**修士学位論文**

# モンテカルロシミュレーションを用いた
# 次世代線形加速器用
# カロリメーターの研究

神戸大学大学院理学研究科物理学専攻

高エネルギー物理学研究室*

938S113S

中村 勇

1995 年 7 月 11 日

**要 旨**

現在日本で TeV 領域の重心系エネルギーを持つ電子陽電子衝突型線形加速器 JLC (Japan Linear Collider) の建設が計画され 2004 年の実験開始を目指して研究開発活動が進められている。 JLC が実現すればトップクォークの性質の精密測定や、標準模型に残された未発見の粒子ヒッグスの発見、さらには、標準模型を越える超対称性理論の検証も期待されている。このような物理の検証には多数のクォークジェットを含むイベントからの高精度な不変質量の再構成が不可欠で、カロリメーターに求められる性能はエネルギー分解能で、電磁シャワーに対して $\sigma_E/E = 15\%/\sqrt{E}$、ハドロンシャワーに対して $\sigma_E/E = 40\%/\sqrt{E}$ である。このような要求を満たすカロリメーターとして神戸大学で製作した鉛シンチレーティングファイバーカロリメーター (LESFI) の性能をビームテストとモンテカルロシミュレーションを用いて評価した。

* 〒 657 神戸市灘区六甲台町 1–1

# 目次


1 **序** 4

1.1 JLC 計画 . . . . . 4
1.2 JLC の物理 . . . . . 6
1.3 ヒッグス粒子 . . . . . 6
1.4 トップクォーク . . . . . 9
1.5 超対称性粒子 . . . . . 11
1.6 JLC 測定器 . . . . . 11
1.7 JLC 用カロリメーター . . . . . 12

2 **カロリメーター** 14

2.1 動作原理 . . . . . 14
2.2 均質型カロリメーターとサンプリングカロリメーター . . . . . 16
2.3 補償型カロリメーター . . . . . 17
2.4 カロリメーターのエネルギー分解能 . . . . . 19
2.5 鉛シンチレーティングファイバーカロリメーター . . . . . 21

3 **シミュレーションとビームテスト** 24

3.1 ビームテスト . . . . . 24
3.2 GEANT . . . . . 25
3.3 GEANT によるビームテストの再現 . . . . . 26
3.4 GEANT のパラメーターの決定 . . . . . 28

4 **結果** 29

4.1 イベントの選択 . . . . . 29
4.2 カロリメーターのキャリブレーション . . . . . 30
4.3 エネルギー分解能 . . . . . 30
4.3.1 電子 . . . . . 31
4.3.2 荷電パイ粒子 . . . . . 34
4.4 角度依存性 . . . . . 36
4.5 入射位置依存性 . . . . . 37
4.6 位置分解能 . . . . . 39
4.7 電子パイ粒子分離 . . . . . 41

5　まとめと今後の展望　47

謝辞　48

# 1 序

## 1.1 JLC 計画

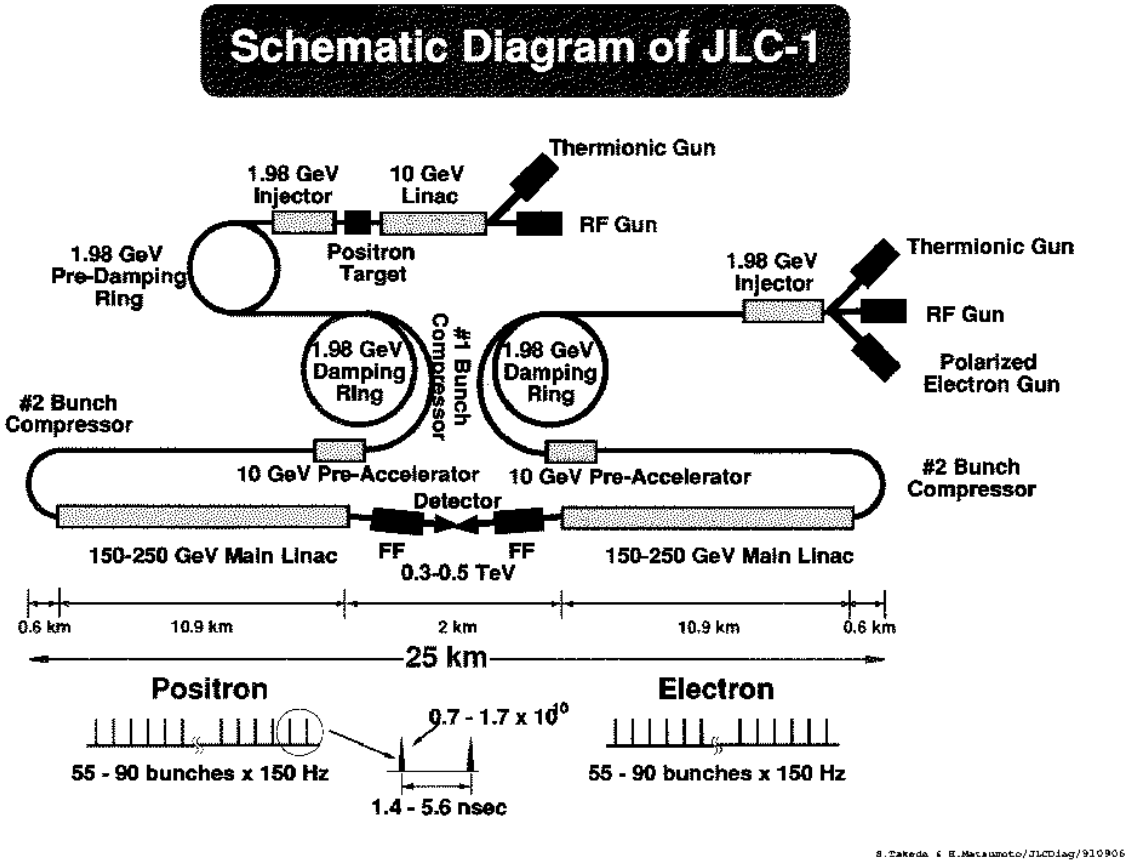


図 1: JLC 加速器の概念図

現在日本で TeV 領域の重心系エネルギーを持つ電子陽電子衝突型線形加速器 JLC (Japan Linear Collider) の建設が計画され、研究開発活動が進められている [1, 2]。図 1は JLC 加速器の概念図である。 JLC 計画では 20 世紀のはじめに重心系エネルギー 300–500 GeV で運転を開始し (JLC–I)、加速器を段階的に強化して最終的には 1.5 TeV での運転をめざしている。現在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 で重心系のエネルギーは 1.8 TeV である。また、スイスの欧州原子核共同研究機構 (CERN) では大型陽子陽子衝突型加速器 LHC の建設が計画され 2004 年には重心系のエネルギーが当初 10 TeV で運転を開始することが予定されている。しかし、これらの加速器は構造を持ったハドロン同士を衝突させるため粒子内で反応に寄与するパートンの持つエネルギーは小さく、また、そのエネルギーを知ることはできない。また、反応に関わらない残りのパートンが多くのジェットを

発生するためきれいに反応をとらえることが難しく精密測定には向かない。しかし、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の少ない重い粒子の方が高いエネルギーを得やすいので TeVatron や LHC のようなハドロン加速器では重い粒子の発見を得意としている。一方電子陽電子衝突型加速器では CERN の大型電子陽電子衝突型加速器 LEP が重心系のエネルギー約 90 GeV で運転されており世界最高の重心系エネルギーを持つ。 CERN はこの LEP の加速器を強化し重心系のエネルギーを約 175 GeV まで上げることを計画している (LEP-II)。電子陽電子加速器はハドロン加速器と違い衝突する粒子が構造を持たない素粒子であるためほとんどのエネルギーが反応に使われ、余分なジェットなども発生しないため非常にきれいに反応を捕らえることができ、精密測定に向いている。しかし、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 を越えるような重心系エネルギーを持つ加速器の建設はもはや不可能に近く、今後の電子陽電子加速器は JLC のように粒子を直線的に加速する線形加速器が主流になる。図 2は JLC のエネルギー領域におけるさまざまな反応の断面積である。

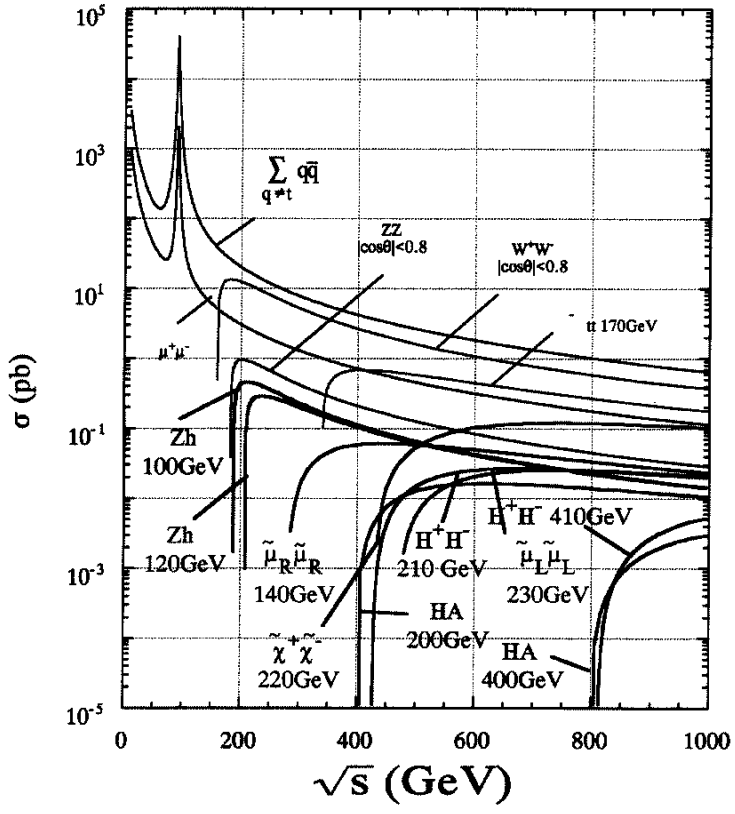


図 2: JLC のエネルギーでのさまざまな反応の断面積

## 1.2 JLC の物理

1994 年 4 月、アメリカの FNAL の陽子反陽子衝突型加速器 TeVatron に設置された測定器 CDF で未発見であった 6 番目のクォーク、トップクォークのものと思われる 12 の事象が検出され、この事象がトップクォークであるならばその質量は $m_t = 174 \pm 10^{+12}_{-13}$ GeV/$c^2$* であることがわかった [4]。この値は CERN の LEP 実験による標準模型 (The Standard Model) の精密測定による予想 $m_t = 177^{+11+18}_{-11-19}$GeV/$c^2$† を外れていない [5]。そして近年の世界各地におけるさまざまな素粒子物理学の実験の結果は全て標準模型によって説明されその理論の妥当性を高めている。その標準模型に残された最大の課題は 6 番目のクォーク、トップと質量を作り出す機構を担う粒子、ヒッグスがまだ発見されていないことである。トップクォークは JLC では対生成により生成され、その性質を詳しく調べることができる。一方、ヒッグス粒子の質量は標準模型の 18 個のパラメーターの一つであり標準模型はその質量に関して予言能力を持たない。しかし、ヒッグス粒子の質量が重ければ、ヒッグス粒子の四点相互作用の強さが発散してしまうことからヒッグス粒子の質量はおよそ 1 TeV/$c^2$ より軽いと考えられている。また、ヒッグス粒子の質量が 180 GeV/$c^2$ 以下なら四点相互作用は、プランクスケールに至るまで摂動論的であり標準模型が超高エネルギーまで成り立つことになる。そして、標準模型を越える理論として超対称性 (SUSY) 模型がある。超対称性はボソンとフェルミオンの間の対称性であり、この理論のもとでは全てのフェルミオン（ボソン）にはその超対称性パートナーであるボソン（フェルミオン）が存在する。このような超対称性のうち最も単純な超対称性模型である最小超対称性標準模型 (Minimal Supersymmetric Standard Model) ではヒッグス二重項は二つ仮定され、その結果ヒッグス粒子は五つ$^0$,($h^0, H^0, H^\pm, A^0$) 存在する。これらの質量には関係があり $h^0, H^0, H^\pm$ の質量は $A^0$ の質量と二つのヒッグス二重項の真空期待値の比 tan$\beta$ で表すことができる。このとき最も軽いヒッグス粒子の質量は最低次の計算では $Z^0$ 粒子の質量より軽く、輻射補正を加えても 180 GeV/$c^2$ 以下であることが予想されている。このような軽いヒッグス粒子は JLC で確実に発見できる。そして、超対称性理論によりその存在が予想されている超対称性粒子が JLC のエネルギー領域に存在すれば発見することができる。

## 1.3 ヒッグス粒子

現在のヒッグス粒子の質量の下限は CERN の LEP 実験により与えられており 95% CL で 64.5 GeV/$c^2$ である [3]。また将来的には LEP-II 実験により 80 GeV/$c^2$ 程度までは探索されることが予想される。電子陽電子衝突型加速器でヒッグス粒子を作る反応としては

*一番目は統計誤差、二番目は系統誤差。

†二番目の誤差はヒッグス粒子の質量を 60 GeV/$c^2$ から 1 TeV/$c^2$ まで変化させたときの誤差

(1) $e^-e^- \to Z^0H^0$

(2) $e^-e^- \to \nu\,\nu H^0$

(3) $e^-e^- \to e^+e^-H^0$

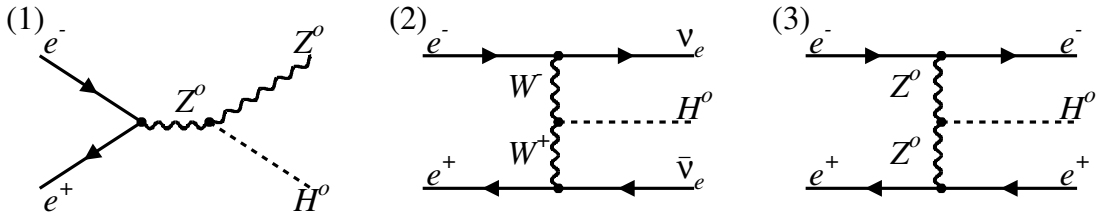


図 3: ヒッグス粒子の生成過程のファインマン図

などがある。図 3にそれらのファインマン図を示す。(2) と (3) の反応はフュージョン (fusion) 過程と呼ばれ 1 TeV を越えるようなエネルギーで断面積が大きくなるので重いヒッグス粒子を探すのに適している。これに対して (1) の反応は低いエネルギーで断面積が大きく、軽いヒッグス粒子の探索に適しており LEP でもこの反応を用いている。一方ヒッグス粒子のフェルミオン、ウィークボソンとの結合はその質量に比例し、その崩壊の部分巾は

$$\begin{aligned}\Gamma(H^0 \to ff) &\propto \left(\frac{gm_f}{2m_W}\right)^2 \\ \Gamma(H^0 \to VV) &\propto (gm_V)^2\end{aligned}$$

となる。よってヒッグス粒子はその質量の半分より軽い中で最も重い粒子への崩壊巾が大きい。しかし、ウィークボソンへの崩壊巾は b クォークへの崩壊巾より大きいので 140 GeV/$c^2$ 以上では仮想的な $W$ を含めて $H^0 \to W^+W^-$ への崩壊巾が最も大きくなる。図 4にヒッグス粒子の崩壊の分岐比をヒッグス粒子の質量の関数として示す。 では、 JLC でのヒッグス粒子の探索の方法について述べよう。まずヒッグス粒子の質量が $2m_W$ より小さいときであるが、このときの生成過程は上で述べたように $e^+e^- \to Z^0H^0$ であり、ヒッグス粒子は b クォークと反 b クォークに崩壊するのでその終状態は $Z^0$ 粒子の崩壊モードによって

