修士学位論文

$\mu^+ \rightarrow \mathrm{e}^+\gamma$ 崩壊探索実験のための ドリフトチェンバーの研究開発

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻

96098

西口 創

（素粒子物理国際研究センター 森 俊則 研究室）

2001年1月

Contents

1 序論 **2**
- 1.1 標準理論におけるμ 粒子崩壊 3
  - 1.1.1 標準理論におけるμ 粒子の性質 3
  - 1.1.2 レプトンフレーバ保存 4
- 1.2 レプトンフレーバの保存を破る物理 5
  - 1.2.1 標準理論と LFV 5
  - 1.2.2 超対称性理論と LFV 6
  - 1.2.3 LFV 探索の現状 10

2 $\mu^+ \to \mathbf{e}^+\gamma$ 崩壊探索実験 **12**
- 2.1 $\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ 探索におけるバックグラウンド 12
  - 2.1.1 シグナル 12
  - 2.1.2 バックグラウンド 12
  - 2.1.3 感度 14
- 2.2 $\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ 検出器 14
  - 2.2.1 ビーム 15
  - 2.2.2 液体 Xe γ 線検出器 16
  - 2.2.3 e^+ スペクトロメータ 17
  - 2.2.4 現在の開発状況 18

3 ドリフトチェンバー **19**
- 3.1 $\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ ドリフトチェンバーの概要 19
  - 3.1.1 構造 20
  - 3.1.2 ガス 22
  - 3.1.3 カソード読みだし 23
- 3.2 シミュレーションによる考察 25
  - 3.2.1 ガス混合の影響の考察 25
  - 3.2.2 バーニァパターンの考察 30

4 プロトタイプドリフトチェンバーの性能評価実験 **37**
- 4.1 実験の目的 37
- 4.2 プロトタイプドリフトチェンバー 37
  - 4.2.1 構造 37
  - 4.2.2 カソードパート 41
- 4.3 実験セットアップ 42
  - 4.3.1 ガス 42

4.3.2 測定方法 44
4.4 データ解析 51
4.4.1 ガス増殖度 51
4.4.2 到達時間測定 54
4.4.3 ドリフト速度 56
4.4.4 位置分解能-r 方向 57
4.4.5 位置分解能-z 方向 65

5 結論 76
5.1 結果のまとめ 76
5.2 今後の課題 79

A バーニァパッド の追試実験 82

Abstract

$\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊探索実験は、レプトンフレーバ非保存事象の探索を通して、超対称性大統一理論に代表されるような新しい物理へ迫ることを目指して、発案された実験である。実験は、スイス国立 Paul Scherrer Institut (PSI) にて 2003 年に開始する予定である。

現在、我々 東京大学素粒子物理国際研究センターのグループを中心に、早稲田大学理工学総合研究センター 道家・菊地研究室のメンバー、文部科学省高エネルギー加速器研究機構のグループ、そしてスイス国立 PSI 研究所、イタリア国立素粒子原子核研究機構 (INFN)・Pisa 大学、ロシア国立 Budker 原子核研究所、の各グループが協力して、2003 年の本実験開始に向けて、活発に研究開発を進めている。

$\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊探索実験では、その予測される崩壊分岐比が非常に小さいために、生成される e^+ と γ とを可能な限りの高分解能で検出することが求められる。この要求に応えるため、$\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊探索実験では、液体 Xe を使った γ 線検出器と、新しいタイプの e^+ スペクトロメータとを採用する。本研究は、この e^+ スペクトロメータで飛跡検出を担うドリフトチェンバーの開発研究である。

本稿では、この $\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊探索実験のための e^+ 飛跡検出用ドリフトチェンバーの研究開発についてまとめる。まず、実機で求められる性能について概観し、次いで計算機シミュレーションによる考察を通して、プロトタイプドリフトチェンバーのデザインにまで議論を展開する。このようにして作成したプロトタイプドリフトチェンバーを説明し、放射線照射による性能評価実験の概要と結果を報告する。

Chapter 1

序論

20 世紀の物理学、とりわけ素粒子物理学の発展の歴史を振り返ると、その発展の根底には常に「対称性」という概念が存在する。それは、物質の究極の構成要素の探索とその間にはたらく相互作用の解明という素粒子物理学の目的の達成のために、最も本質的な概念として極めて有用である。新しい素粒子物理学理論は、新しい対称性の導入を伴い、その検証はその対称性の実験的な確認でなされる。そして、その対称性の破れを探索することが、更に大きな枠組の新しい物理を構築する礎となってきた。1950 年代から 60 年代にかけて発見された弱い相互作用によるパリティ不変性の破れ、ハドロンの $SU(3)$ 対称性による整理・分類、K^0 メソンの崩壊における CP 対称性の破れの発見。これらは、その後の素粒子標準理論の華々しい発展の出発点となったと言っても過言ではない。

現在の素粒子物理学の課題は、この標準理論を実験的に確立するとともに、より高いエネルギースケールで成立すると思われる、標準理論を越える新しい物理を探索することである。よく知られている通り、新たな素粒子の探索、それらの間にはたらく相互作用の精密測定には、「加速器」と呼ばれる、装置と呼ぶには大規模過ぎる装置を用いてなされる。素粒子物理学の発展は、この加速器の大規模化・高エネルギー化とともに歩んで来た—素粒子物理学が高エネルギー物理学と呼ばれる結縁である。近年、この加速器は更なる高エネルギー化の為に一国では維持・管理が困難になるほど大規模なものとなり、費される費用も各国の国費を投入するほど膨大なものとなってきてしまった。このような状況のもと、現在の素粒子物理学実験は、大まかに次のような種類のものに分類してもいいだろう。第一には今まで通り、大規模な加速器を開発し、更なるエネルギーフロンティアを目指すといったもの。これには、間もなく運転が再開される、米国フェルミ国立研究所の Tevatron(RUN-II) や、2005 年実験開始を目指して現在研究開発が進められている欧州素粒子原子核研究機構 (CERN) の 大型ハドロン衝突型加速器 LHC などが挙げられる。第二には、ニュートリノを用いた実験である。ニュートリノは地球に飛来する宇宙線から大量に生成されるし、既存の加速器を用いても簡単に大量に生成することが可能である。しかしながら、その検出の困難さから今まで、その発展は遅々として進まなかった実験領域でもある。ところがスーパーカミオカンデ実験に代表されるように、近年の測定器の飛躍的な発展とともに、ニュートリノの検出・相互作用の精密測定も可能になり、大型加速器に代わる有力な研究手段であると言えるようになった。そして、第三に挙げられるのが、既存の加速器を用いた稀崩壊事象探索実験である。新たな大規模加速器の開発が非常に大がかりなものになった現在、先に述べた素粒子物理学の発展のための道筋を探る上で、極めて有望な研究手段であると言えよう。

一般に稀崩壊は、低次の効果が何らかの要因で抑制されているために、高次の効果によって引き起こされる。そのため、低次効果に妨げられることなく高次の相互作用を調べることが可能に

なる。また、低次の効果ではあるが、関与する粒子の質量が大きいために抑制されている現象を検出出来る可能性があり、低エネルギーの現象でありながら、標準理論を越える物理を探索出来る可能性を持っている。我々は、この稀崩壊探索実験の強みを生かし、$\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ 崩壊の探索を通じて、標準理論を越える新たな物理を探り、より大きなエネルギースケールに迫ることを目指している [1]。

まず、本章では序論と題して、本研究の物理的な背景を簡単にまとめる。最初に、μ 粒子の標準理論の枠内における性質、主に崩壊過程について述べ、次いで、標準理論においては厳密に要求される「レプトンフレーバの保存」を破るような崩壊の可能性と、それに纏わる物理について簡単に述べる。

1.1 標準理論におけるμ 粒子崩壊

1.1.1 標準理論におけるμ 粒子の性質

1937 年に Neddermeyer と Anderson によって宇宙線中に見出された μ 粒子は、その後の素粒子物理学の発展とともに様々な精密測定がなされ、現在では、素粒子標準理論における第二世代の荷電レプトンであることが分かっている。良く知られている通り、標準理論は既知の素粒子を３つの世代に分類して整理し、その相互作用は、$SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ ゲージ理論によって記述される。

標準理論においては、μ 粒子は、ほぼ 100% が

$$\mu^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu$$
$$\mu^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$$

という **Michel** 崩壊をする。この Michel 崩壊は、$W^\pm$ ゲージボソンを介した荷電ウィークカレント相互作用によって引き起こされる。

現在、観測されている μ 粒子崩壊は、この Michel 崩壊の他に γ を伴う幅射崩壊

$$\mu^- \to \mathrm{e}^-\bar{\nu}_e\nu_\mu\gamma$$

と、γ の代わりに e^+ e^- ペアを伴う

$$\mu^- \to \mathrm{e}^-\bar{\nu}_e\nu_\mu\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$$

がある。現在得られている各々の崩壊分岐比は、Table 1.1 の通り。[*]

標準理論においては、素粒子の相互作用の過程においてレプトン数と呼ばれる量子数が保存される。すなわち、相互作用の前後で様々の素粒子が生成・消滅をする際、総レプトン数は常に保存するのである。更に、レプトンにおいてはこのレプトン数に加えて、世代毎のレプトン数である「フレーバ」(香り) と呼ばれる量子数も厳密に保存される。Table 1.1 に挙げた各々の崩壊モードを見ると明らかである。Michel 崩壊を例にとって見ると、反応前では μ 数 L_μ が $+1(\mu^-)$ であるのに対して反応後では、μ 数 L_μ は $+1(\nu_\mu)$、e 数 L_e は $+1(\mathrm{e}^-) - 1(\bar{\nu}_e) = 0$ と、保存していることが分かる。他の崩壊モードにおいても同様である。このフレーバの保存は、ニュートリノの質

---

[*] 低エネルギーでの μ 粒子の幅射崩壊は、ソフトフォトンを伴う Michel 崩壊と明確に区別することが不可能なので、ここに挙げた分岐比は E_γ >10MeV に対するものである。

Decay mode	Branching ratio	Reference
$\mu^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$	$\sim 100\%$	
$\mu^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \gamma$	1.4± 0.4%	[2]
$\mu^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu e^+ e^-$	$(3.4 \pm 0.4) \times 10^{-5}$	[3]

Table 1.1: 観測されている μ 粒子の崩壊モードとその分岐比

量を 0 としている標準理論では当然の帰結であり、厳密に守られなくてはならない対称性であるが、近年報告されたスーパーカミオカンデ実験の結果によるとレプトンにおけるフレーバ保存はクォークでのそれと同様、破られている可能性がある。もし、レプトンフレーバの保存の破れがあるとすると、$\mu \to e\gamma$ といった崩壊も許されることになる。このレプトンフレーバの保存を破るような物理は、標準理論を越える新たな物理への有力な足掛かりとなる。

1.1.2　レプトンフレーバ保存

前節で見たように、現在までに観測されている μ 粒子の崩壊は、完全にレプトンフレーバの保存を守っている。一方、クォークに関してはバリオン数は世代毎に保存されない。実際、K^+ メソンの崩壊では第 2 世代のストレンジクォークが第 1 世代のアップクォークに変換されている。

このようなクォークとレプトンでの世代を越えた混合の振舞の違いは、標準理論における「ニュートリノは質量を持たない」という前提に関連している。標準理論では、クォーク、レプトンといった物質粒子は、ゲージ粒子とゲージ相互作用、ヒッグス粒子と湯川相互作用をするが、このうちゲージ相互作用は世代を区別しない。この性質は、ゲージ対称性によって保証され、ゲージ相互作用の普遍性と呼ばれている。これに対し、湯川相互作用は同じ世代のクォーク間をつなぐばかりでなく、世代を越えた相互作用もありうる。ただし、適当なユニタリ変換をすることによって、湯川相互作用の一部は対角化することが可能である。この際でも、ゲージ相互作用は、先述の普遍性により変更されない。クォークは、電荷 $+\frac{2}{3}e$ のクォークと $-\frac{1}{3}e$ のクォークに質量を与える 2 種類の湯川相互作用を持ち、このうち一方の湯川相互作用はユニタリ変換の自由度によって対角化することが出来るが、両方とも同時に対角化することは出来ない。その結果、クォークにおいてはフレーバ混合が残ってしまう。これに対して、レプトンの場合には標準理論のニュートリノの質量がゼロであるという前提のため、湯川相互作用は 1 種類しか存在せず、完全に対角化することが可能である。そのため、レプトンに関する相互作用は必ず同世代間で変換が起き、フレーバの混合は、標準理論では厳密に禁止される。

しかし、1998 年、スーパーカミオカンデ実験において大気ニュートリノ反応の天頂角分布にニュートリノ振動の兆候が発見され、これまでゼロと考えられていたニュートリノの質量はゼロではなく、ニュートリノの世代間の混合は最大に近いということが示された [4, 5, 6]。これは、前述のレプトンフレーバの保存が破られている可能性を示し、新しい物理への足掛かりとなる期待が高まっている。

1.2　レプトンフレーバの保存を破る物理

前節で示したように、標準理論ではレプトンフレーバの保存は厳密に守られねばならない重要な対称性であるが、近年、その保存が破られている可能性が示唆された。ここでは、このレプトンフレーバの保存の破れ (Lepton Flavor Violation : **LFV**) を引き起こす物理について簡単にまとめる。

1.2.1　標準理論と LFV

ニュートリノにおける LFV は、ほぼ確実なものであるが、この LFV が、標準理論を拡張するだけで解決出来る問題なのか、それとも新たな物理の介在する問題なのかは分からない。これは、荷電レプトンでの LFV の直接観測を待たねばならない。例えば、本研究の $\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ 崩壊のような LFV 過程をニュートリノが質量を持つように拡張した標準理論の枠内で考えてみよう。標準理論における、μ 粒子崩壊のファインマンダイアグラムは、Fig. 1.1(a) のように表されるが、ここでニュートリノに質量がありニュートリノ振動が起きたと仮定すると、Figure 1.1(b) のように $\nu_\mu \to \nu_e$ という転換を通して $\mu \to e\gamma$ が可能になる。

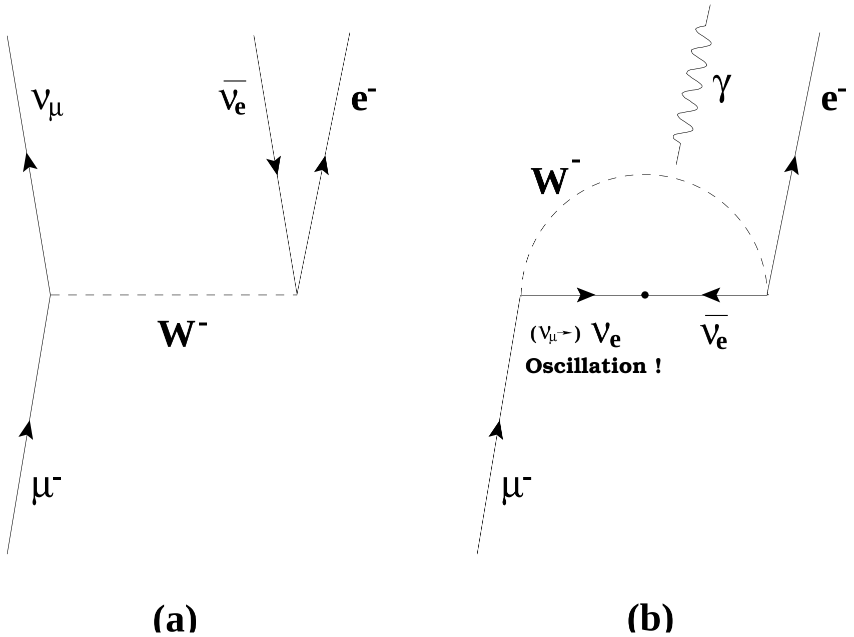


Figure 1.1: 標準理論での μ 粒子崩壊のダイアグラム (a) と、標準理論でニュートリノ振動が起きたと仮定した際に可能となる $\mu \to \mathrm{e}\gamma$ 崩壊のダイアグラム (b)

しかしながら、このモデルで MNS 行列 V_{MNS} †を用いることで予測される $\mu \to \mathrm{e}\gamma$ 崩壊の分

---

† Maki-Nakagawa-Sakata 行列のことで今の場合、対角化された質量基底にあるニュートリノ場 ν_{Li} をフレーバ基底にあるニュートリノ場 ν_{La} へ変換する

$$\nu_{La} = \sum_i (V_{MNS})_{ai}\nu_{Li},$$

で与えられるような行列。詳細は、牧・中川・坂田のオリジナル [7] を参照のこと。最近の解説では、[8] に詳しい。

岐比 Br[9] はニュートリノの質量のオーダーを 1eV と仮定して計算しても、

$$Br(\mu \to \mathrm{e}\gamma) \sim 10^{-47}$$

と極めて小さな値しか得られず、到底観測することは不可能である。また、シーソータイプのマヨラナニュートリノ模型 [10] を導入すると、制限因子 $\frac{m_{\nu_i}^2}{m_W^2}$ を $\frac{m_{\nu_i}}{M_R}$ (M_R は、重たい右巻きマヨラナニュートリノ ν_R の質量) のオーダーで置き換えることが出来るが、例え $M_R \sim 10^{10}$GeV と仮定しても

$$Br(\mu \to \mathrm{e}\gamma) \sim 10^{-40}$$

としかならない。すなわち、大気ニュートリノ・太陽ニュートリノの観測結果から現在考えられているニュートリノ質量を標準理論に組み込んだだけでは、LFV の分岐比は実験で到達できる感度では到底到達出来る範囲にはない。

1.2.2　超対称性理論と LFV

これまで見てきたように、最も簡単な標準理論の枠内には、LFV 過程の入り込む余地はなく、ニュートリノの有限質量という仮定を導入したところで、予測される分岐比は $Br \sim 10^{-40}$ と極めて微小である。しかし、標準理論以外の粒子や相互作用の関与する過程では LFV が起こっても不思議ではない。例えば、近年、標準理論を超える素粒子物理学理論の候補として注目されている「超対称性理論 (SUSY)」において新たに導入される粒子と、その相互作用を考慮に入れると、自然な形で LFV が導かれる。以下では、この超対称性理論のエッセンスを簡単にまとめ、次いでどのような形で LFV が起こるのか概観することにする。（ただし本稿は、あくまでも「実験のおはなし」なので、超対称性理論のエッセンスと言っても、フレーバ問題に関連する所に的を絞って、最小限に止める）

超対称性とはボソンとフェルミオンの間の対称性のことで、超対称性理論は場の理論の一模型として 1970 年代に導入された。標準理論の階層性問題との関連から、超対称性理論の現象論的側面が活発に議論されるようになったのは 80 年代に入ってからである。現在、標準理論は様々な角度からの実験的検証を受け、100GeV 程度のエネルギースケールでは、良くデータを再現し、何の変更も必要としないことが分かっている。しかし、同時に、標準理論には Planck スケールという 10^{19}GeV 程度の適用限界のエネルギースケールが存在することが知られている。Planck スケールは、標準理論で考慮されていない重力相互作用が他のゲージ相互作用と同程度の強さになると考えられているエネルギースケールであり、これを越えると標準理論は超弦理論のような重力を含む統一理論によって置き換えられるものと考えられている。もし大統一理論が正しいとすると、標準理論が Planck スケールまで 17 桁以上のエネルギー領域にわたって何の変更も受けずに成立することになるが、このエネルギースケールの階層性は、現在の場の理論の知識では非常に不自然なパラメータの微調整の結果としてしか実現することが出来ず、これは標準理論の「階層性問題」として知られる。このような適用限界の存在や、階層性問題を自然な方法で解決出来る理論として、超対称性理論は注目されている。例えば、大統一理論では、標準理論で現れる 3 つの結合定数 $\alpha_i (i = 1, 3)$ が、あるエネルギースケールで一つに統一されるべきであるが、超対称性を導入して拡張した超対称性大統一理論 (SUSY-GUT) では、Figure1.2 のように、自然な形で統一される。

現在、超対称性を導入したモデルは枚挙に暇がないほど議論されているが、標準理論に最小の拡張を施すに止めた超対称性標準模型 (MSSM) を例にとって、そこで導入される新しい粒子と、その相互作用を簡単にまとめてみる。その後、LFV を引き起こす物理へと話を戻すことにする。

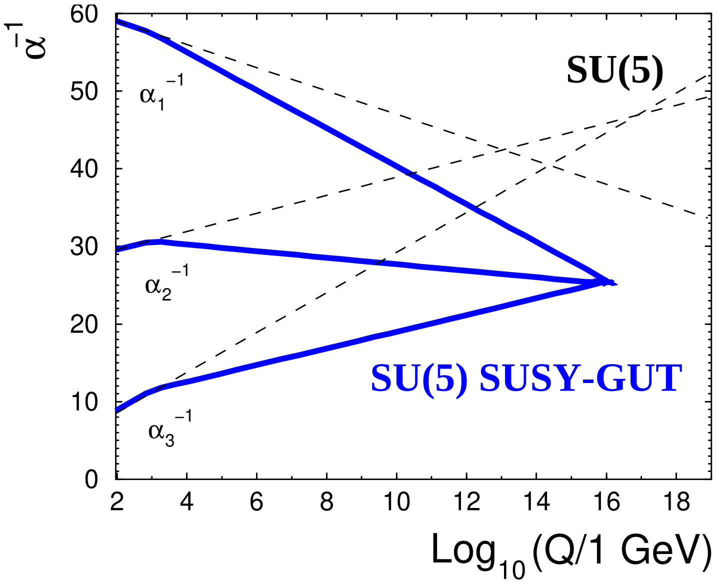


Figure 1.2: 超対称性大統一理論で 3 つの結合定数が統一される様子。点線で表してあるのが、超対称性を導入する前の SU(5)GUT。実線で表してあるのが、超対称性を導入した SU(5)SUSY-GUT。10^{16}GeV 付近で 1 つに統一されるのが分かる。

超対称性理論では、標準理論での素粒子各々に対して超対称性粒子 (スーパーパートナー) と呼ばれる新粒子を導入する。すなわち、超対称性はボソンとフェルミオンを繋ぐ対称性であるので、標準理論におけるボソンに対してはフェルミオンを、フェルミオンに対してはボソンを、新しく導入するのである。クォーク (q)・レプトン (ℓ) に対してはスカラクォーク ($\tilde{q}$) ・スカラレプトン ($\tilde{l}$)、ゲージボソンに対してはゲージーノ、ヒッグスに対してはヒッグシーノという要領である。また、電弱統一が破れた後は、各種のゲージーノ、ヒッグシーノがそれぞれお互いに混合され、チャージーノと呼ばれる 2 つの荷電ディラックフェルミオン、ニュートラリーノと呼ばれる 4 つのマヨラナフェルミオンが導入される。更にヒッグスセクターでは、SUSY モデルは、少なくとも 2 つのヒッグス 2 重項を含むことになる。標準理論で現れる素粒子と 超対称性理論で導入される新しい粒子との対応を Table 1.2 にまとめておく。

SM particles	SUSY super-partners
quark (q)	scalar quark ($\tilde{q}$)
lepton (ℓ)	scalar lepton ($\tilde{\ell}$)
gluon (G)	gluino ($\tilde{G}$)
$W^{\pm}, Z^0, \gamma$,	chargino ($\tilde{\chi}_i^{\pm}$)($i = 1, 2$)
Higgs boson ($h, H, A, H^{\pm}$)	neutralino ($\tilde{\chi}_i^0$)($i = 1, 4$)

Table 1.2: 超対称性理論で導入される超対称性粒子

また超対称性理論では、対称性を保つため超対称性粒子に関する新たな相互作用も導入しなければならない。例えば、標準理論でのゲージ相互作用に対応して、ゲージーノを吸収・放出することでクォーク・レプトンがスカラクォーク・スカラレプトンに転換されるような相互作用が必

要で、同様に標準理論でのヒッグス場を介した湯川相互作用に対応して、クォーク・レプトンがヒッグシーノを吸収・放出することでスカラクォーク・スカラレプトンに転換されるような相互作用も存在することになる。

もし、超対称性理論が正しいとすれば、数 100GeV 程度の領域に超対称性粒子群が発見されるはずであり、前述の CERN LHC などの次世代大型加速器の重要な探索テーマになっている。しかし、直接超対称性粒子群を発見出来なくても、量子補正を通じて様々な過程に超対称性粒子の関与する効果が現れる可能性がある。特に LFV は超対称性理論では一般的に期待出来る効果であり、しかも後で述べるように、現在の実験上限値の僅か先にその存在を示唆するモデルも提唱されている。最後に、超対称性理論の LFV に纏わる部分に関して簡単にまとめておく。

LFV は、「超対称性の破れ」と関連して説明される。超対称性が厳密に成り立っているとすると、粒子とその超対称性粒子の質量は縮退していることが導かれる。しかし、現実にはそのような超対称性粒子は存在せず、低エネルギー領域では超対称性は破れていなければならない。つまり、超対称性の破れの効果によって超対称性粒子群は縮退を解かれ、異る質量を持つことが出来る。このようにして考えると、スカラレプトンはレプトンと関係の無い質量を持つことが可能になり、レプトンとヒッグス場との湯川相互作用を対角化しても、スカラレプトンの質量行列は同時に対角化出来るとは限らない。もしスカラレプトンの質量固有状態でこの相互作用を見ると、Figure 1.3 のように異るフレーバを持つレプトンとスカラレプトンを繋ぐ相互作用が発生し、結果 LFV が引き起こされる [11]。

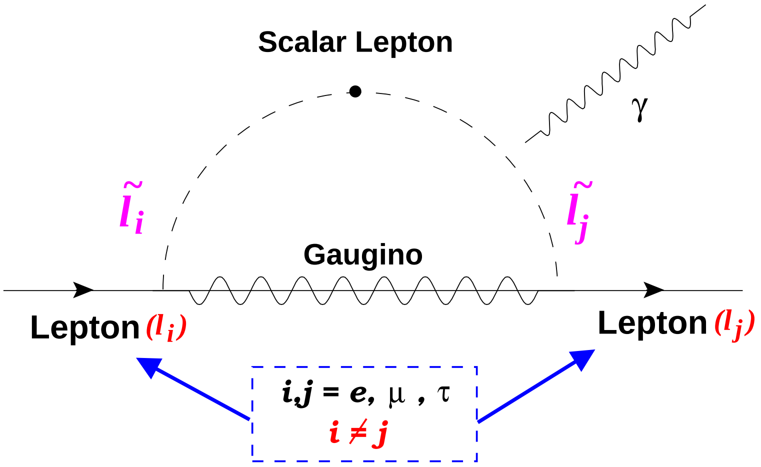


Figure 1.3: 超対称性を導入して LFV が起こるダイアグラム

このゲージーノとの相互作用でどの程度 LFV が起こるのかは扱う物理のモデルに依存するが、前述の超対称性大統一理論 (SUSY-GUT) は、非常に高いエネルギースケールでのレプトン–スカラレプトンの相互作用の効果が量子補正を通して LFV を引き起こすことを予言しており、そこでは近い将来観測可能な大きな分岐比が見込まれている [12, 13]。

例えば、$SU(5)$ 群を用いた $SU(5)$ SUSY-GUT モデルでは、Figure 1.4 のようなダイアグラムを通して $\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ が可能となる。(ただしこれは、ほんの一例)
また、その分岐比は $\tilde{e_R}$ の質量の関数として Figure 1.5 のように予測されている [14]。ここで、SUSY パラメータとして $M_2(SU(2)$ ゲージーノの質量) と $\tan\beta$(2 つの Higgs 真空期待値の比

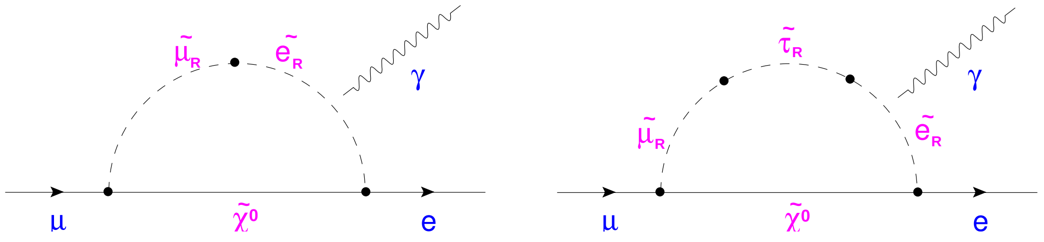


Figure 1.4: SU(5) SUSY-GUT モデルでの $\mu^+ \to e^+\gamma$ ダイアグラムの例

$< H_2^0 > / < H_1^0 >$) を入力値として 4 種類用意してプロットしてある。また 2 つのプロット (a)、(b) はそれぞれヒッグシーノ質量パラメータ μ の符号 + / − に対応している。

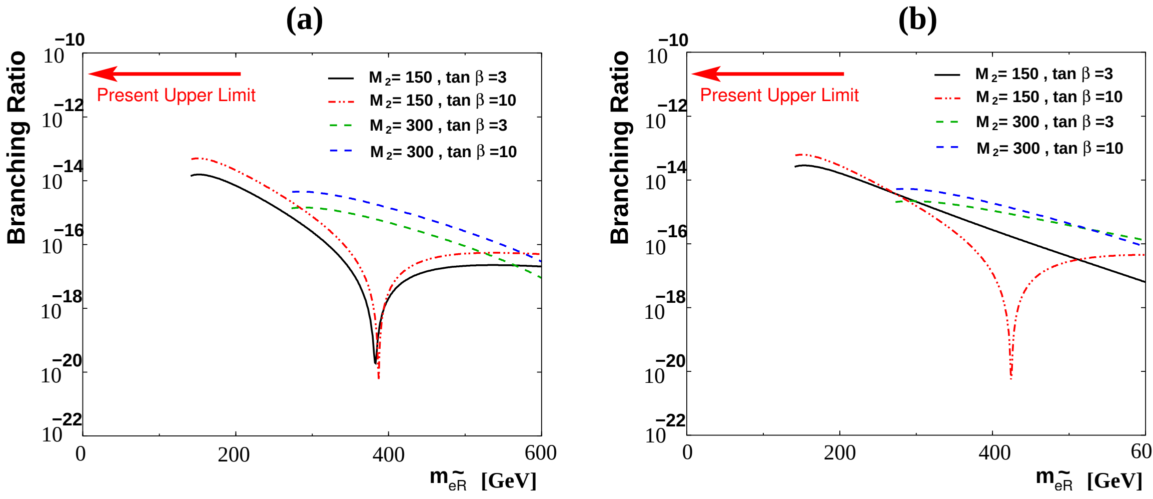


Figure 1.5: SU(5) SUSY-GUT モデルで予測される $\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊分岐比。$\tilde{e_R}$ の質量に対する関数として表してある。((a):$\mu > 0$、(b):$\mu < 0$)

更に、$SU(5)$ SUSY-GUT モデルの代わりに、大統一エネルギースケールにおいてカイラル対称性が回復するように拡張された $SO(10)$ SUSY-GUT モデルを用いて計算すると、$(m_\tau^2/m_\mu^2) \sim 100$ のファクターが有効に効いて、崩壊分岐比は $10^{-13} - 10^{-11}$ にまで上ると予想されている [12, 13]。

現在の $\mu \to e\gamma$ 崩壊分岐比の実験上限値は、1.2×10^{-11} [15] であるので、あと少しで $\mu \to e\gamma$ 崩壊事象を検出できる可能性が高いことが分かる。また、前述したような標準理論の枠内に留まってニュートリノ質量の部分だけ拡張しただけで計算した分岐比と違い、非常に大きな割合で $\mu \to e\gamma$ が起こり得る可能性があることも見てとれる[‡]。

[‡] $\mu \to e\gamma$ 崩壊の理論的側面の詳しい解説は、前出の [11, 12, 13] や、[14]。$\mu \to e\gamma$ 過程そのものに関してさらに詳しく扱ったものとして [16] がある。また、神岡の結果との関連では [17, 18]、$\mu \to e\gamma$ に拘らず μ 粒子の LFV 過程全般についての一般的な解説は [19] に詳しい。

1.2.3 LFV 探索の現状

今まで、述べて来たように標準理論においては厳密に禁止されている LFV であるが、スーパーカミオカンデ実験での結果より、もはやニュートリノにおける LFV は揺るぎ無い事実となりつつあり、荷電レプトンでのそれに至っては、ひとたび観測にかかればそれは即、標準理論を越えた新しい物理への貴重な足掛かりとなる。また、超大型加速器を用いて超対称性粒子を直接観測するのではなく、低エネルギー領域で観測する、すなわち既存の加速器で実験が出来るので、現在、多数の研究機関で活発に LFV 探索実験が行われている。ここでは、現在に至るまでの LFV 探索実験の成果と今後の展望について、簡単にまとめる。

現在までに LFV 探索がなされた、μ 粒子、K メソンを用いた主な崩壊モードには

$$\mu \to \mathrm{e}\gamma\ ,\ \mu \to \mathrm{eee}\ ,\ \mu\mathrm{A}\ \to \mathrm{eA}\ ,\ \mathrm{K}^0_\mathrm{L} \to \mu^\pm \mathrm{e}^\mp\ ,\ \mathrm{K}^+ \to \pi^+\mu^\pm\mathrm{e}^\mp$$

などが挙げられる。ここ数十年来続けられて来たこれらの LFV 探索の結果である実験上限値の移り変わりを Figure 1.6 にまとめた。

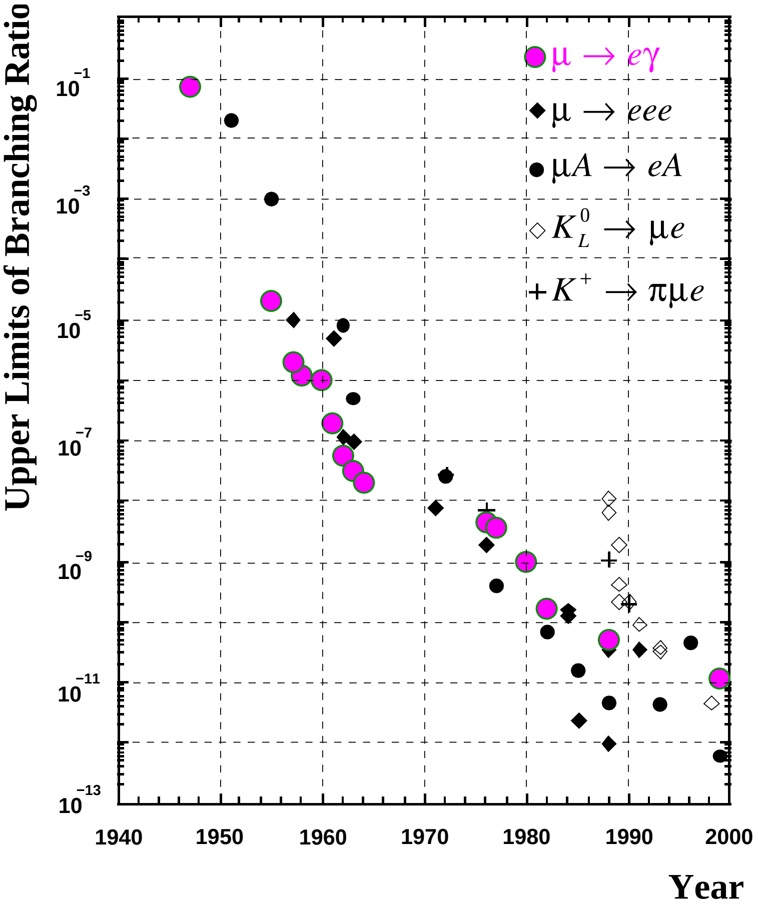


Figure 1.6: μ、K に関する LFV 探索の実験上限値更新状況

なかでも $\mu \to \mathrm{e}\gamma$ 崩壊探索は精力的に行われている。最初に $\mu \to \mathrm{e}\gamma$ 崩壊探索実験を行ったのは、Hincks、Pontecorvo 等で、1947 年に行われたその実験の際には 10% という上限値を得たの

みであった。当時は標準理論すらまだ整備されていなかった時代で、当然、超対称性という概念も存在しなかった。従って、ここでの $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索は純粋に μ 崩壊を計ることが目的であった。その後、幾度と無く $\mu \rightarrow e\gamma$ 探索は続けられ、Figure 1.6 のように上限値の更新が繰り返されて来た。

最後に、ここ 20 年来の $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 探索における実験上限値の更新状況を Table 1.3 にまとめる。

Year	Institute	Upper Limit	References
1980	SIN†	1.0×10^{-9}	[20]
1982	LANL	1.7×10^{-10}	[21]
1988	LANL	4.9×10^{-11}	[22]
1999	LANL	1.2×10^{-11}	[15]

Table 1.3: ここ 20 年来の $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊における実験上限値の更新状況 († : 現 PSI)

Chapter 2

$\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ 崩壊探索実験

現在、我々のグループでは、前章で述べて来たような LFV 過程である $\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ 崩壊の探索実験を計画し、その準備を進めている。実験の計画は、1995 年に東京大学の折戸・森が提案して以来、$\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ 稀崩壊事象観測の成功に向けて、多くの議論・計算機シミュレーション・プロトタイプ検出器を用いたテスト実験等を繰り返して練り上げられ、1999 年 5 月、スイス国立 Paul Scherrer Institut (PSI) に Research Proposal [1] を提出し、同年 7 月、同研究所から承認された。同時に、本実験は 2003 年より同研究所の誇る世界最高強度の μ^+ 粒子ビームを用いて行われることが決まった。ここでは、我々の実験の概要を簡単にまとめる。

2.1 $\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ 探索におけるバックグラウンド

2.1.1 シグナル

$\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ 崩壊事象のシグナルの識別では

- e^+ energy : $E_\mathrm{e} = \frac{m_\mu^2 + m_\mathrm{e}^2}{2m_\mu} \simeq \frac{m_\mu}{2}$=52.8MeV
- γ energy : $E_\gamma = \frac{m_\mu^2 - m_\mathrm{e}^2}{2m_\mu} \simeq \frac{m_\mu}{2}$=52.8MeV
- Opening Angle : $\theta_{\mathrm{e}\gamma} = 180^\circ$
- Timing coincidence (t_e and t_γ)

