

修 士 学 位 論 文

抵抗電極を有したMPGDにおける
電荷伝播の研究

2017年2月3日

専攻名	物理学専攻
学籍番号	159s121s
氏名	長谷川大晃

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

高レート環境下において微細加工技術を用いたガス検出器 (MPGD) を動作させるためには抵抗体を電極に使用することが不可欠である。しかし抵抗値が高くなると入射粒子由来の電流により電圧降下が生じ、検出器の動作安定性に影響を及ぼしてしまう。一方で、抵抗値が低くなってくると入射粒子が落とした電荷が抵抗電極表面で時間を持って広がり、それによる信号の重なり (オーバーラップ) の影響によりレート許容量を減少させてしまう。本論文ではそのような電圧降下による MPGD 電極の抵抗値にかかる制限と、電荷伝播現象によるレート許容量の低下について述べる。高レート環境としては CERN 研究所で行われている ATLAS 実験の Phase2 アップグレードで導入予定の Muon tagger 領域を、また MPGD としては Resistive Micromegas を考える。電荷伝播現象については一面抵抗体のベタ電極を用いた 1 次元 Resistive Micromegas を用いて、Muon tagger での主なバックグラウンドである中性子を照射することによってその広がりを測定した。また電信方程式を基にした信号計算を行うことで電荷伝播現象のメカニズムを探るとともに、Muon tagger 環境下における読み出しの違いによる信号のオーバーラップの割合の違いを見積もった。

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	ガス粒子検出器	2
2.1	粒子と物質との相互作用	3
2.1.1	荷電粒子	3
2.1.2	中性粒子	4
	光子	4
	中性子	5
2.2	検出原理	6
2.2.1	ガス分子の電離	6
2.2.2	イオン対の移動	7
2.2.3	雪崩増幅	8
2.3	様々なガス検出器	9
2.3.1	比例計数管	9
2.3.2	MWPC(マルチワイヤー比例計数管)	10
2.3.3	MSGC (Micro Strip Gas Chamber)	10
2.3.4	Micromegas(MICRO-MESH-Gaseous Structure)	11
2.3.5	Resistive Micromegas	12
第 3 章	ATLAS 実験	14
3.1	LHC	14
3.2	LHC における大型検出器の目的	15
3.3	ATLAS の物理	15
3.3.1	Higgs 粒子の生成	16
3.3.2	Higgs 粒子の崩壊	18
3.4	ATLAS 検出器	19
3.5	HL-LHC に向けた LHC アップグレード計画	23
第 4 章	Muon tagger	24
4.1	Muon tagger の役割と要求される検出器	24
4.2	Muon tagger でのバックグラウンド	25
4.3	Resistive Micromegas を用いた場合の表面抵抗値に対する制限	27
4.3.1	バックグラウンドによる予想される電流値	27
4.3.2	電圧降下モデル	28

第 5 章	中性子を用いた電荷伝播測定	30
5.1	作成した Resistive Micromegas	30
5.2	中性子発生原理	33
5.3	読み出しシステム	34
5.3.1	APV25	34
5.3.2	Scalable Readout System (SRS)	35
5.3.3	データ収集システム	36
5.4	セットアップ	37
5.5	解析結果	38
5.5.1	変数の定義	38
5.5.2	選択条件	39
5.5.3	電荷の広がり観測	39
5.6	レート許容量	43
5.6.1	voxel を用いた評価	43
5.6.2	レート許容量の評価	45
第 6 章	電荷伝播の理論的再現	48
6.1	電信方程式	48
6.2	畳み込み和による電荷伝播計算	50
6.3	実験データとの比較	51
6.3.1	信号の計算値	51
6.3.2	電荷伝播の時間発展の比較	52
6.4	様々な表面抵抗値において予想されるレート許容量	54
第 7 章	まとめ	58
	参考文献	62

第1章

序論

スイスのジュネーブ郊外、フランスの国境付近に位置する CERN(欧州原子核研究機構) において行われている ATLAS 実験は、LHC (Large Hadron Collider) と呼ばれる大型円形加速器を用いて光速の 100 [%] 近くにまで加速した陽子同士を衝突させることにより素粒子の解明に大きく貢献しており、2012 年にヒッグス粒子を発見したことも記憶に新しい。今後はヒッグス粒子のさらなる性質解明とともに、SUSY 粒子などの標準理論を越えるような粒子の探索が期待される。そのためにさらなるルミノシティーのアップグレードが計画されており、2026 年からは HL-LHC (High Luminosity LHC) として稼働し、Phase2 アップグレードでのピークルミノシティー設定値は $7.5 \times 10^{-34} [\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ である [1]。しかしながら、このような高ルミノシティー環境下ではバックグラウンドも当然増加するため不要なパイルアップを除去できるような前方領域 ($2.5 \leq |\eta| \leq 4.0$) でのさらなるトリガーが重要となる。そこで導入されるシステムの 1 つが Muon tagger である [2]。微細加工技術を用いたガス検出器の導入を考えると、そのような高レート環境下では抵抗電極を用いた検出器が好ましい。抵抗による電圧降下で継続的な放電を防ぐことができるからである。しかし、金属では電荷は瞬時に伝搬するが抵抗体ではある時定数を持って伝搬する。実際に、2次元 Resistive Micromegas のストリップ電極に垂直な方向では広がった電荷が観測されている [3]。このような電荷伝播現象は、レート許容量を悪化させる原因となる。そこで、高レートに耐えかつ電荷の伝搬による影響を抑えられるような抵抗値を知ることが重要となる。本研究では、高レートバックグラウンドにより予想される電圧降下を計算によって求めるとともに、表面抵抗の違う 1次元 Resistive Micromegas を用意し中性子を照射することで電荷の伝搬を実験的に観測した。また電信方程式を用いた理論的な信号を計算値、実験値と比較した。さらにストリップ読み出しの場合と、パッド読み出しの場合にレート許容量の違いを計算値を用いて議論する。以上の結果から、Muon tagger での Resistive Micromegas の最適な表面抵抗値に関して言及する。

本論文は以下の構成になる。

- 第2章：ガス粒子検出器
- 第3章：ATLAS 実験
- 第4章：Muon tagger
- 第5章：中性子を用いた電荷伝播測定
- 第6章：電信方程式を用いた電荷伝播計算
- 第7章：まとめ
- 謝辞

第2章

ガス粒子検出器

素粒子のようなとても微小な粒子は目で見ることが困難である。しかしながらこのような粒子を検出する方法はいくつか考え出されており、本研究で用いているガス検出器もその一つでガス分子の電離を利用した方法である。ガスで満たした空間内を粒子が通過すると、各種の相互作用が起こり、その通路に沿って励起された分子と電離された分子(イオン対)の両方を作る。イオン対には入射粒子との直接的な相互作用によって作られるものと、入射粒子の持つ一部のエネルギーが高エネルギー電子(δ ray)に伝達されるという過程を経て形成されるものがある。このようにして発生した電子は、このままだと陽イオンと衝突し再結合することによって中性粒子に戻ってしまう。しかし、ここに電場をかけておくとイオンは電場方向に、電子はそれとは逆方向に動くためこれを防ぐことができる。また強電場領域では電子はガス分子との衝突間に加速され、ガスに固有なエネルギー閾値(W値)を超えると雪崩的に電子によるガス分子の電離が始まる。このようにしてできた多くの電荷の移動により誘起された電荷を電気信号として読み出すことで粒子を検出するという仕組みである。

この章では上述した検出原理について詳しく説明するとともに、実際に応用されているいくつかの検出器について述べる。

2.1 粒子と物質との相互作用

2.1.1 荷電粒子

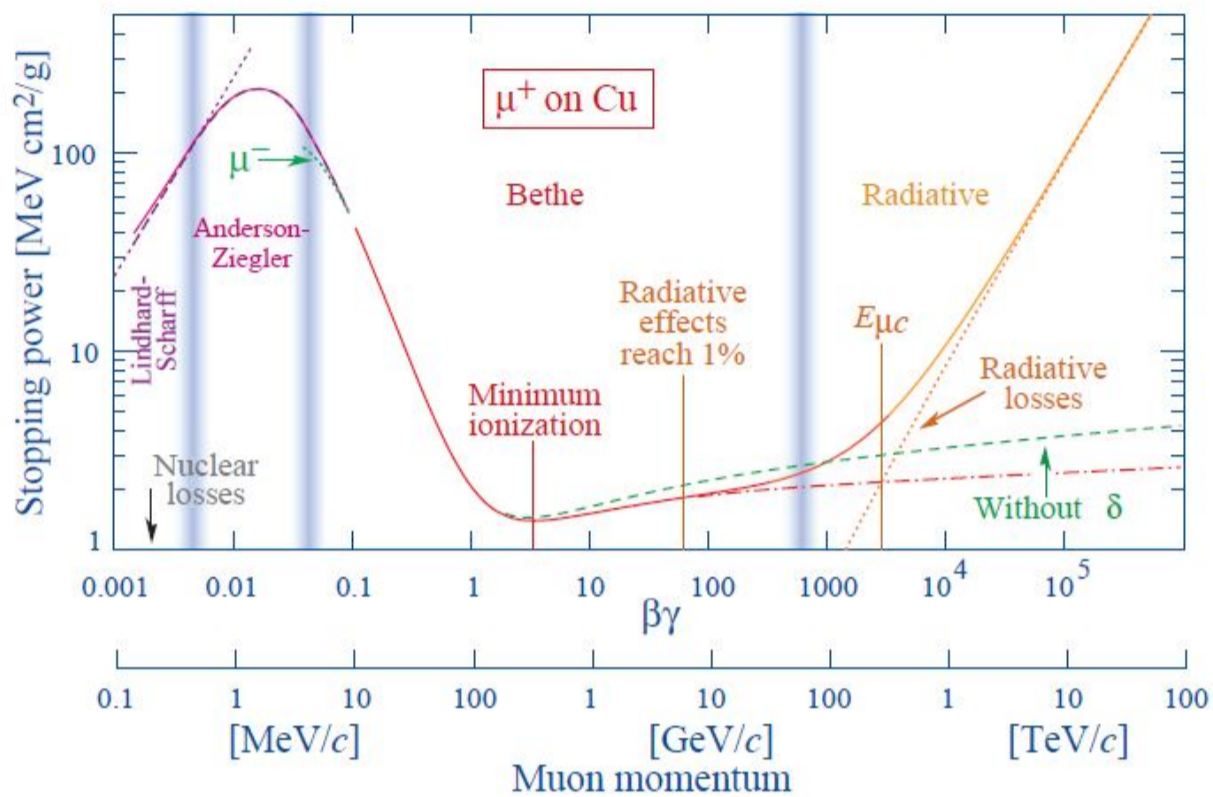


図 2.1 ミューオンのエネルギー損失 (Bethe-Bloch の式) [4]

電子や陽電子以外の荷電粒子の場合、物質との相互作用として支配的なのは原子がもつ電子とのクーロン散乱である。核子との散乱もあり得るが、核子の反跳エネルギーが核子自身の質量に比べ十分小さいので無視できる。この作用によって入射荷電粒子 (スピン 0, 電荷 q , 質量 M , 速度 v) が単位長さあたりで失う平均エネルギーは以下に示す **Bethe-Bloch** の式に従う [4]。また典型的な荷電粒子であるミューオンの運動量とエネルギー損失の関係を図 2.1 に示す。縦軸はエネルギー損失の平均値 (阻止能)、横軸はミューオンの運動量である。

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

m_e は電子の質量、 n_e は電子の密度、 I は原子の平均イオン化ポテンシャル (原子の周りの全電子についての平均) であり、特に原子番号 (Z) が 20 より大きい場合には $I = 10Z[eV]$ と近似できる。 δ は補正項であり、相対論的粒子の場合は重要となる。また D は以下のようにあらわされる。

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

スピン $\frac{1}{2}$ の粒子 (フェルミオン) の場合、少し式の形は異なるがその違いはとても小さいので無視してよく同様の式に従うとしてよい。**Bethe-Bloch** の式によれば、 $\beta\gamma$ の値によってエネルギーの失い方が異なる。 $0.1 \leq \beta\gamma \leq 1.0$ の領域ではエネルギー損失は $\frac{1}{\beta^2}$ に比例し、 $1.0 \leq \beta\gamma \leq 1000$ の領域ではエネルギー損失は非常に小さくなり、特に $\beta\gamma \approx 3-4$ で最小値を持ちその値は以下で示される。この領域は最小イオン化領域と呼ばれる。

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

ρ は物質の密度であり、 A は物質の原子量である。図 2.2 は様々な物質について Bethe-Bloch の式を計算したものである。

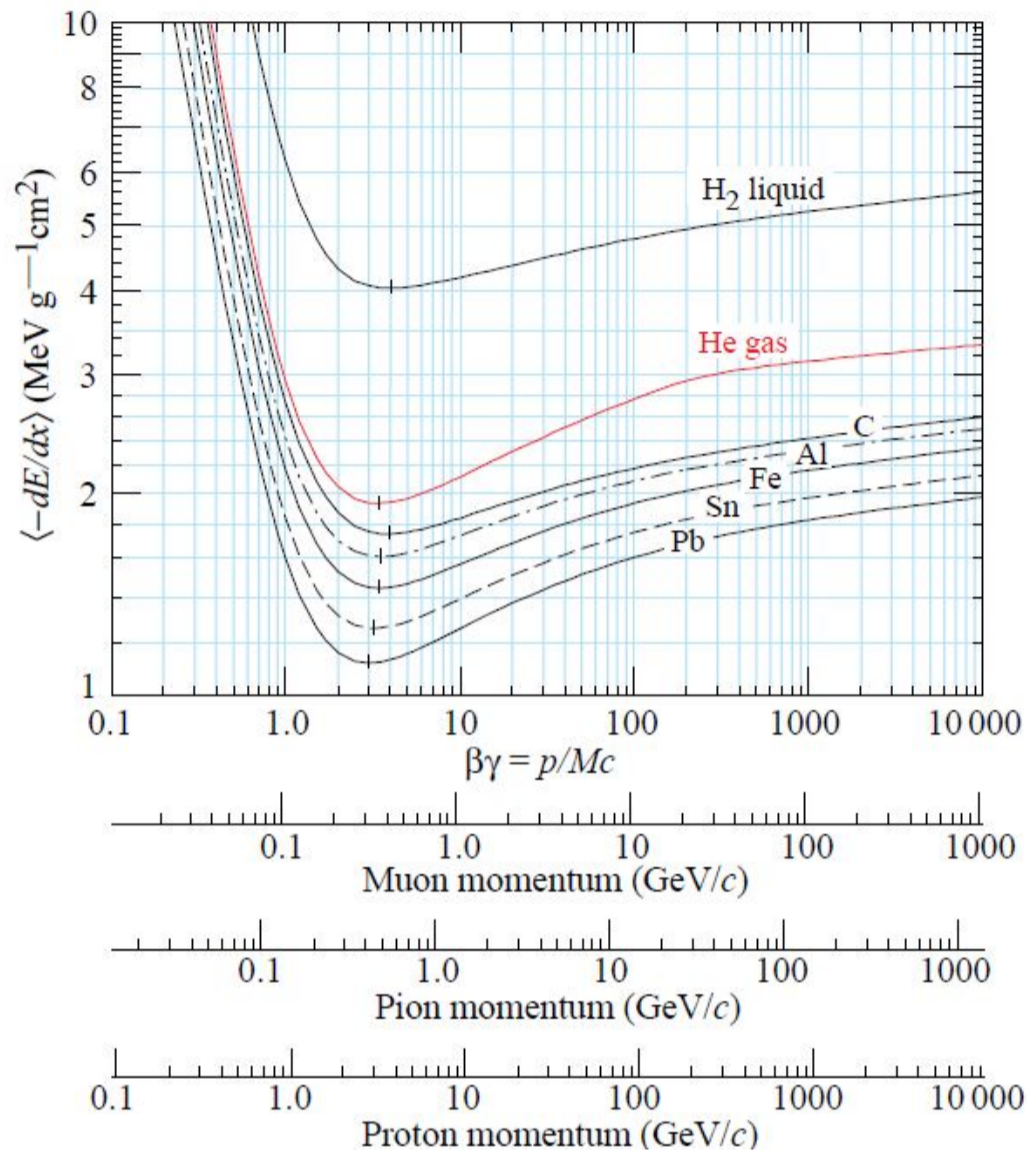


図 2.2 物質各種におけるエネルギー損失 (Bethe-Bloch の式) [4]

2.1.2 中性粒子

光子

X 線、 γ 線の場合、物質との相互作用としては主に光電効果、コンプトン散乱、対生成の 3 つがある。反応断面積については、光子のエネルギーを E とすれば、光電効果は $1/E^{3.5}$ 、コンプトン散乱は $1/E$ に比例し、 $E > 10$ [MeV] ではエネルギーとは独立に対生成が支配的となる。原子番号 Z に関しても依存しており、光電効果は Z^5 、コンプトン散乱は Z 、対生成では Z^2 に比例している。下図 2.3 にアルゴン、二酸化炭素混合気体 (90:10) における光子のエネルギーと質量吸収係数との関係を示す。(縦軸：質量吸収係数、横軸：光子のエネルギー)

- 光電効果 ($\gamma + \text{原子} \rightarrow \text{イオン} + e^-$)

入射した光子のエネルギーのすべてが原子の束縛電子に吸収される反応。特定の原子核に属する電子の束縛エネルギーに光子のエネルギーが近いとよく吸収される。光子のエネルギーが電子の質量と等しいものを 1 とするような換算光子エネルギー ϵ を定義すると、反応断面積は次のように近似される。

$$\sigma_{ph} = \frac{32\pi}{3} \sqrt{2} Z^5 \alpha^4 \frac{1}{\epsilon^2} r_e^2 \quad (\epsilon_K < \epsilon < 1) \quad (2.4)$$

$$\sigma_{ph} = 4\pi Z^5 \alpha^4 \frac{1}{\epsilon} r_e^2 \quad (\epsilon > 1) \quad (2.5)$$

この反応が支配的になるのは 100 [keV] 以下のエネルギー領域である。

- コンプトン効果 ($\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$)

入射した光子が束縛エネルギーが無視できるほど小さい準自由状態にある電子と散乱する反応である。初期状態として電子が静止しているとすると、散乱前後の光子のエネルギー (E_r, E'_r) と散乱角 (θ) の関係は以下のようにあらわされる。

$$E'_r = \frac{E_r}{1 + (E_r/m_e c^2)(1 - \cos\theta)} \quad (2.6)$$

この反応は 1 [MeV] 付近での主な過程となる。

- 対生成 ($\gamma + \text{原子核} \rightarrow e^+ + e^- + \text{原子核}$)

入射した光子が原子核のクーロン場と相互作用し、原子核近傍で電子と陽電子を生成する反応である。したがって、最低でも両粒子の質量の和 (1022 [keV]) より大きいエネルギーを光子が持つ必要がある。散乱断面積は以下であらわされる。

$$\sigma_P = r_e^2 4\alpha Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln 2\epsilon - \frac{109}{54} \right) \quad (1 < \epsilon < 137/Z^{1/3}) \quad (2.7)$$

$$\sigma_P = r_e^2 4\alpha Z^2 \left[\frac{7}{9} \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) - \frac{1}{54} \right] \quad (\epsilon \gg 137/Z^{1/3}) \quad (2.8)$$

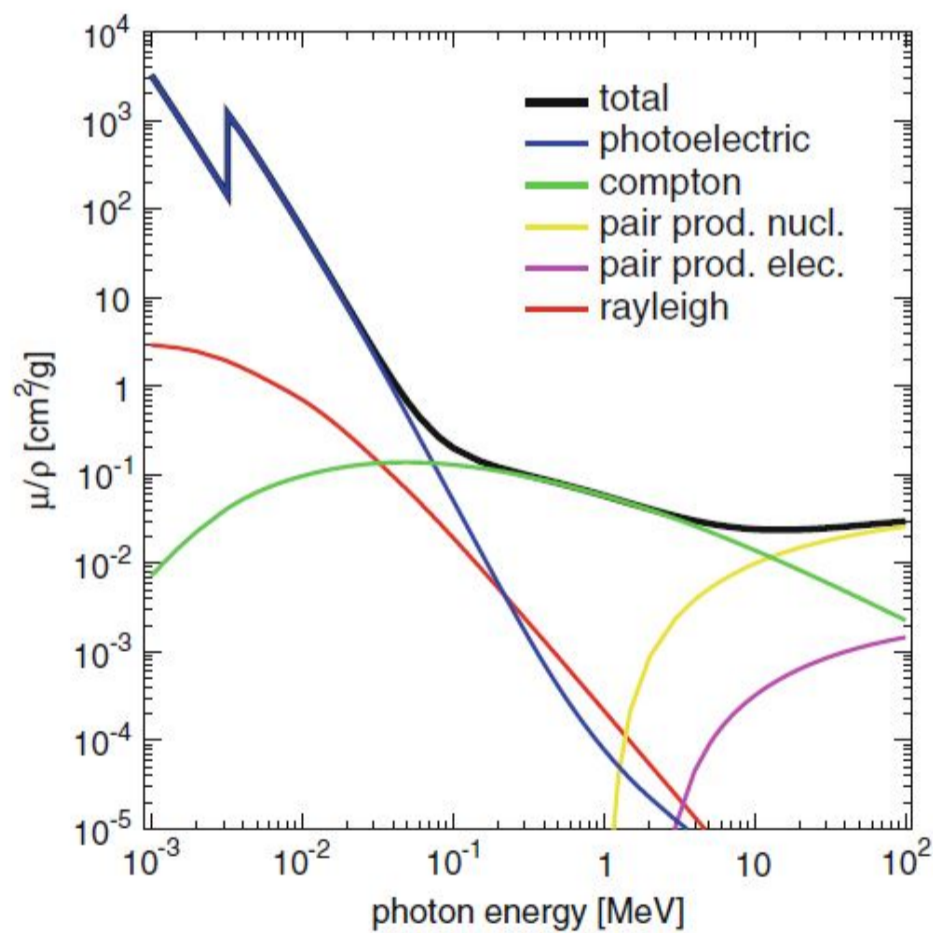


図 2.3 Ar:CO₂ = 93 : 7 混合気体における光子のエネルギーと質量吸収係数との関係 [5]

中性子

中性子と物質との相互作用において、支配的なのは物質原子核との反応である。主に、弾性散乱、非弾性散乱、捕獲、原子核反応がある。中性子のエネルギーが 1 [MeV] 以下では弾性散乱が優勢だが、1 [MeV] から数 [MeV] の中性子だと弾性散乱に加えて非弾性散乱も顕著になる。一方で低エネルギー

中性子(熱中性子)においては陽子や α 線などを放出する原子核反応が起こる。ガス検出器と中性子との反応の場合、検出器構成物質である陽子との反応や、ガス原子の核との反応が考えられる。以下(図2.4、図2.5)に中性子と水素、アルゴンとの反応断面積を示す。

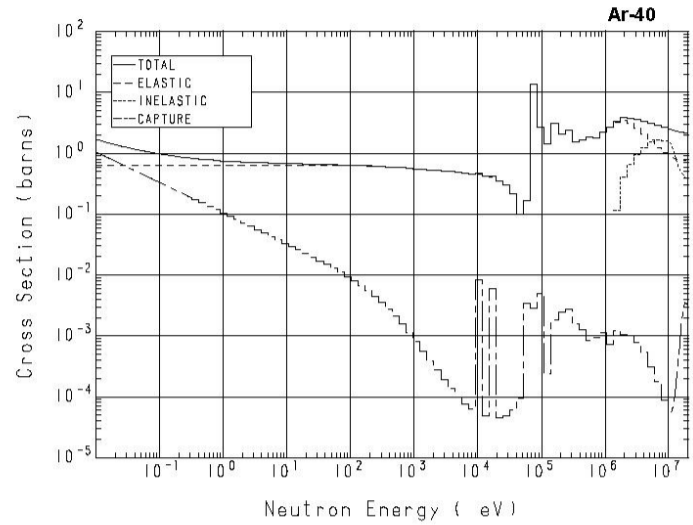
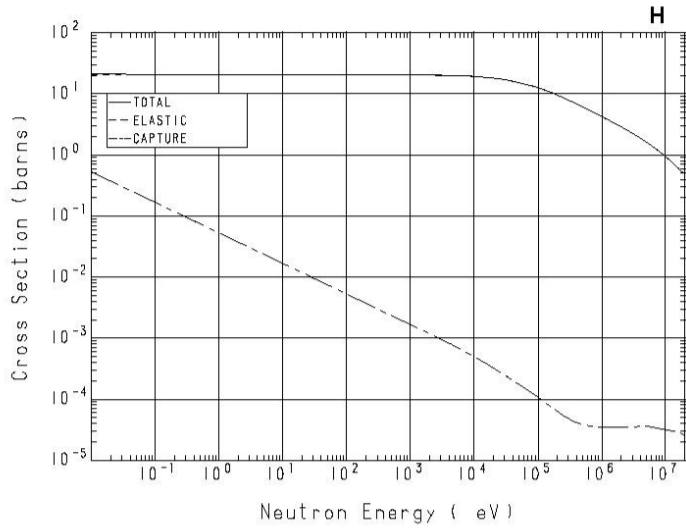


図 2.4 中性子と H との各反応における反応断面積 [6]

図 2.5 中性子と Ar との各反応における反応断面積 [6]

2.2 検出原理

2.2.1 ガス分子の電離

入射粒子がガス分子を電離すると、その軌跡に沿って電子が放出される。電子のエネルギー分布は $1/E^2$ に比例する。100 [eV]以上のエネルギーを有する電子は次のガス分子と2回目の衝突を行い、電離させることが可能である。遊離されたイオン総数 N_T は粒子のエネルギー損失 ΔE に比例し、1イオン対生成あたりのエネルギーを W_I とすると以下のようにあらわされる。

$$N_T = \Delta E / W_I \quad (2.9)$$

図2.6には数種類のガスについての電離に関するパラメータを示してある。上述した以外のパラメータに関して、 E_x 第1励起エネルギー、 E_I はイオン化エネルギー、 N_P は電子とガス分子との1衝突あたりに生成されるイオン対の数である。なお気体の密度は標準状態における値である。

