57)

となる。高エネルギー電子の平均的なローレンツ因子は $\gamma = 10^3$ である(Longair 2011)ので、散乱後の光子のエネルギーは 10⁶ 倍される。可視光の周波数は 4 × 10¹⁴ Hz であるため、

$$\nu_0 = 4 \times 10^{14} \text{ Hz} \quad \rightarrow \nu_0 = 4 \times 10^{20} \text{ Hz} \sim 1.6 \text{ MeV}$$
 (1.58)

となる。

逆コンプトン散乱の放射スペクトルは Blumenthal and Gould (1970)によって次のように計算された。

$$I(\nu) = \frac{3\sigma_{\rm T}c}{16\gamma^4} \frac{N(\nu_0)}{\nu_0^2} \nu \left[2\nu \ln\left(\frac{\nu}{4\gamma^2\nu_0}\right) + \nu + 4\gamma^2\nu_0 - \frac{\nu^2}{2\gamma^2\nu_0} \right]$$
(1.59)

低周波極限を取ると括弧内は定数となるため、スペクトルは周波数レに比例することが分かる。

1.4.4 π^0 中間子の崩壊

ガンマ線は荷電粒子が加速を受けることで放射されるが、π⁰中間子の崩壊によってもガンマ線は放射される。その崩壊式は以下のようになる。

$$\pi^0 \to 2\gamma$$
 (1.60)

 π^0 中間子の平均寿命は約 10^{-17} s であり、荷電パイオン (π^+ 、 π^-)の平均寿命約 10^{-8} s に比べて圧倒的に早い時間で崩壊する。

π⁰中間子の崩壊で生じるガンマ線は、地上望遠鏡によるガンマ線の間接観測において背景雑音となる。2.3 節に て詳しく述べるが、地上望遠鏡ではガンマ線が地球大気で作る空気シャワーによって生じるチェレンコフ光を観測 することで放射天体やそのエネルギーを推定している。しかし、宇宙線陽子などのハドロンが地球大気中の空気分 子と相互作用すると π⁰ 中間子を生じ、それが崩壊することでガンマ線が発生する。それが空気シャワーを起こす とチェレンコフ光が放射されるため、地上望遠鏡での観測ではそれらが背景雑音となる。



図 1.9: 逆コンプトン散乱の放射スペクトル。低周波数側では周波数に比例することが分かる。



図 1.10: TeVCat にまとめられたガンマ線放射天体の分布(2021年12月15日時点、TeVCat(2021)より)。

1.5 ガンマ線放射天体

宇宙には、上述した放射機構でガンマ線を放射する天体が多々ある。ガンマ線放射天体をカタログとしてまとめた TeVCat を図 1.10 に示す。現在、240 個を超えるガンマ線放射天体が見つかっている。見つかっているガンマ線 放射天体のうち、大部分は活動銀河核(Active Galactic Nuclei; AGN)であり、続いて超新星残骸やパルサー、ガンマ線バーストなどが挙げられる。



図 1.11: AGN の統一モデル(Fermi-HP より引用)。ジェットの観測方向によって天体の分類分けがされている。ジェットを真 正面から観測するとブレーザーと呼ばれ、ジェットの軸からわずかにずれた方向から観測するとクェーサーと呼ばれ る。また、ジェット軸に垂直方向から AGN を観測した場合、それはセイファート銀河と呼ばれる。ジェットの放射・ 生成機構は未解明であるが、中心に SMBH が存在し、周囲のガスが降着円盤に降り積もる際に開放される重力エネル ギーによってジェットを駆動していると考えられている。

1.5.1 活動銀河核

活動銀河核(Active galactic Nuclei; AGN)は中心に太陽質量の 100 万から 1 億倍の質量を持つ超巨大ブラック ホール(Super-Massive Black Hole; SMBH)を持ち、降着円盤に垂直方向に高速のジェットを放っている天体で ある(Hinton and Hofmann 2009)。このジェットの生成機構は未だ未解明だが、周囲のガスが降着円盤に降り積も る際に開放する重力エネルギーによって作られると考えられている。ジェットは pc スケールで長く細く絞られて おり(Malmrose et al. 2011)、ジェットの速度はローレンツ因子で $\gamma \sim$ 5-40 である(Singal 2016)。これは光速の 99% 以上に相当する。ジェットのローレンツ因子は超光速運動の観測(e.g. Lister et al. (2013))から推定されて いる。このジェットは強く偏光したシンクロトロン放射をしており(Lyutikov et al. 2005)、高エネルギーの荷電粒 子が生成されていると考えられている。

図 1.11 に AGN の統一モデルを示す(Fermi-HP)。地球から観測される AGN の向きによって名称が異なる。 ジェットを真正面から観測した場合、それはブレーザーと呼ばれる。ブレーザーとして特に有名な天体は、電波 銀河の M87 である。また、ジェットの真正面からやや傾いた位置で観測された AGN はクェーサーと呼ばれる。 クェーサーは、地球から 10¹⁰ 光年以上も離れたところに位置しているのにも関わらず、その電波を地球で検出する ことができるほど明るい天体である。ジェットに対して垂直方向、AGN を真横から観測するとそれはセイファー ト銀河と呼ばれる。セイファート銀河は、中心核が高速で回転していることがドップラー効果の検出により分かっ ており(小田稔 2002)、その中でガスが激しく運動している。そのスペクトルがクェーサーのものと酷似しているこ とからも、セイファート銀河はクェーサーの一種であると考えられる。



図 1.12: ハッブル宇宙望遠鏡によって撮像されたかに星雲(and Space-Administration)。地球から約 2 kpc ほど離れた場所に位置している。衝撃波はフィラメント状の構造をしており、内部にはパルサーと呼ばれる中性子星が存在する。かに星雲は衝撃波中のフェルミ加速によって粒子を加速し、ガンマ線を放っていると考えられている。

1.5.2 超新星残骸

星が一生を終えるとき、星は超新星爆発を起こす。超新星残骸は超新星爆発の後に宇宙空間に広がる衝撃波である。この衝撃波において、荷電粒子は先に述べたフェルミ加速によって加速され、高エネルギーのガンマ線を放射 していると考えられている。

超新星残骸の有名な天体としてかに星雲(図 1.12)が挙げられる。かに星雲はおうし座の方向に位置しており、 現在可視光において地上から約7分角に広がっている。また、1054年に超新星爆発を起こしたことが中国の歴史 書「明月記」から分かっている。

かに星雲は X 線で安定して輝いており、その定常的なエネルギーフラックスは 2–10 keV のエネルギー帯でスペ クトルを積分することで

$$1 \operatorname{crab} \sim 2 \times 10^{-8} \operatorname{erg/s/cm}^2$$
 (1.61)

と求まる(海老沢研 2006)。そのため、X 線やガンマ線のエネルギー帯においては、望遠鏡の感度を議論する際や 天体の明るさを評価する際の基準として用いられる。それゆえ、Standard Candle(標準光源)とも呼ばれる。図 1.13 と図 1.14 にかに星雲のエネルギースペクトルを示す(Aleksić et al. 2015)。スペクトルは主に、10⁻¹⁶ GeV か



図 1.13: かに星雲のスペクトル(Aleksić et al. 2015)。電波からガンマ線にかけての全体的なスペクトルを表す。青の実線は Meyer, M. et al. (2010)によって立てられたモデルによるフィッティング曲線である。10⁻¹⁶ GeV から 1 GeV にかけ てのスペクトルはシンクロトロン放射に加えて、ダストからの放射成分も含んだモデルで表されている。また、1 GeV 以上のスペクトルは主に逆コンプトン散乱であるが、高エネルギー電子と衝突する種光子の生成起源によってスペクト ルが異なっており、それの重ね合わせとして 1 GeV 以上のスペクトルが表されている。

ら1GeV にかけてはシンクロトロン放射、1GeV 以上のスペクトルは逆コンプトン散乱による放射から成り立って いると考えられている。逆コンプトン散乱は、高エネルギー電子と衝突する光子の起源によっていくつか分類分け されており、それぞれのスペクトルを重ね合わせたモデルが提案されている。

かに星雲の中心部には、超新星爆発の後に残った星が中性子星として存在する。この中性子星は周期的な電波パ ルスを放射することから、パルサーと呼ばれる。

1.5.3 パルサー

パルサーとは、数秒から数ミリ秒で周期的パルスを放射する天体である。その正体は、半径が10km 程度の高密 度かつ強磁場を持つ中性子星である。特に有名なパルサーは、図1.12に示したかに星雲の中心に位置するかにパル サー(図1.15)である。図1.15はX線観測衛星チャンドラによって観測された赤外線、可視光、X線およびそれ らを重ね合わせたかにパルサーの様子を示している。かにパルサーの周囲には渦が存在しており、この渦はかにパ ルサーの回転エネルギーを荷電粒子の運動エネルギーに転換し、相対論的な速さにまで加速された荷電粒子がパル サー近傍の星間ガスと衝突することによって生じる衝撃波である。この衝撃波を終端衝撃波やパルサー風と呼ぶ。

図 1.16 は、パルサーの周辺領域(パルサー磁気圏)の構造をモデル化したものである(Aliu et al. 2008)。パル サーを囲む円柱は光円柱と呼ばれる。パルサーの持つ磁場は莫大であるため、星間空間を漂う荷電粒子はパルサー の磁場に拘束され、磁力線とともに共回転をすると考えられる。そのため、パルサーからの距離が大きくなるほど、 荷電粒子の速さは大きくなる。しかし、その速さは無限大になる訳ではなく、光速が限界となる。光円柱はパル サーと共回転する荷電粒子の速さが光速となる領域を図示したものである。光円柱半径 *R*_{LC} は、

$$R_{\rm LC} = \frac{c}{\Omega} \tag{1.62}$$



図 1.14: かに星雲のスペクトル(Aleksić et al. 2015)。電波からガンマ線にかけての全体的なスペクトルを表す。青の実線は Martín et al. (2012)によって立てられたモデルによるフィッティング曲線である。10⁻¹⁶ GeV から 1 GeV にかけての スペクトルはシンクロトロン放射のみでよく説明できることを示している。一方、1 GeV 以上の成分は単なる逆コンプ トン散乱によるモデルのみでは記述されておらず、制動放射やシンクロトロン逆コンプトン放射、銀河近赤外(NIR) および遠赤外(FIR)背景放射による種光子の逆コンプトン散乱などのスペクトルの重ね合わせで表されている。

で表せる。Ωはパルサーの自転角速度で、cは光速である。

パルサーのガンマ線放射機構は完全には解明されていないが、現在ではある程度の理論モデルが立てられている。 Polar Cap (PC) モデルと Outer Gap (OG) モデルが有名である。PC モデルは主にパルサーの電波放射を説明す るモデルで、パルサーの磁極近傍でのシンクロトロン放射を考えたモデルである。OG モデルは主にパルサーの X 線やガンマ線の高エネルギー放射を説明するモデルで、光円柱近傍での曲率放射および逆コンプトン散乱を考えた モデルである。

1.5.4 ガンマ線バースト (GRB)

ガンマ線バースト(GammaRay Burst; GRB)は天体の突発現象で、数秒の間に太陽一生分のエネルギー (~10⁵³ erg)を放射する宇宙最大の爆発現象である。GRB の最初の発見は、1960 年代にソ連の核実験監視衛星 Vela によってなされた(河合誠之・浅野勝晃 2019)。地球でも太陽でもない方向から莫大なガンマ線が検出された のである。当初はその発生機構や発生源は長年謎に包まれていたものの、近年 GRB の研究は飛躍的に進み、その 発生機構や発生源に制限がついてきた。現在、GRB は即時放射と残光放射に 2 種類に分類されている。

即時放射は、GRB 発生時に数秒から数 10 秒の間に数 100 keV を典型として GRB の大部分のエネルギーを放射 する現象である。細く絞れられた相対論的なジェットによって荷電粒子が加速され、それらによってガンマ線が放 射される。即時放射の継続時間は数 10 秒の長いものと数秒程度の短いものに分けられる。

数 10 秒の長い放射機構は 2 種類に分けられ、両者とも大質量星の崩壊によって起こると考えられている。1 つ は、崩壊星説(コラプサーシナリオ)である。コラプサーシナリオは、大質量星の中心核がブラックホールとなるこ とでガンマ線を放射すると考えられている。星外層のガスがブラックホールに降着することでその重力エネルギー



図 1.15: X 線観測衛星チャンドラによって観測されたかにパルサー。CHANDRA-HP より写真を引用し、見やすいように筆者 が改変した。左上が赤外線、右上が可視光、左下が X 線、右下がそれらを重ね合わせた図となっている。赤外線の写 真からは、パルサーを取り巻く周辺物質のみが赤外線で光っていることを示しており、パルサーは赤外線ではほとんど 光っていないことが分かる。また、可視光と X 線の写真からはパルサー周辺には渦状の構造が見えており、これがパル サーで加速された荷電粒子が周囲の星間物質と相互作用して生じるパルサー風である。

を解放してジェットを構成し、それにより荷電粒子が加速されることでガンマ線を放射する。もう1つは、マグネ ターシナリオである。マグネターシナリオでは、大質量星の崩壊後に数秒程度で高速回転する強磁場中性子星(マ グネター)が形成され、それによってジェットが駆動される。それによって荷電粒子が加速され、ガンマ線が放射 されると考えられている。

一方で、数秒程度の短い放射は中性子星の連星合体によって生じるものであると考えられている。連星中性子星 が重力波放射によってエネルギーを失い、連星間距離が小さくなると、両者は衝突崩壊する。崩壊後には中性子星 あるいはブラックホールが生じ、これによってジェットが形成されると考えられている。長い即時放射は大質量星 の崩壊に伴うものであることが確実視されているが、短い即時放射では決定的な証拠はまだ得られていらず、今後 の観測結果に期待が高まる。

残光放射は、即時放射の後に数日から数週間にかけて徐々に減光していく放射である。標準的なモデルは外部衝撃波モデルである。即時放射の爆発によって吹き飛ばされたガスが相対論的速度まで加速されると衝撃波を形成し、 それにより加速された電子はシンクロトロン放射を起こす。衝撃波は拡散とともに減速し、それに伴って電子の加速度も小さくなっていくため、徐々に減光していくと考えられている。すなわち、残光はシンクロトロン放射が衝撃波の緩和とともに徐々に暗くなっていく現象として解釈される。



図 1.16: パルサーのモデル(Aliu et al. 2008)。荷電粒子の共回転速度が光速に達する仮想的な領域は図のように円柱となり、こ れが光円柱と呼ばれる所以である。極近傍が Polar Cap (PC)、光円柱近傍の Outer Gap (OG) はよく知られたパル サーのギャップである。ギャップは、パルサー周辺を漂うプラズマが枯渇する真空領域のことを指す。PC では主に電 波が放射され、OG ではガンマ線が放射されていると考えられているが、明確な理解はまだ得られていない。

第2章

解像型大気チェレンコフ望遠鏡

2.1 空気シャワー

高エネルギーの1次宇宙線やガンマ線が大気中に入射すると、大気原子核と相互作用して大量の荷電粒子(2次 粒子)を雪崩的に生成する。このような現象を空気シャワーと呼ぶ。空気シャワーは大きく分けて、電磁シャワー とハドロンシャワーの2つに分けられる。

2.1.1 電磁シャワー

電磁シャワーは、ガンマ線の対生成

$$\gamma \to e^+ + e^- \tag{2.1}$$

によって生じた電子・陽電子対が地球大気との電磁相互作用することで生じるシャワーである。対生成によって生 じた電子・陽電子は、それぞれ大気原子核との相互作用で制動放射を起こし、ガンマ線を放射する。そこで生成さ れたガンマ線は、さらに対生成を起こし、新たな電子・陽電子を作る。この過程が繰り返されることで、シャワー が発達していく。

2.1.2 ハドロンシャワー

ハドロンシャワーは、宇宙線陽子と大気原子核とが強い相互作用をすることで生じるシャワーである。ハドロン シャワーは、強い相互作用によって主に中間子(荷電パイオン π[±] と中性パイオン π⁰)を増殖する現象である。π⁰ はガンマ線に崩壊し、それらが電磁シャワーを形成する。ハドロン由来の電磁シャワーは π⁰の崩壊を経て生成さ れるため、ガンマ線由来の電磁シャワーよりもシャワーの広がりが大きくなる。

一方、π[±] はそれぞれ

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu \tag{2.2}$$

$$\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu \tag{2.3}$$

というように、ミューオン(μ^+ および μ^-)とニュートリノ(ν_μ および $\bar{\nu}_\mu$)に崩壊する。ここで生じたミューオンは崩壊して

$$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \tag{2.4}$$

$$\mu^- \to e^- + \bar{\nu_e} + \nu_\mu \tag{2.5}$$

と崩壊し、電子・陽電子を生じる。しかしミューオンは崩壊前に地上に到達するため、崩壊によって生じた電子・ 陽電子が制動放射を起こし、それらがガンマ線を生じることはない。

2.2 チェレンコフ光

大気や水などの媒質中における光速 c' は、媒質の屈折率を n としたとき

$$c' = \frac{c}{n} \tag{2.6}$$

となり、真空中の光速 c よりも遅くなる。そのため、電磁シャワーで生成された電子・陽電子の速さが媒質中の光 速を上回ることが可能となる。物体の速さが音速を超えた際に衝撃波を発生させるのと同じように、荷電粒子の速 さが媒質中の光速を超えるとチェレンコフ光を放射する。チェレンコフ光の放射角 θ_c は、入射粒子の進行方向に対 して

$$\theta_c = \arccos\left(\frac{1}{\beta n}\right) \tag{2.7}$$

で表せる。ここで *n* は媒質の屈折率であり、高度 *h* の関数である。また、 $\beta = v/c$ である。地上へ近づくにつれて 大気中の分子量が増加するため屈折率 *n* は大きくなり、放射角 θ_c が大きくなる。標準的な圧力、温度下においては n = 1.00029 であり(Spurio 2015a)、その位置でのチェレンコフ光の放射角を計算すると $\theta_c \sim 1.3^\circ$ となる*¹。

チェレンコフ光が地表に向けて入射する様子を図 2.1 に示す。チェレンコフ光の広がりは入射ガンマ線のエネル ギーによって異なり、高エネルギーガンマ線であるほど地表付近でチェレンコフ光を放射するためその放射角は大 きくなる。一方、低エネルギーガンマ線はそれよりも上空で放射を起こす。チェレンコフ光が放射される位置は上 空 8–10 km 付近であり、そこでの放射角は上空 8 km で 0.66°、上空 10 km で 0.74°である。上空 L = 10 km を 例に取ると $\theta_c = 0.012$ rad であるから(Spurio 2015c)、チェレンコフ光が等方的に放射されると仮定すると、その 領域は

$$R = L \tan \theta_{\rm c} \sim 120 \,\rm m \tag{2.8}$$

となり、半径 R = 120 m の円となる。このようなチェレンコフ光が放射される領域のことをライトプールと呼ぶ。 1 TeV のガンマ線がライトプール内に生成するチェレンコフ光子数は $N_c \sim 10^6$ 個となる(Spurio 2015c)。

地上における宇宙ガンマ線の観測では、ガンマ線と地球大気とが相互作用することで空気シャワーを作り、その 過程で生成された電子・陽電子が大気中の光速を超えた際に発生するチェレンコフ光を観測している。しかし節で 述べたように、宇宙線陽子などのハドロンによっても電磁シャワーが生成される。つまり、チェレンコフ光はガン マ線以外にハドロンによっても放射される。ハドロン由来のチェレンコフ光は、ガンマ線観測における背景雑音と なる。

2.3 ガンマ線の地上観測

宇宙ガンマ線の観測手法の1つが、地上における解像型大気チェレンコフ望遠鏡(Imaging Atomospheric Cherenkov Telescope; IACT)を用いた手法である。図 2.2 から図 2.4 に現在稼働中の3 台の IACT を示す。それ ぞれ、H.E.S.S. 望遠鏡、VERITAS 望遠鏡、MAGIC 望遠鏡である。

IACT の焦点面には光検出器(カメラ)が搭載されており、カメラ素子として光電子増倍管(PhotoMultiplier Tube; PMT)が採用されている。IACT では、ガンマ線と地球大気が相互作用する際に放射されるチェレンコフ光 を望遠鏡の鏡面で集光し、そのイメージをカメラで撮像することでガンマ線のエネルギーを推定している。2 台以 上の IACT を用いたステレオ観測であれば、到来方向を正確に決定することもできる。

^{*&}lt;sup>1</sup> チェレンコフ光の放射角は、厳密にはガンマ線とそれによる対生成で生じる荷電粒子の進行方向がなす角 θ、および荷電粒子の進行方向 とチェレンコフ光の放射方向がなす角 θ_c の和で表される。しかし、実験室系では前者における角度は十分小さいため、チェレンコフ光は ガンマ線の進行方向に対して角度 θ_c の放射角で放射されると考えることができる。



図 2.1: チェレンコフ光の到来の様子(Völk and Bernlöhr 2009)。左図はガンマ線のエネルギーに対応してチェレンコフ光の放射位置が低くなり、放射角が広がっていく様子を示している。右図はライトプールを示しており、1 TeV のガンマ線から放射されたチェレンコフ光を海抜 1800 m 地点で観測したときのシミュレーション結果である。

エネルギーや到来方向の推定過程にはいくつかの段階がある。まず、PMT で検出された信号を各カメラのピクセルにおいて時間積分することで電荷の情報とする。それをカメラの2次元平面上において強度分布としたものが図2.5aである。次に、ガンマ線とハドロンの弁別を行う。ガンマ線は天体由来のものに加え、宇宙線陽子などのハドロンからも生じる。ハドロンから生じたガンマ線もチェレンコフ光を放つため、ガンマ線観測においてそれらが背景雑音となる。そこでIACTでは、ガンマ線とハドロンが生じるチェレンコフ光のイメージの違いを利用することでそれらの弁別を行なっている。図2.5aに示すように、ガンマ線由来のチェレンコフ光のイメージはハドロン由来のチェレンコフ光イメージと比べて細長く、コンパクトな形をしている。これは、ハドロンによって生じる空気シャワーの発達初期に生成されたπ中間子が崩壊してガンマ線を放射すると、チェレンコフ光も横方向に広がった描像としてカメラで撮像される。このイメージの違いを用いて、ガンマ線とハドロンの弁別を行っている。

イメージの違いを定量的に表すため、Hillas パラメータという量でシャワーイメージをパラメータに落とし込む ことでガンマ線とハドロンの弁別を行う。Hillas パラメータから、ガンマ線のエネルギーや到来方向を再構成する こともできる。詳しくは述べないが、機械学習によって各々のガンマ線のエネルギーや到来方向に関する Hillas パ ラメータの情報を作っておき、それと観測から得られた Hillas パラメータとを照らし合わせる形でガンマ線のエネ ルギーや到来方向が推定できる。



図 2.2: H.E.S.S. 望遠鏡(Credit: H.E.S.S., MPIK/Christian Foehr)



図 2.3: VERITAS 望遠鏡(Credit: VERITAS Collaboration)

2.3.1 Hillas パラメータ

PMT によって検出されたチェレンコフ光の信号を時間積分すると電荷が求められ、それを1光子あたりの電荷で割ると光電子数に変換することができる。そのため、我々が得る情報はカメラで検出された光電子数分布である。 そのカメラ面上での光電子数分布をパラメータ化したものが、Hillas パラメータである。図 2.6 に Hillas パラメー タのイメージを示す。以下では、Hillas パラメータの中でも特に重要な *size*, *width*, *length* について述べる。



図 2.4: MAGIC 望遠鏡(Credit: MAGIC Collaboration)

size, width, length の導出

図 2.6 のように x 軸および y 軸を定義すると、カメラ面上での光電子数分布は分散共分散行列として

$$A = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix}$$
(2.9)

で表せる。対角成分は x の散らばり、y の散らばりを表し、非対角成分は x, y の相関性を表す。カメラが N ピク セルあり、i 番目のピクセルで得られた光電子数を ω_i とする。size はカメラで検出された全光電子数を表すので、

$$size = \sum_{i=1}^{N} \omega_i \tag{2.10}$$

である。また、シャワーの中心 x, y はそれぞれのピクセルで検出された光電子数によって重みを付け、

$$\langle x \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{N} x_i \omega_i}{\sum_{i=1}^{N} \omega_i} \qquad \langle y \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{N} y_i \omega_i}{\sum_{i=1}^{N} \omega_i}$$
(2.11)



(a) カメラ面上での光電子数分布。左図はガンマ線由来のチェレンコフ光を観測した時、右図はハドロン由来のチェレンコフ光を検出した時を 表す。



(b) 複数台の IACT を用いたときのガンマ線到来方向の推定の様子。それぞれの IACT で検出されたチェレンコフ光のイメージにおいて、それ ぞれの楕円の長軸が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 2.5: カメラ面上での光電子数分布と複数台の IACT を用いたときのガンマ線到来方向の推定の様子(Völk and Bernlöhr 2009)。



図 2.6: 観測対象天体がカメラ中に位置している場合のカメラ面上での Hillas パラメータのイメージ。

で与えられる。また、 $x \ge y$ の2乗平均(2次のモーメント)は

$$\langle x^2 \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{N} x_i^2 \omega_i}{\sum_{i=1}^{N} \omega_i} \qquad \langle y^2 \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{N} y_i^2 \omega_i}{\sum_{i=1}^{N} \omega_i}$$
(2.12)

となる。以上の表式を用いると、共分散行列の各成分は

$$\sigma_{xx} = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 \tag{2.13}$$

$$\sigma_{xy} = \sigma_{yx} = \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle \tag{2.14}$$

$$\sigma_{yy} = \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2 \tag{2.15}$$

で計算できる。したがって、*width* と *length* はそれぞれ

$$width = \sqrt{\frac{\left(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}\right) - \sqrt{\left(\sigma_{xx} - \sigma_{yy}\right)^2 + 4\sigma_{xy}^2}}{2}}$$
(2.16)

$$length = \sqrt{\frac{\left(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}\right) + \sqrt{\left(\sigma_{xx} - \sigma_{yy}\right)^2 + 4\sigma_{xy}^2}}{2}}$$
(2.17)

によって計算できる。



図 2.7: CTA 北サイト完成予想図。スペイン・ラパルマに建設中。



図 2.8: CTA 南サイト完成予想図。チリ・パラナルに建設予定。

2.4 Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画

現在、次世代大型地上ガンマ線天文台 CTA(Cherenkov Telescope Array)の建設が進んでいる。CTA 計画と は、異なる口径を持つ IACT を 3–10 km² の領域に 100 台程度並べることで宇宙ガンマ線を観測する計画である。 CTA 計画で用いられる IACT は 3 種類あり、それぞれ小口径望遠鏡(Small-Sized Telescope; SST)、中口径望遠 鏡(Middle-Sized Telescope; MST)、大口径望遠鏡(Large-Sized Telescope; LST)である。

設置場所は、晴天率が 60-80% と高い、人工光が少ない、アクセスしやすい等という要請から、北半球はスペイン領ラパルマ島(北サイト)、南半球ではチリ・パラナル天文台(南サイト)での設置が決定された。北サイト完成予想図を図 2.8 に示す。

また、図 2.9 に CTA の予想感度曲線を示す。CTA の完成によって、20 GeV-300 TeV の広範囲のエネルギー帯 をカバーできるようになり、観測感度は現行の IACT よりも約 1 桁向上すると期待される。特に 10 TeV ガンマ線 に対しては有効面積が現行の IACT の約 10 倍に拡張され(図 2.10)、到来頻度の少ない TeV 領域の高エネルギー ガンマ線の統計数が増えることが関係している。

2021 年現在では LST の初号機(LST-1)が既に完成しており、試験運転中である。北サイトにおける LST は合計 4 台設置予定であり、LST-2 から LST-4 にかけても建設が始まっており、全 4 機の建設終了後に得られるデー



図 2.9: CTA の完成によって期待される北サイトおよび南サイトでの予想感度曲線(CTA 2018)。TeV 領域の感度が現行の IACT (H.E.S.S. 望遠鏡や VERITAS 望遠鏡、MAGIC 望遠鏡)と比較して約1桁向上することが期待されている。



図 2.10: 現行の IACT と CTA 北サイトの有効面積の比較(Bouvier et al. 2011)。北サイトには SST は建設されないため、 LST+MST による有効面積が図中に示されている。1 TeV ガンマ線に対しては、MAGIC や VERITAS などの現行の IACT では有効面積が 10⁵ m² であるのに対し、LST+MST ではそれが約 10 倍拡張された 10⁶ m² になると期待され ている。

タからどのような物理が明らかとなるかには期待が高まる。

第3章

CTA 大口径望遠鏡

CTA 大口径望遠鏡(Large-Sized Telescope; LST)は、CTA で建設される望遠鏡のうち口径が最も大きい IACT である。この章では、初めに CTA LST(以降、LST)の概要について述べ、続いて LST を構成する光学系や焦点 面カメラについて述べる。

3.1 概要

LST は、CTA 計画で運用される IACT のうち口径が 23 m で最も大きい。現在 LST-1(LST 初号機)が建設を 終えており、試験観測中である。LST は南北ともに 4 台ずつ建設予定で、北サイトにおいては LST-2 から LST-4 の建設が始まっている。LST の観測対象とするガンマ線のエネルギー帯は 20 GeV-3 TeV であり、CTA の中では GeV 帯の比較的低エネルギー領域をカバーする IACT である。また、GRB のような突発的な現象にいち早く望遠 鏡を向けられるように軽量化されており、20 秒以内に任意の方向に向けることが可能となっている。

3.2 光学系

LST の反射鏡は放物面であり*1、198 枚の球面分割鏡によって構成されている。放物面鏡は、平行入射光が同時 に焦点に集光されるという性能を持つ。反射鏡は 400 nm の光に対しては 90% 以上、チェレンコフ光の主な波長帯 である 300-550 nm の光に対しては 85% 以上の反射率を有する。IACT は鏡で反射されたチェレンコフ光を焦点 面カメラで撮像することで、ガンマ線のエネルギーや到来方向を推定する。その推定精度は、撮像されたチェレン コフ光のイメージの鮮明さや焦点面カメラの光検出効率に依存する。特に、前者については反射率の高い鏡である ほどより鮮明なチェレンコフ光のイメージが撮像可能となり、背景雑音となるハドロン由来のシャワー像との弁別 性能が向上する。これにより、低エネルギー側において、ガンマ線のエネルギーや到来方向に対して良い推定がで きるということになる。

LST は MST や SST と比べて口径が大きいため、実際の観測時には望遠鏡を向ける天頂角に依存して、望遠鏡の 自重で鏡が歪むことがある。また、気温の変化によっても鏡は歪む。分割鏡が歪むと反射率が低下し、鮮明なチェ レンコフ光のイメージが得られなくなる。さらに、放物面鏡からのずれが生じるため、反射光が同時に焦点に集ま らなくなる。そのため、光検出時刻はある程度の時刻の分散を持ち、信号幅が広がる。後述するように、信号幅が 広がると背景雑音の一因になる夜光の信号とチェレンコフ光の信号との弁別が困難となる。

望遠鏡の自重よる分割鏡の歪みに対しては、天頂角ごとにそれらの向きを調節することで防いでいる。また、気温の変化に伴う分割鏡の伸縮については、図 3.2 に示すアクチュエータを用いて、それらの向きを調節している。 アクチュエータは、望遠鏡の光軸のずれに対応して 5 µm の精度で歪みを調節する装置である。光軸のずれは、望

^{*1} 球面鏡だと収集差のために焦点が1点に定まらない。



図 **3.1:** LST 初号機のイメージ(Credit: G. Pérez, IAC, SMM)。焦点面にある装置がカメラである。カメラは 1855 本の光電子 増倍管ででできている。

遠鏡中に設置された赤外線レーザーを焦点面カメラに照射し、それを分割鏡に搭載された防水性の CMOS カメラ で撮像することで検知している。

3.3 焦点面カメラ

LST の焦点面カメラは 1855 本の PMT で構成されている。以下では、PMT による光検出のメカニズムと PMT の基礎特性について述べる。

3.3.1 PMT の動作原理

PMT の概略図を図 3.3 に示す。内部に金属板が多段式に並べられている。この領域をダイノードと呼び、光電子はこの領域で増倍される。金属板を 10 段並べた場合にダイノードで増倍される光電子数は元の約 10⁶ 倍となる。

