

修 士 学 位 論 文

ATLAS Phase-I Upgrade に向けた  
MicroMEGAS の性能評価

平成 27 年 2 月 6 日

専攻名	物理学専攻
学籍番号	131S126S
氏名	山根史弥

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

## 概要

CERN(欧州原子核研究機構)では、LHC(Large Hadron Collider)を用いた世界最高エネルギーの素粒子実験が行われている。2013年には、ATLAS, CMS グループによって、標準模型で唯一未発見であった Higgs 粒子の発見という極めて重要な成果が得られた。

LHC ではより高エネルギー、高輝度の実験を行うため、段階的なアップグレードを行う。2018年にはルミノシティを  $1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  から  $2 - 3 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  に、2022年には  $5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  まで引き上げ、10年間で積分ルミノシティ  $3000 \text{fb}^{-1}$  を目指す。しかし ATLAS の Small Wheel(SW)と呼ばれる検出器のデザインルミノシティを超えるため、新検出器 New Small Wheel(NSW)に置き換える必要がある。NSW を構成する検出器のひとつに、MicroMEGAS(MM) 検出器が採用された。

MM は、MPGD(Micro Pattern Gaseous Detector) の一種であり、信号の高速読み出しと高い空間分解能が特徴である。また、高抵抗ストリップの導入により、弱点である放電を抑制することができる。これらの理由から、LHC の高輝度環境においても高い性能を発揮すると期待できる。

神戸大では ATLAS の MicroMEGAS グループに所属し、高抵抗ストリップフォイルの製作を担当している。神戸大は高抵抗素材としてスパッタリングによる炭素薄膜を独自に開発し、これを用いることを提案している。本研究では、スパッタ炭素薄膜を実装したチェンバーを製作し、動作テスト及び性能評価を行った。

# 目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	LHC-ATLAS 実験	2
2.1	LHC 実験	2
2.1.1	LHC 加速器	2
2.1.2	検出器	3
2.2	ATLAS 実験の目指す物理	3
2.2.1	Higgs 粒子の生成過程	4
2.2.2	Higgs 粒子の崩壊過程	5
2.2.3	Higgs 粒子探索の現状	5
2.3	ATLAS 検出器	6
2.3.1	ATLAS 検出器概要	6
2.3.2	ATLAS 座標系	6
2.3.3	超伝導マグネットシステム	7
2.3.4	内部飛跡検出器	8
2.3.5	カロリメータ	9
2.3.6	ミューオンスペクトロメータ	9
2.4	LHC upgrade と ATLAS への影響	10
2.4.1	トラッキングパフォーマンスの低下	11
2.4.2	フェイクトリガーの増大	11
2.4.3	ATLAS upgrade	12
2.5	New Small Wheel(NSW)	13
2.5.1	NSW に要求される性能	13
2.5.2	NSW レイアウト	14
第 3 章	MicroMEGAS	18
3.1	粒子線と物質との反応	18
3.1.1	荷電粒子	18
3.1.2	$\gamma$ 線	18
3.2	ガス放射線検出器	19
3.2.1	ガス増幅	20
3.2.2	MPGD(Micro-Pattern Gaseous Detectors)	20
3.3	MicroMEGAS	22
3.3.1	MicroMEGAS の構造	22

3.3.2	Resistive MicroMEGAS	22
3.3.3	NSW MicroMEGAS	23
3.4	神戸大の MicroMEGAS 試作機	25
3.4.1	試作機の構造	25
3.5	Gas gain 測定	28
3.5.1	測定の原理	28
第 4 章	高速中性子を用いた放電耐性試験	31
4.1	中性子発生までの過程	31
4.2	チェンバーのセットアップ	32
4.3	放電率測定	32
4.4	炭素スパッタ電極の中性子耐性試験	34
第 5 章	SPring-8/LEPS ビームラインにおける 1.3GeV 電子ビームを用いた性能評価	35
5.1	SPring-8/LEPS ビームライン	35
5.2	SRS(Scalable Readout System)	36
5.2.1	フロントエンド	36
5.2.2	データ収集システム	37
5.3	チェンバーのセットアップ	39
5.4	データ解析	39
5.4.1	Efficiency 測定	40
5.4.2	位置分解能測定	40
第 6 章	CERN:SPS/H4 ビームラインにおける 150GeV $\pi/\mu$ を用いたトラッキング試験	43
6.1	CERN:SPS/H4 ビームライン	43
6.2	チェンバーセットアップ	44
6.3	試験の目的・内容	46
第 7 章	実験結果に関する議論	50
第 8 章	まとめ	52
参考文献		54

# 第1章

## 序論

スイス・ジュネーブ郊外に位置する CERN(欧州原子核研究機構) では、大型ハドロン衝突型加速器:LHC(Large Hadron Collider) を用いた世界最高エネルギー (最大重心エネルギー:14TeV) の素粒子実験が行われている。LHC に存在する 4 つの衝突点の内の 1 つでは、Higgs 粒子や標準模型を越えた物理の発見を目的とした ATLAS 実験が行われている。

LHC では、2018 年にデザインルミノシティを現在の  $1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  から  $2 - 3 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  に、2022 年には  $5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  に上げるアップグレードを行う予定である。しかしこの値は ATLAS ミューオンスペクトロメータの一部である Small Wheel(SW) と呼ばれる検出器のデザインルミノシティを越えるため、十分な検出効率を得られなくなってしまう。したがって 2018 年の LHC アップグレードに伴い、SW を新検出器 New Small Wheel(NSW) に置き換えることが決まった。NSW を構成する検出器として、sTGC と MicroMEGAS が採用された。

MicroMEGAS は MPGD(Micro-Pattern Gaseous Detector) と呼ばれる微細加工技術を施したガス放射線検出器の一種であり、MAMMA(Muon ATLAS MicroMEGAS Activity) グループが ATLAS アップグレードに向けて開発を行っている。ATLAS MicroMEGAS に求められる性能として、 $15 \text{kHz/cm}^2 \text{s}$  の高いヒットレート環境でトラッキング性能を維持できることや、 $100 \mu \text{m}$  より良い位置分解能、バンチ識別が可能である 10nsec 程度の時間分解能が要求される。日本では NSW のための MicroMEGAS 検出器の一部である高抵抗ストリップフォイルの製造を担当しており、神戸大と東大 ICEPP が共同で開発を行っている。

神戸大では小型試作器の作製も行っている。本研究では、高抵抗ストリップの素材にスクリーンプリントインクを用いたものと、神戸大が独自に開発したスパッタリングによる炭素薄膜を用いた試作機を作製し、X 線による Gas gain 測定、高速中性子による放電耐性試験、荷電粒子による性能評価を行った。本論文は以下の構成になる。

- 第2章：LHC 実験と ATLAS Phase-I アップグレードについて
- 第3章：MicroMEGAS と神戸大の試作機について
- 第4章：神戸大海事科学部で行った高速中性子を用いた放電・破壊試験について
- 第5章：Spring-8/LEPS ビームラインで行った、1.3GeV 電子ビームを用いた性能評価について
- 第6章：CERN/H4 ビームラインで行った、150GeV  $\mu/\pi$  を用いた性能評価について
- 第7章：実験結果に関する議論について
- 第8章：全体のまとめについて

## 第2章

# LHC-ATLAS 実験

### 2.1 LHC 実験

#### 2.1.1 LHC 加速器

大型ハドロン衝突型加速器：LHC(Large Hadron Collider) は、スイス・ジュネーブに位置する CERN (欧州原子核研究機構) の地下 100m に建設された世界最大の陽子・陽子衝突型の円形加速器である。衝突による重心系エネルギーは 14TeV、デザインルミノシティは  $1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  であり、世界最大のエネルギースケールでの実験を可能とする。

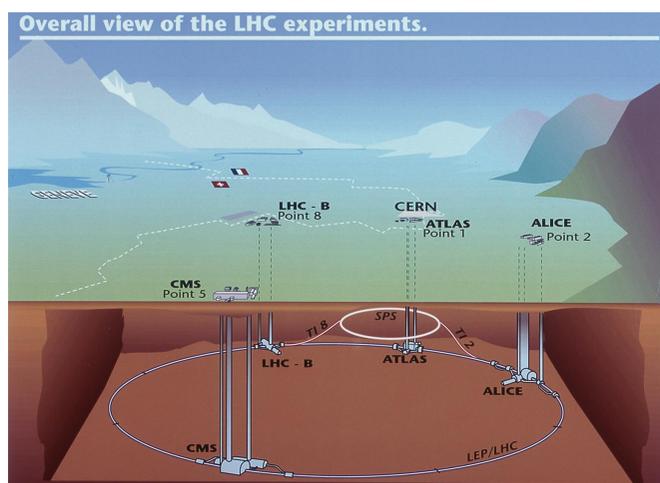


Fig2.1 LHC 加速器概観 [2]

円形加速器で荷電粒子を加速する場合、シンクロトロン放射によるエネルギーの損失が発生する。このエネルギー損失量は加速する粒子の質量の4乗に反比例する形で与えられる。陽子の質量は電子の約1800倍であるため、シンクロトロン放射によるエネルギー損失が小さい。LHC 建設以前に同トンネルに建設されていた LEP (Large Electron Positron Collider) は電子・陽電子衝突型であったためシンクロトロン放射の影響を大きく受けてしまったが(最大重心系エネルギー：209GeV)、LHC ではこの影響を小さくできるため、14TeV の高エネルギーを実現している。Table.2.1 に LHC の主要パラメータを示す。

しかし、陽子衝突においては構成粒子であるクォーク、グルーオン同士の散乱によって反応が複雑になることに加え、25nsec の高頻度で衝突が起こるため、膨大な量の背景事象が起こる。このため LHC 実験では背景事象の理解と効率の良い事象選別が重要となる。

### 2.1.2 検出器

LHC には複数衝突点が存在し、それぞれ実験の目的に応じた検出器が存在する。以下、LHC に設置されている主な検出器について簡単に説明する。

- ATLAS(A Toroidal LHC ApparatuS) 標準模型 Higgs 粒子の探索、標準模型を超える新物理（超対称性粒子 (SUSY)、余剰次元など) 探索を目的とした汎用検出器。2.2 以降で詳細を述べる。
- CMS(Compact Muon Solenoid) : Fig2.2 ATLAS と同じく Higgs 粒子、新物理探索を目的とした汎用検出器。巨大な鉄のかたまりの間にミュオン検出器が設置されており、ATLAS に比べてコンパクトある。
- ALICE(A Large Ion Collider Experiment) : Fig2.3 重イオン衝突によりビッグバン直後の高エネルギー状態を再現し、クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) の解明を目的としている。LHC で唯一の原子核同士の衝突実験を行っている。
- LHCb(Large Hadron Collider beauty) : Fig2.4 B 中間子の崩壊における CP 対象性の破れを測定し、標準模型の検証を行う。

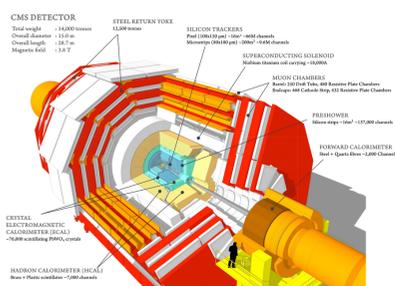


Fig2.2 CMS 検出器 [3]

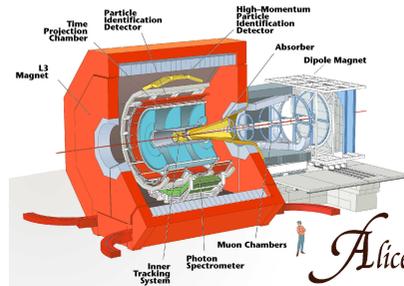


Fig2.3 ALICE 検出器 [4]

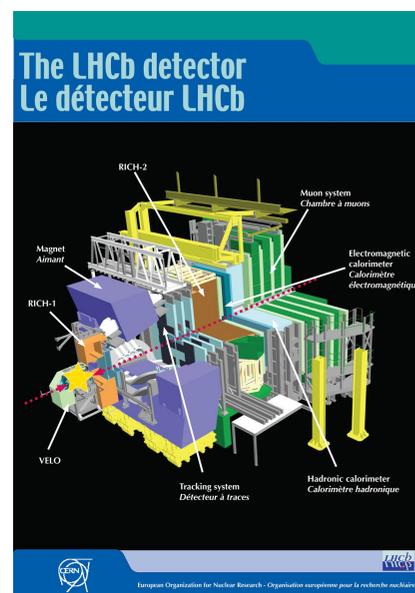


Fig2.4 LHCb 検出器 [5]

## 2.2 ATLAS 実験の目指す物理

ATLAS 実験の主な目的のひとつとして Higgs 粒子の探索及び精密測定がある。Higgs 粒子は標準模型において、他の粒子に質量を与える粒子としてその存在が予言されており、長年探索が行われてきた。

2012年7月には、ATLAS、CMS 両グループによって 126GeV 付近に Higgs 粒子と思われる新粒子が発見された。その後さらに統計を貯めてデータを解析した結果、2013年3月に、新粒子が Higgs 粒子である事を強く示唆していると発表した。

本節では ATLAS 実験における Higgs 粒子探索について簡単に述べる。

### 2.2.1 Higgs 粒子の生成過程

Higgs 粒子はトップクォークや  $W^\pm$ 、 $Z$  等、質量の大きい粒子と結合しやすく、LHC では主に以下の4つの生成過程が考えられる。また、Fig2.5 に Higgs の各生成チャンネルのファインマンダイアグラムを、Fig2.6 に Higgs の生成断面積のグラフを示す。

1.  $gg \rightarrow H$  (gluon fusion)

グルーオン同士の反応によって応じるトップクォークやボトムクォークのループを介した生成過程であり、生成断面積が最も大きい反応である。しかし、Higgs 粒子の崩壊によって生成される粒子でしか反応を特徴づけられないため、背景事象との選別が難しい。

2.  $qq \rightarrow qqH$  (vector boson fusion)

クォークから放出されたゲージボゾンから Higgs 粒子が生成される過程。生成断面積が大きく、終状態に2つのジェットを含むため、事象選別を行いやすい。

3.  $q\bar{q} \rightarrow (W/Z)H$  (W/Z associate production)

クォークの対消滅によって生成されたゲージボゾンから Higgs 粒子が生成される過程。生成断面積は小さいが、終状態にゲージボゾンを含むため、事象選別を行いやすい。

4.  $gg \rightarrow t\bar{t}H$  (top associate production)

グルーオンから対生成されたトップクォークから Higgs 粒子が生成される過程。終状態にトップクォークを含むため、事象選別を行いやすい。

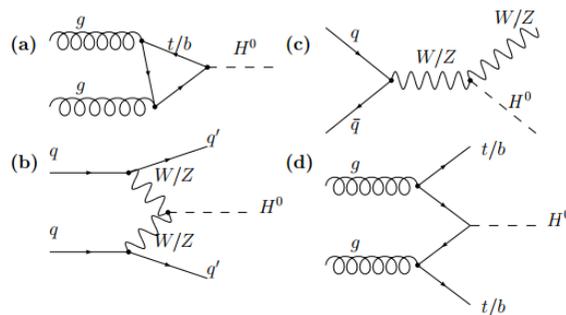


Fig2.5 Higgs の各生成チャンネルのファインマンダイアグラム

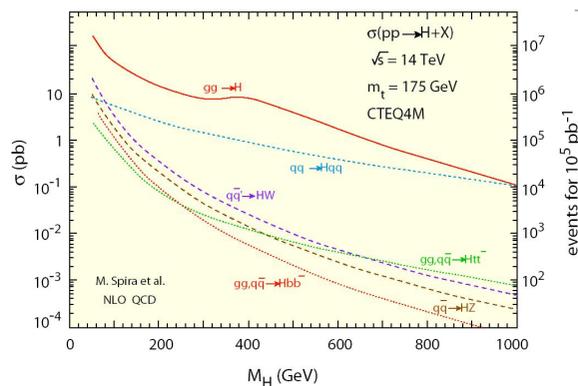


Fig2.6 Higgs の生成断面積 [6]

## 2.2.2 Higgs 粒子の崩壊過程

以下に Higgs 粒子の主な崩壊モードを示す。また、崩壊分岐比のグラフを Fig.2.7 に示す。

### 1. $H \rightarrow \gamma\gamma$

Higgs 粒子が2つの光子に崩壊する過程。崩壊比は小さいが、高い精度で測定できれば不変質量を組むとピークが見える。

### 2. $H \rightarrow \tau\tau$

Higgs 粒子が2つの  $\tau$  に崩壊する過程。 $\gamma\gamma$  よりも崩壊比が高く、vector boson fusion と組み合わせて事象選別を行える。

### 3. $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$

Higgs 粒子が2つの W に崩壊し、それぞれレプトンとニュートリノのペアに崩壊する過程。崩壊比は高いが、終状態にニュートリノを含むため質量の再構成はできない。ニュートリノのペアの missing  $E_T$  とレプトンのペアの横方向運動量 ( $p_T$ ) の測定により Higgs 粒子の探索を行う。

### 4. $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$

Higgs 粒子が2つの Z に崩壊しそれぞれレプトンのペアに崩壊する過程。終状態の4つのレプトンの不変質量を計算することで Higgs 粒子の質量を再構成できる。

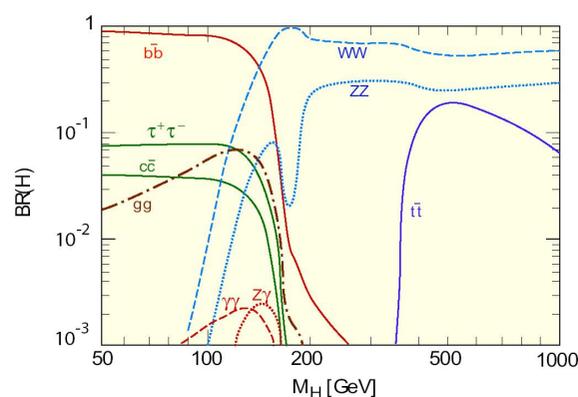


Fig.2.7 Higgs の崩壊分岐比 [6]

## 2.2.3 Higgs 粒子探索の現状

2011 年の 7TeV における衝突実験で  $5\text{fb}^{-1}$  の統計を得た。解析の結果、 $H \rightarrow \gamma\gamma$  と  $H \rightarrow ZZ^*$  の2つのモードにおいて、126GeV 付近に背景事象だけから予想される数を統計的に優位に上回るレベルの事象が確認できた。さらにその他のチャンネルのデータと組み合わせた結果、この信号が  $5\sigma$  のレベルの有為度を持つことが分かった。この結果は Higgs 粒子の質量を 117GeV~129GeV の範囲に制限した。また、CMS も同様の結果を発表している。

2012 年には 8TeV の実験で 2011 年の統計を大きく上回る  $23\text{fb}^{-1}$  の統計を貯めることができた。詳細な解析の結果、新粒子のスピンの 0 であることや、vector boson fusion を通した生成過程が確認できたことなどから、この新粒子が標準模型 Higgs 粒子であることを強く示唆していることが分かった [6]。

## 2.3 ATLAS 検出器

### 2.3.1 ATLAS 検出器概要

ATLAS 検出器は直径 25m、全長 44m、総重量 7000t の円筒型の汎用検出器である。衝突実験において、検出器は一般的に衝突点に近い位置から以下のように構成される。

- 内部飛跡検出器  
ソレノイド磁石の磁場によって曲げられた粒子の飛跡を再構成し、運動量の測定を行う。
- 電磁カロリメータ  
物質の大きい鉛などを用いて電磁シャワーを起こし、電子及び光子のエネルギーを測定する。
- ハドロンカロリメータ  
鉄などを用いてハドロンシャワーを起こし、ハドロンエネルギーを測定する。
- ミューオンスペクトロメータ  
ミューオンの質量は電子の約 200 倍の大きさであるため制動放射によるエネルギー損失が小さく、物質と強い相互作用を起こさないため、一番外側のミューオンスペクトロメータでミューオンのみを測定できる。ニュートリノはどの検出器とも反応せず観測することはできないが、運動量が横方向エネルギーのアンバランス (missing  $E_T$ ) として測定される。

ATLAS 検出器は以上に述べた構造を持つ他、超伝導トロイド磁石を用いていることが特徴である。これを用いることでミューオンスペクトロメータでのミューオンの運動量測定を可能としている。ATLAS 検出器の概観を Fig2.8 に、ATLAS 検出器における各粒子の振る舞いを Fig2.9 に示す。

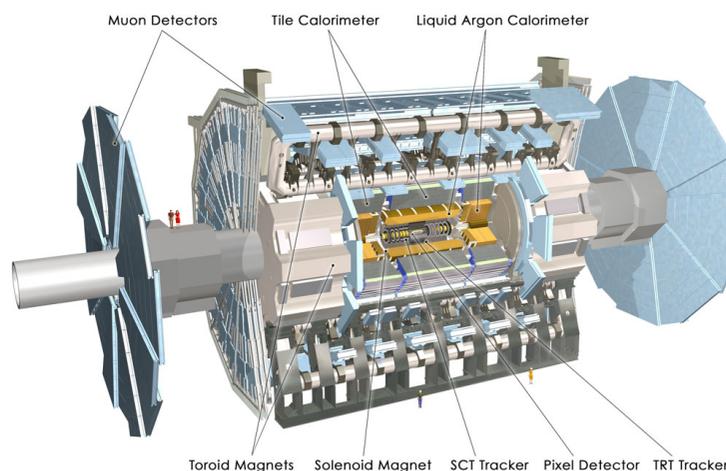


Fig2.8 ATLAS 検出器 [2]

### 2.3.2 ATLAS 座標系

ATLAS 実験では陽子の衝突点を原点とし  $xyz$  座標系において、LHC のビーム軸方向を  $z$  軸、LHC リング中心方向を  $x$  軸、これらと垂直な天頂方向を  $y$  軸とする。 $z$  軸の正方向を A-side、負方向を C-side と呼ぶ。また  $r\phi z$  の円筒座標系では、 $z$  軸は同じくビーム軸方向であり、円筒の同系方向を  $r$  方向、ビーム軸周りの方向を  $\phi$  方向 ( $0 \leq \phi < 2\pi$ ) とする。また、衝突点からの天頂角を  $\theta$  ( $0 \leq \theta \leq \pi$ ) とし、擬ラピディティ  $\eta$  ( $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$ ) を定義する (Fig2.10 参照)。

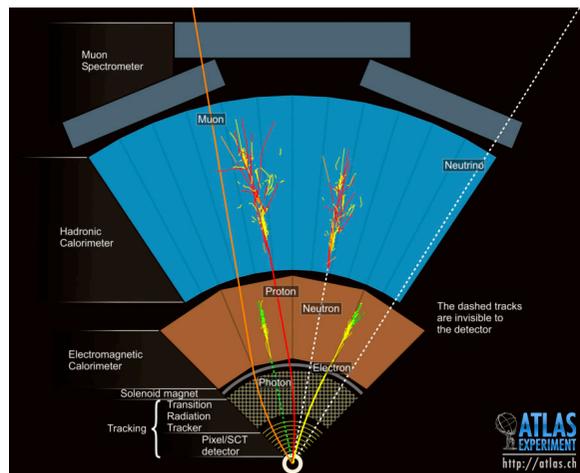


Fig2.9 ATLAS 検出器での粒子の振る舞い [2]

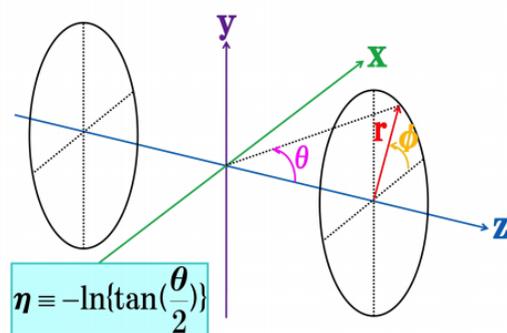


Fig2.10 ATLAS 座標系

ハドロンコライダーでは生成される粒子の散乱断面積が  $\eta$  に対して一定になるため、この量がよく用いられる。円筒形の ATLAS 検出器は  $\eta$  によって区切られており、 $|\eta| < 1.0$  の円筒側面部をバレル部、 $1 < |\eta|$  の円筒底面部をエンドキャップ部と呼ぶ。また、エンドキャップ部はエンドキャップ領域 ( $1.0 < |\eta| < 1.9$ ) とフォワード領域 ( $1.9 < |\eta|$ ) に分かれる。

### 2.3.3 超伝導マグネットシステム

ATLAS 検出器には内部飛跡検出器での運動量測定のためのソレノイド磁石が1つ、ミューオンスペクトロメータでのミューオンの運動量測定のためのトロイド磁石3つの計4つの超伝導磁石が設置されている。ATLAS のマグネットシステムの概観を Fig2.11 に示す。

