修士論文

小さいジェットセル構造を持つ
大型ドリフトチェンバーの開発研究
(Research and development of
a large drift chamber with small jet cells)

東京農工大学大学院

工学研究科
電子情報工学専攻
平成７年入学

氏 名 須藤 訓
指導教官 高橋 香

概要

高エネルギー物理学の目的は、物質の構成要素を探求し、その間に働く相互作用を解明することである。その研究の為、世界の主要な研究所で、大型加速器による衝突実験が行われている。こうした中、標準理論に必要不可欠なヒッグス粒子の探索や、新たな理論の手がかりを得る為、TeV領域の大型衝突加速器が必要になってきた。

我が国でも将来計画として電子・陽電子線形衝突加速器であるJLC(Japan linear Collider)計画が推進され、現在加速器、測定器の両方で開発研究が行われている。

東京農工大学は、高エネルギー物理学研究所、名古屋大学、工学院大学の各研究機関と伴に、JLCの測定器の一つである中央飛跡検出器(CDC)の開発研究に参加している。

JLCのe^+e^-線形衝突加速器の実験で最も重要な目標の一つに、ヒッグス粒子の発見と研究が挙げられる。特に、$e^+e^- \rightarrow H^0Z^0$の反応で$Z^0$の崩壊から生じるレプトン対の反跳質量の測定分布からヒッグスボソンを厳密に確認したいのなら反跳質量の分解能は少なくても衝突器のビームのエネルギー幅とほぼ同じ位にしなければならない。この要求により、$\sigma_{p_T}/p_T \sim 10^{-4} \times p_T(\mathrm{GeV})$の運動量分解能を持った高性能の中央飛跡検出器が必要となる。

そこで、2 Tの磁場内で、100個の測定点($\sigma_{r\phi} \simeq 100\ \mu$m/wire)を持つ飛跡検出器を考えると、半径が2.3 mになる。その結果$45^\circ < \theta < 135^\circ$のpolar angle内で、この分解能を満足させるには、4.6 mの長さのチェンバーが必要になる。　しかし、実際には重力、静電サグ(ワイヤーのたわみ)のため、4.6 mという大きなチェンバーで100 μm/wireの分解能を出すのは容易なことではない。

そこで、印加電圧後のワイヤーポジションを張力のデータから、正確に決定し、セル内の電場を再現することを目標にした。そのワイヤーポジションの計算方法の妥当性は、CCDカメラによる測定結果との比較で行う。

また、計算で得られたセル内の電場状態を宇宙線テストの解析に使用し、この4.6mのテストチェンバーでどのくらいの位置分解能が出せるのか調べてみた。本論文には、

- 重力サグ、静電サグの測定
- 張力測定(ワイヤーの位置を予測するのに必要)
- ワイヤーサグの計算方法
- 宇宙線を用いた位置分解能の測定

の解析結果について、まとめられている。

目次

1 序論 **1**

1.1 はじめに 1

1.2 物理からの要請 2

1.2.1 ヒッグス粒子 2

1.2.2 ジェット不変質量によるパートン同定 11

1.3 加速器からの要請 14

1.3.1 加速器 14

1.3.2 加速器からの要請 16

1.4 JLC の測定器の概要とその中での CDC の位置づけ 17

1.4.1 全体設計 17

1.4.2 測定器の構成 17

1.4.3 中心飛跡測定器 (CDC) 19

2 CDC に関する主要な R&D 項目 **25**

2.1 主要な R&D 項目 25

2.2 R&D 用テストチェンバー 25

2.2.1 特徴 25

2.2.2 構造 26

3 ワイヤーサグの測定と計算 **30**

3.1 ワイヤーサグに関する基本式 30

3.2 ワイヤーの張力測定 31

3.2.1 目的 31

3.2.2 測定方法 31

3.2.3 使用した磁石の磁力密度の測定 32

3.2.4 結果 33

3.3 ワイヤーの位置測定 34

3.3.1 セットアップ 34

3.3.2 重力によるワイヤーのたわみ (重力サグ) 35

3.3.3 静電気力によるたわみ (静電サグ) 37

3.4 考察 39

3.5 結果 41

4 宇宙線テスト **42**
4.1 テスト方針 42
4.2 データ収集 42
4.2.1 ガス系 42
4.2.2 トリガー系 43
4.2.3 信号系 44
4.3 データ解析及び結果 45
4.4 考察 47

5 まとめ **49**
5.1 まとめ 49

A 充填ガス置換時間の見積り計算 **52**

第 1 章

序論

1.1 はじめに

高エネルギー物理学とは、物質の究極の構成要素を探求し、その間に働く相互作用を解明することを目的とする学問である。この学問の主要な研究手段は、高エネルギー加速器による衝突実験であり、その進展とともに我々の極微の世界に対する理解も深まってきた。現在我々は、標準理論に集約される世界像、すなわち、「自然がクォークとレプトンと呼ばれる少数の物質粒子と、その間の相互作用を媒介するゲージ粒子からなり、それらがゲージ対称性で関係づけられている」とする世界像を手にするに至っている。この標準理論は、現在までの全ての実験事実を見事に説明し、その破れを示す確かな証拠はこれまでの所見つかっていない。しかしながら、この標準理論にあって、ゲージ粒子や物質粒子の質量を生み出さなくてはならない粒子、すなわちヒッグス粒子は未だ未発見のままである。現在の高エネルギー物理学の最重要課題は、このヒッグス粒子の発見とまた標準理論を越える理論の実験的な手がかりを得ることである。標準理論の構造を詳細に調べるとにより、その手がかりが TeV 領域にあることが分かっている。これが、TeV 領域を調べるための将来加速器の主な建設動機である。

我が国でも将来計画として電子・陽電子線形衝突加速器である JLC(Japan linear Collider) 計画が推進され、現在加速器、測定器の両方で開発研究が行われている。

東京農工大学は、高エネルギー物理学研究所、名古屋大学、工学院大学の各研究機関と伴に、JLC の測定器の一つである中央飛跡検出器 (CDC) の開発研究に参加している。

既に述べたように、JLC の電子陽電子線形衝突加速器の実験で最も重要な目標の一つに、ヒッグス粒子の発見と研究が挙げられる。特に、$e^+e^- \to H^0Z^0$ の反応で Z^0 の崩壊から生じるレプトン対の反跳質量分布の測定によるヒッグス粒子の測定は、その質量、崩壊巾の最も精度の高い測定を可能にするのみならず、ヒッグス粒子の崩壊モードによらない探索を可能とするので、生成断面積の崩壊分岐比によらない絶対測定が可能となる。また、ヒッグス粒子が検出不可能な粒子に崩壊した場合にも使える探索法を提供する。このレプトン対の反跳質量分布の測定で最も重要な役割を果たすのが中央飛跡検出器である。

レプトン対の反跳質量の分解能は、もともと加速中に生じるビームエネルギーの広がりと中央飛跡検出器によるレプトン対の運動量分解能とで決まる。加速器の性能を最大限に活かすためには、中央飛跡検出器によるレプトン対の運動量分解能の反跳質量分解能に対する寄与は、ビームのエネルギーの広がりの寄与に比べて無視できる程度なくてはならない。この要求により、$\sigma_{p_T}/p_T \sim 10^{-4} \times p_T(\mathrm{GeV})$ の運動量分解能を持った高性能の中央飛跡検出器が必要となる。現在の JLC の測定器案では、カロリーメータのエネルギー分解能を上げ、また、検出器の不感領域を最小限にするため、カロリーメータを含むミューオン検出器以外の全ての検出器を超伝導ソレノイド電磁

石の内側に置く設計になっている。超伝導ソレノイド電磁石の磁場は、ビーム・ビーム相互作用から来る低エネルギーのバックグラウンド粒子を閉じこめるため、また、中央飛跡検出器の運動量分解能を高めるために、なるべく高いのが望ましい。一方、超伝導ソレノイド電磁石に蓄えられるエネルギーは磁場の自乗で増加するため、超伝導が破れた場合の安全性の観点からむやみに高くできない。このような理由で、現在の設計では、超伝導ソレノイド電磁石の磁場は 2 T に設定されている。上記の運動量分解能をこの 2 T の磁場内で達成しようとすると、ワイヤー一本当たり $\sigma_{r\phi} \simeq 100\ \mu$m の位置分解能が達成できたとして、2 m にわたって 100 点の測定点が必要となる。これは、半径約 30 cm までを最終収束電磁石の支持用円筒がしめることを考えると、飛跡検出器の半径が 2.3 m になることを意味している。その結果、ビーム軸から計った角度で $45^\circ < \theta < 135^\circ$ の範囲で、この分解能を保証するためには、4.6 m の長さのチェンバーが必要になる。

しかし、4.6 m という大きなチェンバーでは、重力、静電力によるサグ (ワイヤーのたわみ) が大きくなり、ワイヤー当たり 100 μm の分解能を達成するのは容易でなく、実際、そのような大型チェンバーは前例を見ない。このような、大型高分解能飛跡検出器の実現にあたっては、運転中のワイヤー位置を正確に知ること、また、サグの大きな状態でチェンバーが安定して動作することが必要条件となる。そこで、高電圧印加後のワイヤー位置を、あらかじめ測定しておいた張力のデータから計算によって正確に予想し、セル内の電場を十分な精度で再現出来ることを開発研究の第一の目標にする。

そのワイヤー位置の計算方法の妥当性の検証は、実際に 4.6m の長さを持つテストチェンバーを試作し、CCD カメラによる実測結果との比較で行う。

また、この 4.6m のテストチェンバーを実際にチェンバーとして運転し、動作の安定性を確認するとともに、計算で得られたセル内の電場状態を宇宙線テストの解析に使用し、目標とする位置分解能が達成できることを第二の目標とする。

本論文では、まずこの章の残りを使って、中央飛跡検出器に課せられる要請を、物理の面からと、加速器の面からとで、もう少し詳しく検討し、次に JLC 測定器の全体設計の思想を概説した後に、それらを踏まえた JLC の中央飛跡検出器の概念設計をまとめる。次の章では、JLC の中央飛跡検出器の開発研究の主要な項目を明らかにするとともに、本研究で用いたテストチェンバーの設計を説明する。これに続く二章では、本論文の主要な部分であり、開発項目の一番目である重力サグ、静電サグの計算方法とその実測による検証、および、開発項目の二番目である宇宙線を用いた位置分解能の測定を扱う。最後の章では、これらの開発研究の現状をまとめるとともに今後の開発研究の方向を展望する。本論の主旨とは直接関係はない詳細は、一部付録に回してある。

1.2 物理からの要請

1.2.1 ヒッグス粒子

多くの実験による精力的な探索にも係わらず、標準模型の要であるヒッグス粒子は未だ見つかっていない。この探索とその性質の研究は JLC-I における物理の最も重要な課題の一つである。標準模型では、ヒッグス粒子の質量はパラメーターにすぎない。従って、その予言は標準模型を越える理論でのみ可能である。軽い ($\lesssim 200$ GeV) ヒッグス粒子の存在は大統一、大砂漠を基礎とする模型の一般的な帰結である。これに対し、テクニカラーなどの複合ヒッグス模型ではヒッグス粒子は重くて良い。前者のシナリオでは、自然さの問題を考えれば、TeV 以下に多くの

超対称粒子が存在し得る。一方、後者のシナリオでは、その背後にある新しい力学の全容を明らかにするには、TeV を越えたエネルギーが必要となる。この意味で、JLC-I における軽いヒッグス粒子の探索は、高エネルギー物理の今後の方向を決定する分岐点となるであろう。

以下の節では，ヒッグス粒子探索からの中央飛跡検出器の性能に対する要求をまとめる。

ヒッグス粒子の探索法

高エネルギー電子陽電子衝突反応で、標準模型のヒッグス粒子を作る反応としては、(1) $e^+e^- \to H^0_{SM}Z^0$、 (2) $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}H^0_{SM}$、(3) $e^+e^- \to e^+e^-H^0_{SM}$ 反応などがある。このうち、(2) と (3) の反応は 1 TeV 以上の高エネルギーで断面積が大きくなるので特に重いヒッグスの探索の場合に適している。一方、(1) の反応は比較的軽いヒッグスの場合に適しており、LEP での探索などで利用されている。JLC-I のエネルギー領域でも、主に (1) の反応を利用して、ヒッグスの探索を行なうことになる。

一方、ヒッグス粒子とフェルミオン、ウィークボソンとの結合は質量に比例し、よって、その崩壊の部分巾は質量の自乗に比例する。従って、ヒッグス粒子は、質量が半分以下の粒子 ($< \frac{1}{2}M_{H^0_{SM}}$) のうち最も重い粒子への崩壊巾が最も大きい。実際 140 GeV 以下では確かに $H^0_{SM} \to b\bar{b}$ モードの崩壊の分岐比が最大である。しかしながら、ウイークボソンへの崩壊巾と b クォークへの崩壊巾は３桁近く異なるので、140 GeV 以上では、$H^0_{SM} \to W^*W$ モードの崩壊の分岐比が最も高くなる。超対称性理論が予言するような軽いヒッグス（140 GeV 以下）の場合は、主として $H^0_{SM} \to b\bar{b}$ モードの崩壊を探索することになる。

以上のことから、$e^+e^- \to H^0_{SM}Z^0$ 反応によるヒッグス粒子生成事象は、Z^0 の崩壊モードにより (1)$\nu\bar{\nu}b\bar{b}$、(2)$l^+l^-b\bar{b}$、および (3)$q\bar{q}b\bar{b}$ の三つの型に分類出来る。

典型的な事象の例を図 1.1 に示す。

<u>２ジェット不変質量分布を用いた探索</u>

上記三つの場合によって、２ジェット、レプトン対あるいは四元運動量欠損の不変質量が Z 粒子のそれと一致するという要求をすると、ヒッグス粒子は、残りの２ジェット系の不変質量分布にピークとなって現れる。このピークを探すことによりヒッグス粒子を発見することが出来る。

この探索における主なバックグラウンドは、(1)$e^+e^- \to Z^0Z^0$、(2)$e^+e^- \to W^+W^-$、および (3)$e^+e^- \to e\nu W$ 反応である。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) はヒッグスの崩壊の特徴である b クォークを含んでいない。従って、ヒッグス粒子の探索において重要となる点は、（１）中心部に発生した事象を選ぶこと、（２）b クォークジェットを効率良く選ぶこと、（３）ヒッグスの質量を再構成するに足るだけの十分な分解能を持つことである。次章で述べるように、CCD を用いたバーテックス検出器を使用すれば、高い効率でヒッグス粒子の崩壊で生じる b クォークを検出することが出来る。不変質量再構成の分解能の良し悪しは、特にヒッグスの質量が W や Z ボソンに近いときには問題となり得る。そこで、必要な分解能を達成するためには、高精度のカロリメーターや飛跡検出器だけでなく、ジェット中での電子やミュー粒子の識別が可能であり、軌跡とカロリメーターの信号を確実に結び付けられるような測定器の能力が必要である。次章に示す測定器案は、このような能力を持つ測定器の例である。

$\sqrt{s} = 300$ GeV で測定した時に期待されるヒッグス粒子の不変質量分布の例を図 1.2および 図 1.3に示す。 $\nu\bar{\nu}b\bar{b}$ および $q\bar{q}b\bar{b}$ のモードでは 4 fb^{-1} のルミノシティーでもヒッグス粒子の検出が出来ることが分かる。JLC-I の設計値ではこれは約 10 日間のデーター収集に過ぎないことに

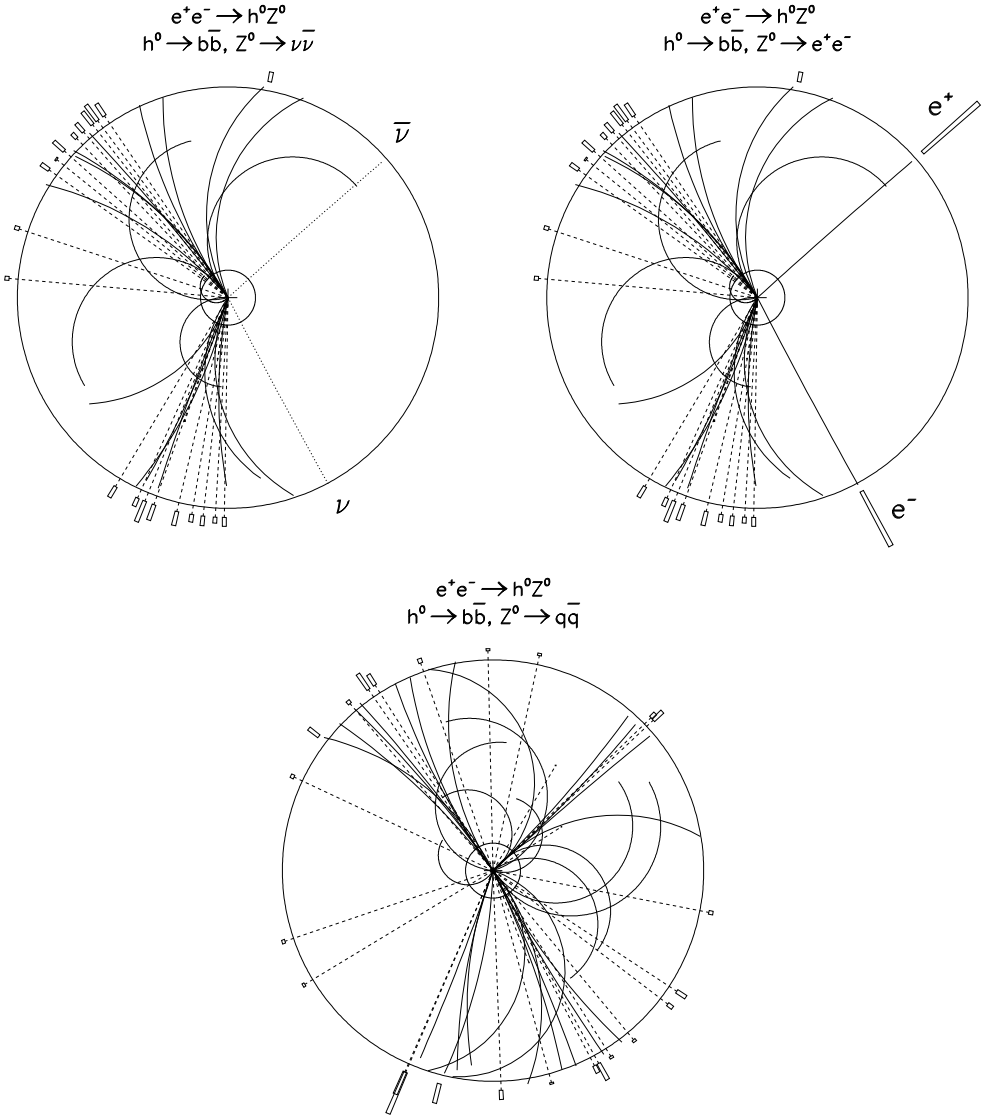

図 1.1: 典型的な $e^+e^-{\to}H^0_{SM}Z^0$ 事象の例。$m_{H_{SM}} = 120$ GeV、$\sqrt{s} = 300$ GeV とした。(a) $H^0_{SM} \to b\bar{b}$ 、 $Z^0 \to \nu\bar{\nu}$、(b) $H^0_{SM} \to b\bar{b}$ 、 $Z^0 \to e^+e^-$、(c) $H^0_{SM} \to b\bar{b}$ 、 $Z^0 \to q\bar{q}$。図 (a) および (c) では、実線は２テスラの磁場中におかれた内径 0.3 m、外径 2.3 m の飛跡検出器により測定される荷電粒子の軌跡を、点線は光子を示す。外側の箱は電磁カロリーメーターを表し箱の大きさはエネルギーに対応している。