の 4 つ全ての検出を精度良く行うことが必須である。これは、入射した μ^+ がターゲット中で完全に静止した後で 2 体崩壊することから明らかであろう。

2.1.2 バックグラウンド

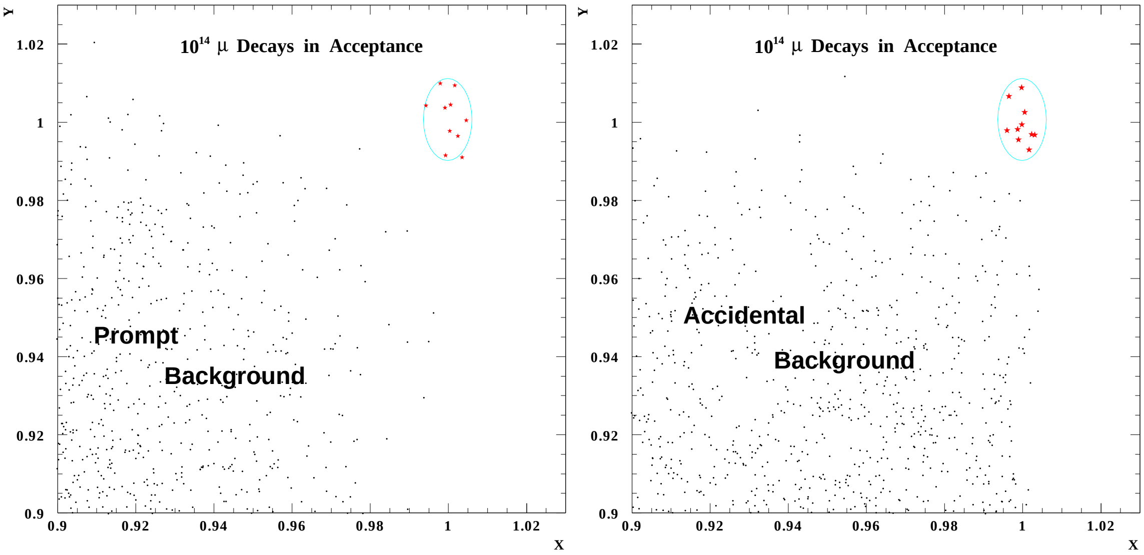
$\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ 探索では

- Physics Background
- Accidental Background

の 2 つが主要なバックグラウンドとなる。Physics Background は、前章で触れた μ 粒子の幅射崩壊をシグナルと誤認してしまうもの。Accidental Background は、通常崩壊 (Michel 崩壊) からくる e^+ と外部から飛来した高エネルギー γ (μ の幅射崩壊、制動幅射、飛行中の e^+ の対消滅などに起因するもの) との偶発的な重なりである。

前者の Physics Background については、$\mu^+ \rightarrow \mathrm{e}^+\gamma$ のような 2 体崩壊ではなく 4 体崩壊であるから、Back to Back に放出されることもなく、また $E_e = E_\gamma$=52.8MeV となることもないので、比較的達成可能なエネルギー・角度分解能が得られればかなり落すことが出来る。

Figure:2.1(a) はシミュレーションにより 10^{14} 個の μ^+ 粒子を幅射崩壊させ、$(\pi - \theta_{e\gamma}) < 8.4mrad$ であるイベントだけを選別し、更に 10 イベントの $\mu^+ \rightarrow \mathrm{e}^+\gamma$ 崩壊を発生させたものである。ただし、図の縦横軸の x、y はそれぞれ e^+,γ のエネルギーを μ 粒子の質量で規格化した量 $(x \equiv \frac{2E_e}{m_\mu}, y \equiv \frac{2E_\gamma}{m_\mu},)$ をあらわしている。従って、$\mu^+ \rightarrow \mathrm{e}^+\gamma$ イベントならば $x = y = 1$ である。図中で円弧で囲まれたイベントは、$0.995 < x < 1.005$、$0.99 < y < 1.01$ という選別条件を満たしたイベントで、全て $\mu^+ \rightarrow \mathrm{e}^+\gamma$ 崩壊イベントであり、この選別条件を識別出来る分解能があれば綺麗に識別出来ることが分かる。



(a) (b)

Figure 2.1: バックグラウンドと $\mu^+ \rightarrow \mathrm{e}^+\gamma$ 事象との識別 (a)Physics background,(b)Accidental background

後者の Accidental Background ついては、ある程度以上になると落すことが至難になり、過去に行われてきた、$\mu^+ \rightarrow \mathrm{e}^+\gamma$ 崩壊探索実験での結果を鑑みると、この Accidental Background の抑制が $\mu^+ \rightarrow \mathrm{e}^+\gamma$ 事象観測の鍵を握っていることは間違いない。その抑制のためには良質な μ ビームの供給とこれまでにない極めて高性能な素粒子測定器の開発が必要不可欠となる。具体的には入射 μ の rate を可能な限り押えつつ大強度を保つことが望ましく、パルスビームではなく DC 的な μ ビームだと具合が良い。我々が本実験を行う PSI の μ ビームは、こうした要求に見合うビームである。(PSI のビームラインに関しては後で詳述する。) また、測定精度に関しては、先に述べたエネルギー・運動量分解能、角度分解能の更なる向上に加えて timing coincidence を見るための高い時間分解能が要求される。

例として、FWHM で $\Delta E_\gamma \sim 1\%$、$\Delta E_e \sim 0.5\%$、$\Delta\theta_{e\gamma} \sim 8.4mrad$、$\Delta t_{e\gamma} \sim 0.15nsec$ という高分解能が達成できたとすると、Figure:2.1(b) のように、シグナル識別が可能となる。

また最近、$\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ のバックグラウンドを抑制するための新しい工夫として、偏極 μ を使う方法が提案された [23, 24]。これは、偏極 μ ビームを使用するとバックグラウンドの e^+ や γ がスピン偏極の方向に対して特徴的な角度分布を示すことを利用して、バックグラウンド事象の抑制に利用するもので、このスピン偏極を使うことで、使わない場合に比べて実験感度を 1 桁程度上げることが可能となる。我々はこの事実も利用する予定で、先述の PSI の μ ビームは表面 μ を利用した 100%偏極ビームであり、ターゲットでの depolarization を考慮に入れた上で終状態の角度分布を測ることで実験感度の向上を図る。

2.1.3　感度

$\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ 崩壊探索実験における検出器に対する検出感度は

$$S(\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma) = \left[N_\mu \times T \times (\frac{\Omega}{4\pi}) \times \epsilon_e \times \epsilon_\gamma \times \epsilon_{cut}\right]^{-1} \qquad (2.1)$$

で与えられる。ここで N_μ は入射 μ^+ の停止頻度、T は RUN time 、Ω は検出器の立体角、ϵ_e、ϵ_γ はそれぞれ e^+、γ の検出効率、ϵ_{cut} はイベント選別効率を表している。μ^+ の停止頻度は使用する μ ビームから $N_\mu = 1 \times 10^8 sec^{-1}$ が見込まれており、測定時間は $T = 2.2 \times 10^7 sec$ が予定されている。今、アクセプタンスおよび検出効率がそれぞれ、$\Omega/4\pi = 0.09$、$\epsilon_e = 95\%$、$\epsilon_\gamma = 70\%$、$\epsilon_{cut} = 80\%$ が達成されたとすると、期待される感度は

$$S = 0.94 \times 10^{-14}$$

となり、現在の実験上限値 1.2×10^{-11} を優に 2 ~ 3 桁上回ることが可能となる。

2.2　$\mu^+ \to \mathbf{e}^+\gamma$ 検出器

前節の内容をまとめると、現在の上限値を大きく更新することはもちろん、前章で示したような超対称性大統一理論等の新しい物理が予測する $10^{-11} \sim 10^{-15}$ の領域にまで探索の手を広げるには

- 位置分解能が優れている検出器
- エネルギー分解能が優れている検出器
- 時間分解能が優れている検出器
- ある程度のアクセプタンスを持つ検出器
- 大強度偏極 DC μ^+ ビーム

が要求される。

このような要求に耐え、$\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ 事象の観測を成功に導くために、$\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ 検出器のデザインの検討を進めている。現在考えている検出器の全体像は Figure2.2 の通り。

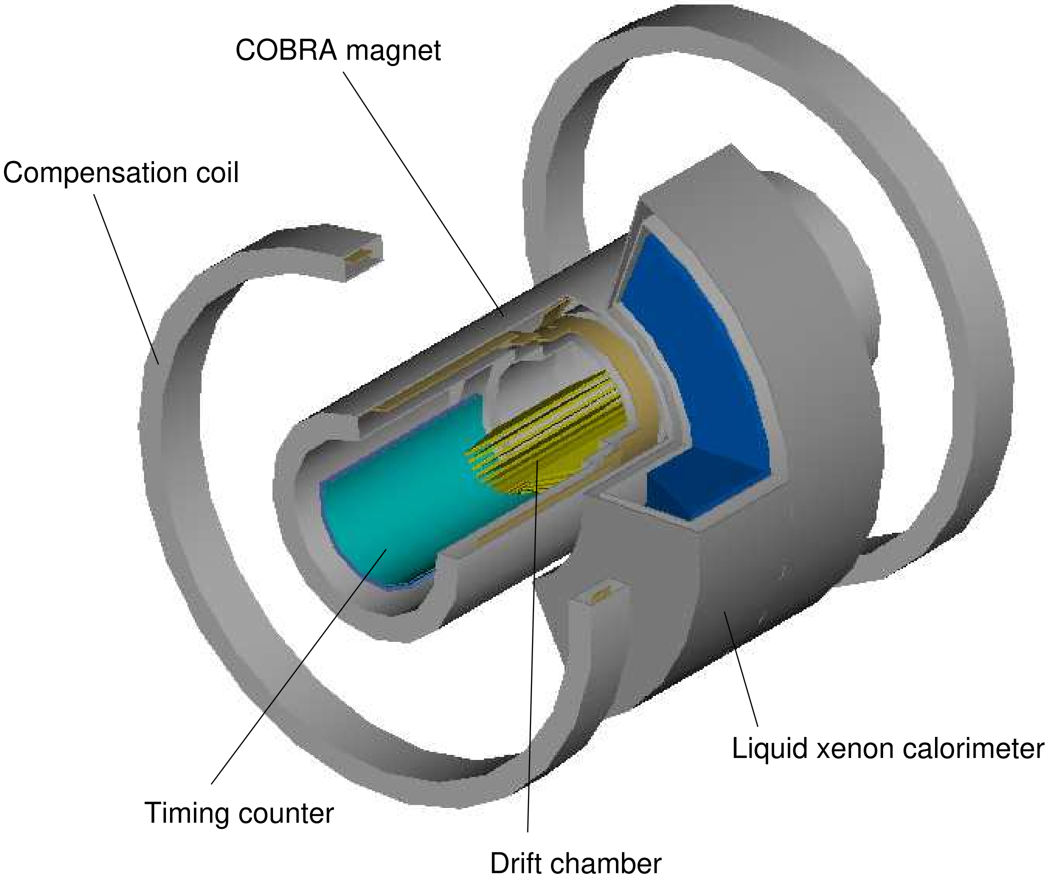

COBRA magnet
Compensation coil
Liquid xenon calorimeter
Timing counter
Drift chamber

Figure 2.2: $\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ 検出器の全体図

$\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ 検出器は、γ 線の検出を担う「液体 Xe γ 線検出器」と、e^+ の検出を担う「e^+ スペクトロメータ」とからなる。Figure2.2 の中央右手に見えるのが、液体 Xe γ 線検出器。中心部分に放射状に並んでいるのが e^+ の飛跡検出用のドリフトチェンバー。ドリフトチエンバーの前段 (後段) にプラスチックシンチレータのタイミングカウンターがあり、ここでイベント収集のためのタイミングを決める。その周りを取り巻くように、超電導ソレノイドマグネットが設置される。

この節では、検出器の各コンポーネントについてそれぞれ概観してみることにする。

2.2.1 ビーム

2003 年に開始する本実験では、PSI の $\pi E5$ ビームラインを利用することが決まっている。PSI の幾つかの 2 次ビームラインは、表面 μ を用いた、DC 的な低エネルギー偏極 μ^+ を大量に供給することが出来、$\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ 探索実験には好都合である。現在、大強度の低運動量表面 μ^+ を供給出来るビームラインは各国に幾つか存在するが[*]、PSI の μ^+ ビームは、世界最高の強度を誇る。

---

[*] 現在稼働中の主な低運動量表面 μ^+ ビームは、PSI の 3×10^8 sec^{-1}(DC)、TRIUMF の 2×10^7 sec^{-1}(DC)、RAL の 1×10^6 sec^{-1}(pulse) 等がある。

2.2.2　液体 Xe γ 線検出器

γ 線検出器としては、液体 Xe γ 線検出器を採用する。これは、液体 Xe と γ 線の相互作用によるシンチレーション光を約 800 本の光電子増倍管 (PMT) により、直接捉える検出器である。このように、多数の PMT で同じイベントを測定することにより、位置・エネルギー・時間ともに非常に優れた分解能を得られることが出来ると期待されている検出器で、我々が独自に開発を進めている。液体 Xe γ 線検出器の概略図を、Figure2.3 に示す。

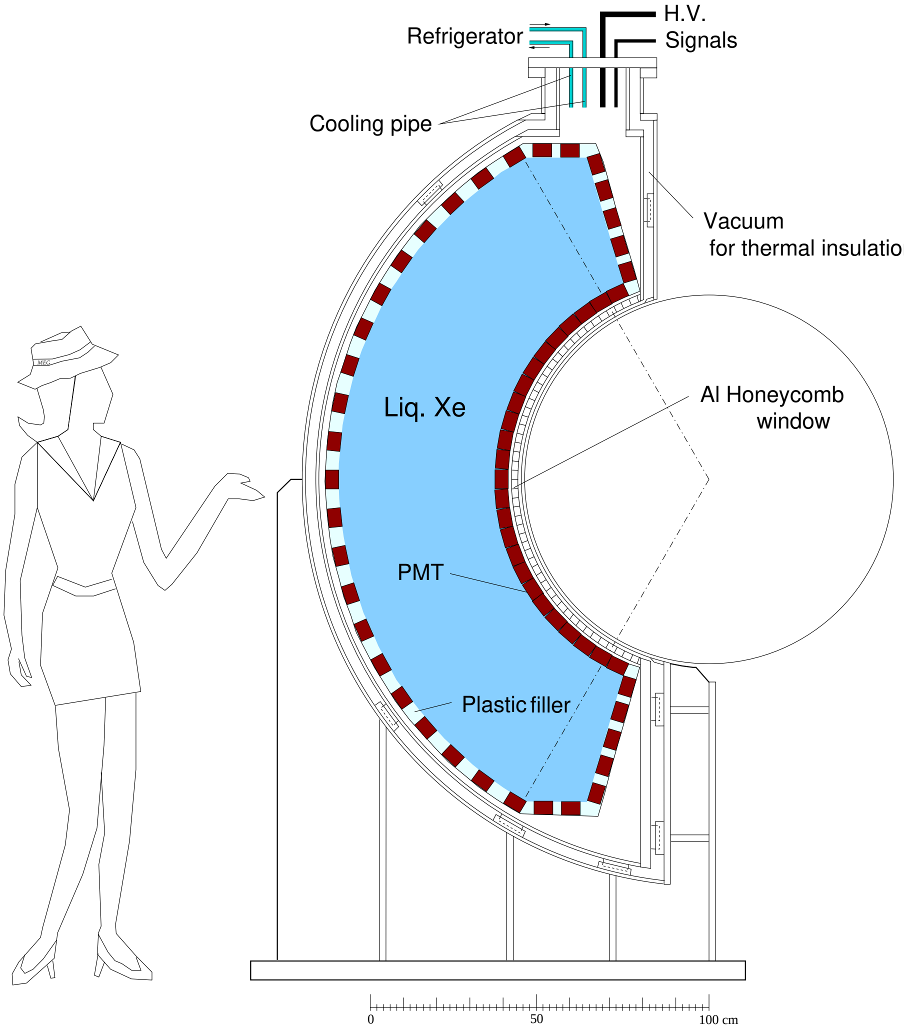

H.V.
Signals
Refrigerator
Cooling pipe
Vacuum
for thermal insulation
Liq. Xe
Al Honeycomb
window
PMT
Plastic filler
MEG
0
50
100 cm

Figure 2.3: 液体 Xe γ 線検出器の概略図

1998 年度には、液体 Xe γ 線検出器が期待通りの性能を有するのかを確認するため、32 本の PMT を備えたプロトタイプ液体 Xe 検出器を作成し、1999 年度から 2000 年度にかけて、その性能評価実験を行った。その結果、数 MeV の放射線源からの γ に対するエネルギー分解能で $4 \sim 9\%$、位置分解能で $3 \sim 7$mm という結果が得られ、これを 52.8MeV に外挿すれば、エネルギー分解能は 2% 、位置分解能は 1~2mm という極めて優秀な分解能が可能であることが分かった [1, 25, 26]。更に時間分解能の測定も行い、同様の外挿で 52.8MeV の γ 線に対して、約 50psec という高い時間分解能を有することが分かった [27, 28]。

2.2.3 e^+ スペクトロメータ

γ 線検出のための液体 Xe 検出器に対して、e^+ 検出を担うのが、COBRA スペクトロメータである。COBRA スペクトロメータは、ドリフトチェンバー・超電導マグネット・タイミングカウンターから成る。その概略図を、Figure2.4 に示す。

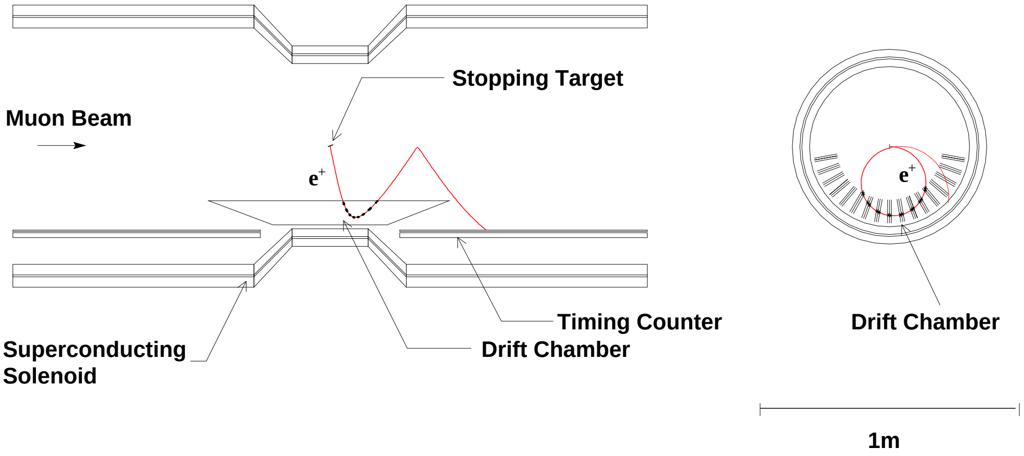


Figure 2.4: COBRA スペクトロメータの概略図

Figure2.4 の左側から μ^+ が入射し、ターゲットで静止し $\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ 崩壊が起きると、γ 線と e^+ が、Back to Back に放出される。γ 線は、前項の液体 Xe γ 線検出器により捕捉されるが、e^+ は、スペクトロメータの超電導マグネットによって曲げられながら、螺旋軌道を描きつつドリフトチェンバーを通過していく。ソレノイドの円周に沿って、17 枚のドリフトチェンバーが放射状に並べられており、ここで正確なトラックを測定し、運動量を測定する (ドリフトチェンバーについては、次章で詳述する)。ドリフトチェンバーを通過した e^+ は、更に 1 回転したのち、後段に位置するタイミングカウンターに入射し、ここでトリガーがかかる。この COBRA スペクトロメータは、以下のような既存の検出器には見られない特徴を有する。

Figure2.4 を見ると明らかなように、COBRA スペクトロメータの超電導マグネットは、中心部分が窪んだ形状のソレノイドになっている。この形状により、COBRA スペクトロメータのマグネットは、通常の一様磁場とは違い、中心部分で最大磁場になり、離れるにつれて磁場が弱まるという、磁場勾配を持たせた構造になっている。通常の一様磁場だと、Figure2.5(左) のように、入射した e^+ が何度もドリフトチェンバーを通過するので、飛跡が重なり (パイルアップ)、飛跡再構成効率の低下を招いてしまう。これに対して、磁場に勾配を持たせると、Figure2.5(右) のように、入射した e^+ が速やかに掃引されて、パイルアップを大幅に低減することが可能になる。同時に、ドリフトチェンバーの hit rate を押えることが出来、チェンバーをより安定に動作させることが可能になる。

また、通常の一様磁場だと、e^+ の放出角によってスペクトロメータ内部での回転半径が変化してしまう、という欠点がある。この点、磁場勾配を持たせた COBRA マグネットならば、e^+ の放出角によらず、回転半径は一定になり – **CO**nstant **B**ending **RA**dius : COBRA の名の由来である – 回転半径は、入射 e^+ の運動量のみに依存するようになる (Figure2.6)。

これにより、$\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ の e^+ はドリフトチェンバーの最外部を通過し、$\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ よりも低運動量の e^+、すなわち Michel e^+ は、ドリフトチェンバーを鳴らさないか、それよりも内側を通

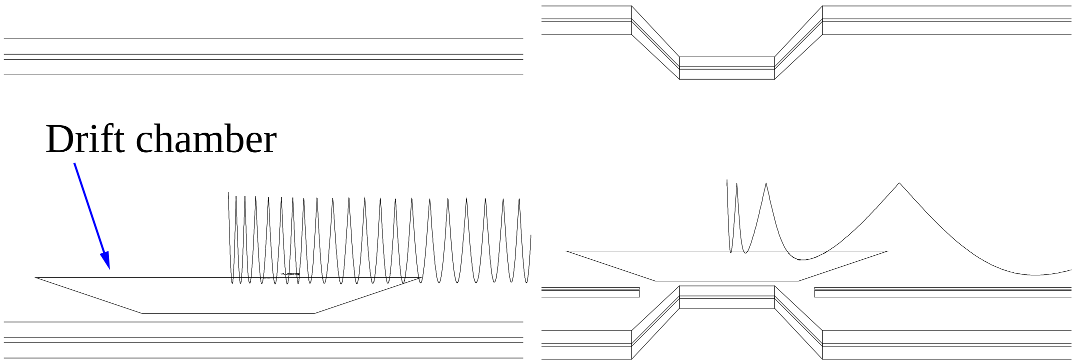


Figure 2.5: 磁場勾配を持たせることによりパイルアップが低減される様子。左図が通常の一様磁場。右図が磁場勾配を持たせた COBRA マグネット

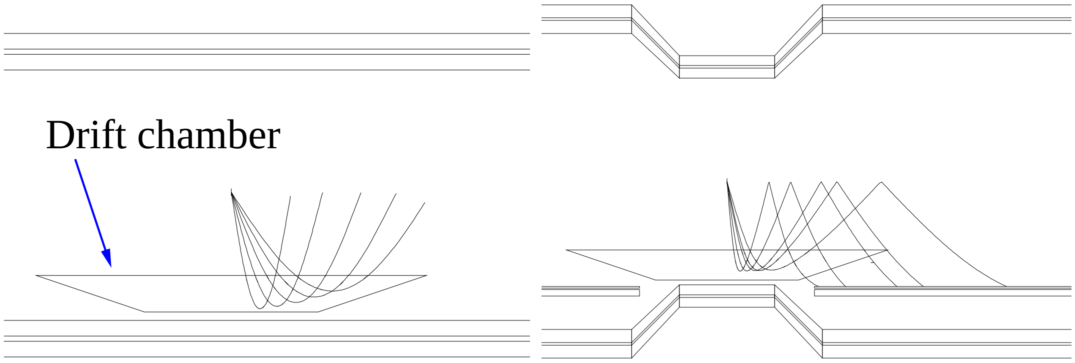


Figure 2.6: 磁場勾配を持たせることにより、e^+ の回転半径が放出角に依らず一定になる様子。左図が通常の一様磁場。右図が磁場勾配を持たせた COBRA マグネット

過する。これにより、早い段階での $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ シグナルの識別が可能になる。

2.2.4 現在の開発状況

本章の最後に、現在の開発状況について簡単にまとめる。

液体 Xe γ 線検出器の開発は、先述した 32 本の PMT を備えたプロトタイプ検出器による性能評価実験が 2000 年度に終了した。現在、2001 年初頭に実施予定の大規模プロトタイプ検出器の $40MeV\gamma$ ビーム照射実験の準備を進めている。

COBRA スペクトロメータについては、1999 年度に、タイミングカウンターのプロトタイプを試作し、KEK-PS にてビームテスト実験を行った。また、2000 年度に超電導マグネットの超電導線材の作成に着手した。

ドリフトチェンバーの開発状況については本稿の主題でもあるので、次章以降で詳しく述べることにする。

Chapter 3

ドリフトチェンバー

前章で触れたように、$\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊探索実験では e^+ 飛跡検出用にドリフトチェンバーを用いる。我々のグループでは、早い段階からドリフトチェンバーのデザインの準備を進めており、2000 年度にはプロトタイプドリフトチェンバーを製作して、テスト実験による性能評価を行い、実機の最終デザインの確定に向けて準備を進めている。

製作したプロトタイプドリフトチェンバーは、2 基。1 基は、東京大学で作成したもので、主に放射線照射による性能評価実験を行った。このプロトタイプのシミュレーション・設計・作成・性能評価実験が本稿の主題である。

もう 1 基は、PSI のグループが作成したもので、主に機械的強度などの問題点の研究・磁場環境中でのビーム照射実験を行った。

この章では、前半で、$\mu^+ \to e^+\gamma$ ドリフトチェンバーの概要を述べ、その特徴を概観する。また、後半では、シミュレーションによるドリフトチェンバー動作の考察を行う。このシミュレーションでは主に、「ガス混合の影響の考察」と、「カソード読み出しによる z 位置測定のためのカソードストリップの形状の考察」を行う。尚、このシミュレーションの結果に基づいて、プロトタイプドリフトチェンバーを作成し、性能評価実験を行ったので、この章の後半は、次章への導入も果たしていることに留意してもらいたい。

3.1 $\mu^+ \to e^+\gamma$ ドリフトチェンバーの概要

$\mu^+ \to e^+\gamma$ ドリフトチェンバーには、大きな要求として

- 可能な限りの低物質量化
- ビーム軸方向 (z 方向) 位置測定精度の向上

の 2 つが課せられる。$\mu^+ \to e^+\gamma$ ドリフトチェンバーが飛跡を捉える粒子は、通常の加速器実験や宇宙線実験での高エネルギー荷電粒子と違い、高々 52.8 MeV の e^+ である。従って、精度良くトラックを追うためには、可能な限りの低物質量化が重要になる。これは、充填ガスについてはもちろん、カソード、その他の構造体についてもあてはまる。この低物質量化は、ドリフトチェンバーでの飛跡検出精度の向上のみならず、入射 e^+ との相互作用で生成された γ を、液体 Xe γ 線検出器で拾ってしまうような、Accidental Background (前章参照) の低下のためにも重要である。そのため、$\mu^+ \to e^+\gamma$ ドリフトチェンバーでは、He 系混合ガスを充填ガスに採用して低物質量化を図る予定である。He 系混合ガスを用いたドリフトチェンバーは、BELLE の CDC(He/C_2H_6–50:50)[29, 30] や、BaBar の CTD(He/C_4H_{10}–80:20)[31] で既に採用されているが、これらは大型円筒形ドリフ

トチェンバーで、$\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ドリフトチェンバーとは大きく異る。また、カソードや他の構造体にまで及ぶ低物質量化まではなされていないので、$\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ドリフトチェンバーが期待される性能を有するのかどうか、プロトタイプドリフトチェンバーによる性能評価実験が急務となっていた。

また、$\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ドリフトチェンバーでは、z方向の位置測定も高精度で行わなければならない。これは、正確なトラッキングによる運動量の精密測定と同時に、$\theta_{e\gamma}$を正確に測ることが$\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$シグナル識別のために必須だからである(前章、$\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$探索におけるバックグラウンドの項参照)。$\theta_{e\gamma}$の分解能は、$\gamma$を捉える液体Xe γ線検出器の位置分解能と、ドリフトチェンバーの位置分解能に依存するので、ドリフトチェンバーでのσ_zを小さく押えることは非常に重要である。例えば、前章で触れた32本のPMTを備えたプロトタイプ液体Xe γ線検出器のテスト実験において得られた位置分解能[1, 25, 26]から予想される、実際の実験でのγ線検出の位置分解能を考慮にいれて考えると、$\Delta\theta_{e\gamma}$を0.7°程度に押えるためには、σ_zは$300\mu m$程度は必要である。そのため、$\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ドリフトチェンバーではz方向位置測定のために、バーニァパッドと呼ばれるパターンを形成したカソードを用いた、特殊なカソード読み出し方法を採用する。

3.1.1 構造

ドリフトチェンバー実機の現在のデザインを、以下に簡単に示す。

e^+の飛跡は、10°間隔に放射状に並べられた、17枚のドリフトチェンバーで検出する。ドリフトチェンバーのスペクトロメータ内部での配置は、前章Figure2.4を参照。セル構造はFigure3.1に示すような2層構造を持ち、上下各層で半セルずらした構造をなしている。

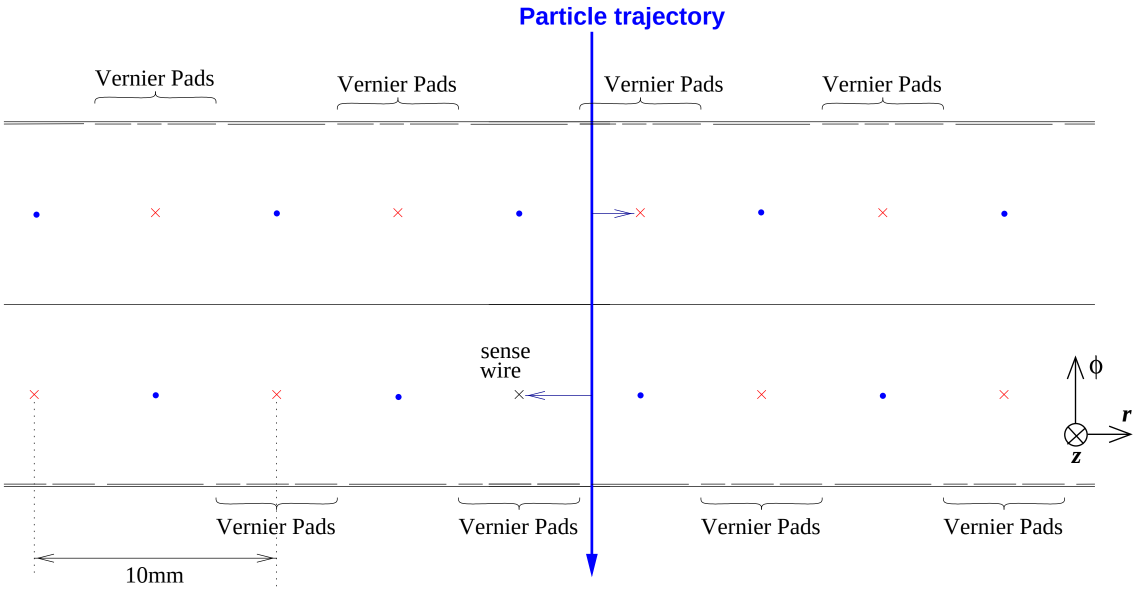


Figure 3.1: ドリフトチェンバーのセル構造(断面図)

図中のVernier pads(バーニァパッド)は、先述したカソード読み出しのためのストリップを切ったカソードのことで、後で詳述する。この半セルずらした構造により、r方向位置測定と絶対時間測定を同時に行うことが出来る。r方向の位置測定精度は$(t_1 - t_2)$より$200\mu\mathrm{m}$程度、絶対時間測定精度は$(t_1 + t_2)/2$より5nsec程度得られるであろうと期待される。実際、$\mathrm{He/C_2H_6}$(50:50)というHe系混合ガスを用いたBELLEのCDCでは、$100\mu\mathrm{m}$程度の位置分解能を得ている。

全体の構造は、Figure3.2 のような台形型である。r 方向 (ビーム軸垂直方向) の有感領域は、全てのドリフトチェンバーで共通で、ターゲット (これをスペクトロメータを円筒座標で見たときの原点とする) から見て、半径 21.5cm から 31.0 cm となる。また、z 方向 (ビーム軸方向) の有感領域は、これも全てのドリフトチェンバーで共通で、ターゲットの前後 ±50cm をカバーする。ただし、Figure3.2 のような台形構造のため、r 方向に最大の部分はターゲットの前後 ±22cm となる。以上のような、ドリフトチェンバーの配置と、後段のタイミングカウンターの配置とより、実機では、ターゲットより放出された 52.8 MeV の e^+ を $0.08 < |\cos\theta| < 0.35$、$-60^\circ < \phi < 60^\circ$ のアクセプタンスでカバーすることが出来る。

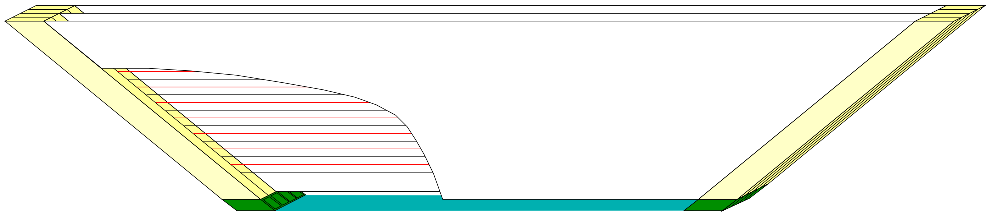


Figure 3.2: ドリフトチェンバー 1 セクタを横から見た図

チェンバーの構造体の材料の選定については、先述したような、低物質量化への強い要求があるために、十分な考察が必要である。現在のところ、e^+ が通過するカソード部分の素材として、非常に薄いプラスチックフォイルを採用する予定であり、各種、テストを行っている。今回作成したプロトタイプドリフトチェンバーでは、12.5μm という薄さのカプトン (ポリイミド) フィルムにアルミを蒸着して使用した。今後、更に薄くできるかどうか、強度・接着方法・カソード読み出し等の観点からテストをする必要がある。Figure3.3 は、ドリフトチェンバーの各構成部品の固定方法の、一つの案である。現在のこの試案では、薄いプラスチックと G10(ガラスエポキシ系素材) とで作られた、ハニカム構造の 2 枚のエンドプレートによって、フォイルを引き張り、同時にこれらのエンドプレートにワイヤを固定する。これらのエンドプレートは円筒形のアルミプレートに固定し、さらにこのアルミプレートを超電導ソレノイドマグネットのクライオスタットの内壁に固定する。以上のように $\mu^+ \to e^+\gamma$ ドリフトチェンバーでは、e^+ 飛跡検出の際の位置分解能の向上という通常の要求の他に、徹底した低物質量化が強く求められる。

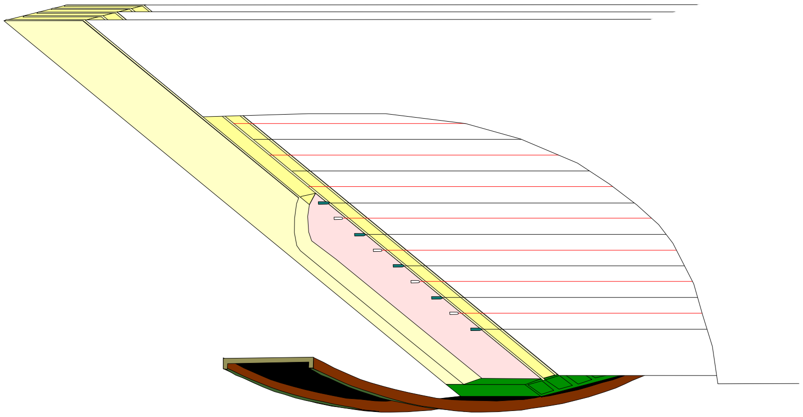


Figure 3.3: ドリフトチェンバー 1 セクタでの構成部品の固定

3.1.2　ガス

一般に比例モードで動作するドリフトチェンバーの充填ガスは、ガス増殖を目的とした「希ガス」と、「クエンチャー」と呼ばれる消滅ガスを混合したものが用いられる。希ガスは、優れたガス増幅能力を持ち、そのガス増幅度は電場に対して指数関数的に振舞う。しかし、一次電離した電子のエネルギーが高い時は、その電子と原子との衝突によって原子内で励起が起こり、それが脱励起するときに紫外線が発生する。さらにその紫外線による光電効果で再び原子のイオン化が起こり、もはや一次電離電子の数に比例しない数の電離電子を生んでしまう。従って、比例モードでなるべく高いガス増殖度を得るためには、高い電場強度での動作が必要であるが、電場強度が高くなるほど一次電離電子のエネルギーが高くなって紫外線が発生してしまう。このような紫外線を吸収する役目を担うのがクエンチャーと呼ばれる消滅ガスで、一般に炭化水素系ガスを用いる。

上記の様な理由から、通常ドリフトチェンバーでは、ガス増幅のための希ガスとして、Ar、Kr、Xe 等が用いられ、クエンチャーとして、CH_4、C_2H_6、CF_4、CO_2、iso-C_4H_{10} 等が用いられていた。その混合比は、様々な条件 (ペニング効果によるガス増殖度の向上・ドリフト速度に対する制限・磁場の影響・検出効率・コスト等) からその実験に適した値が探られ、実験 R & D の段階では非常に重要な研究要素の一つである。

$\mu^+ \to e^+\gamma$ドリフトチェンバーでは、先述したような低物質量化の要請より、チェンバーガスとして He 系混合ガスを採用する予定である。この He の使用による低物質量化によって、クーロン多重散乱の影響を大きく低減することが出来ると期待される。また、クエンチャーには C_2H_6 を採用する予定である。Table 3.1 に、主なガスの基本性質をまとめる。ここで、λ は平均自由行程、μ は易動度、d は密度、X_0 は放射長を表す。尚、すべて $0°C$、1 気圧のもとである。

Gas	λ [cm]	μ [cm^2/secV]	d [g/ℓ]	X_0 [g/cm^2]
H_2	1.8×10^{-5}	13.0	0.0838	61.28
He	2.8×10^{-5}	10.2	0.1249	94.32
Ar	1.0×10^{-5}	1.7	1.396	19.55
O_2	1.0×10^{-5}	2.2	1.141	34.24

Table 3.1: 主なガスの基本性質 [32, 33]

He/C_2H_6 混合は、BELLE 実験の CDC で既に採用されており、以下のような利点が報告されている。まず、最大の利点として物質量が少ないのでクーロン多重散乱が抑制され運動量分解能が向上することが挙げられる。BELLE で採用されている He/C_2H_6(50:50) では、放射長はおよそ 650m もある。BELLE の CDC 開発時のデータ [29, 30] より、1.5 kV/cm を越える電場領域では、ほぼ 4 cm/μsec でサチュレートすることが知られている。運動量測定精度の向上もさることながら、52.8 MeV の e^+ のトラックを 17 枚 (× 2 層) のドリフトチェンバーで追いかけるので、この低物質量化は極めて重要な要素である。$\mu^+ \to e^+\gamma$ドリフトチェンバーでは、位置分解能を r 方向、z 方向ともに 300μm よりも優れたものにしても、最終的にはクーロン多重散乱の影響で運動量測定精度は制限されてしまう。従って、多少の位置分解能低下を伴うとしても、クーロン多重散乱の影響の低下 (= 物質量の低下) を最優先させるべきで、チェンバーの構成材料、更に充填ガスの選定の際に十分な検討を必要とする。次に、ドリフト速度がサチュレートしていて安定である、という利点が挙げられる。

