第 2 章

ＪＬＣの測定器

2.1 測定器の概観

電子陽電子衝突過程は全重心系エネルギーが反応の素過程に使用されるために、終状態の識別が容易であり、確実な新粒子探索や精密実験ができるという特徴がある。これに加えて、JLC のエネルギー領域ではジェットのエネルギー集中がますます顕著になり、またカロリメーターのエネルギー分解能も良くなるので、トップ以外のクォークが鋭いジェットとして見えるようになるのみならず、ジェット不変質量法によるゲージボソンやトップクォークの再構成が可能となる。つまり、JLC では、ファイマン図を見るが如く、反応の終状態を基本粒子すなわちレプトン、クォーク、ゲージボソンの単位で捉えることができるようになるのである。これは、全く新しい加速器実験の幕開けである。この特筆すべき可能性を現実のものとし、加速器の潜在能力を 100% 引き出すためには、終状態に生成されるニュートリノを除く全ての粒子を精度よく検出する、高性能の測定器が必要である。

上述の測定器設計理念に鑑み、JLC 測定器の満足すべき基本性能を以下のように設定する。

まず、測定可能な角度領域を、ビームパイプとバックグラウンド対策用のマスキングシステムの設置される前後方領域を除く領域（$|\cos\theta| < 0.98$）とする。高エネルギーになればなるほど、三体以上の終状態の過程が増すこと、および超対称粒子の崩壊などに特徴的な横運動量欠損の測定精度を向上させるために、できるだけ多くの立体角を測定器で覆うことが重要である。これはまた、ニュートリノのような直接検出不能な粒子の運動量の間接測定の可能性を保証することにもなる。

次に、W ボソンと Z ボソンは、主要な崩壊モードであるクォークジェットへの崩壊において識別可能であることを要求する。Z ボソンは W ボソンより 10 GeV 程度重く、それぞれ 2.5 GeV と 2.0 GeV の崩壊巾をもつ。従って、W と Z が 2 ジェット不変質量で分離可能であるためには、その分解能はこれらの崩壊巾と同程度でなければならない。

また、真に終状態を基本粒子単位で再構成しようとするならば、クォークジェットの種類の識別をも目指すべきである。前章で強調したように、特にチャームやボトムクォークジェットの識別は、ヒッグス粒子、トップクォークの再構成において本質的に重要である。

最後に、特に重要な軽いヒッグスの生成過程：$e^+e^- \to ZH$ において、Z 崩壊からのレプトン対（ℓ_1, ℓ_2）を使った質量欠損法[1]によるヒッグス質量の分解能が、ビームエネルギーの拡がりの 200 MeV と同等であることを必要条件とする。前章で述べたように、ヒッグス粒子の質量が Z ボソンの質量とほぼ等しいときには、ジェット不変質量法によるヒッグス粒子探索には、Z ボソン対生成反応からの大きなバックグラウンドがある。しかし、標準模型で期待されるヒッグスの崩壊巾は MeV 程度と非常に小さいため、質量分解能が十分小さければ不定性のないヒッグスの発見が可能となるからである。これはヒッグス粒子の巾が実際小さいことを確認する意味でも重要である。

ところで、JLC では垂直方向にナノメータ（10^{-9} m）水平方向にその約百倍という超偏平ビーム同士を衝突させるため、以前のリング状のコライダーではなかった問題が生じる。すなわち、ビームストラールングにより生じるバックグラウンドと衝突ビームエネルギーが不定になるという問題である。そのために、衝突点回りの設計においては、測定器をバックグラウンドから守るための最新の注意を払わなくてはならないし、ルミノシティー測定の新しい

[1] 質量欠損法とは、初期状態の重心エネルギー（E_{CM}）が良く分かっているとき、終状態 2 体のうちの一方（今の場合 Z ボソン）のエネルギーや運動量（E_Z, p_Z）から、他方（ヒッグス粒子）の質量（M_h）をエネルギー運動量保存則より計算する方法である。すなわち、$M_h^2 = (E_{CM} - E_Z)^2 - p_Z^2$、ここで、$\vec{p}_z = \vec{p}_{\ell_1} + \vec{p}_{\ell_2}$ である。

方法の確立も必要である。

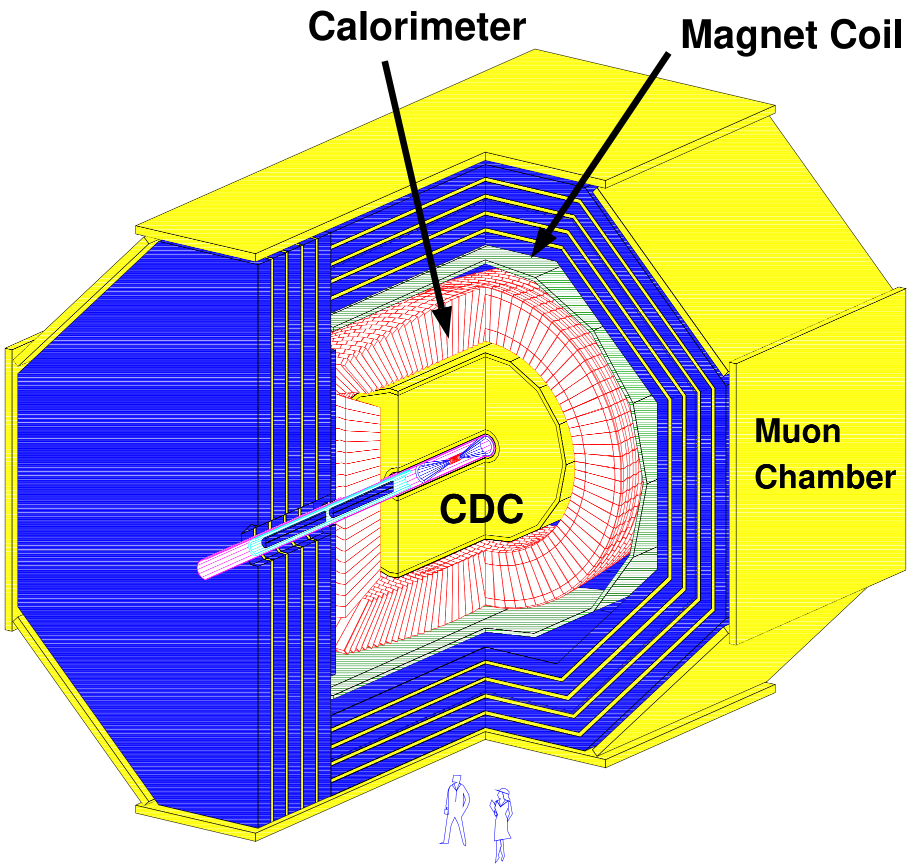


図 2.1: JLC 測定器の概念図

このような要求を考慮して、JLC 測定器 [1] が提案された。図 2.1に JLC 測定器の 3 次元の概念図、図 2.2にその断面を示す。また、測定器の諸性能を表 2.1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。ミュー粒子検出器を除き、カロリメーターを含むすべての検出器は、超伝導電磁石で作られる 2 テスラのソレノイド磁場中に設置されている。このことは、カロリメーターのエネルギー分解能を上げ、できるだけ穴（すなわち測定器の不感領域）のない測定器を達成するのに必要である。

以下では、JLC 測定器の現在までの開発状況を詳しく報告する。

2.2 バーテックス測定器

2.2.1 概要

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。そうして得られた飛跡の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 (タグする) ことができる。JLC においては軽いヒッグス粒子とトップクォークは最も重要な物理の研究の対象であるが、どちらの粒子も主として b クォークに崩壊するため、バーテックス測定器による b クォークジェットのタグはバックグラウンドから本物のイベントを選び出す際に決定的に重要な役割を果たす。従ってバーテックス測定器には b クォークジェットのタグ効率を高く、かつ u、d、s などの軽いクォークを効率良く排除できるだけの高い空間分解能が要求される。

荷電粒子の運動量の測定においてもバーテックス測定器は重要な働きをする。中央飛跡測定器 (CDC) に比べてバーテックス測定器ははるかに高い空間分解能を持っているため、CDC 単独で運動量を測定した場合に比べて、バーテックス測定器からの情報を加えた場合には、約 2 倍の運動量分解能を得ることができる。

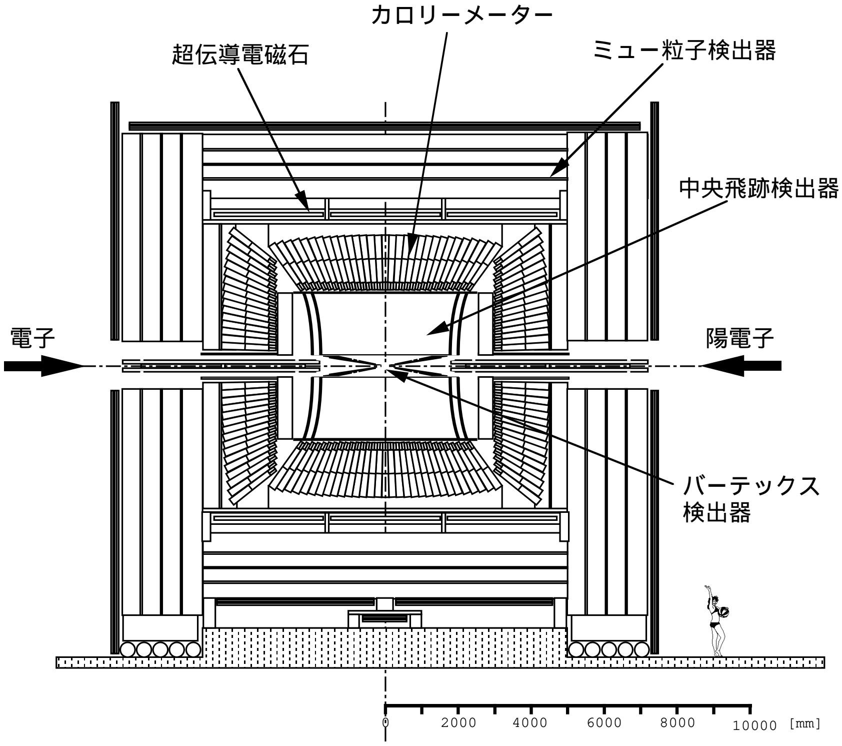


図 2.2: JLC 測定器の断面図

DETECTOR	TYPE	CONFIGURATION	PERFORMANCE
VTX (Vertex Detector)	Silicon CCD	Pixel Size ; 25 μm Number of Layers ; 2 layers Layer Position ; r=2.5cm & 7.5cm Thickness ; 500 μm / layer $\|\cos\theta\| < 0.95$	Position Resolution ; σ = 7.2 μm Impact Parameter Resolution δ [μm]; $\delta^2 = 11.4^2 + (28.8/p)^2 / \sin^3\theta$
CDC (Central Drift Chamber)	Small-cell Jet Chamber	Radius ; r = 0.3 - 2.3 m Length ; l = 4.6 m Number of Sampling = 100 $\|\cos\theta\| < 0.70$ (full sampling) $\|\cos\theta\| < 0.95$ (20 samplings)	Position Resolution ; σ_x = 100 μm (/ axial wire) σ_z = 2 mm (/ stereo wire) Momentum Resolution ; $\sigma_{Pt} / Pt = 1.1\text{x}10^{-4} Pt \oplus 0.1\%$ $\sigma_{Pt} / Pt = 5\ \text{x}10^{-5} Pt \oplus 0.1\%$ (with vertex constraint)
CAL	Lead + Plastic Scintillator Sandwitch (Compensated)	EM part ; thickness = 29 Xo cell size = 10cm x 10cm HAD part ; thickness = 5.6 λo cell size = 20cm x 20cm Si Pad ; pad size = 1cm x 1cm $\|\cos\theta\| < 0.99$	Energy Resolution ; $\sigma_E / \sqrt{E} = 15\% / \sqrt{E} \oplus 1\%$ (e & γ) $\sigma_E / \sqrt{E} = 40\% / \sqrt{E} \oplus 2\%$ (hadron) Si Pad Position Resolution ; σ = 3 mm Si Pad e/π Rejection = 1/50
MUON	Single Cell Drift Chamber	Number of Superlayers ; 6 $\|\cos\theta\| < 0.99$	Position Resolution ; σ = 500 μm Pt > 3.5 GeV (barrel)

* All momentum and energy are expressed in [GeV].

表 2.1: JLC 測定器の諸性能

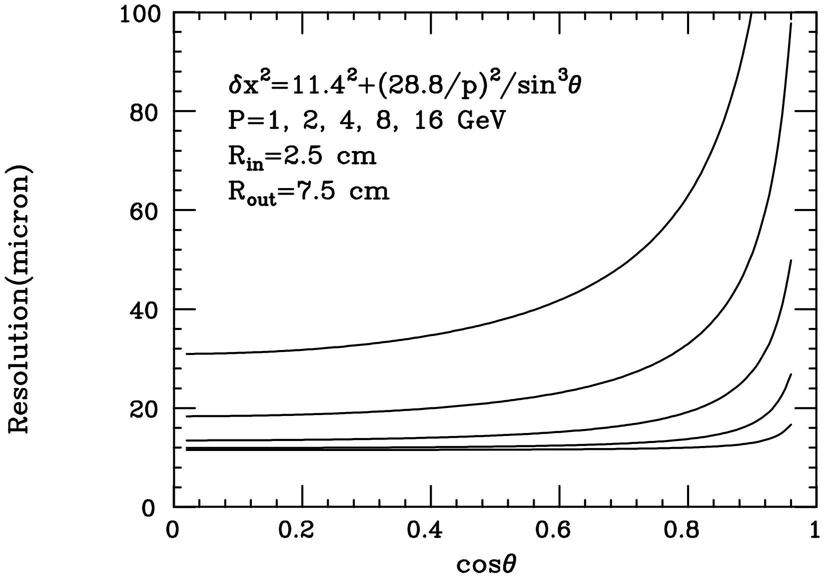


図 2.3: 運動量と角度の関数としてのインパクト・パラメータ分解能

JLC における実験では、重心系のエネルギーが高いために、ジェットは強くコリメートされる。そのため衝突点の近くに置かれているバーテックス測定器では測定される粒子の密度が非常に高い。このような状況ではシリコンストリップディテクター (SSD) のような、基本的に 1 次元の検出器を向きを変えて組み合わせることによって多数の粒子の 2 次元平面内での通過位置を求めることは不可能である。さらに、バーテックス測定器の最も内側 ($r \sim 2$ cm) においては、ビーム - ビーム相互作用によって生じる低エネルギーの電子 / 陽電子のバックグラウンドによるヒットが 1 回のビームトレインの衝突当り約 100/cm^2 もあるので、 SSD を使った場合にはほとんどすべてのストリップがヒットしてしまう。これらの理由から、JLC のバーテックス測定器には SSD ではなく、ピクセル型の電荷結合素子 (CCD) が用いられる。 JLC におけるバーテックス測定器は衝突点のまわりを同心円筒状にかこむ 2 層の CCD 素子からなる。この CCD を円筒型に 2 層ならべた時のインパクトパラメータ分解能 σ_b は

$$\sigma_b = \frac{\sigma r_{out}}{r_{out}-r_{in}} \oplus \frac{\sigma r_{in}}{r_{out}-r_{in}} \oplus \frac{0.014 r_{in}}{p\beta}\sqrt{\frac{X_r}{\sin^3\theta}}$$

と書ける。ここで σ はピクセルサイズで決まる位置分解能、 r_{in}、 r_{out} はそれぞれ内層および外層の半径、 X_r は放射長で測った内層の厚さ、 p は粒子の運動量 (GeV)、 θ は粒子の角度である。はじめの 2 項は測定誤差によるもので、最後の項は内層での多重散乱によるものである。この式から、分解能を良くするには r_{in} を出来るだけ小さく、 r_{out} を出来るだけ大きくとるのが良いことが分かるが、 r_{in} をあまり小さくするとバックグラウンドが増える事、 r_{out} をあまり大きくとるとコストが飛躍的に増える事などの制約がある。このような条件を考慮し、 r_{in}=2.5cm、 r_{out}=7.5cm と設定した。また z 軸方向の長さは $|\cos\theta| < 0.95$ を覆うものとした。 CCD のピクセルサイズは 25 μm 角程度であり、内層の物質量としては 500 μm のベリリウムのビームパイプおよび 500 μm のシリコンを考慮する。これらのパラメータを用いると、期待されるインパクトパラメータ分解能は

$$\sigma_b = 11.4\ \mu\mathrm{m} \oplus \frac{28.8\ \mu\mathrm{m}}{p\beta\sin^{3/2}\theta}$$

となる。 σ_b は図 2.3に示すように、ほとんどの領域で 20μm 以下となる。

2.2.2 暗電流と放射線耐性

今までに高エネルギー物理学の実験で CCD をバーテックス検出器に使用した例は SLAC の SLD 実験があるが、SLD では CCD を $-80°$C 程度まで冷却して使っている [2, 3]。一方我々は CCD を常温近く（ 0°C 付近）で使うこと

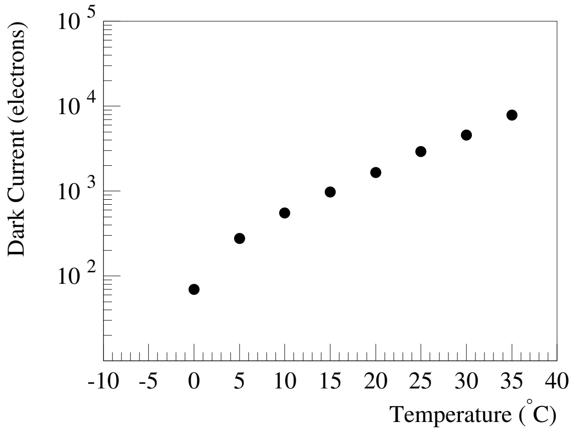


図 2.4: 暗電流と温度の関係。読み出し時間は 1 秒。

を目指して R&D を進めている。その理由は、冷却用の構造物が荷電粒子の多重散乱の原因となったり、ビームモニター系と干渉することを避けるためと、冷却による熱収縮にともなうトラブルを避けるためである。

しかし 0°C という、比較的高い温度で使用することにより、次のような別の問題が生じる可能性がある。

- 暗電流の増加により熱雑音が増え、 S/N 比が悪化する。
- 放射線損傷の影響は温度に依存するが、 0°C 付近で実用に耐えられるだけの放射線耐性を持つかどうかは自明ではない。

これらの問題を解決することが当面の R&D の目標である。

暗電流

CCD の暗電流を抑える方法として、最近、 Multi Pinned Phase (MPP) モードと呼ばれるバイアス電圧のかけかたが開発された。この方法を用いることによって従来の方法に比べて暗電流を一桁以上小さくすることができるようになった。浜松ホトニクスの CCD、 S5466(512×512 ピクセル、ピクセルサイズ 24 μm 角) を MPP モードで動作させたときの暗電流の温度依存性を測定した結果を図 2.4に示す。この図からわかるように、 MPP モードでは 1 秒の読み出し時間の間に蓄積される暗電流は 5°C において約 300 電子である。熱雑音は蓄積される暗電流の統計的ゆらぎであるから $\sqrt{300}$ となり、この値は荷電粒子に対する信号の大きさ、約 2000 電子 (25 μm 程度の有感層の厚さを仮定) に比べると実用上問題のない程度の大きさである。

さらに CCD の熱雑音を抑えるためには暗電流の蓄積される時間を短くすればよい。すなわち高速の読みだしを行なえばよい。暗電流の読みだし時間依存性の測定結果が図 2.5である。暗電流が読みだし時間に比例していることがわかる。この図からわかるように、読みだし時間を 25 m 秒程度まで速くすることができれば、 5°C において暗電流を 10 電子以下にまで抑えることができる。この数は荷電粒子からの信号の約 2000 電子に比べて無視しうるほど小さい。また、読み出し時間が 250 m 秒であっても、暗電流は 100 電子以下であり、熱雑音は暗電流の平方根で与えられるので 10 電子以下であり、やはり無視しうるが、これだけ長い読み出し時間が実際の JLC での実験において許されるかどうかは自明ではない。

以上に述べてきたように、これまでの R&D によって、熱雑音に関して言えば、 CCD を室温に近い温度で使用することには大きな問題のないことが明らかにされた [4]。

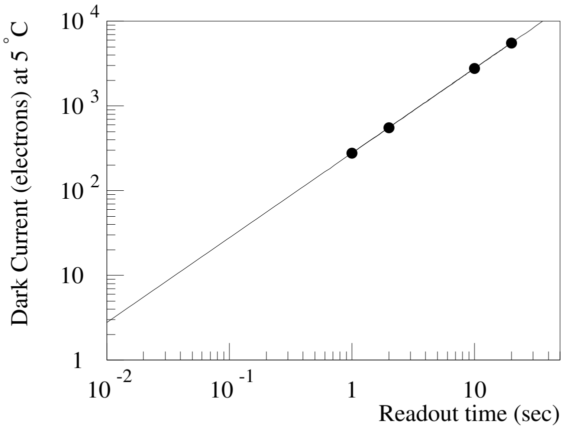


図 2.5: 動作温度 $5°\mathrm{C}$ における暗電流と読み出し時間の関係。

放射線耐性

CCD を常温近くで使用する際の、もう一つの問題は放射線被爆に対する耐性である。すでに述べたように、JLC においてはビーム - ビーム相互作用によって低エネルギーの電子および陽電子のバックグラウンドが大量に生じる。測定器内にはビーム軸と平行に磁場がかかっているために、これらの低エネルギー電子 / 陽電子は磁場に巻き付くような格好になってビーム軸から離れた所へは達しないが、バーテックス測定器の最内層のようなビーム軸に近い所ではその強度が $10^4/\mathrm{cm}^2\mathrm{sec}$ にも達する。このようなバックグラウンドを 10 年間浴び続けたとすると、その被爆量は約 100 krad に達する。

CCD の放射線被爆による損傷の影響は主として電荷の転送効率 (CTE) の低下としてあらわれる。これは放射線によってシリコンのバルク中に作られた格子欠陥がトラップレベルを形成し、それによって転送途中の信号電荷の一部が捕獲されてしまうことによる。CTE の低下は信号電荷の損失をもたらし、S/N 比を低下させる。例えば 512×512 ピクセルの CCD の場合、出力端から最も離れたピクセルは 1024 回の転送の後に出力となってあらわれるので、1 回の CTE が 99.9% でも 1024 回の転送の後には元の電荷は 35.9% にまで減ってしまう。

放射線によってシリコン中に形成されるトラップレベルについては数多くの報告があり、CCD の電荷の転送の行われる n 型シリコンに関しては、0.17 eV と 0.42 eV のレベルが特に顕著であることがわかっている [5, 6]。このようなレベルが存在するときの CTE を簡単なモデルに基づいてシミュレートした結果が図 2.6である。電荷転送損失 ($\mathrm{CTI} = 1 - \mathrm{CTE}$) がこの図に見られるようにピークを作るのは以下の理由による。トラップに捕獲された電子はある時定数 τ_e でもって再び伝導帯に熱励起される。この時定数は $\tau_e \propto \exp(\Delta E_t/kT)$ という温度依存性を持っている。ここで ΔE_t はトラップレベルのエネルギー準位、k はボルツマン定数、T は絶対温度である。したがって温度が高いほどこの時定数は短くなる。ある与えられたエネルギー準位に対して、温度が十分高ければ τ_e が CCD のクロックのパルス幅よりずっと短くなり、捕獲された電子はもとの状態に熱励起でもどるために CTI は小さくなる。一方、温度が十分低ければ、一度トラップに落ち込んだ電子はいつまでたってもそこから出られなくなり、そのうち、ほとんどのトラップが埋め尽くされてしまって、新たな捕獲が起らなくなり、ここでもまた CTI は小さくなる。結局 CTI はある温度に最大値をもったピークを作ることになる。

図 2.6から次のようなことがわかる：1) 読み出し周波数が高いほど CTI のピークの高さが低くなる；2) 暗電流が多いほどピークの低温側の CTI が小さくなる。これらの理由は次のように説明できる。読み出し周波数が高くなって、クロックのパルス幅がトラップによる電子の捕獲の時定数 τ_c よりも短くなると、電子を捕獲できないトラップが多くなってきて、CTI が小さくなる。この様子は図 2.7を見れば明らかである。読み出し周波数が 1 MHz 以上になると CTI は周波数に反比例して小さくなっている。また、暗電流が多いと、温度が低い場合には、暗電流の電子によっ

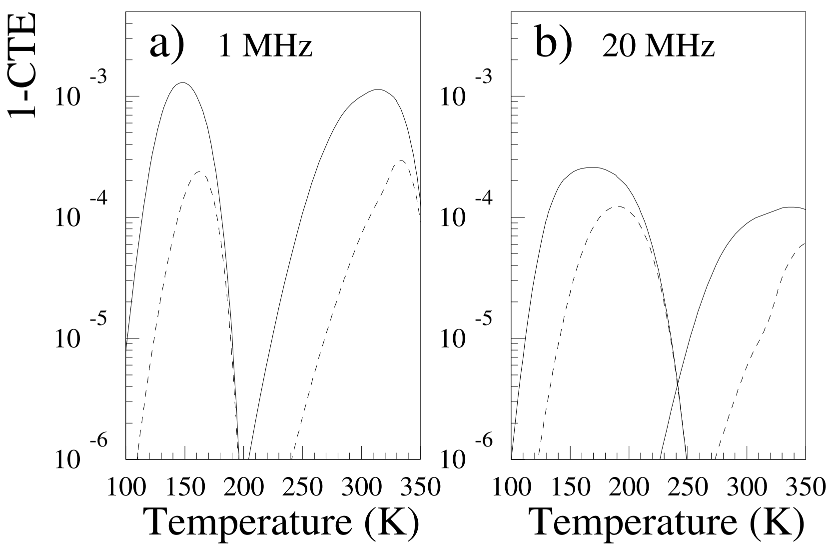


図 2.6: 読み出し周波数が a)1 MHz、および b)20 MHz の場合における、電荷転送損失 ($= 1 - \mathrm{CTE}$) の温度依存性のシミュレーション。実線は暗電流がピクセル当り 10 電子の場合、破線は暗電流がピクセル当り 400 電子の場合をあらわす。左のピークが 0.17 eV、右のピークが 0.42 eV のトラップレベルに起因する。その他のパラメータとしては、信号電荷を 1000 電子、トラップ密度を $1 \times 10^{11}/\mathrm{cm}^3$ と仮定した。

て埋められたままのトラップが増えて、信号の電子を捕獲できるトラップが減ってしまい CTI を小さくすることになる。

シミュレーションの結果からは、読み出し周波数を 20 MHz にして暗電流が数百電子あれば、 CTI の増加をかなり抑えることができると予想される。暗電流が 400 電子あってもそれによる熱雑音は 20 電子であり許容範囲内である。しかし読み出し周波数が高いと CTI を抑えるのに十分な暗電流が蓄積されないと考えられる。その場合には外部から電気的に電荷を注入する。この方法は Fat Zero と呼ばれている。

2.2.3 今後の課題

これまでの R&D によって、 CCD を JLC のバーテックス測定器に使える見通しがついてきたが、今後、さらに R&D を進めていく必要があることは言うまでもない。

まず、高速読み出しのできる CCD 素子ならびに読み出し／駆動回路を実際に開発し、ノイズを十分低く抑えることができることを実証しなければならない。読み出し速度を速くすれば熱雑音が減ることは疑いないと思われるが、そのかわり、暗電流とは別の原因である、読み出しノイズが増加することが知られている。この増加を最小限に抑えるような読み出し回路の開発が必要である。

放射線耐性に関しては、いまだにシミュレーションの段階である。現実の CCD 素子がシミュレーションで示されたような振る舞いを示すかどうかの実験を行なうことは最も重要な R&D 項目である。

一方、 JLC での物理の検討を行うためのシミュレーションでは、現在のところ、完全な円筒形状を用い検出効率も 100% が仮定されている。今後は、 CCD 素子の配置方法の最適化などの現実的なバーテックス測定器の設計や、実際の配置にもとづく測定器シミュレーターへの組み込みをしなければならない。

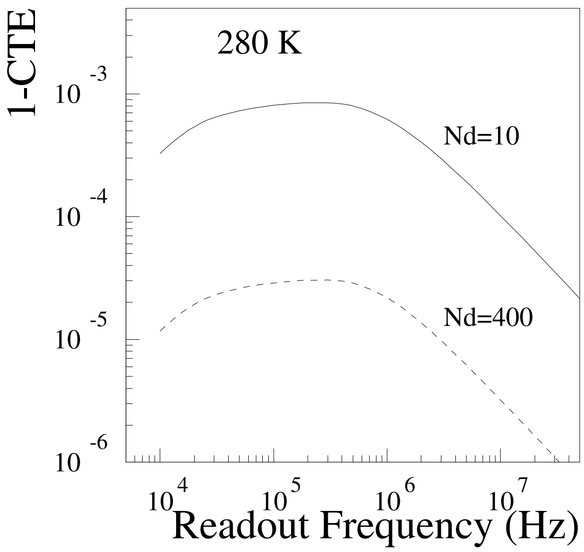


図 2.7: 温度が 280°K における電荷転送損失の読み出し周波数依存性。暗電流がピクセル当り 10 電子の場合を実線で、400 電子の場合を破線で示す。

2.3 中央飛跡検出器

2.3.1 概要

節 1.2で述べられているように、 $e^+e^- \to ZH$ 過程の測定では、 Z のレプトン対崩壊に対する質量欠損法が重要である。質量欠損法によるヒッグス質量の測定では、中央飛跡検出器 (CDC) が中心的役割を果たす。ヒッグス質量の分解能 ΔM_h はレプトンの運動量分解能 ΔP_ℓ に比例し、 $\Delta M_h \simeq 2P_\ell/M_h \cdot \Delta P_\ell$ と表すことができる。 M_h =100 GeV に対する ΔM_h =200 MeV の要求は、 $P_\ell \simeq$50 GeV であるので、 ΔP_ℓ =200 MeV すなわち 50 GeV に対して 0.4% の運動量分解能が必要となる。これを 2 テスラのソレノイド磁場中、測定点あたりの空間分解能 100μm の検出器で実現しようとすると、 2 m にわたって 100 点の測定が必要である。約半径 30 cm までは最終収束電磁石のための支持円筒が占めるので、測定点としては半径 30 cm から 230 cm までとなる。そこで、ビーム軸から計って 45 度以上に対して 100 点の測定を保証しようとすると飛跡検出器の長さは 4.6 m になる。

さらに、ジェット不変質量法による基本粒子の質量分解能を向上させるためには、荷電粒子の飛跡とカロリーメータのクラスターを対応させる必要があるので、ステレオワイヤーを用いたビーム軸方向 (z) の位置分解能として $\sigma_z \lesssim 1$ mm が不可欠である。また、ジェット中の荷電粒子に対する高精度な運動量測定を実現するには、 1 mm 程度まで近接する飛跡を独立に測定できなくてはならない。

以上の考察に基づいて、小型ジェットセル構造を持った円筒型ドリフトチェンバーが第一候補として選択された。また、チェンバーガスとしては、荷電粒子の通過でできた電離電子が拡散することによる位置分解能の劣化の少ない、炭酸ガスを主成分とするチェンバーガスを使用する。

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。電離電子の移動（ドリフト）速度は約 10μm/nsec なので、各点あたり空間分解能 100μm の要求は、時間分解能に換算すれば 10 nsec に対応する。従って、 1 粒子の当たり 10 nsec$/\sqrt{100\text{測定点}}$ = 1 nsec の時間分解能を持つことになる。 JLC では 150Hz の 1 パルス中に 1.4 nsec 間隔で 85 ビームバンチが衝突するが、これらの中には、本物の信号事象の他に後節で述べるビーム・ビーム相互作用によるバックグラウンド事象が起こりうる。 CDC を使えば粒子毎に発生したビームバンチを同定できるので、ビーム・ビーム相互作用によるバックグラウンド事象が同じバンチ

の衝突で起こらない限り、このバックグラウンドから来る荷電粒子の飛跡を取り除くことができる。

図 2.8: 4.6 m CDC テストチェンバーとワイヤー位置測定装置

さて、上記の設計条件を満足するような大型中央飛跡検出器の建設においては、如何にして検出器の各構成要素、とりわけ測定点の空間基準となる 4.6 m という非常に長いワイヤーを、精度よく設置するかが問題となる。重力および静電気力によるワイヤーのたわみ (サグ) のため、 4.6 m という大きなチェンバーで 100 μm/ ワイヤーというような分解能を出すのは容易なことではない。

そこで、まず第一に重力および静電気力のもとでのワイヤーの位置を可能な限り正確に知る必要がでてくる。とくに、あらかじめ測定されたワイヤーの張力、その線密度、チェンバーの端板の穴位置、および印加電圧から、高電圧引加後のワイヤー位置を予測できるかどうかが鍵となる。第二にワイヤー位置が正確に分かっていれば、大きなサグがあっても、目標とする 100 μm/ ワイヤーが達成できることを示す必要もある。

これら 2 点を重点項目として、現在 JLC のための CDC 開発研究が進められている。具体的には、まず 4.6m のテストチェンバーを試作し、そのワイヤーテンション、重力、静電サグの測定を行い、理論的予言との比較を行うこと、また、このテストチェンバーの宇宙線テストを行い位置分解能などの基本性能を調べることが、この研究開発の骨子である。