- ソレノイド磁石 (Fig2.12) 内部飛跡検出器とカロリメータの間に設置されており、長さ 5.3m、直径 2.4m、r 方向の厚さ 45mm の円筒形の磁石。z 方向に約 2 T の磁場をかけることで荷電粒子を  $\phi$  方向に曲げ、 $p_T$  を測定する。
- トロイド磁石 (Fig2.14, Fig2.13) トロイド磁石はバレル部に1つ、エンドキャップ部に2つ存在する。8つの超伝導コイルがカロリメータを覆うように設置されている。バレルトロイド磁石は長さ 25.3m、内径 9.4m、外径 20.1m であり磁場強度は約 0.5T。エンドキャップトロイド磁石は長さ 5.3m、内径 1.65m、外径 10.7m であり磁場強度は約 1T である。磁場を  $\phi$  方向にかけることでミューオンを  $\eta$  方向に曲げ、 $p_T$  を測定する。

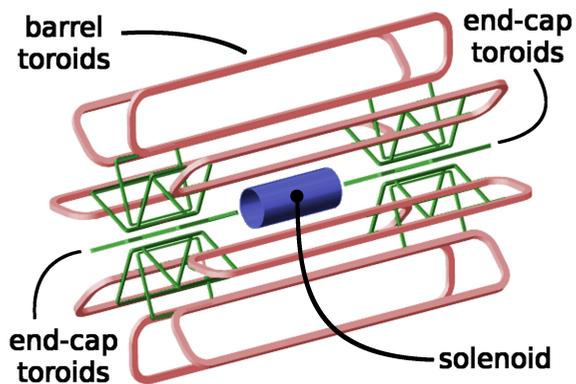


Fig2.11 ATLAS マグネットシステム [2]



Fig2.12 ソレノイド磁石 [2]

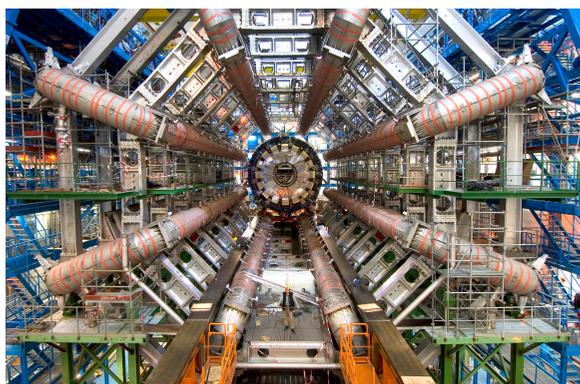


Fig2.13 バレルトロイド磁石 [2]

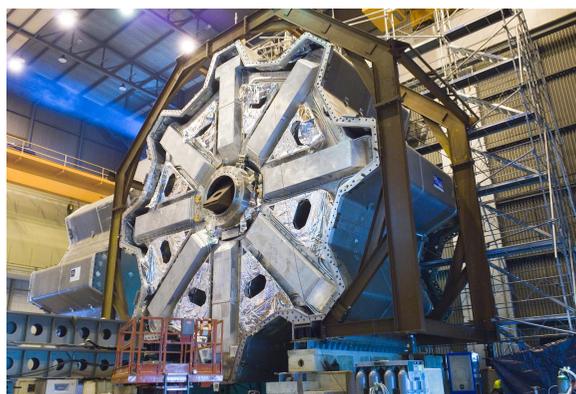


Fig2.14 エンドキャップトロイド磁石 [2]

### 2.3.4 内部飛跡検出器

ATLAS の内部飛跡検出器はピクセル検出器 (Pixel:Silicon-pixel vertex detector)、シリコントラッカー (SCT:Semi-Conductor Tracker)、遷移輻射トラッカー (TRT:Transition Radiation Tracker) の3つで構成されており、全体は  $r < 1.15\text{m}$  の領域に  $z$  方向の長さ約  $7\text{m}$  の大きさで存在する。ソレノイド磁石が作る約  $2\text{T}$  磁場によって荷電粒子の運動量測定を行い、崩壊点検出、位置測定を行う (Fig2.15、Fig2.16)

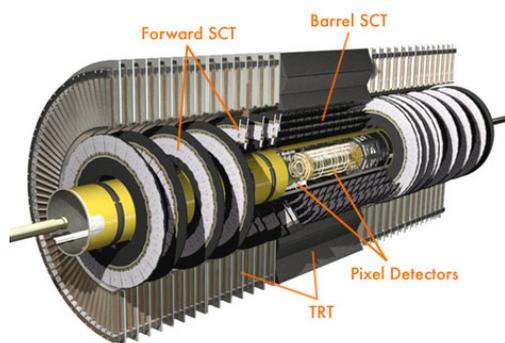


Fig2.15 内部飛跡検出器 [2]

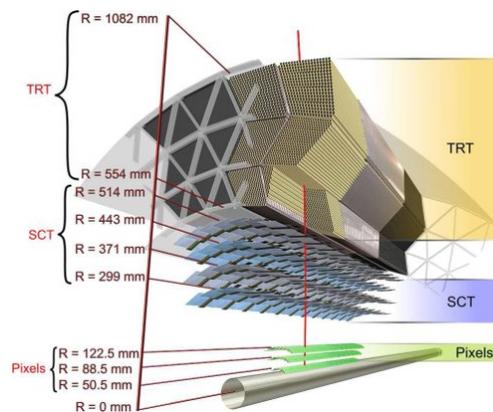


Fig2.16 内部飛跡検出器 : r スケール [2]

### 2.3.5 カロリーメータ

カロリーメータは内部飛跡検出器の外側において電子、 $\gamma$ 、ジェットなどの精密測定を行う (Fig2.17)。

- 電磁カロリーメータ液体アルゴンと鉛を用いたサンプリングカロリーメータ。吸収体である鉛がアコーディオンのような形をしており (Fig2.18)、 $\phi$  方向の不感領域をなくしている。バレル部： $|\eta| < 1.5$ 、エンドキャップ部： $1.4 < |\eta| < 3.2$  の領域をカバーしている。
- ハドロンカロリーメータバレル部： $|\eta| < 1.7$  は、タイル状のシンチレータと吸収体の鉄を用いたタイルカロリーメータ。エンドキャップ部： $1.5 < |\eta| < 3.2$  には、液体アルゴンと吸収体の銅を用いた HEC:LAr Hadronic Endcap Calorimeter が設置されている。

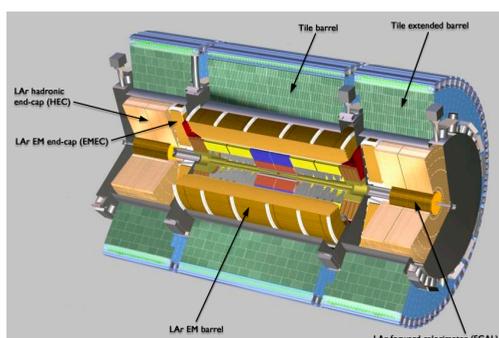


Fig2.17 ATLAS カロリーメータ [2]

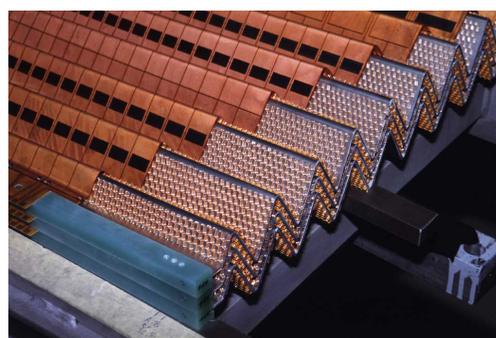


Fig2.18 電磁カロリーメータの鉛吸収体 [2]

### 2.3.6 ミューオンスペクトロメータ

ミューオンの寿命は  $2.2\mu\text{s}$  と比較的長く、カロリーメータでのエネルギー損失も少ないため、物質を透過し、外側のミューオンスペクトロメータで測定することができる。ATLAS ミューオンスペクトロメータにはトリガーの発行を担う TGC (Thin Gap Chamber)、RPC(Resistive Plate Chamber) と、ミューオンのトラッキングを担う MDT(Monitor Drift Tube)、CSC(Cathod Strip Chamber) が存在する Fig2.19、Fig2.20 にそれぞれ、ATLAS ミューオンスペクトロメータの概観及び z-y 平面で見た第一象限の概観を示す。

- TGC(Thin Gap Chamber)  $1.05 < |\eta| < 2.4$  の ATLAS の前後方領域においてトリガーの発行を行う。ワイヤー間隔よりワイヤー-ストリップ間の距離の方が短いのが特徴の MWPC(Multi Wire Proportional Chamber)。
- RPC(Resistive Plate Chamber)  $|\eta| < 1.05$  のバレル部のトリガー発行を担う。MDT では測定できない  $\phi$  方向の位置測定ができる。
- MDT(Monitor Drift Tube) バレル部、エンドキャップ部の広い領域をカバーしてトラッキングを行う ( $2 < |\eta|$ )。
- CSC(Cathode Strip Chamber) Cathode Strip を用いた MWPC。MDT ではカバーできない  $2 < |\eta| < 2.7$  の前方領域でのトラッキングを行う。

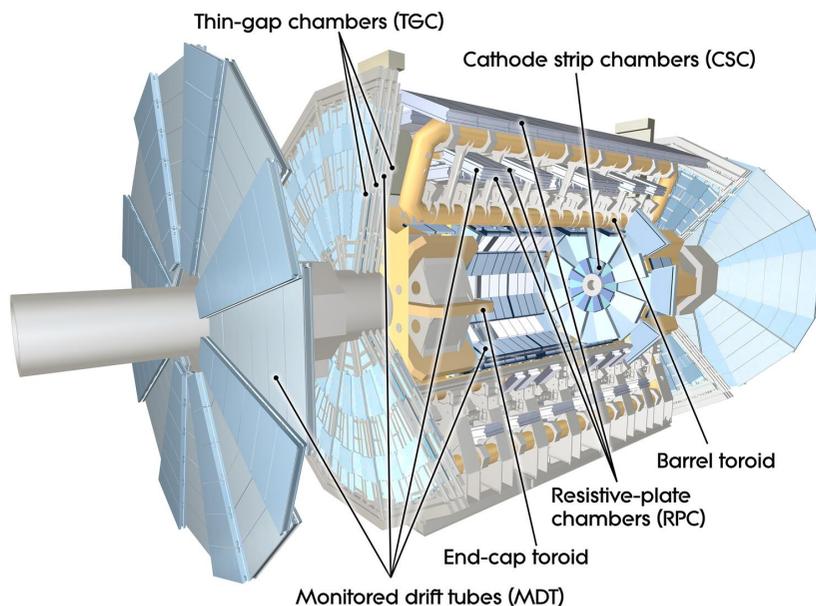


Fig2.19 ATLAS ミューオンスペクトロメータ [2]

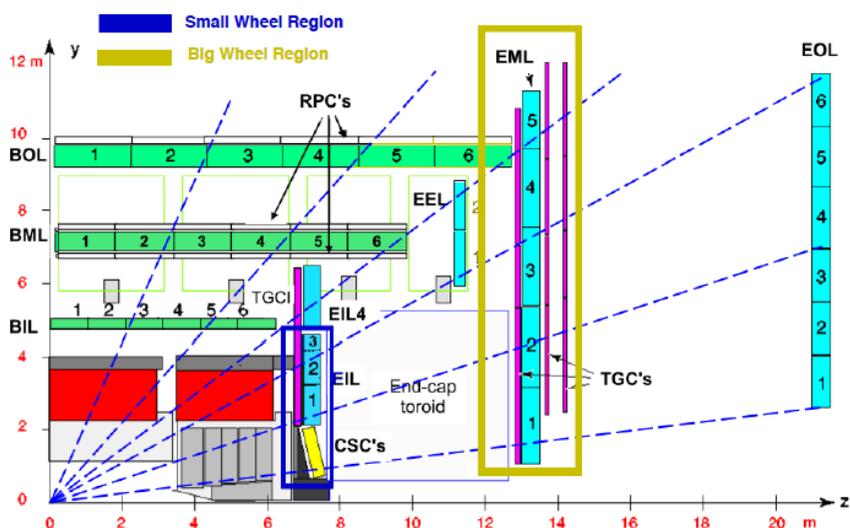


Fig2.20 ATLAS の z-y 平面における第一象限の図。トラッキングチェンバーは、水色がエンドキャップMDT、黄色がCSC、緑色がバレルMDTを表わす。トリガー検出器は、白色がRPC、紫色がTGCを表わす。エンドキャップ・ミューオンスペクトロメータは、IPに近い方から、End-cap Inner Large(EIL)、End-cap Middle Large(EML)、End-cap Outer Large(EOL)と大きく区分される。また、青色で囲った部分を Small Wheel(SW)、黄土色で囲った部分を Big Wheel(BW)と呼ぶ。[7]

## 2.4 LHC upgrade と ATLAS への影響

LHC は更なる新物理の発見を目指していくつかの段階に分けてアップグレードを行う。2013-2014年の long shutdown(LS1) ではビームのエネルギーをデザインの 7TeV、ルミノシティは  $1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  に達する。2018年の LS2 ではルミノシティを  $2-3 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  まで上げることで  $100 \text{fb}^{-1}/\text{year}$  の統計量を目指す (Phase-I upgrade)。2022年の LS3 ではルミノシティは  $5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  まで達し、10年間で約  $3000 \text{fb}^{-1}$  の統計量を目指す (Phase-II upgrade)。LHC upgrade のスケジュールを Fig2.21 に示す。

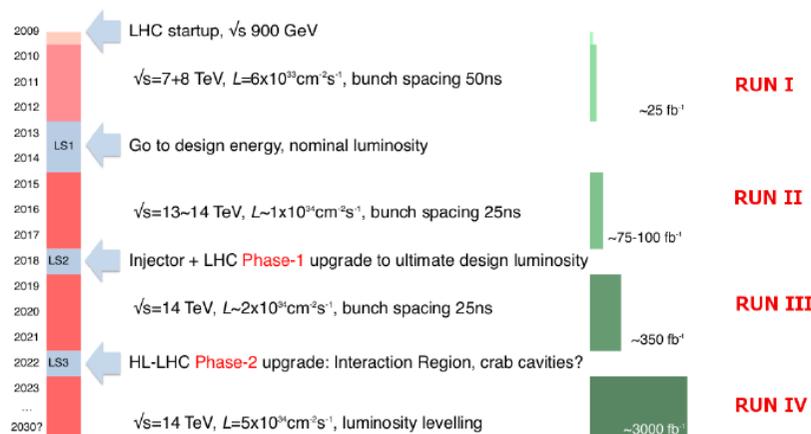


Fig2.21 LHC upgrade スケジュール [7]

ATLAS で Higgs の更なる精密測定を行うためには、より高いエネルギーでより多くの統計量を貯めることが重要になる。LHC のルミノシティを上げることで Higgs のゲージボソン・フェルミオンとの結合や、 $H \rightarrow \mu\mu$ 、Higgs 自己結合といったレアイベントの探索においてより多くのデータを得ることができる。一方で、高バックグラウンド環境においても今までの検出器のパフォーマンスを維持しなければならないが、現行のミュオンスペクトロメータにおいて重大な問題が発生する。

#### 2.4.1 トラッキングパフォーマンスの低下

アップグレード後のヒットレートは約  $15 \text{ k Hz/cm}^2$  であると推定される。このヒットレートの増大により、エンドキャップ・ミュオンスペクトロメータの最内層 ( $z=7\text{m}$ : エンドキャップトロイドの前方) に位置する Small Wheel (SW) においてトラッキングパフォーマンスが著しく低下することが分かった。高精度のミュオン  $p_T$  測定は EIL、EML、EOL の 3 つのステーション全てのセグメントによって実現する。高レートのバックグラウンドによるデッドタイムが SW で起こるとミュオンシステム全体に影響を及ぼす。特に high  $p_T (>100\text{GeV})$  ミュオンの運動量分解能はミュオンスペクトロメータでの測定に大きく依存するため、ATLAS 検出器全体の性能低下に繋がる。Fig2.22 に、 $Z' \rightarrow \mu\mu$  イベントにおける、ルミノシティに対する相対的なトラッキング効率のヒストグラムを示す。

#### 2.4.2 フェイクトリガーの増大

ATLAS は 3 段階のトリガーシステムを用いてイベントセレクションを行い、イベントレートを落としている。トリガーシステムの初段を担うレベル 1 トリガーをミュオンスペクトロメータとカロリメータが担当している。エンドキャップ部におけるミュオントリガーはエンドキャップミュオントロイドの後方にある TGC でのトラックセグメント情報を基にしており、衝突点を向いている粒子の角度から  $p_T$  を決定する。しかし、SW とエンドキャップカロリメータの間にある物質によって生成される低エネルギー陽子等が TGC にヒットし、あたかも衝突点からやってきたかのように振舞う「フェイクトリガー」を生み出す。2012 年のデータの解析によって、エンドキャップミュオントリガーの約 90% がフェイクであることが分かっている (Fig2.23 参照)。ルミノシティが増大するとフェイクトリガーも増大し、トリガーレートが許容量を超えることになる。

レベル 1 シングルミュオントリガー (L1\_MU) の許容量は約 20kHz であるが、アップグレード後においては  $p_T > 20\text{GeV}$  で 60kHz と大幅に超えてしまう。 $p_T > 40\text{GeV}$  では約半分の 29kHz になるが、閾値を高くしすぎると low  $p_T$  のイベントを落としてしまうことになる。例えば、 $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$  のチャ

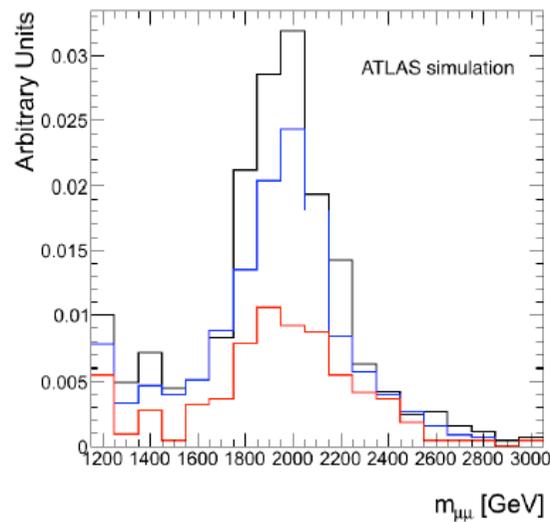


Fig2.22 ルミノシティに対する相対的なトラッキング効率。黒、青、赤のヒストグラムがそれぞれ  $0.3$ 、 $3$ 、 $5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  を示している。[7]

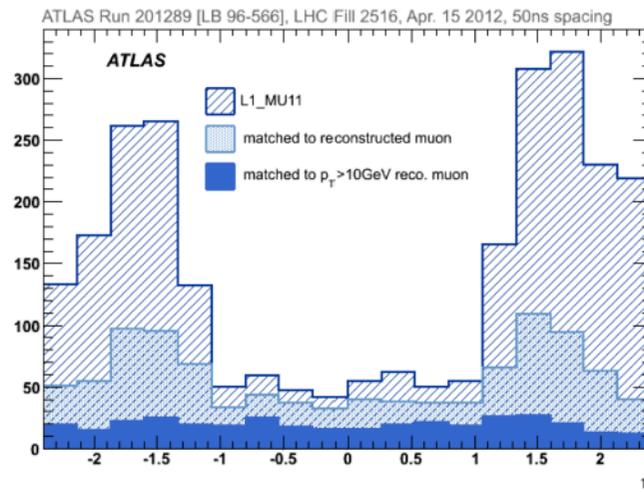


Fig2.23 L1\_MU11 でトリガーされたイベント数の  $\eta$  分布及びミュオンの飛跡とマッチするイベントをオフラインで再構成したもの、オフラインで  $p_T > 10 \text{GeV}$  で再構成したデータ。トリガーの 80% 以上はエンドキャップからのものであり、ほとんどがフェイクであることを示している。[7]

ンネルで生成されるレプトンの  $p_T$  は比較的低い値をとる (Fig2.24 参照)。仮にエンドキャップ部をトリガーに用いずにバレル部 ( $|\eta| < 1.0$ ) のみでトリガーする場合、アクセプタンスが 60% まで落ちてしまう。また、VBF と  $H \rightarrow \tau\tau$  の組み合わせの場合も、 $\tau$  ペアの終状態に含まれるレプトンの  $p_T$  に対する比率は、 $p_T > 25 \text{GeV}$  で 60% である一方、 $p_T > 40 \text{GeV}$  では 28% までに落ちてしまう (Fig2.25 参照)。このように、トリガーレートを維持するために  $p_T$  閾値を高くすることで Higgs シグナルの多くを落としてしまうことになる。

### 2.4.3 ATLAS upgrade

ルミノシティ増大に伴う ATLAS の性能低下を防ぐため、LHC のアップグレードと同時に ATLAS 検出器のアップグレードを行うことが決定した。LS2 における Phase-I upgrade では、ミュオンスペクトロメータの SW を新検出器に置き換えることになった。また、LS 3 における Phase-II upgrade では、現行の内部飛跡検出器の総入れ替えを行い、全ての領域をシリコンの検出器でカバーすることになる。

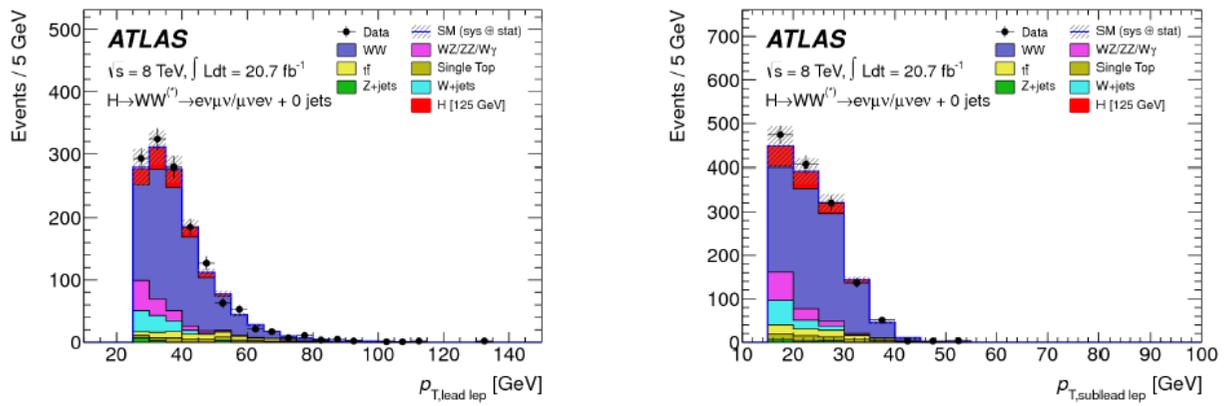


Fig2.24  $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$  チャンネルにおける各イベントの  $p_T$  に対するイベント数。左が leading lepton、右が next to leading lepton。赤が Higgs シグナルのイベントを示す。[7]

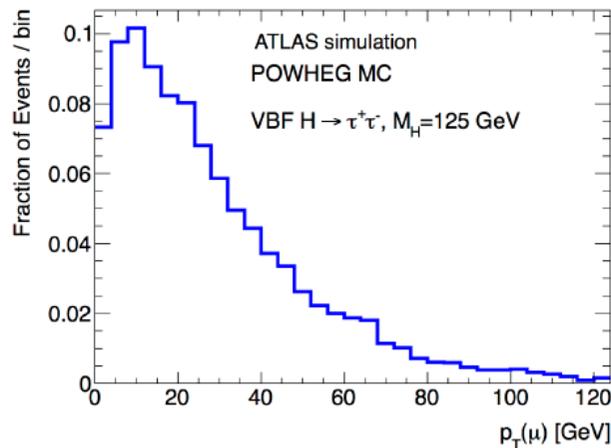


Fig2.25 VBF 過程で生成された Higgs の崩壊のシミュレーションで求めた、 $\tau$  ペアの終状態に含まれるレプトンの  $p_T$  分布。[7]

次節で ATLAS Phase-I upgrade において導入する新検出器について述べる。

## 2.5 New Small Wheel(NSW)

前節で述べた二つの問題を解決するために、現行の SW 検出器を新検出器 New Small Wheel(NSW) に置き換えることが決まった。NSW はトリガー検出器とトラッキング検出器のセットで構成されており、 $1.3 < |\eta| < 2.7$  の領域をカバーし、高い時間・空間分解能を持つ。良い角度分解能でもってオンラインでトラックセグメントを行い、IP 起源のミューオンだけを L1\_MU に供給する (Fig2.26 参照)。この方法によってほとんどのフェイクトリガーを排除することができる。NSW の導入によって ATLAS ミューオンシステムは高ルミノシティにおいてもトラッキング性能を維持することができ、L1\_MU20 のレートも許容範囲に収めることができる。