本研究では、チェンバー充填ガスに関しては、He 系混合ガスの採用によるドリフトチェンバーの基本的な動作への影響を調べ、更に He を増やすことによるドリフトチェンバーの応答の変化も調べた。

3.1.3 カソード読みだし

本章の冒頭で触れたように、$\mu^+ \to e^+\gamma$ ドリフトチェンバーでは z 方向の位置測定を精度よく行う必要がある。そのため、$\mu^+ \to e^+\gamma$ ドリフトチェンバーでは「バーニァパッド法」と呼ばれる特殊なカソード読み出しによる、z 方向位置測定を行う予定である。以下に、バーニァパッドによる z 方向位置測定の概要を簡単にまとめる。

通常、ドリフトチェンバーでワイヤシグナルの時間情報 –ドリフト時間– から求まる位置は、ワイヤと垂直な方向の位置であるが、ワイヤと平行な方向の位置の測定に際しては、ステレオワイヤを使用したり、カソードストリップを使用したりする。例えば、カソードストリップを使用する場合は Figure3.4 のような方法で、z 方向の位置の再構成を行う。

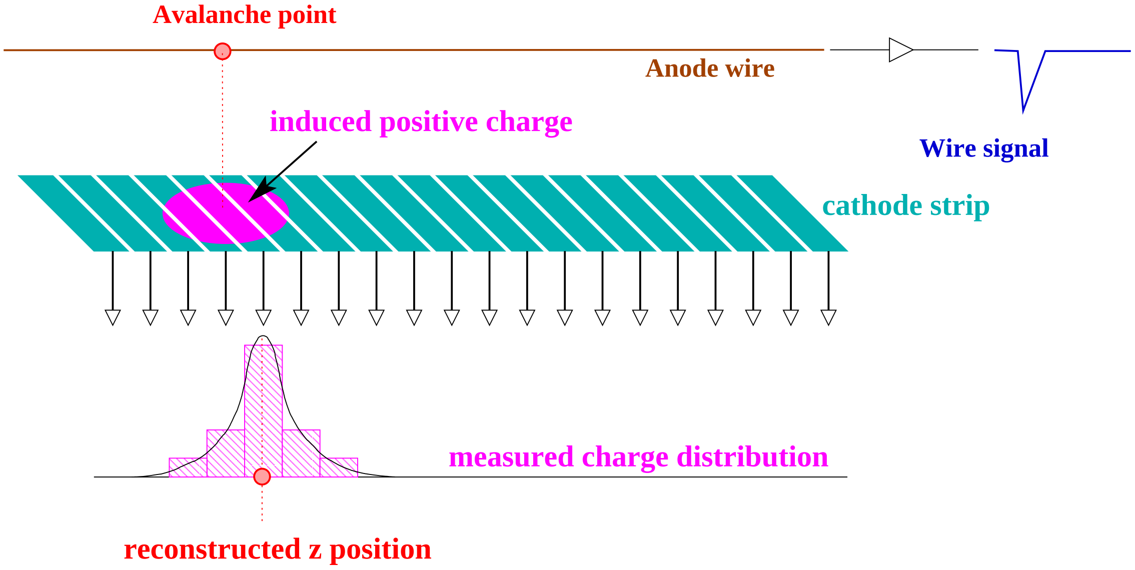

Avalanche point
Anode wire
Wire signal
induced positive charge
cathode strip
measured charge distribution
reconstructed z position

Figure 3.4: カソードストリップを用いたカソード読み出しの概念図

ドリフトチェンバーでは、入射荷電粒子が作り出した第一電離電子が、電場に沿ってドリフトしてアノードワイヤ近傍に到達すると、第一電離電子がガス分子との衝突で得るエネルギーがガス分子の持つ電離エネルギーを越え、2 次電離電子を作り出し、その 2 次電子がさらに次の電離電子を生成するという、電子雪崩が起きる [32]。一方、電子雪崩の発生と同時に陽イオンも大量に生成され、電子雪崩と反対の方向に移動していく。電子雪崩は、そのままアノードワイヤに吸収されて、ワイヤシグナルとして検出される。反対に陽イオン雲は、カソード面に拡散していく。ここで、カソードに誘起された陽電荷を読み出すのが、カソード読み出しである。この際、ワイヤと垂直方向に溝を切ってストリップを形成しておき、ストリップ毎に電荷を読み出して、その収集電荷の分布を見ることで z 方向の位置の再構成を行うのである。この方法の利点として、ステレオワイヤを張る方法に比べて簡単に z 方向の位置測定が出来る、ストリップを細くすることでより精密に位置測定をすることが出来る、等の点が挙げられる。しかし、ストリップを細くすればそれだけ収集電荷は少なくなり、そこには限度がある。その分、測定精度も制限される。また、ストリップの本数が莫大になり、読み出しチャネルが増えて、そのためのエレクトロニクスも繁雑にならざるを得ない。

そこで、$\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ ドリフトチェンバーでは「バーニァパッド」と呼ばれる特殊なカソードストリップを用いる。これは、通常のカソードストリップと違い、ワイヤと平行な方向にジグザグにストリップを形成して、読み出しを行う。このジグザグに切ったストリップで、3つのパッドが出来る。このパッドを、「バーニァ(副尺)パッド」と呼ぶ。簡単な概念図を、Figure3.5に示す。図から分かるように、3つのバーニァパッドから、それぞれ誘起された電荷を読み出す。この時、「3つのパッドの電荷の比」をとることで、z方向の位置の再構成を試みるのである。

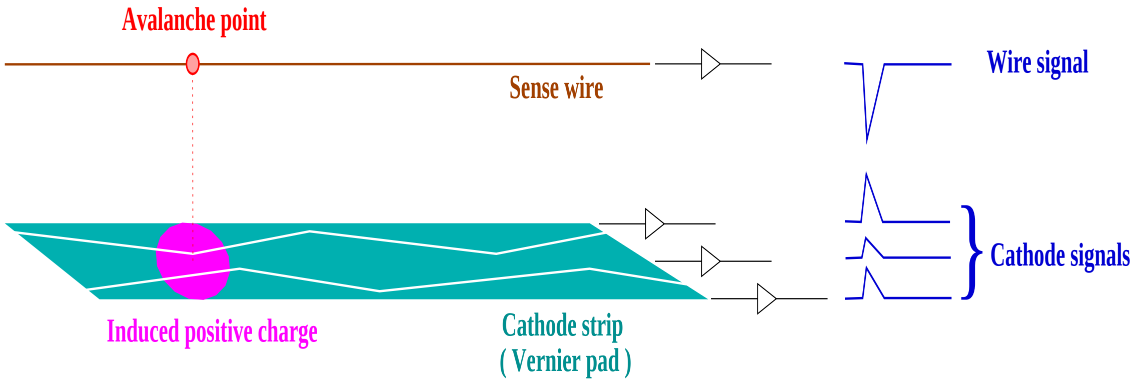


Figure 3.5: バーニァパッドを用いたカソード読み出しの概念図

ストリップがジグザグに切られているので、電子雪崩が発生した位置に応じて、右のパッドで電荷が多くなったり、左のパッドで電荷が多くなったりする。この収集電荷の量の比は、忠実にバーニァパッドの幾何学的な模様に依存するので、ストリップ読み出しによる方法と同様に、z方向位置再構成が可能になる。この方法を用いれば、読み出しチャネル数を飛躍的に減らすことが可能になる。通常のカソードストリップを用いた場合、チェンバーのワイヤ方向の長さが長くなるに従って、膨大なチャネル数の読み出しをする必要があるが、バーニァパッドを用いればそのような必要はなくなる。さらに、パッドのデザインを工夫することで、より高精度でz方向の位置測定が可能になる。ただしパッドのジグザグは、その形状から決まる周期を持つので、その周期の内部でz方向の位置の再構成を行うことになる。従って、バーニァ単体でワイヤ全体のz方向位置測定を行うことは出来ないので、他の方法でz方向の位置を粗く与えてやる必要がある。$\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ ドリフトチェンバーでは、ワイヤシグナルをその両端で読み出し、収集電荷の比をとること (charge division method) で、z方向の粗い位置出しをした後、バーニァパッドを用いて詳細な位置の再構成を行う。

この方法は、ワイヤ方向に長大なドリフトチェンバー・ドリフトチューブで、膨大な読み出しチャネル数になる通常のストリップ読み出しを避け、簡単に2次元読み出しを可能にするドリフトチェンバーとして、D0実験でのミューオントリガーチェンバー[34]や、OPAL実験でのミューオンバレルチェンバー[35, 36]で採用され、研究が進められてきた。これらの実験でのバーニァパッドの研究開発は、肥大化した検出器で如何に読み出しチャネル数を減らし、経済的な問題を解決することが出来るか、という要求のもと、当時活発に研究されていたドリフトチェンバーのパッド読み出しのうち、[37]で報告されていた、「vernier wedge technique」をもとにして開発された。その後、BESS実験のドリフトチェンバーで採用され、経済的な要求のみならず、より高分解能が達成可能なデバイスとして開発が進められた。BESS実験の99年のフライトで使われたスペクトロメータに搭載されたドリフトチェンバーのバーニァパッドは、σ_z=470μmを達成している[38]。

ここで、バーニァパッドを使った z 方向位置測定の方法を簡単に説明する。アイディアはいたってシンプルで、読み出した電荷の比をとることで、その比から z 座標を再構成する。例えば、Figure3.5 のような 3 パッドのバーニァを採用したのならば、

$$\begin{aligned} R_{left} &= \frac{Q_{left} - Q_{center}}{Q_{left} + Q_{center}} \\ R_{right} &= \frac{Q_{right} - Q_{center}}{Q_{right} + Q_{center}} \end{aligned} \tag{3.1}$$

のように、真中のパッドに誘起された電荷量と、左右それぞれのパッドに誘起された電荷量との比をパラメータとして導入する。この比は、式から明らかなように、左 (右) のパッドに誘起された電荷量と真中のパッドに誘起された電荷量との差を、電荷量の和で規格化したものであり、これはバーニァパッドの形状で完全に決まる。バーニァパッドのジグザグには周期があるので、R_{left}、R_{right} は、z に対して周期関数をなす。ここで、右と左のジグザグのパターンにズレ (位相) を与えてやると、一周期のなかで z を一意に解くことが可能になる。

更に具体的な、バーニァパッドを用いた解析方法は、後でバーニァパッドの形状の決定のためのシミュレーションの項で、詳しく述べることにする。

3.2 シミュレーションによる考察

3.2.1 ガス混合の影響の考察

ガスの混合比を変えることによる、電場への影響を計算機シミュレーションを用いて考察してみる。電場計算には、Garfield プログラム [39, 40] を用いた。Garfield は、ワイヤチェンバー動作のシミュレーションを目的として作られたプログラムで、2 次元電場計算の他に、粒子が入射した後のドリフト電子のドリフト時間などもシミュレートすることが出来る。計算方法は、以下の様になっている。空間に複数個の導体があるとき、i 番目の導体の電位を V_i、導体 i と導体 j の間の静電容量を C_{ij} とすると、導体 i に引荷される電荷 Q_i は、

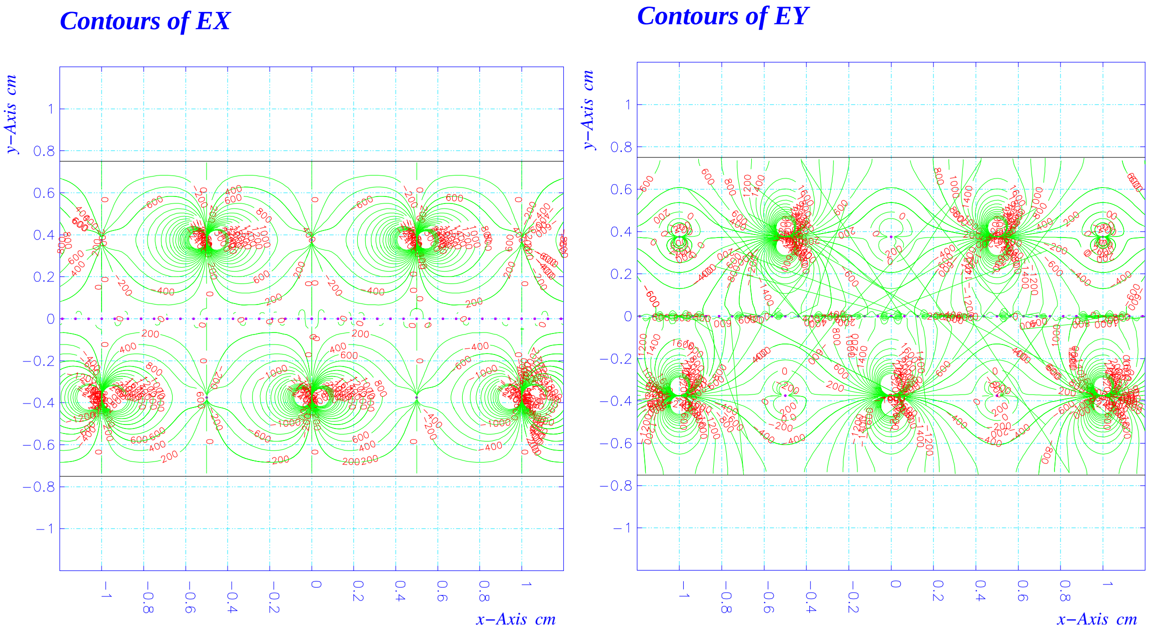
$$Q_i = \sum_j C_{ij} V_j \tag{3.2}$$

となる。これにより、全ての導体の電荷量が求まり、重ね合わせの原理により空間の任意の地点での電位、電場の強さが求まる。Garfield では、計算時間の短縮を図るため、導体の形状としては、円筒状のものと 2 枚の無限長平板しか用いることが出来ない。$\mu^+ \to e^+\gamma$ ドリフトチェンバーは、前節で見たように 1 セクタ当たりカソードプレーンを 3 枚持つ。従って、Garfield でシミュレーションするときには、真中に位置するカソードプレーンを、密に並んだポテンシャルワイヤと置き換えることで近似した。また、ドリフトチェンバーでよく用いられるガスの基本性質が組み込まれているため、ドリフトチェンバー中の e^- やイオンの振舞をシミュレーションすることが出来る。例えば、e^- のドリフト速度と電場の強さとの関係が準備出来ていれば、上で求めた電場より、ドリフト時間やドリフトラインの様相を求めることが出来る。

今回のシミュレーションでは、ガスの混合比を変えた際に、どのような変化が予想されるか、を調べた。シミュレーションでは、実機と同じセル構造を用いたが、ワイヤの素材、径は決まっていないので、すぐにテスト実験が出来るように、プロトタイプドリフトチェンバーでのそれと同じにした。プロトタイプドリフトチェンバーについては、次章で詳述する。調べたガスは、He 系混合ガスとして、He/C_2H_6 50:50、60:40、70:30、また、他のガスとの比較対象として、よく用い

られる Ar/C_2H_6 50:50 を調べた。また、気圧は全て 1 気圧。磁場はかけていない。

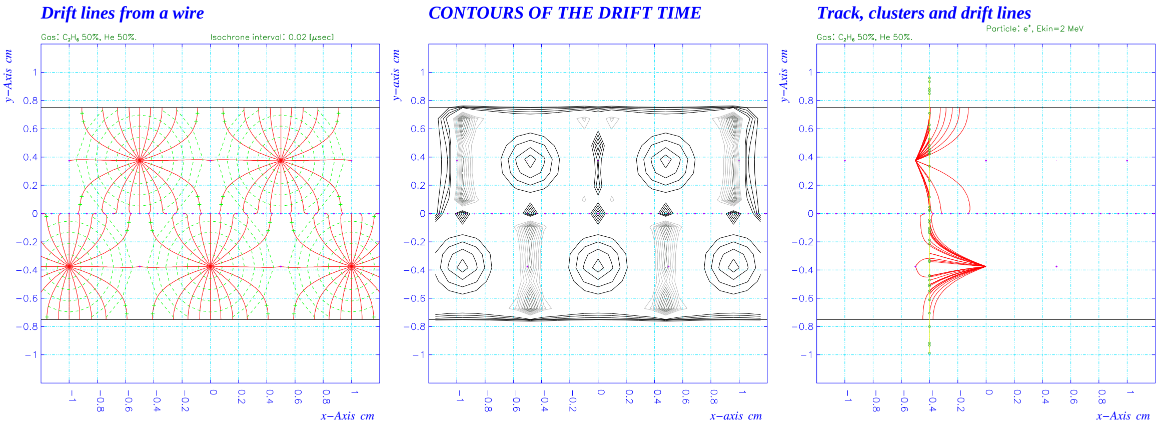
まず、$\mu^+ \to e^+\gamma$ ドリフトチェンバーの電場計算の結果を Figure3.6 に示す。ガスは、He/C_2H_6(50:50)、電圧供給はセンスワイヤにかけた 2000V のみである。


Contours of EX

Contours of EY

Figure 3.6: Garfield プログラムによる、$\mu^+ \to e^+\gamma$ ドリフトチェンバーの電場計算結果

次に、得られた電場情報を元に、ドリフトライン・ドリフト時間の分布図、更に 2MeV の e^+ が入射した際のクラスター生成とトラックの様子をシミュレーションした (Figure3.7)。条件は先の指定と同じである。


Drift lines from a wire

CONTOURS OF THE DRIFT TIME

Track, clusters and drift lines

Figure 3.7: ドリフトライン、ドリフト時間分布、クラスター生成・トラック、のシミュレーション結果

次に、ガス混合の変化に伴う、ドリフト速度の変化の様子を調べた。各ガス混合での、ドリフト速度の電場依存性の計算結果は、Figure3.8 の通り。

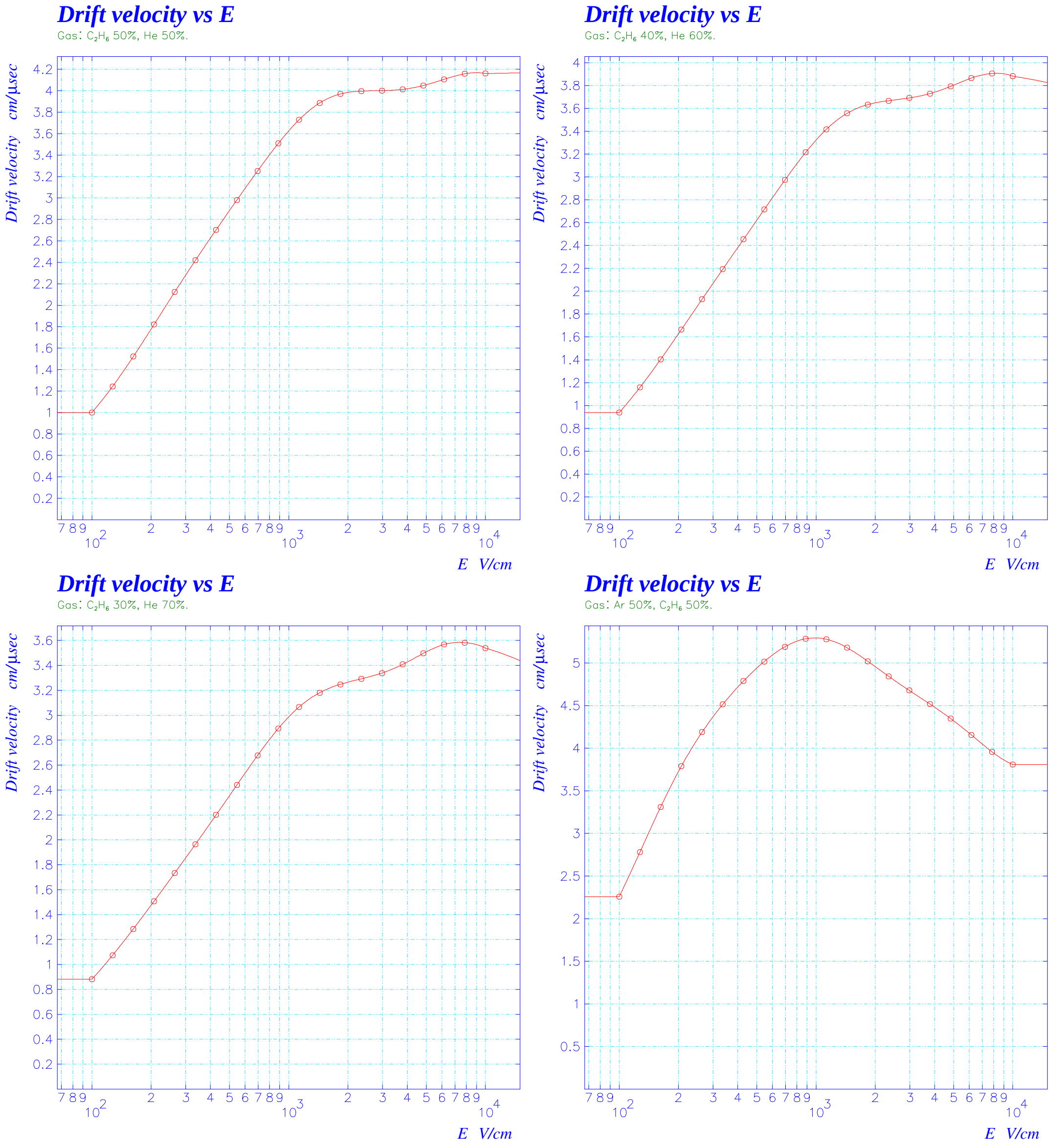


Figure 3.8: 各種ガス混合でのドリフト速度のシミュレーション結果。左上から、He/C_2H_6(50:50),(60:40), (70:30),Ar/C_2H_6(50:50)

He 系混合ガスを用いることで、Ar 系混合ガスに比べてドリフト速度が遅くなり、He の割合を増やすにつれて、更に遅くなっていく様子が見てとれる。また、**He** 系混合ガスを使う場合、数 **kV** 印加時には、ドリフト速度はほぼサチュレートしており、安定した動作が望めそうである。これらの特性は、先述した他の実験での He 系ガス混合のドリフトチェンバーにおいても報告されているもので、$\mu^+ \to e^+\gamma$ ドリフトチェンバーのセル構造においても、同様の長所を維持出来そうである。

以上で得られたドリフト速度と電場の関係から、予想されるドリフト時間–ドリフト距離の相関 (XT–plot) をシミュレートした。4つのガス混合での計算結果はFigure3.9の通り。尚、印加電圧は2000Vのまま、磁場もかけていない。ここで、XT-plot中の下の短いラインは、ドリフト電子のワイヤへの到達時間のふらつきを表す。

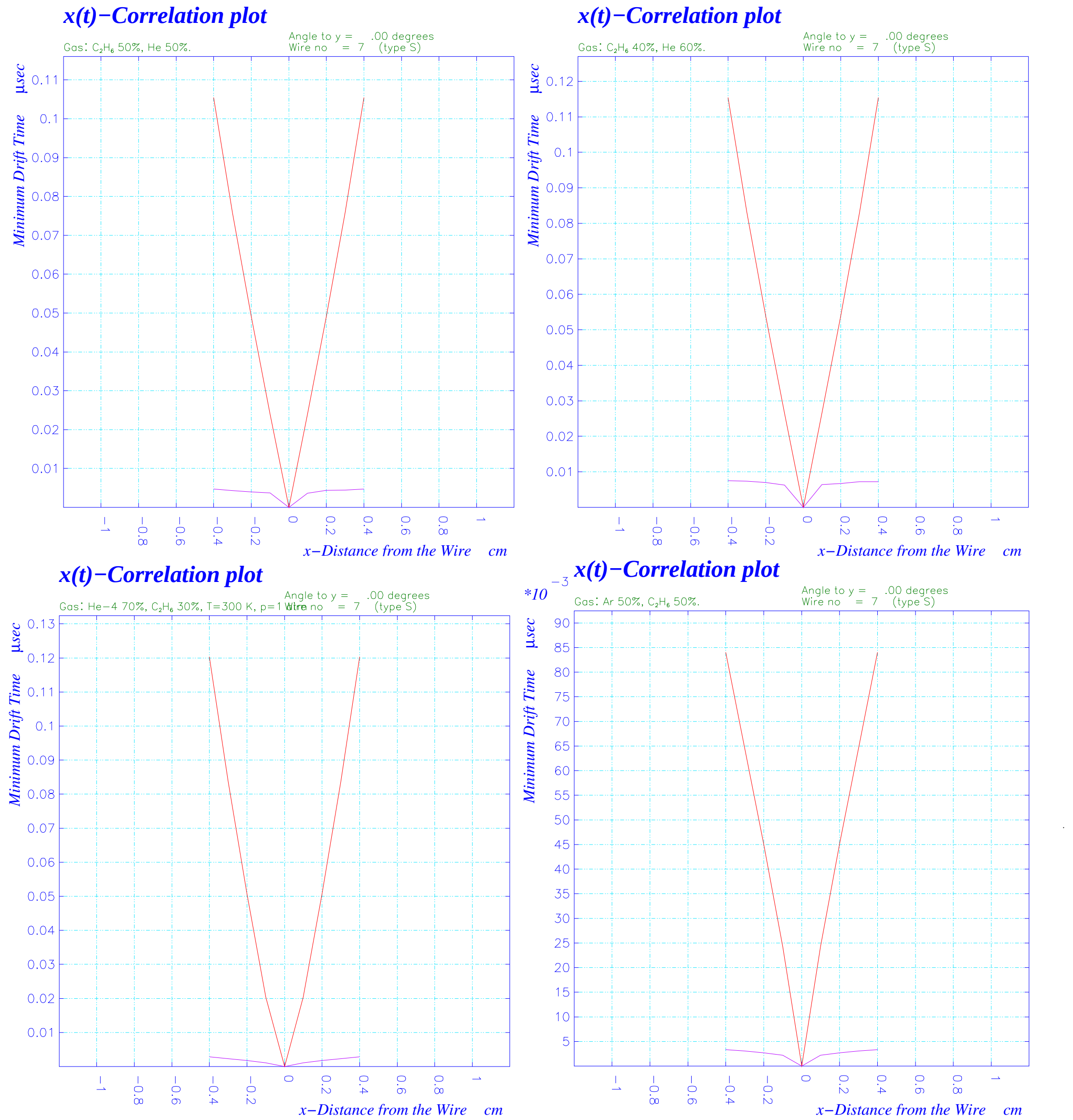


Figure 3.9: 各種ガス混合でのXT–plotのシミュレーション結果。左上から順に、He/C_2H_6 50:50、60:40、70:30、右下がAr/C_2H_6 50:50。

シミュレーションの結果より、ドリフト空間のほぼ全域で安定したドリフト速度を保ち、一様なXT-relationが見込まれる。He/C_2H_6(70:30)では、ドリフト速度がかなり遅くなって、XT-plotも少し湾曲する傾向が認められるが、飛跡検出に支障をきたす程のものとは考えられない。ただし、これを磁場中に置き換えて考えるとかなり厳しいと思われるが、今回のプロトタイプドリフ

トチェンバーの性能評価実験は、磁場環境下での動作テストまでは行わないので 70:30 のガス混合での実験も実施する。以上より、大きな変更はせずにプロトタイプドリフトチェンバーの性能評価実験に臨むことが出来ることが分かった。

最後に、より現実的な環境下でのドリフトチェンバー実機の動作シミュレーションも行った。Figure3.10 の 4 枚の図はそれぞれ、1.155 T の磁場中でのドリフトラインの様子 (左上)、同じ磁場中でのドリフト速度の電場依存性 (右上。E と B のなす角が、0° ～ 90° まで 4 ステップにわけてプロットしてある)、磁場中で動作しているドリフトチェンバー実機に 52.8MeV の e^+ が入射した場合のクラスタ生成の様子とトラック (左下)、その際の XT-plot(右下)、を表している。

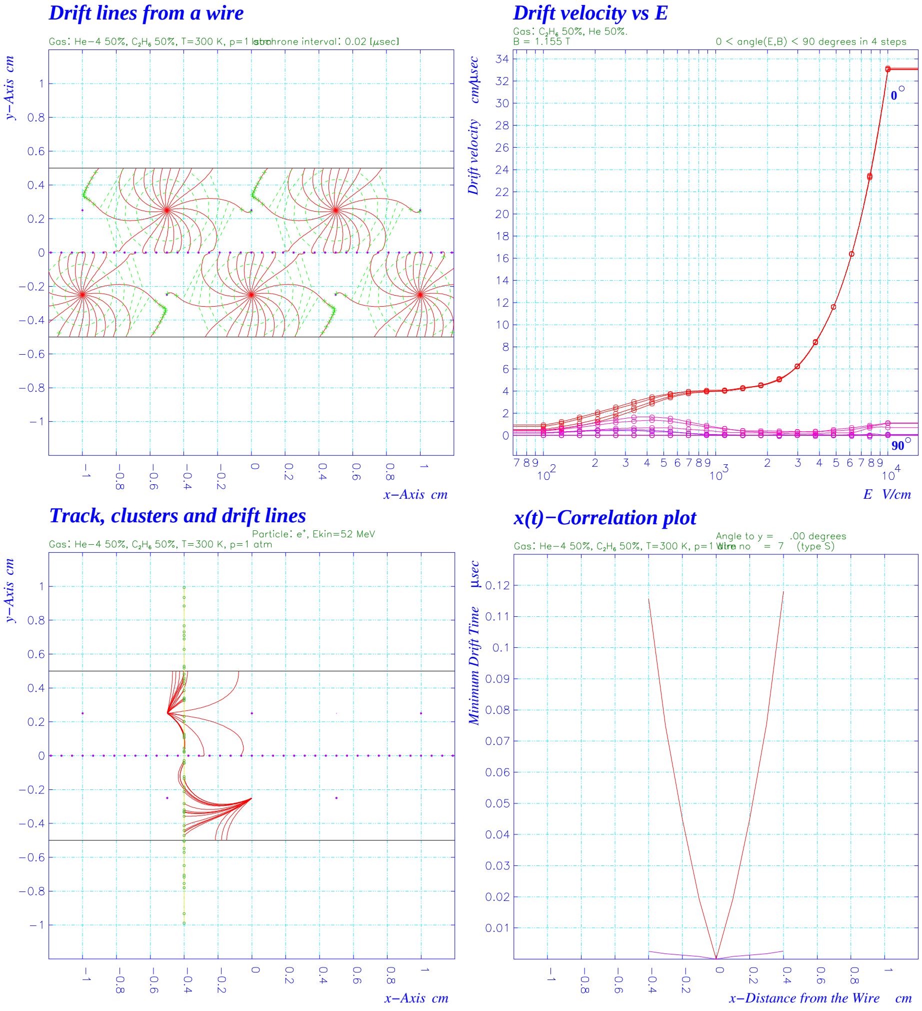


Figure 3.10: ドリフトチェンバー実機の磁場 (B=1.155T) 中での動作シミュレーション。ドリフトライン (左上)、ドリフト速度 (右上)、クラスタ生成とトラック (左下)、XT-plot(右下)

磁場中でドリフトラインが歪められ、またドリフト速度も磁場無しの場合の計算結果 (Figure3.8) と比べ大幅に低下することが分かる。これに伴って、XT もだいぶ歪んできている。最終的に実機で、最大の問題になるであろうクーロン多重散乱の影響を抑制するために、どこまで He ガスの混合比を増やすことが出来るのか、検討が必要である。

3.2.2 バーニァパターンの考察

前節で説明した、z 方向位置測定のためのバーニァパターンの最適な形状を、シミュレーションによる考察を通して決定する。ここで、シミュレーションをする際の指標として、

- パターンの周期
- パターンの初期位相

の 2 種類のパラメータが挙げられる。

パターンの周期は、文字通りその形状から決まる周期であり、左パッド (以降、3 つのバーニァパッドそれぞれを、左・中・右で区別することにする) の持つ周期と、右パッドの持つ周期との最小公倍数で、バーニァパッド全体の周期が与えられる。例えば、Figure3.11 の様なパッドのデザインで考えてみる。左右の各パッドの持つ周期は、それぞれ $2 \times L_l$、$2 \times L_r$ であるので、バーニァパッド全体の周期はこれらの最小公倍数となる。

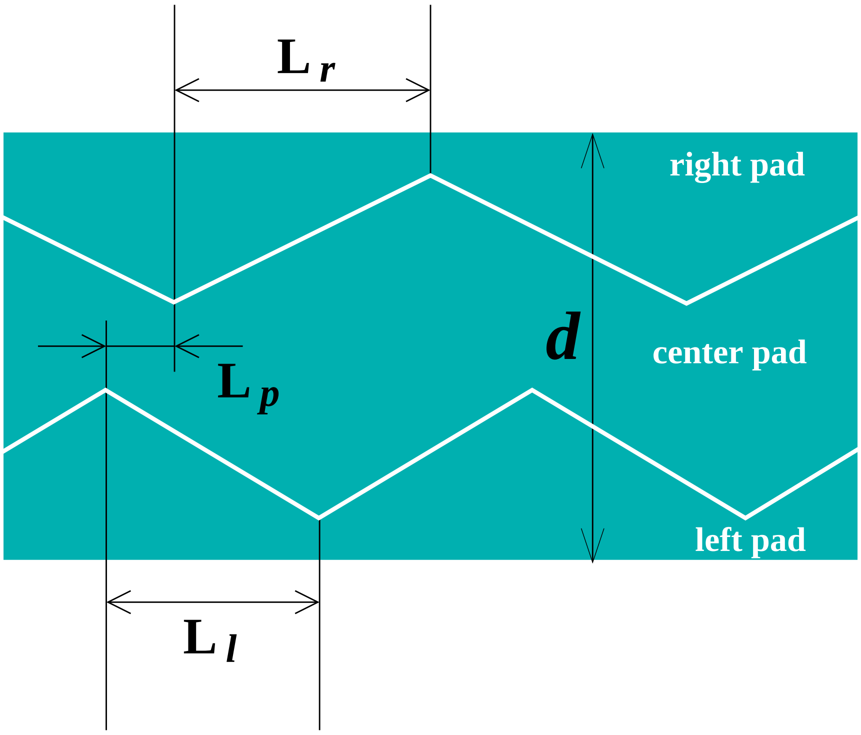


Figure 3.11: バーニァパッドのデザインを決める際のパラメータ

前節で触れたように、バーニァパッドによる z 方向位置再構成は、この一周期の中で一意になされる。このため、バーニァパッドでの解析をする前に、ワイヤシグナルから粗い位置出しをする。従って、パターンの周期が長ければ長い程、一度に解析することが出来る範囲が広がり、トラッキングの際に簡潔に解析を進めることが出来る。しかし、高い分解能を得るためには、長い周期にするよりも、短い周期にするほうが得策である。なぜならば、前節で導入したパラメータ R_{left}、R_{right} (Eq(3.1)) の示す値を使って z の再構成をするわけで、より短い範囲を一周期とする方が、良い分解能が得られるのは明らかである。また、$\mu^+ \to e^+\gamma$ ドリフトチェンバーでは、粗い位置出しのために、ワイヤシグナルの両端読み出しを行って、その電荷の比をとる (Charge division method) 方法を採用するが、この方法での粗い位置出しの位置分解能よりも狭い周期 (もしくは、それと同程度の周期) であると、z の再構成が出来なくなってしまう。以上より、バーニァパターンの周期に関しては、長すぎると解析は簡略化出来るが分解能の低下を招き、短すぎると分解能は良くなるが charge division の精度より短くは出来ないので、ちょうどリーズナブルな周期を設定してやる必要がある。

パターンの初期位相 (Figure3.11 での L_p) も重要なパラメータである。前節で触れたように、この初期位相のおかげで一意に z を解くことが可能になる。また、この初期位相は、位置分解能に対しても影響を及ぼす。初期位相の値によって、パラメータ R_{left}、R_{right} の変化の度合が変化する。この R_{left}、R_{right} の z の移動に対する変化の度合が、なるべく一様に、且つ大きくなるようにすることが出来ると、優れた分解能を得ることが可能になる。

以上のパラメータの役割を踏まえた上で、バーニァパッドのデザイン決定のためのシミュレーションを行う。シミュレーションの考え方を以下に簡単に示す。シミュレーションでは、各パッドに誘起される陽電荷の量を計算で見積もり、得られた電荷から最適なパッドデザインを考察することにした。まず、パッドに誘起される電荷量の計算は、一本の無限長ワイヤ (径 0) の上下を距離 a だけ離して無限長カソードで挟んだ Figure3.12 ような、理想的な状況を考える。今、ワイヤ上のある点で電子雪崩が起きて、電荷 q が生じたとしよう。これは、2 枚の平面導体に挟まれた点電荷と見なせるので、カソード表面の座標 (x, y) に誘起される電荷の面密度 $\omega(x, y)$ は、電気鏡像法を用いて簡単に計算することが出来て、

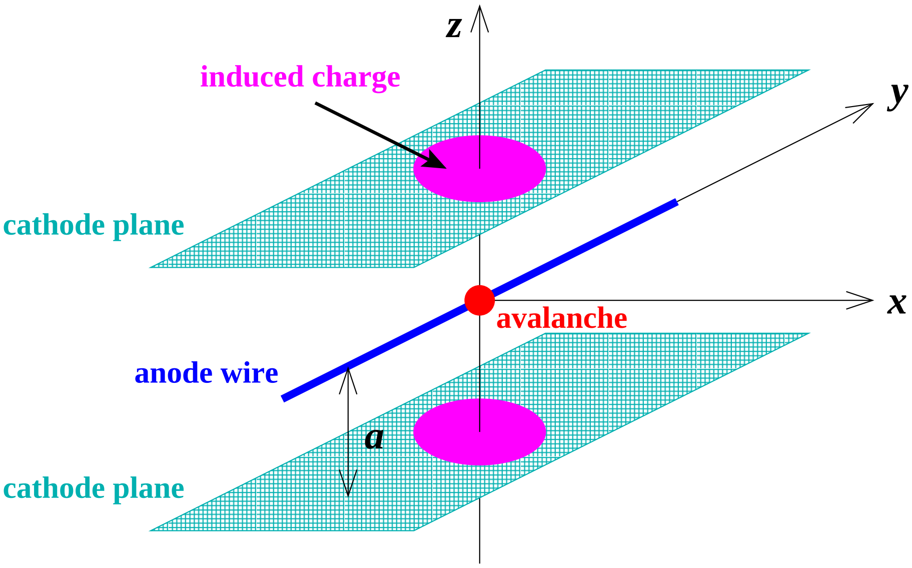


Figure 3.12: カソード面上に誘起される電荷の概念図

$$\omega(x, y) = \frac{q}{4\pi}\sum_{k=-\infty}^{\infty}\left[-\frac{a+4ak}{[(a+4ak)^2+x^2+y^2]^{\frac{3}{2}}}+\frac{-a+4ak}{[(-a+4ak)^2+x^2+y^2]^{\frac{3}{2}}}\right] \tag{3.3}$$

