修士論文

ミニジェットセル型ドリフトチェンバーの エネルギー損失分解能の測定

Measurement of energy loss
in a mini jet cell type drift chamber

東京農工大学大学院工学研究科 電子情報工学専攻
中村 祐介

2001年 1月31日

目 次

第 1 章　序論 **3**

第 2 章　荷電粒子のエネルギー損失 **5**
2.1　荷電粒子と物質との相互作用 5
2.2　エネルギー損失の振る舞い 6
2.3　粒子識別とエネルギー損失測定の分解能 8

第 3 章　CDC (中央飛跡検出器) **11**
3.1　CDC の役割 11
3.2　構造・ガス 12

第 4 章　ビームテスト **16**
4.1　テストチェンバー 16
4.1.1　構造 16
4.1.2　ガスシステム 16
4.2　ビームライン 17
4.3　トリガーカウンターと DAQ システム 18
4.3.1　シンチレーションカウンター 18
4.3.2　ガスチェレンコフカウンター 20
4.3.3　鉛ガラス 21
4.3.4　DAQ システム 22
4.4　測定パラーメータ 23

第 5 章　解析方法 **27**
5.1　オフラインプログラム 27
5.2　ペデスタル 27
5.3　読み出し回路増幅度補正 28

第 6 章　結果および考察 **30**
6.1　カウンター系 30
6.1.1　シンチレーションカウンター (TOF カウンター) 30

6.1.2 ガスチェレンコフカウンター 30
6.1.3 鉛ガラス 30
6.2 テストチェンバーの検出信号 33
6.3 ビーム強度補正 37
6.3.1 増幅領域への影響 38
6.3.2 ドリフト領域への影響 38
6.3.3 相関 41
6.4 ワイヤー一本のエネルギー損失測定分解能 42
6.5 信号積分時間幅 43
6.6 Truncated Mean 43
6.7 空間電荷効果によるエネルギー損失測定値への影響 46
6.8 エネルギー損失の $\beta\gamma$ 依存性 47
6.9 実機でのエネルギー損失測定分解能 49
6.10 エネルギー損失値による粒子識別能力 49

第 7 章 結論 **51**

第1章　序論

現在、将来計画として電子・陽電子線形衝突型加速器である JLC(Japan Linear Collider) 計画が進んおり、測定器、加速器の両方で開発研究が行なわれている。東京農工大学は、高エネルギー加速器研究機構、筑波大学などの各研究機関とともに、JLC の測定器の一つである CDC(中央飛跡検出器) の研究開発に参加している。

JLC では、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すなくてはならない粒子であるヒッグス粒子の発見と詳細な研究、トップクォークの詳細な研究、超対称粒子の発見、Z 粒子、W 粒子の大量生成による標準模型の超精密検証等、極めて豊かな物理成果が期待されている。このような研究目的の中のひとつであるヒッグス粒子の発見と研究に最も重要な役割を果たすのが CDC である。このヒッグス粒子の測定は、$e^+e^- \to H^0Z^0$ 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り行なう。この反跳質量は、レプトン対の運動量を CDC により飛跡再構成することにより求まる。この反跳質量の分解能を精度よく測定することはヒッグス粒子の測定には不可欠であり、それは CDC による運動量分解能によって決まってくる。この期待通りの成果をあげるには、CDC の性能を検討し、その実現に向けて開発研究を行なうことが大変重要である。現在、CDC の開発研究の一環として実機と同様のミニジェットセル構造を持つテストチェンバーを使用し、CDC の性能の研究が行なわれている。本研究の他に、運動量を測定するのに欠かせない位置分解能の性能評価などが現在進められている。

素粒子反応において CDC は主に二つの測定を行なうことが出来る。一つは荷電粒子の運動量の測定、もう一つはそのエネルギー損失の測定である。JLC では CDC で運動量を測定することは大変重要であることは先に述べた。一方、エネルギー損失の測定を行なうことも素粒子反応によって生まれた粒子の種類を知りたい時、つまり粒子識別を行なう場合に重要な情報の一つとなる。よって、CDC のエネルギー損失分解能の測定を行ない、その性能を検討することは CDC 全体の性能を評価する上でも重要となってくる。

また、私は 4 年の卒業研究で JLC-CDC で使用予定の $CO_2/isoC_4H_{10}(90/10)$ 混合ガス中の電子のガス増幅の研究を比例計数管を用いて行なった。この電子のガス増幅は、ドリフトチェンバーでの検出信号の大きさを決める重要なものであり、検出信号の大きさで決まるエネルギー損失と密接な関係にある。卒業研究では、$CO_2/isoC_4H_{10}(90/10)$ 混合ガスはそのガスの特徴である電子の拡散が小さいことから、ガス増幅が密集して起きることによる空間電荷電界の影響で、他のガスより

も比較的低い電場でガス増幅が飽和するということが分かった。また、CDC で予定している電場領域では信号の波高スペクトルが二つに分かれる特徴的な現象も起きていることが分かった。その結果により、検出信号の大きさで決まるエネルギー損失の測定分解能はそれほど良くない可能性があることが考えられた。

よって本研究では、実機と同様のセル構造をもつテストチェンバーを用いてビームテストによる実験を行ない、このエネルギー損失測定分解能を調べるとともに、空間電荷のエネルギー損失測定値への影響も調べた。

第2章　荷電粒子のエネルギー損失

2.1　荷電粒子と物質との相互作用

荷電粒子が物質中を通過すると、荷電粒子と物質を構成する分子中 (ドリフトチェンバーではガス分子) の電子との間にクーロン力が働く。このクーロン力による衝突で電子は散乱され、原子の束縛から離れる。これを電磁相互作用と呼び、この電磁相互作用によって原子の軌道から飛び出す電子によって荷電粒子の検出が可能になる。また、この電子が散乱で得たエネルギーは荷電粒子の持っていたエネルギーの一部である。これを荷電粒子が物質中を通過するときに失うエネルギー、すなわちエネルギー損失、dE/dx と呼ぶ。

荷電粒子が物質中を通過するときの単位長さ当たりの平均エネルギー損失は $Bethe-Bloch$ の式で与えられる。

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A {r_e}^2 m_e c^2 \rho z^2 \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\Big[\frac{1}{2}ln\Big(\frac{2m_e c^2\gamma^2\beta^2 T_{max}}{I^2}\Big) - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\Big] \tag{2.1}$$

T_{max} とはガス分子中の電子に衝突する際に与えるエネルギーが最大のことで

$$T_{max} = \frac{2m_e\beta^2\gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \tag{2.2}$$

で与えられる。

Z：原子番号
A：原子質量数
N_A：アボガドロ数
r_e：電子の古典半径
M：荷電粒子の質量
m_e：電子の質量
ze：荷電粒子の電荷
I：実効的イオン化ポテンシャル
δ：密度効果の補正項

である。

2.2　エネルギー損失の振る舞い

エネルギー損失は速度のみの関数であると考えられる。(2.1) より、エネルギー損失には T_{max} を通してのみ荷電粒子の質量 M の依存性があるが、(2.2) の分母が

$$1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2 \tag{2.3}$$

という形なので、その依存性は小さい。また $2\gamma m_e/M \ll 1$ という領域では、

$$T_{max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \tag{2.4}$$

と近似でき、M 依存性は無視できる。このことから、エネルギー損失 dE/dx は荷電粒子の速度のみの関数といえる。

$$\frac{dE}{dx} = \frac{dE}{dx}(\beta) \tag{2.5}$$

荷電粒子の質量を M、運動量を P とすると $\beta\gamma = P/Mc$ であるから、同じ運動量でも質量が異なればエネルギー損失の大きさが異なる。CDC では、このことが粒子識別に利用される。

エネルギー損失 dE/dx の β 依存性をみる。まず β が小さい領域では $1/\beta^2$ の振る舞いを示し、β が大きくなるに従ってエネルギー損失は小さくなってゆく。これは、速度が速くなることにより相互作用の時間が短くなることから想像できる。そして $\beta\gamma = 3 \sim 4$ で最小値をとる。(この最小値を与える粒子のことを minimum ionizing particles と呼ぶ。) これを過ぎると今度は β とともに緩やかに増加してゆき、やがて一定のエネルギー損失に近づいてゆく。

これは、荷電粒子の速度が大きくなってくると、その相対論的効果のために荷電粒子の作る電場強度が強くなって、荷電粒子の進路からより離れた場所にある分子を電離することが出来るようになるためである。しかしより遠くにある分子を電離するようになってくると、今度はその間にある分子が分極することで電場が遮蔽されて弱められる効果が効き始め、ゆるやかな増加が抑えられて一定のエネルギー損失に近づく。この効果を遮蔽効果 (密度効果) δ と呼ぶ。Fig.2.1 にアルゴンベースガス中のエネルギー損失の振る舞いをいくつかの荷電粒子についてプロットしたものを示す。Bethe-Bloch の式は平均エネルギー損失を表したものであるが、実際のエネルギー損失は一定ではなく、ある分布で広がりをもっている。ある物質の厚さ t を荷電粒子を通過したときのエネルギー損失 E の分布 $P(E)$ は $Landau$ 分布として次式で与えられる。

$$P(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} exp[-\frac{1}{2}(\lambda + exp(-\lambda))] \tag{2.6}$$

但し

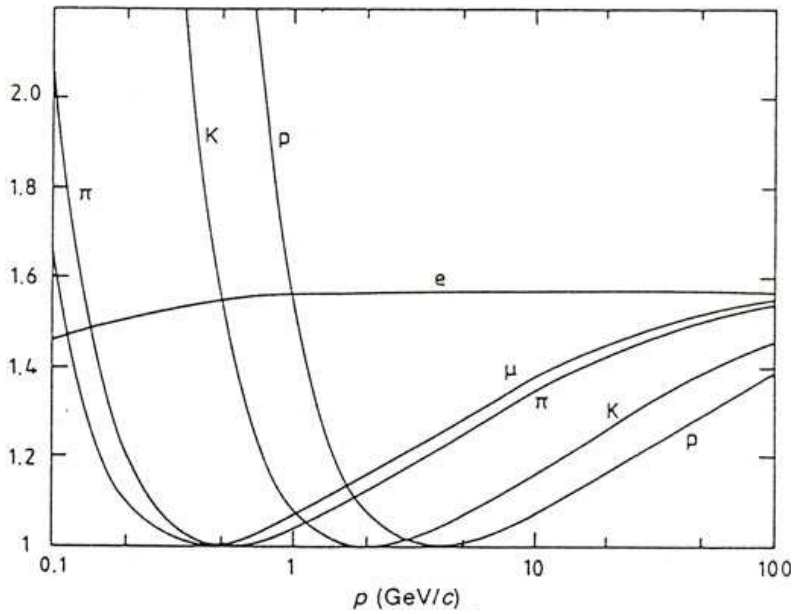

図 2.1: エネルギー損失の運動量依存性 (計算値)

$$\lambda = \frac{E - E_{prob}}{\xi}$$

$$\xi = K\frac{1}{2}\frac{Z}{A}\frac{\rho t}{\beta^2}$$

$$K = 4\pi N_A {r_e}^2 m_e c^2 z^2$$

$$E_{prob.} = \frac{\alpha t}{\beta^2}\Big(ln\frac{m_e c^2 \alpha t}{I^2} + 0.891 + 2ln\beta\gamma - ln\beta^2 - \beta^2 - \delta\Big)$$

$$\alpha = K\rho\frac{Z}{A}$$

ρt : 物質の厚さ　単位 g/cm^2

である。$E_{prob.}$ は $P(E)$ 分布が peak となる時の E で、最も起こりやすいエネルギー損失の値 most probable energy loss と呼ばれる。分布 $P(E)$ は、高い E の方に tail をひく非対称の分布となる。この tail は電離で生じた電子で、高いエネルギーをもつ δ 線として観測されるものに対応する。$E_{prob.}$ は前述の $Bethe - Bloch$ の式で表される dE/dx と同様の β 依存性をもつ。

2.3　粒子識別とエネルギー損失測定の分解能

このように荷電粒子の物質中でのエネルギー損失は粒子の速度 β のみの関数であるから、その運動量とエネルギー損失の両方を測定することでその粒子の質量、すなわち粒子の種類を求めることが出来る。例として Fig.2.2 において、$10GeV/c$ の運動量の粒子をとると、そのエネルギー損失が　minimum ionizing particle の最小値を基準にして約 1.2 であれば K、約 1.4 ならそれは μ か π と識別出来る。 また、各粒子ごとのエネルギー損失の振る舞いを示す線が交わっている部分がある。この部分の運動量領域では、エネルギー損失の測定だけでは粒子識別が出来ないことを意味する。

エネルギー損失は測定分解能があるので、 2.2 で述べたとおり、実際には一定ではなく曲線に沿って分解能の広がりをもって分布している。従って、分解能に比べてエネルギー損失の差が大きい場合は識別可能であるが、分解能に比べてエネルギー損失の差が小さい場合は識別が困難になる。ある運動量で 2 つの荷電粒子に対するエネルギー損失をそれぞれ $(dE/dx)_1$、$(dE/dx)_2$、分解能を σ_1、σ_2 とすると、$((dE/dx)_1 > (dE/dx)_2)$

$$T = \frac{(dE/dx)_1 - (dE/dx)_2}{\bar{\sigma}} \tag{2.7}$$

$$\bar{\sigma} = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2}$$

と表すこの量 T を、その運動量における粒子識別能力を表す。この T は 2 つの荷電粒子のエネルギー損失の差の測定分解能に対する比で、差を分解能を単位にして測定したという意味を持つ。(2.12) からもわかるように、対象となる粒子の間でそのエネルギー損失の差が大きいほど、また測定分解能がよいほど粒子識別能力は高いといえる。

2.2 で述べたように、ある物質を通過したときのエネルギー損失の分布は相対的に高い領域に tail をひく $Landau$ 分布である。このような分布のために、エネルギー損失の測定点は 1 点だけではその分布の広がりによる誤差も大きく、分解能も悪い。文献 [12] によれば様々なガスについて、1 点でエネルギー損失測定をしたときの分布の FWHM は、ピーク値を X_{peak} とすると

$$\frac{FWHM}{X_{peak}} = 81 \times \left(\frac{\alpha t}{I}\right)^{-0.32} \quad \% \tag{2.8}$$

となる。例えば、アルゴン 1cm (標準状態) とすると表 2.2 より、$\alpha t = 123\ eV$、$I_{Ar} = 188\ eV$ であるから、

$$\frac{FWHM}{X_{peak}} = 93\ \% \qquad \text{アルゴン } 1cm \text{ （ 標準状態 ）} \tag{2.9}$$

となり、非常に大きな値となる。そこで CDC では、一般にひとつの荷電粒子の飛跡について、エネルギー損失の測定を何点かで行ない (サンプリングと呼ぶ) 精度を上げる方法をとる。ところがエネルギー損失の分布は Landau 分布で高いエネルギー損失に tail をひくので、N_{sample} をサンプリングの数とすると、そのサンプリングの平均をとってもガウス分布に従う場合のように

$$\sigma_{dE/dx} = \frac{1}{2.354} FWHM \frac{1}{\sqrt{N_{sample}}} \quad (\text{ガウス分布の場合}) \tag{2.10}$$

とはならず、期待したような分解能は得ることが出来ない。しかし、この分布の tail の影響を落すような操作をして計算した平均を使うことでよい分解能を得ることが出来る。この平均操作は N_{sample} 個の測定値を小さい順にならべ、小さい方からある割合 $R_{trunc.}$ の数のサンプルの測定値を採用して平均をとる。このような操作を" truncated mean" という。すなわち、

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{trunc.} \equiv \frac{1}{N_{trunc.}} \sum_{i=1}^{N_{trunc.}} \left(\frac{dE}{dx}\right) \tag{2.11}$$

$$N_{trunc.} = R_{trunc.} \cdot N_{sample}$$

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_i \leq \left(\frac{dE}{dx}\right)_{i+1}$$

である。この平均操作には分布の tail の影響を減少させ、Landau 分布のピーク付近に分布するデータを採用する効果があり、単純な平均 (truncated mean 操作しないとき) をとったときよりもよい分解能を得ることが出来る。最も良い分解能を得られる割合 $R_{trunc.}$ は、エネルギー損失の分布の形に依存し、エネルギー損失の高い方への tail が長くその割合が大きいほど、最適な $R_{trunc.}$ は小さくなる。このように N_{sample} 個の測定サンプルからエネルギー損失を測定した場合の分解能は、次のように表されることが様々なガスの結果から得られている。

$$\frac{\sigma}{dE/dx} = \frac{FWHM}{2.354 \cdot X_{peak}} N^{-g} \tag{2.12}$$

また、パラメータ g の値は文献 [8] のデータによると、$g = 0.428$ という値となっている。

as		Z	A	Density ρ (N.T.P.) (g/l)	Mean excitation energy I (eV)	$(dE/dx)_{min}/\rho$ (MeV/g cm^{-2})
ydrogen	H_2	2	2.016	0.090	19.2	4.11
elium	He	2	4.003	0.178	41.8	1.94
eon	Ne	10	20.18	0.90	137	1.73
gon	Ar	18	39.95	1.78	188	1.52
rypton	Kr	36	83.8	3.74	352	1.36
enon	Xe	54	131.3	5.89	482	1.26
xygen	O_2	16	32.00	1.43	95	1.81
itrogen	N_2	14	28.01	1.25	82	1.83
ethane	CH_4	10	16.04	0.72	41.7	2.43
hane	C_2H_6	18	30.07	1.25	45.4	2.31
opane	C_3H_8	26	44.11	1.88	47.1	2.27
obutane	C_4H_{10}	34	58.12	2.67	48.3	2.25
hylene	C_2H_4	20	28.05	1.18	51	2.73
arbon dioxide	CO_2	22	44.00	1.98	85	1.83