注目して欲しい。ヒッグス粒子の質量が 160 GeV 以上の時には、主たる崩壊過程となる $H^0_{SM} \to W^+W^-$ を用いてヒッグスの探索が可能である。JLC-I の１年分（100 日）に相当する 30 fb^{-1} のルミノシティーを収集したときには、Z 粒子とヒッグス粒子の質量差が 10 GeV 以上あれば Z 粒子の三つの崩壊モード全てで際だったヒッグスの信号を見ることが出来る。これら三つのモードは全く独立なので、そのヒッグス粒子としての解釈は揺るぎないものとなるであろう。ヒッグスの質量が Z 粒子に近接していた場合には、$e^+e^- \to Z^0Z^0$ 反応と重なり合うが、測定された事象数や、Z^0Z^0 反応と $H^0_{SM}Z^0$ 反応との間の角分布の違い等により、ヒッグス粒子の存在に関する揺るぎない証拠が与えられることに変わりはない。

レプトン対に対する質量欠損を用いた探索

$l^+l^-b\bar{b}$ モードをつかった探索では、検出した l^+l^- から、l^+l^- 以外の系の質量を求めることにより、ヒッグスの崩壊モードに無関係に探索を行なうことが出来る。これは、ヒッグス粒子が，例えば測定不能な粒子 (超対称性模型の LSP 等）に崩壊する場合でも使用できる重要な方法であるので、飛跡検出器は十分な分解能を持つことが必要である。飛跡検出器が十分な分解能を持てば、ビームエネルギーの広がりで質量分解能が決まる。一般に、リニアコライダーではビームエネルギーの広がりが大きいが（図 1.4では全幅 2%)、特別のビーム収束パラメーターを用いることにより、多少のルミノシティー損失はあるが、ビームエネルギーの広がりを押さえた衝突を行なうことが可能である。従って、初期の発見ランでヒッグスの大体の質量がわかれば、そこにビームエネルギーを合わせてビームエネルギーの広がりの少ない測定を行なうことも可能である（精密測定ラン）。例えば、質量が Z 粒子に近い場合、$\sqrt{s} = 200$ GeV で精密測定ランをしたときの例を図 1.5 に示す。ここでは、ビームエネルギーの広がりが全幅で 0.4%、積分ルミノシティー 10 fb^{-1} を仮定してある。ヒッグス粒子の全崩壊巾は Z 粒子よりもずっと小さいので、質量がほとんど同じでも、Z 粒子のバックグラウンドの上に鋭いピークとしてヒッグス粒子を検出できる。

これはまた、ヒッグス粒子が確かに小さな崩壊巾を持つことを確認する意味でも重要である。実際、超対称性理論のヒッグス粒子の場合、超対称性のパラメータによっては、ビームエネルギーの広がりで決まる以上のピーク巾を生じることがある。飛跡検出器の運動量分解能が十分であれば、そのずれから見つかったヒッグス粒子が、標準理論を越える理論のヒッグス粒子であると結論出来る。

中央飛跡検出器への性能要求

以上のことから、ヒッグス粒子探索においては、

1. ２ジェット不変質量分解能が W や Z の崩壊巾と同程度であり、ヒッグス粒子の質量が W や Z のそれに近い場合でも十分分離できること、

2. ヒッグス粒子の崩壊モードに無関係な探索を可能にするレプトン対に対する質量欠損法で、ビームエネルギーの広がりで決まる質量分解能に比較して飛跡検出器の運動量分解能の影響が十分小さいこと、

が測定器に課せられた要請となる。

このうち、初めの項目に関しては、ヒッグス探索だけでなく一般的に JLC-I のあらゆる物理に関係するので、節を改めもう少し詳しく扱う。ここでは、項目２について中央飛跡検出器への具体的な性能要求について考える。

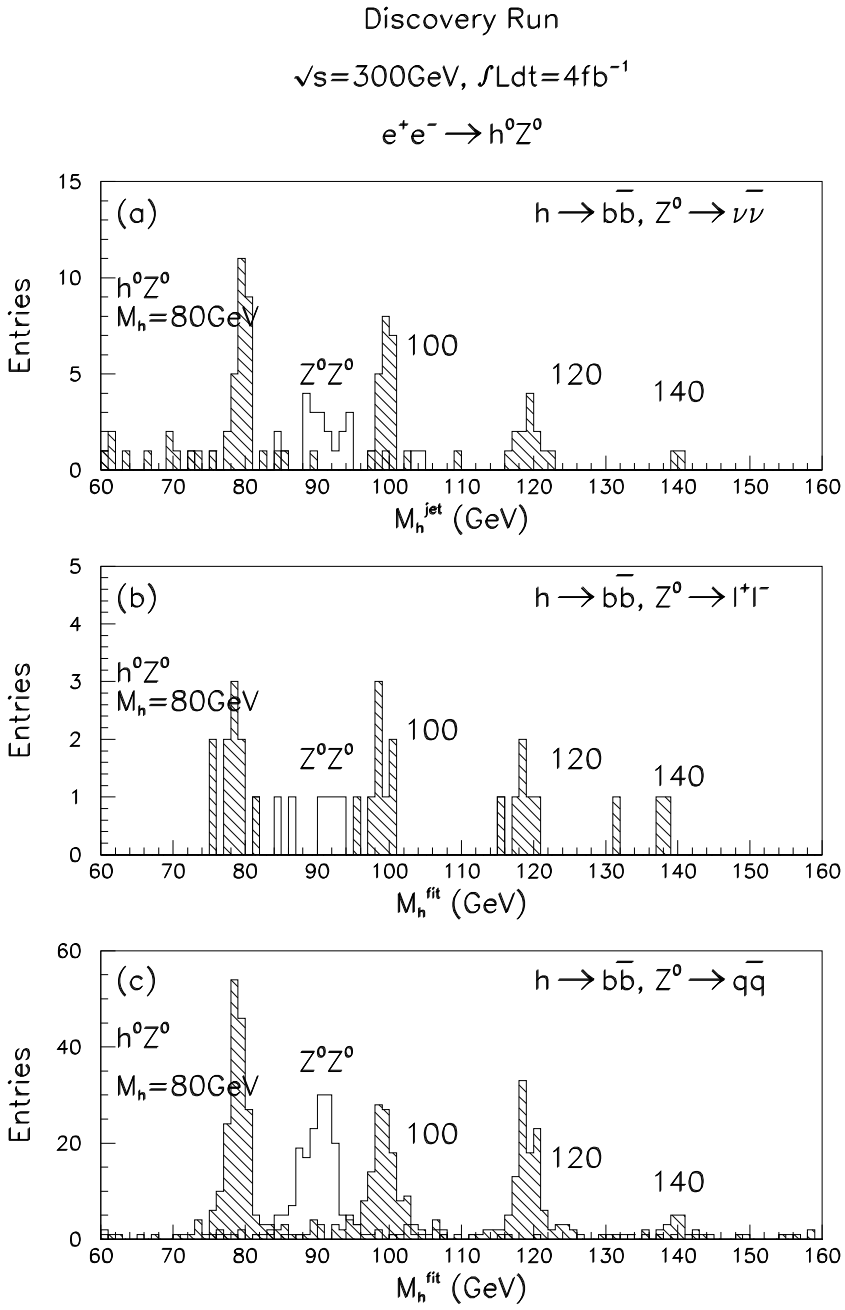

図 1.2: 発見ランの、 4 fb^{-1} の統計での三つの崩壊モードで測定したヒッグスの不変質量分布。(a) は $H^0_{SM} \to b\bar{b}$、 $Z^0 \to \nu\bar{\nu}$ の時の m_h^{jet} 分布。(b) は $H^0_{SM} \to b\bar{b}$、 $Z^0 \to l^+l^-$ の時の m_h^{fit} 分布。(c) は $M^0_{SM} \to b\bar{b}$、 $Z^0 \to q\bar{q}$ の時の m_h^{fit} 分布。図中、網かけしたヒストグラムは信号である $e^+e^- \to H^0_{SM}Z^0$ 反応で $m_{H^0_{SM}}$=80、 100、 120、 140 GeV の場合。白抜きのヒストグラムはバックグラウンドである $e^+e^- \to Z^0Z^0$ 反応によるものである。

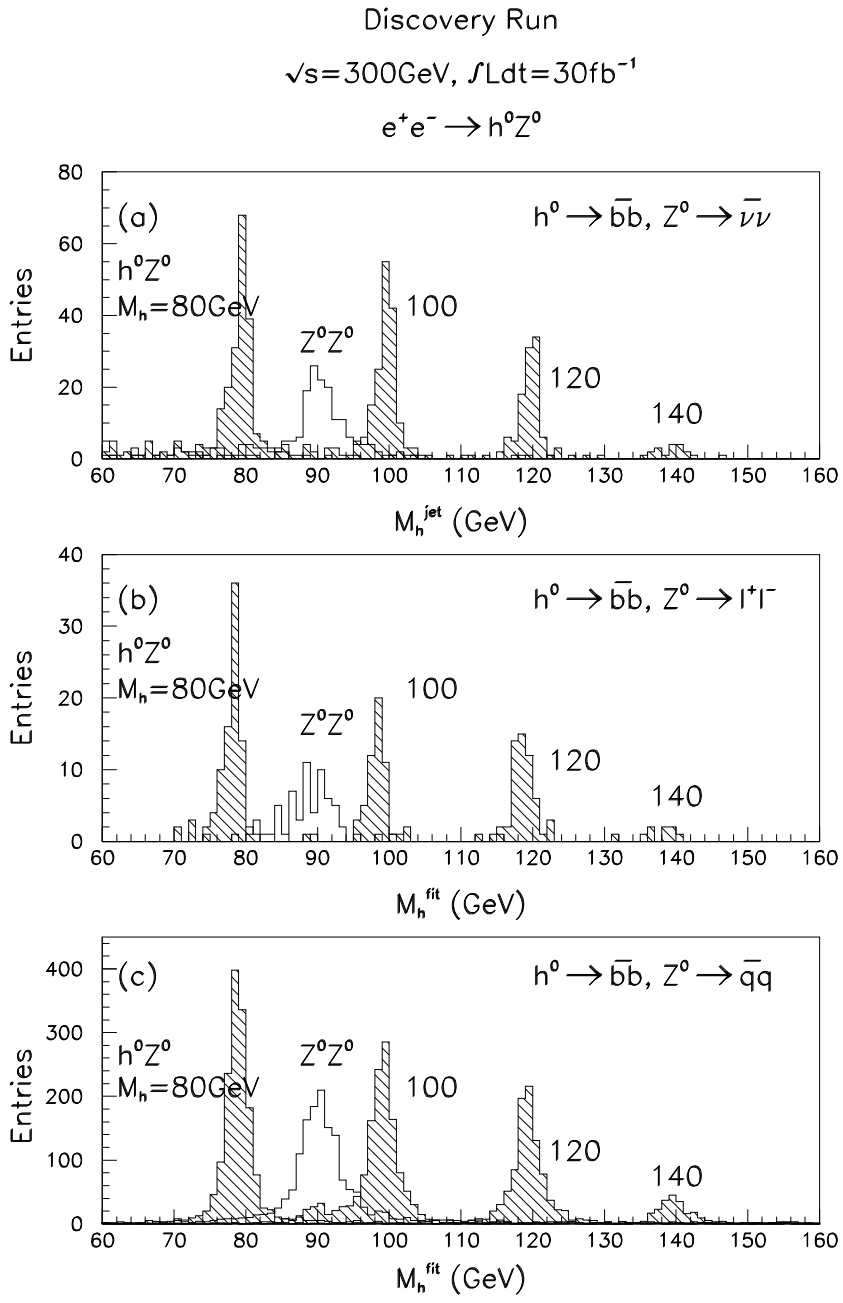

図 1.3: 積分ルミノシティー 30 fb^{-1} の場合の図 1.2に対応する図。

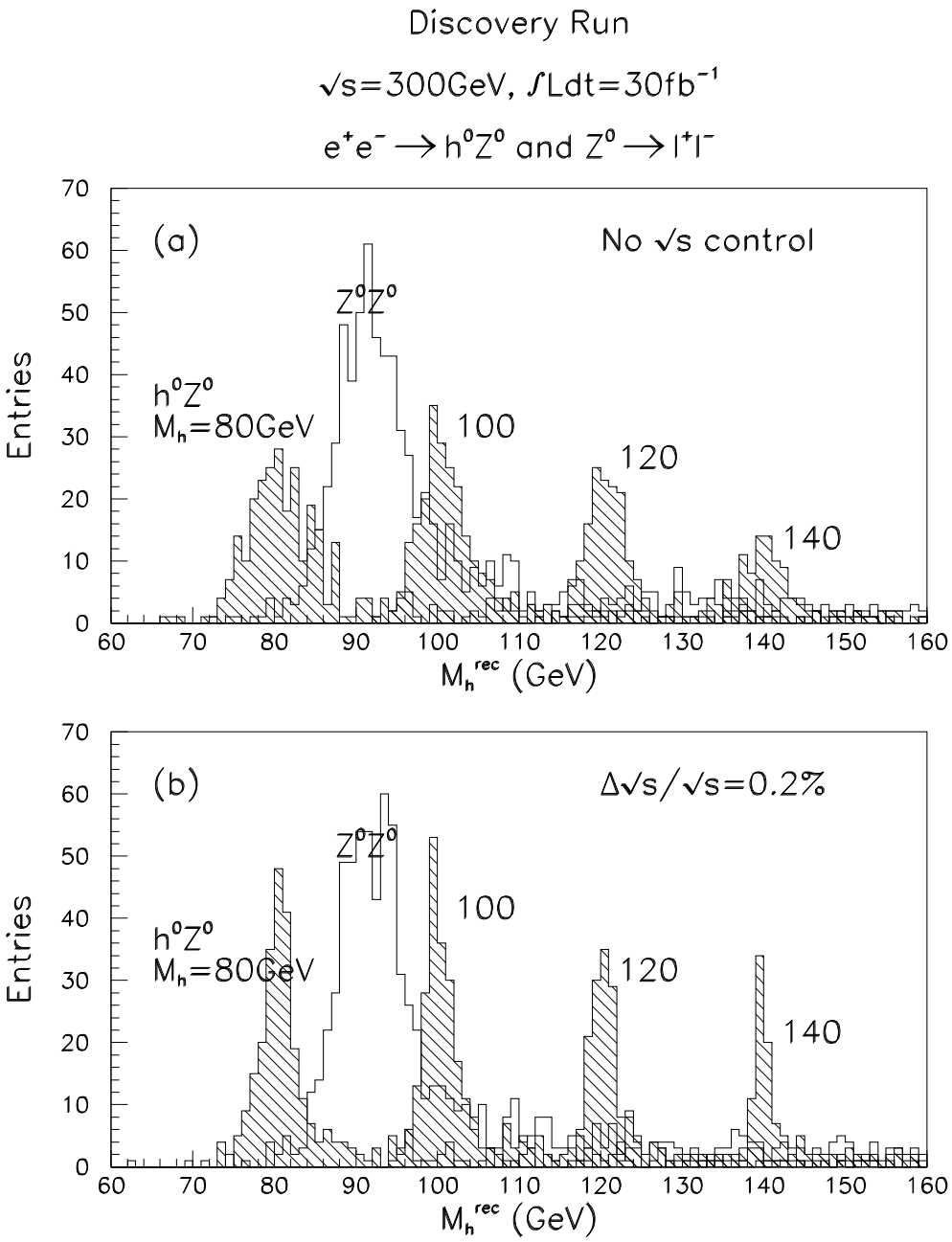

図 1.4: $H^0_{SM} \to b\bar{b}$ に対応する $Z^0 \to l^+l^-$ の反跳質量分布。積分ルミノシティーは 30 fb^{-1}。(a) は衝突エネルギーの制御をしない場合、(b) はした場合。網かけしたヒストグラムは、$m_{H_{SM}}$=80、100、 120、および 140 GeV の時の $e^+e^- \to H^0_{SM}Z^0$。白抜きのヒストグラムはバックグラウンド反応 $e^+e^- \to Z^0Z^0$。

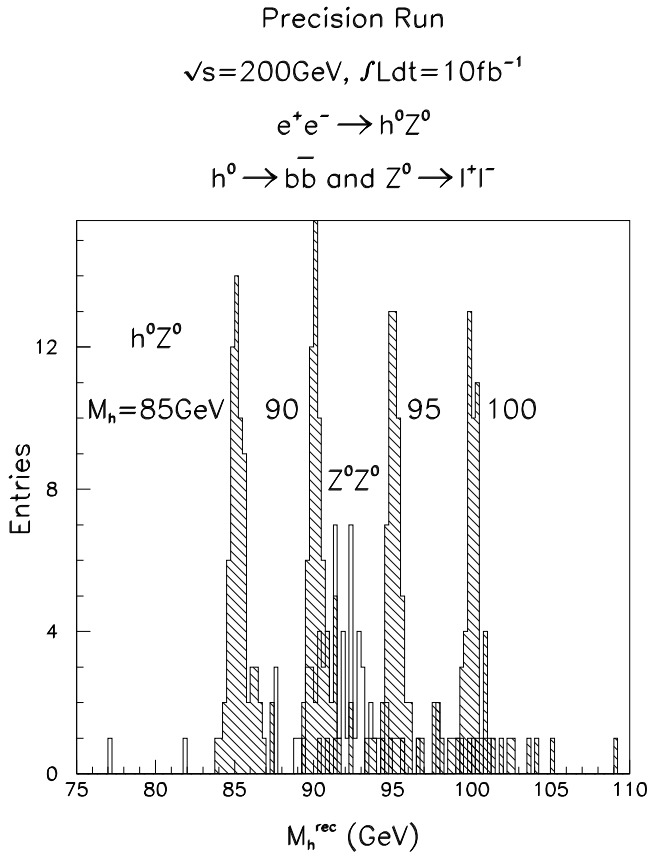

図 1.5: $\sqrt{s} = 200$ GeV における $H^0_{SM} \to b\bar{b}$ に対応する $Z^0 \to l^+l^-$ の反跳質量分布。ビームエネルギーの広がりは全幅で 0.4%、積分ルミノシティーは 10 fb^{-1}。網かけしたヒストグラムは、$m_{H_{SM}}$=85、 90、 95、 および 100 GeV の時の、$e^+e^- \to H^0_{SM}Z^0$。白抜きのヒストグラムはバックグランド反応の $e^+e^- \to Z^0Z^0$ に対して b タギングをしたもの。

ヒッグス探索反応である $e^+e^- \to ZH$ 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、

$$\begin{aligned} M_h^2 &= (E_{CM} - E_Z)^2 - \vec{p}_Z^{\,2} \\ &= E_{CM}^2 - 2E_{CM}(|\vec{p}_{\ell_1}| + |\vec{p}_{\ell_2}|) + 2|\vec{p}_{\ell_1}||\vec{p}_{\ell_2}|(1 - \cos\theta) \end{aligned} \tag{1.1}$$

ここで、

$$\vec{p}_z = \vec{p}_{\ell_1} + \vec{p}_{\ell_2}$$

で、θ は実験室系でのレプトン対の運動量間の角度である。従って、ヒッグス質量の分解能（ΔM_h）は、（1.1）式より角度の誤差を無視すれば

$$(\Delta M_h^2)^2 = \left(\frac{\partial M_h^2}{\partial |\vec{p}_{\ell_1}|}\right)^2 (\Delta |\vec{p}_{\ell_1}|)^2 + \left(\frac{\partial M_h^2}{\partial |\vec{p}_{\ell_2}|}\right)^2 (\Delta |\vec{p}_{\ell_2}|)^2$$