### 2.5.1 NSW に要求される性能

NSW は Phase-I upgrade 以降の Run II だけでなく、Phase-II upgrade 以降の Run III において 10 年に渡ってオペレーションする予定である。RunIII では 140 ものパイルアップイベント安全マージンをとって  $7 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 、200 パイルアップイベント、 $3000 \text{fb}^{-1}$  の積分ルミノシティに耐えられるよう

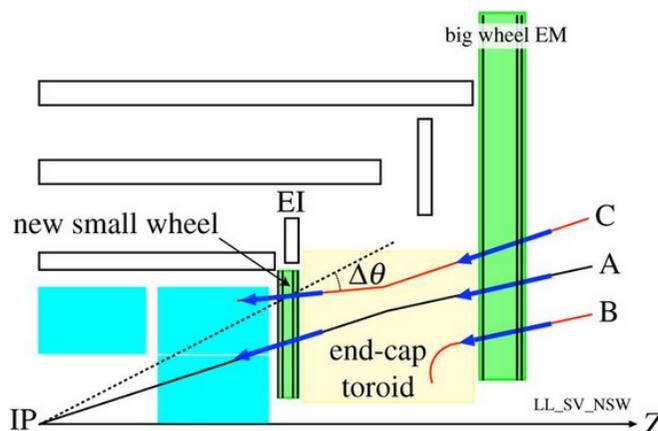


Fig2.26 NSW を用いたトリガリング。NSW でトリガーをとることで B のイベント排除できる。さらに、入射粒子の角度情報を用いて C のイベントを排除することができ、IP からやってきた正しいイベントである A のみをトリガーする。[7]

デザインされる。

NSW は、L1\_MU20 トリガーを 20kHz のレベルに保ちつつ、 $p_T$  1TeV において 10% より良い精度の運動量分解能が全  $\eta$  において達成できることが求められる。具体的には以下の性能が要求される。

- 約 1mrad の角度分解能でもってトラックセグメントを行えること (triggering)。
- 現行の MDT システムに匹敵する、 $50\mu\text{m}$  より良い位置分解能であること。4 層の検出器になるので、1 層が  $100\mu\text{m}$  より良いの位置分解能を持つ必要がある。また、バックグラウンド比率の大きいヒットがあった場合や、どこかの層がオペレートできなくなった場合でも (修復できる機会は限られるため) この性能を維持できること (tracking)。
- 95% の効率でオンライン・トラックセグメントを行うことができること (triggering)。tracking は  $p_T > 10\text{GeV}$  で 97% 以上。
- 高い運動量を持つ  $\delta$  rays やシャワーなどによってトラックセグメント効率と分解能を落とさないこと (tracking)。

## 2.5.2 NSW レイアウト

今までに述べた性能を満たす検出器として、トリガー検出器に small-strip TGC (sTGC)、トラッキング検出器に MicroMEGAS (MM) が採用された。それぞれの検出器は 1 モジュール 4 層構造になっており、NSW は (sTGC-MM-MM-sTGC) という順番で並べた 16 層構造になる。モジュールは Small Sector (Fig2.29) と Large Sector (Fig2.30) を Fig2.27 のように並べることでデッドエリアをなくすることができる。

sTGC は、 $50\mu\text{m}$  の金メッキ・タングステンワイヤー (アノード) を 1.8mm 間隔に並べる。ワイヤー層は 2 枚のカソード層に 1.4mm の間隔を空けてサンドイッチされる構造になる。カソード層はグラファイト-エポキシの混合物であり、面抵抗値  $100\text{k}\Omega/\square$  である。絶縁層を挟んでワイヤーと垂直方向に 3.2mm 間隔のストリップが走っており、ワイヤー層を挟んだ反対側の PCB 上にはパッドが存在する (Fig2.31 参照)。ストリップ間隔が ATLAS TGC に比べてかなり小さいことから、「small TGC」と名づけられている。

MicroMEGAS については次章で詳細を述べる。

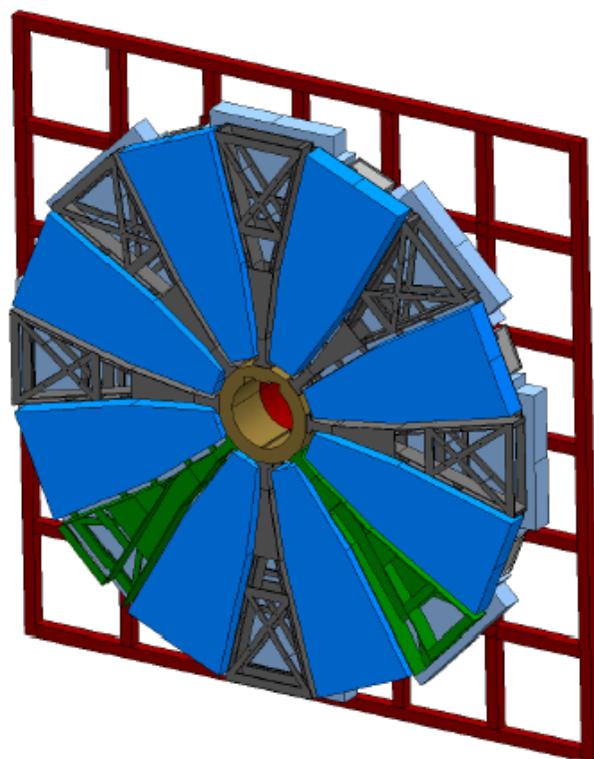


Fig2.27 NSW のレイアウト。手前 (IP side) に Small Sector が、反対側に Large Sector が見える。 [7]

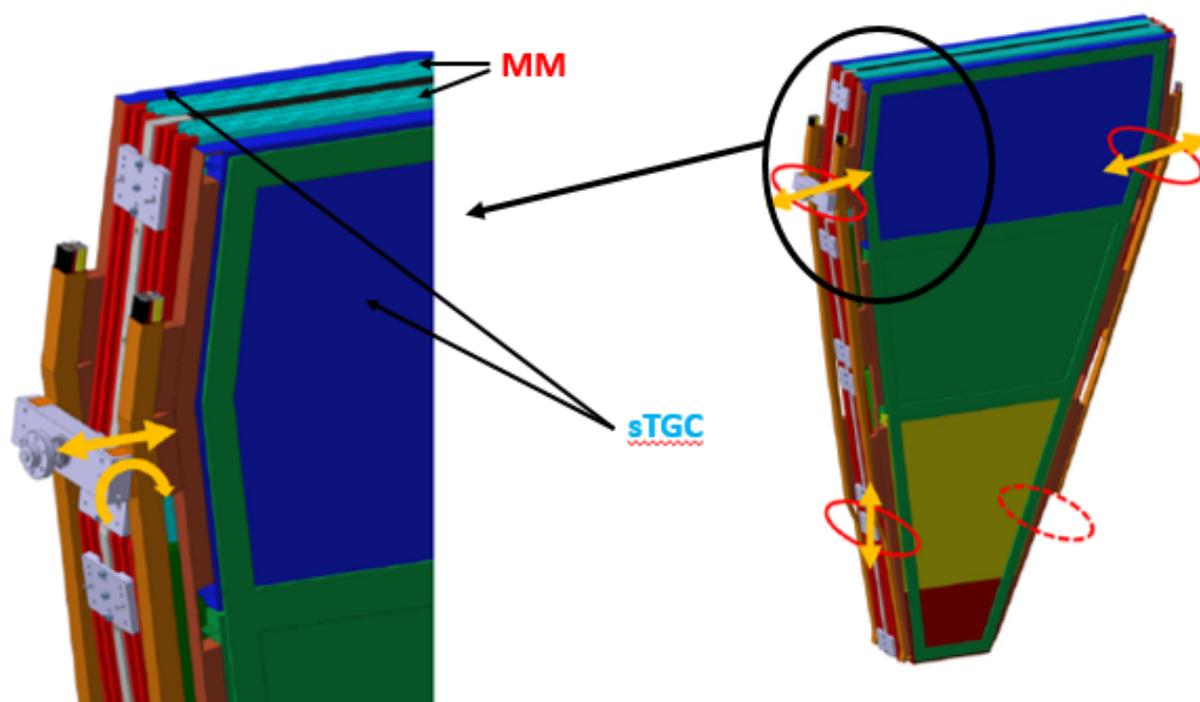


Fig2.28 NSW の1セクターあたりのレイアウト。外側にそれぞれ4層の sTGC、内側に 4+4 層の MM の配置。 [7]

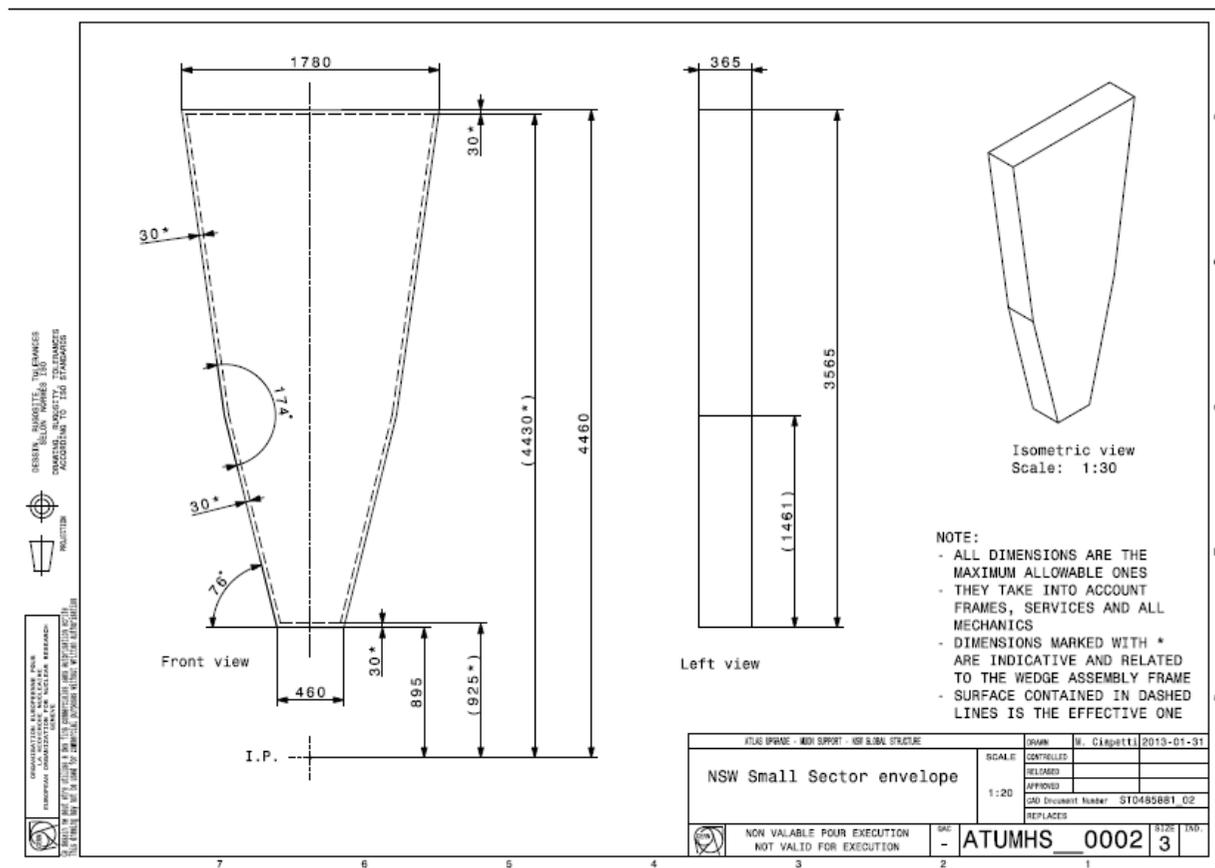


Fig2.29 Small Sector[7]

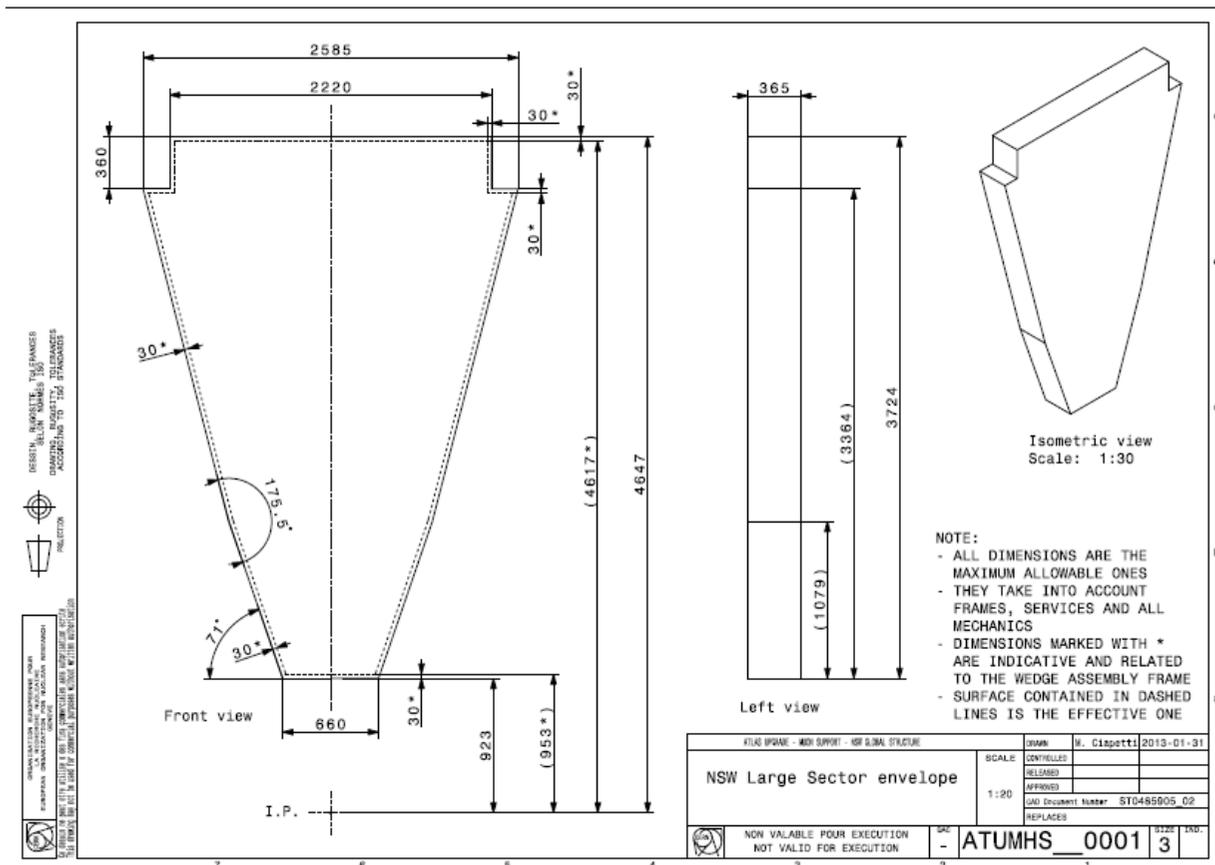


Fig2.30 Large Sector[7]

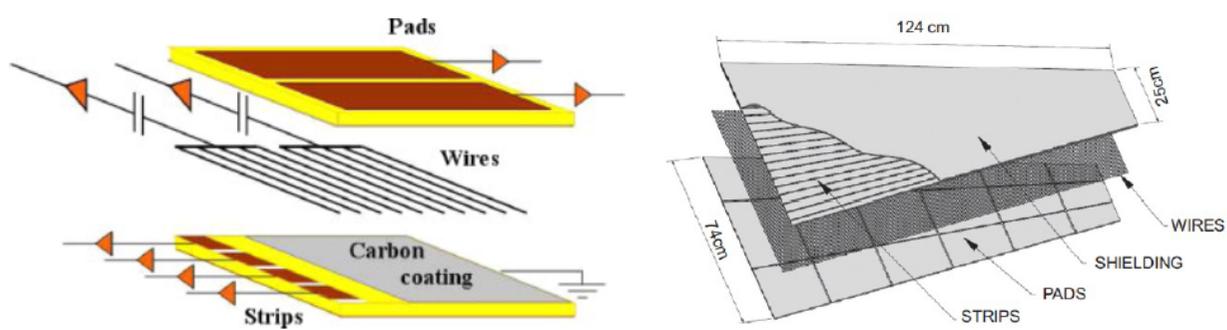


Fig2.31 sTGC 構造 [7]

## 第3章

# MicroMEGAS

この章では、まずガス放射線検出器を用いた粒子線の検出原理について説明した後、MicroMEGAS及び神戸大で試作した MicroMEGAS について述べる。

### 3.1 粒子線と物質との反応

#### 3.1.1 荷電粒子

荷電粒子の検出には電磁相互作用を用いる。荷電粒子が物質に入射すると、物質中の原子と荷電粒子間のクーロン力によって原子から電子が電離され、イオン対が作られる。電離した電子に与えられた分のエネルギーを入射粒子は失うことになる。荷電粒子のエネルギー損失は Bethe Bloch の式で表される。

$$-\frac{dE}{dX} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1-\beta^2)I} - \beta^2 \right] \quad (3.1)$$

$$K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.307 [MeV \cdot g^{-1} \cdot cm^{-2}] \quad (3.2)$$

ここで、 $\beta$  は光速  $c=1$  としたときの入射荷電粒子の速度、 $z$  は荷電粒子の電荷、 $m_e c^2$  は電子の静止エネルギー (511keV)、 $I$  はイオン化エネルギー、 $Z$  と  $A$  はそれぞれ物質の原子番号、質量数を表わす。また、 $K$  は比例定数であり、 $r_e$  は電子の古典半径、 $N_A$  はアボガドロ定数である。 $X$  は単位面積あたりの質量 [ $g/cm^2$ ] を表し、物質の密度を  $\rho[g/cm^3]$ 、厚さを  $x[cm]$  とすると、 $X=\rho x$  と表される。

入射荷電粒子を  $\mu^+$ 、吸収物質を銅としたときのグラフを Fig.?? 示す。速度が小さいと  $\beta^2$  に反比例してエネルギー損失は小さくなるが、速度が大きいと  $\ln$  の中にある  $(1-\beta^2)$  の効果支配的になり、増加する。エネルギー損失が極小値付近の値をとる粒子を MIP (Minimum Ionizing Particle) と呼び、宇宙線ミューオン等がこれに含まれる。第二章で述べたように、ATLAS で観測するミューオンの運動量は GeV のオーダーである。これは MIP 領域に含まれ、検出器中であまりエネルギーを落とさないため、検出するためには高い増幅率が必要となる。

#### 3.1.2 $\gamma$ 線

$\gamma$  線は電磁波の一種であり、物質との相互作用には光電効果、コンプトン散乱、対生成の3つが挙げられる。

- 光電効果

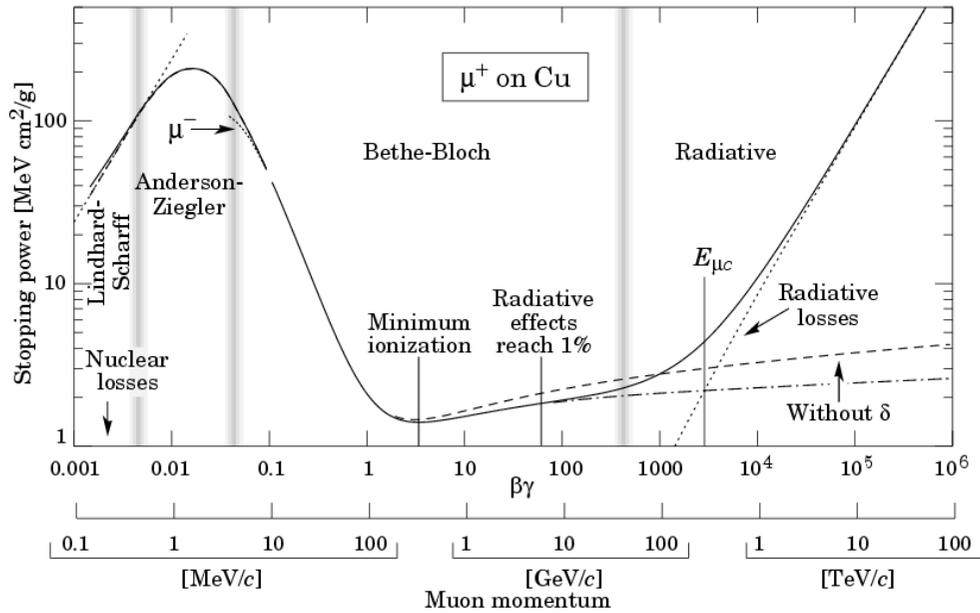


Fig3.1 入射荷電粒子を  $\mu^+$ 、吸収物質を銅とした場合のエネルギー損失のグラフ [8]

$E_\gamma$  ( $\gamma$ 線のエネルギー)  $< 100\text{keV}$  では、光電効果が支配的である。 $\gamma$ 線の全エネルギーが吸収されて、物質中の軌道電子がたたき出される。このとき叩き出される電子の運動エネルギーは、 $\gamma$ 線のエネルギーから電子の束縛エネルギーを引いた値になる。光電効果は原子核に最も近い K 殻電子で起こりやすく、全体の約 80% を占める。断面積は  $Z$  の 5 乗に比例する。エネルギーが K 殻電子の束縛エネルギーより小さくなると、K 殻電子をたたき出せなくなるため、断面積が急激に減少する (K 吸収端)。電子が飛び出した後の原子は励起状態になり、基底状態に戻るときに電子が移動した準位間のエネルギーを持った特性 X 線を放出する。

● コンプトン散乱

物質中の電子と  $\gamma$ 線が弾性散乱をして、 $\gamma$ 線のエネルギーの一部が電子に与えられる。これをコンプトン散乱という。散乱後の  $\gamma$ 線のエネルギーは、散乱角  $\theta$  を用いると

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + (E_\gamma/m_e c^2)(1 - \cos\theta)} \tag{3.3}$$

となる。コンプトン散乱の断面積は  $Z$  に比例する。

● 対生成

$E_\gamma > 10\text{MeV}$  では対生成が支配的になる。 $\gamma$ 線のエネルギーが電子・陽電子対に与えられるため、 $E_\gamma > 2m_e c^2$  ( $m_e c^2 = 511\text{keV}$ ) のときに起こる。断面積は  $Z$  の 2 乗に比例する。

鉛と  $\gamma$ 線との反応の断面積を表したグラフを Fig3.2 に示す。

### 3.2 ガス放射線検出器

ガス放射線検出器は、ガス中を通過する荷電粒子や  $\gamma$ 線によってガス中に応じた電離電子を収集・増幅し、信号として検出する。この節では、ガス増幅の原理及び、近年開発が進められている MPGD について述べる。

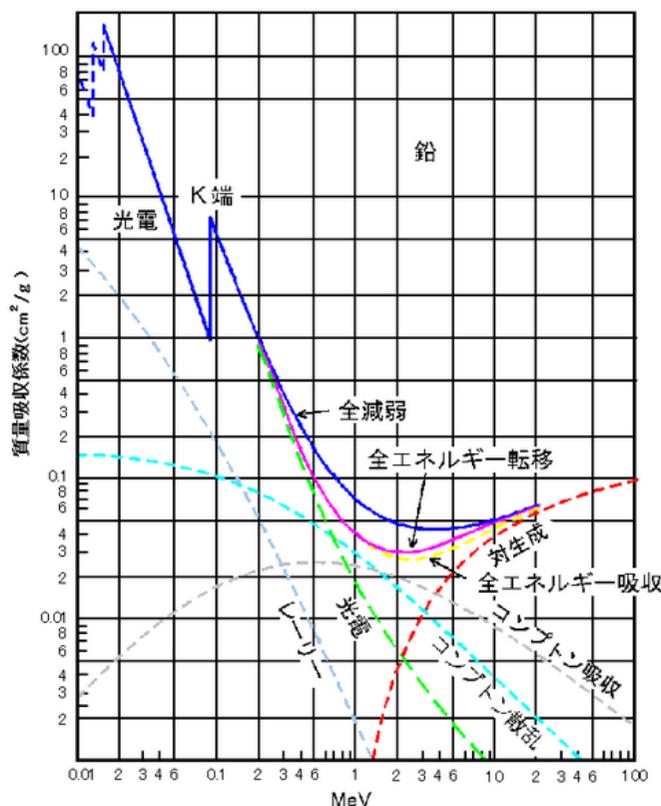


Fig3.2 鉛とγ線との反応の断面積 [9]

