2015 年度 修士論文

国際リニアコライダー実験に用いる電磁カロリメータの構造最適化とシリコン半導体検出器の特性に関する研究

九州大学大学院 理学府 物理学専攻
粒子物理学分野 素粒子実験研究室

住田 寛樹

指導教員 川越 清以

2016 年 2 月 24 日

九州大学
KYUSHU UNIVERSITY

概要

国際リニアコライダー（ILC）は 2020 年代に日本での建設が期待されている電子・陽電子衝突型の線形加速器である。ILC の物理目標として、2012 年に CERN の LHC で発見されたヒッグス粒子やトップクォーク、$W^{\pm}$ ボソン、Z^0 ボソン等の精密測定、暗黒物質や新粒子の探索による標準物理を超える物理の解明が挙げられている。これらの ILC での物理の反応過程では終状態に多数のジェット（ハドロンなどの粒子の集まり）が含まれるため、ジェットに対する高いエネルギー分解能が必要となる。

ILC には 2 つの測定器が考えられており、1 つはアメリカが中心となって設計を進めている SiD 測定器、そしてもう 1 つは日本とヨーロッパが中心となって設計を進めている ILD 測定器である。この 2 つの測定器は Particle Flow Algorithm（PFA）と呼ばれる事象再構成法に適した測定器をコンセプトとしており、ILD 測定器の電磁カロリメータと呼ばれる光子や電子のエネルギーを測定する部分に関しては高精細な検出器が要求されている。この検出器の候補として考えられているのがピクセル型のシリコン半導体検出器と半導体光センサー MPPC を用いたストリップ型のシンチレータ検出器である。シリコン半導体検出器は 5.5×5.5 mm^2 のピクセル状の構造を持ち PFA に適しているがコストが高いという問題がある。一方、シンチレータ検出器は比較的安価であり、構造としてはストリップを直交配置することによって実質的に 5 mm×5 mm の位置分解能を実現するが、それによるゴーストヒットの発生によって識別能力が低下する問題がある。

本論文では ILD 測定器の電磁カロリメータに関する 2 点の研究結果を報告する。1 点目はシミュレーションを用いた電磁カロリメータの構造の最適化研究である。電磁カロリメータにおいて検出層や吸収層の層数や厚さ、検出層のピクセルサイズを変化させた時の性能とコストの変化を調べた。また、シリコン半導体検出器とシンチレータ検出器を両方用いたハイブリッド型の電磁カロリメータを提案し、その層数などを変化させてコストを抑えながらも性能を維持できるようなカロリメータの構造最適化を行った。2 点目は、シリコン半導体検出器の特性研究である。こちらでは、シリコン半導体検出器の厚みや大きさ、ガードリングの構造の違いによる性能の比較を行った。また、九州大学加速器・ビーム応用科学センターにおいてガンマ線による放射線耐性試験も行った。

目次

第 1 章　イントロダクション　1

1.1　国際リニアコライダー（ILC）　2

1.2　ILC での物理　3

1.3　ILC の測定器　6

1.3.1　ILD 測定器　8

1.4　Particle Flow Algorithm　10

1.5　本論文の内容　13

第 2 章　カロリメータ　14

2.1　荷電粒子と物質の相互作用　14

2.1.1　電離損失　14

2.1.2　多重クーロン散乱　15

2.1.3　制動放射　16

2.2　光子と物質の相互作用　17

2.3　カスケードシャワー　19

2.3.1　電磁シャワー　19

2.3.2　ハドロンシャワー　20

2.4　カロリメータの構造　21

2.5　ILD のカロリメータ　22

2.5.1　電磁カロリメータ（ECAL）　22

SiECAL　23

ScECAL　25

Hybrid ECAL　27

2.5.2　ハドロンカロリメータ（HCAL）　27

第 3 章　ILD ECAL の構造最適化研究　28

3.1　モチベーション　28

3.2　測定器シミュレーション　28

3.2.1　測定器モデル　29

3.2.2 イベントの生成とシミュレーション 29
3.2.3 シミュレーションの再構成 30
Digitization と Tracking 30
PFA 30
3.3 較正 31
3.4 検出器の層数とピクセルサイズの変更 36
3.4.1 層数変化による単一粒子のエネルギー分解能への影響 36
前方領域の層数を変更した場合 37
後方領域の層数を変更した場合 39
3.4.2 ピクセルサイズの変化によるジェットのエネルギー分解能への影響 . 40
3.5 Hybrid 構造を用いた構造最適化 45
3.5.1 最適な ECAL 構造の提案 45
3.5.2 各構造間での性能比較 47
各境界設定でシンチレータ層を変化させた場合の性能比較 47
境界間での性能比較 50
DBD の構造との性能比較 51
3.5.3 コスト面での評価 52

第 4 章 ILD ECAL のシリコン半導体検出器に関する特性研究 54
4.1 シリコン半導体検出器の構造 54
4.2 ILD ECAL のピクセル型半導体検出器 56
4.3 シリコン半導体検出器の最適化 57
4.4 暗電流の測定 60
4.4.1 セットアップ 62
4.4.2 結果 63
4.5 センサー容量の測定 67
4.5.1 セットアップ 67
4.5.2 結果 69
4.6 レーザー照射による応答測定 70
4.6.1 セットアップ 71
4.6.2 結果 73
4.7 ガンマ線源を用いた放射線耐性試験 76
4.7.1 放射線損傷 76
4.7.2 セットアップ 77
4.7.3 暗電流測定 77
4.7.4 センサー容量測定 80

第 5 章　考察 **82**
5.1　ILD ECAL の構造最適化研究 82
5.2　ILD ECAL のシリコン半導体検出器に関する特性研究 83

第 6 章　結論 **85**

付録 A　較正パラメータ **86**

付録 B　シミュレーションモデルの変更方法 **97**

参考文献 **102**

図目次

1.1 標準理論の素粒子一覧 2
1.2 ILC の完成後の概観図 3
1.3 ILC におけるヒッグス粒子の主な生成過程 4
1.4 ILC におけるヒッグス粒子の生成断面積 4
1.5 H-20 計画における各重心系エネルギーの運転期間と積分ルミノシティ . . . 5
1.6 SiD 測定器と概観図 7
1.7 ILD 測定器と概観図 7
1.8 シリコン飛跡検出器の構造 8
1.9 ILD 測定器の構造 9
1.10 ILD 測定器にかかるコストの内訳 9
1.11 ILD の各検出器のエネルギー分解能 10
1.12 PFA のイメージ図 11
1.13 再構成された W ボソンと Z ボソンの分布 12
1.14 従来の解析手法と PFA とのエネルギー分解能の比較 12

2.1 物質中での電離損失 15
2.2 原子核によるクーロン散乱 16
2.3 多重クーロン散乱の概略図 16
2.4 光子と物質との相互作用 18
2.5 光子の相互作用の反応断面積 18
2.6 カロリメータ内でのシャワーの発達 19
2.7 サンプリングカロリメータの測定原理 21
2.8 ILD 測定器の ECAL 22
2.9 シリコン半導体検出器 24
2.10 SiECAL の構造 24
2.11 シンチレータ検出器 25
2.12 ScECAL の構造 26
2.13 シンチレータ検出器の配置図とゴーストヒットの原理 26

3.1 ILCSoft でのシミュレーションの流れ 29
3.2 Mokka のイベントディスプレイ 30
3.3 較正後の Digitization での光子のエネルギー分布 32
3.4 較正後の PFA での光子のエネルギー分布 33
3.5 較正後のミューオンの MIP 換算したヒストグラム 34
3.6 較正後の HCAL に入った K_L^0 のヒストグラム 35
3.7 K_L^0 を使った PFA の HCAL 部分の較正 35
3.8 カロリメータ構造の大別 36
3.9 単一粒子の照射方向 37
3.10 前方領域の層数変化時の光子のエネルギー分解能の比較 38
3.11 前方領域の層数変化時の K_L^0 のエネルギー分解能の比較 38
3.12 後方領域の層数変化時の光子のエネルギー分解能の比較 39
3.13 後方領域の層数変化時の K_L^0 のエネルギー分解能の比較 40
3.14 ジェットのエネルギー分解能の天頂角依存性 41
3.15 ピクセルサイズを変更した時のジェットのエネルギー分解能 42
3.16 PerfectPFA を用いた際のジェットのエネルギー分解能 43
3.17 ピクセルサイズ毎の confusion term 44
3.18 Generic Distance Cut に対するジェットのエネルギー分解能の依存性 . . . 45
3.19 ハイブリッド構造の概略図 46
3.20 前方領域と後方領域との境界位置の案 46
3.21 境界位置が $8.4X_0$ の構造におけるエネルギー分解能と confusion term . . . 48
3.22 境界位置が $11.2X_0$ の構造におけるエネルギー分解能と confusion term . . . 49
3.23 境界位置が $12X_0$ の構造におけるエネルギー分解能と confusion term 49
3.24 境界位置が $14X_0$ の構造におけるエネルギー分解能と confusion term 50
3.25 境界位置の違いによるエネルギー分解能と confusion term の変化 51
3.26 DBD の構造とのエネルギー分解能と confusion term の比較 52

4.1 シリコンダイオードの構造 55
4.2 逆バイアス印加時のシリコンダイオードの構造 55
4.3 シリコン半導体検出器の構造と検出原理 56
4.4 ピクセル型半導体検出器の断面図 56
4.5 baby chip 57
4.6 ガードリングの種類 58
4.7 ガードリングのスプリット構造 58
4.8 カットサイズの種類 59
4.9 抵抗率の違いによる暗電流と完全空乏層化電圧の変化 59

4.10 シリコンダイオードの電流電圧特性 61
4.11 シリコン半導体検出器の空乏層の広がり方 61
4.12 baby chip の測定 box の概観写真 62
4.13 暗電流測定のセットアップ 63
4.14 ガードリング数毎の暗電流測定の結果 63
4.15 0 ガードリングの暗電流測定の結果 64
4.16 2 ガードリングの暗電流測定の結果 65
4.17 厚さとカットサイズ毎の暗電流測定の結果 66
4.18 全容量測定のセットアップ 68
4.19 厚さとカットサイズ毎の全容量測定の結果 69
4.20 厚さとカットサイズ毎における全容量の逆 2 乗と電圧のグラフ 70
4.21 レーザー照射部分のセットアップ写真 71
4.22 レーザー照射の読み出し回路図 72
4.23 レーザー光の入射位置と読み出しピクセル 73
4.24 先行研究における 0 ガードリングへのレーザー照射の測定結果 74
4.25 先行研究における 1 ガードリングへのレーザー照射の測定結果 74
4.26 先行研究における 2 ガードリングへのレーザー照射の測定結果 75
4.27 先行研究における 4 ガードリングへのレーザー照射の測定結果 75
4.28 放射線耐性試験のセットアップ写真 77
4.29 照射中の暗電流変化 78
4.30 時間依存性測定の結果 78
4.31 中性子流量に対する暗電流の依存性 80
4.32 照射前後での全容量の変化 81
4.33 照射前後における全容量の逆 2 乗と電圧のグラフ 81

表目次

1.1 ILC で研究される主な反応過程 5
1.2 ジェット中の構成粒子 11

2.1 ILD カロリメータの吸収層の候補 23

3.1 較正をするパラメータ一覧 32
3.2 DBD での ECAL の構造 36
3.3 前方領域の層数を変更した場合の ECAL の構造 37
3.4 後方領域の層数を変更した場合の ECAL の構造 39
3.5 ピクセルサイズ変更での各ジェットのエネルギー分解能一覧 42
3.6 境界位置が $8.4X_0$ の場合での ECAL の構造 47
3.7 境界位置が $11.2X_0$ の場合での ECAL の構造 47
3.8 境界位置が $12X_0$ の場合での ECAL の構造 47
3.9 境界位置が $14X_0$ の場合での ECAL の構造 48
3.10 シンチレータ層数毎のコストの削減率 52

4.1 特性研究で使用した baby chip 一覧 60
4.2 ガードリング数毎の暗電流値とブレイクダウン電圧 64
4.3 0, 2 ガードリングの baby chip の暗電流値とブレイクダウン電圧 65
4.4 厚さとカットサイズ毎の暗電流値とブレイクダウン電圧 66
4.5 厚さとカットサイズ毎の完全空乏層化電圧と完全空乏層化後の全容量 70
4.6 時間依存性測定における照射前後での暗電流値の変化 79
4.7 各照射量における吸収ガンマ線の本数と中性子流量への換算 79
4.8 照射前後での全容量の変化 81

5.1 ジェットのエネルギー分解能とコスト削減の比較 83
5.2 シリコン半導体検出器の各構造における特性 84

A.1 DBD の SiECAL のパラメータ一覧 86
A.2 前方領域の層数削減の構造に対する PandoraPFA のパラメータ一覧 87

A.3 後方領域の層数削減の構造に対する PandoraPFA のパラメータ一覧 87
A.4 ピクセルサイズ変更に対する PandoraPFA と PerfectPFA のパラメータ一覧 88
A.5 Hybrid 1 における PandoraPFA のパラメータ一覧 89
A.6 Hybrid 1 における PerfectPFA のパラメータ一覧 90
A.7 Hybrid 2 における PandoraPFA のパラメータ一覧 91
A.8 Hybrid 2 における PerfectPFA のパラメータ一覧 92
A.9 Hybrid 3 における PandoraPFA のパラメータ一覧 93
A.10 Hybrid 3 における PerfectPFA のパラメータ一覧 94
A.11 Hybrid 4 における PandoraPFA のパラメータ一覧 95
A.12 Hybrid 4 における PerfectPFA のパラメータ一覧 96

B.1 検出器の種類を変更するパラメータ一覧 97

第 1 章

イントロダクション

素粒子とは、物質の構成と力の媒介を記述する最小単位である。素粒子物理学では素粒子は標準理論 [1] のもとで理解されており、物質を構成するクォークとレプトン、粒子間の相互作用を記述するゲージ粒子、質量の起源となるヒッグス粒子に大別される。クォークには $+2/3$ の電荷をもつアップ (u)、チャーム (c)、トップ (t) と、$-1/3$ の電荷をもつダウン (d)、ストレンジ (s)、ボトム (b) がある。レプトンには -1 の電荷をもつ電子 (e)、ミューオン (μ)、タウ粒子 (τ) と、電荷をもたないニュートリノ $(\nu_e,\ \nu_\mu,\ \nu_\tau)$ がある。これらはスピンが $1/2$ のフェルミオンである。ゲージ粒子は整数のスピンをもつボソンで、強い相互作用を媒介するグルーオン (g)、弱い相互作用を媒介する Z 粒子 (Z^0) と W 粒子 $(W^\pm)$、電磁相互作用を媒介する光子 (γ) がある。20 世紀の実験でこれらの素粒子は発見されていたが、残るヒッグス粒子 (H) だけは未発見であった。しかし 2012 年、欧州原子核研究機構 (CERN) にある世界最大の大型ハドロン衝突型加速器（LHC）[2] を用いた ATLAS[3] と CMS[4] の 2 つの実験によってヒッグス粒子が発見されたことにより [5, 6]、標準理論によって予言された全ての素粒子が発見された。

ヒッグス粒子の発見により標準理論は完成したかに見えるが、現状はニュートリノ振動観測によりニュートリノが有限の質量をもつことが確認されたり、宇宙観測によって暗黒物質や暗黒エネルギーの存在が明らかになる等、標準理論では説明できない事柄が複数存在する。これらを説明するために、標準理論を超える物理（BSM : Beyond the Standard Model）が理論的に数多く提唱されていることに併せて、新物理探索のための実験が数多く行われている。

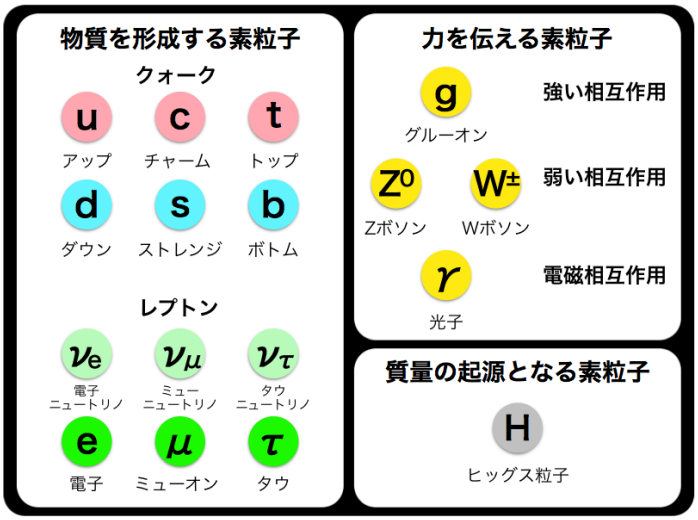

図 1.1　標準理論を構成する素粒子の一覧。物質を構成する 12 種のフェルミオンとこれらの反粒子、力を媒介する 4 種のボソン、質量の起源となるヒッグス粒子から成る。

1.1　国際リニアコライダー（ILC）

国際リニアコライダー（ILC：International Linear Collider）[7] は全長約 31 km（アップグレードで 50 km までの拡張性あり）の電子陽電子型の線形衝突加速器であり（図 1.2）、2020 年代末に日本での建設が期待されている。重心系のエネルギーは 250-500 GeV であり、アップグレード時では 1 TeV の予定である。ILC の大きな特徴としては、衝突させる粒子と加速器の形が挙げられる。衝突粒子に素粒子である電子と陽電子を用いて対消滅を起こさせるため、衝突時のエネルギーのほとんどを反応に用いることができ、また背景事象の少ないクリーンな環境で測定を行うことができる。加速器の形が線形であるのは、電子、陽電子を円形加速器で加速させるときにはシンクロトロン放射によるエネルギー損失のため高エネルギーでの運転が難しいためである。これにより将来的に 1 TeV までの高エネルギーが可能となるが、線形という形から衝突しなかった電子及び陽電子は再び用いることができなくなる。そのため、ビームを鉛直方向に約 5 nm、水平方向に約 600 nm まで絞ることで、高い衝突輝度（ルミノシティ）を実現する。

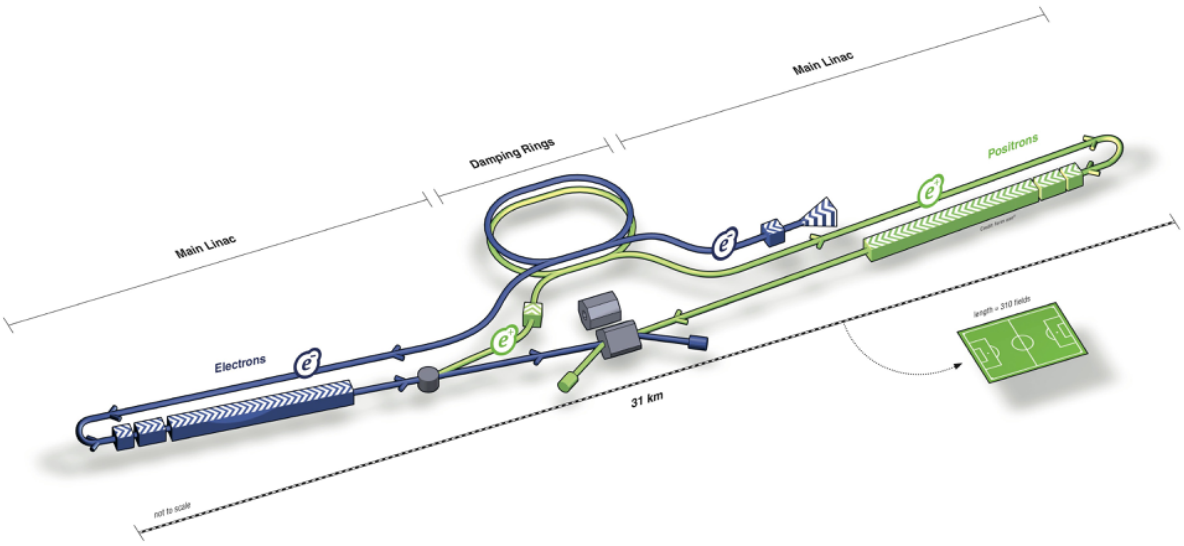

図 1.2　ILC の完成後の概観図。

1.2　ILC での物理

前述のとおり、ILC では素粒子である電子と陽電子を衝突させるため、衝突のエネルギーを全て反応に用いることができるとともに、低い背景事象という非常にクリーンな環境下で測定を行うことができる。この利点を活かして、ILC で目標とする物理としてはヒッグス粒子やトップクォークの詳細研究、暗黒物質や超対称性粒子の探索を含む新物理探索が挙げられている [8]。

ヒッグス粒子に関しては LHC でその存在が明らかになったが、ヒッグス粒子自体が標準理論を超える物理の良いプローブであるため詳細な測定や解析が求められている。ILC ではエネルギーに応じて主に 3 つの生成過程が起こり（図 1.3)、これらからヒッグス粒子の詳細な質量とその結合定数を求めることが期待されている。図 1.4 は 3 つの生成過程の断面積を表したもので、重心系エネルギー 250 GeV で ZH 随伴生成過程が一番多く起こり、その後エネルギーの増加とともに WW fusion 過程が多くなることが分かる。この中でも ZH 随伴生成過程は、ILC で予定されている初期の重心系エネルギーで起こりやすい利点に加えて、ヒッグス粒子を直接測定しなくても 4 元運動量の保存則だけでヒッグス粒子の質量を決定できるという利点がある。これにより、様々なヒッグス粒子の崩壊先を仮定することなく生成断面積を測定することができるのでヒッグス粒子の質量や生成断面積の精密測定において非常に重要である。また、ヒッグス粒子の崩壊分岐比も多くのチャンネルで LHC よりはるかに良い精度で測定することができる。

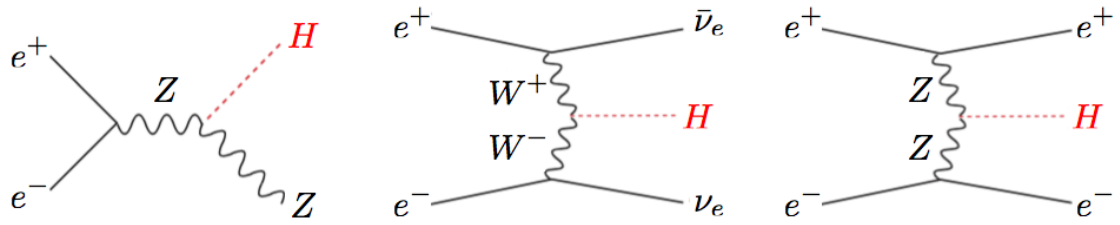

図 1.3　ILC におけるヒッグス粒子の主な生成過程のファインマン・ダイアグラム。左から ZH 随伴生成過程、WW fusion 過程、ZZ fusion 過程を表す。

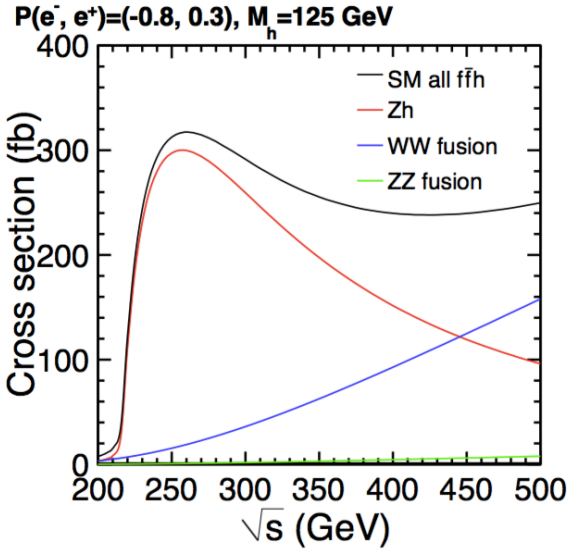

図 1.4　電子と陽電子の偏極をそれぞれ (-0.8, +0.3)、ヒッグス粒子の質量を 125 GeV とした時の ILC でのヒッグス粒子の生成断面積。

現在 ILC の運転計画の最有力候補として H-20 計画が挙げられている [9]。 H-20 計画において、重心系エネルギー毎の運転期間とそれに伴う積分ルミノシティは図 1.5 に示される通りである。そして表 1.1 では ILC で期待される反応過程を重心系エネルギー毎に示している。まず最初の重心系エネルギー 500 GeV での運転では、500 GeV 以下で起こりうる反応過程全ての研究を行い、ヒッグス粒子の質量及び結合定数の測定や自己結合探索と併せて、既知の粒子であるトップクォークや Z ボソン、W ボソンの詳細な質量、結合定数測定等が予定されている。そして、次の重心系エネルギー 350 GeV の運転では、トップクォークの詳細研究に特化して測定が行われる。続いて重心系エネルギー 250 GeV で約 1 年間運転が行われ、250 GeV 以下での物理目標に関する測定が行われた後、より多くのルミノシティを得るための改良を行う約 1 年半の運転停止期間に入る。そして、停止期間の後、ルミノシティを約 2 倍に増強し、重心系エネルギー 500 GeV と 250 GeV で再び運転が行われる。

ILC での物理計画は運転が行われている LHC と相補的であり、新粒子が LHC で発見され

た場合はその新粒子の詳細研究を ILC で行い、見つからなかった場合は LHC で探せない部分を ILC で探索していく。

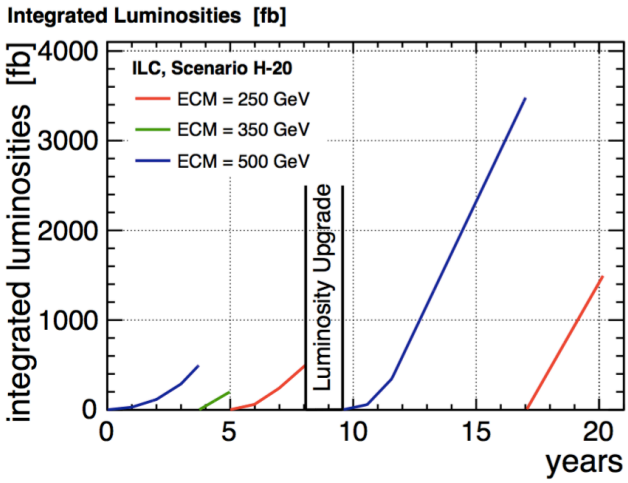

図 1.5　H-20 計画における各重心系エネルギーの運転期間と積分ルミノシティ [9]。

重心系エネルギー	主な反応過程	物理目標
91 GeV	$e^+e^- \to Z$	高精度な電弱相互作用の研究
160 GeV	$e^+e^- \to WW$	高精度な W の質量測定
250 GeV	$e^+e^- \to ZH$	詳細なヒッグス粒子の結合定数測定
350 GeV	$e^+e^- \to t\bar{t}$	トップクォークの質量と結合定数測定
500 GeV	$e^+e^- \to WW$	詳細な W の結合定数測定
	$e^+e^- \to \nu\bar{\nu}H$	詳細なヒッグス粒子の結合定数測定
	$e^+e^- \to f\bar{f}$	Z' 粒子の探索
	$e^+e^- \to t\bar{t}H$	トップクォークとヒッグス粒子の結合定数測定
	$e^+e^- \to ZHH$	ヒッグス粒子の自己結合
	$e^+e^- \to \tilde{\chi}\tilde{\chi}$	超対称性粒子の探索
	$e^+e^- \to AH,\ H^+H^-$	標準理論を超えたヒッグス粒子の探索
700-1000 GeV	$e^+e^- \to \nu\bar{\nu}HH$	ヒッグス粒子の自己結合
	$e^+e^- \to \nu\bar{\nu}VV$	ベクトルボソンに崩壊する複合ヒッグス粒子の探索
	$e^+e^- \to \nu\bar{\nu}t\bar{t}$	トップクォークに崩壊する複合ヒッグス粒子の探索
	$e^+e^- \to t\bar{t}^*$	超対称性粒子の探索

表 1.1　ILC の技術設計書（TDR : Technical Design Report）[8] で期待されている重心系エネルギー毎の起こりうる主な反応過程と、それらに対する物理目標。

表 1.1 の反応過程では反応途中に多くのクォークが生成される。クォーク間に働くポテンシャル $V(r)$ は

$$V(r) \approx -\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r} + kr \tag{1.1}$$

と表される。ここで r はクォーク間の距離、α_s は強い相互作用における電磁相互作用での微細構造定数 α に対応する物理量である。そして k は弦定数と呼ばれるもので $k \approx 10^{13}$ GeV/cm 程度の非常に大きな値を持つ定数であるため、クォークは引き離れるよりも真空中に現れたクォーク反クォーク対と結合してハドロンを作り出すほうがエネルギー的に得をする。この過程は反応過程で生成されたクォークの飛来方向に向かって次々と起こるため、そこに大量の粒子群が生成される。この粒子群をジェットといい、それゆえ ILC での反応過程の終状態は多数のジェットを含む。このジェットを精度よく測定することが、既知粒子の精密測定や新粒子探索において非常に重要となる。

本研究ではジェットの測定精度に注目し、カロリメータの最適化及びジェット測定に適したシリコンカロリメータの特性測定を行った。

1.3　ILC の測定器

ヒッグス粒子等の詳細研究や新物理探索を行うために、ILC では 2 つの測定器のコンセプトが考えられており、その 2 つともが電子陽電子ビームの衝突点に設置される予定である。1 つはアメリカが中心となって開発を進めている SiD (Silicon Detector) 測定器（図 1.6）であり、もう 1 つは日本とヨーロッパが中心となって開発を進めている ILD (International Large Detector) 測定器（図 1.7）である。ILC は衝突点を 1 ヶ所だけ設置する設計になっている。この 2 つの測定器はプッシュプル方式と呼ばれる方法で片方ずつ衝突点にスライドさせて設置される。各測定器の特徴は大きく 2 点挙げられる。1 点目は測定器中央にある飛跡検出器の種類である。SiD では名前の通り検出器としてシリコン検出器のみが用いられるのに対して ILD では主にガス検出器（TPC : Time Projection Chamber）が用いられる。2 点目は測定器の大きさである。SiD の方が ILD よりも高さ、長さ共に約 2-3 m 小さいのが特徴である。また、両測定器とも後に説明する Particle Flow Algorithm（PFA）という手法に適した構造になっている。

以下では、本研究と関係のある ILD 測定器について説明していく。

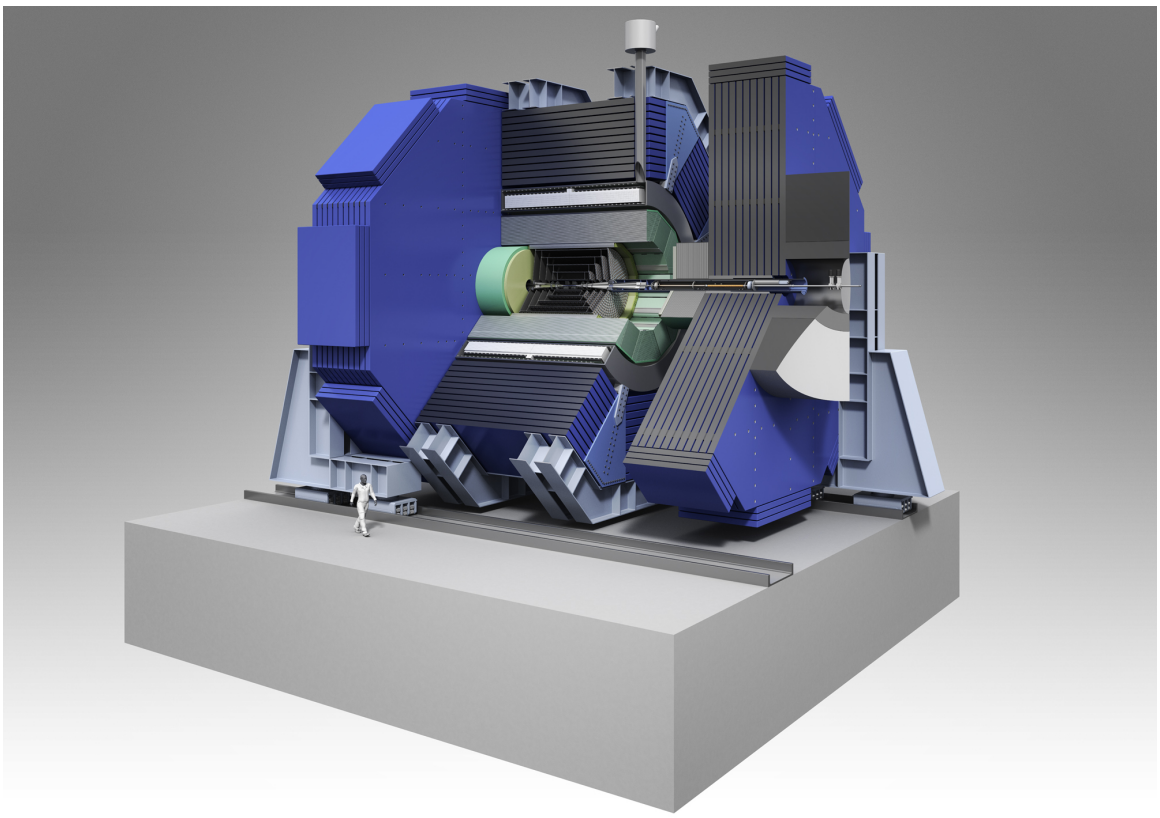

図 1.6　SiD 測定器の概観図 ©Rey.Hori/KEK[10]。

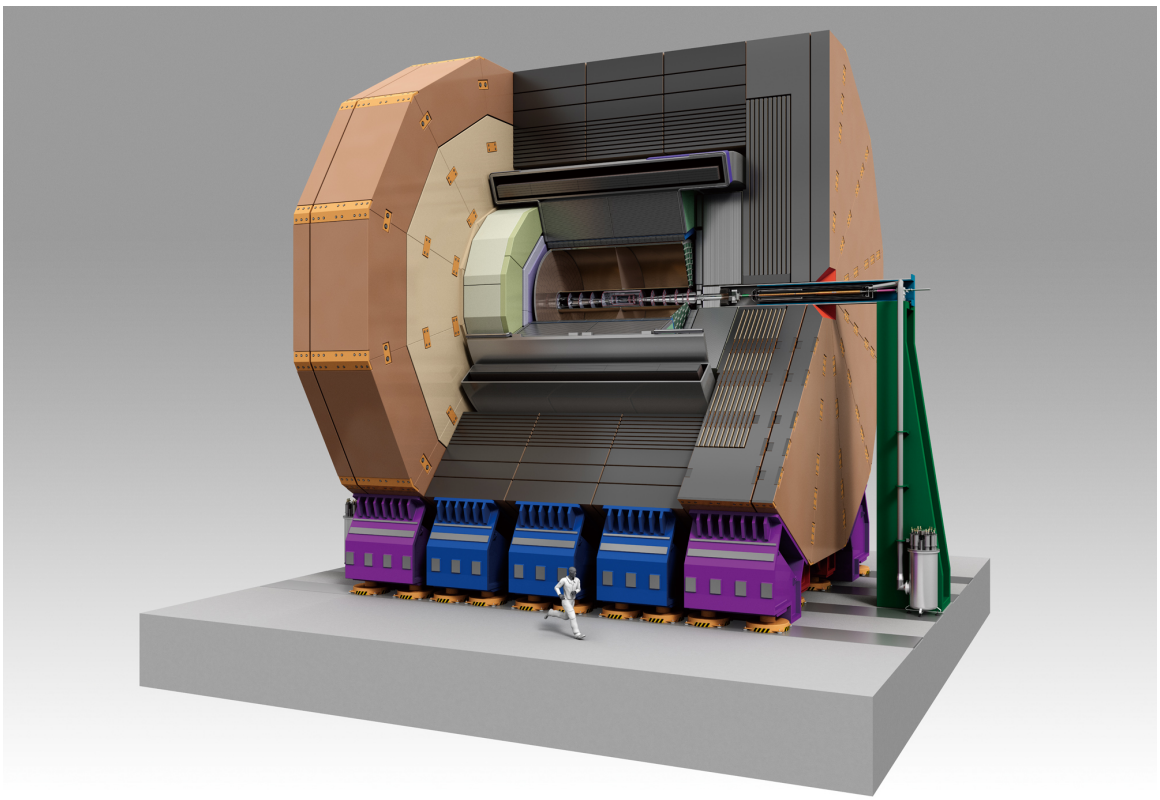

図 1.7　ILD 測定器の概観図 ©Rey.Hori/KEK[10]。

1.3.1　ILD 測定器

ILD 測定器は高さ約 16 m、長さが約 14 m あり、ビームパイプの周りを玉ねぎの皮のように各検出器が取り囲んでいる構造になっている。主な検出器としては内側から崩壊点検出器（Vertex）、主飛跡検出器（TPC：Time Projection Chamber）およびシリコン飛跡検出器（SIT, FTD, SET, ETD）、電磁カロリメータ（ECAL）、ハドロンカロリメータ（HCAL）、ソレノイドコイル（Coil）、そしてミューオン検出器（Yoke/Muon）がある（図 1.8, 1.9）。また、各検出器はバレル部分とエンドキャップ部分に分かれており、図 1.7 においてビーム軸周りを円筒状に覆っている部分がバレル部分、ビーム軸に垂直で測定器を端面から覆っている部分がエンドキャップ部分にあたる。

