

修士学位論文
ILC実験用フルシミュレータによる
Particle Flow Algorithmの研究

神戸大学大学院 自然科学研究科
博士課程前期課程
物理学専攻
高エネルギー物理学研究室

051S115N

林 晋

指導教員
川越清以

平成 19 年 2 月 21 日

概要

現在計画されている ILC(International Linear Collider) 実験は重心系エネルギー 500GeV の電子と陽電子を衝突させることによって、Higgs 粒子の探索と精密測定、また標準理論を越える新粒子、新現象の発見を目的としている。このため、実現に向けて多岐の部門にわたって研究、開発が繰り広げられている。本研究ではその内、測定器部分のシミュレーションを行った。ILC で期待される物理現象ではジェットイベントと呼ばれる多数の粒子の束を伴うイベントの精密な測定が必須であると考えられている。そのためジェットのエネルギー分解能は高精度なものが要求されている。

現在 JUPITER(JLC Unified Particle Interaction and Tracking EmulatoR) と呼ばれる ILC 実験用フルシミュレータの開発が行われている。Jupiter は GLD と呼ばれる測定器概念によってデザインされており、測定器の最適化などの研究を行えるようになっている。本研究では Jupiter を用いてジェットイベントを精度良く再構成するためのアルゴリズムである PFA(Particle Flow Algorithm) の研究を行い、これを改善することを目的とした。PFA は粒子を特定しエネルギー分解能を良くするアルゴリズムとして GLD 以外の概念グループにも広く使われている手法である。現段階でシミュレータを用いた PFA の結果をさらに改善すべく、新しいアルゴリズムの開発を行った。本研究では評価するイベントとして Z-pole イベントを用いてアルゴリズムの検証を行った。 π^0 finding アルゴリズムを作成し、それを適用することによってジェットのエネルギー分解能を改善することを目指す。

目次

第1章 Introduction	6
1.1 ILC 実験計画	6
1.2 ILC の加速器	8
1.2.1 加速器について	8
1.2.2 衝突型加速器	8
1.2.3 次世代加速器	10
1.3 ILC の物理	10
1.4 ILC の測定器	13
1.5 本研究の目的	18
第2章 測定器シミュレーション	19
2.1 粒子と物質の相互作用のシミュレーション	19
2.2 Geant4	22
2.2.1 Geant4 とは何か	22
2.2.2 Geant4 が提供すること	22
2.2.3 ユーザーが行うこと	23
2.3 ILC 実験用フルシミュレータ	24
2.3.1 Jupiter	25
2.3.2 JSF	25
2.3.3 Satellites	26
第3章 Particle Flow Algorithm	28
3.1 PFA について	28
3.2 PFA 仕様の測定器	29
3.2.1 ECAL の最適化	30
3.2.2 HCAL の最適化	31
3.2.3 CAL 最適化にあたっての問題点	32
3.3 理想的なジェットのエネルギー分解能	32
3.4 現実上の問題点	33
3.5 シミュレーションによる PFA の流れ	34

第 4 章	光子と π^0 の再構成	36
4.1	光子の再構成	36
4.1.1	クラスタリング	37
4.1.2	トラックとの距離の情報による PID	39
4.1.3	シャワーの縦方向に関するエネルギーの情報による PID	39
4.1.4	ヒット数とエネルギーの相関による PID	40
4.1.5	TOF の情報による PID	40
4.1.6	光子の再構成についてのまとめ	41
4.2	π^0 の再構成	41
4.2.1	再構成の手順	41
4.2.2	π^0 再構成についての結果と考察	43
4.3	ジェットの再構成	49
4.3.1	π^0 finding の手順	51
4.3.2	π^0 finding のジェット中の振る舞い	52
4.3.3	結果と考察	53
第 5 章	Summary	59
付 録 A	シミュレーションにおける MPPC の効果	62

目 次

1.1	次世代電子陽電子線形加速器概念図	7
1.2	衝突型加速器の発展	9
1.3	ILC のレイアウト	10
1.4	衝突部の拡大図	11
1.5	ファインマン図	11
1.6	ヒッグス粒子の崩壊分岐比	12
1.7	粒子の反応断面積とエネルギーの関係	14
1.8	それぞれの設計概略図	15
1.9	主な測定器概念図	15
1.10	次世代線形加速器用測定器	16
1.11	シンチレータ	17
1.12	Z イベントの様子	18
2.1	水中の 8MeV の positron の対消滅	21
2.2	シミュレーションツール群	24
2.3	JupiterGeometry	25
2.4	JupiterGeometry	26
3.1	シミュレーションでのとあるイベント	28
3.2	4jet イベントを用いたシミュレーション	29
4.1	SmallClustering の概念図	37
4.2	pi0decay	42
4.3	円筒の thrust ベクトルを用いた $m_{\gamma\gamma}[\text{GeV}]$ (single π^0 1[GeV] のイベント)	43
4.4	光子の座標ベクトルを用いた $m_{\gamma\gamma}[\text{GeV}]$ (single π^0 1[GeV] のイベント)	43
4.5	$m_{\gamma\gamma}$ の分布	44
4.6	$m_{\gamma\gamma}$ の分布	45
4.7	$m_{\gamma\gamma}$ の分布	45
4.8	1GeV の π^0 を用いた $m_{\gamma\gamma}[\text{GeV}]$ の分布 (左上 : カット数 1、右上 : カット数 2、左下 : カット数 3、右下 : カット数 4)	46
4.9	2GeV の π^0 を用いた $m_{\gamma\gamma}[\text{GeV}]$ の分布 (左上 : カット数 1、右上 : カット数 2、左下 : カット数 3、右下 : カット数 4)	47

4.10	5GeV の π^0 を用いた $m_{\gamma\gamma}$ [GeV] の分布 (左上 : カット数 1、右上 : カット数 2、左下 : カット数 3、右下 : カット数 4)	48
4.11	10GeV の π^0 を用いた $m_{\gamma\gamma}$ [GeV] の分布 (左上 : カット数 1、右上 : カット数 2、左下 : カット数 3、右下 : カット数 4)	49
4.12	$Z \rightarrow q\bar{q}$ (91[GeV]) イベントでの π^0 の数	50
4.13	$Z \rightarrow q\bar{q}$ (91[GeV]) イベントでの π^0 fraction	50
4.14	$Z \rightarrow q\bar{q}$ (91[GeV]) イベントでの π^0 distribution	51
4.15	allcomb と bestcomb	54
4.16	bestcomb と cheated	55
4.17	fitting pi0energy	56
4.18	jet reconstruction	57
4.19	jet reconstruction	58
A.1	MIP=5photon としたときのサチュレーションの効果	63
A.2	左:MIP=5photon、右:MIP=10photon	63

第1章 Introduction

標準模型は自然界の四つの力の内、強い力、電磁力、弱い力を記述する。この標準模型の予言は、現在まで多数の実験により検証されてきた。これらは、20世紀において最もすばらしい成果の一つといえる。しかし、この模型にはもう一つの力、重力が記述されていないなど、問題点が多い。それらを解決するため、また、新しい理論のためにも TeV 領域での実験が必要であると考えられているのである。

1.1 ILC 実験計画

これまでに行われている高い重心系エネルギーを持つ衝突型加速器は、スイスにある CERN の 210GeV の電子陽電子衝突型加速器 LEP (Large Electron Positron-Collider)、ドイツにある DESY の 850GeV の電子陽子衝突型加速器 HERA などがある。又、アメリカにある Fermilab の陽子反陽子衝突型加速器 TEVATRON は 2TeV の重心系エネルギーを持つ。さらに、これらのエネルギーを越えようとする計画があり、それが 14TeV の重心系エネルギーを目指す CERN の陽子陽子衝突型実験 LHC (Large Hadron Collider) で 2008 年の物理実験開始を目指している。ILC (International Linear Collider) 計画 (図 1.1) は電子陽電子衝突型加速器であり最終的に 1TeV 以上を目標としている。LHC とは約 10 倍もエネルギーが違うが、「陽子・陽子」の加速器では、実際に衝突するのはそれらを構成しているクォークやグルオンであるのに対し、「電子・陽電子」は粒子がそのままのエネルギーで衝突する。つまり探るエネルギー領域はほとんど同じと言える。表 1.1 は LHC と ILC の特徴を比較したものである。

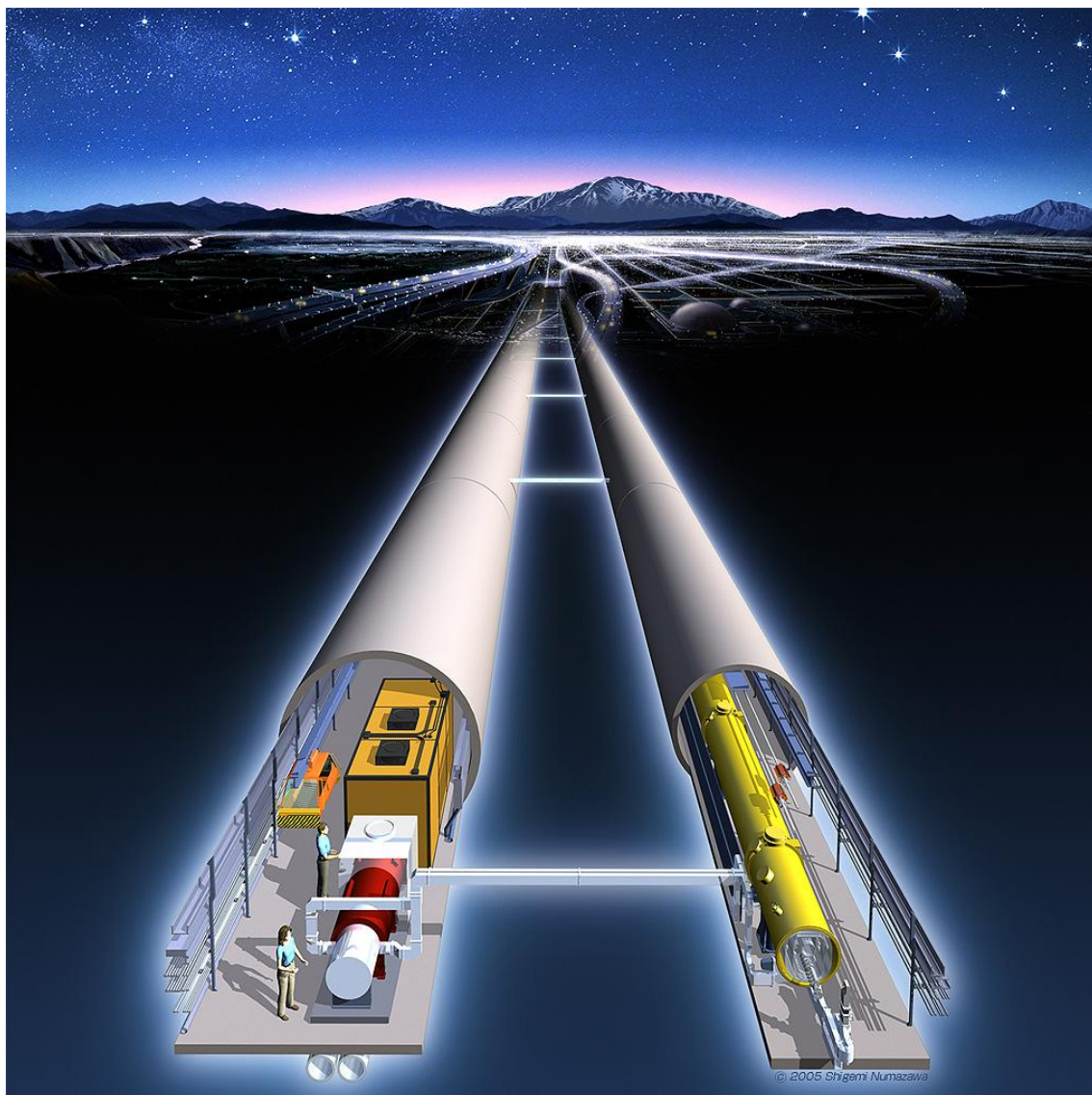


図 1.1: 現在計画中の ILC 実験の概念図

加速器	LHC	ILC
ビーム	陽子陽子	電子陽電子
重心系エネルギー [TeV]	14	0.5 ~ 1
有効エネルギー	一部	全部
稼働開始予定年	2007	未定
大きさ [km]	26.7	25
ルミノシティ [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1×10^{34}	0.11×10^{34}
衝突点のビームサイズ	16 μm	3nm
ノイズ	非常に多い	少ない

表 1.1: LHC vs ILC

1.2 ILCの加速器

1.2.1 加速器について

荷電粒子を加速するためには高い電圧をかける必要がある。1930年代にこの基本原理が考案され、以後加速器の発展が始まった。加速器は静電型と高周波型に分類できる。静電型は高電圧を作り、その間で加速するものである。この方法は現在の所、上限は数 MeV まで加速できている。高周波型は高電圧の高周波を与えて加速する。逆電圧の時の減速に対応させるため、ビームをバンチ¹にして同期して加速させる必要がある。高周波型には形状により、直線型と円形型に分けられる。円形型はビームを磁場で曲げ、何度も同じ所を曲げながら加速する。これらの加速器を組み合わせ最高エネルギーを上げていく。

1.2.2 衝突型加速器

最高エネルギーをより上に目指すため、1970年代から衝突型の加速器が作り出された。静止した標的に加速した粒子をぶつけることにより、加速した粒子同士をぶつけより高エネルギーを得ようという考え方によって作られた。図 1.2 は衝突型加速器の発展の様子である。

図 1.2 は二本の線が見られるが、上が陽子反陽子（陽子）衝突型加速器（ハドロンコライダー）、下が電子陽電子衝突型加速器（レプトンコライダー）である。ハドロンコライダーがレプトンコライダーの約 10 倍のエネルギーを持っている。ここで注目すべき点は、電子は磁石で曲げると放射光を出してエネルギーを失うため、電磁石の磁場は強くできないということである。陽子の放射光は、陽子の質量が電子の質量の約 1800 倍のため無視できる。²

¹ $\sim 10^{10}$ 個の粒子を一塊としている。

² 放射光を放射する確率 $\propto (E/m)^4/R$ (E:ビーム粒子のエネルギー、m:質量、R:軌道半径)

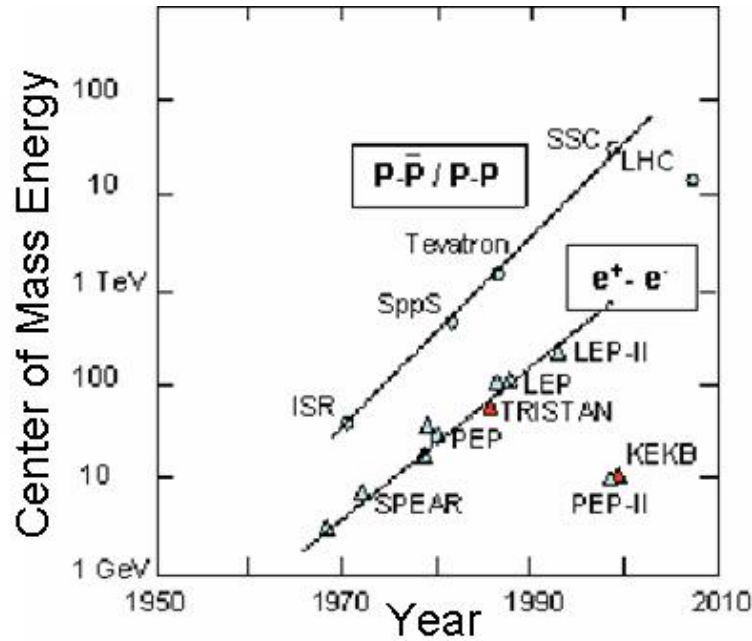


図 1.2: 衝突型加速器の発展

また、衝突型加速器にはエネルギーだけでなくルミノシティも上げる必要がある。³ところが、多くの反応で断面積は重心エネルギー W の 2 乗に反比例してしまう。

$$\sigma \propto W^{-2} \quad (1.1)$$

つまり、高エネルギーにすればするほどルミノシティも高くしなければならない。ルミノシティは以下の式で与えられる。

$$L = f \frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (1.2)$$

ここで、 n_1 、 n_2 はぶつかるそれぞれのビームに含まれている粒子の数、 f は頻度、 σ_x 、 σ_y はそれぞれ縦と横のビームサイズである。これから言えることは、ルミノシティを高くするためには、ビーム粒子数を大きくし、ビームサイズを小さくしなければならない。ただし、日本やアメリカの B ファクトリーのようにビームエネルギーは低いが、ルミノシティを従来の 2 ~ 3 桁上を目指すという方針のものもある。

³反応の起こる頻度 = $L\sigma$ [s⁻¹] (L:ルミノシティ [cm⁻²s⁻¹]、 σ :反応断面積 [cm²])

1.2.3 次世代加速器

図 1.2 の歴史からの教訓を生かし、現在 LHC と ILC という加速器が建設、計画 中である。表 1.1 から主なパラメータを比較することができる。LHC は円形型で あり、何度もバンチ同士を衝突できる。ILC は直線型で一回の衝突である。図 1.3 は ILC の全体像であるが、図 1.4 のように二箇所 で測定できるようにするという 案が出ている。又、衝突時のビームサイズは数 nm にまで絞られるま でになっている。LHC では超伝導磁石を用い、高磁場で曲げて高エネルギーを作り出す。また、 ルミノシティを稼ぐために反陽子を用いず陽子を用いている。したがって、二つ のリングを作りビームを逆向きに加速しなければならない。これに対し、ILC は なぜ直線かというと、前節でも述べているが放射光のためである。磁場で粒子を 曲げるとこの放射光が放出され粒子のエネルギーが失われてしまう。電子は軽い ためこの損失は致命的である。

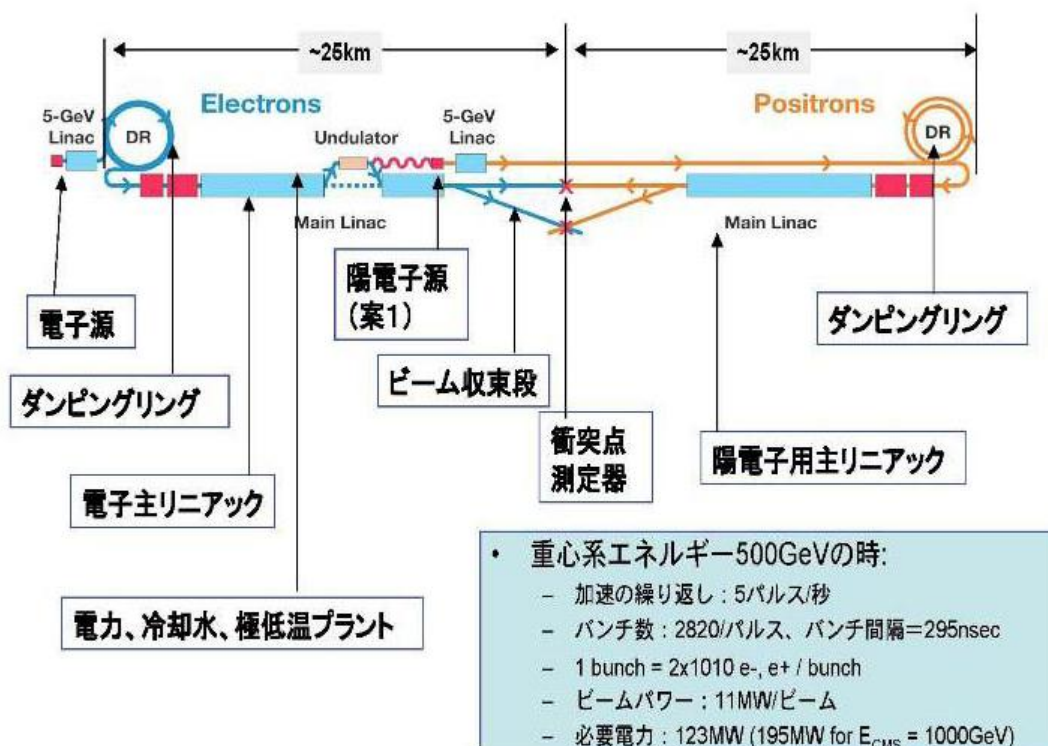


図 1.3: ILC のレイアウト

1.3 ILC の物理

ILC 計画ではエネルギーフロンティアと呼ばれる TeV エネルギーの領域に到達 することによって、今までにない新しい物理現象を探索することを目的としてい

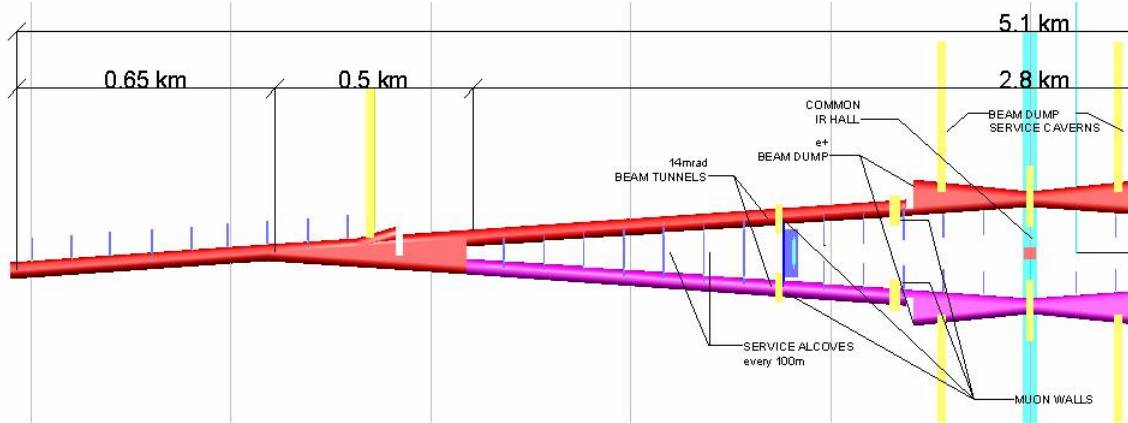


図 1.4: 衝突部の拡大図

る。電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用を統一的に記述する素粒子の標準模型において、最後の未発見粒子である、ヒッグス粒子の発見、そしてそのヒッグス粒子や標準模型を越える新粒子、新現象の詳細な研究がこの計画に求められている。本章ではその内、ヒッグス粒子について言及する。

