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3月20日

目 次

第1章　序論 **5**

第2章　原理 **6**

2.1 ドリフトチェンバーの原理 6
  2.1.a 電磁相互作用によるエネルギー損失 6
  2.1.b ドリフトチェンバー内での電子のドリフト 8
  2.1.c 電子のガス増幅 9
  2.1.d 紫外線レーザーによるガスのイオン化 10
  2.1.e チェンバーガス 13
2.2 ワイヤー近傍での空間電荷効果 14

第3章　装置 方法 **16**

3.1 Nd-YAG レーザー (4倍高調波-266nm) 16
  3.1.a 装置 16
    諸仕様 17
3.2 ドリフトチェンバー 18
  3.2.a test chamber 18
    ドリフト領域 23
    ガス増幅領域 23
  3.2.b baby chamber [mini-jet cell type drift chamber] . . 25
3.3 空間電荷効果を調べる方法 [Charge ratio measurement] . . 32
  3.3.a 初期電子数計算 33
  3.3.b 電荷計算 35

第4章　セットアップ **37**

4.1 光学系セットアップ [Optical set up] 37
    photodiode 37
    beamsplitter 39
4.2 信号処理系セットアップ [electronics setup] 43
    Trigger 系 44
    Signal 系 44
    FADC 44
    FADC trigger 45

4.3 ガス系セットアップ 46

第5章 測定、結果 47
5.1 ソフトウェア 47
Software for test chamber 47
Software for Baby chamber 47
5.2 test chamber:測定結果 48
5.2.a 測定結果 48
5.2.b charge calibration 51
5.3 baby chamber:測定結果 59
5.3.a 宇宙線 (minimum ionizing particles) 59
5.3.b レーザービームによる測定 62
5.3.c 測定結果 69

第6章 結論 72
6.1 空間電荷効果 72
6.1.a test chamber 72
6.1.b baby chamber 72
6.2 レーザービームシステム 73

図 目 次

2.1 空間電荷効果模式図 1 14
2.2 空間電荷効果模式図 2 15

3.1 YAG レーザービームガン部 16
3.2 ドリフトチェンバー概略図 19
3.3 ドリフトチェンバー上面図 20
3.4 ドリフトチェンバー横図 20
3.5 ドリフトチェンバー上面図 21
3.6 ワイヤー角度 21
3.7 チェンバー回転時 22
3.8 電場形成用銅板概略図 23
3.9 典型的な波形 24
3.10 baby chamber 25
3.11 baby chamber セル構造 26
3.12 baby chamber1 セル構造 26
3.13 1 セル内の等電位線 28
3.14 同時間ドリフトライン 29
3.15 典型的な波形 30
3.16 平均化波形 (baby chamber) 31
3.17 空間電荷効果解析方法ー例 32
3.18 イオン化エネルギーと初期イオン対 34
3.19 gas gain 35

4.1 光学系セットアップ 38
4.2 ビームスプリッター 39
4.3 ビームスプリッター (quartz) 40
4.4 レーザービーム分離過程 41
4.5 信号処理系セットアップ 43
4.6 FADC データ収集イメージ 45
4.7 チェンバーガスセットアップ 46

5.1 パルス波形 (ビーム距離 6.1mm 48
5.2 パルス波形 (ビーム距離 5.3mm 49

5.3 パルス波形 (ビーム距離 4.5mm) 49
5.4 パルス波形 (ビーム距離 3.0mm) 50
5.5 パルス波形 (ビーム距離 2.2mm) 50
5.6 電荷量測定ブロックダイアグラム 51
5.7 電荷量測定結果 52
5.8 空間電荷効果 (test chamber) 53
5.9 空間電荷効果 v.s. ビーム間距離 (test chamber) 54
5.10 空間電荷効果 v.s. ワイヤー距離 (test chamber) 55
5.11 空間電荷効果 (test chamber) 56
5.12 ドリフト線 57
5.13 相関 58
5.14 宇宙線データ (積分値) 60
5.15 宇宙線 v.s. レーザービーム 61
5.16 ビーム間距離 6.1mm 時 62
5.17 ビーム間距離 4.5mm 時 63
5.18 ビーム間距離 2.2mm 時 64
5.19 ビーム間距離 1.5mm 時 65
5.20 ビーム間距離 4.5mmND フィルター 66
5.21 ビーム間距離 6.1mm 時積分値 67
5.22 1st ビーム減衰率 V.S ND フィルター 68
5.23 空間電荷効果 (baby chamber) 69
5.24 測定条件 70
5.25 空間電荷効果 ガスゲイン補正 (baby-test) 70
5.26 空間電荷効果 ワイヤー収集数補正 (baby-test) 71

第1章　序論

現在、高エネルギー 加速器研究機構で予定されているJLC(Japan Linear Collider)計画では重心系で1TeVのエネルギーを予定している。この状態で衝突反応した粒子は近接したジェット粒子となって放出される。JLC-CDC(Central Drift Chamber)ではこの状態での粒子識別、近接飛跡検出を目的としてドリフトチェンバーの開発を行っている。ジェット状粒子の飛跡を正確に再構成するためにはドリフト速度が遅く、拡散の小さいガスを使用し、ジェット粒子の検出に適したドリフトチェンバー(ジェットチェンバー)の開発が必要である。そこでJLC-CDCではチェンバーガスにCO_2 + iso C_4H_{10} (90:10)混合ガスを予定している。しかし、このガスの特性から、信号検出ワイヤー(センスワイヤー=アノードワイヤー)近傍で空間電荷効果が起こり、正確な粒子識別が出来なくなる 。

本実験では、紫外線のレーザービーム(Nd-YAGレーザー:四倍高調波)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。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為、ドリフトチェンバーにおいてトラッキングを行うには、適している。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ミュ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。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すシステムを用いて、近接二飛跡の分離能力について調べ、JLC-CDCで挙げられる空間電荷効果について調べる。また、私は学部生の頃から、2本のレーザービームを用いた実験を行ってきた、そこで新たに近接したレーザービームを作り出し空間電荷効果を調べるための測定システムを開発し、今回の実験を行った。

今回、タイプの異なるドリフトチェンバーを2つ使用している、まず基本構造のドリフトチェンバーでの測定を行い、定量的に測定を行った後JLC-CDCで予定しているミニジェットセルタイプのドリフトチェンバーでの測定を行った。

第2章　原理

2.1　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は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。

2.1.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。

$$\frac{dE}{dX} = \frac{Z\rho}{A\beta}\ln[\frac{2mc^2\beta^2E_M}{I^2(1-\beta^2)} - 2\beta^2] \tag{2.1.1}$$

$$K = \frac{2\pi Nz^2e^2}{mc^2} \tag{2.1.2}$$

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。

$$E_M = \frac{2mc^2\beta^2}{1-\beta^2} \tag{2.1.3}$$

距離の代わりに $X\ \rho\ p$ で定義された換算長 x を用いて、$\mathrm{gc}m^{-2}$ 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。

$$\frac{dE}{dX} = \frac{1}{\rho}\frac{dE}{dX} \tag{2.1.4}$$

式2.1.1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β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＝０．９７付近で一定値をとり、最終的には$\beta \to$１でゆっくり上昇する。これを相対論的立ち上がりという。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dE/dXは、数百ＭeV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、単位長さあたりに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dE/dXは最低で約２ＭeV$g^{-1}cm^{2}$に等しい。

薄い媒質中では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、統計的ゆらぎ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。

10GeV/cかそれ以上の大変高い運動量においては、2.1.1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、2.1.1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％高い値であり、数百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、放射電子は式2.1.3で与えられる最大許容エネルギー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。

$$P(E) = K\frac{Z}{A}\frac{\rho}{\beta^2}\frac{x}{E^2} \tag{2.1.5}$$

この式は、2.1.1 式の第 1 項に相当している。$x = X\ \rho$ で換算（gcm^{-2}）して用いれば、次式のように表せる。

$$P(E) = \frac{K}{\beta^2}\frac{Z}{A}\frac{x}{E^2}dE = W\frac{dE}{E^2} \tag{2.1.6}$$

数 keV 以上のエネルギーで放出される電子は δ 線と呼ばれる。2.1.5 式を積分すると $E\ _0$ 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。

$$N(E \geq E_0) = \int_{E_0}^{E_M} P(E)dE = W(\frac{1}{E_0} - \frac{1}{E_M}) \cong \frac{W}{E_0} \tag{2.1.7}$$

Eo≪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。

$$\cos^2\theta = \frac{E}{E_M} \tag{2.1.8}$$

従って、最小イオン化粒子（Em≥ 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。

2.1.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。

$$W = \frac{e}{2m}E\tau \tag{2.1.9}$$

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。

電気陰性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。電気陰性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、電子が電気陰性度の大きな分子と衝突する回数は、単位時間当たり $up/\ \lambda$ となり、吸着の確率は次式となる。

$$\frac{hup}{\lambda W} = \frac{1}{\lambda_c} \tag{2.1.10}$$

これに、平均自由行程 (λ) と瞬間速度 (u) の定義

$$\lambda(\epsilon) = \frac{1}{N\sigma(\epsilon)} \tag{2.1.11}$$

$$u = \sqrt{\frac{2\epsilon}{m}} \tag{2.1.12}$$

を代入して、

$$\lambda_c = \sqrt{\frac{m}{2\epsilon}}\frac{W}{Nhp\sigma(\epsilon)} \tag{2.1.13}$$

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。

$$\frac{n}{n_0} = \exp(-\frac{x}{\lambda_c}) \tag{2.1.14}$$

2.1.c　電子のガス増幅

標準状態のアルゴン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1cm 当たりに約 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。

$$V = \frac{ne}{C} \tag{2.1.15}$$

この式で n=120 とし、典型的な系の容量を C=10pF とすると、$V \sim 2\mu V$ 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

$$dn = n\alpha dx \tag{2.1.16}$$

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 1townsend 係数と呼ばれる。上式を積分して

$$n = n_0 \exp(\alpha x) \tag{2.1.17}$$

$$M = \frac{n}{n_0} \exp(\alpha x) \tag{2.1.18}$$

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_c、中心の半径を r_a とすると、次のようになることから分かる.

$$E_r = \frac{V}{r \log \frac{r_c}{r_a}} \tag{2.1.19}$$

2.1.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
- CH_4:13.1eV

- Ar:15.8eV
- CO_2 :13.7eV
- C_4H_{10} : 10.8eV

レーザー光の量子エネルギー $(h\ \nu)$ 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

$$\frac{dn_i}{dt} = n_c\sigma_i N \tag{2.1.20}$$

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 :単位体積中の基底状態の分子の数、励起状態の分子の数、イオン化した分子の数
- σ_c:基底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、

$$\frac{dn_c}{dt} = (n_0 - n_c)\sigma_c N - n_c\sigma_i N - \frac{n_c}{\tau} \tag{2.1.21}$$

$$= a - bn_c \tag{2.1.22}$$

$$a = n_0\sigma_c N \tag{2.1.23}$$

$$b = (\frac{1}{\tau} + \sigma_c N + \sigma_i N) \tag{2.1.24}$$

と表せる。ここで、電子 n の増加分の式 2.1.21 を、積分範囲を0から t として積分すると

$$n_c(t) = \frac{a}{B}(1 - e^{-dt}) \tag{2.1.25}$$

また、式 2.1.20 に式 2.1.25 を代入して $0 \sim T$ まで積分すると

$$n_i(T) = \sigma_i N \frac{A}{b}(T + \frac{1}{b}(e^{-bt} - 1)) \tag{2.1.26}$$

次に、式 2.1.26 に式 2.1.23 を代入すると

$$n_i(T) = n_0 \sigma_c \sigma_i N^2 \frac{T}{b}(1 - \frac{1}{bT}(1 - e^{bT})) \tag{2.1.27}$$

となる。そこで、次のような条件を考えてみる。

(1) $bT \ll 1$　光子の数 N が少なく、励起状態の寿命 τ が T $(nsec)$ よりも十分長いとき（$T \ll \tau$), 式 2.1.27 は次のように近似できる。

$$n_i(T) = n_0 \sigma_c \sigma_i \frac{N^2 T^2}{b} \tag{2.1.28}$$

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) $bT \gg 1$　光子の数 N が多く、励起状態の寿命 τ が $T (nsec)$ よりも十分短いとき（$T \gg \tau$）、式 2.1.27 は次のように近似できる。

$$n_i(T) = n_0 \sigma_c \sigma_i \frac{N^2 T}{b} \tag{2.1.29}$$

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 2.1.24 より仮に

$$\frac{1}{\tau} \gg (\sigma_c + \sigma_i)N \tag{2.1.30}$$

とすると式 2.1.29 は、

$$n_i(T) = n_0 \sigma_c \sigma_i N^2 T \tau \tag{2.1.31}$$

となる。この式と式 2.1.28 を比較すると、イオン化の数は式 2.1.28 よりも式 2.1.31 のほうが（$2\tau\ /T$）倍少なくなることが分かる。

次に、光子の数が多く

$$(\sigma_c + \sigma_i)N > \frac{1}{\tau} \tag{2.1.32}$$

とすると、n_c は

$$n_c \to \frac{a}{b} = \frac{n_0 \sigma_c}{\sigma_c + \sigma_i} \tag{2.1.33}$$

と表すことが出来るので、式 2.1.29 より、

$$n_i(T) = n_0\sigma_c\sigma_i\frac{NT}{\sigma_c+\sigma_i} \tag{2.1.34}$$

となる。式2.1.34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

$$(\sigma_c+\sigma_i)NT > 1 \tag{2.1.35}$$

である、これは、(σ_i +σ_c)≐ 10^{-16} とすると、 $NTh\ \nu \geq 100\mu\mathrm{J/m}m^2$ 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) →7.14eV
- $C_6\ H_5$ N($C_2\ H_5$) →6.76ev
- $C_{10}\ H_{24}\ N_4$ →5.36

2.1.e　チェンバーガス

JLC-CDCで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る

- ドリフト速度が遅い
- ローレンツ角が小さい
- 電子の拡散が小さい

そこでJLC-CDCでは$CO_2isoC_4H_{10}$ガス(90:10)を予定している。このガスは上の条件を満たしたガスであるが、その特性から空間電荷効果の影響が懸念されている。

2.2 ワイヤー近傍での空間電荷効果

JLC-CDCで問題としているワイヤー近傍での空間電荷効果について説明する。図2.1のように荷電粒子が入射して来た際について図2.2を考える。まず、イオン化電子はドリフト電場によって陽極方向へドリフトして行く(step:1)。陽極線(センスワイヤーと呼ぶ)までドリフトして来た電子は、センスワイヤー近傍の強電場によって急激に加速され、ガスとの相互作用を何度も起こし雪崩的に電子と陽イオンとを分離する(step:2)。この時、電子はセンスワイヤーの電場によってワイヤーに引き寄せられて行くが(step:3 ~ step:4)、陽イオンの方はワイヤーから離れる方向へドリフトし始める。しかし、陽イオンと電子のドリフト速度は先にも述べた通りおよそ1/1000倍と違うため、ドリフト速度の遅い陽イオンは、電子の側から見た場合はその場に留まっているように見える。この様な状態で次に電子がドリフトして来てもセンスワイヤーは通常の電子雪崩を起こす事は出来ない(step:5)。ワイヤーの電場を表すガウスの法則

$$E_r = \frac{V}{r \log \frac{r_c}{r_a}} \tag{2.2.36}$$

で考えると、陽イオンの分布している付近ではrが大きくなってしまう。このときr_c = 陰極線(フィールドワイヤー)までの距離、r_a = 陽極線(センスワイヤー)の半径を表す。つまり、電場E_rが弱まり、それによってガス増幅率も小さくなる、結果として実際の電荷量よりも小さく見積もってしまう。これは、同じ粒子による信号でも差がでてしまうことになり、正確な粒子識別の低下になる。

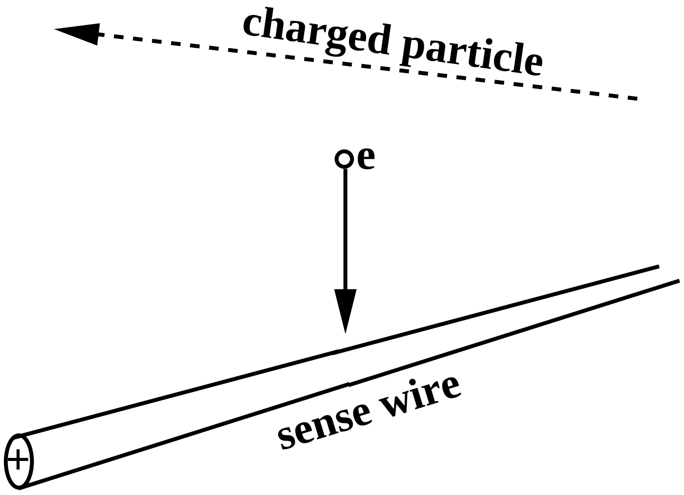

図2.1: 空間電荷効果模式図1

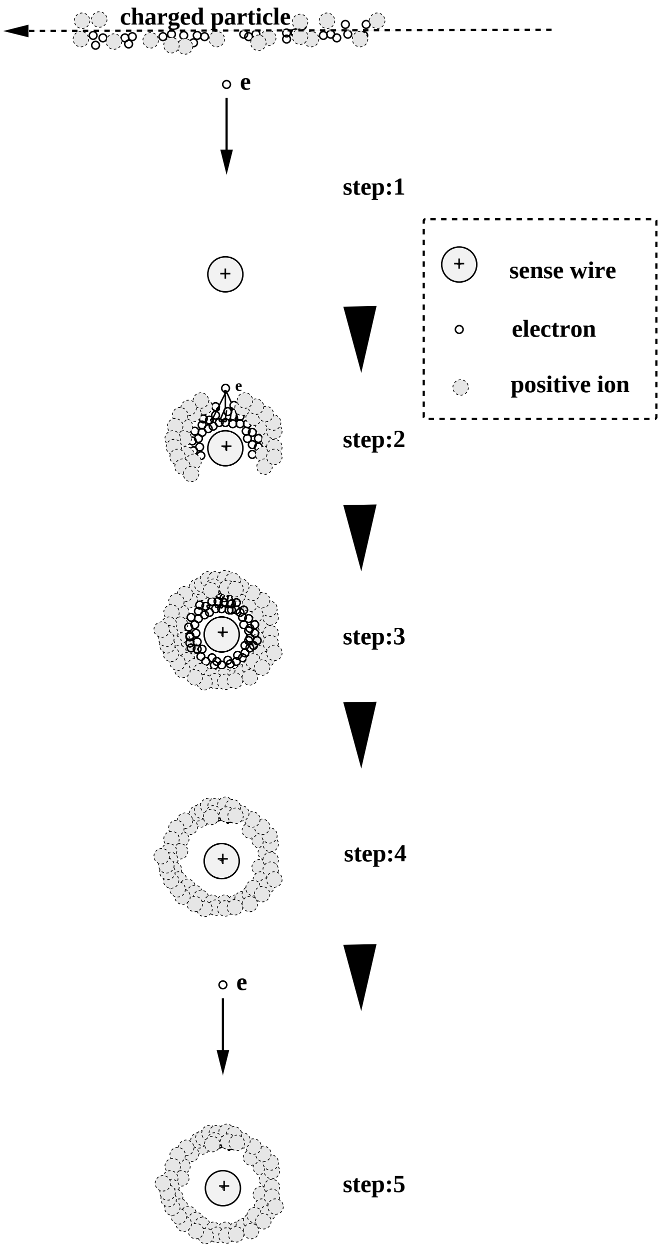
charged particle
e
step:1
sense wire
electron
positive ion
e
step:2
step:3
step:4
e
step:5

図 2.2: 空間電荷効果模式図 2

第3章　装置 方法

3.1　Nd-YAG レーザー(4倍高調波-266nm)

[Nd-YAG Laser]

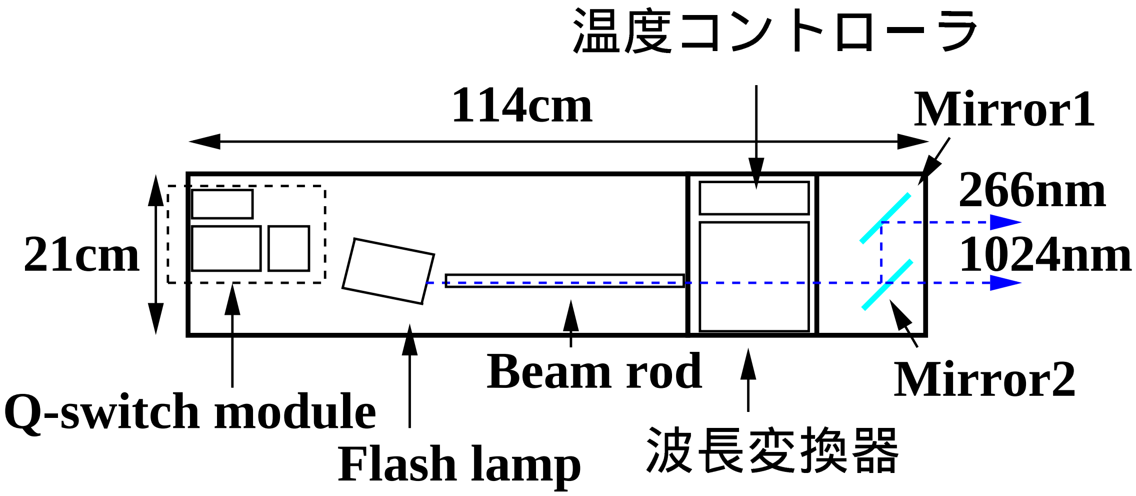
温度コントローラ
114cm
Mirror1
266nm
1024nm
21cm
Beam rod
Mirror2
Q-switch module
Flash lamp
波長変換器