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

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

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

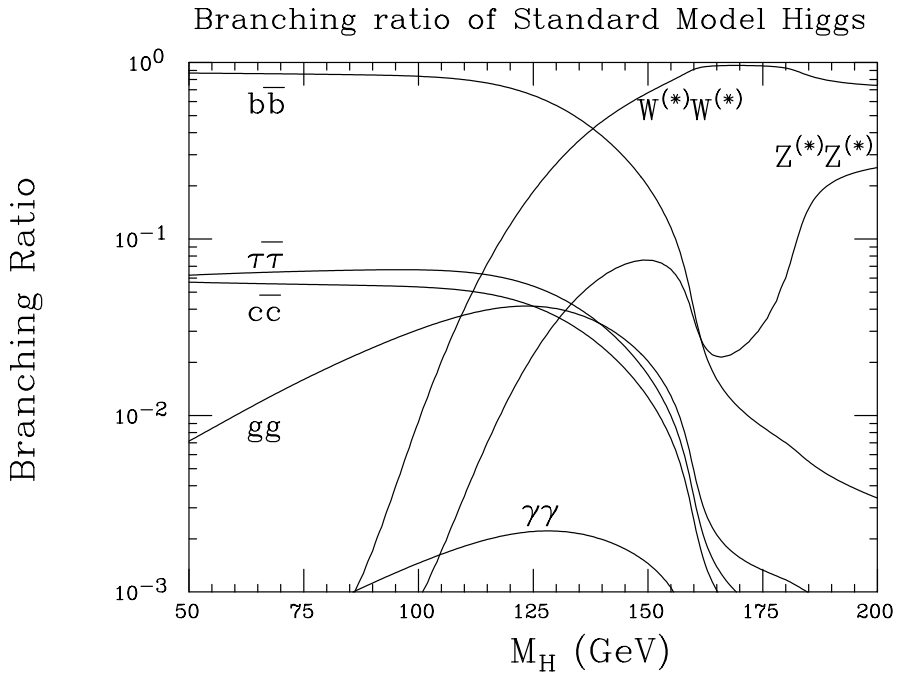


図 4：ヒッグス粒子の質量の関数として表したヒッグス粒子の崩壊分岐比

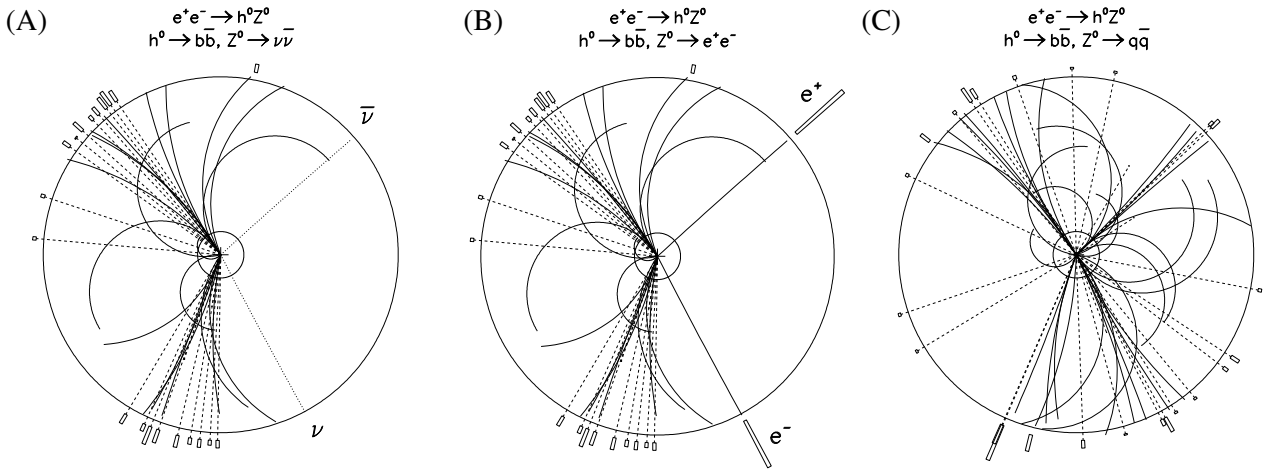


図 5：典型的な $e^+e^- \to Z^0H^0$ 反応の例。(A) $Z^0 \to \nu\,\nu, H^0 \to bb$ (B) $Z^0 \to e^+e^-, H^0 \to bb$ (C) $Z^0 \to q\,q, H^0 \to bb$ 実線は中央飛跡検出器により測定される荷電粒子の飛跡、点線は光子を表す。外箱は電磁カロリメーターを表し、その大きさはエネルギーの大きさを表す。

のように 3 つに分けられる。図 5にそれぞれの崩壊モードが検出されるときの典型的な例を示す。これらの場合に (1) の場合は四元運動量欠損、(2) では二つのレプトン、(3) の場合には二つの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二つのジェットの不変質量の分布にピークとなってヒッグス粒子はあらわれる。

このときの主なバックグラウンドは

(1) $\overset{+}{e}e^- \to Z^0Z^0$

(2) $\overset{+}{e}e^- \to W^+W^-$

(3) $\overset{+}{e}e^- \to e\nu W$

であるが、このうち (1) と (2) は微分断面積が前方にピークを持ち、(2) と (3) はヒッグス粒子の崩壊過程の特徴である b クォークを含んでいない。よって、中心部に発生した事象を選び、その事象に二つの b クォークジェットを要求することにより効率よくヒッグス粒子の事象を選ぶことができる。

ヒッグス粒子の質量が $2m_W$ よりも重い場合、ヒッグス粒子は二つの $W$ 粒子に崩壊するのでその終状態の六つ、四つあるいは二つのジェットや残りのトラックから $Z^0$ 粒子に一致する組み合わせを見つけてさきほどと同じようにしてヒッグス粒子を見つけることができる。

このようにしてヒッグス粒子が見つかったときにはその性質を詳しく調べることが次の課題となる。なかでも、見つかったヒッグス粒子が標準模型のそれか最小超対称性標準模型のそれかを調べることは重要である。これはヒッグス粒子の全崩壊巾や $H^0 \to \gamma\gamma$ 崩壊の崩壊分岐比を精密に測定することによって知ることができる [1, 2]。

## 1.4 トップクォーク

先に述べたようにトップクォークと思われる事象が検出されておりその質量は 174 ± 24 GeV/c$^2$ であることが分かっている。 JLC-I ではトップクォークは

$$e^+e^- \to tt$$

の対生成反応により生成され、直ちに b クォークと $W$ 粒子に崩壊するのでその終状態は $W$ 粒子の崩壊モードによって

(1) $b\bar{b}l^+l^-\nu\,\nu$

(2) $b\bar{b}l^-(l^+)\nu(\,\nu)q\bar{q}'$

(3) $b\bar{b}qq'q''q'''$

のように三つに分類される。図 6にファインマン図、図 7に事象の例を示す。 (1) にはニュートリ

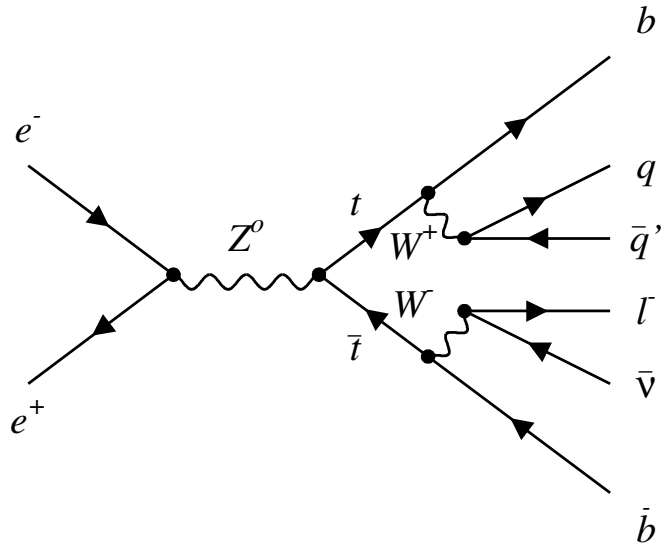


図 6: トップクォーク反応のファインマン図

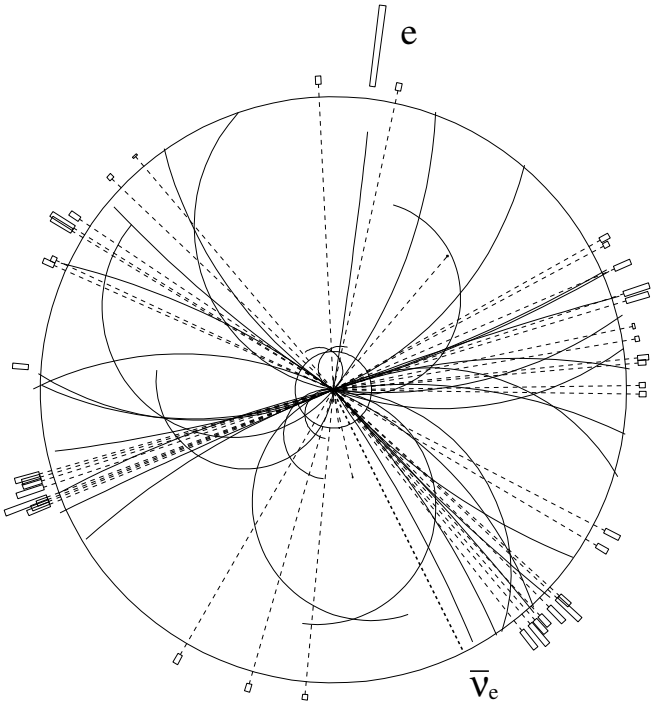


図 7: トップクォーク反応の事象の例。$\bar{t}e^- \to bbe^-\bar{\nu}_e qq'$ 四つのジェットと大きなエネルギーを持つ電子があることがわかる。

ノが２個含まれているので使えないが、(2) と (3) ではトップクォーク反応の特徴である２つのｂクォークジェットをバーテックス検出器を用いて効率良く探しだし、残りのクォークジェットの組み合わせ ( (2) の場合は残りの２つのクォークジェット) から $W$ 粒子の組み合わせを探し出してそれとｂクォークジェットとの不変質量を求めることによってトップクォークの質量を再構成できる。このようにして得られるトップクォークの事象を用いてトップクォークの質量、崩壊巾、強い相互作用の結合定数 $\alpha_s$ などを詳しく調べることができる [1, 2]。

## 1.5 超対称性粒子

超対称性理論が正しければ軽いヒッグス粒子が存在し、JLC で確実に発見できることは既に述べた。しかし、超対称性の証明には少なくとも一つ超対称性粒子を発見することが必要である。JLC で最初に見つかることが予想される超対称性粒子はチャージーノ、あるいはスレプトンで

- $e^+e^- \to \tilde{\chi}^+ \tilde{\chi}^-$
- $e^+e^- \to \tilde{l}^+\tilde{l}^-$

のような対生成過程により生成される。ここで $\tilde{\chi}^\pm$ はチャージーノ、$\tilde{l}^\pm$ はスレプトンである。そして生成された超対称性粒子はそれぞれ

- $\tilde{\chi}^\pm \to \tilde{\chi}^0 W^\pm$
- $\tilde{l}^\pm \to \tilde{\chi}^0 l^\pm$

のように最も軽い超対称性粒子 (LSP) と $W$ 粒子、レプトンに崩壊し、LSP が検出されないため大きな横運動量損失を持つ。このときのおもなバックグラウンドは $e^+e^- \to W^+W^-$ であるが、アコプラナリティーのカットを用いることにより効率的に排除できる [1, 2]。

## 1.6 JLC 測定器

JLC 計画では測定器は一つしか設置されない予定であるのでそこに設置される測定器は予想されるさまざまな物理現象を正確に測定できるよう高性能であることが要求される。特に $Z^0$ 粒子や $W$ 粒子の質量のジェットを用いた再構成やｂジェットの識別は重要である。また、予想外の物理現象が起きたときにも十分対応ができるように高い汎用性をもつことが要求される。このような要請のもとに考案されたのが JLC 測定器である [1, 2] (図 8)。JLC 測定器はビーム衝突点に近い方から衝突点の極めて近傍で荷電粒子の飛跡を検出し、また、ｂクォークジェットの選別を行うバーテックス測定器、荷電粒子の飛跡を正確に測定する中心飛跡測定器、粒子のエネルギー

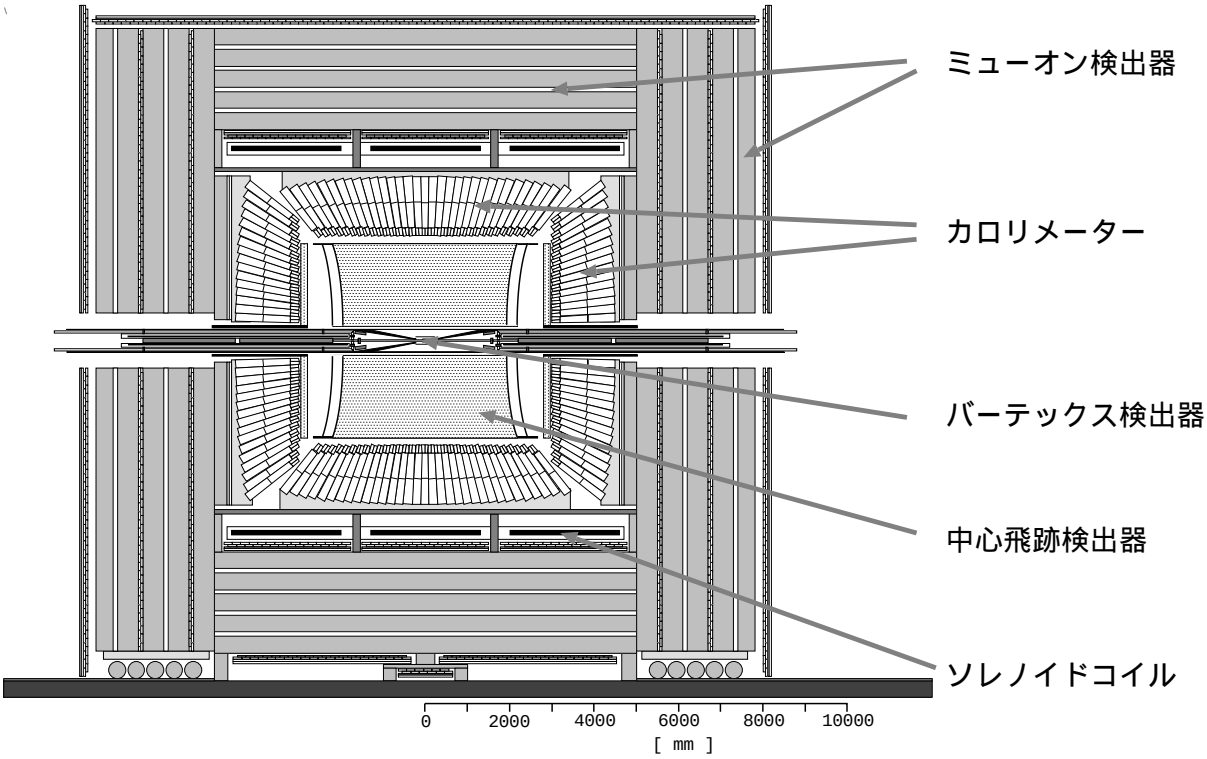


図 8: JLC 測定器

を測定するカロリメーター、ミュー粒子の飛跡を測定するミューオン測定器が設置され、カロリメーターより内側にある検出器は荷電粒子の運動量を測定するための 2 Tesla の磁場を発生する超伝導ソレノイドコイルの内側に置かれる。

## 1.7 JLC 用カロリメーター

JLC 計画におけるカロリメーターの重要性は観測する物理現象の終状態に多くのクォークジェットが多く含まれることによる。例えば中間質量のヒッグス粒子の検出は JLC 計画の最重要課題であるがこのようなヒッグス粒子は上で述べたように $Z^0$ を伴って生成される。 JLC で最もきれいに検出できるのは $Z^0$ が二つのレプトンに崩壊するときであるがこのモードで崩壊するのはわずか 7% であるから、約 70% の崩壊比を持つクォーク対への崩壊モードを利用することが重要になる。このときのバックグラウンドとして $W$ 粒子対生成と 2 個の $Z^0$ 粒子の生成があるが $W$ 粒子対生成はバーテックス検出器による b タギングにより取り除くできるが $Z^0 \to b\bar{b}$ は 2 ジェット不変質量でのみ取り除くことができるのでクォークジェットの質量を精度よく決定することが重要になる。

このような物理的背景よりカロリメーターに求められる性能はエネルギー分解能が電磁シャワー

に対して

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{15\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} + 1\%$$

ハドロンシャワーに対して

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{40\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} + 2\%$$

電磁シャワーに対する位置分解能が

$$\sigma_x = \frac{\text{数 mm}}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}$$

そして電子の検出効率[‡]が 90% のときのハドロン粒子の排除能[§]が

$$\sim 50$$

である [1, 2]。

そこで、神戸大学では高エネルギー物理学研究所、甲南大学と協力しカロリメーターシステムを製作し JLC の要求する性能を実現できるかビームテストを実施して確認することとなった。しかし、日本で得られるビームのエネルギーでは JLC の超高エネルギー粒子を再現することは不可能である。そこで私はカロリメーターの低エネルギーでの振る舞いを詳しく解析し、その結果を用いてモンテカルロシミュレーションを最適化し、カロリメーターの高エネルギーでの性能を検証した。

[‡]検出効率 (Ef ciency) : 荷電パイ粒子を取り除くためのカットにより取り除かれず残る電子の割合。

[§]排除能 (Rejection Power) : 1 個荷電パイ粒子を誤って電子と同定するのに必要な荷電パイ粒子の数。

# 2　カロリメーター

カロリメーターは粒子のエネルギーを測る測定器で、全てのエネルギーをその検出器内で消費(全吸収)させるためカロリメーターと言う名前がつけられた。現在のカロリメーターにはエネルギーを測定する以外にも粒子の入射位置を測定したり入射粒子の同定などの役割もになっている。

## 2.1　動作原理

カロリメーターでは粒子のエネルギーをその測定器内ですべて消費（全吸収）させることによりエネルギーや入射位置を測定する。カロリメーター内でのエネルギーの吸収過程は入射粒子の種類によって異なる。

入射粒子が電子、陽電子あるいは光子である場合、これらの粒子の物質との相互作用は、主として制動輻射と電子陽電子対生成であり、これら二つの相互作用が交互に続いて起こる結果として、電子、陽電子、及び光子のカスケードシャワーが起こり、そのシャワーは電子や陽電子のエネルギーが臨界エネルギー $E_c$ に近くなったところで初めて停止する。このようなシャワーの過程を**電磁シャワー**と呼ぶ。この過程を簡単に説明すると、まず入射粒子がエネルギー $E_0$ を持った光子であったとするとその光子は物質内を $X_0$ 進む間に約 54 % の確率で $e^+e^-$ 対生成を起こしそれぞれの粒子にそのエネルギーを与える。生成された電子あるいは陽電子は $X_0$ 進む間に制動輻射 (Bremsstrahlung) の過程により光子を輻射しエネルギーを失う。そしてその光子が対生成をおこないこれを繰り返す。図 9は電磁シャワーの発達の様子を摸式的に表したものである。これにより $nX_0$ の物質を通過した後には平均 $E_0/2^n$ のエネルギーの粒子が $2^n$ 個作られこれがシャワーを形成する。この電磁シャワーの発達は電子 (陽電子) のエネルギーがイオン化によるエネルギーの損失と制動輻射によるそれとが同じになる臨界エネルギー ($E_c$) に近づいたところで停止し、それ以降、粒子のエネルギー損失はイオン化の過程が支配的となりシャワーは収束していく。