崩壊点検出器は衝突点に最も近いため、B 中間子や D 中間子のような衝突点近くで崩壊する粒子の崩壊点を測定して、それらの粒子を含むジェットのフレーバー（チャームクォークやボトムクォーク等）を同定する目的がある。主飛跡検出器では TPC を用いて磁場で曲げられた荷電粒子の飛跡を測定し、粒子の運動量を同定する。シリコン飛跡検出器は飛跡検出器全体の検出効率の向上を目的として設置されており、バレル部分に Silicon Internal Tracker（SIT）が、前方部分に Forward Tracking Detector（FTD）がある。また、電磁カロリメータへの粒子の入射位置や時間測定を行うために、バレル部分とエンドキャップ部分にそれぞれ Silicon External Tracker（SET）と Endcap Tracking Detector（ETD）が設置されている。

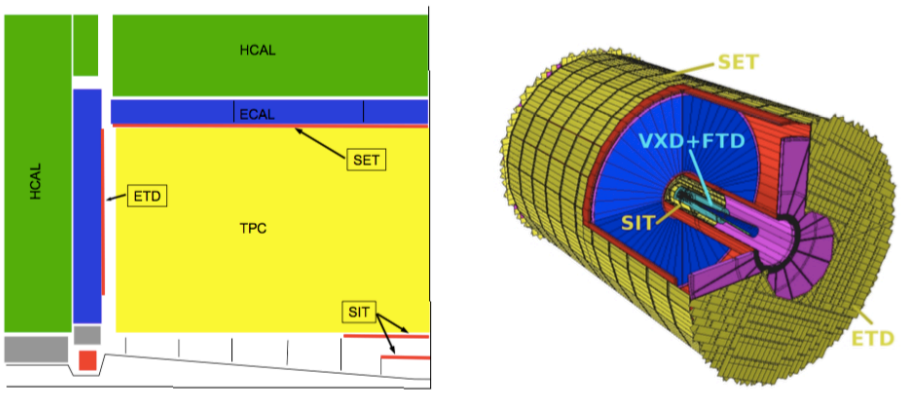

図 1.8　ILD 測定器をビームパイプに水平な面で切った時のシリコン飛跡検出器部分の断面図（左）及び概観図（右）[11]。

電磁カロリメータは電磁シャワーを起こす電子や光子のエネルギーを測定し、ハドロンカロリメータでは中性ハドロンのエネルギーを測定する。そしてこれらの外側にあるソレノイドコイルによって、その内側にビーム方向に平行な 3.5 T の強力な磁場がかけられる。最外層にあるミューオン検出器は名前の通りミューオンを検出する。一番外側に置かれているのは、ミューオンが電子の約 200 倍の質量をもつ重いレプトンであり物質と電磁相互作用以外

の相互作用をほとんどせず、しかも電子シャワーを起こさないため貫通力が高いからである。

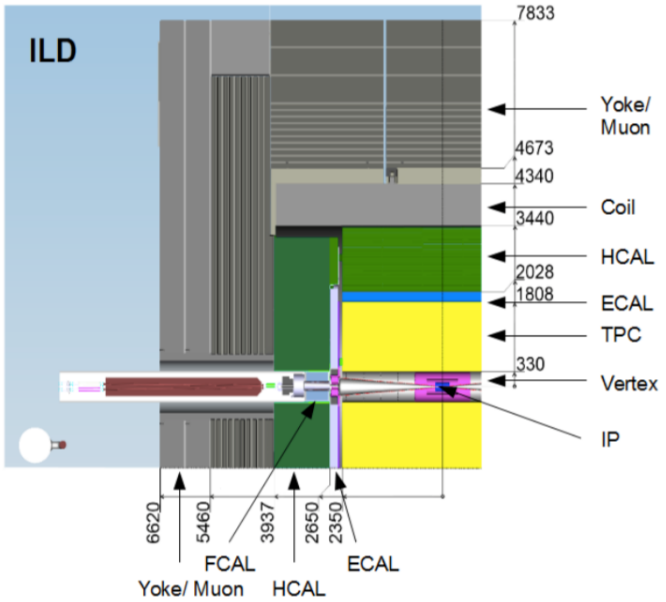

図 1.9　ILD 測定器をビームパイプに水平な面で切った時の断面図 [11]。

次に ILD 測定器にかかるコストを見ていく。ILC の検出器詳細基礎設計書（DBD : Detailed Baseline Design）[11] に記載されている試算では ILD 測定器全体で約 500 億円かかる見込みである。さらにその内訳を見ていくと、図 1.10 のようになる。これから分かることは ECAL のコストが全体に対して一番大きな割合を占めているということである。特に、検出器部分が全てシリコン（SiECAL）とシンチレータ（ScECAL）で分けてみた場合には、SiECAL は 4 割近くもコストがかかることになる。

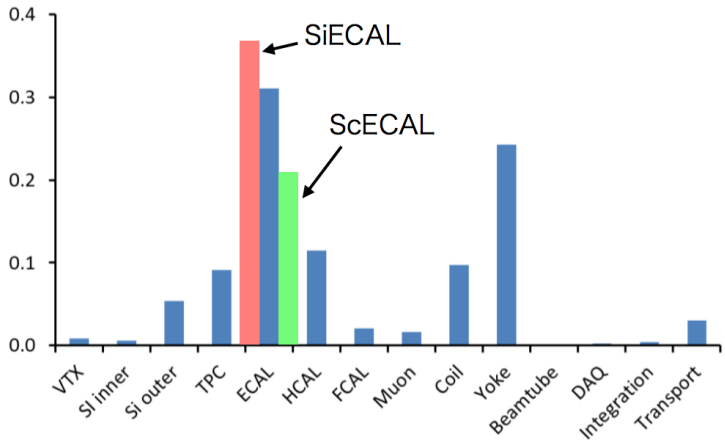

図 1.10　ILD 測定器にかかるコストの内訳 [11]。青色の棒グラフがそれぞれの検出器等のコストが全体に対して占める割合を表している。ECAL に関しては、赤色が SiECAL の場合、緑色が ScECAL の場合で青色がこれらのコストの平均をとった場合である。

1.4　Particle Flow Algorithm

前述のように、ILC 物理での反応過程の終状態には多くのジェットが含まれ、これらのジェットを精度良く測定することが ILC の物理目標を達成する上で非常に重要となる。そのため、ILC ではジェットのイベントを再構成する際に PFA と呼ばれる手法が導入される。

PFA ではジェットを構成する粒子 1 つ 1 つを識別し、粒子の種類によって運動量やエネルギーを測定する検出器を選ぶ。ジェットのエネルギー測定には主に飛跡検出器、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータが用いられ、粒子に対する各検出器のエネルギー分解能は図 1.11 に示される通りである。荷電粒子については、100 GeV 以下で飛跡検出器のエネルギー分解能が優れているため、飛跡検出器で運動量を測定する。一方、中性粒子は飛跡検出器を用いることができないためカロリメータでエネルギーを測定する。光子は ECAL でエネルギーを測定し、残った中性ハドロンのエネルギーは ECAL と HCAL で測定する（表 1.2）。

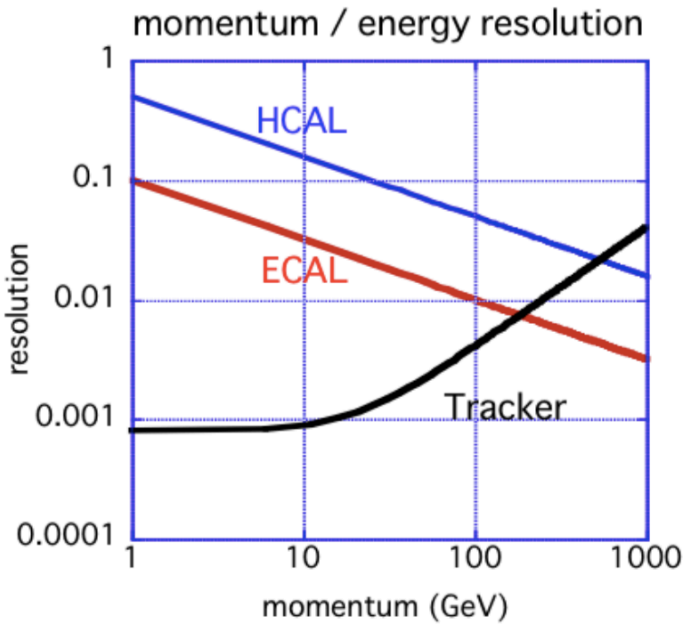

図 1.11　ILD の各検出器でのエネルギー分解能 [12]。粒子の運動量が増加すると飛跡検出器（Tracker）のエネルギー分解能は悪くなる一方、ECAL や HCAL のエネルギー分解能は良くなる。

カロリメータでは中性粒子のエネルギーだけを測定したいが、荷電粒子もカロリメータ内でエネルギーを落としてしまう。そのため、PFA ではカロリメータ内での荷電粒子起因のシャワーを正確に分けてエネルギー計算に重複が出ないようにしなければならない。そこで図 1.12 のように飛跡検出器での飛跡とカロリメータ内のシャワーを 1 対 1 対応させることで荷電粒子起因のシャワーをカロリメータでのエネルギー計算から除外する。

構成粒子	混合比	検出器	エネルギー分解能
荷電粒子	6	飛跡検出器	$\leq 1\%$ @30 GeV
光子	3	ECAL	$15\%/\sqrt{E\ (\mathrm{GeV})}$
中性ハドロン	1	HCAL	$55\%/\sqrt{E\ (\mathrm{GeV})}$

表 1.2　ジェット中の構成粒子と各粒子を測定する検出器、そしてそれらに対するエネルギー分解能 [13]。

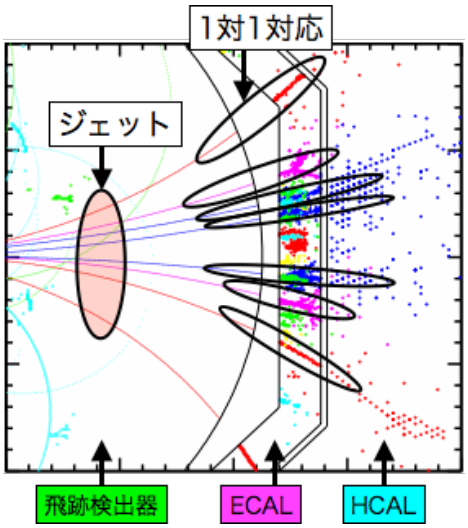

図 1.12　PFA のイメージ図 [14]。飛跡検出器での飛跡とカロリメータ内のシャワーを 1 対 1 対応させることでカロリメータ内の荷電粒子起因のシャワーを特定する。

従来の手法では粒子のエネルギーはカロリメータのみで測定したり、カロリメータで測定したエネルギーから荷電粒子がカロリメータで落とすエネルギーの予測値を引くことでエネルギーの見積もりを行っていた。これらの手法に対して PFA は画期的であり、クォーク対に崩壊する W ボソンと Z ボソンを精度よく分離することができる。ILC 物理から要求される測定精度としては、W ボソンと Z ボソンペアから生成される 2 組の 2 本のジェット（di-jet）($W^+W^-, Z^0Z^0 \to q\bar{q}q\bar{q}$) を再構成するときに 2.3 - 2.6$\sigma$ の統計的有意性で W ボソンと Z ボソンを識別する必要があり（図 1.13）[15]、エネルギー分解能としては 3 - 4% が求められる（50 - 500 GeV の di-jet に対しては最低約 3.5% のエネルギー分解能）[15]。PFA を用いることでこの要求値を満たす解析を行うことができる（図 1.14）

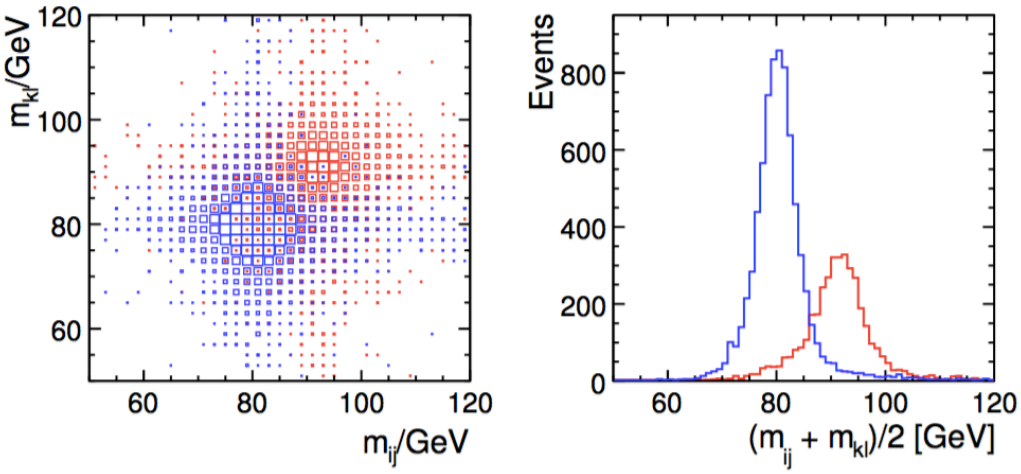

図 1.13　重心系エネルギー 1 TeV での $W^+W^-, Z^0Z^0 \to q\bar{q}q\bar{q}$ イベントを再構成した時の W ボソンと Z ボソンの分布 [11]。左は 4 本のジェットから 2 組のの di-jet の質量を組んだ時の分布。右は組まれた質量の平均をとった時の分布。

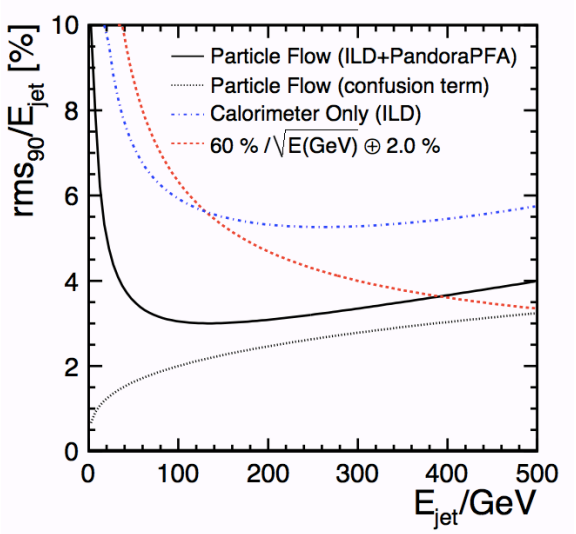

図 1.14　従来の解析手法と PFA とのジェットに対するエネルギー分解能の比較 [13]。黒実線は ILD 測定器のコンセプトに PFA を用いた場合、赤線は従来の解析手法を用いた場合、青線はカロリメータに落とした全エネルギーのみを用いた場合のエネルギー分解能を表す。また、黒破線は PFA による粒子分離ミスの度合い（confusion term）を表す。

1.5 本論文の内容

本論文では、PFA の性能に最も影響が大きくコストも高い ECAL について、シミュレーションを用いた最適化及び検出器として用いるシリコン半導体検出器の特性測定について記す。

1 点目のシミュレーション研究では、ECAL におけるコストとパフォーマンス両方に対して構造の最適化を行い、コストを抑えつつ良いパフォーマンスを維持できる ECAL の構造を提案する。そのために検出層や吸収層の層数や厚みを変化させることや、検出器の種類を変えることで様々な ECAL の構造を考え、それらの性能比較を行った。そしてコストについても各構造間での比較を行った。

2 点目の特性研究では、ECAL の検出器候補の 1 つであるピクセル型シリコン半導体検出器の構造最適化を目的として、ガードリングや全体の大きさ、厚みが違うサンプルを用いて、その構造毎に暗電流や全容量、レーザーでの応答を測定、比較を行った。さらに、特定のサンプルにおいてはガンマ線による放射線耐性試験を行い、照射前後でのサンプルの振る舞いを測定した。

次章からは、カロリメータの基本的な測定原理や構造の説明が第 2 章、シミュレーションを用いた ECAL の構造最適化研究が第 3 章、シリコン半導体検出器の特性研究が第 4 章と続き、第 5 章で 2 つの研究についての考察を行い第 6 章で結論を述べる構造となっている。

第 2 章

カロリメータ

カロリメータとは粒子のエネルギーを測定する検出器のことである。エネルギーを測定するには、粒子のエネルギーを全てカロリメータ内で落とさせる、つまり粒子をカロリメータ内で止める必要がある。このエネルギーの落とし方は粒子の種類によって様々である。この章では荷電粒子、光子、ハドロン粒子について、カロリメータでの測定原理と ILD 測定器で用いられうる種類とその構造について説明していく。

2.1 荷電粒子と物質の相互作用

2.1.1 電離損失

高エネルギーの重い荷電粒子が物質中を通過すると、物質中の原子と衝突して原子の励起や電離を起こさせながらエネルギーを落とす。この時の電離による損失エネルギーは Bethe-Bloch の式 [1] で表されることが知られており、荷電粒子が微小距離 dx を通過するときに失う平均の電離損失エネルギーは

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left(\ln\frac{2m_e c^2\gamma^2\beta^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right) \tag{2.1}$$

で与えられる。ただし、$N_A = 6.022\times10^{23}\ \mathrm{mol}^{-1}$ はアボガドロ数、r_e と m_e は電子の古典半径と質量でそれぞれ $r_e = 2.82\times10^{-15}$ m、$m_e = 0.511\ \mathrm{MeV}/c^2$、$c$ は光速度、z は素電荷を単位とした時の荷電粒子の電荷、β は $\beta = v/c$（v は荷電粒子の速さ）、γ は $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ である。また、Z と A は物質中の原子の原子番号と質量数を表し、I は物質特有の平均電離エネルギーで近似的に $I = 16Z^{0.9}$ eV、δ は物質を構成する原子内の電子による電場の遮蔽効果を表したパラメータである。荷電粒子に関してこの式 2.1 は荷電粒子の速さにのみ依存する関数であるため、これを β に依存する関数ととらえた時のそれぞれの物質における損失エネルギーは図 2.1 のようになる。この図から $\beta = 0.95$ 付近で損失エネルギーは最低値をとり、それより β が大きい領域ではほぼ一定値をとることがわかる。このような最小の電離損失で物質を通過する粒子のことを Minimum Ionizing Particle（MIP）と呼ぶ。

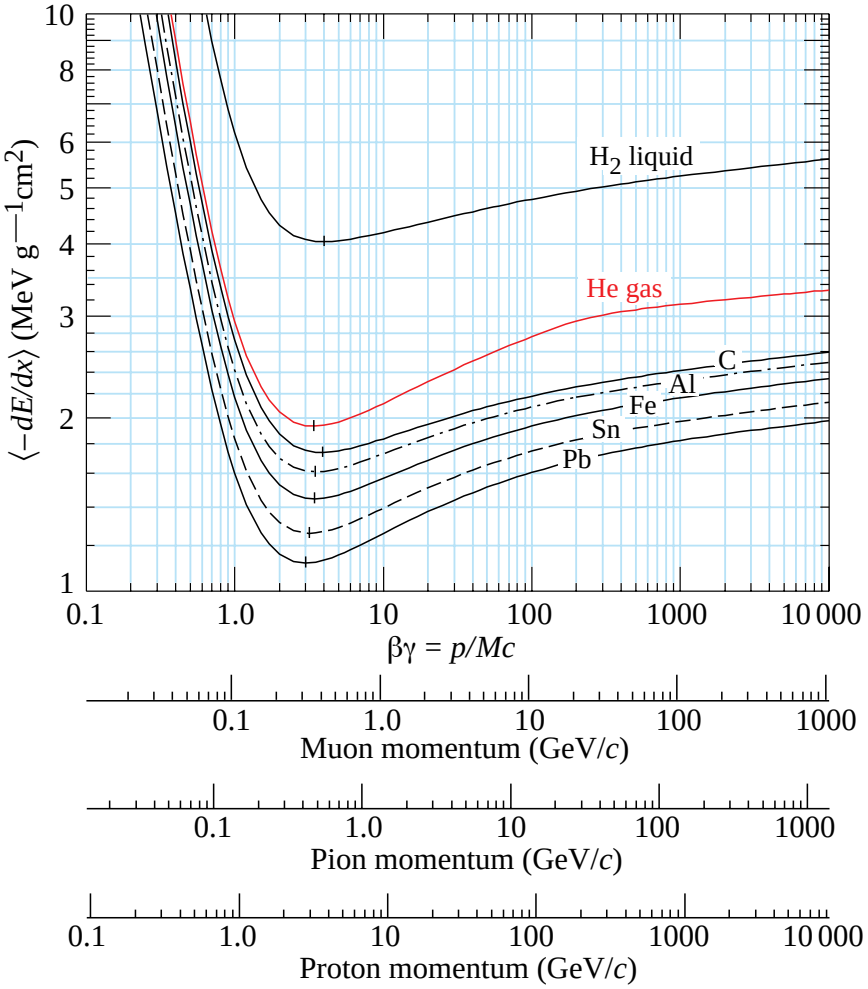

図 2.1　各物質における電離損失エネルギーと入射粒子の速さの関係を表すグラフ。電離損失は $\beta = 0.95$（グラフ横軸では $\beta\gamma = 0.3$）で最小値をとり、それより速さが速い領域では電離による損失エネルギーはあまり変化しないことが分かる。

2.1.2　多重クーロン散乱

荷電粒子は電離損失に加えて原子核との弾性クーロン散乱を起こすこともある。荷電粒子が通過する物質が薄い場合には散乱が 1 回だけ起こる確率が高く、散乱の様子は図 2.2 で表され、粒子の散乱は Rutherford の散乱公式

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4}\left(\frac{z_1 z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{1}{(mv^2)^2}\frac{1}{(\sin\theta/2)^4} \tag{2.2}$$

で与えられる。ここで $z_1 e$ は入射荷電粒子の電荷、$z_2 e$ は原子核の電荷、ϵ_0 は真空の誘電率、θ は散乱角を表す。

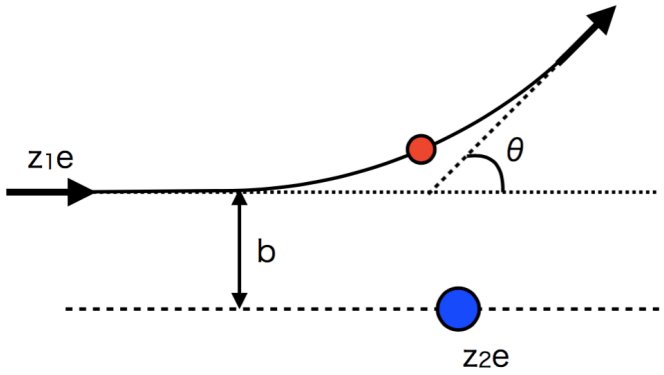

図 2.2　原子核によるクーロン散乱の概略図。b は衝突パラメータと呼ばれる。

荷電粒子の散乱回数が 20 回以下程度の場合、Rutherford の散乱公式で表すことは難しく取り扱いが難しい。散乱回数が 20 回より多い場合は多重クーロン散乱（図 2.3）と呼ばれ、物質中での散乱が小角度の場合、多重散乱の角度の標準偏差は

$$\sigma_{\theta_0} = \frac{14.1}{p\beta} z_1 e \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + \frac{1}{9} \log_{10} \frac{x}{X_0} \right) \tag{2.3}$$

で表される。ここで、p は入射粒子の運動量、x は物質の厚さ、X_0 は後で説明する放射長と呼ばれるものである。

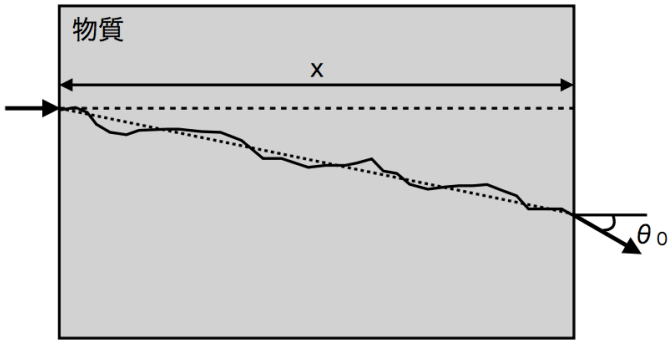

図 2.3　多重クーロン散乱の概略図。

2.1.3　制動放射

入射粒子が高エネルギーの電子や陽電子の場合、エネルギー損失は原子の電離だけではなく、原子核の周りのクーロン場によっても引き起こされる。この時、入射粒子はクーロン場によって減速させられることによって放射光を出す。これを制動放射（Bremsstrahlung）と呼び、物質中の微小距離 dx を通過する時の制動放射により失う平均エネルギーは

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Brems}} = 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} r_e^2 E \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \tag{2.4}$$

と表される。ただし、α は微細構造定数と呼ばれるもので $\alpha \approx 1/137$ である。ここで放射長（Radiation Length）と呼ばれる以下の式で表される量を導入する。

$$X_0 = 716.4 \times \frac{A}{Z(Z+1)287\sqrt{Z}} \ \ \mathrm{g/cm^2} \tag{2.5}$$

これは制動放射によって電子のエネルギーが初期エネルギーの $1/e$ になるときの平均の飛程距離である。相対論的な極限をとると電離損失エネルギーは無視できるほど小さいため、制動放射による損失エネルギーは放射長のみを用いて表すことができて、式 2.1 は

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\mathrm{Brems}} = \frac{E}{X_0} \tag{2.6}$$

と書けるため、この式を変形して

$$\frac{dE}{E} = -\frac{dx}{X_0} \tag{2.7}$$

とすると、制動放射による損失エネルギーを求めることができる。よって電子や陽電子が光速度に近い領域ではエネルギーの平均値は

$$\langle E \rangle = E_0 \exp\left(-\frac{x}{X_0}\right) \tag{2.8}$$

となる。一方、速さが小さい場合は先程述べた電離によるエネルギー損失が支配的となる。この 2 つのエネルギー損失が等しくなる点は臨界エネルギー E_c と呼ばれ、電子に対しては近似的に

$$E_c = \frac{800}{(Z+1.2)} \ \ \mathrm{MeV} \tag{2.9}$$

と与えられる。

2.2 光子と物質の相互作用

光子も物質中の原子と相互作用をしてエネルギーを落とすが、ガンマ線以上のエネルギー領域において、その相互作用には光子のエネルギーの大きさによって 3 つの素過程が存在する（図 2.4)。素過程の起こるエネルギー領域は物質によって変わるが、以下では物質が鉛の場合について説明していく（図 2.5)。

まず、光子のエネルギーが 500 keV 以下では主に光電効果が起こる。光電効果では光子は原子に吸収され、そのエネルギーによって電子が原子核の束縛から放たれて飛び出てくる。次に、0.6-5 MeV の領域においてはコンプトン散乱が支配的となる。コンプトン散乱は光子と原子中の電子との相対論的な 2 体散乱のことで、光子と電子の間で運動量が保存するので電子の散乱角によって飛び出してきた電子のエネルギーが変わる。そして 5 MeV 以上の領域で支配的となる素過程が電子陽電子対生成である。これは光子が原子核近傍で消滅して電子と陽電子のペアを生成する素過程であるため、光子が電子と陽電子の質量の和である 1.022 MeV よりも大きなエネルギーを持っていないと起こらない。

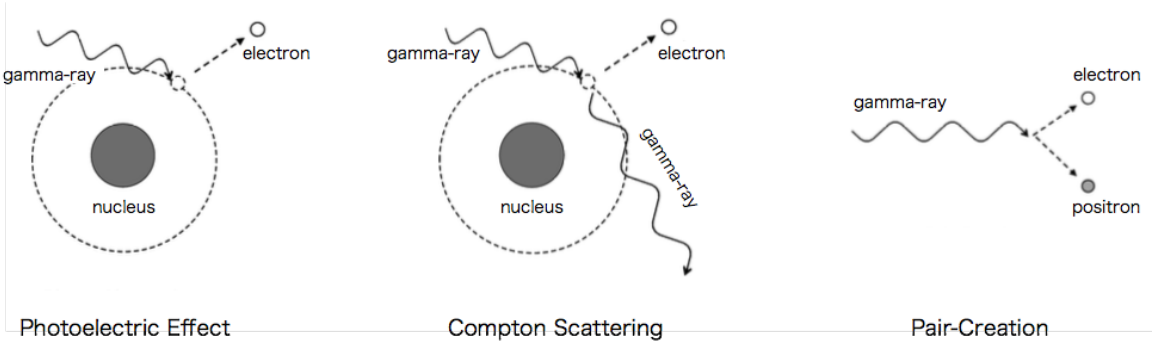

図 2.4　光子（γ 線）と物質中の原子との相互作用における 3 つの素過程 [1]。左から光電効果、コンプトン散乱、電子陽電子対生成を表す。

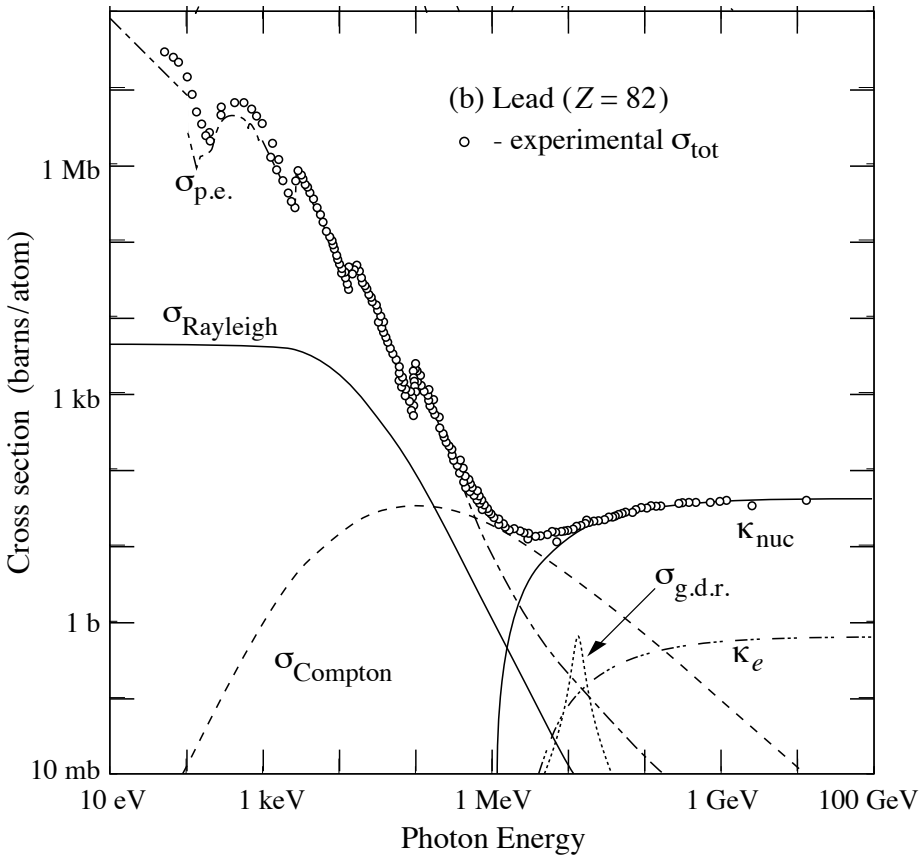

図 2.5　鉛の場合の、光子の相互作用の反応断面積 [1]。この図中において、光電効果の反応断面積は $\sigma_{\mathrm{p.e.}}$、コンプトン散乱については $\sigma_{\mathrm{Compton}}$、対生成については $\kappa_{\mathrm{nuc}}, \kappa_e$ である。

2.3　カスケードシャワー

高エネルギー粒子が物質中で電離損失以外の相互作用をした後には二次粒子が生成される。この粒子はさらに物質中で相互作用して新たな粒子を生成していき、この過程は粒子を生成するエネルギーを下回るまで雪崩的に続いていく。この現象はカスケードシャワーと呼ばれ、電磁相互作用をする粒子とハドロン粒子でシャワーの発達の仕方が異なる（図 2.6）。

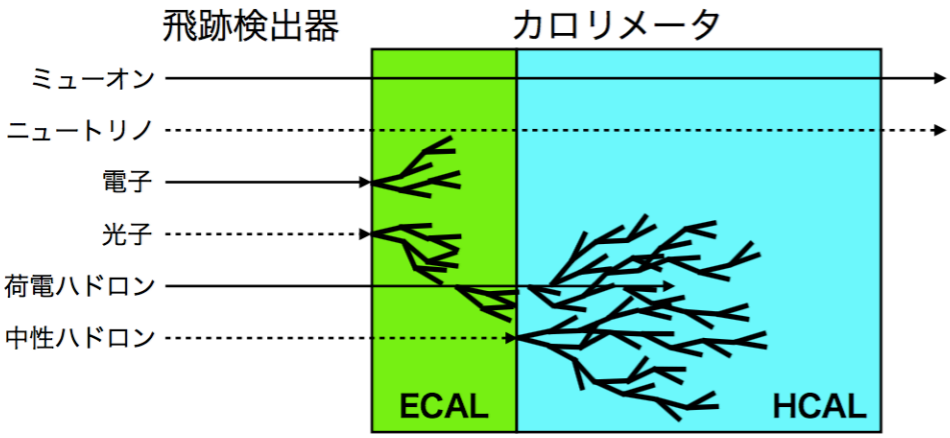

図 2.6　カロリメータ内におけるシャワーの発達。ミューオンやニュートリノのような物質とほとんど相互作用しない粒子はシャワーを起こさないが、電子や光子、ハドロンはカロリメータ内でシャワーを起こす。カロリメータのどの部分でシャワーを起こすかは粒子の種類によって異なる。

2.3.1　電磁シャワー

電磁シャワーは入射粒子が電子や光子のような電磁相互作用をする粒子の場合に起こる。100 MeV を超えるエネルギーをもつ粒子に対しては、先で説明した通り、制動放射と電子陽電子対生成が支配的に起こるため、入射粒子によって物質中で二次粒子として光子や電子、陽電子が生成される。これらの二次粒子が新たな二次粒子を生成して形成するシャワーが電磁シャワーである。電磁シャワーは粒子のエネルギーが臨界エネルギー E_c のところで最大となり、それ以下のエネルギー領域では電離損失や光電効果、コンプトン散乱の効果が大きくなるため急激にエネルギーを失い、電磁シャワーの発達ができなくなる。

電磁シャワーの奥行き方向の平均的な発達を表す式は Γ 関数を用いて近似的に

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \tag{2.10}$$

で与えられる [16]。ただし、E_0 は入射粒子のエネルギー、a と b は電磁シャワーの形を決定する定数であり、t は放射長を単位とした奥行き方向の距離 $t = x/X_0$ である。この時、シャワーの発達が最大となる深さ $t_{\max}$ は近似的に

$$t_{\max} = \ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right) + t_0 \tag{2.11}$$

となる。ここで t_0 は電子に対しては $t_0 = -0.5$、光子に対しては $t_0 = +0.5$ となる定数である。また、シャワーの横方向に対しては、シャワーのエネルギーの 90% が入る半径を表すモリエール半径 R_M という量があり、これは

$$R_M = \frac{21(\mathrm{MeV})\mathrm{X}_0}{E_c} \ \ \mathrm{g/cm^2} \tag{2.12}$$

と表される。これは入射粒子のエネルギーにはほとんど依存しない。

2.3.2　ハドロンシャワー

高エネルギーのハドロン（$\pi^{\pm}$ 中間子や $K^{0,\pm}$ 中間子、陽子、中性子など）が物質中に入射すると、物質中の核子と強い相互作用をして弾性散乱や非弾性散乱を起こす。この時、二次粒子として π 中間子や K 中間子、陽子、中性子などが生成される。この過程も電磁シャワーと同様に、生成されたハドロンのエネルギーが小さくなるか核子に吸収されるまで雪崩的に繰り返される。そのようにして形成されるシャワーをハドロンシャワーと呼ぶ。ハドロンシャワーは π^0 中間子の生成によって事象毎の振る舞いに平均値からの大きな揺らぎが生じる。これは、ハドロンシャワー中で π^0 中間子が生成されると、10^{-16} 秒の寿命ですぐに 2 つの光子に崩壊し、これらが電磁シャワーを起こして物質中でエネルギーを失うためである。

