概 要

ヒッグス粒子、超対称性粒子の探索およびその精密測定を主な目的とした電子・陽電子衝突型線形加速器実験 (JLC) 計画が進められている。この実験に用いる検出器の一部に粒子のエネルギー測定をする検出器 (カロリメータ) があり、そのカロリメータに関する研究開発を行った。

1998 年に製作されたカロリメータテストモジュールはシンチレーター板 (2 mm 厚) に信号読み出し用波長変換ファイバーをはめ込んだ検出層と鉛板 (8 mm 厚) の吸収層を交互に 125 層重ねたサンプリングカロリメータである。カロリメータに入射した粒子は、吸収層 (鉛) で電磁シャワー、ハドロンシャワーを起こす。検出層 (シンチレーター) はシャワーを構成する粒子が通過するときにシンチレーション光を発する。その光は波長変換ファイバーで吸収され、クリアファイバーを通して光電子増倍管で電気信号として読み出される。鉛とシンチレータの厚さの比を 4 : 1 にすることにより、電磁シャワーとハドロンシャワーに対する応答を等しくしている。このようなカロリメータは補償型と呼ばれ、エネルギー分解能をよくすることができる。

カロリメータテストモジュールの高エネルギー領域での性能評価とハドロンシャワーの研究のため、米国フェルミ国立加速器研究所のメソンテストビームラインにおいてテスト実験を行った。そのテスト実験で運動量 10 GeV/c $\sim$ 200 GeV/c の電子、π 中間子、μ 粒子を用いてデータ収集を行い、カロリメータの性能評価を行った。

その結果、カロリメータテストモジュールのエネルギー分解能、応答の線形性、純ハドロンシャワーに対する電磁シャワーの応答比 (e/h 比) について以下の結果を得た。

入射粒子	エネルギー分解能	応答の線形性からのずれ	e/h 比
π^-	$(25.1 \pm 0.2)\%/\sqrt{E} \oplus (1.8 \pm 0.1)\%$	4%以内 (10〜180 GeV/c)	1.01
e^-	$(46.0 \pm 0.2)\%/\sqrt{E} \oplus (1.9 \pm 0.1)\%$	4%以内 (10〜200 GeV/c)	

ここで E は GeV 単位で測定したエネルギーを表わし、誤差は統計誤差のみを示している。以上の結果は我々の要求するカロリメータの性能に近いものになっている。

また、π 中間子シャワーの奥行き方向 (入射方向) の平均発達について研究を行った。これまで電子や光子が起こす電磁シャワーの発達については比較的よく研究され理解されているのに対して、π 中間子等が起こすハドロンシャワーについてはあまりよくわかっていない。本研究の結果、π 中間子シャワーの奥行き方向の発達の平均的な形は、電磁シャワーの場合と同じ関数形で記述できることがわかった。

目 次

図 目 次

表目次

第1章　JLC計画

1.1　Japan Linear Collider (JLC) 計画

素粒子物理学は、極微の世界を構成している究極の粒子について研究し、それらの間に働く相互作用の解明を目的としている。現在素粒子物理学の成果は、標準模型という理論体系の枠組みの中で実験的にも理論的にも素粒子間に働く相互作用等がよく記述されている。しかし、この標準模型の最も重要なメカニズムである自発的対称性の破れを担うヒッグス粒子は未だに発見されていない。また、標準模型は電弱相互作用のエネルギースケールまでの実効的な理論であり、これより大きなエネルギースケールでも成立する究極の素粒子理論ではあり得ない。このような標準模型の完全な検証と理論の探求及び研究のためには、高エネルギー加速器の存在は不可欠である。このため、現在世界中でさまざまな加速器が計画されている。

陽子衝突型円形加速器は、電子と比較すると陽子は質量が非常に大きいために制動輻射によるエネルギーの損失が少なく、電子よりずっと高いエネルギーまで加速することができる。現在、ヨーロッパの CERN 研究所では Large Hadron Collider (LHC) と呼ばれる重心系エネルギー 14 TeV、ビーム輝度 $10^{34}\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ の陽子・陽子衝突型加速器の建設が進められている。

電子衝突型円形加速器では電子の質量が陽子の質量の約 1/1800 であるため、曲線部で曲げられた時に生じる制動輻射のためのエネルギー損失 (質量の 2 乗に反比例し、半径の 4 乗に反比例する) が大きく、高エネルギーの加速器を作るためには広大な土地が必要となる。この制限により、重心系エネルギーで 200 GeV 程度が限界である。その欠点を補うためには、円形でなく線形の加速器を使えば電子を効率的に加速できる。衝突に費やされる有効エネルギーを陽子衝突型加速器 (例えば LHC) と同程度にできる上、新しい物理現象の探索においてはその精密測定が可能である。

1986 年、高エネルギー加速器研究所 (KEK) から標準模型を越える高エネルギー領域の物理現象の研究を目指す電子・陽電子衝突型線形加速器 Japan Linear Collider (JLC) の研究計画が発表された。この線形加速器は 2 つのダンピングリングと約 30 km の線形の加速管からなり、衝突点には JLC 検出器が置かれる。JLC 加速器を図 1.1 に、JLC 検出器の断面図を図 1.2 に示す。第一期計画 (JLC–I) では重心系エネルギー 300 ~ 500 GeV、ビーム輝度 $5 \times 10^{33}\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ を目指している。第一期計画終了後、重心系エネルギーを 1.5 TeV まで増強し、標準模型を越える物理現象の探索を目指す。

1.2　JLC カロリメータ

カロリメータは粒子のエネルギーを測定するためのものである。JLC では補償型と呼ばれる鉛とプラスチックシンチレータからなるサンプリングカロリメータ（CAL）を用いる計画である。このカロリメータは、光子同定部（PS）、位置検出部（Si）、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。EM 部は 29 X_0、HAD 部は 5.6 λ_I の厚さを持つ。ここで、X_0 と λ_I はそれぞれ放射長、原子核相互作用長である。

1.3　JLC の物理から要請されるハドロンカロリーメータの性能

JLC 実験で研究される物理テーマの一つにヒッグス粒子の発見およびその粒子に関する精密測定がある。図 1.3 に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様々な生成過程の断面積を示した。JLC 実験ではヒッグス粒子は主に Z^0 粒子を付随して生成される。その生成過程のファインマン図を図 1.4 に示した。ヒッグス粒子の崩壊過程はその質量（m_H）に依存し、横軸にヒッグス質量として崩壊分岐比を図 1.5 に示した。比較的軽い（m_H <130 GeV/c^2）ヒッグス粒子はボトム・反ボトムクォーク対に、重いヒッグス粒子は $W^\pm$ ボソン対または Z^0Z^0 ボソン対に崩壊する。$W^\pm/Z^0$ ボソンは主にクォーク・反クォーク対に崩壊し、クォークはジェット（ハドロン粒子群の束）として観測される。したがって、ヒッグス粒子や Z^0 粒子の主要崩壊過程にはジェットを含む。ヒッグス粒子の質量精密測定には、ジェットのエネルギーを正確に測定する必要がある。そのためエネルギー分解能の高いエネルギー測定器（カロリメータ）が必要とされる。また、Z^0 粒子を付随したヒッグス生成過程に対するバックグランド事象として W^+W^- 対生成事象（$e^+e^- \to W^+W^-$）があるが、Z^0 粒子と $W^\pm$ 粒子を再構成された質量から識別するためには高いエネルギー分解能が要求される。シュミレーションデータを用いて、エネルギー分解能に対する質量分解能の影響を調べたものを図 1.6 に示す [1]。ここで、ヒッグス粒子の質量を m_H =80 GeV/c^2 として $e^+e^- \to H(\to b\bar{b}) + Z^0(\to \nu\bar{\nu})$ 過程から生じる 2 つのジェット事象を再構成した。分解能が悪化するにつれて再構成した質量分布にテール成分が増えている。また、再構成した質量分布を 6 GeV、12 GeV ずらして重ねた分布を図 1.7 に示す。$W^\pm/Z^0$ を 3σ で十分分離するためには、$40\%/\sqrt{E}$ 程度のエネルギー分解能が必要である。この結果から我々はハドロンカロリメータに対して $40\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ を要求する。ただし、E は単位 GeV で測ったエネルギーである。

DETECTOR	TYPE	CONFIGURATION	PERFORMANCE
Solenoid		Diameter = 9 m Length = 10 m Field = 2 Tesla	
Return Yoke		Diameter = 16 m Length = 16 m Weight = 12 kton	
VTX	Silicon CCD	Pixel Size : 25 μm # of layers : at least 3 layers Layer Position : r = 2.5, 5.0, 7.5 cm Thickness : 500 μm/layer $\|\cos\theta\| < 0.95$	Position Resolution : σ=7.2 μm Impact Parameter Resolution δ (μm): δ^2=11.4^2 + $(28.8/p)^2/\sin^3\theta$
CDC	Small-cell Jet Chamber	Radius : r = 0.3 - 2.3 m Length : l = 4.6 m # of Sampling = 100 $\|\cos\theta\| < 0.70$ (full sampling) $\|\cos\theta\| < 0.95$ (20 sampling)	Position Resolution : σ_X=100 μm (/axial wire) σ_Z=2 mm (/stereo wire) Momentum Resolution: $\sigma_{P_t}/P_t = 1.1 \times 10^{-4} P_t \oplus 0.1\%$ $\sigma_{P_t}/P_t = 5 \times 10^{-5} P_t \oplus 0.1\%$ (with vertex constraints)
CAL	Lead + Plastic Scintillator Sandwitch (Compensated)	EM part | thickness : 29 X_0 cell size : 10 cm $\times$ 10 cm HAD part | thickness : 5.6 λ_I cell size : 20 cm $\times$ 20 cm Si Pad : pad size = 1cm $\times$ 1cm $\|\cos\theta\| < 0.99$	Energy Resolution : σ_E/E=15%/$\sqrt{E}$$\oplus$1% (EM) σ_E/E=40%/$\sqrt{E}$$\oplus$2% (hadron) Si Pad Position Resolution : σ = 3 mm Si Pad e/π Rejection = 1/50
MUON	Single Cell Drift Chamber	# of Superlayers : 6 $\|\cos\theta\| < 0.99$	Position Resolution : σ = 500 μm $P_t > 3.5$ GeV/c(barrel)

表 1.1: JLC 測定器の諸性能。


JLC(Japan Linear Collider)
全長約30kmの線形加速器で電子と陽電子を加速し、衝突させる。
重心系エネルギー： ~ 500 GeV(JLC-1), ~ 1.5 TeV
ルミノシティー：5×10^{33} cm^{-2}sec^{-1}
電子リニアック
衝突点
陽電子リニアック
幅
数十m
ダンピングリング
ダンピングリング
バンチコンプレッサー
バンチコンプレッサー
入射リニアック
入射リニアック
e^-
e^+
約30 km

図 1.1: JLC 計画。

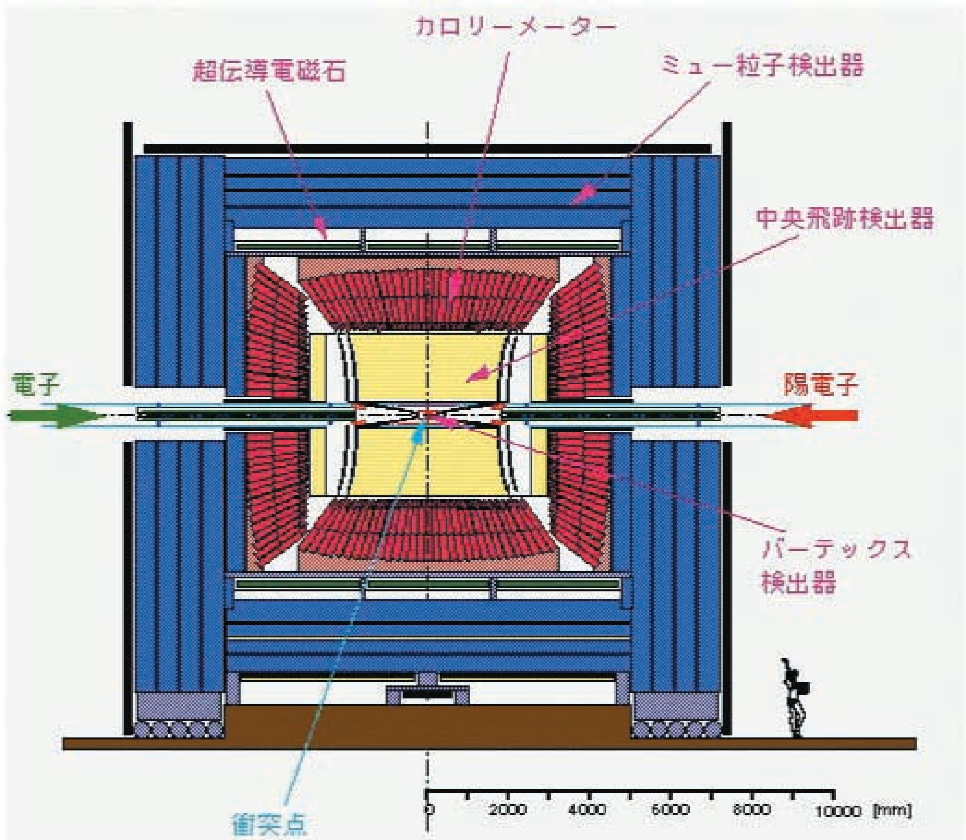


図 1.2: JLC 検出器の断面図。

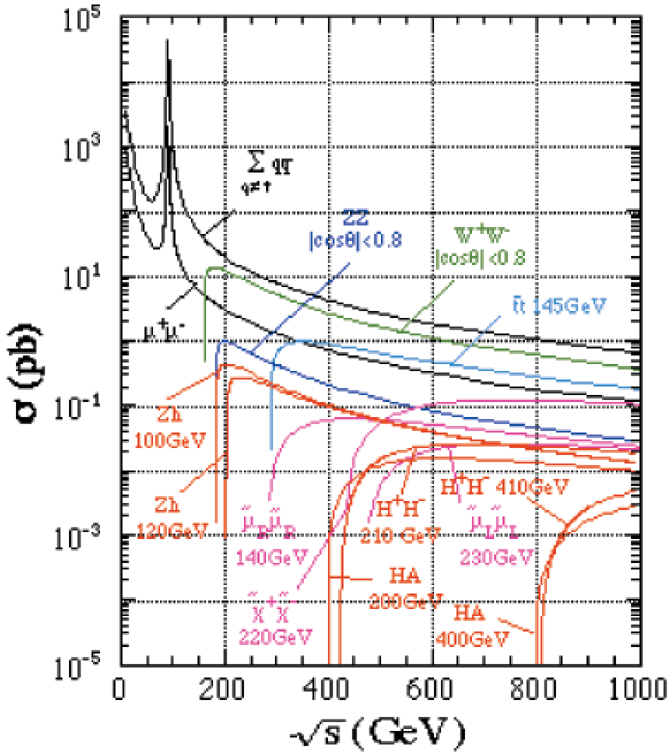


図 1.3: $e^+e^- \longrightarrow X$ の全反応断面積。

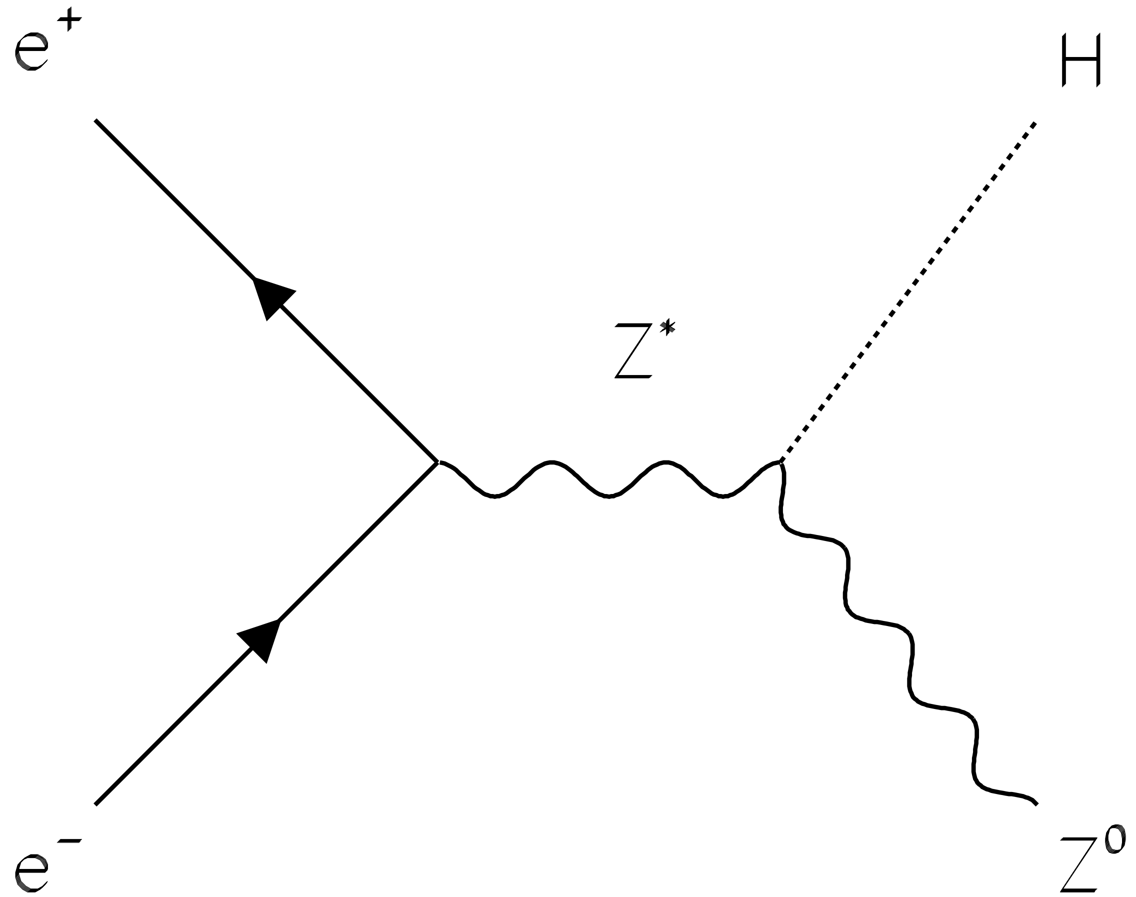


図 1.4: $e^+e^- \longrightarrow HZ^0$ のファインマンダイアグラム。

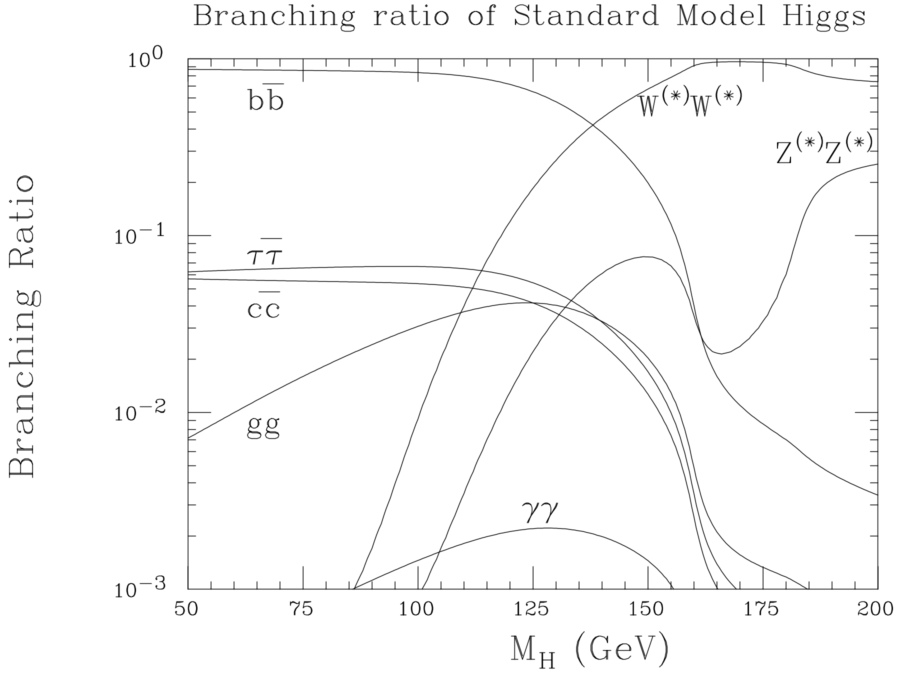


図 1.5: ヒッグス粒子の崩壊分岐比。

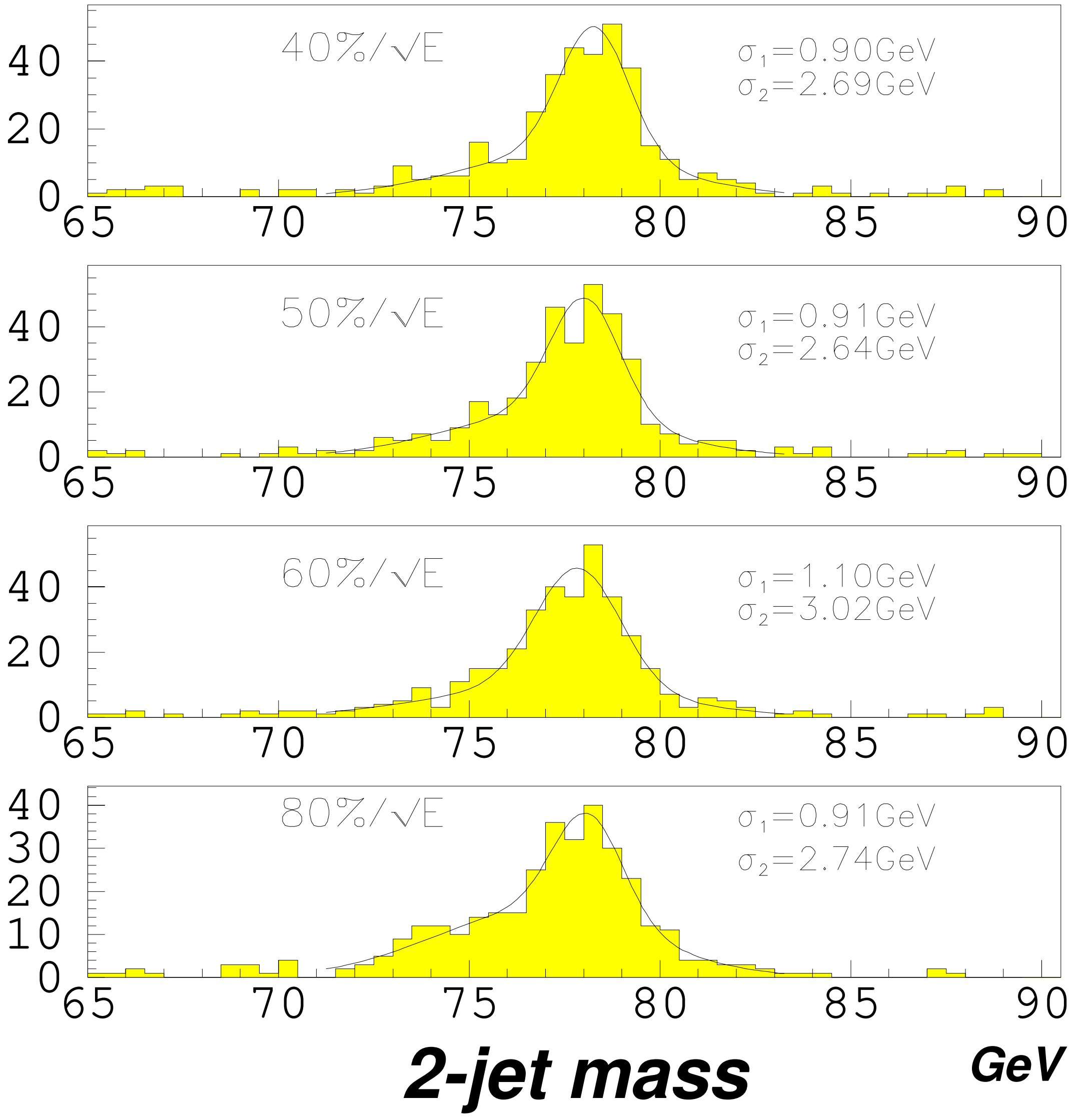


図 1.6: カロリメータのエネルギー分解能を変えたときの $e^+e^- \longrightarrow HZ^0$ 反応の 2 ジェット不変質量分布。

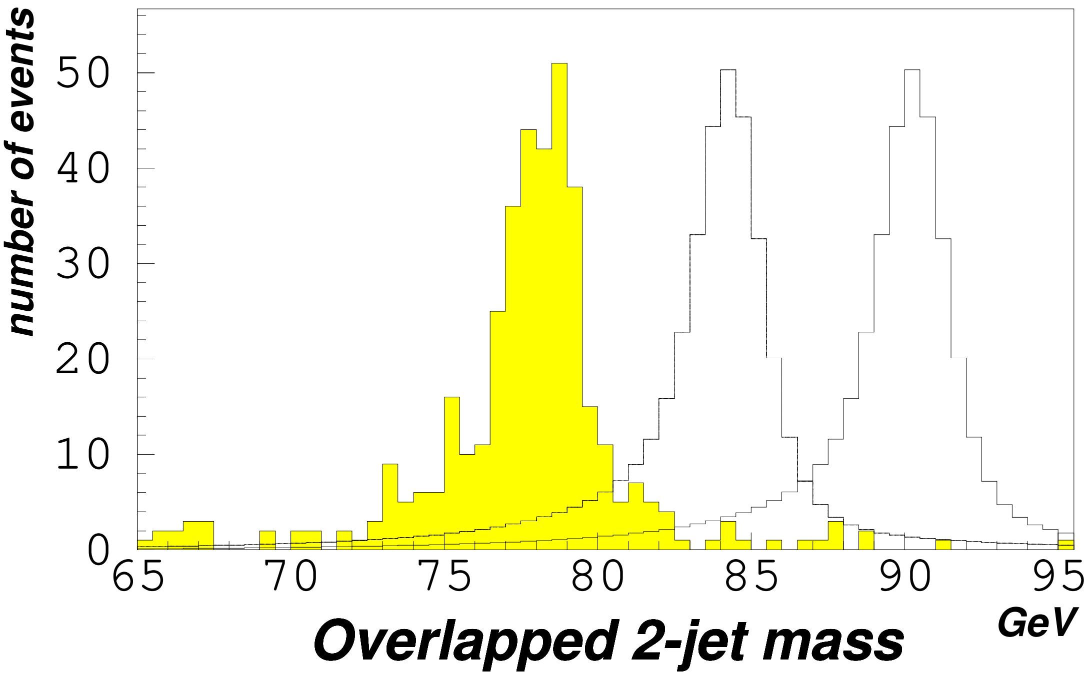


図 1.7: 2 ジェット質量分布を 6 GeV 及び 12 GeV ずらして重ねた分布。バックグラウンドの影響を評価するのに用いる。

第2章　カロリメータ

カロリメータは粒子のエネルギーを物質との相互作用を通じて測定するものである。カロリメータは大きく分けて全吸収型とサンプリング型に分けられる。

全吸収型カロリメータは、NaI、BGO 等の密度が一様且つ高い無機結晶シンチレータからなっており、粒子がカロリメータに落とす全エネルギーを光に変換し検出できるので、エネルギーの損失が少なくエネルギー分解能は非常に優れている。しかし、大きな結晶が得にくい、高価である等の欠点があり、主に電磁カロリメータに使用される。

サンプリング型カロリメータは、吸収層と検出層の組合せで構成される。カロリメータに入った粒子は鉛や鉄等を使用した吸収層と相互作用してシャワーを起こす。このようにして発生したシャワーを構成する粒子を検出層（シンチレータ等）で検出する。サンプリング型カロリメータのエネルギー分解能は、吸収層でエネルギーを測定できない分全吸収型に比べて悪くなる。しかし、鉛などの相互作用長が小さい物質を使用できるので、検出器を小さくできる、比較的安価であるなどの利点がある。サンプリング型カロリメータの中にもサンドイッチ型やスパゲッティー型といった種類がある。

2.1　最小電離損失粒子と臨界エネルギー

荷電粒子が物質中に入射した時、電離によるエネルギー損失によって物質に落とすエネルギーは Bethe-Bloch の式で表される。

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_0 \frac{Z}{A} r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \left(\frac{2mv^2\gamma^2\beta^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right). \tag{2.1}$$

ここで N_0 はアボガドロ数、Z と A は物質の原子番号と質量数、r_e と m_e と v はそれぞれ電子の古典半径、静止質量、速度、c は光速度、I は実行電離ポテンシャル、z は 1.6×10^{-19} C を単位とした入射粒子の電荷、$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ である。

この式は $\beta = z/137$ 付近で最小になり、$\beta > z/137$ でもわずかに増加するだけである。これより、$\beta > z/137$ の粒子は全てほぼ一定のエネルギーを電離によって失うとみなすことができる。この様なエネルギー領域にある粒子を最小電離損失粒子（Minimum Ionizing Particle）という。

1 MeV を十分越えるエネルギーを持つ高速の電子に対する電離損失は、$\beta(= v/c) \sim 1$ とすると次の形で与えられる。

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = 4\pi N_0 \frac{Z}{A} r_e^2 m_e c^2 \left(\ln \left(\frac{2m_e v^2\gamma^2}{I} \right) - 1 \right). \tag{2.2}$$

電子は質量が小さいため、高エネルギーになった場合、この電離の過程だけでなく、原子核の周りのクーロン場により減速されることによって光子を放射してエネルギーを放出す

る。このような過程を制動輻射（Bremsstrahlung）と呼ぶ。厚さ dx の媒質層を通過する場合の制動輻射による平均的なエネルギー損失は

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brem} = 4\alpha N_0 \frac{Z^2}{A} r_e^2 E \ln \frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} = \frac{E}{X_0}, \tag{2.3}$$

となる。ここで、α は微細構造定数、X_0 は放射長（Radiation Length）である。放射長とは入射した電子のエネルギーが制動輻射により減少するのに要する平均の長さであり、次式で表される。

$$X_0 = 716.4 \times \frac{A}{Z\left(Z+1\right) 287\sqrt{Z}} \quad \mathrm{g/cm^2}. \tag{2.4}$$

超相対論的極限では、電離損失は無視できエネルギー損失は放射長のみで表すことができる。

$$\frac{dE}{E} = -\frac{dx}{X_0}. \tag{2.5}$$

これより最初に E_0 のエネルギーを持った入射電子が厚さ X を通過した時、その平均のエネルギー $\langle E \rangle$ は

$$\langle E \rangle = E_0 e^{-\frac{X}{X_0}}, \tag{2.6}$$

となる。これに対して電子の速度が遅いところでは電離損失が支配的であり、電離と制動輻射によるエネルギー損失が等しくなるようなエネルギーを臨界エネルギー（critical energy）E_c と呼ぶ。電子に対する E_c は近似的に次の式で表される。

$$E_c = \frac{800}{(Z+1.2)} \quad \mathrm{MeV}. \tag{2.7}$$

例えば鉛（$Z = 82$) の場合は $E_c \sim 9.6$ MeV となる。

2.2 電磁シャワー

電子や光子があるエネルギーを持って物質に入射した場合、物質との相互作用は主に電磁相互作用による電子・陽電子対生成、制動輻射が支配的である。物質中に入った電子は制動輻射を起こし、この時電子から放出された光子が電子・陽電子対を生成し、それらがまた制動輻射を起こす、といったように指数関数的に粒子を増加させる。この現象を電磁シャワーと呼ぶ。電磁シャワーはシャワーの各電子及び陽電子のエネルギーが E_c より小さくなるまで続く。E_c 以下のエネルギーでは電離損失が支配的なため、電子は電離損失によって急速にエネルギーを失い電磁シャワーの構成粒子は指数関数的に減少する。

電磁シャワーについては次の性質がわかっている。

- シャワーの最大値における粒子の数は入射時の初期エネルギー (E_0) に比例する。
- シャワー最大が起きる奥行き方向の深さ X_{max} は対数的に増加し、

$$\frac{X_{max}}{X_0} = \ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right) - t, \tag{2.8}$$

　で与えられる。ここで t は電子に対しては 1.1、光子に対しては 0.3 となっている。

また、電磁シャワーの奥行き方向のシャワー発達は次式で記述される。

$$\frac{1}{E_0}\left(\frac{dE}{dt}\right) = f \times \ b \, \frac{(bt)^{a-1}e^{-bt}}{\Gamma(a)}. \tag{2.9}$$

ここで t は X_0 の単位で測った通過物質の深さ、E は物質中におとしたエネルギー、E_0 は入射粒子のエネルギー、f は規格化定数であり、a、b はシャワーの形を決定するパラメータである。

2.3　ハドロンシャワー

π 中間子等のハドロンがあるエネルギーを持って物質に入射した場合、物質中の核子との弾性散乱だけでなく、非弾性相互作用も起こる。このような粒子との衝突反応においては π および K 中間子、陽子または中性子などからなる数個の二次粒子が反応の結果放出される。入射粒子のエネルギーは部分的にこれらの二次粒子に分配され、二次粒子としてのハドロンがまた次の非弾性散乱を引き起こす。さらに三次粒子としての多数のハドロンの生成も起こる。このようにして指数関数的に粒子数を増加させる。この現象をハドロンシャワーと呼ぶ。ハドロンシャワーは生成ハドロン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まで続き、指数関数的に粒子数を減少させる。生成粒子が π^0 粒子や η 粒子の場合、これらは二つの光子に崩壊し、電磁シャワーによって物質にエネルギーを落とす。これらはハドロンシャワーの電磁成分と呼ばれる。これに対して、電磁シャワーを除いたハドロンシャワーの成分を純ハドロンシャワーと呼ぶ。

2.4　エネルギー測定の原理

電磁シャワーを構成する粒子はそのほとんどが E_c 以上のエネルギーを持っているので、それぞれの粒子は MIP として振る舞い検出層にほぼ一定のエネルギーを落とす。同様にハドロンシャワーを構成する粒子もそれぞれの粒子は MIP として振る舞い、検出層にほぼ一定のエネルギーを落とす。入射粒子の持っていたエネルギーはシャワーを構成する粒子数に比例するため、検出層に落としたエネルギーを MIP が落とすエネルギーの単位で測定すれば検出層を通過したシャワーを構成する粒子数が分かり、入射粒子のエネルギーを知ることができる。

2.5　ハドロンカロリメータと補償比 e/h

一つのカロリメータに同じエネルギーの電子とハドロンを入射した場合を比べると、一般にカロリメータで測定されるエネルギーはハドロンの方が小さい。これは、ハドロンシャワーを構成する粒子の中に中性子やニュートリノなどのエネルギーを測定しにくい粒子が含まれているからである。また、π^0 中間子等が生成されると、これらは電磁シャワーを起こす。しかし、電磁シャワーは上に書いたようなエネルギー損失を起こさずに検出層にそのエネルギーの一部を落とすため、ハドロンがカロリメータに入射したとき、π^0 が多く生成される場合は π^0 が少ない場合に比べてカロリメータに落とすエネルギーは大きい。

つまり π^0 の生成数によってカロリメータの応答がゆらぐことになる。このカロリメータ応答のゆらぎを小さくするために、カロリメータのハドロンシャワーに対する応答と電磁シャワーに対する応答を等しくする。これを実現するためには以下の方法が考えられる。