図 2.2: それぞれのガスについてのパラメータ

第3章　CDC(中央飛跡検出器)

JLC の電子陽電子線形衝突型加速器の実験で最も重要な目標の一つとして、ヒッグス粒子の発見と研究が挙げられる。この発見の手がかりは標準理論の構造を詳細に調べることにより、TeV 領域にあることが分かっている。JLC 測定器の一つである JLC-CDC は、このヒッグス粒子の発見に最も重要な役割を果たす。

3.1　CDCの役割

CDC はドリフトチェンバーで、測定対象は荷電粒子である。CDC には磁場がかかっていて、荷電粒子の飛跡は磁場によって曲げられ、螺旋軌道を描く。この飛跡を再構成して曲率を調べることにより、素粒子反応を記述する量として欠かせない荷電粒子の運動量を決定する。JLC 計画は TeV 領域での実験であるため、電子陽電子衝突によって生成・崩壊した粒子はジェット状となって出てくる。したがって、CDC ではジェット状に出てくる近接二粒子の飛跡分離が最重要課題となる。この二飛跡を精度良く再構成することで、ヒッグス粒子の発見につながる素粒子反応を観測出来る。

また、CDC では荷電粒子の運動量の決定だけではなく、エネルギー損失による粒子識別も可能である。エネルギー損失とは、電離で荷電粒子が測定器中で失う単位長さ当たりのエネルギーのことである。CDC ではチェンバー内のガス分子を電離して失う単位長さ当たりのエネルギーに相当する。エネルギー損失は、運動量のように直接的に反応を記述するために使う値ではない。2.2 でも述べたように、エネルギー損失の大きさは荷電粒子の速度 β の関数である。

$$\frac{dE}{dx} = \frac{dE}{dx}(\beta) \tag{3.1}$$

荷電粒子の運動量 P、質量 M とすると、$\beta\gamma = P/Mc$ であるから、運動量とエネルギー損失を測定すれば粒子の質量、つまり粒子の種類を知ることが出来る。即ち、

$$M = M(P, \frac{dE}{dx}) \tag{3.2}$$

である。素粒子反応を記述する量として運動量は欠かせないが、どのような粒子であるか、という情報も必要である。

例えば、エネルギー損失を測定することで運動量は同じ (曲率同じ) でも速度の遅い、とても大きな質量をもつ粒子の発見に役立つことになる。

3.2 構造・ガス

JLC-CDC では近接二粒子の飛跡分離を再重要課題としているため、近接二飛跡分離に有効であるミニジェットセル型ドリフトチェンバーの使用を予定している。JLC-CDC で予定しているセル構造、及びセル内の等電位線はそれぞれ Fig3.2、Fig3.3 のとおりである。Fig3.2、Fig3.3 で示すように、1 個のジェットセルには 10mm 間隔で 2 本のダミーを含む 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。センスワイヤーは直径 $30\mu m$ 金メッキタングステンで +2.5kV の電圧がかけられる。ポテンシャルワイヤーは $125\mu m$ の金メッキアルミニウムで、接地される。また、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。さらに等電位線形成のためのフィールドワイヤーがあり、それぞれ Fig3.3 で示すような電圧がかけられる。

また、このジェットセルにおける電子の等ドリフト時間線 (Isochronous drift time line これ以後、Isochrone と呼ぶ。) をシミュレーションプログラム"GARFIELD"を用いて計算した結果を Fig.3.4 に示す。ワイヤーとワイヤーの中間付近では、図のように電子がまわり込んで到達するため到達時間が遅れるということがシミュレーションによりわかっている。

実機では、このミニ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 層のアクシャアル・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 層をとることを予定している。

JLC-CDC では使用するガスとして $CO_2/isoC_4H_{10}(90/10)$ を予定している。このガスはドリフト速度が遅く、拡散が小さいことから近接二粒子の飛跡分離のための目標位置分解能を得ることに有効なガスであると考えられる。このガスのガス増幅度を比例計数管を用いて測定した結果を Fig3.1 に示す。JLC-CDC では表面電場 $287kV/cm$ を予定しており、そこでは約 2.0×10^4 のガス増幅度が得られることがわかった。

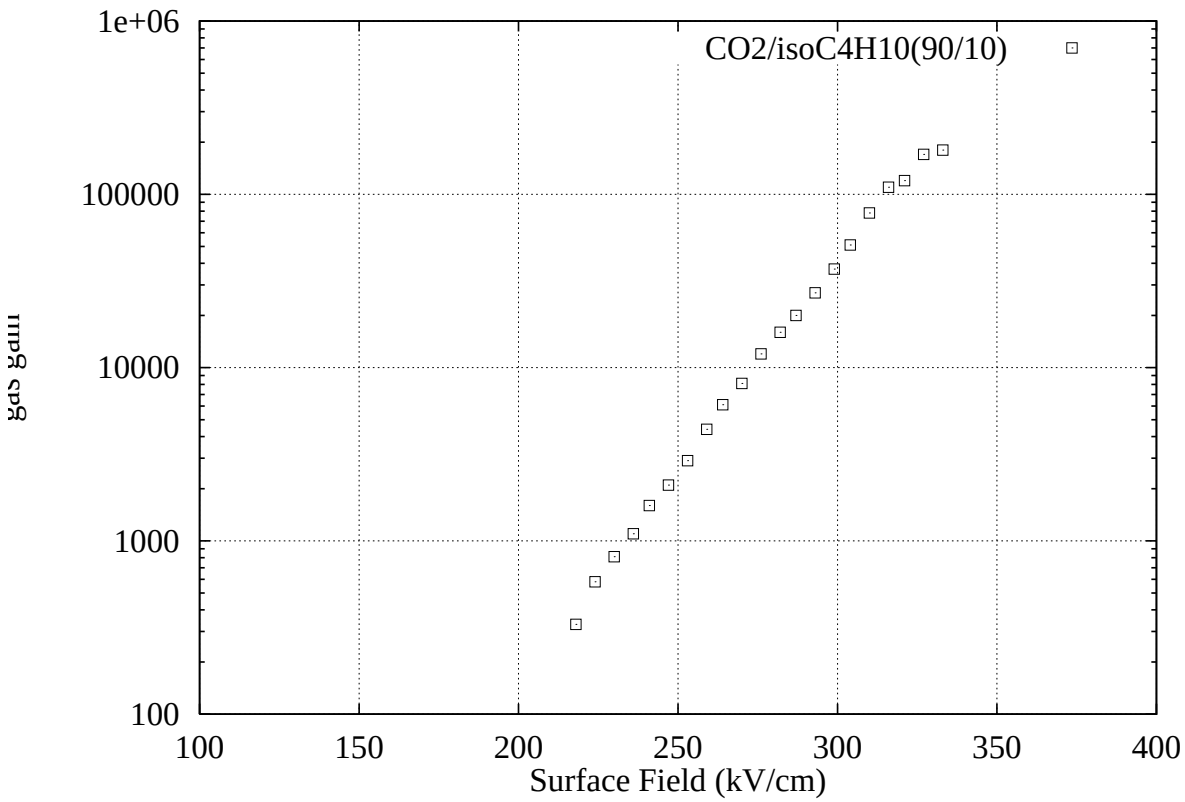
CO2/isoC4H10(90/10)
gas gain
1e+06
100000
10000
1000
100
100
150
200
250
300
350
400
Surface Field (kV/cm)

図 3.1: ガス増幅度

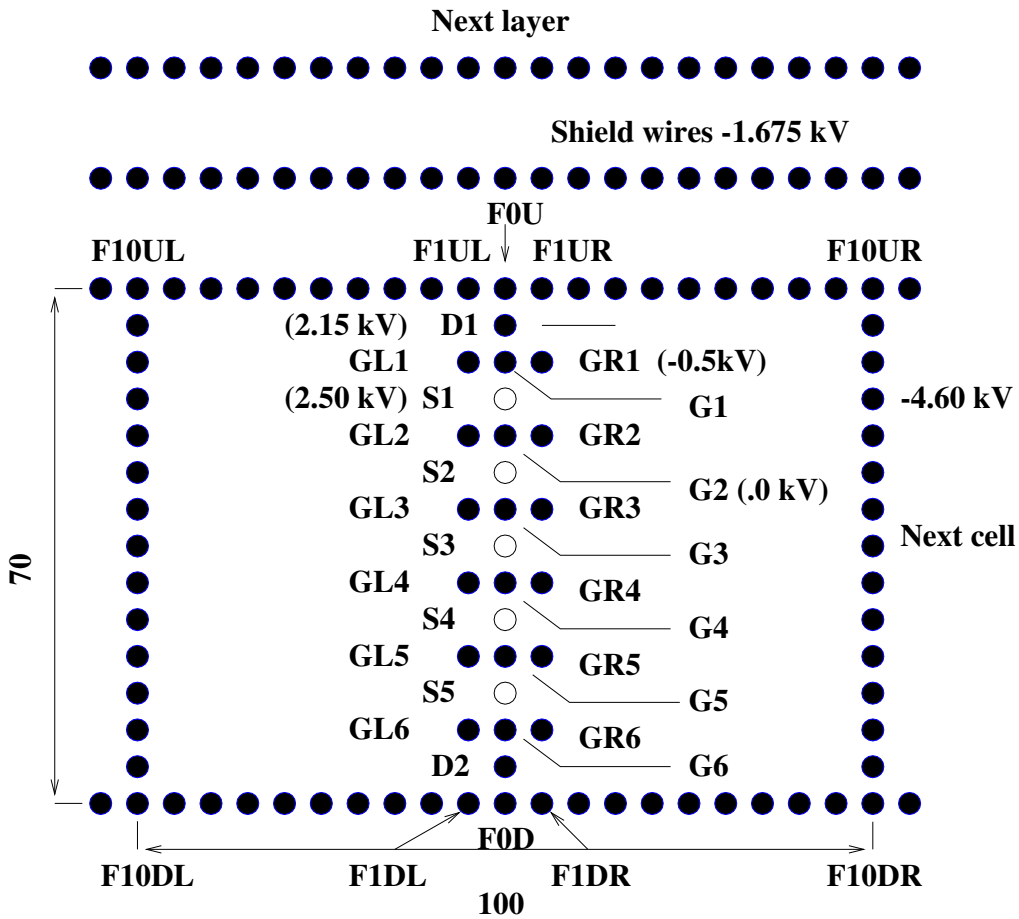

図 3.2: mini-jet cell structure

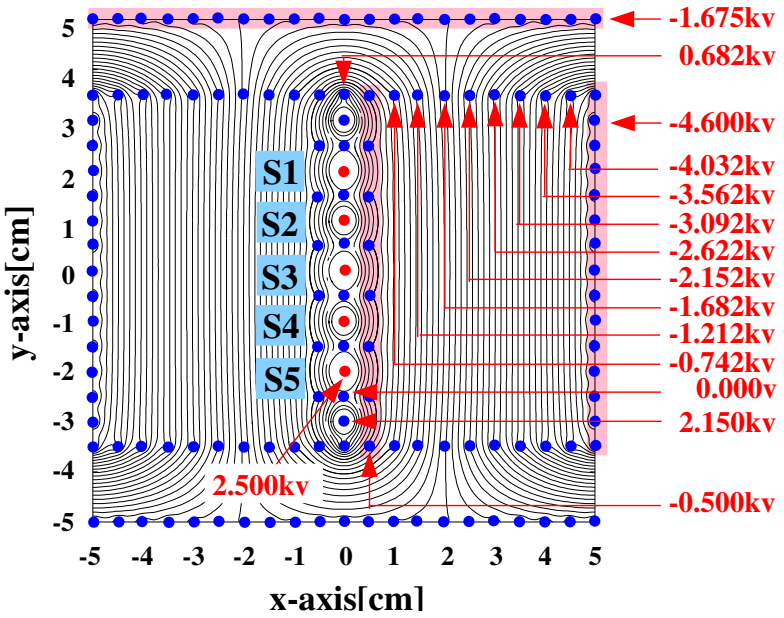

図 3.3: ワイヤーの印加電圧とセル内の等電位線

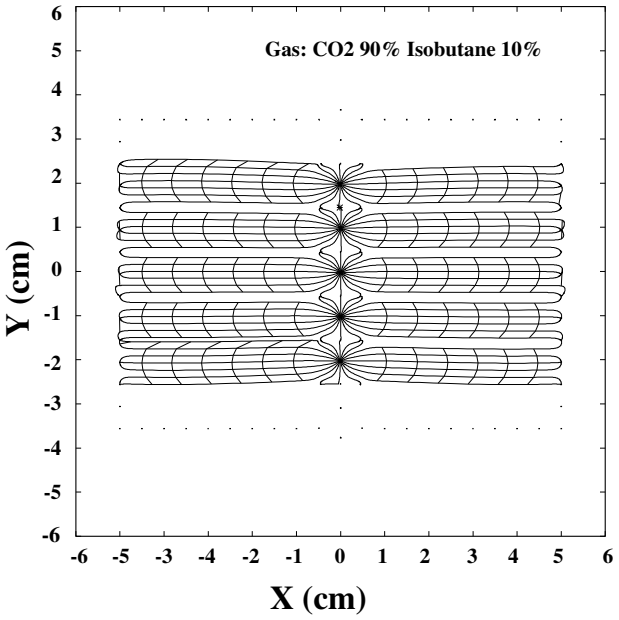

図 3.4: mini-jet cell の等ドリフト時間線

第4章　ビームテスト

実機と同様なジェットセル構造を持つテストチェンバーによるビームテストを、高エネルギー加速器研究機構の陽子加速器の T1 ビームラインで行なった。

4.1　テストチェンバー

4.1.1　構造

今回のビームテストで使用したテストチェンバーは、実機と同様のミニジェットセル構造を持っている。このテストチェンバーは Fig4.1 に示すように、縦横 $26cm \times 27cm$、ワイヤー方向 $40cm$ の大きさであり、$7cm \times 10cm$ のサイズの 3 つのジェットセルを持っている。また、テストチェンバーに張られてあるワイヤーは実機での想定通り、センスワイヤーについては直径 $30\mu m$ 金メッキタングステンで印加電圧 $+2.5kV$、フィールドワイヤーは $125\mu m$ のアルミニウムで、それぞれのワイヤーの印加電圧は Fig3.3 と同様である。使用したガスは、$CO_2/isoC_4H_{10}(90/10)$ 混合ガスである。

今回のビームテストは Fig4.1 に示すように、cell1、cell2 のドリフト距離 $2.5cm$ の位置に入射して測定を行なった。また、エネルギー損失の入射角度依存性を見るために Fig4.1 に示す方向 θ、ϕ の入射角度についてもそれぞれ測定を行なった。テストチェンバーの測定には、時間情報及び波高情報を同時に測定することが出来る林栄精器製の FADC(500MHz,8bit) を使用した。なお、ビームテストで使用した FADC は TDC 値は $1ch3nsec$ である。

4.1.2　ガスシステム

ガスシステムを Fig4.2 に示す。ガスの流量は CO_2(純度 99.99%) は 90cc/min、$isoC_4H_{10}$ は 10cc/min(純度 99.99%)、計 100cc/min 流した。ガス中に酸素や不純物が含まれる場合、ドリフト電子が酸素に吸収されるなどして検出信号に酸素が影響することがわかっている。そのため、外気からの侵入を防ぐためにステンレスチューブを用い、ガスボンベ中のわずかな酸素も取り除くために酸素フィルターを通し、テストチェンバー中の酸素量を酸素モニターによって測定した。今回の測定における酸素濃度は約 $30ppm$ である。また、ガス増幅度は温度・圧力もパラメータとなっているので、

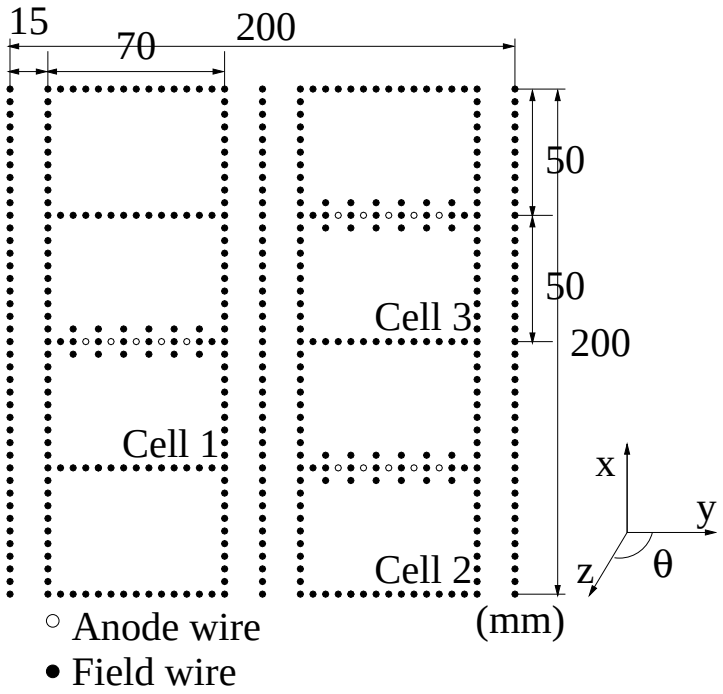

図 4.1: テストチェンバーのセル構造

データ解析の際に補正に使用することが出来るようにチェンバーのまわりに熱電対を取り付けて温度のモニターを行ない、圧力は圧力計を設置してモニターした。

4.2 ビームライン

今回行なったビームテストは、高エネルギー加速器研究機構の実験施設である $PS(12GeV/c$ 陽子加速器) の T1 ビームラインで行なった。(Fig4.3、)

