平成11年度

修士学位論文

# タイルファイバー型ハドロンカロリメータの高エネルギー領域での研究

信州大学 大学院

工学系研究科

物質基礎科学専攻

98SA211A

古川　啓太郎

平成 12 年 1 月 31 日

## 概要

タイルファイバー型カロリメータのテストモジュールの性能を測定した。ビームエネルギーは10-200GeVの領域で電子、パイオンの入射に対してのエネルギー分解能は電子に対して

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{(31.86 \pm 0.20)\%}{\sqrt{E}} \oplus (0.00 \pm 0.41)\%$$

であった。又ハドロンに対するエネルギー分解能は

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{(47.16 \pm 0.37)\%}{\sqrt{E}} \oplus (0.83 \pm 0.20)\%$$

であった。この結果はJLCの要求するハドロンに対してのエネルギー分解能

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{40\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$$

をほぼ満たしているものであった。
補償型を示す$e/\pi$比は

$$e/\pi = 0.96 \pm 0.01$$

であり、ほぼ補償型であることも示された。

# 目 次

# 第1章　序章

## 1.1　JLC計画

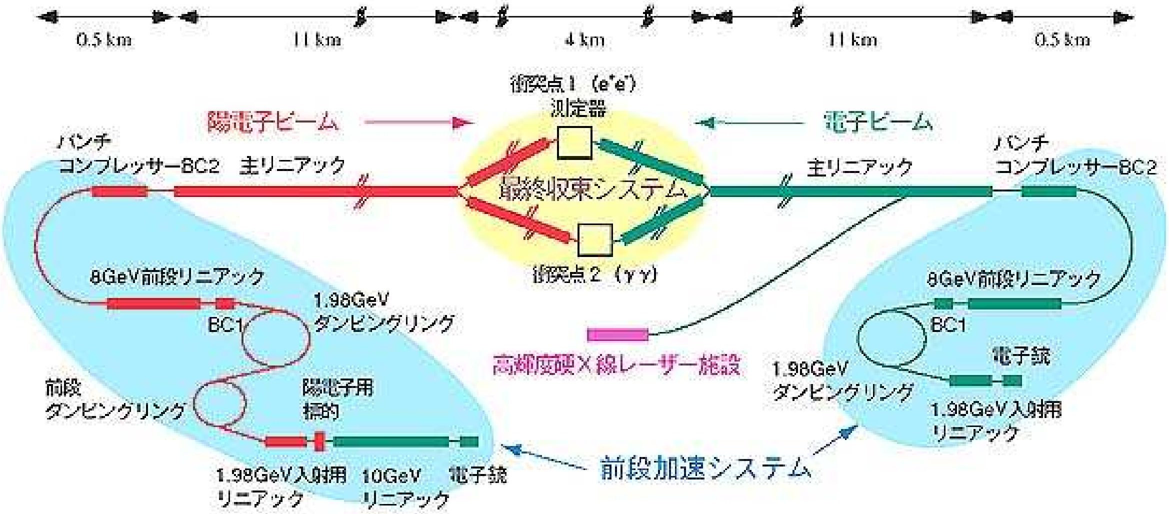


図 1.1: JLC 加速器の概念図

これまでの実験によって様々な側面から標準理論の正しさが検証されてきた。しかしこの理論で予言される自発的対象性の破れをになうヒッグス粒子は未だ発見されていない。その為に標準理論のより精密な測定が望まれている。そこでこれらの発見、研究を行う為に、よりエネルギーの高い加速器の建設が望まれている。現在稼働している最も高い重心系エネルギーを持つ加速器はアメリカのフェルミ国立研究所 (FNAL) の陽子反陽子衝突型加速器 TEVATRON で重心系エネルギーは 1.8TeV である。又現在進行中の TeV 領域の加速器の計画はスイスの欧州共同素粒子研究機構 (CERN) の大型陽子陽子衝突型加速器 LHC(2005 年完成予定) が唯一の物でありその重心系エネルギーは 14TeV である。しかしこれらは構造を持つハドロンどうしを衝突させる物であり、反応に寄与するエネルギーはハドロンの持つエネルギーの数分の一に過ぎず、多量のノイズを含む。精密測定をするには重心系エネルギーの全てを反応に使いノイズも少ないレプトン同士を衝突させる加速器が必要となってくる。

現在、この様な電子陽電子衝突型加速器は CERN の大型電子陽電子衝突型加速器 LEP-II が稼働中である。これは重心系エネルギー約 200GeV で運転されており、電子陽電子衝突型加速器では最高の重心系エネルギーを持つ。しかし LEP-II の様な円

形の加速器ではシンクロトロン放射によるエネルギー損失が大きいので LEP-II を越える 重心系エネルギーを持つ加速器の建設は不可能に近くなっている。

シンクロトロン放射が無い、粒子を直線的に加速する線形型の加速器として JLC 計画は日本高エネルギー加速器研究機構（KEK）を中心として進められている電子陽電子衝突型線形加速器である 。
現在の実験計画によれば、当初重心系エネルギー 300-500GeV で実験（JLC-I）を行い、その後 1-1.5TeV に向けてエネルギー増強を図る計画（JLC-II) である。

## 1.2 JLC での Higgs の探索

JLC における最も重要な目的の一つはヒッグス粒子の探索である。JLC-I でのヒッグス粒子の探索に使われる崩壊モードは $e^+e^- \to Z^0H$ である。このモードの終状態は $Z^0$ の崩壊モードにより

**(1)** $\nu\bar{\nu}b\bar{b}$

**(2)** $l^+l^-b\bar{b}$

**(3)** $q\bar{q}b\bar{b}$

が考えられる。(1) の場合は四元運動量欠損、(2) では二つのレプトン、(3) では 2 つの b ジェットの不変質量が $Z^0$ 粒子の質量と一致するときに残りの 2 つのジェットの不変質量分布のピークがヒッグス粒子となる。
この崩壊モードに対する主なバックグラウンドは

**(i)** $e^+e^- \to Z^0Z^0$

**(ii)** $e^+e^- \to W^+W^-$

**(iii)** $e^+e^- \to e\nu W$

であるが、(i),(ii) は微分断面積が前方にピークを持ち、(ii),(iii) はヒッグス粒子の崩壊過程の特徴である b クオ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 2 つの b クオークの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。
ヒッグス粒子は $Z^0$ 粒子がレプトン対に崩壊するチャンネル (2 ) において最も容易に検出される。しかしこのチャンネルは全体の 7% 程度しかない。統計精度が高い実験を行う為には全体の 70% の崩壊比を持つ $Z^0$ 粒子のクオーク対への崩壊 (3) を測定すること、そなわちジェットを精度良く測定することが不可欠である。

## 1.3　JLC でカロリメータに要求される性能

$Z^0$ 粒子がジェットへ崩壊する反応に対しては、$Z^0$ 粒子対生成 (i) や $W^\pm$ 粒子対生成 (ii) が大きなバックグラウンドとなりうる。$W^\pm$ 粒子の対生成は b クォークを同定することで効率よく除去できるが、$Z^0$ 粒子の対生成チャンネル $Z^0 \to b\bar{b}$ の崩壊は２ジェットの不変質量分布によってのみ $H \to b\bar{b}$ と区別することができる。このために２ジェットの不変質量分布を高精度で測定できることが不可欠である。

カロリメータ全体は電磁カロリメータ部（ＥＭ）、ハドロンカロリメータ部（ＨＡＤ）から構成される。JLC の基本測定器はＥＭが 29 Ｘ$_0$、ＨＡＤが $5.6\lambda_{\mathrm{I}}$ の厚みを持つ。ここで $X_0$ は輻射長、$\lambda_{\mathrm{I}}$ は相互作用長である。以上に述べた要求を満たすようにカロリメータに求められる性能はエネルギー分解能がＥＭで

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{15\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%$$

ＨＡＤで

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{40\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$$

である。ここでは $\oplus$ 二乗和をあらわす。

# 第2章　カロリメータの測定原理

カロリメータとは入射粒子にシャワーをおこさせ、シャワー中の荷電粒子がシンチレータにおいて発光させた光を測る事によって入射粒子のエネルギーを測定する装置である。

## 2.1　カスケードシャワー

高エネルギー粒子が物質中に入射すると、電磁相互作用及び強い相互作用により 2 次粒子が作られる。更にその 2 次粒子が物質中で相互作用をし 3 次粒子を作る。この様な過程で出来た 2 次、3 次 $\cdots$ の粒子をシャワー粒子と呼ぶ。シャワーは、その相互作用の仕方によりハドロンシャワー、電磁シャワーの二つに分ける事が出来る。

### 2.1.1　電磁シャワー

高エネルギーの電子及び光子の物質との電磁相互作用は主として電子–陽電子対生成と、制動輻射の過程が支配的である。この二つの過程が交互に続いて起こり、その結果シャワーが発達する。この過程は個々の粒子の持つエネルギーがだんだん小さくなり、個々の粒子の持つエネルギーが電子の電離作用によるエネルギー損失と制動輻射によるエネルギー損失が等しくなる臨界エネルギー $E_c$ まで続く。この臨界エネルギー $E_c$ は近似的に

$$E_c = \frac{580\ MeV}{Z}$$

で与えられる [1]。ここで Z は物質の原子番号である。この様な電磁シャワーの空間的成長の尺度は、輻射長 $(X_0)$ によって与えられる。この $X_0$ は近似的に以下の様に与えられている。

$$X_0 = \frac{7.164 g/cm^3 \cdot A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})}$$

ここで、A は物質の 1 モルの質量、Z は原子番号である。これより、実験でシャワー材として用いた鉛の輻射長は $X_0 = 6.37 g/cm^3 (0.56 cm)$ である。

### 2.1.2 ハドロンシャワー

強い相互作用をする粒子 (ハドロン) が物質中に入ると、その物質中の核子との弾性散乱はもとより、非弾性相互作用も起こる。この様な粒子の衝突反応においては、バリオン, メソン、中性子や陽子等からなる数個の 2 次粒子を作る。作られた 2 次粒子が、更に反応を起こす。こうして、ハドロンシャワーは発達する。この過程は、これらの生成粒子のエネルギーが小さくなり電離損失で止まるか、核反応により吸収されてしまうかするまで続く。

この様なハドロンシャワーの空間的成長の尺度は、核子相互作用長 ($\lambda_I$) によって与えられる。この $\lambda_I$ は以下の様に与えられている [1]。

$$\lambda_I = \frac{A}{\sigma_i N_0 \rho}$$

ここで、A は物質の 1 モルの質量、$\sigma_i$ は非弾性散乱の断面積、$N_0$ はアボガドロ数、$\rho$ は物質の密度である。鉛の核子相互作用長は $\lambda_I = 194g/cm^3(17.1cm)$ である。

### 2.1.3 MIP

上の様なシャワーを起こさずに、粒子のエネルギーに依らず単位距離進む間に損失するエネルギーが一定な値を持つ粒子を MIP(Minimum Ionizing Particle :最小電離粒子) という。高エネルギーミューオンがほぼそれに相当する。

## 2.2 エネルギー分解能

エネルギー E を持つ粒子がカロリメータに入射したときの、カロリメータのエネルギー分解能は以下の様に表される。

$$\frac{\sigma}{\bar{E}(GeV)} = \frac{a}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus b$$

ここで、$\sigma$ は平均値 $\bar{E}$ のエネルギー分布の標準偏差である。第 1 項の $a/\sqrt{E}$ はカロリメータの吸収材へのエネルギー損失の統計的ふらつきからくる統計項である。統計項への寄与は以下の物が考えられる。

- 光読みだしデバイス等で検出される光電子数の揺らぎに起因する、$\sigma_{photo}$。
  光読みだしデバイス等で検出される光電子数の揺らぎは、

  $$\sigma_{photo} = \sqrt{N_{p.e.}}$$

  の様に表される。ここで $N_{p.e.}$ はデバイスで検出される光子の数である。

- 吸収体と検出体の積層構造を持つサンプリングカロリメータを使用するときは検出体を横切る粒子数の揺らぎに起因する、$\sigma_{sample}$。

検出体を横切る粒子数の揺らぎはシャワーの全飛跡長 T と吸収体の厚さ d より

$$N = \frac{T(\text{全飛跡長})}{d(\text{吸収体の厚さ})}$$

の様に表される。又 T は $E/E_c$ に比例する。従って検出体を横切る粒子の数の揺らぎ は

$$\sigma_{sample} = \sqrt{\frac{E}{E_c d}}$$

の様に表される。ここで $E_c$ は臨界エネルギーである。

第 2 項 $b$ はカロリメータの系統誤差による定数項であり、検出体の非一様性、シャワーの洩れ等に起因する。

## 2.3 補償型

一般的にハドロンがカロリメータに入射した時と電子が入射した時では、両者の入射エネルギーが同一であったとしてもカロリメータに与えるエネルギーはハドロンの方が小さい。これはハドロンのシャワーにおいては、核破砕反応によって核の結合エネルギーの分だけエネルギーが消費されることや中性子がエネルギーを持って逃げていく事による。ハドロンシャワーにおいて $\pi^0$ 粒子が生成されると、この $\pi^0$ 粒子が 2 つの光子に崩壊し、その後、電磁シャワーの形でカロリメータにエネルギーを与える。この為にハドロンシャワーの測定 $\pi^0$ 粒子がシャワーの早い段階 で生成されると、測定エネルギーが大きくなる。従って $\pi^0$ 粒子の生成による測定エネルギーのふらつきを小さくすためには、同じエネルギーの純ハドロンシャワーと電磁シャワーが同じエネルギーをカロリメータに与える様にすることでふらつきを小さく出来る。ここで、

$$e/h \equiv \frac{\text{電磁シャワーによる測定エネルギー}}{\text{純ハドロンシャワーによる測定エネルギー}}$$

を定義する。$e/h = 1$ に最適化されたカロリメータを補償型という。
$e/h$ を 1 に近づけるには以下の方法が考えられる。

- シャワー発生材に鉛等の安定元素を用いる事により、核反応でのエネルギー消費を減らす。

- 測定材にプラッチクシンチレータ等の水素原子を多量に含む材質を用いる事により、中性子と水素内の陽子の散乱を増やし、中性子のエネルギーを逃さないようにする。

- シャワー発生材の比率を増やして電磁シャワーが測定材に与えるエネルギーを減らす。しかしシャワー発生材の比率を増やすと電磁シャワーのエネルギー分解能が悪化する。そこでサンプリングの頻度を多くする事で電磁シャワーのエネルギー分解能の悪化を防ぐ。

我々は、電子の測定エネルギーと $(e)$ パイオンの測定エネルギー $(\pi)$ より、$e/\pi$ を測定することで、我々のハドロンカロリメータが補償型の要求を満たすか調べる。

# 第3章 高エネルギーでの性能を測定する実験

ここでは、FNAL(Fermi National Accelerator Laboratory) で行ったタイルファイバー型の構造を持つカロリメータの高エネルギー領域での性能を測る実験について述べる。

## 3.1 実験の目的

我々のグループで以前に行われた実験において、$1-4GeV$ の低エネルギー領域ではエネルギー分解能は

$$\frac{\sigma_\pi}{E} = \frac{(38.38 \pm 2.01)\%}{\sqrt{E}} \oplus (5.47 \pm 0.17)\%$$

であり、$e/\pi$ 比は

$$e/\pi = 1.067 \pm 0.012$$

であった。[6]。しかし実際の実験におけるエネルギー領域は数百 GeV と高エネルギーである。それゆえに我々は今までより高エネルギー領域でのカロリメータのエネルギー分解能及び $e/\pi$ 比を調べる必要があった。そこで我々は $10-200GeV$ のエネル ギー領域において以下の事を調べる為に測定をおこなった。

- エネルギー分解能は高エネルギー領域でも良いか。
- $e/\pi$ 比はどうなるのか。

## 3.2 テストモジュール

今回、テストに用いたテストモジュールは、シャワー発生材の鉛と読みだし用のシンチレータを交互に奥行き方向へ吊下げて並べ、カロリメータを構成する (図 3.1)。一枚のシンチレータは縦横 $1 \times 1m^2$ で厚さが $2mm$ であり、鉛は縦横 $1 \times 1m^2$ で厚さが $8mm$ で構成体積比は $8:2$ である。シンチレーション光の読みだしは各シンチレータタイルから光ファーバーで読みだす。テストモジュールの全体の大きさは縦横 $1 \times 1m^2$ で、奥行き方向は約 1.8m で、輻射長 $X_0$, 核子相互作用長 $\lambda_I$ はそれぞれ

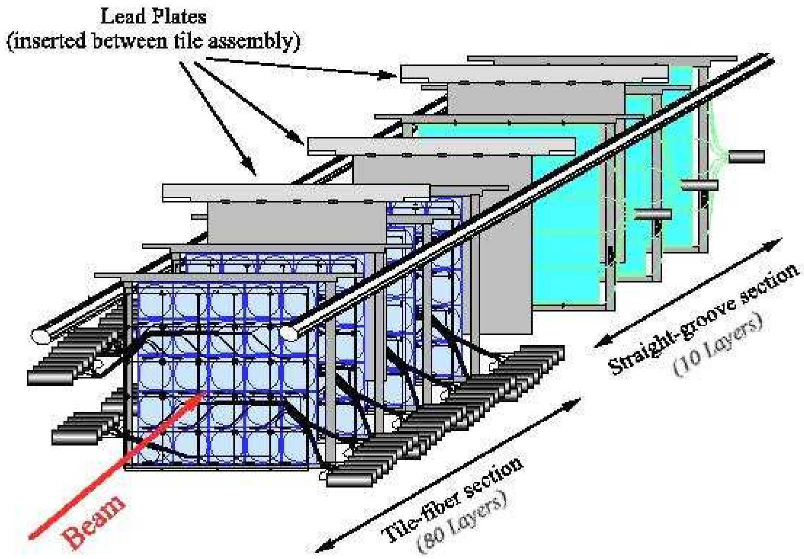


図 3.1: テストモジュール

$X_0 = 179, \lambda_I = 5.9$ である。
縦横 $20 \times 20cm^2$ 厚さ 2mm のチンチレータタイル $5 \times 5$ 枚 を $1 \times 1m^2$ で厚さ 2mm のアクリル板に固定し $1 \times 1m^2$ のシンチレータを構成する (図 3.2)。１つのタワーは奥行き方向に４セクションあり、１セクションはシンチレータ 20 枚、鉛 20 枚で構成されている。これを、１つの単位として光電子増倍管 (PMT) で読み出す。タワーはビーム上流から見て左から右へ１，２，3...、２５と呼ぶように番号付した。