ただし、

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_h^2}{\partial |\vec{p}_{\ell_1}|} &= -2\left(E_{CM} - 2|\vec{p}_{\ell_2}|\sin^2\frac{\theta}{2}\right) \\ \frac{\partial M_h^2}{\partial |\vec{p}_{\ell_2}|} &= -2\left(E_{CM} - 2|\vec{p}_{\ell_1}|\sin^2\frac{\theta}{2}\right) \end{aligned}$$

となる。

ここで、しきい値近くでは $\theta \simeq 180^\circ$ かつ $|\vec{p}_{\ell_1}| \simeq |\vec{p}_{\ell_2}|$ である事を考慮すれば、ヒッグス質量の分解能（ΔM_h）はレプトンの運動量分解能（$\Delta|\vec{p}_\ell|$）に比例し、

$$\Delta M_h \simeq \sqrt{2}\frac{E_{CM} - 2|\vec{p}_\ell|}{M_h} \cdot \Delta|\vec{p}_\ell| \tag{1.2}$$

と表すことができる。

一方、ビームエネルギーの広がり（$\Delta E = \Delta E_{CM}/2$）は、0.2% 程度まで小さくできると期待でき、この広がりのヒッグス質量の分解能への寄与は

$$\begin{aligned} \Delta M_h &= \frac{E_{CM} - (|\vec{p}_{\ell_1}| + |\vec{p}_{\ell_2}|)}{M_h} \cdot \Delta E_{CM} \\ &\simeq \frac{E_{CM} - 2|\vec{p}_\ell|}{M_h} \cdot \Delta E_{CM} \end{aligned}$$

で近似できる。これは、$M_h = 100$ GeV、$E_{CM} = 250$ GeV とすると、$\Delta M_h \simeq 0.75$ GeV の寄与である。運動量分解能のから来る誤差が無視できるためには、（1.2）式で得られる誤差がその 1/2 程度以下でなくてはならない。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。

1.2.2 ジェット不変質量によるパートン同定

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。

そこで、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。

測定器の性能を最大限に生かしてジェット不変質量の分解能を出来る限り改善するためには、高分解能のハドロンカロリーメータを建設するのみならず、中央飛跡検出器から得られる運動量情報を利用することも重要である。特に、前節で述べたようなヒッグス粒子のレプトン対質量欠損法による測定から要求されるような高い分解能の中央飛跡検出器がある場合には、荷電ハドロン粒子のエネルギーとしてカロリーメータでなく中央飛跡検出器の情報を用いた方が測定精度が向上する。すなわち、荷電粒子に関しては中央飛跡検出器、中性粒子に関してはカロリーメータと言うように、役割を分担できるのが理想である。この場合、カロリーメータのクラスターと中央飛跡検出器で検出された荷電粒子の飛跡とを対応（カロリーメータ・トラックマッチング）させ、対応しないものに関してだけ中性粒子としてカロリメータ情報を使うことになる。カロリーメータには位置測定用のシリコンパッド（1cm × 1cm）が装着されているが、中央飛跡検出器で検出された荷電粒子の飛跡をこのパッドの位置まで延長した際に間違いなく対応できることが必要となる。

また、ジェット中の荷電粒子に対する高分解能の実現には、複数の飛跡が重なり合って分離できない場合が生ずるという困難がある。特に、飛跡の一部の測定点が使いものにならなくなると、実質的な測定点の数と測定領域の大きさが減少し、運動量分解能を悪化させる。近接した2本の飛跡の分離性能に対する要求は、ジェットの混み具合がエネルギーによるので、エネルギーとともに変わるが、JLC では、2 mm 程度の距離であれば分離できることが望ましい。

以上の条件が満足された場合、このクラスター・トラックマッチングでジェット不変質量分解能がどう改善されるかの例を次に示す。

W の質量再構成

使ったモンテカルロデータは質量分解能を見るために崩壊巾をゼロにした W 粒子を

$$0 \leq P_W \leq 500\mathrm{GeV}$$

の運動量範囲で等方的に発生させたものである。これを次章で述べる JLC 測定器のシミュレータを通し、終状態の全ての検出された粒子の不変質量をクラスター・トラックマッチングありなしで比較したのが図 1.6である。

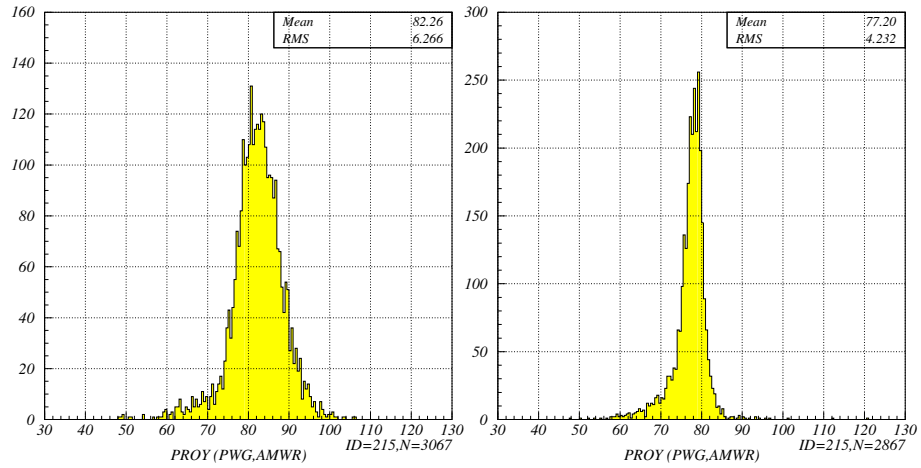

図 1.6: ジェット不変質量法で再構成された W 質量の分布：（左図）カロリーメータのみの場合、（右図）クラスター・トラックマッチングを行いカロリーメータと飛跡検出器の情報を組み合わせた場合。

図 1.7は図 1.6を拡大したもので、クラスター・トラックマッチングによって質量分解能が、カロリーメータのみの場合の 4GeV から

$$\sigma_W \simeq 1.8\mathrm{GeV}$$

へと大幅に改善されることが分かる。

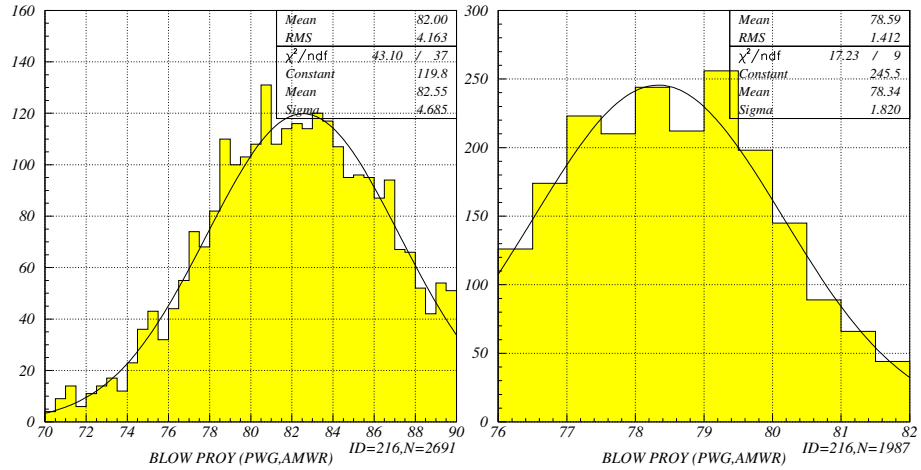

図 1.7: 図 1.6を拡大したもの：（左図）カロリーメータのみの場合、（右図）クラスター・トラックマッチングをした場合。カーブはガウスフィットの結果。

質量量分解能を運動量分解能の関数として見たものが図 1.8である。

図から、質量分解能、平均値ともに W の運動量に依存することが分かる。これは、運動量が大きくなるとジェットが混み合って、クラスター・トラックマッチングが失敗する場合が増えることによっている。これらは、クラスター・トラックマッチングのアルゴリズムの改善やパラメータの調整で改善する余地があるが、ジェット不変質量法において中央飛跡検出器の情報の利用が重要な役割を果たすという結論には変わりはない。

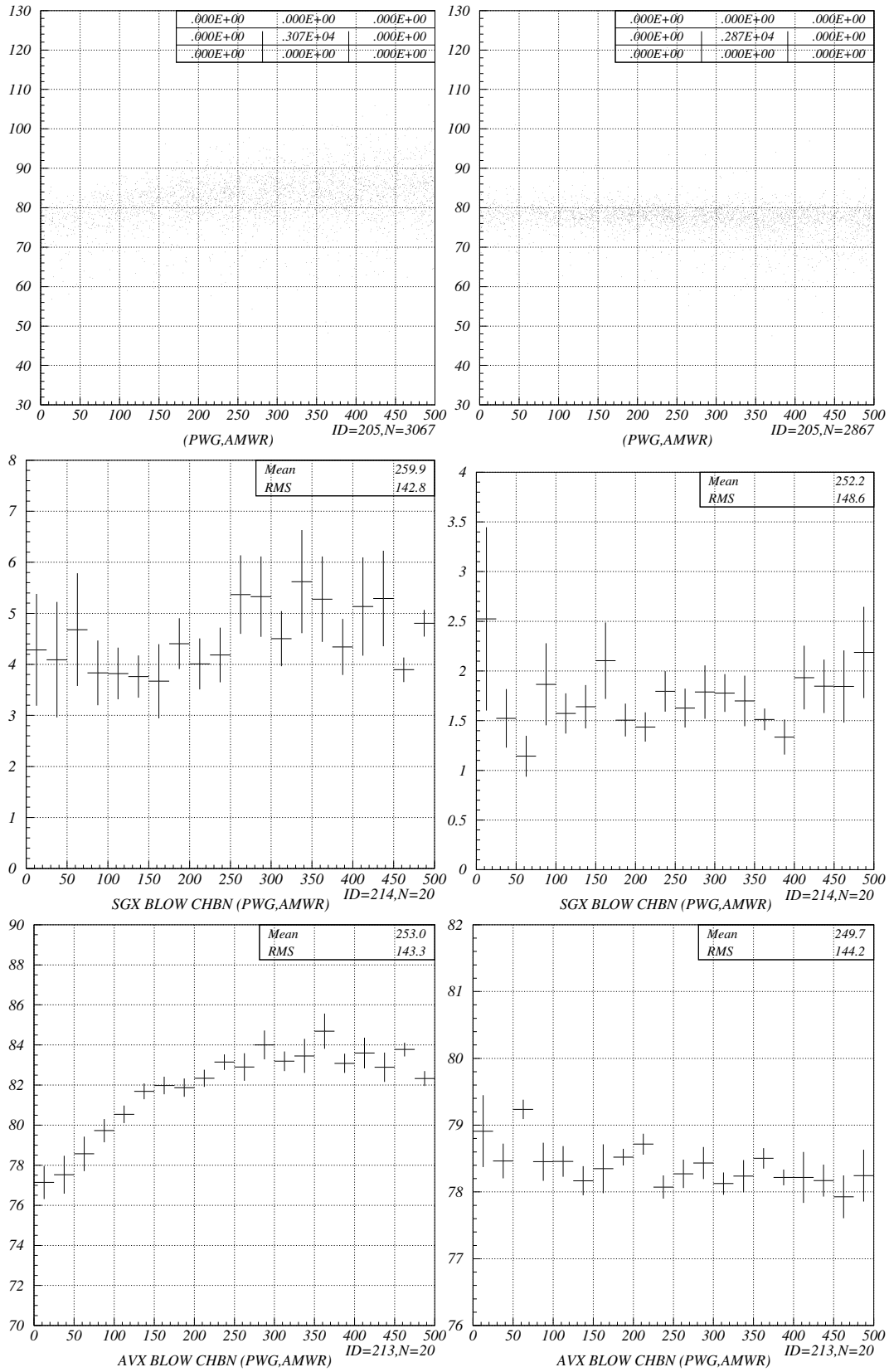

図 1.8: 運動量の関数としてプロットした W 質量分布：（左図）カロリーメータのみの場合、（右図）クラスター・トラックマッチングをした場合。図には各運動量ビンでの不変質量の平均値と分散も運動量の関数として示した。

1.3 加速器からの要請

1.3.1 加速器

円型加速器では、電子と陽電子は円型の軌道を何周も回る。そのため、比較的弱い加速装置でも、粒子が軌道を何周もする間に、少しずつエネルギーを大きくすることができる。また、同じビームが何度も衝突するので、比較的小さなビーム強度でも反応確率を高くすることが出来る。例えばつくばのトリスタンや欧州の LEP などは、この方式の加速器でである。しかしこの方式では、高エネルギーの電子が曲げられるとき放射光を発生してエネルギーを失うため、到達できるエネルギーには限界があり、LEP-II 以上のエネルギー、すなわち重心系エネルギーで 200 GeV 以上を実現するのは困難である。一方、線形加速器は、前段部のごく低エネルギーの部分をのぞいては、曲線部を持たない。このため、放射光によるエネルギー損失は原理的にない。従って、これまで円型加速器では、到達できなかった高エネルギーを実現できる。しかし、直線である為、電子や陽電子は加速部分を１度しか通らないし、それらは１回の衝突にしか使えない。そのため

- これまでの加速器の約１０倍、強く加速すること、
- 非常に多数のバンチ (電子、陽電子の塊) を次々と発生させ、それを加速すること、
- ビームを衝突させるときに非常に小さく (300 nm × 3 nm) に圧縮すること、

が必要である。現在 JLC では、図 1.9で示されているような、加速器が考えられている。また、パラメーターは、表 1.1に示す。

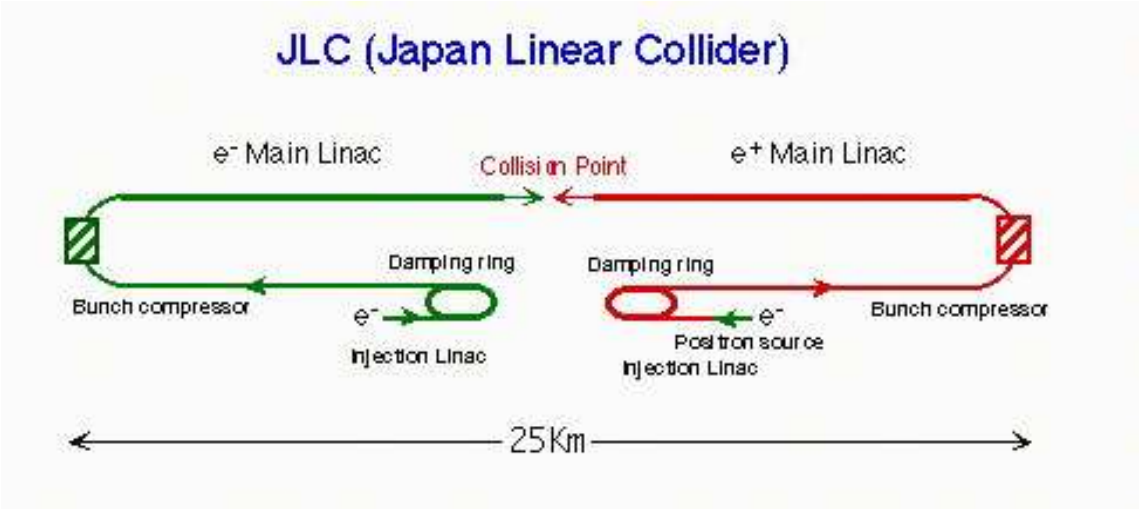

図 1.9: JLC の加速器の概略図

表 1.1: $E_{CM} = 300$ と 500 GeV におけるパラメーター

		S バンド		C バンド		X バンド		C バンド
周波数	f_{rf} (GHz)	2.856		5.712		11.424		5.712
ビームエネルギー	E (GeV)	150	250	150	250	150	250	45.6
バンチあたりの粒子数	N (10^{10})	1.73	1.45	1.11	1.10	0.70	0.70	1.11
パルスあたりのバンチ数	m_b	46	55	72	72	90	90	72
バンチ間隔	t_b (nsec)	5.6	5.6	2.8	2.8	1.4	1.4	2.8
くりかえし周波数	f_{rep} (Hz)	50	50	150	150	150	150	150
規格化エミッタンス (ダンピングリング)	ϵ_x ($\times 10^{-6}$ rad m)	3	3	3	3	3	3	3
	ϵ_y ($\times 10^{-8}$ rad m)	3	3	3	3	3	3	3
バンチの長さ	σ_z (μm)	80	80	80	80	85	67	80
加速勾配 (無負荷)	G_0 (MeV/m)	22.0	22.0	40.0	40.0	40.0	40.0	40.0
加速管内での実質加速勾配	G_{eff} (MeV/m)	16.3	18.4	28.2	27.8	28.0	28.0	28.5
ビームあたりの主線形加速器の実効長	L_{ac} (km)	8.0	12.5	4.6	8.3	5.0	8.5	0.90
ベータトロン振動数		200.0	258.0	116.0	171.0	125.0	176.0	33.5
加速管一式の長さ	l_{cav} (m)	3.6	3.6	1.7	1.7	1.22	1.22	1.7
ビームあたりの加速管の数		2220	3470	2720	4860	4100	6930	530
開口径 / 波長	a/λ	0.12	0.12	0.13	0.13	0.18	0.18	0.13
加速管充填時間	T_f (nsec)	837	837	297	297	75	75	297
減衰パラメーター	τ	0.57	0.57	0.57	0.57	0.40	0.40	0.57
加速管内平均総電力 (2× 線形加速器)	(MW)	14	20	25	46	11	20	5.0
一次総電力 (2× 線形加速器)	(MW)	70	100	115	210	75	135	23
AC/RF 変換効率 (推定)	(%)	20	20	22	22	15	15	22
加速管当たりの最大電力	P_{peak} (MW)	52	52	60	60	50	50	60
単バンチエネルギー利用効率	η_1 (%)	0.84	0.70	1.13	1.13	2.00	2.00	1.13
加速頂点からの位相のずれ	φ_{rf} (deg)	28.0	11.0	21.9	23.9	24.0	24.0	21.6
単バンチのエネルギー傾斜度 (ウエイク)	$\langle \sigma_z d\epsilon/dz \rangle$ (%)	-0.72	0.57	-0.84	-0.90	-1.22	-1.22	-0.54
エネルギー傾斜度 (BNS ダンピング)	(%)	-0.008	-0.007	-0.06	-0.06	-0.16	-0.16	-0.06
衝突点でのバンチあたりの粒子数	N^* (10^{10})	1.56	1.30	1.00	1.00	0.63	0.63	1.00
衝突点でのベータ関数	$\beta^*{}_x$ (mm)	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0
	$\beta^*{}_y$ (μm)	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0
衝突点でのビームサイズ	σ_x (nm)	335	301	335	260	335	260	608
	σ_y (nm)	3.92	3.04	3.92	3.04	3.92	3.04	8.70
衝突角	φ_{cross} (mrad)	11.0	7.3	10.4	8.0	9.0	7.2	15.1
ビームの対角線角度	σ_x/σ_z (mrad)	4.2	3.8	4.2	3.2	4.0	3.9	7.6
ディスラプション・パラメーター	D_x	0.21	0.13	0.13	0.13	0.090	0.0070	0.135
	D_y	1.80	1.62	1.19	1.44	0.80	0.95	0.71
ビーム輻射光子数	n_γ	1.80	1.62	1.19	1.44	0.80	0.95	0.71
最大 Υ パラメーター	Υ_{max}	0.37	0.58	0.24	0.51	0.15	0.39	0.041
ビーム輻射によるエネルギー損失	δ_{BS} (%)	8.2	10.0	3.9	8.1	1.8	4.5	0.46
幾何学的なルミノシティー損失係数		0.57	0.68	0.60	0.60	0.63	0.70	0.69
ピンチ強調係数	H_D	1.58	1.60	1.50	1.50	1.71	1.72	1.80
ルミノシティー	$\mathcal{L}$ (10^{33}/cm^2/sec)	3.1	4.4	5.9	9.7	3.5	6.3	2.0

