平行紫外線レーザービームを用いた ドリフトチェンバー中の近接二飛跡分離

Two track separation in a drift chamber with UV laser beams

東京農工大学大学院
工学研究科
電子情報工学専攻
崎枝 邦史郎

平成13 年1 月27 日

目 次

第 1 章　序論 **5**

第 2 章　目的 **6**
2.1 JLC-CDC 6
2.2 ワイヤー近傍の空間電荷 6
2.3 レーザービームによる荷電粒子の模擬実験 6

第 3 章　原理 **7**
3.1 ドリフトチェンバーの原理 7
3.1.a 電磁相互作用によるエネルギー損失 7
3.1.b ドリフトチェンバー内での電子のドリフト 9
3.1.c 電子のガス増幅 10
3.1.d 紫外線レーザーによるガスのイオン化 11
3.1.e $CO_2 - iC_4H_{10}$ ガスの特性 14
3.2 ワイヤー近傍での空間電荷効果 14

第 4 章　装置, 方法 **15**
4.1 ドリフトチェンバー 15
4.1.a Rotation chamber 15
ドリフト領域 19
ガス増幅領域 19
4.1.b baby chamber [mini-jet cell type drift chamber] . . 21
4.2 Nd-YAG レーザー (4 倍高調波-266nm) 30
4.2.a 装置 30
諸仕様 31
4.3 空間電荷効果を調べる方法 [Charge ratio measurement] . . 32
4.3.a 電荷計算 33

第 5 章　セットアップ **34**
5.1 光学系セットアップ [Optical set up] 34
photodiode 34
beamsplitter 36
5.2 信号処理系セットアップ [electronics setup] 39

Trigger 系 40
Signal 系 40
FADC 40
FADC trigger 42
5.3 ガス系セットアップ 42

第 6 章 測定、結果 **43**
6.1 ソフトウェア 43
Software for Lorentz chamber 43
Software for Baby chamber 43
6.2 Rotattion chamber での測定、結果 44
6.3 baby chamber での測定、結果 48
宇宙線 (minimum ionization) 48
レーザービームによる測定 51
6.4 結果 56

第 7 章 結論 **59**

図 目 次

4.1 ドリフトチェンバー概略図 16
4.2 ドリフトチェンバー上面図 17
4.3 ドリフトチェンバー横図 17
4.4 ドリフトチェンバー上面図 18
4.5 ワイヤー角度 18
4.6 電場形成用銅板概略図 19
4.7 典型的な波形 20
4.8 ベイビーチェンバーセル構造 21
4.9 ベイビーチェンバー 1 セル構造 22
4.10 1 セル内の等電位線 24
4.11 同時間ドリフトライン 26
4.12 典型的な波形 27
4.13 典型的な平均化波形 28
4.14 散乱時の波形 29
4.15 YAG レーザービームガン部 30
4.16 空間電荷効果解析方法ー例 32

5.1 光学系セットアップ 35
5.2 レーザービーム分離仮定 37
5.3 信号処理系セットアップ 39
5.4 FADC データ収集イメージ 41

6.1 電荷量測定ブロックダイアグラム 44
6.2 電荷量測定結果 45
6.3 空間電荷効果 (rotation chamber) 46
6.4 空間電荷効果 v.s. ビーム間距離 (rotation chamber) 47
6.5 宇宙線データ (積分値) 49
6.6 宇宙線 V.S. レーザービーム 50
6.7 ビーム間距離 6.1mm 時 51
6.8 ビーム間距離 4.5mm 時 52
6.9 ビーム間距離 2.2mm 時 53
6.10 ビーム間距離 1.5mm 時 54
6.11 ビーム間距離 4.5mmND フィルター 55

6.12 空間電荷効果 (rotation chamber) 56
6.13 空間電荷効果 v.s. ビーム間距離 (rotation chamber) 57
6.14 空間電荷効果 (baby chamber) 58

第1章　序論

高エネルギー物理学実験において中央飛跡検出器 (ドリフトチェンバー) の主な役割は、荷電粒子の運動量を求めることである。そのためにはチェンバーガス中での粒子の螺旋型の飛跡を正確に再構成 (トラッキング) することが必要となる。よって、より正確なトラッキングを行うためにはチェンバーガス中におけるドリフト電子の基本特性を調べることが必要になる、そのときのパラメーターの一つとしてローレンツ角が上げられる。ここでローレンツ角とは、電場と磁場が直交して存在するときに電子がドリフトしていく向きと、磁場の向きとの角度のことである。　高エネルギー加速器研究機構で進められている電子・陽電子線形衝突加速器、JLC(Japan linear Collider) 計画において、衝突粒子の運動量を精度よく調べるためには、衝突した粒子によってイオン化された電子のドリフト速度が遅いことが望まれる、また粒子の曲率半径を求めるために検出器全体に磁場がかけられている、このためガス中をドリフトする電子に影響を及ぼす。その補正のためにあらかじめローレンツ角を測定しておくことが必要になる。そこで、JLC 計画で使われている $CO_2 - iC_4H_{10}$ ガスを使用した。本実験ではローレンツ角測定用ドリフトチェンバーを用いて電子の到達位置の測定をおこなう。先の較正の実験では 1 本の紫外線レーザーを用いたが、より高い精度で較正を行うためには、一度の測定で 2 点のデータを取ることが求められる。それは、 2 点のデータを別々にとる際には若干の装置の振動により誤差が生じてくるからである。先の実験ではレーザー自身の振動が考えられた。本実験では 2 本のビームを用いるので振動があったとしてもその誤差は 2 本が同時に振動するために打ち消しあうと考えられる。そこでローレンツ角測定用に製作されたドリフトチェンバーを用いて 2 本の紫外線レーザーによる電子の到達位置の測定を同時に行い較正曲線について検討を行った。

第2章　目的

2.1　JLC-CDC

2.2　ワイヤー近傍の空間電荷

2.3　レーザービームによる荷電粒子の模擬実験

本実験では、紫外線のレーザービームを使用する事によって疑似的な荷電粒子を作り出している。もちろん荷電粒子と光子では相互作用の仕組みが違う点があるが、ドリフトチェンバーでの信号検出には特に問題はない。また、高エネルギー粒子を測定するには、ビームラインで加速器を使用して行う必要があるが、レーザーを使用する事で基本的な現象について、厳密に何度でも時間に束縛される事なく行う事が出来る事も利点である。将来的には、このレーザーシステムを用いてビームテストのシュミレーション的なプレ実験として用いる事が JLC-CDC では期待されている。
本実験では、Nd-YAG レーザー (四倍高調波) を用いた。このレーザービームは非常に強いビーム強度を持ちドリフトチェンバー内を通過した際に、その飛跡に沿ってガスをイオン化していく。つまりドリフトチェンバーにおいてトラッキングを行うには、最も適している。当研究室博士課程の黒岩氏による荷電粒子を用いた近接二飛跡分離 (Two-track separation) では、最小で 2mm までのトラッキングが可能である事がわかった。そこで、今回 2 本の近接したレーザービームを作り出し、またそのビーム間の距離を制御出来るようにした。このレーザービームシステムを用いて、JLC-CDC で挙げられる空間電荷効果について測定を行い、その効果から近接二飛跡の分離がどこまで可能かどうかについて調べる事を本実験の目的とする。

第3章　原理

3.1　ドリフトチェンバーの原理

一般的なドリフトチェンバーにおいてはチェンバー内にガスを充填し、入射してきた荷電粒子がこのガス中を通過するとガスと粒子の電場間での相互作用によって、ガス分子を励起しイオン対をつくる。そこで生じた電子は陽極に向かって移動する、この移動することをドリフトという。陽極近傍にドリフトしてきた電子は、強い電場によって急速に加速され次々と分子と衝突してイオン化を起こし、そこで発生した電子と電場によってまた加速されていき、衝突を繰り返し、電子が雪崩的に増幅する。このことを電子雪崩という。

本実験で用いたドリフトチェンバーは、センスワイヤーの後部に配置された多数のカソードストリップがセンスワイヤーで電子雪崩によって増幅した電子により誘起された電荷量を読みとることによって、ドリフト電子の到達位置を測定するものである。

3.1.a　電磁相互作用によるエネルギー損失

高速荷電粒子が物質中を通るとき、その粒子の電荷が作る電界により物質を構成している原子に電磁相互作用が働く。電磁相互作用は、強い相互作用や弱い相互作用よりも数倍起こりやすく、一般の検出原理として用いられている。電磁相互作用による単位長さあたりの損失である平均微分エネルギーは次式で与えられる。

$$\frac{dE}{dX} = \frac{Z\rho}{A\beta}\ln[\frac{2mc^2\beta^2 E_M}{I^2(1-\beta^2)} - 2\beta^2] \tag{3.1.1}$$

$$K = \frac{2\pi N z^2 e^2}{mc^2} \tag{3.1.2}$$

E_M はそれぞれの相互作用において許される最大エネルギー遷移を意味し、単純な二体の相対論的運動学は次式になる。

$$E_M = \frac{2mc^2\beta^2}{1-\beta^2} \tag{3.1.3}$$

距離の代わりにＸ ρ ｐで定義された換算長ｘを用いて、$\mathrm{g}cm^{-2}$ で測定することが慣例となっている。この場合、換算エネルギー損失は次式で与えられる。

$$\frac{dE}{dX} = \frac{1}{\rho}\frac{dE}{dX} \tag{3.1.4}$$

式 (2.2.1) から、微分エネルギー損失は質量ではなく入射粒子の速度Ｂにのみ依存していることが分かる。β 項による急激な減少の後、エネルギー損失は β ＝ ０ ． ９ ７付近で一定値をとり、最終的には $\beta \rightarrow$ １でゆっくり上昇する。これを相対論敵立ち上がりという。このことは次のように理解できる。粒子の速度が比較的小さい領域では、速度が増すにつれて粒子と気体分子との相互作用時間が短くなり、エネルギー損失は減少する。しかし速度が相対論的になる領域では、入射粒子の電荷による電場がローレンツ収縮を起こし電位勾配が大きくなるので、速度が大きいほどエネルギー損失は大きくなる。従って、荷電粒子が気体分子を電離することにより失うエネルギー量には最低値が存在し、損失がこの付近で一定である領域を最小イオン化領域という。

入射エネルギーの関数としてのｄ $\mathrm{E/dX}$ は、数百Ｍ eV 以上のエネルギーで全ての粒子のイオン化が最小になるため、単位長さあたりと等しいエネルギーを失うことが分かる。多くの媒質に対して,$\mathrm{dE/dX}$ は最低で約２Ｍ $\mathrm{eV}g^{-1}cm^2$ に等しい。

薄い媒質中でさえ電磁エネルギー損失は少数の離散的相互作用の結果であるために、統計的平均の特性を持つといえる。しかしながら、全エネルギーに対してエネルギー損失が小さい場合全てにおいて、その分布はガウス分布とはならない。さらに相互作用機構はそれぞれのイベントが、イオン化をもたらす大きなエネルギーの遷移を伴う近接衝突と、イオン化と原子の励起の両方をもたらす小さなエネルギー遷移を伴う遠隔衝突の二つに分類される。初期イオン化と励起は二次効果がもう一つの過程として挙げられてくるが、多かれ少なかれ利用しうるエネルギー損失を等分する。

１０ $\mathrm{GeV/c}$ かそれ以上の大変高い運動量においては、(2.2.1) 式の対数項はエネルギー損失の増加を生じることを示している。しかし、(2.2.1) 式で考慮されていない分極効果はその状態で飽和状態を作る。ガス中では飽和は最小イオン化数より約５０％高い価であり、数百 $\mathrm{MeV/c}$ の付近で飽和が起こる。統計的理由から、相対論的上昇の範囲の有効な粒子識別を行うにはそれぞれの飛跡についてエネルギー損失測定が独立に数多くなされなければならず、この目的にはマルチワイヤープロポーショナルチェンバーを重ねたものが用いられている。

イオン化衝突で、放射電子は (2.2.2) で与えられる最大許容 EM までのあらゆる数値を示すエネルギー E を持って自由となりうる。エネ

ルギー E である電子の確率の近似値は以下で与えられる。

$$P(E) = K\frac{Z}{A}\frac{\rho}{\beta^2}\frac{x}{E^2} \tag{3.1.5}$$

この式は、(2.2.1) 式の第 1 項に相当している。x=X σ で換算 ($\mathrm{gcm^{-2}}$) して用いれば、次式のように表せる。

$$P(E) = \frac{K}{\beta^2}\frac{Z}{A}\frac{x}{E^2}dE = W\frac{dE}{E^2} \tag{3.1.6}$$

数 keV 以上のエネルギーで放出される電子は σ 線と呼ばれる。(2.2.5) 式を積分すると Eo か、またはそれより大きいエネルギーを持つ σ 電子の数は次式で表せる。

$$N(E \geq E_0) = \int_{E_0}^{E_M} P(E)dE = W(\frac{1}{E_0} - \frac{1}{E_M}) \cong \frac{W}{E_0} \tag{3.1.7}$$

Eo$\ll$Em として近似しても有効である。また、エネルギー E の σ 電子の放電角度は次式による自由電子近似で与えられる。

$$\cos^2\theta = \frac{E}{E_M} \tag{3.1.8}$$

従って、最小イオン化粒子 (Em$\geq$ 1MeV) に対して数 keV の放射エネルギーで σ 線は入射線に垂直に放射される。しかし、媒質中での多重散乱により σ 電子の運動方向は急速にランダムになり、実際に数 keV 領域での典型的電子分布の断面積は大気圧で $10^{-16}cm^{-2}$ 程度で、これは数ミクロンの衝突間平均自由行程に相当する。１００ eV 付近のエネルギーでは非弾性衝突の確率が高いために断面積は一桁ほど大きくなる。標的と入射粒子間の質量差が大きいために大きな運動量の遷移 (散乱角) は確率が高く、数回の衝突で電子本来の放射角の跡が消されてしまう。

3.1.b　ドリフトチェンバー内での電子のドリフト

荷電粒子によりイオン化されたガス分子は、電場中では電場による加速と多粒子との衝突を繰り返しながら電子はアノードワイヤーへ、陽イオンはカソードワイヤーへとそれぞれ移動していく。この移動をドリフトと呼ぶ。

電子のドリフトは、電子のある衝突から次の衝突までの間に走る距離の平均値 (平均自由行程) が、陽イオンに比べ約 5 倍と長いために大きなエネルギーを得る。　Townsend による単純な公式によってドリフト速度は次式になる。

$$W = \frac{e}{2m}E\tau \tag{3.1.9}$$

ここで、τ は平均衝突時間であり、一般には電場 E の関数である。衝突断面積あるいは τ は、いくつかのガスでは強く電場に依存し最大値と最小値の間を行き来する (Ramzauer 効果)。これは、電子の波長が分子の電子殻の波長に近くなり、複雑な量子力学的な過程で起こる結果である。強い電場では電子のドリフト速度の典型的な値は 5 $\mathrm{cm}/\mu\mathrm{s}$ である。

電気陰精度の大きな物質を少量でも加えると、電子捕獲により敏感にドリフト特性が変化する。電気陰精度の大きな汚染物質の存在は、プロポーショナルカウンターにおいて、電子捕獲による検出信号の減衰としてみられる。　ガス中の汚染物質の割合を p、電子の平均自由行程を λ、瞬間速度を u、電子のドリフト速度を W とすると、電子が電気陰精度の大きな分子と衝突する回数は、単位時間当たり up/λ となり、吸着の確率は次式となる。

$$\frac{hup}{\lambda W} = \frac{1}{\lambda_c} \tag{3.1.10}$$

これに、平均自由行程 (λ) と瞬間速度 (u) の定義

$$\lambda(\epsilon) = \frac{1}{N\sigma(\epsilon)} \tag{3.1.11}$$

$$u = \sqrt{\frac{2\epsilon}{m}} \tag{3.1.12}$$

を代入して、

$$\lambda_c = \sqrt{\frac{m}{2\epsilon}} \frac{W}{Nhp\sigma(\epsilon)} \tag{3.1.13}$$

が得られる。一定電場中で距離 x をドリフトする電子数の減少は次式で与えられる。

$$\frac{n}{n_0} = \exp(-\frac{x}{\lambda_c}) \tag{3.1.14}$$

3.1.c　電子のガス増幅

標準状態のアルゴン Ar のような薄いガス層が二枚の平面電極間に封印されているとする。最小イオン化粒子は約１２０個のイオン対を生成する。仮にこの電荷が一方の電極に集められると、その検出信号は次式で表される。

$$V = \frac{ne}{C} \tag{3.1.15}$$

この式で $\mathrm{n}=120$ とし、典型的な系の容量を $\mathrm{C}=10\mathrm{pF}$ とすると、$\mathrm{V}\sim 2\mu\mathrm{V}$ となり、いかなる検出可能な電荷よりも小さくなる。しかし、電極間に強い電場が印加されると、電子は電場によって加速される。電子が原子との衝突により失われるエネルギーは (電子の質量) / (陽子の質量) 以下程度であるから加速は進行し、さらに大きなエネルギーを持つようにな