以下では、主として項目一につきその概要を述べる。現在進行中の宇宙線テストについては、その途中間結果を報告する。

2.3.2 テストチェンバーの構成

先に述べたような要求を満たすため、図 2.9-(a) に示すような小ジェットタイプのセルを考案した。もし全てのワイヤーが同じ重力サグを持つとするならば、チェンバー各部における局所的な電場は、重力サグが存在しないものとして容易に近似計算することができる [7]。一つのセルには 1 cm 間隔で 5 本のセンスワイヤーがあり、 2.5 kV の電圧が印加されている。各センスワイヤーの回りには、これらのセンスワイヤーが作る平面上にグランドワイヤー ($G1$ から $G6$) があり、グランドワイヤーと 5 mm の間隔を開けて -0.5 kV に印加されたグリッドワイヤー ($GL1$ から $GL6$ と $GR1$ から $GR6$) が配置されている。また、センスワイヤー平面の両端には 2.15 kV に印加された 2 本のダミーセンスワイヤー ($D1$ と $D2$) を配置し、上端、および下端のセンスワイヤー ($S1$ と $S5$) を安定させている。 10 本のフィールドワイヤー ($F1$ から $F10$) は一様ドリフト電場を形成し、ドリフト距離は最大で 5 cm となっている。これらのフィールドワイヤーには、セルの中心から左右の端まで -0.5 kV から -4.6 kV まで順次位置に比例した電圧が印加されている。　各ワイヤーの直径は、センスワイヤーが 30 μm で、それ以外は 125 μm となっている。ワイヤー素材は、センスワイヤーが金メッキタングステン製で、その他のワイヤーは金メッキアルミニウム製である。これは、軽いアルミニウムを使用すでワイヤー張力を小さくし、チェンバー端板を薄くすることによって、端部カロリーメータの分解能の劣化を低減するためである。また、各ワイヤー電圧は、静電気力を最小にし、適当なガス増幅度を保てる範囲内で、可能な限りドリフト電場が一様となるように設定されている。図 2.9-(b) は、ドリフトチェンバーのシミュレーションプログラム GARFIELD [8] を用いて電離電子のドリフト線を計算した結果である。我々のテストチェンバーには、このような構造のセルが 7 個ある。図 2.10 にそのセルの配置を示す。

今後、特に断らない限り、我々が扱うワイヤーは全て中心セル ($C4$) のものとする。ワイヤーを張る前に, 2 枚のエンドプレートの穴あけ精度を調べた。その結果、 2 枚のエンドプレートは、ワイヤーを通す穴の設計とのずれは平

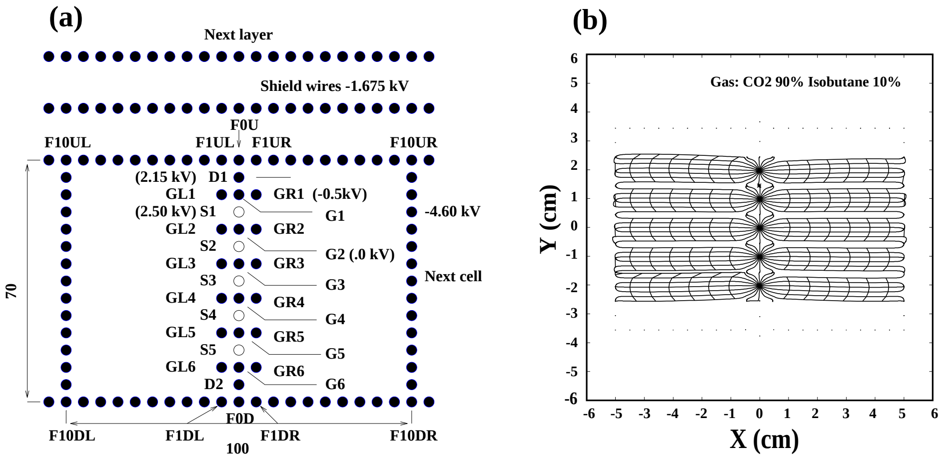


図 2.9: (a) 小ジェット型のセル構造と (b) そのドリフトラ線。

均で 8.2 μm 以下である事を確認した。

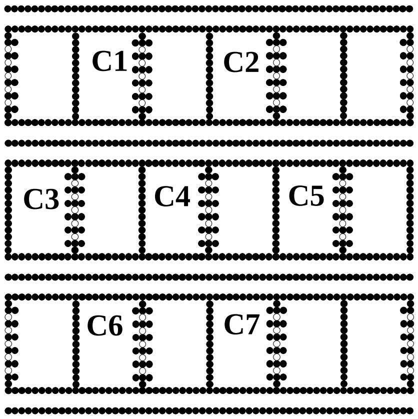


図 2.10: 4.6 m テストチェンバーにおけるセルの配置

2.3.3 ワイヤーサグの計算

ドリフトチェンバー内のワイヤー位置は、重力、静電気力と、ワイヤー張力による復元力とのつり合いで決まっている。このワイヤーの平衡位置における力の関係式は、以下のようになる。

$$T \cdot \frac{d^2\vec{\delta}}{dz^2} = \vec{F_e} + \vec{F_g}, \tag{2.1}$$

ここで、 T はワイヤー張力、 $\vec{\delta}(z) = \vec{\delta_g} + \vec{\delta_e}$ はワイヤーに垂直方向の変位、 z はワイヤー方向の座標を示す。また、 $\vec{F_e}$ と $\vec{F_g}$ はそれぞれワイヤーにかかる静電気力、重力を表す。この式の線形性のおかげで、重力による作用と静電気力による作用を独立して考えることができる。まず、重力サグは

$$T \cdot \frac{d^2\vec{\delta_g}}{dz^2} = \vec{F_g} = \rho \cdot \vec{g}, \tag{2.2}$$

の様に表される。ここで、 ρ はワイヤーの線密度を、 g は重力加速度を表す。この方程式の解は、

$$\vec{\delta_g}(z) = \frac{1}{2} \cdot \frac{\rho \cdot \vec{g}}{T} \cdot z\,(z - L),$$

となる。ただし、 L はワイヤーの長さ (L=4.6m) をである。これにより、サグの最大値は $z = L/2$ の時に与えられ、

$$Y \equiv |\vec{\delta_g}(L/2)| = \frac{L^2}{8} \cdot \left(\frac{\rho \cdot g}{T}\right)。 \tag{2.3}$$

よって、重力サグを計算するためには、線密度とワイヤー張力を測ってやればよい。式 (2.3) より、重力サグを小さくするためには、密度の小さい素材を、強い張力で張るのが良い事が分かる。しかし、気を付けなくてはならないのは、 Y はワイヤーの長さの 2 乗で増えるため、長いワイヤーを持った大きなドリフトチェンバーにおいては、重力サグの大きさは常に問題となることである。一方、静電サグを表す関係式は以下のようになる。

$$T \cdot \frac{d^2\vec{\delta_e}}{dz^2} = \vec{F_e} = q\vec{E}, \tag{2.4}$$

ここで、 q と $\vec{E}$ は、それぞれ単位長さあたりの電荷の量と他のワイヤーによって作られた電場を表す。これより、 $\vec{E}$ の z 方向の成分を無視することによって得られる近似解は

$$\begin{pmatrix} \Delta X \\ \Delta Y \end{pmatrix} = \vec{\delta_e}(L/2) = \frac{L^2}{8} \cdot \frac{q}{T} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \tag{2.5}$$

となる。ここで、変位および電場の X, Y 成分を各々 $(\Delta X, \Delta Y), (E_x, E_y)$ とした。この式は、基本的には (2.3) の式と同じ形をとり、やはり、低い電荷と低い電場、言い換えるなら低い印加電圧、にする方がよい。さらに、ワイヤーの張力に加え、この公式には、ワイヤーの配置（セルの構造）と印加電圧によって決まる q と $\vec{E}$ が必要になってくる。もし、この式 (2.5) によって与えられる変位が非常に大きいようなら、ワイヤーが元の位置にある時の電場の形から大いにはずれるため、ワイヤー変位後の電場を再評価し、サグの再計算をする必要がでてくる。もし必要なら、この変位が収束するまで、これを繰り返さなくてはならない。

我々は、このために繰り返しサグを計算するプログラムを開発し、セル構造、ワイヤーテンション、そして、各々のワイヤーに印加された電圧からワイヤーの変位を予測出来るようになった。この予測を確かめるために、ワイヤーテンションとワイヤーの位置を正確に測定した。

2.3.4 ワイヤーテンションの測定

我々は、磁場を用いてワイヤーの共振周波数で振動させて、以下の関係式を用いてワイヤー張力 T を決定した [9]。

$$T = 4\rho \cdot L^2 \cdot f^2, \tag{2.6}$$

ここで、 f は基本共振周波数を表す。我々の張力測定法を 図 2.11-(a) に示す。まず、ワイヤーに対して垂直に磁場をかけた状態 (B $\simeq$30Gauss) で、ワイヤーに交流電流を流す。すると、ワイヤーに働くローレンツ力によりワイヤー自身に振動が生じる。これにより、 ファラデーの電磁誘導則による誘導起電力が発生し、電流を変調する。そこで周波数を掃引してこの変調を検出することにより、共振周波数を求めることが出来る。一般的なアルミニウムのフィールドワイヤーにおける電流と周波数の関係を図 2.11-(b) に示す。

のこぎり刃状の波形が基本共振周波数とその高調波に対応している。共振周波数は、この波形を滑らかにフィットすることによって決められ、それに対応した張力は、式 (2.6) を使うことによって計算できる。これによって得られた結果をフィールド、センス各々のワイヤーについて図 2.12-(a) と (b) にワイヤーを張った日からの時間の関数として示す。 このグラフから、金メッキタングステン製のセンスワイヤーでは 1 ヶ月程度で張力低下がおさまっているが、金メッキアルミニウム製のフィールドワイヤーでは約 2 年後でも 1 年間に 10% の割合で張力がが落ち続けているのが分かる。これは、チェンバーのセル構造が時間とともに変わることを意味する根本的な問題である。今後の開発研究の最重点項目として、より良いワイヤー素材の検討が必要である。

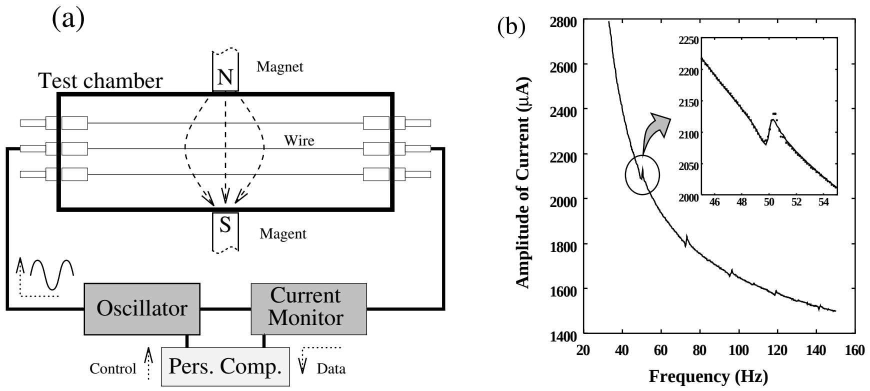


図 2.11: (a) ワイヤー張力測定系のブロックダイアグラムと (b) フィールドワイヤーの場合の周波数、電流グラフ。

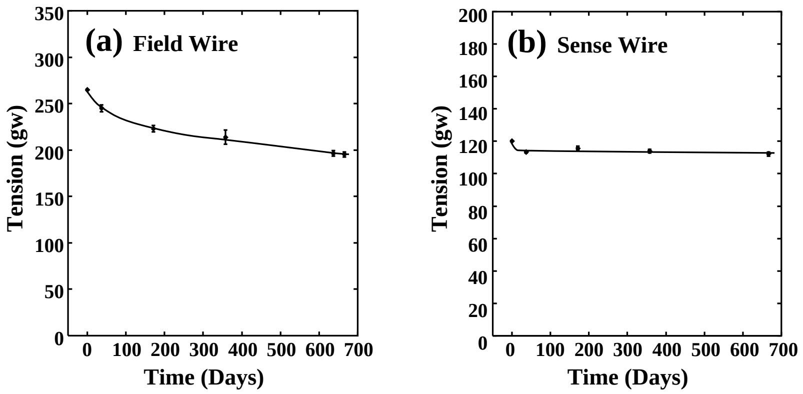


図 2.12: (a) フィールド と (b) センスワイヤーにおけるテンションと時間の関係。

2.3.5 重力および静電サグとその飛跡再構成への影響

ワイヤーの位置測定系

図 2.8 に示すように、我々は 2 台の CCD カメラを用いてワイヤーの水平方向と垂直方向の位置を測定した。これらのカメラは、カメラから約 1 m 離れたところで、 $1\ \mathrm{mm} \times 1\ \mathrm{mm}$ の視野を持ち、 $\simeq 1$ mm の焦点深度を持つ。このように、視野と焦点深度が小さいため、標的となるワイヤーを捉えるのは容易ではない。測定したいワイヤーをすばやく見つけるために、スポット径 2 mm のレーザーポインターを 2 台のカメラ各々に取り付け、カメラの焦点を照らすようにした。また、 2 台のカメラは精密な可動架台に載せられ、その位置は、ステップサイズ 0.4 μm/パルス でコンピューター制御出来るようにした。 CCD カメラで決まる局所的な位置分解能は 5 μm である。しかし、カメラがあまりに長い距離を動くと、カメラの上下角の変化により絶対座標の測定に相当の誤差が生じてくる。そこで、オートコリメーターによる上下角変動の測定に基づいた補正を加え、 $\simeq 10\ \mu$m の精度を出せるようにした。

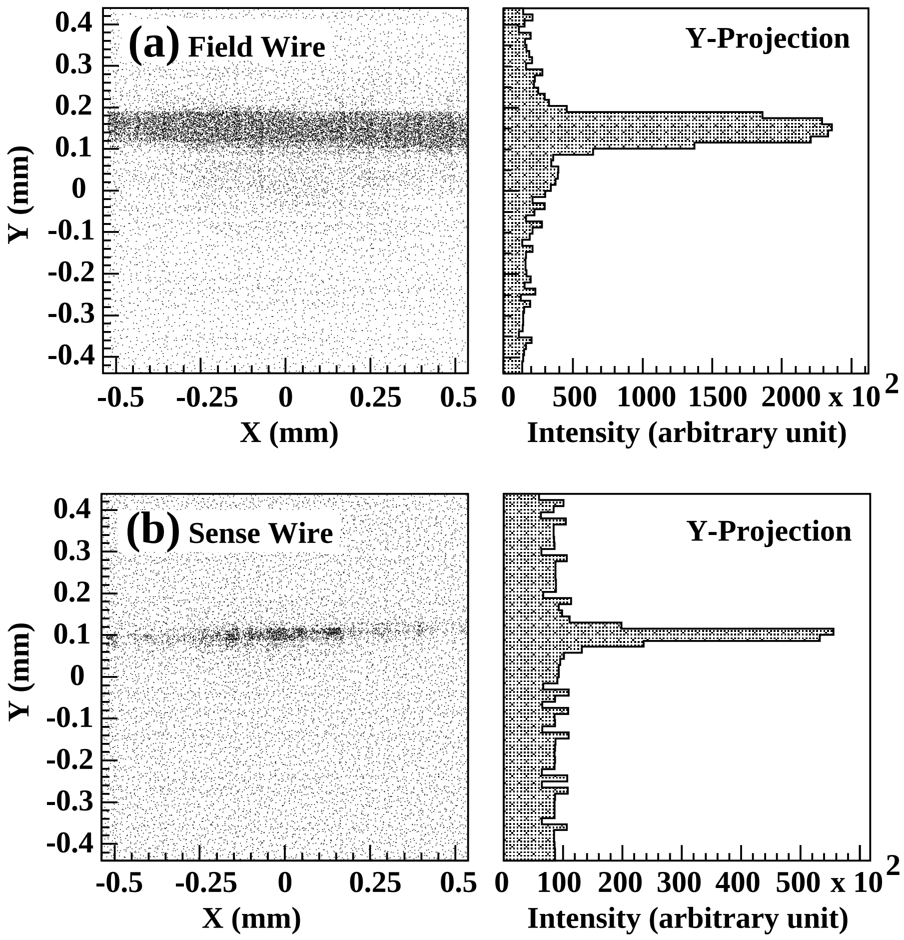


図 2.13: CCD によるワイヤー像の例 : (a) 125 μm フィールドワイヤー、 (b) 30 μm センスワイヤー。

CCD カメラで見たフィールド、センス両ワイヤーの画像の 1 例を図 2.13-(a) と -(b) に示す。

重力サグ

図 2.14 はワイヤーの重力サグの測定方法の概念図である。測定は以下のようにして行う。まず最初に、垂直方向のカメラの軸と注目するワイヤーとを結んだ直線がチェンバーの窓と交わる点 (上下二カ所) に基準となる印を付ける (図 2.14中の Config.1 参照) 。その後、テストチェンバーを 90° 回転させ、水平方向のカメラを使い先に付けた基準点からのワイヤーのずれを測定することにより、重力サグを決定する (図 2.14 中の Config.2 参照) 。

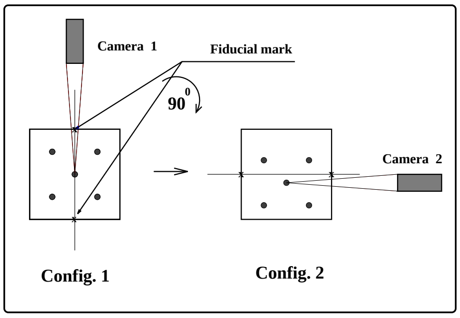


図 2.14: 重力サグの測定原理

ワイヤーを張ってから１年半後に測定した重力サグの大きさを表 2.2 に示す。フィールドワイヤーとセンスワイヤーそれぞれの平均重力サグは 600 μm と 353 μm であった。これらの重力サグの測定結果と式 (2.3) を用いて計算した結果を、共に表 2.2 に載せた。両者は非常に良い一致をしている。

表 2.2: 重力サグの測定値と計算値

Wire name	Y(meas) (μm)	Y(calc) (μm)
S1	362	304
S2	334	312
S4	353	320
S5	363	310
G1	603	518
G2	607	562
G3	588	561
G5	621	560
G6	613	562
GR1	639	540
GR2	635	552
GR3	612	546
GR4	597	531
GL1	538	552
GL2	521	555
GL3	587	563
GL4	704	552
GL5	567	564

静電サグ

静電サグの測定方法の概念図を図 2.15 に示す。まず最初にワイヤーへの高電圧を落とした状態で水平、垂直の両方向に設置してあるカメラを用いて、ワイヤーの様子を写す。次に、ワイヤーに高電圧をかけて水平方向の変位 (ΔX) と垂直方向の変位 (ΔY) をそれぞれのカメラを用いて測定する。測定中はカメラは動かさないので、イメージの解像度でワイヤーの位置測定の精度が決まる。ここでは、カメラの上下角による影響はない。従って静電サグの測定における精度は、 5 μm になる。

静電場内でのワイヤーの安定性を確認するために、印加電圧を数回にわたって上げ下げし、ワイヤー位置の変位を観測した。高電圧印加後、ワイヤーは常に同じ平衡位置に戻ることが確認された。

我々の静電サグの測定結果を、センスワイヤーとその回りのアルミニウムワイヤーについて計算値と共に 表 2.3 に示した。

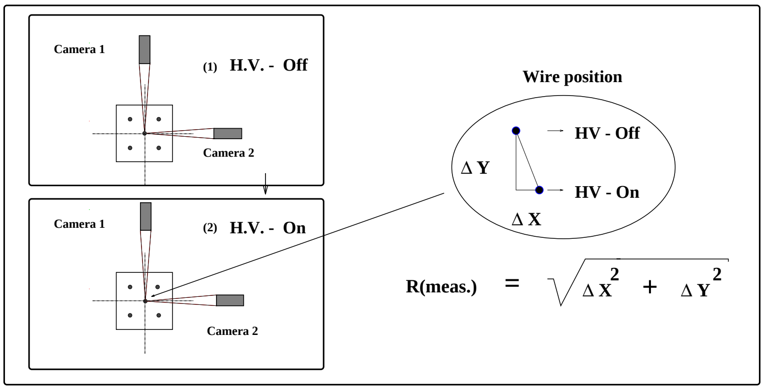


図 2.15: 静電サグの測定方法

表 2.3: 静電サグにおける測定値と計算値

	Measurement			Calculation					
				1-st iteration			2-nd iteration		
Wire name	ΔX (μm)	ΔY (μm)	R (μm)	ΔX (μm)	ΔY (μm)	R (μm)	ΔX (μm)	ΔY (μm)	R (μm)
S1	-117	49	128	1	-1	1	3	50	50
S2	61	111	127	2	85	85	0	160	160
S3	36	96	102	-1	76	76	1	147	147
S4	-10	80	81	-1	66	66	-4	132	132
S5	-110	37	116	0	43	43	0	80	80
GL1	593	-43	594	536	-10	536	596	-13	596
GL2	552	-18	552	519	-12	519	586	-16	586
GL3	556	-26	557	511	-11	511	567	-15	567
GL4	546	-33	547	521	-9	521	579	-14	580
GL5	561	-36	562	508	-6	508	563	-9	563
GL6	522	18	523	494	1	494	543	-0.3	543
GR1	-558	-1	558	-546	-11	546	-608	-14	608
GR2	-562	-36	563	-517	-12	517	-583	-16	583
GR3	-564	-21	565	-491	-10	491	-542	-13	542
GR4	-542	-23	543	-505	-9	505	-559	-12	559
GR5	-531	-10	531	-505	-6	505	-559	-9	559
GR6	-515	-14	515	-483	1	483	-529	0.2	529
F1UL	127	-14	128	54	-10	25	85	-55	101
F1UR	-146	-51	154	-27	-23	36	-84	-54	100
F1DL	113	76	136	25	92	25	83	53	98
F1DR	-129	91	158	-30	25	39	-83	53	98

図 2.16 と 2.17 にテストチェンバーにおけるワイヤーの重力サグと静電力サグによる変位を示す。図中において、

初期位置 ($\triangledown$) とはチェンバーの端板におけるワイヤーの位置のことである。一方、重力サグ ($\square$) や静電サグ ($\star$) といった印は、それぞれ、重力によるワイヤーの位置の変化、さらに高電圧印加の際のワイヤーの位置の変化を示したものである。最初の試行 ($\circ$) は、式 (2.5) で計算される重力サグにより変位した他のワイヤーによる電場を考慮して計算されたワイヤーの弛みを示す。2 回目の計算では 1 回目の計算で得られたワイヤー位置を用いて計算した。

図 2.16 から分かるように、センスワイヤー面の左右にあるグリッドワイヤーのサグに関しては、計算値と実験値の一致は弛みの大きさ方向とも良好である。また 2 回目の計算結果では両者の一致はさらに良くなっている。

一方、図 2.17 は、センスワイヤーの $S1$ と $S2$ について、測定値と計算値を比較したものである。ここでは、センスワイヤー面を考えた場合、計算にはない左右の非対称性が現れていることに注目すべきであろう。他のセルにおけるワイヤーの張力が、張られた時期の違いによって微妙に異なることが、おそらく、このような非対称の原因の一つであると考えられる。

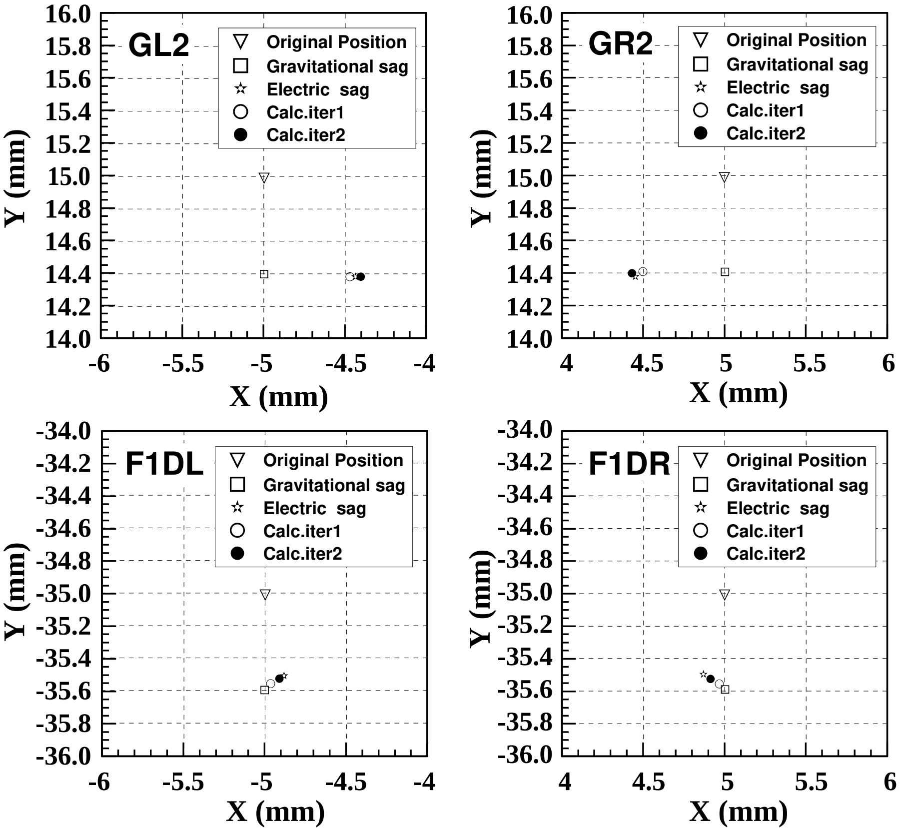


図 2.16: エンドプレート上におけるフィールドワイヤーの位置 ($\triangledown$)、重力サグ ($\square$)、静電サグ ($\star$) による変位と計算値 1($\circ$)、2 ($\bullet$) 。

この非対称性の飛跡再構成の精度に対する影響を調べるため、重力および静電の両サグによる変位後のワイヤーの位置の測定値と計算値の双方に対して、 GARFIELD を用いて x-t の関係を計算し、比較した。図 2.18 にセンスワイヤー $S1$ と $S2$ の等ドリフト時間 t における x について、測定したワイヤー位置と計算による位置を用いた場合の違いを示す。また、 1 点鎖線はフィールドワイヤーの測定位置を計算に使った場合を示す。同様に、一点鎖線はセンスワイヤーの測定位置を計算に使った場合を示している。これより、この測定値と計算値のずれによる、座標測定の誤差は、最悪でもワイヤー当たり 80 μm 程度と評価できる。これは、実機の運転において、実際の実験データを用いたワイヤーの位置較正や x-t 関係式の調整を行うための出発点として十分な精度である。

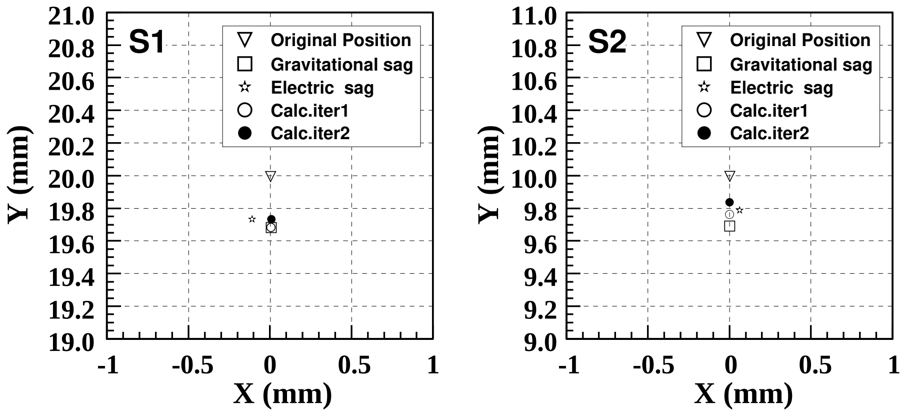


図 2.17: 最も悪いセンスワイヤー ($S1$) と典型的センスワイヤー ($S2$) の変位の比較。

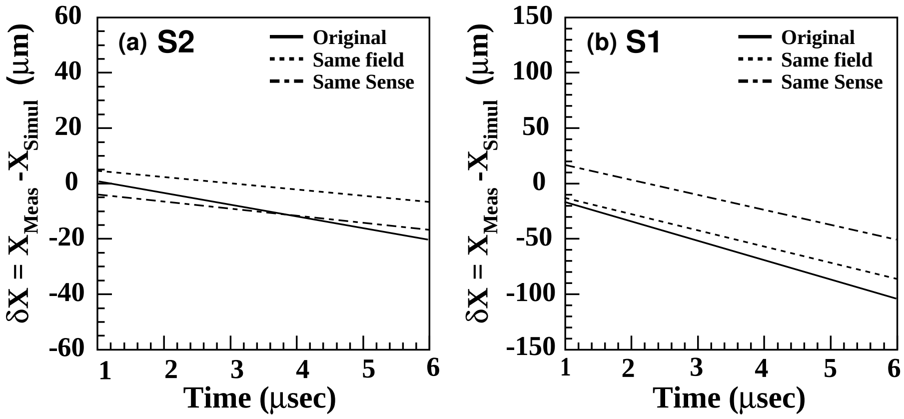


図 2.18: $S2$ (a) と $S1$ (b) における等ドリフト時間 t における x の、ワイヤー位置として測定値と計算値を用いた場合の違い（実線）。点線は、センスワイヤーに近いフィールドワイヤーを用いて計算した結果を示す。また、一点鎖線はセンスワイヤーを計算に用いた結果を示す。

2.3.6 宇宙線テスト

中央飛跡検出器の開発研究の第一項目である十分な精度を持ったワイヤー位置の計算による予測に目処がついたので、引き続き 4.6m テストチェンバーを用いた項目二の検討に移った。ここでの目標は、ワイヤーあたりの位置分解能として $\sigma_x \simeq 100\mu$m が達成できることを宇宙線を使って実証することである。この研究は現在も続けられているが、ここでは、その中間結果を報告する。

データ収集

宇宙線テストのセットアップを図 2.19に示す。

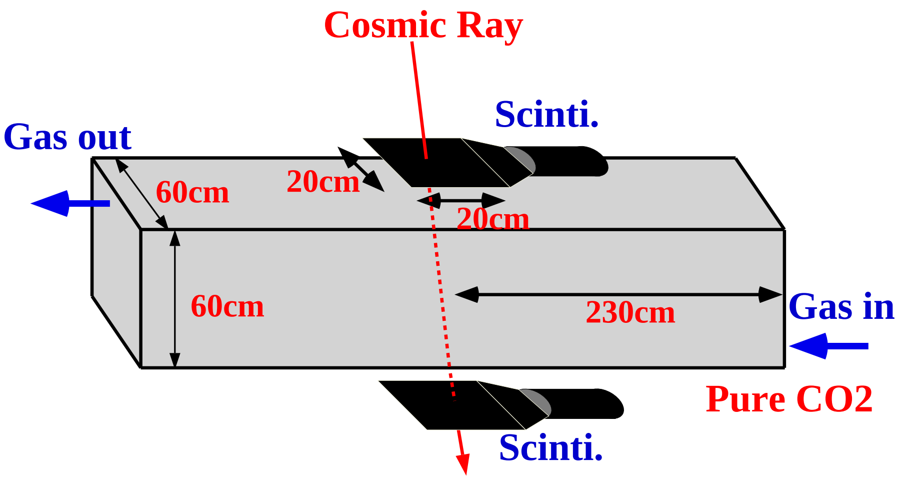


図 2.19: 宇宙線テストのセットアップ。

チェンバー中央部の上下に 20cm × 20cm のシンチレーションカウンターを置き、その同期信号によりデータ収集系をトリガーする。一方、チェンバーからの信号は、前段増幅器・後段増幅器を経て、クロック周波数 500MHz 256 ビットのフラッシュ ADC（FADC）で読み込まれる。前述のシンチレーションカウンターによるトリガー信号は、約 10μsec のデジタル遅延器を通った後、この FADC の共通ストップ信号としても使われている。また、今回報告する宇宙線テストでは、チェンバーガスとして CO_2 100% を使用した[2]。

図 2.20に、FADC で読み込んだ中央セルの 5 本のセンスワイヤー（S1-S5）に対する典型的な宇宙線データを示す。横軸は FADC の時間スロットに対応しており、1 スロットは 2 nsec である。また、縦軸は ADC カウント（3 mV/ カウント）で、数が少ないほど負の大きな信号を意味している。はっきりと、宇宙線の飛跡が見て取れる。

分解能に対する中間結果

図 2.20の横軸を距離に変換し、宇宙線の飛跡に対する位置分解能を調べるためには、いわゆる x-t 関係式が必要となる。そのために、前節で説明したワイヤーサグの情報を踏まえ、Garfield を用いてセンスワイヤー毎に x-t 関係式を計算した。図 2.21はその一例である。この実験条件ではドリフト速度が約 0.6 cm/μsec であることが分かる。

さて、x-t 関係式が手に入れば、それを用いてドリフト時間を位置情報に変換した後、直線フィットを行うことにより、残差を求め位置分解能を決定できる。図 2.22は、あるセンスワイヤー（S1）の残差を（CCD カメラで測った）サグの補正前後でプロットしたものである。 サグの補正により、残差の中心値からのずれがなくなり、位置分解能も改善されることが分かる。

セル全体としての位置分解能を見るため、このサグ補正後に 5 本のセンスワイヤーの残差をまとめて見ることにする。図 2.23の二次元プロットは、5 本のセンスワイヤーの残差を同じグラフの中にドリフト距離の関数としてプロッ

[2] 実機で使う予定のガスは、CO_2- イソブタン（90/10）である。今回報告する宇宙線テストは、ワイヤーサグ測定直後に行われたものであり、そのためにチェンバー窓にマイラーシートを使用していた。そのため、窓を通したガス漏れがあり、可燃性ガスである CO_2- イソブタン（90/10）の使用を差し控えた。現在は、窓をアルミニウム製のものに交換し、実機と同じガスでの宇宙線テストを行っている。

