

修士学位論文

ATLAS 実験における  
ミューオン検出器アップグレードに向けた  
Micromegas の放射線耐性の評価

東京大学大学院理学系研究科物理学専攻

川本研究室

山崎 友寛

2016 年 1 月

## 概要

LHC-ATLAS 実験では、2019-2020 年の検出器アップグレードにおいて、新しいミュオン検出器 New Small Wheel (NSW) を設置する。NSW では Micromegas 検出器が用いられ、その速い応答と優れた位置分解能は高ヒットレート環境下でのトラッキング用検出器として適している。しかし Micromegas にはトラッキング性能だけではなく、高レート環境での安定動作と長期間の使用での経年劣化しないことが要求される。本論文では Micromegas の放射線耐性の評価について報告する。まず ATLAS と同等の中性子環境下における動作試験を行い、 $5 \text{ MHz/cm}^2$  の中性子フラックスにおいても安定に動作することが確認できた。HL-LHC の 9 年分の  $\gamma$  のヒットに相当する  $\gamma$  線照射を行った結果、照射の前後においてゲイン、検出効率、位置分解能の変化は見られなかったが、表面に変化が観察され、また抵抗値の増加もみられた。また、 $^{241}\text{Am}$  を用いて  $720 \text{ mC/cm}^2$  の  $\alpha$  線照射を行った結果、Micromegas 表面のレジスティブストリップやポリイミドに変化が観察できたが、ゲインの変化はみられなかった。これらの結果から放射線の影響で基本性能は変化しないことが確認できた。しかし今回観測された抵抗値の増加に関しては長期間の運用に向けて懸念が残り、今後の調査が必要である。

# 目次

第 1 章	序論	11
1.1	背景	11
1.2	本論文の構成	12
第 2 章	LHC の物理	13
2.1	標準理論と Higgs ボソン	13
2.2	標準理論を超えた物理	15
第 3 章	LHC-ATLAS 実験	19
3.1	LHC 加速器	19
3.2	ATLAS 検出器	20
3.3	アップグレード計画	29
第 4 章	New Small Wheel 計画	31
4.1	NSW の目的	31
4.2	NSW に対する要求	35
4.3	NSW の構造	36
4.4	予想されるバックグラウンド	37
第 5 章	ガス検出器	41
5.1	放射線と物質との相互作用	41
5.2	基本的なガス検出器の原理	44
5.3	Micro-Pattern Gas Detector (MPGD)	46
5.4	ATLAS NSW 用に開発した Micromegas	49
5.5	放射線による検出器の劣化	50
第 6 章	Micromegas 試作器	51
6.1	小型試作器	51
6.2	読み出しシステム	52
6.3	データ解析	53

---

第 7 章	中性子を用いた動作試験	57
7.1	中性子源 . . . . .	57
7.2	中性子フラックス . . . . .	58
7.3	中性子環境下における Micromegas の動作 . . . . .	59
7.4	まとめ . . . . .	61
第 8 章	$\gamma$ 線を用いた耐久試験	67
8.1	$\gamma$ 線照射施設 GIF++ . . . . .	67
8.2	シミュレーション . . . . .	68
8.3	$\gamma$ 線照射試験 . . . . .	69
8.4	照射前後の変化 . . . . .	73
8.5	トラッキング試験 . . . . .	73
8.6	まとめ . . . . .	80
第 9 章	$\alpha$ 線を用いた耐久試験	81
9.1	$\alpha$ 線照射 . . . . .	81
9.2	ゲイン測定 . . . . .	83
9.3	照射による表面の変化 . . . . .	83
9.4	抵抗値の変化 . . . . .	91
9.5	まとめ . . . . .	91
第 10 章	結論	95
	参考文献	99

# 表目次

3.1	LHC のパラメーター . . . . .	20
4.1	予想される Level 1 でのミュオンレート . . . . .	34
4.2	各ミュオン検出器の中性子と光子に対する感度 . . . . .	38
4.3	Micromegas に対するバックグラウンドの最大値の見積り . . . . .	39
4.4	各粒子のヒット由来の電流値と総電荷量 . . . . .	40
5.1	Bethe-Bloch の式に含まれる記号一覧 . . . . .	42
5.2	ガスの性質 . . . . .	45
5.3	Micromegas のパラメーター . . . . .	50
6.1	Micromegas 試作器の詳細 . . . . .	52
8.1	Geant4 シミュレーションを使ったヒットレートの見積り . . . . .	69
8.2	位置分解能の変化 . . . . .	77
8.3	表面抵抗値の変化 . . . . .	79



# 目次

2.1	標準理論の素粒子	13
2.2	2光子チャンネルの不変質量分布	15
2.3	Higgs ボソンの各崩壊過程における信号強度の測定結果	15
2.4	$m_H^2$ への補正項	16
2.5	Run2 (2015 年) のグルイーノ探索の結果	17
2.6	スカラートップクォーク探索の結果	17
2.7	SUSY の探索結果	17
3.1	LHC とその前段加速器	19
3.2	ATLAS 検出器	20
3.3	内部飛跡検出器	21
3.4	カロリメーター	23
3.5	電磁カロリメーター	24
3.6	タイルカロリメーター	24
3.7	ミュオンスペクトロメーター	24
3.8	MDT の構造	25
3.9	CSC の構造	25
3.10	マグネットシステム	26
3.11	ソレノイドマグネット	26
3.12	バレルトロイド	26
3.13	エンドキャップトロイド	26
3.14	ATLAS のトリガーシステムの全体図	27
3.15	ATLAS 内部の $\gamma$ 線のフラックス	28
3.16	ATLAS 内部の中性子のフラックス	29
3.17	$\mathcal{L} = 1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ におけるミュオン検出器上でのバックグラウンドのフラックス (シミュレーション)	29
3.18	LHC のアップグレード計画	30
4.1	ATLAS 検出器の断面図	31
4.2	現行の Small Wheel 検出器	31

4.3	NSW のデザイン図 . . . . .	32
4.4	MDT の検出効率 . . . . .	32
4.5	真のミュオントラックとフェイクトラック . . . . .	33
4.6	ミュオンの $\eta$ 分布 . . . . .	33
4.7	$H \rightarrow WWtol\nu\nu$ 過程における, リーディングレプトンの $p_T$ 分布 . . . . .	35
4.8	Micromegas と sTGC の配置図。 . . . .	36
4.9	sTGC 検出器の構造 . . . . .	37
4.10	ATLAS 内部のバックグラウンドのエネルギー分布 . . . . .	37
4.11	NSW で使われる Micromegas のレイアウト . . . . .	38
4.12	CSC と MDT のヒットレート . . . . .	39
5.1	荷電粒子のエネルギー損失 . . . . .	41
5.2	光子と物質との相互作用の断面積 . . . . .	43
5.3	電子のドリフト速度 . . . . .	46
5.4	電子の拡散 . . . . .	46
5.5	第一タウンゼント係数 . . . . .	47
5.6	GEM の構造 . . . . .	47
5.7	$\mu$ -PIC . . . . .	47
5.8	Micromegas の構造 . . . . .	48
5.9	Resistive Micromegas の構造 . . . . .	49
5.10	表面が汚染されたワイヤー . . . . .	50
6.1	試作器の外観 . . . . .	53
6.2	ドリフトメッシュ . . . . .	53
6.3	グラウンドメッシュ . . . . .	53
6.4	レジスティブストリップとピラー . . . . .	53
6.5	APV25 フロントエンドチップ . . . . .	54
6.6	SRS システム . . . . .	54
6.7	MIP トラックの信号の例 . . . . .	54
6.8	1つのストリップにおける波形 . . . . .	56
6.9	MIP トラックのストリップごとの時間 . . . . .	56
7.1	各反応における中性子の生成数 . . . . .	58
7.2	ビームライン全体の写真 . . . . .	59
7.3	ビームライン概略: タンデム加速器では deuteron の陰イオンを入射し, 1.5 MeV まで加速した後に電子を剥ぎ取り, 3 MeV まで加速する。 . . . .	59
7.4	中性子ターゲットの後方に設置したチェンバー . . . . .	60
7.5	${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$ 反応における中性子の生成数 (0 度方向) . . . . .	61
7.6	ターゲット電流モニター . . . . .	61

7.7	従来の Micromegas の中性子環境での動作	62
7.8	アノード電流モニター	63
7.9	放電を引き起こすまで電圧を上げたときの電流モニター	64
7.10	中性子照射中のイベント	64
7.11	アノード電流とターゲット電流の関係	65
8.1	GIF++ のバンカー	67
8.2	照射装置	68
8.3	$\gamma$ 線のフラックス	69
8.4	Geant4 シミュレーションによる試作器	70
8.5	2 台の Micromegas 試作器をセットアップした写真	70
8.6	$\gamma$ 線照射時のイベントディスプレイ (波形)	71
8.7	$\gamma$ 線照射時の各ストリップのヒット時間	71
8.8	カレントモニター	72
8.9	閾値をかえたときのヒットレート	72
8.10	ゲイン測定のセットアップ	73
8.11	$^{55}\text{Fe}$ を使ったゲイン測定の様子	74
8.12	照射前後のゲイン測定の結果	74
8.13	チェンバーの配置	75
8.14	ビームテストのセットアップ	75
8.15	照射前後の検出効率	76
8.16	$\gamma$ 照射前後の J13 と J14 のヒット位置の差	76
8.17	$\gamma$ 線照射後の J13 の表面	77
8.18	レーザー顕微鏡	78
8.19	レーザー顕微鏡で観察した J13 のストリップ表面	78
8.20	抵抗測定プローブ	79
9.1	$^{241}\text{Am}$ 線源を設置した様子	82
9.2	アノード電流の電圧依存	82
9.3	$\alpha$ 線照射時のアノード電流モニター	83
9.4	$^{55}\text{Fe}$ 線源によるゲイン測定	84
9.5	$^{55}\text{Fe}$ のスペクトル	84
9.6	照射前後のゲインの測定結果。各電圧においてゲインの照射前と照射後の比をみたもの。	85
9.7	照射後のレジスティブストリップ表面	85
9.8	非照射領域 (a) と照射領域 (b) のストリップ: 倍率 10 倍で観察	87
9.9	非照射領域 (a) と照射領域 (b) のストリップの高さ情報	88
9.10	非照射領域 (a) と照射領域 (b) のストリップ	89

---

9.11	非照射領域 (a) と照射領域 (b) のピラーとストリップ . . . . .	90
9.12	メッシュの顕微鏡での観察 . . . . .	91
9.13	抵抗測定の方法 . . . . .	92
9.14	抵抗測定の結果 . . . . .	92

# 第 1 章

## 序論

### 1.1 背景

ジュネーブ郊外にある欧州原子核研究機構 (CERN) の大型ハドロンコライダー (LHC) を使った ATLAS 実験 [1] は、素粒子実験のエネルギーフロンティアを探る実験であり、2012 年にはこれまで何十年もの探索によって見つけることのできなかつた標準理論の最後の粒子、Higgs ボソンを発見した [2]。ATLAS 実験での今後の課題は、発見された Higgs ボソンの精密測定と、標準理論を超える物理の発見である。Run 1 では重心系エネルギー 7-8 TeV で約  $25 \text{ fb}^{-1}$  のデータを取得し、2015 年に始まった Run 2 では、これまでに 13 TeV で約  $3 \text{ fb}^{-1}$  のデータを取得した。今後は重心系エネルギーを 14 TeV にアップグレードし、さらに瞬間ルミノシティを上げることでデータの統計量を増やしていく。2026 年からは、High Luminosity LHC (HL-LHC) として、瞬間ルミノシティが  $\mathcal{L} = 5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  まで増大する。これは 2015 年の最大の瞬間ルミノシティの約 10 倍に匹敵し、このルミノシティで 10 年の運転を続けて最終的に  $3000 \text{ fb}^{-1}$  の統計量を目指す。しかし現在の ATLAS 検出器は  $\mathcal{L} = 1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  を想定して設計されており、LHC のアップグレードによって 1 イベントあたりの衝突粒子数の増加が引き起こすヒットレートの増加に対応できない。そのため ATLAS の各検出器や DAQ システムはアップグレードが計画されており、2018-2019 年のアップグレードではエンドキャップのミュオン検出器のうち、最も内側にある Small Wheel (SW) 検出器を New Small Wheel (NSW) 検出器に取り替える [3]。NSW で想定される高ヒットレートに対応できる検出器として、Micromegas 検出器が採用された。これまでに製作した Micromegas の試作器によって、その位置分解能が要求をみたすことが確認されている。一方で、高ヒットレート環境で 10 年以上にわたって運用した際に、検出器のダメージにより性能が悪化、もしくは検出器が動作しなくなるという危険性が不安要素として残っていた。

今回、Micromegas の放射線耐性を試験するために、陽極のストリップに量産用と同じ素材を使った新しい試作器を作製した。その試作器を用いて、中性子環境下での動作試験を行った。また放射線耐久試験として  $\gamma$  線照射試験と  $\alpha$  線照射試験を行った。中性子に関しては神戸大学のタンデム加速器を用いて中性子環境下での動作を評価した。 $\gamma$  線照射試

験は CERN の  $\gamma$  線照射施設 GIF++ において行い, その前後にゲインの測定,  $\pi^+$  ビームを使ったビームテストでトラッキング性能の評価をした。 $\alpha$  線照射試験は  $^{241}\text{Am}$  線源を用いて行い, ゲイン, 表面状態の点において評価した。また, いずれの試験においても照射後に表面状態の観察を行った。本論文ではこれらの試験の結果をまとめ, HL-LHC を見据えた Micromegas の放射線耐性の評価について述べる。

## 1.2 本論文の構成

本論文では, まず 2 章で LHC でターゲットにしている物理について述べた後, 3 章で LHC-ATLAS 実験について説明する。つぎに, 第 4 章で New Small Wheel 計画の概要について述べる。ガス検出器の基本事項についての簡単なまとめと Micromegas について第 5 章で触れる。今回の試験のために作製した Micromegas 試作器の詳細を第 6 章で説明し, 中性子環境下での動作試験,  $\gamma$  線照射試験と  $\alpha$  線照射試験の内容をそれぞれ第 7 章, 第 8 章と第 9 章で報告する。最後に第 10 章で本論文をまとめる。

## 第 2 章

# LHC の物理

### 2.1 標準理論と Higgs ボソン

素粒子の標準理論は、これまでの実験結果の大部分をうまく記述する。 $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$  のゲージ対称性に基づいた 3 種類の相互作用（強い相互作用，弱い相互作用，電磁相互作用）によって説明される。ここで，強い相互作用は  $SU(3)$ ，弱い相互作用は  $SU(2)$ ，電磁相互作用は  $U(1)$  によって記述できる。それぞれの相互作用はゲージボソンの媒介によって説明でき，グルーオン ( $g$ )，ウィークボソン ( $W^\pm, Z$ )，フォトン ( $\gamma$ ) がそれぞれ強い相互作用，弱い相互作用，電磁相互作用の媒介となる粒子である。ゲージ対称性からゲ-

Quarks	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>g</b> gluon	<b>H</b> Higgs boson
	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b><math>\gamma</math></b> photon	
Leptons	<b>e</b> electron	<b><math>\mu</math></b> muon	<b><math>\tau</math></b> tau	<b>Z</b> Z boson	Gauge bosons
	<b><math>\nu_e</math></b> electron neutrino	<b><math>\nu_\mu</math></b> muon neutrino	<b><math>\nu_\tau</math></b> tau neutrino		

図 2.1 標準理論の素粒子

ジボソンは質量をもたないはずであるが，実際に観測された  $Z, W$  ボソンは質量をもつ。これを説明するのがヒッグス機構である。ヒッグス場は次のような 2 重項で書くことができる。

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

これに対応するラグランジアンは，

$$\mathcal{L} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \quad (2.2)$$

$$D_\mu = \partial_\mu - i \left( g A_\mu^a \frac{\sigma^a}{2} + g' B_\mu \frac{1}{2} \right) \quad (2.3)$$

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (2.4)$$

と書くことができる。このとき、 $\mu^2 > 0$  とすると、ポテンシャルの最小を与えるのは真空期待値  $v = \sqrt{\mu^2/\lambda}$  のときで、 $SU(2) \otimes U(1)$  の対称性からそのとき

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

と書くことができる。ただし、このとき、ヒッグスに関する運動項は、 $W_\mu^\pm = (A_\mu^1 \mp iA_\mu^2)/\sqrt{2}$ 、 $Z_\mu = (gA_\mu^3 - g'B_\mu)/\sqrt{g^2 + g'^2}$  を使って

$$\mathcal{L} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) \quad (2.6)$$

$$= \frac{1}{2} \left( \frac{gv}{2} \right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} \left( \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} \right) Z_\mu Z^\mu \quad (2.7)$$

と計算でき、ここから  $W$  と  $Z$  が

$$m_W = \frac{gv}{2}, \quad m_Z = \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} \quad (2.8)$$

という質量を獲得することがわかる。また、Higgs ボソンも、ポテンシャル (2.4) の自己相互作用から  $m_h = \sqrt{2\lambda}v$  という質量をもつ。フェルミオンについてもヒッグス場が真空期待値を持てば、Yukawa 相互作用によって質量が生じる。フェルミオンの質量  $m_f$  はそのフェルミオンの湯川結合定数  $h_f$  を用いて  $m_f = h_f v/\sqrt{2}$  と与えられる。

Higgs ボソンの質量は理論からは決まらないパラメーターのため、これまで幅広い質量の領域で Higgs の探索が行われてきた。Higgs ボソンは、 $b\bar{b}$ 、 $WW$ 、 $\tau\tau$ 、 $ZZ$ 、 $\gamma\gamma$  などへと崩壊し、その崩壊分岐比は、Higgs ボソンの質量によって決まっている。2012年7月、 $\gamma\gamma$  チャンネルと  $ZZ \rightarrow 4l$  チャンネルの結果により、ついに Higgs ボソンは発見され、その後  $\tau\tau$  チャンネルでもその兆候がみられ、ボソンだけでなくフェルミオンへの崩壊過程も確認された。図 2.2 は ATLAS 実験の Run1 における  $H \rightarrow \gamma\gamma$  過程の結果で、2つの光子から再構成した不変質量の分布である。他の崩壊過程と比べ、光子のエネルギーと角度を精度よく測定できることから、この過程は質量の測定に向いている。この図で 125 GeV に Higgs 由来のピークがなめらかなバックグラウンドの分布の上に見える。ATLAS と CMS の測定を統合した結果、Run1 において Higgs ボソンの質量は、 $125.09 \pm 0.21(\text{stat}) \pm 0.11(\text{syst})$  GeV と測定された [6]。図 2.3 は各崩壊過程で測定した Higgs ボソンの信号強度 ( $\mu$ ) である。信号強度は、標準理論と一致すれば  $\mu = 1$ 、Higgs ボソンの信号がなく、バックグラウンドと完全に一致すれば  $\mu = 0$  となる。この結果から、現在までの測定においては、この

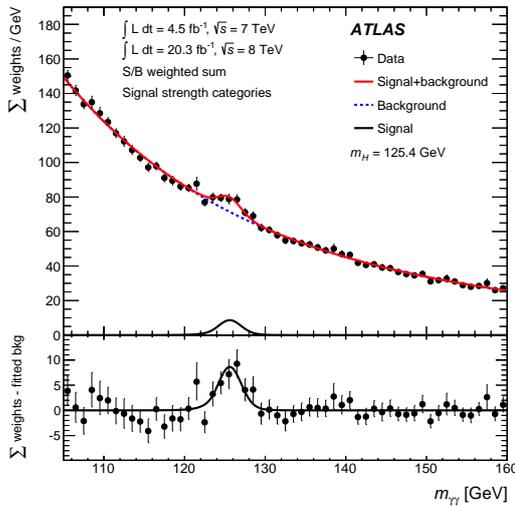


図 2.2 2 光子チャンネルの不变質量分布 [4]

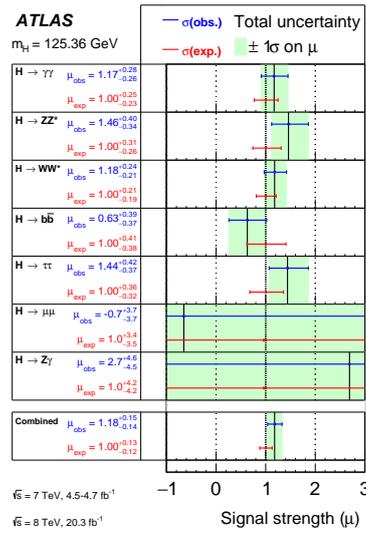


図 2.3 Higgs ボソンの各崩壊過程における信号強度の測定結果 [5]

粒子が Higgs ボソンの性質と非常によく一致しているといえる。これからの ATLAS 実験では、まだ Higgs の信号が観測されていない  $b\bar{b}$  や  $\mu\mu$  などの崩壊過程で信号を確認することと、主要な崩壊過程ではさらに統計を増やして 10% を切る精度で測定し、標準理論からのずれを探ることが課題となる。

## 2.2 標準理論を超えた物理

### 2.2.1 標準理論の問題点

標準理論はこれまでの数多くの実験による検証に耐えてきた理論だが、いくつかの点で標準理論は不十分である。まず第一に標準理論ではニュートリノは質量をもたないが、Super Kamiokande 実験などにより、ニュートリノ振動が観測され、ニュートリノが有限の質量をもつことが確認された。また、標準理論では強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用の 3 つの相互作用を含んでいるが、重力相互作用は記述できていない。これをうまく説明することができる理論があり、そこですべての相互作用が統一すると考えると自然である。他にも、電子と、クォークから構成される陽子などの電荷が等しいことも標準理論では説明ができない。さらには、暗黒物質の存在は、銀河の回転速度や衝突した銀河団の観察によって確実とされているが、標準理論の粒子はどれも暗黒物質の候補にはなりえない。標準理論を超えた物理に指針をあたえるのが階層性問題である。重力などのエネルギースケール  $O(10^{19})$  GeV にくらべて、電弱スケール  $O(100)$  GeV は大きさが大きく異なる。この 2 つのかけ離れた質量のスケールがなぜ維持できるのかという問題が階層性問題である。

### 2.2.2 超対称性理論

標準理論の抱える問題を解決する有望な理論に超対称性理論がある。超対称性理論は、フェルミオンとボソンの間の対称性（超対称性, Supersymmetry, SUSY）を導入する。この理論では標準理論のすべての粒子にそれとスピンの異なるパートナーが現れる。しかしいままでも標準理論の粒子と同じ質量をもつそのようなパートナーは見つかっていないことから、超対称性は破れており、その破れ方には様々なモデルが存在する。超対称性を導入すると、階層性問題を解決することができる。

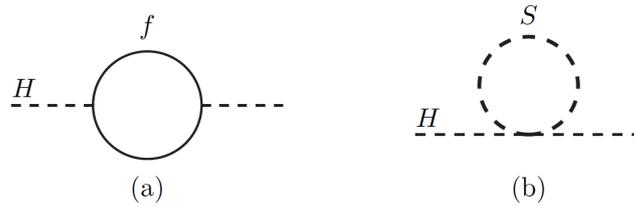


図 2.4  $m_H^2$  への補正項 [7]: 左は標準理論におけるフェルミオンループ, 右は SUSY におけるスカラー粒子のループ

標準理論の枠組みでは、図 2.4 の (a) で表される Higgs の質量の 2 乗への補正項は

$$\Delta m_H^2 = -\frac{|\lambda_f|^2}{8\pi^2} \Lambda_{UV}^2 + \dots \quad (2.9)$$

と書ける。 $\Lambda_{UV}^2$  は理論の紫外カットオフパラメーターで理論の限界のエネルギースケールを表し、これから 2 次発散してしまうことがわかる。しかし、超対称性を導入すると図 2.4(a) のフェルミオンのパートナーのループ (b) によって、これらは互いに相殺し 2 次発散を防ぐことができる。このようにして超対称性理論では、ヒッグス質量の 2 乗が 2 次発散する問題を解決することができる。

図 2.5 はグルーオンの超対称性パートナーであるグレイノ探索の 2015 年の結果である。グレイノが対生成し、ジェットを出して崩壊し、最後は安定な最も軽い超対称性粒子（ニュートラリーノ）へと移る過程の探索であり、質量約 1.5 TeV までの領域でその存在を棄却した。図 2.6 は、ATLAS の Run 1 におけるトップクォークの超対称性パートナーであるスカラートップクォークの探索結果である。横軸はスカラートップクォークの質量、縦軸は最も軽いニュートラリーノの質量で、スカラートップクォークの質量 700 GeV 程度までの領域で探索がされたが、その兆候はみられなかった。

図 2.7 は、ATLAS の Run 1 における SUSY の様々な探索チャンネルのまとめである。生成断面積の小さい電弱生成過程などをのぞき、多くのチャンネルにおいて、1 TeV 程度まで探索したが、SUSY の兆候は見つからなかった。Run 2 やそれ以降で LHC のエネルギーが 13-14 TeV と上がることで生成断面積が大きくなり、また統計を増やすことで探索範囲が大きく広がるので、今後の発見が期待できる。

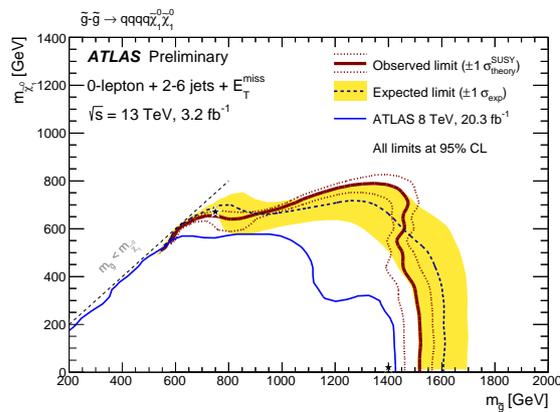


図 2.5 Run2 (2015 年) のグルーイノ探索の結果 [8]

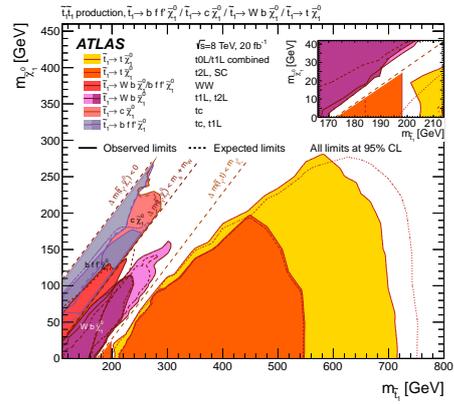


図 2.6 スカラートップクォーク探索の結果 [9]: 色のついていない領域がこれまでに棄却された領域

ATLAS SUSY Searches\* - 95% CL Lower Limits  
Status: July 2015

ATLAS Preliminary  
 $\sqrt{s} = 7, 8 \text{ TeV}$

Model	$e, \mu, \tau, \gamma$	Jets	$E_T^{\text{miss}}$	$\int \mathcal{L} dt [\text{fb}^{-1}]$	Mass limit	$\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$	$\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$	Reference
Inclusive Searches	MSUGRA/CMSSM	0-3 $e, \mu, \tau, \gamma$	2-10 jets	3 b	Yes	20.3	4.8	1507.05525
	$\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{X}_1^0$	0	2-6 jets	Yes	20.3	4	850 GeV	1405.7875
	$\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{X}_1^0$ (compressed)	mono-jet	1-9 jets	Yes	20.3	4	100-440 GeV	1507.05525
	$\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{X}_1^0$ ( $\nu/\nu\tilde{X}_1^0$ )	2 $e, \mu$ (off-Z)	2 jets	Yes	20.3	4	780 GeV	1503.03290
	$\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{X}_1^0$	0	2-6 jets	Yes	20.3	4	1.33 TeV	1405.7875
	$\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{X}_1^0$	0-1 $e, \mu$	2-6 jets	Yes	20	4	1.26 TeV	1507.05525
	$\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{X}_1^0$ ( $\nu/\nu\tilde{X}_1^0$ )	2 $e, \mu$	0-3 jets	-	20	4	1.32 TeV	1501.02555
	GMSB (f NLSIP)	1-2 $\tau + 0-1 f$	0-2 jets	Yes	20.3	4	1.6 TeV	1407.0603
	GGM (bino NLSIP)	2 $\gamma$	-	Yes	20.3	4	1.29 TeV	1507.05493
	GGM (higgsino-bino NLSIP)	7	1 b	Yes	20.3	4	1.3 TeV	1507.05493
GGM (higgsino-bino NLSIP)	7	2 jets	Yes	20.3	4	1.25 TeV	1507.05493	
GGM (higgsino NLSIP)	2 $e, \mu$ (Z)	2 jets	Yes	20.3	4	850 GeV	1503.03290	
Gravitino LSP	0	mono-jet	Yes	20.3	4	865 GeV	1502.01518	
3 $\gamma$ gen. & med.	$\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow b\bar{b}\tilde{X}_1^0$	0	3 b	Yes	20.1	4	1.25 TeV	1407.0600
	$\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{X}_1^0$	0	7-10 jets	Yes	20.3	4	1.1 TeV	1308.1841
	$\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{X}_1^0$	0-1 $e, \mu$	3 b	Yes	20.1	4	1.34 TeV	1407.0600
	$\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow b\bar{b}\tilde{X}_1^0$	0-1 $e, \mu$	3 b	Yes	20.1	4	1.3 TeV	1407.0600
3 $\gamma$ gen. squarks direct production	$\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow b\bar{b}\tilde{X}_1^0$	0	2 b	Yes	20.1	4	100-620 GeV	1308.2631
	$\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow b\bar{b}\tilde{X}_1^0$	2 $e, \mu$ (SS)	0-3 b	Yes	20.3	4	275-440 GeV	1404.2500
	$\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow b\bar{b}\tilde{X}_1^0$	1-2 $e, \mu$	1-2 b	Yes	4.7/20.3	4	110-167 GeV	1209.2102, 1407.0560
	$\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow b\bar{b}\tilde{X}_1^0$ or $\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow c\bar{c}\tilde{X}_1^0$	0-2 $e, \mu$	0-2 jets/1-2 b	Yes	20.3	4	230-460 GeV	1506.08616
3 $\gamma$ gen. squarks direct production	$\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow c\bar{c}\tilde{X}_1^0$	0	mono-jet/1-tag	Yes	20.3	4	90-240 GeV	1407.0608
	$\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ (natural GMSB)	2 $e, \mu$ (Z)	1 b	Yes	20.3	4	150-580 GeV	1403.5222
	$\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow c\bar{c}\tilde{X}_1^0$	3 $e, \mu$ (Z)	1 b	Yes	20.3	4	290-600 GeV	1403.5222
	$\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow c\bar{c}\tilde{X}_1^0$	2 $e, \mu$	0	Yes	20.3	4	90-325 GeV	1403.5294
EW direct	$\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow b\bar{b}\tilde{X}_1^0$	2 $e, \mu$	0	Yes	20.3	4	140-465 GeV	1403.5294
	$\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow b\bar{b}\tilde{X}_1^0$	2 $e, \mu$	0	Yes	20.3	4	100-350 GeV	1407.0350
	$\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow b\bar{b}\tilde{X}_1^0$	2 $\tau$	-	Yes	20.3	4	700 GeV	1402.7029
	$\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow b\bar{b}\tilde{X}_1^0$	3 $e, \mu$	0	Yes	20.3	4	420 GeV	1403.5294, 1402.7029
Long-lived particles	$\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow W\tilde{X}_1^0$	2-3 $e, \mu$	0-2 jets	Yes	20.3	4	250 GeV	1501.07110
	$\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow W\tilde{X}_1^0$	4 $e, \mu, \gamma$	0-2 b	Yes	20.3	4	420 GeV	1405.5086
	$\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow W\tilde{X}_1^0$	4 $e, \mu$	0	Yes	20.3	4	620 GeV	1507.05493
	GGM (wino NLSIP) weak prod.	1 $e, \mu, \tau, \gamma$	-	Yes	20.3	4	124-351 GeV	1507.05493
RPV	Direct $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ prod., long-lived $\tilde{t}_1$	Disapp. trk	1 jet	Yes	20.3	4	270 GeV	1310.3875
	Direct $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ prod., long-lived $\tilde{t}_1$	dE/dx trk	-	Yes	18.4	4	482 GeV	1506.05332
	Stable, stopped $\tilde{g}$ R-hadron	trk	0-1 jets	Yes	27.9	4	832 GeV	1310.6584
	Stable $\tilde{g}$ R-hadron	trk	-	-	19.1	4	537 GeV	1411.8795
Other	GMSB, stable $\tilde{t}_1 \rightarrow f\tilde{X}_1^0$ ( $f = e, \mu, \tau, \gamma$ )	1-2 $e, \mu$	-	-	19.1	4	435 GeV	1411.8795
	GMSB, $\tilde{t}_1 \rightarrow e\tilde{X}_1^0$ , long-lived $\tilde{t}_1$	displ. ee/ep/epmu	-	-	20.3	4	1.0 TeV	1504.05162
	GGM $\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow e\bar{e}\nu/\mu\bar{\mu}\nu$	displ. vtx + jets	-	-	20.3	4	1.0 TeV	1504.05162
	GGM $\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow ZG$	-	-	-	20.3	4	1.0 TeV	1504.05162
RPV	LFV $pp \rightarrow \tilde{\nu}_\tau + \tilde{X}_1^0 \rightarrow q\bar{q}\nu\tau/\mu\tau$	$q\bar{q}\nu\tau/\mu\tau$	-	-	20.3	4	1.7 TeV	1503.04430
	Bilinear RPV CMSSM	2 $e, \mu$ (SS)	0-3 b	Yes	20.3	4	750 GeV	1404.2500
	$\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow b\bar{b}\tilde{X}_1^0$	4 $e, \mu$	-	Yes	20.3	4	450 GeV	1405.5086
	$\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow b\bar{b}\tilde{X}_1^0$	3 $e, \mu, \tau$	-	Yes	20.3	4	917 GeV	1405.5086
Other	$\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{X}_1^0$	0	6-7 jets	-	20.3	4	870 GeV	1502.05686
	$\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{X}_1^0$	0	6-7 jets	-	20.3	4	850 GeV	1502.05686
	$\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow b\bar{b}\tilde{X}_1^0$	2 $e, \mu$ (SS)	0-3 b	Yes	20.3	4	100-308 GeV	1404.250
	$\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow b\bar{b}\tilde{X}_1^0$	2 $e, \mu$	0 2 jets + 2 b	-	20.3	4	0.4-1.0 TeV	ATLAS-CONF-2015-026
Scalar charm, $\tilde{c} \rightarrow c\tilde{X}_1^0$	0	2 c	Yes	20.3	4	490 GeV	1501.01325	

\*Only a selection of the available mass limits on new states or phenomena is shown. All limits quoted are observed minus 1 $\sigma$  theoretical signal cross section uncertainty.