る。そして電子のエネルギー値がガスのイオン化ポテンシャルを越えたとき、周囲のガス分子を電離していく。この電離分子も加速されて、またガス分子を電離していくので、電子はネズミ算的に増殖し、最終的には検出信号は数桁上昇して検出可能なレベルに達する。この一連の効果をガス増幅と呼ぶ。今、電子が距離 dX だけドリフトしたときの電子の数を n とすると、n の増加分は

$$dn = n\alpha dx \tag{3.1.16}$$

で表せる。α は単位長さあたりドリフトしたときに生成されるイオン対の数で、第 1 townsend 係数と呼ばれる。上式を積分して

$$n = n_0 \exp(\alpha x) \tag{3.1.17}$$

$$M = \frac{n}{n_0} \exp(\alpha x) \tag{3.1.18}$$

Mを増殖係数と呼ぶ。　たとえば、比例計数管ではアノードワイヤーの半径の数倍の領域でのみ高電場が得られるためにガス増幅はその領域でしか起こらない。電子と陽イオンのドリフト速度は、電子に比べて約 $1/1000$ 以下と遅いので雪崩電子は (fig1) に示すように水滴型に成長する。ここでは、電子は前方に位置し、速度の遅い陽イオンは後方で、尾を引く形になる。　次に以下のような場合を考える。細い金属ワイヤーを導電性円柱の中心軸上に張り、電極間に異なる電荷を印加することが出来るようにそれらを絶縁する。細い金属ワイヤーが外側の円柱に対して正となるように電気の極性を選ぶ。すると系の電場はアノードワイヤー表面で最大となり、カソードに向かって距離の逆数に比例して減少する。細いワイヤーを用いれば、アノード付近で非常に強い電場を得ることが出来る。このとき、管の中心軸から距離ｒにおける電界は、管の内径をｒ 1、中心の半径をｒ 2とすると、次のようになることから分かる.

$$E_r = \frac{V}{r \log \frac{r_c}{r_a}} \tag{3.1.19}$$

3.1.d　紫外線レーザーによるガスのイオン化

チェンバー内のガス分子をイオン化させる手段の一つとして紫外線レーザーが用いられる。細く絞った紫外線パルスレーザービームはガス中を通過するとビーム中でガス分子をイオン化する。イオン化を起こすためには、イオン化の可能な分子が、ガス中にありエネルギー密度が十分に高くなければならない。一般的に使用されるガスの種類とそのイオン化ポテンシャルを以下に示す。

- He:24.6eV
- Ne:21.6eV
- Ar:15.7eV
- CH_4:13.1e
- C_2H_6:11.6eV

レーザー光の量子エネルギー（ｈν）はガス分子のイオン化のためのエネルギーよりもはるかに小さい。チェンバーガス中に存在する分子をイオン化するためには２個かそれ以上の光子が必要である。しかし、一つの光子がガス分子に吸収される断面積は$10^{-16} \sim 10^{-20} cm^2$であるので多光子吸収は起こりにくい。そこで、ガス分子は二光子吸収までなら起こると仮定する。このときに起こる単位あたりにイオン化する分子数は

$$\frac{dn_i}{dt} = n_c \sigma_i N \tag{3.1.20}$$

である。　・

- T:レーザーのパルス幅
- N:単位時間に単位面積を通過する光子の数
- n_0,n_c,n_i :単位体積中の規定状態の分子の数、励起状態の分子の数、イオン化した分子の数
- σ_c:規定状態にある分子を励起させるための断面積
- σ_i:励起状態にある分子をイオン化させるための断面積
- τ:　励起状態の寿命

また、イオン化した分子（陽イオン）とイオン化で発生した電子との再結合がないと仮定すると励起状態の分子の数は、

$$\frac{dn_c}{dt} = (n_0 - n_c)\sigma_c N - n_c \sigma_i N - \frac{n_c}{\tau} \tag{3.1.21}$$

$$= a - b n_c \tag{3.1.22}$$

$$a = n_0 \sigma_c N \tag{3.1.23}$$

$$b = (\frac{1}{\tau} + \sigma_c N + \sigma_i N) \tag{3.1.24}$$

（2.5.21）（2.5.22）（2.5.23）（2.5.24）と表せる。ここで、電子ｎの増加分の式（2.4.16）を、積分範囲を０からｔとして積分すると

$$n_c(t) = \frac{a}{B}(1 - e^{-dt}) \tag{3.1.25}$$

また、式 (2.3.14) に式 (2.4.19) を代入して 0 > T まで積分すると

$$n_i(T) = \sigma_i N \frac{A}{b}(T + \frac{1}{b}(e^{-bt} - 1)) \tag{3.1.26}$$

次に、式 (2.5.21) に式 (2.4.17) を代入すると

$$n_i(T) = n_0 \sigma_c \sigma_i N^2 \frac{T}{b}(1 - \frac{1}{bT}(1 - e^{bT})) \tag{3.1.27}$$

となる。そこで、次のような条件を考えてみる。

(1) b T $\ll$ 1　光子の数Nが少なく、励起状態の寿命τが$\mathrm{T(nsec)}$よりも十分長いとき ($\mathrm{T} \ll \tau$), 式 (2.5.21) は次のように近似できる。

$$n_i(T) = n_0 \sigma_c \sigma_i \frac{N^2 T^2}{b} \tag{3.1.28}$$

これよりイオン化の数は単位面積中の光子の数、及び、ビームのパルス幅に二次で比例することが分かる。

(2) b T $\gg$ 1　光子の数Nが多く、励起状態の寿命τが$\mathrm{T(nsec)}$よりも十分短いとき (T $\gg \tau$)、式 (2.5.21) は次のように近似できる。

$$n_i(T) = n_0 \sigma_c \sigma_i \frac{N^2 T}{b} \tag{3.1.29}$$

これよりイオン化の数は単位面積中の光子の数に二次で、ビームのパルス幅に一次で比例することが分かる。ここで、分母にｂがあるので式 (2.4.18) より仮に

$$\frac{1}{\tau} \gg (\sigma_c + \sigma_i)N \tag{3.1.30}$$

とすると式 (2.5.23) は、

$$n_i(T) = n_0 \sigma_c \sigma_i N^2 T \tau \tag{3.1.31}$$

の用になる。式 (2.5.22) と式 (2.5.24) を比較すると、イオン化の数は式 (2.5.22) よりも式 (2.5.24) のほうが ($2\tau/\mathrm{T}$) 倍少なくなることが分かる。　次に、光子の数が多く

$$(\sigma_c + \sigma_i)N > \frac{1}{\tau} \tag{3.1.32}$$

とすると、n_c は

$$n_c \to \frac{a}{b} = \frac{n_0 \sigma_c}{\sigma_c + \sigma_i} \tag{3.1.33}$$

と表すことが出来るので、式 (2.5.23) より、

$$n_i(T) = n_0\sigma_c\sigma_i\frac{NT}{\sigma_c + \sigma_i} \tag{3.1.34}$$

となる。式 (2.5.25) はイオン化の数が光子の数とビームのパルス幅に一次で比例していることを表している。ここで、イオン化の数が光子の数に二次から一次に依存するように変化するときの条件は

$$(\sigma_c + \sigma_i)NT > 1 \tag{3.1.35}$$

である、これは、(σ_i $+\sigma_c$)$\doteqdot 10^{-16}$ とすると、 NThν $\geq$100μJ/mm^2 で二次から一次に依存するように変化する。　適当なエネルギーをもつパルスレーザーが純粋なガス中でイオン化を起こすという事実は低いイオン化ポテンシャルをもつ不純物が媒質となるガス中に混入していることの証拠である。混入が予想される有機不純物とそのイオン化ポテンシャルを次に示す。C_6 H_5 (C H_3)2:7.14eV C_6 H_5 N(C_2 H_5)2:6.76ev C_10 H_24 N_4 :5.36

3.1.e　$CO_2 - iC_4H_{10}$ ガスの特性

一般にドリフトチェンバーの位置分解能を最適にする理想的なチェンバーガスの条件として次のことがあげられる。

- ドリフト速度が低電場で飽和して一定となる
- ローレンツ角が小さい
- 電子の拡散が小さい

これらはあくまでも一般的な条件で、実際の実験では検出粒子のエネルギー領域、他の検出器との兼ね合いなどによってチェンバーの構造、タイプ、チェンバーガスの組み合わせは様々である。今回は JLC (Japan Liner Collider) で使用が計画されている $CO_2 iso C_4H_{10}$ ガスを使用した。

3.2　ワイヤー近傍での空間電荷効果

第4章　装置,方法

4.1　ドリフトチェンバー

今回使用したドリフトチェンバーについて説明する。

4.1.a　Rotation chamber

今回使用したドリフトチェンバーの内の 1 つを概略図 4.1 に示す。大きさ 310mm × 260mm × 242mm で、上面、下面にミラーが設置されている。反射してきたレーザービームは上面に設置された石英の窓 (150 × 50mm) を通過しチェンバー内に入る、同様にして下面の石英の窓を通ってレーザービームは出て行く。チェンバー内でイオン化した電子を 5cm ドリフト領域によって等速度でドリフトさせる。このドリフト電子をセンスワイヤーによって増幅し検出する。

このチェンバーは外界からの電磁ノイズの防止と、図 4.4,4.5 の様に、ワイヤー中心を軸とした回転を可能にするために工夫してある。この部分は私自身が設計し、外郭部 (シールド部) と回転部と名付けた (写真??参照)。

本実験では、2 本の内の 1 本目のレーザービームの強度を落す事によってそのレーザービームの作る初期電子数 (電荷量 (pc)) を制御した。センスワイヤー近傍で、1 本目の作る陽イオン (空間電荷) の影響でワイヤーの表面電場が弱まる。この時に 2 本目による電子の信号を正確に検出できなくなる。この空間電荷効果の影響が 1 本目の電荷量 (pc) によって、どれほど影響するかを調べ、また 2 本のビーム間の距離を変える事で、近接飛跡の分離能力について調べる。