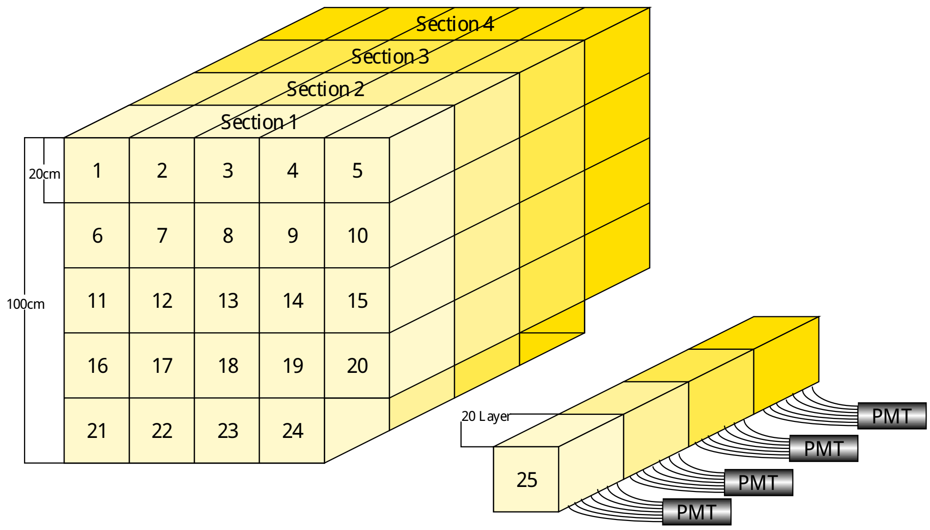


図 3.2: タワー構造と読み出し

各シンチレータタイルは図 (3.3) の様にタイルエッジに沿って $1.4mm\phi$ の鍵型の溝を彫り、この溝に読みだし用の光ファイバーを通す。読みだし用の光ファイバーは 1m 長の Wave Length Shifter(WLS) ファイバーとクリアファイバーをつなげて出来ている。WLS ファイバーはシンチレータから出る紫外線領域の波長の光を PMT が最も効率の良い波長領域に変換する役割を担っている。

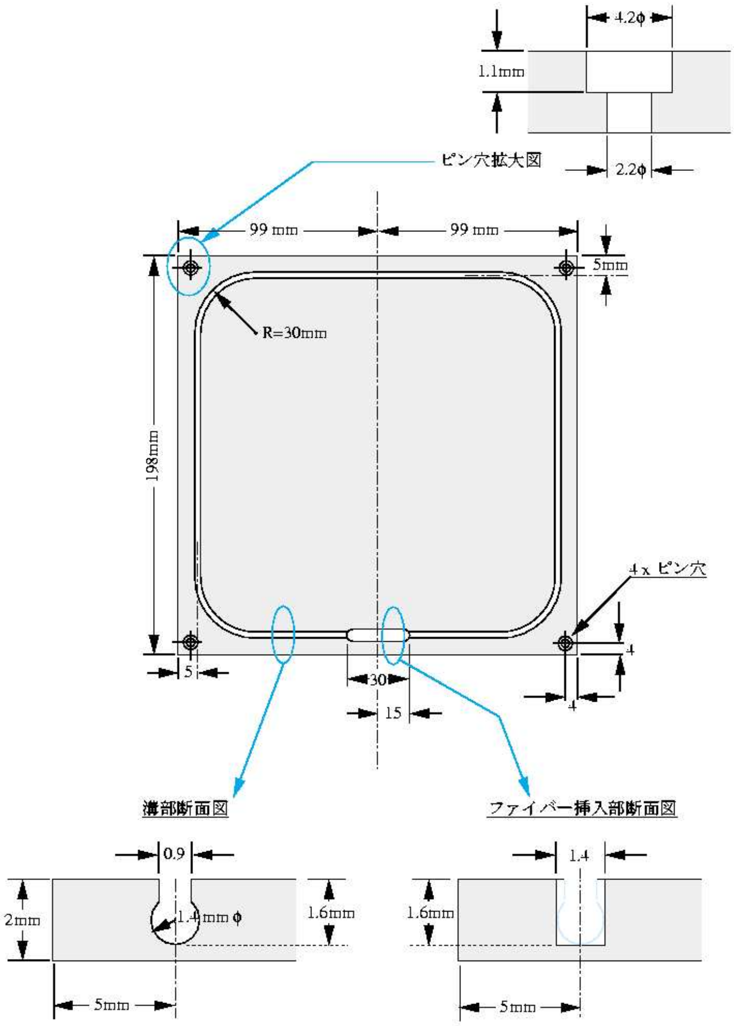


図 3.3: シンチレータタイル

各シンチレータタイルは集光率を上げるために PET(ポリエチレンテレフタラート) で包まれアクリル板にネジ止めされている。タイルエッジには『Odecoat』という白いペンキを塗って、シンチレータからの発光を 1 枚のタイル内に極力閉じ込めてある。
今回は後方へのシャワーの洩れを防ぐために、バックアップ用のカロリメータ (Bcal)

を１０層設置した。Bcal は１層あたり５組のシンチレータと鉛で構成されている。但し１０層目はシャワーの後方への洩れを捕える為に、シンチレータ５枚のみで構成されている。
Bcal 用のシンチレータ (図 3.4) は縦横 $1 \times 1m^2$ 厚さ２ mm のシンチレータに６本の溝を彫り、光ファイバーを溝に通し両側から読み出す。

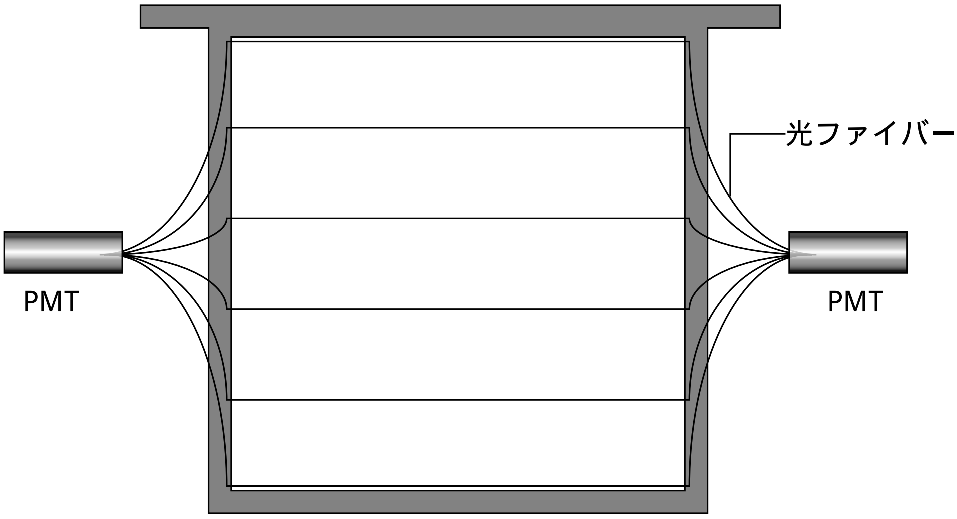


図 3.4: Bcal 用シンチレータ

## 3.3 ビームライン

実験は FNAL の Fixed Target MT 6 ビームラインにおいて行なわれた。入射ビームのエネルギーは 10,25,50,75,100,150,200GeV で、粒子は $e^-, \pi^-, \mu^-$ である。
実験を行なったビームラインの全体像を図 (3.6) に、模式図を図 (3.5) 示す。

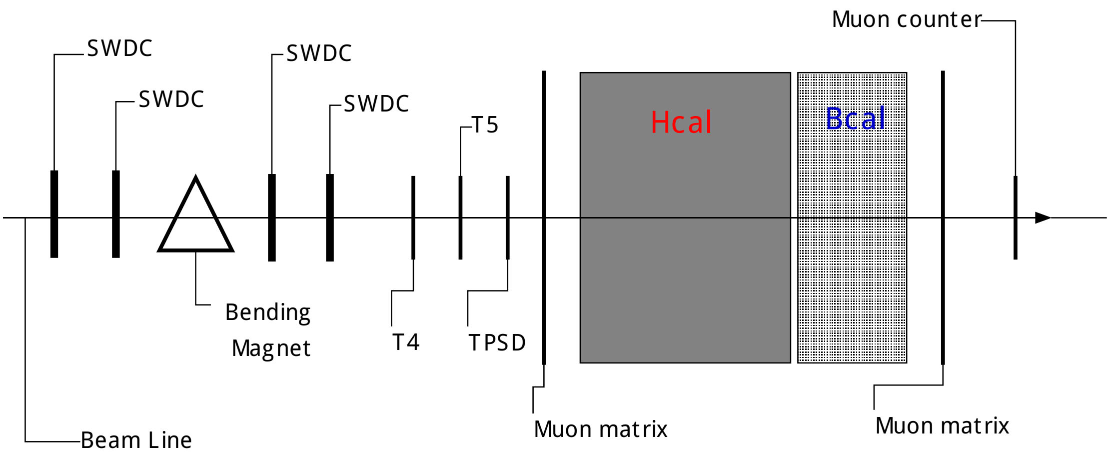


図 3.5: ビームラインの模式図

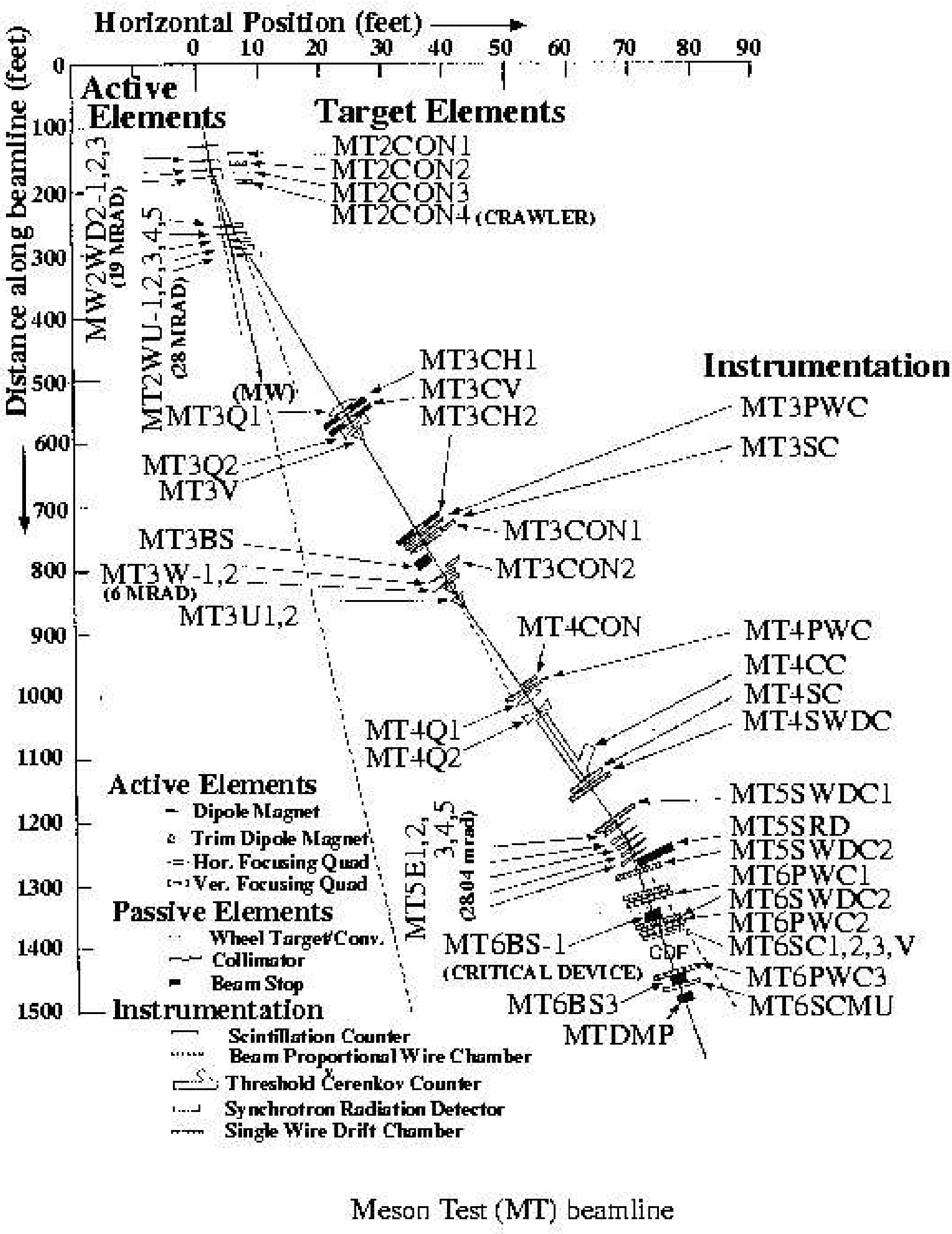


図 3.6: MT6 Beam line

T4、T5 は $3 \times 3cm^2$ シンチレーションカウンターであり、今回オンラインでビームトリガーとして用いた。Muon counter はカロリメータの後方に設置した $21 \times 43cm^2$ のシンチレーションカウンターでミューオン粒子の識別に使用する。

SWDC はシングルワイヤーチェンバーで各イベントの粒子の位置を測定する。Bending Magnet と SWDC を用いて各イベントの粒子の運動量を求める事が出来る。

Hcal、Bcal は全体を可動台に乗せ、ビームを全て Tower の中心に入射出来る様に

なっている。

muon-matrix は PMT の補正用に各タワーの中心を粒子が通過したイベントを捕える為に $4 \times 130cm^2$ で厚さ $5mm$ のシンチレータを図 (3.7) の様に設置した。

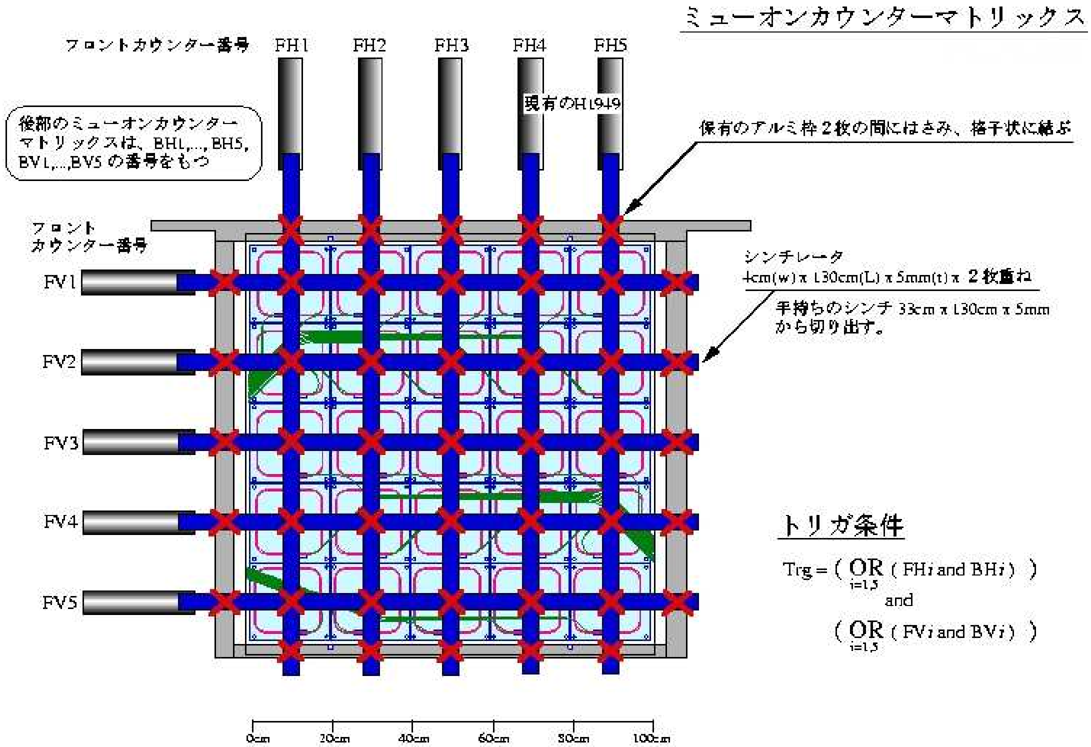


図 3.7: muon matrix

データを取るためのトリガー条件を各トリガーカウンターの組合せでつくる。使用したオンライントリガーは電子ビームチューン、パイオンビームチューン用のビームトリガーと補正用のミューオンマトリックストリガーである。以下に各トリガー条件を示す。

| | | |
|---|---|---|
| ビームトリガー | : | T4.AND.T5 |
| ミューオンマトリックストリガー | : | $\mathrm{OR}_{\text{上流 X}}.AND.OR_{\text{上流 Y}}.AND.OR_{\text{下流 X}}.AND.OR_{\text{下流 Y}}$ |

ここで $OR_{\text{上流 X}}$ はミューオンマトリックスの上流 X 5 本の PMT の OR である。即ちミューオンマトリックストリガーはミューオンマトリックスの上流 X、Y 下流 X、Y が各々 1 本以上の hit がある事が条件となっている。

全てのビームトリガーイベントは PMT の信号として出力される。この電気信号は LeCroy 2280 15 bit ADC でその積分電荷を測定し、コンピュータに保存される。

## 3.4　測定したデータ

今回の実験で測定したデータは、ハドロンカロリメータの電磁シャワーのエネルギー分解能、ハドロンシャワーのエネルギー分解能、$e/\pi$ 比を調べる為に、10-200GeV のエネルギー範囲で７点電子ビームチューン、パイオンビームチューンを中心タワー(タワー＃１３) 入射で測定した。

| エネルギー (GeV) | 電子ビーム (イベント数) | パイオンビーム (イベント数) |
|---|---|---|
| １０ | 136 K | 35 K |
| ２５ | 25 K | 77 K |
| ５０ | 50 K | 210 K |
| ７５ | 45 K | 100 K |
| １００ | 79 K | 120 K |
| １５０ | 192 K | 110 K |
| ２００ | 41 K | 140 K |

又 PMT の補正をする為にパイオンビームチューンを各タワーの中心入射イベントとして各タワーに付いて 20-40K イベントを測定した。

# 第4章　データ解析

## 4.1　シングル粒子

今回の実験において粒子がビームライン上流でシャーワを起こしているイベントがあり問題となった。そこで、それらのイベントを取り除く為にシングル粒子カットを用いた。Hcal に入射する前にシャワーを起こしているのでシンチレーションカウンター T4、T5、TPSD においてビーム粒子が 1 粒子のイベントを選択する。カットポイントはそれぞれ図 (4.1 ) に示す。二つ矢印の間に入るイベントだけをシングル粒子をみなした。T4 の ADC が約 450 counts にピークを持つイベントはシングル粒子では無く上流でシャワーを起こし 2 粒子が T4 のシンチレーションカウンターを通過したと考えられる。

