

# 修士学位論文

150GeV/c ミューオンビームを用いた  
DLC  $\mu$ -PICの性能評価

2019年2月1日

専攻名  
学籍番号  
氏名

物理学専攻  
170s103s  
石飛 由介

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

## 概要

HL-LHCをはじめとする高レート環境下で動作させるための Micro Pattern Gaseous Detector(MPGD) として抵抗素材を電極に用いた抵抗陰極型 micro pixel chamber( $\mu$ -PIC) の開発が行われている。CERN LHC で行われている ATLAS 実験をはじめとする衝突型実験では多数の粒子が飛来し、検出器に対して垂直に入射してくるわけではなく斜めに入射してくる場合が多い。粒子が検出器に対して垂直に入射してくる場合は粒子のヒット位置を求める手法として重心法と呼ばれる解析方法を用いる。重心法はストリップに落ちる電荷がガウス分布に従うことを用いており、電荷の重み付けをしてヒット位置を決定する方法である。しかしストリップに落ちる電荷が広がり、標準偏差が大きくなると位置分解能の低下が予想される。粒子が検出器に対して斜めに入射してくる場合は電荷が広がるので重心法を用いて解析を行うと位置分解能が悪くなる。こういった場合に用いる解析方法が TPC 法と呼ばれる手法であり、ストリップに信号の来た時間とガス中での電子のドリフト速度から初期電子を求めて飛跡を再構成する方法である。本論文では CERN LHC の前段加速器である SPS ビームラインから飛来する荷電粒子を用いて  $\mu$ -PIC を用いた荷電粒子のトラッキング試験を行い、検出器を動作させる電圧や検出器の角度を変化させデータテイキングを行ったのでその結果を報告する。

# 目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	ガス放射線検出器	3
2.1	放射線と物質の相互作用	3
2.2	検出原理	5
2.3	ガス放射線検出器	9
第 3 章	$\mu$ -PIC	17
3.1	$\mu$ -PIC の構造	17
3.2	$\mu$ -PIC の動作	17
3.3	$\mu$ -PIC の放電問題	18
3.4	Diamond Like Carbon(DLC)	20
3.5	スパッタリング技術	21
3.6	抵抗型 $\mu$ -PIC の構造	23
3.7	高抵抗陰極 $\mu$ -PIC の動作	24
第 4 章	CERN H4 ビームラインにおける 150GeV/c ミューオンを用いたトラッキング試験のセットアップ	27
4.1	CERN SPS H4 ビームライン	27
4.2	検出器のセットアップ	27
4.3	読み出しシステム	29
第 5 章	トラッキング試験の測定結果	35
5.1	検出効率	35
5.2	位置分解能	35
第 6 章	議論	47
6.1	位置分解能の不定性の議論	47
6.2	角度を固定した場合の位置分解能	52
第 7 章	まとめ	53
	謝辞	55



# 目次

2.1	銅中でのミューオンのエネルギー損失 . . . . .	4
2.2	様々な物質に対する粒子のエネルギー損失 . . . . .	5
2.3	Ar:CO <sub>2</sub> =93:7の混合気体における光子のエネルギーと質量吸収係数の関係 . . . . .	6
2.4	様々なガスにおける W 値の表 . . . . .	6
2.5	各種気体中における各種イオンの移動度 . . . . .	7
2.6	Ar に対する電子の衝突断面積と電子のエネルギーの関係 . . . . .	8
2.7	各種気体中での電子のドリフト速度 . . . . .	8
2.8	増幅過程の電子とイオンの分布図 . . . . .	9
2.9	Korff の経験式による各種ガスにおける A,B の値 . . . . .	9
2.10	比例計数管の模式図 . . . . .	10
2.11	比例計数管における陽極中心から距離 r と電場の関係 . . . . .	10
2.12	MWPC の電場構造 . . . . .	11
2.13	二次元 MWPC の模式図 . . . . .	11
2.14	二次元読み出しの MSGC の構造 . . . . .	11
2.15	MSGC の電場構造 . . . . .	12
2.16	MWPC と MSGC における増幅率と係数率の関係 . . . . .	12
2.17	GEM の電子顕微鏡による拡大写真 . . . . .	12
2.18	GEM の電気力線 . . . . .	12
2.19	三段 GEM の構造 . . . . .	13
2.20	電圧と GEM の増幅率の関係 . . . . .	13
2.21	Micromegas の模式図 . . . . .	13
2.22	抵抗型 Micromegas の構造の模式図 . . . . .	14
2.23	高速中性子環境下における抵抗電極無しの Micromegas の電圧と電流の時間経過の様子 . . . . .	14
2.24	高速中性子環境下における抵抗型 Micromegas の電圧と電流の時間経過の様子 . . . . .	14
3.1	$\mu$ -PIC の概観 . . . . .	17
3.2	$\mu$ -PIC における電離の様子 . . . . .	18
3.3	左:陽極の電位と増幅率の関係, 右:X線のレートと陽極の電流の関係 . . . . .	19
3.4	放電の回数と導通路の形成の様子 . . . . .	19
3.5	グラファイト構造 $sp^2$ の模式図 . . . . .	20
3.6	ダイヤモンド構造 $sp^3$ の模式図 . . . . .	20
3.7	DLC の構造の模式図 . . . . .	20
3.8	スパッタリング技術の概念図 . . . . .	21

3.9	炭素薄膜の厚さと抵抗値の関係	21
3.10	スパッタリング用のチェンバの概念図	22
3.11	スパッタリング用のチェンバの写真	22
3.12	高抵抗陰極 $\mu$ -PIC の概観図	23
3.13	陽極に電位を印加する接続部のレジスタの電子顕微鏡写真	23
3.14	高抵抗陰極 $\mu$ -PIC の断面図	24
3.15	様々なガスの混合比における高抵抗陰極 $\mu$ -PIC の増幅率	24
3.16	同じガス増幅率 ( $\sim 15000$ ) で動作させた従来型 $\mu$ -PIC(a) と高抵抗陰極 $\mu$ -PIC(b) に高速中性子を照射した場合の陽極の電流値	25
3.17	放電の閾値を $0.5\mu\text{A}$ と $2\mu\text{A}$ にした場合の従来型 $\mu$ -PIC と高抵抗陰極 $\mu$ -PIC の放電率とゲインの関係	25
4.1	North Area のビームラインと Hall EHN1 の配置図	28
4.2	H4 ビームラインでの実験エリアの写真	28
4.3	トラッキング試験における検出器のセットアップ	29
4.4	検出器のセットアップの写真	29
4.5	APV1 枚の写真	30
4.6	APV25 の回路構造	30
4.7	APV25 から得られる生データの例	31
4.8	ADC と FEC の対の写真: $\mu$ -PIC には 2 対使用する	31
4.9	SRS 全体のブロック図	32
4.10	mmDAQ で取れた $\mu$ -PIC の信号の例	33
4.11	mmDAQ イベントディスプレイでの 1 イベントの例:左図は横軸がストリップの番号、縦軸が ADC 値を表している。右図は横軸がストリップ番号、縦軸が時間を表している。	33
4.12	RC42、Tmm2、Tmm5 の二次元でのヒット位置の分布の例	34
5.1	それぞれの角度における cathode の検出効率	36
5.2	検出器を 30 度傾けた場合の mmDAQ による $\mu$ -PIC の信号をストリップ方向に投影したヒストグラム:電荷がストリップ 9 個に落ちていることがわかる。また ADC 値は電荷の最大値を表している。	36
5.3	Tmm 同士の x 方向と y 方向それぞれの residual のヒストグラム	37
5.4	mmDAQ による $\mu$ -PIC の信号をストリップ方向に投影したヒストグラム:横軸が strip 番号、縦軸が ADC 値を表す。ADC 値は電荷の最大値を表している。	38
5.5	重心法による粒子のヒット位置決定の模式図:この図のように粒子が検出器に対して斜めに入射してくる時は実際のビームのヒット位置と重心法で求めたヒット位置に大きな差があることが予想される。	38
5.6	重心法による位置分解能	39
5.7	Tmm から予想される RC42 のヒット位置と実際のヒット位置との差のヒストグラム (検出器を 30 度傾けた場合)	40
5.8	first hit 法による粒子のヒット位置決定の模式図:時間情報の一部を使うことにより重心法より位置分解能の向上が予想される。	41
5.9	first hit 法による位置分解能	41

5.10	Ar:CO <sub>2</sub> =93:7 中での電子のドリフト速度 . . . . .	42
5.11	本来の飛跡から得られるデータを用いて飛跡の再構成する場合の模式図:紫色の直線が本来の飛跡、緑色の楕円が実際に発生する電子雲、オレンジ色の点が実際に発生する電子雲をデータとして読み取る点、赤色の直線がオレンジ色の点を用いて再構成した飛跡 をそれぞれ表している。 . . . . .	43
5.12	TPC 法によるヒット位置の決定:ドリフトギャップの中心が角度の不定性によるズレが最小になる点、つまり位置分解能が最も小さくなる点に対応するストリップを粒子のヒット位置とする。 . . . . .	44
5.13	TPC 法で飛跡再構成を行い、適当なドリフトギャップ方向の位置を与えて位置分解能をスキャンした結果 . . . . .	44
5.14	左:二台の Micromegas から予想される $\mu$ -PIC のヒット位置と TPC 法による再構成から得られたヒット位置の差をとったヒストグラム。赤い丸で囲んだ部分は角度不定性による広がりと考えられる。右:イベントセレクションとして本来の飛跡の角度 $\pm 10^\circ$ でカットをかけたヒストグラム。角度の不定性による広がりがなくなっていることがわかる。 . . . . .	45
5.15	TPC 法による位置分解能測定結果:検出器の角度が大きくなるほど位置分解能の低下が見られる . . . . .	45
5.16	3 種類の解析による位置分解能の違い (ドリフト電極と陰極間の電圧 500V):TPC 法による結果は他の 2 つの解析方法に比べて位置分解能が向上していることがわかる . . . . .	46
6.1	DLC $\mu$ -PIC のピクセルのジオメトリ:ここでメッシュは $\mu$ -PIC を構成する電極の境界を表している。 . . . . .	48
6.2	ドリフト電極と陰極間の電圧が 100V、検出器面から 1mm の高さで電子が発生した時の拡散のヒストグラム . . . . .	48
6.3	ドリフト電極と陰極間の電圧が 100V、検出器面から 4.9mm の高さで電子が発生した時の拡散のヒストグラム . . . . .	48
6.4	検出器を 30 度傾けた場合の mmDAQ で得られたデータの例:横軸が時間、縦軸が ADC 値を表している . . . . .	49
6.5	モンテカルロ法の手順 1:粒子の飛跡を作り、飛跡上にポアソン分布で電子を発生させる。ここで赤色の線は粒子の飛跡、青色の点は発生した電子を表している。 . . . . .	49
6.6	モンテカルロ法の手順 2:発生した電子の中で最も早く信号が来た電子を緑色の点で表している。 . . . . .	49
6.7	モンテカルロ法の手順 3:最も早い信号の点のみを残して実際にデータとして読み出される形に焼き直す。ここで紫色の点はデータとして読み出される電子を表す。 . . . . .	50
6.8	モンテカルロ法の手順 4:データとして読み出される形に焼き直した電子の位置を用いて飛跡の再構成を行う。 . . . . .	50
6.9	モンテカルロ法による実際の飛跡と再構成した飛跡の y 方向の広がり:検出器の傾き 10 度、ドリフト-陰極間の電圧 500V の場合 . . . . .	50
6.10	検出器の傾き 30 度でドリフト電極と陰極間の電圧が 500V の時のモンテカルロシミュレーションによる位置分解能:平均発生電子数が 1mm あたり 3.3 個の場合:位置分解能は約 $80\mu\text{m}$ . . . . .	51
6.11	検出器の傾き 30 度でドリフト電極と陰極間の電圧が 500V の時のモンテカルロシミュレーションによる位置分解能:平均発生電子数が 1mm あたり 2 個の場合:位置分解能は約 $100\mu\text{m}$ . . . . .	51
6.12	検出器の傾き 30 度でドリフト電極と陰極間の電圧が 500V の時のモンテカルロシミュレーションによる位置分解能:平均発生電子数が 1mm あたり 1 個の場合:位置分解能は約 $150\mu\text{m}$ . . . . .	51
6.13	角度を固定して飛跡の再構成を行った場合の位置分解能 . . . . .	52



# 第1章

## 序論

高エネルギー実験分野では近年、より高頻度入射レートの実験が行われるようになってきている。そのため高レートの環境下で正常に動作する検出器が求められているが例えば、従来用いられていたワイヤーチェンバーである Multi Wire Proportional Chamber(MWPC) と呼ばれる検出器では  $10^4\text{cps/cm}^2$  程度より高レートの環境下では耐えられない。MWPC に代わるガス検出器として Micro Pattern Gaseous Detectors(MPGD) という PCB 上に微細構造の電極をフォトリソグラフィ技術を用いて作成したガス検出器が開発されており、micro pixel chamber( $\mu$ -PIC) も MPGD の1つである。しかし、MPGD は狭い電極間に高い電圧をかけるので電極間の放電が生じやすく、これにより電極や読み出し電極を破壊したり、不感時間が大きくなるなどの問題があった。この問題を解決するために抵抗素材を電極に用いた MPGD の開発が進められている。神戸大学では炭素スパッタという技術を用いて抵抗電極を作成した検出器である抵抗陰極型  $\mu$ -PIC を開発している。

ガス検出器に対して粒子が入射し、ヒット位置を決定する最も簡単な方法として重心法という解析方法が挙げられるが、検出器面に対して垂直でない方向から来る荷電粒子を捉える場合、重心法はストリップに落ちる電荷が広がり、大きなヒット位置のズレが生じる。CERN LHC で行われている ATLAS 実験などの衝突型実験では多数の粒子が飛来するがそれらの粒子は必ずしも検出器に対して垂直に入射してくるわけではなく、ヒット位置決定の精度が悪くなる。よって別のヒット位置決定方法が求められ、その1つが TPC 法と呼ばれる方法である。TPC 法は名前の通りドリフト空間のギャップを Time Project Chamber として用いる方法である。具体的には、ストリップにきた信号の時間とガス中での電子のドリフト速度から初期電子の発生位置がわかるのでそれらを用いて飛跡の再構成を行う解析方法である。

抵抗陰極型  $\mu$ -PIC を用いて TPC 法による粒子の飛跡の再構成を行い、位置分解能を求めることが本研究の目的である。荷電粒子による試験を行うために CERN LHC の前段加速器である SPS ビームラインを用い、動作電圧や検出器の角度を変えながら測定を行った。得られたデータより重心法、TPC 法の他に、信号の時間が最も早かったストリップをヒット位置とする解析方法の3種類で解析を行い、位置分解能を求めた。また、ドリフト空間方向とストリップの不定性を考慮に入れた簡単なモデルを用いて位置分解能の不定性について議論する。本論文の構成は次のようになる。

- 第2章 ガス放射線検出器
- 第3章  $\mu$ -PIC
- 第4章 CERN H4 ビームラインにおける  $150\text{GeV}/c$  ミューオンを用いたトラッキング試験のセットアップ
- 第5章 トラッキング試験の測定結果
- 第6章 議論
- 第7章 まとめ
- 謝辞



## 第 2 章

# ガス放射線検出器

### 2.1 放射線と物質の相互作用

ガス検出器は粒子線の検出をガス分子の電離によって行う検出器である。ガスを満たした検出器内を粒子線が通過することで各種相互作用が起これり粒子が通過した経路に沿って励起された分子と電離された分子（イオン対）の両方が作られる。イオン対には、入射粒子との相互作用によって直接生成されるものと入射粒子のエネルギーの一部が高エネルギー電子（ $\delta$  線）に伝達されるという過程を経て生成されるものがある。こうして生成された電子はこのままだと正イオンと再結合して中性粒子に戻ってしまう。しかしガスを満たしている空間に電場をかけることで電子は電場と逆方向、正イオンは電場と同じ方向に動くので再結合を防ぐことができる。また、強電場領域では電子はガス分子との衝突と衝突の間に加速されて電子のエネルギーがガスの種類に依存したエネルギー閾値（W 値）を超えると周りのガス分子を電離し始めることによって雪崩的に電子が増幅される。このようにして生成された多くの電荷移動することによりが誘起された電気信号を検出することで粒子線の検出を行う。本章では放射線と物質との相互作用について述べ、各種ガス検出器の紹介を行う。

#### 2.1.1 荷電粒子と物質の相互作用

電子や陽電子以外の荷電粒子の場合に粒子と物質の相互作用で最も支配的になるのは原子中の電子とのクーロン散乱である。核子との散乱も考えられるが核子の反跳エネルギーは核子自身の質量に比べて十分小さいので無視できる。

この相互作用によってスピン 0、電荷  $q$ 、質量  $M$ 、速度  $v$  の入射荷電粒子が物質内で単位長さあたりに失う平均エネルギーは Bethe-Bloch の式に従う (式 2.1)([1])。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Dq^2n_e}{\beta^2} \left( \ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I}\right) - \beta^2 - \frac{\delta(\gamma)}{2} \right) \quad (2.1)$$

ここで  $m_e$  は電子の質量、 $n_e$  は電子密度、 $I$  は原子の平均イオン化ポテンシャルであり、係数  $D$  は式 2.2 で表される。

$$D = \frac{4\pi\alpha^2 h^2}{m_e} = 5.1 \times 10^{-25} [\text{MeVcm}^2] \quad (2.2)$$

また、典型的な荷電粒子であるミューオンの運動量に対するエネルギー損失の関係のグラフを図 2.1 に表す。横軸はミューオンの運動量、縦軸はエネルギー損失の平均値である阻止能を表す。

スピン  $\frac{1}{2}$  の粒子であるフェルミオンの場合は式の形は少し異なるがその違いは無視できるほど小さいので同様の式を使うとして良い。Bethe-Bloch の式 2.1 によると  $\beta\gamma$  の値によってエネルギーの失い方が異なる。 $0.1 \leq \beta\gamma \leq 1.0$  の領域ではエネルギー損失は  $\beta$  の二乗におよそ反比例し、 $1.0 \leq \beta\gamma \leq 1000$  の領域ではエネルギー

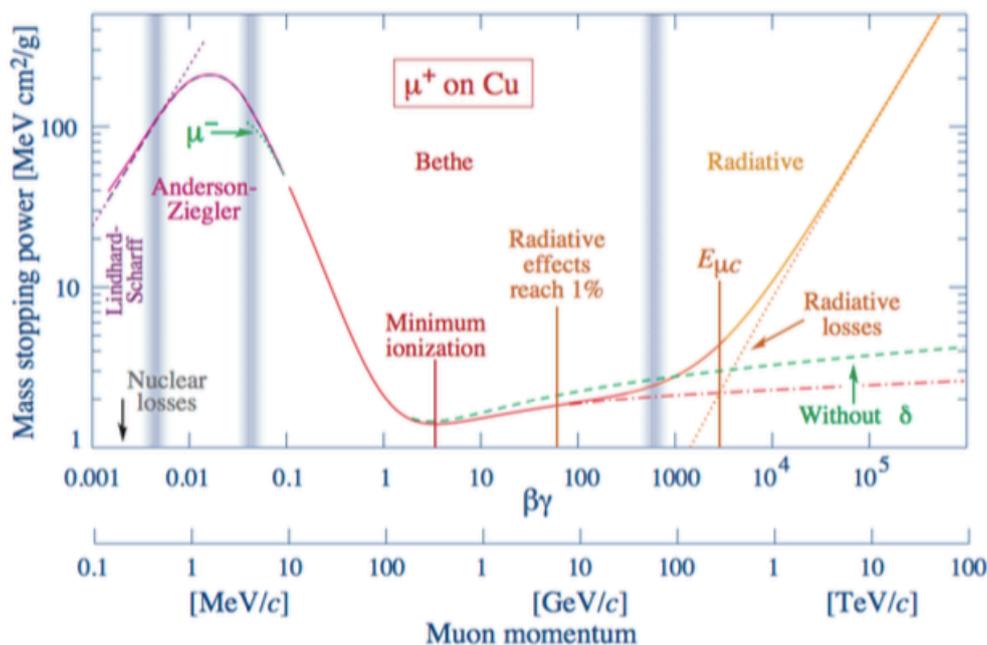


図 2.1 銅中でのミューオンのエネルギー損失 [1]:  $\beta\gamma \approx 3$  から  $\beta\gamma \approx 1000$  の領域の粒子はエネルギー損失の値がほぼ一定で MIP 粒子と呼ばれる。

損失は非常に小さくなり、特に  $\beta\gamma \approx 3 \sim 4$  で最小となる。

$$\frac{1}{\rho} \left( -\frac{dE}{dx} \right)_{min} \approx 3.5 \frac{Z}{A} [\text{MeVg/cm}^2] \quad (2.3)$$

その最小値の値は式 2.3 で表される。この領域は最小イオン化領域と呼ばれ、この領域のエネルギーを持つ粒子は Minimum Ionizing Particle (MIP 粒子) と呼ばれる。

ここで  $\rho$  は物質の密度、 $Z$  は物質の原子番号、 $A$  は物質の原子量である。

様々な物質について Bethe-Bloch の式を計算したものを図 2.2 に示す。

### 2.1.2 光子と物質の相互作用

X線や  $\gamma$  線と物質の相互作用は主に光電効果、コンプトン散乱、対生成の3つがある。光子のエネルギーを  $E$  とすると散乱断面積は光電効果は  $1/E^{3.5}$ 、コンプトン散乱は  $1/E$  に比例する。また、光子のエネルギーが  $10\text{MeV}$  を超えるとエネルギーに依存なく対生成が支配的となる。散乱断面積はエネルギーだけでなく原子番号  $Z$  にも依存しており光電効果は  $Z^5$ 、コンプトン散乱は  $Z$ 、対生成は  $Z^2$  に比例している。

Ar:CO<sub>2</sub>=93:7 の混合気体における光子のエネルギーと質量吸収係数の関係を図 2.3 に示す。

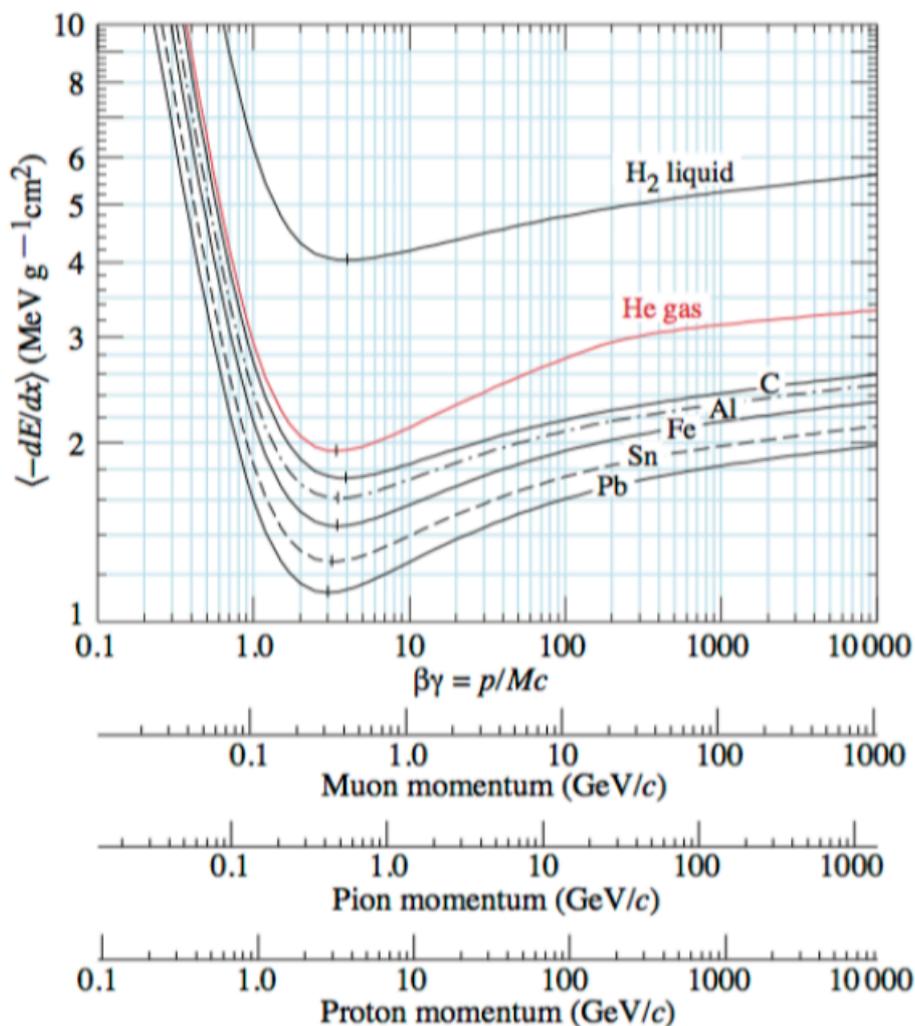


図 2.2 様々な物質に対する粒子のエネルギー損失 (Bethe-Bloch の式)[1]

## 2.2 検出原理

### 2.2.1 ガス分子の電離

検出器内のガス中に粒子が入射するとガス分子が電離されることで粒子の飛跡に沿って電子が生成される。遊離されたイオン対の総数  $N_T$  は粒子のエネルギー損失  $\Delta E$  に比例し、式 2.4 で表される。

$$N_T = \frac{\Delta E}{W_1} \quad (2.4)$$

ここで  $W_1$  は粒子がガスを電離するときに失う平均的なエネルギーであり  $W$  値と呼ばれる。粒子がガス中で電離を起こすのは粒子の局所的なエネルギー損失が電子の束縛エネルギーよりも大きいときで、ガス検出器に用いられるガス原子の電子の束縛エネルギーは最小で 10~20eV である。また、電離によってイオン対が生成される過程の他に、2 種類以上のガスを用いた場合に、より高い束縛状態にある分子によって電子が励起されて励起分子を生成するペニング効果と呼ばれる過程もある。励起した希ガス分子は炭化水素などの多原子分子によるクエンチガスと反応して電子を生成する。これにより  $W$  値は分子を電離するのに必要なエネルギーよりも大きくなる。