- 吸収層の厚さを増加させ、電子、光子に対する応答を下げる。
- 水素は中性子と核反応しやすい[1] ため、検出層に水素を多く含む物質を用いることにより、中性子に対する応答の寄与を増加させる。
- 吸収層に鉛などの原子番号の大きい物質を用いることにより、核反応を起こしやすくする。

この様にして、ハドロンと電子に対して同じ応答を示すようにしたカロリメータを補償型カロリメータという。カロリメータの純ハドロンシャワーに対する電磁シャワーの応答の比を補償比 e/h という。すなわち、

$$\frac{e}{h} = \frac{\text{電磁シャワーに対する応答}}{\text{純ハドロンシャワーに対する応答}}.$$

e/h 比を直接測定することは困難なため、電子と π 中間子のカロリメータの応答の比

$$\frac{e}{\pi} = \frac{\text{電子に対する応答}}{\pi\text{中間子に対する応答}},$$

の測定から e/h 比を算出する。e/π 比と e/h 比の間には以下の経験的な関係がある。

$$\frac{e}{\pi} = \frac{\frac{e}{h}}{1 + (\frac{e}{h} - 1)F_{\pi^0}}. \tag{2.10}$$

ここで F_{π^0} はハドロンシャワー発達の過程で生成された電磁シャワー成分の割合を表す。
　この関数形として 2 種類が経験的に知られている [6, 9]。

$$F_{\pi^0} = \begin{cases} 0.11 \times \ln(E) & (\text{ Wigmans }). \\ 1 - \left(\frac{E}{0.96}\right)^{(0.816-1)} & (\text{ Groom }). \end{cases} \tag{2.11}$$

ここで、E は入射粒子のエネルギーである。F_{π^0} は入射エネルギーに依存する。

2.6 エネルギー分解能

　エネルギー E を持った粒子がサンプリング型カロリメータに入射したときのエネルギー分解能は経験的に以下の式であらわされる。

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{\sigma_{stochastic}}{\sqrt{E}} \oplus \sigma_{const}. \tag{2.12}$$

ここで $A \oplus B = \sqrt{A^2 + B^2}$ を表す。上式右辺第一項は統計項 (stochastic term) と呼ばれ、各種の統計的なゆらぎ、例えば、検出にかかる粒子数のゆらぎ等がこれに寄与する。右辺第二項は定数項 (constant term) と呼ばれ、検出器の系統的な誤差、すなわちシャワーの広がりの非対称性や応答の非線形性、エネルギー較正の誤差等がこれに寄与する。

[1] 水素原子を含む物質中に中性子が入射すると、中性子陽子散乱により陽子が反跳エネルギーを得て放出される。

第3章　JLCハドロンカロリメータプロトタイプの製作

JLC ハドロンカロリメータの目指している $40\%/\sqrt{E}$ という優れたエネルギー分解能は、補償型カロリメータで達成可能である。これは重金属とプラスチックシンチレータで構成されるサンプリングカロリメータで、その e/h 比を 1 にすることで、ハドロンに対して高いエネルギー分解能を得られるようにしたカロリメータである。具体的な目標値は電子に対しては

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{15\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%. \tag{3.1}$$

ハドロンに対しては

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{40\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\%, \tag{3.2}$$

である。

この目標値を達成するために、JLC ハドロンカロリメータグループでは過去に幾つかのテストモジュールを作成し、ビームテストを行ってきた。それを以下にまとめる [1, 2, 3, 4, 5]。

3.1　1993 年テストモジュール

カロリメータ全体の開発及び研究をスタートさせるため、1992 年からテストモジュールの設計を開始し、1993 年に製作及びビームテストを行った。製作に当たってカロリメータ本体としては最も手間とコストのかからない ZEUS 測定器のサンドウィッチ型 (SW 型) カロリメータ 4 モジュールと最も性能が優れているシンチファイバー型（SF 型）カロリメータ 1 モジュールを製作した。ただし、SF 型はコストがかかるため 1 モジュールのみ製作した。二つのモジュールのデザインは以下の様になっている。

SW 型カロリメータの大きさは 20 cm × 40 cm で 10 mm 厚の鉛板と 2.5 mm 厚のプラスチックシンチレータを 80 層ずつ交互に並べたもので、全体の厚さは約 4.8 λ_I である。シンチレータからの光は両側面に置かれた 2 枚の波長変換材（WLS）板で集光される。各々の WLS 板の一端には光電子増倍管が取りつけられている。

SF 型カロリメータは 1 mm$^\phi$ の溝を掘った鉛板にシンチレーティングファイバーを埋め込んだもので、鉛とシンチレータの比率は体積比で 4 : 1 になっている。大きさは 20 cm × 20 cm × 130 cm で、全体として約 6.2 λ_I の厚さに相当する。ファイバーは 4 × 4 のセグメントを作るように束ねられて光電子増倍管に接着されている。この他にプリシャワー測定器、シリコン測定器も製作した。プリシャワー測定器は 4 mm 厚の鉛と 1 mm 厚のプラスチックシンチレータを 6 層ずつ交互に並べた SW 型で、光は側面に置かれた 2 枚の WLS 板で集光する。WLS 板の両端に光電子増倍管が取りつけられ、光は計 4 本の光電子増倍

管で読み出される。大きさは 20 cm × 20 cm で厚さは 4.3 X_0 に相当する。カロリメータ本体の情報と合わせて電子と π 中間子の識別を行う。シリコンパッド測定器は 6 個のパッド（1 個の大きさは 10 mm × 15 mm × 300 μm 厚）を 1 枚のボードに並べ、このボードをシリコンパッドに隙間ができないように 6 × 6 枚並べて 18 cm × 18 cm のユニットを構成している。シリコンパッド測定器は電子と π 中間子の識別と電磁シャワー位置の高精度測定を行う。

以上のような測定器を用いたビームテストは 1993 年に高エネルギー物理学研究所内 KEK-PS の $\pi 2$ ビームラインで 1 ~ 4 GeV の電子、π 中間子ビームを用いて行われた。ビームライン上にプリシャワー測定器、シリコン測定器、カロリメータの順で測定器を並べ実験を行った。その結果、エネルギー分解能 σ_E/E はエネルギー E の関数として SF 型カロリメータでは

- 電子

$$\frac{\sigma_E}{E} = \begin{cases} \dfrac{(14.4 \pm 0.3)\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus (0.0 \pm 1.4)\% & \text{（プリシャワー測定器なし）}. \\ \dfrac{(14.7 \pm 0.4)\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus (0.0 \pm 1.8)\% & \text{（プリシャワー測定器あり）}. \end{cases} \tag{3.3}$$

- π 中間子

$$\frac{\sigma_E}{E} = \begin{cases} \dfrac{(38.1 \pm 1.3)\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus (11.6 \pm 1.4)\% & \text{（プリシャワー測定器なし）}. \\ \dfrac{(37.2 \pm 1.6)\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus (15.8 \pm 1.4)\% & \text{（プリシャワー測定器あり）}, \end{cases} \tag{3.4}$$

が得られている。

SW 型カロリメータでは

- 電子

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{24.0\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus 1.2\%. \tag{3.5}$$

- π 中間子

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{41.9\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus 7.7\%. \tag{3.6}$$

SF 型、SW 型ともにハドロンシャワーの奥行き方向の応答の漏れのゆらぎのために定数項が大きくなっている。また、ハドロンシャワーに対する奥行き方向の応答の漏れを補正し、SW 型カロリメータに対する e/π 比を評価した。その結果、e/π 比は

$$\frac{e}{\pi} = \begin{cases} 1.19 & \text{（SW 型）}. \\ 1.01 & \text{（SF 型）}, \end{cases} \tag{3.7}$$

となった。ただし、ここでは入射エネルギーが低いため $e/\pi \sim e/h$ と近似される。測定誤差は無視できるほど小さい [1]。

3.2　1996年テストモジュール

1993年に製作されたテストモジュールはその奥行き（ビーム入射方向）がハドロンシャワーを閉じ込めるには不十分であったので、奥行き方向のシャワーの漏れの影響を小さくするために大きなテストモジュールを製作した。このモジュールは1995年からデザインをスタートさせ、1996年度にその製作を行い、ハドロンシャワーについて正確な補償点を探り、エネルギー分解能やe/h比を精度良く求めることを第一の目的においている。

補償点を探すためにはシンチレータと鉛の比率を細かく変えなければならない。よって、テストモジュールは2本のレールの上に鉛とシンチレータを吊り下げ、シンチレータは2 mm厚に固定し、鉛板の厚さを変えて 鉛/シンチ 比を変えて測定できるようにした。これを図3.1に示す。使用する鉛の板は4 mm厚と2 mm厚のものを製作した。4 mm厚のものはそれ自身レールに吊り下げられている。2 mm厚のものは4 mmの鉛板にネジ止めして使うようになっている。この組み合わせにより鉛の厚さは2 mm刻みで変えることができる。

シンチレータは$1\ \mathrm{m} \times 1\ \mathrm{m} \times 2\ \mathrm{mm}$の大きさを持ち、6本の鍵穴型の溝が掘られ、この溝に$1\ \mathrm{mm}^{\phi}$のWLSファイバーを通して集光する。シンチレーターは全部で110枚あり5枚ずつまとめられて22セクションを形成し、この1つのセクションに対して左右両側から2本の光電子増倍管で読み出す。

このテストモジュールを用いたビームテストは1997年2月~3月（T405実験）にKEK-PSの$\pi2$ビームラインで行われた。また、5月~6月にシンチレータを100枚増やし、合計210枚のシンチレータを使用して同種の実験を行った（T411実験）。その結果、鉛/シンチ 比が$4:1$のときエネルギー分解能とe/π比が最も良くなることが確かめられた。理論的に予想されたe/h比を図3.2に示す。この 鉛/シンチ 比は理論値ともよく一致している[10]。鉛厚が8 mm、シンチレータ厚が2 mmのときエネルギー分解能は以下のようになった[1, 3, 4, 5]。

- 電子

$$\frac{\sigma_E}{E} = \begin{cases} \dfrac{(23.0 \pm 1.2)\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus (1.9^{+5.3}_{-1.9})\% & (\mathrm{T405}). \\ \dfrac{(22.7 \pm 0.9)\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus (0.0^{+4.2}_{-0.0})\% & (\mathrm{T411}). \end{cases} \tag{3.8}$$

- π中間子

$$\frac{\sigma_E}{E} = \begin{cases} \dfrac{(39.4 \pm 1.3)\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus (1.9^{+7.3}_{-1.9})\% & (\mathrm{T405}). \\ \dfrac{(39.7 \pm 1.0)\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus (0.0^{+6.2}_{-0.0})\% & (\mathrm{T411}). \end{cases} \tag{3.9}$$

また、e/π比の平均値は表3.2のようになり、各運動量の粒子に対して得られたe/π比の平均値は以下のようになった。

$$\frac{e}{\pi} = \begin{cases} 1.04 & (\mathrm{T405}). \\ 1.10 & (\mathrm{T411}). \end{cases} \tag{3.10}$$

e/π比の統計誤差は無視できるほど小さい。

ビームテスト	1 GeV	2 GeV	3 GeV	4 GeV
T405	1.06±0.03	1.08±0.02	1.04±0.03	0.99±0.03
T411	1.03±0.02	1.08±0.02	1.08±0.02	1.08±0.02

表 3.1: 1997 年ビームテストで測定された e/h 比

3.3 1998 年テストモジュール

1998 年に JLC 検出器に使用する(予定)カロリメータと同じデザインのテストモジュールの製作を行った。その構成を図 3.3 に示す。$1\ \mathrm{m} \times 1\ \mathrm{m}$ の鉛板とシンチレータ板が交互に挟まったサンドウィッチ型をしている。鉛板の厚さは 8 mm、シンチレータの厚さは 2 mm である。大きさ $20\ \mathrm{cm} \times 20\ \mathrm{cm}$ のタイル状のシンチレータには波長変換ファイバーが埋め込まれている。この様子を図 3.4(上図)に示す。我々はこのような構造をしたシンチレータをタイルファイバーと名づけた。各シンチレータを荷電粒子が通過するときに出るシンチレーション光は波長変換ファイバーで吸収される。その吸収された光はより長い波長に変換されてクリアファイバーに接続され、光電子増倍管で電気信号に変換される[1]。このタイルファイバーはポリエチレンテレフタラート(PET)フィルムで両側から覆われ、縦横それぞれ 5 枚ずつ、計 25 枚のシンチレータを並べアルミ製の枠に固定し、1 枚のシンチレータ板としている。鉛とシンチレータ板の対を 1 レイヤーとして 79 レイヤーを奥行き方向に並べた。奥行き方向の分割を図 3.5 に示す。20 レイヤーを 1 つのセクションとし、4 つのセクションに分割する。ただし、セクション 4 は 19 レイヤーで構成されている。図 3.6 に示すようにビーム上流からカロリメータを見て左上から 1 ~ 25 まで番号がつけられ、それぞれ奥行き方向をまとめてタワーと呼ぶ。光信号は図 3.7 で示した 25 タワー、4 セクションを計 100 本の光電子増倍管で読み出す。

このカロリメータだけではシャワーの奥行き方向の応答を十分に観測できないため、カロリメータの後ろに 1996 年製作のカロリメータを設置した。このカロリメータの構造は 1997 年のビームテストとほぼ同じである。ただし、補償比 e/h を満たすように鉛とシンチレータの厚さはそれぞれ 8 mm 及び 2 mm としている。この鉛とシンチレータの対を 1 レイヤーとして 20 レイヤーを奥行き方向に並べて、10 レイヤーを 1 セクションとしている。1 セクションを左右両側から 2 本の光電子増倍管で読み出す。そして、1998 年製作のカロリメータと 1996 年製作のカロリメータを合わせて一つのカロリメータテストモジュールとした。テストモジュール全体の様子を図 3.8 に示す。

このテストモジュールを用いて 1998 年 6 月に KEK-PS の $\pi 2$ ビームラインで電子及び π 中間子ビームを用いて 1 ~ 4 GeV 領域での性能評価を行った。その結果、エネルギー分解能として

$$\frac{\sigma_E}{E} = \begin{cases} \dfrac{(23.5 \pm 0.4)\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus (2.8 \pm 1.3)\% & \text{(電子)}, \\ \dfrac{(44.0 \pm 1.8)\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus (10.0 \pm 2.5)\% & (\pi\ \text{中間子}), \end{cases} \tag{3.11}$$

が得られた [2]。また、各運動量の粒子に対して得られた e/π 比の平均値は 1.06 ± 0.01 と

[1] この様な構造を使用することにより、カロリメータの不感領域を小さくできる、ファイバーが曲げやすいので光学系装置の自由度が高いなどの利点がある。

なっている。

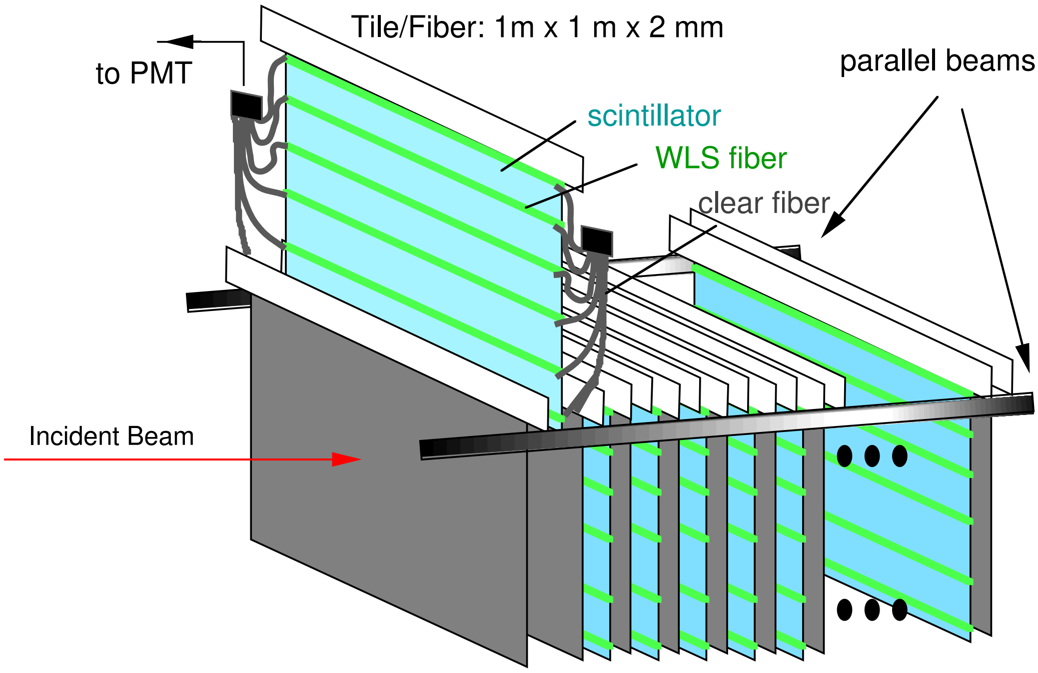


図 3.1: 1996 年テストモジュール（T405 実験）。5 レイヤーを 1 セクションとして 1 タワー、22 セクションで構成されている。信号の読み出しは 1 タワー、1 セクションを 2 本の光電子増倍管で左右から読み出す。

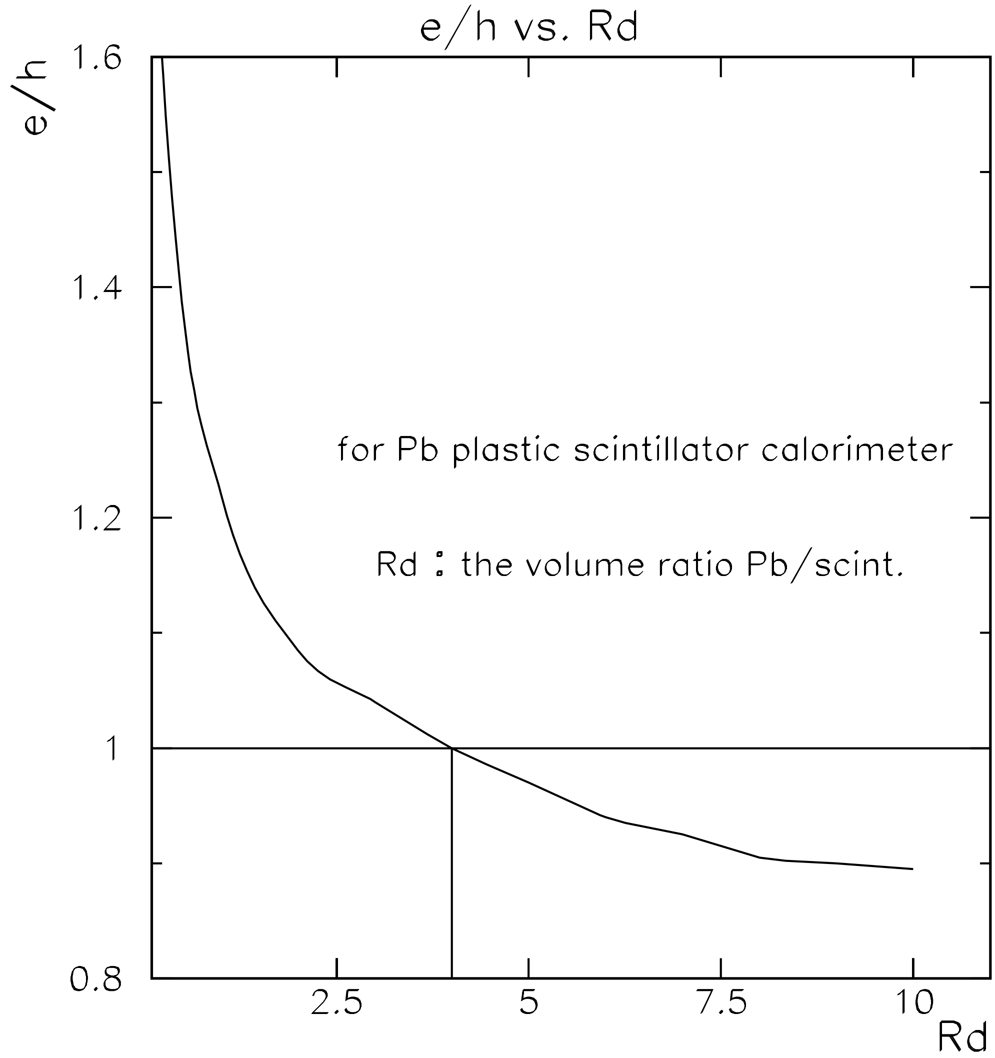


図 3.2: 鉛/シンチレータの厚さの比と e/h 比。

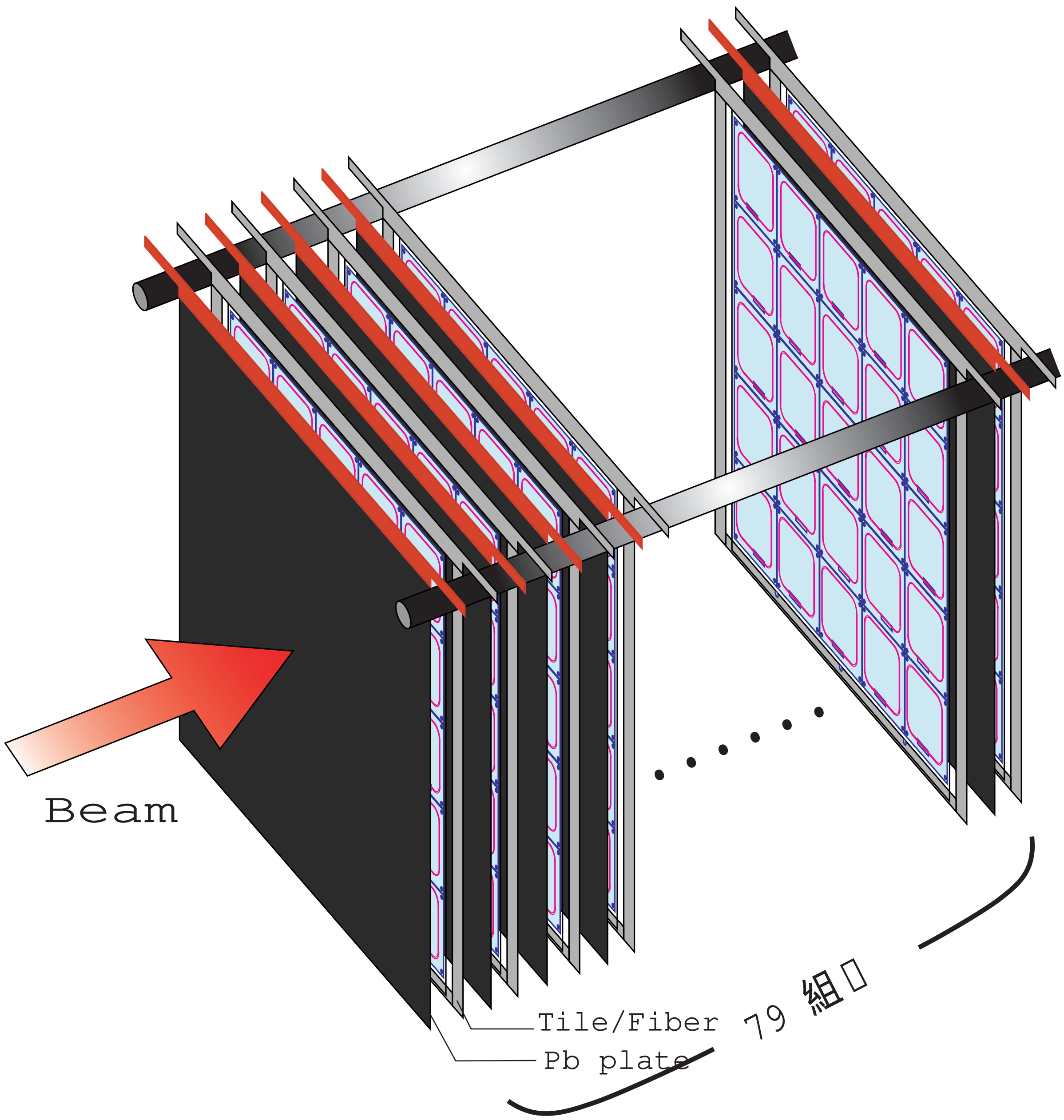


図 3.3: 1998 年テストモジュール。20 レイヤーを 1 セクションとして 25 タワー、4 セクションで構成されている。信号の読み出しは 1 タワー、1 セクション毎に 1 本の光電子増倍管で左または右から読み出す。

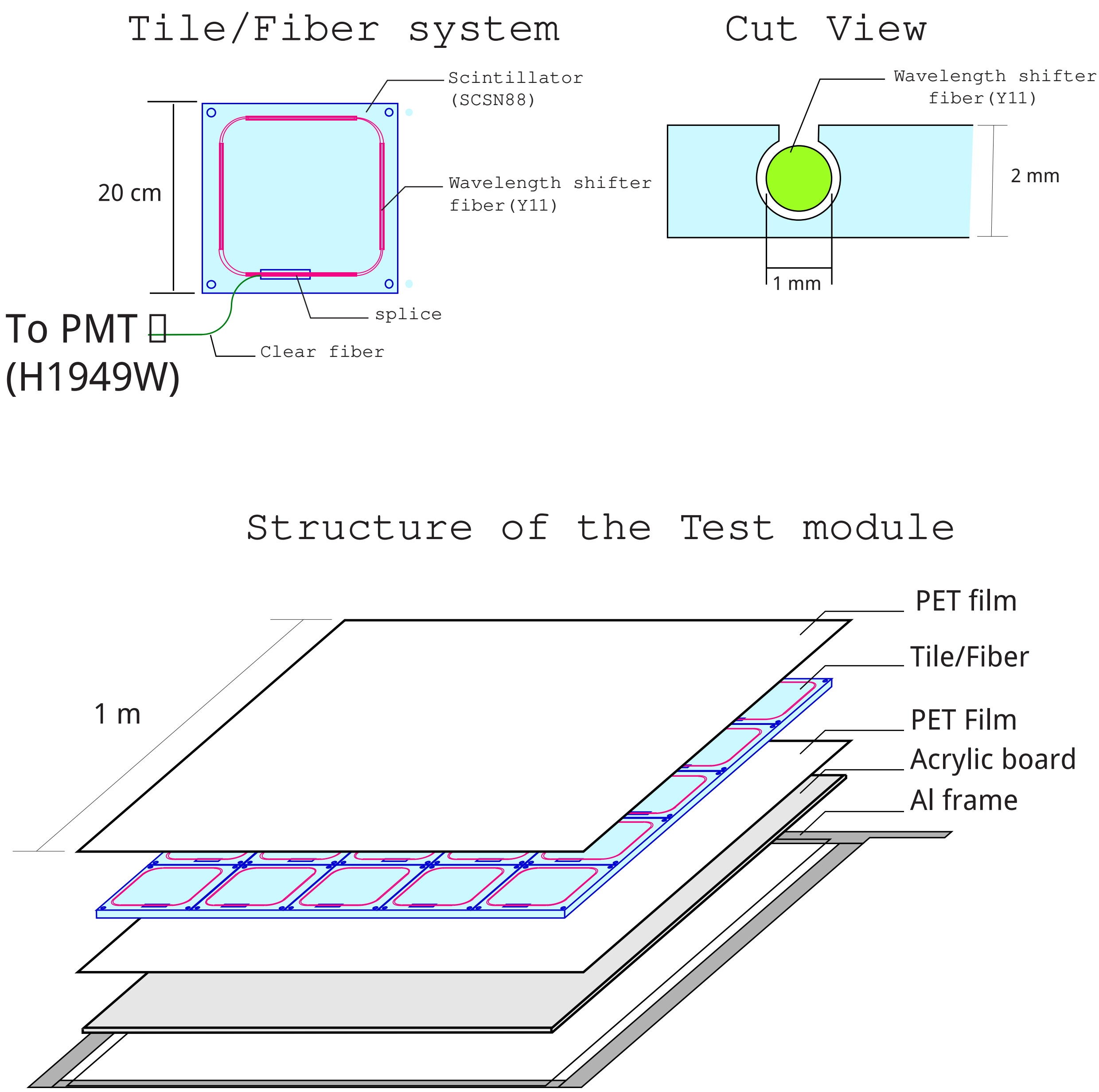


図 3.4: タイルファイバーシステム。

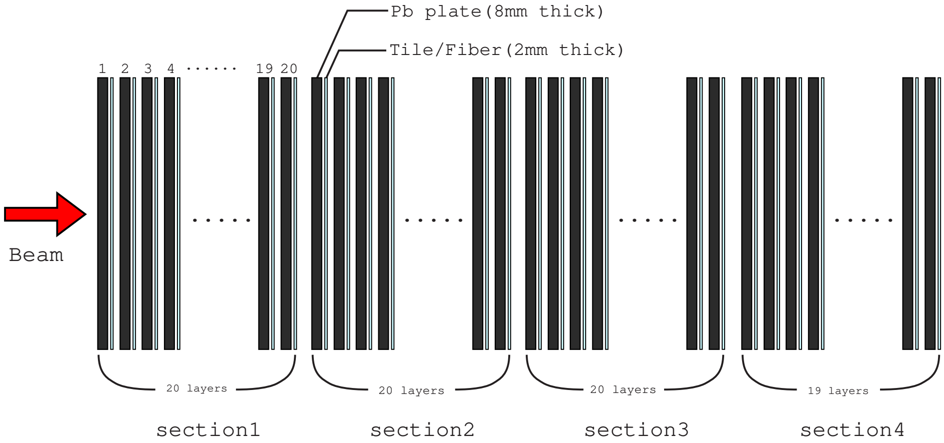


図 3.5: 1998 年テストモジュールの奥行き方向の分割。鉛板とシンチレータ板を 1 レイヤーとして 20 レイヤーを 1 セクションとする。全体で奥行き方向に 4 セクションある。

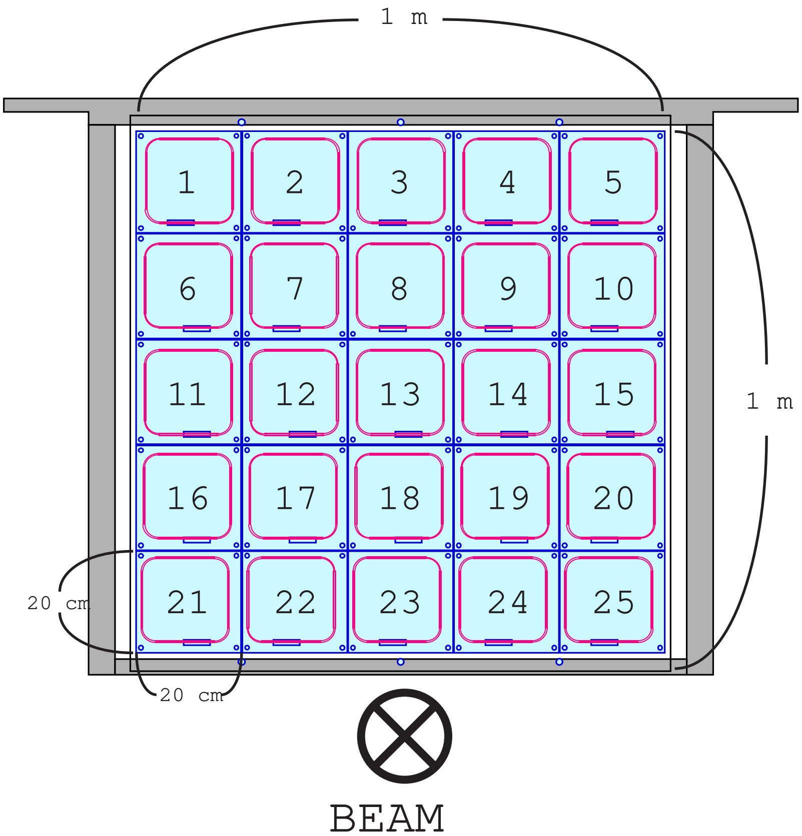


図 3.6: タワー番号 (ビーム上流から見た図)。各数字はタワー番号を表す。

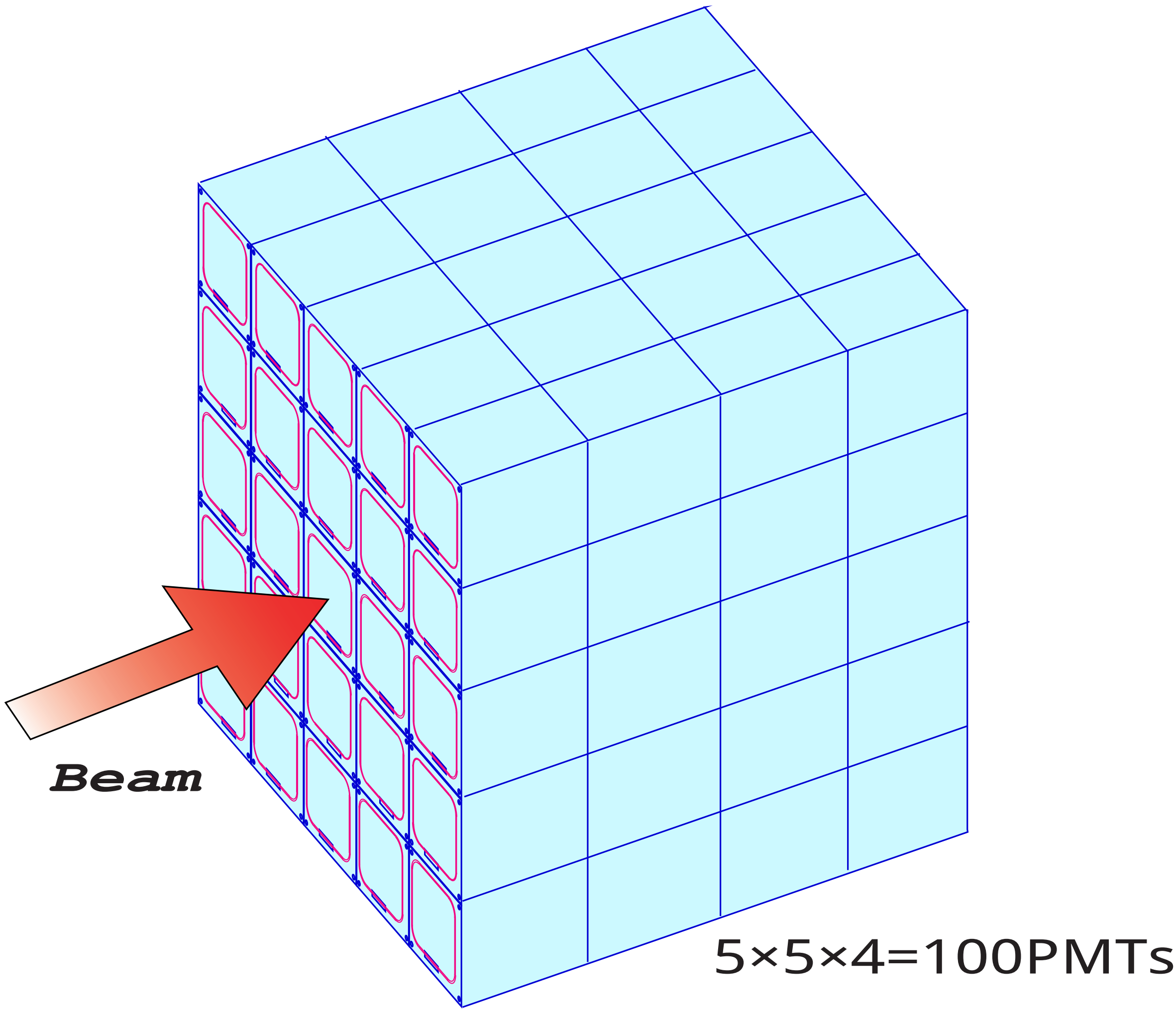


図 3.7: 1998 年テストモジュールの光電子増倍管による読み出し単位。図の $5 \times 5 \times 4$ 個の各立方体一つ一つに対して光電子増倍管 1 本が対応する。