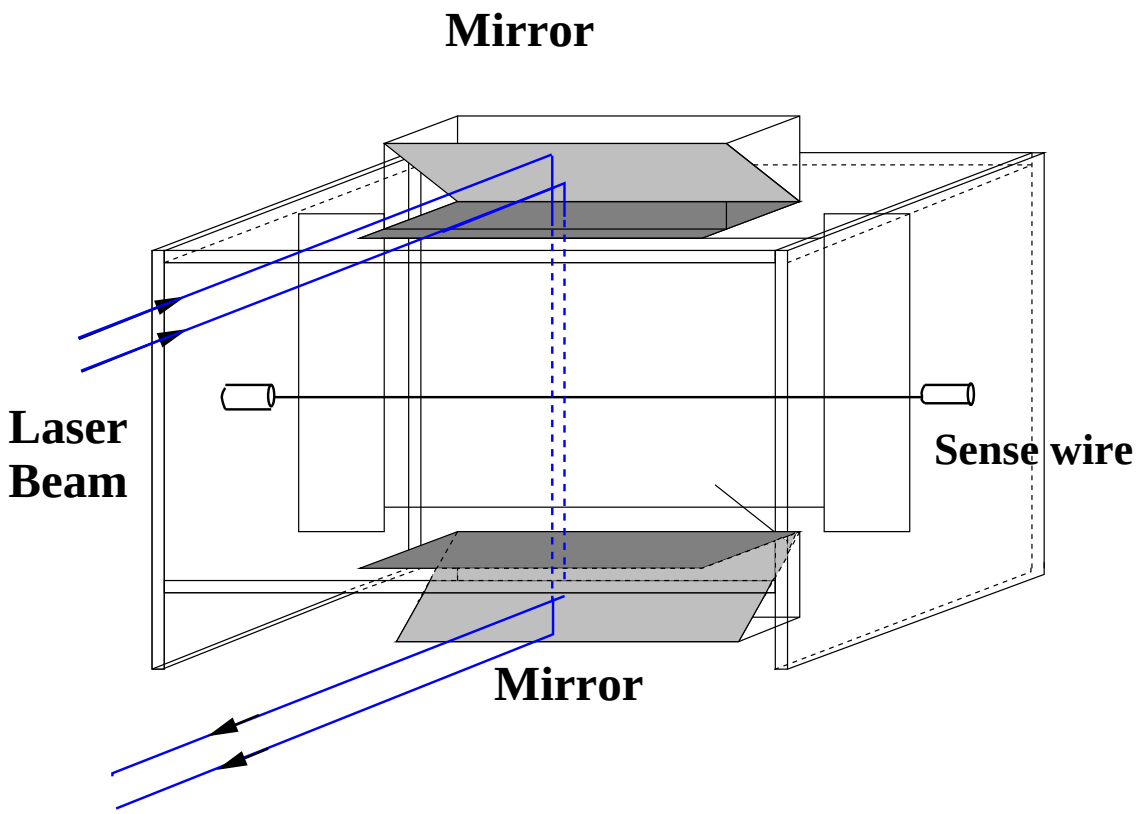

図 4.1: ドリフトチェンバー概略図

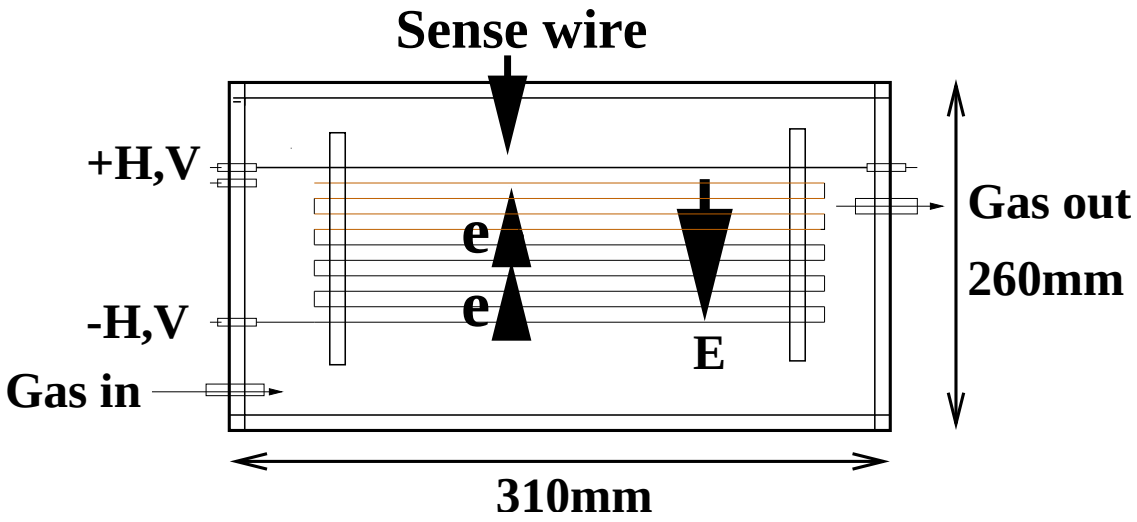

図 4.2: ドリフトチェンバー上面図

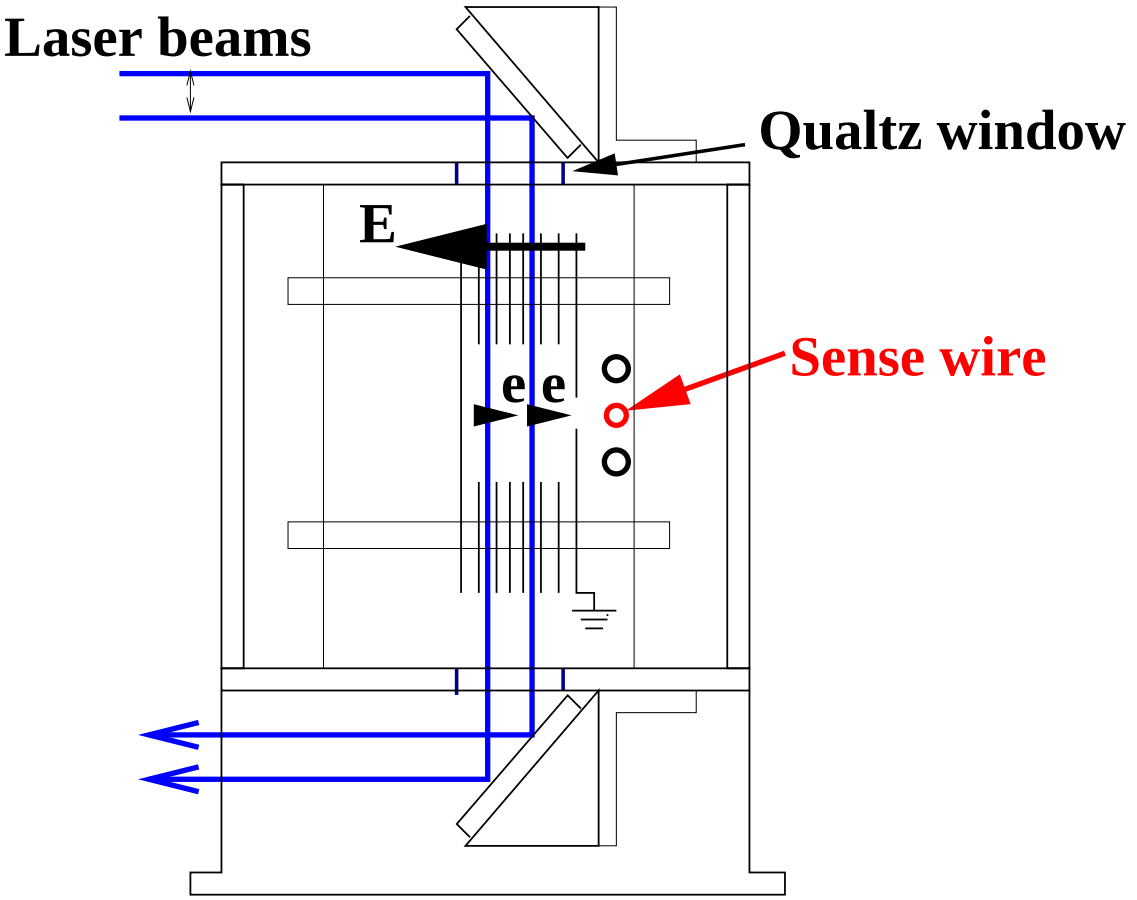

図 4.3: ドリフトチェンバー横図

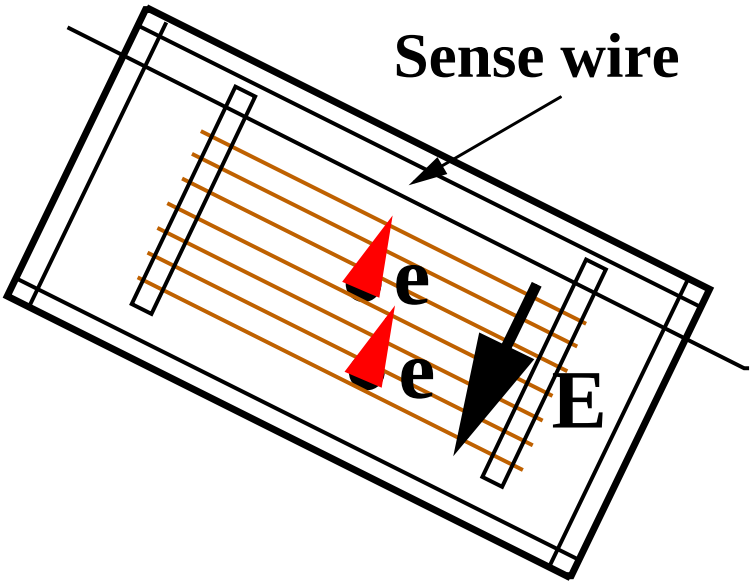

図 4.4: ドリフトチェンバー上面図

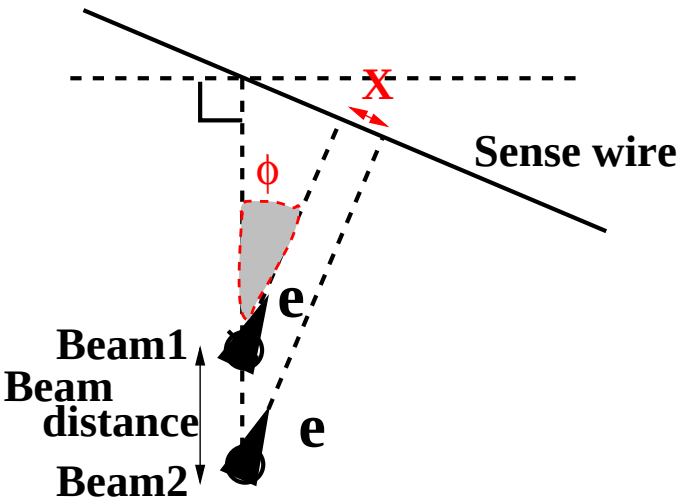

図 4.5: ワイヤー角度

ドリフト領域

このドリフトチェンバーには 10 枚の銅版によってドリフト領域が 5cm 形成されている、この銅板は厚さ 1mm で各銅板間には 5cm の間隔がある、その一番端の銅板には-2.2kV の高圧が掛かり、そこから 2.2 $M\ \Omega$ の抵抗を介して 10 枚の銅板を伝わり、5cm のドリフト領域の電場を一様にする。個々の銅板には図 4.6 の様に???? 10cm $\times$ 5 mm の溝がある。銅板間を通過したレーザービームはガスとイオン化を起こす、ここで飛跡に沿って出来た電子のドリフト時の回り込みを防止し、センスワイヤーに対して一番近い飛跡付近に出来た電子の信号を取り出せるようになっている。

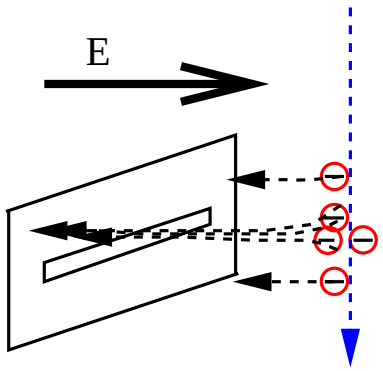

図 4.6: 電場形成用銅板概略図

ガス増幅領域

ガス増幅領域には 2 本のフィールドワイヤー (センスワイヤーの上下) と 1 本のセンスワイヤー (アノードワイヤー) がある。図 4.3 はこのチェンバーを横から見た図である。上面のミラーによって反射したレーザービームは銅板の間 (5mm) を通すように入射される。センスワイヤーからフィールドワイヤーまでの距離は 5mm となっていてドリフト電子はこの領域でガス増幅 (電子雪崩) を起こし信号として検出される。センスワイヤーには金メッキ-タングステン (直径 30 μ m) を使用し、張力 70g で張ってある、またフィールドワイヤーには金メッキ-タングステン (直径 120 μ m) を張力 300g で張ってある。このドリフトチェンバーにはドリフト領域とガス増幅領域を隔てるスリット (????? $\times$ 5mm) がある。このスリットは前にも説明した、ドリフト電子の回り込みと、ガス増幅領域からの陽イオンのドリフト (陽イオンのドリフトによって電子のドリフトに影響を与える為) を防止する役割を持っている。

このドリフトチェンバーは lorentz angle 測定用に開発されたものであり (1998 年に当研究室の岡崎氏製作)、ドリフト電子のセンスワイヤー

方向到達位置測定のためにセンスワイヤー後方にカソード・スリットが設置されているが今回の測定では使用していないため説明を省くとする。以下 (図 4.7) に、このドリフトチェンバーから得られる典定的な波形を示す。

図 4.7: 典型的な波形

4.1.b baby chamber [mini-jet cell type drift chamber]

先のドリフトチェンバーで、空間電荷効果の影響を調べた後に JLC-CDC で予定しているセル構造を持つ、ドリフトチェンバーを用いて、同じ要領で測定した。
ジェットセルタイプのドリフトチェンバーは高エネルギー実験において近接した粒子 (ジェット粒子) の飛跡の検出に適している。このジェット状の粒子飛跡検出を目的としてジェットセル (ジェットチェンバー) と呼ばれる。このセルの特徴は、1 つのセル内にセンスワヤーが数本あり、????? 調べる。このドリフトチェンバーは、外形?????? × ????? × mm で 3 つのセルを持ち、1 つのセルは 5 本のセンスワイヤー、86 本のフィールドワイヤー、6 本のゼロワイヤー、42 本のシールドワイヤー、2 本のダミーワイヤー、16 本のグリッドワイヤーによって構成されている。セル構造の図を図 4.9 に示す。

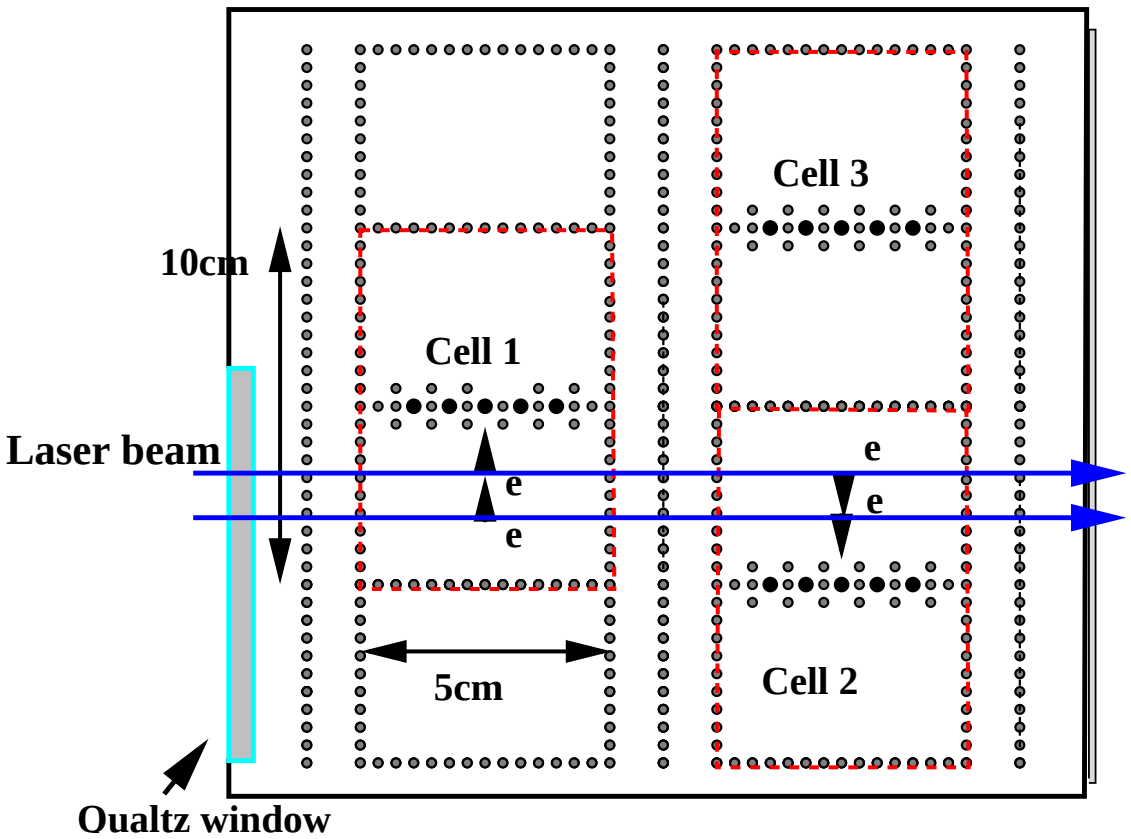

図 4.8: ベイビーチェンバーセル構造

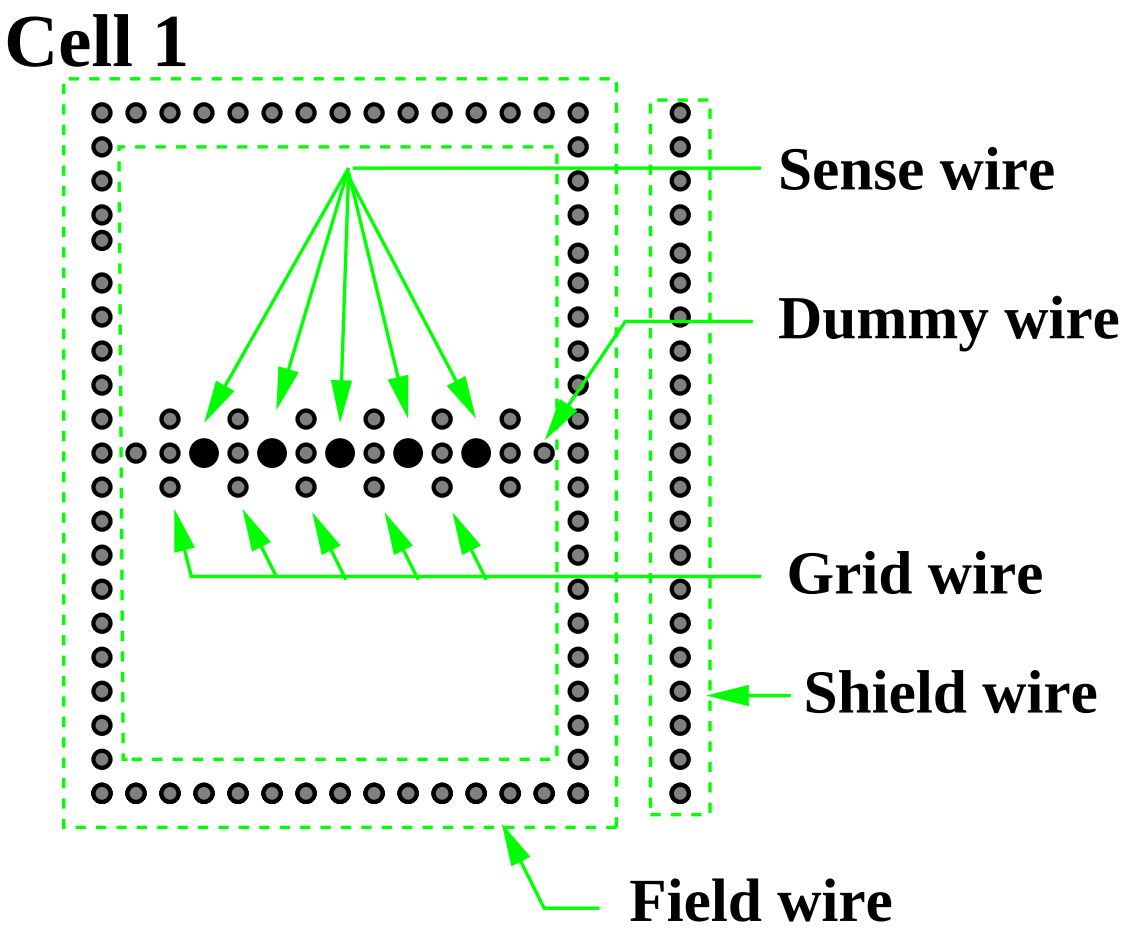

図 4.9: ベイビーチェンバー 1 セル構造

センスワイヤーは金メッキ-タングステン (30 μ m) で張力??????g で張られていて、ドリフト電子のガス増幅による信号を検出するために 2.5kV $\sim$ 2.8kV の高圧が掛けられている。
フィールドワイヤー、ゼロワイヤーには、??????? (????? μ m) で張力??????g で張られていて、電子を一様な電場でドリフトさせるために-4.6kV から 0kV までの高圧が (ワイヤーの列を表す F-10 ZERO(f-0) の名称で) それぞれ掛けられている。またセンスワイヤーで検出する事の出来る最大のドリフト距離は 5cm である。下に

シールドワイヤーは,??????? (μ m) で張力??????g で張られている。このドリフトチェンバーは 3 つのセルを持っているため、隣り合う他のセルの作り出す電場の影響を防止する事と、ドリフト領域の電場、ガス増幅領域の電場を一様にする事を目的として-1.675kV の高圧が掛けられている。
ダミーワイヤーは、?????? (????? mu m) で張力??????g で張られている。もし荷電粒子がフィールドワイヤーやシールドワイヤーに当たってしまった場合、光電効果により光子、電子が発生する。この電子は電場によってドリフトしていくのだが、この電子による信号を排除 (吸収) し、セル内を通過した荷電粒子の信号のみを正確に検出する事を目的として 2.15kV の高圧が掛けかれている。
グリッドワイヤーは、??????(????? μ m) で張力??????g で張られている。これは、ドリフト領域とガス増幅領域の境を作り、且つガス増幅領域を 5mm で一様な同心円状に形成するために-0.5kV の高圧が掛けられている。以下に、それぞれのワイヤーの簡単な一覧表を 4.1 に, 等電位線分布及び、高圧 分布 (図 4.10) を示す。

名称	本数	役割
センスワイヤー	5	信号検出
フィールドワイヤー	64	ドリフト領域形成
ゼロワイヤー	6	ドリフト領域形成
シールドワイヤー	999	別セルの影響防止
ダミーワイヤー	2	ワイヤー衝突時のドリフト電子の吸収
グリッドワイヤー	16	ガス増幅領域形成

表 4.1: ワイヤー役割

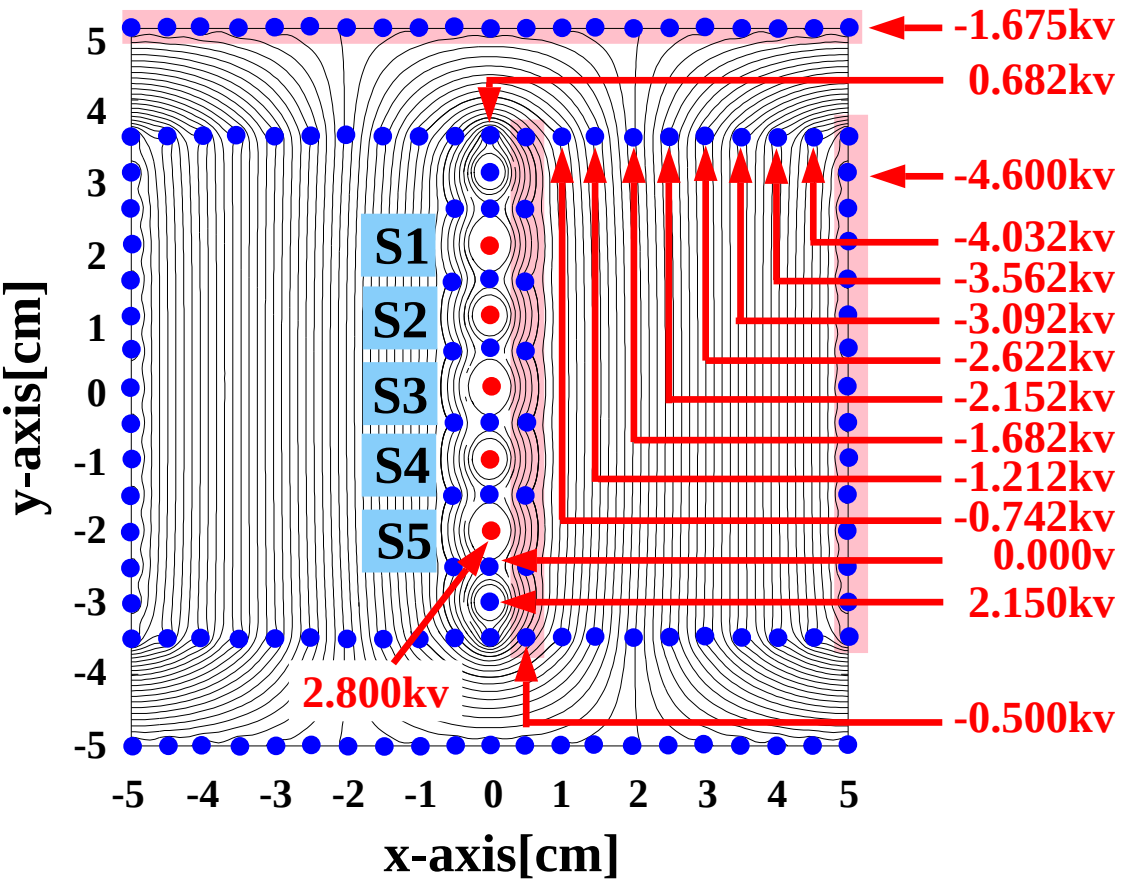

図 4.10: 1 セル内等電位線

このドリフトチェンバーの前面に????? × ????? (厚さ 1mm) の石英の入射窓を設置しレーザービームを入射する。チェンバー内を通過したレーザービームは後面のマイラーの窓を通過して出て行く。
ここで、レーザービームはセル 1 と、セル 2 を通過するように設置した。しかし、今回、レーザー入射位置側のセル (上流のセル 1) では、石英窓によってレーザービームが散乱していると思われる現象が見られた為、下流のセル (セル 2) を使用して測定、解析をした。
先に説明したドリフトチェンバーの様にドリフト電子の回り込み防止対策がないためこのドリフトチェンバーで得られる信号では、立上りのあとに緩やかなカーブを描いて落ちる波形になる。これは、実機を想定して製作されたものであるが、近接飛跡の分離能力を低下させる原因の一つである。