図 2.7 SUSY の探索結果 [10]



## 第3章

# LHC-ATLAS 実験

### 3.1 LHC 加速器

大型ハドロン衝突型加速器 (Large Hadron Collider, LHC) [11] はジュネーブ郊外の CERN にあるハドロン加速器である。これまでに建設された加速器の中で最大の重心系エネルギーをもつことから, 素粒子物理のエネルギーフロンティアを拓く実験が可能である。

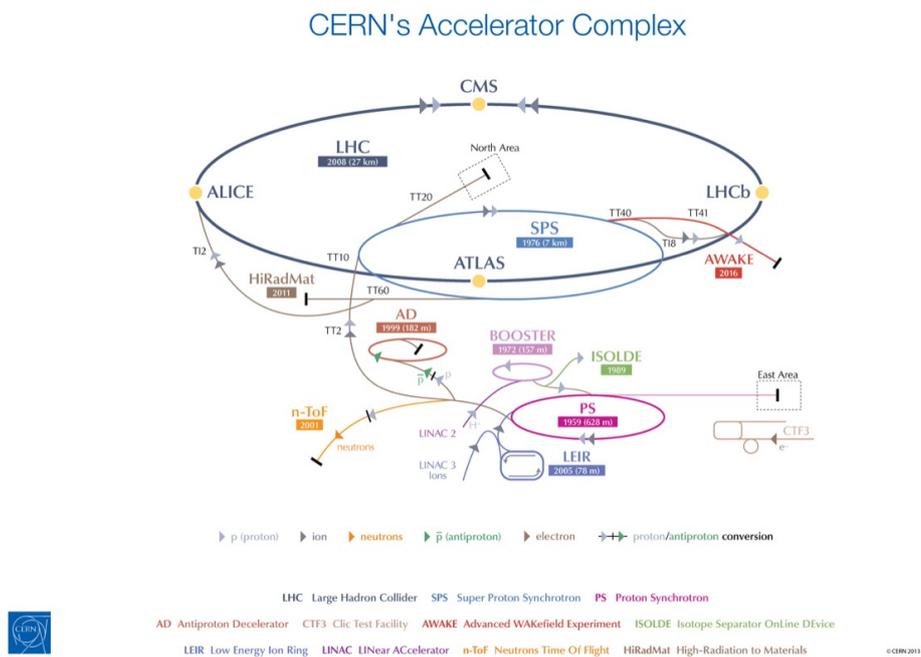


図 3.1 LHC とその前段加速器 [12]

周長は約 26.7 km あり, 4 か所のビーム衝突点に主な実験 (ATLAS, CMS, LHCb, ALICE) の各検出器が設置されている。LHC では陽子陽子衝突と, 重イオン (鉛) 衝突の実験を行っている。陽子陽子の衝突での加速器のパラメーターを表 3.1 に示した。LHC は

図 3.1 にあるようにその前段加速器として、LINAC2, PSB, PS, SPS の各加速器を用いている。陽子は LINAC2 で 50 MeV まで加速され、PSB で 1.4 GeV, PS で 25 GeV, SPS で 450 GeV とエネルギーを上げた後、最終的に LHC に入射され、7 TeV まで加速される。なお、PS, SPS からはビームテストや固定標的型実験のためにもビームを引き出しており、後述するビームテストは図 3.1 の North Area の位置で SPS で加速された陽子から生成される  $\pi$  粒子ビームを利用した。

表 3.1 LHC のパラメーター [11]

	設計値	Run1	Run2 (2015)	HL-LHC
重心系エネルギー	14 TeV	7,8 TeV	13 TeV	14 TeV
最大瞬間ルミノシティ [ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ]	$1 \times 10^{34}$	$8 \times 10^{33}$	$5 \times 10^{33}$	$5 \times 10^{34}$
バンチ間隔 [ns]	25	50	25	25

## 3.2 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器 [1] は、図 3.2 に示すように、直径 25m、長さ 44m におよぶ、大型の汎用粒子検出器である。内側から、内部飛跡検出器、カロリメーター、ミュオンスペクトロメーターの順に配置され、それに加えてマグネットシステム、前方検出器から構成されている。

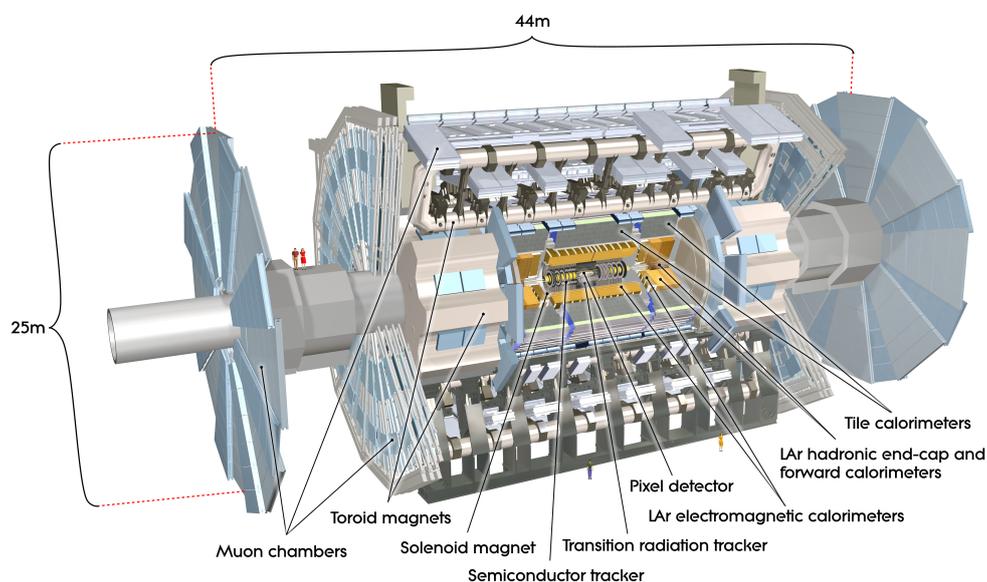


図 3.2 ATLAS 検出器 [1]

### 3.2.1 内部飛跡検出器

図 3.3 で示した内部飛跡検出器は、ATLAS 検出器の最も内側に位置する検出器であり、荷電粒子の飛跡を検出する。この飛跡情報は粒子の運動量を測るだけでなく、衝突点の再構成や、 $b$  ジェットやタウ粒子の再構成においても重要な役割を担う。内部飛跡検出器は 4 種類の検出器 (Insertable B-Layer (IBL), ピクセル検出器, SCT 検出器, TRT 検出器) から構成され、擬ラピディティ  $|\eta| < 2.5$  の領域をカバーしている。これらの検出器は衝突点に近い位置にあるため、放射線耐性も重要である。

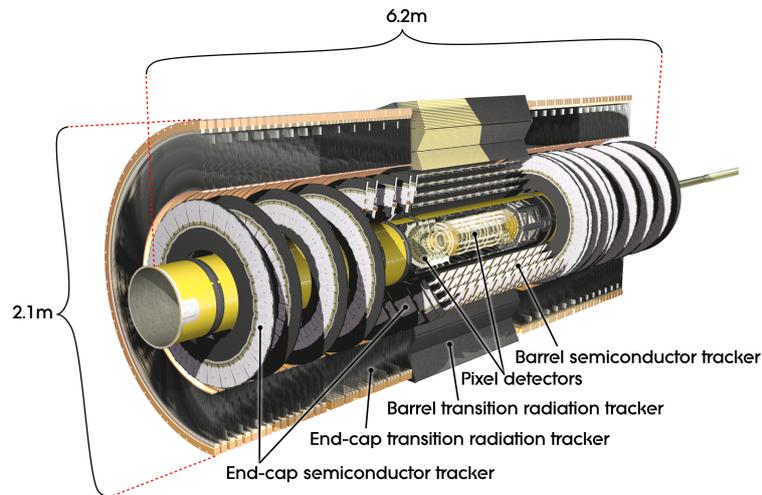


図 3.3 内部飛跡検出器 [1]

#### Insertable B-Layer

Insertable B-Layer (IBL) [13] は、最内層に位置するピクセル検出器で、2013-2014 年の ATLAS アップグレードにおいて新しく導入された。LHC のルミノシティの増強に伴い 1 バンチ衝突あたりの陽子の衝突数、トラック数が増大するにつれて、飛跡検出器の負担も大きくなる。ビーム軸からの距離が小さいので、検出器の occupancy が大きく、また放射線による損傷で性能が悪化していく。そのような問題を解決するために IBL が導入された。Run1 で使われたビームパイプをより半径の小さいものに交換し、その空いた空間に IBL を設置した。最内層に検出器が加わったことによって、飛跡のインパクトパラメータの精度が向上した。

#### ピクセル検出器

ここでは IBL 以外のピクセルセンサーについて述べる。ピクセルのサイズは  $50 \times 400 \mu\text{m}^2$  であり、ひとつのセンサーは 47232 個のピクセルから構成されている。センサーの数は 1774 個にのぼる。バレル領域と両側のエンドキャップ領域にそれぞれ 3 層ずつ配

置されている。位置分解能は、バレル領域で  $10\ \mu\text{m}$  ( $R-\phi$  方向),  $115\ \mu\text{m}$  ( $z$  方向), ディスクの領域では  $10\ \mu\text{m}$  ( $R-\phi$  方向),  $115\ \mu\text{m}$  ( $R$  方向) である。読み出しチャンネルは約 8 千万チャンネルある。

#### Silicon microstrip Tracker (SCT)

Silicon microstrip tracker (SCT) は、ピクセル検出器の外側に配置されている検出器である。シリコンストリップを使った検出器で、ストリップのピッチは  $80\ \mu\text{m}$  である。バレル、エンドキャップともに 4 層のモジュールを粒子が通過するように設置されている。表裏両面にそれぞれストリップ層が 2 層ずつある。表裏のストリップ層は、 $\pm 20\ \text{mrad}$  の角度がついており、このステレオ構造によって、2 次元でのヒット位置再構成を可能にしている。モジュールあたりの位置分解能は、バレル領域で  $17\ \mu\text{m}$  ( $R-\phi$  方向),  $580\ \mu\text{m}$  ( $R$  方向), ディスク領域で  $17\ \mu\text{m}$  ( $R-\phi$  方向),  $580\ \mu\text{m}$  ( $z$  方向) である。約 600 万チャンネルの読みだしがある。

#### Transition Radiation Tracker (TRT)

Transition Radiation Tracker (TRT) は内部飛跡検出器の最も外側に位置し、多数の直径  $4\ \text{mm}$  のストローチューブから構成される検出器である。TRT は  $|\eta| < 2$  をカバーしており、 $R-\phi$  方向の情報のみを供給する。バレル領域では、長さ  $144\ \text{cm}$  のストローチューブがビーム軸に並行に配置されており、エンドキャップ領域では長さ  $37\ \text{cm}$  のチューブが放射状に配置されている。1 本のストローチューブあたりの分解能は  $130\ \mu\text{m}$  であり、1 本のトラックは約 36 本のチューブにヒットを残す。読み出しチャンネル数は約 351,000 である。ガスの電離による信号だけでなく、遷移放射も使うことで粒子識別も可能な検出器である。屈折率の異なる物質を荷電粒子が通過する際に光子として放出するエネルギーは、その粒子のローレンツ因子  $\gamma$  に比例する。これを利用して、電子と  $\pi$  粒子の識別が可能である。Run 1 では Xe 70%,  $\text{CO}_2$  27%,  $\text{O}_2$  3% のガスを用いてゲイン  $2.5 \times 10^4$  で運用した。遷移放射による光子を効率よく収集するために、原子番号の大きい Xe が使われている。TRT の読み出しチャンネル数は約 35 万チャンネルある。

### 3.2.2 カロリメーター

図 3.4 が ATLAS のカロリメーターの全体図である。カロリメーターは、電子、光子、タウ粒子、ジェットの識別やエネルギー測定に使われる。内側に電磁カロリメーターがあり、それを囲むようにハドロンカロリメーターが設置されている。カロリメーターは  $|\eta| < 4.9$  の範囲をカバーしている。

#### 電磁カロリメーター

電磁カロリメーターは、バレル領域 ( $|\eta| < 1.475$ ) と両側のエンドキャップ領域 ( $1.375 < |\eta| < 3.2$ ) に分かれている。液体アルゴンを使ったサンプリング型カロリメーターで、吸

収体に鉛を使っている。また図 3.5 に構造を示すように、 $\phi$  方向を一様にカバーするために、アコーディオン型の形状をしている。

### ハドロンカロリメーター

バレル領域  $|\eta| < 1.0$  と拡張バレル領域  $0.8 < |\eta| < 1.7$  では、タイルカロリメーターが使われている。タイルカロリメーターでは、鉄の吸収体とシンチレーターのタイルが図 3.6 のように交互に配置されたサンプリング型カロリメーターになっている。  $1.5 < |\eta| < 3.2$  のエンドキャップ領域では電磁カロリメーターと同じ液体アルゴンを用いたカロリメーターを用いている。さらに、 $3.1 < |\eta| < 4.9$  のフォワード領域も液体アルゴンのカロリメーターであるが、内側から外側へと3つのモジュールに分かれており、第1層は吸収体に銅、外側の2層ではタングステンを用いている。

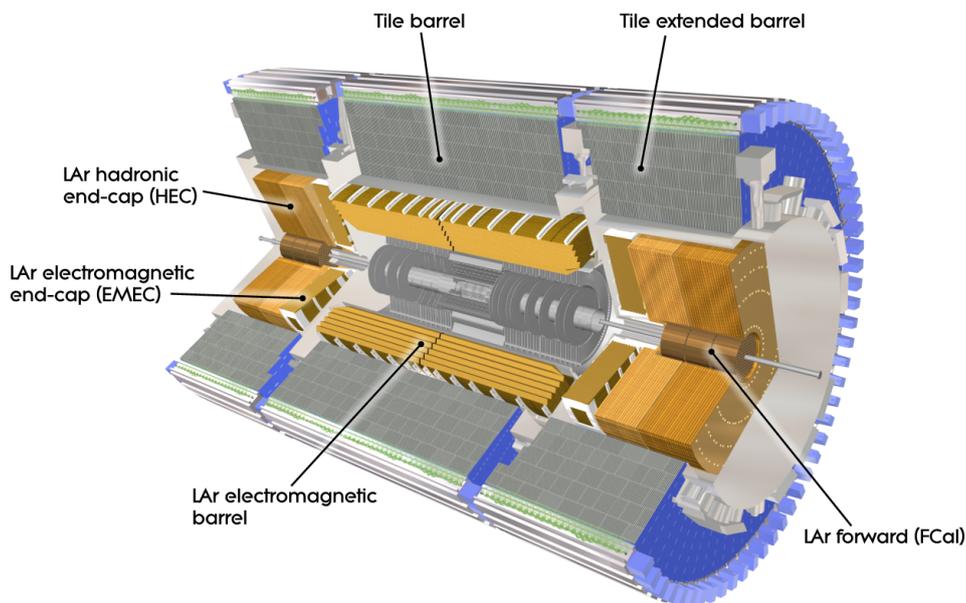


図 3.4 カロリメーター [1]

### 3.2.3 ミューオンスペクトロメーター

ATLAS のミューオンスペクトロメーターは、 $|\eta| < 2.7$  (トリガーでは  $|\eta| < 2.4$ ) の範囲をカバーしている。ミューオンシステムは、横方向運動量 ( $p_T$ ) が 1 TeV のミューオンに対して 10% の  $p_T$  分解能をもつように設計されている。バレル領域では、ビーム軸からの距離が 5 m, 7.5 m, 10 m の位置にチェンバーが設置されている。エンドキャップ領域では、ビーム衝突点から、 $|z| = 7.4$  m, 10.8 m, 14 m, 21.5 m の位置にチェンバーが置かれている。4 種類の検出器から構成されており、精密測定用に Monitored Drift Tube (MDT), Cathode Strip Chamber (CSC), 主にトリガー用の検出器として Resistive

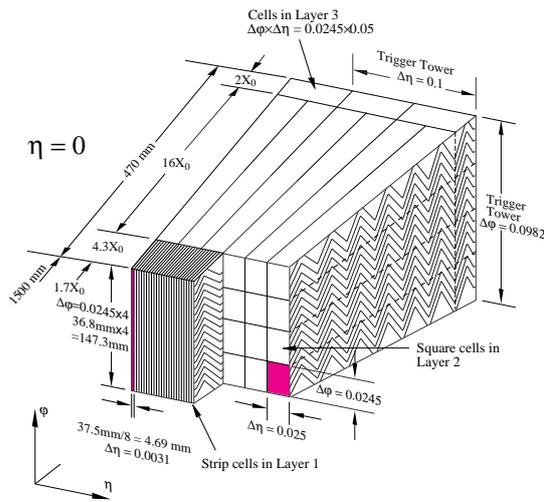


図 3.5 電磁カロリメーター [1]

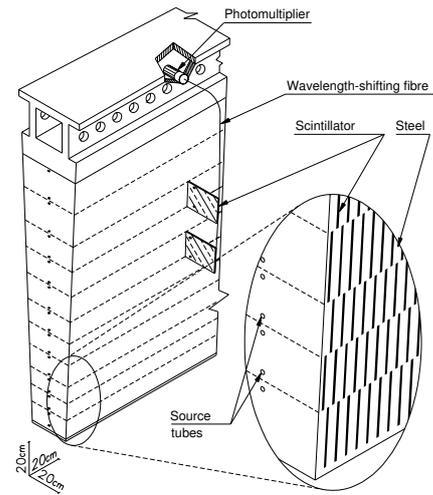


図 3.6 タイルカロリメーター [1]

Plate Chamber (RPC) , Thin Gap Chamber (TGC) がある。

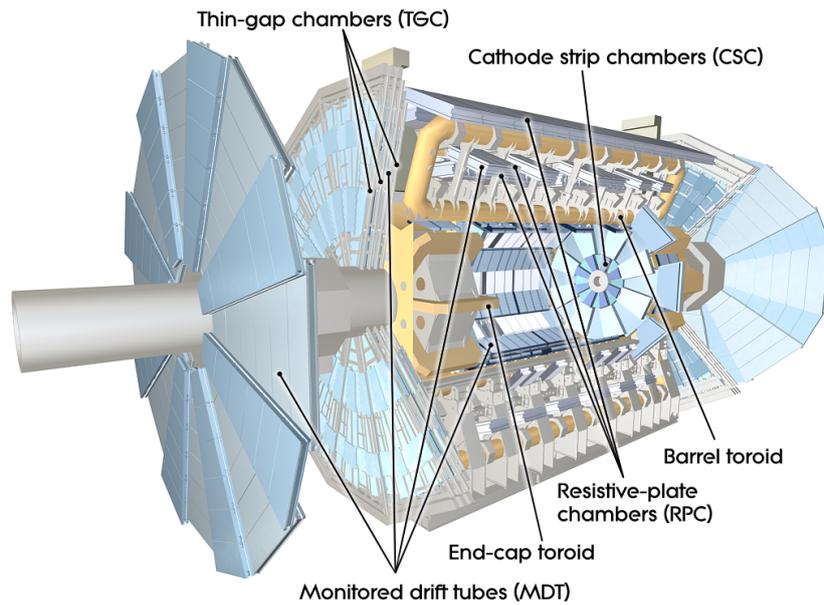


図 3.7 ミューオンスペクトロメーター [1]

#### Monitored Drift Tube (MDT)

MDT は直径約 3 cm のドリフトチューブ検出器で、ガスは Ar/CO<sub>2</sub> が 93: 7 の割合のものを圧力 3 bar で使っている。チューブを 3, または 4 層まとめたものを図 3.8 のようにスペーサーを挟んで配置している。チューブは Al で、ワイヤーは直径 50 μm のタングステン-レニウムを使っている。

## Cathod Strip Chamber (CSC)

エンドキャップの Small Wheel の  $|\eta| > 2$  の位置では、バックグラウンドの  $\gamma$  線や中性子が多く、ヒットレートが大きい。しかし MDT はドリフト時間が長いために、この場所の高ヒットレートには対応できない。そこで、この位置での精密測定には、 $1 \text{ kHz/cm}^2$  程度まで安定動作する CSC が用いられている。CSC は図 3.9 のような構造をもった MWPC であり、MWPC のワイヤーは読み出さず、上下のカソードの両面にあるストリップがそれぞれ直行する向きに配置されているので、これにより 2 次元の位置を測定する。

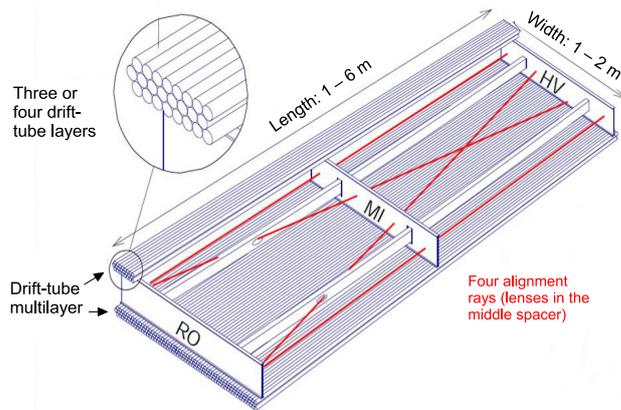


図 3.8 MDT の構造 [1]

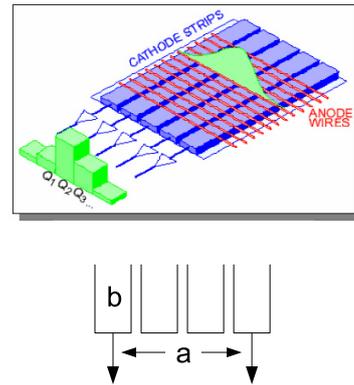


図 3.9 CSC の構造 [1]

## Resistive Plate Chamber (RPC)

バレル領域のトリガー用チェンバーは、RPC がその役割を担っている。RPC はワイヤーをもたない、2 枚の平面電極でガス層を挟んだ検出器である。ガス層の厚さが 2 mm と薄いため速い応答が可能となっている。電極には高抵抗極板を使っているため、大きな電流が流れると電圧降下によって放電を抑制することができる。電極の裏側に絶縁層を挟んでストリップが配置されており、両側の直行する向きのストリップから 2 次元の位置情報を得る。

## Thin Gap Chamber (TGC)

エンドキャップ領域では、TGC の情報をミュオントリガーで用いる。TGC は 2.8 mm の薄いガス層をもった MWPC であり、ワイヤーのピッチは 1.8 mm になっている。カソード電極は高抵抗のグラファイトでできており、放電を抑制する働きをもっている。ワイヤーまわりの大きな電場とワイヤー間の小さい距離によって速い応答を可能にしており、信号は 99% の確率で 25 nsec の時間幅に収まる。

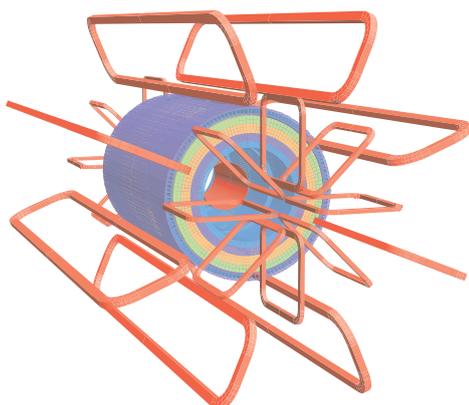


図 3.10 マグネットシステム [1]



図 3.11 ソレノイドマグネット [1]

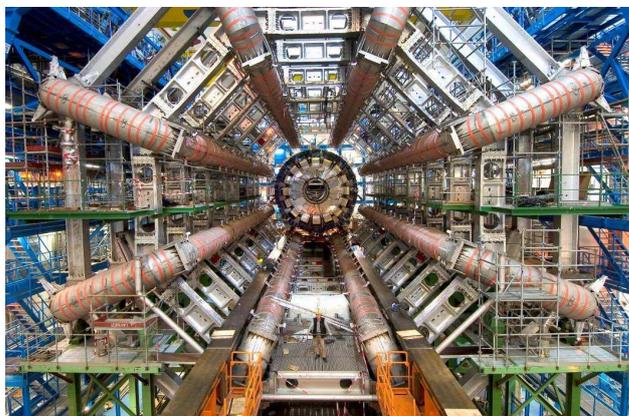


図 3.12 バレルトロイド [1]

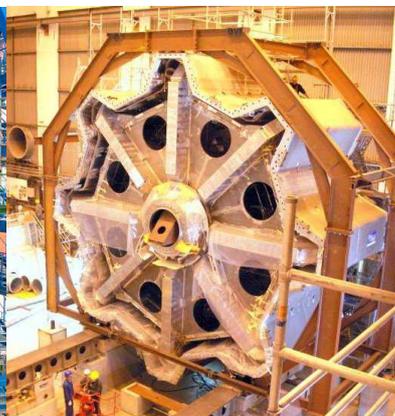


図 3.13 エンドキャップトロイド [1]

### 3.2.4 マグネットシステム

ATLAS のマグネットシステムは、図 3.10 にあるように、ソレノイドコイルとトロイドコイルによって構成されている。

#### ソレノイド磁石

図 3.11 のソレノイドコイルは内部飛跡検出器と電磁カロリメーターの間にあり、内部飛跡検出器にビーム軸方向に約 2 T の磁場を与えている。ソレノイドの内径、外径はそれぞれ 2.46 m, 2.56 m, ビーム軸方向の長さは 5.8 m ある。2 T の磁場を与えるのに必要な電流は 7.7 kA で、ソレノイドに蓄積されるエネルギーは 40 MJ になる。カロリメーターの内側に設置されているので、物質量をできるだけ少なくするために薄い構造になっており、 $0.66 X_0$  ( $X_0$ :放射長) に抑えられている。Al で安定化された NbTi 超電導導体が Al のシリンダーの内側に 1 層巻かれている。電磁カロリメーターと共通の真空容器を用いること

で更にカロリメーター内側の物質量を低減している。

### トロイド磁石

一方トロイドコイルは、バレル領域とエンドキャップ領域に 2 種類あり、どちらもミュオン検出器でのミュオンの運動量の決定のための磁場を発生させている。8 つのコイルが図 3.12 にあるように対称に配置されている。それぞれのコイルは、閉じた筒の形をしたステンレス鋼の真空容器に収められている。バレルトロイドシステムの長さは 25.3 m、内径（外径）は 9.4 (20.1) m である。伝導体はバレルとエンドキャップのトロイドで同様であり、Al 安定化された Nb/Ti/Cu 伝導体を用いている。バレルトロイドに流れる電流は 20.5 kA、そのとき蓄えられるエネルギーは 1.08 GJ におよぶ。エンドキャップトロイドは図 3.13 にあるように長さ 5.0 m、内径（外径）が 1.65 (10.7) m で、エンドキャップ領域のミュオンの運動量測定のための磁場を与えている。

### 3.2.5 トリガーシステム

ATLAS では、25 nsec ごとに陽子のバンチが衝突する。すなわち 40 MHz でイベントが生じるが、そのすべての事象を記録するのはデータの容量が莫大になり、またほとんどが物理的に興味のない QCD のイベントであることから、保存すべきイベントの選別をオンラインで行うのが現実的である。そのオンラインのイベントの選別をトリガーシステムで行っている。

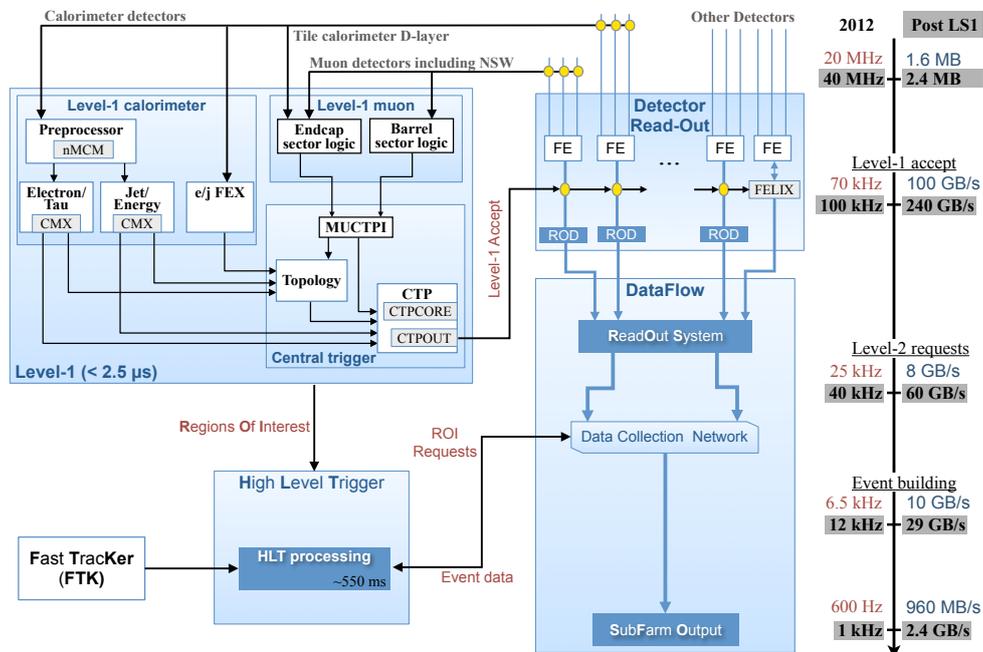


図 3.14 ATLAS のトリガーシステムの全体図 [14]

図 3.14 にその全体図を示した。ATLAS のトリガーシステムは 2 段階に分かれており、第 1 段階の Level 1 トリガーと 2 段階目のハイレベルトリガー (HLT) で構成される。Level 1 はカロリメーターとミュオン検出器の情報を使ったハードウェアベースのトリガーであり ASIC と FPGA で処理される。ここで 40 MHz のイベントレートを 100 kHz 程度まで落とす。また、Level 1 は Region of Interest (RoI) を定義し、その情報を HLT へと供給する役目も担っている。Level 1 では  $2.5 \mu\text{s}$  以内で処理を行う。HLT では Level 1 を通ったイベントに対して、ソフトウェアベースでよりオフラインに近い選別を行う。Level 1 では使わなかった飛跡検出器の情報も HLT では用いる。さらに、2016 年からは、Level 1 の後にハードウェアベースの Fast Tracker (FTK) で再構成した飛跡情報を HLT の初期段階から用いる。HLT ではまず計算時間を稼ぐため、Level 1 から供給された RoI の範囲のみそれぞれのオブジェクトに対してアルゴリズムを適用し、イベントを選別する。その後、検出器全体の情報を用いてさらにオフラインに近いイベント選別を行う。HLT では約 550 ms で処理を行う。最終的に HLT を通ったイベントは、1 kHz 程度のレートでストレージに保存される。

### 3.2.6 ATLAS 内部のバックグラウンド

ATLAS の内部は衝突点由来の粒子だけでなく、それらがビームパイプやシールドなどに衝突して生じる 2 次粒子などによって、多くの  $\gamma$  や中性子、荷電粒子のバックグラウンドが存在している。図 3.15 は ATLAS 内部の  $\gamma$  線のフラックスのシミュレーションで、重心系エネルギー 14 TeV、瞬間ルミノシティ  $\mathcal{L} = 1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 、バンチ間隔 25 nsec を想定したものである。図 3.16 は同様の条件における中性子のフラックスを示している。これらの図で、ビームパイプに近い部分でバックグラウンドのフラックスが高いことがわかる。NSW は  $z = 7.5 \text{ m}$  の位置に設置される。

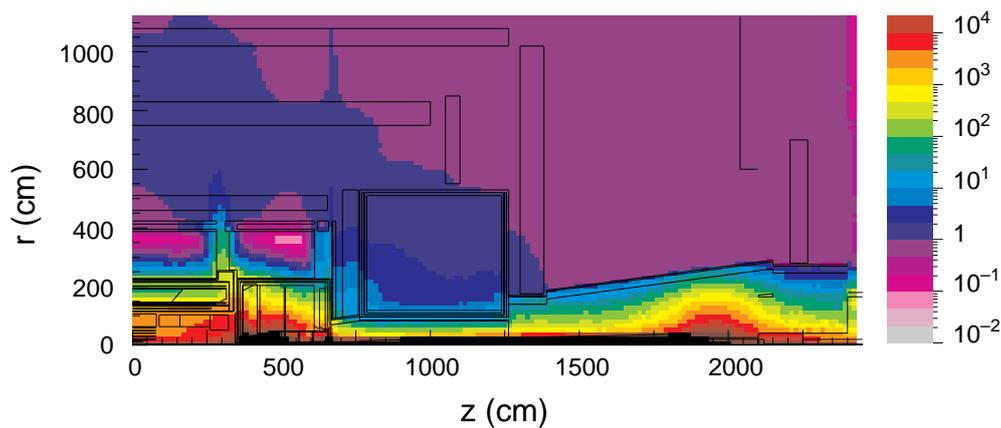


図 3.15 ATLAS 内部の  $\gamma$  線のフラックス [15]。単位は  $\text{kHz}/\text{cm}^2$

図 3.17 はミュオン検出器上でのバックグラウンドのフラックスのシミュレーション結

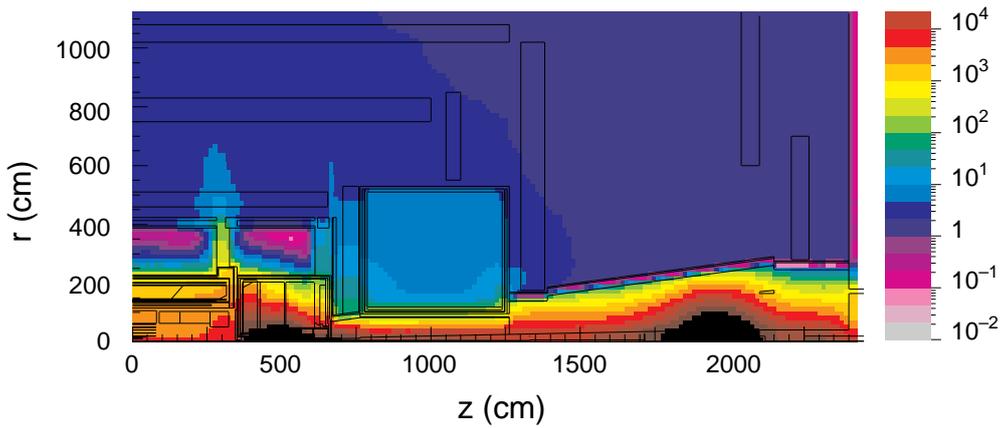


図 3.16 ATLAS 内部の中性子のフラックス [15]。単位は kHz/cm<sup>2</sup>

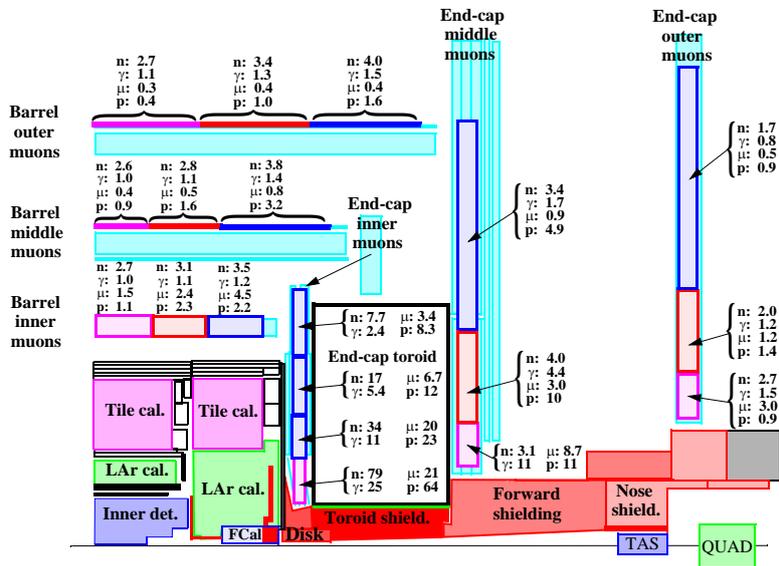


図 3.17  $\mathcal{L} = 1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  におけるミュオン検出器上でのバックグラウンドのフラックス (シミュレーション) [1]: 中性子と光子は kHz/cm<sup>2</sup>, ミュオンと陽子は Hz/cm<sup>2</sup>