1.3.2 加速器からの要請

以上に述べたように、電子陽電子線形衝突型加速器には、今までの円形加速器にない特徴があり、これが中央飛跡検出器に今までにない制約を与えることになる。特に、ビームをナノメータ程度まで絞り込むための最終収束電磁石系は、衝突点を囲む測定器システムの中に入り込み、その一部として扱われる。ナノメータのビームを安定に衝突させるためには、最終収束系にもナノメータの精度の安定性が要求される。特に電子側の電磁石と陽電子側の電磁石の相対位置がナノメータの精度で制御されていなくてはならない。そのため、現在の JLC の最終収束系の設計では、電子側の最終収束電磁石と陽電子側の最終収束電磁石は同一の CFRP 製の円筒（サポートチューブ）の中に納められることになっている。このサポートチューブの半径は約 30 cm なので、中央飛跡検出器の内径はそれ以上となる。これが第一の要請である。

第二の要請は、ビームのバンチ構造から来る。すでに述べたように、JLC では反応確率を高めるため、一度に多くの（100 個程度）のバンチ（電子あるいは陽電子のビームのかたまり）を加速し、衝突させる。これらのバンチの間隔は、現在の X- バンドの主線形加速器の設計では 1.4 nsec であり、これらの約 100 個のバンチの列（バンチトレイン）が 150 Hz で交差する。JLC では、ビームの大きさがあまりに小さいために、一度のバンチトレインの交差の際に、どれかのバンチでいわゆるミニジェット反応が起きる確率が無視できない。バンチトレイン内のバンチが時間的に区別できなければ、これら約 100 個のバンチの中で起きた反応は全て重なり合って測定されることになる。これは、電子陽電子衝突の特徴である反応のきれいさを大きく損なうので、是非とも避けなくてはならない。もし、中央飛跡検出器によって測定された荷電粒子の飛跡がどのバンチから来たものかを特定できれば、バックグラウンドであるミニジェット反応が、目的とする信号反応と同じバンチで起こった場合を除いて、これを分離できる。つまり、中央飛跡検出器の時間分解能としては、一つの荷電粒子の飛跡当たり、約 1 nsec が必要となる。

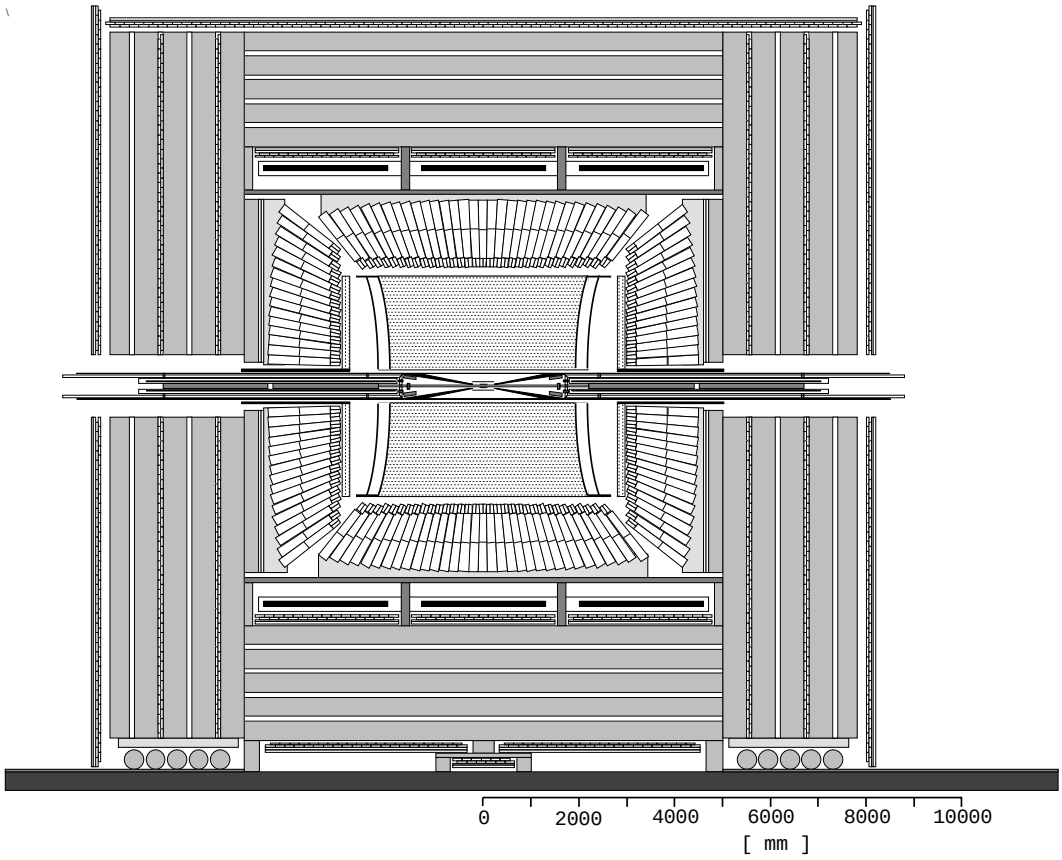

図 1.10: JLC 測定器の概略図

1.4 JLC の測定器の概要とその中での CDC の位置づけ

1.4.1 全体設計

JLC の衝突点は当面一ケ所であるため、そこに設置される測定器は、想定されるあらゆる物理だけでなく、予想外の物理に対しても十分対応可能な高性能かつ汎用の物でなければならない。具体的にはまず W 粒子や Z 粒子のジェットを用いた再構成が精度よく出来なければならない。また、ヒッグス粒子の発見及び研究のため、非常に良い質量分解能が要求される。またトップクォークの研究やヒッグス粒子に対するバックグラウンドを抑えるため、b ジェット識別が効率良く行える必要がある。さらには、超対称粒子探索のため十分広い立体角を隙間なく覆う測定器でなければならない。これらの条件をシミュレーションを行って検討した結果、「標準測定器」として図 1.10に示すような構成の測定器を考え、表 1.2に示すような性能を達成することを目標としている。

1.4.2 測定器の構成

バーテックス検出器

衝突点の極めて近傍で、荷電粒子の飛跡を精密に測定する検出器で、B 中間子や D 中間子の崩壊点を測定して、b クォークや c クォークの同定をする役割をしている。通常バーテックス検出器に使用されるシリコンストリップ型ではなく、2 次元的に読み出し可能なピクセル型の Si-

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 ; σ_{Pt} / Pt = 1.1x10^{-4} Pt $\oplus$ 0.1% σ_{Pt} / Pt = 5 x10^{-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 1.2: JLC 測定器の諸性能

CCD を使用する。多量のバックグランド中でも十分な機能を果たす為に、２層の CCD 検出器より構成され、それぞれビーム軸から $2.5cm$ と $7.5cm$ の位置に設置される。総数 4×10^8 個の $25\ \mu m \times 25\ \mu m$ のピクセルで構成され空間分解能は $7.2\ \mu m$ である。

中央飛跡検出器 (CDC)

寿命の長い荷電粒子 (電子、ミュー粒子、荷電 π 中間子、荷電 K 中間子、陽子) の飛跡を検出する装置で、超電導磁石による磁場によって曲げられた荷電粒子の飛跡の曲率半径からその粒子の運動量を知ることができる。詳細は、1.4.3節で説明する。

カロリーメーター

飛跡を残さない中性粒子 (光子、中性子、K_L^0 など) のエネルギーを測定する役割をもつ。カロリーメーターはビーム軸の周りの円筒状のバレル部とそれに蓋をするような形の端部より成り $|\cos\theta| < 0.99$ の領域を覆っている。検出部分は鉛とプラスチックシンチレーターの多層サンドイッチ構造をしていて 1GeV の電子や光子に対するエネルギー分解能は 15%、1GeV のハドロン粒子に対しては 40% である。

ミュー粒子検出器

カロリーメーターで吸収されることなく全ての測定器を通り抜けるミューオンを検出する役割をもつ。このミュー粒子検出器は運動量の測定ではなくミュー粒子の識別に用いられるので空間分解能は $500\ \mu m$ 程度でよい。この検出器は、6 層 (Supre-Layer) からなり、1 つの層 (Supre-Layer) には単線のワイヤーチェンバーから成る 4 つの層構造になっていて飛跡の方向を求めるこ

とができる。またカロリーメーター及び鉄中でのエネルギー損失のため識別可能なミュー粒子の運動量は3.5GeV 以上である。

1.4.3 中心飛跡測定器 (CDC)

概要

中心飛跡測定器は測定器の中でも中心的役割を果すが、特にヒッグス粒子の探索においては極めて高い運動量分解能とカロリメーターとの対応付けが要求される。また測定器はビーム・ビーム相互作用から予想される高いバックグラウンドに耐えなければならない。以下において小ジェットセル型の円筒形ドリフトチェンバー（以下 CDC と略す）が、現在利用出来る技術を用いて要求される性能を満たしうることを示す。

要求される性能

運動量分解能に対する最も厳しい要求は、$e^+e^- \to ZH$ の反応でつくられた Z がレプトン対に崩壊した時の、レプトン対から計算される質量欠損の分解能から課せられる。測定誤差がビームのエネルギーの広がりよりも十分小さいことを要求すると、運動量分解能は 50GeV の粒子に対して 0.4% よりも良い必要がある。もしこれが達成されれば、運動量分解能は 5TeV の粒子に対してその電荷を判別出来るくらい良い。

横方向の運動量 P_t の逆数 $\kappa = 1/P_t$ に対してその分解能 σ_κ は

$$\sigma_\kappa^2 = (\sigma_\kappa^{meas})^2 + \left(\sigma_\kappa^{MS}\right)^2$$

で与えられる。ここで右辺第一項は位置測定の誤差、第二項はチェンバーガスでの多重散乱によるものであり、各々

$$\begin{aligned} \sigma_\kappa^{meas} &\simeq \left(\frac{\alpha\sigma_x}{BL^2}\right)\sqrt{\frac{720}{n+4}} \\ \sigma_\kappa^{MS} &\simeq \left(\frac{\alpha C}{BL}\right)\sqrt{\frac{10}{7}\left(\frac{X}{X_0}\right)}\ \cdot\kappa \end{aligned}$$

と書ける。ここで $\alpha = 333.56$ ($\mathrm{cm\cdot T\cdot GeV^{-1}}$)、$C = 0.0141$ (GeV)、L は測定される飛跡の長さ (cm)、B は磁場の強さ (T)、$\left(\frac{X}{X_0}\right)$ は輻射長で表したチェンバーガスの厚さ、n は測定点の数である。各パラメーターとして L=200cm、B=2Tesla、$\sigma_x = 100\mu$m、n=100、X/X_0=1.1%（CO_2- イソブタン）を用いると、

$$\left(\frac{\sigma_{p_T}}{p_T}\right)^2 = (1.1\times10^{-4}\cdot p_T[GeV])^2 \ + \ (1.5\times10^{-3})^2$$

となるが、これは殆んど目標性能に近い。これに衝突点座標拘束もしくはバーテックス測定器による座標情報を加えるとどれだけ分解能が向上するかを見るために、多重散乱についてもう少し詳しく計算する。測定器の物質としては図 1.11に示す配置を考える。表 1.3に用いる材質の単位厚さ当たりの輻射長厚を示した。これらの物質を考慮に入れて計算した運動量分解能を図 1.12に示す。a) は衝突点座標拘束を行わない時のもの、b) は行った時のものである。衝突点座標拘束を行うことにより運動量分解能はほぼ２倍良くなり、要求される条件を十分満たすようになる。またバーテックス測定器を飛跡再構成に用いると衝突点座標拘束と同程度の改善が得られる。

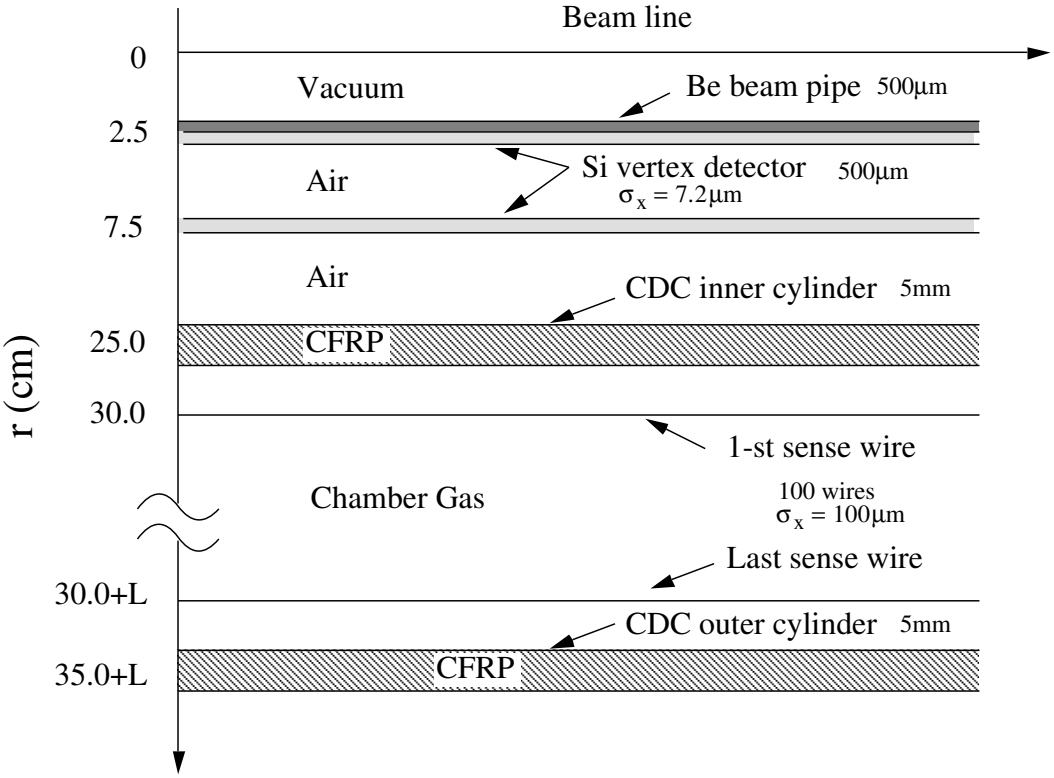

図 1.11: 測定器の物質量の配置

Material	$X_0^{-1}(\%/\mathrm{cm})$
Be	2.8
Si	10.7
CFRP	3.0
Air(1atm)	0.0035
$CO_2/C_4H_{10}(90/10)$	0.0055

表 1.3: 測定器の材質の単位厚さ当たりの輻射長厚

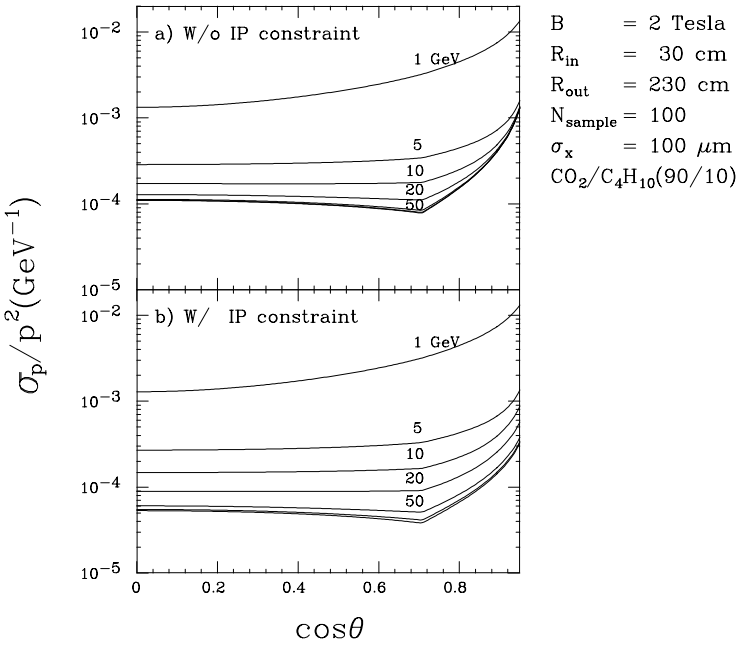

図 1.12: CDC の運動量分解能。 a) は衝突点座標拘束をしない場合、 b) はした場合

ジェットの不変質量を精度よく求めるためには CDC の飛跡とカロリメーターのクラスターの間に正しく対応を付けることが重要である。カロリメーターでは 1cm×1cm のシリコンパッド測定器を用いてシャワーの位置を測定するので、CDC の飛跡のカロリメーター上での位置はこれよりも良い精度で決定したい。円周方向の位置については問題なく達成出来るので、z 方向の位置精度について考える。CDC とカロリメーターの間には CFRP でできた CDC の外壁（0.5cm）が存在するがそれほどの物質量ではなく、実際 5GeV 以上の粒子に対しては多重散乱の影響はほとんど無い。計算によれば 7 層のステレオ層が各々 1mm の z 位置精度を達成できればカロリメーターの表面まで延長した飛跡の z 位置精度も 1mm の精度が達成出来る。

質の良い飛跡再構成を行うためには 2 本の近接した飛跡を分離出来る分解能が重要である。この性能を 250GeV の W 粒子が崩壊して出来る粒子を用いて調べた。これによるともし 1mm 以下しか離れていない 2 個のヒットは区別できないとすれば、最内層においては 5%、最外層においては 1% のヒットが 2 個のヒットを分離することに失敗することにより失われる。この程度の損失は飛跡再構成にほとんど影響を及ぼさないので、1mm の近接ヒット分離能が達成できればよい。1mm は時間にして 100ns に相当するが、計算によれば信号のすそは立ち上がりから 100ns 後には約半分に減少しているので容易に識別できる。従って、1mm の近接ヒット分離能は十分達成可能である。

JLC のビームはマルチバンチ構造を持っており、各々のヒットはそのヒットを発生したバンチに固有の T_0 を持っている。このため CDC は各飛跡についてそれ自身で T_0 を決められなければならない。これは以下のようにして行われる。まずワイヤーからヒットまでの距離は約 100 個（バンチ数）だけの異なった T_0 に対してそれぞれ与えられる。これらに対して飛跡再構成を行い最小の χ^2 を与える T_0 を採用する。ガスのドリフト速度 10μm/nsec に対して 100μm の位置分解能を得るためには、各ヒットに対して 10nsec の精度で時間測定を行わなければならない。この時 1 飛跡には 100 個の測定点が有るから飛跡に対しては約 1nsec の時間測定精度が期待でき、1 ト

レイン中の各バンチを分けることが出来る。

バックグラウンド

ビーム・ビーム相互作用によるコヒーレント及び非コヒーレントな QED 過程により、一次バックグラウンドとして電子・陽電子が発生する。これらはQ電磁石の前面やマスク等に衝突して二次バックグラウンド光子を発生する。これらの光子のエネルギースペクトルは約 100keV に幅広いピークを持つとともに、500keV には対消滅による鋭いピークが存在する。
計算によると $\sqrt{s}$=500GeV においては１衝突当たり約 10^4 個の光子が CDC に飛び込むことになる。これにチェンバーガスやワイヤーでの反応断面積をかけてやると、ワイヤー１本当たりの平均ヒット数は最内層で 0.06、最外層では 0.01 以下となる。この程度のバックグラウンドは飛跡再構成にほとんど影響を及ぼさない。