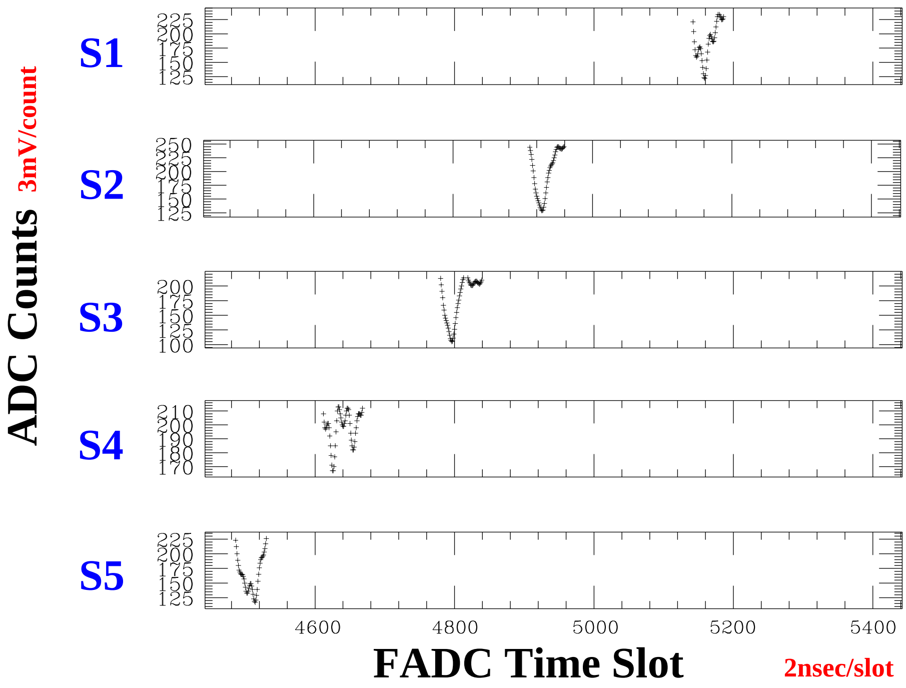


図 2.20: 典型的な宇宙線事象に対する FADC データの例。

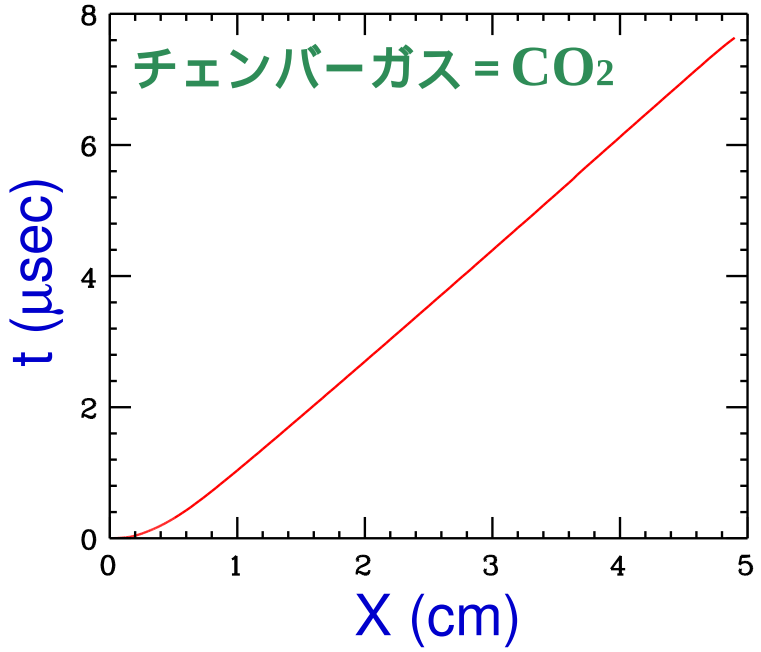


図 2.21: 典型的な x-t 関係式。

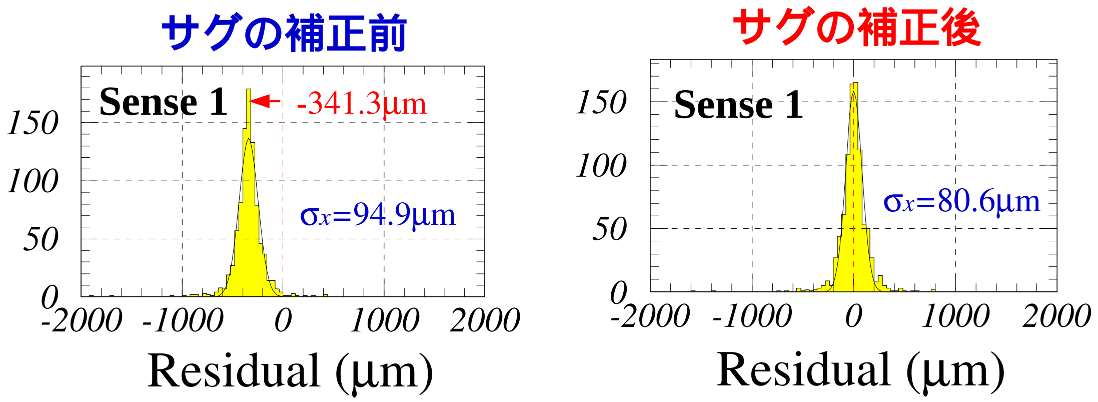


図 2.22: センスワイヤー（S1）のサグ補正前後での残差分布。

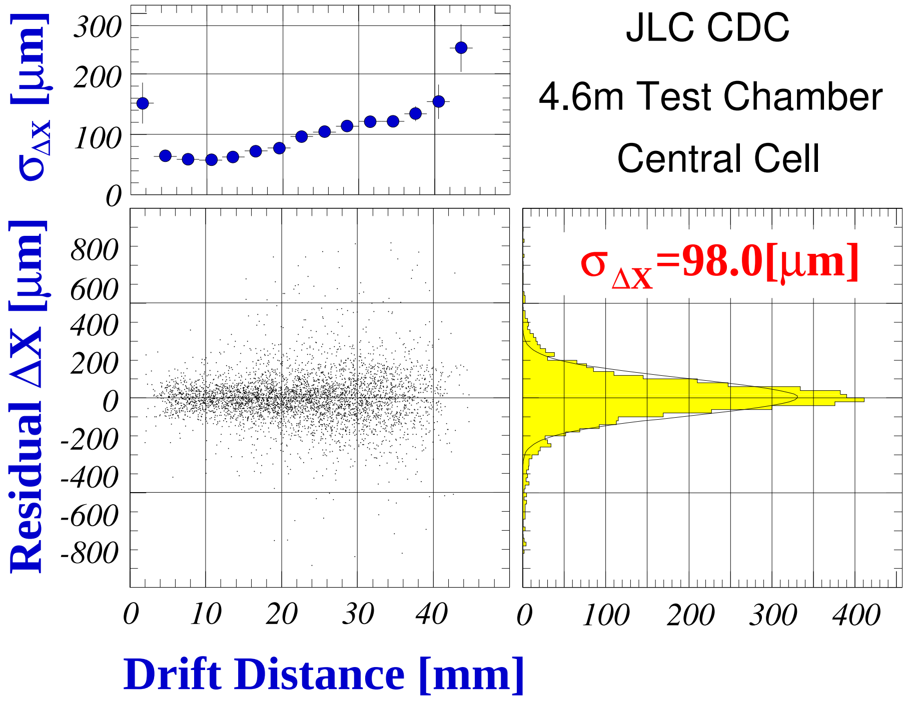


図 2.23: 典型的な x-t 関係式。

トしたものである。同じ図の中に、位置分解能（残差の分散）をドリフト距離の関数として示した図、また、二次元プロットを残差軸へ射影した図も示した。図から分かるように、平均位置分解能で $100\ \mu$m が達成された。これは、ワイヤー位置を正確に知っていさえすれば、4.6 m チェンバーでも十分な位置分解能が得られることを示すものである。

2.4 カロリーメータ

2.4.1 概要

JLC におけるもっとも重要な目的の 1 つは中間質量のヒッグス粒子の探索と研究である。このようなヒッグス粒子は、主として $e^+e^- \to ZH$ の反応で生成される。この反応は Z 粒子がレプトン対に崩壊するチャンネルにおいて最も容易に検出されうる。しかしこのチャンネルは全体の 7% しかなく、統計精度の高い測定を行うためには 70% もの崩壊比をもつ Z 粒子のクォーク対への崩壊を測定すること、すなわちジェットを精度良く測定することが不可欠である。

Z 粒子がジェットに崩壊する反応に対しては、W 対生成や Z 対生成が大きなバックグラウンドとなりうる。W 対生成はバーテックス測定器を用いた b タギングによって効率良く除去することができるが、Z 対生成チャンネルにおける $Z \to b\bar{b}$ の崩壊は、2 ジェットの不変質量分布によってのみ $H \to b\bar{b}$ と区別することができる。このため 2 ジェットの不変質量を高精度で再構成することができる測定器が不可欠である。

この要求を満たす測定器として「標準測定器」を考え、その R&D を進めている。標準測定器においてはカロリメータ (以下 CAL と略) 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。CAL 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で、EM 部は $29X_0$、HAD 部は $5.6\lambda_0$ の厚さをもつ。EM 粒子に対してに対して $15\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$、ハドロンに対して $40\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ のエネルギー分解能を達成することを目標にしている。ここで $\oplus$ は 2 乗和を示す。Si 測定器は 1cm×1cm の大きさをもつ Si パッドのアレイで、ほぼシャワーの最大位置に置かれる。PS 測定器と Si 測定器の組合せにより高い e/π 識別能力と高精度のシャワー位置測定、2 クラスター認識を行う。

測定器をハーメティックにするため CAL 全体は 2 テスラのソレノイド中におかれ、$|\cos\theta| < 0.98$ の領域を穴の無いように覆っている。

以下のセクションではこのような性能の必要性やその性能を達成するための構造について詳しく述べる。

2.4.2 要求される性能

ヒッグス粒子に対する Z 粒子のバックグラウンドを減らすという条件からは、出来るだけ良くという一般論以上に具体的な目標性能を導き出すことは難しい。そこで具体的な目標性能を導く条件として、W 粒子と Z 粒子をその 2 ジェット不変質量で分離するという条件を考える。これはゲージ粒子の結合定数の測定のために、W 対生成反応と Z 対生成反応を分離して測定するために必要な条件である。

$e^+e^- \to ZH$ 反応において、Z 粒子が $\nu\bar{\nu}$ に崩壊したモードにおけるヒッグス粒子の 2 ジェット不変質量の分布を図 2.24に示した。ここでヒッグス粒子の質量は 80GeV、$\sqrt{s} = 400$GeV としてある。シミュレータとしては fast-JIM を用い、仮定した測定器の性能はいわゆる「標準測定器」パラメータである。得られた 2 ジェット不変質量分解能は,、若干の非ガウスの裾はあるものの $\sigma = 1.24$ GeV と W 粒子の自然幅に比べて十分小さく、W 粒子と Z 粒子を識別するという条件は十分達成できている。但し再構成された質量は若干低めで、クラスター・トラックマッチングに改善の必要がある。

この反応は最も質量再構成が容易なチャンネルであり、より複雑な反応においてもこのような分解能が達成できるとは期待できない。このため反応の種類や解析条件と質量分解能の関係、そこから導かれる CAL の分解能への要求について検討する必要がある。

CAL 以外の寄与の評価

クォークジェットのエネルギーを高分解能で測定しようとする時には、ニュートリノがエネルギーを持ち去る影響によるエネルギーの揺らぎ以上に高分解能を求めても無意味である。このニュートリノによる影響を図 2.25に示し

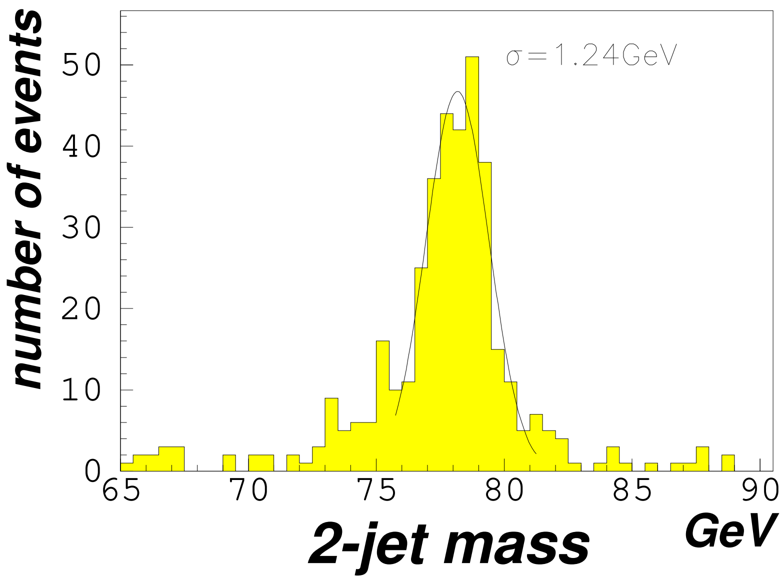


図 2.24: $e^+e^- \to ZH$ 反応におけるヒッグス粒子の 2 ジェット不変質量分布。

た。右図は図 2.24と同じもので、左図はそれに対してニュートリノの運動量をジェネレータ情報を用いて加えたのち 2 ジェット不変質量を求めたものである。両図を比較して分かるように、ニュートリノが逃げることにより低質量側の裾は若干拡がるもののピークの幅の悪化はわずかである。したがって仮定しているエネルギー分解能においては、まだニュートリノ限界には達していないことがわかる。

CAL のエネルギー分解能を CDC の運動量測定精度に比べて必要以上に良く設定することもまた無意味であり、不変質量分解能に対して CAL と CDC がどのように寄与しているかを確認する必要がある。図 2.26は図 2.24の反応において CDC の測定した運動量と CAL の測定したエネルギーをそれぞれジェネレータ情報で置き換えて解析したものである。左図は CDC 情報を、右図は CAL 情報を置き換えている。 CDC 情報を置き換えても質量分解能はわずかに改善するだけであるが、 CAL 情報を置き換えることにより質量幅は約 1/2 にまで改善する。したがって質量分解能を決めているのは CAL であり、高いエネルギー分解能をもつ CAL が本質的に不可欠であることがわかる。

この他に分解能に寄与する要素としては解析のアルゴリズム、特に CDC トラックと CAL クラスターのマッチングがある。この対応付けの間違いや荷電粒子のエネルギーの引き残しは質量分解能を悪化させる。この影響を見るためトラックとクラスタの対応付けにジェネレータ情報を用いた解析も行った。その結果を図 2.27に示す。アルゴリズムによる分解能の悪化は僅かであることが分かる。但しジェネレータ情報を用いると、ピークの位置はジェネレート値の 80GeV により近いものになる。

本来の「標準測定器」の思想は、トラックとクラスターを 1 対 1 で対応付けしようというものである。この目的のため CDC に対しては 1mm の Z 位置分解能を、 CAL に対しては Si-Pad による正確な位置測定を要求しているが、上記の解析においてはこの手法は採用していない。上記の解析に際して用いたクラスター・トラックマッチングは多対多マッチング、すなわち連続した複数のクラスター群に対して複数のトラックを対応付ける方法である。このような方法を用いても十分な質量分解能が得られることから、クラスタの位置精度についてはそれほど厳しい要求を課す必要はない可能性がある。この点については今後の検討課題である。

以上のまとめとして、図 2.28に解析条件と 2 ジェット不変質量分解能との関係を図示した。ニュートリノエネルギー、 CDC 運動量、 CAL エネルギー、トラッククラスタマッチングすべてにジェネレータ情報を用いたものを解析条件 1 とし、そこから一つづつシミュレーション情報に置き換えていくにしたがって質量分解能がどのように悪化していくかを示したものである。条件 3 から 4 での分解能の悪化が大きく、 CAL のエネルギー分解能が支配的であることがわかる。

上記の反応においては粒子はすべて 1 個のヒッグス粒子に起因するため、再構成においては粒子の割当エラーが生じることはない。これに対して $e^+e^- \to WW$ のような反応においては、どの粒子をどちらの W 粒子に割り振るかというような組合せの問題が生じる。この影響を確かめるため W 対生成反応において、粒子の割当を JADE ジェッ

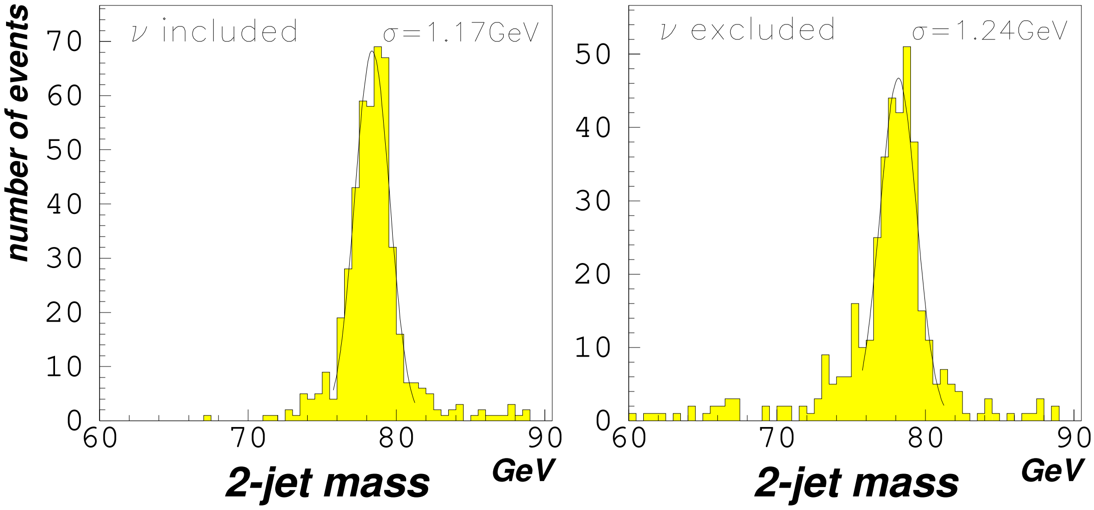


図 2.25: 不変質量分解能に対するニュートリノ揺らぎの影響。左図はニュートリノエネルギーを補正したもの。

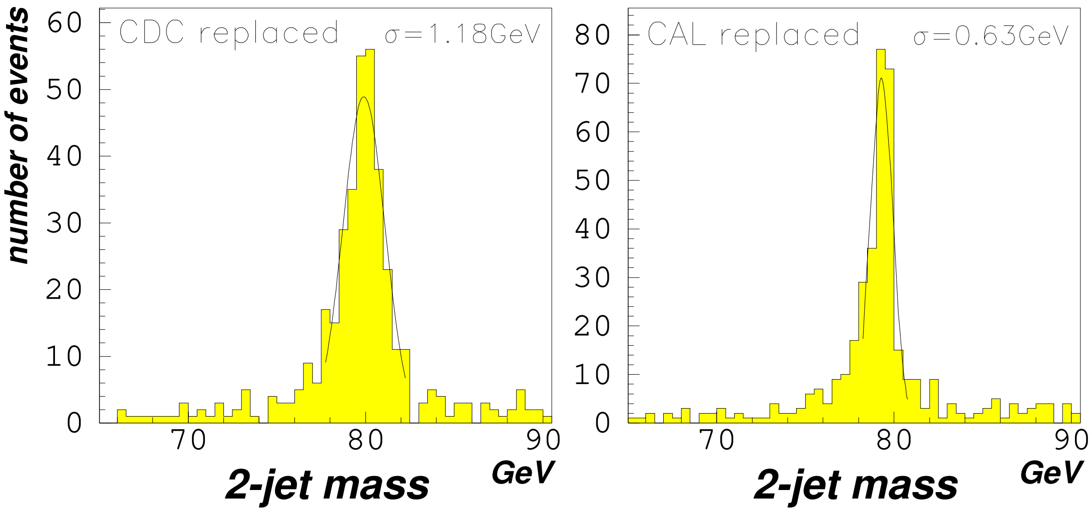


図 2.26: CDC と CAL の分解能の質量分解能への寄与。左図は CDC 情報を、右図は CAL 情報をジェネレータ情報で置き換えて解析した。

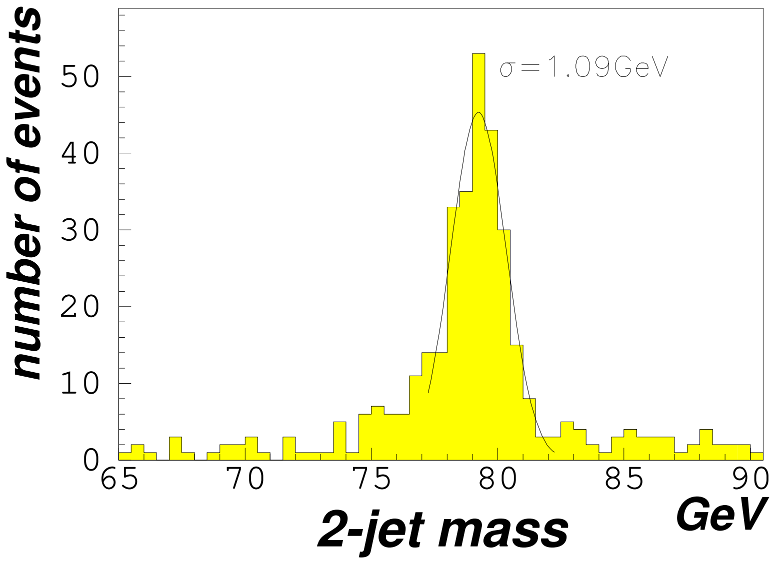


図 2.27: CDC トラックと CAL クラスタの対応付けをジェネレータ情報を用いて行った不変質量分布。

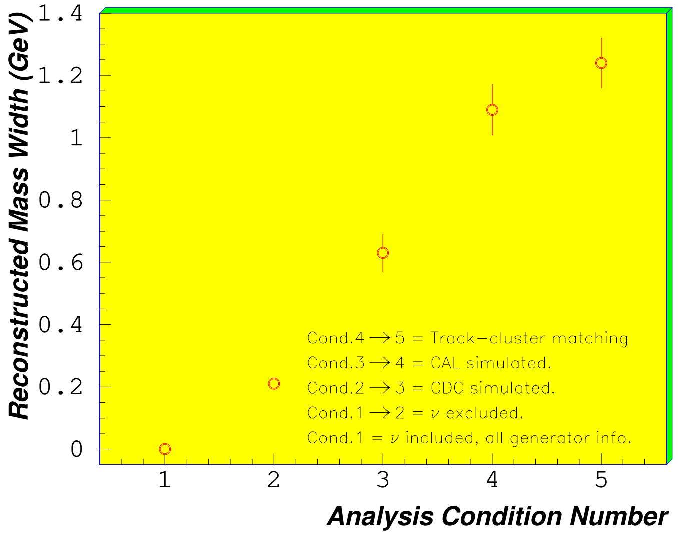


図 2.28: $e^+e^- \to ZH$ 反応における解析条件と 2 ジェット不変質量分解能の関係図

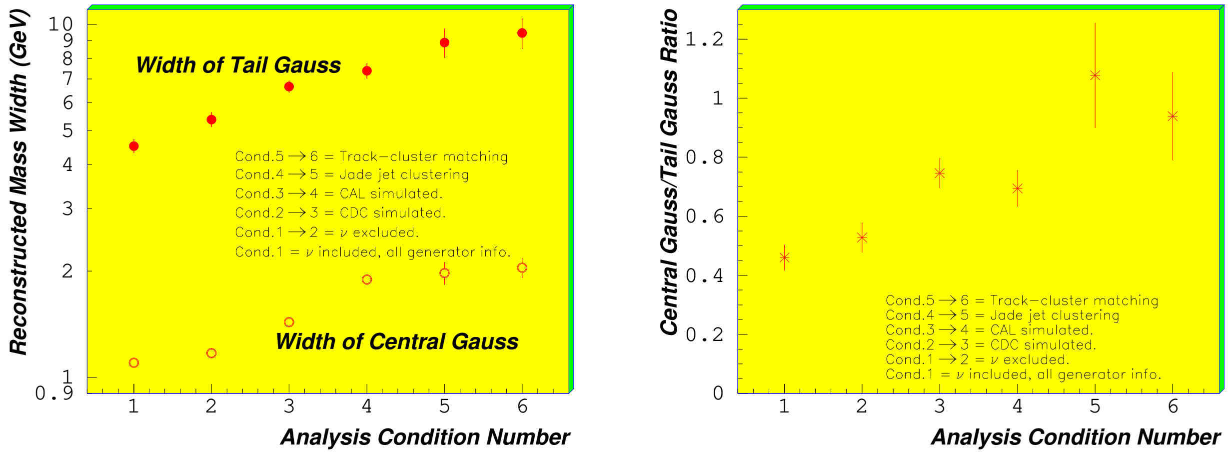


図 2.29: $e^+e^- \to WW$ 反応における解析条件と 2 ジェット不変質量の関係図。左図はピークの幅を、右図はピークの面積比をプロットしている。

トクラスタリングアルゴリズムによって行った解析と、ジェネレータ情報を用いて割り当てた解析の比較を行った。その結果も含めた解析のまとめを図 2.29に示した。 WW 対生成反応の場合質量分布にかなりの裾が存在する。このため質量分布は 2 ガウスフィットを行った。左図はフィットの結果得られた幅を、右図は 2 つのガウスの面積比を示している。この結果から誤った組合せの影響は中心成分の幅よりも裾のガウスの幅や強度に大きく影響することがわかる。また分布の中心部のピークの幅については ZH 反応同様 CAL のエネルギー分解能が支配的であることがわかる。

以上の検討からからわかるように「標準測定器」においては質量分解能にもっとも効いているのは CAL のエネルギー分解能である。そこで CAL のエネルギー分解能と質量分解能の関係をもうすこし詳しく検討する。

CAL のエネルギー分解能の影響

質量分解能に対する CAL エネルギー分解能の影響を調べるため、 CAL のハドロンに対するエネルギー分解能の統計項が $40\%/\sqrt{E}$、 $50\%/\sqrt{E}$、 $60\%/\sqrt{E}$、 $80\%/\sqrt{E}$ の場合についてシミュレーションを行った。用いた反応は $e^+e^- \to ZH, Z \to \nu\bar{\nu}$ で条件は前項と同一である。また 50 fb^{-1} のルミノシティーに相当する 5000 事象を生成した。

得られた 2 ジェット不変質量の分布を図 2.30に示す。図 2.30中の実線は 2 ガウスフィットの結果である。フィットの幅そのものはほとんど一定であるが、分解能が悪化するにつれてテールの成分が増えていくことがわかる。このテールの影響を見るため、図 2.31のように再構成されたピークから離れたところに同一形状のピークがあると仮定する。但し重ねられたピークはもとのピークに対してスムージングを行っている。隣のピークの裾からの寄与をバックグラウンド、ピークの部分をシグナルと見做して S/N を計算したものを図 2.32に示した。

ピークが十分 ($\geq$4GeV) 離れているときには、はなはだしく悪くない限り CAL の分解能は S/N 比にはほとんど影響を及ぼさない。ピークが接近している時には ($\leq$3GeV)、分解能が $40\%/\sqrt{E}$ の時の S/N は他の時よりもかなり良くなっている。ただしこれがどのくらい有意であるかを判断するためにはより詳しい解析が必要である。

以上の結果から、 CAL のエネルギー分解能に対して以下のような方針を再確認する。

1) CAL のハドロンエネルギー分解能は $40\%/\sqrt{E}$ を目指して R&D を行う。

2) $60\%/\sqrt{E}$ より悪い分解能は許容範囲外である。

ハドロンエネルギー分解能以外にも EM 分解能やグラニュラリティ、 e/π 識別等検討すべき項目は多いが、現時点ではまだ具体的な結果は得られていない。今後引き続き検討を加えていく。

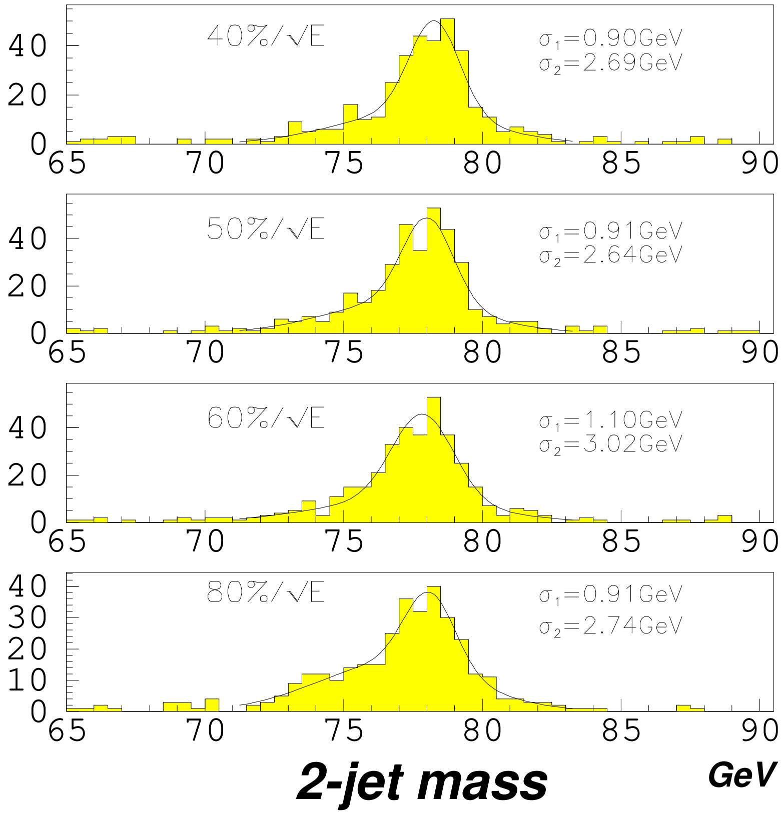


図 2.30: CAL のエネルギー分解能を変えた時の $e^+e^- \to ZH$ 反応の 2 ジェット不変質量分布。

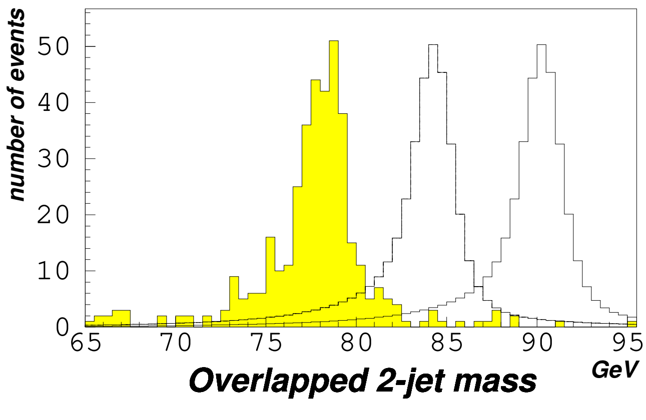


図 2.31: 2 ジェット質量分布を 6GeV 及び 12GeV ずらして重ねた分布。バックグラウンドの影響を評価するのに用いる。

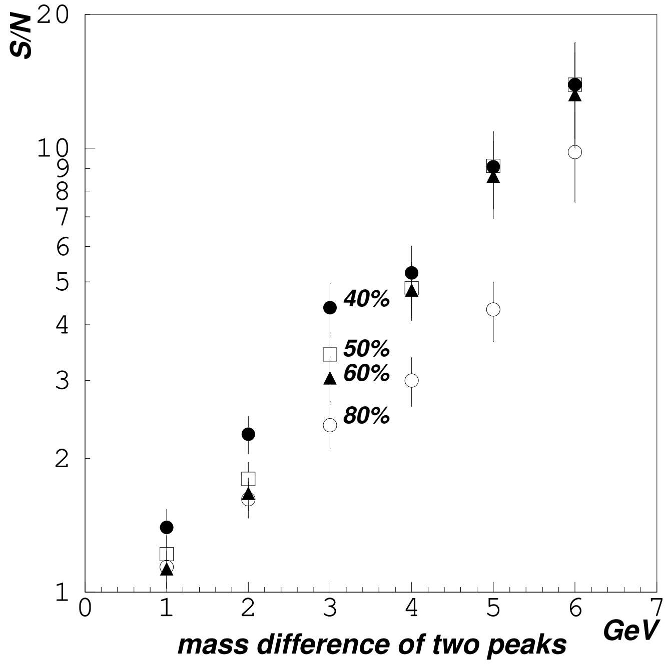


図 2.32: S/N 比の CAL エネルギー分解能依存性。

2.4.3 R&D の経過

$40\%/\sqrt{E}$ という優れたハドロンエネルギー分解能は、補償型と呼ばれる構成でのみ達成可能である。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あるが、その重金属と構成比を適切に設定することにより、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ものである。このタイプのカロリメータはこれまでもいくつかの R&D が行われているが、それらの結果の一致はあまり良くない [10, 11, 12, 13, 14]。補償型のカロリメータを用いて目標とするエネルギー分解能が達成できることを実証することは極めて重要な R&D 項目である。

標準測定器においてはハーメティシティを良くするため、カロリメータ全体が 2 テスラの磁場中に置かれる。このためシンチレータからの光を強磁場中で測定する必要がある。補償型のサンプリングカロリメータは出力光が少ないため PIN ダイオード等は使えず、ゲインの高い光検出デバイスが必要である。このようなデバイスを開発することも重要な R&D 項目の一つである。