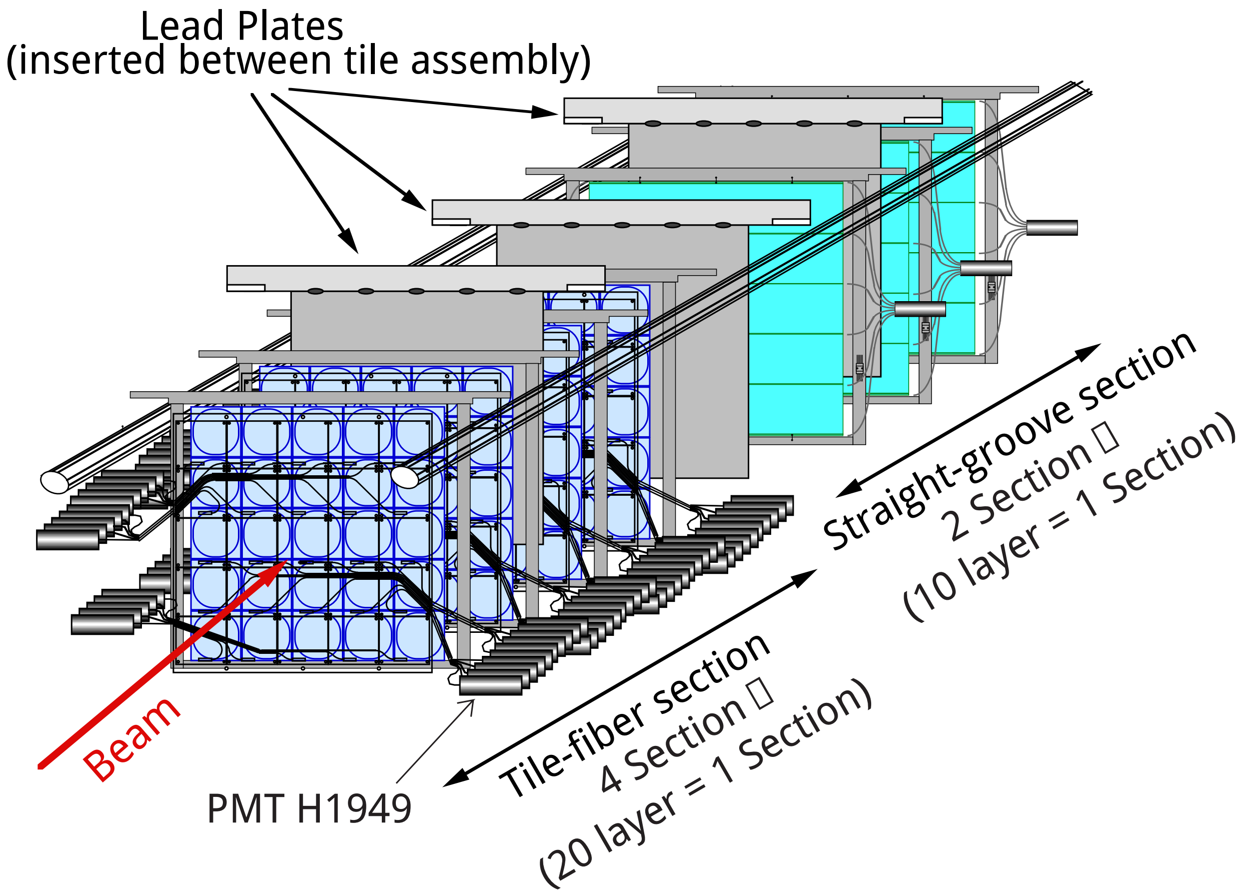


図 3.8: 1998 年ビームテストで使用されたテストモジュール全体図。ビーム上流に 1998 年製作のカロリメータ、下流に 1996 年製作のカロリメータを並べた。1998 年製作のカロリメータは 25 タワー、4 セクション構造で、1996 年製作のカロリメータは 1 タワー、2 セクション構造をしている。

第4章　1999年ビームテスト

4.1　目的

ビームテストは、1999年7月から9月にかけてアメリカのフェルミ国立加速器研究所（FNAL）の メソンテストビームライン（MT6）で行われた。

JLCハドロンカロリメータテストモジュールは、第3章で述べたようにこれまで3回のビームテストを行ってきた。1997年に行われたビームテストでは、鉛板とシンチレータの厚さの構成比を変えることにより電子とπ中間子に対する応答比を測定し、ハドロンシャワーに対する電磁シャワーの応答比（e/h比）が1になる厚さ比を測定し鉛とシンチレータ板の厚さの構成比を得た。1998年に行われたビームテストでは鉛とシンチレータ板の厚さの比を$4:1$にし、さらに5×5にセグメント化したタワー構造を持たせたテストモジュールを作成し、低エネルギー（1 ~ 4 GeV）領域でのカロリメータの性能評価およびシャワーの発達の研究を行ってきた。

今回のビームテストでは1998年のビームテストで行われなかった高エネルギー（10 ~ 200 GeV）領域でのカロリメータの性能評価とシャワーの発達の研究が目的である。この実験からカロリメータの電子、π中間子に対するエネルギー分解能、応答の線形性、e/h比、ハドロンシャワーの奥行き方向を評価し関数化した。

4.2　ビームラインセットアップ

ビームラインのセットアップを図4.1に示す。ビーム軌道上に上流から4層のシングルワイヤードリフトチェンバー（SWDC）、2層のトリガーカウンター、2つのプリシャワー検出器（PSD）、カロリメータテストモジュール、μ粒子検出器の順で設置されている[7]。偏向電磁石の上流、下流に設置された各2層のSWDCで粒子の通過した位置を測定し運動量を決定する。

4.2.1　SWDC（Single Wire Drift Chamber）

荷電粒子がドリフトチェンバーを通過するとチェンバー内部の気体を電離し、電子と陽イオンの対を作る。我々の使用したドリフトチェンバー（SWDC）内には1本の正の高電圧が印可されたセンスワイヤーと1本のグランドに保たれたポテンシャルワイヤーが張ってある。ドリフトワイヤー内には電場があり、この電場に沿って電子はワイヤーまで移動する。この時電子の移動速度はほぼ一定であるため、移動時間を求めることにより粒子が通過した位置を求めることができる。

今回のビームテストではこのSWDCを4層用いた[11]。偏向電磁石の上流、下流にそ

れぞれ2層ずつSWDCを設置してある。これによりXまたはY方向の粒子の通過位置の決定を行う。

4.2.2 トリガーカウンター

実験データはノイズと信号が重なり合ったものである。実験データをとるときには、このノイズを減らすために対策を講じなければならない。今回のビームテストでは大きさ $4\ \mathrm{cm} \times 4\ \mathrm{cm}$ の2枚のシンチレータをトリガーカウンターとしてビームライン上に置いた。粒子がビームライン上を飛んできたならば、この2枚のシンチレータを通過し、適当な時間差がある信号を残すはずである。このことを利用して、この2枚のシンチレータに適当な時間差で信号を残した事象だけを実験データとして扱い、その他のものはノイズとして扱う。

4.2.3 プリシャワー検出器（PSD）

今回のビームテストで用いた2つのプリシャワー検出器はそれぞれ役割が異なる。ビームライン上流に置かれたPSD1は $10\ \mathrm{cm} \times 10\ \mathrm{cm}$ で厚さは4 mmのシンチレータである。このPSD1は第4.2節で述べたように π 中間子ビーム中に含まれる電子を取り除くことが目的である。もう一方（PSD2）はカロリメータの直前に置かれ大きさ $20\ \mathrm{cm} \times 20\ \mathrm{cm}$ で厚さ4 mmの鉛板と厚さ1 mmのシンチレータ板を重ねて6層からなっている。これを図4.2に示す。各シンチレータからの信号は3層を一つにまとめて2本の光電子増倍管を使って読み出される。このPSD2は電子と π 中間子の識別、ハドロンシャワーの研究を行うことが主な目的である。

4.2.4 μ 粒子検出器

μ 粒子は透過力が強いため、物質中をほとんどシャワーを起こさずに貫通する。そこで、μ 粒子を同定するためにビームラインの最下流に大きさ $10\ \mathrm{cm} \times 20\ \mathrm{cm}$ のシンチレータを1枚置いた。μ 粒子ならば様々な測定器を貫通してきてこのシンチレータに信号を残すはずである[1]。このような働きをする装置を μ 粒子検出器という。

4.3 テストモジュール

カロリメータテストモジュールは1998年のビームテストで使用したものと基本的には同じである。しかし、今回のビームテストではセクション4のレイヤー数を19レイヤーから20レイヤーに増やして、1998年に製作されたテストモジュールの各セクションのレイヤー数を統一した。1998年製作のカロリメータは、吸収層に厚さ8 mmの鉛、検出層に厚さ2 mmのシンチレータ板を使用した。しかし、レイヤー数は45レイヤーにして、5レイヤーを1セクションとして1タワー、9セクションを構造とした。以後、カロリメータテストモジュールの奥行き方向は1998年製作のテストモジュール4セクション、1996

[1] 今回のビームテストではカロリメータで起こったハドロンシャワーの漏れの可能性もある。

年製作のテストモジュール 9 セクションを合わせて、ビームライン上流からセクション 1、セクション 2、...、セクション 13 と呼ぶことにする。

π 中間子ビーム中には電子が混在しているので、π 中間子ビームのデータをとるときには電子を取り除くために PSD1 の前に厚さ 4 cm の鉄板を置いた。この鉄板を電子が通過することにより電磁シャワーが起こり、それによってシャワーを構成する電子が PSD1 に大きな信号を与える。これによって π 中間子ビーム純度を上げることができる。

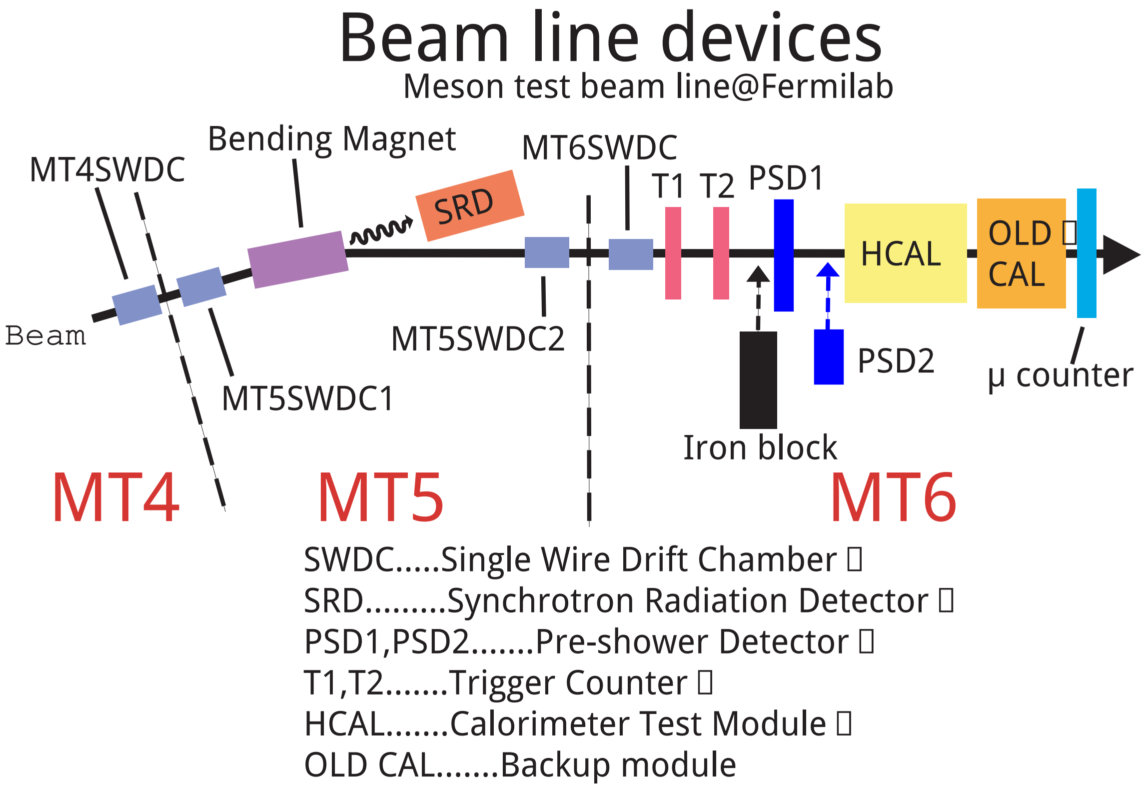


図 4.1: ビームラインのセットアップ。

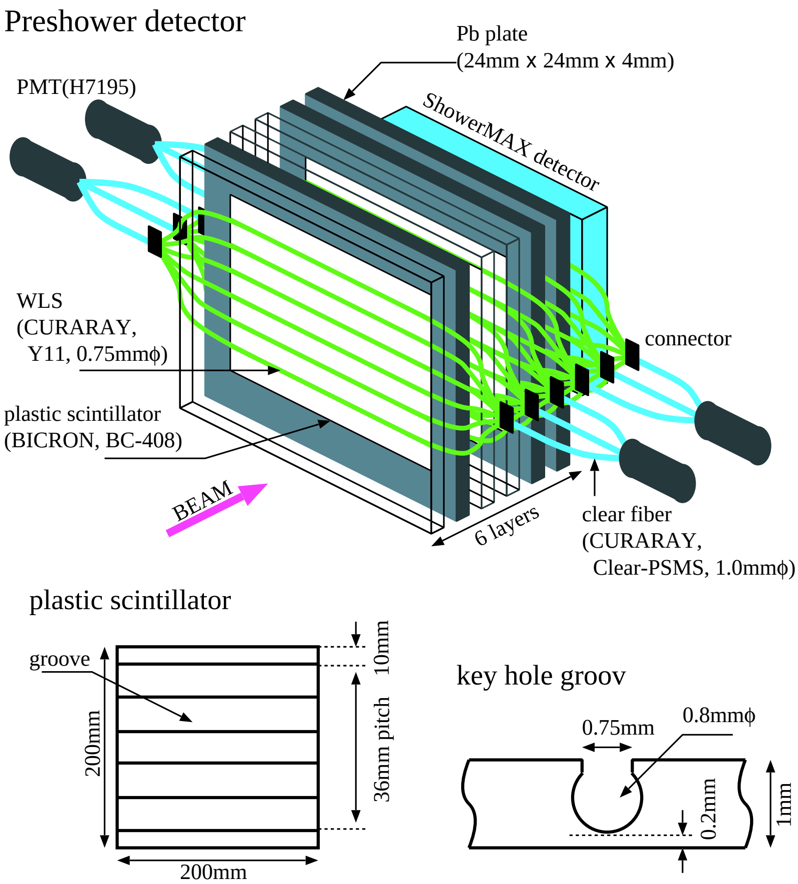


図 4.2: プリシャワー検出器（PSD2）。3 レイヤーを 1 セクションとして 1 タワー、2 セクションで構成される。信号の読み出しは 1 セクション毎に 2 本の光電子増倍管で左右から左右から読み出す。

第5章　ビームテストのデータ解析

5.1　カロリメータ応答の較正

5.1.1　較正の方法

カロリメータからの光は光電子増倍管に入り電気信号に変換され、そこで増幅されてADCで電荷量として読み出される。カロリメータに入射した粒子のエネルギーを知るためには、テストモジュールの読み出し用光電子増倍管118本の信号を足し合わせなければならない。しかし、ある一定のエネルギーに対するタイルファイバーの応答は各タワー、各セクション毎に異なり、光電子増倍管毎に増幅率も異なる。このため、各タワー、各セクションに同じエネルギーの粒子を入射してもそれぞれの応答は異なってしまう。このような一定のエネルギーに対する応答の違いは較正（キャリブレーション）する必要がある。

今回のビームテストでは、μ粒子に対するカロリメータの応答を使って較正を行った。第4.2.4節でも述べたように比較的大きな運動量のμ粒子はMIPとしてほぼ一定のエネルギーを落としながら物質を通過していく。したがって、各チャンネルに同等の信号を与えるはずである。このμ粒子の性質を較正に利用する。

各タワーにμ粒子が入射したときの各チャンネルの光電子増倍管からの典型的な波高分布を図5.1に示す。この波高分布の平均値を1MIPという単位として定義すれば、各チャンネルに対してμ粒子の信号（1MIP）に対するADCの出力カウント数が得られる。

5.1.2　μ粒子事象の選択

π中間子ビーム中のμ粒子の選択を行った。μ粒子はμ粒子検出器に1 MIP分の信号を残し、入射したタワー以外には信号を残さないはずである。また、較正する際にカロリメータに複数の粒子が同時に入っている粒子を取り除くためにT1、T2、PSD1で1MIPを要求した。1996年製作のカロリメータの較正ではタワー13にπ中間子ビームを入射したものを使い、上の条件の他に、セクション4を1 MIPで通過したという条件も付け加えた。そして、この条件に適した粒子をμ粒子とした。

5.1.3　平均波高値の推定

上記のようにして選ばれたμ粒子に対して波高分布の平均を以下のように算出した。

1. μ粒子の波高分布をランダウ関数

$$f\left(y\right) = P_3 \exp\left(-\frac{y+\exp(-y)}{2}\right), \tag{5.1}$$

$$y = \frac{x - P_1}{P_2}, \tag{5.2}$$

で記述できると仮定して、ランダウ関数全体の平均値と範囲をきめてとった算術平均値が等しい範囲を、ランダウ関数のピークの値と変極点の値を使って求めた。

2. 各タワー、各セクションに落とされた μ 粒子の信号を ADC で読み出し、この波高分布をランダウ関数で一度フィットし、だいたいのパラメータを決めておいた。その後、このパラメータを使ってもう一度ランダウ関数でフィットした。ただし、この時 1. で決めた範囲を使ってフィットした。これを図 5.1 に示す。
3. 2. でフィットした範囲内にある粒子に対して算術平均を求め、これをキャリブレーションコンスタントとした。

上記の方法で求めたセクション 1 ~ 4 の各タワーの平均応答値とその誤差を図 5.2、図 5.3 に、セクション 5 ~ 13 の較正値及び誤差を図 5.4、図 5.5 に示す。ただし、統計誤差は統計誤差である。これらのカロリメータ較正値を用い、以後の解析を行う。

5.2 電子、π 中間子に対する応答

電子ビーム中には π 中間子または μ 粒子等のバックグラウンドが、π ビーム中には電子または μ 粒子等のバックグラウンドが含まれているため、それらを取り除くために、以下の要求を行った。

5.2.1 電子事象の選択

粒子が偏曲電磁石で曲がってからカロリメータに入射するまでにシャワーを起こした粒子は取り除かなければならない。SWDC に粒子が入射して生成された電子の信号が複数存在しない（これを「SWDC が 1 ヒットである」という。）ことを要求した。50 GeV/c の電子ビームを入射したタワー 13、セクション 1 の波高分布を図 5.6 に示す。実線は SWDC で 1 ヒットを要求したときの波高（ADC）分布で、点線は 1 ヒットを要求しなかったときの波高分布である。

また、粒子の運動量がその平均値 p から大きくずれている粒子も取り除く。50 GeV/c の電子の運動量分布を図 5.7 に示す。まず、運動量分布の平均値 p を求めるためにガウス関数でフィットし、入射平均運動量 p とした。そして、その p から 3σ（図中の縦線）以上離れている粒子は取り除いた。

50 GeV/c の電子のトリガーカウンター T1 と T2 の波高分布を図 5.8 に示す。粒子がトリガーカウンターに複数個同時に入射した場合、トリガーカウンターには粒子数に比例した信号（MIP の信号の粒子数倍）が落されるはずである。このような粒子を取り除くため、各トリガーカウンターで 1 MIP の信号のみを使う。図の縦線より外側の粒子は取り除いた。

電子はカロリメータに入射した後すぐに電磁シャワーを起こしカロリメータにエネルギーを落とすが、電磁シャワーはそのほとんどが 1 セクション内で収まってしまう[1]。こ

[1]鉛の放射長 X_0^{Pb} は $X_0^{Pb} = 0.56$ cm である。

の様子を図 5.9 に示す。電子はセクション 2 には若干エネルギーを落とす事象が存在するが、セクション 3、4 及びバックアップカロリメータにはほとんどエネルギーを落とさない。よって、セクション 1 に落としたエネルギー(E_1)とカロリメータ全体に落としたエネルギー($E_{tot} = E_1 + E_2 + E_3 + E_4$)の比をとると、ほぼ 1 になるはずである。これを示したのが図 5.10 である。π 粒子事象を取り除くため、E_1/E_{tot} が 0.95 以上を要求した。

また、μ 粒子検出器にも電子は信号を残していないことを要求した。μ 粒子検出器の波高分布を図 5.11 に示す。50 ADC カウント以上の μ 粒子事象を取り除いた。

5.2.2 π 中間子事象の選択

π 中間子も電子の場合と同じく SWDC で 1 ヒットを要求し、カロリメータ前方でシャワーを起こした粒子を取り除いた。運動量に関しても同様に運動量分布をガウス関数でフィットして平均値 p を求め、その p から 3σ 以上離れている粒子に関しては取り除いた。50 GeV/c の π 中間子の運動量分布を図 5.7 に示す。

カロリメータに π 中間子ビームを入射するときには PSD1 の直前に厚さ 4 cm の鉄板を挿入した。これは約 2.3 X_0に相当する[2]。このため入射運動量 50 GeV/c の電子を鉄に入射した場合、ほぼ 100 %の確率でシャワーが起きる。2 つのトリガーカウンター T1、T2 及び PSD1 で 1 MIP を要求することにより、カロリメータに複数個の粒子が同時に入射するような事象を取り除いた。これらの波高分布を図 5.12 に示す。図の縦線より外側の粒子は取り除いた。

π 中間子はハドロンシャワーを起こしカロリメータにエネルギーを落とす。このハドロンシャワーは電磁シャワーとは異なりカロリメータ全体に広がりほぼ全セクションに信号を残す。これを示すために図 5.13 に E_1 と $E_2 + E_3 + E_4$ の関係を、図 5.16 に各タワーに落したエネルギーをセクション毎に示す。このことから、電子とは違い E_1/E_{tot} 分布はほとんど 1 にならないはずである。π 中間子応答に対する E_1/E_{tot} を図 5.10 に示す。E_1/E_{tot} が 0.95 以上であることを要求して π 中間子ビーム中の電子を取り除いた。

π 中間子ビーム中には μ 粒子が含まれているため、この μ 粒子を取り除く必要がある。μ 粒子検出器の波高分布を図 5.11 に示す。μ 粒子検出器に信号がないことを要求するために 50 ADC カウント以下を要求した。しかし、μ 粒子検出器に信号がないことを要求すると、ハドロンシャワーがカロリメータから奥行き方向に漏れてしまった π 中間子も取り除かれてしまう可能性がある。図 5.14 に π 中間子ビーム 50 GeV/c をカロリメータに入射したときのカロリメータの応答を示す。μ 粒子検出器で 50 ADC カウント以上の粒子を取り除いた場合が実線であり、取り除かない場合が点線である。μ 粒子検出器で 50 ADC カウント以上信号を取り除いても π 中間子事象数は減らさずに μ 粒子を取り除けるため、μ 粒子検出器で 50 ADC カウント以上信号を取り除いた。

5.3 カロリメータの性能評価

前節で選別した電子、π 中間子事象を用いてカロリメータの性能評価を行った。

[2]鉄の放射長 X_0^{Fe} は $X_0^{Fe} = 1.76$ cm である。

入射粒子	e^-					
平均入射運動量 p (GeV/c)	9.63 ±0.00	27.71 ±0.00	56.10 ±0.00	84.01 ±0.00	101.24 ±0.00	178.94 ±0.01
カロリメータの応答 E (GeV)	9.30 ±0.02	28.02 ±0.03	56.10 ±0.05	84.75 ±0.06	102.37 ±0.06	185.63 ±0.10
エネルギー分解能 $\sigma/E(\%)$	9.58 ±0.04	5.66 ±0.17	4.15 ±0.43	3.34 ±0.44	3.06 ±0.41	2.34 ±0.67

表 5.1: 電子のカロリメータの応答とエネルギー分解能

5.3.1 エネルギー分解能

カロリメータで測定されたエネルギーを評価するために、1 粒子毎にカロリメータに落としたエネルギー求めた。電子はカロリメータ内に入ると電磁シャワーを起こすが、そのシャワーのほとんどは 1 タワー、1 セクション内に収まってしまう。この様子を図 5.15 に示す。したがって、横方向は入射したタワーとその周りの合計 $3 \times 3 = 9$ タワー、奥行き方向にはセクション 1、2 の部分の応答だけを足し合わせカロリメータの応答とした。これに対して π 中間子はカロリメータ全体にエネルギーを落とす。この様子を図 5.16 に示す。したがって、全タワー、全セクションを足し合わせカロリメータの応答とした[3]。50 GeV/c の電子、π 中間子に対するカロリメータの応答分布をそれぞれ図 5.17、図 5.18 に示す。また、事象毎にエネルギーを運動量で規格化した分布をそれぞれ図 5.19、図 5.20 に示す。

エネルギー分解能を求めるために、これらの応答分布全体をガウス関数でフィットした。ただし、図 5.21 に示す様に、10 GeV/c 電子のカロリメータ応答分布では電子ビーム中のバックグラウンドが取り除けていないため、低エネルギー側にテールを引いている。したがって、10 GeV/c の電子のカロリメータ応答分布では、この部分はフィットしていない。また、事象毎にエネルギーを運動量で規格化した分布を図 5.22 に示す。各入射運動量に対するカロリメータ応答分布をガウス関数でフィットし、そのピークの位置をカロリメータの応答 E とし、幅 σ を応答 E で割ったものをその入射運動量のエネルギー分解能 σ/E とした。ここで、入射する粒子の運動量の平均値 p は偏曲電磁石に供給した電流値が各実験データ毎に異なるため、各入射運動量についての加重平均を平均の運動量とした。電子と π 中間子に対する各データの応答 E とエネルギー分解能 σ/E を表 5.1、表 5.2 に示す。50 GeV/c の電子の応答 E と入射運動量 p を用いて各入射運動量毎の応答を MIP 単位から GeV 単位へ変換した。

このエネルギー分解能 σ/E を縦軸に入射エネルギー p を横軸にとり、関数

$$f(p) = \sqrt{\frac{\sigma^2_{stochastic}}{p} + \sigma^2_{const}}, \tag{5.3}$$

でフィットしたものが図 5.23 である。ただし、電子に関しては 1998 年に行われたビームテストの結果（表 5.3）も合わせてフィットしている [2, 3]。π 中間子に関しては 1998 年の

[3] ペデスタルから 3σ 離れた応答のみの和をとった

入射粒子	π^-						
平均入射運動量 p (GeV/c)	9.81 $\pm$0.00	23.98 $\pm$0.00	49.00 $\pm$0.00	73.05 $\pm$0.00	96.24 $\pm$0.00	146.20 $\pm$0.00	191.26 $\pm$0.00
カロリメータの応答 E (GeV)	9.71 $\pm$0.04	24.39 $\pm$0.02	49.00 $\pm$0.02	74.94 $\pm$0.03	99.35 $\pm$0.03	151.43 $\pm$0.04	201.38 $\pm$0.06
エネルギー分解能 $\sigma/E(\%)$	12.93 $\pm$0.30	9.48 $\pm$0.07	6.86 $\pm$0.04	5.75 $\pm$0.03	5.16 $\pm$0.03	4.27 $\pm$0.02	3.76 $\pm$0.02

表 5.2: π 中間子のカロリメータの応答とエネルギー分解能

入射粒子	e^-			
平均入射運動量 (GeV/c)	1	2	3	4
応答 (MIPS)	0.67 ± 0.01	1.38 ± 0.01	2.08 ± 0.01	2.77 ± 0.01
$\sigma/E(\%)$	23.5 ± 0.3	17.1 ± 0.2	13.8 ± 0.2	12.1 ± 0.2
入射粒子	π^-			
平均入射運動量 (GeV/c)	1	2	3	4
応答 (MIPS)	0.68 ± 0.01	1.28 ± 0.01	1.97 ± 0.01	2.64 ± 0.01
$\sigma/E(\%)$	42.7 ± 0.7	32.6 ± 0.5	27.4 ± 0.4	24.1 ± 0.4

表 5.3: 1998 年ビームテストの結果

解析方法と異なるため使用していない。その結果、電子に対しては

$$\sigma_{stochastic} = 25.1 \pm 0.2 \ \ (\%).$$

$$\sigma_{const} = 1.82 \pm 0.05 \ \ (\%).$$

π 中間子に対しては

$$\sigma_{stochastic} = 46.0 \pm 0.2 \ \ (\%).$$

$$\sigma_{const} = 1.90 \pm 0.06 \ \ (\%),$$

が得られた。ただし誤差は統計誤差のみである。

この結果はハドロンカロリメータで要求されるエネルギー分解能に近い結果が得られている。電子のエネルギー分解能が若干要求値より悪いが、このカロリメータはハドロンカロリメータであり、JLC 実験の際にはハドロンカロリメータだけでなく、鉛の厚さが 4 mm、シンチレータの厚さが 1 mm の電磁カロリメータも設置される予定なので、電子のエネルギー分解能は改善される。また、系統誤差が評価されていないため、これも考慮にいれる必要がある。

5.3.2 応答の線形性

運動量 10 GeV/c から 200 GeV/c の電子、π 中間子のカロリメータに対する応答の結果（表5.1、表5.2）から応答の線形性を調べた。電子、π 中間子をそれぞれ運動量 56.10 GeV/c、

$49.00\ \mathrm{GeV/c}$ で規格化し、カロリメータ応答を入射粒子の運動量を横軸に、カロリメータ応答を縦軸にとり、電子、π 中間子共に運動量の関数として表した。これを図 5.24（電子）、5.25（π 中間子）に示す。ここで図中の直線は原点を通る傾き 1 の直線を示す。カロリメータ応答の線形性からのずれを $\eta \equiv E/p - 1$ と定義した。この線形性からのずれ (η) を入射運動量の関数として表したものを、図 5.26(電子)、図 5.27（π 中間子）に示す。ただし、誤差は統計誤差のみである。電子、π 中間子共に高いエネルギーになるにつれて η が大きくなる。この原因については現在研究中である。現在考えている原因としては、光電子増倍管の線形性からのずれ等が挙げられる。また、系統誤差も考慮にいれて考える必要がある。

5.3.3 補償比 e/h

補償比 e/h を求めるためには電子と π 中間子で等しい運動量についてのカロリメータの応答が必要である。実験データでは電子と π 中間子で入射運動量が微妙に異なる。π 中間子入射運動量に相当する電子に対する応答を、電子に対する応答の線形性から外挿した。このようにして得られた π 中間子に対する電子の応答比を入射運動量の関数で表し、e/h 比を以下の方法で算出した。

横軸を入射運動量、縦軸を e/π 比として、e/π 比を運動量の関数として表した。この e/π 比と e/h 比の間には

$$\frac{e}{\pi} = \frac{\frac{e}{h}}{1 + (\frac{e}{h} - 1)F_{\pi^0}}. \tag{5.4}$$

の関係が知られているので [6, 9]、この関数を用いて e/h 比を算出した。ここで F_{π^0} はハドロンシャワー中の電磁成分の割合を表す。この F_{π^0} として 2 種類の経験式を用いた。

$$F_{\pi^0} = \begin{cases} 0.11 \times \ln(E) & (\text{ Wigmans }). \\ 1 - \left(\frac{E}{0.96}\right)^{(0.816-1)} & (\text{ Groom }). \end{cases} \tag{5.5}$$

それぞれの F_{π^0} を用いたフィットの結果を図 5.28（Wigmans）、図 5.29（Groom）に示す。Wigmans の式では $e/h = 1.01 \pm 0.03$、Groom の式では $e/h = 1.02 \pm 0.04$ が得られた。e/π 比の誤差は統計誤差だけでなく、系統誤差も考慮に入れている。この系統誤差は 5 %とわかっているので [3] この値を使用した。e/h 比の誤差は統計誤差のみである。

この補償比 e/h は 1 より若干大きい。この補償比 e/h については補償する値が実験的に確かめられていて [4]、鉛の厚さが 9.1 ± 0.3 mm、シンチレータの厚さが 2 mm のとき e/h 比が 1 になるということがわかっている。この鉛の厚さの違いが e/h 比に表れていると考えられる。

5.4 π 中間子シャワーの奥行き方向の平均発達

5.4.1 目的

第 2.2.2 節に記したように電磁シャワーの奥行き方向の発達については比較的よく研究され理解されており、式 (2.8) で記述されることが知られている。しかしハドロンシャワー

の発達についてはあまりよく知られていない。そこで π 中間子が起こすハドロンシャワーについて、その奥行き方向の発達が式 (2.8) と同じ関数形で記述できると仮定して解析を行った。ここでカロリメータの深さ t の単位は、放射長 (radiation length : X_0) の代わりに原子核相互作用長 (nuclear interaction length : λ_I) を用いた[4]。解析はカロリメータ本体の前に PSD2 を設置していない場合、設置した場合の 2 つの場合について行った。PSD2 は 20 cm × 20 cm の鉛の吸収層 (4 mm 厚) とシンチレーターの検出層 (1 mm 厚) の 6 層の積層構造を持ち、3 層を 1 セクションとしている。カロリメータのセクション $5 \sim 13$ と同じく 2 本の光電子増倍管で左右両側から読み出している。PSD2 を置くことにより深さ t の小さいところでの測定点を補うことができる。

5.4.2 実験データの補正

実験で得られたデータには次のような問題点があった。

1. PSD2 を設置した時 (ビームテストの最後) のデータ収集中、2 本の光電子増倍管 (タワー 12, セクション 2、タワー 25, セクション 3) の信号が出ていなかった。
2. セクション 5 以降の一部の光電子増倍管の供給電圧の設定が高すぎたために ADC がオーバーフローしてしまった事象があった。

奥行き方向のシャワー発達の研究のために、1,2 の問題点に関してそれぞれ次のように実験データに補正を加えた。

1. 横方向のハドロンシャワー発達がビーム軸に対して対称であると仮定し、信号の出ていない光電子増倍管についてビーム軸に対して対称な位置にある 3 本の光電子増倍管からの出力値[5]の平均を取った (タワーの位置関係は図 3.6 参照)。タワー i, セクション j の応答を (i,j) と表すと、

$$(12,2) \text{ の応答} = ((8,2) \text{ の応答} + (14,2) \text{ の応答} + (18,2) \text{ の応答}) \times 1/3,$$

$$(25,3) \text{ の応答} = ((1,3) \text{ の応答} + (5,3) \text{ の応答} + (21,3) \text{ の応答}) \times 1/3,$$