図 3.1: YAG レーザービームガン部

3.1.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。このレーザーの概略図を図3.1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、この結晶に電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、これに電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 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 × 33 × 21 cm
- 運転モード : パルス
- クラス: (1064nm → 4)
- クラス : 266nm → 3b
- ビーム幅 : 8 $\sim$ 9mm
- 波長 : (1064 nm)
- 波長 : 266 nm
- 発振周波数 : 10 Hz
- 出力 : (1064nm → 450 mJ)
- 出力 : 266nm → 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

3.2　ドリフトチェンバー

3.2.a　test 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3.2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最大で5cmの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3.5,3.6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3.7参照)。

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。また、ドリフトチェンバーを図(3.6)の様に回転させると、ビーム間の距離と回転角度ϕによりdZが求まる。このdZをどれだけ離すと空間電荷の影響がなくなるかを調べることによって、そのワイヤー方向への広がりを求める事が出来る。

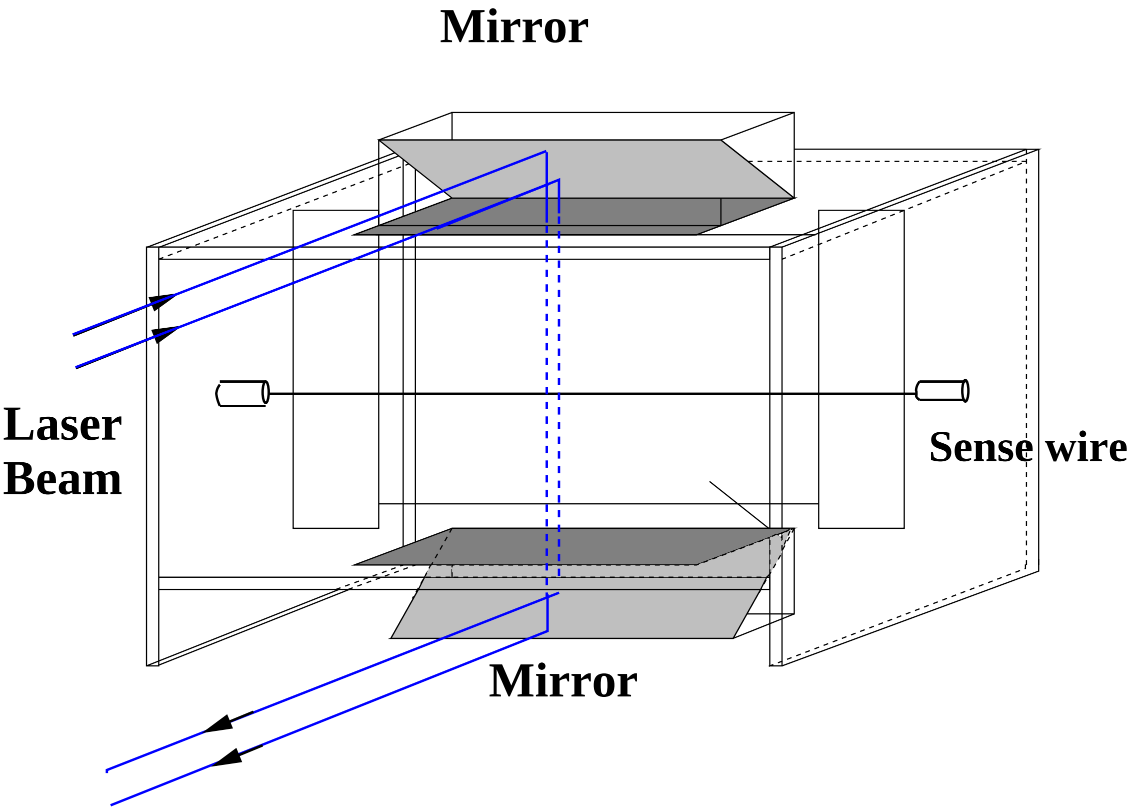
Mirror
Laser Beam
Sense wire
Mirror

図 3.2: ドリフトチェンバー概略図

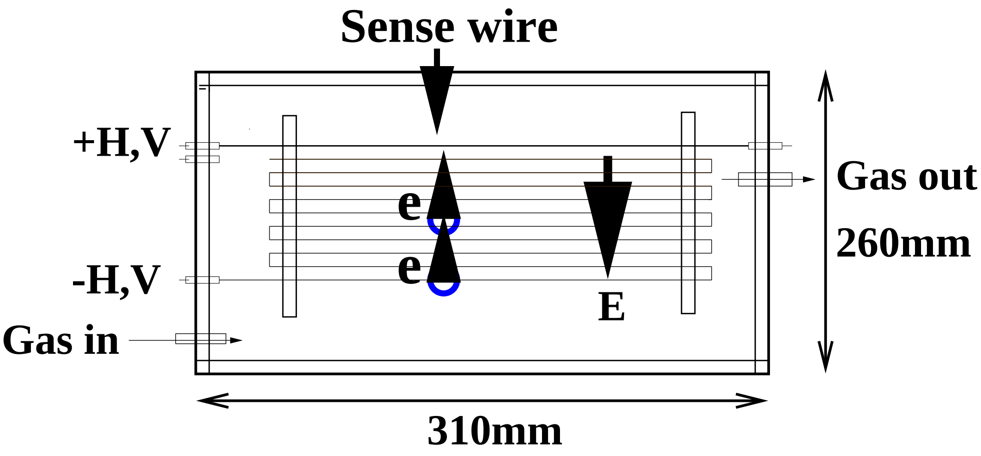
Sense wire
+H,V
-H,V
Gas in
e
e
E
Gas out
260mm
310mm

図 3.3: ドリフトチェンバー上面図

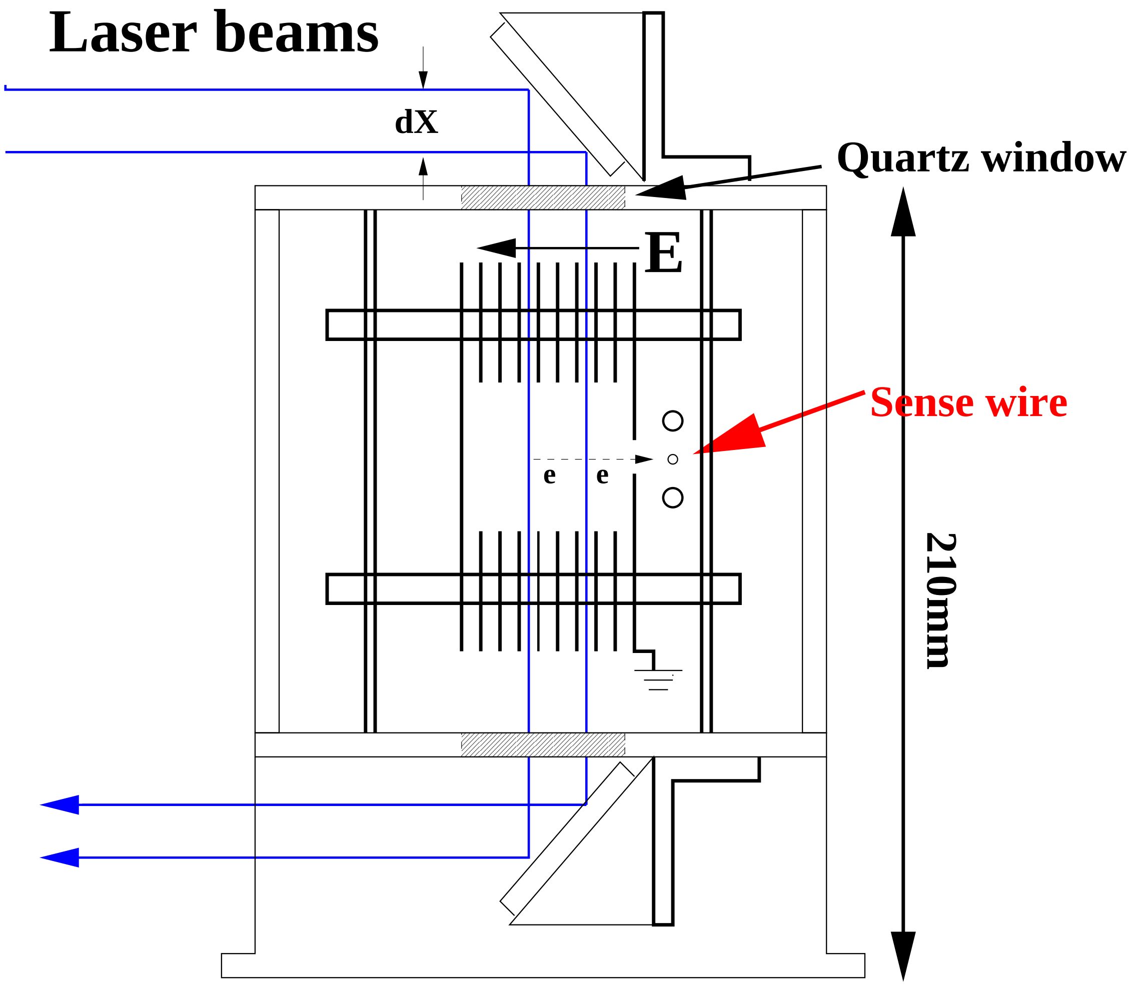
Laser beams
dX
Quartz window
E
Sense wire
e
e
210mm

図 3.4: ドリフトチェンバー横図

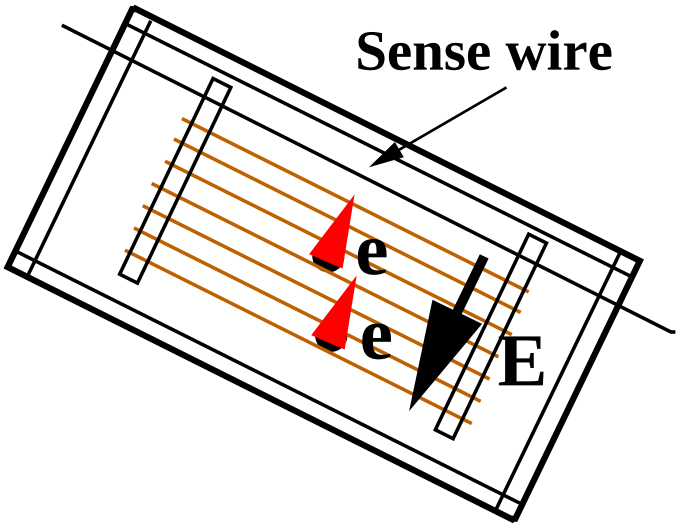
Sense wire
e
e
E

図 3.5: ドリフトチェンバー上面図

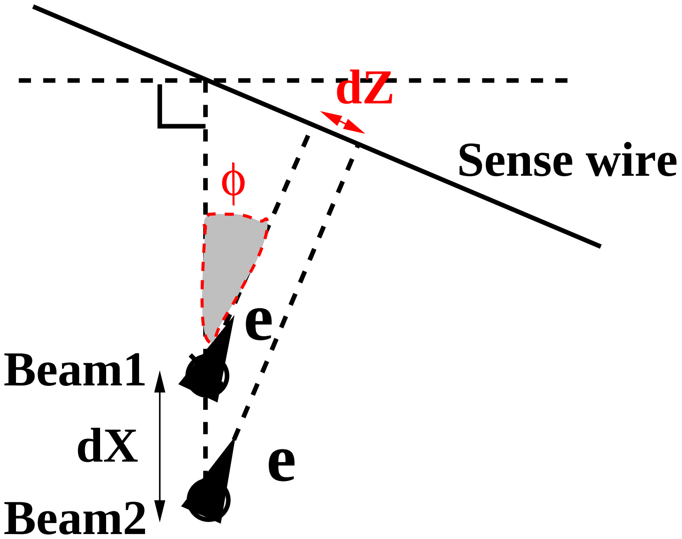
dZ
Sense wire
ϕ
e
Beam1
dX
e
Beam2

図 3.6: ワイヤー角度

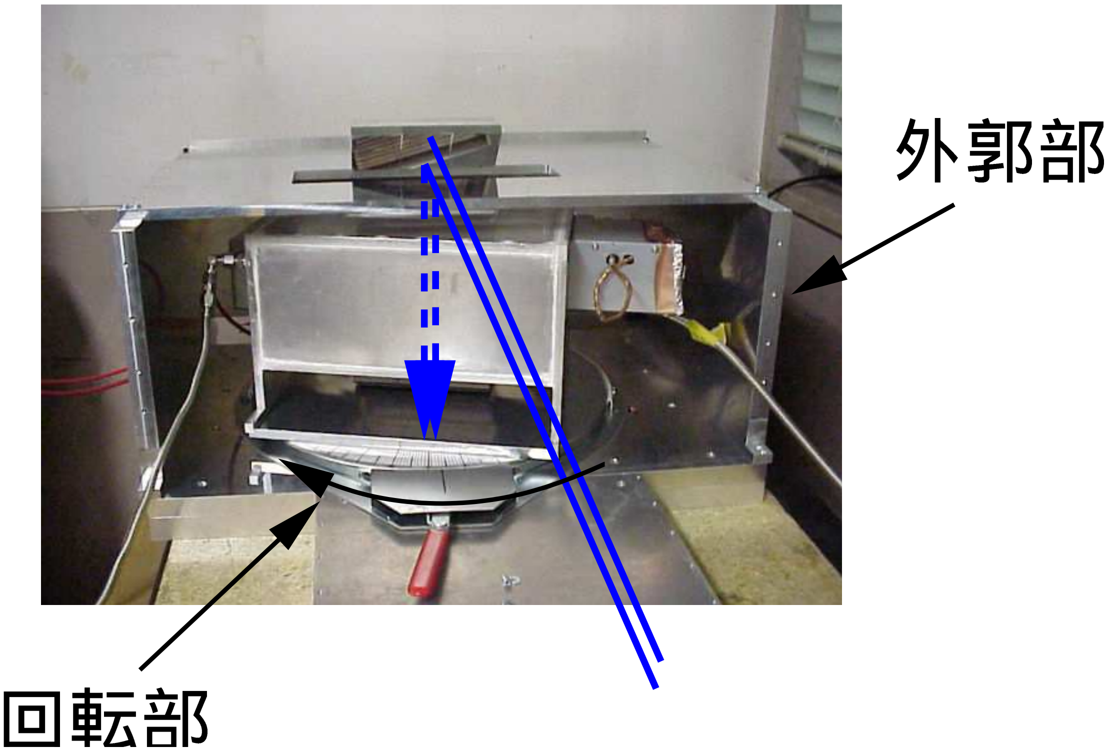

図 3.7: チェンバー回転時

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5mmの間隔がある、その一番端の銅板には-2.2kVの電圧が掛かり、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3.8の様に130mm × 10 mmのスリットがある。チェンバー内を通過した荷電粒子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。

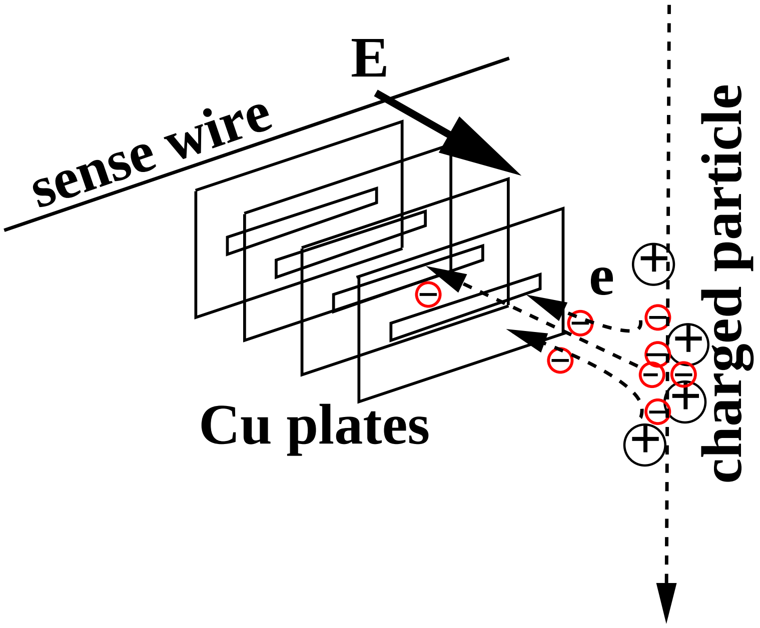

図 3.8: 電場形成用銅板概略図

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3.4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 (130mm× 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 年に当研究室の岡咲氏製作)、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。以下 (図 3.9) に、このドリフトチェンバーから得られる典型的な波形を示す。

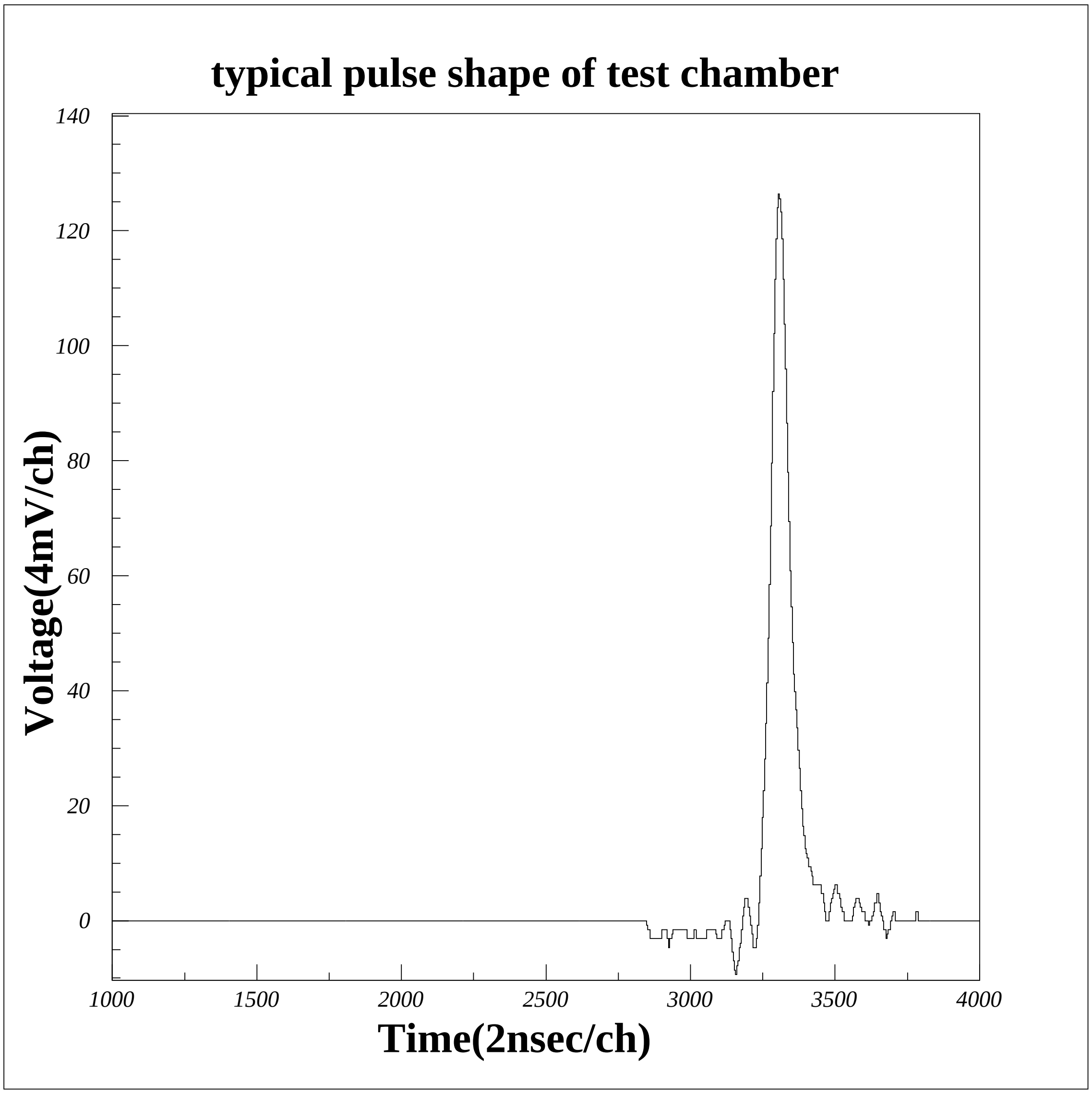

図 3.9: 典型的な波形

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

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baby chamberと名づけられた（1998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3.11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。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。このドリフトチェンバーは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本のグランドワイヤー、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。図3.10にこのチェンバーの模式図を示す。