ミニジェットと呼ばれる二光子過程からのハドロニック・バックグラウンドも JLC においては問題となる。$\sqrt{s}$ = 500GeV においては CDC のアクセプタンス内での平均ミニジェット・エネルギーは約 2.5GeV で、平均粒子数は５個である。横方向運動量が 1 GeV 以上のミニジェットの数は１衝突当たり 1~20 と見積もられているが、CDC は異なるバンチを分けられる時間分解能を持っているので、ミニジェットバックグラウンドはほとんど問題とならない。

チェンバーの配置とセルの構成

前述のように小ジェットセル型円筒形ドリフトチェンバーは要求される条件を全て満たすことが出来る。このチェンバーの構造について詳しく述べる。

チェンバーは小ジェットセルを層状に積み重ねたスーパーレイヤー構造をとる。スーパーレイヤー１層の厚さを 8cm、層間の間隔を 5cm とすると飛跡長を 200cm とるという条件から層の数が決まり、８層のアクシャル・スーパーレイヤーと７層のステレオ・スーパーレイヤーの合計 15 層をとることが出来る。ここで層間の間隔はステレオ角によって決まるが、ここでは z 位置精度 1mm を得るため 100mrad とした。

図 1.13にセルの構成を示す。１個のジェットセルには 8mm 間隔で７本のセンスワイヤーがあり、その間にはポテンシャルワイヤーが張られている。センスワイヤーは 30μmϕ のタングステンで +2.5kV の電圧がかけられる。ポテンシャルワイヤーは 150μmϕ のアルミニウムで、接地される。ポテンシャルワイヤーから 5mm 離れてグリッドワイヤーが張られ、−0.5kV の電圧がかけられる。これは等ドリフト時間線の形を整えるとともに静電気力によるセンスワイヤーの位置のずれを小さくする働きがある。また異なるスーパーレイヤーのセンスワイヤー平面が同一平面上にならないようにセルの位置は左右にずらしてある。

電場計算プログラムを用いてこのワイヤー配置における性能を CO_2- イソブタン (90:10) について行った。このガスの２テスラにおけるローレンツ角は約 15 度である。図 1.14に等ドリフト時間線を示す。計算によれば最初の 5nsec の時間幅に約 10 個の電子がセンスワイヤーに到達する。従って、しきい値を数電子程度に合わせておけば要求される 10nsec の時間分解能を達成出来る。

CDC は z 軸方向に 4.6m と長いため、ワイヤーの重力による垂れ下がりは無視できない。この重力による変位と静電力による変位を最小にするため、センスワイヤーの張力を 145g、他のワイヤーの張力を 500g とした。これによりすべてのワイヤーの重力による変位を等しく 250μm にすることが出来る。この時のセンスワイヤーの静電力による変位は 25~54μm である。またチェンバー端板の加工精度は約 10μm である。

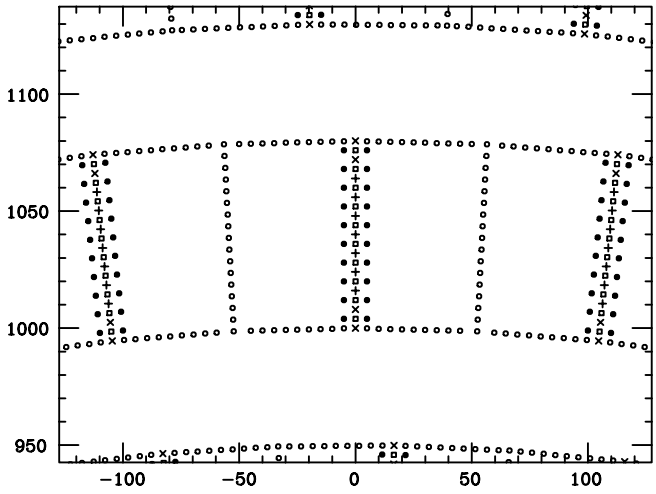

図 1.13: CDC のセルのワイヤー配置

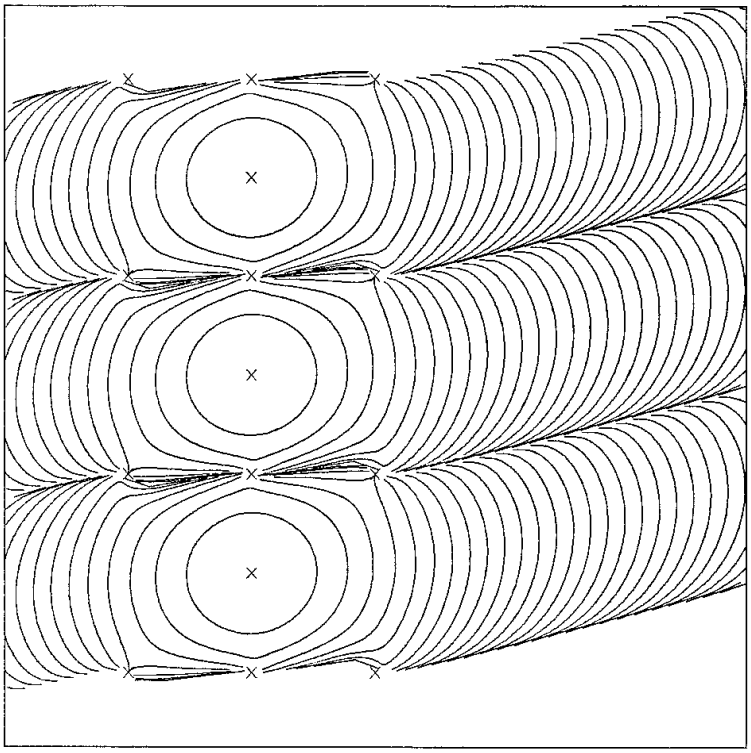

図 1.14: 等ドリフト時間線

ジェットセルの総数は 1200 で、ワイヤーの総数は約 115000 本である。全ワイヤーの張力は約 50t であるが、これは 5mm 厚の CFRP の外筒と 25mm 厚のアルミの端板で十分支えることが出来る。

エレクトロニクス

CDC の読み出しにはスイッチングキャパシタを用いた高速サンプルアンドホールドによる波形読み出しを行う。10nsec の時間分解能を得るため、時間幅は 5nsec、即ち 200MHz のサンプルレートとする。また奥行を 1024 ワード確保し、5cm のドリフト長をすべて覆う。パルスのタイミングは 1 ビン幅の数分の一で決められるので、サンプリング化による位置分解能の劣化は $\sim 20\mu$m 程度で無視出来る。

第 2 章

CDC に関する主要な R&D 項目

2.1 主要な R&D 項目

長いワイヤーを持つチェンバーの問題点は、重力及び静電力によるワイヤーのたわみが大きいことである。つまり、サグの大きさ、方向の正確な知識がなければ目標分解能の達成は困難であり、ワイヤーの位置が不安定になると予想される。本論文での R&D 項目は以下のとうりである。

1. 重力、静電力によるサグを十分な精度で計算する方法を確立すること

2. 大きなサグがあってもその大きさと方向が分かっていれば目標分解能が達成できることを示すこと。

上の第一項目を調べるため、4.6m のテストチェンバーを作りサグの計算結果を実測値と比較を行った。また、第二項目に対しては、4.6m テストチェンバーで宇宙線テストを行い分解能位置を測定してみた。

2.2 R&D 用テストチェンバー

2.2.1 特徴

1. 4.6m のワイヤーを張ることができるチェンバーである。

2. 現時点での、実機採用予定のセル構造、ワイヤー径、材質、張力をもつ。

3. 複数のセル構造をもつ。(端の影響をおさえるため)

4. 取り替え可能なエンドプレートをもつ。(異なるセル構造の研究可)

5. 外部からワイヤーが見れる。(ワイヤー位置測定に使用)

6. ワイヤー方向を軸にして 90° 回転可能 (重力サグ測定に使用)

2.2.2 構造

ワイヤーのたわみの測定の為に作られたチェンバーの外観は図 2.2のようになってる。そのテストチェンバーは、$460 \times 60 \times 60$cm の直方体をしていて、チェンバー内部に複数の 460cm のワイヤーを張れる構造となっている。材質はアルミニウムを使用している。他のチェンバーに見られない、このチェンバー特有の特徴は、ワイヤー方向を軸に、90° 回転できるレール (図 2.3) を持っている点である。この回転可能にした理由は、3.3.2節で説明する。

エンドプレートには、図2.4のように 991 個のフィードスルーを通す為の穴が開けられている。その穴の精度は、標準偏差で 8.2 μm のずれを持っていることが分かっている。また図 2.4から分かるようにこのテストチェンバーは３つのレイヤー構造をしていて、計７つの完全なセルが配置されている。また、実機で必要とされているステレオワイヤーは張られていない。

このテストチェンバーに採用された Small-Jet Cell の構造とワイヤーの略称を、図 2.5に示しておく。セルの大きさは 70×100cm で最大ドリフト距離は 5cm である。セルの中央には、1cm 間隔でセンスワイヤー５本がならべられ、その間に Ground wire(0.0v) が置かれている。ドリフト時間のばらつきを押える為の Grid Wire(-0.5kv) がセンスワイヤー平面から 5mm 離れた所に、そしてセンスワイヤー平面の両サイドに、Dummy Sense Wire(+2.15kv) が以下の理由で置かれている。

1. ガスの電離電子ができるだけフィールドワイヤー (F1~F10) 近傍の電場の乱れを受けないようにするため。

2. S1、S5 のワイヤーポジションの安定化 (余計な静電力が働かないようする)

ワイヤーの材質

センスワイヤーには金メッキタングステン (30 μm)、他のワイヤーには金メッキアルミニウム (125 μm) を使用した。それぞれのワイヤーの線密度は、金メッキタングステンが $\rho = 1.340 \times 10^{-4}[g/cm]$、金メッキアルミニウムが $\rho = 4.216 \times 10^{-4}[g/cm]$ という値が実験 (文献 [8]) で得られている。チェンバーのエンドプレートの厚さを抑える必要性 (エンドキャップのカロリーメーターによる要請) から厚さを抑えたエンドプレートに与える負担を押さえるため、ワイヤーの物質として一本あたりの張力が小さくてすむアルミニウムが選ばれた。使用したワイヤーには、材質の時間変化を少なくするための金メッキコーティングが施されている。

ワイヤーの印加電圧

それぞれのワイヤーの電圧を決定する際に、考慮した点は、以下のとうりである。

1. ドリフト領域における電場の一様性。

2. ワイヤー間の静電力の最小化。

3. センスワイヤー以外のワイヤーでガス増幅が起こらないこと。

4. 使用するガスでのガスゲイン。

宇宙線テストの実験において、それぞれのワイヤーに印加した電圧の値を図 2.6に記す。

ワイヤーの張力

センスワイヤー及び、フィールドワイヤーの張力は、断線限界を越えないように設定しなければならない。また、同じ長さのワイヤーでは、線密度と張力よって重力によるサグの大きさが変わる (式 3.3)。そこでワイヤー中央部でセルの形が変化しないように、張力の設定を行なった。そのとき、重力サグが最大のワイヤー中央部で、300 μm 程度になるようにワイヤーの張力を決定した。それぞれの値は、センスワイヤーで 120[gw]、フィールドワイヤーで 267[gw] である。

図 2.1: 4.6 m CDC test chamber with wire position measurement system.

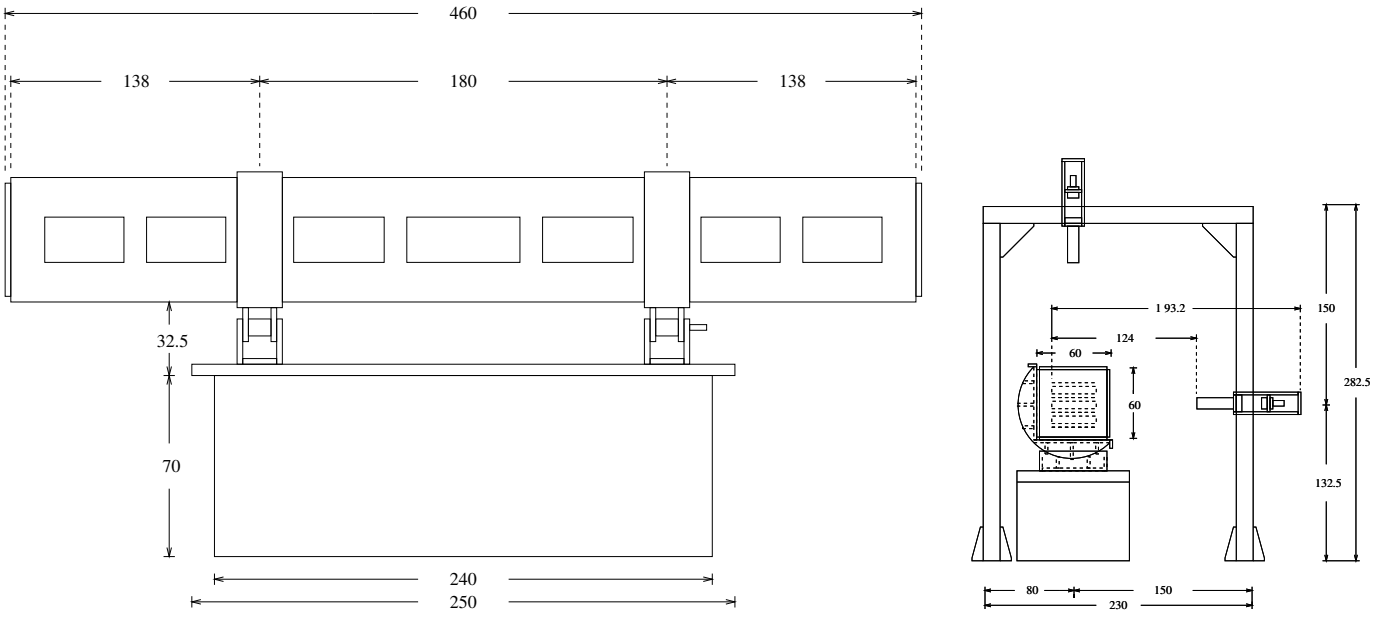

図 2.2: 4.6m テストチェンバーの概略図

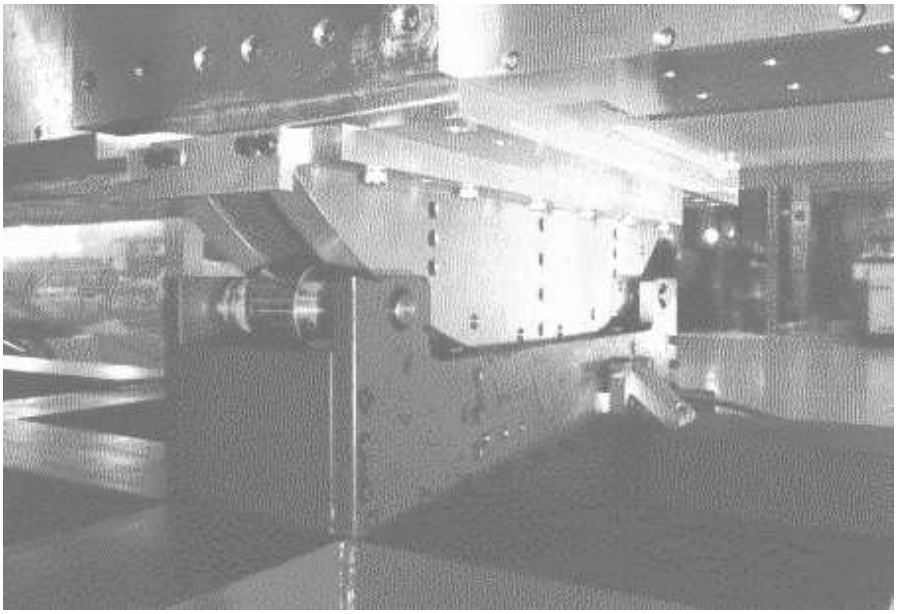

図 2.3: チェンバーの回転支持台

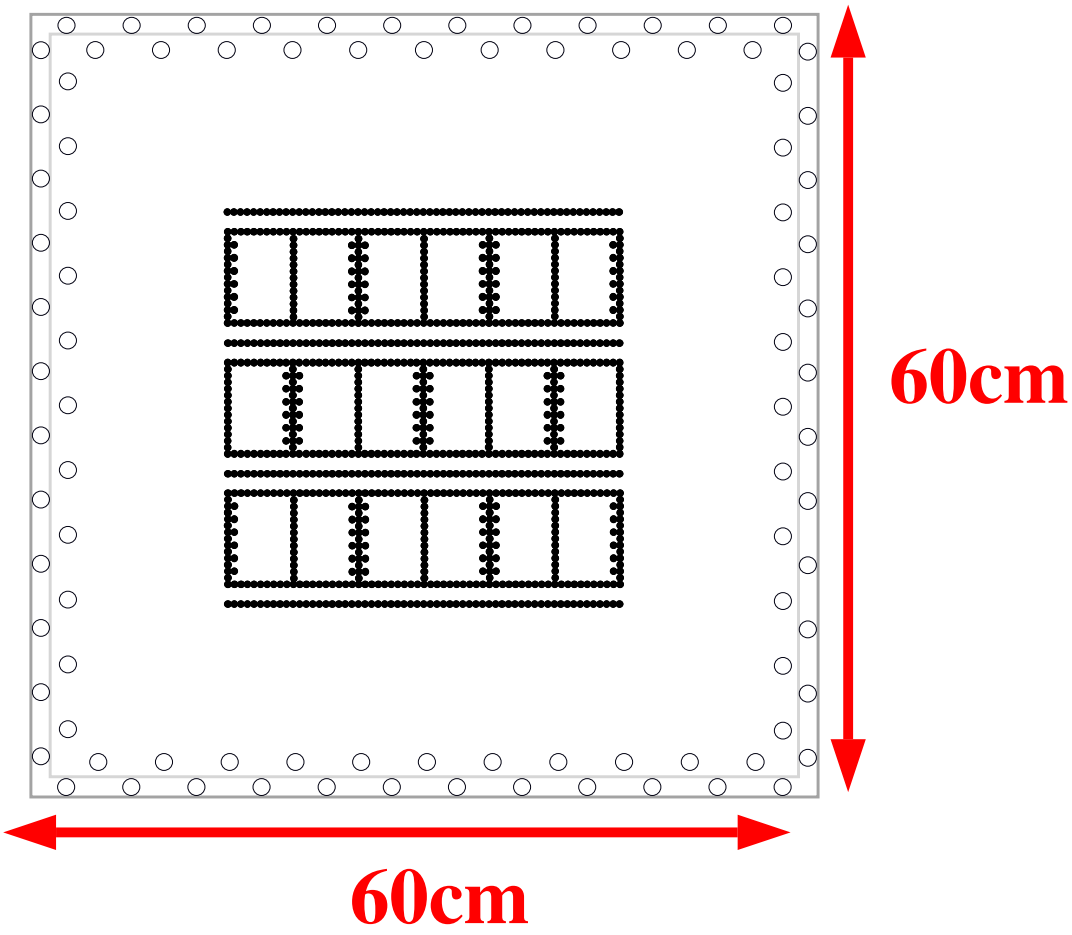

図 2.4: End plate of our 4.6 m long test chamber.

