筑波大学大学院修士課程

理工学研究科修士論文

JLCハドロンカロリメータ試作器の性能評価

石崎 智子

平成11年2月5日

概 要

JLC ハドロンカロリメータのプロトタイプとして実機に近いタワーの大きさ (20 cm × 20 cm) の補償型カロリメータを製作し、高エネルギー加速器研究機構陽子放射光加速器の $\pi 2$ ビームラインでビーム運動量が 1- 4 GeV/c の e^- 及び π^- ビームを使って性能評価を行った。その結果 π^- に対してエネルギー分解能 $\sigma/E = (45 \pm 1)\% \sqrt{E[GeV]} \oplus (9 \pm 2)\%$、エネルギー線形性からのずれは最大 0.4%(2-4 GeV/c)、e^- に対しては $\sigma/E = (24 \pm 0)\% \sqrt{E[GeV]} \oplus (0 \pm 3)\%$、最大 0.5%(1-4 GeV/$c$) であった。$e$ と π の応答比 e/π の平均値は 1.03、rms は 0.01 であった。π^- シャワーの横方向の広がりを測定した結果は、ハドロンシャワーを記述する式として $f(r) \equiv B/r \exp(-r/\lambda_1) + (1-B)/r \exp(-r^2/\lambda_2^2)$ を用いたとき (r は粒子の測定器入射位置)、ビーム運動量 2 GeV/c において B=0.36、λ_1=13.36[cm]、λ_2=2.47[cm] であった。

abstract

We produced a compensated calorimeter as a JLC hadron calorimeter prototype , which has a structure of 25 towers. A tower is in the shape of square (with a size of 20 cm × 20 cm) , and is similar to the practical calorimeter. We had a beamtest using this prototype with $\pi 2$ beamline at High Energy Accelerator Reserch Organization (KEK) Proton Synchrotron. The beam which we used was e^- and π^- with 1-4 GeV/c of their momenta. We obtained the following results: Energy resolution was $\sigma/E = (45 \pm 1)\% \sqrt{E[GeV]} \oplus (9 \pm 2)\%$ and the maximum deviation from energy liniarity was 0.4%(2-4 GeV/c) for π^-. Energy resolution was $\sigma/E = (24 \pm 0)\% \sqrt{E[GeV]} \oplus (0 \pm 3)\%$ and the maximum deviation from energy liniarity was 0.5%(1-4 GeV/c) for e^-. An average of e/π ratio was 1.03 , and its rms was 0.01(2-4 GeV/c).

Lateral profile of π^- shower was found to be expressed by the following function:

$f(r) \equiv B/r \exp(-r/\lambda_1) + (1-B)/r \exp(-r^2/\lambda_2^2)$ (r:distance from a position of incident particle) where B=0.36,λ_1=13.36[cm],λ_2=2.47[cm] at 2 GeV/c of the beam momentum.

目 次

第 1 章 JLC とは **5**

1.1 JLC における物理 5

1.2 JLC 測定器 5

1.2.1 測定器概観 5

1.2.2 カロリメータ (CAL) 6

1.2.3 バーテックス測定器 (VTX) 7

1.2.4 中央飛跡検出器 (CDC) 7

1.2.5 ミューオン測定器 (MUON) 8

第 2 章 カロリメータ **12**

2.1 カロリメータ 12

2.1.1 ハドロンカスケードシャワー 12

2.1.2 電磁カスケードシャワー 13

2.2 エネルギー分解能 14

2.3 補償型カロリメータ 14

第 3 章 シンチレータの光量測定 **16**

3.1 タイル／ファイバー系 16

3.2 測定目的 16

3.3 測定方法 17

3.4 測定結果 17

3.4.1 平均光量 17

3.4.2 応答非一様性 18

3.4.3 タイルと PET フィルムを密着させた場合の平均光量、応答非一様性の変化 18

3.5 メガタイルの測定 18

3.5.1 メガタイル形状 18

3.5.2 測定方法 19

3.5.3 タイル中心光量の分布 19

第 4 章 ハドロンカロリメータ試作器のビームテスト **31**

4.1 ビームライン 31

4.2 事象選別 31

4.3 キャリブレーション 32

4.4 測定結果 33
4.4.1 典型的な波高分布 33
4.4.2 エネルギー線形性 33
4.4.3 エネルギー分解能 34
4.4.4 補償比 e/π 34
4.4.5 π^- 粒子横 (ビーム軸垂直) 方向シャワープロファイル 34

第 5 章 結論 **48**

図 目 次

1.1 JLC 加速器概略図 9
1.2 JLC 測定器 10

3.1 タイル／ファイバー系 20
3.2 測定系 21
3.3 典型的な波高分布 22
3.4 発光量 1 光電子相当の波高分布 22
3.5 典型的な平均光量分布 23
3.6 平均光量分布マップ 23
3.7 平均光電子数とタイル内応答非一様性 24
3.8 PET フィルムを押えたときの平均光電子数とタイル内応答非一様性 25
3.9 カロリメータ検出層 (メガタイル)1 層 26
3.10 タワー毎の光電子数分布 I 27
3.11 タワー毎の光電子数分布 II 28
3.12 タワー毎の光電子数分布 III 29
3.13 タワー毎に規格化した後の全タワーの応答のばらつき 30

4.1 測定器全体像 37
4.2 モジュール配置概略図 38
4.3 ミューオン用マトリックストリガー 39
4.4 通常ビームでの μ^- 事象とキャリブレーション用事象の比較 40
4.5 e^-、π^- 事象選別での典型的な波高分布 (ビーム運動量 2、4 GeV/c) 41
4.6 エネルギー線形性 42
4.7 エネルギー分解能のビーム運動量依存性 43
4.8 補償比 e/π のビーム運動量依存性 44
4.9 タワー構造での数値積分方法 45
4.10 横方向 π^- シャワープロファイル：測定器移動距離ごとに算出されたパラメータ 46
4.11 横方向 π^- シャワープロファイル：測定器移動での全測定を使用して算出されたパラメータ 47

表 目 次

1.1 JLC 測定器概要 11

3.1 タイル／ファイバー系全測定結果 19

4.1 事象選別 33
4.2 カロリメータの平均応答とエネルギー分解能 34
4.3 横方向シャワープロファイルパラメータ 36

第1章　JLCとは

1.1　JLCにおける物理

物質を構成する粒子には、スピン 1/2 のクォーク、レプトンがある。ゲージ変換で互いに移りあえる粒子は一つの多重項を構成し、同一粒子の異なった状態と見なされる。またゲージ変換を時空の各点で行っても物理現象は変わらない (ゲージ対称性) という要請がある。ゲージ対称性の要請から、スピン 1 のゲージ粒子の存在とそれによって媒介される普遍的なゲージ力が導かれる。これをゲージ原理と呼ぶ。ゲージ対称性を要求した模型の一つに、標準模型がある。標準模型は自然界の 4 つの力のうち重力を除く 3 つ、すなわち電磁気力、弱い力、強い力の統一的記述に成功し、現在までの全ての実験結果を説明する。しかし、「ゲージ対称性と矛盾せずに質量を作り出すには、真空中に何者かが凝縮し、それがゲージ対称性を自発的に破っているはず」である。標準模型において、質量生成の機構を担っているのがスピン 0 の基本粒子、ヒッグスであり、ゲージ粒子や物質粒子の質量は、真空中に凝縮したヒッグスとの相互作用により生じる。

但し標準模型は電弱対称性の自発的破れにより、エネルギーが 246 GeV より上では破綻し (カットオフスケール)、新しい物理が出現することになる。この問題の回避法として導入された理論に超対称模型 (SUSY) がある。標準的な SUSY 模型である最小超対称標準模型 (MSSM) では、2 つのヒッグス二重項が仮定されている。CP-偶のスカラー h^0、$H^0(m_{h^0} < m_{H^0})$ と CP-奇のスカラー A^0、及び一対の荷電ヒッグス $H^{\pm}$ がある。200 GeV/c^2 以下でヒッグス粒子（SUSYにおける軽いヒッグス粒子）が発見されない時、SUSY 理論は完全に排除される。

JLC(Japan Linear Collider) は電子・陽電子衝突実験のための線形衝突型加速器である。重心系エネルギー ($\sqrt{s}$) は第一期 JLC 計画 (JLC−I) で 500 GeV、その後 1.5 TeV に移行する。JLC−I は、SUSY の予言する軽いヒッグス粒子の探索に理想的で、それが存在するならば確実に発見できる。JLC−I のルミノシティーは $\sim 5 \times 10^{33}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$ が予定されている。JLC 加速器概略図を figure 1.1 に示す。

1.2　JLC測定器

1.2.1　測定器概観

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)∼(3) のモードで、2 ジェット ($q\bar{q}$) レプトン対、欠損している四元運動量の不変質量が Z^0 の不変質量に一致していることを要求すると、ヒッグス粒子は残りの 2 ジェットの不変

質量を構成させた分布を見たときに最瀕値 (ピーク値) を持って現れる。

反応 $e^+e^- \to Z^0H$ におけるバックグラウンドには (1) $e^+e^- \to Z^0Z^0$、(2) $e^+e^- \to W^+W^-$、(3) $e^+e^- \to e\nu W$ などが挙げられる。このうち (1)、(2) はビーム軸を基準にしたとき衝突点から見た立体角 (θ) の小さいところの事象が多く、(2)、(3) はヒッグス崩壊の特徴となる b クォークを含んでいない。従ってヒッグス粒子探索には各事象の (I) 立体角が大きく、(II) b クォーク事象を含み、(III) ヒッグスの不変質量を再構成できることを必要とする。従って JLC 測定器には、反応の終状態を基本粒子 (クォーク、レプトン) 単位で検出できる高い性能と汎用性が要求され、満足すべき基本性能は以下のように設定される。

1. 測定可能な角度領域 $|\cos\theta| < 0.98$
2. $W^{\pm}$、Z^0 ボソンが、クォークジェットへの崩壊モードにおいて識別可能、並びに c、b クォークジェットの識別可能
3. 軽いヒッグスの生成過程 $e^+e^- \to Z^0H$ において、Z^0 崩壊からのレプトン対を使った質量欠損法によるヒッグス質量の分解能がビームの拡がり 200 MeV と同等

$\sqrt{s}$ が高エネルギーになるほど増える終状態が三体以上の事象と、超対称粒子の崩壊などに特徴的な横運動量欠損の存在する事象の精度良い測定のためには、測定器はできるだけ大きい立体角 (θ) を覆う必要がある。上記 1 の値は θ の小さい方向にビームパイプと、ビーム同士の相互作用によるバックグラウンドを除去するためのマスキングシステムが置かれることによる。2 はゲージ粒子の結合定数を測定することを目的としたためである。3 は反応 $e^+e^- \to Z^0H$ の終状態が $l^+l^-b\bar{b}$ のときで、l^+l^- から l^+l^- 以外の不変質量を求める場合である。この方法はヒッグス粒子の崩壊モードによらず、またヒッグス粒子が例えば測定不可能な粒子に崩壊する場合でも使用できる。3 の条件は、飛跡検出器が十分な分解能を持っていれば不変質量の分解能はビームの拡がりで決まるためである。JLC 測定器の断面図を figure 1.2 に示す。また、測定器の諸性能を table 1.1 にまとめる。全体の体積はほぼ $16 \times 16 \times 16$ m^3 の立方体であり、総重量は約 15,000 トンである。ミューオン測定器を除き、カロリメータを含む全ての測定器は、超伝導電磁石で作られる 2 テスラのソレノイド磁石中に設置される。これはカロリメータのエネルギー分解能を向上させ、できるだけ不感領域のない測定器にするために必要である。

1.2.2 カロリメータ (CAL)

JLC におけるもっとも重要な目的の一つはヒッグス粒子の探索と研究である。JLC で予定しているエネルギー領域においては、主に $e^+e^- \to Z^0H$ の反応でヒッグス粒子は生成される。この時の Z^0 粒子がレプトン対に崩壊するチャンネルにおいては、レプトンの識別はこの後に触れる CDC、CAL、MUON からの情報により精度良く測定される。しかしこのチャンネルの崩壊比は全体の 7% でしかなく、統計精度の高い測定を行うためには 70%の崩壊比を持つ Z^0 粒子のクォーク対への崩壊、即ちジェットのエネルギーや運動量をを精度良く測定することが必要である。

Z^0 粒子のジェット崩壊反応のバックグラウンドには、主に $W^{\pm}$ 対生成と Z^0 対生成がありうる。$W^{\pm}$ 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 対生成にお

ける $Z^0 \to b\bar{b}$ の崩壊は 2 ジェット系不変質量分布でのみ $H \to b\bar{b}$ と区別することができる。このため 2 ジェットの不変質量を高精度で測定できることが要求される。具体的な目標は $W^{\pm}$ 粒子と Z^0 粒子をその 2 ジェット系不変質量で分離することである。

カロリメータ全体はプリシャワー部 (PS)、シリコンパッド部 (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 は $29X_0$、HAD は $5.6\lambda_0$ (X_0 : radiation length・輻射長、λ_I : interaction length・相互作用長) の厚さを持つ。Si は EM の最初の面から $4.3X_0$ 相当分後ろに置かれ、PS との組み合わせにより e/π 識別とシャワー (第 2 節参照) 位置測定を行う。$W^{\pm}$、Z^0 を不変質量から識別可能にするために、カロリメータには次のようなエネルギー分解能 (定義については第 2.2 参照) が要求される。

- $15\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$ (電子及び光子)
- $40\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ (ハドロン)

ここで、$\oplus$ は二乗和 ($A \oplus B \equiv \sqrt{A^2 + B^2}$) である。この要求量を達成するために、補償型 (第 2.1.1、2.1.2 節参照) のサンプリングカロリメータ (サンドイッチ型: 参考・figure 4.1) が採用される。サンプリングカロリメータの吸収材としては鉛、検出体としてはプラスチックシンチレーティングタイルを用いる。なお読み出しはシンチレーティングタイルに溝を掘り波長変換ファイバーを挿入した、タイル／ファイバー型 (例 : figure 3.1) である。

EM、HAD の厚みはそれぞれ以下の通りである。

- EM:(鉛 4 mm + シンチレーティングタイル 1 mm) × 40 層 ($29X_0$)
- HAD:(鉛 8 mm + シンチレーティングタイル 2 mm) × 120 層 ($5.6\lambda_I$)

1.2.3 バーテックス測定器 (VTX)

衝突点のまわりを同心円筒状にかこむ 3 層のピクセル型電荷結合素子 (Si-CCD) からなる。バーテックス測定器は電子-陽電子の衝突点のすぐ近くに置かれて、荷電粒子の飛跡を高い精度で測定する。そうした情報からジェットの中の B 中間子や D 中間子の崩壊点を見つけ出すことによって、そのジェットが b クォークや c クォークから発生したことを識別することができる。

1.2.4 中央飛跡検出器 (CDC)

小型ジェットセル構造を持つ円筒型ドリフトチェンバーからなる。荷電粒子の通過位置は、その通過時間から計った各ワイヤーでの電離電子の到達時間を測定することによって定まる。空間分解能は 100 μ m である。ステレオ層が各々1 mm のビーム軸方向位置精度を達成できれば、カロリメータの表面まで延長した飛跡のビーム軸位置精度も 1 mm にすることができる。

1.2.5 ミューオン測定器 (MUON)

シングルセル・ドリフトチェンバーのスーパーレイヤー 6 層と、1 層のプラスチックシンチレータからなる。ミューオンは多くの場合新粒子探索における最も明快な信号であるため、立体角をできるだけ広く、隙間なく覆う。