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

図 2.6 MIP 粒子入射による各種気体における電離に関するパラメータ [7]

2.2.2 イオン対の移動

入射粒子によって作られたイオン電子対は検出される前に中性化されることがある。このとき、正イオンは負イオンか電子と再結合する。また eV 程度の低いエネルギーを持った電子は電気陰性度の高い気体によって捕獲される可能性がある。したがって、粒子検出の際には、電場をかけることによって電子、イオンを逆向きに加速させてこのような現象を抑制する必要がある。しかしながら両者の速度は大きく異なる。

まずはイオンの速度について述べる。気体中でできたイオンの雲に電場 E をかけると、雲の重心は一定速度 v_D^+ で移動する。この速度をドリフト速度と呼ぶ。実験結果によって以下のように表現できることが知られている。

$$v_D^+ = \mu^+ E \frac{p_0}{p} \quad (2.10)$$

ここで p_0 は標準圧力であり 1×10^5 [Pa] であり、 μ^+ はイオンの易動度である。各種気体中での各種イオンの易動度に関する値をまとめたのが表 2.1 である。

表 2.1 その気体自身または異なる気体中におけるイオンの易動度 [8]

ガス	イオン	易動度 μ [cm ² V ⁻¹ s ⁻¹]
He	He ⁺	10.4
Ne	Ne ⁺	4.7
Ar	Ar ⁺	1.54
Ar/CH ₄	CH ₄ ⁺	1.87
Ar/CO ₂	CO ₂ ⁺	1.72
CH ₄	CH ₄ ⁺	2.26
CO ₂	CO ₂ ⁺	1.09

次に電子の速度について述べる。イオンもガス中で衝突を繰り返しながら加速していくのだが、電子はイオンよりも平均自由行程がずっと長いためイオンよりはるかに多くのエネルギーを衝突間で得る。特に運動エネルギー 1 [eV] 程度の電子の波長は希ガスの束縛電子の軌道直径の 2 倍程度に相当するので量子効果によって当該原子を電子に対してほとんど透明にしてしまう (ラムザウア効果)。以下にアルゴンと電子の衝突断面積と電子のエネルギーの関係、および、各種気体中での電子のドリフト速度の実測値を示す (図 2.7, 図 2.8)。

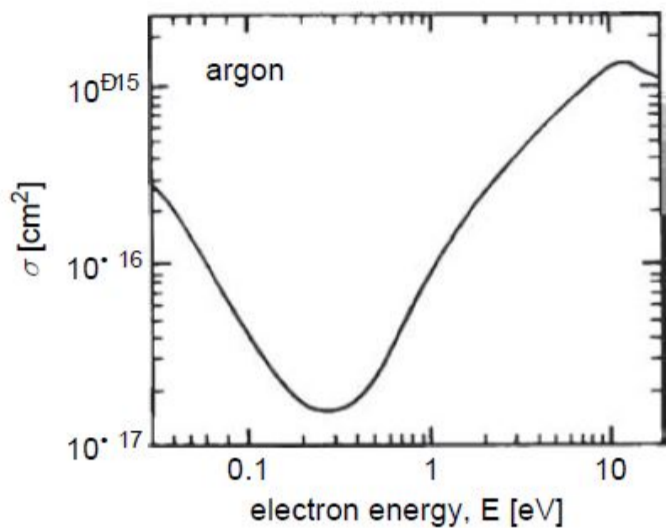


図 2.7 アルゴンに対する電子の衝突断面積と電子のエネルギー ϵ との関係 [9]

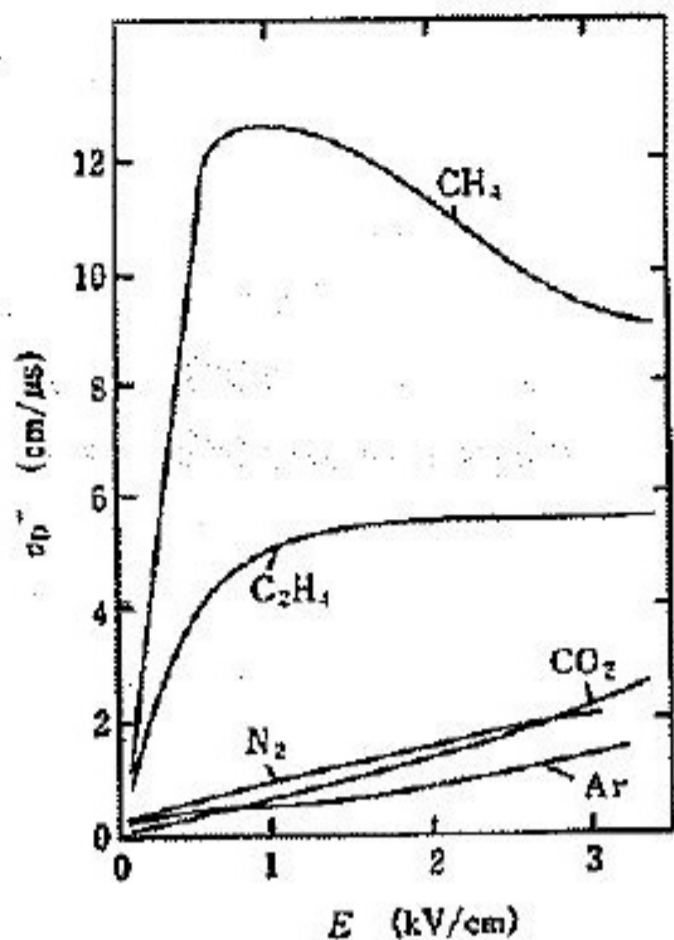


図 2.8 標準状態の数種の気体での電子のドリフト速度 [9]

2.2.3 雪崩増幅

電場の強さが 10^6 [V/m] 以上の領域において (1 気圧の通常の場合)、電子はガス分子との衝突間にガス分子を励起、あるいは電離するのに十分なエネルギーを得ることができる。逆にイオンは易動度が小さく、衝突間にほとんどエネルギーを得ることができない。このようにして放出された 2 次電子がまた同様の事を繰り返し、電子の数が雪崩式に増える。これを雪崩増幅という。電子がイオンに衝突するまでの平均距離 (平均自由行程) の逆数はタウゼントの第 1 係数 α と呼ばれ、単位ドリフト距離において生成されるイオン対の数を表す。これを用いて簡単なモデルについてこの雪崩増幅過程を述べる。 α が電子の位置によらないとした場合、初期位置での電子の数が n ならば dx 電子が進んだ時の個数の増分は以下のように書ける。

$$dn = n\alpha dx \quad (2.11)$$

これより、 x だけ進んだときの最終的な粒子の増加率 (増幅率 M) は

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \quad (2.12)$$

しかしながら、電場が一様でない場合、 α は位置による関数となるので、より一般的には M は以下のように書ける。

$$M = \exp\left[\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx\right] \quad (2.13)$$

増幅された電子イオン対は水滴のような分布をする。これは電子とイオンの速度が大きく異なるためとガス中での拡散によって作られる形である。したがって進行方向前方には電子が密集しており、後方には速度の違いにより置き去りにされたイオンが残っている。ただし、イオンの半数は電子と同じく前方に含まれておりこれは最後の平均自由行程距離内で作られたものである。(図 2.9)

これまで α が位置の関数か否かということと、イオン電子対の形について述べてきたが、実験的に α はガスの圧力、電場の強さにも依存することが分かっており Korff による近似式が与えるところによれば、小さい α の値について以下の式のように表現できる。

$$\frac{\alpha}{P} = Ae^{-BP/E} \quad (2.14)$$

A,B は気体によって異なる定数である。(図 2.10)

しかしながら、ガス領域全体に増幅過程を起こす引き金となってしまふ光子放出過程や電場を乱すスペースチャージ等が生じると電子の増加に歯止めが効かなくなり、最終的に放電破壊を招く。これを防ぐためにこれらの現象が起きる閾値を知っておくことは極めて重要であり、それは以下で与えられる。

(Raether limit [10])

$$M \sim 10^8 \quad (2.15)$$

MPGD などの増幅領域の狭い (数百 [μm]) では電場が大きくなるので、前述の式から α が大きくなるためにこの制限はさらに厳しくなり、 $M \sim 10^6\text{-}10^7$ といわれている [11-15]。

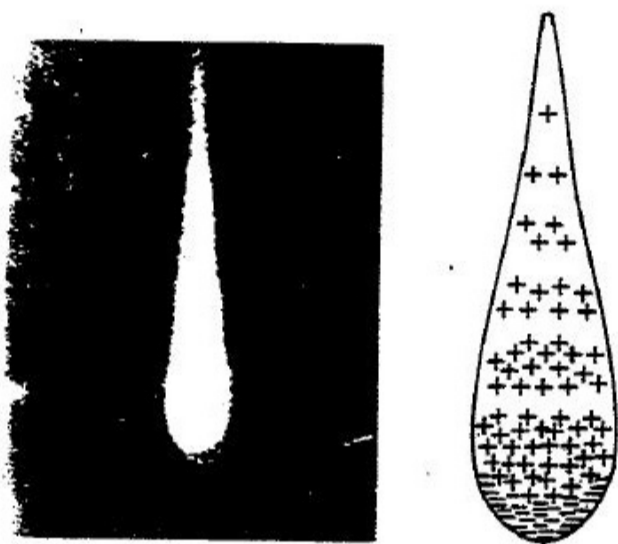


図 2.9 増幅過程におけるイオンと電子の分布図 [16]

Parameters appearing in Korff's approximated expression for the first Townsend coefficient α ²⁷⁾

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

図 2.10 Korff 式でのガス各種における定数 A,B [17]

2.3 様々なガス検出器

ガスを用いて粒子を検出するガス検出器は、上述した反応を利用しているのだが様々な構造を有したものが存在する。ここではその中からいくつか取り上げて説明する。

2.3.1 比例計数管

最も基本的なガス検出器である。大半の比例計数管は図 2.11 のような円筒形状をしている。真ん中には陽極線、そのまわりを陰極が取り囲むといった構造をしており電場は距離に反比例する。陽極線の半径を a 、陰極の内半径を b 、陽極陰極間電圧を V 、中心からの距離を r とすると以下のようにあらわされる。(図 2.12)

$$E(r) = \frac{V}{r \ln(b/a)} \quad (2.16)$$

平行平板型の検出器に比べ、低い電圧で高い電場を作り出せるのが利点である。また入射粒子によって発生した 1 次イオン対はほとんどの場合増幅領域外に生じるため各電子は場所によらず同様の増幅過程となる。一方で、距離が大きくなると電場が急激に弱まり平行平板型に比べてイオンの回収が遅れるという欠点がある。

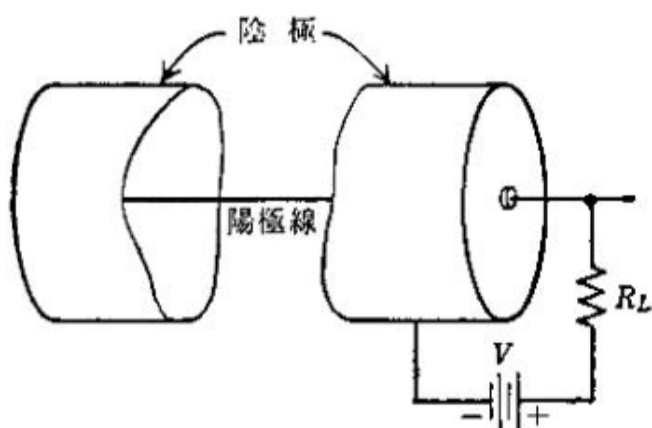


図 2.11 比例計数管模式図 [18]

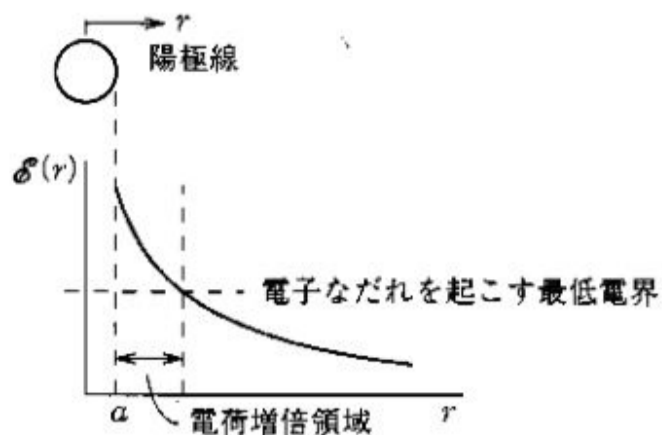


図 2.12 比例計数管電場と距離の関係 (縦軸: 電場 E, 横軸: 距離 r) [18]

2.3.2 MWPC(マルチワイヤー比例計数管)

計数管の両側に陰極として動作する 2 枚の大きな平板を置き、その間に多数の陽極線を置いたものである。Georges Charpak 氏によって開発された [19]。ガス中で生成された電子ははじめは均一な電場によって加速され、陽極近傍で雪崩増幅が始まる (図 2.13)。電子雪崩が捕獲された陽極線には大きな負のパルスが現れ、その隣の陽極線には正のパルスが生じる。これによって粒子の位置を特定することが可能である。またこのような平行平板型のドリフト電場があることでイオンを素早く回収することができる。陰極平板を多数のワイヤーで置き換えることもでき、その場合には 2 次元の位置特定が可能となる (図 2.14)。しかしながら電気的な反発の影響で陽極間の間隔は最小でも 1-2 [mm] なので、約 0.3 [mm] 以下の位置分解能は望めない。

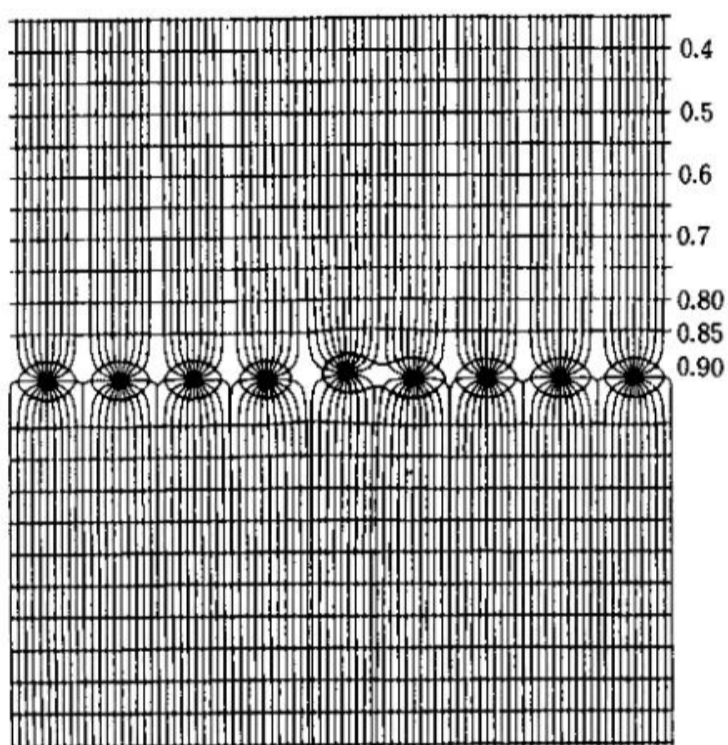


図 2.13 MWPC 電場 [19]

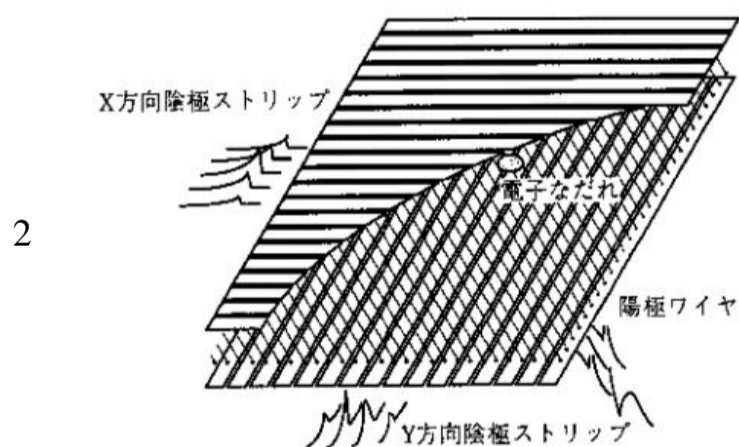


図 2.14 2次元 MWPC 模式図

2.3.3 MSGC (Micro Strip Gas Chamber)

上述したように MWPC ではワイヤー間の距離に制限があり、位置分解能には限界があった。それを克服するため A.Oed 氏により提案されたのがこの MSGC である ([20])。絶縁層の上にエッチング法により金属電極ストリップ (陽極、陰極) を形成して用いる。これによって陽極構造を非常に微細化 (通常 10 [μm]) できる。これによって比例計数管の陽極線周囲に発生する電界強度と同様のものを陽極スト

リップ表面に実現させることができる。陽極中心から陰極までの距離が $250 [\mu\text{m}]$ の MSGC における電場の構造は図 2.15 のようである。通常の比例計数管と同様に観測される信号の大半を生み出すのは電子雪崩の中で生成された陽イオンが陽極表面から遠ざかるときである。このような光リソグラフィ技術により作成可能になった微細電極の恩恵は位置分解能だけでない。すでに述べているように陽極と陰極は同一平面上に生成されていてその間隔は MWPC と比較すると非常に狭い。これによって陽イオンがすぐ近くの陰極に素早く引き寄せられるので、正の空間電荷が早急に消滅するので MWPC よりずっと計数率が高い(図 2.16)。

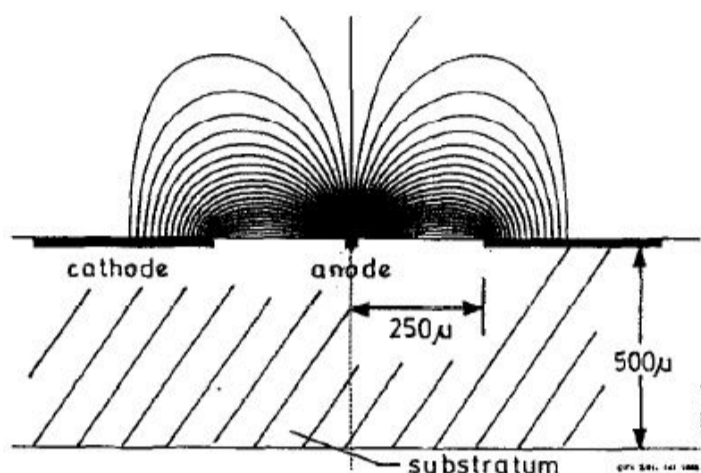


図 2.15 MSGC 電場 (信号読み出し電極は除く) [20]

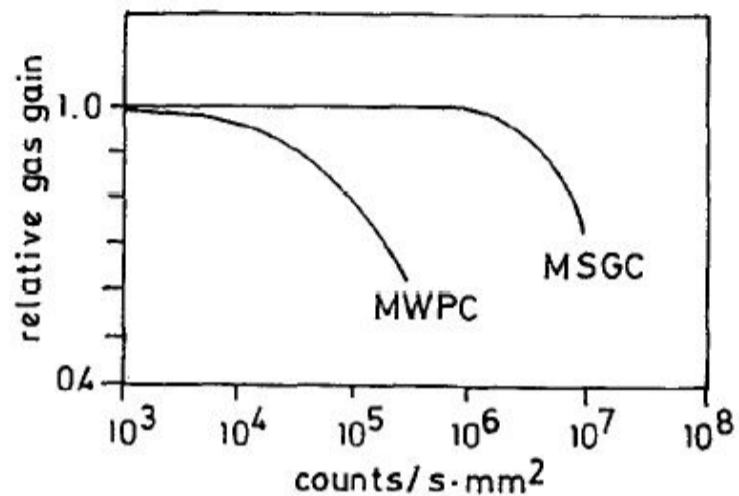


図 2.16 MWPC と MSGC の増幅率に対する係数率の比較 (絶縁層の抵抗率 $\rho = 10^9 [\Omega \cdot \text{cm}]$ at 20°C) [20]

しかし欠点もある。陽極と陰極の間は絶縁層が露出しているため、絶縁層自身が陽イオンを捕獲しそれによって表面電荷が蓄積し電界の歪みを生じさせることである。これを抑制するためにはこの層にある有限の電気抵抗を持たせることが必要となる。また、陽極と陰極の距離が小さいことから、その間で放電を起こしやすいという事もあげられる。大きな放電が生じてしまうと電極構造を物理的に破壊してしまい永久的に使用不能の事態に陥る可能性もある。このような事が原因で増幅率は 10^4 程度となっている。

2.3.4 Micromegas(MICRO-MESH-Gaseous Structure)

MSGC が悩まされたスペースチャージ、電極間放電の問題を解決すべく提案されたのが Y.Giomataris 氏によって開発された Micromegas である [21]。MSGC における陰極部を金属マイクロメッシュに置き換え絶縁層から約 $100 [\mu\text{m}]$ のところで支えて、絶縁層の上に真空蒸着されて作られた陽極との間における電位差で増幅電場を形成するものである。マイクロメッシュを支えるのは絶縁体のピラーである。さらにその上 $3 [\text{mm}]$ のところにもメッシュが固定されており、先のマイクロメッシュと合わせた 2 つの電位差でもってドリフト電場を形成する。開発された当初の Micromegas の模式図を図 2.17 に示す。

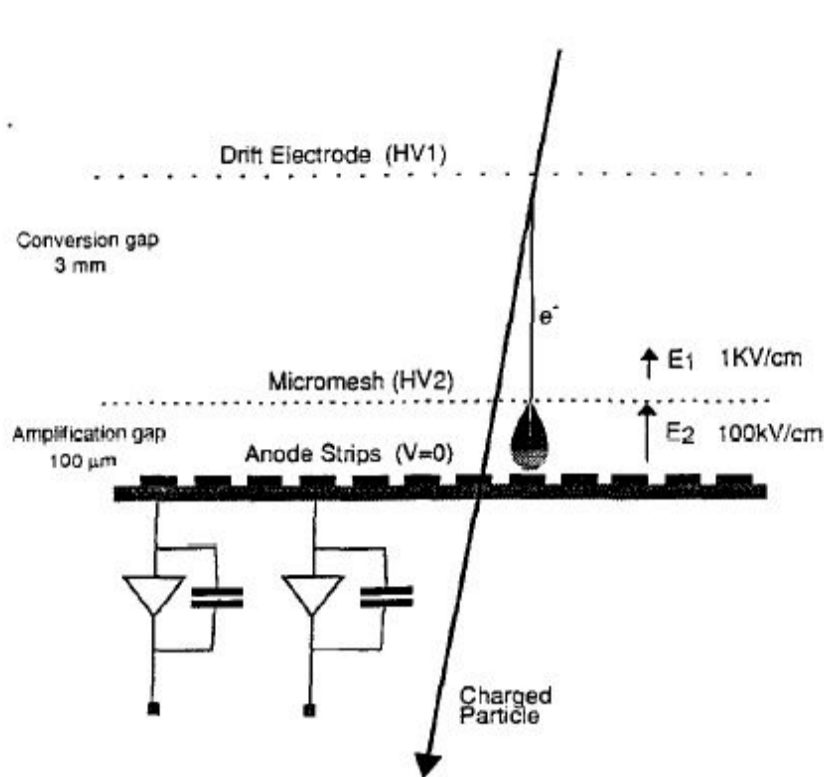


図 2.17 Micromegas 模式図 [21]

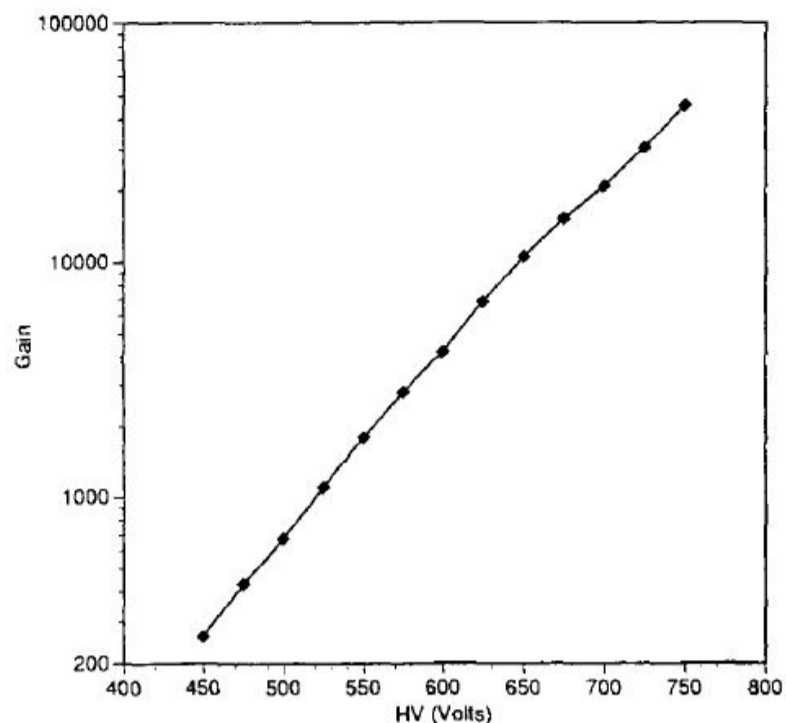


図 2.18 Ar+CH₄(10) 中での Micromegas の増幅率と陰極電位との関係 [21]