   とした。
2. 光電子増倍管の出力がオーバーフローしている事象の場合、読み出しに用いられる左右 2 本の光電子増倍管からの出力 [5] が等しいと仮定して、オーバーフローしていない光電子増倍管の出力値 [5] を代入した。100 GeV/c のセクション 6 についてこの補正前後での E/p 分布の違いを図 5.30 に示す。ここで縦軸は右側の光電子増倍管からの応答、横軸は左側の光電子増倍管からの応答である。 2 つの光電子増倍管からの応答は広がりを持った直線上に分布しているので、この広がりを補正に関する系統誤差としなければいけないが今回は考慮しなかった。また、入射運動量が高い場合には両側の光電子増倍管 2 本ともオーバーフローしている事象があったので、これについては大きい方の応答を両方に代入することにした。

[4]鉛の原子核相互作用長は、約 194 g/cm^2(17.09 cm) である。
[5]応答の較正をした後の出力値。

5.4.3 応答較正値の補正

奥行き方向のシャワー発達の研究では、奥行き方向に対して応答の較正が精度良くなされていることが重要である。第 5.1 節で行った較正はタワーの中心に μ 粒子を入射したときのデータのみを用いて行ったが、構造が異なるセクション $1 \sim 4$ 、 $5 \sim 13$ 間での較正がうまくできているかを次のように確かめた。

セクション 1 とセクション 5 で中心の 20 cm × 20 cm の領域 (タワー 13 の領域) を 2 cm 間隔で 10 × 10 の領域に分割し、その領域に入射した μ 粒子の平均波高値を求めた。μ 粒子に対する事象選択と平均波高値の決定方法は第 5.1 節と同じものを用いた。

セクション 1 とセクション 5 について得られた結果をそれぞれ図 5.31、図 5.32 に示す。図中の x 軸は図 3.6 で見たときの横方向、y 軸は縦方向を表す。データがない領域は得られた事象数が少なかったために平均波高値を算出することができなかった領域である。この分布の平均値を第 5.1 節で求めた平均波高値と比較して次の定数を求めた。ただし、セクション 5 については左右 2 本の光電子増倍管からの応答を中心での値で較正し足した値を用いて定数を求めた。

$$\text{定数} = \begin{cases} 1.05 & (\text{セクション } 1 \sim 4)\ . \\ 0.92 & (\text{セクション } 5 \sim 13)\ . \end{cases}$$

以下の解析はそれぞれの応答にこの定数を掛けて行った。ただし得られた事象数が少なかったために、平均波高値の誤差が大きくなっているので、この定数を精度良く求めることは今後の課題である。

5.4.4 π 中間子事象の選択

π 中間子に対する事象の選択は第 5.2 節と同じものを用いた。ただし鉄板を直前に設置した PSD1 による 1MIP の選択で十分に電子は取り除けているため、$E_1/E_{tot} \leqq 0.95$ は要求しなかった。また、ビーム中の μ 粒子を取り除くため $E_{tot} \geqq 3.0$ GeV を要求した。これは入射エネルギーが低いと、μ 粒子が多重クーロン散乱によりその軌道を曲げられて μ 粒子検出器に信号を残さない事象が増すためである。μ 粒子は各セクションに 1MIP 相当のエネルギーを与え、全体として $E_{tot} = 6.25$ MIPs $= 2.7$ GeV のエネルギーを与えるので、$E_{tot} \geqq 3.0$ GeV を要求することにより μ 粒子を取り除くことができる。10 GeV/c の場合にこの要求前後での E/p 分布の違いを図 5.33 に示す。要求後では μ 粒子の信号は取り除かれている。

5.4.5 解析

PSD2 を設置しない場合の入射粒子運動量 50 GeV/c に対する波高分布を図 5.34、図 5.35 に示す。ここで縦軸は事象数であり、横軸は各事象毎に光電子増倍管からの応答 E (GeV) を入射粒子の運動量 p (GeV/c) で規格化し、そのセクションのすべての光電子増倍管について足しあげたものである。E そのものの代わりに E/p の分布をとることによって、入射粒子の運動量のばらつきから来る応答のゆらぎを補正することができる。このとき式 (2.8)

は、次式のようになる。

$$g(t) \equiv \frac{1}{p}\left(\frac{dE}{dt}\right) = f \times \ b\ \frac{(bt)^{a-1}e^{-bt}}{\Gamma(a)}. \tag{5.6}$$

ここで a, b, f はパラメータである。

実験で得られた各セクションごとのエネルギーはシンチレーター 20 枚 (セクション $1 \sim 4$)、5 枚 (セクション $5 \sim 13$)、3 枚 (PSD2 セクション $1 \sim 2$) の応答の和である。一方、式 (5.6) は微分形であり、吸収層のある厚さに対してカロリメータに与えるエネルギーを計算することができるが、そのままでは実験値と比較することはできない。そこで実験値と式 (5.6) を比較するために、式 (5.6) から各セクションごとに次の値を求めた。

$$S \equiv \sum_{t=t_f}^{t_l} g(t). \tag{5.7}$$

ここで t_f はそのセクションの最初の層までの吸収層の厚さであり、t_l はそのセクションの最終層までの厚さである。吸収層 1 枚分の厚さ (約 $4.7 \times 10^{-2}\ \lambda_I$) 間隔で厚さ t を動かし、セクション $1 \sim 4$ では 20 点、セクション $5 \sim 13$ では 5 点の和をとった。また、PSD2 のセクションについては、吸収層の厚さが半分 (4 mm) のため、約 $2.3 \times 10^{-2}\ \lambda_I$ の間隔で厚さ t を動かし 3 点の和を取った。このようにして求めた S の値と実験値を比較し、次の値が最小になるときの 3 つのパラメータ f, a, b の値を求めた。

$$\chi^2 \equiv \sum_{i=1}^{13\ or\ 15} \frac{(R_i - S_i)^2}{\sigma_i^2}. \tag{5.8}$$

ここで R_i はセクション (i) での E/p 分布の算術平均をとり、σ_i は E/p 分布の統計誤差と各チャンネル応答の規格化定数の誤差の二乗和をとった。各チャンネル応答の規格化定数の誤差は図 5.3、図 5.5 の統計誤差の他に、その決定方法による誤差もあるのでそれらを考慮して E/p の値に対して約 3 %とした。また、各チャンネル応答の規格化定数の誤差以外にも光電子増倍管の増幅率の変化やペデスタルの変化、吸収層の厚さの違い、入射位置による光量の違い等による誤差が考えられるが [4]、それらを定量的に算出することは今後の課題である。

運動量 50 GeV/c に対する S の値とそのフィットの結果を図 5.36 (PSD2 なし)、図 5.37(PSD2 あり) に示す。ここで縦軸は $E/p = p^{-1}(dE/dt)\Delta t(\Delta t$ は吸収層の厚さ)、横軸はカロリメータの深さ t (λ_I)、点線は各セクションの境界であり、丸の点、四角の点はそれぞれ実験値、S の値である。ただし、各点は各セクションの応答の和なので横軸はそのセクションの中央の位置にプロットした。さらに、各セクション間での吸収層の厚さの違いを考慮して縦軸を $p^{-1}(dE/dt)$ (λ_I^{-1}) に換算したときの結果を図 5.38(PSD2 なし)、図 5.39(PSD2 あり) に示す。このとき実験値の横軸は、次式を満たす x の位置にプロットした [8]。

$$g(x) = \frac{1}{t_H - t_L}\int_{t_L}^{t_H} g(t)dt. \tag{5.9}$$

ここで t_L、t_H はそれぞれ各セクションにおける深さ t の最小値、最大値である。どちらの場合もフィットの目安となる χ^2/ndf の値が大きいが、これは系統誤差を考慮していないためと考えられる。

平均入射運動量 p (GeV/c)	9.83 ±0.00	24.00 ±0.00	49.04 ±0.00	73.08 ±0.00	96.36 ±0.00	146.28 ±0.00	191.73 ±0.00
パラメータ a	1.48 ±0.06	1.67 ±0.04	1.81 ±0.04	1.83 ±0.04	1.93 ±0.04	1.93 ±0.04	1.94 ±0.04
パラメータ b (λ_I)	0.88 ±0.04	0.86 ±0.02	0.87 ±0.02	0.86 ±0.02	0.89 ±0.02	0.90 ±0.02	0.90 ±0.02
規格化定数 f	1.02 ±0.02	1.07 ±0.02	1.08 ±0.01	1.09 ±0.01	1.10 ±0.01	1.10 ±0.01	1.12 ±0.01
シャワー最大の深さ t_{max} (λ_I)	0.54 ±0.07	0.78 ±0.05	0.93 ±0.05	0.96 ±0.05	1.04 ±0.05	1.04 ±0.05	1.04 ±0.05

表 5.4: 平均入射運動量に対する各パラメータと t_{max} の値 (PSD2 を設置しない場合)

平均入射運動量 p (GeV/c)	24.32 ±0.00	49.05 ±0.00	73.25 ±0.00	96.39 ±0.00
パラメータ a	1.58 ±0.02	1.76 ±0.01	1.88 ±0.01	1.94 ±0.01
パラメータ b (λ_I)	0.81 ±0.01	0.83 ±0.01	0.88 ±0.01	0.89 ±0.01
規格化定数 f	1.06 ±0.01	1.12 ±0.01	1.09 ±0.01	1.11 ±0.01
シャワー最大の深さ t_{max} (λ_I)	0.72 ±0.02	0.92 ±0.02	0.99 ±0.02	1.05 ±0.02

表 5.5: 平均入射運動量に対する各パラメータと t_{max} の値 (PSD2 を設置した場合)

各入射粒子運動量に対する a, b, f の各パラメータの値をそれぞれ図 5.40、図 5.41、図 5.42 に示し、表 5.4、表 5.5 にまとめた。ここで四角の点は 1997 年に行われたビームテストの結果である [3] (表 5.6)。規格化定数の f は、カロリメータの線形性が保たれていれば誤差の範囲内で等しくなるはずであるが、図 5.42 からわかるようにわずかながら運動量に依存している。このずれ方は図 5.27 に示した応答の線形性からのずれと一致している。

パラメータ a, b と式 (2.9) から求めた t_{max} の値を表 5.4 にまとめ、入射運動量 p の関数として図 5.43 に示した。図 5.43 において、縦軸はシャワーが最大になるカロリメータの深さ (λ_I) であり、横軸は対数スケールでとった入射運動量 p (GeV/c) である。また、四角の点は 1997 年のビームテストの結果である。これを電磁シャワーと同じように一次関数でフィットした結果、次のような結果が得られた。

$$t_{max} = \begin{cases} (0.18 \pm 0.01) \times \ln p + (0.16 \pm 0.02) & (\text{PSD2 を設置しない場合}) \, . \\ (0.20 \pm 0.01) \times \ln p + (0.14 \pm 0.02) & (\text{PSD2 を設置した場合}) \, . \end{cases}$$

運動量 200 GeV/c の点がフィットからずれているが、これは第 5.5.2 節で行ったオーバーフローの補正が不十分だったためと考えられる。運動量が高いために、両側の光電子増倍

入射運動量 p (GeV/c)	1	2	3	4
パラメータ a	1.15 ±0.04	1.42 ±0.04	1.42 ±0.03	1.46 ±0.03
パラメータ b (λ_I)	1.28 ±0.05	1.34 ±0.04	1.16 ±0.03	1.10 ±0.02
シャワー最大の深さ t_{max} (λ_I)	0.12 ±0.03	0.31 ±0.03	0.37 ±0.03	0.42 ±0.03

表 5.6: 1997 年のビームテストで得られた結果

管 2 本ともオーバーフローしてしまった事象が増してそのセクションでの E/p の値が真の値よりも小さく見積もられ、結果として t_{max} が小さくなってしまった可能性がある。しかし、それ以外の点に関してはフィットの直線にのっており、しかも 1997 年のビームテストで得られたデータとの関連性も見られた。

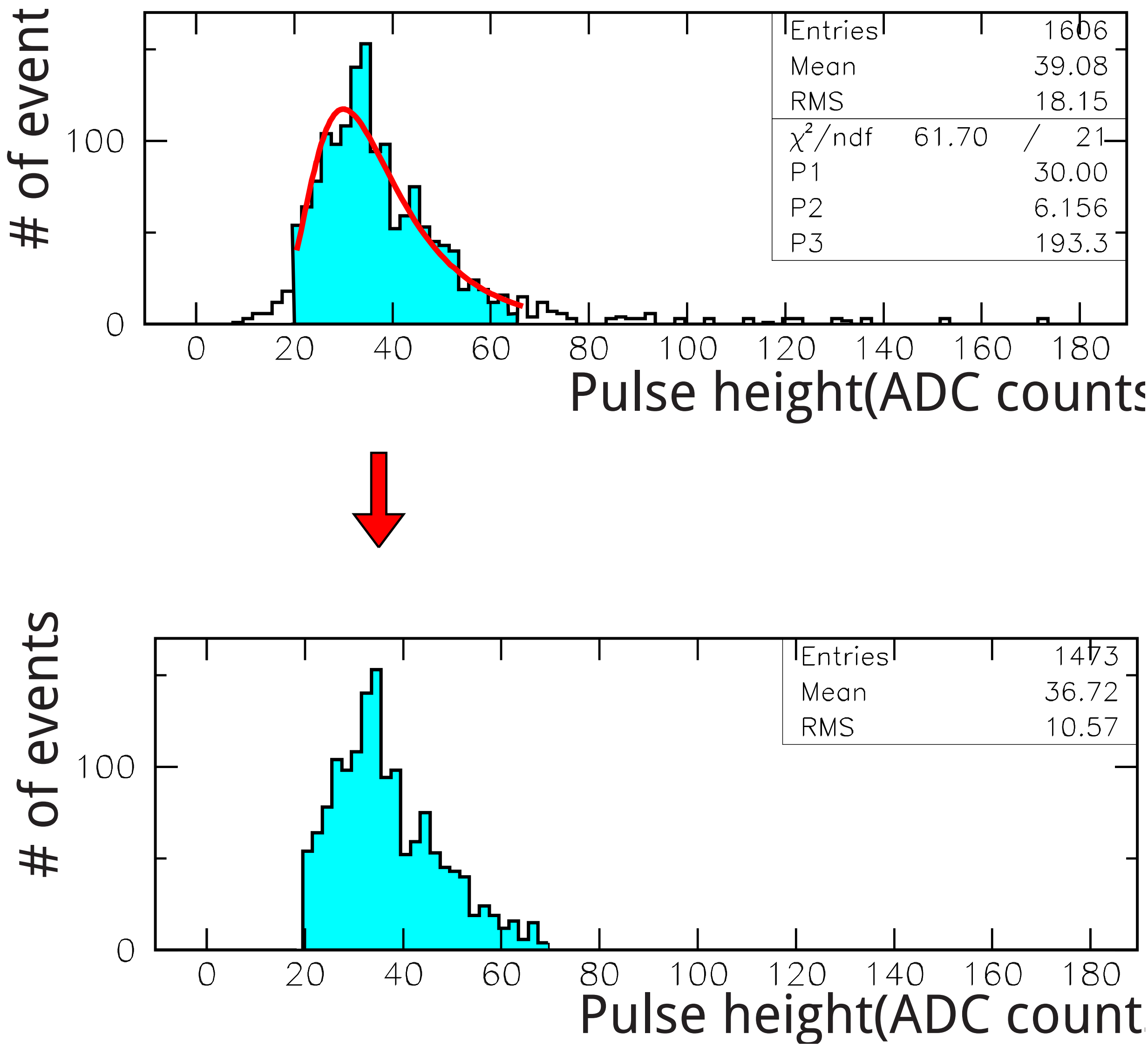


図 5.1: μ 粒子の波高分布。ランダウ関数でフィットした範囲内の事象だけを取りだし、その事象に対して算術平均を取りそれをカロリメータの較正値とした。

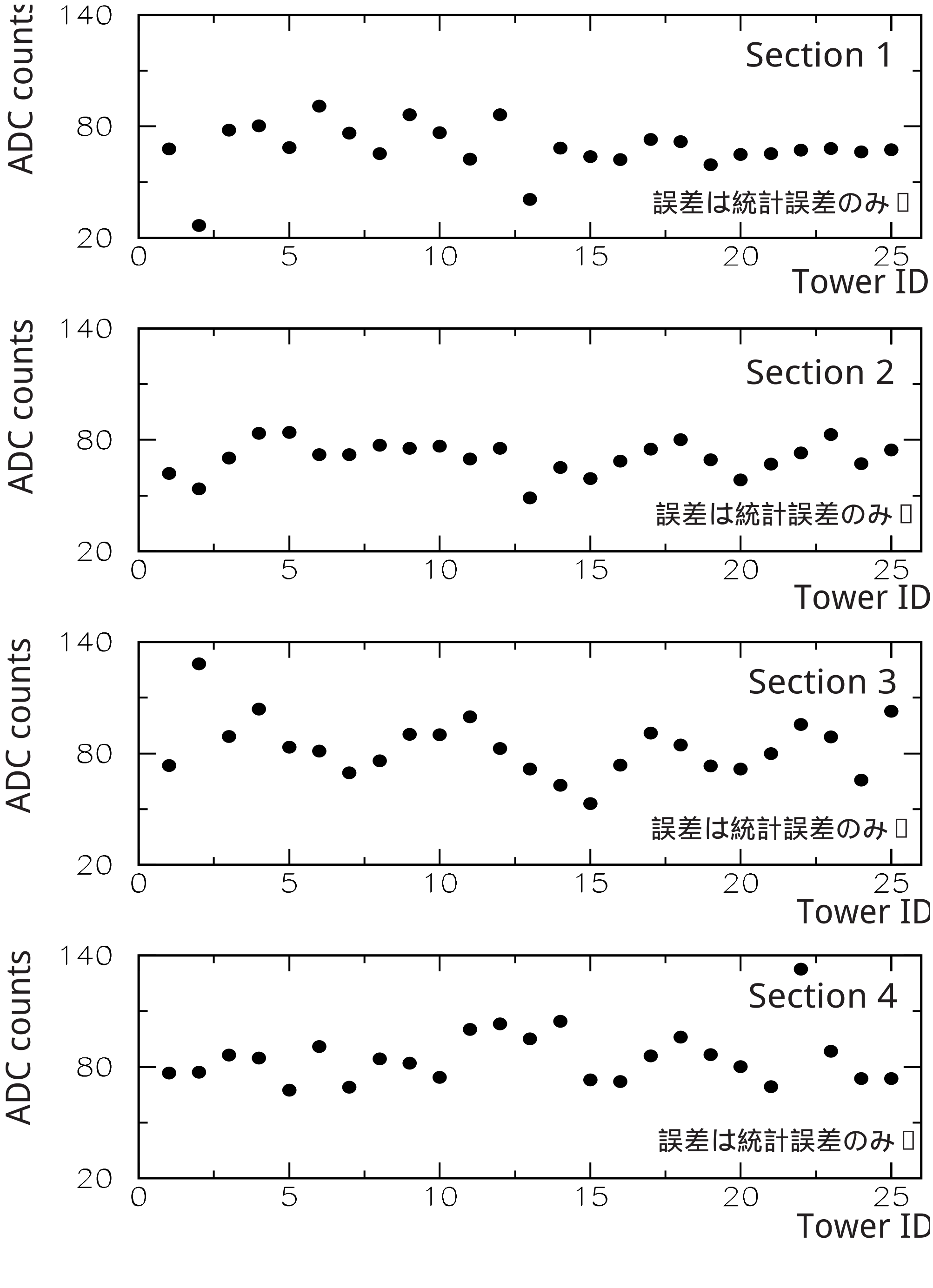


図 5.2: 各タワーにおける応答較正値（セクション 1 ~ 4）。

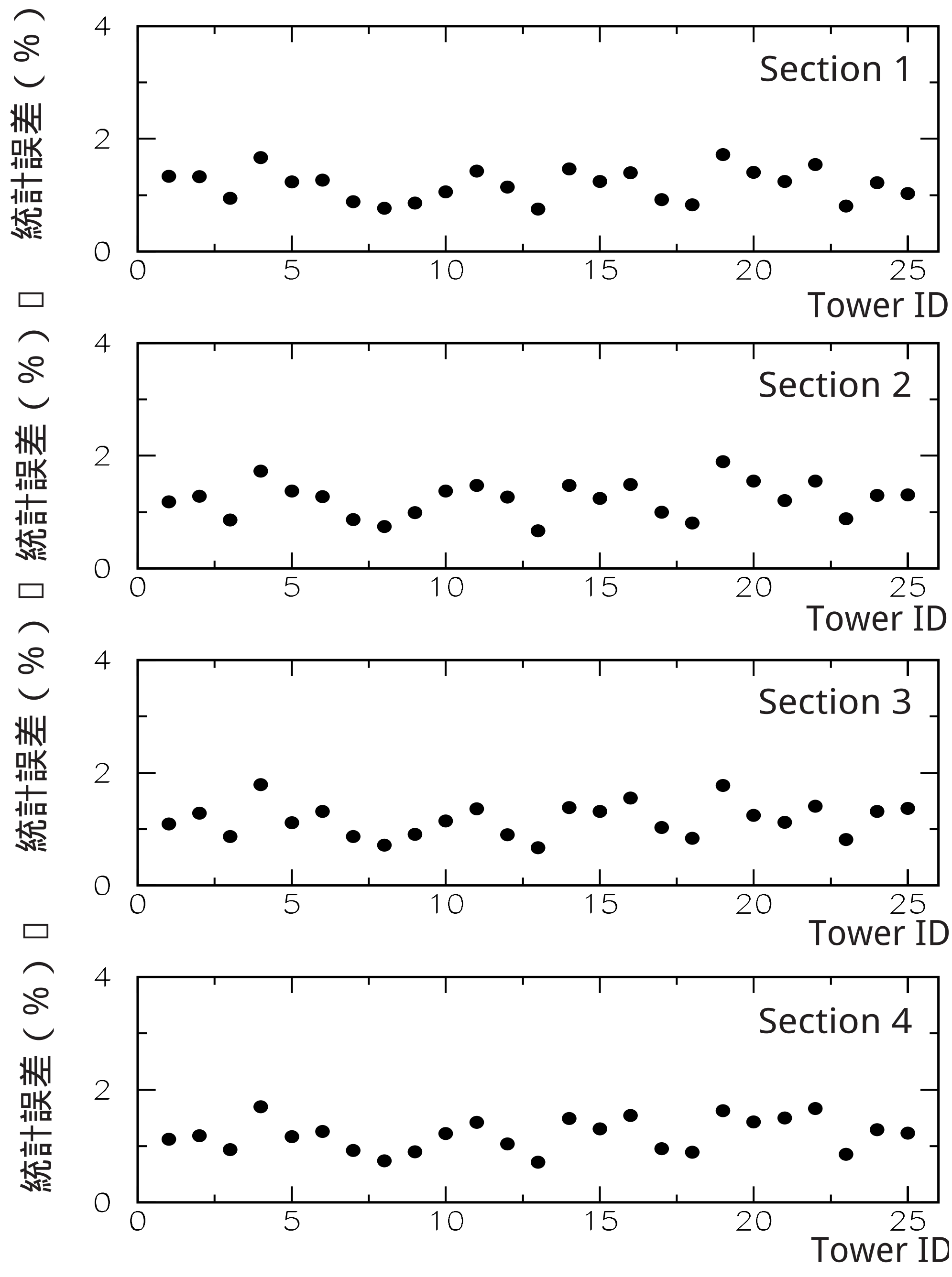
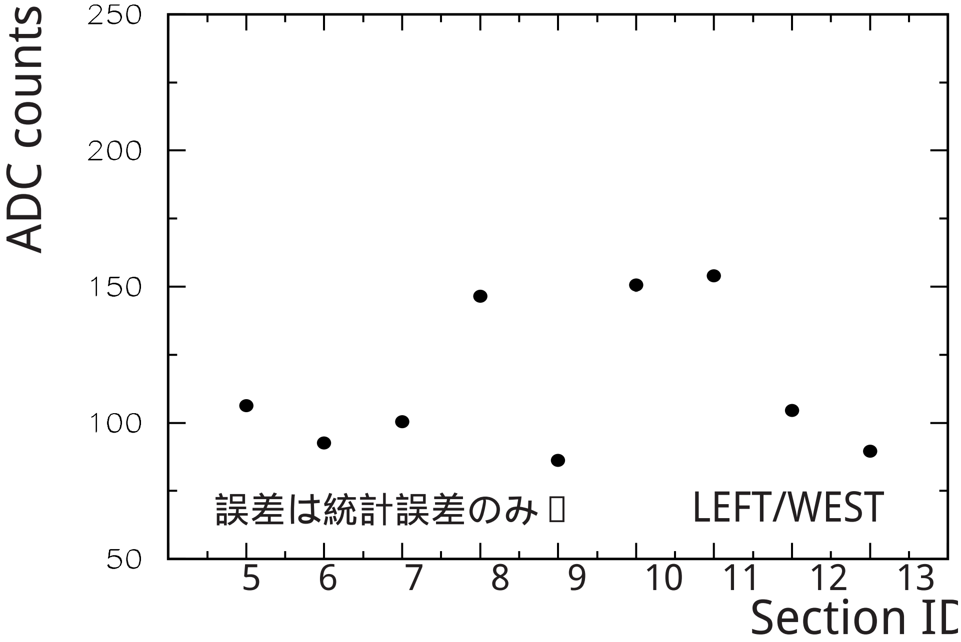


図 5.3: 各タワーにおける応答較正値の誤差(セクション 1 ~ 4)。



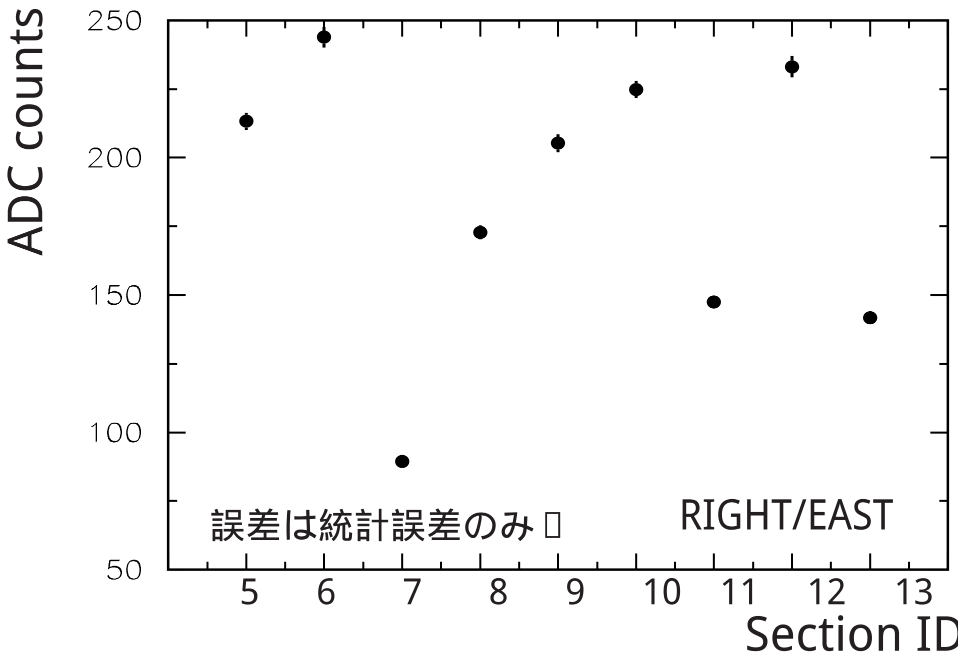


図 5.4: 応答較正値（セクション 5～13）。

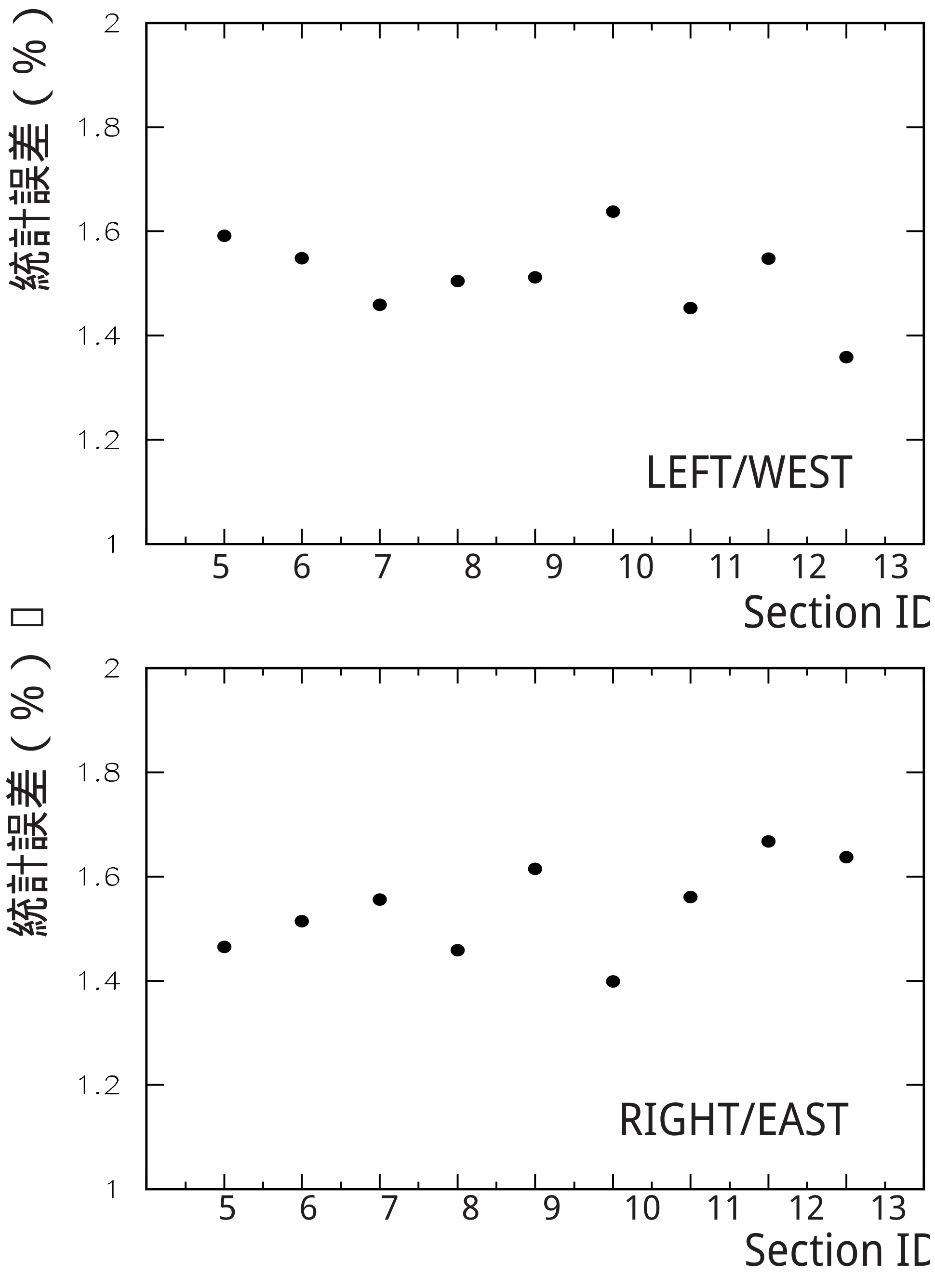


図 5.5: 応答較正値の誤差（セクション 5～13）。

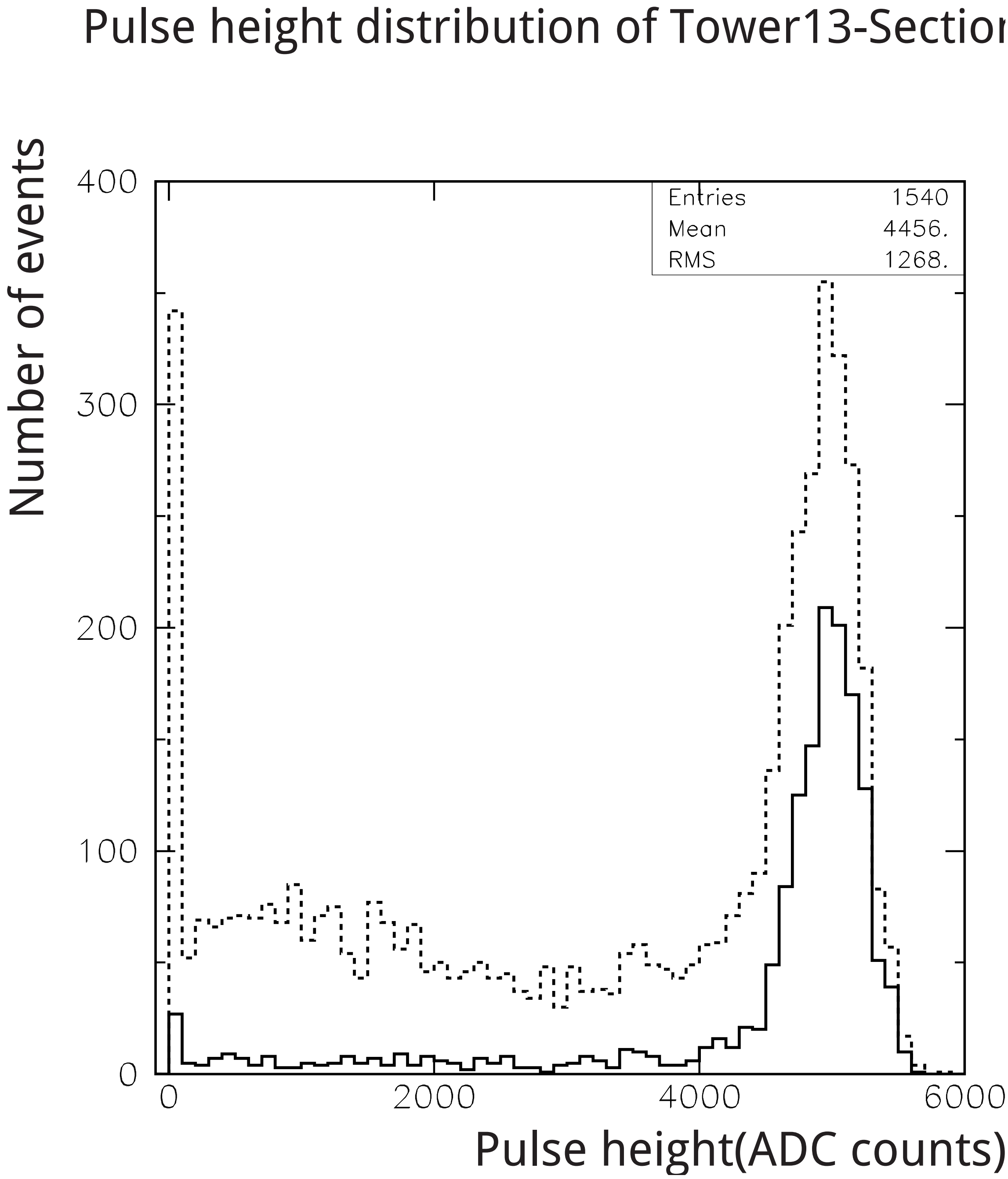


図 5.6: タワー 13、セクション 1 に入射運動量 50 GeV/c の電子を入射したときの波高 (ADC) 分布。実線は偏曲電磁石より下流の SWDC が 1 ヒットであるとしたときの波高分布。点線は 1 ヒットを要求しなかったときの波高分布。

