

東京大学大学院博士前期課程  
理学系研究科修士論文

次世代電子陽電子コライダー実験用シンチレータ  
電磁カロリメータのプロトタイプ試験及び  
新しい光センサー較正手法の開発

(Prototype test and development of new photo-sensor calibration method  
for scintillator-based electromagnetic calorimeter for future electron  
positron colliders)

35-206100 村田 樹  
素粒子物理学実験

指導教員 大谷 航

# 概要

本研究では、次世代電子陽電子衝突型加速器の検出器案であるシンチレータ電磁カロリメータ Scintillator-based Electromagnetic Calorimeter (ScECAL) の性能向上を目指し、シンチレータストリップと SiPM の読み出し方法と較正に関する研究を行った。次世代電子陽電子衝突型加速器は低バックグラウンドな環境で Higgs 粒子を大量に生成し精密測定することで、ダークマターの候補になる新粒子探索などの標準理論を超える物理を切り開く足がかりとして期待されている。ScECAL は International Linear Collider 計画 (ILC 計画) の検出器案である International Large Detector (ILD) の電磁カロリメータの候補として研究されている。ILD では ILC における精密研究に必要な不可欠な  $\sigma_E/E = 30\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$  という高いジェットエネルギー分解能を Particle Flow Algorithm (PFA) により実現するが、PFA にはこれまでにない高精細な電磁カロリメータが必要となる。ScECAL は 45 mm×5 mm のシンチレータストリップを基本セルとして光センサーである SiPM で信号を読み出す構造になっている。本研究では、ScECAL の更なる性能改善のために、従来の 45 mm のストリップではなく 90 mm のストリップを単位セルとし二つの SiPM で信号を読み出す新しいシンチレータストリップの読み出し方法の開発を行った。ScECAL の大型プロトタイプの実験結果から、90 mm のシンチレータストリップの二つの SiPM から得られる光量差を用いることで約 19 mm のヒット位置再構成の位置分解能を達成できることを確かめた。また、ScECAL の光センサーである SiPM の大光量に対する飽和現象について、従来の手法の課題を解決する新しい測定手法を開発し、その妥当性を確認した。

# 目次

概要	i
<b>第 1 章 序論</b>	<b>1</b>
1.1 国際リニアコライダー計画 . . . . .	1
1.2 International Large Detector (ILD) . . . . .	2
1.3 Particle Flow Algorithm (PFA) . . . . .	5
<b>第 2 章 電磁カロリメータ</b>	<b>8</b>
2.1 シンチレータ電磁カロリメータ . . . . .	8
2.1.1 ScECAL の構造 . . . . .	8
2.1.1.1 シンチレータ . . . . .	9
2.1.1.2 光センサー . . . . .	10
2.2 Strip Splitting Algorithm (SSA) . . . . .	10
2.3 二重読み出し法 . . . . .	13
2.4 ScECAL 大型プロトタイプ . . . . .	14
2.4.1 ECAL Base Unit (EBU) . . . . .	15
2.4.2 大型プロトタイプの構造 . . . . .	16
2.4.3 大型プロトタイプを用いた宇宙線のデータ取得 . . . . .	18
<b>第 3 章 シンチレータストリップの新しい読み出し方法</b>	<b>20</b>
3.1 二重読み出し法におけるヒット位置再構成の位置分解能の測定 . . . . .	20
3.1.1 大型プロトタイプにおける二重読み出し法 . . . . .	20
<b>第 4 章 光センサーの新しい較正手法の開発</b>	<b>26</b>
4.1 光センサーの原理 . . . . .	26
4.2 光センサーの特性 . . . . .	28
4.2.1 検出効率 . . . . .	28
4.2.2 ダークノイズ . . . . .	28

---

4.2.3	クロストーク	29
4.2.4	アフターパルス	29
4.2.5	回復時間	29
4.3	飽和現象	30
4.4	飽和現象の新しい測定手法	30
4.4.1	概要	31
4.4.2	測定のセットアップ	31
4.4.3	紫外光によるシンチレータの励起の確認	37
4.4.4	入射紫外光の光量とシンチレーション光の光量の関係	38
4.4.5	測定方法および解析方法	39
4.4.6	紫外光を用いた飽和曲線の結果と考察	41
4.4.7	可視光を用いた飽和曲線の結果と考察	43
4.4.8	飽和曲線測定の考察	46
4.5	飽和現象のモデル	47
4.5.1	シンチレーション光を検出する際の飽和曲線	48
4.5.2	測定した飽和曲線とモデルとの比較	49
<b>第 5 章</b>	<b>まとめと今後の展望</b>	<b>52</b>
5.1	まとめ	52
5.2	今後の展望	53
<b>第 6 章</b>	<b>付録 A</b>	<b>54</b>
6.1	PSI アンプ	54
6.2	DRS	55
<b>参考文献</b>		<b>58</b>

# 第 1 章

## 序論

### 1.1 国際リニアコライダー計画

Large Hadron Collider (LHC) で行われた ATLAS 実験や CMS 実験での Higgs 粒子の発見により、素粒子物理学の理論的枠組みである標準模型は完成した。しかし、暗黒物質などの標準理論では説明のつかない多くの物理現象が確認されている。宇宙の物理現象を理解するためには標準理論を超えた新しい素粒子物理学の理論を構築しなければいけない。その新しい理論を探索する上で最初に取り組むべき課題が Higgs 粒子の精密測定であり、Higgs 粒子を含む事象を大量に生成できるヒッグスファクトリーの建設が求められている。

多くのヒッグスファクトリーが計画されており、その内の一つに国際リニアコライダー計画がある。国際リニアコライダー計画 (ILC 計画) とは岩手県北上山地に建設が計画されている素粒子実験計画である。全長 20 km の線形加速器を用いて電子と陽電子を加速させ、中央にある Interaction Point (IP) で衝突させることで生成される粒子を解析することで、Higgs 粒子の精密測定などの新物理の足掛かりが得られることが期待されている (図 1.1)。電子と陽電子は内部構造を持たないと考えられているので、内部構造を持つ陽子を衝突させる LHC に比べて低バックグラウンドな環境で観測でき、測定したい反応を直接観測することができるので、Higgs 粒子の精密測定が可能になる。

ILC は電子陽電子を加速させて重心系のエネルギーが 250 GeV で衝突させる計画となっている。将来的には線形加速部分を延長することで TeV スケールのエネルギー領域で実験することも計画されている。

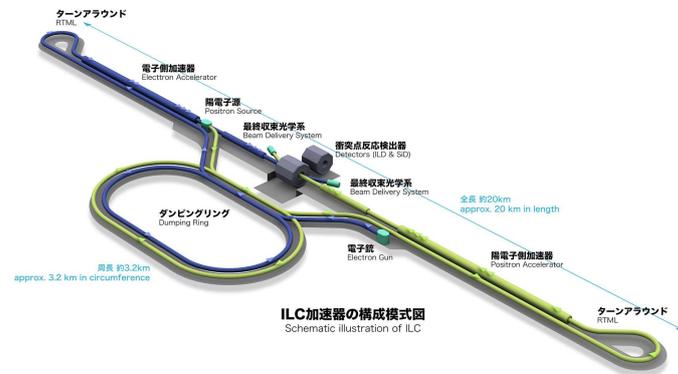


図 1.1 ILC 加速器の外観 [1]

## 1.2 International Large Detector (ILD)

ILC の検出器には、日本やヨーロッパの国々が中心となって開発が進められている International Large Detector (ILD)(図 1.2) と、アメリカが中心となって開発が進められている Silicon Detector (SiD) の二つがあり、ILC ではこれら二つの検出器で交互に測定ができるように push-pull 方式を採用している。本論文のテーマであるシンチレータ電磁カロリメータ (ScECAL) は ILD の電磁カロリメータの候補であるため、本節では ILD の検出器について説明する。

ILD は内側から順に崩壊点検出器、中央飛跡検出器、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ、ミュオン検出器で構成されている。カロリメータとミュオン検出器の間にはソレノイドコイルが設置され、3.5 T の磁場をかけている。図 1.3 に ILD の断面図を記す。

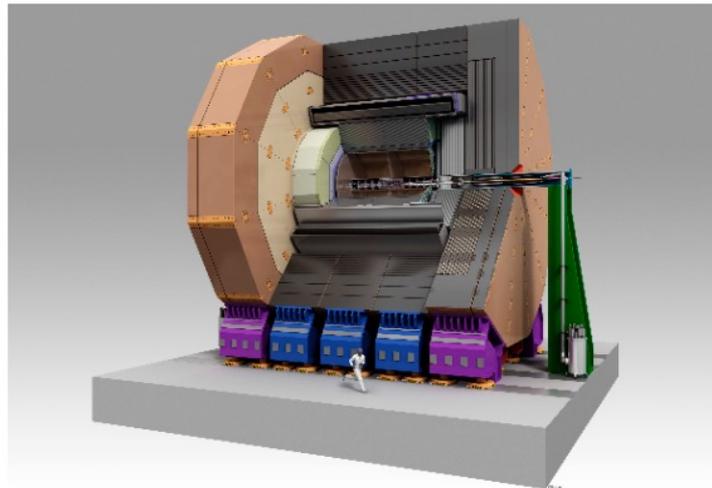


図 1.2 ILD 外観 [2]

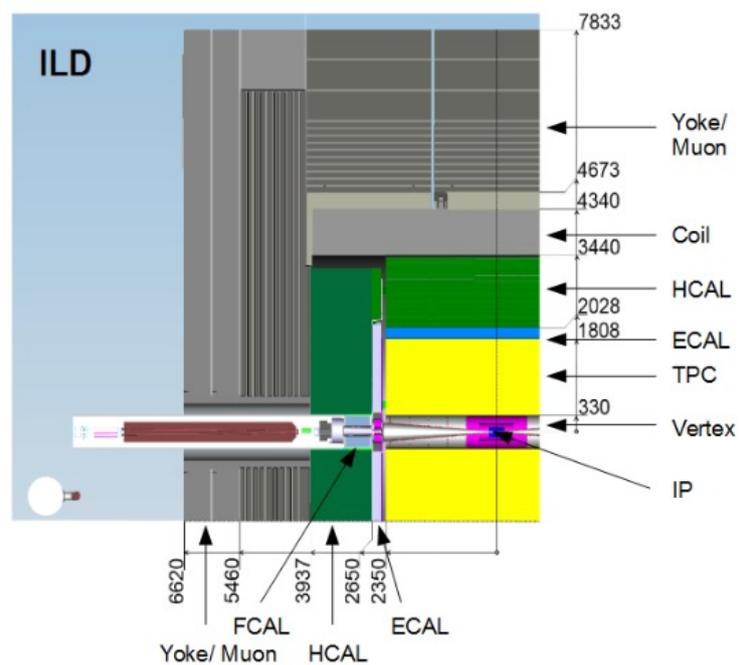


図 1.3 ILD 断面図 [2]

## 崩壊点検出器

崩壊点検出器は、ピクセル状の半導体検出器によって生成粒子の軌跡を精度よく測定することで粒子の崩壊点を再構成するために使われる。Higgs 粒子のように短寿命の粒子は IP で生成されると検出器に到達する前

に崩壊してしまう。崩壊点検出器では粒子の軌跡を測定することで IP から離れた位置で崩壊した粒子を識別することで Higgs 粒子の生成事象を判断することができる。

また崩壊点検出器はビームラインに最も近い位置に配置されているので、バックグラウンドによるピクセル占有率の改善や放射線耐性の向上といった点が開発における問題点となっている。

## 中央飛跡検出器

中央飛跡検出器は、Time Projection Chamber (TPC) と周囲に設置されるシリコン検出器の二つで構成される。TPC はガス検出器で、荷電粒子が通過した際に生じる電離電子を電場でドリフトさせ周囲に設置されたシリコン検出器で測定する。シリコン検出器で検出された位置と電子が電場中をドリフトされた際の時間などの情報を用いることで、荷電粒子の軌跡を三次元的に再構成することができる。磁場中の荷電粒子の軌跡を再構成することで、荷電粒子の運動量を測定し、また信号の大きさからエネルギー損失  $dE/dx$  を求めることができ、荷電粒子の識別も可能となる。

## カロリメータ

カロリメータは粒子のエネルギーを測定する検出器で、ILD では電磁カロリメータ (ECAL)、ハドロンカロリメータ (HCAL) に大別される。どちらもサンプリング型のカロリメータで、シャワーを起こすための吸収層とシャワーで生成された粒子のエネルギーを測定する検出層が交互に配置される。各検出層で測定されたエネルギーを合計することで入射粒子のエネルギーを再構成できる。ILD では後述する PFA と呼ばれるアルゴリズムを採用しているため、高精細なカロリメータの開発が要求されている。

電磁カロリメータは主に光子のエネルギーの測定に利用される。吸収層にはタングステンが用いられ、検出層にはシリコン検出器を用いるデザイン (SiECAL) とシンチレータを用いるデザイン (ScECAL)、両者を組み合わせたハイブリッドデザインなどが考案されている。高密度な電磁シャワーを測定するために単位セルが  $5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$  という高精細なものが要求されている。本論文のテーマである ScECAL については、次章で詳細を解説する。

ハドロンカロリメータは中性ハドロンのエネルギー測定に用いられる。吸収層には鉄が用いられ、検出層には  $10\text{ mm} \times 10\text{ mm}$  のセルをガス検出器を用いてバイナリ信号で読み出すデジタル式 (SDHCAL) と  $30\text{ mm} \times 30\text{ mm}$  のシンチレータを用いてシンチレーション光を検出するアナログ式 (AHCAL) なものの二種類が研究されている。

## ミューオン検出器

ミューオン検出器は衝突点から最も遠い位置に設置されているミューオンを検出する検出器である。ミューオンは透過率が高く他の検出器を貫通するので最も外側に設置されている。またエネルギーの高いシャワーはカロリメータ内ではおさまらず、ミューオン検出器でも測定される。

### 1.3 Particle Flow Algorithm (PFA)

ILCでは多くの相互作用の末に複数のジェットが終状態に形成され測定される。ジェットの不变質量は粒子識別や再構成に用いられるため、精密測定をする上でジェットエネルギーの精密な測定が必要不可欠になる。ILCではヒッグス粒子生成に大きく関わるZボソンやWボソンの崩壊を識別できるようにジェットエネルギー分解能として  $\sigma_E/E = 30\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$  を要求している。

検出器の性能の向上だけでこのエネルギー分解能を達成することは困難なので、ILDではParticle Flow Algorithm (PFA) というアルゴリズムを導入している。PFAとは粒子の種類ごとに最適な測定器でエネルギーを測定することでジェットエネルギー分解能を向上させる手法である。表1.1にジェットエネルギーに占める各粒子のエネルギーの典型的な割合を示す。荷電粒子はほとんど荷電ハドロンが占めており、全ジェットエネルギーの約70%のエネルギーがハドロン由来である。図1.4は従来型とPFAを用いた場合のジェットエネルギーの測定方法の模式図である。従来の測定器ではジェットエネルギーをカロリメータで測定しており、HCALで70%のエネルギーを測定していたため、 $\sigma_E/E = 30\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$  に達成することは難しい。飛跡検出器は高運動量分解能を有しており、高い精度で荷電粒子のエネルギーを測定することができる。そこで表1.1のように、ジェットエネルギー分解能の良い飛跡検出器で荷電粒子のエネルギー、ECALで光子のエネルギー、ジェットエネルギー分解能の悪いHCALで残りの中性ハドロンをそれぞれ測定することで、ジェットエネルギー分解能を大幅に改善することができる。そのためにはカロリメータ内で荷電粒子由来のシャワーと中性粒子由来のシャワーを精度よく分離することが重要で、そのために高精細なカロリメータが必要とされる。

ILDの性能はモンテカルロシミュレーションを用いてジェットの再構成などを行い評価されている。図1.5はZ→udsのイベントのジェットエネルギー分解能をジェット間の角度ごとにプロットしたものである。図1.6はシミュレーションによるイベントディスプレイで、エネルギー、粒子別に色分けされており、飛跡検出器と高精細カロリメータの情報を用いて粒子を分離できていることがわかる。

表 1.1 ジェットエネルギーに占める各粒子のエネルギーの典型的な割合

粒子の種類	ジェットエネルギーに占める エネルギーの割合 (%)	対応する検出器
荷電粒子	62	飛跡検出器
光子	27	ECAL
中性ハドロン	10	HCAL
ニュートリノ	1	-

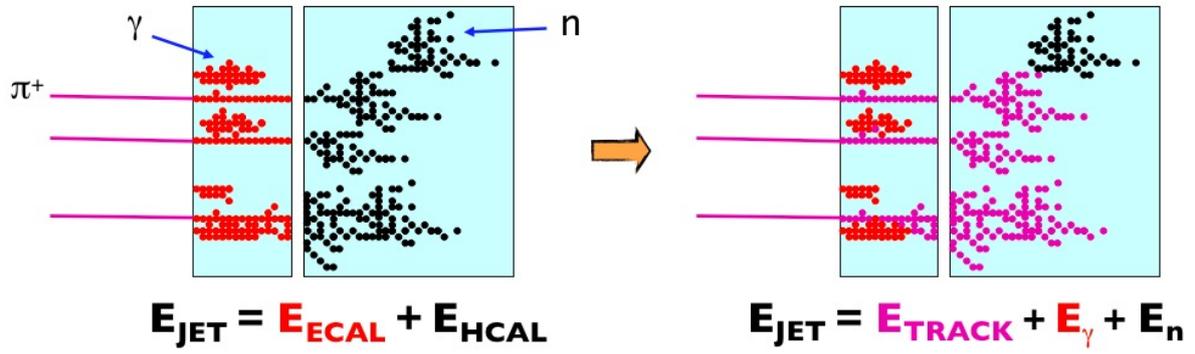


図 1.4 ジェットエネルギーの測定方法：従来型(左)、PFA(右) [3]

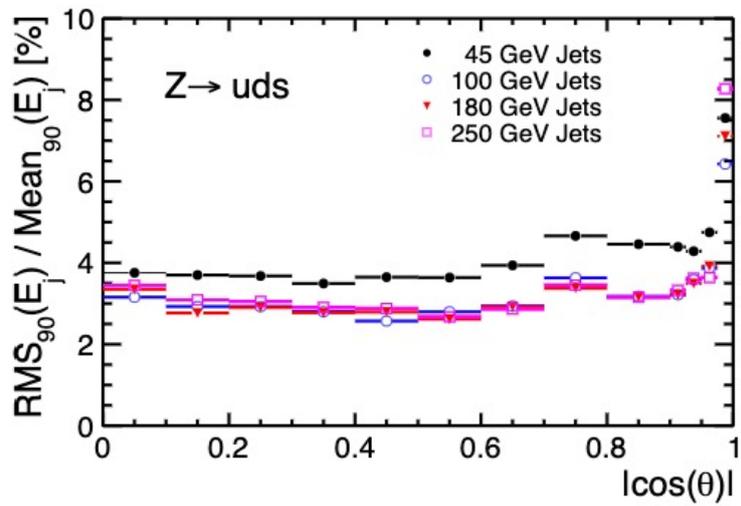


図 1.5 シミュレーションにより評価されたジェットエネルギー分解能 [2]