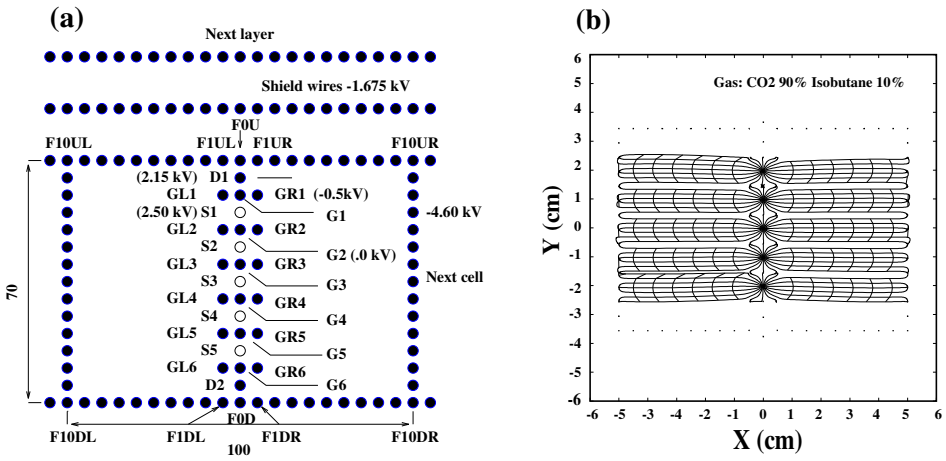

図 2.5: (a) possible mini-jet cell structure and (b) corresponding drift lines.

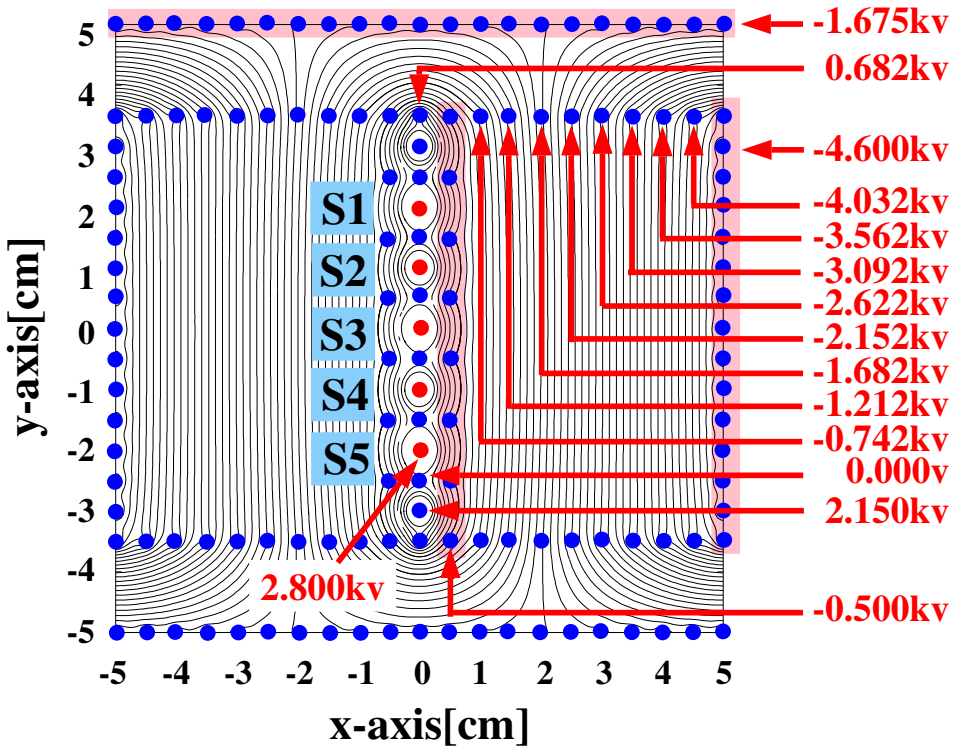

図 2.6: ワイヤーの印加電圧とセル内の等電位線

第 3 章

ワイヤーサグの測定と計算

3.1 ワイヤーサグに関する基本式

ドリフトチェンバー内のワイヤーは、重力、静電気力とワイヤーテンションによる復元力とのつり合いでなっている。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。

$$T \cdot \frac{d^2\vec{\delta}}{dz^2} = \vec{F_e} + \vec{F_g}, \tag{3.1}$$

ここで、T はワイヤーのテンション、$\vec{\delta}(z) = \vec{\delta_g} + \vec{\delta_e}$ 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力、重力を表す。この式の線形性のおかげで、我々は重力による作用による分と静電力による作用による分とを独立して考えることができる。まず、重力サグは

$$T \cdot \frac{d^2\vec{\delta_g}}{dz^2} = \vec{F_g} = \rho \cdot \vec{g}, \tag{3.2}$$

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) を表す。これにより、サグ の最大値は、$z = L/2$ の時に与えられ、

$$Y \equiv |\vec{\delta_g}(L/2)| = \frac{L^2}{8} \cdot \left(\frac{\rho \cdot g}{T}\right). \tag{3.3}$$

よって、重力サグを計算するためには、線密度とテンションを測ってやればよい。この公式より、素材の密度は小さく、ワイヤーのテンションは適度に大きく、それでいて両方が等しい方が良い事が分かる。しかし、気を付けなくてはならないのは、これは、ワイヤーの長さの２乗で影響を受けるため、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、潜在的に存在する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。

$$T \cdot \frac{d^2\vec{\delta_e}}{dz^2} = \vec{F_e} = q\vec{E}, \tag{3.4}$$

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

$$\begin{pmatrix} \Delta X \\ \Delta Y \end{pmatrix} = \vec{\delta_e}(L/2) = \frac{L^2}{8} \cdot \left(\frac{q \cdot \vec{E}}{T} \right) \tag{3.5}$$

の様になる。この公式は、基本的には (3.3) 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、ワイヤーのテンションに加え、この公式は、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 (3.5) 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崩れる為、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だろう。

我々は、このためにソフトを開発し、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知る必要が出てきたのである。

3.2 ワイヤーの張力測定

3.2.1 目的

長いワイヤーを持つチェンバーにとって、ワイヤーの張力のばらつきが、セルの構造に与える影響は非常に大きい。正確にワイヤーの位置を計算するには、個々のワイヤーの張力のデーターが必要となる。そこでワイヤーの張力の測定を行った。また、テストチェンバーに使用されているワイヤーが JLC-CDC の実機に適用できるのかどうかを知る為、ワイヤーの張力の経年変化も調べた。

3.2.2 測定方法

ワイヤーの張力測定の略図を図 3.1−(a) に示す。実際の測定では、チェンバーの中央部にチェンバーを挟むように２個の磁石 (約 3000Gauss、10x10x3cm) を取り付け、測定するワイヤーに正弦電流を流す。ワイヤーは、ローレンツ力によって力学振動をおこし起電力を生じる (ファラデーの電磁誘導の法則)。この時の電流の変動を調べることで共振周波数を求める。この測定で得られる典型的なデーターを図 3.1−(b) に示す。その曲線には、周期的に共振している部分が見られる。その複数の共振周波数と次式を使って張力を求める。

$$\Delta f = f_{j+1} - f_j \tag{3.6}$$

$$= \frac{1}{2L}\sqrt{\frac{T \times 9.8}{\rho}} \tag{3.7}$$

f_j	:	共振周波数	$[H_z]$
j	:	振動モード次数	$j = 1, 2, 3, \cdots$
T	:	ワイヤーの張力	$[gw]$
L	:	ワイヤーの長さ	$[m]$
ρ	:	線密度	$[gs]$

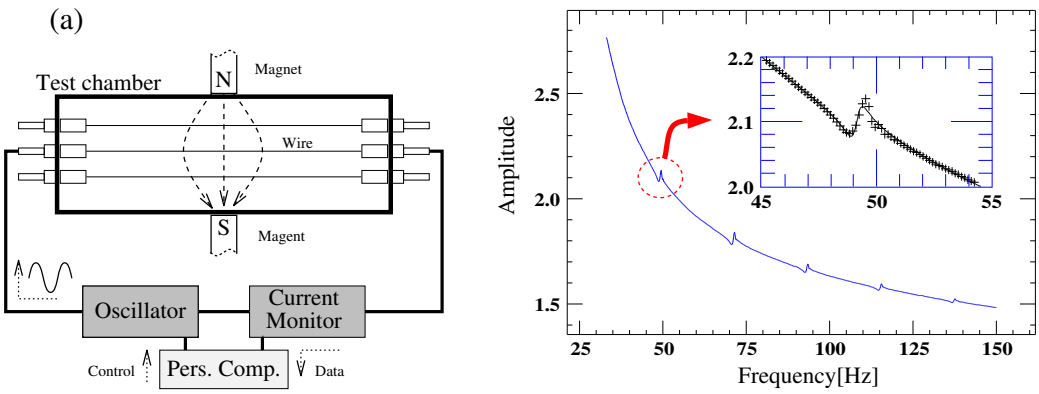

図 3.1: (a) block diagram of tension measurement system and (b) wire current as a function of frequency for a typical field wire.

3.2.3 使用した磁石の磁力密度の測定

目的

4.6m テストチェンバーのワイヤー張力を測定する際、ワイヤー方向に垂直に磁場をかける (参照図 3.1)。測定するワイヤーの位置でどれ位の磁場がかけられているのか、調べてみる。

測定方法

ワイヤー張力の測定に使う磁石を図 3.2のように向かい合わせに、60cm(テストチェンバーの幅) の間隔をあけて置く。(この時２個の磁石がつかない様に注意して配置する。) そして磁力計のセンサー部分を２個の磁石間に置いて測定する。

結果

磁力計のセンサーを 5 cm 間隔でずらし測定した結果を図 3.3に示す。使用した磁石は、表面で B≈3000Gauss、磁力密度の一番小さい位置、つまりテストチェンバーの中央に対応する位置では、30Gauss 程度の磁力密度がかけられていることが分かる。

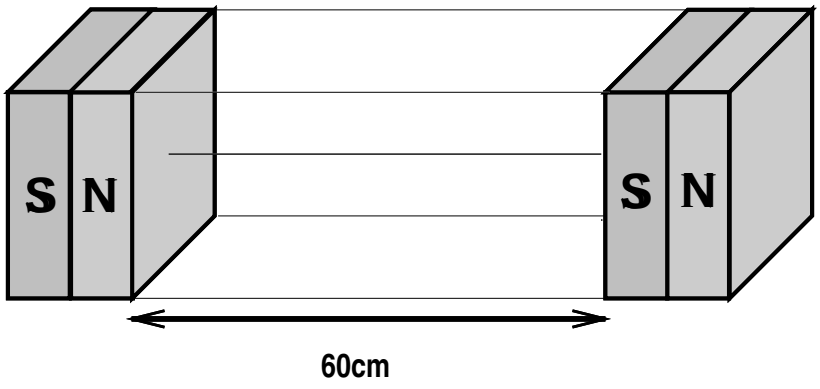

図 3.2: 磁束密度測定時における磁石の配置関係

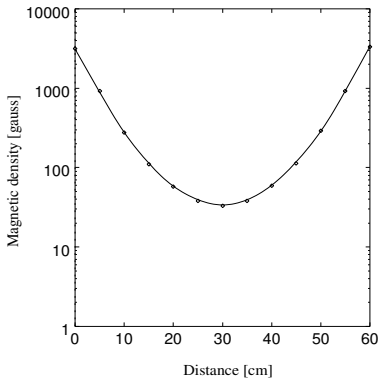

図 3.3: ２個の磁石間の位置と磁束密度の関係

3.2.4 結果

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既にテンションは一定となっているが、金メッキアルミニウム製のフィールドワイヤーでは現在でも 1 年間に 10% の割合でテンションが落ち続けているのが分かる。これは、根本的な問題で、より良いワイヤーの素材の必要性促している。この論文においてはこの問題にこれ以上触れずにおくことにする。それよりむしろ、ワイヤーのテンションが分かったとして、ワイヤーの変位の測定と予測に絞って話を進めることにする

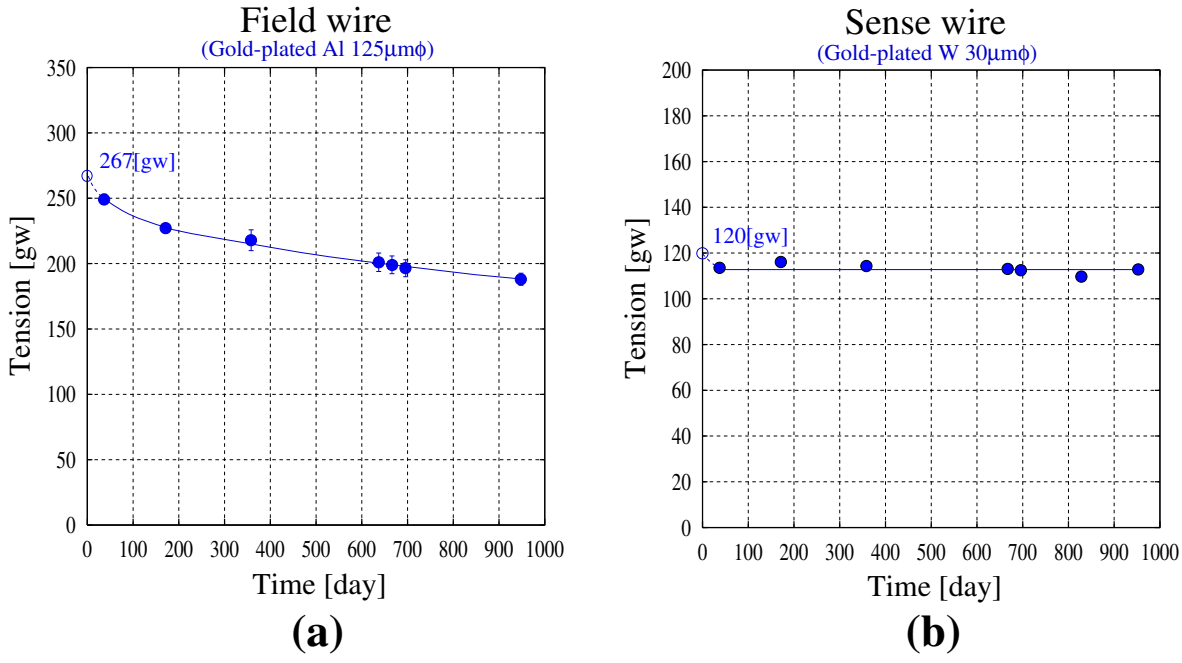

図 3.4: Tension versus time for (a) field and (b) sense wires

3.3 ワイヤーの位置測定

3.3.1 セットアップ

図 2.1で分かるように、可動式の門型の鉄組には、地面に対して垂直方向と水平方向に向いている２台の CCD カメラが取り付けられている。ただし今回の測定では、ワイヤーのサグが最大である部分を測定する為、門型の鉄組はチェンバーの中央部に固定されている。この２台の CCD カメラの性能としては、約１ m 先の焦点の部分で 1 mm × 1 mm の視界領域と $\simeq 1$ mm の焦点深度を持つ。視界と焦点深度がとても小さいので、測定するワイヤーを見つけることは非常に困難である。そこで測定するワイヤーを容易に探せられるように、カメラを固定しているフレームに半導体レーザー (スポットサイズ 2mm) を取り付け、カメラの焦点でレーザービームが交わるように調節した。カメラと門型の鉄組の間には高性能の移動装置が組み込まれいる。この装置は、0.4 μm/pulse のステップサイズでコンピュータ制御され、5 μm のリニアスケールでモニターされる。カメラが長い距離を移動した時、カメラの重心がずれてカメラの傾斜角度が変動する。この変動が絶対座標系の測定において影響する為、オートコリメーターを使って傾斜角度の変動の補正を行った。全体で $\simeq$ 10 μm の精度に達した。このワイヤー位置測定システムの分解能を明らかにする為、典型的な CCD カメラの画像をフィールドワイヤー、センスワイヤーそれぞれ図 3.5(a)、(b) に示す。

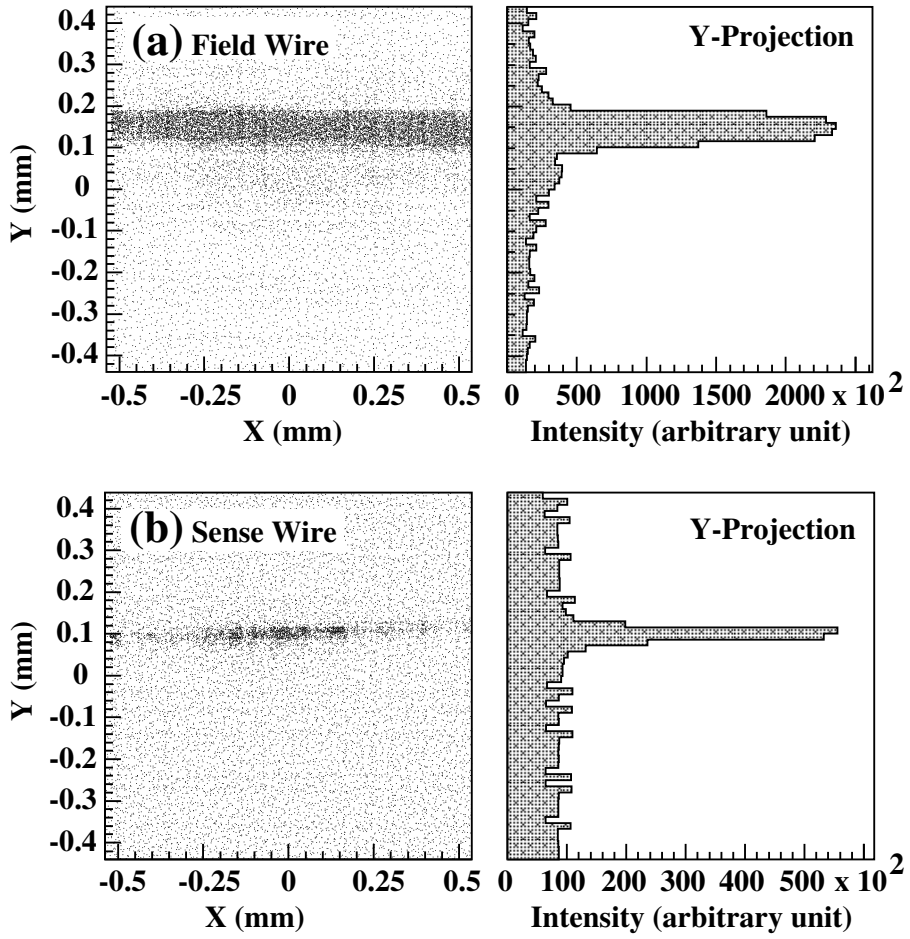

図 3.5: Typical CCD images for (a) a 125 μm field wire and (b) a 30 μm sense wire.