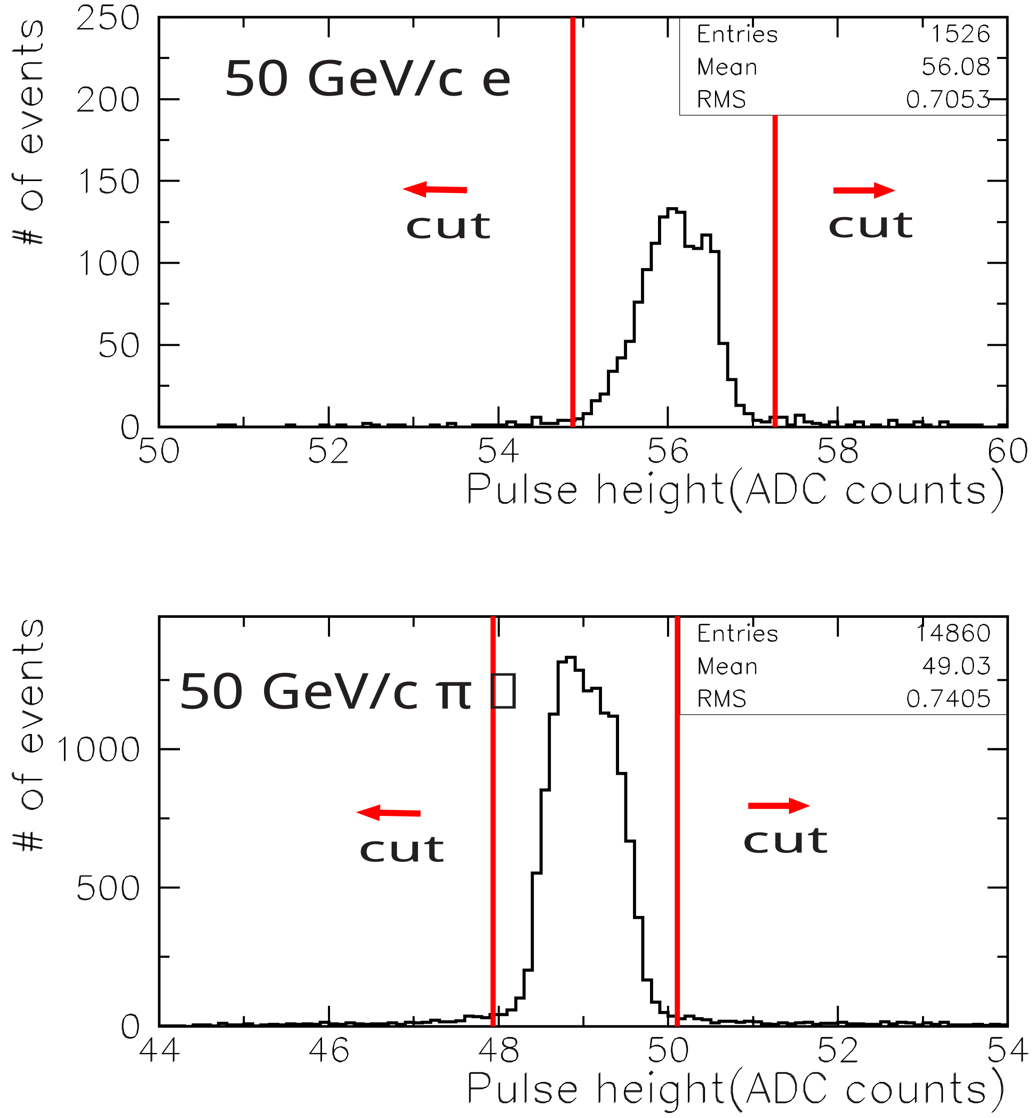


図 5.7: 入射運動量 50 GeV/c の電子、π 中間子に対する運動量分布。

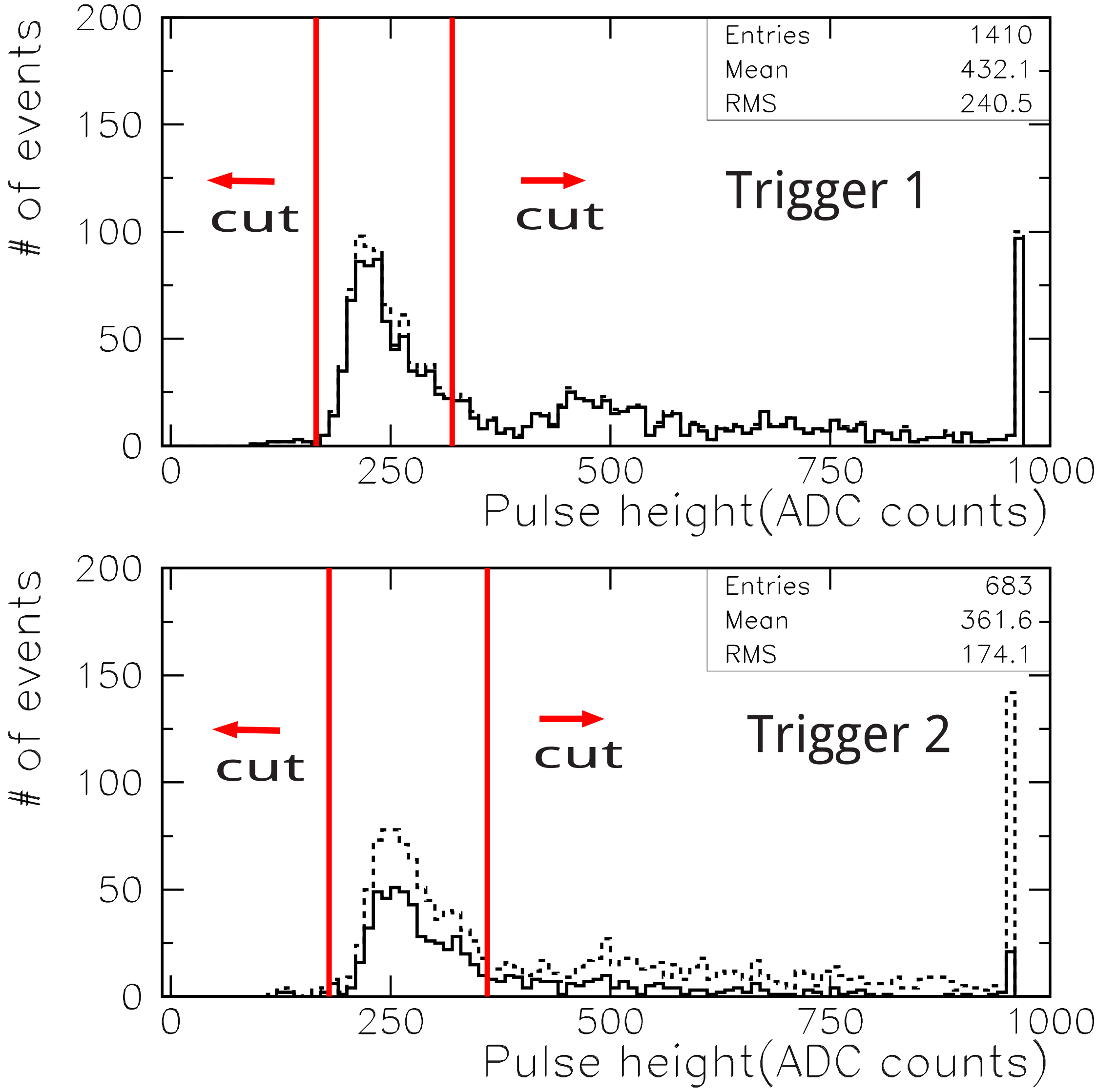


図 5.8: 入射運動量 50 GeV/c の電子に対するトリガーカウンター 1、2 の波高分布。実線は各事象選別をした後の分布で、点線は各事象選別をする前の分布。

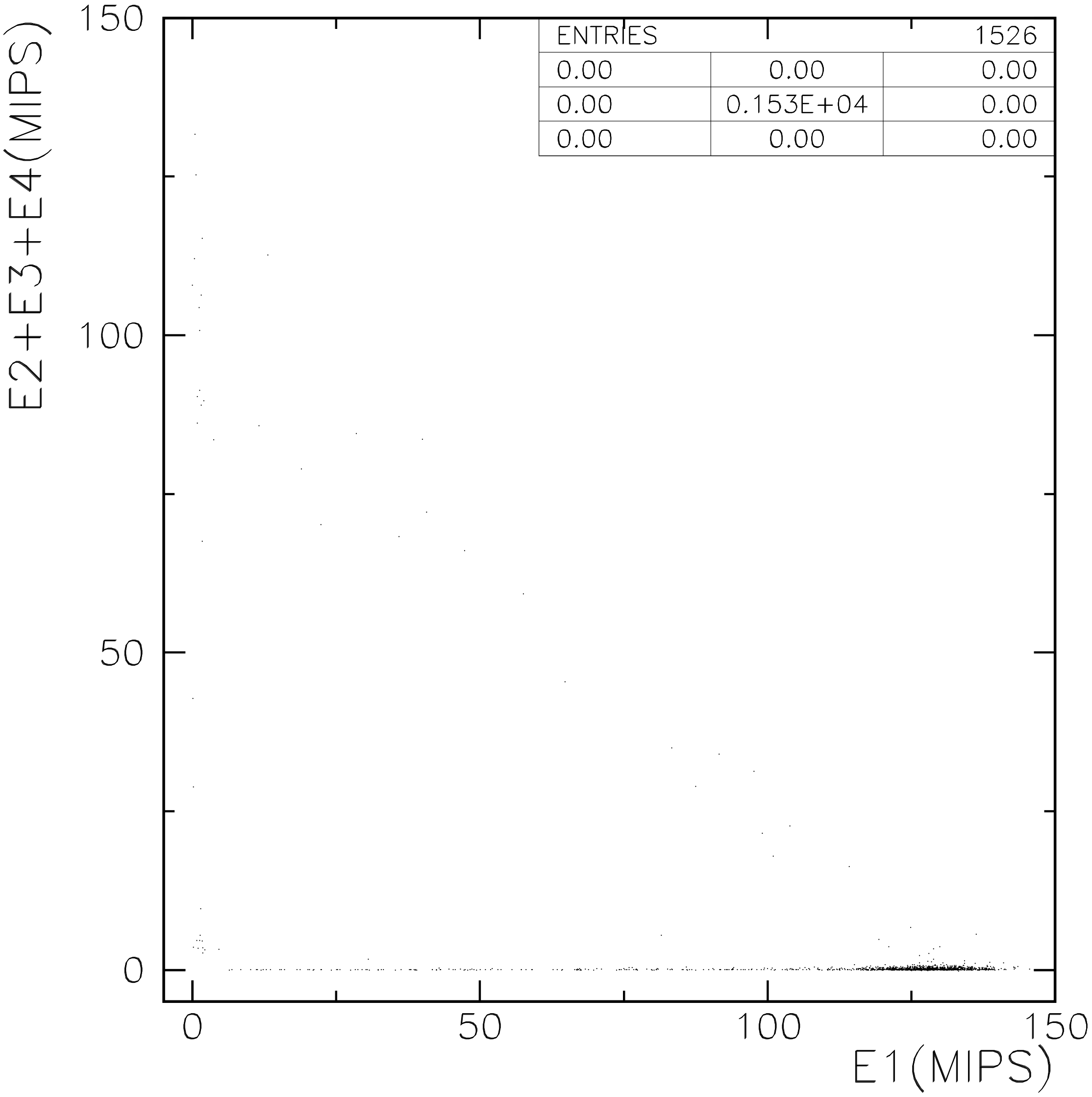
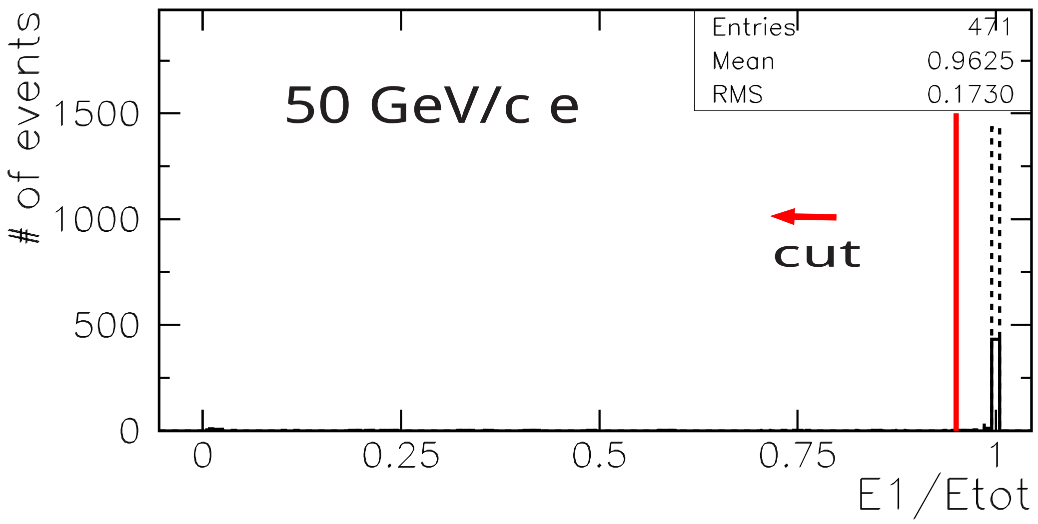


図 5.9: 入射運動量 50 GeV/c の電子ビームに対するセクション 2 ~ 4 までの応答和とセクション 1 の応答の関係。



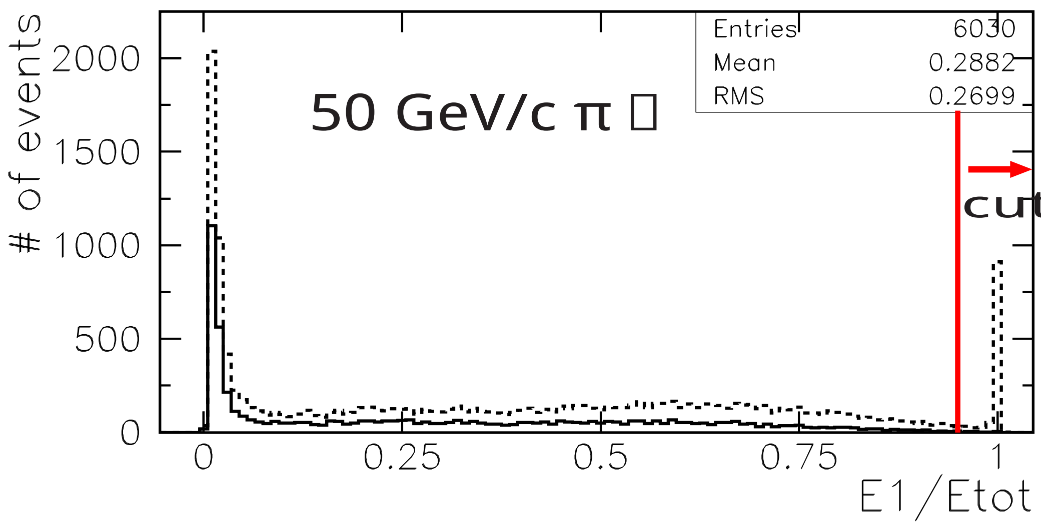


図 5.10: 入射運動量 50 GeV/c の電子、π 中間子に対する E_1/E_{tot} 分布。上図が電子で、下図が π 中間子。実線は各事象選別後の分布で、点線は事象選別前の分布。

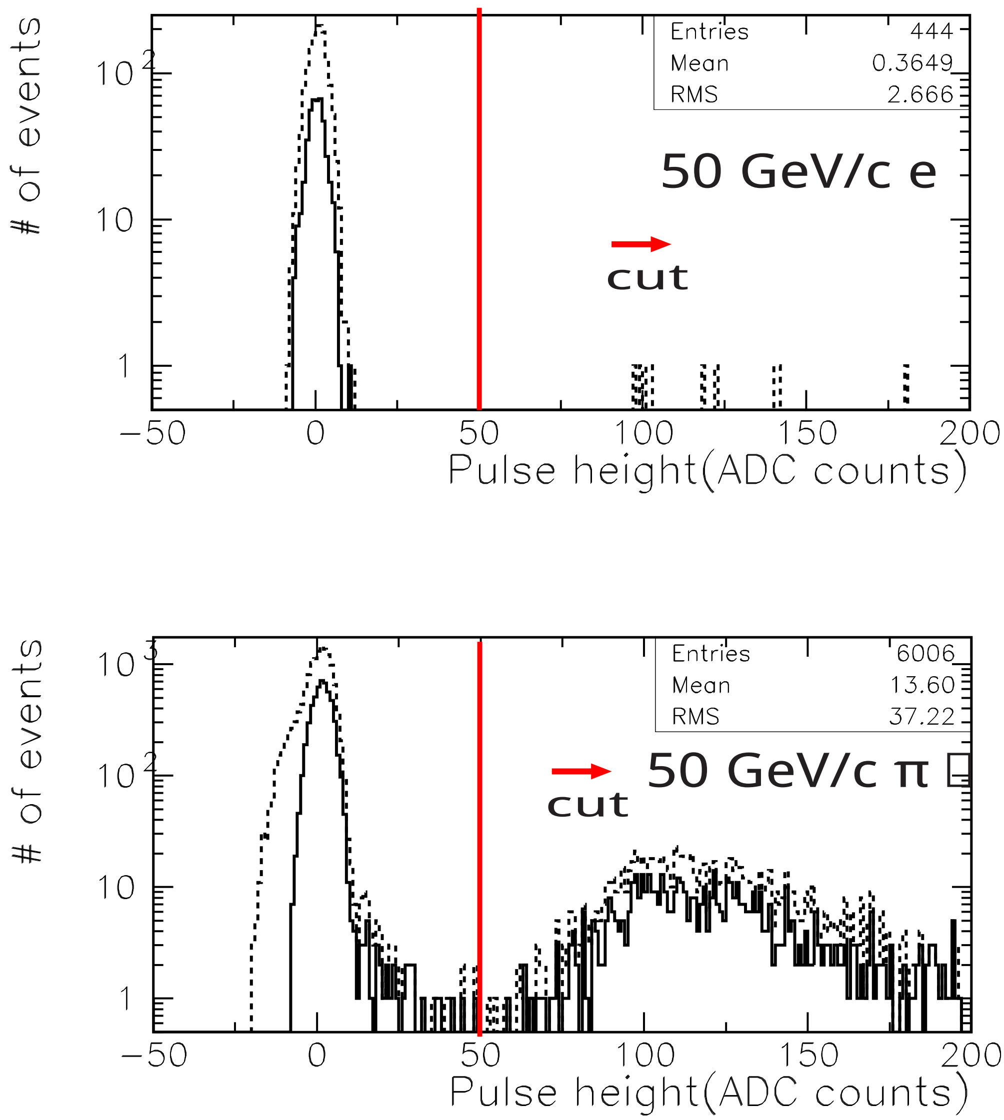


図 5.11: 入射運動量 50 GeV/c の電子、π 中間子に対する μ 粒子検出器の波高分布。実線は各事象選別後の分布で、点線は事象選別前の分布。0 ADC カウント付近の事象はペデスタルで、π 中間子の 100 ADC カウント付近にあるイベントは μ 粒子に相当する。

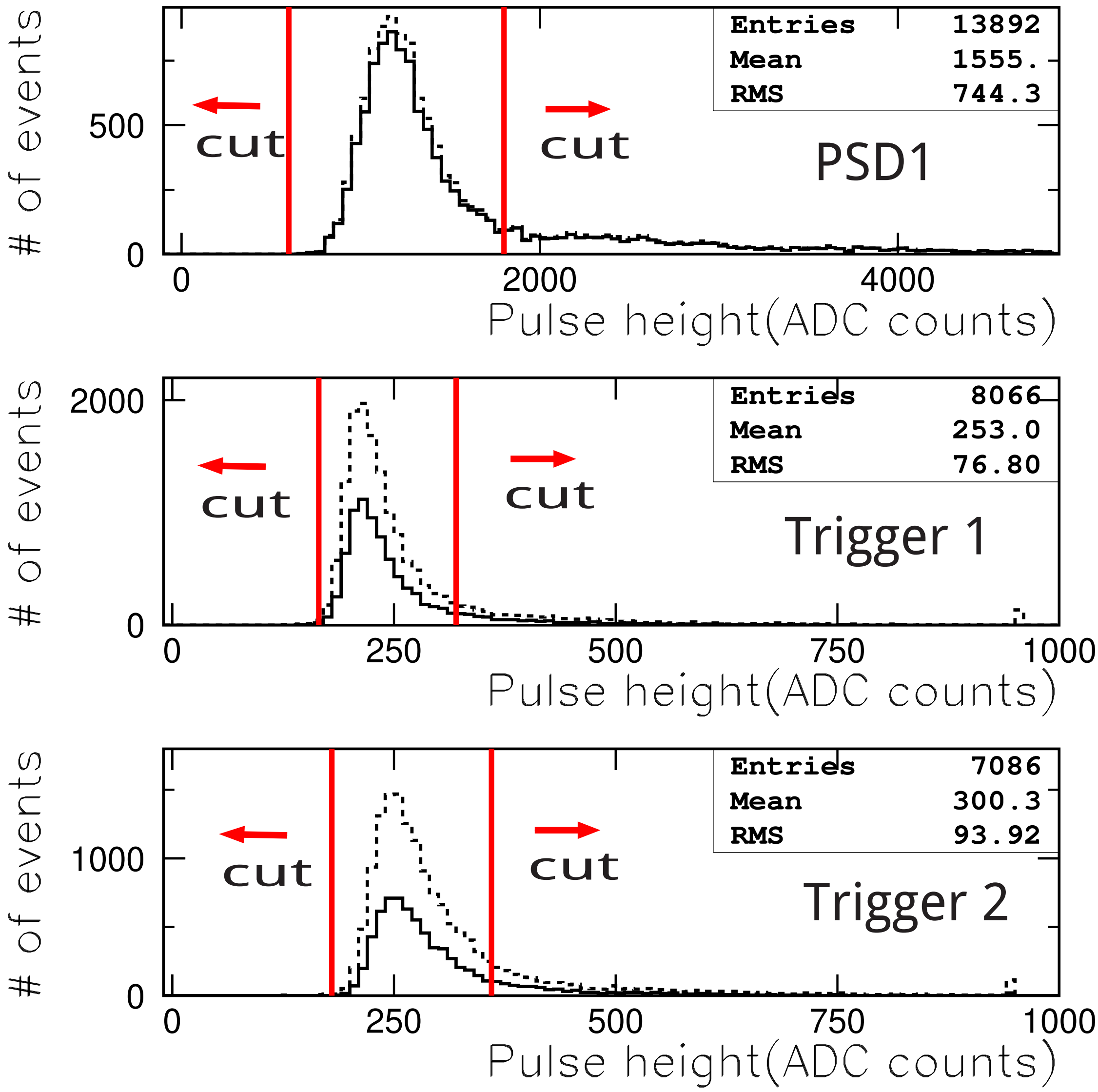


図 5.12: 入射運動量 50 GeV/c の π 中間子に対するトリガー 1、2 カウンター及び PSD1 の波高分布。実線は各事象選別後の分布で、点線は事象選別前の分布。右側のピーク（実線）は π 中間子で、左側のピークは（点線）は μ 粒子である。

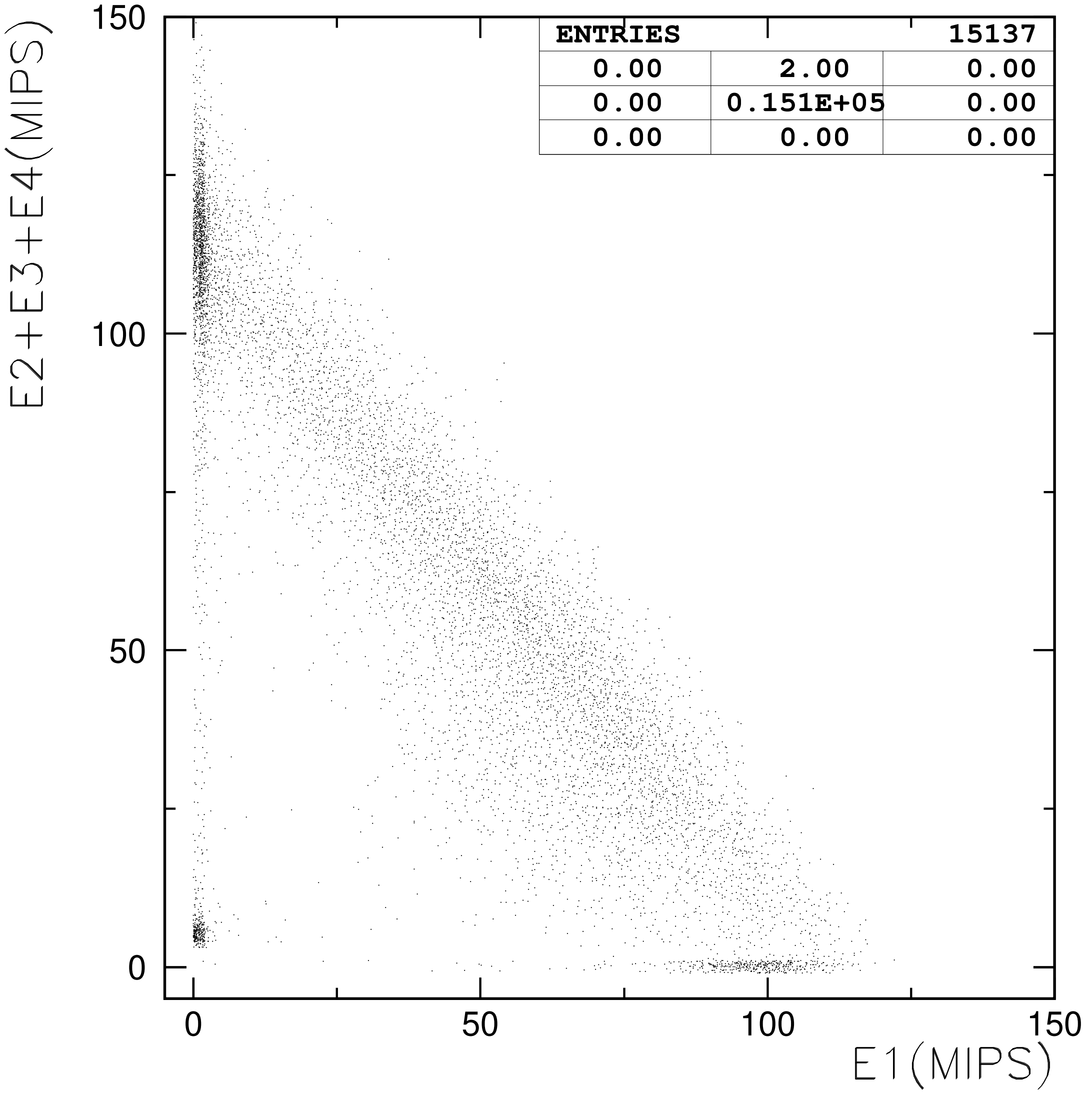


図 5.13: 入射運動量 50 GeV/c の π 中間子ビームに対するセクション 2 ~ 4 までの応答和とセクション 1 の応答の関係。

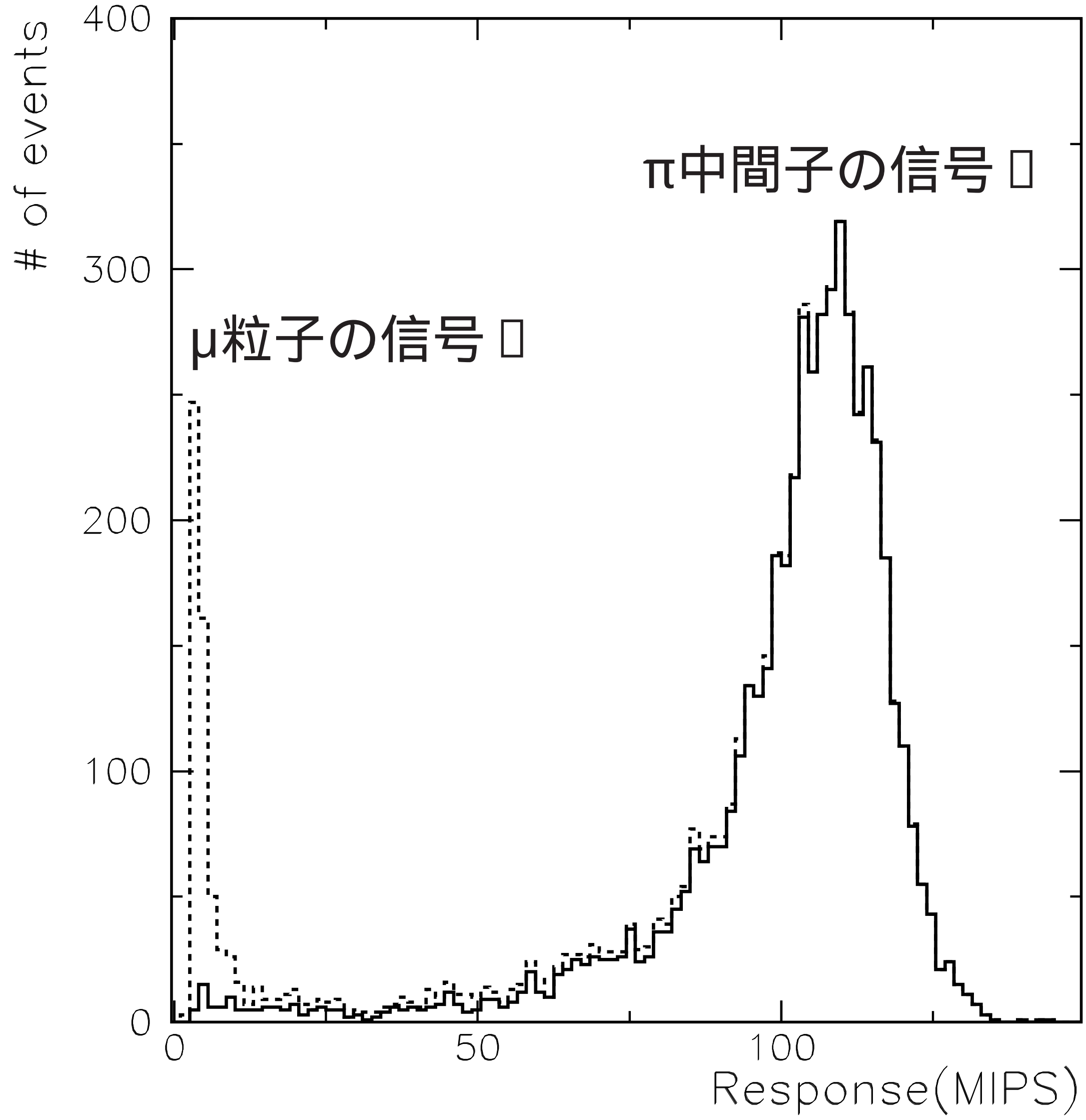


図 5.14: 入射運動量 50 GeV/c の π 中間子ビーム中の μ 粒子。π 中間子ビーム中の μ 粒子を取り除くため、μ 粒子検出器で 50 ADC カウント 以上の信号を取り除いても π 中間子の事象数はほとんど変わらない。