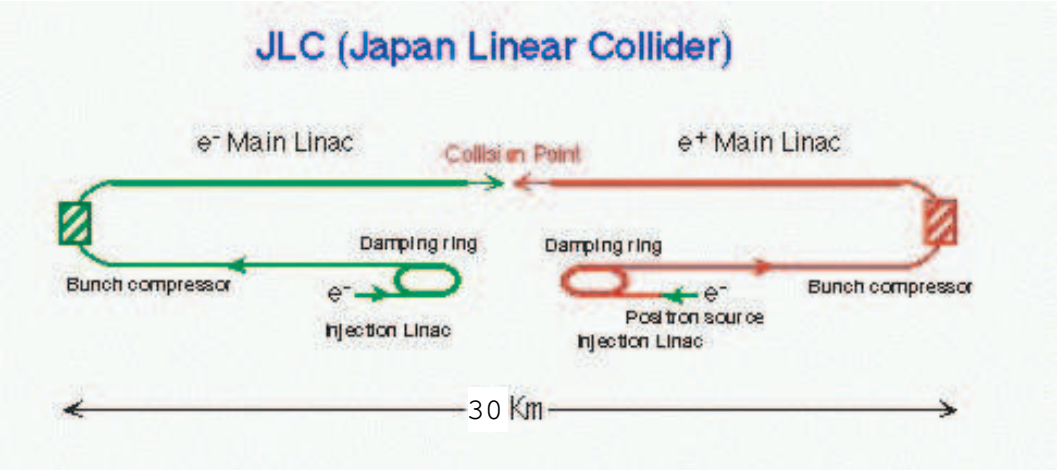

figure 1.1: JLC 加速器概略図

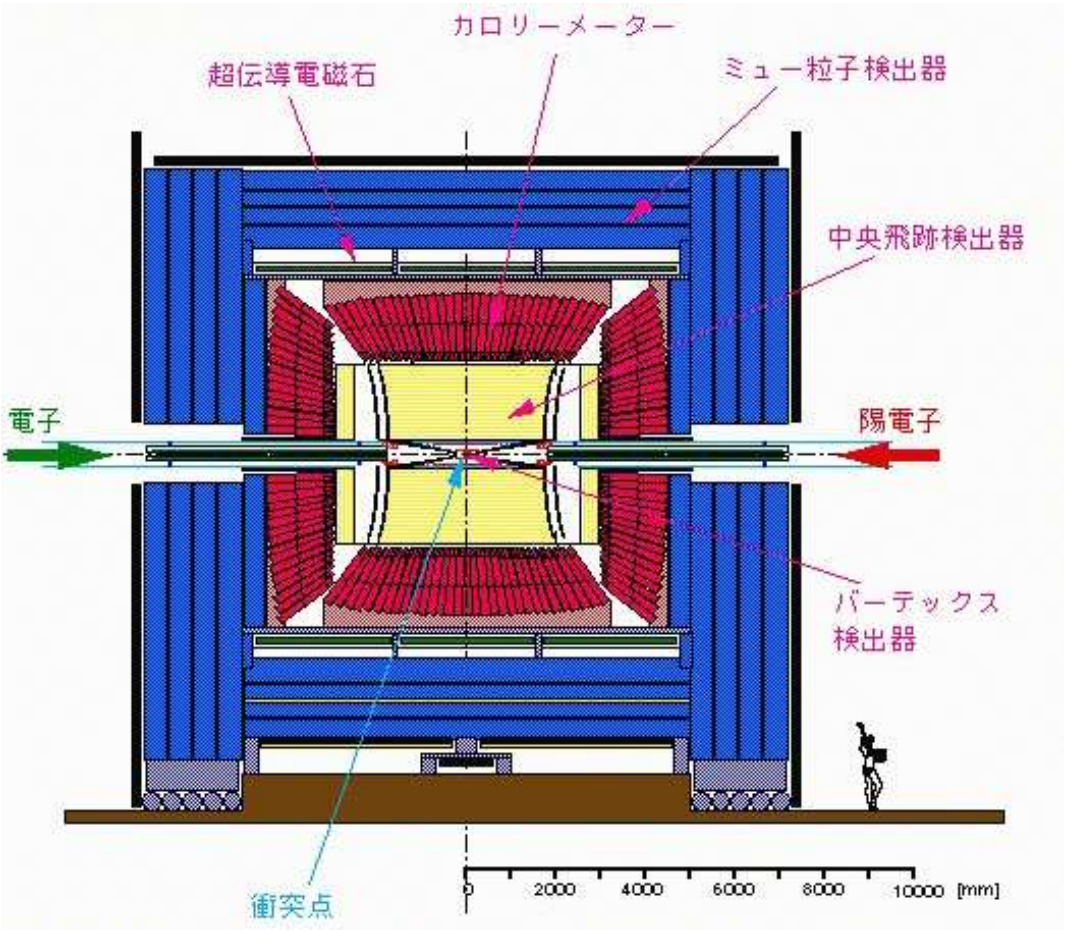

figure 1.2: JLC 測定器

DETECTOR	TYPE	CONFIGURATION	PERFORMANCE
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 $\lvert\cos\theta\rvert < 0.95$	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 $\lvert\cos\theta\rvert < 0.70$ (full sampling) $\lvert\cos\theta\rvert < 0.95$ (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 : $29X_0$ cell size : 10 cm $\times$ 10 cm HAD part | thickness : $5.6\lambda_0$ cell size : 20 cm $\times$ 20 cm Si Pad : pad size = 1cm $\times$ 1cm $\lvert\cos\theta\rvert < 0.99$	Energy Resolution : σ_E/E=15%/$\sqrt{E}\oplus$1% (e&γ) σ_E/E=40%/$\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 $\lvert\cos\theta\rvert < 0.99$	Position Resolution : σ = 500 μm $P_t > 3.5$ GeV/c (barrel)

table 1.1: JLC 測定器の諸性能

第2章　カロリメータ

2.1　カロリメータ

物質の塊に粒子が入射すると、粒子のエネルギーは以下に挙げる二つの過程を経て、最終的には物質をイオン化或いは励起させて物質に吸収される。カロリメータは入射粒子が物質に与えたエネルギーを測定することで入射粒子の持っていたエネルギーを同定することを目的とした検出器である。

2.1.1　ハドロンカスケードシャワー

重い荷電粒子が物質を通過するとき起こり得る反応には以下のようなものがある。

1. 物質中に存在する原子内の電子との非弾性衝突
2. 物質中に存在する原子内の原子核との弾性衝突
3. 原子核反応
4. チェレンコフ光放射
5. 制動輻射

1、2 ははどちらも電磁相互作用である。しかしエネルギー損失があるのはこのうちほぼ、非弾性衝突による過程のみであり、エネルギー損失量は Bethe-Bloch の式で与えられる [1]。非弾性衝突は原子を励起させる “soft collision” と、イオン化まで行う “hard collision” とがあり、後者は二次のイオン化を伴うこともある。3 の原子核反応による非弾性衝突は強い相互作用であり、起こる確率には無視できないほどの大きなふらつきがある。高エネルギーにおけるハドロンの相互作用には、平均横運動量が 0.35 GeV/c 以下の複数個の粒子を生成する特徴がある。最初の粒子はこの過程で、持っていたエネルギーの約半分を新しく生成された粒子に受け渡す。生成された二次粒子には π と核子がほとんどであり、その粒子の種類ごとの割合はエネルギーにはあまり依存しない。一回の原子核との非弾性衝突で生成される二次粒子の平均的な数は、入射粒子の持つエネルギーが高くなるにつれて増加するが、高エネルギーにおいては相関が無くなっていく (二次粒子数のふらつきは平均の 50%)。入射粒子は原子核反応による非弾性衝突を繰り返し、最後には 1 或いは 2 の電磁相互作用でエネルギーを物質に落とす。これをハドロンカスケードシャワーという。縦方向のシャワーは原子核相互作用長 (nuclear interaction length : λ_I) の単位で記述される。λ_I はおおよそ以下の式で表される。

$$\lambda_I \approx 35\text{g cm}^{-2} A^{1/3} \tag{2.1}$$

ここで A は物質原子の質量数である。

4 は荷電粒子が物質中を通過する際、その物質内での光速 c/n よりも粒子の速度が速いときに起こる反応である (c:真空中の光速、n:物質の反射係数)。5 はクーロン散乱による反応で、非常に起こりづらく無視できる。

2.1.2 電磁カスケードシャワー

1 GeV 以上の高エネルギーの電子・陽電子・光子が物質に入射すると、重い荷電粒子と同様に原子と散乱を起こす (衝突によるエネルギー損失は重い荷電粒子の時と同様に、Bethe-Bloch の公式で与えられる)。しかしこれとは別に、粒子の質量が非常に小さいために原子核とのクーロン散乱が起こり、γ 線 (光子)、電子対が生成される (原子内電子による電場の寄与も含む)。これを制動輻射 (bremsstrahlung)、電子対生成 (pair creation) という。これらの過程での二次粒子生成断面積 (cross section) はほぼ、古典電磁気学のボーア半径 $r_e^2 = (e^2/mc^2)^2$ に比例する [2]。この過程はほとんど入射エネルギーとは無関係である。入射粒子のエネルギーが数 MeV においては制動輻射は起こりにくいが、数 10 MeV のオーダーにおいて急激に頻度が増す。衝突によるエネルギー損失が輻射によるそれと等しくなるときのエネルギーを臨界エネルギー (critical energy:E_c) と呼ぶ。E_c は一般に次の式で表せる。

$$E_c = \frac{800[\mathrm{MeV}]}{Z + 1.2} \tag{2.2}$$

ここで Z は物質の原子質量である。

縦方向の電磁シャワーを記述する単位として輻射長 (radiation length:X_0) がある。X_0 は物質を電子が通過するときの平均自由行程であり、次の式で与えられる。

$$X_0 = \frac{716.4[\mathrm{g/cm^2}]A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \quad (Z > 5) \tag{2.3}$$

ここで A は物質の原子番号、Z は原子質量である。制動輻射は $1X_0$ 当たりに持っていたエネルギーの半分を光子として放出する。残りの $1/e$ は二次粒子に与えられる。二次粒子が同過程を更に三次、四次と制動輻射、電子対生成の過程を繰り返し、E_c を越えて原子をイオン化或いは励起させて終了する。この過程を電磁カスケードシャワーという。

- 横方向の電磁シャワー発達

シャワーはクーロン散乱のために横方向に広がっていく。横方向の広がりは物質の X_0 と、エネルギーが E_c のシャワー粒子が $1X_0$ 相当物質を通過したときのそれた角度で決まる。一般に横方向のシャワー広がりは、モリエール半径 (Moliére radius:R_M) で記述される。R_M は次の式で表される。

$$R_\mathrm{M} = \frac{21[\mathrm{MeV}]}{E_c} X_0 \tag{2.4}$$

ここで E_c は臨界エネルギー [MeV]、X_0 は輻射長である。

横方向の電磁シャワーのプロファイルは次式のような、減衰長の違う中心成分 (central component) と周辺成分 (peripheral component) の 2 成分で記述できることが観測されている [3–7]。

$$Y(r,t) = A_1 \exp(-\frac{|r|}{\lambda_1}) + A_2 \exp(-\frac{|r|}{\lambda_2}) \tag{2.5}$$

ここで t は縦方向の深さ、r はシャワー軸からの距離、λ_1 は中心成分の減衰長、λ_2 は周辺成分の減衰長である。

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次の式で表わされる。

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{\sigma_{stochastic}}{\sqrt{E}} \oplus \sigma_{constant} \tag{2.6}$$

第一項 $\sigma_{stochastic}$ はサンプリングカロリメータに起こる吸収材へのエネルギー損失が、応答に統計的なふらつきを与えることに起因する統計項である。統計項は、第 3 章以下にある測定において、次の式で表せる。

$$\sigma_{stochastic} = \sigma_{sample} \oplus \sigma_{photostat} \tag{2.7}$$

第一項、σ_{sample} は前述の、サンプリングカロリメータの構造、第二項、$\sigma_{photostat}$ は主に第 3 章以下で述べられる、カロリメータの読み出し系に使われた光電子増倍管の、光電面から放出される光電子数のばらつきに起因する項である。カロリメータ内の全発光量を $N_{p.e.}$ とすると $N_{p.e.}$ は入射粒子のエネルギーに比例し、そのばらつきはポアソン分布のため $\sqrt{N_{p.e.}}$ となる。このとき相対誤差は $\Delta N_{p.e.}/N_{p.e.} = 1/\sqrt{N_{p.e.}}$ である。

式 (2.7) の値は吸収体の厚み t に依存する。従って式 (2.7) の第二項、σ_{sample} は

$$\sigma_{sample} = \sigma_{intrinsic} \oplus k\sqrt{E_c}\sqrt{t} \tag{2.8}$$

と表わせる。ここで E_c は臨界エネルギー、k は定数、$\sigma_{intrinsic}$ はハドロンシャワーに顕著に存在する二次粒子生成のふらつきであり、t を変化させたエネルギー分解能の測定によって第二項、$\sigma_{intrinsic}$ の評価が過去にされている [8]。

式 (2.6) の第二項、$\sigma_{constant}$ はカロリメータの系統誤差による定数項であり、検出体の応答非一様性、カロリメータからのシャワー漏れ、キャリブレーション (第 4 章参照) に起因する。式 (2.7) の第二項、$\sigma_{photostat}$ と式 (2.6) の第二項、$\sigma_{constant}$ を評価する目的で第 3 章で述べる検出体の光量測定を、式 (2.6) の第一項に含まれる $\sigma_{stochastic}$ を測定する目的で、第 4 章で述べるカロリメータ試作器に対するビームテストを行った。

2.3 補償型カロリメータ

ハドロン粒子がカロリメータに入射したときと電子が入射したときでは、入射エネルギーが同一であったとしてもカロリメータの電気的な検出効率は異なる (ハドロンの方が一般的に小さい)。これはハドロンが核破砕 (原子核非弾性衝突) 反応を経たことでの原子核結合エネルギー分のエネルギー消費や、中性子がエネルギーを持ち去ることによる。一方ハドロンシャワーにおいて π^0 粒子が生成されると、ほとんどが 2 光子に崩壊して電磁シャワーを起こす。同じエネルギーの純ハドロンシャワーと電磁シャワーの応答の比を “

本来の e/h" と言い、$e/h = 1$ のカロリメータを補償型カロリメータと呼ぶ。上記の過程より、e/h は一般的に 1 より大きくなる。

もし e/h が 1 から 5 ～ 10% 異なっていると、ハドロンシャワーにおける π^0 生成によって次のようなカロリメータの性能悪化が起こる。

- カロリメータ応答の非対称
- e と π の応答の比 ("e/π $ratio$") が 1 からずれ、エネルギーに依存する
- ハドロンの応答のエネルギー非線形性
- カロリメータのエネルギー分解能の定数項に補償比の 1 からのずれの大きさとの相関が現れる

補償型カロリメータを実現させるために、以下の方法がある。

1. 吸収体にウラン 238 (^{238}U) を用い、入射した中性子による核分裂反応を引き起こす
2. 検出体に水素原子を多量に含む材質を選ぶことで、発生した中性子と陽子の散乱を招く
3. シャワー発生材 (吸収体) に結合エネルギーの小さな元素を使用する。
4. カロリメータにおける吸収体の容積比を大きくし、電磁シャワーが検出体に与えるエネルギーを減らす

まずハドロンシャワーで中性子が生成された場合を考える。この場合二次粒子中の中性子のエネルギーを、どうやって検出できるようにするかが問題となる。中性子がカロリメータにエネルギーを与えるには、核分裂或いは陽子中性子散乱を起こさせる方法がある。1 は核分裂による方法、2 は陽子中性子散乱による方法である。次に 3 は原子核の結合エネルギー分の消費をできるだけ小さくする方法で、方法 1 は自動的にこれを満たすことになる。JLC カロリメータでは、方法 2、3 を採用する。最後の 4 は電磁シャワーの応答そのものを小さくすることを目的としている。ただし電磁シャワーを検出するサンプリング比を粗くし、サンプリング数を減らすことは、電磁シャワーにおけるエネルギー分解能の悪化を招くため、JLC カロリメータは検出体を薄くしサンプリング数の多い構造で方法 4 を実現させる予定である。

第3章　シンチレータの光量測定

3.1　タイル／ファイバー系

タイル／ファイバー系の詳細を表した figure を figure 3.1 に示す。タイル／ファイバー系とはプラスチックシンチレーティングタイル (以下、タイル) に溝を掘り、ファイバーを挿入したものを指す。

本測定においてはタイルは 200 mm × 200 mm × 2 mm の形状のクラレ製 SCSN88 を使用し、figure 3.1 の四辺から約 5 mm の位置に直径 1.4 mm の鍵穴状の溝を堀った。溝の描き方には半径 30 mm の四つのカーブを持たせ、クラレ製マルチクラッド式、直径 1 mm ϕ のファイバーを挿入した。溝の中に入るファイバー部分には波長変換材 (wavelength shifter,WLS) であるクラレ製 Y11 を混合したもの (緑色透明) を使用した。 タイルの figure 3.1 における四側面は反射材である酸化チタン (TiO_2) 含有の白色ペンキ (オーデコート、日本ペイント製) を塗布した。タイル全体は TiO_2 含有の PET フィルム (白色不透明) で完全に覆った。