### 3.2.1 ガス増幅

検出器に入射した荷電粒子やγ線は、ガス中の原子から電子を電離し、イオン対を生成する。この時生成される電子を一次電子と呼ぶ。イオン対は互いのクーロン力により再結合しようとするが、ガス中に電場をかけることでこれを抑制し、陽極へ電子をドリフトさせることで電子を収集する。高電場においては、一次電子が得た運動エネルギーがガス原子のイオン化エネルギーを超えることで二次電離が起こる。この反応が連鎖的に続くことで電子とイオンのなだれ(タウゼントなだれ)まで発達する。この原理を、比例計数管 (Fig3.3) と呼ばれる検出器を例に挙げて説明する。

比例計数管は、円筒型の陰極の中心に、アノードワイヤーと呼ばれる直系 20-200μm の細い線を張り、これを陽極に用いる。ワイヤーの半径を a、円筒の半径を R、電極間の電位差を V とおくと、ワイヤーの中心から動径方向の距離 r における電場の強さは、

$$E(r) = \frac{1}{r} \frac{V}{\ln \frac{R}{a}} \tag{3.4}$$

と表わされる。この式より、ワイヤー近傍で電場の強さが急激に上昇することがわかる。したがって、一次電離により応じた電子はワイヤー近傍で強く加速され、二次電離が生じ、なだれまで発達する。

### 3.2.2 MPGD(Micro-Pattern Gaseous Detectors)

MPGD (Micro-Pattern Gaseous Detectors) とは、フォトリソグラフィ等の微細加工技術の発展に伴い、近年開発されている高性能ガス放射線測定器である。基板上に 100μm のレベルでパターンを形成することで、高空間分解能、高頻度耐性、広有感領域、安定動作、放射線耐性といった性能に優れて

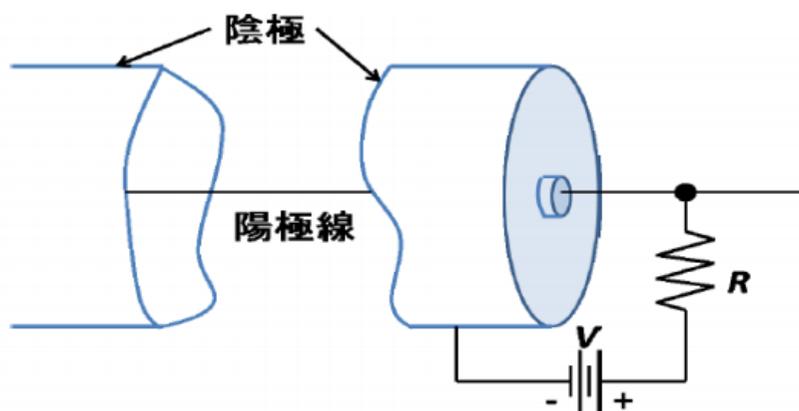


Fig3.3 比例計数管の概観

おり、従来のワイヤーチェンバーに変わる次世代検出器として期待されている。MPGD は、本論文で紹介する MicroMEGAS の他にも、GEM(Gas Electron Multiplier)(Fig3.4、Fig3.5[11]) や、 $\mu$ -PIC(micro Pixel Chamber)(Fig3.6)[10] 等の開発が進められている。

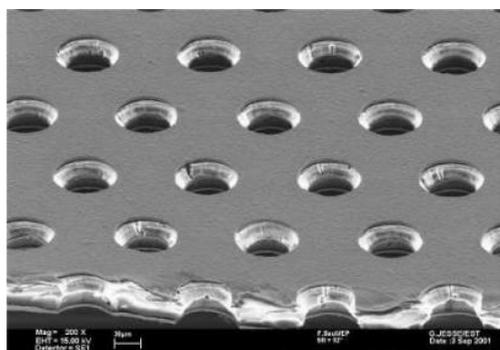


Fig3.4 GEM の写真。両面が銅被膜で覆われたポリミドフィルムに高密度のホール(例: ホール径  $70\mu\text{m}$ 、ホール間隔  $140\mu\text{m}$ ) を空けた構造になる。[12]

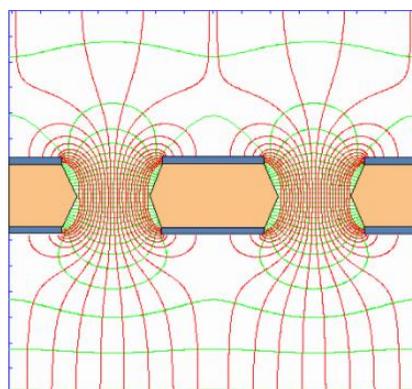


Fig3.5 GEM の電気力線。銅被膜の両面に異なる電圧をかけることでホール内に高電場を形成する。複数重ねて用いることで  $10^4$  以上の増幅率が得られる。[12]

### Micro Pixel Chamber

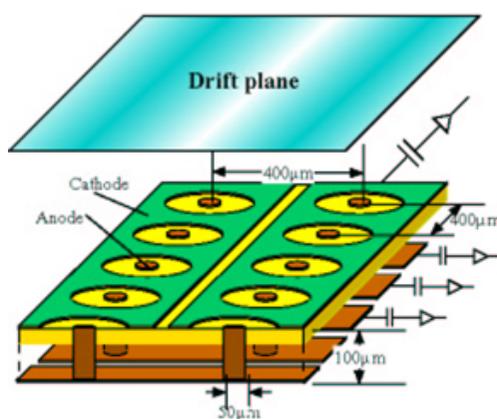


Fig3.6  $\mu$ -PIC のレイアウト。比例計数管を輪切りにしたような構造がピクセル状に配置されている。ピクセル単位で電子を増幅し、陽極・陰極ストリップによる二次元読み出しが可能である。

### 3.3 MicroMEGAS

MicroMEGAS(Micro-MEsh Gaseous Structure) 検出器 (以下、MM) は、1996年に Y.Geomataris 氏によって開発された MPGD である [13]。第2章で述べたように、MMは ATLAS Phase-I upgrade において導入する新検出器：NSW においてトラッキングを担う検出器として採用された。ATLAS の MAMMA(Muon ATLAS MicroMEGAS Activity) グループが NSW における MM の開発を行っている。

#### 3.3.1 MicroMEGAS の構造

MM は、鋼鉄製のマイクロファインメッシュによって数 mm のドリフト領域と、 $50\mu\text{m} - 150\mu\text{m}$  の増幅領域が隔てられていることが特徴であり、狭い増幅領域がイオンの高速吸収と高空間分解能を実現する。メッシュは基盤上に形成されたピラーによって支えられる。Fig3.7に MM のレイアウトと、荷電粒子が通過したときの一次電子の生成-増幅過程をイメージした図を示す。MM の考案時では、ドリフトプレーンとメッシュに負の高電圧をかけ、読み出し電極を接地する構造になっており、ドリフト領域に数  $100\text{V/cm}$ 、増幅領域に  $40\text{-}50\text{kV/cm}$  の電場をかける。ドリフト領域で電離された電子はメッシュに向かってドリフトし、数十 nsec かけてメッシュに到達する。増幅領域にドリフト領域の 50-100 倍の電場をかけることで、電子のほとんどをメッシュに対して透明にすることができる。メッシュを通過した電子は狭い増幅領域において、数 nsec という短時間でガス増幅が行われ、高速信号を形成することができる。増幅領域において読み出し付近で生成されたイオンは  $100\text{nsec}$  ほどでメッシュに到達する。他の検出器に比べてイオン吸収が非常に速いため、MM は特に高輝度実験に適した検出器である。

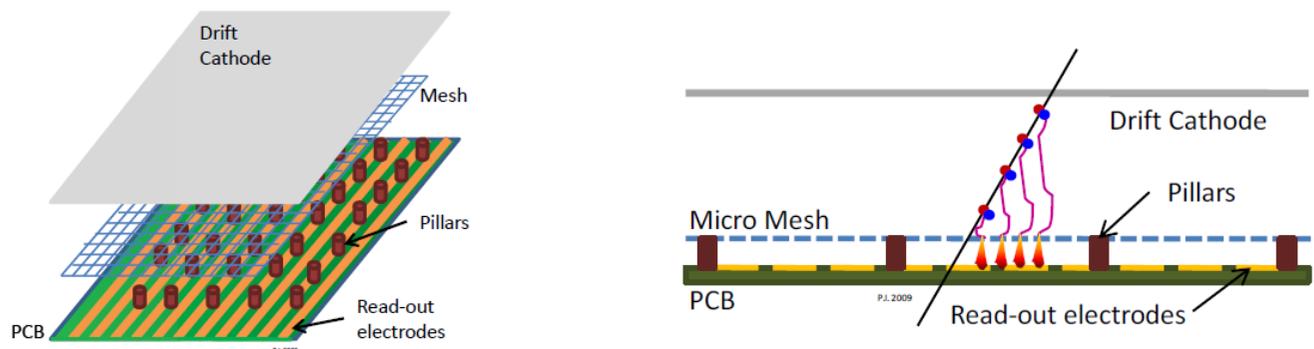


Fig3.7 MM のレイアウトと動作原理のイメージ [7]

#### 3.3.2 Resistive MicroMEGAS

MPGD は、狭い領域に高電場をかけることから電極間放電が起りやすく、検出器の破壊や不感時間の発生といった問題がある。MM においても例外ではなく、なだれによって形成される電子が  $10^7$  個を超えると放電が起こる (Raether limit[14])。LHC のようなハドロン衝突実験においては、発生した高速中性子がガス原子核と相互作用を起こすことで原子核が反跳される。この反跳原子核が検出器中で大きなエネルギーを落とすと放電の原因になってしまう。シミュレーションによって、ビームパイプ付近での中性子バックグラウンド分布を表わした図を Fig3.8 に示す。NSW の領域は  $10\text{-}100\text{kHz/cm}^2$  という高頻度の中性子バックグラウンド環境であり、放電の影響は非常に大きい。

NSW に用いる MM ではこの放電を抑制するために、読み出し層の上に絶縁層を介して高抵抗スト

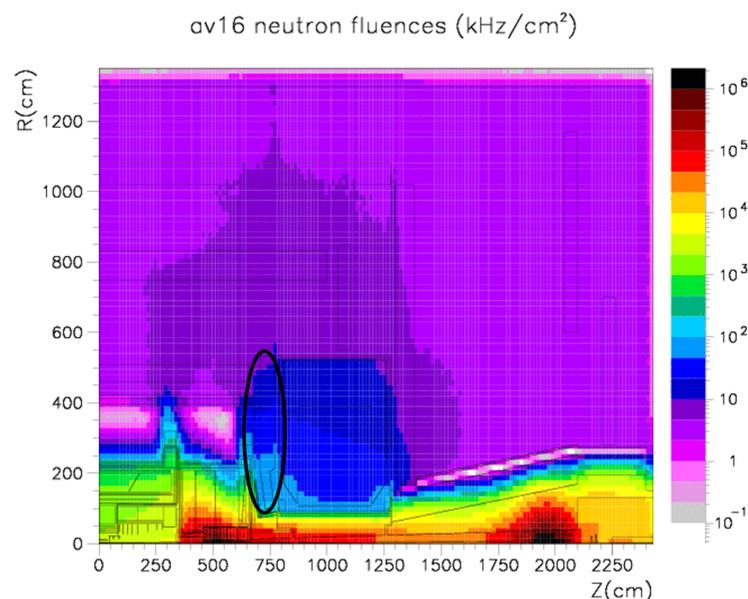


Fig3.8 ビームパイプ付近の中性子バックグラウンド分布。黒く囲った部分が NSW の領域となる。[15]

リップ層を加えることで放電耐性を持たせる構造 (Resistive MicroMEGAS) が開発された。この構造により、MM は高抵抗ストリップから誘起された電荷を読み出す形になる。Resistive MM のレイアウトを Fig3.9 に示す。また、先行研究として、MM と Resistive MM の放電特性を比較したグラフを Fig3.10 に示す。このグラフでは、5.9MeV の高速中性子を用いて Non Resistive MM と ResistiveMM の放電試験を行い、電圧値・電流値を比較している。左グラフ (Non Resistive MM) では 550V(NSW でのオペレート電圧) を超えてから大きな電流が流れ続け、HV のブレイクダウンを起こしているのに対し、右グラフ (Resistive MM) は高い電圧をかけても電流が流れずに安定動作していることが分かる。

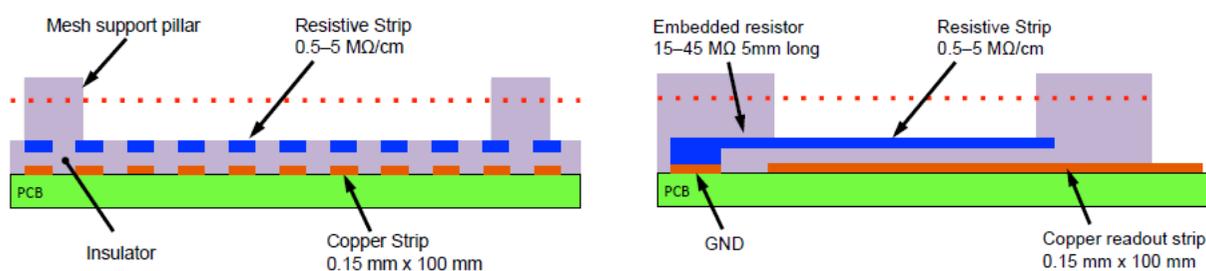


Fig3.9 Resistive MM の構造。読み出しストリップ (オレンジ色) 層の上に高抵抗ストリップ (青色) 層が配置されている。[7]

### 3.3.3 NSW MicroMEGAS

NSW に実装する MM はオリジナルと比べていくつかの点で改良されている。まず、上に述べたように高抵抗ストリップを用いていること。次に、最初に MM が開発された時のデザインでは、ドリフトプレーンとメッシュに負の高電圧をかけていたのに対して、NSW に用いるタイプは高抵抗ストリップを Anode 電極として正の電圧をかけ、メッシュは接地する構造を持つ。この構造にはいくつか利点がある。まず、放電によって流れる電流をメッシュを通してグラウンドに逃がしてやることができる (メッシュは帯電しない)。さらに、メッシュと高抵抗ストリップ間の電場が安定することや、検出器構造がシンプルになるという利点がある。高抵抗ストリップを Anode 電極に用いるこの新しい構造は神戸大の

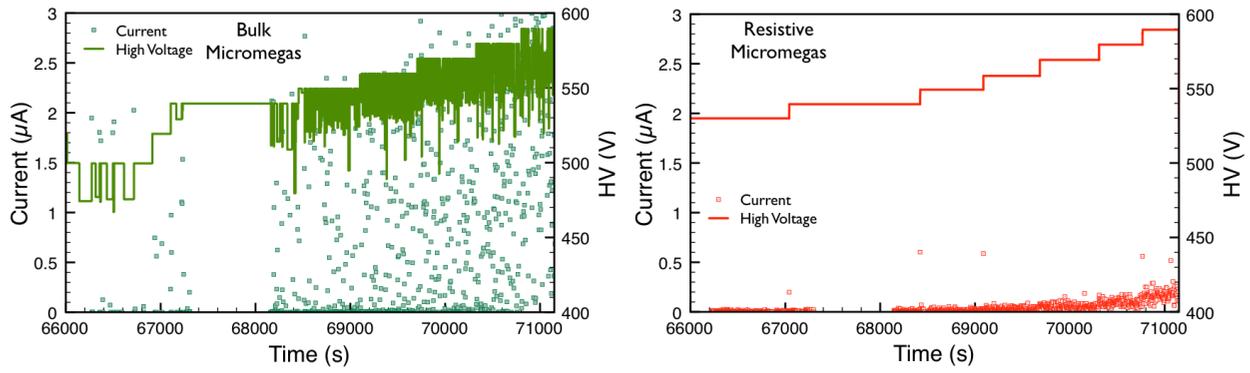


Fig3.10 高速中性子を用いた放電試験。左が Non Resistive MM、右が Resistive MM。直線が電圧値、プロットが電流値を表す。[16]

提案によるものである。

また、従来では Bulk MicroMEGAS と呼ばれる、メッシュが PCB に固定されている構造が一般的であったが、NSW では PCB と独立する構造を採用した。この構造は大型化において、PCB 作製とメッシュ取り付けの工程を独立して行えることや、メッシュの取り外しが可能なので検出器内のクリーニングが可能であるなどの利点がある。

NSW でオペレートする MM のレイアウトと各パラメータを Fig3.11 と Table3.1 に示す。増幅ギャップは  $128\mu\text{m}$ 、ドリフトギャップは  $5\text{mm}$  であり、高抵抗ストリップに  $550\text{V}$ 、ドリフトプレーンに  $-300\text{V}$  の電圧を印加することで、増幅電場は  $40\text{kV/cm}$ 、ドリフト電場は  $600\text{V/cm}$  となる。ガスは  $\text{Ar}:\text{CO}_2=93:7$  を用いる。高抵抗ストリップの抵抗値に関しては、高くすることで放電抑制能力の向上が期待できるが、電力供給が高頻度入射に追いつかなくなり、パフォーマンスの低下を招く恐れがある。逆に低くしすぎると放電抑制能力の低下に加え、電荷が読み出しストリップに正しく誘起されなくなってしまう。今回の MM の場合はオペレーションに最適な抵抗値として  $20\text{M}\Omega/\text{cm}$  が採用された。

第二章で述べたように、NSW には 1 セクターにつき 4 層 (quadruplets)  $\times 2$  の合わせて 8 層の MM が配置される。Quadruplets は 2 層が裏表になったもの 2 組で構成される。裏表にすることで磁場の影響による電子のドリフトのシフトをキャンセルすることができる。Quadruplets のうち IP 側の 2 層のストリップは  $\eta$  方向の読み出しを行い、 $\eta$  ストリップと呼ばれる。後方の 2 層のストリップは  $\eta$  ストリップに対して  $1.5^\circ$  の傾きを持っている。これは二次元の読み出しを可能とするためである。

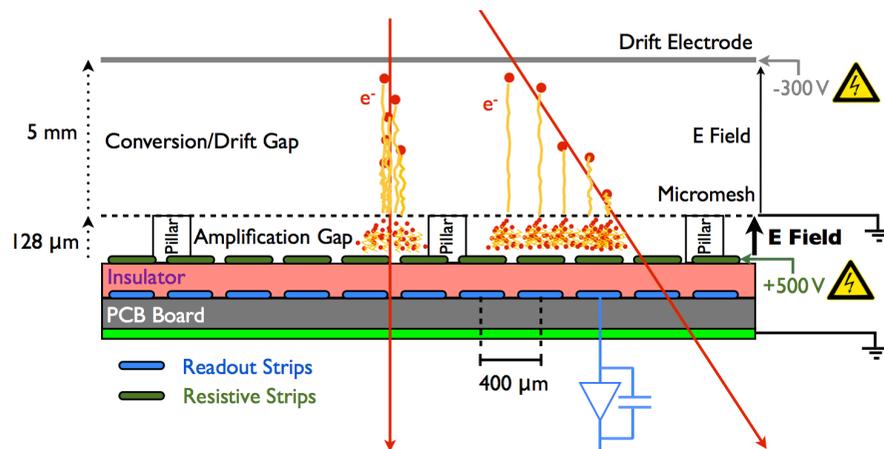


Fig3.11 NSW でオペレートする MM のレイアウト及び電子増幅のイメージ。[17]

Item/Parameter	Characteristics	Value
Mesh	Stainless steel separate from readout board	325 lines/inch
Amplification gap		128 $\mu\text{m}$
Drift/conversion gap		5 mm
Resistive strips	Interconnected	$R = 10\text{--}20 \text{ M}\Omega\text{m/cm}$
Readout strip pitch		0.425–0.445 mm
Stereo angle	4/8 layers	$\pm 1.5^\circ$
Total number of strips		2.1 M
Gas	Ar:CO <sub>2</sub>	93:7
HV on resistive strips	positive polarity	550 V
Amplification field		40 kV/cm
Drift field		600 V/cm

Table3.1 NSW でオペレートする MM の各パラメータ [7]

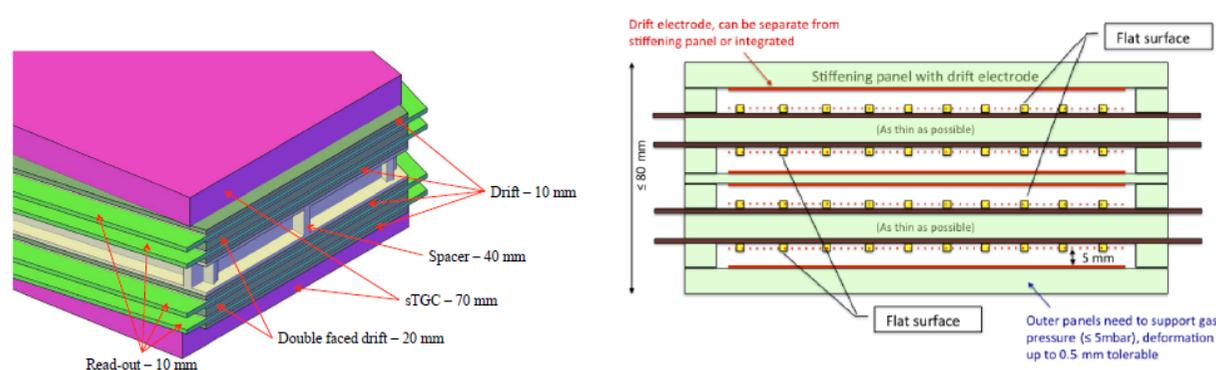


Fig3.12 左：セクターにおける検出器配置。40mm スペースを挟んで quadruplets(緑色) が2つ配置されている。右図：Quadruplets における MM 配置。2層ずつで表裏になっている。[7]

### 3.4 神戸大の MicroMEGAS 試作機

日本では神戸大と東京大学素粒子物理国際研究センター (ICEPP) が MAMMA グループに所属しており、NSW の大型 MM のための高抵抗ストリップフォイルの製造を担当する。これに伴い、神戸大でも小型 MM の試作機を作製し、動作テストを行った。高抵抗ストリップには、スクリーンプリントにより抵抗性インクを印刷したものと、神戸大が独自に開発したスパッタリングによる炭素薄膜の二種類を用いている。この節では、神戸大で開発した MM チェンバーについて解説する。

#### 3.4.1 試作機の構造

製造した MM チェンバーは有感領域  $10\text{cm}\times 10\text{cm}$  に 256ch のストリップが  $400\mu\text{m}$  間隔で走っており、一次元読み出しが可能となっている。神戸大では今までに 10 台のチェンバーが開発された。我々はこれらの試作機を J チェンバーと名付けている。J は JAPAN の頭文字をとったものであり、これは神戸大の試作機が日本で最初に製造された MM チェンバーであることからこのように名付けた。それぞれの J チェンバーのパラメータを Table3.2 に示す。

最初に作製された J1 と J2 と最近作製した J9, J10 の高抵抗ストリップには、スクリーンプリントを用

いているのに対し、それ以外のチェンバーにはスパッタリングによる炭素薄膜を用いている。これは神戸大が独自に開発した技術であり、従来の抵抗電極に比べて i) リフトオフ手法により高精細 ( $\sim 10\mu\text{m}$ ) で一様なパターンの形成が可能、ii) 薄膜であるため電場構造に影響を与えない、iii) 様々な物理・化学試験 (曲げ・剥離・酸・アルカリ試験) に耐えられる高い付着力を持つという様々な点で高抵抗素材として非常に優れている。また、大型のスパッタリングチェンバー (Fig3.14) を用いての大面积パターンの作製 ( $\sim 1\text{m}^2$ ) も可能であり、ATLAS のような大規模実験で用いる大型チェンバーにも対応できる。スクリーンプリントは安価である一方、細かいパターンのコントロールが難しく、物理的・化学的耐性もスパッタリングに比べると低く、高抵抗素材としては炭素スパッタが大いに優れているため、日本グループでは炭素スパッタを MM の高抵抗ストリップに用いること提案している。

J3,J4 から炭素スパッタ電極を使用しているが、炭素薄膜単体で必要な抵抗値を得るためには  $3600\text{\AA}$  程度の厚さを必要とする。しかし、この厚さを形成するための時間とコストが大きいため、炭素薄膜  $300\text{\AA}$  の下にタングステン層  $50\text{\AA}$  を配置し、抵抗値コントロールを行った。また、J1,J2 では一直線の高抵抗ストリップであったが、今回から隣り合うストリップが数箇所につながるラダー構造を採用した (Fig3.16)。この構造により高抵抗ストリップが損傷を受けて切れてしまった場合でも全体への電圧供給を可能にできる。またストリップ全体で抵抗値を安定させることができるというメリットがあることから、NSW に用いる大型フォイルにもこの構造を用いる。