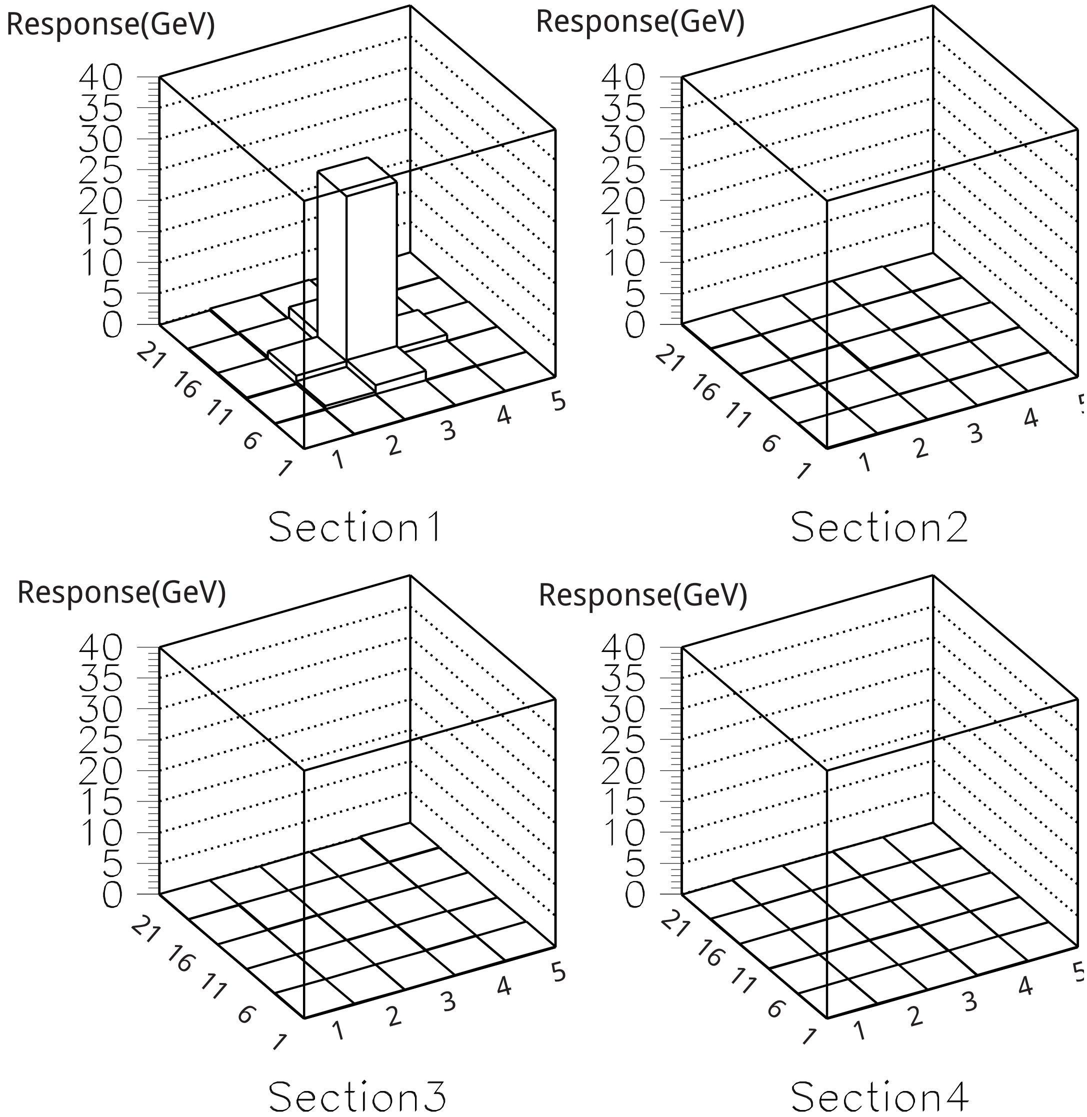


図 5.15: 入射運動量 50 GeV/c の電子が各タワーに落とすエネルギー。電子はセクション 1 にそのエネルギーのほとんどを落とす。

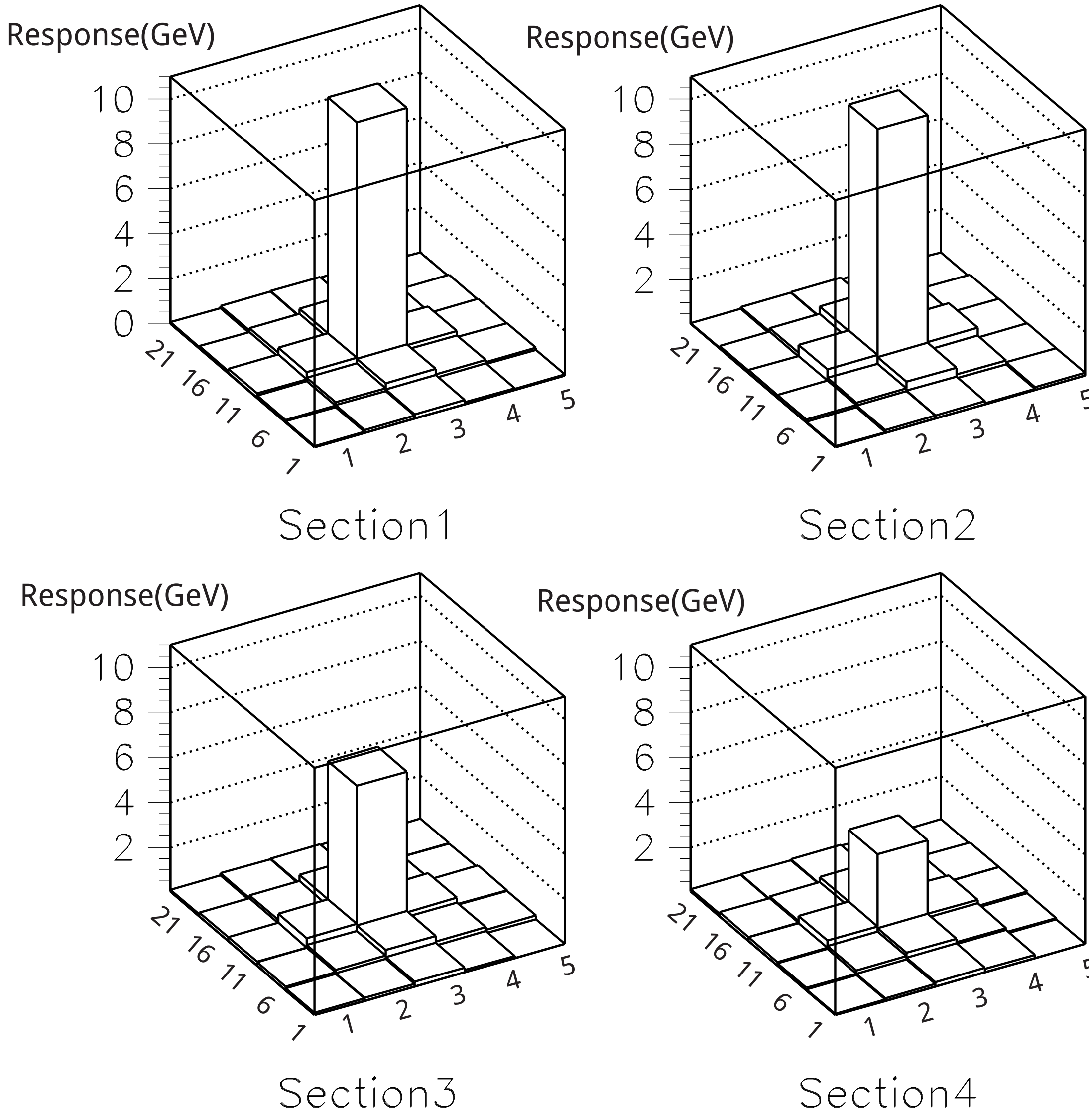


図 5.16: 入射運動量 50 GeV/c の π 中間子が各タワーに落とすエネルギー。π 中間子はカロリメータ全体にエネルギーを落とす。

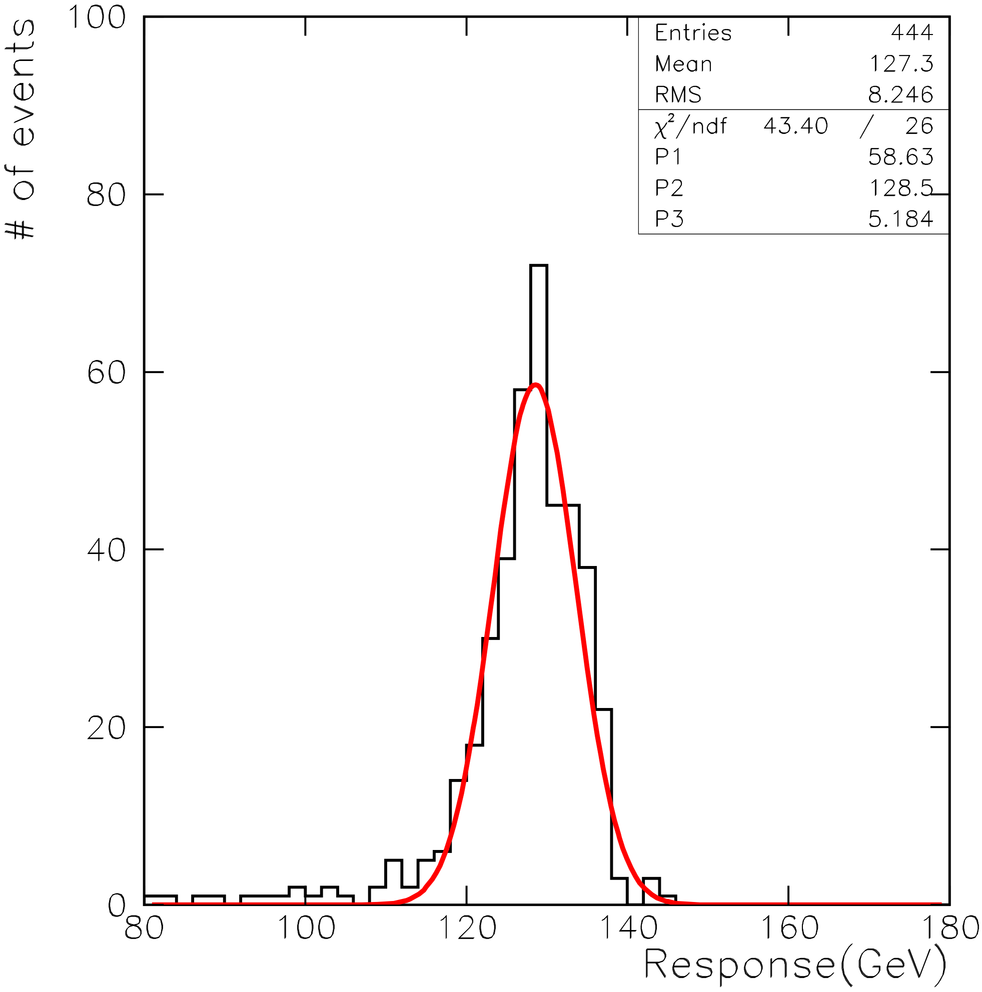


図 5.17: 入射運動量 50 GeV/c の電子に対するカロリメータの応答。実線はガウス関数でフィットした結果である。

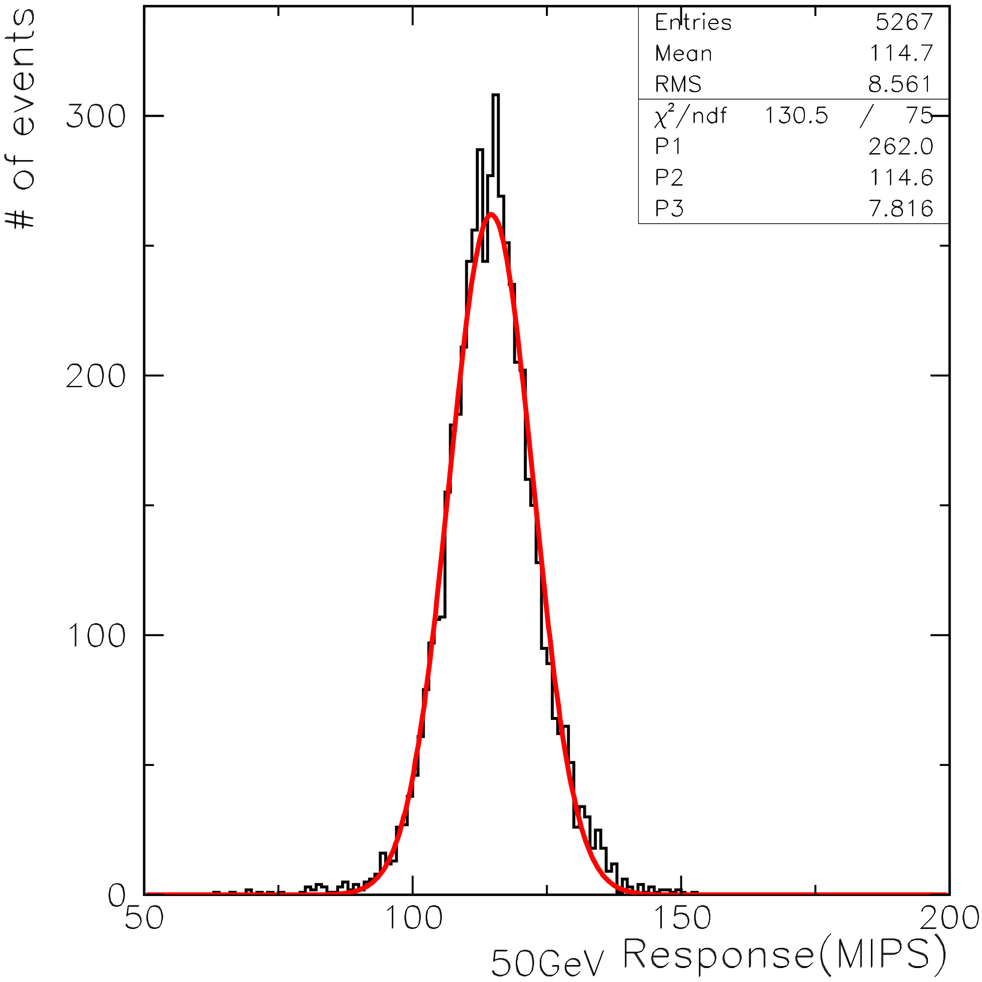


図 5.18: 入射運動量 50 GeV/c の π 中間子に対するカロリメータの応答。実線はガウス関数でフィットした結果である。

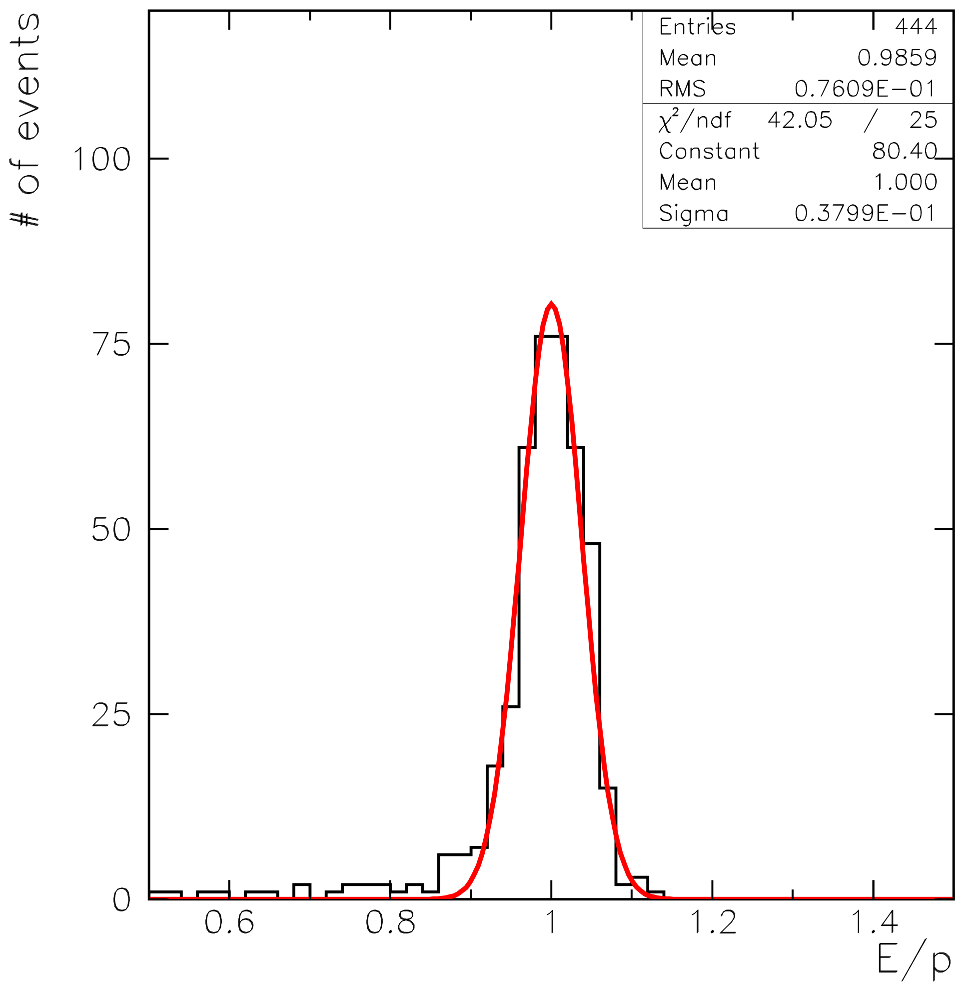


図 5.19: 入射運動量 50 GeV/c の電子に対する入射運動量で規格化したカロリメータの応答。ここで E は応答、p は入射運動量で、E/p は事象毎に規格化した。

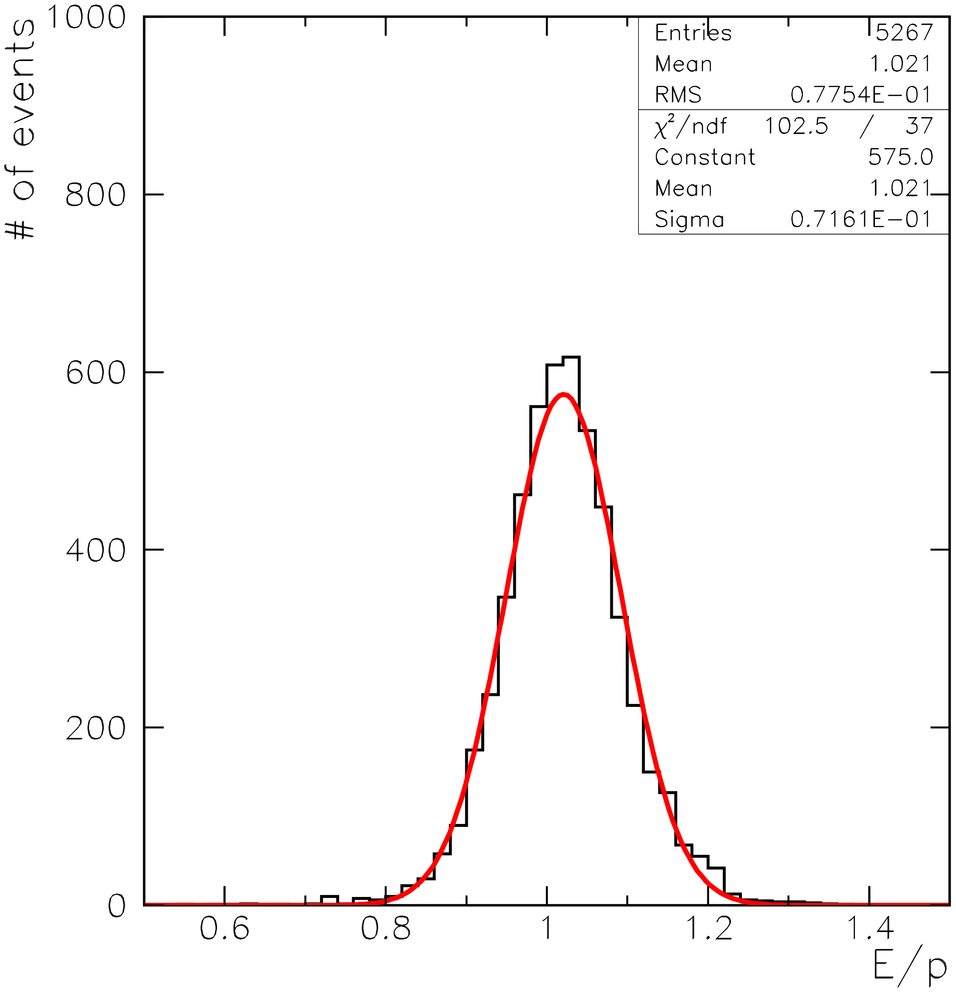


図 5.20: 入射運動量 50 GeV/c の π 中間子に対する入射運動量で規格化したカロリメータの応答。ここで E は応答、p は入射運動量で、E/p は事象毎に規格化した。

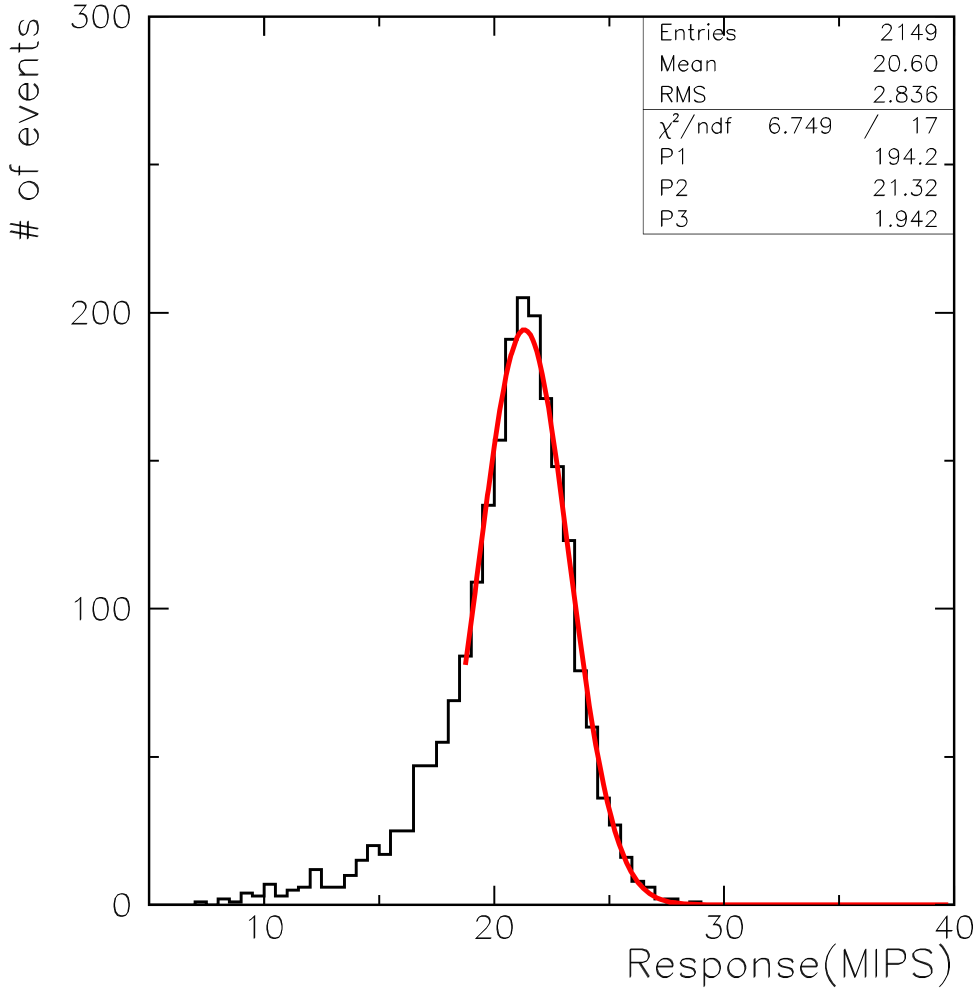


図 5.21: 入射運動量 10 GeV/c の電子のカロリメータの応答。低エネルギー側にノイズが残りテールを引いている。このノイズは π 中間子あるいは電子の制動輻射が原因の可能性がある。

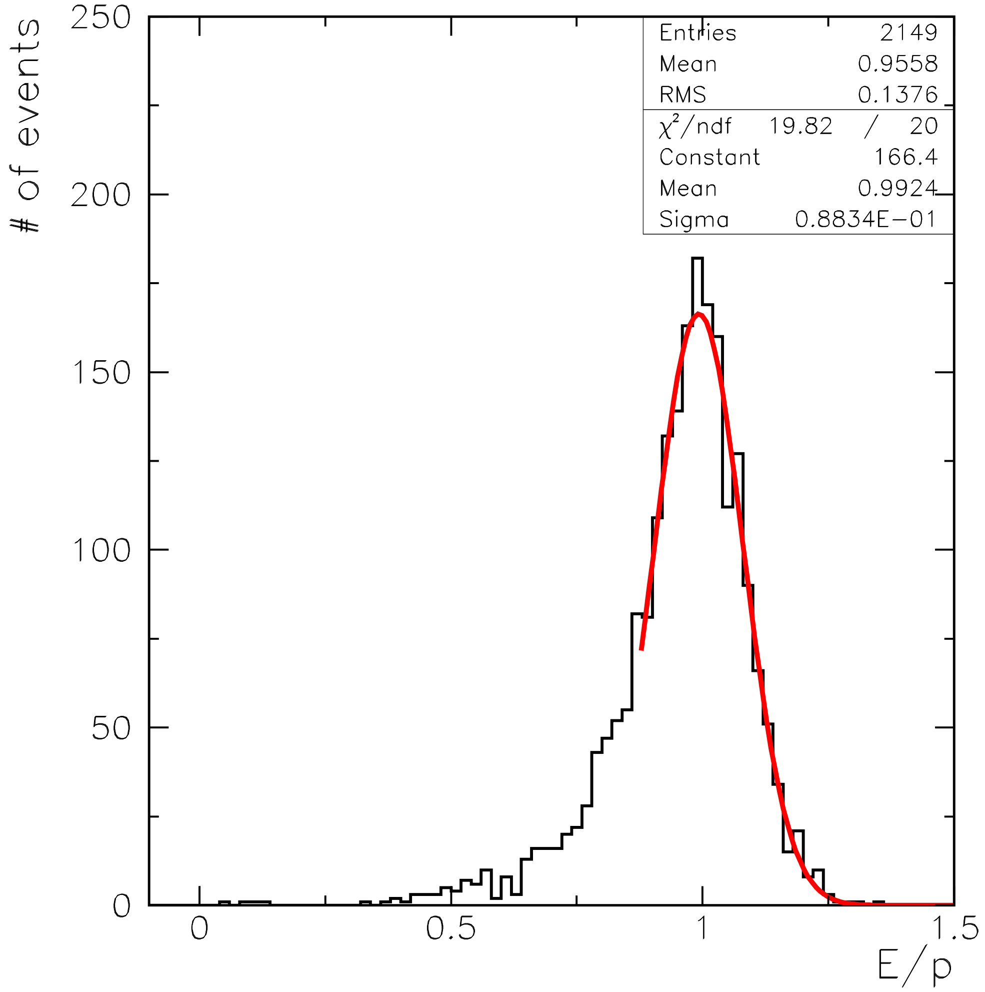


図 5.22: 入射運動量 10 GeV/c の電子に対する入射運動量 p で規格化したカロリメータの応答。

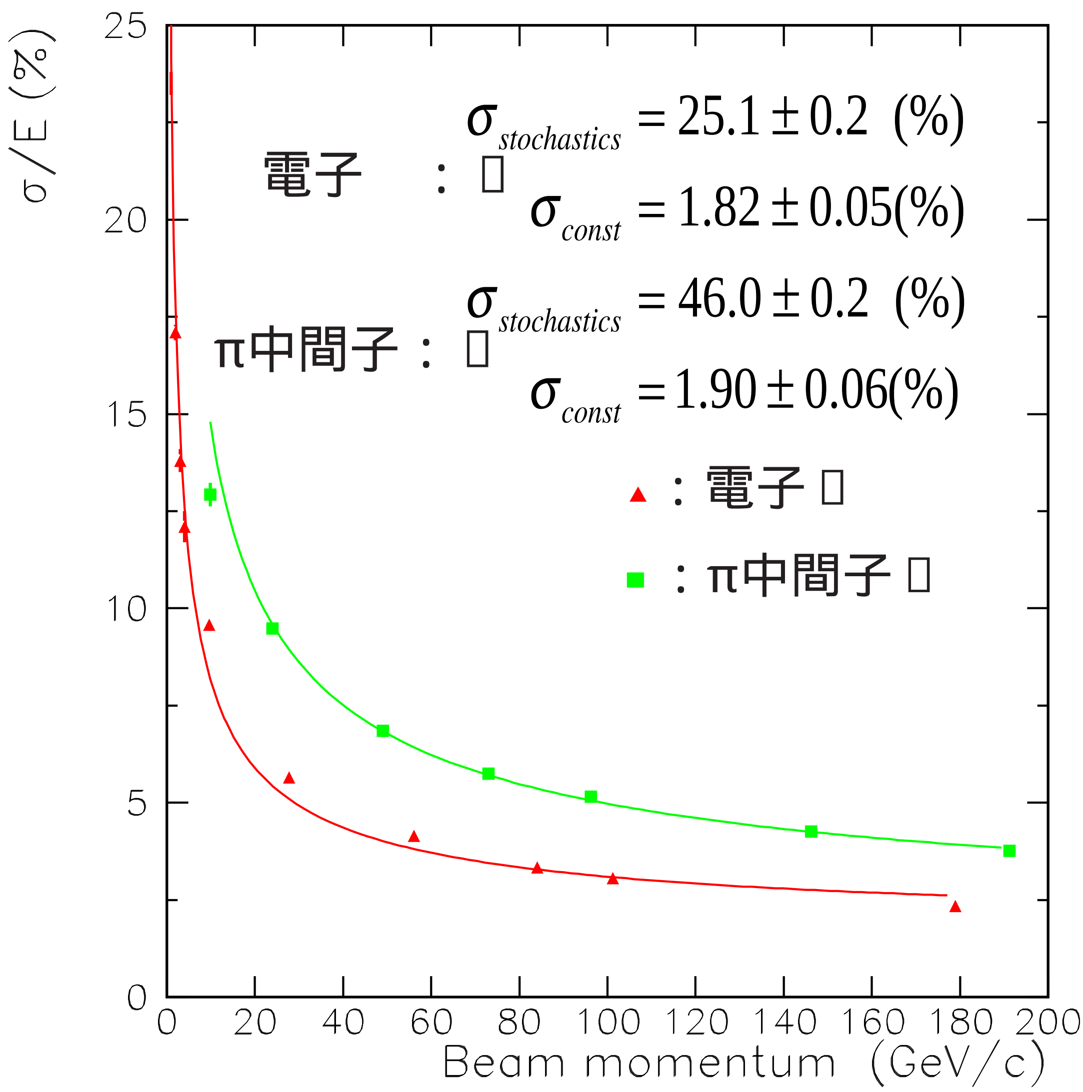


図 5.23: 電子、π 中間子に対して入射運動量 p で示したエネルギー分解能。誤差は統計誤差のみ。

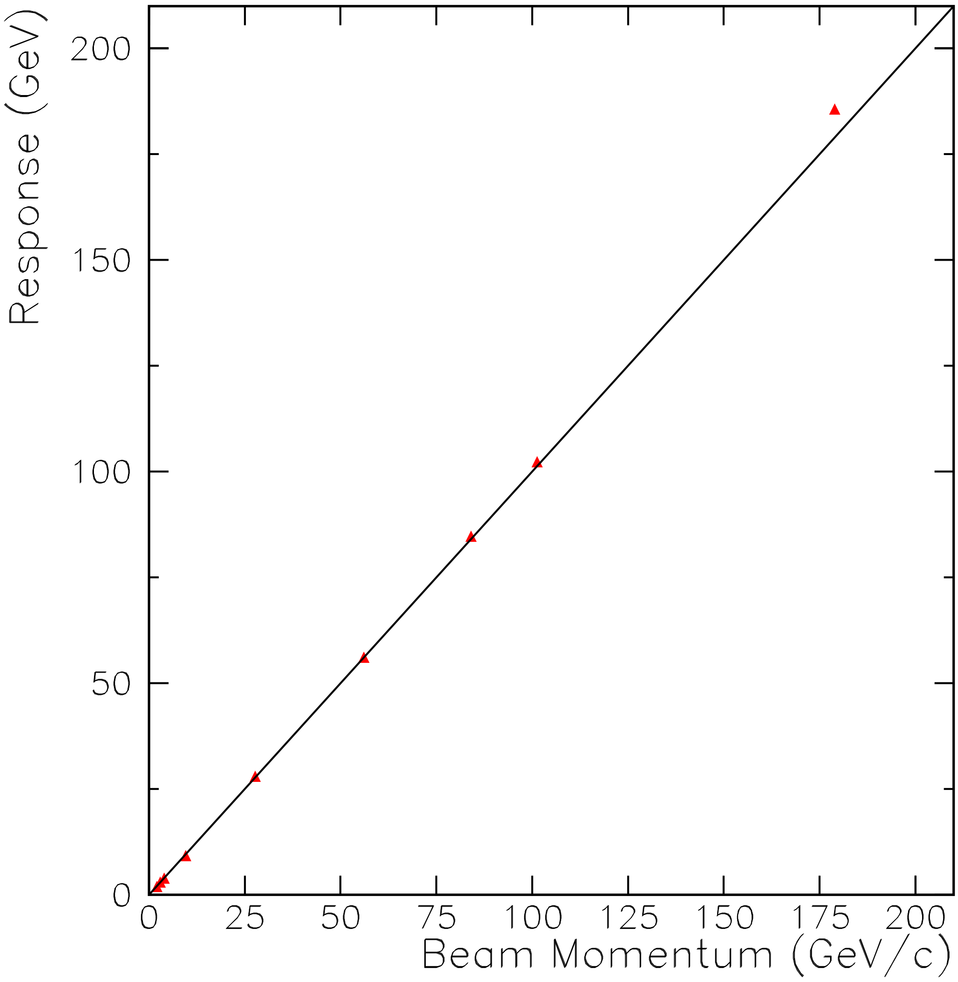


図 5.24: 電子に対する応答の線形性。実線は傾き 1 の直線を表す。ここで、$p = 56.10$ GeV/c の応答を $E/p = 1$ になるように規格化した。誤差は統計誤差のみ。

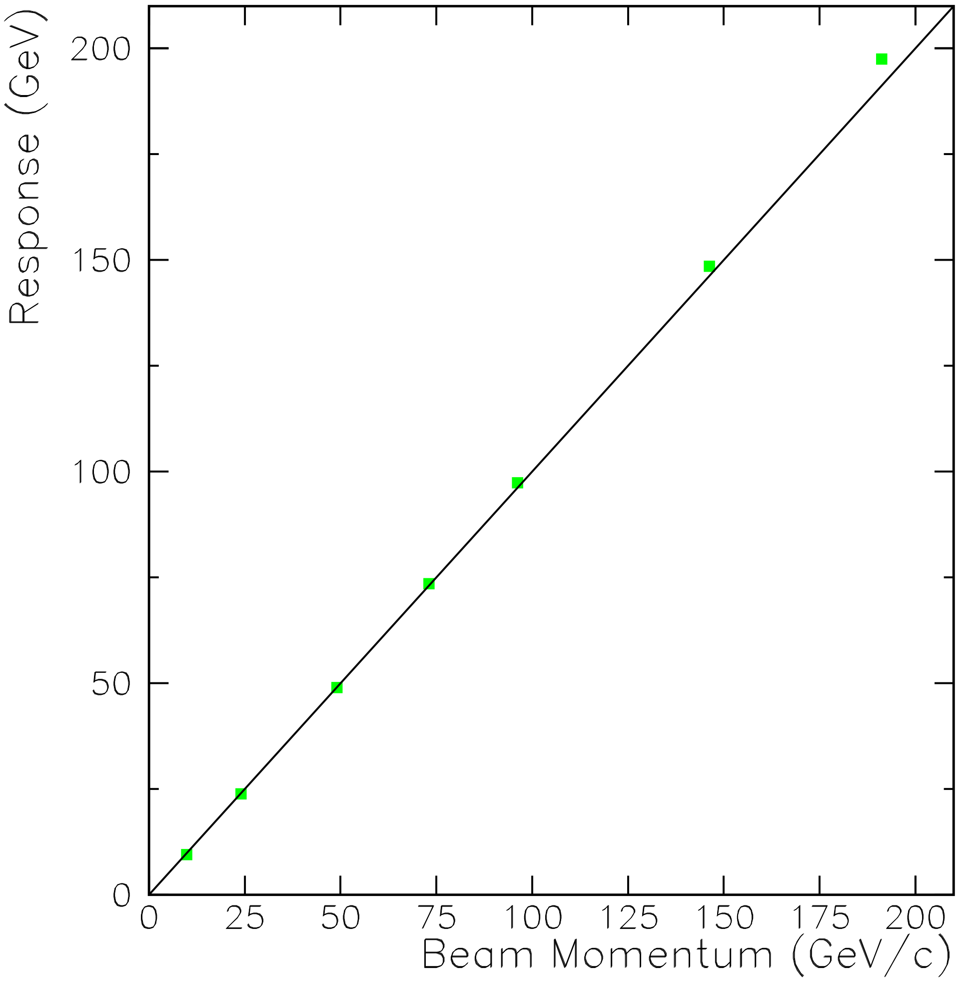


図 5.25: π 中間子に対する応答の線形性。実線は傾き 1 の直線を表す。ここで、p = 49.00 GeV/c の応答を $E/p = 1$ になるように規格化した。誤差は統計誤差のみ。

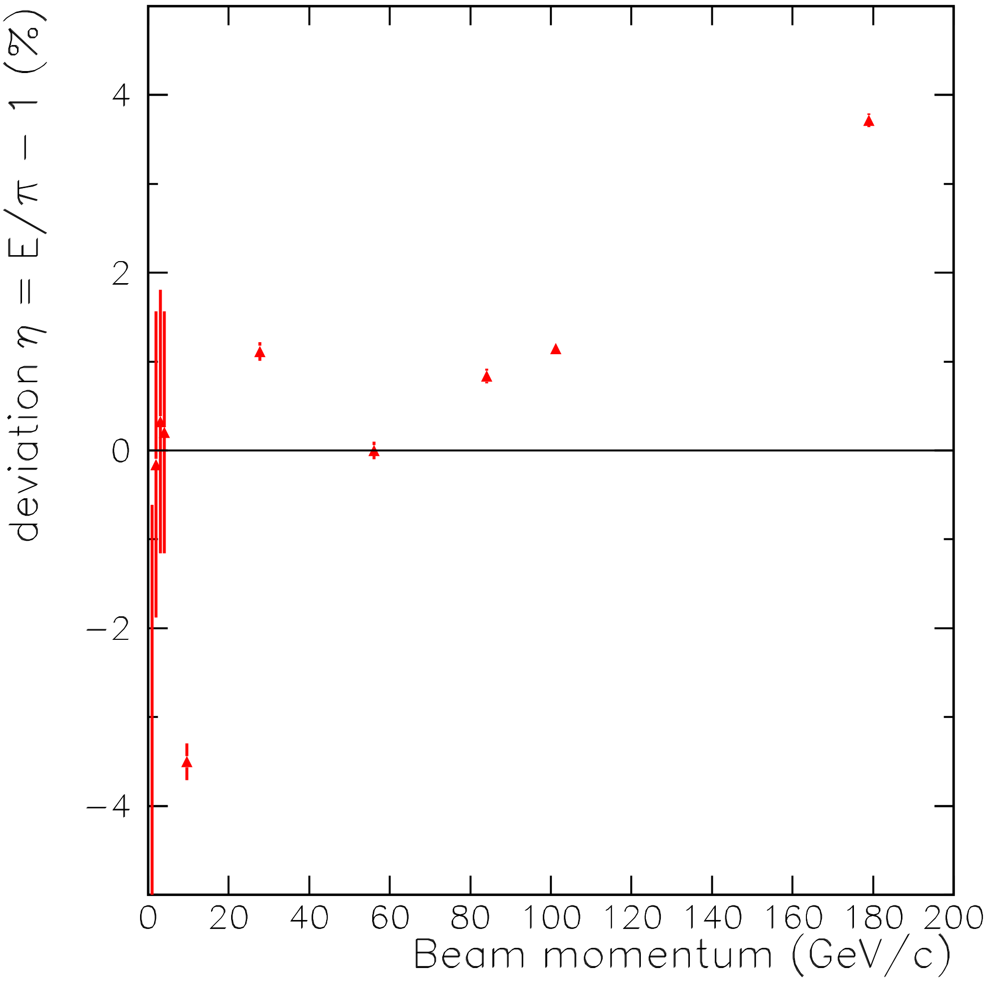


図 5.26: 電子に対する応答の線形性からのずれ $\eta \equiv E/p - 1$。ただし、p=56.10 GeV/c で $E/p = 1$ になるように規格化した。誤差は統計誤差のみ。