一方入射粒子が荷電パイ粒子などのハドロン粒子である場合、その粒子は物質中において核子との弾性散乱や非弾性散乱をおこす。このような衝突反応においては、パイ粒子、K 粒子、陽子や中性子などからなる数個の二次粒子が放出され、これらの二次粒子が次の非弾性散乱を引き起こす。これらの粒子がイオン化や物質中の核子の結合を壊すことによりエネルギーを失っていくこのようなカスケード現象のことを**ハドロンシャワー**と呼ぶ。電磁シャワーにおいてシャワーの成長の尺度として輻射長 ($X_0$) を用いたがハドロンシャワーでは核吸収長 ($\lambda$) を用いる。

このようにして荷電粒子の全飛跡の長さがカロリメーター内で消費されたエネルギーに比例することから入射粒子のエネルギーを決定する。

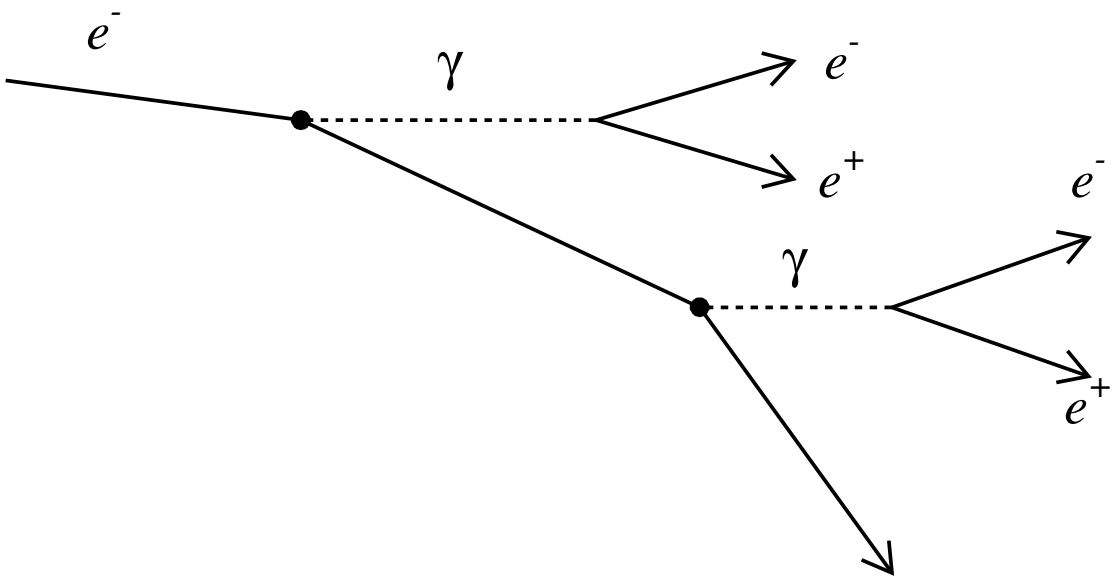


図 9：電磁シャワーの発達の様子

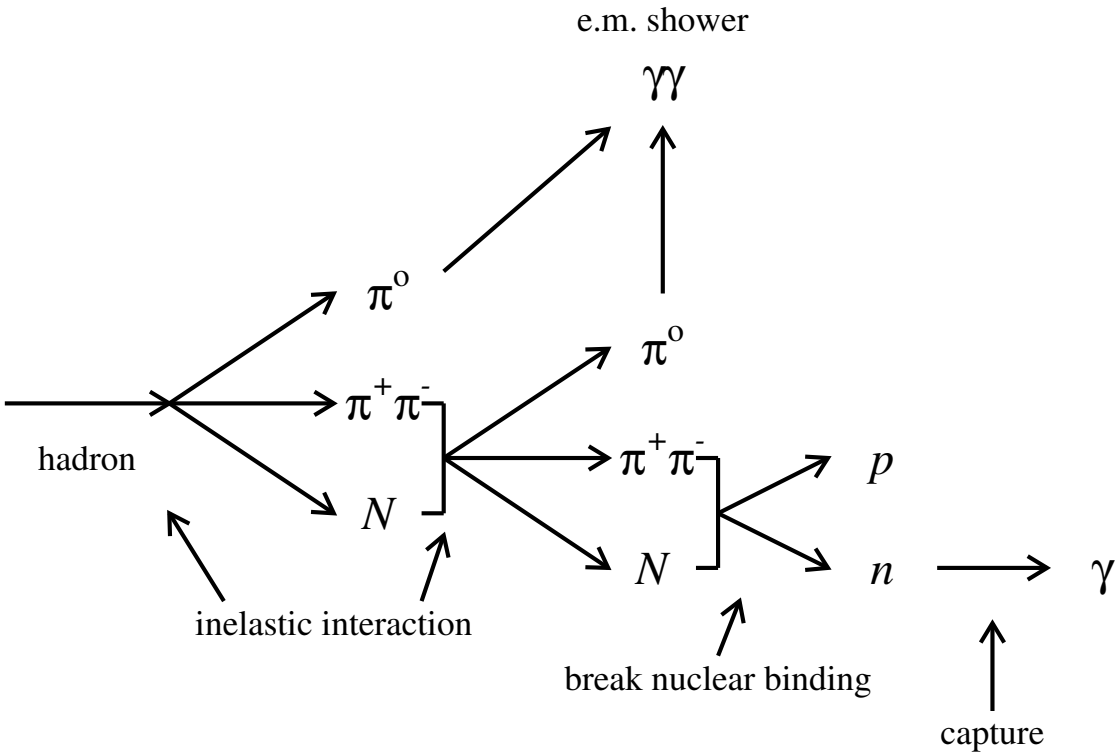


図 10：ハドロンシャワーの発達の様子

## 2.2 均質型カロリメーターとサンプリングカロリメーター

上で述べたようにカロリメーターはシャワー内の荷電粒子の全飛跡の長さが入射粒子のエネルギーに比例することを用いてエネルギーを測定するが、その飛跡のすべてを測定するか一部を測定するかによってカロリメーターは大きく分けて均質型カロリメーターとサンプリングカロリメーターの二つに分けることができる。

均質型カロリメーターは鉛ガラス、NaI、CsI や液体 Xe などの均質な物質の内部でエネルギーを吸収させその荷電粒子の全飛跡の長さに比例して放出されるチェレンコフ光やシンチレーション光を集めてその光の量でエネルギーを決定する。このような均質型カロリメーターではエネルギー分解能への寄与は主にチェレンコフ光やシンチレーション光を検出するときの検出器内で観測される光電子の数の統計的なバラツキである。均質型カロリメーターはエネルギーの分解能が良く電磁シャワーカロリメーターとして多く使われている。表 1に代表的な均質型カロリメーターの性能をまとめた [6, 7, 8, 9, 10]。

| 研究グループ | 物質 | 電磁シャワーに対するエネルギー分解能 $\sigma_E/\sqrt{E}$ (%) |
|---|---|---|
| TOPAZ | 鉛ガラス | $8\%/\sqrt{E}$ |
| OPAL | 鉛ガラス | $6.3\%/\sqrt{E}+0.2\%$ |
| CLEO | CsI | 2 % at 1 GeV |
| L3 | BGO | 1.8 % at 1 GeV |
| | $PbWO_4$ | $3\%/\sqrt{E}+0.64\%$ |

表 1: 均質型カロリメーターの例

一方サンプリングカロリメーターは鉛とシンチレーションタイルのサンドイッチタイプのカロリメーターに代表されるように吸収だけをしてシンチレーション光などを出さない吸収層とプラスチックシンチレーターのように粒子検出の能力を持つ有感層を交互に組み合わせた多層構造をしている。このようなサンプリングカロリメーターの例としては鉛と液体アルゴン、ウラニウムとシンチレーターなどを組み合わせたものがあげられる。サンプリングカロリメーターの場合、エネルギー分解能は均質型カロリメーターと同じような光電子数の統計的バラツキによる寄与の他に \サンプリング" によるゆらぎの寄与が加わる。このため一般に均質型カロリメーターに比べサンプリングカロリメーターはエネルギーの分解能が良くないが、吸収層に鉛や鉄、ウラニウム

など重い物質を用いることにより小型化出来るため、ハドロンカロリメーターは一般的にサンプリング型である。表 2に代表的なサンプリングカロリメーターの性能をあげた [11, 12, 13, 14]。

| 研究グループ | 物質 | 電磁シャワーに対するエネルギー分解能 $\sigma_E/\sqrt{E}$ (%) | ハドロンシャワーに対するエネルギー分解能 $\sigma_E/\sqrt{E}$ (%) |
|---|---|---|---|
| ZEUS | ウラニウム + シンチ | $18\%/\sqrt{E}$ | $35\%/\sqrt{E}$ |
| RD1 | 鉛 + シンチファイバー | $12.7\%/\sqrt{E}+1.94\%$ | $35.3\%/\sqrt{E}+1.8\%$ |
| RD3 | 鉛 + 液体アルゴン | $10\%/\sqrt{E}+0.2\%$ | $40\%\sqrt{E}$ |
| ALEPH | 鉛 + ワイヤーチェンバー | $18\%/\sqrt{E}+1\%$ | \| |
| ALEPH | 鉄 + ワイヤーチェンバー | \| | $84\%/\sqrt{E}$ |

表 2: サンプリングカロリメーターの例

## 2.3 補償型カロリメーター

ハドロンカロリメーターのエネルギー分解能を左右する要素として補償の効果がある。これはカロリメーターが電磁シャワーを起こす粒子 (以下電磁粒子) とハドロン粒子に対して違う反応をする、つまり同じエネルギーの電磁粒子とハドロン粒子を入射したときに違う大きさの信号を出力することによる効果である。シャワー内でハドロン粒子が崩壊するときに生成された中性パイ粒子は電磁相互作用で $10^{-16}$ 秒程度の寿命ででで二つの光子に崩壊するので、そこからは電磁シャワーを形成する。よってハドロンシャワーには電磁シャワーの成分と残りの電磁シャワーを含まない純粋なハドロン過程によるシャワーの成分（純ハドロンシャワーの成分）が含まれることになる。両者の成分比にはゆらぎがあるので両者に対する検出器の反応の差はエネルギー分解能に反映される。このような補償の度合を計る量は電磁シャワー成分と純ハドロンシャワーの成分に対する出力信号の比 $e/h$ でエネルギーに依存しない。しかし、 $e/h$ は直接測定できないので電磁粒子と荷電パイ粒子に対する出力信号の比 $e/\pi$ も用いられる。ハドロンシャワーにはニュートリノやミュー粒子、中性子などが検出器の外部に持ち出すエネルギーや原子核の結合を壊すときに消費されるエネルギーなどカロリメーターの信号に対する寄与のない \invisible" な成分が含まれているので一般に $e/\pi > 1$ となる。 D.E.Groom と R.Wigmans によると $e/\pi$ は E を GeV で数えて

$$e/\pi(E) = \frac{1}{1+(h/e-1)\,E^{-0.15}}$$

または

$$e/\pi(E) = \frac{e/h}{1 + (e/h - 1)\ 0.11\ \ln E}$$

と表され 5–200 GeV の領域で両方の式は似たような結果を与える [15, 16]。式を見て明らかなように補償 ($e/\pi = 1$) を達成するには $e/h = 1$ を達成することが必要であるが、一般に純ハドロンシャワーの成分の方が電磁シャワーの成分より小さな信号を出すので、純ハドロンシャワーの成分を増強してやるか、電磁シャワーの成分を小さくするか、あるいはその両方を組み合わせることが必要になる。電磁シャワー以外の成分を増強する方法としては吸収体にウラニウムを用いてその核分裂によって信号を増強することがあげられる。 DESY の電子陽子衝突型加速器 HERA で用いられている検出器 ZEUS に設置されているカロリメーターでは吸収体にウラニウムを使うことによって $e/h = 1$ を実現している [11]。一方、電磁成分を減少させるには吸収物質と有感物質の体積比を変える方法がある。これは純ハドロンシャワー内の荷電粒子に比べて電磁シャワー内の荷電粒子のエネルギーが低くレンジが短いため吸収物質と有感物質の体積比を変えると電磁シャワーの成分の方がが純ハドロンシャワーの成分に比べて大きな影響を受けることに起因する。図 11は鉛とシンチレーターの体積比を変化させたときの $e/h$ の変化を表したもので鉛とシンチレーターの体積比が 4:1 になるときに補償することがわかる。

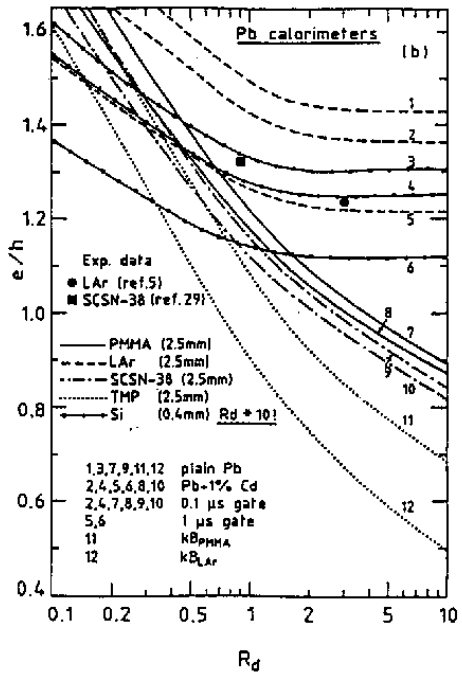


図 11: 鉛とシンチレーターの体積比を変化させたときの $e/h$ の変化。 $R_d$ は吸収層と有感層の体積比。

## 2.4 カロリメーターのエネルギー分解能

カロリメーターのエネルギー分解能は一般に

$$\frac{\sigma_E}{E} = a \oplus \frac{b}{E} \oplus \frac{c}{\sqrt{E}} \qquad (1)$$

と表される。ここで、$a$ は定数項 (Constant term) と呼ばれ、読みだしチャンネルごとのゲインの不均一や、カロリメーターからのエネルギーの漏れに起因する。$b$ はノイズ項 (Noize term) と呼ばれ読みだし回路などからのノイズによる寄与で入射粒子のエネルギーに関わらず一定であるので $1/E$ の寄与である。そして $c$ は統計項 (Statistical term) と呼ばれ、統計項への寄与は大きく分けて

$\sigma_{\mathrm{int}}$ いわゆる \intrinsic" なゆらぎ
$\sigma_{\mathrm{samp}}$ \サンプリング" によるゆらぎ
$\sigma_{\mathrm{photo}}$ 検出される光電子数のゆらぎ

の 3 つに分類できる。$\sigma_{\mathrm{photo}}$は光読みだしデバイスなどで検出される光電子数のゆらぎで

$$\frac{\sigma_{\mathrm{photo}}}{E} = \frac{1}{\sqrt{N_{p.e.}}}$$

のように表される。ここで $N_{p.e.}$ は光読みだしデバイスに検出される光電子数である。例えば 1 GeV 当たり 1000 個の光電子が検出されるようなカロリメーターでは $\sigma_{\mathrm{photo}}$は

$$\frac{\sigma_{\mathrm{photo}}}{E} = \frac{3.16\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}$$

となる。サンプリング型のカロリメーターではシャワーを構成する荷電粒子が有感層でイオン化により損失したエネルギーのみを検出しているのでサンプリングによるゆらぎ $\sigma_{\mathrm{samp}}$がエネルギー分解能に寄与を与える。シャワー内の荷電粒子を mip[¶] と仮定すればカロリメーター内の有感層を横切る数は有感層の物質量を無視すれば

$$N_x = \frac{T\,(\text{全飛跡長})}{t\,(\text{吸収層の厚さ})}$$

と表せる。$T = E/E_c$ であるから $N_x = E/E_c \cdot t$ である。よって $\sigma_{\mathrm{samp}}$は

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{\mathrm{samp}}}{E} &= \frac{1}{\sqrt{N_x}} \\ &= C_{mul} \cdot \sqrt{\frac{E_c \cdot t}{E}} \\ &= R \cdot \sqrt{\frac{t(X_0)}{E(\mathrm{GeV})}} \end{aligned}$$

[¶] minimum ionizing particle : 電離損失のみをおこなう理想的な粒子。ミュー粒子がこれに近い。

と表される。ここで$C_{mul}$は多重散乱の効果の補正の係数、$R$は吸収層の物質の種類により与えられる量でおおよそ

| | |
|---|---|
| 鉄 | 19.5 % |
| 鉛 | 13.7 % |
| ウラニウム | 15.0 % |

である [17, 18]。よって、4 mm の厚さの鉛を使ったカロリメーターでは

$$\frac{\sigma_{\mathrm{samp}}}{E} = 13.7 \cdot \sqrt{\frac{4/5.6}{E(\mathrm{GeV})}} = \frac{11.6\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}$$