3.3.2 重力によるワイヤーのたわみ (重力サグ)

測定方法

図 3.6は、重力によるワイヤーのたわみ (重力サグ) の測定図である。測定は、次のようにして行う。

1. カメラ 1 (地面に垂直向きのカメラ) を上下に動かして、チェンバーの上部の窓に焦点を合わせる。
2. 合わせた焦点の位置に基準点となる印をつけ、その位置を測定、画像データを転送。
3. カメラ 1 を下に動かし、チェンバーの下部の窓に焦点を合わせる。
4. 先程と同様に印をつけ、その位置を測定画像データを転送。
5. 測定したいワイヤーに焦点が合うように、カメラ 1 を動かして、その位置を測定、画像データを転送。
6. チェンバーを 90° 回転。
7. カメラ 2 (地面に水平向きのカメラ) を使って、2つの基準点と測定対象のワイヤーの位置を測定、画像データを転送。

上記の測定で得られた、2つの基準点と、測定したワイヤーの位置関係で重力によるワイヤーのサグ計算する。

結果

このようにして測定した、ワイヤーを張ってから 1 年半後の重力サグの測定結果を表 3.1 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 600μm と 353μm になった。これらの重力サグの測定結果と式、(3.3) を用いて計算した結果も共に table 3.1 に載せたが、両者は非常によく一致している。

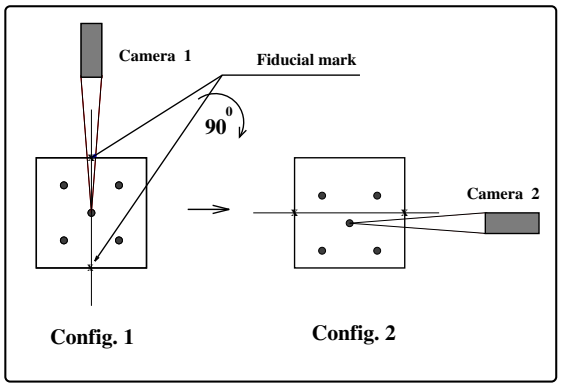

図 3.6: Principle of gravitational sag measurements

表 3.1: Results of the gravitational sag measurements and calculations

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

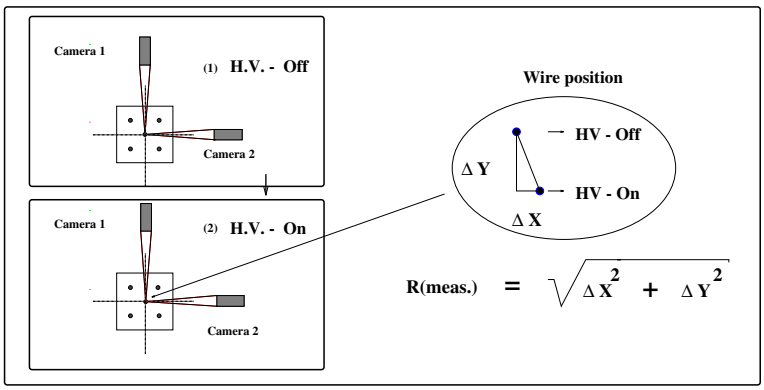

図 3.7: Schematic view of the electrostatic sag measurements.

3.3.3 静電気力によるたわみ (静電サグ)

測定方法

図 3.7は、静電気力によるワイヤーのたわみ (静電サグ) の測定図である。測定は、次のようにして行う。

1. ワイヤーの電圧を off にする。
2. カメラ１、カメラ２を測定するワイヤーに焦点が合うように移動。
3. その位置を測定、画像データを転送。
4. ワイヤーの電圧を on にする。
5. 画像データを転送。
6. 数回電圧を on、off にして同じ場所にワイヤーが位置するか、モニターで調べる。

結果

静電サグの測定結果は、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 table 3.2 に示した。

表 3.2: Results of the electrostatic sag measurements and predictions

	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

3.4 考察

Figs.3.8 と 3.9 に示されるように我々の 4.6 m テストチェンバーにおけるワイヤーのたるみは重力と静電力による物である。図中において、初期位置 ($\bigtriangledown$) はエンドプレートにおけるワイヤーの初期位置である。一方、重力サグ ($\Box$) や静電サグ ($\star$) といった印は、それぞれ、前者は重力によるワイヤーの位置の変化、後者はワイヤーに印加された電圧によるワイヤーの位置の変化を示した物である。最初の試行 ($\circ$) は、式 (3.5) 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回目の計算に用いた条件は、１回目の計算とは異なるワイヤーの諸条件を用いた。

Fig.3.8 から、センスワイヤー面の左右のフィールドワイヤーにおけるワイヤーのサグは、測定値と計算値においてほぼ等しいと考えられる。それは、弛みの大きさだけでなく、その方向にも見られる。この事は、２回目の計算の結果において、よりはっきりと現れている。

センスワイヤーの $S1$ と $S2$ における測定値と計算値の結果を Fig.3.9 に示す。ここでは、元のセンスワイヤー面を考えた場合、計算では考えられない左右の非対称性が現れていることに注目すべきだろう。おそらく、このような非対称の原因は、他のセルにおけるワイヤーのテンションが張られた時期の違いによって微妙に異なってくるため、それが影響していると考えられる。

このような場合、測定値と計算値の間の相違を無視するのか、それとも無視せずに追求するかが大変重要になってくる。この問題を考えるに当たって、我々は x-t の関係を計算する必要がでてくる。なぜなら、それらの位置の違いはドリフト速度が電場の範囲によって異なってくる為、単純に座標測定の誤差として変換出来ないからである。そこで、我々は、重力、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を確かめるために GARFIELD を用いて x-t の関係を計算した。Fig.3.10 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 の測定値と計算値（実線）の違いを示す。また、点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、波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、座標測定における誤差は、悪くともワイヤー当たり 80 μm 程度と計算される。

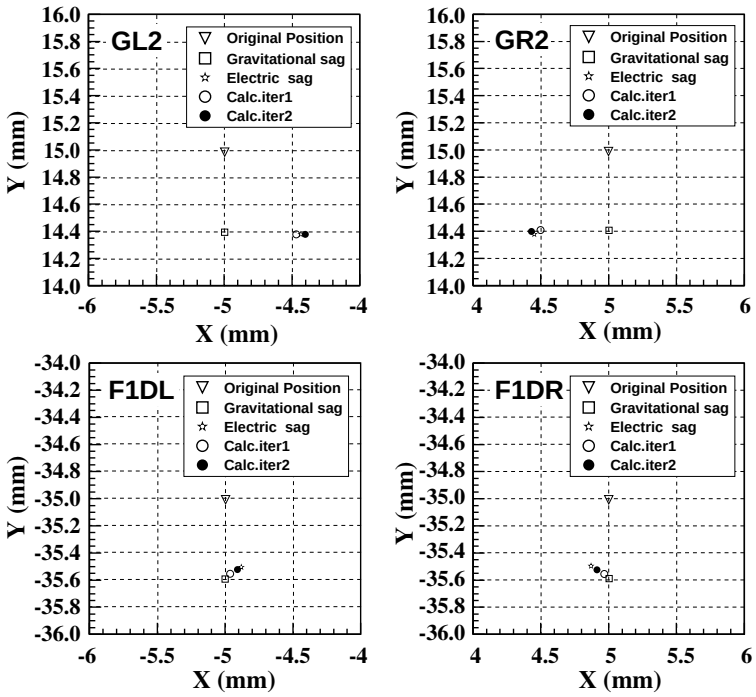

図 3.8: エンドプレート上におけるフィールドワイヤーの位置 (▽)、重力サグ (□)、静電サグ (⋆) による変位と計算値 1(○)、2 (●)

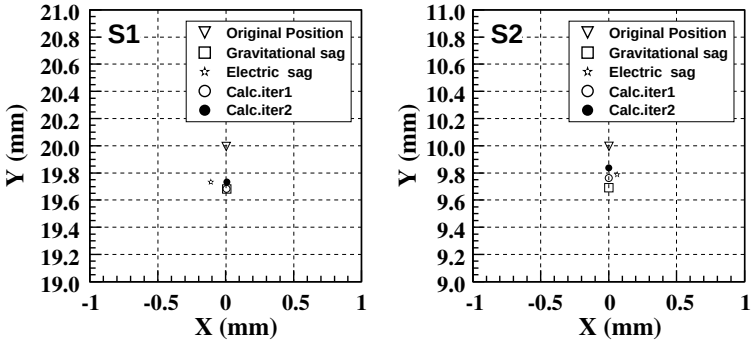

図 3.9: 最も悪いセンスワイヤー ($S1$) と一般的なセンスワイヤー ($S2$) の変位の比較

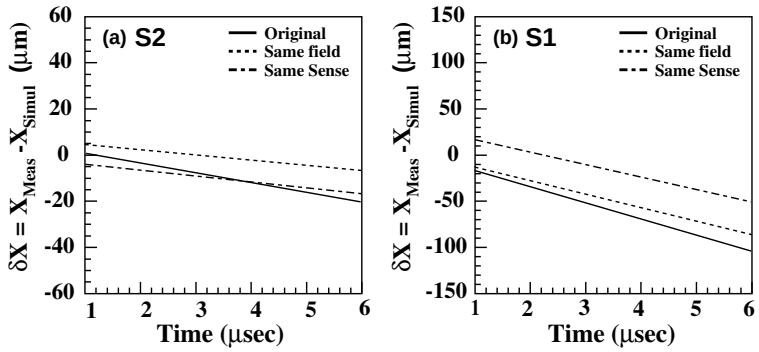

図 3.10: $S2$ (a) と $S1$ (b) における等ドリフト時間 t における x の測定値と計算値の違い（実線）点線は、センスワイヤーに近いフィールドワイヤーを用いて計算した結果を示す。また、波線はセンスワイヤーを計算に用いた結果を示す。

3.5 結果

我々は、ワイヤーの位置測定システムを開発した。これを使うことによって、重力、静電の両サグを測る事ができる。これにより測定されたフィールドワイヤーとセンスワイヤーの重力サグの平均は、それぞれ 600μm と 353μm で、これは計算で出した値 553μm と 312μm に大変近い値となっている。

我々はまた、セルの構造、ワイヤーのテンション、とワイヤーに印加される電圧から電場内におけるワイヤーの変位を計算するためのソフトも開発した。これによる計算は、センスワイヤーを取り囲むフィールドワイヤーにおいては、測定値と比べて非常に近い値を得ることが出来た。センスワイヤーの場合は、測定において、多少の左右の非対称が見られたため、単一のセルのみでは計算による変位の再現が出来ない事も分かった。これは、他のセルにおけるワイヤーのテンションが微妙に異なるために、チェンバーとしての均一性が破られた事によると思われる。ワイヤーの座標測定における不均一性による影響は、GARFIELD によって計算され、悪くとも $80\ \mu$m と計算された。

第 4 章

宇宙線テスト

4.1 テスト方針

1. 長さ 4.6m のワイヤーをもつドリフトチェンバーが測定器としての安定した動作が得られること。

2. 前節で得られたワイヤーの位置をもとに位置分解能を測定すること。

以上のことが可能であるのか実証するために宇宙線テストを行う。しかし本論文の実験は、ワイヤーサグ測定直後に行われた為、チェンバーの窓にマイラーシートを使用していた。そのため窓などからガス漏れがあり、実機に使用される予定の可燃性ガスである $co_2 - isobutan(90:10)$ の使用を差し控え、チェンバーの充填ガスを高純度二酸化炭素にして、宇宙線テストを行った。今回の宇宙線テストは、以下に述べる二つの理由により $co_2 - isobutan(90:10)$ ガスを用いた実機の場合と比較してよりきびしい条件下での運転となっている。第一に使用した高純度炭酸ガスのガスゲインは、同じ印加電圧では、$co_2 - isobutan(90:10)$ より小さい。従って実機以上の高電圧をかける必要があり、そのことによって静電サグがより大きくなっている。一方、印加電圧にはこのサグによる上限があり実機と同じガスゲインを得ることはできない。そこで実機と比較してより小さな S/N 比となっている。第二にマイラーの窓を通しての不純ガス (H_2O, O_2 など) の混入がある。これは信号小さくし S/N 比をさらに悪化させる原因となる。以上のことから、もしこのよりきびしい条件下で目標とする位置分解能が達成できれば実機では確実に目標とする位置分解能が達成できると考えられる。

4.2 データ収集

今回行った実験のセットアップを図 4.1に、また図 4.2に、宇宙線テストの測定系の概略図を示す。

4.2.1 ガス系

前に述べたとうりチェンバーの充填ガスとして高純度炭酸ガス (99.99%) を使用する。ガスは、シンフレックスチューブでマスフローメーターを通した後チェンバーに流される。測定の間ガスの供給量は $500[cc/min]$ とした。チェンバーから出たガスは、バブラーを通して排気される。前述したように、チェンバーの窓に、マイラーを使用したためその部分からチェンバー内部にかなり多くの不純ガス (H_2O, O_2 など) が混入していると予想される。またチェンバーの流入量とバブ

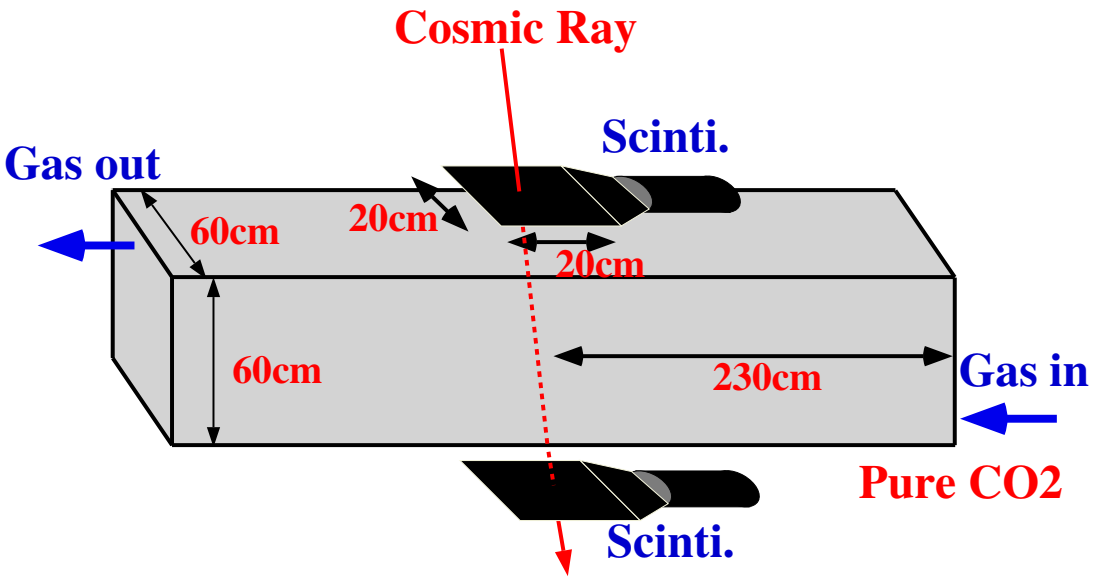

図 4.1: 宇宙線テストのセットアップ。

ラーからでてくる流出量に差があることからチェンバーからかなりのガスがリークしていることが分かっている。

4.2.2 トリガー系

チェンバー中央部の上下にシンチレーションカウンターを置き、その同期信号をデータ収集系のトリガー信号とする。図 4.2から分かるように、２つのシンチレーションカウンターの同期信号は、ヒューレットパッカード社製の Pulse-Generator(8012B) の Delay Mode を使い約 10μsec 遅らせて FADC の共通ストップ信号として使用した。

シンチレーションカウンターについて説明すると、構造として次の３つの部分から構成されている。

1. シンチレーター
2. ライトガイド
3. 光電子増倍管 (フォトマル)

今回の実験で使用したシンチレーターの大きさは 20cm × 20cm で、ライトガイドにはアディアバチック形のものを、また光電子増倍管には、浜松フォトニクス社製の H1161HHS (表 4.1) を使用した。

どれくらいの頻度で宇宙線が２枚のシンチレーターを通るのか簡単に計算してみる。実験では２枚のシンチレーター (20cm × 20cm) は 80cm 離して置かれていたので視野は、

$$\begin{aligned} \Omega \times S_2 &= \frac{S_1 \times S_2}{L^2} \\ &= 25[str \cdot cm^2] \end{aligned}$$

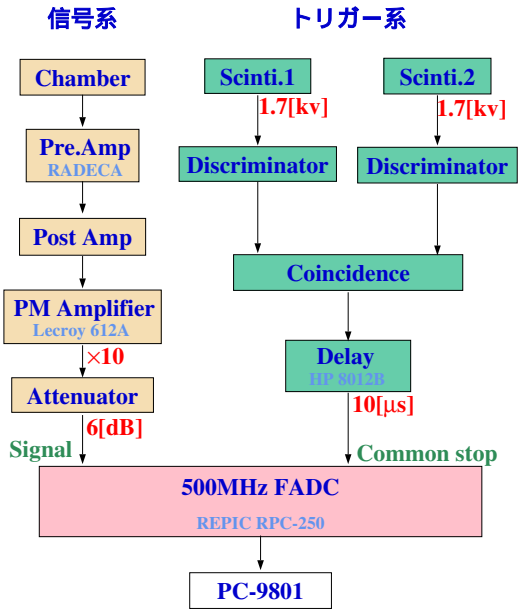

図 4.2: 宇宙線テストにおける測定系概略図。

表 4.1: 光電子増倍管の性能 (H1161)

Spectral Response Range		300 ～ 650(ns)
入射窓の材質		ホウケイ酸ガラス
Dynode Stracture		ラインフォーカス形 12 段
最大電圧		2700(V)
Typical Time Response	Rise Time	2.6(ns)
	Electron Transiter Time	48(ns)
	Transite Time Spread	1.1(ns)

である。

ただし S_1,S_2 はそれぞれのシンチレーターの有効面積を示している。ミューオンの鉛直強度は

$$J_{\theta=0} \simeq 0.8 \times 10^{-2} cm^{-2} \cdot s^{-1} \cdot str^{-1}$$

であるので鉛直方向のミューオンで近似して計算すると

$$\begin{aligned} J_{\theta=0} \times \Omega \times S_2 &= 25 \times 0.8 \times 10^{-2} [1/s] \\ &= 12 [1/min] \end{aligned}$$

となるこの値は実験で得られた値とオーダー的に一致している。

4.2.3 信号系

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。図 4.3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。

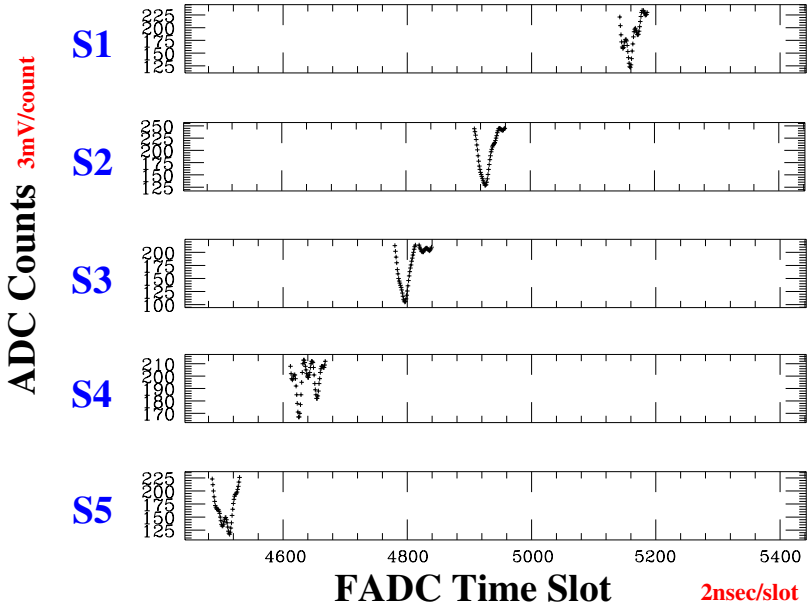

図 4.3: 宇宙線による FADC の出力信号例。

4.3 データ解析及び結果

図 4.3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 4.4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 4.5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 4.6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 μm 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。

