修士論文
$(e, e'K^+)$ 反応による
Λ ハイパー核分光実験のための
散乱電子位置検出器の研究

東北大学大学院理学研究科 物理学専攻
原子核物理
大坂　岳

平成 14 年

要旨

我々のグループは、2003年後半より米国ジェファーソン国立研究所 (JLAB) において行われる電子線を用いた $(e, e'K^+)$ 反応による Λ ハイパー核分光実験 (E01-011 実験) に向けて準備を進めている。

既に JLAB において同様の手法により ${}^{12}_{\Lambda}$B のエネルギー準位を 1 MeV(FWHM) 以下の分解能で測定することに成功している (E89-009 実験)。本実験では、ハイパー核のエネルギー準位を分解能にして 300 keV(FWHM) 以下というさらに高精度で測定することを目標としている。これを達成するために、散乱電子測定側 Enge スペクトロメータで電子の運動量をその中心運動量 300 MeV/c に対して 150 keV/c(FWHM) 以下の精度で測定することが目標である。E01-011 実験では、ENGE スペクトロメータは水平方向より約 4.5 °傾けて設置される。元来 0 °に設置されていた ENGE スペクトロメータを傾けることで、測定される電子の運動量は焦点面における水平方向の位置情報だけでは決定できず、さらに鉛直方向の位置と角度に依存する。それに伴って、電子の軌跡を角度をも考慮して正確に再現し焦点面での位置と入射角度を高精度で検出して、目標とする運動量分解能を実現できる Drift Chamber の開発が求められた。この性能として、水平方向について 200 μm、鉛直方向について 300 μm の位置分解能、水平方向の角度分解能として 1.5 mrad が要求されている。

我々はこの要求により、今回新たにハニカムセル型 Drift Chamber を製作し、その基本性能を調べるため東北大学大学院原子核理学研究施設 (核理研) においてテスト実験を行った。そのテスト実験結果から Drift Chamber の性能を見積もり、要求性能を満たしている事を確かめた。

目 次

1 序論 **1**
1.1 Λ ハイパー核 1
1.2 Λ ハイパー核実験の歴史的背景 1
1.3 $(e, e'K^+)$ 反応による Λ ハイパー核生成 1
1.4 本論文目的 2

2 $(e, e'K^+)$ 反応による Λ ハイパー核分光実験 **3**
2.1 JLAB での実験について 3
2.2 運動学的条件 3
2.3 高分解能 K 中間子スペクトロメータ (HKS) 及び散乱電子スペクトロメータ (ENGE) 4
2.4 位置検出器に求められる性能 5

3 Drift Chamber **8**
3.1 原理 8
3.1.1 読み出しの仕組み 8
3.1.2 ガスについて 11
3.2 Honeycomb 型と Straw 型 Drift Chamber 12
3.3 クーロン多重散乱の影響 13
3.3.1 クーロン多重散乱 13
3.3.2 Honeycomb Drift Chamber における多重散乱の見積もり . . 14
3.3.3 Straw Drift Chamber における多重散乱の見積もり 15
3.3.4 まとめ 18
3.4 Honeycomb Drift Chamber の構成 19
3.4.1 HDC の電場分布 19
3.4.2 HDC 全体図 20
3.4.3 Nanometric N277 Amp-Discriminator 20
3.4.4 fan による Amp-Discriminator の空冷 23

4 核理研 Photon Beam によるテスト **25**
4.1 テスト実験の概要と目的 25
4.1.1 加速器について 25
4.2 Setup 25
4.3 singles rate 及び検出効率の測定 28
4.4 実験結果 32
4.4.1 Tracking 及び位置分解能の決定方法 32
4.4.2 ドリフト時間とドリフト距離の補正と tracking 34
4.4.3 efficiency 及び位置分解能 37

4.5 考察 43
4.5.1 位置分解能に対する評価 43
4.5.2 水平方向及び鉛直方向に対する位置分解能、角度分解能の評価 44

5 まとめ **48**

A Drift Chamber における tracking **49**
A.1 Planer DC における直線 track 49
A.2 Honeycomb DC における tracking 50

B ファン及びヒートシンクの選択 **51**

C Honeycomb Drift Chamber **52**

図 目 次

1 $(e, e'K^+)$ kinematics 4
2 virtual photon flux(左) 及び制動放射電子等 (右) の角度分布 [1][2] . . 5
3 HKS setup 概要図 6
4 散乱電子側に要求する測定の性能 7
5 Planer Drift Chamber 模式図 9
6 紫外光に因る放電 11
7 Honeycomb & Straw cell 12
8 ある面内に射影したクーロン多重散乱の定義 [5] 13
9 HDC の geometry 14
10 GEANT3 での計算による HDC における多重散乱の効果 16
11 GEANT3 での計算による SDC における多重散乱の効果 17
12 Honeycomb Drift Chamber の電場分布 (2 次元) 19
13 ドリフト速度の電圧依存性と等到達時刻曲線 20
14 Nanometric N277 Amp-Discriminator 回路図 22
15 Honeycomb Drift Chamber 外観図 24
16 核理研実験室の様子 26
17 実験の配置図 26
18 測定回路図 27
19 singles rate 29
20 singles rate の測定方法 29
21 トリガー数に対する efficiency の電圧依存性 30
22 トリガー数に対する efficiency の threshold 電圧依存性 31
23 TDC スペクトルとヒットパターン 34
24 ワイヤーへの到達時間と距離の関係 35
25 ドリフト時間とドリフト距離 36
26 残差分布と χ^2 36
27 tracking efficiency 37
28 各 layer の efficiency の電圧依存性 38
29 各 threshold 値での efficiency 39
30 efficiency 40
31 位置分解能 40
32 各 layer での位置分解能を決定した残差分布 41
33 入射角度別に見た各 layer の位置分解能 42
34 入射角度別に見た各 layer の位置分解能 42
35 自由度 6 の χ^2 分布による fitting 44
36 xx'6 面での tracking 45
37 uu'、vv'4 面での tracking 45

38 xz、yz 平面における fitting の図 46
39 ある放熱系の変数 51
40 HDC 概観の写真 52
41 HDC 各部の写真 52

表 目 次

1 Experimental configration of HKS 6
2 散乱電子側の singles rate 7
3 代表的なガスの W_i、$\Delta E/\Delta x$、n_T 9
4 仮定した drift cell Geometry とサイズ 14
5 各物質の放射長と密度 15
6 各気体の放射長と密度 15
7 HDC における多重散乱角 15
8 仮定した SDC Geometry 16
9 SDC における多重散乱角 17
10 製作した HDC の具体的な仕様 21
11 xz、yz 平面における tracking に使った定数 46
12 HDC の x、y 方向に関する位置分解能と角度分解能 47

1　序論

1.1　Λ ハイパー核

原子核は通常、陽子と中性子とから構成されるが、それらの他にストレンジネスと呼ばれる量子数を持つ重粒子 (ハイペロン) を含む原子核も存在する。このような原子核をハイパー核と呼ぶ。特に、ストレンジネス -1 を持つ Λ 粒子を構成要素としてもつものを Λ ハイパー核という。核子とは異なるこの Λ 粒子は、原子核中においてパウリ効果を受けず、核内深部の束縛状態の研究への重要な役割を果たしている。

1.2　Λ ハイパー核実験の歴史的背景

1952 年に発見された Λ ハイパー核は、その当初から写真乾板や泡箱を用いた実験によりその基底状態の束縛エネルギーが測定されている。1970 年代には CERN や BNL において加速器を用いた (K^-, π^-) 反応による様々な Λ ハイパー核の励起状態が発見された。さらに 1980 年代後半から 1990 年代には、BNL と KEK にて (π^+, K^+) 反応を用いた実験が行われ、ハイパー核の基底状態から高い励起状態に渡ってより複雑な構造の観測を実現した。

Λ ハイパー核の分光研究はハイパー核の構造を明らかにし、そのデータから Λ-核子間相互作用を定量的に研究できるという点で非常に有効である。ただ、コア核の励起状態をより明確に分離するためには 1MeV 以下の分解能が必要である。また、これまで明確な値が観測されていないスピン軌道相互作用により分離するエネルギー準位差が、原子核乾板の実験などによって比較的重いハイパー核では数 100keV であると予想されている。これらの詳細な研究の為に、従来のメソンビームを用いたハイパー核実験の最高分解能 (1.5MeV) では不十分であった。

1990 年代に入って米国 Thomas Jefferson National Accelerator Facility (JLAB) において、超伝導 4 GeV 連続電子線加速器が建設された。この良質の電子線ビームを利用することによって $(e, e'K^+)$ 反応による Λ ハイパー核分光実験という新しいハイパー核研究法が可能になった。最初の $(e, e'K^+)$ 反応を用いた Λ ハイパー核分光実験は、成功裏に行われ、これまでに使用されてきた二次ビーム (π^-、K^+) による実験を上回る分解能の達成が実現されている。

1.3　$(e, e'K^+)$ 反応による Λ ハイパー核生成

(K^-, π^-) 反応及び (π^+, K^+) 反応は中性子を Λ 粒子に変換する反応であり、このときのスピン反転はほとんどなく、以下のような特徴がある。

- (K^-, π^-) 反応は発熱反応であり、運動量移行が小さくなるような入射運動量を選ぶことができる。このとき、生成されるハイパー核の状態は中性子の占めていた軌道を占有する substitutional state が支配的となる。

- (π^+, K^+) 反応は吸熱反応であり、運動量移行はフェルミ運動量よりも大きい。生成されるハイパー核の状態は角運動量移行の大きな、stretched state が支配的となる。これにより、Λ が深く束縛された状態も励起可能である。

電磁相互作用による Λ ハイパー核生成反応である $(e, e'K^+)$ 反応では (π^+, K^+) と同様に運動量移行は大きく、stretched state を励起する。さらに、この反応ではスピン反転状態とスピン非反転状態は同程度励起される。また、(π^+, K^+)、(K^-, π^-) 反応とは対照的に陽子を Λ 粒子に変換する。これにより、中性子過剰なハイパー核の研究も可能である。

1.4 本論文目的

現在、我々は来年度に米国ジェファーソン国立研究所 (以下 JLAB) にて予定されている $(e, e'K^+)$ 反応を用いた Λ ハイパー核分光実験に向けて現在準備を進めている。この実験では、JLAB の高エネルギー連続電子ビーム (1.8 GeV) を標的に入射させ、Λ ハイパー核が生成すると同時に放出される K^+ 中間子及び散乱電子を測定する。K^+ 中間子については、高分解能大立体角 K 中間子スペクトロメータを現在建設中であり、散乱電子については平成 12 年春の予備的実験 (E89-009) でも使用された ENGE 磁石系に位置検出器及びホドスコープを新たに加える。今回、その散乱電子測定側スペクトロメータ用に新たにハニカム型の Drift Chamber を製作した。その動作テストを東北大学大学院理学研究科原子核理学研究施設 (核理研) において、電子線加速器を用いて行った。本論文では、この Honeycomb Drift Chamber の設計 · 開発について説明し、核理研でのテスト実験の結果をもとに達成された性能の評価を行う。

2 $(e, e'K^+)$ 反応による Λ ハイパー核分光実験

2.1 JLAB での実験について

今回 JLAB で予定されている実験では、$(e, e'K^+)$ 反応によるハイパー核分光を行い、spin-flip、stretched state といった励起エネルギースペクトルを数百 MeV 以下の高分解能で測定することが目標である。これによる核構造の研究を通じて、Λ-核子間相互作用の定量的研究を行う。

2.2 運動学的条件

$(e, e'K^+)$ 反応について、散乱電子 e' と K^+ を同一平面上で観測するとき、ハイパー核生成の 3 重微分断面積は以下のように書ける。なお、この反応の kinematics に関するパラメータの定義を図 1 に示す。

$$\frac{d^3\sigma}{dE'_e d\Omega'_e d\Omega_K} = \Gamma\left[\frac{d\sigma_T}{d\Omega_K} + \varepsilon_L \frac{d\sigma_L}{d\Omega_K}\right] \tag{1}$$

ただし、

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2 Q^2}\frac{E_\gamma}{1-\varepsilon}\frac{E'_e}{E_e} \tag{2}$$

$$E_\gamma = \omega + \frac{q^2}{2m_p} \tag{3}$$

$$\varepsilon = \left[1 + \frac{2|\boldsymbol{q}|}{Q^2}\tan^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right)\right]^{-1} \tag{4}$$

$$\varepsilon_L = \frac{Q^2}{\omega^2}\varepsilon \tag{5}$$

である。ここで、σ_T、σ_L はそれぞれ横及び縦断面積、Γ は virtual photon flux、E_γ は実効光子エネルギー、ε、ε_L は virtual photon の横及び縦偏極である。また、M_p は陽子の静止質量、α は微細構造定数であり、Ω'_e、Ω_K はそれぞれ散乱電子側、K^+ 側の立体角である。

virtual photon flux Γ は、θ_e~0 °で最大となり (図 2)、K^+ 生成率も 0 °で最大となるため、散乱電子及び K^+ を共に 0 °で検出することで最も良い統計が得られる。世界に先がけて行われた最初の $(e, e'K^+)$ 実験 (E89-009) ではこの理由によってビーム最前方で e'、K^+ を検出し、励起エネルギースペクトルを数百 keV の分解能で観測することに成功した。

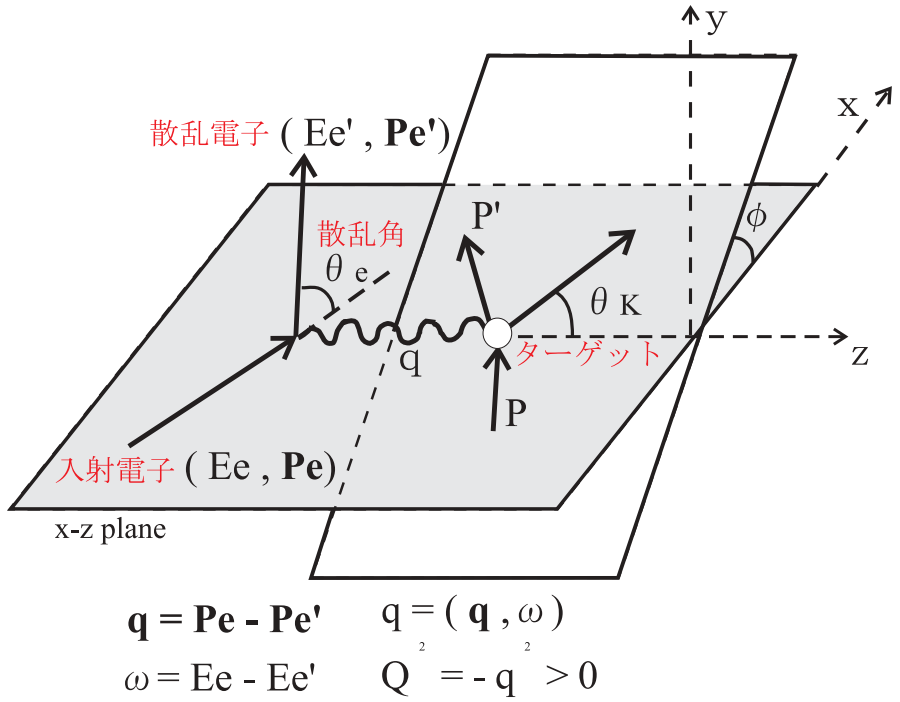

図 1: $(e, e'K^+)$ kinematics [3]

2.3 高分解能 K 中間子スペクトロメータ (HKS) 及び散乱電子スペクトロメータ (ENGE)

現在計画中の実験では分解能のさらなる向上を目標としている。前回の実験 (E89-009) において改善が必要な重要な課題として、散乱電子を 0 °で検出する際に制動放射によってエネルギーを失った大量の電子によるバックグラウンドの排除がある。制動放射に付随する電子によるバックグラウンドが角度分布にして 0 度でピークをもつため accidental な電子の計数率が非常に大きく、Kaon arm 側との同時計数を行う際の困難及びこの電子の計数の検出限界によるビーム強度の制限といった問題があった。

今回の実験ではこの電子によるバックグラウンドをカットするために ENGE スペクトロメータ全体を水平方向より 4.5 度傾けて使用する (Tilt 法)。これによるバックグラウンドの劇的な減少により、ビーム強度を約 40 倍に target の厚さを約 5 倍にすることが可能であり、この条件下でも、バックグラウンドは前回に比べて 10^{-2} まで減少する。散乱電子スペクトロメータを傾けることにより、ハイパー核生成率は減少するが、ビーム強度、標的厚の改善により、生成量としては約 60 倍になる。結果として、測定されるハイパー核の S/N 比は約 10 倍程度向上することが期待されている。

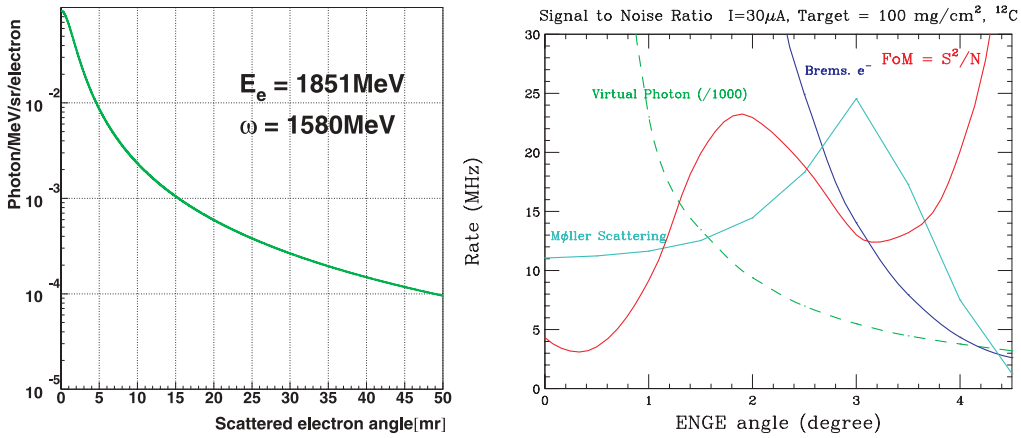

図 2: virtual photon flux(左) 及び制動放射電子等 (右) の角度分布 [1][2]