3.2　測定目的

実験は以下の項目を目的として行った。

1. タイル／ファイバー系における溝の深さの最適化
2. タイル／ファイバー系の平均光量と応答非一様性の測定
3. PET フィルムとタイルが密着した状態での平均光量・応答非一様性の測定

1 はカロリメータのエネルギー分解能をできるだけ良いものにするために、タイル／ファイバーの発光量はできるだけ高いことが要求されるためである。2 は第 2.2 節で述べたように、カロリメータのエネルギー分解能の統計項成分を概算するのに必要なためである。3 については、ビームテスト (第 4 章) においてカロリメータの各層は積層に配列される。その際カロリメータ全体の密度をビームラインに沿って一様に保たせるために、検出層の PET フィルムにはほぼ一様に若干の圧力が加わる。このことがタイルの平均光量、応答非一様性に影響があるかを調べる測定をした。3 の測定では厚さ約 1 mm のアクリル板によって反射材を両面から若干押さえて行った (厚さ 1 mm 程度のアクリル板の影響はほとんど無い)。

測定に使用した測定系概略を figure 3.2 に示す。

3.3 測定方法

測定目的 1 のために、figure 3.1 に示す溝の深さが異なるタイルを用意した。用意した溝の深さは 0.1 mm ～ 0.4 mm まで、0.1 mm 刻みに 4 種類であり、0.1 mm の深さが 3 枚、0.2 mm が 2 枚、0.3 mm が 3 枚、0.4 mm が 1 枚である。

直径 3 mm ϕ、厚さ 5 mm の鉛製コリメータと、有感領域直径 5 mmϕ の 2 本のトリガーカウンタが鉛直方向にほぼ並ぶように、アルミニウム製のアーム台に固定し、コリメータの上に β 線源 ^{90}Sr を置いた。アーム台は 0.72 deg (0.02 mm) の精度で動作するステッピングモーターで駆動させ、タイルは β 線源とトリガーカウンターの間に固定した。figure 3.1 での縦横方向に 2 cm おきに β 線源及びトリガーカウンターを動かし、縦方向に 10 個所の測定点、横方向に 10 個所の測定点、合計 100 個所の測定点を設定した。

^{90}Sr から放射される β 線源は約 2.2 MeV のエネルギーを持つため、タイル内に入射したときの物質のエネルギー損失は、タイルを構成する物質に対して取り得るほぼ最小の量である、言い換えると β 線は minimum ionizing particle (MIP) であるとみなせる。発光量の読み出しに用いた PMT は浜松ホトニクス製 H1161GS、ADC モジュールは Le Croy 製 2249A である。

PMT へ入力された信号は PMT 内の光電面にあたり光電効果によって光電子を放出する。本測定において応答は全て光電子数で表し、光電子数は波高分布法によって算出した。波高分布法はまず発光量の低い (平均光電子数 0.2 個程度) シンチレーティングタイルを用いて、単光電子ピーク (SPP) までの ADC カウント数を測定する。測定した結果の平均応答を ADC カウント数で表したものを単光電子ピークの ADC カウント数で割った値が、応答の光電子数である。縦軸に事象数、横軸に ADC カウントを取った、典型的な波高分布と SPP 測定の時の波高分布を figure 3.3、3.4 に示す。測定は 1 測定点あたりに 5,000 ～ 6,000 事象を収集した。

また縦軸に測定点の数、横軸に光電子数を取った 100 測定点の光量分布例を figure 3.5 に、タイル上のどの点にどれくらいの光量が測定されたかを、測定位置を水平面に、応答を高さに取った 3 次元的な figure を figure 3.6 に示す。figure 3.5 において、ファイバー輪の外側付近の 4 測定点は灰色に、ファイバー近傍の 32 測定点は黒色に塗り潰してある。figure 3.5、3.6 から、ファイバー輪の外側付近の測定 (4 測定点) には光量減少、ファイバー近傍の測定 (32 測定点) には光量増加が見られることが認められた。

3.4 測定結果

3.4.1 平均光量

測定目的 1 の結果としてファイバー付近を含まない領域 (64 測定点) の、各タイルの平均光量を figure 3.7(上) に示す。 横軸の数字は溝の深さの下 1 桁の値であり、同じ番号は同一のタイルを重複して測定したことを意味する。time blank の線は、測定を前半と後半に分けて行ったため比較的測定再現性に欠けると判断し、記しておいた。また値を 100 点の測定の結果も添えて table 3.1 にまとめる。この結果から、溝の深さは 0.2～ 0.3 mm に決定した。

3.4.2　応答非一様性

第 2 節で述べたように、カロリメータのエネルギー分解能の定数項はタイル／ファイバーの応答非一様性が主な原因となる。ファイバー付近を含まない領域 (64 測定点) の、タイルの光電子数の標準偏差を平均値で割った値 (non-uniformity) を figure 3.7(下) に示す。横軸の数字は溝の深さの下 1 桁の値であり、同じ番号は同一のタイルを重複して測定したことを意味する。time blank の線は、測定を前半と後半に分けて行ったため比較的測定再現性に欠けると判断し、記しておいた。また値を 100 点の測定の結果も添えて table 3.1 にまとめる。結果に溝の深さとの関連性は見られなかった。事象数は 5,000∼ 6,000 事象であったことから統計誤差は 1.1∼ 1.2%と小さく、non-uniformity の再現性 8.3%はほとんど測定系の系統誤差とみなせる。

3.4.3　タイルと PET フィルムを密着させた場合の平均光量、応答非一様性の変化

ファイバー付近を含まない領域 (64 測定点) の、測定結果を figure 3.8 に示す。上段の縦軸が平均光量 (単位 : 光電子数)、下段の縦軸が non-uniformity、上下ともに横軸がタイルの識別番号である。横軸の数字は溝の深さの下 1 桁の値であり、同じ番号は同一のタイルを重複して測定したことを意味する。time blank の線は、測定を前半と後半に分けて行ったため、比較的測定再現性に欠けると判断し、記しておいた。また値を 100 点の測定の結果も添えて table 3.1 にまとめる。

第 3.4.1 節との比較をすると、同タイルの測定で反射材をタイルに落ち着かせたときに光量の増加が認められた。これはタイルの外部にもれた光が通過する空気が減ったことによる、減衰量の低下が原因と考えられる。以上から反射材をできるだけタイルに落ち着かせることがカロリメータの読み出しを製作する際の留意点となった。

3.5　メガタイルの測定

ビームテスト用のカロリメータモジュールを製作するにあたり、figure 3.1 のタイル／ファイバー系で構成されるカロリメータの検出層 (メガタイル) を製作し、光量測定を行った。これは 1 層を構成するタイル 1 枚 1 枚の、品質上の非一様性を調べることを目的とした測定である。

3.5.1　メガタイル形状

メガタイルの形状を figure 3.9 に示す。タイルにはクラレ製 SCSN38 を使用した。検出層 1 層は $5 \times 5 = 25$ 枚のタイル／ファイバー系とアクリル板 1 枚、アルミ製の枠 1 つから構成される。25 枚のタイルは厚さ 2 mm のアクリル板に鉄製のねじでとめた。PET フィルムは 1 m× 1 m の形状がタイル 25 枚とアクリル板との間に 1 枚、逆側にもう一枚ある。メガタイルを構成するタイルは、その位置を把握しやすくするために ID 番号をつけた (以下、ID 1 のタイルはタワー 1 と呼ぶ)。番号のふりかたは figure 3.9 に示してある。なお figure 3.9 はアクリル板のある側からメガタイルを見ている。

平均光量 (光電子数)

	溝の深さ (mm)	0.1	0.2	0.3	0.4
前半	非密着	a) 1.26/1.22	1.40/1.37	1.54/1.53	1.37/1.36
測定	密着	b) 1.47/1.47	1.59/1.60	1.61/1.63	1.42/1.43
		c) 1.22/1.21			
後半	非密着	-	1.42/1.39, 1.37/1.35	1.42/1.69, 1.69/1.86, 1.51/1.67	-
測定	密着	-	1.59/1.60, 1.59/1.59	1.70/1.69, 1.84/1.86, 1.65/1.67	-

応答非一様性 (%)

	溝の深さ (mm)	0.1	0.2	0.3	0.4
前半	非密着	a) 5.7/3.0	5.1/2.5	4.4/2.8	3.9/1.9
測定	密着	b) 4.8/2.3	5.3/1.7	5.5/1.7	6.0/2.9
		c) 5.6/2.7	-	-	-
後半	非密着	-	5.1/3.0, 4.9/2.7	5.3/3.3, 4.9/1.6, 4.7/3.1	-
測定	密着	-	4.9/1.6, 4.5/2.5	4.3/1.7, 5.2/1.6, 4.9/2.5	-

100 測定点／ 64 測定点　a),b),c) : 異タイル

table 3.1: タイル／ファイバー系全測定結果

3.5.2 測定方法

測定は figure 3.9 のメガタイルの 50 セットについて行った。メガタイルにおける測定位置は、各タワーのほぼ中心を 1 点ずつ計 25 点である。測定系はほぼ前述のタイル／ファイバー系の測定に等しい。本測定の PMT への読み出しのためのファイバー長さは、およそ 3.5 m であった。PMT は 2 本使用した。タワー 1 ～ 10 と 21 ～ 25 は 1 つの PMT で読み出し、タワー 11 ～ 20 はもう 1 つの PMT で読み出した。SPP 測定は両方の PMT で行い、波高分布法を用いて応答を光電子数で表した。

3.5.3 タイル中心光量の分布

メガタイルの測定では、各タワーによって PMT までのファイバー距離が異なる。従って応答は各タワー毎に分布を取り、タイルの品質上の非一様性を調べるためにはタワー毎に規格化してから分布にする必要がある。

各タワー毎の応答光電子数の、50 セット分の分布を figure 3.10 ~3.12 に示す。更にタワー毎に規格化した後の全タワーの分布を figure 3.13 に示す。縦軸はタワーの数、横軸は光電子数である。全タワーの応答の分布は、各タワーの平均応答が 1 になるようにファクターを掛けてから、全タワーの分布をとった。全タワーの応答のばらつきは、測定系の系統誤差も含めて平均値の約 11.3%であった。参考に各タワーの平均値の単純平均値を求めると 1.45[p.e.s] であった。