図 3.3 の左側から光が入射する場合を考える。入射した1個の光子は、光電面において光電効果によって1個の


図 **3.2:** LST の分割鏡に取り付けられているアクチュエータ(Hayashida et al. 2015)。環境変化によって生じる分割鏡の歪みを 補正する役割を持つ。



図 3.3: PMT の構造(浜松ホトニクス株式会社編集委員会 2017)

光電子を放出する。ここで、光電効果が起きる確率を量子効率(Quontamun Efficiency; QE)と呼ぶ。放出された 光電子は、ダイノードに印加された電圧によって加速され、第1ダイノードと衝突する。ここでも光電効果によっ て光電子を放出する。ダイノードに印加された電圧が一定値を超えると、1次光電子よりも光電効果で放射される 2次光電子の個数の方が多くなる。これを第1ダイノードから最終ダイノードにかけて行うことで PMT は光電子 を増倍するが、そのためには各ダイノード間で異なる電圧を印加する必要があり、後段に移動するにつれて電圧を 高くする必要がある。LST に採用されている PMT は、第1ダイノードと最終ダイノードとの間の電圧は 1000 V 程度の高電圧を印加することによって、大気チェレンコフ光を検出している。

3.3.2 基礎特性

光電子増倍率(ゲイン)

PMTの光電子増倍率(ゲイン)について述べる。ダイノード間で増倍される光電子数は、その間の電圧 V の関数として表せ、

$$\delta = aV^k \tag{3.1}$$

である。*a* は定数であり、*k* は電極の材質に依存する定数である。各ダイノード間で光電子数はδ倍されていくの で、最終的に陽極で取り出される光電子数は

$$N_{\rm out} = c N_{\rm in} \prod_{i=1}^{n} \delta_i \tag{3.2}$$

となる。*c*は定数で、*n*はダイノードの段数である。ゲインは、入射光電子数に対する検出光電子数の比で定義されるので、

$$G = \frac{N_{\text{out}}}{N_{\text{in}}} = c \prod_{i=1}^{n} \delta_i$$
(3.3)

となる。ここで、第1ダイノードと最終ダイノードとの電圧をVとし、n段ダイノードで電圧が等分される場合を 考える。このときのダイノード間の電圧 ΔV は、0等分するときの電圧がVであることに注意すれば

$$\Delta V = \frac{V}{n+1} \tag{3.4}$$

となるから、ゲインは

$$G = c \prod_{i=1}^{n} \left(a \Delta V \right) = c \left\{ a \left(\frac{V}{n+1} \right)^k \right\}^n \propto V^{kn}$$
(3.5)

と表せる。式(3.5)よりゲインは印加電圧のべきに比例するため、印加電圧の安定性はゲインの安定性に大きく影響することが分かる。ゲインの安定性はチェレンコフ光の光子数推定精度に繋がり、それはガンマ線のエネルギーや到来方向の決定精度に繋がるため、IACTによるガンマ線観測では PMT に安定した電圧を供給することが重要となる。

信号幅

大気チェレンコフ光を観測する理想的な条件は、星の光や大気の散乱光などが無い完全な暗闇である。しかし、 実際にはそれらの光は夜光(Night Sky Background; NSB)として検出され、大気チェレンコフ光を観測する上 で背景雑音となる。観測の際には NSB の成分とチェレンコフ光の成分を切り分けて除去することが重要となる。 PMT は平均約 3 ns の信号幅を持つことで、NSB の成分をある程度除去することができる。

LST 初号機に搭載されている PMT による NSB の検出頻度は、PMT 1 ピクセル(0.1°の立体角)あたり平均 300 MHz である。それに対して、チェレンコフ光は約 5 ns の間に瞬間的に到来する。NSB とチェレンコフ光を検 出した時に PMT で得られる信号は、図 3.4a のようになると考えられる*²。極端に信号幅が広い場合を考えると、 チェレンコフ光の成分のみならず、NSB の成分を含めて記録してしまう。一方、信号幅がデルタ関数の如く極端に 短い場合を考えると、図 3.4a のようになる。この場合、NSB とチェレンコフ光は独立して検出され、理想的には チェレンコフ光の信号のみを記録することができる。以上より、PMT には素早い応答速度が要求される。

^{*&}lt;sup>2</sup> NSB はランダムに到来するのでこのように一定間隔で到来することはほとんどない。今は説明のため理想化しており、NSB が一定間隔 で到来すると仮定している。





図 3.4: (a) 信号幅が長い場合。NSB の信号とチェレンコフ光の信号が重なり合ってしまっており、これではチェレンコフ光の 信号のみを積分するときと比較して電荷が過大に算出されてしまう。(b) 信号幅が短い場合。NSB とチェレンコフ光の 信号が独立に検出されており、チェレンコフ光の信号のみを検出することが可能である。



図 3.5: 印加電圧 1400 V における PMT の出力信号 10 万発を 2 次元ヒストグラムにしたもの。1 光電子に対する振幅が大きく 揺らいでおり、各検出光子数に応じた信号を確認することはできない。

実際に LST2-4 号機用に開発された PMT (型番: R12992-100-20)の信号を測定した結果を図 3.5 に示す。20 ns におけるピークが光検出によって出力された信号である。それ以外の領域に見られる信号はダークカウントや後述 するアフターパルスによるものである。また、それらを平均化した波形を図 3.6 に示す。PMT の信号の半値全幅 (Full Width at Half Maximum; FWHM) は平均的に 3 ns 程度であることが分かる。

電荷分布

電荷分布は、PMT の出力信号を時間積分して電荷を計算し、それをヒストグラムにしたものを指す。印加電圧を 1400 V とした PMT の電荷分布は図 3.7 のようになる。電荷がゼロの成分を基準として、左へ検出光子数が 0 個の ピーク(0 光電子の分布、ペデスタル)、1 個のピーク、2 個のピークが見られる。電荷分布を積分し、検出光子数 1 個に対応した電荷 $\mu_{1 \text{ p.e.}}$ で割ると、検出光子数を推定することができる。また、 $\mu_{1 \text{ p.e.}}$ は各ピークをガウシアンに よってフィッティングすることによって求めることができる。

アフターパルス

アフターパルスは、光検出による主信号の後に出てくる擬似的信号である。主信号との時間的距離が近い成分 (早い成分)と遠い成分(遅い成分)がある。近い成分は、ダイノードで生成された2次電子の一部が前段のダイ ノードに反射されて戻され、そこで生成された別の2次電子が主成分に対して数 ns 遅れて陽極に到達することに よって起こる。一方、遅い成分は PMT に封入されたガス(主に窒素)によって引き起こされる。PMT 内部で生成 された光電子が封入ガスの電子を励起するとガスはイオン化し、正の電荷を持つ。これにより、イオン化したガス の原子は電子とは逆方向に加速され、光電面で光検出による光電子とは別の光電子を生成する。それがダイノード で増倍されることにより、遅いアフターパルスが生成される。その遅延時間は数 μs であり、PMT の長さに依存し て遅延時間は変わる。



図 3.6: 印加電圧 1400 V における PMT の出力信号 1 万発を平均化した波形。信号の平均的な FWHM は約 3 ns であることが 分かる。



図 3.7: 印加電圧 1400 V における PMT の電荷分布。各検出光子数に対応した電荷でピークを持つ構造を取る。0 pC 付近の ピークはペデスタルを示し、1.5 pC のピークは1 光電子の電荷分布を表す。

	PMT	SiPM				
増倍機構	光電効果	アバランシェ増倍				
動作電圧	$1000\mathrm{V}$	$40\mathrm{V}$				
カメラピクセル数	1855	\geq 7420				
最大 QE	$\sim 45\%$	$\sim 60\%$				
経年劣化	する	ほとんどしない				
月光下での観測	弱い月光下でのみ可能	可能				
磁場依存性	あり	なし				

表 **3.1:** PMT と SiPM の比較

3.4 PMT に代わる新たな光検出器

現在のLST 初号機の焦点面カメラには PMT が採用されており、今後建設予定のLST-2、LST-3、LST-4 にも PMT を光検出器としたカメラが搭載予定である。その一方で現在、PMT に代わる新たな光検出器として半導体光 電子増倍素子(Silicon PhotoMultiplier; SiPM)に注目が集まっている。それは、SiPM を LST に搭載した際に、 表 3.1 に示すような PMT に勝る利点があるためである。

一方で、SiPM には出力信号の幅が大きいことや、SiPM 特有の現象であるオプティカルクロストークの発生確 率が高いなどの欠点も存在する。前者はチェレンコフ光の観測において、背景雑音となる夜光との弁別性能の悪化 に繋がり、後者はガンマ線のエネルギーや到来方向の推定誤差を大きくすることに繋がる。これらの欠点を克服す るための SiPM の素子開発は行われており、現在ではオプティカルクロストークの発生確率を数%に抑えることに 成功している(浜松ホトニクス株式会社編集委員会 2021)。

SiPM はLST に搭載する上で、上に述べたような利点と欠点が存在する。そのため、一概に採用可能あるいは採 用不可能とは言えず、測定によって SiPM の基礎特性を理解することで、LST に搭載した場合に今以上の性能が見込 めるかについて評価する必要がある。本研究では、LST 用に開発された浜松ホトニクス製の SiPM S14521-0741-2 についての基礎特性を調べ、LST に用いる焦点面カメラ素子として採用できるかについて性能評価を行った。以下 では、まず第4章で半導体の基礎について述べ、SiPM を構成するガイガーモードアバランシェフォトダイオードお よびその光電子増倍メカニズムについて説明する。第5章では、SiPM S14521-0741-2 の基礎特性の測定結果およ びそれに対する考察について述べる。第6章では、LST に搭載する際に必要となる信号読み出し複合回路(SiPM モジュール)の開発現状について述べる。以上を踏まえ、第7章で SiPM S14521-0741-2 がLST の焦点面カメラ 素子として採用可能か否かについて結論付ける。

3.5 SiPM 製カメラの実現時の物理的インパクト

パルサーは高エネルギー粒子の加速源候補として知られ、主に加速された電子や陽電子によって数 GeV から数 TeV にわたるエネルギーのガンマ線を放射している。しかし、そのガンマ線放射機構や粒子加速機構は明らかにさ れておらず、その解明にはパルサーのスペクトルが重要な手がかりとなる。図 3.8 はガンマ線で最も明るく輝くか にパルサーのスペクトル(Aliu et al. 2011)であるが、数 10 GeV 付近での低エネルギー側の点が打てていない。現 在、低エネルギーガンマ線の観測は主に Fermi Large Area Telescope (Fermi LAT)のような衛星望遠鏡によって 観測されている。しかし、衛星望遠鏡は検出器の面積が打ち上げの都合で小さく、スペクトルを得るために十分な 統計を得るためには長時間の観測が必要である。図 3.9 は様々なパルサーで得られた、横軸を位相とした光度曲線



図 3.8: かにパルサーのスペクトル(Aliu et al. 2011)。赤丸は現行の IACT の 1 つである VERITAS 望遠鏡によって打たれた点 であり、数 10 GeV でカットオフを持つと考えられていたスペクトルだが、数 100 GeV までべきで伸びることが示され た。

であり、10 GeV 以上の低エネルギーガンマ線の統計量が不足しているパルサーが多いために、スペクトルを得る ことができていない(Ackermann et al. 2013)。一方で地上望遠鏡である IACT では、衛星望遠鏡よりも検出面積が およそ 10⁴ 倍に拡張されるため、数 10 GeV 付近の低エネルギーガンマ線の統計量を増加させることが可能である。 しかし、特に低エネルギーガンマ線の地上観測はハドロンによるチェレンコフ光、宇宙線電子によるチェレンコフ 光、大気光や星の光などの夜光が雑音となる。そのため、それらの雑音とガンマ線による信号との信号雑音比が高 くなければ、パルサーの数 10 GeV 付近の統計量を増やすことはできず、低エネルギーガンマ線のスペクトルを明 らかにすることはできない。現時点で、地上から観測されたパルサーはわずか 3 天体ほどである (Aleksić et al. (2011)、H.E.S.S. Collaboration et al. (2018)、MAGIC Collaboration et al. (2020))。従って、LST における低エ ネルギー側の感度を向上させるためには上に述べた雑音を如何に除去できるかが重要となる。

LST カメラのピクセルを細分化するにあたり、カメラ素子として SiPM が採用可能である。SiPM 製のカメラが 実現した場合、現在の PMT 製カメラよりもピクセルが4倍ほど細分化されるため、観測されるチェレンコフ光の イメージはより鮮明化され、現行の PMT 製カメラでは判別できないような画像の詳細部分も明らかになると期待 される。図 2.5a にガンマ線とハドロンに対するチェレンコフ光のイメージの違いを示した。現在は、2.3節で述べ た Hillas パラメータを用いることによりガンマ線とハドロンの弁別を行っているが、深層学習を用いてイメージ の違いから弁別を行う場合、現行の手法よりもガンマ線とハドロンの弁別性能が向上すると示唆されている(Abe 2021)。これによって仮にハドロンによる雑音を完全に取り除けた場合、雑音の要因となるのは宇宙線電子と夜光



図 **3.9:** Fermi LAT で得られた様々なパルサーの光度曲線(Ackermann et al. 2013)。青色の曲線は >100 MeV、桃色の棒は 10 GeV 以上、黒色の棒は 25 GeV 以上で得られた検出イベント数を表す。J1231-1411 や J0836+5925 など、GeV 帯 での検出イベント数が少ないパルサーが存在し、スペクトルの解明には 10 GeV 以上のガンマ線検出イベント数を増や すことが重要となる。

である。宇宙線電子は大気に入射してすぐにチェレンコフ光*³を放射することができる一方で、ガンマ線は電子と 陽電子に対生成するまではチェレンコフ光を放射しない。そのため、チェレンコフ光を放射する地上からの高度に 違いが生じ、これはチェレンコフ光のイメージに違いを及ぼす。従って、SiPM 製カメラの開発によってピクセル が4倍に細分化されることで、ハドロンおよび宇宙線電子による背景雑音の除去能力が飛躍的に向上し、低エネル ギーガンマ線に対する感度が一段と向上すると期待される。仮にハドロンと宇宙線電子による背景雑音を完全に除 去できたとすると、数 10 GeV 付近での感度は 2 桁向上する。また夜光に関しても、SiPM の信号幅を短くするこ とでその影響を抑えることが可能である。これに関しては 3.3.2 節で述べた通りで、信号幅をどれほど短くできる かが重要となる。以上より、SiPM 製カメラの実現によって低エネルギー側の感度が向上すれば、これまで衛星望

^{*&}lt;sup>3</sup> Direct Cherenkov と呼ばれる。

遠鏡で十分な統計が得られず、スペクトルが得られていなかった多くのパルサーでそのスペクトルが明らかになる と考えられる。衛星観測と IACT による観測結果と照合することで様々なパルサーに対するスペクトルの多角的な 議論ができ、パルサーのガンマ線放射機構や高エネルギー粒子の生成機構に一躍の理解を与えられると期待できる。

第4章

半導体光電子增倍素子 SiPM

Silicon Photo-Multiplier (SiPM) は、複数のガイガーモードアバランシェフォトダイオード (Geiger mode Avalanche Photo-Diode; GAPD) で構成される半導体光検出器である。GAPD に光子が入射すると、光電効果に よって光電子へと変換される。この光電子は、GAPD 内部でアバランシェ増倍によって 10⁵–10⁶ 倍に増倍される。これにより、入射した光子を電気信号として取り出すことができる。本章では、初めに半導体の基礎について触れ、 続いて GAPD の構成および動作原理、その光電子増倍メカニズムについて触れていく。

4.1 半導体の基礎

4.1.1 半導体とは

半導体とは、金属のような導電性の物質(導体)と、木材やゴムのような電気をほとんど通さない物質(絶縁体) との中間に位置する物質である。半導体は大きく分けて、真性半導体と不純物半導体とに分けられる。

真性半導体は、物質中の電子と正孔(ホール)の個数が等しい半導体を指す。このような物質は極めて純粋な素 材か、以下で述べる不純物半導体の生成時において等量の元素をドーピングした際に得られる。半導体中の電子の 数密度を *n*、ホールの数密度を *p* としたとき、

$$n = p = n_{\rm i} \tag{4.1}$$

となる関係が成り立つ半導体が真性半導体である。n_iは真性半導体における電子数密度である。真性半導体のフェ ルミ準位は価電子帯と伝導帯のちょうど中心に位置する。

不純物半導体は、半導体中の電子とホールの個数が等しくない半導体を指し、それは IV 族半導体の Si や Ge に III 族あるいは V 族の元素をドーピングすることで得られる。V 族元素をドーピングしたものを n 型半導体、III 族 元素をドーピングしたものを p 型半導体と呼ぶ。シリコン(Si) やゲルマニウム(Ge) などの IV 族半導体は最外 殻電子を 4 個持つため、純度 100 %の Si 結晶は Si 原子同士が共有結合によって強く結ばれることで閉殻構造とな る。そのため、結晶内を自由に動ける電子が存在せず、純度 100 %の Si 結晶は絶縁体となる。しかし、Si 結晶に 他族の元素をドーピングした n 型半導体や p 型半導体では電気を流すようになる。

4.1.2 n型半導体

n型半導体は、Si に V 族元素のリン(P) などをドーピングした際にできる半導体である。Si は最外殻電子数が 4 個であるのに対し、P は 5 個である。そのため、図 4.1a のように、Si と P が共有結合をする際は、Si と P は共に 4 個の最外殻電子を共有結合に使う。その際、P は 1 個の最外殻電子を余分に持つため、それを切り離すことで自由 電子として結晶中を動き回ろうとする。P は電子を切り離すため正に帯電し、イオン化される。結果として、Si に P をドーピングした結晶は電子をキャリアとして電気伝導性を持つようになる。キャリアが負(negative)の電荷を 持つため、その頭文字を取ってn型半導体と呼ばれる。また、Pのように結晶中に自由電子を供給する(donate)原子のことをドナー原子と呼ぶ。また、ドナー原子から切り離される前の電子のエネルギー準位をドナー準位と呼ぶ。 SiにPをドーピングするとき、余分な最外殻電子は共有結合に使われる電子に比べて結合力が弱い。そのため、ドナー準位の電子は小さなエネルギーで切り離すことが可能である。すなわち、価電子帯と伝導帯との間のエネルギーギャップが小さい。ボーア模型を用いて考えると、ドナー準位の電子は原子に対して遠い軌道を運動していると考えることができ、そのエネルギーは

$$\Delta \epsilon = \frac{m_{\rm e}^* e^4}{2(4\pi\kappa\epsilon_0)^2 \hbar^2} \tag{4.2}$$

で与えられる。Si の場合では $\Delta \epsilon \sim 0.032 \text{ eV}$ となり、価電子帯と伝導帯のエネルギー幅(禁止帯幅) $\epsilon_{\text{G}} \sim 1.1 \text{ eV}$ と比べて十分小さい。室温のエネルギーを eV で表すと $k_{\text{B}}T \sim 0.025 \text{ eV}$ であるため、室温より少し高い温度を与 えるとドナー準位にある電子は容易に伝導帯へ励起され、自由電子となる。以上より、ドナー準位は伝導帯より $\Delta \epsilon$ だけ下に形成され、n 型半導体のエネルギー準位は結果として図 4.1b のようになる。

4.1.3 p型半導体

p型半導体は、Si に III 族元素のホウ素(B) などをドーピングした際にできる半導体である。Si は最外殻電子数が4 個であるのに対し、B は3 個である。そのため、図 4.2a のように、Si と B が共有結合をする際は、Si と B は共に3 個の最外殻電子を共有結合に使う。その際、Si 原子が持つ1 個の最外殻電子は余り、Si と B との間にホールができる。ホールが生じたとき、隣接する別の Si 原子が最外殻電子を供給することでホールを充填しようとする。B はマイナスに帯電し、イオン化される。一方、最外殻電子を供給した Si 原子には新たなホールが生成される。これを繰り返すことで、ホールは結晶中を動いているように見える。ホールは仮想的には正の電荷を持つと考えることができるため、Si に B をドーピングした結晶はホールをキャリアとして電気伝導性を持つようになる。キャリアが正(positive)の電荷を持つため、その頭文字を取って p 型半導体と呼ばれる。B のように、Si から電子を受け取る(accept) 原子のことをアクセプタ原子と呼ぶ。また、ホールが隣接する Si から電子を受け取る前のホールのエネルギー準位をアクセプタ準位と呼ぶ。

n型半導体での議論と同様に、アクセプタ準位にあるホールは小さなエネルギーで価電子帯から電子を受け取ろうとする。これは、アクセプタ準位にあるホールが小さなエネルギーで価電子帯へ励起されると考えることもできる。ゆえに、アクセプタ準位は価電子帯の Δε だけ上に形成され、p型半導体のエネルギー準位は結果として図 4.2bのようになる。

4.1.4 PN 接合

p型半導体とn型半導体を接着することを PN 接合と呼ぶ。PN 接合された半導体中の様子を図 4.3a に表す。PN 接合を行うと、p型半導体中のホールが n 型半導体側へ、n 型半導体中の自由電子が p 型半導体へ注入される。こ れにより PN 接合部では自由電子とホールが再結合を起こし、空乏層を生じる。p 型半導体中の空乏層では、注入さ れた自由電子がホールに充填され、アクセプタ原子は負イオンとなる。一方で、n 型半導体中の空乏層では、p 型半 導体側へ自由電子を注入したことによって、ドナー原子は正イオンとなる。そのため、空乏層では正負のイオンに よって内部電場が生じる。以上より、PN 接合された半導体 (PN 接合素子)のエネルギー準位を図示すると図 4.3b のようになる。PN 接合素子は、熱平衡状態で正味の電流がゼロとなるため、p 型半導体と n 型半導体のフェルミエ ネルギーは PN 接合部で一致している。PN 接合部で生成された空乏層で内部電場を生じることが分かる。もちろ ん、p 型半導体や n 型半導体は単体では、上に述べた通り、 $\Delta \epsilon$ に相当する温度で電流が流れる。



価電子帯

(b) n 型半導体のエネルギー準位図

図 4.1: (a) V 族元素の P をドーピングした場合の n 型半導体のイメージ。n 型半導体では自由電子がキャリアとなって半導体 に電気伝導性を持たせる。(b) n 型半導体のエネルギー準位図。ドナー準位は伝導帯より Δε だけ下に形成される。ま た、電子数が真性半導体よりも多いため、フェルミ準位は中心よりもエネルギー的に上に形成される。。



(a) p 型半導体

伝導帯





図 **4.2:** (a) III 族元素の B をドーピングした場合の p 型半導体のイメージ。p 型半導体ではホールがキャリアとなって半導体 に電気伝導性を持たせる。(b) p 型半導体のエネルギー準位図。ドナー準位は伝導帯より Δε だけ下に形成される。ま た、電子数が真性半導体より少ないため、フェルミ準位は中心よりもエネルギー的にやや下に形成される。 **PN** 接合素子*¹には整流作用があり、電圧の向きによってその特性が異なる。以下では順方向バイアスと逆方向バ イアスのそれぞれについて、半導体の持つ特性について述べる。

4.1.5 熱平衡時

nを電子数密度、pをホール密度とする。また、添字 n, pをそれぞれ n 型半導体、p 型半導体を表すものとする。このとき、フェルミ分布関数

$$f(\epsilon) = \frac{1}{1 - \exp\left(\epsilon/k_{\rm B}T\right)} \tag{4.3}$$

を用いると、

$$n = \int_{\epsilon_{\rm c}}^{\infty} g_{\rm e}(\epsilon) f_{\rm e}(\epsilon) \mathrm{d}\epsilon \tag{4.4}$$

$$p = \int_{-\infty}^{\epsilon_{\rm v}} g_{\rm h}(\epsilon) f_{\rm h}(\epsilon) \mathrm{d}\epsilon \tag{4.5}$$

と書ける。ここで、

$$N_{\rm c} = 2\left(\frac{2\pi m_{\rm e}^* k_{\rm B} T}{h^2}\right) \tag{4.6}$$

$$N_{\rm v} = 2\left(\frac{2\pi m_{\rm h}^* k_{\rm B} T}{h^2}\right) \tag{4.7}$$

とおいて、 $n \ge p$ の積を取ると、

$$np = N_{\rm c} N_{\rm v} \exp\left(-\frac{\epsilon_{\rm G}}{k_{\rm B}T}\right) \tag{4.8}$$

となる。 $\epsilon_{\rm G}$ は価電子帯と伝導帯のバンドギャップエネルギーである。真性半導体の場合、 $n = p = n_{\rm i}$ であるから、

$$n_{\rm i}^2 = N_{\rm c} N_{\rm v} \exp\left(-\frac{\epsilon_{\rm G}}{k_{\rm B}T}\right) \tag{4.9}$$

となる。

 \mathbf{p} 型半導体における電子数密度を $n_{\rm p}$ 、 \mathbf{n} 型半導体における電子数密度を $n_{\rm n}$ とおくと、式(4.4)より

$$n_{\rm p} = N_{\rm c} \exp\left(-\frac{\epsilon_{\rm cp} - \epsilon_{\rm Fp}}{k_{\rm B}T}\right) \tag{4.10}$$

$$n_{\rm n} = N_{\rm c} \exp\left(-\frac{\epsilon_{\rm cn} - \epsilon_{\rm Fn}}{k_{\rm B}T}\right) \tag{4.11}$$

と表せる。熱平衡時において、p型半導体のうち空乏層外部ではホールの数密度 p_p とアクセプタ原子の密度 N_A はほぼ同じであると考えられる。また、n型半導体においても空乏層外部では電子の数密度 p_p とドナー原子の密度 N_D はほぼ同じであると考えられる。従って、

$$n_{\rm i}^2 = p_{\rm p} n_{\rm p} \simeq N_{\rm A} n_{\rm p} \tag{4.12}$$

$$n_{\rm i}^2 = p_{\rm n} n_{\rm n} \simeq N_{\rm D} p_{\rm n} \tag{4.13}$$

となる。以上の結果を用いると、

$$\frac{n_{\rm p}}{n_{\rm n}} = \frac{p_{\rm n}}{p_{\rm p}} = \exp\left(-\frac{e\phi_{\rm D}}{k_{\rm B}T}\right) \tag{4.14}$$

^{*&}lt;sup>1</sup> PN 接合された半導体の例としてダイオードが挙げられる。また、p型半導体、n型半導体、p型半導体の順、あるいはn型半導体、p型 半導体、n型半導体の順で PN 接合された素子は、それぞれ PNP 型トランジスタと NPN 型トランジスタとして実用化されている。





図 4.3: (a) PN 接合のイメージ。p 型半導体と n 型半導体の境界部では空乏層が形成される。空乏層において、p 型半導体側 では陰イオンが、n 型半導体側では陽イオンが生成されることによって空乏層電場ができる。(b) PN 接合素子のエネル ギー準位図。p 型半導体と n 型半導体のフェルミ準位は PN 接合部で一致する必要があるため、図のような形となる。



図 4.4: PN 接合素子に順バイアスを印加した際のエネルギー準位図。p 型半導体とn 型半導体との間のエネルギー準位差が小さ くなるため、n (p) 型半導体中の電子 (ホール) が p (n) 型半導体へ移動しやすくなり、電流が流れる。また、空乏層 電場が弱められるため、その厚さは薄くなる。

となる。 $e\phi_D$ は、熱平衡時の p 型半導体と n 型半導体とのエネルギー準位差である。式(4.14)より、そのエネル ギー準位差は

$$e\phi_{\rm D} = \frac{1}{k_{\rm B}T} \ln\left(\frac{N_{\rm A}N_{\rm D}}{n_{\rm i}^2}\right) \tag{4.15}$$

と表せ、アクセプタ原子およびドナー原子の数密度に依存することが分かる。すなわち、ドーピング量が多いほど エネルギー準位差が大きくなる。空乏層におけるこのエネルギー準位差によって、熱平衡状態では価電子帯にある 電子は伝導帯へ遷移することができず、電流が流れない。

4.1.6 順バイアス特性

熱平衡状態における PN 接合素子では、新たに n (p) 型半導体から p (n) 型半導体へ侵入しようとする電子 (ホール) は空乏層における内部電場によって遮蔽されるため、電流が流れない。しかし、p 型半導体から n 型半導体へ 順方向の電圧(順バイアス)を印加する場合には、p 型半導体と n 型半導体のエネルギー準位差が小さくなるため、 空乏層を通り抜けてキャリアの注入が起こる。その様子を図 4.4 に示す。p 型半導体と n 型半導体は電気的中性で あるので、注入されたキャリアは拡散電流となってそれぞれの半導体中を流れることができる。これによって、順 バイアス時には PN 接合素子は電流を流す。

順方向バイアスを印加したときには、価電子帯と伝導帯のエネルギー準位差は小さくなる。今、それが $\phi_D \rightarrow \phi_D - \phi$ になったとする。このとき、空乏層と n 型半導体の境界 ($x = x_n$)におけるホールの数密度は式 (4.14) を

用いると

$$p(x = x_{\rm n}) = p_{\rm p} \exp\left\{-\frac{e(\phi_{\rm D} - \phi)}{k_{\rm B}T}\right\}$$
(4.16)

$$= p_{\rm n} \exp\left(\frac{e\phi}{k_{\rm B}T}\right) \tag{4.17}$$

となる。空乏層と p 型半導体の境界部 ($x = -x_p$) においても同様に

$$n(x = -x_{\rm p}) = n_{\rm n} \exp\left\{-\frac{e(\phi_{\rm D} - \phi)}{k_{\rm B}T}\right\}$$
 (4.18)

$$= n_{\rm p} \exp\left(\frac{e\phi}{k_{\rm B}T}\right) \tag{4.19}$$

となる。以上のように、順バイアスを印加したときに注入されるキャリアは指数関数的に増大していく。注入され たキャリアは空乏層外をそれぞれ拡散電流となって流れる。拡散電流は、*J*_hをホールの拡散電流密度、*J*_nを電子 の拡散電流密度とし、*L*_hおよび *L*_eをそれぞれホールと電子の拡散距離とすると、

$$J_{\rm h} = \frac{eD_{\rm h}p_{\rm n}}{L_{\rm h}} \left\{ \exp\left(\frac{e\phi}{k_{\rm B}T}\right) - 1 \right\} \exp\left(-\frac{x - x_{\rm n}}{L_{\rm h}}\right)$$
(4.20)

$$J_{\rm e} = \frac{eD_{\rm e}n_{\rm p}}{L_{\rm e}} \left\{ \exp\left(\frac{e\phi}{k_{\rm B}T}\right) - 1 \right\} \exp\left(\frac{x + x_{\rm p}}{L_{\rm e}}\right)$$
(4.21)

$$\therefore J = J_{\rm s} \left\{ \exp\left(\frac{V}{k_{\rm B}T}\right) - 1 \right\}$$
(4.22)

と表せる。ここで、空乏層の幅 $d = x_n + x_p$ は拡散距離に比べて十分小さいとした。また、

$$J_{\rm s} = e \left(\frac{D_{\rm n} p_{\rm n}}{L_{\rm h}} + \frac{D_{\rm e} n_{\rm p}}{L_{\rm e}} \right) \tag{4.23}$$

$$V = e\phi \tag{4.24}$$

とおいた。式(4.22)を図示したものを図 4.5 に示す(浜口智尋・谷口研二 2004)。図 4.5 から分かるように、順バ イアスでは指数関数的に半導体中を流れる電流量は増加していく。一方で、逆バイアス印加時には電流が一切流れ ない。しかし、ある一定の逆バイアスを印加すると、半導体は電流を流すようになる。

4.1.7 逆バイアス特性

図 4.6 に逆バイアス印加時の PN 接合素子の様子とそのエネルギー準位を示す。n 型半導体から p 型半導体へ逆 方向の電圧(逆バイアス)を印加する場合には空乏層中の内部電場が強められるため、図 4.6 に示したように n (p) 型半導体中の電子(ホール)はプラス(マイナス)側へ引き付けられる。その結果、逆バイアス印加時の PN 接合 素子は絶縁体となる。しかし次に示すように、一定以上の逆バイアスを印加した際には絶縁破壊が起こり、PN 接 合素子は電流を流すようになる。絶縁破壊を起こす境界の電圧を降伏電圧と呼ぶ。