ハドロンシャワーにも電子シャワーのような奥行き方向の発達を表す尺度があり、相互作用長 λ_I が用いられる。この λ_I は

$$\lambda_I = \frac{A}{\sigma_{\mathrm{inel}} N_A \rho} \tag{2.13}$$

で与えられる。ただし、A は物質の 1 mol の質量、σ_{inel} は非弾性散乱の断面積、N_A はアボガドロ数、ρ は物質の密度を表す。この値は放射長 X_0 と比べると十分に大きい値であるため、ハドロンカロリメータは電磁カロリメータよりも大きくなければならない。また、電磁カロリメータよりも外側に置かれる。

2.4　カロリメータの構造

カロリメータは入射粒子にカスケードシャワーを起こさせてエネルギーを全て落とさせる。そのため、カロリメータには吸収体と検出体があり、それらの構造で 2 種類に分類される。

吸収体と検出体が一体となったものは全吸収型と呼ばれる。全吸収型の物質としては一様で高密度な無機結晶シンチレータ（NaI、BGO、CsI、BaF_2 など）や鉛ガラスが選ばれる。また、入射粒子が落としたエネルギーを全て吸収できるため、カロリメータの性能の指標であるエネルギー分解能が非常に優れている。しかし、コストが高いことと高精細化が難しいという難点もある。

一方、吸収体と検出体を層状に交互に組み合わせた構造もある。こちらはサンプリングカロリメータまたはサンドイッチカロリメータと呼ばれ、吸収層には物質量の大きい鉛や鉄などの金属が、検出層には荷電粒子を検出するために軽い物質が用いられる。測定原理としては、吸収層で入射粒子にシャワーを起こさせたあと、検出層でシャワー中の粒子のエネルギーを測定する（図 2.7）。そのため、吸収層で落としたエネルギー分は検出できないので全吸収型に比べてエネルギー分解能は劣る。しかし、コスト面と高精細化のし易さでは全吸収型よりも優れている。

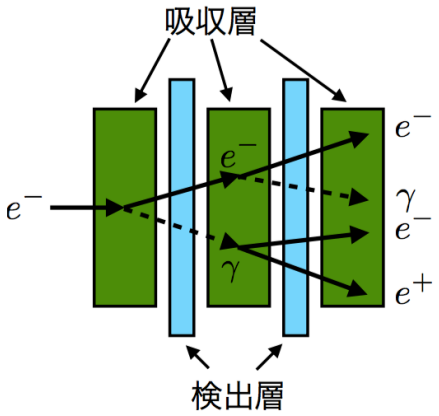

図 2.7　サンプリングカロリメータの測定原理。入射粒子は吸収層でシャワーを起こし、二次粒子のエネルギーを検出層で測定していく。ここでは入射粒子が電子の場合の例を挙げている。

サンプリングカロリメータでのエネルギーエネルギー分解能は以下の式で表される。

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\sigma_{\mathrm{stoch}}}{\sqrt{E}} \oplus \sigma_{\mathrm{const}} \tag{2.14}$$

ここで E は入射粒子のエネルギーである。また、$\oplus$ は二乗和の平方根を表し $A \oplus B = \sqrt{A^2 + B^2}$ である。σ_{stoch} は統計項と呼ばれるもので、検出層で測定するエネルギーの揺らぎやシャワーの吸収層で落としたエネルギーまたは吸収層内でシャワーが止まってしまうこ

とによる検出層で検出する粒子数の統計的な揺らぎを表している。そのためこの項は 1 つとしてサンプリング比[*1]に依存し、この値が大きいほど統計項の値は小さくなる。σ_{const} は定数項と呼ばれるもので、カロリメータでの電磁シャワーの漏れや各読み出しチャンネルの非一様性などに起因するカロリメータの系統誤差を表す。

2.5　ILD のカロリメータ

ILD のカロリメータは PFA に対応するために高精細なものでなければならないため、サンプリングカロリメータを採用する予定である。以下では、電磁カロリメータとハドロンカロリメータの構造について説明する。

2.5.1　電磁カロリメータ（ECAL）

ILD ECAL の構造は吸収層と検出層を交互に重ねた構造（図 2.8）になっており、吸収層 1 層を検出層 2 層で挟んで 1 つのスリットに入れられている。

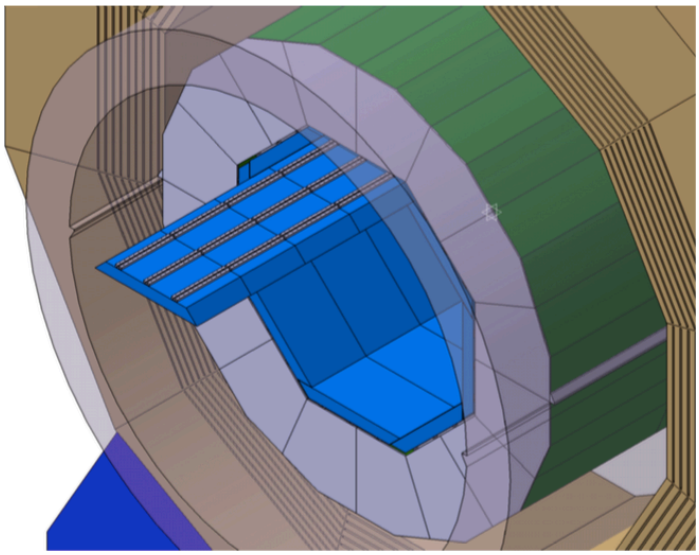

図 2.8　ILD 測定器の ECAL[11]。青い部分が ECAL である。

ILD の電磁カロリメータ（ECAL）への要求は次の 5 つがある。

- 高精細である
- サンプリング比が大きいこと
- シャワーの広がりが小さくなること
- ECAL で発生したシャワーの HCAL への漏れが少なくなること
- 放射長が短くハドロンの相互作用長が長いこと

[*1] (検出層で落とすエネルギー)/(吸収層で落とすエネルギー) のこと

高精細化については、ジェット中の粒子を精度よく分離するためである。サンプリング比を大きくすることは先に説明した統計的な揺らぎを小さくするためで、シャワーの広がりについては粒子がつくるシャワー同士が重なることによる分離効率の低下を抑えることが目的である。またシャワーの漏れに関しては、HCAL よりも ECAL の方がエネルギー分解能が良いため、漏れを抑えることでエネルギー分解能の低下を抑える事ができる。ハドロンの相互作用長については、電磁シャワーとハドロンシャワーを分離するためである。

これらを考慮して、ILD ECAL の吸収層にはタングステンが用いられる。タングステンは、表 2.1 のように他の物質よりも放射長と相互作用長の比が大きく、モリエール半径が小さいため、小型で精度の良い ECAL を可能とする。

物質	λ_I/cm	X_0/cm	R_M/cm	λ_I/X_0
鉄（Fe）	16.8	1.76	1.69	9.5
銅（Cu）	15.1	1.43	1.52	10.6
タングステン（W）	9.6	0.35	0.93	27.4
鉛（Pb）	17.1	0.56	1.00	30.5

表 2.1　カロリメータの吸収層の候補 [13]。λ_I はハドロンの相互作用長、X_0 は放射長、R_M はモリエール半径を表している。

ILD の DBD での構造は前方領域の吸収層が 2.1 mm 厚のタングステンが 20 層で後方領域の吸収層が 4.2 mm 厚のタングステンが 9 層となっている。また検出層は全てシリコン半導体検出器になっている。

検出層については 2 種類の候補が挙げられている。以下に、これらの候補を用いた ECAL の説明をしていく。

SiECAL

まず、1 つ目の候補はピクセル型シリコン半導体検出器 (図 2.9) を用いた ECAL (SiECAL) である。このシリコン半導体検出器には大きさが 5.5×5.5 mm^2 のピクセルが 256 個付いている。これによって PFA に適した高精細を実現できる。粒子検出については、シリコン半導体検出器に粒子が入射した時に検出器内で荷電粒子が電子を電離することで電子-正孔対を生成することを用いる。検出器には電圧が印加されているため、それによって生成された電場によって電子と正孔はそれぞれ反対側の電極に集められる。電子正孔対の数は粒子のエネルギーに比例するため、電極に集められた電子と正孔の数によってエネルギーが測定できる。一方で、図 1.10 で説明したようにコストが高いという問題がある。DBD ではシリコン半導体検出器の厚さは 325 μm、1 ピクセルの大きさは 5×5 mm^2 となっている。また、SiECAL

の構造を図 2.10 に示す。SiECAL は 1 つのスリットあたりシリコン半導体検出器 2 層でタングステン 1 層を挟む構造をしており、シリコン半導体検出器は導電性の接着剤でプリント回路基板（PCB : Printed Circuit Board）と読み出しエレキに接着されている。

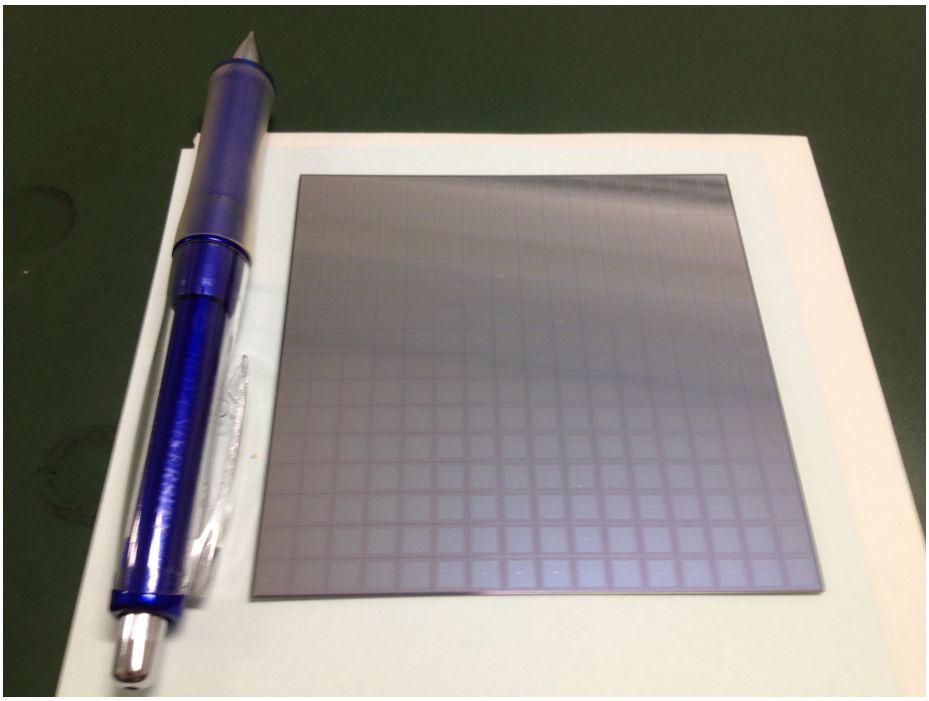

図 2.9　ピクセル型シリコン半導体検出器。このシリコン半導体検出器の表面には 5.5×5.5 mm^2 のアルミ電極が 256 個並べられている。

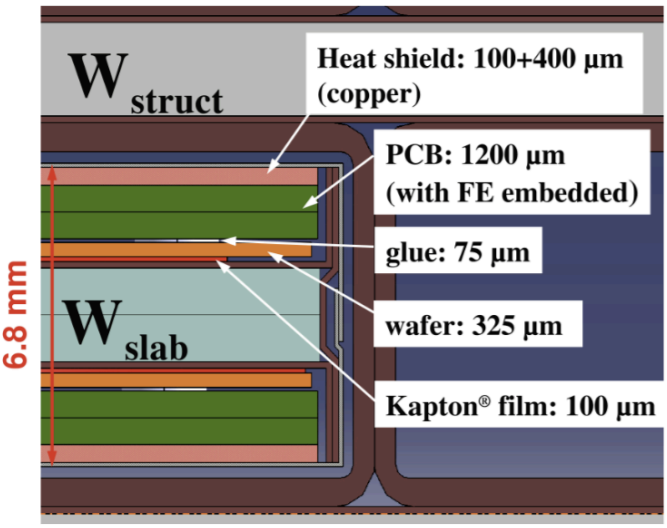

図 2.10　SiECAL のサンプリング構造 [11]。

ScECAL

もう 1 つの候補はピクセル型光検出器である Multi-Pixel Photon Counter（MPPC）[17] 付きのストリップ型シンチレータ検出器（図 2.11）を用いた ECAL（ScECAL）である。測定原理としては、シンチレータに荷電粒子が入射した時にシンチレータ内の電子が励起されて基底状態に戻る時に放出される光を利用する。この光量は入射粒子の電離損失に比例し、シンチレータで放出された光を MPPC が受け取る。MPPC にはマルチピクセル化されたガイガーモードの Avalanche Photo Diode（APD）が並べられており、シンチレーション光が入った各 APD が一定の信号を出すため、その信号をまとめて読みだすことで光子数を測定する。シンチレータ検出器自体は 45 mm×5 mm のストリップ状になっており、これを直交配置することによって実質的に 5 mm×5 mm の位置分解能が得られる。図 2.12 は ScECAL の構造を示している。SiECAL の場合と同様に、1 つのスリットあたり直交配置となっているシンチレータ検出器 2 層でタングステン 1 層を挟んでおり、シンチレータ検出器の一端と PCB の間には MPPC が取り付けられている。

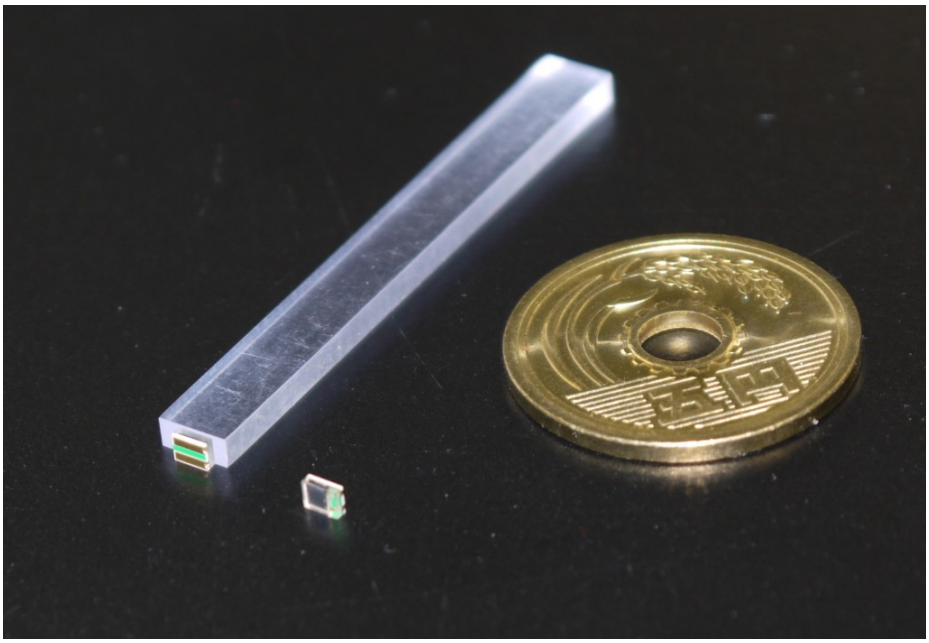

図 2.11　ストリップ型のシンチレータ検出器と MPPC。

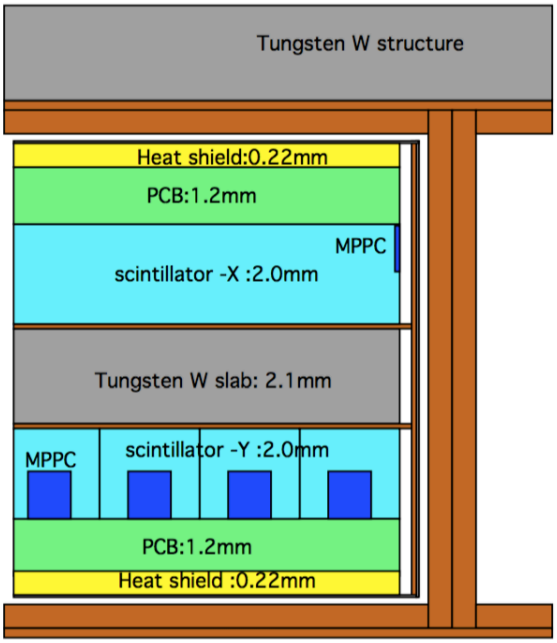

図 2.12　ScECAL のサンプリング構造 [11]。

この ScECAL はコスト面では比較的安価であるという利点があるが、ゴーストヒットと呼ばれる現象による粒子識別精度の低下の問題がある。ゴーストヒットの原理は図 2.13 に表されている。赤い三角部分に同時に 2 つヒットがあった時、黒丸の 4 本のシンチレータからシグナルが出される。これらのシグナルを用いてイベントを再構成するとき、赤三角以外に青三角部分にもイベントが間違って再構成されてしまう。これをゴーストヒットという。

その他の問題としては、シンチレータ検出器自体の厚さがシリコン半導体検出器よりも厚いため ILD 測定器全体の大きさが大きくなり、その分シャワーの広がりが増加するという問題もある。

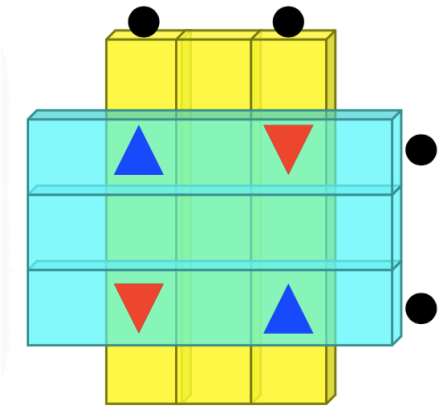

図 2.13　シンチレータ検出器の配置とゴーストヒットの原理図。赤三角は同時刻の 2 つのヒットを表す。4 つの黒丸はシグナルを出すシンチレータ、青三角は再構成の際のゴーストヒットを意味している。

Hybrid ECAL

SiECAL と ScECAL 両方の欠点を補う目的で考案されている ECAL としてハイブリッド型の ECAL（Hybrid ECAL）がある。Hybrid ECAL では検出層にシリコン半導体検出器とシンチレータ検出器両方を用いて、コストを下げつつ粒子分離の効率が維持されることが期待されている。

2.5.2 ハドロンカロリメータ（HCAL）

ILD のハドロンカロリメータ（HCAL）は ECAL と同様にサンプリングカロリメータが採用され、荷電ハドロンと中性ハドロンのエネルギー損失を分離しつつ中性ハドロンのエネルギーを正確に測定する。そのため吸収層には放射長と相互作用長が適度な割合を持ち安価である鉄が用いられる（表 2.1）。一方検出層には 2 つの候補が考えられている。1 つ目はセルサイズが 3×3 cm^2 のシンチレータタイルを用いたもので、読み出しをピクセル型光検出器（PPD : Pixelized Photon Detector）で行うためアナログ HCAL （AHCAL : Analogue HCAL）と呼ばれる。もう 1 つの候補は Glass Resistive Plate Chamber（GRPC）と呼ばれるガス検出器を用いたものである。こちらは 10×10 mm^2 まで細分化されており、得られたエネルギー情報をエネルギーサイズで 3 段階に弁別しコード化して再構築を行うためセミデジタル HCAL（Semi-digital HCAL : SDHCAL）と呼ばれる [18]。

第 3 章

ILD ECAL の構造最適化研究

3.1 モチベーション

ILD 測定器の ECAL は図 1.10 から分かる通り、測定器全体に占めるコストの割合が一番大きい。そのため、コストを抑えられる素材や構造を選ぶ必要がある。さらに、ILC での物理側から求められる性能を満たすことも重要である。そのため、本研究ではシミュレーションソフトウェアを用いて、様々な素材や構造についての性能比較を行い、さらにそれらの構造においてコスト面の比較も行った。

3.2 測定器シミュレーション

本研究のシミュレーションには、ILCSoft[19] と呼ばれるソフトウェアパッケージを用いる。本研究で使用したバージョンは v01-16-02 である。ILCSoft にはシミュレーションソフトウェアとして Mokka[20]、イベント再構成のためのフレームワークとして Marlin[21] が含まれており、ILD 測定器の情報や PFA のような解析手法をまとめて取り扱える。

図 3.1 に大まかな ILCSoft でのシミュレーションの流れを示した。まず、Mokka を用いて測定器の構造や素材などの設定を行い、その後粒子の検出器内での振る舞いをシミュレーションし各検出器内のヒット情報を作成する。そして、その情報を Marlin に読み込ませて事象の再構成を行う。

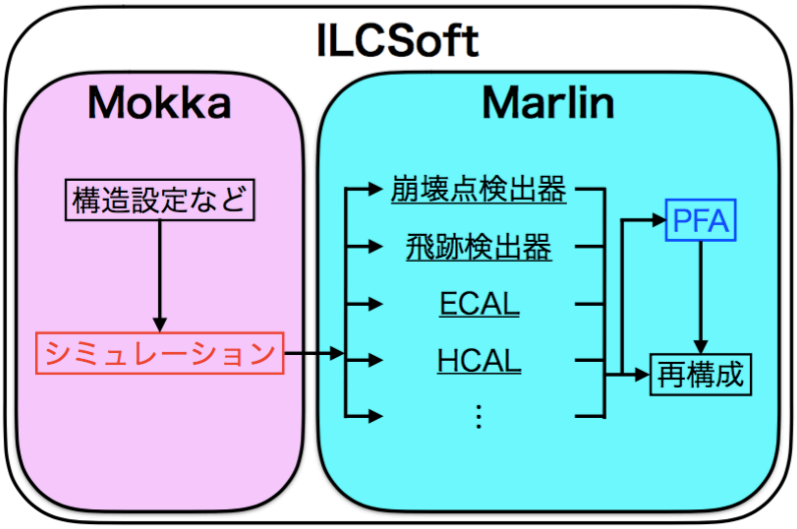

図 3.1 ILCSoft でのシミュレーションの流れ。Mokka でシミュレーションを行いデータを作成した後、Marlin でイベントの再構成を行う。

3.2.1 測定器モデル

ILD の測定器モデルは Mokka と呼ばれる Geant4（GEometry ANd Tracking 4）[*1][22] ベースの測定器フルシミュレータの中でパッケージ化されている。本研究では ILD_o1_v05 というモデルを用いている。これは、カロリメータが SiECAL+AHCAL で構成されているモデルである。これを基にして、構造設定の段階で ECAL の検出層の種類や、検出層と吸収層の層数、厚み等を変更している。変更の方法は付録 B に載せている。

3.2.2 イベントの生成とシミュレーション

単一粒子のイベントの生成は Mokka の中で行われる（ジェットのイベントは外部で生成）。ここでは、粒子の種類やエネルギー、照射方向などを設定できる他、粒子の相互作用の種類について記述されてある Physics List と呼ばれるものを選ぶことによって、様々な粒子の相互作用を設定できる。

生成されたイベントは測定器シミュレーションにかけられる。ジェットのイベントは外部で生成されたものを読み込む形となる。Mokka での測定器シミュレーションの例として、$e^+e^- \to Zh \to \mu^+\mu^- b\bar{b}$ のイベントディスプレイを図 3.2 に示す。

[*1] 粒子物理学の分野等で広く使用されている、粒子の物質中の複雑な振る舞いや反応をモンテカルロ法を用いてシミュレーションするソフトウェアである。モンテカルロ法とは、乱数を用いたシミュレーションを何度も行うことで近似解を求める手法のことである。

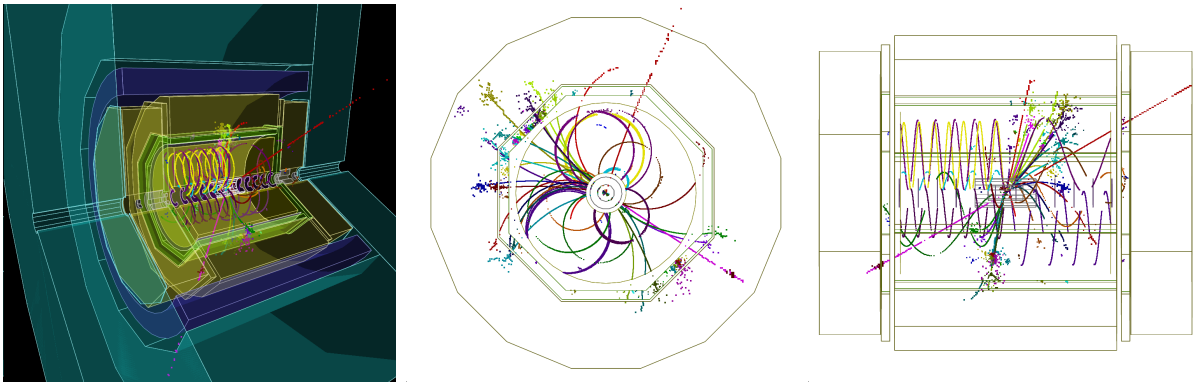

図 3.2　Mokka のイベントディスプレイ [23]。左から 3D、正面、横方向からの様子を示している。これらのディスプレイで測定器を貫通してる赤とピンクの直線がミューオンである。

3.2.3　シミュレーションの再構成

シミュレーションの再構成には Marlin（Modular Analysis and Reconstruction for the LINear collider）を用いる。ここで行われる過程は以下の 3 点である。

1. Digitization
2. Tracking
3. Particle Flow Algorithm（PFA）

Digitization と Tracking

まず、Mokka で記録されたヒット情報に対して Digitization を行う。これは実際の実験と同様の状況を再現するために、ヒット情報に対する応答を各検出器の検出効率や分解能などを用いてシミュレーションするものである。Digitization の後、飛跡検出器に残ったヒット情報に対して Tracking を行う。Tracking では荷電粒子の飛跡や崩壊点の再構成等が行われる。

PFA

ヒット情報の再構成の後、PFA が用いられる。ILCSoft では PandoraPFA[13] と呼ばれる PFA が用いられている。以下に PFA の主な手順を説明する。

1. カロリメータ内で、ジェット中の粒子 1 つ 1 つに対応するクラスタを再構成
2. カロリメータ内の再構成したクラスタのエネルギーを計算
3. 飛跡検出器内の飛跡とカロリメータ内のクラスタを 1 対 1 対応させる
4. 3 で対応させた飛跡から計算されたエネルギーとクラスタのエネルギーが一致しない場合にはクラスタの構成を再計算

5. 荷電粒子起因のクラスタのエネルギーをカロリメータでのエネルギー計算から除外
6. 飛跡検出器内で測定した運動量とカロリメータ内で測定した中性粒子のエネルギーからジェットのエネルギーを再構成

3.3 較正

Marlin でイベントの再構成を行う場合には、各検出器毎に係数をかけて吸収層でのエネルギー損失の補正を行わなければならない。Marlin 内には表 3.1 に示す計 6 つのパラメータが Digitization と PFA 部分に存在する。Digitization 部分には CalibrECAL と CalibrHCAL があり、これらは Digitization を行う際に ECAL と HCAL それぞれのヒットに対して補正を行うパラメータである。特に CalibrECAL に関してはパラメータが 2 つあり、これらを $c_{\mathrm{inner}}, c_{\mathrm{outer}}$ をするとエネルギー計算は

$$E_{\mathrm{r}} = c_{\mathrm{inner}} \sum_{\mathrm{hits}} E_{\mathrm{dep\_inner}} + c_{\mathrm{outer}} \sum_{\mathrm{hits}} E_{\mathrm{dep\_outer}} \tag{3.1}$$

のように表される。ここで E_{r} は再構成されたエネルギー、$E_{\mathrm{dep\_inner}}, E_{\mathrm{dep\_outer}}$ はそれぞれ ECAL の前方領域と後方領域で落とされたエネルギーである。つまり、c_{inner} は前方領域での吸収層のエネルギー損失を、c_{outer} は後方領域での吸収層のエネルギー損失を補正するパラメータで、c_{inner} と c_{outer} の関係は

$$c_{\mathrm{outer}} = \frac{t_{\mathrm{outer}}}{t_{\mathrm{inner}}} c_{\mathrm{inner}} \tag{3.2}$$

と表される。ここで $t_{\mathrm{inner}}, t_{\mathrm{outer}}$ は前方領域と後方領域での吸収層 1 層あたりの厚さである。よって DBD の構造では後方領域の吸収層の厚さが前方領域に比べて 2 倍になっているので、$c_{\mathrm{outer}} = 2c_{\mathrm{inner}}$ となる。

PFA 部分では 4 つのパラメータが存在する。ECalToMipCalibration は ECAL の MIP 粒子のヒットに対する補正パラメータで、ECalToEMGeVCalibration は ECAL の電磁粒子のヒットに対する補正パラメータである。また、ECalToHadGeVCalibration と HCalToHadGeVCalibration はそれぞれ ECAL と HCAL でのハドロン粒子のヒットに対する補正パラメータとなっている。

パラメータ名	使用粒子
CalibrECAL	10 GeV 光子
CalibrHCAL	20 GeVK_L^0
ECalToMipCalibration	10 GeV ミューオン
ECalToEMGeVCalibration	10 GeV 光子
ECalToHadGeVCalibration	20 GeVK_L^0
HCalToHadGeVCalibration	20 GeVK_L^0

表 3.1　較正をするパラメータ一覧。はじめの 2 つは Digitization 内で設けられているパラメータ、残りの 4 つは PFA 内で設けられているパラメータである。

以下に各パラメータにおける較正の手順を示す。まずはじめに、10 GeV の光子を用いて電磁粒子に対する較正を行う。CalibrECAL（ECAL の較正パラメータ）に関しては Digitization 後の光子が ECAL 中の検出層で発生させる信号ヒットの和（Hit energy）を見て、その中心値が 10 GeV に立つように値を調節する（図 3.3)。

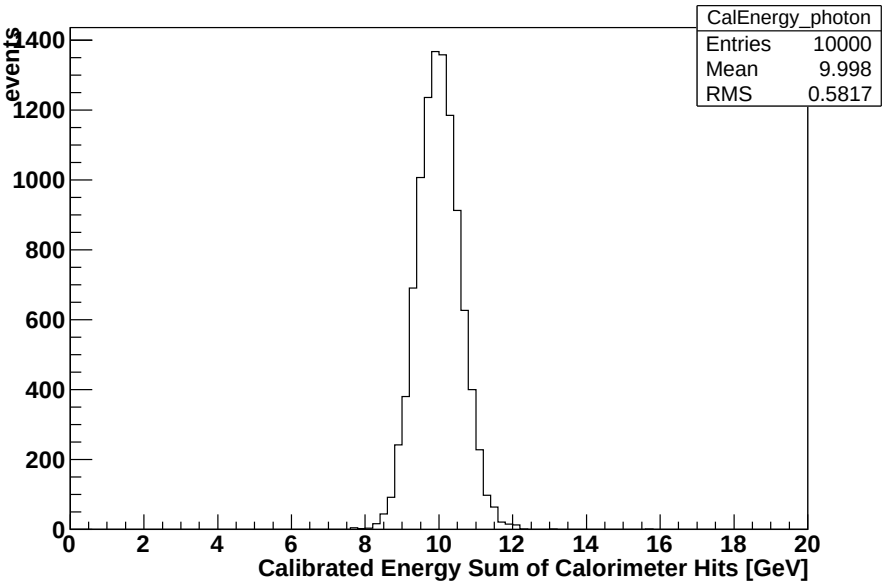

図 3.3　Digitization 後の 10 GeV 光子のエネルギー分布。これは較正後のヒストグラムで、中心値が 10 GeV に立っていることが分かる。

その後、PFA をかけた後の光子のエネルギー分布を見て 10 GeV に中心値が立つように ECalToEMGeVCalibration（ECAL における電磁粒子に対しての較正パラメータ）の値を調節する（図 3.4）。

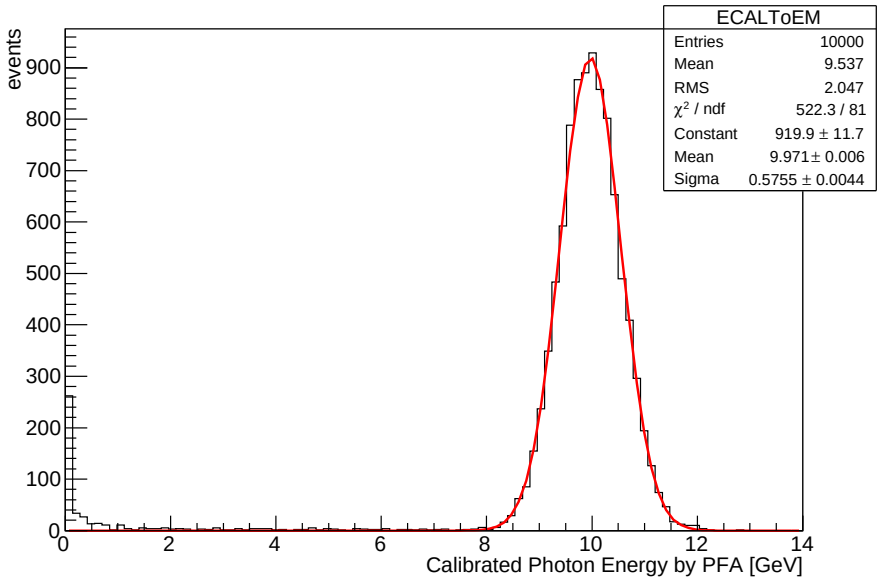

図 3.4　PFA 後の 10 GeV 光子のエネルギー分布。こちらも較正後のもの。0 GeV 付近にあるイベントは PFA でのエネルギー計算漏れによるものである。

光子での較正の後、10 GeV のミューオンの MIP 換算した Hit energy を用いて ECalToMipCalibration（ECAL の MIP に対する較正パラメータ）の値を変更する。ミューオンは物質とほとんど相互作用せず MIP として振る舞う。物質中の電子との多重散乱において、エネルギー損失の分布は電子との衝突回数の目安を表す κ という量で決まる。κ は（エネルギー損失の平均値）/（1 回の衝突で失う最大エネルギー）で近似され、厚い物質中を粒子が通過する場合は $\kappa \gg 1$ となりエネルギー損失の分布は対称なガウス分布となる。一方物質が薄い場合には、$\kappa \ll 1$ となりエネルギー損失の分布は非対称なランダウ分布となる。ECAL においては、検出層は薄いためミューオンのエネルギー分布は図 3.5 のようなランダウ分布となる。ここで MIP のピークが 2 本立っているのはカロリメータ内の吸収層の厚みが前方と後方領域で違うためである。DBD の構造では吸収層が前方領域で 2.1 mm のタングステンを 20 層、後方領域では 4.2 mm のタングステンを 9 層と、後方領域の方が 2 倍厚い吸収層となっているため、エネルギーの低い 1 本目のピークの 2 倍の位置に 2 本目のピークが立つ。較正では、1 本目のピーク位置が 1MIP に合うようにパラメータの値を調節する。本研究においてはシリコン半導体検出器に対して 0.5 MIP、シンチレータ検出器においては 0.3 MIP のところに閾値を設け、それ以下のエネルギーを除外するようにしている。

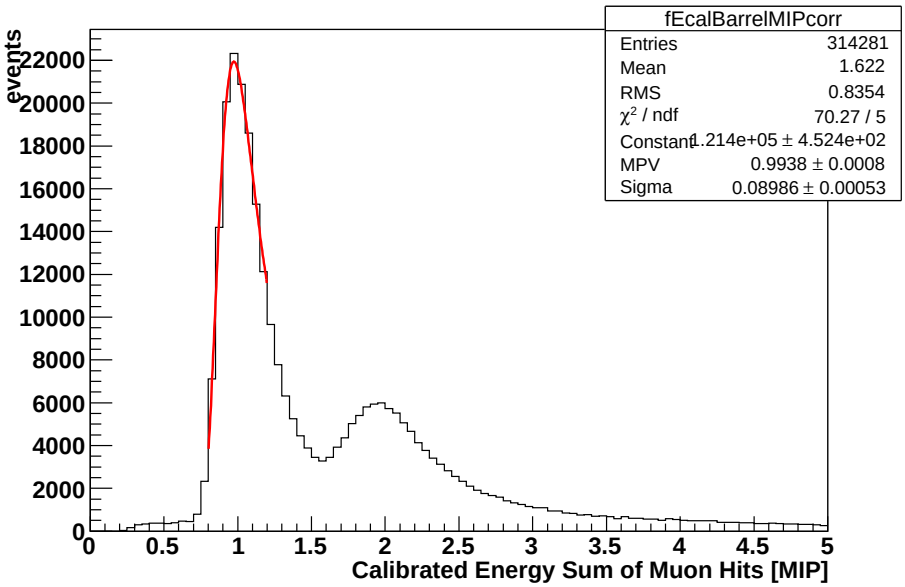

図 3.5　ミューオンを用いた MIP の較正。フィットにはランダウ分布を用いている。ヒストグラムは較正後のもので、DBD の構造を用いているため 2MIP のところにもピークが立っている。