$12GeV/c$ の陽子の一部を主リング内に置かれた金属標的に衝突させ、そこで発生した二次粒子を、カウンターホール内のビームラインに引き出して使用する。T1 ビームラインは運動量 $0.5GeV/c$ から $2.0GeV/c$ の正負の π、e、そして陽子を引き出すことが出来る。今回のビームテストで測定した二次粒子のビーム強度を Fig4.4 に示す。このグラフは、テストチェンバーの他に設置したカウンターによるトリガーから粒子識別を行ない、それぞれ π^+、$proton$、e^+ の 10spill のビームがチェンバーの直前 $1cm \times 1cm$ の断面積を通過した数をプロットしたものである。Fig4.4 からわかるように、T1 ビームラインでは運動量によって観測される粒子の割合が変化する。特に $1GeV/c$ から $1.5GeV/c$ のビームの時が一番強度が強く、e^+ はほとんど含まれていないことがわかる。なお、T1 ビームラインの再上流にプリセットされているスリット幅は $2cm$ で測定を行なった。

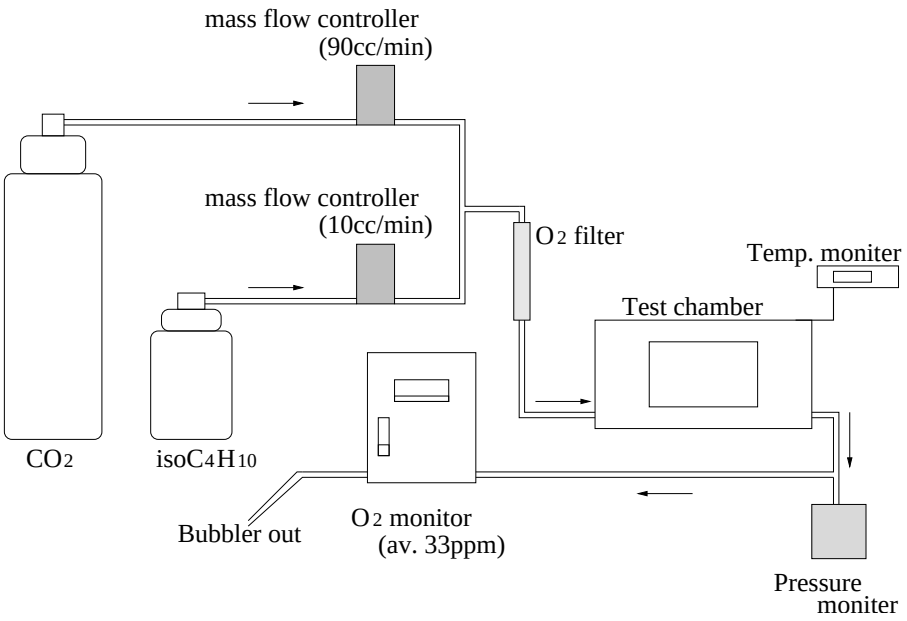

図 4.2: ガス系セットアップ図

4.3 トリガーカウンターとDAQシステム

エネルギー損失を測定するためには、テストチェンバーの他にトリガー信号を出すものや粒子の識別をする検出器が必要である。ビームテストのセットアップ配置図を Fig4.5 に示す。今回の実験では、シンチレーションカウンターを位置トリガーと飛行時間による粒子識別トリガーのために (TOF1、TOF2)、またガスチェレンコフカウンターを e トリガーのために (C1、C2)、さらに鉛ガラス (Lead Glass) も e 測定のためのモニターカウンターとして用いた。

4.3.1 シンチレーションカウンター

シンチレーションカウンターとは、放射線 (荷電粒子や γ 線) があたると微量のシンチレーション光を発する物質 (シンチレーター) を利用して放射線を検出する装置のことである。荷電粒子がシンチレーターを横切るとエネルギーを失い、その一部がシンチレーション光となって放出される。そしてその微量のシンチレーション光は、ライトガイドによって効率良く集約され光電子増倍管に到達し、光電子増倍管で光電効果により光電子を発生し、その光電子が増殖されて電気シグナルが得られる。

ビームテストでは、4 つのシンチレーションカウンターを用いた。2 つは TOF(Time of Flight) による粒子識別のために、もう 2 つは入射位置限定のためのトリガーカウンターとして用いた。それぞれのシンチレーションカウンターの配置は Fig4.5 に示

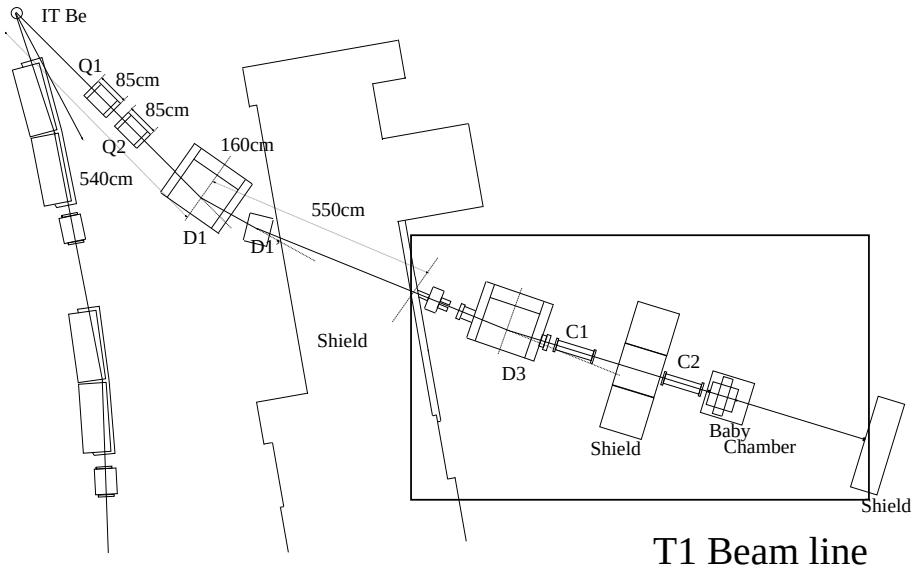

図 4.3: T 1 ビームライン

してあるように、粒子識別用として用いたシンウンターは TOF1、TOF2 で、入射位置限定のためのシンチレーションカウンターは TC1、TC2 である。それぞれの大きさは表 4.1 のとおりである。

カウンター名　大きさ (縦× 横× 厚さ)	
TOF1	6cm×6cm×5mm
TOF2	6cm×6cm×1cm
TC1	3cm×3cm×5mm
TC2	1cm×1cm×5mm

表 4.1: シンチレーションカウンターのサイズ

TOF カウンターは、Fig4.5 における $TOF1 \sim TOF2$ の間約 $8m$ の距離を粒子が通過するのに費やした時間によって $proton$ と π の粒子識別を行なうために設置した。

異なる質量 m_1 と m_2 を持つ二つの粒子の飛行時間差 Δt は粒子の運動量が両方とも p のとき

$$\begin{aligned} \Delta t &= t_2 - t_1 \\ &= L\left(\frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_1}\right) \\ &= L\left(\frac{1}{\beta_2} - \frac{1}{\beta_1}\right)\frac{1}{c} \end{aligned}$$

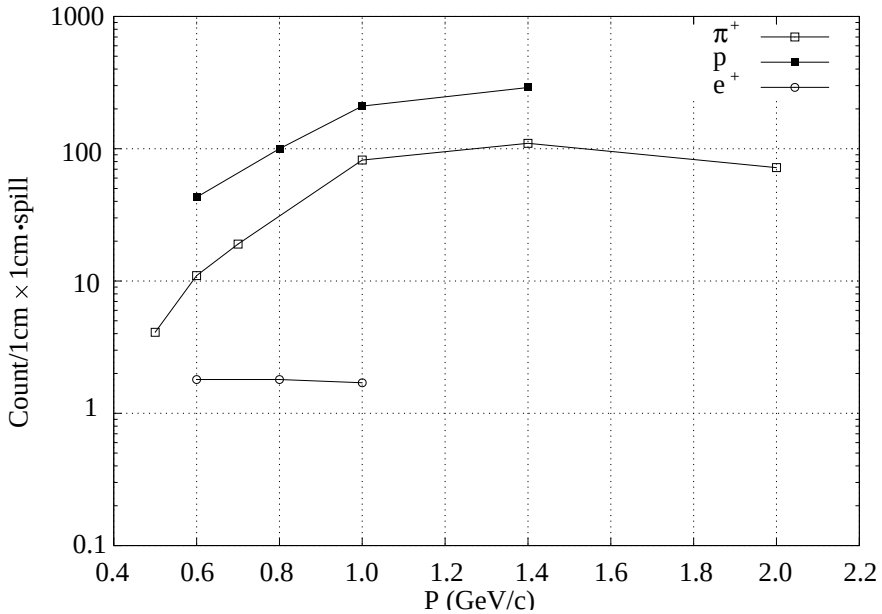

図 4.4: T1 ビームラインの正のビーム強度

$$
\begin{aligned}
&= L\left(\frac{E_2}{p} - \frac{E_1}{p}\right)\frac{1}{c^2} \\
&= \frac{L}{c^2}\left(\frac{1}{p}\left(((m_2c^2)^2 + (pc)^2)^{1/2} - ((m_1c^2)^2 + (pc)^2)^{1/2}\right)\right) \qquad (4.1)
\end{aligned}
$$

となる。よって式 (4.1) から、TOF1 と TOF2 の間約 8m の距離を通過する時にかかる proton と π の飛行時間及びその差は、$m_\pi c^2 = 139.56MeV$、$m_{proton}c^2 = 938.28MeV$、$L = 8m$ より、Fig.4.6 となる。今回のビームテストでは、この TOF を測定したのは二つの目的がある。一つは、オフライン解析の為の粒子識別情報を測定するため、もう一つはオンラインで TOF による測定する荷電粒子の限定が出来るロジックを組み、測定を行なうためである。

そのブロックダイアグラムは 4.3.4 で説明する。

4.3.2 ガスチェレンコフカウンター

チェレンコフカウンターは、チェレンコフ放射を利用して電子などの高速荷電粒子を検出する装置である。チェレンコフ放射の性質から、屈折率 n の物質を用いてチェレンコフ・カウンターをつくると、c/n(c は真空中の光速度) より速い速度をもつ荷電粒子を検出できる。チェレンコフ・カウンターでは、粒子の放出する光を観測するので、使われる物質は光に対して透明でなければならない。どのような物質を使うかは、測定する粒子の速度によって決まる。チェレンコフカウンターに通常

よく利用されている物質を表 4.2 に示す。普通、$n = 1.3 \sim 2.0$ の物質として、水、ガラス、プラスチックなどが用いられるが、今回のビームテストのように光速度に近い粒子 (ex. 電子) を検出する時には、n が 1 に近い気体が用いられる。特に気体は圧力を変えると n の値が変えられるので便利である

物質	$n-1$
ガラス	0.46-0.75
シンチレーター (トルエン)	0.58
プレキシガラス (アクリル)	0.48
水	0.33
エアロゲル	0.025-0.075
ペンタン (標準状態)	1.7×10^{-3}
CO_2(標準状態)	4.3×10^{-4}
He(標準状態)	3.3×10^{-5}

表 4.2: 物質の屈折率

ビームテストでガスチェレンコフカウンターを使用した目的は、π と e を分離することにある。よって、ガスチェレンコフカウンターに使用するガスの屈折率 n が π ではチェレンコフ光を発しないものでなければならない。Fig4.7 に計算によって求めたそれぞれの運動量における π と e の光との相対速度を示す。この計算により、光との相対速度が 99.8% でチェレンコフ光を発する屈折率 $n = 1.002$ より小さいガスを使用しなければならないことがわかった。よって屈折率 $n \cong 1.0004$ である CO_2 を用いた。また、この屈折率は圧力に比例関係にあり屈折率が大きくなるとチェレンコフ放射光が発光しやすくなることから、ビームテストでは π が発光しない圧力 3 気圧に設定し、測定を行なった。

4.3.3 鉛ガラス

鉛ガラスはカロリーメータの一種である。高エネルギー粒子によるカスケードシャワーは物質中で発達しきると、二次荷電粒子による電離または分子励起の総量が平均として入射エネルギーに比例するようになる。そこでシャワーを全部吸収出来るだけ厚い物質で。そこでの電離量やシンチレーション光量を測る機能を持ち、入射エネルギーを求めることに使われる測定器をカロリーメータ、または全吸収シャワーカウンターとよぶ。鉛ガラスはガスチェレンコフカウンターと同様にチェレンコフ放射光を測るもので、電子などの光速度に近い物質ほどより多くのチェレンコフ放

射光を発する。ビームテストでは、電子のイベントを正確に測定しているかどうか確認を行なうためのモニター用カウンターとして設置した。

4.3.4 DAQシステム

データ収集のためのブロックダイアグラムを Fig4.8 に示す。今回のビームテストではオンラインで、測定する荷電粒子の種類を限定するという方法をとった。

それぞれの粒子のイベントトリガーは次のような方法で作り、FADC、ADC のゲート信号や TDC へのスタート・ストップ信号のもとのなるタイミング信号とした。

陽子イベント

- TC1、TC2 の coincidence をとることによりチェンバーの粒子測定領域を限定
- TOF1 と TOF2(22nsec Delay) の coincidence をとることにより TOF による陽子のイベントを限定
- C1 と C2 の $\overline{OUT}$ をとることによりガスチェレンコフによる電子ではないイベントを限定

この三つの coincidence をとることにより、陽子のイベントを限定して測定を行なった。

π イベント

- TC1、TC2 の coincidence をとることによりチェンバーの粒子測定領域を限定
- TOF1 と TOF2(36nsec Delay) の coincidence をとることにより TOF による π のイベントを限定
- C1 と C2 の $\overline{OUT}$ をとることによりガスチェレンコフによる電子ではないイベントを限定

この三つの coincidence をとることにより、π のイベントを限定して測定を行なった。

e イベント

- TC1、TC2 の coincidence をとることによりチェンバーの粒子測定領域を限定
- C1 と C2 の coincidence をとることによりガスチェレンコフによる電子のイベントを限定

この二つの coincidence をとることにより、e のイベントを限定して測定を行なった。また、TOF1、TOF2 の飛行時間による coincidence は off にして測定を行なった。

粒子識別用測定器として設置したカウンターである 4 つのシンチレーションカウンター (TOF1、TOF2、TC1、TC2)、及び 2 つのガスチェレンコフカウンターはこのようなトリガー信号を作るだけではなく、それぞれのモジュールでカウンターの信号を分割して TOF1、TOF2 については TDC で時間測定及び ADC で波高測定を、TC1、TC2、C1、C2、Pbg については ADC で波高測定を行なった。使用した ADC は LeCroy 社の CAMAC ADC2249W(11 ビット)、TDC は LeCroy の CAMAC TDC(分解能 42.5psec) である。データ収集には本学生の鈴木義秀の開発した DAQ プログラムを用いて測定を行なった。この DAQ プログラムの詳しい解説は文献 [2] に掲載されている。

4.4 測定パラーメータ

ビームテストではエネルギー損失分解能の測定する粒子の種類・運動量、チェンバーの動作パラメータの依存性を調べるために、表 4.3 に挙げるさまざまな測定パラメーターで実験を行なった。

運動量 (GeV/c)	入射角度 (°)	測定粒子
$0.5 \sim 2.0$	θ = 0,15,30	$proton$,π^+
$0.6 \sim 0.8$	θ = 0,15,30	e^+
1.0	ϕ = 10,18	$proton$,π^+

表 4.3: 実験データを測定したパラメータ。それぞれの粒子の測定は 4.3.4 に記したトリガーで測定を行なった。

測定のパラメータは、ビームの運動量、種類、ビームのチェンバーに対する入射角度である。ビームの運動量は、$0.5GeV/c \sim 2.0GeV/c$ まで変化させた。これは、エネルギー損失の運動量及び $\beta\gamma$ 依存性を測定し、チェンバーの粒子識別能力を調べるためである。入射角度は、エネルギー損失のセルを横切った距離に対する依存性、及び空間電荷効果の影響、さらにエネルギー損失分解能の角度依存性を調べるために変化させて測定を行なった。