ツェナー降伏

逆バイアスを印加していくと、p型半導体の価電子帯とn型半導体の伝導帯のエネルギー準位差が小さくなり、 両者の距離は近づく。すると、p型半導体の価電子帯にある電子はトンネル効果によってn型半導体の伝導帯に一 定の確率で遷移し、電流が流れるようになる。これをツェナー降伏と呼ぶ。



図 4.5: 半導体の順バイアスおよび逆バイアス特性(浜口智尋・谷口研二(2004)より引用)。半導体中を流れる電流量は順バイ アスでは指数関数的に増加していくが、逆バイアス印加時には電流が一切流れない。しかしある一定の逆バイアスを印 加すると、半導体は電流を流すようになる。



図 4.6: PN 接合素子に逆バイアスを印加した際のエネルギー準位図。p 型半導体と n 型半導体との間のエネルギー準位差が大き くなるため、n (p) 型半導体中の電子 (ホール) が p (n) 型半導体へ移動することができなくなり、電流が流れない。 しかし、ある一定以上の逆バイアスを印加した際には電流を流す特性を持つ。また、空乏層電場は強められるため、その 厚さはより厚くなる。 アバランシェ降伏

価電子帯と伝導帯の遷移領域中(空乏層内)を運動するキャリアが逆バイアスによって強められた空乏層内の電 場によって加速されると、空乏層内において結晶原子と衝突イオン化を起こし、結晶原子中の電子を励起して新た な電子・ホール対を生成する。新たに生成された電子・ホール対は同様の機構で別の結晶原子中の電子を励起する。 この機構が繰り返されることによって、雪崩的にキャリアが増倍され、逆バイアス印加時でも電流が流れるように なる。このような増倍メカニズムをアバランシェ増倍と呼ぶ。アバランシェ増倍は光検出に最適な増倍機構であり、 そのような機能を持つ光検出素子はアバランシェフォトダイオード(Avaranche Photo Diode; APD)として知られ ている。後に詳しく述べるが、APD は光吸収によって生じる電子・ホール対を増倍させることで光を電気信号とし て取り出す光検出素子である。

4.2 APD による光検出のメカニズム

APD は、逆バイアスを印加した際に起こるアバランシェ増倍を用いて光電子を増倍する光検出素子である。図 4.7 に、一般的な APD の内部構造を示す。 n^+ 型半導体は、通常の n 型半導体よりも不純物量が多い半導体という 意味である。これは、p 型半導体についても同様である。式(4.15)から明らかなように、注入する不純物量が多い ほど PN 接合領域の空乏層電場は大きくなる。そのため、 n^+ 型半導体と p 型半導体を PN 接合した場合の空乏層 電場は、n 型半導体と p 型半導体を PN 接合した場合よりも大きくなる。また π 層は、p 型半導体よりも薄い濃度 のアクセプタ原子を注入した層であるが、ほとんど真性半導体の層(i層)であると考えて良い。

今、光が n⁺ 方向から入射する状況を考える。図 4.7 において、光の入射方向に深さ方向の軸を取るとすると、 APD の深さと不純物濃度、エネルギー準位、電場の大きさの関係は図 4.8 のようになる。n⁺p 層は π 層と比較し て薄いため、入射した光はほとんど吸収されることなく π 層で吸収される。その際、吸収された光のエネルギーに よって π 層の原子に束縛された電子を励起することで、1 次光電子とホールを生成する。このとき、空乏層電場を 強める向き(深さ方向)に逆バイアスを印加すると光電子は加速され、n⁺p 層に向かってドリフトする*²。逆バイ アスによって加速された高エネルギーの 1 次光電子は空乏層内のイオン化した原子を次々と励起していき*³、雪崩 式に 2 次光電子とホールを生成していく。生成された 2 次電子は空乏層電場によって n⁺ 層側へ移動するため、そ れらを電極で取り出すことができる。以上のようなメカニズムで、APD は光を電気信号として取り出すことがで きる。

ホールも同様に空乏層でアバランシェ増倍を起こすが、Si 製の APD は電子によるアバランシェ増倍の方がホー ルによるものよりも頻繁に起こる性質を持つ(浜口智尋・谷口研二 2004)ため、Si 製の APD は光検出素子として優 れた性能を持つと言える。一般に、ホールによるアバランシェ増倍の頻度が少ないほど、出力信号の雑音が小さい。

4.3 SiPM の光検出機構

4.3.1 ガイガーモード

SiPM は、APD による光検出メカニズムを取り入れたガイガーモードの APD で構成された半導体光検出素子で ある。ガイガーモードの APD のことを、ガイガーモードアバランシェフォトダイオード (Geiger mode Avalanche Photo Diode; GAPD) と呼ぶ。ガイガーモードとは、光検出を「0」(検出していない) と「1」(検出した)の信号 で判別するモードである。そのため、1 つの GAPD (1 ピクセル)で複数の光子を検出しても、光子を検出したと

^{*&}lt;sup>2</sup> n⁺p 層をドリフト領域と呼ぶ。

^{*&}lt;sup>3</sup> 空乏層においてアバランシェ増倍を起こすことから、この領域をアバランシェ領域とも呼ぶ。



深さ方向

図 4.7: 一般的な APD の内部構造の模式図。浜口智尋・谷口研二 (2004)を元に作成した。n⁺ 層側から入射した光は薄い n⁺p 層を通過して π 層へ到達し、電子を励起することで 1 次光電子とホールを生成する。空乏層電場は深さ方向と逆方向に かかっており、それとは逆向きのバイアスを印加すると光電子は n⁺p 層へドリフトし、空乏層中のイオンとの衝突イオ ン化を繰り返すことで雪崩的にキャリアを増倍する。

いう情報しか出力しない。これは、検出光電子数に比例して信号強度が大きくなる PMT と異なる点である。

検出対象とする光が非常に微弱な場合には、光子が同一ピクセルに同時に入射する確率は非常に小さくなるため、 「1」の信号が検出光子数1個の信号に対応する。そのため、図 4.9 に示すように、各 GAPD の信号を合算して出力 できる SiPM は検出光子数に対応した波高値の信号を出力することが可能となる。従って、信号を時間積分して得 られる電荷分布は PMT の場合(図 3.7)と比べて、図 4.10 に示すように検出光子数に対応した電荷のピークが顕 著に現れるようになり、各検出光子数に対応する電荷分布の分散も小さくなる。これにより、SiPM を光検出器と して採用することで、検出光子数を PMT よりも高い精度で決定することができるようになる。

一方で検出対象の光が非常に強力な場合、同一ピクセルで複数光子が検出され確率が高くなる。それによって、 真の検出光子数と実際の検出光子数が一致しなくなる。真の検出光子数と実際の検出光子数が一致する領域をダイ ナミックレンジと呼ぶ。ガンマ線によって生じるチェレンコフ光を観測するために SiPM を用いるには、観測対象 とするガンマ線のエネルギーに対応したダイナミックレンジを持つ SiPM を採用すべきである。それは、ガンマ線 のエネルギーに依存して放射されるチェレンコフ光子数が増えるからである。

4.3.2 クエンチング抵抗

SiPM では、図 4.11 に示すように、GAPD の後段にクエンチング抵抗と呼ばれる抵抗を設置している。APD で 光検出した際、逆バイアスを印加したままでは永遠にアバランシェ増倍が起こり続けてしまう。そのため APD で 光検出ができるのは一度きりとなり、もう一度光検出素子としての性能を持たせるには逆バイアスを降伏電圧以下



図 4.8: APD の深さと不純物濃度(上段)、エネルギー準位(中段)、電場の大きさ(下段)の関係。浜口智尋・谷口研二(2004) を元に作成した。ここでは、バイアスは印加していない。π 層はほとんど真性半導体であるため不純物濃度が非常に低 い。また、エネルギー準位は半導体間でのフェルミ準位を一致させる様に描いている。電場強度は n⁺p 層における空乏 層電場を示している。

にしなければならない。そこでクエンチング抵抗を用いることで、光検出した際に自動的に逆バイアスを降伏電圧 以下にし、自動的にアバランシェ増倍を止めることを可能としている。これにより、次に入射してくる光子を検出 することが可能となる。



図 4.9: SiPM が光検出した際の出力波形の一例。各入射光子数に対応した信号を出力することが明らかである。図中では少な くとも 12 光電子の信号まで確認することができる。





図 4.10: SiPM が信号を積分した際に得られる電荷分布(浜松ホトニクス株式会社編集委員会 2021)。各検出光子数が PMT と 比較して高精度で決定できることを示している。チェレンコフ光の光子数を精度良く決定できれば、ガンマ線のエネル ギーや到来方向を精度良く決定できる。SiPM はガンマ線天文学を大きく発展させる可能性を秘めている。



図 4.11: クエンチング抵抗を備えた1ピクセルの GAPD (浜松ホトニクス株式会社編集委員会 2021)。クエンチング抵抗によっ て動作電圧を一時的に降伏電圧以下に低下させ、アバランシェ増倍を止めることで、次の光子を検出できるようにして いる。

第5章

SiPM S14521-0741-2の基礎特性評価

この章では SiPM S14521-0741-2 の基礎特性評価について議論する。まず、5.1 節で測定系の紹介をする。5.2 節では、SiPM S14521-0741-2 の出力波形と相対ゲインについて議論する。5.3 節では、基礎特性評価で最も重要 な降伏電圧を、1 光電子のゲインを測定することにより求める。また、SiPM S14521-0741-2 の LST への採用妥 当性を評価するためには信号の波形整形が必要となる。そこで、5.4 節では信号の波形整形回路の作成、およびその 実装結果について述べる。これらの結果を用いて、5.5 節で SiPM の電荷分布について議論し、5.6 節にてオプティ カルクロストークについて議論する。それらの結果を用い、5.7 節で電荷分解能について議論する。5.8 節ではダー クカウントレートの測定結果について述べ、SiPM S14521-0741-2 の LST への採用妥当性を評価する。さらに、 SiPM の各基礎特性は強い温度依存性を持つ。その温度依存性について、5.9 節で議論する。

5.1 測定系

測定系のダイヤグラムを図 5.1 に示す。測定系は主に、SiPM、暗箱、電圧供給のためのピコアンメータ、SiPM を取り付けた電圧印加・信号読み出しのための基板、光照射のためのパルスレーザー、パルスレーザーを発光させ るためのトリガー、光を等方的に拡散させるためのディフューザー、信号取得のためのオシロスコープで構成され る。本研究で使用した測定系は、他の回路を外装しない限り、基本的には本節で述べる系で統一した。以下に、本 測定で用いたそれぞれの測定機器について言及していく。

5.1.1 SiPM

図 5.2 に本研究で用いた SiPM を示す。用いた SiPM の型番は、浜松ホトニクス製の S14521-0741-2 である。1 チャンネルが 6 mm×6 mm の合計 16 チャンネルで構成され、SiPM のアレイの 1 辺は 24 mm である。1 チャンネ ルは 6312 個のガイガーモードアバランシェフォトダイオード(Geiger mode Avalanche Photo-Diode; GAPD)で 構成されている。ここで、1 個の GAPD を 1 ピクセル、6312 ピクセルで 1 チャンネルと定義する。本製品に関 するサイズや素子特性などの情報は浜松ホトニクスによって公開されており(浜松ホトニクス株式会社編集委員会 2021)、表 5.1 のような結果が得られている。

また、図 5.3 に、SiPM S14521-0741-2 の暗電流の印加電圧依存性の測定結果を示す。暗電流の大きさは印加電 圧 39.0 V 未満ではほとんどゼロであったが(降伏電圧については 5.3 節で詳しく議論する)、39.5 V 以上では印 加電圧に対して単調増加した。また、同一電圧を印加した場合の暗電流の大きさはチャンネルごとに異なってお り、その最小値と最大値との差は印加電圧が高くなるに従って大きくなった。印加電圧 44.0 V における暗電流は 10–30 μA であった。



図 5.1: 測定系のダイヤグラム。ピコアンメータを用いて SiPM に電圧を印加し、パルスレーザーで光を照射した。レーザーの 発光タイミングはトリガーを用いて指定した。照射光を等方拡散させるためにディフューザーを使用し、出力信号をオ シロスコープで取得した。



図 5.2: 本研究で用いた SiPM S14521-0741-2 (左) と 1 チャンネルの拡大図 (右)。左図において一番左上のチャンネルが A1、 一番右下のチャンネルが D4 である。チャンネル A1 の右隣のチャンネルはチャンネル B1 である。また、1 チャンネル の拡大図において細かい正方形が並んでいる。この 1 つ 1 つの正方形がそれぞれの GAPD である。

パラメータ	物理変数	値	単位
有効受光面積	_	6×6	mm^2
チャンネル数	_	16 (4×4)	_
ピクセルサイズ	_	75	$\mu { m m}$
1 チャンネルあたりのピクセル数	_	6312	_
1 チャンネルあたりのキャパシタ値	С	$2000\mathrm{pF}$	
応答波長帯	λ	220-900	nm
最大感度での波長	$\lambda_{ m p}$	465	nm
降伏電圧	$V_{ m br}$	38±3	V
ゲイン	G	6.0×10^{6}	_
DCR* ¹ /channel	$F_{\rm dcr}$	3.0 (最大 9.0)	Mcps
OCT 発生確率*2	$P_{\rm oct}$	3	°/о
温度係数	$\Delta T V_{\rm op}$	34	$\mathrm{mV/deg}\ \mathrm{C}$

表 **5.1:** SiPM S14521-0741 の素子特性



図 5.3: SiPM S14521-0741-2 の各チャンネルに対する暗電流の印加電圧依存性。エラーバーは暗電流の測定値の標本標準偏差 として与えている。印加電圧 39.0 V 未満における暗電流はほとんどゼロであったが、それ以上の印加電圧に対しては単 調増加する傾向が見られた。また、同一印加電圧における暗電流の最小値と最大値の差も印加電圧が高くなるに従い大 きくなっていく傾向も見られた。



図 **5.4:** 測定で用いた暗箱。暗箱はアルミで構成されており、内部は黒色である。大きさは縦横高さが 50 cm×1 m×50 cm である。

5.1.2 測定機器

暗箱

測定は図 5.4 のような暗箱内で行った。暗箱はアルミで構成されており、その大きさは縦横高さが 50 cm×1 m×50 cm である。暗箱内部は黒色であるが、これは暗箱内部での光の反射を防ぐために黒色としている。

ピコアンメータ

SiPM への電圧供給には図 5.5 に示す KEITHLEY 製のピコアンメータ(型番:2400 SourceMeter)を用いた。 印加電圧は mV の精度で変えることができ、定電圧を印加すると同時に出力電流を pA の精度で測ることができ る。本研究で与えた電圧の最小値は 38.0 V であり、最大値は 44.0 V とした。

基板

電圧印加および SiPM の出力信号を読み出すために本研究で使用した基板 (Front End board for SiPM; FESiP)*³ を図 5.6 に示し、その回路図を図 5.7 に示す。FESiP は図 5.7 や図 5.8 に示すように、ジャンパーピンの差し方や

^{*3} 宇宙線研究所技術職員、大岡氏製作。



図 5.5: 測定で用いたピコアンメータ(KEITHLEY 製、2400 SourceMeter)。SiPM に電圧を印加するために用いた。印加電圧 は mV の精度で変えることができ、定電圧を印加すると同時に出力電流を pA の精度で測ることができる。







(b) 裏面

図 5.6: FESiP 基板の表と裏の様子。ジャンパーピンを差し換えることで様々なチャンネルの信号を読み出すことができる。1 チャンネルの読み出しに限らず、2 チャンネルの信号合成や4 チャンネルの信号合成が可能な優れた性能を持つ読み出 し基板である。

SiPM の取り付け方によって様々なチャンネルに電圧を印加することができる。ジャンパーピンは 0Ω 抵抗ででき ており、電極間に接続した場合にのみ導通し、SiPM に電圧が印加される仕組みとなっている。

パルスレーザー

SiPM に光を照射するために、図 5.9 に示すパルスレーザーを用いた。パルスレーザーは Inome et al. (2019)で 開発されたパルスレーザーであり、回路は図 5.10 のようになっている。レーザーの光源には日亜化学工業株式会社 製の NDV4212 の発光ダイオードを採用している。NDV4212 の出力波長は 405 nm であり、青色のレーザーであ る。また、その最大出力は 120 mW である。パルスレーザーの動作電圧 V_{cc} は 7.2 V とし、論理回路に印加する電 圧は 5.0 V とした。Inome et al. (2019)によると、 V_{cc} は 7.2 V、論理回路に印加する電圧は 5.0 V としたときの信 号の幅は半値全幅で 70 ps で、その強度は $L \sim 10^{-12}$ J である。



図 5.7: FESiP の基板図。JP1 や JP2 で表示されている部分がジャンパーピンを差す部分となる。ジャンパーピンを付け替える ことで 1 チャンネル読み出し、2 チャンネル合成、4 チャンネル合成を行うことができる。左上図は 2 チャンネル合成 時、左下図は 4 チャンネル合成時、右側の上下の図はそれぞれ 1 チャンネル読み出し時の回路を表している。

トリガー

パルスレーザーを発光させるためにはトリガーをかける必要がある。要求される信号規格は、TTL3.0 V で 100 ns のパルス幅である。本測定では図 5.11 に示す Agilent Technologies 製の Agilent Technologies 33250A ファンク ション/任意波形ジェネレータを用い、1.3 kHz でトリガーをかけた。トリガーはオシロスコープにも与えており、 これはレーザー発光と信号の取得タイミングを同期させるためである。

減光フィルター

レーザーの照射強度は SiPM にとって強すぎるため、図 5.12 に示すような減光フィルターを用いることで照射 強度を調節した。フィルターは 2 枚で構成され、初段のフィルターで光の強度を桁で減光させ、後段のフィルター で割合で減光させる。減光フィルターはそれぞれ 6 枚の窓を持ち、それぞれに番号が割り当てられている。その組 み合わせを表 5.2 に示す。番号の組み合わせは合計 36 通りあり、一番明るくなる組み合わせを 0、最も暗くなる組 み合わせを 35 と定義する。これにより、SiPM に照射される光を強度を把握することができる。以降、フィルター 番号を記述する際には、0 番や 35 番などを fw0 や fw35 と表すこととする。本測定では fw8 とし、比較的明るめ



図 5.8: SiPM の差し方と読み出し可能なチャンネルの対応関係。上段の図は SiPM の差し込み方を表し、下段の図に記載され たチャンネル名がその差し方で読み出されるチャンネルを表す。また、黄緑色の四角形は SiPM を表しており、赤色の × 印は読み出し不可能であることを表す。

の光を照射した。

ディフューザー

減光フィルターによって光の強度を調節することはできるが、この状態では光が1点に照射されるため、SiPM に光が当たらない場所が生じる。そこで、図 5.13 に示すディフューザーを用いて光を拡散させ、等方的に光を照射 させた。ディフューザーは減光フィルターの直後に設置した。

オシロスコープ

FESiP 基板で読み出した信号は ROHDE&SCHWARS 製のオシロスコープ(型番: RTE1024 OSCILLOSCOPE) で取得した。信号は時間と電圧値のデータとして取得した。また、本研究で使用したオシロスコープは最大 5 GHz でサンプリングでき、帯域は 200 MHz および 1 GHz が選択できる。しかし、1 GHz を選択すると高周波なノイズ が加わってしまうため、本研究では帯域を 200 MHz と設定した。終端抵抗に関しては 50 Ω と 1 MΩ を選択でき、 どちらを用いても良かったが、本研究では 50 Ω を選択した。

5.2 出力波形と相対ゲインの印加電圧依存性

5.2.1 目的

本測定では SiPM S14521-0741-2 の出力波形を測定し、それを用いて相対ゲインの印加電圧依存性を調べる。相 対ゲインの印加電圧依存性は SiPM のゲインをある一定値に調整したい場合に必要となる。



図 5.9: 本研究で使用したパルスレーザー。波長は 405 nm のチェレンコフ光の波長帯に近い青色のレーザーである。以下で述 べるトリガー信号に同期して発光する。写真中央部の固定されている箱型の装置がパルスレーザーである。測定系を壊 し兼ねないため、パルスレーザーの裏側の写真のみしか撮影できなかった。

5.2.2 方法

電圧は 38.0-44.0 V にかけて 0.5 V 間隔で印加し、各印加電圧における SiPM の出力信号を 1000 発(以降、出 力信号 1 発を 1 イベントと呼ぶ。)を取得した。ここで、1 イベントをパルスレーザーの発光前後で取得されたデー タとして定義し、そのうち光検出によって SiPM から出力された信号を光信号と呼ぶこととする。

出力信号はオシロスコープを用い、時間と電圧のデータとして取得した。データのフォーマットは4bitのリトル エンディアン形式で、バイナリデータとして保存した。csv形式でも保存が可能だが、データ取得に時間がかかるた めバイナリ形式を採用した。同じイベント数のデータを取得するために必要な時間は、csv形式とバイナリ形式では 2倍以上の時間差があった。本研究では測定項目が多いゆえ、データ取得時間を短縮することは非常に重要となる。

得られた出力波形を時間積分することで電荷を求め、そのヒストグラム(電荷分布)を作成した。以下では電荷 分布を作成し、相対ゲインの印加電圧依存性を調べるための解析方法について述べる。

ベースラインの補正

出力信号のベースラインは測定系のノイズや暗電流の影響で揺らぐため、それを補正する必要がある。本研究では1イベントに対して、ベースラインを計算するために記録開始時刻(0ns)から SiPM の信号が立ち上がる直前の20ns を余分に取得した。そして、0-20ns における振幅を平均し、それを全体の信号から差し引くことでベースラインの補正を行なった。この補正は各イベントそれぞれに対して独立に行った。



図 5.10: 測定で使用したパルスレーザーの回路図(Inome et al. 2019)。本研究での動作電圧は 7.2 V とした。また、図中左の論 理回路を動作させるために 5.0 V の別の電源を必要とする。レーザーダイオード(LD)には日亜化学工業株式会社製 の NDV4212 の発光ダイオードを採用しており、出力波長は 405 nm で、最大出力は 120 mW である。



図 5.11: トリガーをかけるために用いた Technologies 製の Agilent Technologies 33250A ファンクション/任意波形ジェネレー タ。本研究では、1.3 kHz でパルスレーザーとオシロスコープにトリガーをかけることでパルスレーザーを発光させ、 信号を取得した。



図 **5.12**: 減光フィルターのイメージ。フィルターは2枚使用されており、レーザー側の前段フィルターが光の強度を桁で落とす フィルターである。後段のフィルターは前段のフィルターを通過した光を割合で落とす役割がある。

fw	n	m	透過率	fw	n	m	透過率
0	1	1	1.00	18	4	1	5.50×10^{-4}
1	1	2	8.58×10^{-1}	19	4	2	4.72×10^{-4}
2	1	3	7.10×10^{-1}	20	4	3	3.91×10^{-4}
3	1	4	5.07×10^{-1}	21	4	4	2.79×10^{-4}
4	1	5	2.82×10^{-1}	22	4	5	1.55×10^{-4}
5	1	6	2.10×10^{-1}	23	4	6	1.16×10^{-4}
6	2	1	6.87×10^{-2}	24	5	1	6.62×10^{-5}
7	2	2	5.90×10^{-2}	25	5	2	5.68×10^{-5}
8	2	3	4.88×10^{-2}	26	5	3	4.70×10^{-5}
9	2	4	3.49×10^{-2}	27	5	4	3.36×10^{-5}
10	2	5	1.94×10^{-2}	28	5	5	1.87×10^{-5}
11	2	6	1.44×10^{-2}	29	5	6	1.39×10^{-5}
12	3	1	5.43×10^{-3}	30	6	1	9.66×10^{-10}
13	3	2	4.66×10^{-3}	31	6	2	8.29×10^{-10}
14	3	3	3.86×10^{-3}	32	6	3	6.86×10^{-10}
15	3	4	2.76×10^{-3}	33	6	4	4.90×10^{-10}
16	3	5	1.53×10^{-3}	34	6	5	2.73×10^{-10}
17	3	6	1.14×10^{-3}	35	6	6	2.03×10^{-10}

表 5.2: 減光フィルターの設定番号の組み合わせ



図 5.13: 減光フィルターの直後に設置されたディフューザー。図中の白色の物体がディフューザーであり、レーザーの光を等方 拡散させることができる。これによって、SiPM に照射される光の強度を一定にすることができる。

電荷分布の作成

電荷を計算するためには電流信号を時間積分すれば良い。しかし、信号は電圧値であるため電流に変換する必要 がある。そこで、オシロスコープの終端抵抗 50 Ω を用いて電流に変換することで電荷を計算し、ヒストグラムを作 成した。

電荷を計算する際には信号のピーク周辺を積分すれば良いのだが、積分区間はトリガーの揺らぎに伴うレーザー の発光タイミングの揺らぎを考慮して決定する必要がある。それは、電荷を過大評価あるいは過小評価してしまう ことに繋がるからである。本測定で用いたパルスレーザーやトリガーの揺らぎは多めに見積もって 0.5 ns 程度で あった。それを考慮して積分区間は出力信号の 38-48 ns の 10 ns を積分時間とした。

相対ゲインの算出

得られた電荷分布から平均電荷 *q* を求め、それを素電荷で割ることで相対ゲインを求めた。各印加電圧に対して 相対ゲインを計算し、その印加電圧依存性を調べた。



図 5.14: オシロスコープで取得した SiPM S14521-0741-2 の1イベント分の出力波形。20 ns 付近に光信号の急激な立ち上がり が見られ、その後は数 100 ns かけて緩やかに減衰する波形となっていた。230 ns や 600 ns 付近に見られる信号の立ち 上がりはダークカウント由来で発生する信号であり、信号全体を時間積分した際に電荷が過大評価される原因となる。 さらに、光信号の立ち下がり位置を延長させる悪影響を及ぼす。

5.2.3 結果

図 5.14 にオシロスコープで取得した SiPM S14521-0741-2 の 1 イベント分の出力波形を示す。信号の立ち上がりは 1 ns 程度で素早く立ち上がるが、立ち下がりは数 100 ns かけて緩やかに減衰する波形であった。230 ns や 600 ns 付近に見られる信号の立ち上がりはダークカウントと呼ばれる信号であり、この影響で光信号の立ち下がり 位置が延長されている。ダークカウントは SiPM S14521-0741-2 を LST の焦点面カメラ素子として採用できるかの評価をする上で重要な基礎特性の 1 つである。詳細な議論は 5.8 節で行う。

以下では、SiPM S14521-0741-2 のチャンネル A1 についての結果を述べていく。各印加電圧においての出力波 形を 1000 イベント取得し、それぞれの波形を平均化したものを図 5.15 に示す。光信号の平均振幅は印加電圧が高 くなるにつれて大きくなっていく傾向が見られた。また、光信号の立ち上がり位置は印加電圧に依らずほぼ同時刻 であったが、立ち下がりに要する時間は印加電圧が高いほど長くなった。すなわち、印加電圧が高いほど光信号の 時定数は大きくなった。

図 5.16 に印加電圧 38.0 V および 44.0 V における電荷分布を示す。電荷分布は各印加電圧、各イベントの出力波 形のうち 38-48 ns を時間積分することにより求めた。印加電圧を大きくするにつれて SiPM の平均電荷が増加し た。印加電圧 38.0 V での平均電荷はほぼゼロであったが、印加電圧 44.0 V での平均電荷は約 2 pC となった。同 様に各印加電圧に対する電荷分布を作成し、その平均電荷を計算することで相対ゲインを算出した。平均電荷の誤


図 5.15: 各印加電圧における SiPM S14521-0741-2 チャンネル A1 における平均波形。光信号の平均振幅は印加電圧が高くな るにつれて大きくなった。また、光信号の立ち上がり部は印加電圧に依らずほぼ同時刻であったが、立ち下がりに要す る時間は印加電圧が高いほど長くなった。



図 5.16: チャンネル A1 における fw8、印加電圧 38.0 V および 44.0 V における電荷分布。印加電圧を大きくするにつれて SiPM の平均電荷は増加した。印加電圧 38.0 V での平均電荷はゼロであったが、印加電圧 44.0 V での平均電荷は約 2 pC となった。

差は

$$\Delta \bar{q} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \tag{5.1}$$

で与えられるため、それを素電荷で割ることで相対ゲインの誤差を与えた。σ は各印加電圧における電荷分布の標 準偏差で、n はイベント数である。本測定の場合、n = 1000 である。

印加電圧と相対ゲインの関係を図 5.17 に示す。相対ゲインは印加電圧 39.0 V ではほとんどゼロであり、それ以 上の印加電圧においては相対ゲインとの間に 1 次の関係が見られた。例として、印加電圧を 42.0 V から 43.0 V へ



図 5.17: 印加電圧と相対ゲインの関係。相対ゲインは印加電圧 39.0 V ではほとんどゼロであり、印加電圧 39.5 V 以上の印加電 圧においては相対ゲインとの間に 1 次の関係が見られた。

と変化させる際の相対ゲインの変化分を概算すると、1.0 Vの変化に対して相対ゲインは約1.4倍となった。

ここで、SiPM の降伏電圧はアバランシェ増倍を起こし始める印加電圧として定義される。すなわち、相対ゲインがゼロより大きくなる瞬間の印加電圧がそのチャンネルにおける降伏電圧となる。そこで、1 次の関係が見られた印加電圧 39.0 V 以上の測定点を1 次関数でフィッティングすることで、その *x* 軸切片から降伏電圧を推定できそうである。しかし、5.6 節で述べるオプティカルクロストークの影響を受けるため、相対ゲインの印加電圧依存性から降伏電圧を推定することはできない。詳細な議論は以下の 5.2.4 節で行う。

同様の測定・解析を他の 16 チャンネルについて行った。結果として全 16 チャンネルにおいて、平均波形の振幅 および時定数は印加電圧が高くなるとともに大きくなっており、相対ゲインの印加電圧依存性は少なくとも印加電 圧 39.5 V 以上では印加電圧と相対ゲインとの間には 1 次の関係が成立していた。

5.2.4 考察

相対ゲインの印加電圧依存性から降伏電圧を推定できるか?