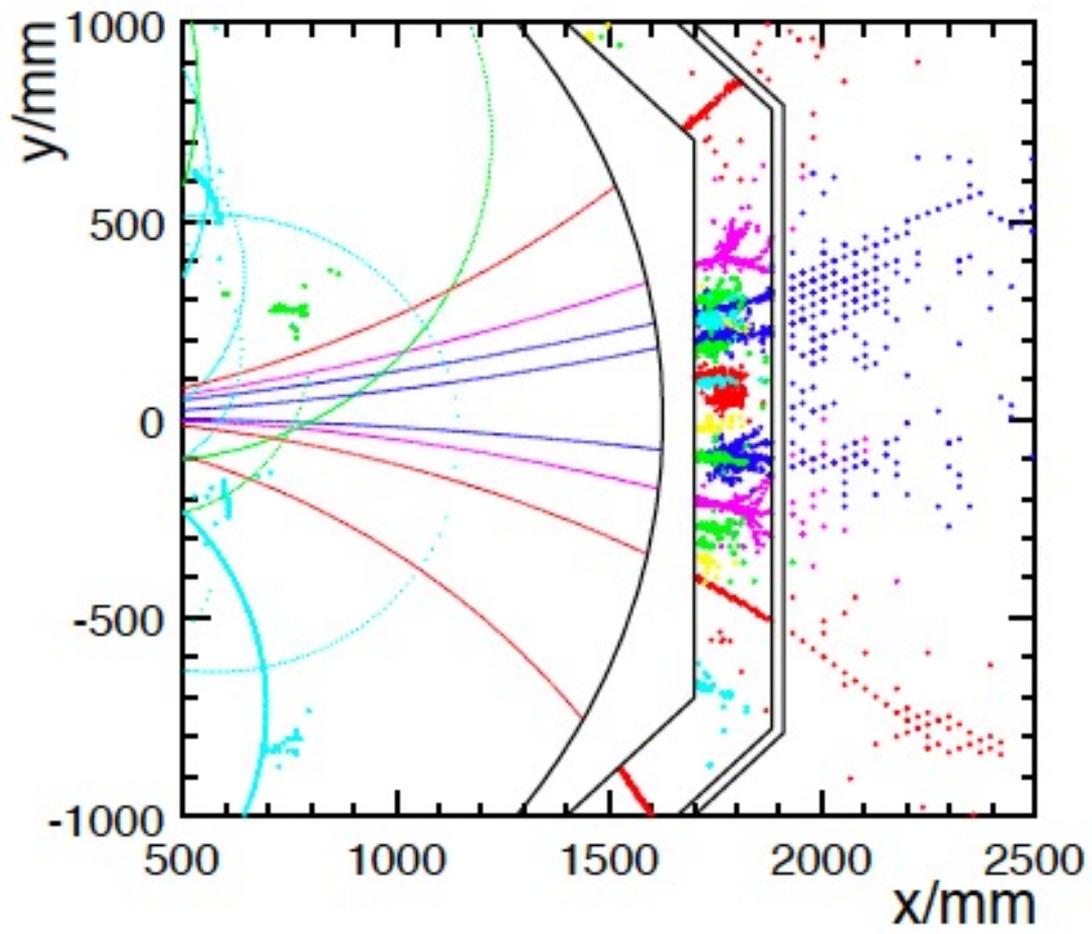


図 1.6 シミュレーションを用いた PFA のイベントディスプレイ [4]

## 第 2 章

# 電磁カロリメータ

本章では前章で述べた電磁カロリメータの候補のうち、本論文のテーマとなるシンチレータ電磁カロリメータについての詳細な解説を行う。

### 2.1 シンチレータ電磁カロリメータ

電磁カロリメータの候補の一つであるシンチレータ電磁カロリメータ (ScECAL) は、検出層にシンチレータを用いており、荷電粒子の通過に伴い発生するシンチレーション光を専用の読み出し基板に設置された光センサーである Silicon Photomultiplier (SiPM) で検出することでエネルギーを測定する。

#### 2.1.1 ScECAL の構造

前章で述べた PFA による最適化に基づき、ILD における電磁カロリメータは主に光子のエネルギーの測定を行うために設計される。ECAL の候補として提案されているものはいずれも、シャワー中の粒子を精度良く識別できるように高精細なものが要求されている。ECAL は、ビームラインのビーム軸方向の周りに覆うように設置されるバレル部分と、バレル部分の終端にビーム軸と垂直な方向に設置されるエンドキャップ部分から構成され、衝突点を囲う八角柱のような構造になっている (図 2.1 左)。

バレルは 30 層の吸収層と検出層からなる単位モジュール (図 2.1 右) から構成されている。台形状の側面方向に 5 つの単位モジュールを並べたものを八角柱を形成するように 8 つ配置されバレル部分を構成する。ECAL はハドロンシャワーをなるべく透過するように、また ECAL で測定する電磁シャワーはハドロンシャワーに比べて小さいため、薄く設計されてる。ScECAL では単位モジュール内の二層ごとに SLAB と呼ばれ、図 2.2 のような構造を成している。SLAB は放熱用の銅板、読み出し基板、シンチレータによる検出層、吸収層から構成されている。

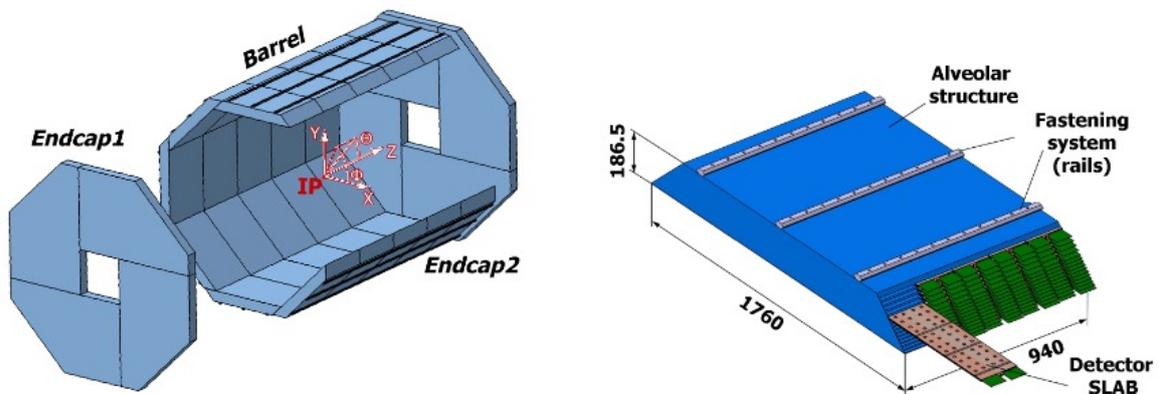


図 2.1 ECAL のデザイン (左) と ECAL バレルモジュール (右) [5]

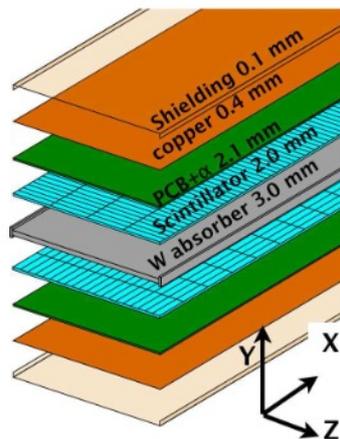


図 2.2 ScECAL 内での SLAB の構造 [6]

### 2.1.1.1 シンチレータ

PFA から要求されるジェットエネルギー分解能を達成するためには、電磁カロリメータの検出層は高精細であることが望ましく、 $5 \times 5 \text{ mm}^2$  の検出層の実装を目標としている。しかし、各セルごとにチャンネルを儲ける必要があり読み出しチャンネルの数が膨大になり、さらに加工にかかるコストも増大するため現実的ではない。そこで ScECAL では  $45 \times 5 \times 2 \text{ mm}^3$  の短冊状のシンチレータストリップを基本セルとし、シンチレータストリップを層ごとに直行させて配置することで仮想的に  $5 \text{ mm}$  角のセルを実現する。このようなデザインにすることで、性能をほとんど落とさずに読み出しチャンネルを 10 分の 1 程度にまで減らし、コストを大幅に削減できるという利点がある。しかしストリップを使用することでゴーストヒットと呼ばれる読み出し

によって偽の信号が生じるという問題点がある。ゴーストヒットの詳細は後の節で詳しく述べる。

シンチレータストリップから得られる光量はヒット位置によらずに一様に得られることが望まれる。そのため、シンチレータストリップと SiPM の光学的な接続方法について様々な研究が行われてきた。本論文では、そのうちシンチレータストリップの中央に窪みを設け、SiPM を配置する dimple readout 方式のストリップについて論じる。

ScECAL の検出層には、プラスチックに有機シンチレーション物質を溶かして形成されたものが使用される。プラスチックシンチレータの形成方法にはいくつか種類があり、検出光量の一様性や大量生産を容易にするための研究が続けられている。

### 2.1.1.2 光センサー

SiPM は光子を検出することのできる半導体素子であり、多数のガイガーモード Avalanche PhotoDiode(APD) ピクセルを並列に接続させることで光子の個数を直接計測することができる検出器である。光子検出に使用されていた従来の光電子増倍管 (PMT) に比べ、小型で消費電力が少なく、優れたフォトンカウンティング能力を有しており、読み出しエレクトロニクスの細分化が求められる ECAL において必要不可欠な技術である。本研究では浜松ホトニクス社製の MPPC(Multi-Pixelated Photon Counter) を用いた。MPPC の動作原理や特性等の詳細は第 4 章で解説する。

## 2.2 Strip Splitting Algorithm (SSA)

ScECAL では  $45 \times 5 \text{ mm}^2$  のシンチレータストリップを基本単位としているが、ILD の要求するエネルギー分解能を達成するためには 5 mm 角の検出器と同様の位置分解能を得る必要がある。そのため、ScECAL では Strip Splitting Algorithm (SSA) と呼ばれる手法を用いてヒット情報をストリップ状のヒットから仮想的なセル状のヒットに再構成する。

ScECAL では奇数番目の層と偶数番目の層をシンチレータストリップが直交する方向に配置することで、仮想的に 5 mm 角のセルの検出層を実現している。SSA は 5 mm 角の仮想セルにエネルギーを適切に分配することでエネルギー分解能を向上させるアルゴリズムである。

### SSA における 5mm 角の仮想セルへのエネルギーの分配方法

SSA でのエネルギーの分配方法は図 2.3 のようになっている。あるストリップで検出されたエネルギー  $E_{strip}$  を、隣接する上下の層のストリップで検出されたエネルギーで重みづけして 5mm 角の仮想セルに分配させる。注目しているストリップの上の層にある 9 つのストリップで検出されたエネルギーをそれぞれ  $E_j^U (j = 1 \sim 9)$ 、下の層にある 9 つのストリップで検出されたエネルギーをそれぞれ  $E_j^D (j = 1 \sim 9)$  とすると、 $k$  番目の仮想セルには上下の層の計 18 個のストリップで測定される全エネルギーに対する直上および直下の 2 個のストリップのエネルギーの割合だけ与えられる。すなわち、 $k$  番目のセルへ割り当てられるエネル

ギー  $E_k (k = 1 \sim 9)$  は

$$E_k = E_{strip} \frac{E_k^U + E_k^D}{\sum_{j=1}^9 (E_j^U + E_j^D)}$$

と計算される。

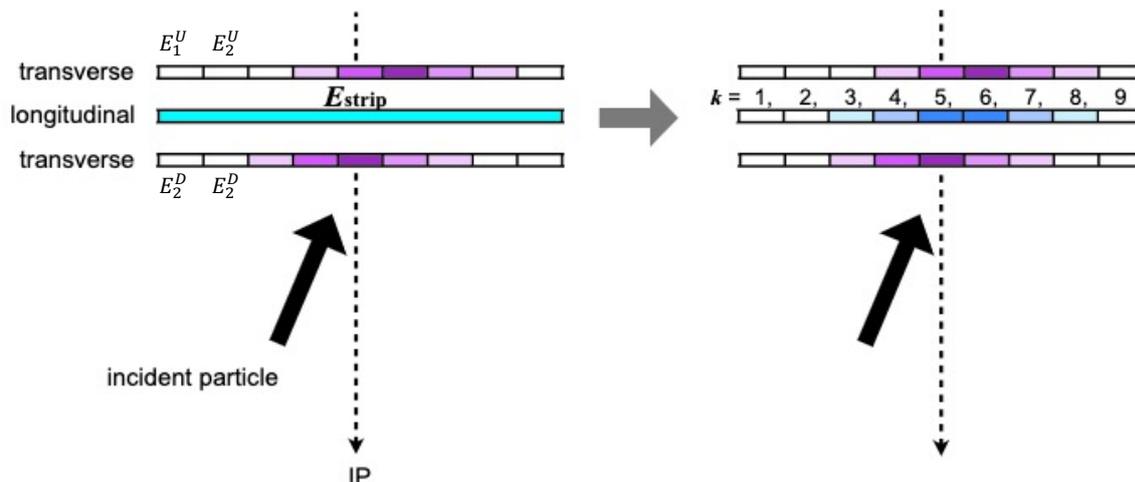


図 2.3 SSA における仮想セルへのエネルギーの分配方法 [7]

このような手法でヒット情報を補強することで ScECAL 内の全てのストリップに 5 mm 角の細分度を与えることが可能になり、5 mm 角のセルを用いる SiECAL と同程度のジェットエネルギー分解能が達成できることが先行研究から明らかになっている [7]。

### ゴーストヒット問題

ストリップで信号を読み出すことの問題点としてゴーストヒットというものがある (図 2.4)。ゴーストヒットは SSA を適用する同一のブロックに同時に 2 つ以上のヒットがあった場合に発生する。ScECAL は読み出しをストリップ単位で行っているため、ある 2 本のストリップから同時に信号を検出すると、本来の二つのヒット位置を対角線とした長方形の他の二つの頂点にあたかもヒットがあるかのように信号を読み出してしまいう現象が起り得る。この偽のヒットのことをゴーストヒットという。

ゴーストヒットは ScECAL における解決すべき大きな問題点の一つであり、検出層間にストリップではなく正方タイルの検出器を設置することでヒット位置情報を補強するといった提案が現在なされている。ゴーストヒット問題を解決するために 45 mm のシンチレータストリップではなく 90 mm のシンチレータストリップを用いて 2 つの SiPM で読み出す両側読み出し法というものも考案されている。先行研究 [7] では、ScECAL の SSA が適応されるブロックにミューオンが二つ入射した事象について、さまざまなシンチレータの形状で二つのミューオンを識別できるか調べている (図 2.5 左)。ここで alt<sub>5</sub> と alt<sub>10</sub> はそれぞれ 45 mm×5 mm のストリップの層の間に 5 mm×5 mm のシンチレータと 10 mm×10 mm のシンチレータの層を入れた構造を

しているものである。これによると二つのミュオンが距離が 30 mm の時に SSA を用いてイベントを再構成した時のミュオンの識別精度が悪くなっていることが判明した。また図 2.5 右に、二つの電子が同時に入射した際に SSA を適用し仮想セルへのエネルギーを分配した結果を示す。

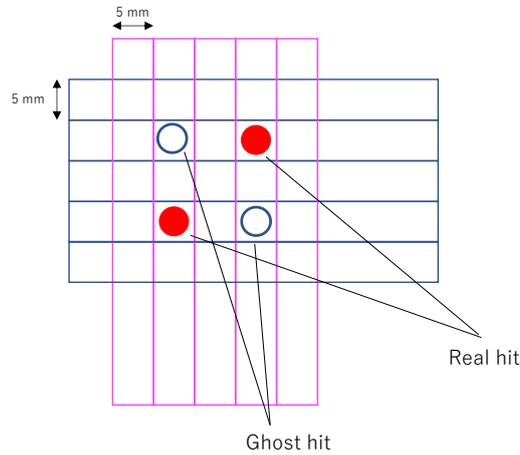


図 2.4 ゴーストヒットの概要図

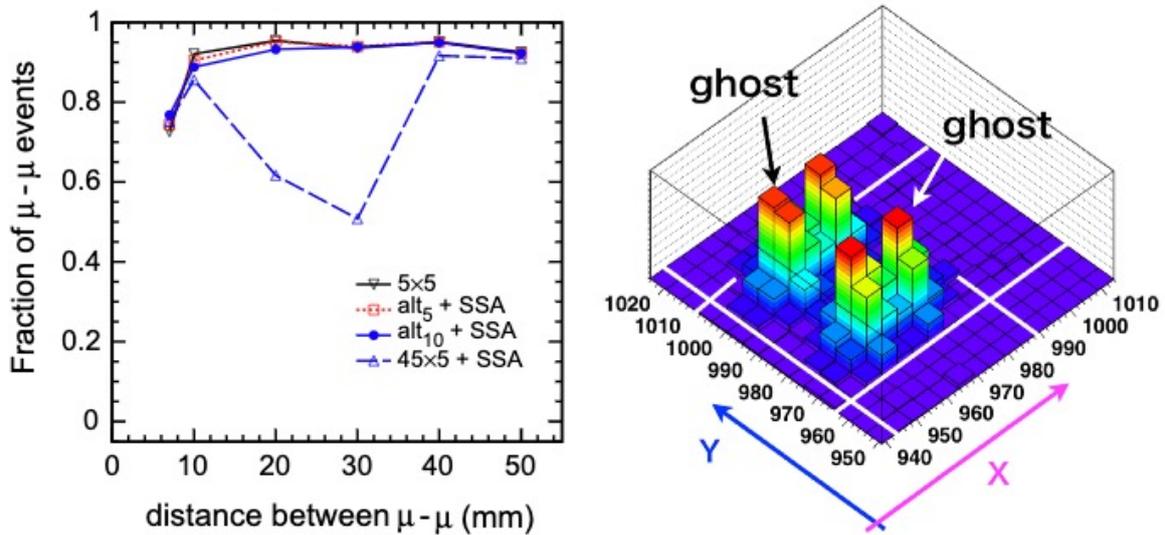


図 2.5 二つのミュオンが入射したときに二つのミュオンを識別することのできた割合 (左) と同時に二つの電子が ScECAL に入射した時に SSA を適用し仮想セルにエネルギーを分配した結果 (右)[7]

## 2.3 二重読み出し法

二重読み出し法は我々が提案しているシンチレータストリップの信号読み出し手法で、従来の 45 mm のストリップの代わりに 90 mm のストリップを単位セルとして用いて、二つの SiPM でシンチレーション光を読み出す手法である。読み出しチャンネルの総数は従来の 45 mm のストリップを用いる場合と変わらないが、さまざまな利点があると期待されている。二重読み出し法の利点や特徴として以下のものが挙げられる。

- 二つの SiPM の信号のコインシデンスを取ることでノイズイベントを抑制できる。
- ノイズイベントを抑制できるので信号の閾値を下げることができ検出効率上がる。
- 二つの SiPM の信号を合わせることで 45 mm の時と比べて大きな光量を得られる。その一方でひとつの SiPM が得る光量が下がるので SiPM の飽和が起きにくくなる。
- 二つの SiPM の光量差や時間差からストリップ内のヒット位置を再構成することができ、ストリップ読み出しの問題点であるゴーストヒットを排除できる可能性がある。
- 片方の SiPM が機能しなくなった場合でももうひとつの SiPM で信号を読み出すことができ、dead channel を減らすことができる。
- 一つの SiPM が得る光量が 45 mm ストリップに比べて位置依存性が大きく一様ではないが、二つの SiPM を合わせると一様となる。