我々のグループでは上の 2 点に重点を置いて R&D を進めてきている。これまでの主な R&D は以下のように行われてきた。

- 1993 年　サンドイッチ型 CAL、ファイバー型 CAL、 PS 測定器、 Si 測定器のテストモジュールの製作とビームテスト。
- 1994 年　FMPMT, HPMT, VAPD 等の光検出器の強磁場中での動作テスト。
- 1995 年　Si 測定器, 細サンプリング EMCAL テストモジュールの製作とビームテスト。
- 1996 年　高耐圧型 HPMT、マルチピクセル HPMT の磁場中テスト、及び大型 HAD テストモジュールの製作とビームテスト。

これらの R&D について以下で詳しく述べる。

2.4.4 カロリーメーターの分解能テスト

概要

ハドロンがカロリメータに入射した時と電子が入射した時では、両者の入射エネルギーが同一であったとしてもカロリメータに与えるエネルギーはハドロンの方が小さい。これはハドロンシャワーにおいては、核破砕反応によって核の結合エネルギーの分だけエネルギーが消費されることや中性子がエネルギーをもって逃げていくことによる。ハドロンシャワーにおいて π^0 粒子が生成されると、この π^0 粒子は電磁シャワーの形でカロリメータにエネルギーを与える。このためハドロンシャワーの測定エネルギーはその分だけ高エネルギー側にテールをひくことになる。シャワー発達の初期の段階での π^0 粒子の生成のふらつきはシャワー全体のエネルギーに大きなふらつきをひきおこす。従って同じエネルギーの純ハドロンシャワーと電磁シャワーが同じエネルギーをカロリメータに与えるようにしておけば、 π^0 生成のふらつきがエネルギー測定のふらつきを引き起こさないようにできる。これが補償型の基本思想である。

EM とハドロンに対する応答を揃えるには以下の様な方法がある。

- シャワー発生材に鉛等の重元素を用いることにより、核反応でのエネルギー消費を減らす。
- 測定材にプラスチックシンチレータ等の水素原子を多量に含む材質を用いることにより、中性子のエネルギーを逃がさないようにする。
- シャワー発生材の比率を増やして電磁シャワーが測定材に与えるエネルギーを減らす。

補償型として動作させるには、最後の項目の構成比率をどのように設定するのが良いか、というのが R&D の重要なポイントになる。

鉛とプラスチックシンチレータから構成されるサンプリングカロリメータには、大別してサンドイッチ型 (以下 SW と略) とシンチファイバー型 (SF と略) とがある。 SF 型の方がサンプリングが細かくできるため性能的には優れているが、製作に要するコストと手間が膨大である。このため衝突型実験の測定器にはほとんど SW 型が使われている。

この SW 型においては、プラスチックシンチレータからの光は波長変換材 (WLS) を用いて読みだすのが一般的である。この WLS の配置によってさらにいくつかの種類に分けられる。

CDF 測定器のバレルカロリメータや ZEUS 測定器においては、シンチレータの側面に WLS の板や棒を配置して光を読みだしている。この方式は製作が容易でコストも安いが、 WLS の走る領域がレスポンスの特異点になりやすいという欠点がある。これに対して SDC 型、 CDF-plug/CMS 型、シャシュリック型等は読みだしに WLS のファイバーを用いている。この方式ではレスポンスの特異点はできにくいが、製作の手間やコストはかなり大なものになる。

我々のグループでは R&D を始めるにあたり、最も手間とコストのかからない ZEUS 型の SW カロリメータと、最も性能が優れている SF 型のテストモジュールを製作してテストを行うことにした。但し SF 型はコストがかかるため１モジュールのみ製作した。また標準測定器を一体としてテストするため、 PS 測定器と Si 測定器も製作した。これについては次の項で詳しく述べる。

補償型の SW 型 EMCAL において $15\%/\sqrt{E}$ というエネルギー分解能を実現するためには、シンチレータの厚さは 1mm 以下である必要がある。このように薄いシンチレータを用いた CAL はほとんどテストされたことがなかった。この非常に薄いシンチレータを用いた EMCAL の実現可能性を調べるため、'95 年には 4mm 厚の鉛と 1mm 厚のシンチレータを用いた EMCAL テストモジュールを製作し、ビームテストを行った。この結果についても後のセクションで詳しく述べる。

これらのテストの結果を踏まえ、'96 年度はより大規模なハドロンテストモジュールを製作し、ビームテストを行った。またさらに改造を加え、'97 年度も引き続きテストを行う予定である。これについても後述する。

テストモジュール'93

標準測定器の CAL を構成するプリシャワー、シリコンパッドを含めた CAL 全体の R&D をスタートさせるため、'92 年からテストモジュールの設計を開始し、'93 年に製作、ビームテストを行った。 CAL 本体としては SF 型１モジュールと SW 型４モジュールを製作した。各コンポーネントのデザインは以下の様になっている。

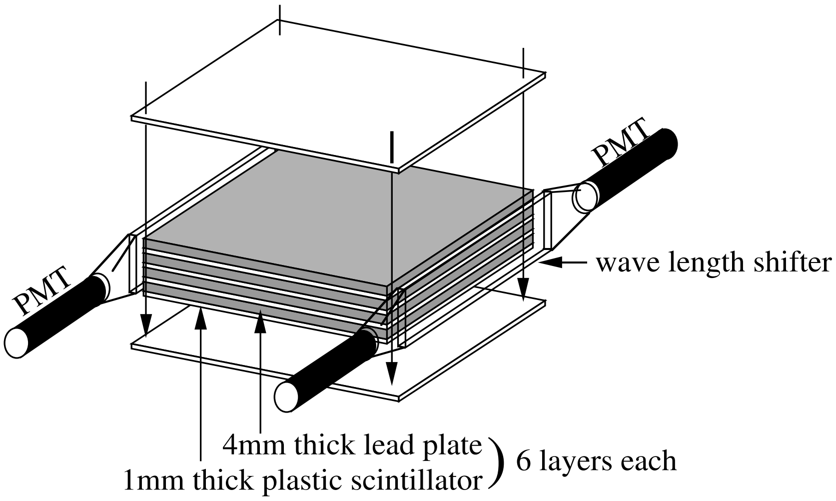


図 2.33: プリシャワー測定器の構造図。

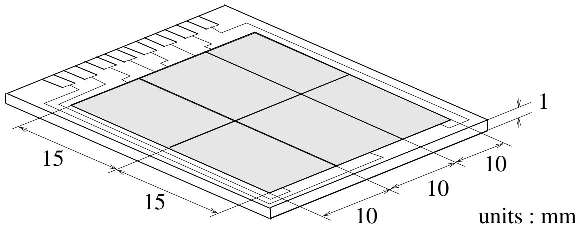


図 2.34: シリコンパッドボード 1 枚の概観図。

プリシャワー測定器の構造は図 2.33の様になっている。 PS 測定器は 4mm 厚の鉛 (4%Sb) と 1mm 厚のプラスチックシンチレータ (BC404) を 6 層づつ交互に積層した SW 型で、光は側面に置かれた 2 枚の WLS 板 (Y-11) で集光される。 WLS 板の両端には PMT が取り付けられ、光は計 4 本の PMT で読みだされる。大きさは 20cm×20cm で厚さは $4.3X_0$ である。 CAL 本体の情報とあわせて e/π 識別を行う。

シリコンパッド測定器は図 2.34の様なボード (浜松ホトニクス製) を図 2.35の様に並べたものである。 1 枚の Si ボードには 6 個のパッドが載っている。 1 個のパッドの大きさは 10 mm×15 mm で、シリコンの厚さは 300 μm である。このボードを Si パッドに隙間が出来ないように 6×6 枚並べ、 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プリシャワー測定器の後ろに置かれ、 e/π 識別とシャワー位置の高精度測定を行う。

SW モジュールは 10 mm 厚の鉛板 (4%Sb) と 2.5 mm 厚のプラスチックシンチレータ (SCSN-38) を 80 層づつ交互に積層したもので、図 2.36の様な構造をしている。大きさは 20cm×40cm、厚さは約 $4.8\lambda_0$ である。シンチレータの光は両側面に置かれた 2 枚の WLS 板で集光される。各々の WLS 板の一端には PMT が取り付けられている。

SF 型モジュールは、 1 mm$^{\phi}$ のシンチレーティングファイバー (SCSF-38) を溝を掘った鉛板に埋め込んだもので、図 2.37の様な形状をしている。鉛とシンチの比率は体積比で 4:1 になっている。大きさは 20cm×20cm×130cm で、約 $6.2\lambda_0$ 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 PMT に接着されている。

これらのモジュールのビームテストは KEK-PS の $\pi 2$ ビームラインで行われた。用いたビームは 1 ∼ 4 GeV の e^- 及び π^- ビームである。セットアップの概略を図 2.38に示す。ビームは 2 台のガスチェレンコフカウンターと 4 面のドリフトチェンバー、 2 面のトリガカウンターを通してテストモジュールに入射される。

テストモジュールは PS 測定器、 Si 測定器、 CAL 測定器の順に置かれている。 CAL 測定器の配置は、 SF モジュー

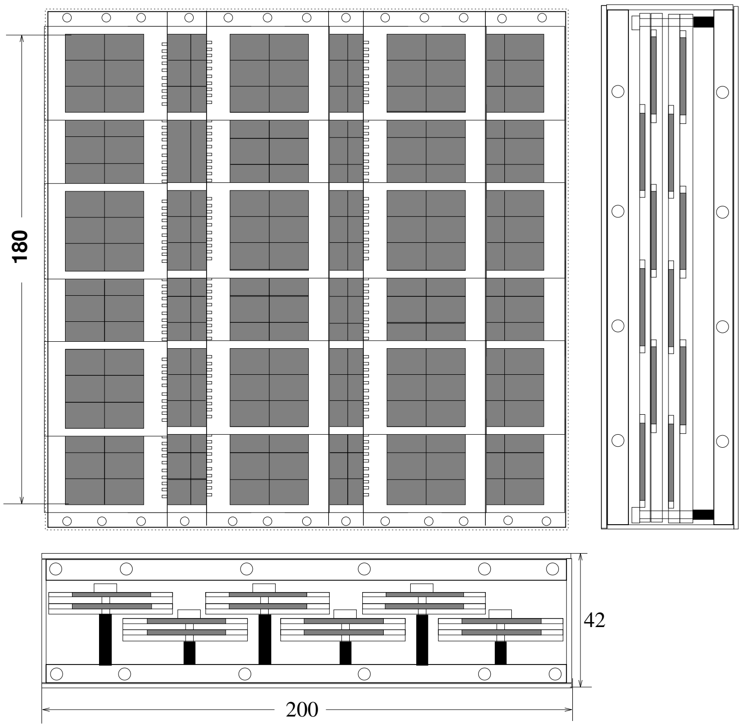


図 2.35: シリコンパッド測定器の全体配置。

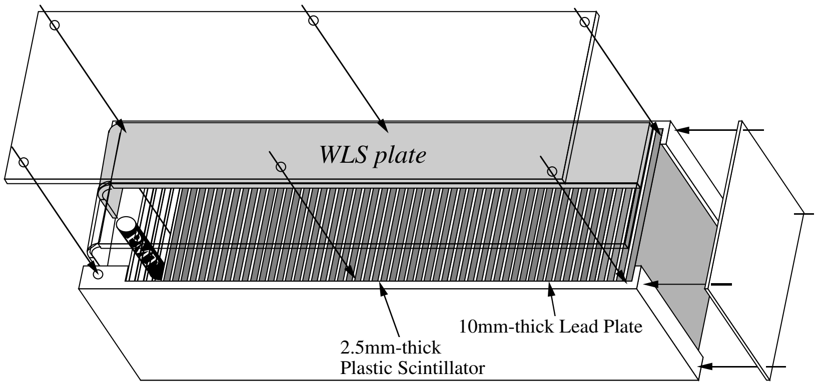


図 2.36: サンドイッチ型モジュールの構造。

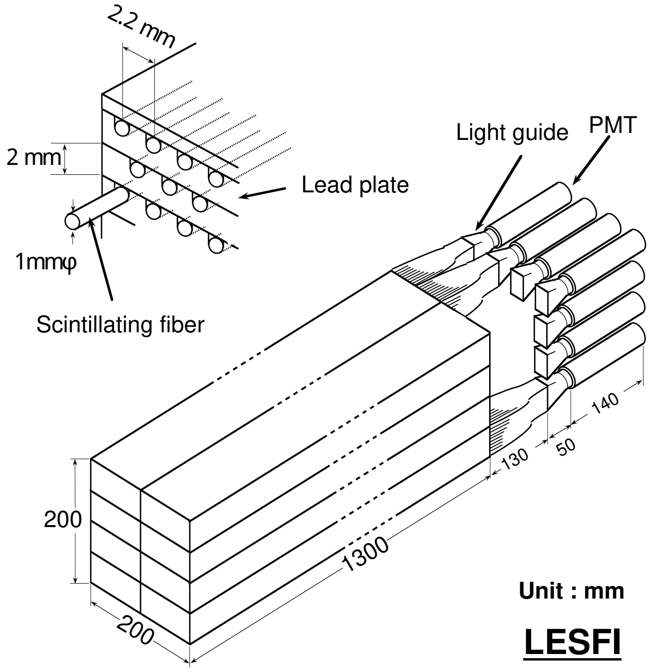


図 2.37: シンチレーションファイバー型モジュールの概観。

ルのテストの時は図 2.38の様に置かれる。 SW モジュールのテストの時には SF モジュールが隅に来るように組み替えられる。テストモジュール全体は架台の上に載っており、 x 方向、 y 方向の平行移動と水平面内での y 軸回りの回転が出来るようになっている。モジュール全体の重量は約 3.5t である。

測定項目はエネルギー分解能、 e/π 識別、 e/π 出力比及び光量である。以下それらの結果について述べる。 SF モジュールの結果については [14] に、また Si 測定器の結果については [15] に詳しく報告されている。

エネルギー分解能

SF モジュールの電子に対するエネルギー分解能を図 2.39に示す。電子の入射角は 3° である。 A 図は PS 測定器が無い場合の分解能の入射エネルギー依存性で、 B 図は PS 測定器が SF モジュールの前に置かれた時の分解能である。図中の黒丸は実験データで実線はそのフィットカーブである。また白い四角は GEANT によるシミュレーションの結果で、点線はそのフィットである。フィットの結果、実験で得られたエネルギー分解能は下の式の様に表される。

$$\begin{aligned}\frac{\sigma_E}{E} &= \frac{(14.4 \pm 0.3)\ \%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus (0.0 \pm 1.4)\ \% \quad \text{PS測定器なしの場合}, \\ &= \frac{(14.7 \pm 0.4)\ \%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus (0.0 \pm 1.8)\ \% \quad \text{PS測定器ありの場合},\end{aligned}$$

ここで $\oplus$ は 2 乗和を表す。シミュレーションと実験の一致は良い。またこの分解能は標準測定器に課せられた分解能を満たしている。

SF モジュールの π 入射に対するエネルギー分解能を図 2.40に示した。入射角は 0° である。上図は PS 測定器が無い時、下図は PS 測定器がある時の分解能である。黒丸と実線は実験データ、白四角と点線は GEANT シミュレーションの結果である。得られた分解能は下の式の様に表される。

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(38.1 \pm 1.3)\ \%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus (11.6 \pm 1.4)\ \% \ \text{PS測定器なしの場合},$$

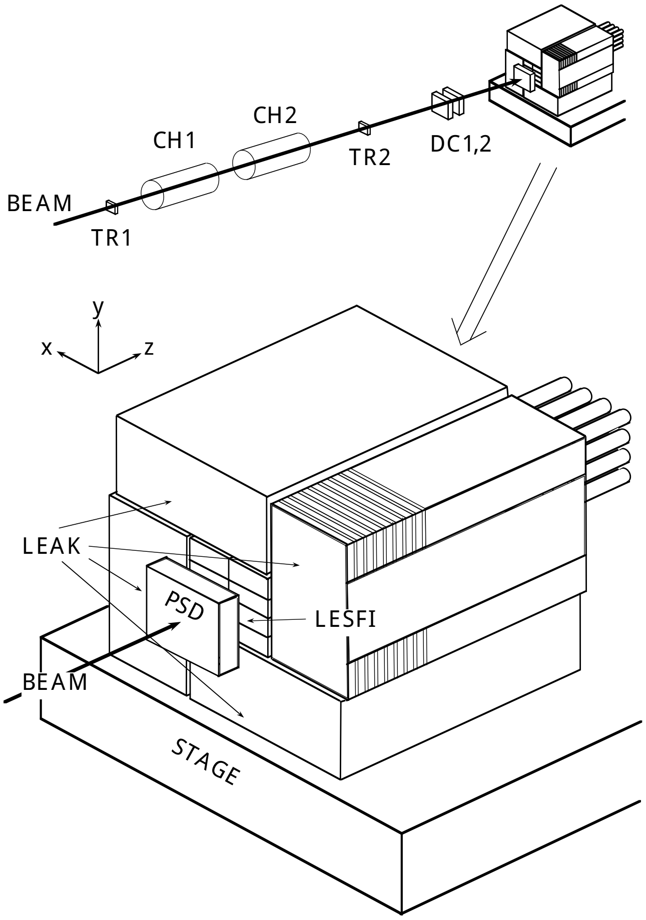


図 2.38: ビームテストのセットアップ。

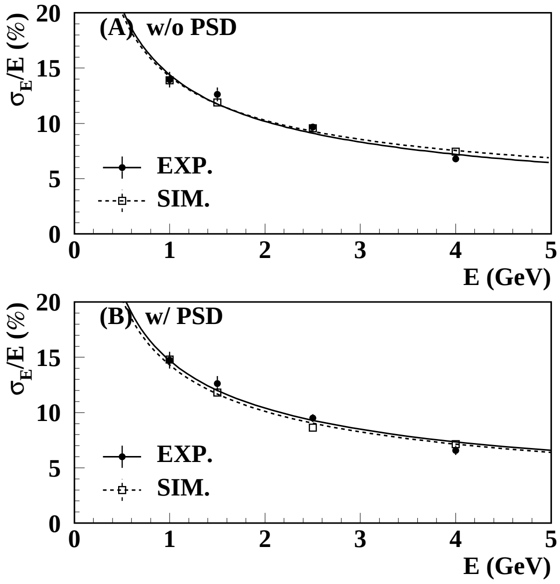


図 2.39: SF モジュールの EM エネルギー分解能。黒丸が測定データである。

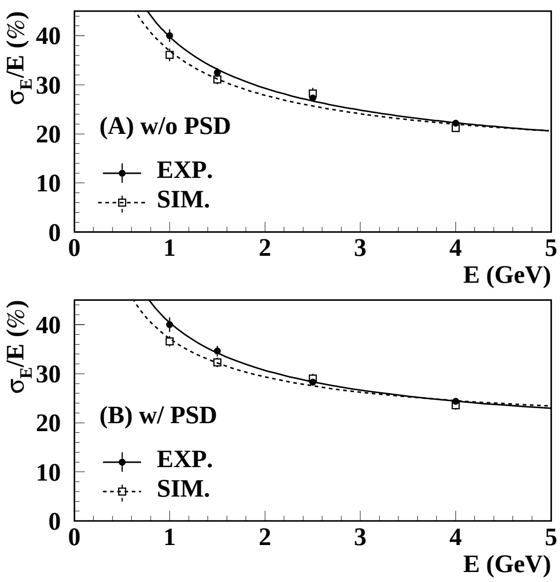


図 2.40: SF モジュールのハドロンエネルギー分解能。黒丸が測定データ。

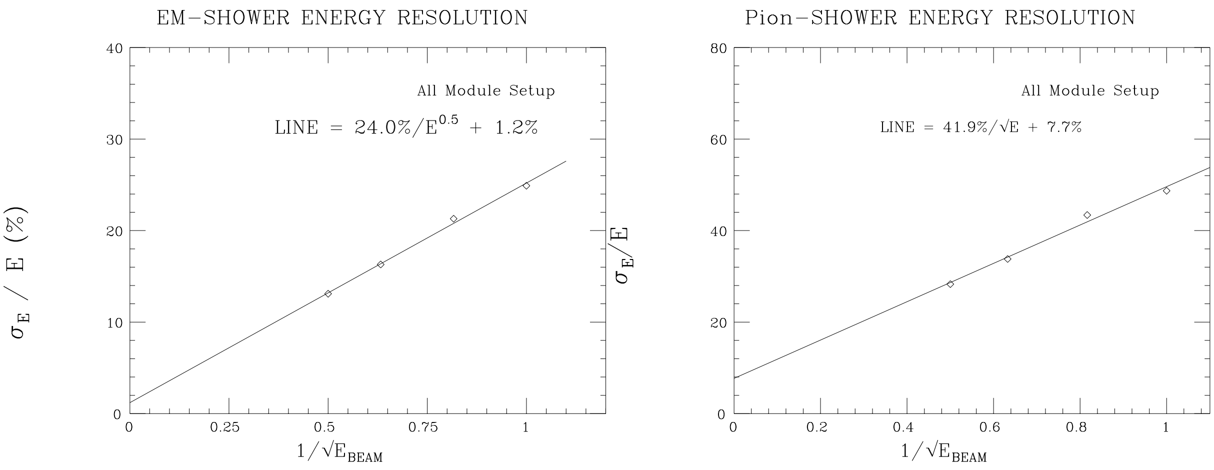


図 2.41: SW モジュールのエネルギー分解能。左図は EM に対する、右図はハドロンに対する分解能。

$$\frac{\sigma_E}{E} \quad = \quad \frac{(37.2 \pm 1.6)\ \%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus (15.8 \pm 1.4)\ \%\ \text{PS測定器ありの場合},$$

π に対するエネルギー分解能の定数項が非常に大きいのは、シャワーのもれのためである。 $60\mathrm{cm}\times60\mathrm{cm}\times5\lambda_0$ のカロリメータにおいては横方向に 5%、縦方向に 3% のもれがあるとされている [16, 17]。

PS 測定器が前に置かれた時の SW モジュールの電子と π に対するエネルギー分解能を図 2.41に示した。図中の直線はフィットの結果で、以下のような式で表される。

$$\begin{aligned} \sigma_E/E_{(e)} &= 24.0\%/\sqrt{E} + 1.2\% \\ \sigma_E/E_{(\pi)} &= 41.9\%/\sqrt{E} + 7.7\% \end{aligned}$$

この場合もシャワーのもれのため π に対して大きな定数項が生じている。

e/π 識別

PS 測定器と SF モジュールを用いた e/π 識別の結果を図 2.42に示した。 PS 測定器はその出力の大きさで、また SF モジュールはシャワーの横方向の広がりで e と π を分けている。

SF モジュールの C パラメタ (Containment) は、全 CAL モジュールのエネルギー和に対する入射中心 9 セグメントの割合である。また S パラメタ (Spread) は各モジュールに与えられたエネルギーを入射中心からの距離の重みをつけて足しあげ、全エネルギーで割ったものである。 C パラメタを用いると、 e に対する測定効率が 98% の時 π を 1/118 に除去できる。また S パラメタを用いると e の効率が 98% の時 π を 1/202 に除去できるという結果が得られている。

Si 測定器を用いた時の e/π 識別の結果を図 2.43に示した。左図は 3 GeV の粒子が入射した時の全シリコンパッドからの ADC 出力の和をプロットしたものである。 e に対する応答と π に対する応答の違いがはっきりとわかる。この分布にカットを入れた時の e と π に対するカットの通過率をプロットしたものが図 2.43の右図である。入射エネルギーが 3 GeV の時 e の検出効率は 96.4% で、この時 π を約 1/10 に除去できるという結果が得られている。

測定光量

SW モジュールに e が入射した時の測定光電子数を図 2.44に示した。モジュールにより若干のばらつきはあるが、平均 150 光電子 /GeV である。後述のように e に対する出力と π に対する出力はほぼ等しいので、ハドロンシャワーに対してもほぼ同じ光電子出力が得られる。この値は目標とするハドロンエネルギー分解能の $40.0\%/\sqrt{E}$ を $40.8\%/\sqrt{E}$ に悪化させる程度の影響をもつ。無視できる程小さい影響ではなく改善が求められるが、深刻な問題とはならない。

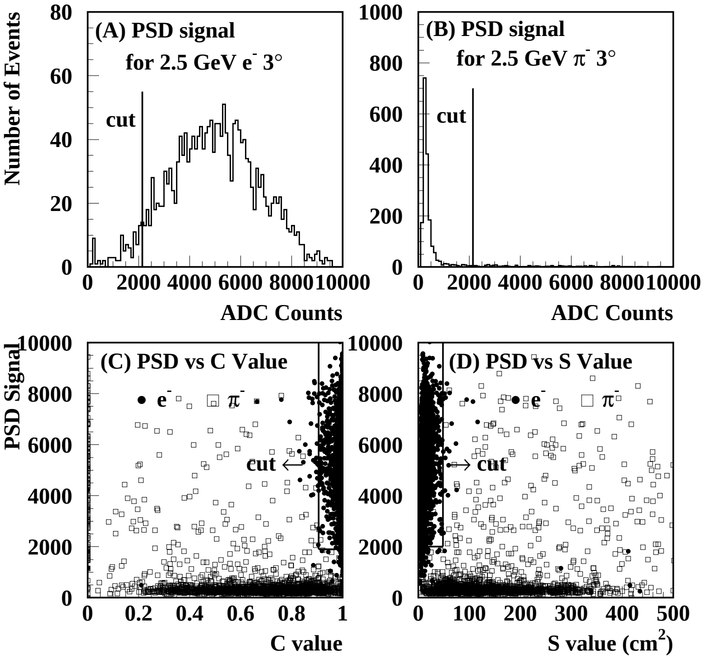


図 2.42: PS 測定器と SF モジュールを用いた e/π 識別。A 図は PS 測定器の e に対する出力で、B 図は PS 測定器の π に対する出力である。C 図と D 図はそれぞれ PS 測定器出力と SF モジュールの C パラメタ、S パラメタとの 2 次元プロットである。4 角の中を e として選びだす。

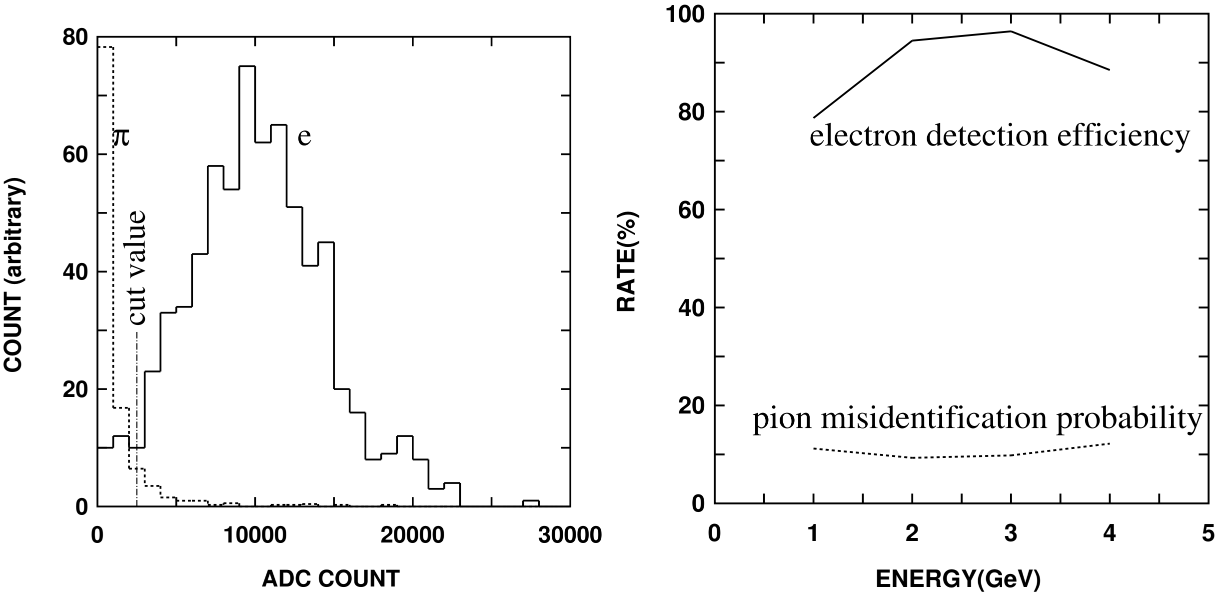


図 2.43: Si 測定器の e と π に対する出力分布 (左図) と e/π 識別能力 (右図)。

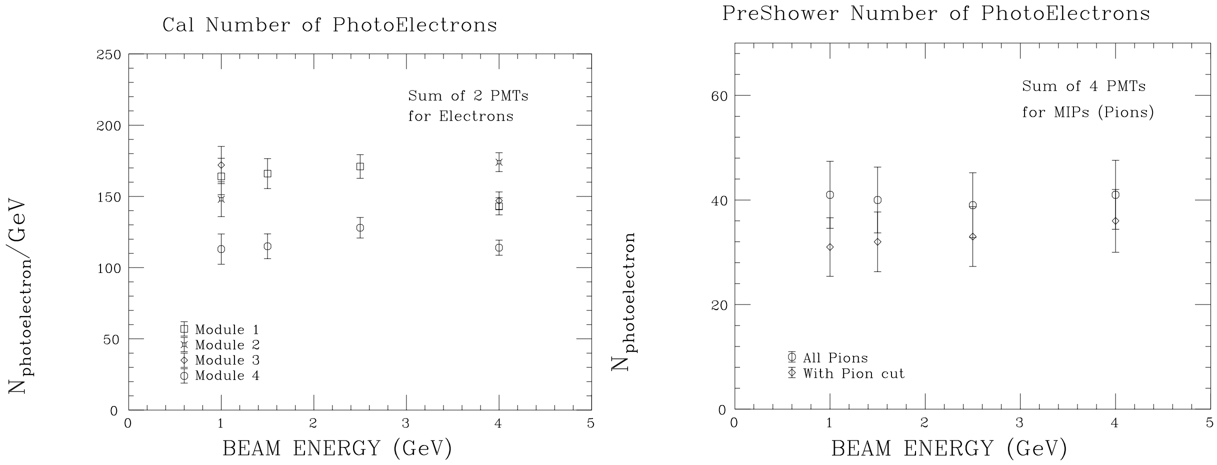


図 2.44: SW モジュールで測定された光電子数 (左図) と PS 測定器を π が通過した時の光電子数 (右図)。

PS 測定器を π が通過した時の光電子数も図 2.44に示した。白丸は全ての π イベントについて求めたものである。また白角は PS 測定器と CAL 本体の出力を用いて、 PS 測定器でシャワーが起きたイベントを除去したサンプルについて求めたものである。最小電離粒子 (MIP) が通過した時、平均 32 光電子 /MIP/6 層の光電子が測定された。これを 1 枚のシンチレータ当たりに換算すると、 5.3 光電子 /MIP/layer であることがわかる。これを 1 mm シンチレータを用いた補償型の EMCAL に換算すると、 660 光電子 /GeV という値が得られる。これは $15.0\%/\sqrt{E}$ の分解能を $15.5\%/\sqrt{E}$ に悪化させる程度の影響をもつ。

実際の EMCAL の集光効率は PS 測定器よりも悪いと思われるので、実際にモジュールをつくっての R&D が必要である。これについては次項で述べる。

e/π 出力比

e 入射で測定されたエネルギーと π 入射で測定されたエネルギーの比から e/π 出力比を計算することができる。先に述べた様に π 入射の時にはシャワーのもれがあるので、それを補正する必要がある。その結果補正後の e/π 出力比として、

$$\begin{aligned} e/\pi_{(SW)} &= 1.01 \\ e/\pi_{(SF)} &= 1.19 \end{aligned}$$

という値を得た。ここで測定誤差は無視できる程小さく、この値の誤差は完全にもれの補正の誤差で支配されている。この誤差を定量的に評価することは難しいが、 +5% の補正が +10% であっても不思議は無いと思えば ±0.05 程度の誤差はありうる。

一般にサンプリングが細かい程、低エネルギーの e や γ がシンチレータで測定されやすくなる。 SF モジュールの方が e/π 比が大きいのはこの影響も一因になっていると思われる。他の R&D の結果を見ると、 ZEUS-T36 のグループでは 1.15[11]、 INS グループでは 1.20[12]、 SPACAL グループでは 1.10[10] という e/π 比を得ている。このように e/π 比は測定値がばらついており、さらに系統的な R&D が必要である。

テストモジュール'95

'93 年の PS 測定器の結果から、 1 mm 厚のシンチレータを用いてもかなりの光電子数が得られることがわかった。しかし PS 測定器は 4 本の PMT で光を読むなど、実際の EMCAL よりもかなり高い集光効率をもつと考えられる。このため 1 mm 厚のシンチレータを用いた補償型の EMCAL テストモジュールを製作してビームテストを行い、光電子数を測定した。

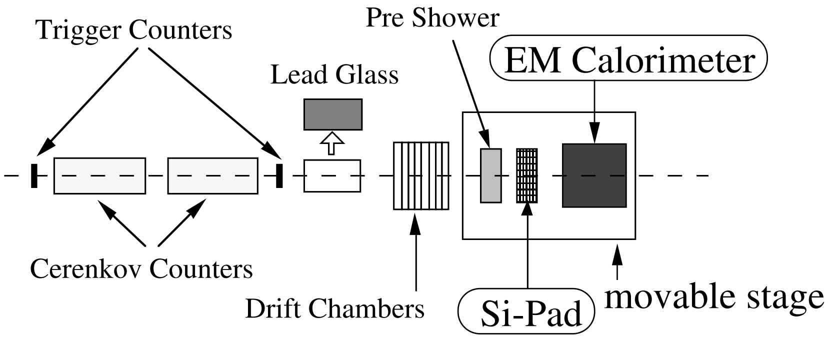


図 2.45: '95 年ビームテストのセットアップ。 PS 測定器、Si 測定器、細サンプリング EMCAL を組み合わせてテストした。

製作した EMCAL は図 2.36と同じような構造をもつ SW 型のモジュールである。大きさは 20cm×20cm で、 4 mm 厚の鉛板 (4%Sb) と 1 mm 厚のプラスチックシンチレータ (BC404) を 35 層づつ交互に積層して $25X_0$ の厚みとしてある。光は両側面に置かれた WLS(Y-11) の板で読みだされる。各 WLS の板の 1 端には PMT が取り付けられている。