図 5.17 より、印加電圧 39.5 V 付近から相対ゲインがゼロ以上となっており、この印加電圧では既にアバラン シェ増倍が起こっていると考えられる。そこで、印加電圧 39.5 V 以上の測定点を 1 次関数でフィッティングする と、その *x* 軸切片から降伏電圧を推定できるはずである。

ここで、降伏電圧の推定方法について述べる。フィッティングは最小二乗法を用いて行う、モデル関数を y = ax + bとした。この時、降伏電圧はx軸切片から推定でき、

$$V_{\rm bd} = -\frac{b}{a} \tag{5.2}$$



図 **5.18**: 相対ゲインの印加電圧依存性から降伏電圧を推定した結果。39.5 V 以上は降伏電圧以上としてフィッティングを行った。推定された降伏電圧は 39.42 ± 0.05 V となった。

と表せる。ここで、aとbはフィッティングパラメータである。また、降伏電圧の誤差は次式で与えた。

$$\Delta V_{\rm bd} = \sqrt{\left(\frac{b}{a^2}\right)^2 \sigma_a^2 + \left(\frac{1}{a}\right)^2 \sigma_b^2 - 2\left(\frac{b}{a^2}\right)\left(\frac{1}{a}\right)\sigma_{ab}} \tag{5.3}$$

ここで、

$$\frac{\partial V_{\rm bd}}{\partial a} = \frac{b}{a^2} \tag{5.4}$$

$$\frac{\partial V_{\rm bd}}{\partial b} = -\frac{1}{a} \tag{5.5}$$

であり、フィッティングパラメータの分散共分散行列 Σ は

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \sigma_a^2 & \sigma_{ab} \\ \sigma_{ab} & \sigma_b^2 \end{pmatrix}$$
(5.6)

で表せる。

1 次関数によってフィッティングした結果を図 5.18 に示す。相対ゲインは印加電圧 39.5 V 以上において 1 次関 数でよくフィッティングできた。x 軸切片から降伏電圧を推定すると、39.42±0.05 V となった。

しかし、相対ゲインの印加電圧依存性から降伏電圧を求めることは推奨できないと考えられる。それは、5.6節 で述べるオプティカルクロストークの影響を受けるからである。オプティカルクロストークは、1光子を検出した 際にそれを誤って2光子あるいはそれ以上の光子数として検出してしまう現象である。これにより、オプティカル クロストークが発生しないと仮定した場合に比べて、平均電荷は増加すると考えられる。詳しい測定結果は5.6節 に示すが、オプティカルクロストークは印加電圧に依存してその確率が高くなるため、印加電圧が高くなるにつれ



図 5.19: チャンネル A1 におけるベースライン補正後の信号を重ね合わせた図。ベースラインはおおよそゼロに揃っているが、 600–1000 ns にかけての振幅がマイナスとなる箇所が見られた。信号全体を積分して電荷を求める場合、この領域を積 分することで電荷が過小評価されると考えられる。

て平均電荷がより一層過大評価されるようになる。その結果、印加電圧と平均電荷の関係を1次関数でフィッティ ングした際に、高い印加電圧を与えた際の平均電荷が過大評価されているため1次関数の傾きが急になり、降伏電 圧が過大評価されてしまうと考えられる。以上より、本研究ではこのような事態を危惧して、オプティカルクロス トークの影響を受けない絶対ゲインの印加電圧依存性を調べることによって、降伏電圧を推定する手法を採用した。 詳細は次の 5.3 節で述べる。

波形整形の必要性

印加電圧 44.0 V における、ベースライン補正後の信号を重ね合わせたものを図 5.19 に示す。ベースラインはお およそゼロに揃っているが、600–1000 ns にかけての振幅がマイナスとなった。本測定では信号全体を積分するこ とによって電荷を求めなかったが、信号全体を積分して電荷を求める場合、この成分によって電荷が過小評価され ると考えられる。以下ではこの原因について言及し、SiPM S14521-0741-2 の出力波形には波形整形が必要である と主張する。

信号がマイナス側へ触れるのは、5.8節で詳しく述べるダークカウントによるものであると考えられる。ダーク カウントは、半導体中において熱励起された電子がアバランシェ増倍を起こすことで生じる、素子起因のノイズで ある。

ここで、これ以降の議論のため、図 5.20 に示すように言葉を定義する。ベースライン区間は 0-20 ns の領域、信号の立ち上がり部は SiPM がレーザーの発光タイミングとほぼ同時に光検出を行う位置、信号の立ち下がり部は ダークカウントあるいは検出した光がアバランシェ増倍で増倍された電子が流れている領域を表す。また信号部は、 パルスの発光タイミング以降を指し、本来光検出による信号が出力されると期待される領域である。

ダークカウントがレーザーの発光タイミング以前に発生し、ベースライン区間にダークカウント由来の信号の立



図 5.20: SiPM の信号に対する言葉の定義。それぞれ青がベースライン区間、赤が信号立ち上がり部、緑が信号の立ち下がり部、 赤+青の区間が信号部を表す。信号は立ち上がりをガウス関数、立ち下がり部を指数関数で表した出力波形のイメージ である。

ち下がり部が重なる場合を考える。また、光検出による信号の立ち下がり部にはダークカウントが発生しないと仮 定する。ダークカウントによって生じた電荷を Q_{dark} 、光検出によって生じた電荷を Q_{light} とする。ダークカウン トによる電荷は、光検出のタイミング以前にある程度流れているため、光検出時において、電荷は ΔQ_{dark} だけ残っ ていると考えられる。よって、光検出で出力される電荷は $Q_{light} + \Delta Q_{dark}$ となり、光検出のみによって出力され る電荷よりも多くなる。すなわち、光検出による信号の立ち上がりは ΔQ_{dark} に対応する振幅で立ち上がり、立ち 下がり部はゼロに漸近する。したがって、ベースラインを揃えた際には、信号の立ち下がり部においてマイナスの 値を取る構造となってしまうと考えられる。

この仮説を立証するための実際に取得された SiPM の信号の一例を図 5.21 に示す。この波形においてはベース ライン補正を行っていない。図 5.21 に見られるように、ベースライン区間の振幅はゼロになっておらず、加えて 0–20 ns に右肩下がりの構造が見られる。これは 0 ns 以前で発生したダークカウントによる信号の立ち下がり部が ベースライン区間に重なっているためであると考えられる。それにより 20 ns 以降では、ΔQ_{dark} に対応する電圧だ け高い位置から光信号が立ち上がり始めていると考えられる。

以上のような問題は、SiPM の信号の立ち下り部が長いことによって起こる問題である。この問題は、波形整形 によって光信号1イベントあたりの信号幅を小さくすることで解消できると考えられる。それは信号幅を短くする ことで、ダークカウントの信号がベースライン区間と重なる頻度が圧倒的に少なくなるからである。波形整形の詳 細な議論は 5.4 節で述べる。



図 5.21: ダークカウント由来の信号の立ち下がり部で光検出をした際の様子。ベースライン区間の平均振幅はゼロでなく、か つ右肩下がりの構造となっている。これは 0 ns 以前で発生したダークカウント起因で発生した信号の立ち下がり部が ベースライン区間に重なっているためであると考えられる。また、光信号の立ち下がり部はゼロに漸近しており、信号 の立ち上がり時の振幅よりも小さくなっていることが分かる。ベースラインを補正すると図 5.19 のような構造を再現 すると考えられる。

5.3 絶対ゲインと降伏電圧の測定

5.3.1 目的

5.2 節で述べたように、相対ゲインの印加電圧依存性を用いた降伏電圧の推定は、オプティカルクロストークの影響を受けるため推奨されない。そこで本測定では、数光電子レベルの弱い光を SiPM S14521-0741-2 に照射する ことで1光電子の電荷分布から絶対ゲインを求め、その印加電圧依存性から降伏電圧を推定する。絶対ゲインは、 光電効果で生じた1光電子がアバランシェ増倍によって何倍に増倍されるのかを表す量である。

降伏電圧は、SiPM S14521-0741-2 の動作電圧の目安となる。また、各チャンネル間での性能の比較をする際に 用いる、超過電圧を算出するために必要となる。超過電圧は印加電圧と降伏電圧の差で定義され、SiPM の基礎特 性は超過電圧に依存する。同一電圧を印加した場合でも、SiPM の降伏電圧が各チャンネルごとに異なると超過電 圧に違いが出る。そのため、SiPM の基礎特性を全 16 チャンネルで比較する際には同一印加電圧での基礎特性を直 接比較することはできず、同一超過電圧で比較することが必要となる。従って、各チャンネルごとの降伏電圧を求 めることが重要となる。

5.3.2 方法

測定は 5.1 節と同じ測定系で行った。5.2 節の測定結果から、降伏電圧は少なくとも 39.5 V 以下であることが分かったので、明らかに降伏電圧を超えると予想される印加電圧 42.0-44.0 V にかけて電圧を印加した。印加電圧は

1V ずつ変化させていき、各印加電圧における SiPM の出力信号を1万イベント取得した。

次に、5.2 節で用いた手法を採用して信号のベースラインを補正し、信号を時間積分することで電荷分布を作成した。積分時間はトリガーの揺らぎに伴うレーザーの発光タイミングの揺らぎを考慮して決定した。本測定では各印 加電圧、各イベントに対して 32–42 ns の 10 ns を積分することで電荷を求めた。以下では、絶対ゲインの計算方法 について述べる。

絶対ゲインの計算

SiPM は検出光子数に対応した波高値の光信号を出力するため、その電荷分布は各検出光子数に対応した電荷に おいてピークを取る構造になると予想される。そこで、各光電子の分布がそれぞれガウシアンに従うと仮定し、電 荷分布を多重ガウシアンによってフィッティングすることによって、ペデスタルの平均値 µped および 1 光電子の 電荷分布の平均値 µ1 p.e. を推定した。これにより、絶対ゲイン M を

$$M = \frac{\mu_{1 \text{ p.e.}} - \mu_{\text{ped}}}{e} \tag{5.7}$$

により求めた。絶対ゲインの誤差 ΔM は、フィッティングの推定誤差を用いて

$$\Delta M = \sqrt{\left(\frac{\partial M}{\partial \mu_{1 \text{ p.e.}}}\right)^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial \sigma_{1 \text{ p.e.}}}\right)^2} = \frac{1}{e}\sqrt{\left(\Delta \mu_{1 \text{ p.e.}}\right)^2 + \left(\Delta \mu_{\text{ped}}\right)^2}$$
(5.8)

により計算した。ここで、μ_{1 p.e.} と σ_{1 p.e.} は独立であるとした。同様の解析を他のチャンネルに対してそれぞれ行 い、全 16 チャンネルでの絶対ゲインの印加電圧依存性を調べた。また、降伏電圧は 5.2.4 節と同様の手法を用いて 推定した。

5.3.3 結果

チャンネル A1 についての結果を述べる。印加電圧を 44.0 V としたときの出力波形を 2 次元ヒストグラムとして 表したものを図 5.22 に示す。SiPM S14521-0741-2 の信号は、図 5.15 に示したように 0-1 μs にかけて出力され るが、本測定ではそのうち信号の立ち上がり部付近の 0-100 ns におけるデータのみを記録した。それは本測定の目 的が絶対ゲインの印加電圧依存性を調べることにより、降伏電圧を推定することであるからである。つまり、波形 全体を記録してそれを積分する必要はなく、出力波形の 32-42 ns の 10 ns を積分することで印加電圧依存性が調べ られるため、0-100 ns の信号を記録するだけで十分なのである。それに加え、波形全体を積分すると光信号と測定 系のノイズとの信号対雑音比(S/N)が悪化するため、積分時間は短い方が望ましい。

印加電圧 44.0 V での SiPM S14521-0741-2 の電荷分布を図 5.23a に示す。各検出光子数に対する電荷分布が確認できた。それぞれ左から 0 光電子の電荷分布(ペデスタル)、1 光電子の電荷分布、2 光電子の電荷分布、3 光電子の電荷分布が明らかに確認できた。また、図 5.23a を多重ガウシアンでフィッティングした結果を図 5.23b に示す。ペデスタルの平均電荷は $(-1.44 \pm 0.01) \times 10^{-2} \text{ pC}$ 、1 光電子の平均電荷は $(4.75 \pm 0.03) \times 10^{-2} \text{ pC}$ と推定された。これにより印加電圧 44.0 V での絶対ゲイン M を計算すると 3.86 × 10⁵ となった。

また、絶対ゲインの印加電圧依存性およびそれを1次関数によってフィッティングした結果を図 5.24 に示す。印 加電圧 40.0 V 以上においては印加電圧と絶対ゲインとの間に1次の関係が確認できた。フィッティングよって *x* 軸切片を計算すると、降伏電圧は 38.35±0.04 V と推定された。相対ゲインの印加電圧依存性から推定した降伏電 圧 39.42±0.05 V と比較すると、約 1.07 V の差が生じていた。これは、オプティカルクロストークによる傾きの変 化が影響していると考えられる。

同様の測定・解析を行い、全16 チャンネルに対する各印加電圧における電荷分布と各チャンネルにおける絶対ゲ インの印加電圧依存性を調べた。結果として、全16 チャンネルにおいて絶対ゲインの印加電圧依存性から推定さ



図 5.22: 印加電圧 44.0 V でのチャンネル A1 における出力波形を 2 次元ヒストグラムにした結果。入射光子数に対応した信号 を出力することが分かる。また、ベースラインは右肩下がりとなっており、信号の立ち上がり時刻前の 0-20 ns では盛 り上がった成分があることが分かる。

れた降伏電圧は図 5.25 のようになった。図 5.25 は図 5.2 で示した SiPM S14521-0741-2 のチャンネル配置図と 対応付けている。色は降伏電圧の高さを表しており、推定された降伏電圧のうち最小のものはチャンネル D4 にお ける 37.90 ± 0.03 V、最大のものはチャンネル C3 の 38.57 ± 0.08 V であった。以降、超過電圧を計算する際には 本測定で得られた降伏電圧を用いることにする。

SiPM S14521-0741-2 の絶対ゲインは印加電圧 40.0-44.0 V において約 10⁵ となったが、ここで得られた絶対 ゲインは波形全体を積分していないため真の絶対ゲインではないことを強調しておく。そのため、表 5.1 に示した ゲインよりも低めに見積もられている。SiPM S14521-0741-2 の真の絶対ゲインの推定については以下の 5.3.4 節 で議論する。

5.3.4 考察

真の絶対ゲインの推定

算出される絶対ゲインは電荷に比例するため、積分時間に比例して絶対ゲインは大きくなる。そのため、5.3.3 節 においてわずか 10 ns の積分で計算された絶対ゲインは、真の絶対ゲインよりも低めに見積もられていると考えら れる。真の絶対ゲインを求めるためには信号の立ち上がりから立ち下がりまでを積分すれば良いのだが、1 光子に 対する光信号の S/N が悪くなることで電荷分布から絶対ゲインを推定することが困難となる。そこで、5.3.3 節で 得られた結果を用いて真の絶対ゲインを推定する。以下では、チャンネル A1 についての結果について述べる。

図 5.23b より、印加電圧 44.0 V としたときの1光子あたりの電荷は約 0.062 pC であった。SiPM S14521-0741-2 の信号は図 5.15 に示したように 1 ns 未満で立ち上がり、数 100 ns かけて緩やかに立ち下がる波形をしている。





図 5.23: (a) 印加電圧は 44.0 V でのチャンネル A1 における SiPM S14521-0741-2 の電荷分布。各検出光子数に対応した電荷において極大値を取る構造となっている。左からペデスタル、1 光電子の分布、2 光電子、3 光電子の電荷分布である。(b) 印加電圧 44.0 V でのチャンネル A1 における電荷分布を多重ガウシアンのモデルでフィッティングした結果。 決定係数 R は 0.984 であった。



図 **5.24:** チャンネル A1 における絶対ゲインの印加電圧依存性。印加電圧 40.0 V 以上において、印加電圧と絶対ゲインとの間 に 1 次の関係が成り立っていた。測定点を 1 次関数によってフィッティングすることにより、*x* 軸切片から降伏電圧は 38.35 ± 0.04 V と推定された。

そこで出力波形を平均化し、信号の立ち下がり部を指数関数

$$V(t) = V_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \tag{5.9}$$

でフィッティングすることで得られたパラメータ τ を用いて、波形全体を積分した際の真の絶対ゲインを推測する。 指数関数によるフィッティング結果は図 5.26 のようになり、信号の時定数 τ は 351.12 ± 2.90 ns となった。また 図 5.22 より、1 光子に対応する光信号の振幅 V_0 を目測すると約 0.2 mV であった。以上より、信号の時定数は光 の強度で変化しないので、振幅 V_0 で時定数が τ の指数関数型の信号を考える。この信号を時刻 t_1 から t_2 にかけ て定積分することで得られる絶対ゲインは

$$M = \frac{1}{e} \int_{t_1}^{t_2} V(t) dt = V_0 \tau \left(e^{-t_1/\tau} - e^{-t_2/\tau} \right)$$
(5.10)

で、その誤差がフィッティングによる時定数の誤差に起因すると仮定すると、

$$dM = \frac{1}{e} V_0 \left\{ \left(e^{-t_1/\tau} - e^{-t_2/\tau} \right) + \left(\frac{t_1}{\tau} e^{-t_1/\tau} - \frac{t_2}{\tau} e^{-t_2/\tau} \right) \right\} \Delta \tau$$
(5.11)

と表せると考えられる。これを 5.3.3 節で採用した 32–42 ns の積分時間で計算すると 2.24 × 10⁵ となり、フィッティングによる τ の誤差を考慮するとその誤差は $\mathcal{O}(10^2)$ 程度であった。この誤差は 3.86 × 10⁵ に対して約 42% もあり、これは 1 光子あたりの光信号の振幅を目測で決めたことに起因すると考えられる。

次に、測定結果から推定される真の絶対ゲインの最大値を概算する。出力信号は図 5.15 に示したように約 1000 ns まで続いているため、図 5.26 において 32–1000 ns の 968 ns で積分することで計算できる。その結果、

$$M_{\rm true} = (7.50 \pm 0.06) \times 10^6 \tag{5.12}$$



図 **5.25:** SiPM S14521-0741-2 における全 16 チャンネルの降伏電圧の分布。図 5.2 のチャンネルの配置と対応付けている。色 は降伏電圧の高さを表しており、推定された降伏電圧のうち最小のものはチャンネル D1 における 37.90 ± 0.03 V、最 大のものはチャンネル C3 の 38.57 ± 0.08 V であった。

となった。この値は、表 5.1 に示した SiPM S14521-0741-2 のゲイン(6×10^6)に対して 25% ほど過大評価 されているものの、オーダー評価では比較的良い推定ができていると言える。従って、SiPM S14521-0741-2 は $\mathcal{O}(10^6)$ のゲインを有する光検出素子であることが確かめられた。

この結果を用いて、SiPM S14521-0741-2 の1 ピクセルあたりのキャパシタ値を計算できる。SiPM S14521-0741-2 が1 光子を検出した際に出力する電荷は1 ピクセルあたりのキャパシタ値 C と超過電圧 V_{ov} の積で表せ る。そのため、1 光電子あたりに出力される電荷を超過電圧で割ることで SiPM S14521-0741-2 の1 ピクセルあた りのキャパシタ値が計算できる。1 光電子あたりに出力される電荷は上で述べた推定された真の絶対ゲイン M_{true} に素電荷を乗ずれば良い。

$$C = \frac{Q_{1 \text{ p.e.}}}{V_{\text{ov}}} = \frac{eM_{\text{true}}}{V_{\text{ov}}}$$
(5.13)

印加電圧 44.0 V では超過電圧は約 5.65 V であるから、チャンネル A1 において推定された真の絶対ゲイン M_{true} を用いてキャパシタ値を計算すると

$$C_{\rm A1, \ 1px} \sim 0.212 \pm 0.001 \ \rm pF$$
 (5.14)

となった。1 チャンネルあたりのピクセル数は 6312 であるため、チャンネル A1 における推定キャパシタ値は

$$C_{\rm A1} = 0.212 \,\mathrm{pF} \times 6312 = 1340 \pm 10 \,\mathrm{pF}$$

となった。表 5.1 に示した、浜松ホトニクスで測定された値と比較すると、推定されたキャパシタ値は 6.60 × 10² pF (~ 33%) ほど小さく推定されていた。この差は 1 光子あたりの光信号の振幅を目測で決めたことによって、真の



図 5.26: チャンネル A1 における印加電圧 44.0 V としたときの信号の立ち下がり部を指数関数でフィッティングした結果。 0-100 ns でのデータしか取得していなかったため、指数関数的な立ち下がりが見えにくくなっている。5.4 節で示す結 果では 100 ns 以降の信号も取得しており、それをフィッティングしている。

絶対ゲインおよびその誤差の推定が過小評価されたことに起因すると考えられる。

信号の波形について

図 5.22 において、ペデスタルの信号がベースライン以下にはみ出していたり、0-10 ns に下向きの成分が、 10-30 ns に上向きの成分が見られたりした。これも 5.2.4 節で述べた理由と同じで、ダークカウントによる影響で あると考えられる。以下でも言葉の定義は 5.2.4 節の図 5.20 を採用する。

図 5.27a にダークカウントを擬似的に発生させたシミュレーション波形、図 5.27b に本研究と同様の手法でベー スラインを除去した結果を示す。図 5.27a ににおける斜線部がベースラインの計算に用いた区間である。図 5.22 と対応しやすくするため、横軸のスケールとベースラインの計算区間は揃えた。ここで、シミュレーションの都合 でノイズは図の作成ごとに変化しており、図 5.27a と図 5.27b で加わっているノイズは同一のものでは無いことを 断っておく。しかし、信号の振幅に加えて十分小さいので、ノイズの違いによるシミュレーション波形の違いはほ とんど生じないとした。

まず、図 5.27a において、0 ns より前において立ち上がり始めた Dark-A、Dark-B や Dark-C などのダークカ ウントは、ベースライン区間での振幅の平均値が大きいため、その補正によってほとんどの振幅が負となると考え られる。図 5.22 において光信号の無いペデスタルの波形は右肩下がりの構造を生じていたが、これは Dark-A や Dark-B などの成分における指数関数的な減衰部分が見えていたのだと解釈できる。Dark-A や Dark-B の信号に 光信号が重なると、光信号に対するベースラインが負であるため、これは電荷を過小評価することに繋がる。

次に、0-20 ns におけるベースライン区間で生じた Dark-D で示したダークカウントは、ベースライン区間での 振幅の平均値が Dark-A や Dark-B に比べて小さいため、10 ns を境に振幅が負となる成分と正となる成分に分離 されると考えられる。この成分によって、図 5.22 の 0-10 ns における負の成分、および 10-30 ns における正の成





図 5.27: (a) ベースライン補正前におけるダークカウントおよび光信号の波形をシミュレーションしたもの。Dark-A から Dark-E はダークカウント、Signal が光信号を表す。斜線部は 0-20 ns のベースライン区間を表している。(b) ベース ライン補正後におけるダークカウントおよび光信号の波形をシミュレーションしたもの。ダークカウントによる信号の 立ち上がり部が 20 ns に近づくにつれて、ベースライン区間での振幅の平均値が小さくなるため、ベースライン補正に 対するダークカウントの影響が小さくなる。0 ns より前で発生したダークカウントは図 5.22 の右肩下がりの構造を作 り、ベースライン区間で発生したダークカウントは図 5.22 の 0-10 ns における負の成分、および 10-30 ns における正 の成分を作ると考えられた。

分をそれぞれ生じると考えられる。Dark-D の信号に光信号が重なると、光信号に対するベースラインが正である ため、これは電荷を過大評価することに繋がる。

また、Dark-E のようにダークカウントの立ち上がり時刻が 20 ns に近づくにつれて振幅の平均値はゼロとなるため、ベースライン補正によるダークカウントの影響は小さくなっていくと考えられる。しかし Signal で示した光信号のように、20 ns より前でダークカウントが生じない場合であっても、光信号の出力途中でダークカウントが生じる可能性がある。これは電荷を過大評価することに繋がる。

図 5.22 からも分かる通り、SiPM S14521-0741-2 の信号はダークカウントの影響を頻繁に受けていると推測で きる。その結果、以上に述べたダークカウントの影響によっていずれもピーク周辺を積分する際に電荷を過大ある いは過小評価してしまう原因となると考えられる。これは LST にとって、ガンマ線のエネルギーや到来方向の決定 精度を悪化させる要因となるため、SiPM の信号を読み出す際には信号の波形整形が必要であると結論付けられる。

ペデスタルの平均値がマイナス側へ偏る理由

図 5.23a において、ペデスタルの平均値はマイナス側へ偏っていた。この原因は上で述べたベースラインが右肩 下がりとなっていることと関係があると考えられる。本来、ペデスタルは振幅ゼロの信号を時間積分するため、電 荷がゼロの位置にピークを持つ電荷分布となるはずである。しかし、信号全体が右肩下りとなると積分区間での信 号の振幅が負になり、それを積分して得られる電荷が負になるため、マイナス側にペデスタルの平均値がシフトす ると考えられる。

5.4 信号の波形整形

5.4.1 目的

5.3.4 節で議論したように、SiPM S14521-0741-2 の出力波形は時定数が大きく、信号幅が広いため、ベースラ イン補正の際にダークカウントの影響を強く受ける。ダークカウントはペデスタルの波形がベースラインを下回る ほど高頻度で発生しており、1 光子に対する電荷を頻繁に過大あるいは過小評価してしまうことが危惧された。こ れはチェレンコフ光の1光子に対する決定精度(電荷分解能)を悪化させる要因となるため、波形整形によって時 定数を小さくし、ダークカウントの影響を小さくする必要がある。

チェレンコフ光の観測に対する波形整形の必要性

検出されたチェレンコフ光子数を推定する際には、PMT や SiPM などの光検出器で得られた電流信号を時間積 分することにより電荷 q_n に換算し、1 光子あたりの電荷 q₁ を定めることで、次式によって、何光子検出されたか を推定する。

$$n = \frac{q_n}{q_1} \tag{5.15}$$

ここで、図 5.28 に示すように、1 つの信号の中に夜光とチェレンコフ光の信号が混在する場合を考える。夜光と チェレンコフ光は1光子ずつ到来しているものとする。このとき、信号を積分して得られる電荷は波形全体を積分 するにしても、ピーク近傍のみを積分するにしてもいずれにせよ電荷は過大評価される。ピーク近傍を積分する際 には夜光とチェレンコフ光の信号を切り分けることができるが、それぞれを積分して得られる電荷は同等なものに ならず、これは夜光とチェレンコフ光が1光子ずつ到来していることに矛盾する。以上より、信号幅が広いことは 正確なチェレンコフ光子数を推定することを困難とさせ、電荷分解能を悪化させる要因となる。波形整形によって 信号幅を短くし、両者の信号の重複を防ぐことが重要となる。



図 5.28: チェレンコフ光と夜光が1光子ずつ到来し、お互いの信号が重なった場合のイメージ。青線はチェレンコフ光、赤線は 夜光、黒線は両者の信号の合成波形を表す。合成波形を波形全体で積分すると2光子分の電荷となり、電荷を過大評価 してしまう。また、ピーク近傍を積分する場合においても、両者を積分して得られる電荷は同等なものとならない。以 上の理由から、信号幅が長いと正確なチェレンコフ光子数を推定することができないため、波形整形の必要性が要求さ れる。

5.4.2 方法

信号の波形整形には、図 5.29 に示す Pole Zero Cancellation (PZC)回路を採用する。PZC 回路は2つの抵抗と 1つのキャパシタで構成され、要求する信号の時定数に応じて搭載する抵抗値やキャパシタ値を変更する必要があ る。波形整形後の信号に対して要求する時定数は3 ns とした。

本測定では、初めに SiPM の出力波形から信号の時定数を求めることにより、要求する時定数を加味して PZC 回路に搭載する抵抗値とキャパシタ値を決定した。その後、PZC 回路を介した信号の時定数を測定することで、信号の時定数が 3 ns 以下に抑えられているかを検証した。

測定系は 5.1 節と同じの測定系であり、印加電圧を 42.0 V、fw8 として SiPM S14521-0741-2 の出力波形を 1000 イベント取得した。印加電圧を 44.0 V にすることも可能であったが、ゲインの増加に伴うダークカウントの 発生頻度の増加を考慮して 42.0 V とした。出力波形に対して、5.2 節で用いた手法でベースラインを補正し、その 平均波形を作成した。以下では、平均波形を用いた時定数の推定方法、および PZC 回路に採用する抵抗値とキャパ シタ値の決定方法について述べる。

時定数の推定

SiPM S14521-0741-2 を構成する GAPD はキャパシタと同等の振る舞いをする。そこで、SiPM とオシロス コープの終端抵抗を考慮した合成抵抗からなる簡単な回路を考えると、この回路は RC 回路と言える。RC 回路に おける出力信号は指数関数型で減衰していき、その時定数は 1/RC となる。そこで、信号の立ち下がり部を指数関



図 **5.29:** PZC 回路の回路図。2 つの抵抗と1 つのキャパシタで構成されるハイパスフィルタの一種である。入力信号の時定数 ₇₁ を抵抗値とキャパシタ値を変えることで ₇₂ へと変えることができる。

数でフィッティングすることで信号の時定数を求めた。これを全 16 チャンネルに対して行い、各チャンネルでの 平均波形の時定数を求めた。フィッティング関数を

$$V(t) = a \exp\left(-bt\right) \tag{5.16}$$

としたとき、時定数は

$$b = \frac{1}{R_1 C_1} = \frac{1}{\tau_1} \tag{5.17}$$

と表せる。a, b はフィッティングパラメータ、t は時間、R は抵抗値、C はキャパシタ値を表す。

PZC 回路の実装

得られた時定数を用いて、PZC 回路に搭載する抵抗値とキャパシタ値を決定した。PZC 回路は図 5.29 のような 回路であり、入力信号の時定数 τ_1 と出力信号の時定数 τ_2 はそれぞれ次式で表せる。

 $\tau_1 = R_1 C_1 \tag{5.18}$

$$\tau_2 = \left\{ \frac{1}{C_1} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \right\}^{-1}$$
(5.19)

 C_1 および R_1 の値は一意には決められないため、 C_1 と R_1 の積が τ_1 となるように値を決めた。また τ_2 が要求値であるため、 R_2 は

$$R_2 = R_1 \left(\frac{\tau_1}{\tau_2} - 1\right)^{-1} \tag{5.20}$$

で計算できる。

次に、SiPM S14521-0741-2 とオシロスコープとの間に作成した PZC 回路を外装し、出力波形を解析して信号 の時定数と FWHM を求めた。時定数は、PZC 回路が期待される性能を発揮しているかを検証するために、ピー ク値を取る時刻とそのピーク値が 1/e (e はネイピア数)となる時刻との差を計算することで求めた。指数関数で フィッティングして求めなかった理由は結果で述べる。また FWHM は信号幅がどれほど短くなったかを評価する ために、ピーク値を取る時刻とそのピーク値が 1/2 となる時刻との絶対値を計算することで求めた。



図 **5.30:** チャンネル A1 における信号の平均波形とそれを指数関数でフィッティングした結果。70–1000 ns にかけての信号の 立ち下がり部はほとんど指数関数的に減衰していると言える。この結果から、信号の時定数を推定すると、チャンネル A1 では 261.18(6) ns となった。

チャンネル	時定数 [ns]	チャンネル	時定数 [ns]
A1	261.18 ± 0.06	C1	260.65 ± 0.05
A2	268.32 ± 0.04	C2	261.68 ± 0.05
A3	296.37 ± 0.07	C3	257.87 ± 0.04
A4	287.88 ± 0.06	C4	298.15 ± 0.06
B1	261.01 ± 0.05	D1	265.81 ± 0.05
B2	251.99 ± 0.05	D2	262.13 ± 0.05
B3	254.75 ± 0.07	D3	261.49 ± 0.05
B4	268.38 ± 0.07	D4	271.01 ± 0.05

表 5.3: PZC 回路実装前における全 16 チャンネルでの平均波形の時定数

5.4.3 結果

平均波形の時定数の推定

チャンネル A1 における平均波形および指数関数でフィッティングした結果を図 5.30 に示す。フィッティングの 結果、チャンネル A1 における信号の時定数は 261.18 ± 0.06 ns であることが分かった。これを合計 16 チャンネ ルに対して行った結果を表 5.3 に示す。推定された時定数の誤差はフィッティング誤差 Δb として与えた。



図 5.31: チャンネル A1 における PZC 回路を介した出力波形。青の実線は生波形を表し、赤の実線は PZC 回路を介した信号を 表しており、信号の立ち上がり部を揃えている。PZC 回路の実装によって時定数と信号幅は 2 桁ほど小さくなったが、 振幅は約 7 倍減少した。また、60–65 ns に信号の反射が確認された。

PZC 回路の実装

全 16 チャンネルに対する信号の時定数の平均値は 268.04(1) ns であった。小数点以下の精度で測定結果に一致 する値を持つ抵抗やキャパシタが無かったため、理想に近い値の抵抗とキャパシタの値を採用した。要求する時定 数 72 を 3 ns とする場合を考えると、

$$\tau_1 = R_1 C_1 = 268.04 \text{ ns} \sim 300 \text{ ns} \rightarrow R_1 = 30 \text{ k}\Omega, \ C_1 = 10 \text{ pF}$$
 (5.21)

$$R_2 = R_1 \left(\frac{\tau_1}{\tau_2} - 1\right)^{-1} \sim 303 \ \Omega \to R_2 = 510 \ \Omega \tag{5.22}$$

となった。これらの値から、理想に近い抵抗とキャパシタを用いた際に期待される信号の時定数を逆算すると3ns を上回り、約5nsとなった。

PZC 回路を介した信号を全 16 チャンネルに対して測定し、信号の時定数を求めた。以下では、例としてチャン ネル A1 における結果について述べる。チャンネル A1 における、PZC 回路を用いた場合と用いなかった場合の出 力信号の平均波形を図 5.31 に示す。PZC 回路の実装前後で時定数と信号幅は 2 桁ほど小さくなった。一方で、振 幅値は約 7 倍減少した。また、PZC 回路実装後の波形には 60–65 ns に信号の反射が確認された。