図 3 に $(e, e'K^+)$ 反応を用いたハイパー核実験のセットアップ概要図を示す。

2.4 位置検出器に求められる性能

前回の実験 (E89-009) では ENGE スペクトロメータは水平に設置され、0 度方向からの電子について焦点面上の水平方向の位置を測定することで十分な精度の運動量分解能を得ることができるように最適化されていた。E01-011 実験では、ENGE スペクトロメータはすでに述べたように垂直方向に 4.5 °傾けて使用される。これにより電子の運動量は焦点面での次の 4 つのパラメータ : 水平及び鉛直方向の位置 x、y、入射粒子に対する水平面内の角度、水平面外への角度 x'、y' によって関係づけられ、電子の運動量分解能はこの位置及び角度の分解能の関数となる (この時、上に述べた ENGE 磁石系の特性により水平方向に関するパラメータが主に分解能に影響する)。したがって、この 4 つのパラメータを入射粒子のトラッキングにより求めるために、ENGE 磁石系の直後に配置される位置検出器として、入射粒子のトラッキングを可能とする Drift Chamber を採用する。例えば、x、y-方向の位置分解能をそれぞれ 200 μm、300 μm、角度分解能を 1.5 mr と仮定したとき得られる運動量分解能は 5×10^{-4} 程度となる (図 4)。これらの条件は、Drift Chamber の物質量を小さくすることによって実現可能であり、中心運動量 0.3 GeV/c の電子に対して 150 keV/c 以上の運動量分解能を期待することができる。

また、散乱電子側において期待されている入射粒子の rate を表 2 に示す。使用する Drift Chamber は、この電子の rate に十分対応できなければならない。

我々は以上の要請によって、今回新たに Drift Chamber を製作した。以下の章では、Drift Chamber の原理を述べ、製作した Drift Chamber の基本的な性能について述べる。

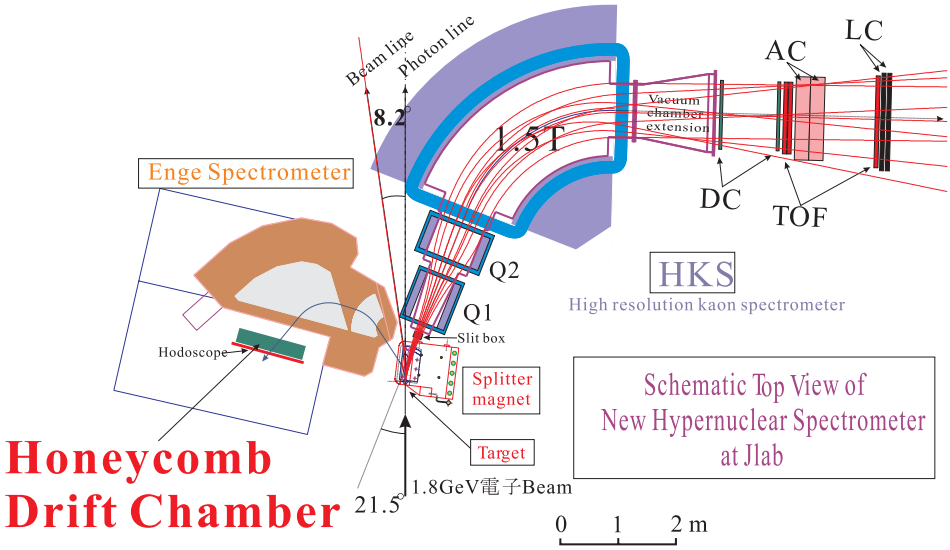

図 3: HKS setup 概要図 [1]。図中左にある散乱電子スペクトロメータ (ENGE) 後方に今回製作した HDC が設置される。

表 1: Experimental configration of HKS[1]

電子線ビーム	
ビームエネルギー	1.8 GeV
ビーム安定性	1×10^{-4}
detector configration	**Splitter+Kaon & Enge spectrometer**
K 中間子スペクトロメータ (HKS)	
configration	QQD+DC+TOF+Cherencov counters
中心運動量	1.2 GeV/c
運動量アクセプタンス	±10%
運動量分解能 ($\Delta p/p$)	2×10^{-4}
立体角	20 msr with a splitter
detection angle for Kaon	7 °(horizontal)
散乱電子スペクトロメータ (Enge)	
configration	ENGE split-pole magnet+DC+Hodoscope
中心運動量	0.3 GeV/c
運動量アクセプタンス	±30%
運動量分解能 ($\delta p/p$)	2×10^{-4}
detection angle for electron	0 °(horizontal), 4.5 °(vertical)

表 2: モンテカルロ計算による e^- 及び π^- の singles rate(散乱電子側)[1]

Target	Beam Intensity (μA)	e^- (MHz)	π^- (kHz)
^{12}C	30	2.6	2.8
^{28}Si	30	5.1	2.8
^{51}V	30	6.9	3.0

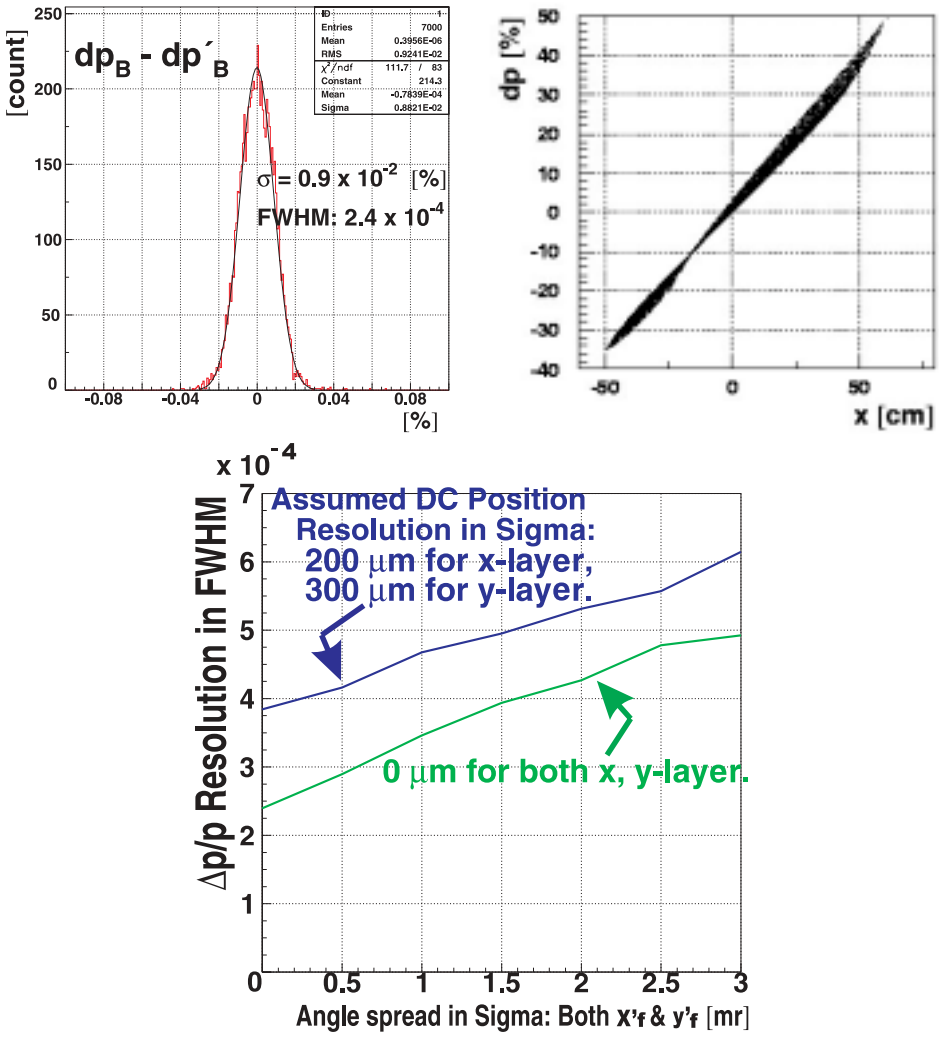

図 4: (上段左) 散乱電子側焦点面において要求する運動量分解能。(上段右) 散乱電子側に要求する運動量アクセプタンス。横軸は焦点面での水平方向の位置、縦軸はその位置に入射する電子の中心運動量に対する差 (%)。(下段)Drift Chamber に要求される位置及び角度分解能。DC の水平、鉛直方向の位置分解能がそれぞれ 200 μm、300 μm、水平方向の角度分解能が 1.5 mrad のとき、運動量分解能は 5×10^{-4} を達成する。[2]

3 Drift Chamber

本章では Drift Chamber の基本的な原理を述べ、今回製作した Drift Chamber の基本的な仕様を示す。

3.1 原理

3.1.1 読み出しの仕組み

簡単な Drift Chamber の模式的な図を図 5 に示す。ドリフトセルの中心に sense(anode) wire を、その周りに cathode field を配す。これに適切な電場を与えることによって比例計数領域を実現する。この Drift Chamber を用いることにより、入射した荷電粒子の位置を検出することができ、さらにその情報から粒子の軌跡を求めることができる。

荷電粒子が Drift Chamber 内を通過する際、媒質のガス分子と衝突し電離させ電子・イオン対をつくる。この電離電子は、sense(anode) wire に向かってドリフトする。電離電子はその行程 (特に sense wire 付近の急な電場勾配領域) で加速され、次々に媒質ガスを電離して雪崩式に電子が発生 (ガス増幅) し、それが信号として検出される。

Drift Chamber のあるセルに関して荷電粒子の通過時刻、つまり一次電離の発生時刻 t_0 とドリフト速度 u 及び sense wire における信号の立ち上がり端の時刻 t_1 が分かれば、入射荷電粒子の通過位置を sense wire からの距離 x として知ることができる。ドリフト長 x は次のように表すことができる。

$$x = \int_{t_0}^{t_1} u dt \tag{6}$$

散乱電子のドリフト速度は、外力を受けて運動する粒子の速度ベクトルの平均である。外力が大きくないとき、ドリフト速度は外力に平行で、その大きさは外力に比例する。また、磁場のない場合、ドリフト速度は電場からの力と媒質ガス分子との衝突による抵抗力に影響を受ける。ただ、電子の質量はガス分子の質量と比べて小さいのでガス分子と衝突した電子は等方的に散乱され、それを繰り返すことによって巨視的にはドリフト速度は電場の方向と平行となる。さらに、ドリフト速度は、電場による加速によって得たエネルギーと媒質ガス分子との衝突によって失ったエネルギーがつり合うことによりほぼ一定となる。

例えば図 5 のように Drift Chamber の前または後ろに、その有効領域を覆うように Scintilation counter を配置すれば、この二つの検出器を通過した粒子に対して t_0 を Scintilation counter から、t_1 を Drift Chamber からの信号により得ることができる。さらに適切なドリフト速度を求めることにより (1) 式からドリフト長 x が求まる。

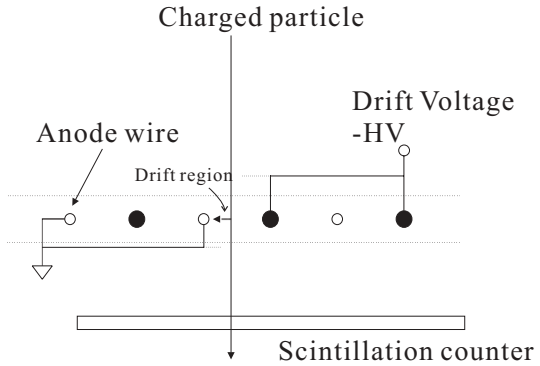

図 5: Planer Drift Chamber 模式図

前述のように荷電粒子は物質を通過する際に、媒質分子と衝突し、電子·イオンペアをつくる。最初のイオン化 (*primary ionization*) により荷電粒子が失ったエネルギーが (媒質の ionization potential のエネルギー幅に対して) 十分に大きい時、放出された電子はエネルギーが有り余っており、さらに媒質分子との衝突により第二、第三と次々にイオン化を起こす。これらのイオン化を合わせて *total ionization* と呼ぶ。これによる全イオン対の数 n_T は次のように表せる。

$$n_T = \frac{\Delta E}{W_i} \tag{7}$$

ΔE はある体積中を通過した後に入射荷電粒子が失った全エネルギー、W_i はイオンペアを一つ作るのに必要なエネルギーである。W_i の値はガスの種類によって違った値をとる (表 1)。

この total ionization によって放出された電子が一次電離電子となる。

表 3: 代表的なガスの W_i、$\Delta E/\Delta x$、n_T[4]

Gas	W_i (eV)	$\Delta E/\Delta x$ (keV/cm)	n_T (cm^{-1})
He	41	0.32	7.8
Ne	36	1.41	39
Ar	26	2.44	94
Kr	24	4.60	192
Xe	22	6.76	307
CO_2	33	3.01	91
CH_4	28	1.48	53
C_2H_6	24	2.87	118
C_4H_{10}	23	4.50	195

一次電離電子がsense wireへのドリフト行程において、媒質ガスをイオン化させるのに十分なエネルギーを電場から得ると、二次電離が起こる。さらにこれらの電子は同様に次々と媒質ガスを電離させ電子雪崩を起こす。このとき、電子・イオン対が一つ生成されるまでの平均行程 (*First Townsend Coefficient*) を α^{-1} とし、n を一次電離点から dx だけ進んだある場所での電子の数とすれば、一様な電場において

$$dn = n\alpha dx \tag{8}$$

積分することにより

$$n = n_0 e^{\alpha x} \tag{9}$$

ガス増幅度 M は

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \tag{10}$$

となる。一般的に一様でない電場については $\alpha = \alpha(x)$ となり、ガス増幅度 M は、

$$M = \exp\left(\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx\right) \tag{11}$$

と表される。この factor M によって増幅された電子がsense wireに電圧を与え信号として得られることになる。

3.1.2 ガスについて

前述のようにドリフトチェンバー内には電離電子の種となる媒質ガス (base gas) を充填させる。base gas は、入射荷電粒子との衝突による電離によって電子を放出し、さらにガス増幅に用いる。この base gas としては、衝突によるエネルギーを電離のためのエネルギーに変換する効率の良い単原子分子が用いられる。多原子分子では、衝突によるエネルギーが振動·回転といった運動へと変換されてしまうため、電離の効率は悪い。base gas には効率的なイオン化と低コストといった面から純アルゴンがよく用いられる。ただし、base gas、例えば純アルゴンのみでは、10^3 ~10^4 以上の十分な gain を得る前に放電現象が起きてしまい実用に耐えない。この放電現象は、励起された原子が脱励起する際に放出される紫外光に起因する。この光子がガス増幅領域の外のガス原子 (分子) を電離させ、そこから再び anode wire に向かってガス増幅が始まるといった現象が繰り返し起こることにより放電現象が起こってしまい、安定な動作が望めなくなる。

この問題を回避するために、光子吸収断面積の大きい多原子分子有機ガスである CH_4、C_2H_6 といった quench gas を base gas に加える。quencher は base gas の脱励起に伴う光子を吸収し、回転や振動といった非放射性の励起に効率的に変換する。一般に、より多原子であるほど、これらの励起状態を多く持つので、様々なエネルギーの光子を吸収できる。ただし、その物質量による多重散乱の影響 (3.3 章) による分解能の低下を考慮する必要がある。また、base gas に対する quencher の比率を大きくすれば、より高電圧を印加することが可能となり、安定した gain を期待できるが、同時に base gas の減少によってガス増幅効果も低下してしまう。バランスの取れたガスの比率、種類を選択することによって効率的なガス増幅と放電抑制が実現し、10^6 程度の gain を得ることも可能である。

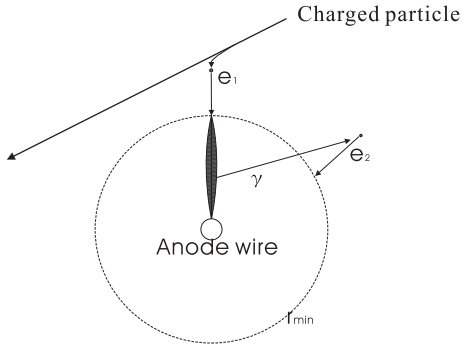

図 6: 紫外光に因る放電 [8]。中心の anode wire に対し、r_{min} は、電子の avalanche 増幅を生じるのに必要な電場強度の存在する半径である。e_1 でドリフトしてきた電子が avalanche 増幅され、その増幅領域から紫外光 γ が発生する。この紫外光が増幅領域外にて新たにガス分子を電離させる (e_2)。これによる電子が、さらにドリフトして、avalanche 増幅を起こす。これを繰り返すことにより、放電が起こる。

3.2 Honeycomb 型と Straw 型 Drift Chamber

今回 JLAB で予定している実験のように、入射粒子が非常に広い入射角度分布 (0 度 ∼40 度程度) をもつときには、その電場の対称性から Honeycomb 型または Straw 型のセルをもつ Drift Chamber が非常に有用である。

Honeycomb 型及び Straw 型のセルを持つ Drift Chamber は例えば図 7 のような構造をもち、それぞれ以下のような長所 · 短所をもつ。

両者において言える特徴は、前述の通りドリフトセルにおける電場がほぼ円形となり回転対称性がよく、測定粒子の入射角度に依存しない通過位置の決定が可能であるという点である。また、それぞれセルサイズを小さくし anode wire を緻密化することで、高計数率の条件下においての使用にも対応できる。しかし、Straw 型はその Straw 部分の物質量が大きいため、あまりに緻密にしてしまうと測定量に対して多重散乱が大きく影響してしまうという問題も起こりうる。

JLAB での実験の必要スペックに見合う Drift Chamber を、上に述べた 2 種類の Drift Chamber から、その多重散乱を見積もることによって選択した。