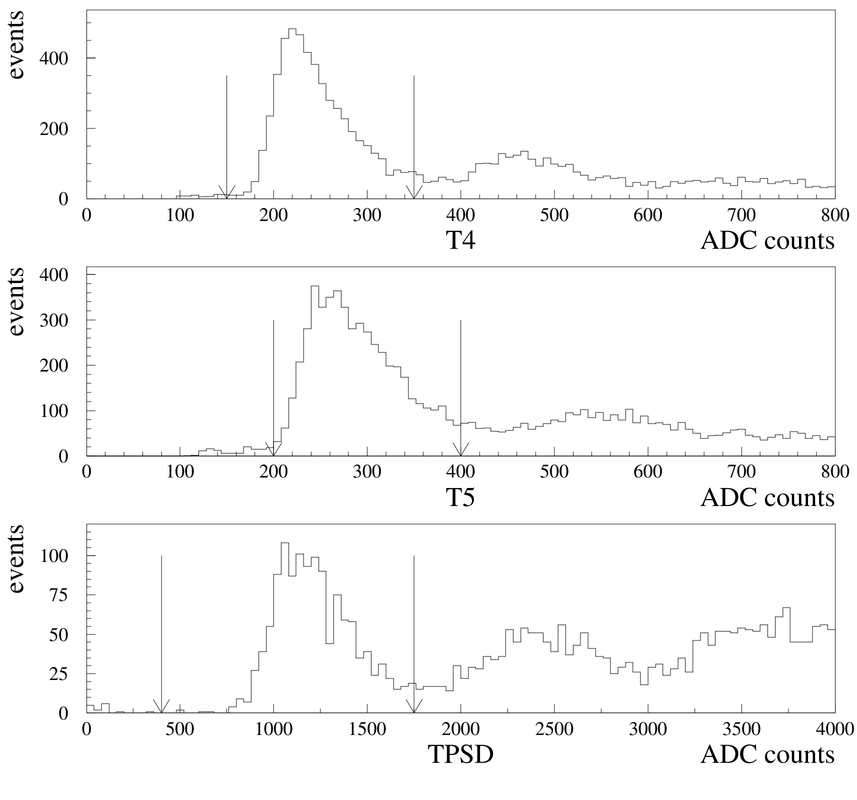


図 4.1: T4、T5、TPSD ADC 分布のカットポイント

次に、各エネルギーでのビーム中に含まれるシングル粒子の割合を図 (4.2 ) に示す。

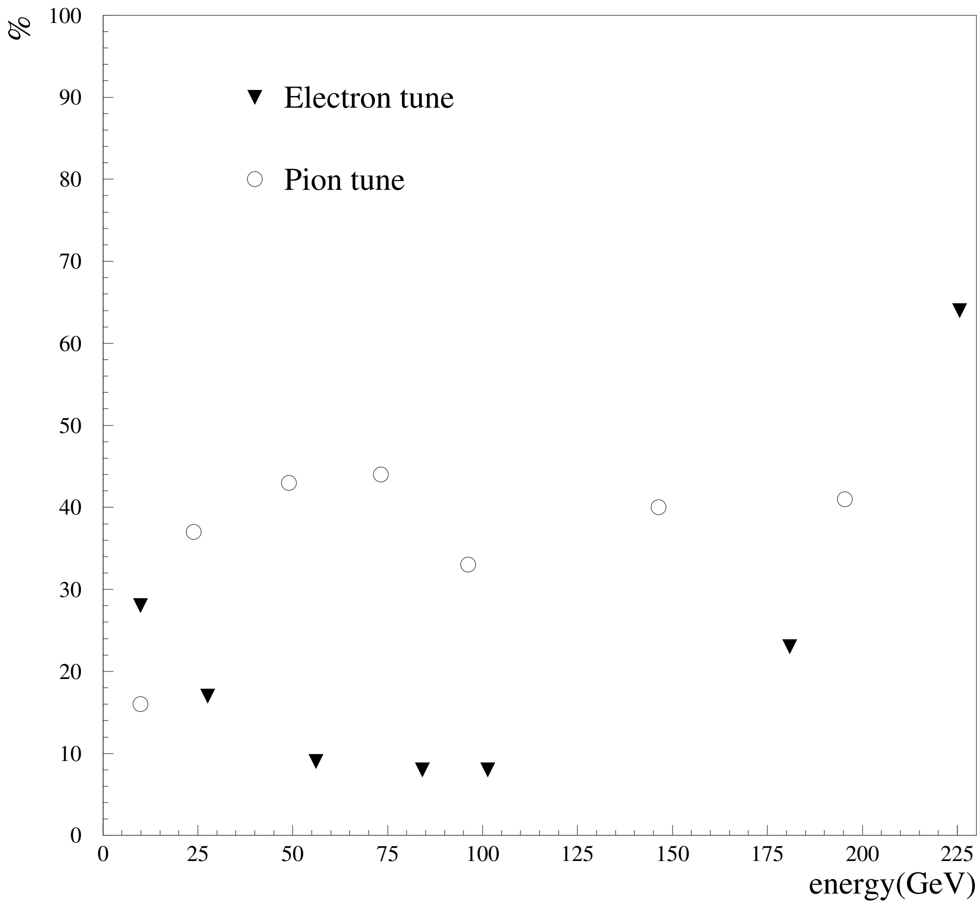


図 4.2: ビーム中に含まれるシングル粒子の割合

これを見ると電子ビームチューンでは約 30% 以下しかシングル粒子が無いことが分る。又 $\pi$ ビームチューンでは約 40% のシングル粒子であった。

## 4.2 キャリブレーション

実験において読みだしに用いた PMT は Hcal だけでも 100 本になる、これらの PMT は各々の応答が PMT のゲインによって異なる為に、例え粒子が同じエネルギーを落したとしても測定エネルギーが異なる。それでは、正確なエネルギーを測る事が出来ない。そこで、これらの PMT の応答をそろえる為に MIP に依る応答を求め、各タワーに MIP が通過したときに PMT の応答が 1 となる様にそろえた。つまり各タワーに MIP が通過したときの波高分布の平均値を求め、その値で各 PMT の値を割る事で各タワーに MIP が通過したときに PMT の応答が平均 1 とする事が出来る。この様な補正をすることをキャリブレーションと呼ぶ。今回は、MIP としてミューオンを用いた。
ミューオンが通過した識別の為に以下の条件を付けた。(方法 1 )
< MIP cut >

1. シングル粒子である。
2. ミューオンカウンターに hit がある。
3. 入射したタワーのセクション 1-4 の和がカロリメータ全体に落したエネルギーの 90%以上である。

ここで、hit とはそのチャンネルの ADC 分布の Pedestal による平均値 mean と標準偏差 $\sigma$ を使って $mean + 3 \times \sigma$ よりも ADC カウントが大きい事とする。条件 (2) は測定器を通り抜けたイベントを選択する。条件 (3) は粒子がシャワーをおこさなかったイベントを選択する。各タワー中心に入射したデータを用いて、各タワーに MIP 通過したイベントを選択してキャリブレーションを行なう。
キャリブレーションの手順は次の通りである。

1. 上の MIP 条件を満たすイベントの ADC 分布求め、その分布の平均値 mean を求める。(1 次キャリブレーション定数)
2. エネルギーの和を上で求めた 1 次キャリブレーション定数を用いて以下の様に求める。
$$sum = \sum_{j=1}^{25}\sum_{i=1}^{4} \frac{ADC(j,i)}{CC(j,i)}$$
ここで $ADC(j,i)$ はタワー $j$ セクション $i$ の ADC の値、$CC(j,i)$ はタワ $j$ セクション $i$ の 1 次キャリブレーション定数の値である。
3. 再び、ミューオン通過の条件を満たすイベントの ADC 分布を求め、その分布の平均値をキャリブレーション定数とした。但し、このとき MIP 条件 (3) でのエネルギーの和は上で求めた sum を使う。

図(4.3)はTower13をミューオン通過の条件を満たしたイベントのTower13-Section1の波高分布である。

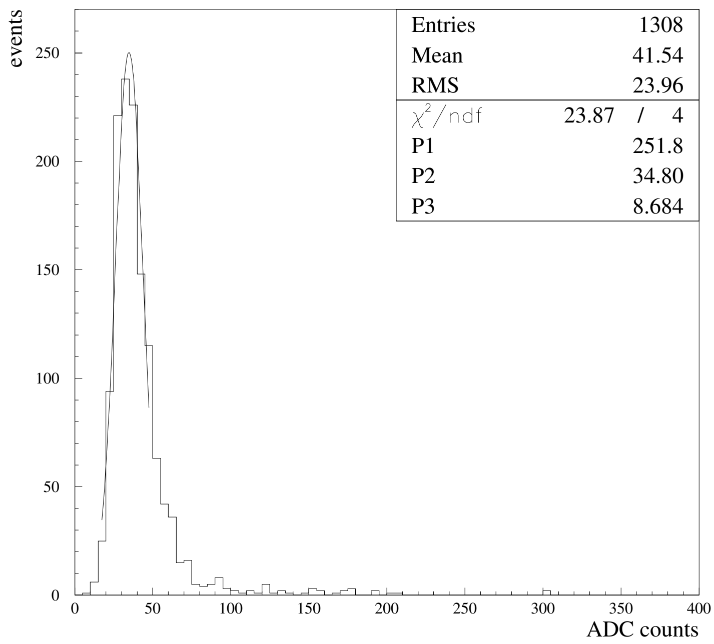


図 4.3: section1-tower13 を $\mu$ が MIP で通過した時の波高分布

この ADC 分布をガウス分布でフィットし、その平均値 mean をキャリブレーション定数とする。
以上の様に求めたキャリブレーション定数を図 (4.4) に示す。次にキャリブレーション定数が全体でどのくらいふらついていたかを図 (4.5) に示し、これを見ると全体で約 20% のふらつきがある。又 Tower13 の Section1 及び Section2 は 200GeV 電子を入射した時でも ADC カウントがオーバーフローしないようにゲインが抑えられている。

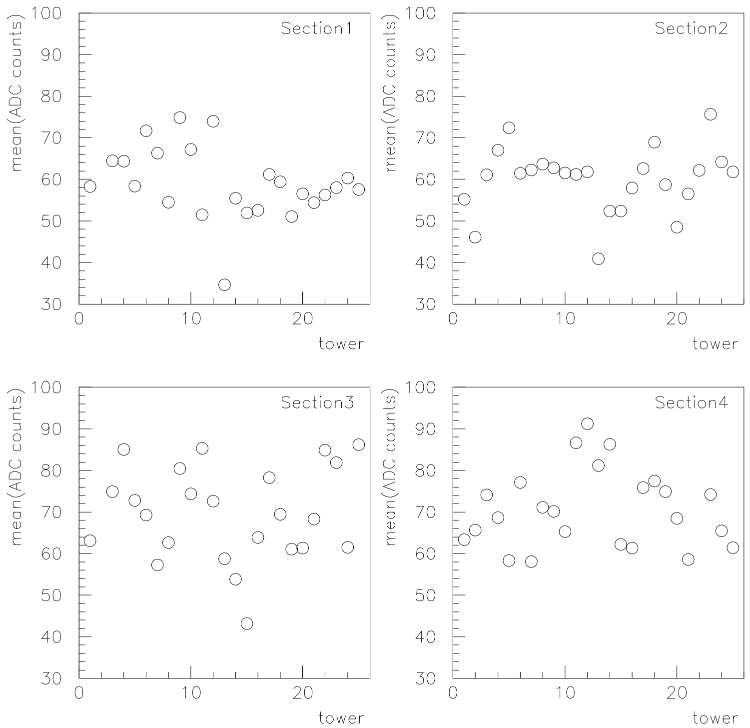


図 4.4: キャリブレーションコンスタント

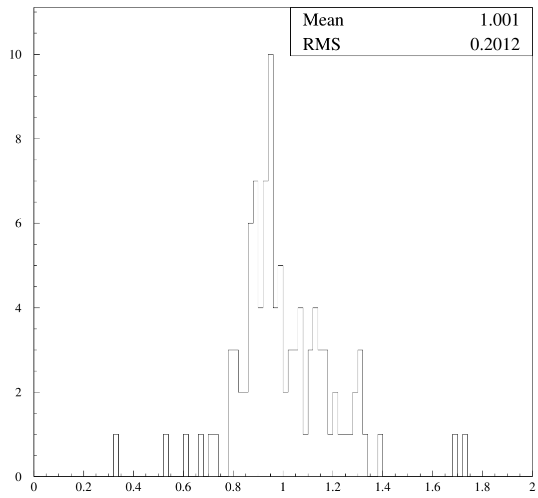


図 4.5: キャリブレーションコンスタントのふらつき

ハドロンカロリメータ全体のエネルギー和をキャリブレーション定数による補正をする前後の変化を見るために、100GeV パイオンのエネルギー和の分布を図 (4.6)

に示す。キャリブレーション前後でのエネルギー和は

$$sum = \sum_{j=1}^{25}\sum_{i=1}^{4} ADC(j,i) \qquad \text{:キャリブレーション前}$$

$$sum = \sum_{j=1}^{25}\sum_{i=1}^{4} \frac{ADC(j,i)}{CC(j,i)} \qquad \text{:キャリブレーション後}$$

である。

この変化を見ると明らかに、キャリブレーションを行なった後は、測定器のエネルギー分解能 $RMS/Mean$ は 27.1 から 7.5 に向上している。

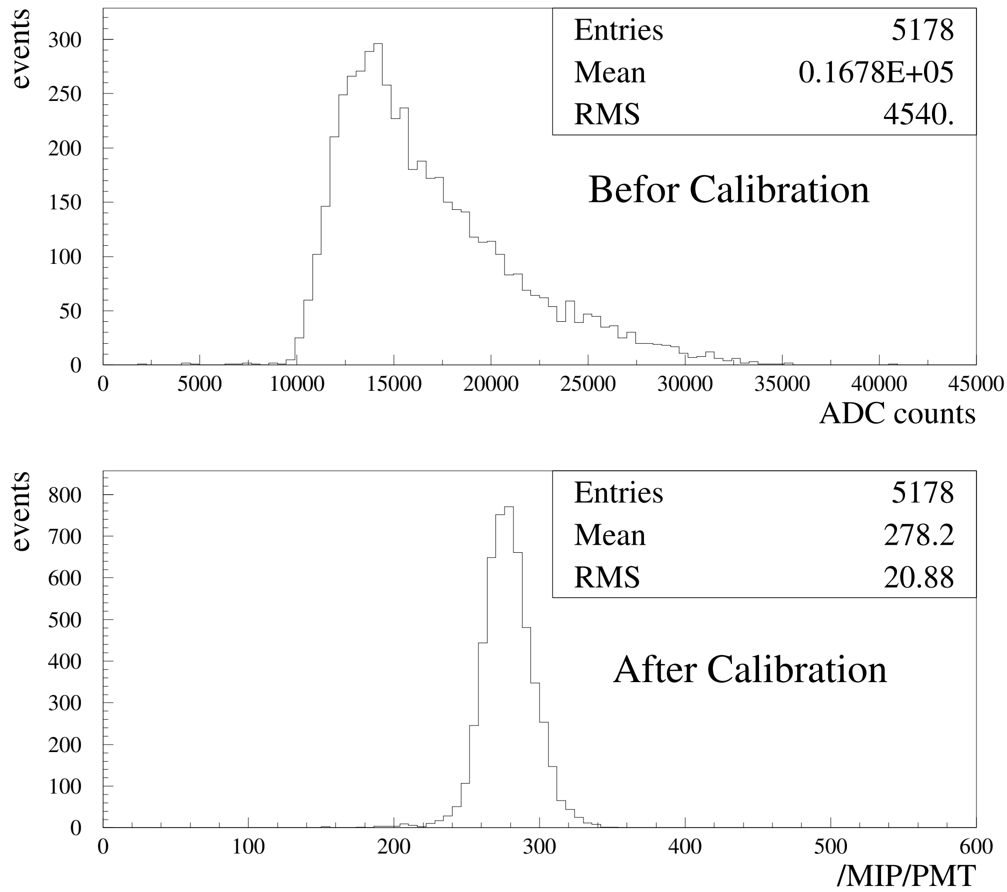


図 4.6: キャリブレーションの前後 (100GeV pion)

## 4.3 粒子識別

エネルギー分解能や $e/\pi$ 比を正確に求める為には電子、パイオン、ミューオンの粒子識別を正確にしなければならない。$\pi$ ビームチューンは主にパイオンであるが、電子、ミューオンが含まれる。同様に電子ビームチューンは主に電子であるが、パイオン、ミューオンが含まれる。これらのイベントを取り除く為に電子、パイオン、ミューオンの粒子識別をする。
図 (4.7) に電子ビームチューン、$\pi$ ビームチューンのシングル粒子のカロリメータ全体の ADC 分布を示す。上図が電子ビームチューン、下図が $\pi$ ビームチューンの ADC 分布である。

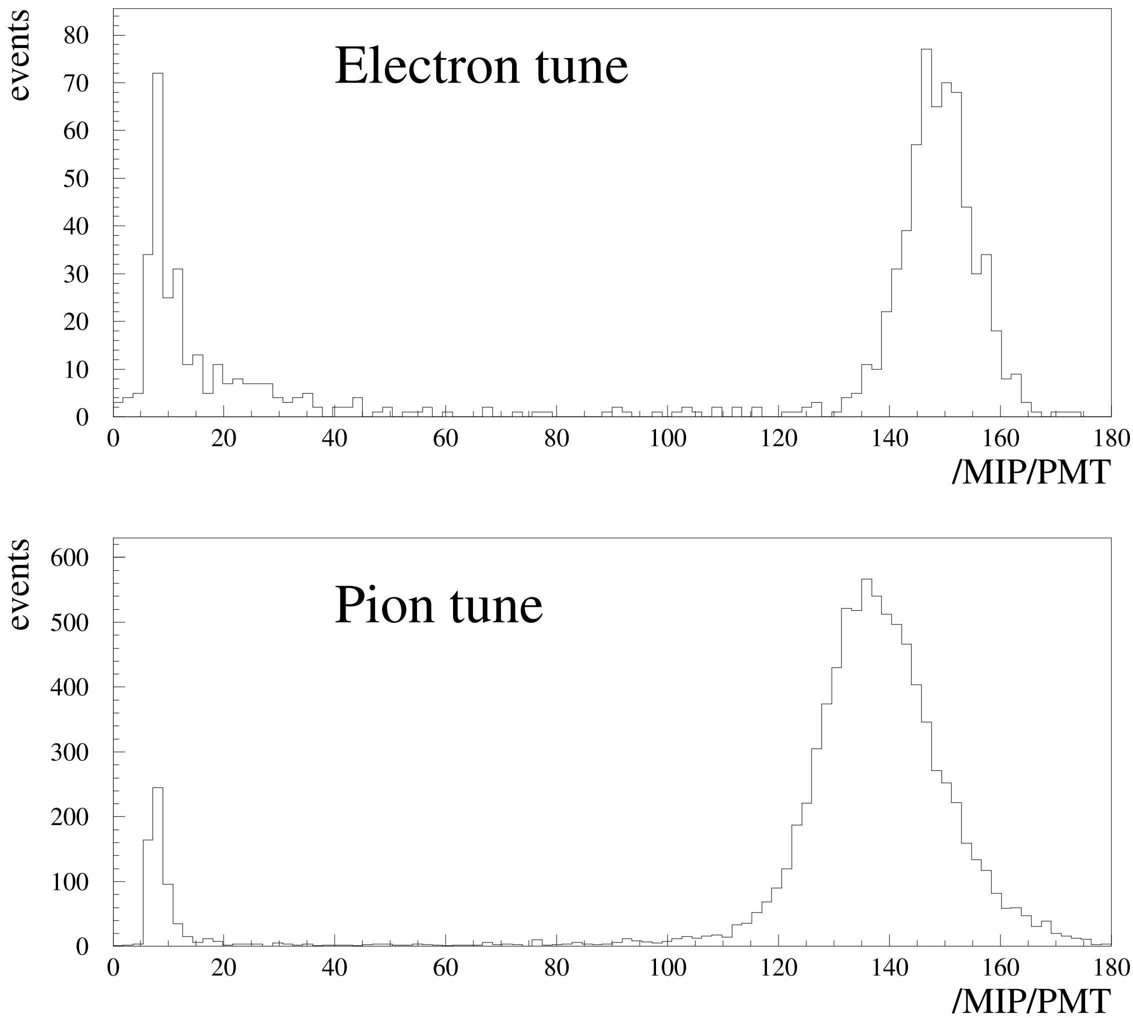


図 4.7: 50GeV 電子ビームチューン、$\pi$ ビームチューンのシングル粒子の ADC 分布

この図の約 6 付近にピークを持つイベントは MIP 粒子であると考えられる。そこでこのイベントを取り除く為に $\mu$ カットとしてミューオンカウンターに hit が無い事を要求した。