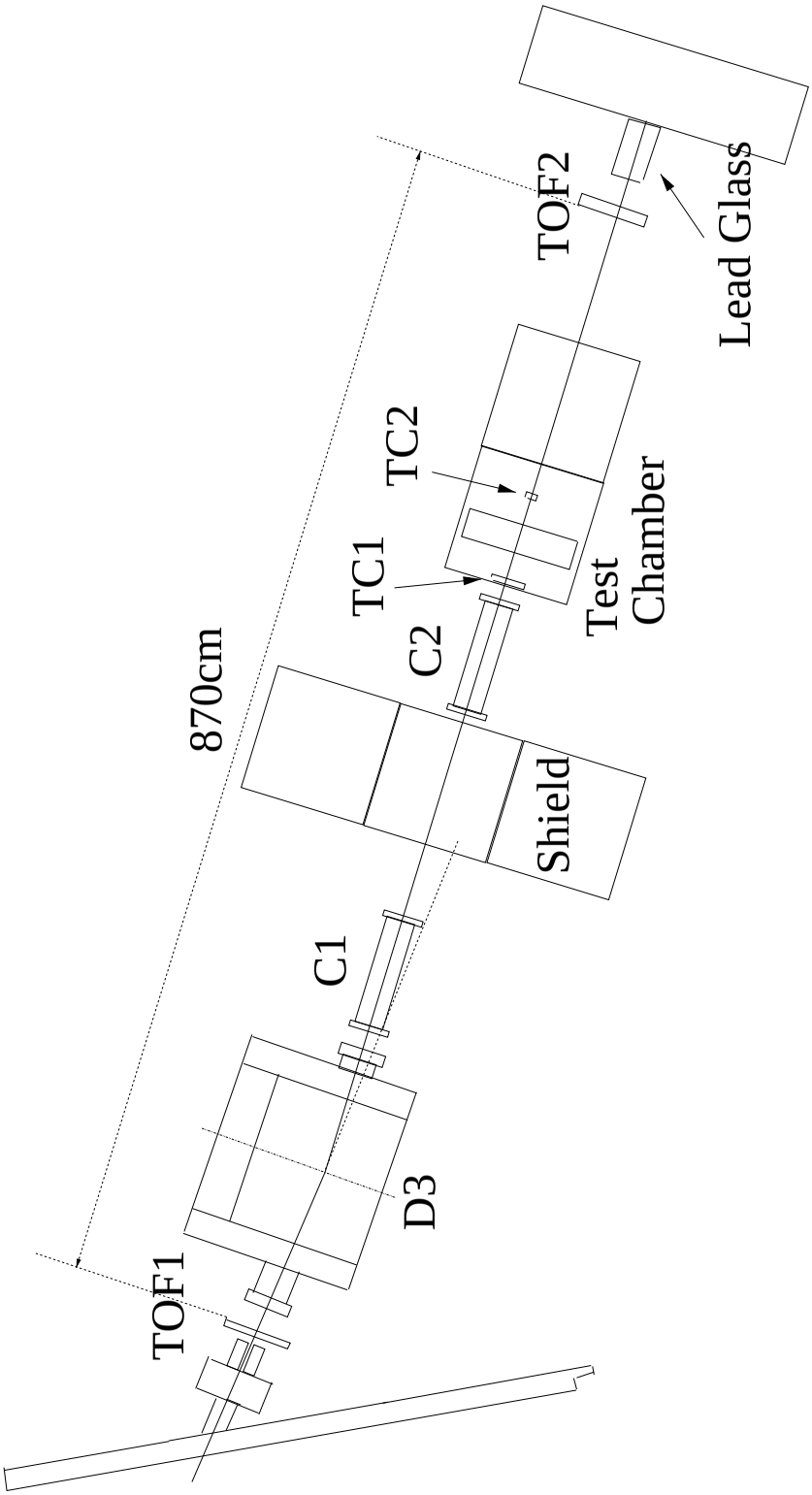
Lead Glass
TOF2
TC2
TC1
Test
Chamber
C2
870cm
Shield
C1
D3
TOF1

図 4.5: セットアップ図

P(GeV/c)	paion(ns)	proton(ns)	proton-paion (ns)
0.5	27.7	56.7	29.0
0.6	27.4	49.5	22.1
0.7	27.2	44.6	17.4
0.8	27.1	41.1	14.0
0.9	27.0	38.5	11.5
1.0	26.9	36.6	9.5
1.1	26.9	35.1	8.2
1.2	26.9	33.9	7.0
1.3	26.8	32.9	6.1
1.4	26.8	32.1	5.3
1.5	26.8	31.5	4.7
1.6	26.8	31.0	4.2
1.7	26.8	30.5	3.7
1.8	26.8	30.1	3.3
1.9	26.7	29.7	3.0
2.0	26.7	29.5	2.8

図 4.6: π と $proton$ の飛行時間 $(8m)$

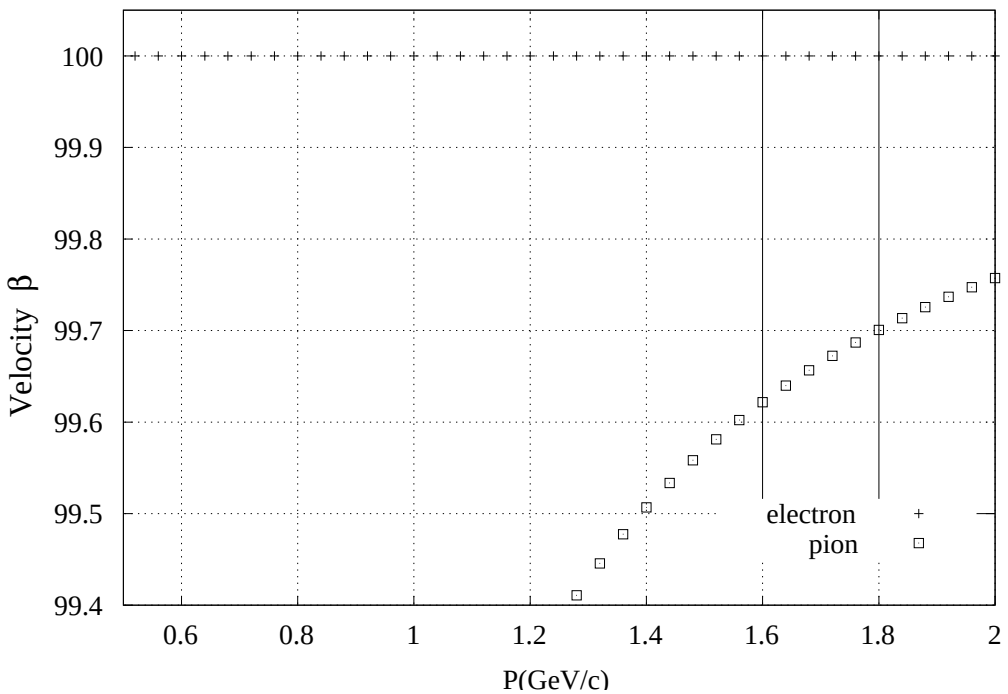

図 4.7: π と e の光との相対速度 β

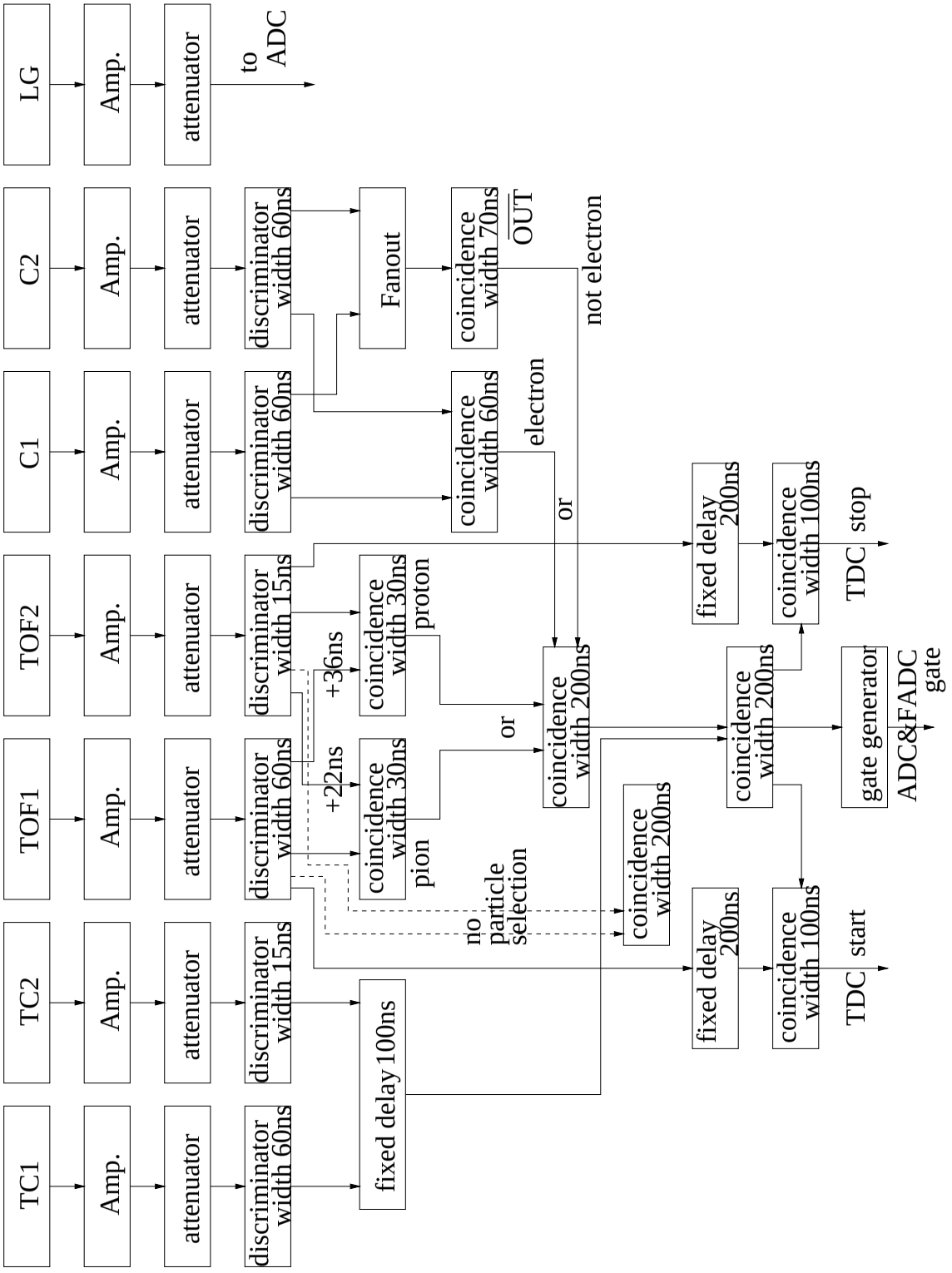

図 4.8: ブロックダイアグラム

第5章　解析方法

第 4 章で解説した方法で測定したデータの解析方法をここで説明する。

5.1　オフラインプログラム

エネルギー損失測定はチェンバーの各ワイヤーからの信号の大きさの測定のもとに行なう。今回のビームテストでは FADC を用いてデータの測定を行なったため、一度にその信号の大きさ及び時間情報が記憶される。またその他に信号の通ったセル及びワイヤーの番号の情報も記憶されている。よって、オフラインプログラムによりイベントを読み込めば、そのイベントのそれぞれのワイヤーによって検出された信号の大きさ及びドリフト時間 (=ドリフト距離) が分かる。Fig5.2 に代表的なイベント (Track) を示す。上から 5 つの信号は Cell1 の wire1∼wire5、残り 5 つは Cell2 の wire6∼wire10 である。(Cell 及び wire の配置は Fig4.1 参照) このそれぞれのワイヤーにおいて検出された信号の ADC 値を積分した値を電荷とし、これをエネルギー損失値とした。この解析には JLC-CDC グループが共通で使用しているオフラインプログラムを、今回の測定の解析用に特化させて解析を行なった。

また、FADC の ADC 値は各チャンネルのペデスタル、及び読みだし回路の増幅度などを乗じたものであるから、正しくエネルギー損失を求めるにはこれらのチャンネル毎のばらつきによる測定値のばらつきを除くための増幅度補正が必要である。この増幅度補正のために行なった手順をペデスタル、回路の増幅度補正それぞれについて説明する。

5.2　ペデスタル

- ある一定の間隔でペデスタル測定をはさみ、そのとったデータから各チャンネル (各 wire) のペデスタルを求める。(ADC の各チャンネルの分布を作り、その分布をガウス分布でフィットした平均値をペデスタルとする。)
- オフラインプログラムでは、このペデスタルを差し引いたものを解析で使用するデータとしてエネルギー損失値などを計算している。

以下では特に断らない限り、ADC とはペデスタルを差し引いた ADC の値を示す。

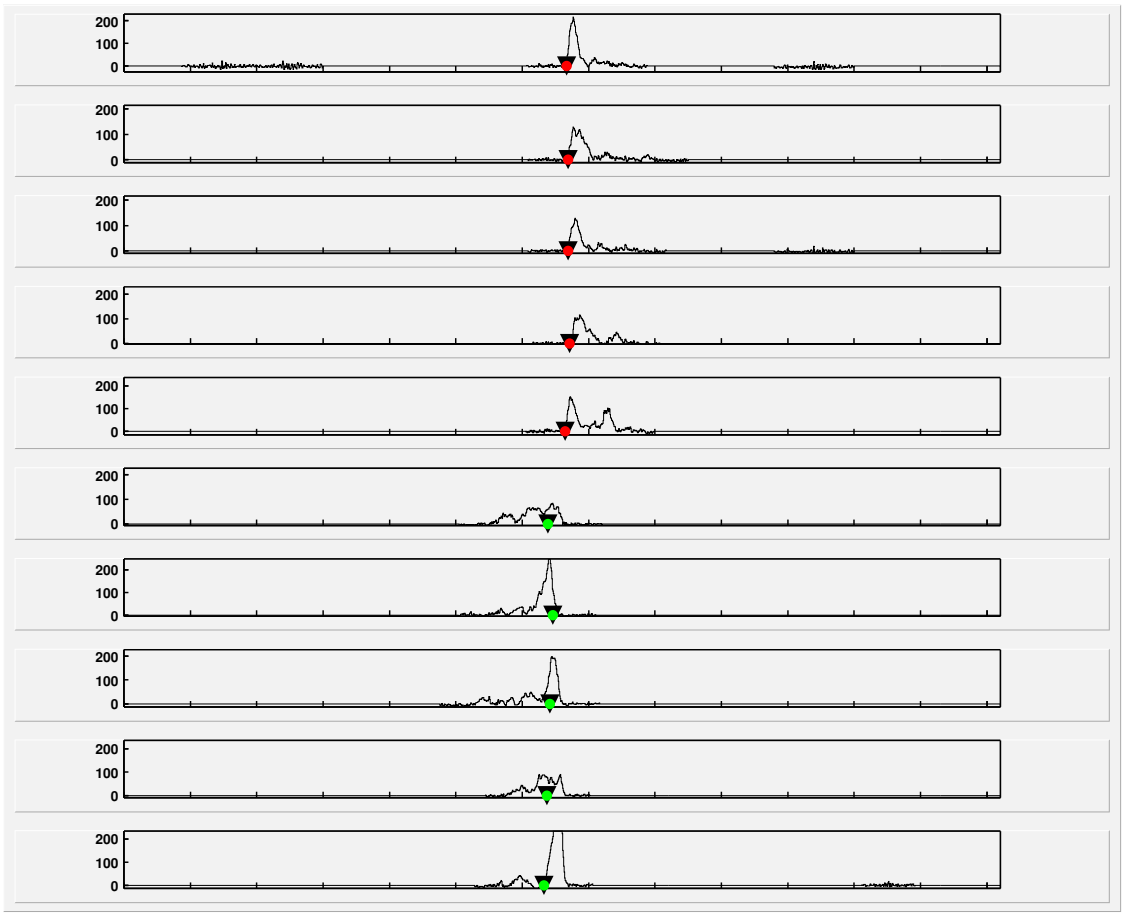

図 5.1: 代表的な荷電粒子 Track(横軸:TDC　縦軸:ADC)

5.3　読み出し回路増幅度補正

- 各チャンネルで検出されたビーム入射角度 0° の信号の ADC 積分値の分布を作る。
- この分布の peak となる ADC の値を各チャンネルごとに求める。この平均値に対しての比の逆数を増幅度補正係数とする。

今回は、ビーム入射角度 0° の π^+ のイベントを用いて ADC 積分値 (以下、エネルギー損失値と呼ぶ。) の分布をつくり、各チャンネルの peak 値を求めて補正係数を求めた。Fig5.2 に読み出し回路増幅度前の各ワイヤー 1 本のエネルギー損失値分布を示す。

