

2022 年度 修士論文

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の
時間分解能に関する研究
(Study on time resolution of scintillator-based electromagnetic
calorimeter for next generation electron-positron colliders)

東京大学大学院理学系研究科 物理学専攻
素粒子物理国際研究センター
大谷研究室

上田 裕貴

概要

本研究では、国際リニアコライダー (ILC) 計画の検出器候補である、International Large Detector (ILD) におけるシンチレータ電磁カロリメータ (Sc-ECAL) の時間分解能に関する研究を行った。ILC 計画とは、電子と陽電子を直線で加速させ、重心系エネルギー 250 GeV で衝突させる将来の素粒子実験であり、Higgs 粒子と他の素粒子との結合定数の精密測定や、標準理論を超える新物理の探索を目的としている。ILC の重要なイベントの多くはジェットとして観測される。そのため、ジェットを精度良く再構成し、精密測定を可能にするために、 $\sigma_E/E = 30\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ という高いジェットエネルギー分解能が要求される。要求性能を満たすため、ILC では Particle Flow Algorithm (PFA) と呼ばれる手法を用いて、ジェット中の粒子全てを再構成する。ILC の電磁カロリメータについては、PFA を実現するためにこれまでにない高精細な設計が求められる。電磁カロリメータの候補として、検出層に $45 \times 5 \text{mm}^2$ のシンチレータストリップを使用した Sc-ECAL が検討されている。Sc-ECAL におけるヒット位置とエネルギーの情報に加えて、時間情報というパラメータを新たに加えることで、PFA の性能向上や荷電ハドロンの識別能力の向上などが期待できる。エネルギー損失に加え、数 10 ps の分解能で Time of Flight を測定することにより、従来の手法では荷電ハドロンの識別が困難であった運動量領域でも粒子識別が可能となる。本研究では、ピコ秒レベルの時間分解能を持つタイミングレイヤーを Sc-ECAL に導入することを検討した。タイミングレイヤーは、Sc-ECAL の基本構成と同様のシンチレータと Silicon Photomultiplier (SiPM) を検討した。タイミングレイヤーの開発に向け、構成要素やジオメトリの条件を系統的に比較し、時間分解能に影響する要素を理解した。また、本研究における、時間分解能に最適な条件を組み合わせることで、時間分解能 $49.2 \pm 0.5 \text{ps}$ を得た。更に、UV LED を使用した新しい時間分解能の測定手法を開発し、UV 光が様々な光量の環境下で時間分解能を系統的に研究するのに有用であることを示した。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	国際リニアコライダー計画	1
1.2	Particle Flow Algorithm (PFA) と ILC の検出器	1
1.2.1	Particle Flow Algorithm (PFA)	1
1.2.2	ILD	2
	バーテックス検出器	3
	中央飛跡検出器	4
	カロリメータ	6
	ミューオン検出器	6
第 2 章	シンチレータ電磁カロリメータ (Sc-ECAL)	7
2.1	検出原理と構成要素	7
2.1.1	EBU (ECAL Base Unit)	7
2.1.2	シンチレータ	8
2.1.3	SiPM	9
	動作原理	9
	リカバリータイム	10
	ダークノイズ	12
	アフターパルス	12
	クロストーク	12
2.2	SSA (Strip Splitting Algorithm)	12
2.3	電磁カロリメータの時間分解能及び本研究の目的	13
第 3 章	シンチレータストリップの時間分解能測定	19
3.1	使用するシンチレータストリップと SiPM	19
3.2	ストリップの時間分解能の測定方法	19
3.3	測定のセットアップ	20
3.4	ゲイン測定	22
3.5	トリガーカウンターの性能評価	23
3.6	光量測定	25
3.7	コンスタントフラクシヨンの最適化	25
3.8	ストリップの時間分解能測定の結果と考察	26
第 4 章	高時間分解能検出層の開発	29

4.1	タイル型の利点	29
4.2	UV LED を用いた新しい手法での時間分解能測定	29
4.2.1	測定のセットアップ	30
4.2.2	β 線源を用いた時間分解能測定との比較	31
4.3	時間分解能に影響する構成要素	34
4.3.1	シンチレータ	34
4.3.2	SiPM	34
4.3.3	カップリング	35
4.4	結果と考察	35
4.4.1	シンチレータの比較	35
4.4.2	SiPM の比較 (ピクセルサイズと読み出し方)	39
	ピクセルサイズの異なる SiPM の比較	39
	SiPM の読み出し方法の比較 (単体/直列接続)	40
4.4.3	カップリングの比較	44
4.4.4	片側読み出しと両側読み出しの比較	45
4.4.5	最適なデザインパラメータでの時間分解能	47
第 5 章	結論	49
5.1	結論	49
5.2	今後の展望	49
	謝辞	51
	参考文献	53

図目次

1.1	ILC の構成模型図	2
1.2	PFA の概念図：従来のエネルギー再構成(左)、PFA(右)	3
1.3	シミュレーションにおける PFA を使用したイベント再構成の様子	4
1.4	ILD の全体図	5
1.5	ILD の断面図	5
2.1	ECAL の模式図(左)とバレルモジュール(右)	8
2.2	バレルモジュールの構造	8
2.3	EBU に並べられた 210 本のシンチレータストリップ	9
2.4	Sc-ECAL のシンチレータストリップと SiPM	9
2.5	SiPM によるフォトンカウンティングのイメージ	10
2.6	SiPM の構造	11
2.7	MPPC の等価回路	11
2.8	入射光子数による波形の大きさの変化	11
2.9	SSA によるエネルギー分配の概念図	13
2.10	シミュレーションにおける Sc-ECAL と SiW-ECAL におけるジェットエネルギー分解能	13
2.11	ストリップの長さ毎の SSA を使用した場合としない場合のジェットエネルギー分解能	14
2.12	異なる物質中での荷電粒子のエネルギー損失と速度の関係図 [14]	15
2.13	シミュレーションされた粒子種ごとの dE/dx の運動量依存性	17
2.14	β と運動量を用いた荷電ハドロンの識別	17
2.15	ECAL の最初の 10 層を用いた ToF 再構成のためのヒットセレクションの概念図	18
2.16	ILC における荷電ハロン識別能力(シミュレーション)	18
3.1	シンチレータストリップ	20
3.2	ディンプルのサイズ [18]	20
3.3	ESR が巻かれたストリップ(左)と PCB(右))	21
3.4	測定のセットアップの写真	21
3.5	セットアップの概略図	21
3.6	アンプの回路図	22
3.7	DRS の概念図	22
3.8	DRS で得られる波形	23
3.9	ダークノイズの電荷分布	23
3.10	4 つの印加電圧でのゲイン	24
3.11	テフロンテープが巻かれたカウンター	25

3.12	測定された波高分布の例	26
3.13	ストリップの端から 10mm の位置での光量分布	26
3.14	時間分解能の fraction 依存性	27
3.15	ストリップとトリガー信号の時間差分布	27
3.16	光量と時間分解能の位置依存性	28
4.1	タイミンレイヤーによる Ghost hit の識別	30
4.2	UV LED を用いた時間分解能測定のセットアップ	31
4.3	UV 光の照射位置	31
4.4	UV 試験の実際のセットアップ	32
4.5	PLS 255 からの UV 光の発光時間分布	32
4.6	検出光量のふらつきの UV 強度依存性	33
4.7	シンチレータタイルのディンプルのサイズ	33
4.8	β 線と UV 光での波形の比較	34
4.9	シンチレータタイルと SiPM のカップリング	35
4.10	EJ-200 と EJ-232 の発光波長スペクトル	36
4.11	EJ-200 と EJ-232 の波形	37
4.12	EJ-200 と EJ-232 の時間分解能の光量依存性	37
4.13	S14160-3050HS の検出効率の波長依存性	38
4.14	S14160-3050HS の検出効率の波長依存性の再現	38
4.15	EJ-200 の発光波長分布	39
4.16	EJ-232 の発光波長分布	39
4.17	S141603050HS と S141601315PS	39
4.18	S14160-3050HS と S14160-1315PS の単一光電子の波形	40
4.19	S14160-3050HS と S14160-1315PS の信号の波形	41
4.20	S14160-3050HS と S14160-1315PS の時間分解能の光量依存性	41
4.21	単体と直列接続させた SiPM での単一光電子の波形	42
4.22	単体と直列接続させた SiPM での信号の波形	42
4.23	単体の SiPM と直列接続させた SiPM での時間分解能の光量依存性	43
4.24	直列接続した MPPC (S14160-1315PS)	43
4.25	シンチレータタイルと SiPM のカップリング	44
4.26	3つのカップリングでの信号の波形	45
4.27	3つのカップリングでの時間分解能の光量スキャンの結果	45
4.28	1 回反射して底面/側面に到達する光子	46
4.29	両側読み出しと片側読み出しでの UV 光照射位置	46
4.30	4つ直列接続させた MPPC (S14160-1315PS)	47
4.31	両側読み出しと片側読み出しでの時間分解能 (100 光電子換算) の光量依存性	48
4.32	最適な設計パラメータで測定した時間分解能の光量依存性	48

表目次

1.1	粒子の種類とエネルギーを測定する検出器	3
3.1	S12571-015P の基本特性	19
3.2	各カウンターに使用した MPPC の特性	25
3.3	3 種類の組み合わせで求めた各カウンターの時間分解能	25
4.1	PLS 255 の基本特性	30
4.2	β 線と UV LED を用いて測定した時間分解能	33
4.3	比較する設計パラメータ	35
4.4	EJ-200 と EJ-232 の特性	36
4.5	UV LED を用いて測定した EJ-200 と EJ-232 の時間分解能	38
4.6	S14160-3050HS と S14160-1315PS の特性	39
4.7	UV LED を用いて測定したピクセルサイズの異なる SiPM での時間分解能	40
4.8	UV LED を用いて測定した SiPM の異なる読み出し方での時間分解能	43
4.9	UV LED を用いて測定した異なるカップリングでの時間分解能	46
4.10	UV LED を用いたデザインパラメータの比較測定の結果のまとめ	46
4.11	選択した設計パラメータ	47

第 1 章

序論

1.1 国際リニアコライダー計画

ヒッグス粒子が 2012 年に発見されたことで、標準理論で予言されていた素粒子の全てが発見され、標準理論が完成した。しかし、暗黒物質の存在など素粒子標準理論では説明できない物理現象が観測されており、標準理論を超える新物理が提案されている。新物理の効果は Higgs 結合の標準理論での予測値からのずれに現れるため、Higgs 粒子を大量に生成し、その性質を精密測定する Higgs ファクトリーの建設が次の素粒子実験計画として急務である。現在最も実現可能性が高いものは、国際リニアコライダー計画である。国際リニアコライダー計画 (International Linear Collider: ILC) とは、直線型電子陽電子加速器を用いた次世代の素粒子実験である。日本では東北地方の北上山地に建設が検討されている。図 1.1 に ILC の概観を示す。ILC では全長 20km の線形加速器で加速させた電子と陽電子を、重心系エネルギー 250 GeV で衝突させ、生じる物理現象を観測する。また、ILC では内部構造を持たないレプトン同士の衝突反応を用いるため、全衝突エネルギーが目的の反応過程のみに使用される。よって、LHC などのハドロンを用いた素粒子実験に比べて、背景事象の少ない環境で見たい反応を直接観測でき、Higgs 粒子の精密測定や新粒子探索が可能となる。250 GeV は、Higgs 粒子の随伴生成過程 ($h \rightarrow Z \rightarrow Zh$) による Higgs 生成断面積が最大となるエネルギーであるため、まずは 250 GeV でデータ取得を開始する計画である。ILC は直線型加速器を使用するので、加速部分を拡張することで、円型加速器に比べ簡単に衝突エネルギーをアップグレードさせられるという特徴がある。将来的には TeV スケールで実験を行うことも可能である。

1.2 Particle Flow Algorithm (PFA) と ILC の検出器

加速器実験における電子陽電子衝突反応で生成される粒子の多くは、終状態にジェットとして観測される。ILC では Higgs 粒子の生成に重要な W ボソンや Z ボソンの崩壊を精度良く識別するために、検出器全体で $\sigma_E/E = 30\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ という高いジェットエネルギー分解能が要求される。この要求を達成するために、ILC では後述する Particle Flow Algorithm (PFA) と呼ばれる手法を用いて粒子再構成が行われる。ILC の検出器は PFA に最適化された構造に設計されている。

1.2.1 Particle Flow Algorithm (PFA)

PFA は、ジェット中の粒子の種類に対して最適な検出器に分けてエネルギーを測定し、粒子再構成を行う。図 1.2 に PFA の概念図を示す。従来の加速器実験における検出器では、ジェットのエネルギーは電磁カロリメータ (ECAL) とハドロンカロリメータ (HCAL) で測定されたエネルギーの和で求められていた。ジェットエネルギーの約 70% がハドロン由来であるが、典型的なハドロンカロリメータのエネルギー分解能 $\sigma_E/E = 55\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ では目標ジェットエネルギー分解能を達成する上で大きな障害となる。PFA では、ジェットエネルギー全体の約

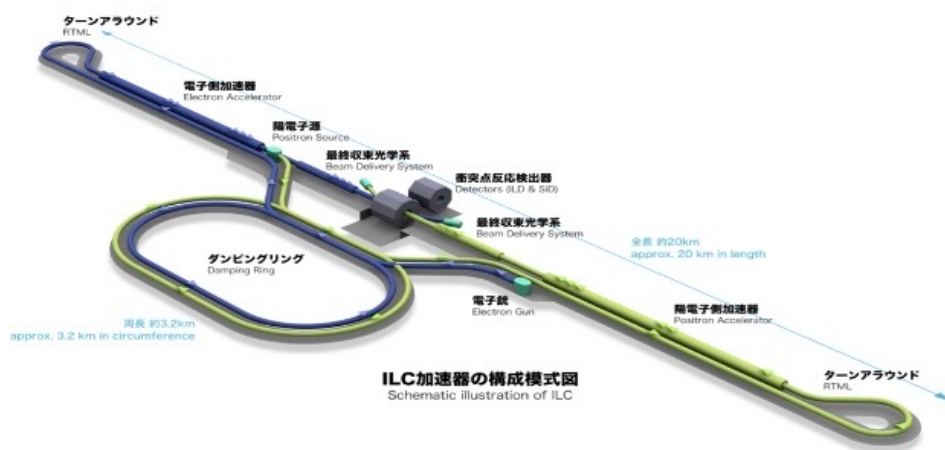


図 1.1 ILC の概観 [1]

62% を占める荷電ハドロンを含む荷電粒子のエネルギーを、荷電粒子のエネルギー分解能が最も良い飛跡検出器 ($\leq 1[\%]/\sqrt{E}[\text{GeV}]$) で測定し、残りの中性ハドロン (全体の 10%) をハドロンカロリメータで、光子のエネルギーを電磁カロリメータで測定する。飛跡検出器中で、磁場により曲げられた荷電粒子の情報とカロリメータで発生するクラスタを 1 対 1 で対応付け、荷電粒子分の寄与をカロリメータから引くことで、荷電粒子と中性粒子を分離してエネルギーを測定する。このようにして、粒子種毎に検出器を分けてエネルギーを測定することで、検出器全体でジェットエネルギー分解能を大きく向上させることができる。表 1.1 に、各種の粒子のエネルギーを測定する検出器とその典型的なエネルギー分解能を示す。PFA を実現するためには、検出器に入射する粒子を精度良く分離する必要がある。特にカロリメータにおいては、近くで発生した中性粒子由来のシャワーと荷電粒子由来のシャワーを精度よく分離し、測定したエネルギーを正しく各粒子と対応させる必要がある。そのため、3 次元的に分割された高精細なカロリメータの開発が求められる。イベント再構成に用いられるアルゴリズムに PandoraPFA というものが検討されている [2]。PandoraPFA は、PFA を用いたイベント再構成アルゴリズムで、カロリメータのヒットをクラスタ化し、それぞれのクラスタは 1 つの粒子由来のものとして再構成される。再構成された粒子のオブジェクトは Particle Flow Objects (PFOs) と呼ばれ、飛跡検出器の情報と合わせることで、検出器間で粒子 1 つ 1 つのトラックを対応付けることができる。PandoraPFA の要求から、電磁カロリメータの精細度は $5 \times 5 \text{mm}^2$ が望ましいとされている [3]。図 1.3 は、シミュレーションされた PFA を用いた粒子再構成の様子を示している。

1.2.2 ILD

ILC における検出器には、PFA による高ジェットエネルギー分解能を実現するため、高精細な設計が求められている。現在、ILC の検出器として、International Large Detector (ILD) と Silicon Detector (SiD) の 2 つが検討されている。ILD は日本とヨーロッパが中心となり開発が進められており、SiD はアメリカを中心に開発されている。

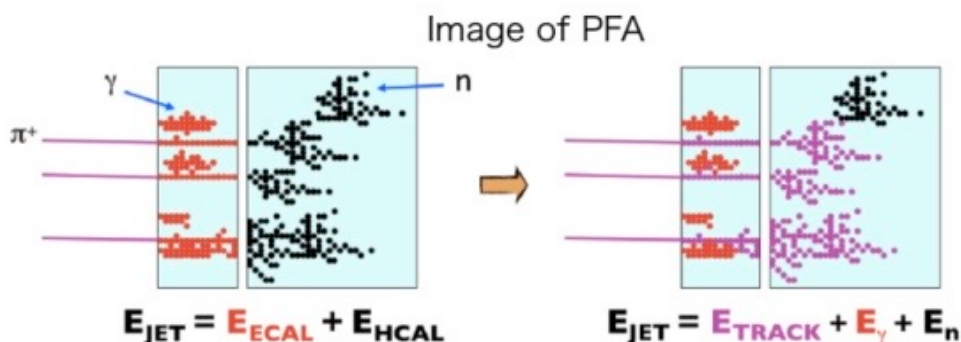


図 1.2 PFA の概念図：従来のエネルギー再構成 (左)、PFA(右) [2]

表 1.1 粒子の種類とエネルギーを測定する検出器

粒子の種類	ジェットエネルギー全体に占める割合 [%]	測定する検出器	エネルギー分解能 σ_E/E
荷電粒子	62	飛跡検出器	$\leq 1[\%]/\sqrt{E[\text{GeV}]}$
光子	27	電磁カロリメータ	$15[\%]/\sqrt{E[\text{GeV}]}$
中性ハドロン	10	ハドロンカロリメータ	$55[\%]/\sqrt{E[\text{GeV}]}$
ニュートリノ	1	-	-

PFA に最適化するというコンセプトは同じであるが、主に磁場の強さ、飛跡検出器、サイズに大きな違いがある。ILD と SiD では、ソレノイドコイルによってビーム軸に並行に磁場が生成される。ILD では、3.5 T の磁場を使用し、飛跡検出器としてガス検出器である Time Projection Chamber (TPC) を用いて荷電粒子のトラッキングを行う。TPC を使用することで、より多くの測定点で飛跡を再構成できるという特徴がある。SiD では、飛跡検出としてシリコン検出器のみを使用し、高精度に位置を測定する。多重散乱が多くなるため、多くのシリコンを使用することはできず、ILD に比べて測定点が少なくなるという特徴がある。よって、ILD より大きな 5 T の磁場をかけ、高エネルギーの粒子に対しても精密に運動量を測定する設計となっている。SiD は ILD より小型であるため、コストを抑えられるという特徴がある。これら 2 つの検出器は push pull 方式により 1 つの衝突点を共有し、衝突点に置かれていない間の検出器はメンテナンスを行うという方法で測定が行われる予定である。本研究の主題は ILD 検出器の電磁カロリメータであるので、以下では ILD について説明する。

図 1.4 と図 1.5 に、それぞれ ILD の全体図と断面図を示す。ILD の構成としては、衝突点に近い方からバーテックス検出器、中央飛跡検出器、カロリメータ、ソレノイドコイル、ミューオン検出器となっている。PFA に最適化するため、物質量の大きなソレノイドコイルは、中央飛跡検出器とカロリメータの間ではなく、カロリメータの外側に配置される。

バーテックス検出器

ビームラインの最も近くに置かれる検出器であり、荷電粒子の飛跡からクォークやグルーオンのジェットの各崩壊点を精密に調べることで、b クォークと c クォークの識別を行う。ピクセル型のシリコン半導体検出器であり、 $3\mu\text{m}$ の位置分解能を有する。最も崩壊点に近いので、高密度のバックグラウンドにより、上昇するピクセル占有率の改善、放射線耐性の向上といった点が開発における課題点となっている。

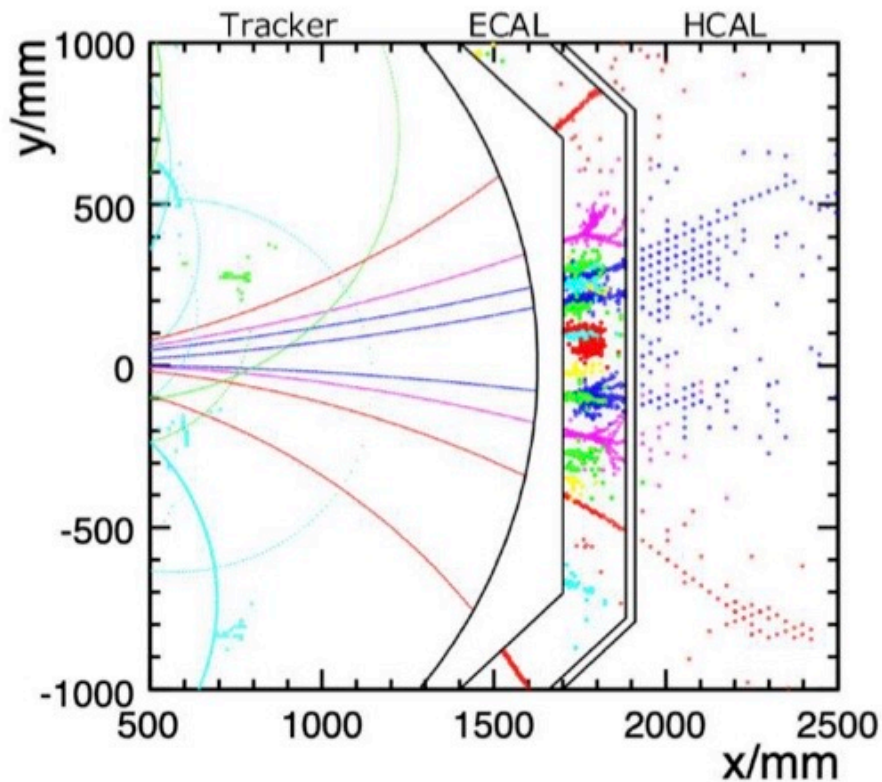


図 1.3 シミュレーションにおける PFA を使用したイベント再構成の様子 [2]
 粒子種ごとに色付けされている。飛跡検出器の飛跡と ECAL、HCAL のクラスターを対応付けることで、1 つ 1 つの粒子を識別する。