現在のヒッグス粒子の質量の上限、下限は LEP 実験や Tevatron 実験により、2007 年春時点で

$$114.4\text{GeV} < m_H < 153\text{GeV}(95\%C.L.) \quad (1.3)$$

である。

ILC 計画である、電子陽電子衝突型加速器でヒッグス粒子を生成する反応としては、

1. $e^+ e^- \rightarrow Z^0 H^0$
2. $e^+ e^- \rightarrow \nu \bar{\nu} H^0$
3. $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- H^0$

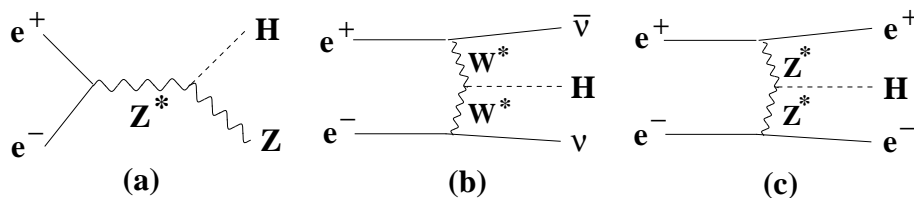


図 1.5: ヒッグス粒子生成過程

などがある。図 1.5 にそれらのファインマン図を示す。これに対して (a) の反応は低いエネルギーで断面積が大きくなるので軽いヒッグス粒子の探索に適しており、LEP でもこの反応が用いられた。(b) と (c) の反応はフュージョン過程と呼ばれ、1TeV を超えるようなエネルギーで断面積が大きくなるので重いヒッグス粒子をさがすのに適している。一方、ヒッグス粒子のフェルミオン、ウィークボソンとの結合はその質量に比例し、その崩壊の部分巾は

$$\Gamma(H^0 \rightarrow f\bar{f}) \propto \left(\frac{gm_f}{2m_W}\right)^2 \quad (1.4)$$

$$\Gamma(H^0 \rightarrow V\bar{V}) \propto (gm_V)^2 \quad (1.5)$$

となる。よってヒッグス粒子は運動力学的に許される範囲内で最も重い粒子への崩壊巾が大きい。しかし、ウィークボソン対への崩壊巾は b クォーク対への崩壊巾より大きいので 140GeV 以上では、仮想的な W 粒子を含めて、 $H^0 \rightarrow W^+ W^-$ への崩壊巾が最も大きくなる。図 1.6 にヒッグス粒子の崩壊分岐比をヒッグス粒子の質量の関数として示す。

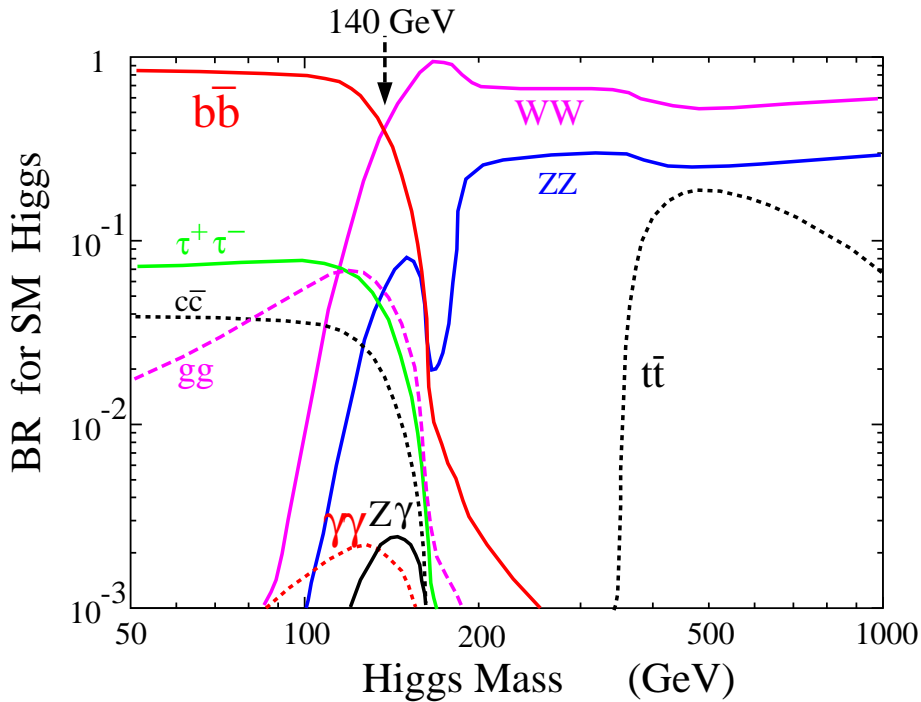


図 1.6: ヒッグス粒子の質量の関数として表したヒッグス粒子の崩壊分岐比

次に、次世代電子陽電子線形加速器計画でのヒッグス粒子の探索の方法について述べる。まずヒッグス粒子の質量が $2m_W$ より小さいときであるが、このときの生成過程は上で述べたように $e^+ e^- \rightarrow Z^0 H^0$ であり、ヒッグス粒子は b クォークと反 b クォークに崩壊するので、その終状態は Z^0 粒子の崩壊モードによって

1. $\nu \bar{\nu} b \bar{b}$
2. $l^+ l^- b \bar{b}$
3. $q \bar{q} b \bar{b}$

のように3つに分けられる。これらの場合はどれも二つのジェットの不变質量 $m_{b\bar{b}}$ の分布にピークとなってヒッグス粒子はあらわれる。

このときの主なバックグラウンドは、

1. $e^+ e^- \rightarrow Z^0 Z^0$
2. $e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-$
3. $e^+ e^- \rightarrow e \nu W$

であるが、このうち1、2は微分断面積が前方にピークを持ち、2と3はヒッグス粒子の崩壊過程の特徴であるbクォークを含んでいない。よって、中心部に発生した事象を選び、その事象に二つのbクォークジェットを要求することにより、効率よくヒッグス粒子の事象を選ぶことができる。ヒッグス粒子の質量が $2m_W$ よりも重い場合、ヒッグス粒子は二つのW粒子に崩壊するのでその終状態の六つ、四つあるいは二つのジェットや残りのトラックから Z^0 粒子に一致する組み合わせをみつけて先ほどと同じようにしてヒッグス粒子を見つけることができる。このようにしてヒッグス粒子が見つかったときにはその性質を詳しく調べることが次の課題となる。なかでも、見つかったヒッグス粒子が標準模型のそれか、最小超対称性粒子のそれかを調べることは重要である。これはヒッグス粒子の全崩壊巾や、 $H^0 \rightarrow \gamma \gamma$ 崩壊の崩壊分岐比などを精密に測定することによって知ることができる可能性がある。

重心系エネルギーの関数として電子陽電子衝突におけるさまざまな生成過程を図1.7に示す。

1.4 ILCの測定器

ILC計画で設置が検討されている測定器は予想される様々な物理現象を正確に測定できるよう、高性能であることが要求される。特にZ粒子やW粒子のジェットを用いた質量再構成やbジェットの識別は重要である。また、予想外の物理現象が起きたときにも十分対応ができるように高い汎用性をもつことが要求される。現在測定器のコンセプトとしてアジアの中心のGLD、ヨーロッパ中心のLCD、北米中心のSiDなどの研究が進められている。これら以外にも最近、新しい概念として4thというものも出てきている。図1.9はそれぞれのコンセプトによる測定器の外観である。また、SiD、LCD、GLDの設計上の違いは図1.8のようになっている。SiDは飛跡検出部分にシリコントラッカーを用い、5Tの磁場をかけられる。

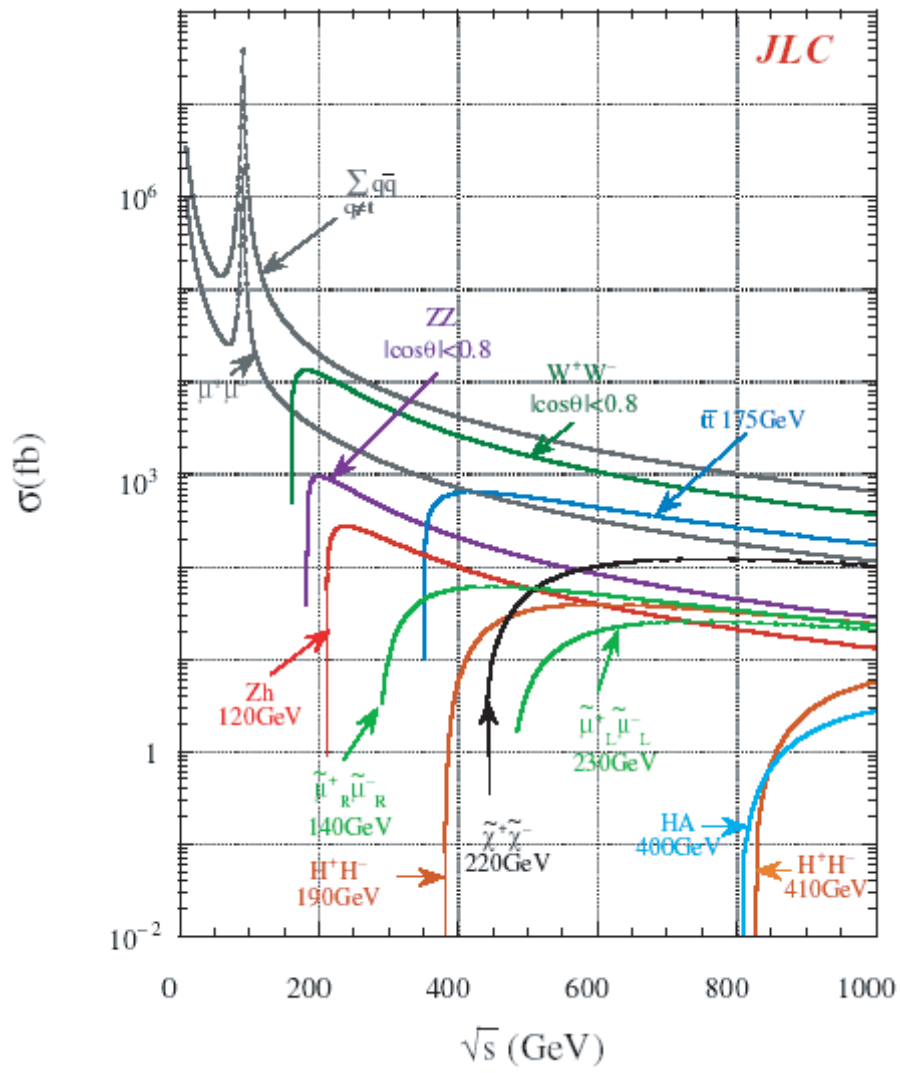


図 1.7: 粒子の反応断面積とエネルギーの関係

また、電磁カロリメータ部分はシリコンタングステンを使用する。LCD は飛跡検出部分に TPC が用いられ、4 T の磁場をかけられる。カロリメータ部分は SiD と同じものを用いて研究されている。GLD はビーム衝突点に近いほうから以下のような検出器で構成されている。検出器の各所は図 1.10 のような配置になっている。

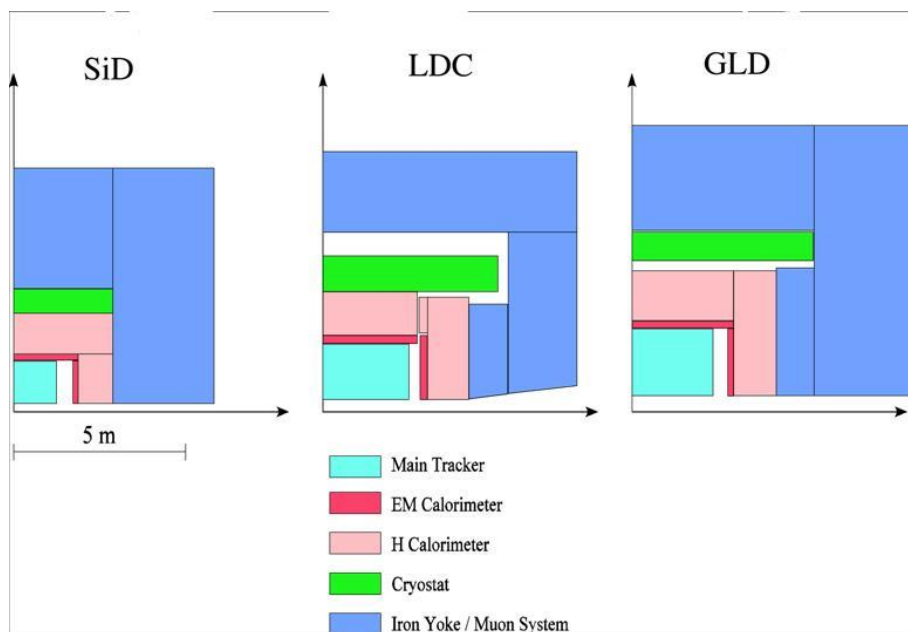


図 1.8: 3つの測定器の設計概略図

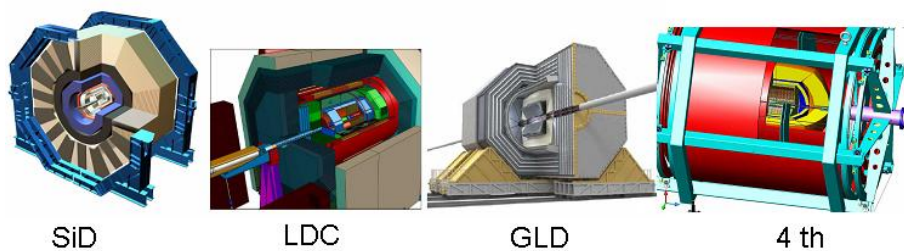


図 1.9: 主な測定器概念図

- バートックス検出器：電子・陽電子の衝突点の極めて近傍に設置され、荷電粒子の飛跡を高い精度で測定する。これから D 中間子や B 中間子の崩壊点を見つけ、ジェットが b クォークや c クォークから発生したことを識別する。とくに b クォークの同定はヒッグス粒子探索において非常に重要である。また、バートックス検出器に入射されるジェットは強くコリメートされ、粒子の密度が非常に高いため、入射位置を二次元的に読み出す必要がある。そこ

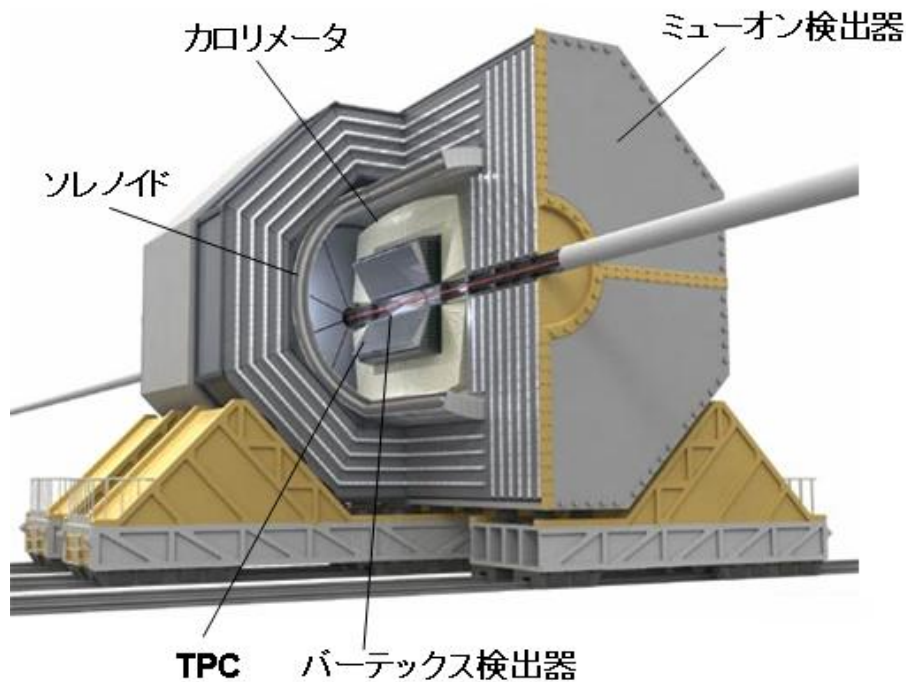


図 1.10: ILC 用測定器概念図

でバーテックス検出器は CCD (電荷結合素子) のような二次元分解能の高いモジュールが想定されている。

- 中心軌跡測定器 (トラッカー): 荷電粒子の飛跡を正確に測定し、その曲率から荷電粒子の運動量を測定する。以前は小型ジェットセル構造をもった、円筒形ドリフトチェンバーを想定していたが、現在は TPC (Time Projection Chamber) を基本デザインとして採用している。磁場は 3 T までかけられるようになっている。
- カロリメータ: 粒子を物質中で止め、発生したエネルギーを測定することによって、粒子のエネルギーを測定するための部位である。GLD では電磁カロリメータ (ECAL) はタングステンとシンチレータの、ハドロンカロリメータ (HCAL) は鉛とシンチレータのサンドイッチ構造のものを用いる。タングステンはアブソーバーの役割、つまり主に粒子の勢いを止める役割を果たす。シンチレータは光子や電子がカロリメータ内で発生させる電磁シャワーからエネルギーを測定する。厳密に言うと電磁シャワーから出る光量を MPPC という光検出器で測定し、それからエネルギーに変換する。図 1.11 はシンチレータのセッティングである。MPPC はコストが安い、小さい、光検出効率が良い、磁場に強いなど ILC には絶好の特長を備えており、とても魅力的な代物なのだが問題点もいくつかある。それはノイズが多い、サチュレーション

ンを起こす⁴、温度依存性が強いなどである。また、まだ新製品なので多数のMPPCを使ったときの個体差がわからないということもある。このことからまだ実践に使うには課題の多い検出器であると言える。

- ミューオン測定器： μ 粒子の同定を行う。 μ 粒子は質量が電子より重く、強い相互作用を起こさないため、他の粒子と違い測定器の最も外側まで達する。 μ 粒子の運動量は内側の中央飛跡測定器で精度よく測定される。そこで構成された μ 粒子の飛跡と μ 粒子測定器で測定された位置が一致するかを調べる。