時定数は、図 5.31 において振幅が最大となる時刻とそれが 1/e (e はネイピア数)となる時刻の差として定義 した。振幅が 1/e となる時刻はピーク前後に 2 点存在するが、要求する値が時定数なのでピーク後における時刻 を採用した。ここで、時定数を指数関数によるフィッティングで求めなかったのは、信号の時定数が十分小さく、 フィッティングができなかったためである。PZC 回路実装後の時定数を推定した結果を表 5.4 にまとめた。チャン ネル A1 では、PZC 回路を外装したことによって時定数は約 261 ns から 1.56 ns へと約 167 倍も小さくなってお

チャンネル	時定数 [ns]	チャンネル	時定数 [ns]
A1	~1.56	C1	~1.64
A2	~ 1.54	C2	~ 1.64
A3	$\sim \! 1.64$	C3	~ 1.64
A4	$\sim \! 1.62$	C4	~ 1.52
B 1	~ 1.64	D1	~ 1.66
B2	~ 1.66	D2	~ 1.54
B3	~ 1.64	D3	~ 1.64
B 4	$\sim \! 1.58$	D4	~ 1.62

表 5.4: PZC 回路実装後における全 16 チャンネルでの平均波形の時定数

表 5.5: PZC 回路実装後の全 16 チャンネルでの信号の FWHM

チャンネル	FWHM [ns]	チャンネル	FWHM [ns]	
A1	~ 1.64	C1	$\sim \! 1.72$	
A2	~ 1.64	C2	~ 1.76	
A3	~ 1.68	C3	$\sim \! 1.84$	
A4	~ 1.68	C4	~ 1.72	
B1	~ 1.76	D1	$\sim \! 1.72$	
B2	~ 1.64	D2	~ 1.72	
B3	~ 1.76	D3	$\sim \! 1.76$	
B4	~ 1.68	D4	~ 1.80	

り、PZC 回路の外装によって時定数を2桁小さくすることができた。

次に、信号幅について議論するため信号の FWHM を計算し、結果を表 5.5 にまとめた。例としてチャンネル A1 を調べると、PZC 回路の外装によって信号の FWHM は約 1.6 ns となった。現行の LST が PMT に要求してい る FWHM は 3 ns 程度であり、PZC 回路の外装によって SiPM S14521–0741–2 の FWHM は 3 ns 未満に抑えら れた。

一方で、PZC 回路を外装すると振幅値が 1 桁ほど小さくなった。PZC 回路実装前後での信号の振幅比について計算した結果を表 5.6 にまとめた*⁴。例としてチャンネル A1 を調べると、PZC 未使用時の振幅 V_{raw} は 5.24 mV であるのに対し、PZC 回路実装時の振幅 V_{pzc} は 0.74 mV となり、PZC 回路の実装によってゲインが $V_{\text{raw}}/V_{\text{pzc}} \sim 7.1$ 倍減少することが分かった。

5.4.4 考察

SiPM モジュールに搭載するのは PZC 回路のみで良いか

表 5.6 にまとめた通り、PZC 回路の実装によって信号幅が2 桁も短くなる一方で、振幅も1 桁小さくなってしま う。振幅が小さくなるのは PZC 回路がハイパスフィルタの一種であり、低周波数側の信号がカットされるためで あると考えられる。また、SiPM モジュールを作成する上で PZC 回路のみを搭載した場合、信号幅が短くなること でチェレンコフ光と夜光の信号を弁別可能にする一方で、振幅が小さくなることによって信号の読み出しノイズに

^{*4} 表サイズの都合でチャンネルを CH と表記している。

CH	$V_{\rm raw}$ [mV]	$V_{ m pzc}$ [mV]	$V_{\rm raw}/V_{\rm pzc}$	СН	$V_{\rm raw} [{ m mV}]$	$V_{\rm pzc} [{ m mV}]$	$V_{\rm raw}/V_{\rm pzc}$
A1	5.24	0.74	7.05	C1	4.79	0.52	9.18
A2	5.39	0.78	6.93	C2	4.97	0.51	9.80
A3	4.60	0.62	7.43	C3	4.91	0.66	7.47
A4	4.88	0.66	7.35	C4	4.72	0.76	6.25
B 1	4.79	0.60	8.00	D1	4.68	0.61	7.62
B2	4.88	0.61	7.98	D2	5.07	0.73	6.98
B3	5.11	0.65	7.90	D3	4.78	0.63	7.61
B4	5.14	0.71	7.21	D4	4.93	0.65	7.60

表 5.6: PZC 回路実装前後における全 16 チャンネルの振幅と振幅比の関係

対する光信号の S/N が悪化すると考えられる。そのため、SiPM モジュールには PZC 回路に加えて信号増幅回路 (アンプ)を搭載する必要があると考えられる。

ここで、SiPM S14521-0741-2 と PZC 回路、アンプの配置順について、それらの配置は、SiPM→アンプ→PZC 回路とするべきであると主張する。それは、SiPM→PZC 回路→アンプとした場合、後段のアンプで別の高周波ノ イズが加わることで、光信号の S/N が悪くなると考えられるからである。つまり読み出し回路へと伝わるノイズに は、PZC 回路でカットできなかった低周波ノイズ、アンプによる低周波ノイズおよび高周波ノイズが含まれる。一 方で、SiPM→アンプ→PZC 回路とすると、読み出し回路へと伝わるノイズは低周波ノイズ成分のみとなると考え られる。従って、SiPM→PZC 回路→アンプとした場合よりも光信号の S/N は向上すると考えられる。

5.5 外部回路を用いた際の電荷分布

5.5.1 目的

5.4 節では、PZC 回路を外装することによって出力波形の時定数を 2 桁小さくすることが可能となった。これに より、5.3.4 節で議論した、ダークカウントが光信号へ与える影響は小さくなると予想される。しかし、PZC 回路 の外装に伴って振幅も約 1 桁小さくなるため、測定系のノイズに対する光信号の S/N の悪化が危惧される。そこで 本測定では PZC 回路に加えてアンプを外装することで S/N の悪化を防ぎ、それらの外部回路を用いた際の出力波 形と電荷分布を調べる。これにより、ダークカウントの影響が小さくなるかを検証するとともに、外部回路実装前 後で電荷分布に致命的な変化が見られないかを確かめる。

5.5.2 方法

基本的な測定系は 5.1 節と同じである。本測定ではこれに加えて、SiPM→アンプ→PZC 回路となるように FESiP 基板とオシロスコープとの間に外装した。この測定系において、印加電圧 44.0 V、fw15 とし、出力波形を 1 万イベントを取得した。

解析手法は 5.3 節と同様である。ベースライン補正後、出力波形を時間積分することで電荷を算出し、電荷分布 を作成した。出力波形の時間積分は、電荷分布を 5.3 節における図 5.23a と比較するために積分時間は同じにした。 積分区間はトリガーの揺らぎに伴うレーザーの発光タイミングの揺らぎに加え、PZC 回路とアンプを用いることに よる信号の立ち上がり時刻のシフトを考慮し、40-50 ns の 10 ns とした。



図 5.32: チャンネル A1 において外部回路を用いた場合における、超過電圧 5.65(4) V での出力波形 1 万イベントを 2 次元ヒス トグラムにしたもの。図中の縞模様から、各入射光子数に対応した波高値の光信号を出力していることが分かる。1 光 電子の光信号の振幅値は約 2.0 mV であった。また、ペデスタルの信号がベースラインを下回ることは無くなったが、 55-60 ns にかけて信号の反射成分が新たに確認された。

5.5.3 結果

チャンネル A1 における結果について述べる。5.3 節より、チャンネル A1 における降伏電圧は 38.35(4) V であっ たため、チャンネル A1 における印加電圧 44.0 V での超過電圧 V_{ov} は 5.65(4) V となった。超過電圧 5.65(4) V に おいて、外部回路無しの場合におけるチャンネル A1 での出力波形は図 5.22 のようになったのに対し、外部回路を 用いた場合の出力波形は図 5.32 のようになった。図 5.22 と比べて、ペデスタルの信号がベースラインを下回る問 題は外部回路を外装することで解消された。しかし、55–60 ns にかけて信号の反射成分が確認された。電荷を過大 あるいは過小評価してしまう可能性があるため、電荷を計算する際にはこの部分を積分しないように注意する必要 がある。

次に、電荷分布を比較する。外部回路無しの場合において、チャンネル A1 での超過電圧 5.65(4) V の場合の電荷 分布は図 5.23a のようになった。これは図 5.22 において、32-42 ns を積分した結果である。一方で同じ 10 ns の 積分時間を採用し、外部回路ありの場合の電荷分布を図 5.33 に示す。これは図 5.32 の 42-52 ns の 10 ns を積分し て得た結果である。外部回路を用いた場合にも図 5.22 と同様に、各入射光子数に対応した電荷にピークを取る構造 を持つことが確認された。図 5.23a と比較して各光電子の電荷分布の分散は小さくなっており、これは 1 光子あた りの決定精度が向上したことを意味する。すなわち、電荷分解能が外部回路なしの場合と比較して向上した。さら に、外部回路を外装したことでペデスタルの平均値はほぼゼロに位置するようになり、ペデスタルの信号に対する ダークカウントの影響が大幅に小さくなったと言える。一方で、電荷分布のピーク間に 10-100 イベント程度の成 分が見られた。これに関しては 5.5.4 節で言及する。



図 5.33: 外部回路を使用した場合のチャンネル A1 における超過電圧 5.65(4) V での電荷分布。それぞれのピークは左からペデ スタル、1 光電子、2 光電子、3 光電子、4 光電子の成分を表す。図 5.23a と比較して各光電子の電荷分布の分散が小さ くなっており、外部回路の実装によって電荷分解能が向上したと言える。一方で、電荷が負の領域においてピークを持 つ構造が確認された。

次に、図 5.33 を多重ガウシアンでフィッティングした結果を図 5.34 に示す。ここで、図 5.33 に見られた負の成 分は無視してフィッティングを行った。フィッティングの結果を用いて外部回路使用前後での電荷分解能の比較を 行うが、電荷分布の標準偏差は単位が pC であるため直接比較することができない。それは、外部回路を用いた場 合には PZC 回路によるゲインの低下やアンプによるゲインの増加に伴い、絶対ゲインが外部回路未使用時と比較 して変化するからである。そこで、電荷ではなく光電子数 σ'1 p.e. に換算して比較した。光電子数への換算は

$$\sigma'_{1 \text{ p.e.}} = \frac{\sigma_{1 \text{ p.e.}}}{\mu_{1 \text{ p.e.}}}$$
(5.23)

として行った。 $\mu_{1 \text{ p.e.}}$ は1光電子の電荷分布における平均値、すなわち1光子あたりに発生する電荷を表す。また、 $\sigma_{1 \text{ p.e.}}$ は1光電子の電荷分布における標準偏差を表す。両者とも単位は pC である。PZC 回路未使用時の電荷分解能は図 5.23b におけるフィッティング結果を用いて計算した。結果として、両者における電荷分解能は、チャンネル A1 では外部回路未使用時では約 0.21 p.e. であり、外部回路使用時では約 0.11 p.e. となった。以上より、外部回路を用いることによって電荷分解能が約 1.8 倍向上した。なぜこのような変化が起こったのかについては 5.5.4 節で述べる。

5.5.4 考察

外部回路使用時のピーク間成分について

図 5.33 において、ペデスタルの左側および各光電子の電荷分布のピーク間にそれぞれ 10–100 イベント程度の成 分が見られる。ペデスタルの左側に位置する成分は測定系のノイズによるものであると考えられる。一方で、ピー ク間の成分は検出光子数が多くなるにつれてピーク間のイベント数が少なくなっていることから、ダークカウント



図 5.34: チャンネル A1 における超過電圧 5.65(4) V での電荷分布を多重ガウシアンによってフィッティングした結果。外部回路なしでの1 光電子の標準偏差が約 0.21 p.e. であったのに対し、外部回路を実装した場合の標準偏差は約 0.11 p.e. となった。これにより、外部回路の実装で電荷分解能が約 2 倍向上した。

によって生じる成分であると考えられる*5。

ダークカウントは熱励起された電子(熱電子)がアバランシェ増倍を起こすことによって生じる信号であるが、 必ずしも1光子分の信号とはならず、0.5光子分の信号となることがある。波形積分区間において、1光子分の光信 号と、例えば0.5光子分のダークカウントによる信号が重なるとそれは1.5光子分の信号となる。これは検出光子 数が多くなればなるほど電荷の大きいピーク間で成分を持つようになるが、fw15の暗い光を当てている場合には平 均的な検出光子数はせいぜい1光子程度なので、例えば3.5光子のイベント数は1.5光子のイベント数に比べて少 なくなると考えられる。図5.34では実際にそのようなことが起こっていることから、電荷分布に見られるピーク間 成分の主な原因はダークカウントであると考えられる。

なぜ外部回路の実装で電荷分解能が改善したのか?

PZC 回路とアンプからなる外部回路を用いたことで電荷分解能が向上したのは、ハイパスフィルタとしての役割 を持つ PZC 回路によって低周波数側のノイズが除去され、かつアンプによって測定系のノイズに対する光信号の S/N が向上したためであると考えられる。

^{*&}lt;sup>5</sup> アフターパルスによる影響も受けていると考えられるが、本研究ではアフターパルスについては触れないため、ここでは議論の対象とし て扱わないことにする。

5.6 オプティカルクロストーク

5.6.1 目的

SiPM S14521-0741-2 の電荷分解能を正確に評価するためには、5.5.3 節の式(5.23)で計算したように、1 光 電子の電荷分布の標準偏差をその平均値で割るだけでは不十分である。それは、電荷分布がオプティカルクロス トーク(Optical CrossTalk; OCT)によって変形し、1 光電子に対する電荷分布の標準偏差が変化するためである。 OCT によって1 光子が2 光子などと誤検出されると、本来1 光電子の電荷分布に含まれるイベント数が2 光電子 以上の電荷分布に移るため、電荷分布が変形するのである。測定によって得られる電荷分布から OCT の発生確率 を推定し、それを用いて1 光電子に対する電荷分布の標準偏差を補正することで、適切な電荷分解能が評価できる ようになる。そこで本測定では、電荷分解能を評価するための準備として、外部回路実装後における各超過電圧に 対する電荷分布からオプティカルクロストークの発生確率を算出する。

5.6.2 方法

測定系は 5.5.2 節と同じである。測定では fw15 とし、電圧は 40.0-44.0 V まで 0.5 V 刻みで与え、各印加電圧に おいて出力波形を 1 万イベント取得した。その後、5.3 節と同じ手法でベースラインを補正し、電荷分布を作成し た。積分区間はトリガーの揺らぎに伴うレーザーの発光タイミングの揺らぎに加え、PZC 回路とアンプを用いるこ とによる信号の立ち上がり時刻のシフト、および信号幅が小さくなったことを考慮し、42-50 ns の 8 ns とした。電 荷分布の作成後、オプティカルクロストークの発生確率を計算した。以下では、オプティカルクロストークの発生 確率の計算方法について述べる。

オプティカルクロストークの発生確率の計算方法

オプティカルクロストークは、SiPM が1光子を検出した際に、アバランシェ増倍によって光電子が増倍される 過程で電子が制動放射を起こし、隣接するピクセルでその光子が検出されることで2光子以上を検出したと見なさ れる現象である。その発生確率は、電荷分布を多重ガウシアン

$$f(x) = \sum_{i} \frac{\alpha_i}{\sqrt{2\pi\sigma_i}} \exp\left\{-\frac{(x-\mu_i)^2}{2\sigma_i^2}\right\}$$
(5.24)

でフィッティングし、ペデスタルおよび1光電子の電荷分布から計算することができる。*α_i*は定数である。

SiPM の誤検出の原因がオプティカルクロストークのみである場合を考える。検出光子数がポアソン分布に従う と仮定すると、オプティカルクロストークの発生確率 Poct は

$$P_{\rm oct} = \frac{N_{\rm est}(1 \text{ p.e.}) - N_{\rm obs}(1 \text{ p.e.})}{N_{\rm est}(1 \text{ p.e.})} = 1 - \frac{N_{\rm obs}(1 \text{ p.e.})}{N_{\rm est}(1 \text{ p.e.})}$$
(5.25)

で書ける。N_{est}(1 p.e.) はポアソン分布から推定される 1 光子の検出イベント数(推定値)、N_{obs}(1 p.e.) は実際の 1 光子の検出イベント数(実測値)を表す。N_{all} は多重ガウシアンでフィッティングした電荷分布を積分して求め るとし、ダークカウントの影響を無視した場合の全イベント数を表す。そのため、N_{all} が測定イベント数に一致す るとは限らない。また、実測値は 1 光子の検出イベント数のうち数イベントがオプティカルクロストークによって 2 光電子以上の成分へ移動するため、推定値よりも検出イベント数が少なくなると予想される。以上で定義した量 を用いると、推定値から実測値のイベント数を差し引くことでオプティカルクロストークの影響を受けたイベント 数を求めることができ、推定値で割ることで P_{oct} を算出することができる。以下では、P_{oct} およびその誤差をどの ように定義するかを式を用いて定量的に述べる。 SiPM での検出光子数がポアソン分布

$$P(k \text{ p.e.}) = \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!}$$
(5.26)

に従うとする。ここで、λはポアソン分布の平均値を表し、電荷分布におけるペデスタル成分から

$$\lambda = -\ln P(0 \text{ p.e.}) = \frac{N_{\text{ped}}}{N_{\text{all}}}$$
(5.27)

と計算できる。よって、推定値は

$$N_{\rm est}(1 \text{ p.e.}) = \lambda e^{-\lambda} N_{\rm all}$$
(5.28)

となる。一方で、実測値は多重ガウシアンによってフィッティングされた1光電子の電荷分布から求めることがで きる。電荷分布の積分をプログラム上で実行すると

$$S = \left(\sum_{i} N_{i}\right) \Delta q' = \left(\sum_{j} N_{j}\right) \Delta q$$
(5.29)

として計算できる。iによる積分はフィッティング結果に対する積分、jによる積分は測定で得られた電荷分布に対する積分を表す。今求めたい量は $\sum_{j} N_{j}$ である。フィッティングのデータ点間隔と測定で得られた電荷分布のビン幅は一致させていなかったため、

$$N_{\rm obs}(1 \text{ p.e.}) = \sum_{j} N_j = \left(\sum_{i} N_i\right) \frac{\Delta q'}{\Delta q}$$
 (5.30)

によってビン幅を一致させ、実測値 $N_{\rm obs}$ を求めた。以上より、式(5.28)と式(5.30)を用いることで、式(5.25) から $P_{\rm oct}$ を算出することができる。また、 $P_{\rm oct}$ の誤差 $\Delta P_{\rm oct}$ は次式で表せる。

$$\Delta P_{\rm oct} = \frac{N_{\rm obs}(1 \text{ p.e.})}{N_{\rm est}(1 \text{ p.e.})} \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{\rm obs}(1 \text{ p.e.})}{N_{\rm obs}(1 \text{ p.e.})}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{\rm est}(1 \text{ p.e.})}{N_{\rm est}(1 \text{ p.e.})}\right)^2}$$
(5.31)

ペデスタルと 1 光電子の検出誤差はポアソン分布に起因する統計誤差を与えており、それぞれ $\Delta N_{\rm ped} \sim \sqrt{N_{\rm ped}}$ 、 $\Delta N_{1 \text{ p.e.}} \sim \sqrt{N_{1 \text{ p.e.}}}$ および $\Delta N_{\rm all} \sim \sqrt{N_{\rm all}}$ とした。よって、 $\Delta \lambda$ 、 $\Delta N_{\rm est}$ および $\Delta N_{\rm obs}$ は

$$\Delta \lambda = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{\text{ped}}}{N_{\text{ped}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{\text{all}}}{N_{\text{all}}}\right)^2} \sim \sqrt{\frac{1}{N_{\text{ped}}} + \frac{1}{N_{\text{all}}}}$$
(5.32)

$$\Delta N_{\rm est}(1 \text{ p.e.}) = N_{\rm all} \times e^{-\lambda} (1 - \lambda) \Delta \lambda$$
(5.33)

$$\Delta N_{\rm obs}(1 \text{ p.e.}) \sim \sqrt{N_{1 \text{ p.e.}}}$$
(5.34)

のように表せる。以上の式を用いて各印加電圧に対して Poct を計算し、電荷分解能の補正に用いることとした。

5.6.3 結果

まず、チャンネル A1 における結果について述べる。図 5.32 において、42–50 ns を時間積分して得られた電荷 分布を図 5.35 に示す。各検出光子数に対応した電荷でピークを取る構造が図 5.23a と同様に確かめられ、左から順 にペデスタル、1 光電子、2 光電子、3 光電子の成分が確認できた。各成分間のイベント数は図 5.33 と比較すると 約 2 倍ほど少なくなった。

次に、電荷分布を多重ガウシアンでフィッティングした結果を図 5.36 に示す。 P_{oct} を求めるためには、 N_{ped} および $N_{1\text{ p.e.}}$ が必要である。そこで電荷分布を多重ガウシアンによってフィッティングし、ペデスタルおよび 1 光電



図 5.35: 図 5.32 のうち 42–50 ns を積分して求めた、チャンネル A1 における超過電圧 5.65(4) V での電荷分布。各検出光子数 に対応してピークを取る構造となることが分かる。左からペデスタル、1 光電子、2 光電子、3 光電子の電荷分布であ る。

子の電荷分布をそれぞれ積分することにより、検出イベント数を推定した。チャンネル A1、超過電圧 5.65(4) V に おいては $N_{\text{ped}} = 5100$ 、 $N_{1 \text{ p.e.}} = 2536$ 、 $N_{\text{all}} = 8873$ となった。測定したイベント数が1万であるのに対して N_{all} が1万よりも 1137 イベント分だけ少なくなっているのは、 N_{ped} や $N_{1 \text{ pe}}$ がガウシアンを積分することによって 得た値であり、電荷分布のピーク間に見られる成分などは含んでいないからである。このように、測定したデータ のうち 10% 程度はダークカウントなどの影響でピークから外れた値となった。

チャンネル A1 における、超過電圧とオプティカルクロストークの発生確率の関係を図示したものを図 5.37 に示 す。縦軸のエラーバーは式(5.31)で与えた。また、超過電圧のエラーバーは降伏電圧の誤差として与えた。超過 電圧とオプティカルクロストークの発生確率との間にはおおよそ 1 次の関係が成立していたが、各超過電圧に対す る P_{oct}の誤差が非常に大きかった。超過電圧 5.65(4) V を例に取ると、P_{oct} に対してその誤差は約 23% であった。 P_{oct} の誤差の検証については 5.6.4 節で詳しく述べる。

最後に、SiPM S14521-0741-2 における全 16 チャンネルでの V_{ov} と P_{oct} の関係を図 5.38 に示す。図 5.38 に おいて、印加電圧 40.0 V と 40.5 V に対応する超過電圧のデータは省いている。低い超過電圧ではゲインが小さく なるため、超過電圧が高い場合と比べてフィッティングが困難となり、現状の解析プログラムではフィッティング ができなかったためである。

5.6.4 考察

オプティカルクロストークの誤差が大きくなった理由

5.6.3 節で求めた P_{oct} に対する誤差が数 10% 以上と大きくなったのは、測定イベント数が圧倒的に足りていない からであると考えられる。式(5.31)を見ると、ΔP_{oct} は実測値および推定値に対する誤差に比例することが分か る。測定イベント数に対する誤差がポアソン分布由来の統計誤差であるとすると、イベント数が仮に 100 倍になっ



図 5.36: チャンネル A1 における超過電圧 5.65(4) V での電荷分布を多重ガウシアンによってフィッティングした結果。N_{ped}および N_{1 p.e.}を推定するべく、ペデスタルおよび 1 光電子の電荷分布をそれぞれ積分した。



図 5.37: チャンネル A1 における超過電圧 V_{ov} と OCT の発生確率 P_{oct} の関係。両者の間にはおおよそ 1 次の関係が見られ、 超過電圧が高くなるにつれて P_{oct} は高くなる傾向が見られた。



図 5.38: SiPM S14521-0741-2 全 16 チャンネルに対する P_{oct} の超過電圧依存性。解析プログラムの都合でフィッティングが できなかった、印加電圧 40.0 V と 40.5 V に対応する超過電圧のデータは省いている。統合的に見ると、P_{oct} は超過 電圧に対して 1 次関数的に増加していく傾向が見られた。

たとき、そのイベント数に対する誤差は 10 倍となる。これにより、実測値および推定値に対する誤差が小さくなるため、 $\Delta P_{\rm oct}$ も小さくなると考えられる。

超過電圧 5.65(4) V の場合を例に取り、具体的に説明する。超過電圧 5.65(4) V の場合には実測値と推定値、およびそれの誤差は

 $N_{\text{obs}}(1 \text{ p.e.}) = 2536 \pm 50$ $N_{\text{est}}(1 \text{ p.e.}) = 2824 \pm 49$

となった。実測値に対する誤差は約 2.0% で、推定値に対する誤差は約 1.7% である。ここで、実測値も推定値も イベント数が 100 倍に増えたとすると、それぞれのイベント数に対する誤差は 10 倍小さくなり、実測値に対する 誤差は約 0.20%、推定値に対する誤差は約 0.17% となる。従って、 $\Delta P_{\rm oct}$ は約 23% から約 2.3% に 10 倍小さく なると考えられる。

5.7 電荷分解能

5.7.1 目的

電荷分解能は1光子をどのくらいの精度で計測できるかを表す量である。電荷分解能が低いと、検出光子数の統 計誤差が大きくなり、正確なガンマ線のエネルギーなどを推定することができなくなってしまう。現行のLSTで採 用されている PMT の電荷分解能の平均値は0.47 程度である。SiPM S14521-0741-2 も PMT と同等以上の電荷 分解能を有する必要があり、本研究における実測値との比較検討を行う必要がある。 5.5 節によって外部回路を外装した場合の電荷分布が取得され、5.6 節によって電荷分解能の算出に必要な OCT の発生確率を求めることができた。本節ではこれらの結果を用いて、SiPM S14521-0741-2 がどのくらいの電荷分 解能を有するかを調べる。

5.7.2 方法

多重ガウシアンによるフィッティングによって1光電子の電荷分布の標準偏差を求め、5.6節の結果を用いて OCT の寄与を補正することで SiPM S14521-0741-2 の電荷分解能を算出した。以下に、その補正方法について述 べる。

OCT の寄与の補正

検出光子数分布が平均 λ のポアソン分布に従い、OCT によって 1 光電子が 4 光電子以上として検出される確率 は十分小さいと仮定する。このとき、検出された合計イベント数を N_{all} とすると、式(5.26)より 1 光電子の検出 イベント数は $\lambda e^{-\lambda}N_{all}$ と表せる。

OCT の影響を受けないのであれば理想的な 1 光電子の検出光子数分布*6は図 5.39 の点線棒グラフのようになる はずであり、その分散はゼロとなるはずである。しかし、図 5.39 の実線棒グラフのように 1 光子が OCT によって 2 光子となった場合、OCT の発生確率 P_{oct} を用いると、電荷分布の分散 σ²_{oct} は二項分布の計算により、

$$\sigma_{\rm oct}^2 = P_{\rm oct}(1 - P_{\rm oct}) \tag{5.35}$$

に変化してしまう。これが電荷分布の変形である。また、1 光子が OCT によって 3 光子になる場合を考えると、1 光電子から 3 光電子までを検出する確率 *p*(*n* p.e.) はそれぞれ

$$p(1 \text{ p.e.}) = 1 - P_{\text{oct}}$$
 (5.36)

$$p(2 \text{ p.e.}) = P_{\text{oct}}(1 - P_{\text{oct}})$$
 (5.37)

$$p(3 \text{ p.e.}) = P_{\text{oct}}^2$$
 (5.38)

となるため、 σ_{oct} は

$$\sigma_{\rm oct}^2 = P_{\rm oct} (1 + 2P_{\rm oct} - 2P_{\rm oct}^2 - P_{\rm oct}^3)$$
(5.39)

となる。また、 σ_{oct} の誤差は

$$\Delta\sigma_{\rm oct} = \frac{1}{2\sigma_{\rm oct}} \left(1 + 4P_{\rm oct} - 6P_{\rm oct}^2 - 4P_{\rm oct}^3 \right) \Delta P_{\rm oct}$$
(5.40)

と表せる。

しかし、実際の測定結果では図 5.39 のように 1 光子の電荷分布の分散はゼロにはならず、測定系のノイズや検出 光子数の揺らぎを含むため、分布の分散 ${\sigma'}_{1 \text{ p.e.}}^2$ 程度の広がりを持つはずである。従って、検出光子数 1 個に対す る揺らぎは、 ${\sigma'}_{1 \text{ p.e.}}^2$ と σ_{oct}^2 の和の平方根として表される。以上より、OCT の寄与を補正した電荷分解能は

$$\sigma_{\rm eff} = \sqrt{{\sigma'}_{1 \,\,\rm p.e.}^2 + \sigma_{\rm oct}^2} \tag{5.41}$$

と表せる。5.6 節までは 1 光子の分布の標準偏差を光電子数に換算したものを電荷分解能と呼んでいたが、正確に は OCT の補正を施した $\sigma_{\rm eff}$ を電荷分解能と呼ぶべきである。以上より、本論文では、 $\sigma_{\rm eff}$ を電荷分解能と再定義す

^{*6} 電荷分布と同じ意味である。



図 5.39: ノイズがない状態でオプティカルクロストークの影響を受けた場合の1 光子の電荷分布(黒点線)。実際のビン幅は無限大に小さいが、説明のため、ある程度のビン幅を持たせて示している。OCT の寄与がない場合は電荷分布の分散は ゼロとなる。しかし OCT の寄与を受ける場合、2 光子の成分が増えることで1 光子の電荷分布は青で示した形状となる。1 光子の電荷分布の分散はゼロとはならず、その分散は大きくなる。これによって、電荷分解能が悪化すると予想 できる。

る。5.6 節で求めたオプティカルクロストークの発生確率を用いて式(5.39)より σ_{oct} を計算し、電荷分解能 σ_{eff} を算出した。また、その誤差は

$$\Delta \sigma_{\rm eff} = \sqrt{\frac{\sigma'_{1 \rm p.e.}}{\sigma_{\rm eff}} \left(\Delta \sigma'_{1 \rm p.e.}\right)^2 + \frac{\sigma_{\rm oct}}{\sigma_{\rm eff}} \left(\Delta \sigma_{\rm oct}\right)^2}$$
(5.42)

で与えた。ここで、 $\sigma'_{1 p.e.}$ の定義は式(5.23)と同じである。

$$\sigma'_{1 \text{ p.e.}} = \frac{\sigma_{1 \text{ p.e.}}}{\mu'_{1 \text{ p.e.}}}$$
(5.23)

また、ペデスタルと1光電子の平均電荷の差として $\mu'_{1 p.e.}$ を

$$\mu'_{1 \text{ p.e.}} = \mu_{1 \text{ p.e.}} - \mu_{\text{ped}} \tag{5.43}$$

と定義すると、その誤差

$$\Delta \mu'_{1 \text{ p.e.}} = \sqrt{(\Delta \mu_{1 \text{ p.e.}})^2 - (\Delta \mu_{\text{ped}})^2}$$
(5.44)

を用いて、 $\sigma'_{1 p.e.}$ の誤差は

$$\Delta \sigma'_{1 \text{ p.e.}} = \frac{\sigma_{1 \text{ p.e.}}}{\mu'_{1 \text{ p.e.}}} \sqrt{\left(\frac{\Delta \sigma_{1 \text{ p.e.}}}{\sigma_{1 \text{ p.e.}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \mu'_{1 \text{ p.e.}}}{\mu'_{1 \text{ p.e.}}}\right)^2}$$
(5.45)