次に電子ビームチューン中のパイオンと $\pi$ ビームチューン中の電子を取り除く為にシャワーの性質の違い、電磁シャワーはシャワーの広がりが小さく 1 つのタワーだけで収束し、ハドロンシャワーはシャワーの広がりが大きく 1 つのタワーだけでは納まらない、と言う性質を使って、Hcal + Bcal のエネルギー分布の合計に対しての Tower 13 Section 1 のエネルギーが占める割合でカットをかける。
そこで Tower 13 Section 1 のエネルギーが占める割合を図 (4.8) にしめす。この図より Tower 13 Section 1 のエネルギーが占める割合が 90% 以上あるイベントを電子、90% 以下であるイベントをパイオンとした。

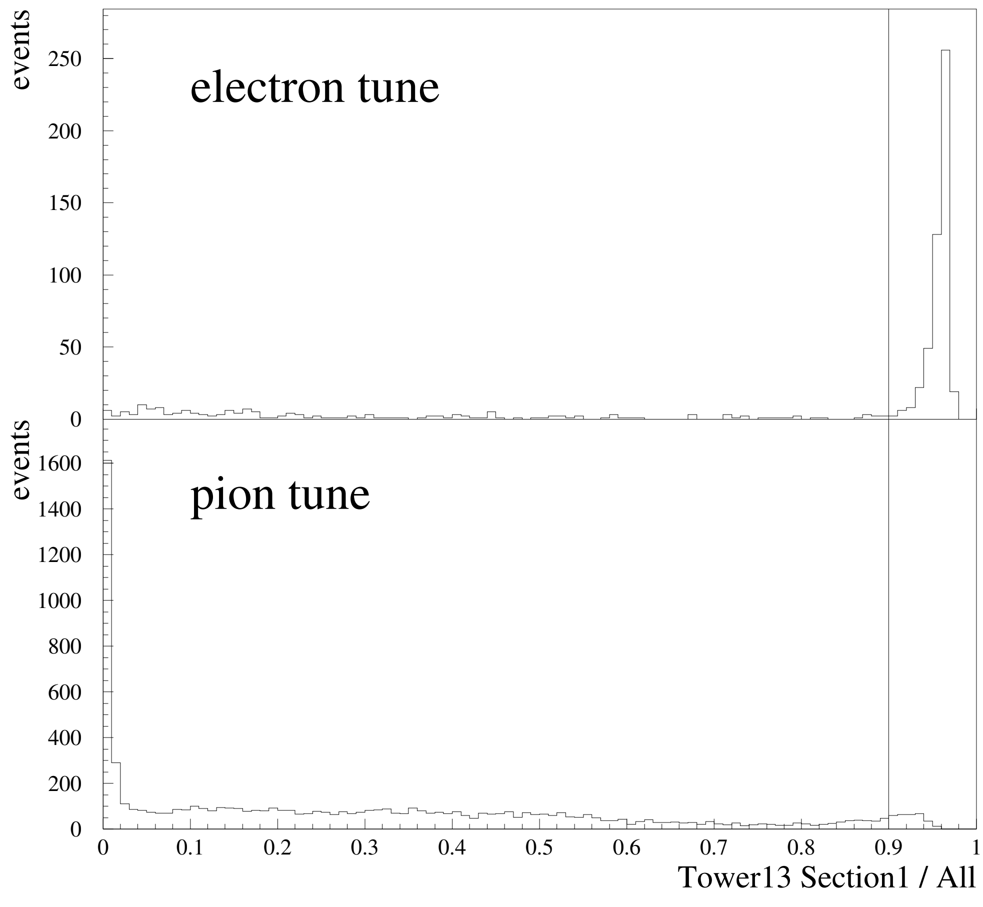


図 4.8: 全体に対する Tower 13 Section 1 のエネルギーが占める割合

以上より今回は電子に対しては以下の様な条件を与えた。
< e-cut >

1. シングル粒子である。(シングルカット)
2. イベントの中から MIP を取り除く為に、ミューオンカウンターに hit が無い。(MIP カット)
3. イベントの中からパイオンを取り除く為に、Tower 13 Section 1 のエネルギー損失の合計が Hcal + Bcal のエネルギー損失の合計の 90% 以上である。($\pi$ カット)

以上のカットを用いた電子のイベントの例を図 (4.9) に示す。

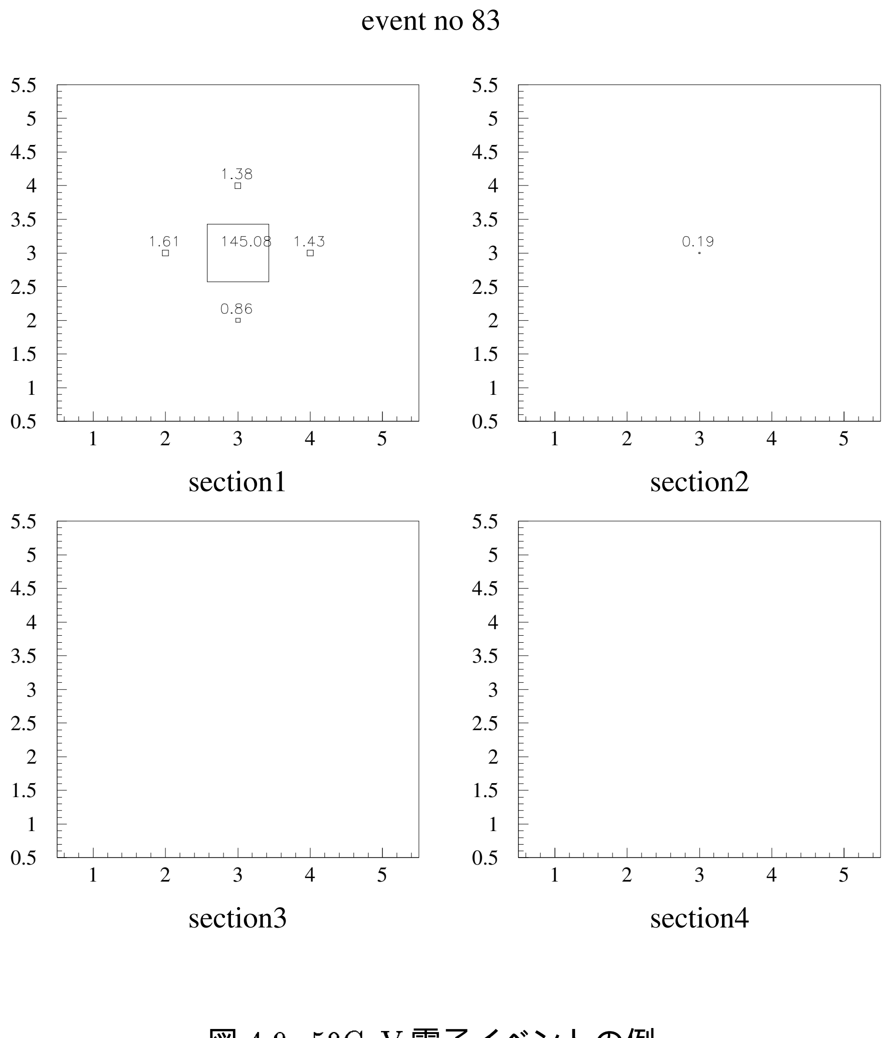


図 4.9: 50GeV 電子イベントの例

図 (4.9) は Hcal のどのタワーにどれだけの信号があったかを示している。４枚の図はそれぞれのセクションを表し、値いは MIP が通過したときに１となるように規格化している。

以下に 50GeV 電子ビームチューンのイベントの各カットで除かれるイベント数の割合と全てのカットをかけた時に除かれるイベント数を示す。

| カット条件 | reject events |
|---|---|
| シングルカット | 91% |
| MIP カット | 2% |
| $\pi$ カット | 34% |
| TOTAL カット | 94% |

電子ビームチューンのイベントの中で < $\pi$-cut > によりパイオンと識別されたのイベントは 1.7% であった。
パイオンに対しては、
< $\pi$-cut >

1. シングル粒子である。(シングルカット)
2. イベントの中から MIP を取り除く為に、ミューオンカウンターに hit が無い。(MIP カット)
3. イベントの中から電子を取り除く為に、Tower 13 Section 1 のエネルギー損失の合計が Hcal + Bcal のエネルギー損失の合計の 90% 以下である。(電子カット)

次に、パイオンのイベントの例を図 (4.10) に示す。

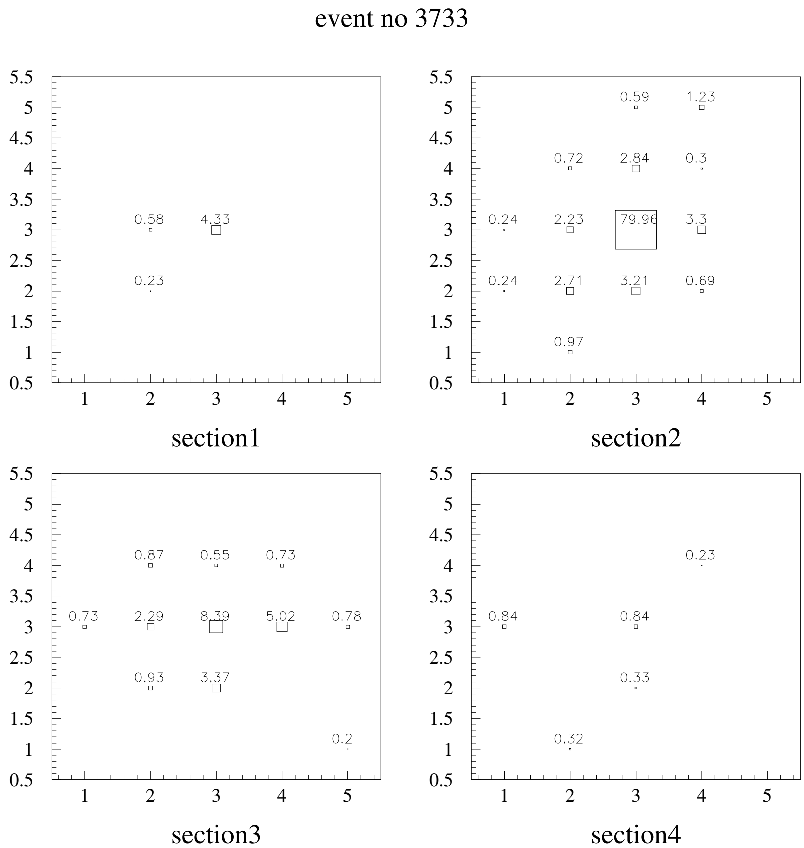


図 4.10: 50GeV パイオンイベントの例

同様に 50GeV$\pi$ ビームチューンのイベントの各カットで除かれるイベント数と全てのカットをかけた時に除かれるイベント数を示す。

| カット条件 | reject events |
|---|---|
| シングルカット | 57% |
| MIP カット | 16% |
| 電子カット | 4% |
| TOTAL | 64% |

$\pi$ ビームチューンのイベントの中で < e-cut > により電子と識別されたのイベントは 0.2% であった。
次に、各エネルギーでのシングル粒子中に含まれる電子、パイオンの割合を図 (4.11 ) に示す。

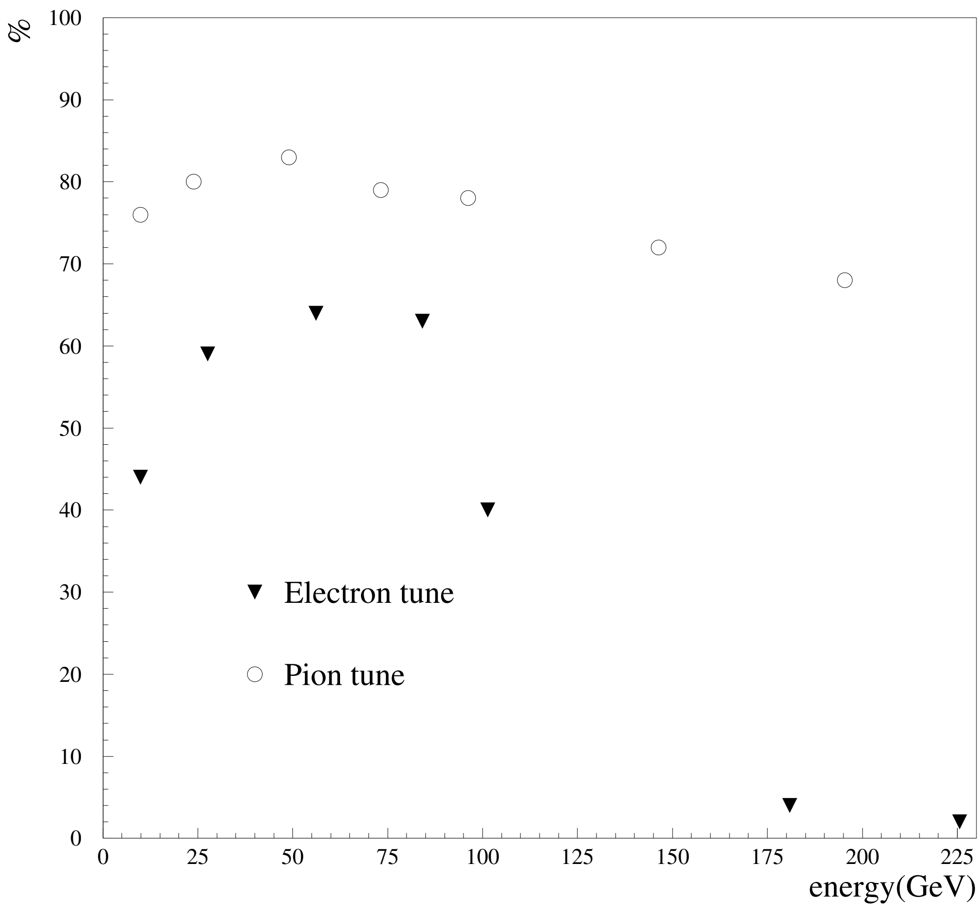


図 4.11: シングル粒子中に含まれる電子、$\pi$ 粒子の割合

シングル粒子中では $\pi$ ビームチューンでは 60% 以上がパイオンであることが分る。電子ビームチューンでは 100GeV 以下であれば約 50% ぐらいが電子である。しかし高エネルギー領域では電子がほとんどいない事が分った。

# 4.4 エネルギー分解能の結果

## 4.4.1 電子

これまでの電子の粒子識別を用いて各エネルギーのカロリメータに落したエネルギー分布を求め、ガウス関数

$$f(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_E}} \exp(-\frac{(E-\bar{E})^2}{2\sigma_E^2})$$

でフィットする。この分布より平均値 $\bar{E}$ とエネルギー分解能 $\sigma_E$ を求める。図 (4.12 ) はビームエネルギー 50GeV、100GeV のプロットである。

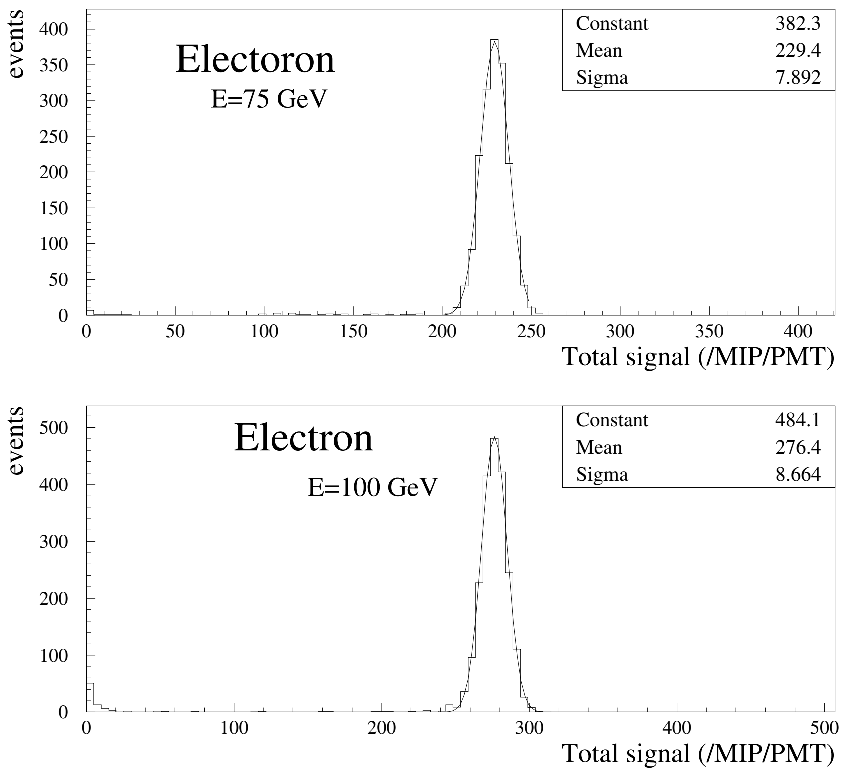


図 4.12: ビームエネルギー 50、100 GeV の電子

縦軸はイベント数、横軸は MIP が通過した時に通過した場所に対応する PMT が 1 となる様に規格化された値。

### 線形性

　サンプリング型のカロリメータは入射エネルギーの一部分を測定する、従って入射エネルギーに対して、カロリメータの測定エネルギーが比例している事が重要になってくる。これの比を線形性にとり、また線形性からのずれを図 (4.13 ) に示す。これを見ると、電子に対しての線形性からのずれは最大約 2.2%(25GeV) であることが分る。