45 mm のストリップでは光量が一様であるため、ストリップ内の荷電粒子のヒット位置を再構成することができない (図 2.6 上)。二重読み出しシンチレータストリップに荷電粒子が通過しシンチレーション光が発生すると、二つの SiPM にそれぞれ異なる時間、光量でシンチレーション光が到達する (図 2.6 下)。2 つの SiPM のうち、荷電粒子が入射した位置に近い SiPM は到達時間が早く得られる光量も大きい。そのため二つの SiPM で測定された時間差や光量差を用いることでストリップ内のヒット位置を再構成することができる。ここで二つの SiPM が測定する時間差と光量差が重要で、二つの SiPM の外側に入射した荷電粒子については原理的に SiPM で測定できる時間差と光量差が一定となってしまう、位置を再構成することができない。荷電粒子の入射位置によっては片方の SiPM が得られる光量が小さくなるので、二重読み出し法では閾値を下げて測定することが望ましく、閾値を下げることによってノイズイベントも増加するが、二つの SiPM のコインシデンスを取ることでノイズイベントを排除できる可能性がある。

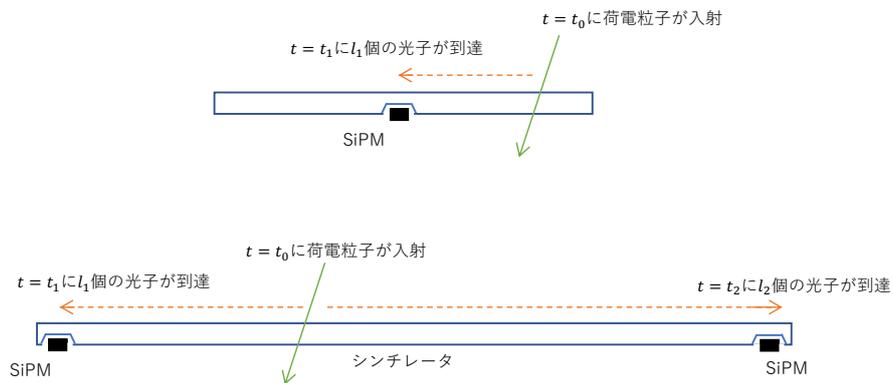


図 2.6 シンチレーション光の読み出し。45 mm のストリップ (上) と 90 mm の二重読み出しストリップ (下)

## 2.4 ScECAL 大型プロトタイプ

現在中国の研究グループ (University of Science and Technology of China : USTC、Institute of High Energy Physics : IHEP) と共同で ScECAL の研究を行っており、日本グループは ILC、中国グループは中国の円形電子陽電子加速器 (Circular Electron Positron Collider : CEPC) の ScECAL を想定して研究を行なっている。ScECAL の大型プロトタイプの開発およびテストビーム実験を計画しており、大型プロトタイプの建設はすでに終了している。ビームテスト実験は全 32 層の検出層からなる大型プロトタイプの性能評価を目的としている。

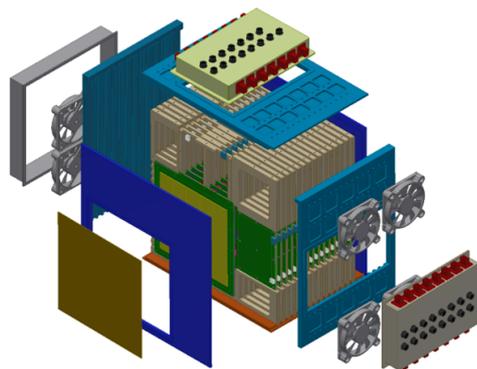


図 2.7 ScECAL 大型プロトタイプデザイン



図 2.8 ScECAL 大型プロトタイプ

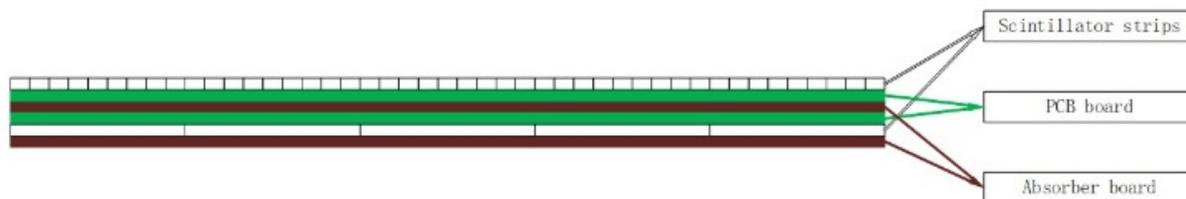


図 2.9 大型プロトタイプの super layer の構造

大型プロトタイプはタングステンの吸収層と  $45\text{ mm} \times 5\text{ mm}$  のシンチレータストリップからなる検出層を交互に並べた構造をしており、そのうち二層の検出層と吸収層の組を一つの super-layer(図 2.9) としてモジュール化されている。一つの検出層には長辺方向に 5 個、短辺方向に 42 個のシンチレータストリップが並べられており、シンチレータストリップの中央のくぼみの位置に設置されている SiPM で信号を読み出す。SiPM の信号は OMEGA グループの作成した SPIROC2E というフロントエンドの読み出し ASIC チップを用いて行われる。

#### 2.4.1 ECAL Base Unit (EBU)

ScECAL での読み出しは、ECAL Base Unit (EBU) と呼ばれる専用の読み出し基板を用いて行われる。図 2.10 は EBU にシンチレータが設置されたもので、ScECAL の大型プロトタイプのために CEPC の研究グループによって開発された EBU である。

1 つの SPIROC2E のチップは 36 個の SiPM を制御することができ、一つの EBU の層に 6 個の SPIROC2E のチップが搭載されて 210 個の SiPM の読み出しを行なっている。

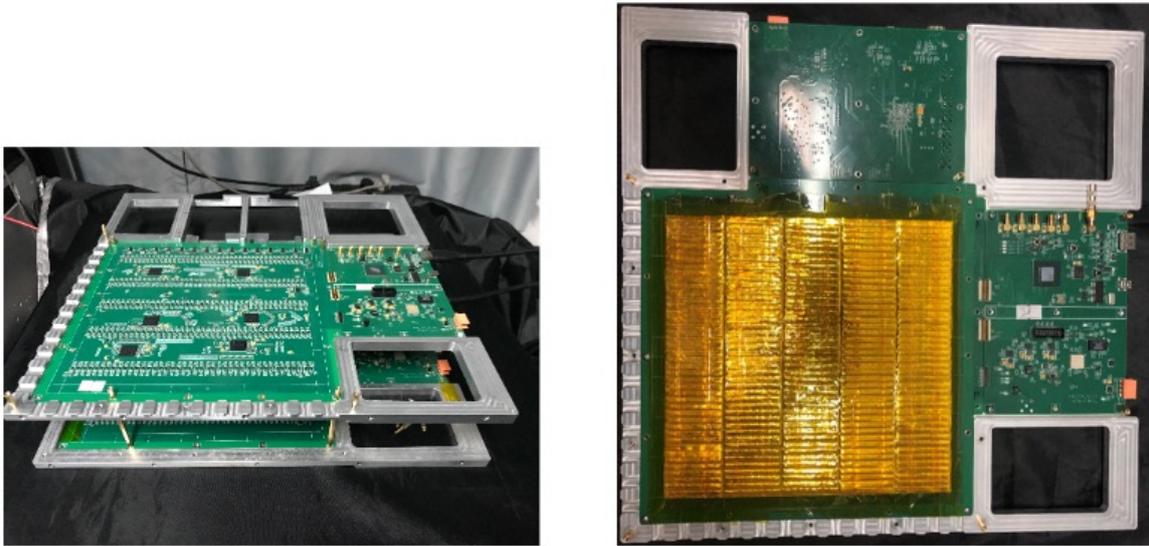


図 2.10 EBU(左) と シンチレータが設置された検出層 (右) [8]

#### 2.4.2 大型プロトタイプの構造

大型プロトタイプには浜松ホトニクス社製の2種類のSiPM(MPPC S12571-010P,S12571-015P)が使用されており、二つのMPPCはピクセルピッチが異なるためピクセル数や検出効率等が異なる。それぞれの特徴は表 2.1 にまとめている。電磁カロリメータ中では電磁シャワーが起こることから一つのシンチレータストリップに多くの荷電粒子が入射し大量の光子がSiPMに入射する。そのため大型プロトタイプではピクセル数の少ないS12571-015Pを前から4層と後ろから4層に設置し、電磁シャワーが最大化する付近の電磁カロリメータの中間の24層にはS12571-010Pを設置している(図 2.11)。

表 2.1 MPPC S12571-010P,S12571-015P の特性 [12]

	S12571-010P	S12571-015P
有効受光面	$1 \times 1 \text{ mm}^2$	
ピクセルピッチ	$10 \mu\text{m}$	$15 \mu\text{m}$
ピクセル数	10,000	4489
有感部の開口率	33%	53%
検出効率	10%	25%

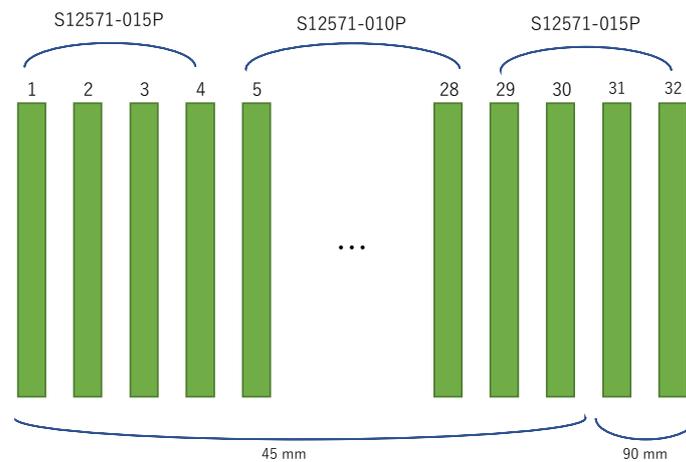


図 2.11 ScECAL の大型プロトタイプ概要図

前述の通り、ILC の ScECAL の検出層は 30 層となっているが、大型プロトタイプは 32 層の検出層を用いて性能評価を行う。この前部の 30 層のシンチレータストリップは通常の  $5\text{ mm} \times 45\text{ mm}$  で中央に窪みがある dimple リードアウトデザインのもの採用されている (図 2.12)。後部の二層は図 2.14 のように  $45\text{ mm}$  の代わりに長辺方向に長さを倍にした  $90\text{ mm}$  のシンチレータストリップからなる検出層となっている (図 2.13)。この層は二重読み出しという  $90\text{ mm}$  のシンチレータストリップを二つの MPPC で読み出す方式を取っており、ゴーストヒット問題等の解決の研究のために設置されている。 $45\text{ mm}$  のシンチレータストリップはキャスト成形と呼ばれる液状の単量体と初期縮合物を型に流し込み、そこへ重合剤を加えて重合反応を起こして成形する手法で作成されたものを使用している。 $90\text{ mm}$  のシンチレータストリップは射出成形と呼ばれる約  $200\text{ }^{\circ}\text{C}$  に加熱したプラスチックを金型に流し込み冷却させて成形する手法により作成されたものである。キャスト整形のシンチレータは透明度に優れ発生光量が多いが大量生産に向かず、射出成形のシンチレータはキャスト整形に比べて品質が劣り発生光量が少ないが大量生産に適している。射出整形のシンチレータを用いた測定により ScECAL に使用するのに問題ない光量が発生することが確かめられているので、ScECAL の作成の際には射出整形が採用される予定である。

二重読み出しストリップではストリップの両端に SiPM を置くことが望ましいが、大型プロトタイプに SiPM が両端にあるストリップを搭載するためには基板を作成し直さなければならない。そのため  $45\text{ mm}$  のシンチレータストリップと同じ基板を使用できるように図 2.13 のような SiPM が内側によっているデザインを採用した。

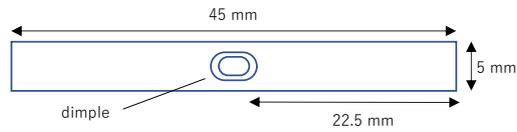


図 2.12 45 mm のシンチレータストリップデザイン

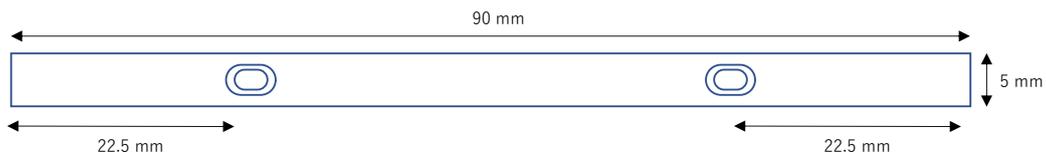


図 2.13 90 mm の二重読み出し式のシンチレータストリップデザイン



図 2.14 二重読み出し方式の検出層

### 2.4.3 大型プロトタイプを用いた宇宙線のデータ取得

ScECAL の大型プロトタイプの建設は終了しているが、新型コロナウイルスの感染拡大の影響でテストビーム実験が延期されてしまった。そのため現在は基板に備え付けられている LED を用いてゲインの測定や宇宙線を用いて MIP、飛跡再構成、シャワー解析などの各種性能評価を行なっている。ここでは大型プロトタイプの宇宙線の取得状況に関して報告する。

SiPM の出力は SPIROC チップを通して行われる。図 2.15 に SPIROC チップの概略図を記す。チップ内の各チャンネルには 16 個の memory cell が備わっており、閾値を超える信号が出力された場合にこの memory cell に保存される。宇宙線のデータ取得では 2 層目と 30 層目のチャンネルが 25 ns 以内の時間差に閾値を超える信号を出力した場合にトリガーがかかり、SPIROC チップごとに信号が記録される。具体的に

はトリガーがかかった時に閾値を超える信号を出力しているチャンネルを含むチップの全チャンネルが読み出されて記録される。宇宙線のデータ取得の場合、閾値は0.5MIP(約10 p.e.)と設定されている。

現在までに3ヶ月程度宇宙線のデータを取得しており、SSAを用いた解析や電磁シャワーの解析などが行われている。

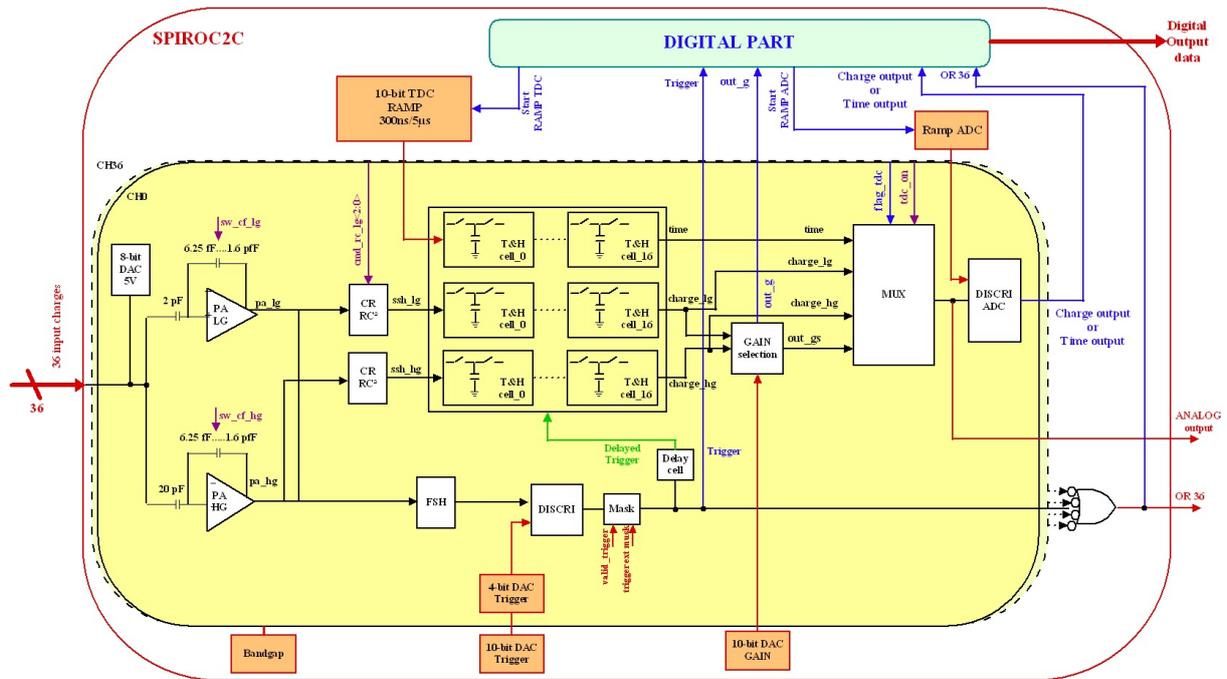


図 2.15 SPIROC チップの概略図 [9]

## 第3章

# シンチレータストリップの新しい読み出し方法

ScECAL のシンチレーション光の読み出し方法にはさまざまな方法が考案され研究されている。ScECAL でのシンチレータストリップのデザインとして、得られる光量になるべく大きく、かつ得られる光量がヒット位置によらず一様であるものが好ましい。本章ではシンチレータストリップデザインのうち、二重読み出し法の研究についてまとめる。

### 3.1 二重読み出し法におけるヒット位置再構成の位置分解能の測定

二重読み出し法を ScECAL の大型プロトタイプで試験した。二重読み出し法では SiPM に到達する時間差や光量差を用いるため、二つの SiPM の間の領域のみ感度がある。ここでは感度のある二つの SiPM の間の領域についての結果について述べる。

#### 3.1.1 大型プロトタイプにおける二重読み出し法

ScECAL の大型プロトタイプは建設が終了しビーム試験が待たれる状態である。そのため現在は宇宙線を用いた各種性能の評価を行っている。二重読み出し法の検出層は、前述の ScECAL の大型プロトタイプに二層組み込まれている。本項では二重読み出しシンチレータストリップにおける宇宙線を用いた位置分解能の評価についてまとめる。

#### 解析方法

前述の通り、宇宙線の信号は 2 層目と 30 層目のチャンネルに 25 ns 以内に閾値を超える信号が出力された場合に、閾値を超えている信号を有しているすべての SPIROC2E のチップの出力が読み出される。そのうち前部の 30 層の 45 mm のストリップにおいてノイズヒットを除去した後に前述の SSA を適用することで 5 mm×5 mm の仮想セルにエネルギーを分配する。その後エネルギーが分配されている仮想セルを直線で

フィットすることで宇宙線の軌跡を再構築することができる。二重読み出しストリップの位置分解能の測定では、二つの SiPM の光量差からヒット位置を再構成し、その分解能を見積もるために再構成された宇宙線の軌跡を用いた。今回の解析ではストリップを 1 mm ごとに分割し、各分割ごとに宇宙線のヒットを集計し解析を行った。ここでデータは二つの SiPM の両方が信号を出力したものをを用いており、全てのストリップの結果を合計してある。

### 光量測定

図 3.1 は二重読み出しストリップのどの位置に入射した宇宙線がどれだけ計測されたのかを記した結果で、すべてのストリップについて合わせたものである。22.5 mm 付近と 67.5 mm 付近の計数が減少しているのは、窪みがあり発生する光量が少ないからだと考えられる。中央のピークの原因は判明しておらず、現在調査中である。SiPM の外側の計数が減少しているのは、二重読み出し法では本来閾値を低く設定して運転するが、本解析に使用したデータでは閾値が高く設定されており、遠い方の SiPM が得られる光量が小さく閾値を超えなかったために信号が出力されないためだと考えられる。図 3.2 は各点における光量のヒストグラムをランダウ関数とガウス関数を畳み込んだ関数でフィットした時のピークの値を LED で測定したゲインで割って光電子数に換算した値を、それぞれの SiPM についてと二つの SiPM の和についてプロットしたものである。実際に片方の SiPM から出力される信号の大きさが SiPM から遠ざかるにつれて減少していき、10 p.e. で一定となっていることが確認できる。今回使用した宇宙線の計測データは閾値が約 10 p.e. となっているため、それ以下の信号を記録できず 10 p.e. で一定となっていると思われる。また図 3.3 は二つの SiPM の光量の幾何平均  $\left(\sqrt{(\text{左側の SiPM の光量}) \times (\text{右側の SiPM の光量})}\right)$  の位置依存性の結果である。片側の SiPM が得る光量は位置依存性が大きいだが、二つの SiPM が得られる光量を合計すると 90 mm のストリップで概ね一様に光量が得られることが確認でき、幾何平均を取ることで SiPM からの距離に応じて指数関数的に減少していた光量の一様性が向上する。これらより大型プロトタイプに搭載されている 90 mm の二重読み出しストリップにおいて光量の一様性が確かめられた。