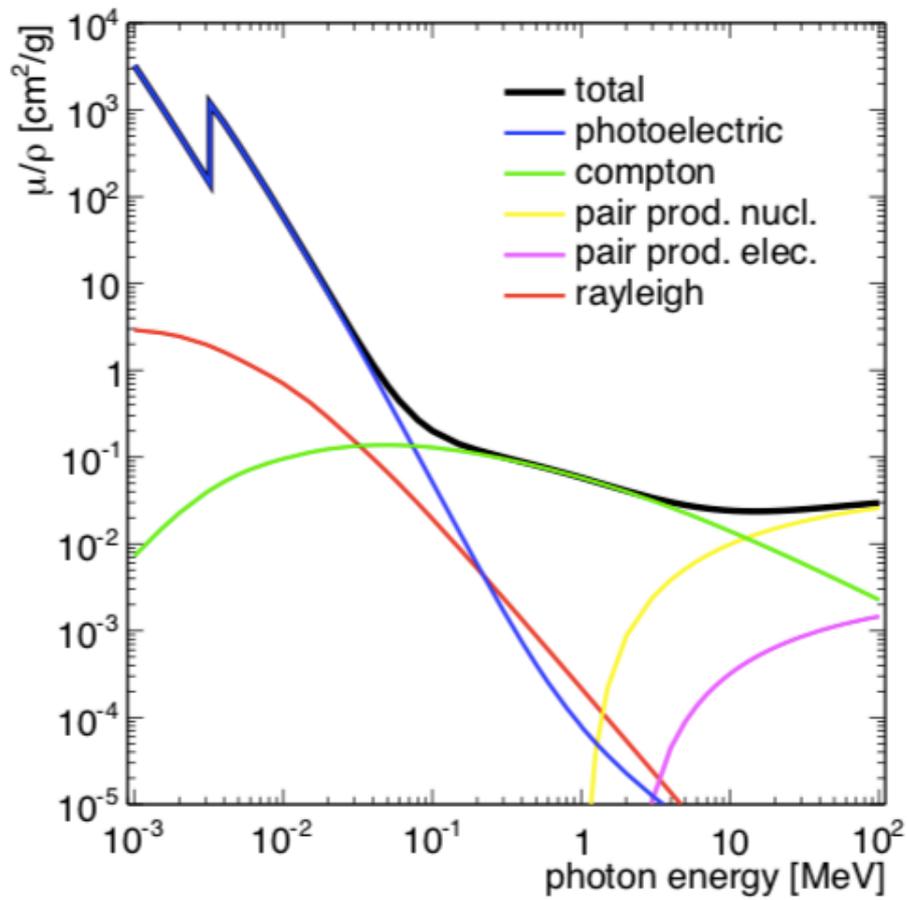


図 2.3 Ar:CO<sub>2</sub>=93:7 の混合気体における光子のエネルギーと質量吸収係数の関係 [2]

Gas	Density, mg cm <sup>-3</sup>	$E_x$ eV	$E_I$ eV	$W_I$ eV	$dE/dx _{\min}$ keV cm <sup>-1</sup>	$N_P$ cm <sup>-1</sup>	$N_T$ cm <sup>-1</sup>
He	0.179	19.8	24.6	41.3	0.32	3.5	8
Ne	0.839	16.7	21.6	37	1.45	13	40
Ar	1.66	11.6	15.7	26	2.53	25	97
Xe	5.495	8.4	12.1	22	6.87	41	312
CH <sub>4</sub>	0.667	8.8	12.6	30	1.61	28	54
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	1.26	8.2	11.5	26	2.91	48	112
iC <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	2.49	6.5	10.6	26	5.67	90	220
CO <sub>2</sub>	1.84	7.0	13.8	34	3.35	35	100
CF <sub>4</sub>	3.78	10.0	16.0	54	6.38	63	120

図 2.4 様々なガスにおける W 値の表 [3]

気体	イオン	移動度, $\mu^+$ ( $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ )
He	He <sup>+</sup>	10.2
Ar	Ar <sup>+</sup>	1.7
H <sub>2</sub> O	H <sub>2</sub> O <sup>+</sup>	0.7
Ar	(OCH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> CH <sub>2</sub> <sup>+</sup>	1.51
<i>iso</i> C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	(OCH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> CH <sub>2</sub> <sup>+</sup>	0.55
(OCH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> CH <sub>2</sub>	(OCH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> CH <sub>2</sub> <sup>+</sup>	0.26
Ar	<i>iso</i> C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> <sup>+</sup>	1.56
<i>iso</i> C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	<i>iso</i> C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> <sup>+</sup>	0.61
Ar	CH <sub>4</sub> <sup>+</sup>	1.87
CH <sub>4</sub>	CH <sub>4</sub> <sup>+</sup>	2.26
Ar	CO <sub>2</sub> <sup>+</sup>	1.72
CO <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub> <sup>+</sup>	1.09

図 2.5 各種気体中における各種イオンの移動度 [4]

図 2.4 に様々なガスに対する W 値を示す。W 値の値はガスの種類や放射線の種類やエネルギーに大きくは依存せず、ほぼ一定の値になることが実験的に示されている。また、図 2.4 中には W 値の他に第一励起エネルギー  $E_x$ 、イオン化エネルギー  $E_I$ 、電子とガス分子との一回の衝突によって生成されるイオン対の総数  $N_P$  を示している。ここでの気体の密度は標準状態における値である。

### 2.2.2 イオン対の移動

入射粒子によって生成されたイオン対は信号として検出される前に中性化されることがある。この場合、正イオンは電子が負イオンと再結合する。また、eV 程度の低いエネルギーを持つ電子は電気陰性度の高い原子に捕獲される可能性がある。それらを防ぐために粒子線を検出するときはガス中に電場をかけることで再結合を抑制する。正イオンは電場の方向へ、電子は電場と逆方向へ移動するがその移動速度は大きく異なるのでそれぞれの移動速度について述べる。

#### イオンの速度

イオンは電場によって加速され、気体分子と衝突して止まるということを繰り返しながら移動していく。

イオンの移動速度は電場の強度  $E$  に比例し、平均ドリフト速度は式 2.5 で表される。

$$v_D^+ = \mu^+ E \frac{p_0}{p} \quad (2.5)$$

ここで、 $v_D^+$  は平均ドリフト速度、 $\mu^+$  はイオンの移動度、 $p_0$  は標準圧力 ( $1 \times 10^5$  [Pa]) である。イオンの移動度はイオンと気体の組み合わせで決まっている。

各種気体中における各種イオンの移動度をまとめたものを図 2.5 に示す。

例えば、Ar ガス中の Ar イオンのドリフト速度は  $E=1$  [kV/cm]、 $p=1 \times 10^5$  [Pa] とするとドリフト速度  $v_D = 1.7 \times 10^3$  [cm/s] となり 1cm 進むのに要する時間は約 0.59ms となる。

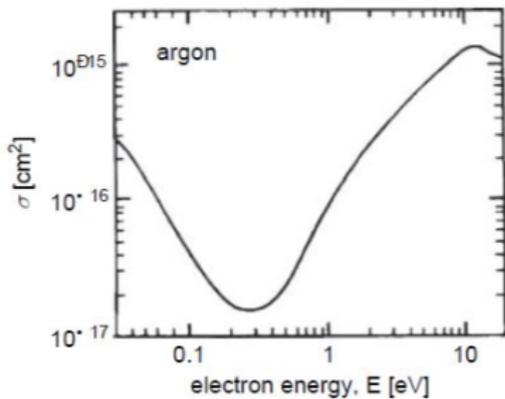


図 2.6 Ar に対する電子の衝突断面積と電子のエネルギーの関係 [5]

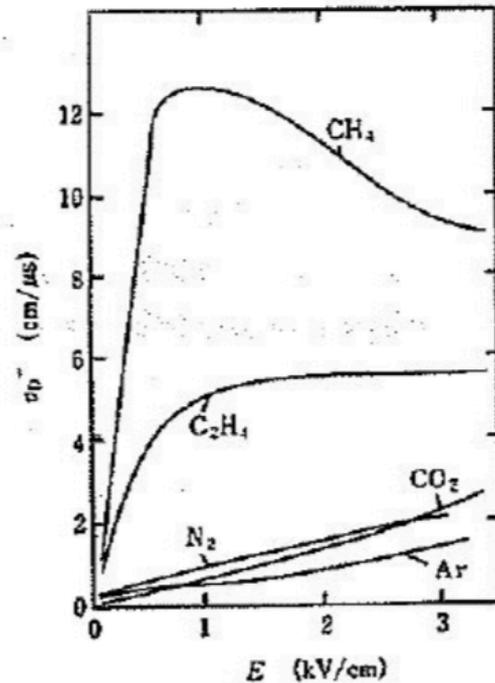


図 2.7 各種気体中での電子のドリフト速度 [5]

### 電子のドリフト速度

電子もイオンと同様に電場によって加速されるがイオンと比べて平均自由行程が長いので、イオンとの衝突間に得られるエネルギーはイオンより多い。特に運動エネルギー 1eV 程度の電子の波長は希ガスの束縛電子の軌道直径の 2 倍程度に相当するので量子効果によって当該原子を電子に対してほぼ透明にしてしまう。これをラムザウア効果という。

Ar と電子の衝突断面積と電子のエネルギーの関係、各種気体中での電子のドリフト速度の実測値を図 2.6 と図 2.7 に示す。

### 2.2.3 雪崩増幅

イオンと同様に電子もガス分子と衝突しながら電場とは逆向きに移動していく。イオンはその移動度の小ささにより衝突間に電場から得られるエネルギーは少ない。一方、電子はイオンに比べて平均自由行程が長いので電場の強さが  $10^6$  [V/m] 以上の領域においては電子はガス分子との衝突間に、分子を励起したり電離するのに十分なエネルギーを得ることができる。このようにして電子の数が雪崩式に増えていく。これを雪崩増幅と呼ぶ。電子の平均自由行程の逆数をタウンゼントの第一係数と呼び、単位ドリフト距離あたりに生成されるイオン対の数を表す。これを用いて簡単なモデルについて雪崩増幅の過程を述べる。

まず、タウンゼントの第一係数  $\alpha$  が電子の位置によらないとして初期位置での電子の個数を  $n_0$  とすると電子が  $dx$  ドリフトした場合の増幅された電子数は式 2.6 で表される。

$$dn = n_0 \alpha dx \quad (2.6)$$

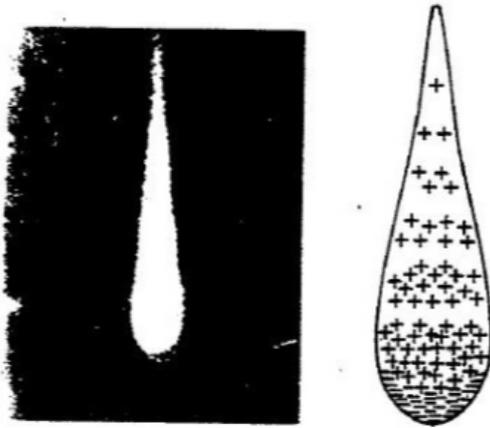


図 2.8 増幅過程の電子とイオンの分布図 [6]

Parameters appearing in Korff's approximated expression for the first Townsend coefficient  $\alpha$  (27)

Gas	A ( $\text{cm}^{-1}$ Torr)	B (V $\text{cm}^{-1}$ Torr)	k ( $\text{cm}^2 \text{V}^{-1}$ )
He	3	34	$0.11 \times 10^{-17}$
Ne	4	100	$0.14 \times 10^{-17}$
Ar	14	180	$1.81 \times 10^{-17}$
Xe	26	350	
CO <sub>2</sub>	20	466	

図 2.9 Korff の経験式による各種ガスにおける A,B の値 [7]

これにより電子が  $x$  進んだ時の電子の増幅率  $M$  は式 2.7 となる。

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \quad (2.7)$$

しかし、電場が一様でない場合は  $\alpha$  は電子の位置  $x$  に依存する関数となるので増幅率は式 2.8 のように書くことができる。

$$M = \exp\left[\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx\right] \quad (2.8)$$

増幅されたイオン対は水滴のような形をしている。これは電子とイオンのドリフト速度に大きな差があることとガス中での拡散によるためである。電子は進行方向の前方に密集しているがイオンは後方に取り残されている。しかし半数のイオンは最後の平均自由行程内で生成されるので電子同様に前方に含まれている (図 2.8)。 $\alpha$  は実験的には電子の位置だけでなくガスの圧力や電場の強さにも依存する。

Korff による近似式により  $\alpha$  が小さい場合は以下の式 2.9 で表される。

$$\frac{\alpha}{P} = Ae^{-BP/E} \quad (2.9)$$

ここで A,B はガスの種類に依存する定数であり、値の例は図 2.9 に示す。

ガス領域全体に増幅過程を引き起こす原因となる光子放出過程や電場を乱すスペースチャージ効果などが生じると電子の増幅が収まらず最終的に放電破壊を起こす。

これらの現象が起こる閾値である Raether limit [8] を知っておくことは重要であり式 2.10 のようになる。

$$M \approx 10^8 \quad (2.10)$$

Micro Pattern Gaseous Detector (MPGD) などでは増幅領域が狭い (数百  $\mu\text{m}$ ) ので  $\alpha$  の値は大きくなるため制限はさらに厳しくなり、 $M \approx 10^6 - 10^7$  となる。

## 2.3 ガス放射線検出器

ガスを用いたガス検出器は上述した反応を用いて粒子線の検出を行なっているが検出器の構造は様々である。本節ではその中からいくつかのガス検出器を紹介する。

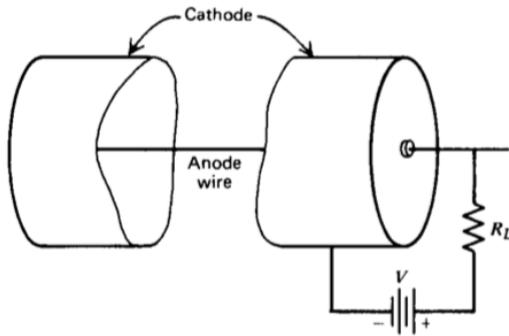
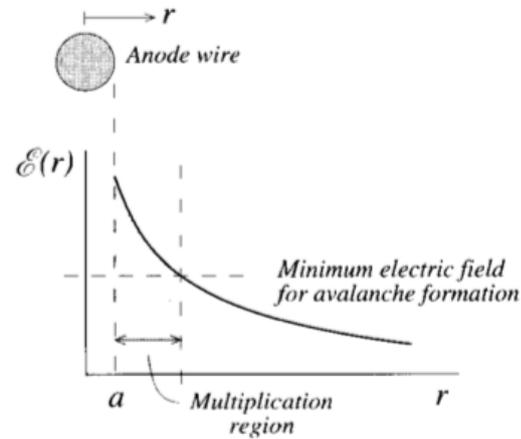


図 2.10 比例計数管の模式図 [9]

図 2.11 比例計数管における陽極中心から距離  $r$  と電場の関係 [9]

### 2.3.1 比例計数管

比例計数管は最も基本的なガス検出器であり、大半の比例計数管は図のように円筒の形状をしている。真ん中に陽極線があり、周りを陰極が取り囲むという構造になっており電場の強さは距離に反比例する。陽極線の半径を  $a$ 、陰極の内半径を  $b$ 、陽極と陰極間の電圧を  $V$ 、中心からの距離を  $r$  とした場合の電場の強さは次の式 2.11 で表される。

$$E(r) = \frac{V}{r \ln(b/a)} \quad (2.11)$$

平行平板型の検出器と比べると低い電圧で強い電場を作れるのが利点であり、入射粒子によって生成されるイオン対のほとんどは増幅領域外で生じるため、生成された電子は発生位置によらず同様の増幅過程をたどる。しかし、距離が遠くなると電場が急激に弱くなるので平行平板型に比べてイオンの回収に時間がかかるという欠点もある。

### 2.3.2 MWPC(Multi Wier proportional chamber)

計数管の両側に陰極として動作する 2 枚の大きな平板を置き、その間に多数の陽極線を置いた構造になっており、Georges Charpak 氏に開発された [10]。ガス中で生成された電子は初めは均一な電場によって加速され、陽極近傍で雪崩増幅をする (図 2.12)。雪崩増幅で増えた電子が陽極線に捕獲されると大きな負のパルスが現れ、隣の陽極線には正のパルスが生じる。これにより粒子の位置を特定することができる。また、このような平行平板型のドリフト空間があることでイオンの回収が可能である。

また、陰極として用いている平板を多数の陰極ワイヤーに置き換えることが可能であり、その場合は二次元での読み出しも可能になる (図 2.13)。しかし、電気的な反発の影響により陽極線の距離は最小でも  $1\sim 2\text{mm}$  に制限されるので位置分解能はおよそ  $0.3\text{mm}$  以下を望むことはできない。

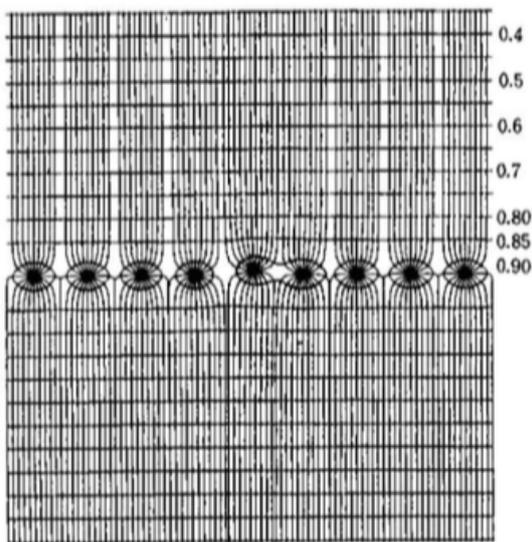


図 2.12 MWPC の電場構造 [10]

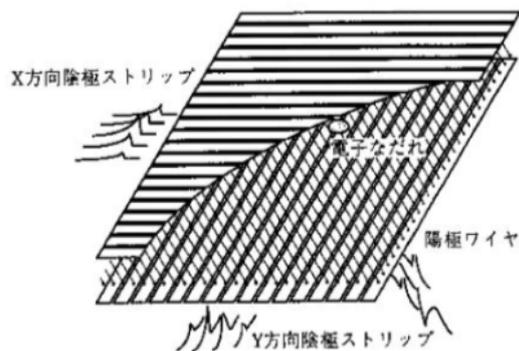


図 2.13 二次元 MWPC の模式図

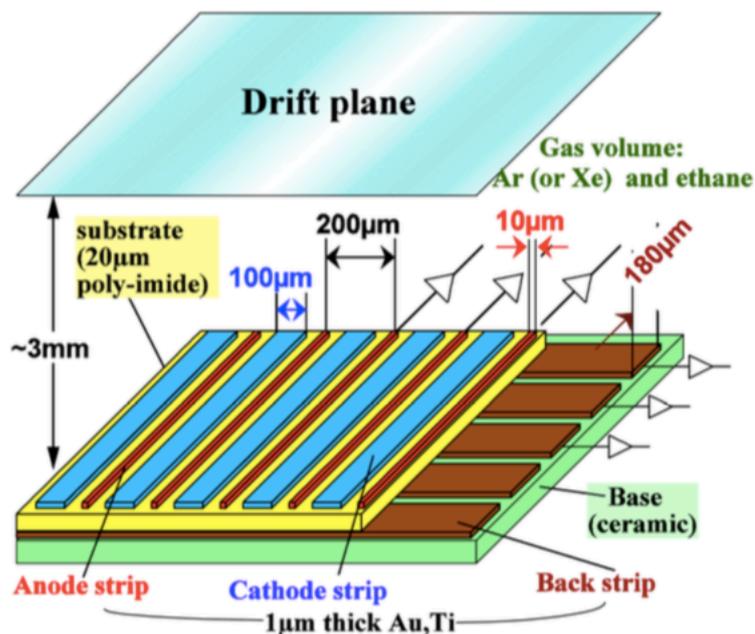


図 2.14 二次元読み出しの MSGC の構造 [11]:陽極ストリップと陰極ストリップが数百  $\mu\text{m}$  間隔で交互に配置されている

### 2.3.3 MSGC(Multi Strip Gas Chamber)

MWPC は上述したように位置分解能に限界がある。MSGC はそれを克服するために A.Oed 氏によって提案された検出器である [12]。図 2.14 に MSGC の構造を示す。エッチング法によって絶縁層の上に金属の陽極ストリップと陰極ストリップを形成することで陽極構造を微細化 ( $\sim 10\mu\text{m}$ ) することが可能になった。これによって、MWPC の陽極線周辺と同様程度の電界強度を陽極ストリップ表面に実現することが可能になった。陽極中心と陰

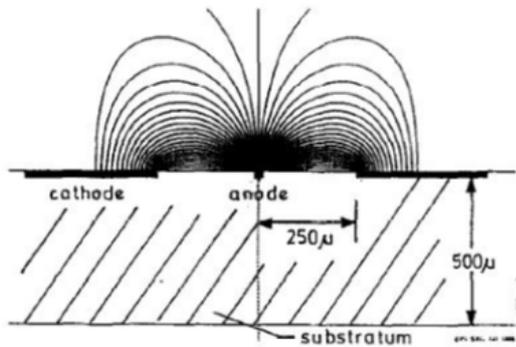


図 2.15 MSGC の電場構造 [12]

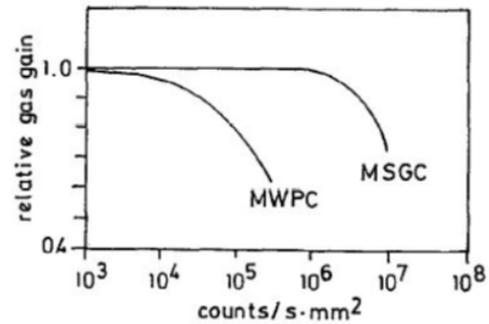


図 2.16 MWPC と MSGC における増幅率と係数率の関係 [12]

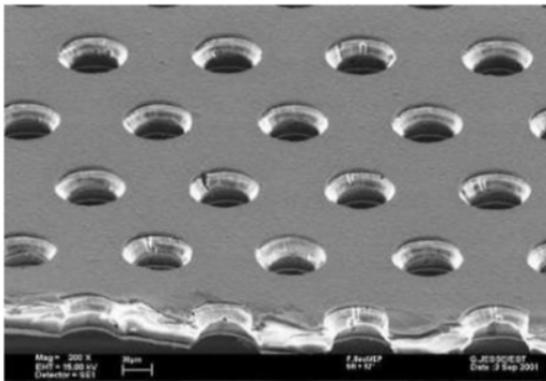
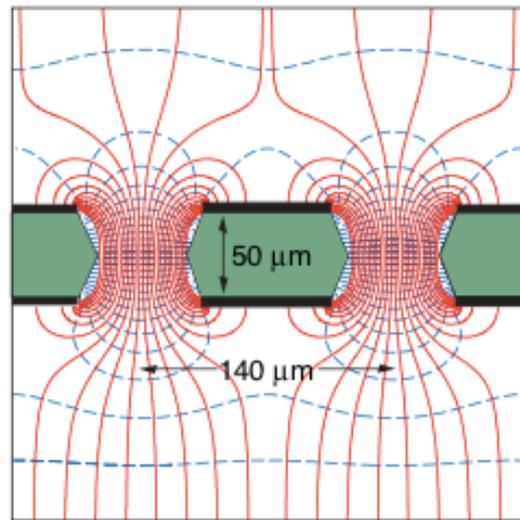
図 2.17 GEM の電子顕微鏡による拡大写真 [13]: 穴の直径は  $70\mu\text{m}$  であり  $140\mu\text{m}$  間隔で並んでいる

図 2.18 GEM の電磁力線 [13]

極ストリップの距離が  $250\mu\text{m}$  の場合の MSGC の電場の構造を図 2.15 に示す。通常の比例計数管と同様に、信号が観測されるのは陽イオンが陽極ストリップから遠ざかる時である。フォトリソグラフィー技術によって微細構造を持つ電極を作製できるようになり位置分解能の改善されただけでなく、陽極ストリップと陰極ストリップが同一平面上にあり、その間隔が非常に狭いことで陽イオンが素早く近くの陰極に吸い寄せられ、空間中に正電荷が消滅するのが早いので MWPC と比べて係数率が高くなる。MWPC と MSGC における増幅率と係数率の関係を図 2.16 に示す。

### 2.3.4 GEM(Gas Electron Multiplier)

Gas Electron Multiplier(GEM) は 1997 年に F.Sauli らによって開発された [14]。図 2.17 に標準的な GEM の電子顕微鏡による拡大写真を示す。図 2.17 の両面が銅で被膜された  $50\mu\text{m}$  の薄いポリイミドフォイルに直径  $70\mu\text{m}$  の穴が  $140\mu\text{m}$  ごとに開いた構造となっている。銅の電極に電圧をかけることで穴の内部に高電場を形成し、穴

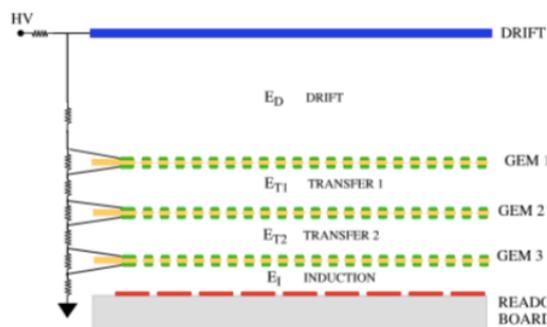


図 2.19 三段 GEM の構造 [13]:三枚の GEM と読み出し基盤が重ねて配置されており、抵抗チェーンによって各領域に電圧がかけられている

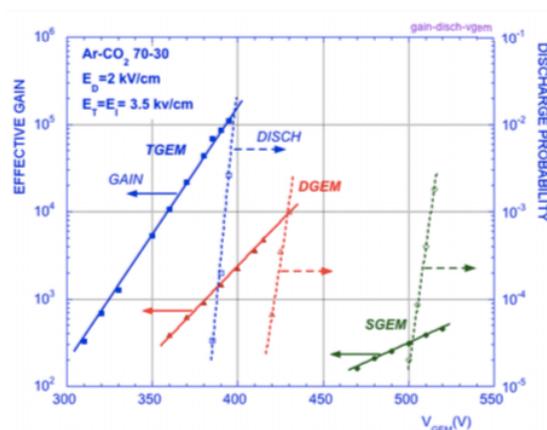


図 2.20 電圧と GEM の増幅率の関係 [13]:緑が一枚の GEM、赤が二枚の GEM、青が三枚の GEM を用いた場合の増幅率を表す。一枚では数百の増幅率しか達成できないが複数枚用いることで高い増幅率を実現できる。

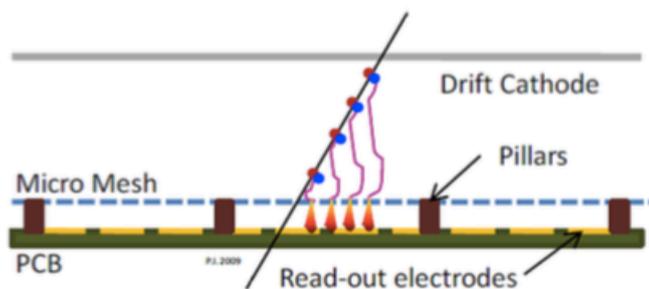
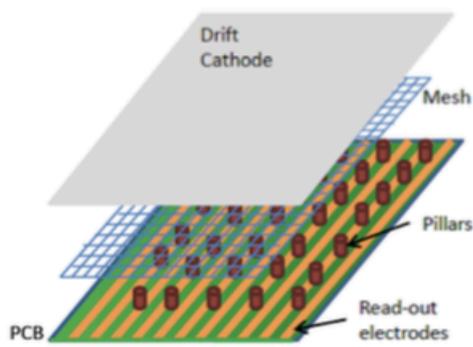


図 2.21 Micromegas の模式図 [15]

中に入射した電子は雪崩増幅を起こす (図 2.18)。図 2.19 に GEM を三枚用いた場合のセットアップ、図 2.20 に GEM を複数枚用いた場合の銅の電極間にかかる電圧と増幅率の関係を示す。図 2.20 が示しているように、複数枚の GEM を用いることで 1 万以上の増幅率を達成することが可能であり、一枚の GEM での増幅率を抑えることで放電も抑えることが可能である。GEM は読み出しを行わず、増幅のみを行うので通常は他の検出器と合わせて用いられており、現在様々な実験に使用されている。