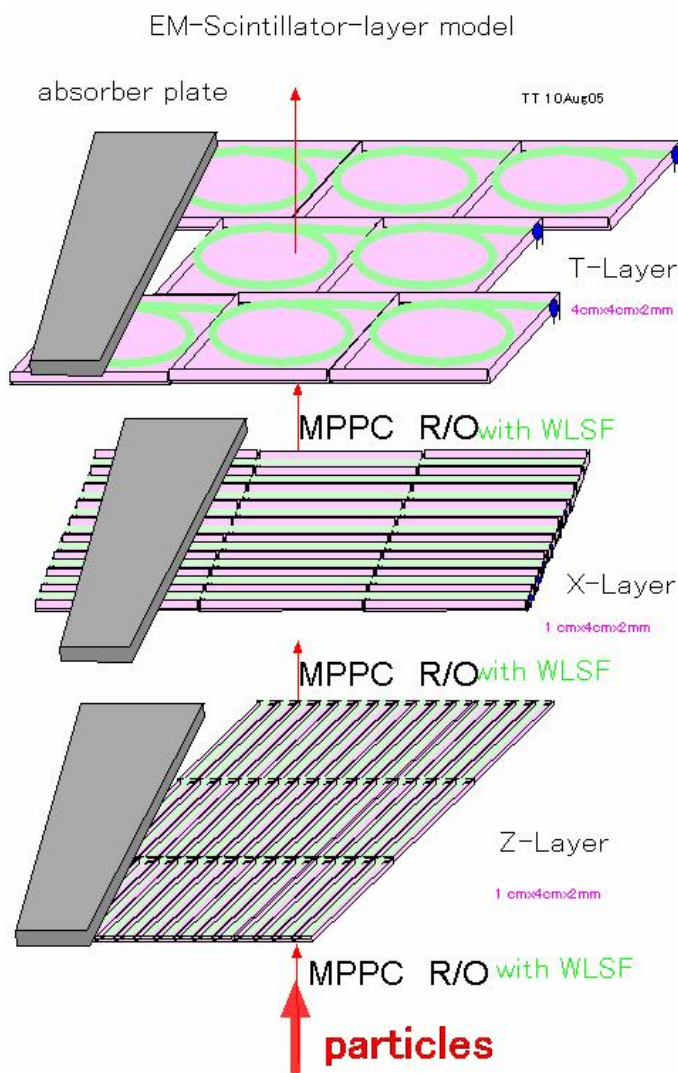


図 1.11: シンチレータ

⁴シミュレーションを行った。付録に結果を示す。

1.5 本研究の目的

ILCで興味深い物理現象を探索するために測定器の最適化は非常に重要である。本研究では測定器の内、主にトラック、ECAL、HCALに重点を置いてこれらの最適化を目指した。測定器で粒子を測定するにあたって、現在はPFAというアルゴリズムを用いることが主流となっているが、これをシミュレータを用いて現時点で実装されているものを改善することを目的としている。実験の際、最も重要なイベントの一つである $Z \rightarrow q\bar{q}$ イベントを用い、ジェットを再構成することによってPFAを評価していく。図1.12はシミュレーションでのイベントの様子である。

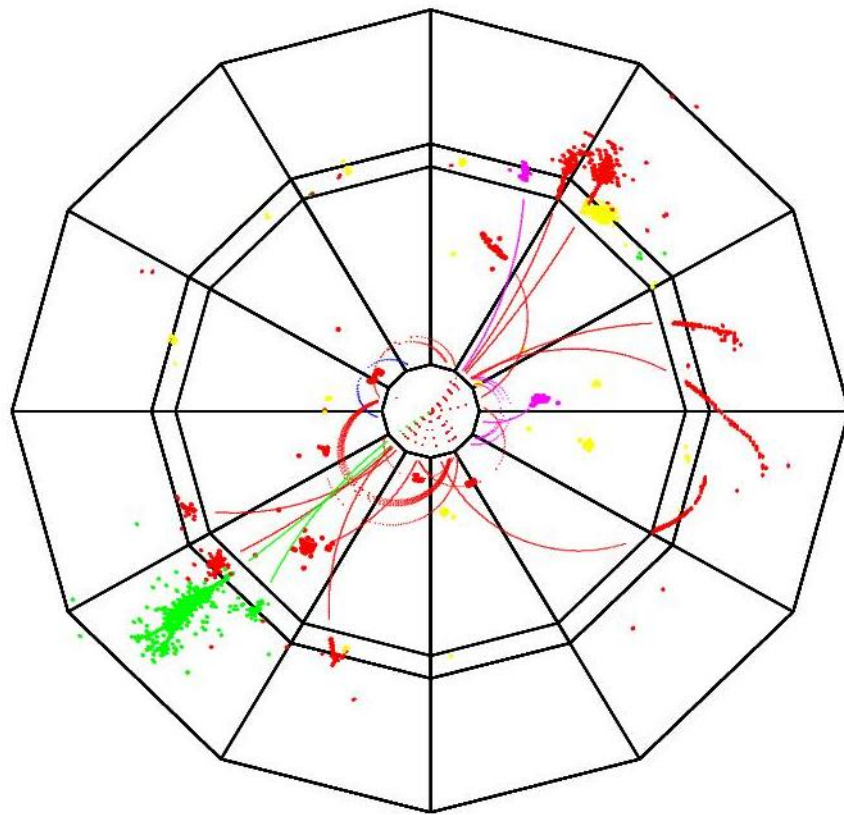


図 1.12: $Z \rightarrow q\bar{q}$ のシミュレーション

第2章 測定器シミュレーション

この章では、まず粒子の測定器、つまり粒子と物質の相互作用をシミュレーションするとは何かを説明する。さらにその際に用いるツールキットである Geant4 について述べ、次に Geant4 を用いて作成される高エネルギー実験で用いられる測定器フルシミュレータについて説明する。

2.1 粒子と物質の相互作用のシミュレーション

高エネルギー実験に限らず粒子と物質の相互作用を検出する測定器シミュレータには一般的に次が求められる。

- 測定器の構造をプログラム内で組み立てることができる。
- モンテカルロ法に基づいて物質内での粒子の相互作用をシミュレートすることにより入射した粒子をプログラムが自動的に輸送できなければならない。

モンテカルロ法とは乱数を用いた統計サンプリングを何度も行なうことにより近似解を求める数学的手法であり、測定器シミュレーションの核となる。

以下で粒子と物質の相互作用に関する、モンテカルロ法について基本的概念である「粒子が今どここの物質内にいるかに関わらず乱数を振ることができる」ということを説明する。

基本的概念

次を定義する。

- $P(x)$ 粒子が距離 x 進んだ後、物質と相互作用しない確率。
- $w dx$ 粒子が位置 x と $x + dx$ の間で物質と相互作用する確率。

ここで w は

$$w = N \cdot \sigma$$

である。 N は単位ボリューム内のターゲット粒子の数、 σ は相互作用の cross section である。

したがって、この定義から $P(x + dx)$ は粒子が位置 $x + dx$ で物質と相互作用しない確率であるから $P(x)$ と $w dx$ を用いて次のように表せる。

$$P(x + dx) = P(x)(1 - w dx)$$

ここで $1 - w dx$ は dx の間で粒子が物質と相互作用しない確率である。この微分方程式を解くと

$$P(x) = \exp(-wx)$$

となる。ここで $P(0) = 1$ とした。

相互作用の生成

位置 x から $x + dx$ 内で粒子が物質と相互作用する確率を $P_{int}(x)$ とすると上記により

$$P_{int}(x) dx = P(x) w dx$$

である。ここで $P_{int}(x)$ を PDF(Probability Density Function) と呼ぶ。一方、これの積分

$$\int_0^x P_{int}(x) dx = \int_0^x P(x) w dx = \int_0^x w \exp(-wx) dx = 1 - \exp(-wx)$$

を CDF(Cumulative Distribution Function) と呼ぶ。

ここで、

$$\eta = 1 - \exp(-wx)$$

となる。この η は $[0, 1]$ の一様乱数である。ここから

$$x = -\ln(1 - \eta)/w$$

となる。

異種混成の物質の中での粒子と物質の相互作用の生成

上記で

$$x = -\ln(1 - \eta)/w$$

となったがこの x は長さの次元を持ち物質に依存する。¹したがって粒子を物質内で輸送する際に物質に依存しない無作為抽出ができない。しかしながら、 w を左辺に移した

$$xw = -\ln(1 - \eta)$$

¹ w は定義により物質に依存している。

の右辺は物質には依存しない。したがって次のように平均自由行程 λ を定義する。

$$\lambda = \int xP(x)dx / \int P(x)dx = 1/w$$

したがって、この λ を用いて xw は

$$x/\lambda = -\ln(1 - \eta)$$

と書き直すことができる。よって平均自由行程 λ を単位とすることによって粒子がどの物質と相互作用しているのかに依存しない形で一様乱数を与えることができる。この $[x/\lambda]$ を Number of Mean Free Path(NMFP) と呼ぶ。

粒子輸送

粒子は段階的にステップ踏んで行くやりかた (stepwise manner) で輸送されていく。Step を図 2.1 に示す。

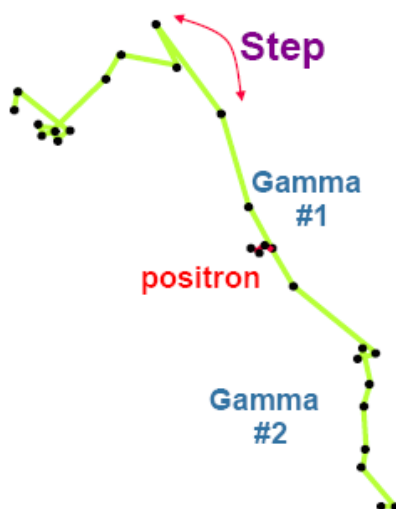


図 2.1: 水中の 8MeV の positron の対消滅

以下でこの粒子の輸送のされ方を説明する。²

1. step の最初で、粒子に関連付けられたそれぞれの物理プロセスに対する NMFP は物質に独立なやり方で無作為抽出される。
2. 現在粒子がいる位置の物質における cross-section を用いて NMFP を PL(Physical Length) に変換する

²もう一度、詳しく Geant4 の仕組みを説明する箇所で述べる。

3. 最も短いPLを持つプロセスを step 長と決める。
4. 粒子を上で決められた step 長だけ粒子を輸送する。
5. 粒子が相互作用の後、生きていたら、もう一度 NMFP に対して乱数を振り
1. から繰り返す
6. もし粒子が相互作用で消滅したら、輸送は終了。

以上、粒子と物質の相互作用のシミュレーションにおける基礎概念を説明した。これらの step-by-step な粒子の輸送法を用いて測定器のシミュレーションを行うツールキットとして Geant4 がある。我々 ILC 日本グループの測定器モンテカルロシミュレータもこの Geant4 をベースとして開発中である。以下の節では Geant4 について概略を説明する。

2.2 Geant4

2.2.1 Geant4 とは何か

Geant4(GEometry ANd Tracking 4) とは粒子と物質の相互作用をシミュレーションする汎用ソフトウェア・ツールキットである。高エネルギー物理学実験 (HEP, High Energy Physics) で使われる測定器の振る舞いをシミュレーションするのを第一義として開発されたが設計段階から、HEP 以外の分野での応用も考慮されていた。現在では宇宙、医療をはじめとする広い分野でも使用されている。

2.2.2 Geant4 が提供すること

Geant4 はシミュレーションしたい事象に含まれている粒子を、物質および外部電磁場との相互作用を考慮しつつ、次のいずれかの条件が成り立つまでトランスポート (輸送) する。

1. 運動エネルギーがゼロになるまで。
2. 相互作用により消滅するまで。
3. ユーザが指定するシミュレーション空間の境界 (世界の果て) に到達するまで。

さらに、粒子のトランスポートのさまざまな段階で、ユーザがシミュレーションに介入できる手段を提供してくれる。例えば、

- 測定器の有感部分に粒子が入ると、その時点での粒子の運動学情報を用いて、ユーザが任意のデータ処理を行える。
- 粒子をトランスポートする途中のステップで、ユーザが任意のデータ処理を行える。
- 一つの粒子のトランスポートの最初と最後に、ユーザが任意のデータ処理を行える。

等である。

また Geant4 は以下を提供している。

1. シミュレーションを対話的に或いはバッチ処理として実行する手法。
2. シミュレーション過程を各種グラフィック・ツールで可視化できる手段を提供する。
3. シミュレーションのチェック、デバッグ・ツールを提供する。

2.2.3 ユーザーが行うこと

Geant4 がしてくれないことを以下に説明する。

必要最低限の情報はユーザが Geant4 に知らせなければならない。

ユーザーは粒子をトランスポートするにあたり、最低限必要となる以下の3つの情報を与えなければならない。

1. 測定器の構造情報
2. シミュレーションしたい事象に含まれる粒子の種類、始点と運動量ベクトル。
3. 粒子をトランスポートするにあたり、Geant4 が考慮すべき粒子および相互作用の種類。

さらに、シミュレーションを意味あるものにするには、以下の情報のいずれか或いは全てをユーザから与えられなければならない。

1. 外部電磁場がある場合、その分布情報。
2. 粒子トランスポートのさまざまな段階でユーザが行いたいデータ処理。

Geant4 はツールキットである。

一般的に使える実行可能なシミュレーションプログラムの提供はしてくれない。Geant4 はツールキットであり、ユーザは用意されているコンポーネントを使って自分で必要なシミュレーションプログラムを組み立てなければならない。具体的にはメインプログラムをユーザが書かなければならないということである。

正しいシミュレーション結果は自動的に与えられるわけではない。

ユーザは必ず、自分がどのような条件でシミュレーションをしているかを理解する必要がある。例えば

- いくつかのパラメータ（例：Production Threshold）の調整が必要。
- Geant4 の用意している粒子相互作用のうち、適用範囲の正しいものを選択しているか。

等が挙げられる。

2.3 ILC 実験用フルシミュレータ

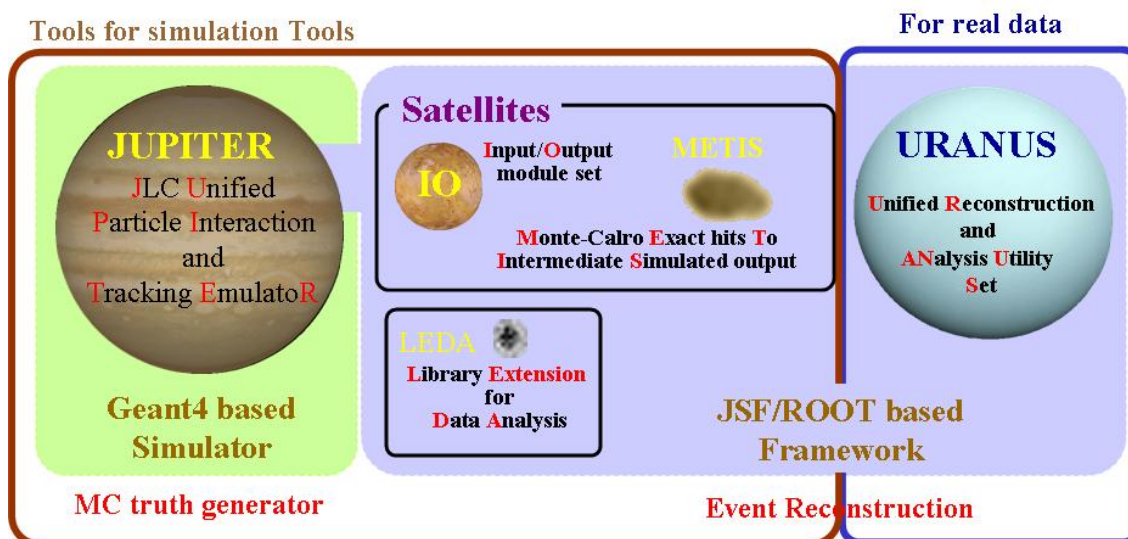


図 2.2: シミュレーションツール群

ここでは、本研究で用いたシミュレーションパッケージについて説明する。本研究で用いたものは、GLD コンセプトグループにより開発中のものである。これらは ILC 実験用にカスタマイズされており必要とされるシミュレーションツール

群が実装されている。又、PFA は本章で説明する Satellites の中に含まれている。図 2.2 は以下で説明する。Jupiter, Satellites, JSF 等の関係概念図である。

2.3.1 Jupiter

Jupiter とは JLC [1] Unified Particle Interaction Tracking EmulatoR の略で、GLD 検出器のための前章で述べた Geant4 ベースのフルシミュレータである。外観は図 2.3 のようになっている。PFA に関係のある部分についてのみの説明をする。

まず、IR 周り、VTX、IT、TPC、CAL、ソレノイドコイルは既に実装済みである。また、

カロリメータは台形型ブロックを繋げた 12 角形の構造をしている。(図 2.4) また、ブロックはアブソーバとシンチレータのサンドイッチ構造になっている。タイルサイズはデフォルトでは、ECAL が $4\text{cm} \times 4\text{cm}$ 、HCAL が $12\text{cm} \times 12\text{cm}$ となっているがこのサイズを小さくしたり、ストリップ型にすること(例えば $1\text{cm} \times 4\text{cm}$) が可能になっている。

本研究においては、ECAL $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ のタイルを使用した。

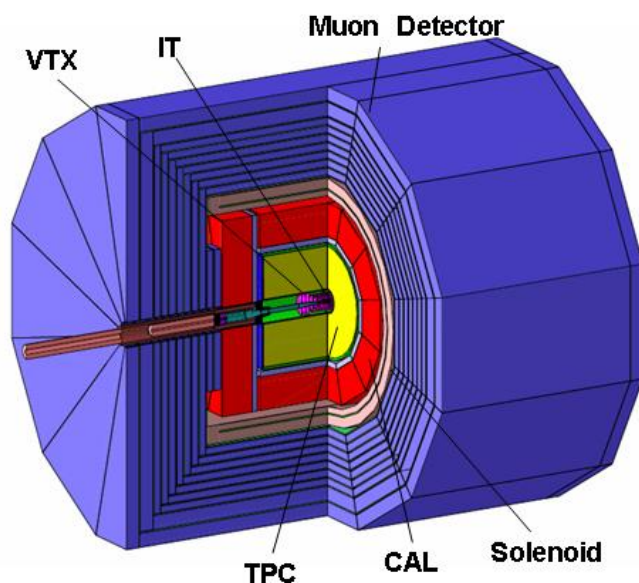


図 2.3: Jupiter の外観

2.3.2 JSF

JSF とは、JLC Study Framework の略で、KEK の宮本彰也氏によって作成された ROOT ベースの HEP データ解析用クラスタパッケージである。JSF では各検

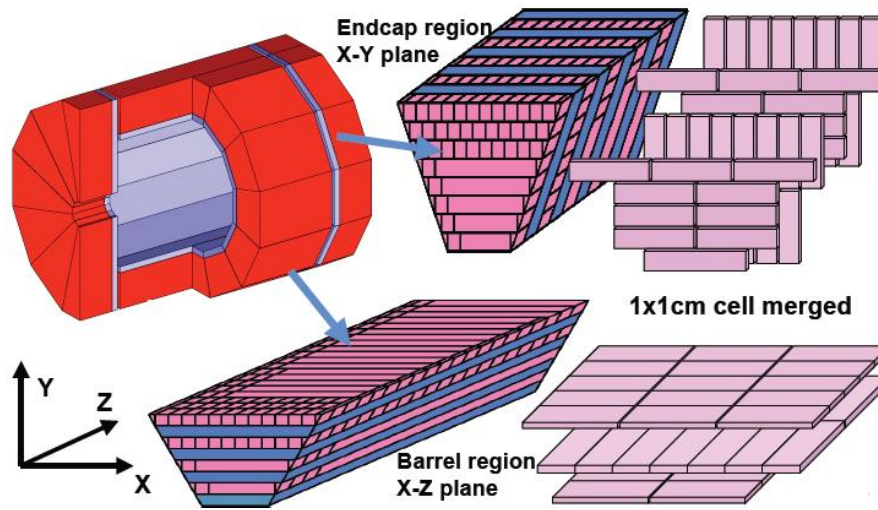


図 2.4: カロリメータの構造

出器単位で解析コードをモジュール化して扱うようになっており、次節で説明する Satellites は JSF をベースにして開発が行われている。また JSF では PYTHIA ジェネレータや Jupiter を扱うことができ、フルシミュレータを用いた解析シミュレーションにも適した仕様となっている。

2.3.3 Satellites

Satellites は JSF ベースのデータ解析パッケージであり、Monte-Carlo データ解析用に開発されている。本研究の主題でもある PFA は Satellites 内に実装されている。以下にシミュレーションによって PFA のテストをする流れを記述する。

- JSF から PYTHIA 及び Jupiter を呼ぶ。
- イベントを作成し、検出器内でのシグナルを残した ROOT 形式ファイルを作成する。
- JSF で Satellites を呼ぶ。
- Satellites 内の IO(Input/Output module set) が Jupiter のアウトプットデータをそれぞれの検出器パートに振り分け、それらの Monte-Carlo Exact Hit を格納する。
- Metis(Monte-carlo Exact hits To Intermediate outputs) によって、各検出器パートでのシグナルの smearing や再構成を行う。