'93 年の Si 測定器はノイズレベルが高く、オペレーションにかなりの神経を使った。そこで主にノイズ対策を施した Si 測定器を再製作し、 EMCAL とともにビームテストを行った。

ビームテストは'93 年同様 KEK-PS の $\pi 2$ ビームラインで行った。入射粒子は e^- と π^- で、入射エネルギーは 1 $\sim$ 4 GeV である。ビームテストのセットアップは図 2.45のようになっている。鉛ガラスはビームの診断用である。

測定された e に対するエネルギー分解能を図 2.46に示す。得られた分解能をフィットした結果は

$$\sigma_E/E = 15.4\%/\sqrt{E} + 0.2\% \tag{2.7}$$

と表される。また測定された光電子数も図 2.46に示した。 e 入射に対して平均 680 光電子 /GeV の光電子数が測定された。この値は'93 年のテストの結果から推定された値と良く一致している。 π 入射に対する光電子数は、 π が最小電離で貫通したとして計算した値をプロットしてある。 π に対する光電子数が e が入射した時に比べ若干大きいのは、 π が EMCAL の中でシャワーを引き起こした事象が混じっているためと考えられる。

これらの結果から、 1 mm 厚のプラスチックシンチレータを用いた補償型の EMCAL は十分実現可能であり、光量、分解能ともにほぼ標準測定器に要請される性能を満たすことができることがわかった。

テストモジュール'96

'93 テストモジュールはその大きさがハドロンシャワーを閉じ込めるには不十分であった。このため得られた分解能には大きな定数項が生じていた。他のグループによる R&D[11, 12] においてもモジュールの大きさは同じようなものであり、このため互いの e/π 比の不一致についても確定的な結論を下すことが出来ない。この問題を解決するにはシャワーのもれが無視できる位大きなテストモジュールを製作し、信頼度の高いデータを測定することが不可欠である。

このような観点から新テストモジュールの計画を進め、'95 年からデザインをスタートさせ、'96 年度その製作を行った。このモジュールはハドロンシャワーについてその正確な補償点を探り、エネルギー分解能をや e/π 比を精度良く求めることを第一の目的に置いている。このため、以下の様な条件のもとでデザインを行った。

- ハドロンシャワーを閉じ込めるに十分な大きさを持つこと。
- 補償点を探すため、鉛とシンチレータの比率を細かく変えられること。

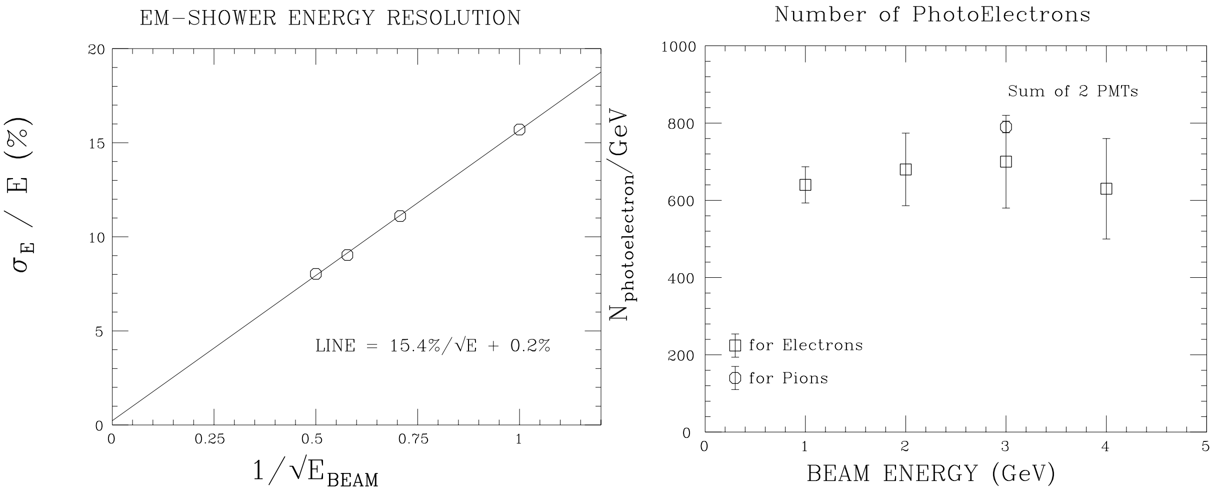


図 2.46: EMCAL に e が入射したときのエネルギー分解能 (左図) 及び測定光電子数 (右図)。

- レスポンスの特異点を持たない構造にすること。

CDF-plug の改良や CMS 測定器の R&D 等、読みだしに WLS ファイバーを用いる型のカロリメータにおいては急速な進展が見られる。 SW 型と SF 型については'93 年に既にテストしていることから、今回のテストモジュールは補償点を見付けだした後で WLS ファイバー型に改造することが出来るようなデザインにすることも条件の 1 つとした。

ハドロンシャワーの縦方向及び横方向の空間的広がりは図 2.47及び図 2.48のようになっている。これからシャワーの 99% 以上の閉じ込めを達成するためには、横方向には 1m×1m 以上、縦方向には $7\lambda_0$ 以上の大きさが必要なことがわかる。しかしながらこの大きさのテストモジュールを'96 年度で完成するには予算的に不足であるため、縮小した形で製作した。横方向の大きさは後で大きくすることが困難であるため、 1m×1m の大きさで作ることとした。縦方向の厚みは'93 年の SW モジュールを後方にバックアップカロリメータとして置くことで $2\lambda_0$ を確保し、モジュール本体の厚さは $5\lambda_0$ に縮小した。但し応答に差が出ることは避けられないので、余裕があれば'97 年度に拡張する計画である。

シンチレータと鉛の比率を細かくかつ容易に変えることが出来るようにするため、構造体は図 2.49の様な吊り下げ型とした。同様なテストモジュールには SDC グループが行った'Hanging-File' 型モジュールがある [18]。しかしながら彼らがこのモジュールでビームテストを行った時には SDC グループは補償型を採用しないことに決めていたため、彼らのテストは鉛: シンチ =4:1 近傍ではなされていない。

シンチレータの厚さを変えるのは容易ではないためシンチレータは 2 mm 厚に固定し、鉛板の厚さを変えて鉛 / シンチ比をスキャンするデザインとした。吊り下げる鉛の板は 4 mm 厚のものと 2 mm 厚のものを製作した。 4 mm 厚のものはそれ自身でレールに吊り下げられる。 2 mm のものは 4 mm の鉛板にネジど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 m × 1 m× 2 mm- 厚の大きさをもち、図 2.50のように 6 本の溝が切られている。溝の形状は CDF-plug と同じく鍵穴型をしている。この溝に 1 mm^{ϕ} の WLS ファイバーを通して集光し、 PMT で両読みする。実際のモジュールでは、鉛板やシンチ板の再配置の容易性のためファイバーは直接 PMT にはつながず、途中に光ファイバーコネクタをはさんで脱着出来るようにしてある。シンチレータは全部で 110 枚あり、 5 枚づつまとめられ 22 組を形成する。これによりシャワーの縦方向のプロファイルも精度良く測定することができる。

PMT は TRISTAN の VENUS 測定器の TOF カウンターに用いられていたものを転用した。この PMT はタイミング測定精度を向上させるためブリーダーに若干の改造が加えられており暗電流もかなり大きいが、ハドロンシャワーの測定の精度には影響しない程度である。

これらの鉛板やシンチレータ、 PMT は図 2.51の様に架台の上に組み上げられる。この構造全体を遮光のためのカバーで覆うようになっている。全体の総重量は約 10t である。

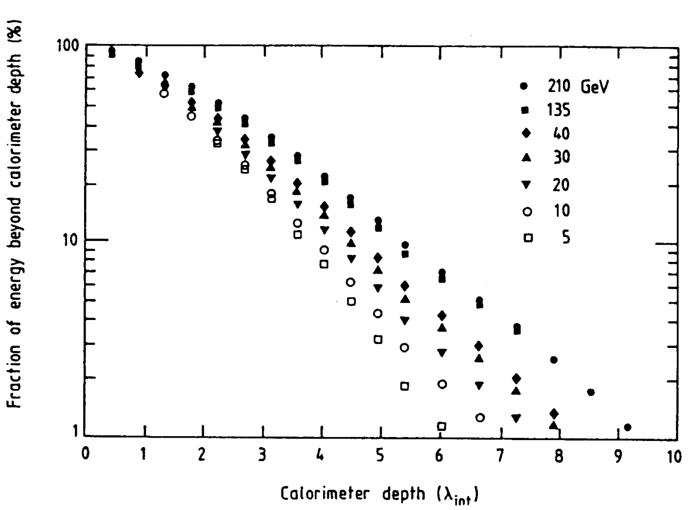


図 2.47: ウラン / シンチレータカロリメータでのシャワーの縦方向の広がり。
C.W. Fabjan and R. Wigmans, *Rep. Prog. Phys.* **52**(1989)1519 より転載。

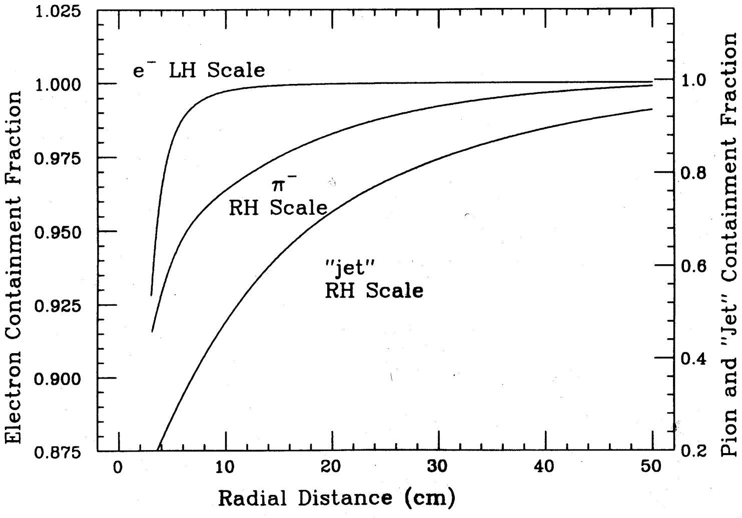


図 2.48: SPACAL でのシャワーの横方向の広がり。 D.Acosta et.al., CERN-PPE/91-223 より転載。

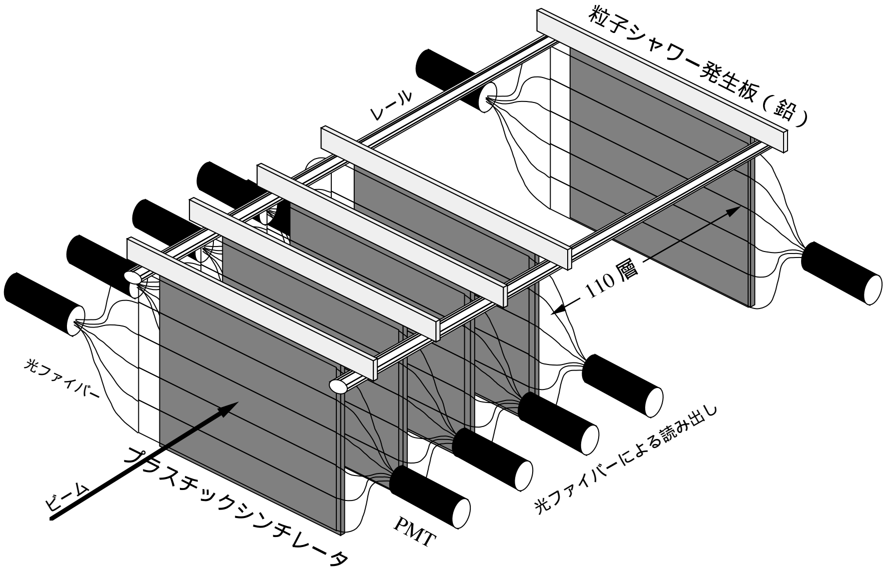


図 2.49: '96 テストモジュールの概観。 2 本のレールの上に鉛の板とシンチレータの板を吊り下げる構造になっている。

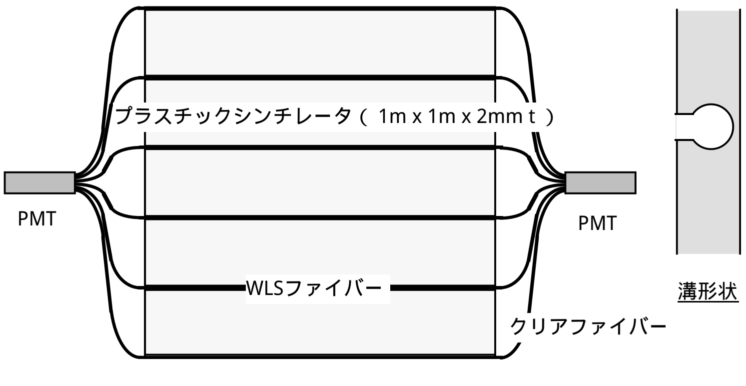


図 2.50: シンチレータのデザイン。溝を掘って 6 本の WLS ファイバーを通し、集光する。

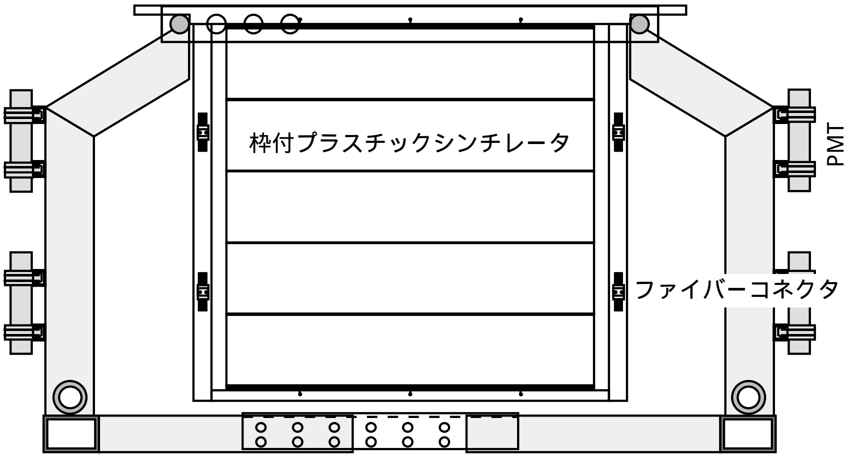


図 2.51: テストモジュールの正面から見た組み上がり図。

シンチレータに埋め込まれた WLS ファイバーのピッチは非常に粗いものになっている。これは補償点の測定など一連のテストが完了したのち、 CDF-plug 型のファイバー読み出しモジュールに改造することを念頭においてデザインしたためである。改造は図 2.52に示すように 20cm×20cm のセグメントを 5×5 に配置することを考えている。このため 20cm 間隔で WLS ファイバーを埋め込むデザインとなっている。

この集光方式では WLS ファイバーのピッチが粗すぎ、光量不足や非均一性の問題が出てくる危険性がある。このためあらかじめ光量測定を行って上記の点を確認した。シンチレータに β 線を入射して行った光量の位置依存性の結果を図 2.53に示す。スキャンの方向はそれぞれファイバーに直角の方向と平行な方向である。図からわかるように、ファイバーの上で光量が大きくなっている。光量の絶対値は平均して 2.4 光電子 /MIP であった。この光量を換算するとテストモジュールで得られる光量は 150 光電子 /GeV となる。この値は'93 年の SW モジュールと同じであり、40.0% を 40.8% に悪化させる程度の影響がある。

光量の位置依存性もまた分解能の悪化に跳ね返る。そこで測定で得られた位置依存性を GEANT に取り込んで、シミュレーションを行った。その結果を図 2.54に示す。図から分かるようにカロリメータ出力のゆらぎに対する光量の位置依存性の影響は極めて小さく、位置依存性が分解能に与える影響は十分小さいと考えて良い。

以上の様な測定やシミュレーションによりこのデザインで十分目的が達せられることが確認できたので、'96 年 10 月より製作にとりかかった。'97 年 1 月末から全体の組み上げに入り、 2 月下旬より 3 月中旬まで KEK-PS の $\pi 2$ ビームラインでビームテストを行う予定になっている。図 2.55にセットアップ図を示す。

1 mm 厚シンチレータの WLS ファイバー読み出し

EMCAL に要求されるエネルギー分解能を達成するため、 EMCAL は 1 mm 厚のシンチレータで作られる。このモジュールの特性については ZEUS 型のモジュールについて既に'95 年にテストを行い良好な結果を得ている。

ハドロンテストモジュールを WLS ファイバー読み出しに改造するのにあたり、 EM セクションも WLS ファイバー読み出しで製作し、統一的にテストするオプションも検討中である。しかしながらこれまで、 1 mm 厚のシンチレータに溝を切って WLS ファイバーを埋め込んだタイルファイバーがテストされたことは無かった。このため今回、 1 mm 厚のシンチレータでタイルファイバーのテストピースを試作しその光量を測定した。タイルの大きさは 10 cm×10 cm である。これに色々な深さの溝を掘って光量を測定した。シンチレータが薄いため、溝の形状は鍵穴型ではなく長方形である。測定結果を図 2.56に示す。若干のばらつきはあるが、平均して約 3 光電子 /MIP の光量が得られた。これは EMCAL に換算すると約 380 光電子 /GeV に相当する。この値は'95 年の EMCAL の約半分であり、改善のための R&D を続ける必要がある。

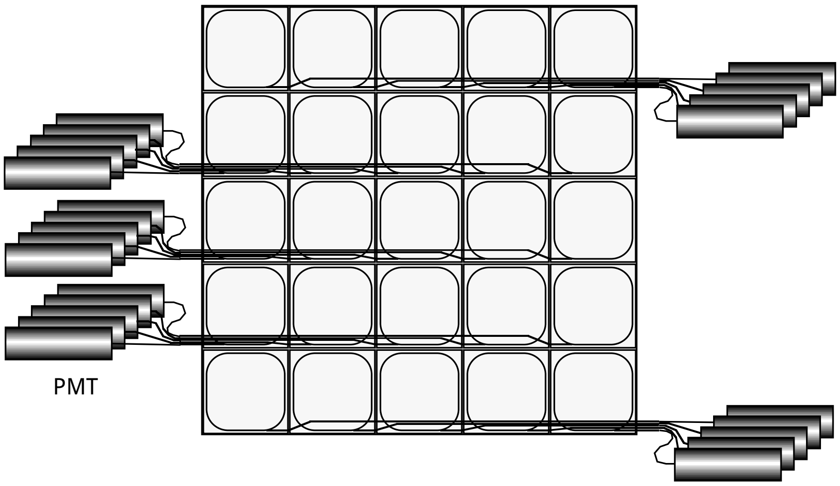


図 2.52: シンチレータの改造案。

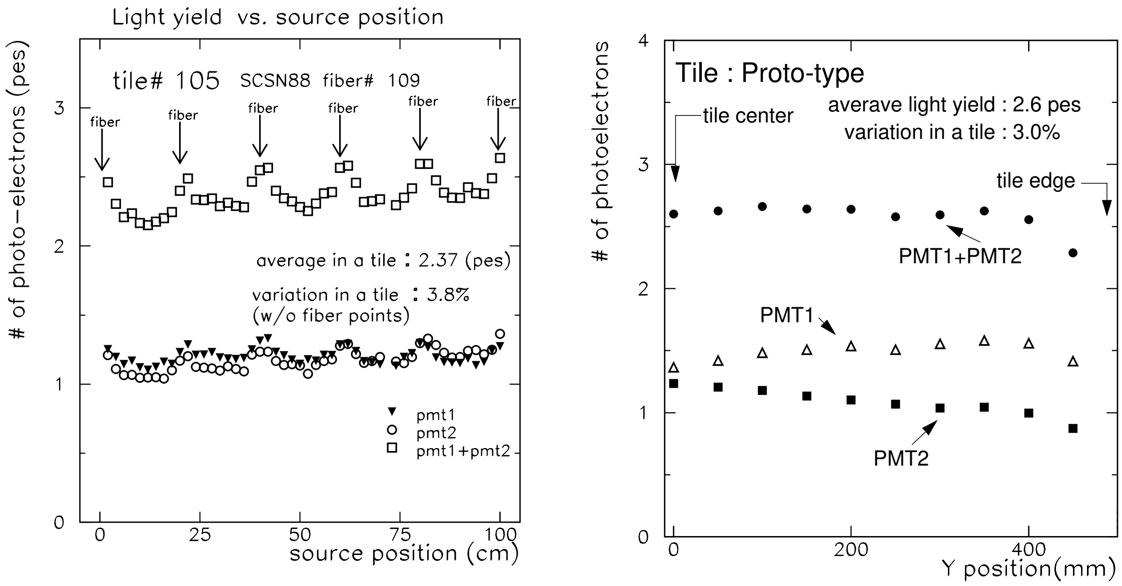


図 2.53: シンチレータの光量の位置依存性。左図は WLS ファイバーと直角方向にスキャンした測定で、右図はファイバーと平行にスキャンした測定。

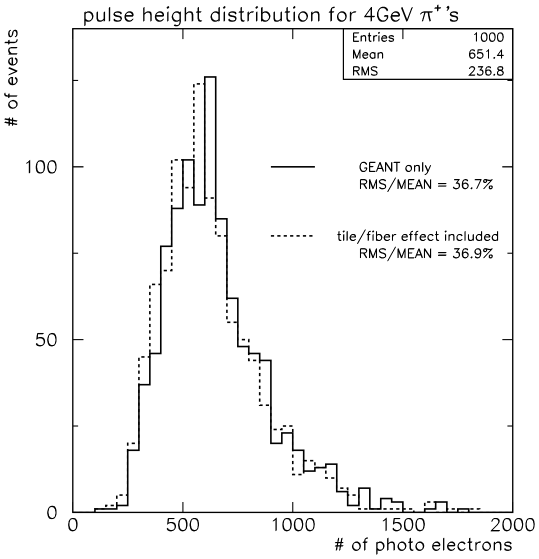


図 2.54: 光量の位置依存性が分解能に与える影響。

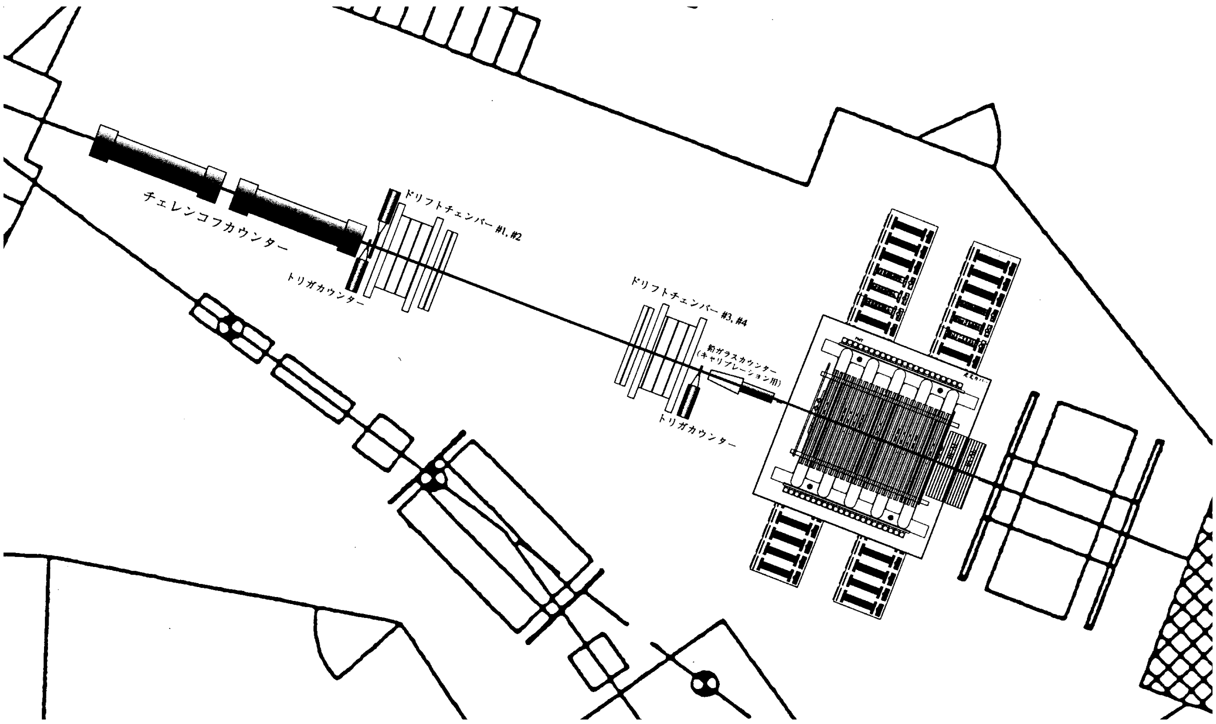


図 2.55: '96 モジュールのビームテストセットアップ。

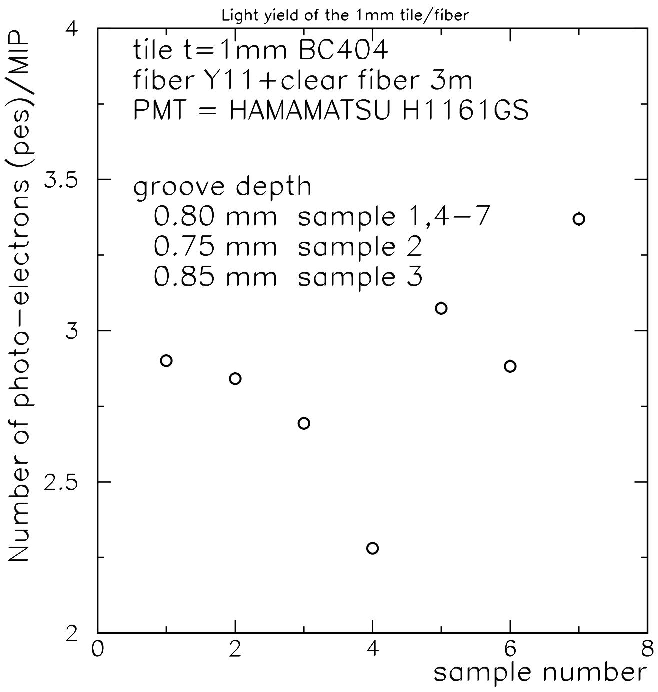


図 2.56: 1 mm 厚シンチレータの光量。横軸はサンプルの番号。

2.4.5 光検出器

標準測定器においては、ビーム軸方向以外の不感領域を無くすためカロリメータ全体は 2 テスラの磁場中に置かれる。このためシンチレータからの光は 2 テスラの磁場中で読み出す必要がある。結晶を用いたカロリメータでは PIN ダイオード等の磁場の影響を受けない光検出器を用いることができる。これに対してサンプリングカロリメータ、特に補償型のカロリメータにおいては光量が少ないため、強磁場中で動作しうる高増幅率の検出器が必要となる。

磁場中で使える増幅率の高い光検出器としてはファインメッシュ型光電子増倍管 (FMPMT) がある。しかしこの検出器は通常高々 1 テスラ迄しか使用に耐えない。

'93 年頃からハイブリッド型光検出器 (HPMT) という検出器が試作品としてテストされはじめてた [19, 20, 21]。これは光電面の後ろに逆バイアスをかけた PIN ダイオード (または APD) を置き、その間に数 kV 以上の高電圧をかけたものである。図 2.57にその構造を示す。光電面から飛び出した光電子は高電圧で加速されて PIN ダイオードに打ち込まれる。この電子は空乏層のなかで電子ホール対を作りながらエネルギーを失う。 3.6eV 当たり 1 個の電子ホール対が作られるので、例えば 10kV の加速電圧をかければ約 3000 個の電子ホール対ができ、増幅率は 3000 となる。(実際には表面の不感層のためこれより小さくなる。)

PIN ダイオードを APD に置き換えたものは VAPD の呼ばれ、静電加速に加えてさらに APD の増幅率の分だけ信号を増幅することが出来る。 APD は通常 100 倍程度の増幅率を持っているので 10^5 以上の増幅率を得ることができ、 PMT に匹敵する。

これらの光検出器の JLC への応用可能性を調べるため R&D を行ってきたが、その一環として磁場中での特性試験を'94 年と'96 年の 2 回行った。'94 年には FMPMT、 HPMT、 VAPD の 3 種類を 2.5 テスラまでの強磁場中でテストした。この結果に基づき'96 年には HPMT に的を絞って詳細なテストを行った。以下これらの結果について述べる。

磁場中テスト'94

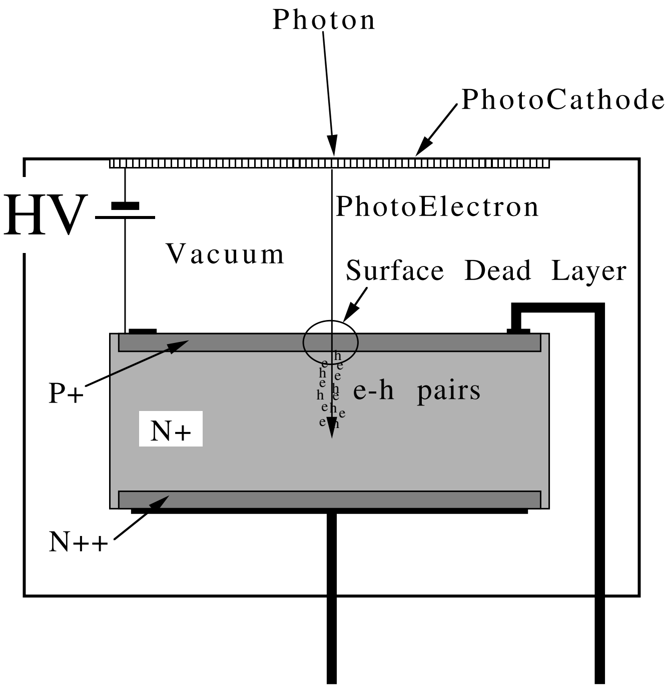


図 2.57: HPMT の構造

色々な検出器についてその長所と短所を明らかにするため、 FMPMT、 HPMT、 VAPD の 3 種類についてのテストを行った。この詳細な結果については論文 [22] に詳しい。

テストしたデバイスは、 HAMAHATSU 社製 24 段 FMPMT H2611SXA(24)、 Delft 社製 HPMT PP350B、及び Advanced Photonix 社製 VAPD 748-73-75-631 である。テストの配置は図 2.58のようになっている。暗箱の中に検出器と LED(青) が納められ、全体が磁場の中に置かれている。箱全体は磁場の外から回すことが出来るようになっている。検出器と LED の位置関係は固定されており、その間には光量調節のための光学フィルターが入れられるようになっている。

LED の光量のふらつきと光量に対する磁場の影響については別に測定し、それぞれ 0.7% 及び 1.5% 以下という値を得た。これらの値の今回の増幅率測定に与える影響は無視できるくらい小さい。

図 2.59に磁場と FMPMT の軸のなす角度に対する増幅率の依存性をプロットした。 2.5 テスラの強磁場においても 10^5 を越える増幅率があるが、角度に対する依存性は急である。

HPMT の増幅率と磁場となす角の関係を図 2.60に示した。 HPMT の耐圧が低いため増幅率の絶対値は小さいが、かなり角度をつけても増幅率の低下は小さい。また磁場を強くしても増幅率は殆ど変化はない。

VAPD の増幅率と磁場となす角度の関係を図 2.61に示した。 VAPD 中に磁性体が含まれていたため、 VAPD については高い磁場まで測定することが出来なかった。 HPMT との類推からずっと高い磁場まで動作すると推定されるが、確認が必要である。増幅率自体は磁場中でも 10^5 を越えるので、十分である。

エネルギートリガを動作させる上で、 1 チャンネル当たりのノイズを 2∼3MeV のレベルに以下にしたい。 CAL の出力を 150 光電子 /GeV、プリアンプのノイズを 1500e^- 相当と仮定すると、これを満たすためには HPMT の場合 4000 程度の増幅率が必要である。この増幅率は 18kV 程度の耐圧で実現できる計算であり、特に困難な値とは思われない。これに対して FMPMT は増幅率の角度依存性が大きく、実際の測定器の中に組み込んだ場合精度がでない可能性が高い。また VAPD はコストが高く、また量産レベルで高品質をたもつのは容易ではないと思われる。このような観点から、候補をを HPMT に絞って R&D を進めることにした。