となる。また、R. Wigmans によれば有感層にシンチレーターを用いたカロリメーターについては$\sigma_{\mathrm{samp}}$をファイバーカロリメーターの場合

$$\frac{\sigma_{\mathrm{samp}}}{E} = C_1 \cdot \sqrt{\frac{\phi_{fib}(\mathrm{mm})}{f_{samp}(\%)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}$$

サンドイッチカロリメーターの場合

$$\frac{\sigma_{\mathrm{samp}}}{E} = C_2 \cdot \sqrt{\frac{d(\mathrm{mm})}{f_{samp}(\%)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}$$

と表すこともできる [15]。ここで、$\phi_{fib}$はシンチレーティングファイバーの直径、$d$はシンチレーターの厚み、$f_{samp}$は有感層でのエネルギー損失の割合、$C_1 = \sim 20\%, C_2 = \sqrt{2} \cdot C_1 = \sim 28\%$ である。よって、4 mm の厚さの鉛と 1 mm の厚さのシンチレーターをもちいたサンドイッチタイプのカロリメーターでは

$$\frac{\sigma_{\mathrm{samp}}}{E} = 28 \cdot \sqrt{\frac{1}{3.92}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} = \frac{14.2\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}$$

となる。

$\sigma_{\mathrm{int}}$はいわゆる "intrinsic" なゆらぎの寄与で検出器に検出される光子などを出すのに必要な最低限のエネルギー（カットオフエネルギー）に起因する。しかし、一般にカットオフエネルギーは入射粒子のエネルギーに比べ小さく、カットオフエネルギーによる効果はほとんど無視できる ($> 1\%$)。ハドロンカロリメーターではこの他に "invisible" なエネルギーの寄与や補償の効果の寄与があり、良く補償された ($e/\pi = 1$) カロリメーターでも$\sigma_{\mathrm{int}}$は

$$\frac{\sigma_{\mathrm{int}}}{E} = \frac{\sim 13\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}$$

程度である。
式 (1) の $c$ は

$$\frac{c}{\sqrt{E}} = \sqrt{\frac{\sigma_{\mathrm{int}}^2 + \sigma_{\mathrm{samp}}^2 + \sigma_{\mathrm{photo}}^2}{E}}$$

と表されるので 4 mm の厚さの鉛と 1 mm の厚さのシンチレーターを用いたサンドイッチタイプのカロリメーターの統計項は 1 GeV 当たり 1000 個の光子が検出されるとすれば電磁シャワーにたいして

$$\frac{c}{\sqrt{E}} = \sqrt{\frac{14.2^2 + 3.16^2}{E}} = \frac{14.6\%}{\sqrt{E}}$$

となる。

## 2.5 鉛シンチレーティングファイバーカロリメーター

鉛シンチレーティングファイバーカロリメーター (LESFI[‖]) は鉛の塊に多数のシンチレーティングファイバー (SciFi) をビーム方向に埋め込んだような構造をしておりサンプリングカロリメーターの一種である。 SciFi を通過した荷電粒子は通過した際に失ったエネルギーに比例したシンチレーション光を発光する。 SciFi はモジュール後端で束ねられており、シンチレーション光はライトガイドを介して光電子増倍管 (PMT) によって電気信号に変換される。

神戸大学で制作した LESFI は幅 10 cm 厚さ 2 mm 長さ 130 cm の鉛のシートに 2.2 mm 間隔で溝を掘り SciFi を配置し厚さが 5 cm になるように積み重ねていったもので、一つのモジュールの大きさは 10×5×130 $\mathrm{cm}^3$ である。 SciFi は前端を鉛の端に揃えてあり反射により光の収集効率を挙げるため磨かれている。後端は鉛からはみ出していて 5×5 $\mathrm{cm}^2$ の表面に相当する分ずつ 2 つに束ねられライトガイドを通して PMT に接続されている。このようなモジュールを 8 つ作り合計 20×20 $\mathrm{cm}^2$ の断面積をもち 16 チャンネルの読み出しを持つ。使用した SciFi は全部で約 10000 本でこの構造で鉛と SciFi の体積比が 4:1 になっている。図 12に模式図を示す。

LESFI の優れた点としてとして

- サンプリングが細かくサンプリングカロリメーターとしてはエネルギー分解能が良い。
- 鉛と SciFi の体積比を選ぶと補償するためハドロンに対するエネルギー分解能が良い
- ファイバーの束ね方を変えて読みだしをを細かくすれば位置の分解能が良くなる
- シンチレーション光はファイバーによって後方に導かれるので不感領域が少ない。
- 吸収体の鉛の構成比が大きいため小型である。

[‖] LEad Scintillating FIber Calorimeter

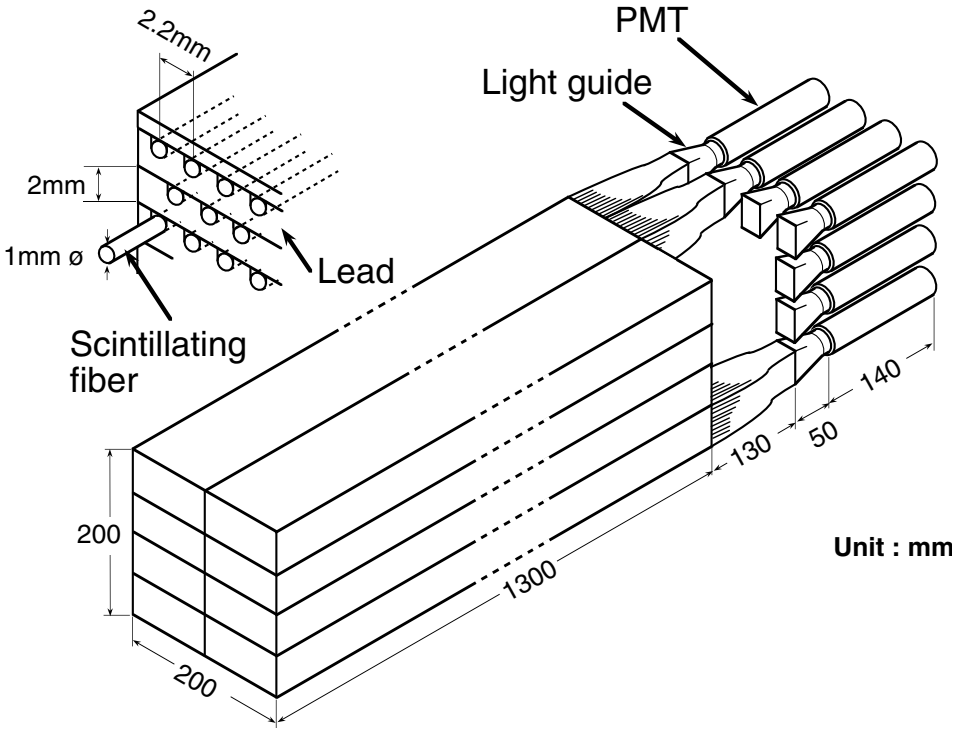


図 12: 製作した LESFI

などがあげられる。そして、構造上の特徴から LESFI 独特の特徴として

- 粒子の入射位置により信号の大きさが変わる。（位置依存）
- 粒子の入射する角度によりエネルギー分解能が変わる。（角度依存）

という点が挙げられる。この二つの依存性が起こるメカニズムは電磁シャワーの横方向の広がりと深く関係している。電磁シャワーの横方向の広がりの大きさはは低いエネルギーの電子の多重散乱によって決まり、このシャワーの横方向の分布を見る上での有用な単位として

$$R_M = \frac{(21\mathrm{MeV}) \cdot X_0}{E_c}$$

で与えられる Molière の単位がある。図 13はモンテカルロシミュレーションによって計算された電磁シャワーの横方向の分布を $R_M$ を単位にして測ったものであるが、これによると電磁シャワーのエネルギーの約 83 % は 1 $R_M$ に、半径 0.1$R_M$ の円筒の中には約 25 % のエネルギーがおさまることになる。 LESFI に埋め込まれている SciFi の間隔は 2.2 mm で、 SciFi はビーム方向に埋め込まれているので鉛のある位置に小角度で入射したときや鉛のある位置に入射しシャワーの中心軸がが SciFi を横切らないような向きに入射したときには信号は小さくなり、逆にシャワーの中心軸が SciFi を横切るようなときは信号は大きくなる。これが入射位置による依存性の原因

と思われる。また、この入射位置による信号の変化は粒子の入射角度が小さいときに顕著になる。さらに、入射粒子が荷電粒子であるとき、小角度でファイバー面に入射した粒子はファイバーから出て鉛に入りシャワーを起こすまでに多数のシンチレーション光を出す。この効果により入射角度が小さいときエネルギーの分解能が悪化する。このような入射位置による信号の変化を小さくするために LESFI の前方に物質を置いて少しだけシャワーを成長させる。これにより LESFI にはエネルギーの小さい数個の粒子が入射することになり入射位置の依存は小さくなる。しかし、前方の物質で失うエネルギーが大きいとエネルギーの分解能が悪くなるので物質としてプレシャワー検出器（PSD）を置いて失ったエネルギーを測定して LESFI の信号を補正する。

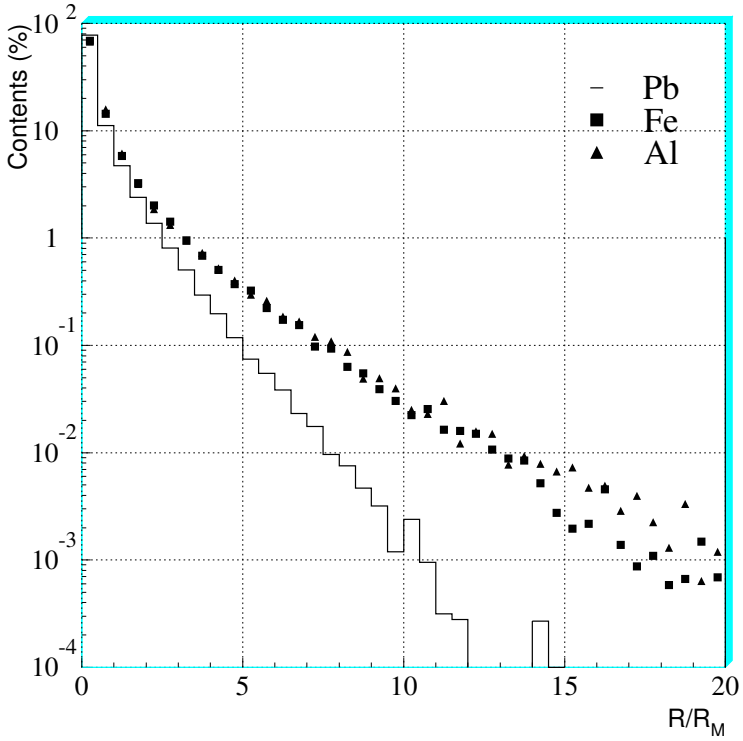


図 13: GEANT で計算した電磁シャワーの横方向の分布。 x 軸は Molière の単位 $R_M$ で表したシャワー軸からの距離。ヒストグラムは鉛。それぞれ 10 GeV の電子を用いた。鉛の $R_M$ は 17 mm。

# 3　シミュレーションとビームテスト

2章で述べたように神戸大学ではJLCの要求を満たすようなカロリメーターの製作を行なった。この章ではその性能を測定するために行なったビームテストの環境の説明と、私が行なったシミュレーションで用いたGEANTシステムについての説明を行なう。

## 3.1　ビームテスト

制作したLESFIを1994年秋に高エネルギー物理学研究所内の12 GeV陽子シンクロトロン施設内の$\pi$2ビームラインにおいてテストした。LESFIの周りにはLESFIの横方向の漏れを調べるために横漏れ用のサンドイッチカロリメーター(SAND)を四方を囲むように設置してある。そしてLESFIの直前にはPSDとシリコンパッド検出器が設置されている。これらの検出器は任意の高さ方向と横方向に平行移動でき、LESFIの表面を中心軸として水平方向に回転できるステージの上におかれており、任意の角度で任意の位置に入射粒子を当てることができる。さらに上流には粒子の入射位置を測定するためにx,yそれぞれ2層のドリフトチェンバー(DC1,DC2)と粒子の種類を同定をするための2台のガスチェレンコフカウンター(C1,C2)、トリガー用の二つのシンチレーションカウンター(S1,S2)が設置されている。図14にビームテストのセットアップを、図15にカロリメーターの配置を示す。

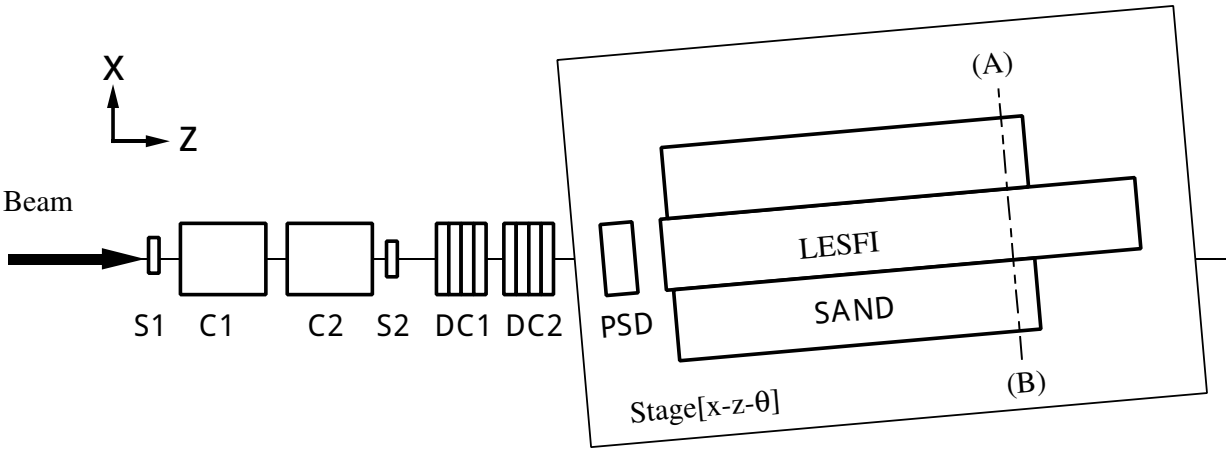


図14: ビームテストのセットアップ

SANDは厚さ2.5 mmのシンチレーター板と厚さ1cmの鉛の板を交互に80層積み重ねた構造で断面が18.5×38.6 cm$^2$の大きさである。シンチレーション光は両側からウェーブレングスシフター(WLS)によりPMTに導かれる。

PSDは厚さ1 mmのシンチレーター板と厚さ4 mmの鉛の板を6層重ねた構造で厚みは$4X_0$に

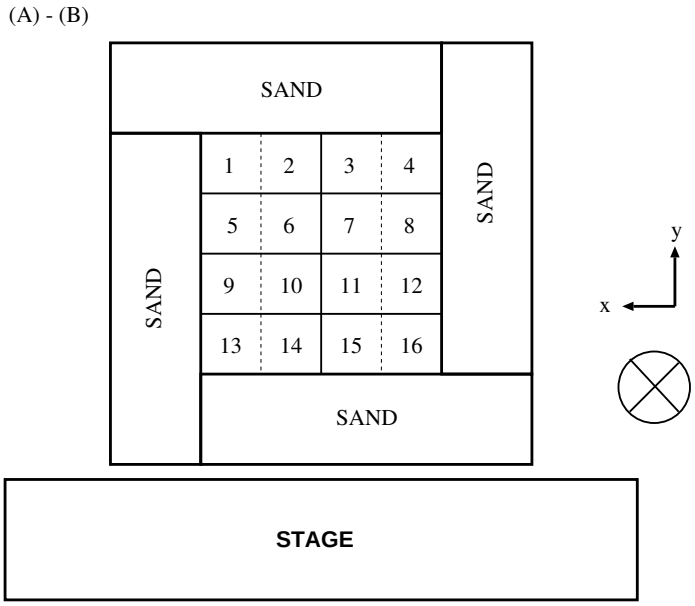


図 15: カロリメーターの配置図。図 14の (A)－(B) の線でカットした様子。 LESFI は 4 つの SAND に囲まれて位置調整のための台に設置されている。 LESFI に書かれている番号は 16 ある読みだしチャンネルの位置を表す。

相当する。そしてその直後に 1×1.5 $cm^2$のピクセル型シリコンを 256 枚使い、通過した荷電粒子の数と位置を測定するシリコンパッド検出器が設置してあるが今回の解析には使っていない。

トリガー用のシンチレーションカウンターは 5×5 $cm^2$ の断面を持ち約 280 cm 離して設置されている。

ドリフトチェンバーは 18×18 $cm^2$ の有効断面積を持ち粒子の入射位置を LESFI の表面で約 1 mm の精度で測定できる。

ビームテストでは 1.0 , 1.5 , 2.5 , 4.0 GeV の電子及び荷電パイ粒子を 0−9 度の角度でカロリメーターに入射している。ビームには電子と荷電パイ粒子がおよそ 1:1000 の比率で混ざっているので電子のデータをとる際にはガスチェレンコフカウンターの信号と二つのトリガーシンチレーションカウンターのコインシデンスを、荷電パイ粒子のデータをとる際には二つのシンチレーションカウンターの信号のコインシデンスを要求している。よって荷電パイ粒子のデータの中には電子のイベントが混ざっているがそれは後で述べるようにオフラインの解析で取り除いている。また、PSD を取り除いて LESFI に直接粒子を入射させたデータも採取した。

## 3.2 GEANT

GEANT は欧州原子核研究機構 (CERN) によって開発された粒子検出器の画像処理とシミュレーションを行うソフトウェアパッケージであり全世界の物理学者によって使用されている標準的な