果を示している。このシミュレーションにおいて、それぞれの粒子に対するエネルギー閾値は、10 keV (光子),  $10^{-11}$  MeV (中性子), 1 MeV (ミュオン), 1 MeV (陽子) である。

### 3.3 アップグレード計画

LHC は 2015 年に Run 2 が始まり, 重心系エネルギー 13 TeV, 最大瞬間ルミノシティ  $5.2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  を記録した。今後エネルギーを 14 TeV へと上げ, ルミノシティ

はさらに段階的に上げていく計画になっている。図 3.18 にあるように、2026 年からは High-Luminosity LHC (HL-LHC) として、瞬間ルミノシティ  $5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  で LHC を運用し、年間  $300 \text{ fb}^{-1}$  づつ、10 年で  $3000 \text{ fb}^{-1}$  の統計をため、新物理の探索や標準理論の精密検証を突き詰めることを目標にしている。



図 3.18 LHC のアップグレード計画 [16]

この高ルミノシティ環境に対応するため、ATLAS 検出器のアップグレードも計画されており、2018 年に Run 2 が終了した後の Long shutdown (LS) 2 では、New Small Wheel の導入や、電磁カロリメーターのアップグレードの計画がある。また、HL-LHC 直前の LS3 では、内部飛跡検出器の総取り換えと、DAQ システムのアップグレードが計画されている。

## 第 4 章

# New Small Wheel 計画

LHC の 2015-2018 年の長期シャットダウンにおいて、図 4.1 で示した、 $z = 7.5$  m の場所にあるエンドキャップミュオン検出器を交換する。図 4.2 の現在使われている Small Wheel (SW) を新しく取り替え、図 4.3 のようなデザインの New Small Wheel (NSW) へとアップグレードする [3]。このアップグレードの主な目的は 2 つあげられる。1 つ目は、高ヒットレート環境での検出効率の低下を防ぐことであり、もう一つはミュオントリガーにおけるフェイクの削減である。高ヒットレートに対応するため、NSW は反応時間の短い 2 種類の検出器で構成され、主に精密測定用に Micromegas 検出器、トリガー用に sTGC 検出器を用いる。

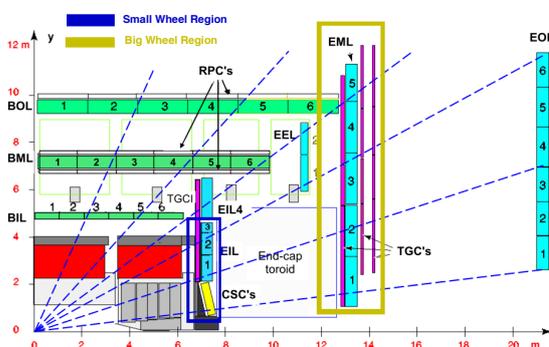


図 4.1 ATLAS 検出器の断面図 [3] : SW/ NSW は  $z=7.5$  m に位置する。

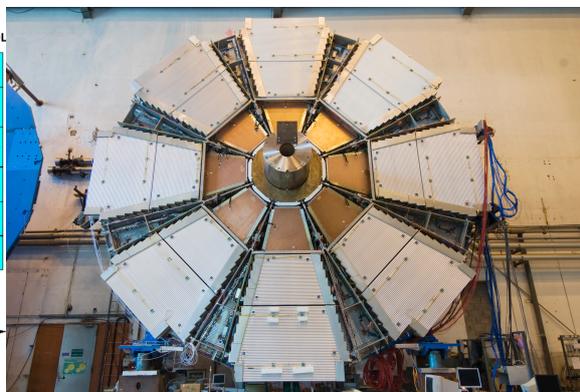


図 4.2 現行の Small Wheel 検出器

### 4.1 NSW の目的

ATLAS では、Run 3 で瞬間ルミノシティを  $2 - 3 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 、さらに 2026 年からの HL-LHC では、 $5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  へとアップグレードする。しかし LHC の当初の設計値は  $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  であり、ATLAS 検出器もこの環境下で安定に動作するように設計された。SW で飛跡の精密測定用に使っている MDT は、ドリフト時間が 700 ns 程

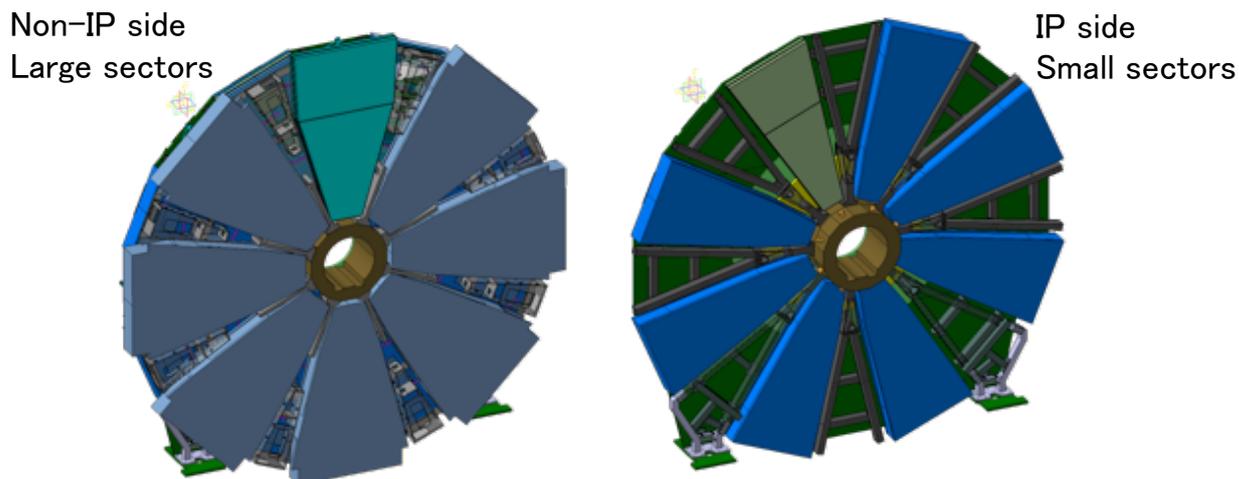


図 4.3 NSW のデザイン図：衝突点方向から見たもの（右）とその反対側（左）。

度あり，この応答時間の長さが高ヒットレートでは問題になってくる。図 4.4 は，MDT のチューブ 1 本あたりと，チェンバーあたりの検出効率を示している。瞬間ルミノシティ  $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  における最大のヒットレートに対応する 300 kHz/Tube を超えるとチェンバーでのトラック再構成効率が悪化することがわかる。さらに，高ヒットレートでは空間電荷効果が顕著になり，それによって位置分解能も悪化する。

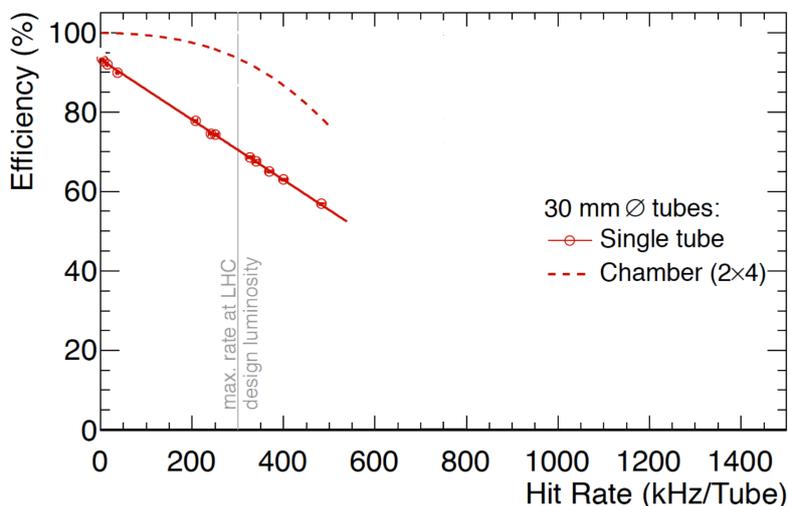


図 4.4 MDT のチューブ 1 本あたりの検出効率（実線）とチェンバーにおけるトラック再構成効率（破線）のヒットレート依存性 [3]：瞬間ルミノシティ  $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  は 300 kHz/Tube に対応する。ビームテストの測定データを用いている。

Run 1 の Level 1 ミューオントリガーでは，エンドキャップでは  $z=14 \text{ m}$  に位置する Big

Wheel にある TGC 検出器で再構成されたトラックと、衝突点 (IP) とそのヒット位置を結んだ直線 (運動量無限大のトラックに相当) との角度の情報を使うことで、真のミュオンの選別を行っていた。しかし、エンドキャップのミュオンのトリガーレートの大部分は真のミュオンではなく、バックグラウンドによって占められていた。図 4.5 にあるように、Big Wheel の検出器の手前で生じた低エネルギーの粒子がトロイド磁石の磁場によって曲げられて、衝突点方向のトラックとして再構成されてしまう (図 4.5 の B や C)。そうすると本来の衝突点由来のミュオン (A) と区別がつかず、これがトリガーレート増大の原因となる。

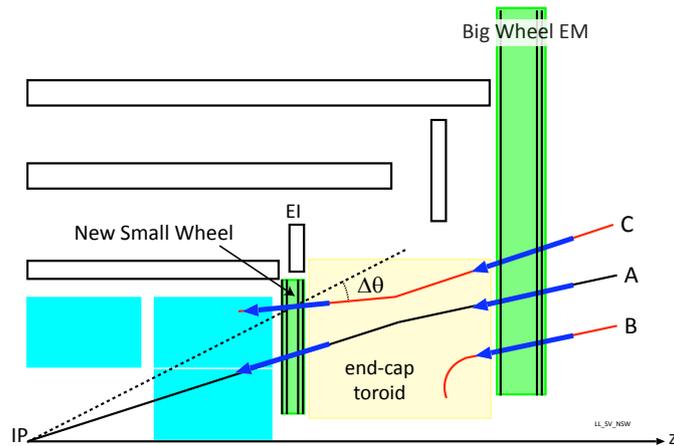


図 4.5 真のミュオントラック (A) とフェイクトラック (B, C) [3]

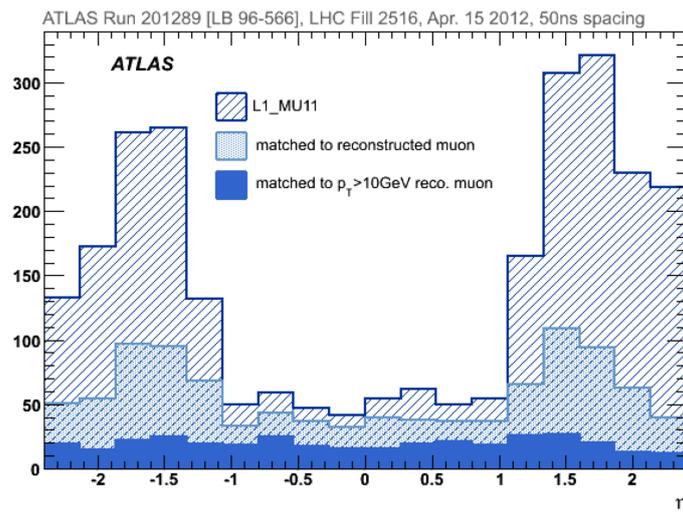


図 4.6 Level 1 トリガーにおけるミュオン ( $p_T > 10 \text{ GeV}$ ) (L1\_MU11), そのうちオフラインで同定された muon とマッチしたもの (matched to reconstructed muon), オフラインのミュオン ( $p_T > 10 \text{ GeV}$ ) [3]

2012年に取得したデータによると、エンドキャップ領域の Level 1 ミューオントリガーの90%はバックグラウンド由来であることがわかった。図4.6はトリガーとオフラインにおけるミューオンの $\eta$ 分布を示している。Level 1 トリガーにおけるミューオンに注目すると、エンドキャップ領域はバレル領域に比べて数倍多いことがわかる。また、オフラインで再構成されたミューオンの分布と比べると、その多くはミューオンのヒットではなく、フェイク由来であることがわかる。オフラインで $p_T$ が10 GeV以上のミューオンの分布は $\eta$ に関してほぼフラットであり、エンドキャップ領域の複雑な磁場によって $p_T$ の分解能が悪いこともトリガーレートを増大させている原因であることがわかる。

今後のルミノシティの増大に伴い、ヒットレートが増えていくとトリガーレートが圧迫される。NSWの設置の前段階においても、2015年のRun 2からは、SWのTGCの情報をエンドキャップトリガーシステムに取り込み、フェイクトリガーを削減している。しかしチェンバーあたり2層しかないことと、検出器の分解能により、高精度でヒット位置をトリガーで得ることはできないため、30%ほどのレート削減しかできない。Level 1 トリ

表 4.1 2011年のデータから外挿した、 $\sqrt{s} = 14$  TeV, バンチ間隔 25 nsec,  $\mathcal{L} = 3 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  において予想される Level 1 でのミューオンレート [3]

L1 ミューオン $p_T$ 閾値 [GeV]	Level 1 ミューオンレート [kHz]
$p_T > 20$	$60 \pm 11$
$p_T > 40$	$29 \pm 5$
$p_T > 20$ with NSW	$22 \pm 3$

ガー全体のレートは100 kHz程度であり、そのうちミューオントリガーに割り当てられているのは20 kHz程度である。今後のルミノシティの増大でシグナル、バックグラウンド共にレートは増大するが、検出器やトリガーアルゴリズムの改良によって、どれだけトリガーレートを削減しつつシグナルを拾うかが重要になってくる。表4.1は $\sqrt{s} = 14$  TeV, バンチ間隔 25 nsec,  $\mathcal{L} = 3 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  において予想される Level 1 でのミューオンレートを示している。 $p_T$  閾値を維持するとした場合、NSWなしではトリガーレートが大幅に上がってしまう。 $p_T$  閾値をほとんど上げずに20 kHz/cm<sup>2</sup>の条件を満たすためには、NSWの導入が不可欠であることが明らかである。

ミューオントリガーの閾値の上昇は、 $p_T$ の小さいレプトンを使ってトリガーするようなチャンネルにとって極めて大きな問題になる。例えば、図4.7は、 $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ 過程におけるレプトンの $p_T$ 分布を示している。この図からわかるように、Higgs由来のレプトンは $p_T$ が20 GeVから40 GeVの領域に多いため、 $p_T$ の低いレプトンをトリガーすることは重要である。さらにここで議論している $p_T$ 閾値はLevel 1 トリガーにおけるものであり、実際はLevel 1 トリガーの $p_T$ 分解能を考えると、オフライン解析での $p_T$ 閾値はもっと上がり、信号事象の多くを失う結果になる。このチャンネル以外にも、Higgsボソンは質量が125 GeVと小さいために、 $H \rightarrow \tau\tau$ 過程などでも、その崩壊由来のレプトンは小さい $p_T$ をもつ。Higgsボソンの精密測定が今後のATLAS実験の最重要課題のうちの1

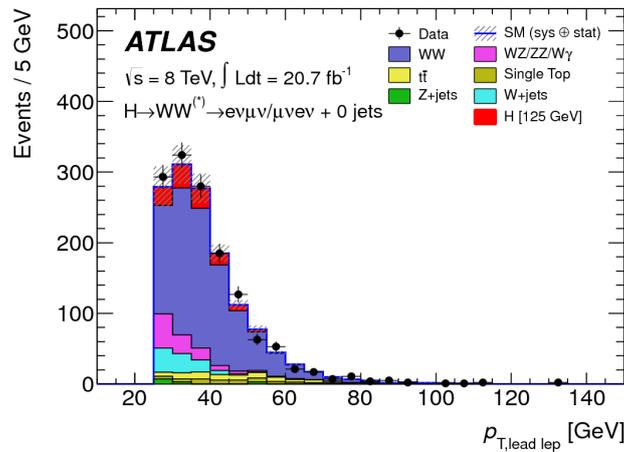


図 4.7  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$  過程における，リーディングレプトン ( $p_T$  の大きい方のレプトン) の  $p_T$  分布 [3]

つであることから，低い  $p_T$  のレプトンをトリガーすることの重要性は大きい。

## 4.2 NSW に対する要求

NSW は Run 3 とその後の HL-LHC において運用されるため，その高ヒットレート環境下で現行の SW と同程度のトラッキング性能と，さらにトリガーにおけるフェイクを除去するのに可能な角度分解能が要求される。そのためには，以下のことが必要となる：

- 1 層の検出器で  $\eta$  方向の位置分解能  $100 \mu\text{m}$  以下
- $p_T$  が  $10 \text{ GeV}$  以上のミュオンに対して，NSW 上でのトラック再構成効率が  $97\%$  以上
- 検出効率や位置分解能がシャワーや  $\delta$  線を出す高い  $p_T$  のミュオンでも悪化しないこと
- $\phi$  方向の位置分解能が  $1 - 2 \text{ mm}$  以下であること

また，Level 1 トリガーにおいて  $p_T$  閾値  $20 \text{ GeV}$  を維持するために，トリガー検出器としては，以下のことがオンラインで要請される：

- 現在の Big Wheel の処理の遅延時間である  $1.088 \mu\text{s}$  以内ミュオントリガーのエレクトロニクスにトラックの情報を送ること
- NSW 上で再構成したトラックの角度分解能が  $1 \text{ mrad}$  以下であること
- 現在のミュオントリガーシステムとトラックを統合させるために， $\eta - \phi$  平面で， $0.04 \times 0.04$  の精度でトラックを再構成すること
- トラックが  $1.3 < |\eta| < 2.5$  の範囲で， $95\%$  以上の効率で再構成できること

### 4.3 NSW の構造

NSW は図 4.3 にあるように Large Sector と Small Sector から構成され、不感領域をなくすため、各セクターの縁ではそれらがオーバーラップしている。Large Sector, Small Sector とともに、図 4.8 で表したように Micromegas と sTGC がそれぞれ 8 層収められている。sTGC をトリガーで使うことが想定されており、再構成されるトラックの角度の精度をよくするために、sTGC が外側に配置されている。

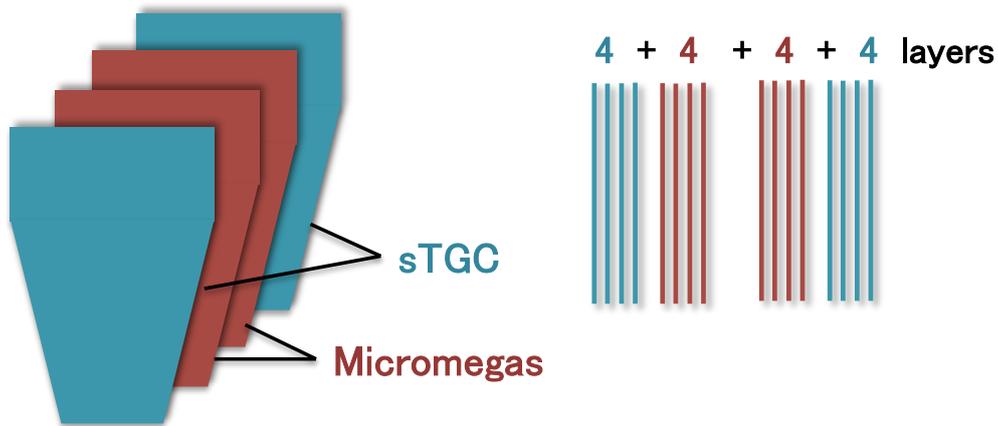


図 4.8 Micromegas と sTGC の配置図。

Micromegas の構造は後で詳細に述べるので、ここでは sTGC について簡単に紹介する。sTGC は図 4.9 にあるように、2 枚のカソードの間にワイヤーのある MWPC 検出器である。ワイヤーは直径  $50 \mu\text{m}$  の金メッキタングステンワイヤーで、 $1.8 \text{ mm}$  ピッチで並んでいる。ワイヤーとカソードの間の距離は  $1.4 \text{ mm}$  で、カソードは表面抵抗が  $100 \text{ k}\Omega/\text{sq}$  のグラファイトエポキシが G10 の基板の上にコーティングしてある。そしてその裏にストリップがワイヤーと垂直な方向に存在している。反対側のカソードには、ストリップの代わりにパッドが配置してある。ストリップピッチが  $3.2 \text{ mm}$  であり、現在使われている TGC に比べて小さいことから、sTGC と呼ばれている。また、TGC よりも高レート耐性が要求されるので、カソードの抵抗値を下げ、電圧降下によるゲインの減少を防いでいる。トリガーにおけるオンラインの処理では、まずパッドで 4 層のうち 3 層のコインシデンスを要求することで衝突点方向からのトラックの候補を選び、そのパッドの位置にあるストリップだけを読みだすことで、高速な処理を実現する。 $\phi$  方向の位置は、精密に測定する必要がなく、ワイヤーを束ねた信号によって、 $10 \text{ mm}$  程度の精度でその位置を特定する。オフラインでは、すべてのストリップ、パッドとワイヤーの情報がトラック再構成に使われる。

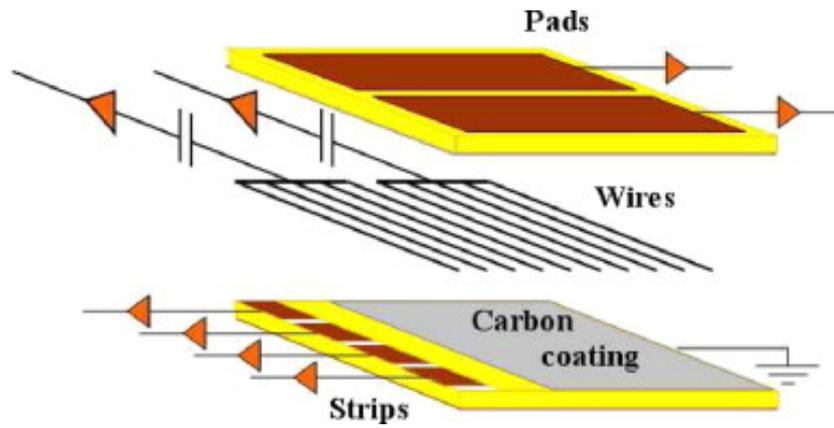


図 4.9 sTGC 検出器の構造 [3]

#### 4.4 予想されるバックグラウンド

前にも述べたように、ATLAS の内部には多くの中性子や  $\gamma$  線のバックグラウンドが存在する。それらのエネルギー分布は図 4.10 のようになっている。

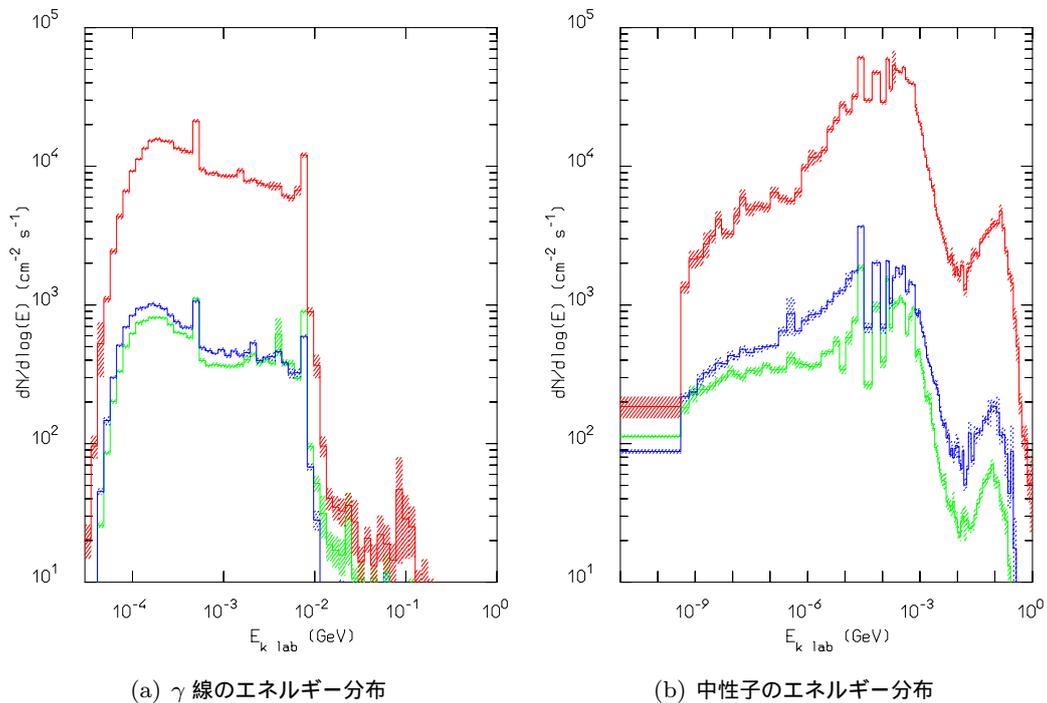


図 4.10 ATLAS 内部のバックグラウンドのエネルギー分布 [15]。図で赤線は  $2.3 < |\eta| < 2.7$  , 青は  $1.4 < |\eta| < 2.3$  , 緑は  $|\eta| < 1.4$  , の範囲を表す。

ATLAS での各検出器におけるヒットレートは、その検出器が置かれる場所のフラックス

と検出器固有の放射線に対する感度の積で見積もることができる。ここでの感度とは、検出器に入射した粒子の数に対する検出器に信号を残すイベントの割合のことである。NSW の場合、最もフラックスが高いのはビームパイプに最も近い、現在の CSC の設置されている場所である。図 3.17 によると、現在の CSC の位置でのフラックスは、中性子が  $79 \text{ kHz/cm}^2$ 、 $\gamma$  線が  $25 \text{ kHz/cm}^2$  となっている。

各検出器の放射線に対する感度はシミュレーションで求めることができる。NSW に設置する Micromegas は図 4.11 のように 4 層が重なったモジュールであり、そのモジュールの中の 1 層あたりの感度を Geant4 シミュレーションを用いて見積もった。その結果を表 4.2 に示す。ここに Micromegas 以外のミュオン検出器の感度も参考に載せた。ここでの感度は 1 MeV の  $\gamma$  線と中性子に対してシミュレーションを行ったものである。表から、Micromegas の感度としては他のミュオン検出器とほぼ同じ感度が得られており、ヒットレートの見積りの際に CSC の感度と置き換えても問題ないといえる。

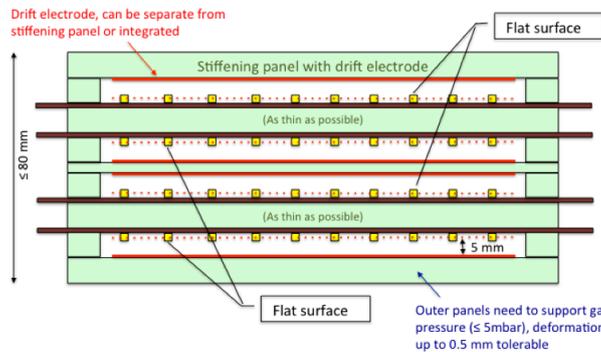


図 4.11 NSW で使われる Micromegas のレイアウト。表裏交互に 4 層が配置される。

表 4.2 各ミュオン検出器の中性子と光子に対する感度：Micromegas は Geant4 シミュレーションによる、1 MeV の  $\gamma$  線と中性子に対するもの。他は [15] の値

Chamber type	Neutron sensitivity	Photon sensitivity
Micromegas	$1 \times 10^{-4}$	$4 \times 10^{-3}$
MDT	$5 \times 10^{-4}$	$8 \times 10^{-3}$
CSC	$1 \times 10^{-4}$	$5 \times 10^{-3}$
RPC/TGC	$1 \times 10^{-4}$	$5 \times 10^{-3}$

図 4.12 は Run 1 における SW の MDT と CSC のヒットレートの測定値であり、シミュレーションの値に対してデータの方が 1.5 倍程度大きい。また、図 3.17 のフラックスは CSC の領域の平均であるが、最も内側の  $r = 1 \text{ m}$  の部分ではその 2 倍程度大きなヒットレートであることがわかる。それらも考慮すると、 $\mathcal{L} = 5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  におけるフラッ

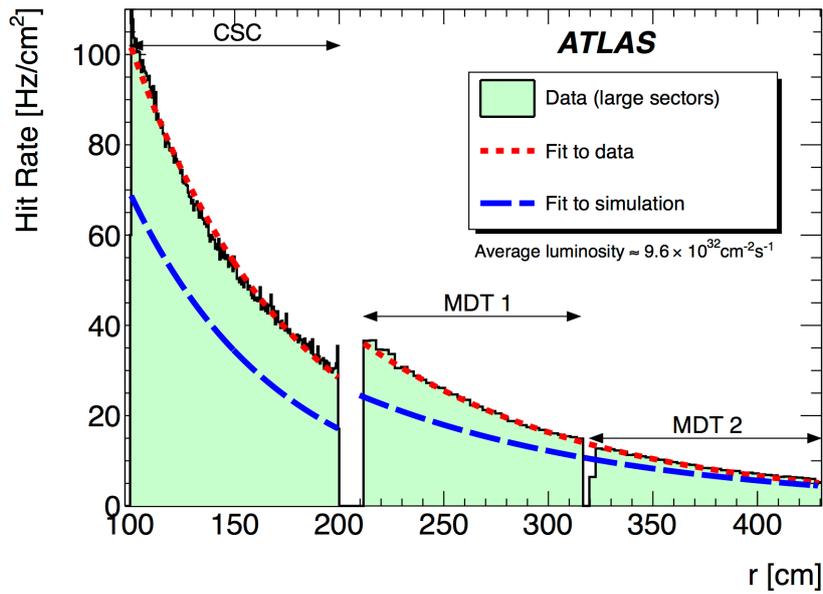


図 4.12  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ ,  $\mathcal{L} = 9.6 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  において測定した, CSC と MDT のヒットレート [3]

クスとヒットレートは表 4.3 のようになる。ここで,  $\gamma$  線と中性子に関しては図 3.17 のフラックスとシミュレーションの感度をもとに外挿している。合計のヒットレートに関しては Micromegas の感度を CSC の感度と同じとみなし, 図 4.12 の実データから外挿した。また, HL-LHC は  $\mathcal{L} = 5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  で積分ルミノシティ  $300 \text{ fb}^{-1}/\text{year}$  を 10 年続けて  $3000 \text{ fb}^{-1}$  取得することを目標にしている。これから LHC の稼働時間を計算すると,  $6 \times 10^6 \text{ sec}/\text{year}$  となる。表 4.3 の総ヒット数は, この 10 年分のヒットに相当する。

表 4.3 Micromegas に対するバックグラウンドの最大値の見積り。  $\mathcal{L} = 5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  に外挿した値を示す。総ヒット数は HL-LHC10 年の  $3000 \text{ fb}^{-1}$  に相当する。Total は  $\gamma$ , 中性子以外の荷電粒子の寄与も含んだすべてを表す。

粒子	フラックス (kHz/cm <sup>2</sup> )	ヒットレート (Hz/cm <sup>2</sup> )	総ヒット数 (/cm <sup>2</sup> )
$\gamma$ 線	375	1500	$9 \times 10^{10}$
中性子	1200	120	$7.2 \times 10^9$
Total	-	5000	$3 \times 10^{11}$

Micromegas の 4 層モジュールのシミュレーションによって, 1 MeV の  $\gamma$  線のヒットによって 1 層のガスギャップに落ちるエネルギーの平均は 10 keV, 1 MeV の中性子の場合だと 60 keV であるという結果を得た。また, MIP が 5 mm のガスギャップで落とすエネルギーは 1.3 keV である。表 4.3 の Total のうち,  $\gamma$  線と中性子以外を MIP であるとして,

検出器に流れる電荷量を見積もってみる。チェンバーの単位面積あたりに流れる電流  $I$  は

$$I = N_{\text{seed}} \times (\text{Gain}) \times (\text{HitRate}) \times q_e \quad (4.1)$$

で書ける。ここで  $N_{\text{seed}}$  は増幅前の電子イオン対の数, 素電荷を  $q_e$  とした。これをそれぞれの粒子について計算すると, 表 4.4 のようになる。各粒子の寄与を合わせると HL-LHC10 年で  $47 \text{ mC/cm}^2$  の電荷量になる。

表 4.4 各粒子のヒット由来の電流値と総電荷量 (HL-LHC10 年分)

粒子	電流 (nA/cm <sup>2</sup> )	総電荷量 (mC/cm <sup>2</sup> )
$\gamma$ 線	0.44	26
中性子	0.21	13
MIP	0.14	8
total	0.79	47

## 第5章

# ガス検出器

### 5.1 放射線と物質との相互作用

#### 5.1.1 荷電粒子

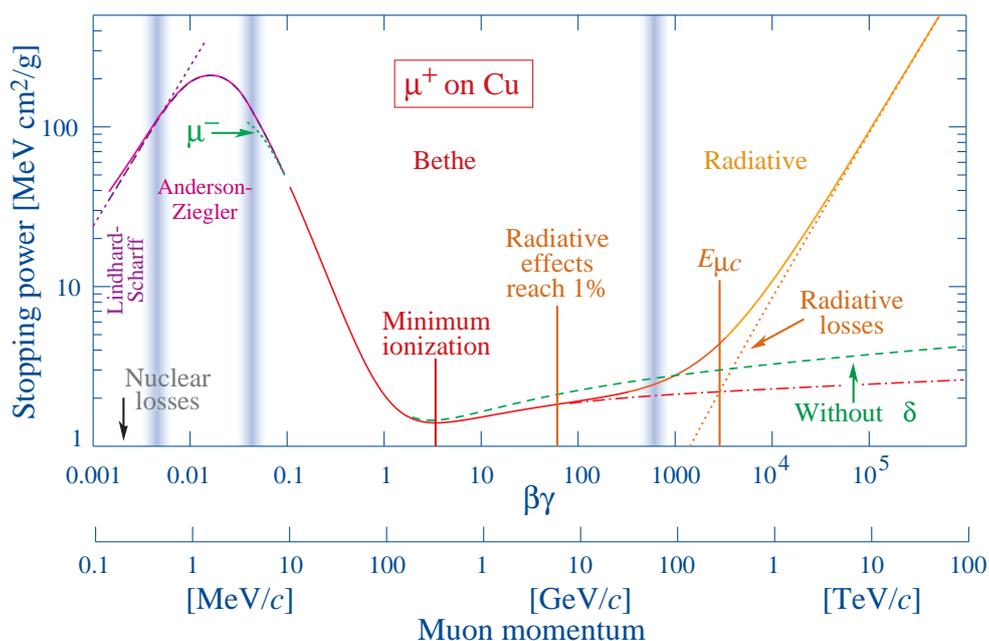


図 5.1 荷電粒子のエネルギー損失 [17]