ドリフト電場 1kV/cm 時の、ドリフトチェンバーのドリフトラインを図 4.11 に示す。図から、遅く来たドリフト電子が回り込んでセンスワイヤーに到達する様子がわかる。以下にこのドリフトチェンバーによる典型的な波形 (図 4.13) と、散乱していると思われる波形 (図 4.14) を示す。

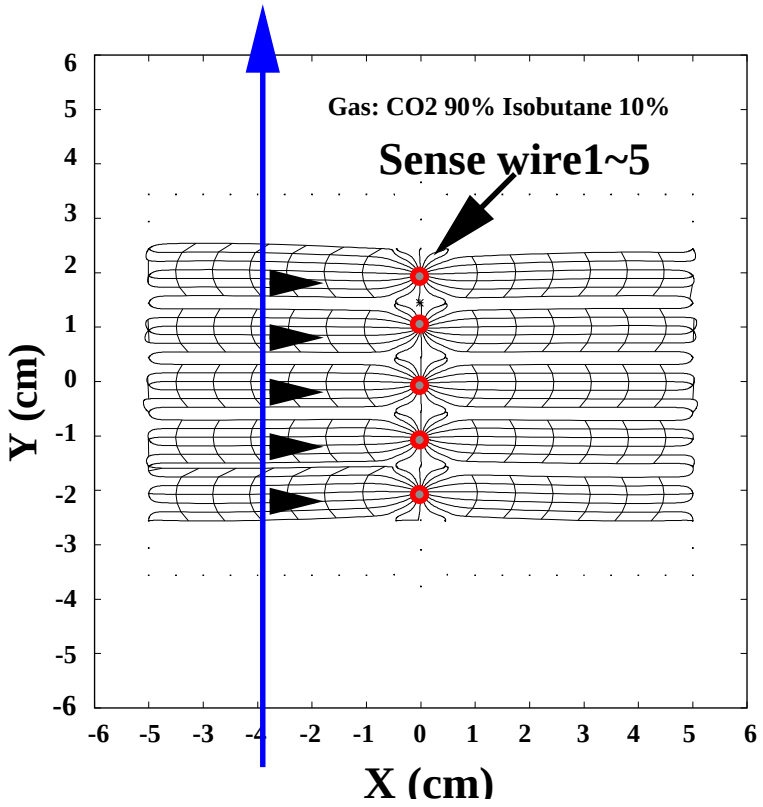

図 4.11: 同時間ドリフトライン

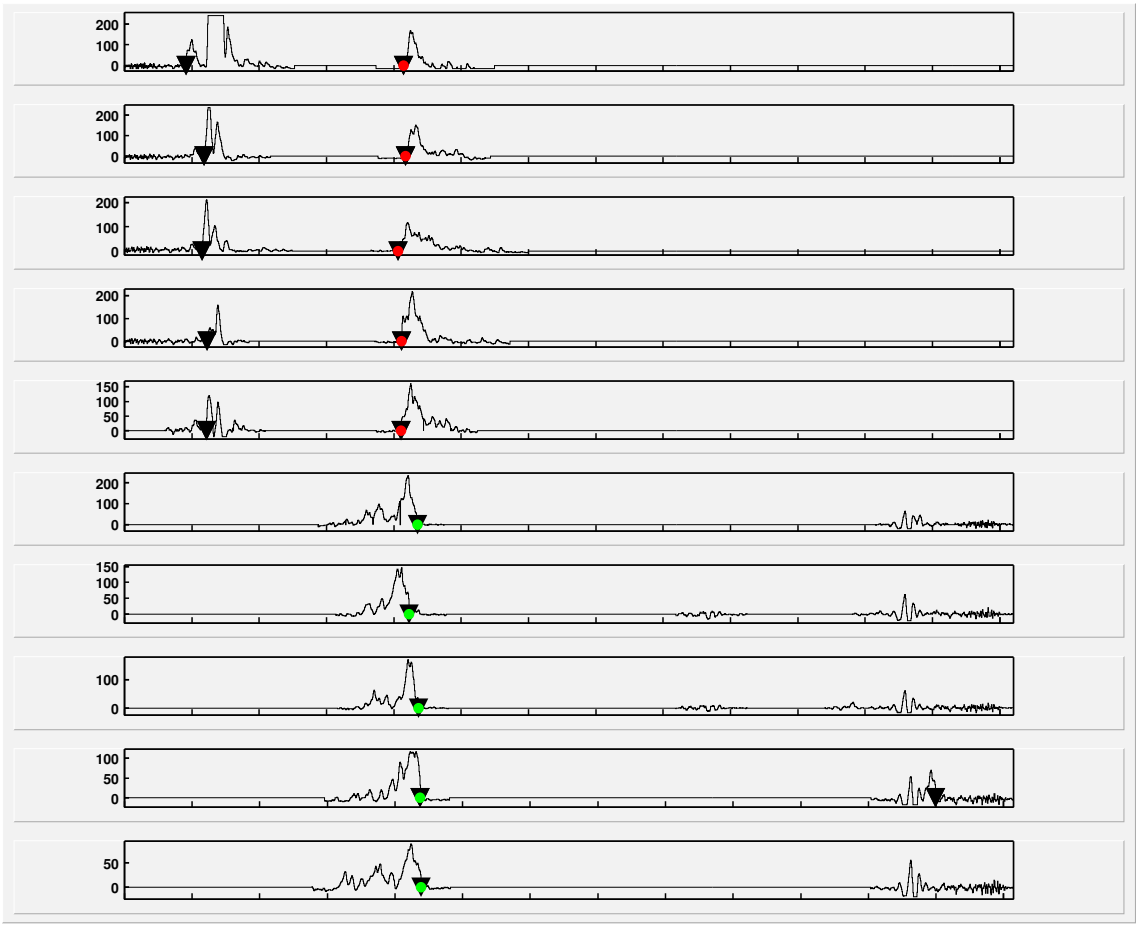
200
100
0
200
100
0
200
100
0
200
100
0
150
100
50
0
200
100
0
150
100
50
0
100
0
100
50
0
50
0

図 4.12: 典型的な波形

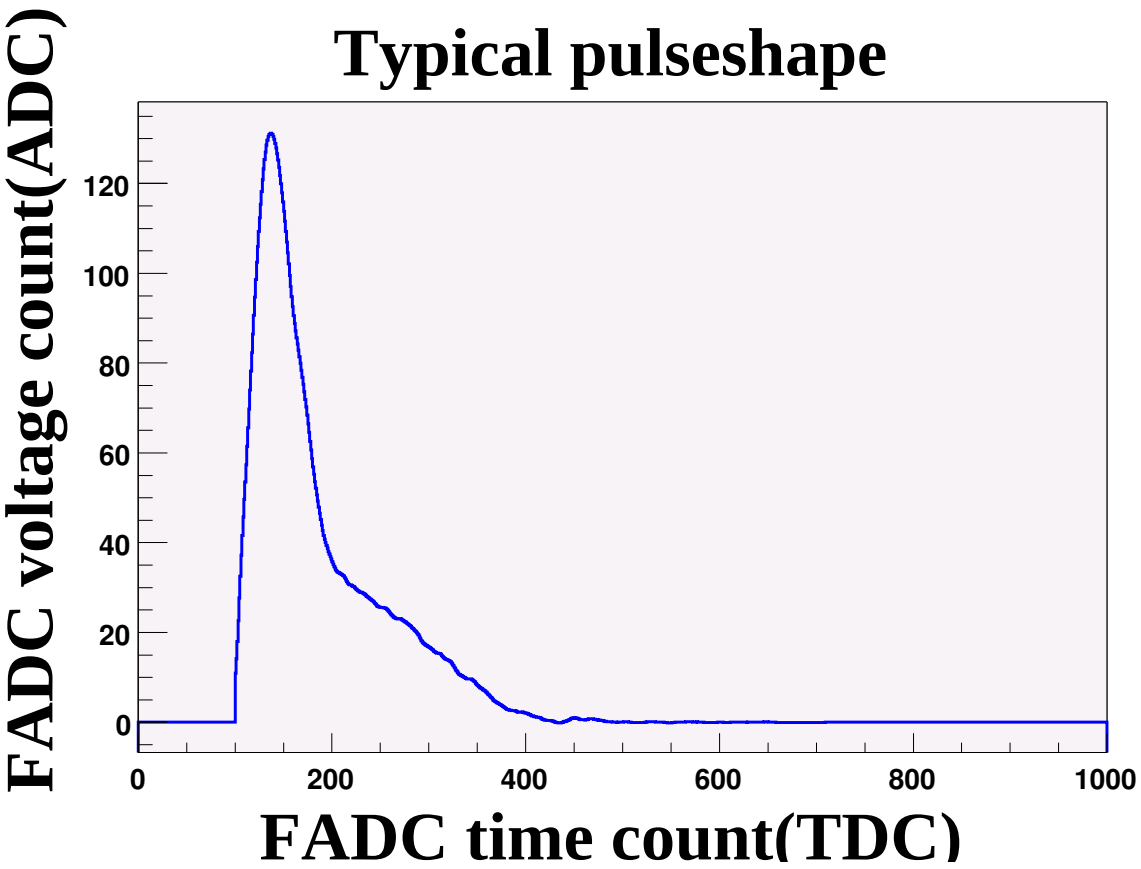

図 4.13: 典型的な平均化波形

図 4.14: 散乱時の波形

このドリフトチェンバーはKEK　富士実験室B4にある4.6mの大型なチェンバーの小型試作機として開発されたものであり、4.6mチェンバーに対してベイビーチェンバーと名づけられた(1993年に当研究室の黒岩氏とJLC-CDCグループによって製作)。本実験では、図4.8の様にレーザービームをセル1、セル2を通過するように入射する。このセル1、セル2のセンスワイヤー(1 ~ 10まで)の情報をFADCによってデータ収集する。

4.2　Nd-YAGレーザー(4倍高調波-266nm)

[Nd-YAG Laser]

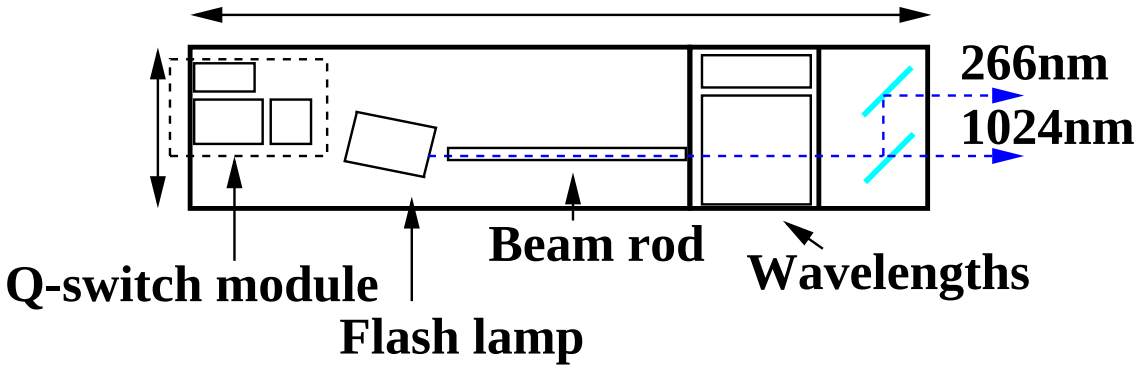

図 4.15: YAGレーザービームガン部

4.2.a　装置

今回の測定では、荷電粒子に見立てた紫外線のレーザービームを使用している。このレーザーについて以下に示す。このレーザーの概略図を図4.15に示す。左から、Qスイッチモジュール、フラッシュランプ、ビームロッド、波長変換機、温度コントローラー、ミラー1、ミラー2となっている。Qスイッチモジュールには、ポッケルセルと呼ばれる結晶があり、この結晶に高圧をかけると偏光した光を出す、このタイミングは10msecとなっており、このレーザーの繰り返し発振周波数(10Hz)となる。10Hzで発振された光はQスイッチへ送られる、これはレーザービームを発射制御するためのものである。次にフラッシュランプにはネオジウムの結晶があり、これに高圧をかける事でネオジウムを励起する。励起されたネオジウムイオンは基底状態に戻る際に波長1064nmの光(光子)を放出する。このメカニズムがNd-YAGレーザーの最も基本的なスタンスである。(また、このフラッシュランプ内には冷却水が通っておりネオジウム結晶の汚れ防止のため、レーザーを使用しない時であっても週に1度

は電源を入れ冷却水を回すとよい。) ここで発生した光はビームロッドを通り波長変換機へ送られる。この変換機の中にはカリウム・ジュテリウム酸塩の結晶があり、この結晶中を光が通過する際の相互作用で波長を２倍にする (pulse matching)。1064nm の光が 1 次結晶を通過し $\sim$ 532nm

ここで、２次結晶を通過すると $\sim$ 266nm の紫外線となる。また、この発振振動数を安定にするために温度コントローラーが取り付けられている。これを通過した後、ミラー 1、ミラー 2 射を経て波長 266nm の紫外線レーザービームは発射される。

諸仕様

今回使用した Nd-YAG レーザーの仕様について示す。

- 型式：Quanta Ray GCR-130 (Spectra-Physics 社 93 年式)
- 外形：ビームガンユニット $114 \times 33 \times 21$ m
- 外形：冷却、コントロールユニット ????? $\times$??????
- 運転モード：パルス
- クラス: (1064nm $\rightarrow$ 4)
- クラス：266nm $\rightarrow$ 3b (高エネルギー加速器研究機構安全マニュアルより)
- ビーム幅：$8 \sim 9$mm
- 波長：1064 nm
- 波長：266 nm
- 発振周波数：10 Hz
- 出力：(1064nm $\rightarrow$ 450 mJ)
- 出力：266nm $\rightarrow$ 50 mJ
- １光子当たりのエネルギー：4.68 eV
- パルス幅：$4 \sim 5$ nsec

4.3 空間電荷効果を調べる方法[Charge ratio measurement]

センスワイヤー近傍で起こる空間電荷効果 (local space charge effect) を調べる方法について以下に示す。

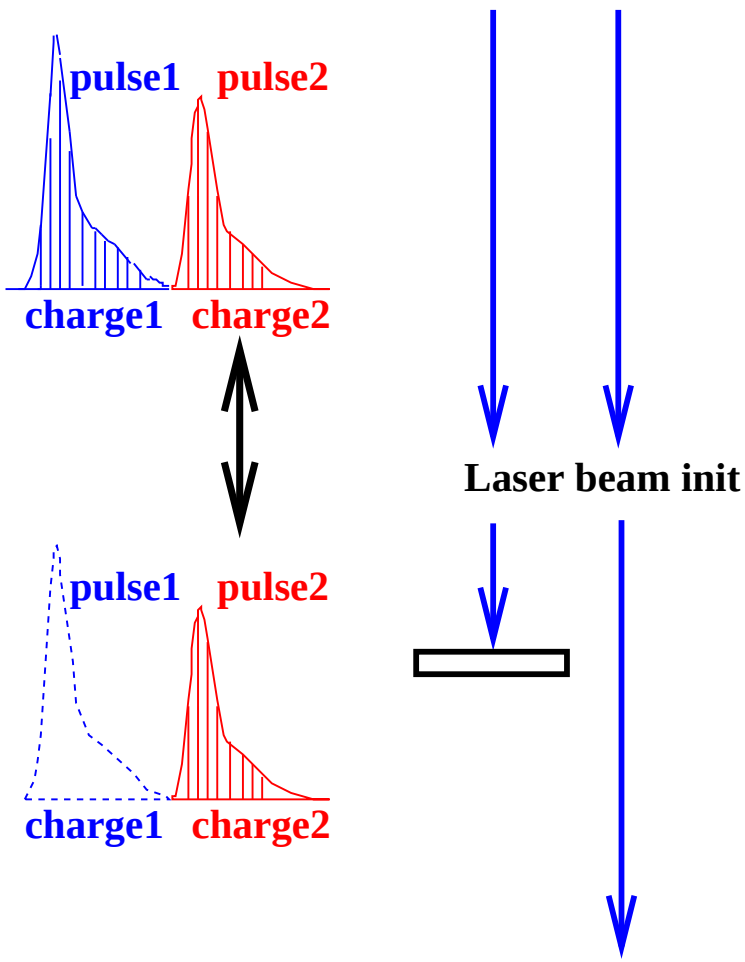

図 4.16: 空間電荷効果解析方法ー例

図 4.16 の様に 2 本のレーザービーム入射した場合のパルスをパルス 1、パルス 2 に分ける。ここで、時間的に早いほうを 1、遅いほうを 2 とする。この場合、パルス 2 はパルス 1 による陽イオン (空間電荷) によって影響を受ける。次に、パルス 2 だけの 1 本入射の場合は空間電荷の影響を受けないため、その状態をノーマルだとする。1 本目のレーザービームの強度を ND フィルターで落す事で、1 本目のビームが作る電荷量が変わる。ここで、この電荷量を小さくしていくと 2 本目のパルスには空間電荷効果を及ばさなくなる。本実験では、このノーマルの状態と空間電荷の影響を受けている状態を比較し、またその時の電荷量を調べる事でこの効果を定量的に調べる。