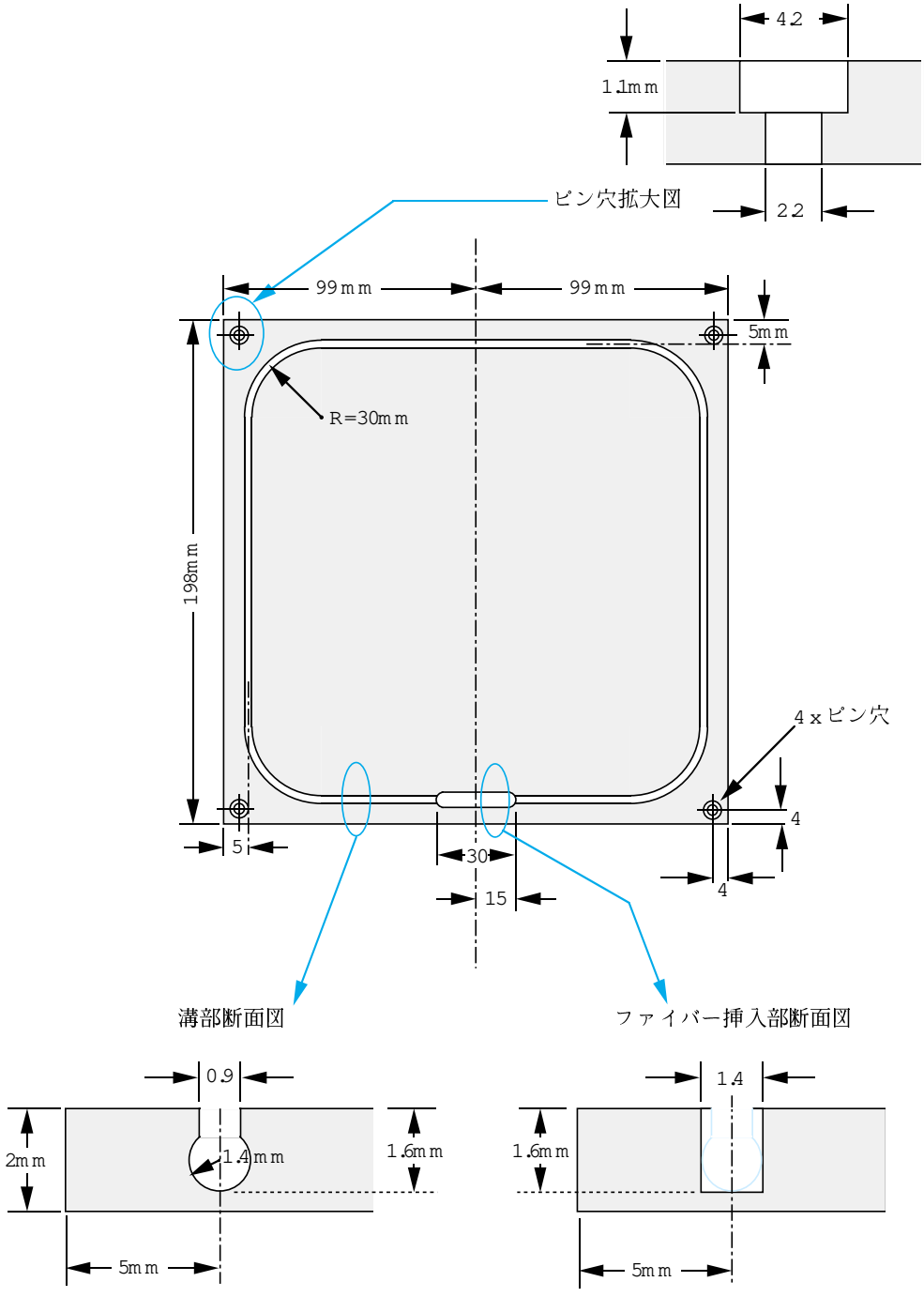

figure 3.1: タイル／ファイバー系

測定系

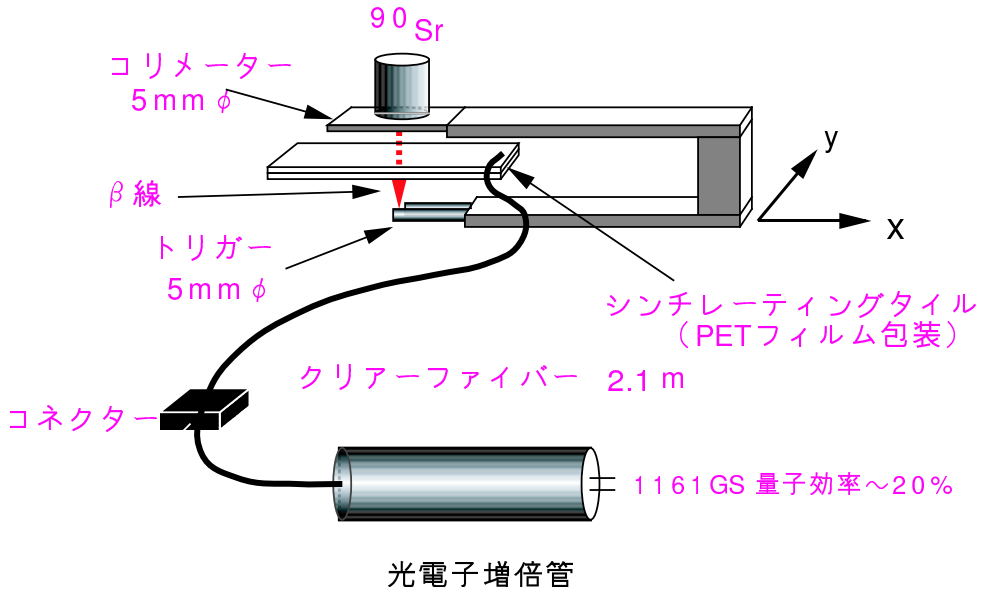

figure 3.2: 測定系

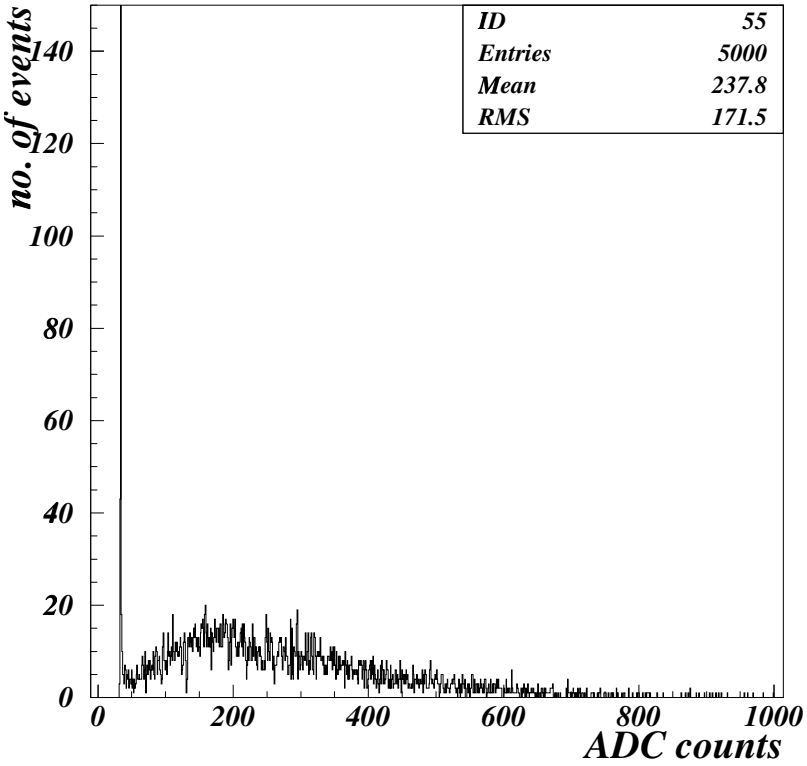

figure 3.3: 典型的な波高分布

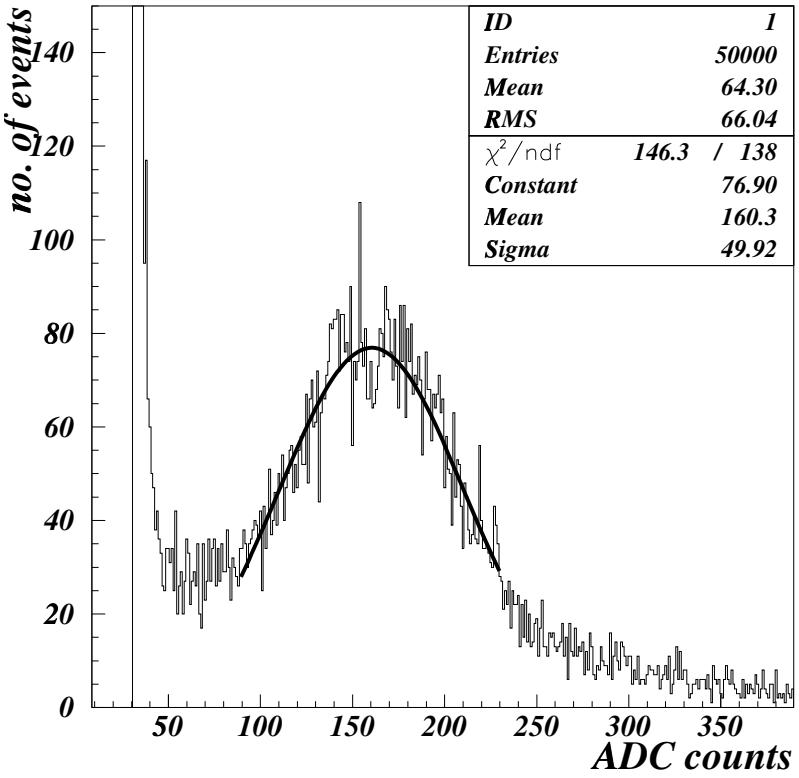

figure 3.4: 発光量 1 光電子相当の波高分布

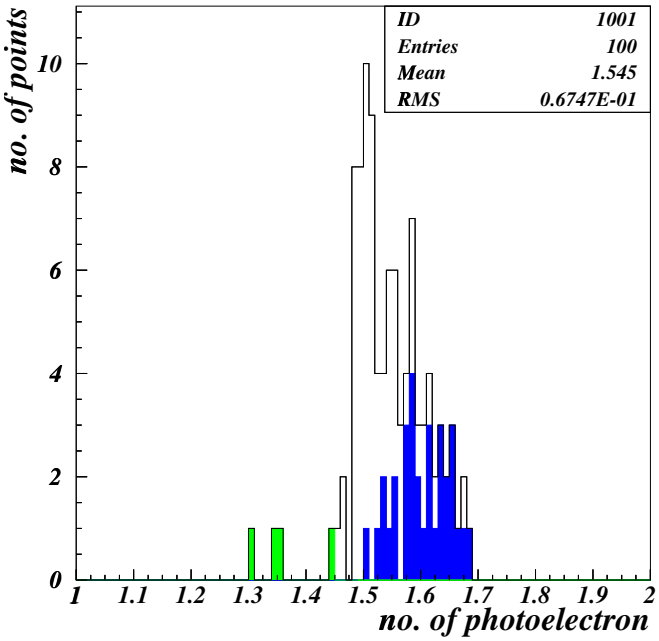

figure 3.5: 典型的な平均光量分布 ファイバー輪の外側付近の 4 測定点は灰色に、ファイバー近傍の 32 測定点は黒色に塗り潰してある。ファイバー輪の外側付近の測定 (4 測定点) には光量減少、ファイバー近傍の測定 (32 測定点) には光量増加が見られることが認められた。

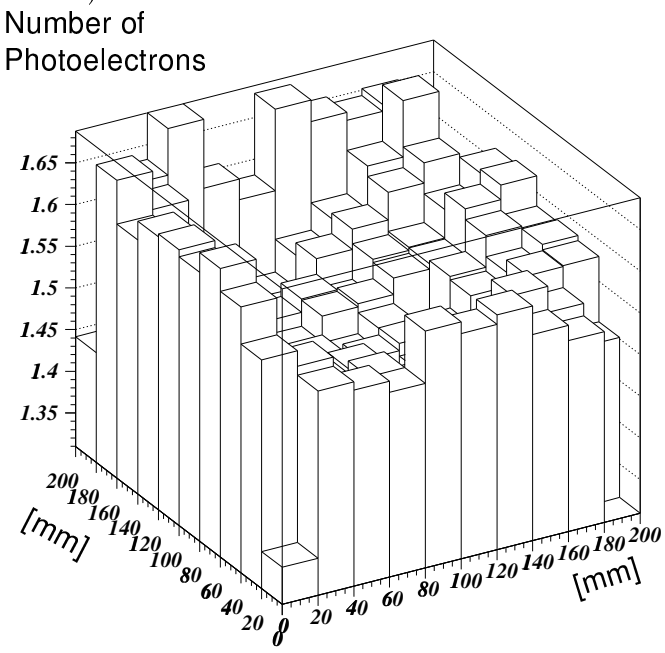

figure 3.6: 平均光量分布マップ

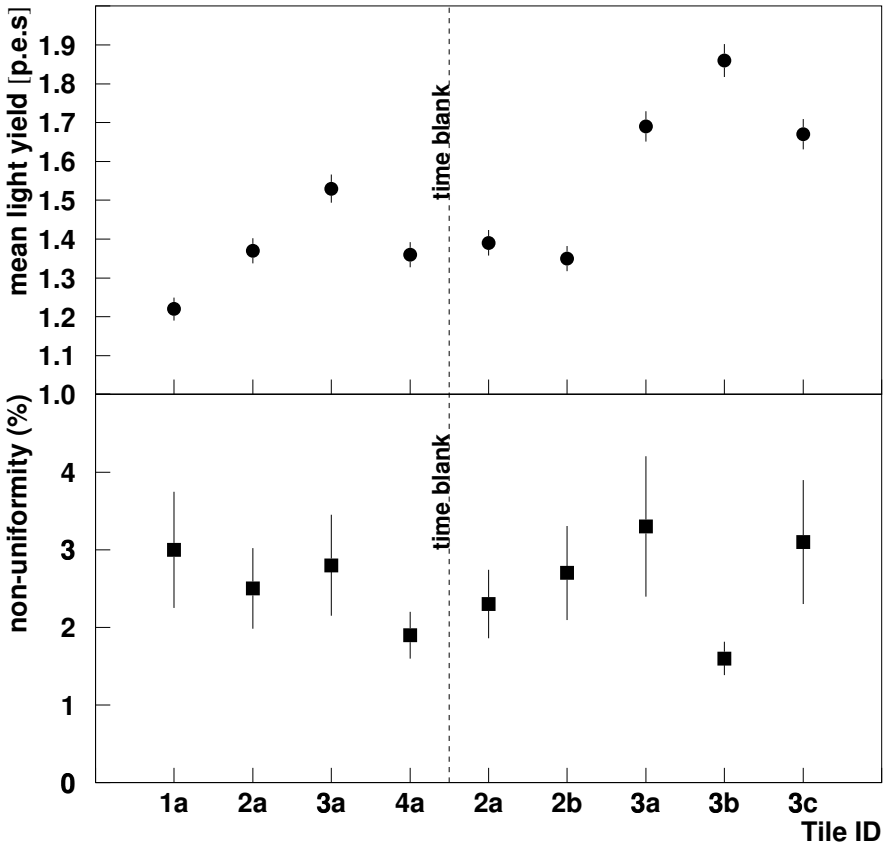

figure 3.7: 平均光電子数とタイル内応答非一様性：横軸の数字は溝の深さの下 1 桁の値であり、同じ番号は同一のタイルを重複して測定したことを意味する。time blank の線は、測定を前半と後半に分けて行っため比較的測定再現性に欠けると判断し、記しておいた。

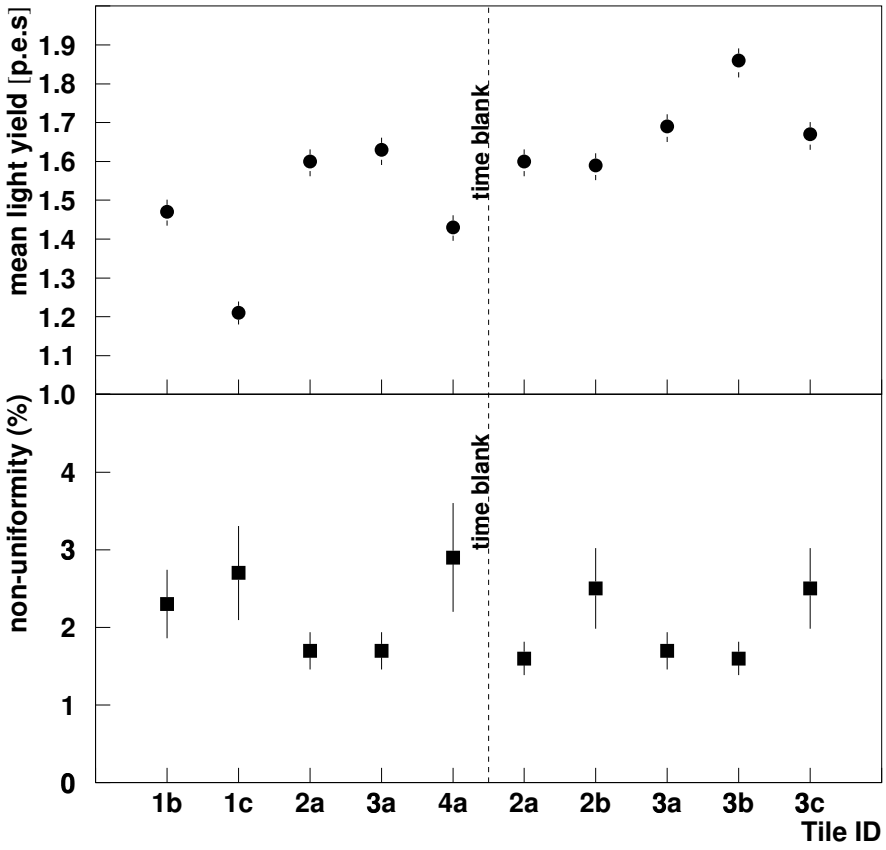

figure 3.8: PET フィルムを押えたときの平均光電子数とタイル内応答非一様性: 横軸の数字は溝の深さの下 1 桁の値であり、同じ番号は同一のタイルを重複して測定したことを意味する。time blank の線は、測定を前半と後半に分けて行ったため比較的測定再現性に欠けると判断し、記しておいた。