中央飛跡検出器

ILD の磁場で曲げられた荷電粒子の飛跡を観測することで、荷電粒子の運動量を測定する。ILD の中央飛跡検出器は、Time Projection Chamber (TPC) とその周りに配置されるシリコン検出器で構成される。TPC 内部は、主にアルゴンをベースとした混合ガスで満たされており、磁場 3.5T のソレノイドコイルによって螺旋軌道を描きながら通過する荷電粒子の飛跡に沿って電離された電子を、電場によってビームラインと同じ方向にドリフトさせる。ドリフト方向と垂直な面で 2 次元位置を再構成し、ドリフト時間により 3 次元位置まで再構成する。再構成された螺旋軌道の曲率半径と磁場の強さから、式 (1.1) を用いて粒子の運動量を計算する。ここで、光速は $3.0 \times 10^8 \text{ m/s}$ と

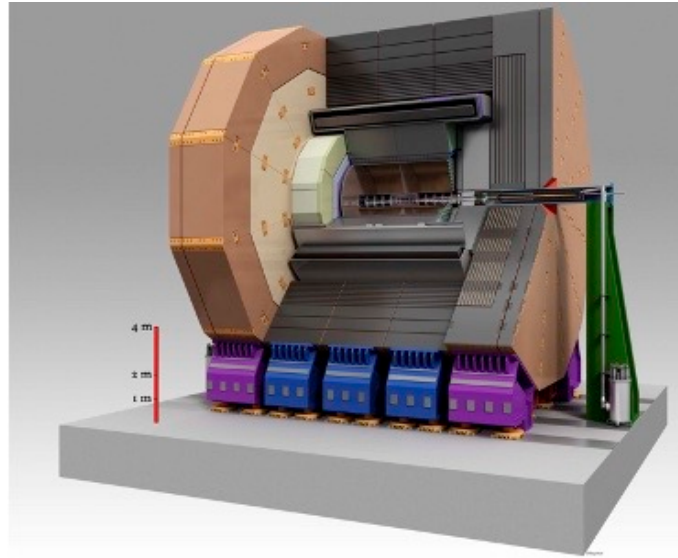


図 1.4 ILD の全体図 [4]

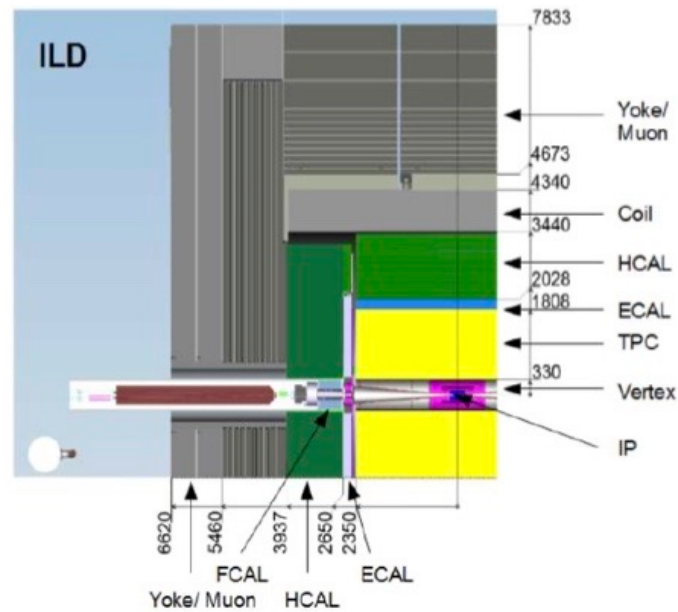


図 1.5 ILD の断面図 [4]

した。

$$p[\text{GeV}/c] = 0.3 \cdot B[\text{T}] \cdot R[\text{m}] \quad (1.1)$$

p は荷電粒子の運動量、 B は磁場、 R は曲率半径である。シリコン検出器は、ストリップ型のものがバーテックス検出器やカロリメータの間に設置され、運動量分解能の向上や、隣り合う検出器との接続を補助する働きがある。エンドギャップ方向に向かう粒子は飛跡検出器内の飛跡が短くなるため、ピクセル型の検出器で精度良く位置を測定する。カロリメータでは中性粒子の情報のみを抽出するため、中央飛跡検出器とカロリメータで荷電粒子の飛跡を対応付けなければならない。2つの近接した飛跡に対する分解能として約 2mm が目標とされている。また、読

み出された電荷の大きさから、単位距離あたりのエネルギー損失 dE/dx を測定し、 π 中間子や K 中間子といった荷電ハドロンを識別を行うことができる。 dE/dx による粒子識別については、2 章で説明する。

カロリメータ

カロリメータは、入射粒子のエネルギーを測定することが主な目的である。また、PFA を実現するために、高精細な設計が求められる。ILD のカロリメータは内側から、電磁カロリメータ (ECAL) とハドロンカロリメータ (HCAL) で構成される。いずれも、物質量の大きな物質で構成される複数の吸収層と、エネルギーを測定する検出層が交互に並べられたサンプリング型を採用している。サンプリング型のカロリメータでは、入射粒子と吸収層の相互作用で生じるシャワーを検出層で細かく測定し、全レイヤーで測定されたエネルギーの和を入射粒子のエネルギーとして抽出する。電磁カロリメータでは光子のエネルギーを再構成することが目的である。吸収層にはタングステンが用いられ、入射した光子との相互作用で生じる電磁シャワーを測定する。電磁カロリメータの候補として、検出層にシリコン半導体を使用するシリコンタングステン電磁カロリメータ (SiW-ECAL) や、シンチレータを使用するシンチレータ電磁カロリメータ (Sc-ECAL) が検討されている。SiW-ECAL では、 $5 \times 5 \text{mm}^2$ のピクセル型のシリコンセンサーが使用されることで、高い位置分解能を達成する。シリコンセンサーの厚みはシンチレータより薄くできるため、Sc-ECAL より検出器のサイズを小さくできる。しかし、読み出しチャンネル数が 10^8 に及んでしまうという欠点がある。Sc-ECAL では、 $5 \times 45 \text{mm}^2$ のサイズのストリップ型シンチレータを直交するように配列することで、実効的に $5 \times 5 \text{mm}^2$ のセル構造を実現する。また、信号の読み出しをストリップで行うことで、SiW-ECAL より読み出しチャンネル数を 1 桁削減し、コストを抑えることができる。Sc-ECAL は本研究のテーマであり、詳しい説明は次章で行う。

ハドロンカロリメータでは、ハドロンシャワーを測定し、中性ハドロンを抽出する。ハドロンシャワーは原子核との強い相互作用で生じるため、電磁相互作用で生じる電磁シャワーより遠くまで到達することができる。そのため、ハドロンカロリメータは電磁カロリメータより吸収層が厚く設計されている。ハドロンカロリメータの吸収層には鉄が使用される。ハドロンカロリメータの候補としては、 $10 \times 10 \text{mm}^2$ のセルに分割された Resistive Plate Chamber (RPC) 検出器を用いるセミデジタル式の SDHCAL や、 $30 \times 30 \text{mm}^2$ のシンチレータセルを Silicon Photomultiplier (SiPM) で読み出すアナログ式の AHCAL が検討されている。

ミューオン検出器

ミューオンは電磁相互作用をほとんどせず透過率が高いため、カロリメータを通過してくるので、ソレノイドコイルの外側にミューオン検出器が配置される。また、ハドロンカロリメータにおさまらなかった高エネルギーのシャワーのエネルギーを測定することができる。

第 2 章

シンチレータ電磁カロリメータ (Sc-ECAL)

ILD の高精度な電磁カロリメータの候補として、シンチレータ電磁カロリメータ (Sc-ECAL) が検討されている。Sc-ECAL は検出層にシンチレータストリップを使用し、シンチレーション光を Silicon Photomultiplier (SiPM) で読み出す構成となっている。Sc-ECAL は、日本と中国グループの共同開発により、大型の技術プロトタイプが作成され、2022 年に CERN において、電子や π 中間子、ミューオンビームを使用したビームテストが実施された。本章では、Sc-ECAL の検出原理と構成要素の詳細を説明した後、Sc-ECAL において高時間分解能の達成を目指す動機を述べる。

2.1 検出原理と構成要素

図 2.1 は ILD の ECAL 全体の模式図とバレルモジュールである。ECAL は衝突点の周りを囲むバレル部分と、バレルの両終端を囲むようにビーム軸に垂直に配置されたエンドギャップ部分から構成されている。バレル部分は内径が 4m であり、それぞれ 30 層の吸収層と検出層から成る単体モジュールが 5 つ並べられたものが、八角柱をなす形でバレル部分を構成している。図 2.2 は ECAL のバレルモジュールの構造である。バレルモジュールの 1 層は吸収層であるタングステン、検出層であるシンチレータ、信号を読み出す基板と銅製の放熱板から構成されている。Sc-ECAL では、光子と吸収層の相互作用で生じる電磁シャワーのエネルギーを検出層でシンチレーション光に変換し、SiPM で読み出して光子のエネルギーを測定する。Sc-ECAL では検出層のシンチレータとして、ストリップ型のシンチレータが使用される。ストリップのサイズは $45 \times 5 \times 2 \text{mm}^3$ となっており、隣り合う検出層のシンチレータストリップが互いに直交するように配置されることで、実効的に $5 \times 5 \text{mm}^2$ のセルサイズを実現する。同じ $5 \times 5 \text{mm}^2$ のピクセルサイズのシリコンセンサーを用いた別のオプション (SiW-ECAL) に比べてチャンネル数を一桁減らせ、同じ性能でコストや読み出しエレクトロニクスの消費電力を削減できる。

2.1.1 EBU (ECAL Base Unit)

Sc-ECAL では、EBU (ECAL Base Unit) と呼ばれる専用の読み出し基板を用いて信号の読み出しが行われる。EBU のサイズは $246.5 \times 246.5 \text{mm}^2$ であり、210 個の SiPM が配置され、図 2.3 のようにシンチレータストリップを 210 本並べられるようになっている。もう片方の面は SiPM の制御回路となっており、全ての SiPM は OMEGA グループが開発した SiPM マルチチャンネル読み出し専用の SPIROC2E チップ 6 つで読み出しが行われる。このチップは 1 つにつき SiPM を 36 チャンネルまで制御でき、チャンネル毎に印加電圧やアンプやゲインなどの値を調整できる。

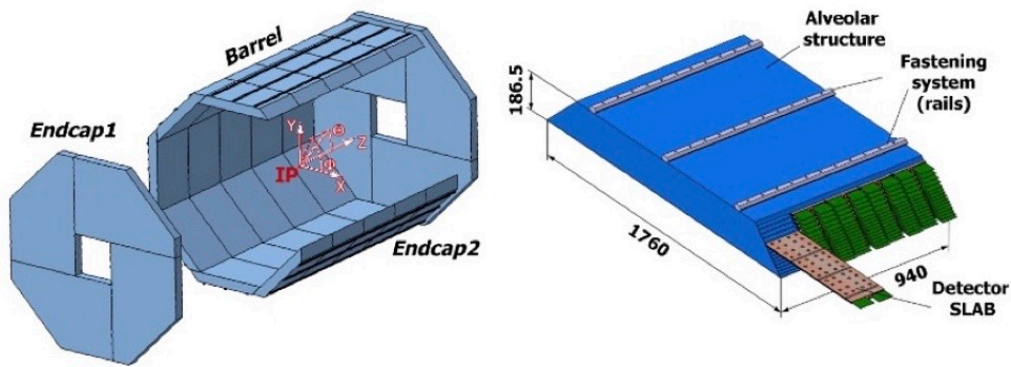


図 2.1 ECAL の模式図 (左) とバレルモジュール (右) [5]

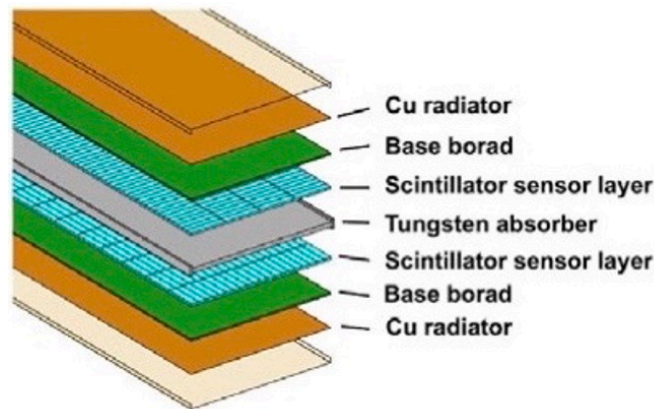


図 2.2 バレルモジュールの構造 [6]

2.1.2 シンチレータ

シンチレータは、荷電粒子が入射すると物質内の電子が励起され、脱励起時にエネルギーの差分のシンチレーション光が放出される。このシンチレーション光を光センサーを用いて読み出すことで、入射粒子のエネルギー損失を測定する。Sc-ECAL のシンチレータには、 $45 \times 5 \times 2 \text{ mm}^3$ のストリップ型のプラスチックシンチレータを使用する。シンチレータは成形方法で発光量や生産性などが異なる。主な成形方法としては、キャスト成形や射出成形がある。キャスト成形は、シンチレータ材を型に流し込み、低温下でゆっくり重合反応を起こして成形する方法である。ベースとなるプラスチックとしては、主に PVT (Polyvinyl toluene) を用いる。キャスト成形で作成されたシンチレータは透明度と光量に優れているが、作成に時間がかかってしまう。また、成形後は平坦な板状になっているため、ストリップの形状にするための切り出しなどの機械加工が必要となり、コストがかかる。射出成形では、ペレット状のプラスチックを約 200°C に加熱し、ストリップの形をした金属の型に流し込み、冷却し硬化させて成形する。射出成形はキャスト成形に比べて時間やコストがかからないため、大型の検出器を建設する際の大量生産

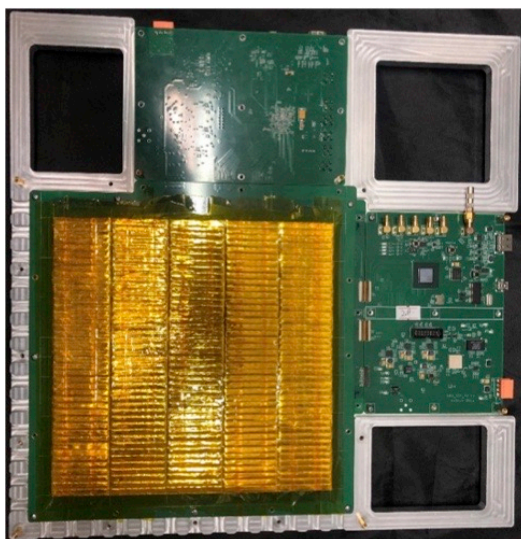


図 2.3 EBU に並べられた 210 本のシンチレータストリップ [7]

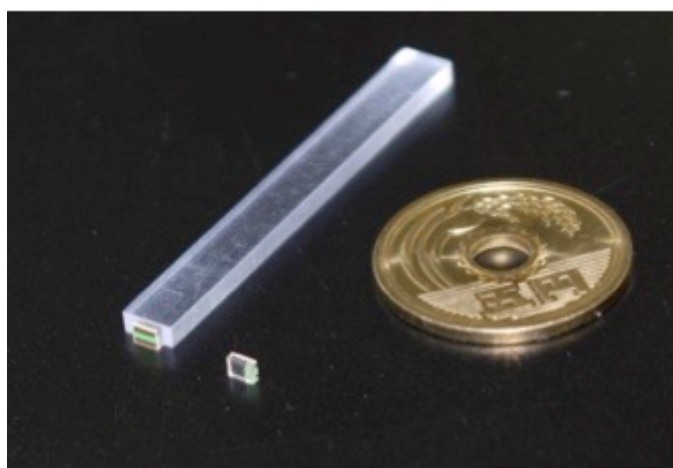


図 2.4 Sc-ECAL のシンチレータストリップと SiPM [9]

に適している。しかし、キャスト成形で成形されたものより減衰長が短く、光量が小さくなるといった品質で劣る部分がある。しかし、射出成形で生産されたシンチレータストリップは Sc-ECAL で使用するのに問題のない光量だということが確認されている [8]。

2.1.3 SiPM

動作原理

Sc-ECAL のシンチレーション光は、半導体光検出器である Silicon Photomultiplier (SiPM) で読み出す。Sc-ECAL の SiPM としては、浜松ホトニクス社製の Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) が使用される予定であり、本研究でも MPPC を用いて測定を行った。

SiPM は、並列に接続された多数の Avalanche PhotoDiode (APD) がピクセル状に配列された構造になっている。様々なピクセル数の SiPM が販売されており、原理的には一度に最大でピクセル数分の光子を検出することができる。図 2.5 に SiPM のマルチピクセルでの光子のカウンティングの概念図を示す。APD は後述するガイガーモー

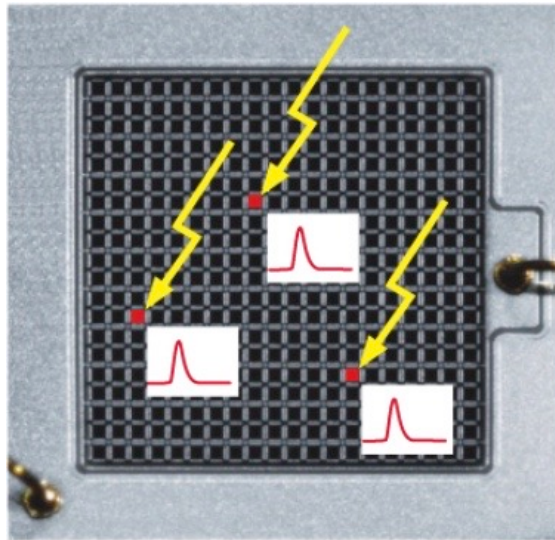


図 2.5 SiPM によるフォトンカウンティングのイメージ [10]

ドで動作し、入射する光子の数に依らず一定のパルスを出力するため、出力信号は入射光子数に比例した大きさとなり、1 光子分の出力を知っていれば、入射光子数を 1 光子単位でのフォトカウンティングが可能である。

図 2.6 は SiPM の構造を示した図である。APD の電極に逆電圧を印加することで電場がかけられ、空乏層に入射した光子により電子が励起されて、発生した電子・正孔ペアが電場によって電極側にドリフトされる。印加電圧を上げていくと、電子・正孔ペアと結晶中の格子の衝突頻度が増え、ドリフト速度が飽和し始める。しかし、更に電圧を上げていき、Breakdown 電圧という閾値を超えると、結晶格子と衝突しなかったキャリアのエネルギーが大きくなり、格子と衝突することで二次的な電子・正孔ペアを生成する。この様な衝突を繰り返すことで、なだれのように次々と電子・正孔ペアが生成されて、指数関数的に増加していく。これをアバランシェ増幅という。この増幅過程を経た信号を検出することで、入射光子による最初の信号が小さくても大きな信号として取り出すことができる。また、このような状態で APD を動作させることをガイガーモードと呼ぶ。アバランシェ増幅によるガイガー放電は際限なく続いてしまうため、APD のセルに直列接続されたクエンチング抵抗と呼ばれる素子によって電圧降下を起こし、Breakdown 電圧以下にして放電を止める構造になっている。図 2.7 に、SiPM の回路の簡略図を示す。クエンチング抵抗により、出力信号を一定に保つことができるため、出力信号の大きさをそのままフォトカウンティングに利用することができる。図 2.8 に、入射光子数に応じて SiPM の波形が変化する様子を示す。SiPM は半導体センサーであるため、薄くて小さく、ILD の様な高い精細度が求められる検出器に適している。また、従来の PhotoMultiplier Tube (PMT) と比べて動作電圧が小さく、磁場への耐性や量子効率も優れている。

リカバリータイム

SiPM に内蔵されたクエンチング抵抗により電流が流れると、電圧降下を起こして APD に印加される電圧が減少し、ピクセルの増倍率が低下する。ピクセルの増倍率が 100% 回復するまでの時間(リカバリータイム)は回路のインピーダンスで決まる。増幅率が完全に回復する前に光子が入射した場合、1 光子分の信号より小さな信号が出力されるため、一度に大量の光子がリカバリータイムより短い時間に入射する様な状況では、入射光子数に対する出力が飽和し、フォトカウンティングが正しく行えないという問題が生じる。

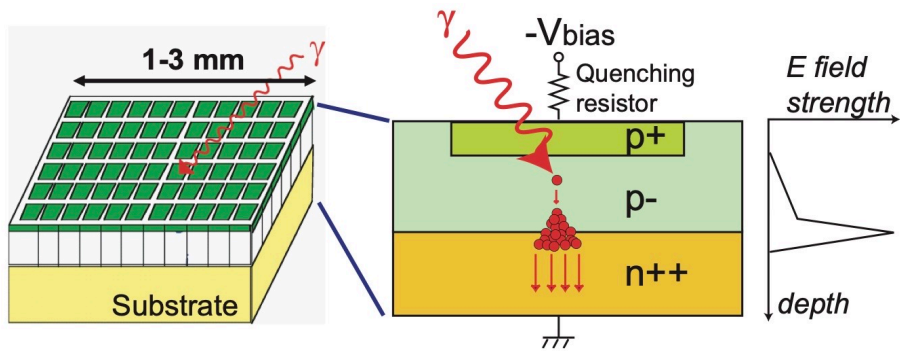


図 2.6 SiPM の構造 [11]

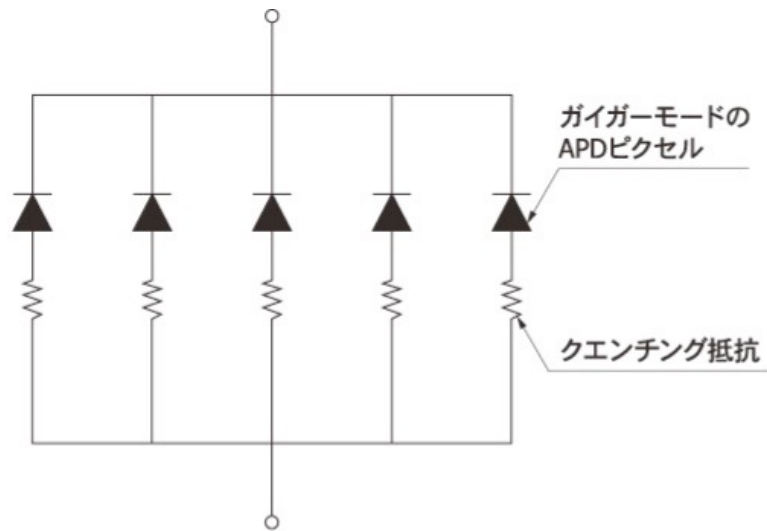


図 2.7 MPPC の等価回路 [10]