4.3.a　電荷計算

JLC-CDC で予定しているストリーマー領域では、gas gain は 5×10^5 程度である。この状態で宇宙線測定を行ったときのデータでは 1 つの電子がおよそ 5×10^5 個に増幅すると考えられる。また、今回使用した、ミニジェットセルタイプのドリフトチェンバーは、各セルの 1 本のセンスワイヤーが受け持つトラックレングスが 1cm、その 1cm の飛跡に沿ってクラスターはおよそ 30 個出来る、1 クラスターには電子は 3 個あるとすると、およそ 100 個の電子がレーザービームの飛跡に沿って出来ることになる。(式?????より) すなわち、

$$1.69 \times 10^{19} \times 5 \times 10^5 = 1.6 \times 10p[c] \tag{4.3.1}$$

の電荷量がワイヤー近傍に分布していると考える。宇宙線を測定した時の状態をこれに仮定して FADC モジュールによって得られた積分値 (電荷量) を求め、レーザーによる FADC の積分値 (電荷量) と比較しレーザービームによってどれだけの電荷量が得られたかを求めた。

次に、ガウスの法則

$$E(r) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0}\frac{1}{r} \text{より} \tag{4.3.2}$$

ワイヤーの単位長さ当たりに分布する電荷量がわかる。

レーザービームのイオン化によるドリフト電子の gas gain も 5×10^5 であるとすると、式 4.3.2 の計算より増幅電子の電荷量 (q) とワイヤーの単位長さ当たりに分布する電荷量がわかる。

以上の方法で 2 本のレーザービームの距離を変えた場合と、パルス 1 の増幅電子の電荷量 (q) を変えた場合を測定する。レーザービームのビーム間距離依存性と、増幅電子の電荷量依存性を調べ議論する。

第5章　セットアップ

5.1　光学系セットアップ [Optical set up]

今回の実験で使用した光学系の全セットアップ図 (概略図) を図 5.1 に示す。まず、光源に Nd-YAG レーザーを使用する (section1)。波長 1064nm で発振したビームを 1 次結晶と 2 次結晶で反射させ 1064nm から 266nm (4 倍高調波) の紫外域にする。この、紫外線レーザービームをビームスリット (section2) でその径を調節する。その後、石英のプリズム (section3) に照射する。この時、プリズムの表面反射によるレーザービームを測定に使用する。強いビームインテンシティを持つ Nd-YAG レーザーはチェンバー内でのトラッキングには適している反面、あまりにも強すぎる為、gas gain、エレキ回路系の saturation を起こしてしまう。そこで、ビームインテンシティを表面反射によって約 3(section4) の様に 90 度反射してきたレーザービームを焦点レンズ (焦点距離 3000mm) によってビームバンドをチェンバーの中心付近にくるように調節する (section5)。一方、プリズムを通過したレーザービームの一部を photodiode-1(section6) に入射しデジタル信号として、データ収集に使用した FADC モジュールのトリガー信号とする。また photodiode-2(section7) はレーザービームのインテンシティをモニタリングする為に設置してある。

photodiode

本実験で使用した photodiode は紫外線用を用い、製作した (検出波長 ???? ~ ???? nm)。diode 面に入射したレーザービームはアナログとして正の信号を出す、次に正の信号を負の信号に反転させる (FADC で読み取るため)、この時信号にゲインを与え 3 10 倍まで増幅できるようにした。この増幅信号を FADC で収集しレーザービームの強度を時間について調べた。

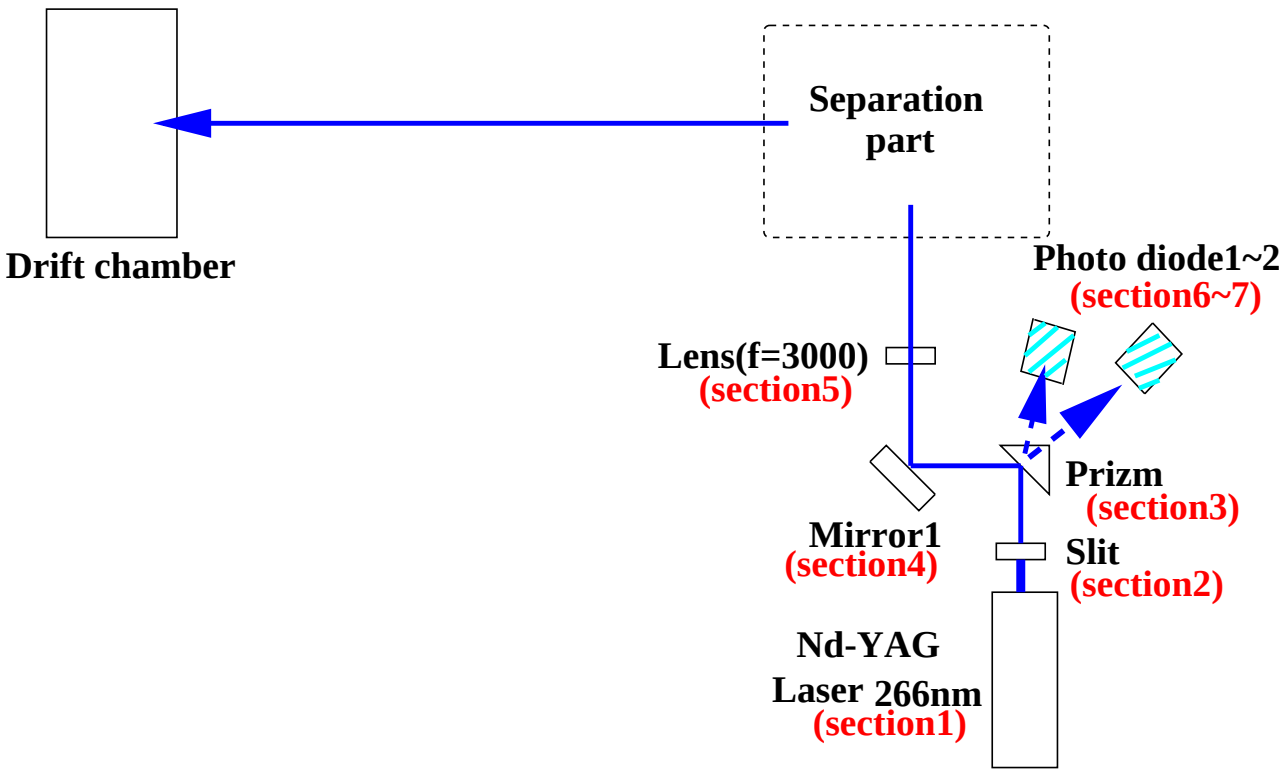

図 5.1: 光学系セットアップ

beamsplitter

次に 1 本のレーザービームを 2 つに分離するビームスプリッターについて説明する (注 6 + 図 (写真) ?????)。まず、最初にミラー 1 で 1 本のレーザービームは 90 度上方へ (+y 方向) 反射する。次にミラー 2 によって 90 度、横方向へ (x 方向) 反射する。ミラー 3 によってまた 90 度下方へ (-y 方向) 反射したレーザービームはミラー 4 の反射によって 2 本となる。この様にミラーで 4 回も反射させているのは、光源のレーザー自身を動かすことなくレーザービームの位置を 2 次元 (x-y 軸) で制御するためである。レーザービーム分離過程は後説するとして、 2 本のレーザービームをテストチェンバーに入射する。この時、以下の点に注意した。

1) 2 本のレーザービームはセンスワイヤーの同位置にそれぞれのドリフト電子が到達するように (図?????-2)、ワイヤー方向に対して垂直に入射する。

2) 2 本のレーザービームを荷電粒子に見立てて測定を行う為に、宇宙線による測定を行い、そのとき得た平均化したパルスデータをベースとしてそのパルスデータとほぼ同じ程度のパルスを得るためにレーザービームの強度を ND フィルターで調節した。これは、minimum ionization (イオン化する最小のエネルギー) を想定したものでもある。

1 本のレーザービームを 2 本に分離する過程について以下に示す。図 5.2 の様に角度 45 度で設置されている平行平面基板 (qualtz) に入射してきたレーザービームの一部は平面基板の上面の表面反射によって 90 度角度を変える、次に平面基板を通過した大部分のレーザービームは同様に下面の表面反射によって 90 度角度を変える、大部分はそのまま平面基板を通過していく。本実験ではこの 2 つの反射によるレーザービームを用いる。ここで、取り出せる 2 本のレーザービーム間の距離はスネルの法則により入射角θ によって決まる。以下にこの説明を示す。

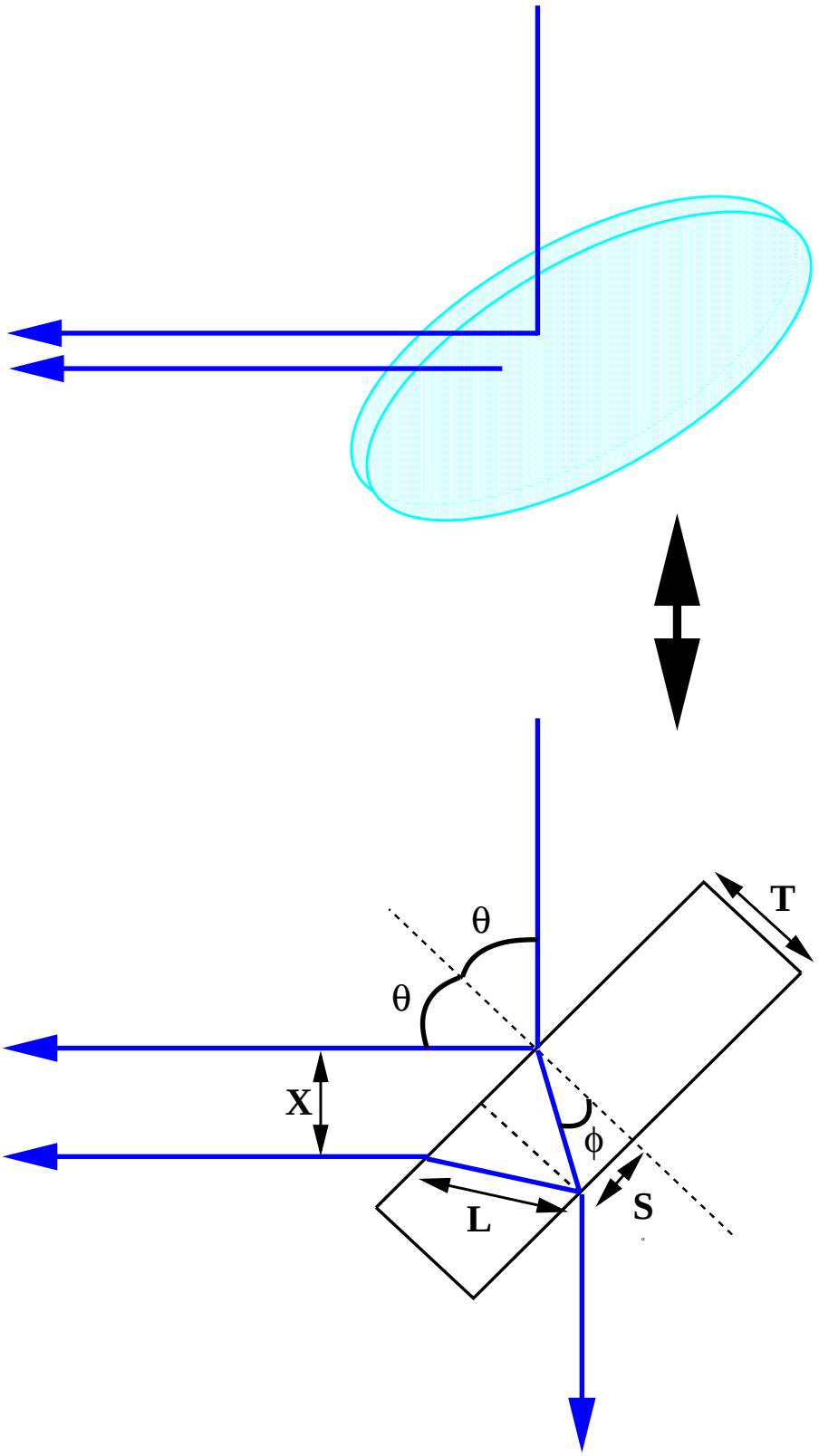

図 5.2: レーザービーム分離仮定

角度 θ 1 で媒質 2 に入射した際、媒質中では角度 θ 2 で屈折するとするとスネルの法則は $\sin\ \theta_1\ \times\ \mathrm{n}_1 = \sin\ \theta_2\ \times\ \mathrm{n}_2$ となる。図 5.2 の様に、ϕ ,θ ,L,S,X,T を定義すると

$$\sin\phi = (\frac{1}{n})\sin\theta、\cos\phi = \sqrt{1-(\frac{\sin\theta}{n})^2} \tag{5.1.1}$$

ここで、$\cos\ \phi = \frac{T}{L}$ より

$$\cos\phi = \sqrt{1-(\frac{\sin\theta}{n})^2}L = \frac{T}{\cos\phi} = \frac{T}{\sqrt{(1-(\frac{\sin\theta}{n})^2}} \tag{5.1.2}$$

となる。同様に S も

$$S = \frac{\sin\theta}{n}\frac{T}{\sqrt{(1-\frac{\sin\theta}{n})^2}} \tag{5.1.3}$$

となる。ここで、

$$\sin(90° - \theta) = \frac{X}{2S}より \tag{5.1.4}$$

$$X = 2S\sin(90° - \theta) \tag{5.1.5}$$

となる。よって 2 本のレーザービーム間の距離 X は

$$X = \frac{2T\sin\theta\cos\theta}{n\sqrt{1-(\frac{\sin\theta}{n})^2}} \tag{5.1.6}$$

となる。この時、n=波長 266nm の時の石英の屈折率 1.498、空気中を 1 とする (理科年表より)。本実験では厚さの違う平面基板を 5 枚使用しレーザービーム間の距離を制御している、以下に入射角 45 度の際のビーム間距離を 5.1 に示す。

平面基板の厚さ (mm)	ビーム間の距離 (mm)
8.0	6.1
7.0	5.3
6.0	4.5
4.0	3.0
3.0	2.2
2.0	1.5

表 5.1: ビーム距離と平面基板の厚さ

5.2　信号処理系セットアップ [electronics setup]

図 5.3 に信号処理系の概略図を示す。

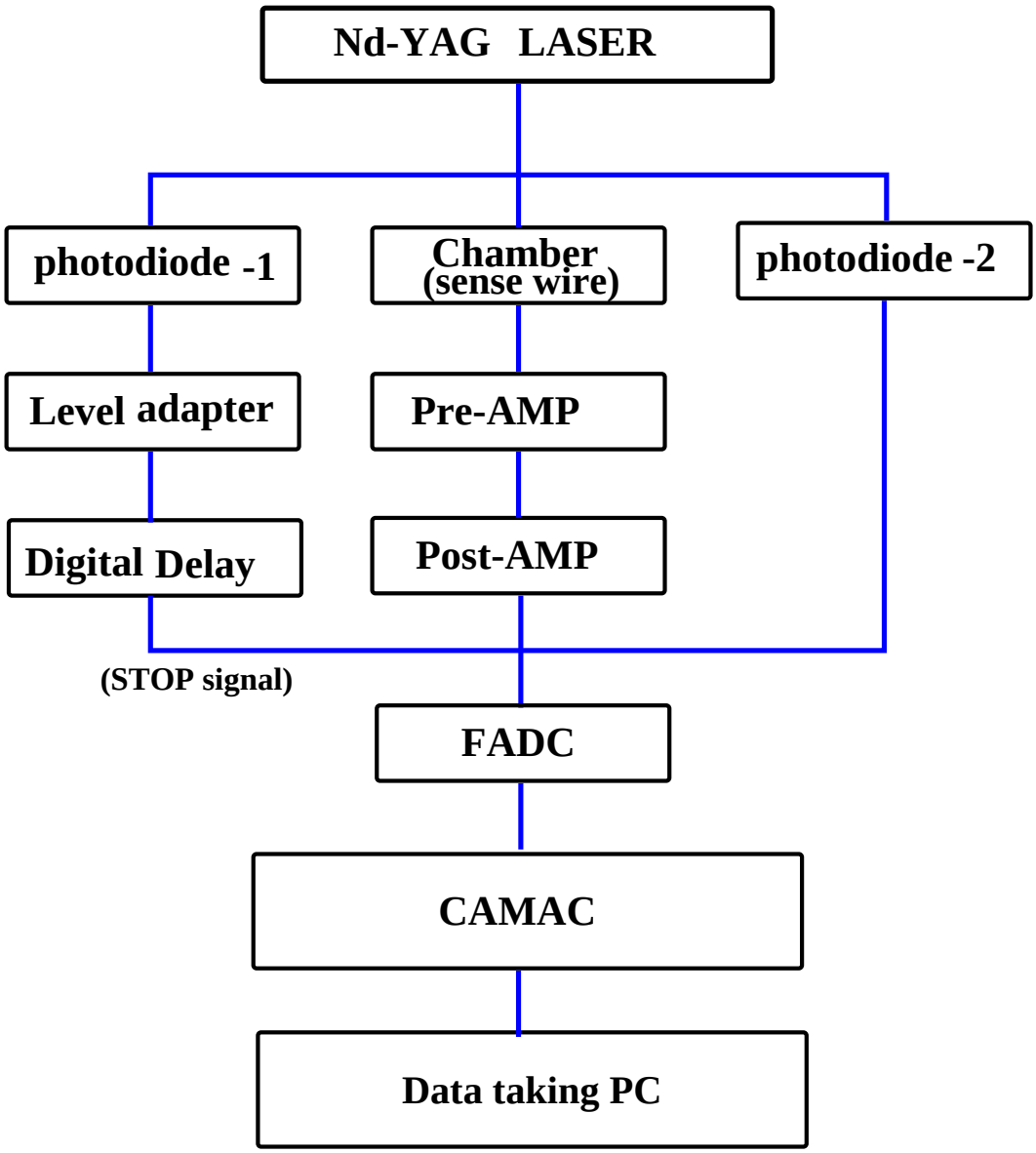

図 5.3: 信号処理系セットアップ

Trigger 系

今回の測定ではモジュールのトリガーとして photodiode による信号を用いた。まず、phododiode-1 によってデジタル化した信号を level adopter、gate generator を通した後 digital delay によって 16microsec 遅延させる。この遅延信号を FADC のトリガーとする。FADC はトリガー信号が入ってから 16 μ sec 分の蓄積したデータを PC に転送する。
宇宙線：宇宙線測定の際には、チェンバーの上面 (1 枚)、下面 (2 枚) にシンチレーターを設置しこれをトリガーとした。