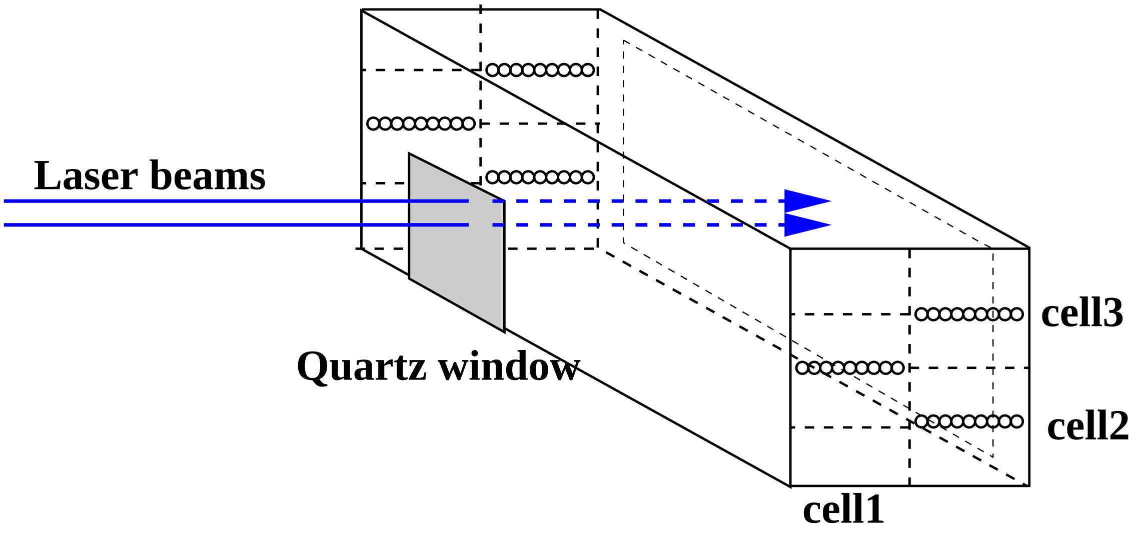

図 3.10: baby chamber

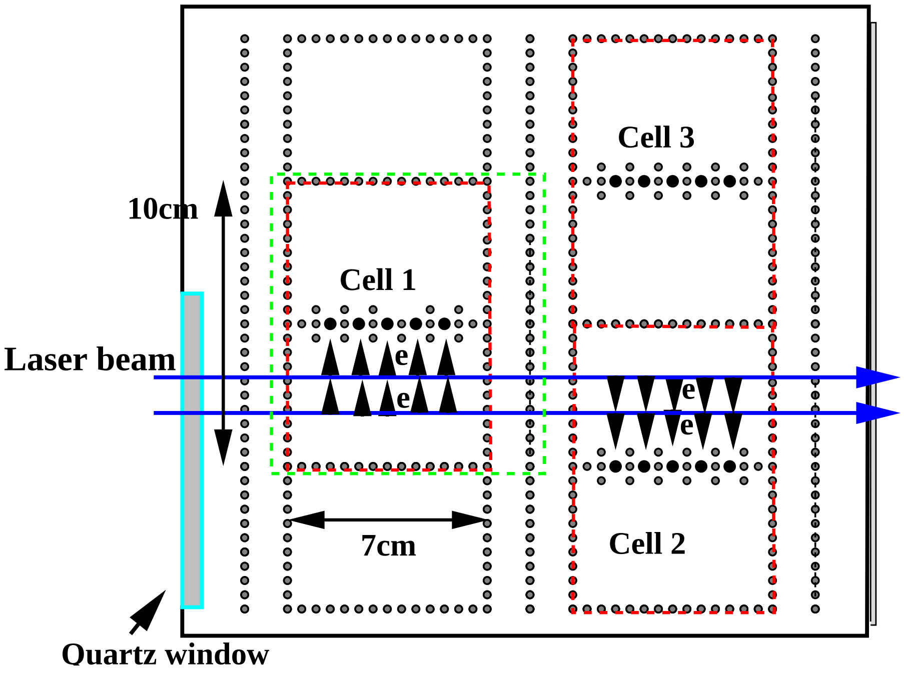
10cm
Laser beam
Cell 1
Cell 3
Cell 2
e
e
e
e
7cm
Quartz window

図 3.11: baby chamber セル構造

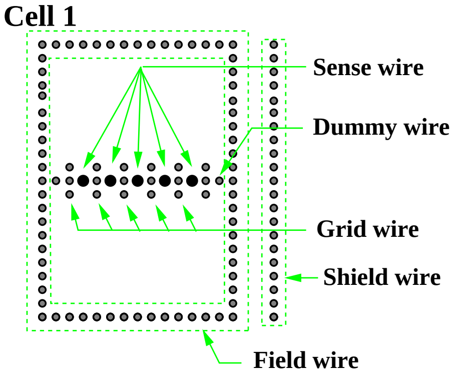
Cell 1
Sense wire
Dummy wire
Grid wire
Shield wire
Field wire

図 3.12: baby chamber1 セル構造

センスワイヤーは、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 ～ 2.8kVの電圧が掛けられている。
フィールドワイヤー、グランドワイヤーには、電子を一様な電場でドリフトさせるために-4.6kVから0kVまでの電圧が（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。シールドワイヤーは,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の電圧が掛けられている。
ダミーワイヤーは、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、ワイヤーの原子分子との相互作用で電子が取り出される。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の電圧が掛けかれている。
グリッドワイヤーは、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の電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3.1に,等電位線分布及び、電圧 分布 (図3.13) 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	86	ドリフト領域形成
グリッドワイヤー	6	ドリフト領域形成
シールドワイヤー	42	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 3.1: ワイヤー役割

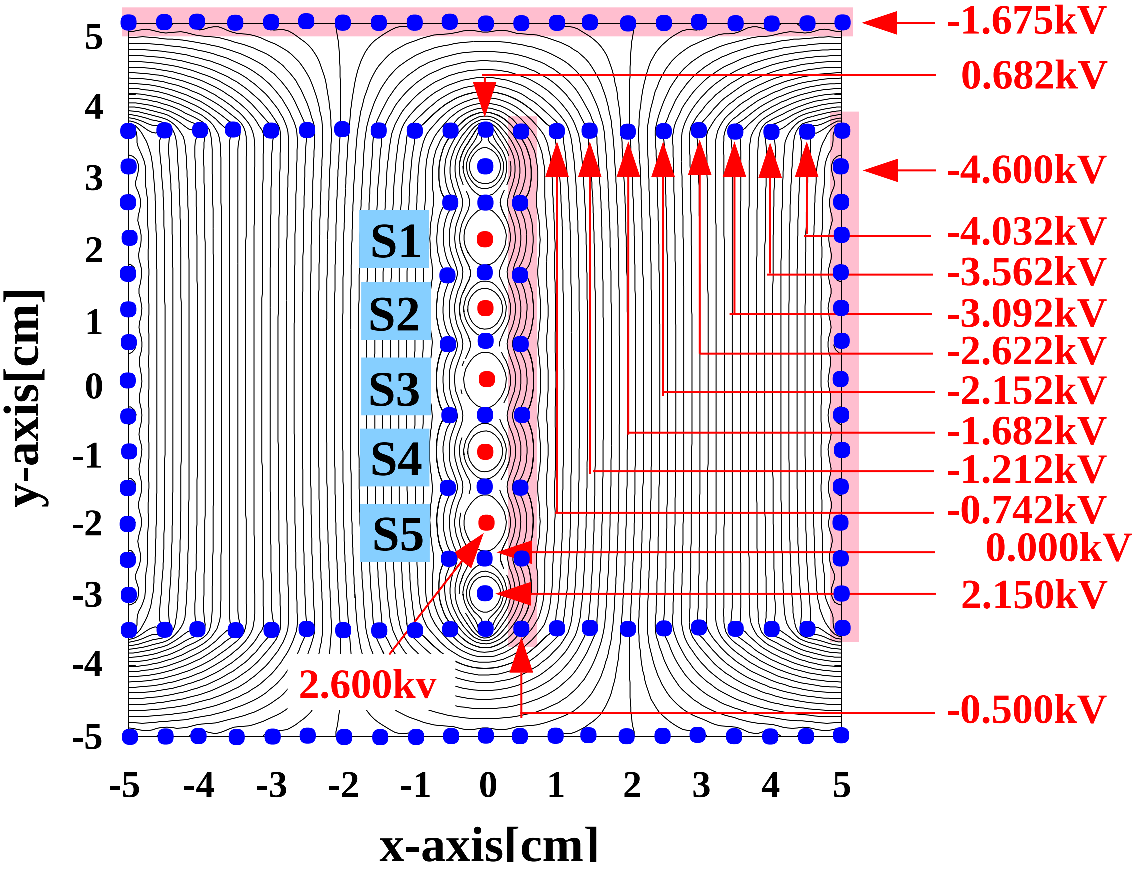

図 3.13: 1 セル内等電位線

このドリフトチェンバーの前面に100mm × 100mm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。
ドリフト電場1kV/cm時の、ドリフトチェンバーの同時間ドリフトラインを図3.14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。

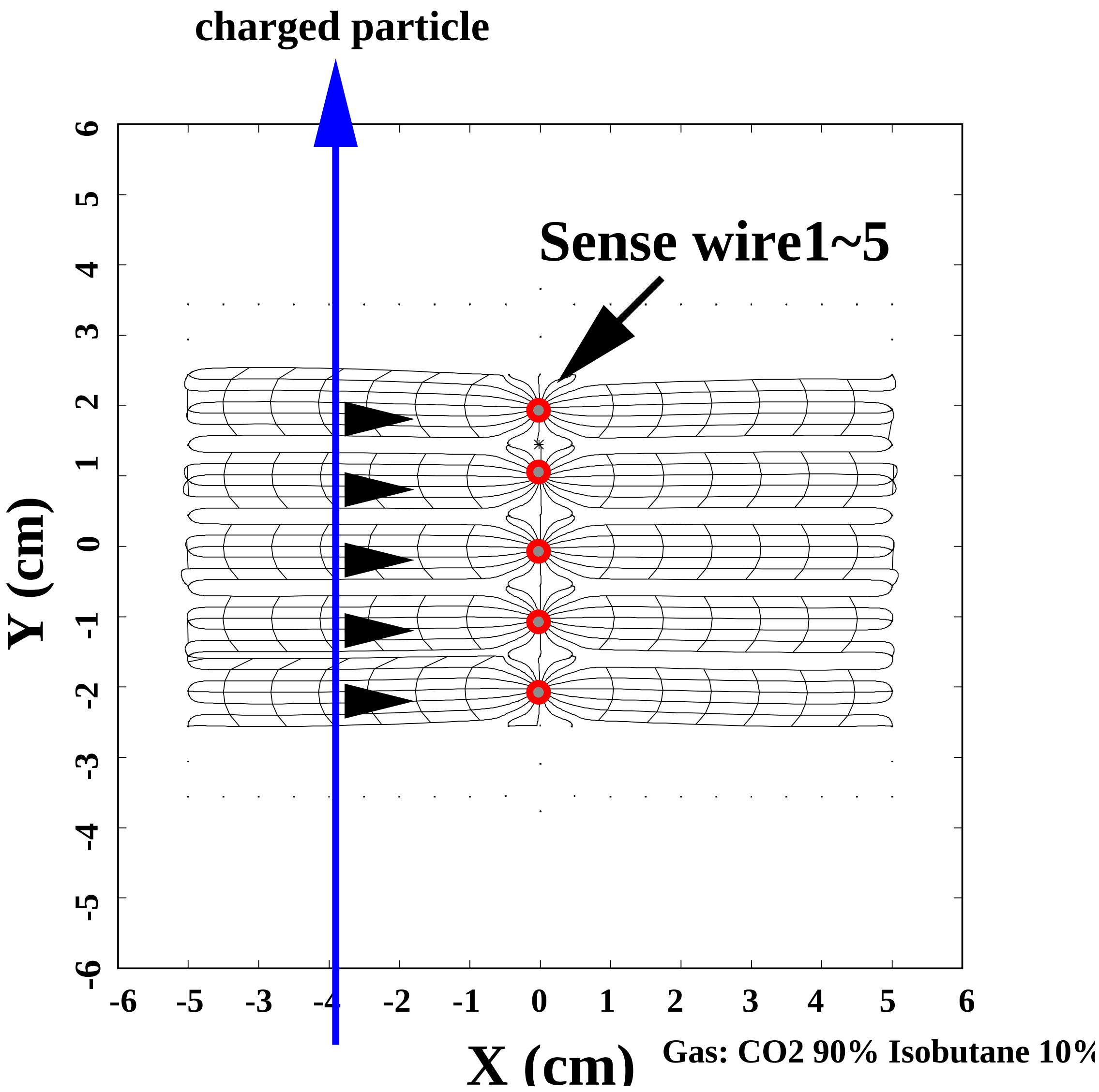

図 3.14: 同時間ドリフトライン

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。

以下にこのドリフトチェンバーによる典型的な波形(図3.16)と、同時に散乱していると思われる波形を示す。

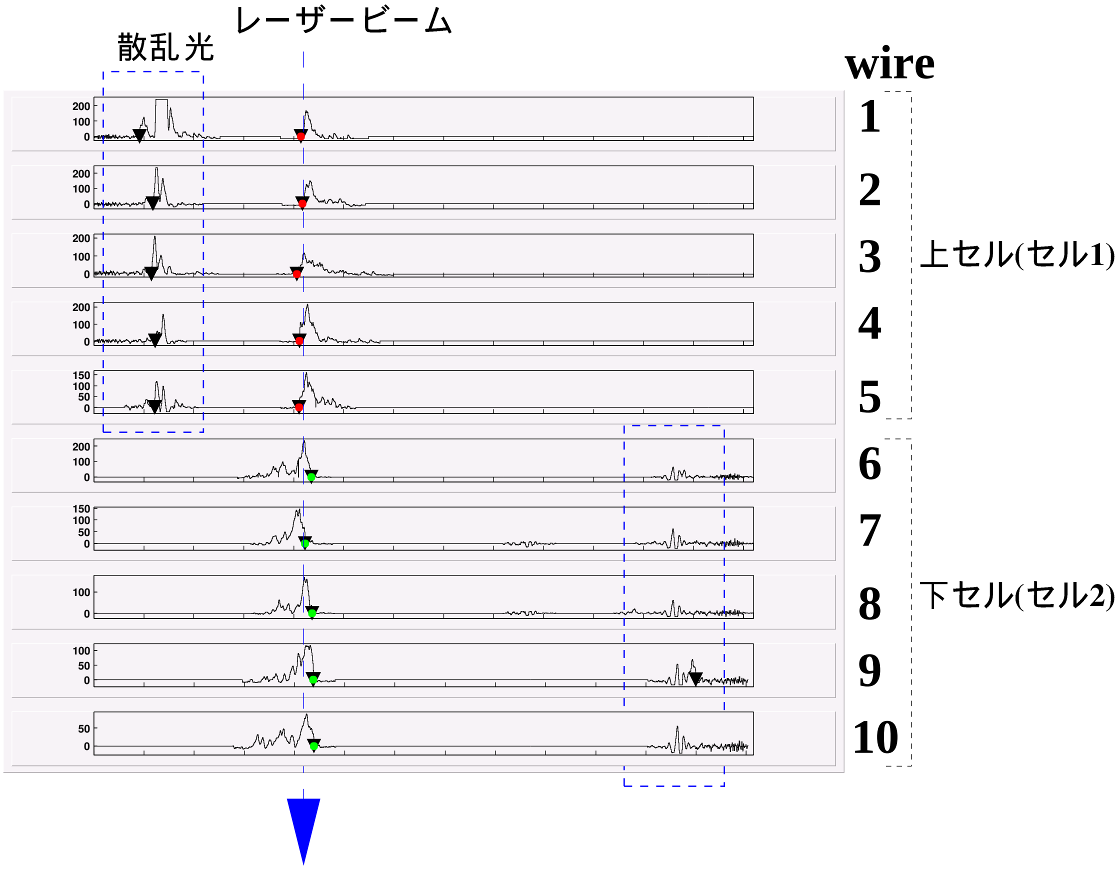

図 3.15: 典型的な波形

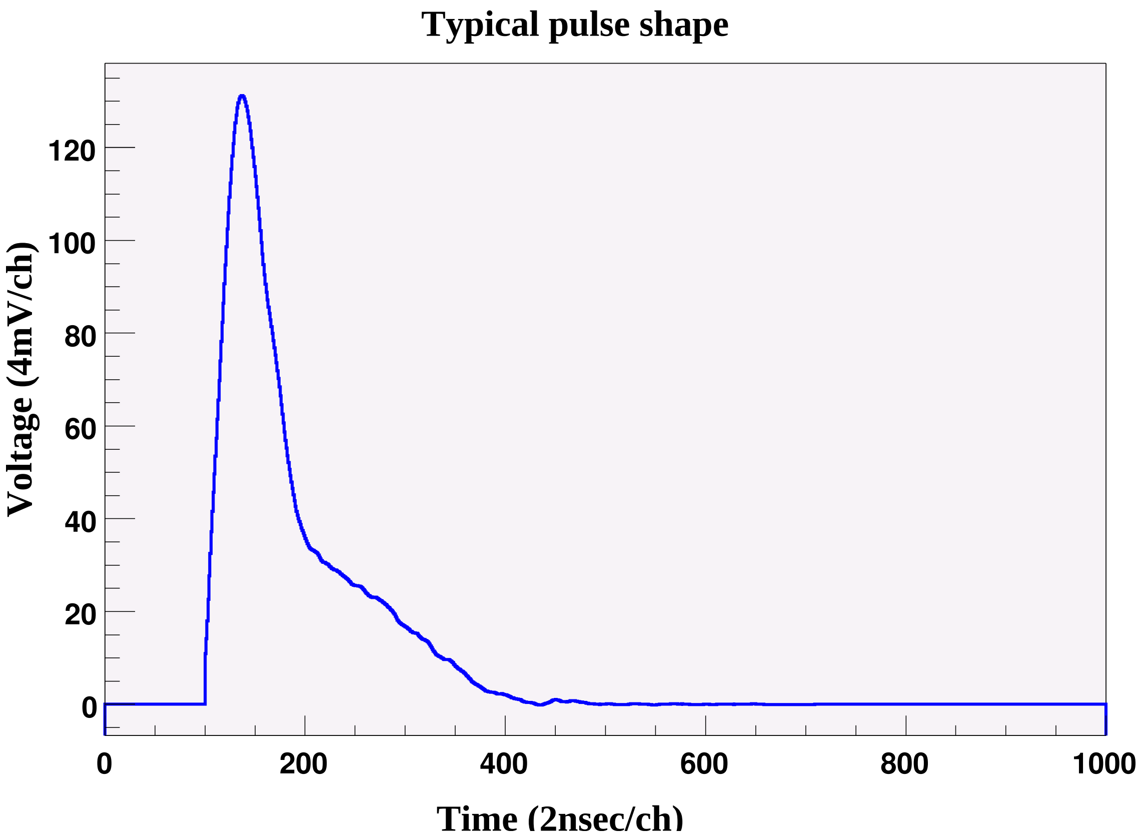

図 3.16: 平均化波形 (baby chamber)

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。この点は test chamber で行った実験 (図 3.9) とは違う点である。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。

3.3 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。

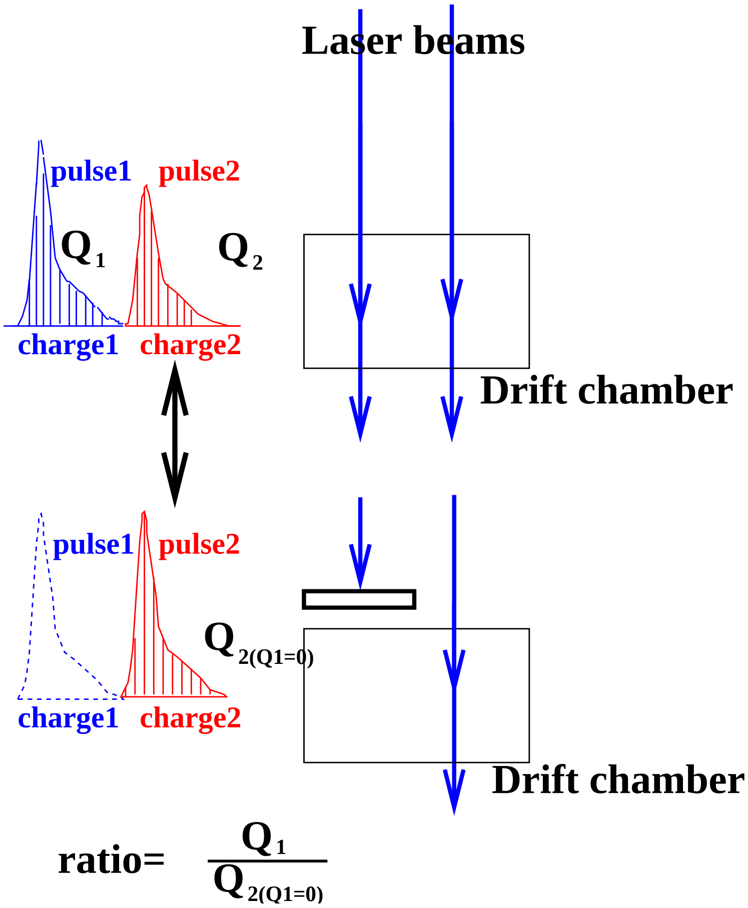
Laser beams
pulse1
pulse2
Q1
Q2
charge1
charge2
Drift chamber
pulse1
pulse2
Q2(Q1=0)
charge1
charge2
Drift chamber
ratio= Q1 / Q2(Q1=0)