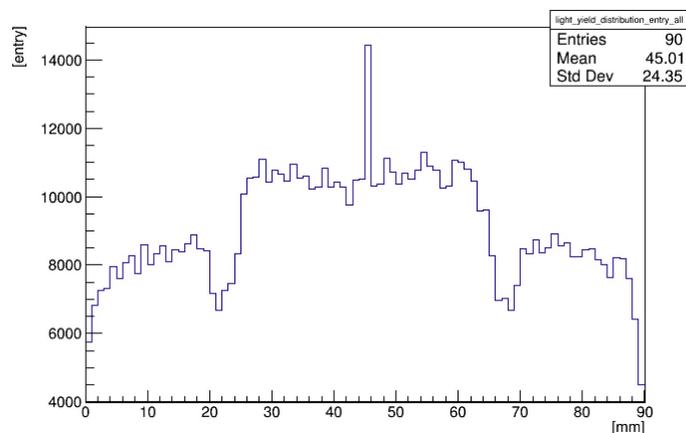


図 3.1 宇宙線の信号の計数のヒット位置分布

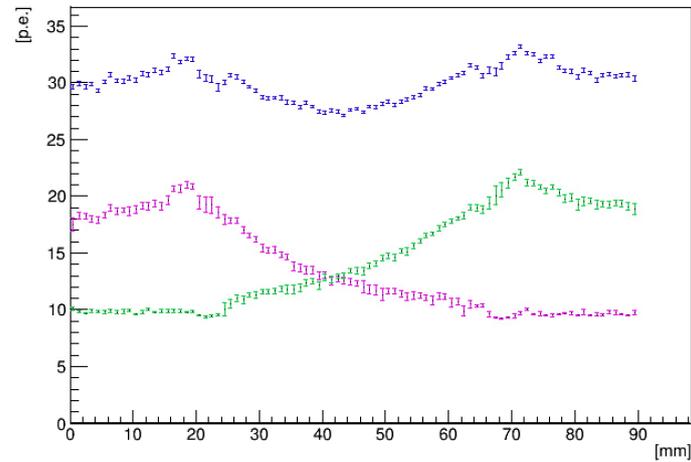


図 3.2 光量のヒット位置依存性。二つの SiPM の光量の合計 (青) とそれぞれの SiPM の出力光量：左 (マゼンタ) と右 (緑)

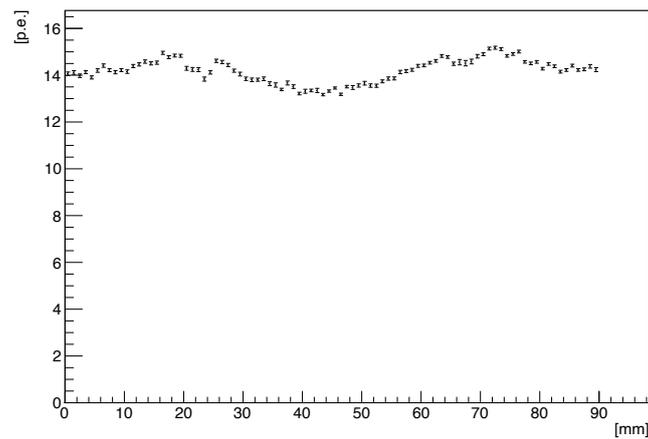


図 3.3 出力光量の幾何平均

### ヒット位置再構成

二重読み出しストリップの光量を用いたヒット位置再構成には以下の相対化した光量差 ( $LY_{diff}$ ) を用いて解析を行なった。

$$LY_{diff} = \frac{LY_{left} - LY_{right}}{LY_{left} + LY_{right}}$$

ここで  $LY_{left}$ 、 $LY_{right}$  はそれぞれ 22.5 mm、67.5 mm の位置にある SiPM の出力光量である。ヒット位置ごとに相対化した光量差をプロットした分布 (図 3.4) をガウス関数でフィットし、ヒット位置ごとにピークをプロットした (図 3.5)。

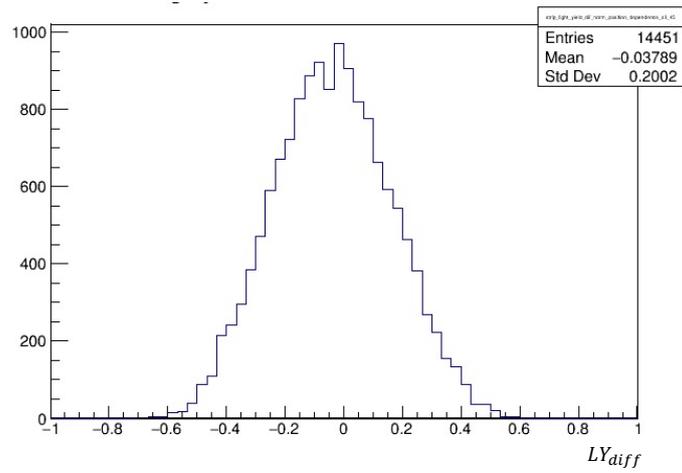


図 3.4 中心 (45 mm) における相対化した光量差の分布

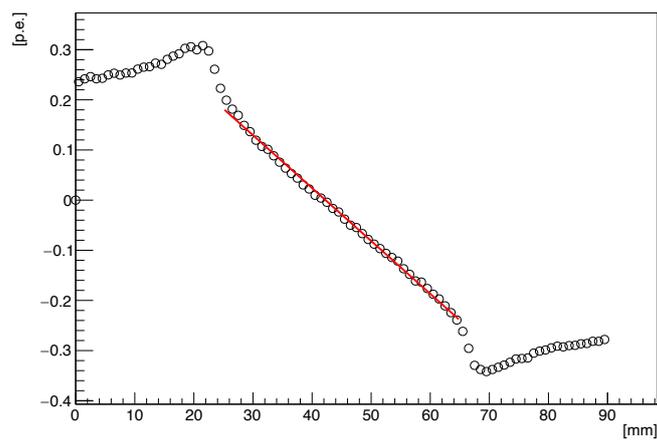


図 3.5 光量差のヒット位置依存性

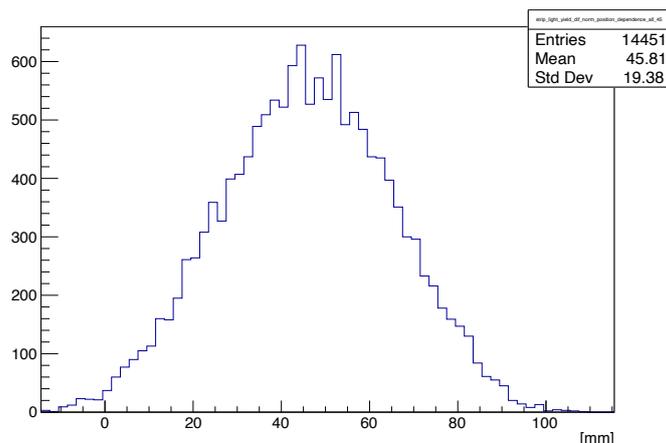


図 3.6 光量差から再構成した位置

図 3.5 の SiPM の内側の領域である 25 mm から 65 mm の範囲を直線でフィットし、得られた一次関数を用いることで光量差をヒット位置へ変換した。図 3.6 はストリップの中心の位置に入射したイベントに対し、フィットした一次関数を元に光量差からヒット位置を再構成したときのプロットである。各ヒット位置に対してフィットした一次関数を用いてヒット位置を再構成し、それぞれの分布に対して分散をプロットした結果が図 3.7 である。ここで SiPM の外側についてはヒット位置を再構成することができないため、SiPM の内側の領域についてのみヒット位置再構成の位置分解能を求めた。これによると光量差を用いたヒット位置再構成の平均的な位置分解能は 19 mm となった。この結果から、ストリップ読み出しのゴーストヒット問題において、二重読み出しストリップを持ちることで本来のヒット位置からおよそ 19 mm 以上離れた位置に発生するゴーストヒットを排除できる可能性があることがわかった。図 2.5 によると二つのミュオン間の距離が 30 mm の時に最も識別制度が悪くなっており、二重読み出しストリップを用いることで ScECAL の粒子識別精度が改善する可能性がある。

図 3.8 は先行研究 [10] で 90 mm の SiPM が両端に設置されているシンチレータストリップについてヒット位置再構成を求めた時の結果である。これによると光量差のみから求めるヒット位置再構成の分解能は 27 mm という結果が得られている。[10] では時間差を用いたヒット位置再構成も行なっているが、ScECAL の大型プロトタイプでは時間情報の較正が行われていないため、光量差のみを用いて解析を行った。大型プロトタイプでは 10 p.e. に閾値を設定されているが [10] では外部トリガーを用いて閾値が低く設定されており、その分低い光量の信号を出力することができた。大型プロトタイプで良い位置分解能が得られたのは、閾値の違いによりそれぞれのヒット位置で光量のばらつきが小さかったためだと考えられる。

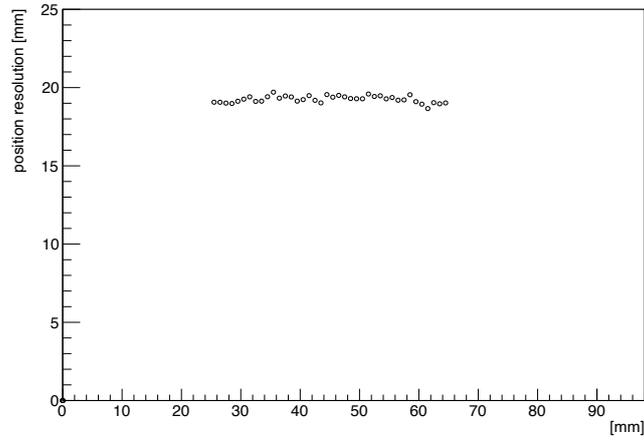


図 3.7 光量差によるヒット位置ごとの位置分解能

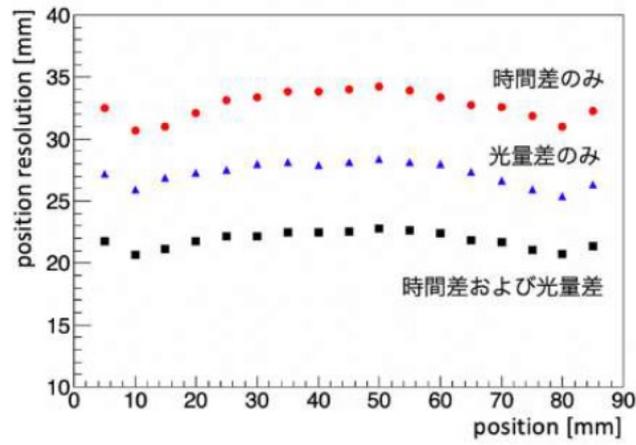


図 3.8 光量差によるヒット位置ごとの位置分解能 [10]

## 第4章

# 光センサーの新しい較正手法の開発

本章では ScECAL での使用が検討されている光センサーである MPPC の新しい較正手法について述べる。

### 4.1 光センサーの原理

ここでは SiPM の動作原理について述べる。SiPM は光子を検出することのできる半導体素子で、APD (Avalanche PhotoDiode) と呼ばれる増幅率の大きい高感度な光センサーを多数直列に接続することで光子の個数を直接検出できる。SiPM は従来の光電子増倍管 (PMT) より小型で優れたフォトンカウンティング能力を持ち、高精細な電磁カロリメータを研究する上で必要不可欠な技術である。本研究では浜松フォトニクス社の MPPC(Multi-Pixel Photon Counter)(図 4.1) を用いた。

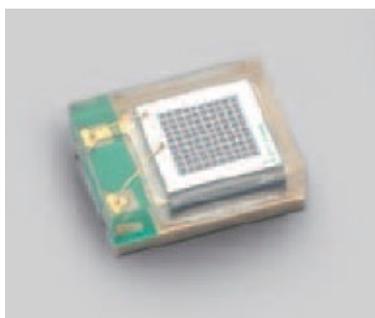


図 4.1 MPPC S12571 シリーズ [12]

### 動作原理

SiPM の動作原理について述べる。図 4.2 に SiPM の模式図を載せる。SiPM は図 4.2 のような構造が二次元的に並べられた構造をしている。光子が APD に入射すると APD 内の空乏層で電子正孔対が発生し、印加電圧に起因する電場の影響で電子正孔対が電極側にドリフトする。電場が大きくなるとドリフト速度が速くなり、結晶格子との散乱頻度が増えるので、ある一定のドリフト速度で飽和する。さらに電場を大きくすると、

キャリアの持つエネルギーが大きくなり、結晶格子と衝突する際に新たに電子正孔対を発生させ、新たに発生したキャリアがさらに新しく電子正孔対を発生させるというように、連鎖的にキャリアが発生する。この現象をアバランシェ増幅といい、このように動作させている APD の状態のことをガイガーモードと呼ぶ。

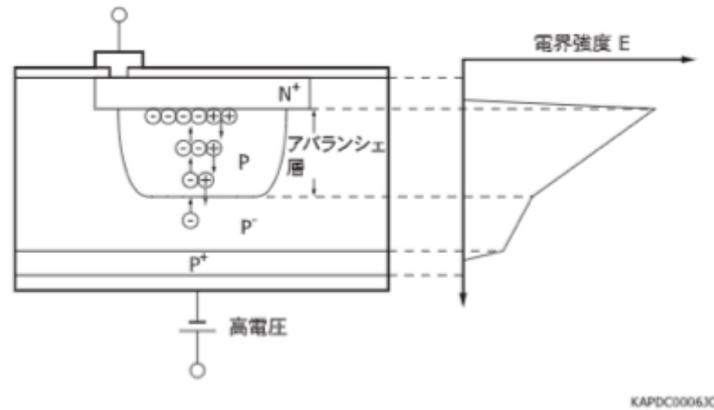


図 4.2 SiPM の構造 [14]

アバランシェ増幅は電子だけでなく正孔でも起こるので、ガイガーモード APD に一度光子が入射すると際限なく増幅が起こってしまう。なので APD にクエンチング抵抗を接続することでアバランシェ増幅を抑制し、入射光子数によらずに APD からの信号の大きさを一定に保っている。そのため出力信号の大きさから光子数をカウントすることができ、優れたフォトンカウンティング能力を有している。図 4.3 は入射光子数に応じて出力波形が等間隔に変わっている様子を表している。

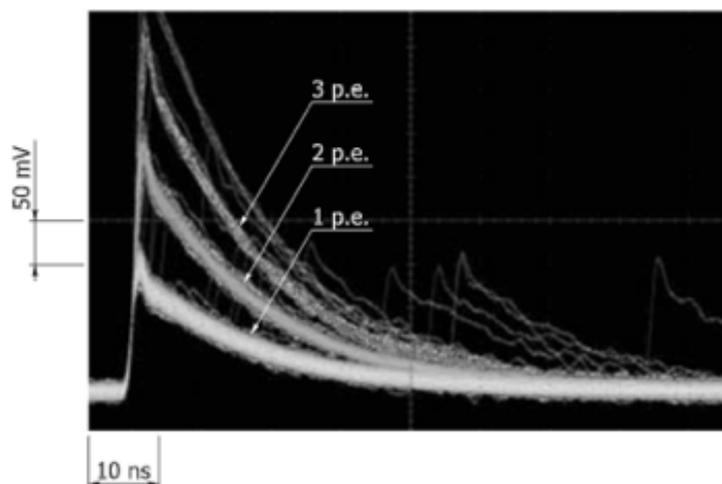


図 4.3 入射光子数に応じた MPPC の出力波形 [14]

## 4.2 光センサーの特性

本節では SiPM の特性について述べる。

### 4.2.1 検出効率

検出効率 (PDE) はパルス光を SiPM に入射した時に入射光子数に対して検出した光子数の割合で表せる。

また、検出効率は

$$(\text{検出効率}) = (\text{開口率}) \times (\text{量子効率}) \times (\text{アバランシェ確率})$$

とも表せる。量子効率は入射光子の波長に、アバランシェ確率は印加電圧に依存する (図 4.4) ため、SiPM の検出効率は入射光子の波長と印加電圧に依存する。

■ 検出効率-オーバー電圧

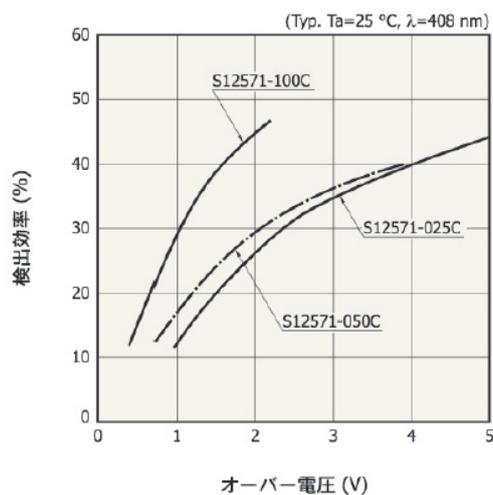


図 4.4 検出効率のオーバー電圧依存 [12]

### 4.2.2 ダークノイズ

APD ピクセルでは光子によってキャリアが生成される場合以外にも、熱的に発生したキャリアでもアバランシェ増幅が起き、1 光子に相当する信号を出力する。これらの入射光子以外の要因によって発生する信号をダークノイズという。ダークノイズは入射光子による信号と区別がつかず、検出誤差の要因になる。

### 4.2.3 クロストーク

ある APD ピクセルのアバランシェ増幅の際にキャリアの再結合などで発生した光子が隣接する APD ピクセルに侵入し、アバランシェ増幅を起こすことがある。このような現象をクロストークという。クロストークは光子が入射した時とほとんど同時に発生する。

クロストークが起きると一つの光子から二つの光子に対応する信号が得られてしまい、同時に二つの光子が入射した場合と見分けがつかず、パルスリニアリティーやダイナミックレンジ等に影響を与える。

### 4.2.4 アフターパルス

SiPM にはアフターパルスと呼ばれる、一度信号が出力されてから時間が経った後にさらに信号が出力される現象も起こりうる。アフターパルスは以下のように説明される。ある APD ピクセルでアバランシェ増幅が起こった際に、格子欠陥などの要因によって電子が一時的にトラップされ、ある時間が経った後に放出されて再度アバランシェ増幅が起きる。このように放出されたアフターパルス信号はパルスの形状からは入射光子による信号と区別がつかない。図 4.3 の時間の遅い位置に存在するパルスはアフターパルスである可能性が高い。

一度アバランシェ増幅が起きた後にアフターパルスが起こる確率の時間分布  $P_{AP}(t)$  は以下の式のように表される。

$$P_{AP}(t) = \frac{p_{AP}}{\tau_{AP}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{AP}}\right)$$