シミュレーターで多くの加速器実験、検出器の開発などに利用されている [19]。

GEANT 内には大きく分けて

- 検出器のジオメトリを記述する部分
- 物理過程を計算する部分
- 画像処理をする部分
- ファイル及びメモリの管理をする部分

の 4 つの部分があり、検出器のジオメトリを定めるとその検出器の自由な場所にさまざまな粒子を色々なエネルギー、運動量で入射させ、その物理過程を追いかけ、結果を画像表示しファイルに出力する。ここでは物理に関係のある部分について述べる。

検出器のジオメトリを記述する部分では以下のような手順で検出器を構成していく。

- 検出器を構成する部品の素材をその素材の密度、元素構成などを用いて定義する。
- 上で定義した素材で GEANT に用意されている直方体、円筒形、角錘形などの形状に大きさを与えて部品を作る。
- できあがった部品を適当な場所に配置する。

このようにして定義された検出器に粒子を入射させるとその検出器内での物理過程を計算していく。検出器内に入射した、ある粒子を例にとってその計算を追っていくと、まずその粒子が現在いる場所から次の部品の境界までの距離を計算する。次にその粒子が次に起こす物理反応までの距離をすべての物理反応に対して乱数を用いて計算する。例えば粒子が光子であるとするとその物理反応は電子陽電子対生成、コンプトン散乱、光電効果、光子による核分裂である。そして境界に達するまでに物理反応を起こすならばその反応の処理をして、境界に達するときは次の部品に移って次の過程を計算する。このようにして粒子のエネルギーがカットオフエネルギーに達するか定義された検出器の外に出て行くまで追いかけていく

## 3.3 GEANT によるビームテストの再現

今回 GEANT で再現したのは LESFI と SAND、PSD 及びそれらを支える構造体である。LESFI は以下のような手順で再現した

(1) 実際に制作した LESFI と同じように吸収層用の 4 % Sb を混ぜた鉛と SciFi の成分である PMMA [**] を合成する。

[**] PolyMethyle MethaAcrylate

(2) 一つののモジュールに相当する鉛の塊を定義する。($10\times5\times130^3$cm

(3) 一層分の SciFi を鉛の上に配置する。

(4) 3 を繰り返し一つのモジュールに 25 層の SciFi と空気をおく。

(5) できあがったモジュールのコピーを作り 8 つのモジュールをならべて全体を作り上げる。

(6) アルミや鉄の構造体 PSD、 SAND などを作る。

このセットアップに電子、荷電パイ粒子を入射してデータを得ている。 LESFI の出力には SciFi の内部でのエネルギー損失を足し合わせた量を用いている。よってこのシミュレーションには SciFi がシンチレーション光を出す過程やシンチレーション光の減衰過程、 PMT による集光過程は含まれていない。図 16に GEANT で再現したセットアップに電子を入射させたときのシャワーの様子を示す。

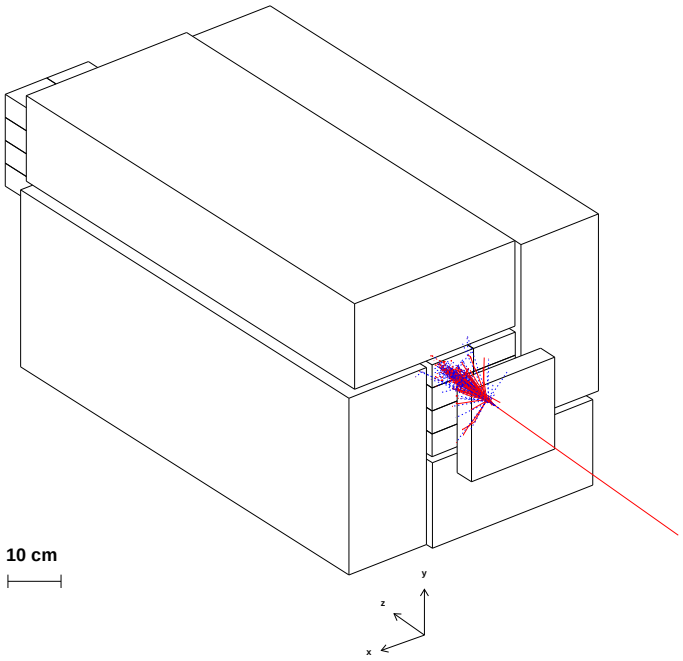


図 16: GEANT で再現したビームテストのセットアップとシャワーの様子。 PSD を設置した状態で 20 GeV の電子を入射している。

## 3.4 GEANT のパラメーターの決定

GEANT には内部での物理過程を制御するパラメーターがいくつか存在する。重要なものをあげると

(1) コンプトン散乱、多重散乱などの物理過程毎に設定された物理過程を抑制するスイッチ

(2) カットオフエネルギー。粒子のエネルギーがこのエネルギーより小さくなると GEANT はその後の振舞いを追いかけなくなる

(3) 粒子の位置の精度のパラメーター。各ステップを刻む際に物質中の物質中のどこにいるかを決める際の精度。

などである。今回は (1) の物理過程は GEANT に用意されているものはすべて用いた。(2) のカットオフエネルギーは大きくし過ぎるとシミュレーションの精度が落ちる危険性があり、特に LESFI のように細かいサンプリングをしているカロリメーターでは特に小さくしておく必要がある。今回は時間はかかるが最善をつくすため GEANT の最低値 10 KeV に設定した。(3) の粒子の位置の精度パラメーターはカットオフエネルギーと関係づけて考えなければならない。例えば電子のカットオフエネルギーを 10 KeV に設定したとき、カットオフエネルギーと同じエネルギーの電子の鉛でのレンジは数 $\mu$m である。つまり、カットオフエネルギー程度の粒子のレンジ程度の精度が要求される。今回は 1 $\mu$m に設定した。

# 4　結果

この章ではビームテストとシミュレーションによりえられたデータの解析結果を示す。両者の解析の方法は 4.1、 4.2章に記されているようなイベントの選択やカロリメーターのキャリブレーションがシミュレーションでは必要無いことを除いてはほぼ同じである。今後特に断らない限り表示されている図はシミュレーションによる結果である。

## 4.1　イベントの選択

ビームテストではカロリメーターにはただ一つの粒子しか入射していないイベントを選ぶためにオフラインの解析で次の条件を課した。

- 二つのトリガー用シンチレーションカウンターの信号の大きさが mip の信号の大きさの 0.7 倍から 1.5 倍の間である。
- 四層あるドリフトチェンバーにそれぞれただ一つの hit しかない。

図 17はビームテストでのトリガーシンチレーションカウンターの出力分布である。 そして荷電パ

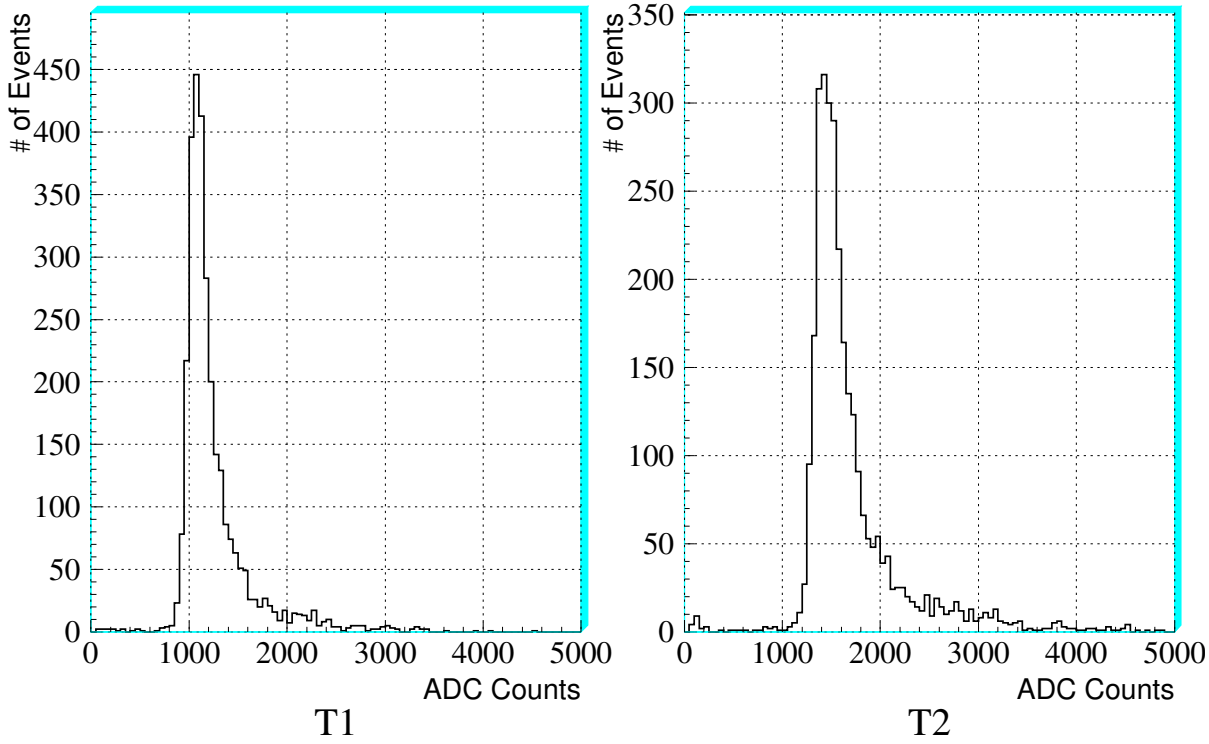


図 17: トリガーシンチレーションカウンターの出力分布（ビームテスト）。

イ粒子のデータ内に混ざっている電子を取り除くために二つのガスチェレンコフカウンターの信号にカットを加えた。図 18はビームテストでの電子と荷電パイ粒子に対するガスチェレンコフカウンターの出力分布である。

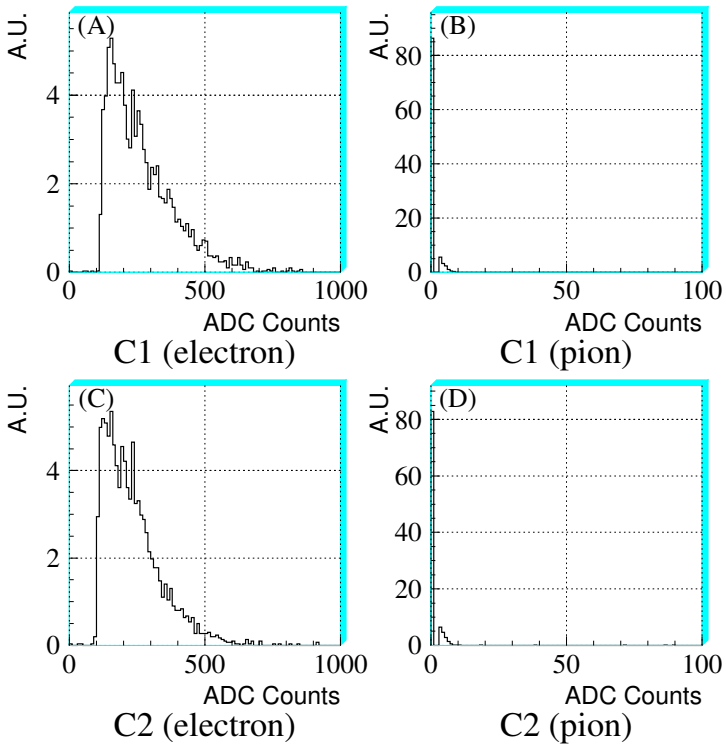


図 18: ガスチェレンコフカウンターの出力分布。（ビームテスト）(A),(C) 電子に対する出力。(B),(D) 荷電パイ粒子に対する出力。

## 4.2 カロリメーターのキャリブレーション

シミュレーションではもちろん必要ないがビームテストでは LESFI の 16 チャンネルのゲインを合わせて置く必要がある。このキャリブレーションは 3 度の角度でそれぞれのモジュールの中心に 1.0, 1.5, 2.5, 4.0 GeV の電子を入射させたデータを用いオフラインで 11 番の信号でノーマライズ (normalize) した。 SAND のキャリブレーションも LESFI と同様に行い、そのエネルギー分解能は $\sigma_E/E = 20\%/\sqrt{E(\mathrm{GeV})}$ であった。

## 4.3 エネルギー分解能

エネルギー分解能は 11 番のモジュールに 3 度の角度で入射した、シミュレーションでは 1.0, 1.5, 2.5, 4.0, 10.0, 20.0 GeV、ビームテストでは 1.0, 1.5, 2.5, 4.0 GeV の電子及び荷電パイ粒子の

タを用いている。

### 4.3.1 電子

PSD を置いていないときは LESFI の 16 チャンネルの信号を足して LESFI 全体の信号を得ている。ビームテストではモジュールの隙間による信号の劣化を防ぐためにモジュールの中央部分 2×2 $cm^2$ の範囲に入射したイベントをドリフトチェンバーの情報を用いて選択した。シミュレーションも同様に中央部分 2×2 $cm^2$ に均一に入射させている。電磁シャワーは LESFI 内部に十分収まるため SAND の情報は使用していない。図 19にシミュレーションとビームテストで得た 2.5 GeV の電子に対する出力の分布を示す。

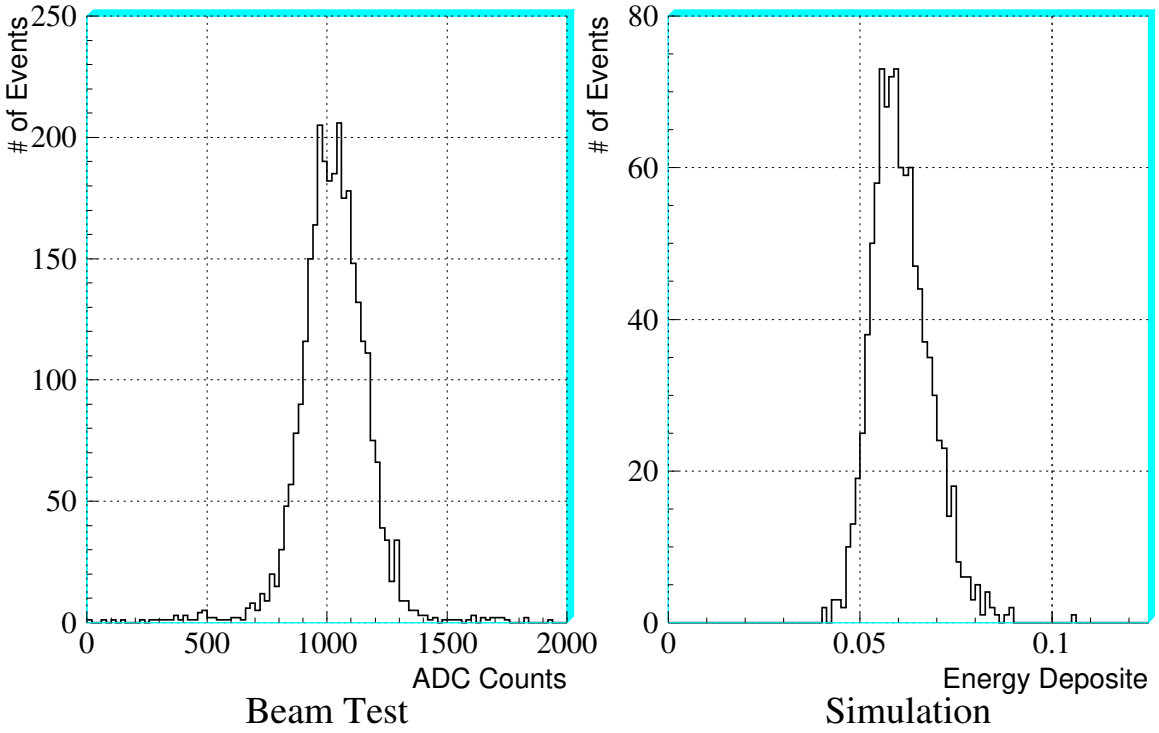


図 19: PSD を設置していないときの LESFI の出力分布。(A) ビームテスト。(B) シミュレーション。

PSD を置いているときには PSD の出力を用いて LESFI の出力に

$$LESFI_{corr} = LESFI + \alpha \times PSD$$

という補正を加える。ここで $LESFI_{corr}$ , $LESFI$ は補正後，補正前の LESFI の信号、 $PSD$ は PSD の信号である。補正の係数 $\alpha$ は次のようにして決定した。図 20 (C) は 2.5 GeV の電子に対する LESFI と PSD の信号の散布図であるが PSD の信号が 0 であれば LESFI の信号は PSD を置いて

いないときと同じになるはずなのでＹ切片をPSDを置いていないときの値に固定する。そして最小自乗法で散布図をフィットして$\alpha$を決めた。図20(B),(D)は補正前後のLESFIの信号の分布である