物質中での荷電粒子のエネルギー損失のほとんどは、入射粒子と物質のクーロン力による相互作用によって、その物質の分子を電離させたり、励起させることに使われる。図 5.1 は物質中でのエネルギー損失を入射粒子の  $\beta\gamma$  で表している [17]。エネルギーの低い荷電粒子の場合は、物質との弾性衝突による効果が大きくなる。また、高エネルギーでは制動放射やチェレンコフ放射、遷移放射の効果が大きくなる。

ATLAS のミュオン検出器でターゲットにしているミュオンの運動量は  $O(10)$  GeV

-  $O(1)$  TeV であり, このうち制動放射の効果が大きくなる高エネルギー側をのぞいた幅広い範囲で, エネルギー損失の平均値は以下の Bethe-Bloch の式で記述される。

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (5.1)$$

ここで, この式に含まれる記号は表 5.1 に示した。

$$W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \quad (5.2)$$

は 1 回の衝突で失うことができる最大のエネルギーを表す。 $\delta(\beta\gamma)$  の項は密度効果による補正項で, これは入射粒子による電場で物質の原子が分極し入射粒子からの距離が遠い電子を遮蔽する効果を表す。入射粒子が高エネルギーになるとこの影響が大きくなる。この式をみると, エネルギー損失は入射粒子の質量によらず,  $\beta$  のみの関数で書けることがわかる。このことを利用してエネルギー損失を運動量の関数としてみることで, 粒子識別によく使われる。 $\beta\gamma \sim 3$  でエネルギー損失は最小値をとり, その後入射粒子のエネルギーが増加するとエネルギー損失は増加しつつもほぼ一定に落ち着く。このようなほぼエネルギー損失が一定と考えられる範囲の粒子を Minimum Ionizing Particle (MIP) とよび, ATLAS でのミュオン検出器で検出するミュオンは MIP として扱うことができる。

表 5.1 Bethe-Bloch の式に含まれる記号一覧

記号	説明	値
$m_e$	電子の質量	0.511 MeV
$c$	光速	299792458 m/s
$\beta$	入射粒子の速度 $v/c$	
$\gamma$	ローレンツ因子	
$K$	$4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$	0.307 MeV mol <sup>-1</sup> cm <sup>2</sup>
$z$	入射粒子の電荷	
$Z$	物質の原子番号	
$A$	物質の質量数	
$I$	物質の平均励起エネルギー	
$\delta(\beta\gamma)/2$	密度効果の補正項	

Bethe-Bloch の式で表されるエネルギー損失は平均値であり, 実際のエネルギー損失はばらついた値をとる。特に荷電粒子が薄い物質を通過する際には, 確率は低いが大きなエネルギー損失を起こすようなプロセスの寄与で平均値が大きくなり, エネルギー損失の分布もガウス分布ではなく, エネルギーが高い側に尾を引くランダウ分布となる。

## 5.1.2 光子

光子と物質との相互作用は主に次の3つがある。図5.2は光子と物質（炭素と鉛）との相互作用の断面積を示している。光子のエネルギーによってどの相互作用が主になるかが変わってくる。低エネルギーでは光電吸収，高エネルギーでは電子対生成，その中間ではコンプトン吸収が主な反応である。

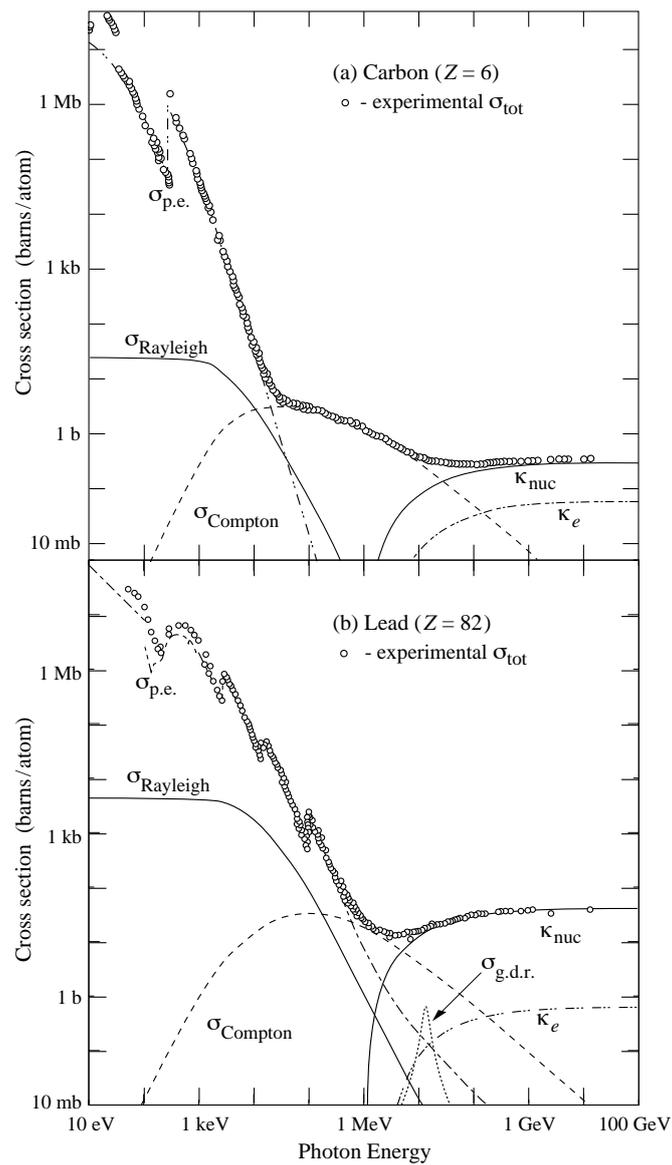


図 5.2 光子と物質との相互作用の断面積 [17]

### 光電吸収

光電吸収では、原子に束縛されている電子が光子のエネルギーを吸収し、光子のエネルギーから結合エネルギーを引いた分のエネルギーをもった電子が放出される。もともとその電子の存在した空孔は、より外側の殻の電子や自由電子によって埋められる。その際にももとの結合エネルギーに等しいエネルギーをもった特性 X 線、または Auger 電子が放出される。検出器内で光電吸収によって光子が吸収されると、Auger 電子が放出された場合はほとんどの場合検出器内にエネルギーを落とし、結果としてももとの光子のエネルギーが検出される。一方で、特性 X 線が検出器外に逃げた場合は、ももとの光子のエネルギーから特性 X 線のエネルギーだけ低いエネルギーが検出される。

光電吸収は物質の原子番号  $Z$  によって反応断面積が大きく変化する特徴をもち、反応断面積はほぼ  $Z^{4.5}$  に比例する。

### コンプトン吸収

コンプトン吸収は光子が電子によって非弾性散乱される現象で、光電吸収と異なり散乱された電子のエネルギー分布はピークにはならず、コンプトンエッジと呼ばれる最大値をもつ。電子に与えられるエネルギーは散乱角によって決まり、光子が電子に正面衝突して光子が後方に散乱された場合、電子は最大のエネルギーをもち、これがコンプトンエッジとなる。一方で、ほとんど散乱せず、散乱角が 0 に近い場合、電子はほとんどエネルギーを受け取らない。

### 電子対生成

光子が原子核の強い電場によって消滅し、電子と陽電子が対になって生成される事象である。光子のエネルギーが電子と陽電子の静止エネルギーの和  $2m_e c^2$  を超えると、電子対生成が可能になる。 $O(10)$  MeV を超えるエネルギーになると光子の反応の中で電子対生成が主な反応になる。

## 5.1.3 中性子

中性子と物質との相互作用は、核反応によるものと、弾性散乱によるものの 2 種類に大きく分けられる。中性子を検出するのが目的の場合には、 $^{10}\text{B}$ 、 $^3\text{He}$ 、 $^6\text{Li}$  などと中性子との核反応を利用する。ATLAS のバックグラウンドの中性子と検出器との反応は、弾性散乱によって検出器を構成する原子核が反跳され、荷電粒子であるその原子核が大きなエネルギーを検出器に落とすのが主なものである。

## 5.2 基本的なガス検出器の原理

ガス検出器でのプロセスは、電離、ドリフト、増幅という 3 段階で記述できる。

### 5.2.1 電離

ガス検出器では一般に、主成分である希ガスに多原子分子のガスを混ぜたものを用いる。希ガスを用いるのは電子を吸着して陰イオンになるのを防ぐためである。ガス検出器でよく使われるガスの性質を表 5.2 に示した。 $E_x$ ,  $E_i$  はそれぞれ励起, 電離に必要なエネルギーを表し,  $W$  は1つの電子・イオン対を作るのに必要な平均エネルギーである。また, MIP の粒子が 1cm 進んだときのエネルギー損失  $dE/dx$ , 1 次電子対の数  $N_P$ , 最終的な電子対の数  $N_T$  を示している。MIP がガスの層を通過したときに生成される 1 次電子対の数は, ポアソン分布に従い, その平均値が表 5.2 の  $N_P$  である。1 次電子が他の分子を電離させるのに十分なエネルギーをもつ場合, さらに電離を引き起こし, 2 次電子対ができる。この 2 次電子対も考慮した電子対の数が  $N_T$  であり, 一般に  $N_P$  よりも数倍大きくなる。MIP のガス中でのエネルギー損失は, 分子の電離だけでなく, 励起などにも使われるため, 電子イオン対が 1 組生成される間に失われるエネルギーは  $E_i$  よりも大きく, その平均値が  $W$  値である。

表 5.2 ガスの性質 [17]

Gas	Density mg cm <sup>-3</sup>	$E_x$ eV	$E_i$ eV	$W$ eV	$dE/dx$ keVcm <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	2.3	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	13.8	34	3.35	35	100
CF <sub>4</sub>	3.87	10	16	54	6.38	63	120

### 5.2.2 電子のドリフト

電離によって生じた電子とイオンは電場によって, 電子は陽極へ, イオンは陰極へとドリフトされる。この過程において重要なのはドリフト速度と拡散であり, それらは使うガスの種類に依存する。電子は多数のガス分子と衝突してエネルギーを落とし, 電場によって加速され, という過程を繰り返しながら陽極方向へと進んでいく。この過程が電子のドリフト速度と拡散を決めている。図 5.3 は様々なガスにおける電子のドリフト速度を表しており, 単体の Ar に比べ, CO<sub>2</sub> や CH<sub>4</sub> と混合したアルゴンのほうが, 数倍大きなドリフ

ト速度をもつことがみてとれる。1 cm ドリフトしたときの電子の拡散は図 5.4 に表されており、 $O(100) \mu\text{m}$  程度であることがわかる。また、拡散の大きさはドリフト距離の平方根に比例する。希ガスに加えて  $\text{CO}_2$  などの多原子分子のガスを用いると、それらの分子との非弾性衝突によって電子のエネルギーを効率的に落とし希ガス原子との衝突断面積を下げることができ、それによってドリフト速度を大きくすることができる。また、これらの多原子分子ガスは、励起した希ガス原子から放出される紫外線を吸収する役割ももつ。

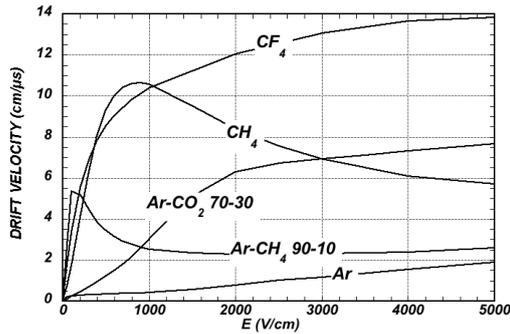


図 5.3 電子のドリフト速度 [17]

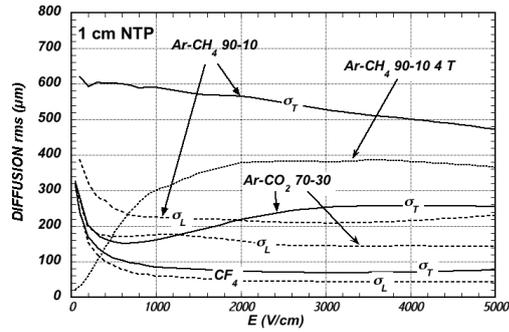


図 5.4 電子の拡散 [17]。 $\sigma_T$  はドリフト方向、 $\sigma_L$  はドリフトに垂直な方向の拡散を表す。

### 5.2.3 増幅

電場によって加速された電子のエネルギーが、ガスの分子を電離させるのに十分なエネルギーをもつと、次の電離を引き起こし、このプロセスが繰り返されることで雪崩増幅が発生する。電子が電離を引き起こす過程の平均自由行程を  $\lambda$  とすると、 $\alpha = 1/\lambda$  は他の分子を電離させる確率を表す。この  $\alpha$  を第一タウンゼント係数とよび、図 5.5 のように電場に依存する。距離  $dx$  進んだときに新しくできる電子イオン対の数  $dn$  は、最初の電子の数を  $n_0$  とすれば、 $dn = n_0 \alpha dx$  で表わされるので、これを積分すれば、距離  $x$  進んだときの電子の数  $n$  は  $n = n_0 e^{\alpha x}$  となる。ここでは  $\alpha$  は位置によらない、すなわち電場が一様であると仮定した。したがって増幅率  $M$  は、

$$M = e^{\alpha x} \quad (5.3)$$

と表すことができる。

## 5.3 Micro-Pattern Gas Detector (MPGD)

従来のガス検出器はワイヤーを用いるものが基本であったが、高レートになると電極のワイヤーの周囲に増幅で生じたイオンが蓄積する空間電荷効果によるゲインの減少や、イオンの長いドリフト時間による不感時間が無視できなくなる問題が存在した。これらの

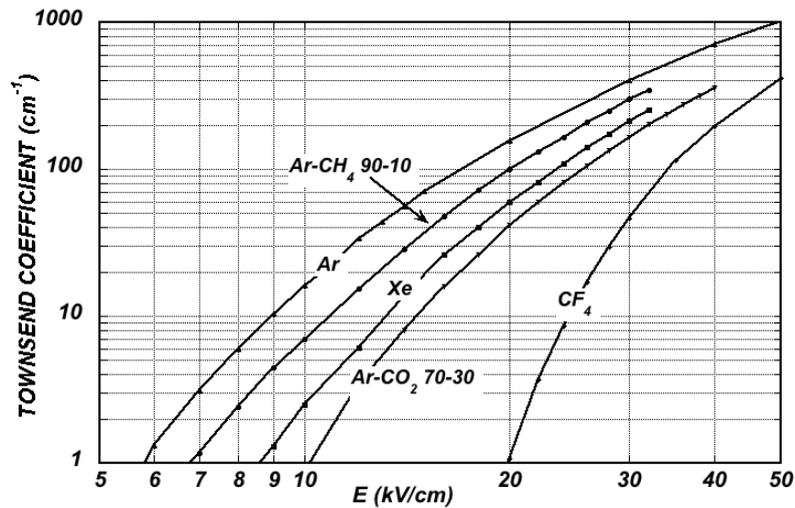


図 5.5 第一タウンゼント係数 [17]

問題を解決し、さらに高い精度で粒子の位置を決定できる検出器として、Micro-Pattern Gas Detector (MPGD) とよばれる新しいタイプの検出器が 1990 年ごろに現れた。最初の MPGD は Micro-Strip Gas Chamber (MSGC) とよばれる、数百  $\mu\text{m}$  ピッチの陽極と陰極のストリップが交互に繰り返される構造をもった検出器である。半導体技術などの進歩によってこの小さな構造を加工することが可能になり、MPGD の発展につながった。

現在研究開発が進められ、実験でも使われ始めている MPGD としては、Gas Electron Multiplier (GEM)、Micromegas、micro-pixel chamber ( $\mu\text{-PIC}$ ) などがあげられる。

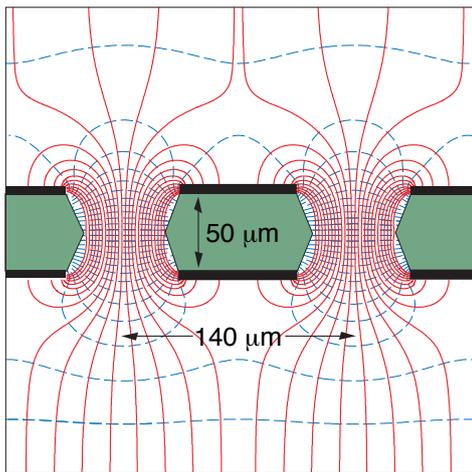
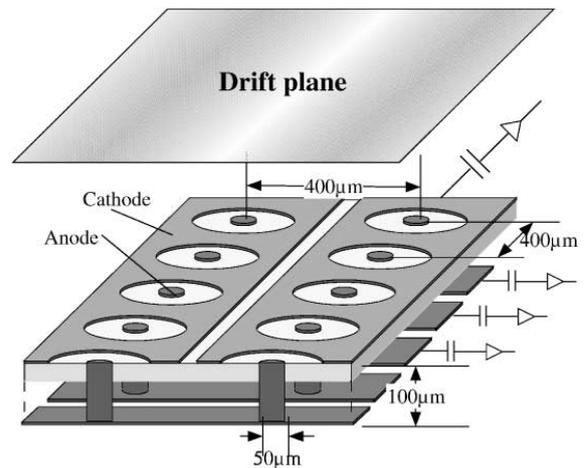


図 5.6 GEM の構造 [17]

図 5.7  $\mu\text{-PIC}$  [18]

### 5.3.1 GEM

GEM は薄いポリイミドなどの絶縁体のフォイルの表裏両面を銅の電極として、そこに直径  $100\ \mu\text{m}$  程度の穴を多数あけた構造をしている [19]。図 5.6 はその穴の断面を表している [17]。上下の電極に電圧をかけると、穴の内部は図 5.6 のように電気力線が集まって高電場が形成される。GEM の上側からやってきた電子は電気力線にしたがって穴へと吸い込まれ、穴の内部の高電場で増幅され、増幅によりできた多数の電子が下側へと抜けていく。ひとつ問題は GEM は放電によって破壊されることがある点にあるが、GEM を 3 層程度重ね、それぞれの層でのゲインを抑えることで安定した運用を可能にしている。

### 5.3.2 $\mu$ -PIC

$\mu$ -PIC は図 5.7 のような構造をした MPGD である [18]。陰極のストリップに円状の穴が多数並んでおり、その内部に陽極ピクセルが配置されている。陽極ピクセルは絶縁層の下にあるストリップにつながっており、この陽極のストリップは陰極ストリップと垂直な方向を向いているので、2次元の位置情報を得ることができる。高いゲインが要求される際には、 $\mu$ -PIC の前段に GEM を用いることで、 $\mu$ -PIC の放電を抑制しながら使用することもある。

### 5.3.3 Micromegas

Micromegas は、Micro-mesh gaseous structure を意味する平面型のガス検出器であり、1990 年代に開発された新しい技術である [20]。図 5.8 に Micromegas の構造を示した。ワイヤーを用いない 1 次元読み出しの検出器で、電子のドリフト領域と増幅領域をメッシュによって隔てている。これによりドリフト領域には  $600\ \text{V}/\text{cm}$ 、増幅領域には  $50\ \text{kV}/\text{cm}$  程度と異なる電場を形成させている。ドリフト領域は  $5\ \text{mm}$  程度、増幅領域は約  $100\ \mu\text{m}$  の厚さになっており、メッシュは直径数百  $\mu\text{m}$  程度の絶縁体からなるピラーによって支えられ、このピラーの高さによって増幅領域の厚さが決まる。増幅領域が狭いため、イオンの回収がはやく、高ヒットレート環境での動作が可能であることが最大の特長である。

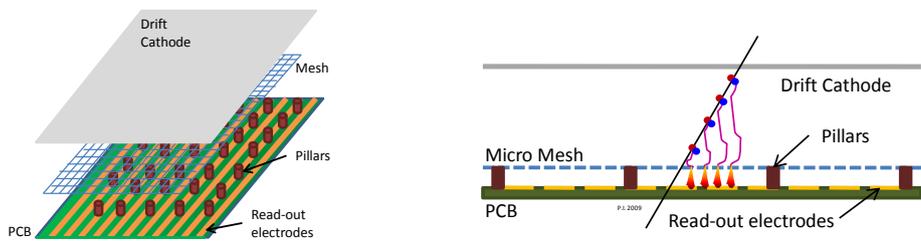


図 5.8 Micromegas の構造 [3]

## 5.4 ATLAS NSW 用に開発した Micromegas

従来のタイプの Micromegas における最大の問題は放電耐性にあった。MIP の粒子をほぼ 100% の検出効率で検出するためには、 $O(10^4)$  のゲインが必要になる。しかし一般に増幅によって電子の数が Raether limit とよばれる  $10^7$  を超えると増幅が放電に結びつく。すなわち検出器に入射した荷電粒子による電離によって 1000 個程度の電子が生じると、放電が生じてしまう。MIP の粒子であれば、5 mm のドリフトギャップでできる電子対の数は 50 個程度なので問題ないが、中性子によって叩きだされた原子核や、 $\alpha$  粒子などがガス中で反応すると、たちまち放電を引き起こすのに十分な電離電子が生じる。

この放電の問題を克服するため、陽極に高抵抗ストリップを用いた Resistive Microemgas が開発された。Resistive Micromegas の構造は図 5.9 にある。読み出しストリップの上に絶縁層があり、その上に読み出しストリップと対になるように高抵抗ストリップが位置している。増幅領域で増幅された電子は、直接読み出しストリップに流れるのではなく、高抵抗ストリップに流れる。高抵抗ストリップによって誘起された電荷を読みだしストリップから読み出すことで信号を得る。高抵抗ストリップの抵抗値は放電を抑えるには高くした方がよいが、高レートの環境下では、抵抗が高すぎると電圧降下によってゲインが下がってしまう。このような影響を考慮し、NSW で使われる Micromegas では、ストリップ 1 本あたりの抵抗値が  $20 \text{ M}\Omega/\text{cm}$  程度になるように製造する。この Micromegas のパラメータを表 5.3 に示した。

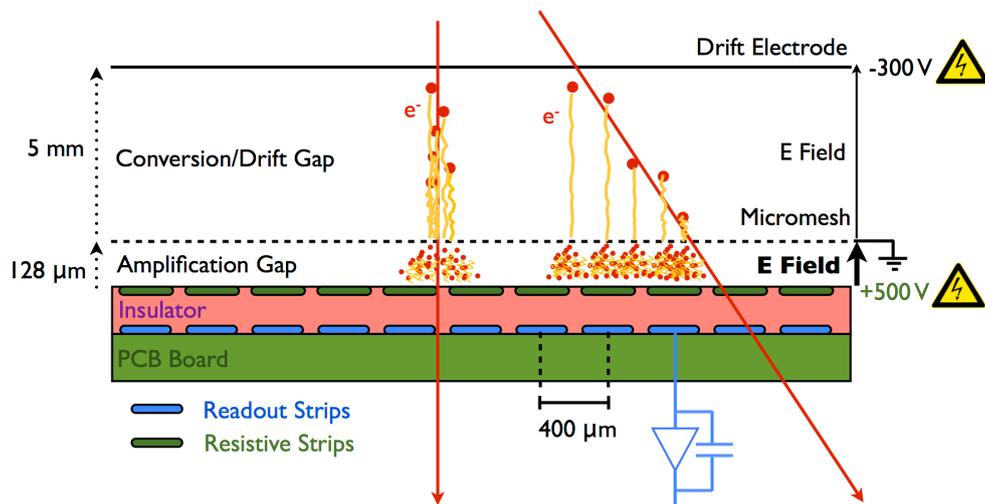


図 5.9 Resistive Micromegas の構造 [21]

表 5.3 Micromegas のパラメーター

ガス	Ar-CO <sub>2</sub> (93-7)
圧力	1 atm
ドリフト速度	47 mm/ $\mu$ s
ストリップピッチ	400 $\mu$ m
ドリフト領域の厚さ	5 mm
増幅領域の厚さ	128 $\mu$ m

## 5.5 放射線による検出器の劣化

高いフラックスにおいてガス検出器を使い続けると、電極の表面などに変化が生じ、性能が低下することがある。特に MWPC などのワイヤーを使ったガス検出器では、図 5.10 のようにワイヤーの周囲に付着物が現れることがある。これは、メタンなどの炭化水素が使われていると、それらが電極の表面で重合してしまうからだと考えられている。このようにワイヤーの表面がコーティングされてしまうと、検出器の特性が大きく変わりかねない。また、検出器の表面に油脂の層などがあり、クリーニングが不十分なまま検出器を使用するとこのような効果の原因になることがある。炭化水素やシリコンなどが検出器に含まれると、このような効果を引き起こすとされている。ただ、検出器内部にそのような素材がない場合でも、ガスのチューブやコネクタなど上流からの物質に影響されることもある。

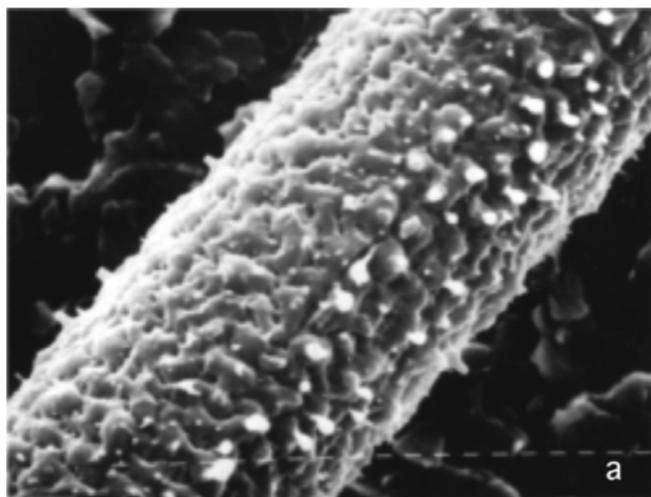


図 5.10 表面が汚染されたワイヤー [22]

## 第6章

# Micromegas 試作器

### 6.1 小型試作器

Micromegas の動作試験を行うために、 $10 \times 10 \text{ cm}^2$  の有感領域をもつ小型の試作器を製作した。表 6.1 に、今回の試験で用いた小型試作器の詳細を示した。今回の試験用に新しく製作した試作器は J11-J18 と名付けられた 8 台で、これらのチェンバーでは、レジスティブストリップのインク、ピラーを量産用のものと同じものを用いている。インクは ESL 社の Polymer Resisterseries RS121115 を用いた。

図 6.1-6.4 に試作器の写真を示した。図 6.1 は試作器の外観の写真で、右側にアノードとカソード電圧供給のコネクタがあり、左側には信号読み出し用の 130 ピンコネクタ（そのうち使用するのは 128 チャンネル）が 2 つある。図 6.2 は、上のフタをとった写真で、内部にドリフト電極の役割を担っているドリフトメッシュが見えている。NSW で用いる Micromegas は、ドリフト電極に銅のパネルを用いるが、試作器では線源を使った試験などを可能にするためにドリフトにパネルではなく X 線などを通しやすいメッシュを用いた。図 6.3 は、さらにドリフトメッシュを取り外した写真で、その下のグラウンドのメッシュが見える。

今回の試作器はメッシュが取り外し可能なフローティングメッシュタイプとよばれる Micromegas である。メッシュが取り外し不可能でピラーに埋め込まれたバルクタイプの Micromegas の試作器はこれまでに生産されたが、これらは検出器表面の観察が不可能なため、今回の放射線耐性の研究においては扱わず。また、NSW で使う Micromegas もフローティングタイプであるため、今回はこちらを用いた。メッシュは 290 LPI (Line Per Inchi) , 開口率 60% のステンレス製を用いている。メッシュの開口率が高いほどドリフトされた電子が増幅されやすいため、入手が容易なメッシュのうちできるだけ高い開口率のものを選んだ。図 6.4 はグラウンドのメッシュを取り外したあとの表面の拡大写真である。黒い点がピラーで、直径  $300 \mu\text{m}$  , 高さ  $128 \mu\text{m}$  で、 $2.5 \text{ mm}$  の間隔で配置してある。また、この写真で横方向に黒いレジスティブストリップが走っており、ピッチは  $400 \mu\text{m}$  である。レジスティブストリップは  $50 \mu\text{m}$  の厚さのポリイミドにスクリーン印刷されている。また、レジスティブストリップはラダー構造で隣同士つながっており、それにより電

圧供給部から遠い部分でも電荷の供給がされやすくなっている。読み出しストリップはリジッド基板上に銅でプリントされており，その上にレジスティブストリップの印刷されたポリイミドフィルムを貼り付けている。

表 6.1 Micromegas 試作器の詳細

型番	J11-J18
ドリフト領域の厚さ	5 mm
増幅領域の厚さ	128 $\mu\text{m}$
レジスティブストリップのピッチ	400 $\mu\text{m}$
有感領域	10 $\times$ 10 $\text{cm}^2$
ピラー直径	300 $\mu\text{m}$
メッシュ素材	ステンレス
メッシュのピッチ	88 $\mu\text{m}$
メッシュの開口率	60%
メッシュのタイプ	フローティング
絶縁層	ポリイミド 50 $\mu\text{m}$

## 6.2 読み出しシステム

試作器の読み出しには図 6.5 の APV25 フロントエンドカードと図 6.6 の Scalable Readout System (SRS) を用いている。信号の取得方法には，ランダムトリガーと外部トリガーの 2 種類ある。ビームテストや宇宙線テストではシンチレーターの信号を SRS に取り込み外部トリガーとして用いる。

### 6.2.1 APV25 フロントエンドチップ

APV25 は，CMS のトラッカー用に開発されたフロントエンドカードで，Micromegas 試作器の読み出しコネクタからのシグナルを増幅，整形する。整形の時定数は 50 nsec である。

APV の出力のアナログ信号は，HDMI ケーブルを通して SRS に送られる。1 枚のチップは 128 チャンネル読み出しなので，1 台のチェンバーで 2 枚の APV25 チップを使う。NSW の Micromegas の実機では，APV25 チップではなく，VMM という別のフロントエンドチップを用いる。VMM は現在開発中であるため，今回のチェンバーの性能評価においては，すべて APV25 チップを使用した。

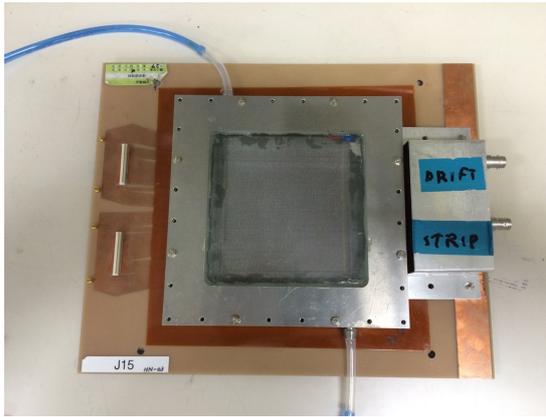


図 6.1 試作器の外観

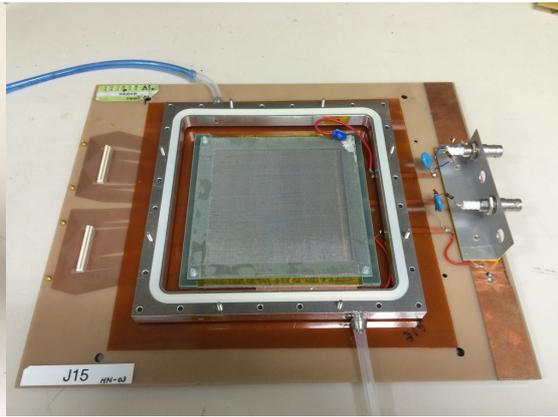


図 6.2 ドリフトメッシュ

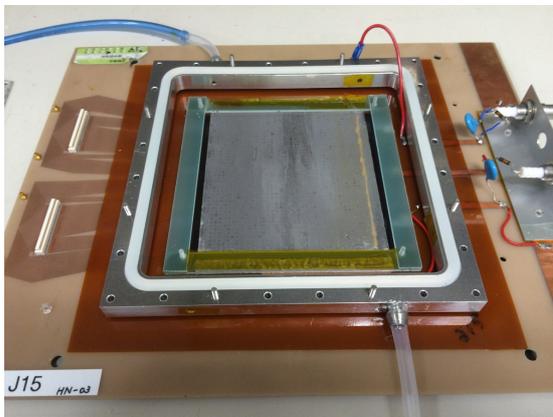


図 6.3 グラウンドメッシュ



図 6.4 レジスティブストリップとピラー

## 6.2.2 Scalabel Readout System (SRS)

SRS は CERN の RD51 で開発された MPGD 用の汎用読み出しシステムである。ADC ボードと Front-End Concentrator (FEC) ボードから構成される。ADC ボードでは APV25 チップからのアナログ信号をデジタル信号に変換し、FEC ボードではトリガーの信号に基づいて ADC からの信号を受け取り、PC へと転送する。

## 6.3 データ解析

APV25 で取得した Micromegas の波形の例を図 6.7 に示した。これは  $\pi^+$  ビームを用いたビームテストにおける J15 の信号を例として出したもので、Micromegas に対して  $20^\circ$  傾いてトラックが入射している。ストリップごとの Micromegas の信号から、入射した粒子の位置と時間を再構成する方法をクラスタリングと呼んでいる。

Micromegas のドリフトギャップ内を荷電粒子が通過すると、2-10 ストリップ程度の幅をもったヒットが生じ、このストリップ数はトラックがチェンバーに対して垂直であると