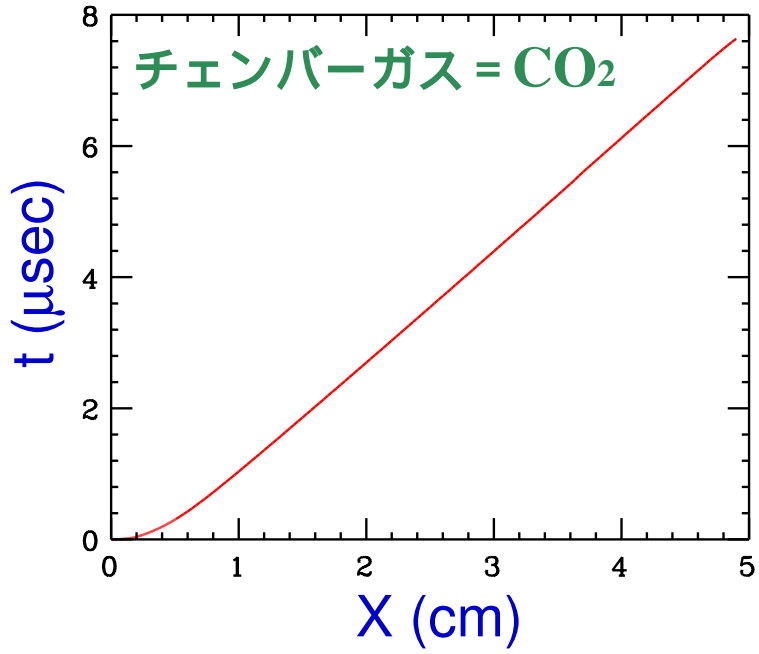

図 4.4: 典型的な x-t 関係式。

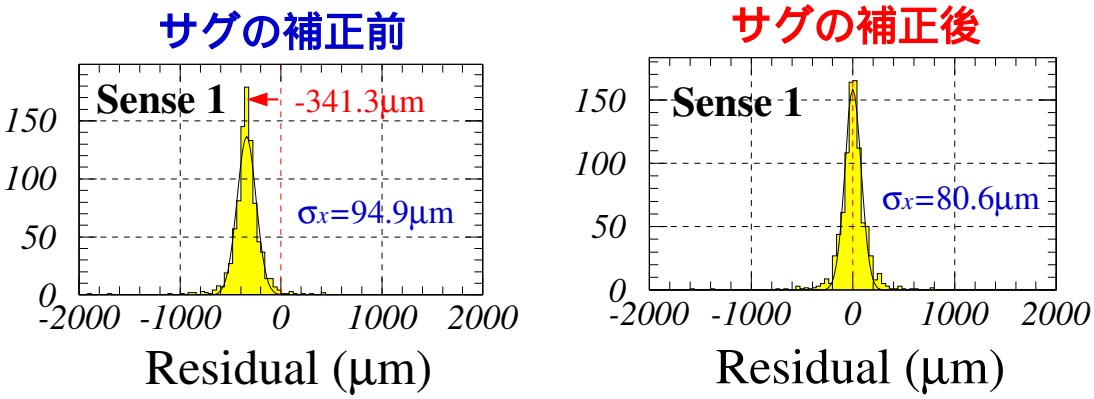

図 4.5: センスワイヤー（S1）のサグ補正前後での残差分布。

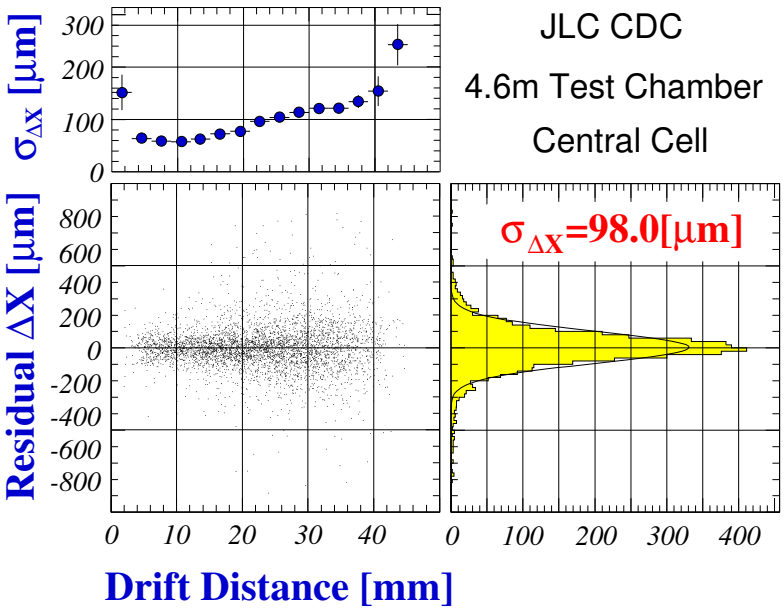

図 4.6: 宇宙線テストの解析結果。

4.4 考察

図 4.6に示したドリフト距離と位置分解能の関係は、ワイヤー近傍で大きくいったん小さくなった後距離とともに次第に大きくなるというドリフトチェンバーに典型的な振舞をしている。ワイヤー近傍での分解能の悪化は、一次電離過程の統計的なふらつきによると考えられる。一方、距離とともに分解能の悪化が起こるのは、通常電離電子の拡散によるとされる。しかしながら今回の場合は、不純ガスによる電子吸着の効果が無視できない (図 4.7参照)。ドリフト距離にしたがって波高が減少すると、本来はドリフト距離によらないエレキのふらつきの効果にドリフト距離依存性が生ずる可能性がある。つまり、波高が小さくなると波高のふらつきによるタイムウォークの影響が大きくなる。今回の宇宙線実験の場合この効果が大きいと考えられ、このデータだけでは、拡散の効果を評価することは困難である。実機の場合には、不純ガス濃度は十分低く抑えられると期待されるので分解能のドリフト距離依存性に関しても改善が期待できる。

本実験の後、今回問題となったチェンバーの窓をマイラー製からアルミ製へ交換した。その際チェンバーとアルミの間にはガスリークを抑える為に、表面加工されたゴムのパッキングを使用した。今後は、実機で使う $co_2 - isobutan(90 : 10)$ ガスを用い引続き宇宙線テストを行いこれらの点を実証する予定である。また、今回は垂直入射に近い宇宙線だけを用いたが、今後は角度特性などチェンバーの諸特性の測定が必要である。

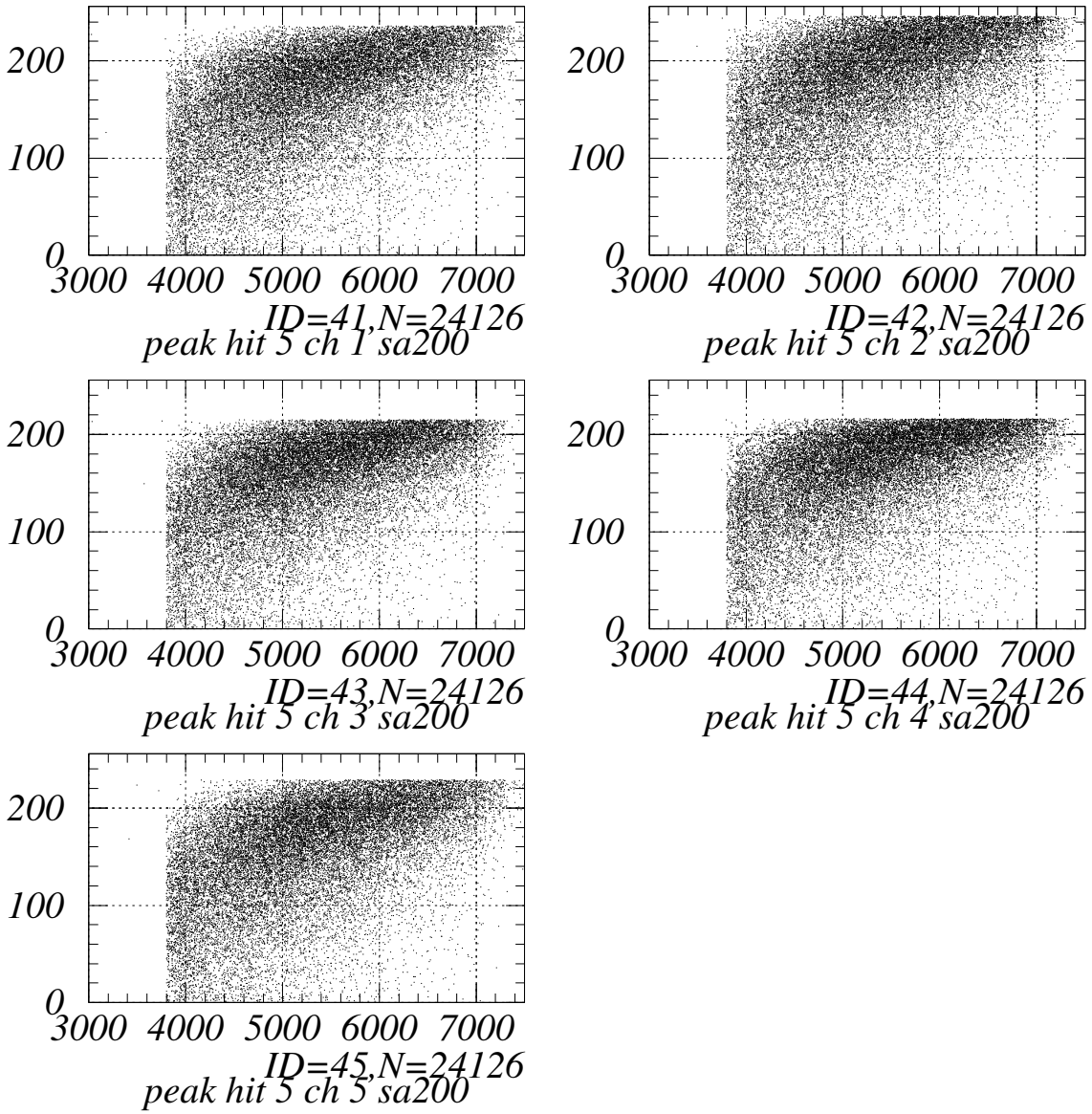

図 4.7: 五本のセンスワイヤーに対するドリフト時間と波高値の関係。

第 5 章

まとめ

5.1 まとめ

JLC の中央飛跡検出器に要求される運動量分解能はこの要求により、$\sigma_{p_T}/p_T \sim 10^{-4} \times p_T(\mathrm{GeV})$ である。この分解能をビーム軸から計って $45° < \theta < 135°$ の角度で実現するには、4.6 m の長さのチェンバーでワイヤー当たり $\sigma_{r\phi} \simeq 100$ μm の分解能が必要となる。この際の最大の問題は、重力及び静電サグである。その問題点を克服して 100 μm/wire の分解能を出すのは容易なことではない。そのためには電圧印加後のワイヤー位置を張力のデータから正確に予測し、セル内の電場を再現できることが必要である。

我々は、セルの構造、ワイヤーのテンション、とワイヤーに印加される電圧から電場内におけるワイヤーの変位を計算するためのソフトを開発した。そのワイヤー位置の計算方法の妥当性を実証するために 4.6 m テストチェンバーを試作し、CCD カメラを用いたワイヤー位置測定システムを開発して、実測値との比較を行った。これにより測定されたフィールドワイヤーとセンスワイヤーの重力サグの平均は、それぞれ 600μm と 353μm で、これは計算で出した値 553μm と 312μm に大変近い値となっている。静電サグの計算でも、センスワイヤーを取り囲むフィールドワイヤーにおいては、測定値と比べて非常に近い値を得ることが出来た。センスワイヤーの場合には、単一のセルのみの計算では再現が出来ない左右の非対称が見られた。しかしながらこの実測値とのずれは位置分解能にたいしては、最悪でも 80 μm を越えない。これは、初期アライメントを行うには十分な精度である。

引続き 4.6m のテストチェンバーがチェンバーとして安定して動作し目標とする位置分解能を達成できることを実証する為に宇宙線テストを行った。今回の宇宙線テストは、サグ測定用のマイラー窓からのガス漏れの為、実機で使用予定の $co_2 - isobutan(90:10)$ ガスでなく co_2 での運転となった。これは、$co_2 - isobutan(90:10)$ ガスを用いた運転よりきびしい条件での運転である。従って今回得られた平均位置分解能 100 μm は実機で目標とする位置分解能を保証すると考えられる。

本実験の後、今回問題となったチェンバーの窓をマイラー製からアルミ製へ交換した。今後は、実機で使う $co_2 - isobutan(90:10)$ ガスを用い引続き宇宙線テストを行いこれらの点を実証する予定である。また、今回は垂直入射に近い宇宙線だけを用いたが、今後は角度特性などチェンバーの諸特性の測定が必要である。またそれを踏まえてセル構造の最適化をはかるとともにワイヤー材質の更なる検討が必要である。

謝辞

本実験の機会を与えて頂くと共に、三年間指導教官として御指導して頂きました高橋香教授に深く感謝致します。仁藤修助教授、にもまた感謝致します。また、同じ講座の研究室において温かい励ましを頂きました江村恒夫助教授、松崎済司技官に深く感謝致します。JLCー CDC グループの皆様には、さまざまな御意見、御指導を頂き厚く御礼を申し上げます。中でも、高エネルギー研究所の栗原良将氏、藤井恵介氏、また Norik Khalatyan 氏、阿部利徳氏にはいろいろ御指導頂き、多くのことを学びました。心から感謝をお贈りします。この一年間、JLC-CDC グループで、共に実験してくれた山口晃久氏にはいろいろと手伝って頂き有難うございました。最後に研究室の皆様、たいへんお世話になりました。深く感謝いたします。

参考文献

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

[2] S. Sudou, N. Khalatian, Y. Kurihara, T. Abe, K. Fujii, A. Sugiyama, K. Takahashi, T.Watanabe, Nucl. Instr. and Meth. A269 (1988) 33.

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

[4] T.Regan, Nucl. Inst. and Meth. A219 (1984) 100.

[5] S.Bhadra et al., Nucl. Instr. and Meth. A269 (1988) 33.

[6] E.R.Mueller, Nucl.Instr. and Meth. A281 (1989) 652.

[7] T.Ueda et al.,INS-T-460 Aug.1986.

[8] 下世故知之、谷脇仁「共振を利用したワイヤーの張力の測定」東京農工大学　卒業論文　(1996)

[9] 大石憲嗣、勝又雅人「Jet Chamber」名古屋大学　卒業論文　(1992)

付録 A

充填ガス置換時間の見積り計算

チェンバー内を真空にすることができない大型のチェンバーにとってチェンバー内のガスがどれくらいの時間で置換されるのかを知ることは重要である。そこで、置換時間の目安として使用した計算方法をここに記す。

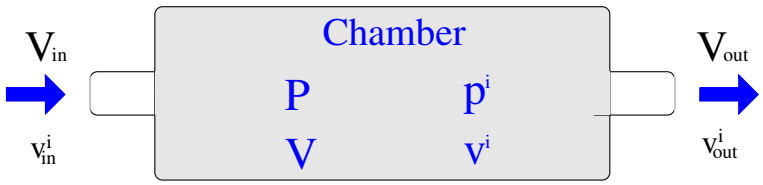

図 A.1: 計算で使用した値の概略図

V_{in}	:	単位時間あたりのガスの流入量	v^i_{in}	:	ガス i の単位時間あたりの流入量
V_{out}	:	単位時間あたりのガスの流出量	v^i_{out}	:	ガス i の単位時間あたりの流出量
P	:	チェンバー内の圧力	p^i	:	ガス i のチェンバー内の分圧
V	:	チェンバーの体積	v^i	:	ガス i のチェンバー内の体積

図 A.1を参照にして式を導いてみる。ガス全体の流入量は、それぞれのガスの流入量の合計なので、式 (A.1) のようになる。同様にガス全体の流出量は、式 (A.2) で表せる。

$$V_{in} = \sum_i v^i_{in} \tag{A.1}$$

$$V_{out} = \sum_i v^i_{out} \tag{A.2}$$

さらにチェンバー全体のガス流入量と流出量が同じなので $V_{in} = V_{out}$、またそれぞれのガスの分圧の合計は、全圧となるので $P = \sum_i p^i$ となる。ガス i が単位時間流出する量は、分圧と全圧の比で式 (A.3) のように表せる。

$$v^i_{out} = \frac{p^i}{P} V_{out} = \frac{p^i}{P} V_{in} \tag{A.3}$$

微小時間でのチェンバー中のガス i の体積変化量は、式 (A.3) を使うと式 (A.4) のようになる

$$\begin{aligned} \frac{dv^i}{dt} &= v^i_{in} - v^i_{out} \\ &= v^i_{in} - \frac{p^i}{P} V_{in} \end{aligned} \tag{A.4}$$

一方チェンバー中で占めるガス i の体積は、$v^i = \frac{p^i}{P} V$ で書くことができるので、この式の両辺を時間で微分すると式 (A.5) になる。

$$\frac{dv^i}{dt} = \frac{V}{P} \frac{dp^i}{dt} \tag{A.5}$$

式 (A.4) と式 (A.5) で $\frac{dv^i}{dt}$ を消去して整理すると式 (A.6) が得られる。

$$\frac{1}{\{p^i - \frac{v^i_{in}}{V_{in}} P\}} \frac{dp^i}{dt} = -\frac{V_{in}}{V} \tag{A.6}$$

式 (A.6) の解は、積分定数を C(実際には、$C = p^i(0) - \frac{v^i_{in}}{V_{in}} P$) と置くと (A.7),(A.8) で表せる。

$$\begin{aligned} p^i - \frac{v^i_{in}}{V_{in}} P &> 0 \\ p^i &= \frac{v^i_{in}}{V_{in}} P + C \exp\{-\frac{V_{in}}{V} t\} \end{aligned} \tag{A.7}$$

$$\begin{aligned} p^i - \frac{v^i_{in}}{V_{in}} P &< 0 \\ p^i &= \frac{v^i_{in}}{V_{in}} P - C \exp\{-\frac{V_{in}}{V} t\} \end{aligned} \tag{A.8}$$

この解 (A.7),(A.8) は $t \to \infty$ において $p^i = \frac{v^i_{in}}{V_{in}} P$ である。つまり長時間チェンバーに流入する混合比を一定に保つとチェンバー内のガス比がその混合比になることを示している。このことは、何ら矛盾していない。実際に、この式を使って計算をしてみる。その例としてチェンバー内が空気で満たされていて、イソブタンガスを 50cc/min、二酸化炭素を 450cc/min を同時に流し始めた状態を考えてみる。ただしチェンバー内の圧力は 1 atm で考える。その時の、チェンバー内の混合比とガスの流入時間の関係の計算結果を図 A.2に示す。

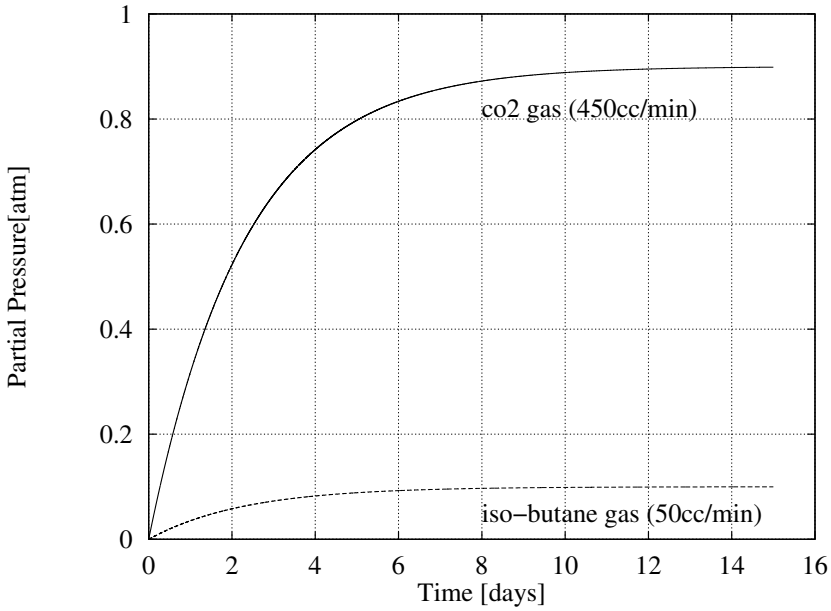
Partial Pressure[atm]
Time [days]
co2 gas (450cc/min)
iso−butane gas (50cc/min)
0
0.2
0.4
0.6
0.8
1
0
2
4
6
8
10
12
14
16

図 A.2: ガス比の計算例