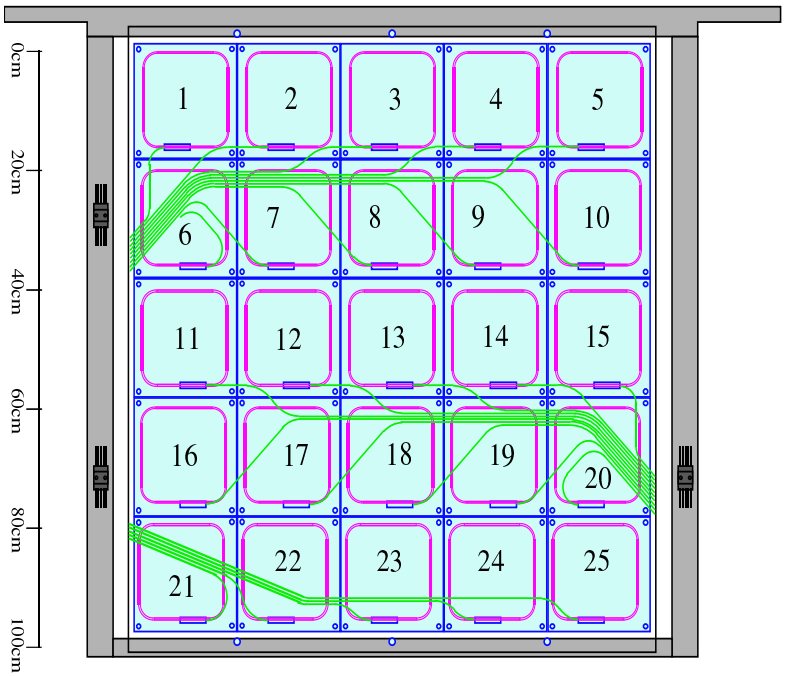

figure 3.9: カロリメータ検出層 (メガタイル)1 層

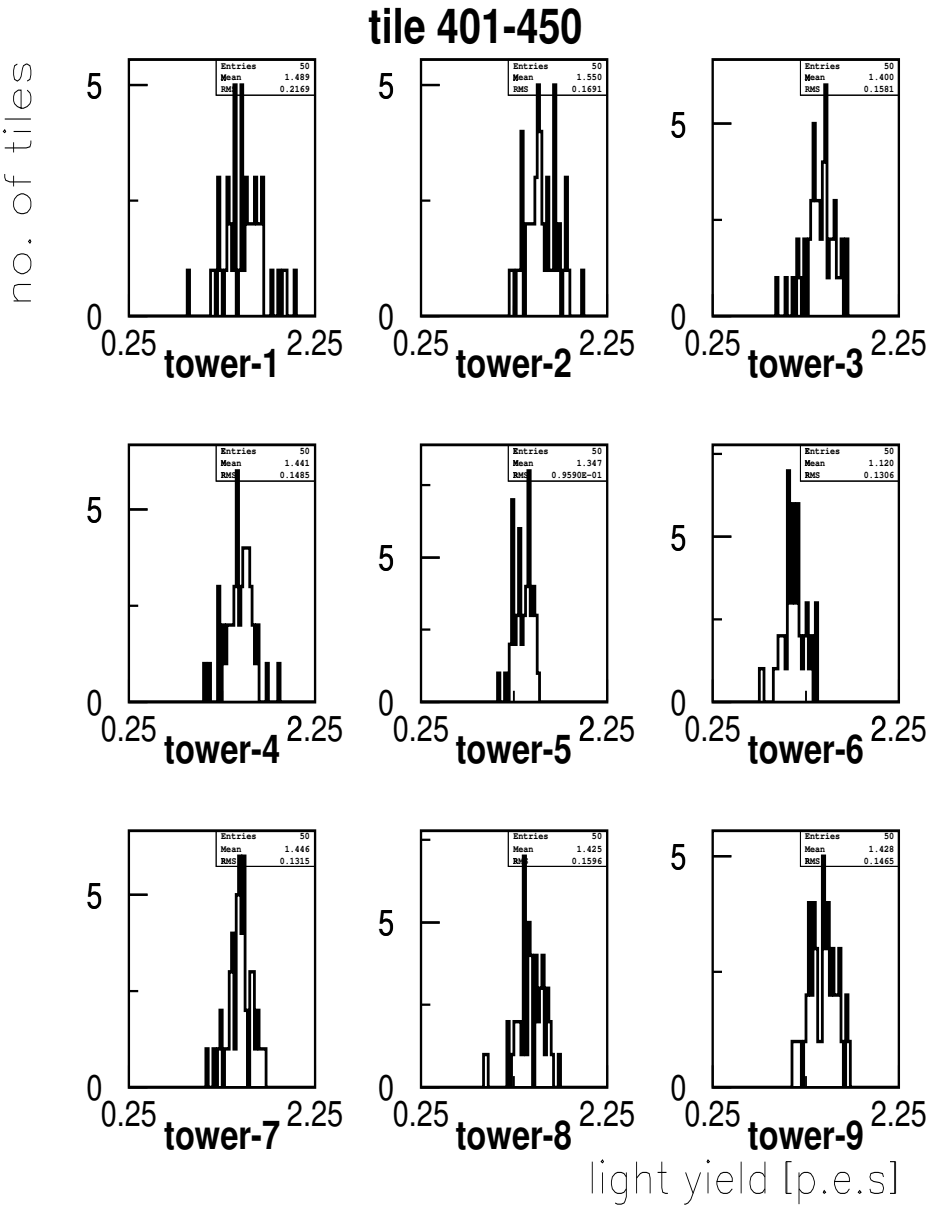

figure 3.10: タワー毎の光電子数分布 I

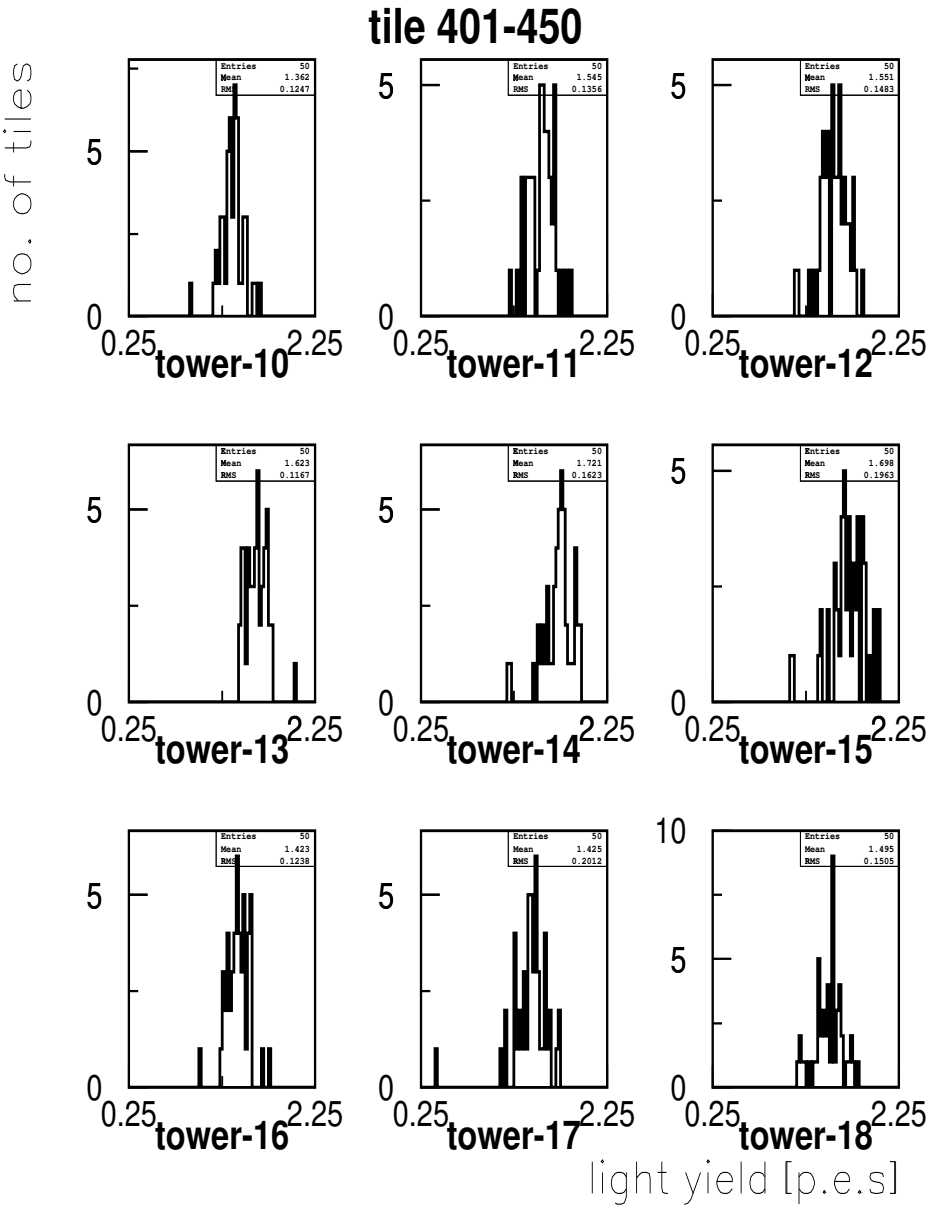

figure 3.11: タワー毎の光電子数分布 II

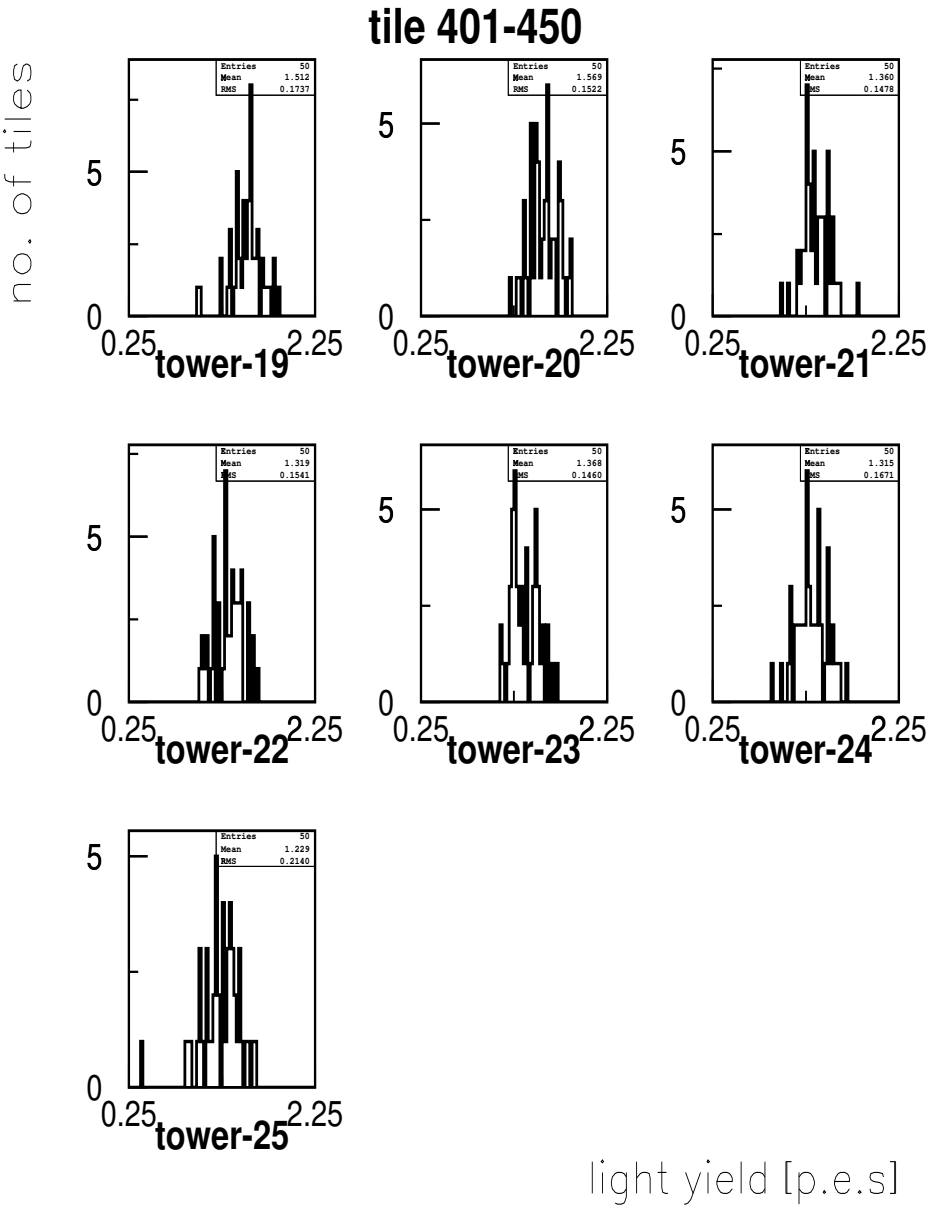

figure 3.12: タワー毎の光電子数分布 III

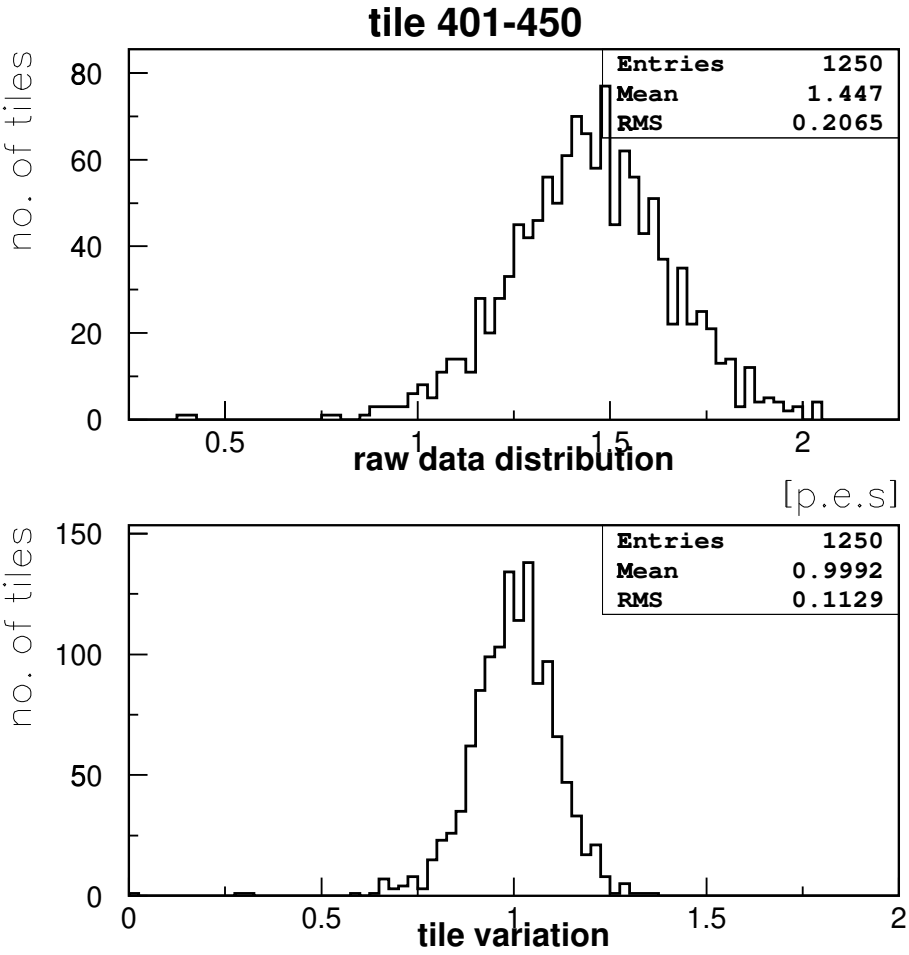

figure 3.13: タワー毎に規格化した後の全タワーの応答のばらつき

第4章　ハドロンカロリメータ試作器のビームテスト

4.1　ビームライン

測定は高エネルギー加速器研究機構陽子放射光リング (KEK-PS) の $\pi 2$ ビームラインで行った。ビームライン上の詳細なモジュール配置図を figure 4.2 に示す。ビームを取り出すことはビームスピルと呼ばれる。ビームの出力タイミングは実験ホールに送られてくるビームスピルゲートで知ることができる。本実験ではビームが出力されていない、ビームのスピルとスピルの間に CAMAC モジュールのペデスタル測定を行った。

測定器は積層構造がビームラインに対し垂直になるように実験台上に設置した。実験台はビーム軸から見て左右方向に移動できる。カロリメータは上下方向には固定されていて、ビームラインは常に上下方向においてカロリメータの中心である。実験に用いたサンプリング比は鉛 8 mm + アクリル 2 mm : プラスチックシンチレータ 2 mm である。測定器は figure 3.9 で示した読み出し部と鉛からなるカロリメータ (HCAL) を 79 層 ($3.7\lambda_{\rm I}$)、その後方には同サンプリング比で 1 m × 1 m のシンチレータを用いたカロリメータ (back up calorimeter,BCAL) を 10 層 ($0.5\lambda_{\rm I}$)、1 層 1 層吊り下げて設置した。測定器の全体像を figure 4.1 に示す。HCAL は 20 層 (最下流層は 19 層) ごとに区切り、セクション 1-4 と名付ける。HCAL はセクションごと、タワーごとに 1 本の PMT で読み出し、BCAL は 5 層ごとに 2 本の PMT で読み出した。応答の読み出しに使用した PMT は浜松ホトニクス製 H1949W である。測定に使用した ADC モジュールは Le Croy 製 2249W である。ビームライン上には他に 3 つのシンチレーションカウンター (T1-T3)、4 台のドリフトチェンバー (DC1-4)、2 台のチェレンコフカウンター (Č1,Č2)、2 つのミューオントリガー用カウンター (μ1,μ2)、20 本のマトリックストリガー (MUHX(1)-(5),MUHY(1)-(5),MDHX(1)-(5),MDHY(1)-(5) : figure 4.3 参照) を設置した。マトリックストリガーは、HCAL の各タワーを読み出す PMT の、キャリブレーション (第 4.3 節参照) 用 μ^- 事象を収集するために、HCAL の上流側と下流側にそれぞれ 10 本ずつで格子を作るように配置された。1 本の幅はおよそ 3 cm であり格子状に並べてあるため、あるタワーに応答があるときは、ほぼそのタワーの最前 (後) 面における中心 3 cm × 3 cm の領域に何らかの粒子が通過したことになる。

4.2　事象選別

使用したビーム運動量は 1-4 GeV の e^- 及び π^- ビームである。測定及び解析に使用した事象選別は table 4.1 の通りである。それぞれの信号が真である条件は、420<T1<550、400<T2<650、410<T3<530、270< Č1、270< Č2、330< μ2 (単位:ADC counts) とした。

チェレンコフカウンターはアルゴン-エタン ($Ar\text{-}C_2H_6$) 使用ののガスチェレンコフをカウンターを使用し、e^- とその他の粒子は十分に識別することができる。

4.3 キャリブレーション

ビームテスト用 PMT は SPP(第 3.3 節) を測定することができないため、ビーム中に含まれる μ 粒子に対する応答を用いて校正した。運動量を 2GeV に設定したビームを使用した。この時の応答から μ 粒子を判別しこれを MIP に対する波高とみなす。測定結果は、平均応答の ADC カウント数を MIP と判断した事象の平均応答で割った値で表した (単位: MIP 数)。

PMT のキャリブレーションに使用したビームは、ビーム出口の四重極磁石を使用しないものを採用した。これは、通常のビームを絞った状態では HCAL の 25 本のタワー全体にビームを打ち込むことができず、キャリブレーションに使う事象を十分に収集することができなかったためである。キャリブレーションのためのデータは以下の条件で収集する。

$$\prod_{j=\mathrm{U,D},k=\mathrm{X,Y}} \mathrm{M}j\mathrm{H}k(1) \cup \mathrm{M}j\mathrm{H}k(2) \cup \mathrm{M}j\mathrm{H}k(3) \cup \mathrm{M}j\mathrm{H}k(4) \cup \mathrm{M}j\mathrm{H}k(5)$$