HPMT テスト

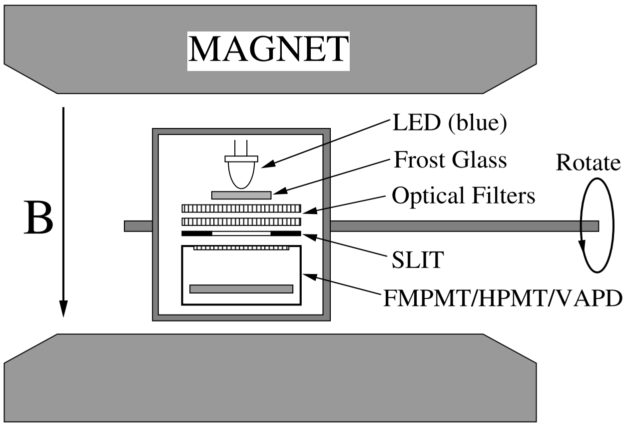


図 2.58: 光検出器の磁場中テストのセットアップ。

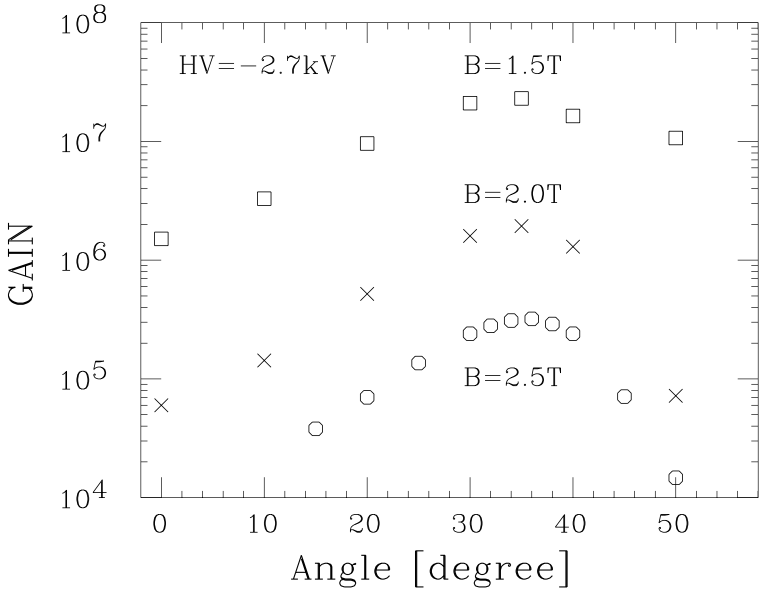


図 2.59: FMPMT の増幅率の磁場角度依存性。

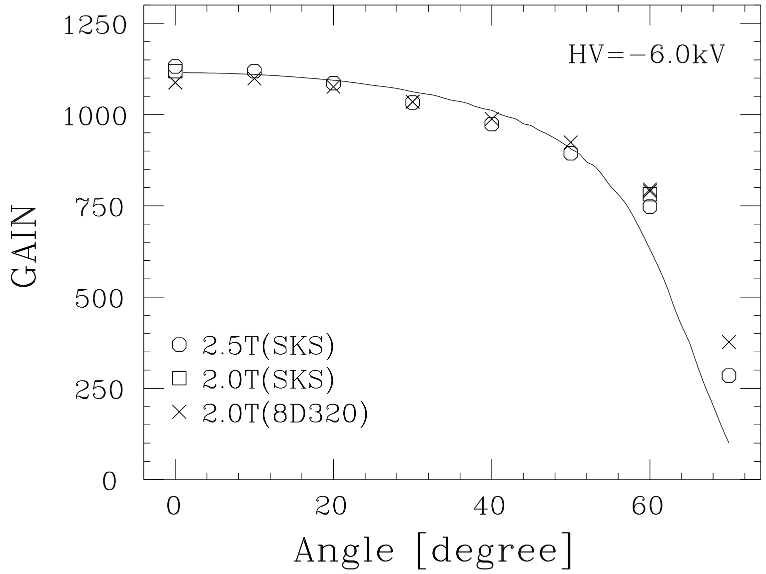


図 2.60: HPMT 増幅率の磁場角度依存性。実線は計算値。

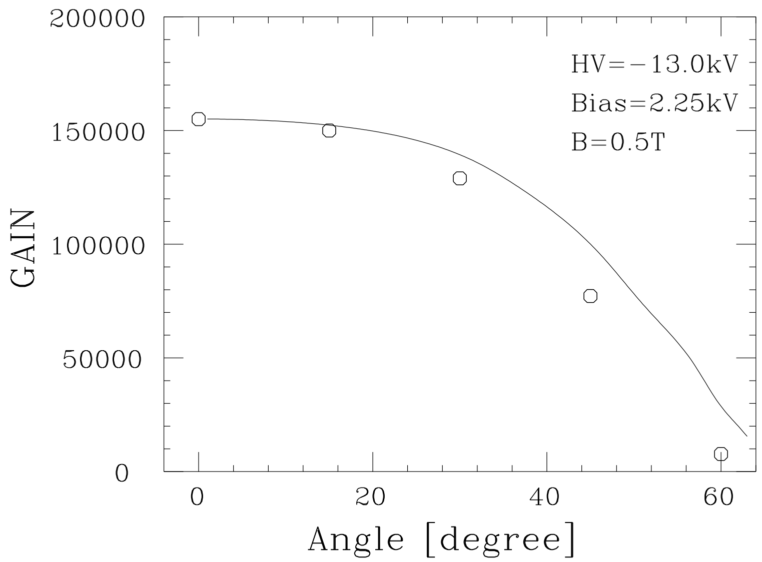


図 2.61: VAPD 増幅率の磁場角度依存性。実線は計算値。

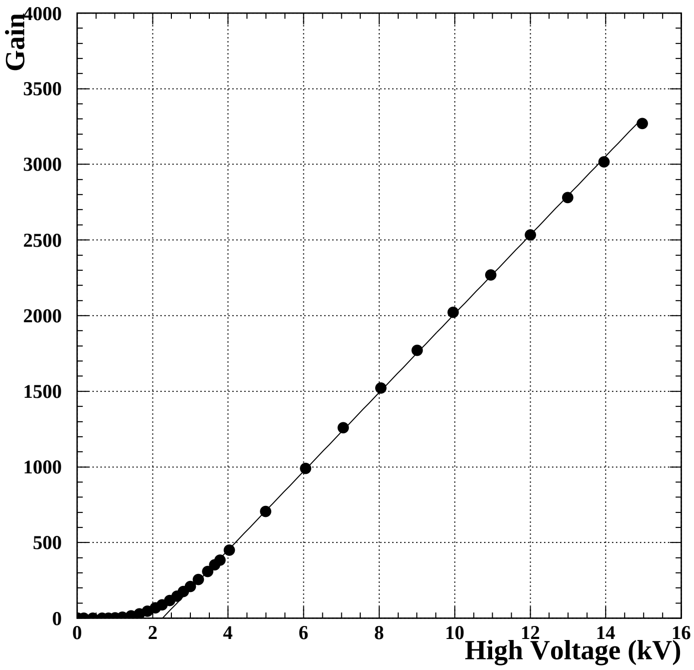


図 2.62: 磁場外での PP0350F の増幅率と HV の関係。

'94 年のテストの結果を踏まえ、その後以下のような具体的目標を設定して R&D を行なってきた。

- 4000 を越える高増幅率の達成。
- 一光子信号の検出。
- マルチピクセル化

一光子信号の検出は PS 測定器の光を HPMT で測定することを狙ったものである。但し実際の PS 測定器では MIP の通過に対して 10 個程度の光電子が期待できるので、必ずしも一光子信号の検出ができることが絶対条件ではない。

マルチピクセル化はシンチレータの WLS ファイバー読み出しを念頭に置いたものである。 HPMT は FMPMT に比べ受光面が小さいのが欠点であった。シンチレータからの光を WLS ファイバーで集める場合、光検出器に入るのはファイバーであるため受光面積はさほど必要としない。したがってマルチピクセル化はファイバー読み出しに対して極めて自然な解である。

上記の目的のため、 Delft 社製の PP0350F と PPD380D の 2 種類の HPMT について特性の測定やテストを行なってきた。

PP0350F は高耐圧型のシングルピクセル検出器で、 15kV までかけることができる。この HPMT について測定した増幅率と HV の関係を図 2.62に示す。 15kV において増幅率は約 3300 であり、目標の 4000 まではあともう半歩である。

PPD380D は 7 個のピクセルをもつ HPMT で、中心の 1 ピクセルを 6 個のピクセルが取り囲む配置をしている。耐圧は 10kV とあまり高くはない。この HPMT について測定した光電面上のレスポンスのスキャンの結果を図 2.63に示す。ピクセル境界において増幅率の低下が見られるが WLS ファイバーの読み出しに支障があるレベルではない。クロストークについてはまだ測定していない。

磁場中テスト'96

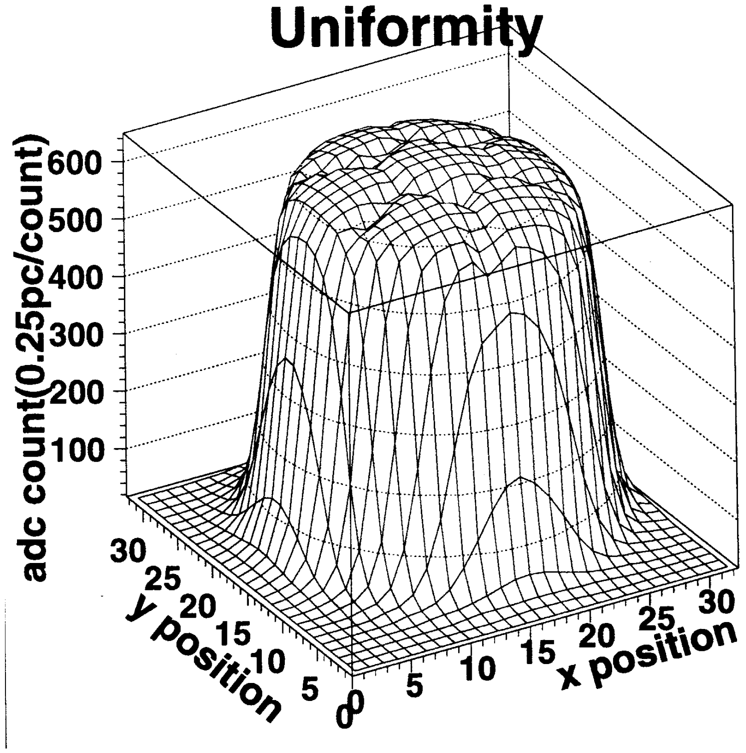


図 2.63: 7 ピクセル HPMT の光電面のレスポンス。

PP0350F と PPD380D について磁場中でのレスポンスを測定した。主な目的は PP0350F が磁場中でも高い増幅率を保つことの確認と HPMT の動作特性を電気力学で完全に理解出来ることの確認、及び'94 年のテストの時には未確認であった問題点の解決である。

磁場をかけると HPMT の増幅率は数 % 大きくなる。おそらくは光電子の磁力線への巻付きが原因と思われるが、前回のテストではデータが不足していて結論を出せなかった。今回のテストではその点を明らかにするべく詳細なデータを収集した。また前回は強磁場に主眼を置いていたため、微弱磁場における特異点的な振舞について詳しく調べることが出来なかった。このため今回は微弱な磁場においても詳しくデータを測定した。

セットアップは'94 年のテストのほぼ同一であ。ただし今回はマルチピクセル HPMT について光電面の位置依存性を調べるため、 LED をスライド出来る仕組みを取り付けておいた。

データは現在解析中であるが、一部のプレリミナリな結果を示す。図 2.64は PP0350F の増幅率の磁場強度依存性である。増幅率に見られるディップは、光電子が磁場中でサイクロイド運動をしながらシリコンに入射する時、非常に浅い角度で入射する条件に相当している点である。前回テストした HPMT よりも角度を変えたときの増幅率の落ち方がはやい。これは高耐圧を得るために高電面とシリコンの間隔を広げたためと思われる。この点は現在シミュレーションにより検証中である。

図 2.65は PPD380D の増幅率の磁場強度依存性を 7 個のピクセル全てについて示したものである。磁場の強さを変えるにつれてサイクロイド運動の軌道が変わり、信号が出るピクセルが移っていく事がわかる。

これらの結果についてシミュレーションとの比較を行い、 HPMT の特性が電気力学で理解できることを確立する。これによって目標性能を達成するためにはどのようなデザインをすれば良いのかを判断出来るようになる。

<u>今後の方針</u>

前述の 3 項目のうち、高増幅率とマルチピクセルについてはかなりの進展があった。これに対して一光子信号の測定についてはまだ具体的な成果は得られていない。これは一つには高増幅率低ノイズのプリアンプについての経験が不足していることによる。専門家の協力を仰ぎながらこの点を最優先に進めていく。

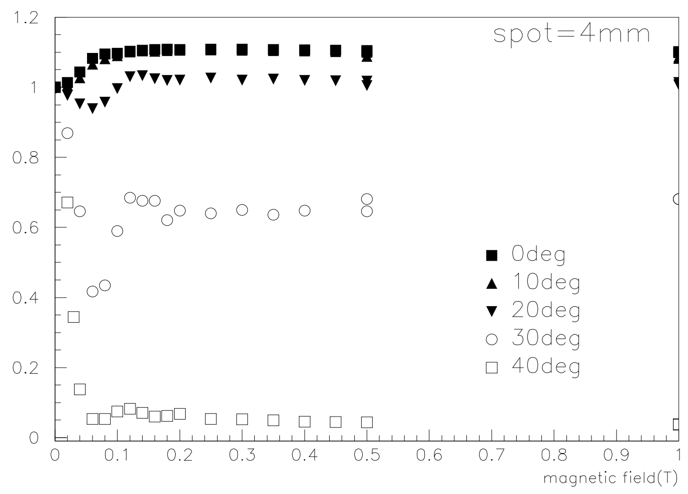


図 2.64: HPMT 増幅率の磁場強度依存性。

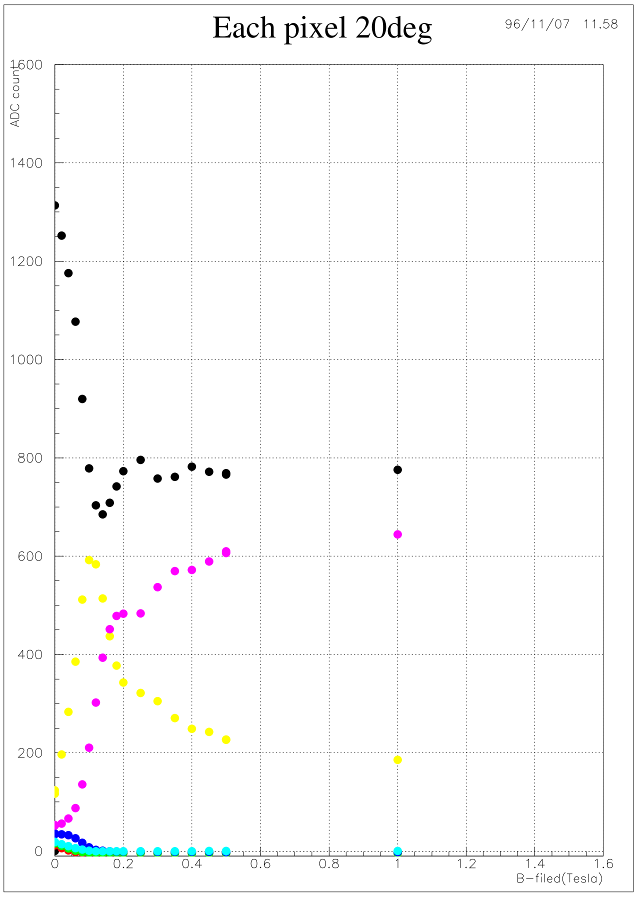


図 2.65: 7-pixel HPMT の増幅率の磁場強度依存性。

2.5　衝突点周辺

以下では、電子陽電子の重心系エネルギーが 500 GeV、したがってビームエネルギーが 250 GeV のリニアコライダー (JLC-1) について主に議論する。先ず、バックグラウンドの発生機構、その制御（マスクシステム）、そして実験に与える影響について説明する。

2.5.1　概要

実験上問題となる次の四つのバックグラウンドを考慮する。

（1）ビームは最終収束系の電磁石群によって衝突点付近まで転送され、最終収束四極電磁石の非常に強い磁場で絞られる。そのとき発生するシンクロトロン光がバックグラウンドとなる。この放射光の強度はビーム強度と同程度であり、１バンチ当たり $\sim 10^{10}$ 個の光子が放射される。光子のエネルギーは MeV から KeV 領域まで連続分布をしている。もしこれらの放射光が衝突点付近の最終収束四極電磁石の磁極物質やビームパイプなどに当たり測定器の中に散乱されるようなことが起こると、実験の遂行が困難となる。荷電粒子の軌跡を測定しその運動量を決定するのに不可欠な中心飛跡検出器は、炭酸ガス中での荷電粒子によるイオン化過程を利用しており、 KeV 領域の光子に対する感度が極めて高い。したがって、この放射光によって測定器の全シグナルが覆い尽くされ、荷電粒子の軌跡の測定ができなくなってしまうためである。

（2）この放射光はビームの裾の大きさに強く依存しており、ビームの拡がりを水平方向に $\pm 6\sigma_x^\circ$、垂直方向に $\pm 35\sigma_y^\circ$ でコリメートしなければならない。このコリメータ物質とビームとの電磁相互作用で発生するミューオンもバックグラウンドとなる。ビームの裾の発生機構は詳細には理解されていないが、 SLC 実験の経験から予想されている。コリメータは衝突点から 1$\sim$2 km に設置される。そこで発生したミューオンは高エネルギーであるため、積極的に除去されないなら測定器まで到達する。その場合には特に、カロリメータが放射光の場合と同じような影響を受ける。また、カロリメータによる物理事象の発生を知らせるトリガーも機能しなくなるであろう。この後詳しく説明されるバックグラウンド評価において、ビーム強度分布は水平、垂直方向ともに $\pm 3\sigma_{x(y)}^\circ$ まではガウス分布をもち、これを越えて強度 1% の一様な裾を持つと仮定している。

（3）ビーム · ビーム衝突で、電磁相互作用により生成される電子陽電子対及び、

（4）量子色力学過程のミニジェットもまた、バックグラウンドとなる。この場合、生成されたバックグラウンド粒子が直接測定器に入り、物理事象と重なり合ったとき、終状態の明確な識別そして精密測定の妨げとなる可能性がある。また、前者の電子陽電子対はその生成の断面積が非常に大きく、その散乱角は前後方に鋭いピークを持つ。そのため、最終収束四極電磁石の磁極と衝突して多くの光子を後方に散乱させる。これらの光子が測定器に入りバックグラウンドとなる二次的なものもある。

2.5.2　シンクロトロン光

偏向電磁石

図 2.66に示したように、衝突点に一番近い偏向電磁石は衝突点より 117.4m に設置され、その偏向角度は水平方向に 0.55 mrad である。 シンクロトロン光は（陽）電子ビームの軌道の接線方向に放射されるので、衝突点で水平面内にビーム軸より 6.5cm の拡がりをもつ。この偏向電磁石から衝突点までには四つの最終収束４極電磁石が設置される。それらには、衝突点より順番に QC1、 QC2、 QC3、 QC4 と名前が付けられている。 QC1 の先端は衝突点より 2.5m であり、その磁極とビーム軸の間隔はわずか 0.67cm のため（図 2.69）、放射光が直接これに当たらないように遮蔽しなければならない。このため、偏向電磁石より 61m の所に内径 0.3mm の円筒状のマスクが置かれる。このマスクは長さ 21cm のタングステンで作られているため、 1$\sim$2 MeV の光子に対して 2x10^{-9} の減衰率を持っている。マスクの内径は水平、垂直方向にビームの拡がりの $22\sigma_x$、 $264\sigma_y$ に対応し、コリメートされたビームでは放射光のみが遮蔽される。また、このマスクは偏向電磁石だけではなく、それより上流にあるすべての電磁石からの放射光をも有効に遮蔽することができる。

最終収束４極電磁石

ビームが QC1$\sim$4 の四つの最終収束４極電磁石を通過するとき、多量のシンクロトロン光を放射する。特に衝突点近くの QC1 とその隣りに設置される QC2 からのものが多く、放射光の二次散乱を防ぐことができない。このため

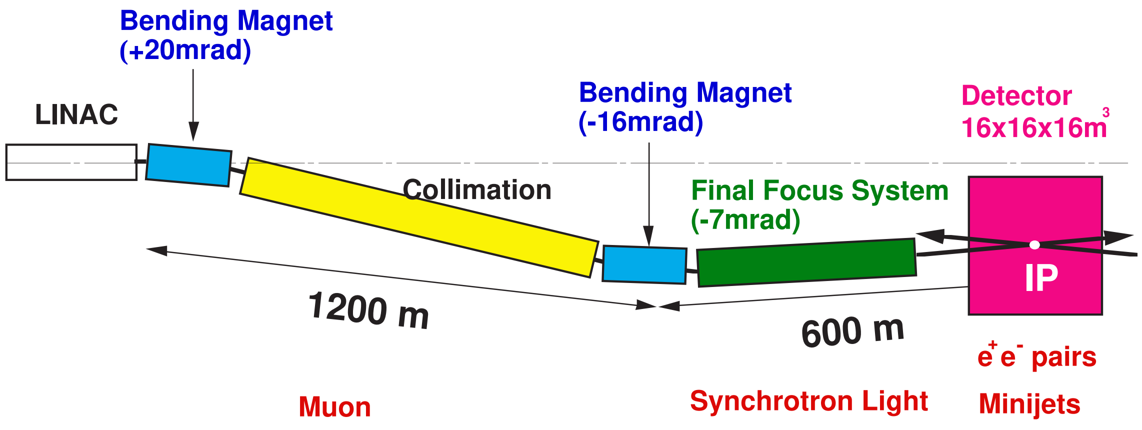


図 2.66: 主リニアック出口よりコリメーション部分から衝突点までの最終収束系ビームライン

マスクによる遮蔽は不可能である。したがって、次に示す最終収束光学系の最適化による方法が唯一のものである。放射光の拡がりの大きさはビーム自身の拡がりに比例するので、ビームのコリメーション、QC1 の設置位置とその磁極間隔が最適化する。もちろん、衝突点でのビームサイズなどのパラメータは、バックグラウンドを最小にし同時にルミノシティーが最大になるように最適化する。$6\sigma_x^\circ \times 35\sigma_y^\circ$ にコリメートされたビームによる放射光の拡がり(図 2.67) は、衝突点側の QC1 断面上で図 2.68のように鋭い端を持っている。この時ビームのコリメーションは完全であると仮定しているが、次節で説明されるようにこの仮定は実際上よい近似となっている。また、コリメーション後のビームと残留ガスによるクーロン散乱による新たな裾の形成確率は 3×10^{-9} であり、これによる放射光は無視できる。

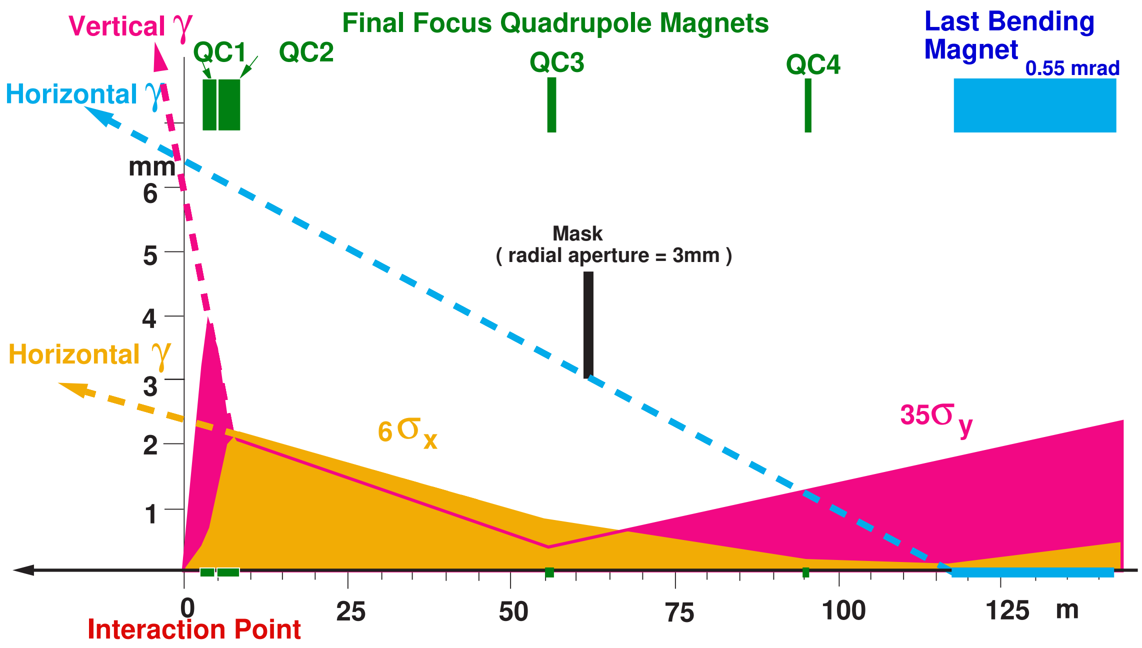
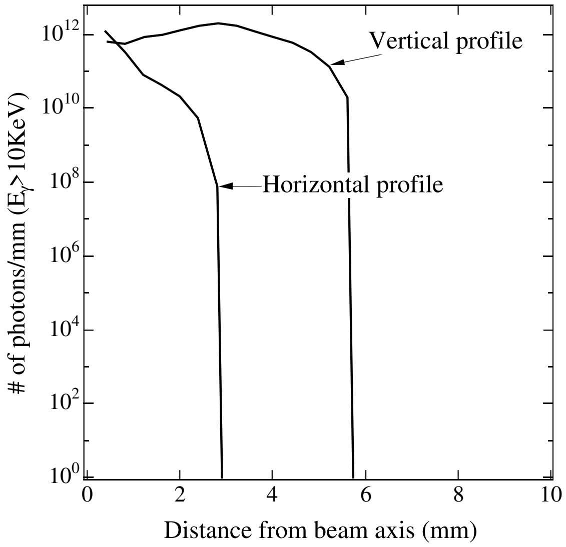


図 2.67: 衝突点に一番近い偏向電磁石より衝突点までの $6\sigma_x^\circ \times 35\sigma_y^\circ$ にコリメートされたビームの水平と垂直の拡がりを描いた。シンクロトロン光の衝突点付近での最大の拡がりを矢印で示した。

図 2.69は、QC1 の両端での放射光の拡がりを示している。長さ 2.4m の QC1 はその先端が衝突点より 2.5m の位置に置かれ、その磁極先端とビーム軸との間隔は 6.7mm である。入射してくる放射光は QC1 の中心を通り、衝突点



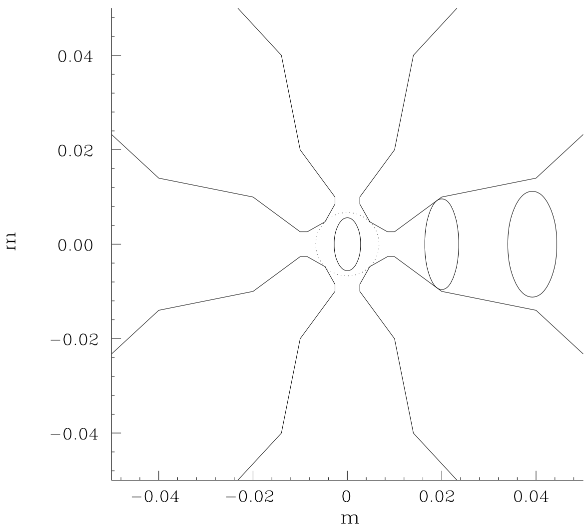


図 2.68: 衝突点側の QC1 断面上での放射光の水平、垂直それぞれの方向への拡がり。縦軸は 1mm 当たりの 10KeV 以上のエネルギーを持つ光子の数、横軸はビーム軸からの距離を示す。 72 バンチ連の 1 パルスすなわち約 10^{12} 個の電子から放射されるもので、 MQRAD コードによって計算された。

図 2.69: 入射及び出射する放射光の QC1 両端の断面上での拡がり。中心に点線で描かれた円は 4 つの磁極面に内接する円で、その半径は 0.67 cm である。三つの縦長の楕円で示されたものが放射光の拡がりを現している。それぞれの楕円中心はビーム軸でもある。 QC1 中心よりはずれたものは、衝突後に通過するものである。

通過後は、電子、陽電子ビームが互いに 8mrad の角度で交叉しているため、図中右側の磁極の間の二つの楕円で示された所を入出射する。この図よりわかるように放射光は QC1 の磁極に当たらずに通り抜けるため、バックグラウンドとして問題とならない。

以上の場合はビームパラメータが設計値のときの計算である。加速器運転の初期の段階でエミッタンス ($\epsilon_{x(y)}$) が設計値以上に大きいときは、軌道上のビームの方向角度が $\sqrt{\epsilon_{x(y)}/\beta_{x(y)}}$ に比例するため、より大きなベータ関数 ($\beta_{x(y)}$) を用いなければならないであろう。この場合、いうまでもなく得られるルミノシティーは小さくなる。

2.5.3 ミューオン

高エネルギー (E_e) の電子によるコリメータ中でのミューオンの生成確率 (N_μ) は、以下の近似式でよく表すことができる：

$$N_\mu = 3.9(2.3) \times 10^{-4}\ E_e(\mathrm{GeV})/250 \quad \text{ただし} \quad \mathrm{E}_\mu > 2(5)\mathrm{GeV}。 \tag{2.8}$$

予想される裾に相当するビーム強度 1% の電子が生成するミューオンの総数は、 72 バンチ連の 1 パルス当たり 2.8 (1.7) $\times 10^6$ と見積もられる。ミューオンの生成角度は M_μ/E_μ 程度であり、 E_μ=100 GeV の場合 1 mrad すなわち 2 km 先の衝突点ではビーム軸より 2 m の位置に到達する。実際に、コリメータセクションから衝突点までの簡略化されたトンネル構造を考慮したシミュレーション (MU-CARLO) の結果によると、 10^3 個のミューオンが測定器を通過する。この個数を 1 以下にするためには、ミューオンスポイラー (図 2.70)[24], ミューオン減衰器 (図 2.71)[23, 24] の方法を用いなければならない。 前者の方法は、コリメーション後トンネルの四カ所に水平または垂直方向に磁化された鉄を、トンネル断面を埋め尽くすように設置し、ミューオンを測定器より外へ跳ね飛ばすものである。後者は、各コリメータ直後のビームパイプを長さ 120m、内径 2 cm、外径 31cm の鉄パイプで覆い、ミューオンを鉄中イオン化過程によるエネルギー損失で減衰させ吸収しようとするものである。 JLC では、先ず後者の方法をシミュレーションで検討している。それによると、衝突点から 2 km に設置されるコリメータで生成されるミューオンに対して、 10^{-6} の減衰率が達成され、測定器を通過するミューオン数を 1 以下にできる。今後、上記に 2 つ方法を組み合わせて、さらに最適化がおこなわれるであろう。

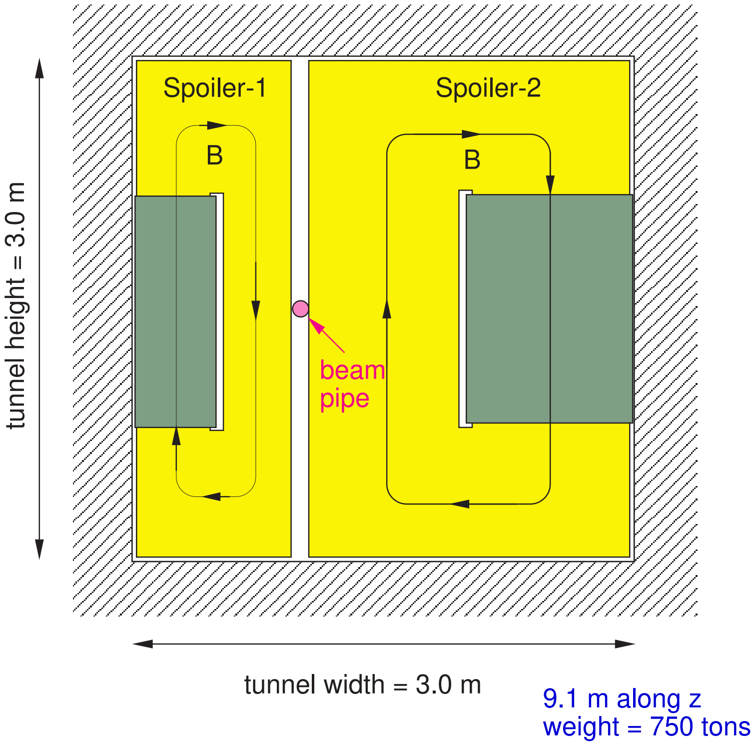


図 2.70: ミューオンスポイラー：LC93 で SLAC の L.Keller により提案された。$3\text{x}3\text{m}^2$ のトンネルは 1.5 テスラに磁化された鉄製のスポイラーで満たされている。その長さは 9.1m で、重量は 750 トンである。

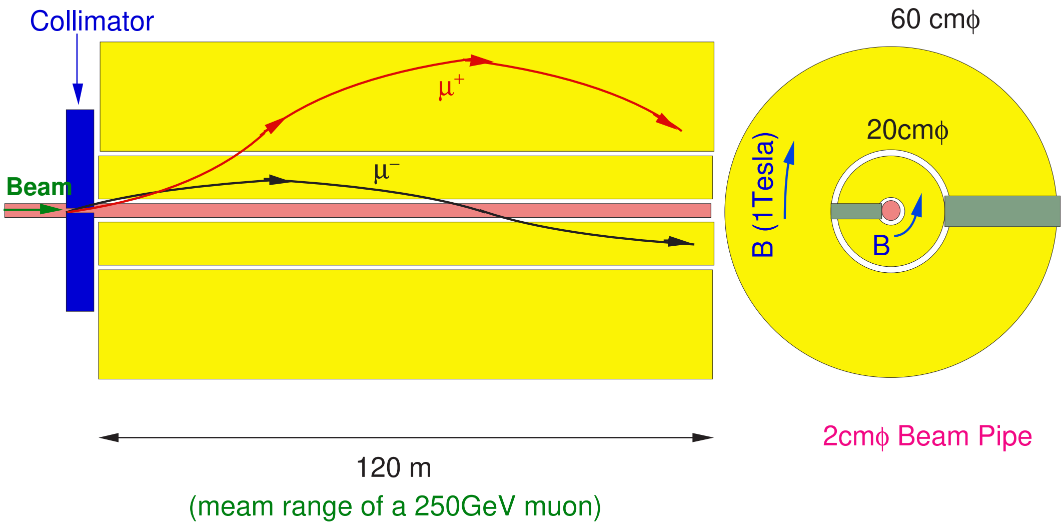


図 2.71: ミューオン減衰器：LC93 で高エネ研の波戸氏により提案された。2 つの鉄パイプより成りビーム軸回りをそれぞれ反対向きに磁化されている。これは正負の電荷をもつミューオンをそれぞれ鉄パイプ中に取り組む。その長さは 120m でミューオンの 250 GeV のエネルギー損失相当である。