図 3.17: 空間電荷効果解析方法ー例

図 3.17 の様に beam splitter で分離された 2 本のレーザービームを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、ワイヤーに近い方を 1、遅い方を 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 (この時の電荷量を Q_0 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 (この時の電荷量を Q_1 とする)。この時の

$$R_{(\text{パルス 2 の比})} = \frac{Q_2(Q_1 = 0)}{Q_2} \tag{3.3.1}$$

を求める。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。

3.3.a　初期電子数計算

入射荷電粒子とガスとの相互作用を二つの状態で考えるとする。一つは入射荷電粒子が直接ガス分子に当たりイオン化が起こる初期イオン化過程。もう一つは、初期イオン化過程によって生成された電子が媒質となるガスのイオン化ポテンシャルよりも大きなエネルギーを持って他のガス分子をイオン化させる二次イオン化過程である。この二つを総称して全イオン化過程と呼ぶ。ここで単位長さ当たりに生成されるイオン対の数は次式で表される。

$$n_T = \frac{dE}{Wdx} \tag{3.3.2}$$

- $\frac{dE}{dx}$: ガス体積中での入射粒子の全エネルギー
- W :一個のイオン対を作るのに必要な平均エネルギー

この時 W の値はガスによって異なる。ここで、単位長さ当たりに最小イオン化粒子が生成する初期イオン対数 $n\ _p$ と単位長さ当たりに生成する全イオン対数 $n\ _T$ を下 (グラフ 3.18) に示す。

図 3.18: イオン化エネルギーと初期イオン対

n_p を表す計算式はないが、混合ガスについて簡単な合成法則を用いて今回使用した CO_2 + iso C_4 H_{10}(90:10) 混合ガスについて n_T,n_p を求めると、

$$n_T = 91 \times 0.9 + 195 \times 0.1 = 101 pair/cm \tag{3.3.3}$$

$$n_p = 34 \times 0.9 + 46 \times 0.1 = 28 pair/cm \tag{3.3.4}$$

この 101 より今回使用した baby chamber の 1cm 当たりの初期電子数はおよそ 100 個であると仮定する。また同様に CO_2 + iso C_4 H_{10}(90:10) 混合ガスの電離エネルギー (イオン化ポテンシャル) は 32eV であり、単位長さ当たりに入射粒子の失うエネルギーは 3200eV(3.2keV) 程度であると考えられる。

3.3.b　電荷計算

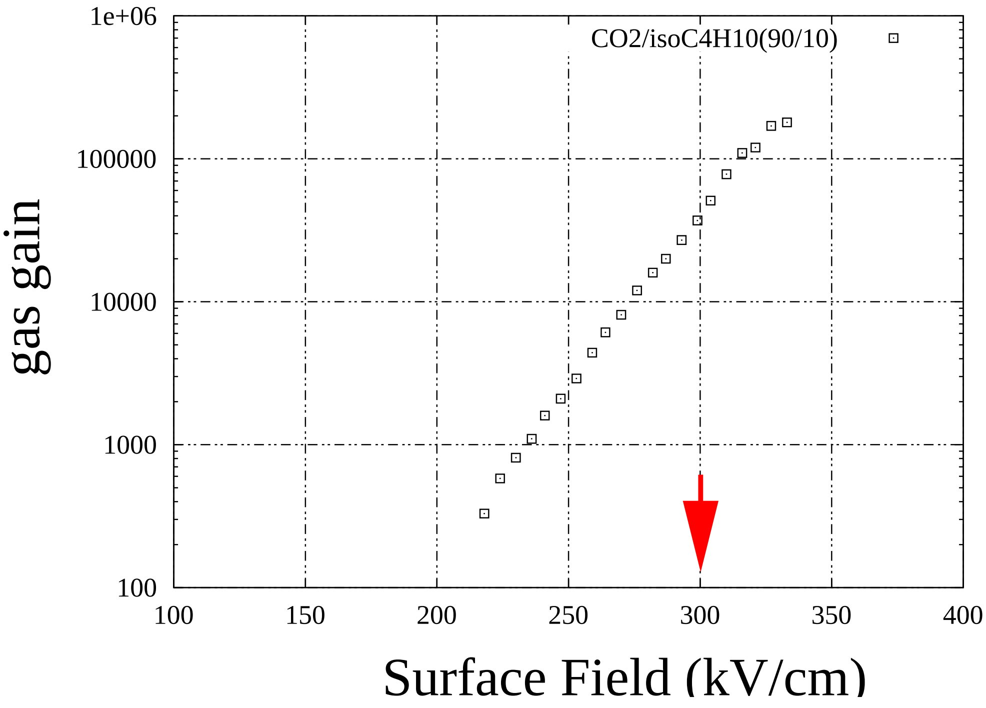

図 3.19: gas gain

JLC-CDC で予定している表面電場 300kV/cm 付近では、gas gain は 7.3× 10^4 程度である (図 3.19 参照)。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 7.3× 10^4 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の長さが 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 個の電子が荷電粒子の飛跡に沿って出来ることになる。(式 3.3.3 より)

すなわち、

$$1.6 \times 10^{19} \times 7.3 \times 10^4 \times 100 = 1.2p[C] \tag{3.3.5}$$

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

$$E(r) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0}\frac{1}{r} \tag{3.3.6}$$

より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 7.3×10^4 であるとすると、式 3.3.6 の計算より増幅電子の電荷量 (pC) 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。計算より、1mm 当たりに $25pC$ の電荷量が分布している事がわかった。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 (C) 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4章　セットアップ

4.1　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4.1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。強いビーム強度を持つ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、gas gain、エレキ回路系のsaturationを起こしてしまう。そこで、ビーム強度を表面反射によって約3%まで落としている。また、後説する擬似荷電粒子として使用するためにも必要となる。(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強度時間依存生を調べる為に設置してある。

photodiode

本実験で使用したphotodiodeは紫外線用を検出できるものを使用した（検出波長1064 ∼ 266nm）。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。

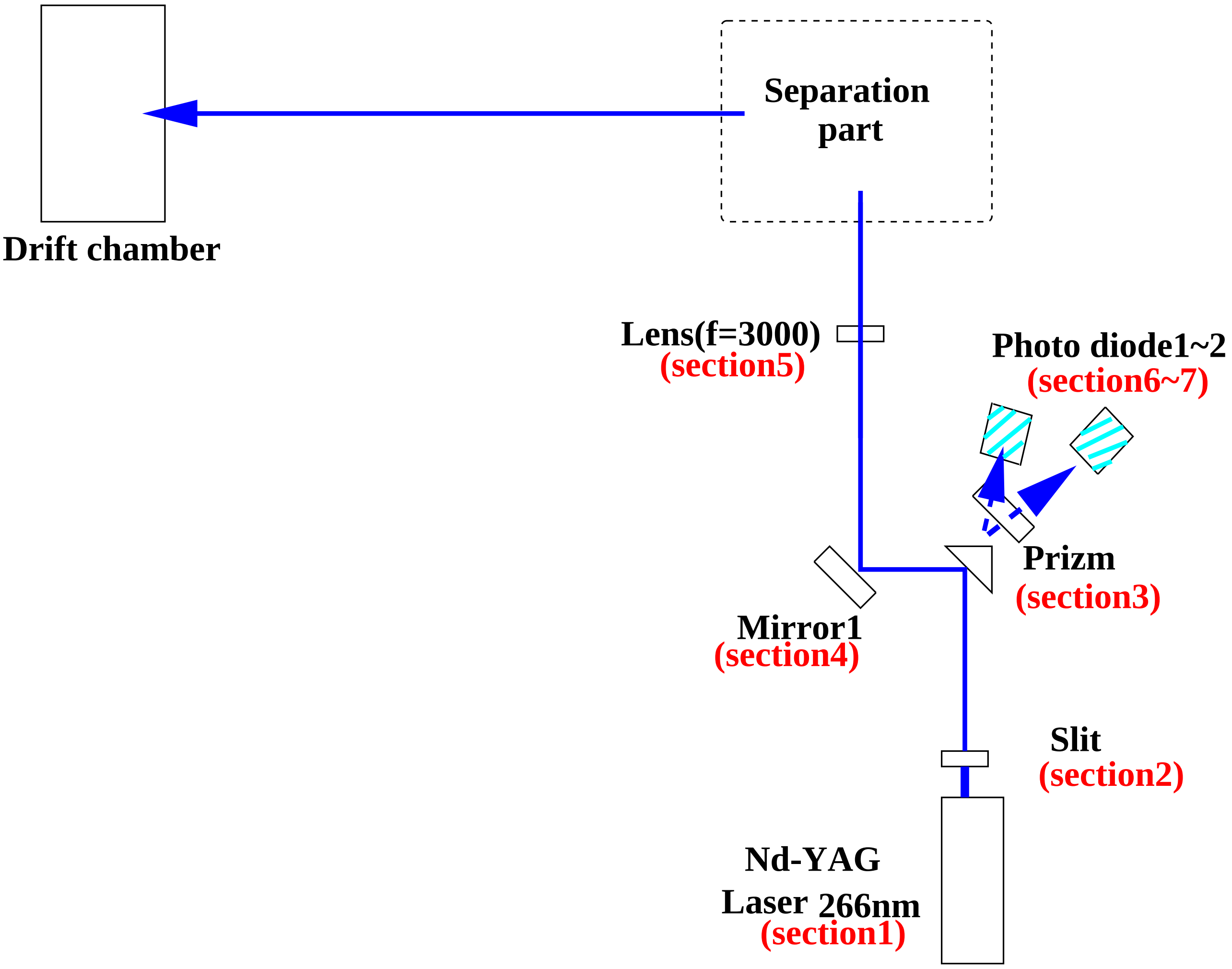
Separation part
Drift chamber
Lens(f=3000)
(section5)
Photo diode1~2
(section6~7)
Prizm
(section3)
Mirror1
(section4)
Slit
(section2)
Nd-YAG
Laser 266nm
(section1)

図 4.1: 光学系セットアップ

beamsplitter

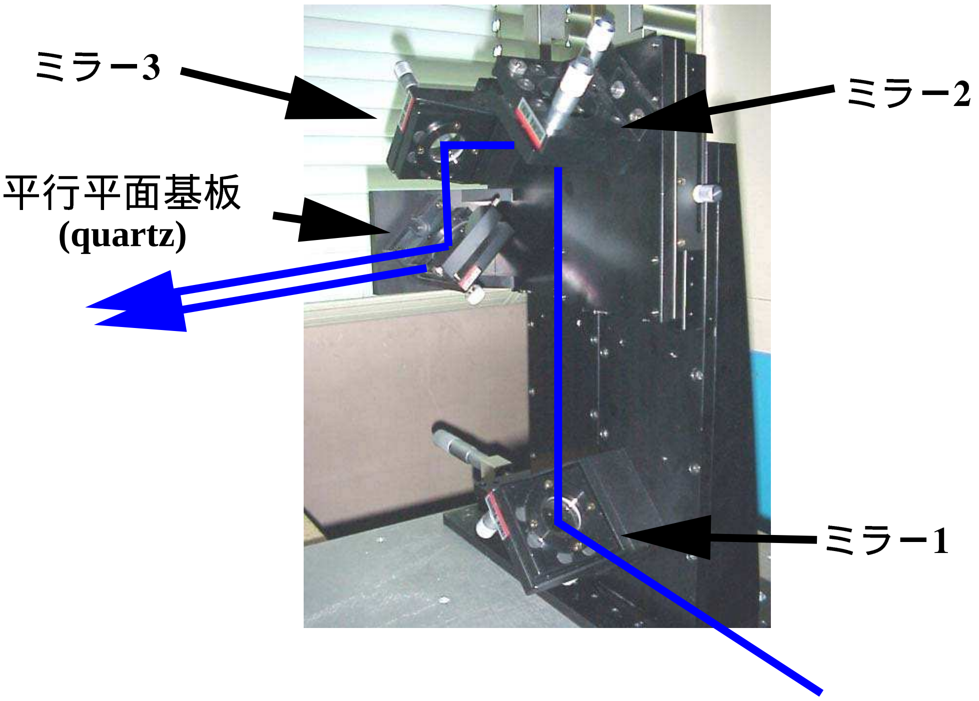

図 4.2: ビームスプリッター

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（写真4.2)。まず、最初に入射してきた1本のレーザービームはミラー1によって、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 (平行平面基板) 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、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（イオン化する際の粒子の最小エネルギー損失）を想定した。

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4.4の様に角度45度で設置されている平行平面基板(quartz)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。

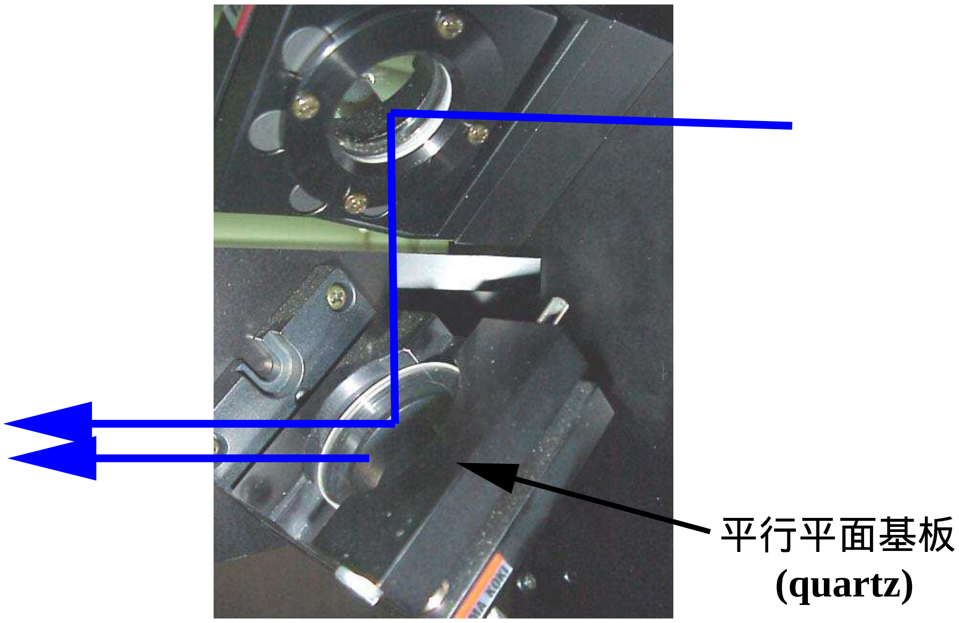

図4.3: ビームスプリッター(quartz)

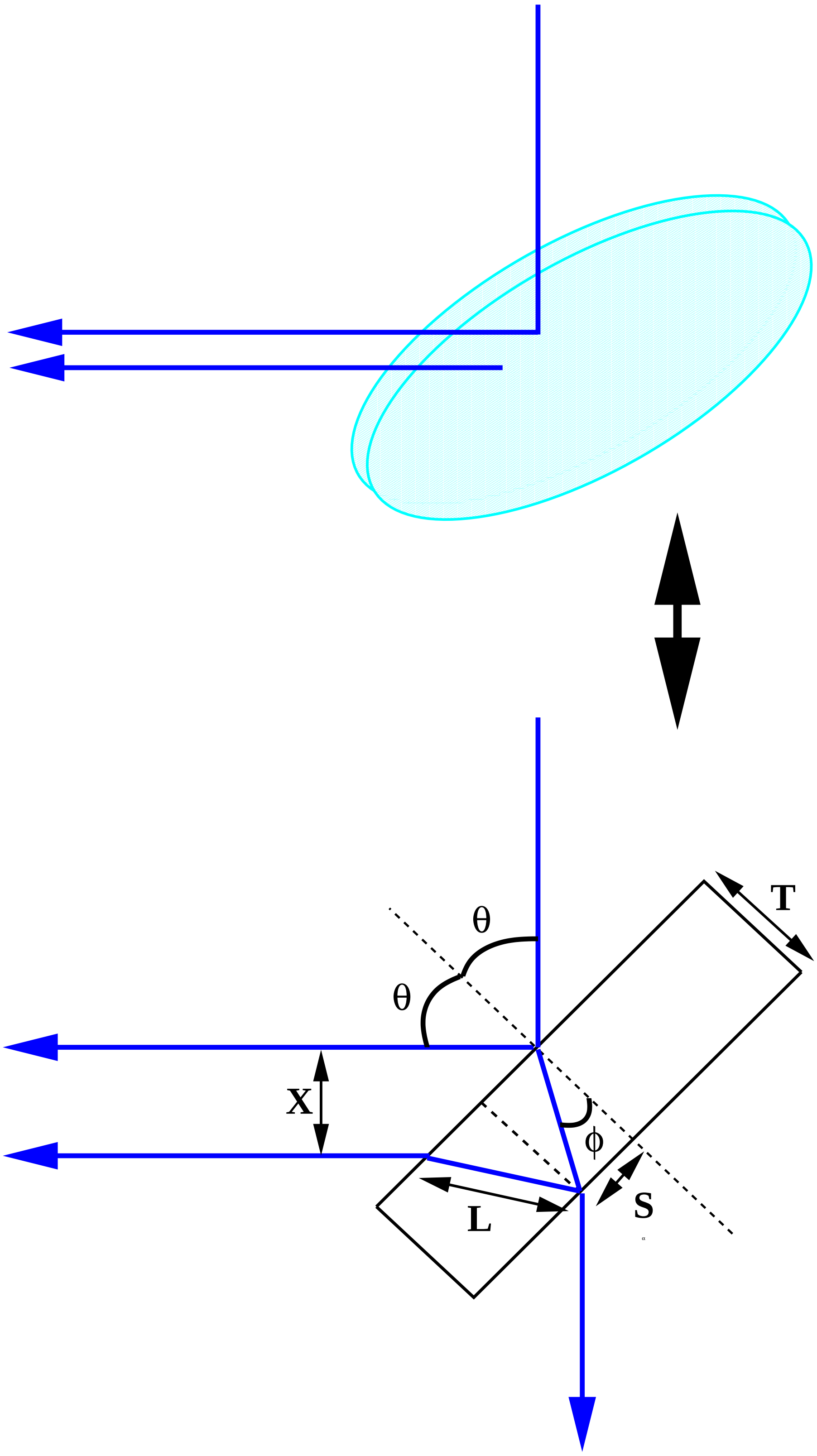

図 4.4: レーザービーム分離過程

角度 θ 1 で媒質 2 に入射した際、媒質中では角度 θ_2 で屈折するととするとスネルの法則は $\sin\ \theta_1 \times n\ _1 = \sin\ \theta_2 \times n\ _2$ となる。図 4.4 の様に、ϕ ,θ ,L, S, X, T を定義すると

$$\sin\phi = (\frac{1}{n})\sin\theta、\cos\phi = \sqrt{1-(\frac{\sin\theta}{n})^2} \tag{4.1.1}$$

ここで、$\cos\ \phi = \frac{T}{L}$ より

$$L = \frac{T}{\cos\phi} = \frac{T}{\sqrt{(1-(\frac{\sin\theta}{n})^2}} \tag{4.1.2}$$

となる。同様に S も

$$S = \frac{\sin\theta}{n}\frac{T}{\sqrt{(1-\frac{\sin\theta}{n})^2}} \tag{4.1.3}$$

となる。ここで、

$$\sin(90° - \theta) = \frac{X}{2S}\text{より} \tag{4.1.4}$$

$$X = 2S\sin(90° - \theta) \tag{4.1.5}$$

となる。よって 2 本のレーザービーム間の距離 X は

$$X = \frac{2T\sin\theta\cos\theta}{n\sqrt{1-(\frac{\sin\theta}{n})^2}} \tag{4.1.6}$$

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 6 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表 4.1 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 4.1: ビーム距離と平面基板の厚さ

4.2 信号処理系セットアップ[electronics setup]