J5,J6 以降は NSW で採用された、メッシュを PCB から独立させる構造になっている。メッシュは井桁型のフレームに固定し、簡単に取り外しが行える Floating 手法を用いている。また、J3,J4 にあったタングステン層は、抵抗値が安定しなかったためなくしている。高抵抗ストリップの厚さは  $3600\text{\AA}$  である。

スパッタ時間とコストの問題を解決するために、スパッタガスに窒素ガスを混合し、炭素スパッタに窒素原子を加えて薄膜中の自由電子を増やすことで厚さあたりの抵抗値を下げる手法を提案した。この手法により、以前は要求される抵抗値を持つパターンを形成するのに約 6 時間かかったスパッタ時間を 1 時間半にまで短縮することに成功した。J7,J8 の高抵抗ストリップにはこの手法を用いている。

上述した手法で製造時間の短縮には成功したものの、製造コストについては ATLAS の要求の範囲内に収めることができないと推測されるため、スクリーンプリントを用いる方向についても検討することになった。そのため、J9,J10 では再びスクリーンプリントを用いている。

動作させる際のガスの漏れを防ぐために、ガスパッケージと PCB、蓋の間にそれぞれシリコン製の O-ring を挟んでいる。O-ring を挟んで PCB とガスパッケージをネジ止めすることで確実にガス封止ができる。

Resistive Strips					
Chamber Name	Material	Pitch( $\mu\text{m}$ )	Shape	Mesh Structure	Amplification Gap( $\mu\text{m}$ )
J1,J2	Screen Print	400	Linear	Bulk	100
J3,J4	Sputtered Carbon + W	200	Ladder	Bulk	128
J5,J6	Sputtered Carbon	200	Ladder	Floating	128
J7,J8	Sputtered Carbon + N	400	Ladder	Floating	128
J9,J10	Screen Print	400	Ladder	Floating	128

Table3.2 各 J チェンバーのパラメータ

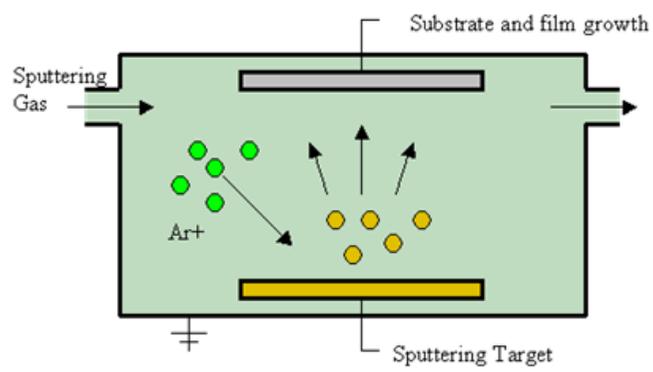


Fig3.13 スパッタリングによる炭素薄膜形成の様子。チェンバー内で Ar イオンが炭素ターゲットに衝突し、衝撃で反跳した原子によって薄膜が形成される。この炭素薄膜は SP2 型と SP3 型が混在したアモルファス炭素である。

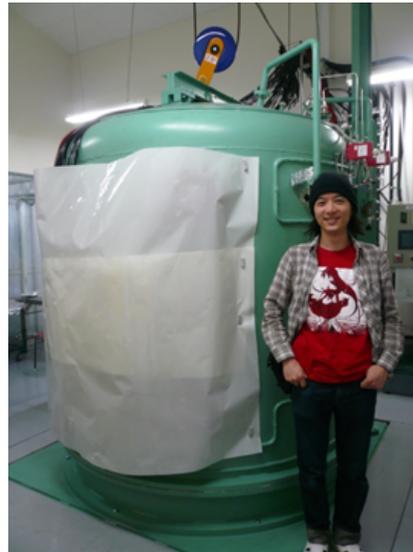


Fig3.14 スパッタリング用の大型チェンバー。1m サイズの大型フォイルの製作が可能である。

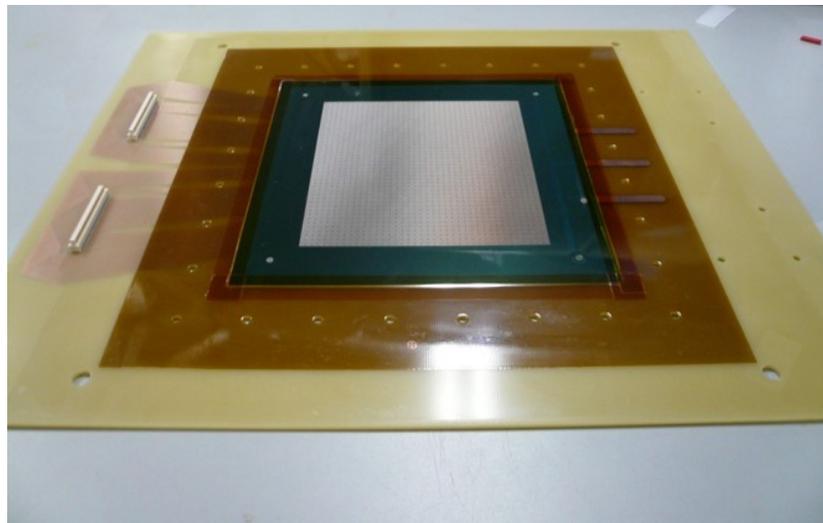


Fig3.15 Bulk 法による試作機。写真は J3,J4 タイプ。ピラーを形成するレジスト層によってメッシュが固定されえおり、検出器構造はメッシュ越しに見える。

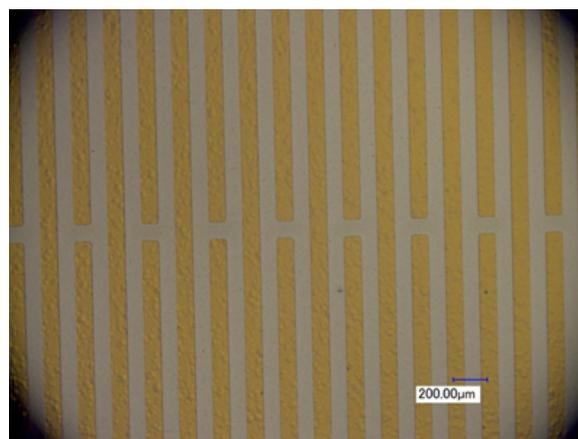


Fig3.16 ラダー構造の高抵抗ストリップ。写真は炭素スパッタ。

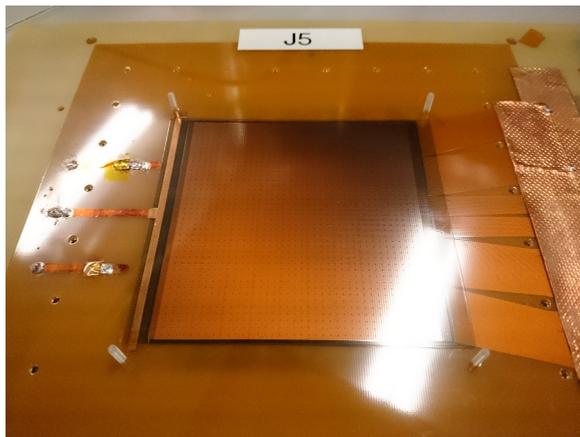


Fig3.17 メッシュを PCB から独立させた試作機。写真は J5。検出器構造が直接見えている。

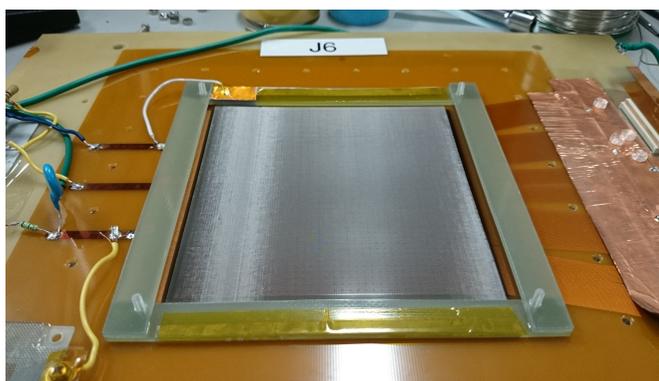


Fig3.18 井桁型のフレームにメッシュを固定して検出器に取り付けた写真。

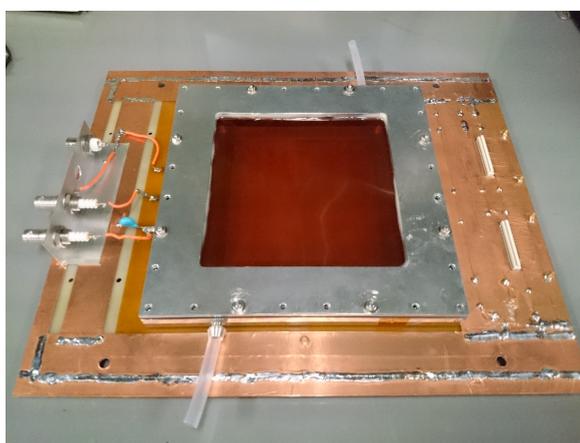


Fig3.19 チェンバーにガスパッケージを取り付けた写真。

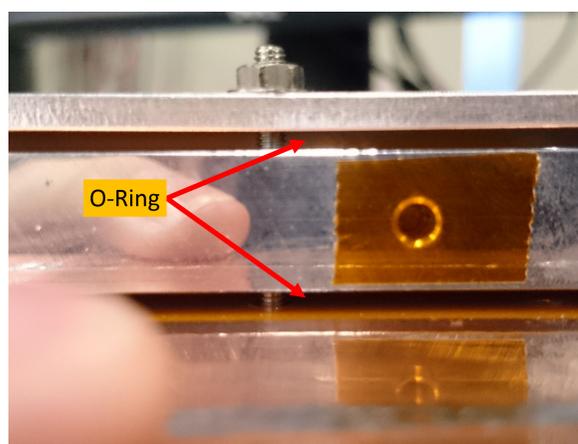


Fig3.20 ガスパッケージを横から見た写真。ガス漏れ防止のため、シリコン製の O-ring が挟まれている。

## 3.5 Gas gain 測定

試作機の動作テストとして、最初に Gas gain の測定を行った。線源には  $^{55}\text{Fe}$  を用いた。用いるガスは NSW でのデザインと同じ、 $\text{Ar}:\text{CO}_2=93:7$  の混合ガスを用いる。

### 3.5.1 測定の原理

$^{55}\text{Fe}$  線源から放出された X 線は光電効果によってガス原子と反応し、 $2.7\text{keV}$  の光電子と特性 X 線を放出する。この特性 X 線は 85% の確率で自己電離を起こし、 $3.2\text{keV}$  のオージェ電子を放出する。これらの電子はガス中で全エネルギーを失うため、 $5.9\text{keV}$  のピーク (光電ピーク) と  $2.7\text{keV}$  のピーク (エスケープピーク) の 2 つのピークを持つ。Fig3.21 に得られた波形、Fig3.22 に波形の積分値のヒストグラムを示す。

信号の読み出しには ASD アンプを用いる (Fig3.23)。ASD は ATLAS の TGC 用に開発されたアンプであり、Preamplifier Gain: $0.6\text{V/C}$ 、時定数  $16\text{nsec}$  である。4ch 処理できる ASD ASIC が 4 つ搭載されており、1board で 16ch 処理ができる。MM は 256ch であるため、16strip を 1ch として読み出すことになる。ASD からアナログ出力された信号は ASD buffer を介して USB オシロ、そして PC に送られる。

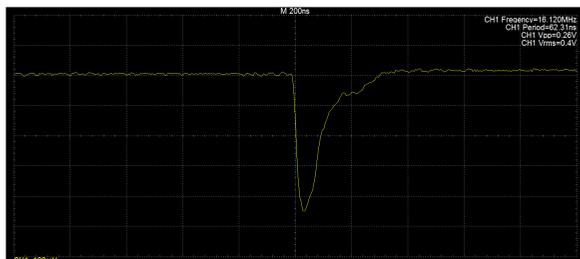


Fig3.21 USB オシロスコープで観測した  $^{55}\text{Fe}$  の波形。

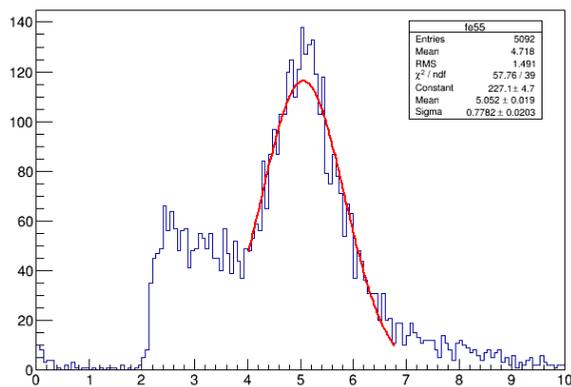


Fig3.22  $^{55}\text{Fe}$  の波形積分値のヒストグラム。右に見える高いピークが光電ピーク。左に見える小さなピークがエスケープピーク。



Fig3.23 ASD アンプ

Gas gain は、

$$\text{Gasgain} = \text{増幅後の電子数} / ^{55}\text{Fe の X 線がガス中で作る一次電子の数} \quad (3.5)$$

で定義する。

ガスは  $\text{Ar}:\text{CO}_2=93:7$  を用いる。W 値 (1 対のイオン-電子対を生成するために必要なエネルギー) はそれぞれ、 $\text{Ar}:26\text{eV}$ 、 $\text{CO}_2:34\text{eV}$  であるため、一次電子の数は、

$$\frac{5.9[\text{keV}]}{26[\text{eV}]} \times 0.93 + \frac{5.9[\text{keV}]}{34[\text{eV}]} \times 0.07 \sim 223 \text{ 個} \quad (3.6)$$

であり、電荷量は、

$$223 \times 1.6 \times 10^{-19} \sim 3.57 \times 10^{-5} [\text{pC}] \quad (3.7)$$

となる。ドリフト電場は  $600\text{V/cm}$  で固定し、Anode 電圧を変化させて Gas gain の変化を測定する。

USB オシロスコープで得られた波形積分値と電荷量の関係を求めるために、パルスジェネレータ (PG) を用いたキャリブレーションを行った。PG から  $5\text{V}$  の矩形波を出力し、 $1\text{pF}$  の容量のコンデンサーを通すことで  $5\text{pC}$  に相当する波形積分値が得られる。また、コンデンサーと PG の間にアテネータを通して波形を  $0\text{db}-32\text{db}$  の間で波形を減衰することで、波形積分値と電荷量の校正曲線が得られる。

得られた校正曲線のグラフを Fig3.24 に示す。得られた構成曲線の式から、波形積分値に相当する電荷量が分かり、これを一次電子の数で割ると Gas gain が得られ、

$$\text{Gasgain} = \frac{0.671 \times (\text{オシロの値}) - 0.069}{3.57 \times 10^{-5}} \quad (3.8)$$

となる。これにより得られた Gas gain と Anode に印加した電圧の関係を示したグラフを Fig3.25 に示す。グラフより、神戸大の MM チェンバーで  $10^4$  以上の十分な Gas gain が得られたことが分かる。J2 は増幅ギャップが J3, J4 よりも  $28\mu\text{m}$  だけ小さいため、同じ電圧で高電場が得られることから gain が少し高い値を示している。

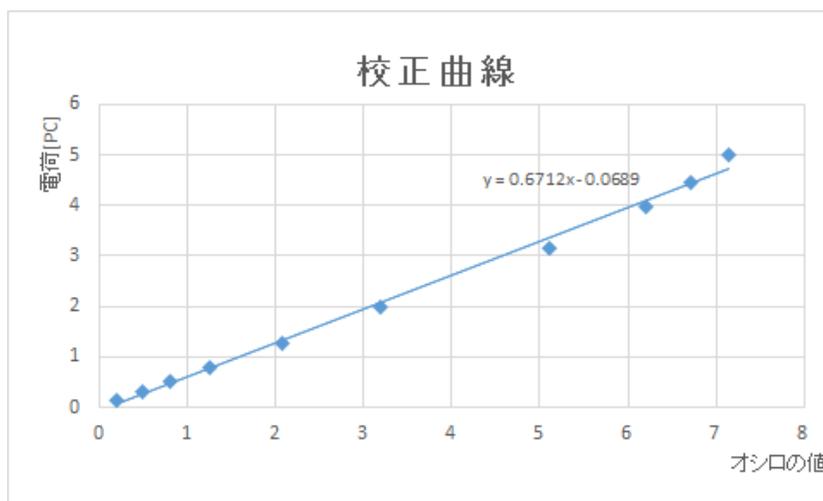


Fig3.24 波形積分値と電荷量の校正曲線。横軸がオシロの値、縦軸がそれに相当する電荷量となる。

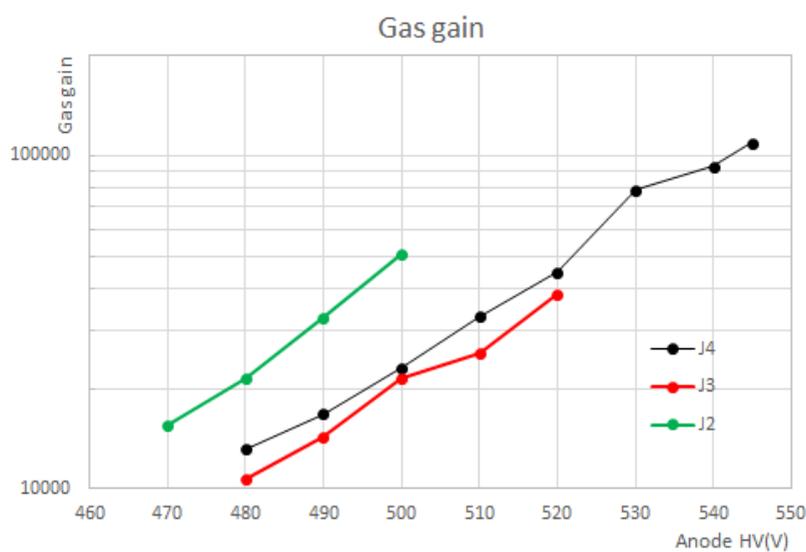


Fig3.25 神戸大 MM チェンバーの Gas gain。

## 第4章

# 高速中性子を用いた放電耐性試験

第3章で述べたように、NSWは高頻度の中性子バックグラウンド環境下にあるため、チェンバー内で放電が起こり、パフォーマンスの低下や検出器の損傷が危惧される。そのためMMに高抵抗ストリップを加えることでこれを抑制することになった。我々のグループは高速中性子を用いて神戸大の試作機の放電耐性試験を行った。試験の内容は、中性子照射環境下におけるチェンバーの放電率の測定と、炭素スパッタ電極の中性子に対する耐性試験である。加速器は、神戸大海事科学部のタンデム加速器を利用した。試験はこれまでに、2013年7月、2014年1月、7月、2015年1月に行った。



Fig4.1 神戸大海事科学部のタンデム加速器

### 4.1 中性子発生までの過程

神戸大海事科学部のタンデム加速器は Van de Graaf 型静電加速器である。まず、セシウムスパッタ負イオン源から重水素の負イオン ( $d^+$ ) を放出し、加速器内へ入射される。加速器内の中央は +1.5MV の高電圧ターミナルとなっており、負イオンがターミナルまで加速され、ターミナルで窒素分子との電荷ストリッピング反応により正イオン  $d^+$  に変換される。正イオンは再び加速器の反対側のグラウンドに向かって 3MeV まで再加速され、各ビームラインに送られる。ここまでの過程を表わした簡単な図を Fig4.2 に示す。

我々が使用するビームラインの終端には Be ターゲット (Fig4.3) があり、ターゲットに  $d^+$  を当てると、

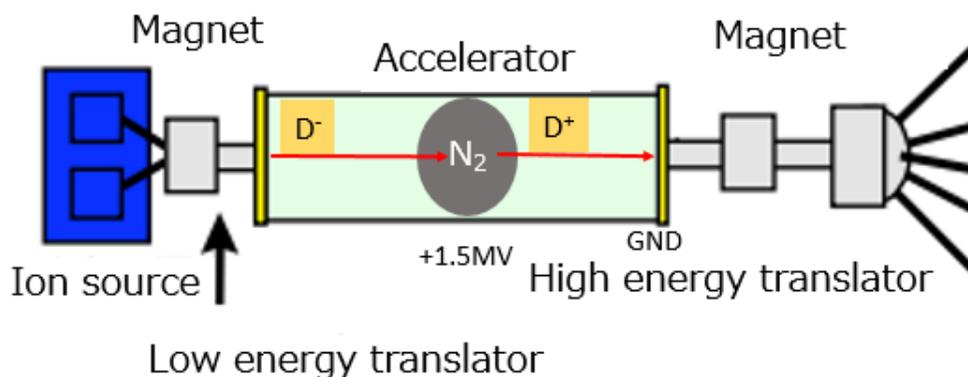


Fig4.2 タンデム加速器の加速原理の概観



の反応により最大エネルギー 7MeV(2-3MeV にピーク) の中性子が発生する。

Be ターゲットが入っているチェンバーと Be ターゲットは絶縁されており、その間に流れる電流(ターゲットカレント)を測定することでビームの照射量を測定する。また、ターゲットとチェンバーの間に 100V のバイアス電圧を印加することで、ビーム照射により二次電子がターゲットから放出されるのを防ぎ、正確に電流を測定できる (Fig4.4)。ターゲットカレント 1000nA で毎秒約  $10^8$  個の中性子が発生する。



Fig4.3 Be ターゲット。

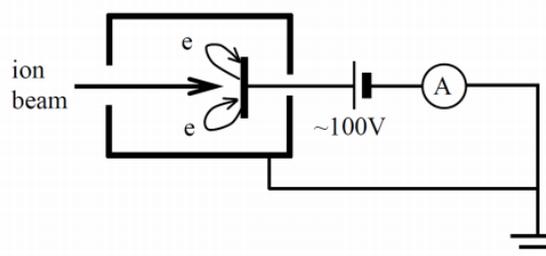


Fig4.4 ターゲットカレント測定のためのセットアップ [18]

## 4.2 チェンバーのセットアップ

試験を行うチェンバーは、検出器表面と Be ターゲット間の距離が約 7cm 離れたところに設置する。発生した中性子がターゲットを中心として球状に様に分布する場合、チェンバーにおける中性子のヒットレートは約  $100\text{kHz}/\text{cm}^2\text{s}$  となり、ATLAS と同程度中性子ヒットレートが得られる。

## 4.3 放電率測定

中性子照射環境下においてチェンバーの放電がどのくらい起こるかを調べるために、放電率を以下のように定義する。

$$\text{放電率} = \frac{\text{電流が閾値を超えた回数}}{\text{照射した中性子数}} \quad (4.2)$$

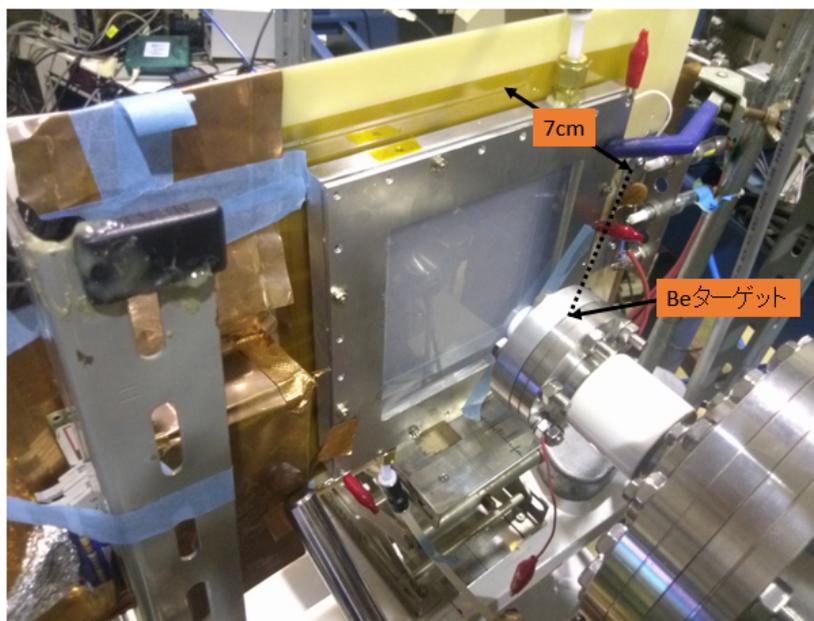


Fig4.5 中性子試験でのチェンバーセットアップ

ここでの電流値とは、チェンバーの AnodeHV に流れた電流値のことであり、USB オシロスコープを用いて測定している。 $2\mu\text{A}$  を閾値として、閾値を超えた回数を放電回数とみなし、照射した中性子数で割ることで放電率を求める。Fig4.6 に横軸に測定時間、縦軸に電流値を表わした Current Monitor を示す。