と書き表せる。以上の式(5.40)、式(5.42)および式(5.45)を用いることで電荷分解能の誤差を計算することができる。



図 5.40: チャンネル A1 における超過電圧と電荷分解能の関係。図 5.37 と同様に測定点に対するエラーは大きかった。超過電 圧 3.65(4) V よりも両端の超過電圧に近づくにつれて電荷分解能が悪化する傾向が見られた。

5.7.3 結果

まず、チャンネル A1 における結果について述べる。外部回路を用いてチャンネル A1 で測定された電荷分布を 多重ガウシアンでフィッティングした結果は図 5.36 で示した。5.6 節で求めたように、超過電圧 5.65±0.04 V に おける P_{OCT} は 10.2±2.4% と計算された。よって、式(5.41)を用いて電荷分解能を計算すると

$$\sigma_{\rm eff, A1} = 0.35 \pm 0.04 \text{ p.e.} \tag{5.46}$$

となった。誤差は式 (5.42) で与えた。超過電圧 5.65±0.04 V における電荷分解能は、PMT での平均値 $R_{\rm ref} = 0.47$ よりも約 1.3 倍良い値となった。

また、超過電圧と電荷分解能の関係は図 5.40 のようになり、図 5.7.4 と同様に測定点に対するエラーは大きく なった。チャンネル A1 における電荷分解能が超過電圧に対してなぜこのような形状となるかは 5.7.4 節で議論す る。また、超過電圧 3.65(4) V で電荷分解能が最も良く、0.21(8) p.e. であった。印加した電圧の範囲内で、超過電 圧 3.65(4) V よりも低いあるいは高い超過電圧での電荷分解能は、超過電圧 3.65(4) V での電荷分解能と比較して それぞれ約 1.3 倍と約 1.7 倍悪くなった。

最後に、SiPM S14521-0741-2 における全 16 チャンネルに対する超過電圧と電荷分解能の関係を図 5.41 に示 す。全体的に超過電圧が約 3.5 V になるにつれて電荷分解能は向上していき、それよりも低いあるいは高い超過電 圧依存性では電荷分解能は悪化する傾向が見られた。



図 5.41: SiPM S14521-0741-2 全 16 チャンネルに対する電荷分解能の超過電圧依存性。超過電圧が 3.5 V よりも低いあるい は高くなるにつれて電荷分解能が悪化する傾向が見られた。

5.7.4 考察

超過電圧と電荷分解能の関係

超過電圧が高くなるほどゲインは大きくなるので電荷分解能は高くなるはずである。しかし、超過電圧と電荷分 解能の関係は図 5.40 に示すように、少なくとも超過電圧約 3.5 V までは電荷分解能は向上していき、それを境に超 過電圧が高くなると再び電荷分解能は悪化していく様な傾向が見られた。これは超過電圧が低くなるとゲインが低 下するため電荷分解能が悪化し、逆に超過電圧が高くなると *P*_{OCT} が増大することで電荷分解能が悪化すると考え られる。

これを検証するためにはまず、OCT の寄与を補正していない場合のグラフが必要となる。OCT の寄与を補正し ていない場合の電荷分解能の超過電圧依存性は図 5.42 のように、超過電圧に対して電荷分解能が単調的に向上して いく傾向が見られた*⁷。超過電圧が低いときに電荷分解能が悪いのはゲインが小さくなっているからであると考え られ、超過電圧が高くなるとゲインが高くなるため電荷分解能は向上すると考えられる。

ここで、OCT の寄与を補正していない場合の電荷分解能が図 5.42 のような形状となる理由について考察する。 OCT の寄与を補正しない場合の電荷分解能は式 (5.23) で書けており、1 光電子の分布の平均値 $\mu'_{1 \text{ p.e.}}$ と標準偏差 $\sigma_{1 \text{ p.e.}}$ で計算できた。 $\mu'_{1 \text{ p.e.}}$ は絶対ゲインに比例するため、5.3 節でも議論したように $\mu'_{1 \text{ p.e.}}$ は超過電圧に対して 1 次の関係となると考えられる。チャンネル A1 における超過電圧と $\mu'_{1 \text{ p.e.}}$ の関係を図 5.43 に示す。1 次関数によ るフィッティングを行うと、傾き m_0 と切片 m_1 はそれぞれ

$$m_0 \sim 0.015 \,\mathrm{pC/V} \qquad m_1 \sim 0.005 \,\mathrm{pC}$$
 (5.47)

^{*7} 電荷分解能が向上することは、その値が小さくなることを指す。



図 5.42: SiPM S14521-0741-2 全 16 チャンネルに対する、OCT を考慮しない場合における電荷分解能の超過電圧依存性。超 過電圧が高くなるにつれて、少なくとも超過電圧約 5.6 V までは電荷分解能は向上していく傾向が見られた。

となった。

一方で、 $\sigma_{1 \text{ p.e.}}$ は主に測定系のノイズであり、1 光電子の検出揺らぎを表す。その超過電圧依存性はチャンネル A1 では図 5.44 のようになった。平均値は $9.31 \times 10^{-3} \text{ pC}$ 、標準偏差は $4.45 \times 10^{-4} \text{ pC}$ であり、1 光電子の検出 揺らぎは超過電圧の変化に対して平均値から約 4.8% 程度しか変化しなかった。このことから、検出揺らぎの超過 電圧依存性はほとんど無視できると考えられる。

従って、OCT の寄与を補正していない場合の電荷分解能は $1/V_{ov}$ に比例すると考えられ、図 5.42 は超過電圧が 高くなるに従って反比例的に電荷分解能が向上していく形状となると考えられる。 $\sigma_{1 p.e.}$ が一定だとし、その値に 平均値 $\langle \sigma_{1 p.e.} \rangle$ を採用すると

$$\sigma_{1 \text{ p.e.}}' = \frac{\langle \sigma_{1 \text{ p.e.}} \rangle}{m_0 V_{\text{ov}} + V_1} \propto \frac{1}{V_{\text{ov}}}$$
(5.48)

となると考えられる。

OCT を補正した後の電荷分解能 σ_{eff} は式 (5.41) で書くことができ、それは $\sigma'_{1 \text{ p.e.}}$ と σ_{oct} で書き表せる。すな わち、 σ_{eff} の超過電圧依存性が従う関数は、 $\sigma'_{1 \text{ p.e.}}$ および σ_{oct} の超過電圧依存性から推定することができると考え られる。まず、 $\sigma'_{1 \text{ p.e.}}$ は先に述べたように電荷分解能は超過電圧に反比例して向上していくと考えられる。次に、 σ_{oct} の超過電圧依存性は図 5.45 のようになった。図中の測定点の配列は **OCT** の発生確率の超過電圧依存性の図 5.37 と酷似していた。これは **OCT** の発生確率が数 % 程度と小さいことにより、式 (5.39) における P_{oct} の 3 次 以上の項がほとんどゼロになると仮定すると、 P_{oct} とほとんど同じ超過電圧依存性を示すと考えられる。5.6.3 節 より、 P_{oct} は超過電圧に対しておおよそ 1 次の関係となっていたため、

$$\sigma_{\rm oct} = \sqrt{P_{\rm oct}(1 + 2P_{\rm oct} - 2P_{\rm oct}^2 - P_{\rm oct}^3)} \sim \sqrt{P_{\rm oct}(1 + 2P_{\rm oct})} \propto P_{\rm oct}$$
(5.49)

$$\sigma_{\rm oct} = \alpha (p_0 V_{\rm ov} + p_1) = p_2 V_{\rm ov} + p_3 \tag{5.50}$$



図 5.43: 外部回路実装時のチャンネル A1 における超過電圧と 1 光電子あたりの電荷 $\mu'_{1 \text{ p.e.}}$ の関係およびそれを 1 次関数で フィッティングした結果。 $\mu'_{1 \text{ p.e.}}$ は超過電圧に対してほぼ 1 次関数に従っていた。



図 5.44: チャンネル A1 における 1 光電子の検出揺らぎの超過電圧依存性。超過電圧の変化に対して平均値から約 4.8 % 程度し か変化しなかったことから、超過電圧に依存せずほとんど一定であると考えられる。



図 **5.45**: チャンネル A1 における σ_{oct} の超過電圧依存性。OCT の発生確率の超過電圧依存性と酷似したプロットとなった。これは OCT の発生確率が数 % 程度と小さく、式(5.39)における 3 次以上の項がほとんどゼロとなることで、 σ_{oct} が P_{oct} に比例した形になることによると考えられる。

のように表せると考えられる。 α 、 p_0 、 p_1 、 p_2 、 p_3 は定数であり、 P_{oct} は図 5.37に示したように超過電圧に対しておおよそ1次の関係となったことから

$$P_{\rm oct} = p_0 V_{\rm ov} + p_1$$
 (5.51)

で表せるとした。図 5.45 を1次関数でフィッティングすることによって、

$$p_2 \sim 0.064 \,\mathrm{p.e./V} \qquad p_3 \sim -0.015 \,\mathrm{p.e.}$$
 (5.52)

を得ることができた。

以上より、式(5.48)および式(5.50)を用いて、OCT を補正した後の電荷分解能 σ_{eff} は次式でモデリングでき ると考えられる。

$$\sigma_{\rm eff}(V_{\rm ov}) = \sqrt{\left(\frac{\langle \sigma_{1\,\rm p.e.}\rangle}{m_0 V_{\rm ov} + m_1}\right)^2 + \left(p_2 V_{\rm ov} + p_3\right)^2} \tag{5.53}$$

このモデルを用いて σ_{eff} の超過電圧依存性を図示した結果が図 5.46 である。シミュレーション結果は測定点をよ く表していると言える。シミュレーション波形について、超過電圧が低い場合には式(5.53)における第 2 項より も第 1 項の寄与が大きくなるため、電荷分解能は超過電圧に反比例して向上していく波形となると考えられる。一 方で、超過電圧が高いと第 1 項よりも第 2 項の寄与が大きくなるため、電荷分解能は 1 次関数に従って悪化してい くと考えられる。また超過電圧が低くなるに従い、ゲインの低下によって電荷分解能が悪化すると冒頭で述べたが、 それは超過電圧に反比例して悪化していくことが分かった。さらに、図 5.46 を見ると、SiPM S14521-0741-2 の 電荷分解能が最も良くなる臨界超過電圧 $V_{\text{ov, c}}$ が存在すると考えられる。チャンネル A1 の場合、 $V_{\text{ov, c}}$ は超過電 圧が約 2.9 V のとき電荷分解能が最も良く、そのときの電荷分解能は約 0.25 p.e. であった。



図 5.46: チャンネル A1 における超過電圧と σ_{eff} の関係を式(5.48) および式(5.50) を用いてシミュレーションした結果。シ ミュレーション波形は測定点をよく表していると言える。超過電圧を 0 V から徐々に高くしていくと反比例的に電荷分 解能が向上していくが、V_{ov, c} を超えると OCT の寄与が大きくなり始め、電荷分解能は 1 次関数に従って悪化してい く。チャンネル A1 の場合、V_{ov, c} は約 2.9 V で、そのときの電荷分解能は約 0.25 p.e. であった。

5.8 ダークカウントレート

5.8.1 目的

本測定の目的は、SiPM のダークカウントの発生頻度(Dark Count Rate; DCR)を各超過電圧において測定し、 SiPM S14521-0741-2 が LST に搭載可能かを議論することである。

素子で発生する熱電子がアバランシェ増倍を起こすと、光が照射されていない場合でも1光子分の信号が出力される。この信号をダークカウントと呼び、その発生頻度がダークカウントレート(Dark Count Rate; DCR)である。DCR が高いと、チェレンコフ光の光信号とダークカウントの信号が重なる確率が高くなり、適当な区間を時間 積分して得られる電荷はチェレンコフ光の信号のみを積分したときの電荷よりも大きく算出される。その結果、検 出したチェレンコフ光子数を正確に見積もることができなくなり、ガンマ線の到来方向およびエネルギーの推定誤 差を大きくすることに繋がる。

また、DCR が高いとダークカウント同士が重なり合う確率も高くなる。例えば、2 つのダークカウントの信号が 重なった場合、チェレンコフ光が検出されていないのにも関わらず 2 光子を検出したと判断される。LST では、検 出光子数がある閾値を超えた場合にのみトリガーをかけ、チェレンコフ光の観測を行うようにしている。そのため、 DCR が高い SiPM ではチェレンコフ光が到来していないのにも関わらず、素子起因で発生するダークカウントに よってトリガーをかける頻度が高くなる。このような事象は LST のトリガー閾値を上げ、ダークカウント由来の 信号を記録しないとすることで解決できる。しかし、それは LST の低エネルギー側の感度を下げることに繋がり、
SiPM を採用する利点がなくなってしまう。低エネルギーガンマ線は放射するチェレンコフ光子数が少ないため、 トリガー閾値を上げてしまうと、低エネルギーガンマ線から放射されたチェレンコフ光の信号はダークカウント由 来の信号と見なされて取得されないからである。

上に述べたチェレンコフ光の観測に対する影響は素子の DCR が高いほど大きく効くため、LST に搭載するため には DCR の低い SiPM を採用する必要がある。そこで本測定では、SiPM S14521-0741-2 の DCR の超過電圧依 存性について調べ、LST に搭載可能な SiPM かどうかについて比較検討する。比較の際には、PMT における夜光 の検出頻度との比較を行う。夜光の検出頻度より DCR が低い場合、DCR の影響よりも夜光の影響が大きく効くた め、SiPM S14521-0741-2 の DCR は LST への搭載に関して問題とはならないと結論付けることができる。

5.8.2 方法

測定は 5.1 節と同じ測定系で行い、ベースラインの補正方法は 5.2 節の手法と同じである。fw35、印加電圧を 38.0-44.0 V にかけて 0.5 V 刻みで変化させ、各印加電圧において出力波形を 1000 イベント記録した。1 イベント の測定時間は 1 μs とした。

得られた波形に対して電圧閾値を変化させながら、その閾値を超えたダークカウントの個数を計測した。ここで、信号の高周波数成分が存在するとダークカウントの計測が困難となるため、高速フーリエ変換(Fast Fourier Transform; FFT)を用いたデジタルローパスフィルタによって高周波数成分を除去した。その後、各電圧閾値において計測されたダークカウントの個数 N_{dark} を全測定時間 T_{obs} で割ることで、周波数 f に変換し、電圧閾値と周波数の関係を得た。N_{event} は測定イベント数とすると、周波数は

$$f = \frac{N_{\text{dark}}}{T_{\text{obs}}} = \frac{N_{\text{dark}}}{N_{\text{event}} \times 1 \ \mu \text{s}}$$
(5.54)

と表せる。

ダークカウントは1光子以上の振幅を持つ信号であるため、DCR を求めるためには閾値電圧と周波数の関係に おいて、1光子相当の振幅値を超えた信号のみを計測する必要がある。そのために、周波数の閾値電圧に対する2 回微分を計算した。SiPM は図 5.47a のように1光子に対して定まった波高値を出力するため、周波数は理想的に は図 5.47b のように階段状になるはずである。まず、閾値電圧をゼロから徐々に高くさせいき、1光子相当の振幅 値を超えると2光子以上に相当する信号のみが計測されるようになるため、検出されるダークカウントの個数は急 激に減る。同様に、2光子相当の振幅値を超えると、3光子以上に相当する信号のみが計測されるようになるため、 再び検出されるダークカウントの個数は急激に減る。以上より、図 5.47b における周波数の閾値電圧に対する1回 微分は、図 5.48 における点線で示すようにデルタ関数型の波形となる。実際には信号はある程度揺らぐため、図 5.48 の実線で示すように、ガウシアン的な波形となると考えられる。

実際の信号を解析する場合、閾値電圧を高くしていくと、初めに雑音成分が除去されていくため傾きが急になる。 その後、さらに閾値電圧を高くしていくと1光子以上の振幅を持つダークカウントのみを計測するようになる。そ の際、図 5.48 において赤星で示したように傾きが極値を取る。すなわち、1光子以上の振幅を持つダークカウント を計測するためには、図 5.48 において赤星で示した変曲点に対応する閾値電圧以上の振幅を持つパルスの個数を計 測すればよい。

以上をまとめると、DCR を算出する手順としてはまず、周波数の閾値電圧に対する1回微分を計算し、極値を 取る閾値電圧以上におけるダークカウントを計測する。さらに、それを測定時間で割れば DCR が求められる。傾 きが極値を取る際の閾値電圧を求めるためには、測定点をあるモデル関数でフィッティングして推定する必要があ る。しかし、本測定ではモデル関数を定義できず、フィッティングが困難であった。そこで、本測定では周波数の 閾値電圧に対する1階微分を計算し、傾きが負になることを考慮してそれが初めに極小値を取った閾値電圧におけ るダークカウントの個数を DCR の計算に用いることとした。



図 5.47: (a) 外部回路実装後における SiPM の理想的な出力波形。1 光子あたりに定まった波高値の信号を出力するため、各 入射光子数に対して等倍の波高値となる。(b) 閾値電圧と周波数の関係。閾値電圧を高くしていき1光子の振幅に達す ると、2 光子以上のイベントが計測されるようになるため、イベント数が急激に落ちる。これにより、周波数も同様に 急激に落ちる。2 光子や3 光子の場合にも同様になるため、理想的には階段上の分布となるはずである。



図 5.48: 周波数の閾値電圧に対する1回微分を計算したイメージ。理想的には点線で表したデルタ関数となるが、信号はある程 度揺らぐため、実線で示したガウシアンのような波形になると予想される。

5.8.3 結果

以下ではまず、チャンネル A1 における測定結果について述べる。超過電圧 5.65(4) V での出力波形 1 イベント を図 5.49a に、FFT によるデジタルローパスフィルタを通過させた波形を図 5.49b に示す。図 5.49a において約 2 mV 以上の振幅を持つ信号がダークカウントであり、1 µs あたり 13 回計測されていた。また、図 5.49b から分か るように、ローパスフィルタによって出力波形の高周波成分がカットされたことにより、ダークカウントが計測し やすくなった。FFT によって振幅値は変化するため、単位は任意とした。振幅 0.2 以上の信号がダークカウントで あり、ローパスフィルタ通過前と同様にダークカウントは 1 µs あたり 13 回計測されていた。1 イベントの結果か ら概算すると、超過電圧 5.65(4) V での DCR は 10 MHz 程度であると予想される。

次に、閾値電圧と周波数の関係を図 5.50 に示す。図 5.50 では、閾値電圧が 0.1 mV や 0.5 mV において DCR が 急激に小さくなる箇所が見られた。この点がそれぞれペデスタルおよび 1 光子に対応した信号の振幅となる。従っ て、0.1 mV より少し高い閾値電圧に変曲点があると予想される。そこで、閾値電圧とそれによる周波数の 2 階微分 までを計算した。超過電圧 5.65(4) V におけるチャンネル A1 での解析結果を図 5.51a および図 5.51b に示す。求 めるべき変曲点での閾値電圧は約 0.2 mV で、そのときの DCR はおよそ 9.6 MHz であった。

同様の手法で各超過電圧について DCR を計算した結果を図 5.52 に示す。超過電圧が高くなるにつれて DCR が 増加しており、それらの間にはおおよそ 1 次の関係が成立していた。また、チャンネル C3 以外の他の 14 チャンネ ルにおいて測定した結果を図 5.53 に示す。図 5.53 においても、超過電圧と DCR との間にはおおよそ 1 次の関係 が成立していた。チャンネル C3 では、データの欠損が見られたため、図 5.53 に表示できていない。

5.8.4 考察

DCR のチェレンコフ光の観測への影響

SiPM S14521-0741-2 の DCR は最も高い超過電圧でも 10 MHz 程度であった。LST 初号機に採用されている PMT の NSB の検出頻度は 300 MHz であり、SiPM S14521-0741-2 の 1 チャンネルは PMT の受光面積の 1/16 倍である。このことから SiPM S14521-0741-2 は 1 チャンネルあたり約 20 MHz で NSB が検出されると考えら れる。これは DCR のおよそ 1/2 倍の頻度であるため、DCR の影響は然程受けないと考えられる。さらに、SiPM S14521-0741-2 は PMT よりもチェレンコフ光の波長域で量子効率が 1.5 倍程度高いため、NSB の影響はより一 層受けると考えられる。以上より、SiPM S14521-0741-2 の DCR は NSB の検出頻度に比べて桁ではないが約 1/2 だけ少なく、LST に搭載する上で問題になる可能性は低いと考えられる。ただし、DCR の評価には量子効率や 望遠鏡の収集効率についても考える必要があるため、さらなる測定および議論が必要であると考えられる。

5.9 温度依存性

5.9.1 目的

SiPM には温度依存性が存在するため、SiPM を LST のカメラ素子としてそのまま用いることはできない。温度 依存性がチェレンコフ光の観測において強く影響する場合、温度変化によって SiPM の特性が変化することはチェ レンコフ光の観測を安定して行えないことに繋がる。そのため、常に一定の温度下で観測を行うために温度補償回 路を外部回路として外装する必要がある。そこで本測定では、本節以前で測定した降伏電圧やゲインなどの SiPM の基礎特性が温度によってどのように変化するかを調べ、安定した観測を行うためにどのくらいの温度を補償する 必要があるかを評価する。





図 5.49: (a) チャンネル A1 における、fw35 としたときの超過電圧 5.65(4) V での 1 イベントの波形。200 ns や 800 ns 付近 に見られる約 2 mV 以上の振幅を持つ信号がダークカウントである。1 µs あたり 13 個のダークカウントが見られるこ とから、超過電圧 5.65(4) V での DCR は数 10 MHz であると推測できる。(b) FFT を用いたデジタルローパスフィ ルタ通過後の 1 イベントの波形。高周波ノイズがカットされ、ダークカウントが数えやすくなった。



図 5.50: 超過電圧 5.65(4) V における閾値電圧と DCR の関係。DCR は閾値電圧に対して階段上の形状となり、閾値電圧が 0.1 mV や 0.5 mV において DCR が急激に小さくなった。この点がそれぞれのペデスタルおよび1 光子に対応した信 号の振幅となる。変曲点は 0.1 mV 付近にあると予想され、これより低い閾値電圧ではダークカウントに加えて、測定 系のノイズも含まれている。

5.9.2 方法

本測定は、温度を ESPEC 社製の恒温槽(製品番号: CRH-222)を用いて 10-50℃ まで 5℃ 間隔で変えていき、 各温度において SiPM S14521-0741-2 へ印加する電圧を変化させて測定した。恒温槽内部に 5.1 節とほとんど同 じような測定系を組み、暗電流と DCR の測定以外は SiPM に光を照射した状態で測定した。電圧の印加範囲は 5.2 節-5.8 節におけるそれぞれの範囲と同じにした。測定はチャンネル D4 に対してのみ行い、温度変化に対する SiPM の基礎特性の変化について調べた。温度変化以外の測定の手法は、5.2 節-5.8 節のそれぞれで述べた方法と 同じである。

測定系は、恒温槽を暗幕で覆うなどして暗箱内での測定環境とほとんど変わらないように設計した。具体的には、 恒温槽内部に光ファイバー、減光フィルター、温度センサーを設置し、5.1 節と同様の測定系を組んだ。各装置につ いての詳細を以下に述べる。

恒温槽

恒温槽の全体像を図 5.54a に示す。-20 度から 85 度にかけて温度を変化させることができ(エスペック株式会社 2021)、内部の温度は恒温槽に付属のデジタル温度計(図 5.54b)によって、0.1 °C の精度で温度を測ることができる。





図 5.51: (a) チャンネル A1 における超過電圧 5.65(4) V での DCR を閾値電圧で微分した結果。この図における傾きがゼロ となる点が変曲点であり、その閾値電圧での DCR が 1 光子以上の振幅となる DCR である。(b) チャンネル A1 にお いて超過電圧 5.65(4) V で得られた図 5.51a をさらに閾値電圧で微分した結果。y 軸の値がゼロとなる点が変曲点であ り、求めるべき変曲点は 0.2 mV 付近に存在する変曲点である。その閾値電圧での信号の計測頻度が DCR である。



図 **5.52:** 室温で測定したチャンネル A1 における超過電圧と DCR の関係。DCR は超過電圧に対しておおよそ 1 次の関係と なった。超過電圧が約 5.6 V のときの DCR は約 9.6 MHz であった。

温度センサ

恒温槽にはデジタル温度計が付いているが、それは局所的な温度を測定しているに過ぎない。恒温槽内の各所で 温度は一定ではないため、SiPM 近傍の温度を測定する必要がある。本測定では、図 5.55a のように SiPM 近傍に 別の温度センサを取り付けることで温度を測定した。用いた温度センサも恒温槽に付属のデジタル温度計と同様に、 0.1 °C 刻みで温度を表示するデジタル温度計である(図 5.55b)。

減光フィルター

本測定では、光ファイバーを用いてパルスレーザーの光を恒温槽内で SiPM に照射した。使用したパルスレー ザーは 5.1 節の波長 405 nm の青色レーザーではなく、波長 658 nm の赤色レーザーである。波長の違いによる光検 出感度はほとんど変化しないものとした。光ファイバーを用いたのは、恒温槽内にパルスレーザーを設置すること がサイズ的に難しかったからである。また、光ファイバーから照射される光の強度は強く、減光フィルター無しで は数 100 光電子レベルの光が照射される。そのため、5.1 節と同じように減光フィルターを用いて光の強度を下げ る必要がある。しかし、こちらもサイズ的に 5.1 節で用いた減光フィルターを恒温槽内に設置することが難しかっ たため、本測定では図 5.56 に示すように、光ファイバーの直後に自作の減光フィルターを設置した。自作の減光 フィルターは、黒紙に小さい穴を開けることで作成した。

5.9.3 結果と考察

温度を変化させていった際の SiPM の各性能について測定結果を示し、それぞれの結果に対しての考察を述べる。



図 5.53: 室温で測定した 15 チャンネルでの超過電圧と DCR の関係。C3 のチャンネルに関しては一部のデータが欠損していた ため表示できておらず、15 チャンネルでの結果を表示した。チャンネル A1 で見られた超過電圧と DCR との間のおお よそ 1 次の関係は全チャンネルにおいて確認された。また、超過電圧 3.4 V 未満ではダークカウントの計測が正しく行 えなかったため表示していない。これは超過電圧が低くなることによってゲインが低下し、解析で使用した閾値電圧の 間隔 0.02 mV では 1 光電子と 2 光電子が区別できなかったためであると考えられる。

暗電流

各温度に対する暗電流の印加電圧依存性を図 5.57 に示す。温度が 10.5 °C のときの暗電流は印加電圧 44.0 V に おいて約 4.3 μ A であったのに対し、50.0 °C の場合の暗電流は 87.6 μ A となった。約 40 °C の温度変化に対して暗 電流は 20 倍となり、温度が高くなるにつれて暗電流はより多く流れる傾向が見られた。また、恒温槽内の温度は必 ずしも均一ではないため、例えば設定温度を 10.0 °C としても、10.5 °C のようになった。

(i) 温度上昇に伴って暗電流が増加した理由

温度が高くなると、価電子帯の電子は熱エネルギーを得ることで容易に伝導帯へ遷移できるようになる。これ により結晶中の自由電子数は増加し、光検出起因以外でアバランシェ増倍を起こす電子数が増える。これに よって、温度が上がるほど暗電流はより一層流れるようになったと考えられる。

絶対ゲインと降伏電圧

図 5.58a と図 5.58b のそれぞれに、恒温槽内で測定した 10.5°C および 50.0°C における印加電圧 44.0 V での出 力波形を、2 次元ヒストグラムにした結果を示す。

信号の立ち上がりは 73 ns 付近であり、測定では外部回路を用いたため、積分区間を 72-80 ns の 8 ns とした。電荷分布を多重ガウシアンによってフィッティングし、各検出光子数に対応した電荷分布についてその平均値と標準 偏差を推定した。例として、印加電圧 44.0 V における、10.5 °C および 50.0 °C での結果を図 5.59a と図 5.59b に





(b) CRH-222 に付属のデジタル温度計

(a) ESPEC CRH-222

図 5.54: (a) 本研究で用いた恒温槽の全体像。縦横高さが 66 cm × 75 cm × 95 cm の大きさである。恒温槽左にデジタル温度 計が付属している。(b) 恒温槽内部の温度を 50.0°C としたときのデジタル温度計の表示。0.1 °C の精度で温度を測る ことができる。



(a) SiPM 近傍に設置した温度センサ

(b) 温度センサの表示

図 5.55: (a) SiPM 近傍に設置した温度センサの様子。(b) 設置した温度センサの表示。0.1°C の精度で温度を測ることがで きる。少し見にくいが、恒温槽に付属のデジタル温度計では 50.0°C であるのに対し、設置したデジタル温度計の表示 は 48.3°C となっており、両者の値が異なっている。



(a) 正面

(b) 裏面

図 5.56: 使用した自作の減光フィルター。白濁色の板をパルスレーザーと SiPM との間に挟むだけでは減光が不十分であったため、照射面積を小さくするために小さな穴を開けた。このフィルターを用いて電荷分布を取得したところ、1 光電子の 電荷分布が得られた。



図 5.57: チャンネル D4 における 10.5–50.0 °C での暗電流の印加電圧依存性。温度が高くなるにつれて暗電流量が増加する傾向が見られた。測定点のエラーバーは、各印加電圧、各温度において暗電流を 3 回測定した場合の標準偏差を表している。



⁽b) 50.0 °C における出力波形

図 5.58: (a) チャンネル D4 における 10.5 °C での SiPM の出力波形を 2 次元ヒストグラムにしたもの。20–30 ns に見られる 周期的なノイズ成分はパルスレーザーによるノイズである。これは、パルスレーザーのスイッチをオフにすると消える ことから検証済みである。(b) チャンネル D4 における 50.0 °C での SiPM の出力波形を 2 次元ヒストグラムにした もの。温度が高くなることでノイズが増える傾向が見られた。

示す。温度上昇に伴い、絶対ゲイン(以降、単にゲインと呼ぶ。)は下がり、標準偏差は大きくなった。また、各 ピーク間の成分も増加する傾向が見られた。

次に、図 5.59a と図 5.59b を多重ガウシアンでフィッティングした結果の一例を図 5.60a と図 5.60b に示す。そ れぞれ、10.5 °C および 50.0 °C における印加電圧 44.0 V での結果である。フィッティングによって 1 光電子の平 均電荷を推定し、ゲインと印加電圧の関係を式(5.7)を用いて、10.5–50.0 °C の各温度について求めた。

各温度に対するゲインと印加電圧の関係を表したものが図 5.61 である。ここで、ゲインは 5.3 節と同様の手法に よって電荷分布から求めたが、測定系に外部回路を用いているため、生波形から求められる絶対ゲインとは異なる 量となることに注意する。色の明るさは温度の高さを表しており、色が明るくなるほど温度が高い。40.0 V 以上に おいてはゲインと印加電圧は温度に依存せず 1 次の関係が見られたため、少なくとも 10.4–50.0 °C においては降伏 電圧は 40.0 V 未満であると分かった。そこで、図 5.61 の各温度に対して 1 次関数でフィッティングし、各温度 において推定された降伏電圧との関係を調べた。結果を図 5.62 に示す。T = 10.4 °C においては約 38.0 V であっ たが、T = 34.6 °C においては約 38.8 V となっており、10.4–34.6 °C における 24.2 °C の温度変化で降伏電圧は約 0.8 V 高くなった。

また、図 5.61 において、温度 49.9 °C の印加電圧 40.0 V や 43.0 V ではゲインが急激に下がっている点が見られ る。これは電荷分布のフィッティングがうまく行えなかったことにより、ゲインが正しく計算されていないことを 示す。これは、温度上昇に伴ってゲインが減少したことで電荷分布が図 5.60b のように崩れ、フィッティングが困 難になったことによると推察される。しかし、これらの点を除いたとしても、ゲインと印加電圧との間には 1 次の 関係が見られると言える。

また、図 5.61 より、ゲインが印加電圧に対して何 % 増加するかを見積もった。例として 10.4 °C における、印加 電圧 42.0 V での測定結果を 1 次関数によってフィッティングした結果を図 5.63 に示す。傾きは (8.6±0.06)×10⁴ となり、40.0 V 以上の超過電圧帯において印加電圧 42.0–43.0 V の 1.0 V の変化でゲインが約 19.8% 増加するこ とが分かった。