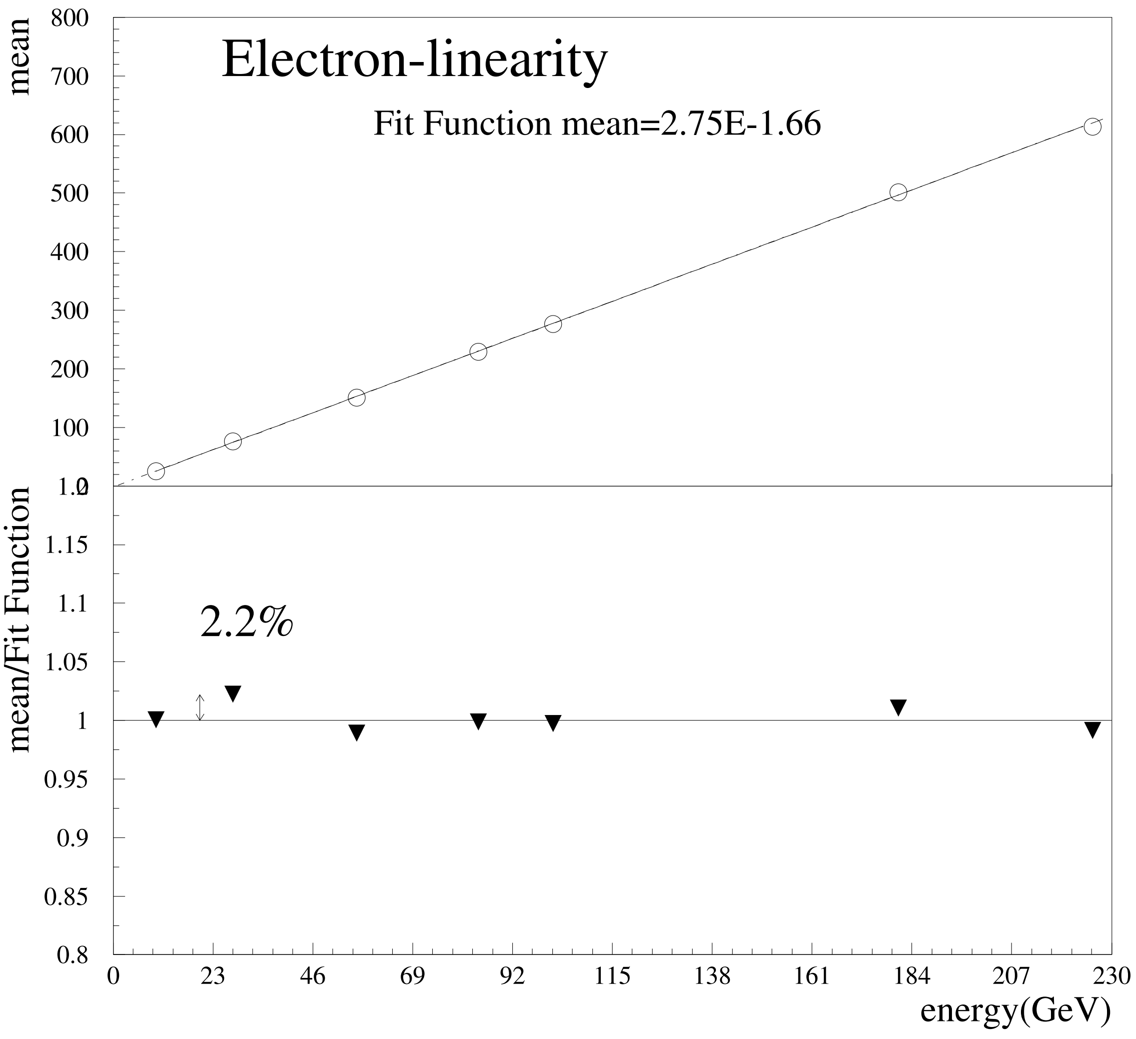


図 4.13: 電子の線形性

縦軸は上部は mean、下部は mean/energy 横軸は SWDC と Bending Magnet から求めたビームエネルギーである。

### エネルギー分解能

次に、電子のエネルギー分解能を図 (4.14 ) に示す。

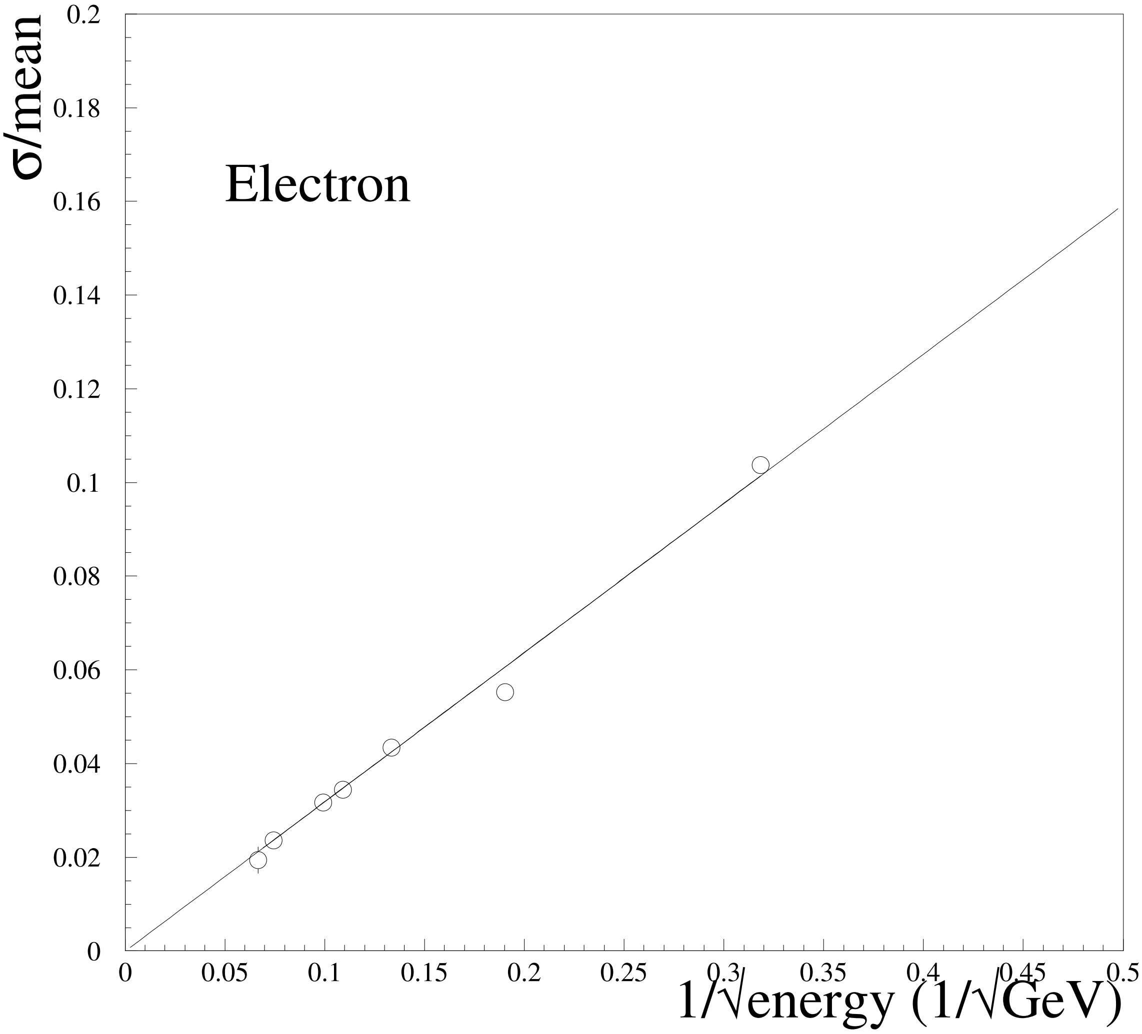


図 4.14: 電子のエネルギー分解能

横軸に入射エネルギーの平方根の逆数、縦軸にガウス分布の標準偏差 $\sigma_e$ を平均値 $mean_e$ で割った値である。この plot を

$$\frac{\sigma_e}{mean_e} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b$$

でフィットする事により係数 $a, b$ をもとめる。

$$a = (31.86 \pm 0.20)\% \qquad and \qquad b = (0.00 \pm 0.41)\%$$

### 4.4.2 パイオン

シャワーの洩れ

パイオンはシャワーが広がる為に測定器外にシャワーが洩れてしまう事がある。そこで、まず横方向へのシャワーの洩れを調べるためにカロリメータを図 (4.15 ) の様に 3 つのパートに分割し、それぞれのパート毎の測定エネルギーを図 (4.16 ) に示す。

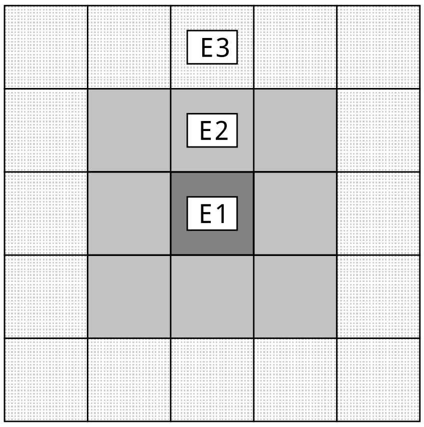


図 4.15:

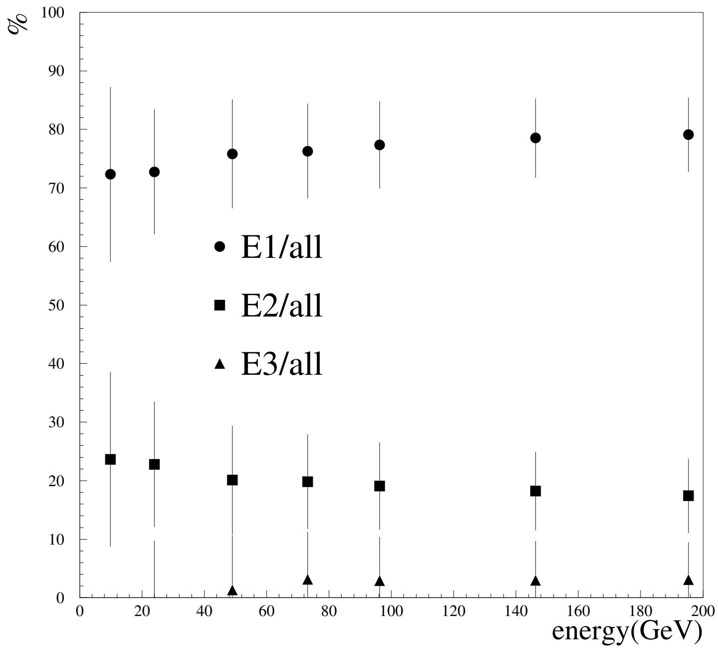


図 4.16: 各パートの測定エネルギー全体に対する割合の入射エネルギーによる依存性

図 (4.16 ) より横方向へのシャワーの洩れは入射エネルギーに依存せず、一定であることが分る。タワー 7,8,9,17,19 入射のイベントからシャワーの洩れは、図 (4.17 ) の様であった。これよりシャワーの横方向への測定器外への洩れは全体で約 2% であることがわかる。

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 0.07% | 0.08% | 0.09% | 0.12% | 0.10% | 0.09% | 0.08% |
| 0.08% | 0.1% | 0.3% | 0.4% | 0.3% | 0.2% | 0.11% |
| 0.12% | 0.3% | 1.3% | 4.4% | 1.4% | 0.3% | 0.13% |
| 0.14% | 0.4% | 3.9% | 74.3% | 4.5% | 0.4% | 0.15% |
| 0.12% | 0.3% | 1.2% | 3.6% | 1.3% | 0.3% | 0.14% |
| 0.09% | 0.2% | 0.2% | 0.4% | 0.3% | 0.1% | 0.11% |
| 0.09% | 0.10% | 0.11% | 0.12% | 0.09% | 0.08% | 0.07% |

図 4.17: 横方向へのシャワーの広がり

次に奥行き方向へのシャワーの測定器外への洩れは Bcal 10 層目のパルスハイトが MIP 以下のイベントだけを用いる事により、シャワーの測定器後方への洩れが無いイベントを選択する。(図 (4.18 ) )

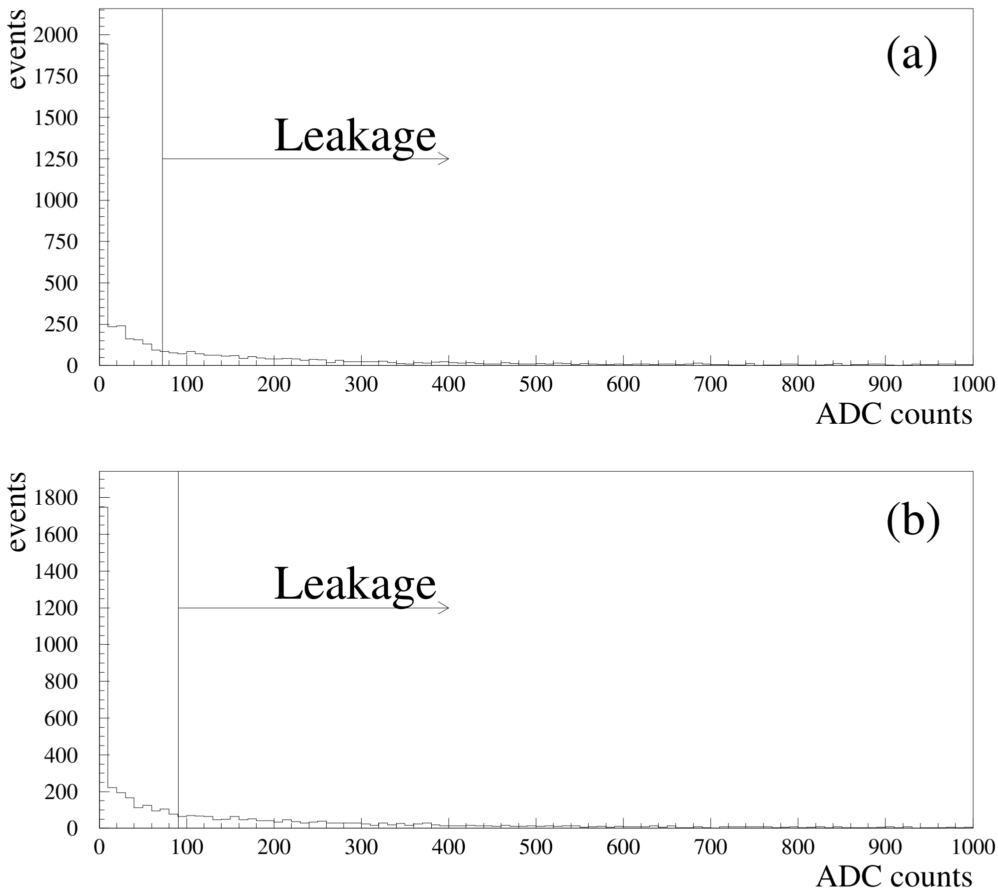


図 4.18: 奥行き方向へのシャワーの洩れのカットポイント
横軸は ADC カウント、縦軸はイベント数、上下 2 枚は Bcal10 層目の左 (a) 右 (b) の PMT を表す。どちらの PMT に対してもカットポイント以下のイベントをシャワーの洩れの無いイベントとした。カットポイントは MIP が通過した時の各々の PMT の平均値 (mean) の値とした。

図 (4.19 ) に Bcal 10 層目のカットで全体のイベント数に対して洩れが無いイベント数の割合を示す。これを見ると低エネルギーではほとんど洩れは無いが、高エネルギーになると 70% 近くのイベントでシャワーの洩れがある事が分る。

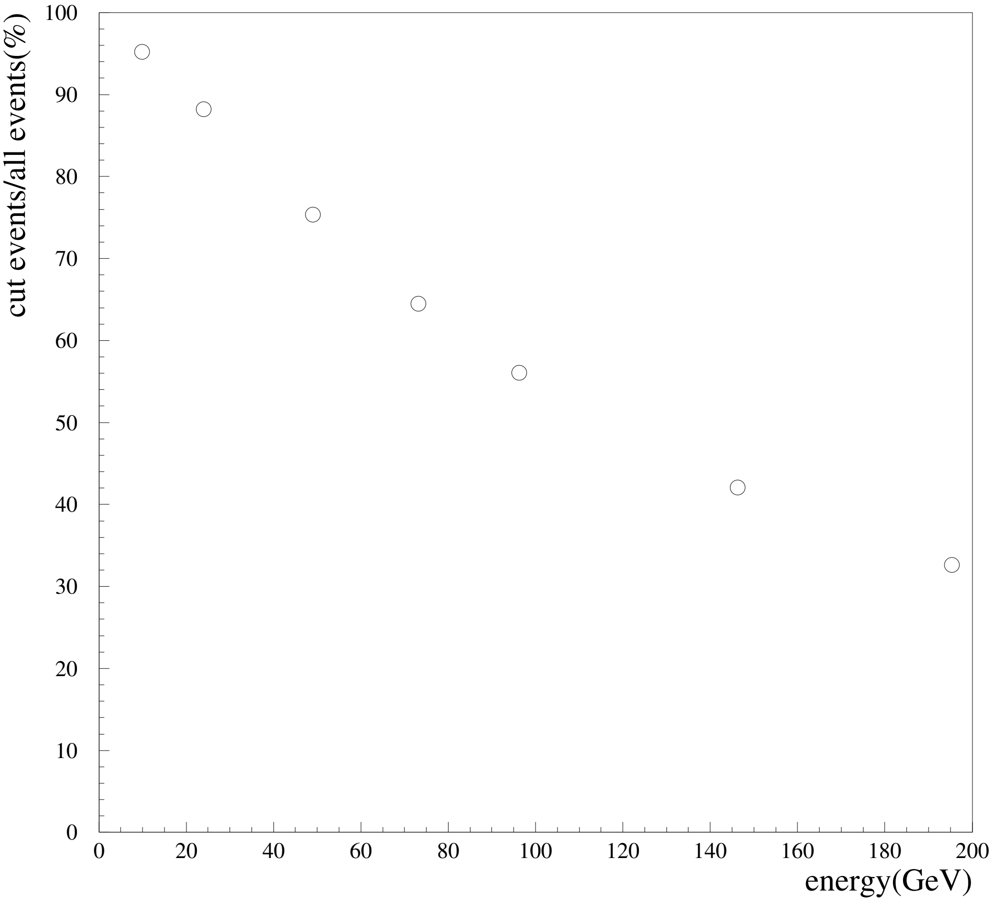


図 4.19: 奥行き向へのシャワーが洩れる割合

Bcal 10 層目でカットしたシャワーの洩れの無いパイオンイベントの各エネルギーの波高分布をガウス分布でフィットし平均値 $(mean_{\pi})$ 及びエネルギー分解能 $\sigma_{\pi}$ を求める。
図 (4.20 ) にビームエネルギー 75GeV、100GeV の Bcal 10 層目でシャワーの洩れがあるイベントをカットした時のカロリメータの波高分布を示す。