### 2.3.5 Micromegas(Micro-mesh-gaseous structure)

Micromegas は、MSGC で見られたスペースチャージや電極間での放電問題の解決を目指して Y.Giomataris 氏によって考案された MPGD である [15]。MSGC の陰極部分を金属メッシュに置き換えて絶縁層から  $50\sim 100\mu\text{m}$  のところで絶縁体のピラーを用いて支え、絶縁体に真空蒸着された陽極との間に電位差を与えることで増幅を行なう構造になっている。金属メッシュのさらに  $3\text{mm}$  上にもメッシュが配置されており、上述した金属メッシュの間の電位差によってドリフト電場を形成している。

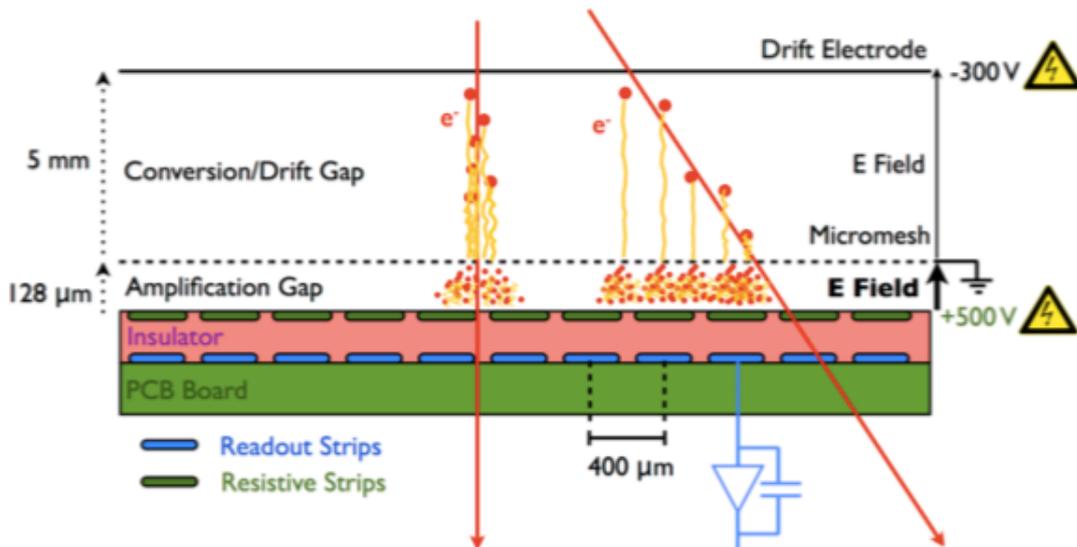


図 2.22 抵抗型 Micromegas の構造の模式図 [15]

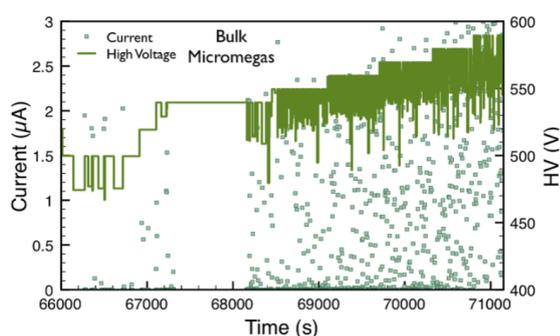


図 2.23 高速中性子環境下における抵抗電極無しの Micromegas の電圧と電流の時間経過の様子 [16]

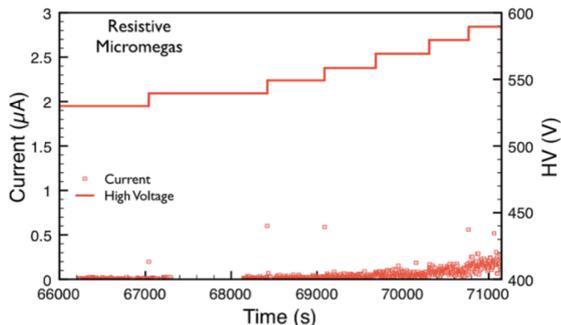


図 2.24 高速中性子環境下における抵抗型 Micromegas の電圧と電流の時間経過の様子 [16]

図 2.21 に Micromegas の模式図を示す。ドリフト領域は  $1\text{kV/cm}$  ほどの低い電場が、増幅領域は  $50\sim 100\text{kV/cm}$  ほどの高い電場が形成される。これによりほとんどの電子は金属メッシュの間を通り抜けて増幅領域に入ることができる。また、Micromegas は陽イオンが  $100\text{ns}$  ほどで金属メッシュに捕獲されるので  $10^4$  以上の増幅率や  $10^6\text{Hz/mm}^2$  以上の高いレート許容量が得られる。

### 2.3.6 抵抗型 Micromegas

金属メッシュの Micromegas をより高レート環境下で用いることを想定して作られたのが抵抗型 Micromegas である。陽極に抵抗素材を用いて、信号の読み出しを陽極下の絶縁層内部に位置する金属電極が行う構造になっている。電子イオン対による電荷変化を絶縁層の静電容量結合を利用して読み出すという仕組みである。

抵抗型 Micromegas の典型的な構造を図 2.22 に示す。抵抗電極を用いる目的は放電を抑制することである。図 2.23 と図 2.24 に抵抗電極無しの Micromegas と抵抗型 Micromegas に高速中性子を照射させた場合の電圧と電流値の時間経過を表したグラフを示す [16]。図 2.23 より抵抗電極無しの Micromegas では電圧を上げると放電が起こ

り、電圧降下が起こっていることが分かるが、図 2.24 より抵抗型 Micromegas では電圧を上げても電流値は大きく変化せず電圧降下も起こらないことがわかる。CERN LHC(Large Hadron Collider) などの高エネルギー実験ではこのような様々な粒子の到来が想定されるのそのような場所で使用する場合は放電を抑制する必要がある。放電抑制のみを考える場合は、抵抗電極の抵抗値は高いほど良いがオームの法則により流れた電流値に比例した電圧降下が起こり、検出器の増幅率と検出効率の安定さが失われる。しかし、抵抗値が低すぎると放電抑制能力が失われるだけでなく、ATLAS 実験の Phase1 アップグレードで導入される、内層に近いエンドキャップ部のミュオン検出器層である New Small Wheel(NSW) で使われる抵抗型 Micromegas では経験的に抵抗値は各ストリップあたり  $20\text{M } \Omega/\text{cm}$  程度になるように製造されている。



## 第 3 章

# $\mu$ -PIC

$\mu$ -PIC は MSGC を改良する形で 2001 年に越智敦彦と谷森達によって考案された検出器である [17]。本章では  $\mu$ -PIC の構造と問題点、その解決策としての高抵抗陰極  $\mu$ -PIC の構造について述べる。

### 3.1 $\mu$ -PIC の構造

$\mu$ -PIC の構造を図 3.1 に示す。ポリイミドの絶縁基板に直径  $50\mu\text{m}$  の陽極ピクセルが  $400\mu\text{m}$  間隔でピクセル状に配置されておりそれぞれの陽極ピクセルを直径  $200\mu\text{m}$  の陰極が取り囲む構造になっている。陽極ピクセルと陰極はそれぞれ一列ずつストリップで繋がっており、陽極と陰極ストリップがピクセル直交していることにより信号の二次元読み出しが可能となっている。

### 3.2 $\mu$ -PIC の動作

$\mu$ -PIC を動作させる場合の電離の様子の模式図を図 3.2 に示す。ガスを密閉した容器の底に  $\mu$ -PIC を設置し、検出器表面から数 mm～数 cm の所にドリフト電極と呼ばれる板状の電極を検出器と平行に設置する。ドリフト電極におよそ数 kV の負電位、陽極には数百 V の正電位を印加し、陰極は 0V に設定する。入射した粒子はガス分子を

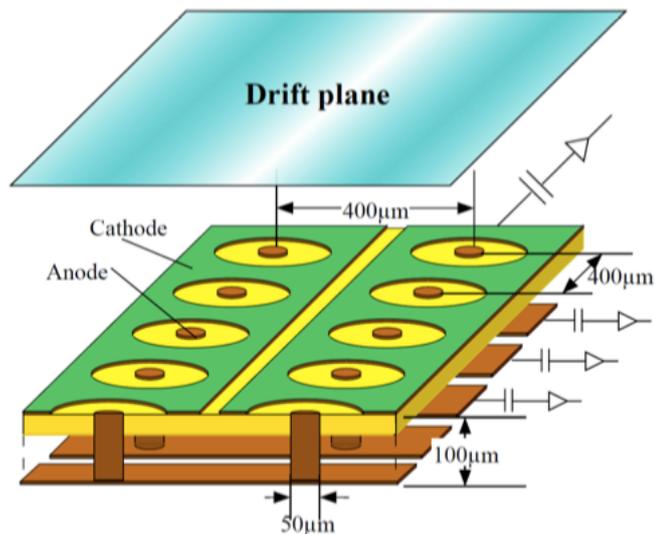


図 3.1  $\mu$ -PIC の概観 [17]

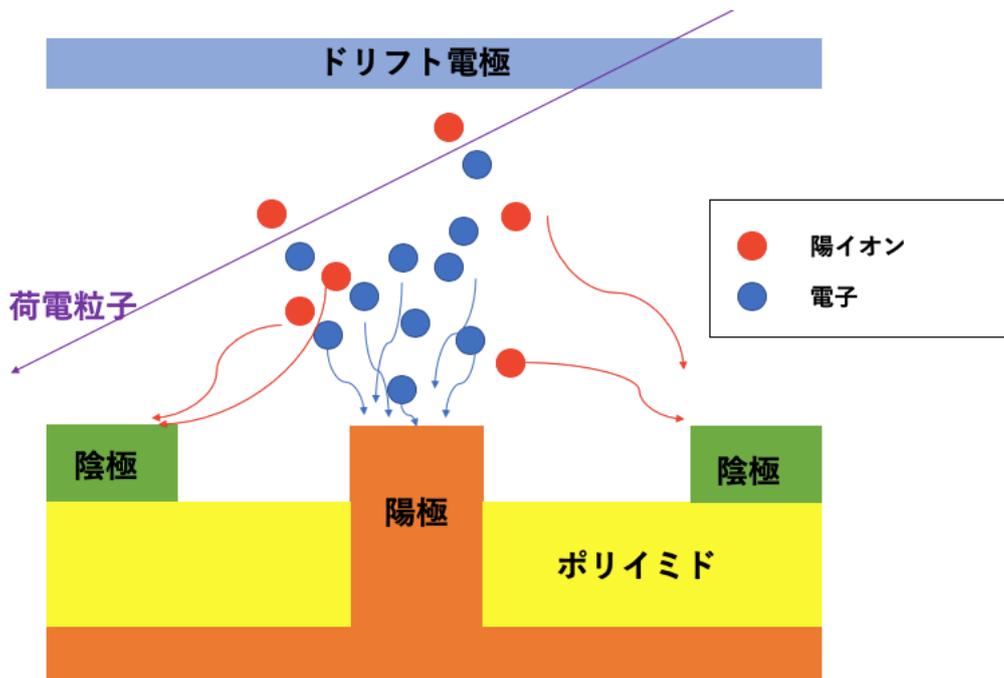


図 3.2  $\mu$ -PIC における電離の様子: ガス中に入射した荷電粒子はガス分子を電離し、イオン電子対を作る。陽極付近の電場で電子が加速され周りのガス分子を電離しガス増幅が起こり、陽イオンは陰極に、電子は陽極に引き寄せられる。

電離し、電子イオン対を生成する。生成された電子はドリフト電極が形成する一様電場によって  $\mu$ -PIC 方向にドリフトし、 $\mu$ -PIC 表面に近づくにつれて陽極が形成する電場によって陽極に収集される。陽極近傍では陽極と陰極間に形成される強電場によって電子は雪崩増幅を起こす。雪崩増幅で生成された電子とイオンはそれぞれ陽極と陰極に移動し、電荷の移動によって信号が誘起される。

$\mu$ -PIC ではガス増幅が各ピクセルごとで行われる。陽極中心からの距離を  $r$  とすると、陽極近傍の電場の強さは  $r^2$  に反比例し、陰極近傍の電場の強さは  $r$  に反比例するので陽極に比べて陰極近傍の電場は圧倒的に小さくなる。これにより、陰極からの電子放出が抑えられ、MSGC と比べて放電率が小さくなる。また、図 3.3 に示すようにガス増幅率は  $10^4$  を達成している。

### 3.3 $\mu$ -PIC の放電問題

一般的な MPGD では電極間で放電問題が存在する。MPGD は絶縁基板を介して陽極と陰極の間に誘電体の表面があり、放電が繰り返されて電極間に導通路が形成されると電圧を印加できなくなり、検出器として動作しない不感領域ができることになる。図 3.4 に放電回数に応じた陽極陰極間の導通路の形成の様子を電子顕微鏡で撮影した写真を示す。このように放電の繰り返しによって陽極陰極間の絶縁基板上に導通性の物質が堆積し、最終的には完全な導通路が形成される。放電が起こるのは局所的な電子数が Raether limit[8] を超えた時なので  $\mu$ -PIC を高い増幅率で動作させた時、もしくはガス中に大きなエネルギーを落とす放射線が入射した時である。ガス中に大きなエネルギーを落とす粒子は MeV 程度のエネルギーをもつ陽子や  $\alpha$  線だが、これらの粒子が外部から入射した場合はそのエネルギーデポジットの大きさ故にチェンバの蓋などで止まり、検出器内に入射することは少ないので問題にはなりにくい。しかし、ハドロン衝突実験などの高速中性子が発生する環境下ではこの問題は顕著になる。中性子はガス分子の原子核と反応し MeV 程度の反跳原子核を発生させる。この反跳原子核はガス中で短い距離に大き

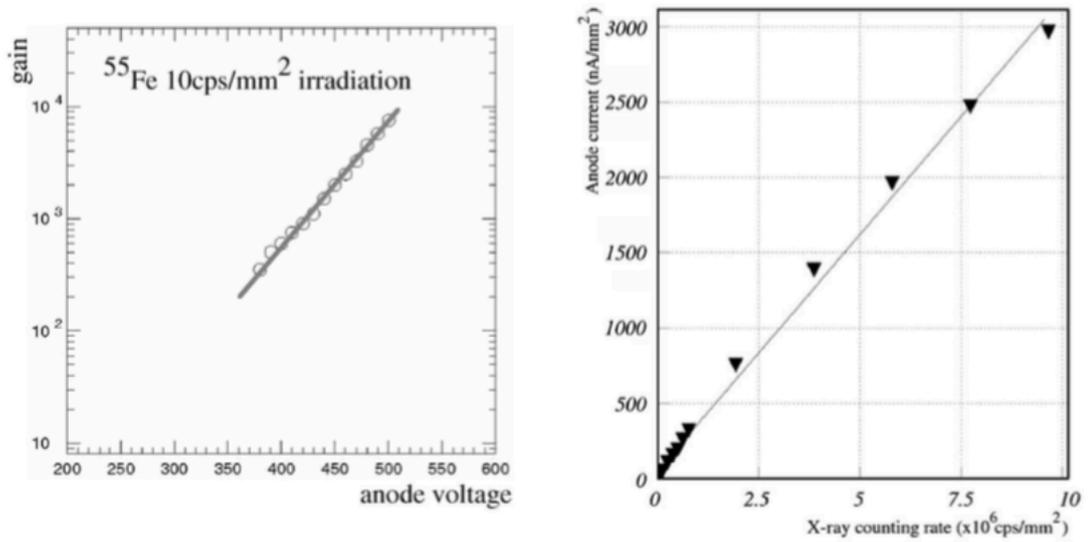


図 3.3 左:陽極の電位と増幅率の関係 [17] 右:X線のレートと陽極の電流の関係 [18]

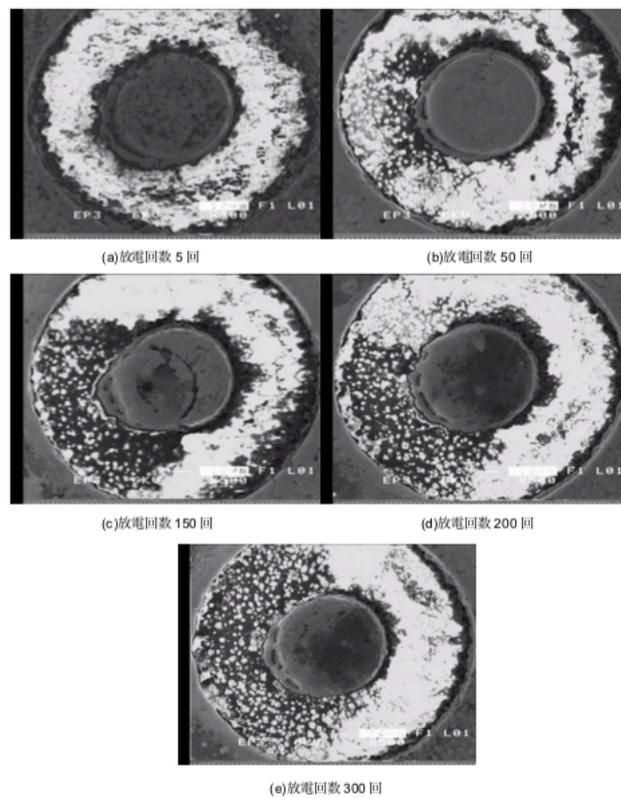


図 3.4 放電の回数と導通路の形成の様子 [19]

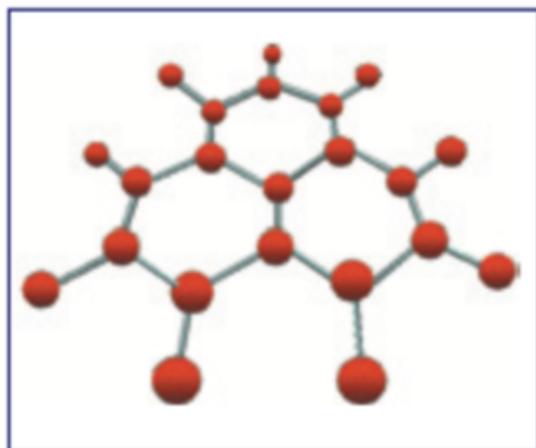
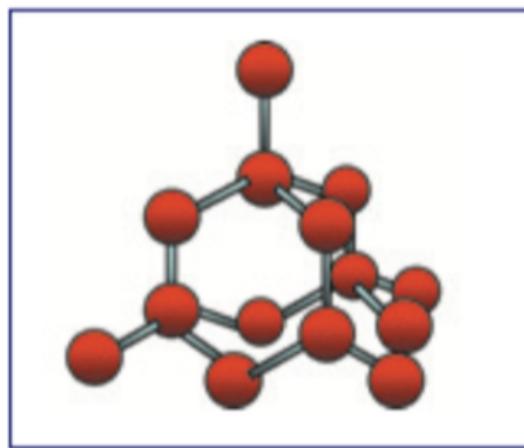
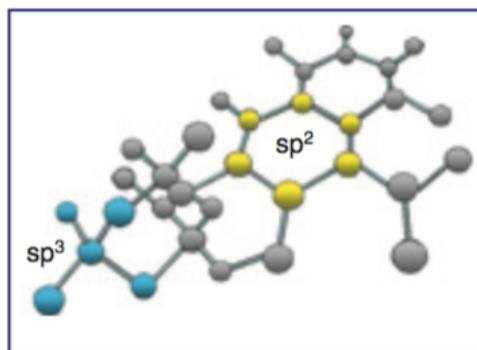
図 3.5 グラファイト構造  $sp^2$  の模式図 [20]図 3.6 ダイヤモンド構造  $sp^3$  の模式図 [20]

図 3.7 DLC の構造の模式図 [20]

なエネルギーを落とし、多数の電子を発生させるため、数千の増幅率でも容易に Raether limit を超え、放電の原因となる。 $\mu$ -PIC をこういった環境下で動作させるためには放電問題を解決する方法として神戸大学では陰極に抵抗素材を用いた高抵抗陰極  $\mu$ -PIC を開発している。電極に高抵抗素材を用いることで、電極間で大電流が流れようとするオームの法則に従い電圧降下が起こり、電場が抑制されることで放電が収まる事になる。次節では高抵抗電極に用いた素材について述べる。

### 3.4 Diamond Like Carbon(DLC)

本節では  $\mu$ -PIC の抵抗電極の素材として用いた Diamond Like Carbon(DLC) について述べる。DLC は主に炭素の同素体から成る非晶質 (アモルファス状態) の硬質膜である。炭素の中でも分子構造によって性質が異なり、グラファイト構造に対応する  $sp^2$  結合を有する炭素とダイヤモンド構造に対応する  $sp^3$  結合の炭素があり、DLC はそれらが不規則に混在したアモルファス構造をもつ膜である。それぞれの構造の模式図を図 3.5、図 3.6、図 3.7 に示す。

グラファイト構造は炭素同士の結合に  $\pi$  電子が含まれ、キャリアの役割を果たすので抵抗値が低くなるのに対して、ダイヤモンド構造には自由電子が存在しないため抵抗値は高くなる。グラファイト構造とダイヤモンド構造が混在する DLC はそれらの割合や物質量を調整することで任意の抵抗値をもつ薄膜抵抗体を得ることができる。

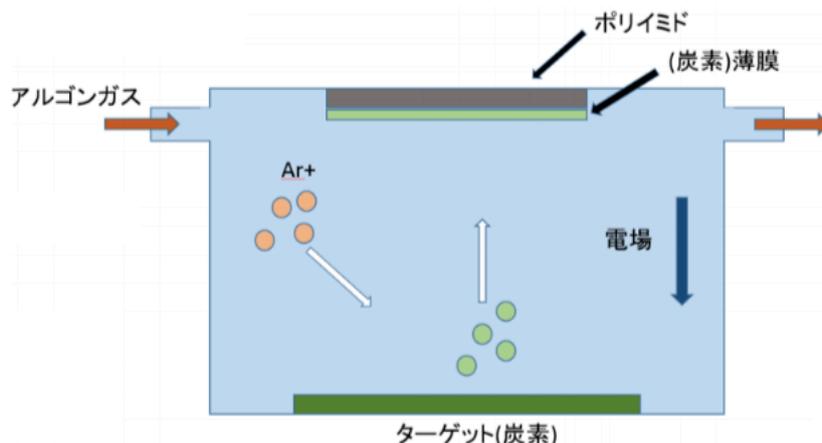


図 3.8 スパッタリング技術の概念図 [21]

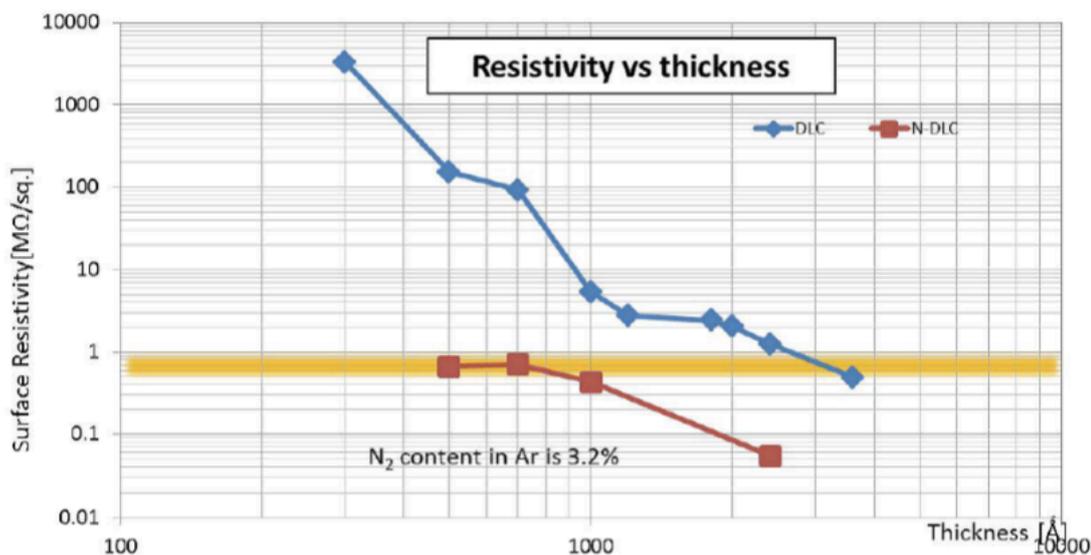


図 3.9 炭素薄膜の厚さと抵抗値の関係 [22]

### 3.5 スパッタリング技術

抵抗型  $\mu$ -PIC に用いた抵抗素材である DLC はドライスパッタリング技術を用いて作成した。MPGD の高抵抗電極作成のために炭素をスパッタする技術は 2013 年に神戸大学によって開発された [23]。図 3.8 にスパッタリングの概略図を示す。真空中に不活性ガスを導入し、成膜材料のプレート状ターゲットに負の電圧を印加する。グロー放電によってガス原子がイオン化され、生成されたイオンが電場によって加速され高速でターゲットに衝突することでターゲットの粒子が叩き出される。叩き出された粒子は反対側にセットされた基盤やフォイル上に堆積することで薄膜が形成される。スパッタリング技術を用いると高融点金属や合金などの真空蒸着法で困難な材料でも成膜することが可能であり、様々な材料を用いて薄膜を形成することができる。スパッタリングの特徴を以下に挙げる。

- 10nm 単位の厚さの薄膜を作製できる

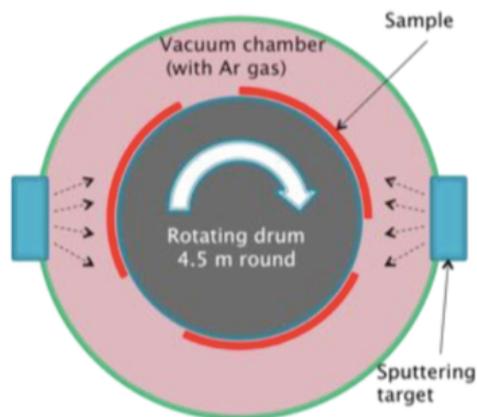


図 3.10 スパッタリング用のチェンバの概念図 [21]