　この増幅度補正係数を各チャンネルの ADC 値に乗ずることで、読み出し回路の増幅度の補正を行っている。

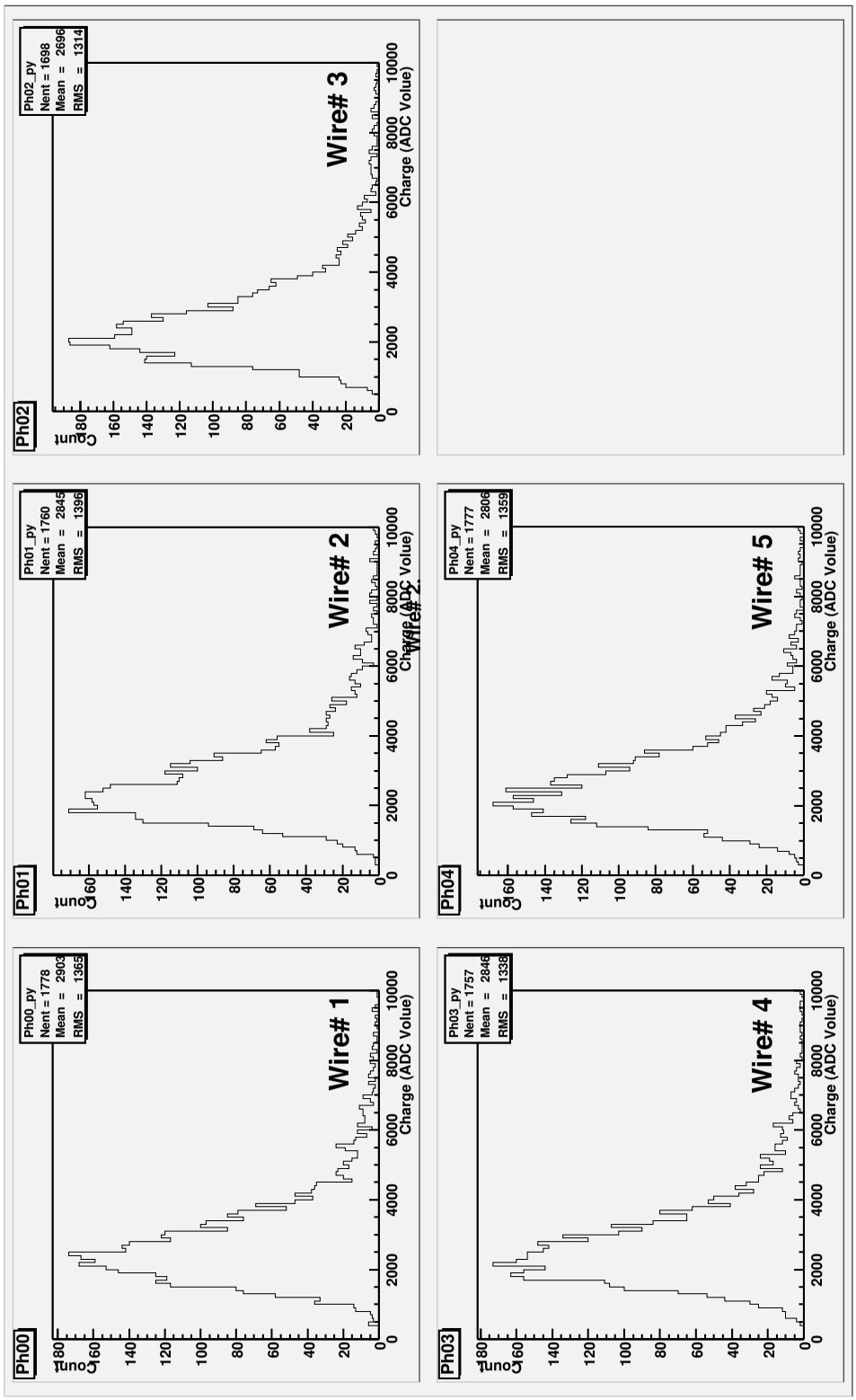

図 5.2: Cell1 の各ワイヤーのエネルギー損失 (ADC 積分値) 分布

第6章　結果および考察

6.1　カウンター系

テストチェンバーで測定している粒子が何であるか、ロジックで測定したい粒子を正確に選択出来ているか、ということをモニタリングするために設置したカウンターの測定結果を以下に示す。

6.1.1　シンチレーションカウンター (TOF カウンター)

4.3.1 で述べた目的のため設置したシンチレーションカウンターの測定結果の代表的なものを 6.1 に示す。この図はビーム運動量 $1.0GeV/c$ における π と $proton$ の TOF の分布である。この測定結果と 4.3.1 に記した計算方法で求めた $1GeV/c$ での π と $proton$ の TOF の差と比較してみる。Fig.6.1 に示すように、π と $proton$ の TOF の差は TDC 値で約 220count であると測定できた。ビームテストでは、この TOF の測定を分解能 $42.5psec$ の TDC を用いて行なったため、これを時間差になおすと約 $9.4nsec$ である。これは、Fig.4.6 の計算結果と良く一致している。

6.1.2　ガスチェレンコフカウンター

4.3.2 で述べた目的のために設置したガスチェレンコフカウンターによる測定結果の代表的なものを Fig.6.2、Fig.6.3 に示す。測定対象粒子はそれぞれ、Fig.6.2 は π^+、Fig.6.3 は e^+ である。ビーム運動量はどちらとも $1.0GeV/c$ である。この結果より e^+ では、π^+ でのペデスタルのピークよりも高いところにピークがあるのがわかる。よって、これは e^+ のビームがガスチェレンコフカウンターに入射した時のみ、チェレンコフ放射が起きていることを示す。

6.1.3　鉛ガラス

4.3.3 で述べた目的のために設置した鉛ガラスによる測定結果の代表的なものを Fig.6.4、Fig.6.5 に示す。測定対象粒子はそれぞれ、Fig.6.4 は π^+、Fig.6.5 は e^+ である。ビーム運動量はどちらとも $1.0GeV/c$ である。鉛ガラスの屈折率が大きいこ

とにより π^+ でもチェレンコフ放射が起き、それが観測されている。しかし、e^+ の信号は π^+ の信号と分離できる高さにピークがあるため、e^+ イベント、π^+ イベントの分離は十分出来た。

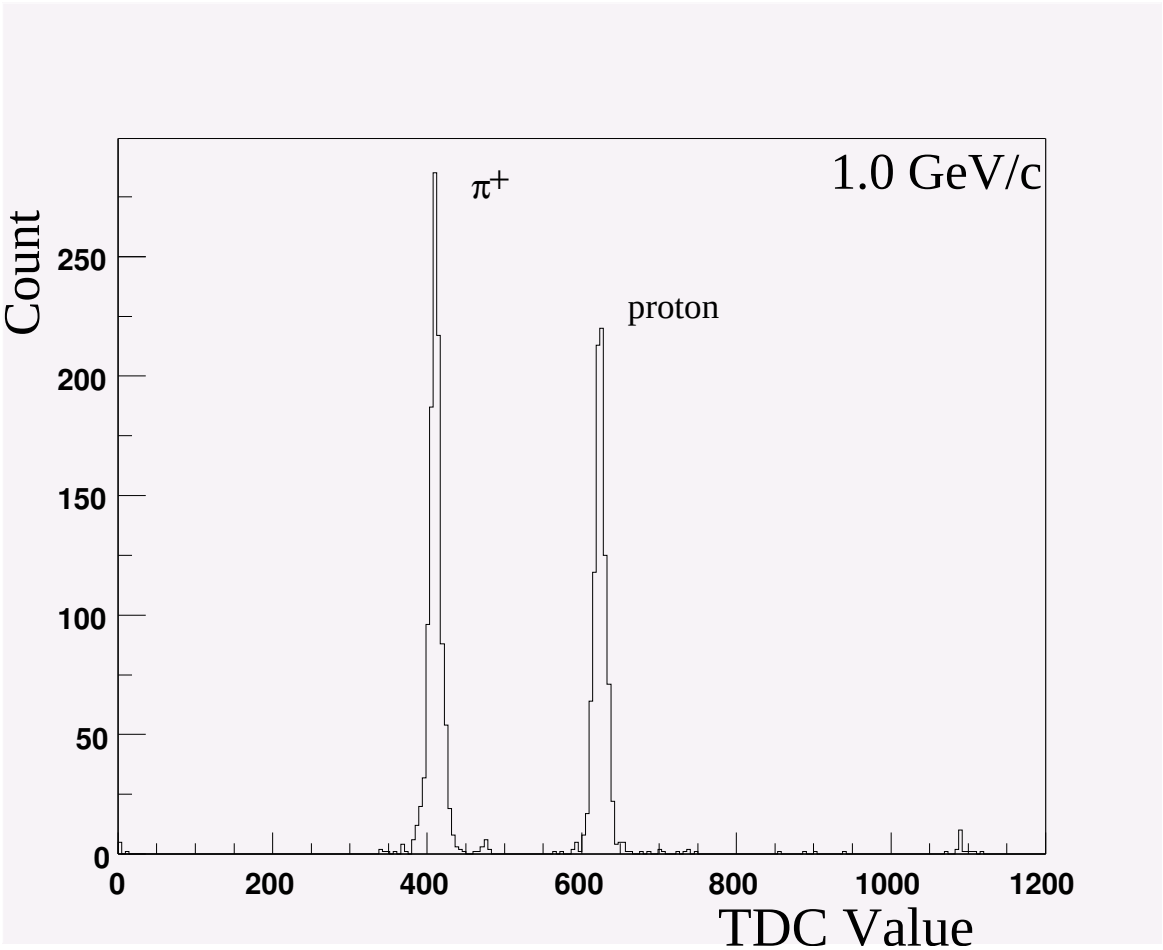

図 6.1: TOF による粒子識別

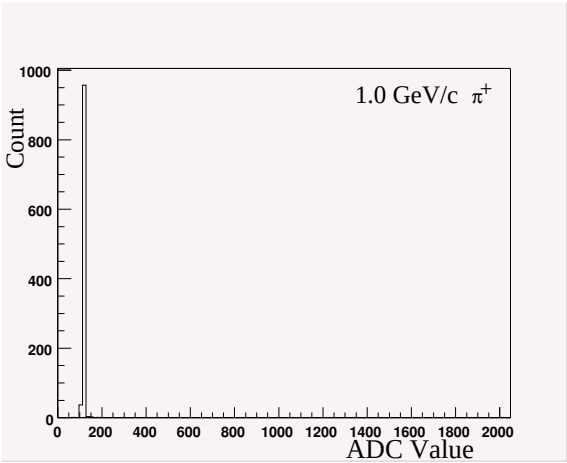

図 6.2: ガスチェレンコフの測定結果 (π^+)

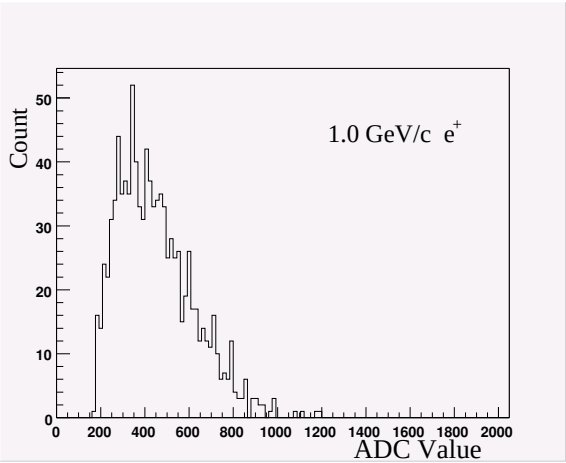

図 6.3: ガスチェレンコフの測定結果 (e^+)

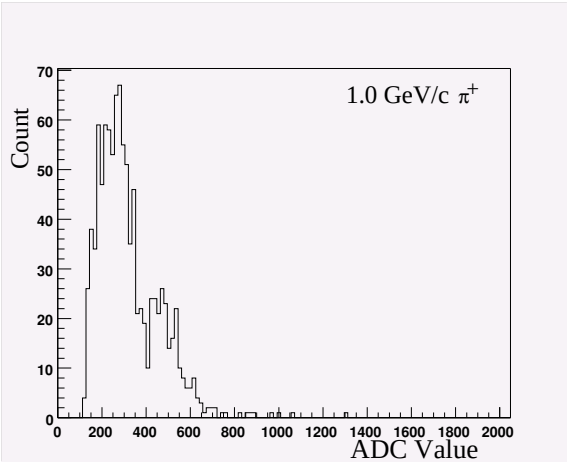

図 6.4: 鉛ガラスの測定結果 (π^+)

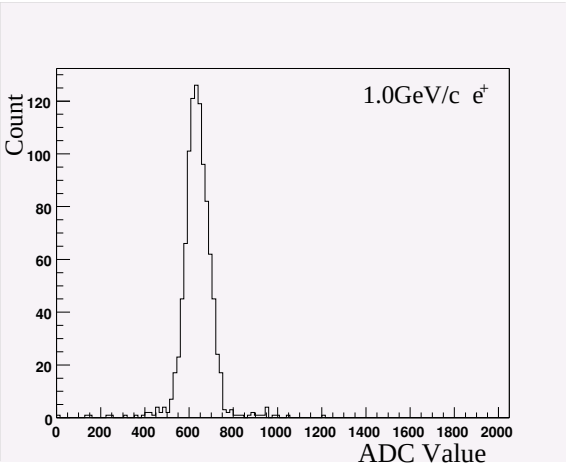

図 6.5: 鉛ガラスの測定結果 (e^+)

6.2 テストチェンバーの検出信号

入射角度 θ(角度の定義については Fig4.1 参照) において検出されたビーム運動量 $1GeV/c\pi^+$ の信号波形の平均を Fig6.6 に示す。$\theta = 30°$ については、$\cos\theta$ で Normalize し、パルス波形の最大電圧値を入射角度 $0°$ に規格化してある。

横軸は FADC の Time Slot で $1ch3nsec$、縦軸は ADC 値で $1ch4mV$ である。この Fig. から、検出した信号の平均は電圧値約 $300mV$ の時間幅約 $600nsec$ であることがわかった。また、入射角度にかかわらず信号は tail を引いているのがわかる。これは、Fig.3.4 に等ドリフト時間線を示してあるように、センスワイヤーとセンスワイヤーの中間付近の電子はセンスワイヤーにまわり込んで到達するため到達時間が遅れる。この遅れて来た電子が、tail を引くような信号波形となることに影響していることが考えられる。

また、この tail の電圧値は角度 $\theta = 30°$ の方が大きくなっていることがわかる。これは、電子なだれが密集して起こることによる空間電荷電界の影響が起きていると考えられる。角度 θ を大きくなると Fig.6.7 に示すような理由から、電子群 (Avalanche) の到達位置が角度 $0°$ に比べて広がる。これにより、ワイヤーとワイヤーの中間付近に出来た電子がセンスワイヤーにまわりこんで到達する位置は、入射角度 $\theta = 0°$ では、先に到達した電子群が作った陽イオンが充満した、空間電荷電界の影響を受ける位置なのに対し、入射角度 $\theta = 30°$ ではその影響が比較的少ない位置に到達する。このことから、入射角度 $\theta = 30°$ ではまわりこんできた電子が空間電荷電界の影響を比較的受けずにセンスワイヤーに到達することから、$\theta = 0°$ に比べて tail の電圧値が高くなっていると考えられる。

入射角度 ϕ(角度の定義については Fig4.1 参照) において検出されたビーム運動量 $1GeV/c\pi^+$ の信号波形の平均を Fig6.8 に示す。$\phi = 10°$、$18°$ については、$\cos\phi$ で Normalize し、パルス波形の最大電圧値を入射角度 $0°$ に規格化してある。Fig6.8 において、角度が大きくなるとパルス波形の tail の電圧値が小さくなっていることがわかる。これは、入射角度 θ の時の効果と全く逆の関係である。これは入射角度 ϕ と θ との空間電荷効果の影響の違いがよく現れている。入射角度が大きくなればそれに伴って各セル及びワイヤーに対する飛跡の距離も長くなる。よって荷電粒子がセルに落とすエネルギーも距離に比例して多くなり、イオン化によってできる初期電子も多くなる。入射角度が θ の場合は、この電子の数が多くなり電子雪崩がより密集した状態で起きようとも入射電子がセンスワイヤー方向に広がっているため遅れて到達する電子の到達位置は、Fig.6.7 のように分散していて比較的影響は受けなかった。しかし、入射角度 ϕ 方向は Fig.6.9 に示すように距離に比例して初期電子の数は多くなるだけで、θ 方向のような電子の到達位置が分散する方向ではない。よって、入射角度 ϕ 方向では、角度が大きくなると Isochrone により遅れて到達する電子は空間電荷効果の影響を受ける位置に到達することになる。よって入射角度 ϕ が大きくなると角度が大きくなるほど初期電子の数が増え、空間電荷効果も増すこと