次に 20 GeV の K_L^0 中間子を用いて中性ハドロンに対する較正を行う。K_L^0 を用いる理由は、カロリメータに到達する中性ハドロンの中では K_L^0 がジェットに最も多く含まれるためであり、20 GeV のエネルギーでは経験的に ECAL と HCAL 両方に適度にエネルギーを落としてくれる。はじめに光子の場合と同じく Digitization 後の K_L^0 の Hit energy を見てエネルギーの高い方に立っているピーク位置が 20 GeV に合うように Digitization の CalibrHCAL（HCAL の較正パラメータ）の値を調節する（図 3.6）。ここでエネルギーの低い側にもピークが立っているのは、一部のイベントが ECAL 中でシャワーを起こし、その漏れが HCAL に入ってくるためである。

そして、最後に PFA の 2 つのパラメータ（ECALToHadGeVCalibration と HCALToHadGeVCalibration）の値を同時に調節していく。調節は、PFA をかけた後に再構成された K_L^0 のエネルギーと、ECAL と HCAL に落としたエネルギーの比を利用して行い、図 3.7 のように横軸にカロリメータ全体に落としたエネルギーに対する ECAL に落としたエネルギーの割合をとり縦軸に再構成された K_L^0 のエネルギーをとって各イベント毎にプロットする。できたグラフにおいて、まず図 3.7 左のように横軸の全領域を 1 次関数でフィットしてその切片が 20 GeV に来るように HCALToHadGeVCalibration（HCAL 部分の較正パラメータ）の値を調節し、続いて図 3.7 右のように 0 付近を除いた領域を 1 次関数でフィットしてその時の横軸 1 での値が 20 GeV に来るように ECALToHadGeVCalibration（ECAL 部分の較正パラメータ）を調節する。0 付近を除外するのは HCAL に全エネルギーを落とすイベントが多く、そちらにフィット関数が引っ張られるのを防ぐためである。

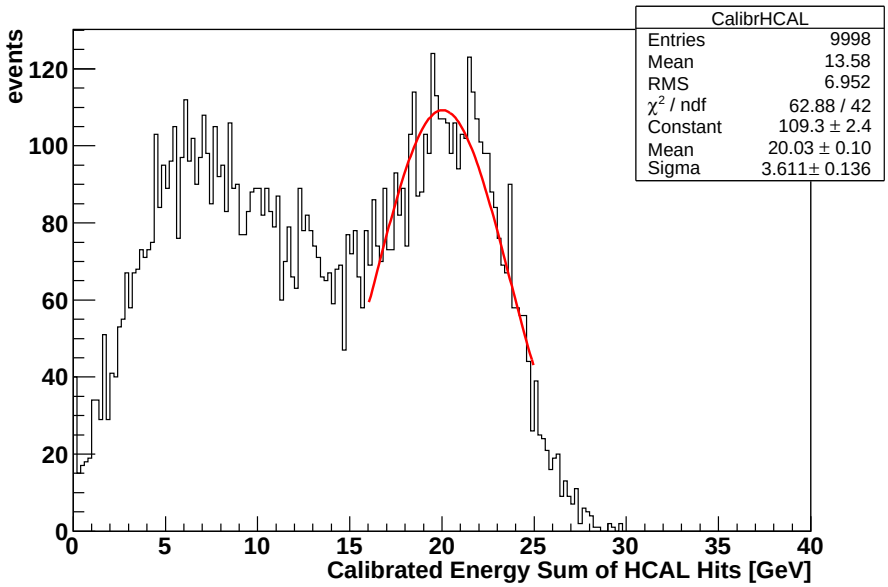

図 3.6 Digitization 後の HCAL に落とされたエネルギーのヒストグラム。これは較正後のもので、2 つ目のピークが 20 GeV 位置に立っている。

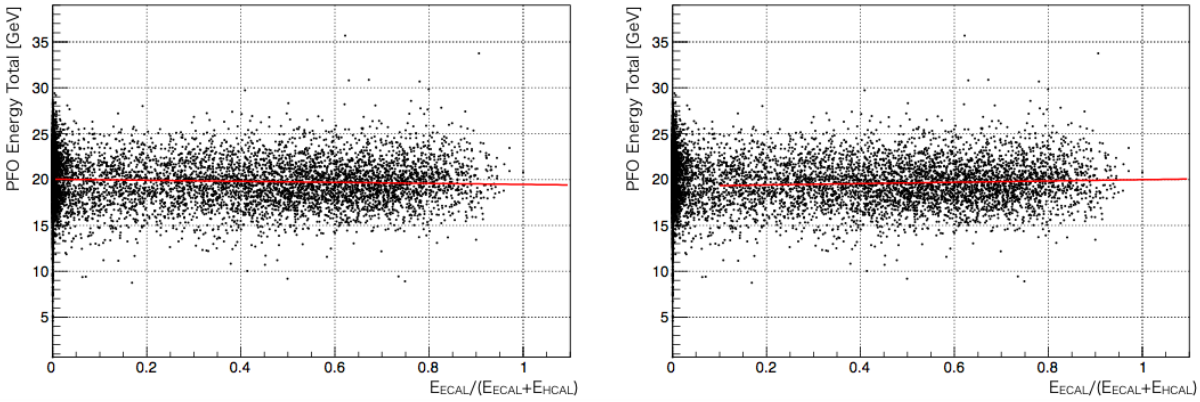

図 3.7 K_L^0 を用いた PFA の中性ハドロンに対する較正。E_{ECAL} は ECAL に落としたエネルギーを、E_{HCAL} は HCAL に落としたエネルギーを表しており、カロリメータで落としたエネルギーの内、横軸が 0 のところは全エネルギーを HCAL で落としたイベント、1 のところは全エネルギーを ECAL で落としたイベントを意味する。左図は HCAL に対するフィットで、右図は ECAL に対するフィットである。

本研究では、SiECAL や ScECAL についてはそれぞれ上記の較正を行う。Hybrid ECAL に関しては検出層としてシリコン層とシンチレータ層を別々に考慮する必要があるため、同じ構造で検出器を全てシリコン及びシンチレータに置き換えたものに対して較正を行い、そのパラメータ値をシリコン部、シンチレータ部にそれぞれ適用したものを用いている。各パラメータ値は付録 A に載せている。

3.4　検出器の層数とピクセルサイズの変更

カロリメータの構造は大きく 2 種類の構造に分けられる（図 3.8）。1 つ目は粒子の進行方向に対して水平な方向（縦方向）の構造であり、こちらは検出層や吸収層の厚みや層数が関係する。もう 1 つの構造が粒子の進行方向に対して垂直な方向（横方向）の構造であり、こちらは検出器のピクセルサイズや検出器の種類等が関係する。横方向の構造は主に粒子の分離ミス（confusion term）に影響する。これはピクセルサイズを例にとると、大きさによって 1 ピクセルあたりに複数の粒子が入射する割合が増え、エネルギー計算の時に誤って 1 つの粒子のエネルギーとして計算してしまうためである。

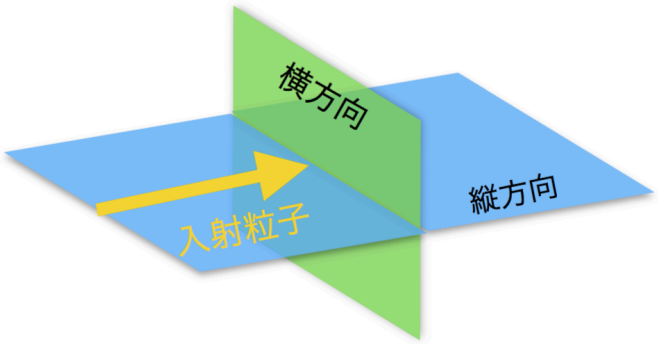

図 3.8　カロリメータ構造の大別。

この 2 つの方向の構造について以下で性能比較を行った結果を説明する。

3.4.1　層数変化による単一粒子のエネルギー分解能への影響

まず、縦方向の構造検証として ECAL の前方領域と後方領域それぞれについて検出層や吸収層の厚みや層数を変化させて単一粒子（光子と K_L^0）のエネルギー分解能の変化を調べた。粒子のエネルギーは 1-40 GeV で、図 3.9 中の θ が $|\cos\theta| < 0.004$ でビーム軸に垂直な面に対しては全方向の領域（ただし $\theta = 90°$ は除く）に照射した。基本となる ECAL の構造は DBD に示されているサンプリング型の SiECAL（表 3.2）であり、全体の吸収層の厚みは $22.8X_0$（79.8 mm）で固定して層数と厚みを変化させた。また、検出層の層数変化はコスト面を考慮して減らす方向に変化させた。

検出層	検出器層厚と層数	吸収層	吸収層厚と層数（前方/後方）
シリコン	0.5 mm×30	タングステン	2.1 mm×20/4.2 mm×9

表 3.2　DBD に示されているサンプリング型 SiECAL の検出層と吸収層の詳細。

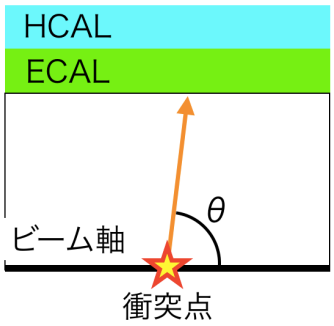

図 3.9　ILD 測定器を横方向から見た時の単一粒子の照射方向。単一粒子は衝突点からバレル部分に向かって射出される。$\theta = 90°$ の方向には TPC のカソード電極板が存在するため照射していない。

前方領域の層数を変更した場合

前方領域の層数変化に関しては、DBD の構造の前方領域の吸収層厚 42 mm（吸収層 2.1 mm×20 層）の分割数を変えることで層数を変化させた。今回用いた構造を表 3.3 に示す。各構造（Configuration）での表記は SiECAL の場合は SiW と表している。

Configuration	Si 層数	吸収層（W）の厚みと層数（前方/後方）	全吸収層厚
SiW(24)_IN	24	3.0 mm×14/4.2 mm×9	79.8 mm
SiW(26)_IN	26	2.625 mm×16/4.2 mm×9	79.8 mm
SiW(28)_IN	28	2.333 mm×18/4.2 mm×9	79.794 mm
SiW(30)（DBD）	30	2.1 mm×20/4.2 mm×9	79.8 mm

表 3.3　前方領域の層数を変化した場合の ECAL の構造。Configuration は例えば SiW(30) では検出層にシリコン、吸収層にタングステンを用いており、シリコンの全層数が 30 層であることを表す。また_IN は前方領域を変化させたことを表す。

これらの構造で光子と K_L^0 についてのエネルギー分解能を調べた結果が図 3.10, 3.11 である。左のグラフが縦軸にエネルギー分解能をとったものである。このエネルギー分解能の導出には、PFA 後の再構成された粒子の各エネルギーヒストグラムにおける中心値と二乗平均平方根（Root Mean Square：RMS）を用いており、フィット関数は

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{\sigma_{\mathrm{stoch}}^2}{E} + \sigma_{\mathrm{const}}^2} \tag{3.3}$$

である。右のグラフは各構造間でのエネルギー分解能の差を見やすくするために SiW(30) のエネルギー分解能に対する各構造でのエネルギー分解能の比をとったものであり、1 を下回れば DBD の構造よりもエネルギー分解能が良いことを表す。これらの結果から、前方領域の層数を変化させると光子のエネルギー分解能に影響し、今回の構造では 6 層検出層を減ら

した時に DBD の構造に比べて最大 30% 悪化していることが分かる。さらに、高エネルギー領域では各構造間でのエネルギー分解能の差は小さくなっており、これは光子のエネルギーが増加すると前方領域だけでなく後方領域にもエネルギーを多く落とすことが起因している可能性がある。一方、K_L^0 のエネルギー分解能は前方領域の層数変化ではほとんど変化しない結果となった。これは、K_L^0 が主にシャワーを ECAL の後方から HCAL にかけて起こすことが原因と考えられる。

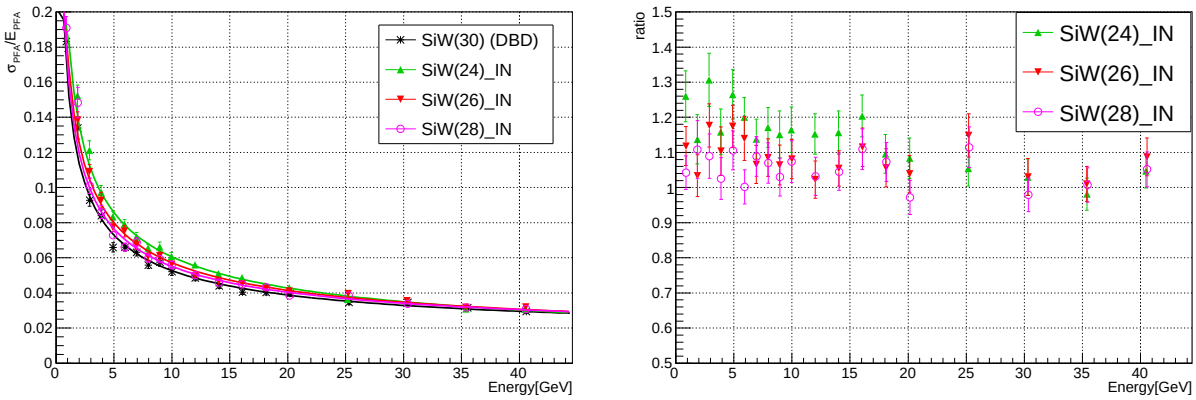

図 3.10　光子のエネルギー分解能。左のグラフは横軸に再構成された光子のエネルギー、縦軸にエネルギー分解能をとったもので、右のグラフは DBD の構造（SiW(30)）に対する各構造のエネルギー分解能の比をとったもの。

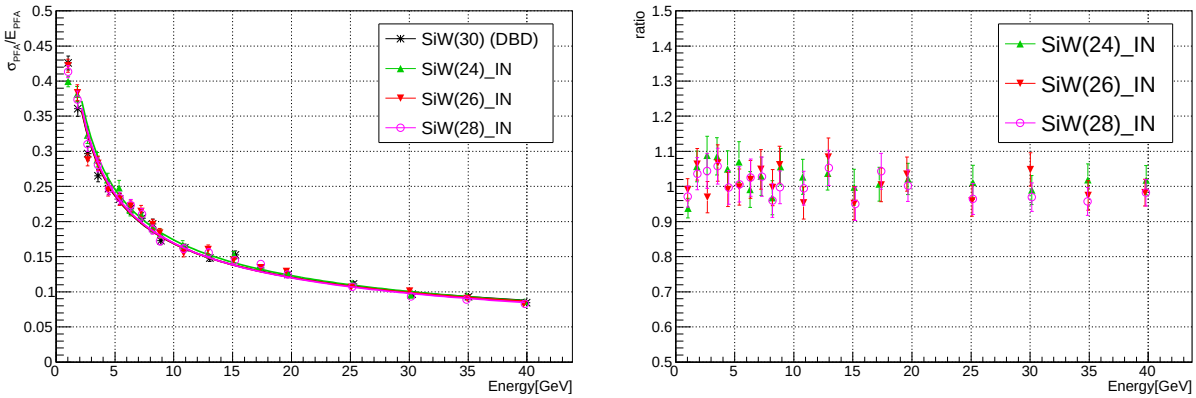

図 3.11　K_L^0 のエネルギー分解能（左）と DBD の構造（SiW(30)）に対する各構造のエネルギー分解能の比（右）。

後方領域の層数を変更した場合

後方領域の層数変化に関しても DBD の構造を基準として後方領域の吸収層厚 37.8 mm（吸収層 4.2 mm×9 層）の分割数を変えることで層数を変化させた。今回用いた構造は表 3.4 の通りである。

Configuration	Si 層数	吸収層（W）の厚みと層数（前方/後方）	全吸収層厚
SiW(24)_OUT	24	2.1 mm×20/12.6 mm×3	79.8 mm
SiW(26)_OUT	26	2.1 mm×20/7.56 mm×5	79.8 mm
SiW(28)_OUT	28	2.1 mm×20/5.4 mm×7	79.8 mm
SiW(30)（DBD）	30	2.1 mm×20/4.2 mm×9	79.8 mm

表 3.4　後方領域の層数を変化した場合の ECAL の構造。

各構造間での光子と K_L^0 のエネルギー分解能の結果を図 3.12, 3.13 に示す。エネルギー分解能のフィットには式 3.3 を用い、各グラフの見方は先程の前方領域の層数変化の場合と同じである。光子のエネルギー分機能に関しては、後方領域の検出層数を減らした場合ではあまり構造間で変化は見られないはずだが、こちらも DBD の構造から 6 層減らした時に最大 24% 悪化している。そして、SiW(24) では 5 GeV 以上のエネルギー領域ではほとんどエネルギー分解能が概ね 10% 悪化した結果となっている。この原因としては後方領域の検出層数を減らしたことで後方領域の吸収層 1 層あたりの厚さが極端に厚くなり、その分検出層での測定精度が低下したことが原因と考えられる。K_L^0 のエネルギー分解能に関しては、前方領域の層数削減と比べると悪化していることが分かる。これは、シャワーを起こす ECAL 後方において検出層が減少したことによるものと考えられる。

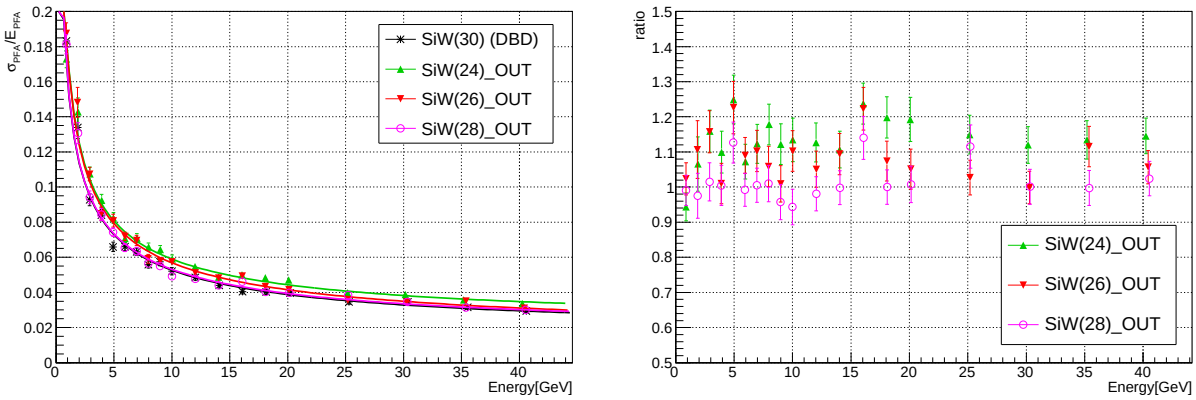

図 3.12　光子のエネルギー分解能（左）と DBD の構造（SiW(30)）に対する各構造のエネルギー分解能の比（右）。

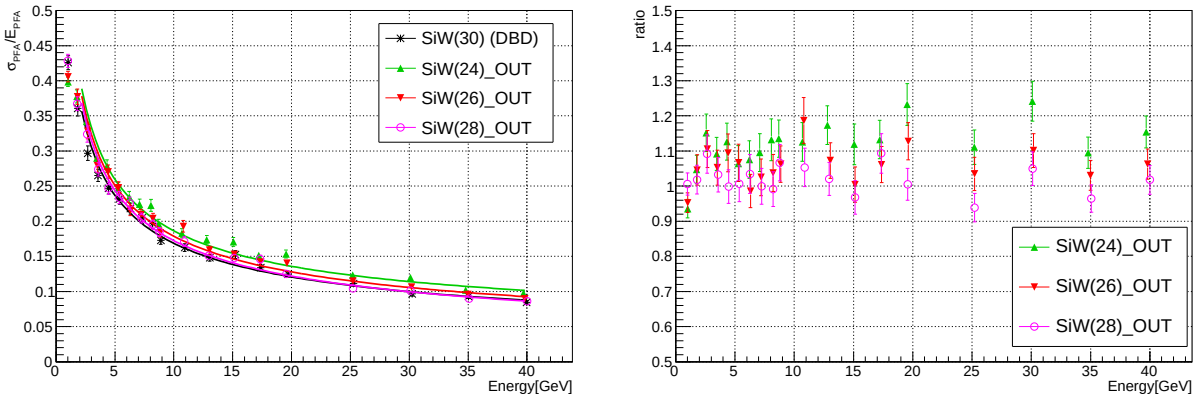

図 3.13　K_L^0 のエネルギー分解能（左）と DBD の構造（SiW(30)）に対する各構造のエネルギー分解能の比（右）。

3.4.2　ピクセルサイズの変化によるジェットのエネルギー分解能への影響

次に横方向の構造による影響を検証するため、検出器のピクセルサイズを変更した場合のジェットのエネルギー分解能を調べた。カロリメータは DBD に記載されている構造（SiW(30)）を採用し、シリコン検出器のピクセルサイズは 1 辺が 2.0 mm から 20.0 mm までの 7 種類を選択した。使用したジェットイベントは $Z \to q\bar{q}$ の di-jet で、エネルギーは 1 ジェットあたり 45, 100, 180, 250 GeV である。

本研究において、ジェットでのエネルギー分解能の計算には RMS90 という手法が用いられる。これは再構成されたジェットのエネルギー分布において、イベントの 90% が入る最も狭い領域での RMS を導出しエネルギー分解能の計算に用いるという手法である。これによって中性ハドロンなどの準レプトン崩壊（$K_L^0 \to \pi^- l^+ \nu_l$ のような崩壊）で、ニュートリノがエネルギーを持ち去ることによるエネルギー損失でジェットのエネルギー分布がガウス分布からずれて低エネルギー側に裾が延びてしまう影響を抑えることができる。

さらにジェットのエネルギー分解能の計算に用いるイベントは図 3.9 においてバレル部分の領域（$|\cos\theta| < 0.7$）のものに限定している。これは、図 3.14 に示すようにバレル部分とエンドキャップ部分の境目とビーム軸近傍ではエネルギー分解能が悪くなってしまうためである。また、図中の赤線は $\cos\theta = 0.7$ までを 0 次関数でフィットしたものである。

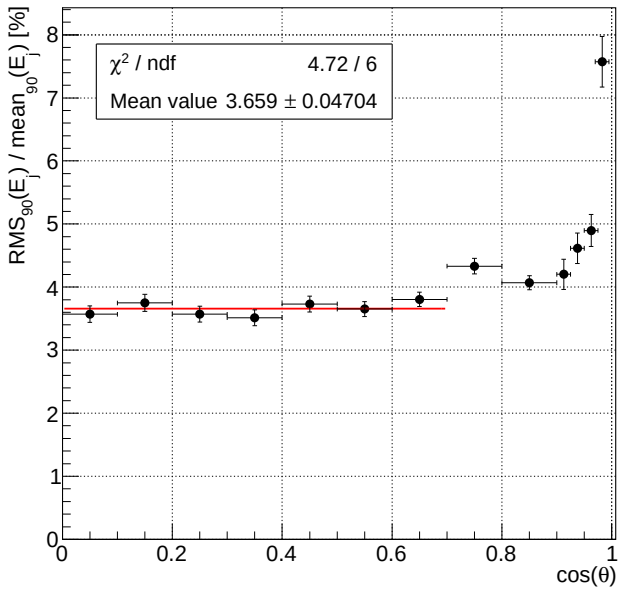

図 3.14　SiW(30) での 45 GeV ジェットのエネルギー分解能の天頂角依存性。$\cos\theta = 0$ は衝突点からビーム軸に垂直な方向（バレル部分の中央）であり $\cos\theta = 1$ がビーム軸方向を表す。グラフより、$\cos\theta$ が 0.7 より大きいところでエネルギー分解能が悪くなっていることがわかる。

上記の計算で求めたピクセルサイズ毎のエネルギー分解能の結果が図 3.15 と表 3.5 である。青色は 45 GeV、赤色が 100 GeV、ピンク色が 180 GeV、黒色が 250 GeV のジェットのエネルギー分解能を表す。ジェットのエネルギー分解能はジェットを構成する単一粒子のエネルギー分解能に依存し、単一粒子では式 3.3 のようにエネルギー分解能が表される。よってエネルギー分解能は普通エネルギーが大きくなると良くなる傾向にあるが、同じピクセルサイズにおいてジェットのエネルギー分解能は高エネルギーに従って V 字を描いて悪くなっている傾向が見える。またピクセルサイズ毎の比較では、ピクセルサイズが大きくなるほどエネルギー分解能が悪くなる傾向があるほかに、2 mm や 3 mm の小さなピクセルサイズにおいてもエネルギー分解能の悪化が見られた。

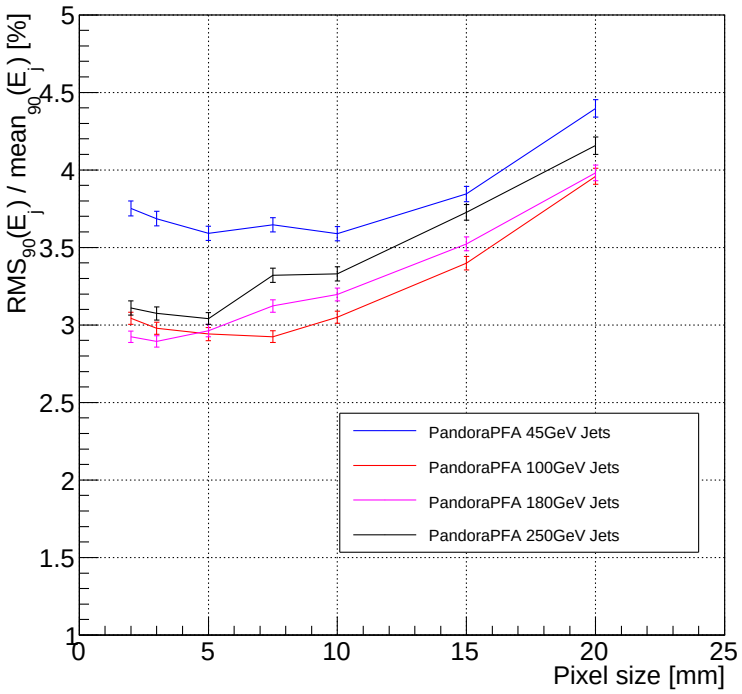

図 3.15　ピクセルサイズを変更した時のエネルギー分解能。

ピクセルサイズ	45 GeV	100 GeV	180 GeV	250 GeV
2.0 mm	3.75%	3.04%	2.92%	3.11%
3.0 mm	3.69%	2.98%	2.89%	3.07%
5.0 mm	3.59%	2.94%	2.96%	3.04%
7.5 mm	3.65%	2.92%	3.12%	3.32%
10.0 mm	3.59%	3.05%	3.20%	3.33%
15.0 mm	3.85%	3.40%	3.52%	3.73%
20.0 mm	4.40%	3.96%	3.98%	4.16%

表 3.5　ピクセルサイズ毎のジェットのエネルギー分機能。

これらのエネルギー分解能の悪化の度合いを調べるために、まず PerfectPFA という PFA を用いる。PerfectPFA は PFA でのエネルギー計算の際に、モンテカルロ手法を用いて生成した粒子のヒットや飛跡の情報を用いたもので、PandoraPFA での粒子分離のミスを無くすことができ、ピクセルサイズの変化によってエネルギー分解能は変化しないことが期待される。この PerfectPFA を用いて同様のエネルギー分解能を計算した結果が図 3.16 である。これは、PFA による粒子の分離ミスが無ければジェットのエネルギー分解能は検出器のピクセルサイズには依らないという予想と合致する。さらに、同じピクセルサイズでのジェットの

エネルギー分解能はエネルギーの増加とともに良くなることも確認された。

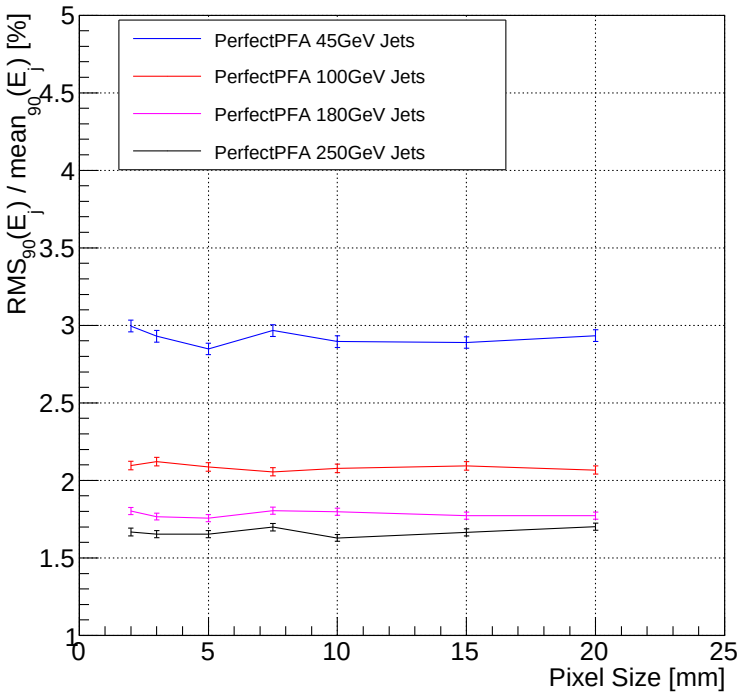

図 3.16　PerfectPFA を用いた際のエネルギー分解能。ピクセルサイズ間での有意な差は無く、粒子分離が正しく行われていることがわかる。

次に、粒子の分離ミスによるエネルギー分解能悪化の度合いを以下の式で定義する。

$$\text{confusion term} = \sqrt{\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2_{\text{PandoraPFA}} - \left(\frac{\sigma}{E}\right)^2_{\text{PerfectPFA}}} \tag{3.4}$$

この値が confusion term と呼ばれるもので、PFA による粒子の分離ミスの度合いを定量化したものである。先ほどの PandoraPFA と PerfectPFA での結果を用いて confusion term を計算すると図 3.17 になる。これより、ピクセルサイズが大きくなるにつれて confusion term が大きくなっていること、そして 45 GeV ジェットではピクセルサイズ 5 mm の方が 20 mm に比べて約 50% も分離精度が良いことが分かる。

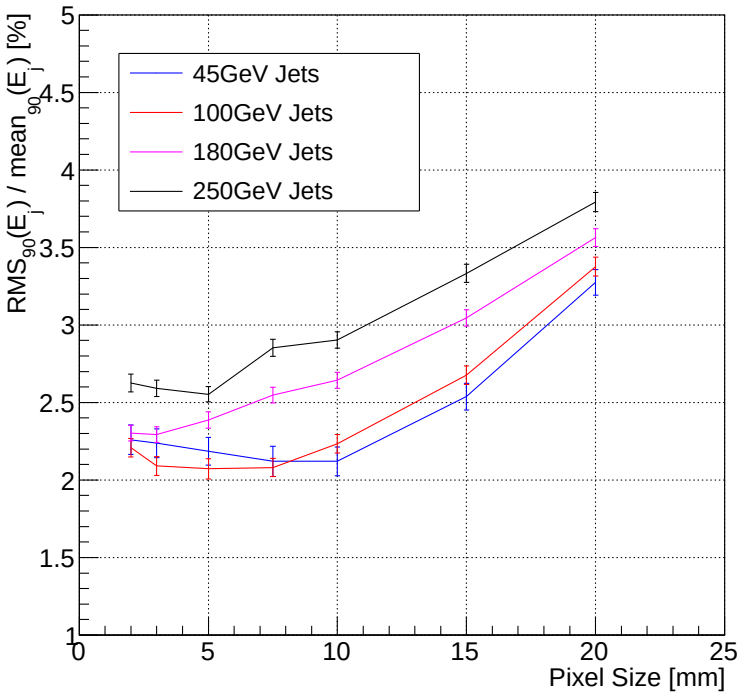

図 3.17　ピクセルサイズ毎の PandoraPFA の confusion term。

一方で、本来は細分化されて分離精度が良いはずのピクセルサイズが 2 mm や 3 mm 付近でも confusion term が大きい。しかし、これは PandoraPFA 本体のパラメータをチューニングすることで改善される余地がある。その 1 つとして Generic Distance Cut（GDC）について調べた。

PFA では、カロリメータにおいてジェットが落としたエネルギーをジェット中の粒子毎のエネルギーに再構成するクラスタリングという作業を行っている。GDC はこのクラスタリングする範囲の上限を決めるパラメータであり、パラメータの単位は pixel となっている。初期値では GDC= 1、つまり上限が 1 ピクセル分である。GDC が半整数の場合、例えばピクセルサイズが 2 mm で GDC= 1.5 であるとすると、クラスタリングする範囲の上限は $2 \times 1.5 = 3$ mm である。この値を 1 から 6 まで変更して、ピクセルサイズ 2 mm での 45 GeV ジェットのエネルギー分解能を調べたものを図 3.18 に示す。この結果を見ると、ピクセルサイズ 2 mm に対しては GDC=2 で最も良い結果となっており、初期値と比べてエネルギー分解能が約 1.6% 向上している。この時、クラスタリングに関してはサイズが 2 mm のピクセル 2 つ分、つまり実質 4 mm 四方のピクセルサイズで計算すれば良いエネルギー分解能が得られることになる。

なお、GDC 以外にもパラメータや PFA ソフトウェアのチューニングによって 2 mm や 3 mm ピクセルにおける性能は改善される可能性がある。

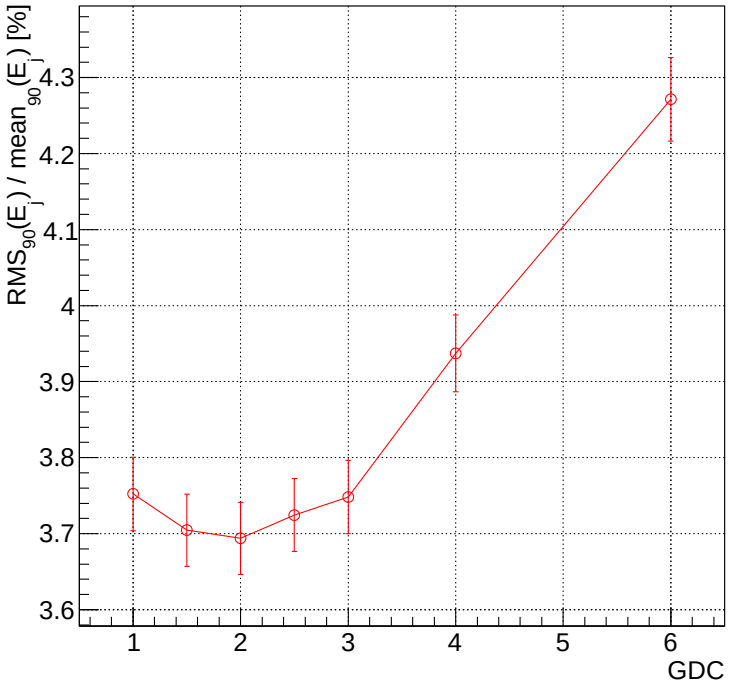

図 3.18 GDC を変更した時のジェットのエネルギー分解能の変化。グラフはピクセルサイズ 2 mm での 45 GeV ジェットに対して調べた結果である。

3.5 Hybrid 構造を用いた構造最適化

現在 DBD で提案されている ILD ECAL の構造は表 3.2 で示されている通りで、これが現在の基本デザインとして設定されている。この構造では検出器にピクセル型シリコン半導体検出器が 30 層用いられており、高いエネルギー分解能を実現できる一方で、ILC 測定器の全コストに対して ECAL が大きな割合を占めてしまう原因となっている。この問題を解決するために 2 つの方法が提案されており、1 つは ECAL 全体のサイズを小さくすることでコストを抑える方法、そしてもう 1 つがピクセル型シリコン半導体検出器とストリップ型シンチレータ検出器を両方用いたハイブリッド構造にすることでコストを抑える方法である。