となる。但し x, y 座標軸は Figure3.12 の通り。この電荷面密度をカソード面上で積分してやれば、誘起された電荷量を求めることが出来る。ここで、3 つのバーニァパッド各々で収集される電荷量は、式 (3.3) を積分する際に、積分領域を各パッドの範囲にしてやれば求まる。

以上の方法で、パッドに誘起される電荷量を求めて、z を変化させた際 (Figure3.12 の avalanche point を動かす) の各パッドの収集電荷量の変化の様子をシミュレーションしてみる。パッドの形状を表すパラメータは、Figure3.11 で与えた L_r、L_l、L_p、とカソードの幅 d の 4 つである。今回のシミュレーションでは、d は 9.8mm、L_r・L_l は共に 3cm とした。これは、バーニアパッドシミュレーションの際に、すでにプロトタイプドリフトチェンバーのカソードパート以外の部分の製作に着手しており、チェンバーのサイズから、ワイヤ長は 30cm と決まっていたため、ワイヤシグナルの charge division method の精度を最悪に見積もっても、この 6cm 程度が妥当な周期であろうと判断したからである。従って、シミュレーションでは、主にパッドの初期位相 L_p の最適化に重点を置いた。

実際の計算結果の例を以下に示す。Figure3.13 は、初期位相 L_p=12mm の場合の、各パッドに誘起される電荷量の z の変化に伴う増減の様子である。Figure3.13 の上左図は左のパッドに誘起された電荷量、同右図は右のパッドに誘起された電荷量、下左図は真中のパッドに誘起された電荷量、下右図はそれらを重ねたものと 3 パッドでの誘起電荷の和を表している。

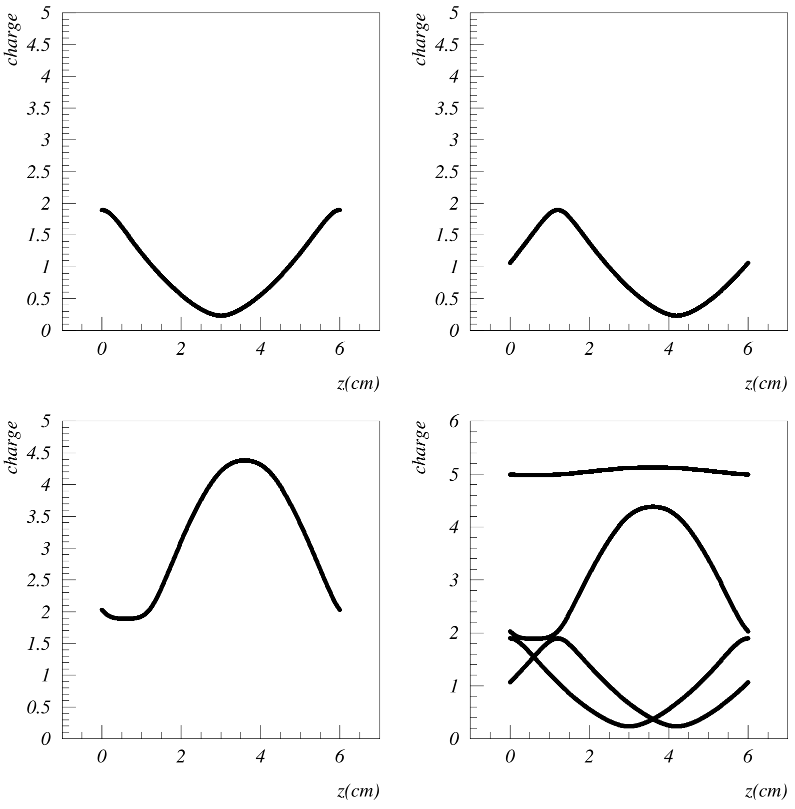


Figure 3.13: 各バーニアパッドに誘起される電荷の計算結果。左上：左パッド、右上：右パッド、左下：中パッド、右下：3 パッド各々と総電荷

各パッドで電子雪崩の起きた位置に応じて、電荷量が増減する様子が見て取れる。また、各パッドで誘起された電荷量の総和が、電子雪崩の位置に依らず一定であることも見て取れる。これらの得られた電荷量を用いて、先述した左右の電荷比 R_{left}、R_{right} を作り、z に対してどのように振舞うか見てみる。Figure3.14 がその様子である。上左図が左の電荷比 R_{left} の z 依存性、同右図が右の電荷比 R_{right} の z 依存性を表し、下の大きな四角いプロットが、R_{left} vs R_{right} である。これら

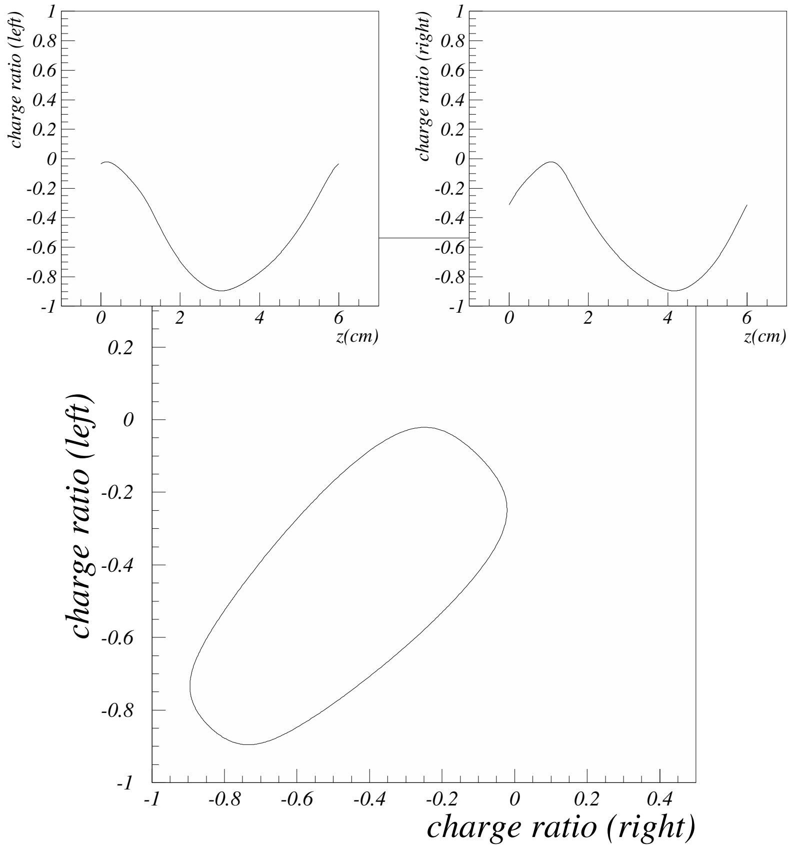


Figure 3.14: 左右の電荷比の計算結果。左上：左電荷比 R_{left}、右上：右電荷比 R_{right}、下：R_{left} vs R_{right}

の左右の電荷比が、z に対して綺麗な周期関数で与えられることが良く分かる。また、この R_{left} vs R_{right} プロットの四角形を見ると、左右の電荷比を入力として与えて z 座標を一意に再現出来る事が見て取れる。この、左右の電荷比 R_{left}、R_{right} の z に対する形や、R_{left} vs R_{right} の四角形の形は、シミュレーションの際に与えたパラメータである、パッドの初期位相 L_p に依存する。

それでは、どのような形になれば、良い分解能が得られるのであろうか。言い替えれば、L_p の値を何にするのがいいのか。これは、Figure3.14 の下の四角形の形を見れば分かる。この四角形の角のカーブは、かなり急激な曲がり方をしている。この四角形の各辺が、「左右の電荷比」→「z 座標」という関数の役割を果たすことを考えると、このカーブは、なるべく緩やかになることが望ましい。急激なカーブを描くようだと、この角の箇所に対応する z 座標の再構成をする際、分解能が低下することが予想される。また、四角形に短い辺と長い辺が混在しないようにするべき

である。バーニァパッドの形状とその周期のため、電荷比が「右 > 左」である領域と、「右 < 左」である領域の 2 領域がある。更に、その各々の領域において、電子雪崩の位置の移動に伴って右の電荷比が増加していく領域と、逆に減少していく領域とが存在する。結果、一周期のバーニァパッドの内部に上記の 4 領域存在することになり、これらの 4 領域が、Figure3.14 の四角形の 4 つの辺に対応する。例えば、Figure3.14 の四角形で見ると、右下方に位置する長い辺は、「右の電荷が左の電荷よりも多くて、且つ z 座標の増加に伴って右電荷が増加する」という領域に対応している。この辺が長い領域は、それだけ z の変化に対して一様に変化し、分解能も向上し、逆に短い辺は、分解能が悪化することが予想される。以上より、R_{left} vs R_{right} の四角形のカーブを緩やかにして、かつ 4 つの辺が同程度の長さを持つように、バーニァパッドの初期位相 L_p を設定してやることが出来ると、よい分解能が見込めそうである。

Figure3.15 に初期位相 L_p を、0mm,6mm,12mm,18mm,24mm,30mm と変化させた際の、R_{left} vs R_{right} の四角形のシミュレーション結果を示す。

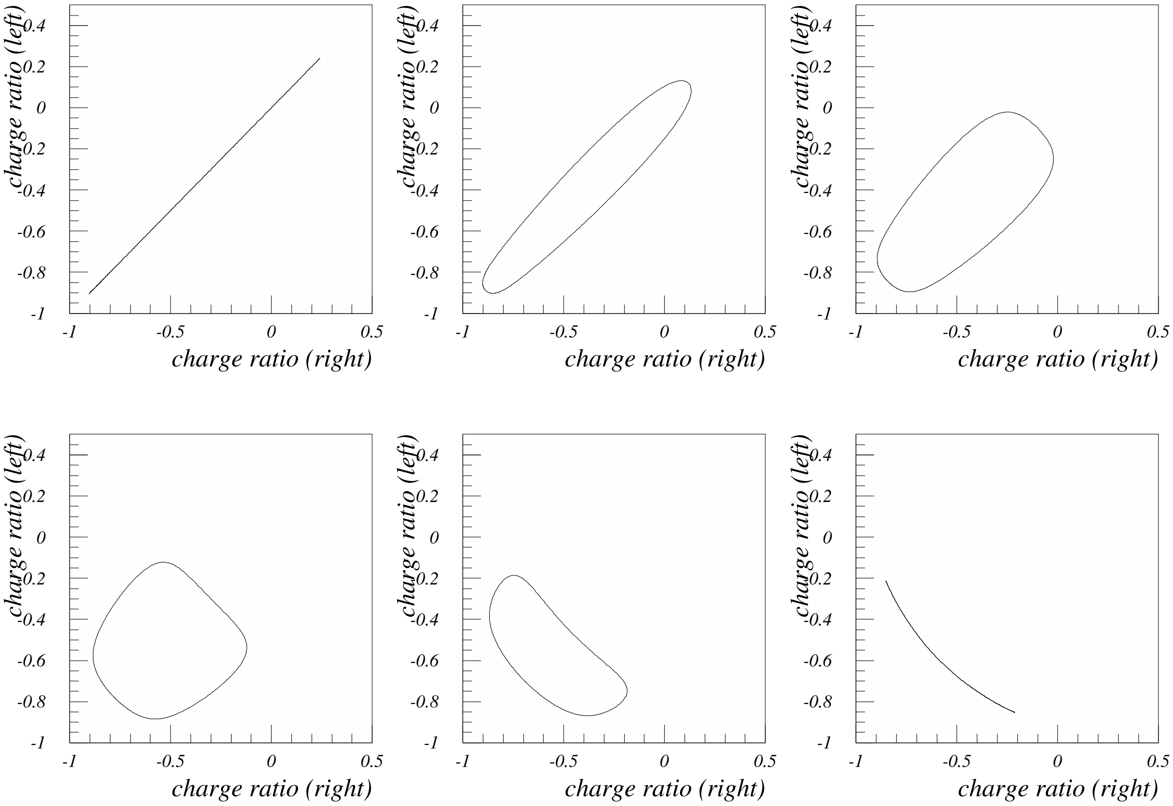


Figure 3.15: バーニァパッドの初期位相 L_p を変化させた際の R_{left} vs R_{right} の作る形のシミュレーション結果。左上から順に、L_p=0mm,6mm,12mm,18mm,24mm,30mm

シミュレーションの結果を見てみると、L_p=18mm 程度にするのが、一番具合がいいようだ。その他の場合だと、四角形の形が歪んでしまい、良い分解能は見込めそうに無い。L_P=0mm,30mm に至っては、2 辺が重なってしまい一意に z を解くことすら不可能になる。紙面の関係上載せないが、その他の L_p に関しても、1mm 刻みでシミュレーションを実施したが、L_p=18mm とするのが、一番良いようである。

L_p=18mm とした場合の、3 パッドに誘起される電荷量は、Figure3.16 の通り。(但し、図の配置は Figure3.13 の時と同じ並びである。) 右パッドに誘起される電荷比と、左パッドに誘起される電荷比とが、正弦・余弦の関係のようになっていることが、分かる。先に示した、L_p=12mm

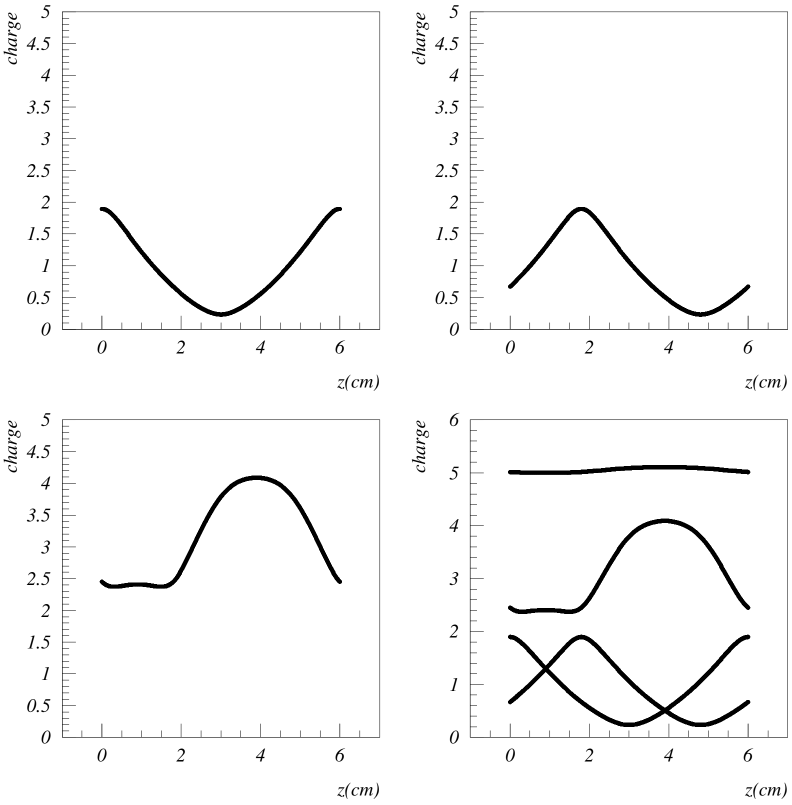


Figure 3.16: バーニァパッドの初期位相 L_p を 18mm としたときの 3 つのパッドに誘起される電荷量の z 依存性

での電荷量 Figure3.13 と比べて、z の変化に伴う各パッドの電荷量の変化の様子 (特に右パッドと左パッドの変化の間に見られる位相) の違いがよく分かる。L_p=12mm の場合に比べて、右パッドの電荷の寄与と、左パッドのそれとが、ほぼ同時に減少したり増大したりする傾向が減っている。これにより、z の全ての領域に渡る、分解能の変化を押えることが出来そうである。

また先に示した、Figure3.14 のような左右の電荷比の z 依存性のプロットと、R_{left} vs R_{right} の相関の拡大図は、Figure3.17 の通りである。先に示した、L_p=12mm の Figure3.14 での四角形に比べて、より正方形に近付いていることが分かる。

以上のシミュレーション結果より、L_p=18mm という初期位相のバーニァパッドを採用することにする。最後に、このシミュレーションの結果により、今回プロトタイプドリフトチェンバー用に作成したカソードフィルムのバーニァパッドデザインの一部を Figure3.18 に示す。

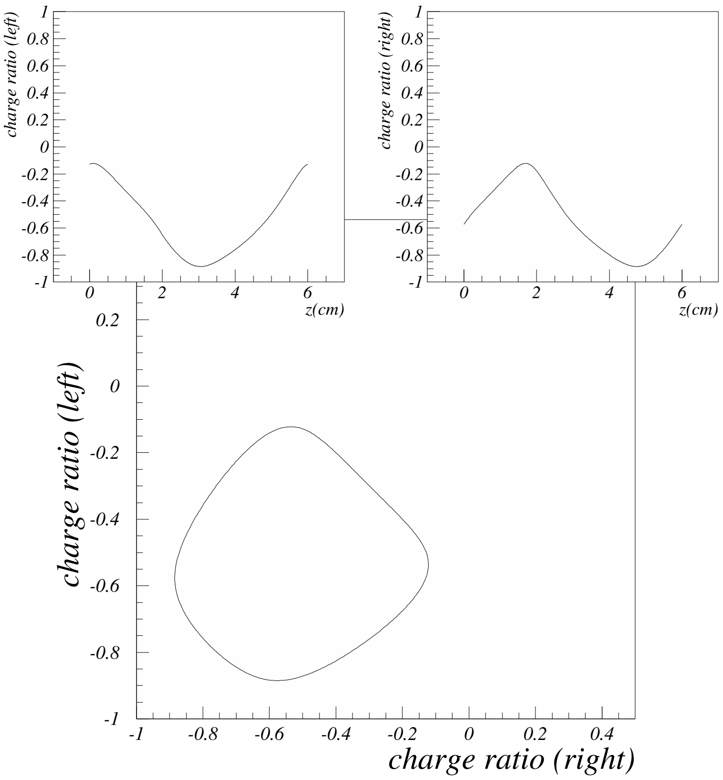


Figure 3.17: L_p=18mm の時の左右の電荷比の計算結果。左上：左電荷比 R_{left}、右上：右電荷比 R_{right}、下：R_{left} vs R_{right}

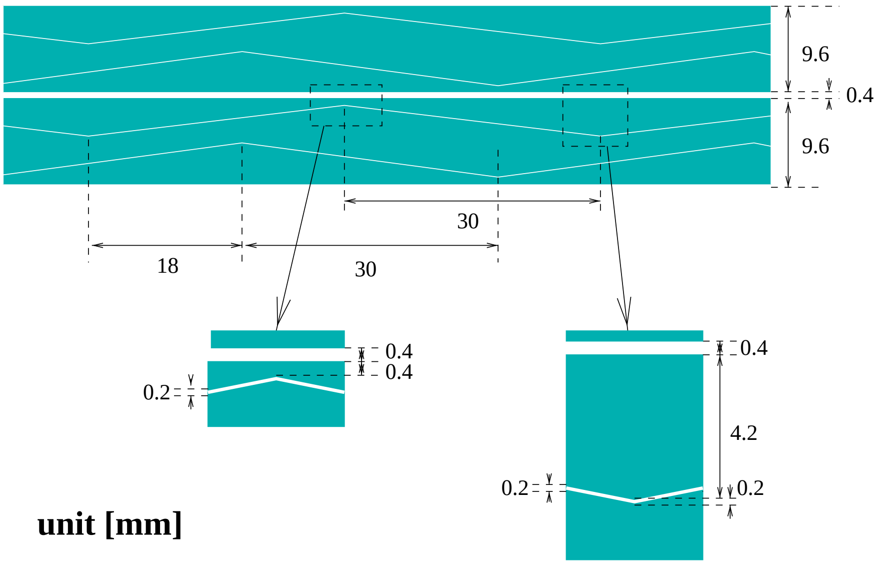

9.6
0.4
9.6
30
18
30
0.4
0.4
0.2
0.4
4.2
0.2
0.2
unit [mm]

Figure 3.18: プロトタイプドリフトチェンバー用バーニァパッドデザイン

Chapter 4

プロトタイプドリフトチェンバーの性能評価実験

4.1 実験の目的

$\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊探索実験のドリフトチェンバーは、前章までで議論して来たような幾つかの要求を満たす必要がある。

そのため、「He 系混合ガスの利用による運動量測定精度の向上」と、「バーニァパターンと呼ばれるパターンを形成した特殊なカソードを利用することによる z 方向位置測定精度の向上」の 2 点を大きな特徴として持つドリフトチェンバーデザインを採用した。そこで、現在考えているデザインで、$\mu^+ \to e^+\gamma$ ドリフトチェンバーの性能が、要求に耐えうる性能を有するのかを確認するため、プロトタイプチェンバーを作成しテスト実験を行った。

前章で述べたように、2000 年度には、$\mu^+ \to e^+\gamma$ グループでは 2 基のプロトタイプドリフトチェンバーを作成した。1 基は東京大学で作成したもので、放射線照射による性能評価実験を行った。もう 1 基は PSI で作成したもので、主に磁場中でのビーム照射実験を行った。

この章では、東京大学で作成したプロトタイプドリフトチェンバーの放射線を用いたテスト実験の詳細を述べる。

テスト実験の目的は、

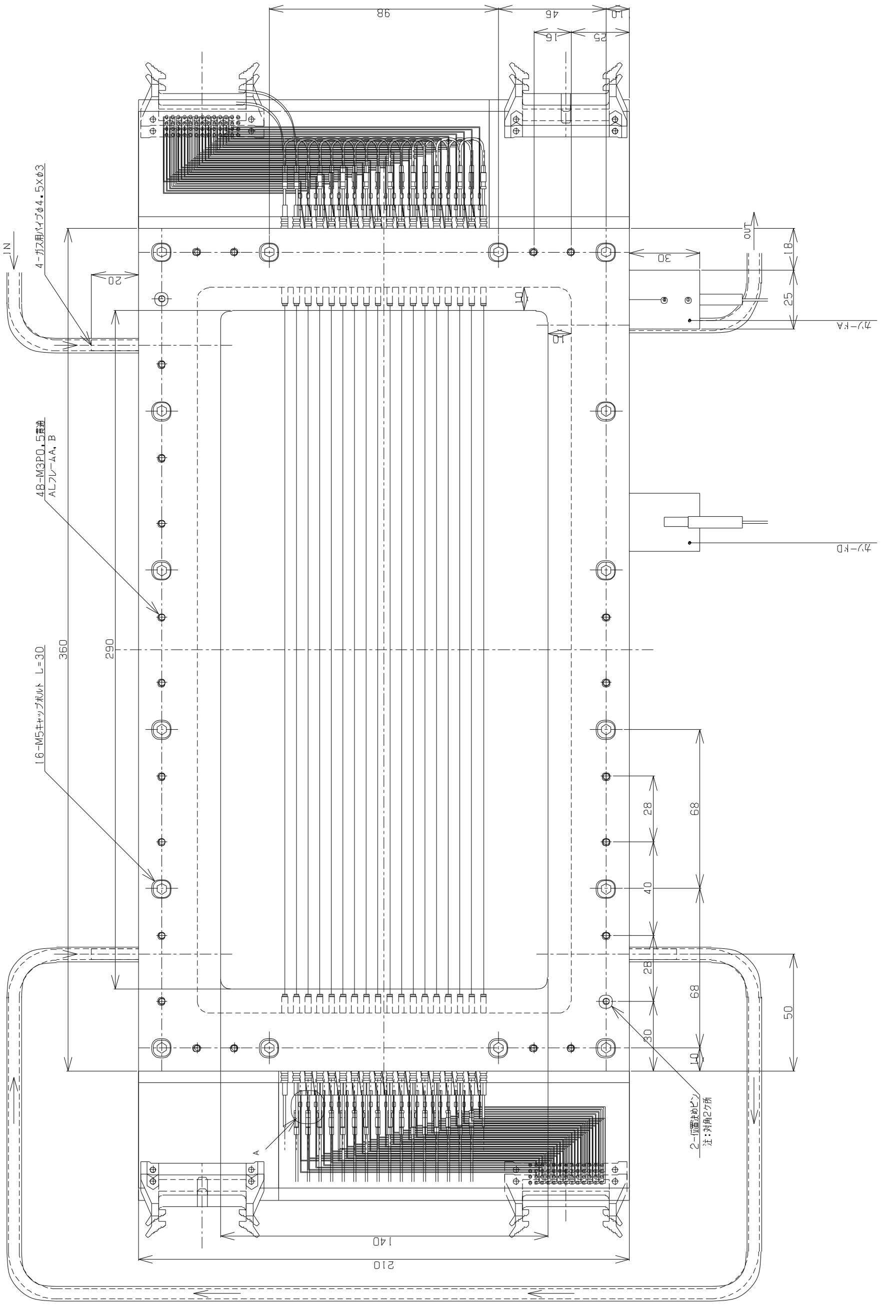
- 実機で予定しているセル構造での動作テスト
- He 系ガス混合での動作テスト、並びに位置分解能への影響の研究
- カソード読み出しによる z 方向位置分解能の研究

の 3 点である。

4.2 プロトタイプドリフトチェンバー

4.2.1 構造

作成したプロトタイプチェンバーは、実機で採用する予定のセル構造をそのまま踏襲した。ただし全体の構造は、実機のような台形型ではなく長方形のものであり、ワイヤの選定などについては先送りした。プロトタイプチェンバーの構造の詳細図は Figure 4.1(設計図 1)、Figure4.2(セル構造の断面図)、Figure4.3(設計図 2)、Figure4.4(完成写真)、に示す。


98
46
16
25
10
IN
OUT
4-ガス用パイプφ4.5×φ3
20
10
16
30
18
25
カソードA
カソードD
48-M3P0.5貫通
ALフレームA, B
16-M5キャップボルト L=30
360
290
28
68
40
28
68
30
10
50
2-位置決めピン
注：対角2ケ所
A
140
210

ワイヤー要目表

種類	材質	ワイヤー径	テンション	本数	備考
センスワイヤー	Au-W	φ30μm	50g	16本	
ポテンシャルワイヤー	Au-Mo	φ125μm	150g	18本	

Figure 4.1: プロトタイプドリフトチェンバーの設計図 1(鳥瞰図)

Figure4.1 から分かるようにプロトタイプドリフトチェンバーの有感領域は 290mm×98mm という小さなものである。プロトタイプドリフトチェンバーは実機と同じ 2 層構造を持ちセンスワイヤ・ポテンシャルワイヤが 5mm 間隔で交互に並び、上下の各層で半セルずらしてある。セル構造は断面図である Figure4.2 を参照。

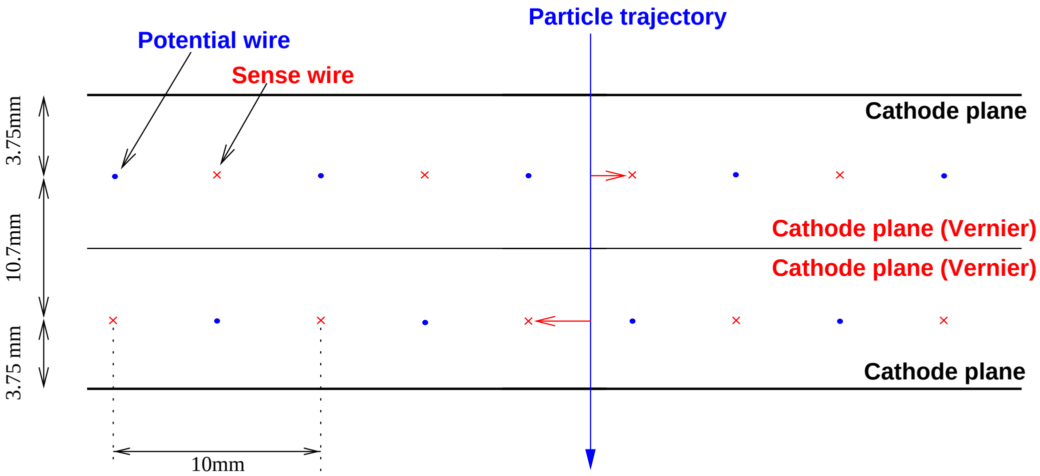

Particle trajectory
Potential wire
Sense wire
Cathode plane
Cathode plane (Vernier)
Cathode plane (Vernier)
Cathode plane
3.75mm
10.7mm
3.75 mm
10mm

Figure 4.2: プロトタイプドリフトチェンバーの断面図 (部分)– セル構造の概念図

センスワイヤは、30μm 径の金メッキタングステン線で張力 50g、ポテンシャルワイヤは、125μm 径の金メッキモリブデン線で張力 150g で張ってある。これらのワイヤはチェンバー本体のアルミフレームに絶縁フィードスルーを介して固定されており、このアルミフレームはチェンバー本体の GND の役目も果たしている。このアルミフレームは上下を 0.5mm 厚の G10(ガラスエポキシ系材料) の板で挟まれている。この G10 にアルミフレームと同じ大きさの窓を開け、そこにカソードの役目を果たすアルミ蒸着カプトンフィルムを張り付ける。カソードについては、次節で詳述する。この G10 フレームと本体のアルミフレームとは、接着せずに、16 本の M6 キャップボルトと 48 本の M3 キャップボルトとで締め上げて固定し、間に ϕ2mm のシリコンパッキンを挟むことでガスシールを行っている。以上の説明はプロトタイプドリフトチェンバーの設計図 Figure4.3 の断面をみるとよく分かる。また、完成したプロトタイプドリフトチェンバーを Figure 4.4 に示す。

高電圧はセンスワイヤに正電圧をかけたのみで、ポテンシャルワイヤ・カソードは接地した。実機と同じセル構造を採用したので、電場計算の結果は、前章でのシミュレーションの Figure3.6 を参照されたい。

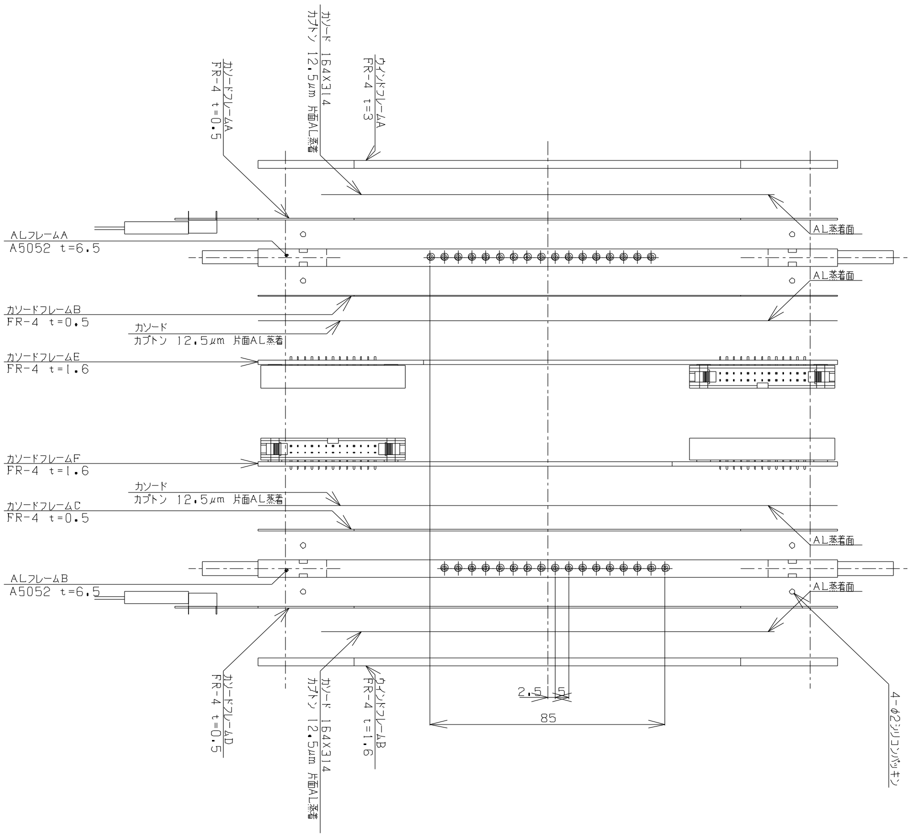

カソードフレームA
FR-4 t=0.5
カソード 164X314
カプトン 12.5μm 片面AL蒸着
ウインドフレームA
FR-4 t=3
ALフレームA
A5052 t=6.5
AL蒸着面
AL蒸着面
カソードフレームB
FR-4 t=0.5
カソード
カプトン 12.5μm 片面AL蒸着
カソードフレームE
FR-4 t=1.6
カソードフレームF
FR-4 t=1.6
カソード
カプトン 12.5μm 片面AL蒸着
カソードフレームC
FR-4 t=0.5
AL蒸着面
ALフレームB
A5052 t=6.5
AL蒸着面
2.5
5
85
カソードフレームD
FR-4 t=0.5
カソード 164X314
カプトン 12.5μm 片面AL蒸着
ウインドフレームB
FR-4 t=1.6
4-φ2シリコンパッキン

Figure 4.3: プロトタイプドリフトチェンバーの設計図 2(断面)

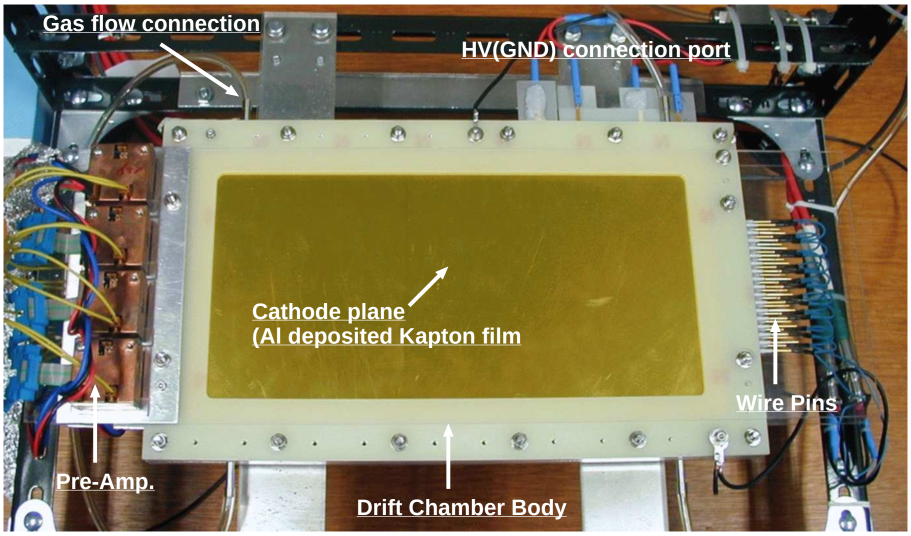

Gas flow connection
HV(GND) connection port
Cathode plane
(Al deposited Kapton film
Wire Pins
Pre-Amp.
Drift Chamber Body

Figure 4.4: 完成したプロトタイプドリフトチェンバー

4.2.2 カソードパート

前章で触れたように、$\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ドリフトチェンバーのカソードは、運動量測定精度向上のため、2つの大きな要求を満足しなくてはならない。

第一に可能な限りの低物質量化が挙げられる。$\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ドリフトチェンバーでトラッキングする$e^+$は52.8 MeVという低エネルギー粒子なので、トラッキングの精度を上げるためには、e^+が通過する物質量を極限にまで低減することが必須である。また、入射e^+との相互作用で発生したγを液体Xe γ検出器で拾ってしまうようなAccidental Backgroundの抑制のためにも、低物質量化は重要である。そのため、カソードに使うアルミ蒸着カプトンフィルムは、厚さ12.5 μmで、更に蒸着膜厚500 Åという非常に物質量の低減がなされたものを採用した。

第二にz軸(ワイヤ方向)の位置測定精度の向上のためのバーニァパッドの採用である。バーニァパッドの詳細は前章で触れたので、以降の解説では適宜、前章での内容を参照して頂きたい。

今回のプロトタイプドリフトチェンバー用のカソードには、前章でのシミュレーションの結果得られたバーニァパターンFigure3.18を採用し、このパターンをアルミ蒸着カプトンフィルムに形成した。具体的にはフィルム全面にアルミをベタ蒸着した後で、Figure3.18のパターンの溝を抜く。抜き巾は200μmで加工精度は$\pm 3\mu$mである。こうして完成したパターンカソードフォイルを、前節で説明したG10フレームに接着し、上下2層のアルミフレームの間に上下各層に蒸着面が向くように2枚背中合わせに挿入する。

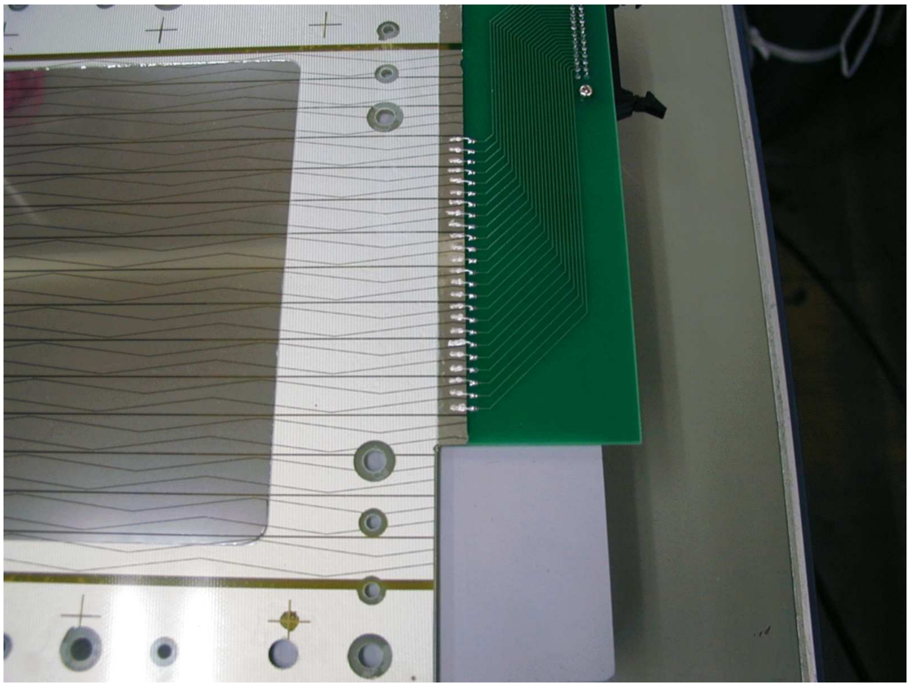


Figure 4.5: カソード読みだし用フレームと、張り付けたパターンカソードフォイル

このG10フレームの両端にはプリント配線が施してあり、バーニァパターンの各パッドからの電気信号を読み出すようになっている。バーニァパターンを施したカソードフォイルをフレームに張り付けた後の、組立て直前の様子がFigure4.5である。また、上下各層のバーニァパターンを施したカソードと対をなすカソード(最外部に位置するカソード)は、パターンを切らないベタ蒸着のフィルムを張り付ける。