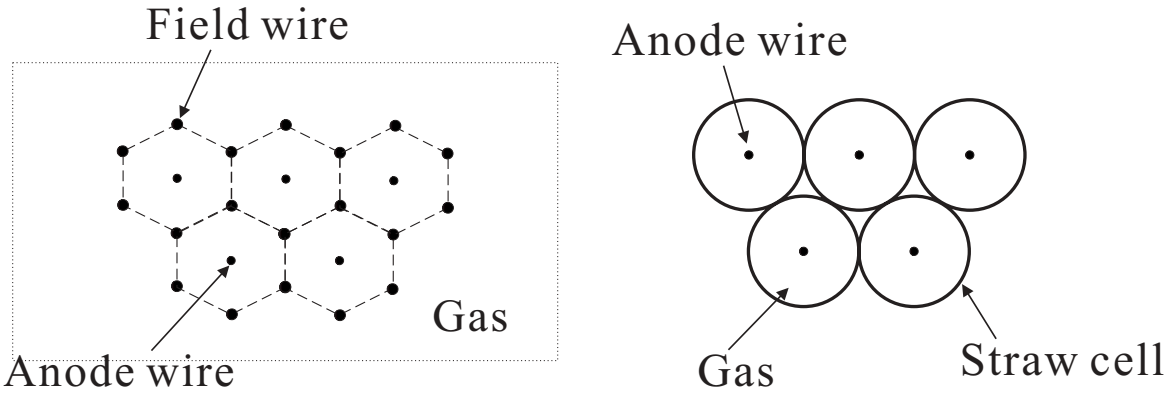

図 7: Honeycomb & Straw cell

Honeycomb 型

- 電場がほぼ軸対称 ⇒ 入射角度に依存しない位置の決定が可能
- ドリフト領域を狭めて高計数率下での測定にも利用可
  ⇒ ワイヤー増でメンテナンスに難有り
- 物質量 · · · 小さい

Straw 型

- 電場が完全に軸対称 ⇒ 入射角度非依存の点では最適
- Honeycomb 型と同様、高計数条件下利用可
- ワイヤーの張替えが比較的容易
- 物質量 · · · 大きい

3.3 クーロン多重散乱の影響

3.3.1 クーロン多重散乱

荷電粒子がある媒質を通過するとき、小さな角度ではあるが何度も散乱を受けその進路はそらされる。この現象は媒質分子との Coulomb 散乱によるものが主であるため、クーロン多重散乱 (*Multiple Coulomb Scattering*) と呼ばれる。クーロン散乱による角度分布は、それが十分小さい場合、大体ガウス分布になる。多重散乱による偏向角をあらわす量としては、一般に θ_0 と Ψ を図 8 のように定義する。θ_0 は、媒質物質への入射角度と物質通過後の進行方向とがなす角度、Ψ は物質を通過した際に通った入り口と出口を結んだ線分が入射方向となす角度である。平面上で定義されるこれらの値の間には次の関係がある。

$$\Psi = \frac{\theta_0}{\sqrt{3}} \tag{12}$$

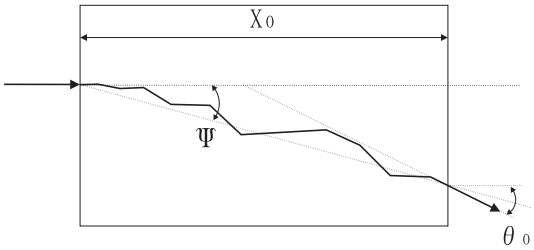

図 8: ある面内に射影したクーロン多重散乱の定義 [5]

焦点面での位置検出器として利用するため、角度分解能低下の原因となるこの多重散乱による効果は十分考慮する必要がある。多重散乱による角度偏向分布 θ_0 (rad) は、

$$\theta_0 = \frac{13.6MeV}{\beta cp} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0}\right) \tag{13}$$

で与えられる。p、βc、z はそれぞれ入射粒子の運動量、速度、電荷数である。また、x は入射粒子が通過する媒質物質の厚さ、X_0 はその物質の放射長である。通過する物質層が複合物である場合、w_j、X_j をそれぞれ j 番目の構成物質の質量比、放射長として、X_0 は次のように与えられる。

$$\frac{1}{X_0} = \sum \frac{w_j}{X_j} \tag{14}$$

次章では quench gas を $C_2H_6$50% として、base gas に He と Ar を利用し HDC 及び SDC のクーロン散乱による角度偏向を比較する。

3.3.2 Honeycomb Drift Chamber における多重散乱の見積もり

Honeycomb Drift Chamber (HDC) について具体的に次のような geometry(表 4、図 9) を仮定する。これは、実際の設計とほぼ同じ仕様である。式 13 から多重散乱を計算すると、表 7 のようになる。

さらに GEANT3 simulation code[7] を用いて、この geometry でセルサイズを変更しながら多重散乱を計算した。結果は図 10 に示した。

表 4: **多重散乱についての情報を得るために仮定した HDC の Geometry size。** layer は全部で 10、2 layer で 1 set とする。set となった 2 つの layer は半セル分だけ互いにずれた構造とし (図 9)、それぞれ x,x' などと定義する。セルは上流側から $(xx', uu', xx', vv', xx')$ と定義し 1 set となった各レイヤーの間に xx' layer と垂直な方向に shield wire を通す。なお、vertical position の情報を得るために uu'、vv' は xx' に対して ±30 °傾ける。

layer の数	10
layer の幅	7.5 cm
sense wire の材質 (直径)	W-Au coated (30 μmϕ)
field & shield wire の材質 (直径)	Al (80 μmϕ)
window の材質 (厚さ)	Kapton (20 μm thick)
Honeycomb cell size	0.5 ∼ 1.0 cm
Gas	He or Ar + C_2H_6 (50 %,50 %)

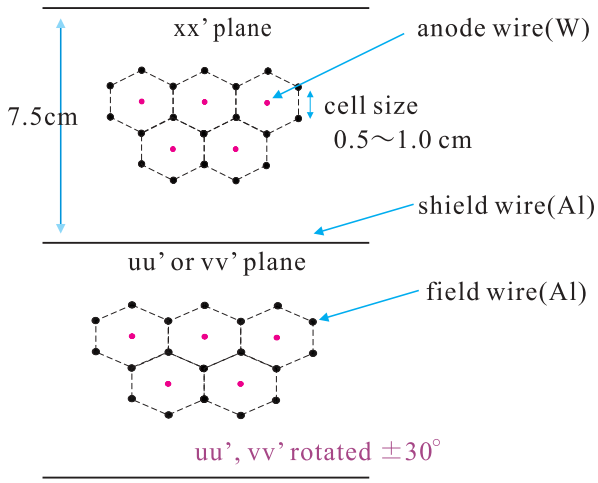

図 9: HDC の geometry

表 5: 各物質の放射長と密度

Materials	Radiation length X (g/cm^2)	density d (g/cm^3)
W(anode)	6.75	19.3
Al(field & shield)	24.01	2.70
Kapton(window & straw)	40.56	1.42
Mylar	39.95	1.39

表 6: 各気体の標準状態における放射長と密度

Materials	Details	Radiation length X (g/cm^2)	density d (g/cm^3)
He	100%	94.32	1.79×10^{-4}
Ar	100%	19.55	1.78×10^{-3}
CH_4	100%	46.22	7.17×10^{-4}
C_2H_6	100%	45.47	1.34×10^{-3}
He+C_2H_6	50%,50%	50.20	0.77×10^{-3}
Ar+C_2H_6	50%,50%	25.95	1.57×10^{-3}

表 7: HDC についての式 13 を用いて計算した中心運動量 $p_{e^-} = 300$ MeV/c の電子に対する多重散乱角。セルサイズは 1.0cm を仮定した。

Gas	Anguler spread
with He	0.8 mrad
with Ar	1.9 mrad
with He50%+$C_2H_6$50%	1.1 mrad
with Ar50%+$C_2H_6$50%	1.9 mrad

3.3.3 Straw Drift Chamber における多重散乱の見積もり

Straw 型セルを持つ Drift Chamber(SDC) の模式図は図 7(右) に示してある。ここでは、SDC における多重散乱の影響を見積もり HDC と比較する。SDC の構造として、表 8 を仮定した。section 2 の式 13 を用いて計算した SDC における多重散乱の効果も表 9 に示した。また、2 章表 2 に示されている ENGE 側における電子の計数率より見積もられる必要な straw の半径 (ドリフト距離) を 0.5 cm(ドリフト速度 50 μm/sec と仮定すると、おおよそ ~10 MHz の計数率に対応可能) として計算を行った。

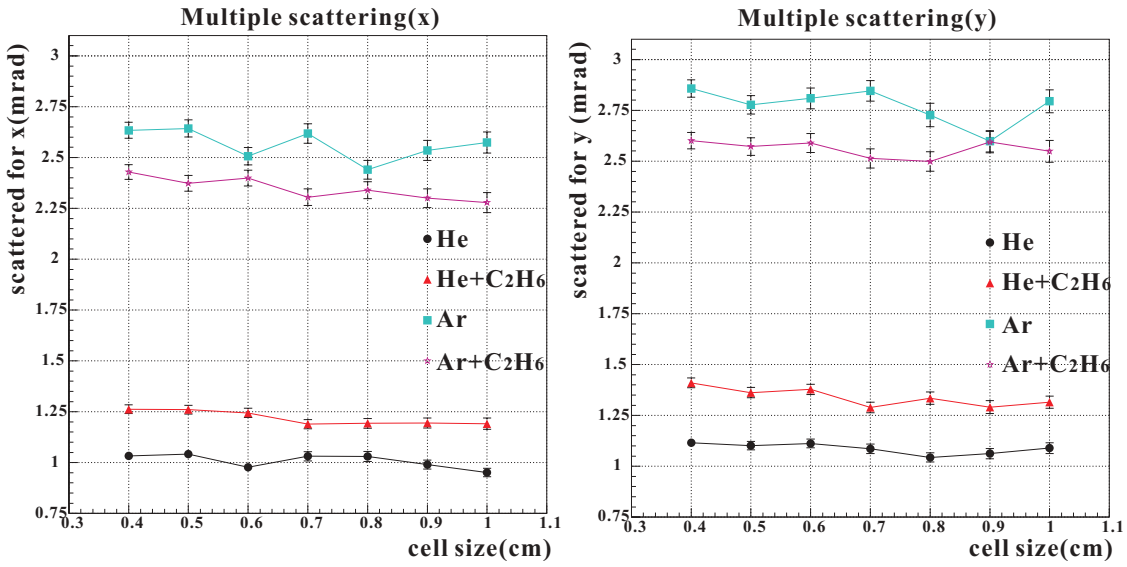

図 10: GEANT3 **での** HDC **における多重散乱角分布の計算の結果。** x 軸に関しての散乱角 (左)、y 軸に関しての散乱角 (右) となっている。セルサイズを 0.4∼1.0 cm まで 0.1 cm 刻みで誤差棒と共にプロットしてある。Honeycomb 型の場合、セルサイズを小さくしてワイヤー間隔を密にしても、多重散乱の影響はほとんど受けないことがわかる。

表 8: **多重散乱についての情報を得るために仮定した SDC の Geometry。** HDC と同様、layer は全部で 10、2 layer で 1 set とし、set となった 2 つの layer は半セル分だけ互いにずれた構造とした。セルは上流側から $(xx', uu', xx', vv', xx')$ と定義し 1 set となった各レイヤーの間に xx' layer と垂直な方向に shield wire を通す。なお、uu'、vv' は HDC の時と同様に xx' に対して ±30 °傾ける。

layer の数	10
layer の幅	7.5 cm
sense wire の材質 (直径)	W (30 μmϕ)
straw 部の材質 (厚さ)	Kapton (40 μm thick)
straw の半径	5 mm
window の材質 (厚さ)	Kapton (10∼50 μm thick)
Gas	He or Ar + C_2H_6 (50%,50%)
size	120 cm × 12 cm × 40 cm

表 9: SDC についての中心運動量 $p_{e^-} = 300$ MeV/c の電子に対する多重散乱角。straw 半径は 0.5 cm、厚さを 40 μm とした。

Gas	Anguler spread
with He50%+$C_2H_6$50%	2.5 mrad
with Ar50%+$C_2H_6$50%	3.0 mrad

仮定した SDC の全読み出し channel 数は 1100 channel であり、これは HDC の cell size を 0.5 cm にした時と同程度になるよう設定した。straw 半径が 0.5 cm のとき、ドリフト距離及びおおよそのドリフト速度から見積もられる高計数環境への対応は、十分要求を満たしている。しかし、式 13 を用いた計算の結果 (表 9) から多重散乱角の分布が HDC に比べて非常に大きい。以下に HDC の時と同様、GEANT3 simulation によって straw の厚さを変化させ、その多重散乱への影響をより詳細に見積もった。

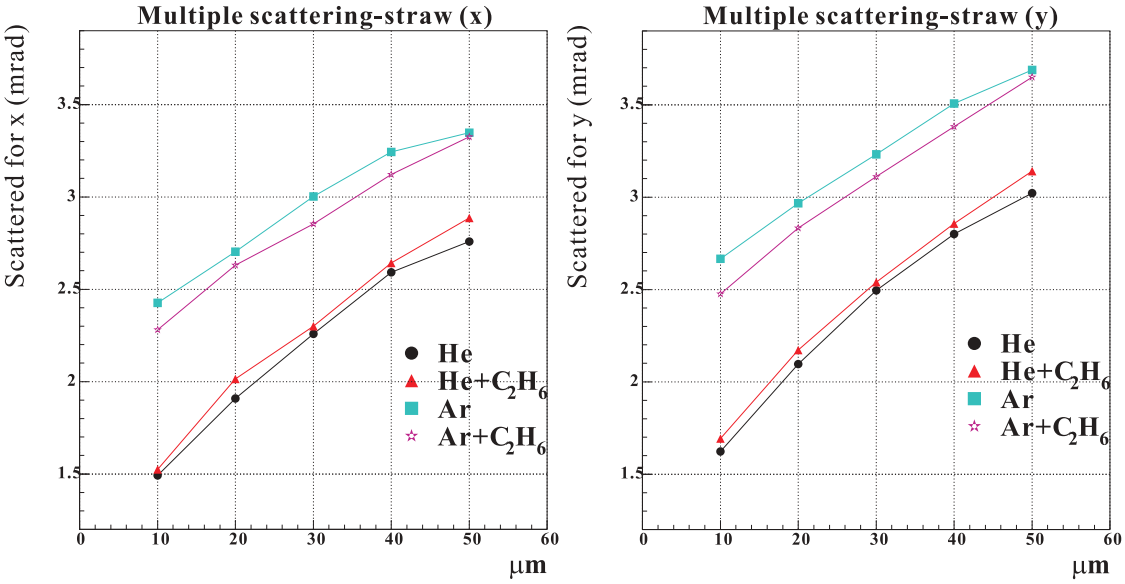

図 11: GEANT3 **での** SDC **における多重散乱角分布の計算の結果。** x 軸に関しての散乱角分布 (左)、y 軸に関しての散乱角分布 (右) である。straw の厚さを 10∼50 μm まで 10 μm 刻みで誤差棒と共にプロットしてある。straw の半径は 0.5 cm とした。Sraw 型の場合、straw の材質である Kapton の物質量が非常に大きく多重散乱に影響している。

3.3.4 まとめ

以上の study により、HDC は cell size 0.4 cm $\sim$ 1.0 cm においては、その cell size は、ほとんど多重散乱に影響しないことがわかった。また、SDC についても、straw の厚さを 10 μm 程度にすれば、多重散乱の影響は HDC と同等になる。しかし、straw の厚さ 10 μm はその薄さ故に現実的とは言い難い。以上の結果により、我々はその多重散乱による位置分解能への影響の小さい Honeycomb 型セルを持つ Drift Chamber (HDC) を選択した。

次章では、製作した HDC の具体的な構成について述べる。

3.4 Honeycomb Drift Chamber の構成

3.4.1 HDC の電場分布

今回製作した HDC の電場分布、等到達時刻曲線等を図 12 に示す。仮定した cell 構造は先の表 4、図 9 に示されている通りである。

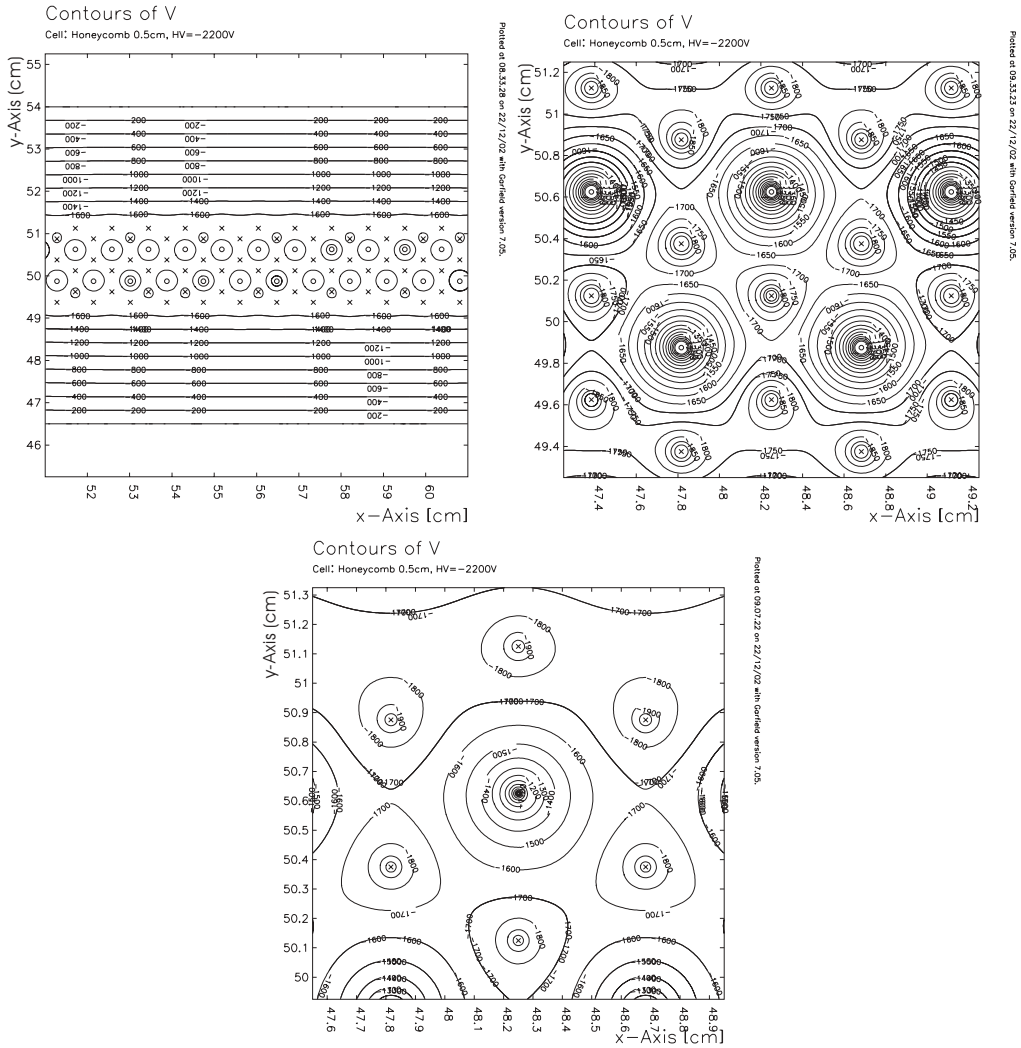

図 12: 今回製作した Honeycomb Drift Chamber の 2 次元電場分布である。Garfield ver7.05[6] を用いて計算した。上段左は、shield から field wire(各 wire と layer の定義は図 9 参照) への電場分布。上段右は xx' に注目、下段はあるセルに注目した場合の電場分布。Gas は各図とも Ar50%+$C_2H_6$50%、field wire への印加電圧は-2200V、sense 及び shield wire は 0V に接地してある。セルの一辺は 0.5 cm。