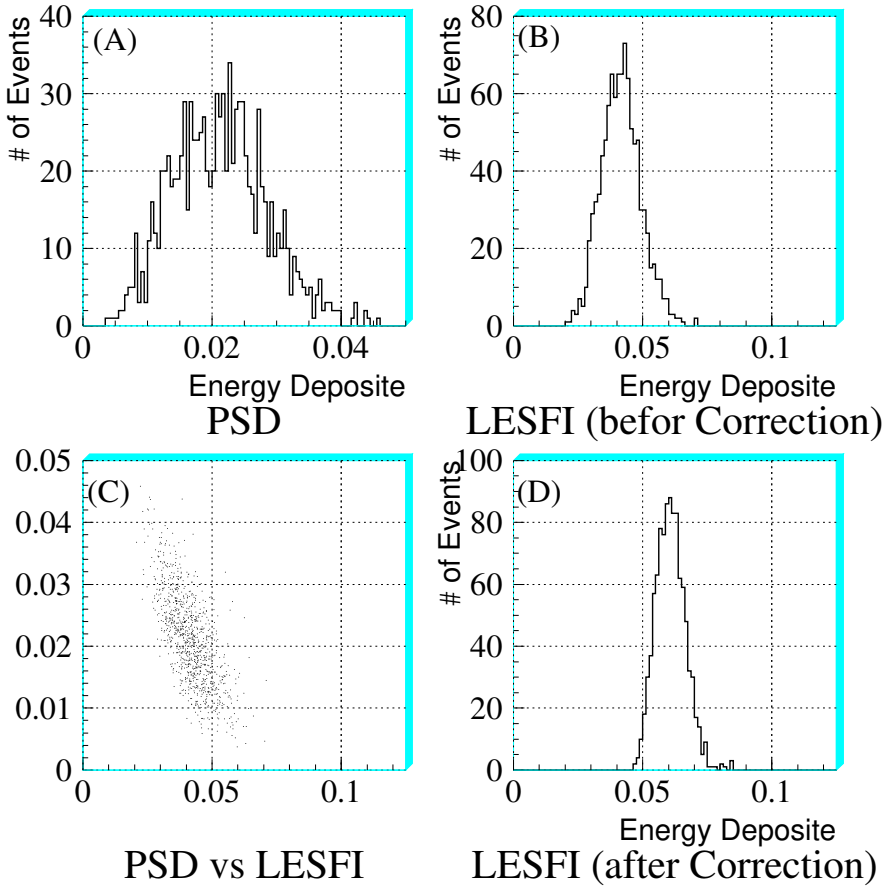


図20：PSDを設置したときの出力分布。(A) PSDの出力の分布 (B) 補正を加える前のLESFIの出力の分布 (C) PSDの出力とLESFIの出力の散布図 (D) 補正を加えたLESFIの出力分布

このようにして得られたカロリメーターの出力分布をガウス分布でフィットしてエネルギー分解能をエネルギーの関数として表したのが図21である。このグラフをフィットすることによりLESFIの電子に対するエネルギー分解能はシミュレーションにより

PSDを設置しないとき

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{11.6\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} + 4.0\%$$

PSDを設置したとき

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{12.1\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} + 1.18\%$$

であることがわかった。これをビームテストの結果

PSD を設置しないとき

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{14.4\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} + 0.15\%$$

PSD を設置したとき

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{15.2\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} - 0.58\%$$

と比べると、 PSD を設置しているときはシミュレーションと実験は良く一致しているが PSD を設置していないときはシミュレーションの方が実験より悪い結果を与えている、とくに高いエネルギーでの違いが顕著でありエネルギー分解能の定数項に反映されている。これは、実験で用いた LESFI の工作精度が悪く、位置や角度による依存性の影響が小さかったためだと思われる。 PSD を設置したときはそれらの影響がもともと小さいので良い一致を見せている。各エネルギーでのエネルギー分解能を表 3にまとめた。

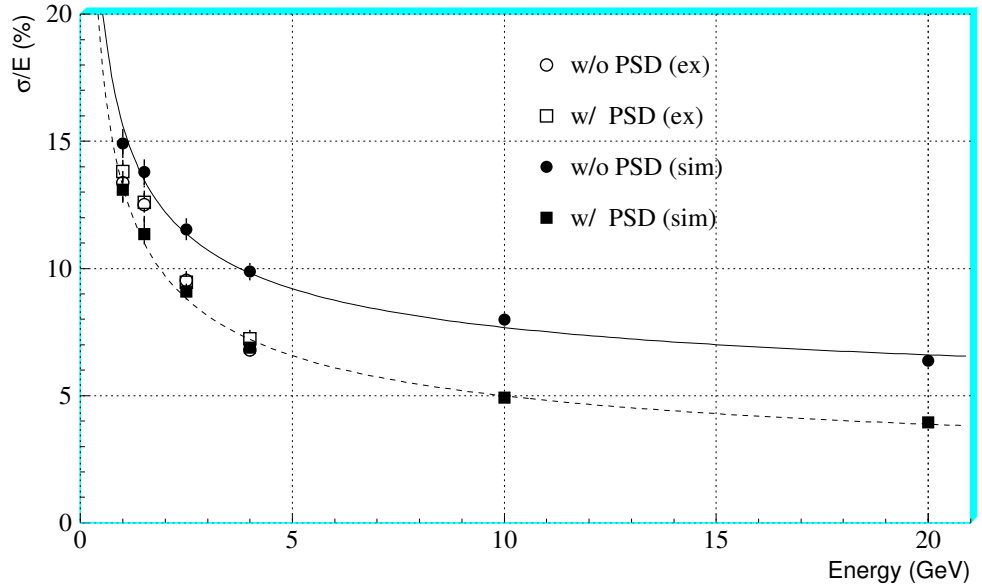


図 21: エネルギーの関数として表した LESFI の電子に対するエネルギー分解能。実線はシミュレーションによる PSD を設置しないとき、破線は PSD を設置したときのエネルギーの分解能をフィットした結果。

表 3をみて分かるように低エネルギーを除いては PSD を設置した方がエネルギー分解能が上がることが分かる。

| エネルギー | | 1.0 GeV | 1.5 GeV | 2.5 GeV | 4.0 GeV | 10.0 GeV | 20.0 GeV |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| PSD 無し | 実験 | 13.8 % | 12.6 % | 9.45 % | 7.23 % | | |
| | シミュレーション | 14.9 % | 13.8 % | 11.5 % | 9.88 % | 7.99 % | 6.37% |
| PSD 有り | 実験 | 13.4 % | 12.5 % | 9.53 % | 6.81 % | | |
| | シミュレーション | 13.1 % | 11.3 % | 9.09 % | 6.89 % | 4.91 % | 3.95 % |

表 3: 電子に対するエネルギー分解能

### 4.3.2 荷電パイ粒子

荷電パイ粒子のエネルギー分解能を得るために使ったデータは 11 番（図 15参照）のモジュール中央 2×2 $cm^2$ の領域に 0 度の角度で入射させたデータで、シミュレーションは 1.0, 1.5, 2.5, 4.0, 10.0, 20.0 GeV、ビームテストは 1.0, 1.5, 2.5, 4.0 GeV のエネルギーである。カロリメター全体の出力を得るために電子を入射したときと同じように 16 チャンネルの信号を足し合わせ、さらに、横洩れ測定用の SAND の信号を足している。 SAND の信号は電子を入射させたときのデータを用いて LESFI とゲインを調整した。 PSD を設置したときには、電子のときと同じ $\alpha$ を用いている。

図 22 (A) は PSD を設置せずに 2.5 GeV の荷電パイ粒子を入射したときの LESFI の出力の分布、(B) は SAND、(C) は LESFI と SAND の出力の散布図、(D) は LESFI の出力に SAND の出力を加えたときの分布図である。各エネルギーの (D) に相当する分布をガウスフィットすることによりエネルギー分解能が得られる。表 4は各エネルギーでのカロリメーターのエネルギー分解能をまとめたものである。 図 23はエネルギー分解能をエネルギーの関数で表したグラフで、これ

| エネルギー | | 1.0 GeV | 1.5 GeV | 2.5 GeV | 4.0 GeV | 10.0 GeV | 20.0 GeV |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| PSD 無し | 実験 | 38.0 % | 31.6 % | 26.3 % | 22.5 % | | |
| | シミュレーション | 27.1 % | 24.4 % | 21.9 % | 18.6 % | 15.1 % | 12.1% |
| PSD 有り | 実験 | 40.3 % | 35.1 % | 28.6 % | 24.9 % | | |
| | シミュレーション | 29.5 % | 26.0 % | 22.0 % | 19.4 % | 15.0 % | 11.8% |

表 4: 荷電パイ粒子に対するエネルギー分解能

よりシミュレーションでは LESFI の荷電パイ粒子に対するエネルギー分解能をエネルギーの関数

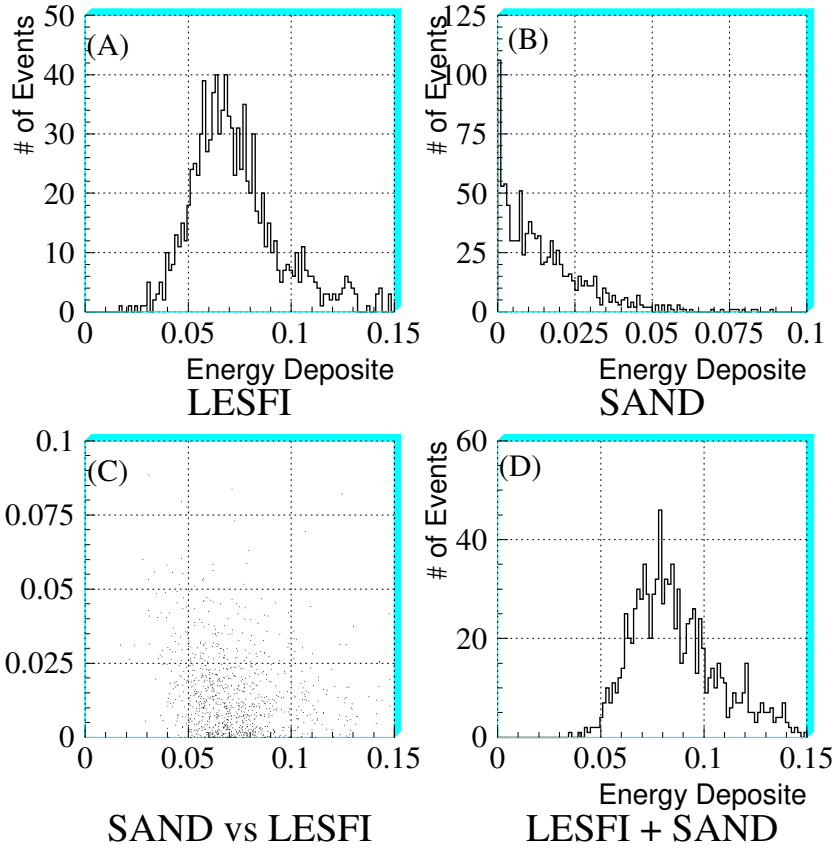


図 22: 荷電パイ粒子を入射したときの出力分布。 2.5 GeV の荷電パイ粒子を 0 度で LESFI に入射した。 PSD は設置していない。 (A) LESFI の出力 (B) SAND の出力 (C) SAND と LESFI の出力の散布図 (D) LESFI の出力に SAND の出力を加えたときの分布

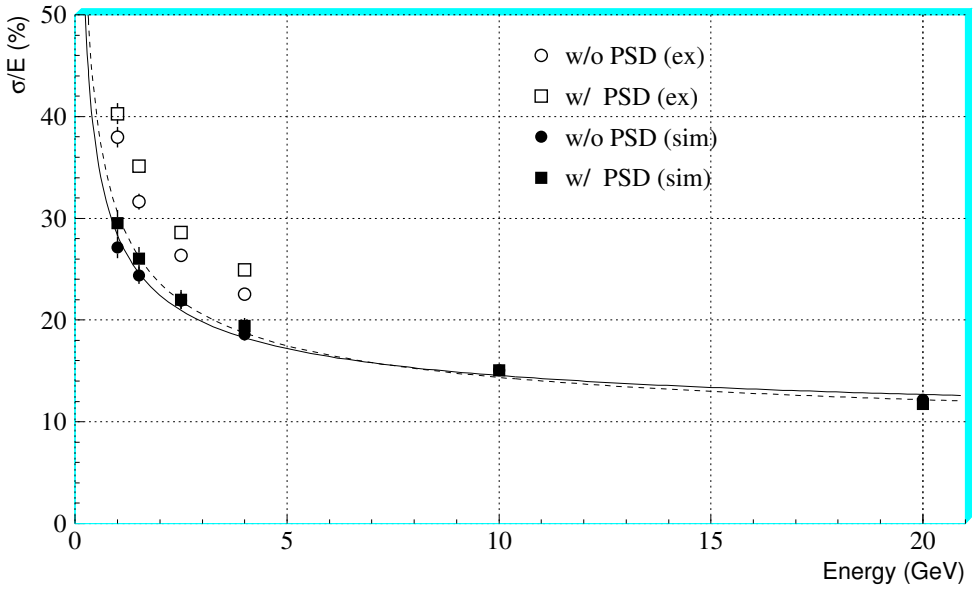


図 23: エネルギーの関数として表した LESFI の荷電パイ粒子に対するエネルギー分解能。実線はシミュレーションによる PSD を設置しないとき、破線は PSD を設置したときのエネルギーの分解能をフィットした結果。

で表すと PSD を設置しないとき

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{20.2\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} + 8.17\%$$

PSD を設置したとき

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{23.7\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} + 6.86\%$$

となる。ビームテストの結果は PSD を設置しないとき

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{31.5\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} + 9.06\%$$

PSD を設置したとき

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{30.1\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} + 7.45\%$$

である。シミュレーション、ビームテストとも定数項が大きいがこれは、ビームのエネルギーの一部がセットアップ全体から漏れているためで、その補正をすれば小さくなると思われる。

## 4.4 角度依存性

LESFI のエネルギー分解能の角度依存は PSD を設置しない状態のデータを用いた。図 25及び図 24はいろいろな入射角度によるシミュレーションによる 20 GeV の電子とビームテストによる

2.5 GeV の電子による LESFI の出力の分布である。図を見て明らかなように 1 度を下回るような小さな角度で入射した場合高いところにテールをひく。このテールの原因は小さな角度で SciFi に直接入射した荷電粒子がある程度信号を残してからシャワーを成長させることである。例えば 0.5 度の角度で SciFi に入射した電子は多重散乱を無視すれば約 25 mm SciFi 内を走ることになり、サンプリングの比率が約 2.5 % であることを考えるとシャワーによる信号の他に約 100 MeV に相当する信号が加わることになる。

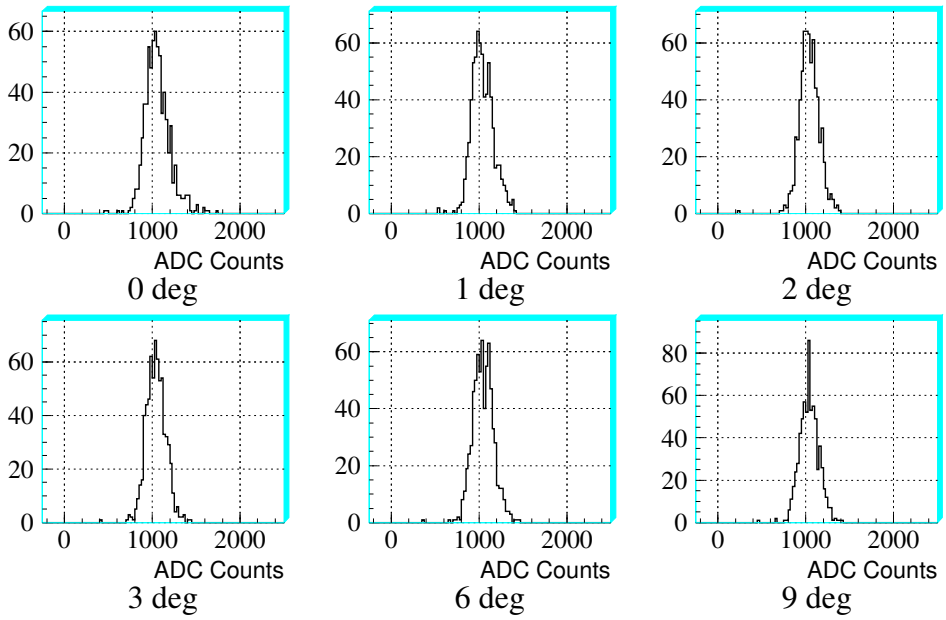


図 24: さまざまな角度で入射した 2.5 GeV の電子による出力の分布（実験）

## 4.5　入射位置依存性

図 26はシミュレーションにより 4 GeV の電子を 3 度の入射角で入射したときのカロリメーターの出力を入射位置の y 座標を 0.2 mm ごとに区切って示したもので (A) は PSD 無し (B) は PSD を設置した場合である。(A) に見られる凹凸の周期はファイバーの間隔 (2 mm) と一致している。(B) では PSD を置いた効果が現れて入射位置と出力の間には相関がみられない。ビームテストではビームの入射位置の分解能が 1 mm 程度しかなく入射位置による依存性は確認できなかった。PSD を置かないときの入射位置による依存性は 4 GeV の電子で ±10% であるので、高エネルギー粒子のエネルギーを測定するときには PSD を設置するか或いは前方に物質を置くことは必須であるといえる。