如何に鋭い端にコリメートされるかは、 EGS コードを用いたシミュレーションで評価されている。端部のボケは、電子のコリメータ表面での端部散乱と電磁シャワーの漏れにより、その確率は 10^{-4} であり、二重のコリメーションを行うことにより無視できるほど小さくなる。また、コリメーション後ビームパイプ中の残留ガス分子とのクーロン散乱による裾の再成長は、次のように解析的に計算される。軌道上のビームの方向角度を σ_θ $(\equiv \sqrt{\epsilon_{x(y)}/\beta_{x(y)}})$ としたとき、１電子が最終収束系ビームラインを通過する間に $n\sigma_\theta$ 以上の角度を持つ確率（P_{tail}）は、

$$P_{tail}^{x(y)} = N_{gas}\frac{16\pi}{n^2\gamma^2}(2\pi Z r_e)^2\frac{1}{\epsilon_{x(y)}}\int_{FF}\beta_{x(y)}ds、 \tag{2.9}$$

で表される。ただし、

$$N_{gas} = 3.5\cdot 10^{22}\cdot P(\mathrm{torr})/\mathrm{m}^3。 \tag{2.10}$$

N_{gas} は真空度 P torr のビームパイプ中の $1\mathrm{m}^3$ 当たりの残留ガス分子数で、その多くは有効原子数（Z）14 の一酸化炭素 (CO) である。また、古典電子半径 (r_e) は $2.8{\cdot}10^{-15}\mathrm{m}$ であり、 γ は電子質量 (m_e) をビームエネルギー (E_{beam}) で割ったローレンツ係数である。上式はコリメーションから衝突点までの最終収束系ビーム軌道に沿った β 関数の積分となっている。 真空度を $P{=}10^{-10}$torr、エミッタンスを $\epsilon_{x(y)} = 7.2\cdot 10^{-12}(1\cdot 10^{-12})$ に仮定すると、 $P_{tail}^{x(y)}$ は $2.4\cdot 10^{-9}/n^2(2.3\cdot 10^{-6}/n^2)$ となる。 $3\sigma_x \times 35\sigma_y$ のコリメーションの外側に出るものは、 10^{12} 個の電子を含む１ビームパルス当たり 100 (2000) 個程度であり、バックグラウンドとして問題とならない。

2.5.4 電子陽電子対

コヒーレント過程

ある一方のビーム中の粒子は、向かってくるビームの作る磁場で曲げられシンクロトロン光を放射する。このビーム · ビーム相互作用で作られる放射光のことを特別にビームストラールング光という。ビーム強度 N、バンチ長 L の半径 R の円形の断面をもつビームの作る磁場 H_ϕ はアンペールの法則により、

$$\oint H_\phi d\ell = \frac{4\pi}{c}I \tag{2.11}$$

で計算される。ここで I はビーム電流値であり、バンチ電荷量を衝突時間で割ると、 $I = Ne/(L/c)$ 、で与えられる。従って、バンチ表面上での磁場の値は $H_\phi = 2Ne/LR$ となる。 $N = 10^{10}$、 $L = 100\mu$m、 $R = 1$ nm の標準的な値を取ると、 10^4 テスラという非常に強い磁場が得られる。衝突までの平均時間は、 $\Delta t = L/2c$ なので、ローレンツ力（$F = ec\times H_\phi$）により曲げられる角度は $2F\Delta t/E_{beam} = 2Nr_e/\gamma R$ となる（r_e は古典電子半径）。標準的な値を用いると、 10^{-2} rad 程度である。 JLC では、水平方向に 100 倍の偏平ビーム同士を衝突させるため、対応する磁場の大きさは 10^2 テスラとなり、曲げ角は 10^{-4} rad となる。これは、上記の円形ビームの計算式中の R を $\sigma_x + \sigma_y$ に置き換えることで得られる。図 2.72に JLC の場合のビームストラールング光のエネルギー分布を示した。 この光子の総数はビーム強度にほぼ等しい。ビームストラールング光子が上記の強い磁場と相互作用して電子陽電子対を生成する。これをコヒーレント過程による対生成と呼ぶ。この過程で生成される電子や陽電子は、磁場の大きさに強い依存性のあるエネルギーのしきい値を持つ。その大きさは生成される電子陽電子対の静止系で直感的に見積もることができる。この静止系では磁場 H_ϕ はローレンツ変換により、 $E = (\omega/2m_e)H_\phi$ の電場となる。ここで、 ω は実験室系の光子エネルギーである。この電場中を、１電荷 e が１電子コンプトン波長 λ_e 移動したとき得られるエネルギーで１電子が十分に作られることが、このコヒーレント過程による対生成の起こる条件である。すなわち $eE\lambda_e = m_e$ である。この時の不変質量の２乗と実験室系での電子、陽電子のエネルギー ϵ_-,ϵ_+ によるものとが等しいことから次式が導かれる。

$$2e\omega H_\phi\lambda_e = \frac{m_e^2\omega^2}{\epsilon_+\epsilon_-} \tag{2.12}$$

上式で $\epsilon_- = \omega$ のとき、陽電子は最小のエネルギーをもつ。このとき、次の不等式が成り立つ。

$$\frac{\epsilon_+}{E_{beam}} \geq \frac{1}{2\Upsilon} \text{ 実際には } \frac{1}{5\Upsilon} \tag{2.13}$$

ここで、 $\Upsilon = \gamma H_\phi/H_c$ は無次元のローレンツ不変量で、シンクロトロン放射を特徴付ける臨界エネルギー ω_c と $\Upsilon = 2/3\cdot h\omega_c/E_{beam}$ の比例関係にある。 $H_c \equiv m^2c^3/eh$ は臨界磁場と呼ばれ、 $4.4{\times}10^9$ テスラの値をもつ。また、 Υ の

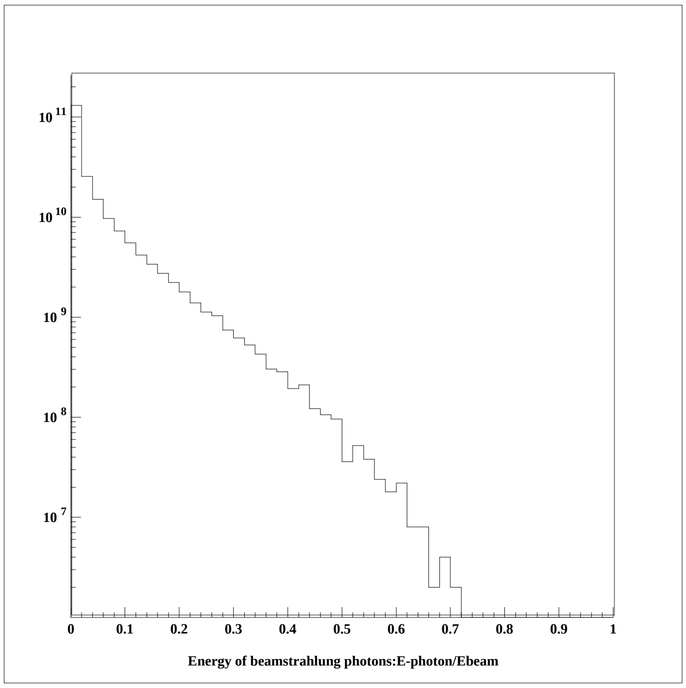


図 2.72: ビームエネルギー 250 GeV の JLC でのビームストラールング光のエネルギー分布。縦軸は任意のスケールの光子数で、横軸はビームエネルギーで割った光子エネルギーである。

値は電子陽電子衝突中一定ではないが、その平均値はよく知られたビームパラメータで次のように表わされる。

$$\Upsilon = \frac{5}{6}\frac{N r_e^2 \gamma}{\alpha \sigma_z (\sigma_x + \sigma_y)} \tag{2.14}$$

$E_{beam} = 250$ GeV のパラメータでは $\Upsilon = 0.2$ 程度であり、この過程によって生成される（陽）電子は、そのエネルギーのしきい値は高く、 H_ϕ 磁場によって曲げられる角度は小さくビームパイプ中から外にでることがないためバックグラントとはならない。また、この過程の起こる確率は Υ の値に対して強い依存性（$\propto \exp(-16/3\Upsilon)$）を持ち、１電子（ビーム）当たり $\Upsilon \leq 0.3$ では 10^{-10} であり、 $\Upsilon \simeq 1$ では 10^{-2} となる。 Υ は式（2.14）より明らかにビームエネルギーに比例し、ルミノシティーにも比例するため、ビームエネルギーが 500 GeV 以上になるとき、１の値を越えることがある。このときは 1 バンチ衝突に 10^8 のコヒーレント過程による電子陽電子対が生成されるが、式（2.13）のエネルギーしきい値のため上述のように問題ないであろう。

非コヒーレント過程

電子陽電子対（e^+e^-）生成の非コヒーレント過程には、最初にその断面積を計算した人の功績を讃えて、（１）BW (Breit - Wheeler): $\gamma\gamma \to e^+e^-$、（２）BH (Bethe - Heitler): $\gamma e^\pm \to e^\pm e^+ e^-$、（３）LL (Landau - Lifshits): $e^+e^- \to e^+e^-e^+e^-$ と称する三つのものがある。ここで、γ はビームストラールング光である。生成される（陽）電子のエネルギーにはコヒーレント過程にみられたしきい値はなく、むしろ非常に低エネルギーにピークをもちビームエネルギーまで連続に分布する。ビームエネルギー 250 GeV でのこれらの生成数は、１バンチ衝突当たり（１）BW: 1.9×10^3 個、（２）BH: 2.2×10^5 個、（３）LL: 4.5×10^4 個である。前節で簡単に触れたように、相手側のビームの作る磁場によって曲げられる角度は（陽）電子のエネルギーに逆比例するため、この場合バックグラウンドとなることが予想される。この過程を図 2.73に簡単に描写した。

電子の衝突中の運動は、このようにローレンツ力によるものと考えられるが、バンチ中の電子すなわち電荷分布で与えられるクーロン力でも記述される。ほぼ光速度でのビーム衝突のため、この過程には相対論が典型的な形で適用される。例えば、三次元のクーロン力はローレンツ収縮により、非常によい近似で二次元力となる。図 2.73のように、左から（$+z$）のビーム 1 と右から（$-z$）のビーム 2 とが同速度 $v \simeq c$ で正面衝突する。この場合、重心系は実験

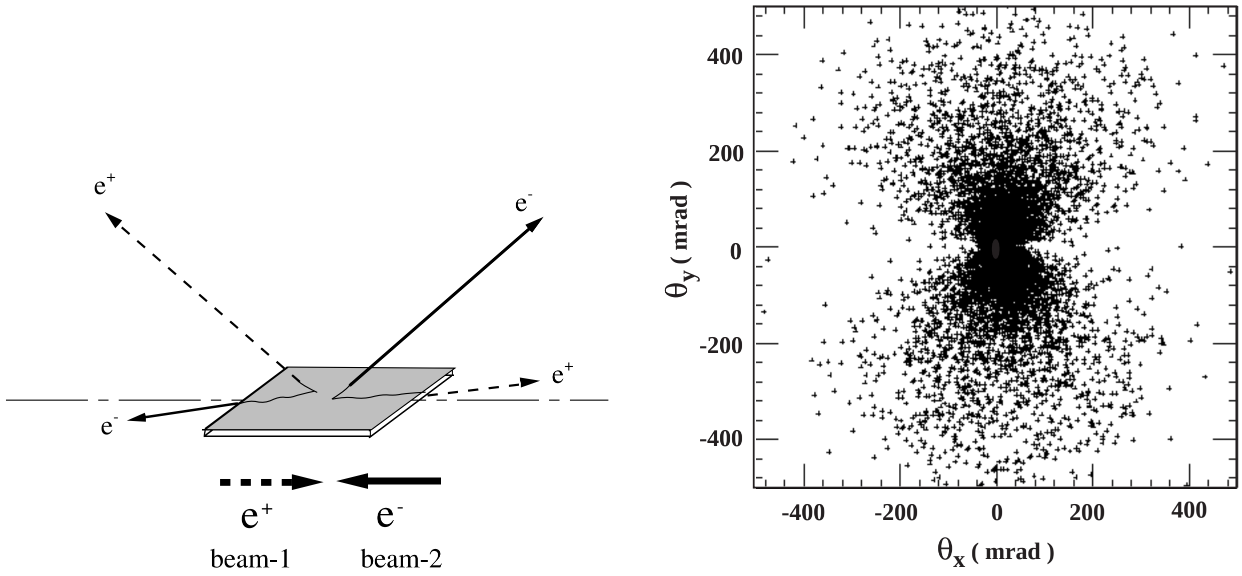


図 2.73: 左図：電子陽電子対生成と衝突中の磁場による曲がり。二つの偏平ビームは図の中央に重なり合った紙のように描かれている。相手側のビームと同じ電荷をもったものが強い斥力を受け大角度に散乱する。右図：生成された電子、陽電子の散乱角分布で横、縦軸はそれぞれ水平、垂直方向への散乱角を示す。

室系でもある。実験室系で観測される電場 $E_\perp$ と磁場 $H_\perp$ は、ビーム静止系のクーロン場による電場 $E'_\perp$ より次式のローレンツ変換で計算される。ここでビームの進行方向に垂直の成分だけ考える。

$$E_\perp = \gamma E'_\perp, \quad H_\perp = \gamma \frac{v}{c} \times E'_\perp, \quad \gamma \equiv \frac{E_{beam}}{m_e} \tag{2.15}$$

この電場と磁場によって電荷 e の受ける力（F）は、

$$F = e(E_\perp \pm \frac{v}{c} \times H_\perp) \simeq e(1 \mp \frac{v^2}{c^2})E_\perp \tag{2.16}$$

で表される。上式のローレンツ力の符号は電荷の進む方向を示している。ビームと同じ方向に進む電子の受ける力はゼロとなり、正面衝突の場合に対応する反対方向に進むものは電場 $E_\perp$ の 2 倍の力を受ける。したがって、$dp/dt = F$ より次の運動方程式が得られる。

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{4Nr_e}{\gamma\epsilon}\frac{1}{L}\frac{\partial\Phi}{\partial x} \tag{2.17}$$

ここで、ϵ は電子のエネルギーをビームエネルギーで割ったものである。$\Phi(x,y)$ はビーム静止系での二次元のクーロンポテンシャルである。垂直成分の y に対しても同様な運動方程式が成り立っている。右辺の係数はビーム静止系での z 方向の電荷密度であり、この静止系で実験室系のバンチ長 L が受けるローレンツ伸長は、Φ の受けるローレンツ係数を相殺している。ガウス分布するビームの中心付近（$|x(y)| \ll \sigma_{x(y)}$）では、$\Phi(x,y)$ は

$$\Phi = \frac{1}{2(\sigma_x + \sigma_y)}(\frac{x^2}{\sigma_x} + \frac{y^2}{\sigma_y}) \tag{2.18}$$

と表される。

実際にはビーム中の電子は、衝突中上記の力を受け振動したり、収縮（pinch 効果）、ときには粉砕（disrupt）されるなど複雑な運動をする。したがって、これらビームビーム相互作用はシミュレーションという数値的な手法によって詳しく調べられている。以下では、ABEL（Analysis of Beam-beam Effects in Linear colliders）というシミュレーションプログラムによるものである。ABEL では、非コヒーレント過程の電子陽電子対生成は等価光子近似で計算されている [26]。三つの過程はすべて 2 光子衝突による電子陽電子生成（$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$）に帰することができる。BW のときは初期状態の 2 光子はビームストラールング光であり、BH ではビームストラールング光とビームの

（陽）電子中の仮想光子であり、 LL では、 2 光子はそれぞれビームの電子陽電子中の仮想光子である。仮想光子のエネルギー（ E_γ ）分布はよく知られており、

$$n_v(y) = \frac{2\alpha}{\pi}\frac{1}{y}\ln(\frac{1}{y}), \quad y = E_\gamma/E_{beam} \tag{2.19}$$

で表される。ビームストラールング光のものに比べて一般に低エネルギーに多いソフトな分布をしている。また、 ABEL は光子の仮想性 (virtuality) などの量子的効果も考慮している。これは不確定性原理 ($\Delta p \cdot \Delta r > h$) により、ある運動量の粒子は空間的拡がりをもつことによる。この電子陽電子生成では、低エネルギーの仮想光子の寄与が多く、反応のインパクトパラメータ（衝突半径）がビームサイズ、特に垂直方向のものを越えるため、生成確率が 50% 程度抑制される。図 2.74は、電子陽電子（粒子）の衝突後の横運動量（ P_T ）と散乱角度（ θ ）の分布である。 図中 P_T に

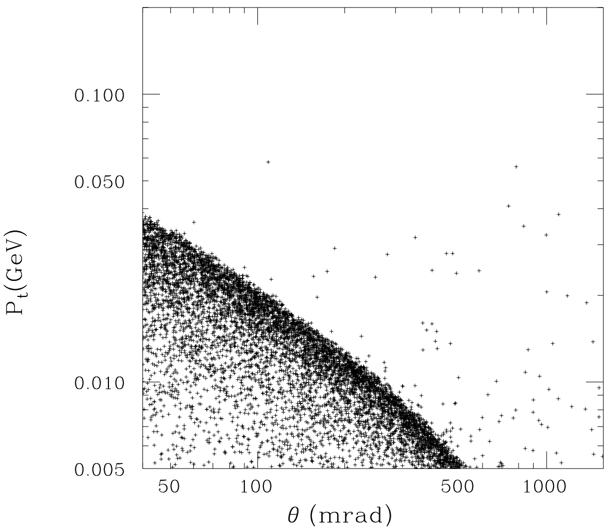


図 2.74: ビームエネルギー 250 GeV の JLC での電子陽電子対生成の粒子分布。縦軸は粒子のビーム軸に垂直方向の横運動量で、横軸は衝突後の散乱角度である。どちらも対数目盛で表している。

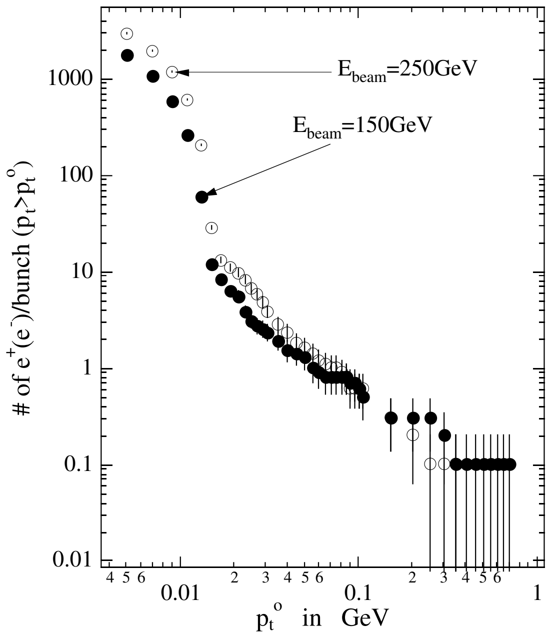


図 2.75: ビームエネルギー 150、 250 GeV の JLC での粒子の P_T 分布。縦軸は 1 バンチ衝突当たりの粒子数で、横軸は粒子の P_T である。

沿って濃い境界のあることが見える。これは粒子の生成角度は m_e/E_e 程度でありその大部分はビーム方向であること、そして磁場による曲げ角に最大角があるためである。この境界を越える大きな角度領域にある粒子は、生成時にすでに大角度に散乱しているものである。これらの粒子で直接に測定器に入りバックグラントとなるものは散乱角度が 150mrad を越えるもので、それらの P_T 分布を図 2.75に示した。この分布には明らかに 2 成分あることがわかる。それらは、図 2.74に見られた境界に対応する肩をもつ非常に多量の粒子よりなるものと、生成時に大角度散乱したものであり、後者は指数関数的に減少分布する。実際には、低 P_T 領域に集中する前者の粒子は、 1.5 テスラの測定器のソレノイド磁場でビームパイプの回りに巻き付けられる。これらの引き起こすバックグラウンド問題は後のセクションで詳しく述べる。

また、このような電子陽電子の強いビーム磁場による散乱は、相手側のビームサイズなどの重要な情報をもっていることがわかった。特にその方位角分布に、ビームの偏平度にほぼ比例する非対称性のあることが ABEL による計算で明らかとなった。このことを利用したビームサイズモニターも提案されている [27]。

次に以前にも触れたように、前方に散乱された多量の粒子と QC1 の磁極との衝突で生成される二次的なバックグラウンドを議論する。ここで問題となるものは、原子核から光発生する中性子そして後方散乱される光子である。前者は衝突する粒子の全エネルギーに比例し、 7.7 GeV のエネルギー当たり 1 個の中性子が生成される。したがって、 1 バンチ（パルス）衝突当たりの全エネルギーは $6\times10^4(10^6)$ GeV に達するため、 $10^4(10^6)$ 個の中性子が生成さ

れる。 これら中性子のエネルギーは、原子核のジャイアント共鳴に特徴的な値をもち約 1.5 MeV である。図 2.76(a)

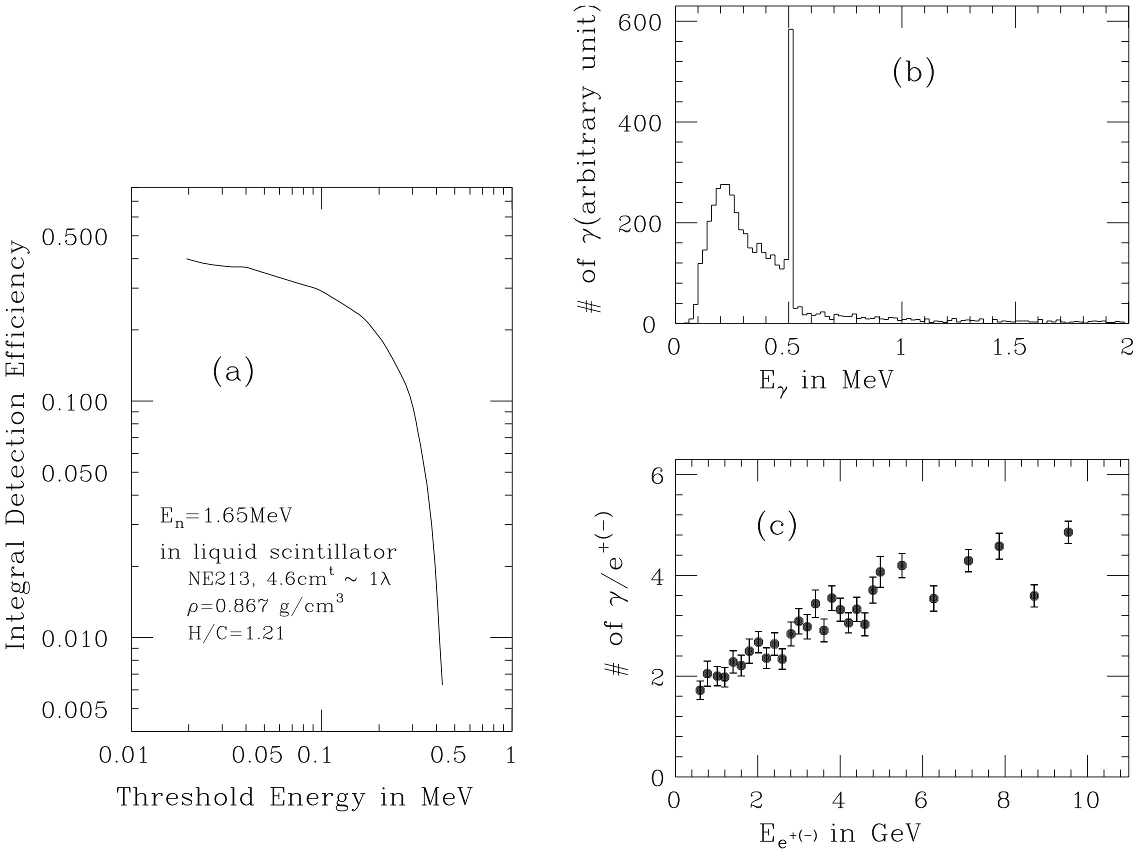


図 2.76: （a）液体シンチレータ（NE213）中でのエネルギー 1.65 MeV の中性子に対する測定効率。横軸は、電子のエネルギー相当に換算した測定器のエネルギーしきい値である。（b）入射エネルギー 0.5∼10 GeV に一様に分布している電子と磁極物質（Fe-Co-V: 49-49-2%）の衝突によって後方散乱される光子のエネルギー分布。これは、 EGS4 コードによるシミュレーションの結果である。（c）１入射電子当たりの後方散乱の光子数。横軸は、入射電子のエネルギーである。

より明らかなように、測定器が液体シンチレータの場合、そのエネルギーしきい値 0.1 MeV に対しては 30% 程度の測定効率をもつが、しきい値が上がると急激に効率が悪くなり、 0.5MeV ではゼロになる。 $10^4(10^6)$ 個の中性子がそれぞれ 0.1 MeV のエネルギーを 50% の効率で、一様に 20,000 チャンネルのカロリメーターに与えるとすると、１チャンネル当たりのエネルギー和は 0.025(2.5) MeV でしかない。その他の測定器は中性子に対しての感度がないため、特に問題はない。これに反して、後方散乱の光子数は図 2.76(c) に示したように衝突する粒子数に比例し、１電子当たり約４個である。衝突する粒子数は１バンチ（パルス）当たり $3 \times 10^4(10^6)$ であるため、 $10^5(10^7)$ 個の光子が後方散乱される。その時の光子のエネルギーは図 2.76(b) に見られるように、その大部分は 1 MeV 以下であり、電磁シャワー中の陽電子消滅に特有なピークを 0.5 MeV にもつ。これらの光子が検出器の中に入り、バックグラントとなるのを防ぐのにマスクを必要とする。これは節 2.5.6で詳しく述べる。

2.5.5 ミニジェット

今まで調べてきた電子陽電子対の代わりにクォーク · 反クォーク対も多数生成される。それらは π, K 中間子などの幾つかのハドロン粒子に分裂したジェット構造をもち、電子陽電子消滅過程のものと比べると、そのエネルギーが小さいためにミニジェットと呼ばれる。この現象はトリスタン実験で初めて検証され、精力的に調べられている。電子陽電子対生成の場合と際だった違いは、光子のハドロン的構造が非常に重要な役割をもつことである。光子と ρ 中間子などのベクトル中間子とは、それらの性質を記述する量子数（スピン、パリティ）が等しい。このため、光子を幾つものベクトル中間子の和と考え、そのハドロン的相互作用をかなりよく説明できる。これを光子のベクターメゾ

ンドミナンスモデル（VMD）という。このように光子を一つのハドロンと考え、その内部構造をクォークやグルーオン分布関数で記述し、ミニジェット生成断面積が計算されている。これらの分布関数は実験でのみ決定されるもので、現在のところ、特にグルーオンに対してかなり不定性がある。この不定性は、重心系エネルギーが 500 GeV のリニアコライダーでは 3 倍程度である。一般にビームストラールング光子は仮想光子のエネルギー分布に比べて高いエネルギーに多く分布する。　それはミニジェット生成に際し、重心系エネルギー 500 GeV では仮想光子とほぼ同じ寄与をもつが、TeV 領域でのリニアコライダーでは一番突出した光子源となる。図 2.77にミニジェット生成断面積を

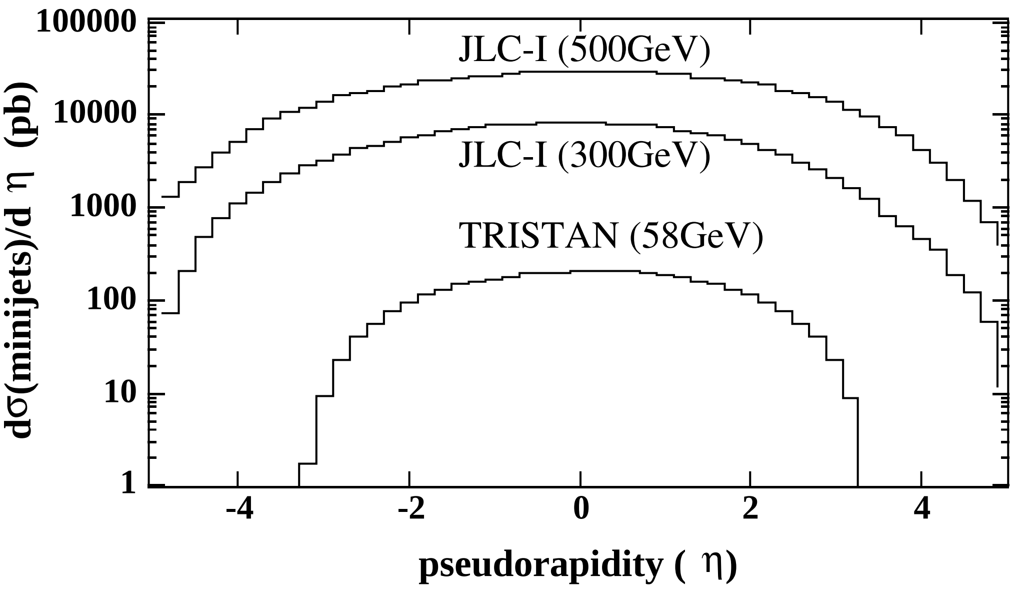


図 2.77: 重心系エネルギー 58 GeV のトリスタン、300 GeV と 500 GeV の JLC での DG パラメトリゼーション（$p_{t,min} = 2.0$ GeV）を用いたミニジェットの角分布。

擬ラピディティー（$\eta \equiv -\ln\tan(\theta/2)$）の関数で示した。ここで、$\theta = 45^\circ$ は η=0.7 に対応している。重心系エネルギー 58 GeV のトリスタン実験に対して、500 GeV のリニアコライダーでは百倍以上の頻度でミニジェットが生成される。現在の実験結果と無矛盾な光子内部構造関数の二つの代表的なパラメトリゼーションの DG と LAC1 を用いたとき、1 バンチ衝突当たりに生成されるミニジェット数は、0.061(DG)、0.20(LAC1) と計算される。この計算値の違いは主に上述のグルーオン分布の不定性に起因している。

ミニジェット生成が非常に多く興味ある物理事象と重なったとき、それはバックグラウンドとして問題になる。もしバンチごとの事象の分離ができないときこのことが十分に起こり得る。シミュレーションによると、ミニジェットは $|\eta| < 1.3$（$30^\circ < \theta < 150^\circ$）の角度領域で、平均 5 つの荷電粒子より成る [28]。悲観的な場合として、$e^+e^- \to ZH$ 過程のヒッグス生成に必ず一つのミニジェットが重なった場合を想定する。シミュレーションによると、質量 110 GeV のヒッグスの崩壊による 2 ジェット不変質量の分解能は 3.9 GeV から 5.3 GeV となる。この場合でも、ヒッグスの発見や質量の測定には何ら支障はない。しかしながら、電子陽電子衝突の特徴をできる限り損なわないために、測定器としては、バンチごとの事象の分離の可能なものを採用しなければならない。

2.5.6　マスクシステム

測定器を QC1 の磁極から後方散乱される多量の光子より遮蔽するために、マスクが必要なことは前に述べた。図 2.78にマスキングシステムを簡単に描写した。マスクはこれらの光子を十分に吸収するため、タングステンなどの非常に重い物質で作られる。タングステンは、0.5 MeV の光子に対して 5 cm の厚さで 10^{-5} の吸収係数をもつ。衝突点より QC1 およびマスクまでの距離を各々 L_Q、L_{mask} とし、マスクの開口部の半径を R_{mask} とすると、QC1

からマスクの開口部を見るアクセプタンス η_{mask}（立体角を 4π で割った量）は、

$$\eta_{mask} = \frac{R^2_{mask}}{4(L_Q - L_{mask})^2} \tag{2.20}$$

で定義される。この間口を通り抜ける光子の大部分は反対側のマスクに当たる。そこで再び後方散乱する光子の確率は高々 10^{-2} である。その総数を 1 パルス衝突当たり 10^2 以下にするためには、η_{mask} は 10^{-3} 以下でなければならない。したがって、

$$L_{mask} < \frac{2\sqrt{\eta^{max}_{mask}}L_Q}{\tan\theta_{mask} + 2\sqrt{\eta^{max}_{mask}}} \tag{2.21}$$

の不等式が成り立つ。ただし、$\tan\theta_{mask} = R_{mask}/L_{mask}$、$\eta^{mask}_{mas}$ は η_{mask} の最大値である。ここで、L_Q=2.5 m、θ_{mask}=0.15 の条件をいれると、L_{mask} <0.74 m の要請が得られる。また、図 2.75に見られる横運動量分布の肩を形成する粒子は、マスクの間口を通り抜けなければならない。そうでないなら多量のバックグラウンドが生じる。我々はいろいろの安全係数を考慮し、L_{mask}=0.44 m の値を採用した。この時の粒子のビーム軸より半径方向の分布をそのエネルギーとの相関で図 2.79にプロットした。 図より明らかに、粒子エネルギーが 90 MeV 付近でビーム軸よ