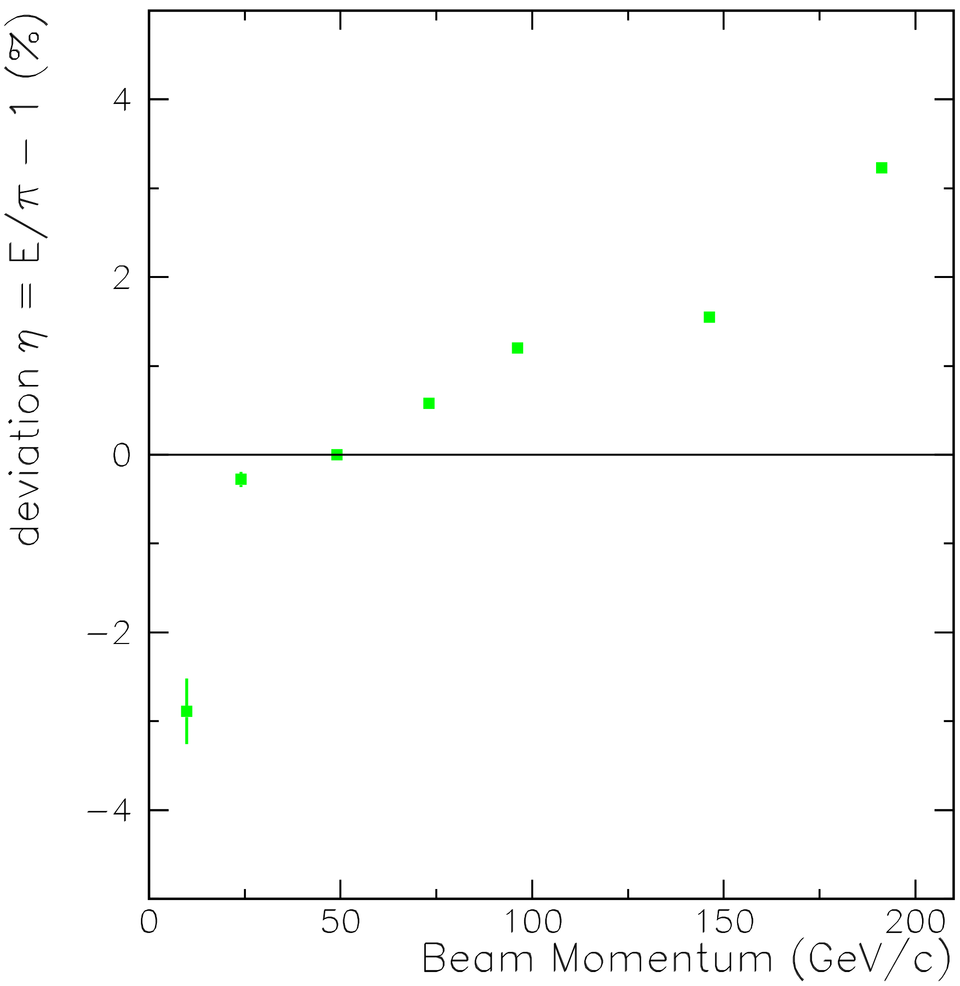


図 5.27: π 中間子に対する応答の線形性からのずれ $\eta \equiv E/p - 1$。ただし、p=49.00 GeV/c で $E/p = 1$ になるように規格化した。誤差は統計誤差のみ。

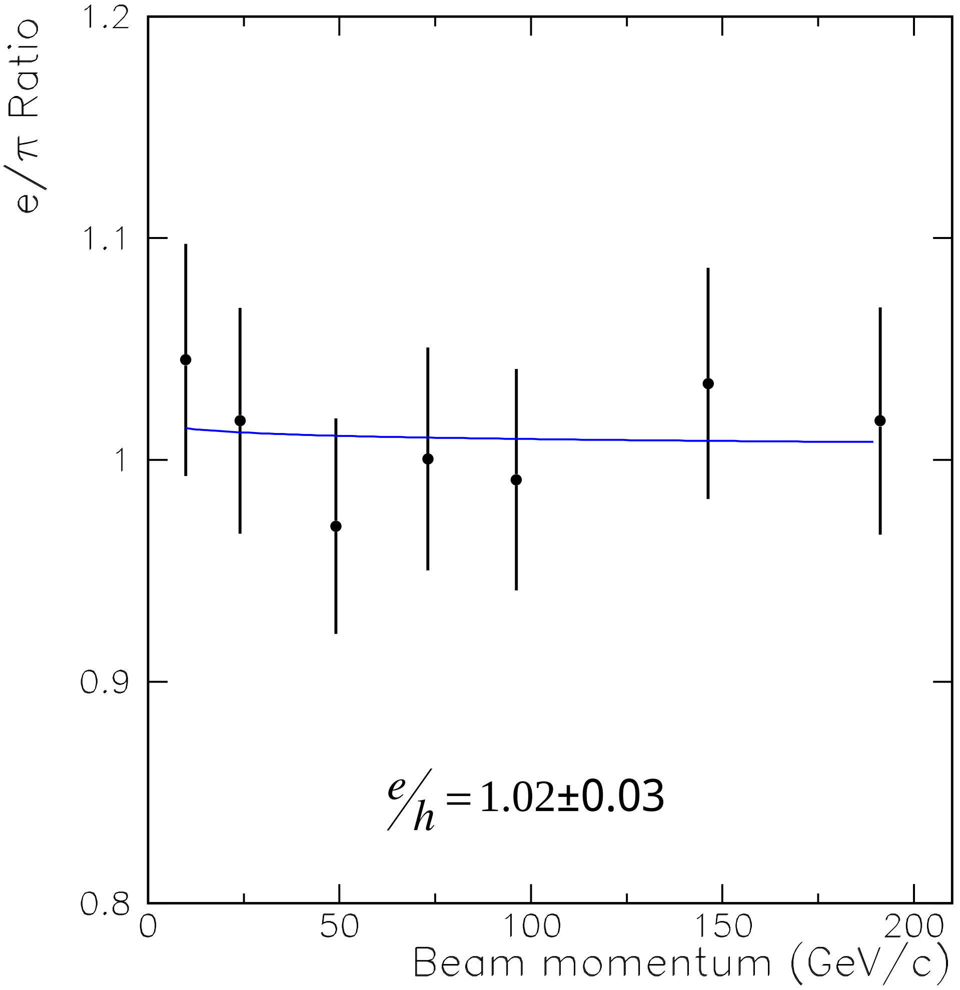


図 5.28: e/π 比を p の関数として示したもの (Wigmans)。曲線は F_{π^0}(Wigmans) を用いて e/π 比をフィットした結果。e/π 比の誤差は統計誤差と系統誤差で、系統誤差は 5 %とした。e/h 比の誤差は統計誤差のみ。

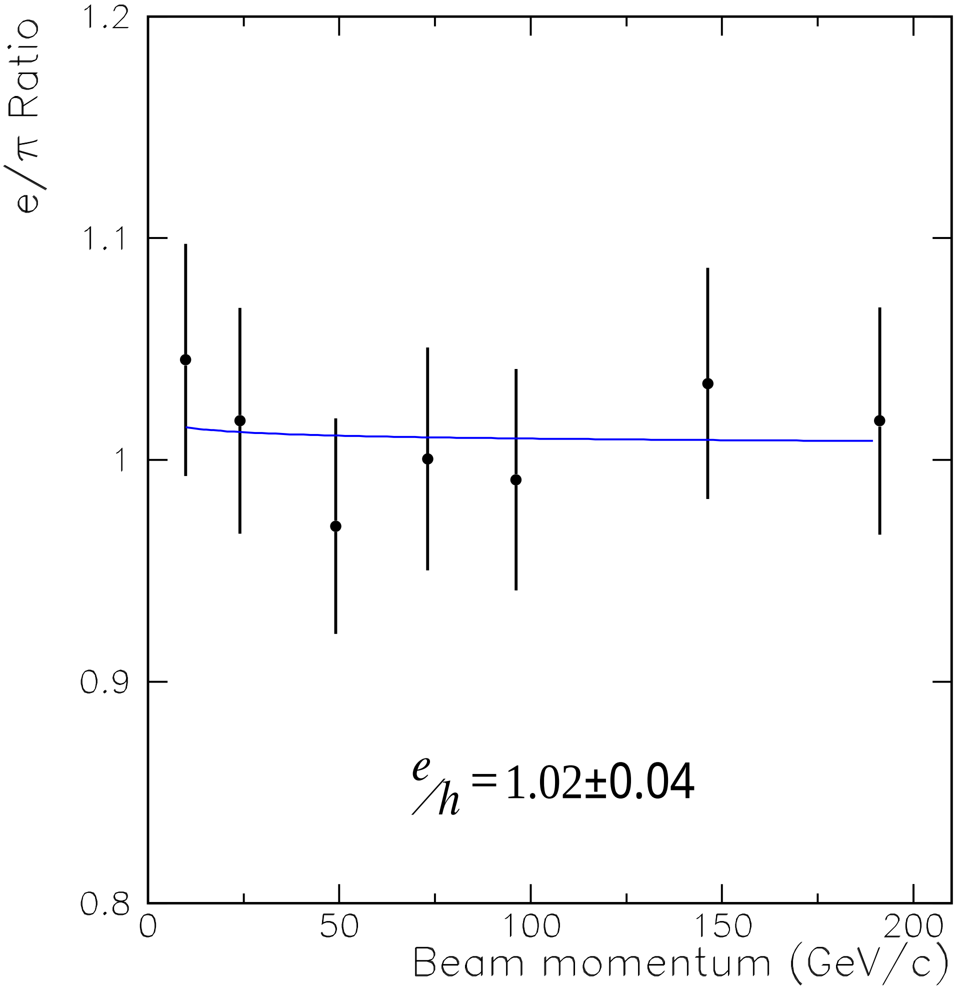


図 5.29: e/π 比を p の関数として示したもの (Groom)。曲線は F_{π^0}(Groom) を用いて e/π 比をフィットした結果。e/π 比の誤差は統計誤差と系統誤差で、系統誤差は 5 %とした。e/h 比の誤差は統計誤差のみ。

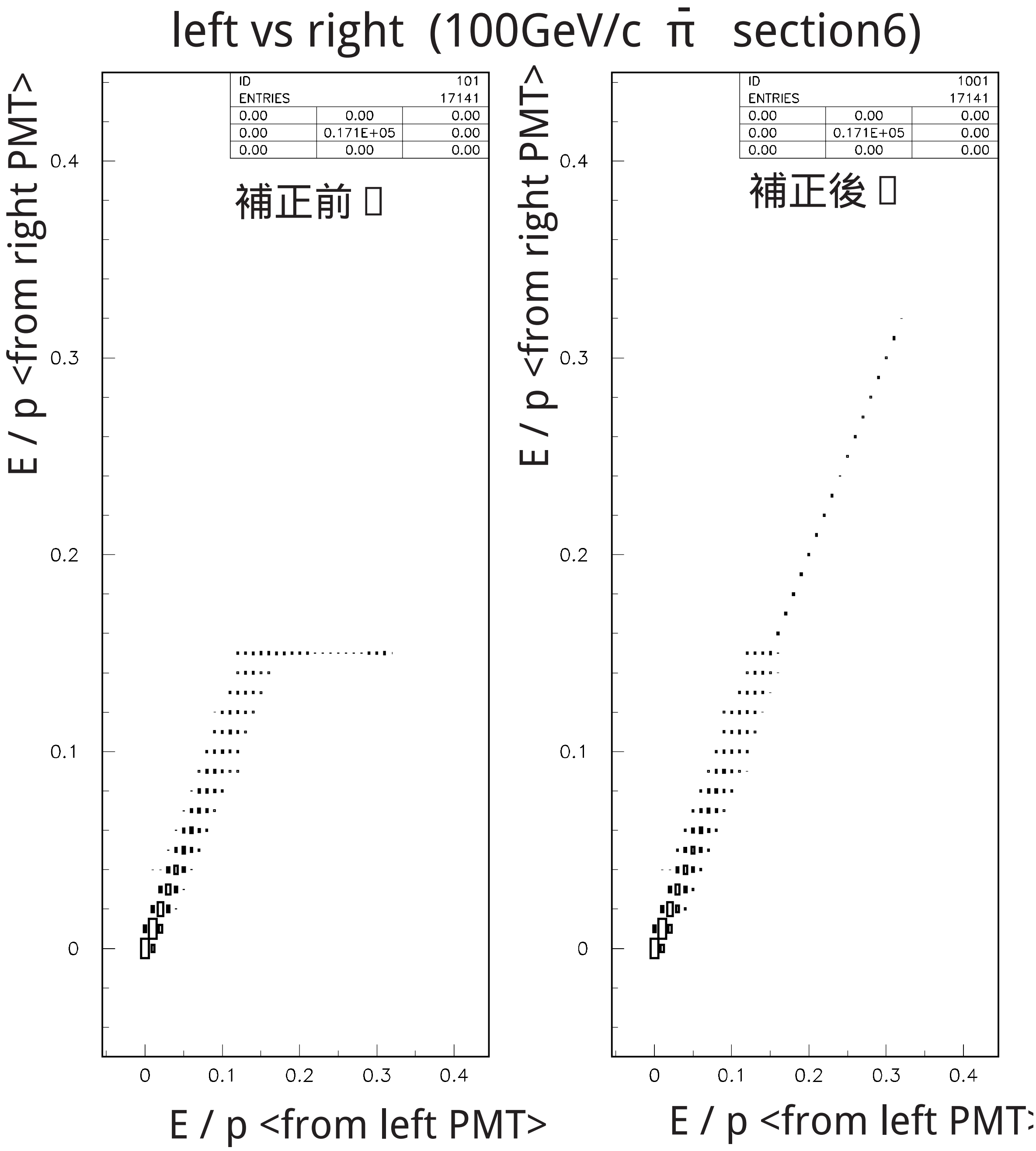


図 5.30: オーバーフローに対する補正前後の E/p 分布。左) 補正前、右) 補正後。左図では E/p がある値以上になると右側の光電子増倍管からの応答が一定値となってしまっているが、右図ではそれがなくなっている。

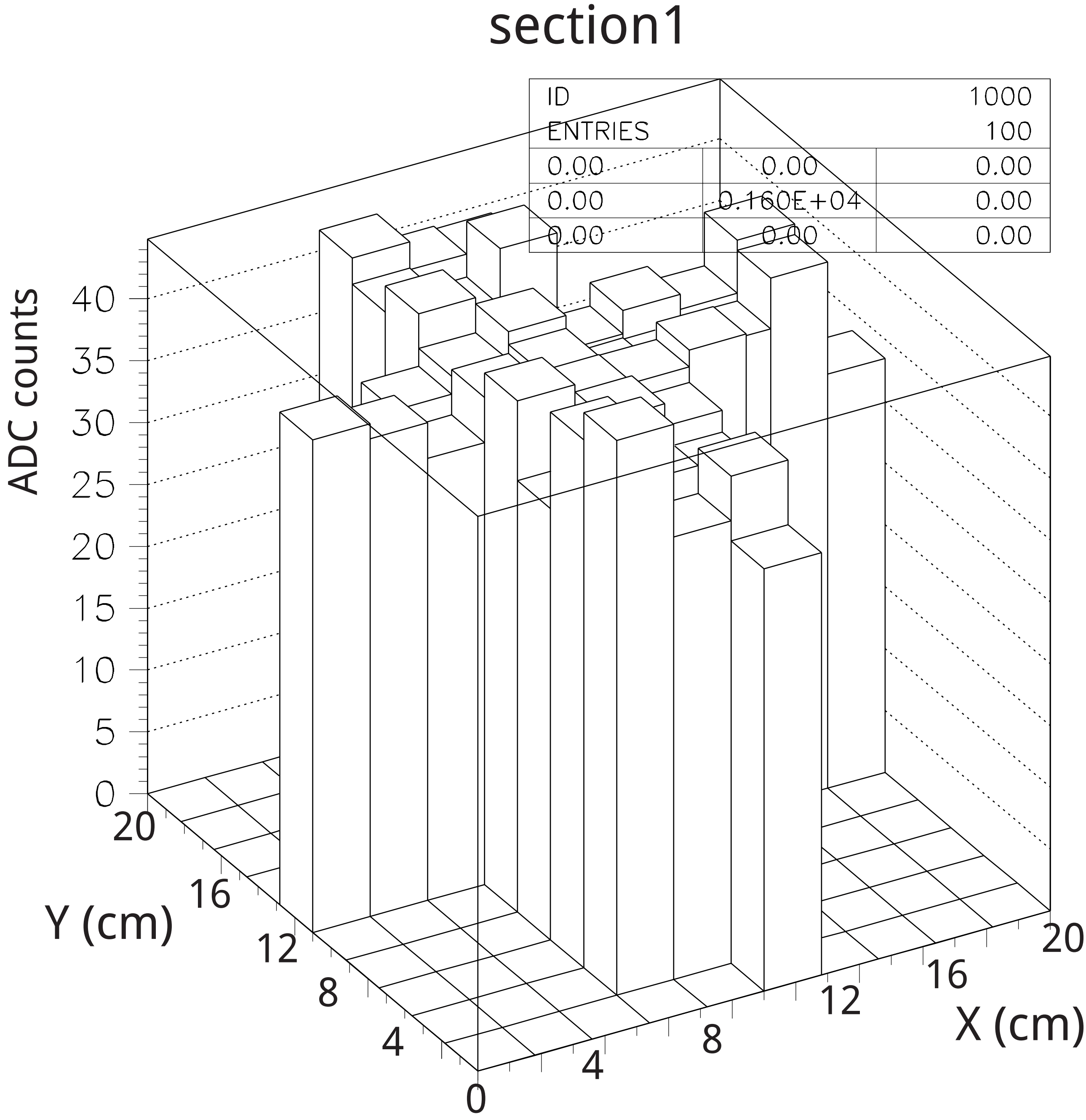
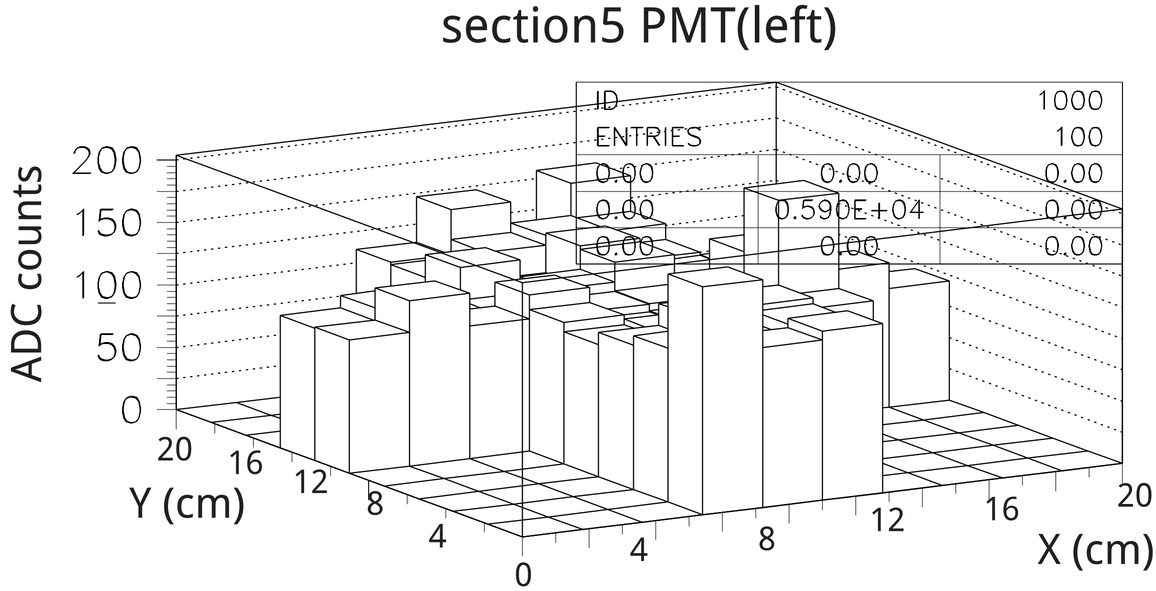


図 5.31: セクション 1 での入射位置による μ 粒子の平均波高値の変化。データがない領域は事象数が少なかったために波高値を算出することができなかった領域である。



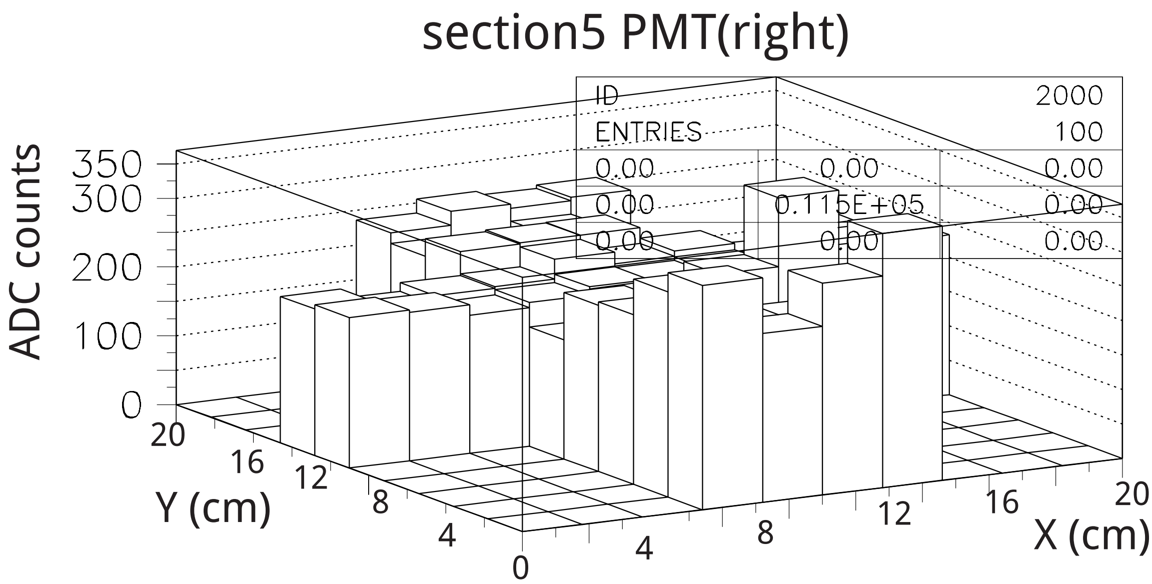


図 5.32: セクション 5 での入射位置による μ 粒子の平均波高値の変化。データがない領域は事象数が少なかったために波高値を算出することができなかった領域である。

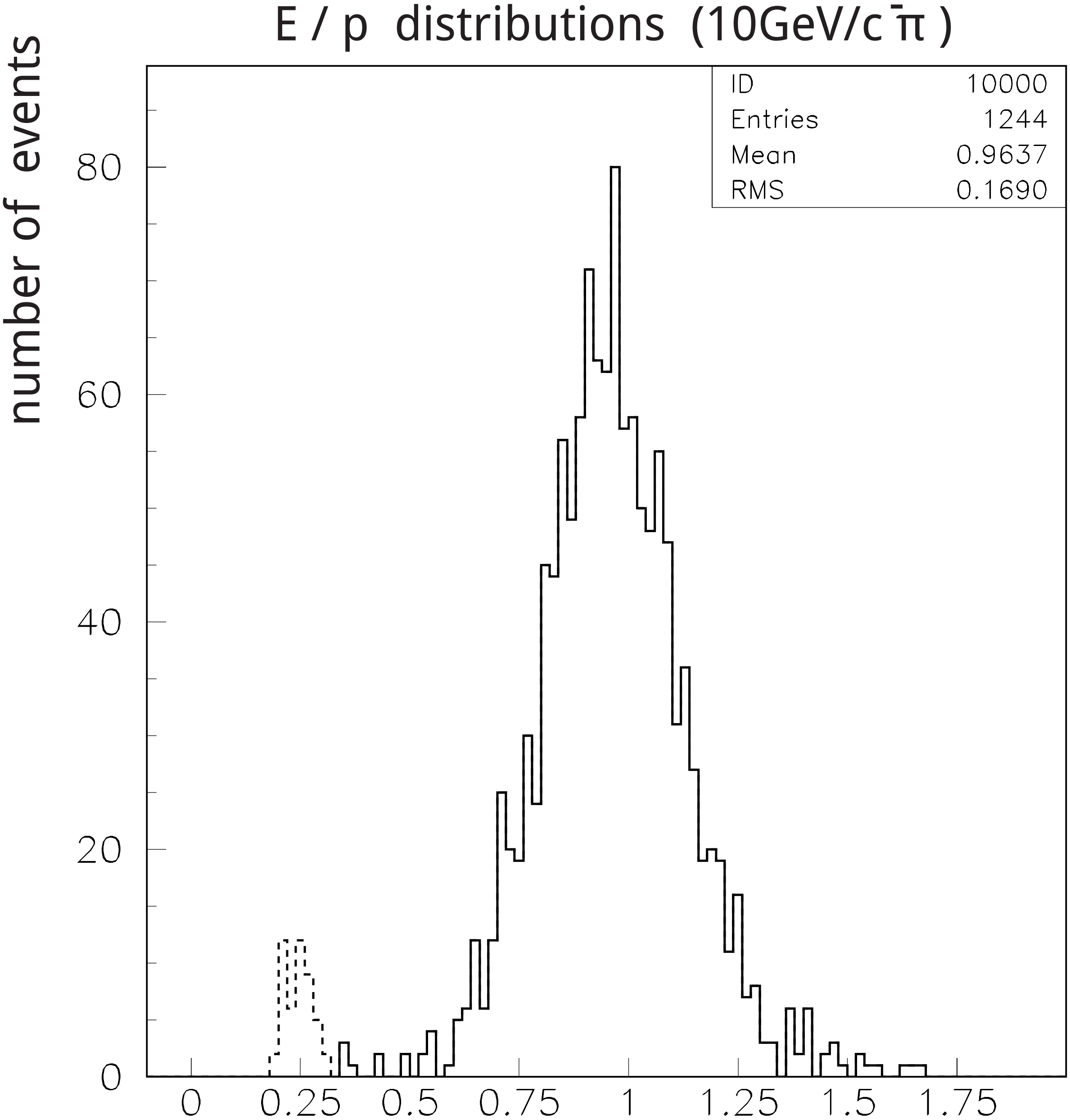


図 5.33: 10 GeV/c π 中間子の E/p 分布。点線)E_{tot} ≧ 3.0 GeV の要求前、実線) 要求後。入射運動量が約 10 GeV/c なので E/p = 0.3 付近の μ 粒子の信号が取り除かれている。

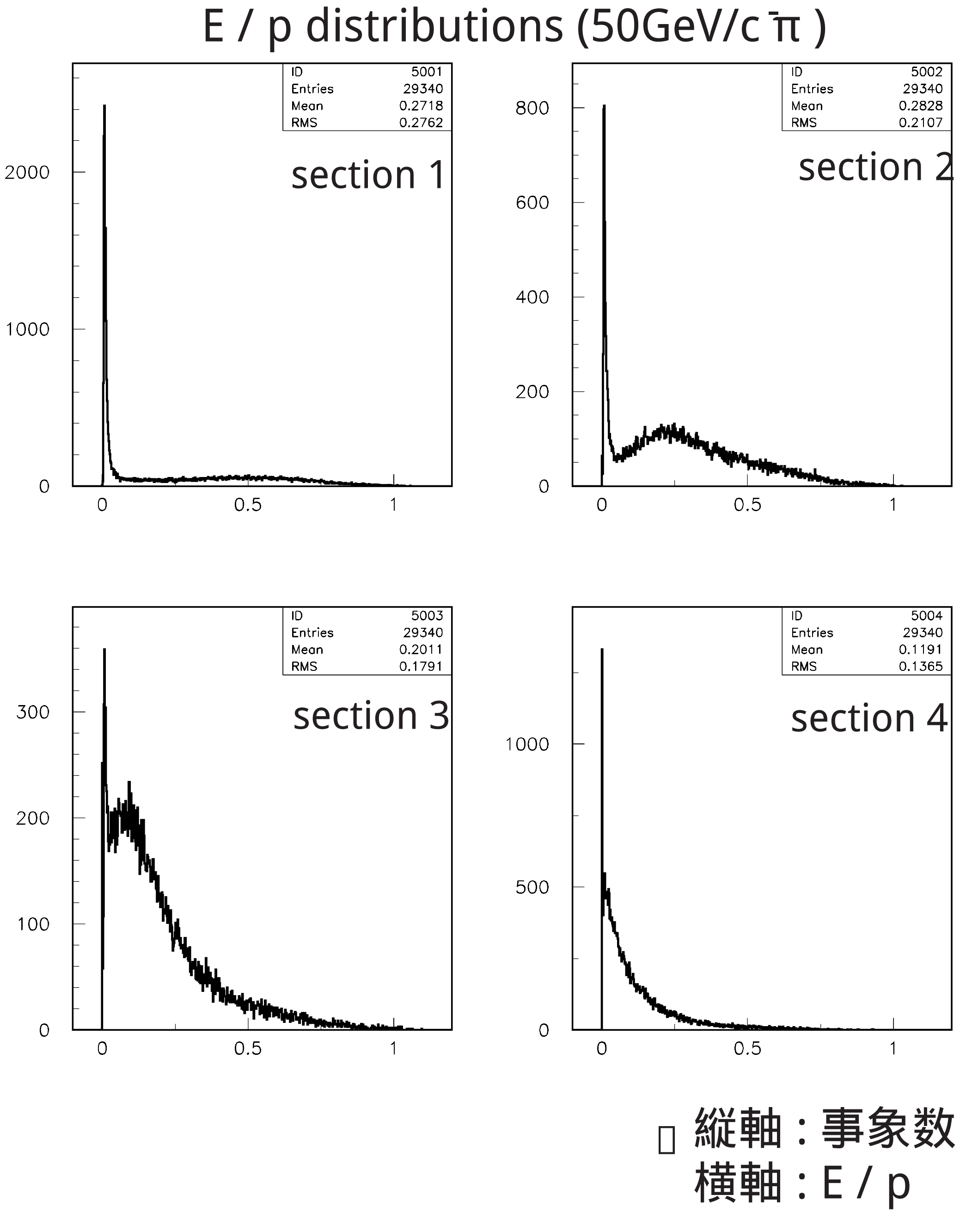


図 5.34: 50 GeV/c π 中間子の E/p 分布 (セクション 1 $\sim$ 4)

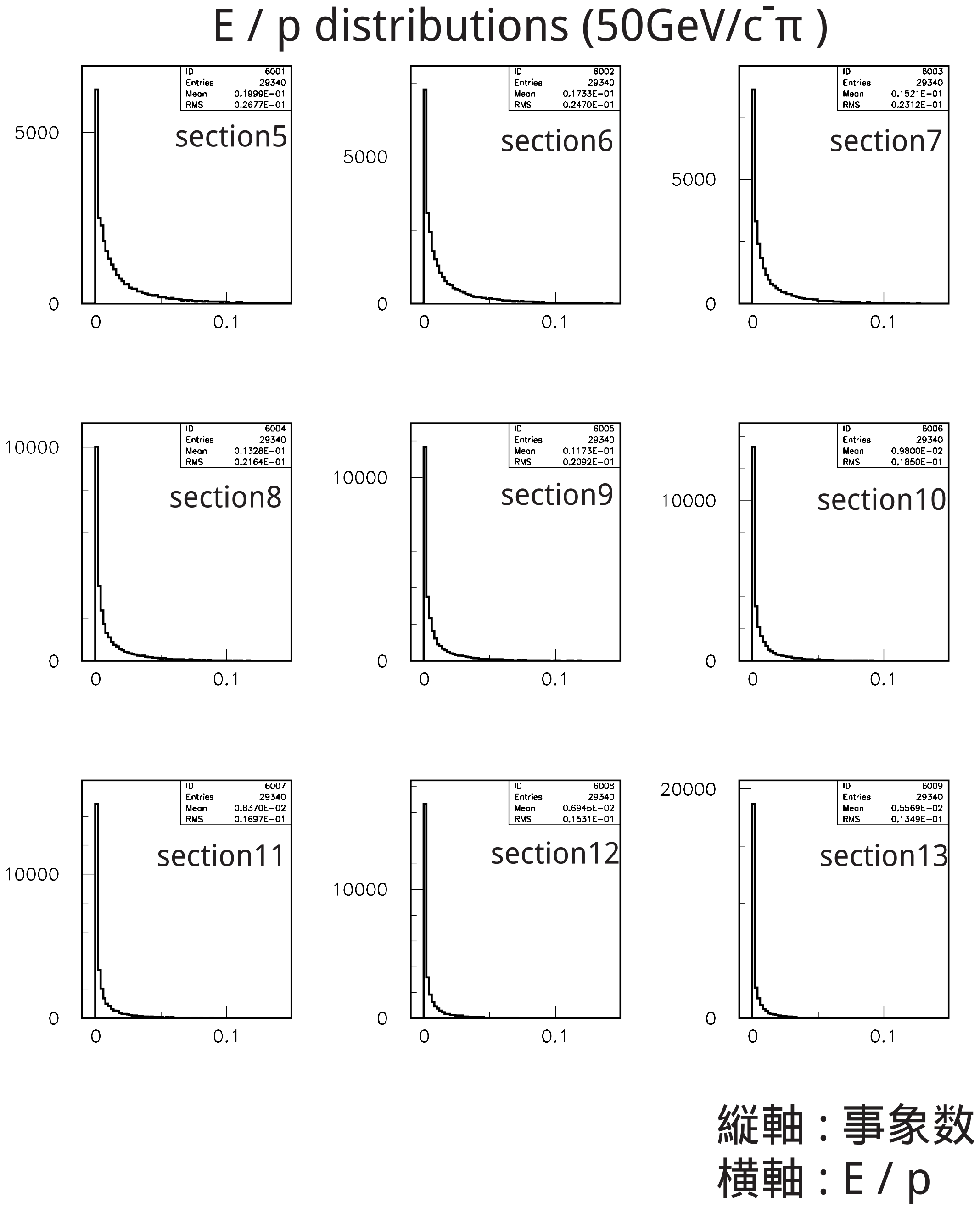


図 5.35: 50 GeV/c π 中間子の E/p 分布 (セクション 5 $\sim$ 13)