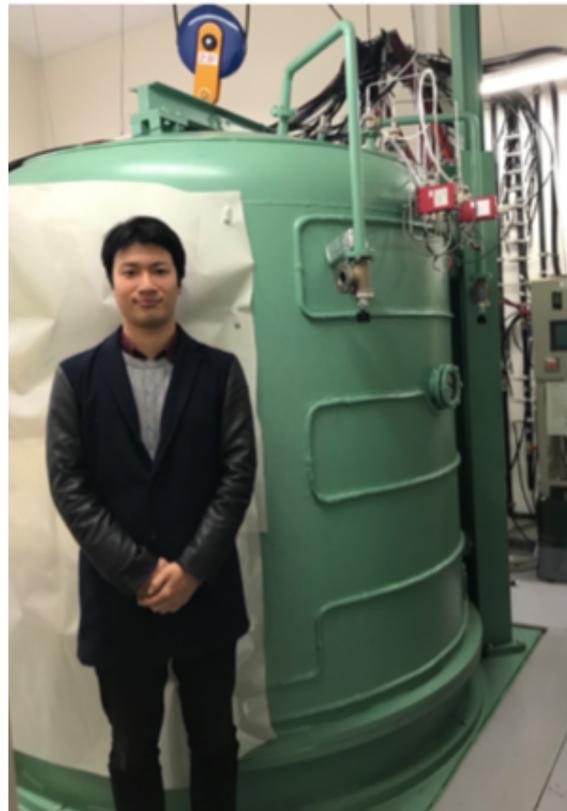


図 3.11 スパッタリング用のチェンバの写真

- 成膜粒子のエネルギーが高いため付着力が高く物理的、化学的に安定している
- スパッタ時間を調整することで膜の厚さを制御でき、抵抗値を制御できる
- 高融点金属、合金、炭素などを用いて成膜が可能
- 4.5m×1m までの大面積に対応可能
- ターゲットの寿命が長いので連続生産に適している
- 作成時間が長い
- スクリーンプリント技術などを用いて炭素ペーストを用いる手法に比べるとハイコスト

図 3.9 に炭素で作成した薄膜と抵抗値の関係を表す。ここで青線は炭素のみをスパッタした場合を表し、赤線はアルゴンガスに窒素を 3.2% 混合した場合の結果である。図 3.9 に示すようにスパッタに炭素のみを用いると膜厚が厚いほど面抵抗値が下がる。目標とする面抵抗値は  $1\text{M } \Omega/\text{sq}$  だが、この面抵抗値を実現するには  $3000 \text{ \AA}$  厚必要になり、炭素のみをスパッタする場合は効率が悪く 5~6 時間の作成時間が必要になるのでコストを低くするためにはより薄い膜で同等の抵抗値を得ることが求められる。この問題を解決するためにアルゴンガスのみを導入するのではなく窒素を数 % 混ぜる手法が考えられた [22]。これはスパッタリングで作成した薄膜は半導体のような温度依存性を示すので、炭素よりも 1 つ値数が多い窒素を付加する事で抵抗値が下がると考えられたからである。図 3.9 より、アルゴンガスに窒素を約 3.2% 混ぜる事で膜厚  $500\sim 700 \text{ \AA}$  で同等の面抵抗値を実現することができ、作成時間の短縮が可能になった。

本研究に用いた検出器を作成するにあたって抵抗素材のスパッタリングはピースパッタ社に依頼した [24]。図 3.10 にスパッタリング用の真空チェンバの概念図を表す。チェンバの両端にスパッタ用のターゲット、中心にあるドラムに薄膜を付着、堆積させる基材を設置している。ドラムが回転する事で均一な厚さの薄膜が形成可能である。

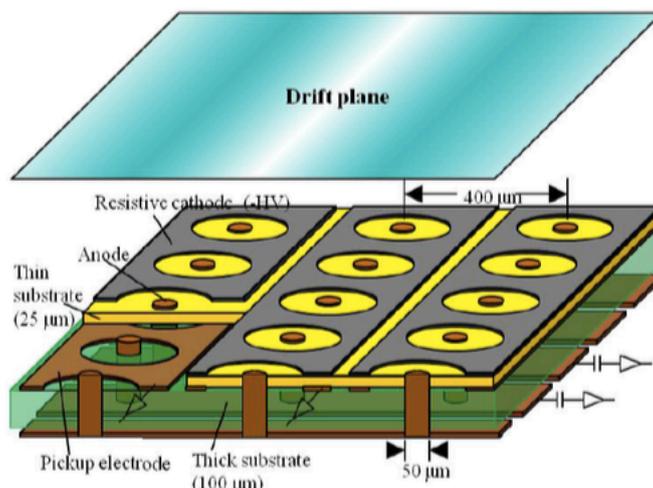


図 3.12 高抵抗陰極  $\mu$ -PIC の概観図 [25]

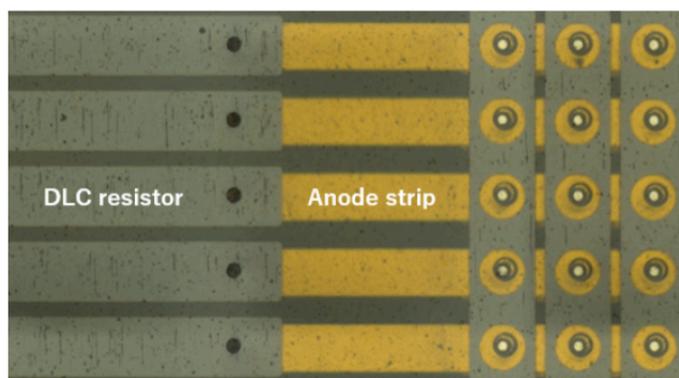
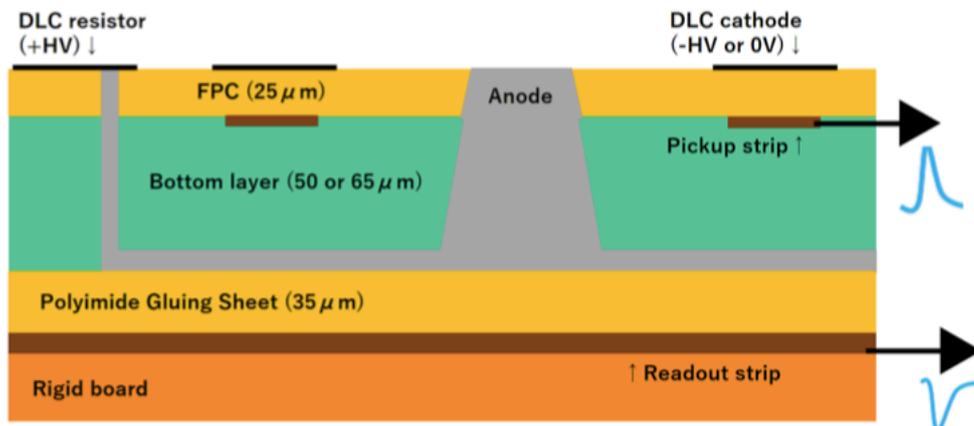
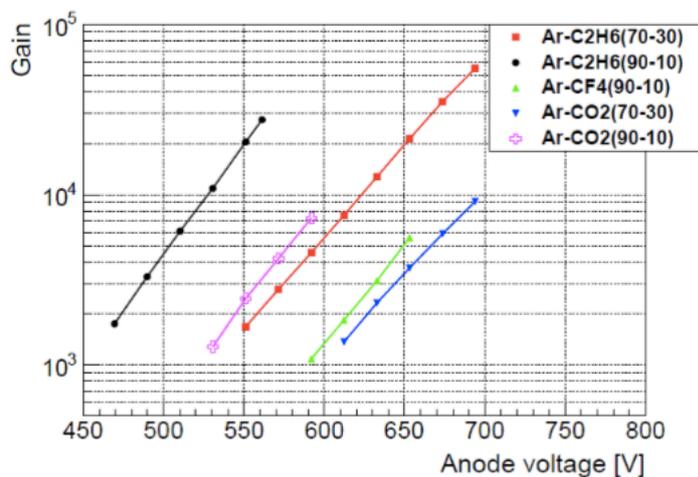


図 3.13 陽極に電位を印加する接続部のレジスタの電子顕微鏡写真 [26]:黄色いラインが陽極ストリップであり、陰極と垂直になっていることがわかる

フォイルなどの柔らかい素材にスパッタリングする場合は  $4 \times 1 \text{ m}^2$  までの大面積に対応している。

### 3.6 抵抗型 $\mu$ -PIC の構造

抵抗陰極型  $\mu$ -PIC の外観図を 3.12 に、断面図を図 3.14 に示す。25  $\mu\text{m}$  のポリイミドを挟んで、抵抗素材でできている陰極の真下に陰極の読み出し電極が存在し、陽極の読み出し電極は 35  $\mu\text{m}$  のポリイミドの接着シートを挟んで陽極ストリップの真下に存在する。高抵抗素材によってできている陰極は読み出しを行えないので下層にある金属電極の誘起電荷を読み出し、陽極はポリイミドの接着シートをコンデンサの代わりにして下層の読み出し電極から読み出す仕組みになっている。また、陽極は DLC でできたレジスタを通して高電圧がかけられる構造になっている。抵抗型の  $\mu$ -PIC はドリフト電極に負の電位、陽極に正の電位、陰極は負の電位または 0V をそれぞれ印加して動作させる。次節以降で従来の  $\mu$ -PIC と高抵抗陰極  $\mu$ -PIC の性能について述べる。

図 3.14 高抵抗陰極  $\mu$ -PIC の断面図 [26]図 3.15 様々なガスの混合比における高抵抗陰極  $\mu$ -PIC の増幅率 [25]

### 3.7 高抵抗陰極 $\mu$ -PIC の動作

本節では高抵抗陰極  $\mu$ -PIC の基本性能について述べる。図 3.15 に  $^{55}\text{Fe}$  による 5.9keV の X 線で測定した高抵抗陰極  $\mu$ -PIC における陽極陰極間の電圧と増幅率の関係を表す。全てのガス混合比において 6000 以上のガス増幅率が達成しており、Ar:CH<sub>4</sub>=90:10 と Ar:CO<sub>2</sub>=93:7 のガス混合比では 10000 以上のガス増幅率を達成している。[25] また、図 3.16 に従来型  $\mu$ -PIC と高抵抗陰極  $\mu$ -PIC に高速中性子を照射した場合の陽極に流れる電流のモニターを表す。図 3.16 より従来型の  $\mu$ -PIC では頻繁に大きな放電が発生しているが高抵抗陰極  $\mu$ -PIC では 1 $\mu\text{A}$  以上の放電は見られない。

図 3.17 は従来型  $\mu$ -PIC と高抵抗陰極  $\mu$ -PIC における放電率とゲインの関係を表している。ここで放電率は高速中性子が一個照射された場合に放電する確率として定義しており、放電は陽極に流れる電流値が 0.5 $\mu\text{A}$  を超えた場合と 2 $\mu\text{A}$  を超えた場合の 2 種類で定義した。図 3.17 より、高抵抗陰極  $\mu$ -PIC は放電の閾値を 2 $\mu\text{A}$  にした場合、閾値が 0.5 $\mu\text{A}$  の放電率と比べて 10 倍低い値となっており、従来型  $\mu$ -PIC では閾値が 0.5 $\mu\text{A}$  の場合と 2 $\mu\text{A}$  の場合で

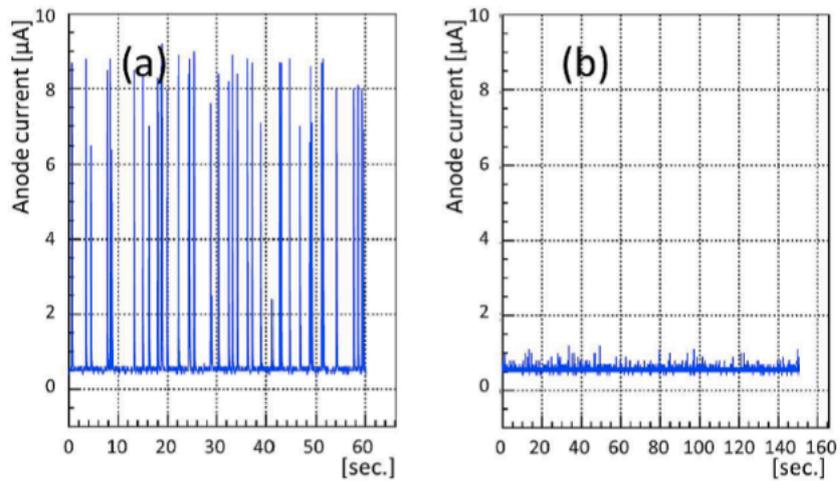


図 3.16 同じガス増幅率 ( $\sim 15000$ ) で動作させた従来型  $\mu$ -PIC(a) と高抵抗陰極  $\mu$ -PIC(b) に高速中性子を照射した場合の陽極の電流値 [25]

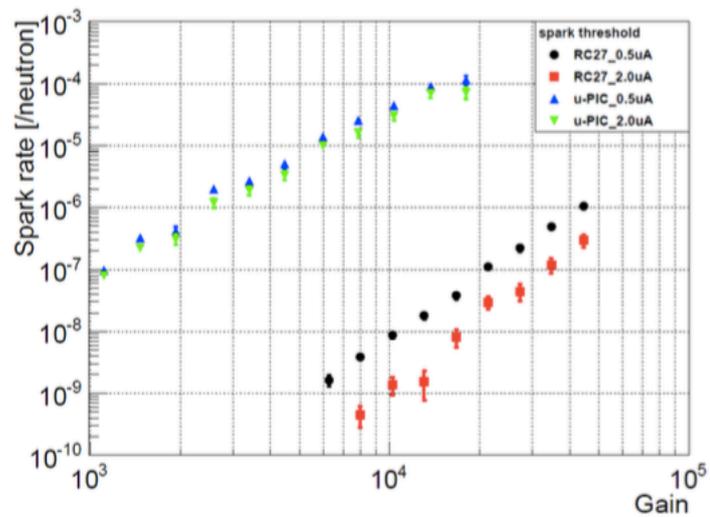


図 3.17 放電の閾値を  $0.5\mu\text{A}$  と  $2\mu\text{A}$  にした場合の従来型  $\mu$ -PIC と高抵抗陰極  $\mu$ -PIC の放電率とゲインの関係:高抵抗陰極  $\mu$ -PIC では放電の閾値が  $2\mu\text{A}$  の場合の放電率は  $0.5\mu\text{A}$  の場合よりも約 10 倍低くなっており、従来型の  $\mu$ -PIC の場合は閾値が  $0.5\mu\text{A}$  の場合と  $2\mu\text{A}$  の場合で放電率に差は見られない [25]

放電率に差は見られない。高抵抗陰極  $\mu$ -PIC は従来型  $\mu$ -PIC と比べて放電抑制能力が  $10^3 \sim 10^5$  高いので十分な放電抑制能力があると考えられる。



## 第 4 章

# CERN H4 ビームラインにおける 150GeV/c ミュオンを用いたトラッキング試験のセッ トアップ

CERN LHC で行われている ATLAS 実験などの衝突型実験では衝突点から飛来する粒子は必ずしも検出器に対して垂直に入射してくるわけではなく斜めに入射してくることが多い。検出器に対して斜めに入射する場合はストリップに落ちる電荷が広がり、重心法でヒット位置を決定すると位置分解能が悪くなることが予想されるので他の解析方法が求められる。他の方法で解析した位置分解能の結果が重心法で解析した結果よりも向上していることを確かめるために CERN SPS H4 ビームラインによるミュオンビームとパイオンビームを用いたトラッキング試験を行った。本章ではビーム試験のセットアップ、読み出しシステムについて述べる。

### 4.1 CERN SPS H4 ビームライン

CERN LHC の前段加速器である Super Proton Synchrotron (SPS) では陽子が 450GeV/c まで加速され、3本のビームに分かれ North Area と呼ばれる実験エリアで図 4.1 のように T2 ターゲットに照射される。T2 ターゲットから生成される二次ビームは H2 ビームラインと H4 ビームラインに送られ、二次粒子としてはミュオンとパイオンが生成される。シャッターを下ろすとミュオンのみを取り出すことができ、ミュオンビームの運動量は 150GeV でビームの強度は  $\sim 10^5$ /spill である。

### 4.2 検出器のセットアップ

トラッキング試験は 2018 年の 5 月 2 日～9 日のビームタイムで行われた。トラッキング試験における検出器のセットアップの様子を図 4.3、セットアップの写真を図 4.4 に示す。今回の試験では抵抗型  $\mu$ -PIC である RC42 の性能を評価するために 2 台の Micromegas を用いた。2 台の Micromegas から得られる粒子の飛跡を利用して RC42 の検出効率や位置分解能を求めた。この Micromegas は CERN で製作された二次元読み出しが可能な検出器でありそれぞれ Tmm2, Tmm5 と名付けられており、各検出器は検出器の位置を揃えてアルミニウムのフレームに並べられている。Tmm チェンバーは抵抗型の Micromegas であり 10cm  $\times$  10cm の有感領域で 150 $\mu$ m 幅、250 $\mu$ m 間隔でストリップが並ぶ構造になっている。[28] トリガーとしてはビームライン上に設置された 2 台のシンチレータのコインシデンスを用いた。

次節に本試験で用いた読み出しシステムについて述べる。

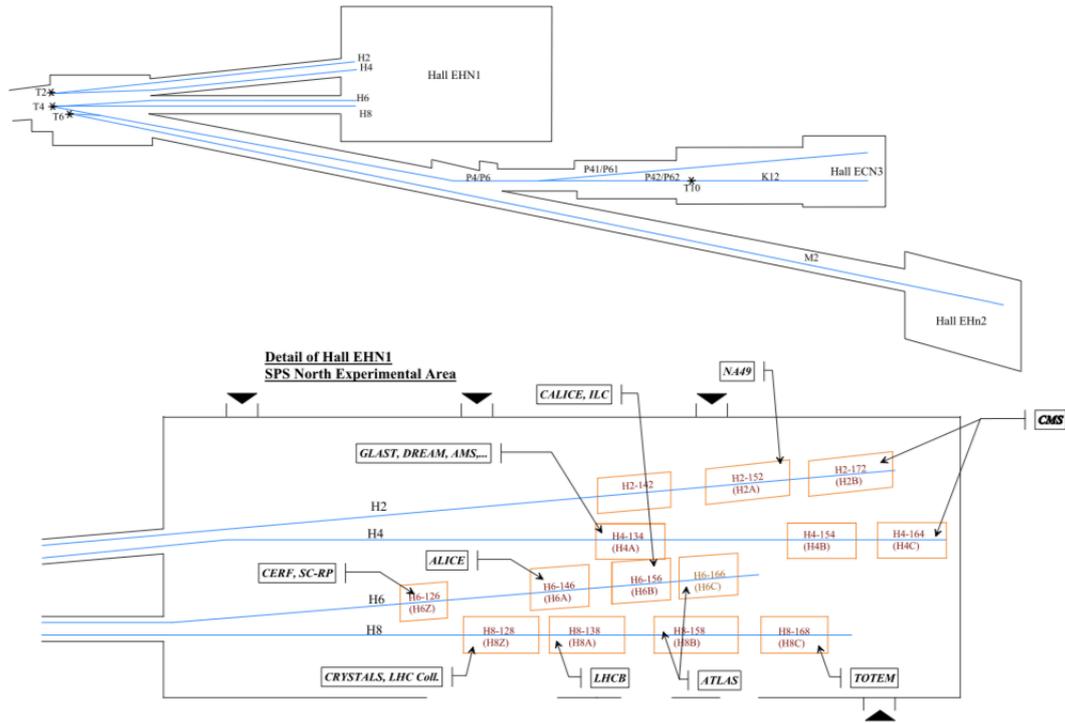


図 4.1 North Area のビームラインと Hall EHN1 の配置図 [27]



図 4.2 H4 ビームラインでの実験エリアの写真:奥から手前方向にビームが照射される

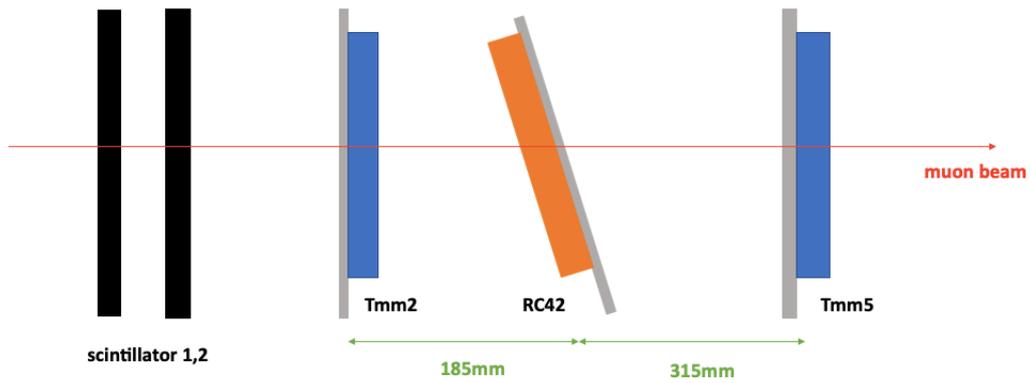


図 4.3 トラッキング試験における検出器のセットアップ



図 4.4 検出器のセットアップの写真

### 4.3 読み出しシステム

MPGD は膨大なチャンネル数を読み出すので多チャンネルに対応したシステムが必要である。今回のトラッキング試験では  $\mu$ -PIC と micromegas のデータは APV25[29] をフロントエンドチップとして読み出し、HDMI ケーブルを通してバックエンドエレクトロニクスである Scalable Readout System(SRS)[30] に送られ、Gigabit Ethernet ケーブルを通じて PC に送られる。その後 ATLAS の Micromegas 用のデータ収集システムである mmDAQ[31]

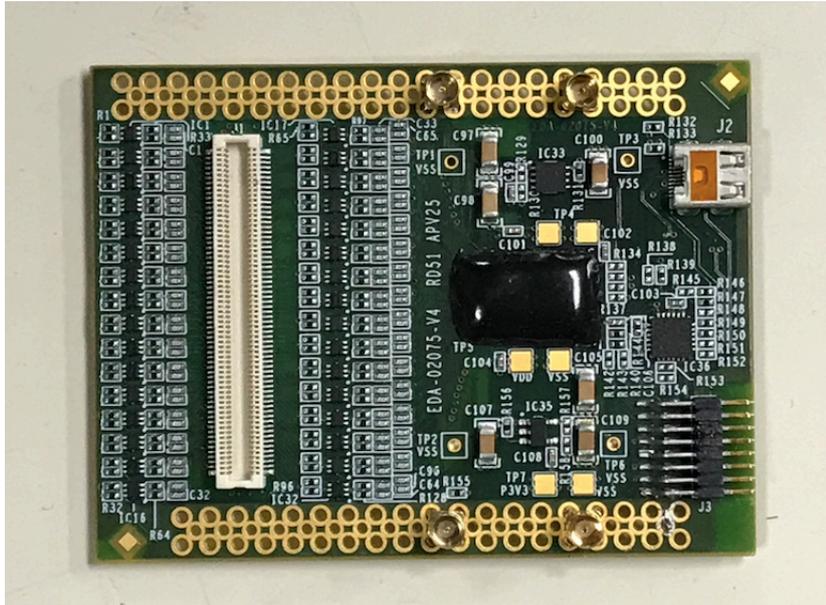


図 4.5 APV1 枚の写真

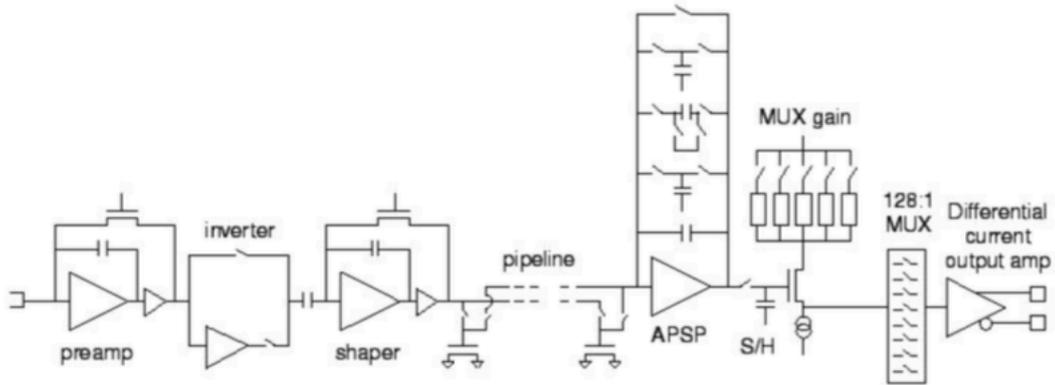


図 4.6 APV25 の回路構造

によってデータが処理、記録される。

### 4.3.1 APV25

APV25 は元々、CMS のシリコンストリップ検出器の読み出し用に開発されたフロントエンドチップであるが各入力に保護ダイオードを装着し、HDMI で多重化した信号を送ることが出来るカード状のモジュールが MPGD の読み出し用に開発された。

図に APV の 1 枚の写真を図 4.5 に示す。

信号の取得は 25ns 毎に行われ、128 チャンネル全てで信号の増幅と整形を行うことが出来る。図 4.6 に APV25 の回路構造を示す。APV25 では検出器からの電荷がプリアンプによって積分され、インバータによって波形の極性が反転する。その後、CR-RC 回路によって波形がピーク時間 50ns で整形されてパイプラインで 40MHz のサンプリングレートで吸い出され、トリガースレッシュホールドを超えた信号がサンプリングホールドされた後 128 チャン

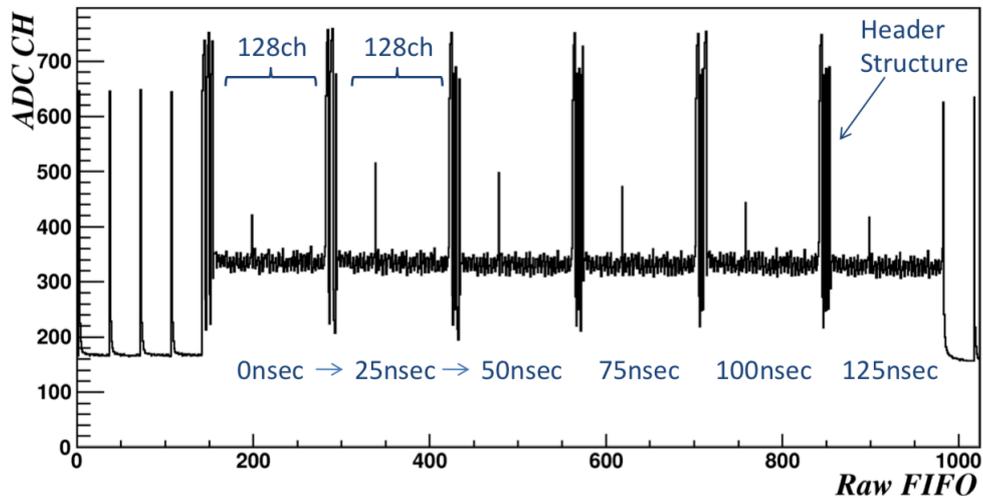


図 4.7 APV25 から得られる生データの例 [32]:25ns ごとに 128 チャンネル纏めて読み出されている

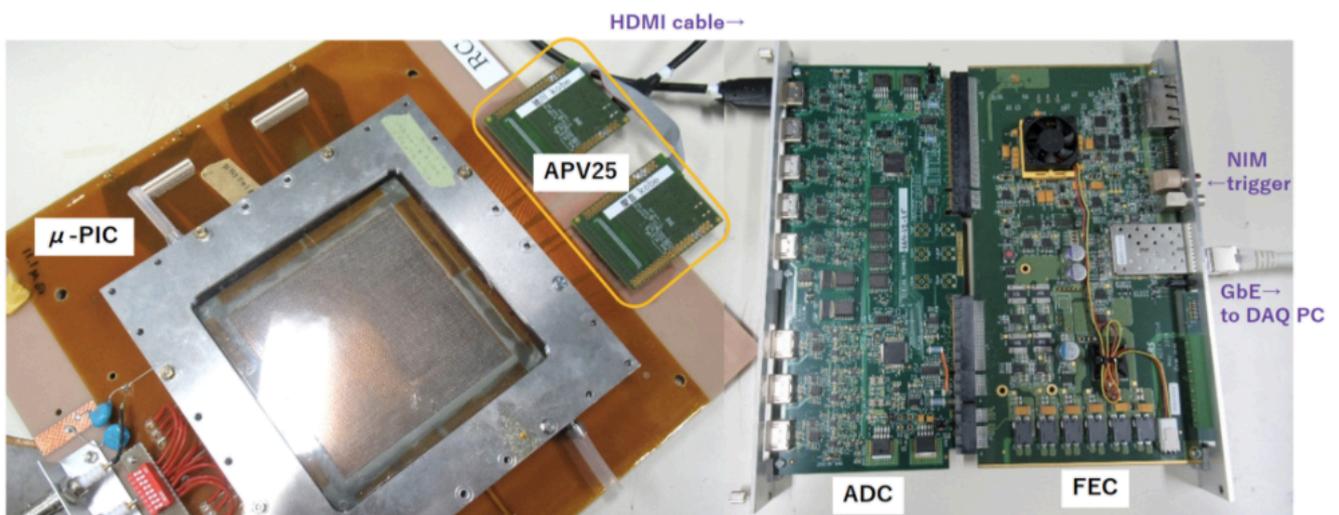


図 4.8 ADC と FEC の対の写真:μ-PIC には 2 対使用する

ネルまとめて読み出される。

図 4.7 に APV25 から得られる生データの例を示す。図 4.7 より 25ns ごとに 128 チャンネル纏めて読み出されていることがわかる。Tmm2,5 は x,y 方向それぞれ 360 チャンネルあるので APV25 をそれぞれ 3 枚、RC42 は陽極、陰極方向それぞれ 256 チャンネルあるのでそれぞれ 2 枚の APV を使用した。