図 6.5 APV25 フロントエンドチップ

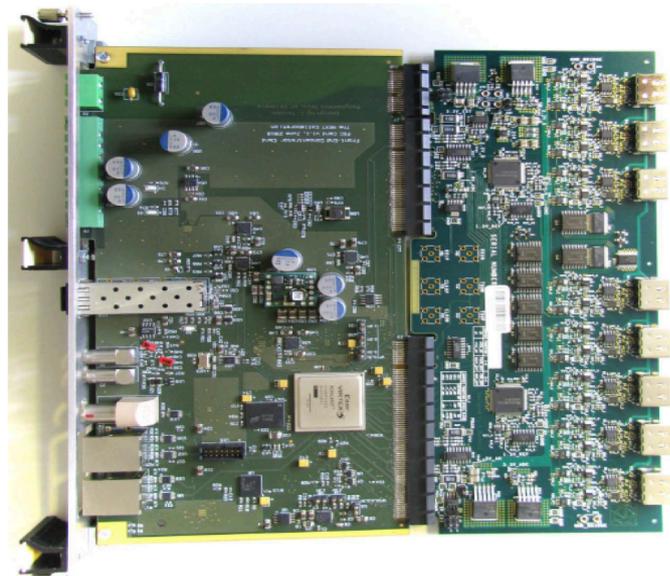


図 6.6 SRS システム：左側の FEC ボードと右側の ADC が差し込まれている。

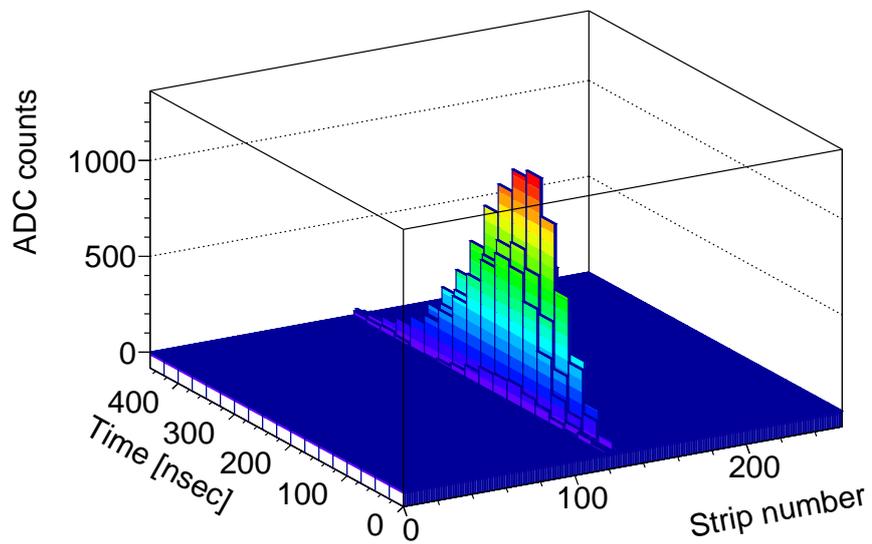


図 6.7 MIP トラックの信号の例

き最も少なく、傾きが大きくなるにつれてヒットするストリップも増える。各ストリップに対してその電荷とヒット時間を図 6.8 で示すように定める。Micromegas の信号の立ち上がり部分は、Fermi-Dirac 関数

$$FD(t) = \frac{A}{1 + \exp(t - t_{FD})/B} + C \quad (6.1)$$

で記述できることが経験的にわかっている。これを用いて各ストリップにおける電荷を  $Q_{\max} = A - C$ 、ヒット時間を  $t_{FD}$  と定義する。1つのトラック由来の複数のストリップのヒット情報をまとめて粒子のヒット位置、チェンバーに落としたエネルギー、通過した時間を再構成する。オンラインとオフライン共にストリップの波形の大きさに閾値を定めている。ペDESTALの典型的な標準偏差の大きさは図 6.7 の ADC カウントで 15 程度であり、オンラインでの閾値はデータサイズを抑えるため適宜変えているが、波形のピークの高さの閾値を 40 ADC カウント程度にしている。

オンラインでも波形のピークの高さに対して閾値を設定し、それを越えたストリップをヒットがあったとして扱う。連続したストリップにヒットがある場合、これらは1つの粒子由来だと考え、それらの情報を統合する。ただし、デッドチャンネルがある場合や、ピラーの影響によりでヒットがあるべきストリップにヒットがない場合がある。この場合についても正しく再構成するために、ストリップ間にヒットがないストリップが2本以内であれば、同一のクラスターとして統合する。クラスターの電荷  $Q_{\text{clus}}$ 、ヒット位置  $x_{\text{clus}}$ 、ヒット時間  $t_{\text{clus}}$  は、各ストリップの位置  $x_i$ 、FD フィットした時間  $t_i$ 、ピークの高さ  $q_i$  を用いて次のように定義する。

$$Q_{\text{clus}} = \sum q_i \quad (6.2)$$

$$x_{\text{clus}} = \sum x_i \cdot q_i / \sum q_i \quad (6.3)$$

$$t_{\text{clus}} = \min_i \{t_i\} \quad (6.4)$$

図 6.7 のイベントに対して、ヒットのあったそれぞれのストリップの位置とそのヒット時間をプロットしたのが図 6.9 である。ストリップ番号が 120 番目あたりの場所にヒットがあり、クラスターの幅は6ストリップ分ある。時間にそってみると、ストリップ番号の大きい方から小さい方へと向かっていることがわかる。これは荷電粒子のトラックがチェンバーに斜めに入射しているからであり、この傾きからトラックの角度を再構成することができる。これを  $\mu$ TPC とよんでいる。トラックの角度が大きくなると1ストリップあたりの電子の数が少なくなるのでヒットストリップが欠けることもあり、ストリップの電荷の重み付きで求めた位置分解能は悪化する傾向にある。しかし  $\mu$ TPC を用いて再構成したトラックの中心の位置座標を用いることで、角度のついたトラックに関しても位置分解能の悪化を防ぐことができる。

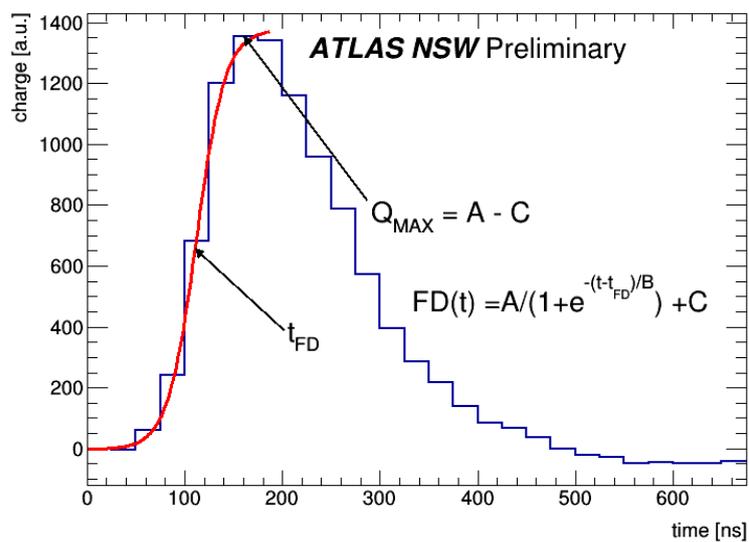


図 6.8 1つのストリップにおける波形

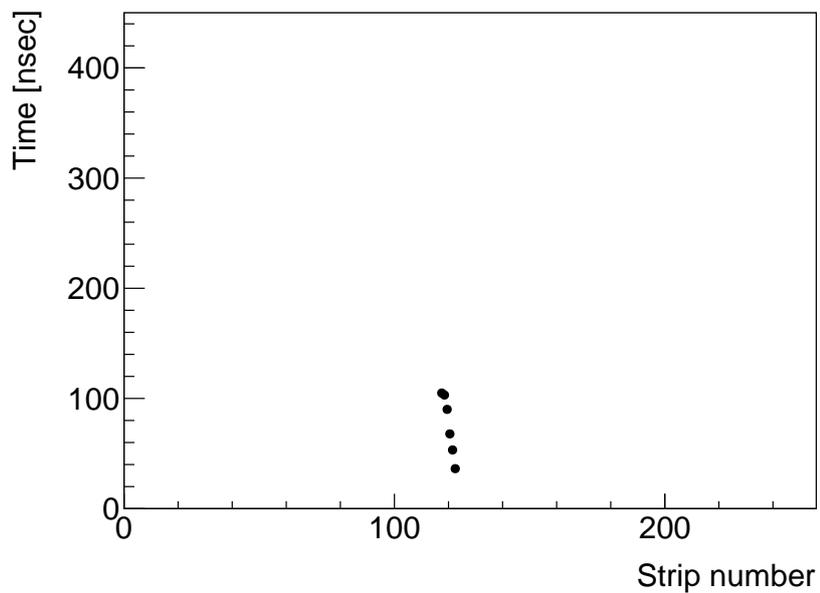


図 6.9 MIP トラックのストリップごとの時間

## 第 7 章

# 中性子を用いた動作試験

Resistive Micromegas が ATLAS の中性子バックグラウンド環境下で動作するかを確認するために、神戸大学海事科学部のタンデム加速器を用いて中性子環境下での動作試験を行った。

### 7.1 中性子源

加速器を用いて中性子を発生させる反応には、主に以下のものがある [23]。



これらの反応の断面積は図 7.1 にあるように、イオンのエネルギーによって大きく変わる。この図からわかるように、反応で生成される中性子の数を稼ぐには、Be や Li のターゲットを使うのが望ましい。しかし Li は空気中で窒素と反応するなどの不安定性や、融点が 180 度と低いことなどから Be のほうがターゲットとして使いやすい。そこで今回は中性子源として  ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$  反応を用いた。

この実験で利用した神戸大学海事科学部のビームラインの写真が図 7.2、その概略図が図 7.3 である。左上のイオン源から重水素のイオンを引き出し、その次のタンデム加速器（茶色の円筒）で 3 MeV に加速する。その後、振り分け磁石で Be ターゲットのビームラインへとビームを振り分け、Be ターゲットに衝突させる。この反応の Q 値は 4.3 MeV であり、ビームのエネルギーが 3 MeV であるので、中性子の最大エネルギーは 7.3 MeV になる。中性子のエネルギー分布は 1 MeV あたりにピークをもつ。Micromegas は、図 7.4 にあるようにターゲットの直後に配置した。ターゲットからの距離は 7.5 cm である。

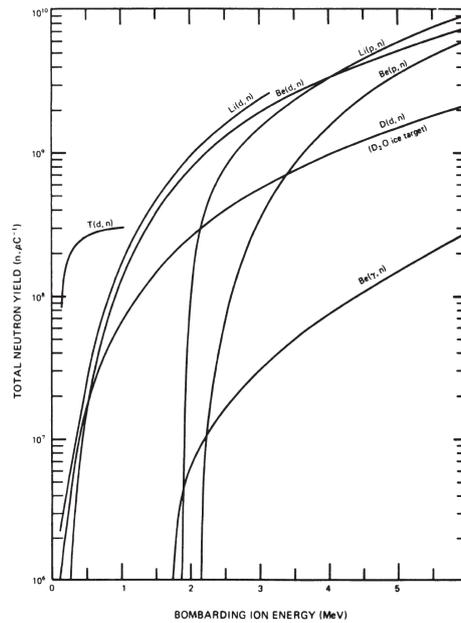


図 7.1 各反応における中性子の生成数 [23]

## 7.2 中性子フラックス

${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$  反応の中性子の生成数は、これまでに多くの測定がなされている [23–31]。図 7.5 は deuteron のエネルギーに対する中性子の生成数の測定値のまとめである。それぞれの測定を比較すると、Inada [26] と Guzek [28] 以外の測定値は概ねよい一致を示しているが、この 2 つの測定値のみが大きい値となっている。この不一致の考えられる原因は、中性子とガンマ線の分離が不十分であることがあげられる。今回の実験での deuteron のエネルギーは 3 MeV で固定であり、3 MeV のエネルギーで中性子数を測定した Meadows [27] と Zuo [23] の測定値から、ビーム電流  $1 \mu\text{A}$  に対して、ターゲットで生成され 0 度方向へと放出される中性子数を  $4 \times 10^8 \text{ neutrons/sr}/\mu\text{C}$  とした。

Micromegas の表面での中性子フラックスは、ターゲットに衝突した deuteron の数と上で述べた中性子生成反応数から計算する。ターゲットに衝突した deuteron イオンの数を測定するために、図 7.6 のように、ターゲットとビームパイプは絶縁体で接続し、その間の電流を測定している。このときに、単に電流計をつなぐだけだと、deuteron ビームがターゲットに衝突したときに生成される 2 次電子がターゲットから放出され、それにより deuteron ビームによる電流値以上に大きな電流が計測されてしまう。これをふせぐために、ターゲットとビームパイプの間に 100 V の電池をはさみ、ターゲットの電位を高くすることで、2 次電子が生成してもターゲットに引き戻されるようにしている。

Micromegas はターゲットから 7.5 cm の位置に設置したので、そこでのフラックスは deuteron ビーム電流（ターゲット電流）が  $1 \mu\text{A}$  のときに  $7 \times 10^6 \text{ Hz/cm}^2$  となる。

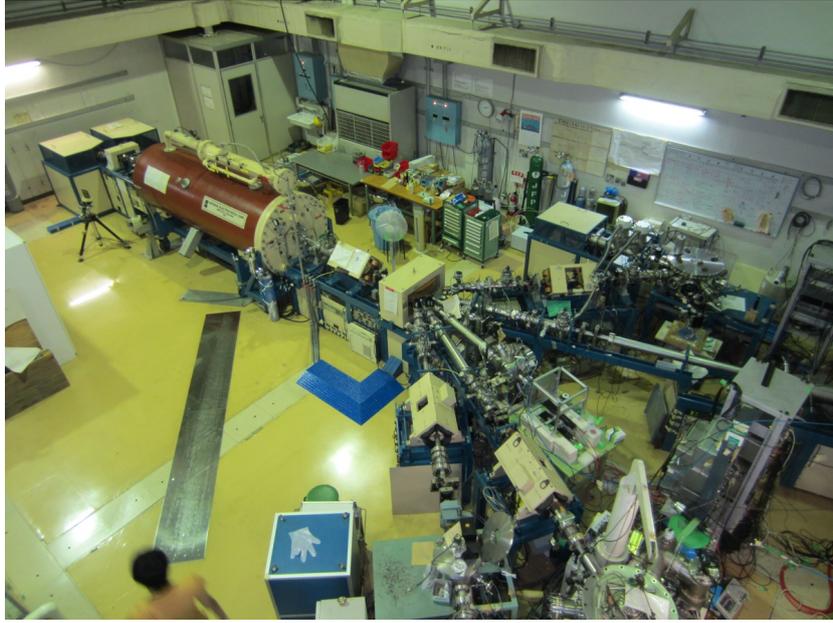


図 7.2 ビームライン全体の写真

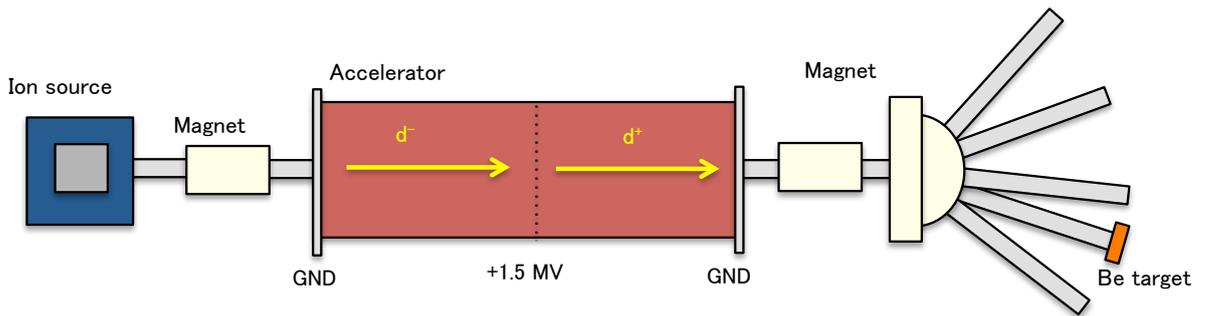


図 7.3 ビームライン概略：タンデム加速器では deuteron の陰イオンを入射し，1.5 MeV まで加速した後に電子を剥ぎ取り，3 MeV まで加速する。

### 7.3 中性子環境下における Micromegas の動作

図 7.7 は従来の Resistive でない Micromegas の中性子環境での動作試験における電圧と電流モニターを表している [32]。中性子フラックス  $1 \text{ MHz/cm}^2$  において，アノード電圧を上げると放電が激しくなっているのがわかる。今回の中性子試験では，Resistive-Micromegas でこのように放電がおきずに安定動作することを確認した。

中性子の照射は，ビーム電流を 2 段階に変えて行った。強い方は約 700 nA で約  $5 \text{ MHz/cm}^2$  に対応し，弱い方は約 100 nA で約  $0.7 \text{ MHz/cm}^2$  に対応する。このことから ATLAS の HL-LHC での最大値  $1.2 \text{ MHz/cm}^2$  と比較して十分なフラックスが得られてい

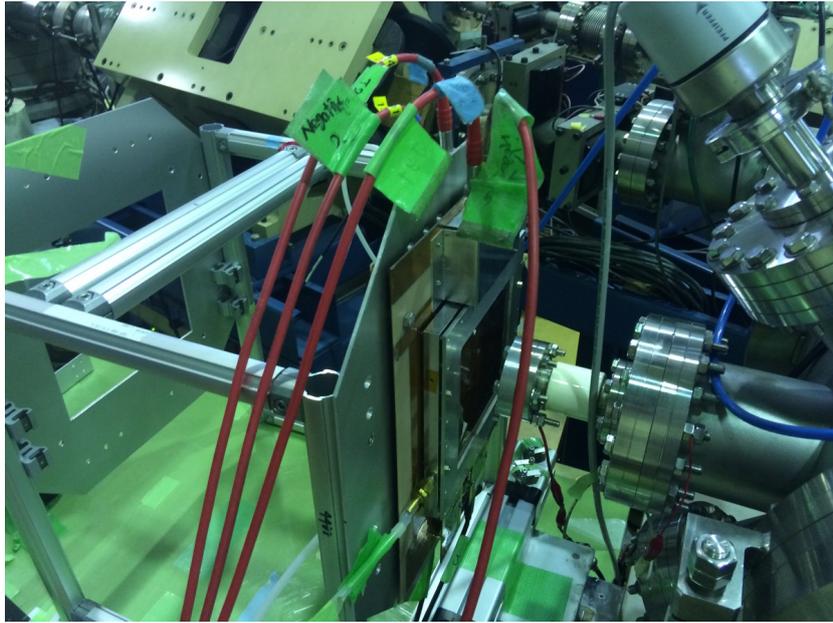


図 7.4 中性子ターゲットの後方に設置したチェンバー

るといえる。図 7.8 にこのチェンバーのオペレーション電圧である 540 V のときのアノード電流モニターを示した。電流モニターは、アノードの電圧を与えている HV モジュールの電圧モニター出力を、デジタルオシロスコープで記録したもので、100 Hz でサンプリングしてデータ取得を行った。これらは約 10 分ずつの照射を行っている。ビーム OFF の状態でデータ取得をスタートし、数秒後にビームを ON にしているため、電流がそこで数百 nA 上昇しているのがみとれる。また、照射終了時もビームを OFF にすると素早くもとの電流値に戻ることが確認できた。電流値のゆらぎが 100 nA 程度あるように見えるが、これは HV モジュールのノイズに由来し、照射ありと照射なしをくらべても幅は変化していないことがわかる。中性子フラックス  $5 \text{ MHz/cm}^2$  においても電流が瞬時に  $1 \mu\text{A}$  流れるような放電は観測されず、安定に動作することがわかった。また、図 7.9 には電流が不安定になり放電するまでアノード電圧を上げたときの電流モニターを示した。このように Resistive Micromegas であっても、アノード電圧を上げ続ければ放電を引き起こし、チェンバーが不安定な状態になりうるが、通常のオペレーション電圧であれば問題ないといえる。

図 7.10 は中性子照射中のイベントの例を示した。J13 の信号でこのときのアノード電圧は 580 V である。電流モニターから放電が起きていないことからわかるが、この図をみても、Micromegas の信号が乱れるようなことはなく、シグナルが見えている。

また、図 7.11 には、アノード電流がビーム電流に比例して上がっていく様子がわかる。ヒットレートが上がって電流が増えると、レジスティブストリップにおける電圧降下やチャージアップによってゲインが下がり電流が落ちることが考えられるが、この程度の電流では問題ないことがわかった。このことからレジスティブストリップの抵抗値は、少な

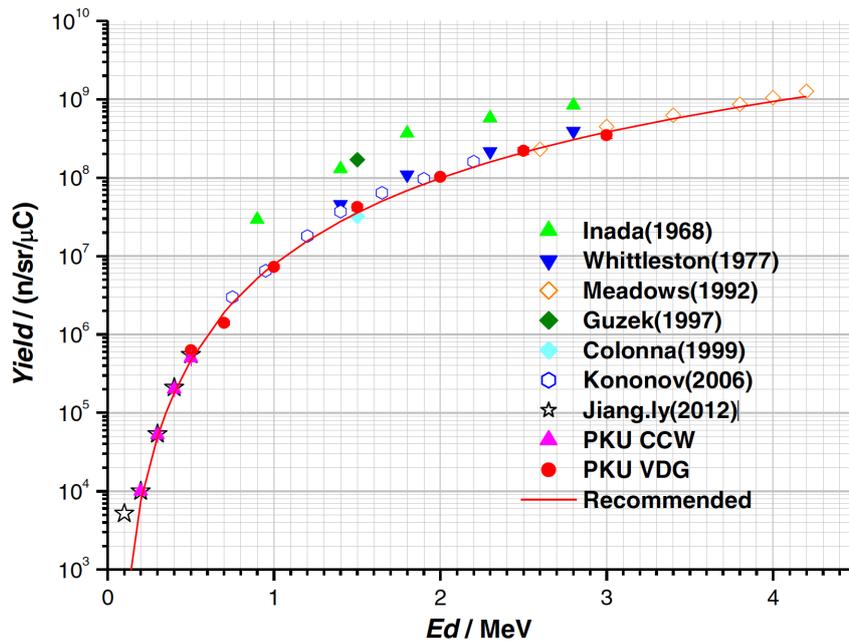


図 7.5  ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$  反応における中性子の生成数 (0 度方向) [23]。横軸は deuteron のエネルギーを表す。またターゲットは deuteron の飛程に対して十分に厚いものを使用している。

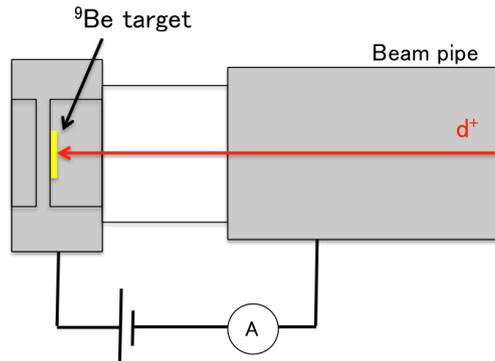


図 7.6 ターゲット電流モニター

くとも  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  の大きさの試作器においては高すぎないことが確認できた。

また、照射後に内部を目視で確認した結果、レジスティブストリップ、ピラー、メッシュのどれも照射前と変化がないことが確認できた。リークカレントやノイズの増加も認められなかった。

## 7.4 まとめ

今回中性子照射試験では最大  $5 \text{ MHz/cm}^2$  の中性子フラックスの環境下で Micromeags の動作試験を行った。また、ATLAS 内部の中性子エネルギー分布 (図 4.10) に対しては、そのピークの高エネルギー側が今回中性子のエネルギーに対応する。このフラッ

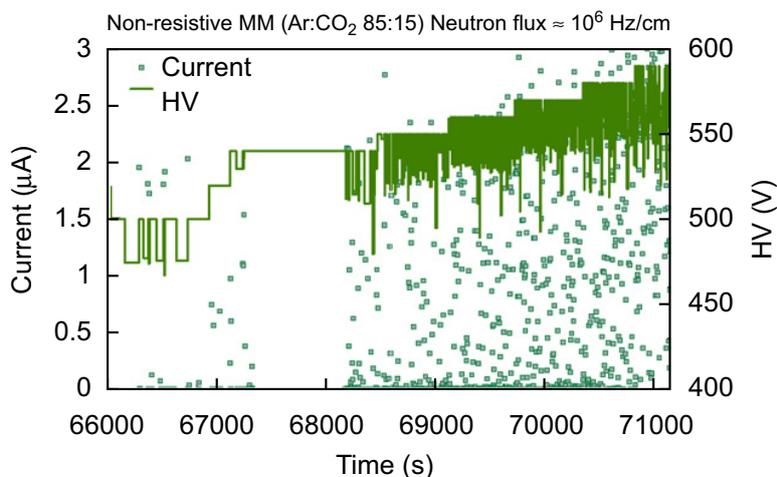
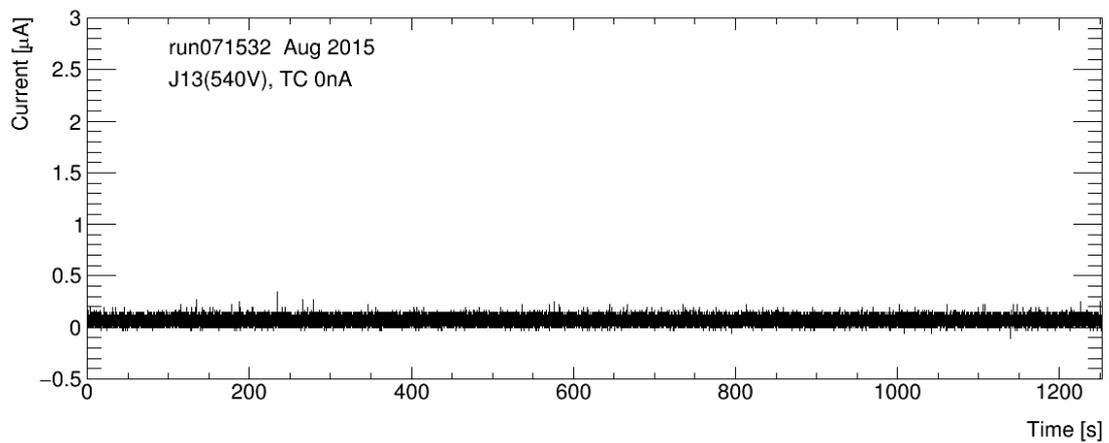


図 7.7 従来の Micromegas の中性子環境での動作 [32]

クスは HL-LHC での NSW で見積もった最大値の約 5 倍であり、そのような環境でも Resistive Micromegas は安定に動作することが確認できた。このような中性子環境は、Resistive ではない従来の Micromegas では安定動作が不可能であった環境であり、Resistive Micromegas の放電抑制がはたらいっている証拠だといえる。また、放電を抑制するためのストリップの抵抗値が大きすぎると高レート環境で電圧降下によりゲインが低下するが、そのような現象も見られなかったことから、レジスティブストリップの抵抗値が適切な値であることが確認できた。また、今回の照射では表面状態の変化やリークカレントやノイズの増加はみられなかった。



(a) 照射なし

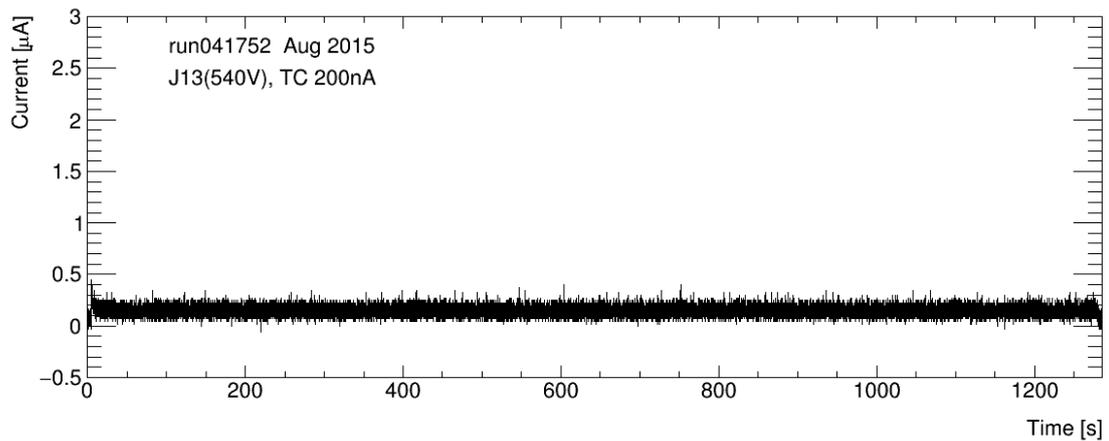
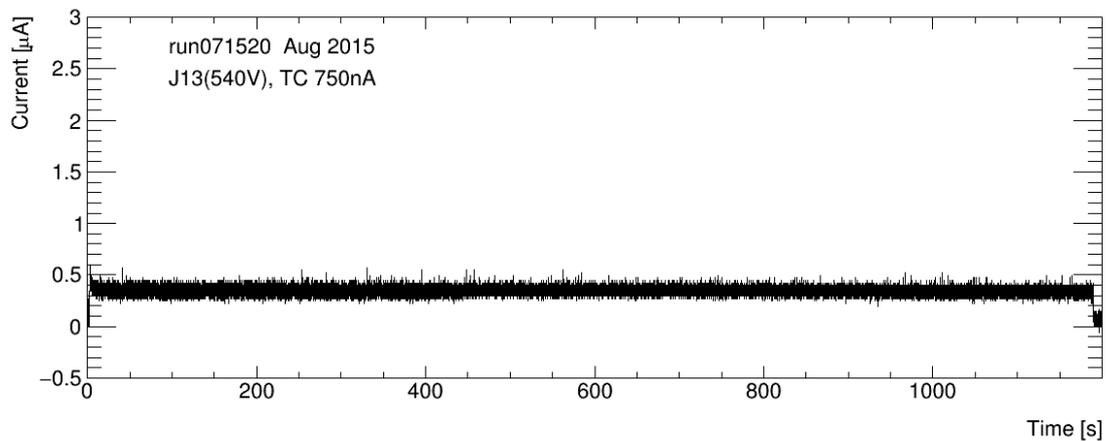
(b) 中性子フラックス 0.7 MHz/cm<sup>2</sup>(c) 中性子フラックス 5 MHz/cm<sup>2</sup>

図 7.8 アノード電流モニター：チェンバーは J13，ターゲットからの距離は 7.5 cm。  
10 分間照射した。最初と終わりの数秒は照射していないため電流値が低く，照射を始めると電流が上がるのがみてとれる。

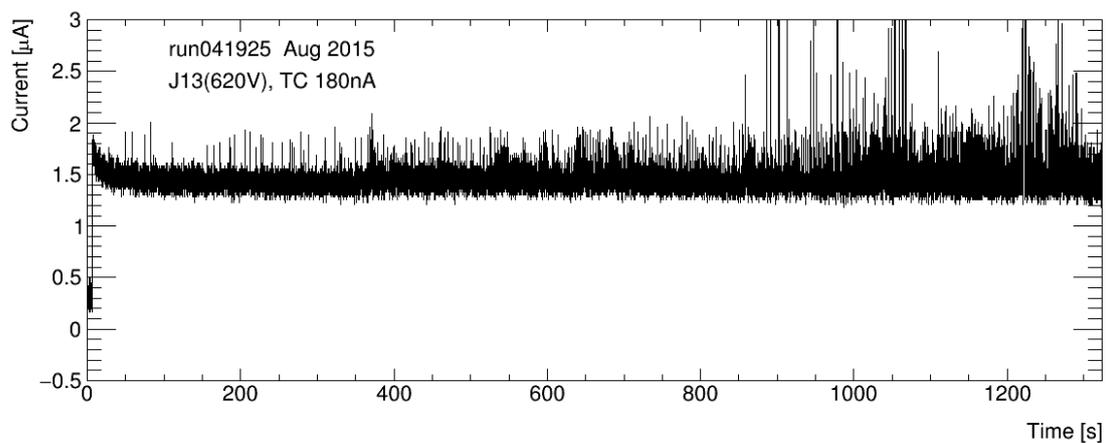


図 7.9 放電を引き起こすまで電圧を上げたときの電流モニター。HV は 620 V , 中性子フラックスは  $1.3 \text{ MHz/cm}^2$

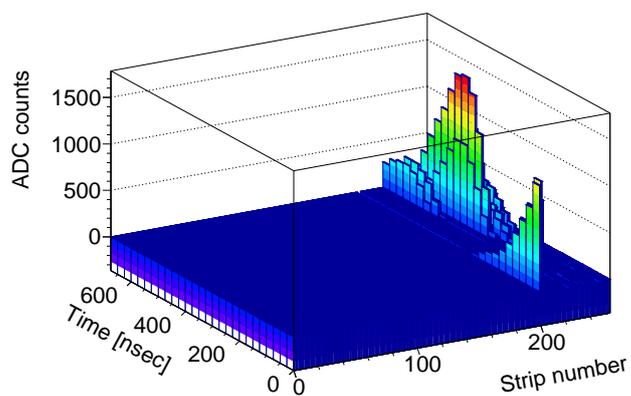


図 7.10 中性子照射中にランダムトリガーで取得したイベントの例：チェンバーは J13 , アノード 580V , ターゲットからの距離 7.5 cm のもの。Micromegas の信号に乱れはなく、シグナルが見えている。

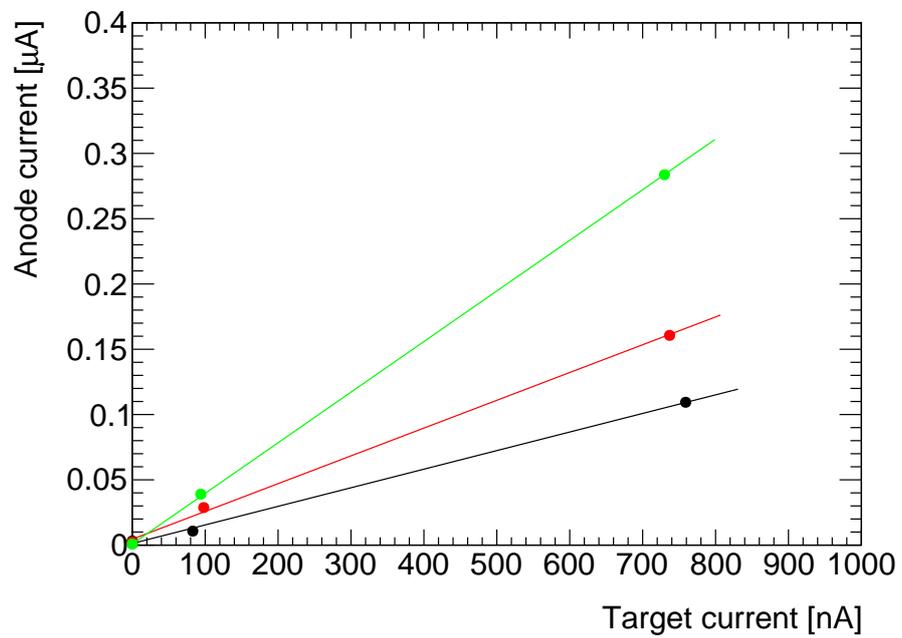


図 7.11 アノード電流とターゲット電流の関係：緑が 540 V，赤が 520 V，黒が 500 V に対応している。



## 第 8 章

# $\gamma$ 線を用いた耐久試験

### 8.1 $\gamma$ 線照射施設 GIF++

$\gamma$  線照射試験は、CERN の  $\gamma$  線照射施設 GIF++ (Gamma Irradiation Facility) で行った。LHC の各実験にとって、HL-LHC の高ヒットレートは、これまでになく検出器に対して厳しい環境である。そのための高ヒットレート耐性や、バックグラウンド環境での性能評価、Ageing 試験などの各種試験を行うための施設として、建設された施設が GIF++ である。図 8.1 は、GIF++ を上からみた図である。GIF++ のバンカーは天井も含めてコンクリートブロックで囲まれており、大型の検出器を搬入する際はそのコンクリートブロックを動かして対応している。