ここで  $p_{AP}, \tau_{AP}$  はそれぞれアフターパルスの発生確率、アフターパルスの時定数である。

アフターパルスが起きると一つのピクセルから時間差で二つ以上の光子の信号が出力され、短い時間差で起こるアフターパルスは入射光量の測定に影響を与える。

### 4.2.5 回復時間

あるピクセルでアバランシェ増幅が起きると、クエンチング抵抗に流れる電流の影響による印加電圧の減少に伴いピクセルの増倍率が減少する。APD ピクセルが再充電される時間は回路のインピーダンスによって決まり、ピクセルの増減率が戻るまでにかかる時間を回復時間という。回復時間、動作電圧をそれぞれ  $\tau_{rec}, V_0$  とすると、ピクセルの印加電圧の時間変化は以下の式のように表すことができる。

$$V(t) = V_0 (1 - \exp(-t/\tau_{rec}))$$

ピクセルの増倍率は印加電圧に比例するため、ピクセルが十分回復しなしていない時に光子が入射すると 1 光子分の信号より小さい信号を出力する。

回復時間に比べて短い時間の間に光子が入射すると 1 光子分の信号より小さい信号を出力するので、短い時間に大量の光子が入射すると光子数を正しく計測できなくなるという問題点がある。さらに検出効率は印加電

圧に依存しているため、ピクセルが回復していない時に光子が入射した場合、印加電圧の減少に伴う出力信号の減少に加えて検出される光子数の数が減少するので、より出力される信号が小さくなる。

### 4.3 飽和現象

あるピクセルが一度光子を検出すると、回復時間の間は出力信号が小さくなり光子を正しく検出できない。したがって短い時間に大量の光子が SiPM に入射すると、検出できない光子の割合が大きくなり、検出光子数が飽和してしまうという性質がある (図 4.5)。実際にはアフターパルスの影響などでピクセル数以上の光子を検出する過飽和 (over-saturation) が起こる。

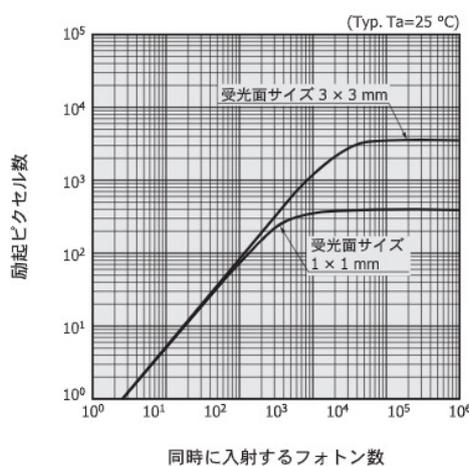


図 4.5 同時に入射する光子に対するダイナミックレンジ [14]

ILC の測定環境では、電子陽電子が Bhabha 散乱し制動放射を起こすなどの過程により、狭い範囲に大量の荷電粒子が入射する事象が想定され、結果として一つの SiPM に大量の光子が入射することが考えられる。ScECAL は主に光子のエネルギーを測定するために設置されるが、SiPM の飽和現象の影響で光子のエネルギーを精密に測定することができなくなってしまう。そのため飽和曲線の適切な補正を行い、エネルギーの再構成を行うことが重要になってくる。

### 4.4 飽和現象の新しい測定手法

本節では、既存の飽和現象の測定手法とは異なる、SiPM とシンチレータを光学的に接続した系を用いた新しい飽和現象の測定手法とその結果についてまとめる。

#### 4.4.1 概要

SiPM の飽和曲線は主に、シンチレーション光の発光波長に近い 400 nm 程度の短いパルスレーザーを直接 SiPM に照射するといった手法で測定されている [19][20]。この測定方法では一度に大量の光子が入射が入射し、その後に光子が SiPM に入射することはない。しかし ScECAL ではシンチレーション光を SiPM で測定するため、光子は一度に SiPM に入射するのではなく発光時定数にしたがって SiPM に入射する。そのため一度光子を検出したピクセルが回復した後に再度シンチレーション光を検出する可能性があり、ピクセル数を上回る数の光子を検出することがある。従来の測定方法ではこのように時間差で光子が入射する環境下での飽和曲線を再現できていないという問題点がある。そこで SiPM とシンチレータを光学的に接続した系を用いて飽和曲線を測定する新しい手法を開発した。

飽和曲線の新しい測定方法では、紫外光をシンチレータに入射することでシンチレータを励起させ SiPM でシンチレーション光を測定するという方法をとる。このようにすることでシンチレーション光の発光量を紫外光の強度で調整することができ、シンチレータの発光時定数の影響も含めることができる。また実際の測定器と同じシンチレータと SiPM を用いることで、測定した飽和曲線をそのまま実際の測定の校正に使用することも可能となる。

#### 4.4.2 測定のセットアップ

本実験は図 4.6 に記してあるセットアップで実験を行った。光源以外のセットアップは可動ステージ上に固定されており、可動ステージを動かすことで光源が照射する先をフォトダイオードかシンチレータに変更することができるようになっている。以降の項でセットアップの詳細について解説する。

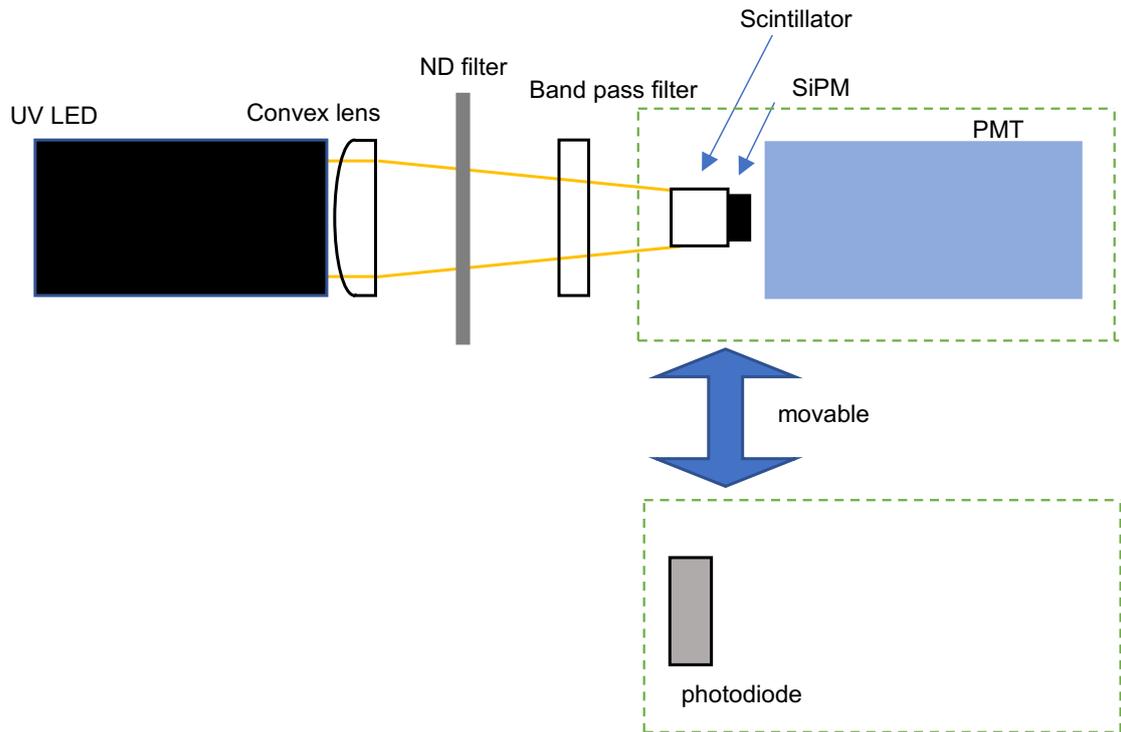


図 4.6 シンチレーション光を用いた飽和曲線の測定セットアップの概要図

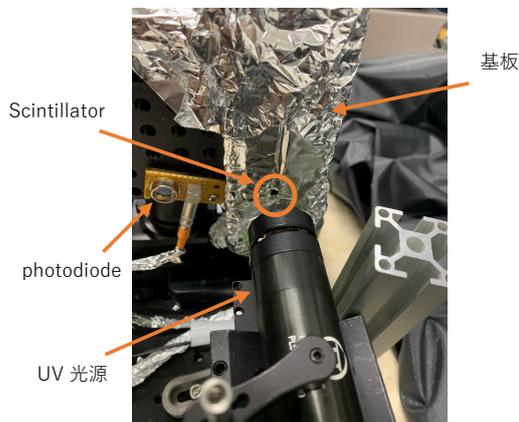


図 4.7 実際のセットアップ (光源側)

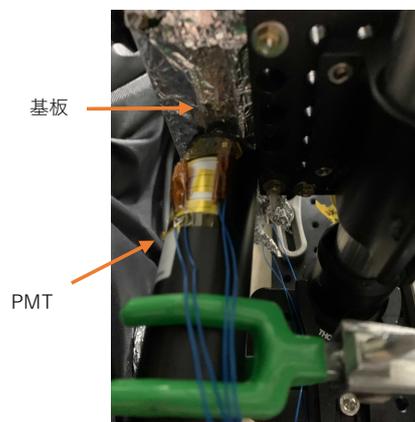


図 4.8 実際のセットアップ (PMT 側)

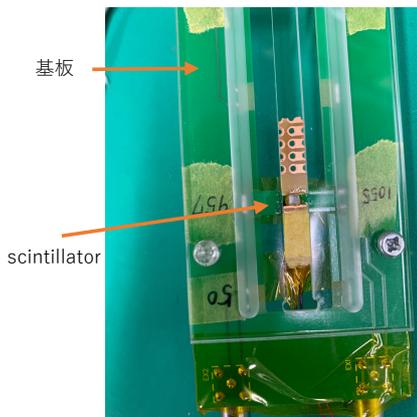


図 4.9 基板の光源側

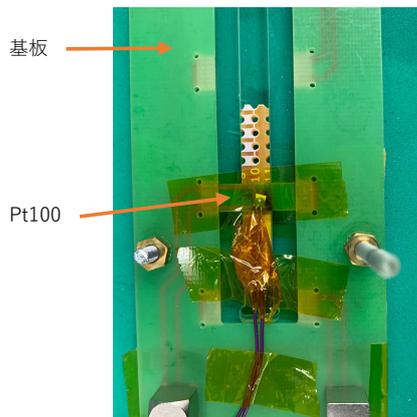


図 4.10 基板の PMT 側

### 光源

本実験では光源として PicoQuant 社製の PLS series を用いた。表 4.1 に使用した光源の特性を載せる。光源の前に凸レンズを設置することで集光し、可変減光フィルターを通すことで入射光量を調節する。紫外領域の光源は凸レンズなどの光学系で波長が変換される恐れがあるため、フォトダイオード、シンチレータに照射する前にバンドパスフィルターに通すことで紫外領域の光のみを照射した。本実験で紫外光を用いたのは、シンチレーション光を発生させるのに十分なエネルギーを持っており、それに加えて使用した SiPM が紫外光に感度を持たないためである。また、先行研究との比較のために、光源には紫外光のほかにシンチレーション光の発光波長に近い可視光領域の光源も用いた。可視光のを照射する際にはシンチレータを外し、SiPM に直接可視光を照射して飽和曲線を測定した。紫外光と可視光の光源の発光時間分布をそれぞれ図 4.11、図 4.12 に記す。

表 4.1 本測定で使用した光源の特性 [16]

	PLS 255	PLS 500
波長 [nm]	255(±10)	485(±10)
パルス幅 (FWHM) [ps]	~400	~800

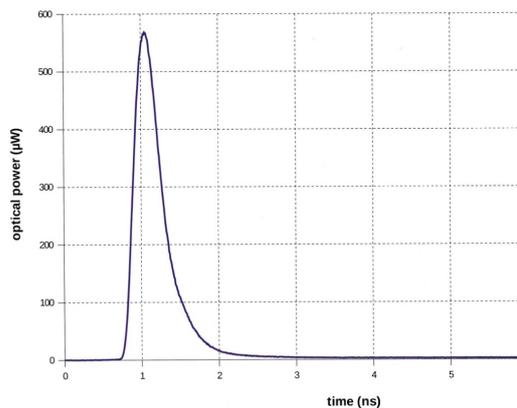


図 4.11 紫外光 (255 nm) の発光時間分布 [16]

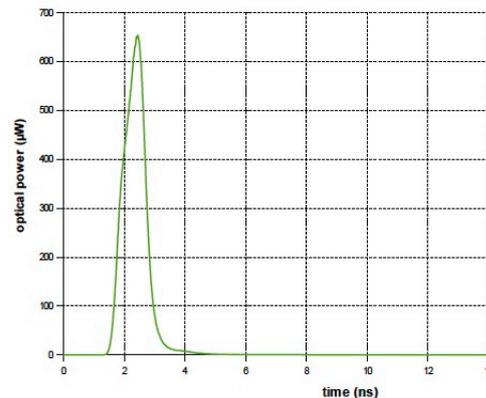


図 4.12 可視光 (485 nm) の発光時間分布 [16]

### シンチレータおよび SiPM

紫外領域の光源の場合、光源からの光をシンチレータに照射することでシンチレーション光を励起させ、シンチレーション光を SiPM で検出する。可視光領域の光源の場合、光源からの光を SiPM に直接照射することで短いパルスの光を検出する。シンチレータには 2 mm 角に加工した EJ-200 を使用しており、SiPM には浜松ホトニクス社の MPPC の S12571-025P を使用した。シンチレータの特性は表 4.2 および図 4.13、SiPM の特性は表 4.3 および図 4.14 にまとめる。S12571-025P は ScECAL の大型プロトタイプに搭載されている SiPM(S12571-010P,-015P) と同じシリーズのものでピクセルピッチの大きさが異なるものである。本実験において S12571-025P を使用したのは、使用した紫外光の光源の最大出力が小さく、検出効率が低くピクセル数が多い S12571-010P,-015P では飽和現象を観測するのに光量が十分ではなかったためである。

本実験では光源のダイナミックレンジが広く、アンプや波形デジタイザなどの使用するエレキのダイナミックレンジを超えてしまい解析が困難であったため、SiPM の出力電流を HV 源であるピコアンメータで測定した。しかし電流の値では SiPM の検出光子数を見積もることができないので、光量が小さい領域において波形デジタイザでも出力信号を測定することで電流の値と検出光子数の較正を行った。本測定では、スイスの Paul Scherrer Institute (PSI) で開発された Domino Ring Sampling (DRS) chip という波形デジタイザーと PSI で開発された PSI アンプを用いた。DRS と PSI アンプについては付録 A にまとめてある。DRS で SiPM の出力波形を記録し 50 ns の時間幅で積分することで電荷を求め、あらかじめ青色 LED を用いて測定しておいたゲインを用いて電荷を光電子数に換算した。

表 4.2 EJ-200 の特性 [18]

	EJ-200
シンチレーション効率	10,000 [photons/1MeV e <sup>-</sup> ]
光量減衰長	380 cm
最大発光波長	425 nm
rise time	0.9 ns
decay time	2.1 ns

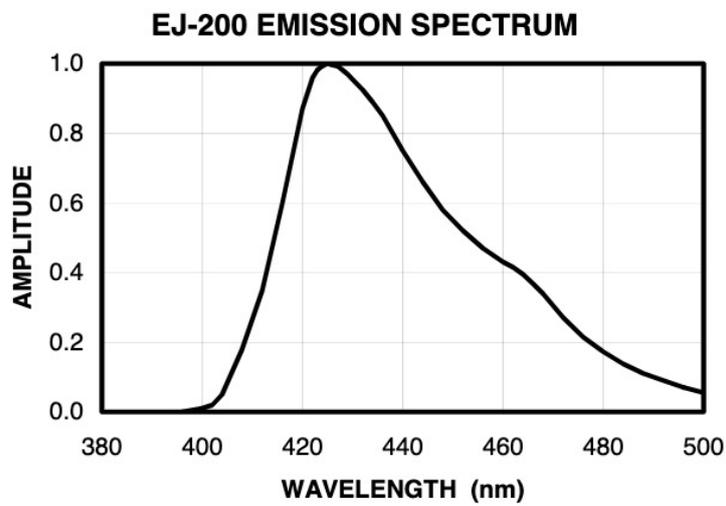


図 4.13 EJ200 の発光スペクトル [18]

表 4.3 S12571-025P の特性 [13]

	S12571-025P
有効受光面	1 × 1 mm <sup>2</sup>
ピクセルピッチ	25 μm
ピクセル数	1600
検出効率	35%
クロストーク確率	20%
アフターパルス確率	数 %
回復時間	数 ns

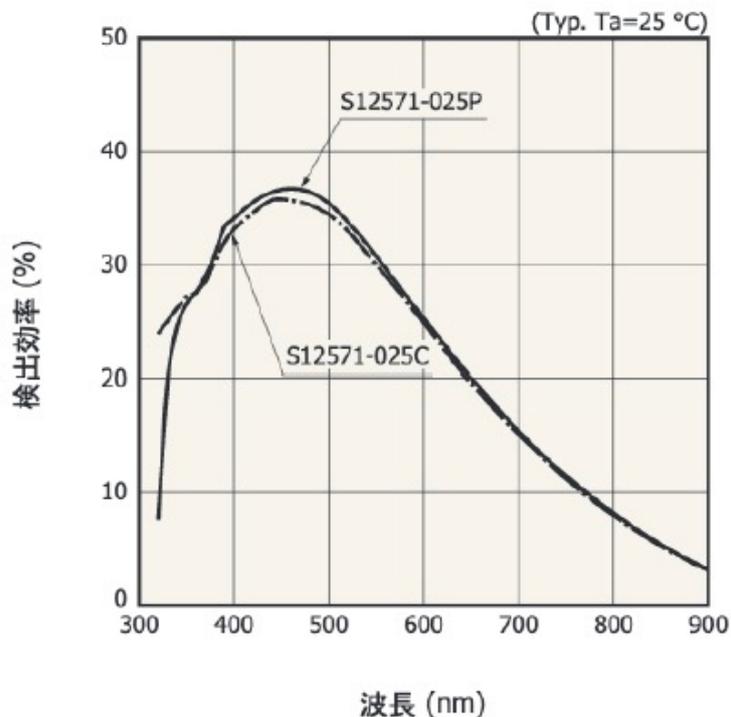


図 4.14 S12571-025P の検出効率の波長依存 [13]

### フォトダイオード

前述の通り、可動ステージを操作することで光源をフォトダイオードに照射し、シンチレータに照射される光量を測定する。これにより発生するシンチレーション光の光量を見積もり、入射光量を求める。

フォトダイオードには紫外線耐性の高い浜松ホトニクス社の S12698-01 を使用した (図 4.7)。S12698-01 の特性を表 4.4 および図 4.15 にまとめる。

フォトダイオードについても光源のダイナミックレンジが広いことからデジタイザーを用いた解析は困難であったため、フォトダイオードの出力も出力電流の値で読み取った。光量が小さい領域において SiPM の出力電流との較正を行うことで入射光子数に換算する。

表 4.4 S12698-01 の特性 [15]