から、遅れてセンスワイヤーに到達した電子が作る tail の部分の電圧値が小さくなると考えられる。

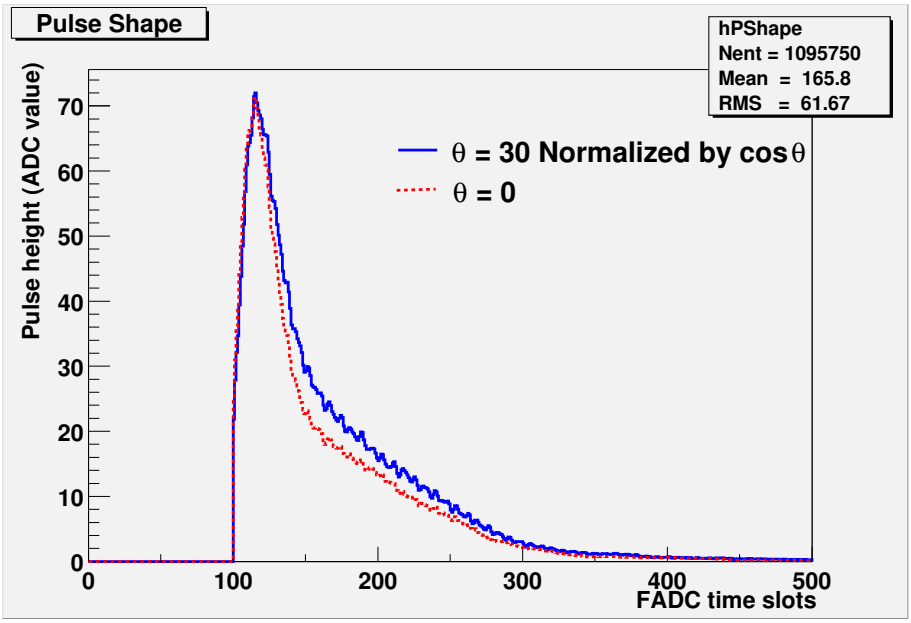

図 6.6: 平均信号波形及びその θ 依存性

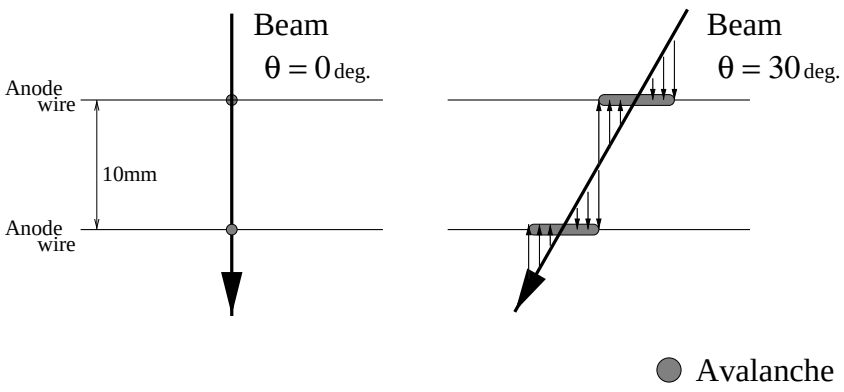

図 6.7: 空間電荷効果の影響 (θ 方向)

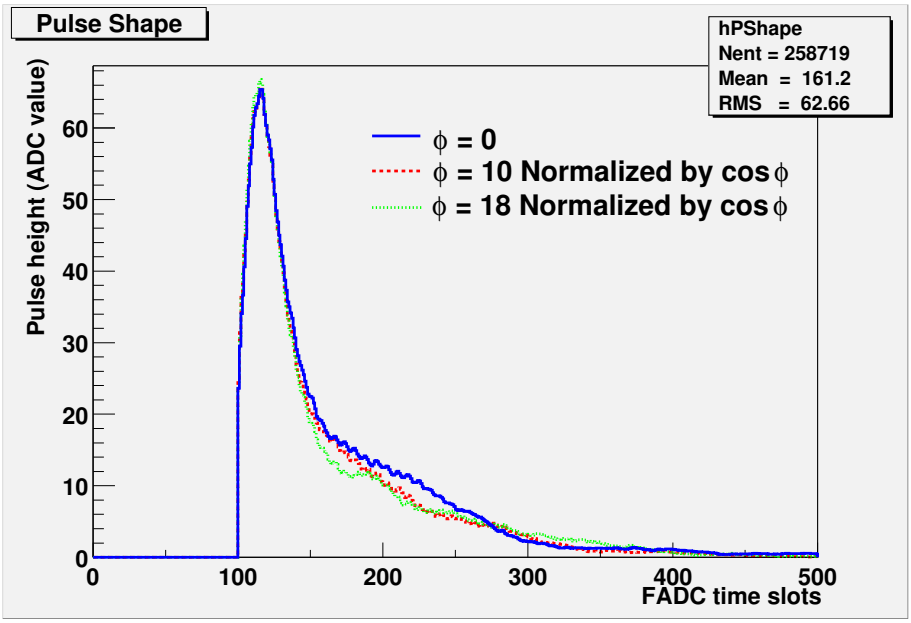

図 6.8: 平均信号波形及びその ϕ 依存性

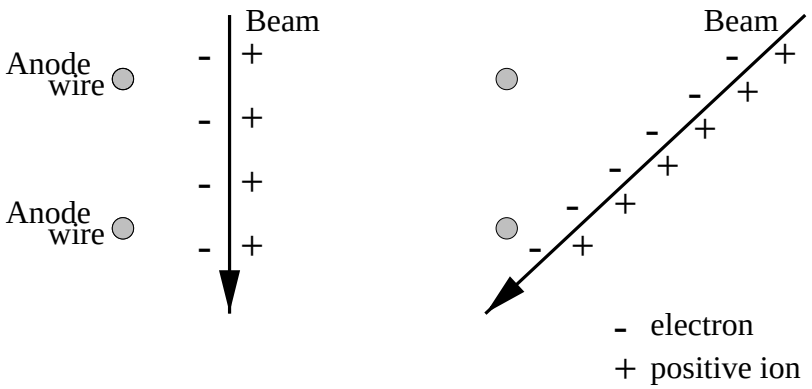

図 6.9: 空間電荷効果の影響 (ϕ 方向)

6.3 ビーム強度補正

今回のビームテストは、Fig.4.4に示すビーム強度で測定を行なった。しかし、このビーム強度はテストチェンバーの信号波形、つまり信号波形の積分値であるエネルギー損失値に影響を与える強度であることが、スリットによりビーム強度を変化させて測定した結果Fig.6.10により分かった。

この結果がわかったのはビームテスト最終日で、データの再測定は出来なかった。よって解析では、このビーム強度による影響の補正を行なわなければならない。

ビーム強度がチェンバーに与える影響として、次の二つがあげられる。

ビーム強度が単位面積当たり$300Hz$という強い強度になると、チェンバーのセル内にはイオン化によって出来た陽イオンが充満した状態になる。この陽イオンは、チェンバーの増幅領域およびドリフト領域両方に影響すると考えられる。

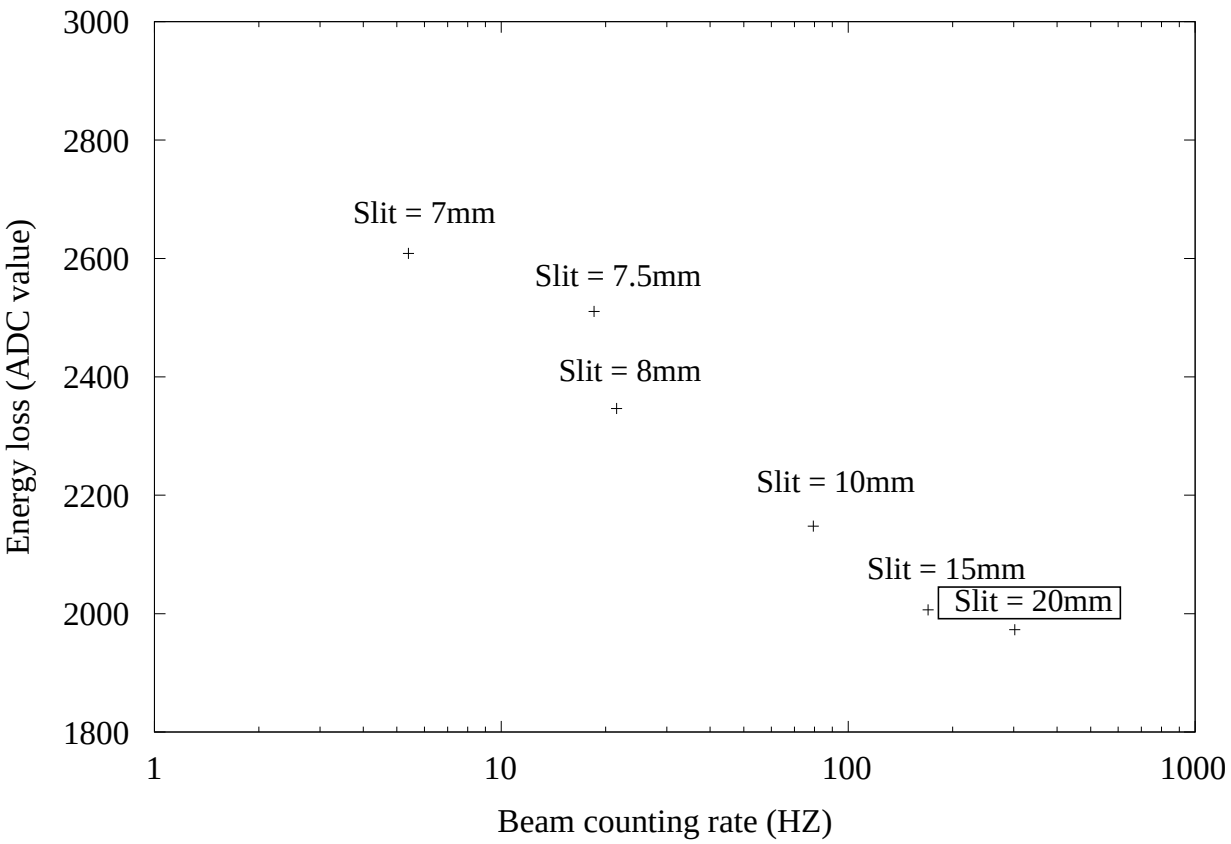

図 6.10: ビーム強度のエネルギー損失値への影響

6.3.1 増幅領域への影響

荷電粒子との相互作用でイオン化された電子は、セル内に形成された電場によりセンスワイヤー方向へドリフトしてゆく。そして増幅領域であるセンスワイヤー近傍に到達した電子は急激な電位勾配により加速され、ガス分子をイオン化して、電子陽イオン対をつくる。そしてその電子もまた電場によって加速され他のガス分子をイオン化し電子陽イオン対をつくる。このようにねずみ算的に増幅することをガス増幅と呼び、チェンバーではこの電子群を信号として検出する。

このため、チェンバーに入射する荷電粒子が多くなるとそれに伴い増幅領域における電子と陽イオンの数は多くなる。よって今回のビームテストのようなビーム強度では無数の電子陽電子対がセンスワイヤー近傍に発生し、陽イオンのドリフト速度は電子のドリフト速度の約 $1/1000$ と遅いため、増幅領域に陽イオンが充満した状態となる。センスワイヤー近傍に陽イオンが充満していなければ、近傍の電場の強さはセンスワイヤーの印加電圧により決まるが、陽イオンがセンスワイヤー近傍に充満すると、空間電荷効果の影響でワイヤー近傍の電場を乱し、通常のガス増幅が得られなくなり、検出信号波形の大きさに影響し、よって信号波形の積分値であるエネルギー損失測定値がビーム強度により変化することになる。

6.3.2 ドリフト領域への影響

ドリフトチェンバーでは、6.3.1 で述べたような理由で陽イオンができ、この陽イオンは電場に従って陰極方向へドリフト領域をドリフトしていく。しかしビーム強度が強過ぎると、陽イオンのドリフト速度が遅いためドリフト領域においても陽イオンが充満した状態となる。

ここでドリフト領域に電荷 $q(x)$ がある時の電場への影響を、大雑把モデルを用いた計算で求めてみる。チェンバーのアノードワイヤーに流れる電流は、陽イオンの

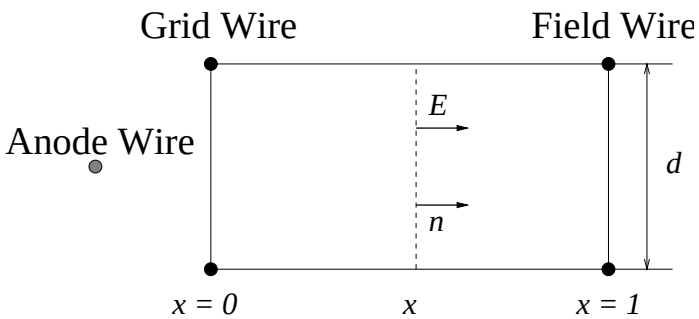

図 6.11: 電荷 q がドリフト領域にあるときの電場計算モデル

ドリフト速度と密度により決まる。

$$I = edL\rho(x)v_D(x) = const(\text{定常状態}) \tag{6.1}$$

d：セルのサイズ $(5\text{cm}\times 2\text{cell} = 10\text{cm})$
l：ドリフト距離 $(5\text{cm}\times 2\text{cell} = 10\text{cm})$
L：ワイヤー方向の長さ (10cm)
ρ：陽イオンの密度
v_d：陽イオンのドリフト速度

セル内の電荷 $q(x)$ は

$$q(x) = edL\int_0^x dx\rho(x) = dL\epsilon_0 E(x) \tag{6.2}$$

より、

$$E(x) = \frac{1}{\epsilon_0 dL}q(x) \tag{6.3}$$

$$\rho(x) = \frac{1}{dL}\frac{dq}{dx} \tag{6.4}$$

となる。また、陽イオンのドリフト速度は

$$v_D = \mu E \tag{6.5}$$

(μ：陽イオンの移動度、E：電場) で与えられる。よって、チェンバーのセル内の全ワイヤーに流れる電流 I は、式 (6.1) に式 (6.2)、(6.3)、(6.4)、(6.5) を代入して

$$I = dL\frac{1}{dL}\frac{dq}{dx}\mu\frac{1}{\epsilon_0 dL}q(x) \tag{6.6}$$

となり、これを整理して

$$\left(\frac{\epsilon_0 dLI}{\mu}\right) = q\left(\frac{dq}{dx}\right) \tag{6.7}$$

$$\left(\frac{\epsilon_0 dLI}{\mu}\right)x = \frac{1}{2}(q^2 - q_0^2) \tag{6.8}$$

$$q(x) = \sqrt{\left(\frac{2\epsilon_0 dLI}{\mu}\right)x + q_0^2} \tag{6.9}$$

となる。q_0 とは荷電粒子の入射がない時のセル内の電荷量で

$$\left(\frac{\epsilon_0 dL}{l}\right)V \tag{6.10}$$

である。よって、チェンバーに電流 I が流れている時の電場と、流れていない時の電場はそれぞれ、

$$E(x,I) = \frac{1}{\epsilon_0 dL}\sqrt{\left(\frac{2\epsilon_0 dLI}{\mu}\right)x + q_0^2} \tag{6.11}$$

$$E(x,I=0) = \left(\frac{V}{l}\right) \tag{6.12}$$

となる。チェンバーに流れている電流 I は、エネルギー損失を測定したビーム強度ではアノードワイヤー 10 本で $140nA$ であると測定により得られている。よって、先に記したそれぞれのパラメータ値を代入して電場の計算をした結果は $\mathrm{Fig.6.13}$ のとおりとなる。ビームテストでは入射位置 $2.5cm$ で測定したことから、陽イオンが充満した状態の電場は荷電粒子が入射していない時の電場に比べて約 10% 弱まっていることが、計算結果よりわかった。

電場が弱まればそれに対応してドリフト速度も遅くなる。ビームテストで用いたテストチェンバーは $\mathrm{Fig.4.1}$ に示すセル配置であるから、$\mathrm{Fig.5.2}$ に示す図では、上 5 本 $(\mathrm{cell1})$ は左側に、下 5 本 $(\mathrm{cell2})$ は右側にワイヤーが設置されていることになる。よって、ドリフト速度が遅くなると検出時間が遅くなることより、$\mathrm{cell1}$ の信号は右へ $\mathrm{cell2}$ の信号は左にずれることになる。よって、このズレが電場に比例しており、つまりビーム強度に比例している。