Micromegas の増幅電場はドリフト電場 (1 [kV/cm]) に比べ非常に大きく約 100 [kV/cm] である。これによってイオン雲は急速にマイクロメッシュに捕獲され、ほんの一部だけドリフト領域に逃げていく。これによって増幅率の時間的な減少などは観測されず安定的な動作が可能となった。またその増幅率も 10^4 を越える高いものとなっている。参考までにアルゴン、エタン (90:10) 混合、大気圧中で測定されたマイクロメガスの増幅率とマイクロメッシュの電位との関係を図 2.18 に示す。レート許容量も大きく、8 [keV] の X 線を用いて測られた結果によると 10^7 [/mm²/s] を達成している [22]。

2.3.5 Resistive Micromegas

金属電極 (メッシュ) の Micromegas をより高レート環境下で使えるように改良されたものが Resistive Micromegas である。陽極に抵抗素材を用いており、信号の読み出しは陽極の下の絶縁層内に位置する金属電極が担う。電子イオン対による電荷の変化を静電容量結合を通して読み取る仕組みである。典型的な構造を図 2.19 に示す。目的は放電を抑制するためである。例えば、検出効率約 100 [%] で MIP としてのミューオンを検出する場合 Micromegas に求められる増幅率は約 5000 ~ 10000 程度だがこのような所に、低エネルギーの α 粒子や中性子によってはじかれた動きの遅い原子核や陽子が入射して 1000 個程度の電子が生じると、たちまち Raether limit を越えてしまう。LHC(Large Hadron Collider) で行われているような高エネルギー実験においてはこのような様々な種類の粒子が高レートで飛来することが予想されるので、そのような場所での使用を考えると上記のような放電を防ぐ必要が出てくる。

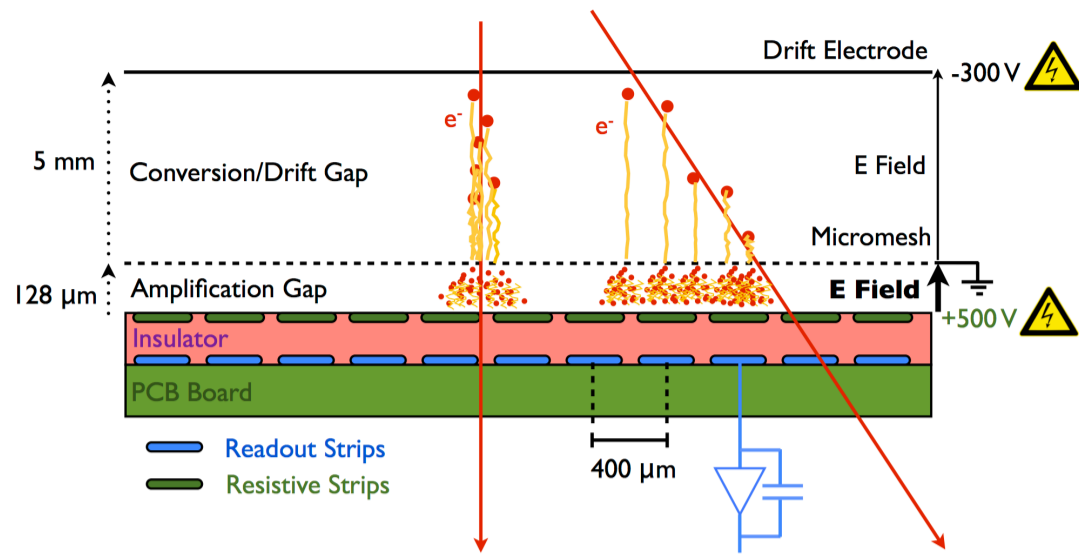


図 2.19 Resistive Micromegas 模式図 [23]

放電抑制のためを考えれば抵抗値は大きければ大きいほど良いが、その場合電流が流れるとオームの法則によって高い抵抗値の分だけそれに比例した大きな電圧降下が生じてしまい Resistive Micromegas の増幅率、検出効率が安定しない。まただからといって低すぎると放電耐性が落ちるばかりか抵抗電極による電荷の広がりによってレート許容量も下げてしまう (これについては第5章に説明を残す)。ATLAS 実験の Phase1 アップグレードで導入される NSW で使われる Resistive Micromegas においては経験的に $20 \text{ [M}\Omega/\text{cm]}$ 程度になるように製造されている。

第3章

ATLAS 実験

3.1 LHC

スイスジュネーブ郊外に位置する欧州合同原子核機構 (CERN) に大型ハドロン衝突型加速器 LHC(Large Hadron Collider) と呼ばれる巨大粒子加速器が約地下 100 [m] にある (図 3.1)。全長 27 [km] に及ぶ円形加速器であり、別々の 2 本のビームパイプで光速近くまで加速された陽子同士を衝突させることで高エネルギー領域での様々な物理現象の解明を目指している。Run2(衝突重心エネルギー 13 [TeV]) において、LHC で行われている実験の 1 つである ATLAS 実験では積算ルミノシティー約 36 [fb⁻¹] 分のデータの蓄積に成功しており (図 3.2)、その際のピークルミノシティーは約 1.4×10^{34} [cm⁻²s⁻¹] である (図 3.3)。

この加速器は 2000 年に実験が終了した LEP(Large Electron-Positron Collider) の地下トンネルに建設されたもので 2008 年 9 月 10 日より稼働している (ビーム周回の成功)。荷電粒子は円形に加速された際、その軌道の接線方向にシンクロトロン放射を出し、エネルギーを失うがそれは加速される粒子の質量の 4 乗に反比例する。そのため LEP で用いられていた電子よりも LHC で使用されている陽子の方が質量が約 1800 倍であるため、高エネルギーが実現しやすい。しかしながら電子などのクォーク同士の衝突ではなく、強い力を媒介する粒子であるグルーオンも含まれるハドロン同士の衝突であるため反応が複雑になるという面もある。またバンチ間隔が 25 [ns] という極めて高頻度の衝突であることとも合わせると、膨大なバックグラウンドが予想される。そのため用いられる検出器にはこのような高輝度にも耐えうる高いレート許容量と、バックグラウンドとの事象選別を可能にするような分解能が要求される。

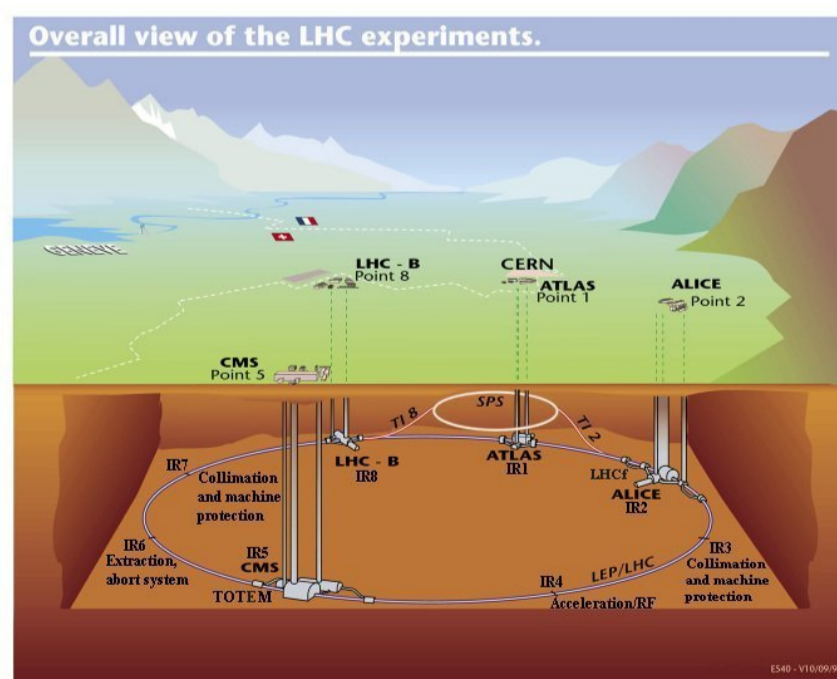


図 3.1 LHC overview [24]

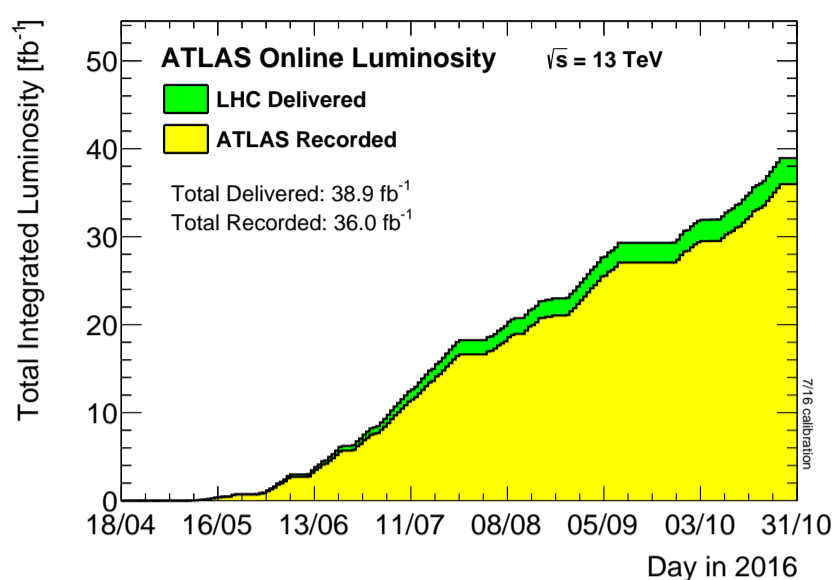


図 3.2 積算ルミノシティ (2016 年現在) [25]

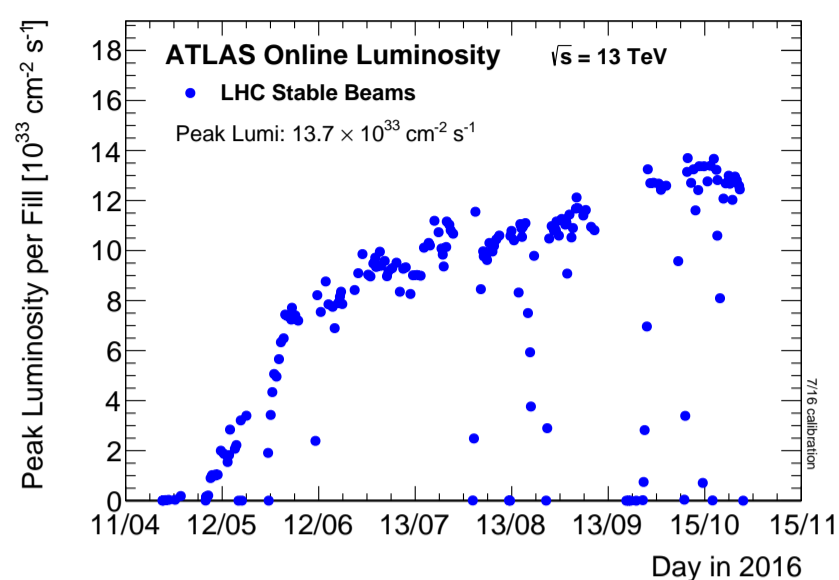


図 3.3 ピークルミノシティ (2016 年現在) [25]

3.2 LHC における大型検出器の目的

LHC には 4 つの大型検出器があり、2 つの汎用実験 (ATLAS+CMS) と特定の物理に特化した実験で構成される。以下に簡単に述べる。

- ATLAS

ヒッグス粒子の探索や余剰次元探索、さらにはダークマター構成粒子の観測など幅広い物理を狙う。(詳細は 3.3 以降)

- CMS

ATLAS と同じ狙いを持つ。しかしながら検出器構造におけるいくつかの違いがある。例えば $H \rightarrow \gamma\gamma$ においては γ のエネルギー分解能が重要となるが、このようなエネルギー測定を担う ECAL に ATLAS は液体アルゴンを用いているが、CMS は PbWO_4 結晶を用いている。また、飛跡検出システムにも違いがあり、ATLAS はビーム軸半径方向近くにはシリコン検出器を用いて遠くにはガス検出器を用いているが、CMS ではすべてシリコン検出器を用いている。

- ALICE (A Large Ion Collider Experiment)

陽子同士を衝突させるのではなく、その約 200 倍の質量をもつ鉛の原子核を加速、衝突させることで約 4 兆度以上という超高温状態を発生させ、ビッグバン直後に発生したと言われているクォークグルーオンプラズマ (QGP) の生成を行いその解明を目的とする。LHC で行われている実験としては唯一の高エネルギー重イオン衝突に着目した実験。2010 年、2011 年に行われた実験では核子あたりの中心衝突エネルギー 2.76 [TeV] を達成している。

- LHC-b (Large Hadron Collider beauty experiment) b クォーク、反 b クォークを含んだ粒子である B 中間子、反 B 中間子の寿命のわずかな違いを捉えることにより、CP 対称性の破れを検証することで物質と反物質の不均衡の謎に迫る実験。日本でも KEK-B などが同様の検証を行っている。

3.3 ATLAS の物理

前述したように ATLAS では標準模型の検証からそれを越えた理論の検証まで幅広い分野を対象としている。ここではその中でも 2012 年に CMS、ATLAS 両グループが 125 [GeV] 付近に Higgs 粒子とコンシステントな新たなボソンを発見したことを受けて Higgs 粒子について述べる。標準模型ではゲージ対称性の成立が要求されるが、このもとでは力を媒介する粒子は質量をもつことができない。すなわ

光子は質量がないので問題はないが W ボゾン、Z ボゾンは実験によってそれぞれ質量 80 [GeV]、91 [GeV] を持つことが分かっており矛盾が生じる (電弱対称性の破れ)。このことを解消するために考えられたのが Higgs 機構 (Higgs 粒子) であり、Higgs 粒子の性質の解明は標準模型の検証には重要な役割を担う。

3.3.1 Higgs 粒子の生成

Higgs 粒子には主に 4 つの生成過程がある。それぞれについて述べる。

- Gluon-Fusion process (ggF)

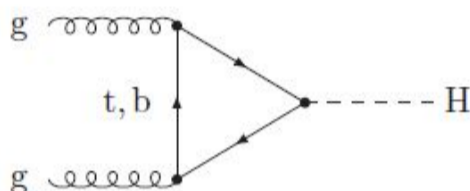


図 3.4 Gluon-Fusion process ファイマンダイアグラム [26]

グルーオン同士が重いクォーク (t クォーク、b クォーク) のループを介して Higgs 粒子を生成する過程である (図 3.4)。この過程は強い相互作用によって生じ、ループは湯川結合の強さに依存するので t クォークが支配的である (b クォークループは 2-5%)。式 3.1 Higgs 粒子とフェルミオンの湯川結合定数を示す。LHC では Higgs 生成過程としてもっとも頻度が高い。しかしながら Higgs 粒子以外の粒子が生成されないため Higgs 粒子が崩壊した時に放出される粒子でのみ特徴づけられるのでバックグラウンドとの事象選別が難しい。

$$h_f = Y_f = \frac{\sqrt{2}}{v} m_f \quad (3.1)$$

- Vector-Boson-Fusion process (VBF)

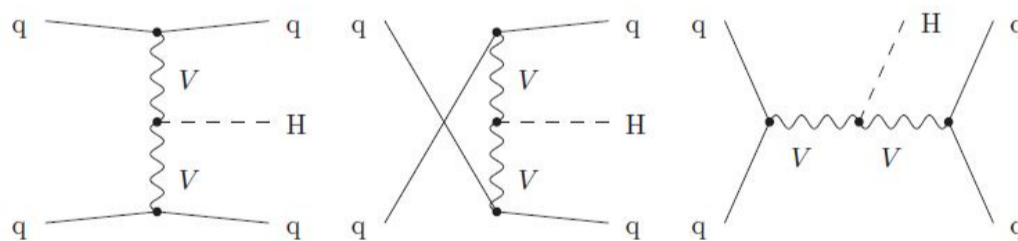


図 3.5 Vector-Boson-Fusion process ファイマンダイアグラム (q はクォーク、反クォークを表し、V は Z ボゾンか W ボゾンである) [26]

VBF は LHC で 2 番目に Higgs 粒子生成への寄与が大きい過程である (3.5)。この過程は電弱相互作用によって生じ 2 種類のクォークから生成された W ボゾン (Z ボゾン) が W ボゾン (Z ボゾン) 同士反応することで Higgs 粒子を放出するものである。この時クォークは単体では取り出すことができないため真空空間から多数のクォーク、反クォーク対を生成することで多数のハドロンとなり (ハドロン jet)、このようにしてできた 2 つの jet は擬ラピディティの大きい領域にかつ反対方向に放出される傾向がある。また Higgs 粒子は衝突中心付近でほぼ静止する。これによって ggF よりもバックグラウンドと区別しやすく SN 比が良い。このことは例えば生成され

た Higgs 粒子が b クォークに崩壊する場合などにとっても顕著になる ($H \rightarrow b\bar{b}$)。上で述べたように陽子-陽子衝突で発生した jet はその重心エネルギーに応じた運動量を有するため擬ラピディティの大きな領域に出現するが、他方で Higgs 粒子の崩壊によってできた b クォーク由来の jet は Higgs 粒子がほぼ止まっていたことにより運動量は小さく擬ラピディティの小さな領域に出る。またこの反応は電弱相互作用によるもので強い相互作用の反応にあるようなグルーオン由来の jet の影響はほとんどない。このような点において ggF より VBF の方がバックグラウンド事象との選別が容易になるといえる。

● WH/ZH production(WH/ZH)

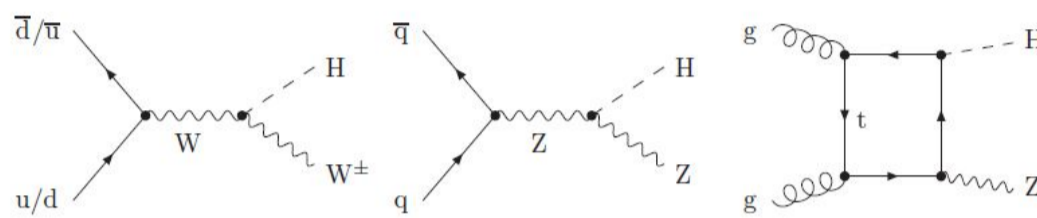


図 3.6 WH/ZH production ファイマンダイアグラム [26]

WH/ZH は Higgs-strahlung process と呼ばれる。クォークの対消滅によって放出された W ボゾン、Z ボゾンが H を放出するような過程。この過程は電弱相互作用であるが VBF より反応断面積は小さい。しかしながら Higgs 粒子とともに放出される W ボゾン、Z ボゾンがレプトンに崩壊するもの限定することで比較的クリーンな環境で Higgs 粒子の b クォークへの崩壊を調べることができる。

● ttH process(ttH)

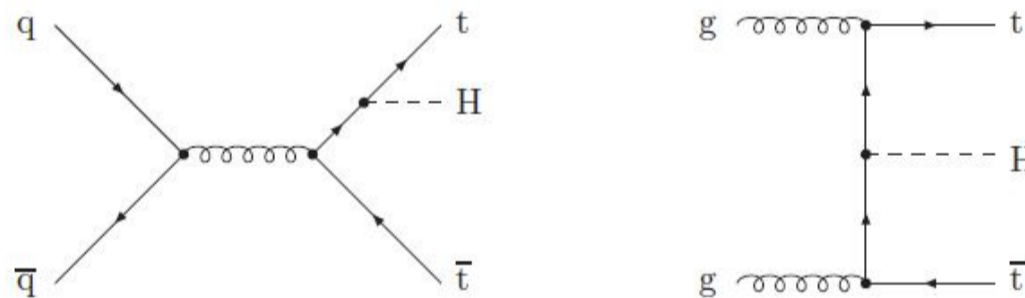


図 3.7 ttH process ファイマンダイアグラム [26]

対生成された t クォーク、反 t クォークから Higgs 粒子が放出される強い相互作用の過程。Higgs 粒子と t クォークの湯川結合定数の測定は Higgs 粒子の崩壊において b クォークが支配的なためこの過程以外では ggF のループなどでしかできないが、この過程であれば直接絶対値を測定することができる [27]。また t クォークは b クォークへの崩壊が支配的だが、t クォークは反 t クォークと対生成されるため運動量による判別が可能のためにこの過程も Higgs 粒子の b クォークへの崩壊をクリーンな環境で調べることができる。

以下に各過程における Higgs 粒子の生成断面積と衝突重心エネルギーとの関係を示す (図 3.8)。

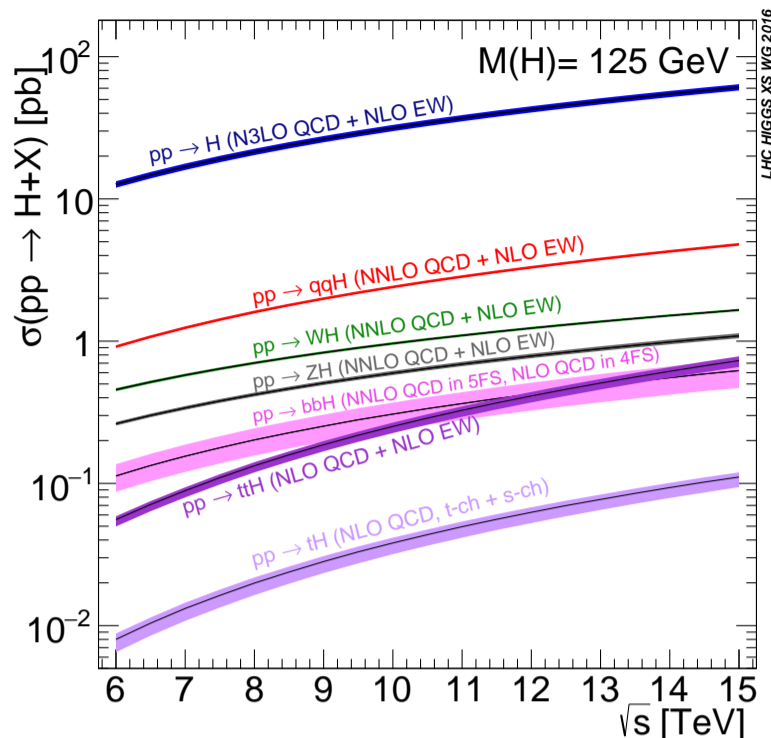


図 3.8 Higgs 粒子の生成断面積と衝突重心エネルギーとの関係 [28]

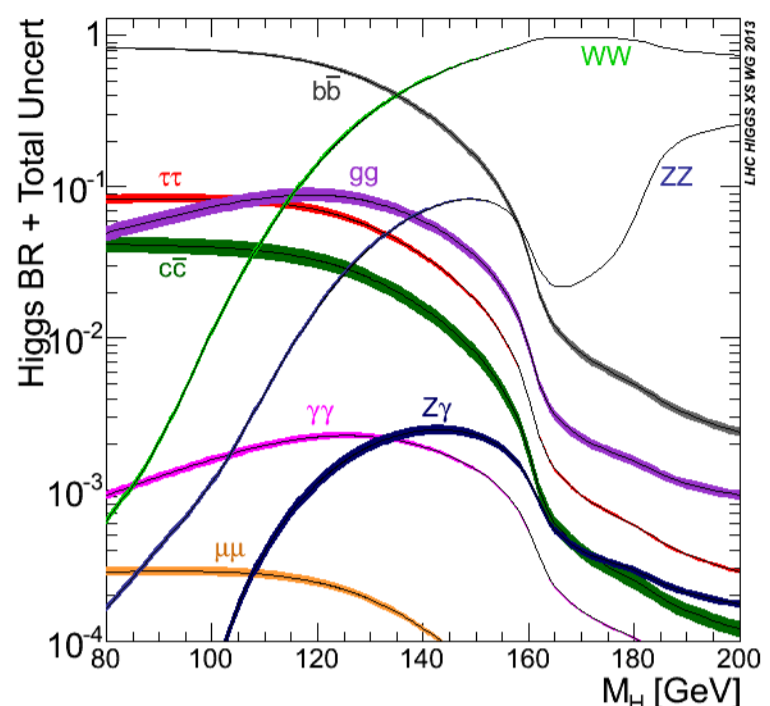


図 3.9 各過程における Higgs 粒子の質量と崩壊率の関係 [28]

3.3.2 Higgs 粒子の崩壊

図 3.9 に Higgs の質量と各過程の崩壊率との関係を示す。Higgs 質量 125 [GeV] の時の LHC で観測される基本的な崩壊は以下である (表 3.10)。 $H \rightarrow \gamma\gamma$ と $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l'^+l'^-$ では終状態の粒子が正確に測定できる粒子 (光子、荷電レプトン) であるため Higgs 粒子の質量の分解能が良い。一方で $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu_l l'^-\bar{\nu}_{l'}$ は発生したニュートリノを直接検出することができないため分解能は悪い。 $H \rightarrow b\bar{b}$ と $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ に関してはバックグラウンドが大きいことと b クォーク、t クォークの質量の精度が悪いことから Higgs 粒子の質量測定に関してはやや分解能が悪い (表 3.11)。 $H \rightarrow Z\gamma$ は $H \rightarrow \gamma\gamma$ と崩壊率は同じ程度だが $Z \rightarrow l^+l^-$ ($l = e, \mu$) の崩壊率が 6.7×10^{-2} なので稀な崩壊となる。しかしながらこの崩壊モードでの Higgs 粒子の質量の分解能は 1-3 [%] 程度でありとても優れている。また $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ は崩壊率は小さいものの第 2 世代のフェルミオンと Higgs 粒子の結合を測定することができる LHC で唯一の過程である。

Decay channel	Branching ratio	Rel. uncertainty
$H \rightarrow \gamma\gamma$	2.27×10^{-3}	+5.0% -4.9%
$H \rightarrow ZZ$	2.62×10^{-2}	+4.3% -4.1%
$H \rightarrow W^+W^-$	2.14×10^{-1}	+4.3% -4.2%
$H \rightarrow \tau^+\tau^-$	6.27×10^{-2}	+5.7% -5.7%
$H \rightarrow b\bar{b}$	5.84×10^{-1}	+3.2% -3.3%
$H \rightarrow Z\gamma$	1.53×10^{-3}	+9.0% -8.9%
$H \rightarrow \mu^+\mu^-$	2.18×10^{-4}	+6.0% -5.9%