ここで各項、MUHX(1)…はそのカウンターに信号が検出されたとき真とする。

μ^- の識別はデータを解析して行った。条件は

1. 上流側マトリックストリガーの応答
   >(ペデスタル + ペデスタルの標準偏差 (root mean square:rms) × 5) ADC counts
2. $\frac{\text{HCAL のタワーの応答}}{\text{HCAL 全てのタワーの応答}}$ > (1± ペデスタルの rms × 3) ADC counts
3. BCAL の応答 > (ペデスタル + ペデスタルの rms × 3) ADC counts
4. 1 の条件の下で
   $(\sum_{i=1}^{5} \mathrm{MUHX}(i)$ のヒット数=1)
   $\cap(\sum_{i=1}^{5} \mathrm{MUHY}(i)$ のヒット数=1)
   $\cap(\sum_{i=1}^{5} \mathrm{MDHX}(i)$ のヒット数=1)
   $\cap(\sum_{i=1}^{5} \mathrm{MDHY}(i)$ のヒット数=1)

の 1∼4 全てを満たす事象とした。ペデスタルはビームスピル間の応答の平均値である。

1∼3 の条件で選別した波高分布と、最終四重極磁石を用い table 4.1 のトリガー条件で収集したタワー 13 の μ^- 粒子の波高分布を figure 4.4 に示す。上段左が 1、同じく右がセクション 2、下段左がセクション 3、同じく右がセクション 4 の応答である。PMT のゲインはセクション 1 は意図的に下げ、セクション 4 はおよそ他の PMT と等しくなるように調節してある。最終四重極磁石を用いなかったことでのビームプロファイルの違い、キャリブレーション用事象収集に用いたマトリックストリガーの検出効率の影響を入れても、波高分布の平均値の違いは 4 本の PMT 中 3.9%以内だった (通常ビーム μ^- に対して)。

粒子	トリガー条件
e^-	$\mathrm{T1}\cdot\mathrm{T2}\cdot\mathrm{T3}\cdot\check{\mathrm{C}}1\cdot\check{\mathrm{C}}2$
π^-	$\mathrm{T1}\cdot\mathrm{T2}\cdot\mathrm{T3}\cdot\overline{\check{\mathrm{C}}1}\cdot\overline{\check{\mathrm{C}}2}$
μ^-	$\mathrm{T1}\cdot\mathrm{T2}\cdot\mathrm{T3}\cdot\overline{\check{\mathrm{C}}1}\cdot\overline{\check{\mathrm{C}}2}\cdot\mu2\cdot$ $\prod_{i\neq 13}\overline{\mathrm{HCAL\ Tower}-(i)}$

table 4.1: 事象選別

4.4 測定結果

以下に測定項目とその結果を述べる。なお、1 GeV の π^- の結果は μ^- との事象選別が特に困難なためにエネルギー分解能の関数の測定には使用していない。

4.4.1 典型的な波高分布

e^- と π^- の条件で事象選別した、ビーム運動量が 2 GeV/c と 4GeV/ c の場合の結果を figure 4.5 に示す。縦軸は事象数、横軸は HCAL 及び BCAL に認められた応答であり、単位は [MIP 数] であり、1 MIP はミューオンがカロリメータを通過したときの応答である。上段は 2GeV/c、下段は 4GeV/c のビームでの結果である。実線で描かれたヒストグラムが e^-、破線が π^- の条件で事象選別した後の波高分布である。

それぞれの値を table 4.2 にまとめる。1 GeV/c での平均応答が 0.6[MIPs] であった。HCAL 1 層あたり平均 1.4 光電子数、BCAL 1 層あたり 1.7 光電子数 [8] とすると、1 GeV/c あたりの平均光電子数は 77[p.e.s] 程度であった。よって 1 GeV あたりの式 (2.7) の第 2 項、$\sigma_{photostat} = 77^{-\frac{1}{2}} \times 100 = 11.4(\%)$ である。

4.4.2 エネルギー線形性

1-4 GeV の e^-、π^- のビーム運動量線形性を figure 4.6 に示す。上段の縦軸は figure 4.5 の応答を正規分布でフィットしたときのピーク値であり、単位は [MIP 数] である。この値はキャリブレーション用の事象が HCAL の 4 セクションを通過したとき 1 の値が返ってくるように規格化してある。直線は一次関数でフィットした結果であり、e^- に対しては $y = (0.634 \pm 0.001)x - (0.020 \pm 0.003)$、$\pi^-$ に対しては $y = (0.630 \pm 0.005)x - (0.060 \pm 0.0143)$ であった。下段は縦軸が直線からの測定値のずれを測定値で割った値、横軸が入射ビームの運動量である。各点には統計による誤差棒がついている。粒子の持つ運動量が小さいと質量がエネルギーに対して無視できなくなり、シャワーとして観測されるエネルギーの割合が小さくなる。これによって粒子の運動量が小さくなるにつれて第 1 層目の吸収層に粒子の持つほとんどのエネルギーが吸収されるようになり、完全にエネルギーを測定できなくなる (Non-linearity)。直線の切片が原点より低くなるのはこれが原因である。直線からのずれは最大 e^- が 0.46%(1-4 GeV/c)、π^- が 0.37%(2-4 GeV/c) であった。

Electron

Beam Momentum[GeV/c]	1	2	3	4
Mean [MIPs]	0.614± 0.002	1.247± 0.003	1.892± 0.004	2.511± 0.005
σ/E (%)	23.6± 0.3	17.0± 0.2	13.7± 0.2	11.8± 0.1

Pion

Beam Momentum[GeV/c]	1	2	3	4
Mean [MIPs]	0.635± 0.004	1.197± 0.006	1.836 ± 0.008	2.454 ± 0.008
σ/E (%)	42.2 ± 0.5	33.0 ± 0.4	27.8 ± 0.3	24.1 ± 0.3

table 4.2: カロリメータの平均応答とエネルギー分解能

4.4.3 エネルギー分解能

1-4 GeV の e^-、π^- のエネルギー分解能を figure 4.7 に示す。フィットした関数は式 (2.6) である。縦軸は応答を正規分布でフィットさせたときの標準偏差をピーク値で割った、式 (2.6) の値 σ/E であり、横軸は入射ビームの運動量である。実践と四角が e^-、波線と丸が π^- についての結果である。各点には統計による誤差棒がついている。統計項は $45 \pm 1\%/\sqrt{E}$ であった。この結果は PMT のキャリブレーションによる系統誤差が原因の一つと考えられる。本実験では HCAL の応答をタワーごとに読み出しているためタワーごとに PMT のキャリブレーションを行う必要があった。このキャリブレーションの系統誤差がタワーごとに異なるため、粒子が測定器に入射する位置 (或いはシャワー重心の位置) によってエネルギー分解能が異なってくると考える。

4.4.4 補償比 e/π

1-4 GeV の補償比 e/π の結果を figure 4.8 に示す。縦軸は e^- の応答を正規分布でフィットしたときのピーク値を、π^- についてのそれで割ったものである。横軸は入射ビーム運動量である。各点には統計による誤差棒がついている。図中、横に引いた直線は 2-4 GeV での結果を平均をフィットで求めた値で 1.03 ± 0.01 であった。

4.4.5 π^- 粒子横 (ビーム軸垂直) 方向シャワープロファイル

ビーム軸から見て左右方向への測定器移動を行い粒子の HCAL に対する入射位置をずらした測定で、ビームの入射方向に対して垂直な平面上での π^- シャワー発達の測定をした。この時特に第 4.1 節の π^- の事象選別の他に、測定器上流に置いたドリフトチェンバーのうち 2 つ (DC3,DC4) を用いて、HCAL1 層目においてビーム中心から 2 cm 四方の範囲内にあることを要求した。応答の解析はデータ収集ラン毎に行った。

シャワーの発達を調べるとは、応答を再現するような関数を決定することである。The Spaghetti Calorimeter (SPACAL) では π^- 粒子の起こすシャワーについての研究が行われている [9][10]。シャワーを再現する関数形は、彼らによって報告されている垂直方向の

ハドロンシャワーを記述する関数と同一のものを仮定した。SPACALの研究グループが報告した粒子の入射方向に対して垂直な平面上での、単位面積あたりのπ^-粒子の起こすシャワーのエネルギー損失は以下の通りである。

$$f(r) \equiv \frac{B}{r}\exp(-\frac{r}{\lambda_1}) + \frac{1-B}{r}\exp(-\frac{r^2}{\lambda_2^2}) \tag{4.1}$$

ここでrはシャワーの重心軸からの距離である。第1項$B/r\exp(-r/\lambda_1)$はハドロンシャワー成分、λ_1はハドロンシャワー成分の減衰長である。第2項$(1-B)/r\exp(-r^2/\lambda_2^2)$は電磁シャワー成分、$\lambda_2$は電磁シャワー成分の減衰長である(第2.1.1節参照)。それぞれの成分によるエネルギー損失の大きさとなるBは、電磁シャワーとハドロンシャワーの関係だけを表す値である。

実験で得られた測定値はタワーの形状に入ってきたシャワー粒子の全てのエネルギー損失の和である。このため実験で得られた測定値と式(4.1)の値を比較するためには、式(4.1)の$f(r)$に対し本測定に使用したHCALタワー構造、つまり200 mm $\times$ 200 mmの正方形の範囲で積分を行う必要がある。式(4.1)に次のような積分を行い、関数の値を25個作った。

$$F(i) = \int f(r)dS \quad (i = 1, 2, ..., 25) \tag{4.2}$$

ここでSは単位面積、iはタワー番号である(参考図：figure 4.9)。

実験の測定結果が式(4.2)と合うようにB、λ_1、λ_2を動かしてその最適な値を探した。次のような値を定義して、3つのパラメータB、λ_1、λ_2を動かし、その最小値を探す方法でフィッティングした。この操作にはCERNで開発されたプログラムパッケージMINUITを使用した。

$$\chi^2 \equiv \sum_{i=1}^{25} \frac{((\text{タワー}\,(i)\,\text{の応答}) - F(i))^2}{(\text{タワー}\,(i)\,\text{の応答のばらつき})^2} \tag{4.3}$$

ここで(タワー(i)の応答)は各タワー毎の4つのセクションの和の分布の平均値、(タワー(i)の応答のばらつき)は応答の波高分布の標準偏差である。

フィッティングに際して式(4.3)の(タワー(i)の応答)、$F(r)$の値は、25本のタワーの和が1となるように測定値と関数を規格化した。

このときの、各ラン毎にパラメータを探した結果をfigure 4.10に示す。縦軸は各パラメータ、及び式(4.3)の値、横軸は測定器を移動させた距離である(この時自由度は21)。誤差棒はMINUITアプリケーションによって算出された結果を参考に載せた。カロリメータ移動距離が8 cmから12 cmのグループは正常に誤差が求められた。

次に式(4.3)の値のグループ同士の和、つまり複数のχ^2の和が最小値となるようなB、λ_1、λ_2を決定した(この時自由度は521)。その結果をtable 4.3にまとめる。右側の列にはSPACALによる、ビームエネルギー80 GeVでの結果を添えておく。また決定されたtable 4.3を式(4.1)に代入し、25本のタワーの応答の重心の位置を計算した。(タワー(i)の応答)をそれぞれのタワーの重心の位置に四角形で描き、table 4.3に$\sum(\chi^2)$が収束した時の$F(r)$をそれぞれのタワーの重心の位置に三角形で描いた図をfigure 4.11に示す。実験データである四角形についた誤差棒は波高分布の統計誤差であり、式(4.3)の分母である。重心の位置に測定値を描くことで、図中の点をつなげるとシャワーカーブが描ける。

Parameter	Value	Error	SPACAL's result
B	0.357	±0.016	0.200
λ_1 (cm)	13.36	±0.11	14.0
λ_2 (cm)	2.47	±0.19	4.24

table 4.3: 横方向シャワープロファイルパラメータ

曲線は求めたパラメータを代入した $f(r)$ を、三角形に合うように 9 倍して描いたものである。

周辺成分を記述する λ_1 は 5%の範囲で SPACAL グループの結果と一致した。他の 2 つのパラメータについてはかなりの違いが認められる。この理由としては我々の測定に使用したビームエネルギーが 2 GeV/c に対して SPACAL グループは 80 GeV/c と異なる点、測定器の構造が原因でシャワー横方向の位置分解能が異なる点などが考えられる。