以上で、プロトタイプドリフトチェンバー本体の構成部品は全てである。最外層から構成部品を並べると、以下のような構成になる (● は構造体、■ はカソードフォイル、▲ はガスシール用の素材を示す)。

- ● 補強用ウィンドウフレーム (G10/3mm)
  - ■ カソードフォイル (下面 Al ベタ蒸着カプトン/12.5μm+500 Å)
    - ▲ 導電性接着剤
- ● カソードフレーム (G10/0.5mm)
    - ▲ シリコンパッキン (ϕ2mm)
- ● アルミフレーム (Al/6.5mm) +ワイヤ (センス 8 本+ポテンシャル 9 本)
    - ▲ シリコンパッキン (ϕ2mm)
- ● カソードフレーム (G10/1.6mm) +カソードシグナル読みだし用基板
    - ▲ 非導電性接着剤
  - ■ カソードフォイル (上面 Al パターン蒸着カプトン/12.5μm+500 Å)
  - ■ カソードフォイル (下面 Al パターン蒸着カプトン/12.5μm+500 Å)
    - ▲ 非導電性接着剤
- ● カソードフレーム (G10/1.6mm) +カソードシグナル読みだし用基板
    - ▲ シリコンパッキン (ϕ2mm)
- ● アルミフレーム (Al/6.5mm) +ワイヤ (センス 8 本+ポテンシャル 9 本)
    - ▲ シリコンパッキン (ϕ2mm)
- ● カソードフレーム (G10/0.5mm)
    - ▲ 導電性接着剤
  - ■ カソードフォイル (上面 Al ベタ蒸着カプトン/12.5μm+500 Å)
- ● 補強用ウィンドウフレーム (G10/3mm)

以上の全部品をボルトで締め挙げて完成である (Figure4.3)。

4.3 実験セットアップ

4.3.1 ガス

実験ではチェンバーガスとして、He と C_2H_6 を混合して使った。混合は、マスフローコントローラ (コフロック社製 / Model–3660) を利用して流量を調節し、流量比を用いて混合比をコントロールした。また、He 系混合ガスの使用による影響を調べるために、Ar/C_2H_6(50:50) 混合ガスを用意して、両方のデータを比較した。Ar/C_2H_6 混合ガスに関しては混合比の調整はせず、事前に混合して、安定にしたガスを用意して使用した。これら 3 種類のガスを $54l$ ガスシリンダーに充填して用意し、3 つのラインを同時にコントロールするガスラインを作った。ガスラインの概念図は、Figure4.6 の通り。

ガスフローのコントロールは、全てマスフローコントロールのみで行った。温度モニタ・圧力モニタによるガスフローコントロールはしていない。しかし、チェンバー出口に圧力ゲージを設置して、圧力モニタはしてある。何らかの原因で、1.1 気圧を越えるような高圧がかかった場合アラームが鳴るようにセットして、危険防止にした。しかし、測定の期間中、内圧は、ほぼ 1 気圧で安定していたので、この心配は杞憂に終った。

排気は、この圧力ゲージ通過後、約 5m ラインを流れた後、逆流防止用バブラーを通って、大気放出される。

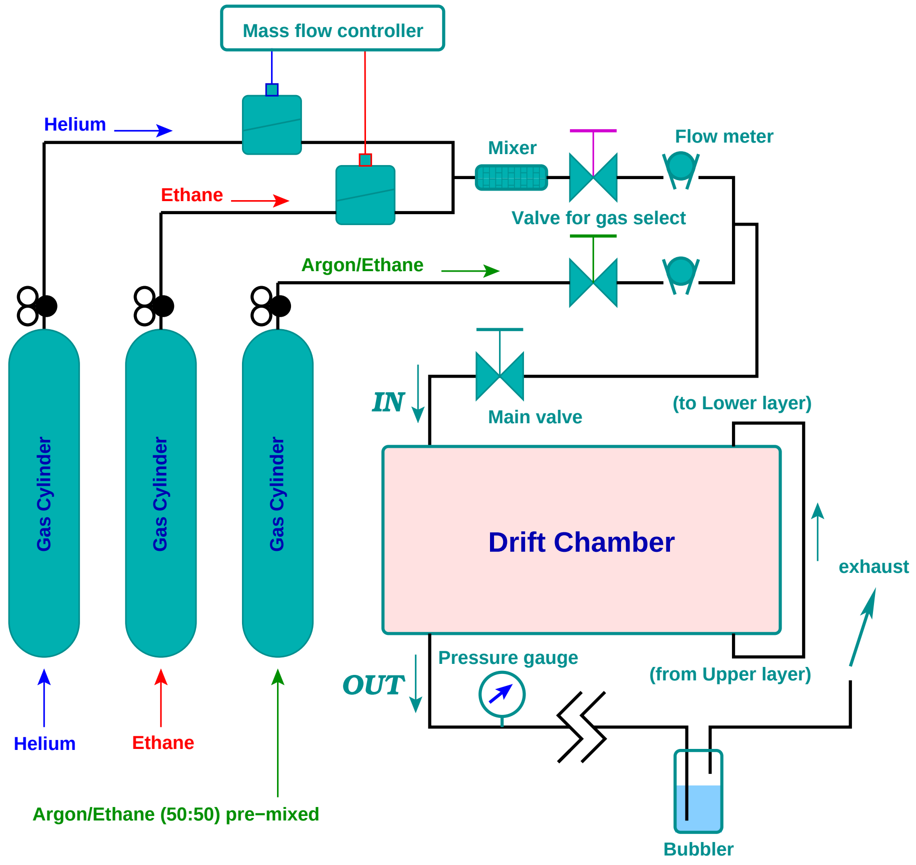

Mass flow controller
Helium
Ethane
Mixer
Flow meter
Valve for gas select
Argon/Ethane
IN
Main valve
(to Lower layer)
Drift Chamber
exhaust
Gas Cylinder
Gas Cylinder
Gas Cylinder
OUT
Pressure gauge
(from Upper layer)
Helium
Ethane
Argon/Ethane (50:50) pre−mixed
Bubbler

Figure 4.6: 実験で使用したガスラインの概念図

マスフローコントローラは、フルレンジで 20 SCCM (1 SCCM は、0°C・1 気圧のもとで 1 分当たり 1cc の流量) 流すことが出来、これを 0.02 SCCM 単位でコントロールすることが出来る (誤差 ±5%)。このマスフローコントローラを使って、以下のような混合比でガスを作った。

- He= 12.50 SCCM / C_2H_6= 12.50 SCCM → 50:50
- He= 15.00 SCCM / C_2H_6= 10.00 SCCM → 60:40
- He= 17.50 SCCM / C_2H_6= 7.50 SCCM → 70:30

いずれの場合でも、総流量は 25 SCCM となるようにしてある。これによって、ガス流量の変化による検出効率の変動などの影響を最小限に押えるようにしてある。また、プロトタイプドリフトチェンバーは、ガス充填領域として約 546cm^3 のボリュームを持っているので、約 22 分で 1 回置換されることになる。従って、ガスの混合比を変えた場合には、最低でも 5 回置換するように 2 時間パージしてから、次の測定を開始するようにした。更に、He 系混合ガスと Ar 系混合ガスとの切替えに際しては、十分に残存ガスのパージがなされるように、一昼夜パージするようにした。

4.3.2 測定方法

ここでは、実験のセットアップ、測定方法を説明する。まず、ドリフトチェンバーへの高電圧の供給、及び信号読み出しのためのエレクトロニクスを概観する。次いで、放射線の照射の手順、トリガーエレクトロニクスを説明する。

- 信号読み出しエレクトロニクス

ドリフトチェンバーへの高電圧の供給、及び信号読み出しの為のエレクトロニクスは、フロントエンド部分とバックエンド部分とに分けて作成した。フロントエンドは、高電圧供給と信号の前段増幅を担い、バックエンドは、信号の後段増幅、及びアナログ信号のデジタイズを担う。以下、フロントエンド、バックエンドと順を追って説明する。

フロントエンドは、一つのボード上に高電圧供給用の高電圧仕様抵抗と、信号読み出しのためのキャパシタをハンダ付けし、その後段に前段増幅器を固定してある。高電圧の供給は、センスワイヤへの正電圧印加のみで、ポテンシャルワイヤ・カソードプレーンは接地する。ボード全体でランドの無い部分は全て GND として機能し、ドリフトチェンバー本体に直接、ボルトで固定することで接地強度を強めて、耐ノイズ性能の強化を図っている。また、前段増幅器への給電ラインもこのボード上にラインを形成して、余分なケーブル配線を無くしてある。フロントエンドのうち、センスワイヤに接続される部分の簡単な回路図は、Figure4.7 のとおり。この回路が一つのフロントエンドボードに 8 組搭載される。

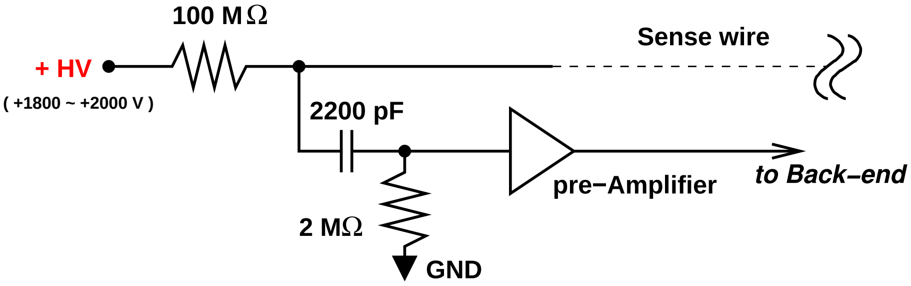


Figure 4.7: フロントエンドのうち、センスワイヤに接続される部分の回路図

フロントエンドは、ドリフトチェンバーの上下各層の両端に必要なので計 4 基作った。一つのボードがチェンバーの一層の片側を担うので、一層あたりのセンスワイヤ 8 本に高電圧を印加するように、Figure4.7 の回路が 8 組必要な訳である。

前段増幅器は BESS(Balloon-borne Experiment with a Superconducting Solenoidal magnet spectrometer) 実験の ODC に使用されていた前段増幅器 [41, 42] をそのまま使用した。この前段増幅器は、4 チャネルインプットのセミカスタムモノリシックデバイス (Fujitsu-MB43458) を使用したもので、BESS 実験で長年使用されて来た実績のあるものである。

今回は、一つのフロントエンドに、この前段増幅器を 4 基設置した。これにより、1 基当たり 4 チャネル入力出来るので、一つのフロントエンド当たり 16 チャネルの信号を処理出来る。このうち、4 チャネルをワイヤシグナルへ、残りの 12 チャネルをカソードシグナルへ割り当てた。センスワイヤ 1 本につき、バーニァパターンを施したカソードパッドが 3 パッド属すので、ちょうど 12 チャネル必要となり、このフロンドエンド 1 基で、4 本のワイヤのシグナルを担うことが出来

る。前段増幅器の出力は、フロントエンド出力部で LEMO コネクタを介して同軸ケーブルに接続され、バックエンドへ渡される。前述したように、このフロントエンドを 4 基作成し、ドリフトチェンバーに据え付け、シールドボックスで覆って使用した。

バックエンドは、信号の後段増幅とデジタイズとを担う。まず、後段増幅器はワイヤシグナル用のものと、カソードシグナル用のものと 2 種類作成した。ワイヤシグナルは、前段増幅器出力で数 10mV 程度の波高のものということが、チェンバーの動作テスト時に分かっていたので、あとは「 ADC のダイナミックレンジへ合わせたゲインを保ち 」、「 前段増幅器とのインピーダンスの整合性 」を気にしながら、「 早いシグナルにも対応出来る 」ような増幅回路を設計した。ワイヤシグナル用の後段増幅器の回路図を、Figure4.8 に示す。ただし、図では見易いように電源回路・オフセット調節回路は省略してある。

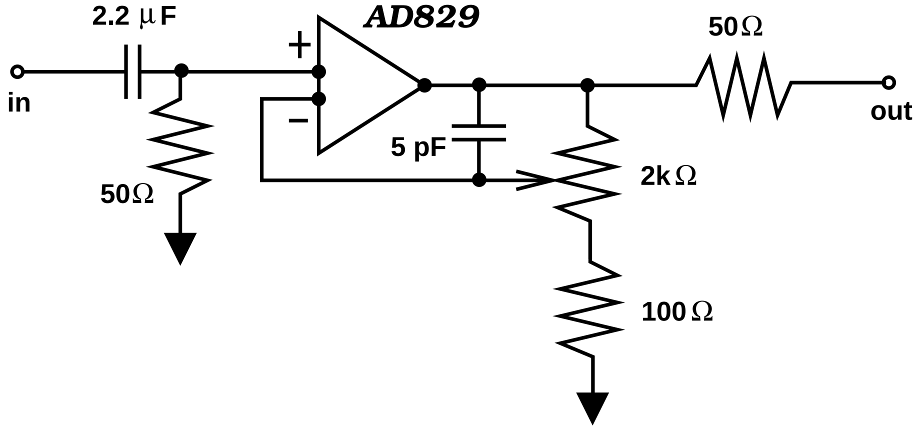


Figure 4.8: ワイヤシグナル用後段増幅器の回路図

使用したアナログデバイセズ社製 OP アンプ AD829 は、ローノイズビデオアンプで、ゲインバンド積が 750MHz と、早いシグナルにも十分対応出来る性能を有する OP アンプである。負帰還回路に使用している 2kΩ の可変抵抗を調節することで、ゲインの調節が出来るようにしてある。この回路を 16 チャネル (ワイヤ 8 本 ×2 ： ワイヤ両端) 作成し NIM 規格モジュールとして実装した。

カソードシグナル用の後段増幅器も、ワイヤシグナル用後段増幅器と同様に作成した。カソードシグナル読み出しに関して、ワイヤシグナルでのそれと違う点は、まず「 高いゲイン 」が必要であるということである。ワイヤシグナルは、ドリフト電子がガス増殖過程で生み出した電子団の電荷をほぼ全て収集するのに対して、バーニァパターンを形成したカソードパッドでのそれは非常に少ないからである。ワイヤ近傍で生成されたガス増殖電子に対応して誘起された陽イオンの内、ポテンシャルワイヤへ流れ込む分と、バーニァパターンを形成していないベタ蒸着カソードへ流れ込む分とは電荷収集出来ない。これらの陽電荷を除いた分が、バーニァパターンを形成したカソード面に誘起される訳であるが、これも 3 つのパッドに分かれて収集されるので更に収集電荷は減少する訳である。このような、微小電流信号を検知するため、高いゲインが必要になる。しかし、ワイヤシグナルと違い、シグナルの早さは気にする必要はないので、カソード読み出し用後段増幅器に用いる OP アンプは、大きなゲインバンド積は必要としない。以上より、「 高ゲインが必要であるが、早さは気にしない。更に正電荷シグナルを ADC に入力するために反転増幅回路をなす 」、といった方針に則って、カソードシグナル読み出し用後段増幅器を作成した。カソードシグナル用後段増幅器の回路図は、Figure4.9 の通り。

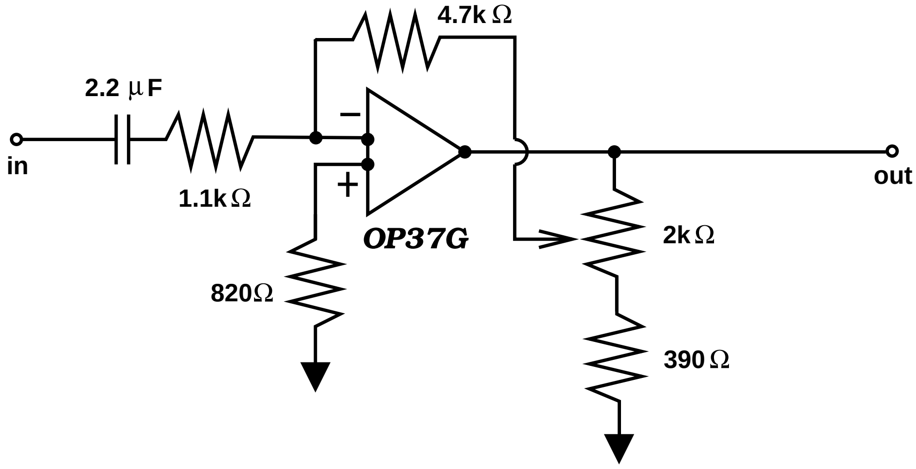


Figure 4.9: カソードシグナル用後段増幅器の回路図

ワイヤシグナル用後段増幅器と同様、負帰還回路中に 2kΩ の可変抵抗をゲインの調節用に使用した。カソードシグナルに関しては、ワイヤシグナルと違い両端での読み出しは行わないので、読み出しチャネル数は 8 ワイヤ ×3 パッド = 24 チャネルである。これも、ワイヤシグナル用後段増幅器と同様、Figure4.9 の回路を 24 チャネル作成し、NIM 規格モジュールとして実装した。

バックエンドのもう一つの役割、アナログシグナルのデジタイズに関しては、後でトリガーエレクトロニクスの説明の項で詳述することにする。

■ 放射線照射の手順

今回のテスト実験では、非密封放射線源からの放射線を照射して動作研究をした。使用した線源と、その詳細は以下の通り。

- 核種 : ^{90}Sr (β 線源)
- 半減期 : 28.5 年
- 崩壊モード : ^{90}Sr(β 壊変)→ ^{90}Y(β 壊変)
- エネルギー : 0.546MeV(β^- from ^{90}Sr)/ 2.284MeV(β^- from ^{90}Y)
- 強度 : 100 μCi (1979 年 9 月 5 日 12 時検定)

この線源からの β 線を、ドリフトチェンバーの任意の位置に照射するために、専用のコリメータと駆動架台を作成した。コリメータは、10mm 厚のテフロンに ϕ0.6mm の穴をあけて使用した。駆動架台は、1 軸方向に駆動可能な X 軸ステージにアングルを据え付けて作り、この先端にコリメータを固定した。X 軸ステージには 10μm 目盛のマイクロメータがついていて、それにより目測 1μm の精度で駆動することが可能である。また、ステージに トリガーカウンターのためのPMT(HAMAMATSU H3165) を据え付け、この PMT にライトガイドとプラスチックシンチレータを接着した。これにより、駆動架台を動かしてコリメータの位置が移動しても、シンチレータとコリメータとの相対位置は変わらないようにした。シンチレータの大きさは、6mm×6mm×2mm

で 6mm×6mm の面が、β 線に向くようにしてある。線源駆動架台の概念図は、Figure4.10 の通り。この線源駆動架台を利用して、任意の位置に β 線を照射して、測定を行った。

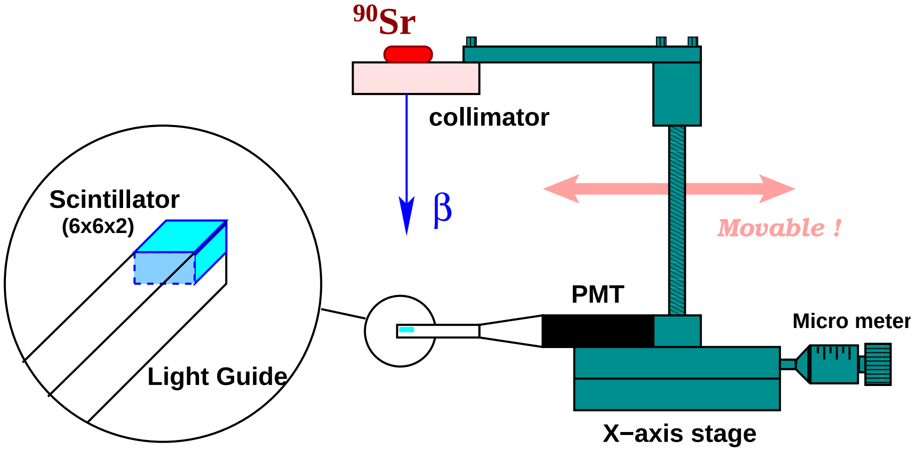

90Sr
collimator
β
Movable !
Scintillator
(6x6x2)
Light Guide
PMT
Micro meter
X−axis stage

Figure 4.10: 線源駆動架台とトリガーカウンター

β 線の入射位置は、Figure4.11 のようにした。r 方向位置分解能の測定の際には、注目するセンスワイヤ (これをワイヤ # 1 とする) の、前後のポテンシャルワイヤまでの ±5mm の間を 1mm 間隔で 11 ポイント入射することにした。ワイヤのナンバーアサインは Figure4.11 (左) を参照。

次に、z 方向位置分解能の測定に関しては、バーニァパッドは、そのパターンの形から 6cm の周期を持つ (前章のシミュレーションの項参照) ので、センスワイヤ # 1 と # 4 の丁度真中に、5mm 間隔で 6cm に渡って 12 ポイント入射するようにした (Figure4.11(右))。

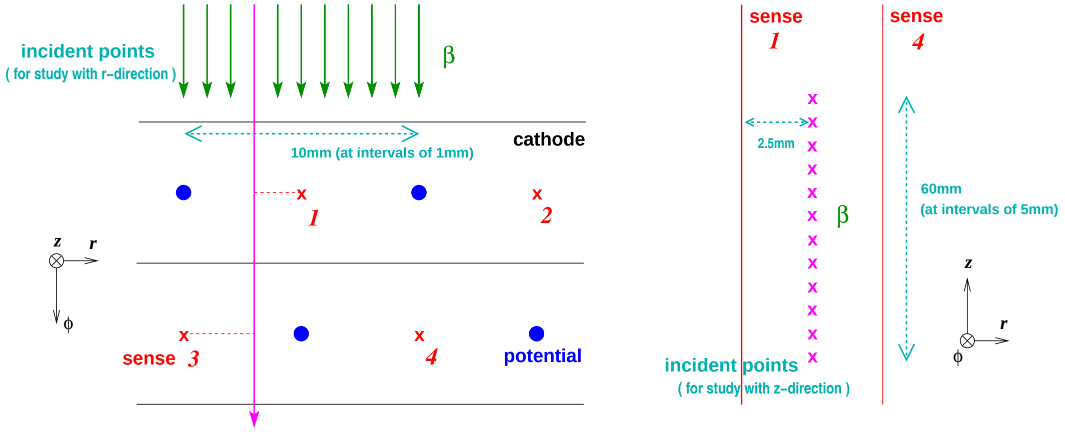

incident points
(for study with r−direction)
β
cathode
10mm (at intervals of 1mm)
1
2
z
r
ϕ
sense 3
4
potential
sense
1
sense
4
2.5mm
β
60mm
(at intervals of 5mm)
z
r
ϕ
incident points
(for study with z−direction)

Figure 4.11: センスワイヤのナンバーアサインと β 線の入射位置

■ トリガーエレクトロニクス

データ収集用回路は、Figure4.12 に示した通りである。

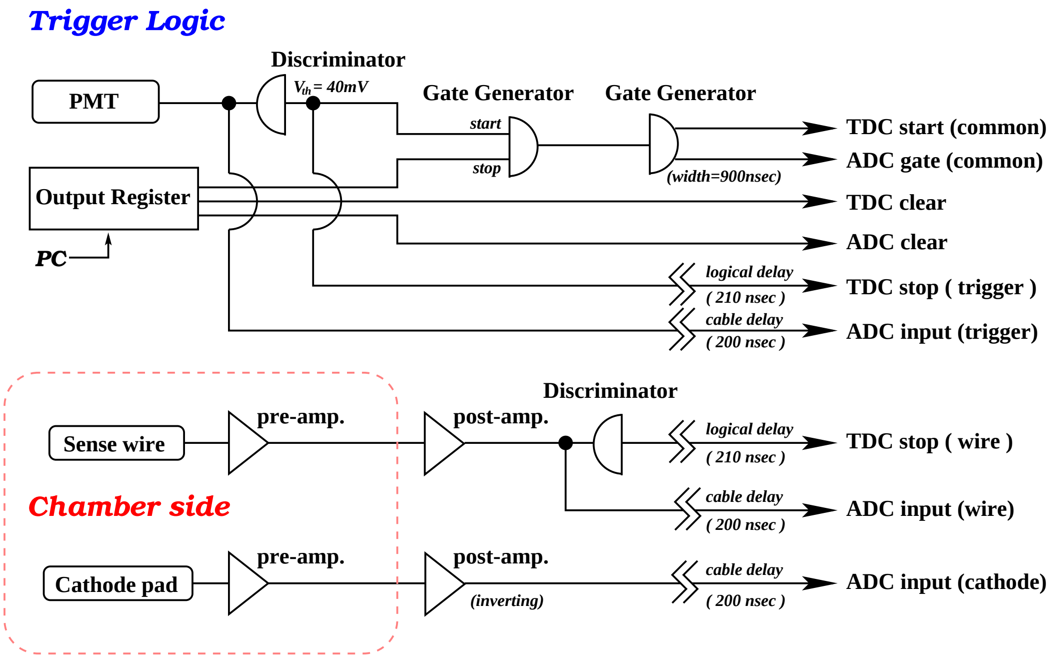

Trigger Logic
Discriminator
V_{th} = 40mV
PMT
Gate Generator
Gate Generator
start
stop
(width=900nsec)
Output Register
PC
TDC start (common)
ADC gate (common)
TDC clear
ADC clear
logical delay
(210 nsec)
TDC stop (trigger)
cable delay
(200 nsec)
ADC input (trigger)
Discriminator
Sense wire
pre-amp.
post-amp.
logical delay
(210 nsec)
TDC stop (wire)
Chamber side
cable delay
(200 nsec)
ADC input (wire)
Cathode pad
pre-amp.
post-amp.
(inverting)
cable delay
(200 nsec)
ADC input (cathode)

Figure 4.12: データ収集用回路

トリガーは、線源駆動架台に据え付けたプラスチックシンチレーションカウンターからのシグナルでかけた。PMT からのシグナルを divider で分割した後、一方を discriminator に入力し、設定した Threshold 電圧 (–40mV) を越えるシグナルが来ると、トリガーシグナルを発生させるようにした。トリガーシグナルは、gate generator へ Latch mode で入力し、TDC へのクリアシグナル (output register から送信する) を Latch clear とした。このようにして生成した、ゲート信号を更にもう一度 gate generator へ入力し、今度は固定幅モードで 900nsec のゲート信号を生成し、TDC、ADC の各モジュールへ送信する。尚、TDC はコモンスタートモードで動作させた。同時に、output register からのクリアシグナルは、ADC モジュールへも送信される。

ドリフトチェンバーサイドでは、ワイヤシグナルとカソードシグナルとを別々に扱う。ワイヤシグナルは、センスワイヤ 8 本 ×2(ワイヤ両端読みだし)=16 チャネル、カソードシグナルは、バーニァ8 セット ×3 パッド = 24 チャネルある。これらの信号をまず、フロントエンドで前段増幅器に入力し、ここで 5 倍程度に増幅し整形してから同軸ケーブルを通して、エレキラックに設置されているバックエンドの後段増幅器に入力する。ここで、ワイヤシグナルは 8 倍に増幅して出力し、divider で分割してから、片方は discriminator に入力する。Threshold 電圧の設定は、20、25、30、35mV ··· と 5mV 刻みでテストランを実施し、上下各層のドリフト時間 (これを t_1、t_2 と呼ぶことにする) の平均値 (これはドリフトチェンバーでの絶対時間測定に相当する) の分布を見て、一番分散の小さいときの Threshold 設定値を採用した。この discriminator の出力は遅延回路に入力し、210nsec 遅延させてから TDC への stop 入力とした。discriminator に入力しなかった方のアナログシグナルは、そのまま遅延ケーブルを通して、200nsec 遅延させてから ADC への入力とした。一方、カソードシグナルは、ワイヤシグナル同様、フロントエンドで前段増幅器に入力したあと、その出力はバックエンドの後段増幅器に入力する。後段増幅器で 12 倍に反転

増幅したあと、遅延ケーブルを通して、200nsec 遅延させてから ADC への入力とした。後段増幅器のゲインは、He/C_2H_6(50:50) ガス、2000V 印加時のテストランで、ADC モジュールのダイナミックレンジに合わせて設定した。この設定は、測定期間中を通して変更しないようにした。しかし、ガスの混合を変えるとシグナルの波高が大きく変動し ADC モジュールのダイナミックレンジを大きく越えてしまったが、この際には後段増幅器のゲインは変更せずに、ADC 入力直前で Attenuator を介して、シグナル波高を減衰させることによって調節した。カソードシグナルについては、時間情報の収集はしていない。

最後に GND の取扱についてだが、セットアップの際には、常に接地の強化を念頭に配線した。ドリフトチェンバー本体は、アルミフレームが GND の役割を果たしている (プロトタイプドリフトチェンバーの構造の項を参照) ので、ポテンシャルワイヤ・バーニァの切っていないカソード・読みだしを行っていないバーニァパッドの全てを、その場でチェンバー本体のアルミフレームに接地した。また、フロントエンドは、前節で説明したように、チェンバー本体にボルトで括りつけ、アルミフレームと接地してある。更に、同じボルトでフロントエンドのシールドボックスを固定してある。ここまでは、チェンバーのフロントエンドサイドである。バックエンドサイドは、すべてエレキラックで接地を果たす。そして、この GND と チェンバーの GND とは、同軸ケーブルを介して接続してある。測定期間を通じて、ノイズレベルはワイヤシグナルの後段増幅器出力時で 3mV 程度で、非常に安定していた。

セットアップ完了時のドリフトチェンバーを Figure4.13 に示す。

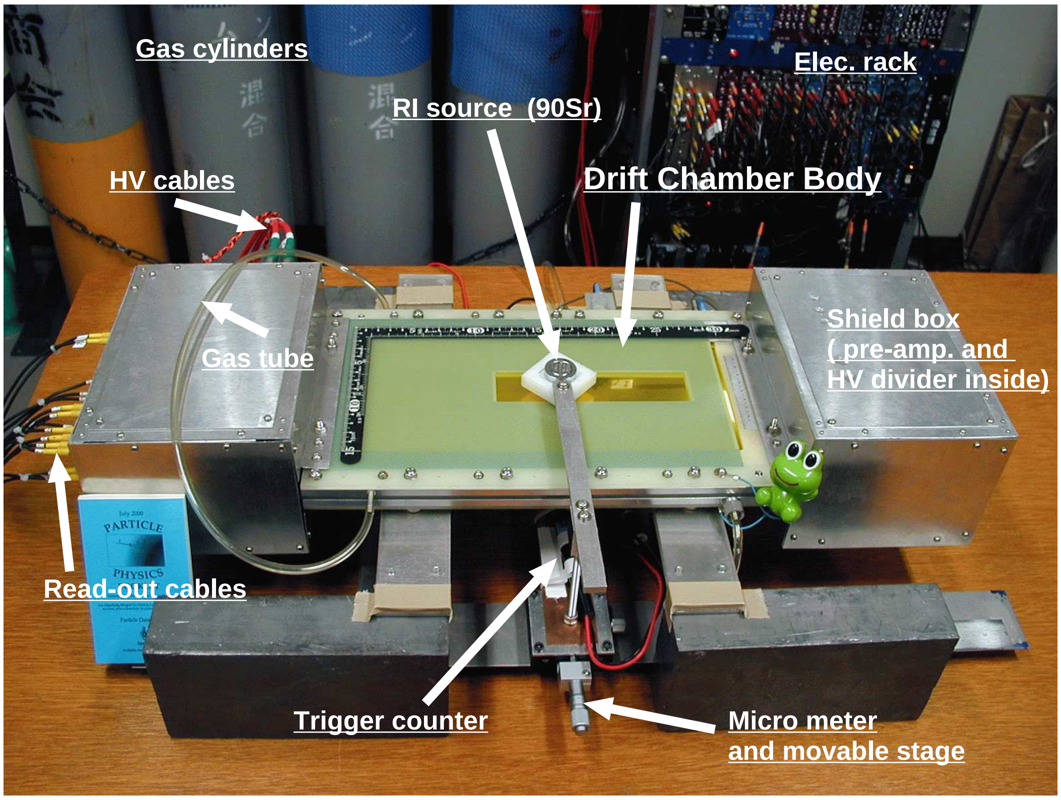

Gas cylinders
Elec. rack
RI source (90Sr)
HV cables
Drift Chamber Body
Gas tube
Shield box
(pre-amp. and
HV divider inside)
Read-out cables
Trigger counter
Micro meter
and movable stage

Figure 4.13: 実験セットアップ

■ 測定したデータ

以下のような設定条件のもとでデータ収集を行った。

- ガス
  - He/C_2H_6 –50:50、60:40、70:30 、Ar/C_2H_6 –50:50 の 4 種類
- 電圧
  - 1800V から 2000V まで 50V 刻み
- β 線入射位置
  - r–方向：センスワイヤ＃1 の前後 ±5mm の間を 1mm 刻みに 11 ポイント
  - z–方向：ワイヤに沿って、センスワイヤ＃1 と＃4 の間に 5mm 刻みに 12 ポイント

ガス混合は、上記の 4 種類のみで他のガスについては試していない。電圧依存性の測定は、上記の 5 種類の電圧で行った。入射位置は、上記の通り。r 方向については、線源駆動架台のマイクロメータを調節することで動かし、z 方向については、線源駆動架台自体をワイヤに沿って平行に動かした。動かす際には、ドリフトチェンバーの固定架台に据え付けてある金尺に密着させて並行性を出し、金尺の目盛を読んで移動距離を決めた。

4.4 データ解析

測定データの解析に入る。解析は、まず基本的な動作の研究 – ガス増殖度の見積もり、絶対時間測定精度 – を概観してから、ドリフト速度の変化の様子、r–方向位置分解能・z–方向位置分解能の研究に入る。特に、He の混合比の増加に伴うシグナルやドリフト速度の変化の様子、分解能への影響、バーニァパッドによる位置測定精度、は $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ ドリフトチェンバーの性能を左右する重要な要素であるので、重点をおいた。

4.4.1 ガス増殖度

ワイヤシグナルの電荷量 (波高) を見て、ガスの混合比の違いによるガス増殖度の変化を見る。ここで、波高はシグナルの ADC 分布で見ることと同義であるが、ADC 分布で代表させる前に、オシロスコープで見た時の波形の違いの様子を見てみる。Figure4.14 は、 1900V 印加した際の 4 種類のガス混合それぞれでの、シグナルの違いの様子である。

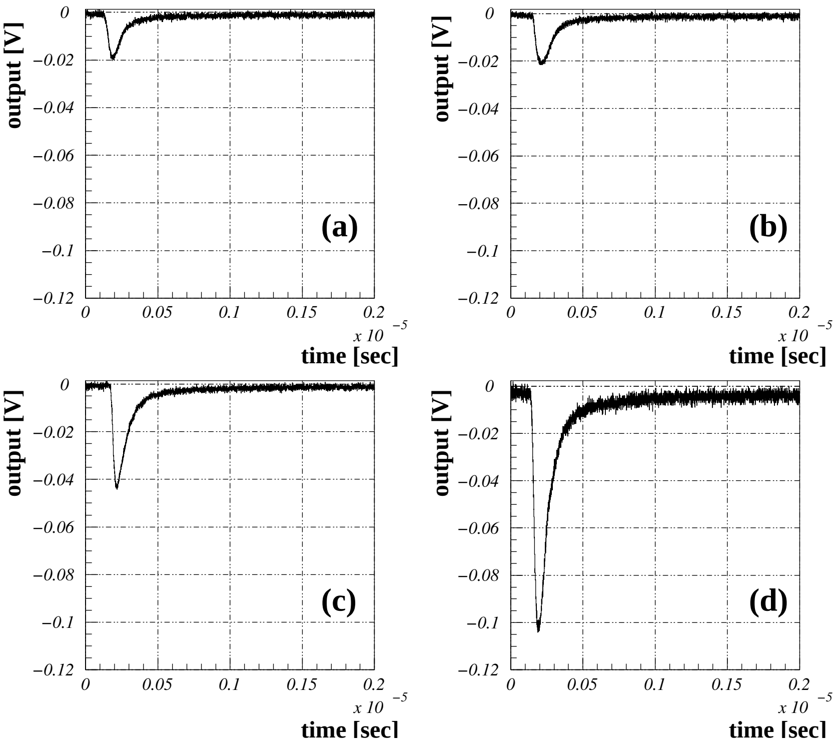


Figure 4.14: シグナルの波形:(a)Ar/C_2H_6(50:50)、(b)He/C_2H_6(50:50)、(c)He/C_2H_6(60:40)、(d)He/C_2H_6(70:30)

もっとも典型的な波形であろう、と思われる波形を取り込んだ。見やすいように縦軸 (波高)・横軸 (時間) ともに、各ガスで同じスケールにしてある。これを見ると、Ar から He に変えることで、わずかにガス増殖度が向上し、更に He の割合を増やすことで飛躍的にガス増殖度が向上することが見てとれる。次に、このシグナルの tail 部分を fitting して、減衰時間の成分に変化が無いか調べる。これは、ガス増殖度の変化を ADC 分布で見積もる際に、tail が延びてしまった効果を、ガス増殖度の向上に組み込んでしまうことを避けるためである。つまり、Figure4.14 で、He を増やすことによってガス増殖度が向上しているが、この結果 C_2H_6 が減少しているので、クエ

ンチ効率が低下し、減衰時間が有意に延びているかも知れない、といった疑問を解消するためである。fitting は 3 つのパラメータを持った、

$$V(t) = \frac{P_1}{1 - e^{P_2 t - P_3}}$$

という関数を用いて行った。本来ならば、2 つの exponential 関数を用いて fitting するべきであるが、この波形はオシロスコープ出力で、統計量に裏付けされた典型波形ではないので、大雑把に tail 部分の時間成分に大きな変化がないかどうかを確認する程度の作業として、簡単な fitting をするに留めた。fitting の結果を、Figure4.15 に示す。