Satellites 内でのカロリメータのヒット情報の取り扱いは、時間情報は $\sigma=1.3\text{nsec}$ の Gaussian distribution による smearing が行われており、エネルギー依存性は考慮されておらず、位置情報については smearing は行われていない。又、各セル内でのヒットによる EnergyDeposit はそれぞれのセル内でマージされている。

第3章 Particle Flow Algorithm

本章では、PFA について説明する。図 3.1 の中で全てのイベントを再構成したい。これを可能とするために粒子反応の特性、検出器の反応場所などを考慮に入れた PFA を適応させる。

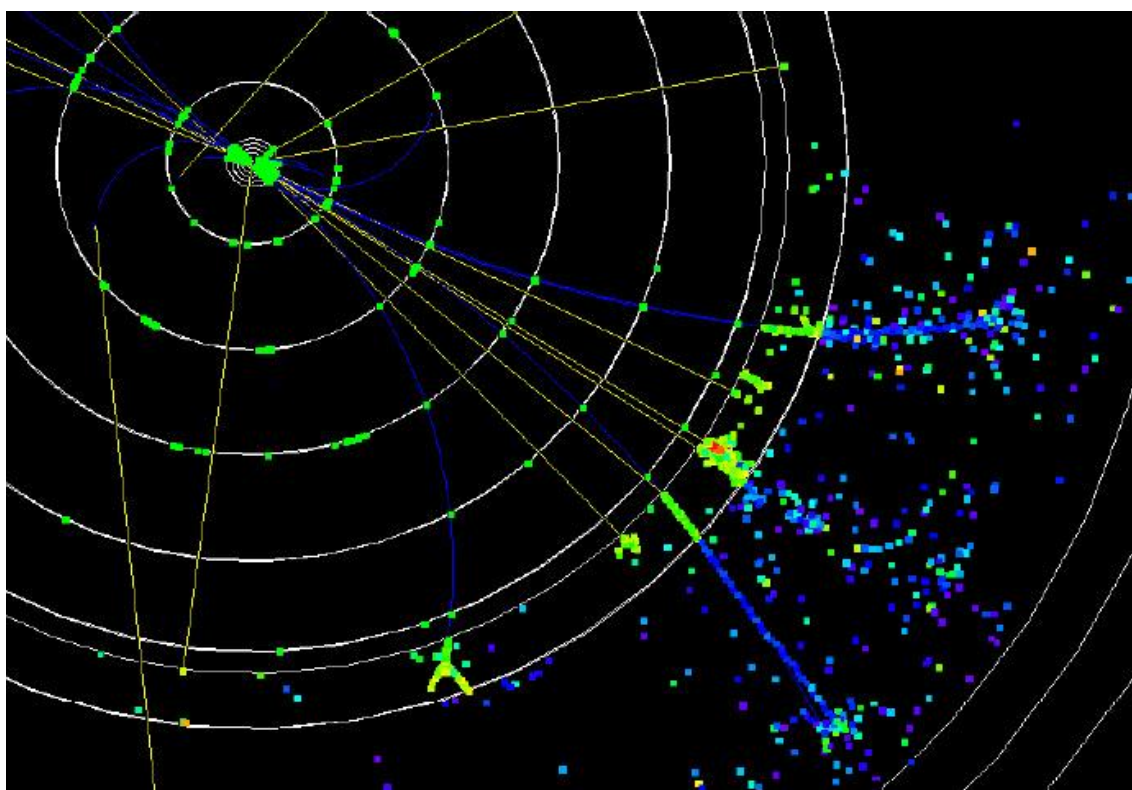


図 3.1: シミュレーションでのとあるイベント

3.1 PFA について

PFA とは、ジェットのエネルギ分解能をよくするための解析手法である。本節ではその PFA が必要となった動機とその重要性について説明する。ILC において物理的に重要なイベントの多くは複数の粒子が同時に生成されるジェットを多く含む。

ILC で期待される物理 (Higgs 等) もほとんどがジェットイベントを伴う。つまりこのジェットを精密に測定することが極めて重要なのである。図 3.2 は $\nu\nu W^+W^-$ 、 $\nu\nu Z^0 Z^0$ の生成に伴う 4 jet イベントを用いたシミュレーションの結果である。上図は W^\pm 粒子 (80GeV)、 Z^0 粒子 (91GeV) の質量分布を表している。下図は上図の結果を横軸に質量を取り、プロットしたものである。図 3.2 からわかるように、ジェットのエネルギー分解能が $60\% / \sqrt{E[\text{GeV}]}$ では左図のように W と Z を区別することが難しい。しかし、 $30\% / \sqrt{E[\text{GeV}]}$ のエネルギー分解能があれば右下図のように区別が可能となる。こういったシミュレーション結果から、測定器の目標としてジェットエネルギー分解能は $30\% / \sqrt{E[\text{GeV}]}$ となっている。これを実現するために PFA を手段として用いようとしているのである。

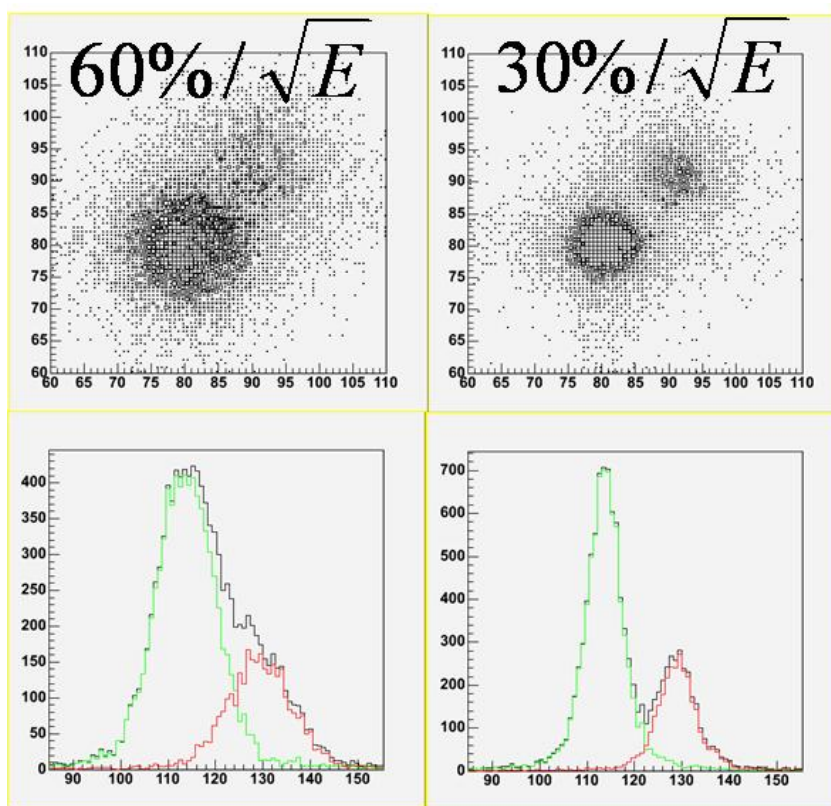


図 3.2: 4jet イベントを用いたシミュレーション

3.2 PFA 仕様の測定器

目標の分解能を達成するため、ILC で使用する測定器は PFA を鑑みての設定になっている。ジェットの構成は、約 95% は π^\pm 、 γ 、 K_L^0 、 n からできており、数% はその他のハドロン、レプトンからできている。つまり、 π^\pm 、 γ 、中性ハドロンの

3種類に感度の良い検出器があれば良いことになる。 π^\pm を精密に測るのがトラックである。次節で荷電粒子を測定する有効性は説明するがトラックを使用することで π^\pm を含む荷電粒子の測定は解決できる。次に γ を測定するECALを考える。これを検出する部分はシャワーを区別するために、ハドロンシャワーをHCALに到達させるなどといった工夫が考えられる。こういったことを目標としてECALを最適化すると、検出部分の細分化や奥行き調整などが考えられる。最後は中性ハドロンを測定するHCALである。ここでは荷電ハドロンと中性ハドロンの分離を目指さなければならない。荷電ハドロンはトラックで測定されるべきであり、中性ハドロンからのシャワーのみが欲しいのである。このためにはやはり細分化が考えられている。

これまでの伝統的な検出器に対する考え方は1粒子ごとのエネルギーを正確に測ることを目的とすることであった。このため、検出器は全てが統一的、均一的であり、かける磁場も1 Tを基本としていた。しかし、研究開発が進むことによってECAL、HCALのように分離され、検出部分も細分化などの工夫がされるようになった。また、トラックのために磁場も3 Tまでかける案が出された。つまり、1粒子を直接測定する考えからシャワーを分割するという考えにシフトしたということである。シャワーを3次元的に分離するためにECAL、HCALの細分化、精度の上昇は必須課題なのである。

3.2.1 ECALの最適化

ECALにおいて重要なことは上記で述べたように、シャワーの分離である。電磁シャワーとハドロンシャワーを区別するには、それらの始まる場所が違うという特性を生かす。このために X_0 ¹、 λ_I というパラメータを使う。つまりカロリメータの密度を調整することによって、シャワーの違いを最大限に出してやるということである。 X_0/λ_I が最小の時、電磁シャワーとハドロンシャワーの始まる場所が最大になる。表3.1はいくつかの物質と X_0/λ_I の値を表記している。これによりWが最適な物質と言える。以上のことからシャワーの奥行き方向のカスタマイズは解決した。

物質	Z	A	X_0/λ_I
Fe	26	56	0.0133
Cu	29	64	0.0106
W	74	184	0.0019
Pb	82	207	0.0029
U	92	238	0.0016

表 3.1: 物質の X_0/λ_I

¹ $E = E_0 e^{-x/x_0}$ (E_0 :始めに電子が持っているエネルギー、 E : x 進んだ後の電子のエネルギー)

次にシャワーの横の広がりを考える。このためにモリエール半径 $R_M[\text{cm}^{-2}]$ というパラメータを用いる。物質と電磁シャワーの広がりを表すことができ、 $R_M = X_0 E_s / E_c (E_s = 21.2052[\text{MeV}], E_c: \text{critical energy}[\text{MeV}])$ の式が成り立つ。そこで、 R_M の小さな物質を用いる。このパラメータを考えても W が一番適している。また、広がりが狭くなるのだから検出部分を細分化してやらなければならない。これらによってシャワーの横方向のカスタマイズはできると考えられる。

以上のことから、ILC ではシンチレータ部分は細分化されたものを用い、アブソーバー部分には W を用いたサンドイッチ構造のカロリメータを採用するという結論に至った。

3.2.2 HCAL の最適化

HCAL で要求されることは、ハドロンシャワーを全て捉える、高い精度でエネルギーを測定する、ジェット中のクラスター同士を 3 次元的に分離させるため、検出部が縦横と奥行きに対して細かく分割されていなければならない、などが考えられる。これらの要求は他の検出器などのことを考えた上で PFA に適応させるべく満たさなければならない。トラックでは荷電粒子を検出するために、ECAL では光子を再構成するために最適化されるはずである。HCAL で調整できる要素として、アブソーバーの物質、厚み、読み出しセルのサイズなどがあるが、これらは全て PFA の実現のために決められるということである。

ここで、現在カロリメータの読み出しセルについて考えられている手法を以下に述べていく。カロリメータの性能はシャワーのエネルギーとセルサイズの関係が大きく影響してくる。エネルギーが大きければ大きいほど、セルのサイズは固定されているので、トラックの密度は大きくなる。つまり、セルサイズが大きいと一つのセルに複数のトラックが入ってしまう。粒子を区別しにくくなるということである。これを回避するためにはセルサイズは小さくしなければならない。又、PFA を適応するために縦横と奥行きの精度が必要となってくる。これもやはりセルサイズの細分化が必要になる。結局、読み出し部分は小さくせざるを得ないのである。これらを満足するために読み出しをデジタルにすることによってコンパクト化するという発想が生まれた。これがデジタルカロリメータである。

従来はシンチレータで測定されたエネルギー全てを測定するというアナログ情報を用いた方法であった。しかし、ヒットがあったかなかったかのデジタル情報を用いようというのである。カロリメータ内で生成されたシャワー内の荷電粒子の全飛跡長は入射粒子のエネルギーに依存し、タイルの分割が十分に小さい場合、そのシャワーによるクラスターのヒット数が入射エネルギーに比例することとなる。クラスターのヒット数を数えることによって、入射粒子のエネルギーを再構成するという手法を用いたカロリメータをデジタルカロリメータと呼ぶ。これを用いることによって、アナログ情報を用いる上で必要だった、読み出しチャンネル数の多さ、読み出し回路の複雑さ、費用の高さといったデメリットを一気に解

決できることとなる。以下の式はデジタルカロリメータでエネルギーを求めるためのものである。

$$E = \delta E \times N \quad (3.1)$$

E は入射粒子のエネルギー、 δE はヒット数をエネルギーに換算する規格化定数、 N はカロリメータ内でのクラスタのヒット数である。理想的にはシャワー中の粒子がカロリメータの1セルに1ヒットの割り合いで、同じエネルギーを落していくことが望ましい。そのためにもセルの分割はできるだけ細かい必要があるのである。ILC用フルシミュレータである Jupiter を用いてのデジタルハドロンカロリメータの最適化に向けての研究は筑波大学山口佳博氏によってなされた。[2]

3.2.3 CAL最適化にあたっての問題点

これまでの節ではセルの細分化が必須であるということがわかった。しかし、実際には問題点がいくつかある。WLSファイバー（光子を吸収し、より大きな波長を持った光子を放出する。シンチレータに取り付けられる。）の曲げ半径をあまり小さくできない、応答の一様性が悪くなる、ファイバーの数、読み出しチャンネル数が多くなり費用がかかるなどである。

WLSファイバーの曲げ半径の対応策として、セルをストリップ型に変えるという方法が考えられている。これを用いてセルと同じ性能が出せるかというシミュレーションは神戸大学の永曾有亮氏によって研究されている。[3]

その他の問題に関しては、ILCの測定器についての章でも説明したが、最近開発が始まったMPPCで解決しようと研究が進められている。このMPPCが持つ問題点の一つである、サチュレーションの効果について、シミュレーションによって研究を行った。（付録）

3.3 理想的なジェットのエネルギー分解能

先ほどの節で見たようにジェットのエネルギー分解能をあげると、衝突によって生成された粒子の質量がより正確にわかる。本節では仮に検出器それぞれが最大限のパフォーマンスを出した時に、ジェットエネルギー分解能はどうなるかということの説明していく。

表3.2に、それぞれの粒子を各測定器で測ったときの分解能等を示す。表を見てもわかるように、現在、ジェットのエネルギー分解能を一番よくする方法は荷電粒子はトラックで、中性粒子はカロリメータで測定することである。

$$E_{jet} = E_{chargedtrack} + E_{\gamma} + E_{neutralhadron} \quad (3.2)$$

ジェット中の粒子のエネルギーは相対論により以下のように記述される。

$$E^2 = m^2 + p^2 \quad (3.3)$$

粒子の種類	測定器	分解能	混入率
荷電粒子の分解能	トラッカー	$10^{-5} \times P_T[\text{GeV}]$	65%
光子の分解能	ECAL	$\sim 12\% / \sqrt{E[\text{GeV}]}$	26%
中性ハドロン分解能	HCAL	$\sim 45\% / \sqrt{E[\text{GeV}]}$	9%

表 3.2: 分解能

ここで E は粒子のエネルギー、 m は質量、 p は運動量であり、自然単位系で表してある。また、それらの粒子は、そのほとんどが相対論的速度であるため以下の近似が可能である。

$$m \ll p \quad (3.4)$$

$$E \simeq p \quad (3.5)$$

ここで、一般にトラッキングチェンバーの分解能を、 $\frac{\sigma_p}{p}$ 、カロリメータの分解能を $\frac{\sigma_E}{E}$ としたとき、多くの場合 $\frac{\sigma_p}{p} \ll \frac{\sigma_E}{E}$ であることが知られているので、上記の近似より、

$$(\text{トラッカーで測定された運動量}) = (\text{その粒子のエネルギー}) \quad (3.6)$$

とすることが可能である。よって荷電粒子のエネルギーはトラッカーで測定できることになる。荷電粒子をトラッカーで、その他の粒子をカロリメータで測定した時、ジェットエネルギー分解能は次の式で表せる。

$$\sigma_{jet}^2 = \sigma_{chargedparticle}^2 + \sigma_{\gamma}^2 + \sigma_{neutralhadron}^2 = (0.14)^2 E_{jet}$$

上の式より、エネルギー分解能は 14% となり要求される分解能 (30%) は十分満たしている。

3.4 現実上の問題点

実際には、現実的な問題が入ってくる。これらには、表に示す 3 つの項目がある。

$$\sigma_{jet}^2 = \sigma_{chargedparticle}^2 + \sigma_{\gamma}^2 + \sigma_{neutralhadron}^2 + \sigma_{threshold}^2 + \sigma_{efficiency}^2 + \sigma_{confusion}^2$$

分解能	原因
$\sigma_{threshold}$	解析するときのエネルギー・スレッシュホールド
$\sigma_{efficiency}$	粒子の欠損
$\sigma_{confusion}$	カロリメータ内での粒子の混合

表 3.3: 現実問題ででてくる分解能

$\sigma_{threshold}$ について $\sigma_{threshold}$ は、解析する段階で粒子の再構成するときに決めるスレッシュホールドによるものである。実験では、非常に小さなエネルギーはノイズに埋もれてしまう。これによる影響が $\sigma_{threshold}$ に含まれている。

$\sigma_{efficiency}$ について この項は、実験で測定することができない粒子によるものである。例えば、ヒッグスの崩壊によってニュートリノが出てくるときなどが考えられる。ニュートリノは物質とほとんど相互作用をしないため、直接検出するのは不可能だからである。

$\sigma_{confusion}$ について $\sigma_{confusion}$ の項は、カロリメータ内でのクラスターの混合によるものである。この項が、最も深刻で1番分解能に効く。PFAを適用するには、カロリメータで落ちたエネルギーを荷電粒子によるものと中性粒子によるものとに分ける必要がある。しかしカロリメータの構造が荒いと複数の粒子が作ったクラスターが重なって分離不可能になる。このためにもカロリメータを細分化し、 $\sigma_{confusion}$ を良くしなければならない。

3.5 シミュレーションによるPFAの流れ

現在、我々はシミュレータを用いて、以下の手順でPFAを行っている。

1. 飛跡検出器による荷電粒子のトラッキング
2. MIP シグナルとインタラクションレイヤー (IL) の固定
3. ミューオンの再構成
4. 光子の再構成
5. 電子、陽電子の再構成
6. 荷電ハドロンの再構成
7. 中性ハドロンの再構成
8. Satellite hits の除去

まず始めに、飛跡検出器のシグナルによる荷電粒子のトラッキングが行われる。これはSatellites上で解析ツールの開発が行われている。トラッキングでは、まず、飛跡検出器の最外側にあるTPCから、各層でのシグナルをKalman Filterを用いてフィッティングを行いながら順に内側へと繋げていき、最終的に最内層のVTXの第1層まで繋げる。その後、逆に外側へと戻りながら、フィッティングの精度をより高くするためトラッキングの再評価をしていく。現段階の開発状況は、Kalman

Filter パッケージは開発済みであるが、トラックファインディングアルゴリズムは研究中のため、Satellites ではトラックファインディングをカンニングによって行い、Kalman Fitting を通して Helix parameters を計算するという形になっている。現在我々が用いているトラックはこれによって得られたトラックであり、半ば理想的なトラックである。

次に、MIP シグナルと IL の固定を行う。PFA においてはより確からしいものからカリメータ内のヒットを除去していくということが重要であるが、MIP シグナルの固定をはじめに行うのには、同時に IL を固定することにより、後に荷電ハドロンの再構成を有利に行うことができるという利点もある。

MIP シグナルの同定の後、ミュオン検出器によるシグナルと、再構成された MIP シグナルとのマッチングを取ることににより、ミュオンシグナルの再構成を行う。ただし現在の我々の PFA においては、Satellites のミュオン検出器の部分に関する実装作業が終わっていないことなどにより、ミュオンの再構成は Monte-Carlo truth の情報をカンニングすることにより行われている。

MIP 及びミュオンの再構成の後、光子と電子の再構成を行う。先程述べたように、光子によるジェットエネルギーへの寄与は 20% 程度と大きく、また光子によるシグナルはハドロンのシグナルと大きく異なるため、この段階でどれだけよく光子の再構成を行えるかということは、PFA の評価を決める大きな鍵となってくる。また光子と電子によるシグナルの違いは、電子によるシグナルは本来トラックの情報も持っており、トラック・クラスターマッチングを行った際に、電子に関してのみよくマッチするという点だけであるため、電子に関してもここで一緒に再構成を行ってしまう。