Signal 系

テストチェンバー内のセンスワイヤーからの信号は pre amplipher、post amplipher を経て増幅され、attenuator によって波形をそろえて FADC モジュールに送られる。photodiode-2 は前説した様にレーザービームのインテンシティをモニタリングするために設置しており、photodiode-1 と違ってアナログ信号を出力する、これを同様に FADC で収集する。経験的にであるが、レーザービームインテンシティが時間に依存して変動している事から、設置を試みた。(→まだ改良点アリ)

FADC

ここで、今回使用した FADC(Flash Analog to Digital Converter) について説明する。従来の ADC や TDC では、あるゲート内のシグナルの電荷量や波高値、または時間情報しかわからない為、今回の測定のような時間的に連続したパルスの情報を得ることが出来ない。しかし、FADC は ADC と TDC の両方を兼ね備えているためデジタルオシロスコープで見られる波形と同様のデータが得ることが出来る。そこで二つのパルスを、ユーザー側のソフトによって分離することが出来る。つまり、解析の点で応用が利くという利点がある。FADC を使用して以下の点を求めたい。

- パルスシェイプ解析
- 複数のパルスの分離
- 検出信号とノイズを明確に区別する

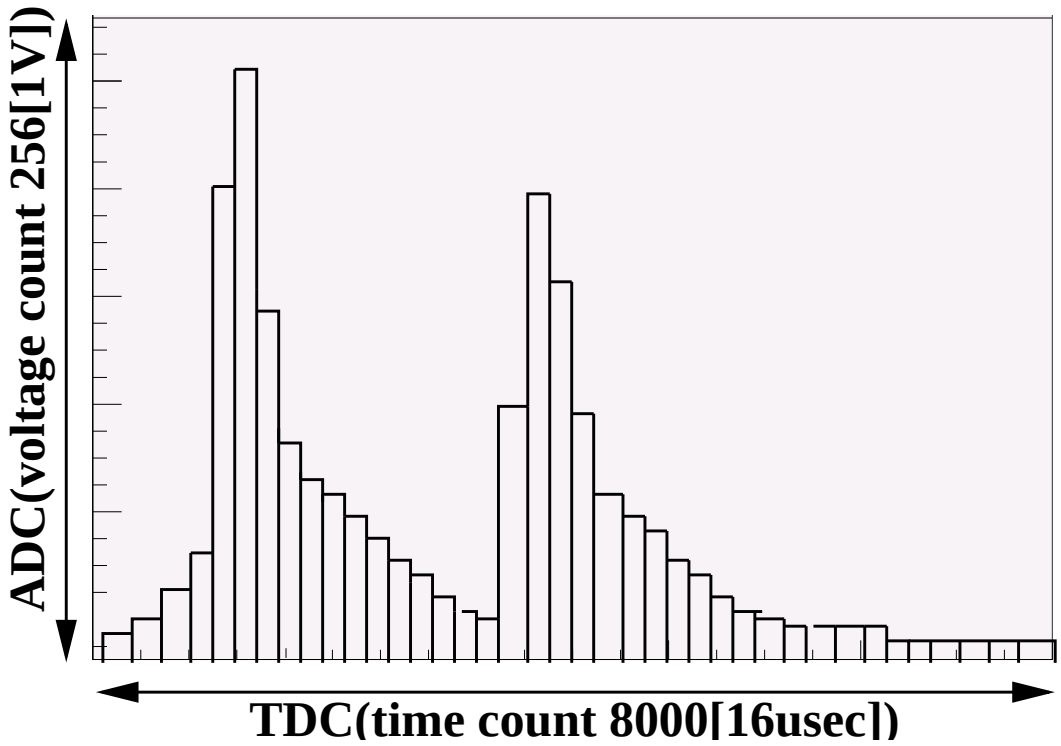

図 5.4: FADC データ収集イメージ

しかし、ADC や TDC に比べると多少分解能が落ちる点がある。今回の測定に使用した FADC は時間分解能 2nsec で 8000bin(16 μ sec 分) 持ち、波高値分解能 3.9mV で 256bin(1V 分) 持つものを使用した。また、1 つの FADC モジュールには 2 チャンネルあるものを,5 枚使用した。

FADC trigger

この FADC にはゲートやスタート信号というものはなく、ストップ信号がスタート信号の役割を果たし、トリガーとして成り立っている。図 5.4 を例にとると、この FADC は 16 μ sec の記憶容量を持っていてその中に一時的に情報が入れられる、ここでストップ信号が送られると、FADC はその情報を PC に転送してまた、新たなイベントを記憶する為にスタートする。ストップ信号が送られないとき、FADC はデータ収集も転送もしないアイドル状態となる。本実験では、photodiode-1 を FADC のストップ信号用として取り出し、digital delay によって 16 μ sec の遅延処理をした後 FADC に送る。

5.3 ガス系セットアップ

本実験で使用したガス $CO_2 - isoC_4H_{10}$ のセットアップ図を図????? に示す。

第6章　測定、結果

6.1　ソフトウェア

本実験では、Lorentz chamber(rotation chamber) と baby chamber の 2 種類のチェンバーを使用した。それぞれのチェンバー用ソフトウェアについて説明する。

Software for Lorentz chamber

- Online :1 本のセンスワイヤーの情報と、1 つの photodiode の情報のみを読み込むだけであるが、FADC の時間情報 8000bin 全てを読み込んでいると膨大なデータとなってしまう、そこで threshold を持たせその条件を満たしたデータを記録するようにした、パルスのデータが正確に求まるように、threshold を超えた時間の前後 100bin のデータを記録する。この時、得られた情報から、イベントごとのピークパルスハイト、積分値、時間間隔などをわかるようにした。
- Offline :このデータを Linux PC に転送する。これらのデータをそれぞれ読み込み、第 4 章の「空間電荷効果」の項で述べたように、パルス 1、パルス 2 の電荷量 (積分値) を比較させ、得られた結果から考察する。ここで使用した Data taking -analyze software を私自身で開発し、使用した。

Software for Baby chamber

- Online:DAQ(Data AQuisition) システムは、当研究室の鈴木氏と JLC-CDC グループ渡部氏の開発によるものであり、ここでの説明は省略する。本実験では 10 本のセンスワイヤーからの情報を (1) で説明した方法で取り出し、圧縮データとして記録する。
- Offline :JSF(JLC Study Flamework) の基本コンポーネントは,JLC-CDC グループ藤井氏、当研究室の黒岩氏、保科氏により開発され、私自身は laser two-tack separation 用に開発を行った。(1) 同様に、電荷量 (積分値) の比較を行い空間電荷効果と近接飛跡分離について解析した。

6.2 Rotattion chamber での測定、結果

このドリフトチェンバーはドリフト電場形成用に厚さ 1mm の銅番が 10 枚設置してある、この銅番にレーザービームが当たらないようにビーム位置を調整し、ドリフト距離約 2.5 ∼ 3cm で測定した。この測定では、宇宙線測定は行わず、ビーム強度を mimimun ionization の状態と仮定せずに行った。以下 (図?? ∼ 図??) にビーム距離 6.1 ∼ 2.2mm の時のデジタルオシロスコープによる出力波形を示す。ここで、第 4 章で述べた空間電荷効果を調べる方法のようにレーザービーム 2 本入射時には 2 番目のパルスが 1 番目のパルスに影響を受けている。1 本入射の場合には空間電荷の影響はない。ここで、1 本のみ入射の際のパルス (FADC の積分値) と 2 本入射の際の 2 番目のパルス (パルス 2 の積分値) を比較する事でどれだけ、影響を受けているかを調べる。ND フィルターによってレーザービームの強度を落し、1 番目のレーザービームによるパルス 1 の電荷量を制御する。その時の、FADC による積分値を調べる。次に、既知の電荷量を attenueator によって減衰率を制御し、ドリフトチェンバーに入れた際の校正曲線からレーザービームによる信号を比較し、その電荷量を求める。以下 (図 6.1) に、電荷量測定のブロックダイアグラムと、これから得られた校正曲線を図 6.2 に示す。

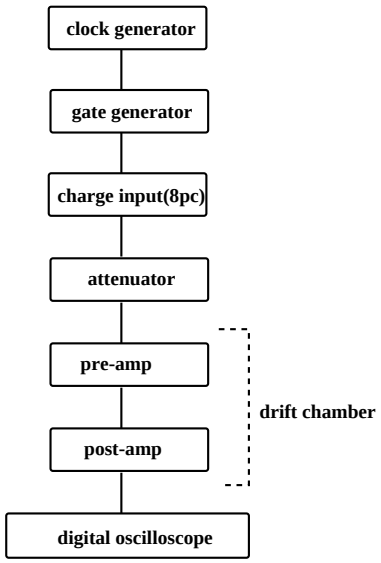

図 6.1: 電荷量測定ブロックダイアグラム

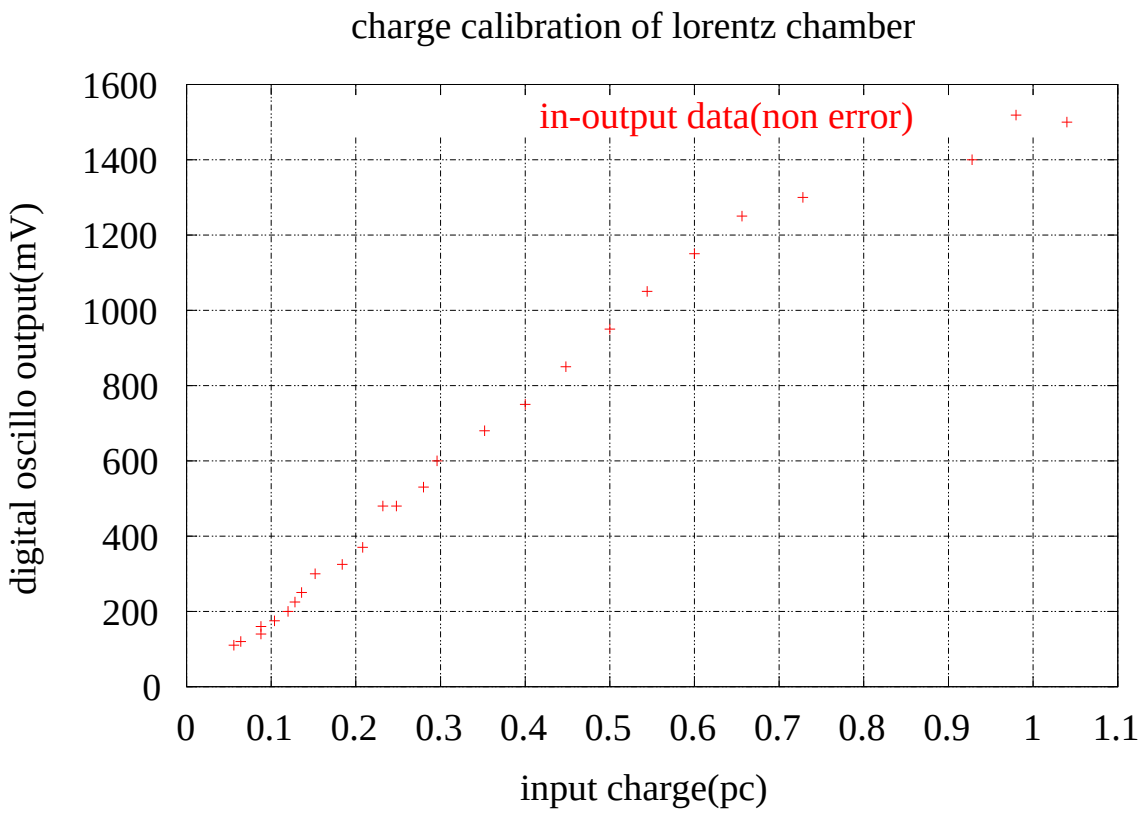
charge calibration of lorentz chamber
in-output data(non error)
digital oscillo output(mV)
input charge(pc)
0
200
400
600
800
1000
1200
1400
1600
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
1
1.1

図 6.2: 電荷量測定結果

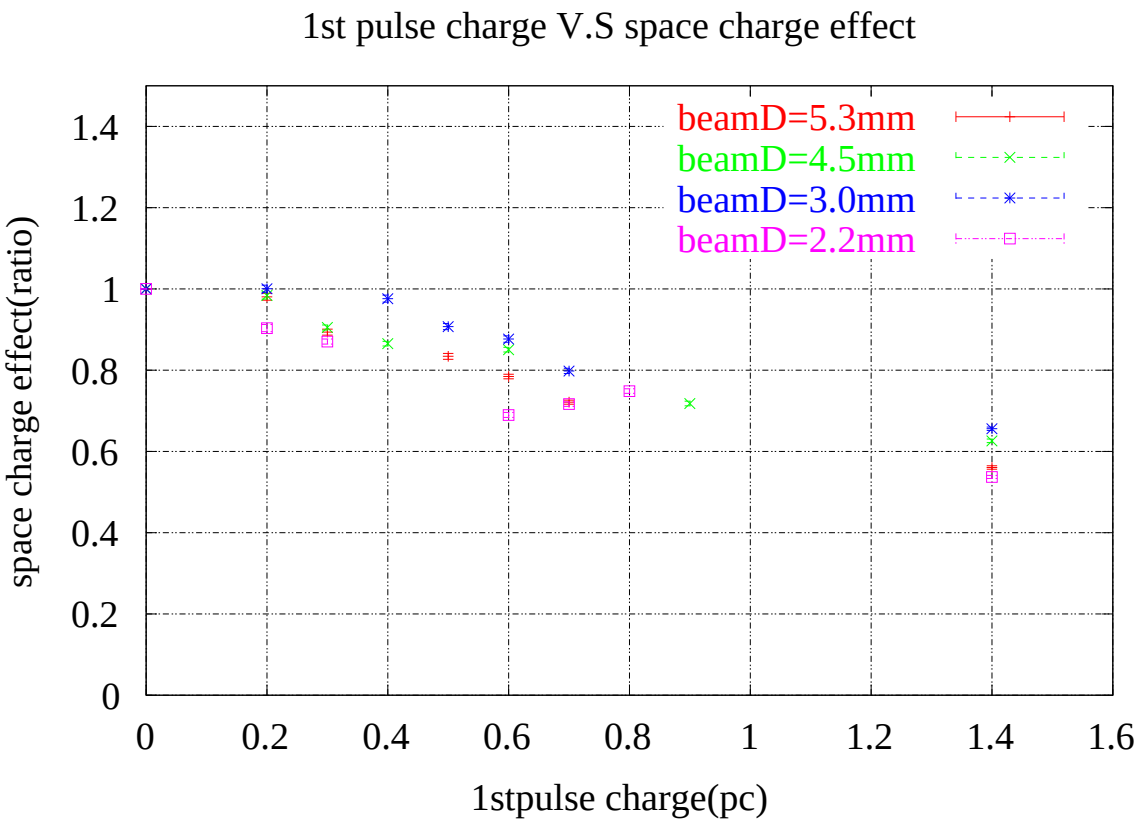

図 6.3: 空間電荷効果 (rotation chamber)