上の式で求めた放電率とチェンバーの Gas gain との関係を表わした図を Fig4.7 に示す。これを見ると、J2,J3 については Gas gain  $>10^4$  で放電率  $10^{-10} - 10^{-9}$  であった。J4 に関してはグラフに表示されている Gas gain 以下では放電が全く見られなかった。この値は、NSW での中性子ヒットレート ( $10\text{-}100\text{kHz/cm}^2\text{s}$ ) に換算すると、 $1\text{m}^2$  の領域で数秒から数十秒に 1 回の放電が起こる程度であり、問題なく動作できると言える。

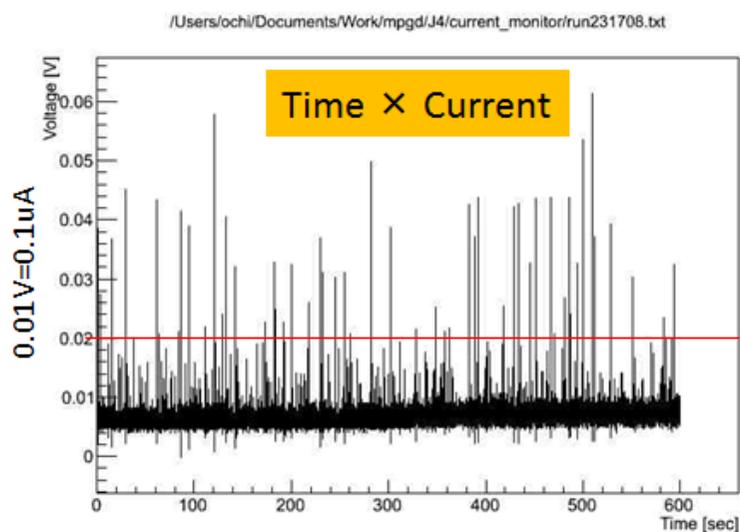


Fig4.6 横軸に測定時間、縦軸に Anode HV に流れた電流値を示す。赤線は  $0.2\mu\text{A}$  のラインであり、このラインを超えたものを放電とみなす。

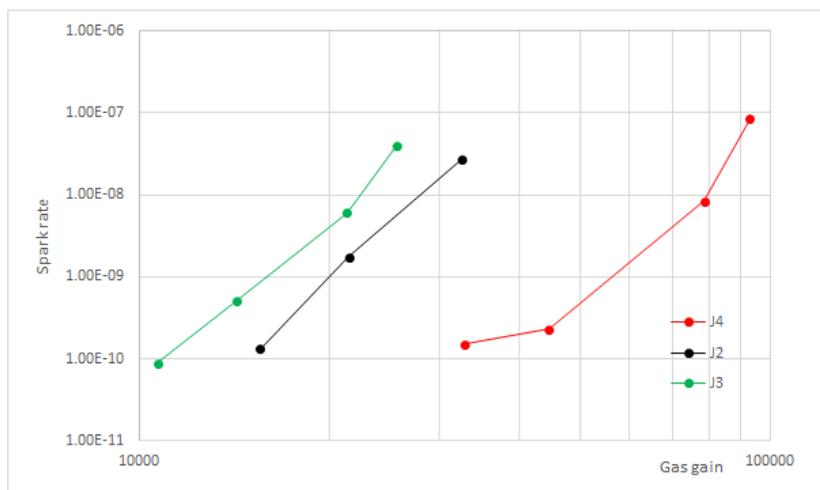


Fig4.7 Gas gain と放電率の相関。

#### 4.4 炭素スパッタ電極の中性子耐性試験

中性子照射によって検出器、特に高抵抗ストリップに損傷がないか確かめるため、検出器表面の同一箇所について、中性子照射前後の顕微鏡写真を比較した。特にメッシュを支えるピラー周りは電場が集中し、電極が大きく損傷する可能性があるため、比較する位置はピラー周りを選んだ。この比較画像は2014年1月の試験におけるJ5,J6タイプのチェンバーのものであり、チェンバーに照射した中性子数は約 $10^{11}$ 個であった。Fig4.8を見ると、中性子照射前後において検出器表面に変化は全く見られず、炭素スパッタ電極の中性子に対する高い耐性が示された。

しかし、ATLASで10年間に渡りオペレートする場合と比べると、今回の中性子照射量は高々数時間から数十時間程度のものでしかない。これから行うべき試験として、ATLAS10年分に相当する中性子を照射し、その前後のパフォーマンスを比較するAging testを行う必要がある。この中性子量を神戸大タンデム加速器で得られそうにない場合は、外部施設を利用して試験を行う。

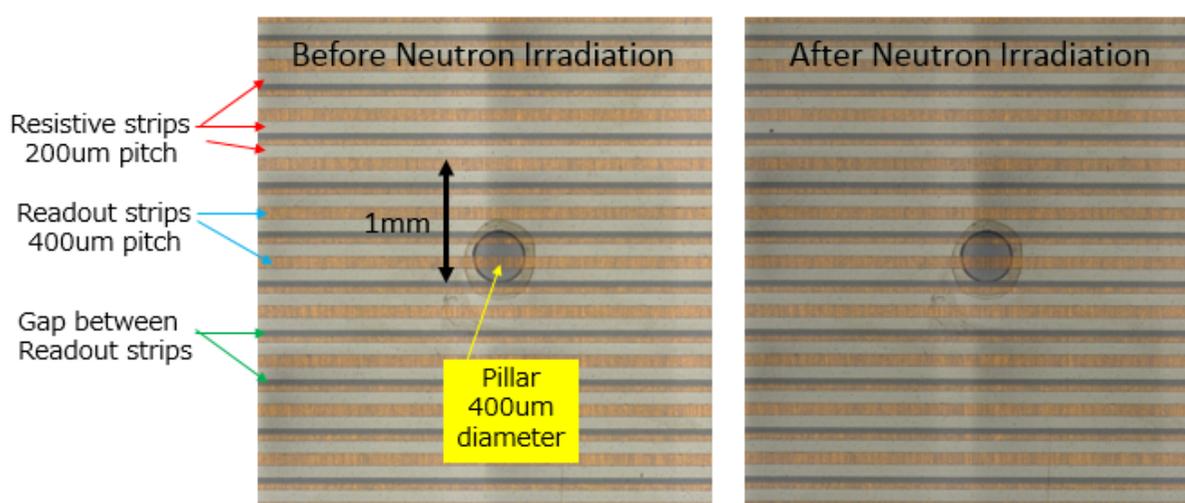


Fig4.8 中性子照射前後の検出器表面の同一箇所の比較画像。それぞれ左が照射前、右が照射後である。

## 第5章

# SPring-8/LEPS ビームラインにおける 1.3GeV 電子ビームを用いた性能評価

第3章で述べたように、MMには高い検出効率及び空間分解能が求められる。我々は神戸大で試作したJチェンバーの性能を評価するため、2013年11月に1.3GeVの電子ビームを用いた試験を行った。ビームラインは、SPring-8にある大阪大学核物理研究センター(RCNP)のLEPS(Laser Electron Photon at SPring-8)ビームラインを利用させていただいた。この章では、ビームラインについて簡単に説明した後、試験に用いる読み出しシステムについて説明し、測定結果を述べる。

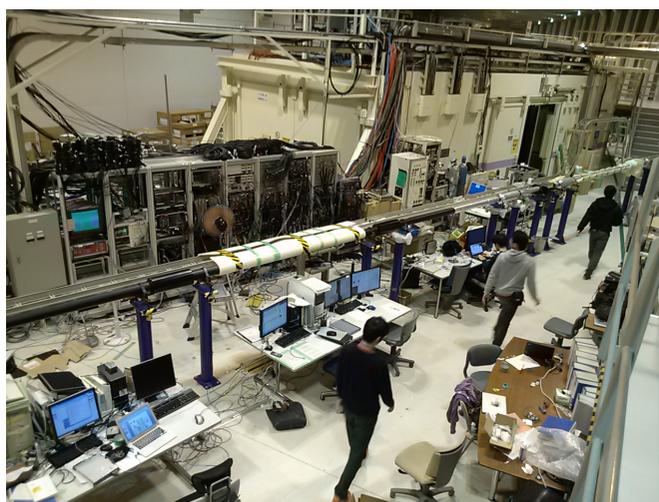


Fig5.1 SPring-8/LEPS ビームライン。奥に見えているのがチェンバーを設置する実験ハッチである。

### 5.1 SPring-8/LEPS ビームライン

SPring-8は一般には放射光を用いる実験で利用されることが多いが、LEPSでは次の方法でGeVの荷電粒子を生成できる。まず、8GeVの蓄積電子ビームに低エネルギーの紫外レーザーを正面衝突させることで、逆コンプトン散乱によって最高エネルギー3.0GeVの $\gamma$ 線が発生する。散乱された電子はマグネットによってTagging Counterに到達する。Tagging Counterで電子を測定することにより、相対的に $\gamma$ 線のエネルギーが分かる。実験ハッチに到達した $\gamma$ 線を鉛ターゲットに当てることで電子・陽電子対生成が起こる。電子・陽電子はマグネットに0.7Tの磁場をかけることで軌道を分け、電子のみを検出することができる。このときの電子のエネルギーは1.3GeVとなる。LEPSビームラインと、そこでの反応を表す図をFig5.2及びFig5.3に示す。

**Laser Electron Photon at SPring-8**

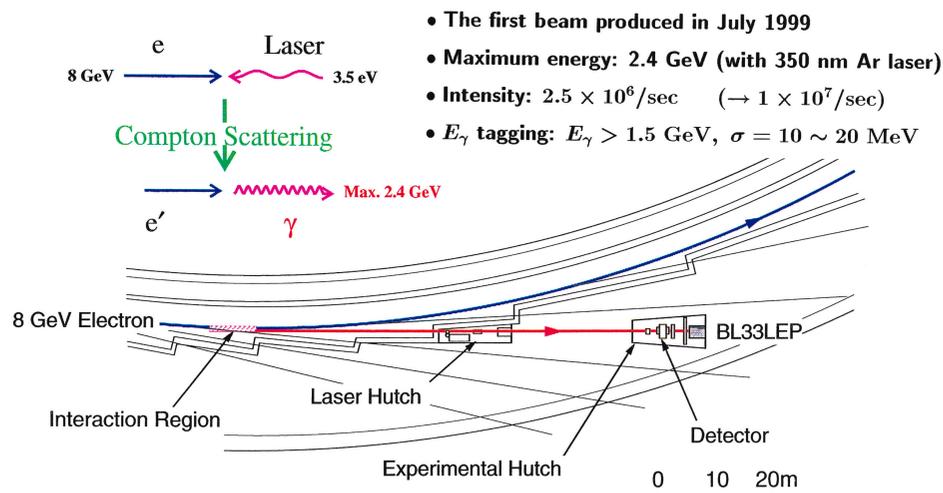


Fig5.2 LEPS における  $\gamma$  線の生成過程。青線が蓄積電子ビームの軌道、ピンクの部分で逆コンプトン散乱の起こる領域、赤線が生成された  $\gamma$  線の軌道である。この図では 3.5eV の紫外レーザーを蓄積電子ビームに衝突させることで最大エネルギー 2.4GeV の  $\gamma$  線が得られる。[19]

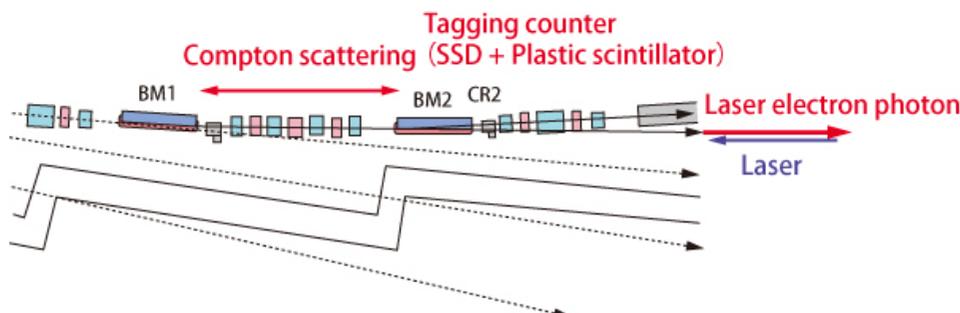


Fig5.3 散乱された電子は BM2 マグネットによって Tagging Counter に向かい、そこで位置を測定する。BM2 をマグネットスペクトロメータとして用いると電子のエネルギーが分かるので、相対的に  $\gamma$  線のエネルギーが分かる。[20]

## 5.2 SRS(Scalable Readout System)

読み出しシステムには SRS(Scalable Readout System) を用いる。SRS は MPGD 開発の国際コラボレーションである RD51 によって開発された汎用読み出しシステムであり、後述する FEC ボード以外の周辺機器をユーザーのニーズによって自由に選択することができ、実験室レベルの小規模実験から数万 ch を用いる大規模実験まで幅広く対応しているのが特徴である。Fig5.4 に SRS における最小システムのイメージを示す。この節では MAMMA グループで用いる読み出しシステムについて述べる。

### 5.2.1 フロントエンド

MAMMA グループでは、CMS のシリコンストリップ検出器用に RD51 が開発した APV25 chip(Fig5.5) をフロントエンドチップに用いる。APV25 は 1chip で 128ch 読み出しができ、Master+Slave の APV hibrid(Fig5.6) を 1 ユニットとして 256ch 分のアナログ信号を 1 本のケーブルで出力することができる。信号は 25nsec でサンプリングされ、HDMI ケーブル (Max25m) を通して ADC/FEC ボード (Fig5.7) に送られる。

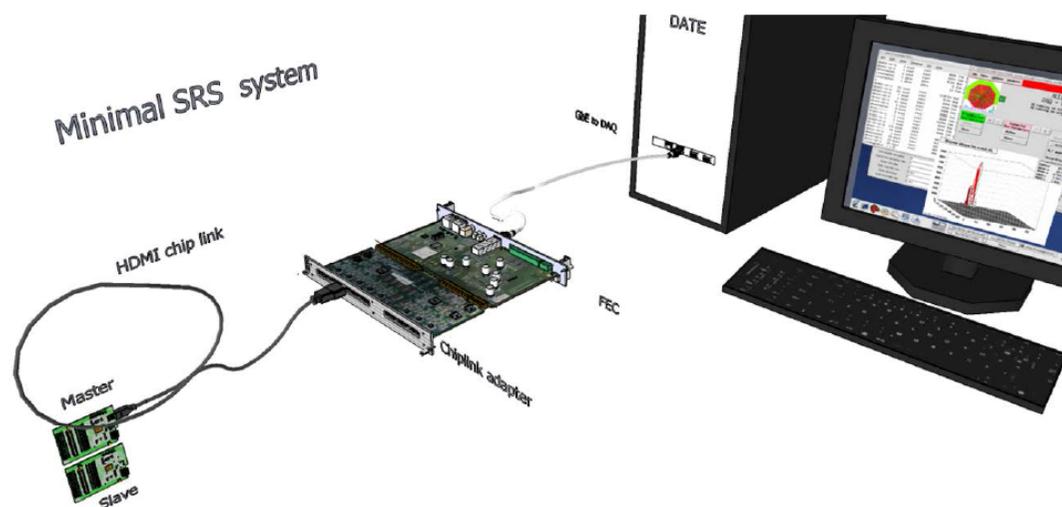


Fig5.4 SRS における最小システム。このシステムだけで 256ch の処理が可能である。

ここで用いる ADC(Analog Digital Converter) ボードは APV25 用の Adapter Card であり、アナログ信号をデジタル変換して FEC(Front-End Concentrator Card) に送る。FEC ボード (Fig5.8) には、SRS の心臓部である Xilinx Vertex-5T FPGA が搭載されている。すぐそばには 256MByte DDR2 buffer メモリがあり、16bit、400MHz で読み書き処理を実行する。UDP プロトコルを用いた通信で FPGA ファームウェアから Gigabit Ethernet を通じて PC にデータが送られる。また、NIM、LVDS I/O を用いて外部からトリガーをとることもできる。

## 5.2.2 データ収集システム

データ収集システムには、MAMMA グループが開発した mmDAQ を用いる。オンラインでモニタリングが可能であり、Pedestal データの  $\sigma$  を計算してそれを元にオンラインで zero suppression を行うこともできる。25nsec ごとに積分された電荷量が ADC 値として表示され、時間情報は 1time bin=25nsec として表わされる。1event につき、27time bin $\times$ 25nsec=675nsec のデータが得られる。Fig5.9 に mmDAQ のモニター画像を、Fig5.10 に 12APVs、6 チェンバーを用いて電子ビームを観測した図を示す。

全体のデータフローの図を Fig5.11 に示す。



Fig5.5 APV25 chip



Fig5.6 APV hybrid

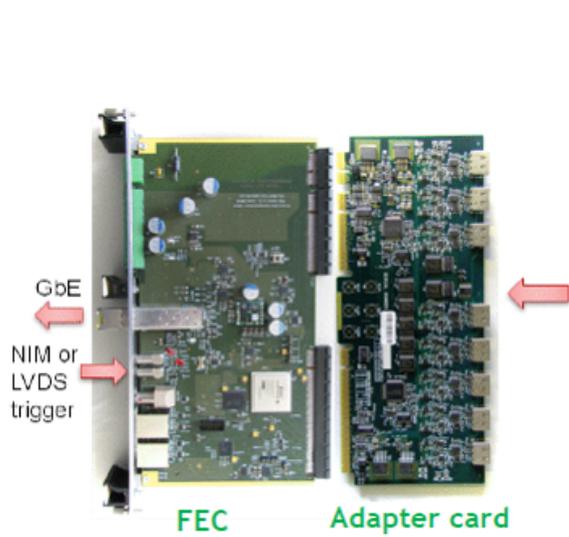


Fig5.7 ADC/FEC ボード [21]

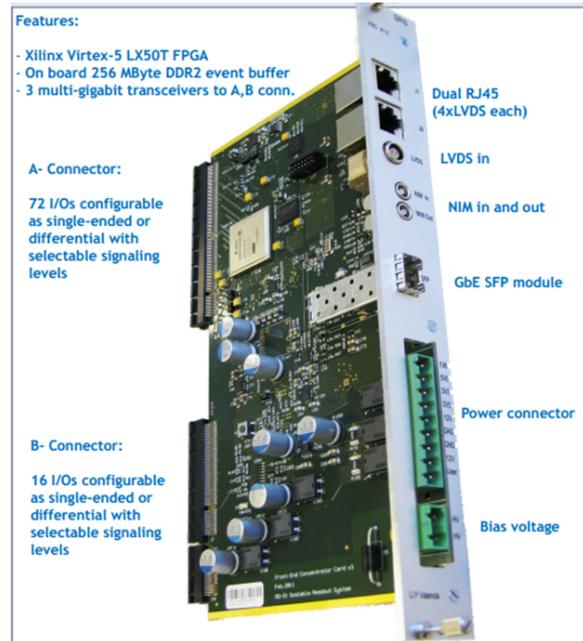


Fig5.8 FEC ボード [21]

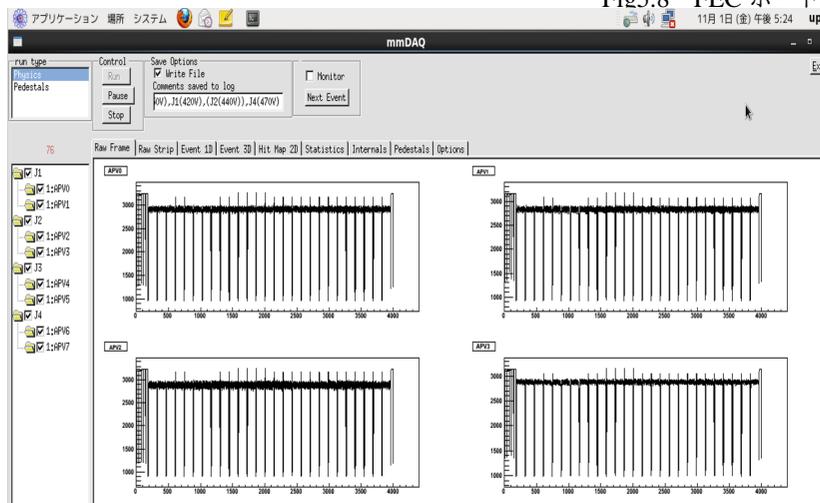


Fig5.9 mmDAQ のメインモニタ

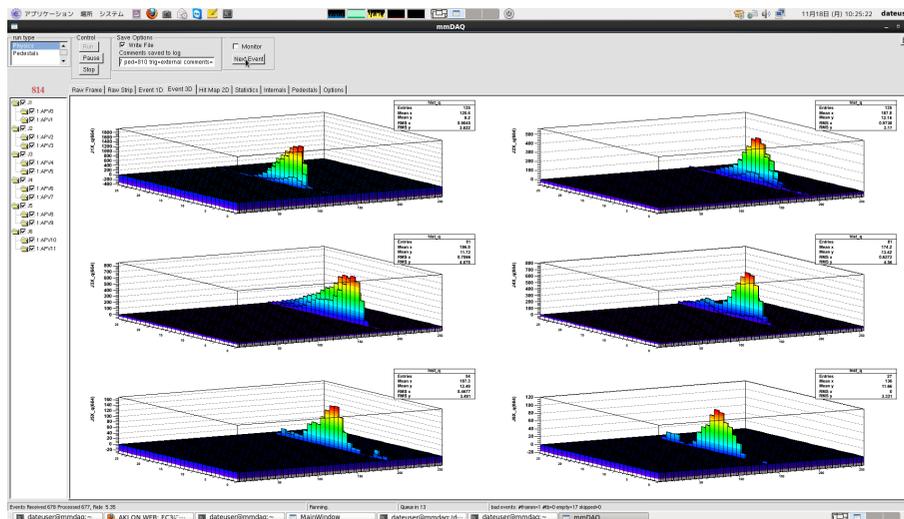


Fig5.10 電子ビームがチェンバーを通過した様子



Fig5.11 SRS でのデータフローの図

### 5.3 チェンバーのセットアップ

本実験では第4章で述べた J1-J6 の6つの小型 MM チェンバーを利用した。チェンバーの検出器表面をビームの到来方向に向けて6台並べている。内側の4枚はストリップが鉛直方向を向いており、水平方向の位置を調べることができ、 $-50\text{deg.}$   $-+50\text{deg.}$  の範囲で同時に角度を変えることができる。これにより、各チェンバーの水平方向に対して同じ角度を持って電子を入射させることができる。NSW ではミューオンは  $8\text{-}30\text{deg.}$  程の角度を持って入射するため、パフォーマンスの角度スキャンを行う必要がある。外側の2枚のチェンバーのストリップは水平方向を向いており、ビームの鉛直方向の位置確認を行う。チェンバーの並びは、ビーム方向から (J1-J4-J2-J3-J5-J6)、(J3-J1-J6-J4-J2-J5)、(J3-J1-J6-J5-J4-J2) の三種類で測定を行った。ガスは  $\text{Ar}:\text{CO}_2=93:7$  を用いる。

チェンバーの後方には  $10\text{cm}\times 10\text{cm}$  の有感領域を持ったプラスチックシンチレーターを二枚設置しており、これらのコインシデンスによってトリガーをとる。実験開始時はチェンバー前後方に一枚ずつ設置していたが、前方のシンチレーターが磁石からもれた磁場の影響を受けて動作しなくなったため、このような配置になっている。チェンバーの配置図を Fig5.12 に、写真を Fig5.13 に示す。

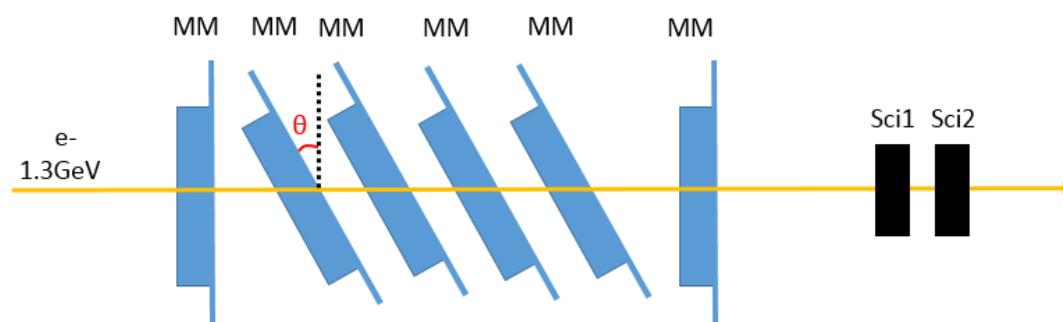


Fig5.12 本実験でのチェンバーセットアップ

### 5.4 データ解析

今回はドリフト電場  $600\text{V/cm}$  のデータについて、Efficiency と位置分解能の Anode HV スキャンを行った。測定を行うチェンバーは、6台の内でも最も内側の2台を用いる。今回測定に用いたチェンバーは J2、J4、J6 である。また、本実験では Beam rate は  $1\text{kHz}$ 、DAQ rate は  $200\text{Hz}$  であった。