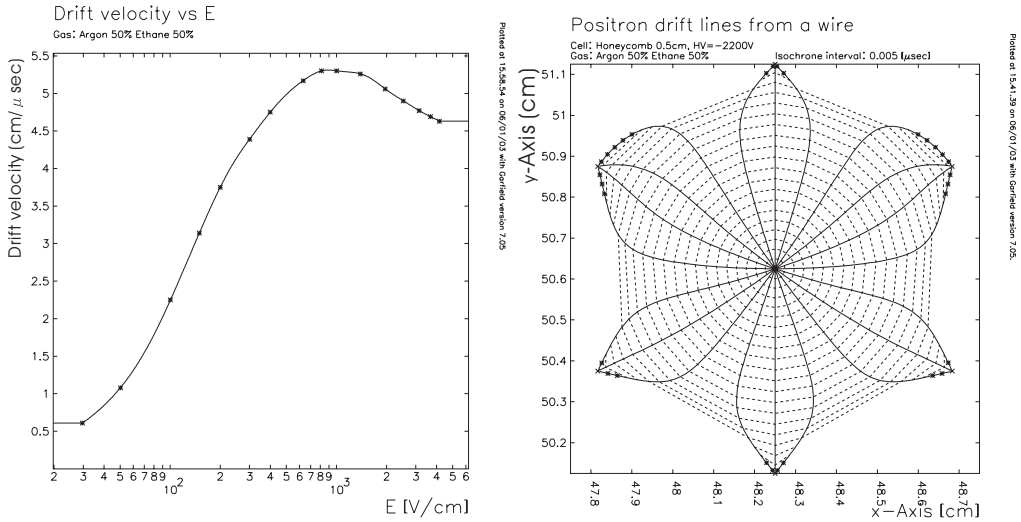

図 13: ドリフト速度の電圧依存性 (左) と等到達時刻曲線 (右)。いずれも Gas は Ar50%+$C_2H_6$50%。右図については、field wire への印加電圧を-2200V とした。等到達時刻曲線の曲線間の間隔は、5 nsec であるので、セルの一番端からのドリフト時間は約 100 nsec となる。

3.4.2 HDC 全体図

HDC の場合、セルサイズによる多重散乱への影響は、ほとんど無いということが 3.3 章の結果よりわかる。この結果から、高計数率の測定に耐え、自分たちの手でメンテナンスが可能なサイズという理由で、セルサイズを 0.5 cm とした。その他の主な仕様は表 10 の通りである。基本的な geometry(ワイヤーの張る方向) は前述の図 9 と同じである。effective area は、第 2 章図 4 に示される HDC に必要とされる運動量アクセプタンスを基に決定した。x layer(鉛直方向に wire が入る) が斜め wire よりも多いのは、水平方向の分解能を上げるためである (ENGE スペクトロメータでの運動量分解能は鉛直方向に関する分解能よりも、水平方向に対する分解能により影響を受ける)。ここでは外観図を図 15 に示す。

3.4.3 Nanometric N277 Amp-Discriminator

HDC の読み出しには、Nanometric Systems 社製 N277 16 channel Ampliper-Discriminatior を使用する。この Amp-Discriminator の特徴を以下に上げる。また、この回路図を図 14 に示す。

表 10: 製作した HDC の具体的な仕様

有効領域	100 cm × 12 cm × 32 cm
layer 数	10 $(xx', uu', xx', vv', xx')$
shield wire により分割される layer 幅	7.5 cm
shield wire の間隔	5 mm
cell size	0.5 cm
uu'、vv' の xx' に対する傾き	±30 °
window の材質	Alminized Mylar (12.5 μm thick)
anode wire の材質	W-Au coated(20 μmϕ)
field & shield wire の材質	Al-Au coated (80 μmϕ)
amplifer disriminator	Nanometric N277
読み出し ch 数	xx':231×3-21=672 ch
	uu':213ch、 vv':213 ch
	total:672+213+213=1098 ch
anode wire の張力	50 gw
field wire の張力	90 gw

- LeCroy 2735DC Amp-Discriminator と pin 互換である。
- 動作電圧は、$V_+ = 5.0$ V、$V_- = -5.0$ V である。
- threshold について、オフセット電圧 0.5 V に対し ±0.075 V での設定が可能である。また、外部電源により、+0.5 ∼ +10 V での設定が可能である。
- 極性が正、負どちらの入力でも使用可能である。利用しない極性の入力は、グラウンドに繋ぎ、input noise を最小にする。
- negative input(50 Ω shunted)、threshold 電圧+0.5 V のとき、全 16channel についての noise は 1 kHz 以下であり、各 channel は最大で 400 Hz である。
- threshold +0.5 V、test input が 6.5 μA での time walk は最大で 8.5 nsec。平均的には 6.5 nsec である。
- 隣接する channel の crosstalk は、30 db 以上であり、隣接していない場合は 40 db 以上となる。
- 出力は 16 channel の differential ECL 信号であり、34 極の ribbon cable によって得ることができる。50 nsec の信号幅に対して、cable の長さは約 45 m 以下にする必要がある。

- test pulse の入力は全 channel に対して行われる。初期状態では、負の極性の test pulse を供給可能であるが、基盤上の jumper select によって正の極性の test pulse も利用可能である。

- 1 channel 当たりの消費電力は 335 mW である。Amp-Discriminator1 枚当たり (全 16 channel) では、(+5 V、0.4 A → 2 W)、(-5 V、 0.68 A → 3.5 W) により、5.5 W となる。

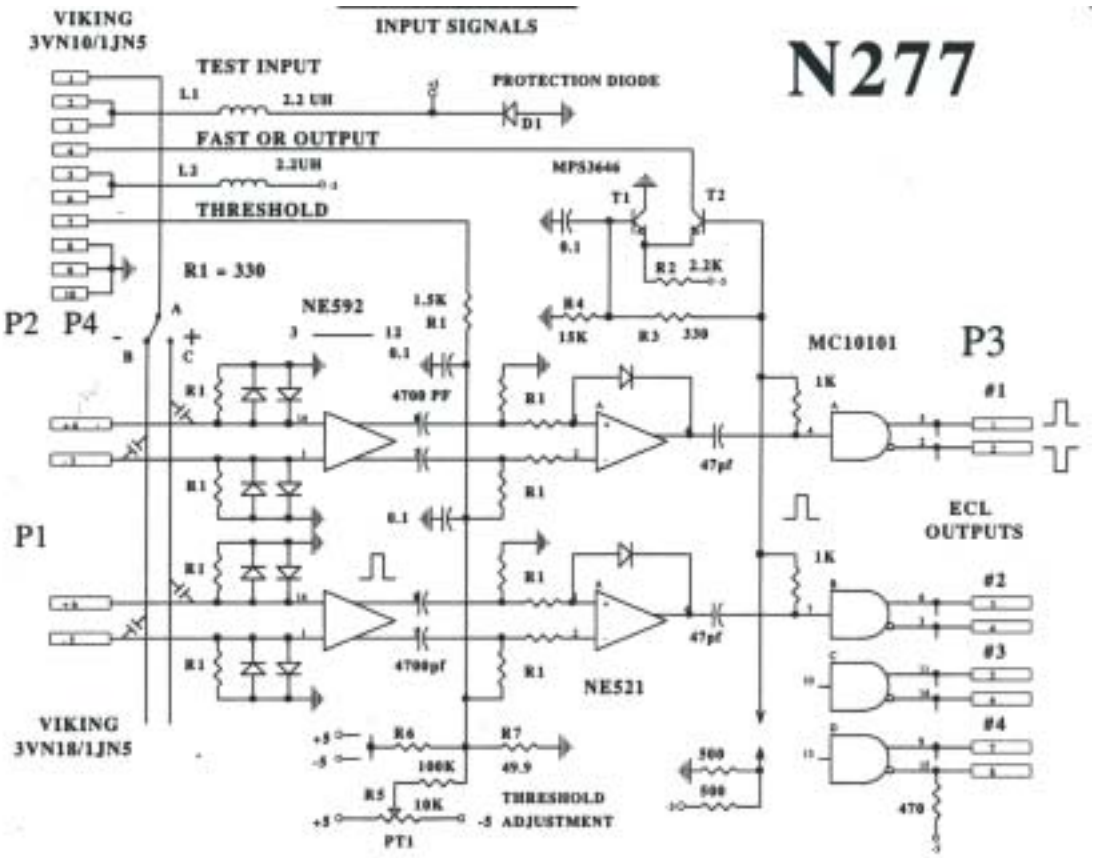

図 14: Nanometric N277 Amp-Discriminator 回路図

3.4.4 fan による Amp-Discriminator の空冷

Nanometric 社製 N277 Amp-Discriminator の消費電力は 5.5 W、動作限界温度は規格により 70 ℃となっている。HDC の片面部には計 35 枚の Amp-Discriminator が実装されており、片面での総発熱量はおよそ 192.5 W に昇る。この、全発生発熱量を筐体外に排出するために必要となる fan(換気扇) の換気容量 (m^3/min) を概算した。今、空気密度を d (kg/m^3)、空気の比熱を C (J/(kg· ℃)) とし、fan の性能及び周辺の環境により決まる吸排気温度差を T_f (℃) とする。fan の換気容量を V (m^3/min) とすれば、１秒間に fan が排出する熱量 w (J/sec) は、

$$w = \frac{V}{60} \times d \times C \times T_f \tag{15}$$

で表される。したがって、d=1.2 (kg/m^3)、C=1000 (J/(kg· ℃))、w=192.5 (J/sec) とすれば、

$$V = \frac{9.625}{T_f} \tag{16}$$

を得る。今、吸排気温度差 T_f (℃) を非常に悪く見積もった場合として、$T_f = 1$(℃) を仮定すると、必要となる fan の換気容量はおよそ 9.6(m^3/min) となる。この値は、実装すべき fan の性能に対しておおまかな目安となる。これを達成するような fan は、比較的大きく HDC 筐体に収まらない。したがって、換気容量 2(m^3/min) の fan を選択し HDC 側面に吸気及び排気用として、各面に 6 基ずつ実装した (図 15)。これにより、換気容量を各面 12(m^3/min) として空冷を行っている。

測定室での温度測定の結果、室温 20 ℃に対して、筐体内温度 30 ℃弱程度となっている。

なお、Nanometric 社製 N277 Amp-Discriminator にはアルミニウム製のヒートシンクが付属しており、放熱の効率を高めている。ヒートシンクの熱抵抗を考慮した空冷についてを Appendix$B$ に示した。

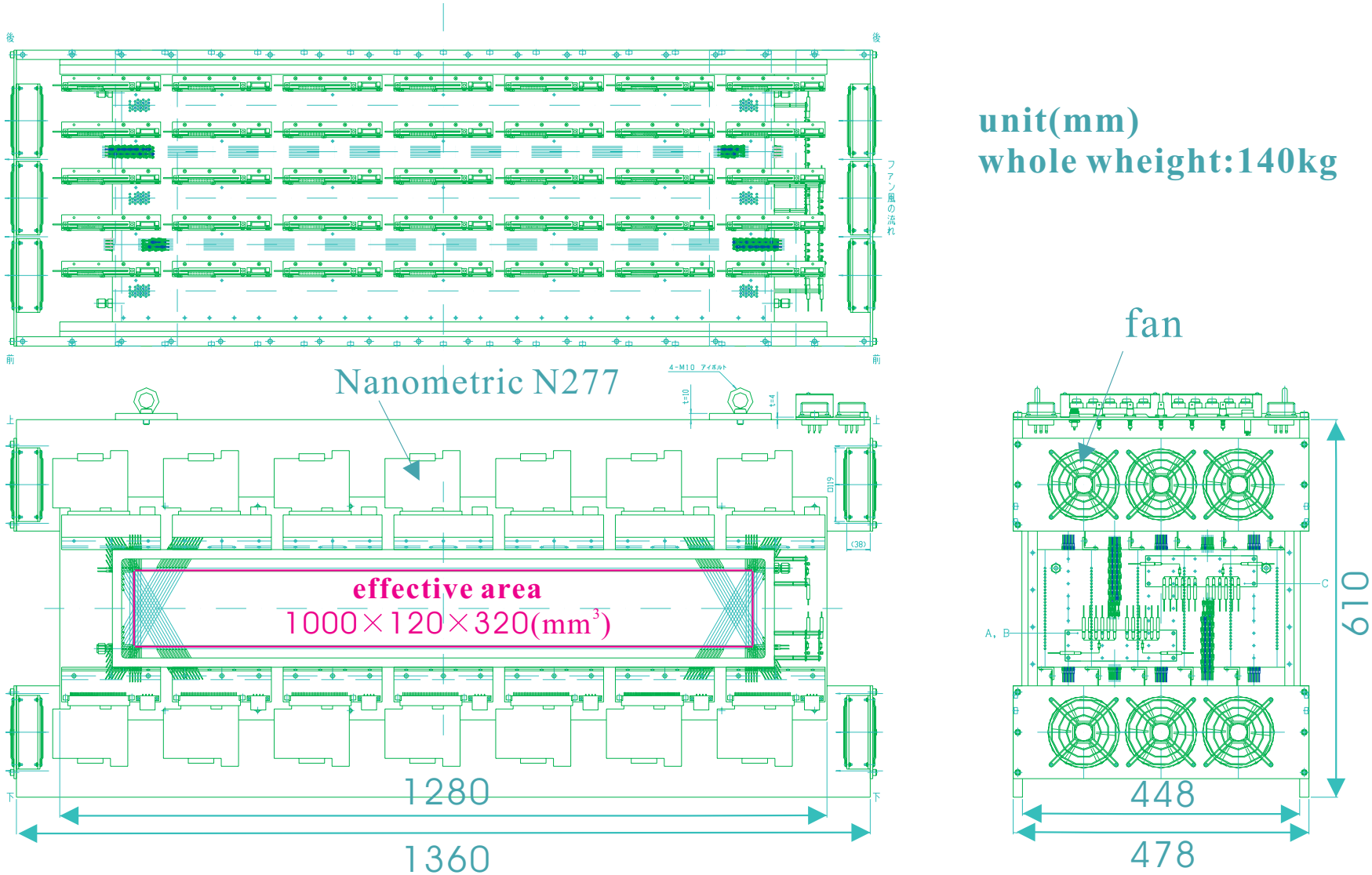

図 15: Honeycomb Drift Chamber 外観図

4　核理研 Photon Beam によるテスト

4.1　テスト実験の概要と目的

今回のテスト実験は東北大学原子核理学研究施設 (核理研) において、1.2GeV の photon beam を用いて行われた。実験を行った核理研実験室の平面図を図 16 に示す。本テスト実験では、生成された γ 線を 0.9 mmϕ の Cu 標的に当て、対生成によって e^+e^- を発生させる。HDC の直前に配置された sweep magnet によってこの e^+e^- の軌道を左右に曲げ、HDC に入射させる。この e^+e^- の HDC への入射角度は Sweep magnet の磁場を変化させることによって、またエネルギーは後述の tagging counter によって選ぶことができる。また、beam intensity の増減も、ストレッチャーブースタリング (STB ring) 内で radiator の挿入速度を上下することによって可能である。本テスト実験は、HDC の基本性能である efficiency、位置分解能の印加電圧、threshold 電圧、入射角度依存性を調べることが目的である。

4.1.1　加速器について

Linac により 150 MeV に加速された電子は STB ring に入射する。その後電子はリング内で 1.2 GeV にまで加速される。リング内で加速後、その電子の周回軌道上に radiator として 11 μmϕ の carbon fiber を挿入して制動放射による γ 線を生成させる。γ 線の強度を一定に保つために、radiator は周回電流が小さくなるにしたがって軌道の中心に移動するように計算機によって制御されている。この制御計算機は radiator 挿入時にビームが ON になった状態を示す gate 信号を出力する。この信号は beam on gate 信号として trigger 生成に使われる。

また、制動放射によってエネルギーを失った電子は偏向磁石中で軌道の内側へ曲げられ、tagging counter(tagger) で検出される。tagger は plastic counter で、50 本の finger counter(TagF) と backup counter(TagB) で構成される。tagger に入射する電子の位置が γ 線のエネルギーに対応しており、電子が上流側に入射するほど生成した γ 線は高いエネルギーを持つ。TagF と TagB の coincidence をとることにより、γ 線生成に関与した電子のみを選びバックグラウンドを減らしている。

4.2　Setup

本実験における検出器の配置を図 17 に示す。HDC の後方には plastic counter を図のように 2 本配置し、HDC を通過したイベントのみを選択できるよう trigger に加えた。HDC の gas には、プレミックスの Ar50%+C_2H_6% を用いた。なお、今回の実験では、TDC を HDC の全 channel 分用意できなかったため、各 layer の端の一部分を使わず、全 1098channel 中 962channel を使用してテストを行った。また、測定回路は図 18 に示した。