図 3.10 各過程における Higgs 粒子の崩壊率 [29]

Decay channel	Mass resolution
$H \rightarrow \gamma\gamma$	1-2%
$H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l'^+l'^-$	1-2%
$H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu_l l'^-\bar{\nu}_{l'}$	20%
$H \rightarrow b\bar{b}$	10%
$H \rightarrow \tau^+\tau^-$	15%

図 3.11 各過程で期待される Higgs 粒子の質量の分解能 [29]

以下に ATLAS が重心衝突エネルギー 13 [TeV] の時の $H \rightarrow \gamma\gamma$ を用いて Higgs 粒子の質量が測定された結果を示す (図 3.12)。これには $13.3 [fb^{-1}]$ の陽子-陽子衝突のデータが使われている。Higgs の質

量の中心値は 125.09 [GeV] となっている。

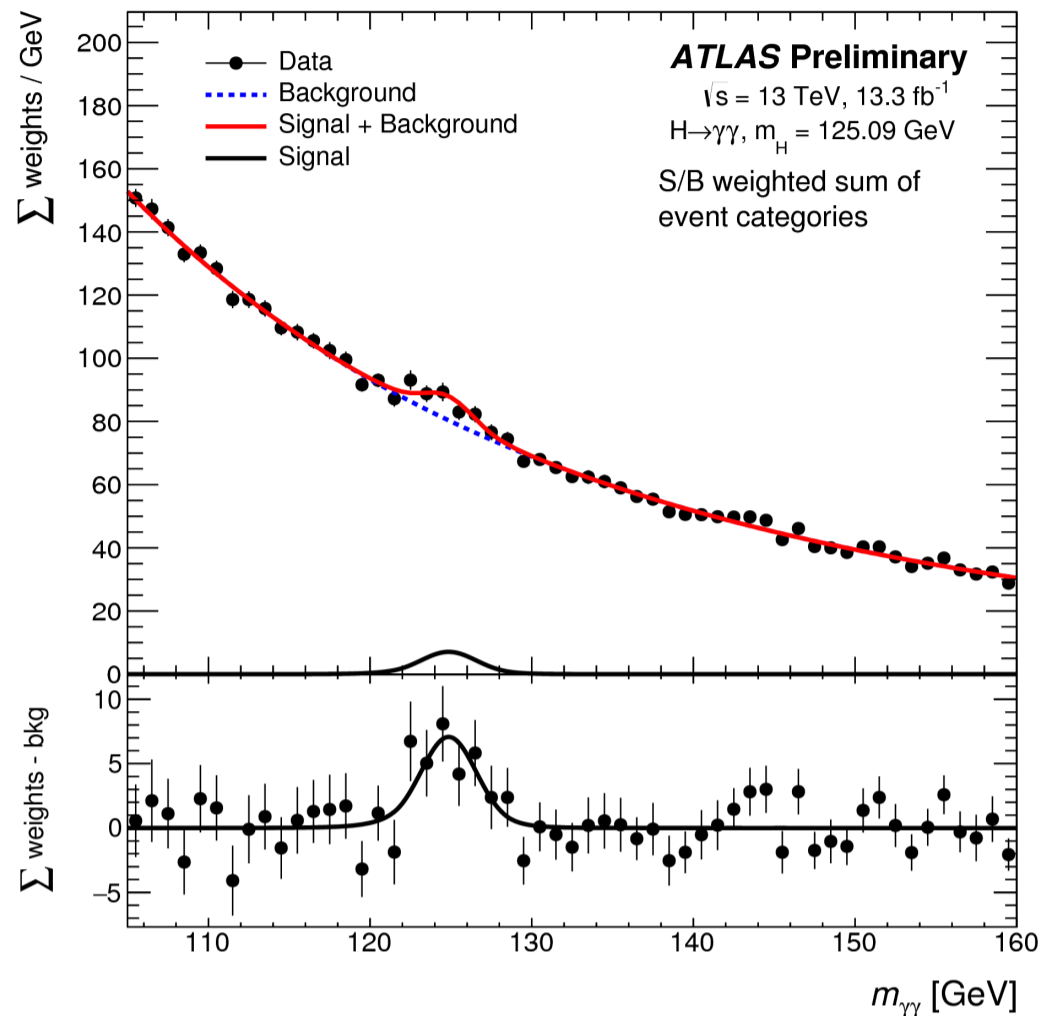


図 3.12 重心エネルギー 13 [TeV] 時の Higgs 粒子の質量測定結果 [30]

3.4 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は長さ 46 [m]、直径 25 [m]、重さ 7000 [t] の円筒形の大型検出器である。ビーム軸に近い順番で内部飛跡検出器、カロリメータ、ミューオンスペクトロメータ、マグネットシステムが並び大きく分けてこの 4 つで構成されている。検出器の全体像を以下に示す (図 3.13)。内部飛跡検出器では荷電粒子の運動量の測定、カロリメータでは中性、荷電粒子のエネルギー測定、ミューオンスペクトロメータではミューオンの運動量の測定、マグネットシステムは荷電粒子の運動量測定のために必要な磁場生成がそれぞれ行われる。

ここで ATLAS 検出器内で用いられる座標系についてまとめる。衝突点を原点とし、ビーム軸方向を Z 軸、ビーム軸に垂直な平面を X-Y 平面と定義している。ATLAS 検出器は原点における X-Y 平面に対して対称につくられている。X 軸正の方向は衝突点から LHC リング中心に向かう方向で Y 軸正の方向は衝突点から X 軸に垂直な上方向である。 $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ を用いてビーム軸からの距離を示すこともある。また z 軸正の領域を A-side、Z 軸負の領域を C-side としている。ビーム軸回りの方位角を ϕ 、ビーム軸からの極角を θ と定める。擬ラピディティは以下のように定義されている。

$$\eta = -\ln\left\{\tan\frac{\theta}{2}\right\} \quad (3.2)$$

$|\eta| = 1.0$ の領域をバレル部、 $|\eta| > 1.0$ の領域をエンドキャップ部と呼んでいる。また横方向 (transverse) エネルギー、運動量といった場合、X-Y 平面でのエネルギー、運動量のことである。

4 つの構成要素について以下で詳しく述べる。

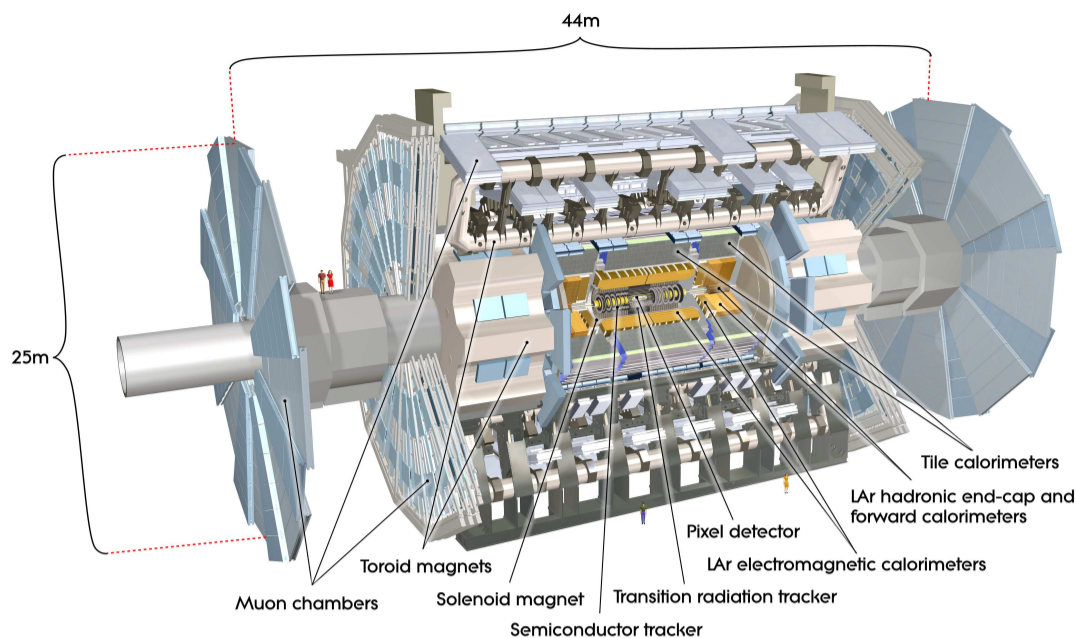


図 3.13 ATLAS 検出器 全体像 [31]

● 内部飛跡検出器

ATLAS の内部飛跡検出器は長さ ± 3512 [mm]、半径 1150 [mm] の円筒状に収まるように設計されており、内部にはビーム軸方向に 2 [T] の磁場がかけられている。大きく分けて 3 つの検出器で構成されている。ビーム軸近くにはシリコンピクセル検出器とシリコンマイクロストリップ検出器 (SCT) の層があり、荷電粒子の空間位置を高い分解能で区別することができる。それよりもさらに離れたところにあるのが遷移輻射飛跡検出器 (TRT) であり、これはガス (キセノン) で満たされた多数のストローチューブからなる。TRT には平均的に 1 つの飛跡あたり 36 個のヒットがあり、このような連続的なトラッキングを行うことで飛跡のパターン認識を高めるとともに、これによって $|\eta| < 2.0$ の領域における運動量の分解能を改善する役割がある。また有感領域にあるキセノンによって、電子が通過すると遷移放射によりローレンツ因子 γ に比例した x 線が放出される。これはまた幅広いエネルギーの電子に感度がありこれによって電子を同定することができ、カロリメータを補完する。内部飛跡検出器の全体像と (図 3.14) 構成要素 (表 3.15) を以下に示す。

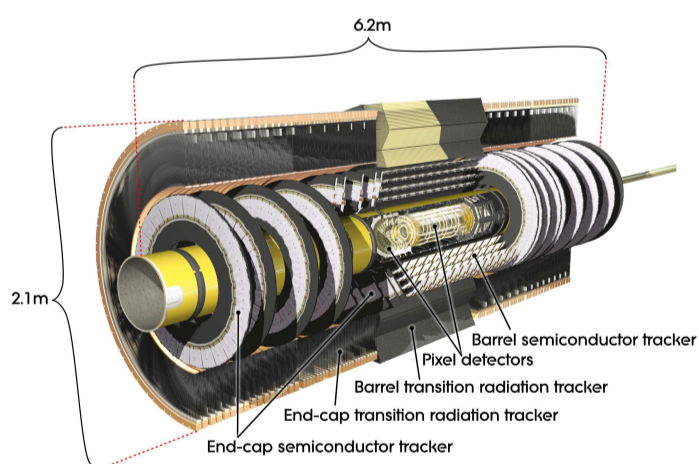


図 3.14 内部飛跡検出器 全体像 [31]

Item		Radial extension (mm)	Length (mm)
Overall ID envelope		$0 < R < 1150$	$0 < z < 3512$
Beam-pipe		$29 < R < 36$	
Pixel	Overall envelope	$45.5 < R < 242$	$0 < z < 3092$
	3 cylindrical layers	Sensitive barrel	$50.5 < R < 122.5$
	2 × 3 disks	Sensitive end-cap	$88.8 < R < 149.6$
			$495 < z < 650$
SCT	Overall envelope	$255 < R < 549$ (barrel)	$0 < z < 805$
		$251 < R < 610$ (end-cap)	$810 < z < 2797$
	4 cylindrical layers	Sensitive barrel	$299 < R < 514$
	2 × 9 disks	Sensitive end-cap	$275 < R < 560$
			$839 < z < 2735$
TRT	Overall envelope	$554 < R < 1082$ (barrel)	$0 < z < 780$
		$617 < R < 1106$ (end-cap)	$827 < z < 2744$
	73 straw planes	Sensitive barrel	$563 < R < 1066$
		Sensitive end-cap	$644 < R < 1004$
			$848 < z < 2710$

図 3.15 内部飛跡検出器 構成要素 [32]

● カロリメータ

ATLAS のカロリメータはいくつかのサンプリング検出器によって成る。そのそれぞれはビーム軸回り ϕ 方向に対称につくられている。カロリメータは 3 つの低温層に収納されている。バレル部の低温層には電磁バレルカロリメータが、エンドキャップ部の残りの 2 つの低温層には電磁エンドキャップカロリメータ (EMEC)、その後方にハドロンエンドキャップカロリメータ (HEC)、そして前方カロリメータ (FCal) が設置されている。これらすべてのカロリメータは液体アルゴ

ンを active detector medium として用いている。なぜアルゴンが用いられるかということはアルゴンが長期的に安定した応答を示す事やアルゴンの持つ放射線耐性などを有する事に起因する。電磁カロリメータは吸収体としての鉛と液体アルゴン、カプトン電極を用いたアコーディオン型の検出器である (図 3.16)。いかなる方位角においても対称でかつ隙間のないものとしてこのような形になった。これは strip、middle、back の3層からなる。strip 層は η 方向に細かいため高い位置分解能を達成することができ、これによって非常に精度よく γ と π^0 の区別ができる。middle 層は $0.025 \times 0.025 \Delta\eta\Delta\phi$ の良いグラニュラリティーを有し、電磁シャワーによる高いエネルギーのほとんどを集めることができる。back 層は非常に高い電磁シャワーが middle 層では落としきらなかった残りのエネルギーを集めるのに用いる。電磁カロリメータはバレル部 ($|\eta| < 1.475$)、エンドキャップ部 ($1.375 < |\eta| < 3.2$) の2つに領域分けされている。電磁カロリメータの正面 ($|\eta| < 1.8$) にはプリサンプラー検出器があり、カロリメータ前の物質中で入射粒子が落としたエネルギーを集める役割がある。これも液体アルゴンを用いておりバレル部では厚さ 1.1 [cm]、エンドキャップでは厚さ 0.5 [cm] である。 $|\eta| < 1.7$ の領域をカバーするタイルカロリメータはハドロンカロリメータの一種。吸収体としてスチール、active material としてシンチレーションタイルを用いている。これとは異なり前方領域のハドロンカロリメータは液体アルゴンを用いている。HEC は $1.5 < |\eta| < 3.2$ をカバーする。吸収体として銅を用いている。そして最後に FCal であるが、これは前方領域 ($|\eta| < 4.9$) をカバーしており、3つのモジュールから成る。1つは電磁シャワーの測定のため (1層目)、残りの2つ (2,3層目) はハドロンシャワーの測定のためであり、前者は銅を吸収体、後者はタングステンを用いている。カロリメータの全体像を以下に示す (図 3.17)。

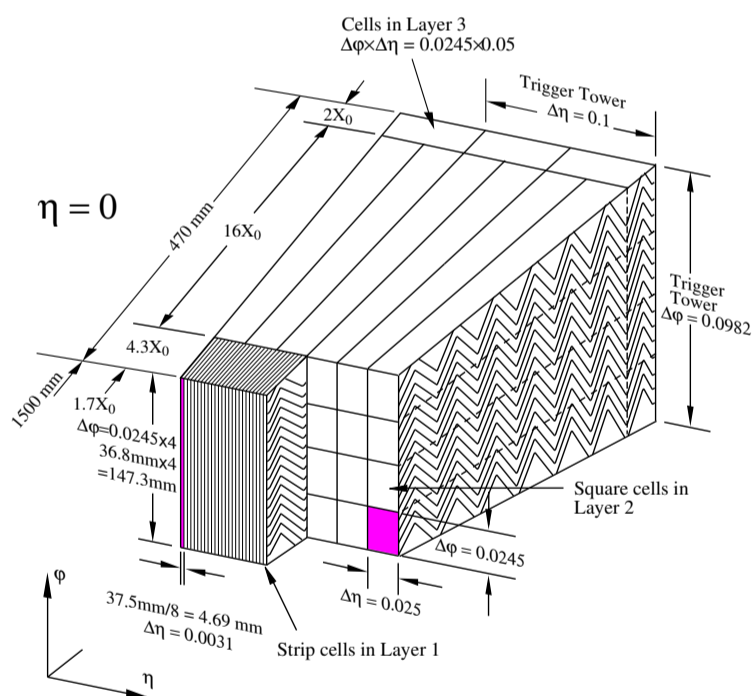


図 3.16 電磁カロリメータ 模式図 [31]

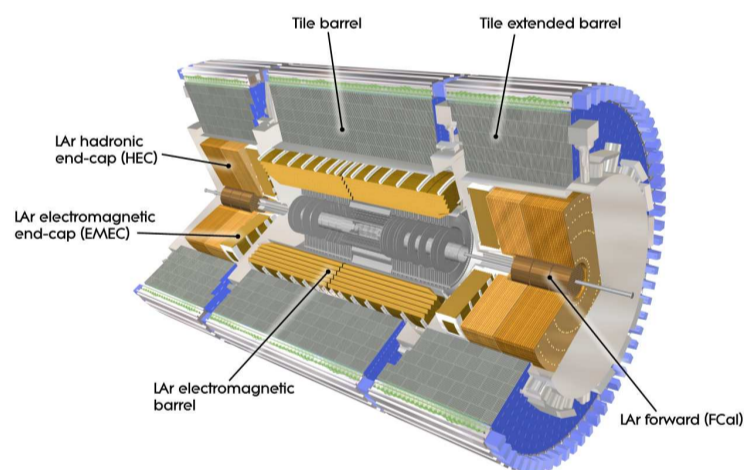


図 3.17 カロリメータ 全体像 [31]

● ミューオンスペクトロメータ

ミューオンスペクトロメータは $|\eta| < 2.7$ の領域をカバーしている。磁場中でミューオンの飛跡を再構成し運動量の測定をすることができる。磁場は空心の超伝導磁石でつくられる。スペクトロメータはバレル部ではビーム軸回りに3層構造になっているのに対してエンドキャップ部ではビーム軸に対して垂直な3層構造になっている。図 3.18 にミューオンスペクトロメータの全体像を示す。ほとんどの η 領域をカバーしているモニタードリフトチューブ (MDTs) はミューオンの飛跡を正確にとらえる。 $2.0 < \eta < 2.7$ をカバーするカソードストリップチェンバー (CSCs) 高いグラニュラリティーを有したこれもまた飛跡検出器であるが、放射線耐性があるためにこのよ

うな高レート環境下で使用することができる。 $|\eta| < 2.4$ までをカバーするのがバレル部ではレジスティブプレートチェンバー (RPCs) であり、エンドキャップ部ではシンギャップチェンバー (TGCs) である。これらは飛跡検出部とは直交するように置かれミュオンの座標を測定するとともにトリガーを発行する役割を担う。位置関係が見て取りやすいようにミュオンスペクトロメータの y - z 平面図を図 3.19 に示す。

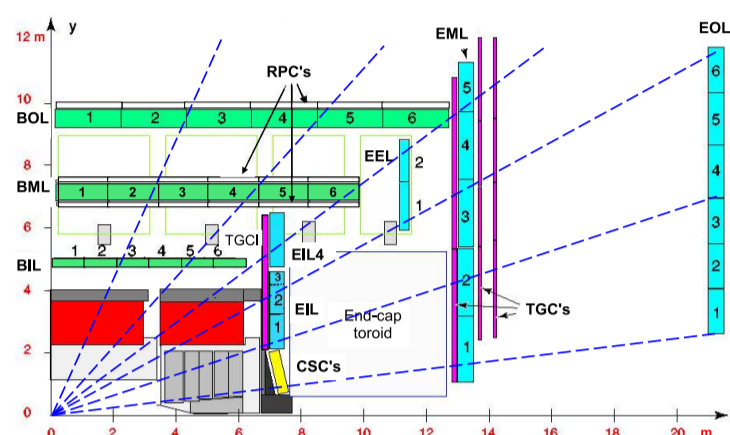
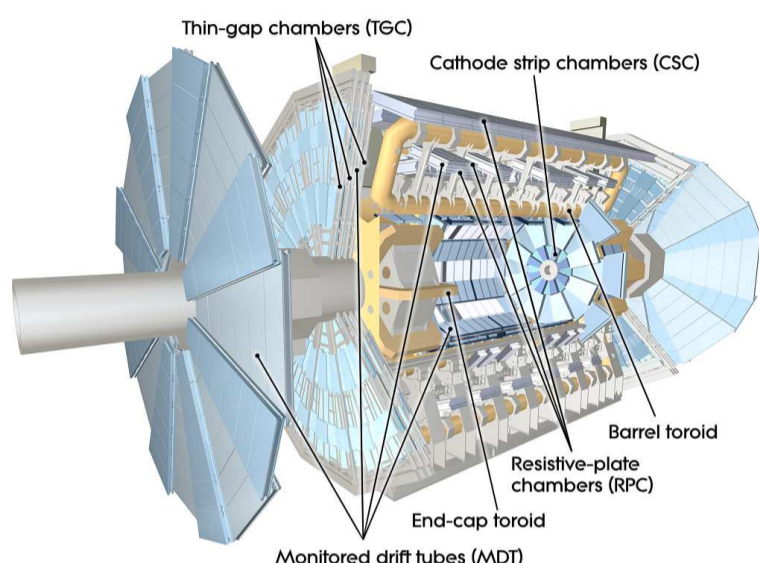


図 3.19 ミュオンスペクトロメータ y - z 平面図 [31]

図 3.18 ミュオンスペクトロメータ 全体像 [31]

● マグネットシステム

ATLAS のマグネットシステムは1つのソレノイド磁石と3つのトロイド磁石(1つはバレル部、2つはエンドキャップ部に使われる)によって構成される。これらはすべて超伝導磁石によって作られている。ソレノイド磁石はビーム軸を取り囲むように設置されており、軸にそって2 [T] の磁場を生み出す。これは内部飛跡検出器のためである。バレル部の電磁カロリメータの前方に位置するので、入射粒子への影響を少なくするため薄く設計されている(物質量を減らす)。トロイド磁石は0.5 [T] から1 [T] の磁場を生み出す。バレル部にあるトロイド磁石はミュオン検出器のためである。図 3.20 に磁石の全体図、図 3.21 に実際のソレノイド磁石を示す。

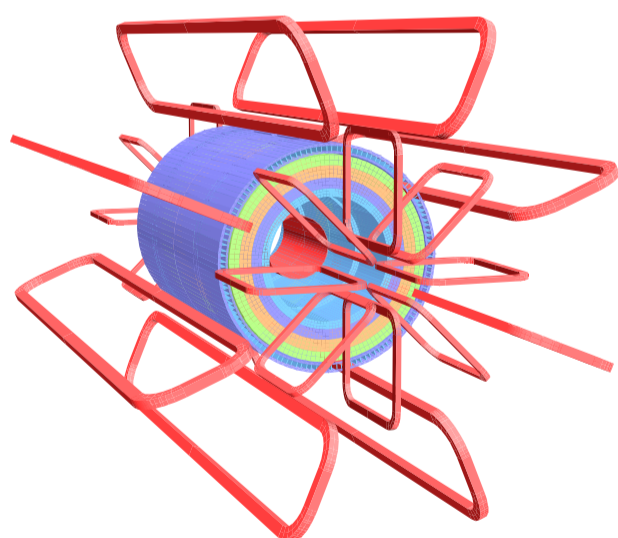


図 3.20 ATLAS マグネットシステム模式図 [31]



図 3.21 ATLAS ソレノイド磁石 [31]

3.5 HL-LHC に向けた LHC アップグレード計画

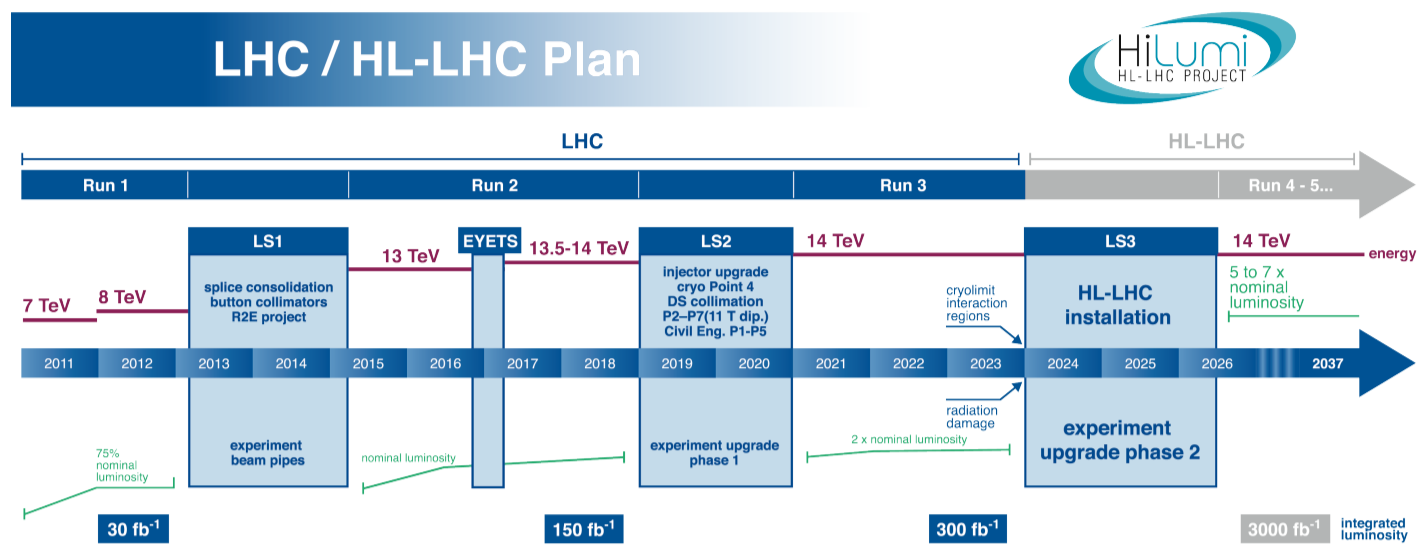


図 3.22 LHC アップグレード計画 [33]