図 4.5 に信号処理系の概略図を示す。

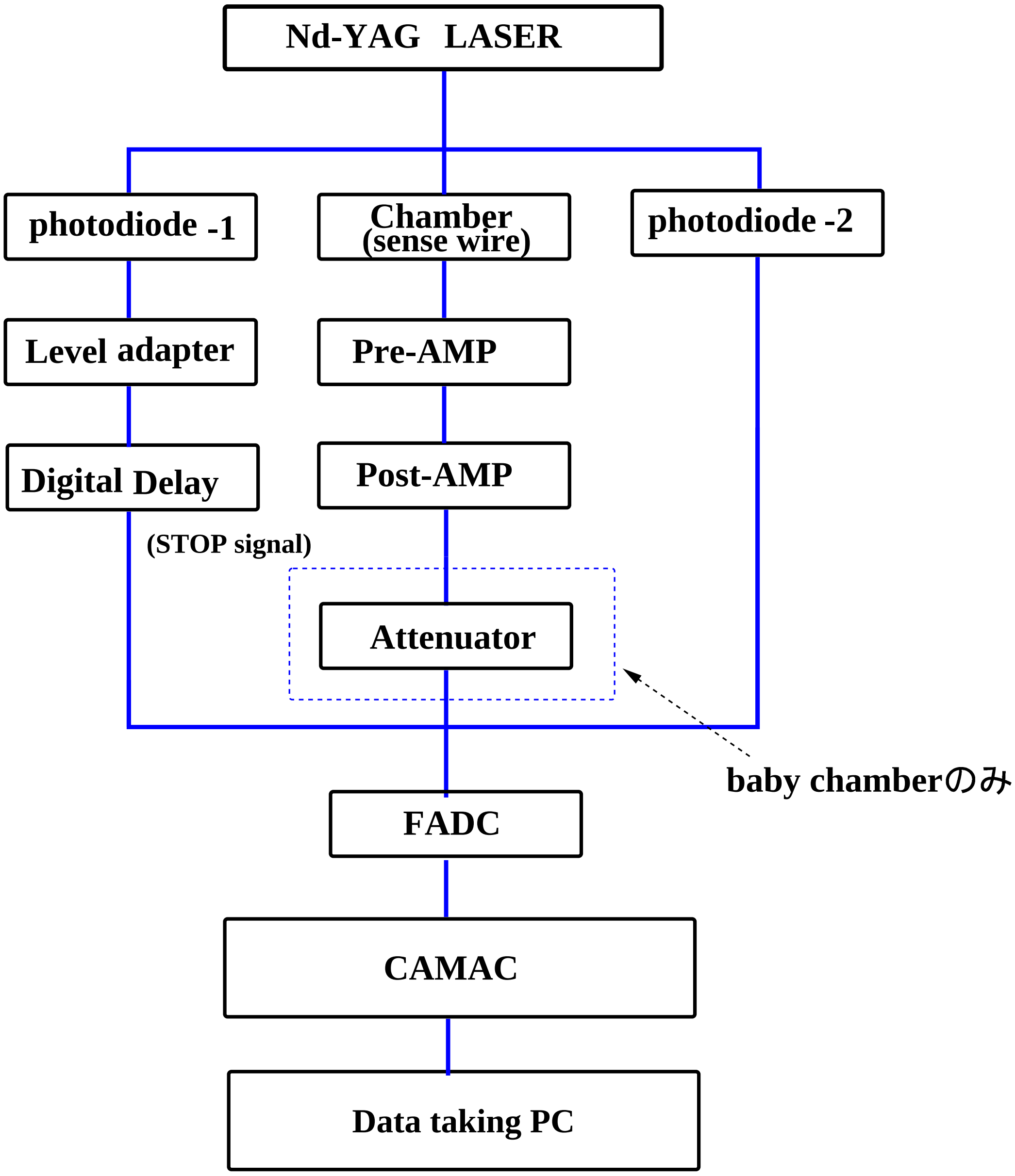
Nd-YAG LASER
photodiode -1
Chamber (sense wire)
photodiode -2
Level adapter
Pre-AMP
Digital Delay
Post-AMP
(STOP signal)
Attenuator
baby chamberのみ
FADC
CAMAC
Data taking PC

図 4.5: 信号処理系セットアップ

Trigger 系

今回の測定では FADC 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 16μsec 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-AMP、Post-AMP 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、レーザービーム強度が時間に依存して変動している事から、設置を試みた。

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図 4.6 参照。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

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 8000ch(16 μ sec 分) を持ち、波高値分解能 3.9mV で 256ch(波高値 1V 以下) を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。

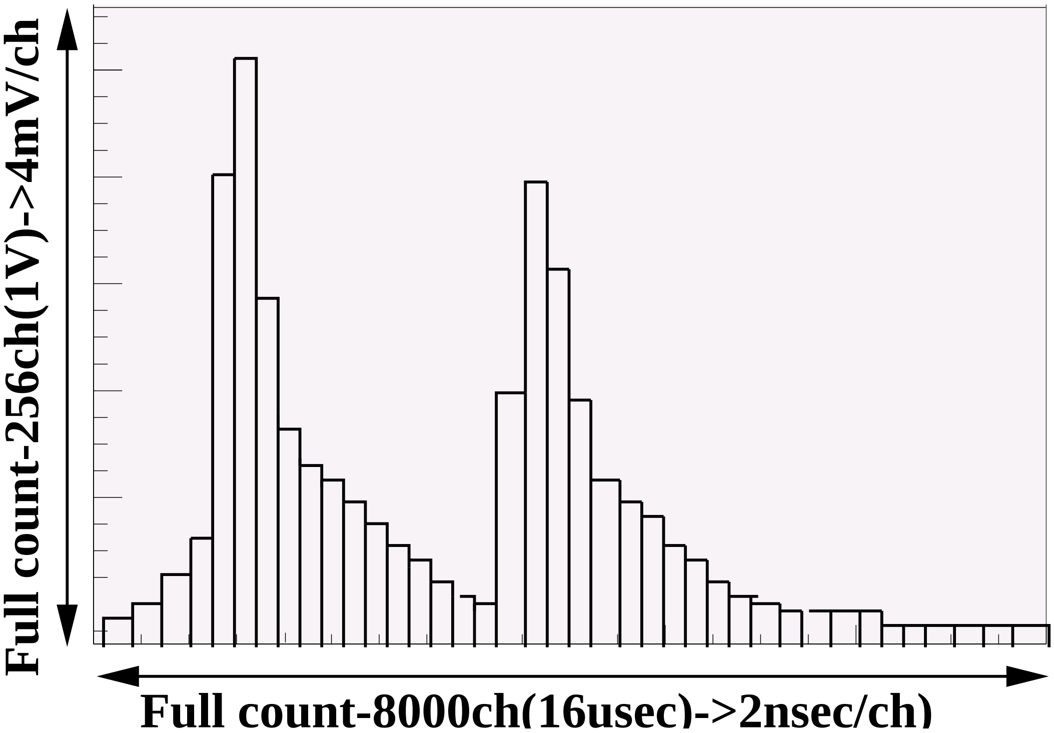

図 4.6: FADC データ収集イメージ

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、ストップ信号によりモジュールが始動し、トリガーの役割を果たしている。図4.6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。

4.3　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4.7に示す。図はbaby chamberでのセットアップで、テストチェンバーでの測定には酸素フィルター、酸素モニターは設置していない。図で矢印で示すように$\mathrm{CO_2}$,$\mathrm{isoC_4H_{10}}$ガスはmass flow controllerによって90:10の混合比で制御され、酸素フィルターを通過しチェンバーに入る、この時、チェンバー内の酸素濃度を知るためにモニターを設置し、その後バブラーを経て排気される。

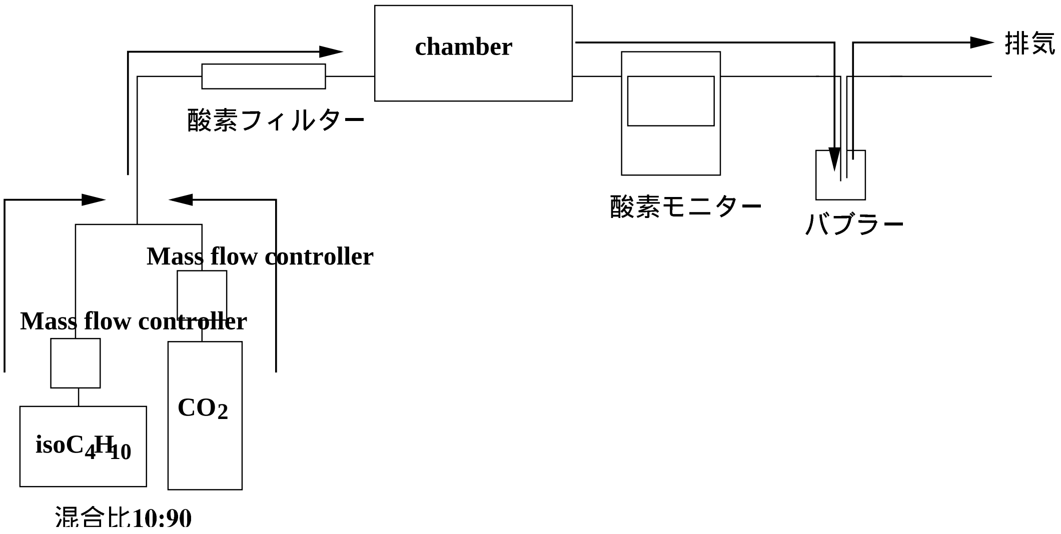
chamber
排気
酸素フィルター
酸素モニター
バブラー
Mass flow controller
Mass flow controller
CO2
isoC4H10
混合比10:90

図 4.7: チェンバーガスセットアップ

第5章　測定、結果

5.1　ソフトウェア

本実験では、test 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 test 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 8000ch 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 100ch 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 3 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上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-track separation 用に開発を行った。上同様に、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。

5.2 test chamber:測定結果

5.2.a 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の銅板が10枚設置してある、この銅板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。まず、宇宙線測定を行わずにレーザービーム強度を落さずに、安定した状態で行い、空間電荷効果の基本的振舞いを調べた。その後、宇宙線とレーザービーム強度を会わせた状態での測定を行った。また、センスワイヤーにかける印加電圧を変える事で、ガス増幅率及び、ワイヤー電荷密度を変えて測定した。

以下(図5.1 ∼ 図5.5)にビーム距離6.1 ∼ 2.2mmの時得られた、FADCによる典型的な波形を示す。

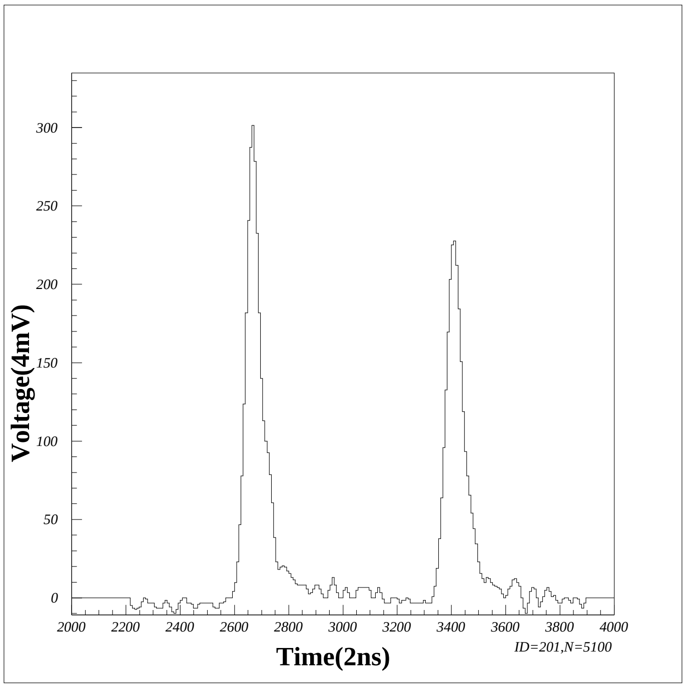

図5.1: パルス波形(ビーム距離6.1mm)

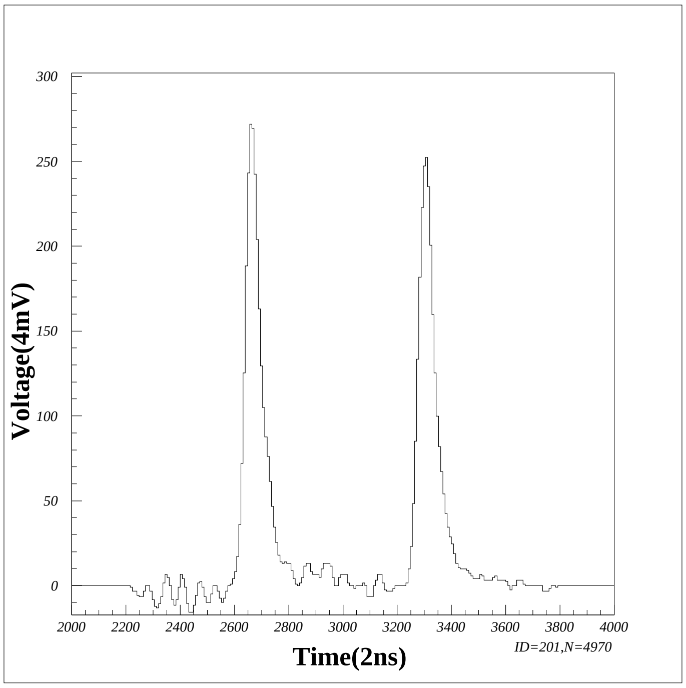

図 5.2: パルス波形 (ビーム距離 5.3mm)

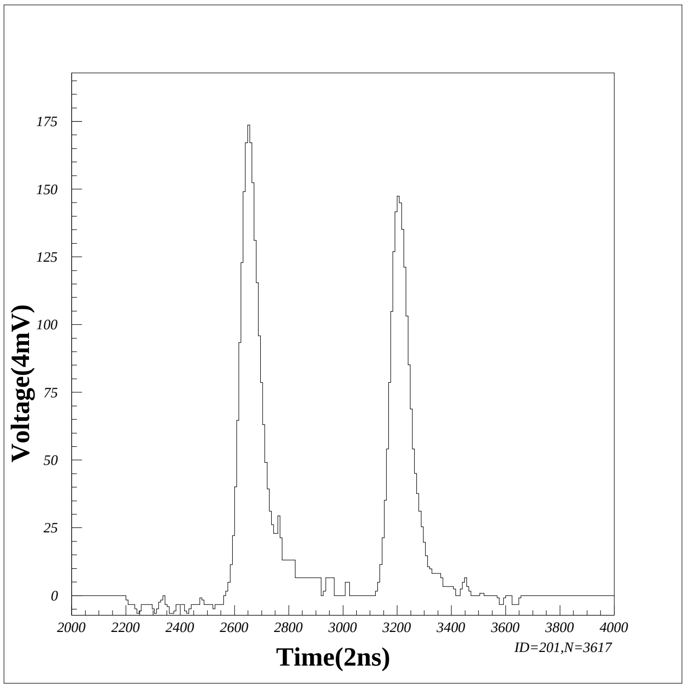

図 5.3: パルス波形 (ビーム距離 4.5mm)

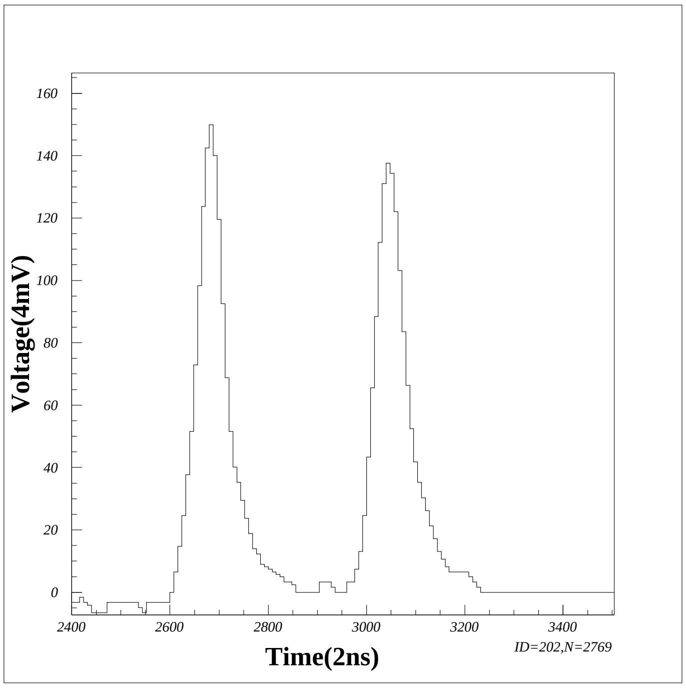

図 5.4: パルス波形 (ビーム距離 3.0mm)

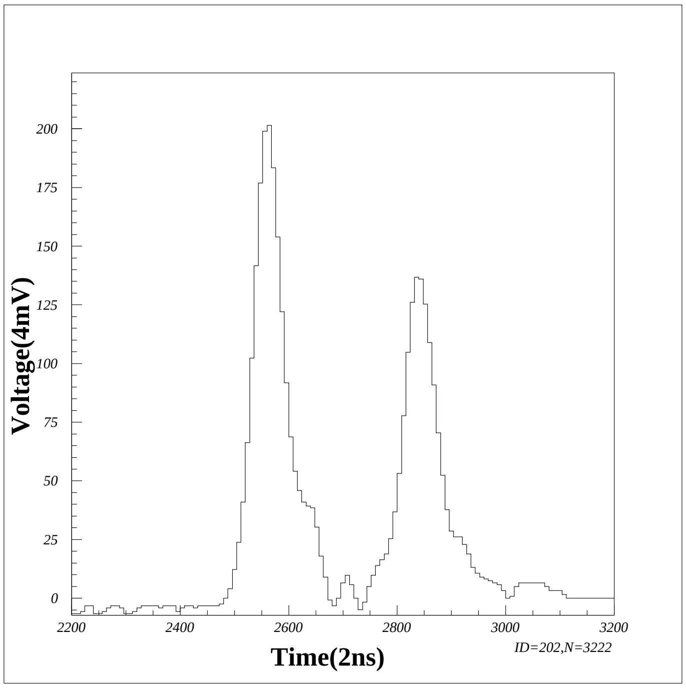

図 5.5: パルス波形 (ビーム距離 2.2mm)

5.2.b charge calibration

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。この積分値を電荷量に換算して、パルス 1 の電荷量に対するパルス 2 の受ける空間電荷効果を調べる。エレクトロニクス系のキャリブレーションは、プレアンプ入力に 8pF のコンデンサーを通じて既知の電荷量を入力することにより行なった。この測定値を基に校正曲線を作成し、レーザービームによるイオン化電子 (増幅) の電荷量を求めた。以下 (図 5.6) に、電荷量測定のブロックダイアグラムと、これから得られた較正曲線を図 5.7 に示す。図 5.7 の横軸 0.5pC 付近、縦軸で 1000mV(1V) を越えた当たりからはこのドリフトチェンバーの amp の飽和により直線性を欠いていると考えられる。ここで、第 3 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。また、レーザービーム強度、ガス増幅率でどれだけ影響があるかを調べた。

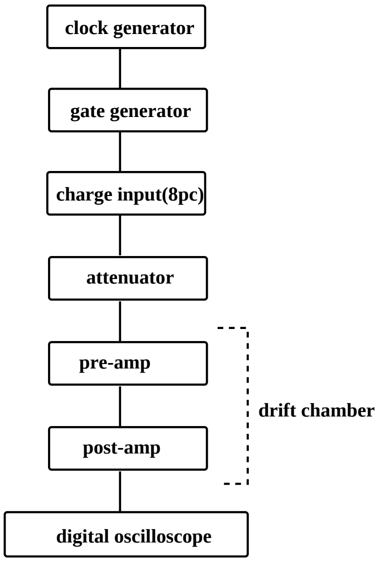
clock generator
gate generator
charge input(8pc)
attenuator
pre-amp
post-amp
drift chamber
digital oscilloscope

図 5.6: 電荷量測定ブロックダイアグラム

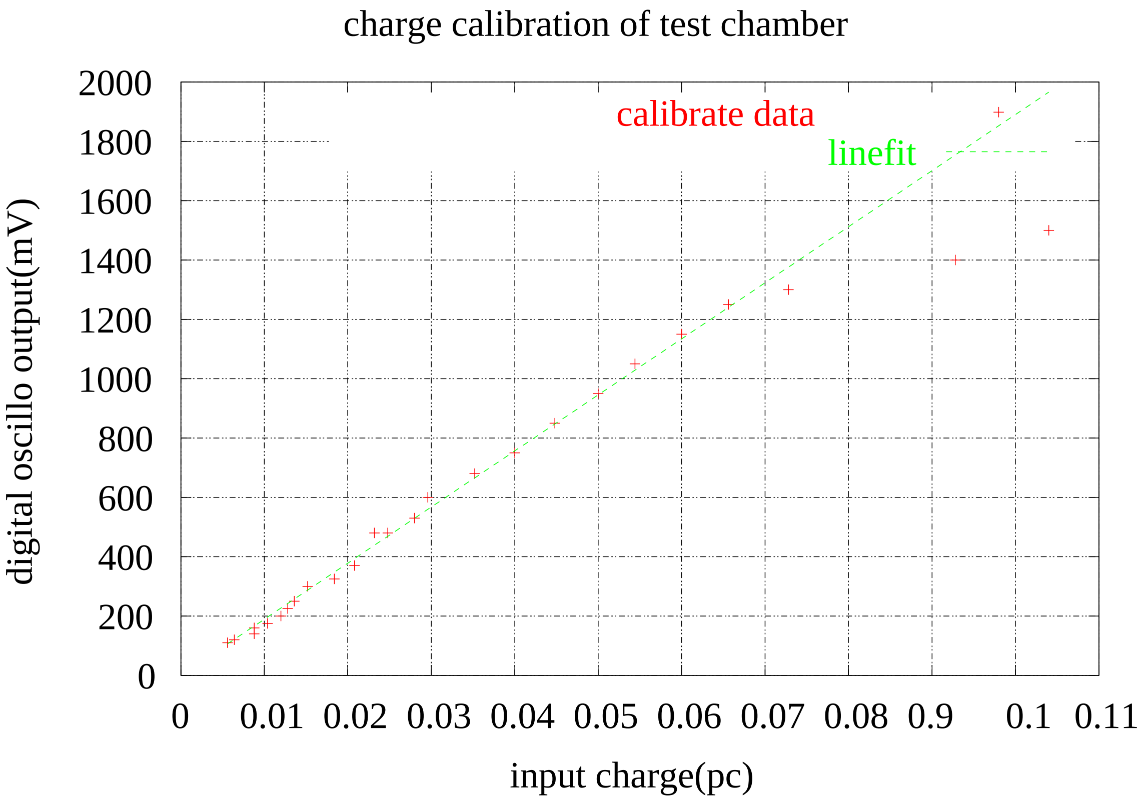
charge calibration of test chamber
2000
1800
1600
1400
1200
1000
800
600
400
200
0
digital oscillo output(mV)
calibrate data
linefit
0
0.01
0.02
0.03
0.04
0.05
0.06
0.07
0.08
0.9
0.1
0.11
input charge(pc)