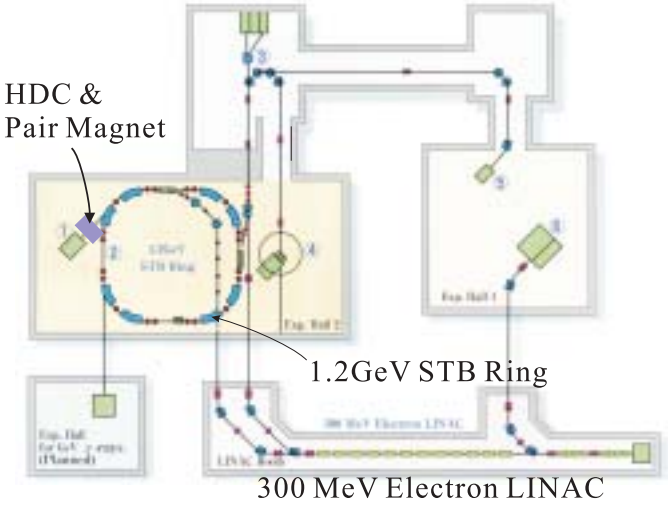

図 16: 核理研実験室の様子。STB Ring にて加速された電子による γ 線が、ターゲットにおいて対生成を起こしてできた e^+、e^- を HDC に入射させた (図 17)。

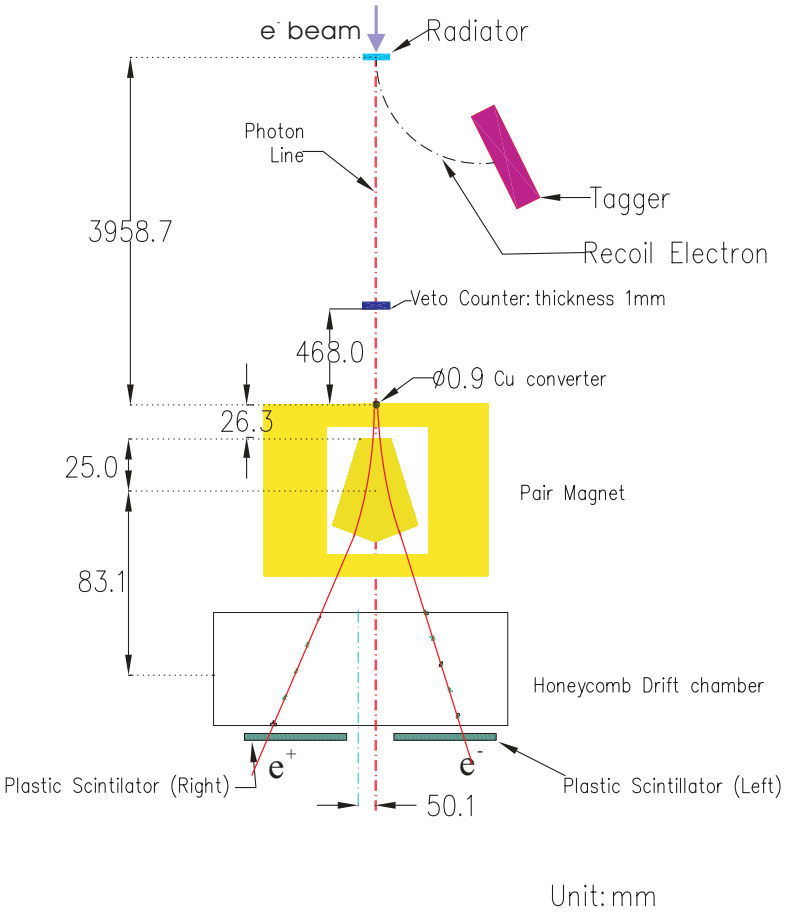

図 17: 実験の配置図

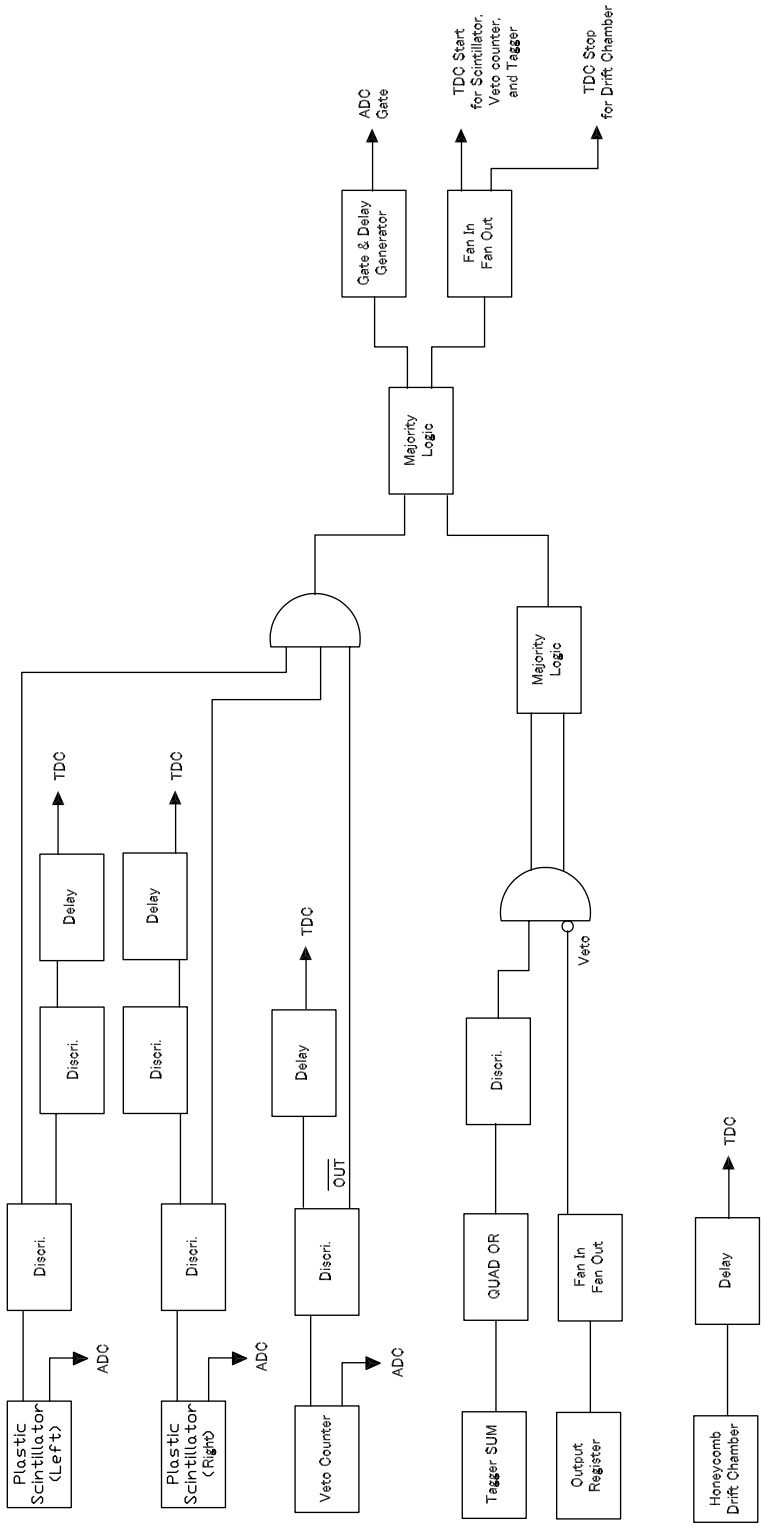
Plastic Scintillator (Left)
ADC
Discri.
Delay
TDC
Plastic Scintillator (Right)
ADC
Discri.
Delay
TDC
Veto Counter
ADC
Discri.
OUT
Delay
TDC
Tagger SUM
QUAD OR
Discri.
Majority Logic
Veto
Output Register
Fan In Fan Out
Honeycomb Drift Chamber
Delay
TDC
Majority Logic
Gate & Delay Generator
ADC Gate
Fan In Fan Out
TDC Start for Scintillator, Veto counter, and Tagger
TDC Stop for Drift Chamber

図 18: 測定回路図

4.3 singles rate 及び検出効率の測定

テスト実験を行う前に、Honeycomb Drift Chamber の singles rate、検出効率の測定をそれぞれ β 線源である ^{90}Sr を用いて及びビームを用いて測定した。変化させた条件は、電圧及び Amp-Discriminator の threshold 電圧である。その結果を図 19、21、22 に示す。

^{90}Sr を用いた測定結果である図 19 では、HDC に Amp-Discriminator を 3 枚のみ挿した場合と、Amp-Discriminator を 70 枚 (全 channel 分) 挿した場合をプロットした。Amp-Disciri を 70 枚挿した状態での Amp-Disciri の電圧降下は、シリアルに電圧と供給する Amp-Disciri カードを 3 枚以下になるように配線することにより、最大で 0.2V 程度であったがこれによる動作への支障は無い。図から 70 枚全てを挿した状態でも正常に動作することがわかる。

実験室にてビームを用いた測定の結果が図 21、22 である。ここでの efficiency の定義は、17 に示される HDC 直後に配置されたシンチレーションカウンタの計数と HDC の各面での計数の比である。図 21 から Gas に Ar+C_2H_6(50%:50%) を使用した場合、field wire への印加電圧が ∼-2100 V から efficiency は飽和することがわかる。各図ともビーム下流側の layer の efficiency が悪く見えるのは、直後のシンチレーションカウンタが HDC のアクセプタンスの外側まで覆っており、Magnet により sweep された電子が HDC の下流の layer に hit しなかった event が存在したためと考えられる。また、図 22 を見ると efficiency は threshold 電圧 ∼+7 V 以上で下がり始める。さらに、+0.5∼+1.0V の領域では、ランダムノイズによる影響が顕著であり efficiency は著しく低下している。

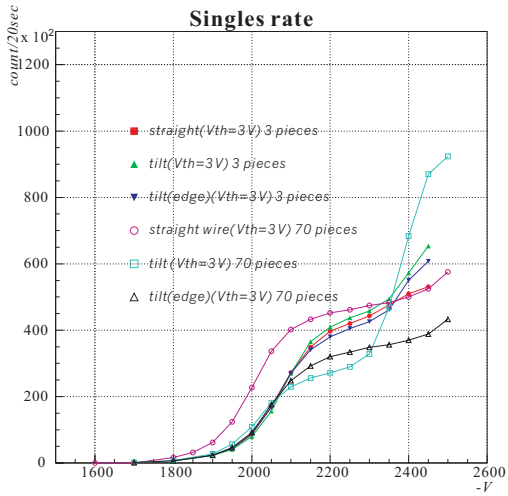

図 19: singles rate。^{90}Sr を用いて測定した。測定は、線源を HDC の中心、及び端に当てて行った。上図の wire に関する straight、tilt、tilt(edge) については、図 20 を参照。piece の数値は HDC に挿した Amp-Disciriminator の数であり、3 枚と 70 枚 (全て) の時で測定した。

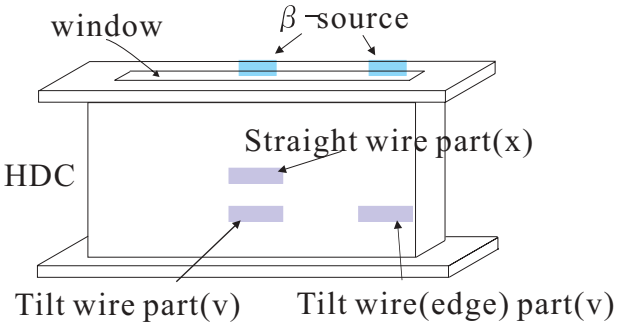

図 20: singles rate の測定。図の位置に線源を当てた。また図 19 に示されている straight、tilt wire の位置を、それを含む Amp-Discriminator の位置によりおおまかに示した。

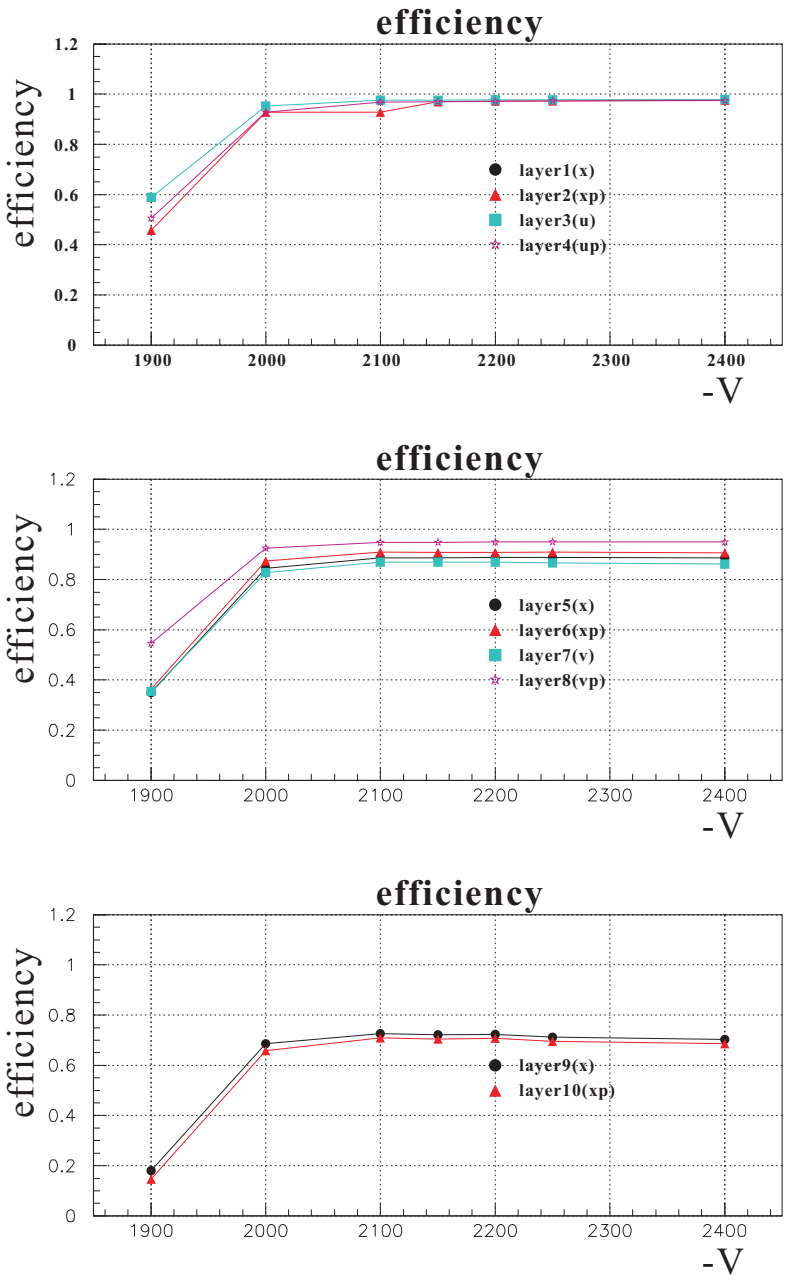

図 21: HDC 直後に置かれたシンチレーションカウンタの計数に対する HDC の各 layer についての efficiency の印加電圧依存性。ビームを用いて測定した。layer 番号が大きいほど下流になる。下流側ほど efficiency が低下しているのは磁石によって左右に分かれて入射した電子·陽電子の広がりに対して、シンチレーションカウンタが HDC の全有効領域を覆っていないためである。これは、図 22 に関しても同様である。正しい各 layer の efficiency は 4.4.3 章で見積もる。

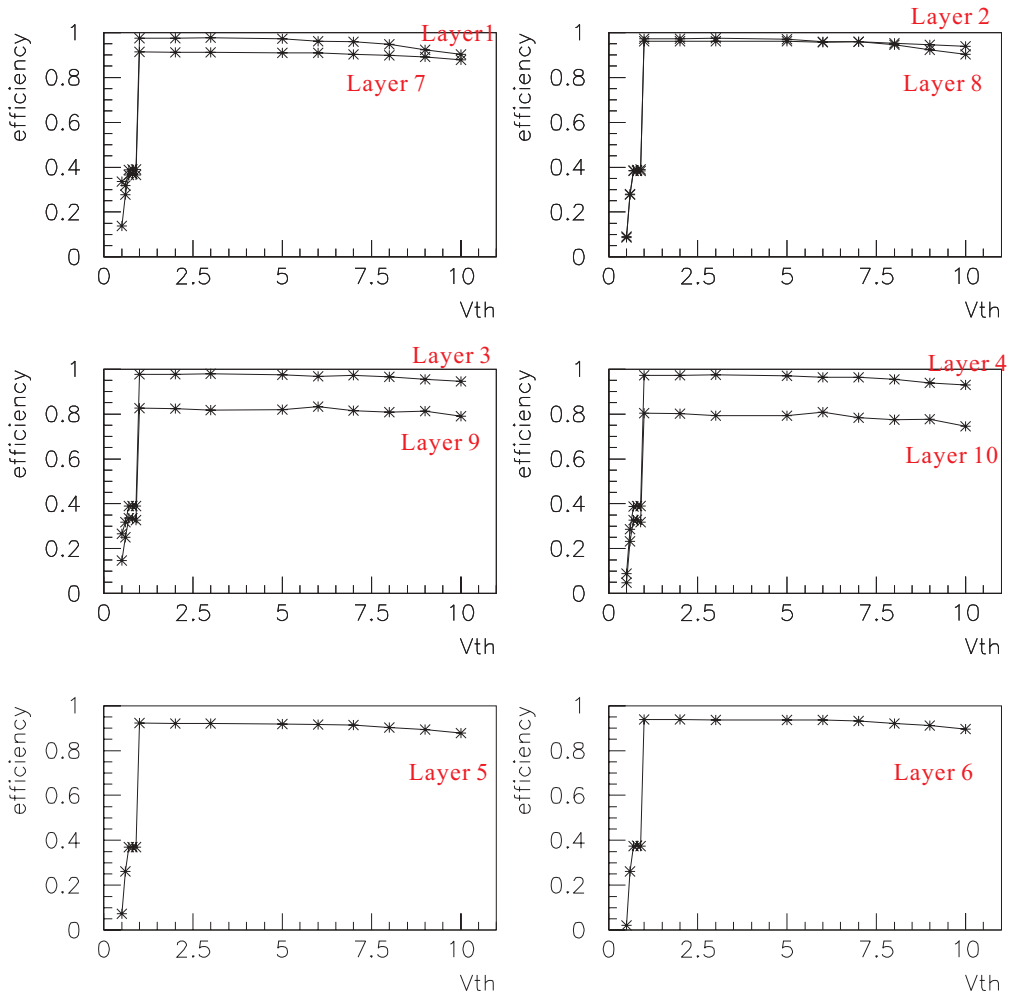

図 22: シンチレーションカウンタの計数に対する HDC の各 layer についての efficiency の threshold 電圧依存性。ビームを用いて測定した。