本研究では、ハイブリッド構造を提案することによりエネルギー分解能を維持しつつコストを抑える方法で ECAL の構造最適化を行った。

3.5.1 最適な ECAL 構造の提案

ILCSoft で構造設定をするにあたって、まずはシリコン半導体検出器の層数を決めた。図 1.10 から分かる通り、SiECAL と ScECAL にかかるコストの平均値をとった場合でも ECAL が一番大きな割合を占めることから、シリコン半導体検出器の層数は DBD の構造の

半分以下である 14 層に固定することにした。また入射粒子に対する ECAL の位置分解能を維持するために、シリコン半導体検出器は前方領域に用い、後方領域を全てシンチレータ検出器に置き換えた。

シンチレータ検出器に関しては、ゴーストヒットの影響を無くすためにストリップ型は採用せず、タイル型を採用した。また、シンチレータ検出器では読み出し数の多さから MPPC にかかるコストが大きな割合を占めているため、タイルの面積を大きくすることで読み出し数を削減した。ストリップ型では 45 mm 四方で実質 9×9 ピクセル（1 ピクセルあたりの面積は 5 mm×5 mm）あるが、タイル型では同面積でピクセル数を減らすためにタイル 1 枚あたりの面積を 15 mm×15 mm に設定した。

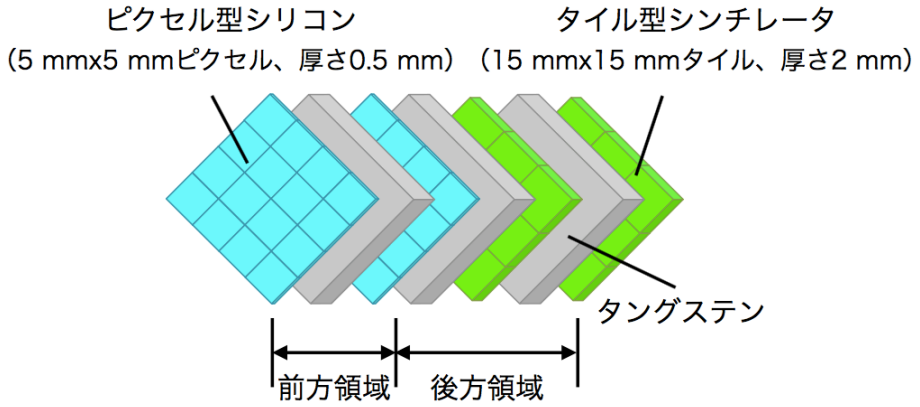

図 3.19　ハイブリッド構造の概略図。簡略化のため層数は減らして表現している。

続いて前方領域と後方領域の境界位置、つまりシリコン半導体検出器とシンチレータ検出器の使用領域の境目に関して幾つかの構造を考案した。この時吸収層の全厚は固定（$22.8X_0 = 79.8$ mm）することを条件として課した。考案した 4 案を図 3.20 に示す。前方からの境界位置が $8.4X_0$、$11.2X_0$、$12X_0$、$14X_0$ となる構造をそれぞれ Hybrid 1、2、3、4 としている。DBD の構造は境目が Hybrid 3 と同じになっている。

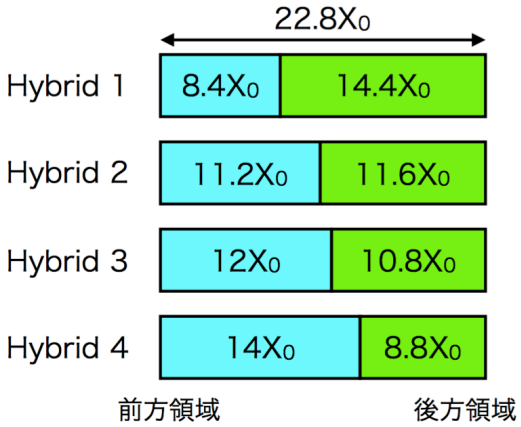

図 3.20　前方領域と後方領域との境界位置の案。

3.5.2 各構造間での性能比較

前節で考案した構造について、層数での性能比較、境界位置での性能比較、そして DBD の構造との性能比較を行った。詳細を以下で説明する。

各境界設定でシンチレータ層を変化させた場合の性能比較

まずは、各境界位置の構造においてシンチレータ層の層数を変化させた。調査した構造の一覧を表 3.6-3.9 に示した。

Configuration	境界位置	Si 層数	Sc 層数	吸収層（W）の厚みと層数（前方/後方）
Hybrid (1-1)	$8.4X_0$	14	20	2.1 mm×14/2.653 mm×19
Hybrid (1-2)	$8.4X_0$	14	22	2.1 mm×14/2.4 mm×21
Hybrid (1-3)	$8.4X_0$	14	24	2.1 mm×14/2.191 mm×23
Hybrid (1-4)	$8.4X_0$	14	26	2.1 mm×14/2.016 mm×25

表 3.6 境界位置が $8.4X_0$ の場合での ECAL の構造。

Configuration	境界位置	Si 層数	Sc 層数	吸収層（W）の厚みと層数（前方/後方）
Hybrid (2-1)	$11.2X_0$	14	16	2.8 mm×14/2.707 mm×15
Hybrid (2-2)	$11.2X_0$	14	18	2.8 mm×14/2.388 mm×17
Hybrid (2-3)	$11.2X_0$	14	20	2.8 mm×14/2.137 mm×19
Hybrid (2-4)	$11.2X_0$	14	22	2.8 mm×14/1.933 mm×21

表 3.7 境界位置が $11.2X_0$ の場合での ECAL の構造。

Configuration	境界位置	Si 層数	Sc 層数	吸収層（W）の厚みと層数（前方/後方）
Hybrid (3-1)	$12X_0$	14	16	3.0 mm×14/2.52 mm×15
Hybrid (3-2)	$12X_0$	14	18	3.0 mm×14/2.224 mm×17
Hybrid (3-3)	$12X_0$	14	20	3.0 mm×14/1.989 mm×19
Hybrid (3-4)	$12X_0$	14	22	3.0 mm×14/1.8 mm×21

表 3.8 境界位置が $12X_0$ の場合での ECAL の構造。

Configuration	境界位置	Si 層数	Sc 層数	吸収層（W）の厚みと層数（前方/後方）
Hybrid (4-1)	$3.5X_0$	14	16	3.5 mm×14/2.053 mm×15
Hybrid (4-2)	$3.5X_0$	14	18	3.5 mm×14/1.812 mm×17
Hybrid (4-3)	$3.5X_0$	14	20	3.5 mm×14/1.621 mm×19
Hybrid (4-4)	$3.5X_0$	14	22	3.5 mm×14/1.467 mm×21

表 3.9　境界位置が $14X_0$ の場合での ECAL の構造。

次に、それぞれの境界位置におけるエネルギー分解能と PerfectPFA でのエネルギー分解能、そして confusion term を図 3.23-3.24 に示す。結果を見ると、層数の違いで PandoraPFA と PerfectPFA ともにエネルギー分解能に有意な差は見られなかった。予想される結果としては層数が増加するに従ってエネルギー分解能も良くなることが期待された。エネルギー分解能が変わらない結果となった理由としては、層数の増加によるシャワーの広がり方に原因がある可能性があると考えられる。本研究では、後方領域の検出層として用いたシンチレータ検出器の厚さは 2 mm と、シリコン半導体検出器の厚さ 0.5 mm の 4 倍の厚さに設定している。これは厚さが増すことで光量が増加するためであるが、一方で厚さ分 ECAL の後方領域の厚さも増加し、かつ吸収層以外にシンチレータ検出器内でもシャワーを発生する可能性がある。よって、層数増加によるエネルギー分解能の向上が見込めるが、同時にシャワーの広がりも増加して粒子分離の精度が悪くなることでエネルギー分解能がほとんど変化しない結果になったと推測される。PerfectPFA でもエネルギー分解能が変化しなかった理由については、さらに原因を追求する必要がある。

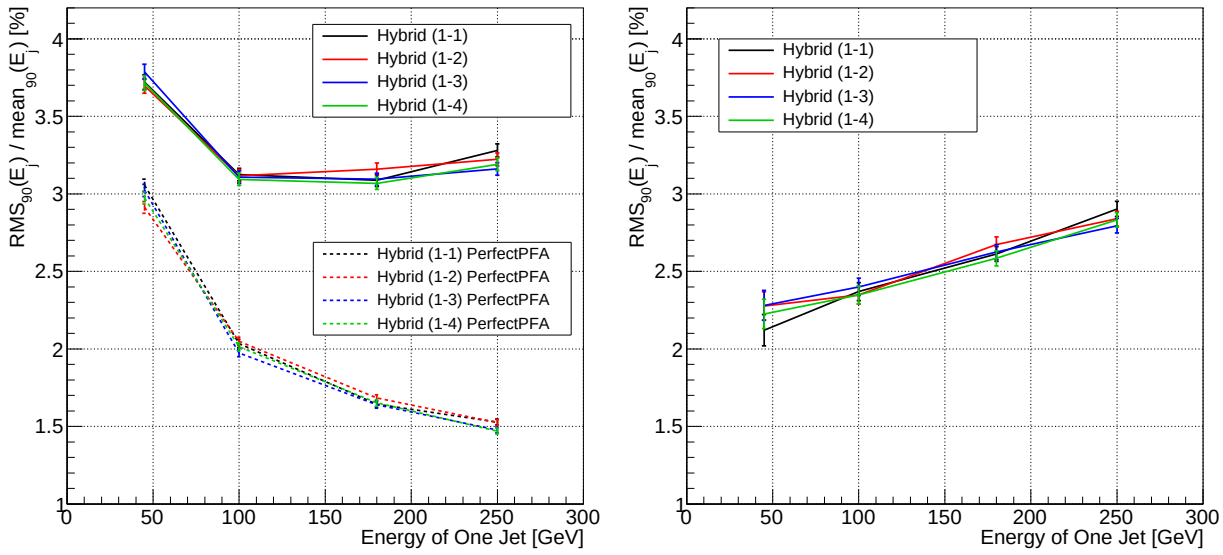

図 3.21　境界位置が $8.4X_0$ の構造におけるエネルギー分解能（左）と confusion term（右）。

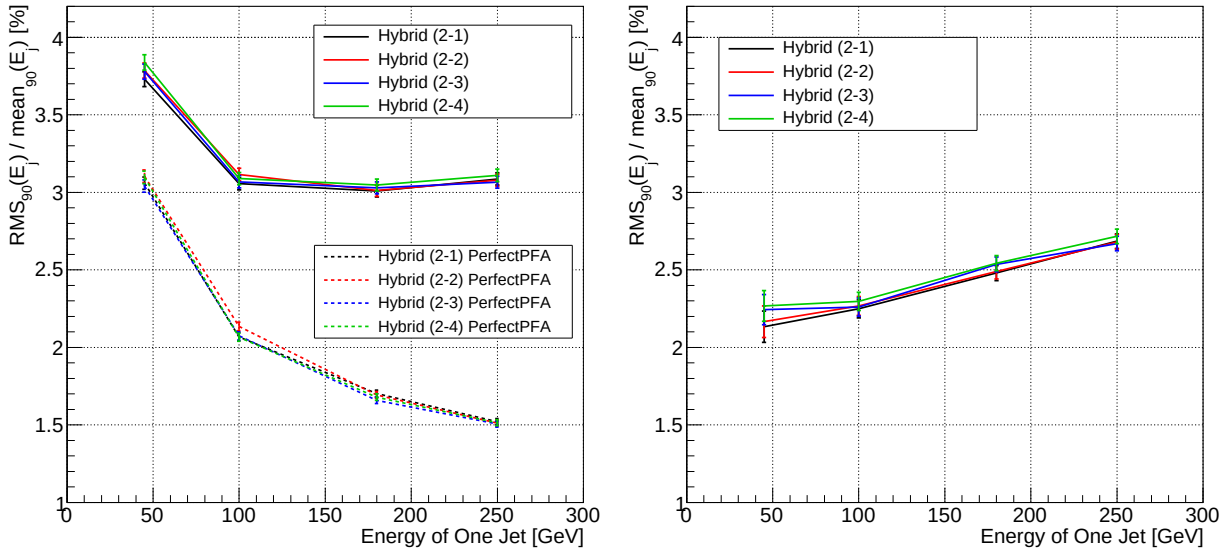

図 3.22　境界位置が $11.2X_0$ の構造におけるエネルギー分解能（左）と confusion term（右）。

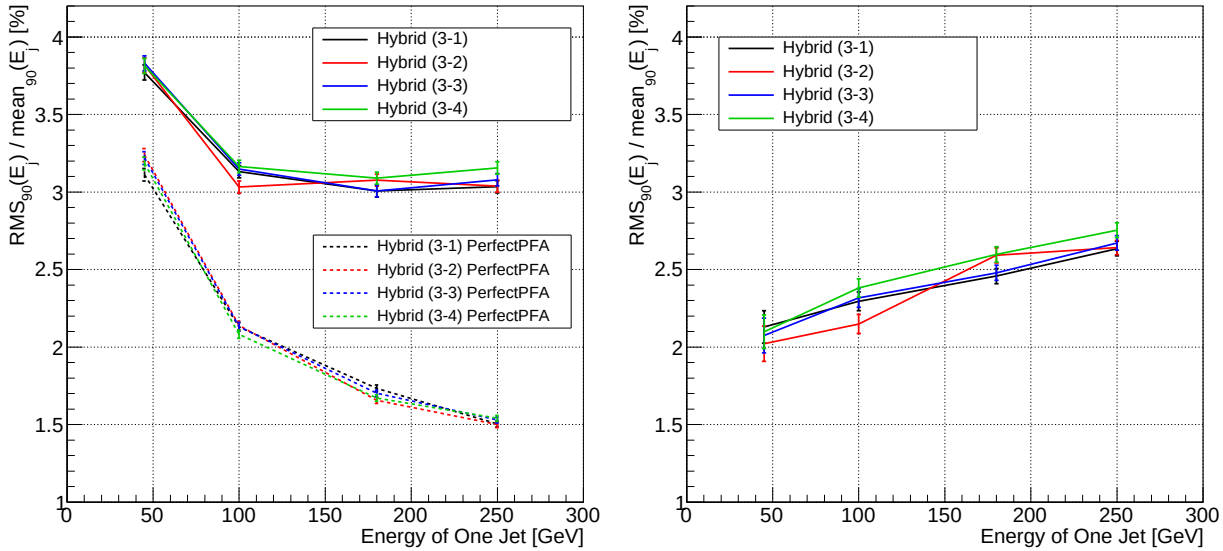

図 3.23　境界位置が $12X_0$ の構造におけるエネルギー分解能（左）と confusion term（右）。

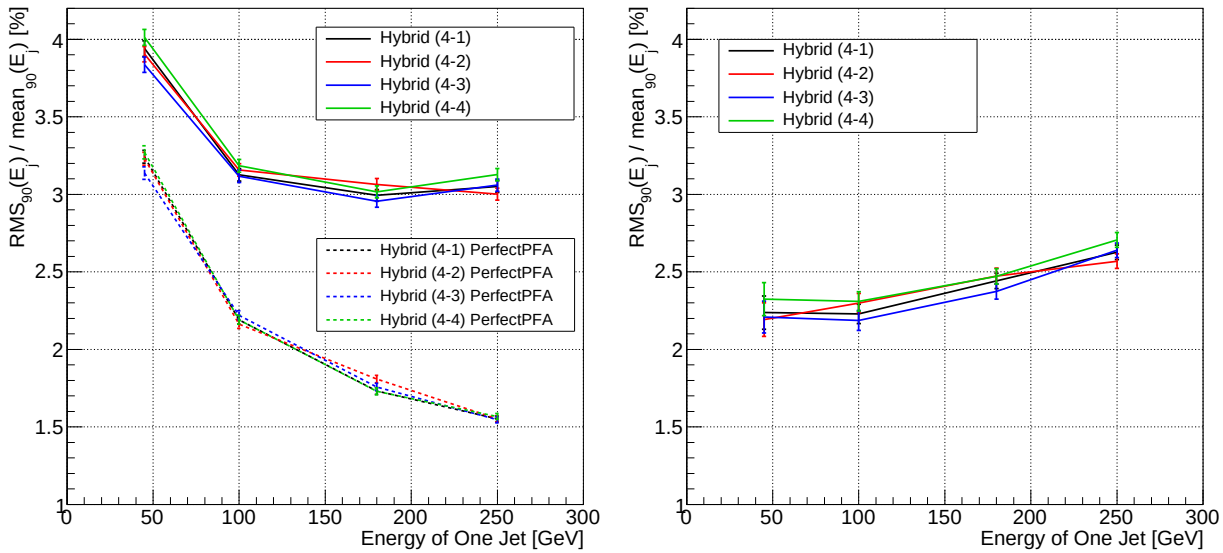

図 3.24　境界位置が $14X_0$ の構造におけるエネルギー分解能（左）と confusion term（右）。

境界間での性能比較

次に、境界間での性能比較を行った。比較を行うにあたって各境界位置での構造は、層数を合わせるために Hybrid (1-1)、Hybrid (2-3)、Hybrid (3-3)、Hybrid (4-3) を選択した。これらのエネルギー分解能と confusion term の結果を示したのが図 3.25 である。境界位置が後方に移動するに従って PandoraPFA でのエネルギー分解能はわずかに向上する傾向が見られた一方で、PerfectPFA でのエネルギー分解能は後方に移動するとエネルギー分解能が悪くなっているという結果が得られた。つまり、confusion term の結果からも分かるように、境界位置が後方に移動すると粒子分離が良くなっている。これは、後方に境界位置がある方が後方領域の 1 層あたりの吸収層厚が薄くなり、各検出器での分離精度が向上するためであると考えられる。また、今回調査した構造においてエネルギー間での confusion term の差が最も小さかったのは境界位置が $11.2X_0$ の時で、45 GeV ジェットと 250 GeV ジェットの間で 0.42% の差となった。

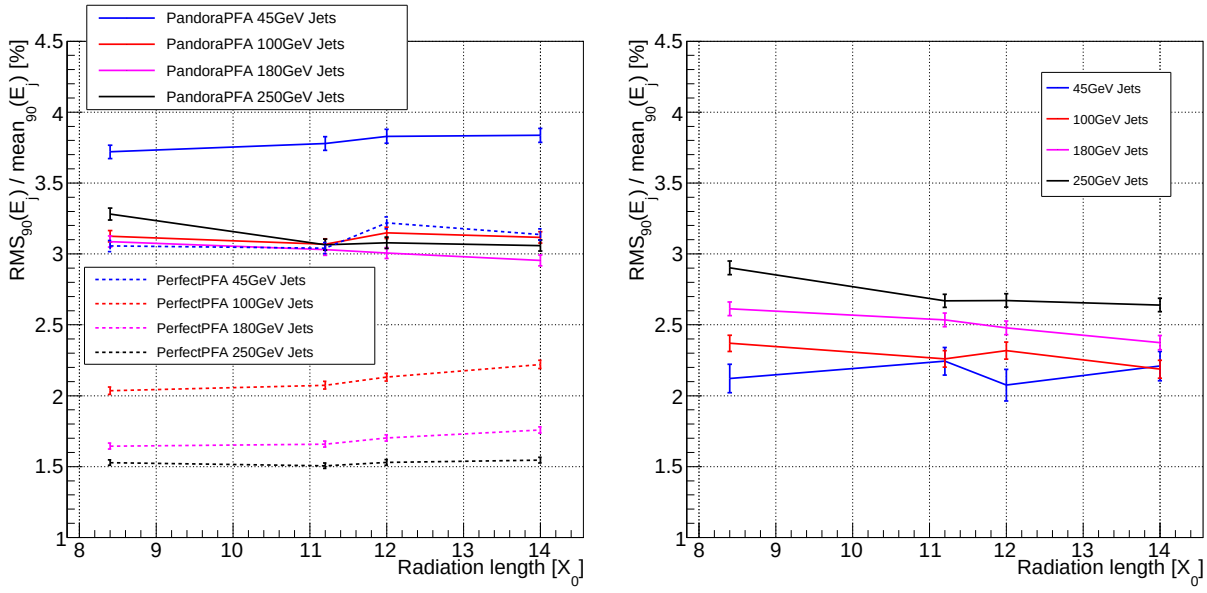

図 3.25　シンチレータ検出器の層数が 20 層で境界位置が違う 4 つの構造におけるエネルギー分解能（左）と confusion term（右）。

DBD の構造との性能比較

最後に今回考案した構造と DBD の構造との性能比較を行った。比較対象としたのは先程の層数変化の結果から、各境界位置の中で最も層数が少なく、コスト的に負担の小さな構造である Hybrid (1-1)、Hybrid (2-1)、Hybrid (3-1)、Hybrid (4-1) を選択した。図 3.26 はこれらの構造のエネルギー分解能と confusion term の結果を示したものである。この結果より、境界位置が後方にある構造の PandoraPFA でのエネルギー分解能は高エネルギーに領域において DBD の構造でのエネルギー分解能とほぼ同程度になることが分かった。一方で PerfectPFA に関しては Hybrid (1-1) は他の構造より層数が多いため、45 GeV を除いて最もエネルギー分解能が良い結果であり 100 GeV で 4.5% の向上が見られたほか、Hybrid (2-1) から Hybrid (4-1) の 3 構造においても DBD の構造と比べて同程度あるいは良い結果となり、Hybrid (2-1) でも 100 GeV で 2.9% 向上している。PandoraPFA と PerfectPFA 両方において 45 GeV での Hybrid 構造のエネルギー分解能が DBD の構造よりも悪くなっている原因としては、中性ハドロン（K_L^0）に対する較正が正しく行われていない可能性が考えられる。そして confusion term では DBD の構造が最も分離ミスが少ない結果となり、続いて境界位置が後方にある構造から順に分離ミスが少ない傾向が見られた。

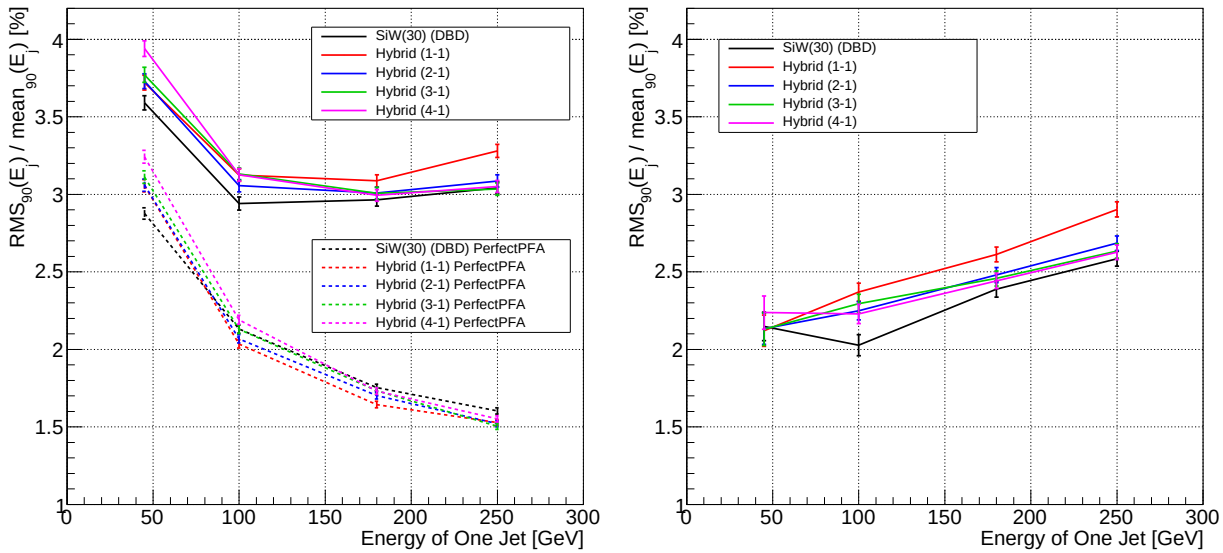

図 3.26　DBD の構造と各境界位置で最も層数が少ない構造のエネルギー分解能（左）と confusion term（右）。

3.5.3　コスト面での評価

DBD に記載されているコストの概算 [11] よりハイブリッド構造でのコストを見積もったところ、各シンチレータ層数における DBD の構造（SiECAL）からのコストの削減率は表 3.10 となった。計算の仕方は次の通りである。まず DBD に記載されている SiECAL と ScECAL のコストを検出器層数の 30 で割る。ここで ScECAL に関しては今回の構造では読み出し数がストリップ型と比べて半分になっているので、MPPC に要するコストを半分にしている。そして、シンチレータ検出器の層数に ScECAL1 層あたりのコストを掛けたものを SiECAL14 層分のコストに加えた。

シンチレータ層数	DBD の構造からの削減率 [%]
16	30.1
18	27.1
20	24.2
22	21.3
24	18.4
26	15.5

表 3.10　ハイブリッド構造においてシンチレータ層数を変化させた場合の、DBD の SiECAL 構造にかかるコストからの削減率。

計算結果より、当然ながら層数が最も少ない構造で削減率が最も高く 30.1% である。しかし、シンチレータ検出器の層数を 26 層まで増やした場合でも 15.5% はコストを削減できる見込みがあることが分かった。

第 4 章

ILD ECAL のシリコン半導体検出器に関する特性研究

この章では ECAL の検出器候補の 1 つであるピクセル型シリコン半導体検出器の構造の説明と、シリコン半導体検出器の構造間の違いを調べるために行った特性研究及びガンマ線を用いた放射線耐性試験について記述する。

4.1 シリコン半導体検出器の構造

シリコン半導体検出器の基本となる構成要素がシリコンダイオードである。シリコンダイオードは P 型シリコン半導体と N 型シリコン半導体を接合したもので、P 型シリコン半導体にはシリコン結晶に第 13 族元素のホウ素等、N 型シリコン半導体には第 15 族元素のリンやヒ素等の不純物が加えられて（ドープされて）いる。第 13 族元素は最外殻に電子を 3 つ、第 15 族元素は最外殻に電子を 5 つ持っているため、シリコン結晶にこれらの不純物がドープされると、ホウ素等の場合は共有結合のための電子が 1 つ足りずにあたかも正の電荷（正孔）があるように見える。、リンやヒ素等の場合は電子が 1 つ余り自由電子ができる。このため、ホウ素等はアクセプターと呼ばれ、リンやヒ素等はドナーと呼ばれる。シリコンダイオードではアクセプターでの正孔とドナーでの自由電子が重要な役割を果たす。

図 4.1 にシリコンダイオードの構造を示した。P 型と N 型を接合しただけの状態では P 型領域には正孔とアクセプターイオンが、N 型領域には自由電子とドナーイオンが一様に分布している。そして接合部分では正孔と自由電子が結合してアクセプターとドナーのイオンだけの領域ができる。この領域を空乏層（Depletion region）という。この時、これらのイオンは移動できないため、空乏層にはわずかながら電場が発生する。

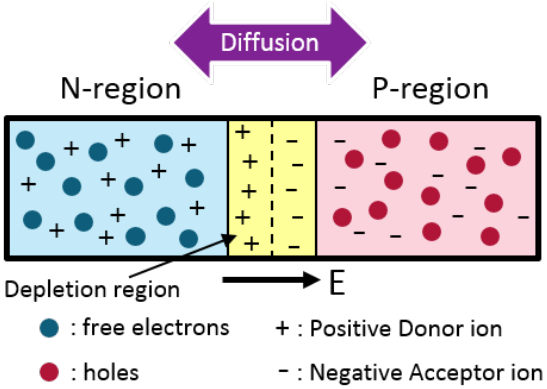

図 4.1　シリコンダイオードの構造。P 型領域には正孔（hole）とアクセプターイオンが一様に分布し、N 型領域には自由電子（free electron）とドナーイオンが一様に分布している。

このシリコンダイオードに N 型から P 型に向けて逆バイアスを印加すると、正孔と自由電子は離れる方向に移動し空乏層が広がる。それによって、空乏層内の電場も大きくなる（図 4.2)。逆バイアスを増加させると空乏層はより広がり、ダイオードの厚さまで広がった時点で空乏層は最大となる。この時を完全空乏層化（Full depletion）といい、そこでの電圧を完全空乏層化電圧（Full depletion voltage）という。この状態を用いて粒子検出を行うのがシリコン半導体検出器である。

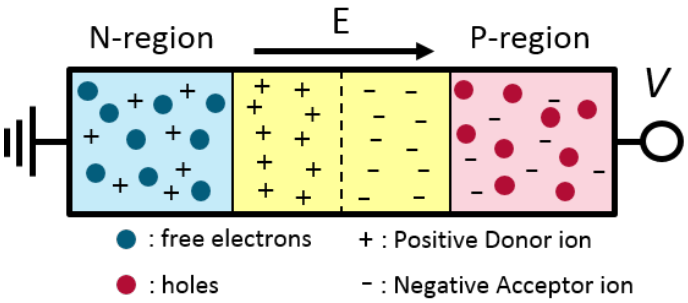

図 4.2　逆バイアス印加時のシリコンダイオードの構造。逆バイアスを印加すると、電子-正孔の結合がより起こり空乏層が広がる。

図 4.3 にシリコン半導体検出器の構造と検出原理を示した。シリコン半導体検出器は N 型シリコン半導体（n）をアクセプターを少し多くドープした（p+）とドナーを少し多くドープした（n+）で挟み、その両面を電極（アルミ等）で覆った構造をしている。この時逆バイアスを完全空乏層化電圧まで印加すると、電場が図の方向に発生する。この状態で荷電粒子が検出器を貫通する時、空乏層内の粒子の飛跡に沿って電子正孔対が分離され、電場に沿って電子は n+ の方へ、正孔は p+ の方へ移動する。移動した電子と正孔はそれぞれ電極に集められ、これらの移動が荷電粒子通過の電流シグナルとなるのである。

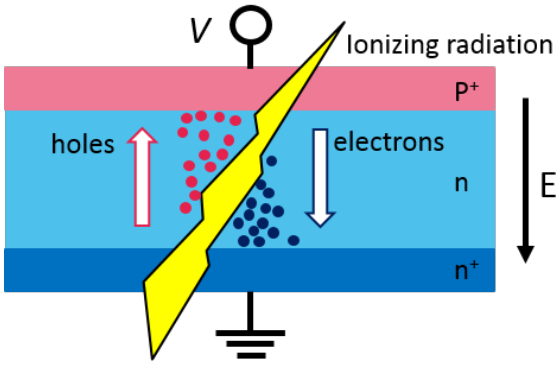

図 4.3 シリコン半導体検出器の構造と検出原理。逆バイアスを完全空乏層化まで印加し、そこを荷電粒子が通過すると飛跡に沿って電子-正孔対が分離され、電場によってそれぞれ検出器両面の電極に移動する。

4.2 ILD ECAL のピクセル型半導体検出器

ILD 測定器の ECAL で使用されるピクセル型のシリコン半導体検出器は第 2 章の図 2.9 に示しており、1 枚が 89.7×89.7 mm^2 の大きさで 5.5×5.5 mm^2 の大きさのピクセル 16 × 16 個に細分化された構造になっている。図 4.4 にピクセル型半導体検出器のエッジから最初のピクセルとギャップまでの断面図を示す。ピクセルと後述するガードリングの下には p+ の領域があり、電極としてアルミニウム（Al)、絶縁層には二酸化ケイ素（SiO_2）が使用されている。

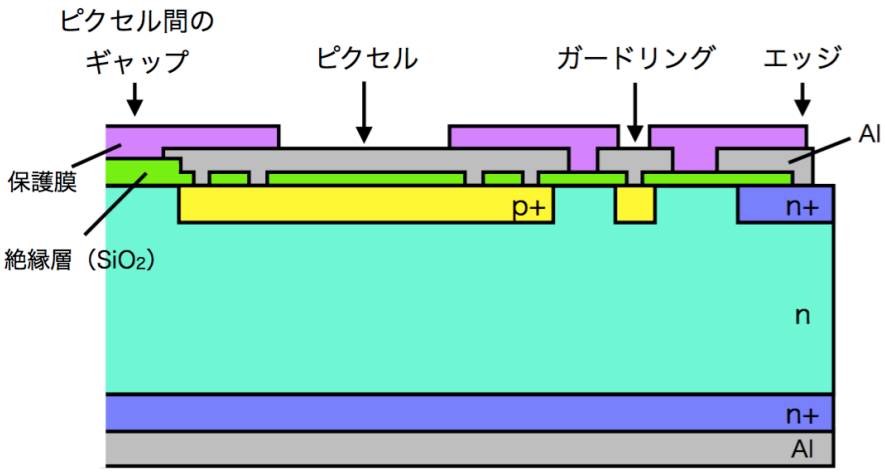

図 4.4 ピクセル型半導体検出器の断面図。

4.3　シリコン半導体検出器の最適化

本研究で用いたシリコン半導体検出器は浜松ホトニクス社製で、いくつかのデザインのサンプルがある。このサンプルは baby chip と呼ばれ、図 4.5 のように 5.5×5.5 mm^2 のピクセルが 3×3 個のものと 4×4 個のものがある。baby chip は 16 × 16 ピクセルの main chip をシリコンウェハー上に配置する際の余白を用いて生産する特性測定用のサンプルであり、ピクセル数と後述するガードリング構造、カットサイズ以外は main chip と同じ特性を持つ。

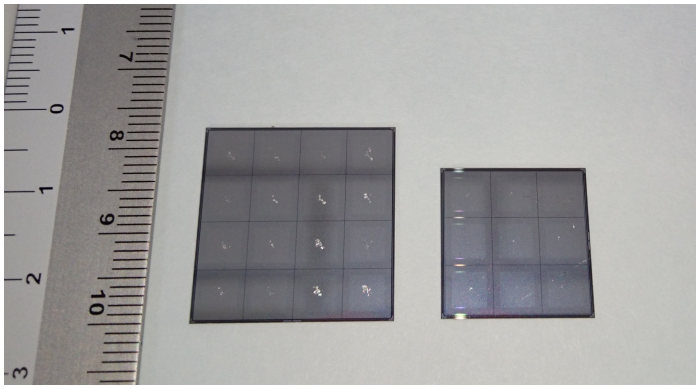

図 4.5　baby chip の写真。右が 3×3 のピクセルを持つチップ、左が 4×4 のピクセルを持つチップである。

この baby chip には 4 つの構造においていくつかのデザインがある。まず、1 つ目の構造はガードリングである。ガードリングはチップのエッジとピクセルの間を一周取り囲んでいる幅 35-80 μm のもので、構造はピクセル部分と同じく N 型半導体に p+ が埋め込まれた上にアルミが付いている。このガードリングがあることでシリコン半導体検出器表面の暗電流を低減することができる。

baby chip にはガードリングの数によって図 4.6 で示す 4 種類のデザインがある。ただし、ガードリングが 2 つと 4 つ（2, 4 ガードリング）の場合にはスプリットが入っており、スプリット部分には 1 辺が 50 μm のアルミパッドが存在する。これは、ガードリングによって電流が伝播する可能性を防ぐためである。チップ全体から見たこのスプリットの入り方は図 4.7 の通りである。さらに、ガードリングの数で baby chip のピクセル数も異なっており、ガードリング無し（0 ガードリング）と 2 ガードリングは 4×4 ピクセル、ガードリング 1 つ（1 ガードリング）と 4 ガードリングは 3×3 ピクセルである。

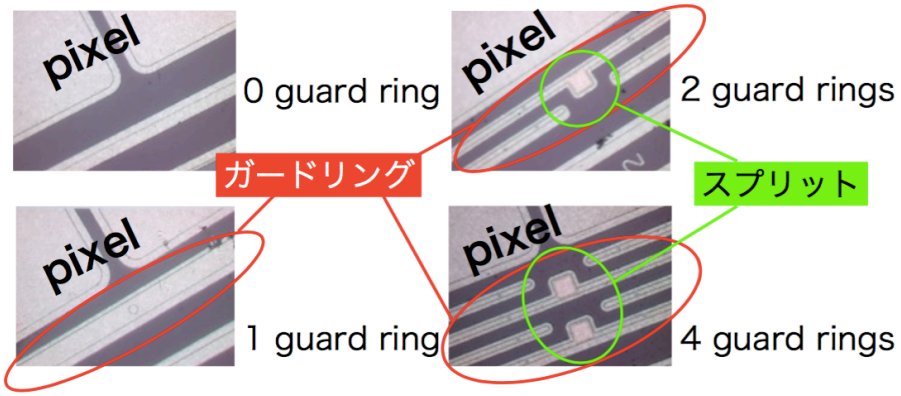

図 4.6 ガードリングの写真。左上がガードリング無し（0 ガードリング）、左下がガードリング 1 つ（1 ガードリング）、右上がガードリング 2 つ（2 ガードリング）、右下がガードリング 4 つ（4 ガードリング）の構造である。2, 4 ガードリング に関してはスプリットが入っており、間に 50×50 μm^2 のパッドが存在する。ガードリングの幅は 1 ガードリングが 80 μm、2, 4 ガードリングが 35 μm（内側）と 45 μm（外側）である。