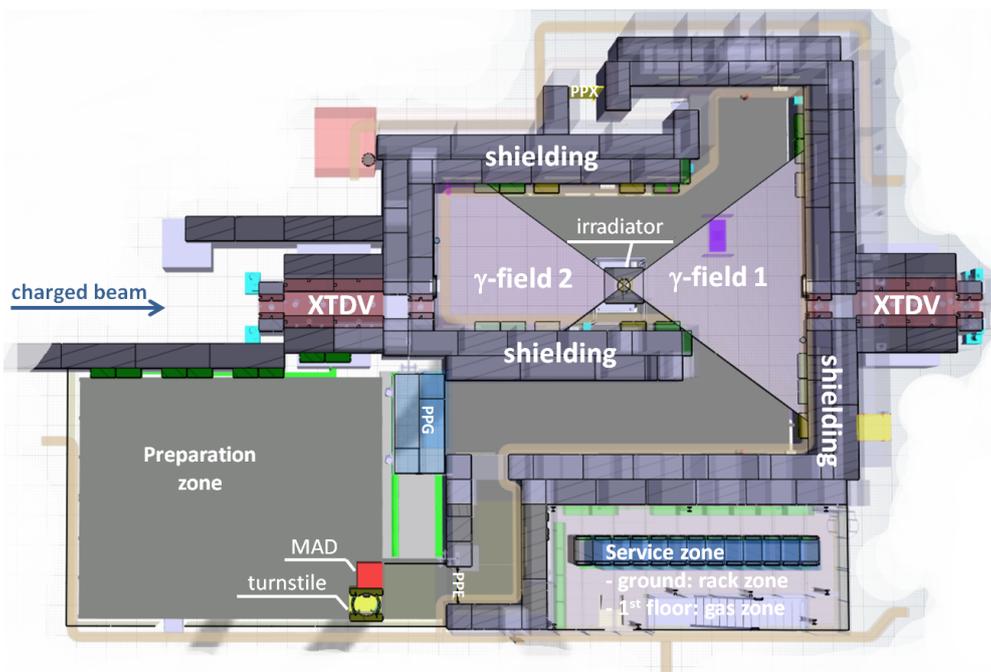


図 8.1 GIF++ のバンカー



図 8.2 照射装置：この内部に  $^{137}\text{Cs}$  が格納されている。

バンカーの中心に照射装置が設置されており，図 8.2 がその写真である。照射装置に格納されている  $\gamma$  線源は  $^{137}\text{Cs}$  であり，強度は 14 TBq ある。照射の ON/OFF はバンカーの外のコントロールルームから行うことができ，ON にすると線源が窓の高さまで上昇して照射される。また，照射装置には，角度補正レンズとフラックス調整用のフィルターが付随している。GIF++ で試験する検出器は大半が LHC 実験で使われるものであるために，実機と同サイズになると数 m 単位の大型になる。このような大型の検出器を GIF++ の線源に晒すように設置すると，検出器表面で線源に最も近い場所と最も遠い場所で  $\gamma$  のフラックスに違いがでてしまう。これを避けるために，照射装置の窓には角度補正レンズが常に設置してあり，照射装置の窓に平行に検出器を置いた場合に，検出器表面のフラックスがほぼ同じになるように補正している。ガスのチューブや HV や信号のケーブルはバンカーの外側につながっており，図 8.1 の右下にある service zone でこれらは外部からコントロール可能になっている。

図 8.3 には  $\gamma$  線のフラックスを線源からの距離の関数として示した。今回の照射では線源にできるだけ近づけ，距離を 1 m としたので， $\gamma$  のフラックスは  $130 \text{ MHz/cm}^2$  に相当する。

## 8.2 シミュレーション

照射試験の前に，GIF++ での照射が HL-LHC でのバックグラウンドの総量に比べてどの程度得ることができるのかを見積もるために，Geant4 を使ったシミュレーションを行った。図 8.4 は，Geant4 に実装した Micromegas 試作器である。このシミュレーションの目的は，試作器の  $\gamma$  線に対する感度を見積もることと，検出器の反応を理解することである。このシミュレーションでは，PCB，PCB 表面の銅箔，ガスパッケージ，カプトン窓，読み出しストリップ，絶縁層，レジスティブストリップ，ピラー，メッシュ，ガス，

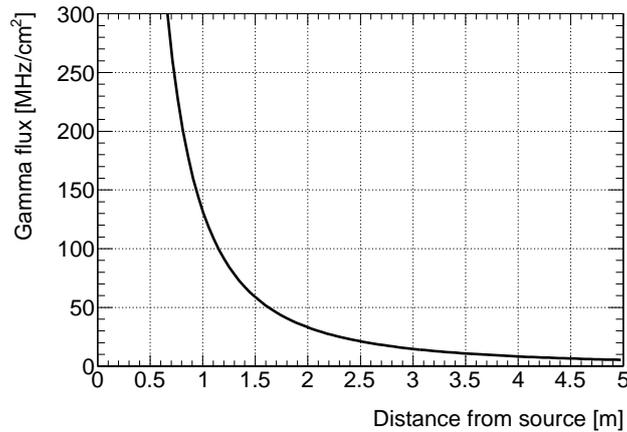


図 8.3  $\gamma$ 線のフラックス: [33] の値を  $1/r^2$  でフィットしたもの

メッシュのフレームを実装した。このチェンバーに対して、読み出し部分から 1m の距離に、662 keV の  $\gamma$  の点線源を設置した。ここで、 $\gamma$  線に対する感度は、

$$\text{感度} = \frac{\text{厚さ 5 mm の有感領域にエネルギーを落としたイベント数}}{10 \times 10 \text{ cm}^2 \text{ の有感領域を通った } \gamma \text{ 線の数}} \quad (8.1)$$

で定義した。試作器のヒットレートは、フラックスと感度を掛けあわせたものであり、表 8.1 のような結果が得られた。チェンバーの向きを変えた 2 つの場合のシミュレーションを行い、ポリイミドの窓がある側を線源に向けた場合（表）とそれを裏返した場合（裏）の結果を示した。チェンバーの有感領域にエネルギーを落とすのは、おもに  $\gamma$  線が PCB などでもコンプトン散乱し、そこで散乱された電子がガスギャップを通るようなプロセスである。裏向きの方が感度が高いのは PCB からの電子がガスギャップを通りやすいからである。また、このときにガスギャップに落ちるエネルギーの平均値は 10 keV という結果が得られた。

表 8.1 Geant4 シミュレーションを使ったヒットレートの見積り：線源からの距離は 1 m とした

向き	感度	ヒットレート (kHz/cm <sup>2</sup> )
表	$1.0 \times 10^{-3}$	130
裏	$2.0 \times 10^{-3}$	260

### 8.3 $\gamma$ 線照射試験

J13 と J14 の 2 台のチェンバーを線源からの距離が 1 m の位置に図 8.5 のように設置した。向きは PCB の面が線源の方向を向くように設置した。ガスの流量は 5 L/hour で試験を行った。この照射試験では、アノードに 580 V、ドリフト電極には -300 V を印加し、

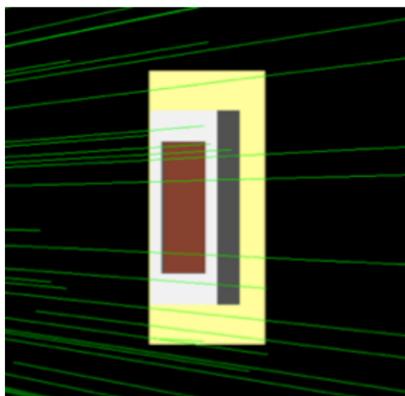


図 8.4 Geant4 シミュレーションによる試作器：この図では，チェンバーの配置は表向きになっている。チェンバーの手前 1 m に  $\gamma$  線源を設置し， $\gamma$  線に対する感度をシミュレーションした。

Micromegas の信号はランダムトリガーを用いて APV25-SRS で読み出した。またアノードの電流値は HV モジュールの電流モニターを記録した。

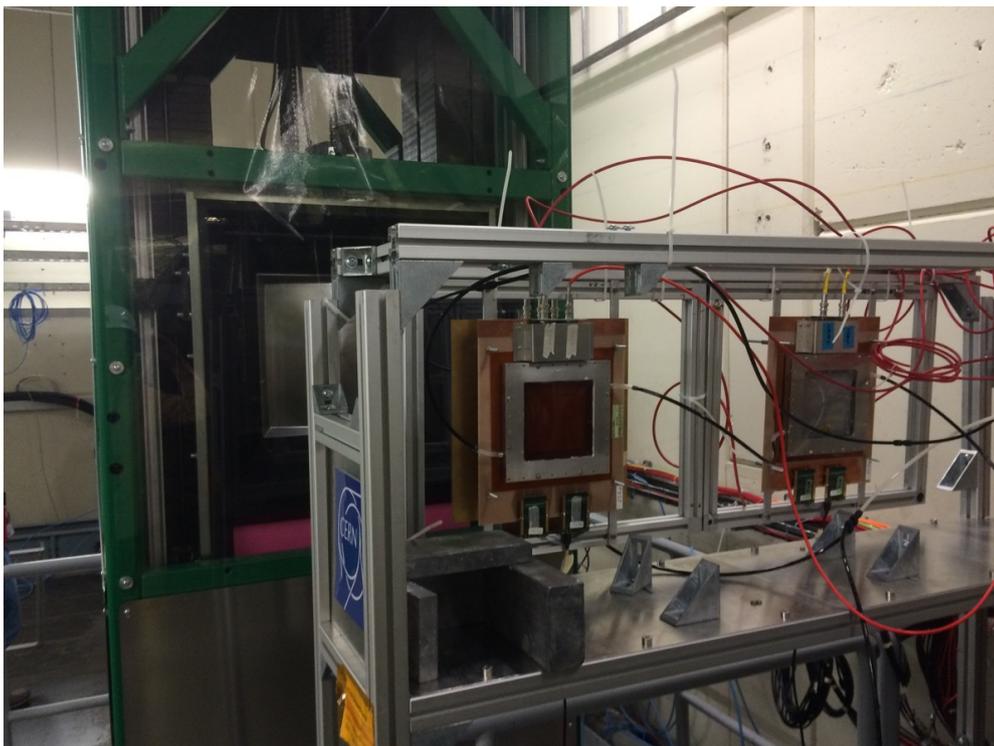


図 8.5 2 台の Micromegas 試作器をセットアップした写真：線源から 1 m の距離においてある。

図 8.6 と図 8.7 は， $\gamma$  線照射時のある 1 イベントの Micromegas の信号である。図 8.6 は，256 チャンネルのそれぞれのストリップに対して，信号の波形を表している。この図で時間の範囲は 1 つの time bin が 25 nsec で 27 bin あるので 675 nsec に対応している。

この時間の範囲でシグナルが数個入っていることが確認できる。図 8.7 は、各ヒットストリップに対してヒット時間をプロットした図である。この図で時間が 100 nsec ほどの斜めの線がいくつかみとれる。100 nsec は 5 mm のドリフトギャップを電子がドリフトする時間と一致しており、 $\gamma$ 線のコンプトン散乱によりはじき出された電子の飛跡であることがわかる。

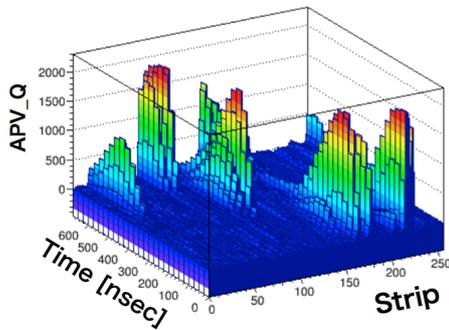


図 8.6  $\gamma$ 線照射時のイベントディスプレイ (波形)

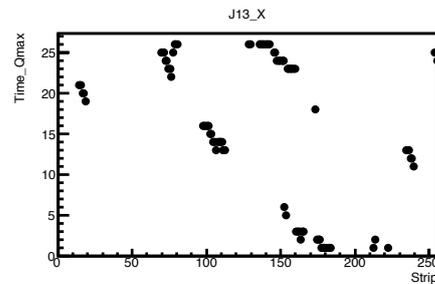


図 8.7  $\gamma$ 線照射時の各ストリップのヒット時間：左と同じイベントを示している。

図 8.8 には、アノード HV の電流値のモニターを示した。2 台のチェンバー (J13 と J14) の両方の電流値を、照射開始から照射終了まで記録した。

また、今回の照射試験は、同時に他のグループも試験を行ったため、彼らの要求に合わせて何度か照射を OFF にした。電流値が何度か下がっているのはそのためである。また、170 h あたりで長期間線源が OFF になっているが、その間にガスポンベの交換も行っている。そのあたりから 2 台のチェンバーの電流値が不安定になっていることがみとれ、ガスを交換した際に何らかの不純物が混ざりこんだ可能性が考えられる。それ以外の状況では、照射装置を ON にした場合、 $\gamma$ 線由来のシグナルによって J13, J14 とともに約  $3.7 \mu\text{A}$  の電流が恒常的に流れた。また、照射していた合計の時間は 230 時間であった。

Micromegas のヒットレートは、ランダムトリガーで取得したデータの信号の数を数えることで見積もることができる。ただし、オンラインの波高と、クラスタリングの閾値でカットした際に小さな信号は落としてしまうため、正確なヒットレートを知るには適切な閾値を使わなければいけない。図 8.9 は、クラスタリングの際の閾値を変えていったときに、信号の数、すなわちヒットレートがどのように変化するかを見たものである。オンラインでの閾値はここでの 40 counts 程度に相当し、クラスタリングの閾値に比べて十分小さいので無視する。閾値を下げていけばより多くの信号を拾うことができるので、今回はこの曲線を閾値 0 まで外挿することで、J13, J14 とともにヒットレートを  $100 \text{ kHz}/\text{cm}^2$  と見積もった。

$3.7 \mu\text{A}$  と測定された電流値  $I$  はシミュレーションで得られたガスギャップに落とすエネ

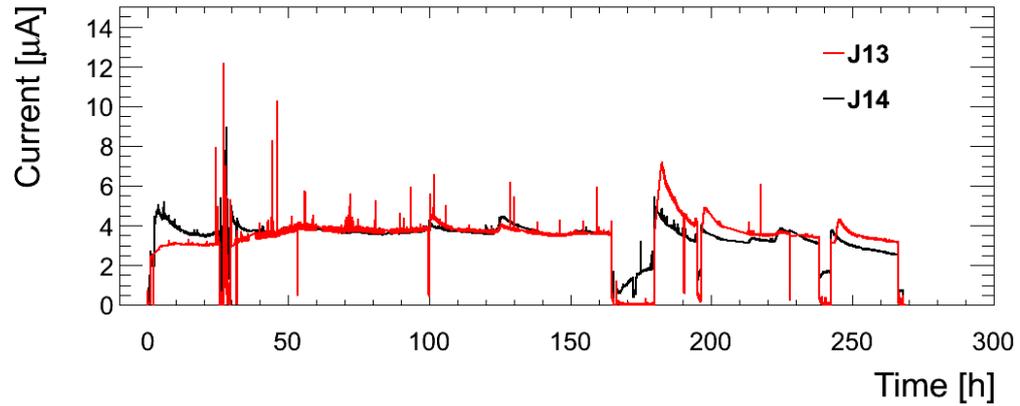


図 8.8 カレントモニター：時間 0 h が照射開始に対応している。横軸の時間で 20-30 h の間において細かく電流値が上下しているのは，照射装置の線源強度やチェンバーの電圧を変化させ，動作確認をしたからである。照射を OFF にした時間には電流値が落ちている。

ルギーが 10 keV であることを使うと予測することができ，

$$I = (N_{\text{seed}}) \times q_e \times (\text{Gain}) \times (\text{Rate}) \times (\text{Area}) \quad (8.2)$$

$$= \frac{10 \text{ keV}}{26 \text{ eV}} \times 1.6 \times 10^{-19} \text{ C} \times 5000 \times 100 \text{ kHz/cm}^2 \times 100 \text{ cm}^2 \quad (8.3)$$

$$= 3 \mu\text{A} \quad (8.4)$$

であり，ほぼ期待どおりの電流値が得られているといえる。

合計の照射量は，30 mC/cm<sup>2</sup> に相当し，ヒット数は  $8.3 \times 10^{10}$  であった。HL-LHC の  $\gamma$  線のヒットレートは 1.5 kHz/cm<sup>2</sup>，総ヒット数は  $9 \times 10^{10}$  であるから，今回の照射は HL-LHC の  $\gamma$  のヒット数の 9.2 年分であることがわかり，10 年分の照射という目的がほぼ達成できた。

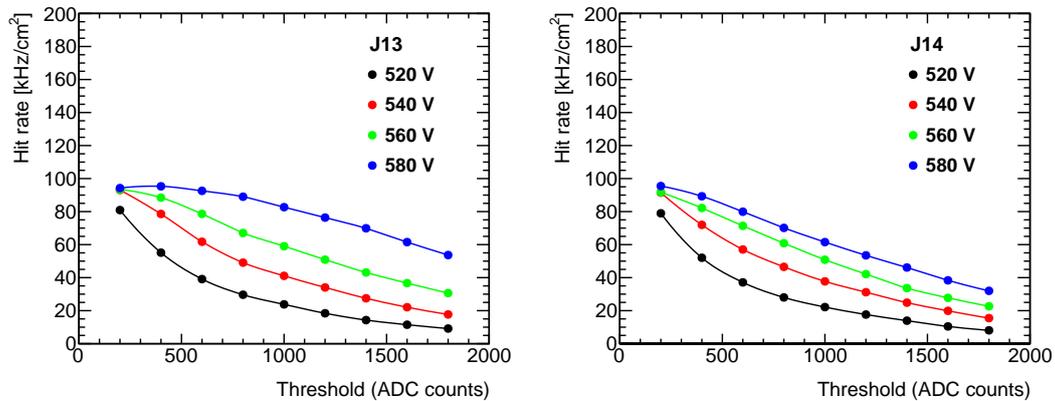


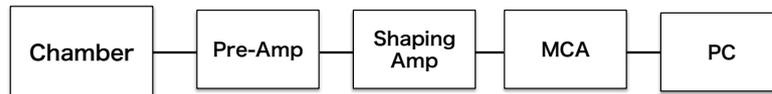
図 8.9 閾値をかえたときのヒットレート：左は J13，右が J14

## 8.4 照射前後の変化

### 8.4.1 ゲイン

照射前後に図 8.11 のように  $^{55}\text{Fe}$  線源を用いてゲイン測定を行った。今回のゲイン測定では APV25-SRS は使わず、線源をチェンバーの片側に置き、128 チャンネルのストリップをすべてまとめた信号を、図 8.10 にあるように pre-amp, shaping amp と MCA を使って測定した。また、ゲインの絶対値を調べるため、チェンバーからの出力を、コンデンサーの放電に置き換えてキャリブレーションを行った。ここでは 1.8 pF のコンデンサーを用いている。パルスジェネレーターの波高を例えば 100 mV にすれば 0.18 pC の電荷が Pre-Amp に入力されるので、このキャリブレーションによってチェンバーからの出力の電荷を知ることができる。

#### Gain measurement



#### Calibration

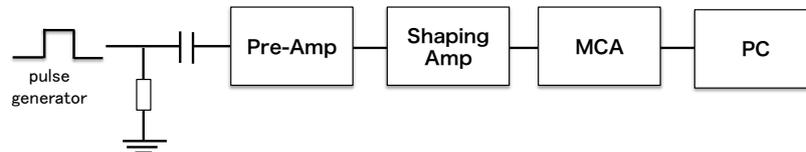


図 8.10 ゲイン測定のセットアップ

図 8.12 がゲイン測定の結果である。J13, J14 とともに、照射の前後でゲインに有意な変化は見られなかった。また、J13 と J14 にゲインの有意な差はみられないこともわかる。

## 8.5 トラッキング試験

$\gamma$  線照射の前後に、照射によるトラッキングパフォーマンスの変化を調べるためにビームテストを行った。CERN の H6 ビームラインにおいて、運動量 120 GeV の  $\pi^+$  ビームを利用した。図 8.14 のようにチェンバーを 7 台配置した。また、2 つの  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  のシンチレータをチェンバーを設置しているフレームの前後に固定し、このコインシデンスの信号をトリガーにした。 $\gamma$  線照射した J13 と J14 に加え、J12 と J15 と Tmm とよばれる  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  のチェンバーを検出効率を測定する際にトラックを要求するためのチェンバー（トラッキング用チェンバー）として設置した。図 8.14 はその写真である。

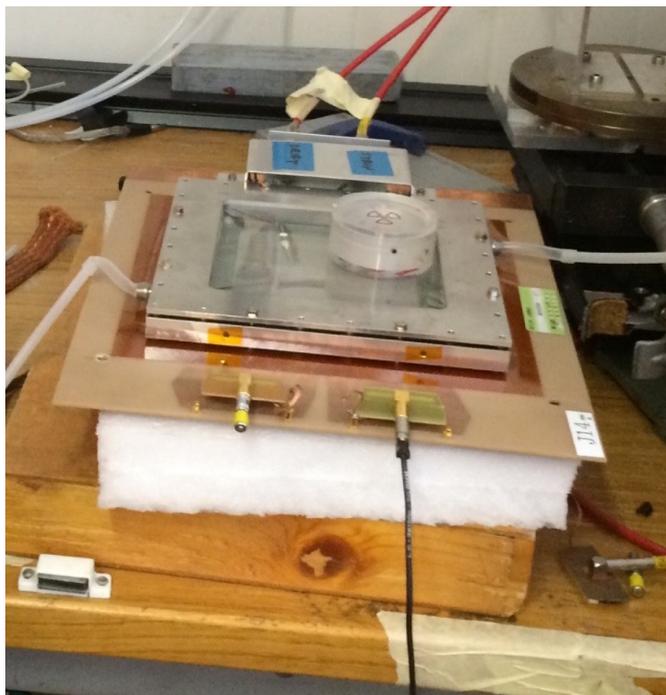


図 8.11  $^{55}\text{Fe}$  を使ったゲイン測定の様子

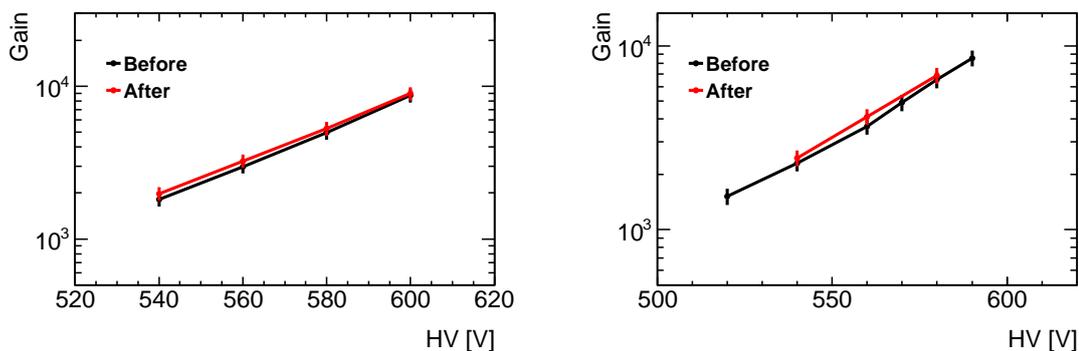


図 8.12 照射前後のゲイン測定の結果：左は J13，右が J14 である。

### 8.5.1 検出効率

検出効率は、以下のように定義した。

$$\text{検出効率} = \frac{\text{測定対象のチェンバーでトラック上にヒットがあったイベント数}}{\text{他のチェンバーで1本のトラックが再構成されたイベント数}} \quad (8.5)$$

ここで分母のイベントは、次の条件を満たすものを選んだ。

- トラッキング用チェンバーに対してクラスター数が1個
- それぞれのトラッキング用チェンバーにおいて、クラスターの位置がビームの位

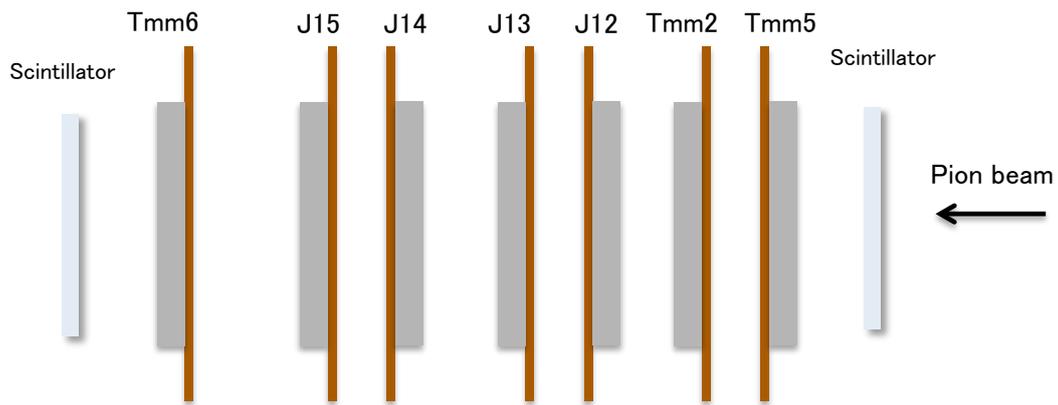


図 8.13 チェンバーの配置

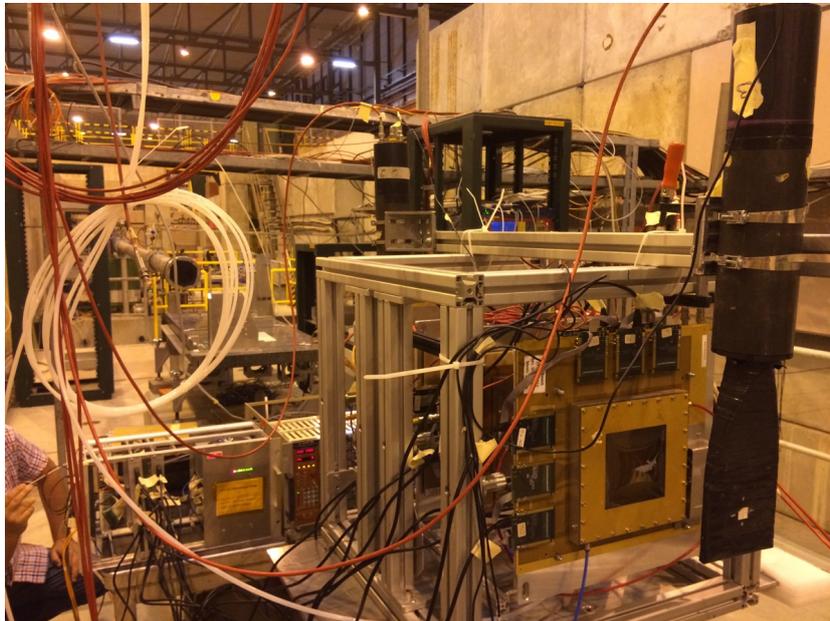


図 8.14 ビームテストのセットアップ：手前のフレームにチェンバーが7台固定されている。ビームは手前から奥へと通る。手前と奥にトリガー用シンチレーターがみえる。

置からずれていない(クラスターの位置の分布の平均から  $1\sigma$  以内(数 mm に相当))  
こと

また、分子のイベントは、次の条件を満たすものである。

- 測定対象のチェンバーのビームの位置(位置分布の平均から  $3\sigma$  以内)にクラスターが存在する

このようにしてアノード HV を変えつつ測定した検出効率が図 8.15 である。J13, J14 とともに、プラトーの領域で照射後でも検出効率が下がっていないことがわかる。なお、プラ

トーに上がり切る前の領域で照射の前後に違いが見えるが、これはビームの位置にずれがあるためであると考えられる。照射前の試験にはビーム幅が数 mm であったのに比べ、照射後の試験でビーム幅が 1 cm 程度まで広がっているのが確認された。ビーム幅が小さいと、ピラーにビームがあっていた場合、ゲインが低い状況では検出効率が小さくなる。

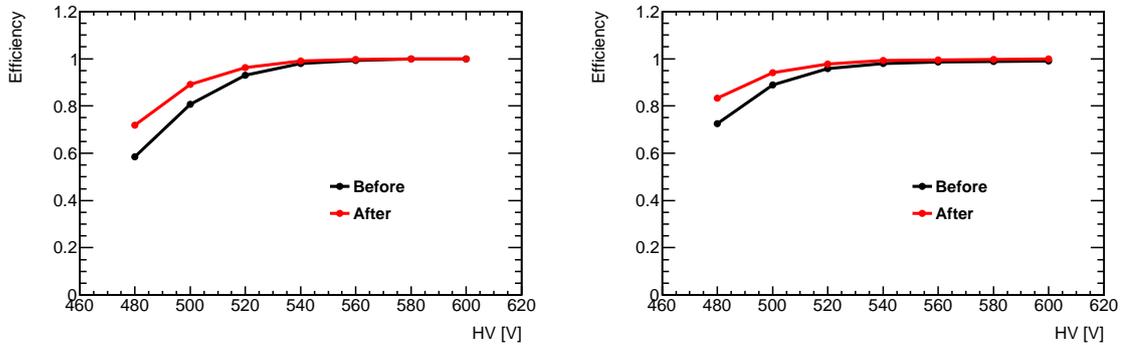


図 8.15 照射前後の検出効率。左は J13，右は J14 の結果

### 8.5.2 位置分解能

位置分解能は、2 台のチェンバーを用いて測定する。2 台のチェンバーが同じ性能だと仮定すれば、その 2 台のヒット位置の差の  $\sigma$  を  $\sqrt{2}$  で割ったものが 1 台あたりの位置分解能になる。照射の影響をみるために、J13 と J14 のヒット位置の差から照射前後の位置分解能を評価した。照射前後の測定結果が図 8.16 である。これらから位置分解能の測定結果を表 8.2 に示す。この結果から、照射によって位置分解能に関しても変化は確認できなかった。

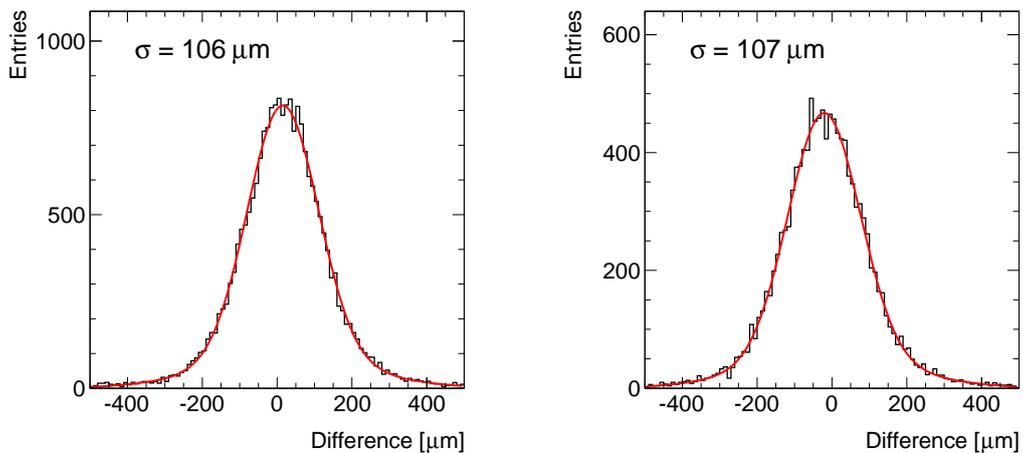


図 8.16  $\gamma$  照射前後の J13 と J14 のヒット位置の差：左は照射前，右は照射後

表 8.2 位置分解能の変化 ( $\mu\text{m}$ )

チェンバー	照射前	照射後
J13-J14	75 $\pm$ 1	76 $\pm$ 1

### 8.5.3 表面状態

図 8.17 は、照射後に J13 の表面を確認したものである。この写真で、中央下部の領域が、周囲と比較して若干白色になっていること観察できた。照射前は全体が一様であり、照射による表面の変化が確認できた。10  $\times$  10  $\text{cm}^2$  の有感領域のすべてではなく中央付近だけであるのは、縁ではメッシュがメッシュを貼り付けているフレームに引っ張られているのに対し、中央ではアノードであるレジスティブストリップに静電気力で引きつけられやすいからという理由が考えられる。

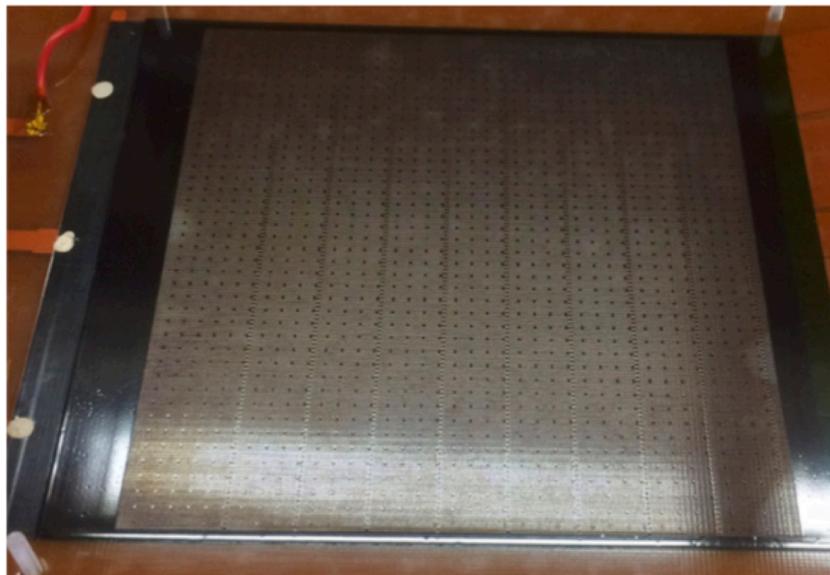


図 8.17  $\gamma$ 線照射後の J13 の表面：中央下部が変色して白く見える。

表面の変化をより詳細に調査するため、レーザー顕微鏡を用いて表面の観察を行った。レーザー顕微鏡は図 8.18 にある Keyence 社の VK-X200 を用いた。レーザー顕微鏡は、レーザー光の焦点の合う位置をみることで高さ方向の情報を得ることができ、また白色光も同時に使うことで色情報を取得している。そのため、表面のキズなどの細かい凹凸を観察するのに適している。