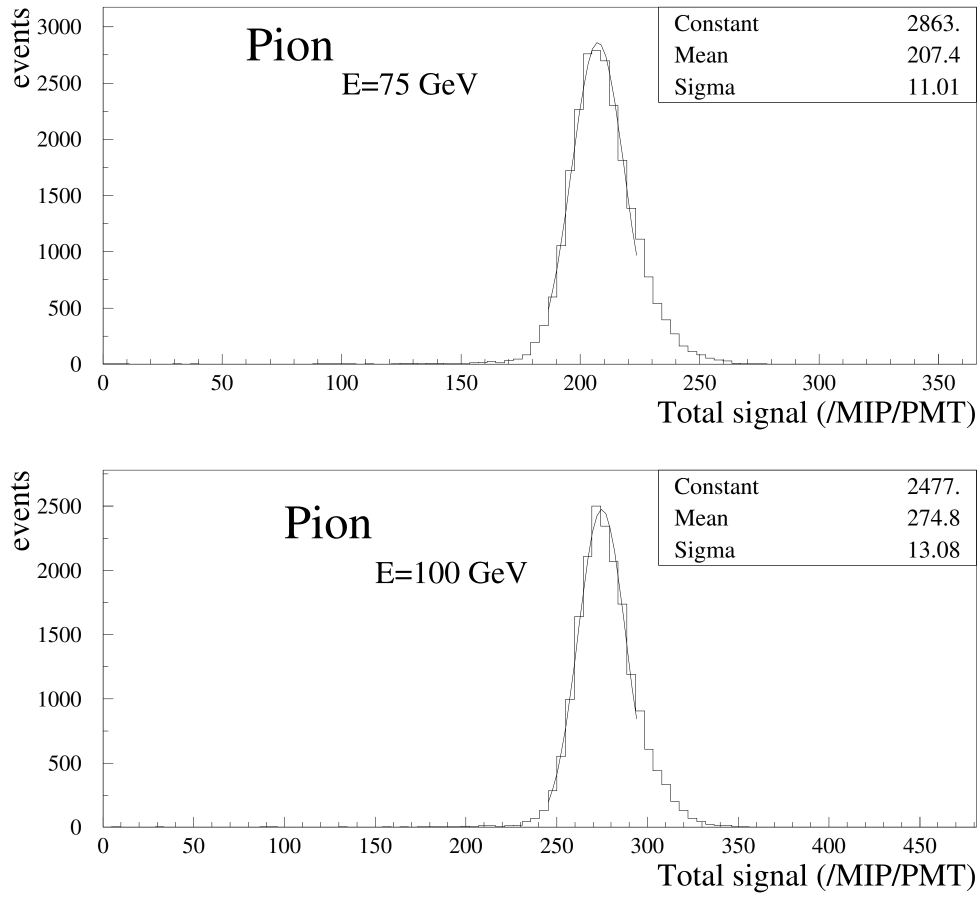


図 4.20: ビームエネルギー 75GeV、100GeV パイオン

線形性と $e/\pi$ 比

パイオンに対してのカロリメータの反応の線形性と線形性からのずれを図 (4.21 ) に示す。縦軸は上部は mean、下部は mean/energy、横軸は SWDC と Bending Magnet から求めたビームエネルギーである。図 (4.21 ) よりパイオンの線形性からのずれは最大約 1.8%(10GeV) であることが分る。

電子とパイオンの測定エネルギーの比は今回 SWDC で求めた実際のビームエネルギーが電子とパイオンでは異なる。そこで、線形性からのずれの小さいパイオンの線形性 $mean = 2.86 \times E - 1.89$ から電子を測定したビームエネルギー $(E_e)$ に対応するパイオンの平均値 $(mean_\pi)$ を求めた。この求めたパイオンの平均値と測定した電子の平均値から $e/\pi$ 比を求める。図 (4.22 ) に $e/\pi$ 比を示す。図 (4.22 ) より今回測定したデータによる $e/\pi$ 比は全エネルギー領域で $e/\pi = 0.962 \pm 0.011$ であった。

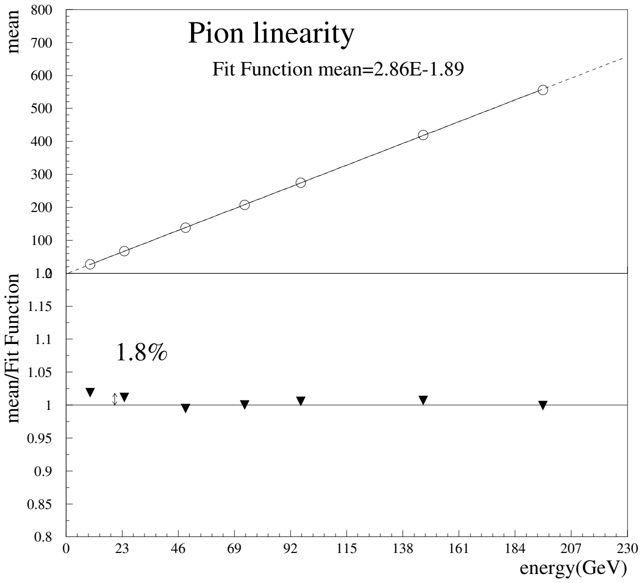


図 4.21: パイオンの線形性

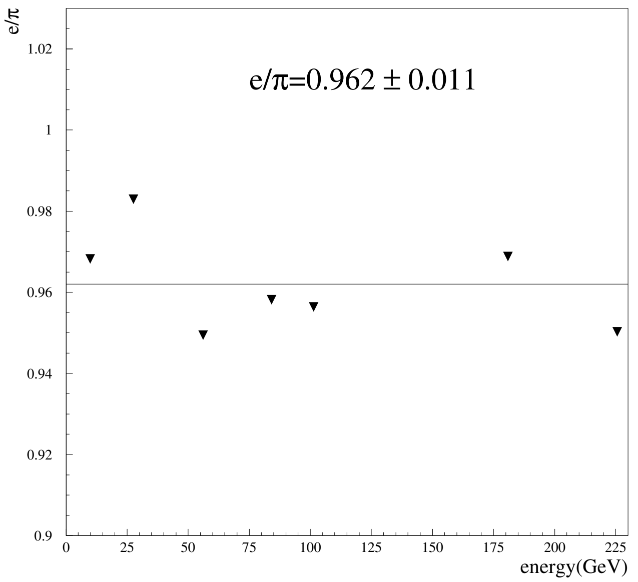


図 4.22: $e/\pi$ 比

### エネルギー分解能

次にエネルギー分解能を図 (4.23 ) に示す。横軸に入射エネルギーの平方根の逆数、縦軸にガウス分布によるフィットの標準偏差 $\sigma_\pi$ を平均値 $mean_\pi$ で割った値である。

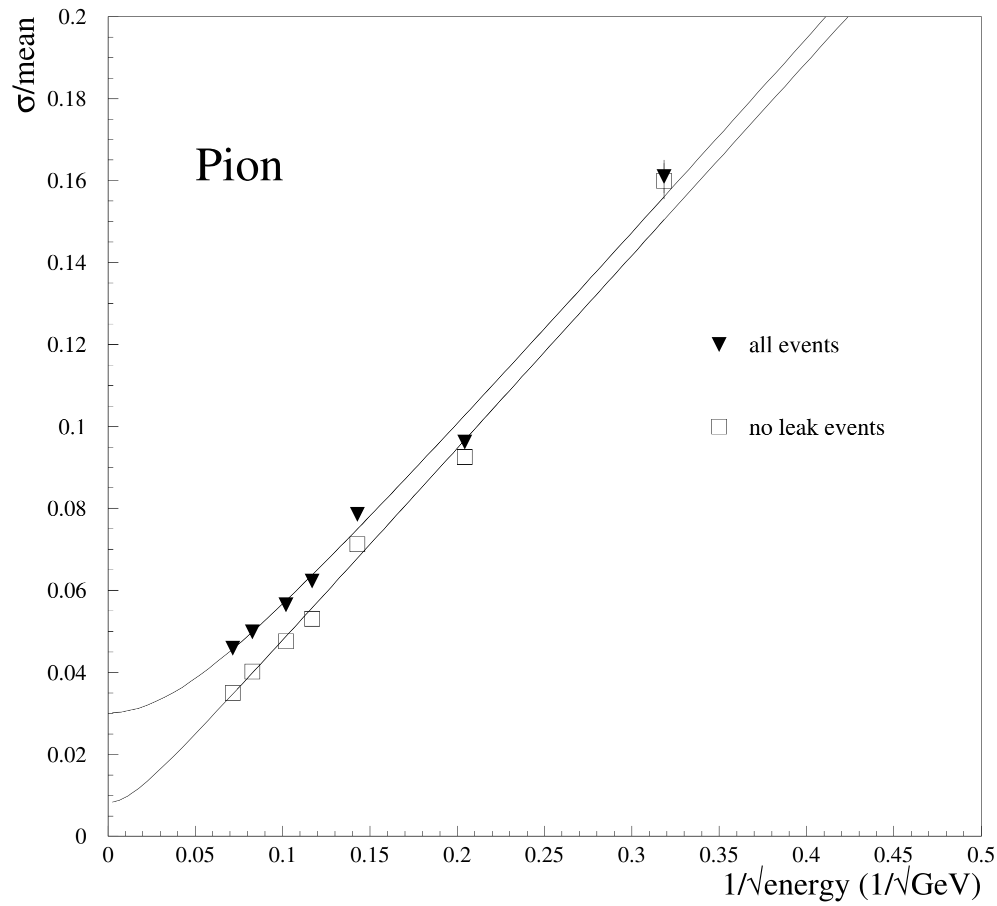


図 4.23: パイオンのエネルギー分解能

この plot を

$$\frac{\sigma_\pi}{mean_\pi} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b$$

でフィットする事により係数 $a, b$ をもとめる。全てのパイオンイベントに対して

$$a = (49.34 \pm 0.37)\% \qquad and \qquad b = (1.58 \pm 0.13)\%$$

シャワーの後方への洩れが無いイベントに対して

$$a = (47.17 \pm 0.37)\% \qquad and \qquad b = (0.83 \pm 0.20)\%$$

　これを見るとシャワーの後方への洩れが無いイベントはエネルギー分解能の定数項 (b) が小さくなった。これはシャワーの後方への洩れによる定数項への寄与が小さくなっ た為である。

### 4.4.3 キャリブレーションの誤差

キャリブレーションの誤差を見積もる為に§4-2 の方法の MIP 識別とは異なる、別の識別方法を用いてキャリブレーション定数を求めた (方法 2 )。

- カロリメータの上流下流に設置した $\mu - matrixcounter$ に各タワーに対応した 4 つの PMT のみに hit があるイベントを選択して、キャリブレーションを行なった。

この識別を満たすイベントの ADC 分布の平均値 mean を求める。これらの 2 つのキャリブレーション定数を比較する。(図 (4.24))

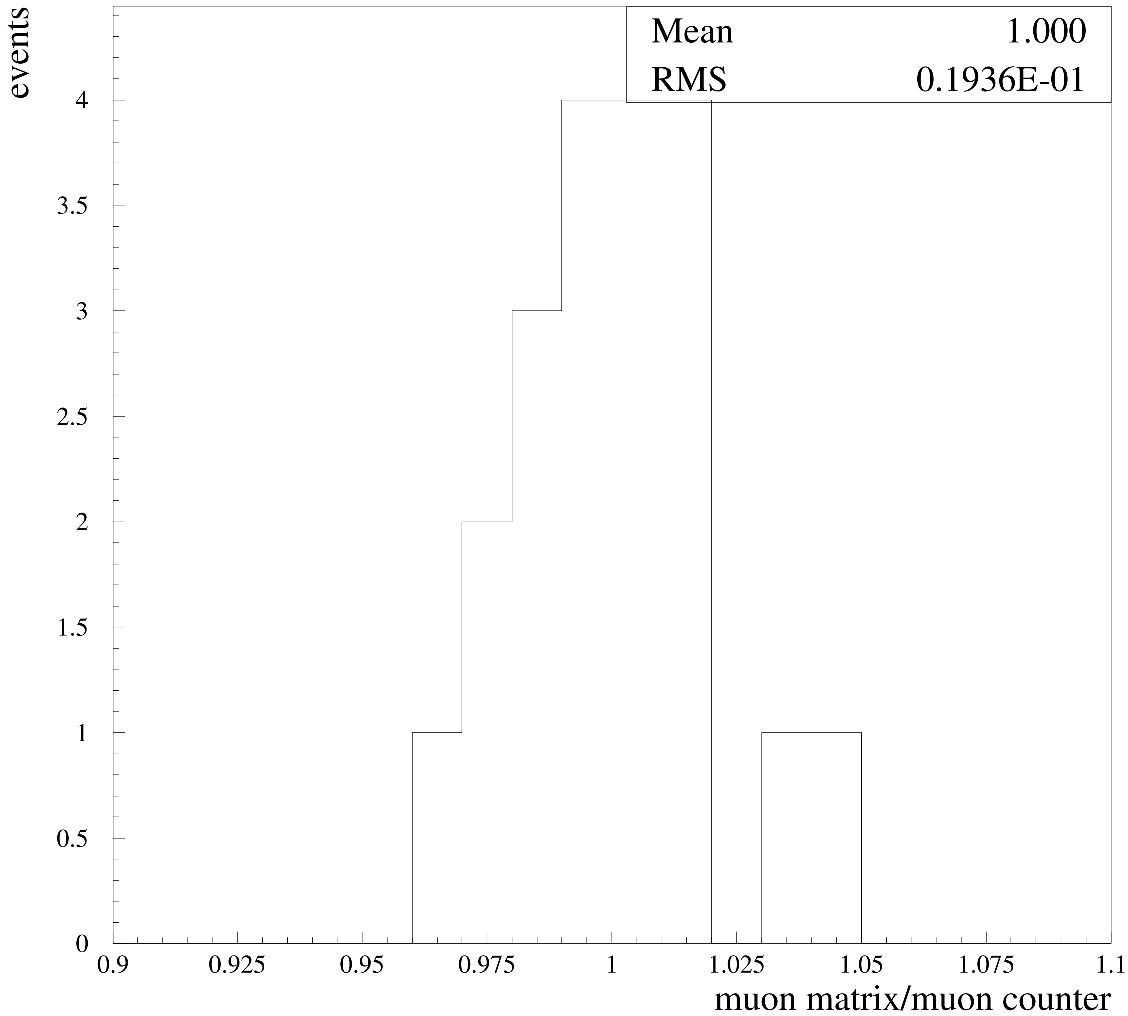


図 4.24: キャリブレーション定数の比

図 (4.24) を見るとキャリブレーションの誤差は約 2% であると見積もれる。また両者は良い一致を示しており、キャリブレーションが妥当性が示された。
次にこのキャリブレーション定数の約 2 % の誤差がカロリメータの線形性、エネルギー分解能、$e/\pi$ 比にどれだけの影響を与えるかを調べる。そのために故意にキャリブレーションコンスタントに正規乱数で標準偏差 2 % のふらつきを持たせた。そのときの 50GeV 電子、パイオンの波高分布の平均値のふらつき $\triangle(mean)$ を図 (4.25) にしめし、各エネルギーでのふらつきをまとめる。

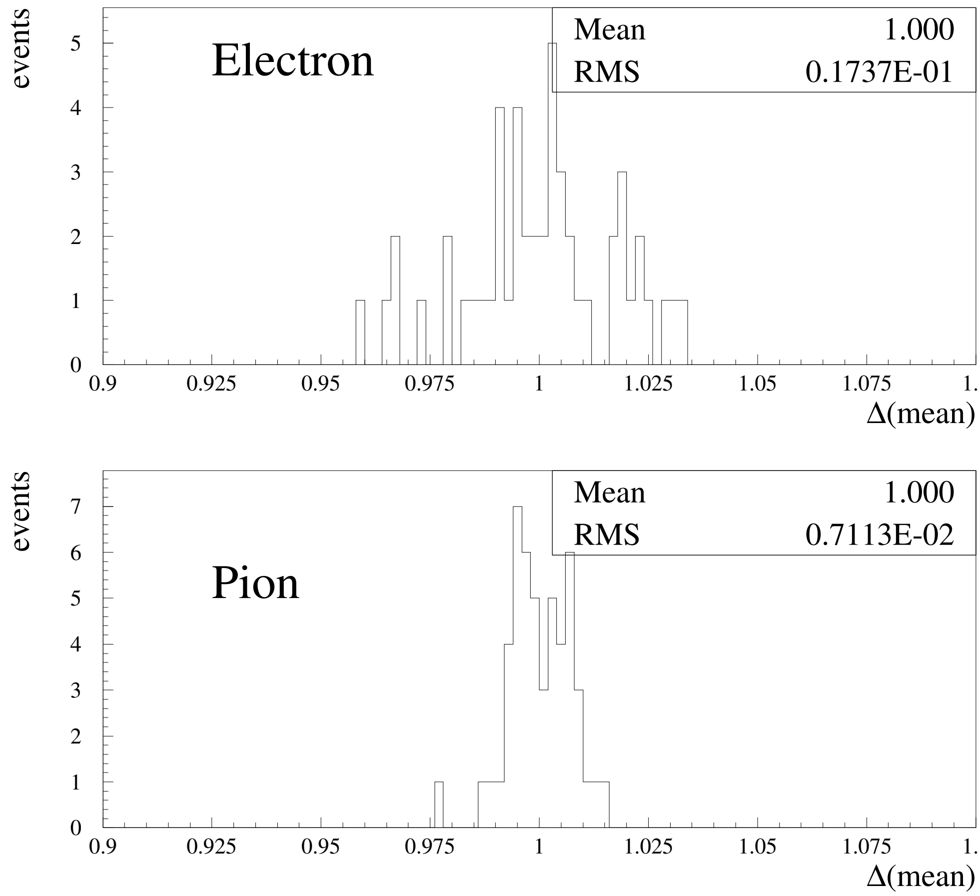


図 4.25: mean のふらつき (50GeV)