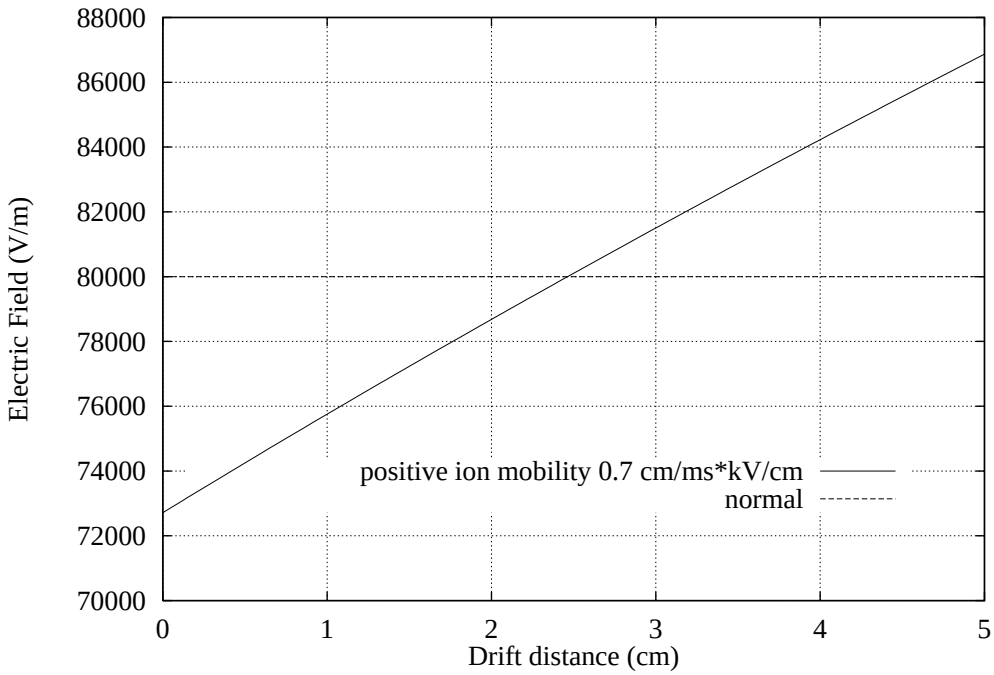

図 6.12: 電荷 q がドリフト領域にあるときの電場計算モデル

6.3.3 相関

以上のような理由から、エネルギー損失値と cell1 と cell2 の飛跡のズレに相関があると考えた。よって、キャリブレーション用にデータ測定した $1GeV/c\pi^+$ の粒子の測定結果を、縦軸にエネルギー損失値 (70% Truncated Mean of 10 wires)、横軸に cell1 と cell2 の飛跡のズレをとってプロットしたグラフが Fig.6.13 である。この結果より、入射角度全てにおいてほぼ一定の相関があることがわかる。この相関は $1GeV/c\pi^+$ だけではなく、他の運動量、荷電粒子でも確認できた。よって、Fig.6.13 に示すキャリブレーション用に測定した $1GeV/c\pi^+$ の分布を最小二乗法によりフィットし、補正係数を求め、それを cell1 と cell2 の飛跡のズレが最小となる位置がビーム強度の影響がない点であると考え、その位置を基準として補正を行なった。また、ガス増幅とドリフト速度はともに温度圧力依存であるからこの補正により温度圧力補正も行なわれることになる。

以下に示すデータ値は特にふれない限り、補正後のデータ値である。

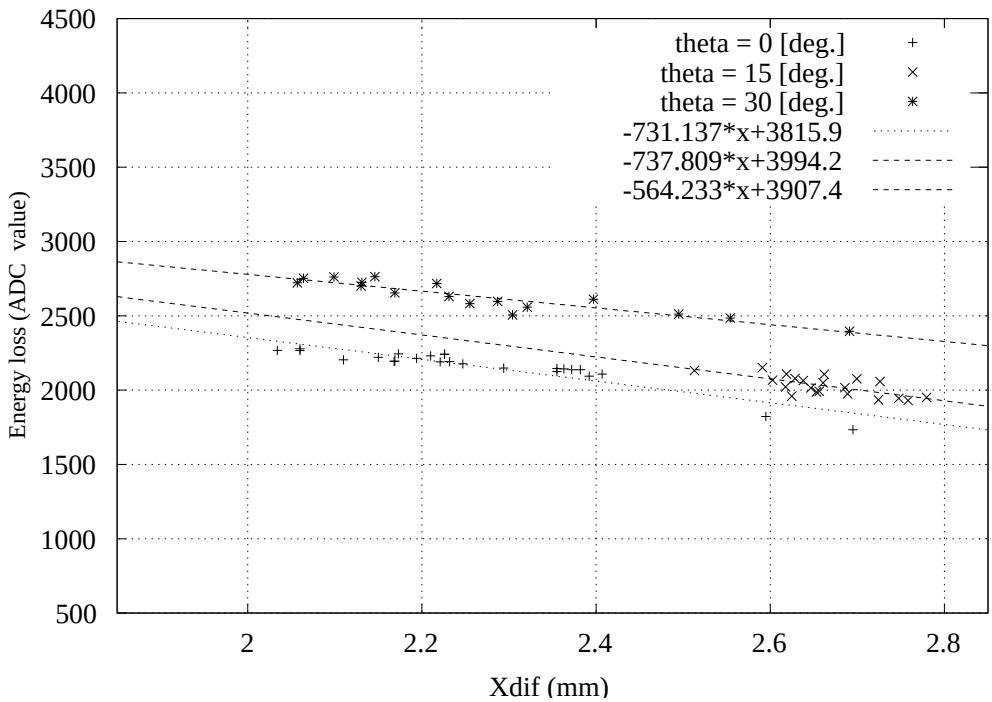

図 6.13: エネルギー損失と cell1 と cell2 の飛跡のズレの相関

6.4　ワイヤー一本のエネルギー損失測定分解能

ある物質の厚さを通過したときの荷電粒子のエネルギー損失の分布の広がりは次のようになる。[12]

$$\frac{FWHM}{X_{peak}} = 81\left(\frac{\alpha t}{I}\right)^{-0.32}\ (\%) \tag{6.13}$$

ρt：物質の厚さ　単位:g/cm^2
Z：ガス分子の原子番号
A：ガス分子の原子量
I：平均イオン化ポテンシャル
$\alpha\ t = 0.1536t(Z/A)(MeV)$

今回の測定により求めた分布 Fig.6.14 と、この式からの期待値を比較してみる。層の厚さは 90° 入射で 1cm である。使用した $CO_2/isoC_4H_{10}(90/10)$ 混合ガスの密度は標準状態で $2.049\times10^{-3}g/cm^3$ である。また、平均イオン化ポテンシャルは Fig.2.2 より、I=81.3eV である。これから分布の広がりを計算すると、

$$\frac{FWHM}{X_{peak}} = 66.4 \tag{6.14}$$

である。一方、測定結果は Fig.6.14 にしめすように

$$\frac{1595}{2105} = 75.7 \tag{6.15}$$

であり、この測定結果と期待値の比は約 1.1 で良く一致している。

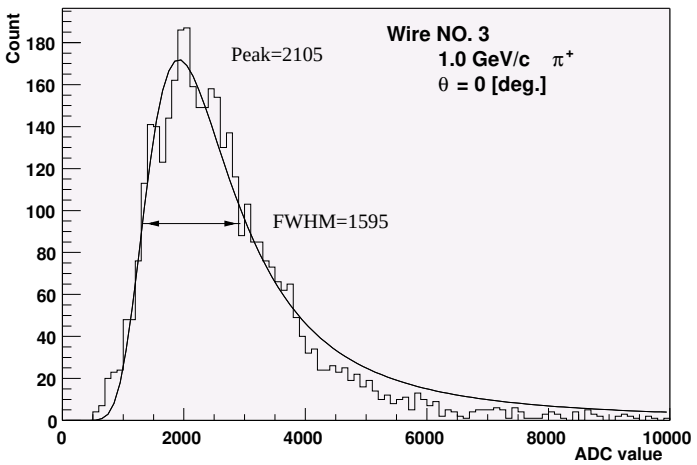

図 6.14: wire NO.3 のエネルギー損失分布

6.5　信号積分時間幅

エネルギー損失の値はテストチェンバーからの信号波形 (Fig.6.6、Fig6.8) の ADC 値を積分して求めるため、積分時間の範囲が変われば当然エネルギー損失の値も変化し、エネルギー損失分解能も変化する。ここでは、実機において最高のエネルギー損失分解能を求めることを目的として、この信号波形の積分時間を変化させて調べることにより、積分時間幅パラメータの最良値を求める。ここでのエネルギー損失値は、ビームテストにおける 1track のサンプリング数 10 本の情報を用いて Truncated Mean の割合は 70% で計算した。その解析結果を Fig.6.15 に示す。このグラフの横軸は時間 [nsec] で Fig.6.6、Fig6.8 における FADC time slot は $1ch3nsec$ である。また、縦軸はエネルギー損失分解能で、$Resolution = \sigma/(dE/dx)_{trunc.}$ である。このグラフより、積分時間が $300nsec$ までは分解能が良くなり、その後はほぼ一定となっている。よって、積分時間幅 $300nsec$ でエネルギー損失の値を求めることにした。

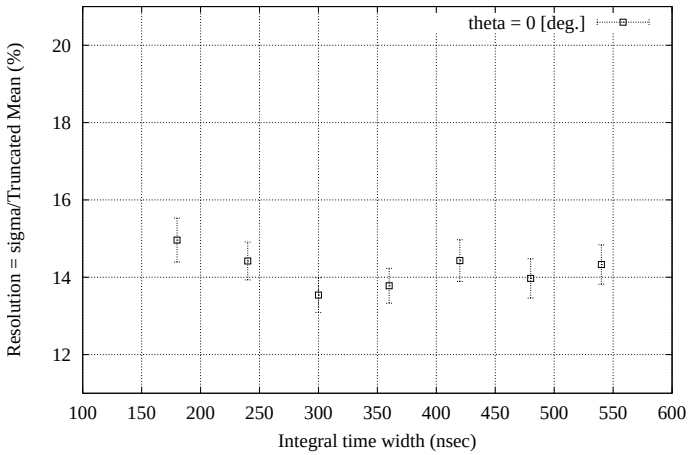

図 6.15: エネルギー損失測定分解能の積分時間幅依存性

6.6　Truncated Mean

JLC-CDC の実機では 1track に対するサンプリングのワイヤー本数は 80 本である。このような少ないサンプル数の分布のピークの値を求める方法として、2.3 に記した Truncated Mean という方法が用いられる。80 本のサンプル数の場合の Truncated Mean の算出は以下の手順で行なった。

- ビームテストでは 1track により得られるサンプル数はテストチェンバーのセル構造により、10 本となっている。よって、実機の想定ではサンプル数 80 本

であるから、ビームテストにおける 8track を実機での 1track と想定して計算する。

- 80 本のサンプルにおいて、ADC 値の大きさによって順番に並べる。
- 小さい方からある割合のサンプルを採用する。
- これらの平均値を、この飛跡のエネルギー損失値とする。

この方法で、高い値を与える tail の部分の寄与をなくし、ピークの周辺を中心とした左右に平均的な分布になる。どの割合が最高のエネルギー損失測定分解能を得られるか調べるために、Truncation の割合を 60% から 100% まで変化させてそのときのエネルギー損失分解能を求めた。なお、ここではビームテストにおける 1track のサンプリング数である 10 本でエネルギー損失測定分解能の計算を行なった。その結果を Fig.6.16 に示す。

一つのセルを通過する荷電粒子の飛跡が長くなるほど 1 セルから得られる信号が大きくなるので入射角度が大きくなるほどエネルギー損失分解能が良くなるという予想が出来る。しかし、Fig.6.16 の結果では入射角度 0° と 15° はほぼ同じ分解能で、30° では悪くなっている。これは 6.2 で述べた空間電荷効果の影響が原因であると考えられる。入射角度 0° では、ガス増幅によって出来た電子群は Fig.6.7 に示したように、センスワイヤーの 1 点に密集した状態で作られるので空間電荷効果の影響を受けやすい。よって、入射角度 0° は空間電荷によるガス増幅の飽和により、Landau 分布の tail に分布するような相対的に大きい信号は小さく測定されることになる。これにより、Landau tail に相当する部分が少ない分布となりみかけ上分解能が良くなっていると考えられる。入射角度 15° の分解能は、飛跡が長くなることにより分解能がよくなる影響と、空間電荷効果の影響が入射角度 0° より小さいことにより Landau 分布に近付き分解能が悪くなる影響を受けていて、それが入射角度 0° の分解能とほぼ一致していると考えられる。また、Truncation の割合が 80% の時にエネルギー損失測定分解能は一番良いいことが分かった。よって、Truncation は 80% でエネルギー損失の値を求めることにした。また、入射角度 0° におけるエネルギー損失値分布を Fig.6.17 に示す。

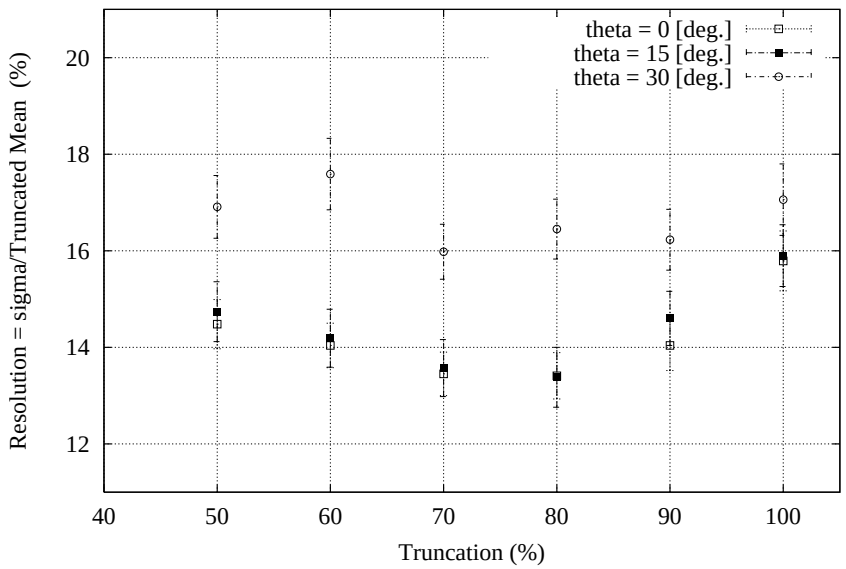

図 6.16: エネルギー損失分解能の Truncation(%) 依存性

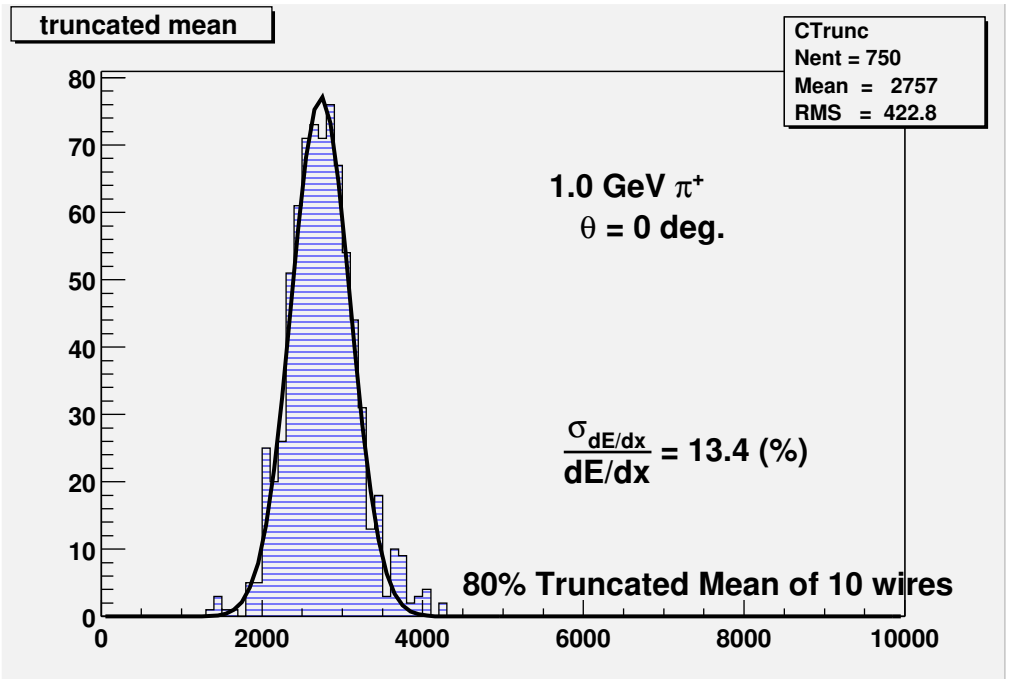

図 6.17: 運動量 1GeV π^+ の Truncated Mean 80% の分布

6.7　空間電荷効果によるエネルギー損失測定値への影響

空間電荷効果の影響がどれほど起きているのか調べるために荷電粒子の入射角度を変化させてそのエネルギー損失値への影響を測定した。その結果を Fig.6.18 に示す。縦軸のエネルギー損失値は全て単位長さ当たりに規格化した値である。

この図より、Minimum Ionized Point($\beta\gamma = 3 \sim 4$) に近い $1.0GeV/c\pi$ ではエネルギー損失値はほとんど空間電荷効果による影響をうけていないが、エネルギー損失の高い $1GeV/c\pi$ では、入射角度が大きくなることによる Fig.6.7 の効果で空間電荷効果による影響が解消されており、エネルギー損失の大きい粒子では空間電荷効果の影響を受けているのが分かった。