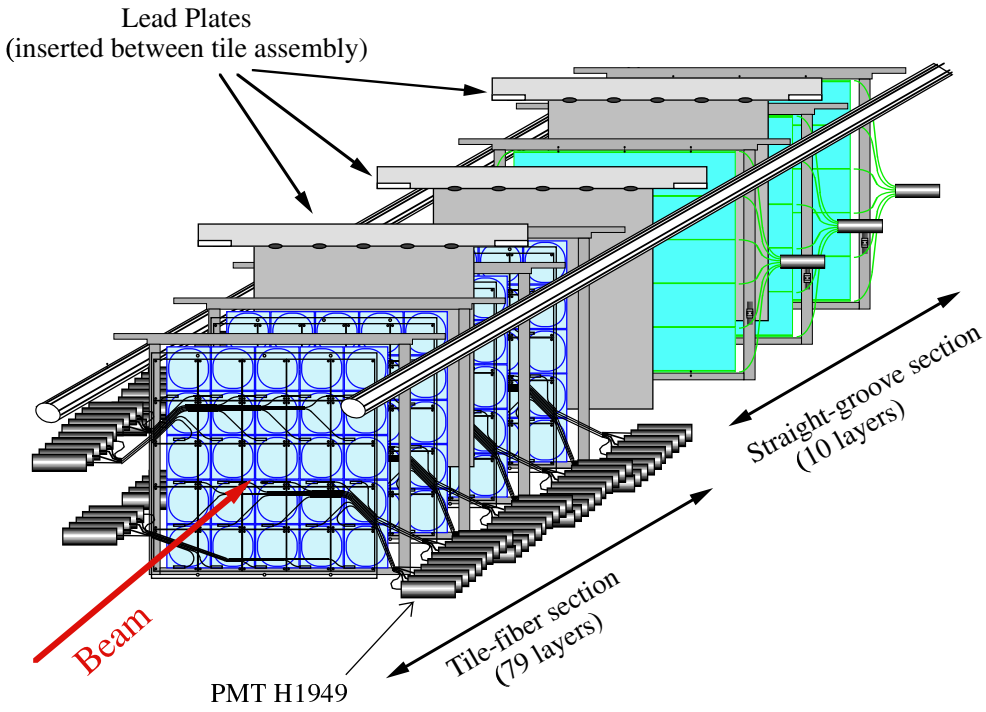

figure 4.1: 測定器全体像

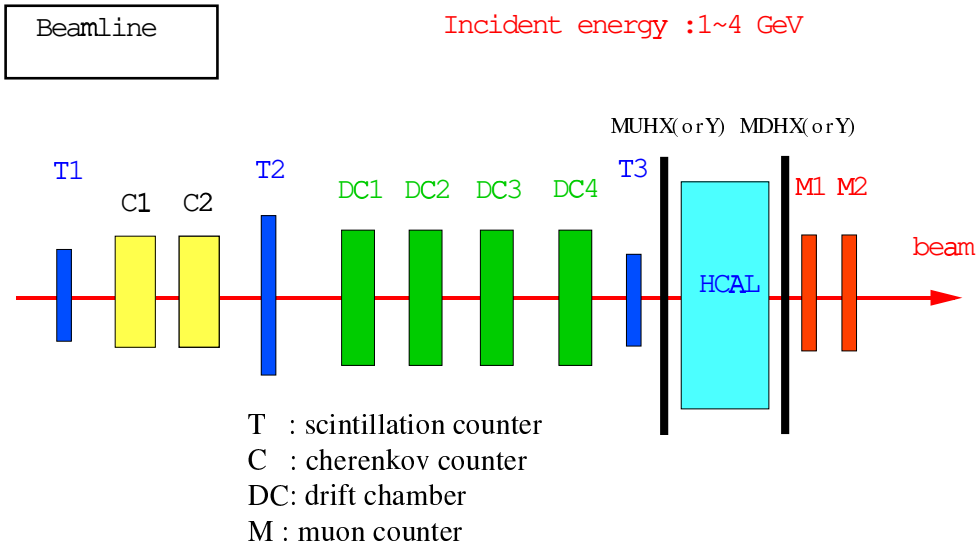

figure 4.2: モジュール配置概略図

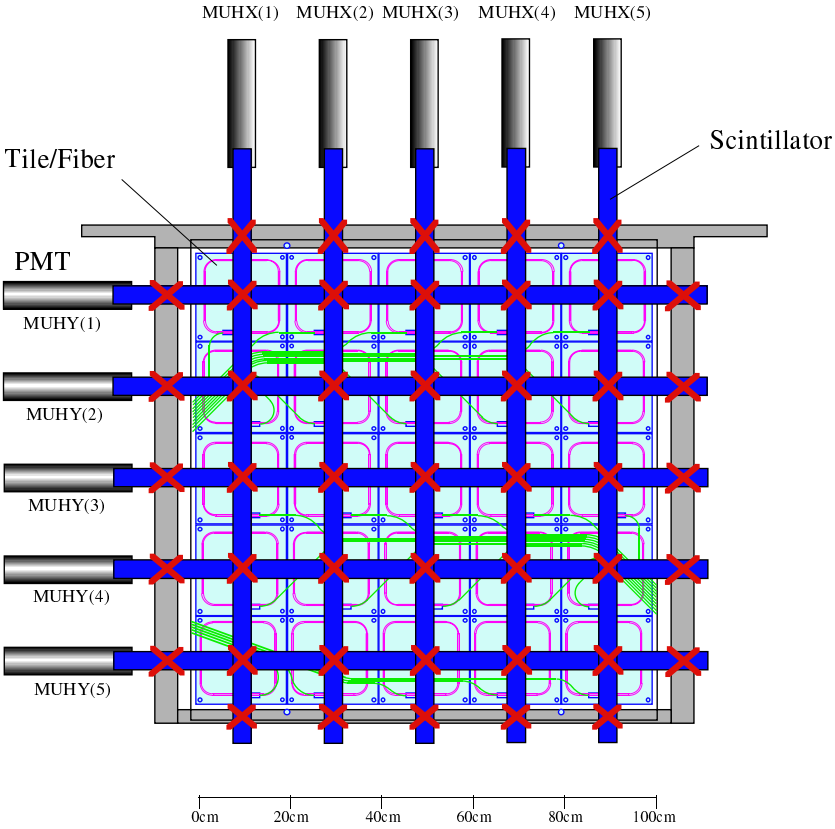

figure 4.3: ミューオン用マトリックストリガー

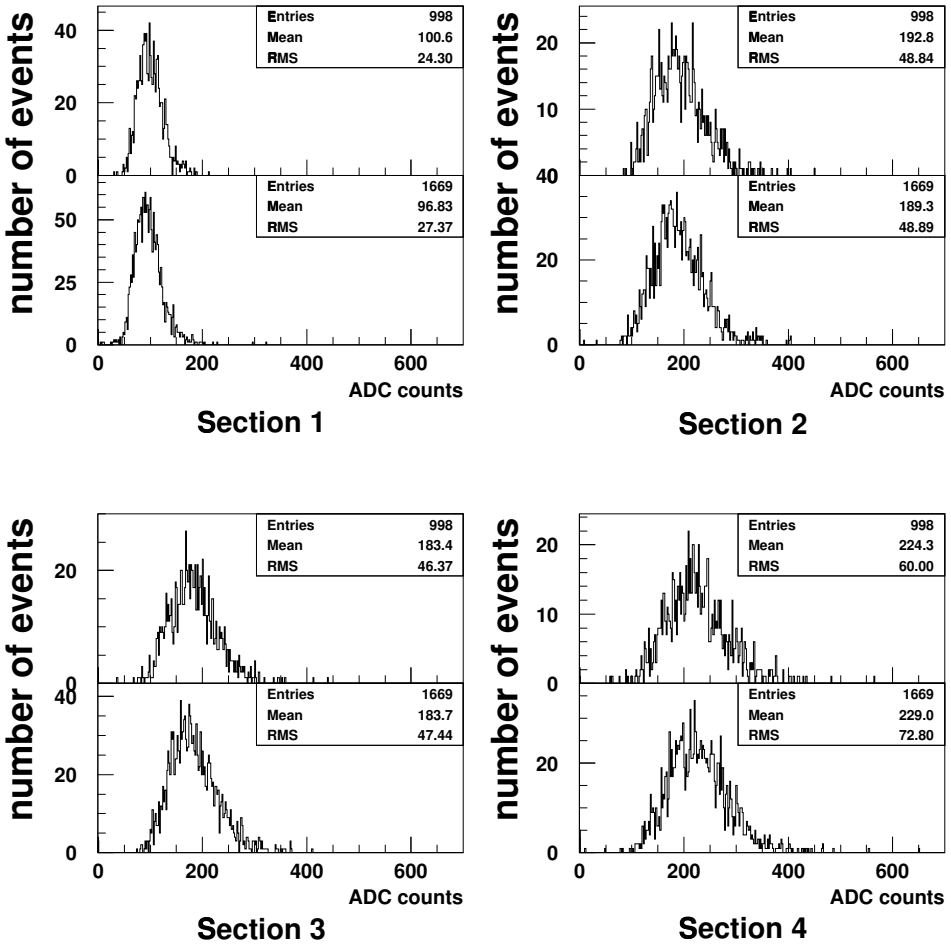

figure 4.4: キャリブレーションに用いた事象選別の波高分布 (上) と通常ビーム中の μ 粒子の事象選別での典型的な波高分布 (下)。どちらも典型例。PMT のゲインはセクション 1 は意図的にゲインを下げ、セクション 4 はおよそ他の PMT と等しくなるようなゲインに調節してある。

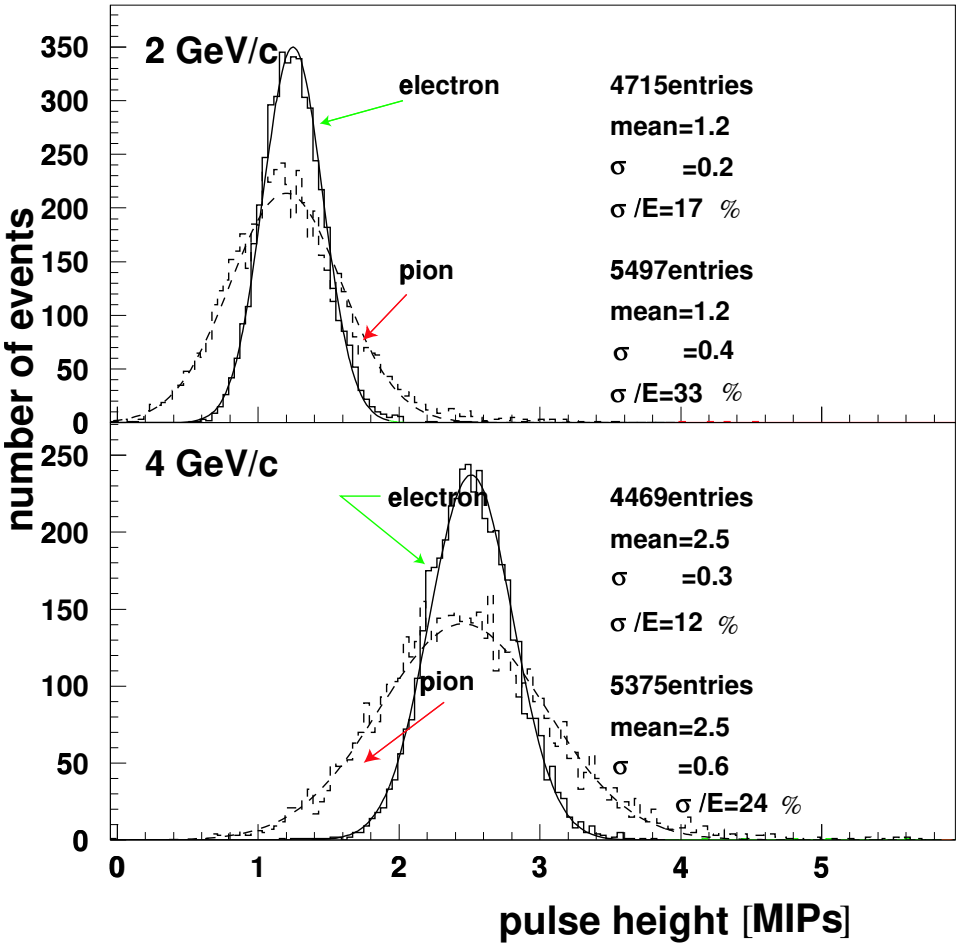

figure 4.5: e^-、π^- 事象選別での典型的な波高分布 (ビーム運動量 2、4 GeV/c)