各エネルギーについてまとめると以下のとおりである。

| 粒子 | 10 GeV | 25 GeV | 50 GeV | 75 GeV | 100 GeV | 150 GeV | 200 GeV |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 電子 | 1.7% | 1.7% | 1.7% | 1.8% | 1.8% | 1.8% | 2.2% |
| パイオン | 0.7% | 0.7% | 0.7% | 0.8% | 0.8% | 0.8% | 0.8% |

表 4.1: 平均値 (mean) のふらつき

平均値のふらつきはシャワーの大半が Tower 13 Section 1 にある電子ではキャリブレーションのふらつきがそのまま平均値のふらつきに現われ、シャワーが大きく広がるパイオンでは約 0.8% であった。

次に $e/\pi$ 比のふらつき $\triangle(mean_e/mean_\pi)$ を図 (4.26) にしめす。

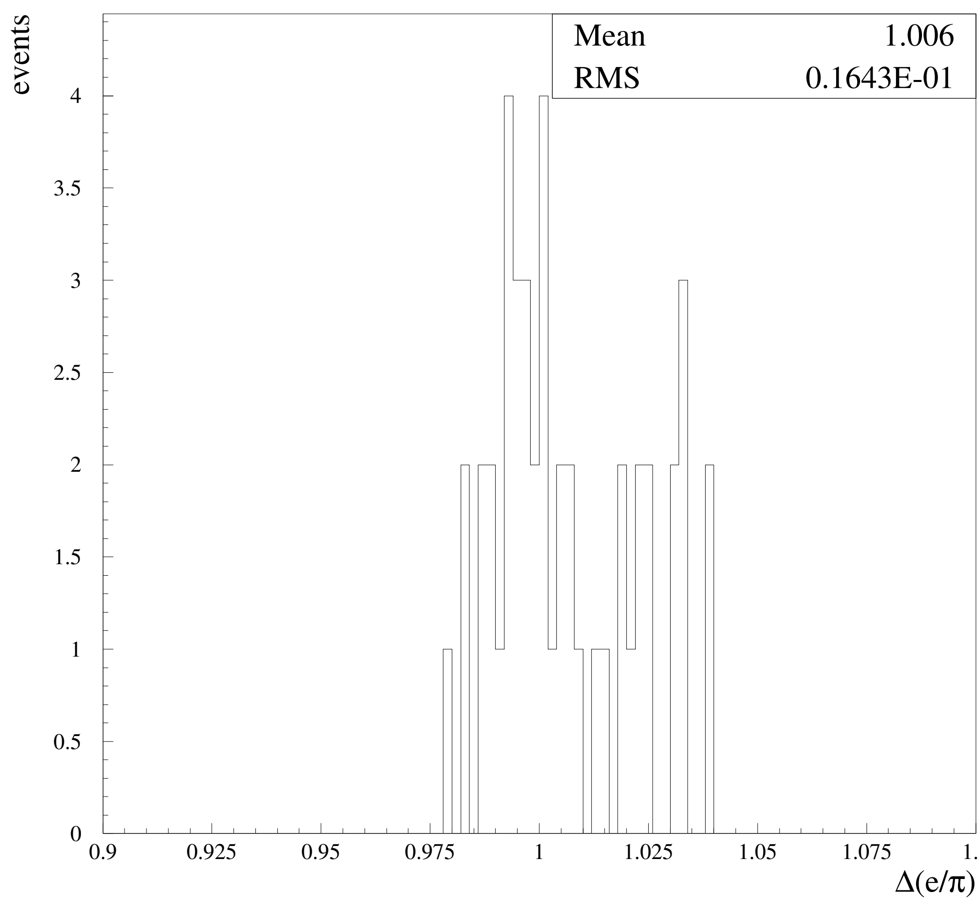


図 4.26: $e/\pi$ 比のふらつき

図 (4.26) によると $e/\pi$ 比のキャリブレーションの誤差によるふらつきは約 1.6% で

ある。

次にエネルギー分解能のふらつき $\triangle(\sigma/mean)$ を図 (4.27) にしめす。

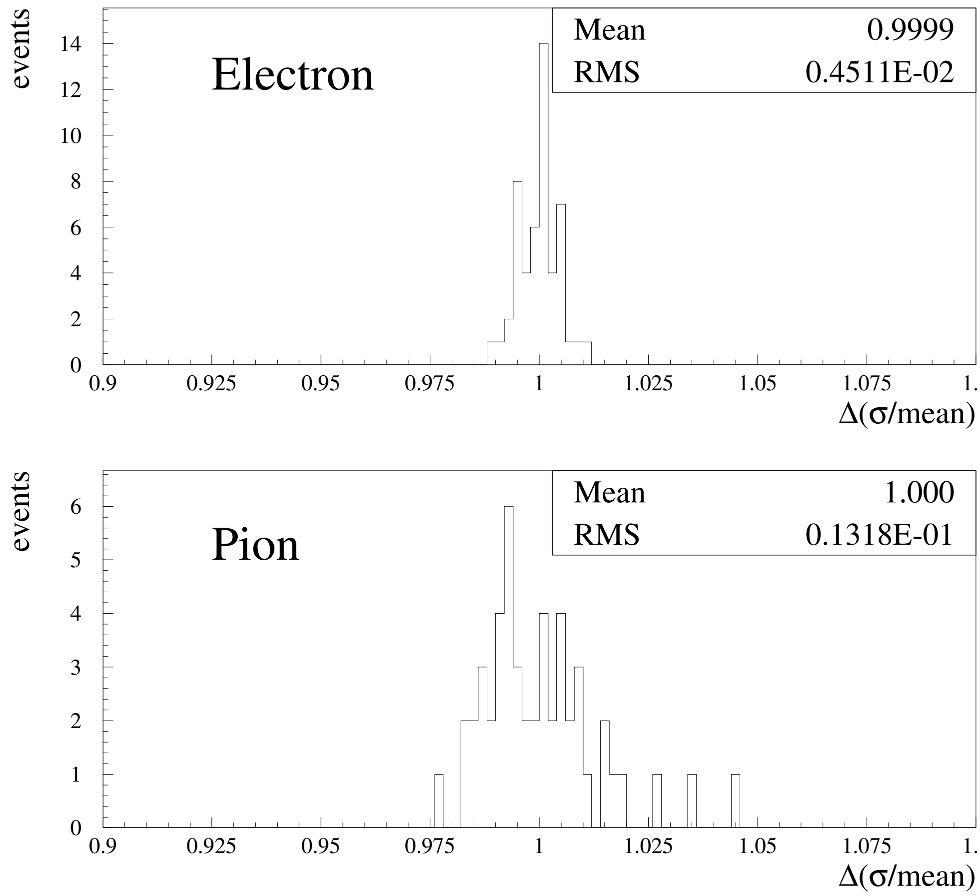


図 4.27: エネルギー分解能のふらつき

図 (4.27) より電子の場合キャリブレーションのふらつきによるエネルギー分解能のふらつきは約 0.5% であり、パイオンの場合は約 1.3% であった。

以上より、キャリブレーションの誤差は約 2% であり、キャリブレーションの誤差による $e/\pi$ 比のふらつきは 1.6% であり、エネルギー分解能のふらつきは電子で 0.5%、パイオンで 1.3% であった。

# 第5章　シミレーション

ここでは、モンテカルロによるシミレーションを行ないテストモジュールの評価を行なう。シミレーションには CERNLib の GEANT3 を使用した。

## 5.1　測定器幾何学的形状

今回、実験に使用したテストモジュールは様々な物質で構成されている、しかしこれらを細部にわたって再現する事は難しい。そこで今回テストモジュールの主な構成物質である鉛、シンチレータ、アクリル板のみで再現を行なった。実験で使用した 8mm 厚の鉛は 4mm 厚の鉛 2 枚で構成されている。又 4mm 厚の鉛の実測値は $3.91 \pm 0.08mm$ であった。そこでシミレーションで使用する鉛の厚さを 3.91mm とした。又 2mm 厚のシンチレータは 2mm 厚のアクリル板に固定されている。この鉛 2 枚とシンチレータを交互に 80 層並べた時の実測値は 1301mm であった。従って鉛-鉛間、鉛-シンチレータ間、アクリル板-鉛間に隙間があった。その隙間の実測値は $1.61 \pm 0.26mm$ であった。そこでシミレーションで使用する隙間は 1.61mm とした。以下に使用した物質の一覧を示す。

| 物質名 | 密度 $(g/cm^3)$ | 大きさ $(cm^3)$ | 数 |
|---|---|---|---|
| 鉛 | 11.35 | $100 \times 100 \times 0.391$ | 160+90 枚 |
| シンチレータタイル | 1.032 | $20 \times 20 \times 0.2$ | $25 \times 80$ 枚 |
| Bcal 用シンチレータ | 1.032 | $100 \times 100 \times 0.2$ | 50 枚 |
| アクリル板 | 1.180 | $100 \times 100 \times 0.2$ | 80 枚 |

表 5.1: シミレーションに使用した測定部品

## 5.2　入力パラメータ

使用した粒子は 10,25,50,75,100,150,200GeV の電子、パイオンと 50GeV のミューオンである。GEANT3 にはハドロンの相互作用を計算するルーチンとして、GEISHA と FLUKA の二つが存在するが、今回は GEISHA を使用した。以下に今回使用した粒子をトラッキングする際に必要なカットオフエネルギーを示す。カットオフエネ

ルギーとは GEANT3 において粒子運動エネルギーがこのエネルギー以下になったときにトラッキングを中止するパラメータである。

| 粒子 | カットオフ エネルギー |
|---|---|
| 光子 | 10 keV |
| 電子 | 10 keV |
| 中性ハドロン | 10 keV |
| 荷電ハドロン | 10 keV |
| $\mu$ 粒子 | 10 keV |

表 5.2: カットオフエネルギー

## 5.3 GEANTデータの解析

### 5.3.1 キャリブレーション

実験ではテストモジュールの各タワーを通過した 50GeV のミューオンでキャリブレーションを行なった。そこで GEANT のデータも同様に扱いキャリブレーションを行なった。これによって実験の値も GEANT の値も単位が (/MIP/PMT) となり直接比較することが出来る。図 (5.1) に 100GeV パイオンのカロリメータ全体の波高分布を示す。

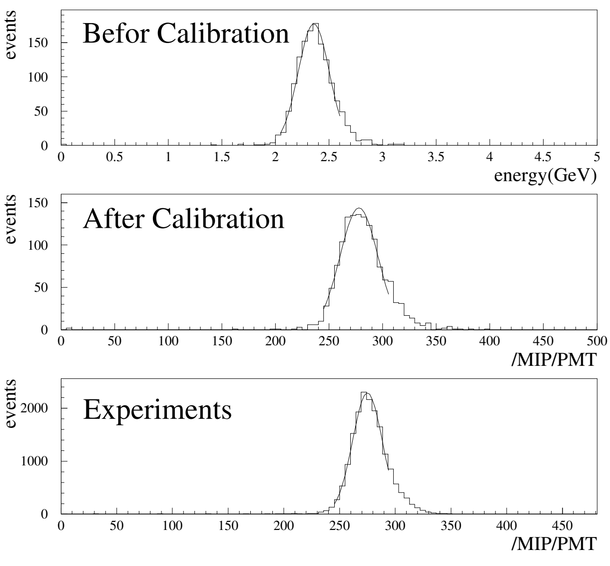


図 5.1: キャリブレーション前後の 100GeV パイオン

### 5.3.2 シャワーの洩れ

横方向へのシャワーの洩れ

横方向へのシャワーの洩れを調べるために実験と同じようにカロリメータを 3 つの部分 (図 (4.15 ) 参照) に分割して各部分にどれだけのエネルギーが測定されるかを調べる。
図 (5.2) は各部分で測定されたエネルギーの全体のエネルギーに対する割合を示したものである。

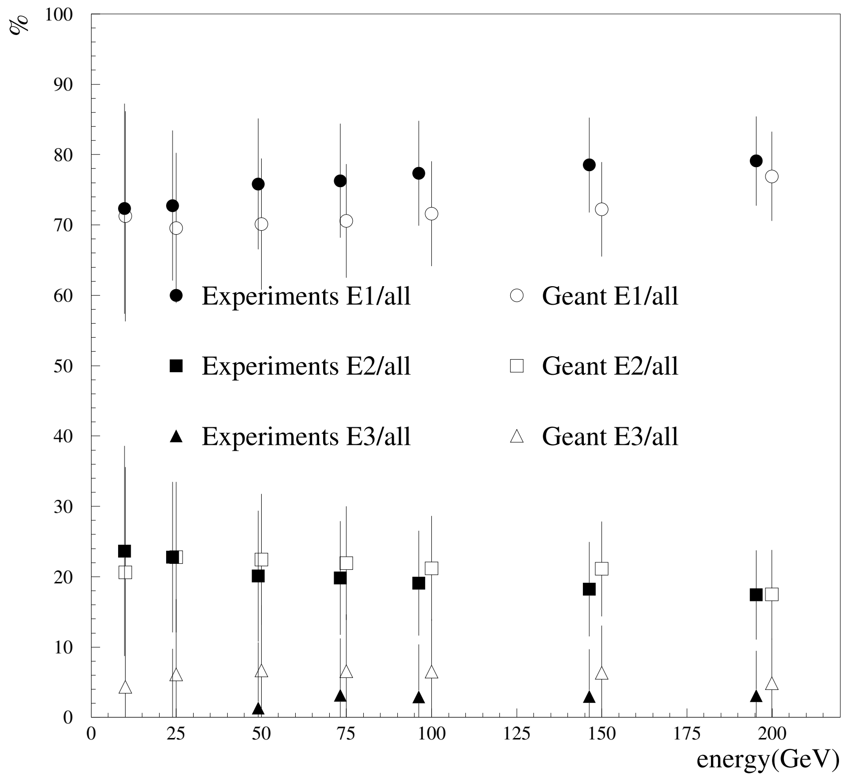


図 5.2: 各部分で測定されたエネルギーの割合

横軸はエネルギー、縦軸は全体に対する各パートのエネルギーの割合である。
図 (5.2) からシミレーションは中心部 (E1) で少し割合が小さく、周辺部 (E3) で割合が大きい。

奥行き方向へのシャワーの洩れ

　奥行き方向のシャワーの洩れは実験と同じようにシンチレーター 5 枚のみで出来ている Bcal １０層目の波高分布でカットをかける。カットは Bcal １０層目において MIP 波高分布以下のイベントをシャワーの洩れの無いイベントとして選択した。全体のパイオンイベントに対してシャワーの洩れの無いイベントの割合を図 (5.3) に示す。

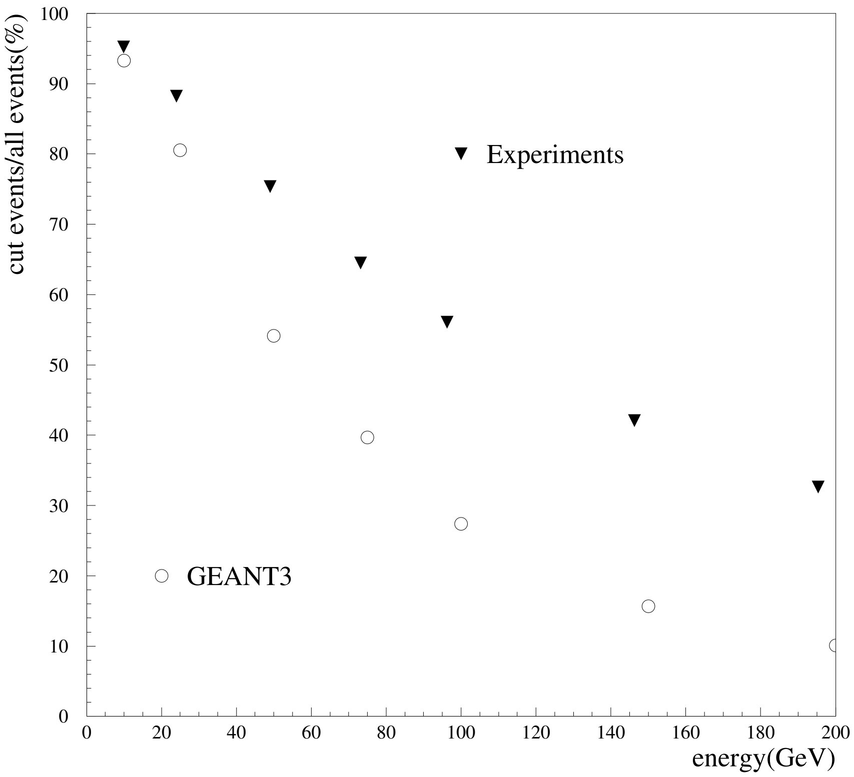


図 5.3: 全体に対するシャワーの洩れの無いイベントの数

横方向のシャワーの洩れ、奥行き方向のシャワーの洩れを調べた以上の結果より、シミレーションは実験よりもシャワーの広がりが大きく、完全には実験と一致しない。

### 5.3.3 シミレーションでの線形性とエネルギー分解能

線形性

電子の線形性を図 (5.4) に示す。これを見ると線形性からのずれは約 0.5% と良い線形性がある。しかし平均値 mean はエネルギーが大きくなるにつれて実験から離れて行く傾向にある。