#### 4.3.2 Scalable Readout System

Scalable Readout System(SRS) は CERN の MPGD 開発グループである RD51 コラボレーションで開発された汎用読み出しシステム [30] であり、Analog Digital Converter(ADC) ボードと Front-End Concentrator card (FEC) ボードから成る。ADC ボードと FEC ボードの写真を図 4.8 に示す。

ADC ボードは APV25 から HDMI ケーブルを通じて送られるアナログ信号をデジタル信号に変換する。FEC ボードはトリガー信号に基づいて ADC ボードからの信号を受け取り、処理し、GigabitEthernet ケーブルを通じ

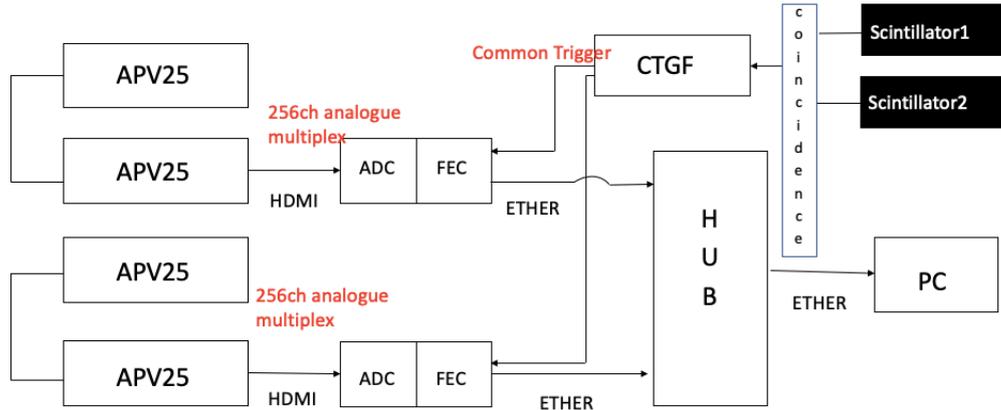


図 4.9 SRS 全体のブロック図

て PC に転送する。ADC ボードには HDMI ポートが 8 個あり、同時に 2048 チャンネルの読み出しが可能である。 $\mu$ -PIC はから得られる信号は陽極と陰極で極性が逆であり、ADC ボードは 1 つの極性しか扱うことが出来ないの  
で ADC-FEC 対を 2 つ用いた。ここで  $\mu$ -PIC の陽極と陰極はそれぞれ x 方向と y 方向に対応している。

読み出しシステム全体のブロック図を図 4.9 に示す。

1 枚目の ADC-FEC 対は Tmm2 台の x,y 方向と  $\mu$ -PIC の陽極からの負の信号を、2 枚目の対は  $\mu$ -PIC の陰極からの正の信号の読み出しに用いた。2 つのシンチレータからのトリガー信号はまず SRS Clock and Trigger Generator & Fun-out(CTGF) に送られ、その後 CTGF から 2 枚の FEC カードにコモントリガーが送られる。これにより複数枚の ADC-FEC 対を用いるときに時間のズレがなくデータ取得が可能になる。

### 4.3.3 mmDAQ

PC に送られたデータは Muon ATLAS Micromegas Activity(MAMMA) グループが開発した mmDAQ[31] というソフトウェアを用いて処理する。mmDAQ は ATLAS の Micromegas 用に作られたものだが  $\mu$ -PIC にも使用することができる。mmDAQ はまずビームが出ていないときに pedestal run と呼ばれる run を走らせ、その後に physics run を始める。pedestal run は pedestal の平均値と標準偏差を取得する run であり、physics run は pedestal run を設定しその情報から計算される閾値を超えた信号がストリップにきた場合のみ ADC 値が記録される。

mmDAQ で取得した  $\mu$ -PIC の信号の例を図 4.10 に示す。ここで strip は  $\mu$ -PIC の読み出しストリップ番号、time bin はイベント中の時間、ADC 値は各 strip, 各 time bin における ADC 値を表している。また、信号の色は ADC 値の大きさに対応している。1time bin は 25ns であり 1 つのイベントにつき最大 28time bin の時間のデータが取得でき、今回のビーム試験では 17time bin でデータの取得を行った。

mmDAQ イベントディスプレイでの 1 イベントの例を図 4.11 に表す。これは各イベントで得られた x 軸、y 軸のヒット位置の二次元ヒストグラムを表したものである。図 4.11 の左図は横軸がストリップ番号、縦軸が ADC 値を表し、右図は横軸がストリップ番号、縦軸が時間を表しており、右図から  $\mu$ -PIC、Micromegas 共に陽極と陰極に信号が同時に来ていることがわかる。図 4.12 に mmDAQ から得られた各検出器のヒットマップを表す。ヒットが多い領域がビームの形と考えられる。

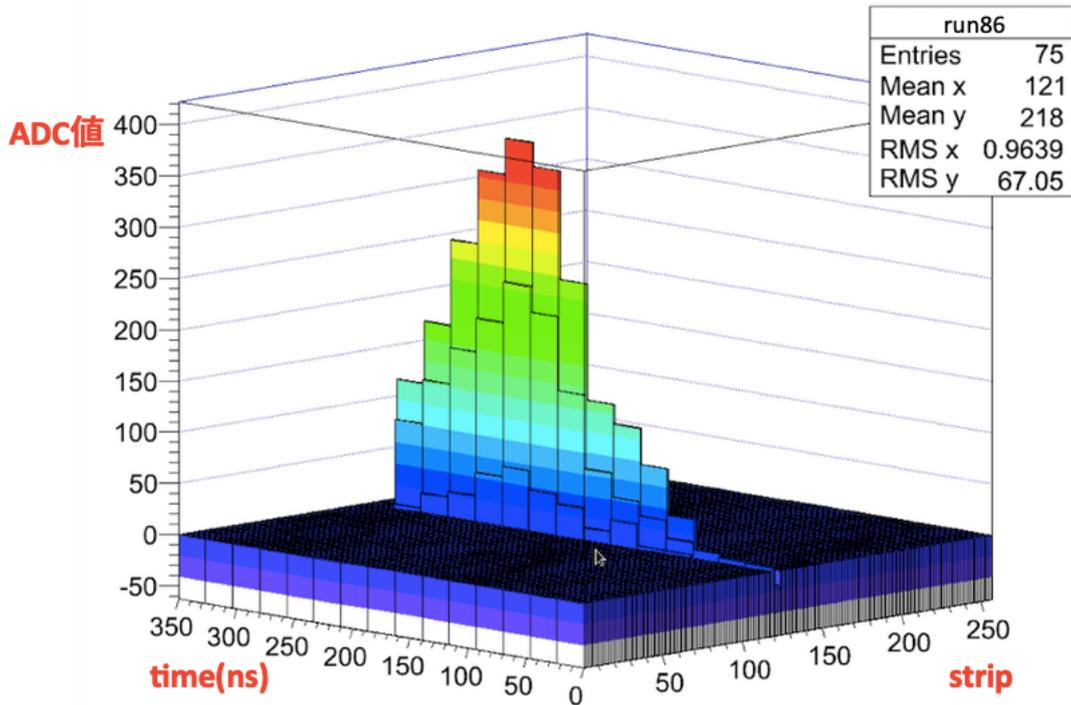


図 4.10 mmDAQ で取れた  $\mu$ -PIC の信号の例

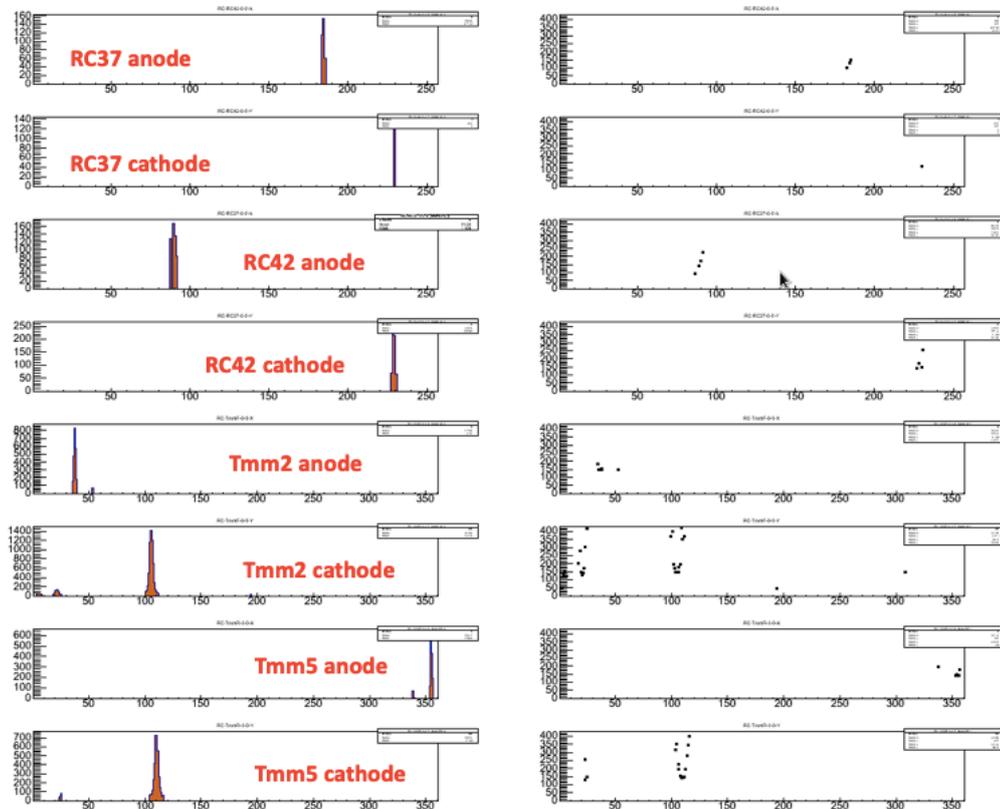


図 4.11 mmDAQ イベントディスプレイでの 1 イベントの例:左図は横軸がストリップの番号、縦軸が ADC 値を表している。右図は横軸がストリップ番号、縦軸が時間を表している。

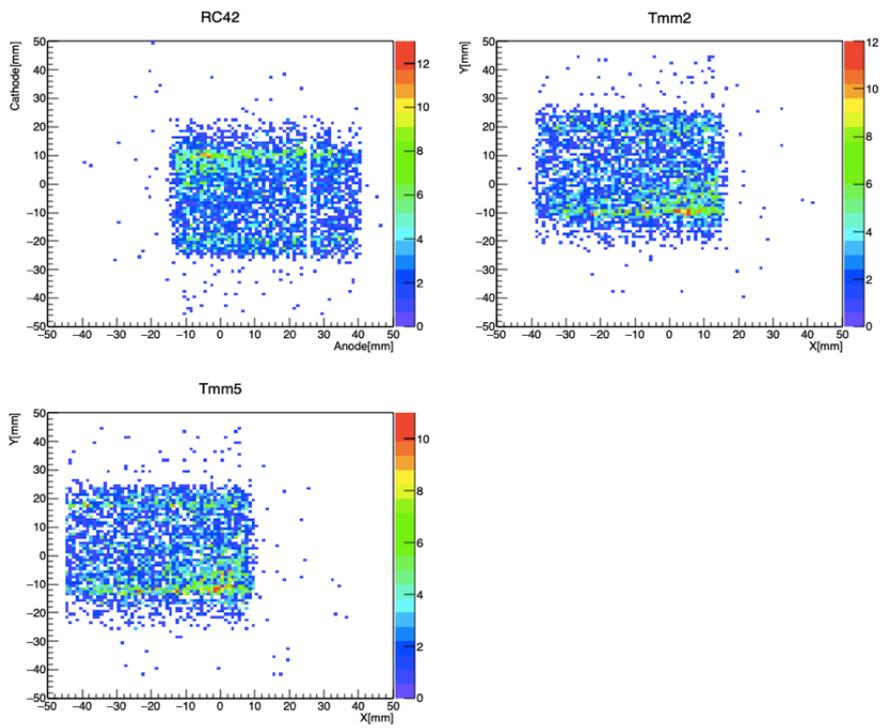


図 4.12 RC42、Tmm2、Tmm5 の二次元でのヒット位置の分布の例

## 第5章

# トラッキング試験の測定結果

本章では、前章で述べたセットアップにおける測定結果を述べる。本試験では  $\mu$ -PIC を動作させるためのガスとして Ar:CO<sub>2</sub>=93:7 の混合ガスを用いており、検出器面とドリフト電極の距離は 5mm である。また、電圧については陽極に 290V、陰極に-290V をかけ (増幅率は約 2000)、ドリフト電極は-390V,-590V,-790V の 3 種類で動作させ、それぞれの電圧に対して検出器の角度を 0,10,20,30 度に変化させて測定を行った。

### 5.1 検出効率

検出効率とは検出器の有感領域を通過した粒子のうち信号として検出された数の割合であり、本試験では検出効率を telescope である Tmm2 と Tmm5 のデータを使用して検出効率を測定した (式 5.1)。本試験ではミューオンビームを用いて検出器の角度を変えた場合の検出効率の測定を行った。

$$\text{検出効率} = \frac{\text{RC42 と Tmm2,5 全てにヒットがあったイベント数}}{\text{Tmm2 と Tmm5 の 2 台にヒットがあったイベント数}} \quad (5.1)$$

その結果を図 5.1 に示す。ここで、drift voltage は陰極とドリフト電極間の電圧を表している。図 5.1 より、ドリフト電圧が同じ場合は検出器の角度が大きくなるほど検出効率は低下する。これはミューオンによって電子が生成されるときに電子雲が広がることで信号の大きさが小さくなるからであると考えられる。しかし、ドリフト電圧が下がると検出効率が下がる原因は不明である。

### 5.2 位置分解能

位置分解能の測定法として最も簡単なものは重心法と呼ばれる方法である。重心法は信号がきたストリップの電荷分布の重心をヒット位置とする再構成法である。

しかし前に述べたように衝突型実験をはじめとする多くの実験では粒子が検出器に対して斜めに入射してきたり検出器自体を磁場中で動作させるなどの理由から電荷分布は垂直入射の場合に比べて広がる。例として検出器を 30 度傾けた場合の mmDAQ による  $\mu$ -PIC の二次元の信号を図 5.2 に示す。図 5.2 は図 4.10 をストリップ方向に投影したものである。図 5.2 によると 9 個のストリップに電荷が広がっていることがわかり、各ストリップに落ちる電荷が一樣でないこともわかる。このような場合は重心法でヒット位置の決定をしてしまうと位置分解能の低下が予想されるので別の再構成法が必要となる。入射粒子が検出器に対して斜めである場合の再構成法として  $\mu$ -TPC 法がある。名前の通り検出器のドリフトギャップを micro Time Projection Chamber として用いる方法であり、ATLAS の Micromegas で導入されている。特定のガスのコンディション下でのドリフト速度とストリップへの信号の到達時間から一次電子が生成された場所がわかるのでそれによって粒子の飛跡を再構成することができる。本節では重心法と信号の到達時間が最も早いストリップをヒット位置とした場合 (本論文では first hit 法と呼ぶことに

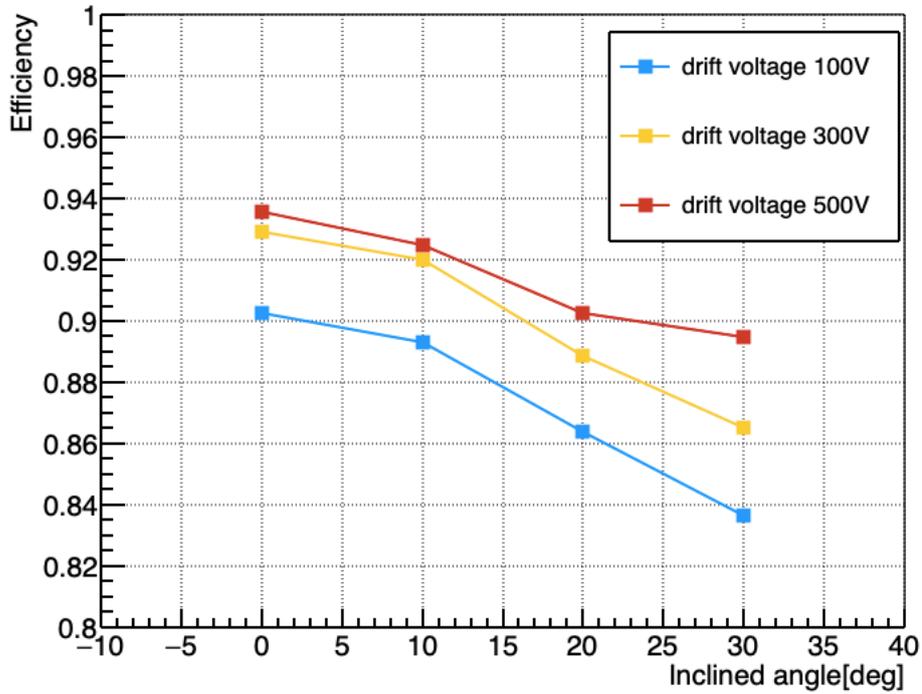


図 5.1 それぞれの角度における cathode の検出効率

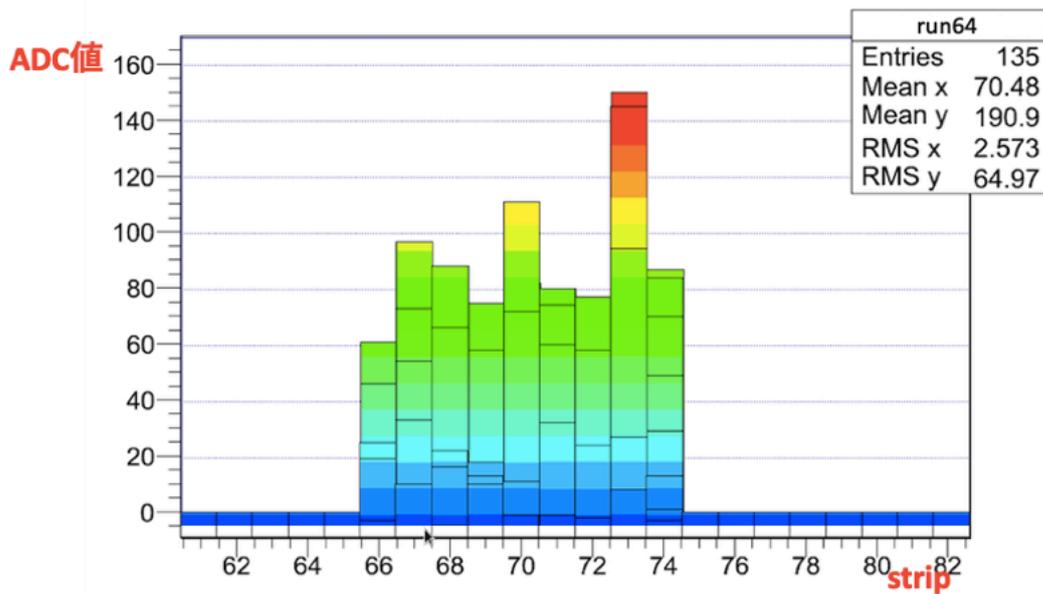


図 5.2 検出器を 30 度傾けた場合の mmDAQ による  $\mu$ -PIC の信号をストリップ方向に投影したヒストグラム: 電荷がストリップ 9 個に落ちていることがわかる。また ADC 値は電荷の最大値を表している。

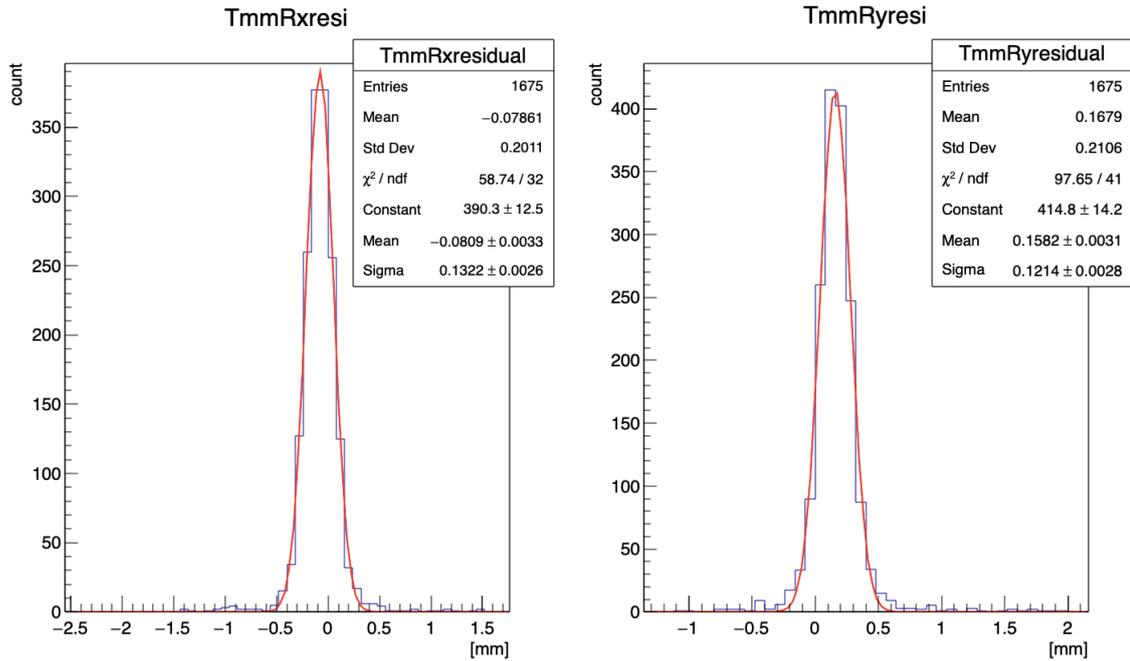


図 5.3 Tmm 同士の x 方向と y 方向それぞれの residual のヒストグラム

する) と TPC 法の三種類の解析を行ったのでその結果を示す。

なお、Tmm2 と Tmm5 の位置分解能は、ビームが十分に絞られており平行ビームであると考えられるパイオンビームを用いて測定した。2 台のヒット位置の差のヒストグラムをガウスフィットした場合の標準偏差  $\sigma$  を求め、2 台の検出器の位置分解能が同じと仮定し誤差の伝搬も考慮すると Tmm の位置分解能は  $\sigma/\sqrt{2}$  となる。

図 5.3 に Tmm 同士のヒット位置の差のヒストグラムを示す。

これから求められた Tmm の位置分解能は x 方向が  $94\mu\text{m}$ , y 方向が  $86\mu\text{m}$  となった。

1 イベント毎に Tmm2 と Tmm5 のヒット位置から粒子の飛跡を作り RC42 で推定されるヒット位置  $Y_0$  を計算する。

その計算式は検出器の位置関係から式 5.2 で表される。

$$Y_0 = \frac{b \times \text{Tmm2}y + a \times \text{Tmm5}y}{a + b} \quad (5.2)$$

ここで、a,b は RC42 に対する粒子のヒット位置と Tmm2,Tmm5 の検出器面との距離を表し、Tmm2y,Tmm5y は Tmm2,Tmm5 それぞれの y 方向のヒット位置である。全てのイベントについて  $Y_0$  を計算し、実際の RC42 のヒット位置  $Y_{\text{RC42}}$  との差  $\Delta y$  のヒストグラムの標準偏差  $\sigma_{\text{resi}}$  から RC42 の位置分解能は式 5.3 で求められる。

$$\sigma_{\mu\text{-PIC}} = \sqrt{\sigma_{\text{resi}}^2 - \frac{a^2 + b^2}{(a + b)^2} \times \sigma_{\text{Tmm}}^2} \quad (5.3)$$

ここで  $\sigma_{\mu\text{-PIC}}$  は  $\mu\text{-PIC}$  の位置分解能、 $\sigma_{\text{Tmm}}$  は Tmm2 と Tmm5 の位置分解能を表す。

以下に三種類の解析法による位置分解能の結果を示す。

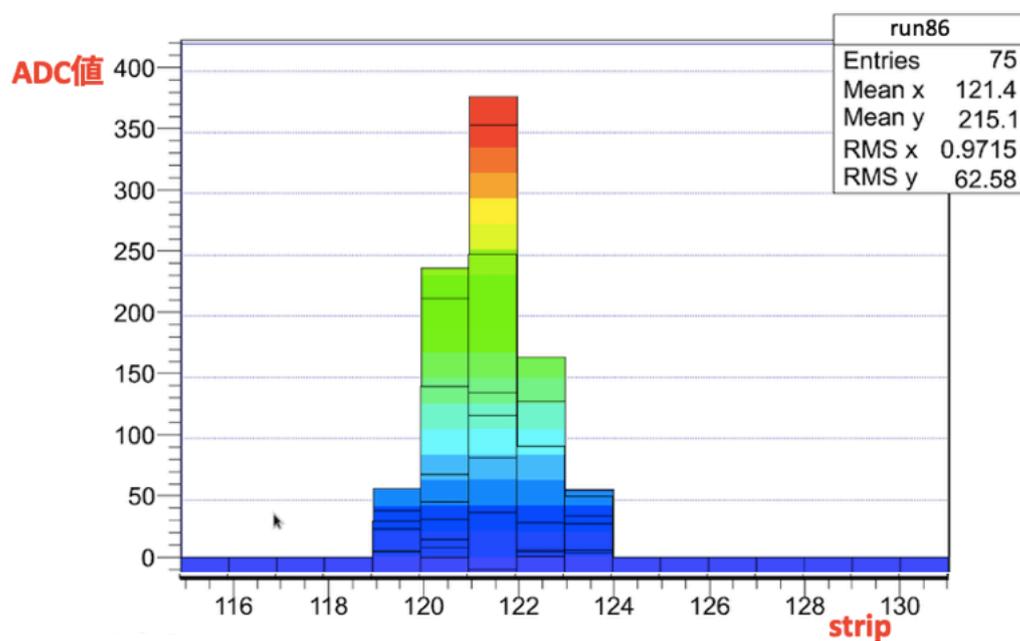


図 5.4 mmDAQ による  $\mu$ -PIC の信号をストリップ方向に投影したヒストグラム:横軸が strip 番号、縦軸が ADC 値を表す。ADC 値は電荷の最大値を表している。