	S12698-01
受光面	2.4 × 2.4 mm <sup>2</sup>
感度波長範囲	190~1,000 nm

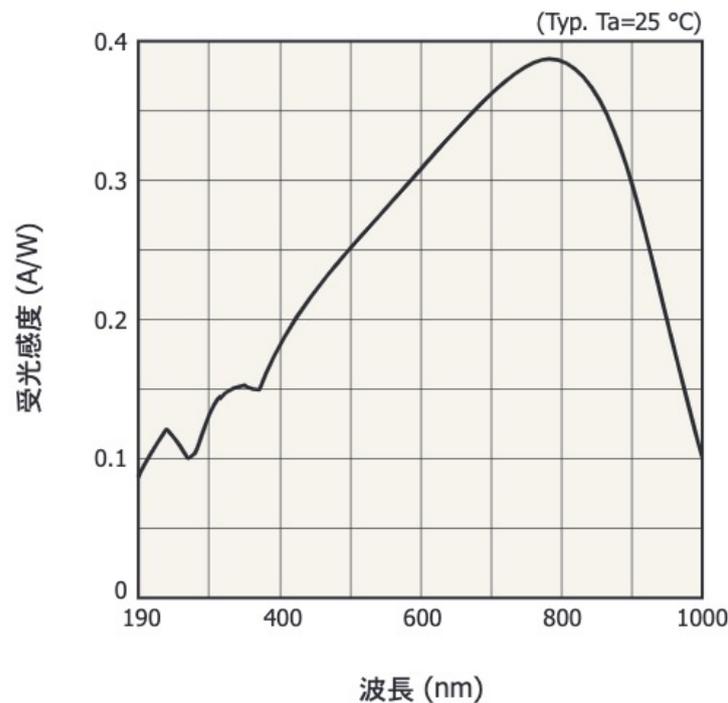


図 4.15 S12698-01 の受光感度の波長依存 [15]

#### 4.4.3 紫外光によるシンチレータの励起の確認

本測定はシンチレータの発光時定数の影響を含む飽和曲線の測定を目的としており、紫外光を用いてシンチレータを励起させることで実際の測定環境と同じ状況で飽和曲線を測定することに意義がある。そのため、紫外光を用いてシンチレータを励起できていることを確認する目的で、シンチレータに  $\beta$  線を照射しシンチレーション光を励起させた場合と波形の比較を行った。 $\beta$  線源には  $^{90}\text{Sr}$  を使用し、図 4.16 のセットアップを組むことで SiPM でシンチレーション光を測定した。シンチレータが小さく PCB から露出している面積が小さかったため、トリガーカウンターを設置し SiPM の信号とトリガーカウンターの信号のコインシデンスでトリガーをかける方法をとった。 $^{90}\text{Sr}$  線源を用いた際に得られる光量と同じ光量が得られるように紫外光及び可視光の出力を調整し、それぞれの出力波形を波形デジタイザーで記録した。その後適切に規格化した波形を比較した (図 4.17)。

可視光の波形は鋭いピークを持っている一方で、 $^{90}\text{Sr}$  を用いてシンチレーション光を測定した場合の波形はピークが緩くなっている。これは可視光の場合は短い時間の間でのみ光子が入射するのでピークが鋭くなり、シンチレーション光の場合は光子が発光時定数分の時間幅を持って SiPM に入射するのでピークがなだらかになると説明ができる。紫外光をシンチレータに入射して測定した場合の波形は、可視光のようにピークが鋭くなく、 $^{90}\text{Sr}$  を用いた場合の波形と類似している。このことから紫外光の場合も  $^{90}\text{Sr}$  の時と同様にシンチレーション光が発生しており、SiPM でシンチレーション光を測定できていると判断できる。これにより本測

定での紫外光を用いてシンチレーション光の励起させる測定方法が妥当であると結論づけられる。

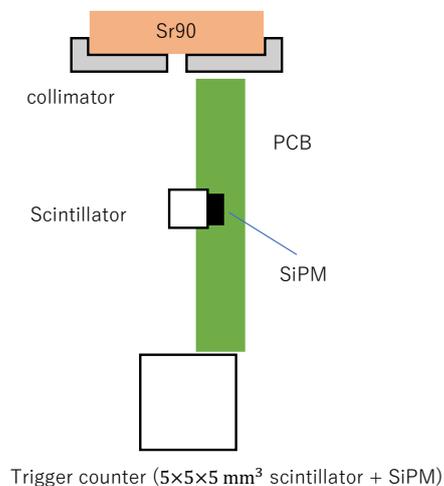


図 4.16  $^{90}\text{Sr}$  を照射した際の模式図

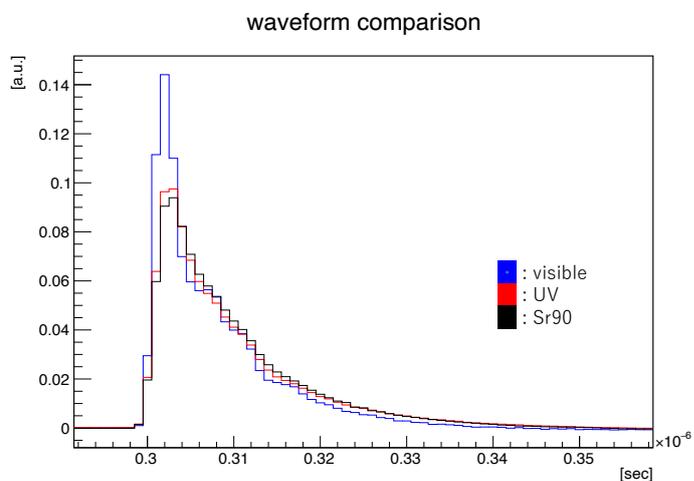


図 4.17 波形の比較

#### 4.4.4 入射紫外光の光量とシンチレーション光の光量の関係

本実験では、シンチレータに照射する紫外光の光量を調整することで発生するシンチレーション光の光量を調節している。我々の知る限りでは、これまで紫外線の入射光量と発生するシンチレータ光量の関係は詳細には調べられていない。したがって照射する紫外光の光量と発生するシンチレーション光の光量の線形性を確認する必要がある。そこで紫外領域の光源を使用する際に PMT を設置し、SiPM で光子を検出すると同時に PMT でもシンチレーション光を測定し、紫外光の光量と発生するシンチレーション光の光量の関係を測定した。PMT には浜松ホトニクス社の H6152-70 を使用した。H6152-70 の特性を表 4.5 にまとめる。

PMT の測定には SiPM の測定にも使用した DRS という波形デジタイザを使用した (付録 A)。紫外光の出力タイミングでトリガーをかけ、DRS で波形情報を取得し時間で積分することで電荷を求めた。求めた電荷をあらかじめ DRS を用いて測定しておいた PMT のゲインで割ることで、PMT の出力を光電子数で求めた。図 4.18 にフォトダイオードで測定した入射紫外光の光量と PMT で測定したシンチレーション光の光量の関係を、飽和現象の測定に使用した光量の全範囲で測定したものを示す。PMT での検出光電子数が小さいのは、シンチレータから漏れ出る光子の数が少なく、さらに PMT の前に後述する Pt100 が設置してあるため PMT の光電面に入射する光子数が少なかったためである。図 4.18 から入射紫外光に比例してシンチレーション光が励起していることが確認できるので、フォトダイオードで測定した光量を用いて SiPM に入射する光子数、つまり発生するシンチレーション光の推定に使用して良いことがわかる。

表 4.5 H6152-70 の特性 [17]

	H6152-70
受光面 (直径)	17.5 mm
感度波長範囲	300~650 nm
最大感度波長	420 nm

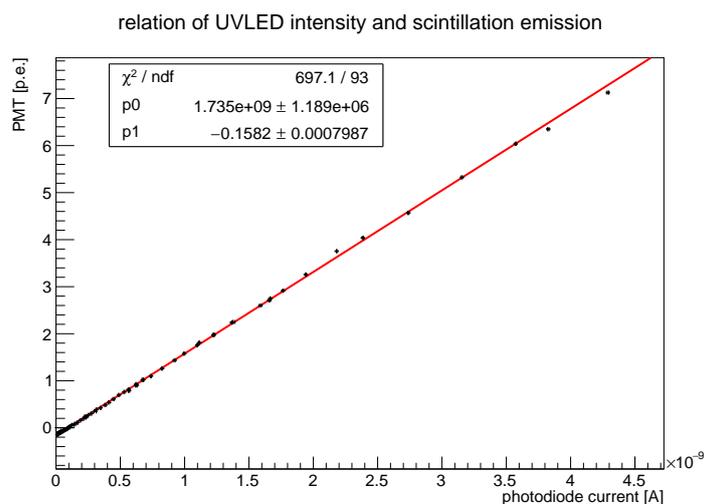


図 4.18 シンチレータに入射する光量とシンチレーション光の関係

#### 4.4.5 測定方法および解析方法

図 4.19 に本測定におけるデータ取得回路の概略図を示す。本測定では前述の通り波形デジタルライザーで SiPM と PMT の出力を光電子数で、HV 源で SiPM とフォトダイオードの出力を電流の値として読み出す。光源から出るトリガー信号を用いて波形デジタルライザーのトリガーをかける。HV 源には KEITHLEY 社製のピコアンメータ 6487 型を使用して SiPM およびフォトダイオードに動作電圧を印加して電流値を読み出した。

以下の手順を繰り返し行うことで全レンジでの測定を行なった。

1. 紫外光をフォトダイオードに照射して電流値を読み出す。
2. 可動ステージを動かして紫外光をシンチレータに照射し、PMT(と SiPM) の信号を波形デジタルライザーで読み出す。
3. SiPM の信号を HV 源での電流値として読み出す。
4. 可動ステージを動かして紫外光をフォトダイオードに照射し、可変減衰フィルターを操作して紫外光の光量を変化させる。

ここで SiPM の信号を波形デジタイザを用いて読み出す時は、紫外光の光量が小さいため PSI アンプを用いて信号を増幅させてからデジタイザで計測している。光量が大きい領域ではアンプのダイナミックレンジを超えてしまうことから、SiPM の信号を電流値として読み出す場合にはアンプを取り外してから計測している。可視光の場合も同様にして測定を行なった。

また SiPM のクロストーク確率や降伏電圧などは温度依存性が大きいので、本測定では各検出器に Pt100 を取り付けすることで温度測定も同時に行なった (図 4.10)。Pt100 を用いた温度測定には、Graphtec 社のデータロガー GL820 を使用した (図 4.20)。

前述の通り、光源の光量が小さい領域で検出光子数と入射光子数の校正を行う。

低光量で SiPM の電流の値とデジタイザで測定した光電子数の校正を行うことで、光量の大きい領域での電流値を検出光子数に換算する。この測定の際にピコアンメータでの測定とデジタイザでの測定は信号を分割して同時に行なったのではなく、デジタイザで測定したのちに SiPM をピコアンメータにのみ接続し電流値を読み取った。この検出光子数は SiPM から実際に出力される信号であり、クロストークやアフターパルスの影響を含んでいる。

入射光量については、フォトダイオードの電流値と SiPM の電流値を低光量の時に校正することで求める。ここで求めた入射光子数は、SiPM に入射する光子数  $N_{int}$  ではなく、SiPM の飽和が起きない時に SiPM が検出する光電子数  $N_{seed}$  でありクロストークやアフターパルスの影響を含んだ値になっている。

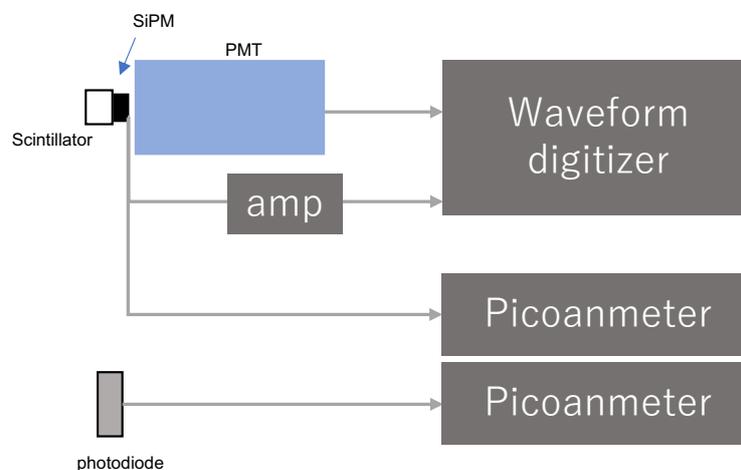


図 4.19 データ取得回路図



図 4.20 データロガー GL820 (左) と PT100 (右)

#### 4.4.6 紫外光を用いた飽和曲線の結果と考察

##### 温度測定

使用した測定器の温度変化は図 4.21 のようになった。測定の際中に各測定器の温度は振動しているが概ね一定になっており、測定中のクロストーク確率やアフターパルス確率も概ね一定になっていると判断できる。この温度の振動は実験室の空調設備による影響だと考えられる。

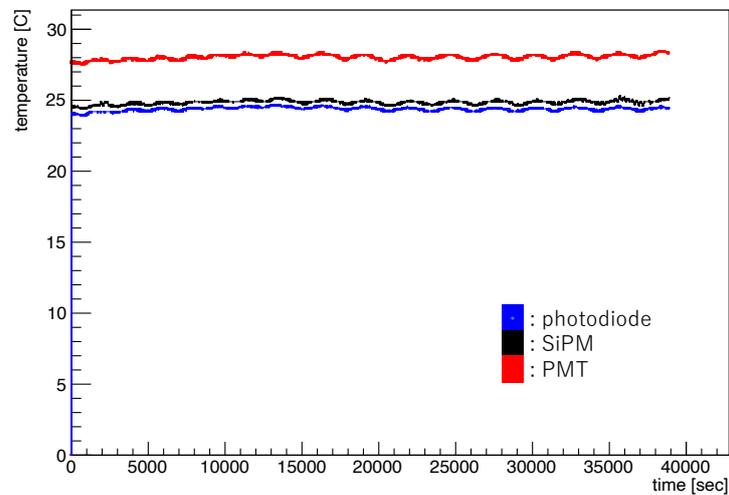


図 4.21 測定器の温度変化

##### 検出光電子数 ( $N_{det}$ ) の較正

前述の通り、紫外光量の小さい領域で SiPM の電流の値とデジタイザで測定した光電子数の較正を行なった (図 4.22)。紫外光量の大きい領域においてこの較正直線を用いて SiPM の電流の値を検出光子数 ( $N_{det}$ ) に換算する。

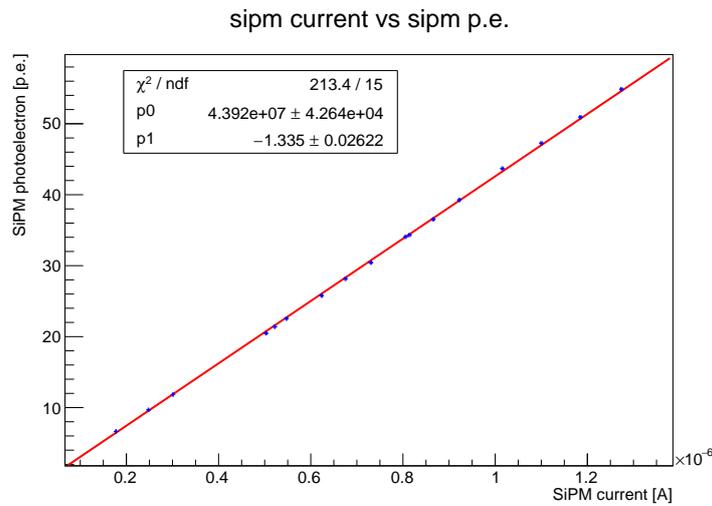


図 4.22  $N_{det}$  の較正

#### SiPM が飽和しない場合の検出光電子数 ( $N_{seed}$ ) の較正

前述の通り、紫外光量の小さい領域でフォトダイオードの電流の値と SiPM の電流の値の較正を行なった (図 4.23)。この較正直線と検出光子数の較正直線を用いることでフォトダイオードの電流の値を SiPM が飽和しない場合に検出する光電子数 ( $N_{seed}$ ) に換算する。ここでデータ点のプロットにおいて横軸のエラーバーはフォトダイオードで測定した電流の値の幅を反映したものである。測定したフォトダイオードの電流値の値の分散をエラーバーとした。

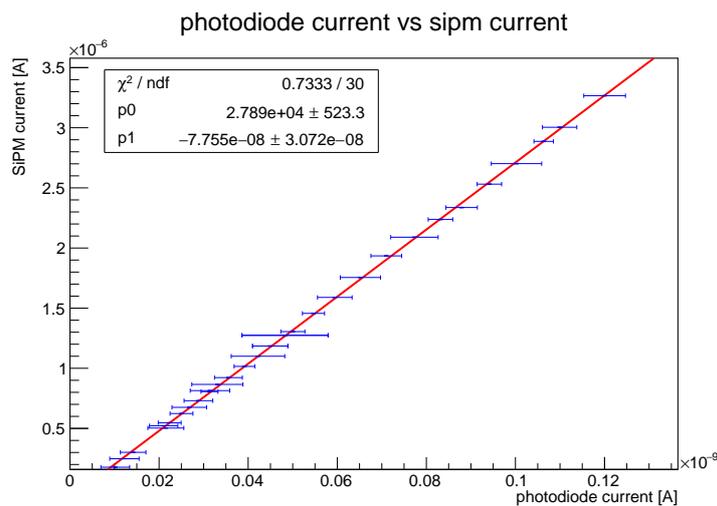


図 4.23  $N_{seed}$  の較正

### 飽和曲線

低光量で求めた較正直線を用いて飽和曲線を光電子数に変換すると図 4.24 のようになった。本測定ではピクセル数が 1,600 の MPPC を使用しており、検出光子数がピクセル数を大幅に超えており、大きな過飽和が観測された。飽和曲線の詳細は 4.4.8 にて詳しく議論する。

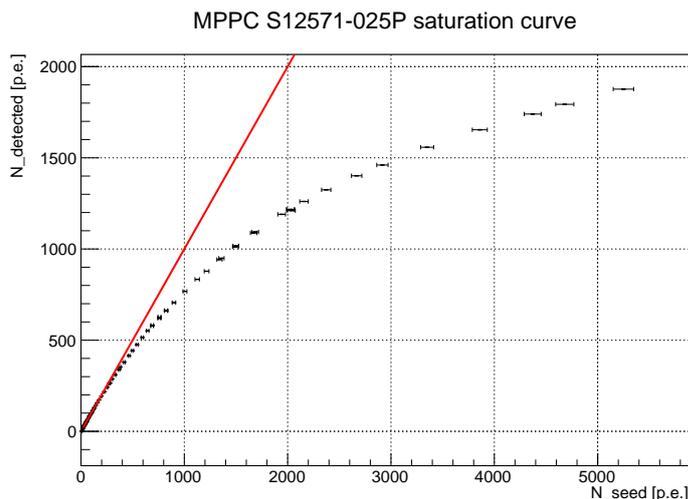


図 4.24 紫外光を用いてシンチレーション光を測定した飽和曲線。測定結果 (黒点) と  $N_{det} = N_{seed}$  となる直線 (赤線)

### 4.4.7 可視光を用いた飽和曲線の結果と考察

比較のために紫外光ではなく可視光を SiPM に直接照射した場合の飽和曲線も測定した。可視光の測定の際にシンチレータを用いていないのでこの測定の際には PMT を使用していない。

### 温度測定

使用した測定器の温度変化は図 4.25 のようになった。可視光の測定の時も紫外光の時と同様に、測定の最中に各測定器の温度は振動しているが概ね一定になっており、測定中のクロストーク確率やアフターパルス確率も概ね一定になっていると判断できる。温度の振動も同様に実験室の空調設備による影響だと考えられる。