Higgs 粒子のさらなる性質解明及び新物理探索を目指して LHC のアップグレードが計画されている (図 3.22)。LS2、LS3 を経て瞬間ルミノシティー約 $7.5 \times 10^{34} [\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ 、およそ 10 年間で積算ルミノシティー $3000 [\text{fb}^{-1}]$ を目指す HL-LHC は 2026 年中期から始動予定となっている。1 回のビーム交差によって生じる陽子-陽子衝突回数 μ という指標を用いると、2012 年 Run1 では $\mu \sim 2.5$ であり、HL-LHC 直前の Run3 でも最高で $\mu \sim 80$ と予想されているが、2026 年以降に予定されている Run4、5 では $\mu \sim 200$ に相当する。極めて過酷な環境となることが予想されるため、ATLAS 検出器にもそれに応じたアップグレードが求められる。次章でその中の 1 つである Muon tagger について述べる。

第4章

Muon tagger

ヒッグス粒子のさらなる性質解明と標準理論からずれる新たな粒子探索のためにより高いルミノシティーで加速器を動作させる HL-LHC 計画がある。これは 2026 年中頃から開始予定 (Run4) であり、動作期間は約 10 年である。積算ルミノシティーは LHC の 10 倍大きい $3000 [\text{fb}^{-1}]$ が予定されている。このような壮大な目標を達成するためには瞬間ルミノシティー $\mathcal{L} \approx 7.5 \times 10^{34} [\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ の達成が基本であり、また年間 $300 [\text{fb}^{-1}]$ 以上のルミノシティーを達成することが必要とされている。想定される 1crossing あたりの陽子と陽子の衝突数 μ は約 200 であり、現行 LHC の μ が約 20 であることを考えると非常に多くのバックグラウンドが見込まれる。そこで ATLAS 実験において適切な選別を行う領域として新たに加えられる領域の 1 つが Muon tagger である。

4.1 Muon tagger の役割と要求される検出器

Muon tagger は高 η 領域 ($2.7 < |\eta| < 4.0$) をカバーし、エンドキャップカロリメータと JD シールドディスクの間、衝突点からビーム軸方向に 6800 [mm] の所に設置される予定である (図 4.1)。 η 範囲をビーム軸から動径方向 r で表すと 25 [cm]~92 [cm] となる。シミュレーションからこの領域で発生する荷電粒子をミュオンと間違えるケースが多いことが分かっており、内部検出器のミュオンをタグ付けすることがこの領域の役割となっている。またそのために約 0.5 [mm] のグラニュラリティーを有する検出器が 5 層要求されており、高レート環境下での動作という事も考えると MPGD かシリコンピクセル検出器 (ピクセルサイズ $0.5 \times 0.5 [\text{mm}^2]$) が候補として考えられている。

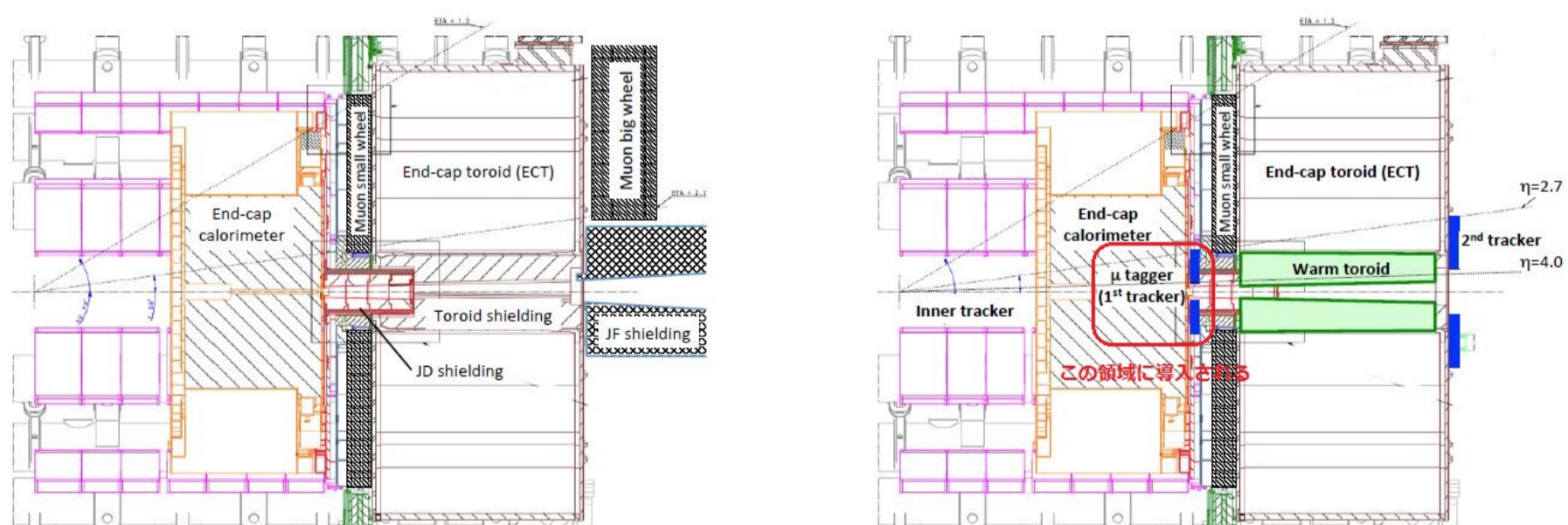


図 4.1 (左)ATLAS 実験におけるエンドキャップ領域での現行の Muon Spectrometer [2], (右)Muon tagger を導入した場合の予定されている Muon Spectrometer [2]

4.2 Muon tagger でのバックグラウンド

Muon tagger でのバックグラウンドは 4-vector level simulation を用いて計算されている。Geant4 によって作られた ATLAS 検出器の構造と FLUKA による物理過程が組み合わされている (2 つ合わせて FLUGG)。FLUGG によるバックグラウンドの予想は様々な測定結果と一般には良い一致を示している。シミュレーションに用いられた構造に関して述べる。基本的には Run-1 で実際に使われたものと同じだが以下の 3 つの点が異なる。1 つ目はシールドリングである。これは 2011 年初めにエンドキャップクライオスタットと JD シールド (Muon Small Wheel の放射線シールド) の間に導入されたものだが、Muon tagger の場所を確保するためシミュレーションの際には取り外している。2 つ目は新たなシールドの導入である。これはビームパイプから漏れた粒子から Muon tagger を守るためである。このシールドは円筒形であり、内径 70 [mm]、外形 120 [mm] でタングステンでできている。3 つ目はビームパイプである。これは Run-2 で用いられているアルミニウム製のものを使う。

シミュレーションには Phojet(イベントジェネレータ) で生成された約 10000 個の陽子-陽子イベントを用いる。Muon tagger の設置予定場所 (z 方向) に粒子を通過させ、それによって発生した粒子数などを調べる。なお、r 方向に関しては Muon tagger よりもより広範囲を考慮しており、 $R=10$ [cm] から 150 [cm] を設定している。r 方向の関数としての Muon tagger での粒子フラックスの分布は以下 (図 4.2) のように示されている。

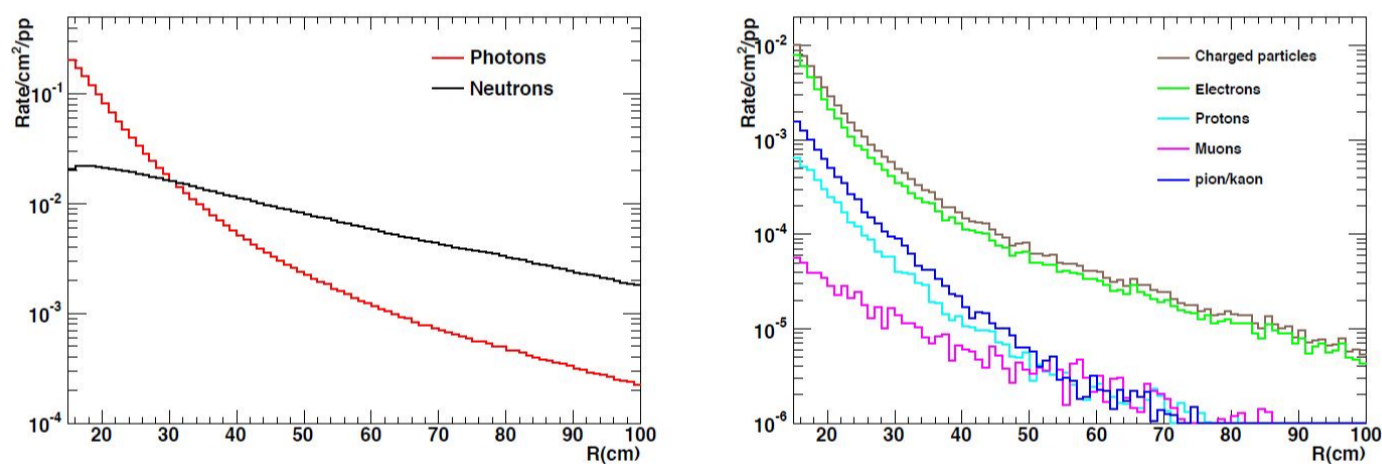


図 4.2 (左) 光子と中性子の計算された 1p-p あたり 1 [cm²] あたりの全粒子に占める割合 [2],
(右) 各種荷電粒子の計算された 1p-p あたり 1 [cm²] あたりの全粒子に占める割合 [2]

r が小さい領域では光子の割合が最も大きい。次いで中性子が続くが、光子よりもなだらかな減少をするため $R>30$ [cm] では中性子が支配的となる。荷電粒子に関しては中性粒子と比較すると $1/10$ から $1/100$ 程度小さい。全体的に支配的なのは電子であり、次いで陽子、パイオン、ケイオンとなっている。検出対象粒子であるミューオンはこれらよりも小さい。このような HIP も存在する膨大なバックグラウンドの中から MIP を検出しなければならず極めて厳しい環境といえる。また η 毎に各種粒子のレートを求めた表は以下 (表 4.1) のようになっている。

表 4.1 各種粒子の計算された 1p-p あたり 1 [cm²] あたりの割合 [2]

η	光子	中性子	荷電粒子
4.0	0.037	0.020	0.001
3.75	0.015	0.016	5×10^{-4}
3.5	0.005	0.012	1×10^{-4}
3.25	0.002	0.008	6×10^{-5}
3.0	0.001	0.005	3×10^{-5}

以上の中性粒子及び荷電粒子についての結果を各 η 毎に 1 [cm²] あたりのレートに直して表にまとめたのが以下である (表 4.2)。

表 4.2 Muon tagger 領域内での各 η に関する光子、中性子、荷電粒子についてのレート [MHz/cm²]

η	光子	中性子	荷電粒子
	[MHz/cm ²]	[MHz/cm ²]	[MHz/cm ²]
4.0	222	120	6
3.75	90	96	3
3.5	30	72	0.6
3.25	12	48	0.4
3.0	6	30	0.2

また、予想されるバックグラウンド粒子の運動エネルギー分布が以下 (図 4.3) である。光子と中性子のエネルギーはとても小さい。ほとんどの光子は対生成エネルギー以下のエネルギーを有している。中性子の運動エネルギーは大きく見ても 0.3 [MeV] 程度であり、1 [MeV] 以上の中性子の割合は想定される中性子全体の 7.2 [%] となっている。また荷電粒子もエネルギー損失は MIP 程度と見てよいほどの運動エネルギーである。

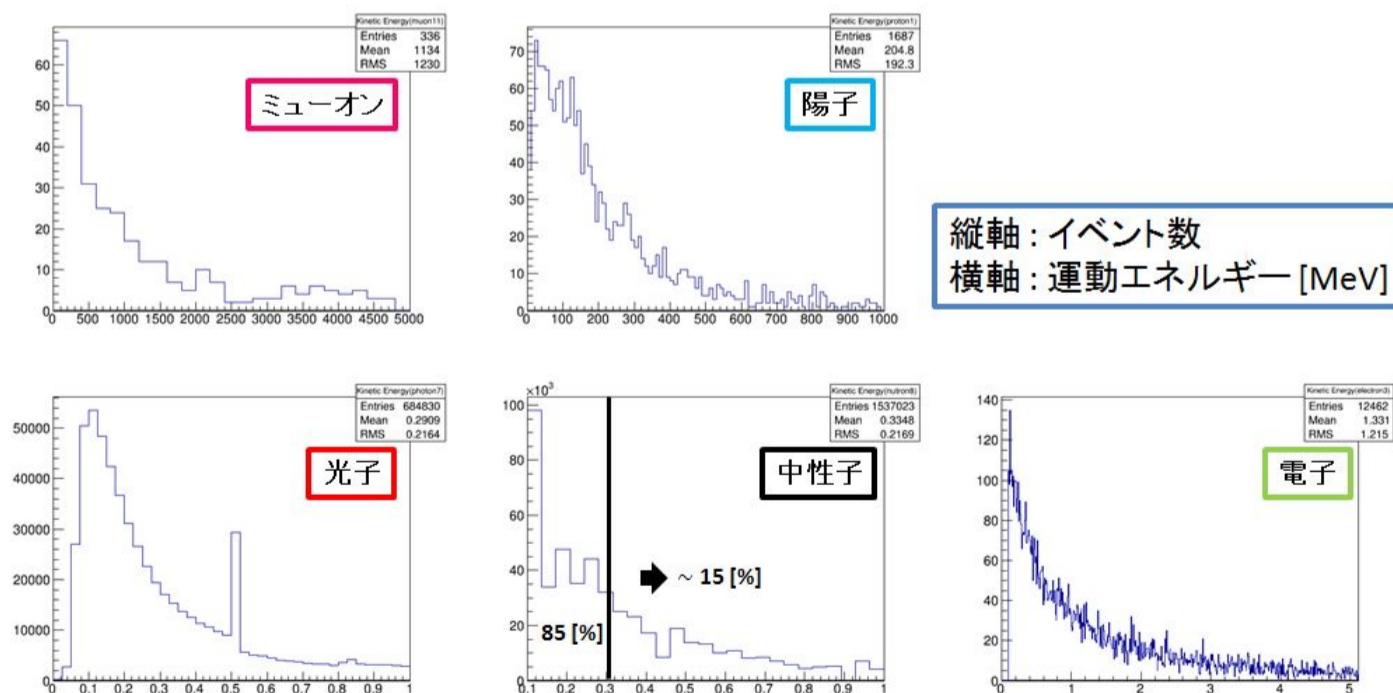


図 4.3 主なバックグラウンド粒子のエネルギー分布

上述したバックグラウンドレートからも分かるように、この領域における要求レート許容量は、中性子と光子の検出効率を 1 [%] と仮定した場合に、 $\eta = 4.00$ で約 9 [MHz/cm²]、 $\eta = 3.00$ では約 600 [kHz/cm²] となっている [2]。

4.3 Resistive Micromegas を用いた場合の表面抵抗値に対する制限

Muon tagger の検出器候補としては Resistive Micromegas も提案されている。上述したように非常に高いバックグラウンドレートの下での安定動作が求められるため抵抗電極を有した Micromegas なのだが、放電抑制のためには抵抗値は高ければ高いほどよい。しかしながら抵抗値が高過ぎるとバックグラウンド粒子による電流が生じると抵抗値に比例した分だけ電圧降下してしまい検出器の安定動作を妨げてしまう。そのため、ここではバックグラウンド粒子のレートから想定される電流値を見積もるとともに、小型マイクロメガスの場合にどのくらい電圧降下するのかを求め、抵抗の上限値を探る。

4.3.1 バックグラウンドによる予想される電流値

前述したシミュレーションの結果から単位面積当たりのレート量が算出されるが、ここではこれを用いてまず光子と中性子の検出効率を 1 [%] と仮定した場合の単位面積あたりの電流量を求める。各粒子による電流量を式で表すと以下ようになる。

$$i = N_{seed} \times Gain \times HitRate \times e \quad (4.1)$$

これを光子、中性子、荷電粒子でそれぞれ求め、それを足したものがここでもとめる電流値となる。 N_{seed} は入射粒子による 1 次電離で放出される電子の数。例えばアルゴン中、5.9 [keV] のガンマ線ならアルゴンの W 値が 26 [eV] なので 200 個程度となる。Gain は増幅率だがここでは MIP の検出効率がほぼ 100 [%] となるときの動作電圧における値 5000 を使う。HitRate はのレートに中性粒子の検出効率を加味したもの、e は素電荷 (1.6×10^{-19} [C]) である。 N_{seed} を考えるために、入射した全ての光子は光電効果、全ての中性子は検出器構造材である陽子と弾性散乱をしてエネルギーを落とすとする。またその際の全中性子の運動エネルギーは図 4.3 を参考に見積もった最大運動エネルギー 305 [keV] とし計算を行った。また荷電粒子は MIP として扱う。このようにしたときに典型的なガス検出器のドリフト領域内を考え、アルゴン 0.5 [cm] 中で落とすエネルギーは光子で 1.4 [keV]、中性子で 305 [keV]、荷電粒子は 1.4 [keV] となる。光子と荷電粒子が同じ値になるのは、光子のエネルギーによって放出される電子が MIP とみなせるほどの運動エネルギーをもつためである。よって、実質的に電流値に効いてくるのは中性子である。これらを用いて電流値を計算すると以下ようになる (表 4.3)。

表 4.3 Muon tagger 領域内で予想される各 η 毎の電流値 [$\mu\text{A}/\text{cm}^2$]

η	電流 [$\mu\text{A}/\text{cm}^2$]
4.0	9.6
3.75	7.7
3.5	5.8
3.25	3.8
3.0	2.4

4.3.2 電圧降下モデル

上述した電流値からどの程度の電圧降下が予想されるかを求めるために以下のようなモデルを考えた(図4.4)。これは10 [cm]×10 [cm]の1次元 Micromegas(ストリップ陽極)を想定している。ただし第5章で述べるベタ電極を有する1次元 Micromegas についても同様の議論をすることができる。

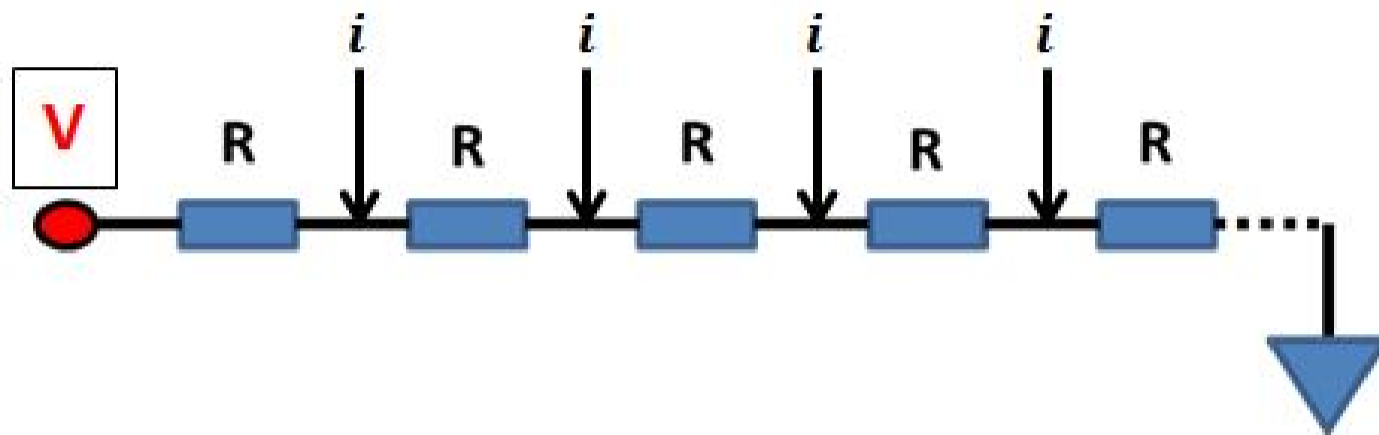


図4.4 電圧印加部10 [cm]における電圧降下モデル図

i は上で求めた単位面積当たりの電流値、 R は表面抵抗値、 V は10 [cm]の両端で生じた電圧降下であり、入力 i に対する R と V の関係を見る。各 η における両者の関係をグラフにしたのが図4.3.2である。

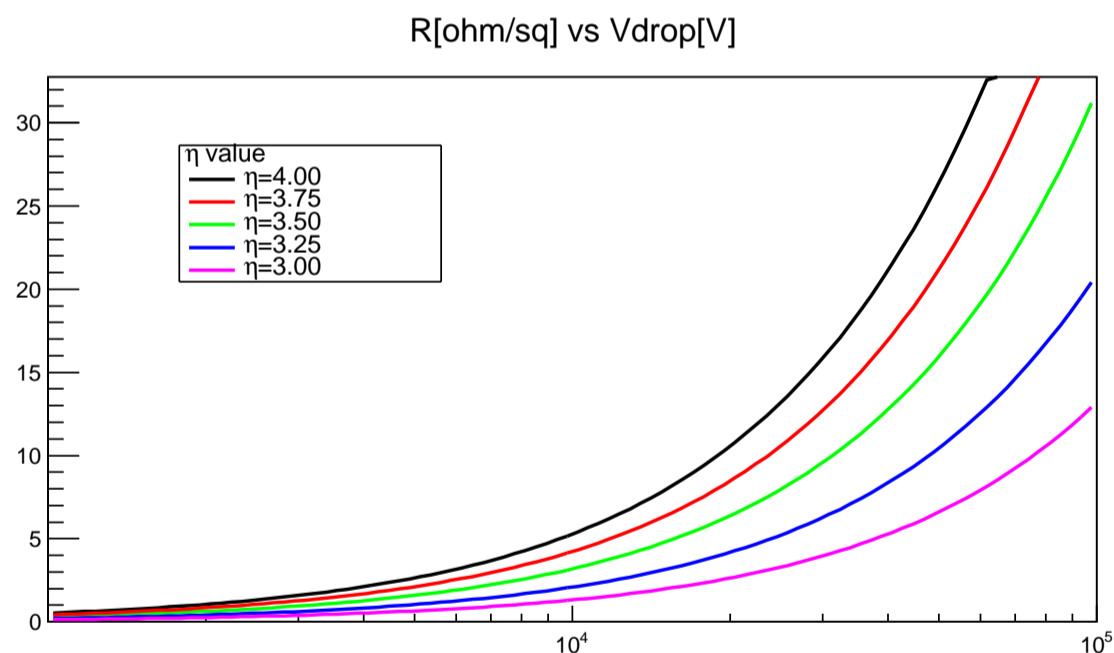


図4.5 10[cm]のHV印加部で予想される電圧降下と表面抵抗値の関係
(縦軸：電圧降下 [V], 横軸：表面抵抗値 [Ω /sq])

ここで、日本グループが作成した小型 Resistive Micromegas(J12,J13,J14,J15)の電圧と検出効率の関係を見てみる(図4.6)。これらはどれも1次元のストリップ陽極を有する Resistive Micromegas であり、スクリーンプリント技術を用いて作成された。隣同士ラダーで繋がるストリップ構造をしており、HV供給ライン遠くでもより速く電荷を供給できるようになっている。上記 Resistive Micromegas を含む J12-J15 と名付けられた検出器の詳細を表4.4に示す。

図4.6の関係より580 [V]までは検出効率>99 [%]を保っているが560 [V]あたりで落ちてくることが分かる。Muon taggerにおいてもほぼ100 [%]の検出効率を得るためには許される電圧降下はおおよそ

20 [V] という事が分かる。このことから今回は 20[V] を許される電圧降下に設定する。すると、 $\eta=4.0$ では $R < 38$ [k Ω /sq]、 $\eta=3.0$ では $R < 152$ [k Ω /sq] が要請される。つまり、電圧降下の観点から検出効率 100 [%] 程度を保ちながら 1次元 Micromegas に求められる表面抵抗値は約 9 [MHz/cm²] 環境下で 38 [k Ω /sq] 以下、約 600 [kHz/cm²] 環境下で 152 [k Ω /sq] である。(ただし、中性子と光子の検出効率は 1 [%] としている。)

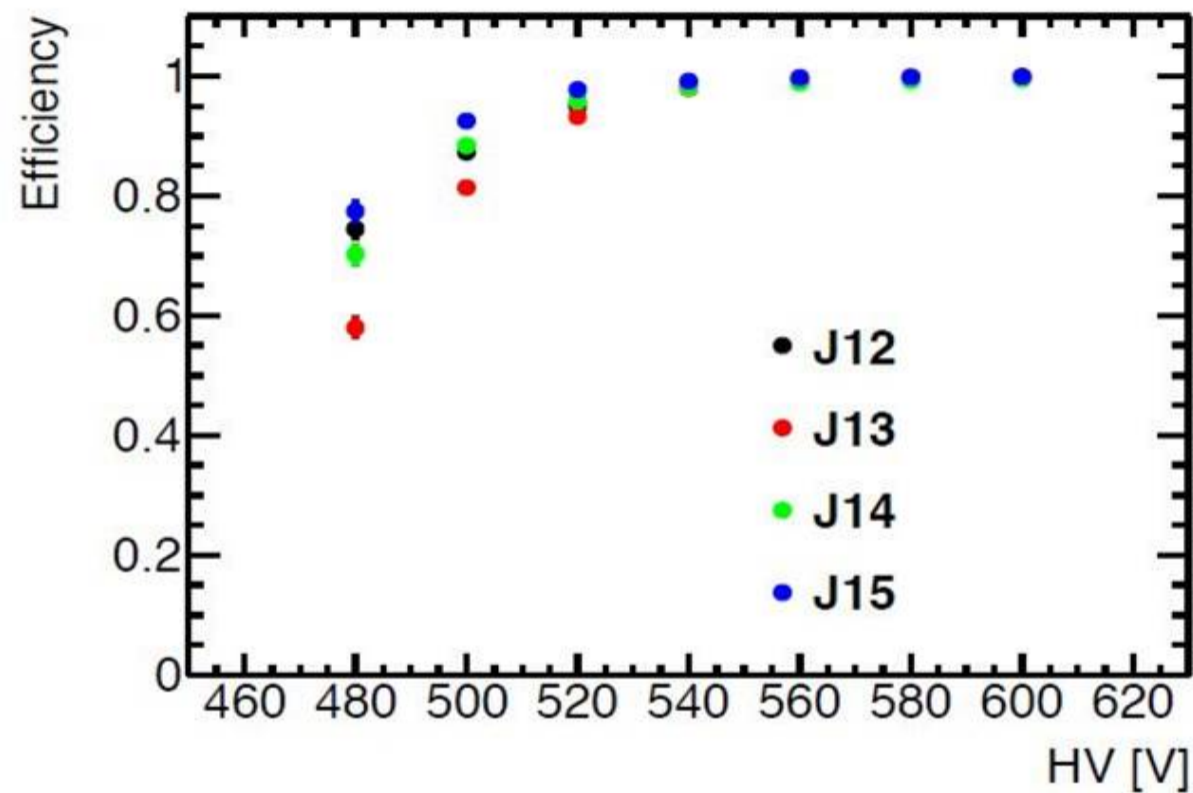


図 4.6 小型 Micromegas における検出効率と電圧の関係 [34]