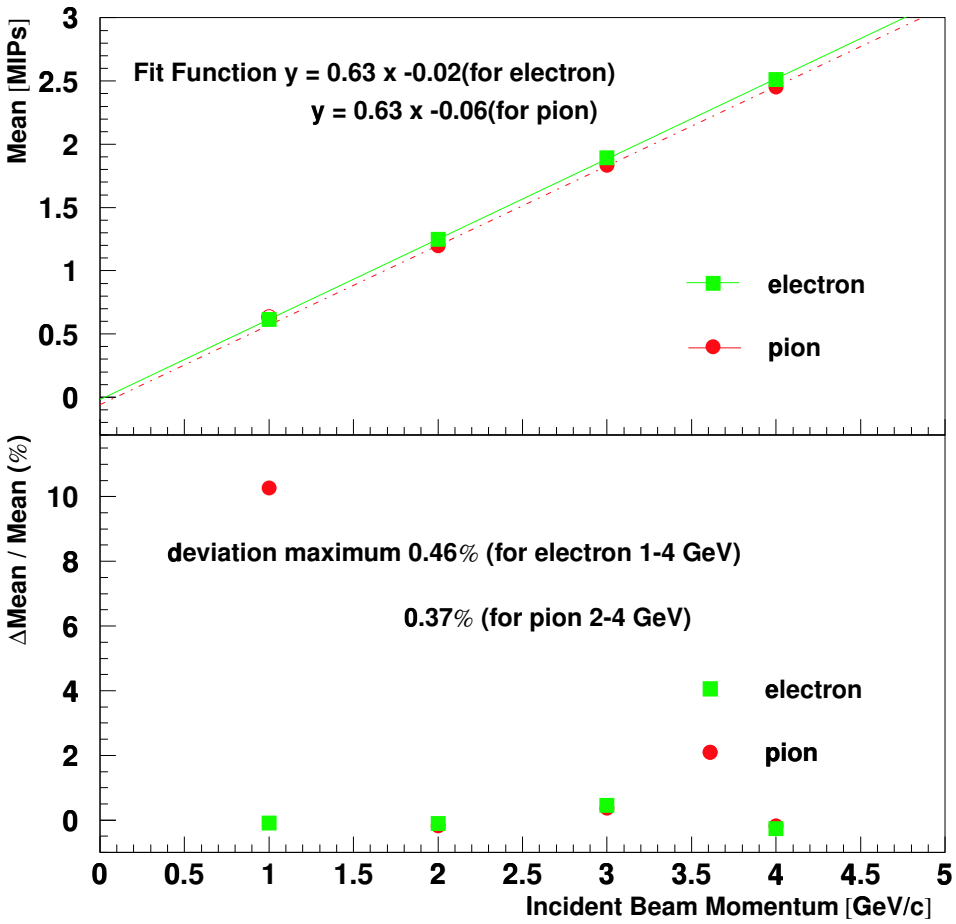

figure 4.6: エネルギー線形性

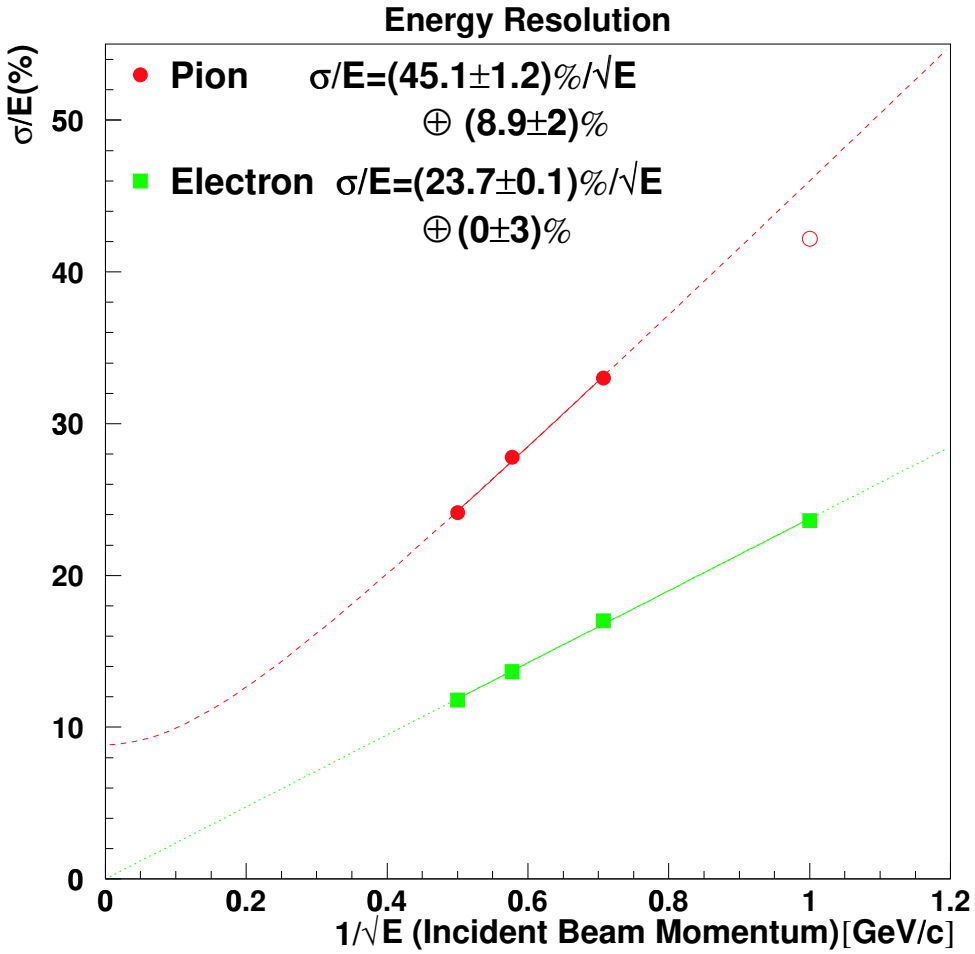

figure 4.7: エネルギー分解能のビーム運動量依存性

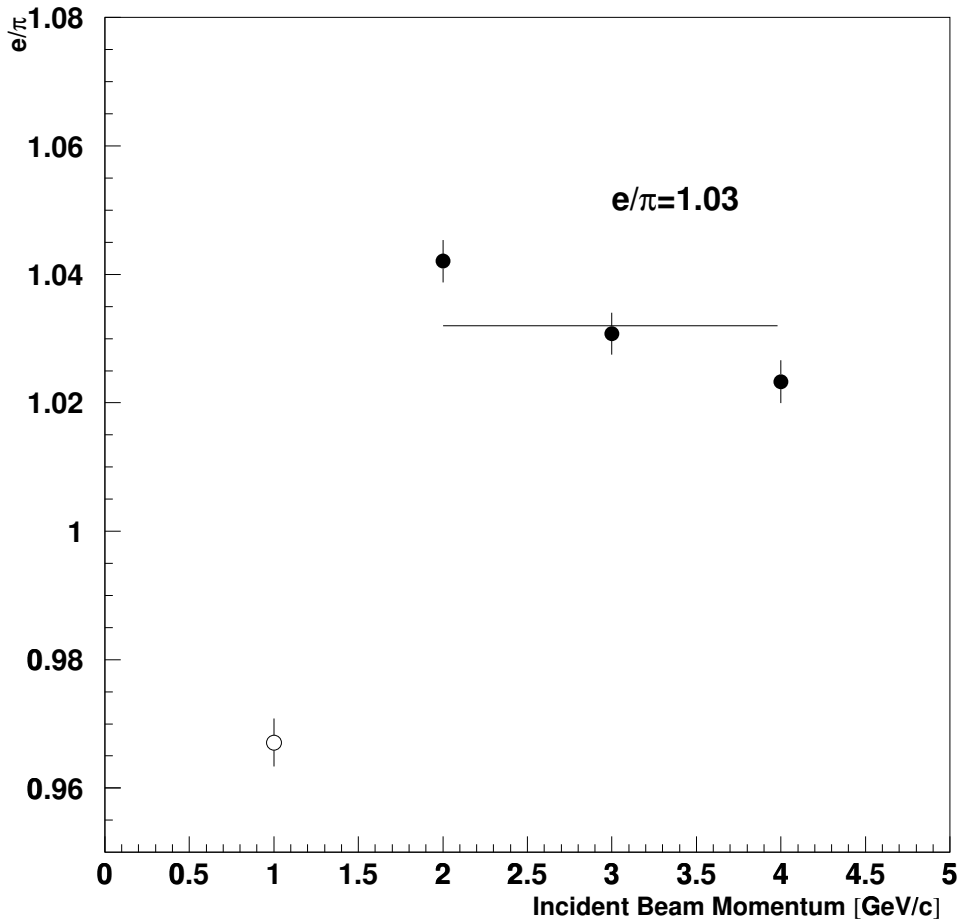

figure 4.8: 補償比 e/π のビーム運動量依存性

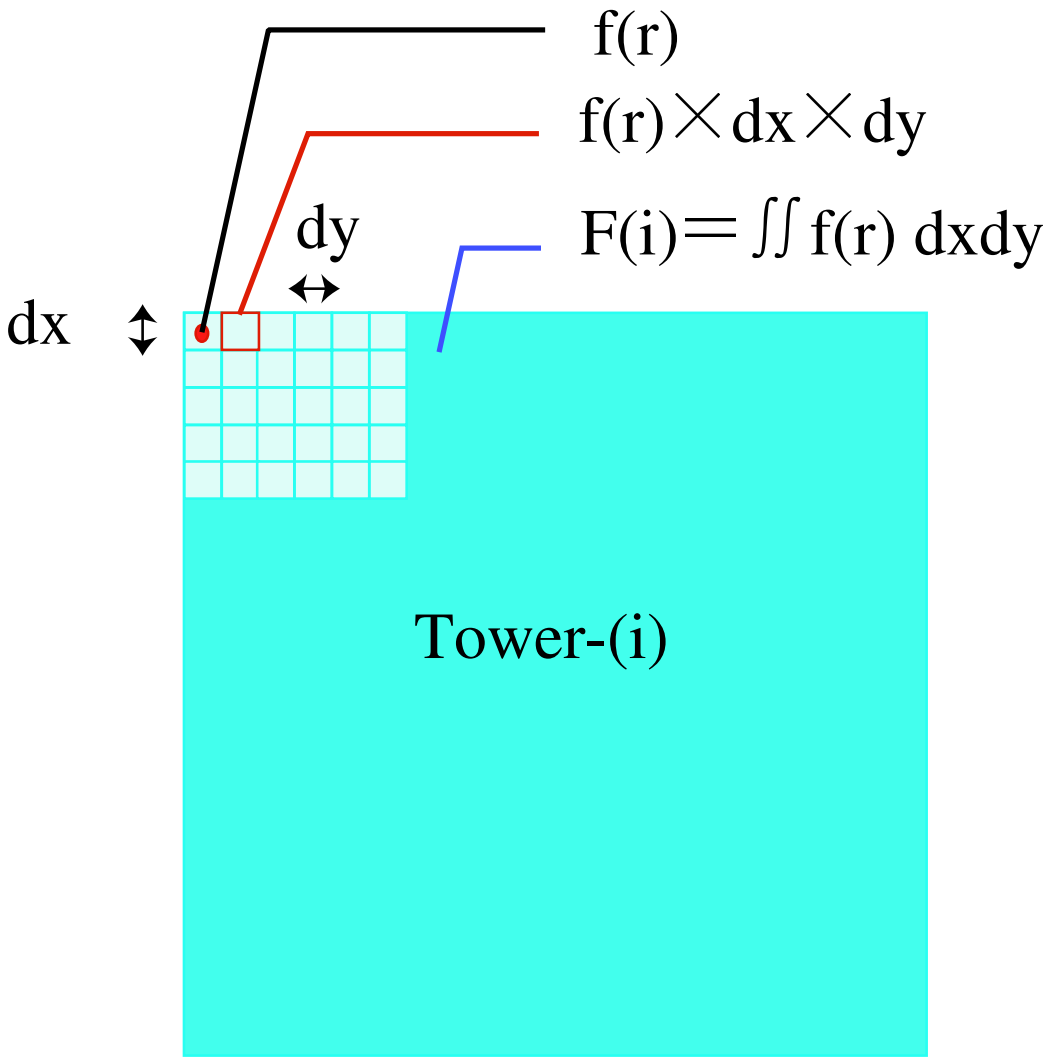

figure 4.9: タワー構造での数値積分方法：dx、dy で区切られた領域をを微小面積として二次元積分をする。

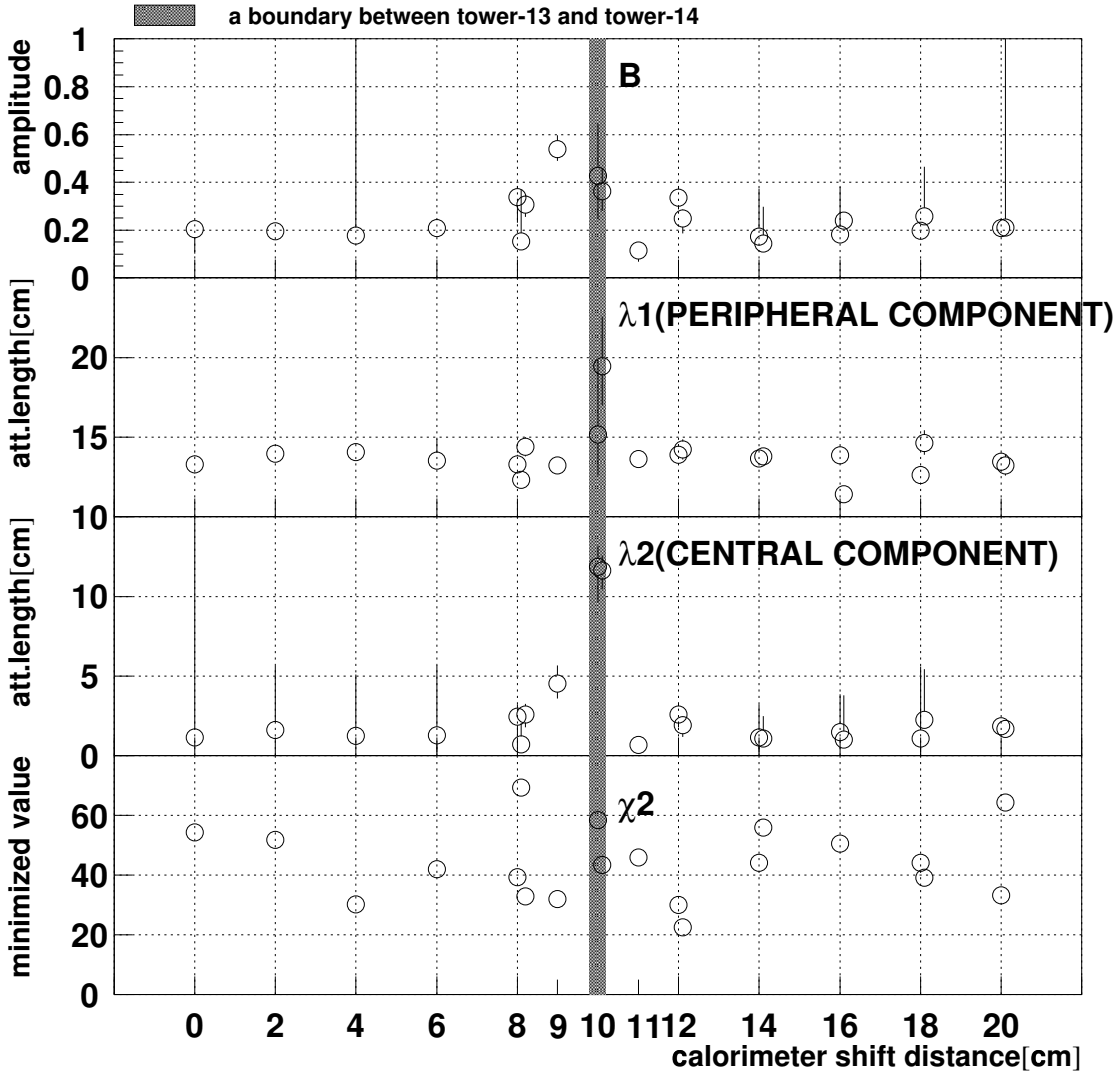

figure 4.10: カロリメータを移動させてラン毎にフィットしたときのパラメータ分布。誤差棒は MINUIT アプリケーションによって算出された結果を参考に載せた。カロリメータ移動距離が 8 cm から 12 cm のグループは正常に誤差が求められた。

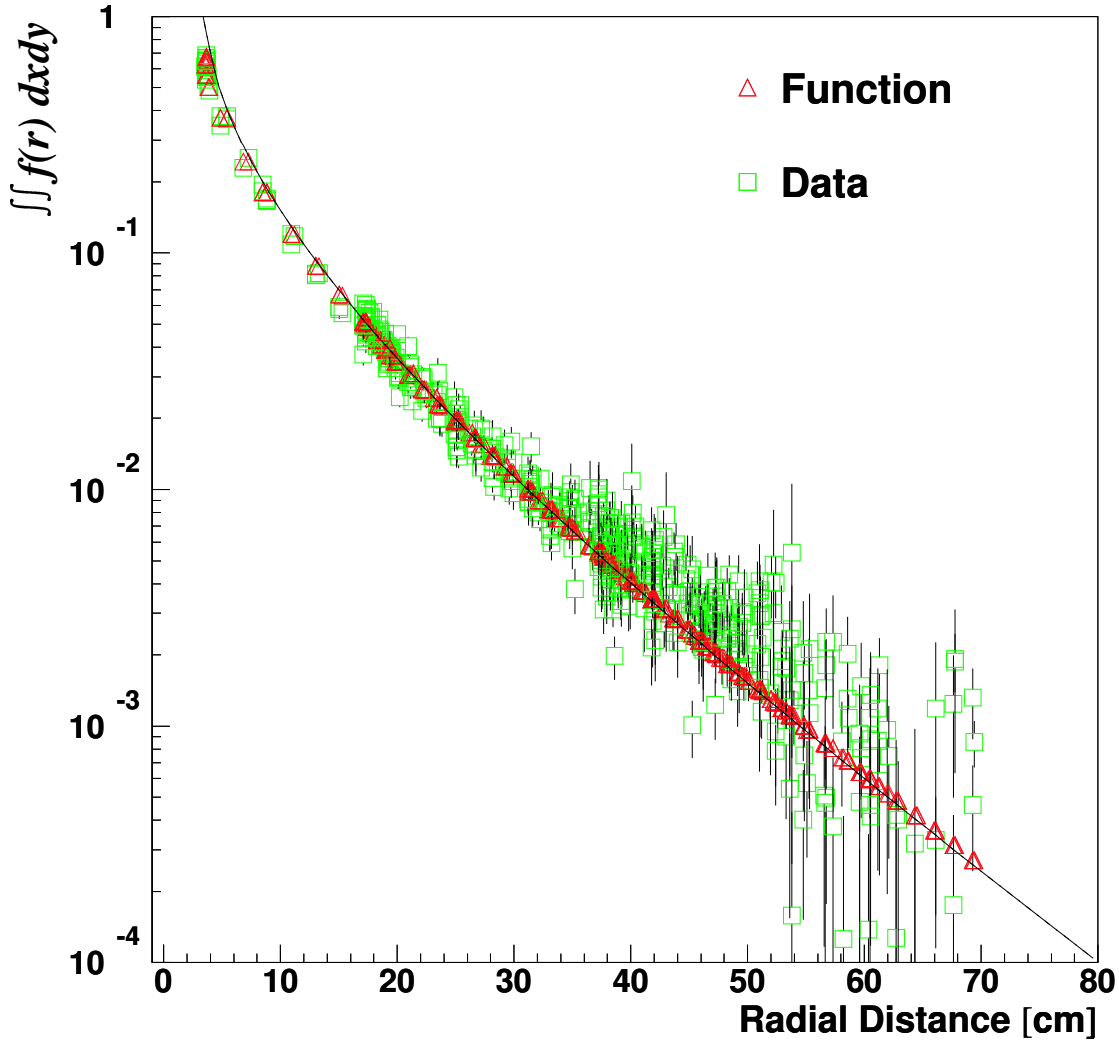

figure 4.11: 25 本のタワーの応答の重心の位置を計算した。(タワー (i) の応答) をそれぞれのタワーの重心の位置に四角形で描き、$\sum(\chi^2)$ が収束した時の $F(r)$ をそれぞれのタワーの重心の位置に三角形で描いた図。実験データである四角形についた誤差棒は波高分布の統計誤差である。曲線は求めたパラメータを代入した $f(r)$ を、三角形に合うように 9 倍して描いたものである。

第5章　結論

JLC カロリメータのプロトタイプとして実機に近いタワーの大きさ (20 cm × 20 cm) の補償型カロリメータを製作した。

ビームテストをして性能評価を行い、次の結果を得た。

- エネルギー線形性 (直線からのずれ)
  - π に対して最大+ 0.4% (2-4 GeV 間)
  - e に対して最大+ 0.5% (1-4GeV 間)
- エネルギー分解能
  - π に対して $\sigma/E = (45 \pm 1)\%\sqrt{E[GeV]} \oplus (9 \pm 2)\%$
  - e に対して $\sigma/E = (24 \pm 0)\%\sqrt{E[GeV]} \oplus (0 \pm 3)\%$
- 補償比 e/π は 1.03、rms は 0.01 であった。この結果が補償型カロリメータの実現につながるのかは、更に高エネルギー領域での測定が必要である。
- 横方向 π シャワーの広がりは次の関数で記述可能であることがわかった。

$$f(r) \equiv \frac{B}{r}\exp(-\frac{r}{\lambda_1}) + \frac{1-B}{r}\exp(-\frac{r^2}{\lambda_2^2}) \quad (r \text{ は粒子が測定器に入射した位置})$$

ここで B=0.36、λ_1=13.4[cm]、λ_2=2.47[cm] である。

謝辞

本研究を進めるにあたり多くのご指導を頂きました、近藤都登教授、滝川紘治教授、金信弘教授、受川史彦助教授に心からお礼を申し上げます。実験での細かな指導や研究に行き詰まったときご助言を頂いた原和彦先生に、感謝を申し上げます。どうも有難うございました。様々な指導や質問に答えて頂いた大石竜太郎先生、浅川高史先生、お世話して頂き本当に有難うございました。また研究から身の回りのことにいたるまで、時に優しく、時に厳しくご助言くださった下島さん、横山さん、方斎さん、鈴木さん、田中さん、秦さんほか研究室の諸先輩方、色々と相談相手や話し相手になってくれた同輩の高野君、金尾君、いっしょに研究して頂いた大田君、中川さん、魚住君をはじめ後輩の方々、本当にどうも有難うございました。

最後に JLC-カロリメータグループでご指導くださった先生方、いっしょに研究をした学生の方々に感謝いたします。

参考文献

[1] William R.Leo *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments A How to Approach* (1987) 等

[2] Donald H.Parkins *Introduction to High Energy Phisics second edition* (1982) 等

[3] S.Iwata *CALORIMETER* (1980)

[4] Y.Murata,J.Phys.Soc.Japan 20 (1965) 209

[5] C.J.Crannel,et.al.,Phys.Rev. 161 (1967) 310

[6] T.Yuda,et.al.,Nuovo Cimento 65A (1970) 205

[7] G.A.Akopdjanov,et.al.,Nucl.Instrum.Meth.140 (1977) 441

[8] T.Suzuki,et.al.,KEK Preprint 98-214H Submitted to Nucl.Instrum.Meth.**A**

[9] D.Acosta,et.al.,Nucl.Instrum.Meth.**A308** (1991) 481-508

[10] D.Acosta,et.al.,Nucl.Instrum.Meth.**A316** (1992) 184-201