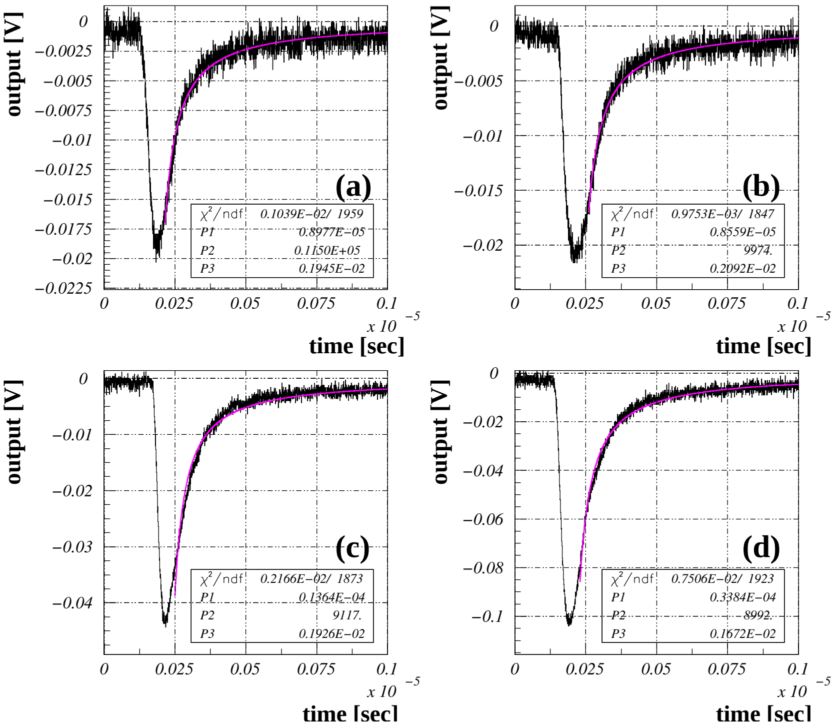


Figure 4.15: シグナルの波形の fitting : (a) Ar/C_2H_6(50:50)、(b) He/C_2H_6(50:50)、(c) He/C_2H_6(60:40)、(d) He/C_2H_6(70:30)

減衰時間の成分が反映されるのは、パラメータ P_2 である。これを見ると、4 つのガス混合の間に、有意な差は殆んど見られない。従って今後、ガス増殖度は ADC 分布の peak 値で代表させて比較することにする。

実際に、ガスの混合比を変えて測定した際の ADC 分布の変化の様子は、Figure4.16 の通りである。これは、センスワイヤ # 4(Figure4.11 参照) から 2mm のポイントに入射した際の 2000V 印加時の例である。Figure4.16 から分かるように、He の割合の増加とともに、ADC の値が増加するという、オシロで見ていた様子と同じ結果が見てとれる。尚、入射位置の違いによる ADC 値の変化は殆んどない。

この分布のピーク値で、収集電荷量を代表させることにして、相対的なガス増殖度の変化の様子を見てみることにする。ただし、ADC 分布はランダウ分布であるので、非対称ガウシアンで fitting して得られたピーク値を使った。得られたプロットは、Figure4.17 の通り。

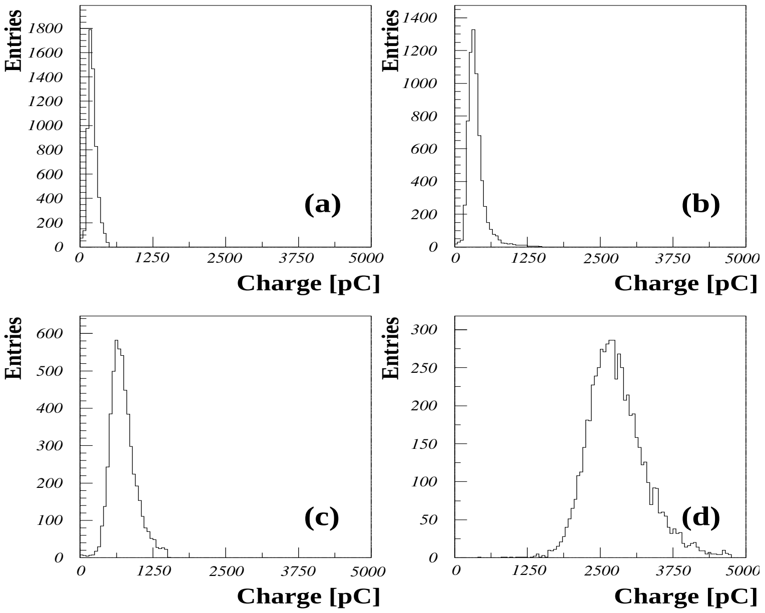


Figure 4.16: ADC 分布: (a)Ar/C_2H_6(50:50)、(b)He/C_2H_6(50:50)、(c)He/C_2H_6(60:40)、(d)He/C_2H_6(70:30)

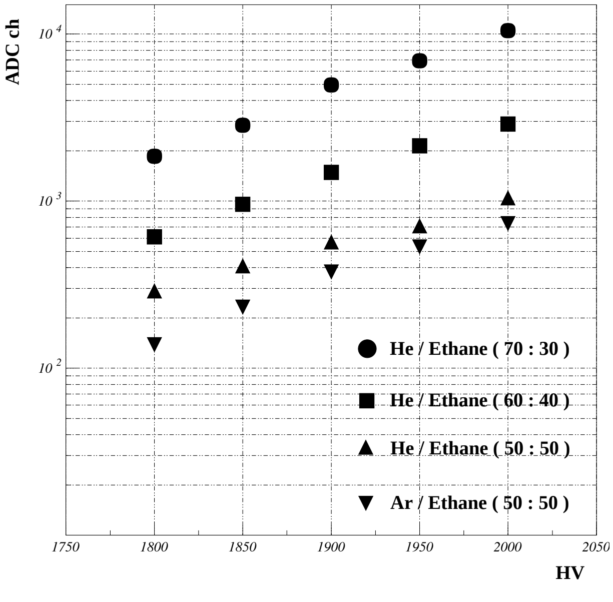


Figure 4.17: 4 種類のガス混合での相対的ガス増殖度 (ADC のピーク値) の印加電圧による変化の様子

4.4.2 到達時間測定

ワイヤからの信号の ADC 値を使った基本的な動作研究は、相対的なガス増殖度の変化の様子を概観したことで、一旦止めにして、次に TDC 情報を使った基本的な動作研究に入る。まず、ドリフト時間 (上下の各層でのドリフト時間をそれぞれ、t_1、t_2 とする) の平均値 $\frac{t_1+t_2}{2}$ (ドリフトチェンバーでの絶対時間測定) の精度を見てみる。ただしこれは、大まかな見積もりであり、前節の相対的ガス増殖度の見積もりと同様、基本的な動作研究に過ぎない。イベントの選定もラフなものに過ぎないし、ドリフト距離とドリフト時間の関係の効果も考慮に入れていない。あくまで、ガス混合比の変化の時間測定精度への影響を見てみることが目的であることを念頭において頂きたい。

とりあえず、TDC 分布を使った最低限のイベント選別のみをかけることにする。ワイヤの TDC 分布は、理想的には完全なガウス分布をするはずであるが、現実の電場では、ドリフト時間の遅いほうへ tail を引いてしまう。これは、例えばポテンシャルワイヤ近傍などの、電離電子がドリフトを開始するまでに少し時間がかかるような場所 (いわゆる、吹き溜り) に入射粒子が入った場合などが含まれてしまうからである。もし、このようにポテンシャルワイヤ近傍に入射して、ドリフト時間を遅く見積もってしまったようなイベントならば、隣のワイヤの方にも電離電子がドリフトして ADC のカウントが見られるはずであり、本当に狙った位置に入射出来ている大部分のイベントは、隣のワイヤでのヒットは無いはずなので ADC のカウントは 0 付近に集中するはずである。これらは、Figure4.18(右) のように、注目しているワイヤの TDC 分布と、隣のワイヤの ADC 分布との相関を見ることで落すことが出来る。

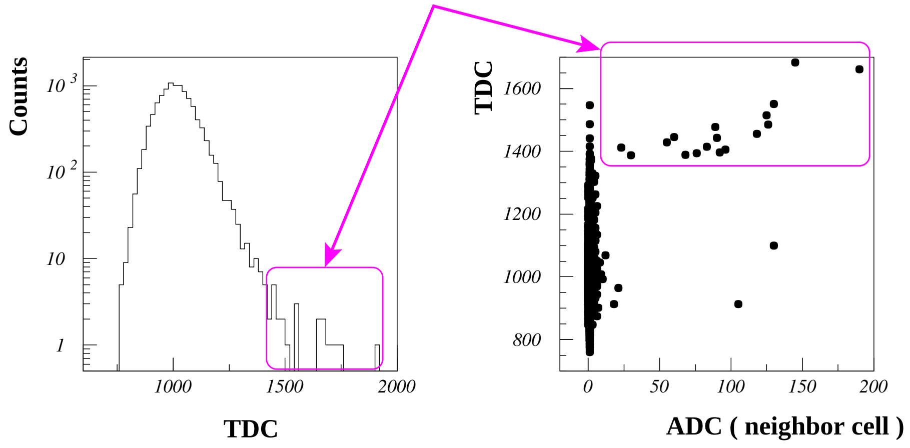


Figure 4.18: 注目しているワイヤの TDC と、隣のワイヤの ADC の相関を使ったイベント選別

とりあえず、絶対時間測定精度の見積もりに関しては、この最低限のイベント選別を施すだけに止める。このイベント選別を施しただけでは、TDC 分布を完全に対称なガウス分布には出来ず、その他にもドリフト時間を遅く見積もっている原因 (大部分は、電場のジオメトリに由来した原因) があるはずだが、これらの成分も含めた分解能として評価することにする。

上記のイベント選別を施した TDC 分布を用いて作った、平均ドリフト時間 (絶対時間) の分布の様子が Figure4.19 である。

ただし、横軸 (時間軸) は、TDC データのままで、1ch あたり 200 psec である。使ったデータは、前項の相対的ガス増殖度の見積もりで使った 2000 V 印加時のデータで、入射ポイントはセ

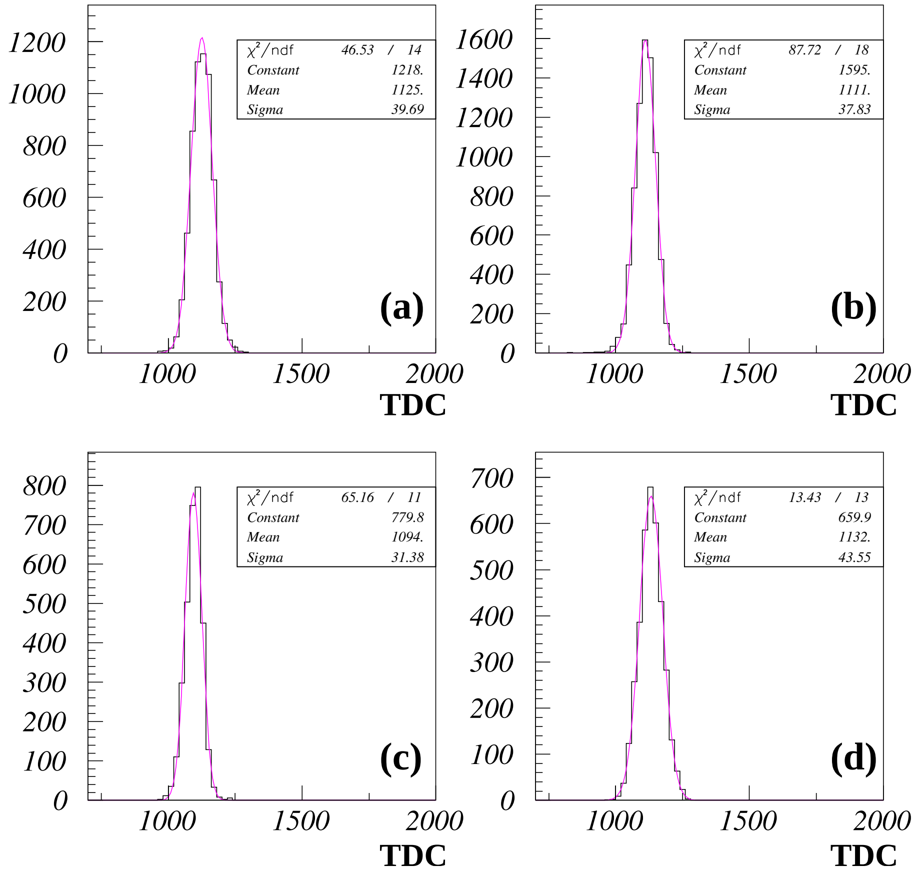


Figure 4.19: 絶対時間：(a)He/C_2H_6(50 : 50)、(b)He/C_2H_6(60 : 40)、(c)He/C_2H_6(70 : 30)、(d)$Ar/C_2H_6(50 : 50)$

ンスワイヤ # 4 から 2mm の位置である。分布の σ から、各ガスでの絶対時間測定精度は、

$$\begin{aligned}
\mathrm{He/C_2H_6}(50:50) &\rightarrow \sigma_t = 7.9\ (\pm 0.69)\ \mathrm{nsec} \\
\mathrm{He/C_2H_6}(60:40) &\rightarrow \sigma_t = 7.6\ (\pm 0.37)\ \mathrm{nsec} \\
\mathrm{He/C_2H_6}(70:30) &\rightarrow \sigma_t = 6.3\ (\pm 0.34)\ \mathrm{nsec} \\
\mathrm{Ar/C_2H_6}(50:50) &\rightarrow \sigma_t = 8.7\ (\pm 0.59)\ \mathrm{nsec}
\end{aligned}$$

であることが分かった。He の混合比を増やすとともに、時間分解能が良くなることが分かる。これは、Ar 系混合ガスから、He 系混合ガスに変えることで、クーロン多重散乱による影響が減少し、ドリフト電子のセンスワイヤへの到達時間のばらつきが減って、時間分解能の向上に寄与していると考えられる。また、ガス増殖度が上がり、より確実に最初にドリフトしてきた電子で設定した Threshold 電圧を越えて Discriminator の出力を得ることが出来ることからも、良い時間分解能が得られている、と考えられる。

4.4.3　ドリフト速度

ガス混合比の変化に伴うドリフト速度の変化の様子を調べる。スローガスであるHeの増加に伴って、ドリフト速度は低下することが予想される。実際、シミュレーションでは、そのような結果が得られたことは、前章のシミュレーションの項で述べた通りである。

ここでは、ドリフト時間とドリフト距離との関係が理想的な比例関係にあるような、センスワイヤとポテンシャルワイヤの中間領域 (センスワイヤ # 1から2mmと3mmの位置) でのデータを使って、ドリフト速度を割出し、それぞれのガス混合での電場依存性をプロットしてみる (Figure4.20)。

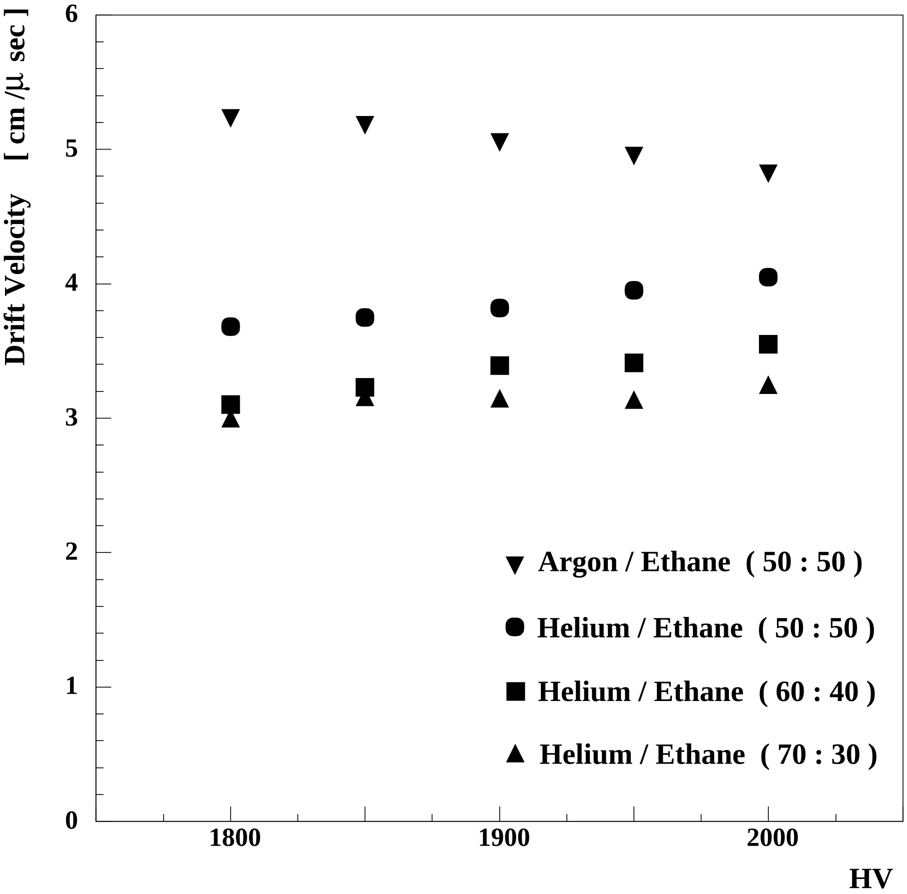


Figure 4.20: 各ガス混合でのドリフト速度

Ar系混合に比べて、He系混合にすることでドリフト速度が低下し、Heの混合比を増やすことで、さらにドリフト速度が低下していく様子が分かる。Ar/C_2H_6(50:50)はこの電場領域では、上昇したドリフト速度が一旦低下し、その後サチュレートすることが分かっている (Figure3.8右下図参照)。また、He系混合だとこの領域では、ほぼサチュレートしているはずで (Figure3.8)、測定データは、前章のシミュレーションで得られた結果を良く再現している。ただし、測定した電場領域 (1800V ~ 2000V) が狭いので、更に広い領域での測定による裏付けが必要である。

4.4.4 位置分解能–r 方向

ワイヤと垂直な方向–r 方向の位置分解能の解析に移る。以下に、解析の方針を示し、その後、その方針に則って解析の結果を順々に示していく。

ドリフトチェンバーの位置分解能の評価をするには、ドリフト時間とドリフト距離との相関を理解し、その理解に基づいて、ドリフト時間から逆算して入射粒子の位置を再構成し、その再構成した位置と実際の入射位置とのズレ (残差) の分布をもってして位置分解能と見なす。しかし、今回のテスト実験では、実際の入射位置を指し示す尺度が何もない。本来ならば、入射位置を示すために、別のドリフトチェンバーを用意して、宇宙線照射による評価を行うべきであるが、今回は、「別のチェンバーが無い」「別のチェンバーがあってもプリアンプが足りない」「しかも時間も無い」と無い無い尽くめで臨んだ実験だったので、リファレンスチェンバー無しで測定を行った。そこで今回のテスト実験の解析では、入射位置は、とりあえずコリメータとドリフトチェンバー本体との相対的な位置関係から割出した位置を使い、この入射位置と、チェンバーの一つの層を使って、ドリフト時間–ドリフト距離の相関 (XT-plot) を求め、その結果を使って入射位置のアラインをやり直してから、もう一度 XT-plot を作り直す。更に、この結果をドリフトチェンバーの別の層のデータに適用して、XT-plot を作り直し、その結果を元の層のデータに戻して … というプロセスを繰り返すことで、何とかプロトタイプドリフトチェンバーの固有の位置分解能を評価することにした。この解析の手順を、簡潔に並べると以下のようになる。

1. チェンバー下層のドリフト時間を、コリメータの位置に対してプロットして、
   最初の XT-plot を作る。
2. 「1」のプロットから、入射位置のアラインを行って XT-plot を作り直す。
   この plot の fitting 結果から「下層のドリフト時間」→「入射位置」を出す関数 F_1

   $$F_1(Lower\ layer\ TDC) \rightarrow Incident\ point$$

   を作る。
3. 上層のドリフト時間に対して、「2」で得られた関数 F_1 に下層のドリフト時間を
   入力して得た入射位置をプロットして、上層の XT-plot を作る。
   その plot を fitting して「上層のドリフト時間」→「入射位置」を出す関数 F_2

   $$F_2(Upper\ layer\ TDC) \rightarrow Incident\ point$$

   を作る。
4. 「3」で得られた関数 F_2 を使って「2」の XT-plot を作り直す。
   これを fitting して、F_1 を作り直した関数 F_3 を作る。
5. 「4」で得られた関数 F_3 を使って「3」の XT-plot を作り直す。
   これを fitting して、F_2 を作り直した関数 F_4 を作る。
6. 「5」で得られた関数 F_4 を最終的な「ドリフト時間から入射位置を再構成する関数」
   として残差分布を求め、位置分解能を評価する。

それでは、実際のデータ解析の様子を順を追って詳述していく。ここでは、He/C_2H_6(60:40) の 2000V 印加時のデータの解析を例として紹介する。他のガス混合、電圧でのデータに関しても同様である。

まず、手順「1」、下層のドリフト時間に対してコリメータの位置をプロットしてみる (Figure4.21(a))。これを、fitting する。fitting はとりあえず、センスワイヤ付近の数点は、2 次の多項式フィット、ワイヤ間の比例領域では、線形フィットとした。Figure4.21(a) から見てとれるように、かなりズレている。ワイヤ # 3 の直上に入射したと思っていた点 (プロットの左端) は、明らかに隣のセルに入っているし、ワイヤ間の線形フィットの直線は中心で交わっていない。そこで、この fitting の結果を使って、アラインをする。ワイヤ付近の 2 次フィットの結果得られた関数の変極点を、センスワイヤの位置、ワイヤ間の線形フィットの関数の交点をセンスワイヤ同士の中心 (上層のワイヤ # 1) の位置としてアラインしてみる。ちなみに、Figure4.21(a) で得られた関数では、 2 次フィットの関数の変極点は、−4.404mm、+5.601mm であるので、どうやら思った場所より、600μm 程度ワイヤ # 3 の方へズレていたようだ。

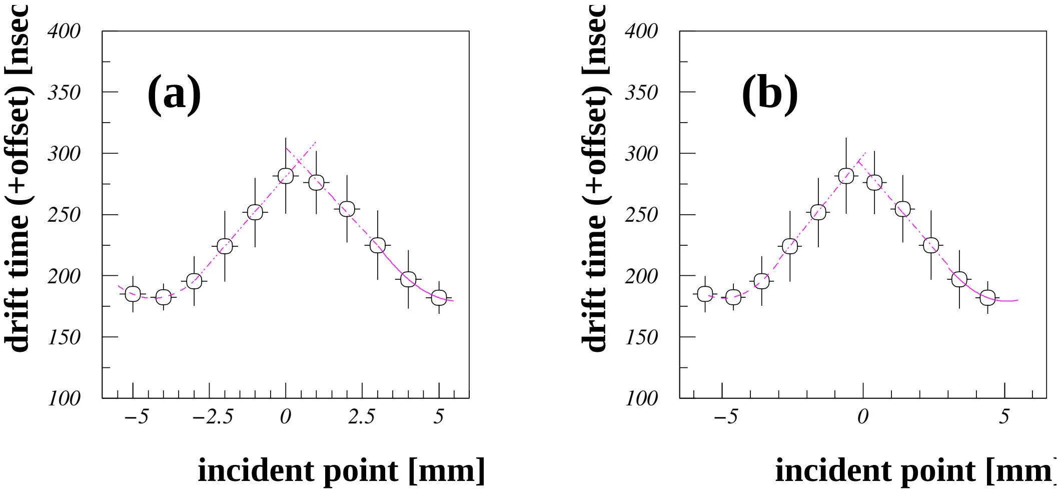


Figure 4.21: 最初の XT-plot とそのアライン結果

アライン後の、XT-plot が、Figure4.21(b) である。今度も、同様に fitting すると、2 次フィットの結果得られた変極点はそれぞれ、−5.001mm、+5.002mm となり、うまくアライン出来た。ここで得られた関数 F_1 を使って入射位置を作り、上層のドリフト時間をプロットして上層での XT-plot を作ってみる。

出来上がった、上層の最初の XT-plot が、Figure4.22 の左図である。XT-plot を見ると、僅かに左右非対称であることがわかる。これは、先述の通り入射ポイントが、ワイヤ # 3 側 (図で向かって左側) に 600μm 程度ずれていたため、ワイヤ # 4 側の最外部 (図で向かって右側) のデータがないことに由来する。その点を考慮して、ドリフト距離が ±4mm の区間で見てみると、左右対称になっていることが分かる。

また、この段階で試験的に求めた残差分布が Figure4.22 の右図である。ここに挙げた残差分布は、上がドリフト距離が 3 mm(ワイヤ # 3 から 2 mm) の残差、上がワイヤ # 1 の直上に入射した際の残差である。ただしここでの残差分布は、様々な位置分解能の低下要因を含んだままになっている。例えば、β 線の入射位置の広がりや、クーロン多重散乱による効果、等の影響を考慮していない。従って、fitting の結果はこれらの分、悪くなっている。その点を踏まえて見てみる

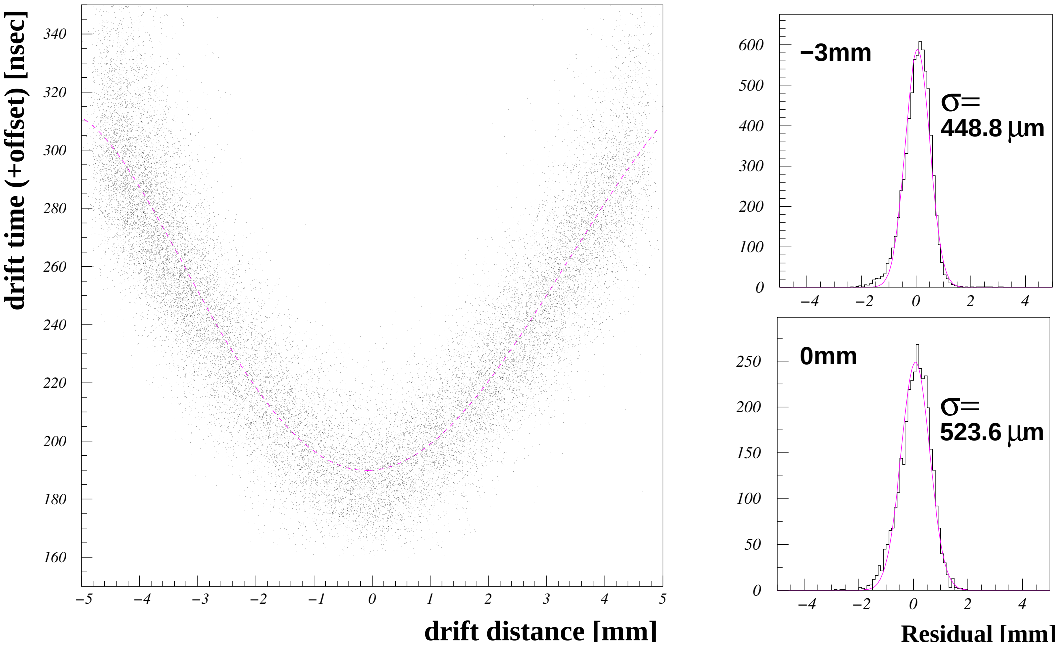


Figure 4.22: 上層での最初の XT-plot と、この段階での代表的な残差分布

と、現段階での残差分布の広がりは、ワイヤ近傍の分解能の悪い箇所で $\sigma \sim 520\mu$m、ワイヤ間のほぼ中間の分解能の良い箇所で $\sigma \sim 450\mu$m、である。

さて、この XT-plot を fitting して、関数 F_2 を作る。fitting は、3 次の多項式フィットとした。ただし、先述したように XT-plot は、厳密には左右対称ではないので、左右に分けて fitting してある。このようにして得られた関数 F_2 を用いて入射位置を与え、下層での XT-plot を作り直してみる。さらに、この XT-plot を 3 次の多項式フィットして関数 F_3 を作る。この関数 F_3 を使って、最終的に得られた XT-plot が Figure4.23 である。

この最終 XT-plot を fitting して得た関数 F_4 が、このプロトタイプドリフトチェンバーでのドリフト時間から入射位置を再構成するための関数となる。

関数 F_4 を使って上層の TDC 情報から入射位置を再構成した際の、関数 F_3 を使って下層の TDC 情報より与えた入射位置との残差分布は、Figure4.24 の通りである。４つの分布は、それぞれ入射位置がワイヤ＃１から見て、4.6mm、3.6mm、2.6mm、1.6mm である。ガウスフィットの結果、各分布の σ は、4.6mm 入射時で 413μm、3.6mm 入射時で 313μm、2.6mm 入射時で 287μm、1.6mm 入射時で 336μm である。ワイヤ間の丁度中間付近の 2.6mm 入射時では良い分解能が得られ、ワイヤ近傍の 4.6mm 入射時は悪くなっていることが分かる。先に述べた通り、この時点での残差分布には、β 線の入射位置の広がりや、クーロン多重散乱による効果、等の影響を含んだままである。また、入射位置を別の層のドリフト時間から与えているので、この層の持っている分解能も含んでしまっている。従って、fitting の σ はこれらの分、悪くなっている。

次に、これらの分解能低下要因を考察して、その効果を見積もり、Figure4.24 で得られた残差分布から差し引いて、プロトタイプドリフトチェンバーの固有の位置分解能を評価することにする。

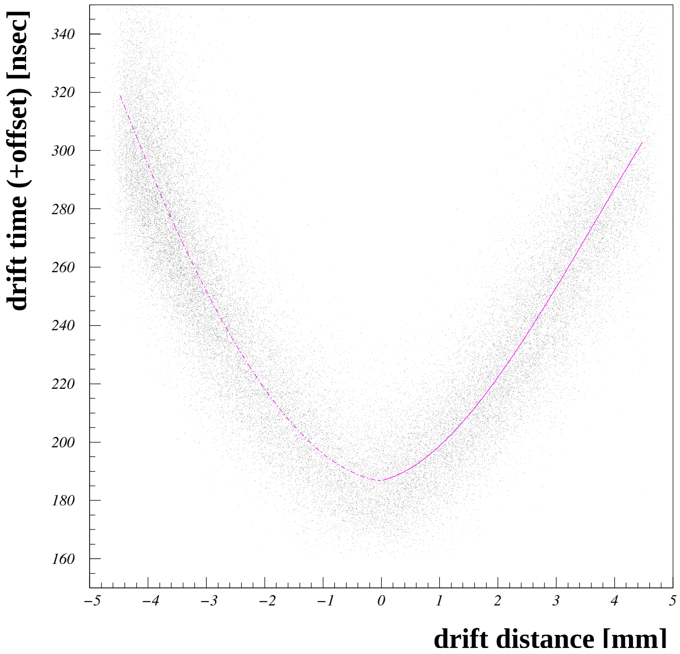


Figure 4.23: 最終的に得られた XT-plot

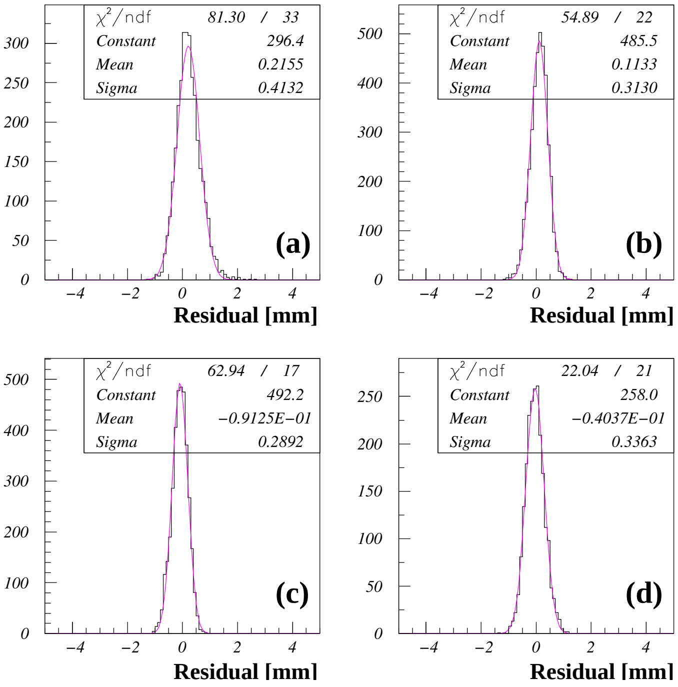


Figure 4.24: 最終的に得られた残差分布：入射位置はそれぞれ、ワイヤ＃１から (a)4.6mm、(b)3.6mm、(c)2.6mm、(d)1.6mm

位置分解能の低下を招いている要因として、

- 別の層の分解能を含んでしまっている
- β 線の入射位置の広がり
- クーロン多重散乱の影響

が考えられる。

別の層の分解能を含んでしまっていることによる分解能の低下は、以下のようにして考慮することが出来る。Figure4.24 で見えている見掛けの分解能は、今、求めたい分解能 (上層の分解能) と、差し引きたい分解能 (下層の分解能) の双方を含んでいるので

$$\sigma_{obs} = \sqrt{\sigma_{upper}^2 + \sigma_{lower}^2}$$

となっている。ただし、σ_{obs} は測定された位置分解能 (Figure4.24 で得られた値) を表している。ここで、理想的に上層と下層の構造が一致しているならば、上下各層での分解能は等しいはずで、固有分解能 σ_{int} は、$\sigma_{int} = \sigma_{upper} = \sigma_{lower}$ と考えても良く、従って

$$\sigma_{int} = \frac{\sigma_{obs}}{\sqrt{2}}$$

とすることで、上層のみ (下層のみ) の固有分解能を求めることが出来る。

次に、β 線の入射位置の広がりだが、これは放射線照射用に作成したコリメータと、ドリフトチェンバー、トリガーカウンターのプラスチックシンチレータそれぞれとの相対的な位置関係から決まっている。今回のテスト実験のセットアップでは、それぞれの位置関係は Figure4.25 の様になっている。

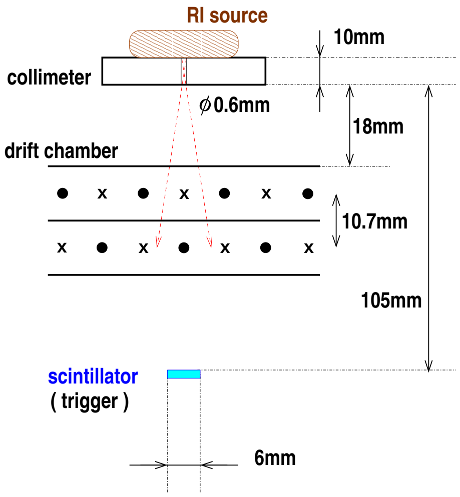

RI source
10mm
collimeter
φ0.6mm
18mm
drift chamber
10.7mm
105mm
scintillator
(trigger)
6mm

Figure 4.25: β 線の入射位置の広がり具合

Figure4.25 から見てとれるように、コリメータの形状から決まる入射の広がりは、トリガーシンチレータの大きさから更に絞られている。従って、放射線源からシンチレータまで

の距離と、シンチレータの線源を臨む面の大きさとから、入射 β 線の広がりが決まる。放射線源からの β 線放射が理想的に等方的であるとすると、今の場合、上層のワイヤから下層のワイヤを臨んだ際の β 線入射の広がり具合は、σ で $176.5 \pm 10\mu\mathrm{m}$ であると見積もることが出来る。

He	d	$=$	0.125 [g/ℓ]	X_0	$=$	94.32 [g/cm^2]
Ar	d	$=$	1.396 [g/ℓ]	X_0	$=$	19.55 [g/cm^2]
C_2H_6	d	$=$	0.509 [g/ℓ]	X_0	$=$	45.47 [g/cm^2]

Table 4.1: 各ガスの密度と放射長

最後にクーロン多重散乱の影響を考える。まず、He、Ar、C_2H_6 それぞれの密度と放射長は Table4.1 に挙げた通りである。これより、各ガス混合での放射長は、それぞれ

- He/C_2H_6(50:50) ： 50.64 [g/cm^2] ($6.697\times10^{-6}X_0$)
- He/C_2H_6(60:40) ： 52.84 [g/cm^2] ($5.271\times10^{-6}X_0$)
- He/C_2H_6(70:30) ： 56.04 [g/cm^2] ($4.585\times10^{-6}X_0$)
- Ar/C_2H_6(50:50) ： 23.08 [g/cm^2] ($4.416\times10^{-5}X_0$)

である。ここで括弧内は、上下層のワイヤ間距離 10.7mm の放射長換算の物質厚を表している。多重散乱は独立した個々の散乱が重畳した統計現象であるから、散乱角の 2 乗平均として求めることが出来る。散乱角はガウス分布をするとし、通過する物質層の厚さを x [g/cm^2]、入射荷電粒子の相対論的速度を β、価数を z、とすると、散乱角の平均値 θ_0 は

$$\theta_0 \;=\; \frac{13.6\ \mathrm{MeV}}{\beta c p}\, z\, \sqrt{x/X_0}\Big[1 + 0.038\ln(x/X_0)\Big] \tag{4.1}$$

で与えられる ([33] の §23.3 参照)。上下のワイヤ間の距離が 10.7 mm、入射粒子は 2MeV の電子、さらにそれぞれのガス混合での密度・放射長を上式に与えてやることで、各ガス混合でのクーロン多重散乱の影響による、入射位置の揺らぎ具合は σ で

- He/C_2H_6(50:50) ： 29.9 [μm]
- He/C_2H_6(60:40) ： 26.2 [μm]
- He/C_2H_6(70:30) ： 24.2 [μm]
- Ar/C_2H_6(50:50) ： 87.1 [μm]

と求まる。

以上のように、現在考えられる分解能低下要素を洗い出した。これらの影響を、残差分布 (Figure4.24) から差し引いた結果得られる固有分解能は、Figure4.26 のようになった。

Figure4.26 は β 線の入射位置に対してプロットしてある。ワイヤ付近で位置分解能が悪くなり、ワイヤ間のドリフト領域での位置分解能が良くなるという、ドリフトチェンバー特有の傾向が見てとれる。一番良い分解能を与える入射位置 (図で-2.6mm) での位置分解能は、$99.9 \pm 11\mu\mathrm{m}$