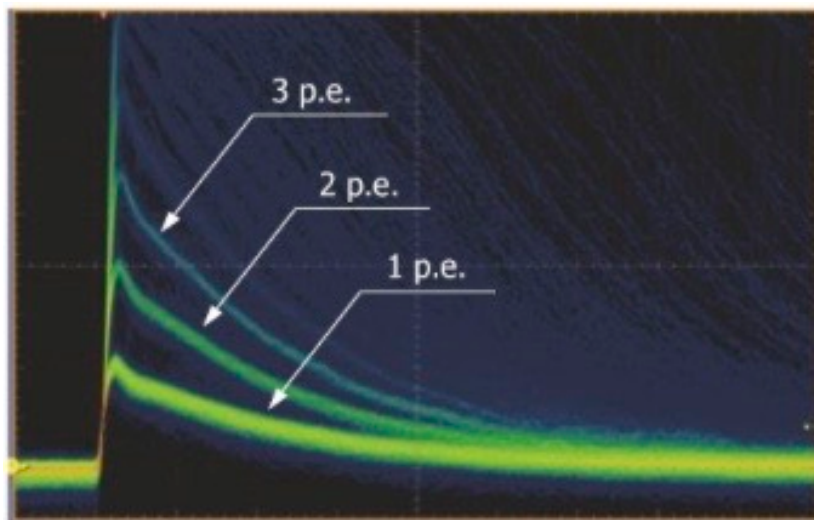


図 2.8 入射光子数による波形の大きさの変化 [10]

ダークノイズ

APD では、光子が入射していなくても、熱励起やトンネル効果によってバンドギャップを超えて発生したキャリアがアバランシェ増幅を起こし、1光子相当の信号を生成してしまうことがある。これをダークノイズという。ダークノイズの信号と観測される光子由来の信号は見分けがつかない。単位時間あたりに観測されるダークノイズの数をダークカウントレートという。

アフターパルス

SiPM のピクセルでアバランシェ増幅が起こる過程で、半導体内の格子欠陥によりキャリアの一部が一次的に捕獲され、その後放出されてアバランシェ増幅を起こすことで遅れた信号が出力されることがある。これをアフターパルスといい、通常の信号とは区別がつかない。そのため、アフターパルスが通常の信号から短い時間で生成されると、アフターパルス分余計に光子を数えてしまうという問題につながる。

クロストーク

SiPM の1つのピクセルにおけるアバランシェ増幅の過程で、キャリアが再結合することで生じる二次光子が隣または別のピクセルに入射し、発生したキャリアがそのピクセルでアバランシェ増幅を起こすことで、元の信号とほぼ同時に1光子分の信号を生成することがある。この場合も、本来の光子由来の信号に加えて余分な信号を数えてしまうという問題がある。

2.2 SSA(Strip Splitting Algorithm)

Sc-ECAL では検出層にシンチレータストリップを使用する。ストリップを直交させて $5 \times 5 \text{mm}^2$ の位置分解能を実現させるために、SSA (Strip Splitting Algorithm) と呼ばれる手法でヒット位置を再構成する。SSA の基本的な考え方は、ストリップ上のヒット位置を、隣接する上下のストリップのエネルギー損失の分布で重み付けをして再構成するというものである。図 2.9 に SSA の概念図を示す。各ストリップは9つの $5 \times 5 \text{mm}^2$ の仮想セルに分割される。つまり、ストリップの 45mm 方向へは、上下のストリップと同じ数分割されることになる。粒子があるストリップを通過した時、上下の同じ番号 i のストリップで重み付け係数を求める (式 (2.1))。

$$w_k = \frac{E_{\text{up},i} + E_{\text{down},i}}{\sum_{i=1}^9 E_i} \quad (2.1)$$

ここで、 w_k は k 番目の中央のストリップに対する重み付け係数、 $E_{\text{up},i}$ 、 $E_{\text{down},i}$ はそれぞれ上下の i 番目のストリップのエネルギーである。さらに、式 (2.2) のように、中央のストリップで測定された全エネルギーを分割したセルに対して w_k で重み付けすることで、 45mm のストリップ上にエネルギーを分配する。

$$E_k = E_{\text{sum}} w_k \quad (2.2)$$

E_{sum} は中央のストリップの全エネルギーである。このような手法でストリップのエネルギー損失を評価し、 $5 \times 5 \text{mm}^2$ の位置分解能を実現することで、 $5 \times 5 \text{mm}^2$ のピクセル型の設計と近いジェットエネルギー分解能を達成する (図 2.10)。図 2.11 は SSA を使用した時と使用しなかった時のジェットエネルギー分解能を、ストリップの長さを変えて評価したシミュレーションの結果である。SSA を使用した場合、ストリップの長さが長くなってもジェットエネルギー分解能の劣化が抑えられており、 $45 \times 5 \text{mm}^2$ のストリップを使用した場合には、 $5 \times 5 \text{mm}^2$ のピクセル型に比べて劣化は 0.2% であることが示されている。

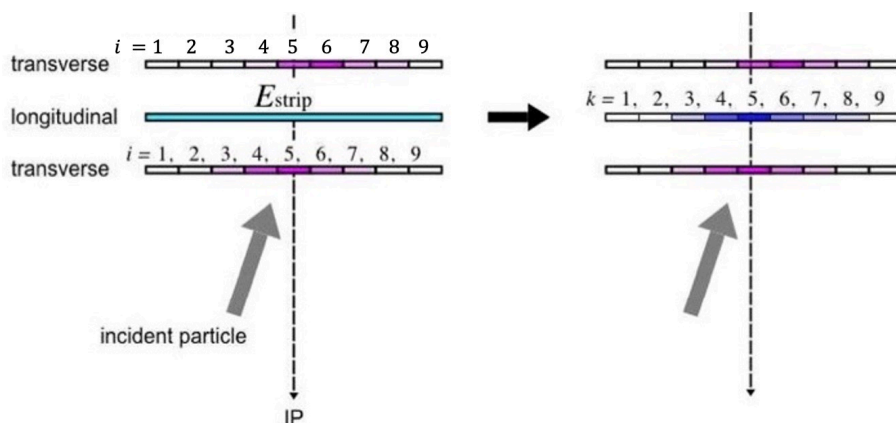


図 2.9 SSA によるエネルギー分配の概念図 [12]

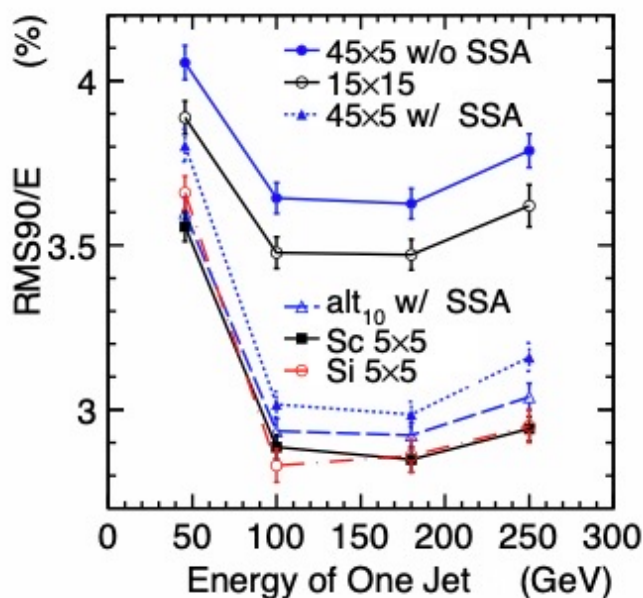


図 2.10 シミュレーションにおける Sc-ECAL と SiW-ECAL におけるジェットエネルギー分解能 [13]

2.3 電磁カロリメータの時間分解能及び本研究の目的

Sc-ECAL の現在の設計では、高精細に分割されたセル構造により、ヒット情報の 3 次元位置を測定し、シンチレーション光の光量の大きさから粒子のエネルギーを測定する構造になっている。しかし、3 次元位置とエネルギーに加え、時間情報を加え 5 次元カロリメータにすることで、PFA の性能向上や荷電ハドロン の識別能力の強化が期待できる。特に、荷電ハドロン の識別は Higgs 粒子とクォークの結合定数の理解に重要なものである。ILC では、ヒッグス粒子がクォークへ崩壊する多数の $h \rightarrow \bar{q}q$ イベントが発生し、崩壊先のクォークの種類 (フレーバー) を識別することで、ヒッグス粒子の崩壊分岐比の精密測定を行うことができる。このヒッグス粒子の崩壊分岐比の測定は、素粒子とヒッグス粒子の相互作用によって、素粒子が質量を獲得するヒッグス機構の検証に重要である。クォーク単体では存在できないため、発生した高エネルギーのクォークはジェットを形成する。よって、ジェット中のハドロン の識別を精度よく行うことで、元となったクォークのフレーバーを同定することができる。以下では、

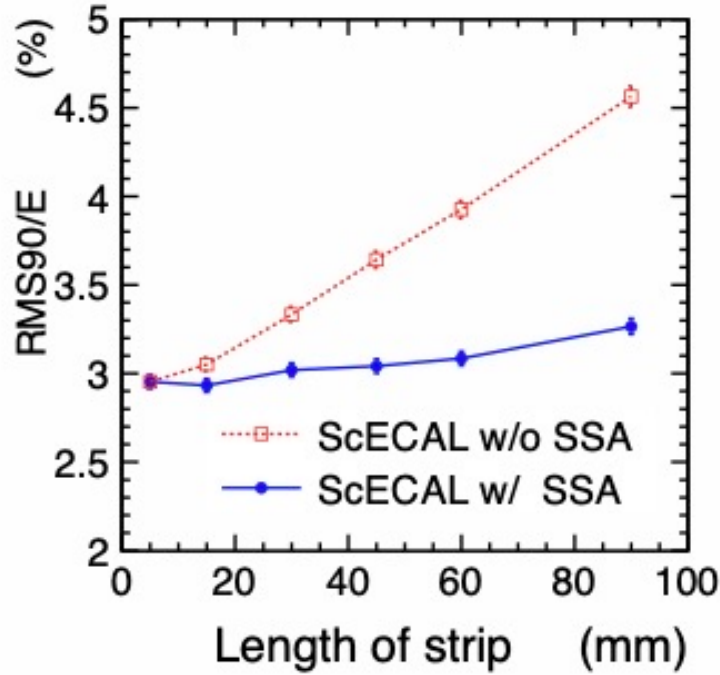


図 2.11 ストリップの長さ毎の SSA を使用した場合としない場合のジェットエネルギー分解能 [13]

電磁カロリメータの時間情報を用いた荷電ハドロン識別について説明する。

荷電ハドロンは、飛跡検出器で測定される粒子の運動量と、単位長さあたりのエネルギー損失を用いて識別することができる。荷電粒子が物質中を通過すると、荷電粒子と物質内原子の電子とのクーロン相互作用により、荷電粒子は電子にエネルギーを与え、自らはエネルギーを失う。荷電粒子が 1 回の衝突で電子に与えることのできる最大のエネルギーは式 (2.3) で表される。

$$E_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\left(\frac{m_e}{M}\right)\gamma + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \quad (2.3)$$

ここで、 c は光速、 $\beta = v/c$ (v は入射粒子の速度)、 γ はローレンツ因子、 m_e は電子質量、 M は入射粒子の質量である。 $m_e \ll M$ であれば、式 (2.3) から $E_{max} \approx 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$ と近似できる。

この時、荷電粒子が失う単位長さあたりのエネルギーを表す Bethe-Bloch の式は、式 (2.4) のように書ける。

$$-\frac{dE}{dx} = D \frac{Z}{A} \frac{q^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.4)$$

ここで、 $D = \frac{4\pi\alpha^2 \hbar^2}{M m_e}$ (α : 微細構造定数、 \hbar : ディラック定数) は定数、 Z は物質の原子番号、 A は物質の原子量、 q は入射粒子の電荷である。 δ の項は、入射粒子が飛跡の周りの原子を分極し、飛跡から離れた電子が電場から保護される密度効果の補正項である。図 2.12 に、物質の種類ごとのエネルギー損失と $\beta\gamma$ の関係図を示す。式 (2.4) から、 $\frac{dE}{dx}$ は入射粒子の質量に依存せず、速度 β に依存する関数である。同じ速度であっても粒子の質量によって運動量が異なるため、飛跡検出器で測定される運動量を横軸にして $\frac{dE}{dx}$ を見ることで、粒子識別を行うことができる。図 2.13 は、ILD の飛跡検出器において、単一粒子が各運動量で単位距離あたりに落とすエネルギー損失 dE/dx をシミュレーションした結果をあらわしている。粒子の種類で分布が分離できているのが分かる。しかし、低運動領域において各粒子のバンドが交差し、 dE/dx だけでは粒子識別ができなくなる運動量が存在する。例として、 π 中間子と K 中間子のバンドはおよそ $1 \text{ GeV}/c$ の運動量で交差しており、識別不可能である。そこで、飛跡検出器にお

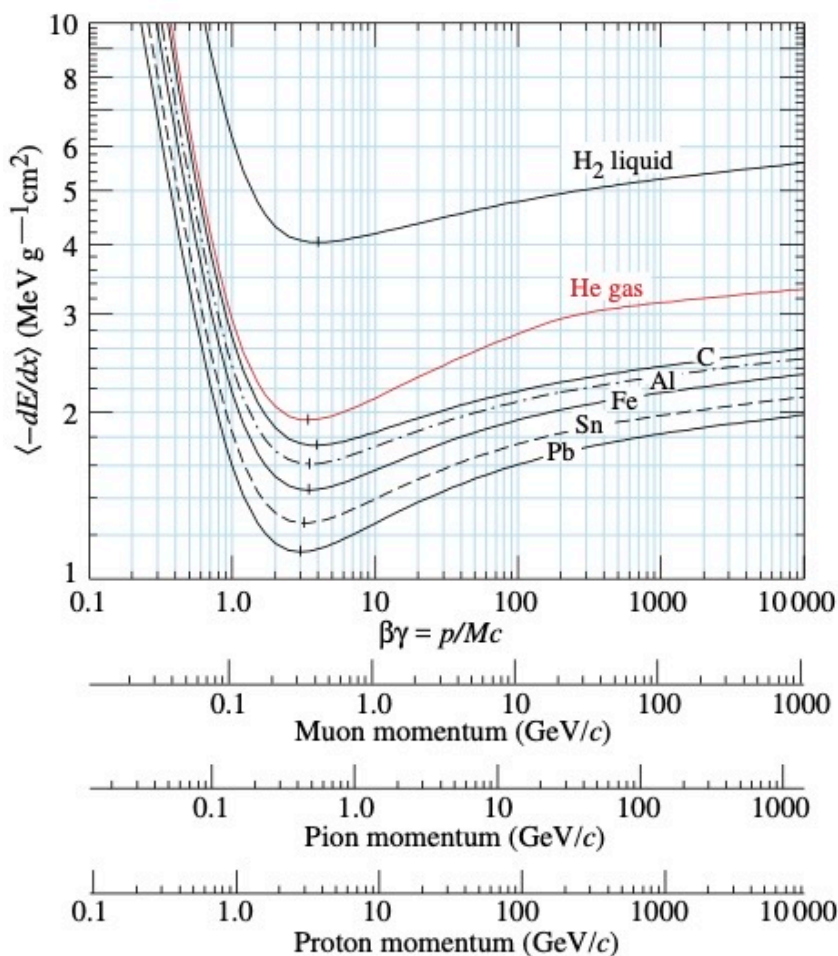


図 2.12 異なる物質中での荷電粒子のエネルギー損失と速度の関係図 [14]

ける dE/dx に加え、Time of Flight (ToF) を用いた粒子識別が検討されている。ToF による粒子識別の考え方としては、飛跡検出器で測定された荷電粒子の運動量とその飛行時間から、式 (2.5) のように速度 β を計算し、各粒子の運動量において β を比較することで粒子識別を行うというものである。式 (2.5) の l_{track} は飛跡検出器で測定される荷電粒子の飛跡の長さ、 τ は ToF の値、 c は光速である。

$$\beta = \frac{l_{\text{track}}}{\tau \cdot c} \quad (2.5)$$

ToF を用いた粒子識別では、飛跡の終点の時間を精度良く測定する必要がある。飛跡検出器の外側に高時間分解能を有した電磁カロリメータが配置されていれば、高精度で測定された電磁カロリメータへの突入時間と、飛跡検出器での飛跡から β を計算することができる。一例として、電磁カロリメータの最初の 10 層を使用した ToF の測定について説明する [15]。図 2.14 は、シミュレーションにおいて ECAL のヒット時間情報から得た ToF を使用して求めた β と運動量の関係を示している。 π/K で $3\text{GeV}/c$ まで、 K/p で $6\text{GeV}/c$ の運動量までバンドがよく分かれており、各荷電ハドロンを容易に識別できることが分かる。[15] において、ECAL のヒット時間の再構成は式 (2.7) で計算される。

$$ToF_i = t_i - \frac{l_{\text{center},i}}{c} \quad (2.6)$$

$$ToF = \sum_i \frac{ToF_i}{N_{\text{hits}}} \quad (2.7)$$

t_i は各層でのトラックのヒット時間、 i はヒット番号、 l_{center} は各層でのトラックの中心と ECAL へのトラックの侵入点との距離、 N_{hits} はトータルのヒット数である。ECAL で外挿されたトラックに最も近いヒットを各層で選択し、各層におけるトラックの中心位置からトラックの侵入点までの距離を光速で割ることで ECAL 内での飛行時間を計算し、各層のヒット時間から飛行時間を引くことで ECAL への突入時間を計算する。単一のヒットのみに依存すると、シャワーの発達や時間測定の揺らぎの影響が大きくなるため、ECAL の最初の 10 層で計算した突入時間を平均したものを ToF として用いられる。図 2.15 は、ECAL の最初の 10 層を使用した ToF 再構成の概念図である。

図 2.16 は、 dE/dx のみ、ToF のみ、 dE/dx と ToF の両方を使用した場合における、単一の荷電ハドロンの識別能力のシミュレーションの結果をあらわしている。丸印で囲んだ箇所は、 dE/dx のみでは荷電ハドロンの識別が不可能な運動量である。図 2.16 の下線を引いたものが、図 2.15 の ECAL の各チャンネルが 50ps の時間分解能を持っている場合に、 dE/dx と ToF の情報を合わせた際の識別能力である。ToF を組み合わせることで、丸印の識別不可能な運動量がなくなり、識別能力全体としても向上することが示されている。ToF による粒子識別を可能にするため、ピコ秒レベルの時間分解能を有する電磁カロリメータが必要である。

本研究では、Sc-ECAL の現在の設計であるストリップシンチレータを用いて時間分解能測定を行った。測定の結果、ストリップでは数 10ps の時間分解能を得るのは難しいことを確認した。そこで本研究では、高時間分解能を持つ Sc-ECAL の開発に向け、シンチレータと SiPM の読み出し方法で時間分解能に最適な設計を検討する。時間性能に影響する要素を系統的に比較し、その影響を理解することで、検出器設計の指針を示すことが本研究の目的である。

本論文では、まず 3 章において、Sc-ECAL で使用が検討されているストリップシンチレータで行った時間分解能測定について説明する。また、4 章では、時間測定に最適化した専用のタイミングレイヤーの Sc-ECAL への導入について言及する。タイミングレイヤーの構成としては、いくつかの利点があることから、タイル型のシンチレータと SiPM で作成することを検討した。4 章の前半では、時間分解能に寄与する可能性のあるパラメータについて取り上げ、各パラメータの比較方法について説明する。4 章後半において、各パラメータでの時間分解能測定の結果と考察を述べる。

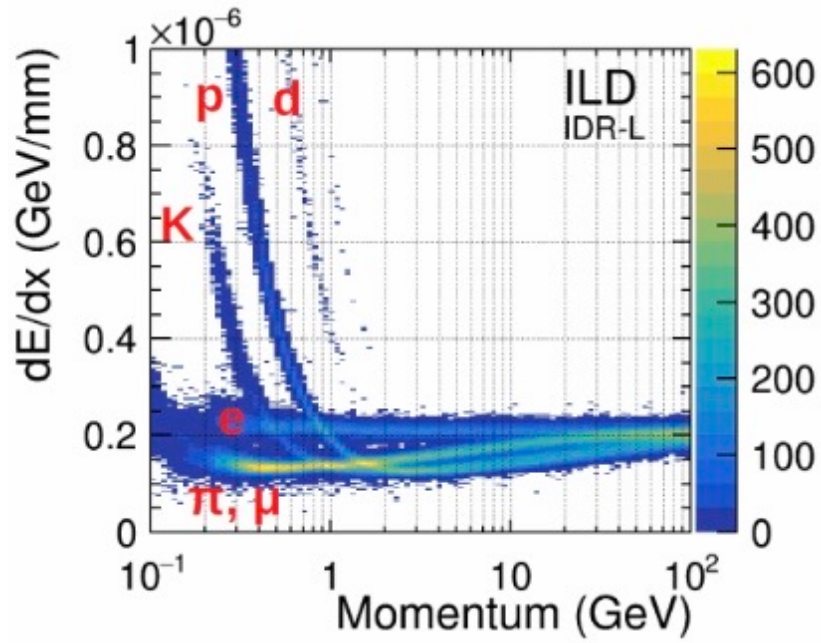


図 2.13 シミュレーションされた粒子種ごとの dE/dx の運動量依存性 [16]

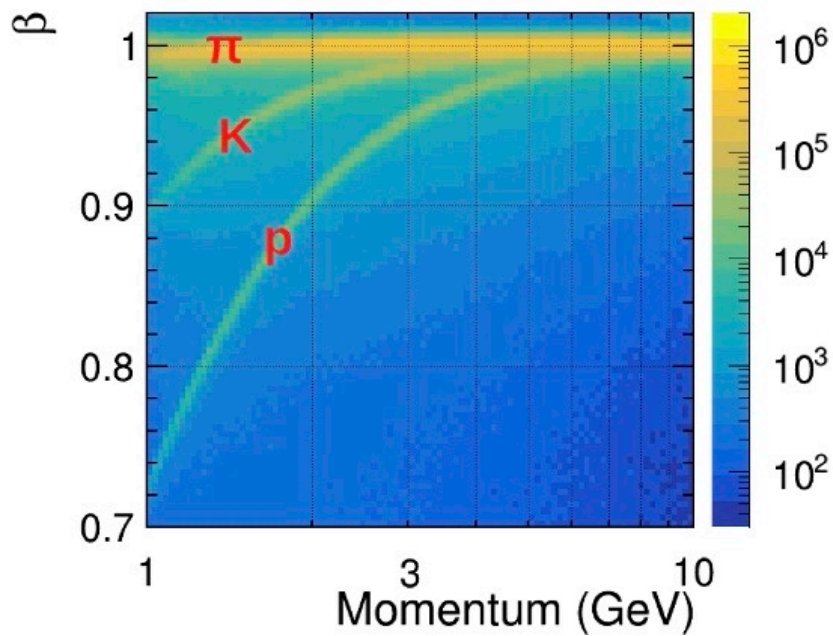


図 2.14 β と運動量を用いた荷電ハドロン識別 [15]