図 8.19 は J13 の表面の顕微鏡写真である。左の図は白色光で得られた色情報の上に、レーザーによる観察で得られた輪郭のシャープな図を重ねた画像になっている。灰色の部分がレジスティブストリップ、茶色の部分がポリイミドであり、レジスティブストリップ

ブとポリイミドそれぞれの 1 つの筋を合わせた幅がストリップピッチの  $400 \mu\text{m}$  に対応する。この画像で、ストリップ上に丸く変色した部分が規則正しく並んでいるのがわかる。この間隔は、ストリップピッチあたり 4.5 回程度繰り返されていることから  $90 \mu\text{m}$  程度である。今回使ったグラウンドメッシュのピッチは  $88 \mu\text{m}$  であり、ちょうどこの構造と一致することから、これはメッシュの構造であることがわかった。しかし 3D の観察画像ではこの構造が見えないため、何か付着物であるとするとその厚みは  $1 \mu\text{m}$  以下である。メッシュの跡ができる原因としては、ドリフトされてきた電子はメッシュの穴の部分は通るが、ワイヤーの部分は通らないため、電子によるダメージはメッシュの穴の部分につきやすいとするという仮説が考えられる。

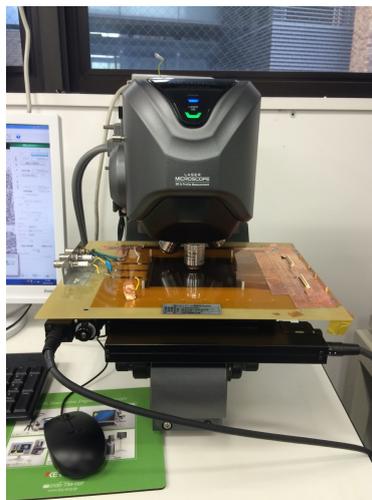


図 8.18 レーザー顕微鏡

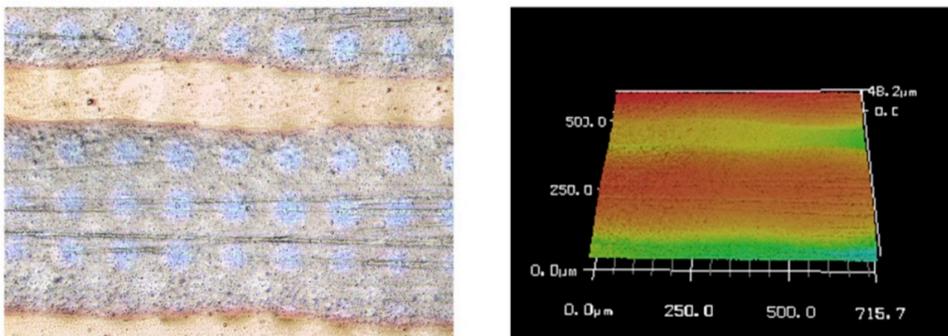


図 8.19 レーザー顕微鏡で観察した J13 のストリップ表面：左はレーザー光 + 白色光で観察したもの。メッシュの跡が格子状に残っているのが確認できる。右はレーザー光で測定した 3D 画像。色が高さを表している。

## 8.5.4 表面抵抗値

これまでも議論してきたように、レジスティブストリップの抵抗値は高レート耐性の点で重要である。 $\gamma$ 線照射の前後でレジスティブストリップの抵抗値の測定を行い、照射前後で比較をした。レジスティブストリップの上には絶縁体であるピラーが2.5 mm 間隔で並んでいるため単純な金属ブロックのようなプローブでは抵抗値の測定難しい。そのため図 8.20 にあるようなプローブを使った。この写真ではプローブを2組チェンバーの手前側に置いたものであり、1つのプローブには1cm 角の電極が2 cm 離して配置してある。このプローブは表面に金属メッシュでくるんだゴムを用いることで、ピラーの影響を排除している。1つのチェンバーについて4ヶ所で測定を行い、その測定結果を表 8.3 に示した。照射前は2-3 M $\Omega$ /sqであったのが、照射により最大で10倍以上も抵抗値が増加していることが確認できた。またテスターを使った測定では、テスターのプローブをレジスティブストリップに突き刺すと照射前と同様の抵抗値が得られることが確認でき、このことから表面に付着物がついていることが示唆される。

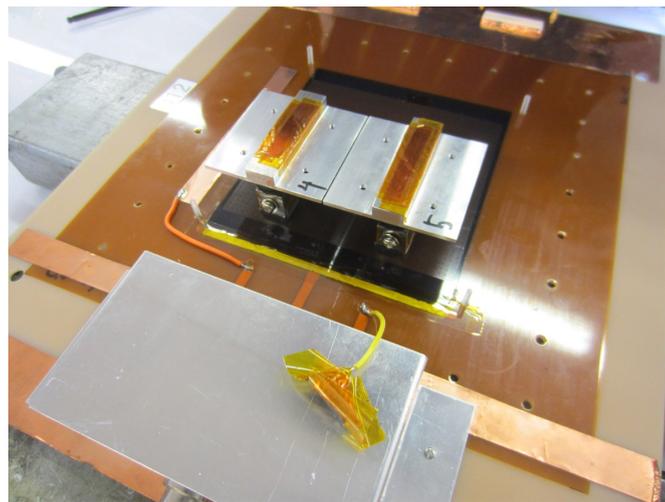


図 8.20 抵抗測定プローブ。5 cm 角の板の下に1つの大きさが1 cm $\times$ 1 cm のプローブ対がついている。プローブ表面にメッシュを使うことで、ピラーの上からの抵抗測定を可能にしている。

表 8.3 表面抵抗値の変化 (M $\Omega$ /sq) : 測定場所は図 8.17 の左上 ① 右上 ② 左下 ③ 右下 ④ に対応している。

チェンバー 測定位置	J13				J14			
	①	②	③	④	①	②	③	④
照射前	1.3	1.2	1.3	1.3	1.3	1.2	1.4	1.5
照射後	9.0	3.4	15	10	7.0	1.8	4.8	2.0

## 8.6 まとめ

この  $\gamma$  線を用いた耐久試験では HL-LHC 9 年分の  $\gamma$  のヒットに相当する照射を行った。その結果ゲイン，位置分解能，検出効率に変化は見られず，基本的な性能は低下していないといえる。ただ顕微鏡で観察して明らかになったストリップ表面のメッシュの跡に関しては凹凸などは確認できなかったが，レジスティブストリップ内部の抵抗値は増加していないことから，表面に付着物があることが推測される。

また，レジスティブストリップの抵抗値の大きな増加は長期運用に対して懸念される点となった。Resistive Micromegas は抵抗値をうまく調整することで放電耐性と高レート耐性を両立しているからである。抵抗の増加は高レート耐性の低下を招く危険性が考えられるので，今後の抵抗の上昇の原因解明と対策が必要である。表面の顕微鏡を使った観察と抵抗が増加した結果からは，表面に物質が付着しているなどが推察できるが，詳細は表面の元素分析などを今後行って明らかにしていく。

## 第9章

# $\alpha$ 線を用いた耐久試験

### 9.1 $\alpha$ 線照射

検出器に中性子がヒットして生じる原子核がガス中で反応すると、大きなエネルギーを狭い範囲に落とすので、MIP のシグナルに比べて検出器へのダメージが大きいと予想される。そこでそのような効果を検証するために  $\alpha$  線源を用いた耐久試験を行った。この試験では 4 MBq の  $^{241}\text{Am}$  を用いた。 $^{241}\text{Am}$  は、5.5 MeV の  $\alpha$  線を放出する。図 9.1 が線源を設置した試作器 (J12) の写真である。 $\alpha$  線を検出器内部まで通すために、試作器前面の窓を 5  $\mu\text{m}$  のポリイミドに変更している。ポリイミドが薄く破れやすいため、照射用の直径 1 cm の穴を開けたアルミフレームを用いて、その内側にポリイミドを貼り付けた。また、線源とアルミフレームの間にメッシュを挟むことで検出器に入射する  $\alpha$  線のレートを調整し、今回はアノード電流が 2  $\mu\text{A}$  程度になるようにした。5.5 MeV の  $\alpha$  線の空気中での飛程は約 4 cm であり、5  $\mu\text{m}$  のカプトンでは約 500 keV のエネルギーを落とし、ガスギャップも貫通してレジスティブストリップ表面で止まる。5 mm の有感領域に落とすエネルギーは約 500 keV である。

局所的に大きな電流が流れると、チャージアップやレジスティブストリップにおける電圧降下でゲインが低下するおそれがある。図 9.2 はアノード電圧を変えていったときの電流値を表しており、580 V まで電圧を上げていき電流を増やしても電流値の低下はみられないことから、ゲインの低下はおきていないと考えられる。 $\alpha$  照射時の条件は、アノード電圧 580 V、カソード電圧-300 V、またガスの流量は 3 L/hour とした。

図 9.3 は今回の照射期間の HV モジュールの電流を記録したものである。横軸は照射開始の時間を 0 とした。この電流モニターをみると、最初 2  $\mu\text{A}$  程度であった電流が 1.6  $\mu\text{A}$  程度まで下がっているのが確認できる。このことの原因としては、照射によりレジスティブストリップの抵抗値が上昇し、ストリップでの電圧降下が増大し、ゲインが下がっている可能性が考えられる。

照射終了後に線源を取り除くと電流は 0 nA になり、照射によるリーク電流の増加は見られなかった。合計の照射時間は 88 時間で、電流の積分値は 570 mC である。照射領域が直径 1 cm の円なので、今回の照射における電荷量の合計は 720 mC/cm<sup>2</sup> となり、HL-LHC

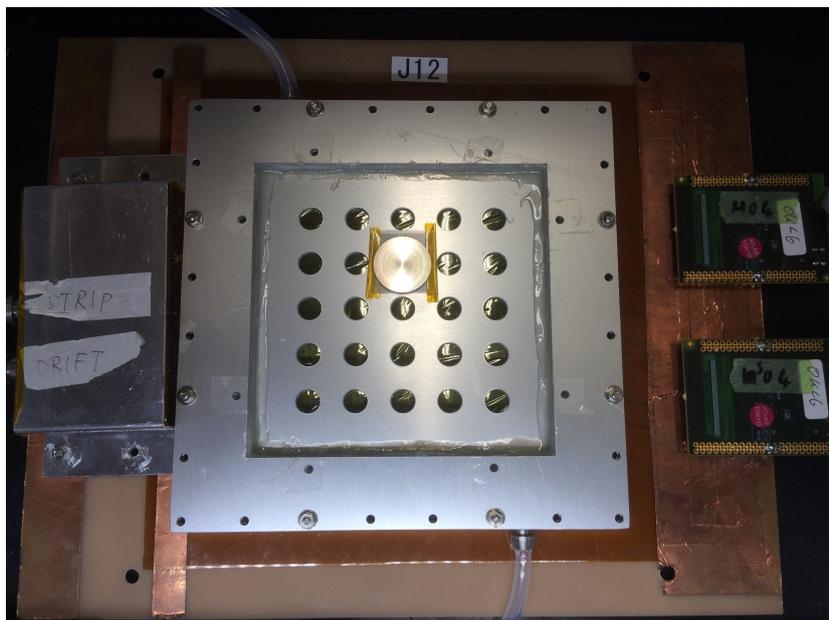
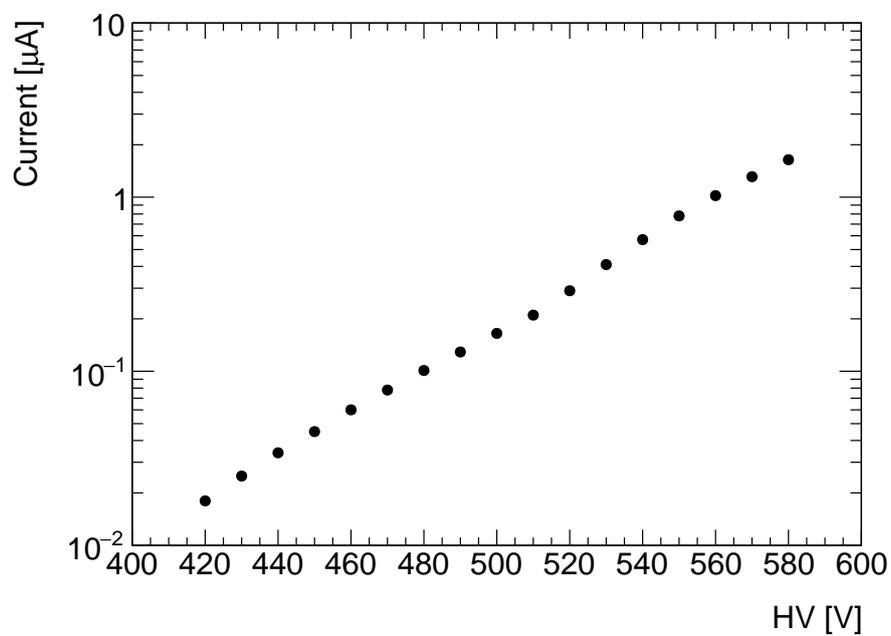
図 9.1  $^{241}\text{Am}$  線源を設置した様子

図 9.2 アノード電流の電圧依存

の10年分の15倍に相当する。

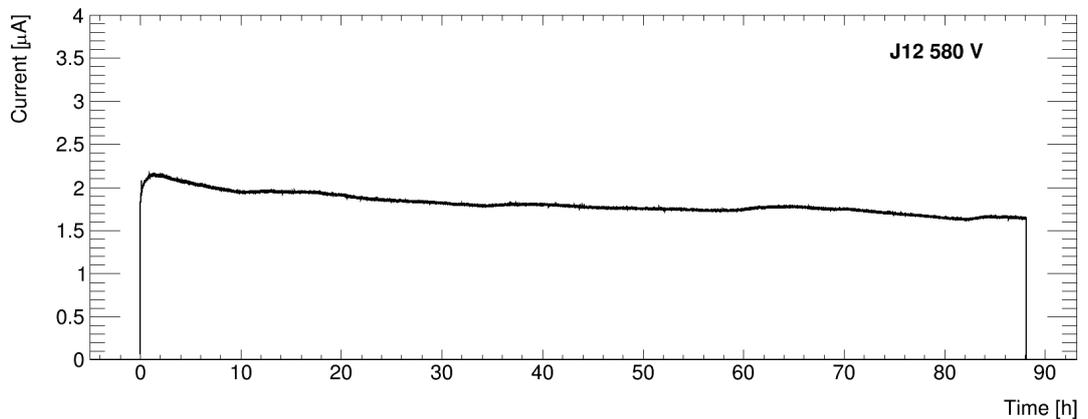


図 9.3  $\alpha$  線照射時のアノード電流モニター

## 9.2 ゲイン測定

$\alpha$  線照射の前後においても、 $^{55}\text{Fe}$  を用いたゲイン測定を行った。図 9.4 にあるように、 $\alpha$  照射時に  $^{241}\text{Am}$  を置いた場所と同じ場所に  $^{55}\text{Fe}$  を置いているので、照射した領域のゲインを測定していることになる。今回は APV25-SRS を用いてゲイン測定を行った。1 kHz のランダムトリガーでデータを取得し、クラスタリングを行った。ランダムトリガーを使っているため、シグナルが完全にイベントの時間幅 ( $25 \text{ nsec} \times 27 \text{ bin} = 675 \text{ nsec}$ ) に入るように波形のピークに対応する時間  $t_{\text{peak}}$  が、 $125 \text{ nsec} < t_{\text{peak}} < 375 \text{ nsec}$  を満たすイベントのみを用いた。このようにして得たクラスターの電荷の分布が図 9.5 である。 $^{55}\text{Fe}$  の 5.9 keV のピークとエスケープピークの分布を確認することができ、2 つのピークをガウシアンでフィットした。アノード電圧を 540 V より大きくすると、SRS でサチュレーションを起こしてしまうために、今回の測定では 500 V、520 V、540 V の 3 点で測定した。この例は 520 V、照射前のものであるが、他の測定点も同様にフィットすることで、照射の前後のゲインの変化を見たものが図 9.6 である。この図ではアノード電圧 500 V、520 V、540 V の各点において、照射後のゲインの測定値と照射前のゲインの測定値の比を表している。この結果から、ゲインに関しては照射による変化が確認できなかった。

## 9.3 照射による表面の変化

$\alpha$  線を照射し、ゲイン測定を行った後にチェンバーを開けて内部を観察した。その写真が図 9.3 である。明らかに、照射した領域が変色しているのが確認できた。この写真で、ピラーのピッチが 2.5 mm であることから、変色している領域は、直径 1 cm の円の内部であることがわかり、上部のパネルの穴の大きさに一致する。

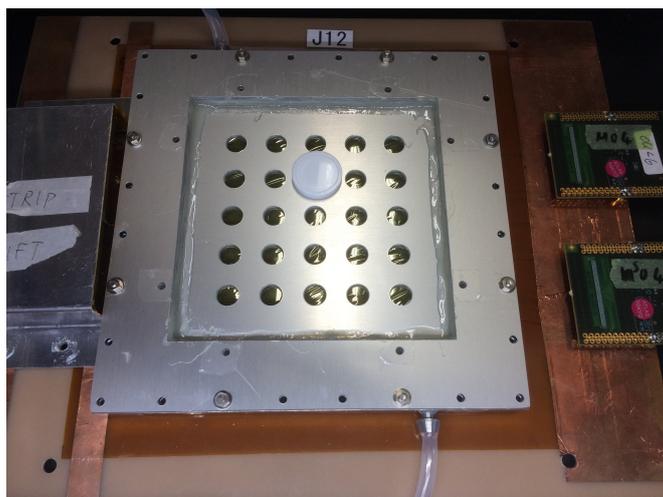


図 9.4  $^{55}\text{Fe}$  線源によるゲイン測定

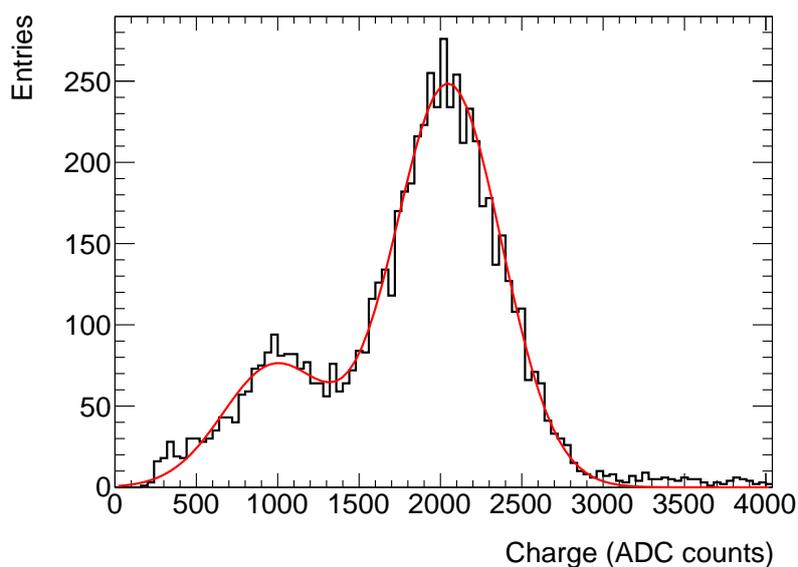


図 9.5  $^{55}\text{Fe}$  のスペクトル (この図は 520V, 照射前のもの)

表面の変化をより詳細に確認するため、 $\gamma$ 線照射後と同様に、レーザー顕微鏡を用いた観察を行った。図 9.8 が非照射領域と照射領域を倍率 10 倍で観察した画像である。レーザーによる画像と白色光でのカラー画像を重ねて表示している。この図で、茶色の部分がポリイミド層、灰色の部分がレジスティブストリップであるが、(a) と (b) ではレジスティブストリップ明らかな違いが観察された。非照射領域のストリップは表面がなめらかに見えるのに対して、照射領域では表面がザラついており、黒っぽく見える。図 9.9 は 1 本のストリップの高さ情報を示している。まず高さの測定から、ストリップの高さは  $10\ \mu\text{m}$  程度であることがわかる。非照射領域と照射領域のストリップを比べると、ストリップそのもの

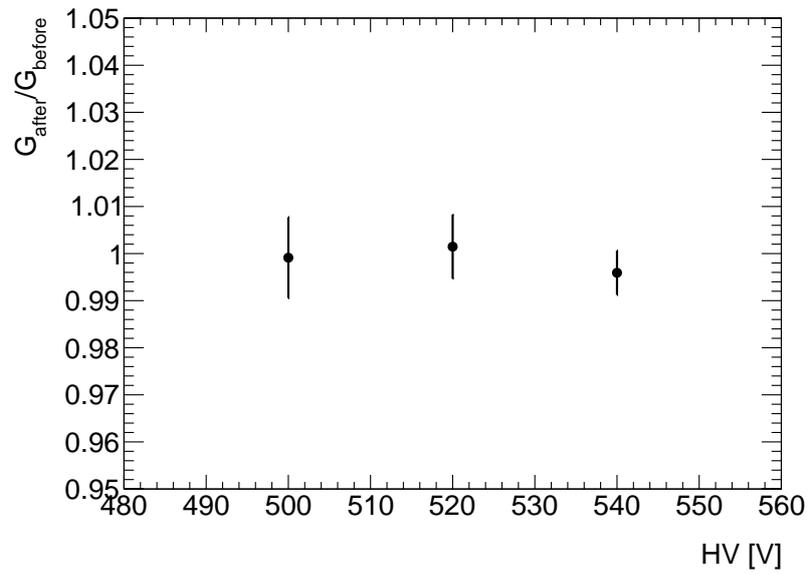


図 9.6 照射前後のゲインの測定結果。各電圧においてゲインの照射前と照射後の比をみたもの。

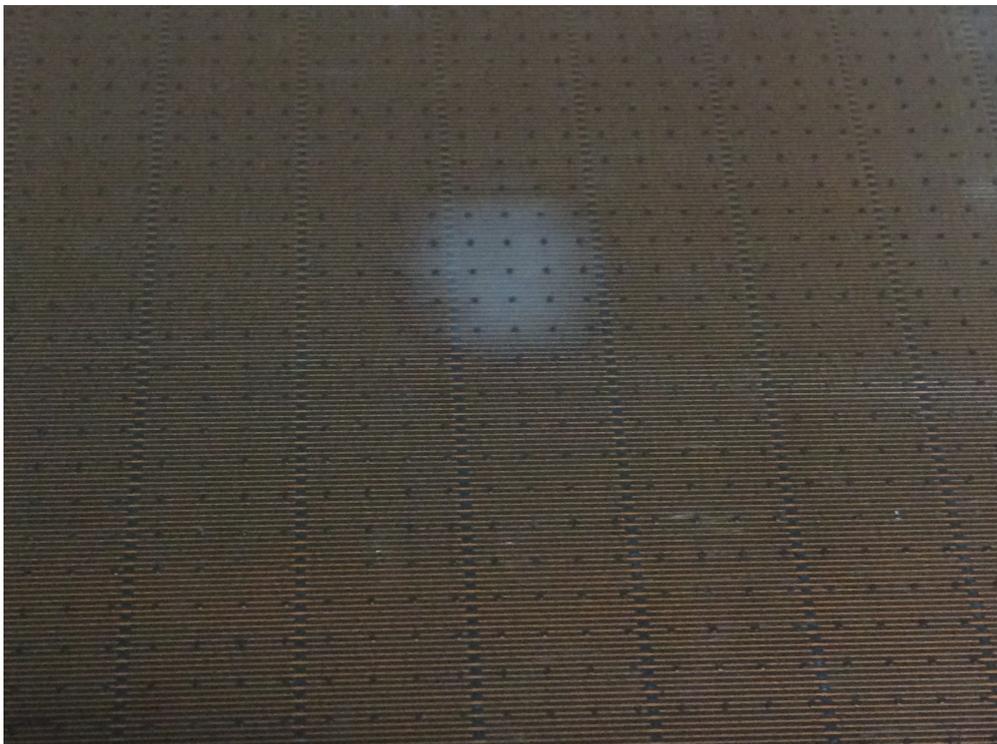
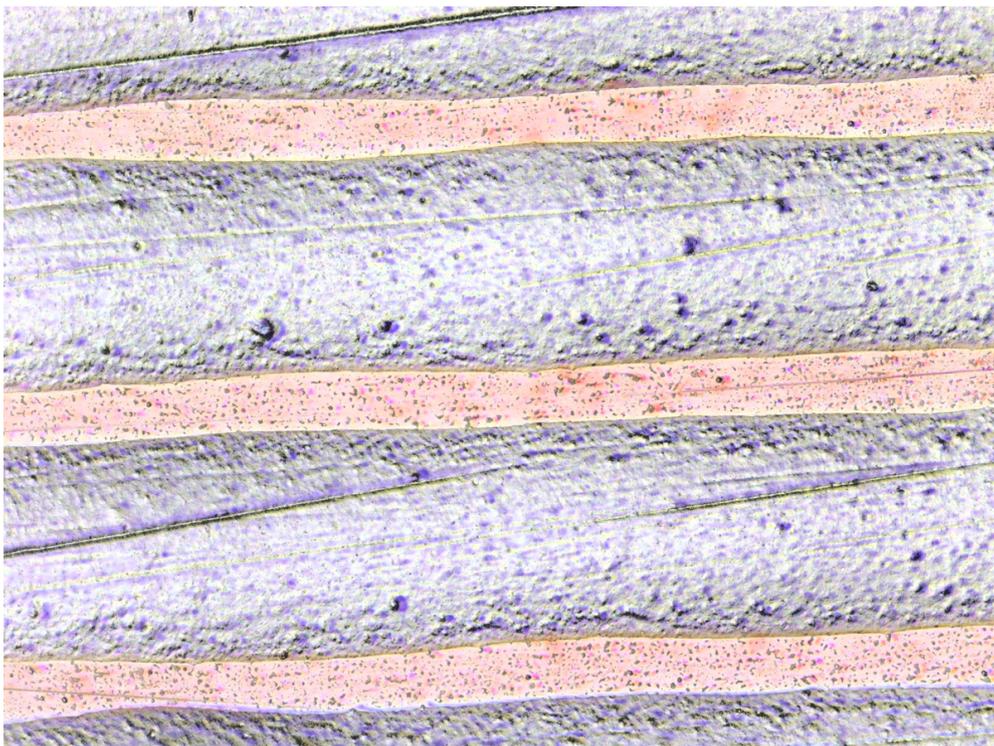
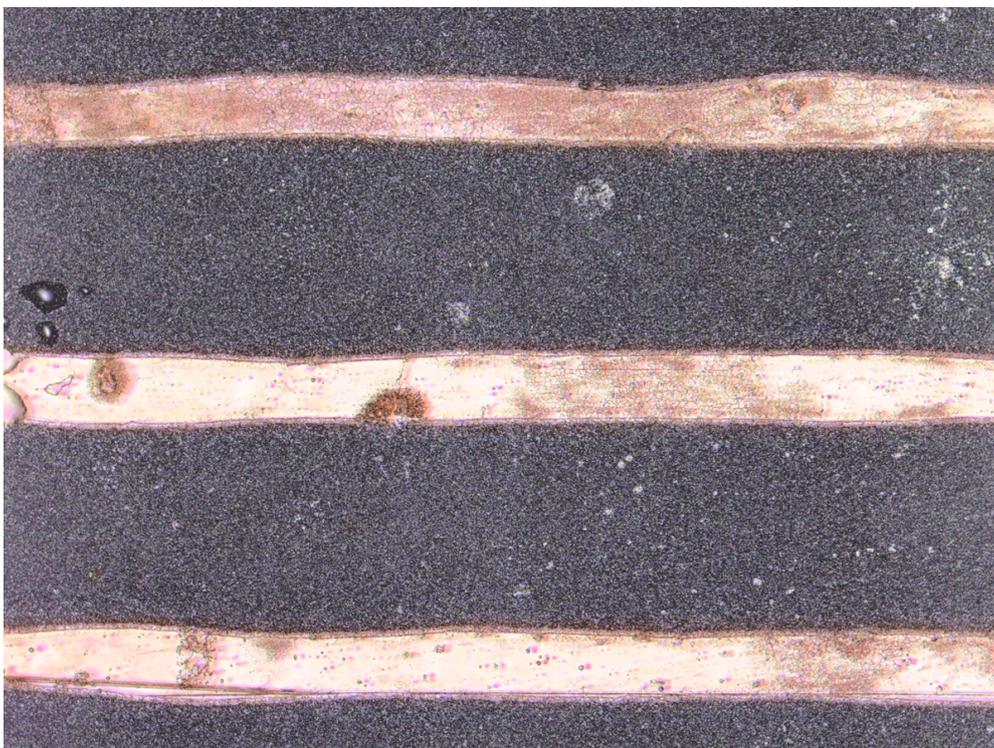


図 9.7 照射後のレジスティブストリップ表面：中央に見える白い部分が  $\alpha$  線の照射をした場所に対応している。

の高さに変化はみられなかった。しかし、ストリップ表面を詳細にみると、照射領域のストリップのほうが粗く、 $5\ \mu\text{m}$ 程度の高さの変動がみられ、表面がざらついていることがわかる。さらに拡大し、倍率150倍で観察したものが図9.10である。これもレーザー光で得られた画像とカラー画像を合成したものである。非照射領域のストリップ表面はなめらかであるが、照射領域では表面に結晶のような構造がみられることがわかった。この画像を比較して得られる推測として、もともとレジスティブストリップは、炭素の粉末と接着剤の役割をもつエポキシ樹脂から構成されているが、照射によって樹脂の部分が消失し炭素粉末の結晶だけが残った結果、表面にザラつきが生じ、それによって光があたると乱反射することから目視で白くみえていると考えることができる。また、図9.11はピラーとその周囲のストリップを観察したもので、照射領域のピラーは、照射されている部分とされていない部分の境界にあたる部分のものである。まずピラーに関しては、ピラー上部の表面に多少のキズが確認できるが、ピラーの高さ $128\ \mu\text{m}$ に比べれば無視できるものである。一方で、照射領域境界のストリップの変化には興味深い結果が得られた。図9.11(b)のストリップで、右側部分では $\gamma$ 線の照射後に見られたようなメッシュの構造がみてとれる。右側の照射領域の中央にいくにしたがってメッシュの構造がなくなっていく。メッシュのワイヤーによってマスクされている部分は、ドリフトギャップからの電子が通らないために影響を受けにくいものと推測できる。照射領域のメッシュを白色光で観察した写真が図9.12である。目視によってメッシュの変化は観察できなかったが、顕微鏡を使った観察においても、メッシュに変化は見られなかった。