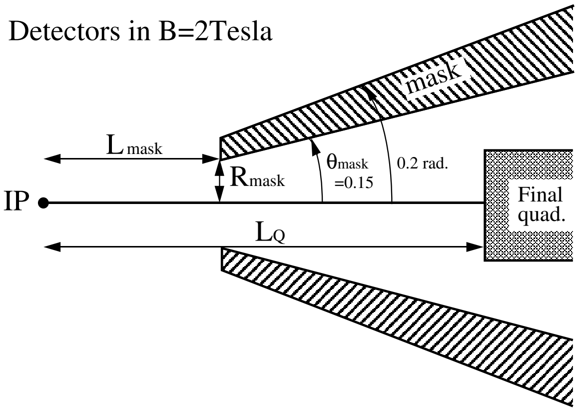


図 2.78: 衝突点（IP）付近のマスキングシステム。マスクを含む測定器は、2 テスラの一様なソレノイド磁場中に置かれる。

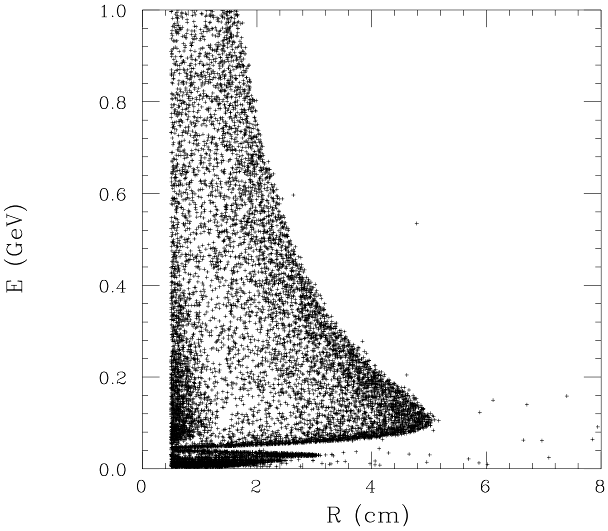


図 2.79: ビームエネルギー 250 GeV の JLC での電子陽電子対生成の粒子分布。縦軸は粒子のエネルギー（E）で、横軸は衝突点より 0.44 m の所での粒子の半径方向の位置（R）である。

り最大の距離になり、ほとんどの粒子は、ビーム軸から 5.2 cm 以下を通り抜ける。この位置での R_{mask} は 6.7 cm であるので、上記のバックグラウンド問題はない。

以上、ABEL によるシミュレーションによる結果を述べたが、前方に散乱される荷電粒子に対して、任意の衝突点からの距離（ℓ）での最大半径 R_{max} は、ソレノイド磁場（B）中の半径方向の運動方程式でよく表すことができる。ビーム軸からの距離を R、ソレノイド中でらせん運動をする粒子の軌道半径を ρ ($\rho(\mathrm{m}) = P_T(\mathrm{GeV})/0.3B$(テスラ)) とすると、次式が成り立つ：

$$R = 2\rho\sin\frac{\phi}{2}, \quad \phi = \frac{0.3B\ell}{P_Z}。 \tag{2.22}$$

上式より、$\phi = \pi$ の時、R が最大となることがわかる。このとき、粒子の運動量 p は、$p \simeq p_z$ のため、$P \equiv\simeq 0.3B\ell/\pi$ である。B =2 テスラ、$\ell \simeq L_{mask}$ =0.44 m とすると、P =84 MeV となり、図 2.79で示されたシミュレーション結果とよく一致している。粒子の最大横運動量を $P^{max}_T = P\sin\theta_{max}$ とすると、その最大半径は,

$$R_{max} = 2\rho = \frac{2P^{max}_T}{0.3B} \simeq \frac{2\ell\sin\theta_{max}}{\pi}、 \tag{2.23}$$

である。 P_T^{max} すなわち θ_{max} は、ビーム · ビーム相互作用での散乱によって与えられるとすると、

$$\theta_{max} \simeq \left[\frac{\ln(\frac{4\sqrt{3}D_x}{\epsilon})}{\sqrt{3}\epsilon D_x} \right]^{1/2} \theta_\circ \sqrt{2} \tag{2.24}$$

となる。ここで、 $\epsilon \equiv P/E_{beam}$, $D_x \equiv 2Nr_e/\gamma \cdot \sigma_z/(\sigma_x(\sigma_x+\sigma_y))$、 $\theta_\circ \equiv D_x\sigma_x/\sigma_z$ である。上式は、 $D_x/\epsilon \geq 1$ の場合の式 (2.17) の近似解である。実際に、 E_{beam} =250 GeV のビームパラメータ： $N = 10^{10}$、 $\sigma_x = 260$ nm、 $\sigma_y = 3.04$ nm、 $\sigma_z = 80\mu$m により、 D_x =0.14、 $\theta_\circ$ =0.44 mrad となり、 87 MeV の粒子に対して θ_{max} =0.20 rad と計算される。したがって、式 (2.23) より R_{max} =5.5 cm が得られる。この値も　シミュレーション結果とよく一致している。また、 P_T^{max} =17 MeV であるので図 2.75より、マスク表面に衝突する粒子数は 1 バンチ (パルス) 衝突当たり高々 10 (1000) 個であり、特にバックグラウンドとして問題とはならないであろう。

2.5.7　軌跡検出器でのバックグラウンド

一般に、荷電粒子の軌跡を検出する測定器はビーム軸に平行なシリンダー状の形をしており、その半径方向に幾つもの多層構造をしている。一様なソレノイド磁場中、荷電粒子が描く軌道の曲率を測定し、その粒子の運動量を決定する。これら測定器に対する電子陽電子対生成からのバックグラウンド量を見るため、図 2.80に粒子が半径 2∼150 cm のシリンダー表面を通過する回数を、二つの角度領域 ($|\cos\theta| < 0.7$、 0.9) で示した。 これらの分布にも、半径

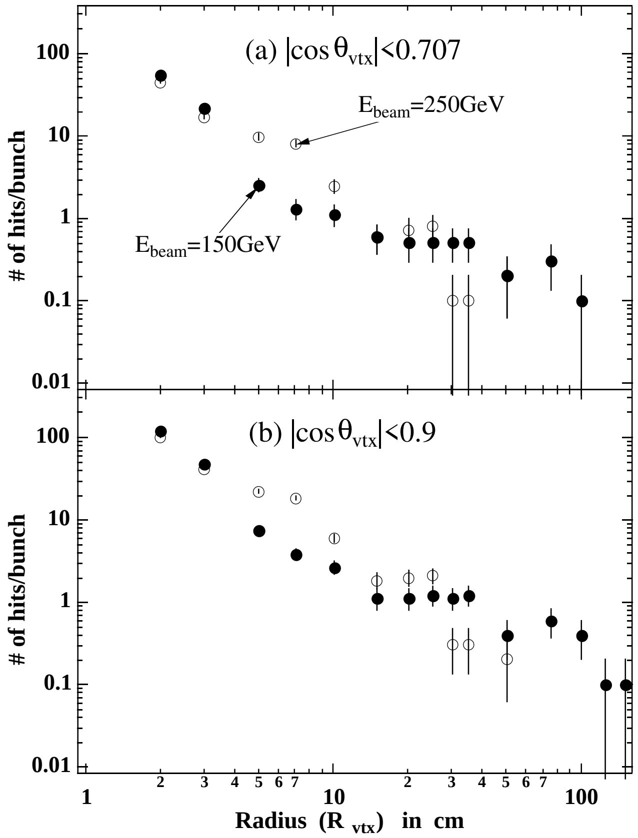


図 2.80: 電子陽電子対生成からの粒子によるバックグラウンド。粒子は、 2 テスラのソレノイド磁場中をヘリックス軌道を進行し、半径 R_{VTX} のシリンダー面を通過する点の数を縦軸に取っている。横軸はその半径 R_{VTX} で、 (a) 、 (b) は、それぞれ $|\cos\theta| < 0.707, 0.9$ の角度領域に対応している。

10cm 以内で半径の増加とともに指数関数的に急激に減少するものと、非常にゆっくりと減少する 2 成分がある。シンクロトロン光の拡がりが小さいため、半径 1 cm 程度のビームパイプが使用可能である。このとき、反応の二次、三

次崩壊点を精度よく測定するバーテックス測定器は、半径 2∼10 cm に設置される。半径 2 cm での粒子通過数は、図 2.80より１バンチ（パルス）衝突当たり 100 （10000）個である。シミュレーションによると、１粒子は数回程度シリンダー表面を通過する。一次元読み出しの測定器は、ヒット点の全読み出しチャンネル数に対する占有率が高過ぎるため機能しない。したがって、 CCD(Charge Coupled Device）など二次元読み出しの測定器がこのようにビーム軸に近い所では必要である。中心飛跡測定器は、一般に半径 30 cm 以上ビーム軸より離れた場所に置かれる。これに対するバックグラウンドヒット数は、図 2.80より１バンチ（パルス）衝突当たり 1 （100）個程度である。図 2.75でも明らかなように、これらの粒子の横運動量は小さく、その影響は少ないと期待されるが、ミニジェットの所で述べたようにバンチごとの分離の可能なものを測定器として用いなければならない。

2.6 ルミノシティーの測定

2.6.1 概要

JLC においては実験から要求される十分なルミノシティーを得るために、衝突点におけるビームサイズはナノメーター程度となる。そのような大変微小なサイズの結果、ビーム · ビーム効果により電子及び陽電子のエネルギーが減少し、衝突のエネルギーは一定ではなくなる。しかも、最終収束磁石において様々な軌道を通ることにより生じるビームエネルギーの広がりは 1% に及ぶ [1]。ルミノシティー分布 (もしくは電子、陽電子衝突の重心系エネルギーの分布) を詳細に知ることは、トップクオークの物理の研究のようにしきい値で行う実験では特に重要である [29]。

現在行われている電子 · 陽電子衝突実験では素過程における輻射補正を除いて、衝突は一定のエネルギーで生じるという仮定のもとに、小散乱角のバーバー散乱過程によりルミノシティを測定している。しかし、 JLC 実験ではその仮定は上記のように成り立たないので、従来の方法では十分な測定精度は得られない。 Miller らは、大散乱角のバーバー事象のアコリニアリティ角分布を測定することでルミノシティ分布を測定することを提案した [30]。これは電子と陽電子の衝突の際のエネルギーの相異がバーバー散乱のアコリニアリティ角に反映されることに基づく。

我々はリニアコライダー実験でのルミノシティ分布ジェネレータを開発し、 JLC 実験において上記の方法でルミノシティ分布を測定する研究を行った [31]。

2.6.2 イヴェントジェネレータ

横谷らはビームビーム相互作用を詳細に計算するシミュレーションプログラム、 ABEL[32] と CAIN[33] を開発した。これらは電子 · 陽電子衝突のみではなく、電子 · 光子衝突、光子 · 光子衝突等の衝突エネルギーの分布をも詳細にシミュレーションすることが可能である。それらを用いた結果、電子 · 陽電子衝突エネルギーの分布をよく再現する経験式も提案されている [35]。重心系のエネルギーが 500 GeV の時の、 CAIN と横谷の経験式によるルミノシティ分布の比較を図 2.81に載せた。

ここで仮定した JLC の加速器のパラメータは表 2.4 にまとめられている。実験的に重要な 450 GeV 以上で横谷の経験式は CAIN の結果を非常によく再現している。 この横谷の経験式に基づき効率のよいイヴェントジェネレータ

E_{beam}/GeV	250	σ_x/nm	260.0
$N_{particles}/10^{10}$	0.7	σ_y/nm	3.04
$\epsilon_x/10^{-6}$mrad	3.3	σ_z/μm	90
$\epsilon_y/10^{-6}$mrad	0.048	f_{rep}	150
β_x^*/mm	10.0	n_{bunch}	85
β_y^*/mm	0.1		

表 2.4: JLC の加速器のパラメーター

を開発した [36]。図 2.82に示すようにこのジェネレーターは横谷の経験式によるルミノシティ分布をよく再現する。ビーム · ビーム相互作用の他に、ビームエネルギーの拡がりもルミノシティ分布を変える。このビームエネルギーの拡がりの詳細な関数はよく分かっていないのだが、ここではエネルギーの基準値のまわりに ±1% の平坦分布をしていると仮定した。図 2.83(A) にその効果を示した。

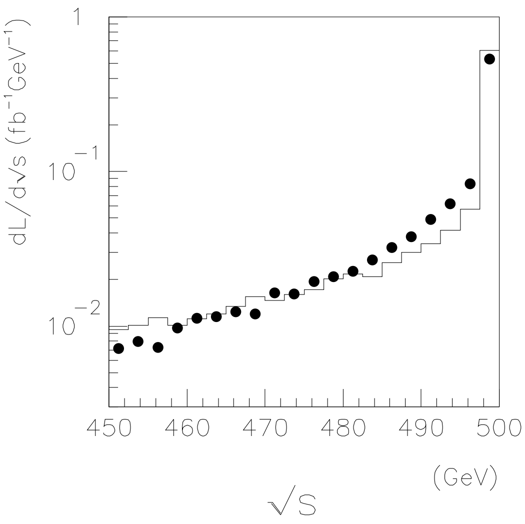


図 2.81: 横谷の経験式 (ヒストグラム) と CAIN(黒丸) によって生成されたルミノシティ分布との比較。

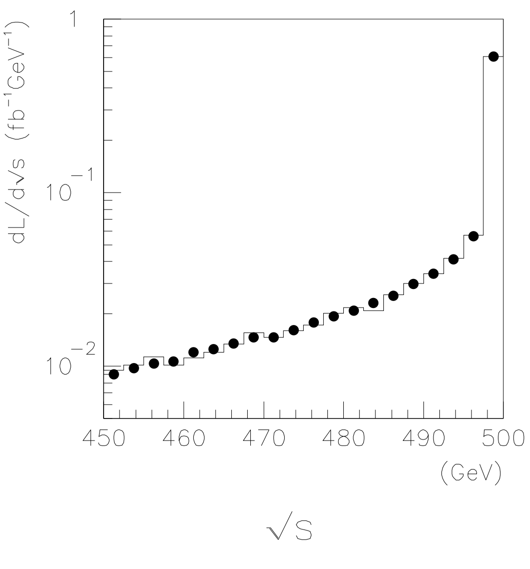


図 2.82: 横谷の経験式 (黒丸) と我々のジェネレータ (ヒストグラム) によって生成されたルミノシティ分布との比較。

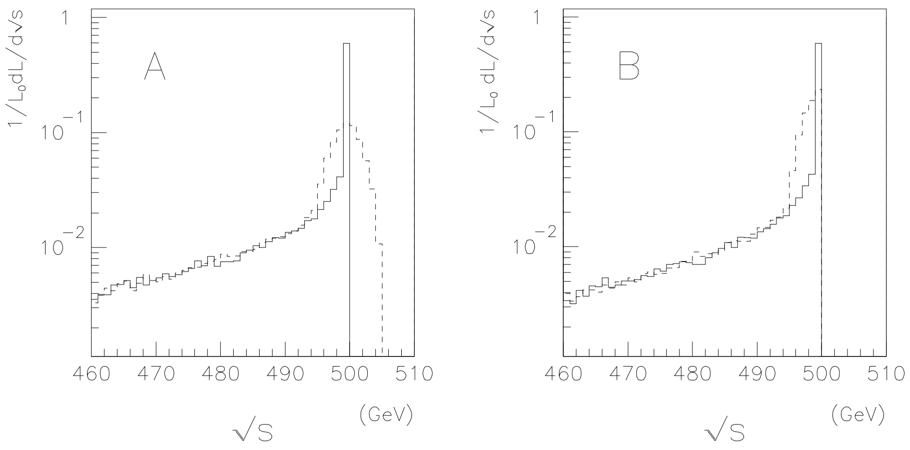


図 2.83: (A) 実 (破) 線ヒストグラムはビームエネルギーの拡がりを考慮しない (した) 時のバーバー散乱の断面積の重みをつけたルミノシティ分布。 (B) 実 (破) 線ヒストグラムはビームエネルギーの拡がりを考慮しない (した) 時のバーバー散乱事象のアコリニアリティ角から測定されたルミノシティ分布。

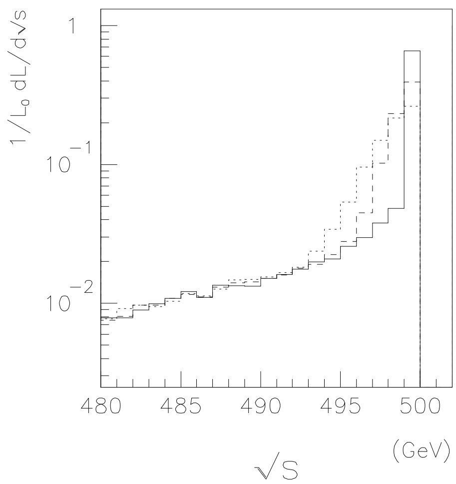


図 2.84: 実線、及び破線、点線のヒストグラムはそれぞれ' 完全' な測定器、及び 3 mrad 、 5 mrad の分解能を仮定した時のバーバー事象のアコリニアリティ角から測定されたルミノシティ分布。

バーバー散乱のイヴェントジェネレータは自動振幅生成プログラム GRACE[37] および BASES/SPRING プログラム [38] を用いて作成した。これにより、このジェネレーターでは重みが 1 のイヴェントが効率よく生成できる。一方、バーバー散乱の計算は最低次にとどまっているが、この過程に対する高次補正はよく研究されており [39] 高次効果を差し引くことはそれほど困難ではないと思われる。

2.6.3 ルミノシティ分布の測定

衝突する電子と陽電子の運動量の差はつぎの式でアコリニアリティ角と関係がつく、

$$\Delta P = \frac{\theta_A P_b}{\sin \bar{\theta}}。 \tag{2.25}$$

ここで、 ΔP は衝突する電子と陽電子の運動量の差を、 θ_A はアコリニアリティ角を、 P_b は公称のビーム運動量を、そして $\bar{\theta}$ は散乱された電子、陽電子の散乱角の平均をそれぞれ意味する。つまり、もし、 P_b が別の独立な測定で決定

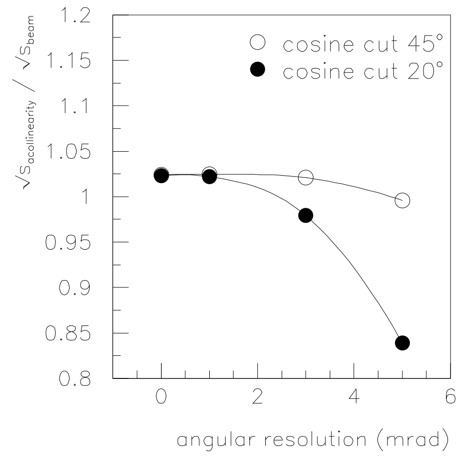


図 2.85: 重心系のエネルギーが 495 GeV 以上のバーバー事象のアコリニアリティ角を用いて測定されたルミノシティと入力ルミノシティとの比の角度分解能依存性。異なった最小散乱角を用いたときの比も示されている。

されるなら、バーバー事象のアコリニアリティ角の測定により電子、陽電子の運動量の差の分布が得られることになる。この運動量の差より測定された重心系のエネルギー, $\sqrt{s_{meas}}$, は次の式でもとまる:

$$\sqrt{s_{meas}} = \sqrt{s_{nominal}} - \Delta P。 \tag{2.26}$$

ここで $\sqrt{s_{nominal}}$ は、 P_b の測定により得られる重心系エネルギーである。図 2.83(A) に示される様にビームエネルギーの拡がりは $\sqrt{s_{nominal}}$ 以上の重心系エネルギーを生じさせるが、図 2.83(B) の様に、測定された $\sqrt{s_{meas}}$ はアコリニアリティ角の正値性より $\sqrt{s_{nominal}}$ 以下である。この点はアコリニアリティ角を使う方法の限界である。

測定器の誤差の効果をビームエネルギーの拡がりの効果から区別して研究するために、以下の議論ではビームの拡がりは無視する。荷電粒子の角度測定に誤差がないと仮定された' 完全' な測定器と、角度測定に 3 mrad 、及び 5mrad の誤差を持つと仮定された測定器を用いた場合に得られるルミノシティ分布を図 2.84に載せた。分解能による効果は疑似バーバー事象の各軌跡の角度をガウス分布でぼやかした。

散乱角が 45 度から 135 度の事象を約 1 年間収集したことに相当する 10 fb^{-1} のバーバー事象の解析を、おこなった。分解能が 1mrad の時の結果は' 完全' な測定器の場合と見分けがつかないので図 2.84には載せていない。分解能が 3mrad の場合は、測定された分布に違いがみてとれる。しきい値でのトップクオークの物理研究では公称エネルギーの前後、トップクオークの崩壊幅程度の領域でのルミノシティ分布が重要である。トップクオークの質量を 175 GeV とすると、標準模型ではその幅は 1.55 GeV である。角度分解能の違いによる重心系のエネルギーが 495 GeV 以上のルミノシティ分布を図 2.85に示す。散乱角 45 度以上のバーバー事象を用いた時測定器の角度分解能が 3 mrad より良ければ、十分な精度でルミノシティ分布が測定できることがわかる。注意が必要なことは、この方法では' 完全' な測定器を用いたとしても完全に分布が再現されるわけではないことである。ビーム · ビーム効果で電子、陽電子エネルギーが等しく失われた時、重心系のエネルギーは $\sqrt{s_{nominal}}$ からずれているにもかかわらず事象はコリニアーとなる。図 2.85における' 完全' な測定器の場合の 5% ずれはこのために生ずる。この解析法では電子、陽電子が同時に同じだけエネルギーを失う確率が低いことを仮定せざるを得ない。

バーバー事象の断面積は、 $\sin^2\theta$ で急激に増加し統計的に有利となる。もし 45 度以上のバーバー事象を用いる代わりに 20 度以上のものを用いるとすると、統計が 10 倍になる。しかし、小散乱角の事象を用いるときは、測定器固有の分解能に更に式 (2.26) の $1/\sin\bar{\theta}$ の因子で測定の分解能は悪くなる。図 2.85ではこの角度因子は含まれていない。しかしながら、小散乱角の事象はもともとのルミノシティ分布をかえてしまうことがわかる。それぞれの角度分解能における、散乱角の最小角を変化させた時の効果を図 2.86に示す。分解能を 1mrad に保つことができれば、最小散乱角を 20 度までさげることができる。

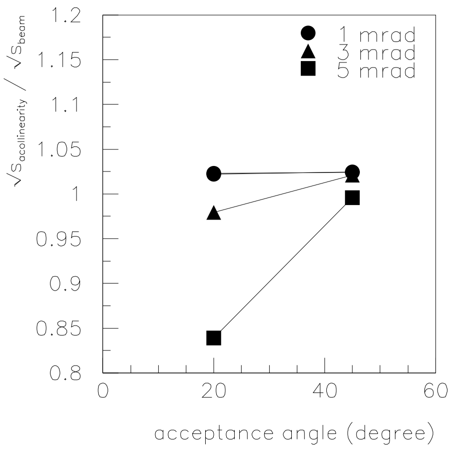


図 2.86: 重心系のエネルギーが 495 GeV 以上のバーバー事象を用いて測定されたルミノシティ分布の、最小測定角度を変化させた時の依存性。

2.6.4 ビームパラメータの再構成

ルミノシティ分布は次のビームパラメータによってきまる。即ち水平、垂直及び横方向のビームサイズ、$(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ とビームバンチ中の粒子の数、N、である。横谷の経験式は $B \equiv N/(\sigma_x + \sigma_y)$ と σ_z の 2 つの独立なパラメータで表される。この 2 つのパラメータは最尤法を用いることで測定されたルミノシティ分布から決定できるはずである。バーバー事象を用いる前記のアコリニアリティの解析によって得られたルミノシティ分布に対し、パラメータ B または σ_z の 1 パラメータ - フィットを行った。加速器のパラメータとしては、重心系のエネルギー 500 GeV で表 2.4の加速器パラメータを基準とした。

まず、前記の方法により' 実験データサンプル (E- サンプル)' と' 最尤関数サンプル (L- サンプル)' を生成した。E- サンプルは基準条件で最小角度 45 度のものを 10 fb^{-1} 相当の統計で、最小角度 20 度のものを 1 fb^{-1} 相当で、用意した。測定された軌跡の角度は仮定された角度分解能でぼやかされ、アコリニアリティ角の測定から E- サンプルのルミノシティ分布が得られる。一方、L- サンプルは基準値のまわりでパラメータをずらして、生成した。E- サンプルの統計誤差より L- サンプルのそれが十分小さくなるように、L- サンプルでは実験条件から期待される事象数の 10 倍以上の事象数が生成された。E- サンプルと同様に測定された角度がぼやかされ、それぞれの L- サンプルのルミノシティ分布が得られる。その分布は 50 ビンに分割され、次の最尤関数が定義される:

$$\mathcal{L}(I(\sqrt{s}); B, \sigma_z) \equiv N_l(I(\sqrt{s}))/N_{l-sample}、 \tag{2.27}$$

ただし、$I(\sqrt{s})$ は測定された重心系のエネルギー $\sqrt{s}$ の分割されたビンの番号を、また $N_l(I(\sqrt{s}))$ は L- サンプルの I 番目のビンの事象数を、$N_{l-sample}$ は L- サンプルの総事象数を表す。対数化された最尤関数は、以下の様に定義された。

$$\mathcal{LL} \equiv \sum_{j=1}^{N_{e-sample}} \ln \mathcal{L}_j、 \tag{2.28}$$

ここで、$N_{E-sample}$ は E- サンプルの総事象数を、そして $\mathcal{L}_j$ は E- サンプル中の j 番目の事象の最尤関数である。

パラメータ B 及び σ_z の関数としての対数化された最尤関数の分布を, 図 2.87に示す。最小角度 45 度で角度分解能が 1mrad の時、バーバー事象を 10 fb^{-1} 用いれば (1 年相当)、数パーセントの精度でビームパラメータが求まることがわかる。もしもっと頻繁にルミノシティ分布のモニターを必要とするならば最小角度 45 度のバーバー事象を使うのでは不十分である。角度分解能を 1% 保ちつつ最小角度を 20 度にするならば、約 1 fb^{-1} のバーバー事象で数パーセントの精度の確保は可能である。

以上見てきた様に、ビームエネルギーの拡がりがそれほど大きくないという理想的な条件のもとで、大角度バー

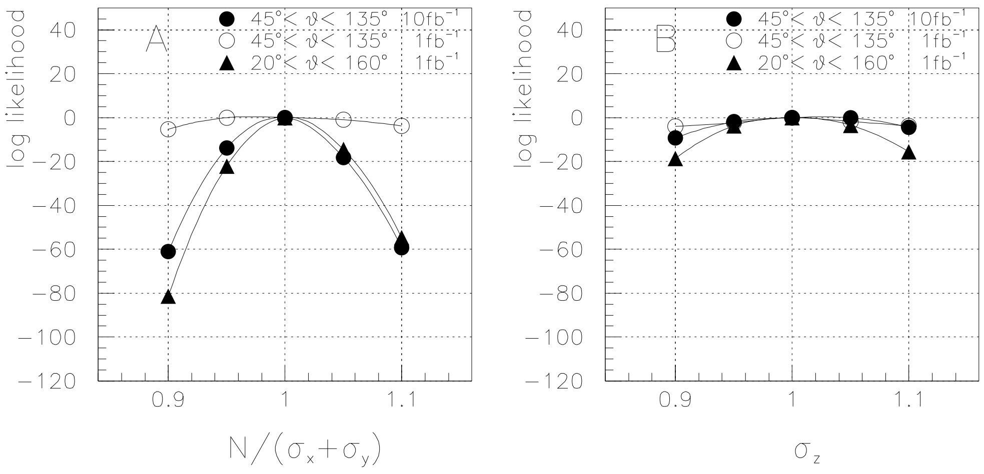


図 2.87: 加速器パラメーター、$B = N/(\sigma_x + \sigma_y)$ (A) と σ_z (B) の対数化された最尤関数分布。それぞれのパラメータをノミナルな値から 10% 変化させている。また、ノミナルな値で対数化された最尤関数がゼロになるように規格化されている。

バー事象のアコリニアリティ分布を測定することにより、ルミノシティ分布を測定する可能性について検討した。もし標準ビームエネルギーが他の独立な測定により決定され、また 1mrad の角度分解能を持つ測定器を用いるならば、ルミノシティ分布は十分な精度で決定できることが分かった。更に測定されたルミシティから、最尤法によるフィットによりビームパラメータも決定できることがわかった。頻繁なビームパラメータのモニターのためには低い散乱角度まで十分なアクセプタンスを持ち、良い角度分解能の測定器が必要である。

ここでは、ビームエネルギーの拡がりを無視したが、この拡がりと始状態の輻射補正を考慮した時のルミノシティ測定は今後の課題である。

参考文献

[1] JLC group, JLC-I(the green book), *KEK Report 92-16* (1992).

[2] M.G. Strauss, *et al.*, *SLAC-PUB-6686* (1994).

[3] S. Hedges, *et al.*, *SLAC-PUB-95-6950* (1995).

[4] T.Tsukamoto, *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A383** (1996) 256.

[5] C. Claeys, *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A377** (1996) 244.

[6] E. Fretwurst, *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A377** (1996) 258.

[7] Z 位置が与えられた時の電場分布はたとえ重力サグの大きさがワイヤー毎に異なっていても、エンドプレートではなくてその場所でのワイヤー位置を使用すれば計算することができる。

[8] Veen Hove, A Drift Chamber simulation program GARFIELD, 1994.

[9] T.Regan, *Nucl. Inst. and Meth.*, **A219** (1984) 100; S.Bhadra, *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A269** (1988) 33; E.R.Mueller, *et al. Nucl.Instr. and Meth.* **A281** (1989) 652.

[10] D.Acosta, *et.al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A308** (1991) 481.

[11] E.Bernardi, *et.al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A262** (1987) 229.

[12] T.Hasegawa, Master Thesis.

[13] Y.Fujii, Proc. of 2nd JLC Workshop.

[14] K.Ishii *et.al.*, to be published in *Nucl. Instr. and Meth.* **A**.

[15] F.Kajino, *et.al.*, *Nucl. Inst. and Meth.* **A383** (1996) 260.

[16] C.W.Fabjan and R.Wigmans, *Rep. Prog. Phys.* 52 (1989) 1519.

[17] D.Acosta *et.al.*, *CERN-PPE/91-223.*

[18] A.Beretvas, *et.al.*, *Nucl. Inst. and Meth.* **A329** (1993) 50.

[19] S.Basa, *et.al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A330** (1993) 930.

[20] H.Arnaudon, *et.al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A342** (1994) 558.

[21] P.Cushman and R.Rusak, *Nucl. Instr. and Meth.* **A333** (1993) 381.

[22] Y.Fujii *et.al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A366** (1995) 71.

[23] E.A.Kushnirenko,proceedings of *The International Workshop on Final Focus and Interaction Regions of Next Generation Linear Colliders*, May 2-6,1992, *SLAC report SLAC-405*, p225.

[24] Proceedings of *Fifth International Workshop on Linear Colliders (LC93)*, October 13-21, 1993, *SLAC report SLAC-436*, p383.

[25] P.Chen and V.I.Telnov,*Phys. Rev. Lett.* **63**, 1796 (1997).

[26] T.Tauchi, K.Yokoya and P.Chen, *Part. Accel.* **41**, 29 (1993).

[27] T.Tauchi and K.Yokoya, *Phys. Rev.* E **51**, 6119 (1995).

[28] A.Miyamoto, proceedings of *the Third Workshop on JLC* ed. A.Miyamoto, *KEK Proceedings* 92-13 (1992) p389.

[29] See, for example, articles in *the proceedings of Physics and Experiments with Linear Colliders*, Morioka 1995, ed.by A. Miyamoto et al., World Scientific (Singapore) (1996).

[30] M.N. Frary, D.J. Miller, in: e^+e^- collisions at 500 GeV: the physics potential, ed.by P. Zerwas, *DESY report 92-123A* (1992) .379.

[31] N. Toomi, J. Fujimoto, S. Kawabata, Y. Kurihara and T. Watanabe, *KEK-CP-051*.

[32] K. Yokoya, *KEK-Report 85-9* (1985); *ibid. Nucl. Instr. and Meth.* **A251** (1986), 1.

[33] P. Chen, G. Horton-Smith, T. Ohgaki, A.W. Weidemenn, K. Yokoya, *Nucl. Instr. and Meth.* **A355** (1995) 107.

[34] Tesla Collaboration, Conceptual Design Report, in preparation.

[35] K. Yokoya, P. Chen, 'Electron energy spectrum and maximum disruption angle under multi-photon beamstrahlung', Presented at *the IEEE Particle Accelerator Conference, Chicago, 1989*, *SLAC-PUB-4935* (1989).

[36] N. Toomi et al., in preparation. Please contact to *toomi@kekvax.kek.jp*.

[37] T. Ishikawa, T. Kaneko, K. Kato, S. Kawabata, Y. Shimizu, H. Tanaka. GRACE manual, *KEK report 92-19* (1993).

[38] S. Kawabata, *Comp.Phys.Comm.*, **41** (1986) 127; *ibid.,* **88** (1995) 309.

[39] A. Arbuzov, *et al.*, *Phys. Lett.* **B383**(1996) 238.