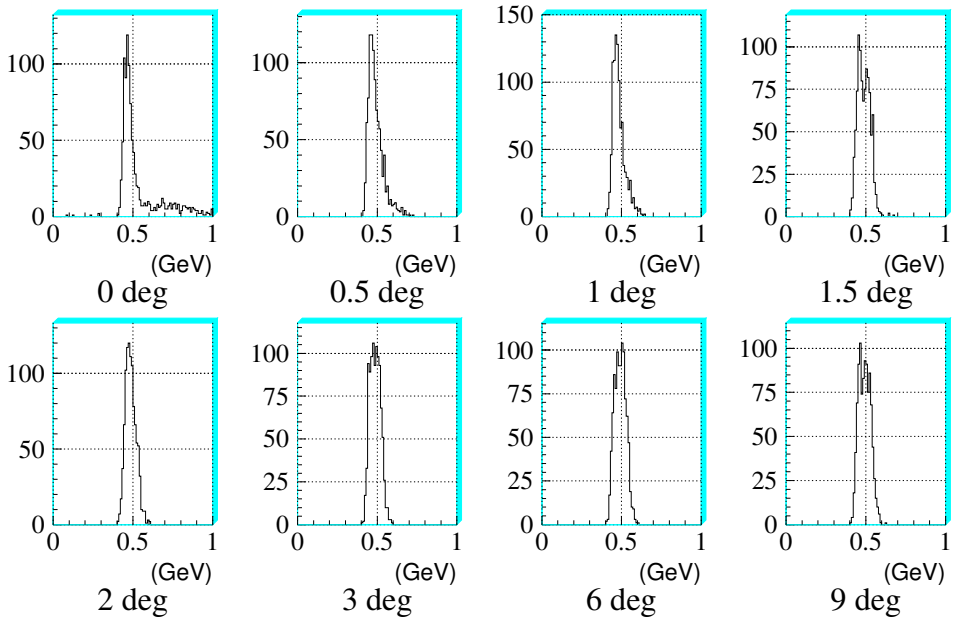


図 25：さまざまな角度で入射した 20 GeV の電子による出力の分布（シミュレーション）

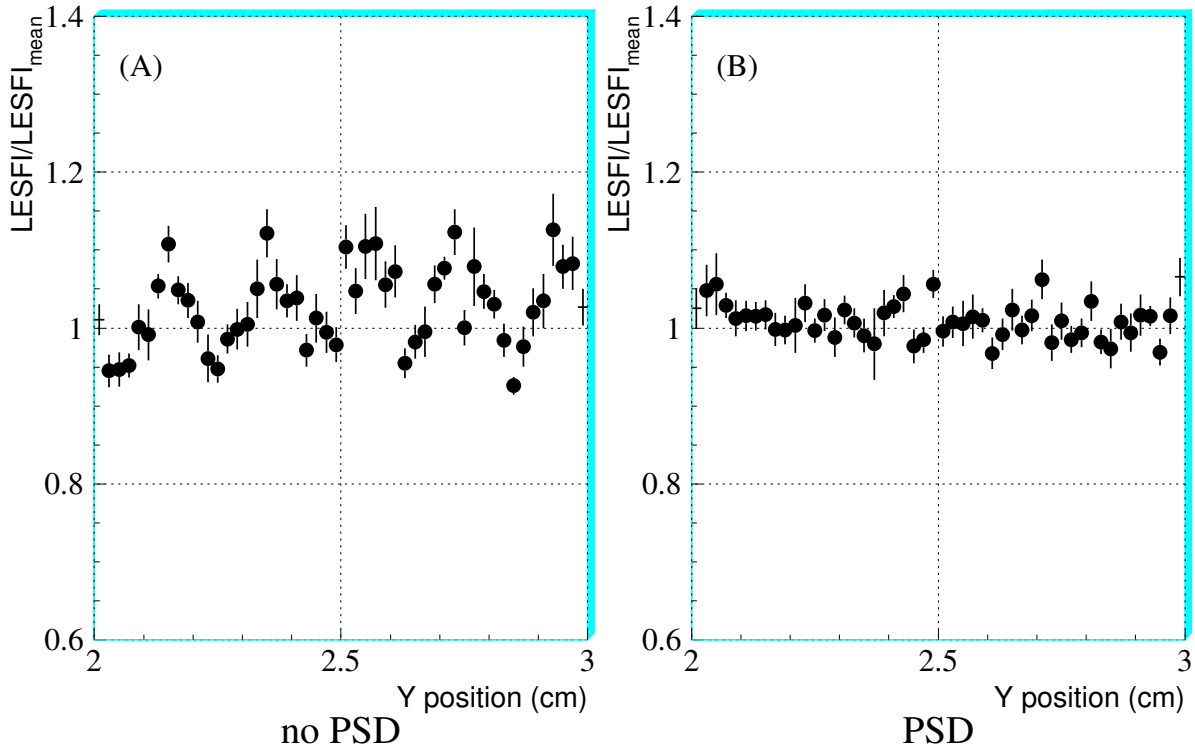


図 26：4 GeV の電子を入射した際の入射位置によるカロリメーターの出力の変化。(A) は PSD を設置していないとき、(B) は設置したときの結果である。 $LESFI_{mean}$ はすべてのイベントの LESFI の平均値。

## 4.6 位置分解能

LESFI による粒子の入射位置の決定は粒子のエネルギーが複数のモジュールに分配されることを利用して次の式を用いて決定する。

$$y^{\mathrm{LESFI}} = \frac{\sum_i y_i E_i}{\sum_i E_i} \tag{2}$$

ここで $y_i, E_i$ はそれぞれ $i$ 番目のモジュールの位置とそのモジュールに吸収されたエネルギーである。図 27(A) はシミュレーションで発生させたイベントで入射位置と式 (2) により決定した入射位置との散布図である。図 27(A) を見て明らかなように本当の入射位置とカロリメーターから決定した入射位置は一致しない。これは、モジュールの大きさが原因で、例えば一つのモジュールに全てのエネルギーが納まってしまえば入射位置が変化してもカロリメーターにより決定される入射位置は一定である。これを回避するために式のエネルギーの重みを $E$ から $E^{\alpha}$ のように大きくして少しのエネルギーの漏れの効果を大きくする方法と、図 27(A) の散布図をタンジェントなどの関数でフィットしその関数を用いてカロリメーターより決定した入射位置を補正してやる方法があり今回は後者を用いて、例えば 2.5 GeV の電子の y 座標を

$$y_{corr}^{\mathrm{LESFI}} = 1.66 \cdot \arctan\left(4.01 \cdot y^{\mathrm{LESFI}}\right) \tag{3}$$

のように補正した。このようにして補正した入射位置と本当の入射位置との差の分布が (C) で、この分布をガウスフィットして位置分解能を得ている。表 5に各エネルギーでの位置分解能を示した。 図 28は位置分解能をエネルギーの関数として表示したものでこのグラフををエネルギーの

| エネルギー | | 1.0 GeV | 1.5 GeV | 2.5 GeV | 4.0 GeV | 10.0 GeV | 20.0 GeV |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| x | 実験 | 6.94 mm | 5.33 mm | 4.37 mm | 3.74 mm | | |
| | シミュレーション | 6.26 mm | 5.52 mm | 4.49 mm | 3.56 mm | 2.47 mm | 2.49 mm |
| y | 実験 | 6.52 mm | 4.97 mm | 4.45 mm | 4.12 mm | | |
| | シミュレーション | 6.21 mm | 5.31 mm | 4.24 mm | 3.44 mm | 2.22 mm | 1.61 mm |

表 5: 電子に対する位置分解能。 PSD は設置していない。

関数としてフィットすることにより

$$\sigma_x = \frac{5.14\ \mathrm{mm}}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} + 1.10\ \mathrm{mm}$$

$$\sigma_y = \frac{6.13\ \mathrm{mm}}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} + 0.27\ \mathrm{mm}$$

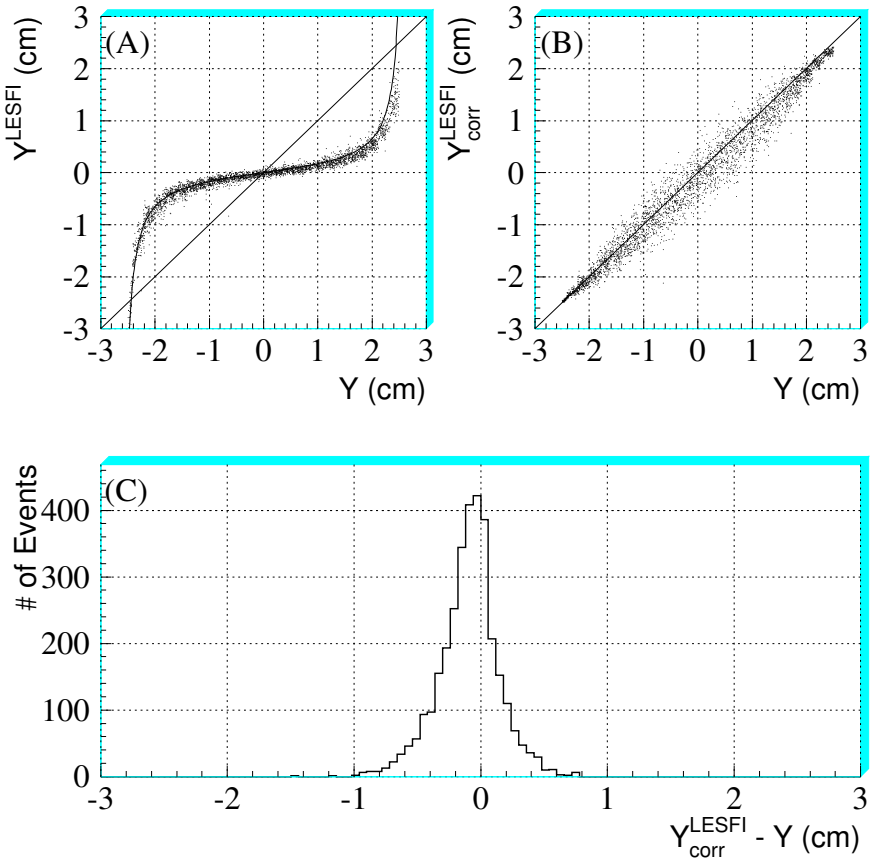


図 27: LESFI で求めた入射位置と本当の入射位置の関係。(A) LESFI で求めた入射位置と本当の入射位置の散布図。(B) 補正後の LESFI で求めた入射位置と本当の入射位置の散布図。(C) 補正後の LESFI で求めた入射位置と本当の入射位置のずれの分布。

の位置分解能を得た。この値をビームテストの結果。

$$\sigma_x = \frac{6.2\ \text{mm}}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + 0.6\ \text{mm}$$

$$\sigma_y = \frac{4.7\ \text{mm}}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + 1.4\ \text{mm}$$

と比べると良く一致している。

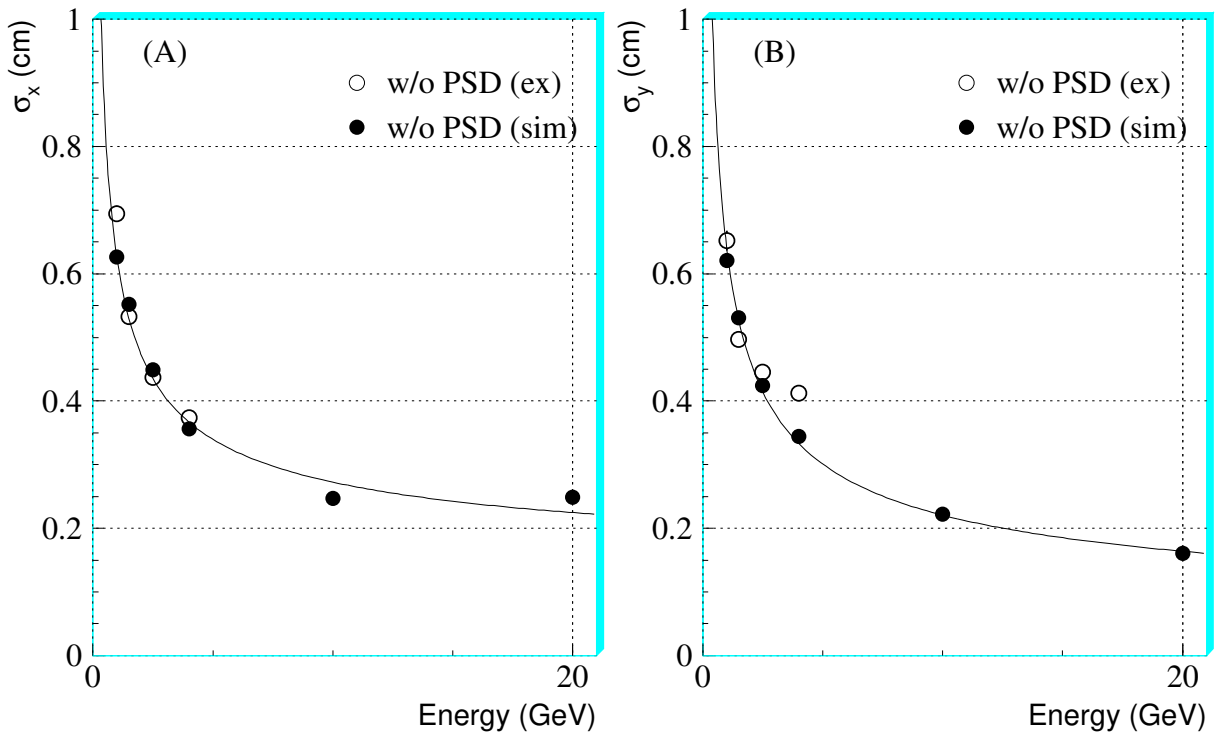


図 28: エネルギーの関数として表した LESFI の位置分解能。(A) は x 座標、(B) は y 座標に対する位置分解能である。図中の実線はシミュレーションによる位置分解能の値をフィットした結果である。

## 4.7 電子パイ粒子分離

今回製作した LESFI のように電子シャワーとハドロンシャワーのを一つのカロリメーターで測定する場合、カロリメーター自身で入射した粒子が電磁シャワーを起こす粒子かハドロン粒子かを判定する必要がある。今は電磁シャワーを起こす粒子として電子、ハドロン粒子として荷電パイ粒子を考える。カロリメーターで電子と荷電パイ粒子を判別するのにはそれらのシャワーの横方向の広がりの違いが良く用いられる。つまり、電磁シャワーは横方向の広がりが小さくハドロ

ンシャワーは大きいのでシャワーの横方向の広がりを数値化しその数値により電子か荷電パイ粒子かを判断するのである。今回はシャワーの横方向の広がりの数値化に以下の二つの式を用いた。

$$C = \frac{\sum_i E_i \quad (i\ ;\ \text{中心の9モジュール})}{\sum_j E_j \quad (j\ ;\ \text{SAND + LESFI})} \tag{4}$$

$$S = \frac{\sum_i D_i^2 E_i}{\sum_i E_i} \tag{5}$$

値 $C$ は全モジュールに残した出力と入射したモジュールを中心とする 9 モジュールの出力の比、値 $S$ はエネルギーの分散で図 29は PSD を設置していないときの 2.5 GeV の電子と荷電パイ粒子の値 $C$ の分布を示したもので、電子の検出効率を決めたときの荷電パイ粒子の排除能を表 6にまとめた。図 30は同じイベントを用いた値 $S$ の分布で排除能を表 7にまとめた。 PSD を設置して

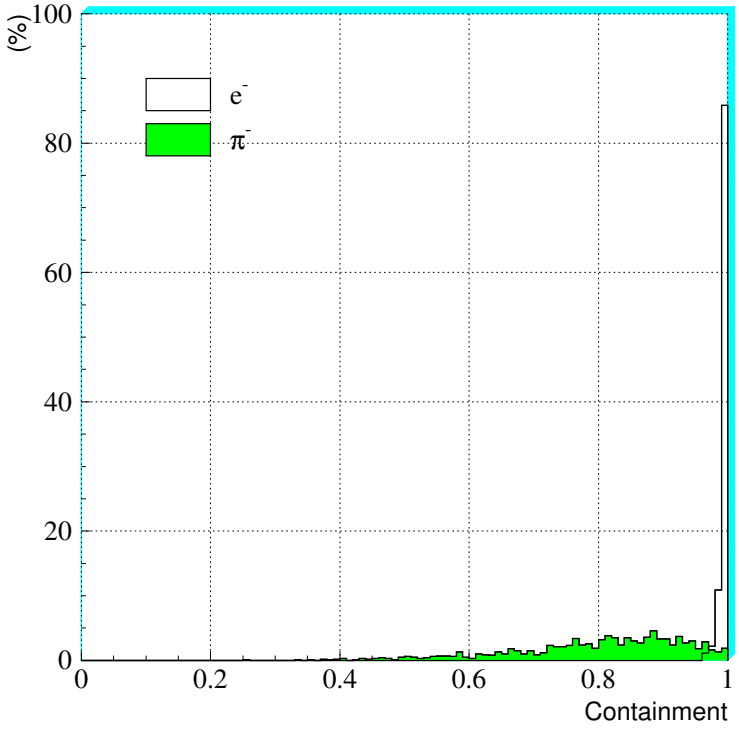


図 29: シミュレーションによる 2.5 GeV 粒子による $C$ 値の分布。 PSD は設置していない。ハッチなしは電子、ハッチは荷電パイ粒子の分布。 $C = 0.984$ でカットすると電子の検出効率 95% でパイ粒子の排除能が 40.0 になる。

いるときは PSD に残される信号の大きさで電子と荷電パイ粒子を区別することができる。荷電パイ粒子は通常物質量の小さい PSD の中では反応しないので mip 相当の信号を残す。一方電子は速やかに電磁シャワーを形成するので mip と比べて大きな信号を残すので信号の大きさの違いで電子と荷電パイ粒子を区別できる。図 31は 2.5 GeV の電子と荷電パイ粒子によるをビームテスト

| 電子の検出効率 | | 90 % | 95 % | 98 % |
|---|---|---|---|---|
| PSD 無し | 実験 | 21.4 | 14.1 | 7.49 |
| | シミュレーション | 47.6 | 40.0 | 24.4 |
| PSD 有り | シミュレーション | 9.77 | 7.33 | 5.09 |