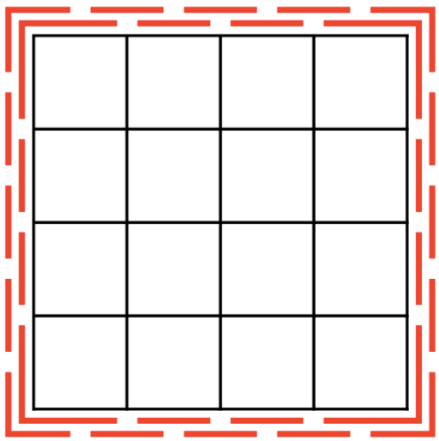

図 4.7 2 ガードリングの場合のスプリットの構造。内側と外側のガードリングのスプリットが交互に配置されている。4 ガードリングの場合も同様である。

2 つ目の構造は厚さであり、厚さの違いによって荷電粒子がシリコン半導体検出器を貫通する距離が異なるため、電流シグナルの強度が変化する。本研究では 320 μm と 500 μm の厚さのサンプルを用いた。

3 つ目はチップのカットサイズである。カットサイズの違いによってエッジより外側部分の不感領域の面積が異なる。したがって、カットサイズの違いによって ECAL の検出層全体における不感領域の面積が変化する。カットサイズには図 4.8 のように cut size B と C があり、cut size B はエッジ部分から 500 μm の幅を持ってカットされており、cut size C は B よりも 150 μm カットの幅が狭くなっている。

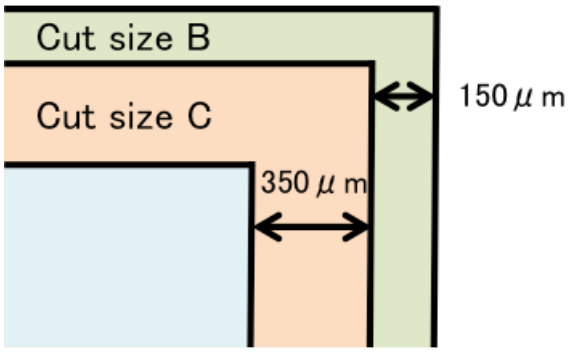

図 4.8　カットサイズの種類。エッジより外側部分の面積の違いで Cut size B と C の 2 種類がある。

4 つ目は抵抗率の違いである。シリコン半導体は不純物濃度の違いで抵抗率が変化する。baby chip のサンプルには抵抗率の違う 2 種類のサンプルがあるが、これらの値は提供元の浜松ホトニクス社の機密事項であり確認はできないが、先行研究（図 4.9）より暗電流値と完全空乏層化電圧に違いがあることが報告されている。本研究では、抵抗率が高いと思われるサンプル（図中の new chip）のみを用いて測定を行った。

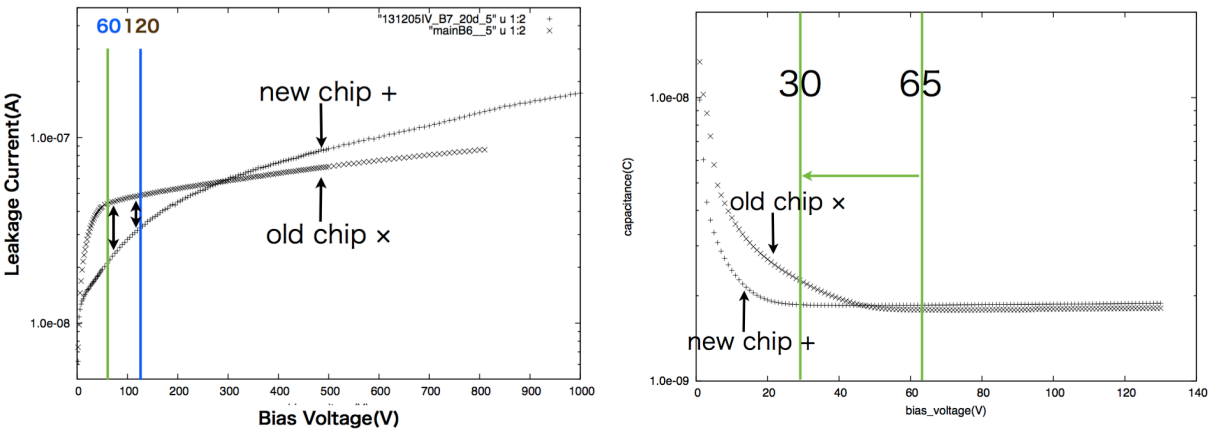

図 4.9　抵抗率の違いによる暗電流値の変化（左）と完全空乏層過電圧の変化（右）[24]。

本研究では上記の 3 種類の構造を持つ baby chip を 12 枚（表 4.1）用いて次節からの暗電流とセンサー容量の測定、そしてレーザー照射の応答測定を行った。

シリアル No.	ガードリング数	厚さ [μm]	カットサイズ
B2	0	320	B
C2	0	320	C
B5	0	500	B
B6	0	500	B
C7	0	500	C
C8	0	500	C
C9	0	500	C
C8-1	1	500	C
C7	2	500	C
C8	2	500	C
C9	2	500	C
C8-1	4	500	C

表 4.1 特性研究で使用した baby chip 一覧。

4.4 暗電流の測定

シリコン半導体検出器はこれまでに説明した通りシリコンダイオードを構成要素とした検出器である。そのため、順方向に電圧を印加すると空乏層を横切る方向に自由電子と正孔が移動し、低電圧でも大量の電流が流れてしまう。ただし、順方向電圧と呼ばれる電圧（シリコンダイオードだと 600 mV 程度）までは空乏層によって自由電子と正孔の移動が妨げられるため電流が流れない。一方逆方向に電圧を印加すると、自由電子と正孔は電流の流れる向きと逆の方向に移動するため電流はほとんど流れず電流変化がほとんど無いプラトー領域が続くが、ある電圧を境に急激に電流が流れ始める。この電流の流れ始める電圧をブレイクダウン電圧といい、ブレイクダウン電圧以下でわずかながら流れている電流のことを暗電流という。これらの電流電圧特性を示したのが図 4.10 である。

暗電流とブレイクダウン電圧の値はシリコン半導体検出器の厚さとカットサイズによって変わる。これには検出器内の空乏層の広がり方が関係していると考えられる。完全空乏層化電圧を V_{fd} とした時、印加電圧が V_{fd} 以下では空乏層は図 4.11 左のように p+ 層の下側に厚み方向に広がる。そして V_{fd} になると丁度厚み分の空乏層となり、これが完全空乏層化となるが、これよりさらに電圧を印加していくと今度は図 4.11 右図のように横方向に空乏層が広がり始め、検出器の端まで広がる。この空乏層が端面に到達した時に大電流を拾いブレイクダウンが起きてしまう。この現象を本論文ではエッジタッチと呼ぶことにする。空乏層は検出器の厚さが厚いほど横方向に広がりやすく、カットサイズの違いでエッジに空乏層が達す

る距離が変化するため、これらの構造の違いによってエッジタッチの起きる電圧が変わってくる。

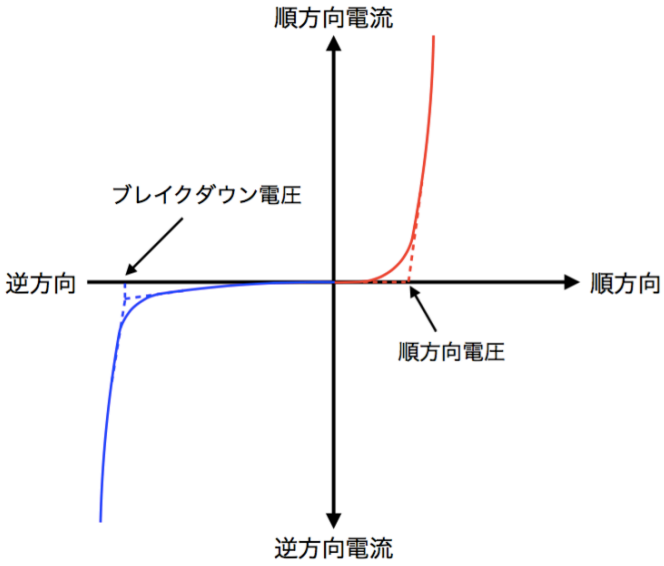

図 4.10　シリコンダイオードの電流電圧特性。順方向電圧では順方向電圧と呼ばれる低電圧を境に過大電流が流れる。一方逆方向電圧を印加すると、しばらく暗電流の流れる領域が続き、ブレイクダウン電圧を境に過大電流が流れる。

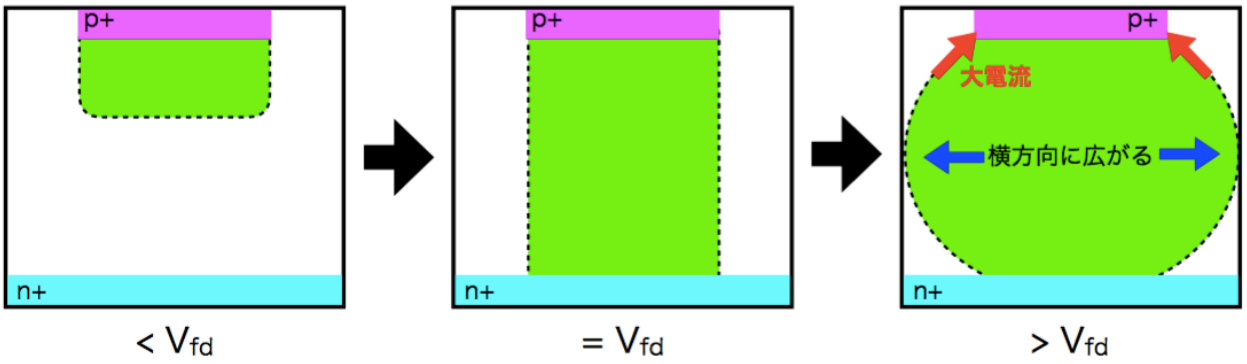

図 4.11　シリコン半導体検出器を横方向の断面から見た時の空乏層の広がり方。空乏層は、印加電圧が完全空乏層化電圧 V_{fd} 以前では厚み方向に広がり、V_{fd} 以降では横方向に広がる。端面に空乏層が接すると大電流を拾いブレイクダウンが起きる。

本研究の特性研究の 1 つ目は、逆方向に電圧を印加した時のシリコン半導体検出器の暗電流値とブレイクダウン電圧に関するものである。baby chip を用いて、シリコン半導体検出器の 3 つの構造（ガードリング、厚さ、カットサイズ）の違いによって暗電流値とブレイクダウン電圧にどのような変化が見られるのか測定した。

4.4.1　セットアップ

まず、測定のセットアップについて説明していく。シリコン半導体検出器の特性研究では baby chip 用にピクセル 1 つ 1 つのシグナルを独立に読み出す必要があったため、専用の測定 box を作成した。図 4.12 の左図のように、box 自体は真鍮の土台の上にベークライト（図中の茶色の部分）の枠をネジで固定した構造になっている。そして、枠内に baby chip をセットした後に測定ピン付きの蓋を被せてネジで固定するとともに圧力をかける。測定ピン自体は内部にバネを持った構造になっており、最大 1.45 mm のストロークがある [25]。box は圧力印加時のストローク長が最大ストローク長より短くなるように設計してあるので、baby chip への圧力が大きくなりすぎて baby chip を破損することはなく、測定ピンの一定のバネ圧 110 gf（グラム重）[*1]が baby chip に印加されることになる。ピクセルへの電圧印加は、真鍮ブロックにネジ留めされた単芯電線から baby chip 裏側の電極に正の電圧を印加している。またピクセルからのシグナルの読み出しは、各測定ピンにハンダ付けされた単芯電線より行っている。

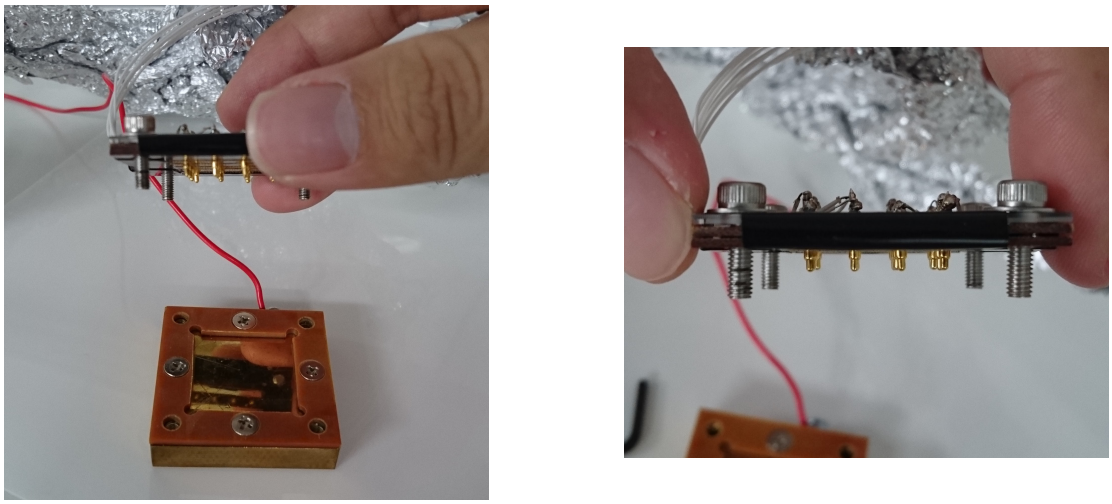

図 4.12　baby chip の個別読み出し測定 box（左）と読み出しピン付きの蓋（右）。

暗電流測定は baby chip をセットした測定 box を恒温恒湿槽内に設置して行う。図 4.13 に暗電流測定の回路図を示した。電圧はピコアンメータ（Keithley 6517B Source/Ammeter[26]）から baby chip 裏側の電極に供給される。ピクセルからの信号はピコアンメータに読み込まれ、GPIB（General Purpose Interface Bus）[*2]を介してコンピュータに送られる。また、ピコアンメータの操作は LabVIEW[*3][27] によってコンピュータから行われる。測定 box が設置される恒温恒湿槽内の環境は、温度 20 °C、湿度 50% に保たれている。

[*1] 1 gf は 1 g の物質にかかる重力を表す。
[*2] コンピュータと計測器を接続するインターフェイスの 1 つ。
[*3] 計測器のシステム開発を行うソフトウェア。

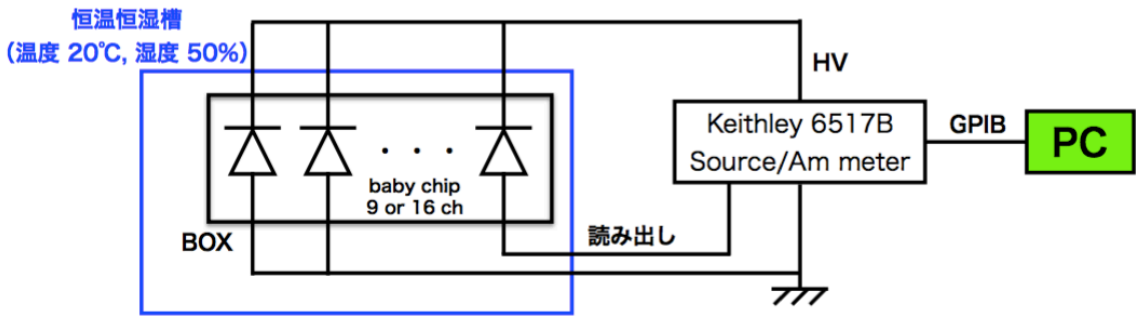

図 4.13　暗電流測定のセットアップ回路図。

4.4.2　結果

まず、ガードリング数毎の暗電流測定の結果を図 4.14 に示す。baby chip は、厚さが 500 μm でカットサイズが C の 4 枚を使用した。そして、表 4.2 は各ガードリング数における 100 V での 1 ピクセルあたりの平均暗電流値（I_{dc}）とブレイクダウン電圧（V_{bd}）をまとめたものである。測定は 3 回行い、各回において、電圧 1 点あたり 10 個のデータを取得した。そして、それぞれの電圧においてデータをヒストグラムに詰めた。図 4.14 はヒストグラムの平均値をプロットし、その誤差としてヒストグラムの RMS を採用した。本研究では、図 4.14 でプラトー領域と急激な電流増加の領域それぞれでの適切な範囲において直線フィットし、2 直線の交点をブレイクダウン電圧と定義した。

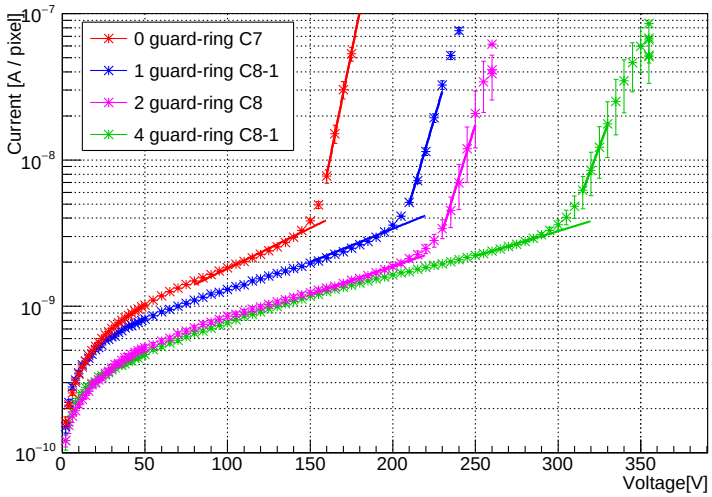

図 4.14　各ガードリング数での暗電流測定の結果。横軸は印加電圧、縦軸は 1 ピクセルあたりに平均した暗電流値である。

ガードリング数	シリアル No.	I_{dc} @ 100 V [nA/pixel]	V_{bd} [V]
0	C7	1.84	155
1	C8-1	1.30	208
2	C8	0.86	236
4	C8-1	0.77	307

表 4.2 各ガードリング数における暗電流値とブレイクダウン電圧。I_{dc} は暗電流、V_{bd} はブレイクダウン電圧を表す。使用した baby chip は厚みが 500 μm、カットサイズが C のものである。

以上の結果から、暗電流はガードリング無し（0 ガードリング）と 4 ガードリングを比べると、100 V での暗電流値は 0 ガードリングは 4 ガードリングの約 2.4 倍であることが分かる。また、ブレイクダウン電圧に関してはガードリング数が多いほうが高くなっており、こちらも 0 ガードリングと 4 ガードリングで比べると、4 ガードリングは 0 ガードリングよりも約 2 倍高い値となっている。

さらに 0 ガードリングと 2 ガードリングについては同構造の 3 枚の baby chip を測定しており、これらの結果を図 4.15, 4.16 と表 4.3 に示す。今回の測定において同構造間での暗電流値の個体差は最大 0.73 nA、ブレイクダウン電圧では最大 43 V であった。

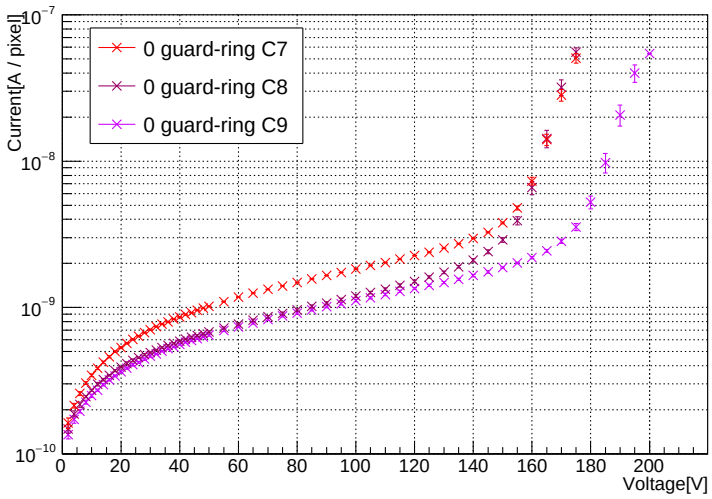

図 4.15 0 ガードリングの暗電流測定の結果。3 枚の baby chip とも厚さは 500 μm、カットサイズは C である。

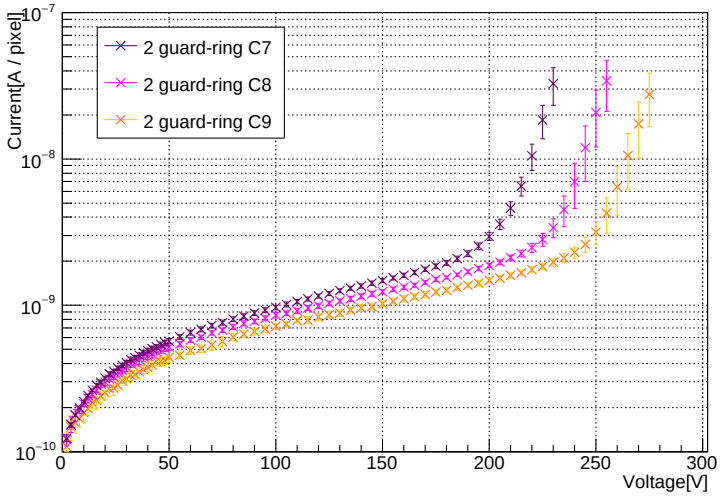

図 4.16　2 ガードリングの暗電流測定の結果。3 枚の baby chip とも厚さは 500 μm、カットサイズは C である。

ガードリング数	シリアル No.	I_{dc} @ 100 V [nA/pixel]	V_{bd} [V]
0	C7	1.84	153
0	C8	1.20	156
0	C9	1.11	174
2	C7	0.97	204
2	C8	0.86	229
2	C9	0.72	247

表 4.3　今回測定した 0, 2 ガードリングサンプルの 100 V における暗電流値とブレイクダウン電圧。

これらより、0 ガードリングと 1 ガードリングでは、暗電流値の差は 0 ガードリングの 3 枚のサンプルでの個体差よりも小さいが、1 ガードリングと 2 ガードリングでの暗電流値の差は 2 ガードリングの 3 枚のサンプルでの個体差よりも大きいことが分かる。ブレイクダウン電圧に関しては、同構造間での個体差よりもガードリング間での差の方が大きく、ガードリング数の増加によってブレイクダウン電圧が増加していることが確認できた。

次に厚さとカットサイズに関して同じ暗電流測定を行った結果が図 4.17 である。そして、100 V での 1 ピクセルあたりの平均暗電流値とブレイクダウン電圧の値を記したのが表 4.4 である。こちらの測定で用いた baby chip は 0 ガードリングの厚さとカットサイズの組み合わせが異なる 4 枚である。

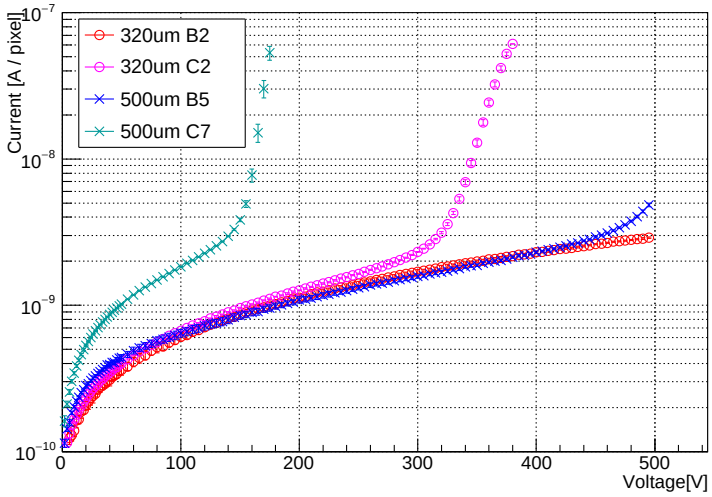

図 4.17 各厚さとカットサイズでの暗電流測定の結果。横軸は印加電圧、縦軸は 1 ピクセルあたりに平均した暗電流値である。

シリアル No.	厚さ [μm]	カットサイズ	I_{dc} @ 100 V [nA/pixel]	V_{bd} [V]
B2	320	B	0.61	> 500
C2	320	C	0.67	338
B5	500	B	0.64	466
C7	500	C	1.84	158

表 4.4 各厚さとカットサイズにおける暗電流値とブレイクダウン電圧。I_{dc} は暗電流、V_{bd} はブレイクダウン電圧を表す。測定したサンプルは 0 ガードリングの baby chip である。

厚さの違いではブレイクダウン電圧は 500 μm 厚よりも 320 μm の方が高い結果となっている。カットサイズ C の C2 と C7 で比べてみると、C2 のブレイクダウン電圧は C7 の約 2.1 倍であった。

カットサイズでのブレイクダウン電圧の変化はカットサイズ B の方がカットサイズ C よりも大きいことが分かる。320 μm 厚の baby chip では B2 のブレイクダウン電圧が今回の測定電圧（0-500 V）を上回っていたためカットサイズ間のブレイクダウン電圧の差を見ることはできないが、500 μm 厚においてはカットサイズ B がカットサイズ C よりも約 2.9 倍高い結果となった。

さらに、暗電流値に関しては 500 μm 厚でカットサイズ C のチップ（C7）だけが高い値で、他の 3 枚のチップの平均値よりも約 2.9 倍大きい値となっている。これは、C7 が 4 枚の中でエッジタッチが最も低電圧で起きやすく電流を拾いやすい構造をしているためであると考えられる。同時に、他の 3 枚（B2, C2, B5）のチップの暗電流値が同程度であることから、

この 3 枚のチップの厚さとカットサイズの組み合わせにおいてはエッジタッチによる暗電流の寄与はあまり変わらないと言える。

4.5 センサー容量の測定

シリコンダイオードは第 4.1 節で説明したように、逆電圧を印加することによってダイオード内の空乏層が広がる。完全空乏層化した時、シリコンダイオードは誘電体が挟まれたコンデンサーに似た構造となり、その全容量は

$$C = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 S}{W} \tag{4.1}$$

と近似できる。ここで ϵ_r はシリコンの比誘電率、ϵ_0 は真空の誘電率、S は p+ が埋め込まれている面積、W は空乏層の厚さである。

また、シリコンダイオードの空乏層厚と電圧との関係式は次のポアソン方程式から導かれる [28]。

$$-\frac{d^2}{dx^2}\phi(x) = \frac{q_0}{\epsilon_r \epsilon_0} N_{\text{eff}} \tag{4.2}$$

ここで x は厚さ方向の距離、$\phi(x)$ は x でのポテンシャル、q_0 は素電荷、N_{eff} は有効ドーピング濃度と呼ばれる量でシリコンダイオード内にドーピングされている不純物の濃度を表す。空乏層の厚さ以上の深さのところでは電場は無く $\phi(x) = 0$ であるので、境界条件として

$$\frac{d}{dx}\phi(x = W) = 0 \tag{4.3}$$

$$\phi(x = W) = 0 \tag{4.4}$$

を式に適用すると

$$V = \frac{q_0}{2\epsilon_r \epsilon_0} |N_{\text{eff}}| W^2 \tag{4.5}$$

となる。これが空乏層厚と電圧との関係式であり、この式 4.5 と式 4.1 を組み合わせると全容量と電圧の関係式

$$V = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 q_0 S^2 |N_{\text{eff}}|}{2} \frac{1}{C^2} \tag{4.6}$$

が導かれる。

本研究の全容量測定では、厚さとカットサイズが異なる 4 枚の baby chip を使用し、厚さとカットサイズの違いで完全空乏層化電圧と完全空乏層時の全容量の変化を調べた。

4.5.1 セットアップ

図 4.18 に全容量測定の回路図を示した。シリコン半導体検出器は暗電流測定と同様に測定 box に入れられ、裏側の真鍮を通して裏側の電極から逆電圧が印加される。電圧印加はピコ

アンメータ（Keithley 6517B Source/Am meter）で行っている。そして全容量を測るために LCR メータ（Keysight E4980A LCR meter[29]）[*4]を用いた。恒温恒湿槽内は暗電流測定と同様に温度 20 °C、湿度 50% に保たれている。

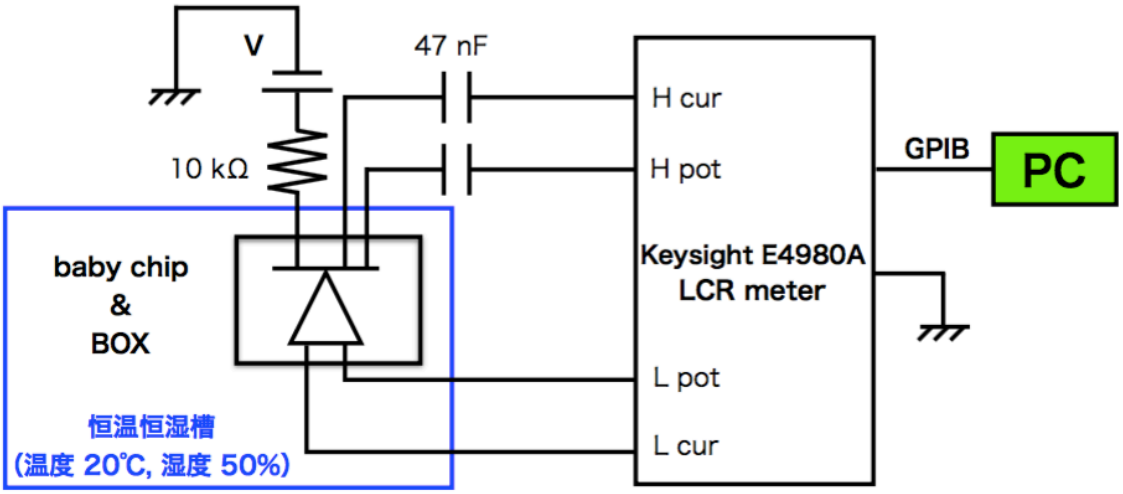

図 4.18 全容量測定のセットアップ回路図。

LCR メータでの測定は 4 端子法と呼ばれる方法を用いて行った。これは電圧測定と電流測定を 1 つの回路で行うのでなく、電圧測定用にもう 1 つ別の回路を用意して測定する方法で、測定サンプルが 10 MΩ 程度以上の場合、電圧計の抵抗値よりも大きいため電圧計内部に流れる電流は無視でき電流と電圧の測定が正しく行える。図 4.18 中では L_{cur}、H_{cur} で電流測定を、L_{pot}、H_{pot} で電圧測定を行っている。また、H 側についている 47 nF のコンデンサーは印加電圧がシリコン半導体検出器だけでなく LCR メータにもかかってしまうのを防ぐ役割をしている。

LCR メータでは測定の際に測定周波数を決める必要がある。測定周波数の決定にはシリコン半導体のインピーダンスの複素平面上における位相が関係する。まず、シリコン半導体のインピーダンス Z は複素平面上で

$$Z = |Z|e^{i\theta} = R - i\frac{1}{\omega C} \tag{4.7}$$

$$|Z| = \sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2} \tag{4.8}$$

と表される。ここで R と C はシリコン半導体の抵抗と全容量、ω は測定周波数である。θ は複素平面上の位相を表し

$$\theta = \tan^{-1}\left(\frac{-1}{\omega RC}\right) \tag{4.9}$$

[*4] ベクトル演算により測定した電流、電圧からインピーダンス、全容量、インダクタンス等を計算する計測器

である。この時、θ が $-90°$ となるように測定周波数を決めれば R の要素を無視することができ、正しい全容量が測定できる。今回の測定では $\theta = -90°$ となる測定周波数として 10 kHz を選んだ。

4.5.2　結果

厚さとカットサイズの組み合わせが異なる 4 枚の baby chip（ガードリング数は 0）を用いて全容量測定をそれぞれ 10 回ずつ行った結果が図 4.19 である。そして、各サンプルの完全空乏層化電圧（V_{fd}）、完全空乏層後の測定全容量（C_{fd}）と計算値（C_{cal}）を示したのが表 4.5 である。ここで完全空乏層化電圧は図 4.20 において、完全空乏層化前後の各直線をフィットし、その交点と定義して求めた。さらに全容量の計算は式 4.1 を用いて行い、ϵ_r, ϵ_0 にはそれぞれ $\epsilon_r = 12$ と $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ F/m を適用した。

完全空乏層化電圧に関しては、320 μm 厚では 50 V 以下、500 μm 厚では 80 V 以下という結果になった。また、全容量に関しては測定値と計算値の誤差が B6 で最小の 0.6%、最大が C7 の 4.6% であった。この誤差は統計誤差（B2 で 0.2%、C2 で 0.1%、B6 で 0.3%、C7 で 0.3%）よりも大きく、測定環境の改善により小さくできる可能性がある。

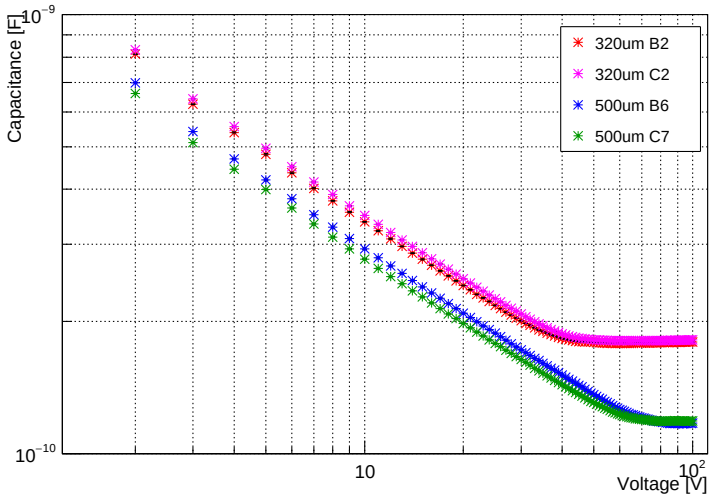

図 4.19　各厚さとカットサイズでの全容量測定の結果。

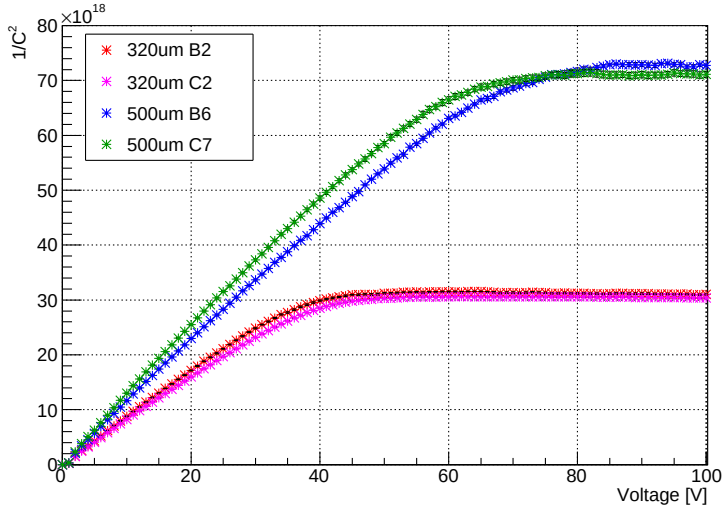

図 4.20　図 4.19 のプロットを縦軸が全容量の逆 2 乗、横軸が電圧にプロットし直したグラフ。このグラフより完全空乏層化電圧を求めた。

シリアル No.	厚さ [μm]	カットサイズ	V_{fd} [V]	C_{fd} [pF]	C_{cal} [pF]
B2	320	B	39	178.2	181.8
C2	320	C	40	180.9	177.2
B6	500	B	68	117.1	116.4
C7	500	C	62	118.6	113.4

表 4.5　各厚さとカットサイズにおける完全空乏層化電圧と完全空乏層化後の全容量。V_{fd} は完全空乏層化電圧、C_{fd} は完全空乏層化後の全容量を表す。

4.6　レーザー照射による応答測定

ECAL に入射した粒子は、検出層を通過した時に通過場所とエネルギーが検出される。ピクセル型シリコン半導体検出器では、検出器自体がピクセル型で細分化されているため位置分解能が優れている。しかし、あるピクセルに粒子が入射した際に、別のピクセルでもシグナルが検出されることがある。これをクロストークといい、クロストークが発生すると位置分解能が悪くなってしまう。レーザー照射ではレーザーを用いて擬似的に検出器への粒子の入射を再現し、クロストークの影響やシグナル強度を調査することが目的である。今回は、baby chip を用いてガードリング数の違いによるクロストークの影響を調査した。