表 4.4 Resistive Micromegas(J12-J15) 基本情報 [35]

型番	J12-J15
ドリフト領域	5 [mm]
増幅領域	128 [μ m]
抵抗電極 間隔	400 [μ m]
有感領域	10 \times 10 [cm ²]
ピラー直径	300 [μ m]
メッシュ素材	ステンレス
メッシュのピッチ	88 [μ 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 [μ m]

第5章

中性子を用いた電荷伝播測定

金属陽極では電荷はその表面を瞬時に伝わる。しかし抵抗陽極では電荷はある時定数でもって広がるのが予想される。2次元 Resistive Micromegas は陽極下に陽極と平行方向、垂直方向の2つの読み出しを持っておりそれによって2次元情報を得ているがその際、陽極と垂直方向の読み出しからの信号において電荷の広がりが観測されている。このような抵抗体による電荷の広がりを表面抵抗値の異なる1次元のベタの Resistive Micromegas(陽極一面抵抗体)を用いることにより、抵抗値と広がりについての関係を観測するのが本実験の目的である。またこのときの入射ビームとして、第4章で述べた Muon tagger で最も支配的なバックグラウンドである中性子を用いた。

5.1 作成した Resistive Micromegas

今回作成した Resistive Micromegas は通常のストリップ陽極をもつものとは異なり、陽極が一面抵抗体のベタの Resistive Micromegas である(図5.1)。ドリフト距離は5 [mm] であり、ドリフトメッシュと接地されたマイクロメッシュ(グラウンドメッシュ)で電場が形成される。また増幅領域は128 [μm] であり、グラウンドメッシュとベタ抵抗電極でドリフト領域よりも強い電場を形成する。有感領域は10×10 [cm^2] であり、また読み出し電極(信号)の間隔は400 [μm] であり、全256本で1次元位置検出が可能である。

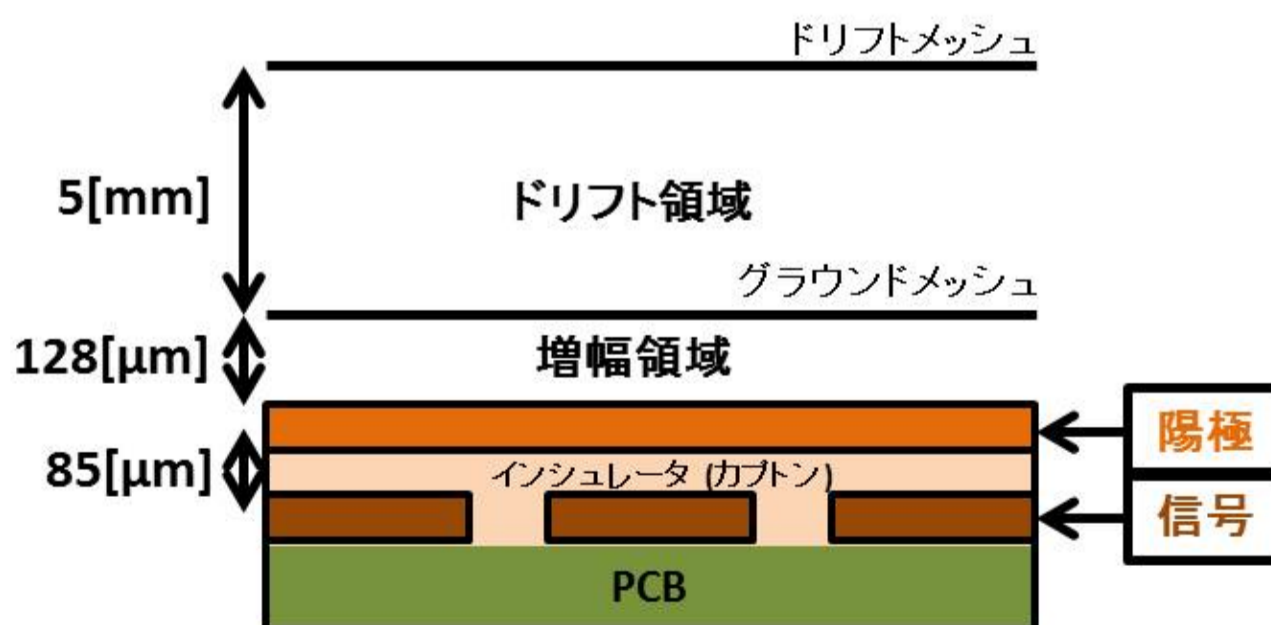


図5.1 ベタ抵抗電極を持つ Resistive Micromegas (断面図)

Resistive Micromegas 組み立て工程を図5.2に示す。

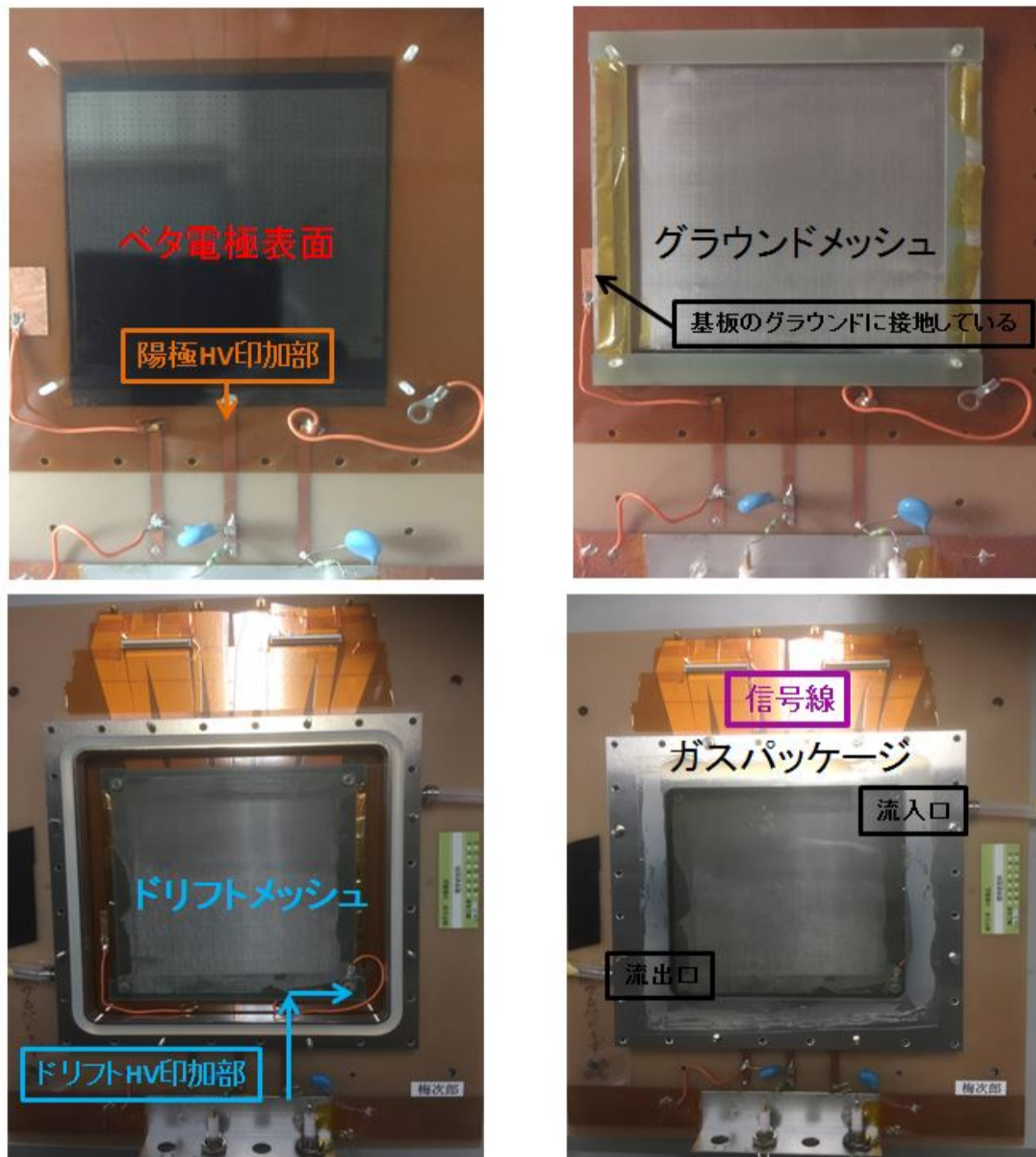


図 5.2 Resistive Micromegas 組み立て工程

左上図は抵抗電極表面の写真であり、表面にはグラウンドメッシュを支えるためのピラーがある。中央から陽極に電圧を持たせるための HV 印加線がのびている。右上図はその上にグラウンドメッシュを乗せた写真であり、左にある銅箔テープを介して検出器のグラウンドにつながる。なお、グラウンドメッシュは枠にカプトンテープで固定してある。左下の図はその上にドリフトメッシュを乗せた図であり、メッシュが張られている方を上面に来るように設置することでグラウンドメッシュの枠とドリフトメッシュの枠の厚さでドリフト距離が 5 [mm] になるようにしている。ドリフトメッシュにはドリフト電圧印加のための銅線が絶縁性のネジで固定されている。右下の図は全体をガスパッケージで囲った写真である。左右にガスの流入口がある。パッケージと基板の隙間は O 型のパッキンで塞いである。一般的なストリップ構造とベタ構造の違いを表面の顕微鏡写真で見る。以下に示す、左がスクリーンプリントで作られたストリップ構造を有する Resistive Micromegas(J13) であり、右が炭素スパッタリングで作られたベタ構造を有する Resistive Micromegas(本研究で用いた表面抵抗値 30 [k Ω /sq]) である。これを見ると違いは明らかであり左にあるストリップ構造が右にはなく、一面に抵抗層があることが分かる (図 5.3)。

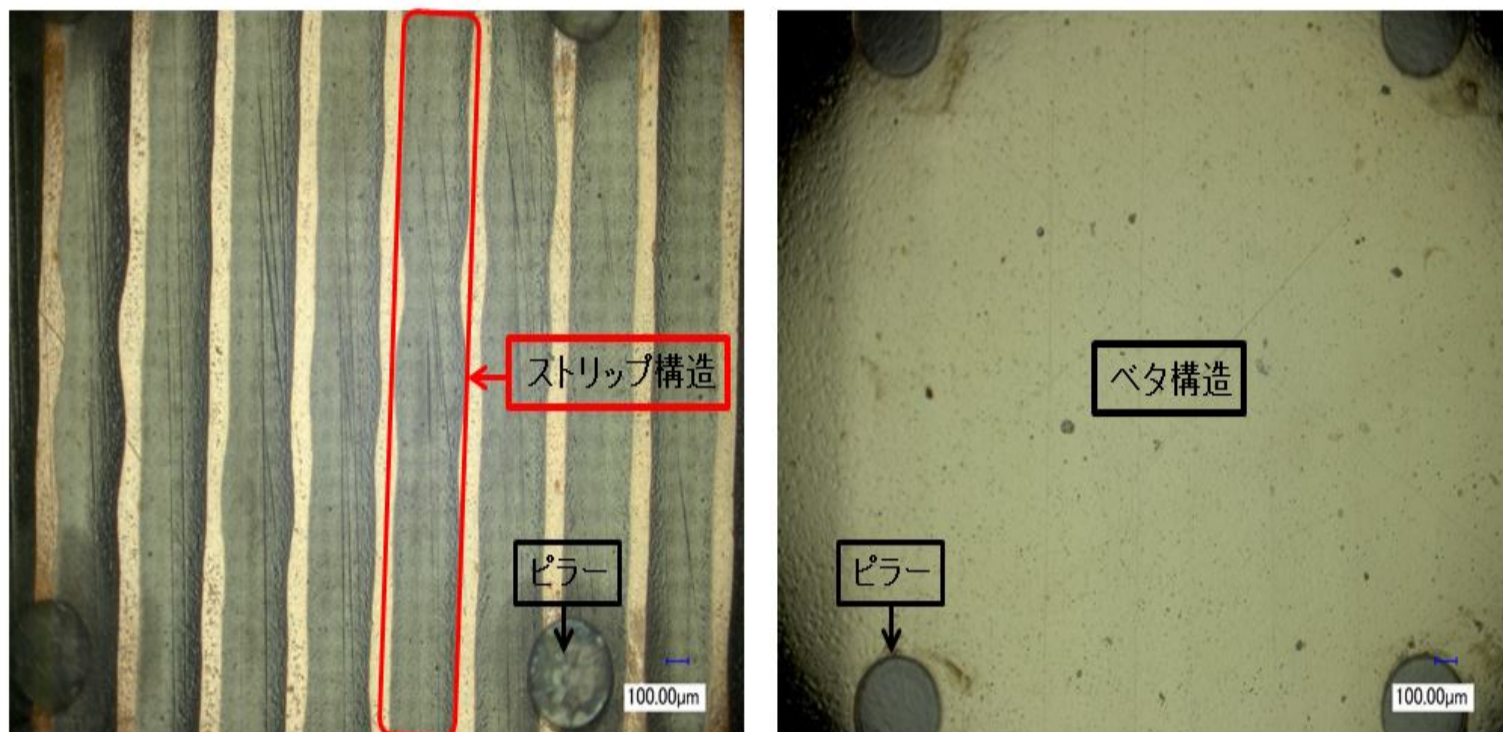


図 5.3 (左) 典型的なストリップ構造を有する Resistive Micromegas 表面 (J13),
 (右) 今回作成したベタ構造を有する Resistive Micromegas 表面 (30[kΩ/sq])

本実験において、測定された表面抵抗値が 30 [kΩ/sq]、15 [MΩ/sq] の 2 台を作成した。検出器表面を 2 [cm]×1 [cm] の細かい領域に区切り、それぞれの領域ごとの抵抗値を図 5.4 に示すプローブを用いて測定した。作成した抵抗値マップを図 5.5, 図 5.6 に示す。

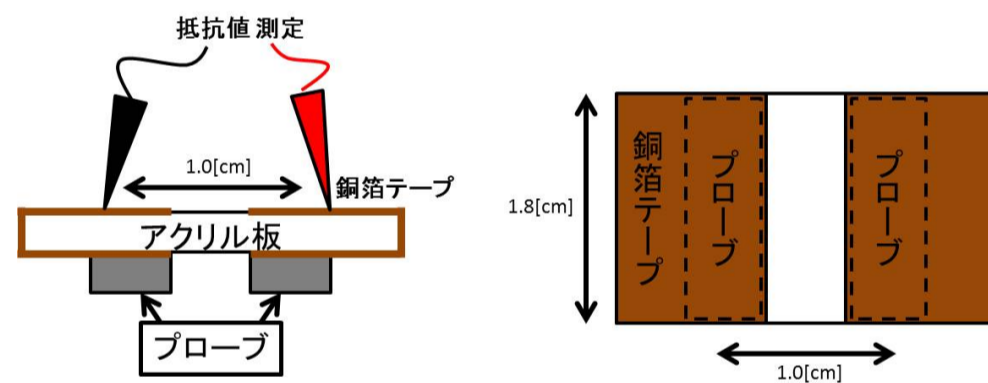


図 5.4 抵抗値測定プローブ (左) 側面図, (右) 俯瞰図

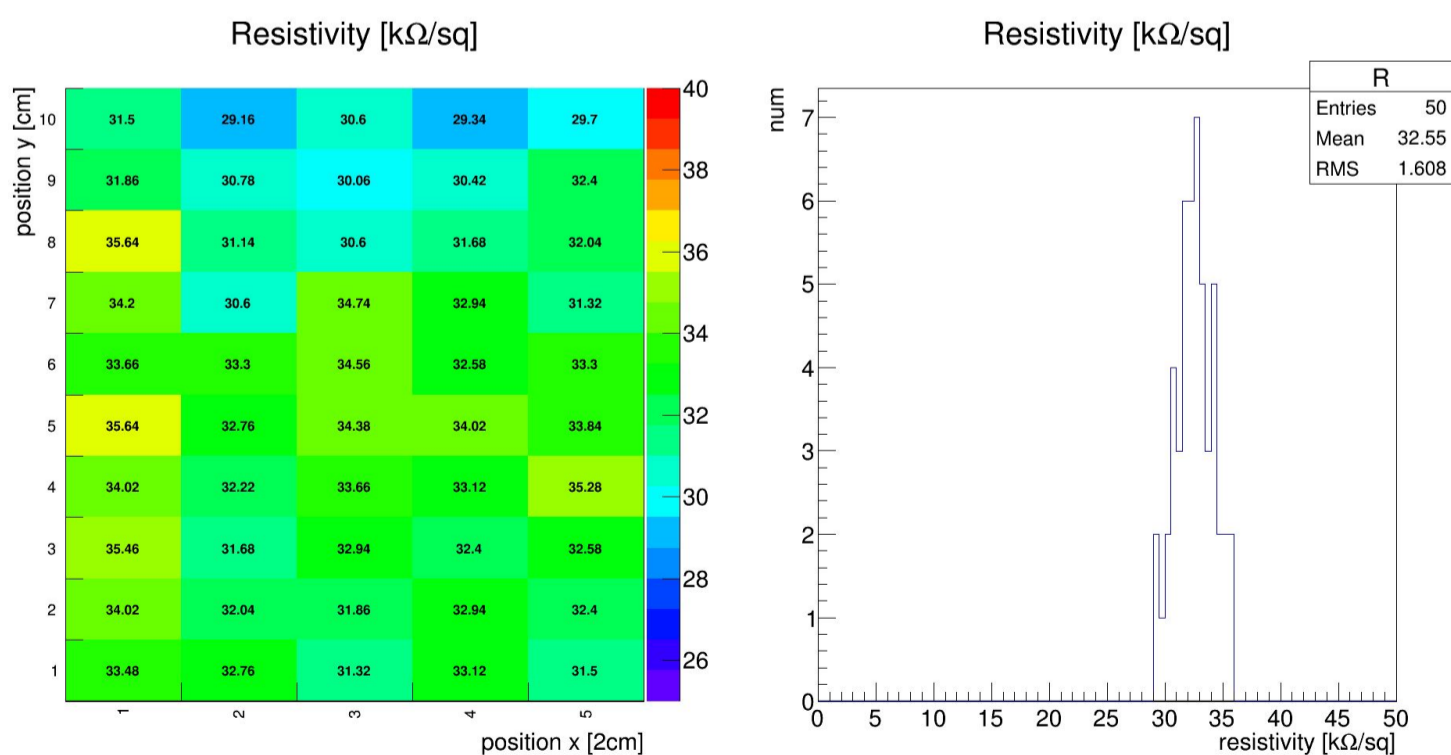


図 5.5 Resistive Micromegas 30[kΩ/sq] 表面抵抗値マップ

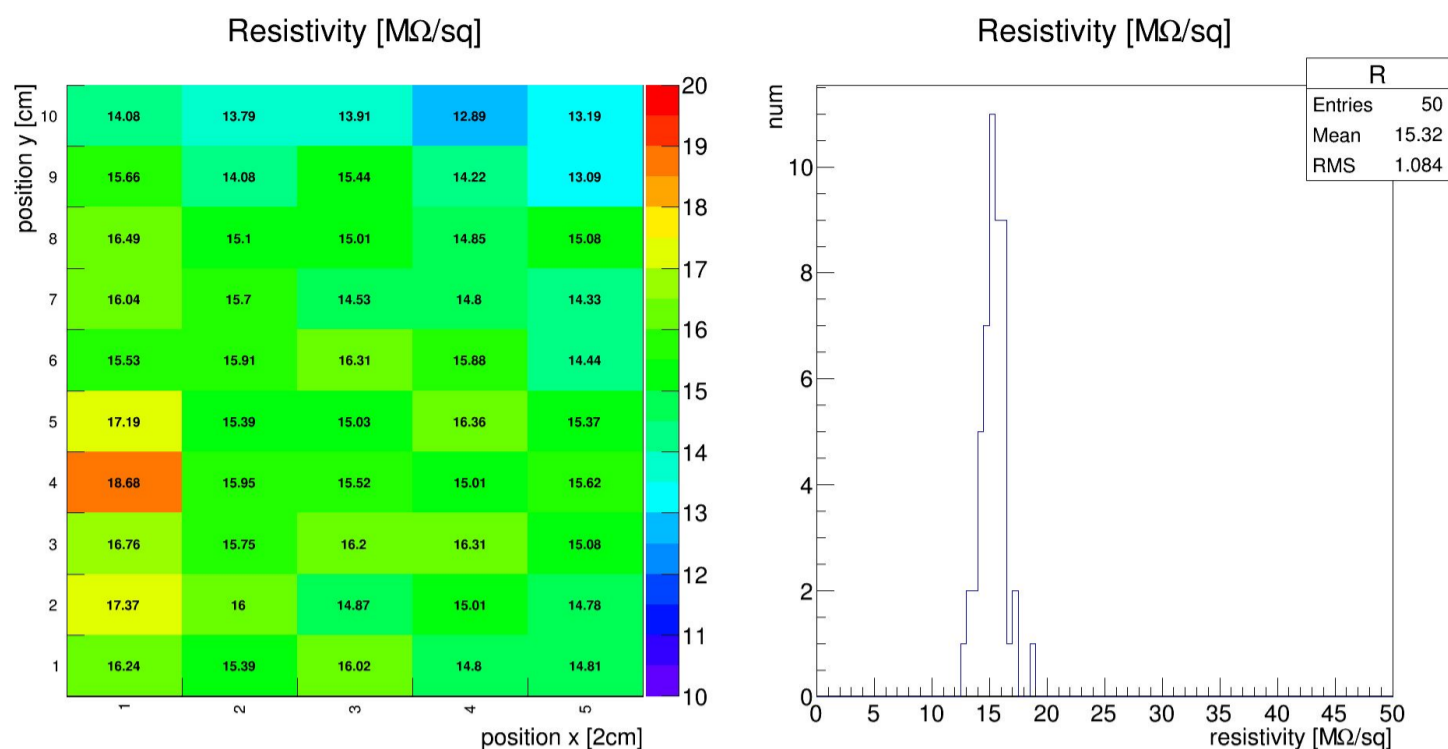


図 5.6 Resistive Micromegas 15[MΩ/sq] 表面抵抗値マップ

これらの図が示す通り、ほぼ一様な抵抗値を持っていることが分かる。抵抗陽極は神戸大学が独自に開発したスパッタリングを用いた炭素薄膜成形方法を用いて作成したものである。チャンバー内でアルゴンイオンがターゲットである炭素原子をはじき出し、炭素膜を形成するというものである。実際にはチャンバー内にはアルゴン以外に窒素も封入されておりこれによって薄膜中のキャリアを増やし、厚さあたりの抵抗値を下げ、アルゴンのみの場合に比べて希望の抵抗値を得る時間を大きく短縮している。表面構造は SP2 と SP3 が混合したアモルファス構造になっている。

5.2 中性子発生原理

高速中性子に対する検出器の動作試験は神戸大学海事科学部にあるタンデム加速器 (図 5.7) を用いて行った。ここではその中性子発生原理について述べる。まずイオン源としてはセシウムスパッタイオン源 (SNICS) を用いる。Cs 蒸気が加熱したタンタルフィラメントに吹き付けられると Cs^+ が生成される。Ti₂ の陰極とタンタルフィラメントの陽極によってつくられる電場によって Cs^+ が陰極にスパッタされ試料の負イオンを生成する。これによって陰極表面から大量の D^- (重水素) を放出する (5 [keV] 程度)。その後ダブルギャップレンズにより 30 [keV] に加速、収束される。次に D^- は加速器本体 (Van de Graaf 型静電加速器) に入る。直径 1.07 [m]、長さ 3.94 [m] のタンク内に同軸上に、直径 610 [mm] の 2 本の加速管を両端に持った高電圧ターミナル (+1.5 [MV]) が中央におさめられているものである。これによってまず D^- は低エネルギー側加速管中でターミナルに向かって加速される。エネルギーを得た D^- はターミナル中にある窒素ガス分子との電荷ストリッピング反応により D^+ に変換される。すると今度は D^+ が高エネルギー側加速管でグラウンドに向かっておよそ 3 [MeV] にまで加速される。このようにして加速した D^+ を二連磁気四重極レンズでもって収束、分析振分電磁石を用いて各ビームラインに送る。図 5.8 にここまでの過程をまとめる。