表 6: C 値による電子と荷電パイ粒子の分離

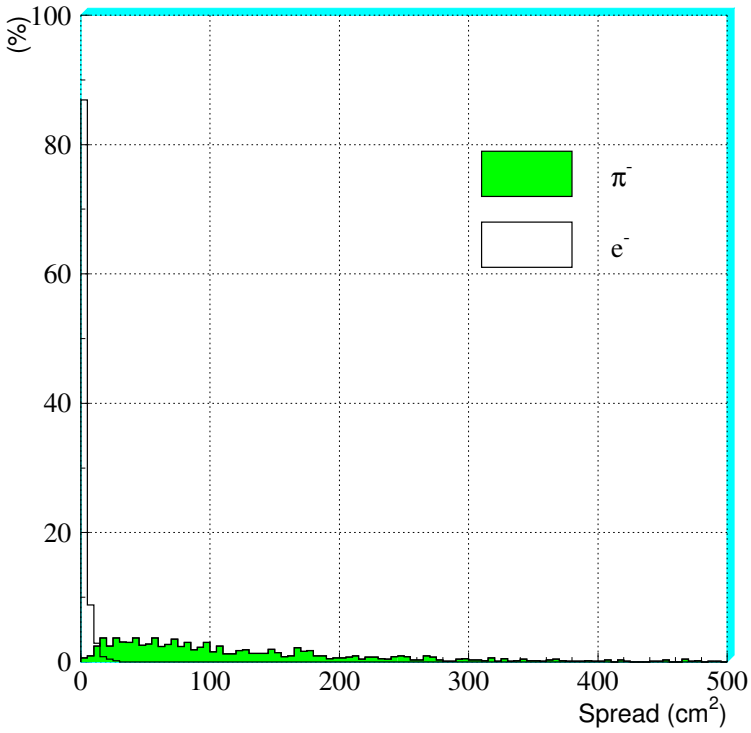


図 30: シミュレーションによる 2.5 GeV の粒子による S 値の分布。PSD は設置していない。ハッチなしは電子、ハッチは荷電パイ粒子の分布。S = 9 でカットすると電子の検出効率 95% でパイ粒子の排除能が 64.7 になる。

| 電子の検出効率 | | 90 % | 95 % | 98 % |
|---|---|---|---|---|
| PSD 無し | 実験 | 24.7 | 15.5 | 9.78 |
| | シミュレーション | 161 | 64.7 | 30.3 |
| PSD 有り | シミュレーション | 9.78 | 5.53 | 3.84 |

表 7: S 値による電子と荷電パイ粒子の分離

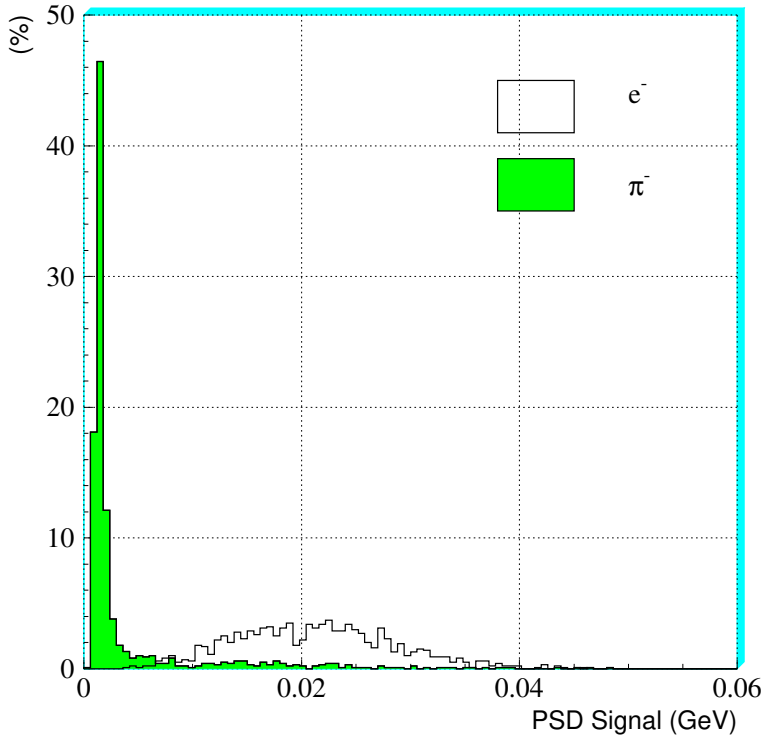


図 31: シミュレーションによる 2.5 GeV の粒子による PSD の出力分布。ハッチは荷電パイ粒子、ハッチ無しは電子。 0.01025 でカットすると電子の検出効率 95% で荷電パイ粒子の排除能が 9.51 となる。

| 電子の検出効率 | 90 % | 95 % | 98 % |
|---|---|---|---|
| 実験 | 10.5 | 9.56 | 7.77 |
| シミュレーション | 10.9 | 9.51 | 8.47 |

表 8: PSD による電子と荷電パイ粒子の分離

とシミュレーションについての出力の分布である。表に電子の検出効率を定めたときの荷電パイ粒子の排除能をまとめた。

$C$ 値と $S$ 値の間には強い相関があるが PSD の信号とは相関が小さいので PSD の信号の大きさと $C$ 値、または $S$ 値との散布図から、適当な領域に入るイベントのみを選ぶことによりさらに効率の良い電子と荷電パイ粒子の判別ができる。図 32は 2.5 GeV の電子と荷電パイ粒子の PSD の信号と $C$ 値の散布図である。図 33は 2.5 GeV の電子と荷電パイ粒子の PSD の信号と $S$ 値の散布図である これらの散布図で図中に示したようなカットを用いると PSD と $C$ 値を使って 95% の

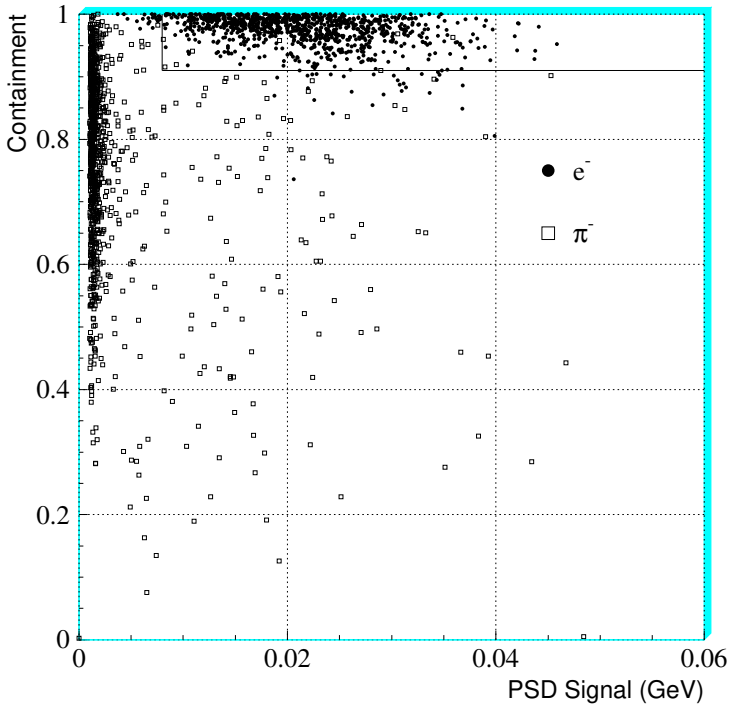


図 32: PSD の出力と C 値の散布図。図中の実線でカットすると電子の検出効率が 95% 、荷電パイ粒子の排除能が 100 である。

電子の検出効率で荷電パイ粒子の排除能は 100.0、 PSD と $S$ 値を使って 95% の電子の検出効率で荷電パイ粒子の排除能は 83.3 を得られた。表 9に結果をまとめた。電子と荷電パイ粒子の分離は $S$ 値で大きく結果が違う以外は良く一致している。 $S$ 値でシミュレーションに比べて実験の結果が悪いのは実験ではノイズなどが原因で入射位置から遠いモジュールに小さな信号があるような場合があるためだと思われる。

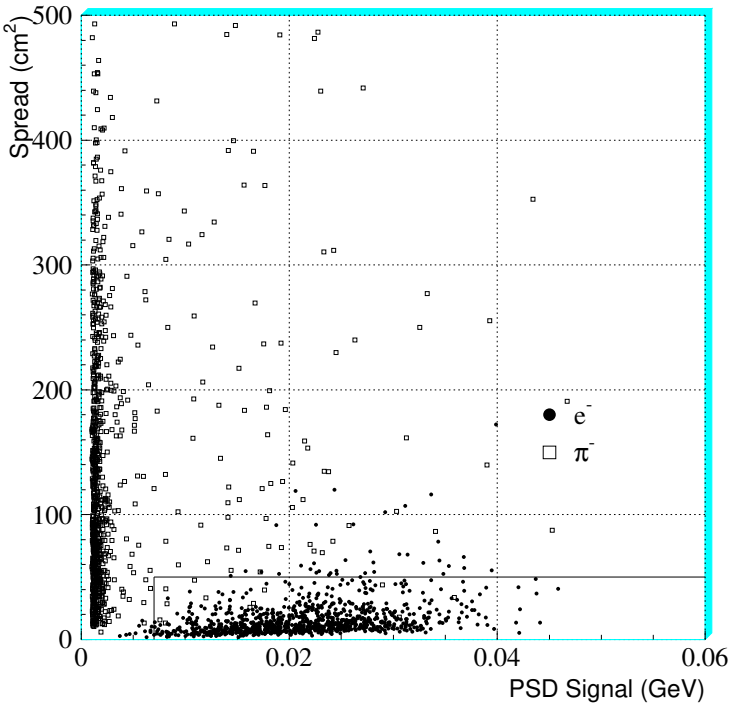


図 33: PSD の出力と S 値の散布図。図中の実線でカットすると電子の検出効率が 95% 、荷電パイ粒子の排除能が 83.3 である。

| 電子の検出効率 | | 90 % | 95 % | 98 % |
|---|---|---|---|---|
| PSD+$C$ | 実験 | 94.3 | 74.1 | 50.6 |
| | シミュレーション | 142.9 | 100.0 | 50.0 |
| PSD+$S$ | 実験 | 94.3 | 79.8 | 61.0 |
| | シミュレーション | 166.7 | 83.3 | 47.6 |

表 9: PSD の出力と C 値および S 値を用いた電子と荷電パイ粒子の分離

# 5　まとめと今後の展望

JLC で用いるカロリメーターを想定して神戸大学で製作した LESFI の性能を評価するためにビームテストとシミュレーションを行なった。私が行なったシミュレーションによれば我々が製作した LESFI はの性能は 1.0 GeV から 20 GeV の領域で PSD を設置した状態で
電子に対して

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{12.1\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} + 1.18\%$$

荷電パイ粒子に対して

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{23.7\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} + 6.86\%$$

のエネルギー分解能、
電子に対して

$$\sigma_x = \frac{5.14\ \mathrm{mm}}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} + 1.10\ \mathrm{mm}$$

$$\sigma_y = \frac{6.13\ \mathrm{mm}}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} + 0.27\ \mathrm{mm}$$

の位置分解能、
PSD と $C$ 値、 $S$ 値を用いて 2.5 GeV の粒子に対して電子の検出効率が 90% のとき

$$\sim 150$$

の荷電パイ粒子の排除能
である。これらの結果は低いエネルギーではビームテストで得られた結果とおおむね一致しており高エネルギーでの LESFI の性能を予想しているものと思われる。これらの結果は荷電パイ粒子に対するエネルギー分解能を除けば JLC 検出器の条件を満たしている。荷電パイ粒子に対するエネルギー分解能が悪いのはカロリメーターモジュールの外部に漏れ出たエネルギーが原因と思われる。

今後の課題は、もっと多数の LESFI を用いた geometry でシミュレーションを実施して、漏れのない状態で荷電パイ粒子のエネルギー分解能をしらべ、次に実際の実験で検出するジェットの不変質量の分解能を評価することである。

# 謝辞

本研究を進めるにあたり、適切な御指導及び御助言を与えて下さいました武田 廣先生、野崎 光昭先生、川越 清以先生に深く感謝致します。また、カロリメーターのシミュレーションプログラムのコーディングの際に数々の助言をいただいた高エネルギー物理学研究所の神前 純一さん、神戸大学情報処理センターの樽磨 和幸さんに深く感謝致します。また、私の研究に対して御協力下さった横山 千秋先生、桑野 満博さん、永井康一さん、田中 秀治さん、石井 恒次さんをはじめとする高エネルギー研究室の皆様、高エネルギー物理学研究所の藤井 芳明さん、栗原 良将さん、杉本 康博さん、松井 隆幸さん、東京都立大学の細田 直康さんを始めとする JLC グループの皆様に深く感謝致します。

# 参考文献


[1] JLC Group, KEK Report 92-16, December, 1992.

[2] 平成5年度科学研究費補助金研究成果報告書, 1994年3月.

[3] F. Richard, ICHEP94, Glasgow, July, 1994.

[4] CDF Collaboration, FERMILAB-PUB-94/116-E, June, 1994.

[5] B. Jacobsen, CERN-PPE/94-97(1994).

[6] S. Kawabata et al., Nucl. Instr. and Meth., A270(1988)11.

[7] T. Kobayashi, UT-ICEPP-91-07, December, 1991.

[8] C. Bebek, Nucl. Instr. and Meth., A265(1988)258.

[9] R. Summer, Nucl. Instr. and Meth., A265(1988)252.

[10] V.A. Kachanov, et al., Proceedings of the Fourth International Conference o
High Energy Physics, Italy, September, 1993.

[11] ZEUS Detector Status Report 1993,
\http://zow00.desy.de:8000/bluebook/bluebook.html".

[12] The RD1 Collaboration, CERN-PPE/93-21, January, 1993.

[13] Report for the ATLAS Calorimeter Review Panel, Augst, 1993.
\http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/CALORIMETER/NOTES/notes.html".

[14] ALEPH in Numbers, March, 1993.
\http://alephwww.cern.ch/ALEPHGENERAL/reports/alephnum/alephnum.html".

[15] R. Wigmans, CERN-PPE/91-205(1991).

[16] R. Wigmans, Nucl. Instr. and Meth., A259(1987)389.

[17] C.W. Fabjan, Experimental Techniques in high energy physics, P.257 Addison-Wes
Co.Inc. ISBN 0-201-11487-9.

[18] H. Hayashii, Proceedings of the Second Workshop on JLC, KEK, September, 1990.

[19] CERN Program Library Long Writeup, W5013, 1993.

# 表一覧


1 均質型カロリメーターの例 . . . . . 16
2 サンプリングカロリメーターの例 . . . . . 17
3 電子に対するエネルギー分解能 . . . . . 34
4 荷電パイ粒子に対するエネルギー分解能 . . . . . 34
5 電子に対する位置分解能 . . . . . 39
6 $C$ 値による電子と荷電パイ粒子の分離 . . . . . 43
7 $S$ 値による電子と荷電パイ粒子の分離 . . . . . 43
8 PSD による電子と荷電パイ粒子の分離 . . . . . 44
9 PSD の出力と $C$ 値および $S$ 値を用いた電子と荷電パイ粒子の分離 . . . . . 46

# 図一覧


1 JLC 加速器の概念図 . . . . . 4
2 JLC のエネルギーでのさまざまな反応の断面積 . . . . . 5
3 ヒッグス粒子の生成過程のファインマン図 . . . . . 7
4 ヒッグス粒子の分岐比 . . . . . 8
5 ヒッグス粒子の事象の例 . . . . . 8
6 トップクォーク反応のファインマン図 . . . . . 10
7 トップクォーク反応の事象の例 . . . . . 10
8 JLC 測定器 . . . . . 12
9 電磁シャワーの発達の様子 . . . . . 15
10 ハドロンシャワーの発達の様子 . . . . . 15
11 鉛とシンチレーターの体積比を変化させたときの $e/h$ の変化 . . . . . 18
12 製作した LESFI . . . . . 22
13 電磁シャワーの横方向の広がり . . . . . 23
14 ビームテストのセットアップ . . . . . 24
15 カロリメーターの配置図 . . . . . 25
16 GEANT で再現したビームテストのセットアップとシャワーの様子 . . . . . 27
17 トリガーシンチレーションカウンターの出力分布 . . . . . 29
18 ガスチェレンコフカウンターの出力分布 . . . . . 30
19 PSD を設置していないときの LESFI の出力分布 . . . . . 31
20 PSD を設置したときの出力分布 . . . . . 32
21 電子に対するエネルギー分解能 . . . . . 33
22 荷電パイ粒子を入射したときの出力分布 . . . . . 35
23 電荷電パイ粒子に対するエネルギー分解能 . . . . . 36
24 さまざまな角度で入射した 2.5 GeV の電子による出力の分布（実験） . . . . . 37
25 さまざまな角度で入射した 20 GeV の電子による出力の分布（シミュレーション） 38
26 入射位置によるカロリメーターの出力の変化 . . . . . 38
27 LESFI で求めた入射位置と本当の入射位置の散布図 . . . . . 40
28 位置分解能 . . . . . 41
29 $C$ 値の分布 . . . . . 42
30 $S$ 値の分布 . . . . . 43
31 PSD の出力分布 . . . . . 44

32　PSD の出力と $C$ 値の散布図 . . . . . 45
33　PSD の出力と $S$ 値の散布図 . . . . . 46