次にハドロンの再構成を行う。ハドロンに関してはカリメータ内でシャワーが広がり、シャワーの中心から離れた所にも多くのヒットを作るため、そのクラスタリングは困難である。故に荷電ハドロンのクラスタリングはトラック情報（または少なくとも IL ポジションの情報）を使った方が良く、荷電ハドロンの再構成は中性ハドロンのクラスタリングよりも先に行う。そして荷電ハドロンの再構成の後に残ったクラスターは、全て中性ハドロンとして扱われる。最後に Satellite hits の除去を行う。Satellite hit とは（ハドロン粒子の）シャワー内の粒子の反跳などにより、元々の粒子の飛跡方向から大きく外れた部分に作られるヒットのことである。これらのヒットを正しい形でクラスタリングすることは難しく、またそのエネルギーの寄与は、一般にクラスターの全エネルギーに対して小さいので、ここでそれらのヒット（または真のクラスターのごく一部分のみから形成されたクラスター）を捨て、解析の対象から外す。

第4章 光子と π^0 の再構成

本研究では、前章で説明したようなシミュレーションによるPFAを用いて光子と π^0 の再構成を行うことにより、現在実装されているツール群の最適化、又、新しいツールの構築をしていく。 π^0 の再構成を行うアルゴリズムを作成し用いることによって現段階のPFAの性能と比較するが目的である。そのために、現段階での光子の再構成アルゴリズムを最適化することが必要となった。以下にどのようにしてPFAの評価を行ったかの大まかな流れを示す。

1. 光子を再構成する部分のチューニング
2. 光子の情報を用いて π^0 を再構成
3. π^0 の情報を用いてジェットを再構成

4.1 光子の再構成

MIPやミューオンなどの再構成の後、我々のPFAでは光子及び電子の再構成を行う。本来可能ならば、この段階で全ての粒子に対して”粒子種に依存しない”かつ”ほぼ完全な”クラスタリングを”カロリメータの情報のみを用いて”行い、その後光子及び電子によるクラスタターを選び出し、残ったクラスタターに関してトラックとのマッチングを見ることにより荷電ハドロンと中性ハドロンとに分ける（もしくはトラックマッチングの後に光子、電子を選ぶ）というのが理想的である。しかしながらそのためには、シャワーの分岐を追いカロリメータ内でのトラッキングを行うようなクラスタリングか、またはそれに近い水準での正確なクラスタリングが必要となってくる。タイルサイズが大きい場合、シャワーの枝を追っていくような方法を行うことは難しく、Jet-Finding-likeのクラスタリングのような、シャワーの広がり角度を使っていくような方法も不十分であるため、本研究ではそのような方法は取らず、クラスタリングの手法は光子及び電子、荷電ハドロン、中性ハドロンに対してそれぞれ違うものを用い、またPFAとしての順序も先に示したような形になっている。

4.1.1 クラスタリング

本研究では Small Clustering と円筒型領域を用いたマーキングを用いてクラスタリングを行った。この方法では以下に示す Small Clustering により生成された small cluster を基に、さらにそれらを円筒型領域を用いてマーキングすることによって一連のクラスタリングを行っている。この Small Clustering の方法とは、単純に隣り合うヒットを結合していくというものである。しかしながら、このクラスタリングの手法はそのアルゴリズムの単純さ故に、シャワーが重なるとそのシグナルの起源となる粒子が異なるもの同士までをも 1 つにしてしまうという問題が生じる。そこで我々は以下のような手順を取っている。

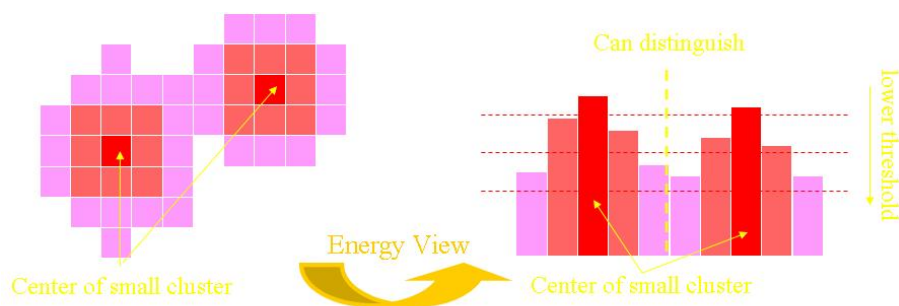


図 4.1: Small Clustering の概念図

1. 各ヒットをそのエネルギーデポジットの大きい順に並び替える。
2. 高めのエネルギー敷値を設定する。
3. エネルギー敷居値を超えないヒットをクラスタリングの対象から外す。
4. ヒットの中で最もエネルギーデポジットの高いものを探して、それをコアとする。
5. コアに隣接するヒットをつなげていく。ただし斜めに隣接するものに関してはつなげない。(横または縦のみ)
6. 残ったヒットに対して 4 と 5 を繰り返す。
7. 敷居値を下げて 3 から 6 を繰り返す。ただし ECAL のヒットと HCAL のヒットは区別してクラスタリングを行っている。

この方法についての概念図を図 4.1 に示す。 $\sqrt{s}=91,2\text{GeV}$ の $Z \rightarrow q \bar{q}$ イベントを例に取れば、このような手順を取らずに単純に隣合うヒットを結合していった時、光子に対するクラスタリングの純度¹が約 89% であるのに対し、この方法を用いると純度は 96% 程度まで上昇する。一方でクラスタリングの効率については当然ながら下がることになるが、Small Clustering はあくまでこの後の最終的なクラスタリングのための指標となるクラスターを作ることを目的としており、この段階でのクラスタリングの効率はそれ程重要とはならない。光子や電子の場合カロリメータ内で作られるシャワーは細く、そのヒットは連続的なものとなりやすい。またシャワーのできる位置はハドロンの場合と異なり、カロリメータの内側からそう遠くない位置となる傾向がある。さらに ECAL のタイルサイズは（それらを考慮して）小さく設計されているため、シャワーが重なり合うことは少ない。故に光子や電子に関しては、この方法により純度を落とすことなくある程度の大きさまでクラスタリングをすることが可能となっているのである。Small Clustering により small cluster を生成した後、円筒型領域を用いたマーキングを行う。ただしここでは、マーキングと共に “光子らしいクラスターの選別” (後述) を同時に行っている。方法を以下に示す。

1. small cluster の内、平均の TOF が 16nsec ($ct \geq 480 \text{ cm}$) のものを除く。
2. ECAL の中からヒットの数が 5^2 以上で、なおかつ最もエナジーデポジットの大きい small cluster を探す。
3. IP から 2 で見つかった small cluster (mother small cluster と呼ぶ) の位置の方向へ直線を引き、それを軸とし、さらに中心を mother small cluster の位置とするような半径 5.7 cm 、高さ 30 cm の円筒領域を仮定する。その円筒領域内で small cluster を集め、マージして 1 つの新しいクラスターとする。
4. 3 で作られたクラスターに対して、後述する方法によって光子らしいクラスターを選別する。ここで光子らしいと判断されたクラスター (small cluster 群) に関しては、それを光子によるクラスターと見てこの後の再構成の対象から外す。逆にもしここで光子らしくないと判断された場合、3 で生成されたクラスターを small cluster にばらし、mother small cluster だけを光子の再構成の対象 (光子によるシグナルとしての候補) から外す。
5. 2 から 4 を繰り返す。

このクラスタリングの方法を用いた時における、正しく再構成された光子クラスター 14 に関するクラスタリングの効率は約 93% であり、クラスタリングの純度は 95% 程度である。

¹拾ったイベント中の本物の割合

²本研究でのチューニングの結果 1,2 のどちらかになると考えられる。

4.1.2 トラックとの距離の情報による PID

ここではまず、以下に述べる光子の PID のための情報の中で最も単純で、なおかつ最も強力なものと呼べるクラスターとトラックとの距離の情報について見ていくこととする。

このセレクションにおいて使用しているのは、対象としているクラスターと飛跡検出器によって再構成されたトラックの内最も近いものとの間での距離である。その方法は単純に再構成された各トラックをカロリメータ上へと伸ばしていき、それによってクラスターとトラックとの距離を予測してその中で最小となるものを探すというだけであるが、光子の再構成において最大のバックグラウンドとなり得るものは荷電ハドロンであるため、この単純な方法によって多くのバックグラウンドを除外することが可能となる。

またこの方法はその単純さ故に CPU 時間がほとんどかからず、一番最初に大まかに使用するカットとしても利用できるものである。ただしこの情報はジェットのエネルギーやセルサイズに依存する点が少なくないため、その点には注意が必要となる。

4.1.3 シャワーの縦方向に関するエネルギーの情報による PID

光子、電子の作るシャワーはハドロンのものと全く異なった特徴を示す。具体的には光子、電子のシャワーはカロリメータに入ってからすぐにでき始め、またハドロンのシャワーに比べて細く短いまとまったものとなるということである。そのためシャワーの縦方向に関する性質を見ることにより、かなりの確率でハドロンのクラスターを除外することが可能となる。これは PFA における光子（及び電子）のセレクションにおいて最も一般的に使われている情報であり、実質的に電磁シャワーとハドロンシャワーを区別するために最も重要な情報であるといえる。

このシャワーの縦方向に関するエネルギーデポジットの情報を用いたハドロンクラスターの除外の方法にはいろいろと考えられるため、ここでは現在実際に使用している 3 つについて述べることとする。

平均の深さ まずクラスターに対する、カロリメータ内側表面からの平均の深さの情報について述べる。これは単純にクラスター内のヒットに対するレイヤー ID を調べ、各ヒットに対するエネルギーデポジットで重みをつけた平均のレイヤー ID（～深さ）を見たものである。

エネルギーデポジットが最大のレイヤー 次にクラスター（シャワー）における最大のエネルギーデポジットをもつレイヤーの情報について述べる。ここではまずクラスターのヒットをレイヤーごとに見ていき、それぞれのレイヤーごとにエネルギーデポジットの和を取る。そしてそのレイヤーの中で最もエネルギーデポジットの和

が大きいレイヤーを探し、それによって光子によるクラスターとそうでないものとを分けるといふものである。この結果は光子に対しては先の平均のレイヤー ID を見たものと大して変わらないものとなるが、IL ポジションが ECAL の外面近くにある荷電ハドロンクラスターなども考慮して、平均レイヤーを見る方法の補助として使用されている。

Gamma distribution function によるフィッティング 最後にクラスターのエネルギーデポジットを Gamma distribution function でフィッティングする方法について述べる。この方法ではまず光子の候補のクラスターに対して各レイヤーごとのエネルギーデポジットの和を計算し、それを Gamma distribution function でフィッティングする。そしてその χ^2 の値を基にして光子らしいクラスターを選び出すといふものである。

4.1.4 ヒット数とエネルギーの相関による PID

次にクラスターに対するヒット数とエネルギーの相関の情報について述べる。(ECAL 内における) クラスターに対するヒットの数とクラスターのエネルギー(エネルギーデポジット)との相関は光子とハドロンで異なる³。そのためこの相関を見ることによりハドロンと光子との区別が可能となっている。

しかしこれについてはハドロンクラスターに対するクラスタリングの効率がある程度高いことを要求するため、現在はそれ程効果のあるセレクションの方法とはなっていない。

4.1.5 TOF の情報による PID

最後に TOF を使った光子のセレクションについて述べる。この方法ではクラスターに対する平均の TOF の情報から形式上の速さ (= R/TOF) を計算し、それを用いて光子とその他のものとの区別を行う。これによって磁場により何度も回転させられた運動量の小さい荷電粒子、運動量が小さく遅い中性子、Satellite hits などを取り除くことが可能となる。

またこれに関しては、先に述べたように円筒型クラスタリングを行う際に TOF でカットを入れることにより、光子クラスターを探す前のクラスタリングの段階で、ある程度余計なヒットを取り除くことを可能としている。

³実際にはどちらもクラスターに対するヒット数 (~ クラスターの長さ) は $\ln E$ に比例するような形になるが、10 数 GeV 以下のエネルギー領域では光子は $\ln E$ に、ハドロンは E に比例するような形となって見える。

4.1.6 光子の再構成についてのまとめ

現在の所以上のような情報を用いて光子クラスターの選択を行っている。しかしながら現在はこれらのカットを Likelihood Ratio やニューラルネットワークなどといった方法を用いて使用しているわけではなく、全てのセレクションにおけるカットは "and" の条件下で使用されている⁴。以上のようなカットパラメータは東北大学の藤川智暁氏 [4]、東京大学の吉岡瑞樹氏らによって開発され、既に Satellites 内に実装されている。現在これらのパラメータの最適化を行っている段階である。

現在の PFA における光子の再構成では、クラスタリングの手法として Small Clustering + 円筒型クラスタリングアルゴリズムに上記のようなカット情報を用いている。光子クラスターのセレクションの結果、光子の再構成に関する効率率は約 85% で、純度は 92% 程度となっている。現在のクラスタリングの手法及び光子クラスターのセレクションの方法では、カットの値にエネルギー依存性を持たせていないために運動量が 5GeV/c 程度以上では光子の再構成の効率が落ちるが、それ以下では再構成の効率に関してエネルギー依存性は特に見られない。

4.2 π^0 の再構成

前節の方法で再構成された情報を用いて、 π^0 の再構成を行った。現段階の PFA の性能評価も兼ねているが、最終的にはジェット中で π^0 (由来の γ) を全て見つけ出すことによりジェットのエネルギー分解能を上げることを目的としている。ジェット中における π^0 の占める割合は大きい (4.13)。 π^\pm のような荷電粒子はトラックで測定できるが、それが不可能なため、 π^0 のエネルギーはジェットのエネルギー分解能に大きく効いてくるのである。つまり π^0 finding を効率的に行うことは PFA の精度を良くする可能性があると考えられる。

π^0 の主な崩壊モードは図 4.2 のようになっている。 π^0 の寿命は 8.4×10^{-17} [s] と非常に短く、約 99% の分岐比ですぐに 2 つの光子に崩壊する。つまり、前節の光子の再構成によってできた光子クラスターを用いて π^0 を作り出すというのが本研究において最初のステップであると言える。

4.2.1 再構成の手順

π^0 の不変質量は、以下のように表せる。ここで、添え字の 1, 2 の数字は光子の再構成によってできたクラスター二つに対応する。また、E、P はクラスターのエネルギーから算出したものである。

$$m_{\pi^0}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2 \quad (4.1)$$

⁴ただし Gamma distribution function によるフィッティングでは運動量の小さい粒子の区別は難しいため、クラスターのヒットの数が大きいものに関してはこれを用い、小さいものに対してはこれを用いず他のカットパラメータを変えたものを適用するという事は行っている。

π^0 Decay

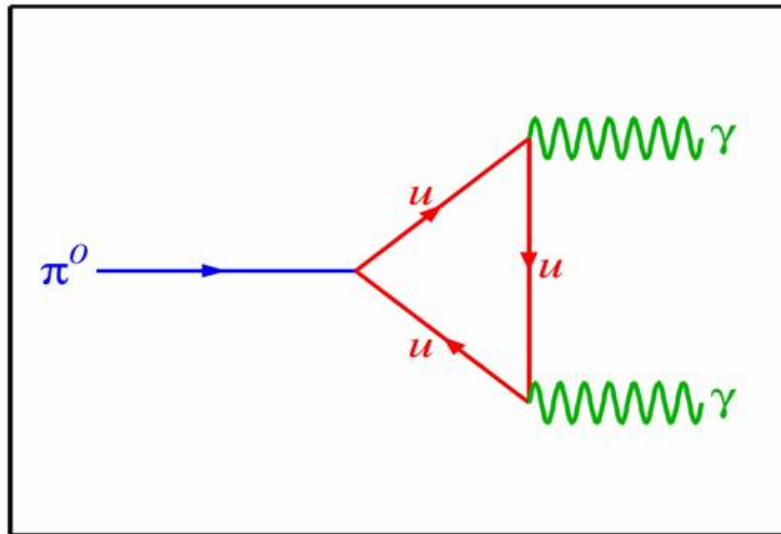


図 4.2: π^0 崩壊過程

π^0 finding を行うにあたって、最初は π^0 粒子のみのイベントを扱い、 π^0 maker の最適化に重点を置いた。一番、単純なイベントを用いることにより、カスタマイズの簡易化につながる。再構成できるのは当たり前のように思えるが、この手順をふむことによって現状の PFA の改善すべき点もあらわれてくるのである。解析の方法として、検出器内に π^0 を発生させ、そこから出てくる光子から再構成するという方法をとった。結果を導く手順を以下に示す。

1. 光子の再構成からの情報を取ってくる。
2. 光子 2 つのイベントはそのまま再構成し、3 つ以上のものはエネルギーの大きい 2 つの光子の情報を用いる。

ここで、デフォルトのカットパラメータについて注意点を述べる。現在使用されているパラメータは全てジェットイベント用に設定されている。(π^0 finding を用いずにジェットの再構成をする。) これらをそのまま用いると好ましくない結果が出てしまう。これはジェットイベントのイベントディスプレイを見るなどして解析を行いながら、チューニングを繰り返し行ったため、パラメータがジェットイベント専用のものとなっているからである⁵。よって、まずはこれらのパラメータを用いずに解析した。

⁵現在はジェットの種類やエネルギー、セルサイズによって違う数値が与えられており、ユーザーが解析モードによって選択できる形式になっている。

次に、 π^0 イベントの解析において従来の方法からの改善点を述べる。デフォルトでは、光子を再構成した後のクラスターの（見かけの）運動量は、small clusteringの後、マージングのために用いた円筒の向きを使用したものが保持されている。しかし、先ほど述べたように π^0 は非常に寿命が短い。このため、座標ベクトルにクラスターのエネルギーの重みをもたせたものを光子の運動量として用いることができると考えられる。この値を用いることによってマージング時に使う円筒を作り出す過程で生じる失敗やずれを回避することができる。

次に、マージングを行う過程で用いたヒット数についてチューニングを行った。前節でも述べたようにデフォルトではECALでヒット数5以下のsmall clusterは除外される。しかし、低エネルギーの π^0 イベントではこのカットが影響してくると思われる。このため、ヒット数のカット値を変えることによってどのように π^0 の再構成に影響するかを調べた。

4.2.2 π^0 再構成についての結果と考察

図4.3、4.4は1 GeVの π^0 のイベントを用いて、再構成した結果である。左図が質量を計算する式において運動量の所にマージング時の円筒の方向ベクトルを用いたもので、右図が光子クラスターの座標ベクトルを用いたものである。同じ条件で二通りの方法を評価しており、カットパラメータなどは全てデフォルトのままである⁶。明らかに右図の方が、しっかり再構成できているのがわかる。これによって円筒の方向ベクトルは必ずしもクラスターの方向ベクトルとみなすにはまだまだ改善が必要であることがわかった。以降、 π^0 の再構成においては光子クラスターの座標ベクトルを使うものとする。

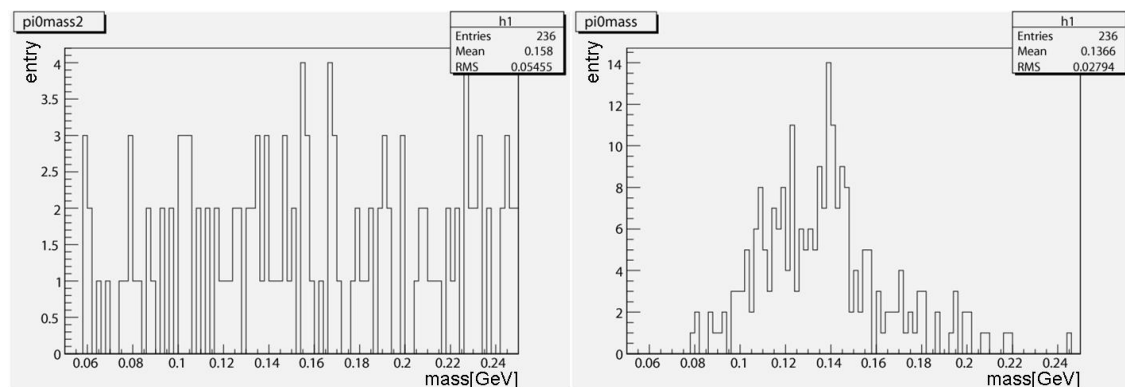


図 4.3: 円筒の thrust ベクトルを用いた $m_{\gamma\gamma}$ [GeV] (single π^0 1 [GeV] のイベント) 図 4.4: 光子の座標ベクトルを用いた $m_{\gamma\gamma}$ [GeV] (single π^0 1 [GeV] のイベント)