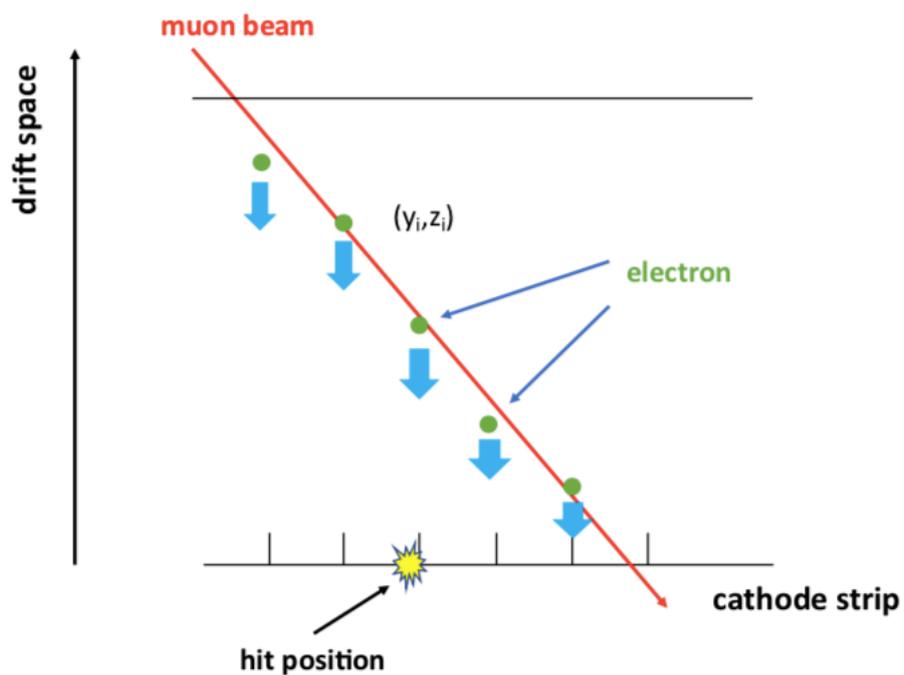


図 5.5 重心法による粒子のヒット位置決定の模式図:この図のように粒子が検出器に対して斜めに入射してくる時は実際のビームのヒット位置と重心法で求めたヒット位置に大きな差があることが予想される。

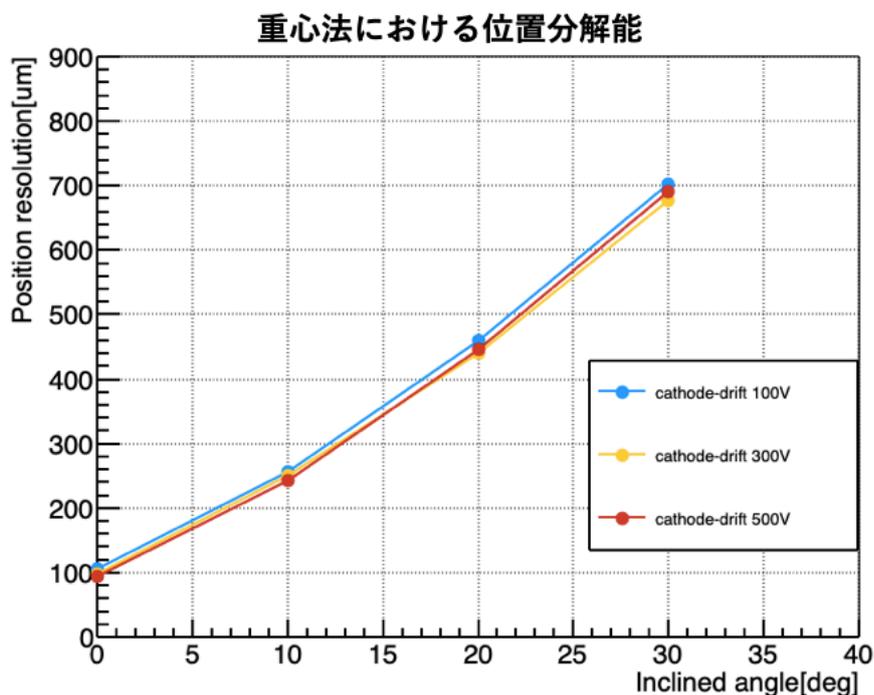


図 5.6 重心法による位置分解能

### 5.2.1 重心法

重心法はストリップに落ちた電荷量の重心位置をクラスターのヒット位置とする方法であり、式 5.4 で表される。

$$Y_{RC42} = \frac{\sum_{i=0}^n Q_i \times y_i}{\sum_{i=0}^n Q_i} \quad (5.4)$$

図 5.4 は検出器に対してビームが垂直に入射してきた時のクラスター 1 つのデータを表す。ミュオンビームが通過したときに生成された一次電子は増幅され複数のストリップに落ち、図 5.4 では主に 5 つのストリップに信号が出ていることがわかる。

重心法による位置分解能の結果を 5.6 に示す。

検出器に対して垂直に入射してくる場合はドリフト電極の電位を変えても大きな差は見られず、陰極方向の位置分解能は  $93\mu\text{m}$  を達成しているが角度が大きくなるにつれて位置分解能の低下が著しく見られ、検出器を 30 度傾けた場合は約  $700\mu\text{m}$  という結果となった (図 5.7)。これは、5mm のギャップに 30 度の角度で入射した粒子のトラックの幅が約  $2900\mu\text{m}$  であることから妥当であると考えられる。入射角度が大きくなると位置分解能が悪くなるのは一本の読み出しあたりの検出効率の低下により検出されないストリップが増え、信号にばらつきが生じるためであると考えられる。

### 5.2.2 first hit 法

次に、クラスター内で一番ヒットタイミングが早いストリップをヒット位置とした場合の位置分解能を示す。

この方法はクラスター内でヒットタイミングが一番早いストリップは粒子の飛跡のうち検出器に一番近いところと考えることができるので時間情報を無視している重心法より精度良く位置分解能を得ることが出来ると考えられる。図 5.8 に first hit 法による粒子のヒット位置の決定の模式図を示す。粒子が検出器内を通り、検出器面にヒットす

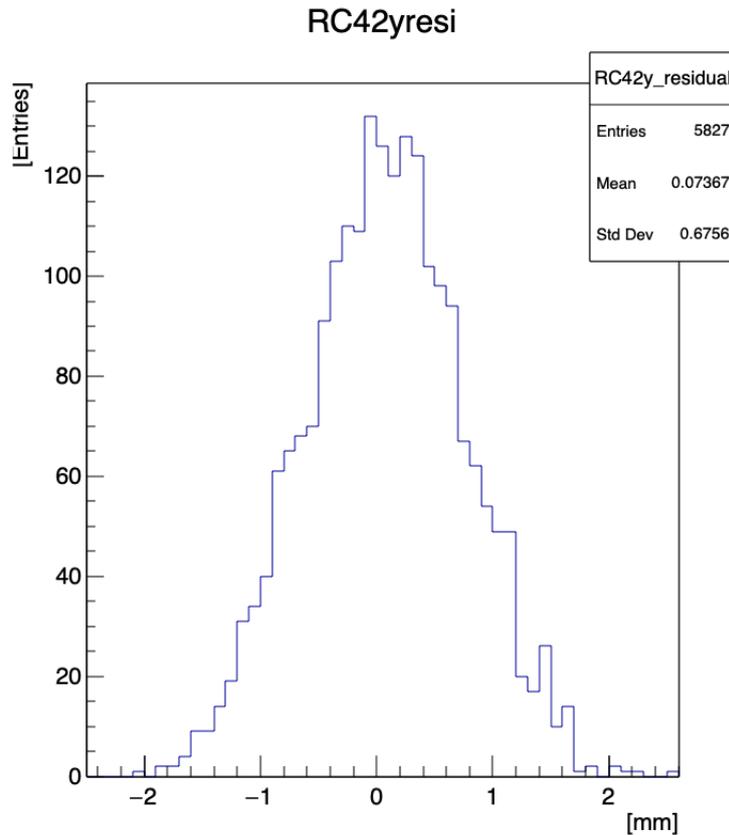


図 5.7 Tmm から予想される RC42 のヒット位置と実際のヒット位置との差のヒストグラム (検出器を 30 度傾けた場合)

る位置は検出器から得られる信号の中で最もタイミングが早いストリップと近いとすることが出来る。

結果は図 5.9 に示す。ドリフト電極と陰極間の電圧が低いほど位置分解能は悪くなり、10 度の場合ほどの電圧でも  $350\mu\text{m}$  以下、20 度の場合  $400\sim 450\mu\text{m}$  の位置分解能となった。検出器を 30 度傾けた場合でも約  $450\sim 600\mu\text{m}$  の位置分解能を達成しており、検出器の傾きが 20,30 度の場合重心法を用いた位置分解能よりも良い結果が得られた。ドリフト電場が小さくなる、もしくは入射角度が大きくなると位置分解能が低下するのは検出効率が下がることで検出器面に最も近いストリップが鳴らない確率が上がり位置決定の精度が下がるためであると考えられる。

### 5.2.3 TPC 法

TPC 法は粒子が検出器に対して斜めに入射してくる場合に有効な解析方法とされている。1 台の  $\mu\text{-PIC}$  から得られる位置情報と時間情報を用いて粒子の飛跡の再構成を行う手法であり、ストリップの時間情報がドリフト空間方向の位置、つまり初期電子の発生位置に対応することを利用している。具体的な手順としては、まず信号のあったストリップの位置と信号の時間情報から初期電子の位置を決定する。初期電子の位置を一次関数でフィットすることで得られた直線が再構成された粒子の飛跡となる。

陰極上の座標  $y_i$  とドリフト空間の座標  $z_i$  はそれぞれ式 5.5 と式 5.6 で定義した。

$$y = \text{strip number} \times 0.4[\text{mm}] \quad (5.5)$$

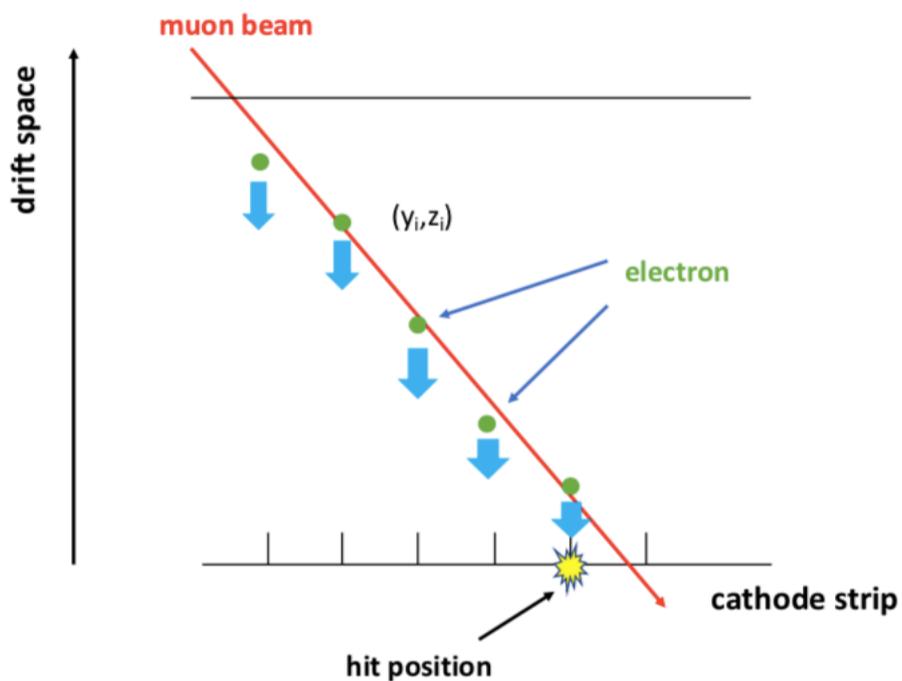


図 5.8 first hit 法による粒子のヒット位置決定の模式図:時間情報の一部を使うことにより重心法より位置分解能の向上が予想される。

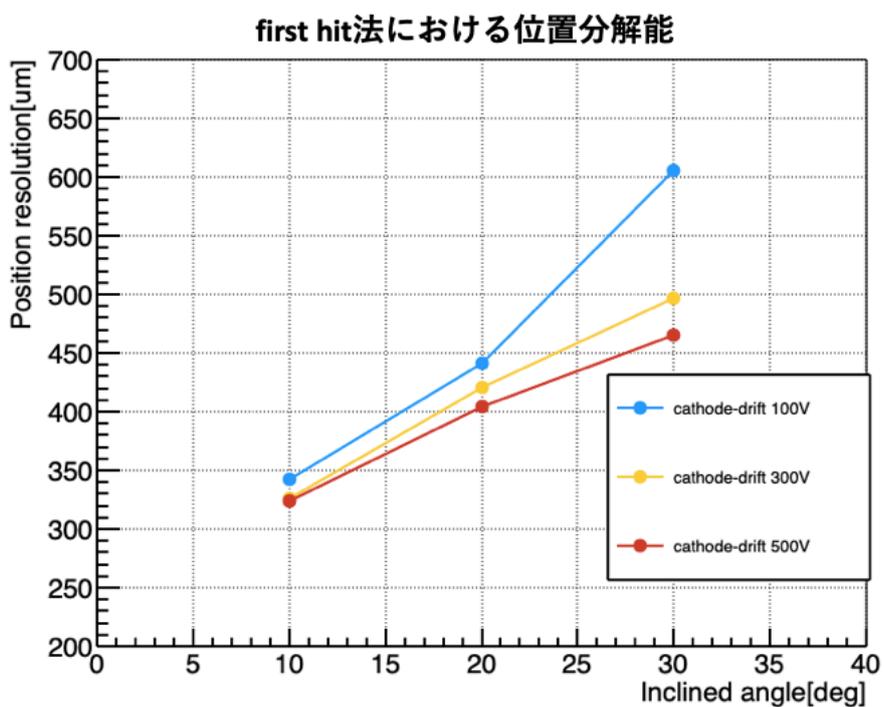


図 5.9 first hit 法による位置分解能

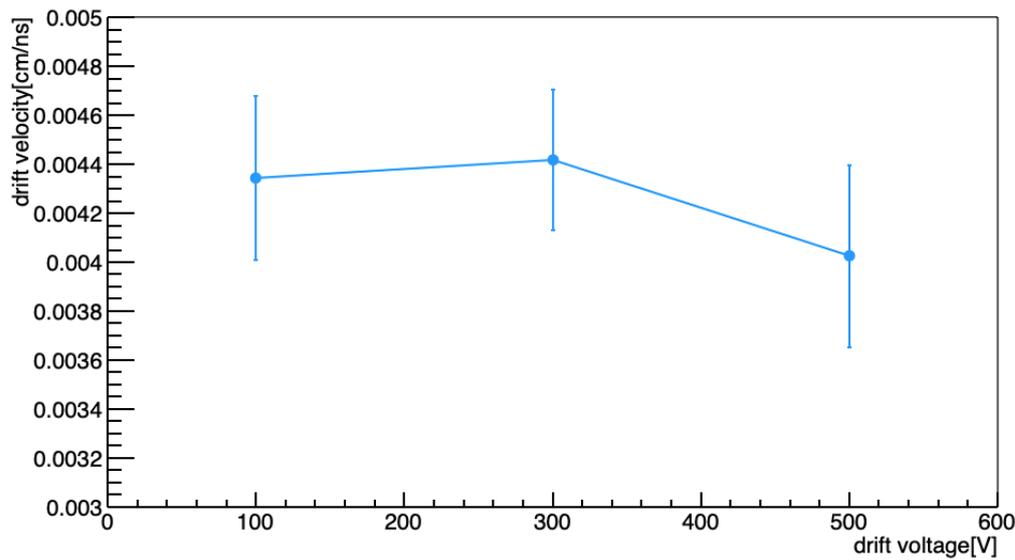


図 5.10 Ar:CO<sub>2</sub>=93:7 中での電子のドリフト速度

$$z = \text{time bin} \times 25[\text{ns}] / \text{time bin} \times \text{drift velocity}[\text{mm/ns}] \quad (5.6)$$

粒子の再構成を行うためには検出器内での電子のドリフト速度が必要であり、今回は Garfield++[33] によるシミュレーションの値を用いた。ここで、シミュレーションは  $\mu$ -PIC の構造で、ガス、電圧は実際の実験で使用したセットアップと同じ値を設定して行った。

TPC 法を用いた再構成の様子の簡単な模式図を図 5.11 に示す。本来の飛跡 (紫色の直線) に沿って発生する電子雲 (緑色の楕円) は量子化して読み出され (オレンジ色の点)、読み出された点を用いて最小二乗法で飛跡の再構成を行なっている。今回の解析ではドリフトギャップの中心と飛跡の交点に対応するストリップを粒子のヒット位置として  $\mu$ -PIC の位置分解能を求めた。ドリフトギャップの中心を用いたのは、最小二乗法で再構成された飛跡は本来の飛跡に対して横方向の不定性よりも角度の不定性の影響が大きくそれが最も小さくなるのはドリフトギャップの中心付近であると考えられるためである。しかし、ドリフトギャップの中心を粒子が通過する時間を決定することは難しいので、二台の Micromegas から予想される本来の粒子の飛跡と再構成された飛跡との差を求めて位置分解能が最小となる箇所とする。具体的には図 5.12 に示すように、ドリフト方向に適当な点を与えて本来の飛跡との差を求め、位置分解能のスキャンを行い (図 5.13)、位置分解能が最小となる点を  $\mu$ -PIC の位置分解能と定義する。

二台の Micromegas から予想される  $\mu$ -PIC のヒット位置と TPC 法による再構成から得られたヒット位置の差をとったヒストグラムとイベントセレクションを行い、そのヒストグラムをガウシアンフィットしたグラフを図 5.14 に示す。図 5.14 の左図の赤い丸で囲んだ部分は再構成した飛跡の角度不定性によると思われる広がりがあるので本来の飛跡  $\pm 10^\circ$  に入らないイベントのカットを行った。図 5.14 の右図より、イベントセレクションを行うことで角度不定性による分布の広がりがなくなったことがわかる。以降の解析では同様のイベントセレクションを用いて位置分解能を求めた。

図 5.15 に TPC 法を用いて飛跡の再構成を行なった場合の位置分解能の結果のグラフを表す。検出器の傾きが大きくなるほど位置分解能の低下が見られ、ドリフト電極と陰極間の電圧が 100V の場合はどの角度でも他 2 つの電圧の場合よりも良い位置分解能が得られ、10 度の場合は約  $190\mu\text{m}$ 、20 度の場合は約  $280\sim 380\mu\text{m}$ 、30 度の場合は約  $400\sim 430\mu\text{m}$  の位置分解能を達成している。ドリフト速度が遅いほど信号の時間の差が見えやすいので TPC 法による位置分解能はドリフト速度が遅いほどよくなると考えられる。図 5.10 より、ドリフト-陰極間の電圧が 100V

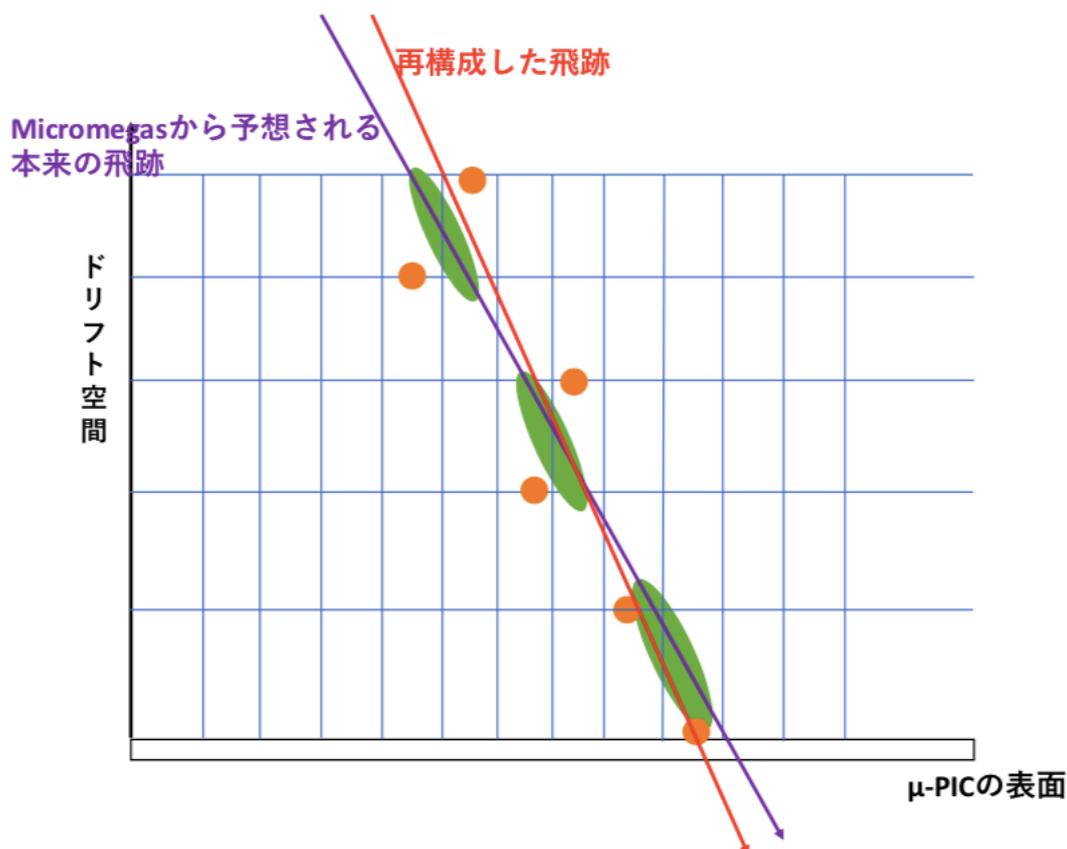


図 5.11 本来の飛跡から得られるデータを用いて飛跡の再構成する場合の模式図:紫色の直線が本来の飛跡、緑色の楕円が実際に発生する電子雲、オレンジ色の点が実際に発生する電子雲をデータとして読み取る点、赤色の直線がオレンジ色の点を用いて再構成した飛跡をそれぞれ表している。

と 300V は位置分解能に大きな差は見られず、500V は 100,300V と比べてドリフト速度が遅いので位置分解能が良くなると予想されるが図 5.15 によると 10,30°ではドリフト速度による依存性が見られるが 20°では依存性は見られなかった。20°でドリフト速度の依存性が見られない原因は不明である。

#### 5.2.4 3種類の解析法による位置分解能測定のみとめ

本試験から得られたデータから位置分解能を出すために重心法、first strip 法、TPC 法の3種類の解析を行った。粒子を検出器に対して垂直に入射させた場合はストリップに落ちる電荷はガウス分布に従うので重心法によって 93[ $\mu\text{m}$ ] の位置分解能が得られたが検出器を傾けると電荷はガウス分布に従わないので当初に予想された通り位置分解能は悪くなった。first hit 法は検出器を 10 度傾けた場合は重心法よりも位置分解能が悪いがさらに検出器を傾けると重心法による解析に比べて良い位置分解能が得られた。TPC 法は粒子が検出器に対して斜めに入射してくる場合に有効な解析方法であるとされており、 $\mu\text{-PIC}$  においても例えば検出器の傾きが 30 度の場合で重心法では約 700 $\mu\text{m}$ 、first hit 法では約 450 $\mu\text{m}$  の位置分解能だが TPC 法を用いると 400 $\mu\text{m}$  以下の位置分解能を達成している (図 5.2.4)。

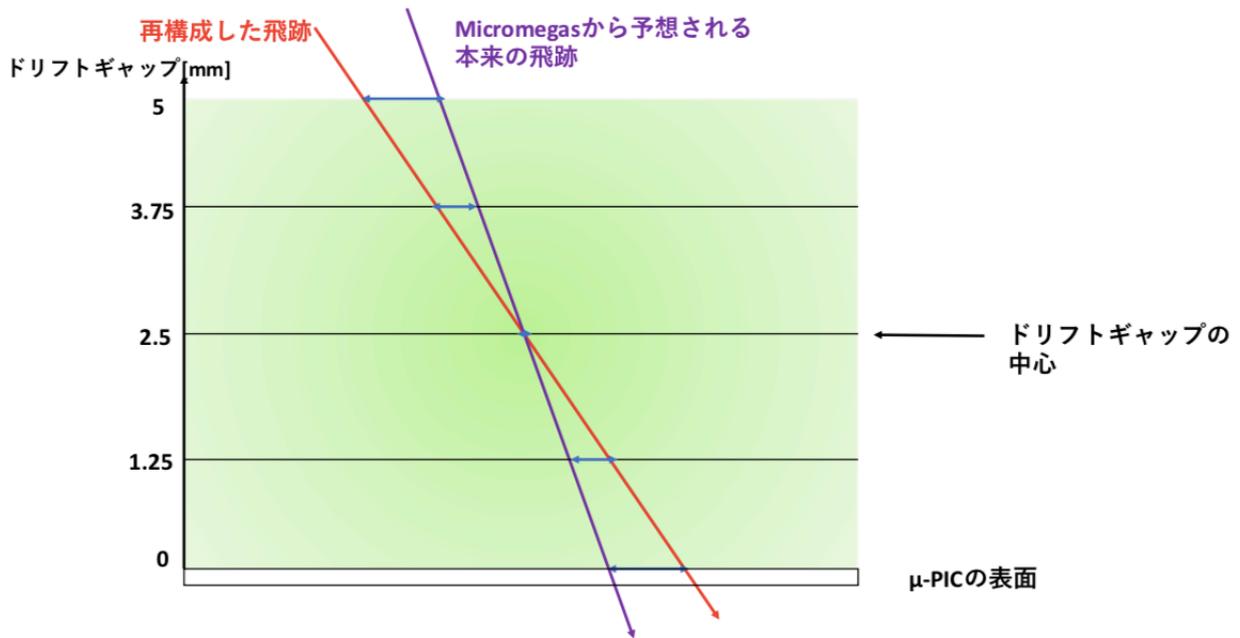


図 5.12 TPC 法によるヒット位置の決定:ドリフトギャップの中心が角度の不定性によるズレが最小になる点、つまり位置分解能が最も小さくなる点に対応するストリップを粒子のヒット位置とする。