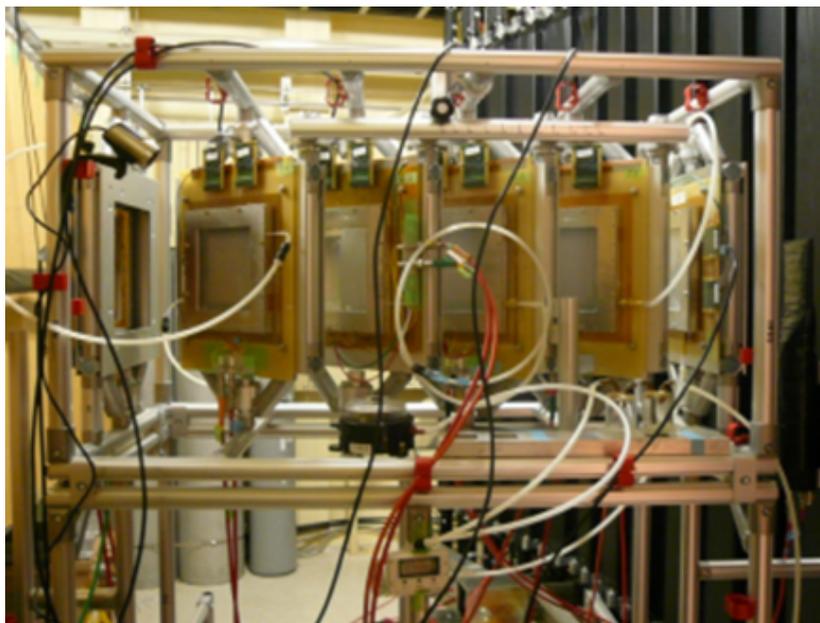


Fig5.13 セットアップ写真

#### 5.4.1 Efficiency 測定

チェンバーの有感領域内をビームが通過したイベントを選別することで、チェンバーの検出効率 (Efficiency) を求める。Efficiency を以下のように定義する。

$$\text{Efficiency} = \frac{\text{測定するチェンバーにヒットがあるイベント}}{\text{測定するチェンバー以外の 5 つのチェンバー全てにヒットがあるイベント}} \quad (5.1)$$

上式により求めた、ビーム角度 0deg. の時の Efficiency と Anode HV の相関図を Fig5.14 に示す。グラフより、全てのチェンバーで 99% 以上の Efficiency を達成していることが分かる。1% の Inefficiency は、有感領域に対してピラーが占める領域が約 1% であるために生まれる値であり、NSW で要求される性能を満たしているといえる。J4、J6 に対して J2 が低い電圧で高い Efficiency を獲得しているのは、増幅ギャップが  $28\mu\text{m}$  小さいためと考えられる。

#### 5.4.2 位置分解能測定

ビームのトラックが通ったチェンバーのヒット位置を、全ストリップ中で最大の ADC 値 ( $Q_{\text{max}}$ ) を持つストリップとして定義する。また、微小なノイズをカットするために、6 台全てのチェンバーについて  $Q_{\text{max}} > 100$  を要求、つまり ADC 値が 100 を超えるストリップがないチェンバーがあるイベントをカットした。測定するチェンバーのヒット位置を  $x_{\text{center}}$ 、その両側のチェンバーのヒット位置をそれぞれ  $x_{\text{front}}$ 、 $x_{\text{back}}$  とおくと、これら 3 つのチェンバーのヒット位置関係は、

$$x_{\text{center}} = \frac{x_{\text{front}} + x_{\text{back}}}{2} \quad (5.2)$$

となる。実際に得られるヒット位置にはズレがあるため、測定するチェンバーの実際のヒット位置  $x_{\text{real}}$  の残差を  $R$  とすると、

$$R = x_{\text{real}} - x_{\text{center}} \quad (5.3)$$

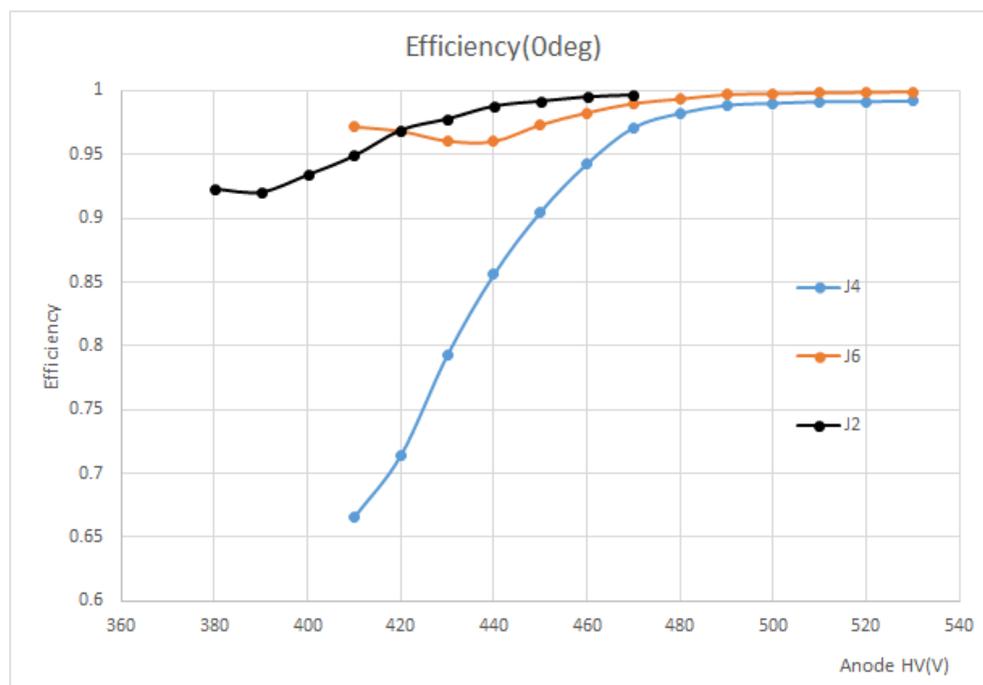


Fig5.14 J2、J4、J6の Anode HV に対する Efficiency(0 deg.)

となる。得られた残差のヒストグラムの例を Fig5.15 に示す。このヒストグラムの gaussian fit によって標準偏差  $\sigma_R$  が求められる。3つのチェンバーの誤差を同じとすると、誤差伝播により位置分解能は、 $\sqrt{3}/2\sigma_R$  となる。Anode HV の値が、J2:470V、J4:520V、J6:520V であるデータについて求めた位置分解能の角度依存 (0deg.-30deg.) を表わしたグラフを Fig5.16 に示す。

グラフより、角度 0deg.(垂直入射) においては位置分解能 $<100\mu\text{m}$  を達成できたが、10deg. 以上になると分解能が悪くなっていることが分かる。これは、ビームの入射角度を  $\theta$ 、ドリフトギャップを  $d$  とすると、ヒット位置が  $d\tan\theta$  の広がりを持つからである。この広がりが大きくなると、ストリップごとのチャージ量では正確な位置を決めることができなくなる。また、複数のトラックが走った場合や大きいノイズが生じた場合も分解能に影響を及ぼす。

より正確な位置情報を得るためには、隣り合う複数のヒットストリップを1つのクラスターとして束ねる「クラスタリング」を行う必要がある。クラスタリングを行うことでイベントセレクションの幅が広がる他、特に大きい入射角度については、クラスターのヒットの時間情報を用いてドリフト領域における飛跡を再構成する micro-TPC( $\mu\text{TPC}$ ) を用いることで大きく改善されることが分かっている [7]。今後はクラスタリング、 $\mu\text{TPC}$  を用いた詳細な解析を行う。また、次章で述べる試験の解析にもこの手法を用いる。

しかし、今回用いたビームは 1.3GeV と比較的小さいエネルギーであったため多重散乱の影響が大きく、アルゴリズムの改良を行っても要求される分解能を達成できない可能性が高い。そのため、より大きなビームエネルギーの試験を行う必要がある。

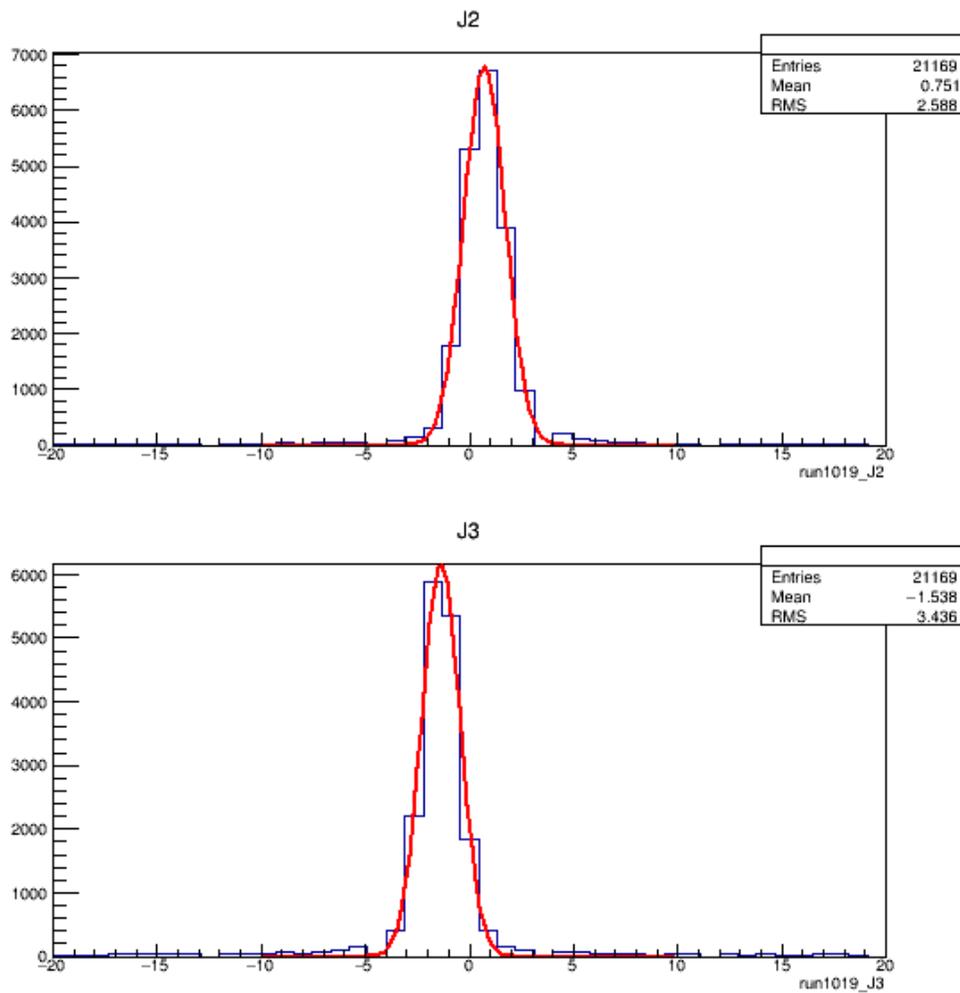


Fig5.15 ヒット位置の残差のヒストグラム

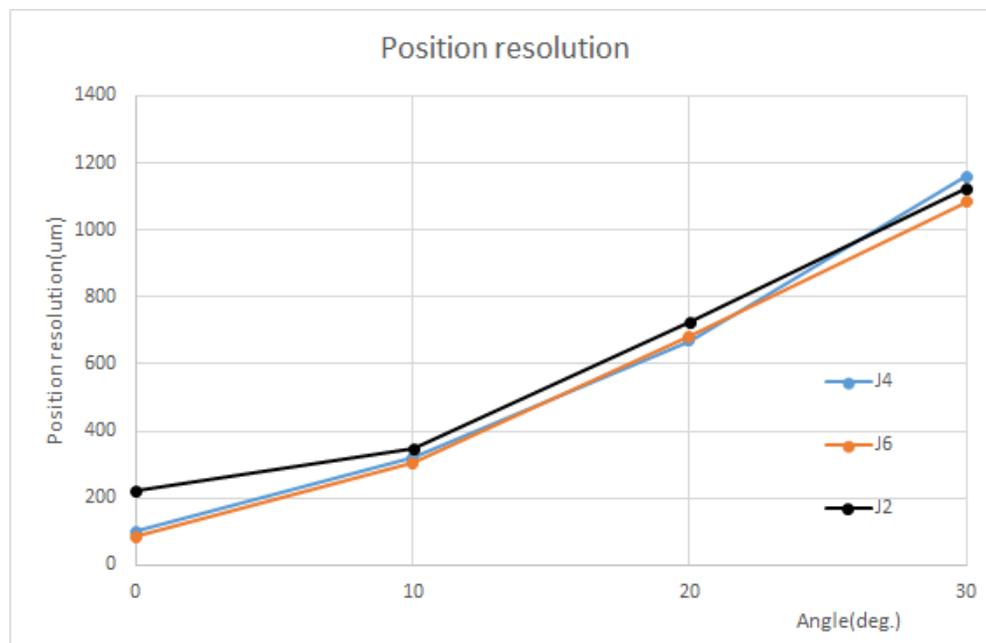


Fig5.16 ビームの入射角度に対する位置分解能

## 第6章

# CERN:SPS/H4 ビームラインにおける $150\text{GeV}\pi/\mu$ を用いたトラッキング試験

SPring-8 での結果を受けて、2014年11-12月に CERN にある SPS/H4 ビームラインにおいて CERN の小型チェンバーと、NSW に用いる大型チェンバーのプロトタイプである MMSW(MicroMEGAS Small Wheel)2 のトラッキング試験に参加した。MMSW2 には神戸大の大型炭素スパッタフォイルを用いている。この試験でのビームエネルギーは  $150\text{GeV}$  という高いものであり、多重散乱の影響は小さいため、SPring-8 の結果に比べて良い結果が期待できる。この試験の目的は、MMSW2 の性能評価及びチェンバーの磁場中における性能評価、APV25 に変わる新型チップ：VMM2 の動作テストである。詳細な解析は現在進行中であるため、この章では試験の目的及び内容について述べる。



Fig6.1 SPS/Noarth area の EHN1 の写真。水色枠内が H4 ビームラインである。

### 6.1 CERN:SPS/H4 ビームライン

CERN にある加速器の全体図を Fig6.2 に示す。スーパー陽子シンクロトロン (SPS) で加速された  $450\text{GeV}$  の陽子を SPS の North area にある EHN1 施設 (Fig6.3) に送る。陽子ビームは3つにスプリットされ、そのうちのひとつが T2 ターゲットに衝突し、二次ビームが生成される。二次ビームはマグネットによって + と - のビームが分けられ、それぞれ H2、H4 ビームラインに送られる。ターゲットやマグネットのパラメータによって、パイオン、ミューオン、陽子、電子 (+ 及び -) 等様々なビームを得ることができる。二次ビームの生成過程を示す概略図を Fig6.4 に示す。本実験では  $150\text{GeV}$  の  $\pi/\mu$  ビームを用いる。

H4 ビームラインの一角には Goliath と呼ばれる磁石が設置されている (Fig6.5)。この磁石は最大 1.4T の磁場を作ることができ、本実験ではこの Goliath Magnet を用いて磁場中のトラッキング試験を行う。

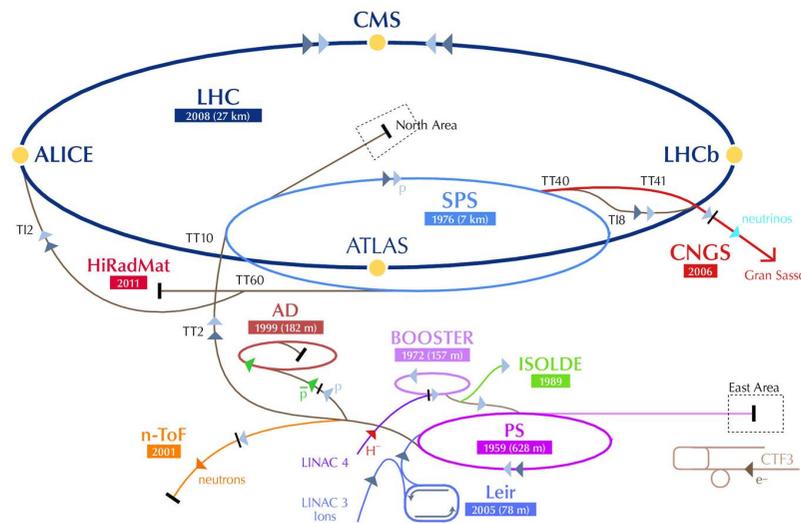


Fig6.2 CERN 加速器全体図 [22]

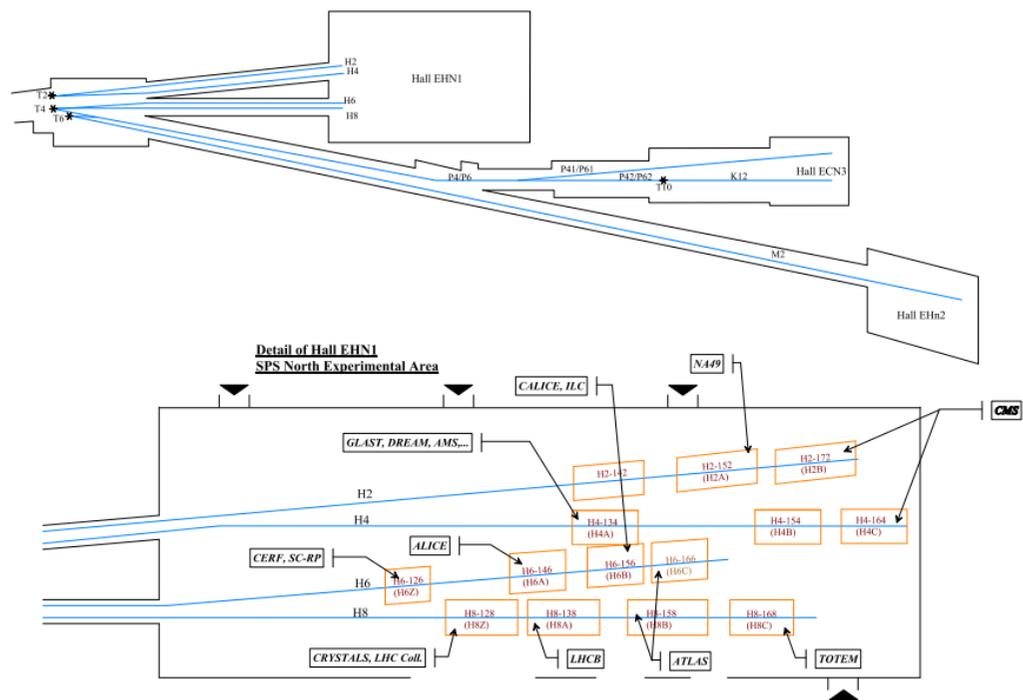


Fig6.3 Noarth area で各ビームラインにビームが入射される図及び EHN1 の各ビームライン。 [23]

## 6.2 チェンバーセットアップ

本実験で用いるチェンバーは MAMMA グループで作製した小型チェンバー (T,Tmm,Tmb) 及び、神戸大の炭素スパッタフォイルを用いた大型チェンバー (MMSW2) である。T チェンバーは神戸大のチェンバーと同じ 256strips、一次元読み出しのチェンバーである。T チェンバーはトラッキング試験用のチェンバーとして用いる。チェンバーの順番はビーム前方から T2-T8-T5-T4(作製された順番から、T1,T2,・・・)となっている。Tmm 及び Tmb チェンバーは読み出しストリップ層が二層あり、二次元読

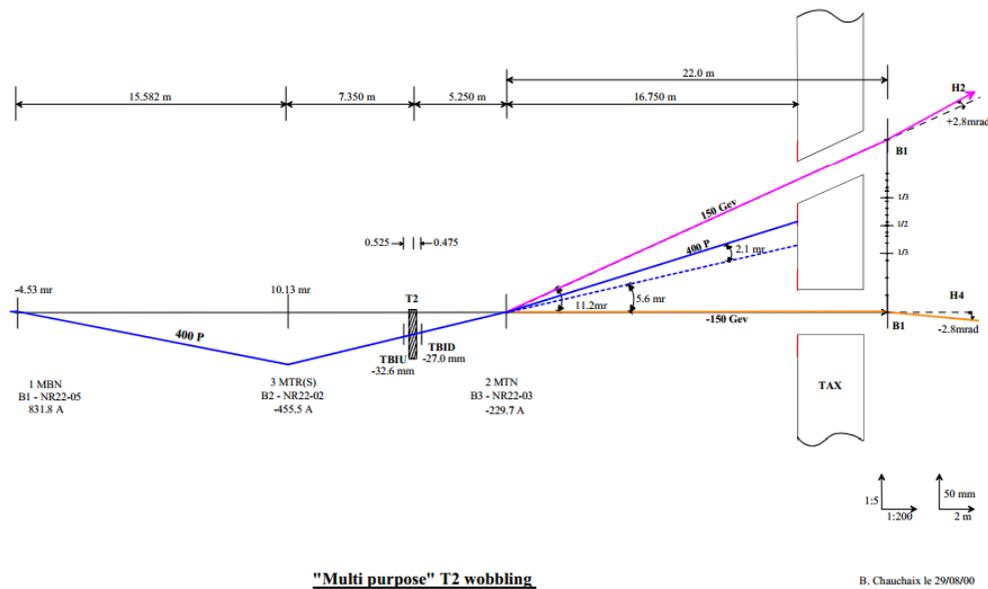


Fig6.4 二次ビーム生成の過程 [23]



Fig6.5 H4 ビームラインの Goliath マグネット。

み出しが可能となっている。高抵抗ストリップと平行方向を X 方向、垂直方向を Y 方向とする。J チェンバーや T チェンバーと違い、ドリフトギャップは 2.5mm となっている。Tmm と Tmb の違いはピラーのパラメータにある。Tmm はピラーの直径が 300 $\mu\text{m}$ 、ピラー同士の間隔が 2.5mm であり、Tmb はそれぞれ 500 $\mu\text{m}$ 、5mm となっている。これらは T チェンバーの外側でビームのリファレンスの役割を果たす。チェンバーをマグネットにインストールする以前は前方から Tmm5-Tmb1-(T chambers)-Tmm2-Tmb2 と並んでおり、マグネットインストール後からは Tmm5-Tmm2-(T chambers)-Tmb1-Tmb2 と並んでいる。これら小型チェンバーは 2 台を表裏 1 組として、アルミフレームに 4 組 (8 チェンバー) 設置する。外側にはリファレンス用の Tmm、Tmb チェンバーを、内側には T チェンバーをそれぞれ 2 組ずつ設置する。本実験における小型チェンバーのセットアップの図を Fig6.6 に示す。

MMSW2 は NSW のプロトタイプとして 2 つ目に作製された大型チェンバー (~1m $\times$ 50cm) であり、小型チェンバーの前方に置かれている。構造は第 3 章に述べたとおり、表裏 2 層が 2 組の 4 層構造であり、ストリップの角度が 1.5 $^\circ$  ずれている。高抵抗ストリップには、神戸大が開発した大面積の炭素スパッタフォイルを用いている。

さらに前方にはビームモニタリング用のワイヤーチェンバーが置かれており、ビームの広がりを見る

ことができる。

トリガーは 10cm $\times$ 10cm のプラスチックシンチレータを、1つはビームモニタリング用のワイヤーチェンバーのすぐ後ろに、もう1つを MMSW の前方に置き、さらに局所的な情報を見るために 2cm $\times$ 3cm の小型シンチレータを Tmm5 の前方に置き、これらのコインシデンスをとる。マグネットインストール後はシンチレータが磁場の影響を受けてしまうため、磁場の影響を受けないシリコン検出器を3台用いている。

磁場測定時には、ATLAS の TGC に用いられている磁場測定のためのチップを4枚、MMSW や小型チェンバーの各所に設置し、常に磁場を測定している。

全体のセットアップ図(マグネットインストール前後)を Fig6.9 及び Fig6.10 に示す。

セットアップ1における統計を示した Event Browser を Fig6.11 に示す。ブラウザにおいて、一番上の MMSW2 からビームが通過する順番に下に向かって並んでいる。左側はストリップに関する統計、右側は時間に関する統計を示している。MMSW2 チェンバーでは3層目が Inefficiency であり、現在原因を究明中である。Tmm、Tmb チェンバーは上段が X ストリップ、下段が Y ストリップになっている。Y ストリップは高抵抗ストリップに垂直な方向に走っているため、X ストリップに比べて分解能は悪い。シグナルは広がった分だけ到達時間が遅れるため、Y ストリップの時間に関する統計において、ピークよりも遅れた領域に tail が見えている。T チェンバーでは APV ch のクロストークが発生し、本来鳴るはずのないストリップ(両端の ch)が鳴ってしまっているが、これは比較的簡単な解析によって修正できる。