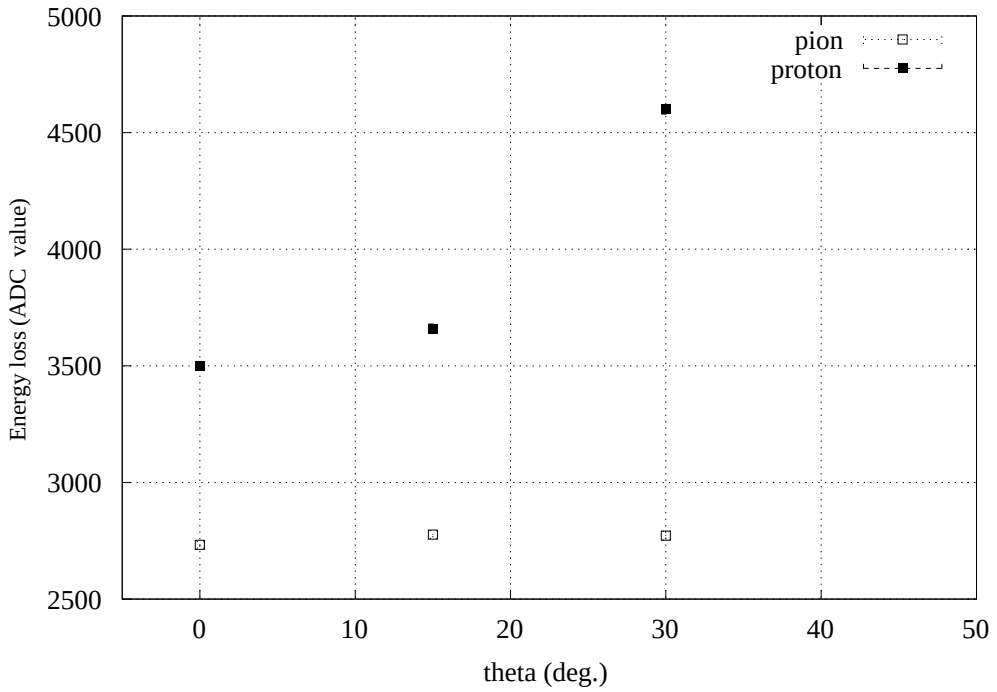

図 6.18: 空間電荷効果によるエネルギー損失値への影響 ($1GeV/c\ \ \pi$)

6.8　エネルギー損失の $\beta\gamma$ 依存性

実際に粒子の識別を行なうためには、良いエネルギー損失分解能力を得るだけではなく、エネルギー損失の値そのものが $\beta\gamma = P/Mc(P$:運動量 M:静止質量) に対してどう変化するかを測定しなければならない。そこで、ビーム運動量を細かく変えながらそれぞれ入射角度 $0°$、$15°$、$30°$ についてエネルギー損失を測定し、その依存性を調べた。その結果は Fig.6.19 で、これをそれぞれ単位長さ当たりのエネルギー損失 dE/dx に $cos\theta$ で補正し、Minimum Ionaized Point として入射角度 $0°0.5GeV/c\pi^+$ のエネルギー損失を 1 として Normalize を行なった結果を Fig.6.20 に示す。この図より、運動量の低い陽子のようなエネルギー損失が約 1.2 以上の粒子は、入射角度 θ が小さくなるほど Fig.6.7 に示す理由から空間電荷効果による影響を受けやすくなるので入射角度 $\theta = 30°$ に比べてエネルギー損失が小さく測定されることが分かった。反対にエネルギー損失が約 1.2 以下では空間電荷効果による影響はほとんどなく、どの入射角度でもほぼ同じ振舞いをすることがわかった。

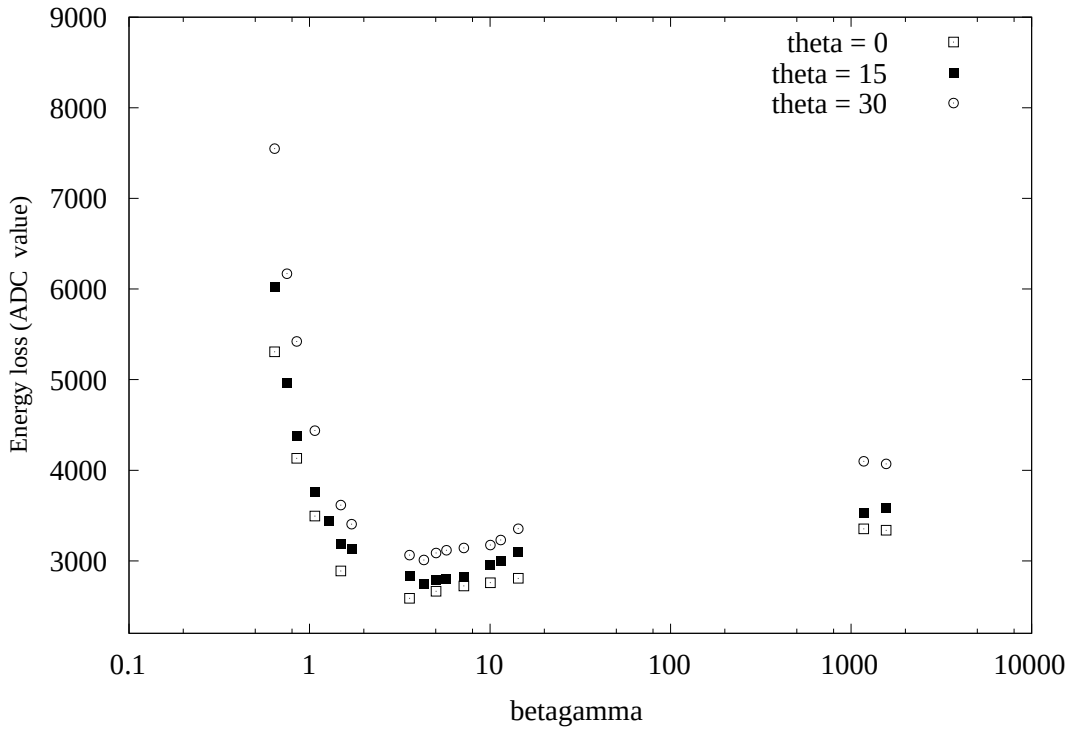

図 6.19: エネルギー損失の $\beta\gamma$ 依存性

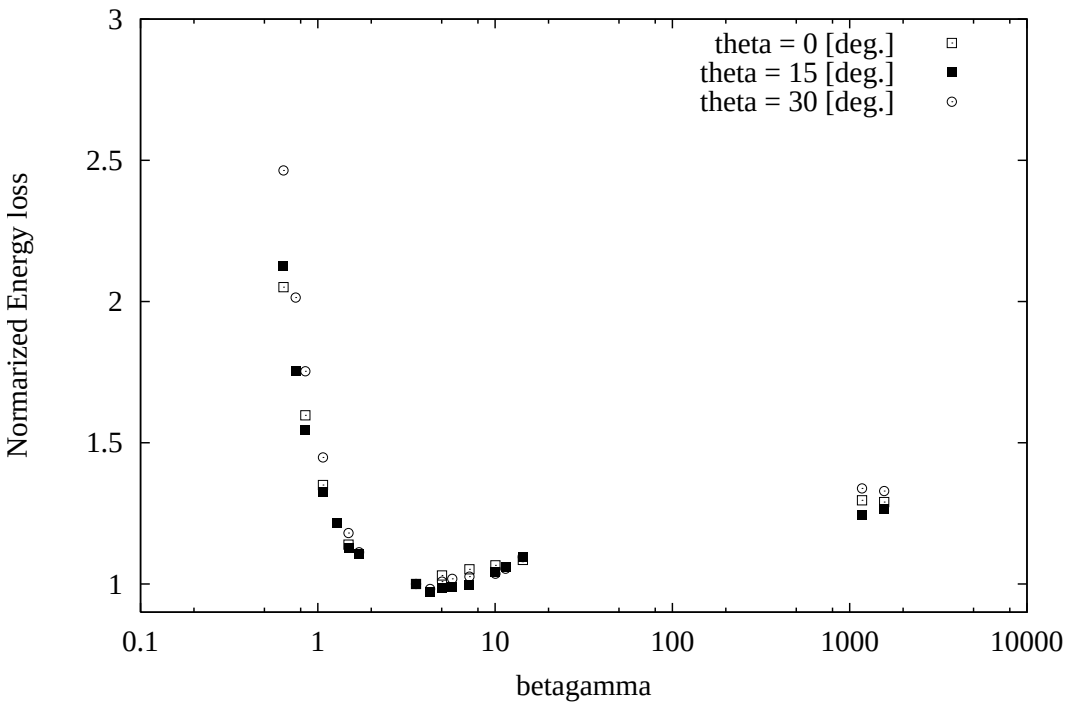

図 6.20: エネルギー損失の $\beta\gamma$ 依存性 (Normalized)

6.9　実機でのエネルギー損失測定分解能

先に述べたように、JLC-CDC の実機では 1track に対するサンプリングのワイヤー本数は 80 本である。ここで、実機においてのエネルギー損失分解能を 6.6 に記した手順で求めた。運動量 $1GeV/c\pi^+$ のエネルギー損失分解能の解析結果を表 6.1 に示す。この表より、このミニジェットセルは他のドリフトチェンバーと変わらないエネルギー損失分解能を持つことがわかり、ガス増幅度の研究でも観測できた空間電荷効果によるガス増幅の飽和現象は、エネルギー損失測定分解能を悪くするのではなく、逆に分解能をみかけ上良くすることが分かった。しかし、単にエネルギー損失による粒子識別は測定分解能だけで表すのではなく、エネルギー損失値の差も重要となってくる。例えば、ストリーマーモードでチェンバーを動作させれば、確かにエネルギー損失分布の幅は小さくなるが、エネルギー損失値そのものは殆んど入射粒子の $\beta\gamma$ に依らなくなり粒子識別能力は悪くなる。そこで、6.10 ではこの粒子識別能力について評価する。

入射角度 (deg.)	エネルギー損失分解能 (%)
0	5.2
15	5.0
30	6.4

表 6.1: エネルギー損失分解能の入射角度依存性

6.10　エネルギー損失値による粒子識別能力

エネルギー損失値による粒子識別能力は、2.3 の式 2.12 に示す粒子識別能力 T で表す。ここで、運動量 $1GeV/c$ の π^+ と $proton$ の実機における粒子識別能力を表 7.2、図 6.21 に示す。この結果より、どの入射角度においてもほぼ同じ粒子識別能力があることが分かった。つまり、空間電荷効果が強く起きていると考えられる入射角度 0° でもこのような粒子識別能力が得られたことにより、空間電荷効果が強く起きる $CO_2/isoC_4H_{10}(90/10)$ 混合ガスでもエネルギー損失による粒子識別が行なえることが分かった。

入射角度 (deg.)	粒子識別能力 T
0	4.6
15	5.1
30	5.1

表 6.2: エネルギー損失測定値による粒子識別能力

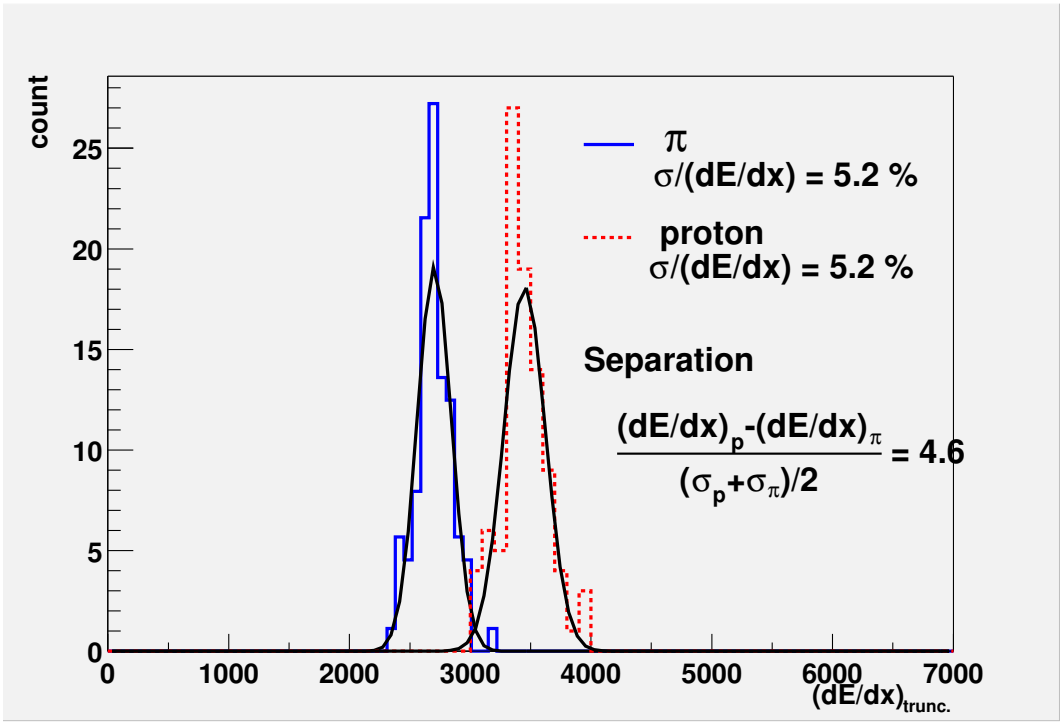

図 6.21: $p\pi$ *separation*

第7章　結論

$CO_2/isoC_4H_{10}(90/10)$ 混合ガス中のミニジェットセル型ドリフトチェンバーのエネルギー損失分解能の測定を行なった結果、実機を想定したサンプル数 80 本の分解能は表 7.1 に示すように良い分解能が得られることがわかった。

入射角度 (deg.)	エネルギー損失測定分解能 (%)
0	5.2
15	5.0
30	6.4

表 7.1: エネルギー損失測定分解能

また、実機における粒子識別能力を運動量 $1GeV/c$ の π^+ と $proton$ で調べた結果、表 7.2 に示す粒子識別能力が得られ、空間電荷効果が強く起きていると考えられる入射角度 0° でも、空間電荷効果の影響が少ない入射角度 30° とほぼ同じ粒子識別能力が得られることが分かった。また、入射角度 θ を変化させて測定した結果 Fig.6.20

入射角度 (deg.)	粒子識別能力 T
0	4.6
15	5.1
30	5.1

表 7.2: エネルギー損失測定値による粒子識別能力

により、エネルギー損失値約 1.2 以下の粒子は入射角度によらず同じふるまいをすることが分かった。しかし、運動量の低い陽イオンのようなエネルギー損失値約 1.2 以上の粒子は、空間電荷効果の影響を受けていることが分かった。また、その空間電荷効果は入射角度 $\theta = 15^\circ$ 付近まで影響し、30° 付近になると急激に解消することが分かった。

以上の理由により、空間電荷効果が強く起きる $CO_2/isoC_4H_{10}(90/10)$ 混合ガスにお

いてエネルギー損失測定値を用いた粒子識別が可能であることが分かった。また、JLC-CDCが充填ガスとして使用する予定である$CO_2/isoC_4H_{10}(90/10)$混合ガスは、ガスの特性により良い位置分解能が得られることが黒岩氏の研究により分かっており、今回このエネルギー損失分解能および粒子識別能力においてもこのような結果が得られたことは、高い位置分解能を保ったままエネルギー損失による粒子識別が可能であることを示し、この混合ガスの有用性が高いことを示した。

謝辞

本実験の機会を与えて頂くとともに、三年間指導教官として御指導して頂きました仁藤修先生に深く感謝致します。
また、JLC-CDC グループの皆様には、様々な御意見、御指導を頂き厚く御礼申し上げます。中でも、奥野英城氏には四年のガス増幅の研究のころから研究の進め方、研究者としての考え方、そして研究のアドバイスなどを御指導頂き、深く心から感謝致します。また、藤井恵介氏には解析が行き詰まった際など、問題解決のために朝まで一緒に取り組んで下さったことを深く感謝致します。小林誠氏にはビームテスト以後、毎週解析経過を見て頂き様々な御意見、御指導を頂き深く感謝致します。

ビームテストにおいて、シフトに入って下さった黒岩氏、保科氏、小西氏、崎枝氏、鈴木氏、小川氏、橋口氏、早坂氏には大変感謝しております。皆様の協力なしでは、このビームテストでこのような成果はあげられなかったと思います。深く感謝致します。また、同輩である崎枝邦史郎氏、鈴木義秀氏がいたからこそ、大学四年生から三年間の研究生活はとても充実した三年間になったと思っています。深く感謝致します。
また、研究室の皆様にも大変お世話になり、感謝致しております。

最後に、本当にたくさんの方々から御助力を頂いたことに心から深く感謝致します。

参考文献

[1] 中村祐介 「ドリフトチェンバーにおける混合ガス中の電子のガス増幅率の測定」 東京農工大　卒業論文 (1999)

[2] 鈴木義秀 「ドリフトチェンバーガス中における電子の拡散」 東京農工大 修士論文 (2001)

[3] 崎枝邦史郎 「平行紫外線レーザービームを用いたドリフトチェンバー中の近接二飛跡分離」 東京農工大 修士論文 (2001)

[4] 塚本恵子 「粒子識別能力をもつ B ファクトリー用高精度中央飛跡検出器の開発研究」 東京農工大 博士論文 (1996)

[5] 須藤 訓 「小さいジェットセル構造をもつ大型ドリフトチェンバーの開発研究」 東京農工大 修士論文 (1997)

[6] 黒岩洋敏 「Study of two-track separation in a jet chamber」 東京農工大 修士論文 (1999)

[7] K. クラインクネヒト著/高橋嘉右・吉城肇共訳 「粒子線検出器」

[8] A.H.Walenta,J.Fisher,H.okuno and C.L.Wang, *Nucl. Instr. and Meth.* **161**(1979)45.

[9] I.Lehraus,R.Matthewson and W.Tejessy, *Nucl. Instr. and Meth.* **200**(1982)199.

[10] W.Blum and L.Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers, SpringerVerlag* **P.30**

[11] F.Sauli, CERN 77-09 3 MAY 19

[12] W.W.M.Allison and J.H Cobb, *Ann.Rev.Nucl.Sci.* **30**,253 (1980)