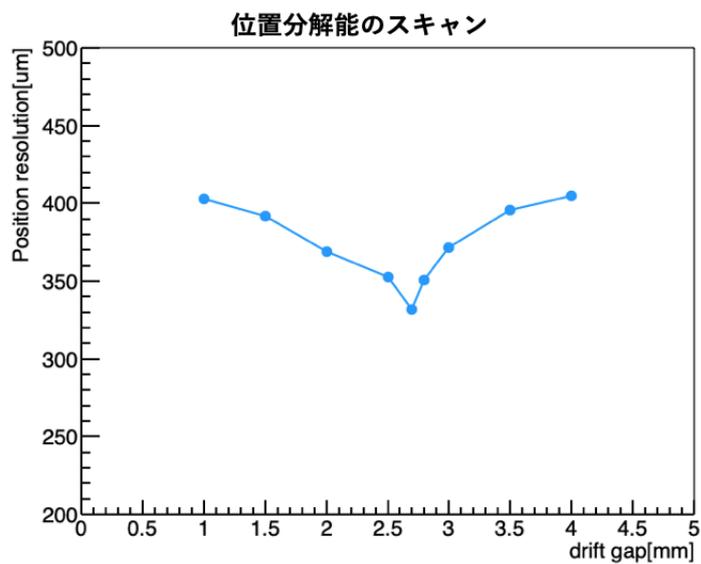


図 5.13 TPC 法で飛跡再構成を行い、適当なドリフトギャップ方向の位置を与えて位置分解能をスキャンした結果

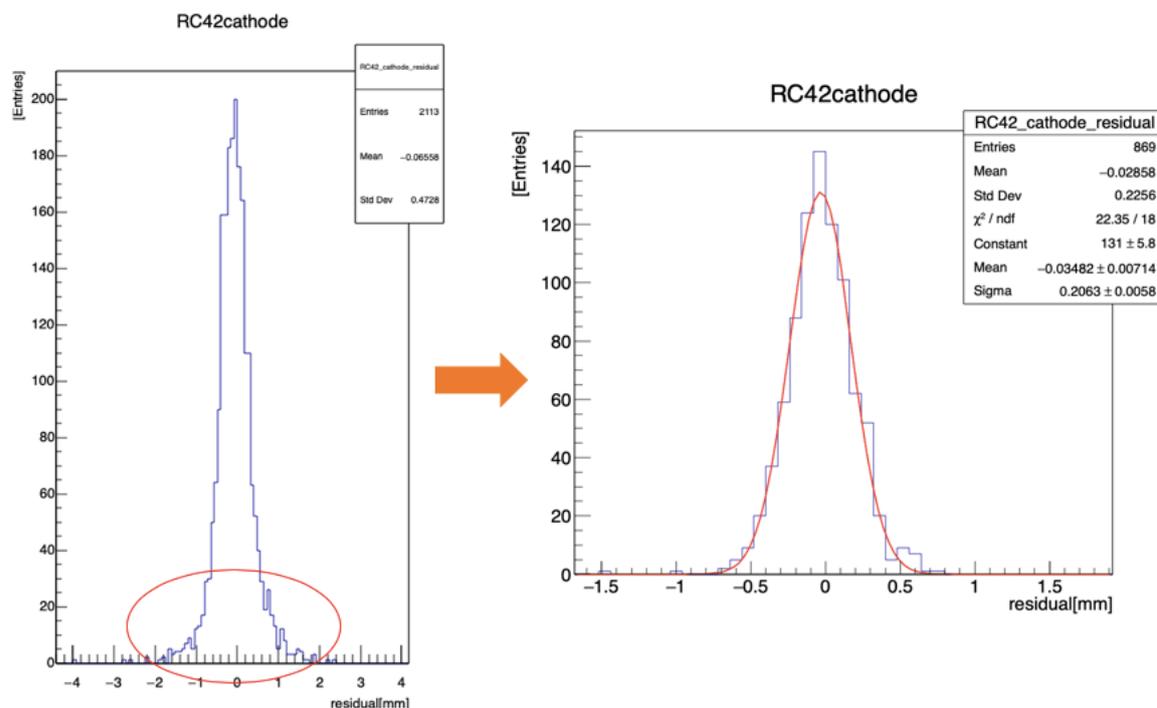


図 5.14 左:二台の Micromegas から予想される  $\mu$ -PIC のヒット位置と TPC 法による再構成から得られたヒット位置の差をとったヒストグラム。赤い丸で囲んだ部分は角度不定性による広がりと考えられる。右:イベントセレクションとして本来の飛跡の角度  $\pm 10^\circ$  でカットをかけたヒストグラム。角度の不定性による広がりがなくなっていることがわかる。

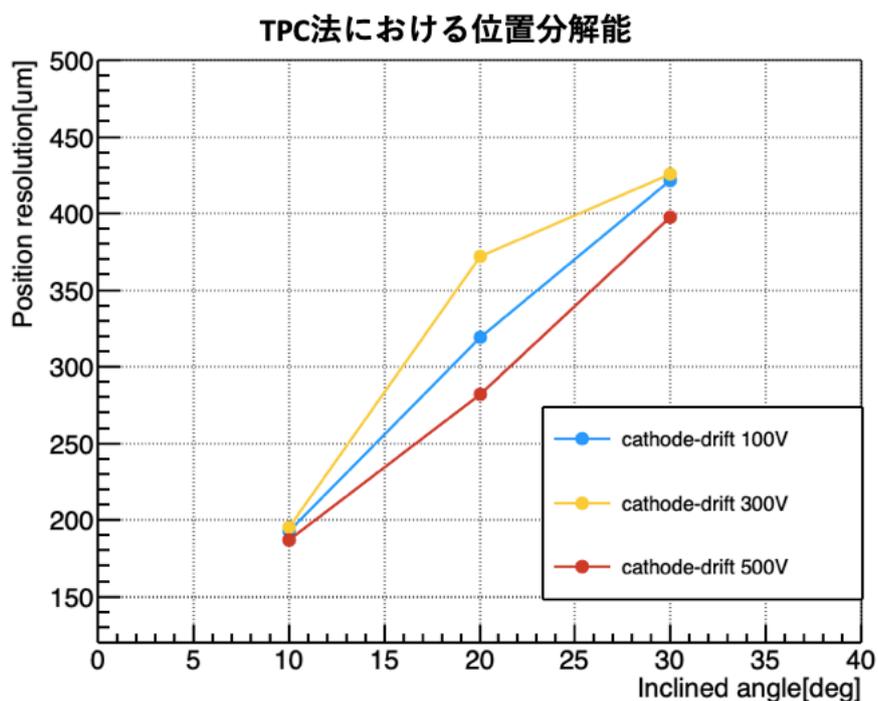


図 5.15 TPC 法による位置分解能測定結果:検出器の角度が大きくなるほど位置分解能の低下が見られる

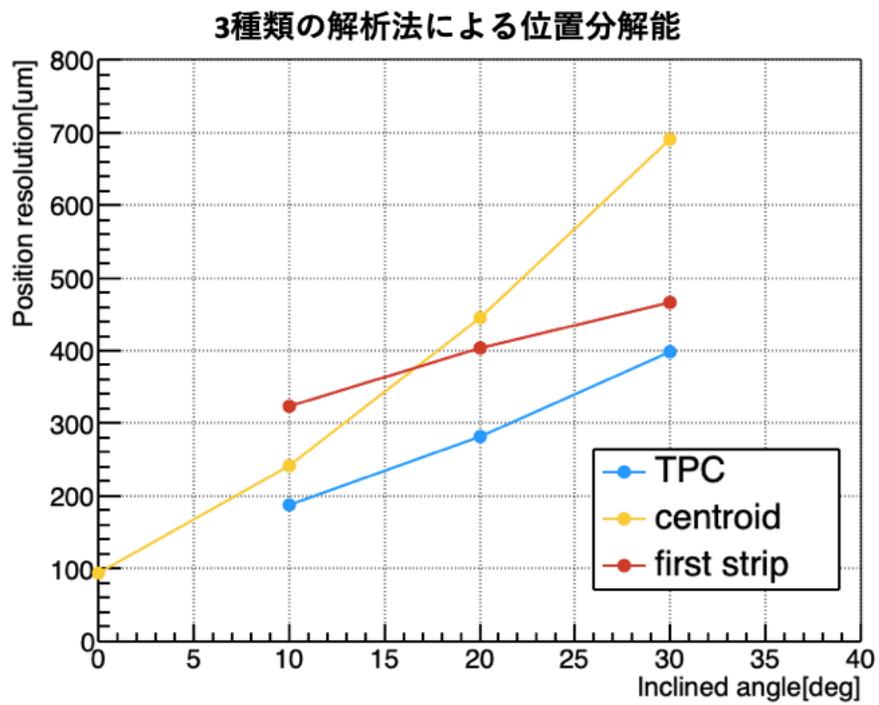


図 5.16 3種類の解析による位置分解能の違い (ドリフト電極と陰極間の電圧 500V):TPC 法による結果は他の2つの解析方法に比べて位置分解能が向上していることがわかる

## 第 6 章

### 議論

#### 6.1 位置分解能の不定性の議論

粒子の飛跡は信号の時間とヒットしたストリップ位置、シミュレーションから得られたドリフト速度を用いて初期電子の位置を計算する事で再構成を行なったが、計算から求めた初期電子の位置にも不定性が考えられる。不定性は大きく分けて 2 つあり、1 つ目が信号の来たストリップの位置の不定性であり、2 つ目が信号の時間の不定性である。初期電子が電場によって加速され増幅されながらドリフト空間を移動していく間に拡散が起こり、信号として読み出される箇所は初期電子が生成された位置からは横方向 ( $y_i$ ) にずれているということが考えられ、このズレが信号の来たストリップの位置の不定性に対応する。時間の不定性はドリフト空間内で初期電子が生成された高さ ( $z_i$ ) の不定性に相当する。本章では簡単なモデルを作りモンテカルロ法を用いてこれらの誤差を考慮した上で TPC 法で再構成したヒット位置の不定性を議論していく。

まずは電子の拡散について議論する。Garfield++ を用いて  $\mu$ -PIC の構造 (図 6.1) において発生、増幅した電子がドリフト空間の高さに応じてどれだけ拡散するかのシミュレーションを行った。図 6.2 と図 6.3 にドリフト電極と陰極間の電圧が 100V の場合に、 $400\mu\text{m}$  角のピクセルの上に高さ 1mm、4.9mm から電子をランダムに発生させ、周りのピクセルにどれほどの電荷を落とすかを表したヒストグラムを示す。横軸は陰極方向の座標、縦軸は電子の個数を表しており、陰極方向の座標は電子を発生させる真下のピクセルの陽極中心を原点とした。初期電子の発生位置が検出器面から高くなるほど電子の拡散が大きいことがわかるが、今回の解析では電荷量が最大となる time bin を用いているので周囲のストリップに拡散する電荷量は影響せず真下のストリップに信号として読み出されるとした。

よって、初期電子が発生した位置とデータとして読み出される位置の関係は以下の式 6.1 のように表される。

$$y_i = (Y_i[\text{mm}]/0.4[\text{mm}] \text{ の整数部分} \times 0.4[\text{mm}]) \quad (6.1)$$

ここで  $y_i$  はデータとして読み出される陰極方向の位置、 $Y_i$  は実際に初期電子が発生する位置に対応する。

次にヒット時間の不定性、つまりドリフト空間方向の不定性について述べる。

図 6.4 に検出器を 30 度傾けた場合に mmDAQ から得られるクラスタ 1 つのデータの例を示す。図 6.4 内に赤丸で囲んだ部分がクラスタのヒット時間として扱った時間を表している。前述したようにデータテイキングは 25ns ごとに行われているのでヒット時間も離散的な値をとる。本論文では簡単のために時間の不定性はデータが 25ns ごとの離散的な値になることのみを考慮した。

初期電子が生成された時間を 0 とし、検出器に到達した時間を  $t_i$  とするとデータとして読まれる時間  $\tau_i$  は次の式 6.2 で表される。

$$\tau_i = (t_i/25 \text{ の整数部分}) \times 25[\text{ns}] \quad (6.2)$$

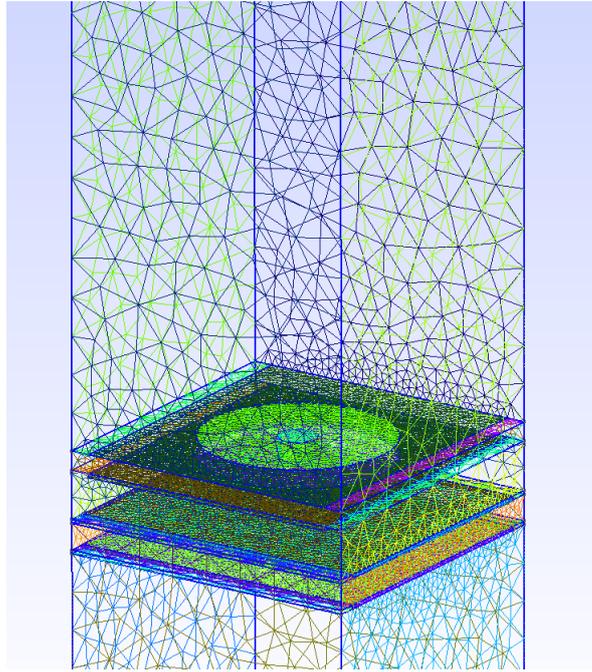


図 6.1 DLC  $\mu$ -PIC のピクセルのジオメトリ:ここでメッシュは  $\mu$ -PIC を構成する電極の境界を表している。

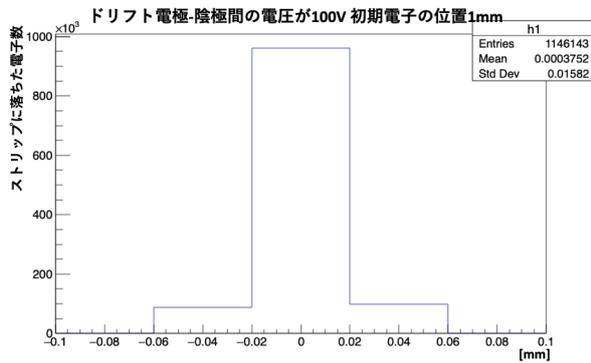


図 6.2 ドリフト電極と陰極間の電圧が 100V、検出器面から 1mm の高さで電子が発生した時の拡散のヒストグラム

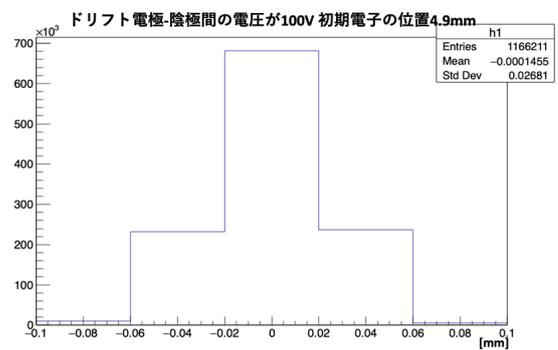


図 6.3 ドリフト電極と陰極間の電圧が 100V、検出器面から 4.9mm の高さで電子が発生した時の拡散のヒストグラム

次にモンテカルロ法による手順を示す。

1. 検出器の断面図に対応する  $yz$  平面を作り、実際に入射してくる粒子の飛跡を作成する (実際の試験では二台の Micromegas から予想される飛跡に対応)。
2. 平均 3.3 個/mm になるように飛跡上にポアソン分布で電子を 1 つずつ発生させる。
3. 電子の座標  $(Y_i, Z_i)$  をデータとして読み出される数値に焼き直して  $(y_i, z_i)$  を得る。ここで、同じストリップに複数の電子が入った場合は最も時間が早い電子を信号として扱った。
4. 得られた  $(y_i, z_i)$  を最小二乗法でフィットして飛跡の再構成を行う。
5. ドリフトギャップの中心での実際の飛跡と再構成した飛跡の  $y$  方向の差の広がりを求める。

ここで 1mm あたりに発生するクラスタ数は Ar:CO<sub>2</sub>=70:30 における値を用いた [34]。

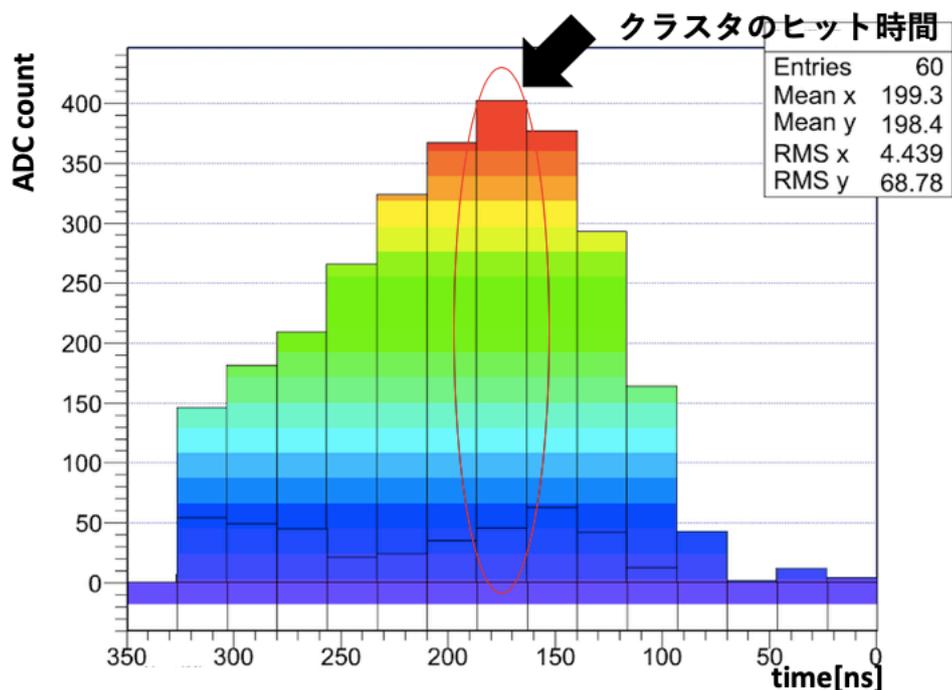


図 6.4 検出器を 30 度傾けた場合の mmDAQ で得られたデータの例:横軸が時間、縦軸が ADC 値を表している

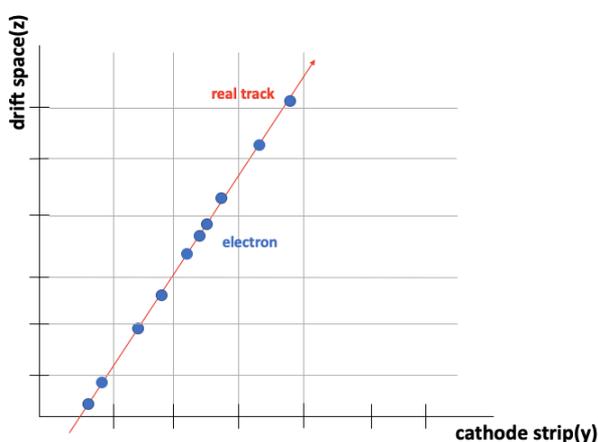


図 6.5 モンテカルロ法の手順 1:粒子の飛跡を作り、飛跡上にポアソン分布で電子を発生させる。ここで赤色の線は粒子の飛跡、青色の点は発生した電子を表している。

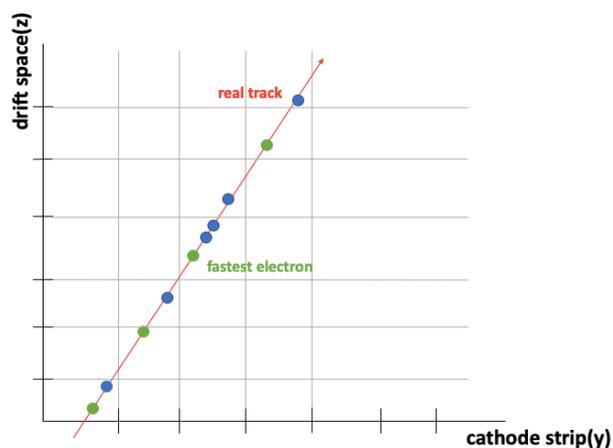


図 6.6 モンテカルロ法の手順 2:発生した電子の中で最も早く信号が来た電子を緑色の点で表している。

図 6.5～図 6.8 に今回行ったモンテカルロシミュレーションの手順を示す。

図 6.9 に上記のモデルを用いたモンテカルロ法によるシミュレーション結果の例を示す。検出器の傾き、電圧を変えても  $y$  方向の広がりには大きな差はなく、全てのパターンで約  $100\mu\text{m}$  の  $\sigma$  となっており、実際に SPS ビームラインで測定した位置分解能とは大きく離れているのでこの簡易的なモデルでは測定結果の不定性を議論するには不十分であることがわかる。

考えられる理由としては

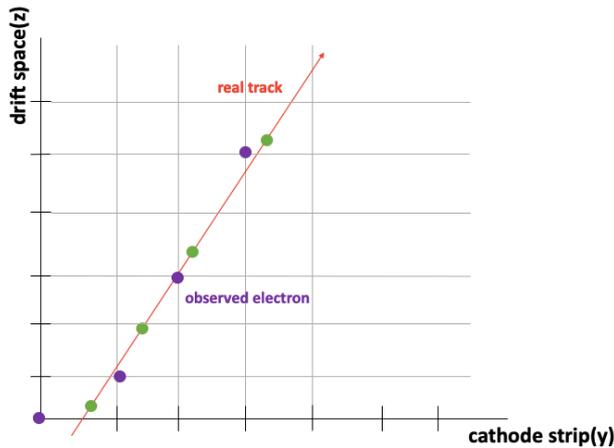


図 6.7 モンテカルロ法の手順 3:最も早い信号の点のみを残して実際にデータとして読み出される形に焼き直す。ここで紫色の点はデータとして読み出される電子を表す。

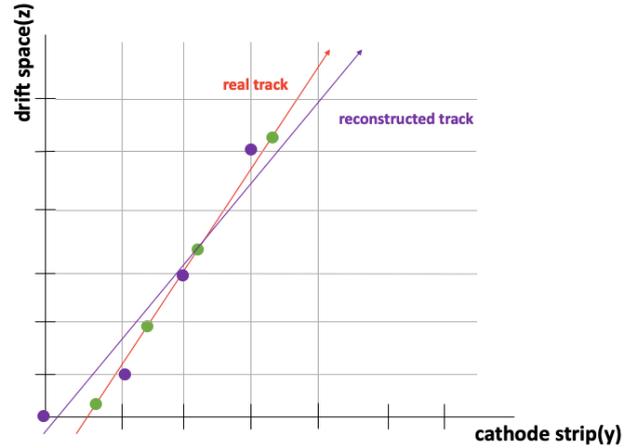


図 6.8 モンテカルロ法の手順 4:データとして読み出される形に焼き直した電子の位置を用いて飛跡の再構成を行う。

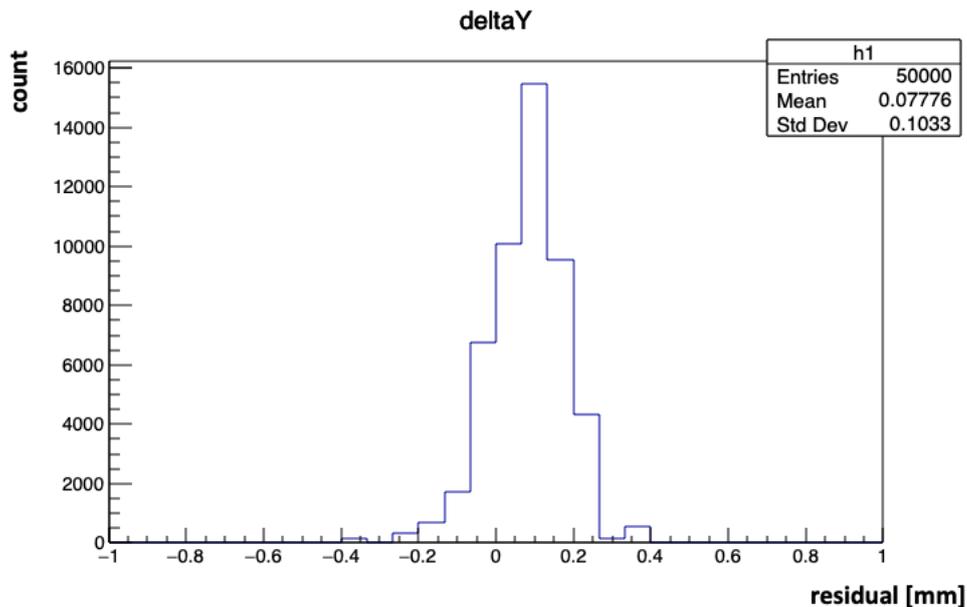


図 6.9 モンテカルロ法による実際の飛跡と再構成した飛跡の y 方向の広がり:検出器の傾き 10 度、ドリフト-陰極間の電圧 500V の場合

- 検出器を傾けた場合は同じ増幅率でも 1 つのストリップに落ちる電荷量が少なくなるので信号として検出されないストリップが増える。
- 簡易的なモデルを用いたシミュレーションでは同じストリップに複数の電子が来た場合は最も時間が早いもののみを信号として扱っているが実際の試験では複数の信号の重ね合わせになり、計算した初期電子の位置が複数の場所で発生した電子の位置の重ね合わせで求められたものになる。
- シミュレーションでは電子の拡散を考慮しなかったが、実際は飛跡がまたがった端のストリップの横にも信号が読み出されているので余分なデータ点もある。

といったことが考えられる。

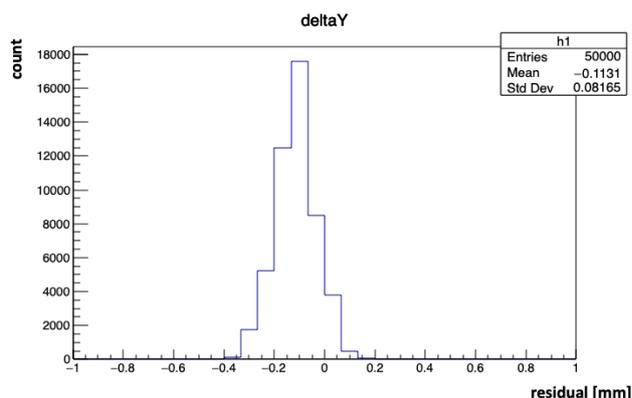


図 6.10 検出器の傾き 30 度でドリフト電極と陰極間の電圧が 500V の時のモンテカルロシミュレーションによる位置分解能:平均発生電子数が 1mm あたり 3.3 個の場合:位置分解能は約  $80\mu\text{m}$