最後に、各印加電圧におけるゲインと温度の関係を図 5.64 に示す。色の明るさは超過電圧の高さを表しており、 色が明るくなるほど超過電圧が高い。ゲインは温度が上昇するにつれて下がる傾向があった。温度とゲインの関係 を 1 次関数によってフィッティングし、その傾きから温度が 1 °C 上昇した際にゲインが何 % 減少するかを見積 もった。例として、印加電圧 42.0 V の場合の温度とゲインの関係を図 5.65 に示す。印加電圧 42.0 V においてゲイ ンは 8.7 × 10⁴ だけ減少し、ゲインは温度が 25 °C から 26 °C へ 1 °C 上昇すると 0.92% 下がることが分かった。

(i) 温度上昇によって降伏電圧が高くなった理由

図 5.62 で見られたように、温度が上昇するにつれて降伏電圧は高くなっていった。温度が上がると、結晶中の格子振動はより激しくなると考えられる。アバランシェ増倍は、逆バイアスによって衝突イオン化に必要な 運動エネルギーまで加速された電子が空乏層内のアバランシェ領域で衝突イオン化をすることでキャリアを増 倍する。しかし格子振動が激しくなると、アバランシェ領域外の π 層において逆バイアスで加速されている 最中に、結晶原子と衝突することで電子はエネルギーを失う。その結果、電子は衝突イオン化に必要な運動エ ネルギーに満たない状態でアバランシェ領域に突入することとなる。格子振動によってエネルギーを失う場合 にもアバランシェ増倍を起こすためには、格子との衝突の後に残った運動エネルギーが衝突イオン化に必要な 運動エネルギーを超えてれば良い。そのためには、より高い逆バイアスによって電子を加速し、電子の初期の 運動エネルギーを大きくする必要がある。これは、温度が上がった場合にアバランシェ増倍を起こすために必 要な逆バイアスが高くなることを意味している。すなわち、降伏電圧が高くなる。以上のような理由で、温度 が上昇した際には降伏電圧が高くなると考えられる。

(ii) 温度上昇によってゲインが下がった理由 ゲインが下がったのは、温度上昇によって SiPM の降伏電圧が増加したためであると考えられる。異なる温度



(**b**) 50.0 °C

図 5.59: (a) チャンネル D4 における 10.4 °C、印加電圧 44.0 V での電荷分布。各検出光子数の電荷分布において 4 光子まで のピークが分離できた。(b) チャンネル D4 における 50.0 °C、印加電圧 44.0 V での電荷分布。印加電圧は同じである が、各検出光子数の電荷分布において 2 光子程度のピークまでしか分離できなかった。温度上昇に伴ってゲインが低下 したこと、熱雑音が増加したことが原因であると推測できる。



(b) 50.0 °C

図 5.60: (a) チャンネル D4 における 10.4 °C、印加電圧 44.0 V での電荷分布を多重ガウシアンでフィッティングした結果。4 光子までの電荷分布が確認できた。(b) チャンネル D4 における 50.0 °C、印加電圧 44.0 V での電荷分布を多重ガウシ アンによってフィッティングした結果。10.4 °C の場合と比較すると、ピーク間のイベント数が増加した。また、ペデ スタルの標準偏差は約 0.01 から約 0.03 へと 3 倍大きくなっており、温度上昇によって測定系のノイズが約 3 倍増加 した。



図 5.61: チャンネル D4 における超過電圧とゲインの関係。色の明るさは温度の高さを表しており、色が明るくなるほど温度が 高い。ゲインは温度に依存せず、超過電圧との間におおよそ 1 次の関係が見られた。

で同一電圧を印加した場合、温度が高いほど降伏電圧が高くなるため超過電圧が低くなり、ゲインが下がると 考えられる。物性的には、アバランシェ領域に突入する際の電子のエネルギーは、温度が低いほど大きく、高 いほど小さくなる。このため、同一印加電圧であっても温度が低い方がアバランシェ増倍が活発に起こると考 えられ、結果的に温度が上がるとゲインが下がると考えられる。

(iii) 温度変化に応じてゲインを一定に保つための温度補償回路の必要性

ゲインの温度依存性の測定から、温度が1°C変化するとゲインは約0.92% 下がることが分かった。これは温度上昇によって降伏電圧が増加し、超過電圧が下がるためであると上で考察した。このことから、ゲインを一定に保つための1つの策として、温度変化した際に超過電圧を調節することが考えられる。温度が1°C上昇したときに、温度変化前後で印加すべき超過電圧の差を計算すると、

$$\frac{0.92\%/^{\circ}C}{19.8\%/V} \sim 0.046 \text{ V/}^{\circ}C$$
(5.55)

となった。よって、温度が1°C 上昇した際に、超過電圧を 0.046 V 高くするような温度補償回路を外装する ことで SiPM S14521-0741-2 の温度依存性は対処することができると考えられる。

オプティカルクロストーク

5.6 節と同様の手法で、各温度、各超過電圧における電荷分布から OCT の発生確率を計算した。図 5.66 に印加 電圧 40.0 V、温度が 49.6 °C の場合の電荷分布を示す。図 5.61 を示した際にも述べたように、温度が高くなると 降伏電圧が高くなる。それによって、低い印加電圧ではゲインが小さくなるため図 5.66 のようにフィッティングす



図 5.62: チャンネル D4 における温度と降伏電圧の関係。温度が上がるにつれて、降伏電圧は高くなる傾向が見られた。温度が 35.0°C 以上かつ印加電圧が 42.0 V 未満のデータ点は、SiPM のゲインが低くなったことにより電荷分布のフィッティ ング精度が図 5.60b のようになり、1 光電子の平均電荷の推定精度が悪化した。これは降伏電圧の推定にも影響を及ぼ すため、ここではそれらのデータ点を除去したものを示している。

るために十分な電荷分布が得られず、OCT の発生確率を求めることができなくなる。そのため、本測定では印加電 圧が 42.0 V 以上で、温度が 30.0 °C 以下の測定データに対して解析を行い、その温度依存性について調べることと した。

OCT の発生確率の各温度に対する超過電圧依存性を図 5.68 に示す。図 5.37 と同じように超過電圧との間にはお およそ 1 次の関係が成立していた。また、温度が高くなるほど超過電圧が低くなっており、温度上昇によって降伏 電圧が高くなったことが確かめられた。さらに、温度が高くなるほど OCT の発生確率は低くなる傾向が見られた。

次に、各印加電圧に対する温度と OCT の発生確率の関係を図 5.68 に示す。各点ごとに降伏電圧が異なり、色を 超過電圧ごとに表すと図が見にくくなるため、超過電圧ではなく印加電圧として表示した。OCT の発生確率は温度 変化に対してやや右肩下がりの傾向があったが、図 5.67 と比較すると、OCT の発生確率には温度依存性よりも超 過電圧依存性が強く影響すると言える。

- (i) 温度上昇によって OCT の発生確率が低くなった理由
 - 図 5.68 の色に着目すると、OCT の発生確率は温度上昇に伴って低くなっている。これは温度が高くなったこ とで降伏電圧が高くなり、超過電圧が下がったことによって OCT の発生確率が下がったと考えられる。

電荷分解能

5.7 節と同様の手法で各温度、各超過電圧における電荷分解能を算出した。図 5.69 に各温度に対する超過電圧と 電荷分解能の関係を示す。電荷分解能は 10.4–30.0°C の範囲内では、超過電圧 3.0–6.5 V に対して

$$0.20 \le \sigma_{\rm eff} \le 0.40$$

120



図 5.63: チャンネル D4 における 10.4°C での印加電圧とゲインの関係を 1 次関数でフィッティングした結果。ゲインと超過電 圧に 1 次の関係があることが確認できた。超過電圧帯で印加電圧が 1.0 V 増加するとゲインは約 19.8% 増加した。

となった。

また、グラフの形が図 5.68 における OCT の発生確率と超過電圧の関係に酷似しており、電荷分解能が OCT の 発生確率に強く依存することが分かった。つまりこれは、電荷分解能も OCT の発生確率と同様に、温度よりも超 過電圧に強く依存することを意味する。

次に、各印加電圧に対する温度と電荷分解能の関係は図 5.70 のようになった。図 5.70 も図 5.68 と酷似した形状 となった。温度と電荷分解能の関係はやや右肩下がりとなる傾向が見られ、温度上昇に伴って電荷分解能が少々悪 化していた。

(i) 温度と電荷分解能の関係

図 5.69 を見ると、温度が 20.4°C で超過電圧を 3.8 V とした場合、電荷分解能が 0.26 p.e. と最も良かった。 温度が低い場合には超過電圧が高くなるため、OCT の発生確率が高くなり、電荷分解能が悪化すると考えら れる。一方で、温度が高い場合には降伏電圧が高くなることで超過電圧が低くなる。これによって OCT の発 生確率は低くなるが、ゲインも下がるため、電荷分解能が悪化すると考えられる。

以上をまとめると、SiPM にとっての適温は 20.4°C 付近に存在し、超過電圧が約 3.8 V となる際に電荷分解 能が最も良くなると考えられる。つまり、温度補償回路を実装しない場合には、SiPM の温度を常に 20.4°C 程度に保つことができれば、安定した観測が行えると考えられる。



図 5.64: チャンネル D4 における温度とゲインの関係。色の明るさは超過電圧の高さを表しており、色が明るくなるほど超過電 圧が高い。超過電圧とゲインの関係と同様に、温度とゲインにも 1 次の関係が見られた。

ダークカウント

5.8 節と同様の測定系を用いて光を照射しない状態で印加電圧を 38.0-44.0 V にかけて 0.5 V 刻みで与え、電流 と時間のデータを 1 万イベント測定した。FFT によるデジタルローパスフィルタを通過させ、DCR を計測した。 最も超過電圧が高く、温度が最も低い場合と高い場合における測定結果を図 5.71a と図 5.71b に示す。図 5.71a は 超過電圧 5.53(9) V、10.5 °C の測定結果である。また、図 5.71b は超過電圧 5.53(9) V、50.1 °C において得られた DCR の測定結果である。DCR は約 40 °C の温度変化に対して約 3 倍増加した。また、10.5 °C の比べて階段状の 構造が確認し辛くなった。これは温度上昇によって降伏電圧が高くなり、超過電圧が低くなったことでゲインが下 がったためであると考えられる。

図 5.71a や図 5.71b を各温度、各印加電圧において求め、それらの 2 階微分からそれぞれの DCR を算出した。 図 5.72 に各温度に対する DCR の超過電圧依存性を示す。DCR は超過電圧に対して 1 次の関係となる傾向が見ら れた。例えば温度が 30.1 °C の時、超過電圧を 4.0 V から 5.0 V へと 1.0 V 変化させたとき、DCR は約 4.4 MHz か ら約 5.1 MHz に変化し、DCR は約 1.2 倍増加した。

次に、図 5.73 に各超過電圧に対する DCR の温度依存性を示す。DCR の温度依存性は指数関数的に増大してい く傾向が見られた。この理由については以下で議論する。また、超過電圧が 5.53(9) V のとき、温度が 25°C から 30°C へと変化した際に DCR は 3.9 MHz から 7.8 MHz へ 2.0 倍増加した。

(i) 温度が高くなるにつれて DCR が増えた理由



図 **5.65:** チャンネル D4 における印加電圧 42.0 V での温度とゲインの関係を 1 次関数によってフィッティングした結果。ゲインと温度にも 1 次の関係が見られた。傾きは (-2.80 ± 0.06) × 10³ となり、ゲインは温度が 25 °C から 26 °C へ 1 °C 上昇すると 0.92% 下がることが分かった。

式(4.15)より、p型半導体とn型半導体のエネルギー準位差は温度の逆数に比例する。

$$e\phi_{\rm D} = \frac{1}{k_{\rm B}T} \ln\left(\frac{N_{\rm A}N_{\rm D}}{n_{\rm i}^2}\right) \tag{4.15}$$

すなわち、温度が高くなるにつれてエネルギー準位差は小さくなる。これは、価電子帯の電子が温度上昇に よって熱エネルギーを得るためであると考えられる。そのため、容易に伝導帯へ遷移することができ、熱電 子として半導体中を自由に動き回れるようになる。ダークカウントは熱電子がアバランシェ増倍を起こすこ とで生じる現象である。従って、温度上昇によって熱電子数が増加するとアバランシェ増倍される電子数が 増えるため、DCR が増加したと考えられる。例として超過電圧 5.53(9) V としたときに、温度を 50.0 °C か ら 10.5 °C に低くすると、DCR が 19.5 MHz から 1.4 MHz へ約 93% 減少したことからも温度変化に伴う熱 電子数の変化が原因であると考えられる。このように、DCR は温度に対して指数関数的に強く依存するため、 SiPM の温度を均一にするか、温度補償回路によって温度依存性を小さくする必要があると結論付けられる。 半導体中の電子数は式 (4.11) で書ける。

$$n_{\rm n} = N_{\rm c} \exp\left(-\frac{\epsilon_{\rm cn} - \epsilon_{\rm Fn}}{k_{\rm B}T}\right) \tag{4.11}$$

DCR の測定では光を照射していなかったため、半導体中の電子はほぼ全て熱電子数であると考えることがで きる*⁸。式(4.11)では、半導体中の電子数は温度の逆数を指数関数の肩に乗せた表式で書けていた。n 型半

^{*8} 恒温槽内は完全な暗闇でない。そのため、光漏れによって発生した光電子も含まれていると考えられる。



図 5.66: 印加電圧 40.0 V、温度が 49.6°C の場合の電荷分布。降伏電圧が高くなったことでゲインが低下しており、1 光電子の 電荷分布がペデスタルの分布に入り込んでしまっている。これにより、多重ガウシアンによるフィッティングで各光電 子の検出イベント数を推定することができず、OCT の発生確率を求めることができなくなる。



図 5.67: 超過電圧と OCT の発生確率の関係。超過電圧が高くなるに従って OCT の発生確率も高くなっており、両者の間には 1次の関係が成立していた。



図 5.68: 温度と OCT の発生確率の関係。表示の都合で超過電圧ではなく印加電圧で表示している。温度上昇に伴う OCT の発 生確率の変化はやや右肩下がりの傾向が見られるが、OCT の発生確率は温度よりも超過電圧に強く依存することが分 かった。



図 5.69: チャンネル D4 における各温度に対する超過電圧と電荷分解能の関係。図 5.68 に示したような OCT の発生確率と超 過電圧の関係に酷似した形状であった。



図 5.70: チャンネル D4 における各印加電圧に対する温度と電荷分解能の関係。温度と電荷分解能の関係はやや右肩下がりとな る傾向が見られ、温度上昇に伴って電荷分解能は少々悪化していた。

表 5.7: 超過電圧 Vov と臨界温度 Tc の関係

$V_{\rm ov}$ [V]	3.53 ± 0.09	4.03 ± 0.09	4.53 ± 0.09	5.03 ± 0.09	5.53 ± 0.09
$T_{\rm c}$ [°C]	14.6	14.4	14.2	15.6	15.8

導体のフェルミエネルギー ϵ_{Fn} は、伝導帯の最小エネルギー ϵ_{cn} よりも小さい。そのため、($\epsilon_{cn} - \epsilon_{Fn}$) は正と なり、この差は数 eV 程度の値を持つ。一方で、指数関数の肩における分母の $k_{B}T$ は室温でおよそ 0.026 eV であり、本測定での温度変化域に対しては ($\epsilon_{cn} - \epsilon_{Fn}$) に比べて 2 桁小さい値となる。その結果、指数関数の 肩はマイナスであるが、分母が分子よりも小さい関数となる。これを図示すると図 5.74 のようになり、DCR が温度に対して指数関数的に増大していく図 5.73 に酷似した形となり、温度上昇に伴って熱電子数が指数関 数的に増大していくと考えられる。ここで、DCR と熱電子数がおよそ比例関係にあると仮定すると、DCR は 温度に関して指数関数的に増大していくと考えられる。

以上より、超過電圧 5.53(9) V における DCR の温度依存性を 0 °C における DCR の f_0 と臨界温度 T_c を定数とした指数関数

$$f = f_0 \exp\left(\frac{T}{T_c}\right) \tag{5.57}$$

でフィッティングした結果を図 5.75 に示す。DCR の温度依存性はおおよそ指数関数に従うと言える。また、 T_c は 15.8°であり、その誤差は $\mathcal{O}(10^{-3})$ となり十分小さかった。このことから、チャンネル D4 においては 超過電圧 5.53(9) V においては温度が 15.8°C 上昇すると、DCR は f_0 の e 倍(e はネイピア数)になること が分かった。超過電圧 3.5 V 以上における T_c を表 5.7 にまとめる。



図 5.71: (a) チャンネル D4 における超過電圧 5.53(9) V、10.5 °C での DCR の測定結果。DCR は 1 MHz 以下で約 0.5 MHz あった。温度が低い場合は温度が高い場合と比べてゲインが高いので、ペデスタルと 1 光電子の信号との弁別ができ、 階段状の構造を形成する。(b) チャンネル D4 における超過電圧 5.53(9) V、50.1 °C での DCR の測定結果。DCR は 15 MHz 程度であった。温度が高くなることでゲインが低下し、解析で使用した閾値電圧の間隔 0.02 mV では 1 光電 子と 2 光電子が区別できなかったため、10.5 °C で確認されていた階段上の構造が確認できなくなったと考えられる。



図 5.72: チャンネル D4 における各温度における DCR の超過電圧依存性。DCR は超過電圧に対しておおよそ 1 次の関係が見 られた。また、温度上昇に伴って DCR が増加する傾向が見られ、その変化率は温度が高くなるほど大きくなっていた。



図 **5.73:** チャンネル D4 における各超過電圧に対する DCR の温度依存性。DCR は温度に対して指数関数的に増大していく傾向が見られ、温度が 50.0 °C のときの DCR は各超過電圧で 15 MHz を超えた。



図 **5.74**: 式(4.11)のシミュレーション波形。指数関数の肩において、分母が分子よりも小さい場合には指数関数的に振幅が増 大していく波形となる。



図 **5.75:** 超過電圧 5.53(9) V における DCR の温度依存性を指数関数でフィッティングした結果。DCR の温度依存性はおおよ そ指数関数に従っていると言える。T_c は 15.8°C であり、超過電圧 5.53(9) V においては温度が 15.8°C 上昇すると DCR は f₀ の e 倍になる (e はネイピア数)。

第6章

LST のための SiPM モジュールの開発

第5章では、SiPM の基礎特性について議論した。しかし、SiPM を LST へ搭載するためには専用のモジュール を作成する必要があり、そのためには 5.4 節で述べた波形整形に加えて信号合成や温度補償回路の実装などが必要 となる。この章では、6.1 節で信号合成について議論し、温度依存性を克服するための温度補償回路の特性試験の結 果について 6.2 節で言及する。

6.1 信号合成

6.1.1 目的

SiPM の面積は、現在 LST1 で使われている PMT の 16 分の 1 である。LST を高画素化するにしても、発生熱 量、消費電力量、データ量、製造コストなどを考えると、読み出しチャンネル数を 16 倍にするのは非常に難しく、4 倍が限度である。そこで、SiPM の 4 チャンネルの信号を合成し、1 ピクセルとする必要がある。しかし、合成信号 のノイズや OCT の発生頻度は、合成チャンネル数の増加による受光面積の拡大によって大きくなると危惧される。 このような問題が生じるため、信号合成によって波形や電荷分解能が悪化する可能性がある。そこで本測定では、 複数のチャンネルの信号を合成した際でも SiPM の電荷分解能が PMT の場合と同等以上の性能を持つか検証する。

6.1.2 方法

信号の合成は FESiP 基板の都合上、2 チャンネルと 4 チャンネルで行った。2 チャンネル合成はそれぞれ A1+B1、A2+B2、C1+D1、C2+D2 で行い、4 チャンネル合成は A3+A4+B3+B4、C3+C4+D3+D4 で測定した。 用いた測定系は 5.1 節と同様であり、印加電圧は 42.0–44.0 V にかけて 0.5 V 刻みで与えた。電荷分解能の算出ま での過程は 5.6 節と 5.7 節で用いた手法と同じである。

fw は合成チャンネル数によって変えた。本測定では、2 チャンネル合成では fw16、4 チャンネル合成では fw18 とした。それは、合成チャンネル数が増えるにつれて受光面積が増えるからである。fw15 のままでは高頻度で光検 出がなされるため、OCT の発生確率や電荷分解能の算出に必要な 1 光子の電荷分布が取得できなくなる。以下で は、本測定で用いた FESiP 基板における信号の合成方法について述べる。

信号の合成方法

ここでは、2 チャンネル合成の場合について紹介する。図 5.7 の 2 チャンネル合成回路の部分を拡大したものを 図 6.1 に示す。SiPM S14521-0741-2 の出力信号は 1 ns 程度で高速に立ち上がる特性を持つため、SiPM の信号 を合成する際には高周波数成分のみを取り出す回路を用いて信号合成を行う必要がある。そこで、抵抗とキャパシ タを用いたハイパスフィルタを用いることで信号の合成を行う。例えば、図に示す C7 と R9 ではハイパスフィル



図 6.1: 2 チャンネル合成回路。SiPM S14521-0741-2 の素早い信号(高周波数の信号)のみを取り出すために C7 や C8 の 22 nF のキャパシタを介することでハイパスフィルタを構成し、SiPM の高周波数成分のみを合成信号として用いてい る。

タが構成されており、低周波数の信号に対しては C7 を通過することができない*¹ため、低周波数成分は除去される。これによって、高周波数の素早い SiPM の信号のみを合成信号として使うことが可能となる。C8 と R11 でも 同様である。また、R7(R8)の抵抗は、R9(R11)とは逆方向に出力された信号を合成信号に混入させないために 設置されている。

6.1.3 結果

2 チャンネル合成

2 チャンネル合成の例として、A1+B1 における出力波形を図 6.2 に示す。信号を合成することによって、信号後部にアンダーシュートが生じた。これは、合成回路におけるインピーダンスの不整合によると考えられる。これまでの解析では、外部回路実装時には 42–50 ns の 8 ns を積分時間として採用していたが、50 ns まで積分するとアンダーシュートの影響で電荷が過小評価され、電荷分布を変形させる原因となる。これを避けるために、2 チャンネル合成では図 6.3 に示す 42–47 ns の 5 ns を積分することで電荷分布を作成し、OCT の発生確率や電荷分解能に

^{*&}lt;sup>1</sup> キャパシタは充電されると導通しなくなる。低周波数な信号ほどその位相速度に比べて充電速度が早いため、低周波成分は除去される。



図 6.2: 2 チャンネル合成時における印加電圧 44.0 V での出力波形 1 万イベント分を 2 次元ヒストグラムで表したもの。カラー バーは信号検出頻度を表しており、2 チャンネル合成をした場合にも入射光子数に対応した信号を出力していることが分 かる。

ついて計算した。この手法は4 チャンネル合成でも採用した。

2 チャンネル合成時の降伏電圧は 5.3 節と同様の手法でゲインの印加電圧依存性から推定した。その結果、A1+B1 における降伏電圧は 38.27±0.06 V であった。以降、この降伏電圧を用いて超過電圧を計算した。

例として A1+B1 における、印加電圧 44.0 V とした場合の出力波形を図 6.2 に、電荷分布を多重ガウシアンで フィッティングした結果を図 6.4 に示す。外部回路実装時の測定結果なので、積分時間は 42–50 ns の 10 ns とし た。図 5.36 と比較すると、ペデスタルの標準偏差は約 1.00 から約 1.42 へと約 1.42 倍増加していた。

超過電圧 5.73(6) V における 2 チャンネル合成時の電荷分布について、1 光電子の平均電荷は約 0.067 pC であ り、その標準偏差は約 0.013 pC であった。また、そのときの OCT の発生確率は 6.2±1.6% であった。以上の結 果から、超過電圧 5.73(6) V における A1+B1 の 2 チャンネル合成時の電荷分解能を計算すると

$$\sigma_{\rm eff, A1+B1} = 0.30 \pm 0.02 \text{ p.e.}$$
 (6.1)

となった。

4 チャンネル合成

4 チャンネル合成の例として、A3+A4+B3+B4 における出力波形を図 6.5 に示す。また、これまでの積分時間と 同様に 42–50 ns の 10 ns を時間積分した結果を図 6.6 に示す。合成チャンネル数を増加させたことで、2 チャンネ ル合成時に生じた信号後部のアンダーシュートが大きくなった。合成チャンネル数の増加によって、インピーダン スが 2 チャンネル合成時よりもさらに不整合性が増したためである。

また、2 チャンネル合成の結果では触れなかったが、50 ns まで積分すると電荷分布は図 6.6 のように変形した。 アンダーシュートの成分によって電荷が過小評価され、正確な電荷分布を得ることができなくなった。これでは多



図 6.3: 2 チャンネル合成(A1+B1)における各印加電圧での平均波形。斜線部は 42-47 ns の積分区間を示す。合成回路にお けるインピーダンスの不整合から 47 ns 以降に見られるアンダーシュートが生じた。そのため、42-50 ns を積分すると 47-50 ns のアンダーシュートの成分によって電荷が過小評価されてしまい、電荷分布を変形させる原因となる可能性が ある。



図 6.4: 2 チャンネル合成時における超過電圧 5.73±0.06 V での電荷分布を多重ガウシアンでフィッティングした結果。各検出 光子数に対応したピークが見られる。1 光電子の平均電荷は約 0.063 pC であり、その標準偏差は約 0.014 pC であった。



図 6.5: 4 チャンネル合成(A3+A4+B3+B4)における印加電圧 44.0 V での出力波形を 2 次元ヒストグラムとしたもの。入射 光子数に対応した信号を出すという SiPM の特徴が確認できたが、47–52 ns にかけてのアンダーシュートが大きくなっ た。これまでの解析では、電荷を計算する際に 42–50 ns を積分していたが、これではアンダーシュートの成分によって 電荷が過小評価される。

重ガウシアンによるフィッティングはもちろん、OCT 発生確率の計算や電荷分解能の計算を行うことができない。 従って、4 チャンネル合成時も 2 チャンネル合成時と同様に、図 6.7 に示す 42–47 ns の 5 ns を積分することで電 荷分布を作成し、OCT の発生確率や電荷分解能について計算した。

降伏電圧の推定方法は 5.3 節と同じである。A3+A4+B3+B4 の場合、降伏電圧は 38.47±0.11V となった。図 6.5 に示した各イベントに対して、42-47 ns の 5 ns で時間積分して得た電荷分布を多重ガウシアンでフィッティ ングした結果を図 6.8 に示す。超過電圧 5.53(11) V における、1 光電子の平均電荷は 0.043 pC であり、その標準 偏差は 0.011 pC であった。また、そのときの OCT の発生確率は ~ 7.2% であった。以上の結果から、超過電圧 5.53(11) V における A3+A4+B3+B4 の 4 チャンネル合成時の電荷分解能は

$$\sigma_{\rm eff, A3+A4+B3+B4} = 0.35 \pm 0.02 \text{ p.e.}$$
(6.2)

となった。1 チャンネル読み出しの場合と比較すると、例えばチャンネル A1 では約 0.35 p.e. であったので、4 チャンネル合成(A3+A4+B3+B4)を行っても電荷分解能はほとんど変化しなかった。しかし、A1 の降伏電圧は約 38.35 V で、A3+A4+B3+B4 の場合の降伏電圧は約 38.47 V であるため、この状態では異なる超過電圧における電 荷分解能を比較しているに過ぎない。両者の電荷分解能を比較するためには同一超過電圧下で比較する必要がある。

6.1.4 考察

電荷分解能の受光面積依存性

電荷分解能の読み出しチャンネル数に対する依存性を評価するために、チャンネル A1 による 1 チャンネル読み 出し、A1+B1 の 2 チャンネル読み出し、A3+A4+B3+B4 の 4 チャンネル読み出しにおける、同一超過電圧での電



図 6.6: 4 チャンネル合成(A3+A4+B3+B4)における印加電圧 44.0 V での出力波形を 42–50 ns で積分することで求めた電荷 分布。アンダーシュートの寄与によって電荷分布が崩れ、各検出光子に対するピークが確認できなかった。このことか ら、積分時間を短くし、アンダーシュートの寄与を含まないようにする必要がある。



図 6.7: 4 チャンネル合成(A3+A4+B3+B4)における各印加電圧での平均波形。斜線部は 42-47 ns の積分区間を示す。PZC 回路におけるインピーダンスの不整合から 47 ns 以降に見られるアンダーシュートが大きくなった。そのため、42--50 ns を積分すると 47-50 ns のアンダーシュートの成分によって電荷が過小評価されてしまい、電荷分布が図 6.6 のよう になってしまう。



図 6.8: 4 チャンネル合成(A3+A4+B3+B4)における、超過電圧 5.53(11) V での電荷分解を多重ガウシアンでモデルフィット した結果。各検出光子数に対応したピークが見られる。アンダーシュートの部分を積分していないことにより、電荷分 布が図 6.6 と比較して改善した。1 光電子の平均電荷は 0.043 pC であり、その標準偏差は 0.011 pC であった。

СН	$V_{\rm ov, \ c} \ [V]$	$\sigma_{\rm eff}$ [p.e.]
A1	~2.93	~ 0.25
D1	~ 3.64	~ 0.27
A1+B1	~ 5.96	~ 0.31
A2+B2	~ 6.47	~ 0.32
A3+A4+B3+B4	~ 7.88	~ 0.35
C3+C4+D3+D4	~ 6.87	~ 0.34

表 6.1: 各合成チャンネル数での臨界超過電圧とそのときの電荷分解能の関係

荷分解能を比較する。5.7.4 節で用いた手法により、各合成チャンネル数に対して超過電圧と電荷分解能の関係を式 (5.46)によってフィッティングした結果を図 6.9 に示す。また、それぞれの臨界超過電圧とそのときの電荷分解能 を表 6.1*²にまとめた。

図 6.9 および表 6.1 より、合成チャンネル数を増やしていくと電荷分解能は悪化していき、臨界超過電圧は高く なる傾向が見られた。電荷分解能が悪化したのは、合成チャンネル数を増やしたことで受光面積が増加し、1 チャ ンネルあたり独立に発生していたノイズが合成されたことでノイズが √n (n は合成チャンネル数) 倍され、信号の S/N が小さくなったためであると考えられる。一方で、超過電圧が高くなる傾向が見られたのは測定点の不足に起 因するものであると考えられる。1 チャンネル読み出しでは、印加電圧を 38.0–44.0 V まで測定していたが、信号 合成時の測定では印加電圧を 42.0–44.0 V までのデータのみしか測定していなかった。2 チャンネルや 4 チャンネ

^{*2} 時間の都合でまだ誤差を付けられていない。



図 6.9: 各合成チャンネルに対する超過電圧と電荷分解能の関係。シミュレーション波形も同図内に示している。臨界超過電圧 を中心に超過電圧が低くなるとそれに反比例して電荷分解能は悪化し、超過電圧が高くなると1次関数に従って電荷分 解能は悪化していた。

ル合成時に1 チャンネル読み出しの際と同じ測定点を取得していれば、超過電圧 1.0-3.0 V にかけての測定点を打 つことができ、シミュレーション波形はチャンネル A1 や D1 と同じようになると考えられる。これにより、臨界 超過電圧は合成チャンネル数に依らずおおよそ同じ値になるのではないかと推察される。

6.2 温度補償回路の性能試験

6.2.1 目的

5.9 節で議論したように、SiPM S14521-0741-2 ゲインは温度に比例して下がる傾向が見られた。そこで本測定 では、SiPM S14521-0741-2 の信号読み出し回路に温度補償回路を外装し、SiPM のゲインが温度変化に応じて一 定に保たれるかを検証する。

6.2.2 方法

温度補償回路

使用した温度補償回路には浜松ホトニクス製の C14156 を用いた。固定電圧を印加する場合、温度上昇によって 降伏電圧が高くなると超過電圧が低くなるためゲインが下がる。そこで、C14156 は温度センサで検知した温度変 化に応じて出力電圧値を変化させ、それによって SIPM の超過電圧を一定に保つことでゲインを一定に保つことを 可能としている。温度センサには KOA 株式会社製の LP73 this film resistance thermal chip sensor を用いた。温