4.6.1　セットアップ

レーザー照射におけるレーザー部分のセットアップ写真を図 4.21 に示す。レーザーは CryLaS GmbH 社製の Class 3B レーザー DSS1064-Q2[30] を使用している。レーザーの波長は 1064 nm、パルス幅は約 1.5 ns である。この波長は赤外光でありエネルギーが 1.16 eV に相当する。これはシリコンのバンドギャップエネルギー 1.12 eV と同程度であるため、光子 1 つに対して電子正孔対を 1 対生成可能である。またレーザー強度は 13 kW 以上と非常に強いので、レーザー光は ND フィルターを通って減光されたあと反射鏡によって顕微鏡内に入射される。入射されたレーザー光は対物レンズによって集光され測定 BOX 内の baby chip に照射される。

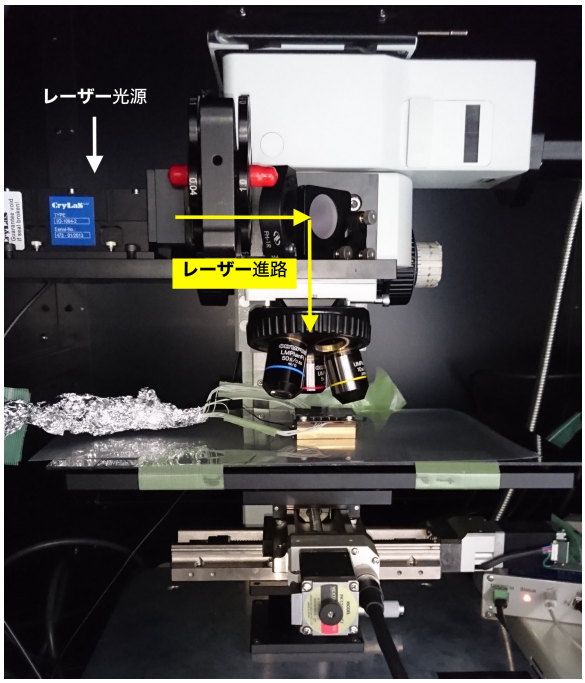

図 4.21　レーザー照射部分のセットアップ写真。

次にシグナルの読み出しについて説明する。図 4.22 のように、baby chip の各ピクセルのシグナルはまずプリアンプ（pre-amp）（豊伸電子社製 N012-1C[31]）で増幅される。その後シェーパーアンプ（shaping-amp）（豊伸電子社製 NO16[31]）で波形整形と増幅が行われピークホールド型 ADC（豊伸電子社製 C008[31]）[*5]に入力される。ADC によって波形がデジタル信号に変換され、出力された信号は CAMAC[*6]で読み込まれる。データ取得に関して、

[*5] ADC とは Analogue-to-Digital Conveter の略で、アナログ波形をデジタル信号に変換し出力するモジュールのことである。ピークホールド型 ADC は波形のピーク時の電圧をデジタル信号に変換する ADC のことである。

[*6] CAMAC は Computer Automated Measurement And Control の略で、主に核物理や粒子物理分野で用いられ、データの取得や制御を行うモジュールである。

ADC でのトリガーはレーザーの出力周波数によって作られたゲートを用いている。baby chip への電圧印加については、レーザー照射の測定のみ測定 BOX の各ピクセルに接触している読み出しピンより行っている。これは、電圧印加をプリアンプを通して行わなければならず、プリアンプの接地と電圧源（Keithley 6517B）の接地を一致させるためである。そのため、電圧はマイナス方向に印加することで実質的に baby chip に逆電圧が印加されるようにしてある。印加電圧は− 100 V である。

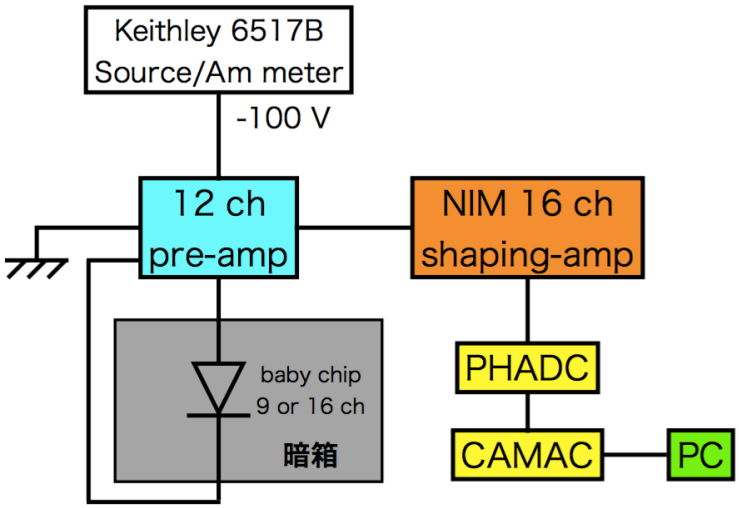

図 4.22　レーザー照射の読み出し回路図。

今回の測定ではピクセルからの信号読み出しは最大 12 チャンネルとなっている。これはプリアンプのチャンネル数が 12 チャンネルしか無いためである。そのため、3×3 ピクセルの baby chip の場合は 9 ピクセル全てのシグナルを読み出せるが、4×4 ピクセルの baby chip では図 4.23 に示した黄色で塗りつぶした 12 ピクセルの信号を読み出している。また、本来ならばレーザー光をピクセルに直接入射する方法が最善であるが、ピクセル表面のアルミ電極による反射のため、シリコン半導体内部にレーザー光が届かないため、図中の赤丸位置のガードリングとピクセル間にあるギャップに入射した。入射位置以外は暗幕で覆うことでレーザー光の入射を防いだ。

レーザー照射での応答測定には 500 μm 厚、カットサイズ C でガードリング数の異なる 4 枚の baby chip を使用した。

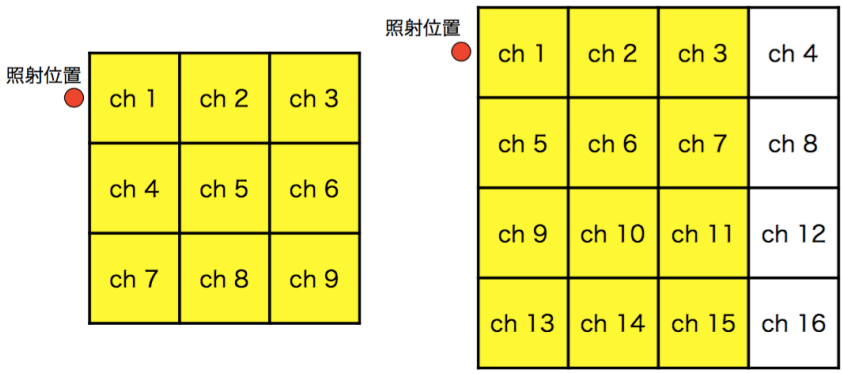

図 4.23　3×3 と 4×4 ピクセルの baby chip における、レーザー光の照射位置（赤丸）と読み出しピクセル（黄色の塗りつぶし部分）。

4.6.2　結果

今回、新しい抵抗率の baby chip を用いて測定を行ったが、レーザーの焦点距離と照射位置の調整ミスが原因で十分な結果が得られなかった。そこで、先行研究[*7]で図 4.9 中の old chip と同様の抵抗率を持つ baby chip を用いて同様の測定を行った結果を図 4.24-4.27 に示す。baby chip は 320 μm 厚でカットサイズが C のものである。グラフの見方は、各グラフの位置がピクセルの位置に対応しており、グラフの横軸がレーザーを入射した時の ch 1 のシグナル強度を表し単位は mV である。そして縦軸は ADC でのカウント数を表している。先行研究の測定における ch1 のシグナル強度は 1000、2000、3000、4000 mV であった。表示している ADC カウントは、− 100 V 印加時にレーザーを照射した場合の ADC カウントから照射していない場合の ADC カウント（ペデスタル）を引いたものである。また測定に際して、ADC は 2.5 V までの入力波形しか読み込めないので、ch 1 のシグナルはアテネータを用いてシグナル強度を減少させて ADC に入力している。赤線は各ピクセルにおけるシグナル強度毎の ADC カウントを 1 次関数でフィットしたもので、グラフ内に書かれてある数値は、ch 1 でのフィットの傾きに対する各ピクセル（チャンネル）の傾きの割合である。今回の測定では、ch 1 以外での応答を見るため ch 1 のグラフは載せていない。

その結果、1 ガードリングのチップのみ周上でクロストークが見られた。このクロストークは、0 ガードリングの結果と比較することにより電流がガードリングに沿って移動したことが原因であると考えられる。また 2 ガードリングと 4 ガードリングにはクロストークが見られないことから、スプリットによりクロストークは防げることが確認された。

[*7] この先行研究は同研究室の高田秀佐君が行ったものである。

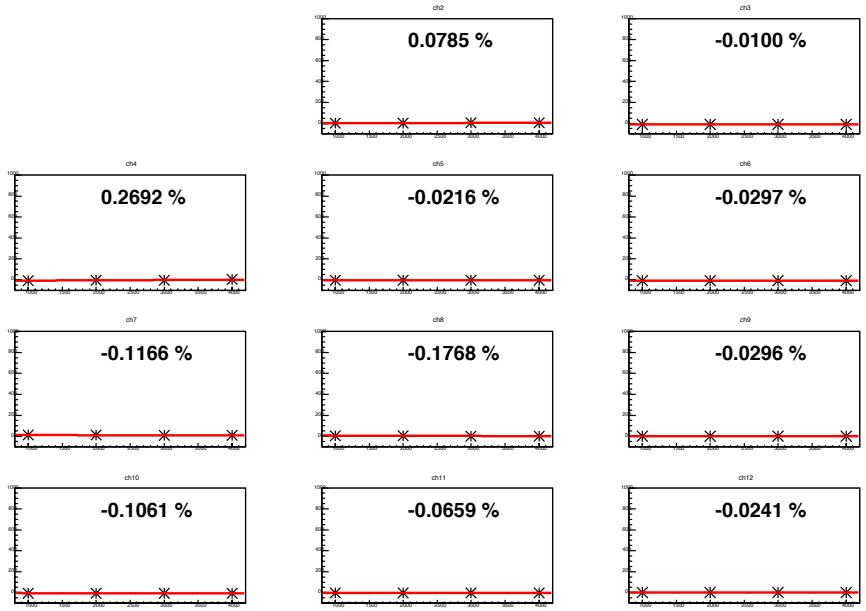

図 4.24 先行研究における 0 ガードリングの baby chip に対するレーザー照射の応答測定結果 [32]。

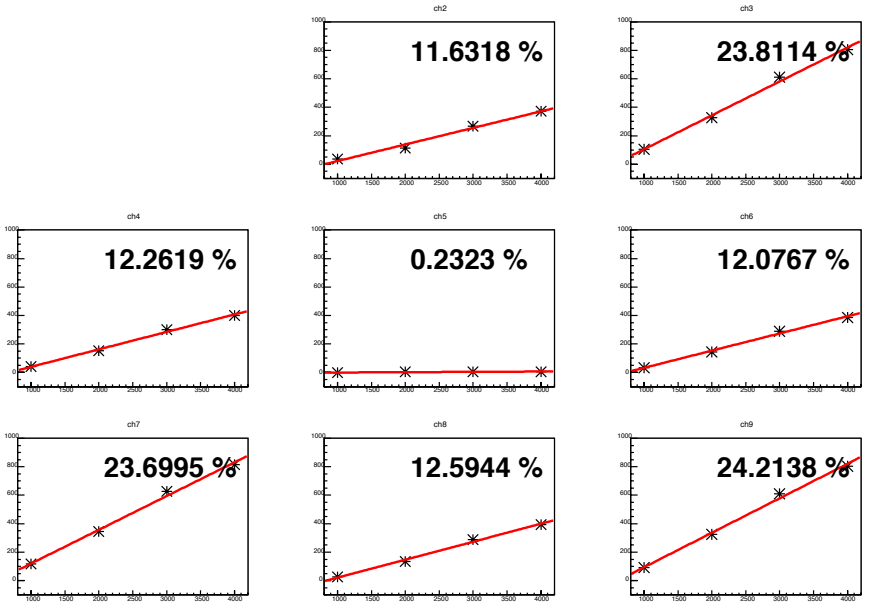

図 4.25 先行研究における 1 ガードリングの baby chip に対するレーザー照射の応答測定結果 [32]。

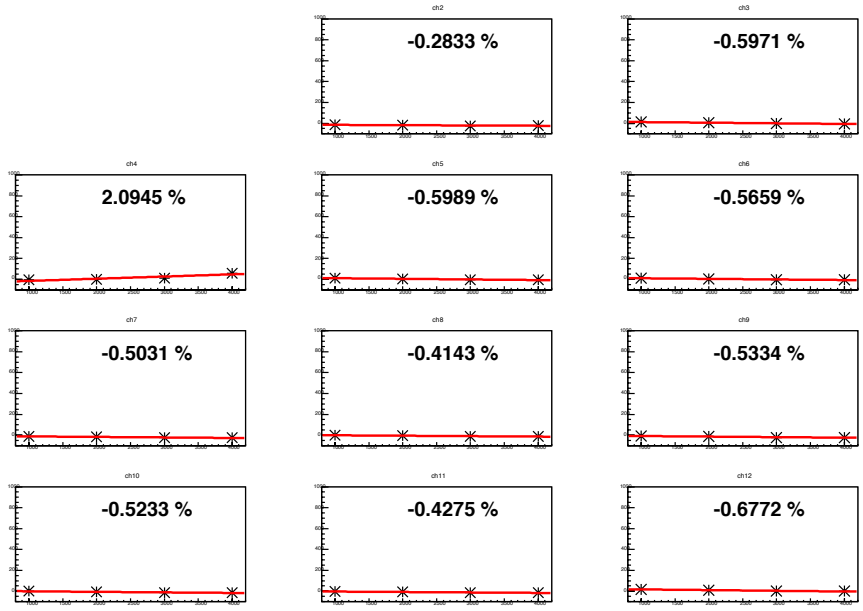

図 4.26　先行研究における 2 ガードリングの baby chip に対するレーザー照射の応答測定結果 [32]。

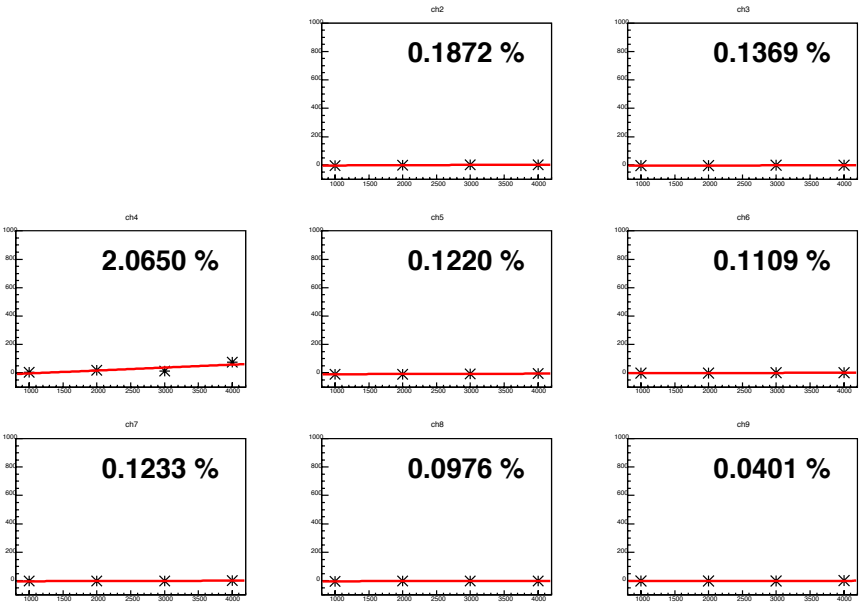

図 4.27　先行研究における 4 ガードリングの baby chip に対するレーザー照射の応答測定結果 [32]。

4.7　ガンマ線源を用いた放射線耐性試験

加速器実験では粒子同士の衝突によって多くの中性子や電子、ガンマ線等の放射線が出るため、測定器にはこれらの放射線に対する耐性が必要になる。この章ではシリコン半導体検出器のガンマ線に対する放射線耐性試験を行った結果について説明する。

放射線量の単位としてここではグレイ（Gy）を用いる。グレイとは放射線による物体に与えられたエネルギー量を表す単位で、1 kg の物質に 1 J の仕事が与えられるときの吸収線量を 1 Gy と定義する。ILD 測定器では、ECAL のエンドキャップ部分には年間数 Gy 程のガンマ線量が放射されるが、将来的に本研究のシリコン半導体検出器のコンセプトが用いられうる LHC の CMS での ECAL のエンドキャップ部分では、1 時間あたり 30 kGy という大量のガンマ線に曝される [33]。

本研究では、九州大学の加速器・ビーム応用科学センターにおいてコバルト 60（^{60}Co）を用いて 1.1 kGy と 10.2 kGy のガンマ線量を baby chip に照射し、暗電流と全容量測定において照射前との比較を行った。照射量計算は、加速器・ビーム応用科学センターが提供している、Python で書かれたプログラムを基にして行った。

4.7.1　放射線損傷

放射線によってシリコン半導体は 2 種類の損傷を受ける [34]。1 つ目は変位損傷（displacement damage）と呼ばれるものである。これは放射線が結晶格子中のシリコン原子をはじき出すことによって起こる損傷で、シリコン半導体の禁則帯において変位損傷が起こると、そこに新たな準位が生成され容易に電子や正孔が禁則帯を移動しやすくなるため暗電流値や全容量が変化する。ガンマ線による変位損傷は中性子の 1000 分の 1 程度で、1.1 MeV のガンマ線の場合、約 1 個の原子をはじき出す程度にとどまる。

2 つ目の損傷はイオン化損傷（ionization damage）である。こちらは絶縁層において放射線のエネルギーが吸収され、その吸収エネルギーによって絶縁層内に電子正孔対が生成されることによる損傷である。イオン化損傷は絶縁層の吸収エネルギーに比例し、損傷によって絶縁層の抵抗値が変化してシリコン半導体表面の暗電流値の増加、ピクセル間でのクロストークの増加等が起こる。絶縁層の抵抗値の変化により、絶縁層内で生成された電子正孔対は電圧を印加することで電極の方に吸い寄せられると考えられる。そのため、イオン化による損傷は電圧を印加しておくことで軽減される可能性がある。

4.7.2　セットアップ

放射線耐性試験は九州大学の加速器・ビーム応用科学センターで行った。図 4.28 は照射室での baby chip のセットアップ写真である。コバルト 60 線源は板状になっており、写真中の金網部分地下から上昇してくる。アクリル板で baby chip を両側から挟んだもの（図 4.28 右）をアルミの治具（図 4.28 左）で固定しており、1.1 kGy の照射では線源中心から 10 cm の位置、10.2 kGy の照射では線源中心から 6 cm の位置に設置した。また設置台からの baby chip の高さは、照射量が最大となる 10-17 cm の位置に固定している。照射には 4 ガードリング、500 μm 厚の baby chip を用いた。さらに、図 4.28 右の写真にあるアルミ板によって baby chip に電圧を印加しながらの照射も可能となっている。

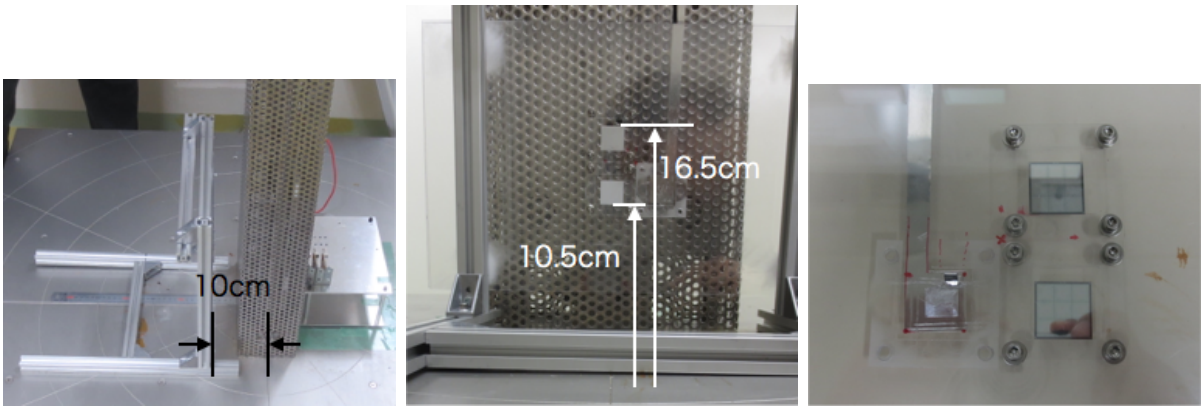

図 4.28　放射線耐性試験のセットアップ写真。左図は治具を横方向から見た写真。中央図は治具を正面から見た写真である。右図は baby chip をアクリル板で両側から挟んでいる様子。

今回の照射に用いた baby chip は 4 ガードリングの 500 μm 厚、カットサイズ B のチップで、シリアル番号は 1.1 kGy 照射でのチップは B5-1、10.2 kGy 照射でのチップは B5-2 と B6-1 である。また、B6-1 に関しては 100 V の電圧を印加したまま照射を行った。

4.7.3　暗電流測定

まず、照射中のチップ B6-1 の暗電流値の変化を図 4.29 に示す。時間経過とともに暗電流値が減少しているのは、イオン化損傷により酸化膜中で生成された電子正孔対が印加電圧により流れ出ているためと推測される。また、暗電流値が 40 数 μA と高い値を示しているのは、照射されたガンマ線による電流も同時に測定しているためである。

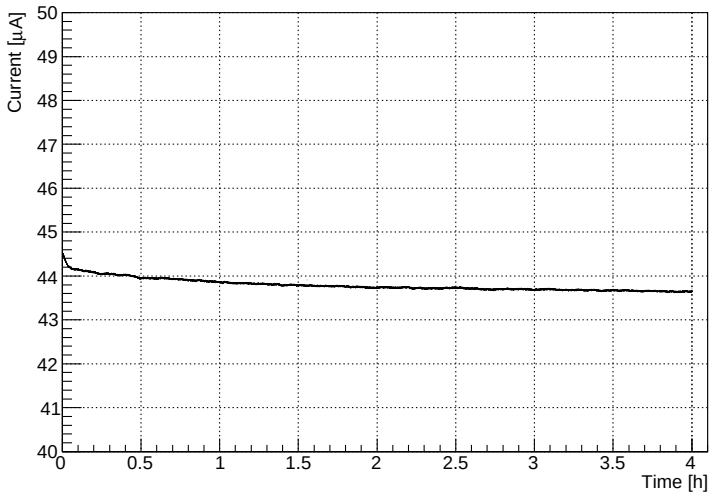

図 4.29 チップ B6-1 の照射中の暗電流変化。

次に、時間依存性の測定を行い暗電流値の変化を見た。測定環境は第 4.4 節の暗電流測定と同じである。また測定していない間は、照射した baby chip は冷凍庫で保存した。これは、格子欠陥等の放射線損傷が常温で時間経過にともなって変化するのを防ぐためである。

図 4.30 は測定結果を、表 4.6 は照射前後での測定電圧における暗電流値を示したものである。ただし、照射後の暗電流値は測定終了時の値を用いている。図 4.30 において、照射前の B5-2 と B6-1 の暗電流値は 7.5 nA と 7.2 nA であるため、水色と黄緑色の線は重なっている。

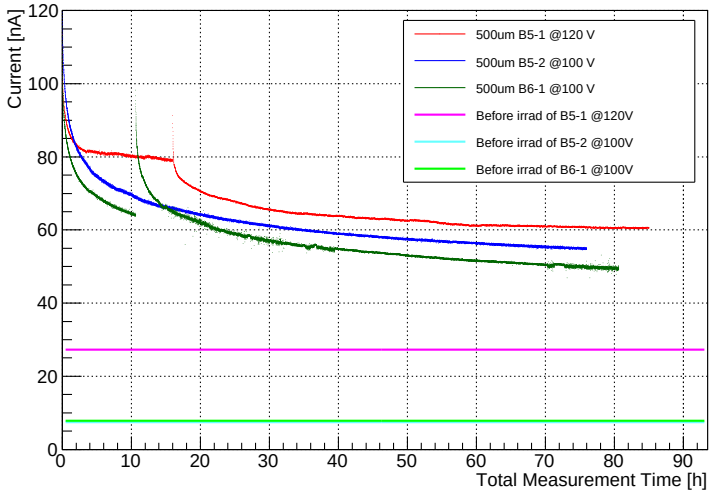

図 4.30 赤、青、緑はそれぞれ 120 V における B5-1、100 V における B5-2、100 V における B6-1 の照射後の暗電流変化である。一方ピンク、水色、黄緑は 120 V での B5-1、100 V での B5-2、100 V での B6-1 の照射前の暗電流値を示している。B5-1 と B6-1 は 2 回に分けて測定を行ったため、赤線では 16 時間付近で、緑線では 11 時間付近で立ち上がりが見えている。

シリアル No.	照射量 [kGy]	測定電圧 [V]	I_{before} [nA]	I_{after} [nA]
B5-1	1.1	120	27.3	60.5
B5-2	10.2	100	7.5	54.9
B6-1	10.2	100	7.2	49.3

表 4.6　時間依存性測定における照射前後での暗電流値の変化。I_{before} は照射前の各測定電圧における暗電流値、I_{after} は照射後の測定終了時における暗電流値を表す。

結果より照射前後での暗電流値の変化は、B5-1 は 32.7 nA、B5-2 は 46.5 nA、B6-1 は 42.1 nA の増加であった。この暗電流値の増加に対する変位損傷とイオン化損傷の寄与を見積もるために、変位損傷により増加する暗電流値を以下のように概算した。

まず、1.1 kGy と 10.2 kGy の放射線量を熱量に換算して、そこからシリコン半導体内に吸収されたガンマ線の本数 N_γ を計算した。計算に際してシリコン半導体の質量と線源から放出されるガンマ線の熱量が必要であり、今回用いたシリコン半導体（厚さ 500 μm、表面積 17.8×17.8 mm^2）の質量としてはシリコンの密度 $\rho = 2.34$ g/cm^3 を用いて 0.37 g を導出した。また、線源のコバルト 60 は 2 段階の崩壊で 1.17 MeV と 1.33 MeV のガンマ線を放出する [35]。よって平均して 1.25 MeV を線源から放出されるガンマ線のエネルギーとし、これを熱量換算する。1 eV のエネルギーは熱量にして約 1.6×10^{-19} J であり、これよりガンマ線の熱量は 2.0×10^{-13} J となる。これらを用いて計算した吸収ガンマ線の本数は表 4.7 に示す通りである。また、表中の Φ_{eq} は単位面積あたりの中性子流量であり、ガンマ線による変位損傷が中性子の 1000 分の 1 程度という見積もりから、計算としては N_γ をシリコン半導体の表面積で割ったものに 1000 分の 1 を掛けた。

照射量 [kGy]	1.1	10.2
熱量 [J]	0.4	3.8
N_γ	2.0×10^{12}	1.9×10^{13}
Φ_{eq} [/cm^2]	6.3×10^{8}	6.0×10^{9}

表 4.7　各照射量における吸収ガンマ線の本数と中性子流量への換算。N_γ は吸収ガンマ線の本数、Φ_{eq} は単位面積あたりの中性子の流量を表す。

この計算結果を図 4.31 と照らし合わせて暗電流値を求める。図 4.31 より単位面積あたりの中性子流量が 1 桁増加すると単位体積あたりの暗電流（$\Delta I/V$）も 1 桁増加することが分かる。

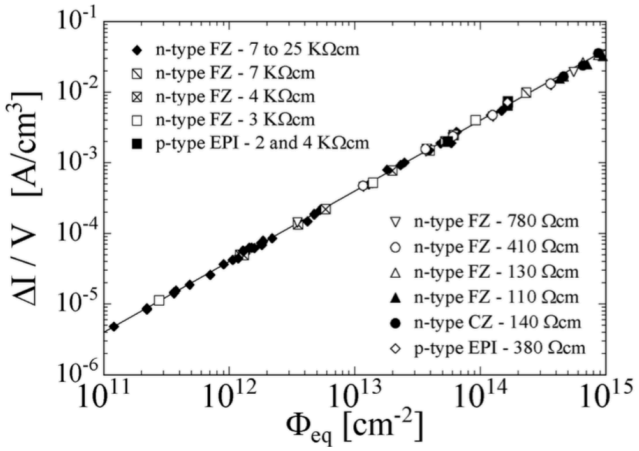

図 4.31 中性子流量に対する暗電流の依存性 [36]。Φ_{eq} は単位面積あたりの中性子の流量を、$\Delta I/V$ は単位体積あたりの暗電流変化を表す。

これより Φ_{eq} が 6.3×10^8 /cm^2 と 6.0×10^9 /cm^2 では $\Delta I/V$ はそれぞれ 2.3×10^{-8} A/cm^3、2.4×10^{-7} A/cm^3 程度と見積もられる。これを照射に用いたシリコン半導体の体積あたりの暗電流値に換算した結果、1.1 kGy 照射では 3.6 nA、10.2 kGy 照射では 38 nA の暗電流値の増加が変位損傷により見込まれる。先ほどの測定結果において、10.2 kGy 照射では暗電流値の増加は B5-2 と B6-1 でそれぞれ 46.5 nA、42.1 nA であったため、この増加分のそれぞれ約 8 割、9 割は変位損傷によるものであると考えられる。また、B6-1 の方が B5-2 に比べて 5.6 nA も暗電流値が低い理由として考えられるのは、照射時に B6-1 に対して電圧を印加しておいたことでイオン化損傷による暗電流を軽減したと推測されるが、この差が電圧印加と個体差のどちらに依るものかは、今後さらに照射チップを増やすことで解決できる見込みがある。

一方、1.1 kGy 照射のチップ B5-1 では暗電流値の増加量が 32.7 nA と、変位損傷で見込まれる増加分の約 9 倍も高い値となっている。イオン化損傷で発生した電子正孔対は、電圧を印加した状態では時間経過とともに減少し、90 時間経過後での暗電流増加分は大部分が変位損傷によるものだと考えると、B5-1 チップの結果はこの推測を説明できない。この原因としては、セットアップを誤ったことにより実際に 1.1 kGy よりも多いガンマ線に曝されたことが考えられるため、今後調査する必要があると思われる。

4.7.4 センサー容量測定

全容量測定は B5-2 と B6-1 に関して行った。測定は第 4.5 節と同じ環境で行い、照射前後での全容量の変化を調べた。図 4.32 は測定結果のグラフ、図 4.33 は測定結果を全容量の逆 2 乗と印加電圧にプロットし直したグラフを示している。また、表 4.8 は照射前後での完全空乏層化電圧と全容量を示している。

完全空乏層化電圧は照射前後で B5-2 と B6-1 ともに 2 V 程の増加となり、同時に全容量も

B5-2 では 9.9 pF、B6-1 では 4.0 pF の増加となっている。この変化が暗電流測定で言及した変位損傷によるものか測定誤差であるかは、同程度の照射量で再照射試験を行い追加の全容量測定をする必要がある。また照射後の測定において、完全空乏層化までの全容量の下がり方が変化していることも調査していく。

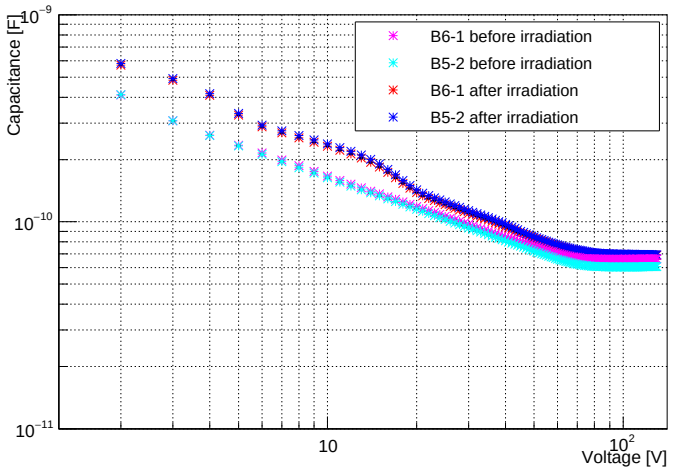

図 4.32　各厚さとカットサイズでの全容量測定の結果。

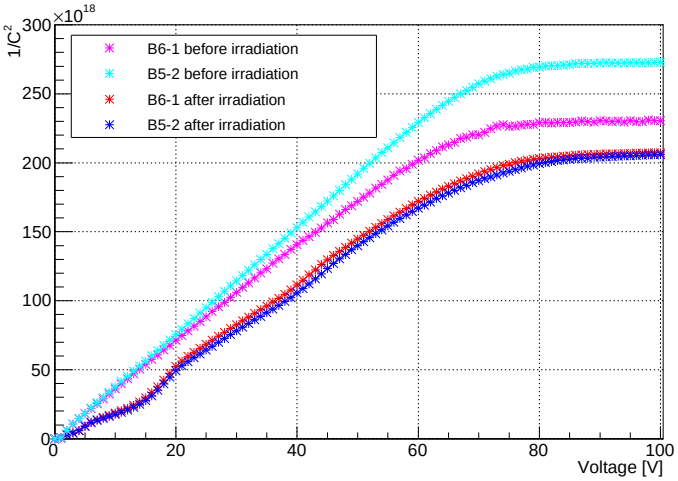

図 4.33　図 4.32 のプロットを縦軸が全容量の逆 2 乗、横軸が電圧にプロットし直したグラフ。

シリアル No.	V_{before} [V]	V_{after} [V]	C_{before} [pF]	C_{after} [pF]	C_{cal} [pF]
B5-2	73	75	60.9	70.8	67.3
B6-1	70	72	66.1	70.1	67.3

表 4.8　照射前後での全容量の変化。V_{before} と V_{after} はそれぞれ照射前後での完全空乏層化電圧を、C_{before} と C_{after} はそれぞれ照射前後での完全空乏層化後の全容量を表す。

第 5 章

考察

5.1 ILD ECAL の構造最適化研究

本研究における層数変化による単一粒子への性能評価によって、前方領域の層数削減は中性ハドロンのエネルギー分解能への影響が小さいことが確認された。ジェットはハドロンを多く含むため、前方領域の層数を削減することでジェットのエネルギー分解能を維持したまま DBD の SiECAL よりもコストを削減できる見込みがある。一方ハイブリッド構造においては、今回考案した構造の中では前方から $11.2X_0$ に境界位置を置いて全 30 層中後方 16 層をシンチレータ検出器にした場合の構造（Hybrid (2-1)）がジェットのエネルギー分解能に対して DBD の SiECAL から平均 2.7% 程度の悪化に留めてコストを約 30% 削減できる見込があることが分かった。

これらの結果から、DBD で提案されている ILD のサイズを変えずに、ECAL のジェットへのエネルギー分解能を維持しつつコストが削減できる可能性があると考えられる。コスト削減の方針としては第 3 章で述べたカロリメータのサイズを小さくする案もあり、こちらも構造最適化の研究が行われている。カロリメータのサイズを小さくする場合、カロリメータで用いるシリコンやタングステン、また外側にあるリターンヨークの使用量を減らせるため大幅なコスト削減が見込める。一方で、カロリメータの体積が小さくなることによってジェットのシャワーの広がりも小さくなるため、confusion term が大きくなりエネルギー分解能が悪化する可能性や、ジェットがカロリメータでエネルギーを全て落とさずに外に漏れてしまうことも考えられる。そこで、今回の結果とカロリメータサイズを小さくする場合のジェットのエネルギー分解能とコスト面を比較してみる。

表 5.1 に DBD での SiECAL、層数削減の構造、ハイブリッド構造、そしてカロリメータサイズを小さくした場合の構造におけるエネルギー分解能とコストの削減率を示す。カロリメータサイズに対する構造最適化研究では文献 [37, 38] を参照し ECAL の最内層の半径が 1450 mm での構造（表中の $R_{\mathrm{ECAL}}^{\mathrm{inner}} = 1450$ mm）を取り上げている。層数削減の研究に関しては前方領域の層数を 6 層削減した場合を考え、ジェット中の 7 割がハドロンであると仮