図 5.7: 電荷量測定結果

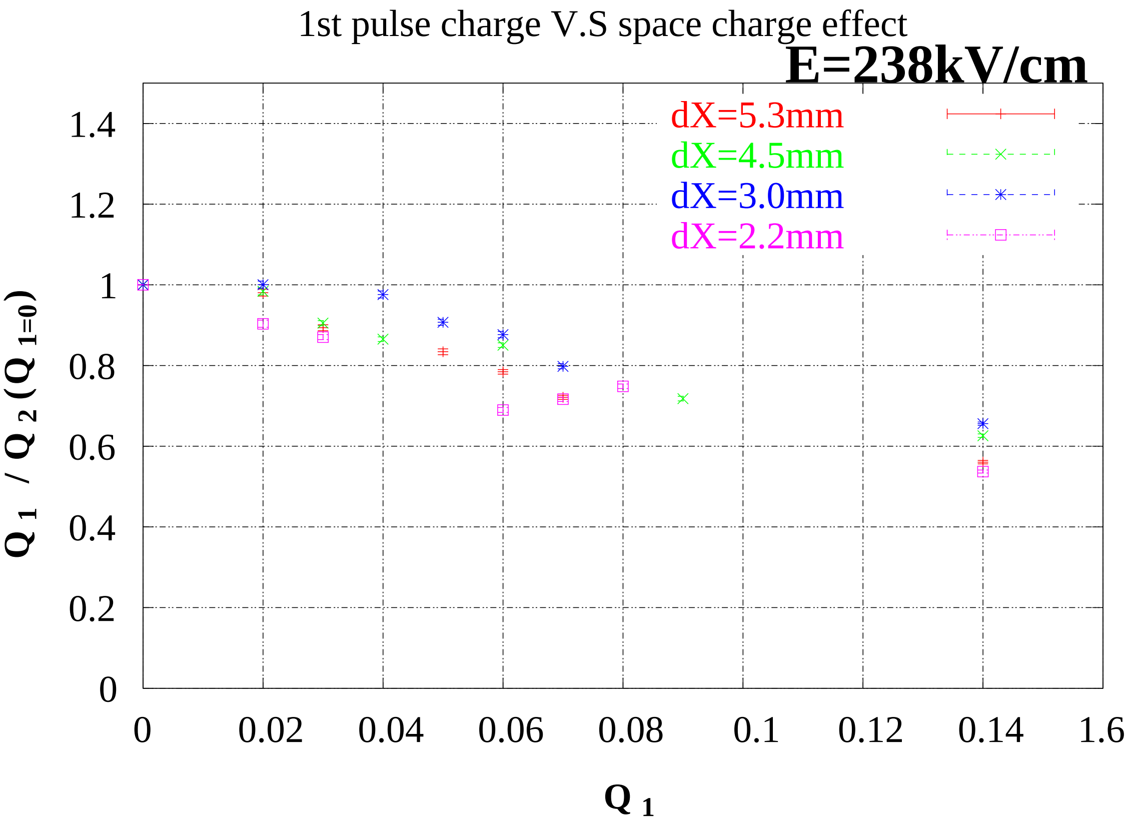

図 5.8: 空間電荷効果 (test chamber)

測定を行ったビーム間距離 5.3 ∼ 2.2mm までの結果を示す。横軸に 1 番目のパルスによる電荷量 (pC)、縦軸にその時の空間電荷効果 (比) をとっている。それぞれの分布から、空間電荷効果はビーム間の距離の依存度よりも 1 番目のパルスの電荷量に依存している事がわかる。すなわち、近接ビームの距離が 5.3mm でも空間電荷効果は起こる事がわかる。

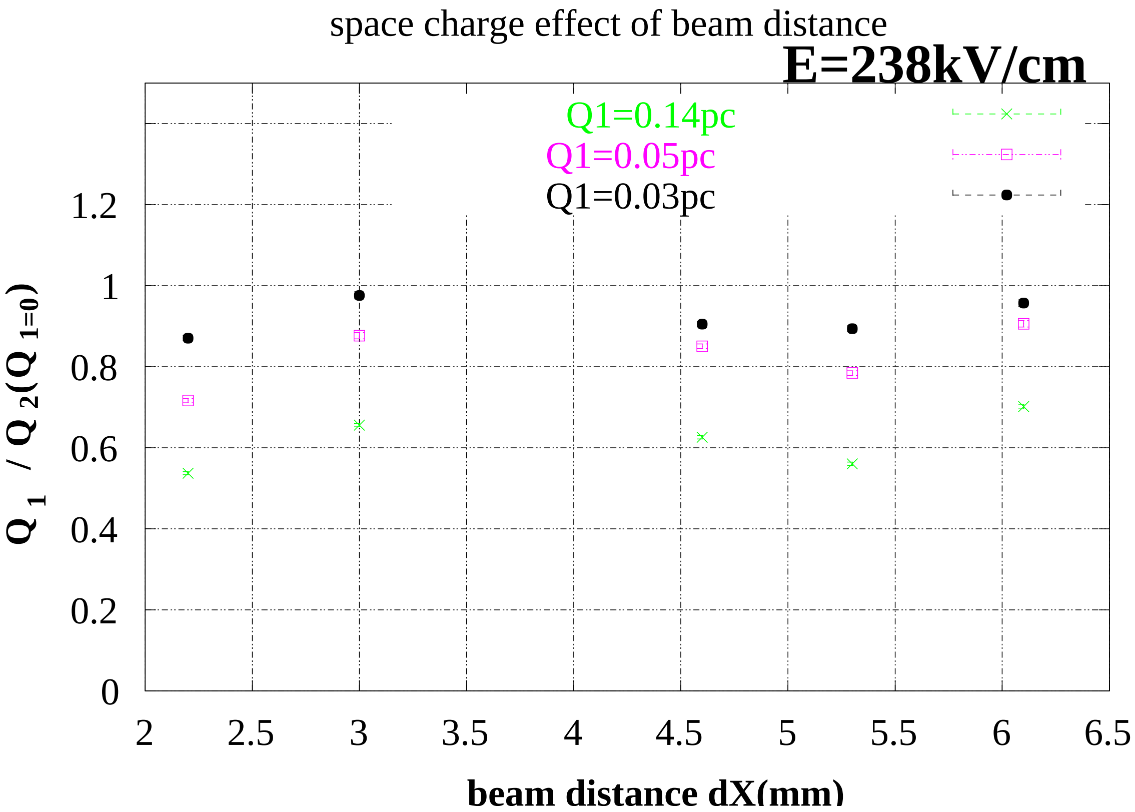

図 5.9: 空間電荷効果 v.s. ビーム間距離 (test chamber)

次に、横軸にビーム間の距離 (mm)、縦軸にその時の空間電荷効果 (比) をとったものを示す。これは、ビーム間距離が 2.2mm であっても 1 番目のパルスの電荷量が $0.03pC$ 程度であれば、空間電荷効果による影響は少ない事がわかる。

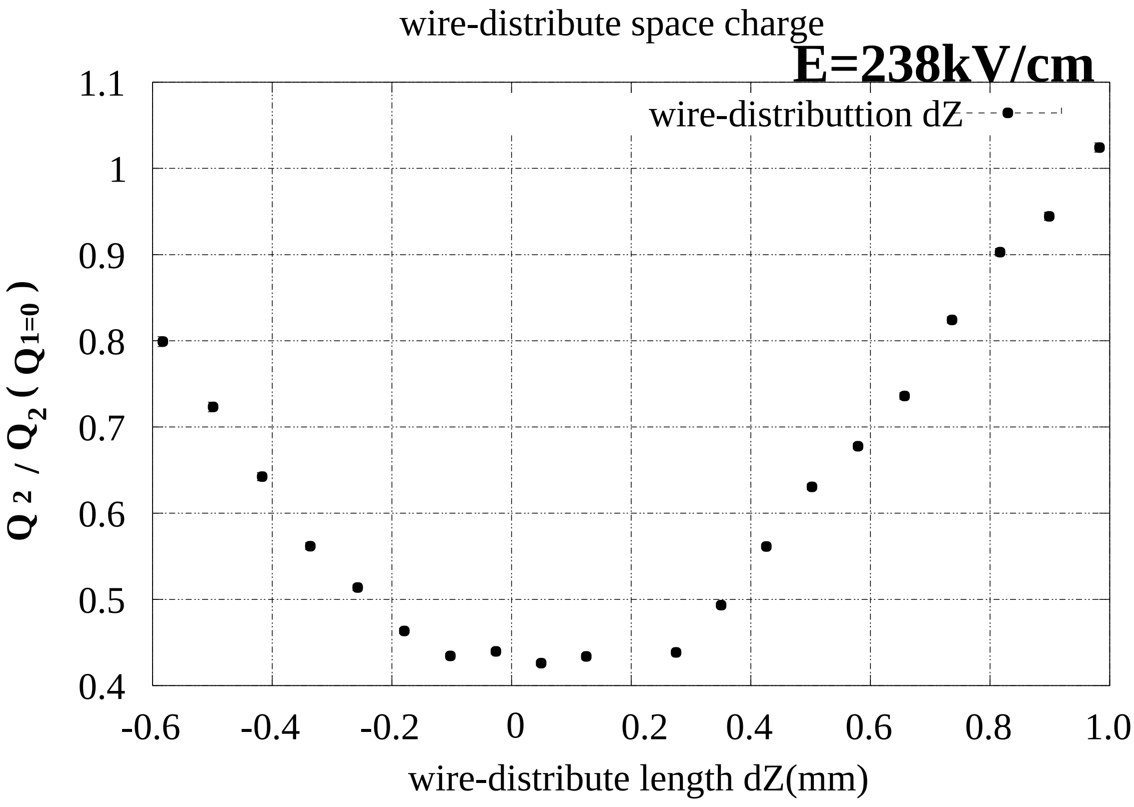

図 5.10: 空間電荷効果 v.s. ワイヤー距離 (test chamber)

この図ではゼロ点が150 ～ 200 μ m 程ずれている。これは、測定の際に生じた測定誤差だと考えられる。しかし、空間電荷 (陽イオン) がおよそ 2mm でワイヤー上に分布している事がわかる。つまり、ワイヤーに対して垂直でかつ, ワイヤーと同方向に 2mm 程離れた荷電粒子であれば、十分分離可能である事がわかった。

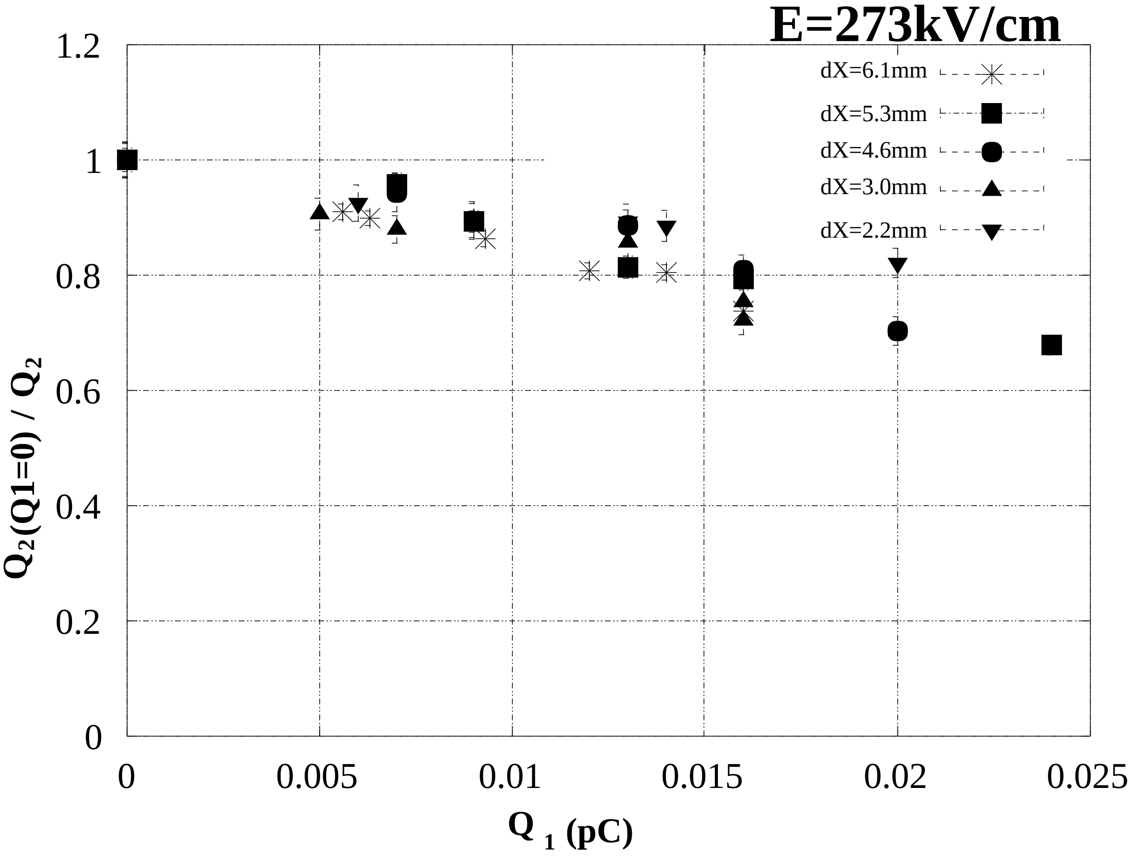

図 5.11: 空間電荷効果 (test chamber)

次に、宇宙線にレーザービーム強度を合わせた状態で行った測定結果に付いて示す。このとき、ビームスプリッターに入射する前の段階でND フィルター 30%,10% を通し 0.03% にまでビーム強度を落している。また、センスワイヤーの印加電圧を 2.5kV に設定し、そのときのワイヤー表面付近の電場は 273kV/cm で、ガスゲイン 1.7×10^4 となるように設定した。この結果からも、空間電荷効果はビーム間の距離よりも最初にワイヤーに到達する電子の電荷量に依存していることが分かる。

次に, 図 5.11 では図 5.9 に比べて横軸が約 1/100 程小さい、これは印加電圧によるガス増幅率 (ガスゲイン) の違いと、チェンバー内でイオン化された初期電指数が違うためだと考えられる。ここで、スリットを経てワイヤーに到達する電子の個数が初期電子数の 1/10 程度とすると以下の条件を仮定できる。

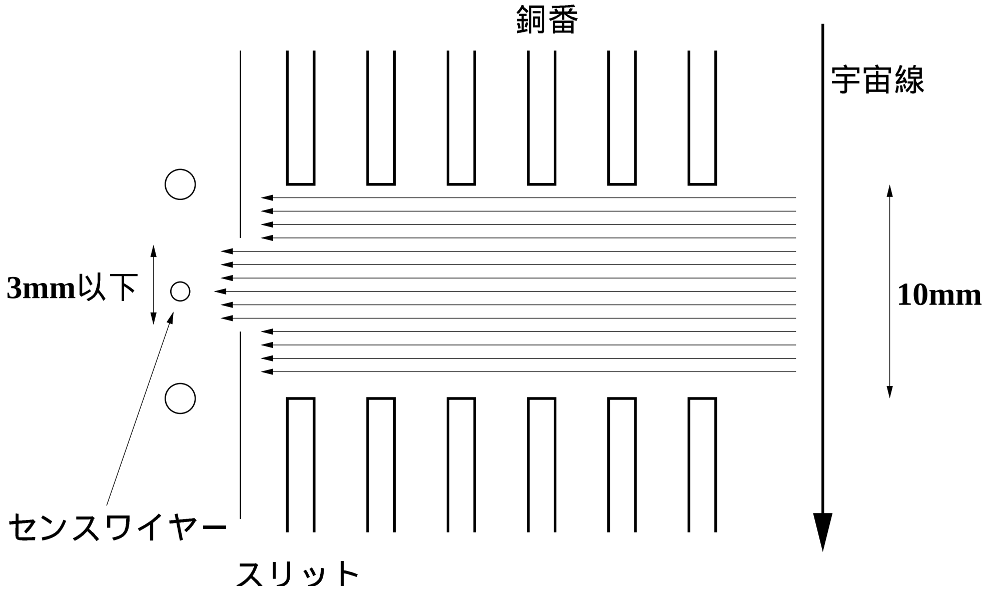

図 5.12: ドリフト線

ワイヤーの表面付近の電場 E=238kV/cm の時、ガスゲインは 2.1×10^3 となる、これに対して E=273kV/cm の時、ガスゲインは 1.6×10^4 となる。この時点ではワイヤー付近で増幅する電子の電荷量に約 7.6 倍の差が生じると考えられる。次に、E=273kV/cm 時と E=238kV/cm 時のレーザービーム強度は ND フィルターの透過率によって約 300 の差がある、つまり初期電子数でも同様の差が生じる。

このことを考慮に入れると図5.13のように電荷量が求められ、図5.11,5.9の横軸の桁の違いが考察できる。また、この事からテストチェンバーにおいては、初期電子数のおよそ1/3以下の電子数が図5.12のようにスリットを通りワイヤーに到達していると考えられる。

電場	**E=238kV/cm**	**E=273kV/cm**
初期電子数	$\cong$ **3333**	$\cong$ **100**
ワイヤー収集数	$\cong$ **333**	$\cong$ **10**
ガスゲイン	$2.1*10^{3}$ $\downarrow$ $3333*2.1*10^{3}*e$	$1.6*10^{4}$ $\downarrow$ $10*1.6*10^{4}*e$
電荷量	$\cong$ **0.025pC**	$\cong$ **0.11pC**

図5.13: 相関

5.3 baby chamber:測定結果

5.3.a 宇宙線(minimum ionizing particles)

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実験室で行った。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、先に行った農工大での実験と同じ条件(レーザービームの強度)で行うためである。農工大では(test 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。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(飛跡検出効率)を90%以上になるようにソフトウエアを調節した。その後、各ワイヤーのパルスハイト、積分値を元に解析を行い、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る事とした。これは、セルの中央に位置し、上流(散乱)の影響が少なく、また最下流のワイヤーよりも情報を得やすいと考えたからである。以下に(図5.14)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、これを縦軸にプロジェクションしたものである。

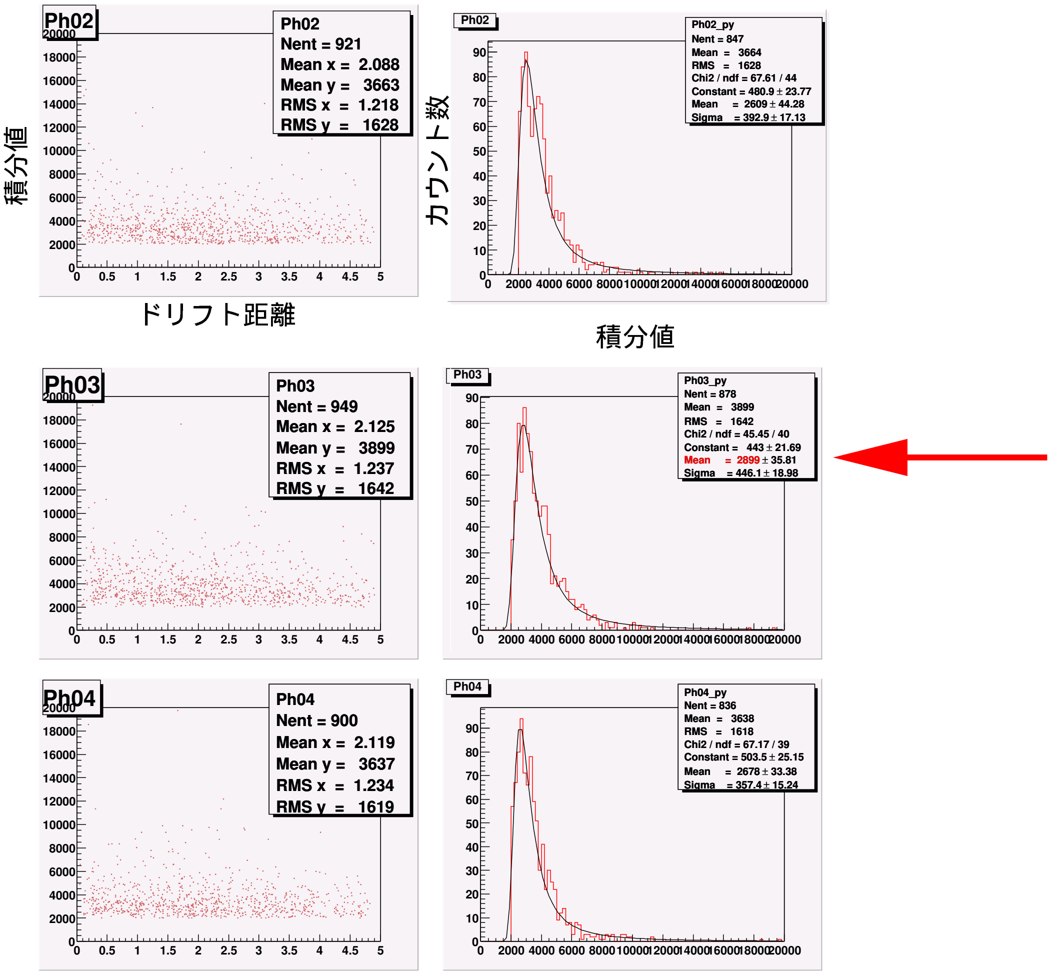

図 5.14: 宇宙線データ (積分値)