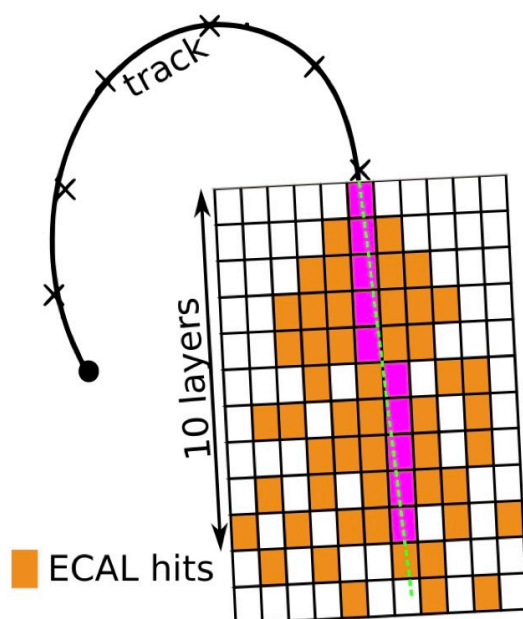


図 2.15 ECAL の最初の 10 層を用いた ToF 再構成のためのヒットセレクションの概念図 [15]

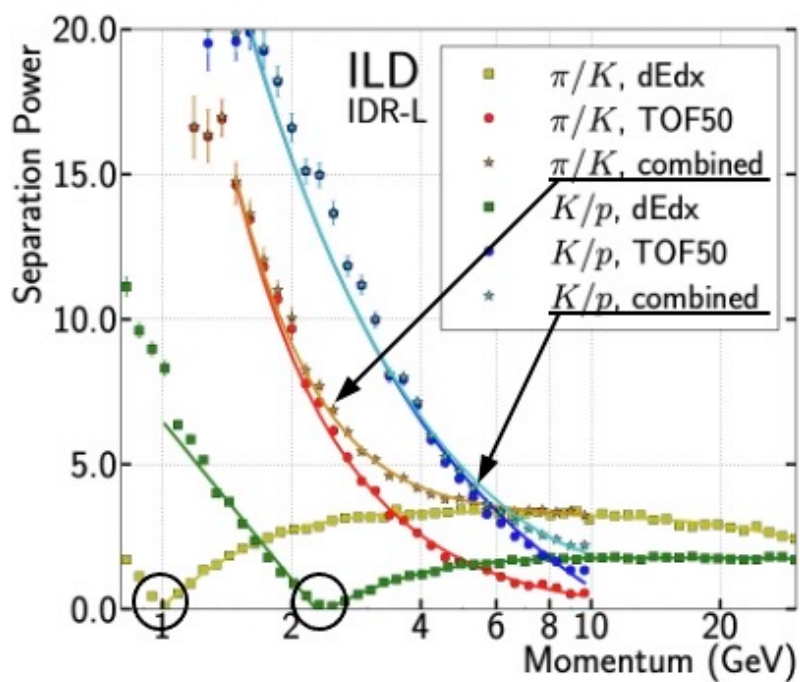


図 2.16 ILC における荷電ハドロン識別能力(シミュレーション) [16] ECAL の時間分解能 50ps を達成した場合、低運動領域で識別能力の改善が見られる。(图中矢印)

第 3 章

シンチレータストリップの時間分解能測定

Sc-ECAL の時間測定に最適な設計を検討することに先立ち、まず Sc-ECAL の標準的なストリップシンチレータの時間分解能を評価した。本章ではまず、使用したシンチレータストリップと SiPM の概要を述べる。その後、測定系でのゲイン測定、トリガー用シンチレータの時間性能、光量測定、時間情報の取得方法について説明し、最後にシンチレータストリップの時間分解能測定のセットアップと測定結果について説明する。

3.1 使用するシンチレータストリップと SiPM

図 3.1 と図 3.2 は、それぞれ測定に使用したシンチレータストリップの概要である。ストリップのサイズは $45 \times 5 \times 2 \text{mm}^3$ であり、中央に SiPM を配置できるディンプルが実装されている。ディンプルの形状は、光量がヒット位置によらず一定となることを目的としてデザインされている [17]。本研究では、シンチレータをストリップ形状にするための機械加工が必要なく、大量生産に向いている射出成形により成形されたプラスチックシンチレータを使用した。SiPM には、浜松ホトニクス社の MPPC S12571-015P を使用した。使用した MPPC の特性を表 3.1 に示す。

3.2 ストリップの時間分解能の測定方法

シンチレータストリップにの直上から ^{90}Sr の β 線を照射し、発生したシンチレーション光を SiPM で検出した。ストリップを長軸方向に移動させながら、ストリップ上の異なる 13 点に β 線を照射し、光量と時間分解能の位置依存性を確かめた。ストリップの下側に設置したトリガー用シンチレータ (トリガーカウンター) のヒット時間と、ストリップのヒット時間の差をガウス分布でフィッティングし、標準偏差 σ からトリガーカウンターの時間分解能を引いた値として時間分解能を算出した (式 (3.1))。

$$\text{時間分解能} = \sigma(T_{\text{strip}} - T_{\text{trigger}}) \ominus \sigma(T_{\text{trigger}}) \quad (3.1)$$

表 3.1 S12571-015P の基本特性

S12571-015P	
受光面積	$1 \times 1 \text{mm}^2$
ピクセルピッチ	$15 \mu\text{m}$
ピクセル数	4489
開口率	53%
検出効率	25%



図 3.1 シンチレータストリップ

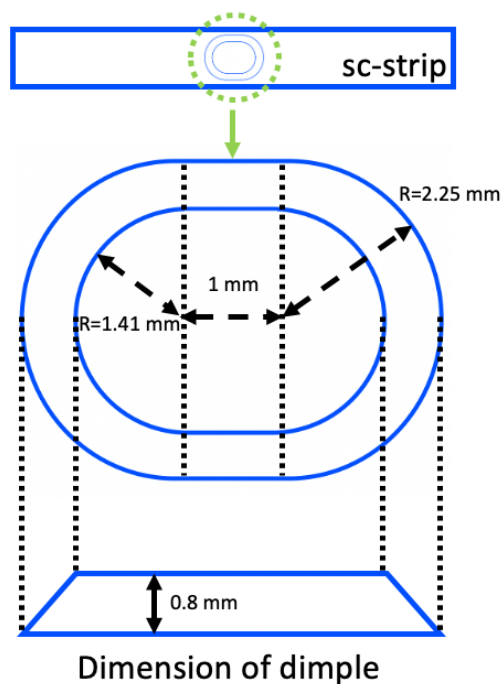


図 3.2 デンプルのサイズ [18]

T_{strip} と T_{trigger} は、それぞれストリップとトリガーのヒット時間、 $\sigma(T_{\text{strip}} - T_{\text{trigger}})$ はトリガーのふらつき ($\sigma(T_{\text{trigger}})$) を含んだ時間分解能である。トリガーカウンターの時間分解能については、3.5 節で説明する。

3.3 測定のセットアップ

SiPM が装着された PCB (Printed Circuit Board, 図 3.3(右)) の上から、45mm のシンチレータストリップ (図 3.3(左)) のデンプルを被せるように乗せて固定した。ストリップの時間分解能測定のセットアップを図 3.4 と図 3.5 に示す。集光効率を上げるため、ストリップには反射材 (3M 社 ESR2, 厚さ $32\mu\text{m}$) を巻いた。ESR は可視光領域で 98% 以上の反射率を持っている。ESR の加工はレーザー加工機で行い、手作業によりシンチレータに巻きつけた。セットアップの最下部には図 3.11 のトリガーカウンターを設置した。トリガーカウンターとしては大きさ $5 \times 5 \times 5\text{mm}^3$ のシンチレータ (EJ-232) と MPPC (S14160-3050HS) をオプティカルセメントで接着したものを使用した。トリガーカウンターのシンチレータ部分には、集光効率を上げるためにテフロンテープを巻いてある。 ^{90}Sr からの β 線が直径 1mm、深さ 3mm のコリメータでコリメートされ、ストリップとトリガーカウンターの両方にヒットがあったイベントのみトリガーした。ストリップと PCB は可動ステージの上に固定されており、図 3.5 の XY 平面で自由に移動させられるようになっている。SiPM からの出力信号は小さいため、アンプを使用して増幅させた。アンプには Paul Scherrer Institute (PSI) で開発されたアンプを使用した (図 3.6)。アンプにはポールゼロキャンセレーション回路が実装されており、可変抵抗の値を変えることで、周波数の遅い成分を除去し、波形をシェーピングすることができる。本測定ではアンプのゲインが 34 倍になるよう可変抵抗を調節し、波形シェーピングを行った。DAQ には PSI で開発された DRS (Domino Ring Sampling) Chip と呼ばれる高速波形デジタルライザーを使用した。図 3.7 は DRS の概略図である。DRS には 1024 個の電圧をサンプリングするコンデンサーセルが内臓されており、インバータ遅延回路を高速で周回するサンプリング信号は個々のセルに記憶される。トリガー信号が入力されると、サンプリング信号の周回が止まり、コンデンサーに蓄積された電荷がシフトレジスタを通してドミノ式に出力されていく。DRS は、1 つのボードあたり 4ch までの信号読み出しが可能である。DRS の最大サン



図 3.3 ESR が巻かれたストリップ (左) と PCB(右)

リング周波数は 5GHz であり、本研究では 5GHz のサンプリング周波数でデータを取得した。電荷や時間などの情報は、得られた波形をオフラインで解析することで取得した。



図 3.4 測定のセットアップの写真

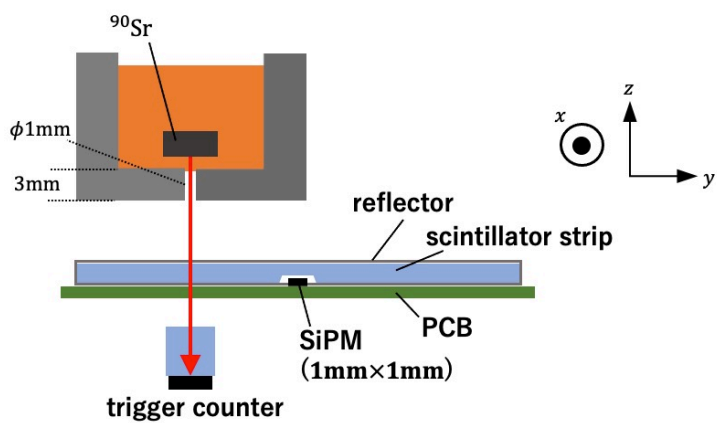


図 3.5 セットアップの概略図

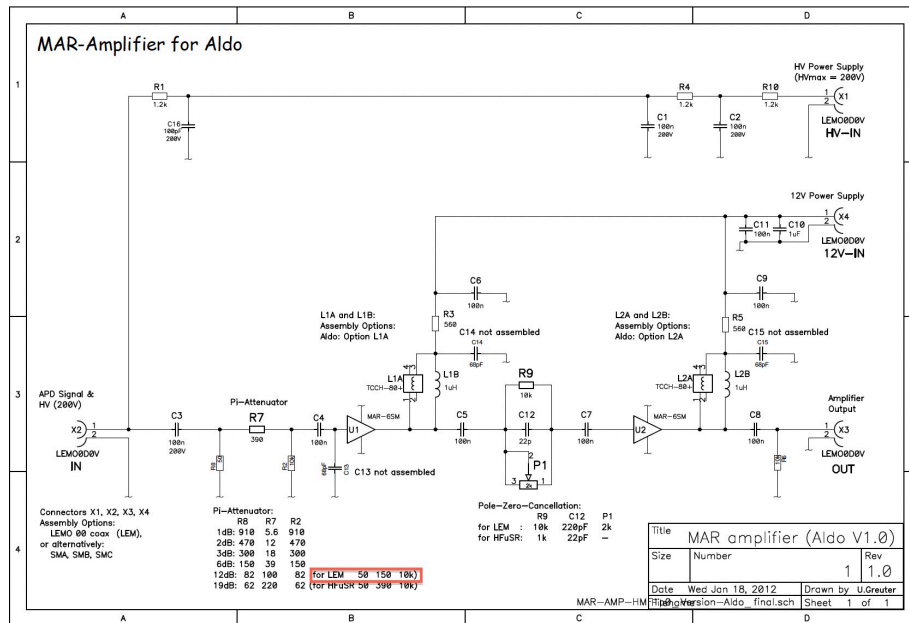


図 3.6 アンプの回路図 [18]

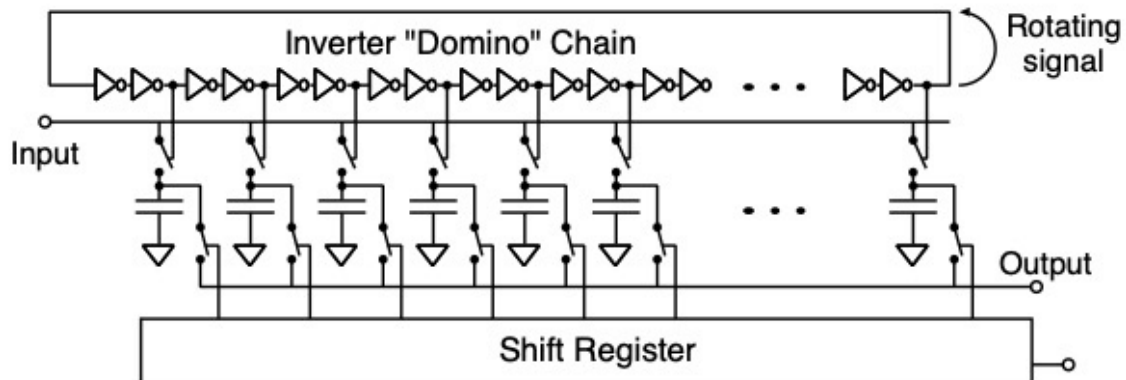


図 3.7 DRS の概念図 [19]

3.4 ゲイン測定

検出される光電子数は、取得した電荷を単一光子分の電荷(ゲイン)で割ることで算出する。そのため、測定中の SiPM の印加電圧でのゲインを知っておく必要がある。本測定では、ゲインが印加電圧に比例することを利用した。4種類の印加電圧でゲインを測定し、電圧とゲインのプロットを一次関数でフィッティングすることで、印加電圧とゲインの較正を行った。ゲインは、SiPM のピクセルでランダムに発生するダークノイズを解析して求めた。シンチレーション光の信号は図 3.8 の -120ns から -80ns に存在するため、信号より手前の -195ns から -125ns の範囲でダークノイズの解析を行った。ダークノイズは、各ピクセルで 1 光電子相当の信号としてランダムに発生するが、クロストークやアフターパルスによって確率的に 2 光電子以上の信号がノイズとして発生することがある。

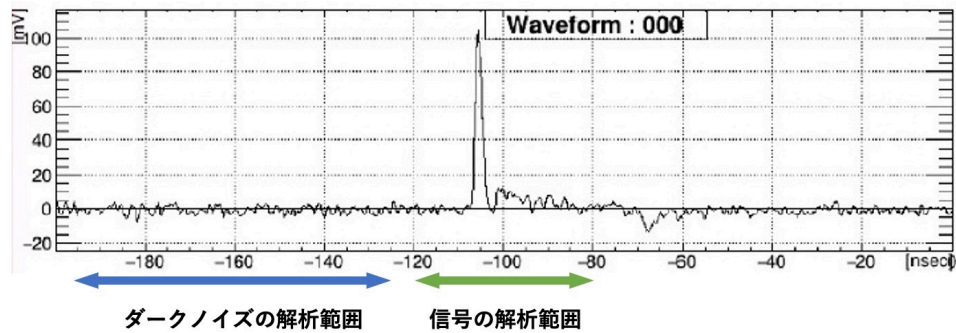


図 3.8 DRS で得られる波形

シンチレーション光の波形の手前でダークノイズを解析した

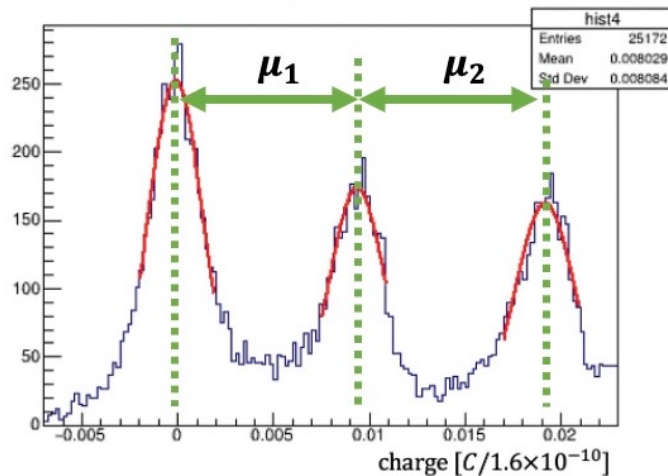


図 3.9 ダークノイズの電荷分布

ダークノイズを解析した電荷分布は、図 3.9 のように光電子数に対応した複数の山に分かれて観測され、隣り合う山のピークの間隔はゲインに相当する。電荷分布の山をガウス関数でフィッティングし、ピークの間隔を計算した。1つ目と2つ目の山、2つ目と3つ目の山ピーク間隔をそれぞれ μ_1 、 μ_2 とすると、 $\mu_1 = 0.0097$ 、 $\mu_2 = 0.0099$ であり、 μ_1 と μ_2 の平均を本測定のゲインとした。本測定では、71.0V、71.25V、71.5V、71.75V の電圧を SiPM に印加し、それぞれの電圧についてゲインを測定した。図 3.10 は 4 種類の印加電圧でのゲインをプロットしたものである。図 3.10 を一次関数でフィッティングした結果から、測定で用いた電圧値でのゲインを求めた。

3.5 トリガーカウンターの性能評価

本研究における ^{90}Sr を用いた β 線テストでは、式 (3.1) のようにトリガーカウンターのふらつきを引いた後の値を時間分解能として求めるため、トリガーカウンターの時間分解能を知っている必要がある。そこで、以下のような測定でトリガーカウンターの時間分解能を評価した。3つの異なるシンチレーションカウンター(以降、カウンターと呼ぶ)を作成し、2つを選んで組み合わせを変えながら時間分解能を測定することで、3つのカウンターの時間性能を評価した。3つのカウンターうち、最も時間分解能が良い個体をトリガーカウンターとして使用した。3つのカウンターには、 $5 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$ のサイズの EJ-232 シンチレータ(特性は表 4.4 で説明する)を使用し、光センサーとしてはそれぞれ異なる MPPC を使用した。各カウンターに使用した MPPC について表 3.2 にまとめた。3

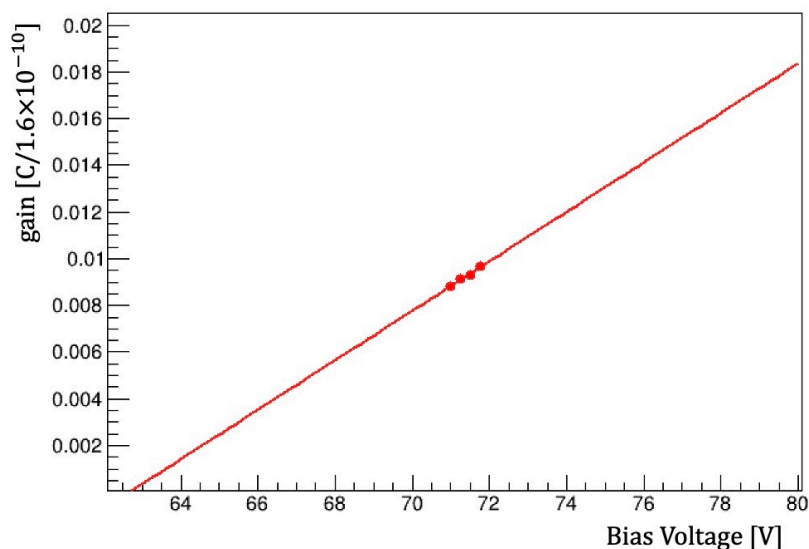


図 3.10 4 つの印加電圧でのゲイン

つのカウンターには、表 3.2 のようにカウンター 1、2、3 と名前をつけて区別する。カウンター 1 の MPPC は、その他のカウンターに使用したものと電極のタイプが異なり、2 本の足型になっている。また、カウンター 2 と 3 は同じ表面実装型であるが、カウンター 3 には、より大きな光量を期待し、シンチレータの一面より大きな受光面積 $60 \times 60 \text{mm}^2$ のものを使用した。それぞれのカウンターには、集光効率を上げるために、図 3.11 のようにテフロンテープを巻いた。

選択した 2 つのカウンターを上下に重ね、上から ^{90}Sr の β 線を照射して時間分解能を求めた。その際、下側のカウンターをトリガーとして使用した。図 3.12 は、カウンターの各組合せで測定した波高分布である。イベントがトリガーされるには、上側のカウンターを β 線が貫通する必要があるため、上側のカウンターの波高分布には MIP のピークが見られる。一方、下側のカウンターに届く β 線は上側を通過してくるため、エネルギー損失が小さくなる。よって、カウンターを下側に置いた場合は、上側の際より時間分解能が悪化する可能性がある。本測定では、1 つのカウンターが上側の場合と下側の場合で同じ光量を保証するため、各カウンターの波高分布の MIP ピークの手前の波高でカットをかけ、カットの閾値より大きな波高のイベントを用いて時間分解能を求めた。各組合せで測定した時間分解能と、各カウンターの時間分解能は式 (3.4) のような関係にある。

$$\sigma_{1,2} = \sigma_1 \oplus \sigma_2 \quad (3.2)$$

$$\sigma_{2,3} = \sigma_2 \oplus \sigma_3 \quad (3.3)$$

$$\sigma_{3,1} = \sigma_3 \oplus \sigma_1 \quad (3.4)$$

ただし、 $\sigma_{1,2}$ 、 $\sigma_{2,3}$ 、 $\sigma_{3,1}$ はカウンターの異なる組み合わせで測定した時間分解能、 σ_1 、 σ_2 、 σ_3 はそれぞれカウンター 1~3 の時間分解能である。

3 種類の組み合わせで求めた各カウンターの時間分解能を表 3.3 に示す。

本研究では、カウンター 2 の時間分解能が 3 つのうちで最も良かったため、カウンター 2 をトリガーカウンターとして使用した。

表 3.2 各カウンターに使用した MPPC の特性

	カウンター 1	カウンター 2	カウンター 3
型番	S13360-3050CS	S14160-3050HS (表面実装型)	S14160-6050HS (表面実装型)
受光面積	30mm × 30mm	30mm × 30mm	60mm × 60mm
ピクセルピッチ	50 μm pitch	50 μm pitch	50 μm pitch
ピクセル数	3600	3531	14331
開口率	74%	74%	74%
検出効率	40%	50%	50%

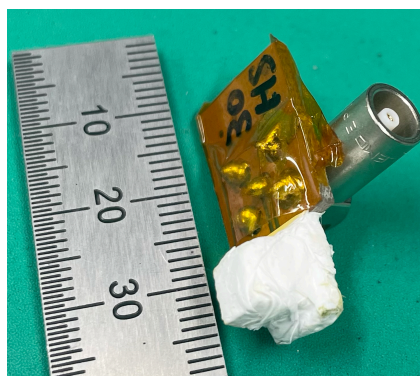


図 3.11 テフロンテープが巻かれたカウンター

表 3.3 3 種類の組み合わせで求めた各カウンターの時間分解能

	カウンター 1	カウンター 2	カウンター 3
時間分解能 [ps]	26.8 ± 0.2	23.6 ± 0.2	31.0 ± 0.1

3.6 光量測定

本測定の光量は、3.4 節で求めたゲインを用いて計算した。図 3.13 は、ストリップの端から 10mm の位置での光量分布である。薄いシンチレータを通過する MIP のエネルギーデポジットはランダウ分布に従うことが知られているが、MPPC に検出される光子の数は、MPPC の検出効率や検出器の分解能によりガウス分布でぼかされる。よって MPPC に検出される光電子数分布は純粋なランダウ分布からずれることになる。本研究では光量分布をランダウ分布にガウス分布を畳み込み込んだ関数でフィッティングを行い、その最確値で光量を評価した。