定して DBD の SiECAL からのエネルギー分解能の変化を概算した。ハイブリッド構造では Hybrid (2-1) の場合について取り上げている。ジェットのエネルギー分解能では本研究の SiW(24)_IN と Hybrid (2-1) が $R_{\mathrm{ECAL}}^{\mathrm{inner}} = 1450$ mm よりも良いことが分かる。一方でコスト面では $R_{\mathrm{ECAL}}^{\mathrm{inner}} = 1450$ mm が最も良いが、SiW(24)_IN でも ECAL の値段（SiECAL と ScECAL の平均）はリターンヨークの額と同程度であった。これらから、コンパクトな ILD よりも ILD の全体のサイズを維持したままハイブリッド構造にする方が良いと考えられる。

Configuration	45 GeV	100 GeV	180 GeV	250 GeV	コスト削減率
SiW(30)（DBD）	3.59%	2.94%	2.96%	3.04%	-
SiW(24)_IN	4.13%	3.38%	3.41%	3.49%	20.0%
Hybrid (2-1)	3.72%	3.05%	3.00%	3.08%	30.1%
$R_{\mathrm{ECAL}}^{\mathrm{inner}} = 1450$ mm	3.80%	3.26%	3.22%	3.31%	38.1%

表 5.1　ジェットのエネルギー分解能とコスト削減の比較。

今後の方針としては、ハイブリッド構造において少なくとも DBD の SiECAL 程度のエネルギー分解能まで向上が見込める構造を考案するべきである。一例としては、前方領域と後方領域の中間にシリコン層とシンチレータ層を交互に配置した構造にすることでタイル面積が大きいシンチレータ層によるエネルギー分解能の悪化を補うことができると考えられる。

5.2　ILD ECAL のシリコン半導体検出器に関する特性研究

ILD ECAL で用いられるシリコン半導体検出器の現行案では 1 ガードリングで 320 μm 厚の構造が考えられている。ILC の TDR に記載されている操作電圧は 100-120 V であるため、操作電圧を 100 V と仮定した場合、本研究で使用した baby chip において 100 V での暗電流値が最も高いもので 1.84 nA/pixel であったが、これは 1MIP の信号の数 % 程度であり [39]、全てのチップが実際の ECAL で十分使用可能であると考えられる。ただし今回の測定結果より、暗電流値をより低くするためには 320 μm 厚でカットサイズが B あるいは C、500 μm 厚ではカットサイズが B の組み合わせが望ましいと考えられる。また、先行研究でのクロストークの影響から、ガードリング構造は 0、2、4 ガードリングのいずれかが望ましい。これらの結果を表 5.2 にまとめている。さらに、読み出しの信号強度を増やすためにシリコン半導体検出器の厚さを増やすと考えると、上記で述べたことも総じて、1 ガードリング以外の 500 μm 厚、カットサイズ B のシリコン半導体検出器が ILD ECAL で有望だと考える。

また、放射線耐性試験の結果から、10.2 kGy の照射において、暗電流の増加が約 5 nA 程度であったことを考えると、年間数 Gy 程度の放射線量である ILD ECAL のエンドキャップ部分では問題なく使用可能である。またバレル部分はさらに放射線量は少ないため、こちらも問題ないと考えられる。

厚み [μm]	320					500				
GR, Cut Size	0, B	0, C	1, C	2, C	4, C	0, B	0, C	1, C	2, C	4, C
V_{bd} [V]	-	-	-	-	-	-	155	208	236	307
$I_{100\mathrm{V}}$ [nA/pixel]	-	-	-	-	-	-	1.84	1.30	0.86	0.77
GR effect	-	無	有	無	無	-	-	-	-	-
全容量 [pF]	178.2	180.9	-	-	-	117.1	118.6	-	-	-
Dead space [%]	1.3	3.0	4.0	3.0	4.0	1.3	3.0	4.0	3.0	4.0

表 5.2　シリコン半導体検出器の各構造における特性。ここで GR はガードリング、Cut Size はカットサイズ、V_{bd} はブレイクダウン電圧、$I_{100\mathrm{V}}$ は 100 V における 1 ピクセルあたりの暗電流、GR effect はレーザー測定におけるクロストークの有無、Dead space は不感領域を表す。

今後のシリコン半導体検出器に関する研究方針では、不感領域を現状の構造よりも削減できる六角形の baby chip やピクセルサイズがさらに小さい baby chip に対して基礎特性を調べていく必要がある。また、今回結果が得られなかったレーザー測定においても、新しい抵抗率の baby chip でガードリング構造によるクロストークの影響の再調査に加えて、厚みの違いによる信号強度への影響も調査するべきであると考える。

第 6 章

結論

本研究では ILC の ILD 測定器における電磁カロリメータ構造の最適化とシリコン半導体検出器の特性を測定した。

シミュレーションによる最適化研究では、まず層数変化における単一粒子のエネルギー分解能への影響を調べ、前方領域の層数を削減してもエネルギー分解能への影響は小さいことが分かった。一方、ピクセルサイズを大きくすることによって PFA の粒子分離ミスが大きくなることが確認された。また粒子分離ミスは低エネルギーよりも高エネルギーにおいて大きな寄与をもつことも確かめられた。さらにハイブリッド構造を使った構造最適化では、前方領域の検出層をシリコン半導体検出器 14 層に固定、後方領域の検出層をシンチレータ検出器で全吸収層の厚さは固定という条件のもとでシンチレータ層の層数と、前方領域と後方領域の境界位置を変化させた。その結果、前方から $11.2X_0$ の位置に境界を設定し、シンチレータ層を 16 層とした構造を DBD に記載されている現在のデザイン構造であるシリコンカロリメータと比較して、ジェットのエネルギー分解能では約 2.7% 程度の悪化で、コストを約 30% 削減できることが分かった。このハイブリッド構造が今回のパラメータ変化に対しては有望であると考える。

シリコン半導体検出器の特性研究では、検出器のガードリング、厚さ、カットサイズにおいて暗電流や全容量の測定を行い、厚さ 500 μm、カットサイズ C の組み合わせ以外の構造では ILD の電磁カロリメータで実際に使用する上で問題ないと判断した。また、レーザーによる応答測定ではガードリング数の違いによるクロストークの影響を見ることができなかったが、先行研究の結果より 1 ガードリング以外のガードリング構造ではクロストークは見られないことが確認された。さらにガンマ線による放射線耐性試験では、1.1 kGy と 10.2 kGy 相当の照射を行い、10.2 kGy 照射での暗電流測定では暗電流の増加を確認し、その 8-9 割が変位損傷によるものであることを示唆するという結果を得た。

これらの結果から、性能を維持したままコストも抑えられる ECAL の構造と、性能の良いシリコン検出器の構造を示すことができ、さらに優れた ILD ECAL の構造設定が行われることが望まれる。

付録 A

較正パラメータ

第 3 章の構造最適化研究で用いた ECAL の各構造に対する、Marlin で較正したパラメータを以下に示す。ここで、パラメータ名は簡略化のため、ECalToMipCalibration = MIP、ECalToEMGeVCalibration = ECalToEM、ECalToHadGeVCalibration = ECalToHad、HCalToHadGeVCalibration = HCalToHad としている。また、較正はシリコンとシンチレータそれぞれに対して行っているほか、PandoraPFA と PerfectPFA に対してもそれぞれ行っている。

Configuration	検出器	PFA の種類	SiW(30)（DBD）
CalibrECAL	Si	PandoraPFA	43.01/86.02
CalibrHCAL	Si	PandoraPFA	57.028
MIP	Si	PandoraPFA	148.99
ECalToEM	Si	PandoraPFA	1.009
ECalToHad	Si	PandoraPFA	1.025
HCalToHad	Si	PandoraPFA	1.014
CalibrECAL	Si	PerfectPFA	43.01/86.02
CalibrHCAL	Si	PerfectPFA	57.028
MIP	Si	PerfectPFA	148.99
ECalToEM	Si	PerfectPFA	1.008
ECalToHad	Si	PerfectPFA	0.960
HCalToHad	Si	PerfectPFA	0.962

表 A.1　DBD の SiECAL のパラメータ一覧。

Configuration	検出器	PFA の種類	SiW(24)_IN	SiW(26)_IN	SiW(28)_IN
CalibrECAL	Si	PandoraPFA	58.256/81.558	51.927/83.084	46.981/84.577
CalibrHCAL	Si	PandoraPFA	56.521	57.162	55.856
MIP	Si	PandoraPFA	110.051	124.476	138.487
ECalToEM	Si	PandoraPFA	1.009	1.009	1.009
ECalToHad	Si	PandoraPFA	1.048	1.044	1.034
HCalToHad	Si	PandoraPFA	1.053	1.047	1.032

表 A.2　前方領域の層数削減の構造に対する PandoraPFA のパラメータ一覧。

Configuration	検出器	PFA の種類	SiW(24)_OUT	SiW(26)_OUT	SiW(28)_OUT
CalibrECAL	Si	PandoraPFA	44.214/265.285	43.454/156.436	43.064/110.735
CalibrHCAL	Si	PandoraPFA	57.660	57.169	57.108
MIP	Si	PandoraPFA	144.706	148.115	149.842
ECalToEM	Si	PandoraPFA	1.011	1.009	1.010
ECalToHad	Si	PandoraPFA	0.987	1.019	1.017
HCalToHad	Si	PandoraPFA	1.000	1.004	1.008

表 A.3　後方領域の層数削減の構造に対する PandoraPFA のパラメータ一覧。

Configuration	検出器	PFA の種類	SiW(30)_2 mm	SiW(30)_3 mm
CalibrECAL	Si	PandoraPFA	43.569/87.138	43.208/86.417
CalibrHCAL	Si	PandoraPFA	56.343	56.355
MIP	Si	PandoraPFA	147.375	149.061
ECalToEM	Si	PandoraPFA	1.015	1.011
ECalToHad	Si	PandoraPFA	1.028	1.028
HCalToHad	Si	PandoraPFA	1.075	1.025
CalibrECAL	Si	PerfectPFA	43.569/87.138	43.208/86.417
CalibrHCAL	Si	PerfectPFA	56.343	56.355
MIP	Si	PerfectPFA	147.375	149.061
ECalToEM	Si	PerfectPFA	1.008	1.007
ECalToHad	Si	PerfectPFA	0.961	0.962
HCalToHad	Si	PerfectPFA	1.075	1.025

Configuration	SiW(30)_7.5 mm	SiW(30)_10 mm	SiW(30)_15 mm	SiW(30)_20 mm
CalibrECAL	42.950/85.90	42.940/85.881	42.957/85.914	42.873/85.746
CalibrHCAL	56.564	56.173	55.766	56.44
MIP	149.815	149.891	150.325	150.474
ECalToEM	1.008	1.008	1.008	1.007
ECalToHad	1.019	1.022	1.039	1.050
HCalToHad	1.020	1.024	1.029	1.016
CalibrECAL	42.950/85.90	42.940/85.881	42.957/85.914	42.873/85.746
CalibrHCAL	56.564	56.173	55.766	56.44
MIP	149.815	149.891	150.325	150.474
ECalToEM	1.006	1.006	1.005	1.005
ECalToHad	0.957	0.959	0.965	0.962
HCalToHad	1.020	1.024	1.029	1.016

表 A.4 ピクセルサイズ変更に対する PandoraPFA と PerfectPFA のパラメータ一覧。

Configuration	検出器	PFA の種類	Hybrid(1-1)	Hybrid(1-2)	Hybrid(1-3)	Hybrid(1-4)
CalibrECAL	Si	PandoraPFA	42.799/54.055	42.833/48.958	42.91/44.772	43.024/41.303
CalibrHCAL	Si	PandoraPFA	56.366	56.136	56.238	56.234
MIP	Si	PandoraPFA	158.174	159.231	151.807	147.978
ECalToEM	Si	PandoraPFA	1.008	1.008	1.008	1.007
ECalToHad	Si	PandoraPFA	1.047	1.059	1.073	1.081
HCalToHad	Si	PandoraPFA	1.022	1.031	1.025	1.026
CalibrECAL	Sc	PandoraPFA	21.840/27.584	21.860/24.986	21.905/22.855	21.964/21.085
CalibrHCAL	Sc	PandoraPFA	56.933	56.489	56.369	55.902
MIP	Sc	PandoraPFA	146.268	146.632	142.604	137.096
ECalToEM	Sc	PandoraPFA	1.004	1.005	1.004	1.004
ECalToHad	Sc	PandoraPFA	1.161	1.166	1.165	1.173
HCalToHad	Sc	PandoraPFA	1.053	1.050	1.054	1.053

表 A.5　Hybrid 1 における PandoraPFA のパラメータ一覧。

Configuration	検出器	PFA の種類	Hybrid(1-1)	Hybrid(1-2)	Hybrid(1-3)	Hybrid(1-4)
CalibrECAL	Si	PerfectPFA	42.799/54.055	42.833/48.958	42.91/44.772	43.024/41.303
CalibrHCAL	Si	PerfectPFA	56.366	56.136	56.238	56.234
MIP	Si	PerfectPFA	158.174	159.231	151.807	147.978
ECalToEM	Si	PerfectPFA	1.005	1.005	1.005	1.005
ECalToHad	Si	PerfectPFA	0.928	0.928	0.988	0.993
HCalToHad	Si	PerfectPFA	0.954	0.956	0.976	0.977
CalibrECAL	Sc	PerfectPFA	21.840/27.584	21.860/24.986	21.905/22.855	21.964/21.085
CalibrHCAL	Sc	PerfectPFA	56.933	56.489	56.369	55.902
MIP	Sc	PerfectPFA	146.268	146.632	142.604	137.096
ECalToEM	Sc	PerfectPFA	1.003	1.004	1.003	1.003
ECalToHad	Sc	PerfectPFA	1.095	1.101	1.112	1.115
HCalToHad	Sc	PerfectPFA	0.954	0.956	0.976	0.977

表 A.6 Hybrid 1 における PerfectPFA のパラメーター一覧。

Configuration	検出器	PFA の種類	Hybrid(2-1)	Hybrid(2-2)	Hybrid(2-3)	Hybrid(2-4)
CalibrECAL	Si	PandoraPFA	54.86/53.03	54.91/46.83	54.96/41.94	55.07/38.02
CalibrHCAL	Si	PandoraPFA	56.004	56.361	56.324	56.643
MIP	Si	PandoraPFA	116.853	109.695	115.187	117.265
ECalToEM	Si	PandoraPFA	1.008	1.008	1.007	1.007
ECalToHad	Si	PandoraPFA	1.072	1.079	1.099	1.105
HCalToHad	Si	PandoraPFA	1.032	1.024	1.025	1.023
CalibrECAL	Sc	PandoraPFA	28.028/27.09	28.02/23.899	28.087/21.43	28.08/19.39
CalibrHCAL	Sc	PandoraPFA	56.077	56.281	56.262	56.57
MIP	Sc	PandoraPFA	111.45	115.10	114.28	112.48
ECalToEM	Sc	PandoraPFA	1.004	1.004	1.003	1.004
ECalToHad	Sc	PandoraPFA	1.178	1.1806	1.198	1.211
HCalToHad	Sc	PandoraPFA	1.032	1.024	1.025	1.023

表 A.7　Hybrid 2 における PandoraPFA のパラメータ一覧。

Configuration	検出器	PFA の種類	Hybrid(2-1)	Hybrid(2-2)	Hybrid(2-3)	Hybrid(2-4)
CalibrECAL	Si	PerfectPFA	54.86/53.03	54.91/46.83	54.96/41.94	55.07/38.02
CalibrHCAL	Si	PerfectPFA	56.004	56.361	56.324	56.643
MIP	Si	PerfectPFA	116.853	109.695	115.187	117.265
ECalToEM	Si	PerfectPFA	1.006	1.005	1.005	1.004
ECalToHad	Si	PerfectPFA	0.987	0.995	0.999	1.007
HCalToHad	Si	PerfectPFA	0.983	0.975	0.967	0.975
CalibrECAL	Sc	PerfectPFA	28.028/27.09	28.02/23.899	28.087/21.43	28.08/19.39
CalibrHCAL	Sc	PerfectPFA	56.077	56.281	56.262	56.57
MIP	Sc	PerfectPFA	111.45	115.10	114.28	112.48
ECalToEM	Sc	PerfectPFA	1.004	1.002	1.002	1.003
ECalToHad	Sc	PerfectPFA	1.106	1.107	1.119	1.134
HCalToHad	Sc	PerfectPFA	0.983	0.975	0.967	0.975

表 A.8　Hybrid 2 における PerfectPFA のパラメータ一覧。

Configuration	検出器	PFA の種類	Hybrid(3-1)	Hybrid(3-2)	Hybrid(3-3)	Hybrid(3-4)
CalibrECAL	Si	PandoraPFA	58.297/48.97	58.349/43.243	58.422/38.74	58.507/35.104
CalibrHCAL	Si	PandoraPFA	56.294	56.135	56.861	56.264
MIP	Si	PandoraPFA	117.59	116.21	114.37	112.62
ECalToEM	Si	PandoraPFA	1.007	1.008	1.007	1.007
ECalToHad	Si	PandoraPFA	1.080	1.086	1.099	1.109
HCalToHad	Si	PandoraPFA	1.023	1.027	1.021	1.026
CalibrECAL	Sc	PandoraPFA	29.755/24.994	29.738/22.039	29.79/19.754	29.84/17.904
CalibrHCAL	Sc	PandoraPFA	56.698	56.24	56.296	56.076
MIP	Sc	PandoraPFA	109.278	107.039	105.316	103.745
ECalToEM	Sc	PandoraPFA	1.003	1.003	1.003	1.004
ECalToHad	Sc	PandoraPFA	1.183	1.185	1.206	1.214
HCalToHad	Sc	PandoraPFA	1.023	1.027	1.021	1.026

表 A.9　Hybrid 3 における PandoraPFA のパラメータ一覧。

Configuration	検出器	PFA の種類	Hybrid(3-1)	Hybrid(3-2)	Hybrid(3-3)	Hybrid(3-4)
CalibrECAL	Si	PerfectPFA	58.297/48.97	58.349/43.243	58.422/38.74	58.507/35.104
CalibrHCAL	Si	PerfectPFA	56.294	56.135	56.861	56.264
MIP	Si	PerfectPFA	117.59	116.21	114.37	112.62
ECalToEM	Si	PerfectPFA	1.005	1.005	1.004	1.004
ECalToHad	Si	PerfectPFA	0.993	0.999	1.002	1.011
HCalToHad	Si	PerfectPFA	0.974	0.978	0.974	0.978
CalibrECAL	Sc	PerfectPFA	29.755/24.994	29.738/22.039	29.79/19.754	29.84 17.904
CalibrHCAL	Sc	PerfectPFA	56.698	56.24	56.296	56.076
MIP	Sc	PerfectPFA	109.278	107.039	105.316	103.745
ECalToEM	Sc	PerfectPFA	1.002	1.002	1.002	1.002
ECalToHad	Sc	PerfectPFA	1.108	1.115	1.206	1.131
HCalToHad	Sc	PerfectPFA	1.023	1.027	1.128	1.026

表 A.10　Hybrid 3 における PerfectPFA のパラメータ一覧。

Configuration	検出器	PFA の種類	Hybrid(4-1)	Hybrid(4-2)	Hybrid(4-3)	Hybrid(4-4)
CalibrECAL	Si	PandoraPFA	66.83/39.20	66.89/34.62	66.97/31.01	66.89/28.026
CalibrHCAL	Si	PandoraPFA	56.307	56.722	56.466	56.438
MIP	Si	PandoraPFA	97.905	96.955	96.666	97.213
ECalToEM	Si	PandoraPFA	1.008	1.008	1.007	1.007
ECalToHad	Si	PandoraPFA	1.103	1.105	1.104	1.116
HCalToHad	Si	PandoraPFA	1.025	1.022	1.027	1.031
CalibrECAL	Sc	PandoraPFA	34.106/20.006	34.158/17.680	34.164/15.821	34.213/14.335
CalibrHCAL	Sc	PandoraPFA	56.307	56.722	56.466	56.438
MIP	Sc	PandoraPFA	90.486	89.877	89.856	89.902
ECalToEM	Sc	PandoraPFA	1.004	1.003	1.004	1.003
ECalToHad	Sc	PandoraPFA	1.196	1.200	1.216	1.213
HCalToHad	Sc	PandoraPFA	1.025	1.022	1.027	1.031

表 A.11　Hybrid 4 における PandoraPFA のパラメータ一覧。

Configuration	検出器	PFA の種類	Hybrid(4-1)	Hybrid(4-2)	Hybrid(4-3)	Hybrid(4-4)
CalibrECAL	Si	PerfectPFA	66.83/39.20	66.89/34.62	66.97/31.01	66.89/28.026
CalibrHCAL	Si	PerfectPFA	56.307	56.722	56.466	56.438
MIP	Si	PerfectPFA	97.905	96.955	96.666	97.213
ECalToEM	Si	PerfectPFA	1.005	1.005	1.005	1.005
ECalToHad	Si	PerfectPFA	1.003	1.005	1.011	1.017
HCalToHad	Si	PerfectPFA	0.977	0.975	0.978	0.981
CalibrECAL	Sc	PerfectPFA	34.106/20.006	34.158/17.680	34.164/15.821	34.213/14.335
CalibrHCAL	Sc	PerfectPFA	56.307	56.722	56.466	56.438
MIP	Sc	PerfectPFA	90.486	89.877	89.856	89.902
ECalToEM	Sc	PerfectPFA	1.002	1.002	1.002	1.002
ECalToHad	Sc	PerfectPFA	1.115	1.122	1.130	1.132
HCalToHad	Sc	PerfectPFA	1.025	1.022	0.978	0.981

表 A.12　Hybrid 4 における PerfectPFA のパラメータ一覧。

付録 B

シミュレーションモデルの変更方法

第 3 章でのシミュレーションモデルの変更は、Mokka を走らせる際に用いるステアリングファイルを書き換えて行う。下に DBD での SiECAL を設定しているステアリングファイルの最初から 10 数行だけ抜き出したものを載せている。

まず、検出器のモデルを変更する場合には 16 行目の detectorModel 部分を書き換える。ILD_o1_v05 と書いた場合、検出器モデルは SiECAL+AHCAL となる。一方 ILD_o2_v05 と書いた場合、検出器モデルは SiECAL+SDHCAL に変更される。本研究では ILD_o1_v05 を用いている。

次に検出器の種類を変更する場合は 18 行目の Ecal_Sc_Si_mix の数字の羅列を変更する。この Ecal_Sc_Si_mix の右側の数字には意味があり表 B.1 のようになっている。これは信州大学の小寺克茂さんのホームページ [40] と Daniel Jeans さんのスライド [41] を参照した。表から分かるように 1 つの数字で検出層が 2 層設定されている。よって、検出層の層数を 30 層にしたい場合には、表の数字を適宜 15 個並べることになる。

0	layer pair の両方が Si-layers
1	layer pair の両方が、Φ 平行な Sc-layers
2	layer pair の両方が、z 平行な Sc-layers
3	layer pair の inner 側が Φ 平行な、outer 側が z 平行な Sc-layers
4	layer pair の inner 側が z 平行な、outer 側が Φ 平行な Sc-layers
5	layer pair の inner 側が Si-layers、outer 側が Φ 平行な Sc-layers
6	layer pair の inner 側が Si-layers、outer 側が z 平行な Sc-layers
7	layer pair の inner 側が Φ 平行な Sc-layers、outer 側が Si-layers
8	layer pair の inner 側が z 平行な Sc-layers、outer 側が Si-layers

表 B.1　検出器の種類を変更するパラメータ一覧。

続いて、検出器のピクセルサイズ変更に関しては、シリコンに対しては Ecal_cells_size の右側の数字を変更したいピクセルサイズに書き換える（単位は mm)。シンチレータに対しては Ecal_Sc_cellDim1_string と Ecal_Sc_cellDim2_string を用い、こちらは 1 層ずつアンダーバーで区切ってピクセルサイズを書かなければならない。Ecal_Sc_cellDim1_string は z 方向を、Ecal_Sc_cellDim2_string は Φ 方向を表している。

最後に吸収層の層数と厚さに関しての変更について説明する。前方領域の吸収層数は Ecal_nlayers1 を後方領域の吸収層数は Ecal_nlayers2 で指定されている。ここで層数については条件があり、Ecal_nlayers1 と Ecal_nlayers2 の合計層数が Ecal_Sc_Si_mix で指定した層数より 1 層少なければならない。吸収層の厚さを変更するパラメータは前方領域が Ecal_radiator_layers_set1_thickness で、後方領域が Ecal_radiator_layers_set2_thickness である。

```
/Mokka/init/startEventNumber 0 # 0
/Mokka/init/lcioFilename hoge.slcio
/Mokka/init/mcRunNumber 12
/Mokka/init/randomSeed 11943
#
/Mokka/init/initialMacroFile config.g4

#/Mokka/init/user consult
#/Mokka/init/dbPasswd consult

/Mokka/init/lcioWriteMode WRITE_NEW
/Mokka/init/lorentzTransformationAngle 7 mrad

##### ScECAL, SiECAL, Hybrid ####################
################################################
/Mokka/init/detectorModel ILD_o1_v05 ## ILD_o1_v05;for Si+AHCAL, ILD_o2_v05;for Si+SDHCAL
## Hybrid parameters ############################
/Mokka/init/globalModelParameter Ecal_Sc_Si_mix 000000000000000
################################################
#/Mokka/init/globalModelParameter Ecal_cells_size 5
#/Mokka/init/userInitString Ecal_Sc_cellDim1_string 15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15
#/Mokka/init/userInitString Ecal_Sc_cellDim2_string 15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15_15
/Mokka/init/globalModelParameter Ecal_Sc_number_of_virtual_cells 1
/Mokka/init/globalModelParameter Ecal_Sc_N_strips_across_module 4
/Mokka/init/globalModelParameter Ecal_MPPC_size 0.91
/Mokka/init/globalModelParameter Ecal_guard_ring_size 0.00001
/Mokka/init/globalModelParameter Ecal_nlayers1 20
```

```
28 /Mokka/init/globalModelParameter Ecal_nlayers2 9
29 /Mokka/init/globalModelParameter Ecal_nlayers3 0
30 /Mokka/init/globalModelParameter Ecal_radiator_layers_set1_thickness
    2.1
31 /Mokka/init/globalModelParameter Ecal_radiator_layers_set2_thickness
    4.2
```

次に、シミュレーションモデルを変更した時の Marlin での変更箇所について説明する。こちらは Marlin のステアリングファイル内にある Digitization を行うプロセッサの ILDCaloDigi に変更箇所があり、前方領域と後方領域の層数を変更した時のみ、ECALLayers というパラメータの値を変更する。

謝辞

本研究を進めるにあたって多くの方にお世話になりました。この場を借りて感謝を申し上げます。

まず、指導教員の川越清以先生にはお忙しい中、学部 4 年の頃から学外での勉強会や海外での研修に際して必要書類等の手はずを整えて頂きました。また、研究に関しましても進捗状況や学会等の発表に対して細かな助言や援助をして頂いたことをとても感謝しております。吉岡瑞樹先生には今回の研究に進む際に相談に乗って頂いたほか、研究活動の進め方に関してご指導して頂きありがとうございました。末原大幹先生には、私の研究活動に関して最もお世話になり、常に進捗に対して気を配って頂きました。特にシミュレーションソフトウェアを用いての研究では、使い方から始まり、問題が発生して躓いた時や外国の方とのやり取りに関して多くの時間を割いて相談に乗って頂きましたこととても感謝しております。

東城順治先生におかれましては、学部 4 年でのゼミで素粒子物理学の基礎を教えて頂きました。また、同じ研究グループでないにも関わらず私の研究内容に関して丁寧な助言を頂きましたことを感謝いたします。音野瑛俊先生と織田勧先生には、研究活動で助言を頂いたほか、CERN でのサマースチューデントの際にも様々なアドバイスを頂きありがとうございました。

須藤裕司さんには、シリコン半導体検出器の測定装置のセットアップや設計を始めとした私の研究内容全てにわたって、昼夜問わず親身になってご助力頂きありがとうございました。山口博史さんにおかれましては、今回の修士論文の執筆や研究に関して、研究室でいつも身近に接して頂いたり時には夜食を買って頂き、おかげで快適に研究室での生活を送ることができました。ありがとうございました。重松さおりさんにおかれましては、出張時の事務手続きを始めとした諸手続き全てを迅速かつ適切に進めて頂いたおかげで研究活動をスムーズに行えました。また、私の就活相談であったり、サークル活動に対して気を配って頂いたことも非常に感謝しております。

同研究室の学生の皆様におかれましても常日頃からお世話になりました。現在東京でご活躍されてる上野翔さんにはシミュレーションでの研究を 1 から教えて頂き、また些細な質問に対しても丁寧に回答して頂きました。大石航さん、松本悟さんには、違う研究グループでありながらも、プログラミングの方法やコロキウム等の論文の読み進め方の手ほどきをして頂きました。中居勇樹さんとは箱崎キャンパスでの研究室で席が隣だったこともあり、研究の

みならず様々なことに対して相談に乗って頂きました。富田龍彦さんには同じ研究グループだった時から研究内容に対する的確なアドバイスをして頂きました。また、たとえ忙しくても何でも要領良く物事を進められる姿は、私の研究活動での目標となりました。調翔平さんには、理論的な知識を多く教えて頂きました。先輩の皆様、本当にありがとうございました。

私の研究生活において、研究室の同輩の存在は必要不可欠な存在でした。角直幸君、田中聡一君とは大学入学時からいつも一緒に生活してきて、勉強面では良きライバルとして切磋琢磨してきたと同時に困ったときにはいつでも助けてもらったことは良き思い出です。平井寛人君と高田秀佐君は、ILC グループのメンバーとしていつも研究に対して手伝ってもらうことが多々ありました。長澤翼さん、長島寛征君、藤山翔乃君とはいつも他愛無い話に付き合ってくれたり、研究で困ったことにも相談に乗ってもらいました。マチュー君は一時私の研究を一緒に進めてくれて、こちらの無理なお願いにも快く引き受けてくれたことを感謝しています。これから就職だったり博士課程に進学と進路は様々ですが、お互い頑張っていきましょう。今までありがとうございました。

後輩の皆にも多くの事で感謝しています。真玉将豊君には自分の研究がある中、私のシミュレーションの研究を手伝ってもらいました。おかげで研究を前進させることができ、とても感謝しています。森下彩さんと野口恭平君には、進路に関して相談に乗ってもらったほか、私の適当な話にもいつも付き合ってくれてありがとうございました。伊藤拓実君、上野和輝君、関谷泉さん、山城大知君とは、今年度 ILC グループの仲間として一緒に研究できたことは良い思い出となりました。特に伊藤君には冬時期から私の研究の一端を担ってもらったこと、非常に感謝しています。白濱脩太郎君、斉藤貴士君、古賀淳君にも、いつも話に付き合ってもらって、おかげで楽しい研究室生活を送ることができました。皆さん、ありがとうございました。

学外でも多くの方にお世話になりました。信州大学の竹下徹先生には本研究のことを含め様々なことを教えて頂きました。また信州大学の小寺克茂さん、東京大学の Daniel Jeans さん、ケンブリッジ大学の John Marshall さん、Steven Green さん、Boruo Xu さんには研究に関して多大なご助力を頂きました。ありがとうございました。その他 CALICE-Asia のコラボレータの方や学生の皆さんにもお世話になりました。感謝いたします。

そして、私が所属している九州大学男声合唱団コールアカデミーは大学入学時から研究生活に至るまで、いつも私の心の支えでした。また、常任指揮者の横田諭さんには感謝しきれないくらいの恩恵を受けました。大変感謝しておりますし、これからも引き続きよろしくお願いいたします。

最後に、私の両親と妹、そして親戚の皆の支えがあったからこそ、ここまで充実した学生生活、研究生活を送ることができました。これからも迷惑をかけることもあると思いますが、より自立した生活を送っていけるよう頑張ります。本当にありがとうございました。

長くなりましたが、以上をもちまして私のお礼の言葉とさせて頂きます。

参考文献

[1] **Particle Data Group**, K. A. Olive *et al.*, Review of Particle Physics, Chin. Phys. **C38**, 090001 (2014).

[2] L. Evans and P. Bryant, LHC Machine, Journal of Instrumentation **3**, 8001 (2008).

[3] T. A. Collaboration *et al.*, The atlas experiment at the cern large hadron collider, Journal of Instrumentation **3**, S08003 (2008).

[4] T. C. Collaboration *et al.*, The cms experiment at the cern lhc, Journal of Instrumentation **3**, S08004 (2008).

[5] G. Aad *et al.*, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, Physics Letters B **716**, 1 (2012), 1207.7214.

[6] S. Chatrchyan *et al.*, Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC, Physics Letters B **716**, 30 (2012), 1207.7235.

[7] T. Behnke *et al.*, The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 1: Executive Summary, ArXiv e-prints (2013), 1306.6327.

[8] H. Baer *et al.*, The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 2: Physics, ArXiv e-prints (2013), 1306.6352.

[9] T. Barklow *et al.*, ILC Operating Scenarios, ArXiv e-prints (2015), 1506.07830.

[10] R. Hori, "linear collider collaboration のホームページ", https://www.linearcollider.org/images/.

[11] T. Behnke *et al.*, The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 4: Detectors, ArXiv e-prints (2013), 1306.6329.

[12] 小寺克茂, "ILD のカロリメータ@ILC 夏の合宿 2013", 2013.

[13] M. A. Thomson, Particle flow calorimetry and the PandoraPFA algorithm, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **611**, 25 (2009), 0907.3577.

[14] "PFA のイメージ図", http://www.ilcild.org/images/pfa.png/view.

[15] "ケンブリッジ大学リニアコライダーグループのホームページ", http://www.hep.phy.cam.ac.uk/linearcollider/physics/.

[16] H.-C. Schultz-Coulon, J. Stachel, ”ハイデルベルグ大学 KIRCHHOFF-INSTITUTE FOR PHYSICS の The Physics of Particle Detectors 講義資料”, http://www.kip.uni-heidelberg.de/ coulon/Lectures/Detectors/.

[17] ”浜松ホトニクス社ホームページ”, http://www.hamamatsu.com/jp/ja/index.html.

[18] 高エネルギー物理学研究者会議, 高エネルギーニュース Vol.33 No.1 ”ILC の検出器”, 2014.

[19] ”ILCSoft ホームページ”, http://ilcsoft.desy.de/portal.

[20] ”Mokka ホームページ”, http://polzope.in2p3.fr:8081/MOKKA.

[21] ”Marlin ホームページ”, http://ilcsoft.desy.de/portal/software_packages/marlin/index_eng.html.

[22] ”GEANT4 Working Group”, http://geant4.web.cern.ch/geant4/.

[23] ”Mokka イベントディスプレイ”, http://www-jlc.kek.jp/m̃iyamoto/evdisp/html/.

[24] *”Silicon sensor study for ILD ECAL @CALICE meeting”* (富田龍彦, 2014).

[25] ”TESPRO ホームページ”, http://test-probe.jp/product/CP-H166S0.html.

[26] ”KEITHLEY ホームページ”, https://www.keithley.jp/products/dcac/sensitive/lowcurrent/?mn=6517BJ.

[27] ”NATIONAL INSTRUMENTS ホームページ”, http://www.ni.com/labview/ja/.

[28] *”Tracking with Solid State Detectors”* (Michael Moll, 2004/2005).

[29] ”KEYSIGHT ホームページ”, http://www.keysight.com/ja/pd-715495-pn-E4980A/.

[30] ”CryLaS GmbH 社ホームページ”, http://www.crylas-inc.com/index.html.

[31] ”豊伸電子社ホームページ”, http://www.kagaku.com/hoshin/.

[32] *”Characteristic study of silicon sensor for ILD ECAL”* (高田秀佐, 2014).

[33] *”Upgrade of the CMS Electromagnetic Calorimeter for High-Luminosity LHC Operation”* (Francesca Cavallari, 2013).

[34] *”Semiconductor Detector Systems”* (Helmuth Spieler, 2005).

[35] D. Strominger, J. M. Hollander, and G. T. Seaborg, Table of Isotopes, Reviews of

Modern Physics **30**, 585 (1958).

[36] Michael Moll, "Radiation Damage in Silicon Particle Detector", 1999.

[37] T. Hieu Tran, ILD SiW ECAL and sDHCAL dimension-performance optimisation, ArXiv e-prints (2014), 1404.3173.

[38] *"Review of a "small ILD" option"* (V. Boudry, 2014).

[39] 小坂井千紘, "ILD のためのシリコン検出器の性能測定と放射線耐性の評価", 2014.

[40] "小寺克茂さんのホームページ", http://azusa.shinshu-u.ac.jp/ coterra/pukiwiki-1.4.7_notb/.

[41] *"Proposed updates to Mokka ECAL driver"* (Daniel Jeans, 2013).