### 6.3 試験の目的・内容

本試験の主な目的は、磁場中における MM のトラッキング測定である。磁場の強さ・向き (-1.0T-1.0T : 0.1T 刻み)、チェンバーの角度 (-30° - 30° : 10° 刻み)、ガス混合比 (Ar:CO<sub>2</sub>=93:7(nominal) or 90:10)、ビームの種類 ( $\pi$  or  $\mu$ , 100-200GeV) といったパラメータについて測定を行い、1runにつき 20000-5000event のデータをとった。

NSW におけるトラッキングは、約 0.3T の磁場の中で行わなければならない、その方向は電場と垂直方向を向いている。一次電子のドリフト方向は電場方向に対して Lorentz angle: $\theta_L$  だけ傾く。この時、 $\tan\theta_L$  は磁場の強さ B に比例する。電子のドリフトに対する磁場の影響を表わした図を Fig6.12 に示す。Lorentz angle とトラックの角度の関係によってクラスターのストリップ幅が広がったり小さくなったりする。このような磁場による影響は、検出器を表裏に配置することでキャンセルできる。

私は現在、2015年3月の学会に向けて、Lorentz angle の測定及び磁場中でのチェンバーの位置・時間分解能の解析を始めている。

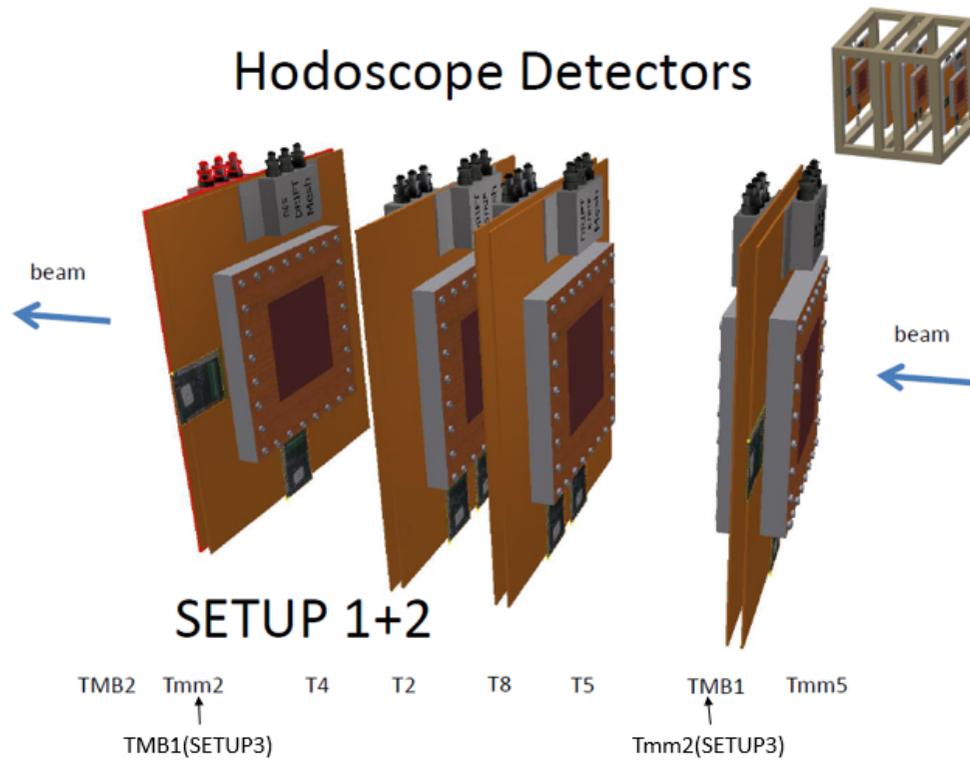


Fig6.6 小型チェンバーのセットアップ図。

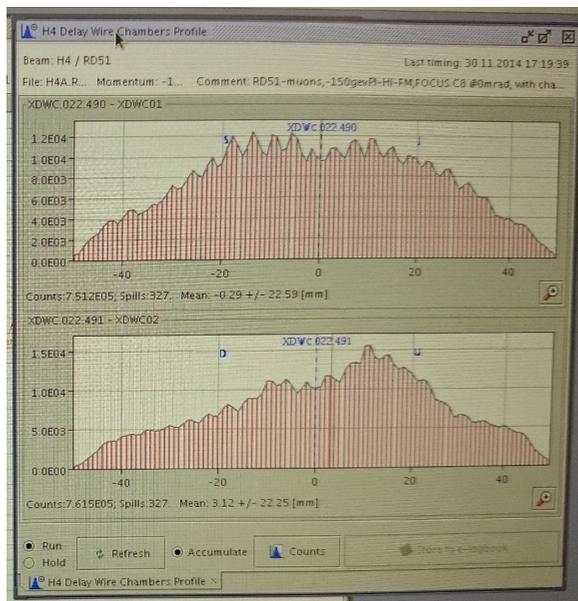


Fig6.7 ビームモニター。横軸の単位は mm。

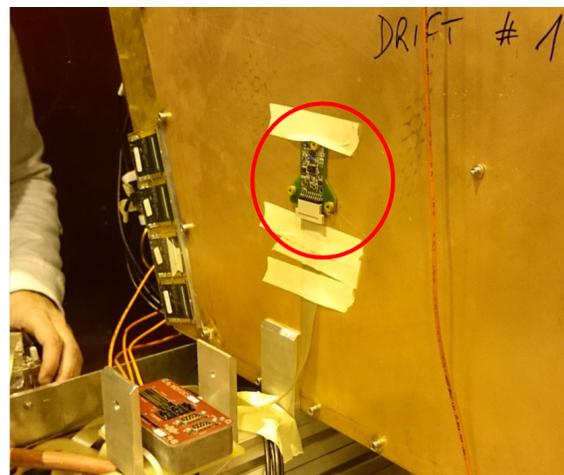


Fig6.8 マグネットモニター。これと合わせて合計 4 つ設置している。

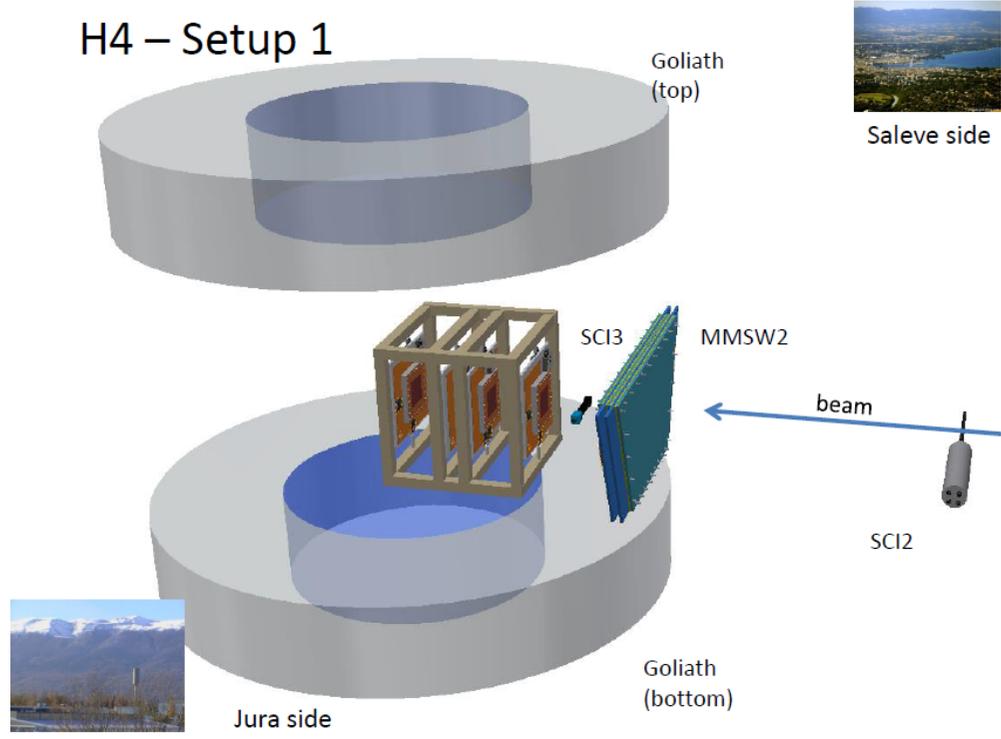


Fig6.9 セットアップ全体図 (マグネットインストール前)

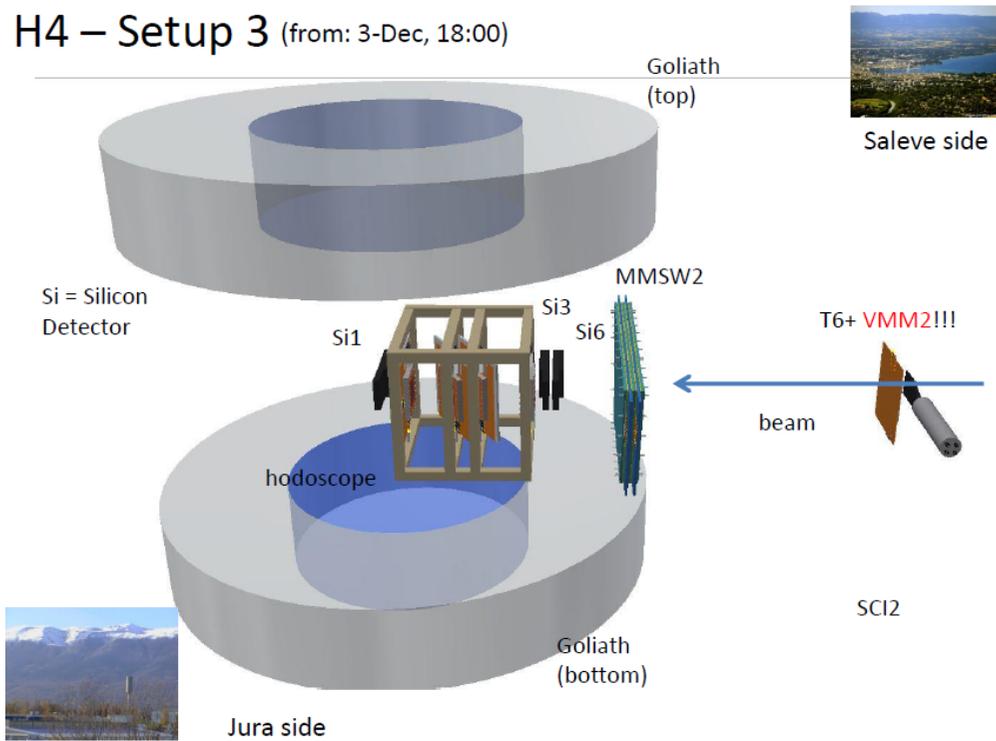


Fig6.10 セットアップ全体図 (マグネットインストール後)



Fig6.11 セットアップ1における全チェンバーの統計を示した Event Browser

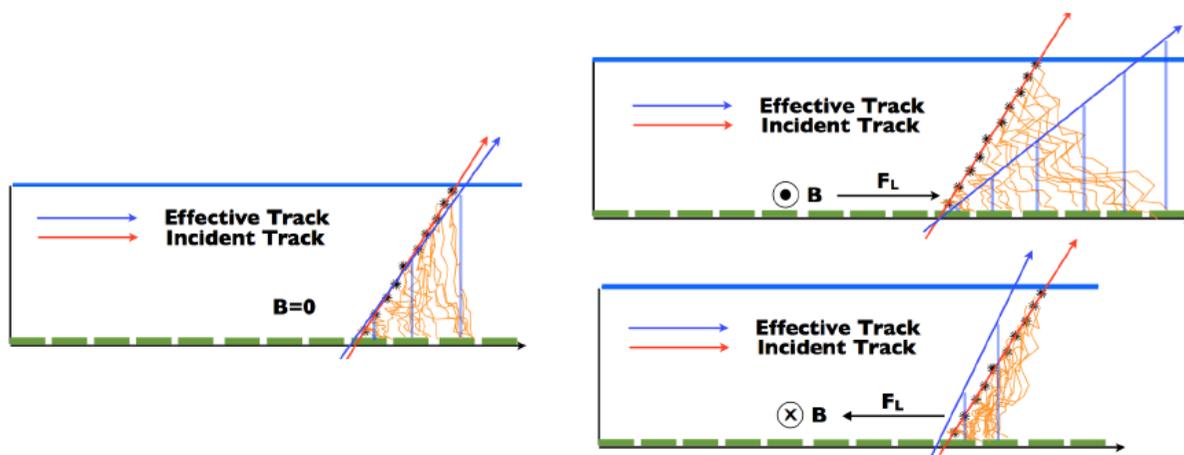


Fig6.12 電子のドリフトに対する磁場の影響 [7]

## 第7章

# 実験結果に関する議論

本研究では、MMの高抵抗ストリップ素材にスクリーンプリントによって印刷したインクと、スパッタリングによる炭素薄膜を用いた試作機をそれぞれ作製し、ATLAS実験に要求される性能に応じた様々な試験を行った。要求される性能は大きく分けて、i)高抵抗ストリップの高い放電抑制能力、ii)優れた検出効率と空間分解能、iii)Phase-II Upgrade以降の10年間でトラッキング性能を維持できることである。

要求性能に関する試験を行う前に、試作機がガス検出器として動作するか試験するために、 $^{55}\text{Fe}$ を用いた Gas gain 測定を行った。測定の結果、スクリーンプリント、炭素スパッタを用いたチェンバー共に  $10^4$  以上の Gas gain を達成することができた。NSW では Gas gain  $\sim 10^4$  でオペレーションを行うため、十分な Gas gain を達成したと言える。増幅間隔の違いにより、電圧に対する Gas gain はスクリーンプリントと炭素スパッタで差が出ているが、電圧を変化させたときの Gas gain の推移は同じ傾向を示している。

i) について、神戸大海事科学部で行った高速中性子を用いて、放電率測定及び中性子に対する炭素スパッタ電極の耐性試験を行った。放電率に関しては、今回測定に用いた全てのチェンバーについて Gas gain  $> 10^4$  で  $10^{-10} - 10^{-9}$  であった。この値は、NSW での中性子ヒットレート ( $10\text{-}100\text{kHz/cm}^2\text{s}$ ) に換算すると、 $1\text{m}^2$  の領域でおおよそ数秒から数十秒に1回、瞬間的な放電が起こる程度である。また、炭素スパッタ電極は中性子照射前後において一切の損傷、変化も見られず、中性子に対して高い耐性を持つことが示された。しかし、今回照射した中性子量 (約  $10^{11}$ ) は ATLAS の Run では数時間から数十時間程度のものにしかない。今後、ATLAS 数年間分の Run に相当する中性子を照射する Aging test を行う必要がある。

ii) について、SPRING-8/LEPS で行った  $1.3\text{GeV}$  電子ビームを用いた試験では、チェンバーの Efficiency と位置分解能を求めた。Efficiency はビーム入射角  $0^\circ$  において、全てのチェンバーで NSW で要求される 99% を達成した。一方位置分解能は電子ビームの入射角  $0^\circ$  では、NSW で要求される  $100\mu\text{m}$  付近であったが、入射角度が大きくなるごとに分解能が悪化した。これは、クラスタリングや  $\mu\text{-TPC}$  を用いたアルゴリズムの改良によりある程度の改善が見込まれており、現在改良を行っている。実際に、2012年7月に SPS/H6 ビームラインで行われた  $120\text{GeV}$  パイオンを用いたトラッキング試験 [24] では、入射角  $10^\circ - 40^\circ$  の範囲における  $\mu\text{TPC}$  を用いた解析で  $100\mu\text{m}$  以下の位置分解能を達成している。しかし今回の試験における  $1.3\text{GeV}$  という比較的低いビームエネルギーでは多重散乱の影響が大きいため、アルゴリズムの改良のみでは  $100\mu\text{m}$  の分解能を達成できないと推測される。したがって、高エネルギーのビームによる試験を行う必要があったため、2014年11-12月に CERN の SPS/H4 において行われた  $150\text{GeV}$   $\pi/\mu$  を用いたビームテストに参加した。 $150\text{GeV}$  の高いビームエネルギーでは多重散乱の影響を受けずにチェンバーの性能を評価できる。この試験では CERN 製の小型チェンバーの他、神戸大の

炭素スパッタフォイルを用いた大型 MM のプロトタイプである MMSW2 の評価も行う。また、この試験は最大 1.0T の磁場中で行われており、磁場中での MM の性能評価を行う。

これらの試験から、高抵抗ストリップ素材にスクリーンプリント、炭素スパッタのいずれを用いても、検出器としての性能に違いは見られず、どちらも ATLAS 実験で用いることができると判断できる。iii) に関しては今後チェンバーの Aging Test を行い、判断する。

## 第8章

### まとめ

LHC では  $1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  のデザインルミノシティを、2018 年に  $2 - 3 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  へ、2022 年には  $5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  まで引き上げるアップグレードを行い、10 年間で積分ルミノシティ  $3000 \text{fb}^{-1}$  の統計量を目指す。アップグレード後も ATLAS 検出器の性能を維持するために、2018 年のアップグレードに伴いエンドキャップミュオンスペクトロメータの最内層に新検出器 NSW を導入することになった。NSW においてミュオンのトラッキングを担う検出器として MicroMEGAS が採用された。

神戸大は MM の大型高抵抗ストリップフォイルの製造を担当しており、スクリーンプリントによって印刷したインクと、スパッタリングによる炭素薄膜の 2 種類の高抵抗ストリップの開発を進めている。特に、炭素スパッタは神戸大が独自に開発した新素材であり、様々な物理・化学試験において高い耐久性を示している。また、これらの高抵抗素材を用いた複数の小型チェンバーを試作し、試験を行った。

$^{55}\text{Fe}$  を用いた Gas gain 測定では、全てのチェンバーで  $10^4$  以上という、NSW でオペレーションするのに十分な Gas gain を達成することができた。神戸大海事科学部で行った高速中性子試験では、全てのチェンバーが高い放電抑制能力を示し、ATLAS で安定した動作が期待できる。また、中性子照射前後の炭素スパッタ電極を比較すると損傷はなく、中性子に対する高い耐性が示された。2013 年 11 月に SPring-8/LEPS で行った  $1.3 \text{GeV}$  電子ビームを用いた試験では、全てのチェンバーで 99% の検出効率を達成したが、位置分解能は要求性能を満たすことができなかった。これはアルゴリズムの改良によりある程度改善が見込まれるが、 $1.3 \text{GeV}$  という低エネルギーのビームを用いたため多重散乱の影響による分解能の悪化は無視できない。この結果を受けて、2014 年 11-12 月に CERN の SPS/H4 において行われた  $150 \text{GeV} \pi/\mu$  を用いたビームテストに参加した。この試験で用いるチェンバーには神戸大の炭素スパッタフォイルを用いた大型チェンバーが含まれており、現在解析を行っている。

これらの試験において、高抵抗ストリップにスクリーンプリント、炭素スパッタのいずれを用いても検出器の性能に差は見られず、どちらの素材も ATLAS において安定した動作が行えると期待できる。今後チェンバーに関する試験に関しては ATLAS 数年分の Run に相当する Aging Test を行い、最終的な判断を決める予定である。

## 謝辞

本研究を進めていく中で、非常に多くの方にお世話になりました。私は、学部時代の4年間は地球惑星科学科に所属していたため、物理実験のことはほぼ何も分からない状態からのスタートでした。宇宙空間を漂っているかのような期待と不安の中、国際実験 ATLAS に携わる研究をすることになり、心が凜と引き締まる思いでした。越智先生には2年間に渡り大変熱心なご指導を賜りました。実験の事がさっぱりだった私に対して初歩から応用まで多くのことを教えて頂きました。また、研究に対する溢れんばかりの情熱と豊かな発想力には驚かされてばかりでしたが、そこから学ぶものも多くありました。ありがとうございました。同じ測定器グループの身内先生と本間先生には研究についての的確な助言を賜りました。山崎先生には、ATLAS に関するご指導だけでなく、海事科学部や SPring-8 でビームテストが行われる度に参加していただき、非常に活気に満ち溢れた実験になりました。藏重先生には、素粒子と測定器に関する物理について、TA やコロキウムを通して様々なご指導を賜り、また CERN 出張するうえでの手続き等色々とお世話になりました。皆様ありがとうございました。

竹本君と山内君とは同じグループの仲間として苦楽を共にしました。この1,2年で色々なことがありました。いい思い出になったと思います。東大 ICEPP の片岡先生、増渕先生、齋藤様にはデータ解析や CERN 出張の際に大変お世話になりました。本当にありがとうございました。共に研究をした ICEPP の学生の寺尾君、山崎君、山谷君、川西さん、皆様の功績は計り知れません。尊敬しております。グループの皆様にはご迷惑をおかけすることが多々ありましたが、それでも暖かく接して頂き非常に感謝しています。ありがとうございました。ATLAS のマイクロメガスグループの皆様は私の拙い英語にも丁寧に答えてくれたり、色々なお話ができ感謝しております。非常に有意義な実験になりました。

秘書の横山様には出張手続きなどで大変お世話になりました。ご迷惑をおかけすることが多かったですが丁寧に対応していただき感謝しております。CERN 出張時には前田先生、清水先生、Li 先生にお世話になりました。私のマニアックな話に食いついてくれる大西さん、隣の席で色々お話しした長谷川さん、いつもマイペースな矢ヶ部君、NANDO からの付き合いの山口君、独特のノリで接してくれた陳君、研究室の皆様のおかげで楽しい研究生活を送ることができました。ありがとうございました。

最後に、これまで私の学生生活を支えていただき、進学を許してもらえた家族に感謝の意を述べて謝辞とさせていただきます。

平成 27 年 2 月 山根史弥

## 参考文献

- [1] ATLAS Collaboration: Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, Physics Letters B, Volume 716, Issue 1, 17 September 2012, Pages 1-29
- [2] <http://atlas.ch/photos>
- [3] <http://cms.web.cern.ch/news/cms-detector-design>
- [4] <http://www.if.pw.edu.pl/pluta/en/alice-en.html>
- [5] <http://ippog.web.cern.ch/resources/2010/lhcb-poster-lhcb-detector-le-lhcb-detecteur>
- [6] <http://www.hep.ph.ic.ac.uk/cms/physics/higgs.html>
- [7] ATLAS Collaboration: ATLAS New Small Wheel Technical Design Report
- [8] [http://meroli.web.cern.ch/meroli/lecture\\_stragglingsfunction.html](http://meroli.web.cern.ch/meroli/lecture_stragglingsfunction.html)
- [9] 石川友清: 放射線概論, 通商産業研究社 (1996年1月)
- [10] Atsuhiko Ochi: A new design of the gaseous imaging detector: Micro Pixel Chamber, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 471 (2001) 264-267
- [11] F.Sauli and A.Sharma Annu Rev. Nucl. Part. Sci 49(1999) 341.
- [12] <https://ts-dep-dem.web.cern.ch/ts-dep-dem/products/gem/geminfo.html>
- [13] Y.Giomataris: MICROMEGAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 376 (1996) 29-35
- [14] H.Raether Z.: Phys. 112 464.
- [15] <http://dawson.home.cern.ch/dawson/fluka/cplots/cplots.html>
- [16] T.Alexopoulos: A spark-resistant bulk-micromegas chamber for high-rate applications, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 640(2011) 110-118
- [17] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Main/ICEPPMM>
- [18] 駒井英俊: 修士論文「 $\mu$ -PICの放電抑制に関する研究」, 神戸大学 2013
- [19] <http://user.spring8.or.jp/sp8info/?p=2286>
- [20] [http://www.spring8.or.jp/en/news\\_publications/publications/scientific\\_results/nuclear\\_physics](http://www.spring8.or.jp/en/news_publications/publications/scientific_results/nuclear_physics)
- [21] J.Tolodo: <http://indico.cern.ch/event/120853/session/27/contribution/58/material/paper/0.pdf>
- [22] <https://espace.cern.ch/hiradmat-sps>
- [23] <http://sba.web.cern.ch/sba/BeamsAndAreas/h4/H4manual.htm>
- [24] M.Iodice: Performance studies of MicroMegas for the ATLAS experiment, 3rd INTERNATIONAL CONFERENCE ON MICRO PATTERN GASEOUS DETECTORS 16 JULY, 2013 ZARAGOZA, SPAIN