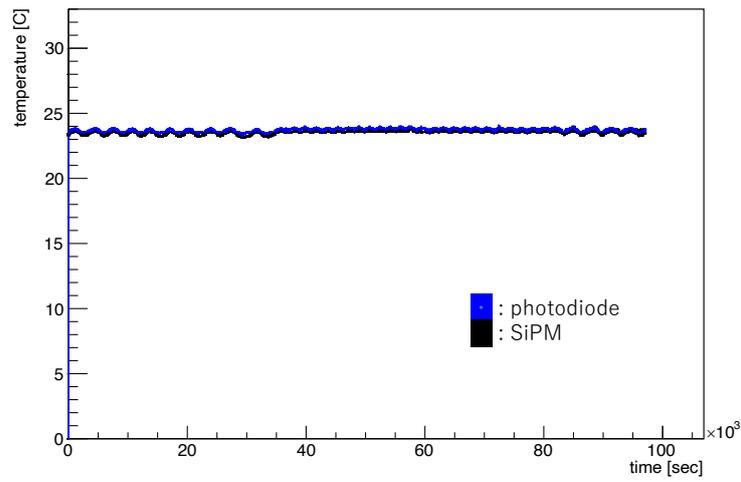


図 4.25 測定器の温度変化

検出光電子数 ( $N_{det}$ ) の較正

可視光の時も同様に光量の小さい領域で SiPM の電流の値とデジタイザで測定した光電子数の較正を行なった。(図 4.26) 光量の大きい領域においてこの較正直線を用いて SiPM の電流の値を検出光子数 ( $N_{det}$ ) に換算する。

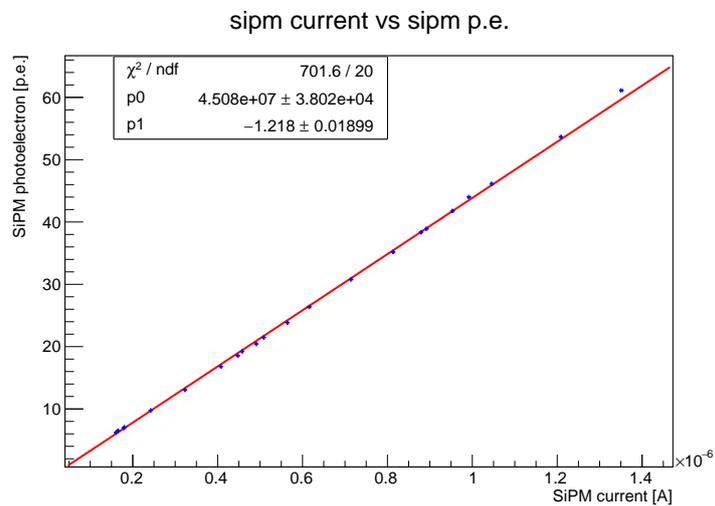


図 4.26  $N_{det}$  の較正

### SiPM が飽和しない場合の検出光電子数 ( $N_{seed}$ ) の較正

可視光の時も同様に光量の小さい領域でフォトダイオードの電流の値と SiPM の電流の値の較正を行った。(図 4.27) この較正直線と検出光子数の較正直線を用いることでフォトダイオードの電流の値を入射光子数 ( $N_{seed}$ ) に換算する。可視光についてもデータ点のプロットの横軸のエラーバーはフォトダイオードで測定した電流の値の幅を反映したものである。

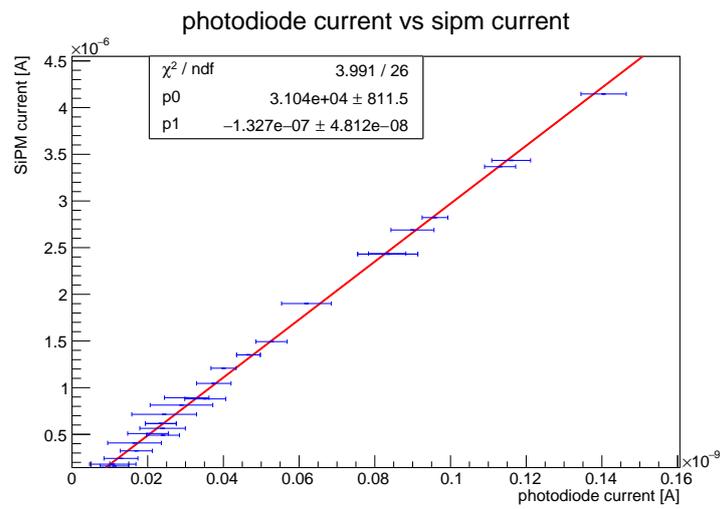


図 4.27  $N_{seed}$  の較正

### 飽和曲線

低光量で求めた較正直線を用いて飽和曲線を光電子数に変換すると図 4.28 のようになった。飽和曲線の詳細は 4.4.8 にて詳しく議論する。

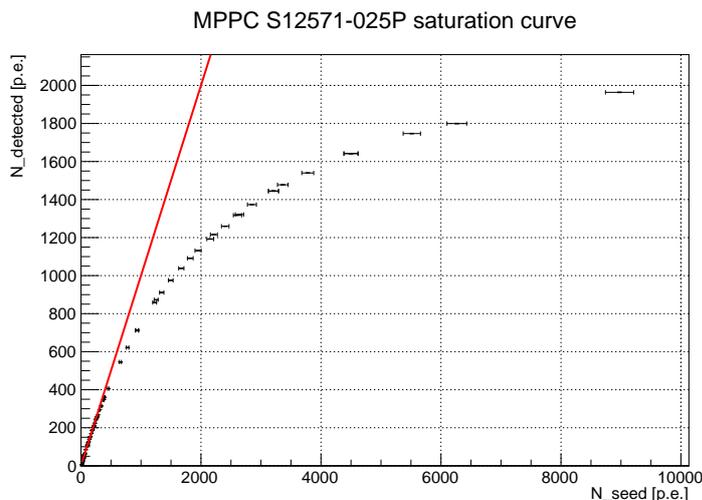


図 4.28 可視光の早いパルスを測定した飽和曲線。測定結果 (黒点) と  $N_{det} = N_{seed}$  となる直線 (赤線)

#### 4.4.8 飽和曲線測定の考察

図 4.29 に紫外光を用いたシンチレーション光の飽和曲線と可視光の早いパルスを用いた飽和曲線を比較した結果を示す。入射光子数が小さい領域においては紫外光の結果と可視光の結果が一致しているが、入射光子数が大きくなってくると紫外光を用いてシンチレーション光を励起させた飽和曲線の方が検出光子数が大きくなっていることが確認できる。この入射光量が大きい領域での検出光子数の違いはシンチレーション光の発光時定数による影響だと考えられる。紫外光をシンチレータに照射した際にシンチレーション光が発生していることが 4.4.3 で分かった。シンチレータの発光時定数が可視光のパルス幅より長い場合、SiPM のピクセルが回復した後に入射する光子が可視光を直接 SiPM に照射された場合に比べて多く存在し検出光電子数が大きくなったと考えられる。

また可視光の飽和曲線も過飽和が見られている。先行研究 [21] が 100 ps 程度の可視光のパルスレーザーを SiPM に照射した結果が図 4.30 である。図 4.30 では  $N_{seed}$  が 4,500 を超えても検出光電子数がピクセル数を超えていないが、我々が可視光の光源を用いて測定した結果では過飽和が起きており、この違いは可視光の光源の発光時間分布による影響だと考えられる。使用した波長は同程度だがパルス幅が先行研究 [21] に比べ長くなっている (図 4.12) ので、先行研究ではピクセルが回復してから新たに入射する光子がほとんどなく SiPM が飽和していたのだと考えられる。

以上の結果から、可視光の短いパルスを用いた従来の測定方法では、ScECAL のようにシンチレーション光を SiPM で読み出す検出器の飽和現象を正しく見積もることができないと判断することができる。そのため従来の測定手法で測定した結果を用いて飽和現象の補正をかけると入射光子数を小さく見積もってしまい、ILD の ScECAL の場合では光子のエネルギーを小さく測定してしまうことになる可能性がある。

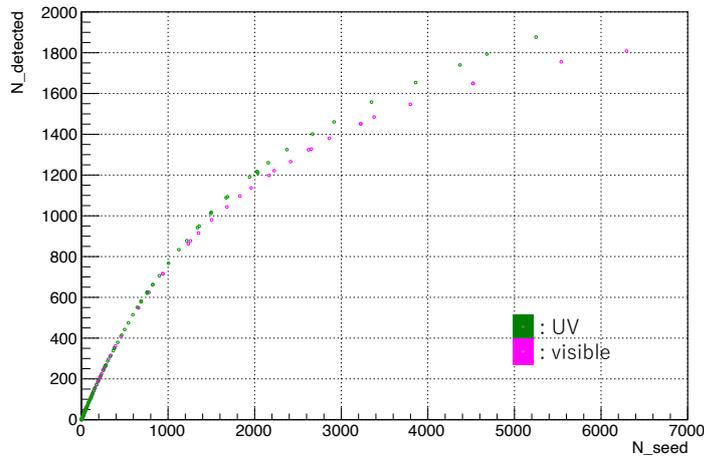


図 4.29 測定した飽和曲線の比較

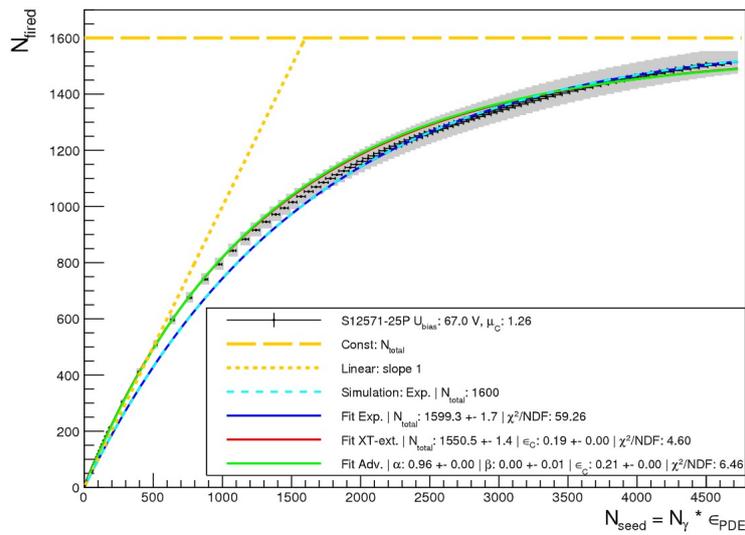


図 4.30 50~100 ps のパルス幅の 467 nm のレーザーを SiPM に照射した飽和曲線 [21]

### 4.5 飽和現象のモデル

アフターパルスやクロストークなどの効果を考慮していない簡単なモデルでは、飽和現象は以下の式のように表すことができる。

$$N_{det} = N_{pix} \left( 1 - e^{-N_{int} \times (PDE) / N_{pix}} \right)$$

ここで  $N_{pix}$ 、 $N_{det}$ 、 $N_{int}$ 、 $PDE$  はそれぞれ SiPM のピクセル数、検出光子数、入射光子数、検出効率である。実際の飽和曲線は、アフターパルスの効果により入射光子数が高い領域ではピクセル数以上の信号を出

力する。

### クロストークの影響

入射光子数が小さい領域では、クロストークの影響により入射光子数以上の信号を出力する。クロストーク確率を  $P_{CT}$  とすると、光子を検出したピクセル数  $N_{fired}$  に対して、

$$N_{fired} (1 + P_{CT} + P_{CT}^2 + \dots) \approx N_{fired} \frac{1}{1 - P_{CT}}$$

個の光子を検出する。

入射光子数が大きくなってくると、クロストークした先のピクセルがすでに光子を検出している割合が多くなり、クロストークしたとしても信号が大きくなる割合が小さくなる。

### アフターパルスの影響

測定の間隔にも影響されるが、アフターパルスも検出光子数を増大させる。あるピクセルが光子を検出してから時刻  $t$  後に発生するアフターパルスによる検出数の増加分は、アフターパルス確率  $P_{AP}(t)$ 、ピクセルの印加電圧の時間変化  $V(t)$ 、に比例した量となる。

## 4.5.1 シンチレーション光を検出する際の飽和曲線

実際の ScECAL ではシンチレーション光を SiPM で測定する。励起したシンチレータは発光時定数に従って光子を放出するので、シンチレータの発光時間分布にしたがって光子が SiPM に入射する。そのため、一度光子を検出したピクセルが回復した後に再度シンチレーション光を検出する可能性があり、ピクセル数を大幅に超えた数の光子を検出することがある。

### シンチレーション光による飽和現象のモデル

シンチレーション光には立ち上がり時間 ( $\tau_{rise}$ ) と立ち下がり時間 ( $\tau_{decay}$ ) があり、シンチレーション光の発光時間分布は以下の式で表せることが知られている。

$$(\text{シンチレーション光の発光時間分布}) \propto (e^{-t/\tau_{decay}} - e^{-t/\tau_{rise}})$$

飽和曲線のモデルを以下のように数値計算によって求めた。簡単のため、印加電圧の減少による効果は検出効率の減少のみとし、時間を 0.1 ns 刻みに分割し各時間において計算を行なった。ここで  $N_i$  ( $i = -\infty, 0, 1, \dots$ ) は時刻  $i = -\infty, 0, 0.1, 0.2, \dots$  に最後に光子を検出したピクセルの数、 $N_{det}$  は検出光子数、 $PDE(t)$  は回復時間の影響による検出効率の時間変化、である。

1. 紫外光の発光時間分布とシンチレーション光の発光時間分布を畳み込むことで入射光量の時間分布  $I(t)$  を求める。
2. 適切に規格化した入射光量を時間積分することで各時間  $i$  に SiPM に入射する光子数 ( $N_{int}(i)$ ) を計算

する。

$$N_{int}(i) = \int_{i-1}^i dt I(t)$$

3. 時間  $i$  に検出される光電子数  $N_{seed}(i)$  を求める。

$$N_{seed}(i) = \frac{N_{int}(i)}{N_{pix}} \sum_j^i (N_j PDE(i-j))$$

4. 時間  $i$  にクロストークによる入射光子数の増加分  $N_{CT}(i)$  を計算する。

$$N_{CT}(i) = N_{seed}(i) * (P_{CT} + P_{CT}^2 + \dots)$$

5. 時間  $i$  に検出される光電子数  $N_{det}(i)$  を求める。

$$N_{det}(i) = N_{seed}(i) + \frac{N_{CT}(i)}{N_{pix}} \sum_j^i (N_j PDE(i-j))$$

6. 時間  $i$  にアフターパルスによる入射光子数の減少分  $N_{AP}(i)$  を計算し、 $N_{seed}(i)$  から引く。

$$N_{AP}(i) = \sum_j^i (N_j AP(i-j))$$

$$N_{seed}(i) = N_{seed}(i) - N_{AP}(i)$$

7. 以下、3~7を各時間について繰り返し、入射光子数  $N_{seed}(i)$  と検出光電子数  $N_{det}(i)$  をそれぞれ足し上げることで入射光子数と検出光電子数を求める。

$$N_{seed} = \sum N_{seed}(i)$$

$$N_{det} = \sum N_{det}(i)$$

この計算を紫外光の発生光量を変化させて入射光子数 ( $N_{seed}$ )、検出光子数 ( $N_{det}$ ) を求めることで飽和曲線を得ることができる。

#### 4.5.2 測定した飽和曲線とモデルとの比較

SiPM の回復時間、クロストーク確率、アフターパルス確率、時定数はダークノイズを解析することにより求めた値を使用し、シンチレータの rise time と decay time を変えて計算し測定値との残差が最も小さくなる値を求めた。クロストーク確率はダークイベントを出力波高で検出光子数を求め、1 光電子数を検出したイベントと 2 光電子数を検出したイベントの比から求めることができる (図 4.31 左上)。アフターパルスの確率と時定数はトリガーとなった波形のピークとトリガーより遅い時間のピークの時間差の分布 (図 4.31 右上) を指数関数でフィッティングすることで求めることができる。回復時間はトリガーより遅い時間のピークの波高分布 (図 4.31 下) を指数関数でフィットすることで求めることができる。

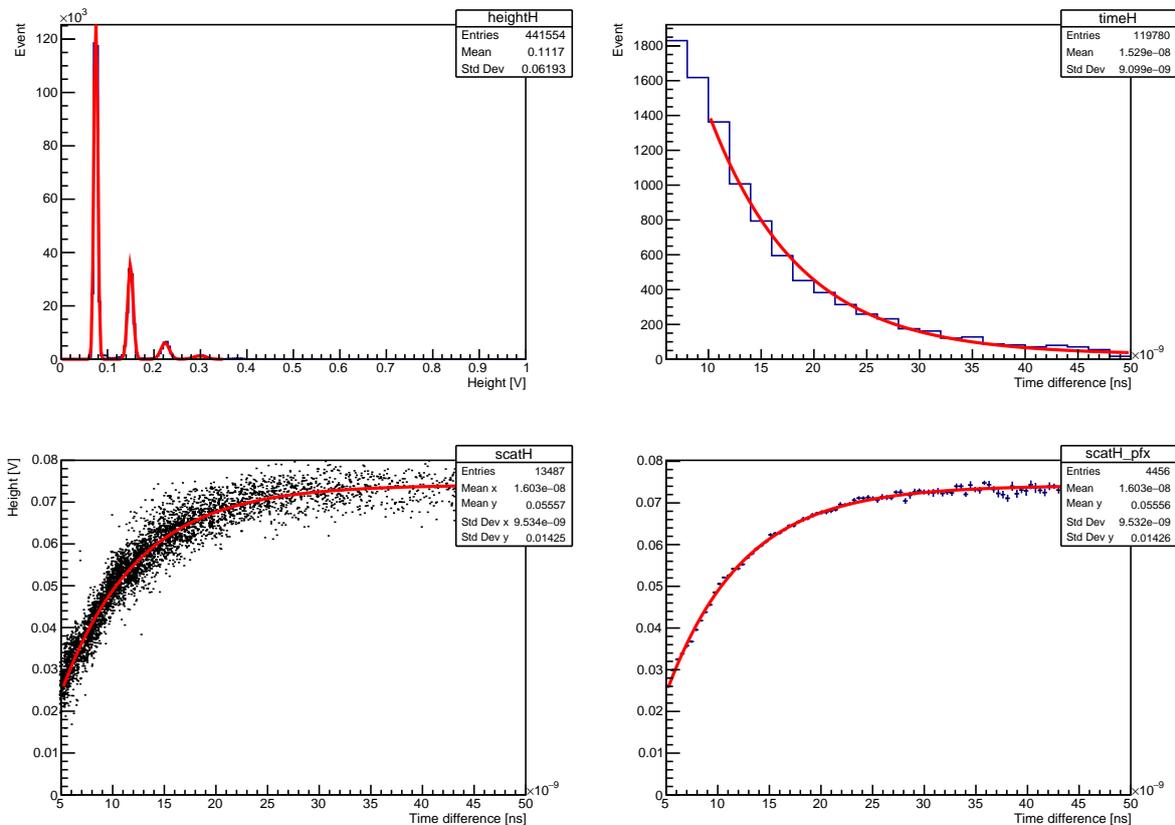


図 4.31 SiPM の各種パラメータの測定結果。

測定結果の波高分布 (左上)、トリガーとなるピークから次にピークが観測されるまでの時間差の分布 (右上) トリガーのピークと次のピークまでの時間差と波高の散布図 (左下) とその 1 ns ごとに平均値と分散に変換したプロット (右下)

このようにして得られた結果を図 4.32、その時のパラメータの値を表 4.6 に記す。測定した飽和曲線と数値計算で得られた飽和曲線がよく一致しており、前述の数値計算手法により SiPM の飽和曲線を得られることがわかる。しかし数値計算モデルでフィットした際に得られたシンチレータのパラメータの値が、カタログの値より大きくなっているのが確認できた。シンチレータについては 2 mm 角に成形する際に熱が加わった影響でパラメータが変化した可能性や、使用したシンチレータの個性の可能性が考えられる。