4.4 実験結果

4.4.1 Tracking 及び位置分解能の決定方法

ここでは、実験によって得られたデータから HDC の分解能をどのようにしてに求めていくかを記す。

1. 到達時間スペクトルをドリフト距離に変換
   - まず各セルの sense wire と一次電離点との距離を概算する。以下の方法は、あるセルについて荷電粒子が一様に N 個平行に入射している、という仮定に基づいている。今、sense wire を $(x = 0)$ として粒子の入射方向と垂直に x 軸を取る。ここで、セルの端が $x = x_1$ にあるとする。上記の条件により次式 (第 0 近似) が成り立つ。

$$\frac{dN}{dx} = C \tag{17}$$

     ただし、C は定数で $C = N/x_1$。さらに、位置 x でのドリフト速度を $v(x)$、その点からのドリフト時間を $t(x)$ とすれば、以下が成り立つ。

$$dx = v(x)dt \tag{18}$$

     より、

$$v(x) = \frac{1}{C}\frac{dN}{dt} \tag{19}$$

     となる。また、式 18 を積分することにより、

$$\begin{aligned} x(t) &= \int_0^x dx && (20) \\ &= \int_{t(0)}^{t(x)} v(x)dt && (21) \\ &= \frac{1}{C}\int_{t(0)}^{t(x)} \frac{dN}{dt}dx && (22) \end{aligned}$$

     つまり、第 0 近似では得られた TDC スペクトルを適当な t の値によって積分した結果から、その t に対する x の値を近似的に求める。

2. 入射粒子の軌跡の決定
   - 1 により求めたドリフト距離に対して、まず各レイヤーでの通過点を最小二乗法により fitting し、最小の χ^2 を取る点を決定し、この点を一次電離点とする (各 layer とも半セルずれた面をもつため、left-right ambiguity は解ける)。次に tracking により決まったドリフト距離に対して、ドリフト時間との相関を取り、それを 3 次関数で fitting する。この fitting により得られたドリフト時間とドリフト距離の関係を用いて、再度最小二乗法により軌跡を直線 fitting する。全 10 面に hit があった event に対して

これを繰り返し、fitting でのドリフト距離とデータから見積もられるドリフト距離との残差を取り、その分布の hit した位置への依存性がなくなれば、そこで時間情報が位置の情報に正しく変換されたものとする。これを、残差分布が収束するまで 6∼8 回程度繰り返し行った。HDC における 3 次元 tracking の方法については、Appendix A に記した。

3. efficiency 及び位置分解能の決定
   - efficiency の定義は、ある layer に注目し、その layer を抜いた 9 面での tracking に対して、注目した layer の然るべき wire への hit が存在する割合とした。なお、この時の残差より位置分解能を見積もった。

4.4.2 ドリフト時間とドリフト距離の補正と tracking

実験により得られた TDC スペクトルとヒットパターンを図 23 に示す。使用した TDC は common stop TDC(LeCroy 4290) であり、TDC スペクトルは channel の大きい側が早い時間に対応している。

ドリフト時間とドリフト距離の関係には、前述の通り 3 次関数を用いた (図 24)。点による分布は、ビームを用いて測定したドリフト距離とドリフト時間の関係であり、その中に打たれている紫色の点は、fitting により求めた 3 次関数上の点である。

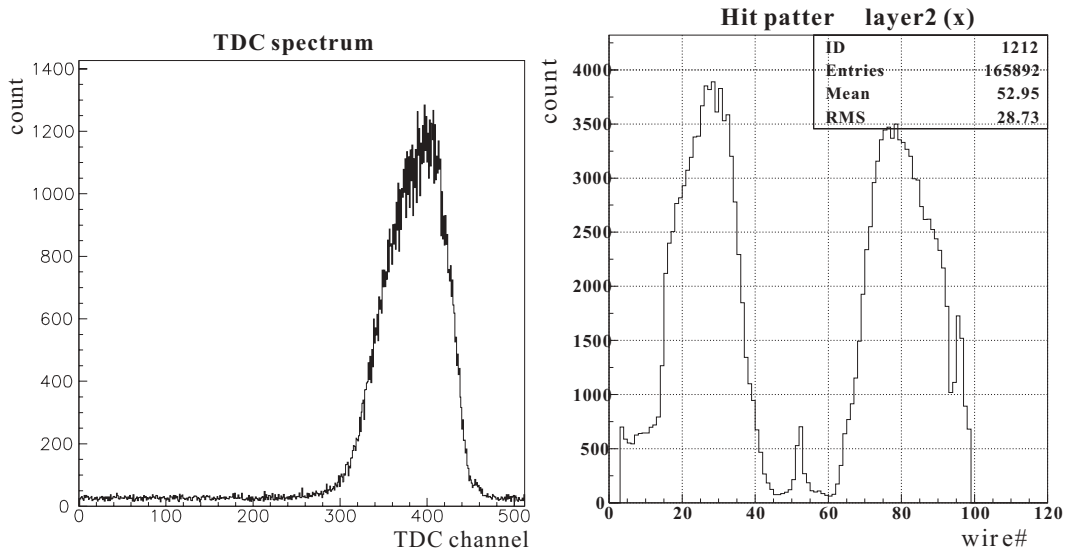

図 23: 実験で得られた TDC スペクトル (ch=0.95 nsec)(左) とヒットパターン (右)。field wire への印加電圧は-2200 V、Amp-Discriminator への threshold 電圧は+2 V である。ヒットパターンの横軸の wire# は sense wire 一本一本の channel に対応しており、数値の小さい方がビーム上流から見て左側となる。

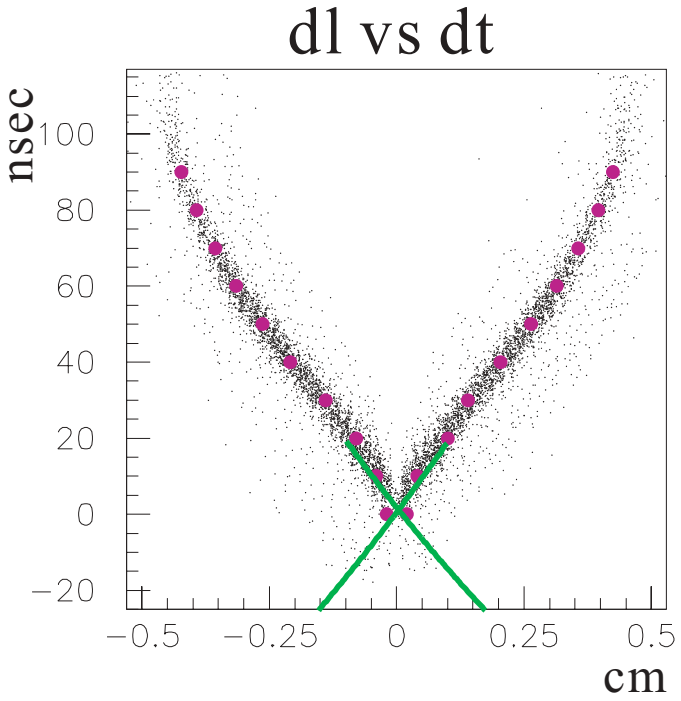

図 24: ドリフト距離とドリフト時間の関係。横軸にドリフト距離を、縦軸にドリフト時間を取った。fitting によって求めた点が紫色で示されている。この fitting により求まった dl vs dx の関係を用いて、全 10 layer を使った tracking を行い、その結果をさらに fitting する。最終的に求まった dl と dx の関係を用いて、自分を抜いた tracking を行い、それによって決まる位置と測定データから求まる自身の位置との差をとることにより、位置分解能を見積もる。

前ページ図 24 の関係を用いて補正したドリフト距離に対して tracking を行うことにより求まったドリフト距離が図 25(右) である。(自身を入れた)tracking に対する残差と χ^2 が収束するまで、ドリフト距離とドリフト時間の補正及び tracking を繰り返し行う (図 26)。

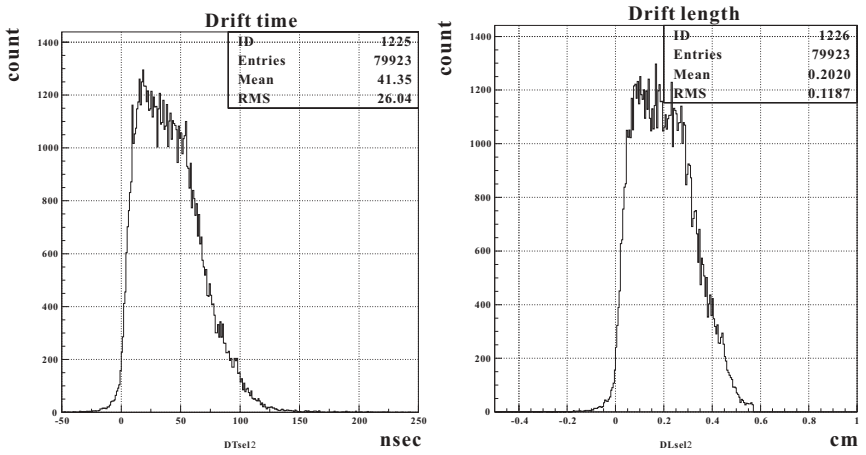

図 25: TDC スペクトルから得られたドリフト時間 (左) とそれを基に得られたドリフト距離 (右)。field wire への印加電圧は-2200 V、threshold 電圧は+2 V である。

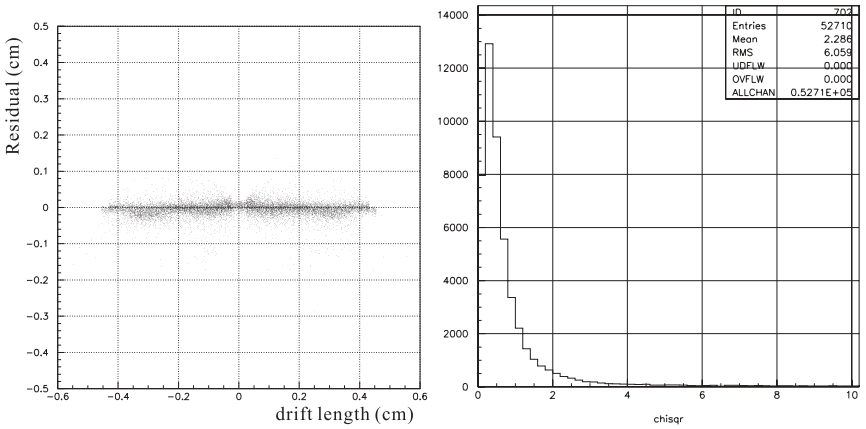

図 26: field wire への印加電圧が-2200 V の時の全 layer に hit を要求したときの tracking 後のドリフト距離と残差分布 (左) と χ^2(右)。χ^2 が極小値に収束し、かつ (自身を入れた) 残差分布も hit 位置に依存せずほぼ 0 に収束したとき fitting がうまくいっていると判断する。ここに示した χ^2 分布は、面での分解能を 300 μm と仮定した際の reduced χ^2 であり、tracking の自由度 6 で割ってある。

4.4.3 efficiency 及び位置分解能

tracking efficiency

ここでは、HDC 内を電子が通過した各イベントに対して、その軌跡を求めることができた割合を示す。今回の実験では、HDC 後方にのみトリガーカウンタを左右に 2 つ配置し (left & right trigger)、さらにそのアクセプタンスが HDC よりも大きいため、tracking efficiency を次のように定義した。ここで、条件 I を HDC の最上流と最下流の layer での hit がそれぞれ 2 であるイベント、条件 II を HDC 後方の left & right trigger の hit がそれぞれ 1 であるイベントとする。

$$\text{tracing efficiency} = \frac{\text{track が引けたイベント数}}{\text{条件 } I \text{ かつ条件 } II \text{ を満たすイベント数}} \tag{23}$$

この時、各電圧での tracking efficiency は、図 27 のようになる。

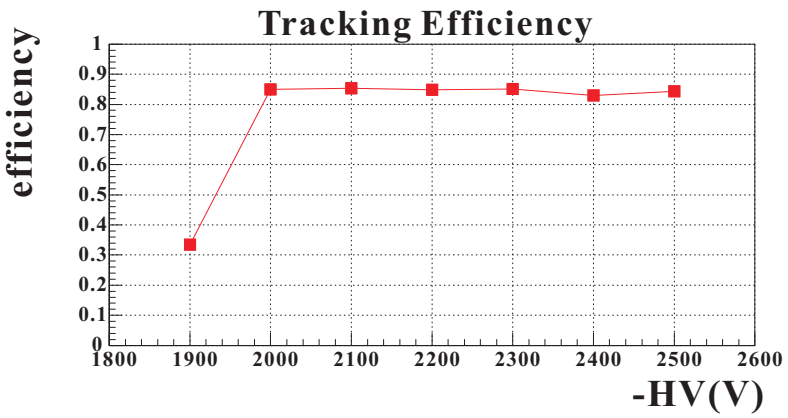

図 27: 各電圧での tracking efficiency。threshold 電圧は+2 V。

efficiency の field wire への印加電圧依存性

実験により得られた HDC の各 layer の efficiency の電圧依存性を図 28 に示す。ここでの efficiency は図 21 における efficiency とは定義が異なるので注意されたい。各 layer とも図 21 における振る舞いとほぼ同じである。field wire への印加電圧

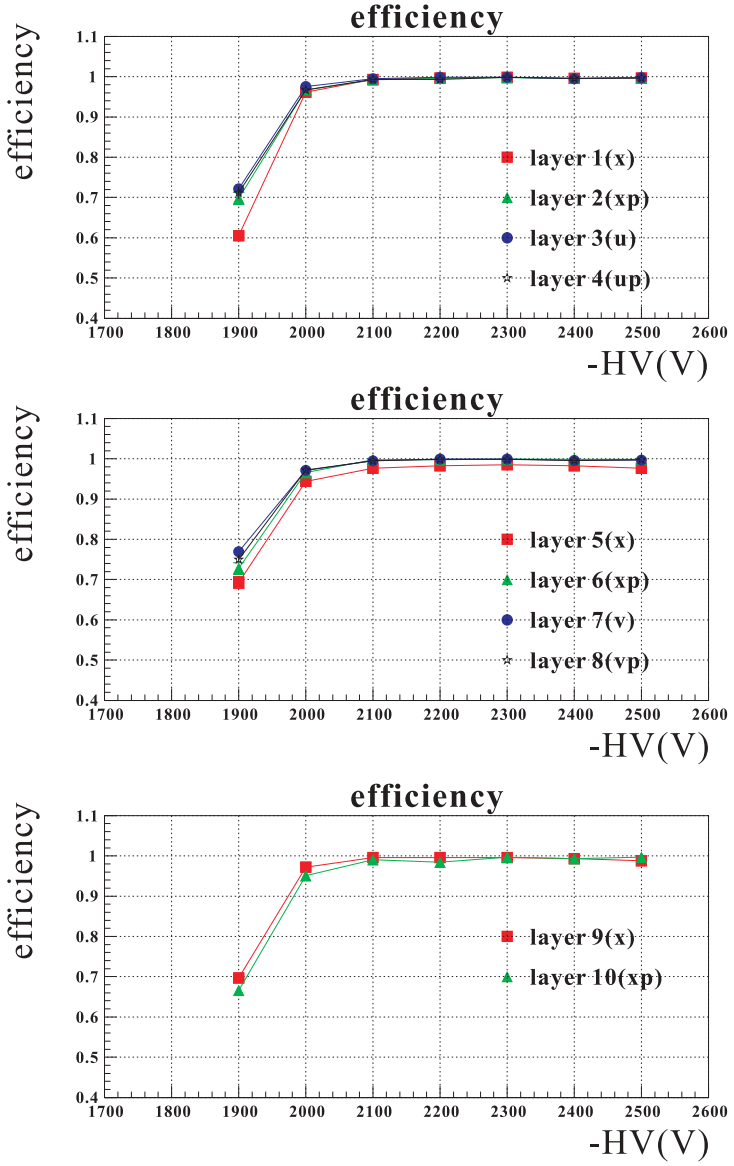

図 28: 各 layer の efficiency の電圧依存性。threshold 電圧は+2 V。

を-2100 V 程度にしたときに efficiency が飽和し始めることがわかる。

efficiency の threshold 電圧依存性

HDC の threshold 電圧依存性を以下の図 29 に示した。

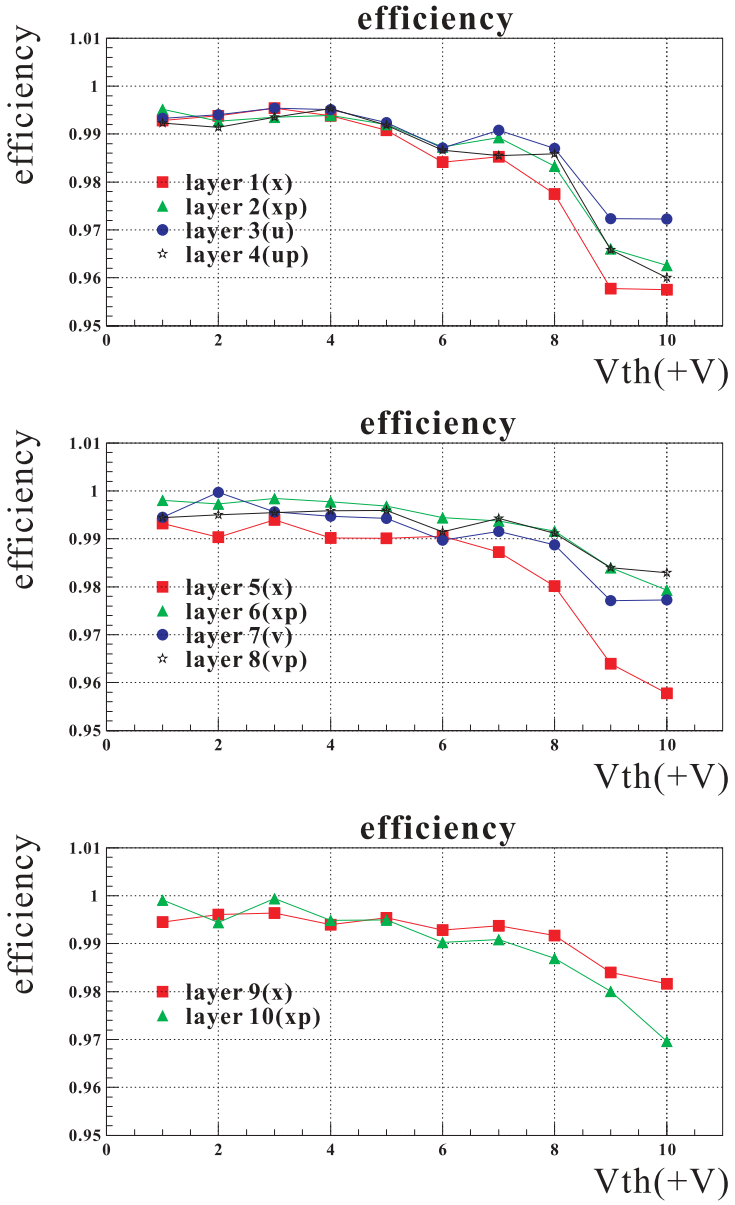

図 29: field wire への印加電圧が-2200 V のときの各 layer の efficiency の threshold 電圧依存性。

こちらも、各 layer ともに図 22 とほぼ同じ振る舞いである。∼4 V から、徐々に efficiency は下がり始める。

各 layer における efficiency と位置分解能

field wire への印加電圧を-2200 V、Amp-Discriminator の threshold 電圧を+2 V とした時の各 layer の efficiency を図 30 に示す。図中の cut は、tracking の残差に対して、その数値の範囲内に hit を要求した場合を表す。さらにこの時の残差により見積もった各 layer の位置分解能を図 31 に、この時の残差分布を図 32 に示した。