図 5.14 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 3 章の式 3.3.5 より、FADC 値 3008 ± 34.58 = 1.6 ± 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 5.15 は、典型的なパルスシェイプ (レーザーと宇宙線) を示す。

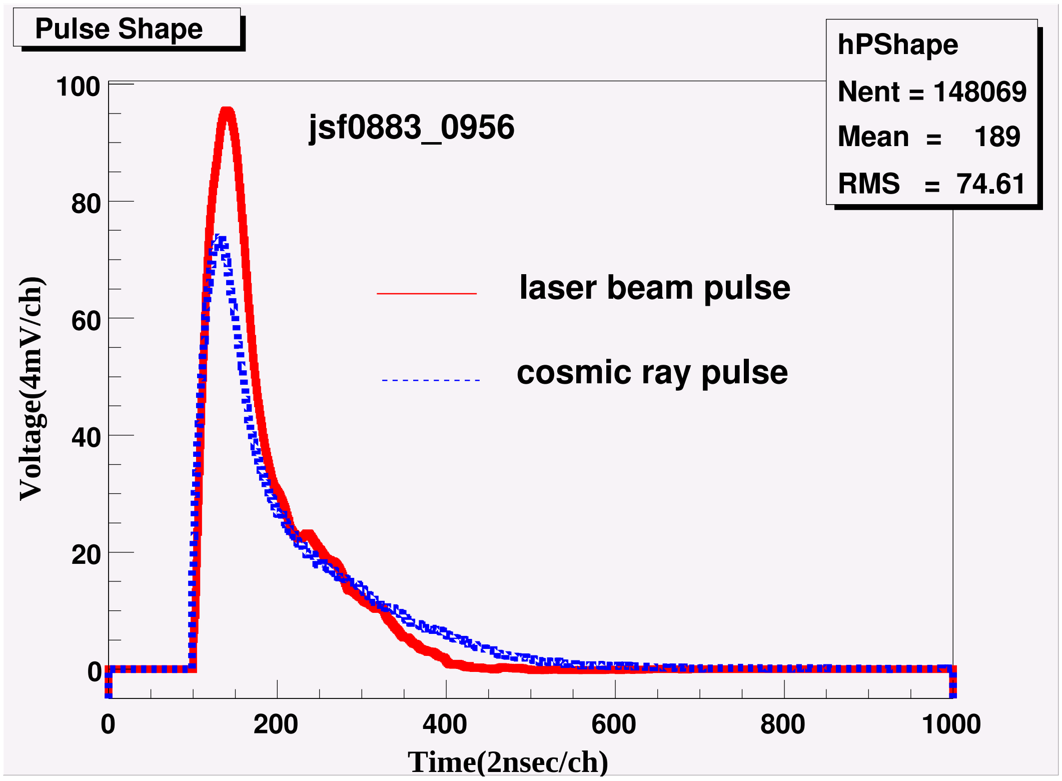

図 5.15: 宇宙線 v.s. レーザービーム

図 5.15 より、レーザービームは宇宙線のパルスに比べて 20ch(80mV) 程大きいが、minimum 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。

5.3.b　レーザービームによる測定

第 3 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,1.5mm 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 5.16 ～ 図 5.19) と、その時の平均化したパルスの図 (図 5.20) を示す。

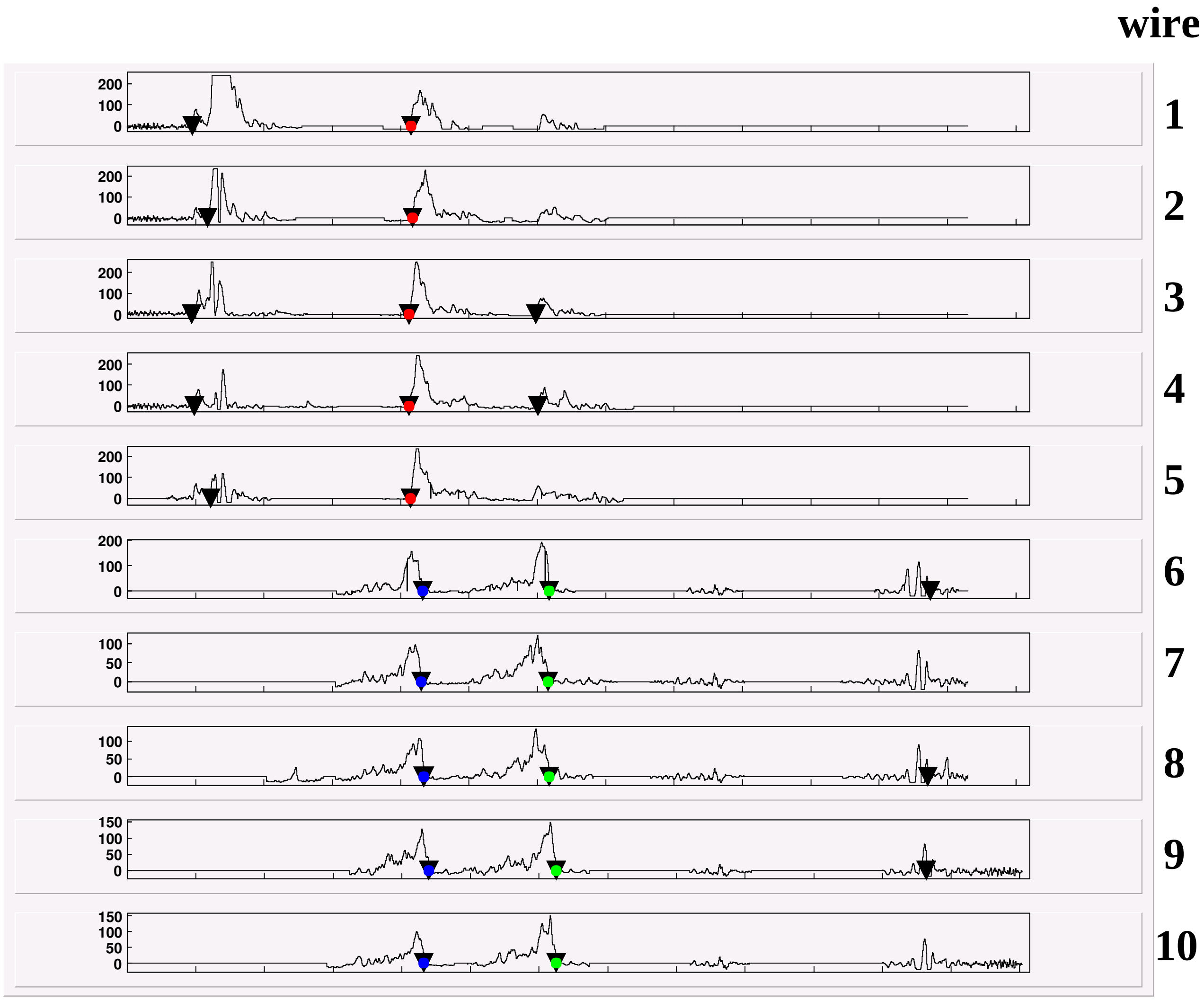

図 5.16: ビーム間距離 6.1mm 時

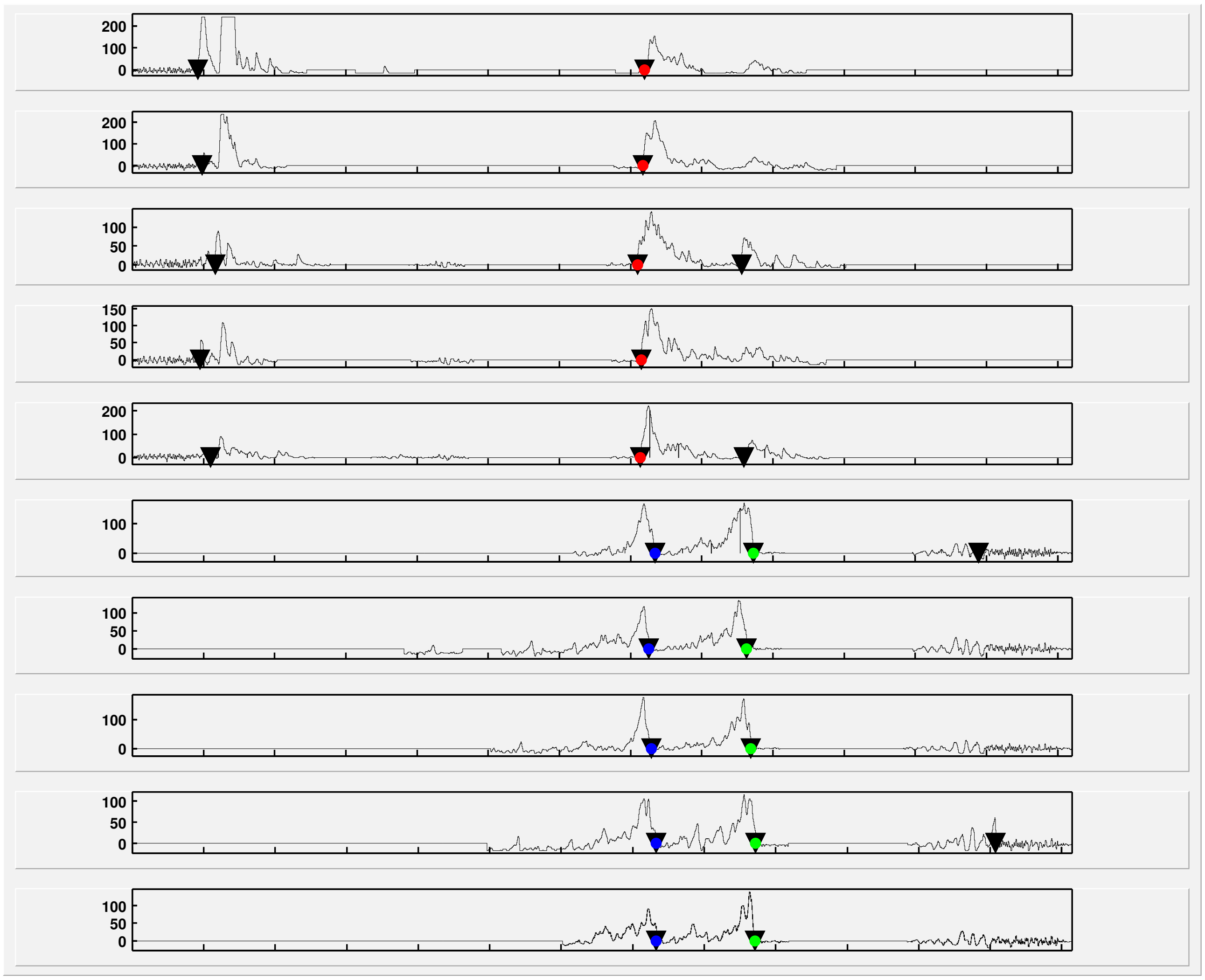

図 5.17: ビーム間距離 4.5mm 時

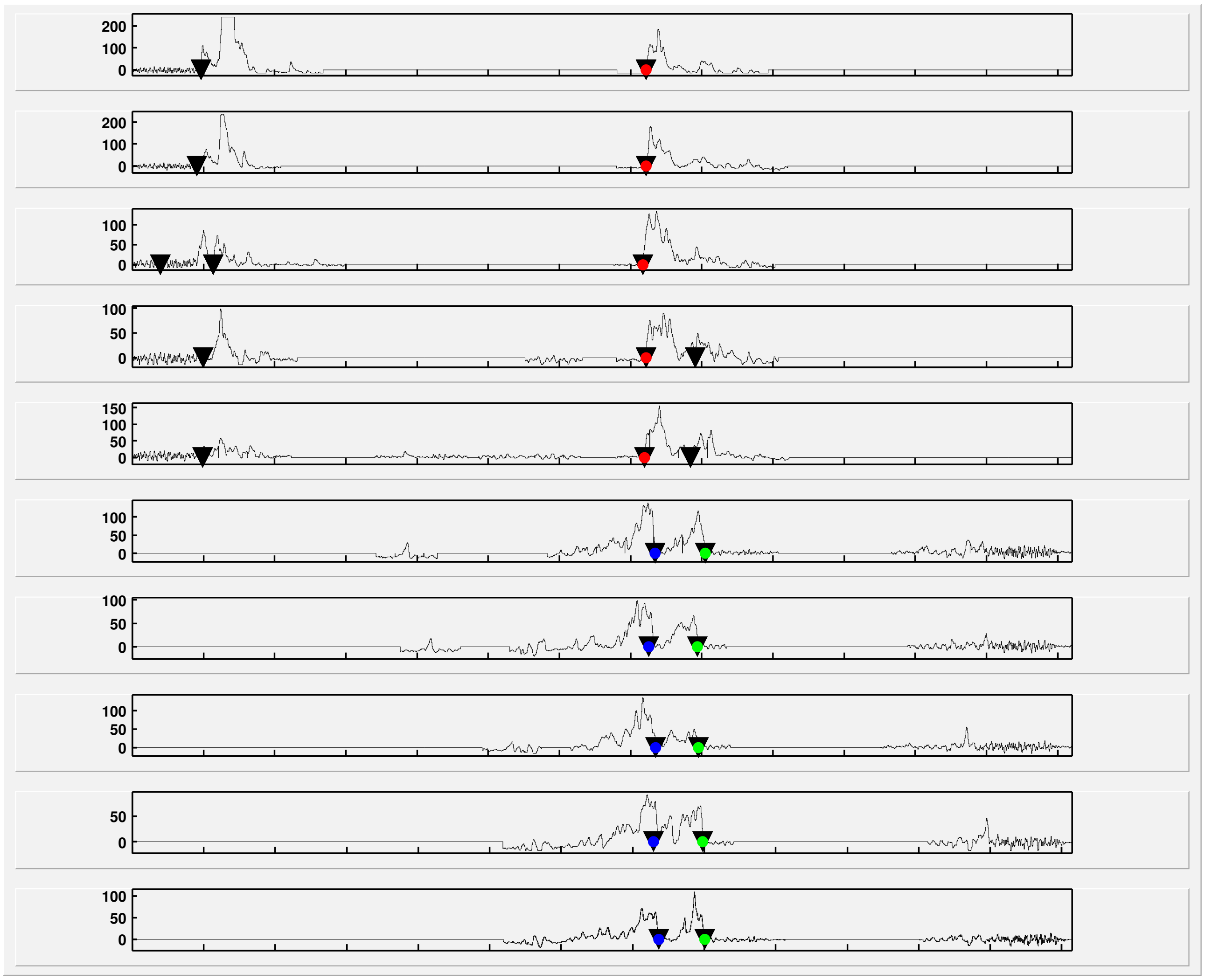

図 5.18: ビーム間距離 2.2mm 時

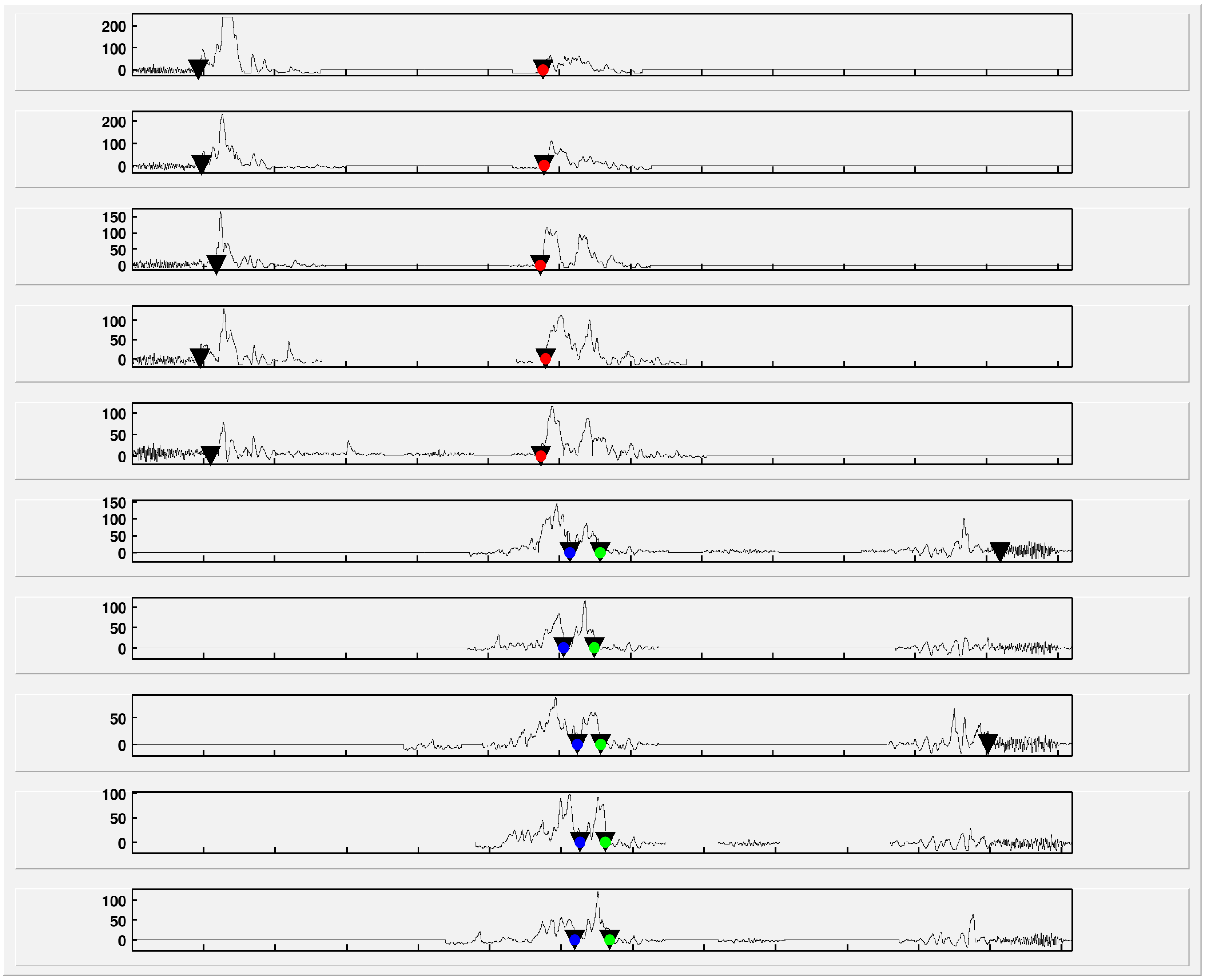

図 5.19: ビーム間距離 1.5mm 時

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 5.20)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 番目のパルスは 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 3 章の 3.3 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。次の図 (5.21) で、具体的に説明する。