3.7 コンスタントフラクションの最適化

時間情報はコンスタントフラクション法を用いて取得した。コンスタントフラクション法は、波形のピークから一定の割合の波高での時間を抽出する方法で、波形が変わらない限り波高によらず一定の時間を参照でき、波高によるタイムウォークを抑制することができる。波高からの割合 (fraction) を高く設定すると、MPPC に到達する光子のうち、遅い光子の時間を参照することになるので、光子の到達時間のふらつきが時間分解能に大きく影響してくる。一方で、fraction を低く設定すると、より MPPC に早く到達する光子の時間を参照でき、ふらつきを小さくすることができるが、fraction を下げすぎるとノイズによるふらつきが大きくなってしまふ。よって、fraction には

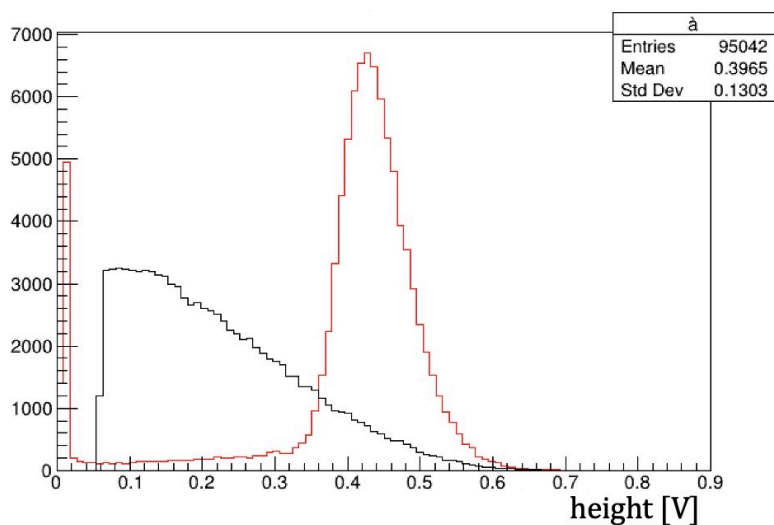


図 3.12 測定された波高分布の例

(赤) 上側のカウンター (黒) 下側のカウンター

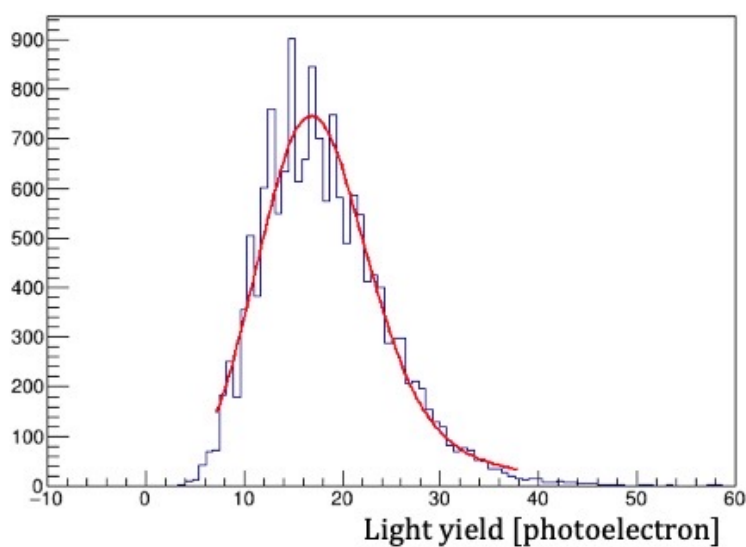


図 3.13 ストリップの端から 10mm の位置での光量分布

時間のふらつきが小さな最適化ポイントが存在する。本研究では、ストリップの端から 10mm の位置に β 線を照射し、3% から 60% の範囲で fraction を変えながら時間分解能を測定し、最も時間分解能が良い fraction を用いて、ストリップの時間分解能を測定した。図 3.14 に、時間分解能を fraction でスキャンした結果を示す。本測定では、fraction=25% が最適値であった。図 3.15 は、この fraction で測定したストリップとトリガーカウンターの時間差分布である。

3.8 ストリップの時間分解能測定の結果と考察

本測定では、ストリップが固定された可動ステージを動かすことで、ストリップ上の異なる 13 点で光量と時間分解能を測定した。測定した時間分解能と光量の結果を図 3.16 に示す。各点の時間分解能は全て、3.5 節のトリガー

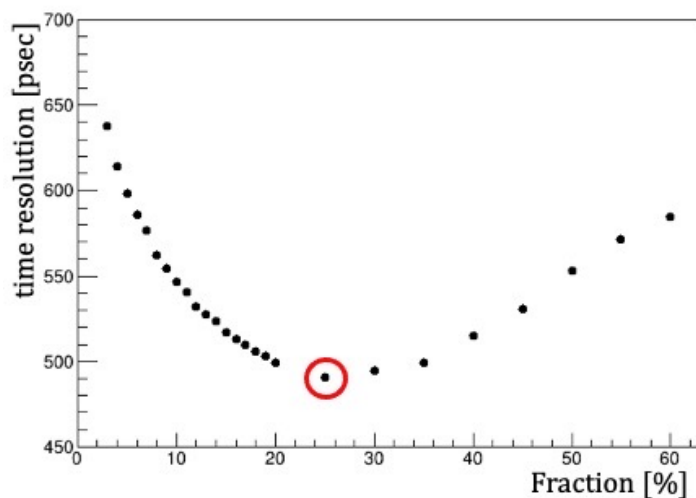


図 3.14 時間分解能の fraction 依存性

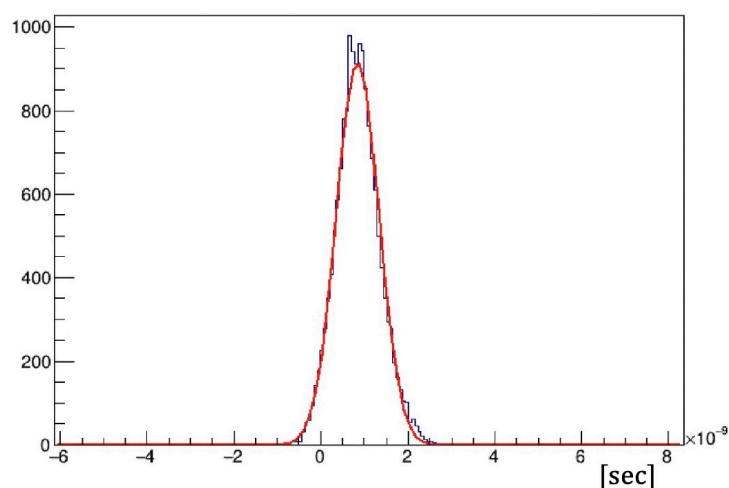


図 3.15 ストリップとトリガー信号の時間差分布

の MIP ピークのカットをかけ、トリガーカウンターの時間分解能を引いた後の結果である。全体として、ヒット位置による光量の大きな違いは見られないが、ストリップの中央 (22.5mm の位置) から $\pm 2.5\text{mm}$ の位置から光量が落ちこみ、それにより時間分解能が中央付近で最大 6% 程度悪化している。これは、ストリップの中央にディンブルがあるため、シンチレータの厚みが減少することによると考えられる。ポジションスキンの結果、ストリップでは平均して 16 光電子数が得られ、時間分解能は平均で 502ps であった。本測定の結果から、現在の Sc-ECAL の設計では数 10ps の時間分解能を得ることは困難であると分かった。

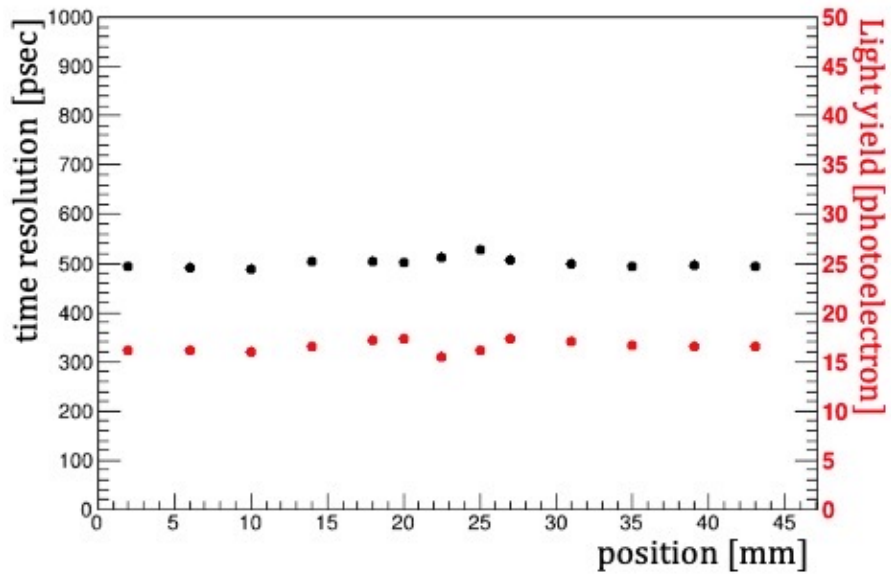


図 3.16 光量と時間分解能の位置依存性 (黒) 時間分解能 (赤) 光量

第 4 章

高時間分解能検出層の開発

Sc-ECAL の標準的なシンチレータストリップを用いた読み出しでは、十分な光量が得られないため、目標とする時間分解能を達成するのは難しいことが分かった。そこで本研究では、時間測定に特化した専用のタイミングレイヤーを、Sc-ECAL 内、または飛跡検出器と Sc-ECAL の間などに導入することを検討する。タイミングレイヤーの基本構成としては、Sc-ECAL と同様にシンチレータと SiPM を選んだ。ただし、シンチレータの形状には、ストリップより大きな集光効率が期待できるタイル型を選択した。更に光量を得るため、ストリップより厚い 3mm 厚のものを選んだ。シンチレータと SiPM の読み出しにおいて、時間分解能に関わる要素は複数考えられる。タイミングレイヤーの開発に向け、時間分解能に影響する可能性のある 4 つの要素を、設計パラメータとして取り上げた。SiPM の時間分解能は一般に、 $\sqrt{\text{光電子数}}$ に比例して良くなると知られている。よって、各種パラメータの条件で時間分解能を測定し、その光量依存性を比較することで、光電子数統計とは独立の影響を確かめることができる。本研究では、複数の光量環境下で効率的に時間分解能を測定する手法として、UV LED を用いた測定方法を新たに確立した。UV 光での各種設計パラメータを比較し、最後に最適なパラメータでの時間分解能を測定した。

本章では、まず 4.1 節でタイル型のシンチレータを用いる利点について説明し、4.2 節で本研究で時間分解能測定的手法として新たに開発した、UV LED を用いた測定について説明する。その後、4.3 節で比較対象とした設計パラメータを紹介した後、4.4 節で各種設計パラメータの比較測定の結果と、最適なパラメータを組み合わせた時間分解能について説明する。

4.1 タイル型の利点

本研究では、シンチレータストリップではなく、タイル型のシンチレータで高時間分解能を目指すことを検討した。シンチレータの形状をタイル型にすることで、同面積のストリップより集光効率を上げることができ、ストリップより良い時間分解能を得ることが期待できる。また、Sc-ECAL では、SSA を適用する同一ブロックに複数の同時ヒットがあった場合、信号が読み出されるストリップは本来のヒット位置以外でも交差するため、本物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偽のヒット(ゴーストヒット)を発生させてしまう(図 4.1)。ストリップ層の間に挟み込んだタイル状のタイミングレイヤーによって、位置情報を用いたゴーストヒットの識別、時間情報を用いたパイルアップの削減を行うことが可能である。

4.2 UV LED を用いた新しい手法での時間分解能測定

本研究では、 β 線源を用いた時間分解能測定に加え、UV LED を用いた新しい手法で時間分解能を測定した。UV 光をシンチレータに照射することで、シンチレータ中の電子を励起させ、脱励起時に発生するシンチレーション光が発生する。そのため、 β 線を照射した場合と発光原理が同じである。本研究では、UV 光でシンチレータが

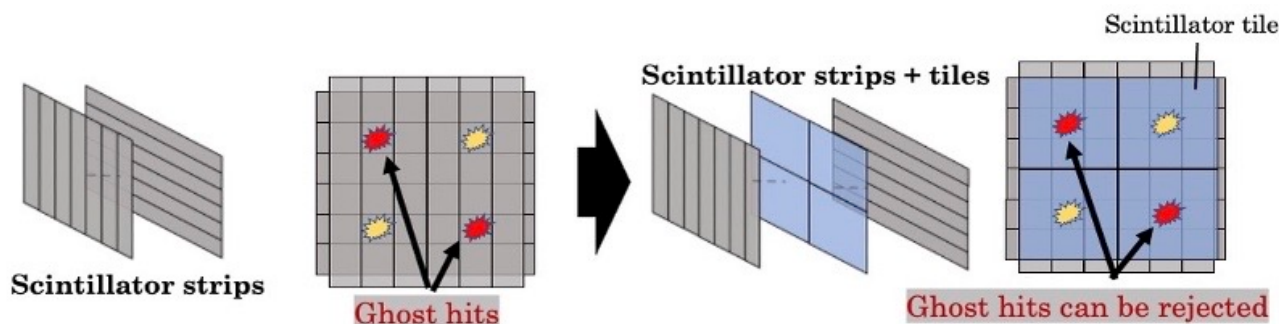


図 4.1 タイミングレイヤーによる Ghost hit の識別

表 4.1 PLS 255 の基本特性

PLS 255	
波長 [nm]	255
パルス幅 [ps]	800

励起され、 β 線試験の測定環境を再現できるのかを確かめた。 β 線との比較の詳しい説明は、4.2.2 項で行う。UV LED は自在に強度を調節することができるため、光量を変えながら時間分解能を測定することができる。各設計パラメータにおいて、実際に同程度の光量下で比較することで、時間分解能への影響を実測で確かめることができる。更に、様々な光量で測定を行うことで、時間分解能の光量依存性も測定で確かめることができるため、放射線源を用いなくても様々なエネルギーを模した測定を容易に行うことができる。

4.2.1 測定のセットアップ

UV LED を用いた時間分解能測定のセットアップを図 4.2 に示す。シンチレータタイルには、反射材として ESR2 を巻いており、タイルの端から約 2mm の位置に 2.5mm 角ほどの穴をあけ、露出部分に UV 光を照射した。UV 光源としては、PicoQuant 社の PLS 255 を使用した。使用した UV 光源の特性を表 4.1 に示す。また、図 4.5 に UV 光の発光時間分布を示す。光源から出た UV 光は凸レンズで集光させ、ND フィルターに通すことで入射光量を調節した。UV 光の強度が安定しているかを確認するため、ND フィルタを回して強度を変えながら、SiPM で検出される光量のふらつきを測定した(図 4.6)。シンチレーション光の発光はポアソン過程で近似され、SiPM で検出される光電子数はポアソン分布に従う。よって、検出光量の標準偏差 σ は $\sqrt{\text{光量}}$ になるはずである。図 4.6 は 1 次関数でフィッティングしてあり、 σ と $\sqrt{\text{光量}}$ の線形性が見られた。図 4.6 の結果から、光量のふらつきは光電子数統計のみに由来するものであることが確認できた。UV 光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、シンチレータに入射する直前に band pass フィルターを通すことで、UV 領域の光のみ照射した。255 nm の波長の UV 光の吸収長は約 1 μm であり [20]、本測定で使用したシンチレータの厚さ 3mm に対して非常に短いため、シンチレータを貫通することができない。よって、 β 線源を用いた測定のようなトリガーカウンターでトリガーすることはできない。そこで、UV LED と同期したパルス信号をコントローラから発生させ、トリガー信号として利用した。トリガー信号は波高が一定のパルス波であるため、波高 30mV の leading edge の時間をトリガーの時間とした。トリガーのジッターは 20ps 以下であるので、時間分解能への寄与は小さいと考え、シンチレータタイルのヒット時間とトリガー信号の時間の時間差分布を、ガウス関数でフィッティングし、標準偏差 σ を時間分解能として求めた。

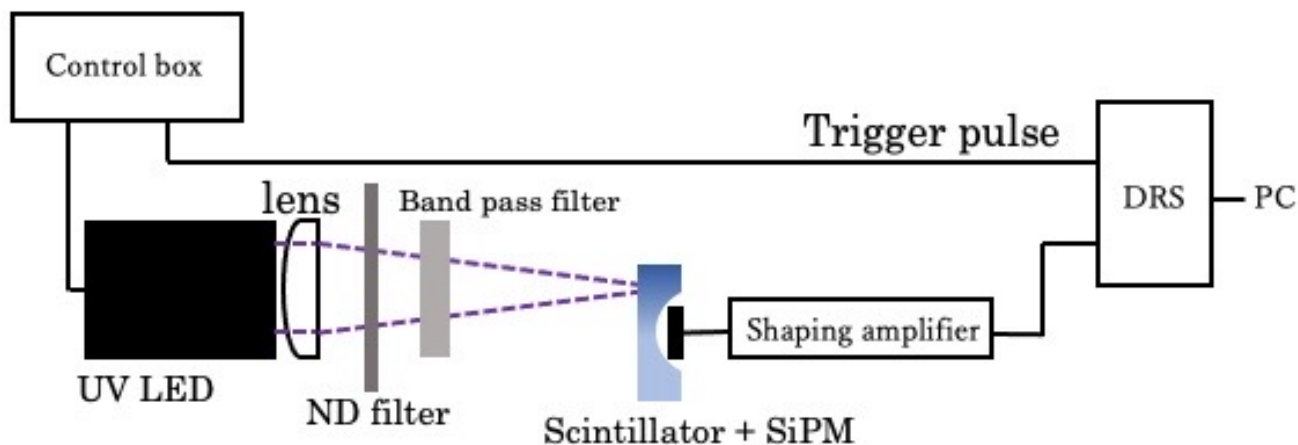


図 4.2 UV LED を用いた時間分解能測定のセットアップ

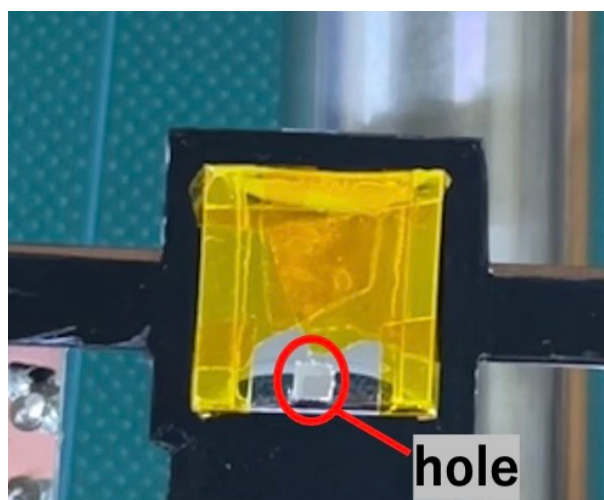


図 4.3 UV 光の照射位置

4.2.2 β 線源を用いた時間分解能測定との比較

本測定では、UV 光によるシンチレータの励起でシンチレーション光が発生しており、 β 線試験の測定環境を再現している必要がある。本測定では、UV 光と β 線をシンチレータタイルの同じ位置に照射し、発生したシンチレーション光を SiPM 読み出して、波形と時間分解能を比較した。SiPM には、MPPC S14160-3050HS (ピクセルサイズ $50\ \mu\text{m}$ pitch、受光面積 $3 \times 3\ \text{mm}^2$) を使用した。シンチレータは、大きさは $15 \times 15\ \text{mm}^2$ の EJ-232 (特性は 4.4 節で説明) を使用した。シンチレータには、底面中央に直径 $8.1\ \text{mm}$ 、深さ $2.1\ \text{mm}$ のディンプルが掘られている。図 4.7 に、ディンプルのサイズを示す。ディンプルの形状は、S14160-3050HS がちょうど入るよう、球体の一部を切り取った単純な形をしており、時間分解能への最適化は行われていない。

図 4.8 は、シンチレータに β 線を照射した場合と、UV 光を照射した場合の信号のテンプレート波形を比較したものである。波形の立ち上がり部分では、UV LED の信号が β 線をよく再現していることが分かる。測定した時間分解能は $\sqrt{\text{検出光量}/(100 \text{ 光電子})}$ をかけることで、光量で規格化して比較した。測定結果を表 4.2 に示す。同じ光量では、 β 線と UV LED を使用した場合で時間分解能に大きな違いは見られなかった。ただし、 β 線と UV 光の測

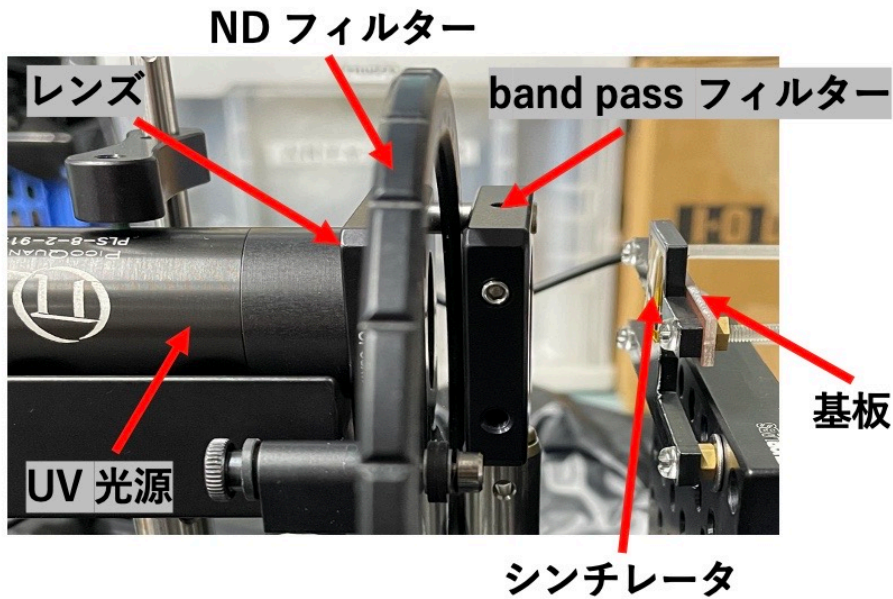


図 4.4 UV 試験の実際のセットアップ

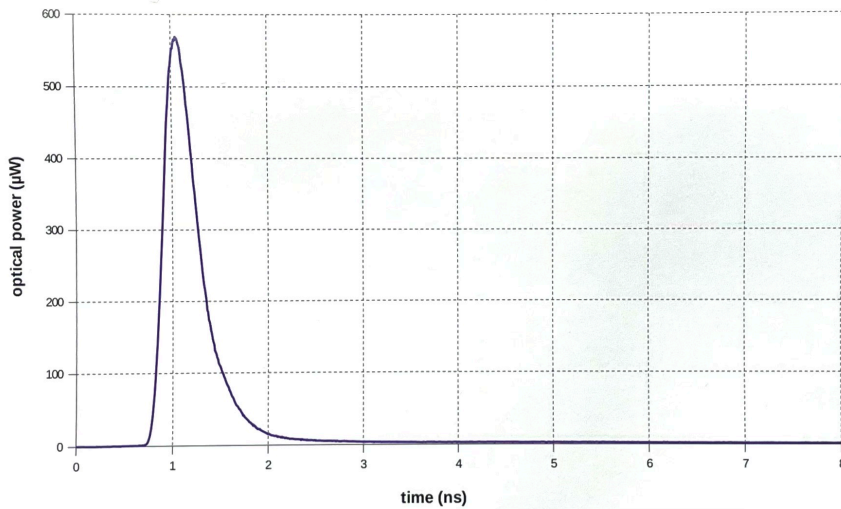


図 4.5 PLS 255 からの UV 光の発光時間分布 [21]