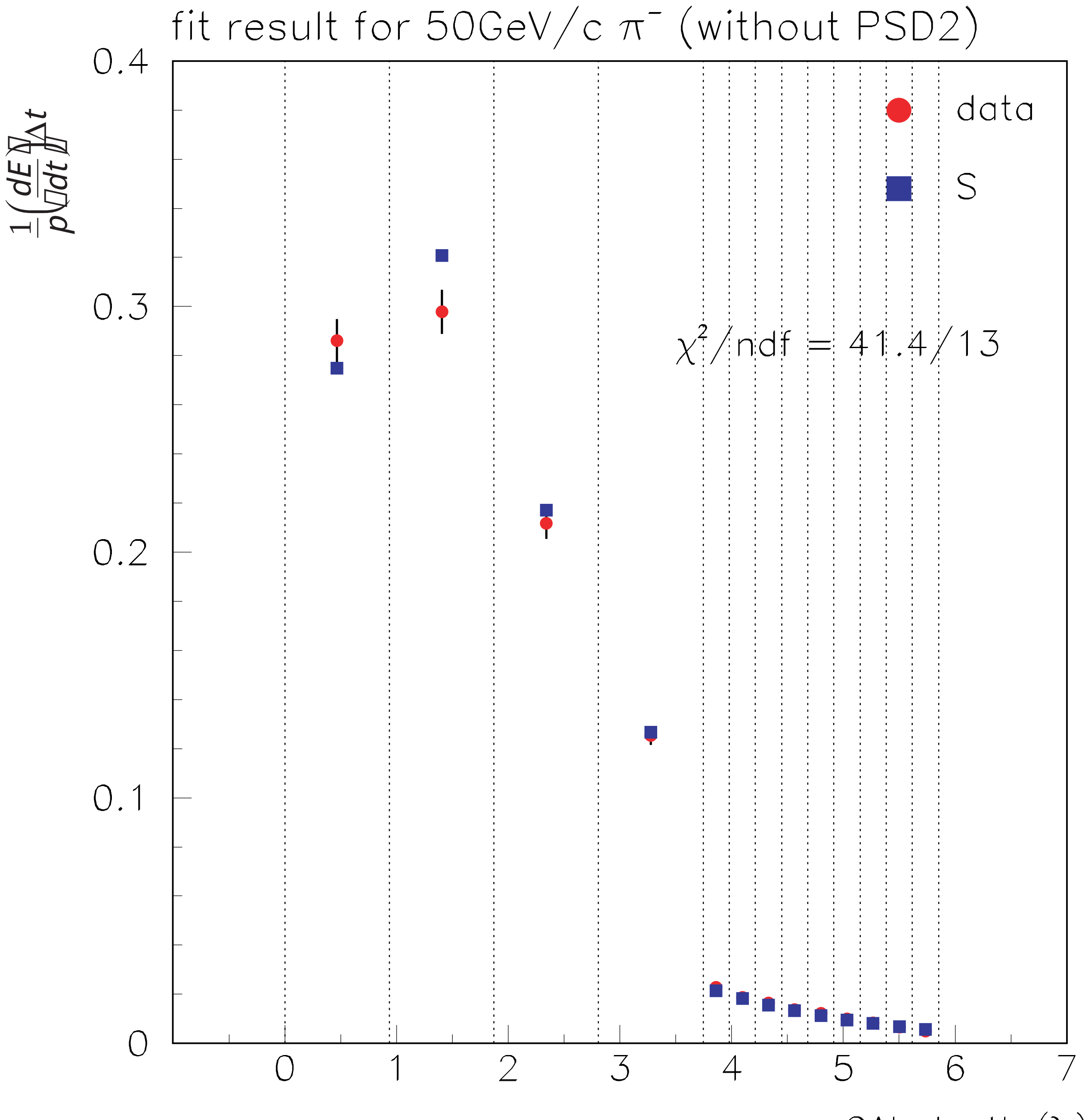


図 5.36: 50 GeV/c π 中間子のフィットの結果 (PSD2 を設置しない場合)

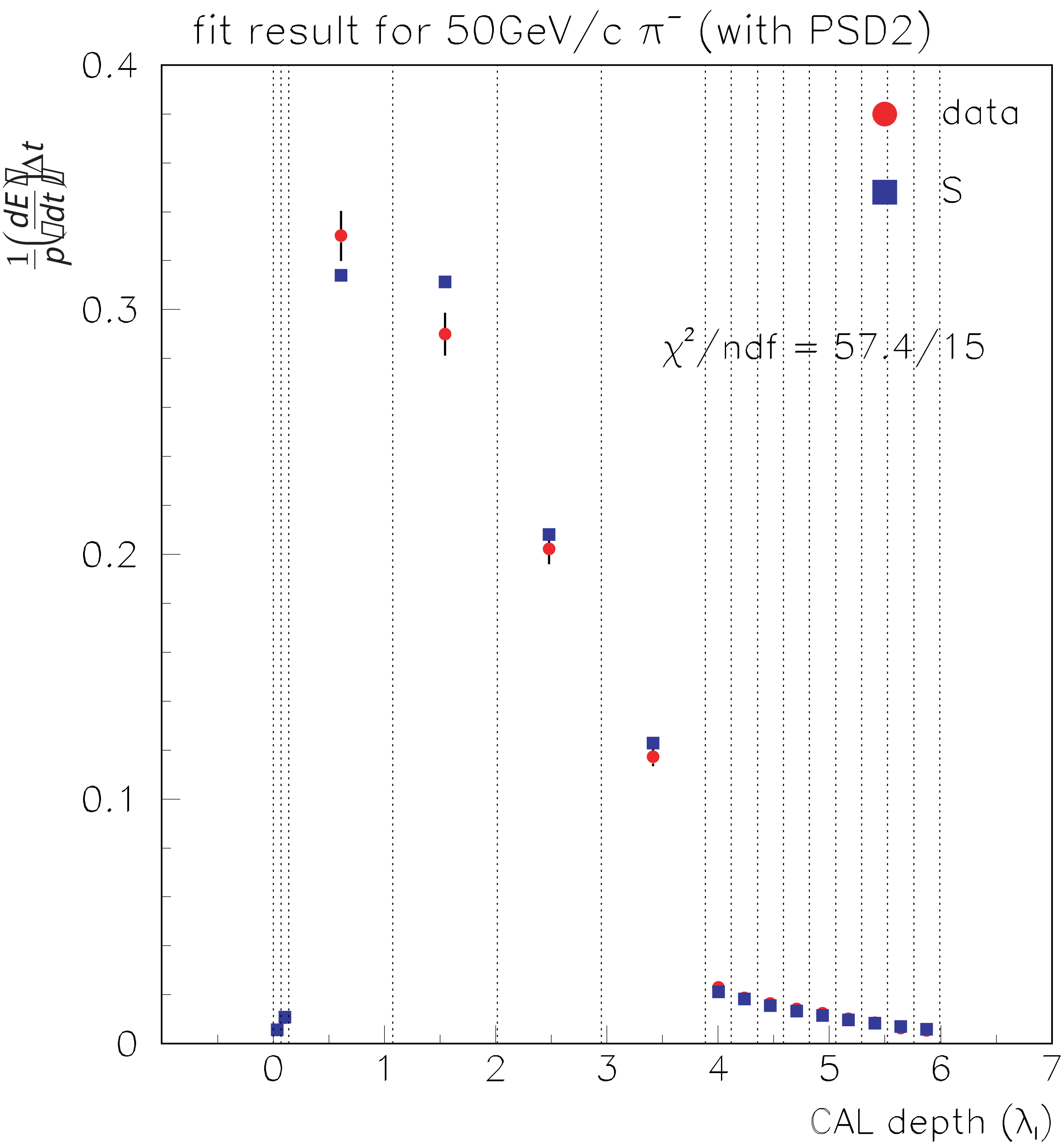


図 5.37: 50 GeV/c π 中間子のフィットの結果 (PSD2 を設置した場合)

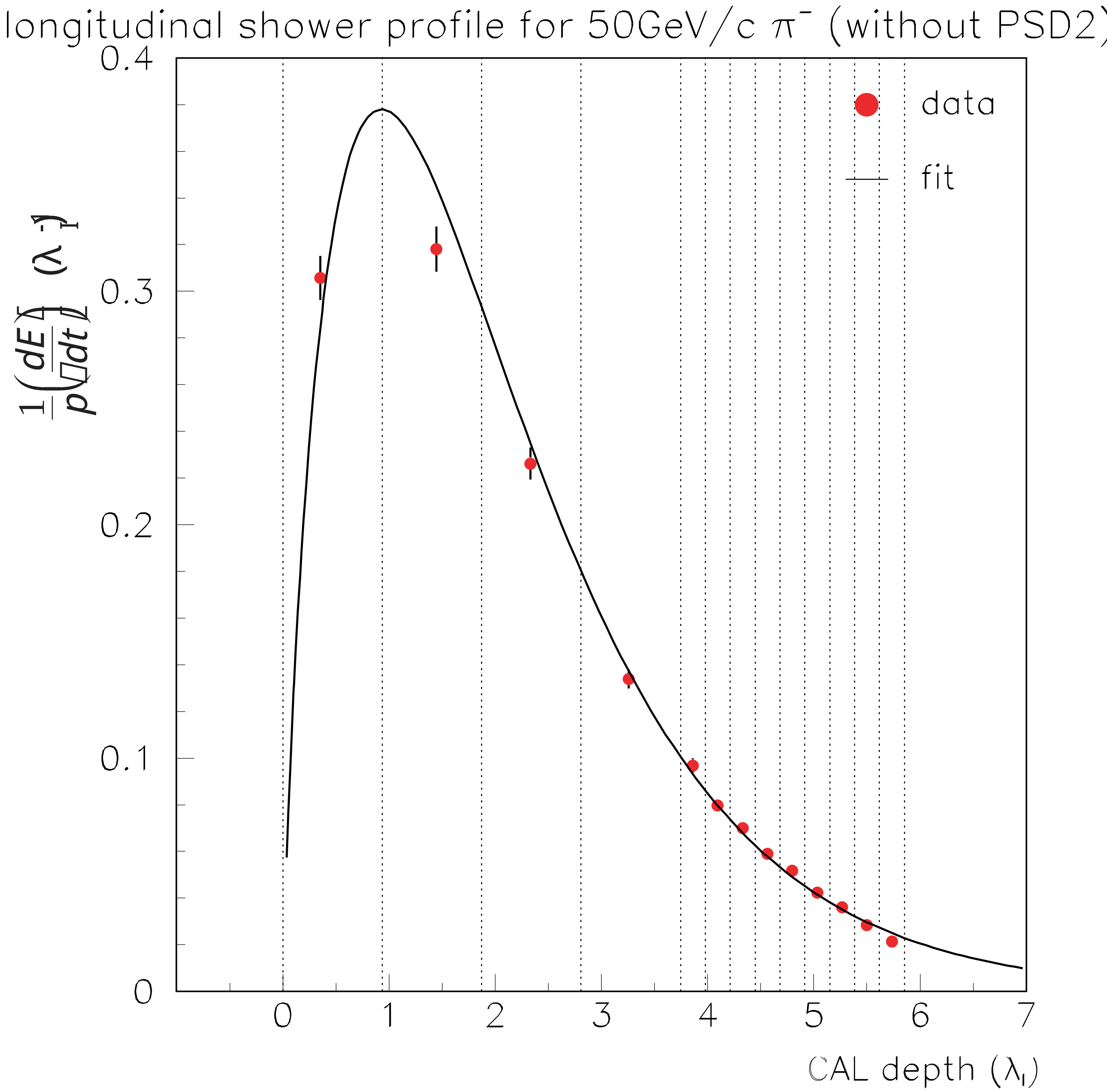


図 5.38: 50 GeV/c π 中間子の奥行き方向の平均シャワー発達 (PSD2 を設置しない場合)

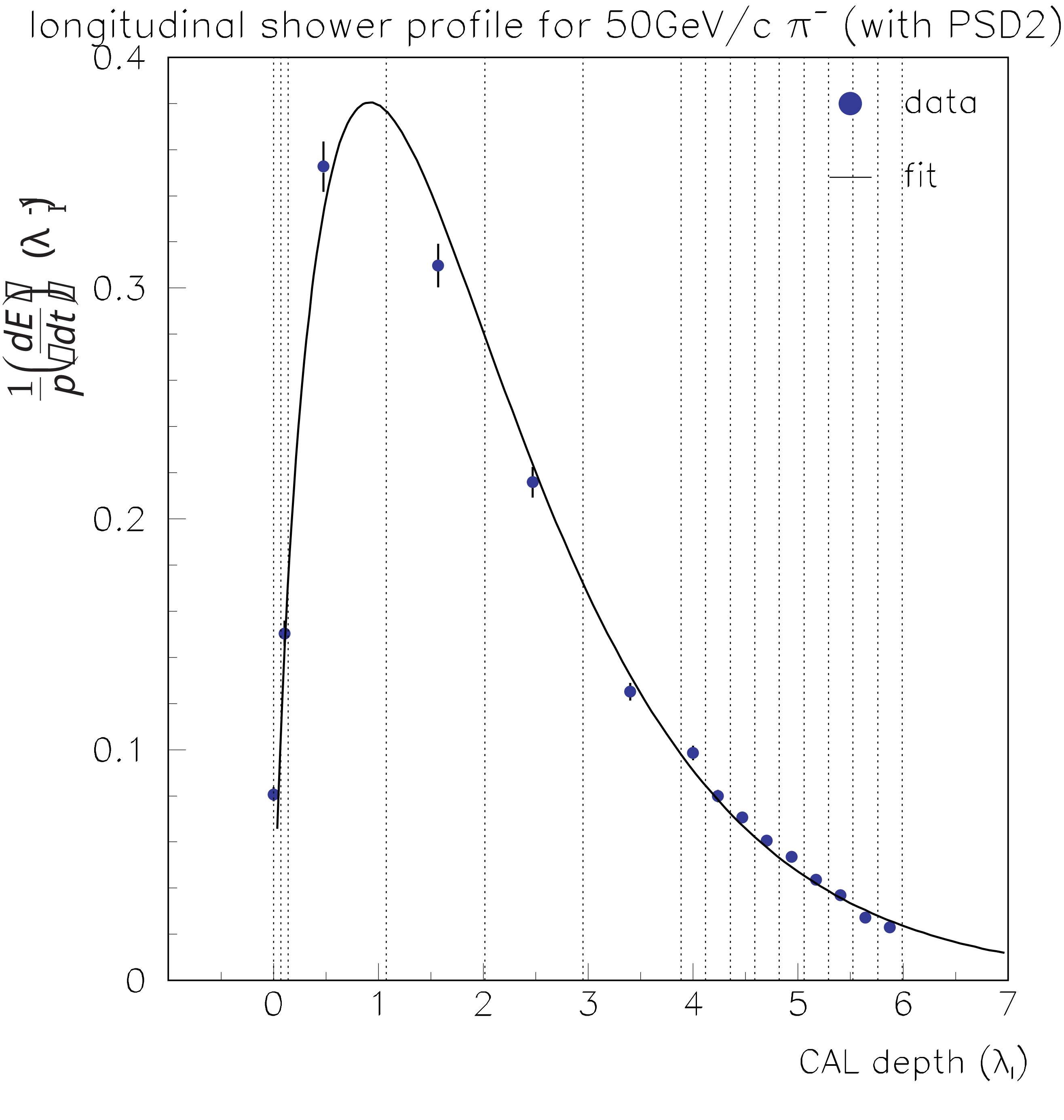


図 5.39: 50 GeV/c π 中間子の奥行き方向の平均シャワー発達 (PSD2 を設置した場合)

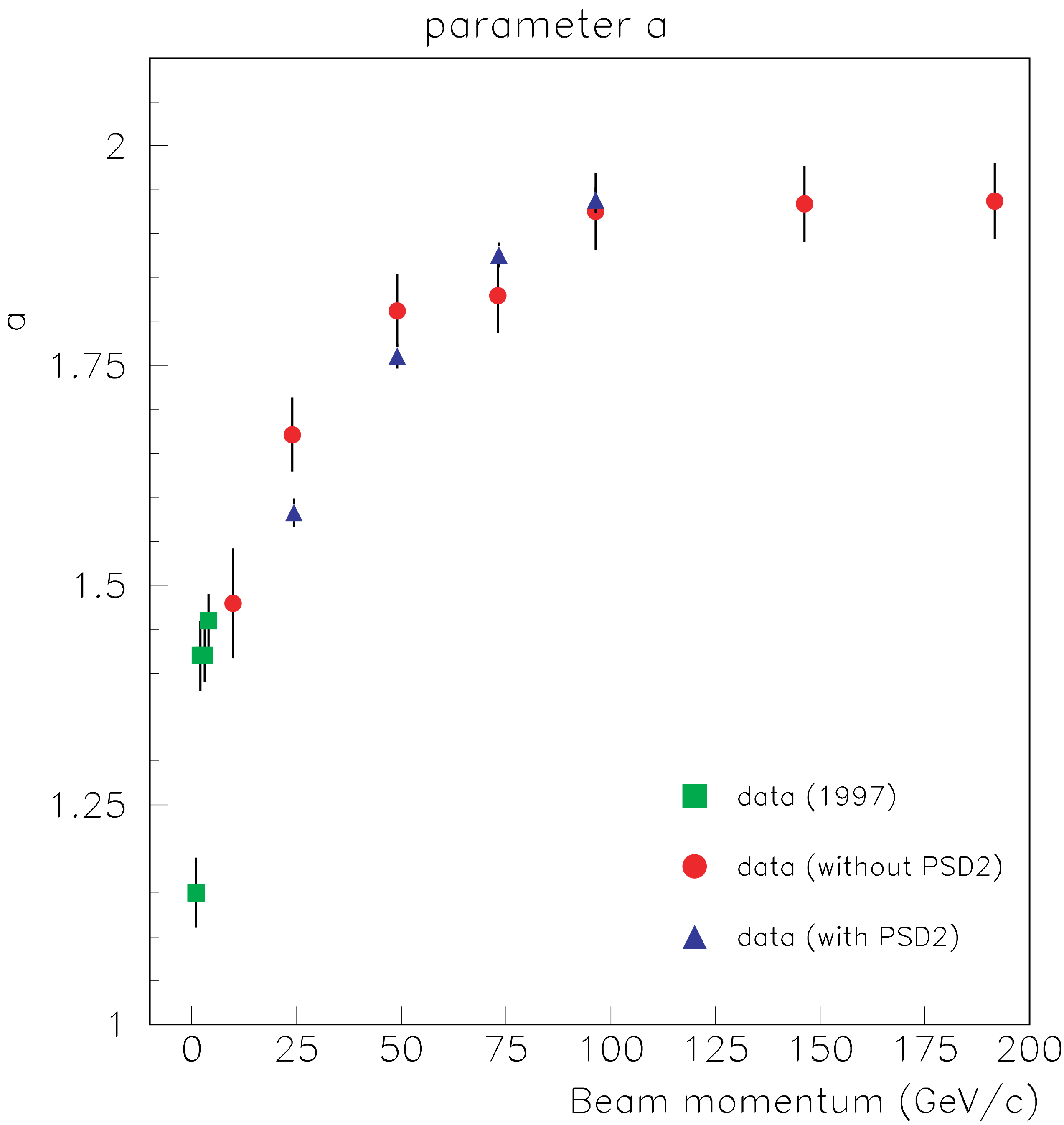


図 5.40: 入射 π 中間子の各運動量に対するパラメータ a の値。ここで丸の点は PSD2 なしの場合、三角の点は PSD2 ありの場合、四角の点は 1997 年の結果を示す。

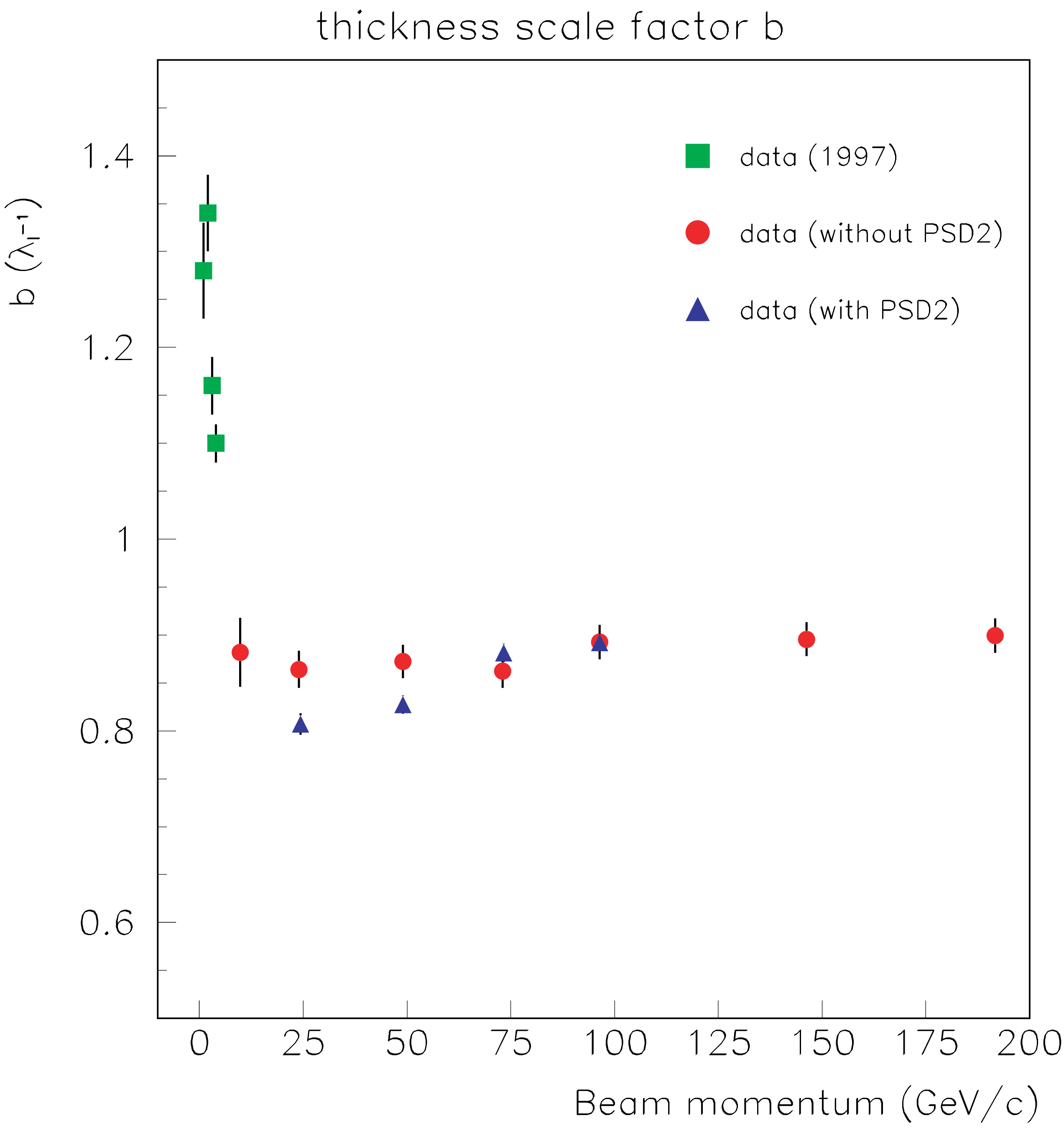


図 5.41: 入射 π 中間子の各運動量に対するパラメータ b の値。ここで丸の点は PSD2 なしの場合、三角の点は PSD2 ありの場合、四角の点は 1997 年の結果を示す。

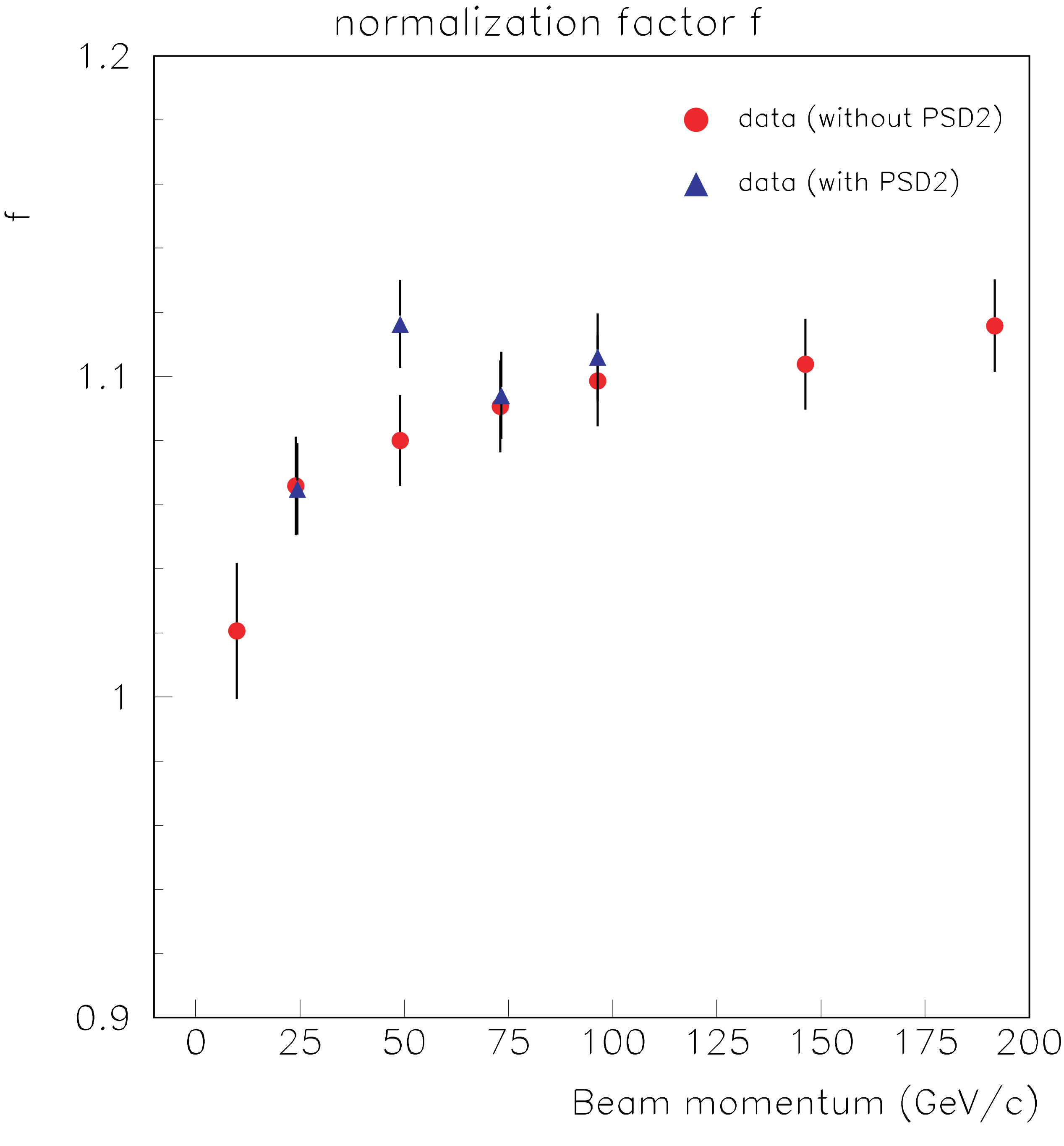


図 5.42: 入射 π 中間子の各運動量に対する規格化定数 f の値。ここで丸の点は PSD2 なしの場合、三角の点は PSD2 ありの場合を示す。

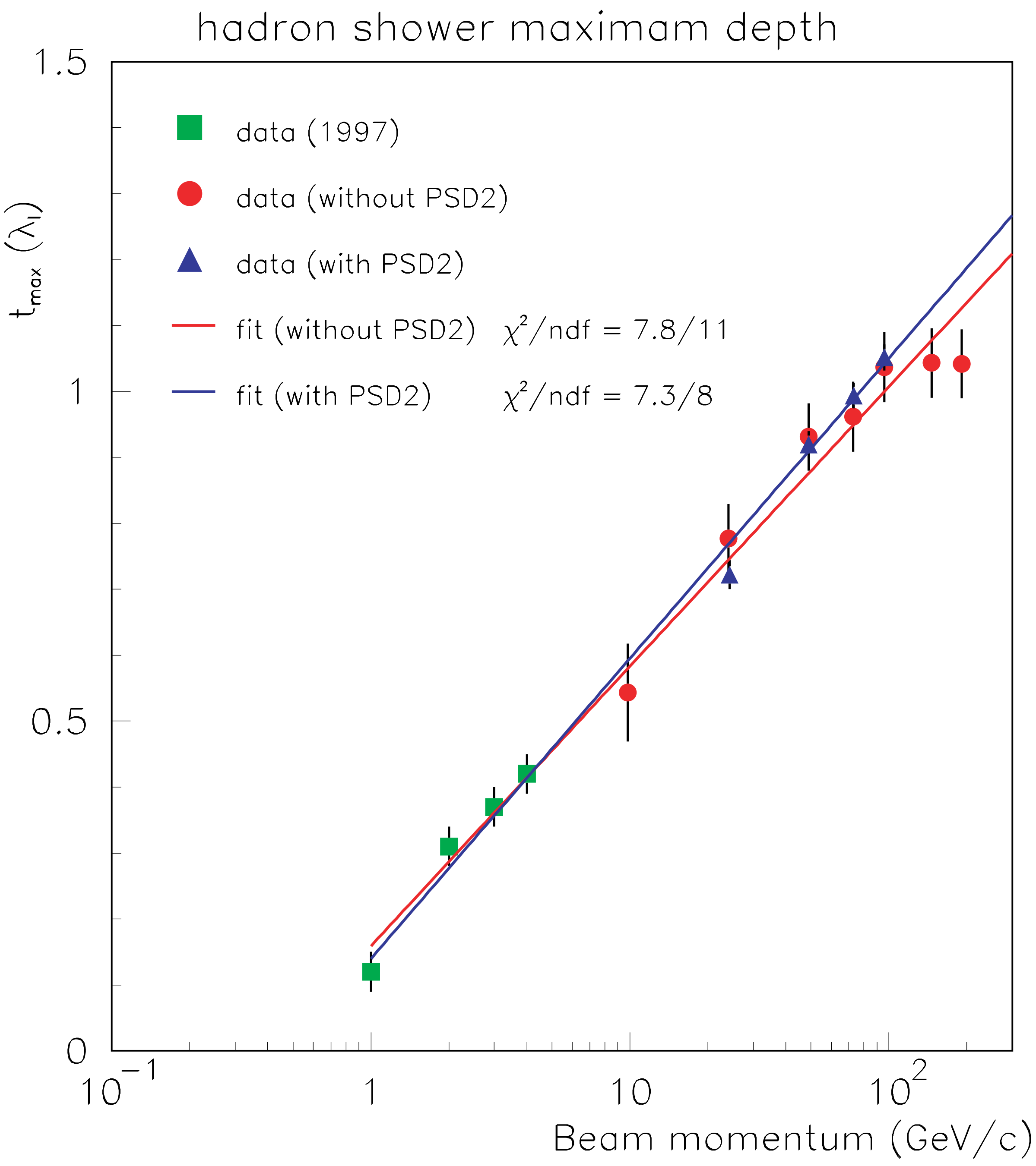


図 5.43: シャワー最大が起きる深さ t_{max} の運動量依存性。ここで丸の点は PSD2 なしの場合、三角の点は PSD2 ありの場合、四角の点は 1997 年の結果を示す。

第6章　結論

1998 年に製作され、1999 年にフェルミ国立加速器研究所でビームテストを行ったカロリメータテストモジュールに対して、以下の性能が得られた。エネルギー分解能は、電子に対して

$$\sigma_{stochastic} = 25.1 \pm 0.2 \quad (\%),$$

$$\sigma_{const} = 1.82 \pm 0.05 \quad (\%).$$

π 中間子に対しては

$$\sigma_{stochastic} = 46.0 \pm 0.2 \quad (\%),$$

$$\sigma_{const} = 1.90 \pm 0.06 \quad (\%).$$

誤差は統計誤差のみである。この結果はこのカロリメータがハドロンカロリメータであり、JLC 実験の際に電磁カロリメータも採用される予定であることを考慮にいれると、我々の満足のいく結果となっている。

また、カロリメータ応答の線形性からのずれは電子（10 ~ 180 GeV/c）、π 中間子（10 ~ 200 GeV/c）で共に 4 %以内になった。この結果も我々の満足いく結果となっている。

補償比 e/h は Wigmans と Groom でフィットした結果、それぞれ

$$F_{\pi^0} = \begin{cases} 1.01 \pm 0.03 & (\text{ Wigmans }), \\ 1.02 \pm 0.04 & (\text{ Groom }), \end{cases}$$

となった。補償比 e/h は十分 1 に近いことがわかった。

ハドロンシャワーの奥行き方向平均シャワー発達に関しては、電磁シャワーと同じ次の関数形で記述できることがわかった。

$$\frac{1}{E_0}\left(\frac{dE}{dt}\right) = f \times \ b\,\frac{(bt)^{a-1}e^{-bt}}{\Gamma(a)}.$$

また、シャワー最大が起きる奥行き方向の深さ t_{max} についても、電磁シャワーの場合と同じように入射粒子エネルギーの対数に比例して増加することがわかった。

謝辞

この研究を進め, 論文を書くにあたり, 御指導, 御助言を頂いた金 信弘 教授, 滝川 紘治 教授、受川 史彦助教授に深く感謝します。また、原 和彦先生、大石 竜太郎先生、浅川 高史先生にも数多くの御助言を頂きました。心から御礼を申し上げます。

JLC カロリメータグループの藤井 芳昭様、大田 辰郎さん、中川 敦子さん、魚住 聖さん、また他大学の多くの方々には共同実験者として多くのことを教えて頂きました。

筑波大学素粒子実験室の皆さんには、私たちが困っているときに幾度となく助けてもらいました。心から感謝を申し上げたいと思います。

最後にこれまでの生活を保障してくれた両親や精神的に支えてくれた友人たちに感謝します。

参考文献

[1] 研究者代表 小林富雄, 電子陽電子リニアコライダー実験における測定器の開発研究. 平成 8 年度科学研究費補助金（基盤研究 A）研究成果報告書.

[2] 魚住 聖, 高野 一慶, 平成 10 年度筑波大学卒業論文,JLC ハドロンカロリメータの開発研究

[3] T.Suzuki, University of Tsukuba, Master Thesis. Study of JLC Hadron Calorimeter

[4] T.Suzuki.et.al., Nucl. Instr. and Meth. A 432 48-65 (1999)

[5] 大田 辰郎, 中川 敦子, 平成 9 年度筑波大学卒業論文,JLC(Japan Linear Collider) タイル/ファイバー型カロリメータープロトタイプの性能評価

[6] R.Wigmans, Nucl. Instr. and Meth. A 265 (1988) 273.

[7] Konrad Kleinknecht, DETEKTOREN FÜR TEILCHENSTRAHLUNG

[8] G.D.Lafferty and T.R.Wyatt, CERN-PPE/94-72, (6 May 1994)

[9] T.A.Gabriel and D.E.Groom, Nucl. Instr. and Meth. A 338 (1994) 336.

[10] R.Wigmans, CERN-PRE/91-205(1991)

[11] J.Krinder,Fermi National Accelerator Laboratory,P.O.Box 500, Batavia,IL 60510 USA