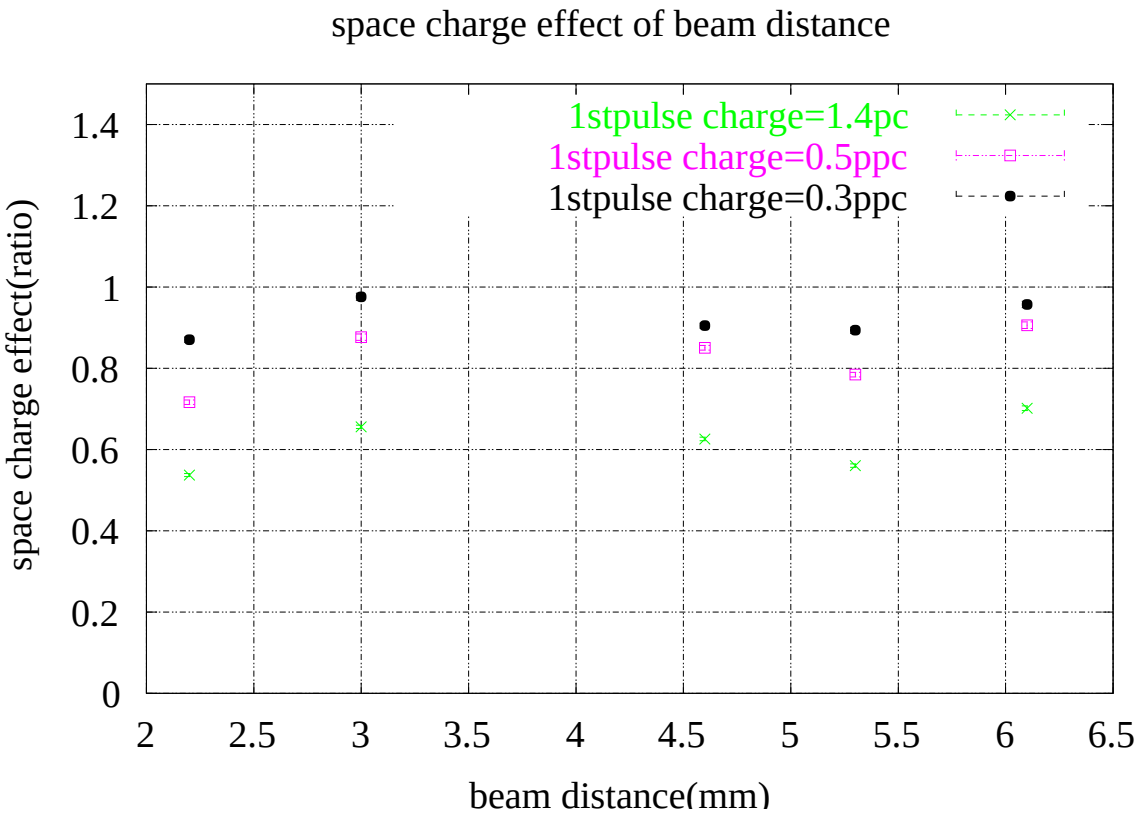

図 6.4: 空間電荷効果 v.s. ビーム間距離 (rotation chamber)

6.3 baby chamber での測定、結果

宇宙線 (minimum ionization)

基本構造のドリフトチェンバーでの測定を終え、JLC-CDC で使用予定のミニジェットセル型のドリフトチェンバーで測定を行った。これは KEK の富士実験棟 B4 実権室で行った。まず、宇宙線による測定を行い、レーザーでの測定に入った。前にも説明した通り宇宙線のデータから初期電子数、増幅後の電荷量を計算するためである。

2 つあるセルのうち下流のセル (セル 2) のみを解析には使用した、これは上流のセル (セル 1) では、レーザービームと石英窓による散乱のためにワイヤーにとても大きな信号が見られた。実際にイオン化を起こしたビームの信号に影響を及ぼすことを懸念した事と、また、先に行った農工大の実験と同じ条件 (レーザービームの強度) で行うためである。農工大では (rotatin chamber)、印加電圧 2.2kV でワイヤーの表面電場 235kV/cm で行ったのに対し、今回の測定では JLC-CDC で実機で予定している、印加電圧 2.6kV で表面電場 298kV/cm に調整した。このセル 2 のセンスワイヤーの 7 番目の信号の情報を用いて空間電荷の影響を調べた。まず、5 本あるワイヤーによるトラッキングを行いトラッキングエフィシェンシー (飛跡検出、近接飛跡分離可能率) を 90% 以上になるようにソフトウエアを調節した。以下に (図 6.5) 宇宙線をとった際のワイヤー 2,3,4 番の積分値の分布を示す。左から、縦軸：積分値、横軸：ドリフト距離、となりは、これを y 軸にプロジェクションしたものである。

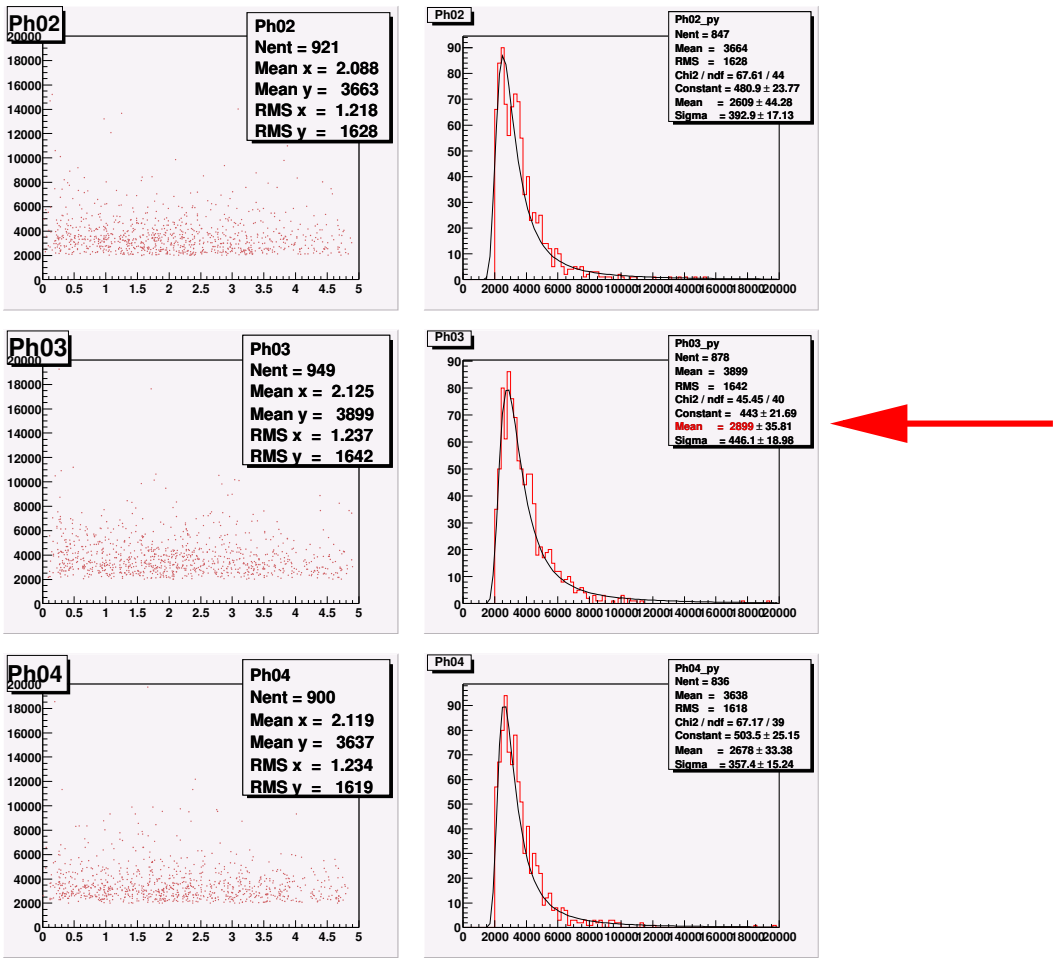

図 6.5: 宇宙線データ (積分値)

図 6.5 の矢印 (Mean:3008 ±34.58) から 計算で求めた電荷量 1.6pc がこの値に相当する。第 4 章の式 4.3.1 より、FADC 値 $3008 \pm 34.58 = 1.6 \pm 0.016$ pc と仮定する。次に、レーザービームを疑似荷電粒子 (宇宙線) として用いるために、パルスハイトを元にレーザービームの強度を調節した。図 6.6 は、典型的なパルスシェイプ (レーザーと宇宙線) を示す。

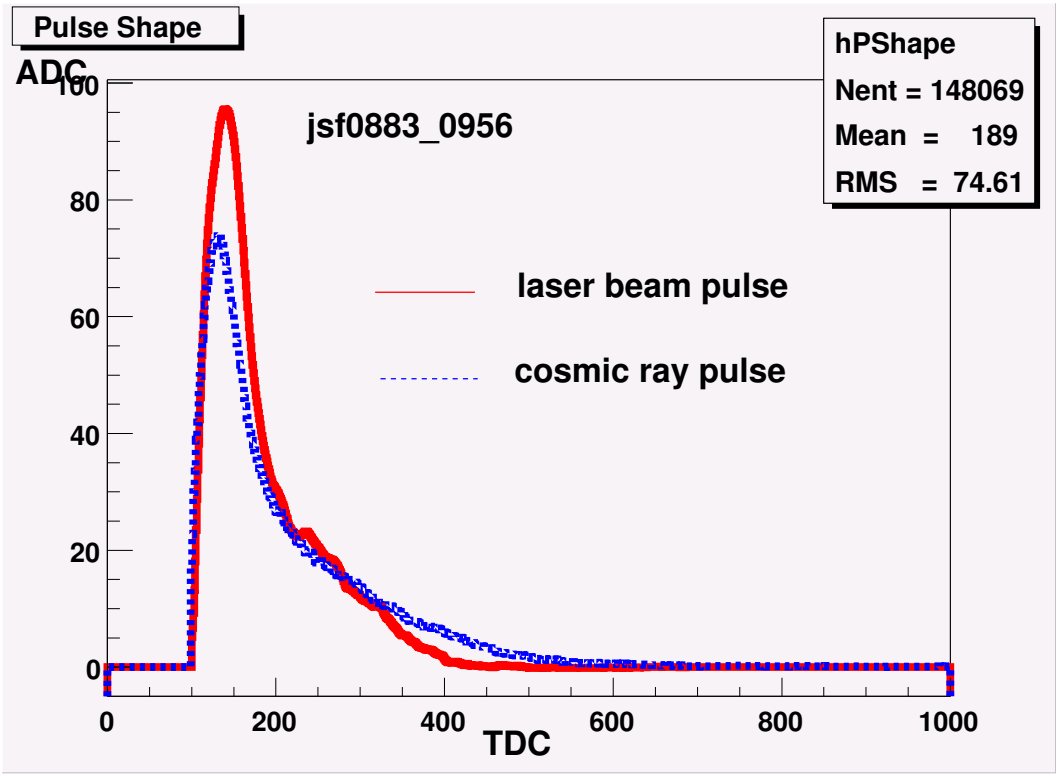

図 6.6: 宇宙線 V.S. レーザービーム

図 6.6 より、レーザービームは宇宙線のパルスに比べて 20mV 程大きいが、minimumize ionization での状況として可能であると判断した。この時点でレーザービームには ND フィルターを 3 枚 (60%,50%,30%) 使用している。

レーザービームによる測定

第 5 章で述べた様に 2 本のレーザービームをチェンバーに入射する。今回は、ビーム間距離 6.1mm,4.5mm,2.2mm(空間電荷効果),1.5mm(近接二飛跡分離) で測定を行った。以下に、2 本のレーザービームを入射した際、チェンバーがトラックを引いた際の図 (図 6.7, 図 6.7, 図 6.7) と、その時の平均化したパルスの図 (図 6.11) を示す。