図 6.10: C14156 を用いた温度補償回路のブロック図(浜松ホトニクス株式会社 2018)。本測定では制御電圧、温度係数制御電 圧を与えた。温度センサはサーミスタでできており、温度が高くなると抵抗が下がる。この変化率は温度係数制御電圧 を変化させることで制御できる。制御電圧に対して温度係数制御電圧を変化させることで、温度変化に対して SiPM へ 与える電圧を制御することができる。

度センサはサーミスタでできており、温度が上がると抵抗が下がる特徴を持つ*3。

図 6.10 に C14156 を用いた温度補償回路の回路図を示す。本測定ではリファレンス電圧は与えず、動作電 E +5.0 V、制御電圧、温度係数制御電圧を与えた。制御電圧は SiPM ヘ与えたいバイアス電圧によって変化する。 また、温度変化に対してどのくらい出力電圧を変化させるかを制御するのが温度係数制御電圧である。

事前準備

温度補償回路を動作させるためには、動作電圧 $V_{\rm s}$ 、制御電圧 $V_{\rm cont}$ および温度係数制御電圧 $V_{\rm tcr}$ が必要となる。 $V_{\rm s}$ は C14156 の取扱説明書(浜松ホトニクス株式会社 2018)より +5.0 V を印加した。

次に、制御電圧 V_{cont} と出力電圧 V_{out} には図 6.11 のような関係がある。 V_{out} が SiPM に印加される電圧となる。 本測定では、降伏電圧近傍の電圧ではゲインが下がること、および高印加電圧では DCR が増加することを考慮し、 42.0 V の印加電圧を採用した。図 6.11 からより、このとき印加すべき V_{cont} は 0.58 V であると読み取った。電流 電圧計を用いて、 V_{cont} が 0.58 V の場合の出力電圧を測定すると V_{out} は 42.04 V となり、ほぼ正確に 42.0 V の電圧 が SiPM へ印加されることが分かった。以降、温度補償回路の性能試験において制御電圧は 0.58 V で一定とした。

温度係数制御電圧 V_{tcr} は、要求する温度係数 C_T に対応して決める必要がある。5.9.3 より要求値は $C_T = 0.046 \text{ V/°C}$ であったため、それに対応した温度係数制御電圧を与える。そのためには、温度係数制御電圧と温度係数の関係を知る必要がある。そこで、温度を変えていき、ある温度係数制御電圧における出力電圧を測定した。これにより、ある温度係数制御電圧における温度と出力電圧の関係を知ることができ、温度係数を求めることができる。以上より、本測定で適切な温度係数制御電圧を決定した。

^{*&}lt;sup>3</sup>サーミスタは半導体でできている。温度が高くなると価電子帯から伝導帯へ遷移する電子が増えるため、サーミスタ中の自由電子数が増加する。これによって、温度が上がった際に電気伝導性を向上させる。一般の抵抗は、温度が上昇すると抵抗を構成する結晶の格子振動が激しくなるため、格子との衝突によって電子の運動が妨げられる。これによって電気伝導性は低くなる、すなわち抵抗が上がる。



図 6.11: (左) C14156 の制御電圧と出力電圧の関係(浜松ホトニクス株式会社 2018)。制御電圧と制御電圧には、1 次の関係が 成り立っている。出力電圧は制御電圧を 1.2 V としたとき、最大で 80 V を超える。本研究で使用した SiPM への最大 印加電圧は 44.0 V であったため、制御電圧は 0.65 V 未満に設定すべきであることが読み取れる。(右) 制御電圧を約 0.8 V した際の C14156 の周辺温度と出力電圧の関係。-20-60 °C にわたる 80 °C の温度変化に対して出力電圧は最大 で 0.2 V 変化する。

温度補償回路の性能試験

温度補償回路以外の測定系は 5.9 節で述べた系と同じである。温度補償回路を外装した測定系にて、温度を変化 させていき、各温度において SiPM の電荷分布を得た。制御電圧を 0.58 V、温度係数制御電圧は 0.09–1.50 V にか けて 0.05 V 刻みで与えた。また、恒温槽の設定温度は 10.0–50.0°C において 5.0°C 刻みで与えた。信号は 1 万イ ベント取得し、ペデスタルと 1 光子の電荷分布からゲインを求め、温度補償回路を用いたことで温度変化に応じて ゲインがどのくらい一定に保たれているかを調べた。

6.2.3 結果

温度係数制御電圧の決定

各温度係数制御電圧における温度と出力電圧の関係を図 6.12a に示す。また、温度係数を求めるために、図 6.12a を各温度係数制御電圧において 1 次関数でフィッティングした。その結果を図 6.12b に示す。ここで、1 次関数の 傾きは温度係数を表しており、温度係数制御電圧が高くなるに従って温度係数は大きくなった。また、T = 24 付近 でそれぞれの直線は 1 点に交わっていた。

図 6.12a において求めた温度係数と温度係数制御電圧の関係を図示すると図 6.13a のようになった。温度係数と 温度係数制御電圧にはおおよそ 1 次の関係が成立していたため、1 次関数でフィッティングし(図 6.13b)、 $C_{\rm T}$ が 0.046 V/°C となる $V_{\rm tcr}$ を求めると、1.08 V となった。誤差は $\mathcal{O}(10^{-8})$ となり、無視できるほど小さかった。以 降、ゲインを測定する際に温度補償回路に印加する $V_{\rm tcr}$ は 1.08 V とした。




図 6.12: (a) 各温度係数制御電圧における温度と出力電圧の関係。それらの間にはおおよそ1次の関係が成立していた。(b) 各温度係数制御電圧における温度と出力電圧の関係を1次関数によってフィッティングした結果。温度係数制御電圧が 高くなるに従って傾きが大きくなる傾向が見られた。傾きは温度係数を表している。





図 6.13: (a) 温度係数と温度係数制御電圧の関係。(b) 温度係数と温度係数制御電圧の関係を 1 次関数によってフィッティングした結果。これより、 $C_{\rm T}=0.046\,{\rm V}/^{\circ}{\rm C}$ となる $V_{\rm tcr}$ を決定した。

温度に対するゲインの安定性

温度補償回路に与える電圧をそれぞれ $V_{\rm s}$ を5.00 V、 $V_{\rm cont}$ を0.58 V、 $V_{\rm tcr}$ を1.08 V とし、恒温槽を用いて各温度 における $V_{\rm out}$ とゲインの関係を求めた。ここでは、本測定で最も低かった温度と高かった温度の結果のみを示す。

図 6.14 に電荷分布を多重ガウシアンによってフィッティングした結果を示す。式(5.7)を用いてゲインを計算 すると、それぞれの温度において

$$M(T = 10.3) = (3.29 \pm 0.01) \times 10^5 \tag{6.3}$$

$$M(T = 48.3) = (3.24 \pm 0.02) \times 10^5 \tag{6.4}$$

となり、その変化量は約 38°C の温度変化に対して約 1.5% であった。5.9.3 節で述べたように、印加電圧を 42.0 V で一定とした場合には温度が約 34°C 変化した際にゲインは約 28% 減少しており、温度補償回路を用いたことで ゲインを一定に保つことができていると推測できる。

次に、図 6.15 に各温度に対するゲインと印加電圧の関係を示す。印加電圧 42.5 V にかけてゲインは上昇し、その 電圧値を境にゲインは減少していく傾向が見られた。約 38.0 °C の温度変化に対してゲインの平均値は 3.37×10^5 、 その標準偏差は 7.06×10^3 となり、ゲインは平均値に対して約 2.1 % ほど揺らぐことが分かった。また、25 °C か ら 35 °C の 10 °C の温度変化に対してゲインは約 0.78 % 変化しており、1 °C の温度変化に対してゲインの変動は 0.08 % に抑えられることが分かった。LST 初号機の PMT は 1 °C の温度変化に対してゲインの変動は 0.1-0.2 % に抑えられているため、SiPM S14521-0741-2 を LST に搭載するためには十分な温度補償が行えていると考えら れる。

6.2.4 考察

温度補償回路を用いた際の温度とゲインの関係

図 6.15 より、温度補償回路を用いた際の温度とゲインの間には、上に凸の 2 次関数的な関係があるように見える。これは温度とゲインの関係、および印加電圧とゲインの関係によるものであると考えられる。

ゲインは温度に対して1次関数的に減少していく一方で、印加電圧に対しては1次関数的に増加する。今、印加 電圧は温度補償回路によって制御されており、サーミスタによって、温度Tが高くなるほど SiPM へ印加される電 圧は高くなる。つまり、

$$V_{\rm bias} = V_{\rm bias}(T) \tag{6.5}$$

である。ゲインGは温度と印加電圧に比例し、印加電圧は温度に比例するため、次の2通りの関数が考えられる。

$$G(T) = \alpha(g_0 T + g_1) + \beta(g_2 V_{\text{bias}}(T) + g_3)$$
(6.6)

あるいは、

$$G(T) = \alpha (g_0 T + g_1) (g_2 V_{\text{bias}}(T) + g_3)$$
(6.7)

である。 $\alpha や \beta$ 、 g_i (i = 0, 2, 3) は定数である。まず、式(6.6)の場合、温度補償回路外装後のゲインの温度依存性が2次関数的になるためには V_{bias} が温度に関して2次関数に従うことが要求される。ここで、図 6.16 に温度と印加電圧の関係を示す。これにより、明らかに温度と印加電圧は2次関数的でないことが分かるため、式(6.6)は棄却される。従って、ゲインも印加電圧も温度に比例する表式で、かつ温度補償回路外装後のゲインが温度に関して2次関数に従うことを説明できる式(6.7)を用いて議論を進める。

式(6.7)の場合、印加電圧と温度の関係を

$$V_{\rm bias}(T) = V_0 T + V_1 \tag{6.8}$$



図 6.14: チャンネル D4 における 10.3 °C および 48.3 °C での電荷分布を多重ガウシアンによってフィッティングした結果。 (a) と(b)を比較すると、温度が上がることで電荷分解能は落ちた。5.9.3 節で述べたように、印加電圧を 42.0 V で一 定とした場合には温度が約 34 °C 変化した際にゲインは約 28 % 減少した。一方で、温度補償回路を用いた場合には、 温度が約 38 °C 変化した際、ゲインの変動が約 1.5 % に抑えられた。



図 6.15: 温度補償回路を用いた際の温度とゲインの関係。色は与えた印加電圧の高さを示している。10–35°C にかけてゲイン は上昇しており、35°C を境にゲインは減少する傾向が見られた。



図 6.16: V_{tcr} を 1.08 V としたときの温度と出力電圧の関係。SiPM への印加電圧は温度に対してほぼ 1 次関数に従う。温度が 上がるとゲインが下がるが、温度補償回路は図のように 1 次関数的に印加電圧を高くすることによってゲインを一定に 保つ働きを持つ。



図 6.17: 温度補償回路の外装前後における絶対ゲインの温度依存性と温度補償回路外装時のシミュレーション波形。青点は温度 補償回路を用いない場合の印加電圧 42.0 V での測定点で、青の実線はそれを 1 次関数でフィッティングした結果であ る。また、赤点は温度補償回路を用いた際の測定点を表しており、緑の実線はそのシミュレーション波形を示す。シ ミュレーション波形は絶対ゲインの印加電圧依存性および温度依存性の測定結果から求めた。シミュレーション波形は 温度に関して上に凸の 2 次関数で表され、測定データと数 % 程度のずれが生じているもののおおよそ一致していると 言える。

とおくと、ゲインと温度の関係は

$$G = (g_0 T + g_1) \{ g_2 (V_0 T + V_1)(T) + g_3 \}$$
(6.9)

となる。V₀, V₁ は定数であり、図 6.16 から

$$V_0 = 0.042 \,\mathrm{V/^{\circ}C}, \quad V_1 = 41 \,\mathrm{V}$$
 (6.10)

と分かった。次に、g0 と g1 は図 5.65 から求めることができる。印加電圧 42.0 V で

$$g_0 = -2.8 \times 10^3 / ^{\circ}\text{C}, \quad g_1 = 3.8 \times 10^5$$
 (6.11)

であり、g₂ と g₃ はチャンネル D4 における絶対ゲインの印加電圧依存性から求めることができ、温度 25.1 °C で

$$g_2 = 9.5 \times 10^5 / \text{V}, \quad g_3 = -3.7 \times 10^6$$
(6.12)

であった。以上の定数を用いてシミュレーションを行うと図 6.17 のようになった。ここで規格化定数 α は、印加 電圧 42.0 V かつ温度 25.1 °C のときのゲインの値とした。フィッティング曲線は測定データと数 % 程度のずれが 生じているものの、おおよそ一致していると言える。 従って、温度補償回路を用いた際の温度とゲインの関係は、温度補償回路により印加される電圧が温度に比例して増加すること、ゲインが温度に比例して減少することから、式(6.7)で表される上に凸の2次関数で表せると考えられる。2次関数の広がりが小さいほど、温度補償回路として優れた性能を持つと期待できる。

6.3 今後の展望

6.3.1 基礎特性評価の続き

本研究では、主に SiPM S14521-0741-2 の降伏電圧やゲイン、OCT の発生確率、電荷分解能、DCR、諸特性の 温度依存性について調べた。今後はさらに入射光子数に対する検出光子数の線形性およびダイナミックレンジの測 定や、本研究における PZC 回路の実装で生じたアンダーシュートの考察について行う必要があると考えている。線 形性やダイナミックレンジの測定は、SiPM はチェレンコフ光子数を何個まで計測できるのかを表す重要な量とな り、LST が観測対象とする 20 GeV から 3 TeV のガンマ線を観測する上で使用可能な素子であるかを評価するため に必要となる。LST 初号機では 2 つのモードが備えられており、低ゲインモードでは数 1000 p.e.、高ゲインモー ドでは数 100 p.e. を検出できるようになっている。SiPM S14521-0741-2 も同等以上のダイナミックレンジを持つ かを評価する必要がある。また、PZC 回路の実装で生じたアンダーシュートに関しては電荷を過小評価する原因と なるため、早急に解決しなければいけない問題である。PZC 回路の根本的理解を見直し、抵抗やキャパシタの値を 調節することでアンダーシュートの消去を目指したいと考えている。

それに加え、LST 用の SiPM として浜松ホトニクスから開発された新たな SiPM S13369 の基礎特性評価を引き 続き行なっていきたいと考えている(図 6.18)。SiPM S13369 の降伏電圧は約 55.0 V であり、本研究で使用した SiPM の降伏電圧 ~38.5 V よりも高い。SiPM S13369 の特徴として、図 6.18 に示すように、PZC 回路を実装しな くとも約 3 ns の FWHM を持つことが挙げられる。電荷分解能や DCR、温度依存性に関しては今後測定する予定 である。

6.3.2 MUSIC の採用妥当性の評価

本研究で用いた SiPM の信号読み出し回路は FESiP 基板、PZC 回路、アンプ、温度補償回路であり、現状では それぞれが独立している。これらを 1 つに集約することができれば、SiPM モジュール全体としてコンパクトに できると考えられる。そこで、SCIENTIFICA 製の信号読み出しチップである、Multiple Use IC for SiPM anode readout (MUSIC) (Gómez et al. 2021)の採用を検討している。MUSIC は、1 種類の SiPM の信号に対して波形 整形なしの信号の読み出し、PZC 回路を通過後の信号の読み出し、高ゲイン読み出し、低ゲイン読み出しなどと、 複数の種類の信号を同時に出力することが可能である。また、MUSIC は 5.4 節で外部回路として実装した PZC 回 路を 1 つのチップに搭載しているため非常にコンパクト化されている。そのため、LST のカメラに SiPM モジュー ルを搭載する際に軽量化の面で一役を担うと期待できる。また、1 つのチップで回路が集約されているため、基板 上で発生するノイズも自作の基板より圧倒的に低くなると期待できる。今後は、MUSIC を用いた場合の SiPM の 基礎特性を測定し、本研究で得られた結果と比較することで MUSIC の採用妥当性を評価したいと考えている。

6.3.3 SiPM モジュールの開発および大気チェレンコフ光の試験観測

MUSIC の性能評価が終わり次第、SiPM の信号合成が可能な信号読み出し回路(FESiP 基板 or MUSIC) および 温度補償回路などを搭載した SiPM モジュールの開発を行い、電荷分解能や DCR、温度補償回路の動作確認など、 本研究で行った基礎特性評価と同様の試験を行う。その後、東京大学が山梨県明野村に所有する解像型大気チェレ ンコフ望遠鏡(明野望遠鏡)に試験搭載し、大気チェレンコフ光の観測を試みたいと考えている。明野望遠鏡のカ



図 6.18: 浜松ホトニクスで開発された LST 用の新たな SiPM S13369 の出力波形。降伏電圧は約 55.0 V であり、本研究で使 用した SiPM の降伏電圧 ~38.5 V よりも高い。SiPM S13369 の特徴として、PZC 回路を実装しなくとも約 3 ns の FWHM を持つことが挙げられる。電荷分解能や DCR、温度依存性に関しては今後測定する予定である。



図 6.19: MUSIC のブロック図 (MUSIC データシートより引用)。SiPM の信号を異なる方法で同時に読み出すことができる。 PZC 回路も搭載されており、外部回路として実装する際と比べて回路全体が比較的コンパクトであるという利点があ る。

メラは PMT で構成されているため、開発した SiPM モジュールをどのようにして搭載するかは別途考える必要がある。

第7章

結論

本研究では、LST カメラの高画素化に向けて開発された SiPM S14521–0741–2 についての基礎特性評価を行い、 LST が要求する性能を備えた SiPM モジュールの開発を大きく進めた。

SiPM S14521-0741-2 の降伏電圧は平均 38.3 V であった。室温でのゲインは超過電圧に対して単調増加してお り、超過電圧が 1.0 V 高くなるとゲインは 19.8 % 上昇した。また、SiPM S14521-0741-2 の出力信号は 1 ns で素 早く立ち上がり、約 300 ns で緩やかに減衰する波形であった。これは夜光とチェレンコフ光との弁別やダークカ ウントによる影響を強く受けるため、1 光子に対する電荷を過大あるいは過小評価してしまうことが危惧された。 そこで、PZC 回路を用いて信号の波形整形を行うことで、信号の FWHM を約 2 ns にすることに成功した。また、 OCT の発生確率は最大で 13 % 程度であり、それを用いて電荷分解能を算出すると 0.20-0.35 p.e. となった。LST 初号機で採用されている PMT の平均的な電荷分解能は 0.47 p.e. であり、それと比べて少なくとも約 1.3 倍の電荷 分解能が見込まれた。さらに、DCR は 10 MHz 程度であり、SiPM における NSB の到来頻度約 20 MHz と比較し て、DCR の影響は然程受けないと考えられた。しかし、量子効率や望遠鏡の収集効率なども加味する必要があるた め、さらなる測定および議論が必要であると結論付けられた。また、以上の基礎特性は強い温度依存性を持つため、 LST に搭載する上でその温度補償を行うことが重要となる。特にゲインは、印加電圧 42.0 V においては 1 °C の温 度変化で約 0.92 % 減少した。温度変化によるゲインの変動はカメラの各ピクセルでの 1 光子に対する出力波高値 を変化させるため、トリガーを一括してかけられなくなってしまう。そこで、温度補償回路を用いてゲインを一定 に保つ必要性があると結論付けられた。

本研究では上記の基礎特性評価に留まらず、LST のための SiPM モジュールの開発を進めた。SiPM S14521-0741-2 は素子サイズが小さいため、各チャンネルごとに信号を読み出すと、ピクセルの増加分だけ記録データ量が増える。そこで複数のチャンネルの信号をハードウェア側で合成し、カメラの1 画素分の信号とすることで記録 データ量を削減する必要がある。最大4 チャンネルでの信号合成の結果、電荷分解能は最大で 0.45 p.e. 程度であっ た。また、温度補償回路においても SiPM S14521-0741-2 のゲインは 25 °C から 35 °C において、1 °C の温度変 化に対してその変動を 0.08 % に抑えることが可能となった。LST 初号機の PMT は、1 °C の温度変化に対するゲ インの変動は 0.1-0.2 % であり、SiPM S14521-0741-2 を LST へ搭載するためには十分な温度補償が行えている と結論付けられた。

以上より、SiPM S14521-0741-2 は PMT に劣らない性能かつピクセル数を 4 倍に増加させる性能を持つ点、お よび 1°C の温度変化に対してゲインの変動を約 0.08% に抑えることが可能である点から、LST の性能を向上させ る新たなカメラ素子として十分な性能を持つと考えられる。しかし冒頭でも述べた通り、本研究では測定項目が多 かったために上記の基礎特性に対してそれぞれ系統誤差の評価を行う時間が確保できなかった。LST のカメラ素子 として、最終的に SiPM S14521-0741-2 の採用可否性を決定付けるためには系統誤差の評価も必須である。従っ て、本研究では LST のカメラ素子として SiPM S14521-0741-2 を採用可能とまでは言い切れないが、その採用可 能性は十分高いと結論付ける。

謝辞

初めに、本研究を通して CTA 計画に貢献できる機会を与えて頂いた、指導教員の吉越貴紀准教授に深く感謝致 します。また、ハードウェアに関する知識が皆無であった私に基礎からハードウェアに関する知識を教授して頂き、 かつ日々の SiPM の測定に立ち会って頂いた齋藤隆之助教には大変感謝しております。さらに、測定環境を構築す る上で、大岡秀行様と猪目祐介様のお力添えが無ければ、SiPM の信号を読み出すことも波形整形を行うことも、温 度補償回路の特性試験をすることもできませんでした。誠にありがとうございました。また、研究活動に従事でき たのは金銭的支援をしてくれた両親と祖父母のおかげであります。この場を借りて感謝申し上げます。

加えて、本論文を執筆するにあたり、ミーティングを通じて行なった熱い議論は必要不可欠でした。手嶋政廣教 授には、主にグループ内ミーティングを通じて測定結果に関する的確なご指摘をしていただき、それを踏まえて議 論を活性化させることができました。野田浩司准教授、大石理子助教には、修士論文の構成に関して大変有意義な 意見をいただきました。また、秘書の菅原みどり様には日頃の研究生活を支えていただきました。学生間による議 論も掛け替えのないものとなりました。電波天文学からガンマ線天文学へ研究対象を変えたことで分野の違いに圧 倒されましたが、先輩や後輩との日々の会話のおかげさまでガンマ線天文学に対する教養を深めることができまし た。特に、学生ゼミを先導していただいた、高橋光成研究員、深見哲志研究員、稲田知大研究員、武石隆治研究員 には大変感謝しております。分からない部分には考える時間を与えてくださり、どうしても分からない部分は分か りやすく教えていただき、非常に有意義な時間を過ごすことができました。櫻井駿介先輩、小林志鳳先輩にはハー ドウェアに関する基礎の質問や SiPM の測定結果に特に興味を持っていただき、かつ議論について多くのお時間 を割いていただきました。また、阿部日向先輩、大谷恵生先輩には私の何気ない相談事や質問に付き合っていただ きました。大変感謝しております。同期の阿部正太郎君とジョシュアバクスター稜君には、研究面では気軽に議論 し、またプライベートでも何気ない日常会話に付き合ってくれてありがとうございました。宇宙線研究所の CTA グループの皆様に深く感謝致します。

窪秀利准教授と片桐秀明准教授を初めとする FPI/ELEC の皆様には、測定結果に対する多数のご指摘や測定の改 善策をご教示していただきました。特に、奥村曉講師には測定結果に関する議論に加え、夏の学校や物理学会に際 して概要やスライドを厳しく添削していただき、自分の文章の拙さを改めて実感すると共に成長の機会を与えてい ただき、大変感謝しております。

I also appreciate the foreign researchers. First of all, I want to thank Dr. Julian Sitarek for giving me many comments and suggestions about my experimental results and discussions. I also wish to thank Dr. Daniel Mazin, Dr. Ievgen Vovk, Dr. Daniela Hadasch, Dr. Marcel Strzys, Dr. Moritz Hütten, and Dr. Giovanni Ceribella for improving my English skills through lunchtime. Furthermore, I would like to thank Dr. Matthieu Heller and all of the CTA SiPM camera working group members for giving me some presentation opportunities about my research in English and giving me some fruitful comments and suggestions through the online group meeting.

引用文献

- [1] Abe, H. 2021 「高エネルギーガンマ線チェレンコフ望遠鏡のための深層学習技術の開発研究」,『阿部日向 氏修士論文』.
- [2] Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A. et al. 2013 "THE FIRST FERMI -LAT CATALOG OF SOURCES ABOVE 10 GeV," *The Astrophysical Journal Supplement Series* 209, No. 2, 34, DOI: 10.1088/0067-0049/ 209/2/34.
- [3] Aleksić, J., Alvarez, E. A., Antonelli, L. A. et al. 2011 "OBSERVATIONS OF THE CRAB PULSAR BETWEEN 25 AND 100 GeV WITH THE MAGIC I TELESCOPE," *The Astrophysical Journal* 742, No. 1, 43, DOI: 10.1088/0004-637x/742/1/43.
- [4] Aleksić, J., Ansoldi, S., Antonelli, L. et al. 2015 "Measurement of the Crab Nebula spectrum over three decades in energy with the MAGIC telescopes," *Journal of High Energy Astrophysics* 5-6, 30-38, DOI: https://doi.org/10.1016/j.jheap.2015.01.002.
- [5] Aliu, E., Anderhub, H., Antonelli, L. A. 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.
- [6] Aliu, E., Arlen, T., Aune, T. et al. 2011 "Detection of Pulsed Gamma Rays Above 100 GeV from the Crab Pulsar," *Science* 334, No. 6052, 69–72, DOI: 10.1126/science.1208192.
- Blumenthal, G. R. and Gould, R. J. 1970 "Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases," *Rev. Mod. Phys.* 42, 237–270, DOI: 10.1103/ RevModPhys.42.237.
- [8] Bouvier, A., Gilmore, R., Connaughton, V., Otte, N., Primack, J., and Williams, D. 2011 "Prospects of GRB observations for CTA from a phenomenological model," 8, DOI: 10.7529/ICRC2011/V08/0969.
- [9] CHANDRA-HP, URL: https://chandra.harvard.edu/photo/2018/crab/.
- [10] 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.
- [11] Fermi-HP, URL: https://fermi.gsfc.nasa.gov/science/eteu/agn/.
- [12] Gómez, S., Sánchez, D., Mauricio, J., Picatoste, E., Sanuy, A., Sanmukh, A., Ribó, M., and Gascón, D.
 2021 "Multiple Use SiPM Integrated Circuit (MUSIC) for Large Area and High Performance Sensors," *Electronics* 10, No. 8, DOI: 10.3390/electronics10080961.
- [13] Greisen, K. 1966 "End to the Cosmic-Ray Spectrum?" Phys. Rev. Lett. 16, 748–750, DOI: 10.1103/ PhysRevLett.16.748.
- [14] Hayashida, M., Noda, K., Teshima, M. et al. 2015 "The Optical System for the Large Size Telescope of the Cherenkov Telescope Array."
- [15] H.E.S.S. Collaboration, Abdalla, H., Aharonian, F. et al. 2018 "First ground-based measurement of sub-20 GeV to 100 GeV s from the Vela pulsar with H.E.S.S. II," A&A 620, A66, DOI: 10.1051/0004-6361/

201732153.

- [16] Hillas, A. M. 2006 "Cosmic Rays: Recent Progress and some Current Questions."
- [17] Hinton, J. and Hofmann, W. 2009 "Teraelectronvolt Astronomy," *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **47**, No. 1, 523–565, DOI: 10.1146/annurev-astro-082708-101816.
- [18] 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.
- [19] Lister, M. L., Aller, M. F., Aller, H. D. et al. 2013 "MOJAVE. X. PARSEC-SCALE JET ORIENTATION VARIATIONS AND SUPERLUMINAL MOTION IN ACTIVE GALACTIC NUCLEI," *The Astronomical Journal* 146, No. 5, 120, DOI: 10.1088/0004-6256/146/5/120.
- [20] Longair, M. S. 2011 *High Energy Astrophysics*: Cambridge University Press, 3rd edition, DOI: 10.1017/ CBO9780511778346.
- [21] Lyutikov, M., Pariev, V. I., and Gabuzda, D. C. 2005 "Polarization and structure of relativistic parsec-scale AGN jets," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **360**, No. 3, 869-891, DOI: 10.1111/j. 1365-2966.2005.08954.x.
- [22] MAGIC Collaboration, Acciari, V. A., Ansoldi, S. et al. 2020 "Detection of the Geminga pulsar with MAGIC hints at a power-law tail emission beyond 15 GeV," A&A 643, L14, DOI: 10.1051/0004-6361/ 202039131.
- [23] Malmrose, M. P., Marscher, A. P., Jorstad, S. G., Nikutta, R., and Elitzur, M. 2011 "EMISSION FROM HOT DUST IN THE INFRARED SPECTRA OF GAMMA-RAY BRIGHT BLAZARS," *The Astrophysical Journal* 732, No. 2, 116, DOI: 10.1088/0004-637x/732/2/116.
- [24] Martín, J., Torres, D. F., and Rea, N. 2012 "Time-dependent modelling of pulsar wind nebulae: study on the impact of the diffusion-loss approximations," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 427, No. 1, 415-427, DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.22014.x.
- [25] Meyer, M., Horns, D., and Zechlin, H.-S. 2010 "The Crab Nebula as a standard candle in very high-energy astrophysics," A&A 523, A2, DOI: 10.1051/0004-6361/201014108.
- [26] Simpson, J. A. 1983 "Elemental and Isotopic Composition of the Galactic Cosmic Rays," *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 33, No. 1, 323-382, DOI: 10.1146/annurev.ns.33.120183.001543.
- [27] Singal, A. K. 2016 "RELATIVISTIC DOPPLER BEAMING AND MISALIGNMENTS IN AGN JETS," *The Astrophysical Journal* 827, No. 1, 66, DOI: 10.3847/0004-637x/827/1/66.
- [28] and Space-Administration, N.-A. URL: https://www.nasa.gov/mission_pages/hubble/ multimedia/crab_nebula_prt.htm.
- [29] Spurio, M. 2015a Indirect Cosmic Rays Detection: Particle Showers in the Atmosphere, 87–131, Cham: Springer International Publishing, DOI: 10.1007/978-3-319-08051-2_4.
- [30] 2015b An Overview of Astroparticle Physics, 1–21, Cham: Springer International Publishing, DOI: 10.1007/978-3-319-08051-2_1.
- [31] 2015c The TeV Sky and Multiwavelength Astrophysics, 281–319, Cham: Springer International Publishing, DOI: 10.1007/978-3-319-08051-2_9.
- [32] Takeda, M., Hayashida, N., Honda, K. et al. 1998 "Extension of the Cosmic-Ray Energy Spectrum beyond the Predicted Greisen-Zatsepin-Kuz'min Cutoff," *Phys. Rev. Lett.* 81, 1163–1166, DOI: 10.1103/ PhysRevLett.81.1163.
- [33] TeVCat 2021, URL: http://tevcat.uchicago.edu.
- [34] 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.

- [35] 2018 "Science with the Cherenkov Telescope Array," DOI: 10.1142/10986.
- [36] エスペック株式会社 2021 『安定性試験室・安定性試験器・低温恒温恒湿器デジタルカタログ』.
- [37] 河合誠之・浅野勝晃 2019 『新天文学ライブラリー第5巻「ガンマ線バースト」』,第1巻.
- [38] 海老沢研 2006 『東京大学大学院理学系研究科天文学専攻 2006 年度冬学期 高エネルギー天文学特論 IV 講 義ノート』.
- [39] 小田稔 2002 『宇宙線』, 裳華房.
- [40] 浜口智尋・谷口研二 2004 『半導体デバイスの物理』,株式会社朝倉書店.
- [41] 浜松ホトニクス株式会社 2018 『MPPC 用電源モジュール C14156 取扱説明書』.
- [42] 浜松ホトニクス株式会社編集委員会 2017 『光電子増倍管-その基礎と応用-』,第4版.
- [43] —— 2021 『MPPC 技術資料』.