定で、波形の立ち下がり部分に違いが見られており、本測定では β 線試験の方が立ち下がりが若干緩やかである。これは、光子の発生位置の違いによると考えられる。 ^{90}Sr 線源からの β 線は、3mm 厚のシンチレータタイルを貫通するのに十分なエネルギーを持っているため、シンチレーション光は β 線の軌跡に沿って発生する。一方で、UV 光は吸収長が短く、シンチレータのほぼ表面のみ励起して光子を発生させる。よって、 β 線の場合はシンチレータを通過する分だけ遅く発生する光子が存在し、それらが波形の立ち下がり成分の違いとして現れていると考えられる。ただし、本研究では 2 つの手法で時間分解能、波形の立ち上がりに大きな違いが見られなかったため、UV 光を使用してシンチレーション光を発生させる手法が妥当であると判断した。

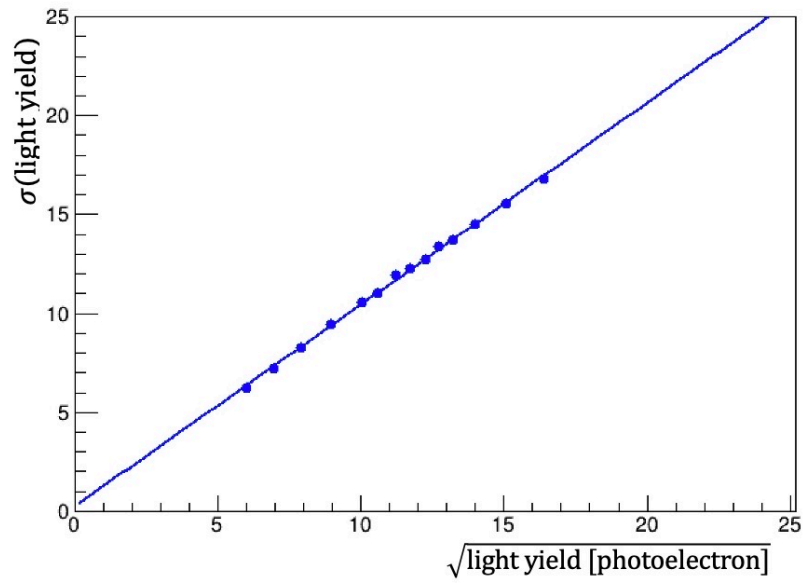


図 4.6 検出光量のふらつきの UV 強度依存性

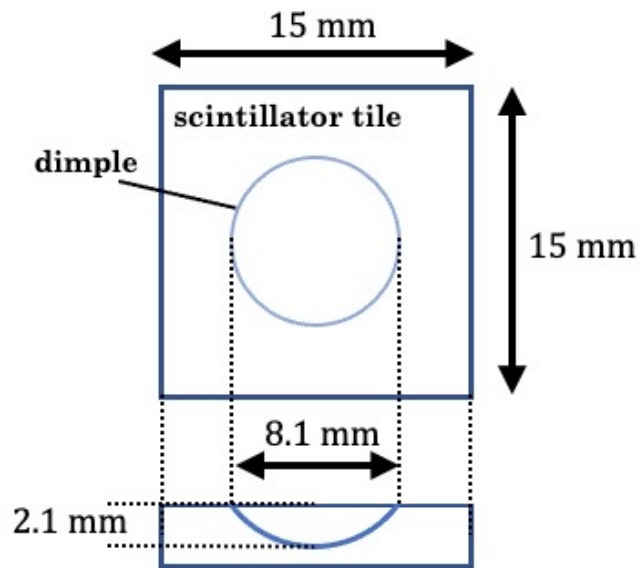
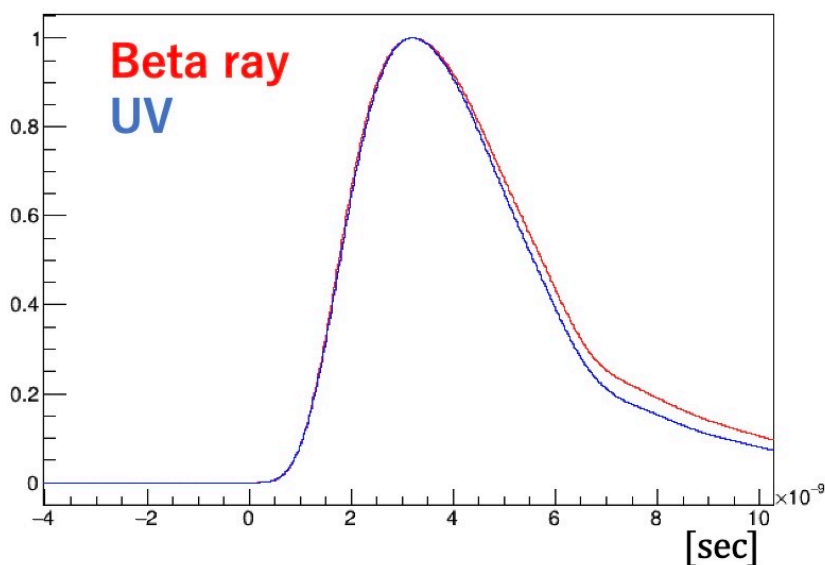


図 4.7 シンチレータタイルのディンプルのサイズ

表 4.2 β 線と UV LED を用いて測定した時間分解能

	β 線試験	UV LED 試験
時間分解能 [ps] (100 光電子換算)	115.3 ± 0.7	113.2 ± 0.9

図 4.8 β 線(赤)とUV光(青)での波形の比較

4.3 時間分解能に影響する構成要素

光量以外で時間分解能を決める要素としては、波形の立ち上がりがある。立ち上がりに影響する要素は、シンチレータや SiPM の特性など様々である。本研究では、タイミングレイヤーの設計に向け、シンチレータと SiPM の読み出しにおいて、時間分解能に影響する可能性があるいくつかの設計パラメータを系統的に比較した。本節では、比較対象となったパラメータを紹介する。各パラメータの詳細な条件は 4.4 節で説明する。

4.3.1 シンチレータ

ヒット時間のふらつきを小さくするには、シンチレータで発生した光子が SiPM に到達するまでの時間のふらつきを抑えることが重要である。よって、光量が同じであれば、なるべく立ち上がりの早いシンチレータを用いて、SiPM に早く到達する光子の割合を増やすことで、時間分解能の向上が期待できる。本研究では、立ち上がりの異なる 2 種類のシンチレータ (EJ-200、EJ-232) を比較した。

4.3.2 SiPM

SiPM の出力信号波形の時定数はキャパシタンスと抵抗に依存する。キャパシタンスの小さな SiPM は波形がよりシャープになり、時間分解能の向上が期待できる。キャパシタンスを小さくするには、ピクセルサイズの小さな SiPM を使用方法や、SiPM を直列接続する方法がある。前者について、本研究では、異なるピクセルサイズの SiPM (50 μm pitch、15 μm pitch) の比較を行った。また、後者については、SiPM を 4 つ直列接続させて信号を読み出した場合の時間分解能への影響を調べた。

4.3.3 カップリング

同じサイズのシンチレータタイルを使用した場合でも、SiPM の読み出し位置を変えると、光子の到達経路に違いが現れる。したがって、シンチレータと SiPM のカップリングが光子の到達時間分布に影響を与える。本研究では、Dimple readout、Bottom readout、Side readout と名付けた 3 種類のカップリング (図 4.9) で時間分解能を測定し、比較を行った。Dimple readout では、ディンプルがつけられたシンチレータタイルに SiPM を被せて読み出しを行う。Bottom readout と Side readout のシンチレータにはディンプルが無く、SiPM をそれぞれ底面、サイドに装着して読み出しを行う。

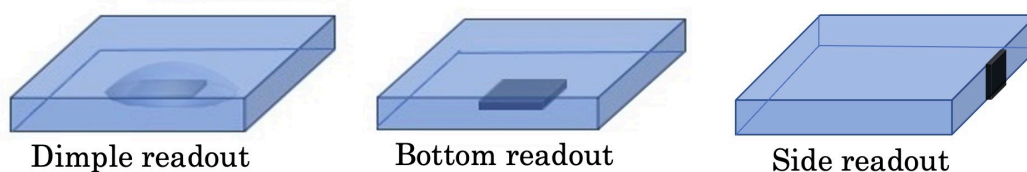


図 4.9 シンチレータタイルと SiPM のカップリング

表 4.3 に、本研究で比較対象となった設計パラメータと条件をまとめた。本研究では、各種設計パラメータによる光電子数統計以外の影響を調べる。そこで、各パラメータで測定した時間分解能は光量で規格化し、光電子数統計によるふらつきの効果をそろえて比較した。

表 4.3 比較する設計パラメータ

設計パラメータ	パラメータの条件	説明する項
シンチレータ	EJ-200/EJ-232	4.4.1
SiPM のピクセルサイズ	50 μm pitch / 15 μm pitch	4.4.2
SiPM の読み出し方	単体/直列接続	4.4.2
カップリング	Dimple / Bottom / Side	4.4.3

4.4 結果と考察

各種設計パラメータの条件において、光量を変えながら時間分解能の光量依存性を測定した。得られた時間分解能のプロットを $\sigma_t = \frac{\sigma_0}{\sqrt{x}}$ (σ_t : 各光量での時間分解能、 σ_0 : 光量と独立の寄与、 x : 測定光量) でフィッティングを行い、得られた σ_0 の値を比較することで光量以外の時間分解能への影響を調べた。UV LED のトリガーパルスのはらつきは測定される時間分解能に比べて十分小さいため、フィッティング関数に含めなかった。

4.4.1 シンチレータの比較

本測定では、立ち上がりの異なる 2 種類のシンチレータを用いて時間分解能を比較した。比較したシンチレータの特性と発光波長スペクトルを、それぞれ表 4.4 と図 4.10 に示す。1 つ目は、Sc-ECAL の標準的なシンチレータとほぼ同じスペックを持つ、EJ-200 である。2 つ目は、EJ-200 より立ち上がり時間が早い EJ-232 である。EJ-232 は、早い立ち上がり時間と、時間測定に十分な光量も期待できることから、同様の素材のシンチレータが MEGII 実験の陽電子タイミングカウンターで使用されている [22]。本測定で使用したシンチレータタイルには、いずれも図 4.7 のディンプルがあり、サイズは $15 \times 15 \times 3 \text{mm}^3$ である。SiPM には、MPPC S14160-3050HS を使用した。

表 4.4 EJ-200 と EJ-232 の特性

	EJ-200	EJ-232
発光量 [photons/1 MeV e ⁻]	10,000	8,400
最大発光波長 [nm]	425	370
バルク吸収長 [cm]	380	17
立ち上がり時間 [ns]	0.9	0.35
下降時間 [ns]	2.1	0.16
パルス幅 [ns]	2.5	0.13
屈折率	1.58	1.58
密度 [g/cm ²]	1.023	1.023

(a)

(b)

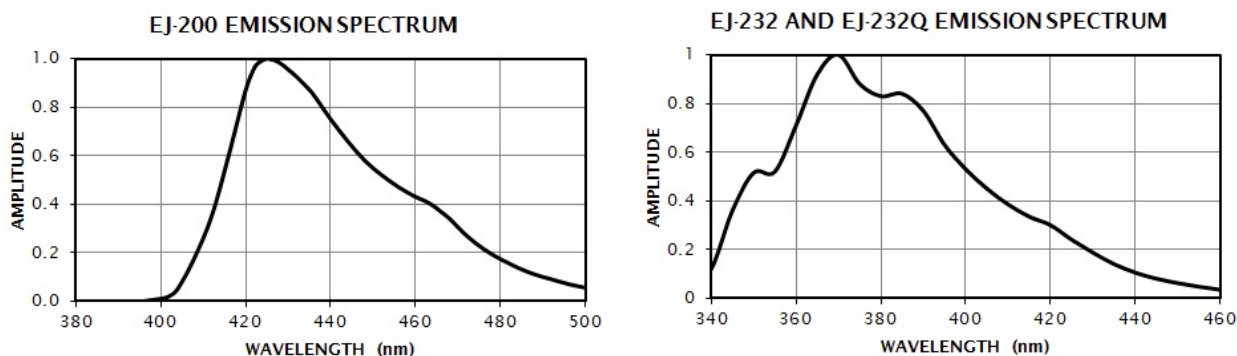


図 4.10 EJ-200(a) と EJ-232(b) の発光波長スペクトル [23] [24]

図 4.11 は、EJ-200 と EJ-232 のテンプレート波形を比較したものである。シンチレータの立ち上がりが早い EJ-232 の方が、SiPM に早く到達する光子の割合が多く、波形の立ち上がりも早くなっていることが分かる。図 4.12 は、UV LED の強度を変えて測定した、各シンチレータの時間分解能である。図 4.12 のプロットは、 $\sigma_t = \sigma_0(x - a_1)^{-0.5} + a_2$ でフィッティングを行い、 σ_0 の値を比較した。表 4.5 にその結果を示す。図 4.12 の曲線は立ち上がりの早い EJ-232 の方が下側に位置しており、時間分解能が良いという結果が得られた。本測定から、シンチレータの立ち上がりの違いが時間分解能に影響を与えることが分かった。ただし、実際に β 線を照射して得られる光量は、EJ-200 と EJ-232 で異なることには注意が必要である。図 4.12 の緑のプロットが、 β 線を照射した場合の時間分解能を表している。本測定で得られた光量は、EJ-200 が 330 光電子であるのに対し、EJ-232 では 150 光電子であった。よって、EJ-232 の光量は EJ-200 の 45% 程度しか得られず、時間分解能は EJ-200 では 102 ps、EJ-232 では 94 ps となり、大きな差は見られなかった。そこで、SiPM と各種シンチレータのカタログ値から、理想的な検出光量の比(集光効率が 100% の場合)を計算し、実測と比較した。図 4.13 は、使用した SiPM の検出効率の波長依存性である。図 4.13 とシンチレータの発光波長分布(図 4.10)をもとに、各分布をいくつかの波長でヒストグラムとして近似的に再現した。再現した SiPM の検出効率の波長依存性を図 4.14、各種シンチレータの発光波長分布をそれぞれ図 4.15 と図 4.16 に示す。EJ-200 の発光量 10,000 光電子と EJ-232 の発光量 8,400 光電子を図 4.15 と図 4.16 で重み付けし、図 4.14 の検出効率をかけることで、期待される検出光量を算出した。計算した光量は EJ-200 で 4909 光電子、EJ-232 で 3673 光電子であり、その比は EJ-200:EJ-232 = 1:0.7 であり、測定結果よ

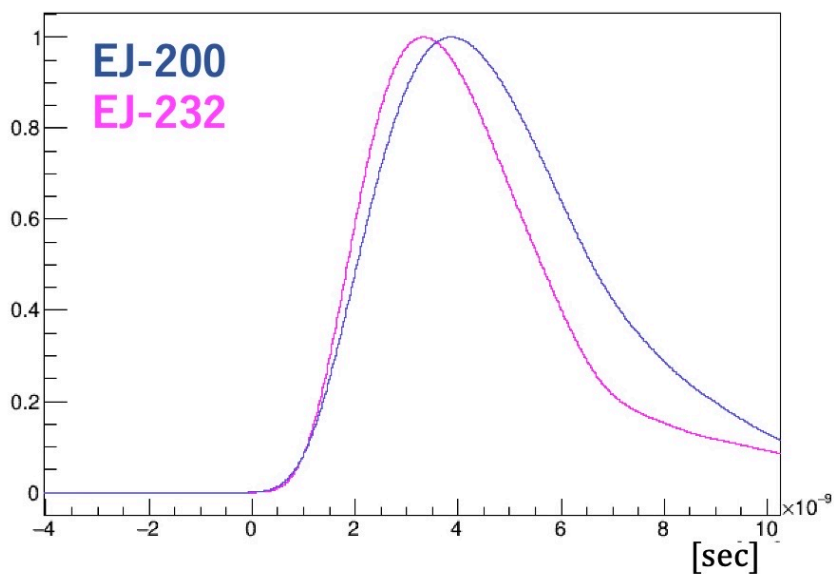


図 4.11 EJ-200 と EJ-232 の波形

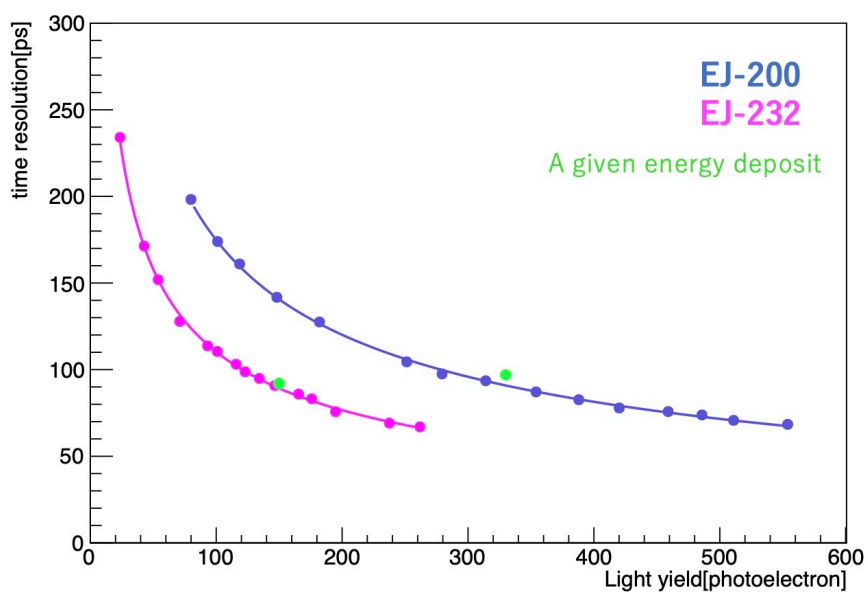


図 4.12 EJ-200 と EJ-232 の時間分解能の光量依存性

り差は小さく、カタログ値通りであれば EJ-232 は EJ-200 より更に良い時間分解能が期待できる。カタログ値より光量差が大きくなった原因として、EJ-232 の生産の質が安定していないことが考えられる。EJ-200 は一般的なプラスチックシンチレータであり、生産の質は安定していると知られているが、EJ-232 は発光量の個体差が比較的大きいことが報告されている [19]。また、反射材をシンチレータに巻く作業や、反射材に穴を開けるのは手作業で行なっているため、光漏れが検出光量に影響している可能性がある。

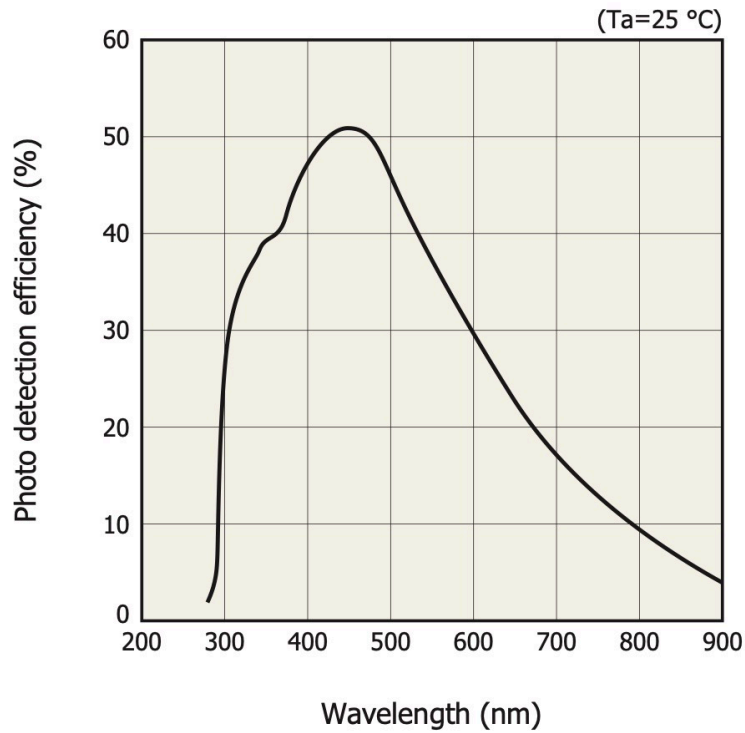


図 4.13 S14160-3050HS の検出効率の波長依存性 [25]