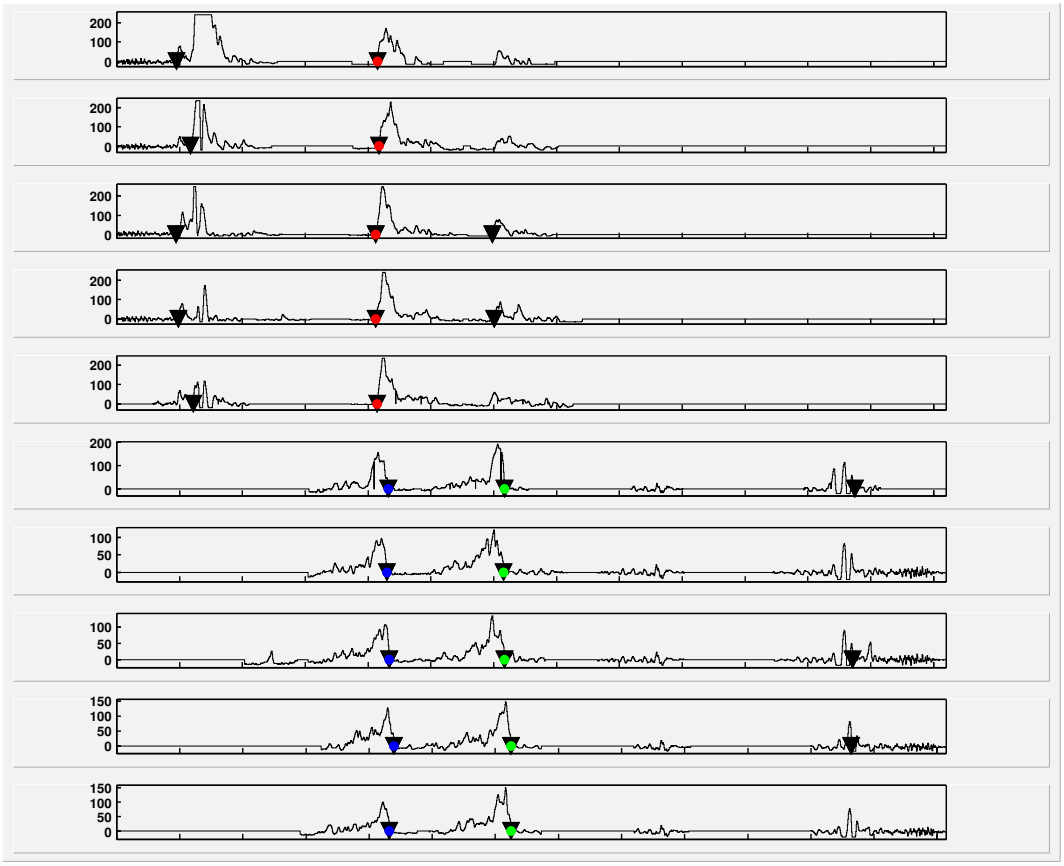

図 6.7: ビーム間距離 6.1mm 時

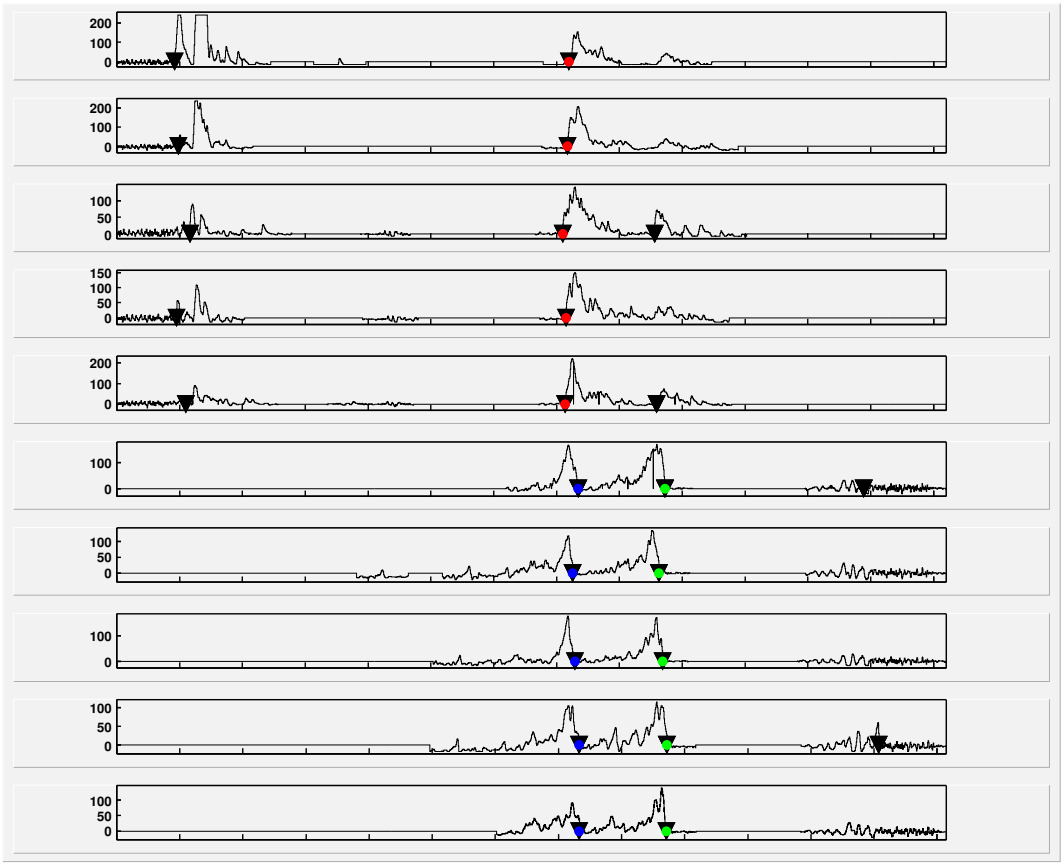

図 6.8: ビーム間距離 4.5mm 時

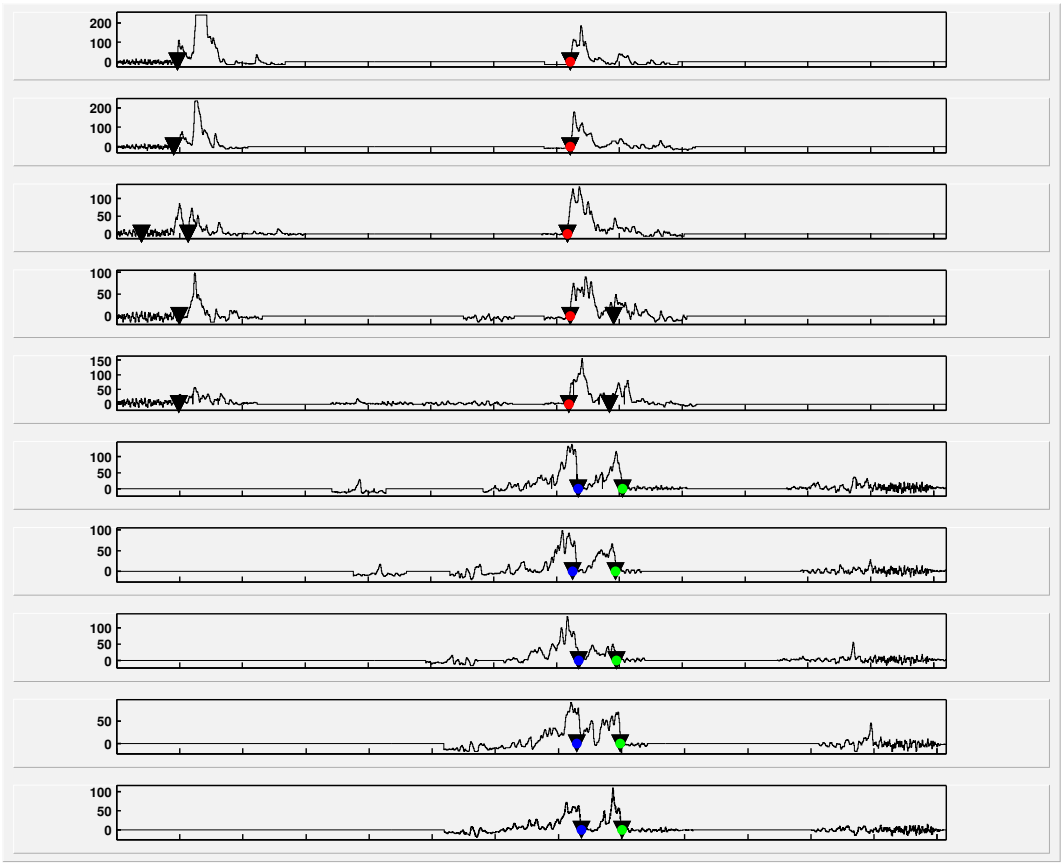

図 6.9: ビーム間距離 2.2mm 時

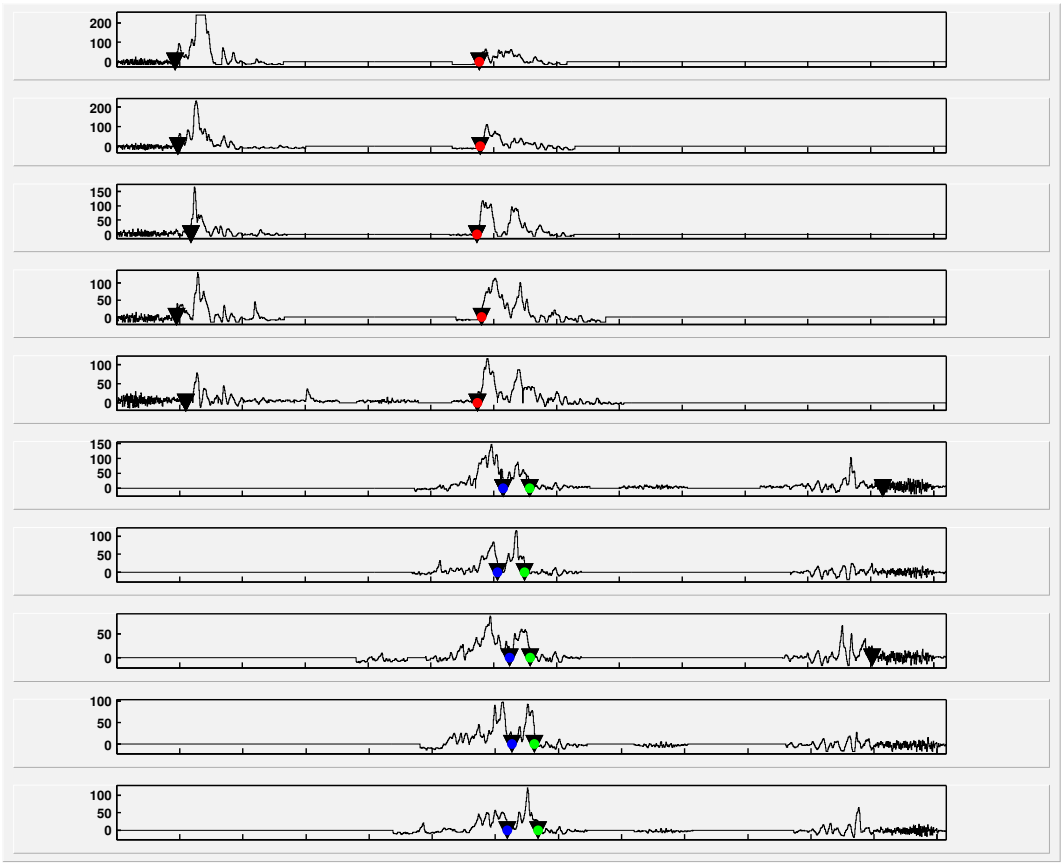

図 6.10: ビーム間距離 1.5mm 時

次に、1 本目のレーザービームを ND フィルターによってビーム強度を落すと (図 6.11)1 番目のパルスによる空間電荷効果の影響が弱まり 2 番目のパルスは大きくなる。青線は 1 本目のビームをフィルターで強度を落していない、その時 2 本目のパルスは 1 番目のパルスよりも小さい、これは空間電荷効果の影響を受けているからである。次に、緑点線、赤点線、黒点線とフィルター透過率を 60 % ,50 % ,20 % と落していくと 2 番目のパルスが次第に大きくなっているのがわかる。ここで 1 番目のパルスの電荷量を宇宙線のデータとの比較から求め、その時の 2 番目のパルスにどのくらい影響を与えるかを第 4 章の 4.3 項の様に、1 本だけレーザービームを入射した場合の電荷量と,2 本入射の際の電荷量との比をとった。その値から何 % かを調べ、この比を空間電荷効果の目安とした。

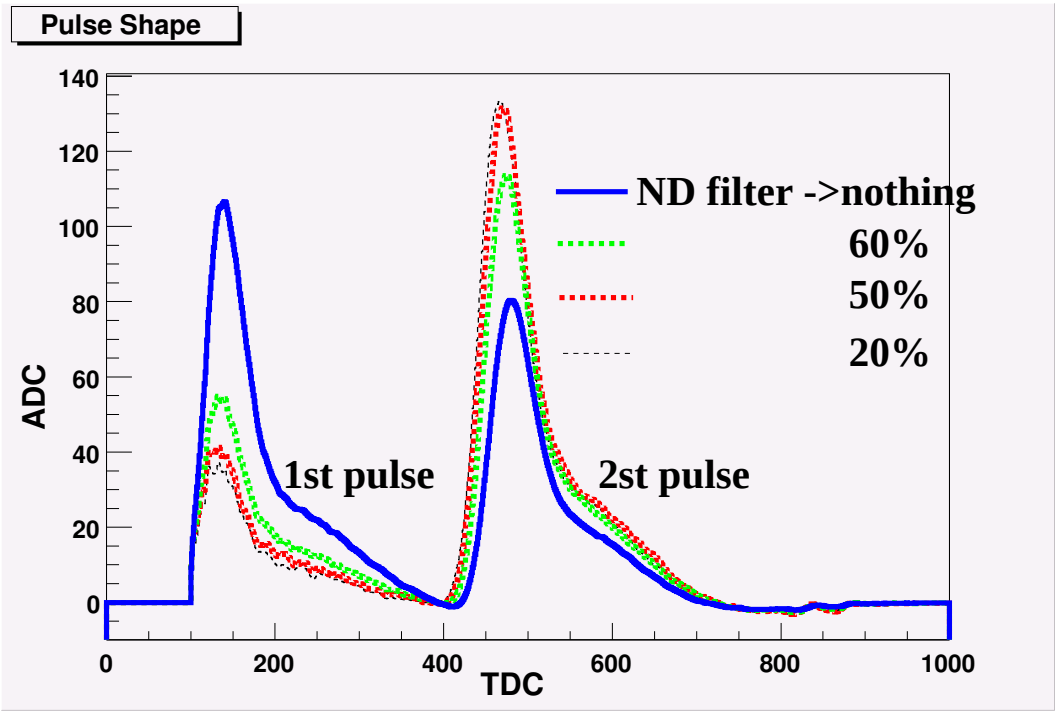

図 6.11: ビーム間距離 4.5mmND フィルター

6.4 結果

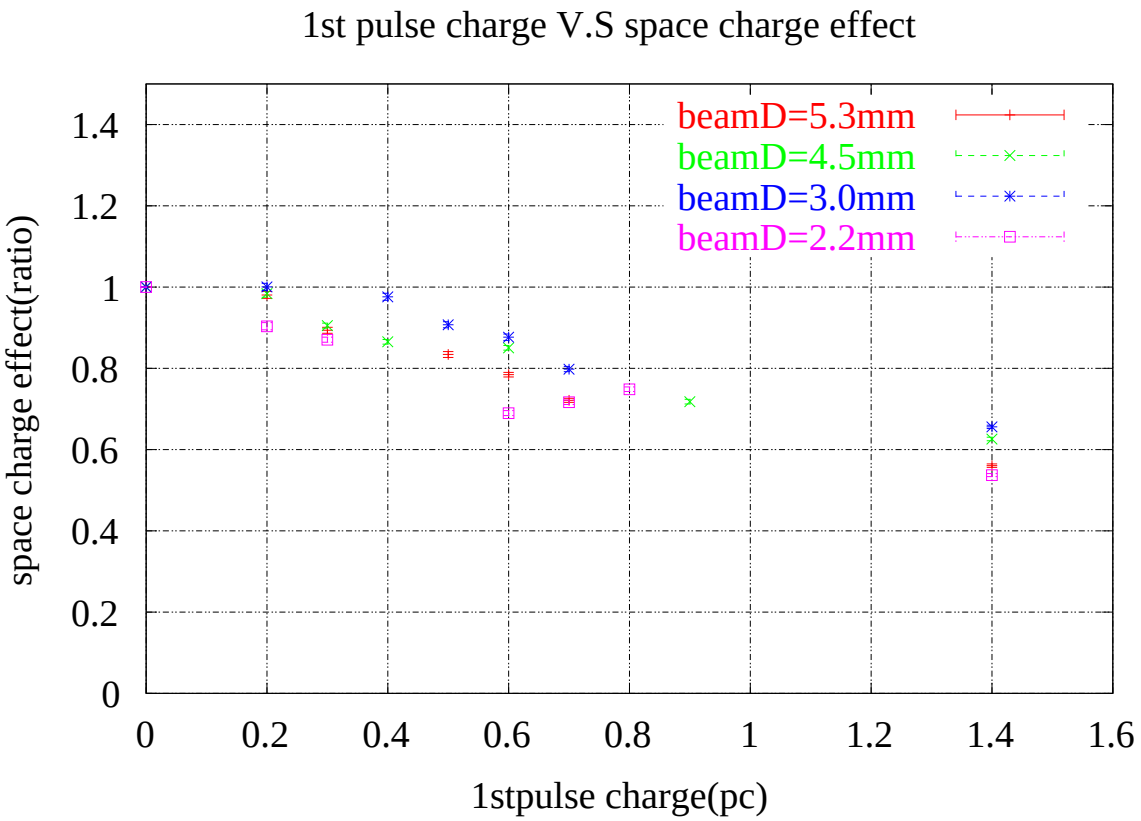

図 6.12: 空間電荷効果 (rotation chamber)

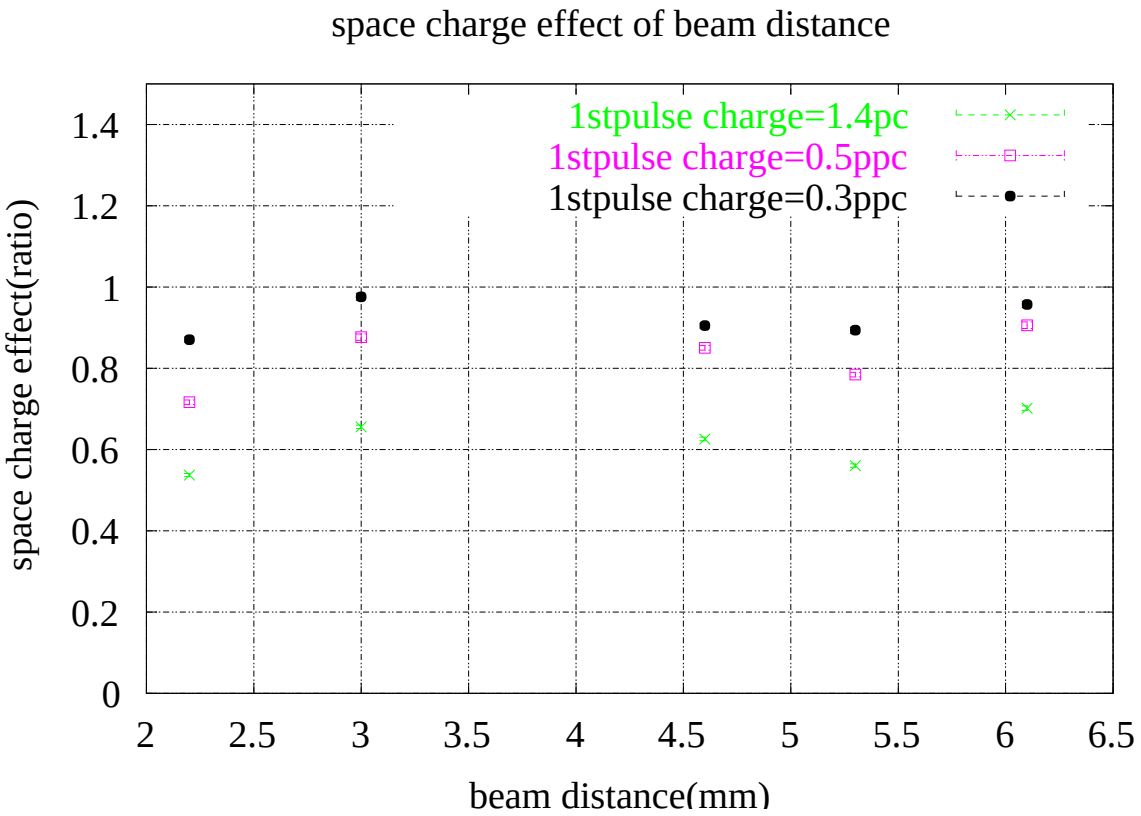

図 6.13: 空間電荷効果 v.s. ビーム間距離 (rotation chamber)

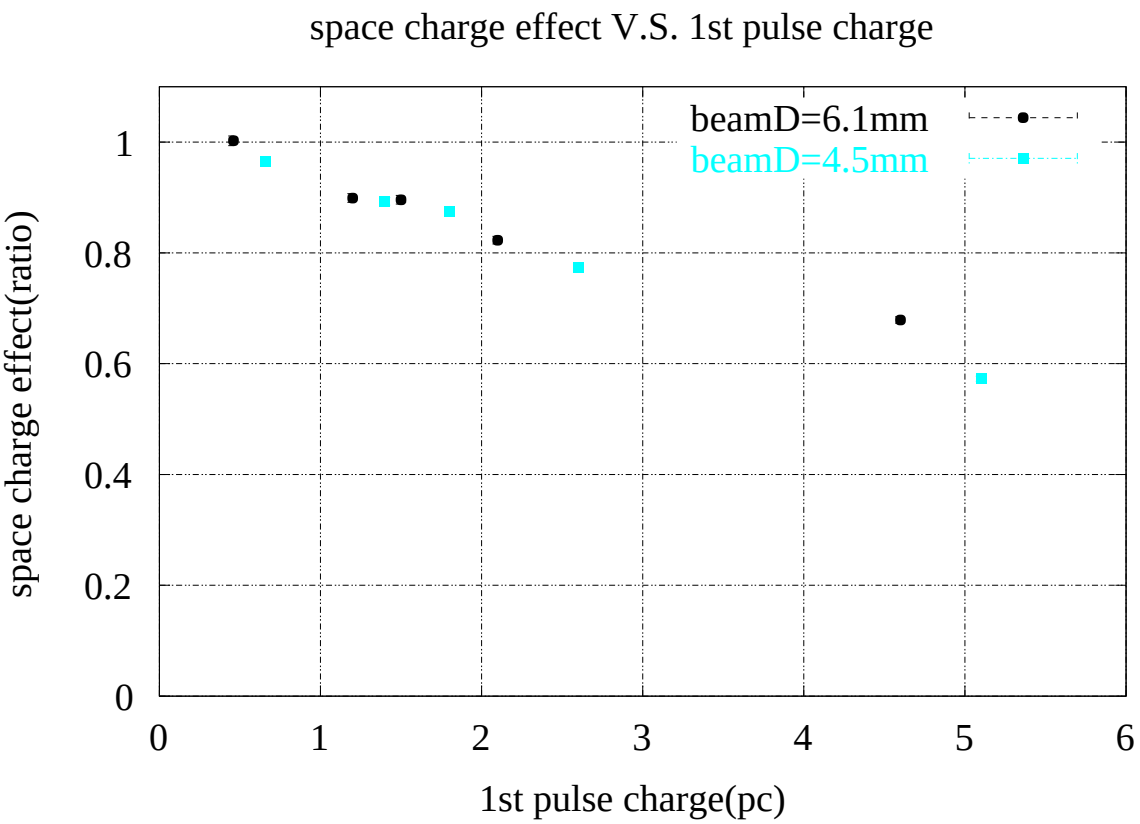

図 6.14: 空間電荷効果 (baby chamber)

第7章　結論

謝辞

参考文献

1. 粒子線物理計測学入門　福井著　共立出版株式会社

2. ローレンツ角測定用カソードストリップチェンバー [移動量と位置分解能]:　　黒岩　洋敏、坂田　純哉　　平成 8 年度　東京農工大学　卒業論文

3. Nd-Yag レーザーによるドリフトチェンバーの較正:　丸山　、八木　和子　著　　平成 6 年度　東京農工大学　卒業論文

4. Study of two-track separation in a jet chamber: 黒岩 洋敏 平成 11 年度 東京農工大学大学院 修士論文

5. Particle detection with drift chamber : W.Blum,L.Rolandi