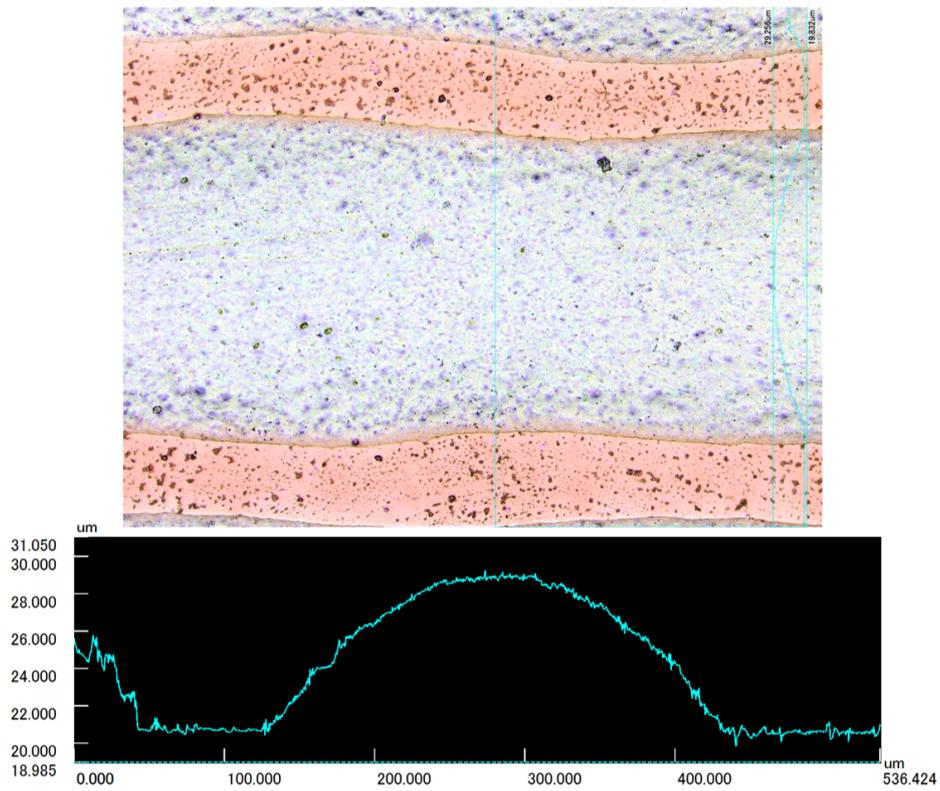


(a) 非照射領域

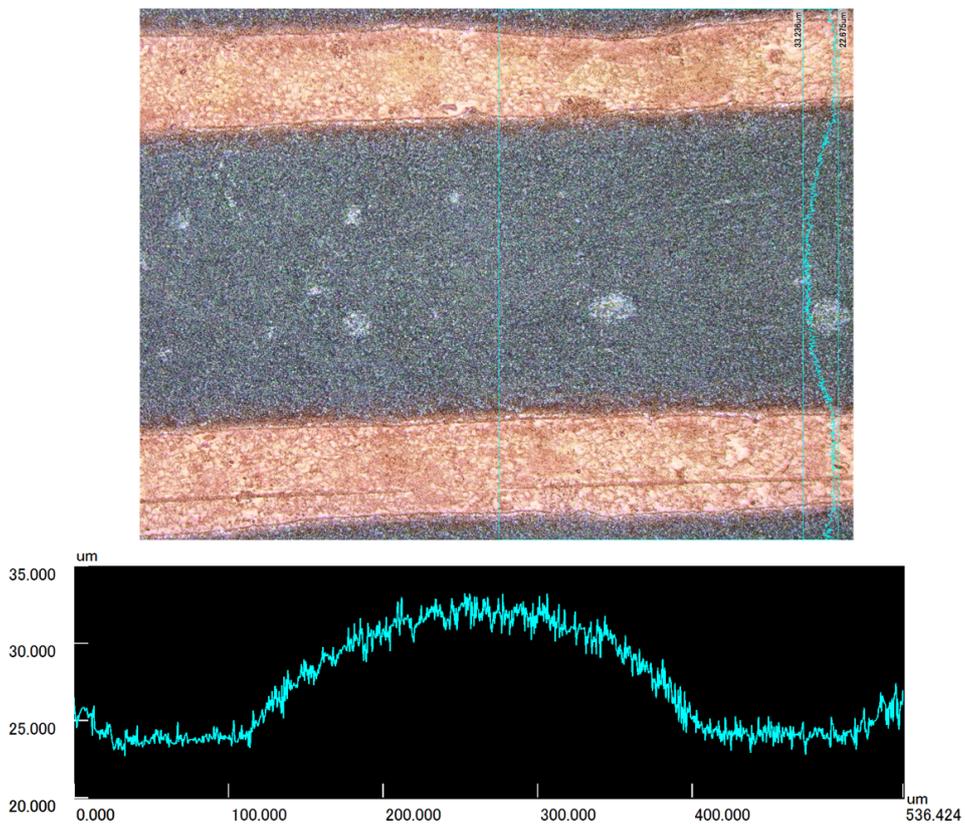


(b) 照射領域

図 9.8 照射領域 (a) と非照射領域 (b) のストリップ：倍率 10 倍で観察した。この画像は縦の長さが 1 mm に対応している。

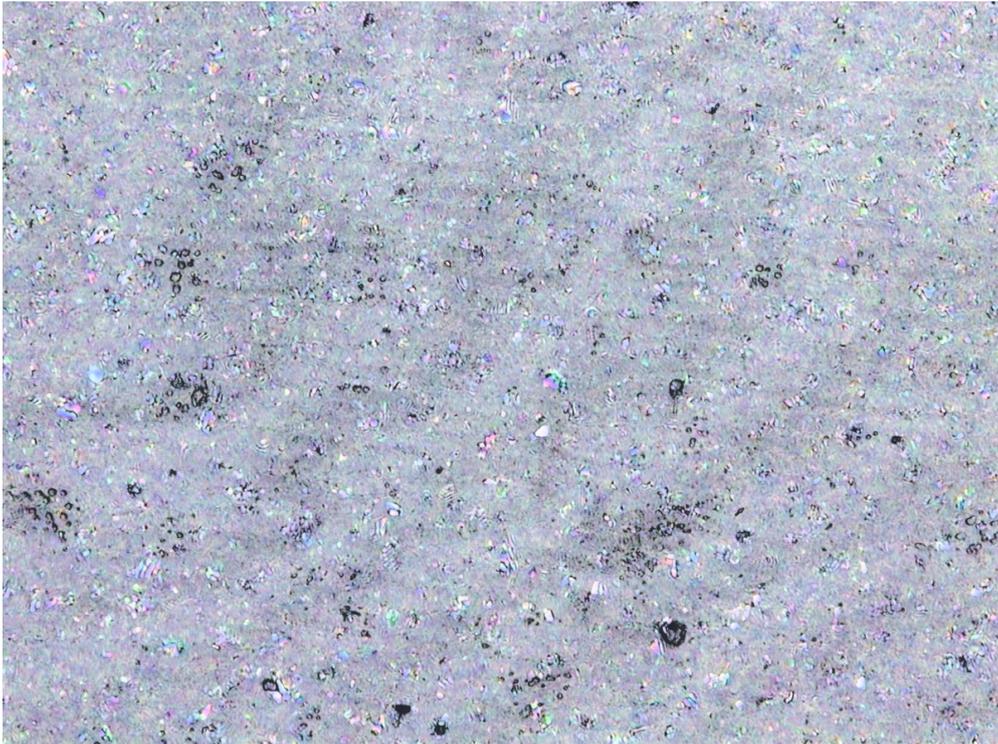


(a) 非照射領域

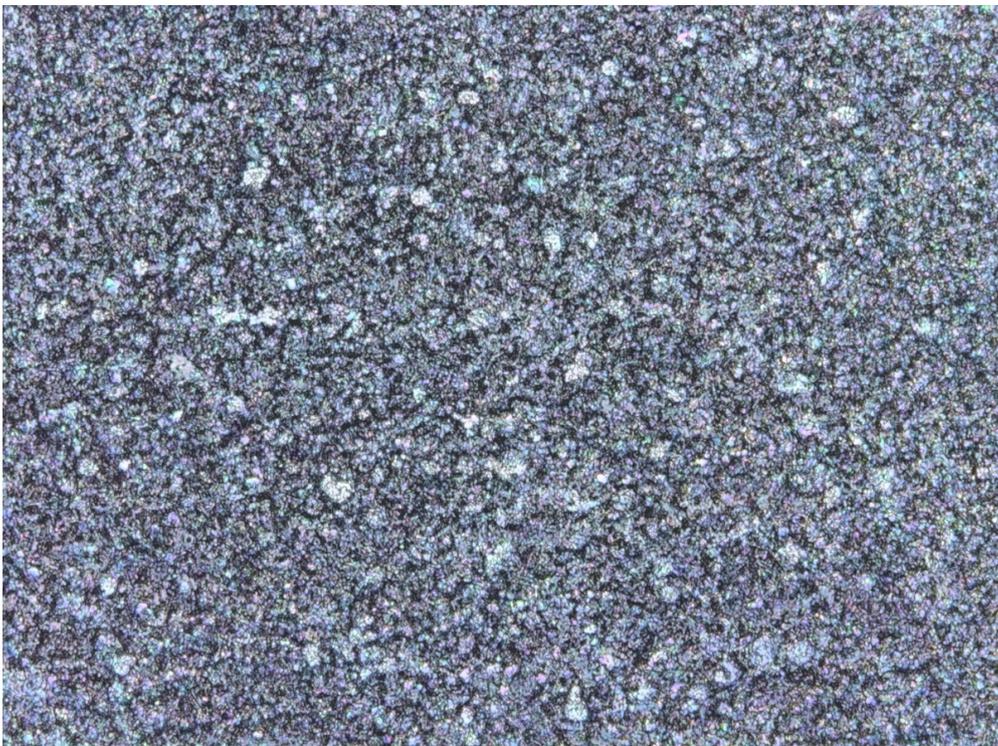


(b) 照射領域

図 9.9 照射領域 (a) と非照射領域 (b) のストリップの高さ情報：この図の縦の長さは  $500 \mu\text{m}$  に対応する。上にある画像の青線の部分での高さを下の図が表している。

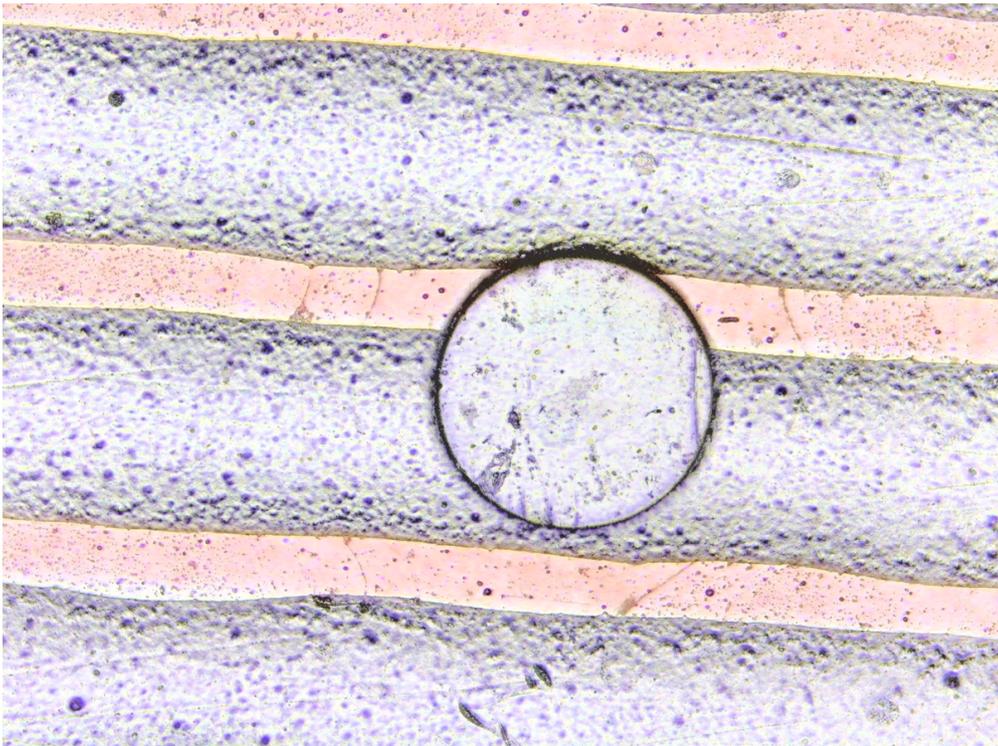


(a) 非照射領域

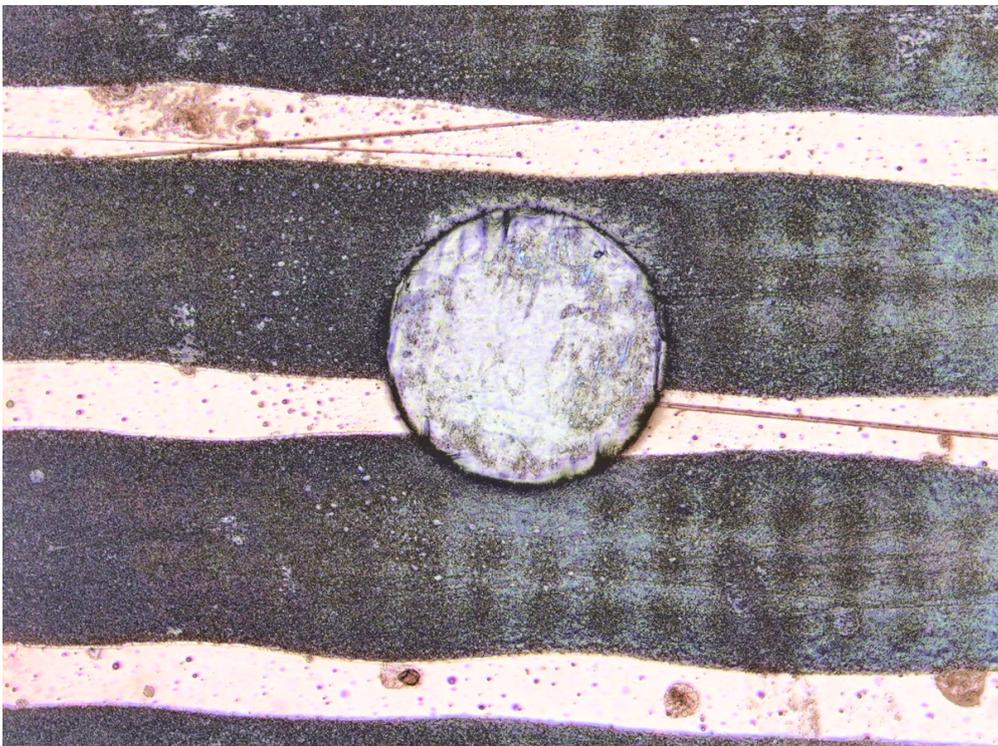


(b) 照射領域

図 9.10 非照射領域 (a) と照射領域 (b) のストリップ：この図の縦の長さは  $73 \mu\text{m}$  に対応している。



(a) 非照射領域



(b) 照射領域

図 9.11 非照射領域 (a) と照射領域 (b) のピラーとストリップ：これも縦方向が 1 mm に対応している。

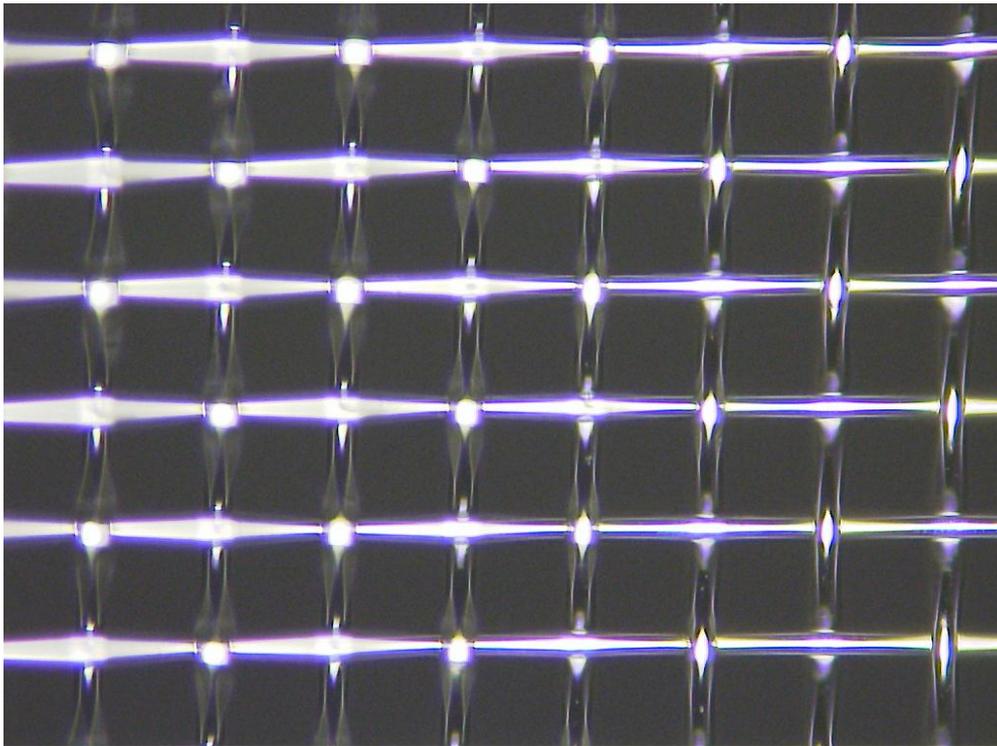


図 9.12 メッシュの顕微鏡での観察：キズなどの変化は見られなかった。

## 9.4 抵抗値の変化

$\alpha$  線照射後、表面に変化が見られたため、照射領域とその周辺のレジスティブストリップの抵抗値を測定した。図 9.13 のような簡易プローブを作製し、その両極の抵抗をテスターを用いて測定した。ピラーに邪魔されずに表面の抵抗を測定するために、プローブには金属製フェルトを用いている。1つのプローブの大きさは  $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$  であり、2つのプローブを  $1\text{ cm}$  離して固定してある。抵抗の測定結果を図 9.14 に示した。抵抗はストリップと平行な方向にプローブを  $1\text{ cm}$  の距離を置いて測定した。この図で、例えば B1 の抵抗値は A1 と C1 の場所にプローブを置き、その間の抵抗を測定したものである。この測定においては同じ場所で測定を繰り返すと、 $0.2\text{ M}\Omega/\text{sq}$  の範囲で再現されることが確認できている。照射領域以外をみても、抵抗値に位置依存性があり、 $1.7 - 3.0\text{ M}\Omega/\text{sq}$  のばらつきがみられる。照射領域の C3 の抵抗値と、C3 の表面抵抗が影響する B3 と D3 の抵抗値はこの範囲に収まっており、今回の結論としては抵抗値の大きな変化は確認できなかった。

## 9.5 まとめ

今回の  $\alpha$  線照射では、合計の電荷量が  $720\text{ mC}/\text{cm}^2$  であり、HL-LHC の合計  $47\text{ mC}/\text{cm}^2$  を大きく超え、その 15 倍にも匹敵する量の照射を行った。この試験後にはビームを用いた

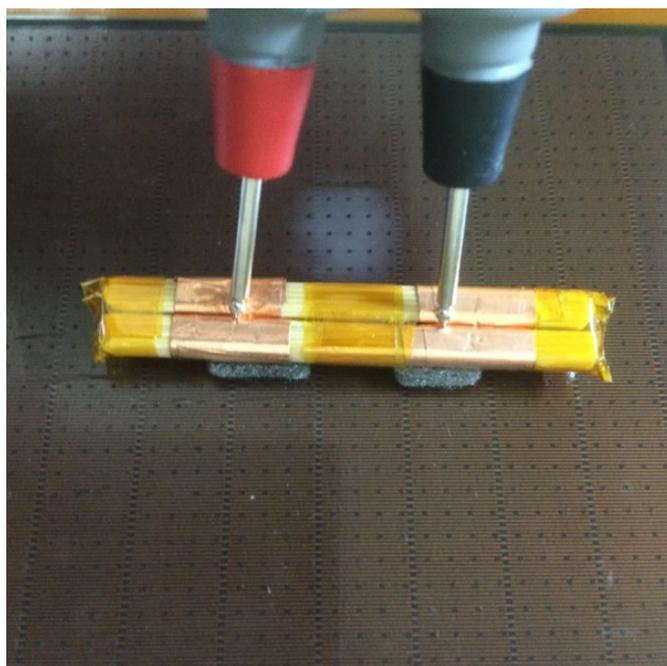


図 9.13 抵抗測定の方法：1cm×1 cm の金属メッシュ製プローブを 1cm 間隔で固定して測定した

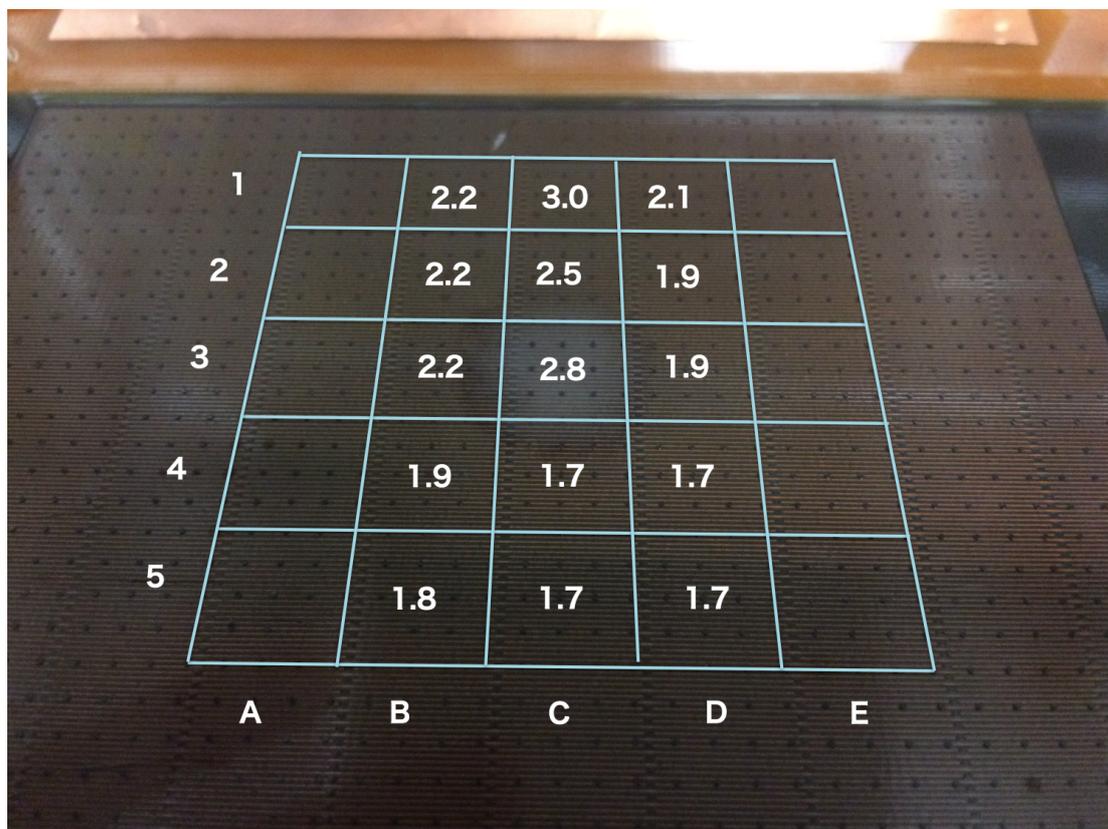


図 9.14 抵抗測定の結果：各点における抵抗値を示した。単位は  $M\Omega/sq$

性能評価は行わなかったが、ゲイン測定において変化は見られなかった。

表面状態の変化は肉眼でもはっきりと確認できるものであり、色が白く見えたのは表面がざらついているため乱反射してみえていていると考えられる。しかしストリップがすべて消失するといった致命的なダメージは認められなかった。

照射時に電流値がしだいに低下していく現象が観測され、この現象の原因としてはレジスティブストリップの抵抗値の増加が考えられる。しかし照射後の抵抗測定では、周囲との比較の範囲内では抵抗が増加したとはいえない結果であった。今後、抵抗の増加を検証するために、さらなる照射を行い、また精度よく照射の前後で抵抗測定する予定である。



## 第 10 章

# 結論

本研究では、HL-LHC における ATLAS 検出器内部のの高ヒットレート環境を想定して、Resistive-Micromegas の放射線耐性を評価した。まず神戸大で行った中性子環境での動作試験においては、HL-LHC の ATLAS の 3 倍程度大きな中性子フラックスの環境下においても、放電が抑制されて Micromegas が安定に動作することが確認できた。GIF++ における  $\gamma$  線照射試験では、HL-LHC 9.2 年分の  $\gamma$  線のヒット数に相当する  $\gamma$  線照射を行った。その結果、表面のレジスティブストリップに変化がみられ、抵抗値の増加が確認できた。しかしながら、ゲイン測定の結果は変化せず、ビームを使った検出効率と位置分解能に関しても照射による性能の低下はみられなかった。 $^{241}\text{Am}$  線源を用いた  $\alpha$  線照射では、合計の電荷量  $720 \text{ mC/cm}^2$  におよぶ照射を行った。レジスティブストリップの表面に大きな変化が確認でき、炭素粉末をまとめているエポキシ樹脂が消失していると推測できた。しかし表面に大きな変化があるにもかかわらず、ゲインに関しては変化が見られなかった。

3 種類の試験結果をまとめるとゲインや検出効率、位置分解能などの基本性能に関しては問題がないことが確認できた。しかし新しい課題として抵抗値の増加が確認できた。 $\gamma$  線照射と  $\alpha$  線照射を比較すると、まず  $\gamma$  線照射では抵抗値の大幅な上昇が見られたが、 $\alpha$  線照射では大きな変化がなく、この点で結果が異なっている。 $\alpha$  線照射後の顕微鏡による観察では、表面の一部が削れているように見えるが、レジスティブストリップの厚さは変化していない。炭素粉末があらわになっていると考えればこれで抵抗が上昇するとは考えにくく、実際の抵抗値も大きく変化していない結果は理解できる。そこで、ストリップの抵抗値の増加の原因には 2 つの可能性が考えられる。1 つは表面に絶縁もしくは高抵抗の物質が付着して、抵抗値が高くなっているという説で、もう一つはレジスティブストリップの内部に亀裂などが生じて炭素間の結合が切断されて抵抗が高くなっているという仮説である。後者に関しては、レジスティブストリップの印刷されたポリイミドを PCB に圧着する際に、圧力によって炭素間の結合の一部が壊れ、抵抗値が増加することが確認されている。 $\alpha$  線よりも照射量も 1 粒子あたりの電子数も少ない  $\gamma$  線のほうがレジスティブストリップにダメージを与えることは考えづらく、表面に物質が付着したという仮説のほうが表面の色が変化していることから自然である。

$\gamma$  線照射時は、J13, J14 よりもガスの上流に 2 台のチェンバーをガスは通っており、ま

たガスボンベからチェンバーまでのチューブも数十 m ある。一方で  $\alpha$  線照射では、ガスはボンベから数 m のチューブで繋がれており、照射した J12 のみに流している。また、 $\gamma$  線照射時には、照射の途中でガスボンベを変えており、その後に電流値の増加が見られている。これらのことから、抵抗値の増加の最も自然に考えられる原因として、 $\gamma$  線照射時に何らかの物質（小さなゴミやアウトガス）などがガスとともに流れ込み、その物質がレジスティブストリップ表面に付着することで抵抗値が高くなったということがあげられる。この説は表面の元素分析をすることで検証が可能であり、今後そのような試験を行うことを予定している。

これまでに Resistive-Micromegas の放射線による損傷や性能の低下は確認されておらず、今回初めて表面の変化が確認できた。これはフローティングメッシュの試作器を製作したからであり、この点が我々の特色である。Micromegas に限らず、高抵抗の電極は MPGD に高レート耐性を持たせるため広く使われ始めており、今後の Resistive-MPGD の開発に向けてもさらなる現象の解明が重要で期待される。

高ヒットレートにおいて懸念される点は、大きな電流が陽極であるレジスティブストリップに流れることで、ストリップにおいて電圧降下が生じ、実質のアノード電圧が下がることである。この効果は電圧供給部からの距離が遠い場所ほど顕著に現れるため、ゲインの不均一性が生じる。特に NSW で使う大型のチェンバーでは、電圧供給部から最も遠い場所では 1 m ほど離れており、電圧供給部に近い部分と遠い部分で差がやすい。Micromegas の製造では抵抗値を  $0.8 \Omega/\text{sq}$  にすることを目標に、その 1/3 から 3 倍の範囲に収めることを要求している。長期間の運用においても、抵抗値が変化しない、もしくはその程度の変化にとどまることを期待していたが、本研究の結果では大きな変化がみられた。

$\gamma$  線を照射した J13 と J14 の試作器は現在さらなる照射を続けており、この照射後もう一度抵抗値やゲインの測定を行い、その後は表面の元素分析などを使った抵抗値の増加の原因の解明を早急にすすめる。また、長期間の使用によって抵抗値の増加が避けられないのであれば、運用可能な抵抗値の上限値の理解と、抵抗値や運用する電圧の変更などの対応策についても議論をすすめる。

最後に以上をまとめると、本研究では Resistive Micromegas が高ヒットレート環境でも安定に動作し、基本性能は変化しないことがわかった。ただレジスティブストリップの抵抗値の増加が懸念され、これについては今後の原因解明を早急に進める必要がある。

## 謝辞

本研究を行うにあたって、指導教員の川本辰男准教授には魅力的な研究の機会を与えていただき、また実験の内容や発表の準備に関しても丁寧に指導していただき心から感謝申し上げます。実験結果を持っていくといつもおもしろいと言っていただきました。Micromegas グループの方々には実験やミーティングでの助言など大変お世話になり、感謝しております。片岡洋介特任助教は、東京と CERN でともに実験をすることが多く、検出器の基本を教えていただき、また実験の進め方などに関する助言もたくさんいただきました。増淵達也特任助教とは、CERN でのビームテストでは毎日のように一緒にプレバッサンに往復して実験を進め、そのおかげでビームテストが成功しました。特別研究員の齋藤智之氏には普段のミーティングだけでなく、長期的な研究プランについてもアドバイスを頂きました。神戸大学の越智敦彦准教授には、チェンバーを製作していただき、また検出器に対する深い知識からたくさんのアドバイスを頂きました。先輩の寺尾伸吾氏には Micromegas の基本的なことから丁寧に教えて頂きました。同期の山谷昌大君はよき相棒としてつねに心強かったです。後輩の木村光太郎君は Micromegas グループをいつも明るい雰囲気にくれました。神戸大学の山根史弥氏、竹本強志氏、山内悟君、長坂憲子さん、長谷川大晃君とは、ビームテストなどで一緒に研究ができてよかったです。

CERN の GIF++ での試験や SPS でのビームテストでは Theo Alexopoulos 氏、Paolo Iengo 氏、Michele Bianco 氏、Barbara Alvarez Gonzalez 氏、Konstantinos Netekas 氏をはじめとする、ATLAS Micromegas グループの方々には協力していただきました。また、Eraldo Olivieri 氏をはじめとする RD51 の方々は、CERN でのビームテストに向けたチェンバーの準備のために、クリーンルーム、HV モジュール、ガスや線源などを惜しみなく使わせていただきました。ビームテストに必要なものを CERN で用意していただいたおかげで、日本からはチェンバーを持っていくだけでビームテストができ、非常に助かりました。

ICEPP のスタッフの皆様には東京での研究から CERN での生活まで大変お世話になりました。また、先輩方は CERN での生活をサポートしてくださいました。川本研の先輩の小林愛音氏と加藤千曲氏はいつでも相談に乗ってくださいました。また安達俊介氏と嶺岸優司氏にはよく飲みにさそっていただいたり、CERN では家に泊めていただいたりもしました。ICEPP の同期の齋藤真彦君、西澤祐一君、長倉直樹君、糟谷健登君、加納勇也君、笹山悦宏君、小川真治君、吉田昂平君、渡邊直樹君、柴田直哉君、中浦正太君とは楽しい時も苦しい時も一緒に過ごせて感謝しています。

また後輩のみなさんのおかげでいつも研究室が明るい雰囲気につつまれていました。ICEPP の秘書の塩田雅子氏，手塚淑恵氏，竹本葉子氏，山浦華世氏には事務の仕事で支えていただき，研究を支障なく進めることができました。

最後にこれまで支えてもらった家族に感謝を表したいと思います。

## 参考文献

- [1] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08003.
- [2] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. B **716** (2012) 1, arXiv:1207.7214 [hep-ex].
- [3] ATLAS Collaboration, *Technical Design Report New Small Wheel*,.
- [4] ATLAS Collaboration, *Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. B **726** (2013) 88, arXiv:1307.1427 [hep-ex].
- [5] ATLAS Collaboration, *Measurements of the Higgs boson production and decay rates and coupling strengths using pp collision data at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV in the ATLAS experiment*, ATLAS-CONF-2015-007, 2015, <http://cdsweb.cern.ch/record/2002212>.
- [6] ATLAS Collaboration and CMS Collaboration Collaboration, ATLAS Collaboration, *Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments*, Phys. Rev. Lett. **114** (2015) 191803, <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.191803>.
- [7] S. P. Martin, *A Supersymmetry primer*, arXiv:hep-ph/9709356 [hep-ph], Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.18,1(1998).
- [8] *Search for squarks and gluinos in final states with jets and missing transverse momentum at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2015-062, CERN, Geneva, Dec, 2015. <http://cds.cern.ch/record/2114828>.
- [9] ATLAS Collaboration, ATLAS Collaboration, *ATLAS Run 1 searches for direct pair production of third-generation squarks at the Large Hadron Collider*, Eur. Phys. J. **C75** no. 10, (2015) 510, arXiv:1506.08616 [hep-ex].
- [10] *Summary plots from the ATLAS Supersymmetry physics group*, <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/>

- CombinedSummaryPlots/SUSY/index.html#ATLAS\_SUSY\_Summary.
- [11] L. Evans and P. Bryant, *LHC machine*, Journal of Instrumentation **3** no. 08, (2008) S08001.
  - [12] *CERN's Accelerator Complex*, <https://cds.cern.ch/record/1621583>.
  - [13] ATLAS Collaboration, *ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report*,.
  - [14] ATLAS Collaboration Collaboration, ATLAS Collaboration, *Technical Design Report for the Phase-I Upgrade of the ATLAS TDAQ System*, Tech. Rep. CERN-LHCC-2013-018. ATLAS-TDR-023, CERN, Geneva, Sep, 2013. <https://cds.cern.ch/record/1602235>. Final version presented to December 2013 LHCC.
  - [15] ATLAS Collaboration Collaboration, *ATLAS muon spectrometer: Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997. <https://cds.cern.ch/record/331068>.
  - [16] *The HL-LHC project*, <http://hilumilhc.web.cern.ch/about/hl-lhc-project>.
  - [17] Particle Data Group Collaboration, K. A. Olive et al., *Review of Particle Physics*, Chin. Phys. **C38** (2014) 090001.
  - [18] A. Ochi, T. Nagayoshi, S. Koishi, T. Tanimori, T. Nagae, and M. 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 **471** no. 1–2, (2001) 264 – 267, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900201009962>, Imaging 2000.
  - [19] F. Sauli, *GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors*, Nucl. Instrum. Meth. **A386** (1997) 531–534.
  - [20] Y. Giomataris, P. Rebourgeard, J. Robert, and G. Charpak, *MICROMEGAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **376** no. 1, (1996) 29 – 35, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900296001751>.
  - [21] Y. Kataoka, S. Leontsinis, and K. Ntekas, *Performance studies of a micromegas chamber in the ATLAS environment*, Journal of Instrumentation **9** no. 03, (2014) C03016.
  - [22] F. Sauli, *Gaseous Radiation Detectors: Fundamentals and Applications*. Cambridge University Press, 2014.

- 
- [23] Y. Zuo, G. Tang, Z. Guo, J. Guo, Y. Pei, J. Xu, H. Wang, and Y. Lu, *Neutron Yields of Thick Be Target Bombarded with Low Energy Deuterons*, Physics Procedia **60** (2014) 220–227.
- [24] S. Whittlestone, *Neutron distributions from the deuteron bombardment of a thick beryllium target*, Journal of Physics D: Applied Physics **10** no. 13, (1977) 1715.
- [25] M. Capoulat, D. Minsky, and A. Kreiner, *Computational assessment of deep-seated tumor treatment capability of the  $9\text{Be}(d, n)10\text{B}$  reaction for accelerator-based Boron Neutron Capture Therapy (AB-BNCT)*, Physica Medica **30** no. 2, (2014) 133–146.
- [26] T. Inada, K. Kawachi, and T. HIRAMOTO, *Neutrons from thick target beryllium  $(d, n)$  reactions at 1.0 MeV to 3.0 MeV*, Journal of Nuclear Science and Technology **5** no. 1, (1968) 22–29.
- [27] J. W. Meadows, *The  $9\text{Be}(d, n)$  thick-target neutron spectra for deuteron energies between 2.6 and 7.0 MeV*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **324** no. 1, (1993) 239–246.
- [28] J. Guzek, U. Tapper, W. McMurray, and J. I. Watterson, *Characterization of the  $9\text{Be}(d, n)10\text{B}$  reaction as a source of neutrons employing commercially available radio frequency quadrupole (RFQ) linacs*, pp. , 509–512, International Society for Optics and Photonics. 1997.
- [29] N. Colonna, L. Beaulieu, L. Phair, G. Wozniak, L. Moretto, W. Chu, and B. Ludewigt, *Measurements of low-energy  $(d, n)$  reactions for BNCT*, MEDICAL PHYSICS-LANCASTER PA- **26** (1999) 793–798.
- [30] V. Kononov, M. Bokhovko, O. Kononov, N. Soloviev, W. Chu, and D. Nigg, *Accelerator-based fast neutron sources for neutron therapy*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **564** no. 1, (2006) 525–531.
- [31] L.-y. JIANG, X.-j. CHEN, and H.-l. LU, *Measurement of Neutron Yield and Angular Distribution of  $9\text{Be}(d, n)10\text{B}$  Reaction Between 100 keV and 500 keV*, Atomic Energy Science and Technology **9** (2012) 001.
- [32] T. Alexopoulos, J. Burnens, R. De Oliveira, G. Glonti, O. Pizzirusso, V. Polychronakos, G. Sekhniaidze, 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 **640** no. 1, (2011) 110–118.
- [33] R. Guida, *CERN-GIF++: A new Irradiation Facility to Test Large-Area Detectors for the HL-LHC Program*, <https://indico.cern.ch/event/387753/>.