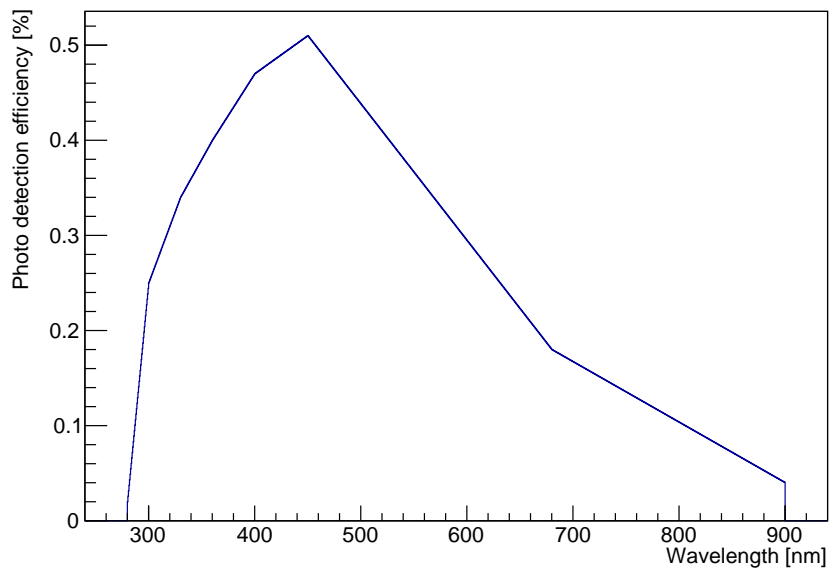


図 4.14 S14160-3050HS の検出効率の波長依存性の再現

表 4.5 UV LED を用いて測定した EJ-200 と EJ-232 の時間分解能

	EJ-200	EJ-232
σ_0 [ns]	1.868 ± 0.005	1.150 ± 0.002

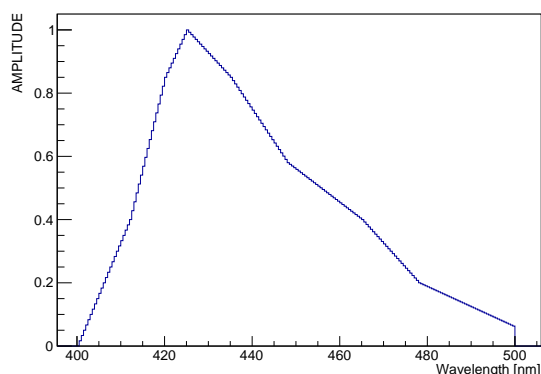


図 4.15 EJ-200 の発光波長分布

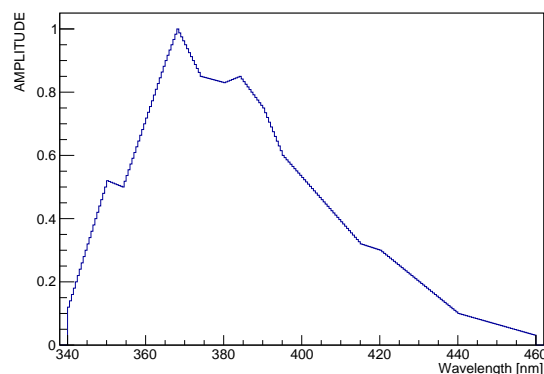


図 4.16 EJ-232 の発光波長分布

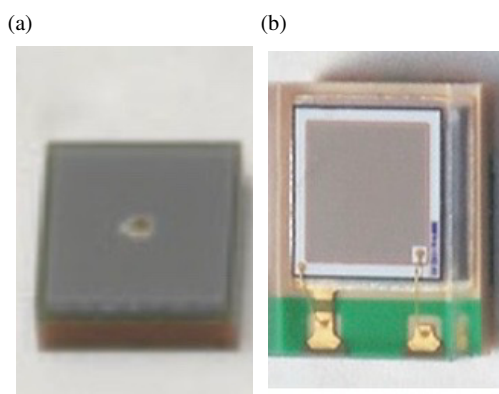


図 4.17 S141603050HS(a) [25] と S141601315PS(b) [26]

表 4.6 S14160-3050HS と S14160-1315PS の特性

	S14160-3050HS	S14160-1315PS
受光面積	$3 \times 3 \text{mm}^2$	$1.3 \times 1.3 \text{mm}^2$
ピクセルピッチ	$50 \mu\text{m}$	$15 \mu\text{m}$
ピクセル数	3531	7284
開口率	74%	49%
検出効率	50%	32%

4.4.2 SiPM の比較 (ピクセルサイズと読み出し方)

本節では、SiPM の異なるピクセルサイズと読み出し方における時間分解能について説明する。本節における全ての測定では、シンチレータとして、大きさ $15 \times 15 \times 3 \text{mm}^3$ で、図 4.7 のディンプルがあいた EJ-232 を使用した。

ピクセルサイズの異なる SiPM の比較

本測定では、ピクセルサイズの異なる、つまりキャパシタンスの異なる 2 種類の SiPM を使用した。一つ目は MPPC S14160-3050HS (ピクセルサイズ $50 \mu\text{m}$ pitch、受光面積 $3 \times 3 \text{mm}^2$) で、2つ目は MPPC S14160-1315PS (ピクセルサイズ $15 \mu\text{m}$ pitch、受光面積 $1.3 \times 1.3 \text{mm}^2$) である。それぞれの SiPM の特性を表 4.6 に示す。

図 4.18 は、S14160-3050HS と S14160-1315PS で測定した単一光電子の波形である。立ち上がりは $15 \mu\text{m}$ pitch

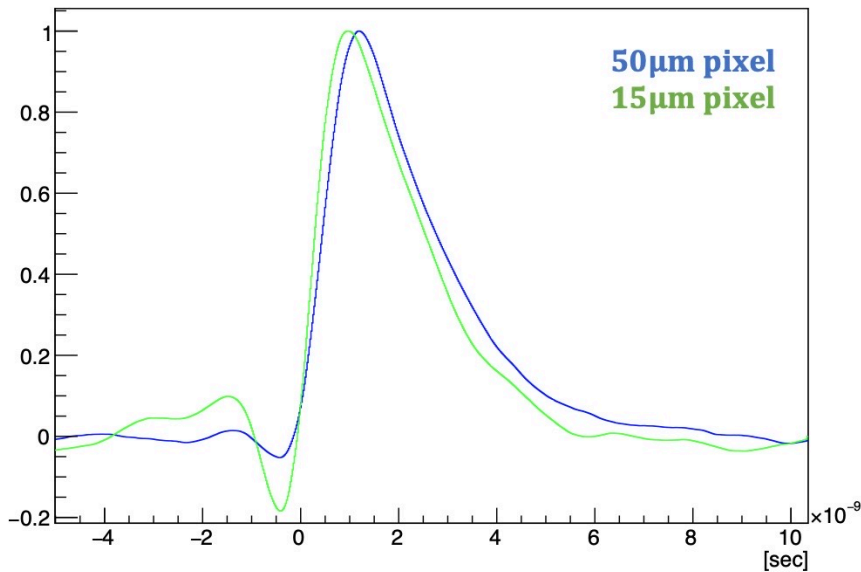


図 4.18 S14160-3050HS と S14160-1315PS の単一光電子の波形

表 4.7 UV LED を用いて測定したピクセルサイズの異なる SiPM での時間分解能

	S14160-3050HS	S14160-1315PS
σ_0 [ns]	1.150 ± 0.002	1.009 ± 0.002

の方が若干早いことが分かる。本研究で使用した $15\mu\text{m}$ pitch の SiPM の方が $50\mu\text{m}$ pitch のものよりキャパシタンスが $1/5$ であるが、ピクセルの内部抵抗が異なると考えられる。そのため、ピクセルのキャパシタンスと抵抗で決まる立ち上がり時間は単純に $1/5$ とならず、 $15\mu\text{m}$ pitch で 0.8ns 、 $50\mu\text{m}$ pitch で 1.1ns であった。立ち下がり時間は読み出し回路の時定数、つまりキャパシタンス C 、クエンチング抵抗 R_q 、読み出しの抵抗 R_r で主に決まる。 $15\mu\text{m}$ pitch の SiPM は $50\mu\text{m}$ pitch よりキャパシタンスが小さいが、クエンチング抵抗が大きく作られており、S14160-3050HS のクエンチング抵抗の抵抗値は $275\text{k}\Omega$ であるのに対し、S14160-1315PS では $750\text{k}\Omega$ である [27]。よって、立ち下がりの時定数の差は $1/5$ より小さいと考えられる。ピクセル数を N_{pixel} とし、 $R_r = 20\Omega$ を仮定すると、アンプでの波形整形前での時定数 $C(\frac{R_q}{N_{\text{pixel}}} + R_r)$ の差は約 5.6ns である。本測定では波形整形により周波数の遅い成分が落とされて立ち下がりの差が小さくなっているが、S14160-1315PS の方が立ち下がりが早いことが分かった。図 4.19 は S14160-3050HS と S14160-1315PS の信号の波形である。信号の波形は単一光電子の波形と光子の SiPM への到達時間分布の畳み込みで生成されるため、単一光電子波形がよりシャープな $15\mu\text{m}$ pitch の方が、信号の波形も早く立ち上がっていることが分かる。

ピクセルサイズの異なる 2 つの SiPM を用いて、UV LED で時間分解能を測定した結果を図 4.20 に示す。また、図 4.20 のプロットをフィッティングして得られた σ_0 の値を表 4.7 に示す。本測定から、SiPM のピクセルサイズを小さくすることで、波形の立ち上がりが早くなり、光量以外の効果として時間分解能を向上させることが分かった。

SiPM の読み出し方法の比較 (単体 / 直列接続)

SiPM の時間分解能は光量が大きくなるほど良くなるため、集光効率を上げるための選択肢として、複数の SiPM で読み出すことが考えられる。複数読み出しの場合、SiPM を各々独立で読み出すより、直列に接続した方がキャパ

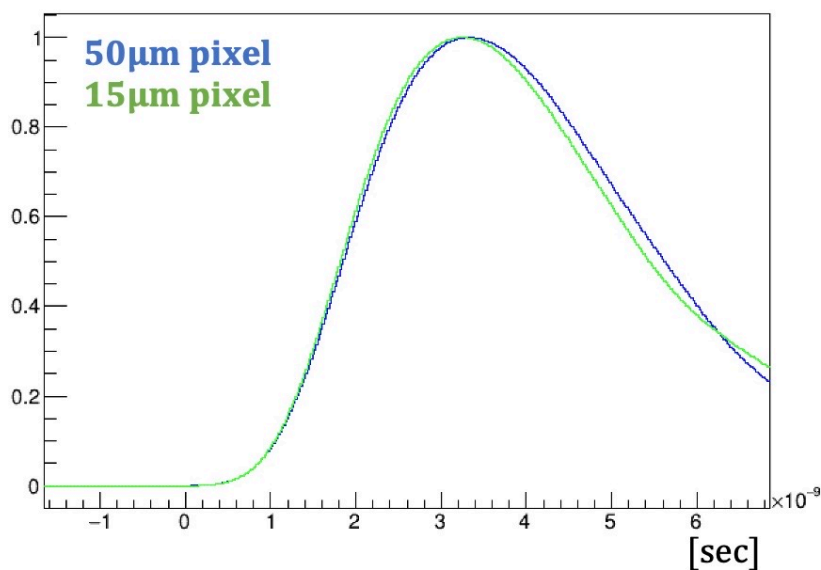


図 4.19 S14160-3050HS と S14160-1315PS の信号の波形

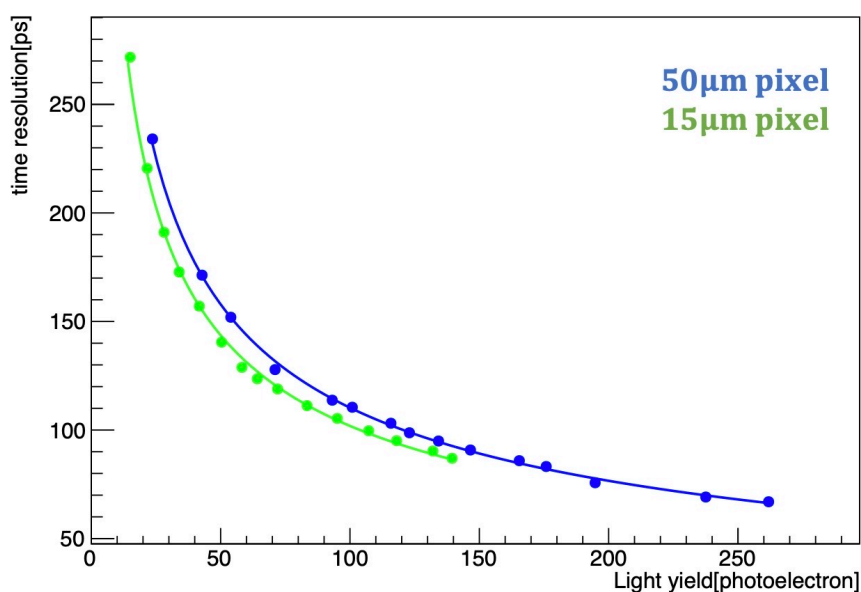


図 4.20 S14160-3050HS と S14160-1315PS の時間分解能の光量依存性

シタンスが抑えられ、時間分解能の向上が期待できる。ただし、直列接続にすると SiPM 単体と比べてゲインが減少し、信号雑音比 (SN 比) が悪化する可能性があることには注意が必要である。本測定では、MPPC S14160-1315PS を 4 つ直列接続させて信号を読み出した場合の、時間分解能への影響を調べた。シンチレータには、ディンプルのある EJ-232 シンチレータを使用した。図 4.21 は、単体の SiPM と直列接続させた SiPM で測定した単一光電子の波形である。SiPM の立ち上がりは高速なスイッチング動作であり、光子が入射したピクセルのキャパシタンスと内部抵抗で決まり、4 つ直列接続させるとキャパシタンスが 1/4 になるが、SiPM の内部抵抗が約 4 倍になると考えられ、立ち上がりに大きな違いは見られなかった。一方、立ち下がりを読み出し回路全体の時定数で決まり、キャパシタンスを C 、読み出しの抵抗 $R_r = 20\Omega$ を仮定すると、波形整形前の単体と直列接続での時定数の差は

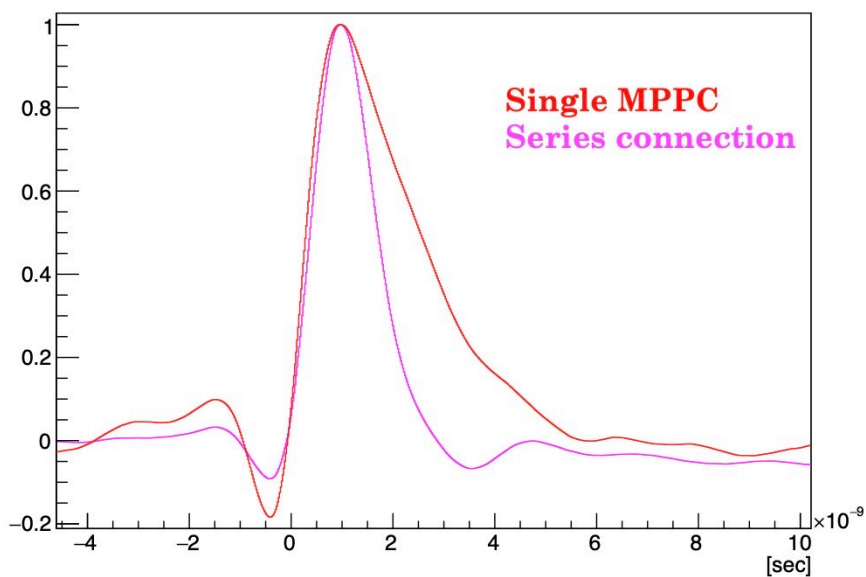


図 4.21 単体と直列接続させた SiPM での単一光電子の波形

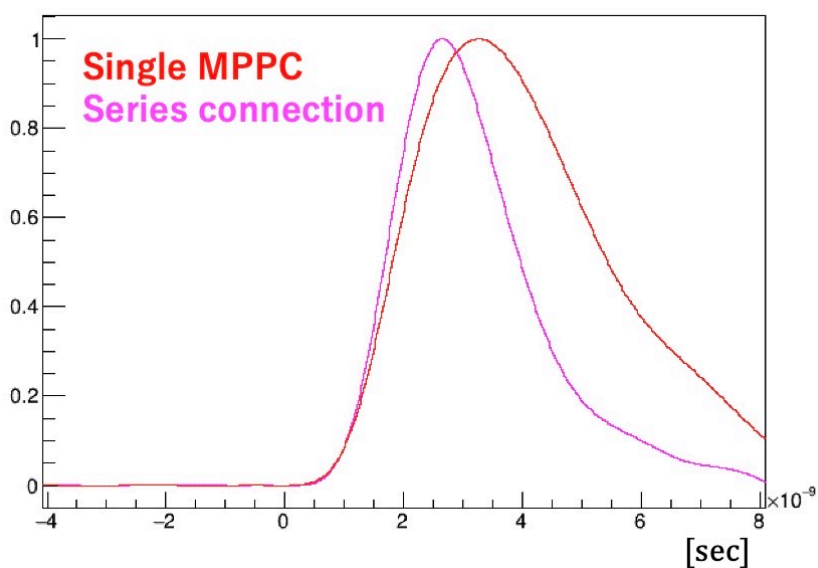


図 4.22 単体と直列接続させた SiPM での信号の波形

$\frac{3}{4}CR_r = 1.5\text{ ns}$ である。波形整形後の図 4.21 でも、直列接続にした方が立ち下がりが早いことが分かる。図 4.22 は、単体の SiPM と 4 つ直列接続させた SiPM のシンチレーション信号の波形である。直列接続させた SiPM では、単一光電子の波形がシャープになり、信号の波形の立ち上がりが早くなっていることが分かる。図 4.23 に、SiPM 単体と直列接続で測定した時間分解能を示す。更に、図 4.23 のプロットをフィッティングした際の σ_0 の値を表 4.8 に示す。測定の結果から、同じ光量で比較した際、SiPM を直列接続させて立ち上がりを早くすることで、時間分解能が向上することが分かった。

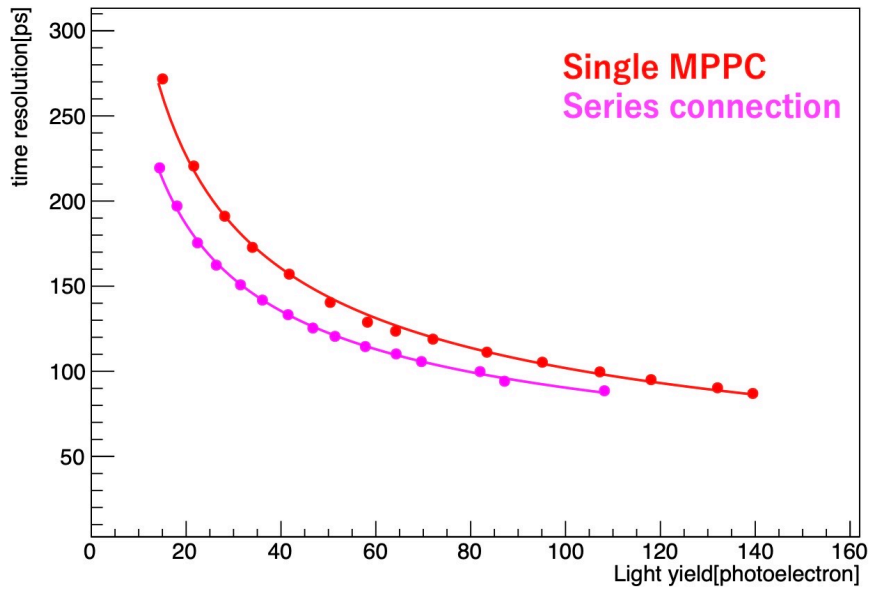


図 4.23 単体の SiPM と直列接続させた SiPM での時間分解能の光量依存性

表 4.8 UV LED を用いて測定した SiPM の異なる読み出し方での時間分解能

	SiPM 単体	4つの SiPM を直列接続
σ_0 [ns]	1.009 ± 0.002	0.775 ± 0.002

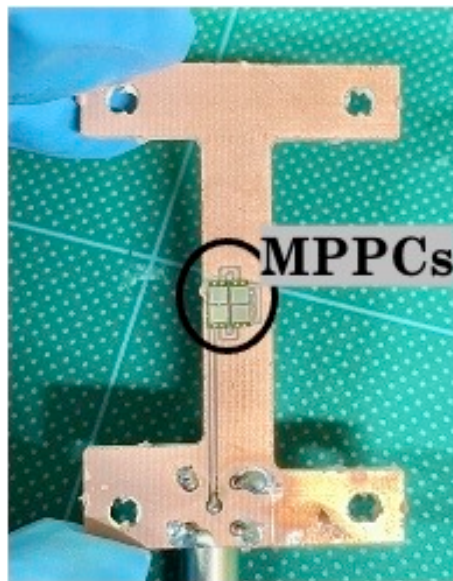


図 4.24 直列接続した MPPC (S14160-1315PS)

4.4.3 カップリングの比較

本節では、異なるカップリングにおける時間分解能測定について説明する。本研究では、3種類のカップリングで時間分解能への影響を調査した。図 4.25 は、各カップリングと UV 照射位置である。3種類全てのカップリングにおいて、シンチレータは大きさ $15 \times 15 \times 3 \text{mm}^3$ の EJ-232 を使用し、SiPM には MPPCS14160-1315PS を使用した。比較したカップリングの1つ目は Dimple readout で、ディンプルがつけられたシンチレータの中に SiPM を配置して、信号を読み出す。ディンプルのサイズは図 4.7 と同様である。2つ目は Bottom readout で、ディンプルが無いシンチレータタイトルの底面中央に、オプティカルグリスを用いて SiPM を装着し、信号を読み出す。3つ目は Side readout で、SiPM をシンチレータタイトルの側面に装着する。

図 4.26 は3つのカップリングで測定した波形のテンプレートである。各カップリングで信号の波形に違いが見られ、Side readout の場合が最も立ち上がりがあった。図 4.27 は、UV LED を用いて測定した時間分解能の光量依存性を示している。また、図 4.27 のプロットをフィッティングして得られた σ_0 の値を表 4.9 に示す。本測定では、カップリングにより時間分解能に違いが見られ、波形の立ち上がりがあった Side readout が最も時間分解能が良いという結果が得られた。波形の立ち上がり時間が変化することとして、カップリングの種類によって反射回数の少ない光子の SiPM への到達のしやすさが変化していることが考えられる。反射回数が少なく、比較的早く到達する光子の割合が多いほど、波形の立ち上がりが早くなると考えられる。発生した光子の多くは、シンチレータ表面や反射材で反射を繰り返して SiPM に到達する。特に、全反射の臨界角以上で反射する光子が検出されやすいため、シンチレータ内で表面的に反射を繰り返した光子が主に SiPM に到達する。以下、Bottom readout と Side readout の場合を例に、早い光子の到達のしやすさを考える。図 4.28 は、1回の反射でシンチレータの底面と側面に到達する光子をあらわしている。シンチレータの上面、または下面で全反射した光子の多くは側面方向に進み、少ない反射回数で側面に到達しやすと考えられる。また、側面の面積は $15 \times 3 \text{mm}^2$ であり、底面の $15 \times 15 \text{mm}^2$ より狭いため、SiPM を配置した場合高い確率で早い光子がヒットする。そのため、Side readout では Bottom readout に比べて早い光子の割合が多くなり、波形の立ち上がりが早くなると考えられる。Dimple readout で最も立ち上がりが遅い原因としては、ディンプルの形状は時間分解能に最適化されていない単純な形状をしているため、SiPM に向かう光子がディンプルで反射をしてしまい、光子が SiPM に到達しにくくなっている可能性がある。ディンプルの形状については、今後最適化が必要である。