⁶ここでは二通りの方法でどう変わるかのみを見たいだけなので、ジェット用の Likelihood cut を用いている。

図 4.5 ~ 4.7 は上述のことから光子クラスターの座標ベクトルを用いた結果である。mass resolution の観点から見れば、1,2,5,10GeV では良いパフォーマンスを出せている (π^0 の質量の所にピークができています) が、20GeV では出せていない。これは、低エネルギーのイベントではクラスターが二つと認識できるが、高エネルギーになるとクラスターが重なってしまうことに起因していると考えられる。例えば、重なった大きなクラスターとは別にそれ以外の小さなヒットをクラスターと見なしてしまい、それらで再構成をするなどの処理がなされるといったケースが考えられる。又、efficiency の観点から見れば、低エネルギーのイベントで悪いのは、セルのヒット数が小さい為、カットされてしまうクラスターが多くなっているからであると考えられる。これを解消する為、カット値のチューニングが必要である。

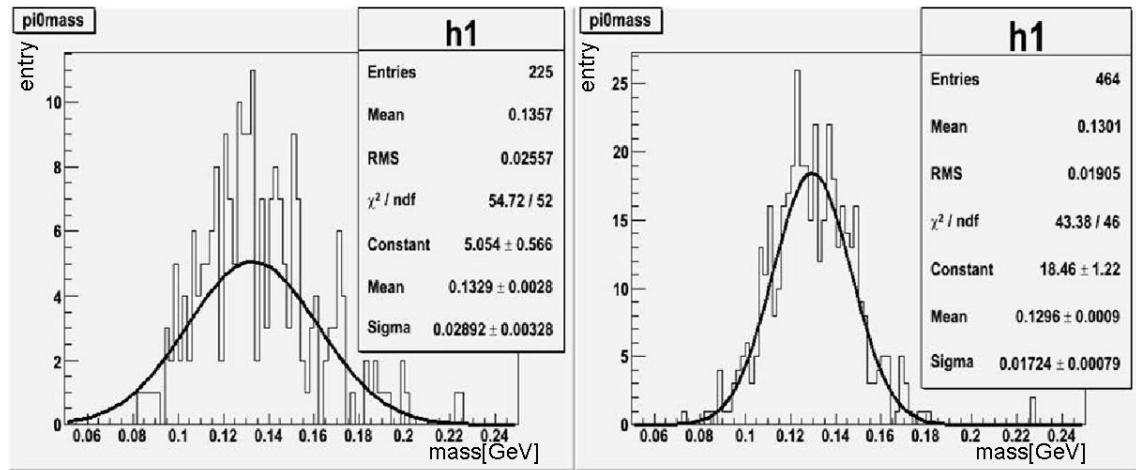


図 4.5: $m_{\gamma\gamma}$ の分布 (左: single π^0 1[GeV] のイベント、右: single π^0 2[GeV] のイベント)

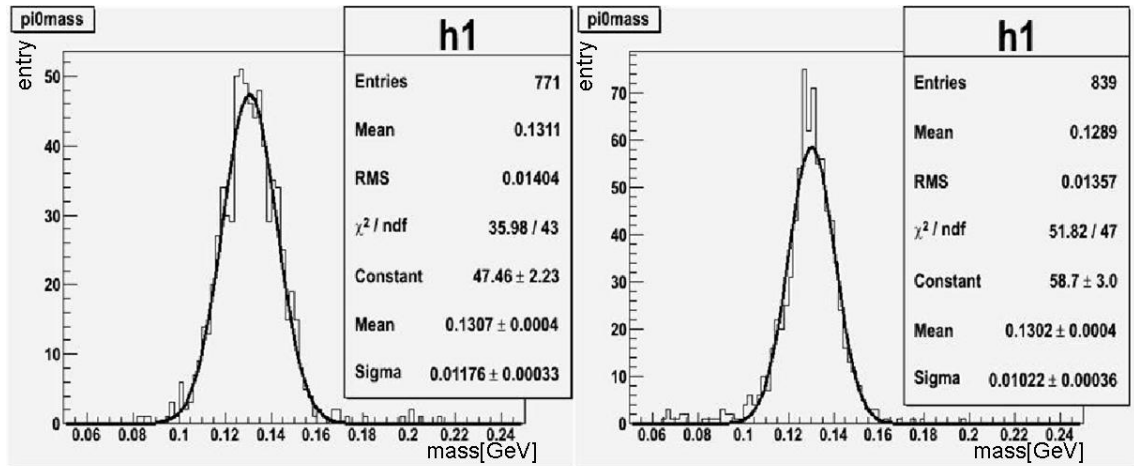


図 4.6: $m_{\gamma\gamma}$ の分布 (左: $\text{single}\pi^0 5[\text{GeV}]$ のイベント、右: $\text{single}\pi^0 10[\text{GeV}]$ のイベント)

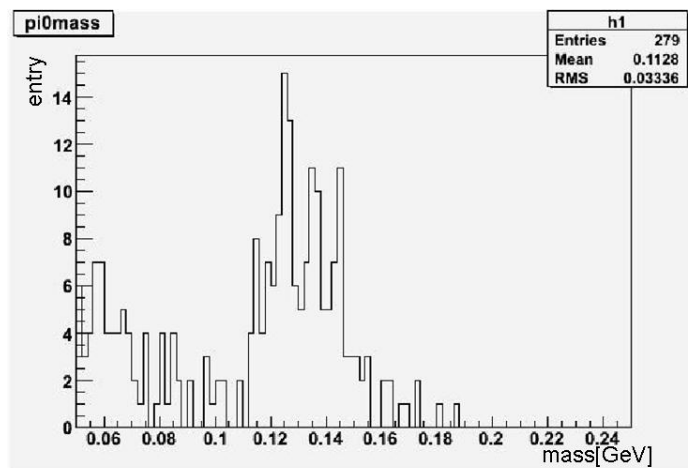


図 4.7: $m_{\gamma\gamma}$ の分布 ($\text{single}\pi^0 20[\text{GeV}]$ のイベント)

そこで、次に small cluster からクラスターを作るときに評価されるヒット数によるカットパラメータの最適化を行った。図 4.8 ~ ?? は π^0 のエネルギーを 1 ~ 20 GeV まで変えて再構成を行った結果である。エネルギーが低いイベントではカット値を下げると飛躍的に efficiency が良くなった。これはやはり低エネルギーの π^0 は小さなヒットのクラスターを多く作るということ表している。また、低エネルギーイベントにおいてのカット数が 1, 2 などで見えている、0 付近の山はカット数が小さいこともあり、光子クラスターを作る段階で small cluster 同士が散らばって離れすぎ同一粒子によるクラスターとみなされず、結果、光子を本来のエネルギーより小さく再構成されてしまったことによるものと考えられる。又、5, 10 GeV の結果はあまり変わらないものとなった。これは Jupiter の構造において、5 ~ 10 GeV

のエネルギーを持つ π^0 が最もきれいに 2 クラスタに分かれて見えてくれるということが分かる。全て 1000 イベントで解析したが、取りこぼし分は光子 1 個のイベントである。また、これらの結果は最後に cheated の情報を見て本当に光子かどうかというフィルターをかけているので何らかの理由でこれらによってはじかれたものと考えられる。20GeV においてはやはり、カットの値に関係なく悪い結果となった。これは先ほど述べたようにクラスターが 2 つに分かれていないためと考えられる。

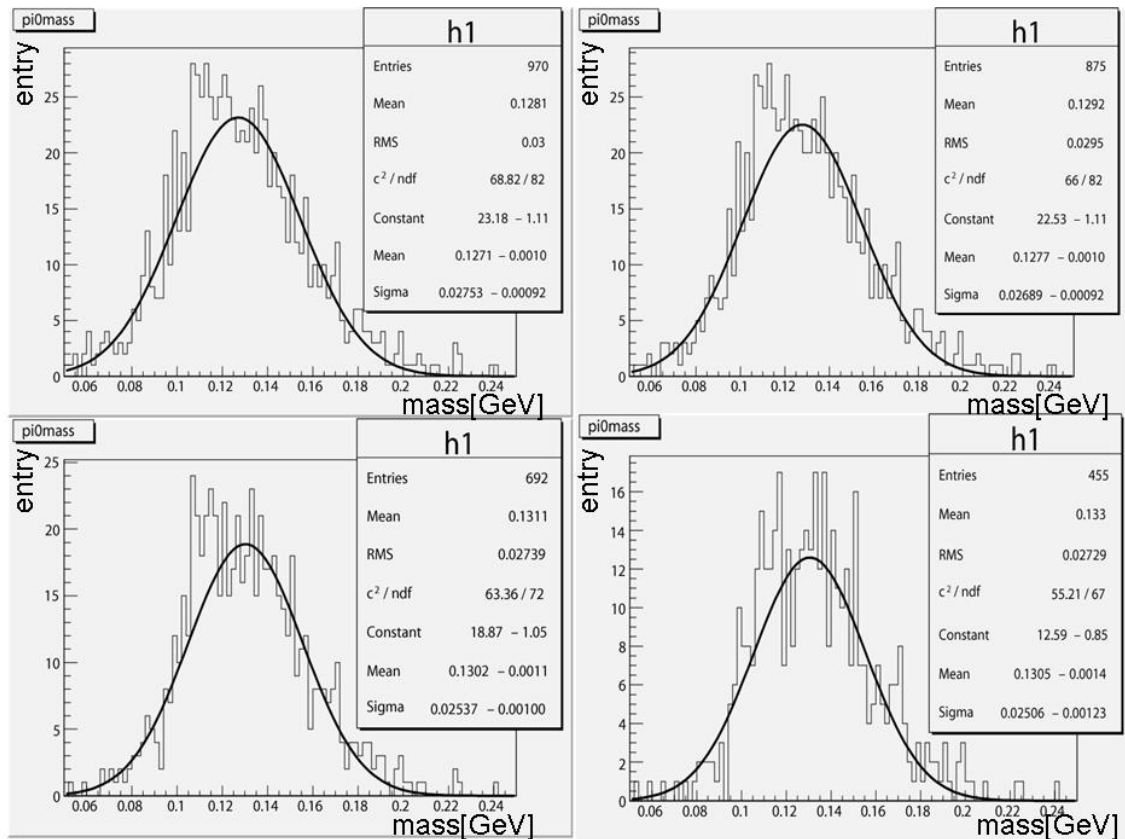


図 4.8: 1GeV の π^0 を用いた $m_{\gamma\gamma}$ [GeV] の分布 (左上 : カット数 1、右上 : カット数 2、左下 : カット数 3、右下 : カット数 4)

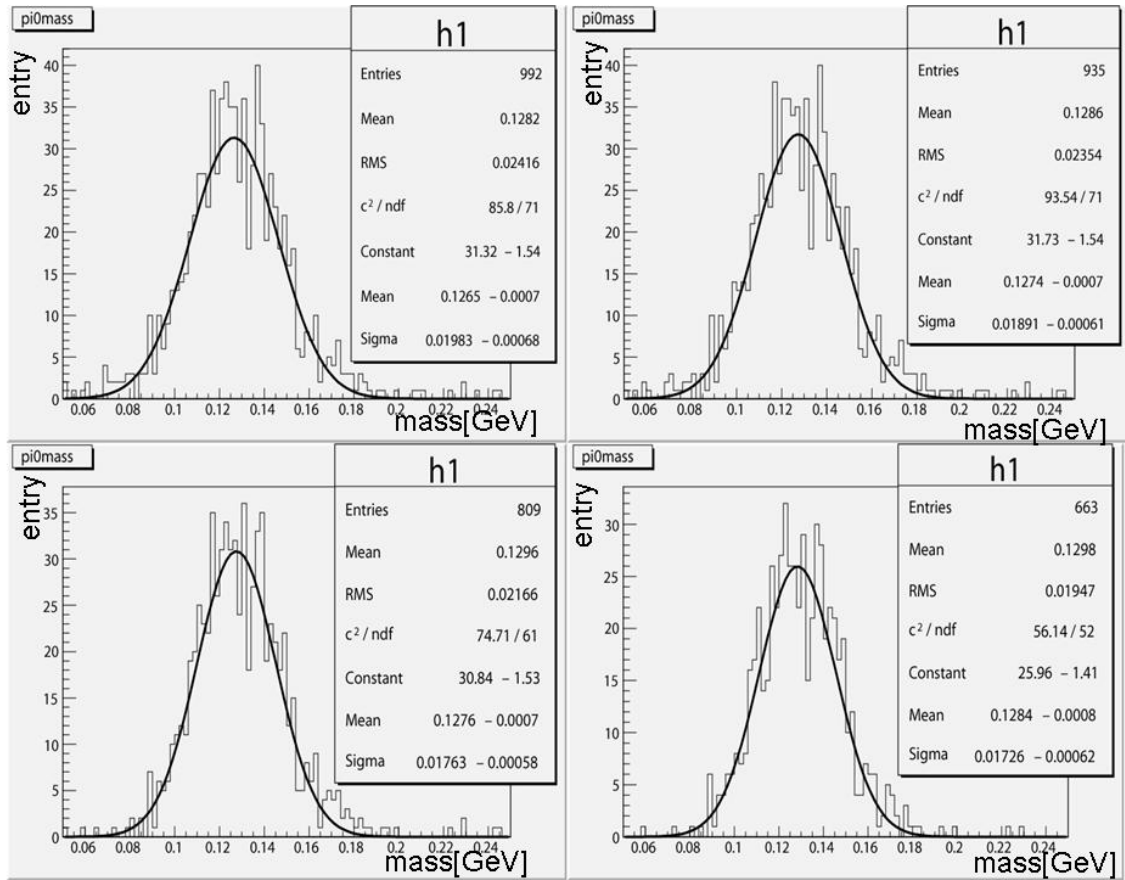


図 4.9: 2 GeV の π^0 を用いた $m_{\gamma\gamma}$ [GeV] の分布 (左上 : カット数 1、右上 : カット数 2、左下 : カット数 3、右下 : カット数 4)

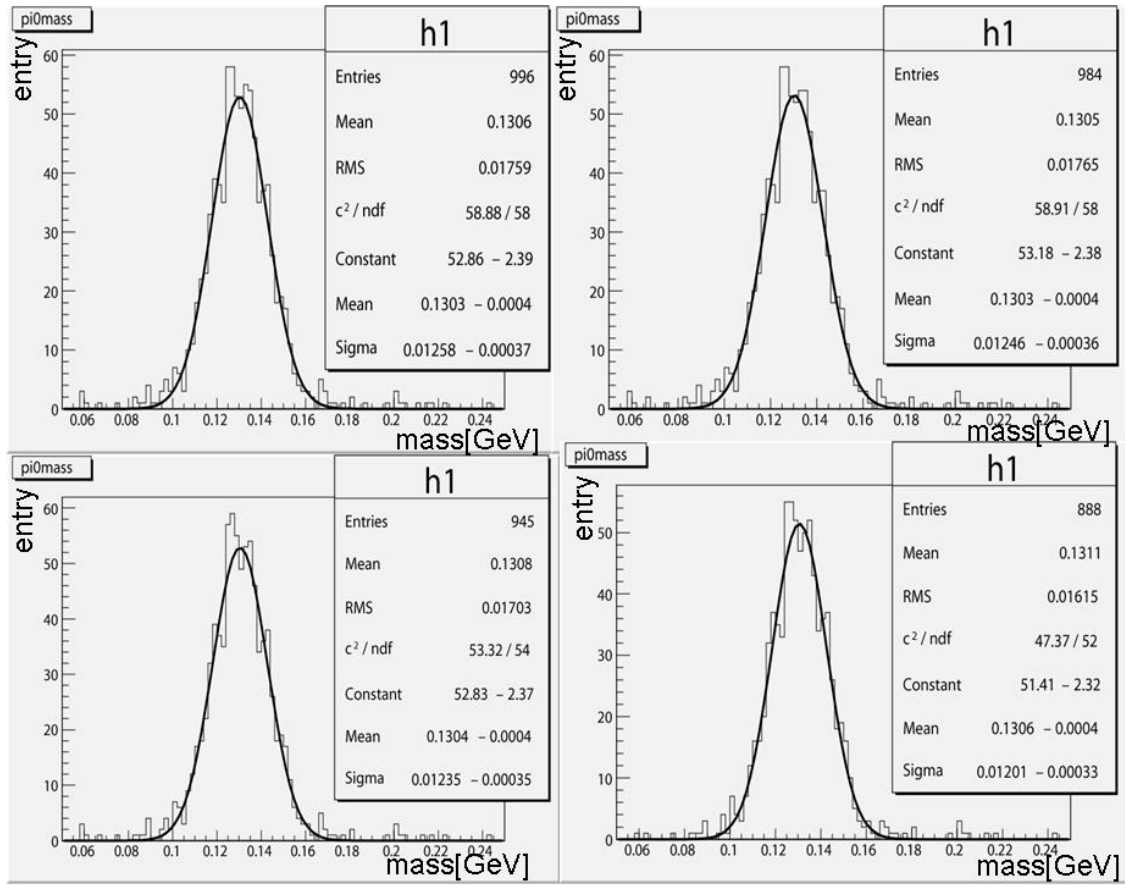


図 4.10: $5\text{ GeV } \pi^0$ を用いた $m_{\gamma\gamma}$ [GeV] の分布 (左上: カット数 1、右上: カット数 2、左下: カット数 3、右下: カット数 4)

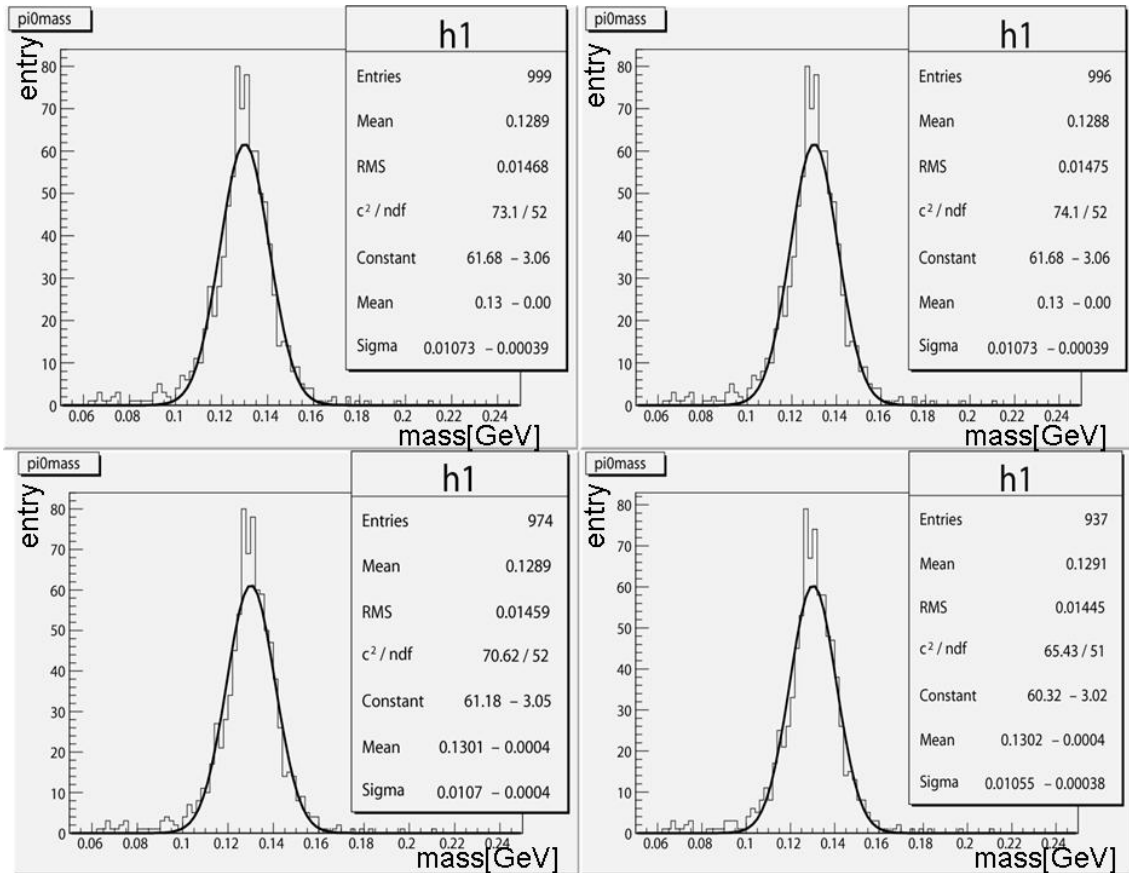


図 4.11: 10GeV の π^0 を用いた $m_{\gamma\gamma}$ [GeV] の分布 (左上 : カット数 1、右上 : カット数 2、左下 : カット数 3、右下 : カット数 4)