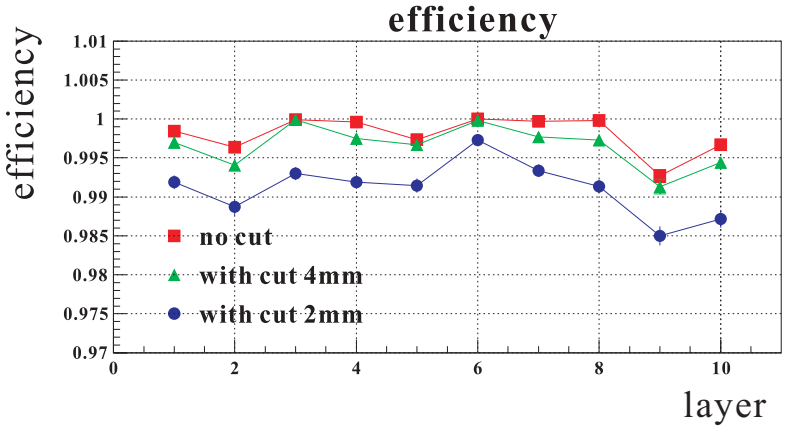

図 30: field wire への印加電圧が-2200 V のときの各 layer の efficiency。threshold 電圧は+2 V。cut は tracking における残差の範囲内に hit を要求した場合である。

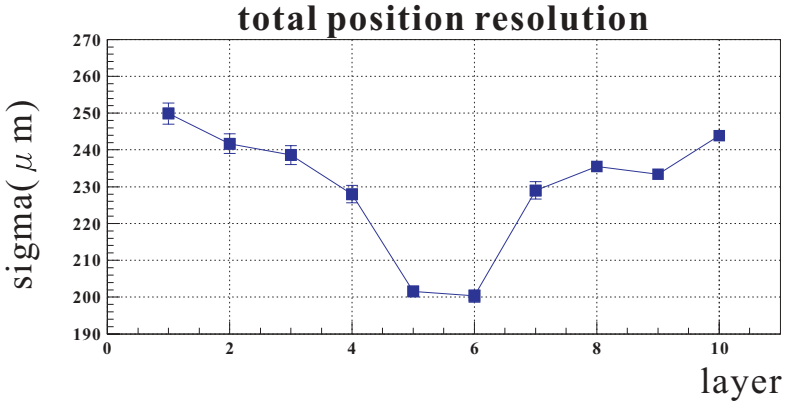

図 31: 位置分解能。ここでの位置分解能とは、注目したある layer(wire) を除いて tracking を行い、そこから求まるドリフト距離とデータより求まるドリフト距離の差である。このプロットに用いた残差分布を図 32 に示す。field wire への印加電圧は-2200 V、threshold 電圧は+2 V である。

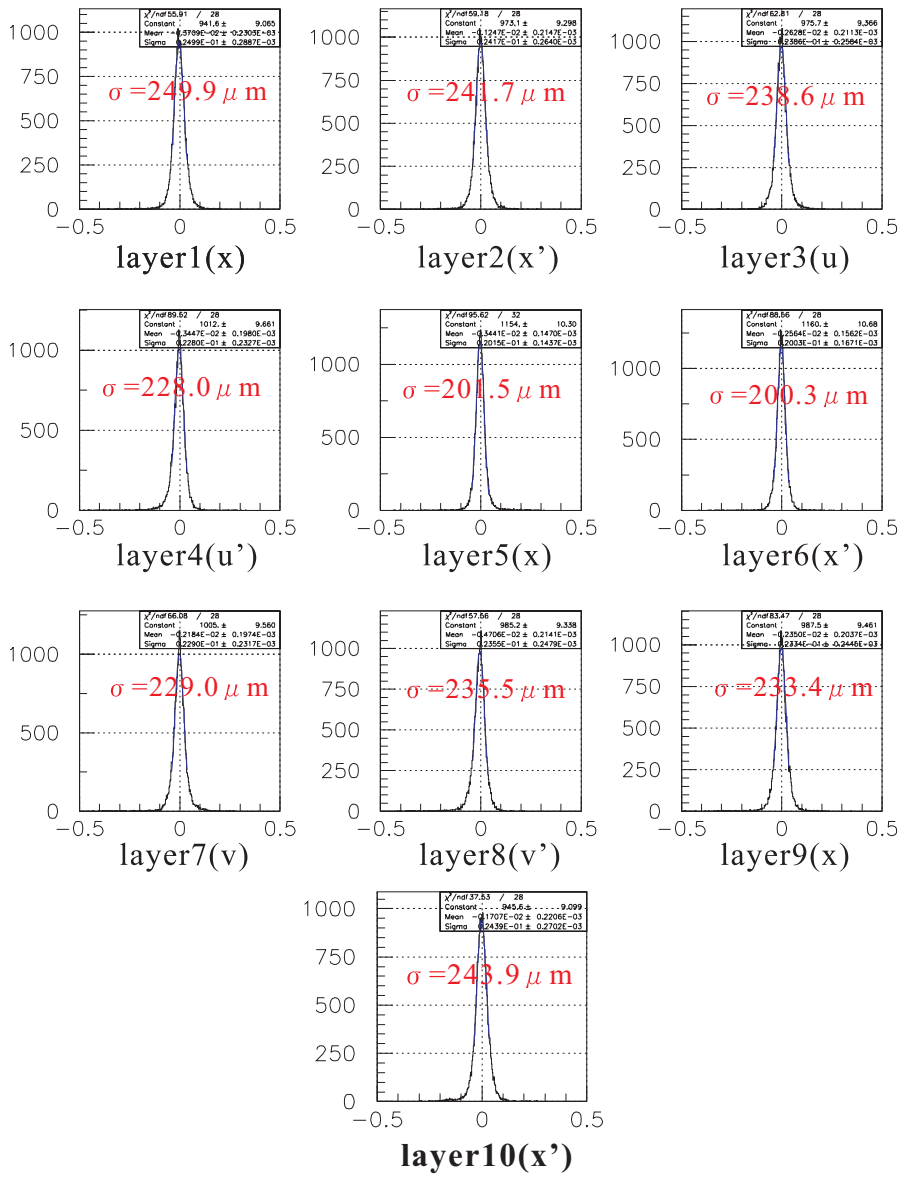

図 32: 各 layer での位置分解能を決定した残差分布。Gaussian で fitting し、その σ を図上に示した。ここでの残差とは、注目した layer を除いて tracking した時の、その layer での hit wire のデータから得られるドリフト距離と tracking により求まるドリフト距離の差である。この σ を図 31 にプロットした。field wire への印加電圧は-2200 V、threshold 電圧は+2 V。

電子の入射角度と入射運動量別に見た位置分解能

HDC への電子の入射角度別、及び入射運動量別に見た位置分解能をそれぞれ図 33 と、図 34 に示した。電子の運動量は、同時に行われた photon beam のエネルギー較正実験のために予め GEANT4 simulation により求められていた、HDC 中心の水平位置と入射電子の運動量の関係式により求めたものによって選んだ。この study により、入射角度が大きい程 (= エネルギーが小さい程)、3 章の式 13 に表されるように多重散乱の影響が表れ、分解能の低下を期待したが、今回は特にその影響を見積もることはできなかった。

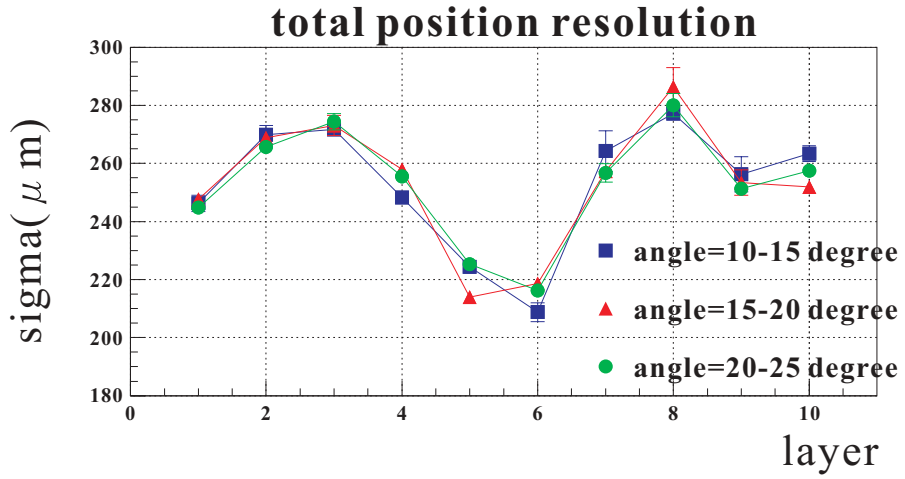

図 33: 入射角度別に見た各 layer の位置分解能。field wire への印加電圧-2200V、threshold 電圧+2V。

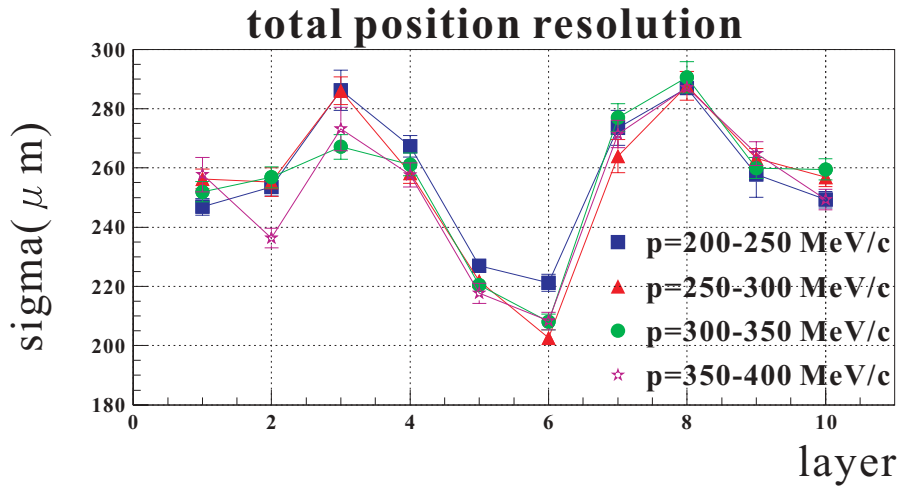

図 34: 電子の運動量別に見た各 layer の位置分解能。field wire への印加電圧-2200V、threshold 電圧+2V。GEANT4 の結果によって求めた運動量と、実際の運動量との食い違いは ±10 MeV/c 程度。

4.5 考察

4.5.1 位置分解能に対する評価

実験によって得られたHDCの各面における位置分解能に対して、Drift Chamberとしての性能を計るため各layerの平均化した位置分解能を見積もる。ここでは、各layerの位置分解能は粒子の入射位置や角度によらず、各layerにおいて全て同じであると仮定することによって概算する。trackingにより得られるχ^2分布は、もとのデータとtrackingにより得られた点との差により、

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} \frac{(s_i - s(z_i))^2}{{\sigma_i}^2} \tag{24}$$

ここで、水平方向にx軸を、鉛直方向にy軸に取り、粒子の入射方向をz軸に取り、鉛直方向に対して斜めに入っているwireについても考慮するため、i番目のlayer($z = z_i$、tilt angle α_i)に対する測定座標s_iを、

$$s(z_i) = x(z_i)\cos(\alpha_i) - y(z_i)\sin(\alpha_i) \tag{25}$$

と定義した。${\sigma_i}^2 = {\sigma_0}^2/\alpha$とおけば、式(23)は、

$$\chi^2 = \frac{\alpha}{{\sigma_0}^2} \sum_{i=1}^{n} (s_i - s(z_i))^2 \tag{26}$$

と表される。ここで、σ_0はtracking時に仮定した仮の分解能でσ_0=300 μmである。真の分解能との補正パラメータをαとする。また、HDCにおけるtrackは、以下の式によって記述される。

$$\begin{cases} x(z) = x_0 + u_0 z \\ y(z) = y_0 + v_0 z \end{cases} \tag{27}$$

この場合、(x_0, u_0, y_0, v_0)の4つの変数によって10点をtrackingするので、先の分布(式24)は自由度10-4=6のχ^2分布となる。自由度6のχ^2分布$f_6(\chi^2)$は、次のように表せる。

$$f(\chi^2) = \frac{1}{2\Gamma(3)}\chi^4 \exp(-\frac{\chi^2}{2}) \tag{28}$$

この関数によって、全10面hitのtrackingにより得られたχ^2(図35)(track時に$\sigma_0 = 300\mu$mと仮定している)をfittingする。fittingによって得たχ^2への重みαで、仮定したσ_0を補正した値を各layer面での平均化した位置分解能とする。図35により、仮定したσへの補正因子αは、$\alpha = 1.995 \pm 0.008$となる。したがって求めるσ (μm)は、

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{\sqrt{\alpha}} = \frac{1}{\sqrt{\alpha}} \times 300 = 212 \pm 0.4 \ (\mu\mathrm{m}) \tag{29}$$

この値(~210 μm)をHDCの1面当たりの平均化した位置分解能とする。

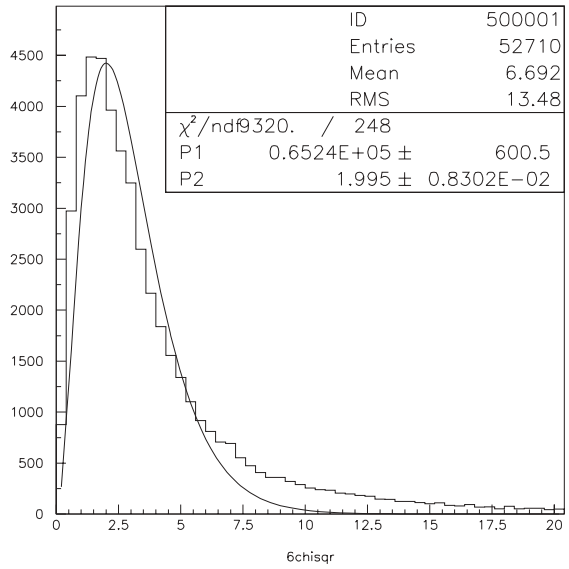

図 35: 自由度 6 の χ^2 分布による fitting

4.5.2 水平方向及び鉛直方向に対する位置分解能、角度分解能の評価

得られたデータにより、HDC の水平 (x 軸) 方向、鉛直 (y 軸) 方向に対する位置分解能と角度分解能の評価を行った。粒子の入射方向を z 軸に取る。評価の方法は、以下の通りである。

1. 全ての layer を使って、track が引けた event を選択する。
2. 鉛直方向に wire が入っている xx' layer 全 6 面について、1. の track 情報から、データより得られたドリフト距離を用いて xz 平面内で再度 tracking を行う。この時、ドリフト距離は x 方向のみで考える (z 方向に関しては考えない)。この際、hit のあった wire の左右どちらを通ったかの選択は、1. で引けた track と近い方の点を取ることにより行う。
3. xx' layer に関する各 6 面でのドリフト距離、及び layer 情報から求まる (x, z) 座標 (この時、x には 4.4.3 章図 32 で求めた各面における位置に関する error を平均化したものである 210 μm を用いる) について最小二乗法を用いて直線 tracking を行う。これにより得られた fitting パラメータである切片、傾きの error をそれぞれ x 方向に関する HDC の位置及び角度の分解能とする。
4. y 方向に関しては、uu'、vv' layer の hit 情報から得られるドリフト距離を、wire の tilt angle を考慮した y 方向のみの情報として考える。まず、uu'、vv' について hit のあった wire からのドリフト距離を求める。x 軸方向について考えた時と同様に、hit のあった wire の上下のどちらを通ったかの選択は、1. での track と近い方を選ぶことにより行う。
5. 3. で求めた track と u、u'、v、v' layer それぞれの z の値により、これらの layer