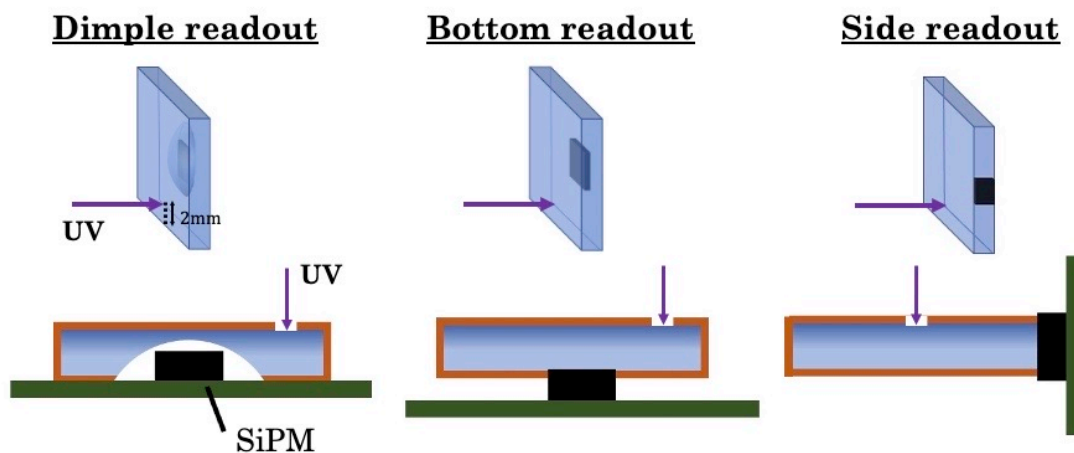


図 4.25 シンチレータタイトルと SiPM のカップリング

表 4.10 に、4.4.1 から 4.4.3 節で説明した各設計パラメータの比較の結果をまとめたものを示す。各設計パラ

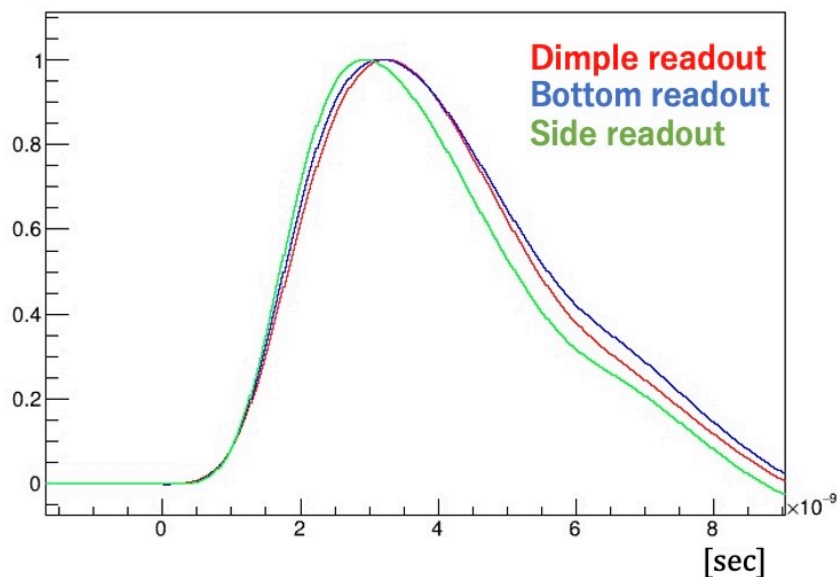


図 4.26 3つのカップリングでの信号の波形

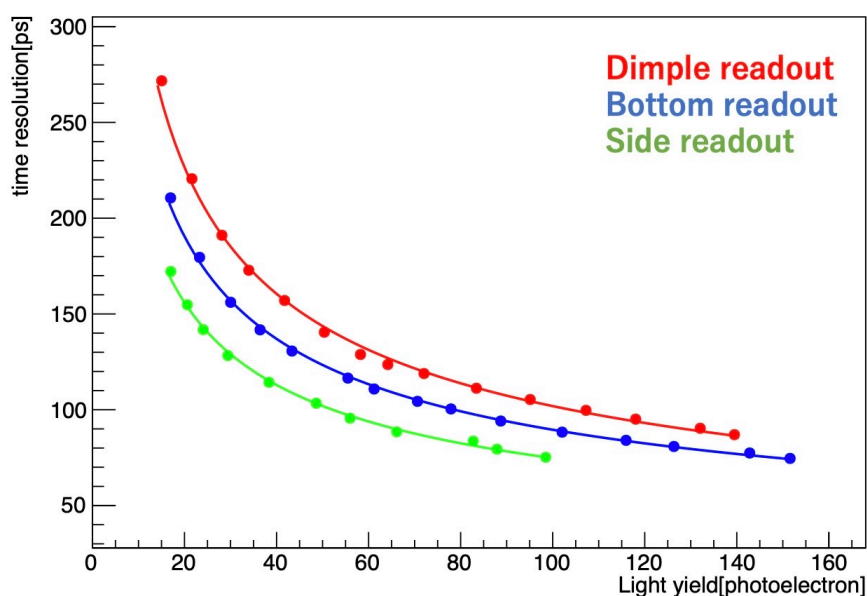


図 4.27 3つのカップリングでの時間分解能の光量スキャンの結果

メータから、時間分解能が良い条件を選択し、それらを組み合わせて時間分解能を測定した。測定結果は 4.4.5 節で述べる。

4.4.4 片側読み出しと両側読み出しの比較

4.4.3 節では、光量で規格化した時間分解能は、Side readout が最も良いという結果を得た。しかし、光量も時間分解能に大きく影響するため、検出器の最終的な設計では集光効率を考慮する必要がある。本研究では、Side readout を用いながらできるだけ光量を得ることを考え、4.4.3 節の片側読み出しではなく、SiPM の数を増やしてシンチレータタイトルの両側から信号を読み出す両側読み出しを検討した。そこで、片側読み出しを両側読み出しに

表 4.9 UV LED を用いて測定した異なるカップリングでの時間分解能

	Dimple readout	Bottom readout	Side readout
σ_0 [ns]	1.009 ± 0.002	0.816 ± 0.004	0.657 ± 0.003

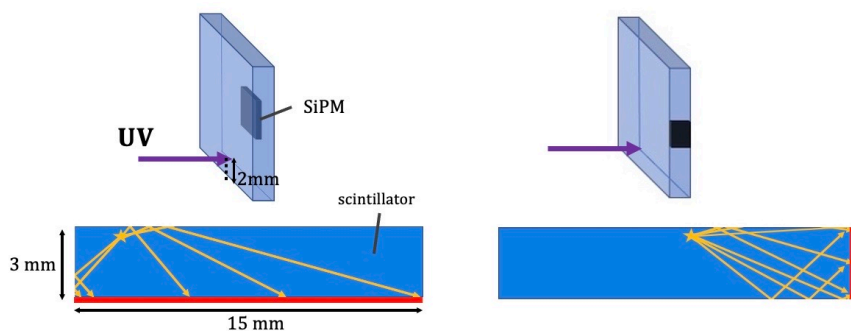


図 4.28 1 回反射して底面/側面に到達する光子。赤は SiPM が配置される面 (左) 底面に到達する光子 (右) 側面に到達する光子

表 4.10 UV LED を用いたデザインパラメータの比較測定の結果のまとめ

	シンチレータの比較	SiPM のピクセルサイズの比較	SiPM の読み出し方の比較	カップリングの比較
シンチレータ	EJ-200 / EJ-232	EJ-232	EJ-232	EJ-232
SiPM のピクセルサイズ	50 μm	15 μm / 50 μm	15 μm	15 μm
SiPM の読み出し方	単体	単体	単体 / 4 つ直列	単体
カップリング	Dimple	Dimple	Dimple	Dimple Bottom Side
σ_0 [ns]	1.868 ± 0.005 , 1.150 ± 0.002	1.009 ± 0.002 , 1.150 ± 0.002	1.009 ± 0.002 , 0.775 ± 0.002	1.009 ± 0.002 0.816 ± 0.004 0.657 ± 0.003

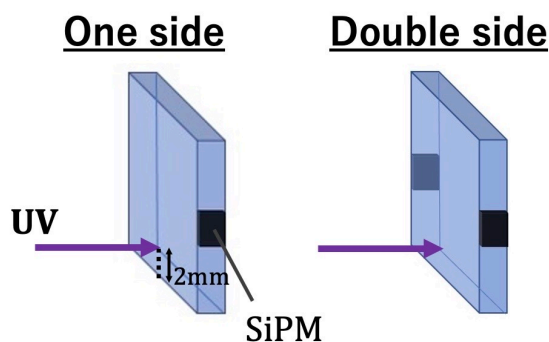


図 4.29 両側読み出しと片側読み出しでの UV 光照射位置

変えた場合、光量の増加分のみによって時間分解能が改善するのかわかめた。図 4.31 は、UV LED を用いて、両側読み出しと片側読み出しで時間分解能を測定した結果である。各光量での時間分解能は 100 光電子で規格化してある。SiPM は S14160-1315PS を使用し、シンチレータには EJ-232 を用いた。図 4.31 の結果から、光量を揃えると、片側読み出しと両側読み出しで時間分解能はほぼ同じであることが分かった。よって、Side readout において、集光率を上げて時間分解能を向上させたい場合は、SiPM の数を増やすことで対応できることが分かった。

表 4.11 選択した設計パラメータ

設計パラメータ	
シンチレータ	EJ-232
SiPM の型	S14160-1315PS(ピクセルサイズ 15 μ m pitch)
SiPM の読み出し方	4 つ直列接続
カップリング	Side readout

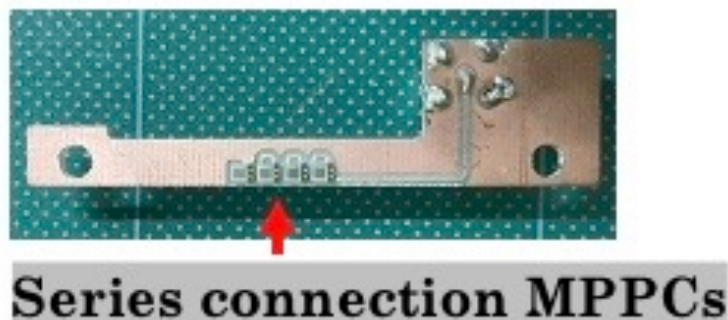


図 4.30 4 つ直列接続させた MPPC (S14160-1315PS)

4.4.5 最適なデザインパラメータでの時間分解能

本研究の各種設計パラメータの比較から、時間分解能が良かった条件を組み合わせ、時間分解能を測定した。本測定では、UV LED 試験と β 線試験の両方を行った。表 4.11 に、選択した設計パラメータを示す。シンチレータとしては、立ち上がり時間が早い EJ-232 を使用した。SiPM は、ピクセルサイズの小さな MPPC S14160-1315PS を使用し、図 4.30 のように 4 つ直列に接続した。カップリングには、波形の立ち上がり時間が最も早かった Side readout を採用した。本測定では 4.4.4 節の結果を踏まえ、4 つ直列接続された SiPM をもう 1 組作成し、合計 8 つの SiPM でシンチレータの両側からそれぞれ独立に信号を読み出して時間分解能を測定した。シンチレータタイトルのヒット時間は、両側の SiPM の時間平均として計算した。UV 光を用いた試験では、時間分解能は式 (4.1) のように求めた。 T_{left} と T_{right} は、それぞれ左右の SiPM の時間、 T_{trigger} はトリガー信号の時間である。 β 線試験の時間分解能は、式 (4.1) からトリガー信号の時間のふらつきを引いた値として求めた。トリガーカウンターには、3 章のストリップの測定と同じものを使用した。

選択した設計パラメータで測定した時間分解能の光量依存性を図 4.32 に示す。本測定の UV 試験において、図 4.32 のプロットをフィットした結果、 $\sigma_0 = 0.520 \pm 0.001 \text{ ns}$ が得られ、本研究での測定において最も良い時間性能が得られた。また、UV 試験と同じ位置に ^{90}Sr の β 線を照射して測定を行った結果、113 光電子の光量が得られ、時間分解能 $49.2 \pm 0.5 \text{ [ps]}$ が得られた。

$$\text{時間分解能} = \sigma \left(\frac{T_{\text{left}} + T_{\text{right}}}{2} - T_{\text{trigger}} \right) \quad (4.1)$$

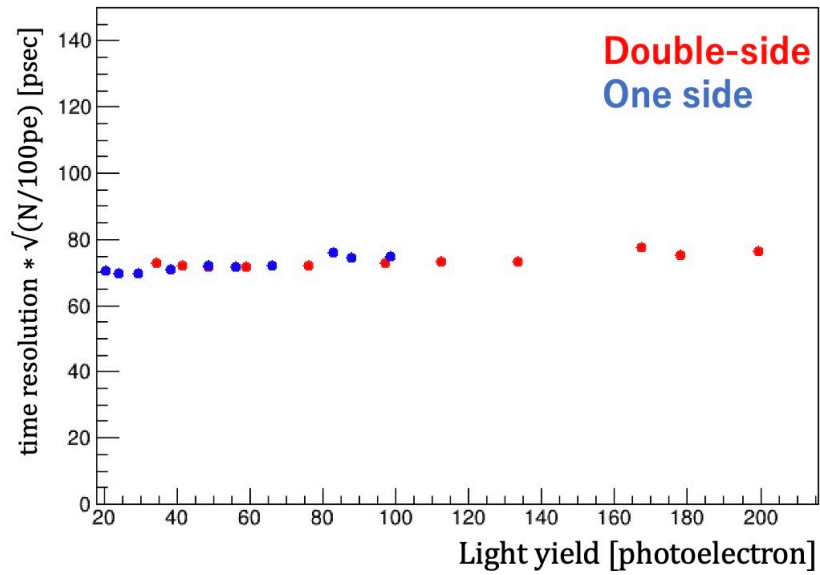


図 4.31 両側読み出しと片側読み出しでの時間分解能 (100 光電子換算) の光量依存性

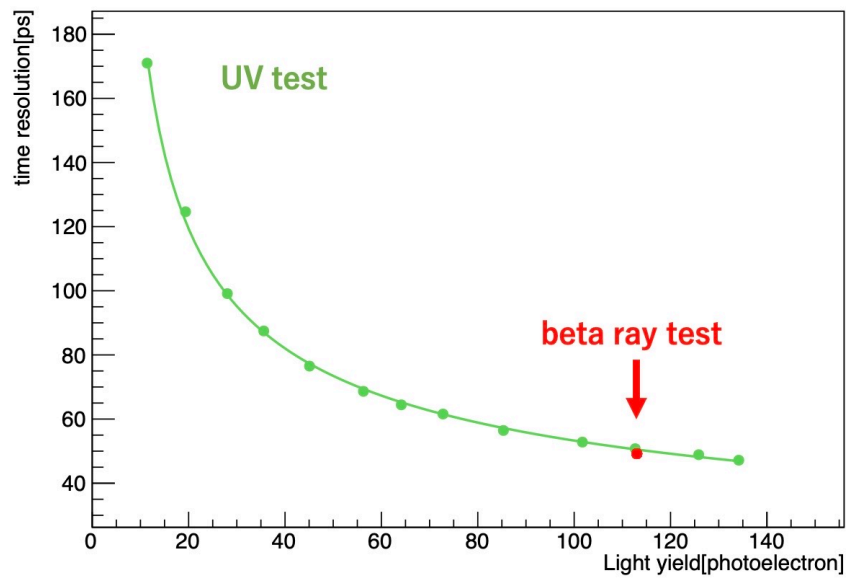


図 4.32 最適な設計パラメータで測定した時間分解能測定の光量依存性

第 5 章

結論

5.1 結論

本研究では、Sc-ECAL においてピコ秒レベルの高時間分解能を達成することを目指して、シンチレータと SiPM を用いる読み出し方法で、時間分解能に効果的な設計を検討した。まず最初に行ったシンチレータストリップを用いた測定では、大きな光量が得られず、約 500 ps の時間分解能しか得られなかった。100 ps 以下の時間分解能を得るには、現状のデザインよりも集光効率をおよそ 27 倍改善しなければならず、目標の数 10 ps の時間分解能を達成するのは困難であると判断した。そこで、シンチレータストリップよりも集光効率の改善が期待でき、さらにゴーストヒットなどの Sc-ECAL が抱える課題を解決できる可能性を見据えて、タイル型のシンチレータを使用した時間測定専用のタイミンレイヤーの導入を検討した。SiPM での読み出しにおける時間分解能は、光電子数統計が増えるにつれ良くなることは既に知られているが、本稿ではさらに、光量以外のパラメータへの依存性を議論した。光量以外の重要な要素として波形の立ち上がりに注目し、立ち上がりを早くする様々な要因を設計パラメータとして取り上げ、系統的に比較した。設計パラメータの比較では、 β 線源に加えて UV LED を使用する新しい手法で測定を行い、UV 光が時間分解能を系統的に研究する上で有効であることを示した。UV LED を用いた系統的な比較により、実際に各設計パラメータが時間分解能に対して影響を与えていることが判明した。また、各設計パラメータの比較から、時間分解能が良かった条件を組み合わせることで時間分解能を測定した。 ^{90}Sr の β 線源を用いて測定した結果、113 光電子の光量が得られ、 49.2 ± 0.5 ps の時間分解能が得られた。

5.2 今後の展望

本研究で取り上げた設計パラメータの条件をモンテカルロシミュレーションで再現し、光子のシミュレーションを行うことにより、時間分解能への影響をより深く理解し、タイミンレイヤーの時間分解能最適化を目指す予定である。また、本研究で得られた結果は主に、時間分解能への光量の影響を統一して比較されたものである。タイミンレイヤーの最終的な設計においては、光量も時間分解能に大きく寄与するため、集光率を無視することはできない。今後は本研究で行った設計パラメータの比較を指針の一つとし、更に十分な光量が得られるようにシンチレータや SiPM、ジオメトリなどの選択を行い、より具体的なタイミンレイヤーの設計を行う予定である。

謝辞

まず、本論文を執筆するに至るまで、多くの研究機会を与えてくださった大谷航准教授に心から感謝いたします。大谷航准教授には、研究の進め方や実験についての知識がほとんどなかった入学当初から熱心にご指導いただき、多くのことを勉強させていただきました。また、森俊則教授には、勉強会やミーティングにおいて様々なアドバイスをいただき、研究活動を有意義なものにすることができました。大変お世話になりました。

ILC 研究グループの辻直希博士には、ILC の背景や原理、参考になる論文などから丁寧に教えていただき、ILC に関する幅広い知識を学ばせていただきました。茂木駿紀さんには、研究で必要なイベントディスプレイなど、ソフトウェアについて詳しく教えていただきました。増田隆之介さんには、私が本研究を始めた当初から、実験装置の扱い方や解析方法など本研究を進める上で基礎的な部分から教えていただきました。村田樹さんには、実験で課題を抱えた際や、期待通りに研究が進まず悩んでいる際に、夜遅くまで相談に乗っていただきました。CALICE-Asia グループの皆様には、日頃からミーティングで研究に関するご指摘やヒントをいただきました。また、ILC に関する様々な研究をお伺いすることができ、知識や関心を広げることができました。信州大学の竹下徹教授には、慣れない海外出張において、研究面、生活面で大変多くのサポートをしていただき、大変お世話になりました。

MEGII 実験グループの皆様には、研究生生活のあらゆる面で支えていただきました。岩本敏幸助教、潘晟特別研究員には、お忙しいにも関わらず研究や学会発表に関するご指導に時間を割いていただきました。内山雄祐特任助教には、MEGII 実験の陽電子タイミングカウンターの経験から非常に多くのアドバイスをしていただき、本研究を大きく進めることができました。大矢淳史さん、山本健介さんには、本研究の解析や書類の書き方、発表での見せ方など、研究生生活において幅広い面でお世話になりました。また、東京オフィスで度々研究の議論に付き合ってください、有意義に研究を進めることができました。池田史さんには、基板作成や MPPC の接着の基礎を教えてくださいました。また、同じ実験室で夜遅くまで研究をすることが多く、実験がうまくいかない時期も励ましていただき、乗り越えることができました。吉田圭佑さんには、入学当初に実験室でノイズを落とす大変さを教えていただきました。また、研究以外の生活面においても様々な相談に乗っていただきました。唯一の同期である松下彩華さんには、次々と研究をこなす姿に刺激を受けながら、自分の研究を頑張ることができました。また、研究に関係ない会話など、楽しい時間を過ごすことができました。ICEPP の秘書の方々には、出張申請や物品の購入など、不自由のないスムーズな研究生生活をサポートしていただき、大変お世話になりました。

私の研究生生活に関わってくださったすべての皆様には、感謝の念にたえません。本当にありがとうございました。最後に、どんな時でも私をサポートし続けてくれた家族に、この場をお借りして感謝申し上げます。

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] J. S. Marshal and M. A. Thomson, Pandora Particle Flow Algorithm, arXiv:1308.4537[physics.ins-det], 2013.
- [3] ILD Concept Group "The international Large Detector Letter of Intent" (2009)
- [4] Linear Collider Collaboration, "THE INTERNATIONAL LINEAR COLLIDER Technical Design Report Volume 4," 2013
- [5] T. Behnke, et al., The International Linear Collider Technical Design Report-Volume 4:Detectors, arXiv:1306.6329 [physics.ins-det], 2013.
- [6] TK. 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] 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>
- [8] Naoki Tsuji 博士論文 "Highly granular scintillator-strip electromagnetic calorimeter for precision physics at future Higgs factories" (2021)
- [9] Katsushige Kotera, Daniel Jeans, Tohru Takeshita "Particle Flow Algorithm with a strip-scintillator ECAL" (2013)
- [10] 浜松ホトニクス社, "光半導体素子ハンドブック 第03章 Si APD、MPPC,"
- [11] D.E. Groom (LBNL), S.R. Klein (NSD LBLN) "Multi Pixel Photon Counter の研究開発" <http://www.jahep.org/hepnews/2007/Vol26No3-2007.10.11.12yokoyamaouzumi.pdf>
- [12] K. Kotera : A Novel Strip Energy Splitting Algorithm for the Fine Granular Readout of a Scintillator Strip Electromagnetic Calorimeter
- [13] K. Kotera et al., arXiv:1405.4456
- [14] 横山将志, 魚住聖 "Passage of Particles Through Matter" (2019) <https://pdg.lbl.gov/2021/reviews/rpp2020-rev-passage-particles-matter.pdf>
- [15] Bohdan Dudar, Jenny List, Ulrich Einhaus, Remi Ete "Prospects of fast timing detectors for particle identification at future Higgs factories"
- [16] Ulrich Einhaus "Charged Hadron Identification with dE/dx and Time-of-Flight at Future Higgs Factories" (2021)
- [17] 茂木 駿紀 修士論文 "次世代電子・陽電子コライダー実験のための PPD を用いた 細分型電磁カロリメータの研究" (2021)
- [18] 増田 隆之介 修士論文 "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"

- [19] 西村 美紀 修士論文"MEG 実験アップグレードに向けた分解能 30 ピコ 秒の陽電子タイミングカウンターの研究開発" (2014)
- [20] ELJEN (private communication)
- [21] PicoQuant:PLSseries,https://www.picoquant.com/images/uploads/downloads/21-pls_series.pdf
- [22] "Development of High Precision Timing Counter Based on Plastic Scintillator with SiPM Readout" (2014)
<https://ieeexplore.ieee.org/document/6898046/references>
- [23] Eljen Technology:<https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/ej-200-ej-204-ej-208-ej-212>
- [24] Eljen Technology:<https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/ej-232-ej-232q>
- [25] https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/optical-sensors/mppc/mppc_mppc-array/S14160-3050HS.html
- [26] https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/optical-sensors/mppc/mppc_mppc-array/S14160-1315PS.html
- [27] 浜松ホトニクス (private communication)