また、この数値計算モデルはシンチレータの効果を除くことで、従来の測定方法である可視光の短いパルス照射した際の飽和曲線を得ることができる。図 4.12 の可視光の発光時間分布を用いて可視光でも同様に数値計算モデルでフィットを行なった。入射光量が小さい領域では概ね一致しているが、入射光量が大きくなるにつれて数値計算モデルの飽和曲線の方が実測より検出光子数が大きくなってしまっている。これは実際に可視光を用いて飽和曲線を測定した際に可視光のパルスの照射に問題があった可能性が考えられる。紫外光の場合はシンチレータを用いてシンチレーション光を発生させており、シンチレーション光の発生機構から SiPM

に一樣に光子が入射していたと思われる。一方で可視光の場合は光源の光を直接入射させたことで SiPM 上での光量の位置依存性が大きく、特定のピクセルに光子が多く入射してしまった可能性があり、これにより検出光子数が下がってしまったと考えられる。

数値計算モデルを用いてパラメータを最適化することで、シンチレーション光を用いた飽和曲線のモデルを作ることができ、このモデルの有用性が示された。しかし本実験で使用した可視光の短いパルスを用いた飽和曲線を再現することができず、若干の改善の余地がある。この計算手法はシンチレータのクロストーク等のパラメータを変更することで、ScECAL の実機などの他の SiPM やシンチレータを使った系にも適用することができ、ScECAL のエネルギー分解能などのカロリメータ性能を改善できる可能性がある。本研究で作成したモデルを用いた ScECAL の性能評価は、シミュレーションを用いた研究などが行われている。

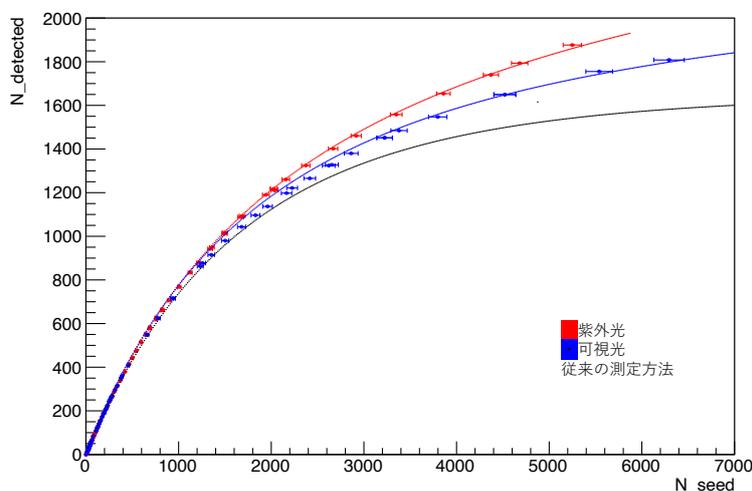


図 4.32 飽和曲線の数値計算との比較

表 4.6 飽和曲線のフィットしたパラメータの値

S12571-025P	catalog	measured
回復時間 [ns]	数 ns	$7.38 \pm 0.05$
クロストーク確率 [%]	20	$33.7 \pm 1.7$
アフターパルス確率 [%]	-	$4.02 \pm 0.40$
アフターパルス時定数 [ns]	-	$10.3 \pm 1.0$
EJ-200	catalog	fit
rise time [ns]	0.9	1.3
decay time [ns]	2.1	2.6

## 第5章

# まとめと今後の展望

### 5.1 まとめ

ILCをはじめとする次世代電子陽電子コライダー用シンチレータ電磁カロリメータについて、その性能向上を目指した研究を行った。大型プロトタイプにおける二重読み出し法のストリップのヒット位置再構成の性能評価や光センサーである SiPM の飽和現象の研究に取り組み、その成果を報告した。

PFA から要求されるジェットエネルギー分解能を達成するために、ECAL は高精細なものが要求されている。ScECAL では  $45\text{ mm} \times 5\text{ mm}$  のシンチレータストリップを基本セルとし、偶数番目の層と奇数番目の層で直交する向きに並べることで仮想的に  $5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$  の検出層を実現する。SSA というアルゴリズムを用いてこの仮想セルにエネルギーを分配してヒット情報を強化することでジェットエネルギー分解能の向上が期待されている。しかしストリップを用いて信号を読み出すため、ゴーストヒットという本来の信号ではない位置に再構成してしまう問題点が発生する。ゴーストヒットを抑制し ScECAL のジェットエネルギー分解能の向上を図るため、新しく  $90\text{ mm} \times 5\text{ mm}$  のシンチレータストリップを用いた二重読み出し法が提唱されている。本論文では ScECAL の大型プロトタイプに搭載されている二重読み出しストリップの解析を行い、二つの SiPM から得られる光量差から約  $19\text{ mm}$  の位置分解能でストリップ上のヒットを再構成できることが判明した。

また ScECAL の光センサーである SiPM には、短い時間に大量の光子が入射すると検出光子数が飽和してしまい入射光子数を正しく見積もることができないという特性が存在する。電子陽電子コライダーでは狭い範囲に大量の光子が放出される事象が発生する可能性があり、一つの SiPM に大量の光子が入射し飽和することが起こりうる。従来の飽和現象の測定は、シンチレータの発光波長に近い波長の短いパルスレーザーを SiPM に照射するといった方法が主に取られていた。本論文では ScECAL の測定環境と同様にシンチレーション光を SiPM で測定する方法で飽和曲線を測定する手法を開発し、測定を行なった。これにより従来の飽和曲線の測定手法に比べて、飽和が抑えられ大きな over-saturation が測定され、従来の測定方法では ScECAL で起こる飽和現象を正しく補正することができないことが判明した。また数値計算アルゴリズムによる飽和曲線のモデルを用いて飽和曲線を再現することができ、ScECAL での飽和現象の補正によるジェットエネルギー分解

能の改善の可能性が見つかったが、このアルゴリズムでは本実験で測定した従来の可視光パルスレーザーを用いた方法による飽和曲線を再現できておらず改善の余地があることが判明した。

## 5.2 今後の展望

ScECAL の大型プロトタイプに関しては、テストビーム実験が予定されており、実機に即したデータを用いて通常の 45 mm ストリップの性能評価や 90 mm ストリップでの位置の再構成を用いたゴーストヒットの抑制の性能について研究する。さらに 90 mm のストリップでは、SiPM 間のコインシデンスを取ることで閾値を下げることで検出効率を上げながらもノイズイベントを抑制できる可能性があり、それにより ScECAL の性能向上が見込めるかの研究も行う。

飽和現象に関しては、今回得られた飽和現象のモデルを ScECAL のプロトタイプに適用することでジェットエネルギー分解能の向上を目指す。またモデルについても今回の実験で使用した SiPM とシンチレータの個体特有の特性によりバイアスがかかっている可能性が排除できないので、他の個体での飽和曲線の測定等を行う予定である。数値計算アルゴリズムは可視光を用いた飽和曲線を再現することができなかったため、SiPM の飽和現象のメカニズムの解明とともに更なる改善に向けた研究を行う。

このようにして ScECAL の検出層の開発を進めるとともに、テストビーム実験などの実機での検証を行い、ScECAL の更なる性能向上に向けた研究を行う。

## 第 6 章

# 付録 A

ここでは測定に使用したアンプとデジタイザーを説明する。

### 6.1 PSI アンプ

PSI アンプは、スイスの Paul Scherrer Institute (PSI) で開発されたアンプである。PSI アンプには可変抵抗とポールゼロキャンセレーション回路が内蔵されており、抵抗値を操作することで増倍率を変更したり波形のテールをカットし波形を成形することができる。図 6.1 は PSI アンプの回路図である。

MAR-Amplifier for Aldo

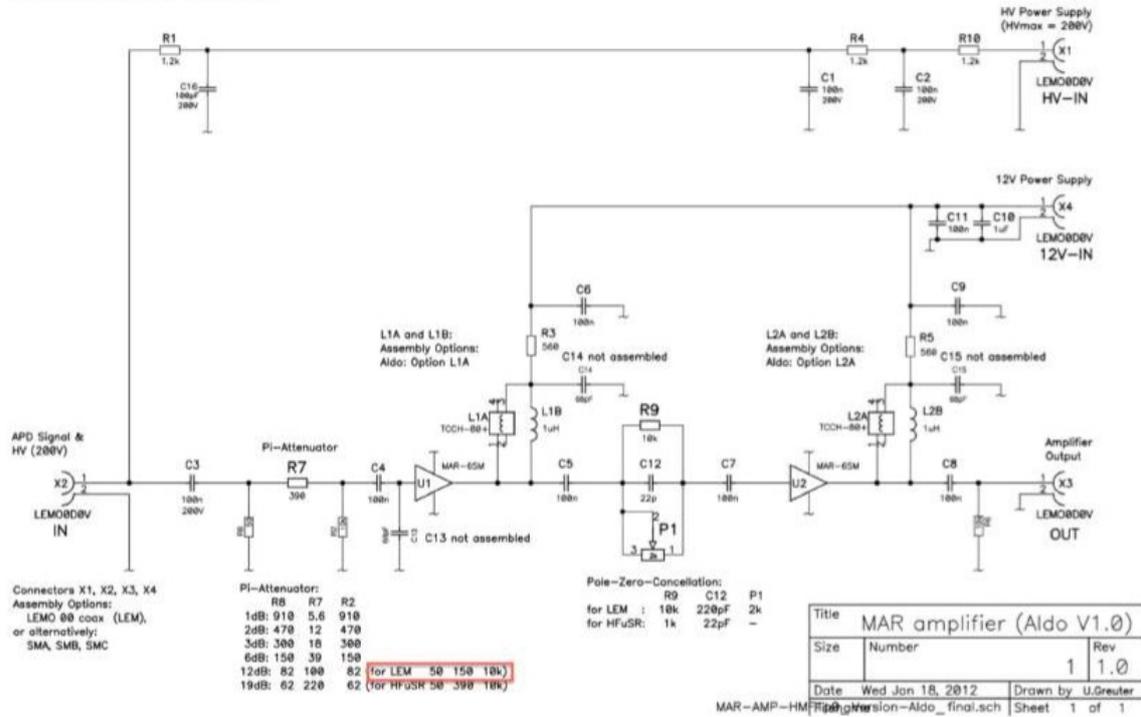


図 6.1 PSI アンプの回路図 [10]

6.2 DRS

SiPM の波形解析では、PSI が開発した Domino Ring Sampling chip (DRS chip) という高速波形デジタルイザを用いた。DRS は MEG 実験をはじめとする様々な実験で使用されているモジュールで、インバータ遅延鎖とシフトレジスター及び 1024 個のコンデンサーセルで構成される。遅延鎖ではサンプリング信号が高速で周回しており、それに応じてコンデンサーに電荷が蓄積される。トリガーとなるイベントの信号がインプットされるとコンデンサーに蓄積された電荷が順番にシフトレジスターを通して出力される。これにより DRS では電荷、波高、時間情報などをオフラインで解析することが可能となる。サンプリング周波数は最大で 5GHz まで設定可能であり、本実験では 2.5GHz に設定した。図 6.2 に DRS の概略図を記す。本論文での実験で使用するには取得した波形情報図 6.3 をオフラインで解析した。具体的には波形情報を時間積分することで電荷を求め、あらかじめ別に測定しておいたゲインを用いて光電子数 (p.e.) に換算して解析を行った。

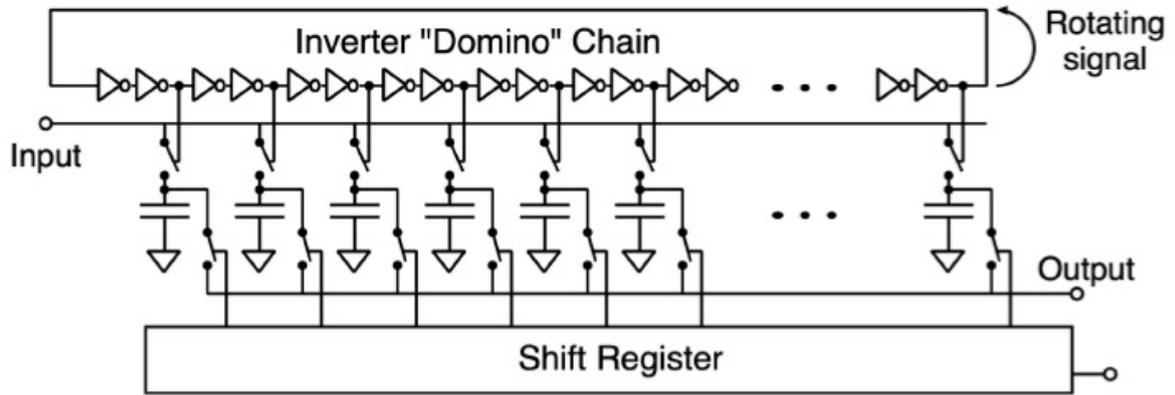


図 6.2 DRS の概略図 [10]

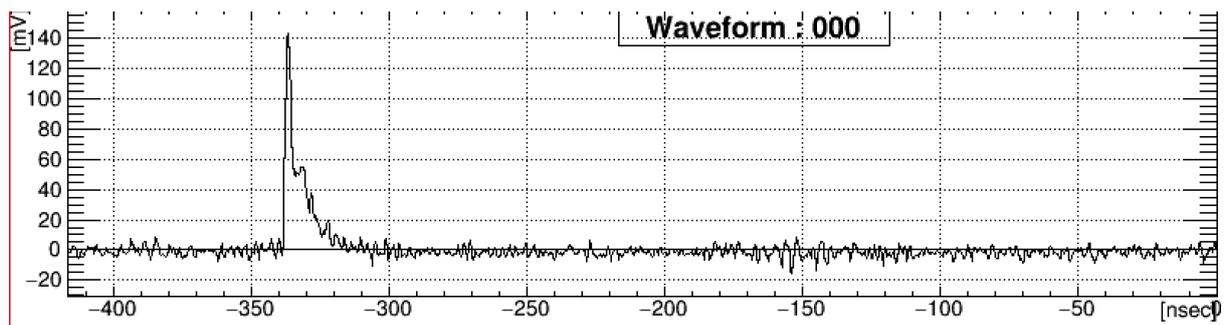


図 6.3 DRS で取得する波形情報

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々にご指導ご鞭撻を賜り、心より感謝申し上げます。

指導教員の大谷航准教授にはご多忙の中発表資料や学会発表に関するご助言をいただいたこと、研究の方針に関して親身に相談に乗っていただいたこと、深く感謝いたします。森俊則教授にはゼミやミーティング等で指摘をくださり多くの学びの機会を与えていただきました。

ILC 研究グループの辻直希さん、増田隆之介さんには入学当初からお世話になり、実験に使用する装置の使い方から解析に必要となる知識などの基礎的な部分を教えていただいたほか、多くの研究に関するアイデアやアドバイスなどをいただきました。特に辻直希さんには共同で研究を進めるにあたり多くの知見をいただきました。この場を借りて感謝を申し上げます。

大谷研究室・森研究室のスタッフや院生の皆様、ICEPP の院生の皆様にはミーティングでの指導のほか普段の研究生活でも仲良くしていただき、二年間過ごすことができました。深謝いたします。

USTC の研究者の方々にも ScECAL の大型プロトタイプの実験に関する指導などご協力いただきました。お世話になりました。

多くの方々に支えられたことで本研究を行うことができました。感謝の念にたえません。本当にありがとうございました。

## 参考文献

- [1] KEK ILC 推進準備室. "ILC の仕組み". ILC <https://www2.kek.jp/ilc/ja/whatsilc/howitworks/> (参照 2022-01-06)
- [2] Linear Collider Collaboration, "THE INTERNATIONAL LINEAR COLLIDER Technical Design Report Volume 4," 2013
- [3] J. S. Marshal, M. A. Thomson "Pandora Particle Flow Algorithm" CHEF2013
- [4] M. Thomson, "Particle Flow calorimetry and the PandoraPFA algorithm," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 611 (2009)25-40
- [5] ILD Concept Group 2020 : The International Large Detector Letter of Intent
- [6] K. Kotera, M. Anduze, V. Boudry, Jean-Claude Brient, D. Jeans, K. Kawagoe, A.Miyamoto, P. Mora de Freitas, G. Musat, H. Ono, T. Takeshita, S. Uozumi, "Status of Simulation Tools for the ILD ScECAL" <https://arxiv.org/pdf/1006.3623.pdf>
- [7] K. Kotera, Daniel Jeans, Akiya Miyamoto, Tohru Takeshita : A Novel Strip Energy Splitting Algorithm for the Fine Granular Readout of a Scintillator Strip Electromagnetic Calorimeter, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 789 (2015)158-164
- [8] Yazhou Niu, Shensen Zhao, Yunlong Zhang, Zhongtao Shen, Mingyi Dong, Zhigang Wang, Yukun Shi, Anshun Zhou, Zhen Wang, Jianbei Liu, Shubin Liu, "Design of Sc-ECAL Prototype for CEPC and Performance of First Two Layers" <https://arxiv.org/pdf/2002.01809.pdf>
- [9] S Conforti Di Lorenzo, S Callier, J Fleury, F Dulucq, C De la Taille, G Martin Chassard, L Raux and N Seguin-Moreau : SPIROC: design and performances of a dedicated very front-end electronics for an ILC Analog Hadronic CALorimeter (AHCAL) prototype with SiPM read-out, Journal of Instrumentation, Volume 8, C01027–C01027, 2013
- [10] 増田隆之介：次世代電子陽電子コライダー用シンチレータ電磁カロリメータにおける SiPM を用いた読み出し手法の研究 - 修士論文 (2021)
- [11] 辻直希：国際リニアコライダー用ハドロンカロリメータの最適な精細度に関する研究 (2019)
- [12] 浜松ホトニクス社: MPPC(S12571-010, 015C/P) データシート [http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s12571-010\\_etc\\_kapd1044j.pdf](http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s12571-010_etc_kapd1044j.pdf)

- [13] 浜松ホトニクス社: MPPC(S12571-025, -050 -100C/P) データシート  
<https://dtsheet.com/doc/1776250/s12571-025-etc-kapd1042j>
- [14] 浜松ホトニクス社: 技術資料 MPPC [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/mppc\\_kapd9008j.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/mppc_kapd9008j.pdf)
- [15] 浜松ホトニクス社: Si フォトダイオード S12698 シリーズ  
[https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s12698\\_series\\_kspd1084j.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s12698_series_kspd1084j.pdf)
- [16] PicoQuant : PLS series, [https://www.picoquant.com/images/uploads/downloads/21-pls\\_series.pdf](https://www.picoquant.com/images/uploads/downloads/21-pls_series.pdf)
- [17] 浜松ホトニクス社 : 光電子増倍管アッセンブリ H6152-70  
<https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/type/H6152-70/index.html> (参照 2022-01-06)
- [18] Eljen Technology : GENERAL PURPOSE EJ-200, EJ-204, EJ-208, EJ-212,  
<https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/ej-200-ej-204-ej-208-ej-212> (参照 2022-01-06)
- [19] E.van der Kraaij : SiPM saturation scan, LCD ECAL meeting 2014
- [20] Sascha Krause, JGU Mainz : SiPM saturation, AHCAL Meeting DESY 2017
- [21] Q. Weitzel, P. Bernhard, A. S. Brogna, R. Degele, S. Krause, U.Schäfer, S. Tapprogge : Measurement of the response of Silicon Photomultipliers from single photon detection to saturation , Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A, 936 (2019)558-560
- [22] Jamie Rosado : Modelling the Nonlinear Response of Silicon Photomultiplier, 2019  
<https://arxiv.org/pdf/1905.06032.pdf>