図 5.7 タンデム加速器

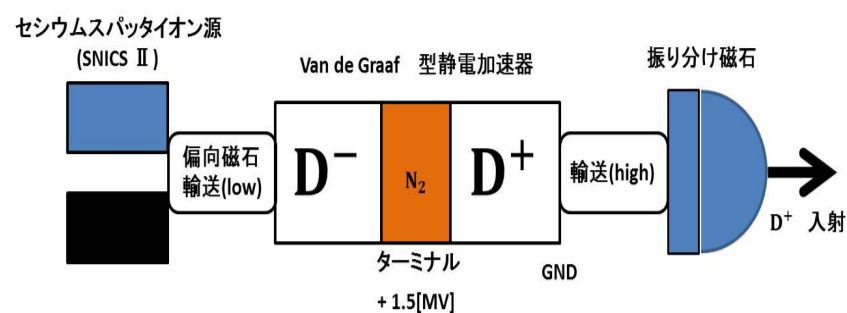


図 5.8 タンデム加速器 メカニズム模式図

私たちのグループが使用する場合、このビームの終端には Be ターゲットを設置しており、Be と D^+ との以下の反応 5.1 を利用することで中性子を取り出している。



3 [MeV] の D^+ の照射で最大で 7 [MeV] の中性子が発生する。参考として 2.3 [MeV] の D^+ の照射で観測された中性子のエネルギースペクトラムを図 5.9 に示す。ビーム照射口に対して $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 150^\circ$ のそれぞれに関するスペクトラムがあるが私たちの実験では 0° に検出器を設置するためこの図から予想される中性子のエネルギーの最頻値は 2 [MeV] 付近である。また図 5.10 には Be ターゲットに D^+ を照射したときにビーム軸方向 (0°) に発生する中性子量が測定されておりそれを示している。中性子量の見積もりの参考にした。

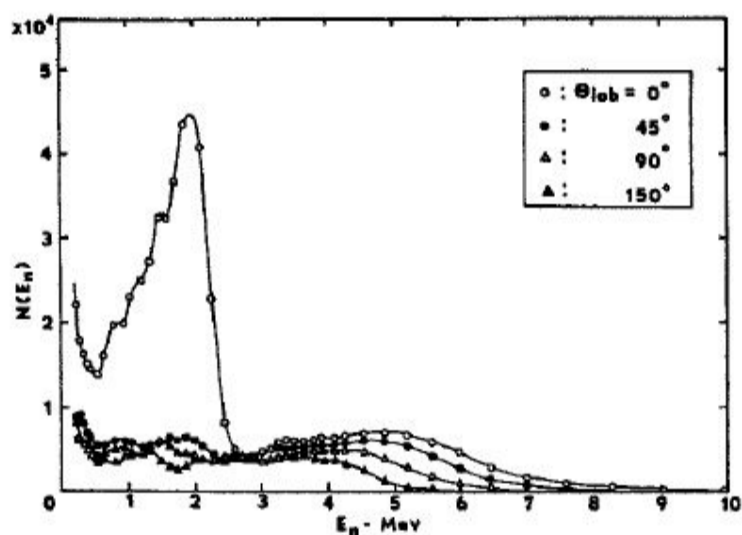


図 5.9 3[MeV] 付近の D^+ 照射による中性子のエネルギー [36]

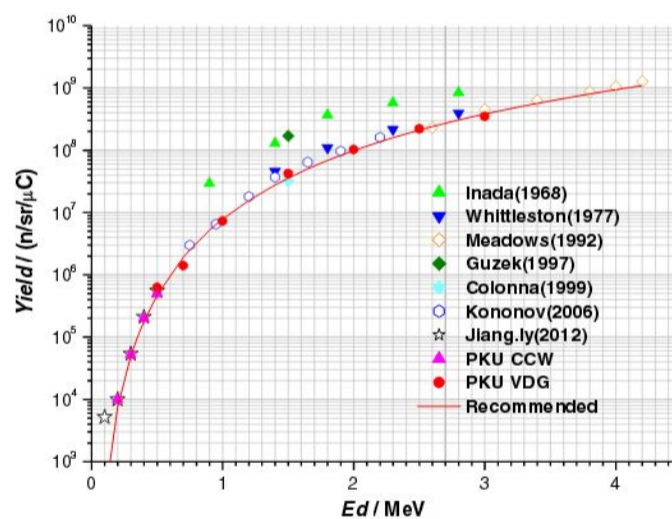


図 5.10 D^+ と ${}^9\text{Be}$ の反応においてビーム軸方向に発生する中性子量 [37]

5.3 読み出しシステム

5.3.1 APV25

APV チップは CMS のシリコンストリップ検出器用に開発されたフロントエンドチップでチャンネル数は 128ch あり、そのそれぞれにプリアンプや波形整形などが組み込まれている。APV25 は 0.25 [μm] のサブミクロンプロセスで作られた最終版である。Micromegas で検出した電荷もこのチップ上の回路を通過して処理される。下図 5.11 にその内部構造の模式図を示す。

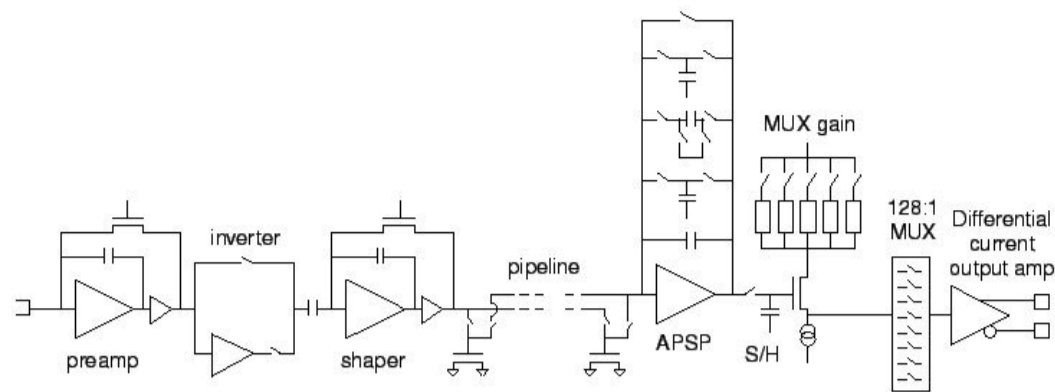


図 5.11 APVchip の回路模式図 [38]

計測までの流れを述べる。検出器から得られた電荷はチャージプリアンプを通して積分されたのち、インバータによって波形の極性が反転する。このため、取得データを見ると上向きの信号になっている。その後、CR-RC回路にて波形が整形される。このときのピーキング時間は50 [ns]である。次にパイプラインにて40 [MHz]のサンプリングレートで吸い出された信号のうち、トリガー以上の信号が抜き取られる。そして、サンプルホールドされた後、differential current O/P stageを用いて128chが一つにまとめて送られる。通常1次元Micromegas1台の測定にはAPV25は2枚使用される(それぞれマスター、スレイブと呼ばれる)。そのため、25 [ns]毎に256ch分の電荷情報(後にADC値)が取得可能である。

5.3.2 Scalable Readout System (SRS)

SRSはMPGDの国際共同研究組織であるRD51 collaborationが開発したMPGD用の読み出しシステムである。内部にはADC(Analog Digital Converter 図5.12)ボードとFEC(Front-End Concentrator Card 図5.13)ボードがあり、ADCはアナログ信号をデジタル信号に変換しFECはトリガー(内部も外部も可能)に基づいてADCからの信号を受け取りPCに渡す役割がある(図5.14)。

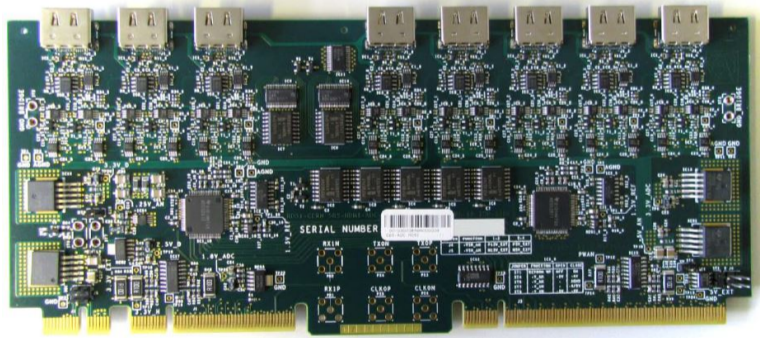


図 5.12 ADC ボード (SRS) [39]

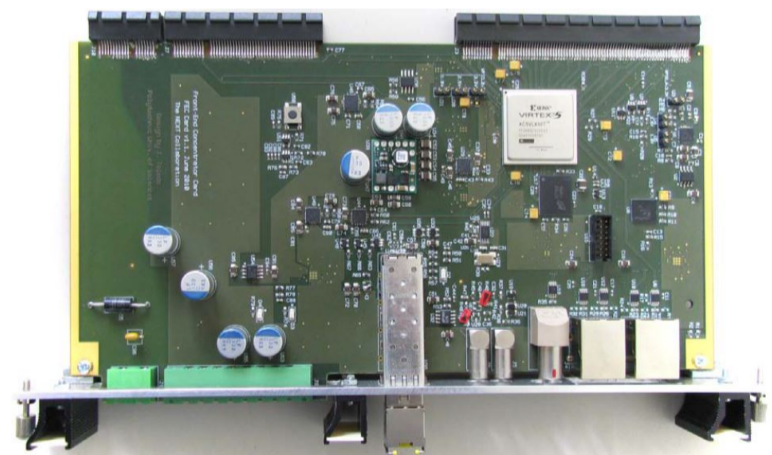


図 5.13 FEC ボード (SRS) [39]

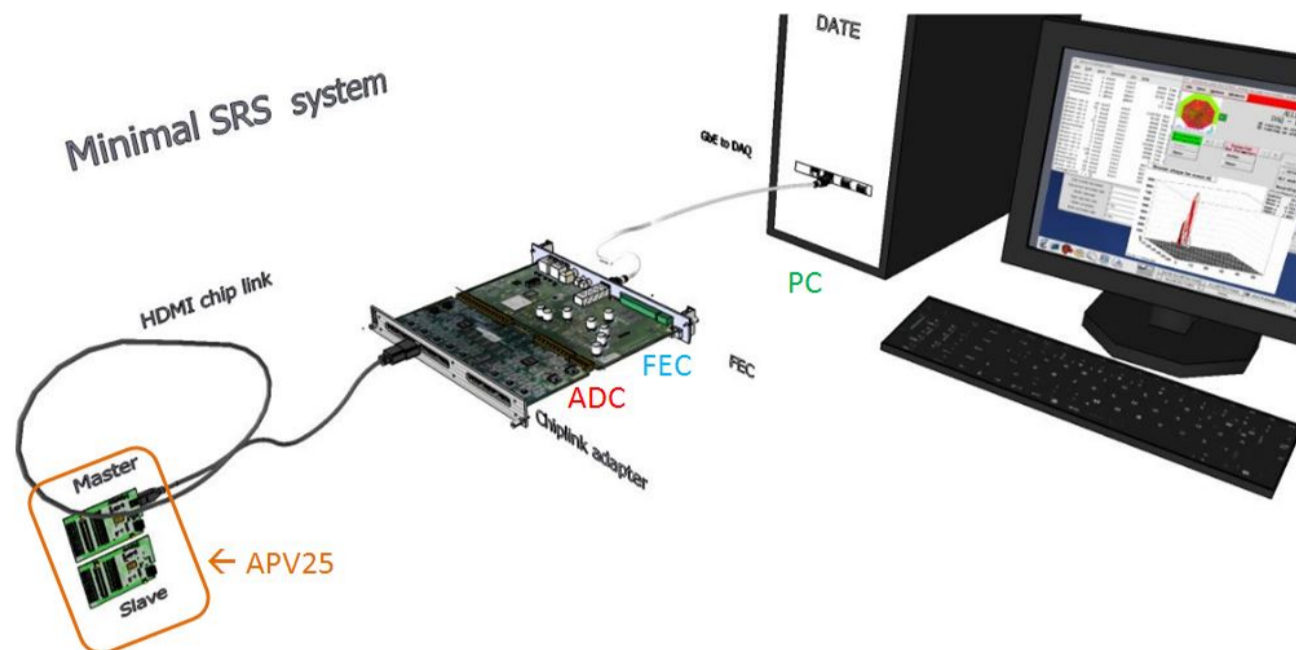


図 5.14 SRS 模式図 [39]

5.3.3 データ収集システム

データ取得システムには MAMMA (Muon ATLAS MicroMegas Activity) グループが開発した mmdaq と呼ばれるシステムを用いた。オンラインで処理された 25 [ns] ごと、ch ごとの ADC 値のモニタリングが可能である。具多的な処理について簡単に述べる。まず Pedestal run を実行することで Pedestal の平均値と標準偏差を取得し、Physics run 実行時にその標準偏差を用いて計算される閾値より低い ADC 値は取得しない (zero suppression)。次にその条件にうかった場合には取得された ADC から Pedestal の平均値を引いたものを 25 [ns] ごと、ch ごとの ADC 値として保存するというものである。ここで後の解析に必要となるので 1ADC 値がどれくらいの電子数に対応するかについての測定結果について述べる。以下の図 5.15 に示すようにパルスジェネレータで発生させたパルスを 1 [pF] のコンデンサーを通して積分することで電荷として APV25 の 1 つの ch に入射し、上述した APV25 と SRS のシステムを用いて mmdaq でその時の ADC 値を観測した。この時、同時にパルスジェネレータから出たパルスをディスクリミネータを通し NIM 規格の信号とした後、SRS に入射することでこれを外部トリガーとした。

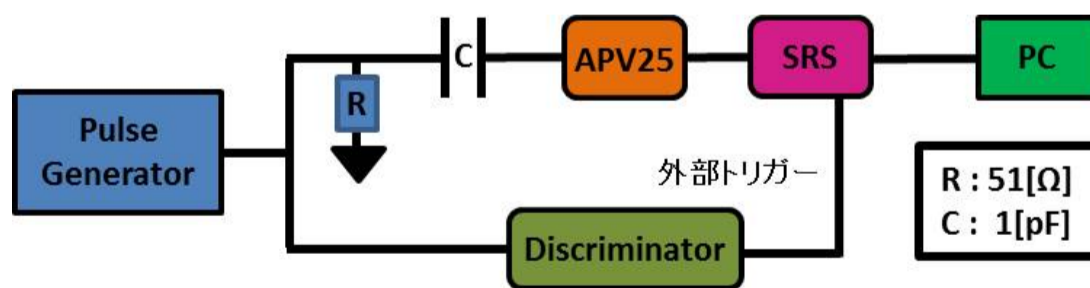


図 5.15 ADC と電子数の関係を調べるためのセットアップ

パルスジェネレータで発生させたパルスは 1 [V]、幅 2 [μs] であり、その後に減衰器を通すことにより異なるパルスにおける測定を行う。今回は 10 [mV] ~ 158 [mV] の間で 6 点のデータを取得した。図 5.16 に結果を示す。入射した電荷 ([fC]) を横軸に、そのときの 1 ストリップの最大値 (ADC 値) を縦軸にとる。

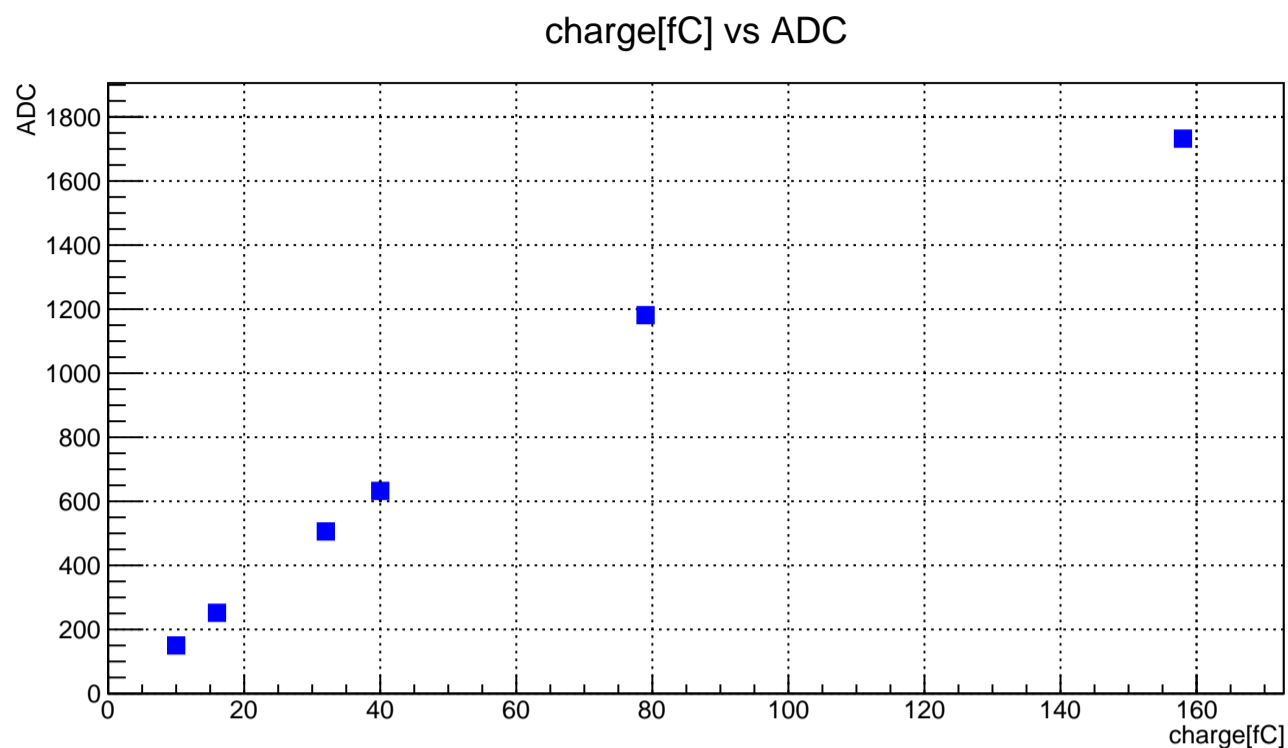


図 5.16 入射電荷と検出された ADC 値

ADC の上限は 1800 なのでその付近は一定に近づく。ゆえに $0 \leq \text{ADC} \leq 1200$ の範囲で直線近似して関係式を求めた。式 5.2 のようになった。

$$\text{ADC} = 14.9 Q [\text{fC}] + 16.8 \quad (5.2)$$

これによって 1ADC 値は電子数 420 個に相当することが分かった。

5.4 セットアップ

今回の実験では Resistive Micromegas は図 5.17 のように設置した。ビーム口 (Be ターゲットのある位置) から検出器のドリフトまでの距離を 7 [cm] に固定して測定を行った。したがって中性子の強度は Be ターゲットとそれを囲むチェンバーとの間に流れる電流値 (ターゲットカレント) によって調整する。しかし単純にターゲットとチェンバー間の電流値を測定してしまうと D^+ ビームが Be ターゲットを叩いた時に二次電子が放出されそれらの一部は周囲のグラウンドレベルに向かって流れてしまうので正確な電流値が測れない。そこでターゲットとチェンバー間に約 100 [V] のバイアス電圧を印加しこの二次電子の拡散を抑え電流値を測定する。

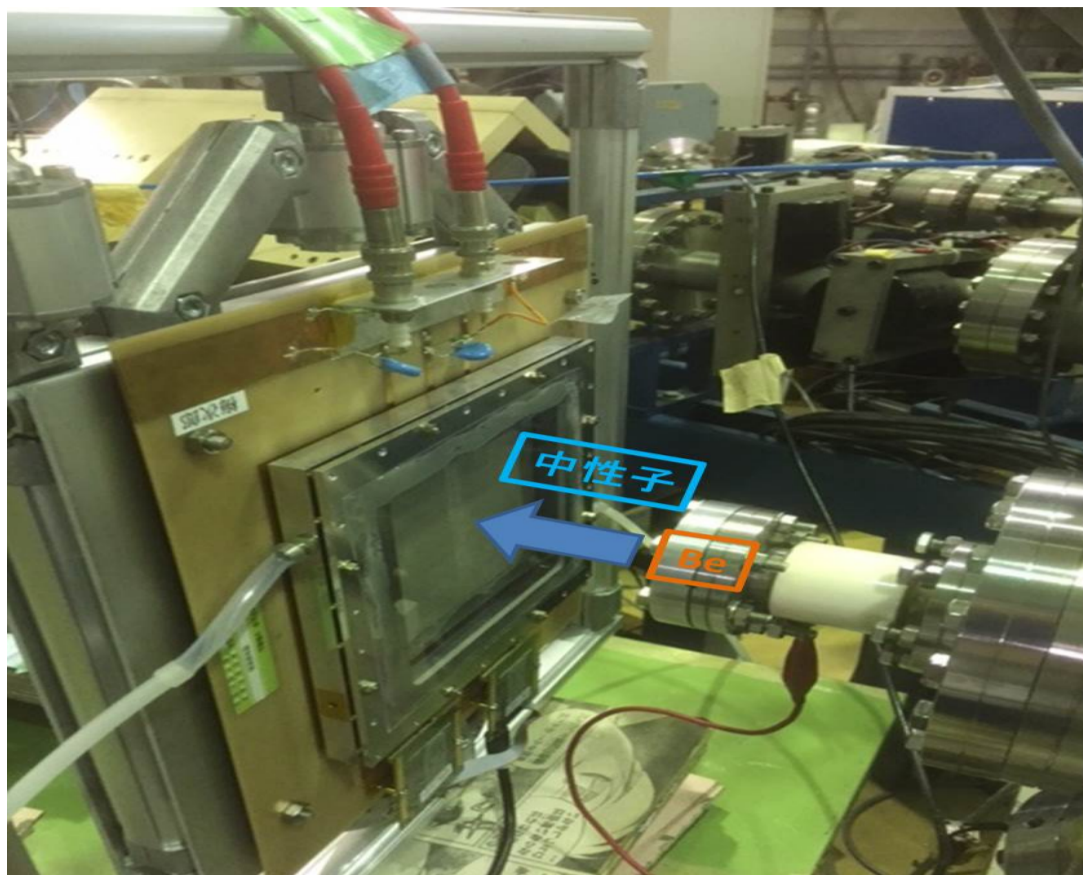


図 5.17 Resistive Micromegas セットアップ

照射される D^+ のエネルギーが 3 [MeV] であることから図 5.10 を参考にするとビーム軸方向で予想される中性子量は 1 [μ C] のターゲット電荷あたり単位立体角で 4×10^8 程度である。ビーム口から検出器のドリフトまでの距離を d [cm] とし検出器の有感領域の面積を S [cm^2] とすると立体角は S/d^2 で表されることから、以下の式で中性子量が計算できる。また電流を I [μ A]、測定時間を T [s] とした。

$$(4 \times 10^8) \times (I \times T) \times \left(\frac{S}{d^2}\right) \quad (5.3)$$

式 5.3 を用いて計算した、本実験における 2 台の Resistive Micromegas に照射した中性子量は表面抵抗値 30 [$\text{k}\Omega/\text{sq}$] では 1.96×10^{11} 、15 [$\text{M}\Omega/\text{sq}$] では 0.49×10^{11} となった。4 倍異なるのはターゲット電流が 4 倍異なるためである。

また今回用いた Resistive Micromegas の動作電圧は 2 台とも 360 [V] であり、使用したガスは Ar:CO₂=93:7 の混合気体である (ガスフロー)。データの取得はランダムトリガーで行った。1 イベントあたり 256 ストリップ分の位置情報、25 [ns]×27 の時間情報、そしてそれぞれの位置、時間における電荷情報を得た。

5.5 解析結果

5.5.1 変数の定義

ここで解析に使用する変数をまとめておく。また図 5.18 に典型的な信号波形を示す。

- q
1 ストリップあたり 1 時間幅 (25 [ns]) あたりの ADC 値と定義。
- q_{max}
1 イベント中に取得した q の最大値と定義。
- C ストリップ
 q_{max} が検出されたストリップと定義。