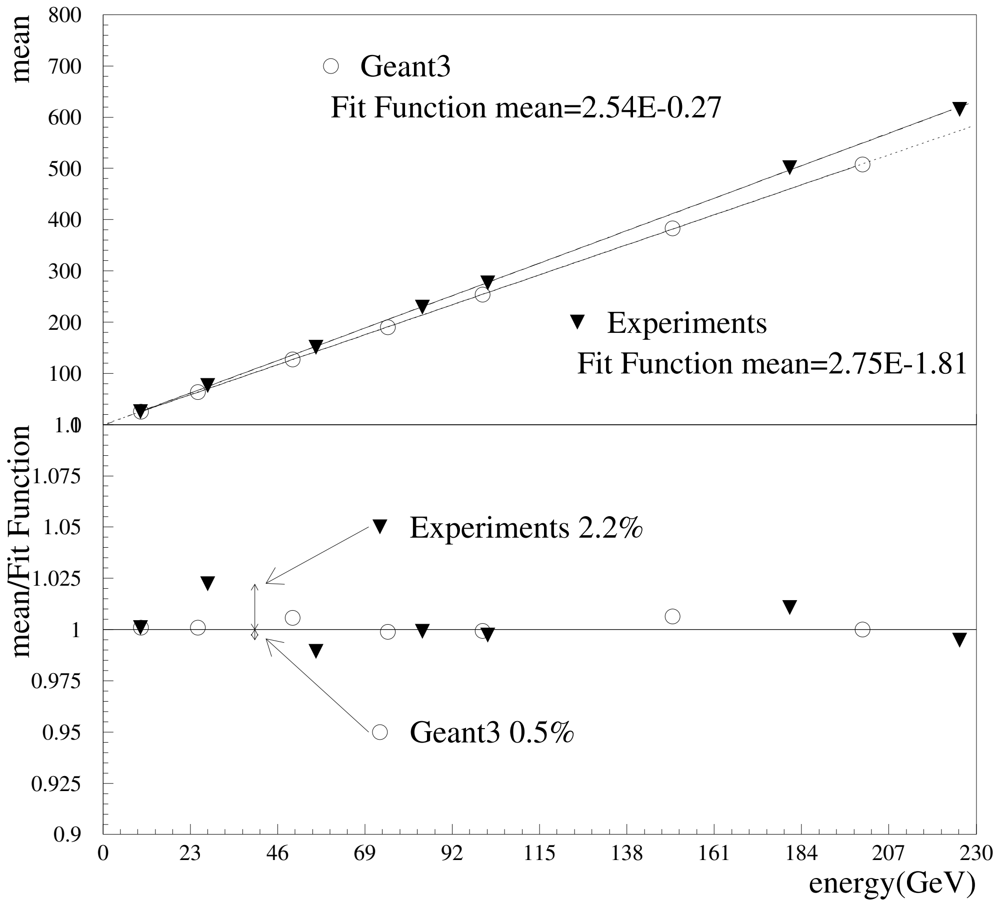


図 5.4: 電子の線形性

次に、パイオンの線形性を図 (5.5) に示す。パイオンの線形性からのずれは 2.3% であった。

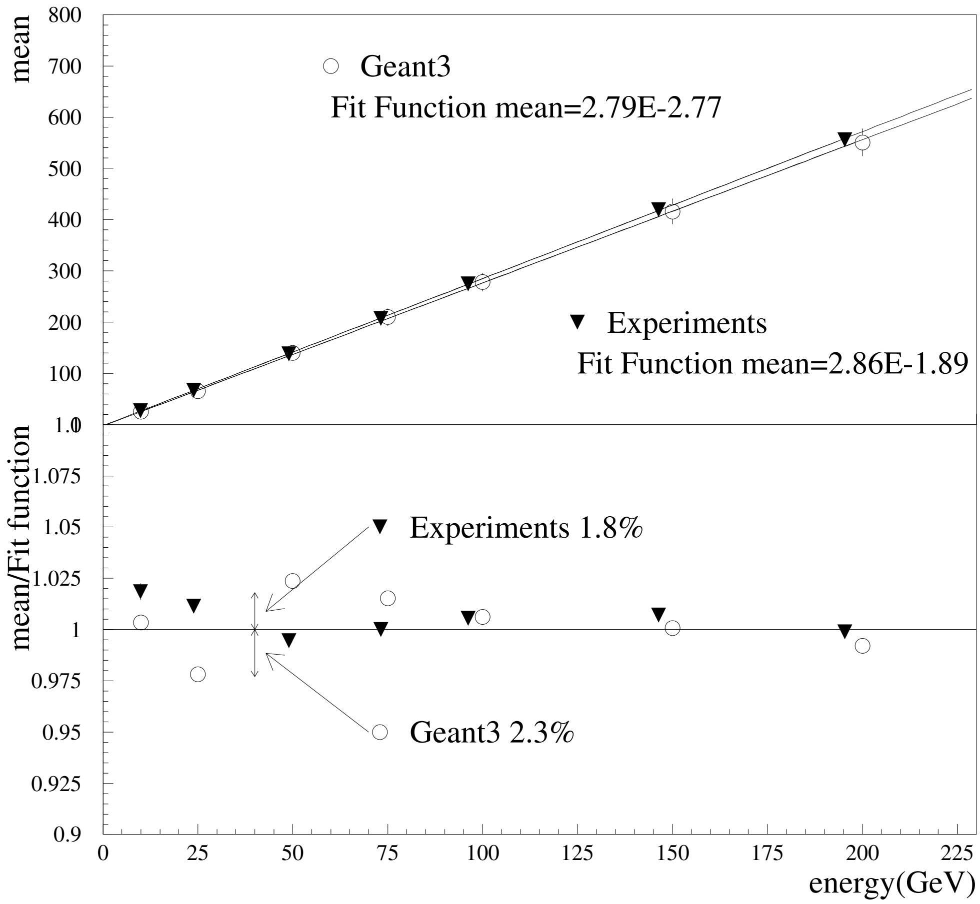


図 5.5: パイオンの線形性

次に $e/\pi$ 比を図 (5.6) に示す。シミレーションは電子、パイオン共に同じエネルギーで行なった為に、そのまま比較することが出来る。高エネルギーでは電子の測定値が小さくなっている為に $e/\pi$ 比が小さくなっている。全エネルギー領域での $e/\pi$ 比の平均値は $e/\pi = 0.93 \pm 0.031$ であった。

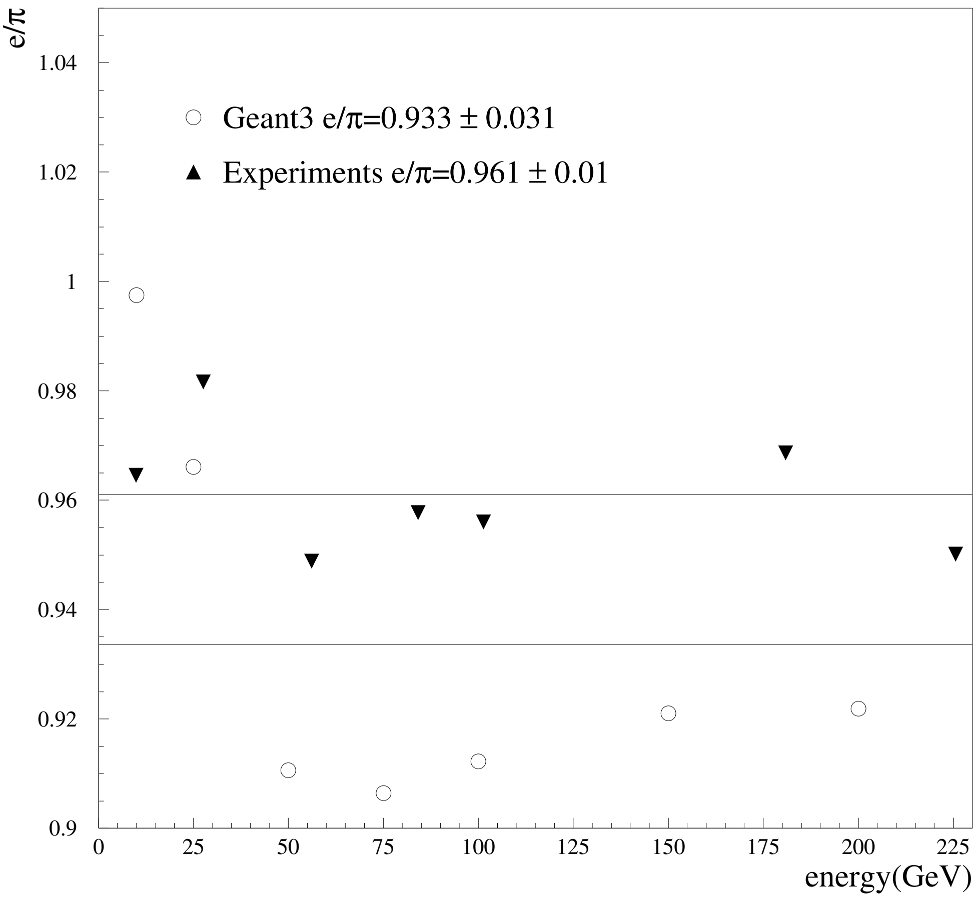


図 5.6: $e/\pi$ 比

### エネルギー分解能

電子のエネルギー分解能を図 (5.7) に示す。

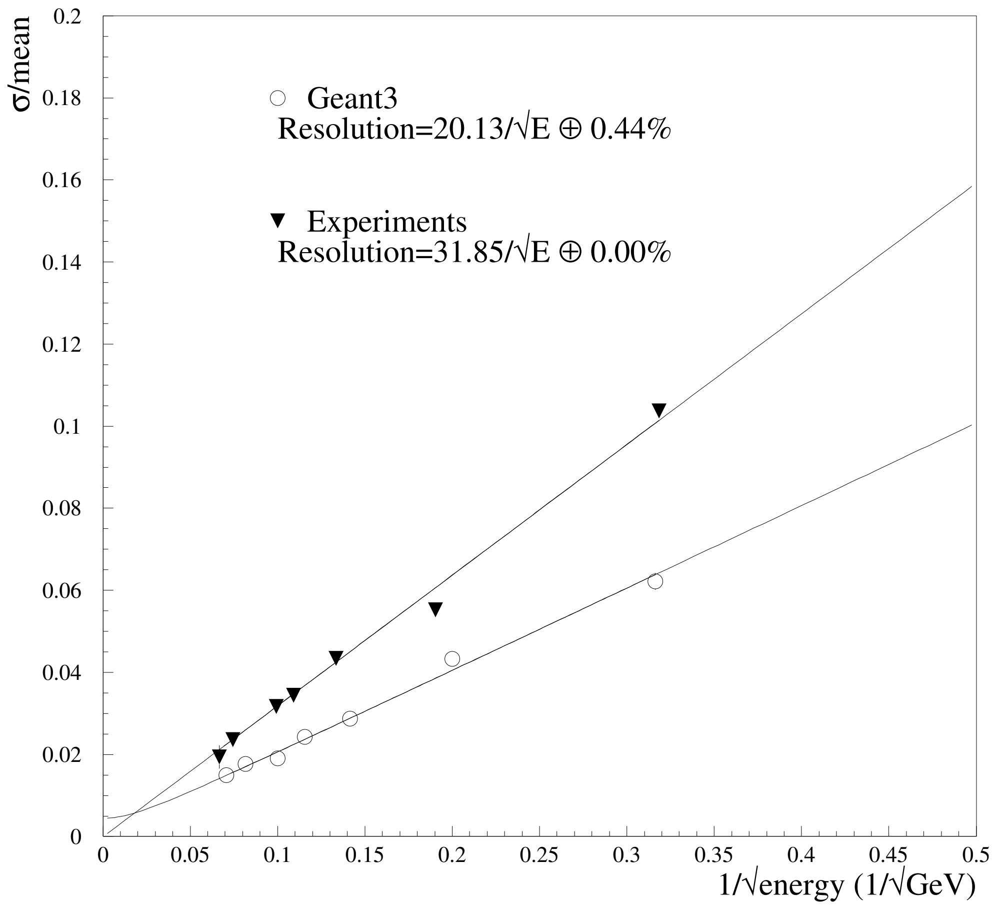


図 5.7: 電子のエネルギー分解能

シミレーションのエネルギー分解能は

$$\frac{\sigma}{mean} = \frac{(20.13 \pm 0.43)\%}{\sqrt{E}} \oplus (0.44 \pm 0.19)\%$$

である。電子のエネルギー分解能は実験と大きく異なっている。

パイオンのエネルギー分解能を図 (5.8) に示す。

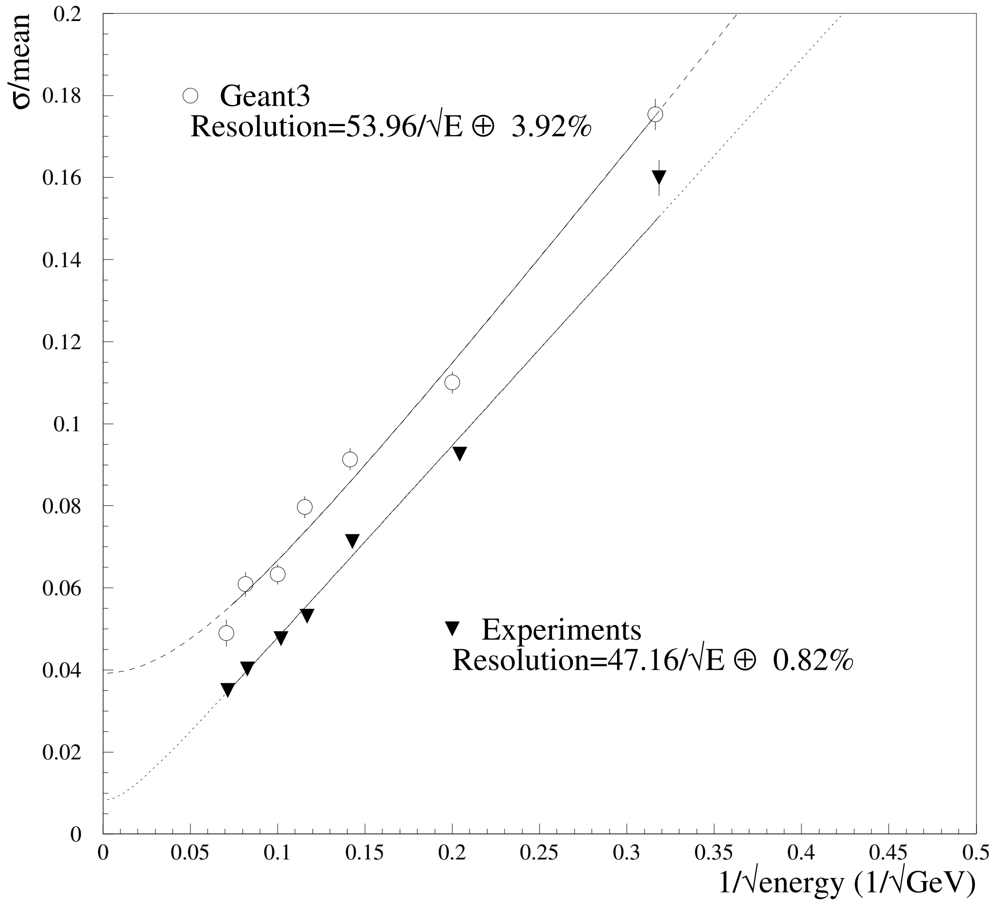


図 5.8: パイオンのエネルギー分解能

パイオンのシミレーションによるエネルギー分解能は

$$\frac{\sigma}{mean} = \frac{(53.96 \pm 1.10)\%}{\sqrt{E}} \oplus (3.92 \pm 0.29)\%$$

である。シミレーションではパイオンのシャワーの広がりが実験と異り、広がりが大きかった。後方へのシャワーの洩れは Bcal 10 層目でカットすることにより測定器外へのシャワーの洩れの無いイベントを選択できたが、横方向への測定器外へのシャワーの洩れはカットしていない。その為にシャワーの洩れに影響するエネルギー分解能の定数項が実験より大きい。

# 第6章　まとめと議論

今回はタイルファイバー型ハドロンカロリメータのテストモジュールをビームエネルギー10-200GeVの電子、パイオンビームでの応答を測定した。

## 線形性

電子では10-200GeVで最大2.2%(25GeV)以下の範囲で保たれていた。パイオンでは10-200GeVで最大1.8%(10GeV)以下の範囲で保たれていた。
低エネルギーではシングル粒子以外にビームライン上流でシャワーを起こした、粒子が混ざって、低エネルギー側にテールを引いる。そのために平均値meanが小さい方にシフトしている。このことが低エネルギー領域で線形性からのずれが大きくなった原因であると思われる。

## $e/\pi$比

$e/\pi$比は実験では

$$e/\pi = 0.96 \pm 0.01$$

であった。
ハドロンシャワーが横方向に全体の約2%のエネルギーの洩れがあり、ハドロンシャワーの平均値を小さい方に変化させている。
シミレーションでは$e/\pi$比は

$$e/\pi = 0.93 \pm 0.03$$

であった。
以前の実験エネルギー領域1-4GeVの$e/\pi$比

$$e/\pi = 1.06 \pm 0.01$$

から見ると小さめの値いであった。しかし1からのずれを考えるとほぼ補償型を満たしている。

### エネルギー分解能

エネルギー分解能は電子に対して

$$\frac{\sigma}{mean} = \frac{(31.86 \pm 0.20)\%}{\sqrt{E}} \oplus (0.00 \pm 0.41)\% \qquad \text{: 実験}$$

$$\frac{\sigma}{mean} = \frac{(20.13 \pm 0.43)\%}{\sqrt{E}} \oplus (0.44 \pm 0.19)\% \qquad \text{: シミレーション}$$

パイオンに対して

$$\frac{\sigma}{mean} = \frac{(47.16 \pm 0.37)\%}{\sqrt{E}} \oplus (0.83 \pm 0.20)\% \qquad \text{: 実験}$$

$$\frac{\sigma}{mean} = \frac{(53.96 \pm 1.10)\%}{\sqrt{E}} \oplus (3.92 \pm 0.29)\% \qquad \text{: シミレーション}$$

であった。

JLC で要求されるエネルギー分解能はハドロンに対して

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{40\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$$

である。しかし今回の実験ではこの要求を完全に満たしているとは言えなが、ほぼ満たしていると言える結果になった。又電子に対してのエネルギー分解能も以前に行なった低エネルギーでの実験とも一致していない。これは今回は平均値を用いたビームエネルギーのイベント毎のふらつき (約 2%) や、ビームライン上流でシャワーを起こしたイベントの除去が完全で無かったのが原因かも知れない。

シミレーションに関して、GEANT3 では以前からハドロンの相互作用を完全に再現することは出来ない事は知られていた。そこで最近リリースされた GEANT4 によるハドロンシミレーションを行ないその結果とも比較する必要がある。

# 謝辞

本研究をまとめるにあたり、御指導を頂いた指導教官である信州大学竹下徹先生に深く感謝を申しあげます。実験等で多くの指導、助言を下さった高エネルギー加速器研究機構 藤井芳明先生、神前純一先生、神戸大学 武田廣先生、野崎光昭先生、川越清以先生、甲南大学 梶野文義先生、筑波大学 金信浩先生、原和彦先生、大石竜太郎先生、Texas A&M 掃部 輝機先生に深く感謝致します。
また、ともに実験および解析を行なった魚住聖氏、太田辰郎氏、杉本佳之氏、竹内彰氏、中川敦子氏を始めとするJLCカロリメータグループの皆様に深く感謝します。

# 関連図書


[1] K, クラインクネヒト: 粒子線検出器 -放射線計測の基礎と応用-:培風館:1987

[2] Richard Wigmans: Preformance and Limitations of Hadron Calorimeters: CERN-PPE/91-205: 1991

[3] E.Bernardi : Performance of a Compensating Lead-Scintillator Hadronic Calorimeter Nucl. Instrum. Methods Res. A262(1987)229-242

[4] Beam tests of composite calorimeter configurations from reconfigurable-stack calorimeter: Nucl. Instrum. Methods Res. A329(1993)50-61

[5] 戸枝 武明: JLC 補償型ハドロンカロリメータのテストモジュールの研究: Master Thesis:1998

[6] 加賀 志穂佳: JLC タイルファイバー型ハドロンカロリメータの研究: Master Thesis:1999

[7] 石崎 智子: JLC ハドロンカロリメータ試作器の性能評価 Master Thesis:1999