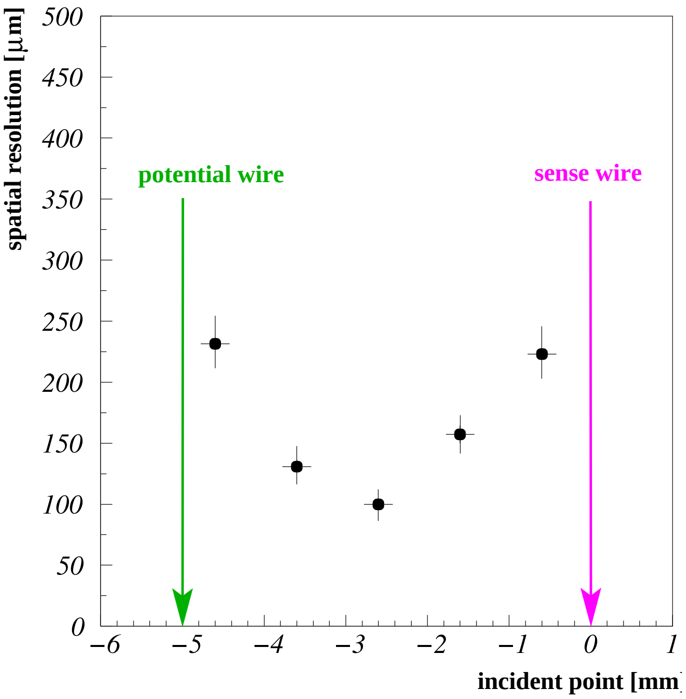


Figure 4.26: He/C_2H_6(60:40) で得られた位置分解能

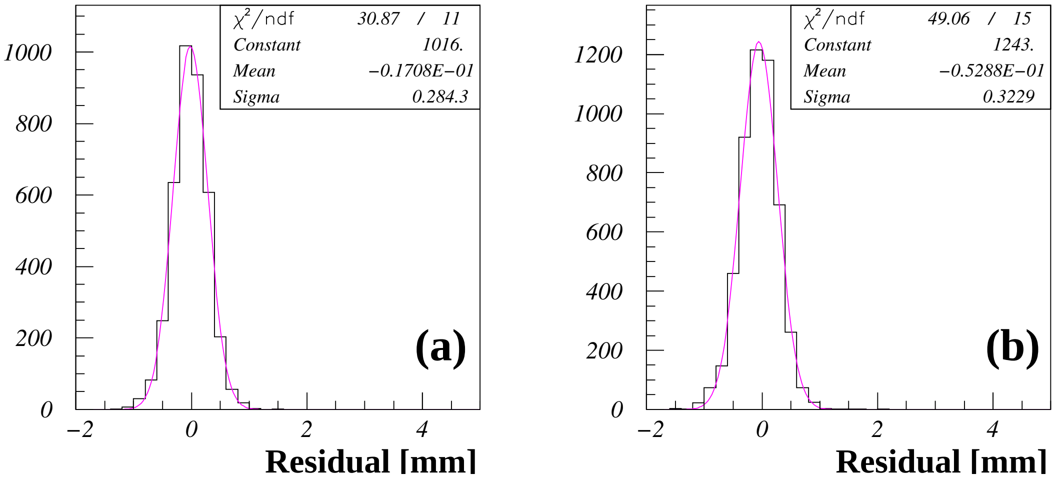


Figure 4.27: (a)He/C_2H_6(70:30) での残差分布と、(b)He/C_2H_6(50:50) での残差分布

である。同様の解析を、他のガス混合に関しても行った。He/C_2H_6(70 : 30)、He/C_2H_6(50 : 50) で得られた結果を、Figure4.27 に示す。

He/C_2H_6(70:30)、(50:50) においても、先に述べたような β 線入射位置のふらつきや、クーロン多重散乱の影響を考慮すると、位置分解能はそれぞれ、$93.1 \pm 10\mu$m、$141.7 \pm 12\mu$m となる。

最後に全てのガス混合における、位置分解能の電圧依存性を Figure4.28 に示す。ここで示した値は全て、Figure4.26 で最も分解能の良かった –2.6mm 入射の際の残差分布を使った。各ガス混合共に、電圧が上がると位置分解能が向上する。

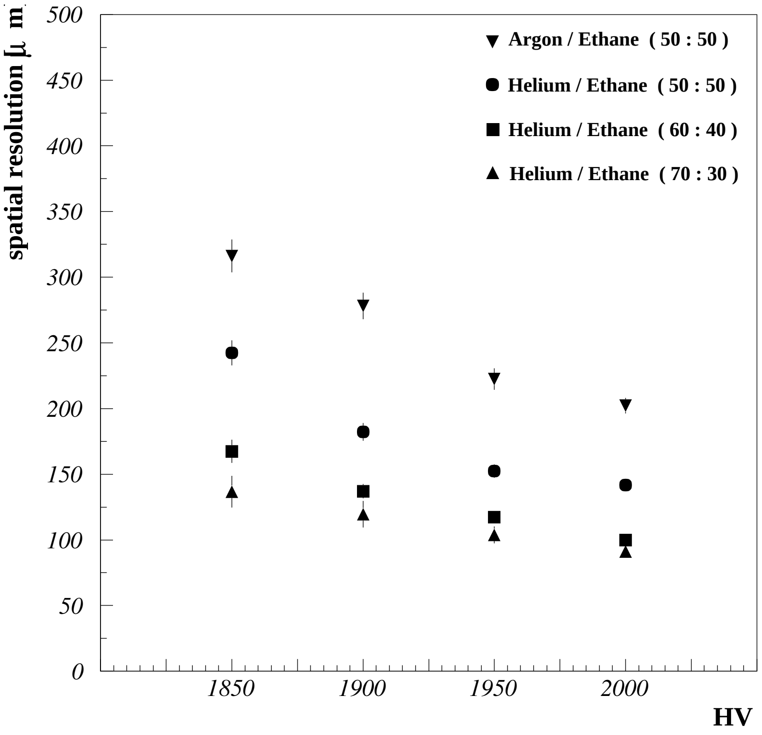


Figure 4.28: ４種類のガス混合での、位置分解能の電圧依存性

印加電圧の増加に伴う分解能の向上は、ガス増殖が良くなった分である。更に印加電圧を上げて、分解能の向上を図ることが出来るのかどうか、確認する必要がある。また、He 混合の割合の増加に伴って、分解能が向上する様子が見て取れるが、これは「クーロン多重散乱の影響の低減」、「ガス増殖の向上」が主な原因として考えられる。

ここで得られた結果の考察は、次章で議論することにして、次に z 方向の位置分解能の研究に入ることにする。

4.4.5 位置分解能–z 方向

ワイヤと平行な方向 (z 方向) の位置測定の解析に移る。

前章で詳述したように、z 方向の位置再構成は、バーニァパッドと呼ばれるパターンを施したカソードからの電荷情報に基づいてなされる。このカソード読み出しによる位置再構成の手順と、解析方法、位置分解能の評価の方法を、順に簡単に説明し、その後、実際に取得したデータを使った解析を展開する。

まず、バーニァパッドからの電荷情報を使う前に、ワイヤシグナルを用いた、z の粗い位置出しを行わなければならない (前章参照)。そのため、ワイヤの両端で読み出したシグナルを用いて、charge division method で z を粗く求める。この charge division method での z の測定精度は、それほど要求されないが、少なくともバーニァパッドの周期よりは小さい値を保証しなければならない。このことを確認するために、charge division での z の測定精度を調べるテスト実験を行った。テスト実験は、ワイヤに沿って –110mm、–60mm、–10mm、40mm、90mm の計 5 点 (ただし、ワイヤの中心を 0mm に定めた) に、コリメートした β 線を照射して、これをワイヤ両端で読みだし、charge division method を用いて z の再構成を試みる (ガスは Ar/C_2H_6 混合である)。各点に入射した際の、左右の電荷の比

$$\frac{ADC_{left} - ADCright}{ADC_{left} + ADCright}$$

の分布と、そのピークを位置に対してプロットして fitting したものが Figure4.29 である。

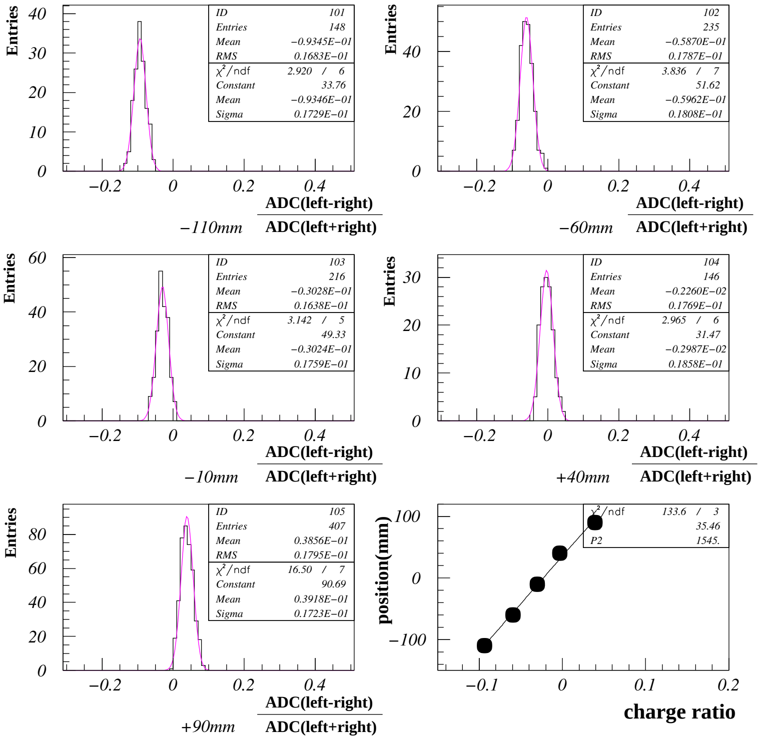


Figure 4.29: ワイヤシグナルの左右の波高比の入射位置による変化の様子

この fitting によって得られた関数を用いて再構成した z を、実際の入射位置に対してプロットしたものが、Figure4.30 である。ここでエラーバーは z を再構成した際の、その分布の σ である。

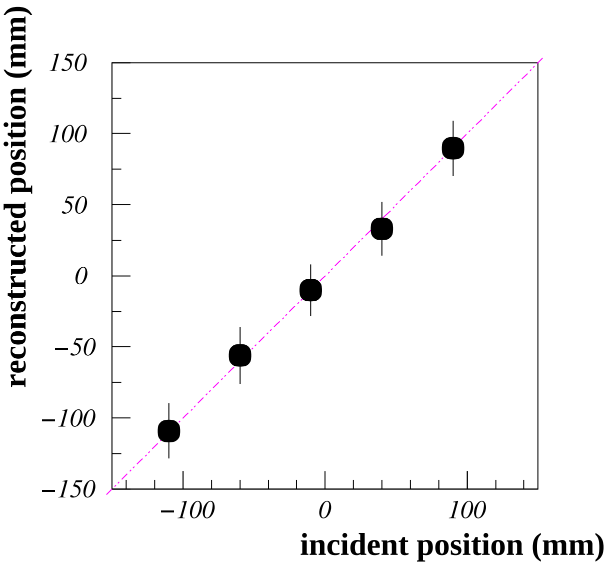


Figure 4.30: charge division method による z 再構成

すべての位置で、$\sigma < 2cm$ の精度が保たれていることが分かる。今回作成したバーニァパッドの周期は 6cm なので、とりあえず先の要求はクリア出来たことになる。

次に、バーニァパッドからの情報を使った解析に移る。前章で触れたように、この各パッドに誘起された電荷の比をとることで、パッドの形状から決まるパラメータが計算でき、結果、z 方向の位置の再構成が可能になる (前章参照)。また、この電荷の比のふらつき具合が、z 方向位置測定における位置分解能を与える。従って、3 つのバーニァパッドの電荷の変化の様子を追いかけ、位置の再構成を試み、位置分解能を評価することにする。

ここでは例として、r 方向位置分解能の解析の時と同様、He/C_2H_6(60:40) のガス混合で、2000V 印加時のデータを用いて解析していくことにする。また、使用したバーニァパッドのデータは、ドリフトチェンバーの下の層のバーニァ(ワイヤ # 4 のバーニァ、Figure4.11 参照) から得られたデータである。他のガス混合のデータを解析する場合も、同様の解析手順を踏む。まず、β 線の入射位置を z 方向にずらしていった際の、3 つのバーニァパッドの ADC の変化の様子が Figure4.31 である。図では、10mm 刻みに並べてある。

各パッドでの ADC の値が、z 方向の変化とともに変化する様子が良く分かる。パッドの幅 (r 方向の長さ) が狭くなった時には、収集電荷量が減少し、広くなったときには増加するからである。実際に各パッドでの収集電荷量が、どのように変化していくのか見てみる。1 周期分 (6cm) 移動させた時の、バーニァパッド (左、中、右) と 3 パッドでの合計の ADC を、z に対してプロットしたものが Figure4.32 である。前章でのシミュレーションの結果 (実線) をよく再現していることが見てとれる*。また、全パッドでの収集電荷の和が、一定を保ち、バーニァパッドを用いた陽電荷収集がきちんとなされていることが、確かめられた。

---

* 前章 Figure3.13 参照。

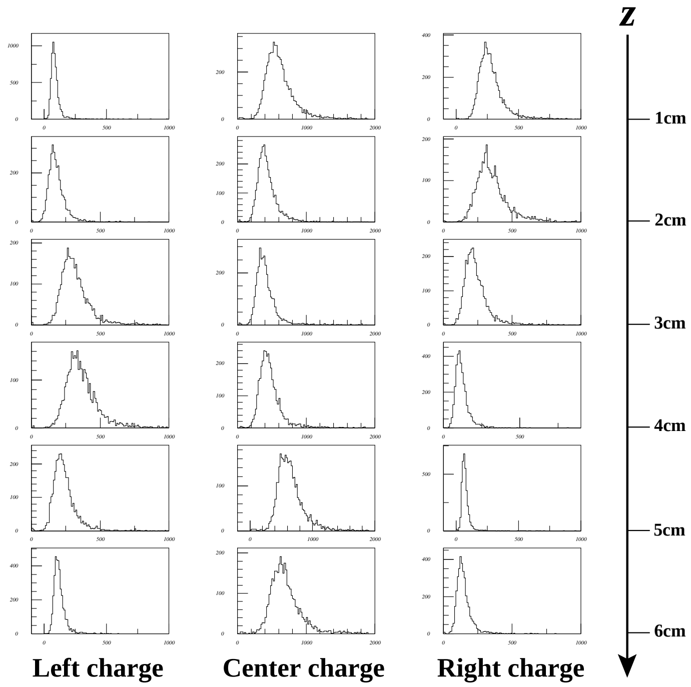


Figure 4.31: 入射位置を変えたときの、3 つのバーニァパッドの ADC の変化

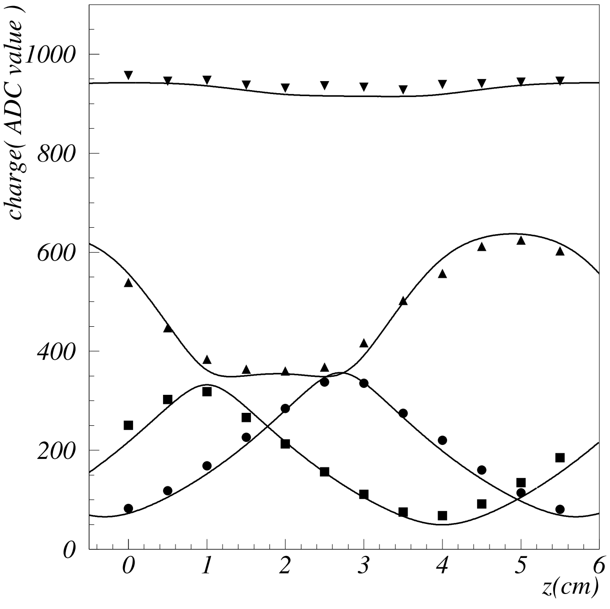
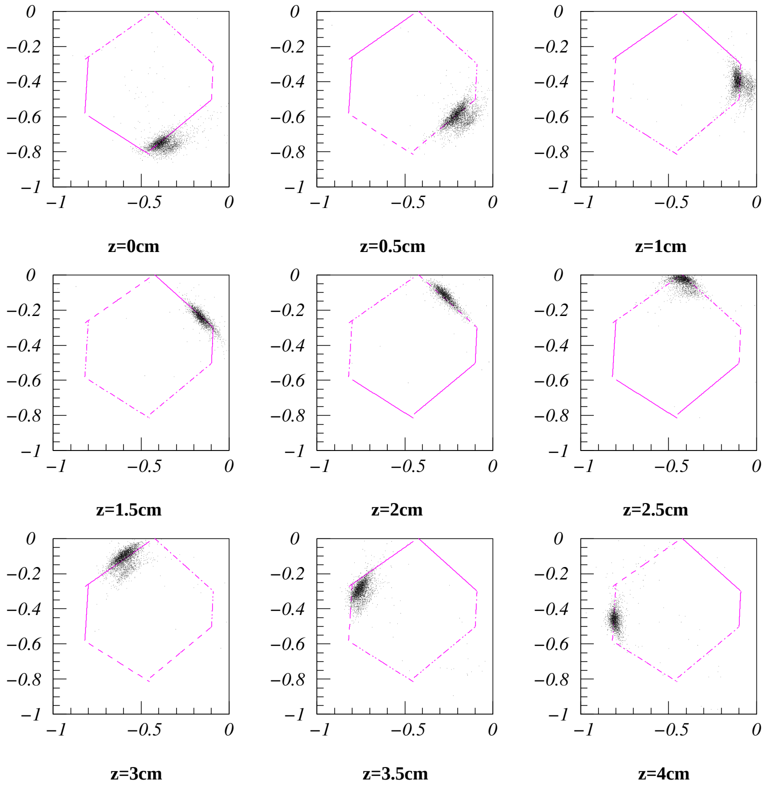


Figure 4.32: バーニァパッドの ADC peak の移り変わり。左パッドが● 、中パッドが▲ 、右パッドが■ 、上のプロットは 3 パッドの合計。実線はシミュレーションで得られた結果。

さて、前章で導入したバーニァパッドを用いた解析で用いる電荷の比

$$
\begin{aligned}
R_{left} &= \frac{Q_{left} - Q_{center}}{Q_{left} + Q_{center}} \\
R_{right} &= \frac{Q_{rifht} - Q_{center}}{Q_{right} + Q_{center}}
\end{aligned}
$$

を導入しよう。ここで、Q_{left}、Q_{center}、Q_{right} は、それぞれ左パッド、中パッド、右パッドで誘起された電荷量を表し、今の場合 ADC カウントで置き換えて考える。この左右の電荷の比の相関をプロットしてやれば、シミュレーションの際に得られた、Figure3.17 のような四角形が書けるはずである。実際に入射位置を動かしていった際の、左右の電荷の比 R_{left} と R_{right} を縦軸・横軸にとってその相関をプロットしたのが、Figure4.33 である。z 方向の移動に伴って、scatter plot の分布が動いていく様子が良く分かる。Figure4.33 では、z=4cm までしか表していないが、実際に z=6cm まで動かすと一周して、z=0cm のときのプロットの位置に戻って来る。一周分を重ねてプロットしたのが、Figure4.34 である。これで、バーニァパッドの設計上の周期、6cm が設計通りになっていることが確かめられた。しかし、Figure4.34 での四角形は、かなり幅を持っている。特に、右の電荷比に引っ張られる傾向があることが見てとれる。この事を考慮にいれながら、イベント選別を行う。



z=0cm z=0.5cm z=1cm
z=1.5cm z=2cm z=2.5cm
z=3cm z=3.5cm z=4cm

Figure 4.33: 入射位置を変えたときの、左右の電荷比の変化の様子

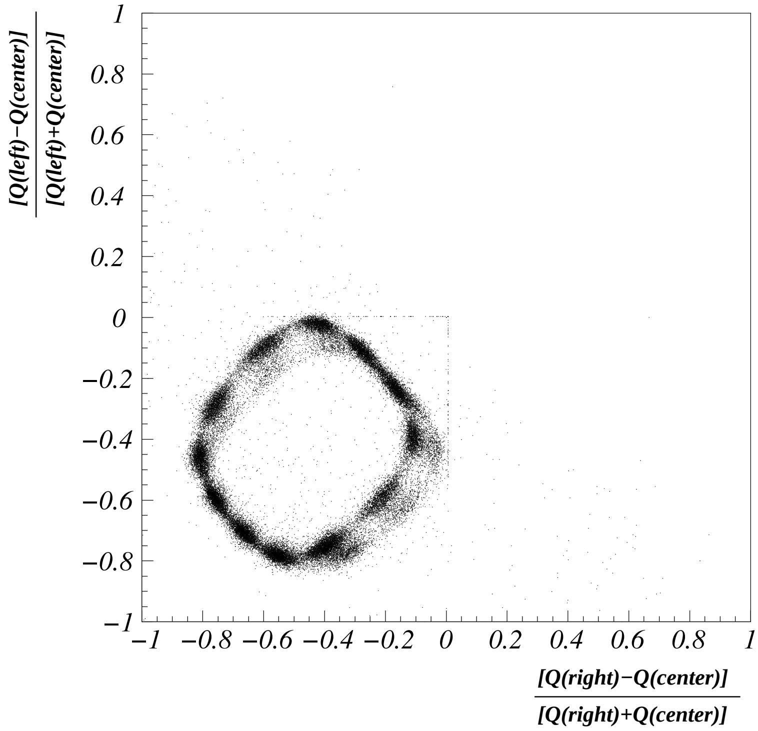


Figure 4.34: 左右の電荷比の一周分のプロット

Figure4.34 で、幅の広がっている部分 (二重に見える部分) は、明らかに有意に広がっている。何とか、この広がりを落すようなイベント選別を行って、分解能の評価をしたい。そこで、この R_{left}、R_{right} と、それ以外の全てのデータとの相関を調べながら、解析を進めた。その結果、解析の過程で、Figure4.34 の四角形の辺からはみ出した分布が、上の層のあるワイヤの TDC のデータと相関を持つことが分かった (先に述べたように、今、注目しているバーニァパッドは下層のワイヤ＃４のものである)。この章の前半の、セットアップの項で詳説したように、このバーニァパッドのテスト実験の際の、β 線入射位置は、ワイヤ＃１とワイヤ＃４ (Figure4.11 参照) の丁度中間である。従って、ワイヤ＃２や、ワイヤ＃３にヒットがあるようなイベントは、斜め入射のイベントで本意のものではない。言うまでもなく、ワイヤ＃２をならすイベントはあまり多くはなく、その TDC 分布の多くはディスクリミネータ出力を得られず、オーバーフローしている。ワイヤ＃２を有意にならしたイベントは、その TDC 分布でオーバーフローしていないイベント群で、これはそのまま、ワイヤ＃１をならさないイベント (ワイヤ＃１の TDC がオーバフローしたイベント) である。これらの、ワイヤ＃２をならした (ワイヤ＃１をならさなかった) イベントを落してやると、Figure4.34 の四角形の辺からはみ出した分布が落せることが分かった。

この事実を用いて、イベント選別を行った。イベント選別の様子を表したのが、Figure4.35 である。Figure4.35(a) は、一つの Run での $R_{left}.vs.R_{right}$ 分布の例である。実線の上の分布が狙ったイベントで、そこから R_{right} 側に滲みだしたイベントが多数存在することが分かる。これを落したい。まず (b) のようにパッドの ADC との相関を見て、ADC の tail 部分を落す。これを、３つのパッドで行う。その後、先述したワイヤ TDC を使ったイベント選別を行う。Figure4.35(c) は、$R_{left}.vs.R_{right}$ とワイヤ＃１の TDC との相関を示す 3 次元プロット、Figure4.35(d) は、R_{left} とワイヤ＃１の TDC との相関を示している。ここで、円弧で示したイベントは、ワイヤ＃１をならさなかったイベント (ワイヤ＃２をならしたイベント) で、これが Figure4.35(a) の、滲みだしたイ

ベントである。これらのイベントを落してやる。以上のイベント選別を全ての Run について行った後の、左右の電荷比のプロット (一周分) が、Figure4.36 である。何のイベント選別も施していなかった Figure4.34 と比べて、滲みだしていた分布が綺麗に取れていることが分かる。

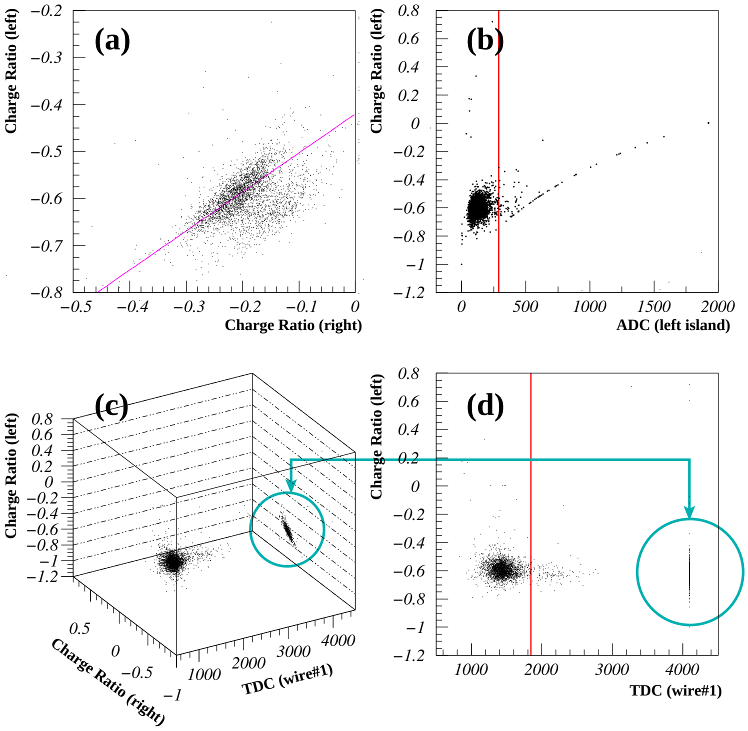


Figure 4.35: バーニァパッドの解析の際のイベント選別

それでは、何故、このようなイベント選別を施すと、Figure4.34 の滲みだした分布を落すことが出来るのであろうか。ワイヤ＃１をならそうが、ワイヤ＃２をならそうが、今、注目しているバーニァパッドはワイヤ＃４のバーニァパッドなのだから、無関係のように思える。事実、ワイヤ＃１をならしたイベントはワイヤ＃４の左側に入射したイベントで、ワイヤ＃２をならしたイベントはワイヤ＃４の右側に入射したイベントであるという違いがあるだけで、陽電荷の誘起される場所に違いがあるはずはない。なぜならば、誘起される電荷はドリフト電子がセンスワイヤ近傍で電子雪崩を発生させた際に、それに呼応する形で現れるのであり、これはワイヤ＃４の左からドリフトして来ようが、ワイヤ＃４の右からドリフトして来ようが、カソードプレーン上で誘起される場所に違いが現れるはずはない。しかし、測定したデータは、ワイヤ＃４の右側に入射したイベント (ワイヤ＃２をならしたイベント) を落すと、右のパッドと真中のパッドの電荷比 R_{right} へ引っ張られるような分布が落せることを支持している。

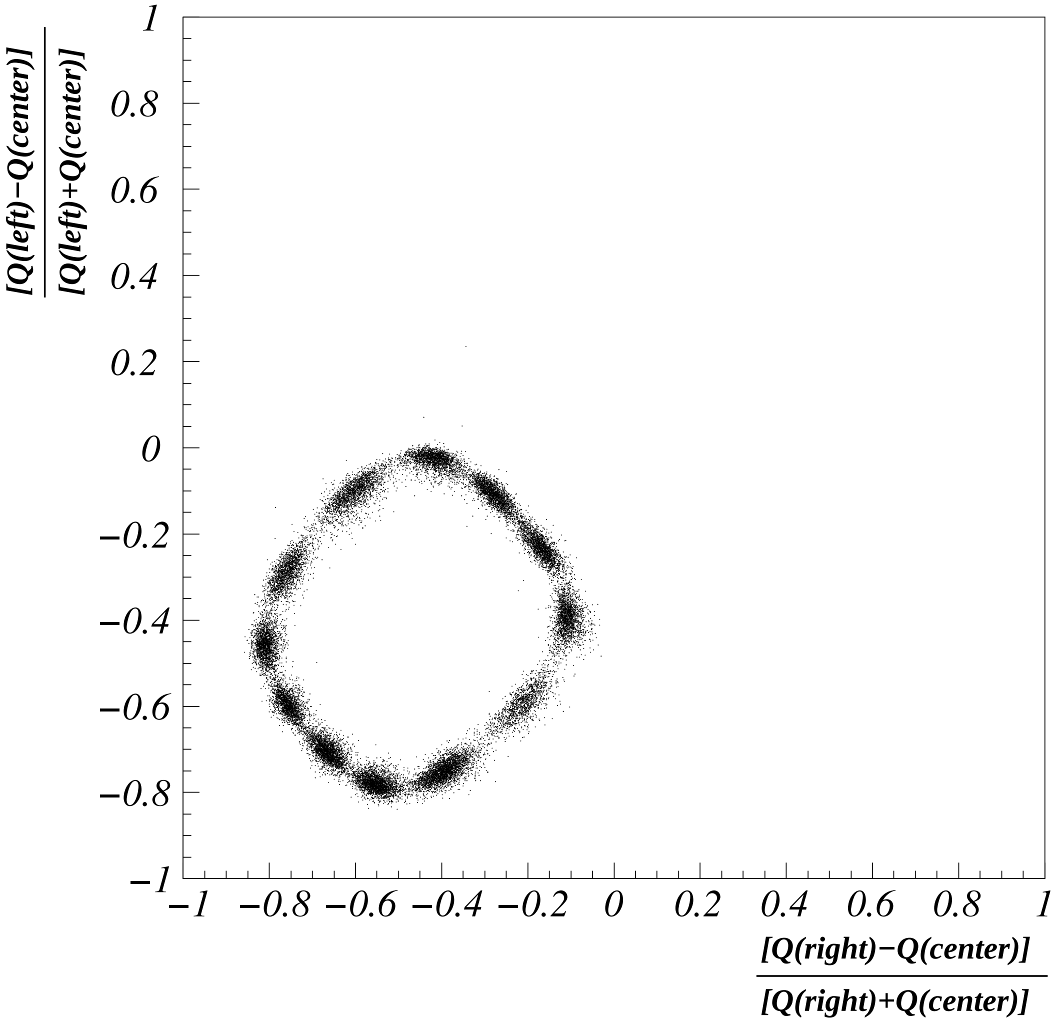


Figure 4.36: イベント選別を施した後の左右の電荷比の相関図

この事実は、次のように考える事で解決出来る。今、カソードプレーンは、ドリフトチェンバーの上下各層の上下両面の都合 4 面あり、うち上下各層の間にある 2 枚のカソードがバーニァパッドである (Figure4.2 参照)。このバーニァパターンの形成されたカソードは背中合わせに設置され、これらの間はカソードフォイルのカプトンで絶縁されている。バーニァパッドは、各センスワイヤに対応して形成されているので、ワイヤのセル構造に応じて、上の層のバーニァパッドと下の層のそれとは半セルずれた配置をしている。ここで、上の層でワイヤ # 2 をならすイベントが生じると、その電子雪崩の影響が下の層のバーニァでも検出されてしまうのである。この際、バーニァパッドは上下各層で半セルずらしてあるので、ワイヤ # 2 に対応するパッドは、ワイヤ # 4 のパッドに対して、右側に半分ずれており、ワイヤ # 4 のバーニァパッドを見ると、丁度、右の電荷比のほうに引っ張られてしまうのである。簡単な概念図を、Figure4.37 に示す。まさに、Figure4.35(a) では、幾つかのイベントが右の電荷比の方に引っ張られる傾向があり、ワイヤ # 2 をならしたイベントを落すと Figure4.36 のように、その引っ張られたイベントがなくなっている。このように考えると、矛盾無くこの現象を説明することが出来る。原因は、上の層で生成された陽イオン団が薄いカプトンを突き抜けて下の層のバーニァパッドに流れ込んで、電荷情報として読み出されているものと考えられる。以上より、背中合わせにバーニァパッドを設置すると各層で影響を及ぼし合う、という事が分かった。次期プロトタイプ作成時には、バーニァパッドは各層で背中合わせにならぬように、最外層に設置するべきである[†]。

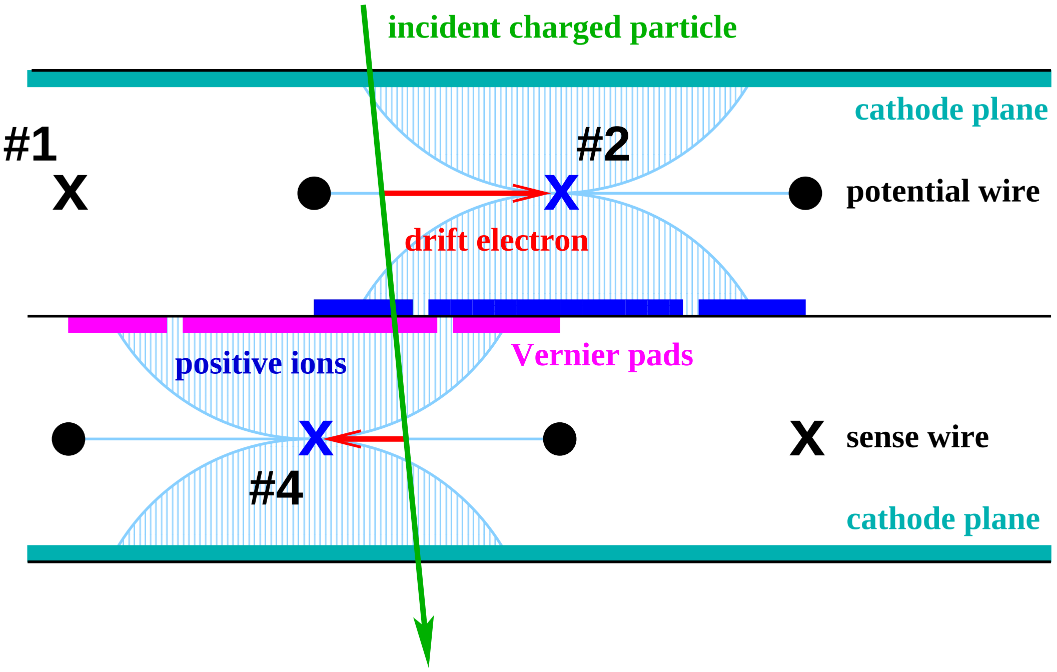

incident charged particle
cathode plane
#1
#2
potential wire
drift electron
positive ions
Vernier pads
sense wire
#4
cathode plane

Figure 4.37: 上下の各層での陽電荷収集の様子

しかし、この様な事が本当に起こっているのかどうかを、裏付ける実験をして確認する必要がある。そこで、ドリフトチェンバーの上の層の高電圧供給を切断して、上の層での電子雪崩が発

[†] 尚、実機のデザインでは、Figure3.1 のように、はじめから最外層に設置する予定である。今回のプロトタイプドリフトチェンバーでは、前段増幅器などのフロントエンドの設置場所等との兼ね合いで、真中に背中合わせに設置する他なかったため。

生しないようにして、このような現象を抑制出来るかどうか、確かめる追試実験を行っている[‡]。

とりあえず、ワイヤ＃2のヒット情報を用いてイベント選別をする事で、バーニァパッドによるz方向位置分解能の研究は可能なようであるので、更に解析を進める。Figure4.33、Figure4.36から分かるように、バーニァパッドの左右の電荷の比のプロットの四角形の、辺に垂直な方向に切った断面の広がり具合が、バーニァパッドメソッドにおける固有の位置分解能を与える。この広がり具合は、電荷比の測定精度でしかないが、四角形の4辺一周で、バーニァパッド一周期(=6cm)であることより、電荷比の測定精度 →z 方向位置測定精度へのスケーリングが出来る(Figure4.38)。

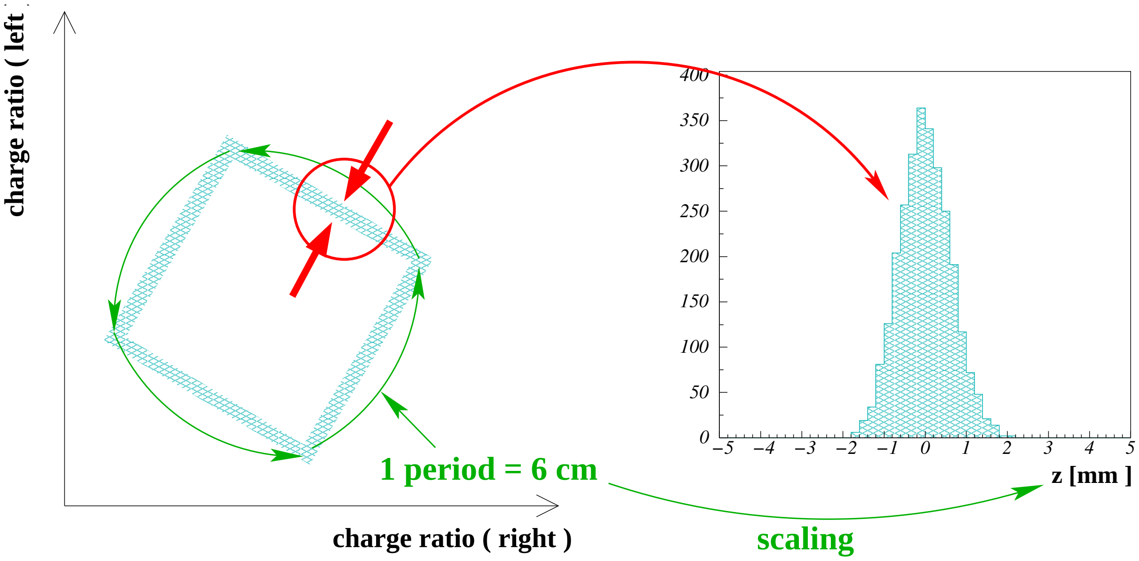

charge ratio (left)
charge ratio (right)
1 period = 6 cm
scaling
400
350
300
250
200
150
100
50
0
−5
−4
−3
−2
−1
0
1
2
3
4
5
z [mm]

Figure 4.38: z 方向位置分解能の評価の概念図

以上の方針に則って、電荷比の分布の幅をzの距離に直した分布のうち、各ガス混合における代表的な分布が、Figure4.39である。

それぞれの分布の σ は、

$$\begin{aligned} \mathrm{He/C_2H_6(50:50)} &\rightarrow \sigma = (949.9 \pm 14)\ \mu\mathrm{m} \\ \mathrm{He/C_2H_6(60:40)} &\rightarrow \sigma = (508.4 \pm 8.0)\ \mu\mathrm{m} \\ \mathrm{He/C_2H_6(70:30)} &\rightarrow \sigma = (425.4 \pm 6.9))\ \mu\mathrm{m} \\ \mathrm{Ar/C_2H_6(50:50)} &\rightarrow \sigma = (1750 \pm 43)\ \mu\mathrm{m} \end{aligned}$$