4.3 ジェットの再構成

前節で π^0 の再構成においてのチューニングはできた。本節ではこの π^0 の情報を用いた上でジェットを再構成し、従来のエネルギー分解能の上を目指す。まずは今後の参考とするため、ジェットイベント (今回は $Z \rightarrow q \bar{q}(\text{uds})$) を用いた) 中において、Jupiter によるシミュレーションで実際に π^0 はどの程度存在するのかということ調べた。ジェネレータの情報によると Z-pole イベント中では約 9 個の π^0 が発生し (図 4.12) π^0 fraction は図 4.13 のようになった。又、Z-pole イベントにおいて、 π^0 は 91GeV 中約 2GeV 程度のエネルギーの割合で存在することもわかった。(図 4.14)

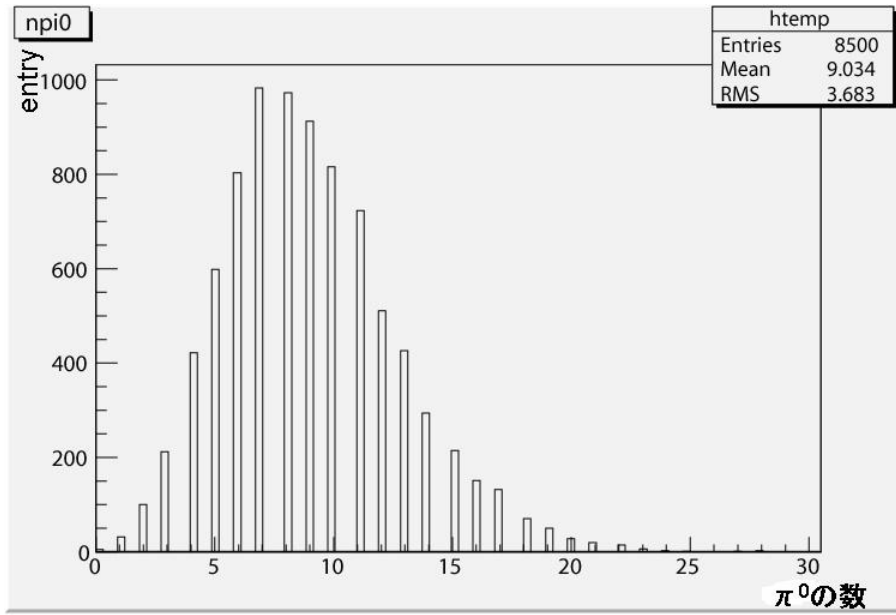


図 4.12: $Z \rightarrow q\bar{q}$ (91[GeV]) イベントでの π^0 の数

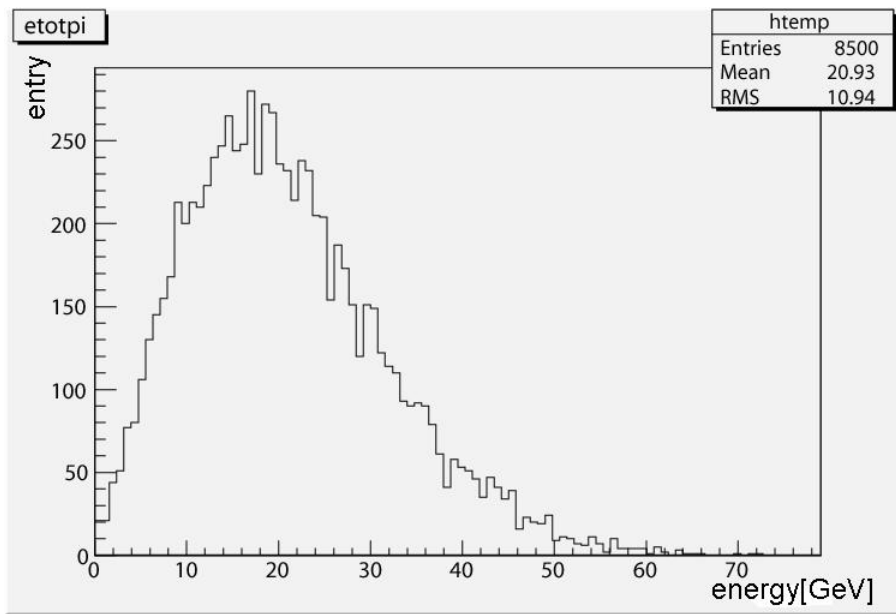


図 4.13: $Z \rightarrow q\bar{q}$ (91[GeV]) イベントでの π^0 fraction

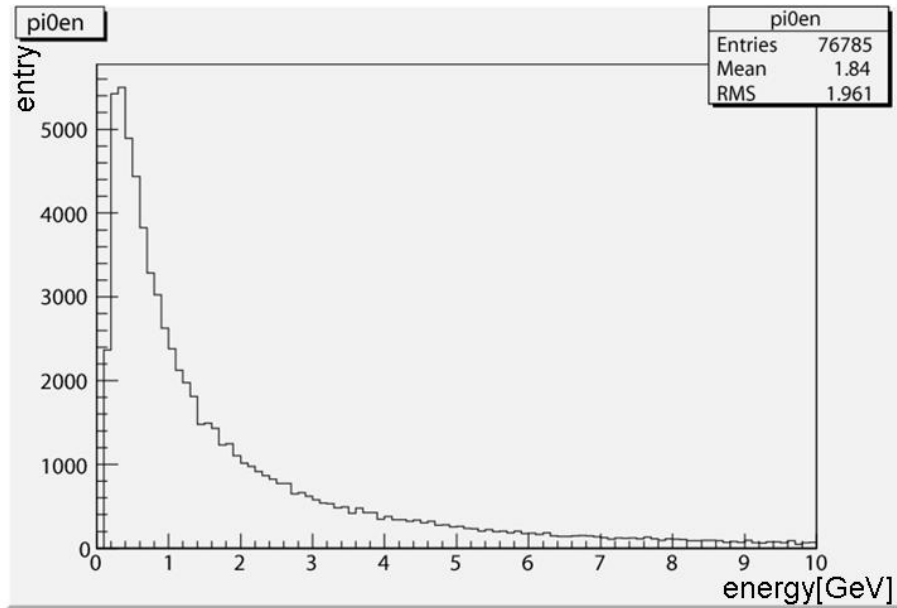


図 4.14: $Z \rightarrow q\bar{q}$ (91[GeV]) イベントでの π^0 distribution

4.3.1 π^0 finding の手順

ジェットの再構成を行った手順は以下のようになっている。

1. 全ての光子の情報を取ってくる。
2. 光子と光子でペアを作り、 π^0 候補として質量を組む。
3. χ^2 (詳細は後に記述) を求める。
4. 2,3 を考えられる全てのペアにわたって行う。
5. 最小の χ^2 のペアを探す。
6. まだ選ばれていないペアの中から最小の χ^2 を持つペアを探す。
7. 5,6 をペアがなくなるまで繰り返す。
8. これまでにできたペアを集め、それらの χ^2 の和を求め、一つの組み合わせとする。
9. 5 で選ばれたことのあるペアを省き、5~8 を繰り返す。
10. χ^2 の和が最小のものを π^0 由来の光子ペアの組み合わせとする。

まずは、ジェット中から π^0 を見つけ出すことに重点を置く。始めに、光子の再構成において作られた全ての光子を用いて2つ1組のペアを作る。そしてそのペアごとに同じ π^0 から崩壊してできた光子であるとして、再構成する ($m_{\gamma\gamma}$ を求める)。同時に χ を計算する。 χ の定義式は以下の通りである。

$$\chi^2 = \frac{(m_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0})^2}{\sigma^2} \quad (4.2)$$

ここで m_{π^0} は 135MeV とした。また、 σ であるがこれは前節の π^0 の再構成の結果を用いた⁷。これを考えられる全てのペアにわたって計算し、保持させる。その中から最小の χ^2 を見つけ出し、 π^0 由来の光子ペアの最有力候補であると仮定する。このペアを取り除き (同時にこのペアで用いられている光子が含まれているペアも取り除かれることになる)、次に小さい χ^2 のペアを探す。これらの過程をペアがなくなるまで繰り返す。最後にできたペアの組み合わせを1グループの (π^0 由来の) 光子ペア群とする。

次に、最有力候補であると決められたペアを省いて (このときはこのペアで用いられている光子が含まれているペアでも取り除かない)、今までの過程を行う。これを全てのパターンのペア群ができるまで繰り返す⁸。

最後にペア群ごとによる χ^2 の和を比較し、最小のものを保持するグループを π^0 由来の光子ペア群と決定する。また、この時本当に決定した光子たちが同一の親からきているか、それらの親が π^0 であるかということ測定器のカンニングした情報を用いて調べた⁹。

4.3.2 π^0 finding のジェット中の振る舞い

これまででジェット中の π^0 を見つけた。この後、これらを kinematic fitting する。これを行うことによってジェットのエネルギー分解能はどう変化するかを調べた。ジェットイベントで π^0 finding を行う手順を以下に示す。

1. π^0 由来と見なされた光子ペア群の情報を取ってくる。
2. これらのエネルギーを kinematic fitting する。
3. 光子のエネルギーとフィット後のエネルギーを入れ替える。
4. ジェットの total energy を求める。

⁷今回は 1GeV のカット数 2、2GeV のカット数 1、5GeV のカット数 1、10GeV のカット数 2 のプロットから得たものを使用した。本研究ではそれほど重要ではないので詳細は省略する。

⁸ χ^2 にもカットがかけられており、試行回数は非常に現実的な数字である。

⁹cheated PFA[2] のメソッドを用い、答え合わせしたということである。

まず、 π^0 由来であると決められた光子のペア群それぞれのエネルギー情報を取ってくる。これらのエネルギーから次式を計算した。

$$m_{\gamma\gamma}^2 = 2E_1^{real} E_2^{real} (1 - \cos\theta) \quad (4.3)$$

ここで、 E^{real} は光子ペアそれぞれのエネルギー、 $\cos\theta$ は二つの光子のなす角である。この時、 $m_{\gamma\gamma} = m_{\pi^0}$ となるように E^{real} を変化させる (E_1, E_2 それぞれに対して行う。)。変化させた後のエネルギーを E^{change} とする。さらに次式で χ を定義する。

$$\chi^2 = \left(\frac{E_1^{change} - E_1^{real}}{\sigma_{E_1}} \right)^2 + \left(\frac{E_2^{change} - E_2^{real}}{\sigma_{E_2}} \right)^2 \quad (4.4)$$

ここで σ_E は $E^{real} \times 0.15$ ¹⁰ とした。得られた χ の中で最小の物を用いて、全ての E^{real} を変換する。これによって全ての光子ペアの E^{fit} を得る。

4.3.3 結果と考察

ジェット中から探してきた π^0 由来の光子ペア群を決め、それらを再構成した結果を示す。図 4.15 において後ろに見える山は全ての組み合わせのペアに対しての $m_{\gamma\gamma}$ をプロットしたもので、赤い山はその内、上述のアルゴリズムで π^0 由来の光子ペア群と決められたもののみからの $m_{\gamma\gamma}$ をプロットしたものである。見ての通り π^0 の質量の所にピークができており、光子ペア群の選別に成功しているといえる。ただし、efficiency が悪いので光子の再構成におけるマーキング時のカット数によるチューニングなどが必要であると言える。

次にそれらの光子のペア群をカンニングの情報と比較した結果を示す。やはりカット数を上げていくと efficiency は下がっていく。また、cheated の情報でさらに光子ペアを選別すると大幅に減ってしまっている。これは間違った親同士で質量を組んでしまっているということである。

図 4.17 は π^0 1 粒子イベントを用いて kinematic fit の効果を調べたものである。左上が 1GeV、右上が 2GeV、左下が 5GeV、右下が 10GeV の π^0 粒子を用いたイベントで、光子二つのエネルギーをプロットしたものである。エネルギーが高くなるにつれて、光子のエネルギーの取りこぼしが目立っている。これはクラスターが重なってしまい、そのことによって光子を再構成する部分でヒットが除去されてしまっている (例えば円筒型チューブ内に採用されないなど) という理由などによるものであると考えられる。これらの取りこぼしはジェットのエネルギー分解能に大きく影響してくるものと考えられる。kinematic fit の後ではこれら修正されており、fitting によるジェットエネルギー分解能の改善は期待できると考えられる。

図 4.18 は現状の PFA を用いて Z-pole(91GeV) イベントのジェットを再構成した結果である。また、図 4.19 は π^0 finding アルゴリズムを用いて同様の条件で再構成

¹⁰電磁カロリメータのエネルギー分解能が 15% / \sqrt{E} であるとした

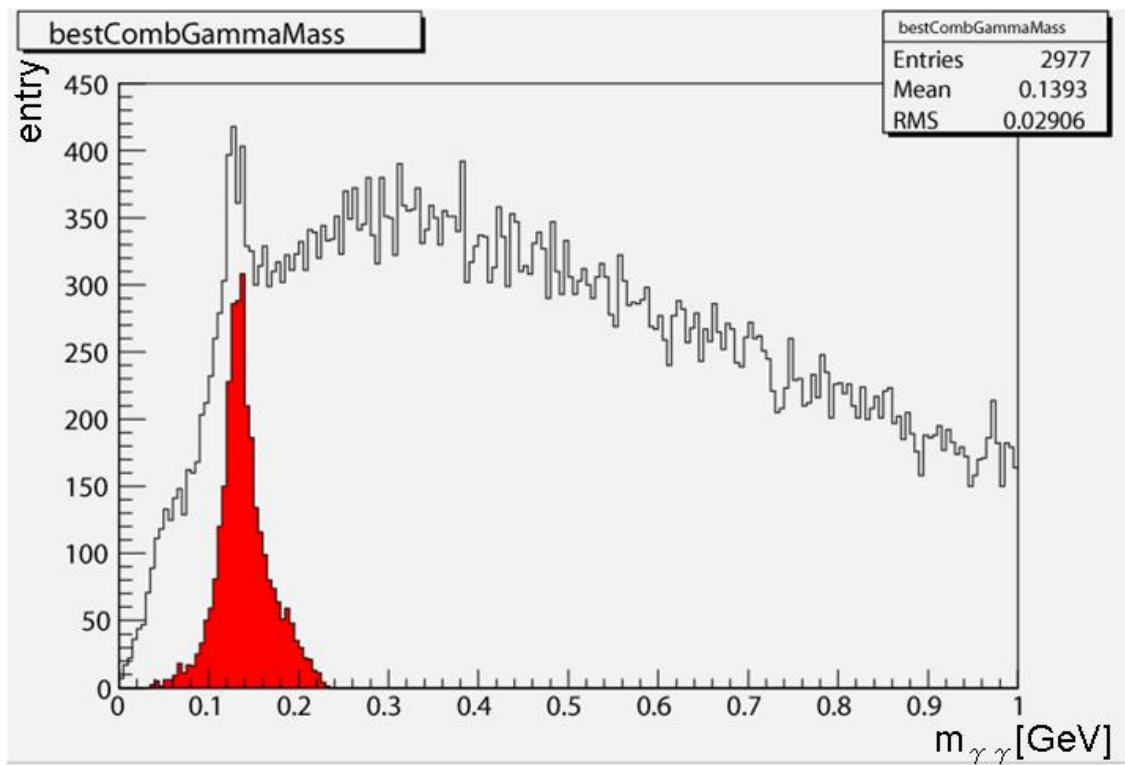


図 4.15: ジェットイベント中の $m_{\gamma\gamma}$ [GeV]

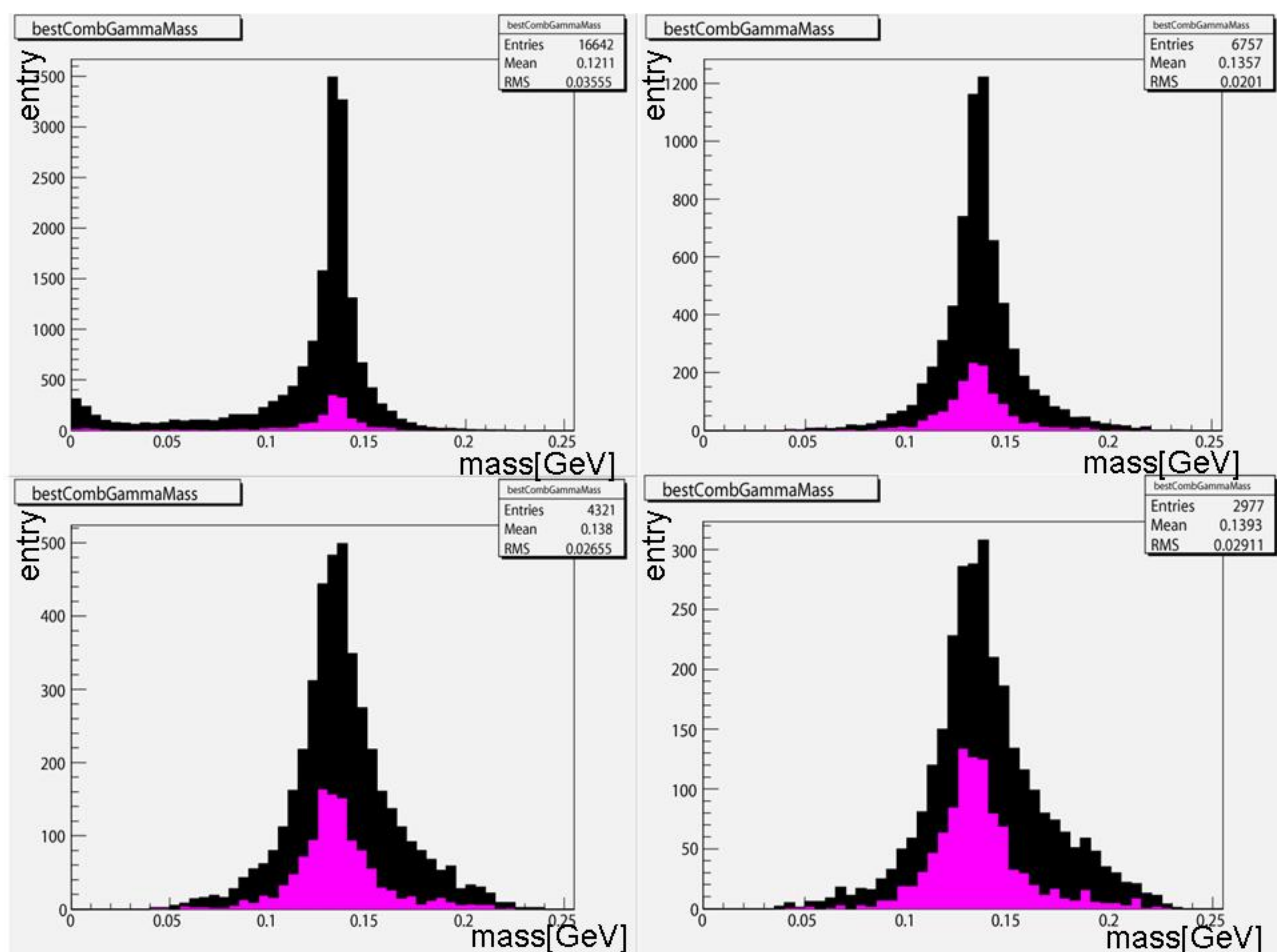


図 4.16: 再構成したものを cheated と比較した質量 (黒色: π^0 finding アルゴリズムで見つけた光子ペア、ピンク: 黒の内 cheated で親が同一粒子のもの) (左上: カット数 1、右上: カット数 2、左下: カット数 3、右下: カット数 4)