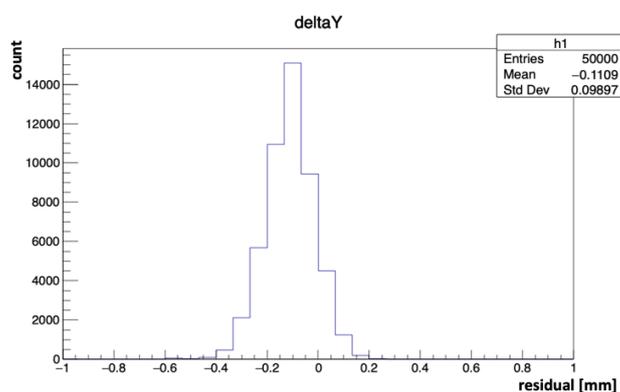


図 6.11 検出器の傾き 30 度でドリフト電極と陰極間の電圧が 500V の時のモンテカルロシミュレーションによる位置分解能:平均発生電子数が 1mm あたり 2 個の場合:位置分解能は約  $100\mu\text{m}$

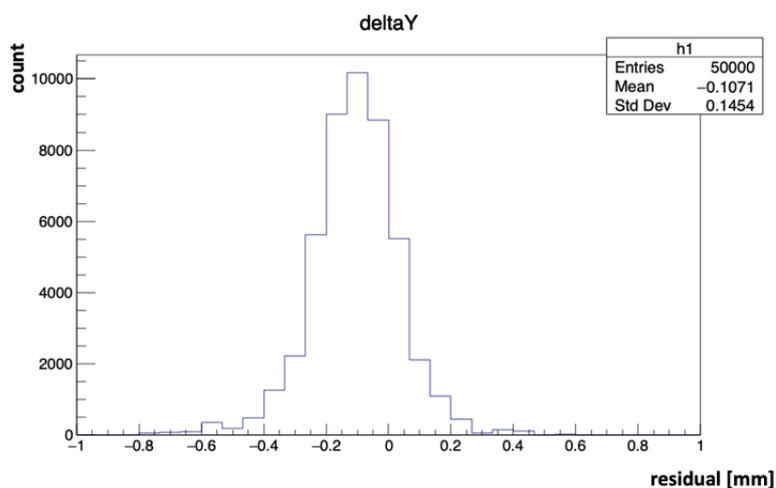


図 6.12 検出器の傾き 30 度でドリフト電極と陰極間の電圧が 500V の時のモンテカルロシミュレーションによる位置分解能:平均発生電子数が 1mm あたり 1 個の場合:位置分解能は約  $150\mu\text{m}$

次に、検出器を傾けた場合と同じ増幅率でも 1 つのストリップに落ちる電荷量が少なくなり、信号として検出されないストリップが増えることで位置分解能の低下が起こるといふ仮説を確かめるために発生させる電子数を 1mm あたり平均 3.3 個から 2 個, 1 個と変化させてモンテカルロによる計算を行った。これは電子数を減らすことと検出効率を下げることに対応していると考えられるからである。

図 6.10, 図 6.11, 図 6.12 にそれぞれの結果を示す。発生する電子数が 1mm あたり 3.3 個の場合は  $82\mu\text{m}$ 、2 個の場合は  $99\mu\text{m}$ 、1 個の場合は  $145\mu\text{m}$  となり、発生する電子数が少なくなるほど位置分解能が悪くなっている。これにより発生する電子数が少なくなる、つまり検出される信号が少なくなるとデータ点が少なくなり位置分解能の低下が起こるといふことがわかった。

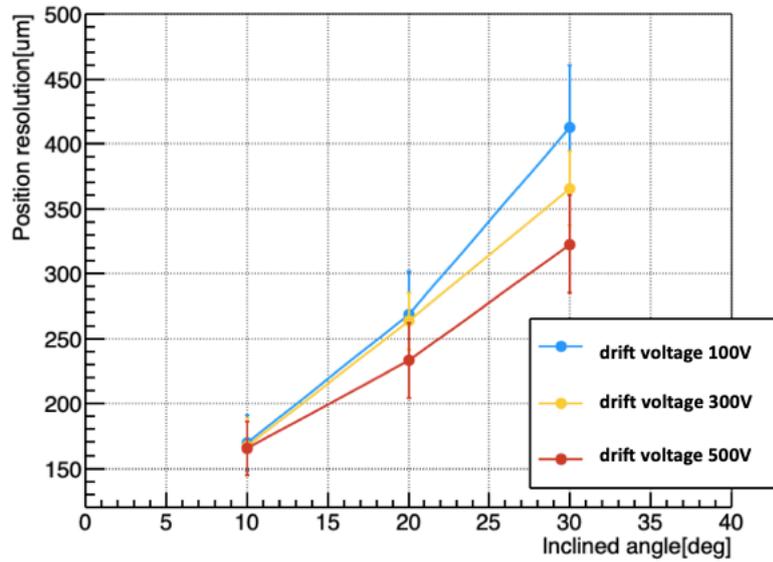


図 6.13 角度を固定して飛跡の再構成を行った場合の位置分解能

## 6.2 角度を固定した場合の位置分解能

本試験では入射してくる粒子の角度がわかっているので初期電子から飛跡を再構成する時に角度を固定した場合でも位置分解能を求めた。

$$y = \text{strip number} \times 0.4[\text{mm}] \quad (6.3)$$

$$z = \text{time bin} \times 25[\text{ns}] / \text{time bin} \times \text{drift velocity}[\text{mm/ns}] \quad (6.4)$$

$$z_i = ay_i + b \quad (6.5)$$

初期電子の位置の座標は陰極の座標を式 6.3, ドリフト空間方向の座標を式 6.4 で定義した。粒子の飛跡の式は式 6.5 で表され、検出器の角度が 10 度の時  $a = -\tan 80^\circ$ , 20 度の時  $a = -\tan 70^\circ$ , 30 度の時  $a = -\tan 60^\circ$  でそれぞれ固定して最小二乗法で  $b$  を求めて飛跡を決定し、 $z=0$  となる  $y$  を粒子のヒット位置と定義して位置分解能を求めた。

図 6.13 に角度を固定した場合の位置分解能の結果を表す。検出器の角度が大きくなるほど位置分解能は低下の傾向が見られ、ドリフト電極と陰極間の電圧が大きいほど良い位置分解能が得られた。10 度の時はドリフト電極と陰極間の電圧による位置分解能の大きな差は見られず約  $165\mu\text{m}$  の位置分解能となった。20 度の場合は  $230\sim 280\mu\text{m}$  の位置分解能となっており、30 度の場合は電圧により位置分解能の大きな違いが見られ、 $320\sim 420\mu\text{m}$  という結果となった。10, 20 度の場合は角度を固定した解析の方が固定しない解析よりも良い位置分解能が得られたが 30 度の場合は角度を固定しない解析の方が良い位置分解能が得られた。

## 第7章

### まとめ

高エネルギー実験分野では近年、より高レートの実験が行われており、そのような放射線環境下でも正常に動作するガス検出器の開発が世界中で行われている。従来用いられてきたガス検出器である MWPC では高レートの環境下では耐えられず ( $10^7$  cps/cm<sup>2</sup> 以上)、Micro Pattern Gaseous Detector(MPGD) という微細構造を有したガス検出器の開発が進められており、 $\mu$ -PIC も MPGD の 1 つである。MPGD は狭い電極間に高い電圧をかけて動作させるのでしばしば放電問題に悩まされており  $\mu$ -PIC も同様の問題に直面していたが先行研究により陰極を抵抗素材を用いて作成することで放電問題を抑えることが出来た。抵抗陰極型の  $\mu$ -PIC の基本特性として先行研究で位置分解能や検出効率が測定されてきたが位置分解能は検出器に対して入射してくる粒子に対してのみ行われてきた。しかし、CERN LHC で行われている ATLAS 実験などでは多数の粒子が飛来し、検出器に対して垂直に入射してくるとは限らない。検出器に対して斜めに粒子が入射する場合、重心法による位置決定を用いるとストリップに落ちる電荷が広がり標準偏差が大きくなるので精度が落ちることが予想される。検出器に対して斜めに入射してくる場合は TPC 法という解析方法を用いると重心法と比べて位置決定の精度がよくなる。TPC 法は名前の通り、検出器のドリフト領域を Time Projection Chamber として用いる解析方法であり、信号の時間と電子のドリフト速度から初期電子の位置がわかるのでそれらを用いて飛跡を再構成する方法である。本試験では入射粒子に対して検出器を 0,10,20,30 度傾け、ドリフト電極と陰極間の電圧を変えながら CERN LHC の前段加速器である SPS の H4 ビームラインにおいてミューオンビームを用いて測定を行った。本論文では重心法、TPC 法の他に、信号が来たストリップの中で最もタイミングが早い信号が来たストリップを粒子のヒット位置とする方法の 3 種類の解析を行った。位置分解能は斜め入射の粒子に対しては TPC 法が他 2 つの解析方法と比べていい結果を示しており、全ての解析方法において検出器の角度が大きくなると位置分解能の低下が見られた。本試験では APV25 というフロントエンドチップを用いて測定を行ったのでデータテイキングが 25ns ごとにしか行われず、初期電子の位置が離散的になる。その不定性の議論として簡易的なモデルを作りモンテカルロ法を用いて計算を行った。検出器の角度、電圧を本試験と同じセットアップで計算を行ったところどの組み合わせでも約 100  $\mu$  m の  $\sigma$  という結果が得られ、実際の試験から得られた結果とは大きなズレがあるのでシミュレーションでは考慮に入れなかった要因による不定性が大きいと考えられた。検出器を傾けたことで同じ増幅率でも検出器を傾けない場合と比べて 1 つのストリップに落ちる電荷量が減り、検出される信号が少なくなること、今回使用した簡易的なモデルでは最も信号が早いもののみを考慮したこと、実際は電子の拡散により本来の飛跡が通ったストリップの横のストリップにも信号が誘起される、といったことが考えられる。また、検出される信号が少なくなること位置分解能の低下が起こるといふ仮説を確かめるためにモンテカルロシミュレーションで発生させる電子数を減らして意図的に信号の数を減らしたところ電子数が減るほど位置分解能は悪くなったのでこの仮説は位置分解能が悪くなる要因の 1 つであることが確かめられた。

また、検出効率の測定も行ったがこれも角度が大きくなると検出効率の低下が見られた。これは検出器の傾きが大きくなると同じ増幅率であっても 1 つのストリップに落ちる電荷量が下がることに起因すると考えられる。

本試験では入射粒子の角度があらかじめ分かっていたので粒子の飛跡の角度を固定した上で TPC 法を用いた解析も行った。10 度の時はドリフト電極と陰極間の電圧による位置分解能の大きな差は見られず約  $165\mu\text{m}$  の位置分解能となった。20 度の場合は  $230\sim 280\mu\text{m}$  の位置分解能となっており、30 度の場合は電圧により位置分解能の大きな違いが見られ、 $320\sim 420\mu\text{m}$  という結果となった。10,20 度の場合は角度を固定した解析の方が固定しない解析よりも良い位置分解能が得られたが 30 度の場合は角度を固定しない解析の方が良い位置分解能が得られた。

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、ご指導いただいた沢山の方々に感謝いたします。指導教員である越智敦彦先生は、研究に関して質問に行くと快く一緒に悩んでいただいたりして非常に有意義な時間を過ごさせていただきました。いつも笑顔で気さくな性格に助けられた面が沢山あり、 $\mu$ -PIC グループの人数が去年と比べて少ないことを感じないような明るいグループになっていたと思います。物理に関するだけでなく、幅広い知識と知識欲の深さにはよく驚かされ、家族サービスを優先する姿勢など見習いたい部分が数多く存在し、越智さんは私が目標とする人物の一人でもあります。また、越智さんは知識欲が高じて僕が机の上に放置していた遊戯王カードを真剣に眺めていたのが非常に印象的です。いずれ越智さんもデュエリストになっているのではないかと楽しみにしている次第です。ただ、越智さんに1つ謝らなければならないことがあります。CERN 出張で越智さんの家にいる時に小川さんと洗い物をしていてコップを割ってしまったのですが越智さんが日本に帰っていることをいいことに割れたコップを RD51 ラボのゴミ箱に捨てて証拠隠滅を計り成功したことをここに告白します。黙っていて申し訳ございませんでした。研究室の先生方にも非常にお世話になりました。藏重久弥先生にはコロキウムや研究発表、本論文の執筆に際し非常に多くのご指摘やアドバイスを頂き、どんな質問にも分かるまで丁寧にご教授頂けたことを感謝致します。竹内康雄先生にはいつも笑顔が絶えない先生で主にゼミでお世話になりました。急な出張で欠席となる場合も配慮して頂き非常に感謝しております。山崎祐司先生には春の学校や講義や B4 実験でお世話になりました。解析結果の見せ方など研究する上での基礎を教えて頂いて少しは成長出来たかと思えます。JK 用語と言われる言葉の意味を知りたがったりしていたのが印象的ですが私達もよくわからないのであまり気にしないで良いのではないのでしょうか。身内賢太郎先生にはコロキウムや学部時代の学生実験でお世話になりました。いつも明るく下ネタ大好きな印象ですが教育熱心であるギャップにはいつも驚かされました。鈴木州先生にはゼミや TA でお世話になりました。TA の際には私が上手く説明できないところをフォローして頂き、実験機器の使い方などを改めて教えていただきました。前田順平先生にはコロキウムや研究発表の際に様々なご指摘、コメントを頂きました。美人の奥さんと可愛いお子さんに囲まれて幸せそうな雰囲気はこちらにも伝わってきており私も幸せを感じる事が出来ました。川出健太郎先生は主に CERN でしかお会いする機会はありませんでしたが真面目な顔をしながら秀逸な話術をお持ちなことを関西人として羨ましく思います。前田さんにパワハラを受けているというのは真実なのか否か非常に気になるところです。中野祐樹先生は学会に登録する際に大変お世話になりました。発表を何度か拝聴しましたが聴いている人が退屈に感じないような発表の仕方でも内容も非常にわかりやすいことが印象的です。いつか青眼の白竜とブラックマジシャンのホログラフィックレアを手に入れてください。中村輝石さんはコロキウムでお世話になりました。いつも熱心に発表を聞いて頂き、質問を投げかけて下さったので私も発表がしやすかったです。イケメンで多趣味で博識な中村さんは憧れでもありました。伊藤博士さんは夕飯時くらいしかあまり話す機会はなかったですが物腰柔らかく非常に優しい方だと感じていました。春の学校でお会いした時に名前からしてドクターに進む以外の選択肢なかったですよねみたいな雑な絡みをしてしまったのですが覚えていらっしゃるでしょうか？先代秘書の横山有美さんには研究生活に必要なことを助けて頂きお世話になりました。CERN 滞在中に小川さんと三人でベルン観光が出来たのは本当に良い思い出です。秘書の吉田和美さんには多くの手続きで大変お世話になりました。急な出張内容変更にも迅速に対応していただき誠にありがとうございました。東大 ICEPP の川本

辰男先生、増渕達也先生、山崎友寛さんと山谷昌大さんには CERN 滞在中に大変お世話になりました。増渕先生は解析方法がわからず途方にくれていた私に親身に教えていただきました。CERN での実験の際には RD51 ラボの Givi Sekhniaidze 氏、Eraldo Oliveri 氏に特にお世話になりました。Givi 氏は私が一人で実験をしている時に困ったことはないかなど気にかけてくださったり足りない PC やオシロスコープを貸して頂き大変お世話になりました。Eraldo 氏にはラボでガスを使う際に配線を手伝っていただいたり X 線照射装置の使い方などを教えていただきました。越智さんの家で手巻き寿司パーティをしたのが良い思い出です。東大 ICEPP の大谷研の皆様にも SPS でのビーム試験で大変お世話になりました。粒子物理学研究室の先輩方にも大変お世話になりました。橋本隆さんはサークルが同じで、知り合った頃はテニスが上手い人という印象が強かったですが研究室に配属されてから見る橋本さんは絶賛いじられキャラでなんとも言えない気持ちになりました。しかし知っている先輩が研究室にいるというのは心強く、ガス混合器と一緒に使わせていただいたり研究では大変お世話になりました。木戸将吾さんは CERN 滞在中によくお世話になりました。バーベキューの際は車に乗せて連れて行ってもらったり大変甘えさせていただきました。長谷川誠さんはあまり絡みはなかったので飲み会などでまた話せたらなと思います。具体的には覚えていませんが長谷川さんと話すときは長谷川さんが何かに驚いていて私がたまたま横にいたみたい印象があります。池田智則さんは研究室配属直後から修士に上がるまでは「この人に目をつけられたら俺の研究室生活は終わる」と思っていたほどには怖かったのですが修士に上がってからはそのワイルドな風貌に反して研究に関しては非常に真面目で日常生活では非常に優しいというギャップを併せ持つ先輩であることがわかりました。池田さんが学食で身内さんと下ネタを話しているのを聞くのが密かな楽しみになっていました。

竹田康亮さんは修士 2 年に上がるまではあまり絡みがなくそのまま CERN に行ってしまったのですが私が CERN に滞在している間に色々お世話になり仲良くなれたかなと思います。小川さんと小川さんの彼女と竹田さんの LINE グループがあったのはいまだに謎です。いつの間にか私もそのグループに入れていただき 4 人でたこ焼きを食べたのは良い思い出です。またタコパしましょう。μ-PIC グループの先輩方には本当にお世話になりました。山根さんは趣味にも全力を注ぎながら研究にも精を出す姿を見て見習わなければならないところが沢山ありました。μ-PIC を使っていた唯一の先輩であり、検出器の組み立て方、実験する際に気をつけるべきことなど多くのことを教えていただきました。趣味に全力なのは社会人になられた今でも健在なのは Twitter で拝見しております。おもしろツイート期待してます。又吉さんは真顔で辛辣なことを言う先輩で研究グループに配属された頃は絡みにくいのかなと思っていたのですが実は絡みやすく、わからないところを質問に行ったら快く教えていただけるような先輩でした。また、私が就活をしている時も相談をさせていただき、様々なアドバイスをいただけたこと大変感謝しています。来年からまたよろしくお願ひします。小川さんは「The ツッコミ」といった感じの先輩であり、小川さんほど素早く秀逸なツッコミをできる人間を私は知りません。もちろんツッコミだけでなく研究に対しても真摯に向き合う姿は非常に印象に残っています。小川さんとは思い出がありすぎるくらいでここには書き切れないですが一番はやはり KEK の帰りに一緒に秋葉原のメイドカフェに行ってプレミアムフルコースを頼んだことですかね。ベテランのメイドさんに対してもツッコミをしてしまうあたり小川さんは生粋のツッコミ気質なのだ実感させられました。お土産で貰った萌え萌えピンクカレーは CERN のどこに忘れたのでしょうか？またご飯に連れて行ってください。μ-PIC グループ唯一の後輩である説田輝君はシミュレーションの面でかなり助けられました。夜中まで一緒に残って手伝ってくれて本当に感謝しています。CERN のホステルで毎晩一緒にパスタを茹でて食べたのはいい思い出です。ある日僕がキッチンに行くとパキスタン人と仲良くなっていたのには驚かされましたがその後何度か三人でご飯を食べたり写真を撮ったりしたのは非常に思い出深いです。説田君はこれから LTCC μ-PIC という新しいことをすると思いますが持ち前の真面目さで頑張ってください。研究室の同期の皆様にも感謝しております。学部生の頃から仲が良く、最寄駅も横だったので毎日一緒に帰っていた吉田登志輝くん。研究会直前に解析で悩んでいた時に相談したら一緒に考えてくれたのは本当に助かりました。またスポッチャオールしましょう。同じく学部の頃から仲が良く、僕が下宿するときに同じアパートに入るくらいには仲が良かった杉本太郎くん。太郎君との思い出は数知れないですがいつも何かに追い詰められていましたね。しかしそんな太郎君との出会いは僕の大学

生活で得た最大の財産の1つであるということは面と向かっては絶対に言わないのでここで言うておきます。これからもよろしく。研究室に住み着いていた宮辺裕樹くんはなぜあの環境で体調を崩さないのか不思議でたまりませんでした。いつもおちゃらけている印象ですが成績優秀、研究に関しても真面目で尊敬していました。また一緒にモンスターしましょう。326に籠っていた酒井貴義くんは後ろから覗き込むとニコ動を見ていて、たまに山崎さんにびくついていましたね。僕の雑な絡みにも困った顔をしながら対応してくれてありがとうございます。いそやんこと磯部裕太くんは修士になるまであまり絡みはなかったですが何か人を引き寄せるオーラを持っていて少し羨ましかったですが後ろのおもちゃは未だに何をしているのか良くわかりません。そんないそやんと仲が良い石浦宏尚さんはいつか通信法か何かで引っかけられないかとヒヤヒヤしているくらいには何をしているのか良くわかりませんでしたがいそやんと石浦さんと夜中に話しながら下山するのが毎日の楽しみになっていました。来年からドクターとして頑張ってください。

僕の中で同期の中で一番の謎キャラ堀口楠日くんは逆境にあってもそれすら楽しんでいそうなバイタリティがあるのではないのでしょうか。

M1の後輩方にも大変お世話になりました。画家である網本くん、曲者揃いの同期をまとめる山下くん、急に真面目に転換した上野くん、雑な絡みにも笑顔で返してくれる塩沢くん、話し方が癒し系の中村くん、みなさんお世話になりました。B4の後輩の中では特に高身長イケメン谷口くんと笑顔で困っている吉田さんと仲がよかったのではないかと勝手に思っています。谷口くんは3年生の頃から研究室に見学に来たり非常に真面目な後輩なのでどの研究グループに進んでも上手くやれるのではないかと思います。吉田さんはなんだか良くわからないゲームを真顔でやっており面白いのか聞くと全然面白くないと言われたのでほんまに暇なんやなと思ってましたミーティングの最中。バーで谷口くんのフォローをしながらオセロしていたのが非常に印象的です。二人ともまた飲みに行きましょう。太郎くんが奢ります。他のB4の後輩達もみんな元気でいい子ばかりな印象です。研究室にたまに現れることもあると思うのでその時は絡んでやってください。

研究室以外では夜にちよくちよく寄らせてもらっていた日本酒バーSASAで出会ったマスターと常連の方々。SASAKJことこうにゃんはバーのさすがバーのマスターだと思うほどのコミュニケーション能力、色々良くしてくださりありがとうございます。常連のしずかさんもその笑顔、擬音語にすごく笑った記憶があります。他にも、よしさん、きょうにゃん、くわいさんなど沢山の方々との出会いは私の研究生活の励みになりました。神戸に帰ってきたときは絶対に顔を出すのでその時はよろしくお願いします。最後にこれまで学生生活を支えてくれた父、母、妹、祖父母に心の底から感謝致します。

石飛由介



## 参考文献

- [1] Particle Data Group, The Review of Particle Physics, 2016, Chin. Phys. C40 10001.
- [2] Jonathan Bortfeldt. *The Floating Strip Micromegas Detector*. Springer International Publishing, 2015.
- [3] "REVIEW OF PARTICLE PHYSICS" J. Beringer et al. Particle Data Group, Phys. Rev. D 86, 010001(2012).
- [4] Edward A. Mason Earl W. McDaniel. *The Mobility and Diffusion of Ions in Gases*. Wiley, 1973.
- [5] S.C.Brown. *Basic Data of Plasma Physics*. MIT Press, Cambridge,MA, 1959.
- [6] L.B.Loeb. *Basic processes of gaseous electronics (University of California Press,Berkeley)*. 1961.
- [7] S.A. Korff. *Electrons and nuclear counters(Van Nostrand, New York)*. 1946.
- [8] Peskov et all," The study and optimization of new micropattern gaseous detectors for high-rate applications," IEEE Transactions on Nuclear Science,48,1070- 1074doi:10.1109/23.958725.
- [9] GlennF.Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. 3rd.
- [10] G. Charpak and F. Sauli. Multiwire proportional chambers and drift chambers. *Nuclear Instruments and Methods*, Vol. 162, No. 1, pp. 405 – 428, 1979.
- [11] 越智敦彦, 東工大における MSGC の開発,"<http://www-cr.scpphys.kyoto-u.ac.jp/research/mu-PIC/workshop/2004.html>".
- [12] A Oed. Properties of micro-strip gas chambers (msgc) and recent developments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 367, No. 1, pp. 34 – 40, 1995. Proceedings of the 7th International Wire Chamber Conference.
- [13] EP-DT-DD Gas Detectors Development. *GAS ELECTRON MULTIPLIER - GENERAL*.
- [14] F.Sauli. *GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors*. 1997.
- [15] C. Bini. Study of the performance of the Micromegas chambers for the ATLAS muon spectrometer upgrade. *JINST*, Vol. 9, p. C02032, 2014.
- [16] T. Alexopoulos, J. Burnens, R. de Oliveira, G. Glonti, O. Pizzirusso, V. Polychronakos, G. Sekhniadze, G. Tsipolitis, and J. Wotschack. A spark-resistant bulk-micromegas chamber for high-rate applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 640, No. 1, pp. 110 – 118, 2011.
- [17] Atsuhiko Ochi, Tsutomu Nagayoshi, Satoshi Koishi, Toru Tanimori, Tomofumi Nagae, and Mirei Nakamura. A new design of the gaseous imaging detector: Micro pixel chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 471, No. 1, pp. 264 – 267, 2001. Imaging 2000.
- [18] Atsuhiko Ochi. Development of micro pixel chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 478, No. 1, pp. 196 – 199, 2002. Proceedings of the ninth Int.Conf. on Instrumentation.

- [19] 神戸大学修士論文駒井英俊.  $\mu$ -pic の放電抑制に関する研究, 2012.
- [20] Kouya OOHIRA. *Characteristics and Applications of DLC films*. 2009.
- [21] 神戸大学修士論文山内悟. 炭素スパッタを用いた resistive gem の開発, 2015.
- [22] 神戸大学修士論文竹本強志. Atlas アップグレードに向けた micromegas 抵抗電極の開発, 2015.
- [23] Atsuhiko Ochi, Yasuhiro Homma, Yuji Yamazaki, Fumiya Yamane, Tsuyoshi Takemoto, Tatsuo Kawamoto, Yousuke Kataoka, Tatsuya Masubuchi, Yuki Kawanishi, and Shingo Terao. Carbon Sputtering Technology for MPGD detectors. *PoS*, Vol. TIPP2014, p. 351, 2014.
- [24] <http://www.be-sputter.co.jp/web/gaiyou.html>.
- [25] Atsuhiko Ochi, Yuki Edo, Yasuhiro Homma, Hidetoshi Komai, and Takahiro Yamaguchi. Micro Pixel Chamber with resistive electrodes for spark reduction. *JINST*, Vol. 9, No. 01, p. C01039, 2014.
- [26] F.Yamane. *Development of the Micro Pixel Chamber with resistive electrodes*. PhD thesis, Kobe.U, 2018.
- [27] ”<http://sba.web.cern.ch/sba/BeamsAndAreas/h4/H4manual.htm>”.
- [28] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/NSWPublicResults>.
- [29] <https://cds.cern.ch/record/1069892/files/cer-002725643.pdf>.
- [30] <https://indico.cern.ch/event/77597/contributions/2088463/attachments/1056845/1506857/RD51-SRS-Description.pdf>.
- [31] MMDAQ Q&A.
- [32] 木内隆太, 韓国における DSSD センサーの開発”<http://rd.kek.jp/slides/20120717/seminar20120717.pdf>”.
- [33] Garfield++ User Guide (Version 2014.1),H.Schindler.
- [34] E. Oliveri, CERN GDD (EP-DT-DD), RD51, The time challenge: PICOSEC.