である。前節で求めた、ガス増殖度(Figure4.17)と同じように、バーニァパッドで収集される陽電荷もHe混合の割合を増やすにつれて増加している。それに伴って、バーニァパッドを用いたz位置測定も、良い分解能が得られていることが分かる。

[‡] Appendix A 参照。

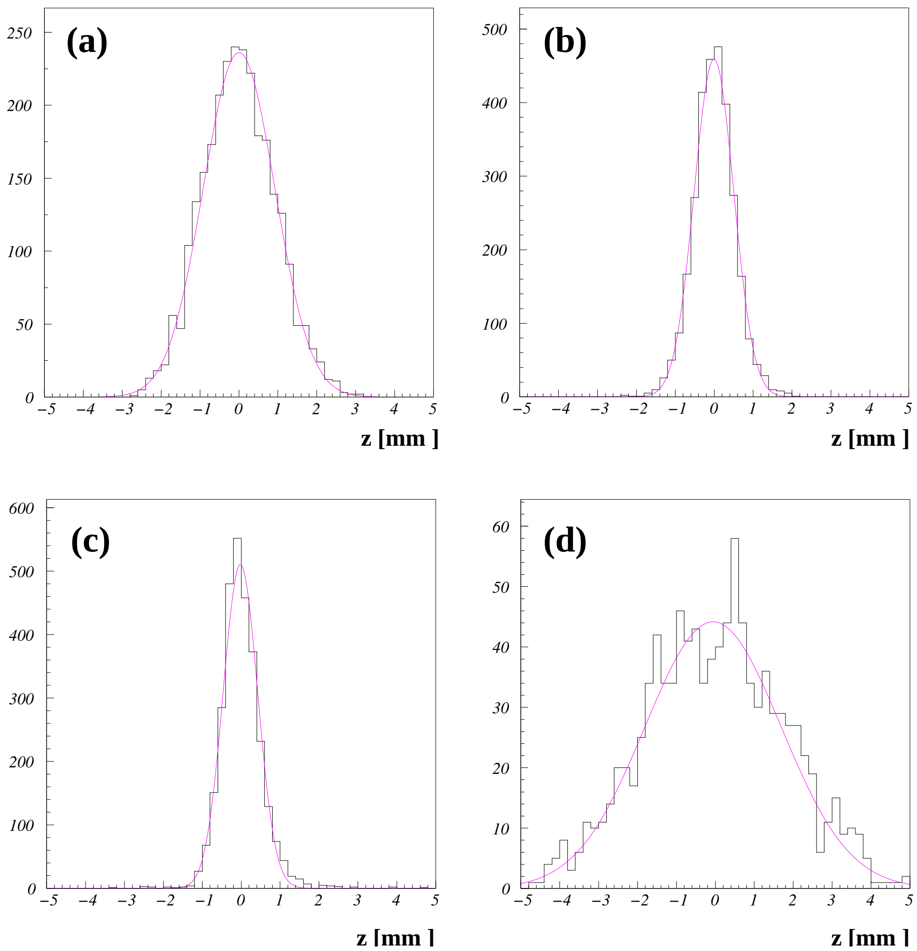


Figure 4.39: 各ガス混合での、z 方向位置分解能。(a)He/C_2H_6(50:50)、(b)He/C_2H_6(60:40)、(c)He/C_2H_6(70:30)、(d)Ar/C_2H_6(50:50)

バーニァパッドの分解能のみに限定して考えれば、r 方向位置分解能で影響を及ぼすドリフト速度等の要素はあまり大きな影響を及ぼさないので、誘起された電荷の量に応じて分解能は向上するようである。従って、Figure4.39 で示したように、He 混合の割合の増加に応じて分解能は向上している。実際に描いた $R_{left}\ vs\ R_{right}$ の分布図が、ガス混合の変化に伴ってどのように変化するのか、分かりやすいように拡大して、4ガス混合で並べてみた (Figure4.40)。

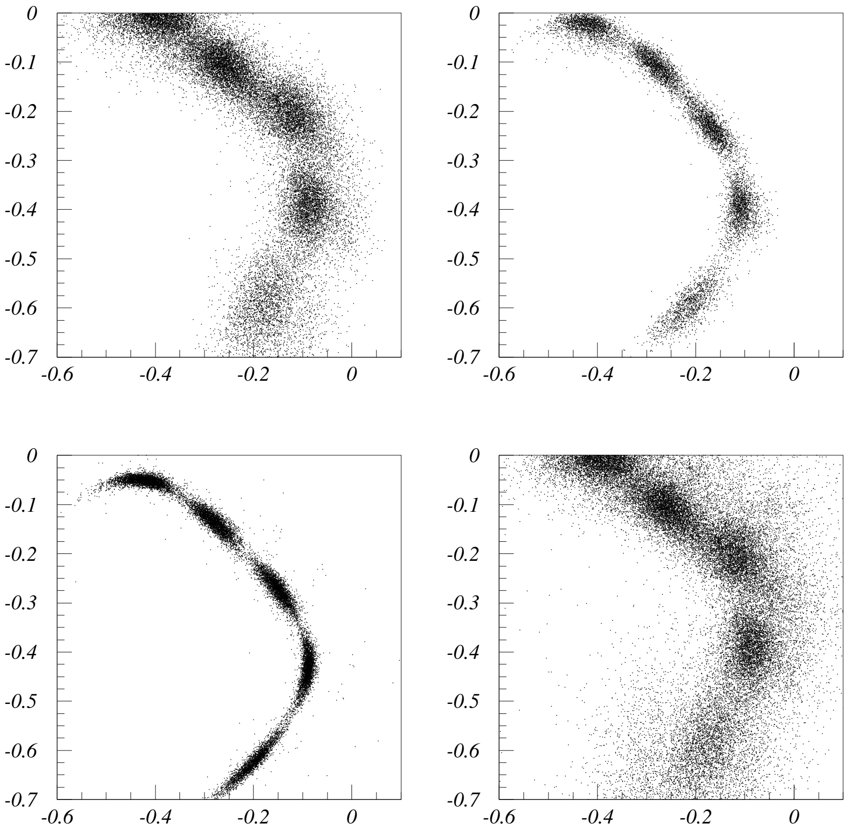


Figure 4.40: 各ガス混合での、電荷比のプロット。左上から順に He/C_2H_6(50:50)、(60:40)、(70:30)、Ar/C_2H_6(50:50)

Figure4.40 を見ると、ヘリウム混合の割合が増加していくのに伴って、プロットが細くなり、位置分解能が向上していく様子がよく分かる。

Chapter 5

結論

5.1 結果のまとめ

本研究では、$\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索実験のための e^+ 飛跡検出用ドリフトチェンバーの研究開発の一環として、プロトタイプドリフトチェンバーを作成し、放射線源からの β 線を照射して性能評価を行った。

その際、「実機で採用する予定のセル構造での動作テスト」、「He 系混合ガスの使用によるドリフトチェンバー動作への影響の研究」、「r 方向位置分解能の評価」、「z 方向位置分解能の評価」、等を中心に研究を進めた。この章では、本研究の結果をまとめ、今後の課題を考察する。

今回、「可能な限りの低物質量化」という要求のもとで、かなり低物質量化したドリフトチェンバーを作成し、更にチェンバー充填ガスとして He 系混合ガスを採用して、その動作を調べた。その結果、「実機で採用する予定のセル構造で、ほぼ全ての検出領域にわたって、問題なく動作する」こと、更に、「非常に薄いカプトンフィルムから出来たカソードを用いても、問題なく動作する」ことが確かめられた。また、「He 混合の増加に伴い、出力波高が大きくなり、ガス増殖度が向上する」ことが分かった。このガスの混合比に関しては、シミュレーションで得られていたような「He の混合比の増加に伴って、ドリフト速度が低下する」ことを確認した。今回の実験の結果、He/C_2H_6 混合では、3 ～ 4 cm/μsec 程度の遅いドリフト速度であり、電場の変化に対してかなり安定である (既に飽和している) ことが分かった。

r 方向の位置分解能に関しては、「He 混合の増加に伴い、分解能が向上する」ことが分かった。センスワイヤへの 2000 V 印加時のデータによると、He/C_2H_6(50:50) で 150 ～ 250 μm、He/C_2H_6(60:40) で 100 ～ 230 μm、He/C_2H_6(70:30) では 95 ～ 200 μm 程度の分解能が得られた。但し、ここで挙げた分解能は σ での値である。また、良い値はドリフト空間中の最も電場の安定した領域での分解能で、悪い値は、ワイヤ近傍での分解能である。これは、He の割合を増やすことによって、ドリフト速度が低下するため、また、ガス増殖度が上がり、より確実に最初にドリフトして来た電子で Discriminator 出力を出すことが出来るようになったため、分解能が向上していると考えられる。本稿で再三述べてきたように、本実験において 52.8 MeV の e^+ の飛跡を検出し運動量を測定する際に、クーロン多重散乱の影響が最も大きく、且つこの影響を如何に低減することが出来るかが、ドリフトチェンバーの研究開発の要であるので、He 混合の割合の増加は歓迎すべきことで、この事実は非常に大きな収穫である。但し、今回の性能評価実験は、無磁場の下で行ったので、その点を考慮にいれなければならない。磁場のある環境下での動作テストは、次の段階での大きな研究要素である。

z 方向位置測定に関しては、「バーニァパッド法の採用で、z 方向の位置再構成が可能である」ことが確認出来た。また、バーニァパッドの形状策定のためのシミュレーションが、ほぼ再現出来た。しかし、完全に再現することが出来たとは言い難く、更にカソード面上での電荷収集機構を理解し、シミュレーションの確度を高め、バーニァパターンの最適化を図る必要がある。また、「バーニァパッドは表裏合わさせて実装してはいけない」ということが分かった。これは、表裏合わせて実装すると、互いに誘起された電荷が影響を及ぼし合い、パターンがワイヤ配置に合わせてずらしてあるために、電荷比の分布が歪められてしまうからである。今回のテスト実験では、z 方向位置分解能は、He/C_2H_6(50:50) で 950 μm、He/C_2H_6(60:40) で 508 μm、He/C_2H_6(70:30) で 425 μm という値が得られた。これらの値は、Figure4.38 で示したように、電荷比プロットの四角形の辺の中点付近に対応する位置での分解能で、四角形の頂点付近に対応するそれは、これよりも 5 割増し程度に悪化する。この結果、r 方向位置分解能と同様、「He 混合の増加と共に、z 方向位置分解能も向上する」ことが分かった。これは、ワイヤシグナルでの動作研究の際に観察したように、He 混合比の増加に伴いガス増殖が向上して、カソードパッドでの収集電荷量も増加し、分解能が向上していると考えられる。従って、バーニァパッド法による z 位置測定精度は、純粋に収集電荷量の統計による影響で向上するものと考えられる。

次に、今回のプロトタイプドリフトチェンバーを用いた性能評価実験の結果をもとに、実機での性能を考察してみることにする。まず、運動量測定に関しては、その性能はクーロン多重散乱によって大きく制限されることが、GEANT プログラムによるフルシミュレーションの結果、分かっている [1]。一般に、運動量測定の精度 $\delta p/p$ は、ドリフトチェンバーでの飛跡検出精度 (言い代えると曲率測定精度) に依るエラー $\delta k_{pos}/k$ と、クーロン多重散乱に起因するエラー $\delta k_{m.s.}/k$ とが含まれ、

$$\frac{\delta p^2}{p^2} = \frac{\delta k_{pos}^2 + \delta k_{m.s.}^2}{k^2}$$

と表される。$\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊探索実験では、ドリフトチェンバーでの飛跡検出精度、すなわち位置分解能は、r 方向、z 方向共に、300μm より向上しても、クーロン多重散乱の影響の方が大きくなってしまい、それ以上の位置分解能の向上は、運動量測定精度に貢献しなくなることが分かっている。

今回の結果では、r 方向の位置分解能に関しては He 系の「どのガス混合においても、300μm を切る性能は、優に達成可能である」ことが分かった。ただし、ここでガスの混合比に対しては依然、選択肢が残る。今回の結果より、He の割合いの増加に伴って位置分解能が向上し、ドリフト速度が低下することが分かったが、これを磁場の中で動作させたときに、どこまでドリフト速度を落すことが可能なのか、見極める必要がある。磁場の中での動作になると、必然的に分解能の低下を招くはずで、He を増やしてクーロン多重散乱の影響を減らすことと、それに伴う位置分解能の低下の兼ね合いを考慮して、最終的な混合比を決めなければならない。いずれにせよ、磁場中での動作テストが急務である。

一方、z 方向の位置分解能に関しては、目標の位置分解能 300μm を達成することは出来なかった。しかし、今回、$\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊探索実験のためのドリフトチェンバーの開発において、初めてバーニァパッドを用いた方法での z 方向位置分解能評価を行い、今後の開発への様々な指針を得ることが出来た。本研究で得られた知識を、うまくフィードバックすることが出来れば、次期プロトタイプにおいて、ほぼ達成することが可能であると考えている。z 方向位置測定精度の向上のための今後の展望については、次節で考察する。

また、ドリフトチェンバーの位置測定精度は、運動量測定の他に、γ 線と e^+ とのなす角 $\theta_{e\gamma}$ の測定にも影響を及ぼすので、この点についても考察してみる。この $\theta_{e\gamma}$ 検出は、$\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$ シグナルの必須条件の一つであり、その角度分解能の向上は重要である。(今回のプロトタイプドリフトチェンバーの動作研究から得られた情報のみで、$\delta\theta_{\mathrm{e}\gamma}$ を議論するのは、尚早かもしれないが、大雑把な見積もりをすることは可能である。) $\theta_{e\gamma}$ の測定精度 $\delta\theta_{e_\gamma}$ は、

$$\delta\theta_{e\gamma}^2 = \left[\frac{\delta x_\gamma}{R_\gamma}\right]^2 + \left[\frac{\delta x_{\gamma(target)}}{R_\gamma}\right]^2 + \delta\theta_e^2 \tag{5.1}$$

のような成分によって構成される (Figure5.1 参照)。ここで R_γ は、μ^+ の崩壊点から液体 Xe γ 線検出器中での conversion point までの距離 (γ の飛程)、また第 1 項は、液体 Xe γ 線検出器での位置分解能による $\delta\theta_{\mathrm{e}\gamma}$ への効果を表している。また、μ^+ の崩壊点は e^+ の飛跡から外挿して求めるので、そこには e^+ の飛跡検出精度を含んでしまい、その分 γ の放出角へもエラーを与えるので、これを考慮するのが第 2 項である。最後の項は e^+ の角度分解能そのものを表す。ここで、e^+ の角度分解能は、μ の崩壊点の再構成に影響を及ぼすことを考慮しなくてはならない。すなわち、第 2 項と第 3 項との相関である。これは、第 2 項の中にどの程度第 3 項の影響が含まれるのかを見積もらなくてはならないが、今回のプロトタイプ 1 基のデータでそこまで考慮することは出来ず、実際にチェンバーを並べてトラックを引いてみないことには何とも言えない。そこで、今回は $\sqrt{2 \times \delta x_\gamma \delta\theta_e / R_\gamma}$ 程度の効果があると仮定して見積もる。これは、$\delta x_{(target)}$(μ の崩壊点のエラー) が純粋に $\delta\theta_e$ のみによって引き起こされたのならば、e^+ 側への角度エラーと同じだけ γ 側への角度エラーが発生すると考えられるからである。以下、$\delta\theta_{e\gamma}$ を構成するこれらの要素を概算してみる。液体 Xe γ 線検出器の位置分解能による影響は、今までに行ってきたプロトタイプ液体 Xe γ 線検出器を用いた実験で報告された値 [1, 25, 26] より、$\delta_x = \delta_y \sim 1.5$mm、$R_\gamma \sim 70$cm を仮定すると、$\delta x_\gamma / R_\gamma \sim 3.0$mrad となる。また、$\mathrm{e}^+$ がドリフトチェンバー到達まで (この領域には、He を充填する) に受けるクーロン多重散乱による効果は、その飛程を 20cm と仮定すると、0.94 mrad となる。COBRA 超電導マグネットの現在のデザイン [43] から、e^+ の bending 径が 258mm(typical) であるので、これから見積もって、チェンバーセクタでの e^+ のトラック長を見積もることが出来、これよりドリフトチェンバー部分でのクーロン多重散乱の効果は、He/$\mathrm{C_2H_6}$(50:50) として 2.9 mrad となる。一方、ドリフトチェンバーの位置分解能による影響は今回のプロトタイプドリフトチェンバーの性能評価実験の結果より、$\sigma_r \sim 200\mu$m、$\sigma_z \sim 450\mu$m と仮定することが出来、これよりチェンバーの位置分解能の寄与は、$\sim 2.2\ mrad$ と見積もることが出来、クーロン多重散乱の影響

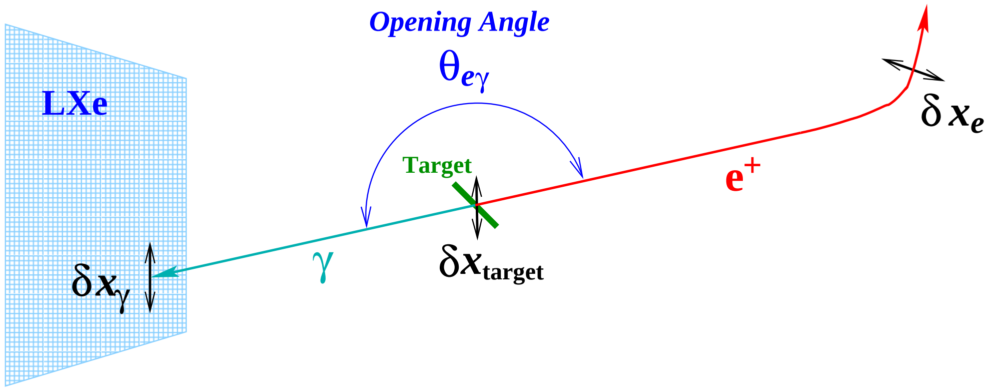


Figure 5.1: $\delta\theta_{e\gamma}$ の評価

と合わせると、$\delta\theta_e \sim 3.7$ mrad となる。チェンバーサイドでの分解能を見積もることが出来ると、μ^+ の崩壊点のエラーを見積もることも出来、このエラーに起因する式 (5.1) 第 2 項は 3.0 mrad と求まる。以上で、式 (5.1) の各成分の概算が出来たので、$\delta\theta_{e\gamma}$ が計算出来て、

$$\begin{aligned}\delta\theta_{e\gamma} &= 5.6\ mrad\ (\sigma)\\ &= 13\ mrad\ (FWHM)\end{aligned}$$

となる。実機での達成目標は、$\sigma_r = \sigma_z = 300\ \mu$m で $\delta\theta_{e\gamma}$=12mrad(FWHM) であるので、$\sigma_z = 450\mu$m であった分、僅かに届かなかったが、それでも $\delta\theta_{e\gamma}$=13mrad(FWHM) という十分良い結果が得られた。また、この大まかな分解能の概算ではドリフトチェンバーサイドでの位置分解能の影響を、今回の結果を用いて 1 枚のチェンバーの固有分解能としてしか考慮にいれていない。実際は、チェンバーを並べてトラックを引く訳で、チェンバーの位置分解能の寄与として求めた ∼2.2mrad は、トラックフィットで更に向上するはずである。従って、磁場無しの今の段階で、既に目標値を達成出来ていると考えられる。

但し、以上の評価では、「ターゲット中でのクーロン多重散乱の影響」、「ドリフトチェンバーカソードフィルムでの散乱」を考慮に入れていない。また、ドリフトチェンバーでの位置分解能は今回の測定結果を用いて評価しているが、これは磁場中でのデータではないので、この評価結果より若干悪くなると考えられる。

5.2 今後の課題

最後に本研究の結果を踏まえ、今後の研究開発の課題、展望について考察する。まず、最初に今すぐ実行可能な課題、次いでファイナルデザイン確定前までに実行すべき課題、の順に述べる。

■ 高電圧の供給範囲

今回のプロトタイプドリフトチェンバーを用いた性能評価実験では、高電圧供給は、1800V から 2000V の間で 50V 刻みで、狭い範囲でのみ行った。これは、入射粒子が高々$2MeV$ の β であったため、1800V 未満では十分な検出効率が得られなかったこと、また、2000V を越えると、ワイヤシグナルが非常に大きくなり、前段増幅器の出力がサチュレートしてしまったこと、の 2 つの原因による。そのため、広い範囲での電圧依存性の研究が出来ずに、Plateau 特性の測定を未だにしていない。従って、今後、宇宙線照射による長期間測定を実行して、より低電圧領域において検出効率の研究を行うこと、また、シグナル読み出しフロントエンド (のうちの前段増幅器入力部分) を、より高電圧領域における動作にも耐え得るように改造して、同様の動作研究を行うことが課題である。そこで、Plateau 特性の測定、ドリフトチェンバー動作のための最適電圧帯の決定、ドリフト速度電圧依存性のより広い範囲での測定を行う予定である。

■ 宇宙線照射実験

本研究では、放射線源からの β 線照射のみ行った。入射位置を指し示すための検出器 (リファレンス用ドリフトチェンバー、MWPC、もしくはシンチレーションファイバ等) が無かったため、入射位置をコリメータで与えるより他に手段が無く、結果、宇宙線照射による測定は、先送りせざるを得なかったためである。従って、ドリフトチェンバーへの入射位置は、常に不連続点であり、バーニァパッドによる電荷比のプロットを見れば分かるように、四角形が連続な線で表せていない。今後、入射位置を指し示す検出器を用意し、宇宙線照射による測定を行うことが課題である。

■ 絶対ゲインの測定

今回、ガス増殖度の測定は、出力電荷量の比を、相対的なガス増殖度の目安として評価した。しかし、これでは絶対的なガス増殖度の測定とは言えず、本稿で述べたような He 混合の増加に伴うガス増殖度の向上を理解するためには、不十分である。今後、モンテカルロシミュレーションによる、一次電離電子のクラスタサイズの見積もりを行い、絶対ゲインを割出すことが課題である。また、X 線照射による絶対ゲインの測定も行う予定である。

■ ワイヤ選定

今回作成した、プロトタイプドリフトチェンバーでは、ワイヤ素材の選定は先送りした。実験では、ほぼ問題なく動作したが、粗い z 方向位置測定のための charge division では、あまり良い分解能が得られていない ($\sigma_z\ .\ 2\ cm$)。これは、様々な原因が考えられるが、ノイズに起因する問題の他に、ワイヤ抵抗が最適でないことが考えられる。とりあえず、今回のバーニァパターンの周期 (= 6 cm) の 1/3 以下に押えることが出来たので、実験では問題なく解析することが出来たが、今後、バーニァパターンの周期をより短くするためには、ワイヤシグナルの charge division による粗位置測定の精度を高める必要があり、ワイヤ素材の選定、メッキ厚の調査等が課題になる。悪くとも、σ_z が 1cm を切ることが目標である。

■ バーニァパッドカソードの改良

バーニァパッドに関しては本研究において、表裏合わせて実装してはいけない、ということが分かった。今回は、TDC のデータを用いて入射位置に関するイベント選別を施して、この影響を押えて解析することにしたが、これはバーニァパッド法を使った z 方向位置測定においては、本質的ではない。上下層の間に入れるカソードは、バーニァ読み出しをしない、ベタ蒸着のカソードとし、外側に位置するカソードをバーニァパッドとするようにして、測定をするべきである。こうすることによって、別の層で誘起された電荷の影響を受けずに済み、z 方向位置測定精度が向上することが期待される。今後、プロトタイプドリフトチェンバーの読み出し部分の改良を行い、バーニァパッドの実装位置を外側にすることが課題である。

しかし、その前に、今回の考察の通り、別の層で誘起された電荷の影響を受けているのかどうか確認するための、追試実験を早急に行う必要がある。そのために、一つの層で高電圧供給を切断して、一層だけでバーニァパッドからの電荷情報を収集して、電荷比のプロットを作り、他の層からの影響が無くなるかどうか、確認する実験を行っている。(この追試実験は、本稿執筆中に並行して実施した。結果は Appendix A に付す)

また、バーニァパッドのパターンデザインに関する改良も大きな課題の一つである。今回の結果、バーニァパッドによる z 方向位置分解能は、良い箇所で $\sigma_z = 420\mu$m であった。これは、先述したように、実機での目標値を達成出来ておらず、更なる向上を図る必要がある。そのための一つの手段として、バーニァパターンの周期を短縮する、という方法が考えられる。そのためには、先に挙げたようにワイヤシグナルの charge division による z 方向の粗位置測定の精度を向上させることが必須であるが、これが解決出来れば、バーニァパターン周期の短縮は有望な選択肢の一つである。

■ ガス混合比の決定

今回の実験で、He 系混合ガスでの動作が問題ないことを確認した。同時に、He の割合の増加が、r 方向位置測定、z 方向位置測定の双方において、良い影響を及ぼすことが分かった。今回は、He/C_2H_6(70:30) までしか測定しなかったが、He/C_2H_6(80:20)、(90:10) においても測定をする予定である。しかし、He の増加に伴い、ドリフト速度の低下も観測されたので、今後、磁場中での動作テストを行い、どこまで He の割合を増やすことが出来るのか、見極める必要がある。また、今回のガス混合依存性の研究では、検出効率の変化に関して定量的な研究は行っていないが、He

混合の割合の増加に伴って、検出効率が低下することを確認した。したがって、ガス混合比の決定に向けて検出効率の定量的な研究を行うことも重要である。

- 磁場中でのビーム照射試験

　言うまでもなく、磁場環境下でのビーム照射実験は、必須である。ビーム照射時の性能評価、磁場中での動作テストによるガス混合比の決定、ドリフト速度測定、等を行う予定である。

Appendix A

バーニァパッドの追試実験

本編で触れたように、今回のプロトタイプドリフトチェンバーを用いた $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ ドリフトチェンバー性能評価実験では、バーニァパターンを施したカソードフィルムを、表裏合わせて実装してはいけない、ということが分かった。これは、例えば下の層のバーニァパッドシグナルが、上の層で発生した電子雪崩に起因する誘導電荷によって引っ張られてしまうため、と考えることで説明することが出来る。このことを確認するため本稿執筆と並行して、追試実験を行った。実験セットアップは、ドリフトチェンバー上層の高電圧供給を切断して、上層で電子雪崩が発生しないようにして、下の層のみで動作させる。その他のセットアップは、本編で説明したものと全く同一である。また、ガスは He/C_2H_6(60:40)、印加電圧は 2000V である。測定の結果得られた、バーニァパッドシグナルの左右の電荷比 R_{left} と R_{right} の相関プロットが FigureA.1 である。 ここでは、明らかにノイズであるイベントのカット以外、何のイベント選別も施していない。イベント選別を施すこと無く、Figure4.36 のようにバーニァパッドから得られた電荷比のプロットが綺麗に一周することが見て取れる。従って、本編での考察が正しく、別の層から誘起される電荷が原因で、Figure4.34 のようにプロットがぼやけてしまうことが確認できた。

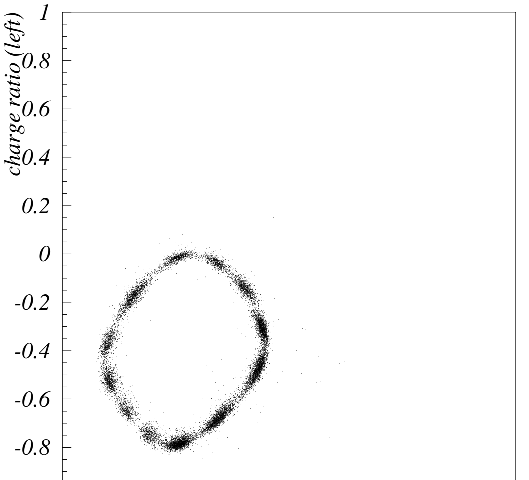


Figure A.1: バーニァパッド追試実験の結果得られた電荷比の相関プロット

Bibliography

[1] T.Mori et al. Search for $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ down to 10^{-14} branching ratio, (Proposal to PSI (R-99-05)), 1999.

[2] R.R. Crittenden, et al. Radiative decay modes of the muon. *Phys. Rev.*, Vol. 121, pp. 1823–1832, 1961.

[3] W. Bertl, et al. Search for the decay $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$. *Nucl. Phys.*, Vol. B 260, pp. 1–31, 1985.

[4] Super-Kamiokande Collaboration, Y.Fukuda, et al. Measurement of a small atmospheric ν_μ/ν_e ratio. *Phys. Lett.*, Vol. B 433, pp. 9–18, 1998.

[5] Super-Kamiokande Collaboration, Y.Fukuda, et al. Measurement of the solar neutrino flux from Super-Kamiokande's first 300 days. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 81, pp. 1158–1162, 1998.

[6] Super-Kamiokande Collaboration, Y.Fukuda, et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 81, pp. 1562–1567, 1998.

[7] M. Maki, J. Nakagawa and S. Sakata. Remarks on the unified model of elementary particles. *Prog. Theor. Phys.*, Vol. 28, pp. 870–880, 1962.

[8] P. Fisher, et al. Neutrino mass and oscillation. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, Vol. 49, p. 481, 1999. (hep-ph/9906244).

[9] S.M. Bilenky, et al. Lepton mixing $\mu \rightarrow e + \gamma$ decay and neutrino oscillations. *Phys. Lett.*, Vol. B 67, pp. 309–312, 1977.

[10] T.P. Cheng and L.F. Li. $\mu \rightarrow e\gamma$ in theories with Dirac and Majorana neutrino-mass terms. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 45, pp. 1908–1911, 1980.

[11] L.J. Hall, et al. New flavor violations in supergravity models. *Nucl. Phys.*, Vol. B 267, pp. 415–432, 1986.

[12] R. Barbieri and L.J. Hall. Signals for supersymmetric unification. *Phys. Lett.*, Vol. B338, pp. 212–218, 1994. (hep-ph/9408406).

[13] R. Barbieri, et al. Violations of lepton flavor and CP in supersymmetric unified theories. *Nucl. Phys.*, Vol. B445, pp. 219–251, 1995. (hep-ph/9501334).

[14] J. Hisano, et al. Exact event rates of lepton flavor violation processes in supersymmetric SU(5) model. *Phys. Lett.*, Vol. B 391, pp. 341–353, 1997. (hep-ph/9605296).

[15] Brooks et al. (MEGA collaboration). New limit for the family-number non-conservating decay $\mu^+ \to e^+\gamma$. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 83, pp. 1521–1524, 1999. (hep-ex/9905013).

[16] D.W. Sutter. *The supersymmetric flavor problem and mu to e plus gamma.* PhD thesis, Stanford university, June 1995.

[17] J. Hisano, et al. Atmospheric neutrino oscillation and large lepton-flavor violation in the SUSY SU(5) gut. *Phys. Lett.*, Vol. B 437, pp. 351–368, 1997. (hep-ph/9711348).

[18] J. Hisano and D. Nomura. Solar and atmospheric neutrino oscillation and lepton flavor violation in supersymmetric models with right-handed neutrinos. *Phys. Rev.*, Vol. D 59, p. 116005, 1999. (hep-ph/9810479).

[19] Y. Kuno, Y. Okada. Muon decay and physics beyond the standard model. hep-ph/9909265 , submitted to *Rev. of Mod. Phys.*

[20] Van der Schaaf, et al. A search for the decay $\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$. *Nucl. Phys.*, Vol. A 340, pp. 249–270, 1980.

[21] W.W. Kinnison, et al. Search for $\mu^+ \to \mathrm{e}^+\gamma$. *Phys. Rev.*, Vol. D 25, pp. 2846–2868, 1982.

[22] R.D. Bolton, et al. Search for rare muon decays with the Crystal Box detector. *Phys. Rev.*, Vol. D 38, pp. 2077–2101, 1985.

[23] Y. Kuno and Y.Okada. Proposed $\mu \to e\gamma$ search with polarized muons. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 77, pp. 434–437, 1996.

[24] Y. Kuno, et al. Background suppression for $\mu \to e\gamma$ with polarized muons. *Phys. Rev.*, Vol. D 55, pp. 2517–2520, 1997.

[25] 宮沢俊之. $\mu \to e\gamma$ 探索実験用 液体 Xe カロリメータ試作器の製作, 修士学位論文, 東京大学, 1999.

[26] T. Miyazawa, et al. Measurement of γ–Ray Sources with a Prototype Liquid Xe Calorimeter, $\mu \to e\gamma$ Technical Note No.10, 1999.

[27] $\mu \to e\gamma$ Collaboration. Report on the Progress for the $\mu \to e\gamma$ Experiment at PSI, January, 2000.

[28] 小曽根健嗣. $\mu \to e\gamma$ 崩壊探索実験用液体キセノンガンマ線検出器の時間分解能, 修士学位論文, 東京大学, 2000.

[29] BELLE Collaboration. BELLE Progress Report. KEK Report 97-1, KEK, April 1997.

[30] BELLE Collaboration. BELLE Technical Design Report. KEK Report 95-1, KEK, April 1995.

[31] BaBar Collaboration. Technical Design Report, March , 1995.

[32] F. Sauli. Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers. CERN 77-09 , May , 1977.

[33] Particle Data Group. Review of particle physics. *Eur. Phys. J.*, Vol. C 15, pp. 1–878, 2000.

[34] D. Green, et al. Acurate 2 dimensional drift tube readout using time division and vernier pads. Fermilab-Pub-86/105E 7000.740,1986.

[35] J. Allison, et al. Diamond shaped cathode pads for the longitudinal coordinate from a drift chamber. *Nucl. Instr. and Meth.*, Vol. A 236, pp. 284–288, 1985.

[36] J. Allison, et al. The diamond shaped cathode pads of the OPAL muon barrel drift chambers. *Nucl. Instr. and Meth.*, Vol. A 310, pp. 527–534, 1991.

[37] D.F. Anderson, et al. A simple vernier method for improving the accuracy of coordinate readout in large wire chambers. *Nucl. Instr. and. Meth.*, Vol. A 224, pp. 315–317, 1984.

[38] Y. Ajima, et al. A superconducting solenoidal spectrometer for a blloon-borne experiment. *Nucl. Instr. and Meth.*, Vol. A 443, pp. 71–100, 2000.

[39] R. Veenhof. GARFIELD recent development. *Nucl. Instr. and Meth.*, Vol. A 419, pp. 726–730, 1998.

[40] `http://consult.cern.ch/writeup/garfield/`.

[41] R.J. Yarema. A new preamplifier for particle detectors. *Fermilab Report*, Vol. TM-1284, p. 2563.800, 1984.

[42] R.J. Yarema, et al. A surface mount amplifier-shaper-discriminator and preamplifier for the Fermilab CDF tracking chambers. *IEEE Trans , Nucl. Sci.*, Vol. 33, pp. 933–936, 1986.

[43] W. Ootani, et al. Status of design work on COBRA magnet. $\mu \to e\gamma$ Technical Note No.13, 2001.

Acknowledgement

本研究を進めるにあたり、多くの方々から協力、助言を頂き、私の実験を支えて頂いて、この修士論文を完成することが出来ました。紙面ではありますが、この場を借りてお礼を申し上げたいと思います。

まず、私の指導教官である、東京大学素粒子物理国際研究センターの森俊則助教授は、$\mu^+ \to e^+\gamma$ 崩壊探索実験に参加する機会を与えて下さり、また本研究遂行にあたり適切な助言、物理学全般にわたる貴重な御意見を頂きました。深く感謝致します。

実験を行う際、同センターの真下哲郎氏、大谷航氏には実験の進め方、計画の方針、解析手法など、様々な助言・指摘を頂き、大変お世話になりました。また、同センター研究支援推進員の田中光明氏には、実験器具の製作・組み立て等、時間と手間の掛かる作業を手伝って頂きました。そして同センターの三原智氏には、修士課程進学時より、高エネルギー物理学実験に全くの素人である私を、2年間にわたり辛抱強く丁寧に指導して頂きました。心より感謝致します。

PSIにて実施した実験においては、PSI研究所のJohny Egger、Wolf-Dietrich Herold、Peter-Raymond Kettle、そしてStefan Rittの各氏に一方ならぬお世話になりました。Egger氏にはドリフトチェンバーの扱い方、ガス系組み立ての方針、ノイズ除去のための根性、等を教わりました。Herold氏には、MWPCを使ったビームディファイニング、ドリフトチェンバーでのカソードの取扱、フロントエンドエレクトロニクスの実装方法、等を教えて頂きました。また、Kettle氏には、ビームテスト全般にわたる計画立案・実験遂行手順・見切りの付け方、等を目の当たりに教えて頂き、さらに電子メールにて解析方法や物理的考察に至るまで教わりました。そして、Ritt氏には、オンラインデータ収集システムの構成・実装方法・その操作手順などについて、貴重な御教示を頂きました。海外での実験の経験の無い私は、この4氏のおかげで楽しく実験に従事することが出来ました。そして、この修士論文で取り上げた主な実験を遂行するにあたり、このPSIでの実験の経験が大きくものを言ったことは言うまでもありません。本当にありがとうございました。*Vielen Dank für Alles !*

大阪大学理学部の久野良孝教授、文部科学省高エネルギー加速器研究機構素粒子原子核研究所の岡田安弘教授の両氏は、本文中のFigure1.5・Figure1.6を、私が修士論文にて掲載することを快諾して下さいました。ここに改めて、お礼申し上げます。

また、ドリフトチェンバーの作成においては、林栄精器株式会社国際事業部の工藤禎顕氏に大変お世話になりました。初めてのバーニァカソード作成に際しては、お互いに何度も議論しあい、私の我儘な要求にも常に落ち着いて対処して頂き、立派なドリフトチェンバーが完成しました。

列記すると限りがありませんが、素粒子物理国際研究センターの駒宮幸男センター長を始め、同センターのスタッフ・学生の皆さん、秘書の方々には、多くの場面で助けて、支えて頂き、本当に有意義な修士課程を過ごすことが出来ました。深く感謝致します。

そして、本研究の実験を始め、スイスでの実験や、学会発表、その他の様々な苦楽を共にして下さった、素粒子センター前COE研究員の八島純氏(現 高エネルギー加速器研究機構研究員)に深く感謝致します。また、私の研究室での唯一の先輩学生である小曽根健嗣氏には、日々の研究生活において、支えて頂き、また迷惑をかけてしまい、そして様々な場面で本当にお世話になりました。ありがとうございました。

最後に、今まで私を支え、励ましてくれた両親に、心より感謝致します。

2001年1月 西口 創