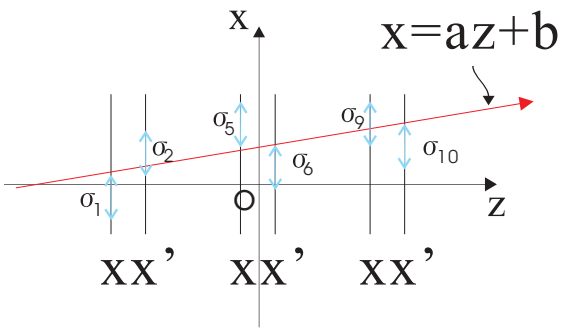

図 36: xx'6 面での hit 情報を用いて xz 平面で fitting する。

における x 軸方向の位置を求める。

6. 5. で求めた x の情報から wire に沿った (x, y) の関数と 4. で求めたドリフト距離により求まる 4 面における (y, z) 座標について最小二乗法で直線 tracking を行う。この y に関する誤差も実験により求めた各 layer の平均化した error から見積もって与える。x についての時と同様に、このときの fitting パラメータの error によって、y 方向に関する位置及び角度分解能を決定する。

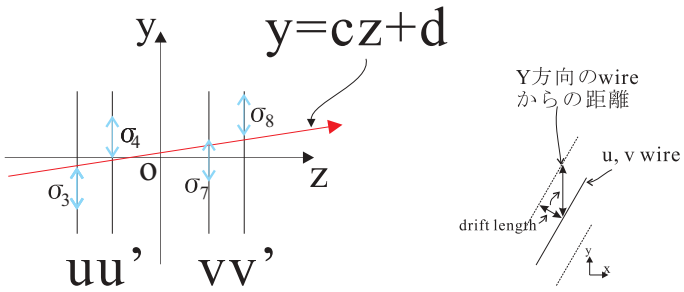

図 37: uu'、vv'4 面での hit 情報を用いて yz 平面にて fitting する。ただし、ここでの hit 情報は、右図のように最短ドリフト距離を y 方向のみの情報に焼き直している。さらに、図 32 より得られる位置への誤差も同様の方法で見積もった。

この fitting に使用した各パラメータを表 11 に、tracking における典型的な図を図 38 に示した。fit の結果は表 12 にまとめてあるが、x 方向で位置分解能 90 μm、角度分解能 0.7 mrad、y 方向で位置分解能 210 μm、角度分解能 2.8 mrad を達成していることがわかる。

	z (cm)	tilt angle	wire space (for x) (cm)	position resolution (μm)
x_1	-15.375	0 °	0.866	210 (249.9)
x_1'	-14.625	0 °	0.866	210 (241.7)
u	-7.875	-30 °	1.0	210 (238.6)
u'	-7.125	-30 °	1.0	210 (228.0)
x_2	-0.375	0 °	0.866	210 (201.5)
x_2'	0.375	0 °	0.866	210 (200.3)
v	7.125	30 °	1.0	210 (229.0)
v'	7.875	30 °	1.0	210 (235.5)
x_3	14.625	0 °	0.866	210 (233.4)
x_3'	15.375	0 °	0.866	210 (243.9)

表 11: xz、yz 平面における tracking に使った定数。座標原点は HDC 中心にとった。これらの値を基に、hit のあった wire の絶対位置と、データで得られたドリフト長より求まる hit position、4.4.3 章図 32 で求めた各面での位置分解能を用いて track を fit した。positon resolution の括弧内の値は平均化する前の値である。

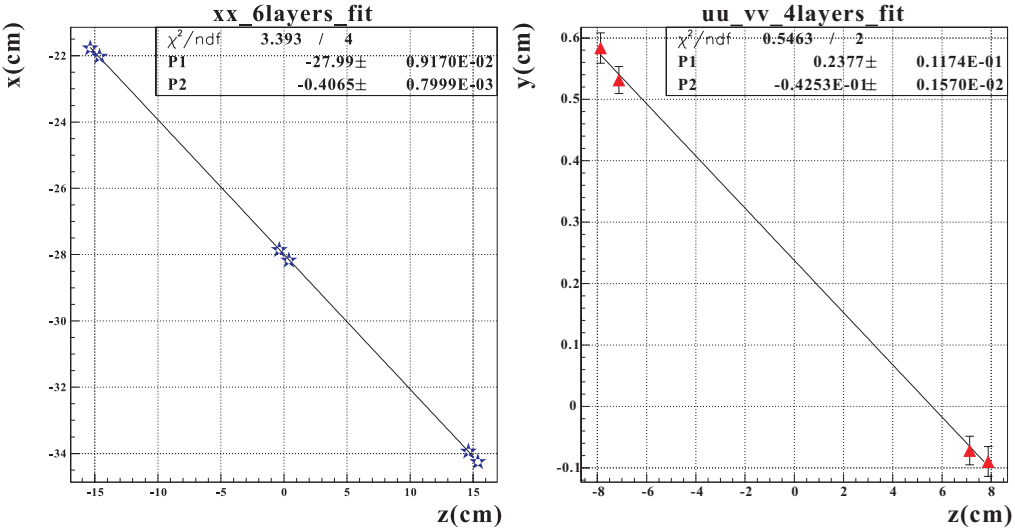

図 38: xz、yz 平面における fitting の図。左図が xz 平面に関して、右図が yz 平面に関する fitting の図である。

位置分解能 $x(xx'6$ 面)	86 μm
位置分解能 $y(uu', vv'4$ 面)	210 μm
角度分解能 $x(xx'6$ 面)	0.7 mrad
角度分解能 $y(uu', vv'4$ 面)	2.8 mrad

表 12: HDC の x、y 方向に関する位置分解能と角度分解能。ただし、ここで求めた x 方向に関する位置、角度の分解能は、$xx'6$ 面で求めている。実際には uu'、vv' も位置及び角度の決定に寄与するので、分解能はより向上すると考えられる。

5　まとめ

米国ジェファーソン国立研究所 (JLAB) にて予定されている $(e, e'K^+)$ 反応による Λ ハイパー核分光実験にて、その散乱電子検出器 (ENGE スペクトロメータ) は水平方向より 4.5 °傾けて使用される。これによる磁石系の optics の変化により散乱電子の運動量は、焦点面での電子の水平位置だけでなく、鉛直位置と角度にも依存する。散乱電子測定器で目標としている運動量分解能は、中心運動量 300 MeV/c に対して 5×10^{-4} (FWHM) である。これを達成するために位置検出器に求められる性能は、水平、鉛直方向に関する位置分解能でそれぞれ 200 μm、300 μm、水平方向の角度分解能にして 1.5 mrad である。この要求に伴って、新たに Drift Chamber を設計 · 製作した。Drift Chamber としては、ハニカムセル型とストローセル型の 2 つの候補が上がっていたが多重散乱の影響を考慮した上でハニカムセル型を選択した。この Honeycomb Drift Chamber の製作が 2002 年 10 月に完了し、その動作テストを核理研 photon beam を利用して行った。その結果、xx'6 面での tracking での x 方向、uu'、vv' での y 方向の位置分解能として、それぞれ、86 μm(6 面での値)、210 μm、角度分解能についても、x 方向、y 方向に関してそれぞれ 0.70 mrad(6 面での値)、2.8 mrad と求まった。この値は充分に要求値を満たしている。2003 年 2 月末には、JLAB へ輸送し、本実験の開始まで現地で最終調整を行う予定となっている。

A　Drift Chamber における tracking

A.1　Planer DC における直線 track

Drift Chmaber に対する入射粒子の方向に z 軸を取り、水平方向に x 軸、鉛直方向に y 軸を取る。Planer DC とは、anode plane($z = const$) に対して、(Left-Right が解けたとして) 一意に hit 位置が求まる DC である。一意に決まる条件として、通常ほぼ垂直入射の track となる。このときの tracking は線形 fitting である。ある layer 面 i($z = z_i$、wire の z 軸回りの titl angle α_i) について、測定座標 s_i を次のように定義する。

$$
\begin{aligned}
s(z_i) &= x(z_i)\cos(\alpha_i) - y(z_i)\sin(\alpha_i) && (30)\\
t(z_i) &= x(z_i)\sin(\alpha_i) + y(z_i)\cos(\alpha_i) && (31)\\
x(z_i) &= s(z_i)\cos(\alpha_i) + t(z_i)\sin(\alpha_i) && (32)\\
y(z_i) &= -s(z_i)\sin(\alpha_i) + t(z_i)\cos(\alpha_i) && (33)
\end{aligned}
$$

t と s は互いに直交する座標系である。求める track は、以下の式により 4 つのパラメータ (x_0, u_0, y_0, v_0) を用いて記述される。

$$
\begin{cases} x(z) = x_0 + u_0 z \\ y(z) = y_0 + v_0 z \end{cases} \tag{34}
$$

tracking による χ^2 は、各 layer 面での重みを w_i として、

$$
\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} \frac{\left(s_i - s(z_i)\right)^2}{{\sigma_i}^2} \tag{35}
$$

と表されるので、最小 2 乗法によって上記の 4 つのパラメータを求めてやればよい。具体的には、

$$
\begin{pmatrix} \frac{\partial \chi^2}{\partial x_0} \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial u_0} \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial y_0} \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial v_0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{36}
$$

を解く。

A.2 Honeycomb DC における tracking

座標系を Planer DC の場合と同様に取る。track が DC の検出面に対して角度を持って入射する場合、その入射角度により最短ドリフト方向が変わる。そのため、Planer DC と異なり、各検出面での z は固定されない。この時の tracking は、非線形 fitting となる。最短ドリフト方向の取り扱いを簡単にするため、通常 DC のセル構造は六角 (Honeycomb) または、円筒 (Straw) とし、電場に対称性をもたせる。完全な円筒対称の場合、anode wire を中心としてドリフト距離の円 (筒) を描き、この円に接するように tracking を行えばよい。

具体的には、Planer DC と同様に fitting を χ^2 が収束するまで繰り返す。l 番目の結果を使って、$(l+1)$ 番目の入力を作る。

$$\tilde{s}_i{}^l = (x_0{}^l + u_0{}^l z_i{}^l)\cos\alpha_i - (y_0{}^l + v_0{}^l z_i{}^l)\sin\alpha_i \tag{37}$$

$$\left(\frac{\widetilde{ds}}{dz}\right)_i^l = u_0{}^l \cos\alpha_i - v_0{}^l \sin\alpha_i \tag{38}$$

$$\cos\theta_i{}^l = \frac{1}{\sqrt{1+(\frac{\widetilde{ds}}{dz_i})^2}} \tag{39}$$

$$\sin\theta_i{}^l = \frac{\frac{\tilde{ds}}{dz_i}}{\sqrt{1+(\frac{\widetilde{ds}}{dz_i})^2}} \tag{40}$$

$$z_i{}^{l+1} = \begin{cases} zw_i - dl_i \sin\theta_i l & (\tilde{s}_i{}^l > sw_i) \\ zw_i + dl_i \sin\theta_i l & (\tilde{s}_i{}^l < sw_i) \end{cases} \tag{41}$$

$$s_i{}^{l+1} = \begin{cases} sw_i + dl_i \cos\theta_i l & (\tilde{s}_i{}^l > sw_i) \\ zw_i - dl_i \cos\theta_i l & (\tilde{s}_i{}^l < sw_i) \end{cases} \tag{42}$$

$$w_i{}^l = \frac{1}{\sigma_i{}^2}\cos\theta_i{}^l \tag{43}$$

ここで、zw、sw は、anode wire の位置、dl は drift length、θ_i は i 番目の layer 面におけるドリフト円の接線と z 軸との成す角度である。最後の式の重みは、入射角を考慮した重みである。

B　ファン及びヒートシンクの選択

ヒートシンクの性能を表す代表的な値に、熱抵抗値 ($Thermal\ Resistance$) と圧力損失 ($Pressure\ Drop$) がある。

熱抵抗値は $1W$ あたりの温度上昇を℃/W で表し、その値が低いほど高性能である。

圧力損失はヒートシンクを通り抜ける流体 (主に空気) の抵抗を mmH_2O の単位で表し、熱抵抗値と同様にその値が低いほど理想的である。ここでは、圧力損失については特には触れない。

消費電力が $Q(W)$ の熱源のヒートシンクに風 (空気) を送ることによる放熱について考える。この熱源の耐熱温度が T_{max}(℃) で、それを取り囲む空気の温度を T_a(℃) とする。熱源温度を耐熱温度以内に抑えるためには、熱源の温度上昇を $(T_{max} - T_a)$(℃) 以内にする必要があり、$Q(W)$ でこれを達成するには、送られている風速 $v(m/s)$ での熱抵抗値が $(T_{max} - T_a)/Q$(℃/W) 以下のヒートシンクで放熱すればよい。

ここでの説明は放熱のためのヒートシンクまたはファンを選択する上でのおおまかな目安となるが、実際はヒートシンクが他の部分からの輻射熱を受けたり、圧力損失値の高低やヒートシンクに接している熱源の面積などによっても放熱の性能は変化し得る。

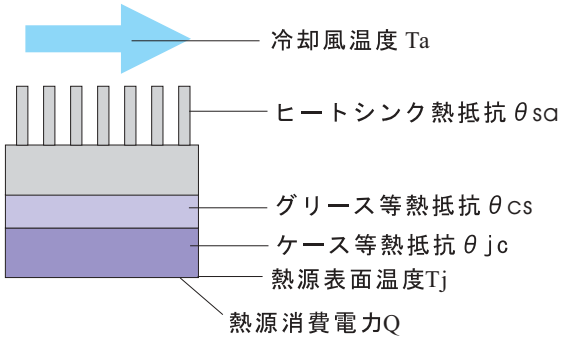

図 39: ある放熱系の変数

熱源の消費電力 Q と図 39 の各変数との間には次のような関係がある。

$$Q = \frac{T_j - T_a}{\theta_{sa} + \theta_{jc} + \theta_{cs}} \tag{44}$$

したがって、ヒートシンクの熱抵抗 θ_{sa} は

$$\theta_{sa} = \frac{T_j - T_a}{Q} - (\theta_{jc} + \theta_{cs}) \tag{45}$$

となる。

C Honeycomb Drift Chamber

図 40: HDC 概観の写真

図 41: 空冷用の fan(左) と読み出し部及び Amp-Discriminator の様子 (右)

参考文献

[1] O.Hashimoto, S.N.Nakamura, Y.Fujii, H.Tamaura, T.Takahashi, K.Maeda, H.Kanda, T.Miyoshi, H.Yamaguti, Y.Okayasu, K.Tsukada, et. al. JLAB E01-011(HKS) proposal(2001)

[2] 岡安　雄一, 修士論文:$(e, e'K^+)$ 反応による Λ ハイパー核分光実験に向けた次世代型スペクトロメータの研究 (2001) 東北大学

[3] 三好　敏喜, 修士論文:$(e, e'K^+)$ 反応によるハイパー核分光用シリコン・ストリップ検出器の開発 (1998) 東北大学

[4] F.Sauli, Principles of operation of multiwire propotional and drift chambers, Lectures given in the academic training programme of CERN 1975-76 (CERN 77-09, Geneva 1977)

[5] Review of Particle Physics, Phys. Rev. D 1 JULY 1996 PART 1

[6] Cern Lib, garfield-7 manual

[7] CERN Lib Long Writeup W5013, GEANT-Detector Description and Simulation Tool (CERN Geneva 1993)

[8] W.Blum, LRolandi, Particle Detection with Drift Chambers, Springer-Verlag

謝辞

本稿をまとめるにあたり様々な方々にご助言、ご指導、暖かい励ましをいただきました。心より感謝申し上げます。
中村哲助教授には、お仕事のお忙しい中研究室にお邪魔しコンピュータをお借りしては、ご迷惑をおかけしておりました。その度毎に、熱いご指導をいただき本当にありがとうございました。橋本治教授、田村裕和助教授、高橋俊行助手、藤井優助手には日頃より日常生活から物理に関してまで様々なご助言、ご指導をいただきました。教官の方々の知識の多さに、非常に感服させられました。本当にありがとうございました。
研究室の先輩である三好敏喜氏には、日頃より物理の基本やまた E01-011 実験に関して教えていただきました。いつも暖かいご指導をありがとうございました。岡安雄一氏には、日常生活や音楽や精神的な面に関してまで、非常にいろいろな面でお世話になりました。消沈していた僕を暖かく励まし、またご助言をいただきたました。論文作成時にお借りした「Hootie and the Blowfish」の唄は、自分にとって強く心に残るものとなったことと思います。ありがとうございました。

渡辺崇史氏、鵜養美冬氏、塚田暁氏、三浦勇介氏には、関わる実験は違うものの実験やプログラミングに関して教えていただきました。暖かいご助言ありがとうございました。

修士 1 年の松村彰彦氏は、一緒に工作や実験を行い僕を支えてくれました。いつも明るい笑顔と余裕で周りを明るくしてくれる彼の魅力をとても素晴らしく感じます。また、彼の行動力には感服させられました。ほんとうにありがとうございました。小山田正学氏、野村洋氏、山内大和氏には日頃より明るい笑顔で励まされました。買い物に車を出してもらったり、明るい笑いをもらったりとありがとうございました。とても楽しかったです。

同じ学年で僕の母親の大のお気に入りである伊藤健司氏。彼とは有朋寮入寮時から 6 年間の長い付き合いとなりましたが、日常生活から学校のことまであらゆる面でお世話になりました。奇遇にも入社する会社も同じで、これからまだまだ付き合いは続きそうです。ありがとうございました。これからもよろしくお願いします。水沼克人氏にもあらゆる面で相談にのってもらったり、助言をもらったりしました。僕と伊藤氏と同じく上京してもよろしくお願いします。ありがとうございました。山本洋輔氏には、その物事に対するこだわりの強さに感服させられました。僕も何かさらに強いこだわりをもてるものを探そうと思います。ありがとうございました。

加藤守男氏、川村直子氏には日常の細かい部分をお世話になりました。時として暖かい励ましをいただき、ほんとうにありがとうございました。

僕の論文作成にあたって、いろいろな方々にご協力いただきまた励ましをいただきました。皆様に心より感謝申し上げます。本当にありがとうございました。