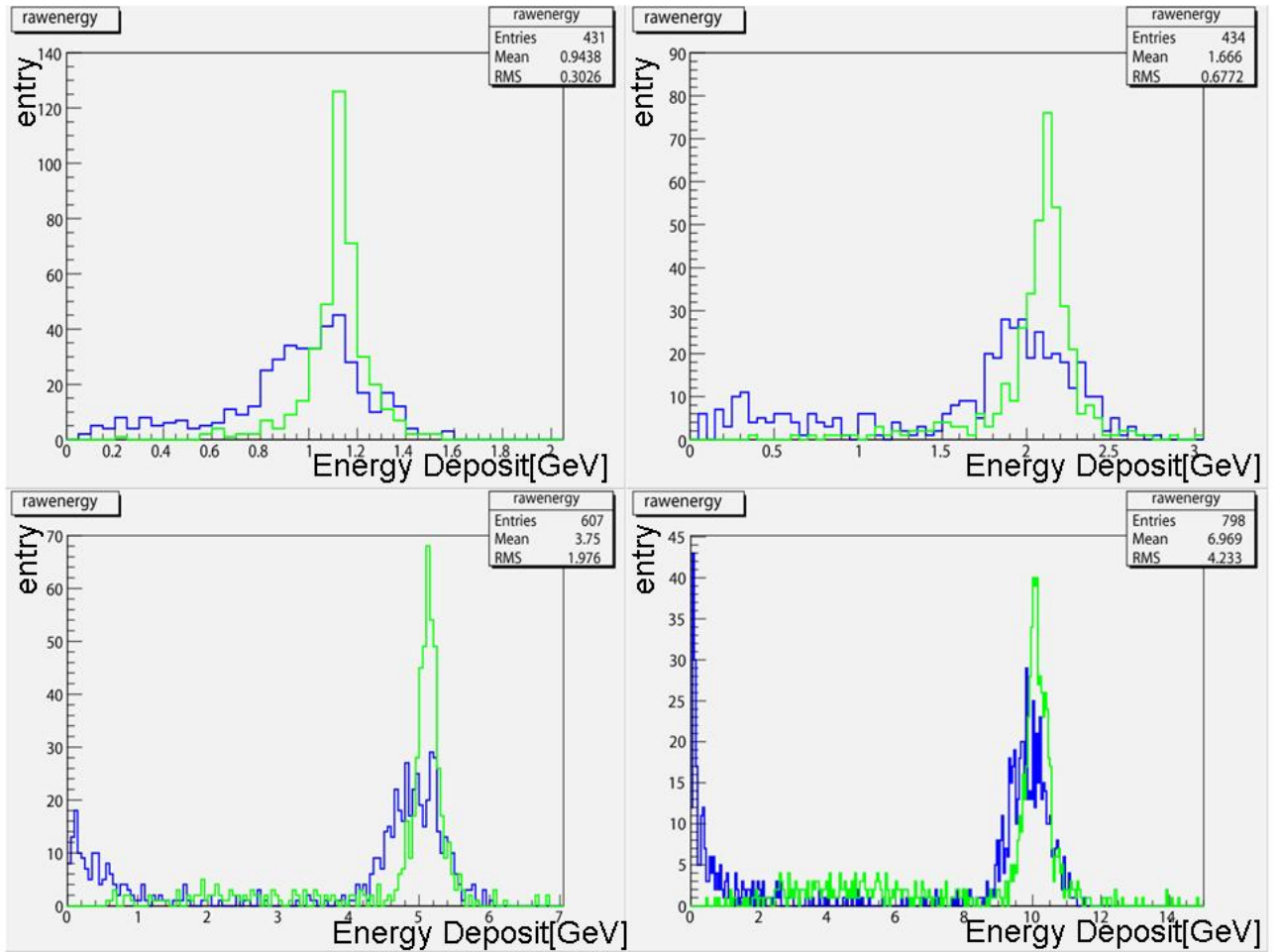


図 4.17: single π^0 イベントにおける Energy deposit(青:fitting 前の光子のエネルギー、緑:fitting 後の光子のエネルギー)(左上:1GeV, 右上:2GeV, 左下:5GeV, 右下:10GeV の single π^0 イベント)

した結果である。残念ながら改善は見られなかった。光子のペア作りの段階で、正しいペアを取りこぼしているなどまだチューニングする部分があると考えられる。

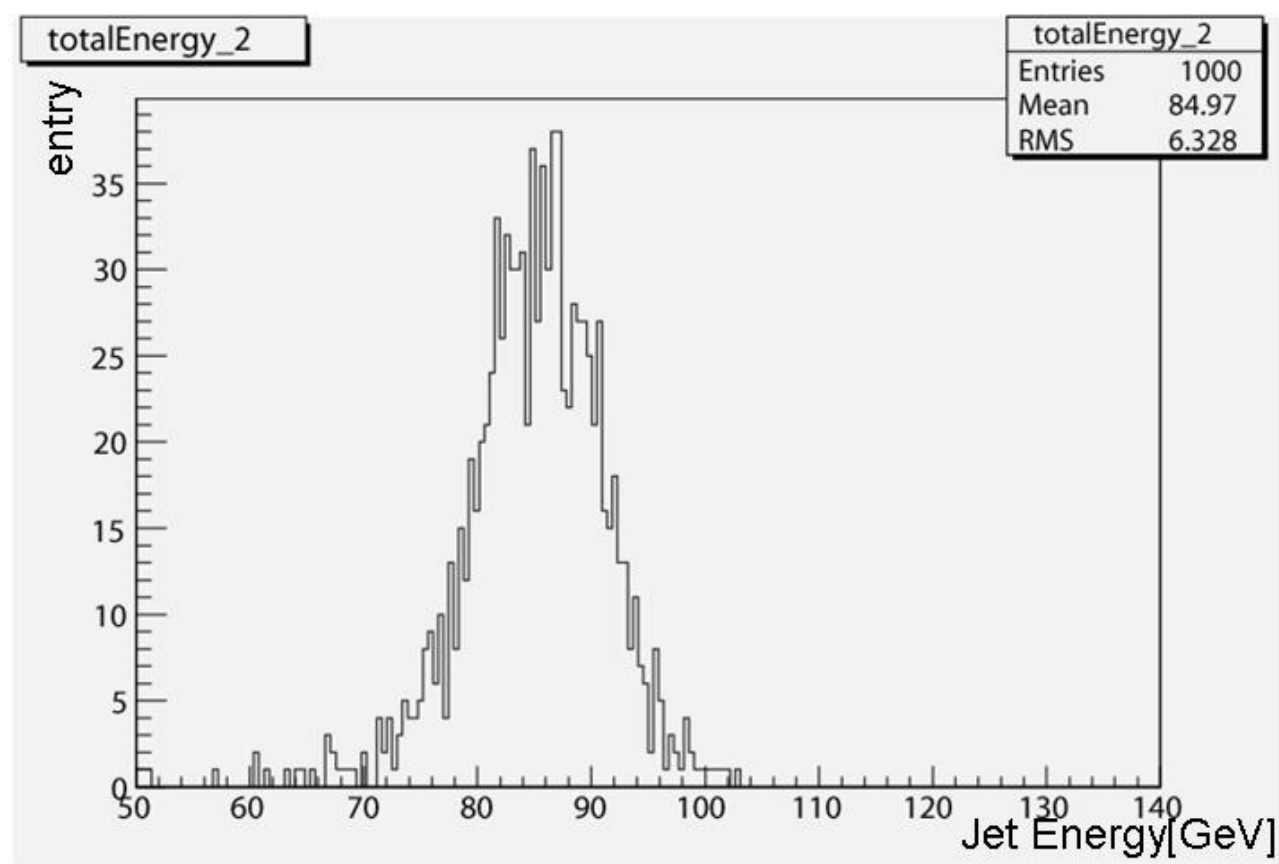


図 4.18: π^0 finding 適応前のジェットイベントの再構成

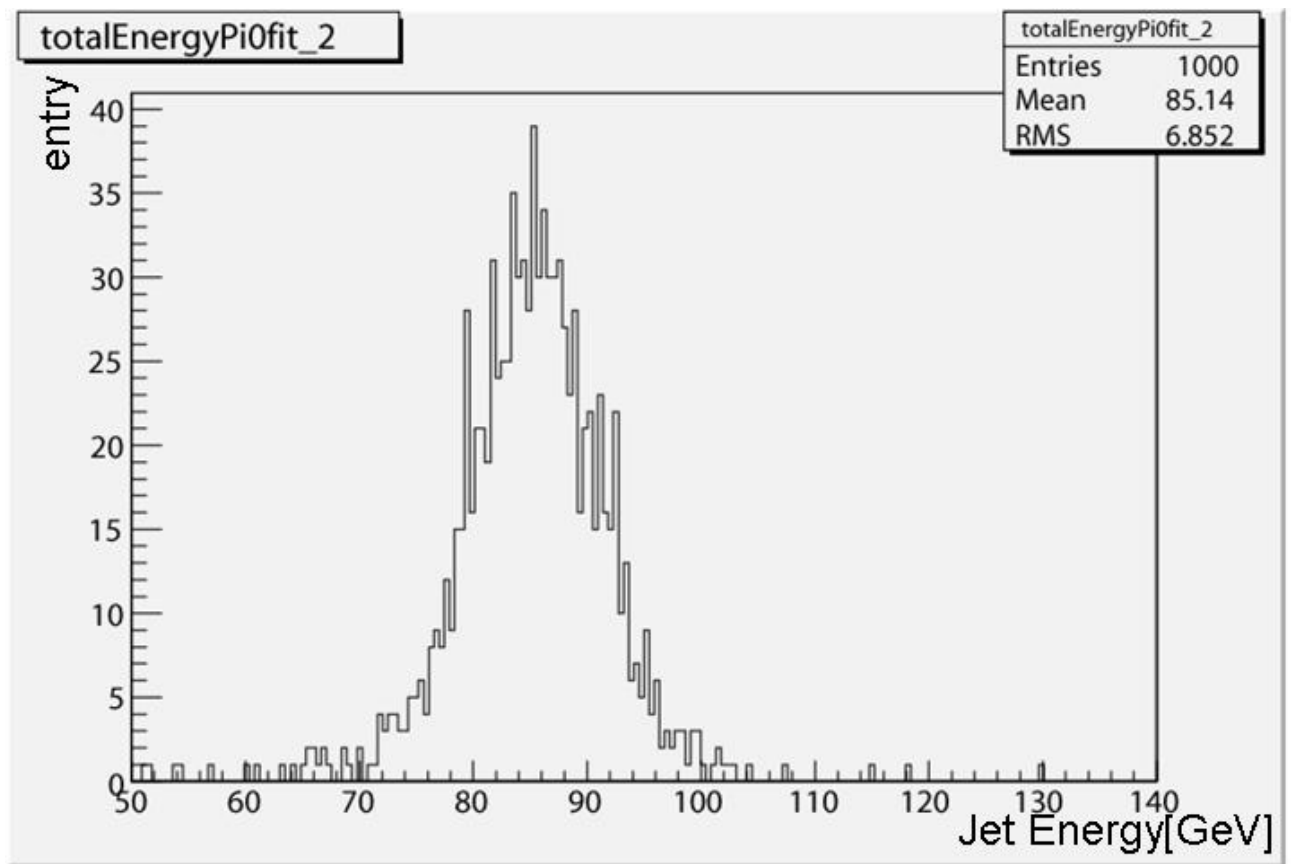


図 4.19: π^0 finding 適応後のジェットイベントの再構成

第5章 Summary

本研究ではイベント再構成アルゴリズムである PFA を、ILC 実験用フルシミュレータを用い、現段階で組み込まれているバージョンで検証した。現在出ているジェットのエネルギー分解能をさらに改善するための手段として、 π^0 finding アルゴリズムを作成した。又、作成にあたって現在実装されている γ finding アルゴリズムのチューニングを行った。結果、 $\text{single}\pi^0$ のイベントにおいては 90% 以上の efficiency が出せるようになった。また、これを用いてジェットイベントを解析するため、 $\text{single}\pi^0$ イベントで最適化を行った。この結果から π^0 finding をすることによってエネルギー分解能を改善できる可能性があることがわかった。また、 π^0 finding をジェットイベントに適応させることにおいては、エネルギー分解能の改善は認められなかった。まだまだチューニングすべき点が多いということもあるが、アルゴリズム自体の改善を行わなければならないだろう。また、他のジェットイベントを用いて解析するという手段も考えられる。今後の課題として、アルゴリズムを修正しながら現段階で出ているジェットのエネルギー分解能と π^0 finding を行った上のジェットのエネルギー分解能を比較、検証することが必要である。

参考文献

- [1] <http://www-jlc.kek.jp/2003oct/index.html>
- [2] 山口佳博著 「リニアコライダー実験用カロリメータの設計研究」 2006 筑波大学
- [3] 永曾有亮著 「ILC 実験におけるストリップ型カロリメータのクラスタリングアルゴリズムの開発」 2006 神戸大学
- [4] 藤川智暁著 「リニアコライダーに於けるクォークエネルギー再構成の研究」 2006 東北大学
- [5] <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant4/geant4.html>
- [6] <http://ilcphys.kek.jp/meeting/ilcsousei/archives/2006-12-22/>
- [7] 山口敦史著 「リニアコライダー実験における中央飛跡検出器の要求性能の検討」 2006 筑波大学
- [8] 田村勇樹著 「次世代線型加速器実験へむけての新型光検出器の評価」 2006 神戸大学
- [9] 岸本晋著 「次世代線形加速器実験用測定器シミュレータの開発」 2005 神戸大学
- [10] <http://www-cdf.fnal.gov/>

謝辞

本研究をするにあたってお世話になった方々へこの場をお借りして、心より感謝申し上げます。

まず、研究を行うための機会や環境、助言を与えて下さった、川越清以教授に深く感謝致します。神戸大学の蔵重久弥助教授、原俊雄助教授には理論や実験のご指導をして頂き大変お世話になりました。岸本晋氏、中村龍平氏、永曽有亮君、田村勇樹君には研究生としての考え方、技術を教えてもらいました。KEKの野崎光昭教授には理論や実験等のご指導をしていただきました。宮本彰也教授、藤井恵介助教授には理論、ソフトウェアについてのご指導をしていただきました。信州大学の竹下徹教授には研究において適切なアドバイスをいただきました。東京大学の吉岡瑞樹氏、新潟大学の小野裕明氏には研究でのアドバイスだけでなく、KEKにおける生活面でも大変お世話になりました。研究室の皆様、楽しい研究生生活を送らせていただきありがとうございました。本研究はこのような方々の支えあってこそのもです。本当にありがとうございました。

最後に学生生活をサポートしてくれた両親に深謝致します。

One final word is ...

Dear Daniel, Thank you for supporting my study. If you had not come from England, I would have been hurt for study. I'm really grateful to you.
Thanks so much!

Susumu.

付録A シミュレーションにおける MPPCの効果

MPPC の光量に対する反応は次の式で表される。

$$N_{pix} = N_{max} \left(1 - \exp\left(-\frac{\epsilon N_{ph}}{N_{max}}\right) \right) \quad (\text{A.1})$$

ここで N_{max} は検出器のピクセル数、 N_{ph} は検出器に入射する光子数、 N_{pix} は実際に応答したピクセル数である。これをシミュレーションに取り入れて光量に対するサチュレーションの効果を考える。以下の条件でシミュレーションが行った。

1. シミュレーター: Geant 4.6.2
2. 入射粒子: (1GeV ~ 250GeV)
3. ECAL: タングステン (W) 3mm + シンチレーター (Sci) 2mm の 30 層
4. HCAL: 鉛 (Pb) 10mm + シンチレーター (Sci) 5mm の 50 層
5. 個々のシンチレータは 1mm × 1mm × 厚みのキューブ型で一層につき 200 × 200 = 40000 個
6. MIP に対する photon 発生数: 5 ~ 10
7. MPPC ピクセル数: 400pix, 1600pix, 6400pix

結果は図 A.1、A.2 のようになった。図 A.1 では のエネルギーが上がると光量が増加し本来発生する光子数 (図左上) を少ピクセル数の MPPC は捕らえられなくなる。これがサチュレーションである。100GeV において 400pixel は従来の光量の 60% 程度しか検出できていないことが分かる。図 A.2 によるとピクセル数が少ない場合サチュレーションの効果により $\sigma = \sigma_{res}/\sqrt{E}$ に従わなくなり、カロリメータが上手く振舞わなくなることがわかる。これより電磁シャワーにおける大量の光子の発生に対応できるように MPPC は多数のピクセルを持つことが要求される。現在のところ 6400pixel は必要になるとされているが MIP=10photon の場合はこれでもまだ少し足りないことが MIP=10 の分解能のグラフより分かる。これ以上のピクセル数が必要とされているが構造上の観点と照らし合わせるとより小さいピクセルが必要となり製造上均一なものを作れるかどうかが問題となる。

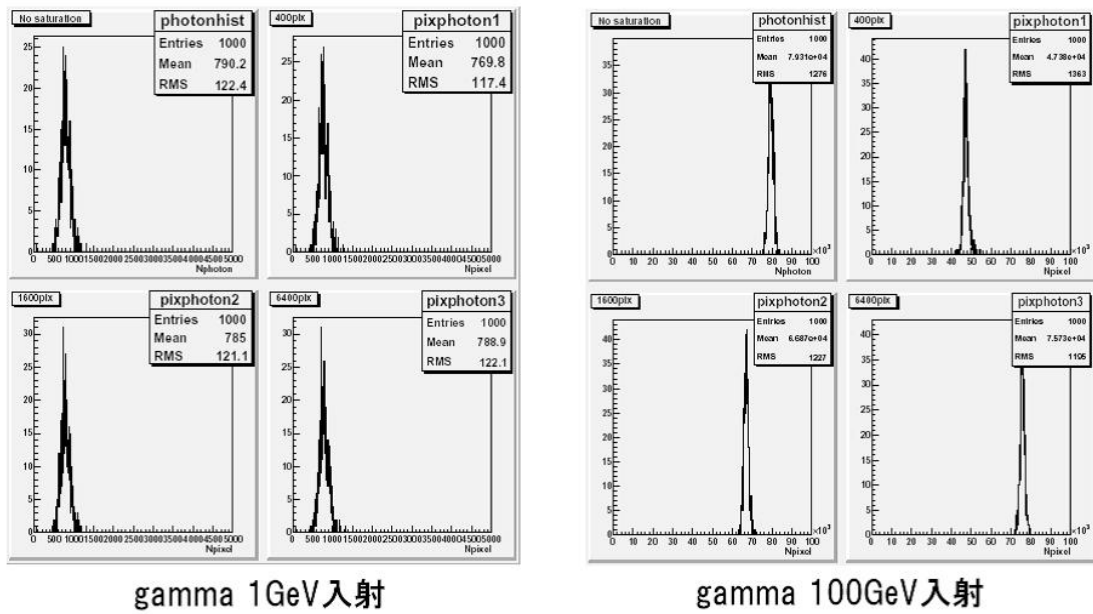


図 A.1: MIP=5photon としたときのサチュレーションの効果

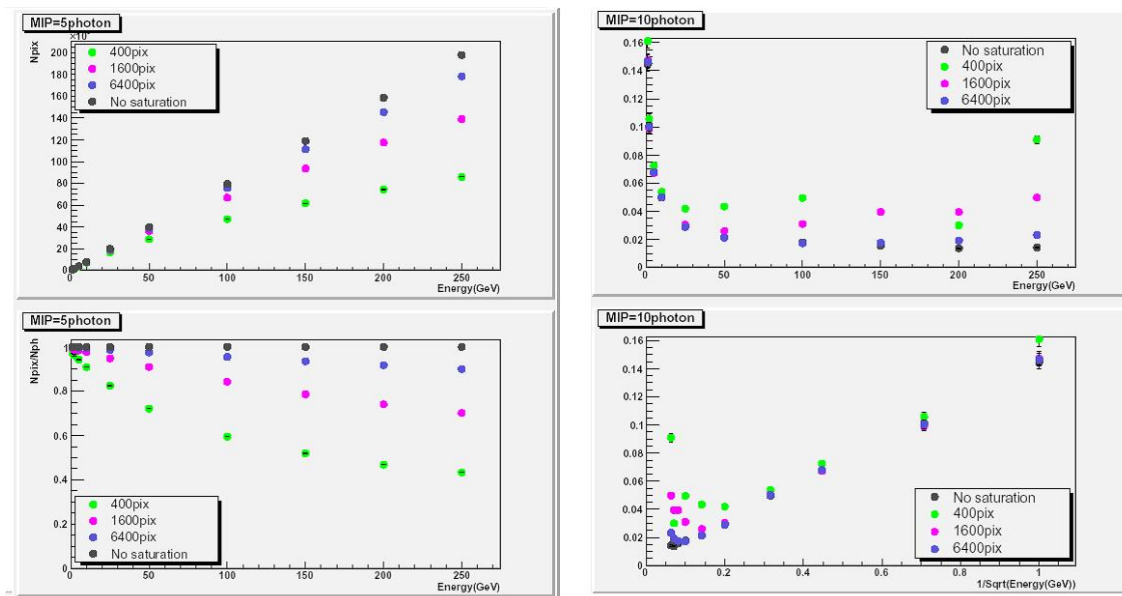


図 A.2: 左:MIP=5photon、右:MIP=10photon としたときのエネルギー分解能に対するサチュレーションの効果