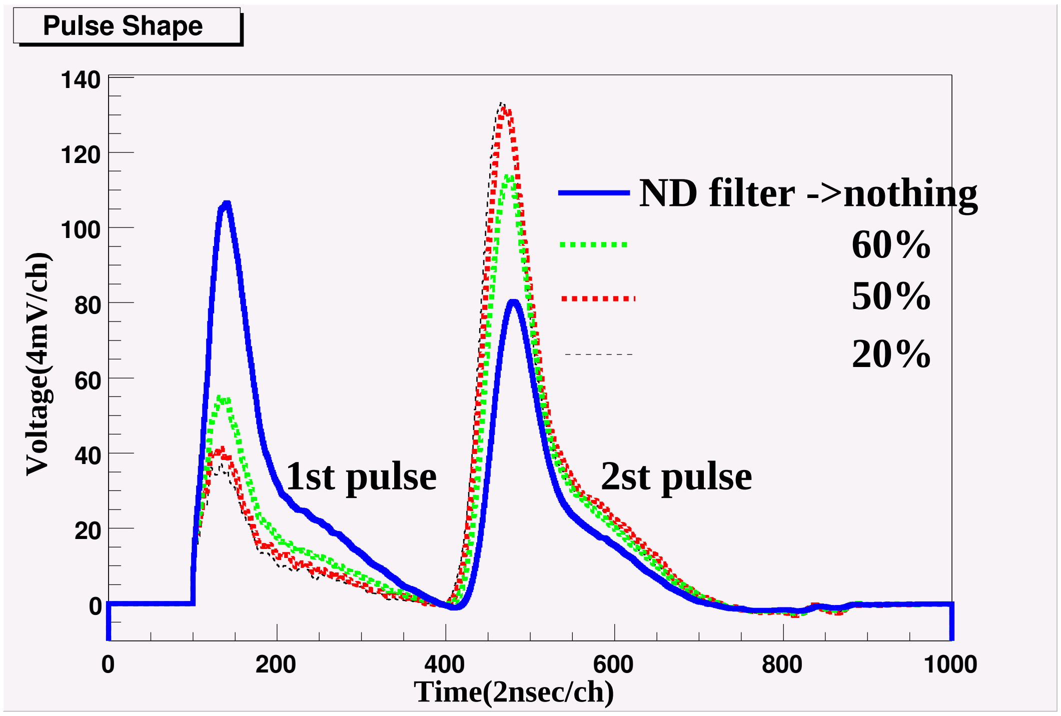

図 5.20: ビーム間距離 4.5mmND フィルター

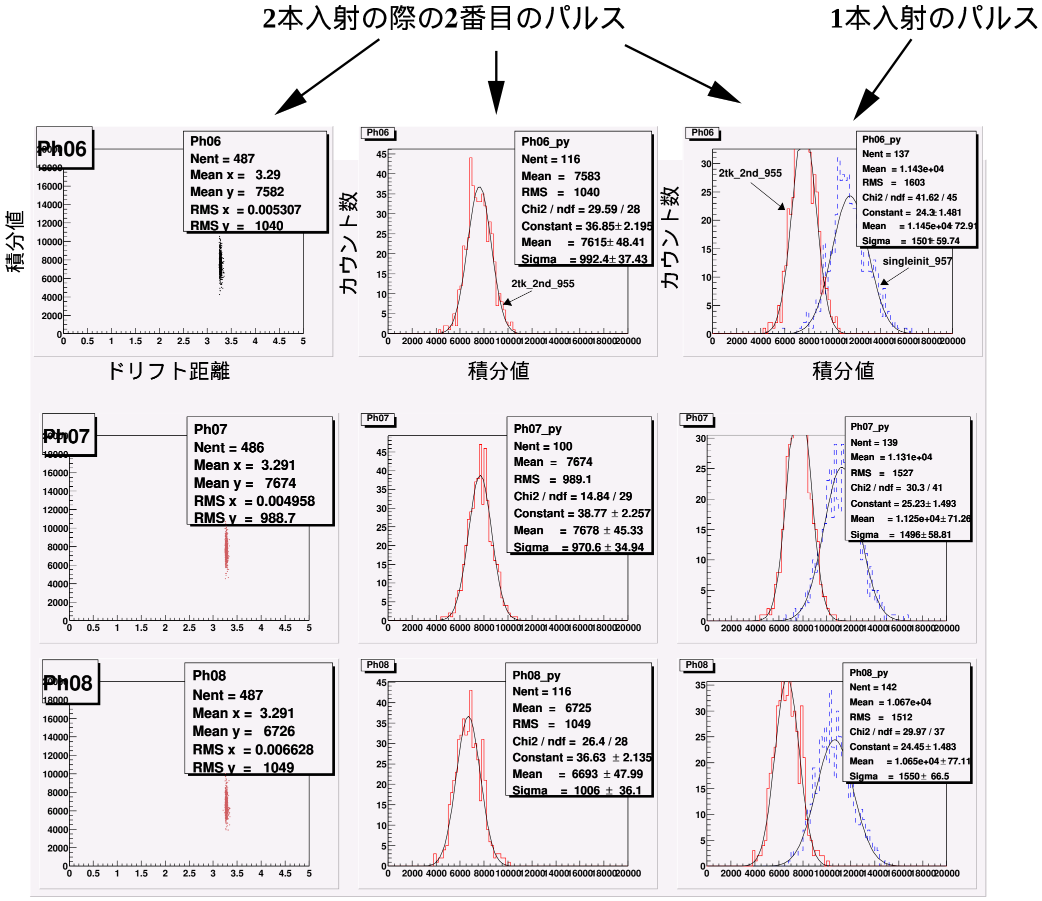

図 5.21: ビーム間距離 6.1mm 時積分値

上の図 (5.21) はセンスワイヤー 6、7、8 番の信号をそれぞれプロットしたものである。左から、縦軸積分値、横軸ドリフト距離、となりはこれを縦軸にプロジェクションしたのものである。一番右は、レーザービーム 1 本のみ入射時の, 同じ積分値プロジェクションである。これから、2 本入射した際の空間電荷効果の影響が既に見られる。同じビームを同じ位置に入射しているにもかかわらず、このように見えているのは 1 番目のパルスの作る空間電荷が 2 番目のパルスに影響を与えているからである。このようにして、2 本入射時の縦軸へのプロジェクションからその分布の平均 (Mean) を求め、1 本入射時の時と比較する。

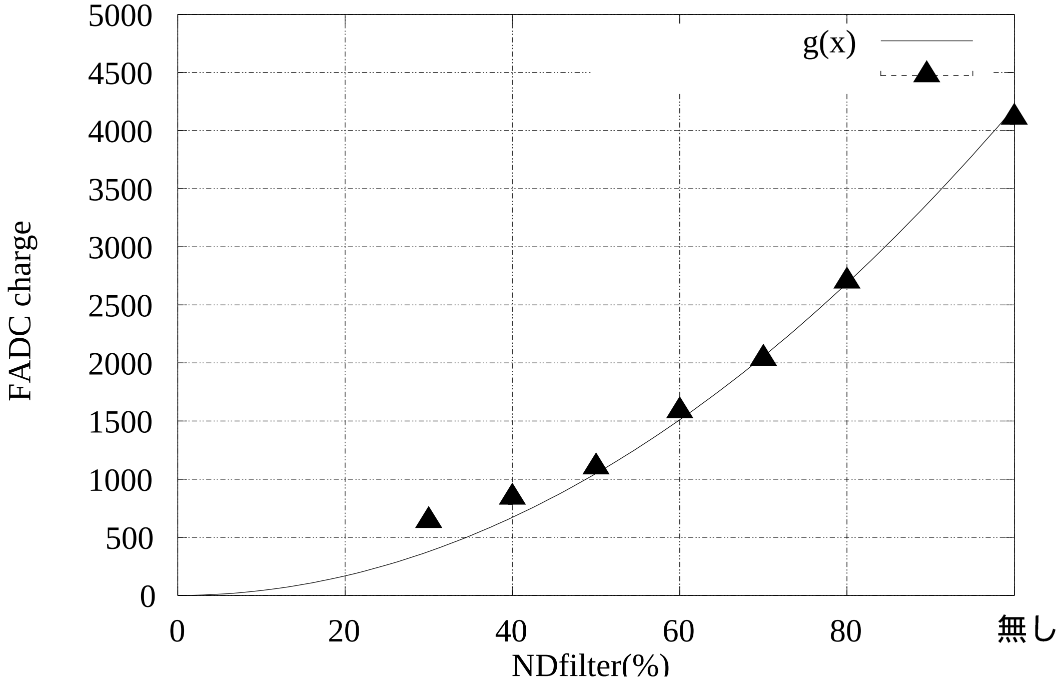

図 5.22: 1st ビーム減衰率 V.S ND フィルター

図 5.22 は ND フィルターの透過率を変えた際の FADC モジュールで得られた積分値を表したものである。それぞれの、データを 2 次でラインフィットしたものであるが、40% 以下からフィットとデータにずれが生じる。これは、第 2 章で述べたレーザーによるガスのイオン化において、最初にレーザービームはチェンバー内の不純物をイオン化し、そのドリフト電子が、ワイヤー近傍での電子雪崩時に $\mathrm{CO_2} - \mathrm{isoC_4H_10}$ ガスをイオン化し、信号として検出していると考えられているからである。この図からレーザービームのイオン化はビーム強度に対してフィルター無し $\sim$ 50 % までは 2 次で、40 $\sim$ 0 % あたりでは 1 次で比例していて、1 次から 2 次へ移行する様子が分かる。

5.3.c　測定結果

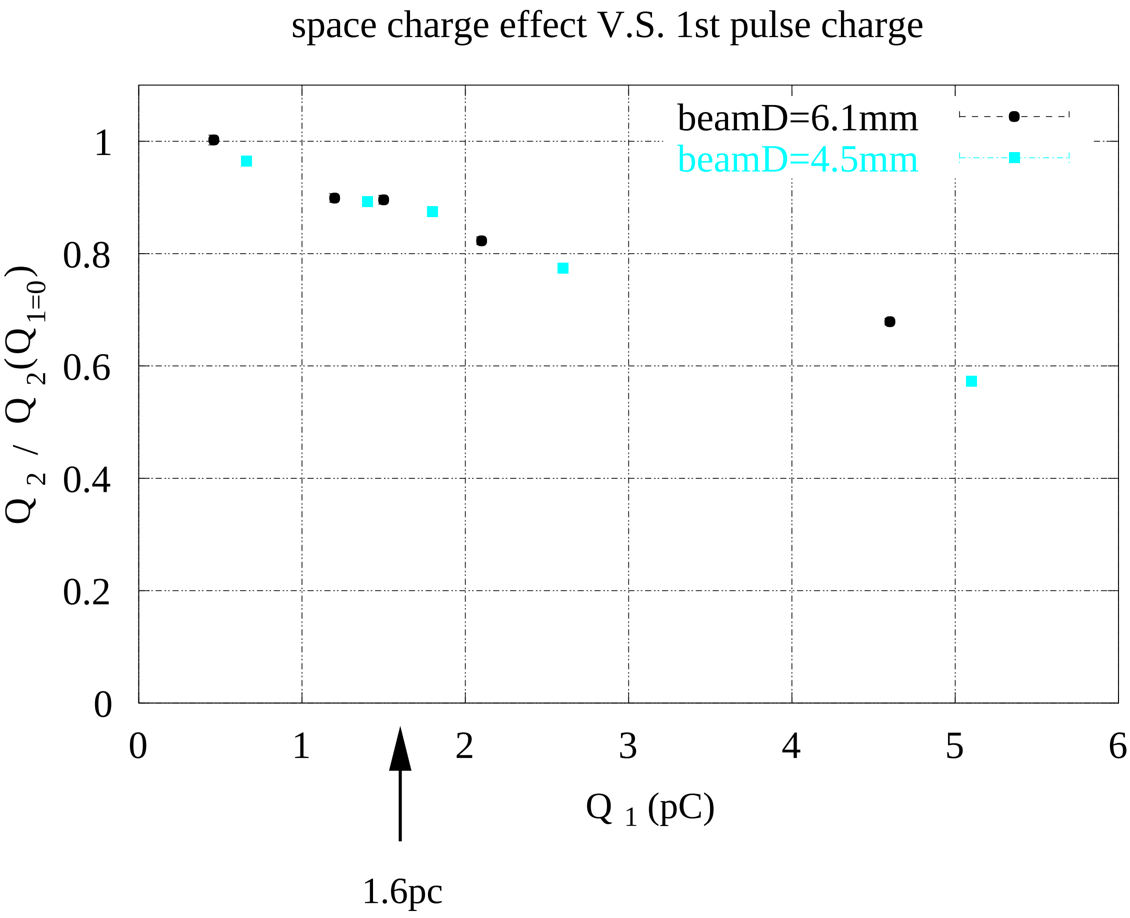

図 5.23: 空間電荷効果 (baby chamber)

図 5.23 は横軸：1 番目のパルスの作る電荷量 (pC)、縦軸：そのときの空間電荷効果 $(ratio)$ を表したものである。ビーム距離 6.1mm と 4.5mm の時ではビーム間の距離の依存度よりも 1 番目のパルスの作る電荷量 (pC) の影響によって空間電荷効果は決まることが分かる。また、宇宙線によるパルスの電荷量 $1.6pC$ では元の電荷量の $80 \sim 90\%$ の電荷量をワイヤーは得ることになる。

ここで、テストチェンバーで行った際のデータと比較すると測定条件は次図 5.24 のようになる。これから、ガスゲイン、初期電指数、ワイヤー収集数について補正を行うとワイヤー付近へ到達する電子の数が 10 個付近では、それぞれのチェンバーから得られた結果に同様な電加量が求まる。

	test chamber		baby chamber
電場	**E=238kV/cm**	**E=273kV/cm**	**E=298kV/cm**
初期電子数	**≅ 3333**	**≅ 100**	**≅ 100**
ワイヤー収集数	**≅ 333**	**≅ 10**	**≅ 100**
ガスゲイン	$2.1*10^{3}$ ↓ $3333*2.1*10^{3}*e$	$1.6*10^{4}$ ↓ $10*1.6*10^{4}*e$	$7.3*10^{4}$ ↓ $100*7.3*10^{4}*e$
電荷量	**≅ 0.025pC**	**≅ 0.11pC**	**≅ 1.2pC**

図 5.24: 測定条件

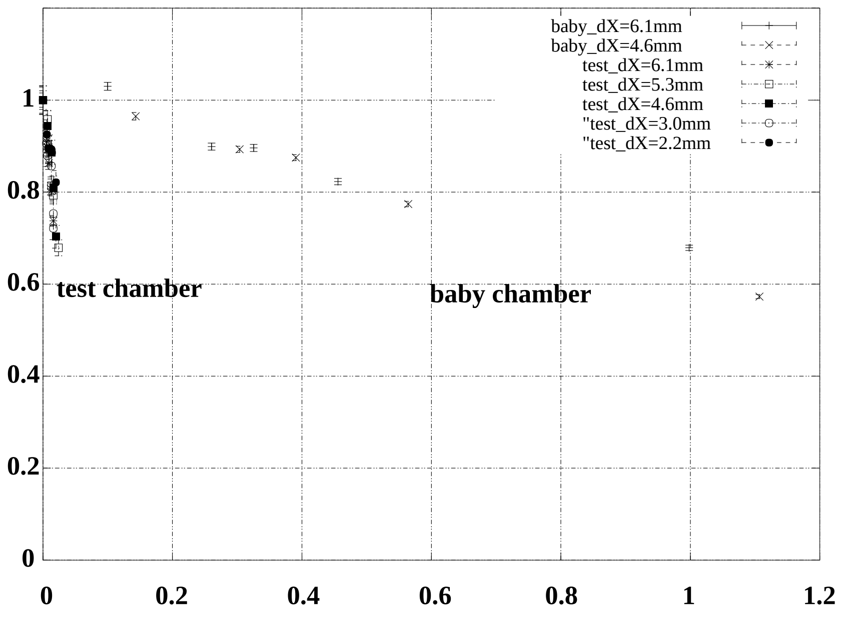

図 5.25: 空間電荷効果ガスゲイン補正 (baby-test)

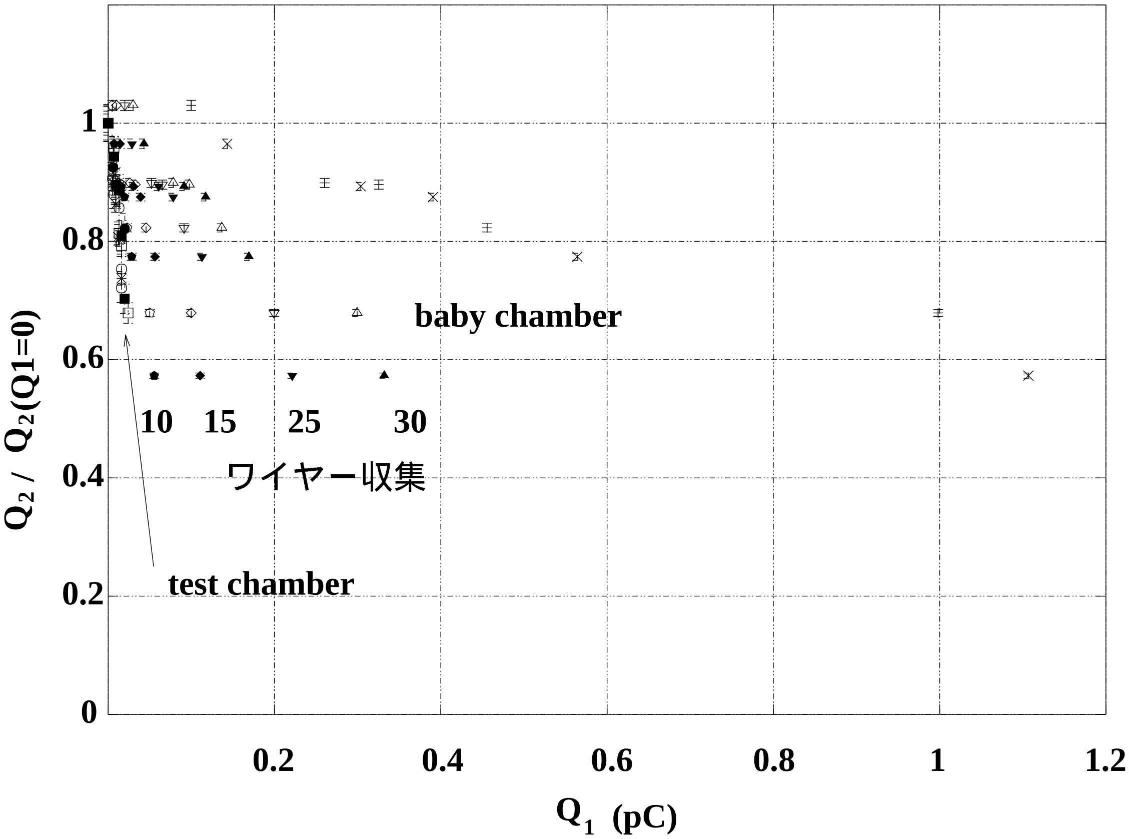

図 5.26: 空間電荷効果 ワイヤー収集数補正 (baby-test)

図 5.26 から baby チェンバーで得られた電荷量をワイヤー収集数で補正すると、10 個と仮定した時、すなわち 10/100 倍にしたとき、テストチェンバーで得られた電荷量と同程度になる。これは baby チェンバーが、初期電子 100 個の電子をワイヤーで 100 個収集しているのに対して、テストチェンバーでは約 1/10 個の電子しかワイヤーに到達していない事が分かり、前にも述べたテストチェンバーに設置してあるスリットによるものだと考えられる。

第6章　結論

6.1　空間電荷効果

基本構造のドリフトチェンバー (test chamber) とミニジェットセルタイプのドリフトチェンバー (baby chamber) での測定では、ワイヤーの印加電圧による表面電場が違っているが空間電荷効果はビーム間の距離 (時間間隔 200 $\sim$ 800nsec) には依存せず、1 番目のパルスの電荷量によって影響することが分かった。

6.1.a　test chamber

空間電荷のワイヤー方向への影響範囲は最大で 2mm 程度であり、それ以上であれば影響されずに電荷量を求めることが出来る、つまり正確な粒子識別が可能であると考えられる。しかし、今回 baby chamber との比較を行おうとしたがチェンバーの違いから困難なものとなった。今後、このチェンバーにおいて、初期電子に対して何個の電子がワイヤーに到達しているかを詳しく調べる必要がある。

6.1.b　baby chamber

gas gain 7.3×10^4 を得る表面電場でのワイヤーの線電荷密度 λ は 25pC/mm である。つまり、100μ 当たりでは $2.5pC$ となる、今回測定した 1 番目のパルスの電荷量は (図 5.23 より)0 $\sim$ 5pC で影響が確認された。これより、この領域付近での空間電荷のワイヤー方向への広がりは数百 μm 程度であると考えられる。しかし、今回 baby chamber での電荷量計算は、厳密に測定を行って得たものではなく予測値によるものである、よって今回得られた結果はオーダーとして考える必要がある。今後は、このチェンバーのアンプ部分に既知の電荷量 (テストパルス) を入れて測定を行い正確な電荷量との比較で空間電荷効果について調べる必要がある。

6.2 レーザービームシステム

このレーザービームシステムでは、光源のNd-YAGレーザーが時間に依存して強度が変わっていることが、測定から分かった。また、minimum ionization状況下を想定した測定にはビーム強度があまりにも強すぎるためNDフィルターを何枚も使用したが、それによりビームの軸が多少ずれることもあった。断定は出来ないが、レーザービームと石英による散乱の現象が見られた、これについても厳密な測定が必要である。そのため、レーザーのビーム断面をスキャニングすることによってより厳密な測定を行い、このレーザービームシステムの向上のための開発が必要である。

謝辞

最後に、本論文を完成させるにあたって御協力を頂いた皆様に感謝致します。当研究室、指導教官の仁藤修先生には、実験でつまづいた時やプライベートについてまで、3年間に渡って御指導頂きました、本当にありがとうございました。KEK、奥野英城氏には実験や測定について御指導頂き、経験と理論を元にした、測定に対する姿勢を教えて頂いたと思います。KEK、藤井恵介氏には実験や解析でつまづいた時に深夜までつき合って頂いて、また無知な私にわかりやすく御指導頂いて心から感謝致します。また、KEK、栗原氏、小林氏の多岐に渡る御指導に感謝致します。
そして、当研究室博士課程の黒岩洋敏氏、保科琴代氏には実験の基礎や、理論、ソフトウエアについて多くの助言を頂き、ありがとうございました。同輩の小西浩氏、鈴木義秀氏、中村祐介氏には辛い心境や充実した経験を共に過ごし、乗り越えて来た戦友だと思っています。最後にJLCグループ、当研究室修士1年、橋口氏、早坂氏、小川氏、4年生の皆さんの健闘によるプロジェクトの成功をお祈りしています。

参考文献

[1] 崎枝邦史郎 『平行紫外線ビームを用いた誘起電荷量による電子の到達位置同時測定』 東京農工大 卒業論文 (1999)

[2] 中村祐介 『ミニジェトセル型ドリフトチェンバーのエネルギー損失分解能の測定』 東京農工大 修士論文 (2001)

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

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

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

[6] K. クラインクネヒト著/高橋嘉右・吉城肇共訳 『粒子線検出器』

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

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

[9] 福井著,『粒子線物理計測学入門』 共立出版株式会社

[10] H.Okuno,N.Khalatyan,Y.Nakamura Gas gain study for CO2/isobutane mixtures Nuclear Instruments and Methods in Physics Research

[11] 黒岩洋敏、坂田純哉 『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)』 東京農工大学 卒業論文 (1996)

[12] 八木和子 『Nd-YAG レーザーによるドリフトチェンバーの較正』 東京農工大学 卒業論文 (1994)

[13] 小川一洋 『Quanta-Ray GCR-Siries』