- Ctime

qmax が検出された時間と定義。

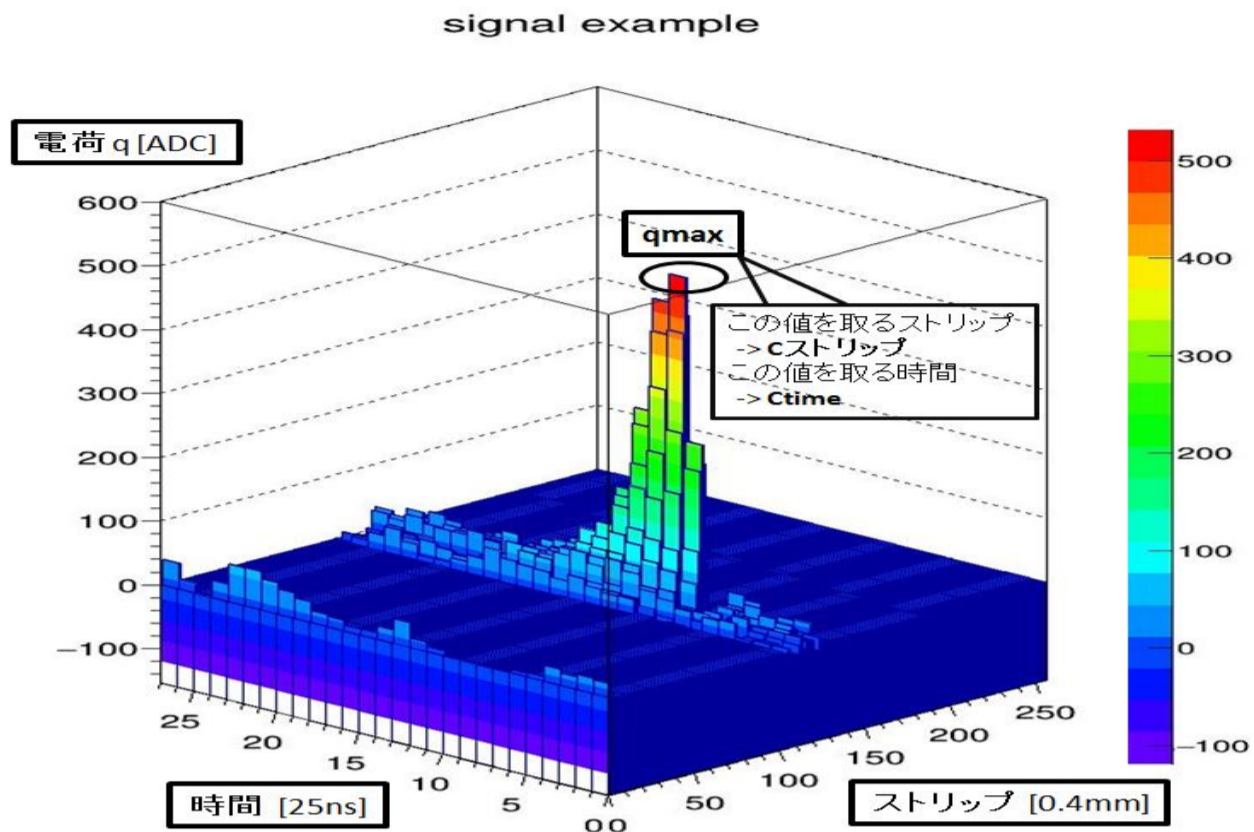


図 5.18 典型的な信号の波形

5.5.2 選択条件

まず qmax と時間の相関を見る (図 5.19, 図 5.20)。どちらも陽極電圧 360 [V]、ドリフト電圧-300 [V] の動作電圧でランダムトリガーでデータを取得した時のものである。図 5.19, 図 5.20 を見るとどちらも $q_{max} \leq 100$ の領域において時間方向に構造が見て取れる。ランダムトリガーの場合このような時間的な構造は考えにくいのでこの領域はノイズとみなし、解析には $q_{max} > 100$ [ADC] かつ $time > 0$ [ns] の領域を用いる。

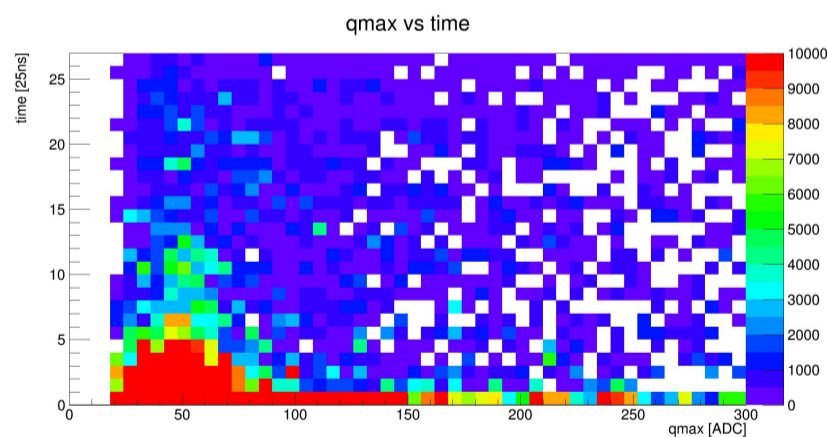


図 5.19 qmax と時間の関係 (30 [kΩ/sq])

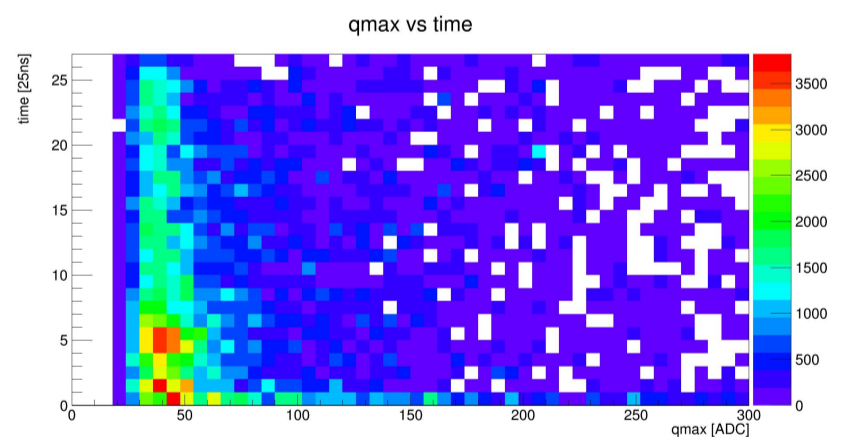


図 5.20 qmax と時間の関係 (15 [MΩ/sq])

5.5.3 電荷の広がり観測

- 表面抵抗 30 [kΩ/sq]

まず表面抵抗値 30 [kΩ/sq] の Resistive Micromegas での測定結果について述べる。取得したイベント例として図 5.21 があげられる。x 軸はストリップ (位置)、y 軸は時間 (1bin=25 [ns])、z 軸

はその時そのストリップにおける電荷 (ADC 値) である。これを見ると電荷は x-y 平面において V 字に広がるのが分かる。図 5.21 中の ADC 値がマイナスになっている部分 (紫) はアンダーシュートである。

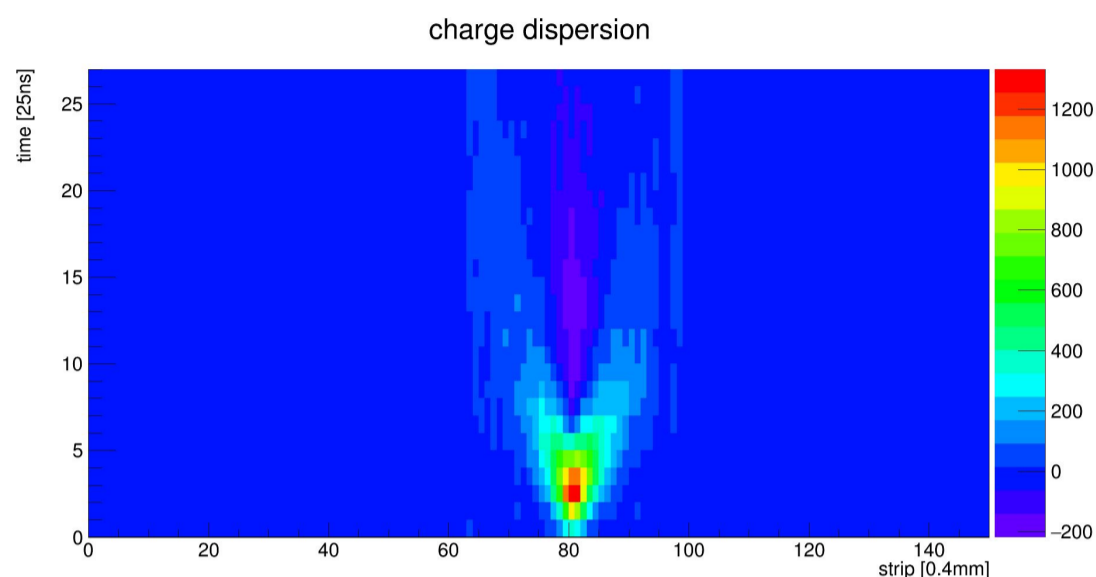


図 5.21 30[k Ω /sq] における典型的な電荷伝播

ではもう少し詳細に電荷伝播が時間的に発展する様子について見てみる。図 5.21 に用いたイベントにおいて、Ctime を時間の原点とした場合に 125 [ns] 後までの電荷伝播の様子を示したのが図 5.22 である。つまり C ストリップを中心として周囲のストリップにどのように伝わっていくかを表している。これによるとガウス分布で広がった電荷は時間を経るごとに幅を広げ、次第に真ん中から落ち窪み、M 字型になった後消えていくことが分かる。この例では 75 [ns] 後にはストリップの持つ最大電荷は約 1/7 にまで減少している。

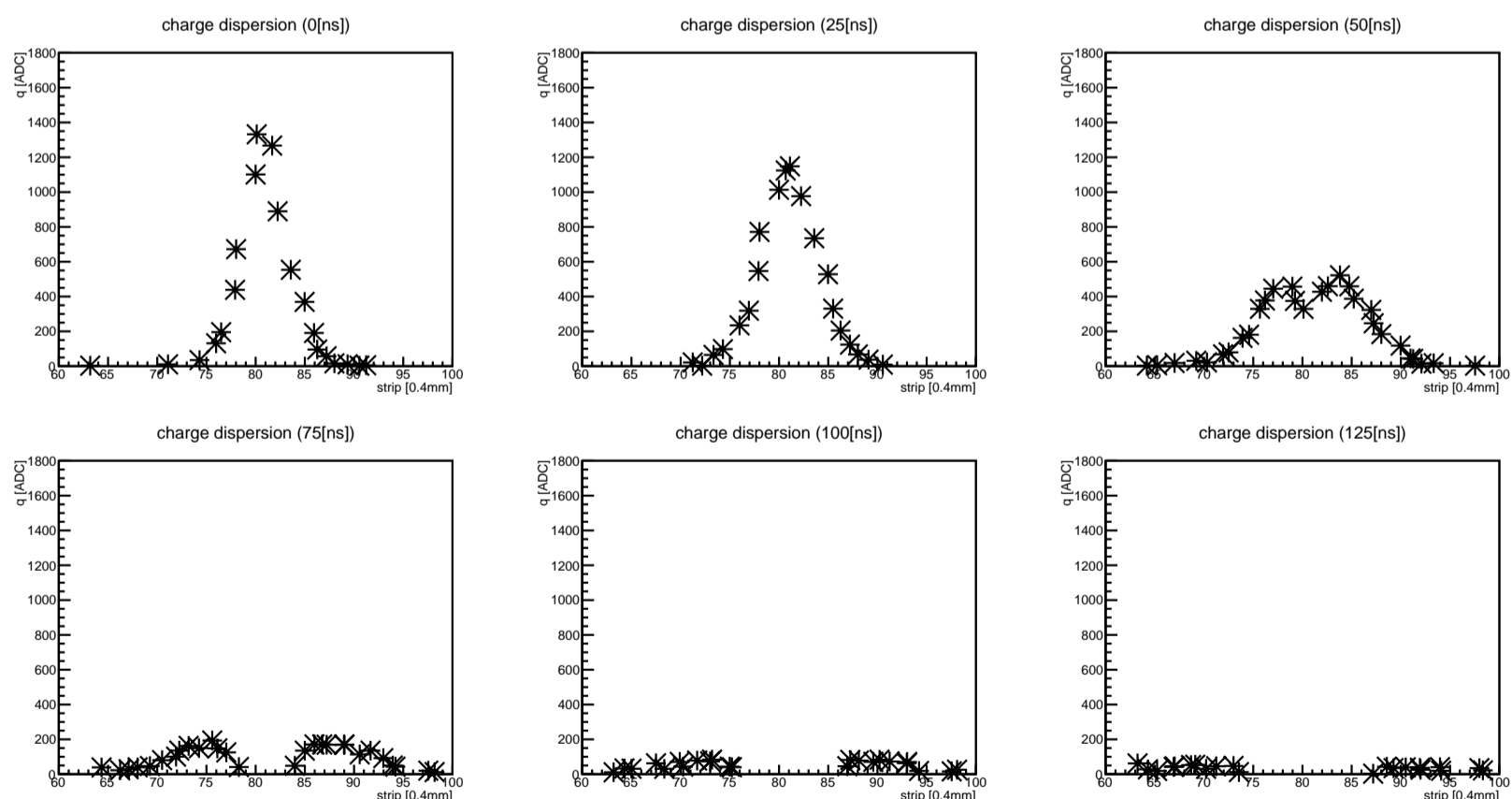


図 5.22 30[k Ω /sq] における電荷伝播の典型的な時間発展の様子

これまで 1 イベントについて述べてきたが次に上述したセットアップで取得した全 10212 イベントにおける電荷伝播の様子を見る。しかしながら、電荷の大きさ、発生場所、発生時間はそれ

それぞれのイベントによって異なるため C ストリップ、Ctime を原点とするように平行移動させ、電荷は q_{max} を 1 とするよう規格化したうえで選択後の全イベントで平均を取り、まとめた。以下に選択条件 5.5.2 の有無による結果を示す (図 5.23, 図 5.24)。選択後は 3410 イベントとなった。この結果より入射粒子 (中性子) によって落された電荷は陽極表面に沿って図 5.24 のように V 字に広がるのが分かった。

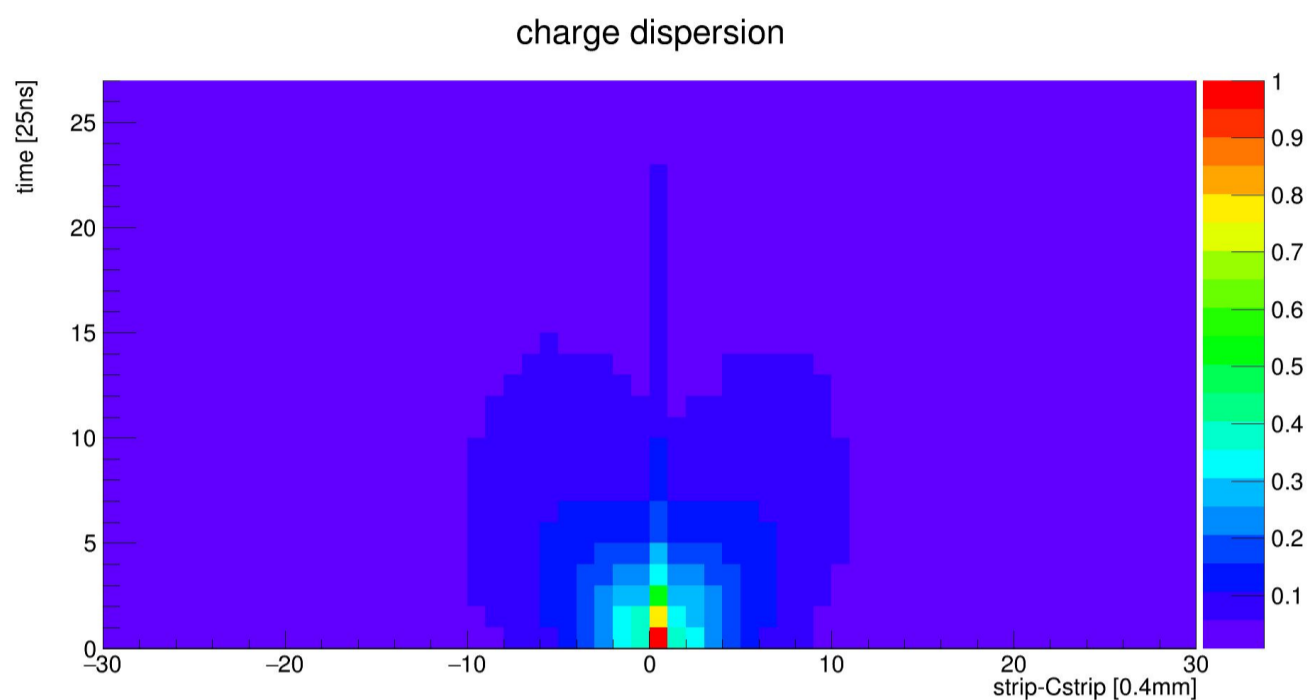


図 5.23 全イベントを平均した 30[kΩ/sq] における電荷伝播 (選択条件 無)

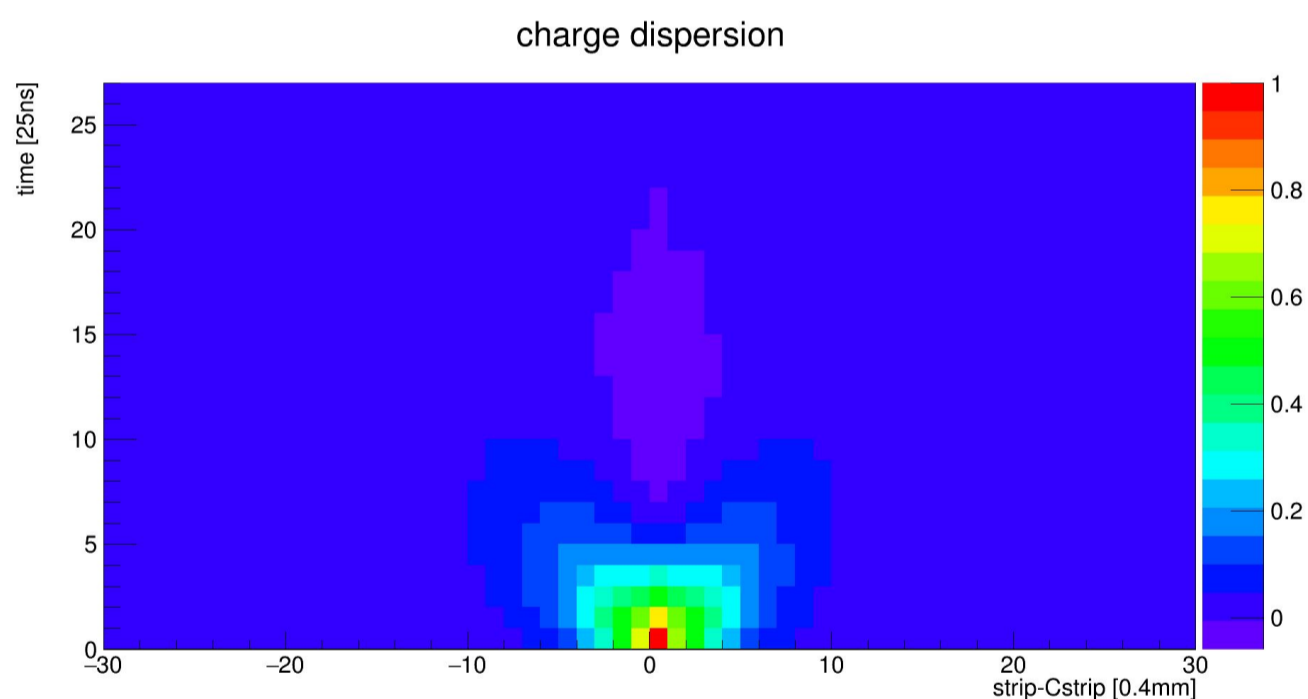


図 5.24 全イベントを平均した 30[kΩ/sq] における電荷伝播 (選択条件 有)

次に電荷の広がりや時間の関係を見る。図 5.22 のように様々な形に変化することが見込まれるので以下に示す標準偏差 σ を指標として測定する。

$$M = \frac{\sum_i q_i x_i}{\sum_i q_i} \quad (5.4)$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_i q_i (x - M)^2}{\sum_i q_i}} \quad (5.5)$$

このようにして各イベントごとに得られた σ の時間変化を図 5.25 にまとめる。選択後の全イベントの σ の平均値をプロットしたものである。ここでも時間の原点は Ctime と定めている。図

5.25 によると時間の経過とともにストリップ方向に広がっているのが見て取れ、中心のストリップが最大値に達した伝搬の始まりから 125 [ns] 後には標準偏差は 5 ストリップ分 (2.0 [mm]) までに広がっている。

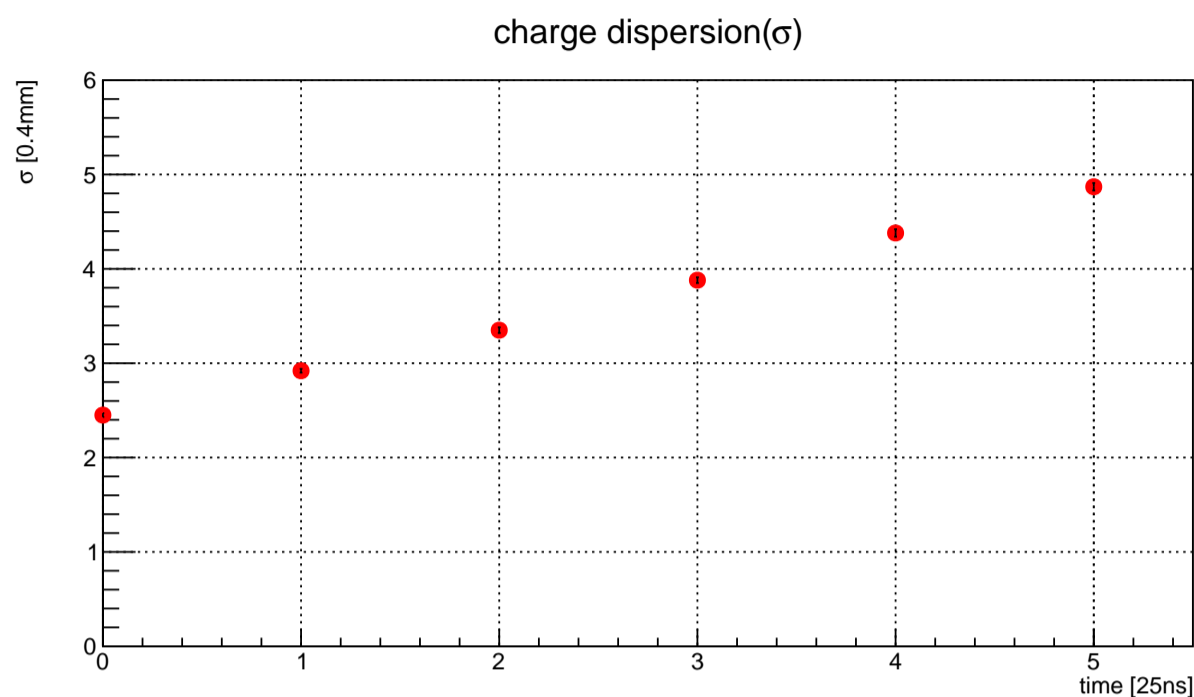


図 5.25 30 [kΩ/sq] における電荷伝播の時間発展

- 表面抵抗 15 [MΩ/sq]

次に表面抵抗 15 [MΩ/sq] の Resistive Micromegas での測定結果について述べる。上述したセットアップで取得した全 11081 イベントにおいて 30 [kΩ/sq] と同じ選択条件 5.5.2 を用いて事象選別を行うと 3128 イベントを得た。図 5.26, 図 5.27 に選択条件の有無による結果を示す。解析方法も 30 [kΩ/sq] と同じように行い、ストリップ原点を C ストリップ、時間の原点を Ctime、カラーは電荷の比の平均値を表す。観測された各イベント中になるストリップの数は 3 個以下が選択後のイベント数の約 71 [%] を占め、30 [kΩ/sq] のように V 字の傾きを調べたり、電荷の時間発展の様子を捉える事は出来なかった。しかしながら 15 [MΩ/sq] では図 5.27 のように 30 [kΩ/sq] と比較すると明らかに小さい電荷の広がりが見て取れる。また隣のストリップに渡ると電荷の落ち込みは大きい、1つのストリップの電荷が捌けるまでの時間は長いということが分かった。

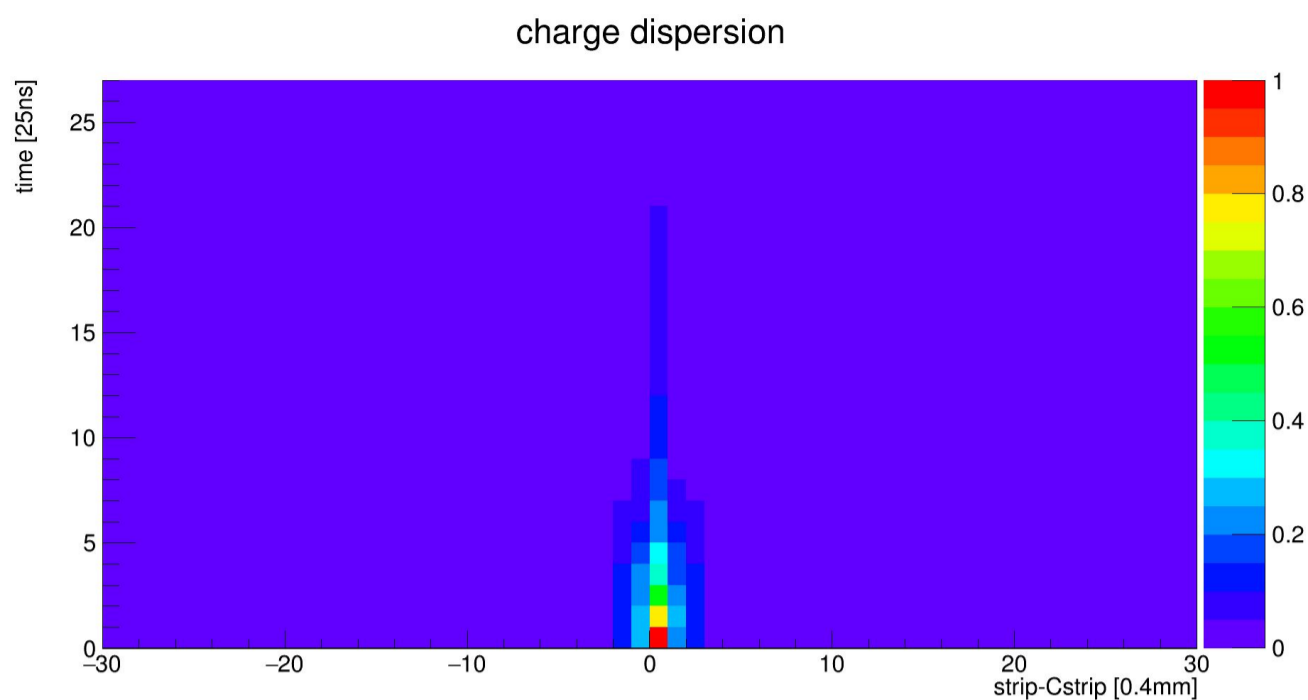


図 5.26 全イベントを平均した 15 [MΩ/sq] における電荷伝播 (選択条件 無)

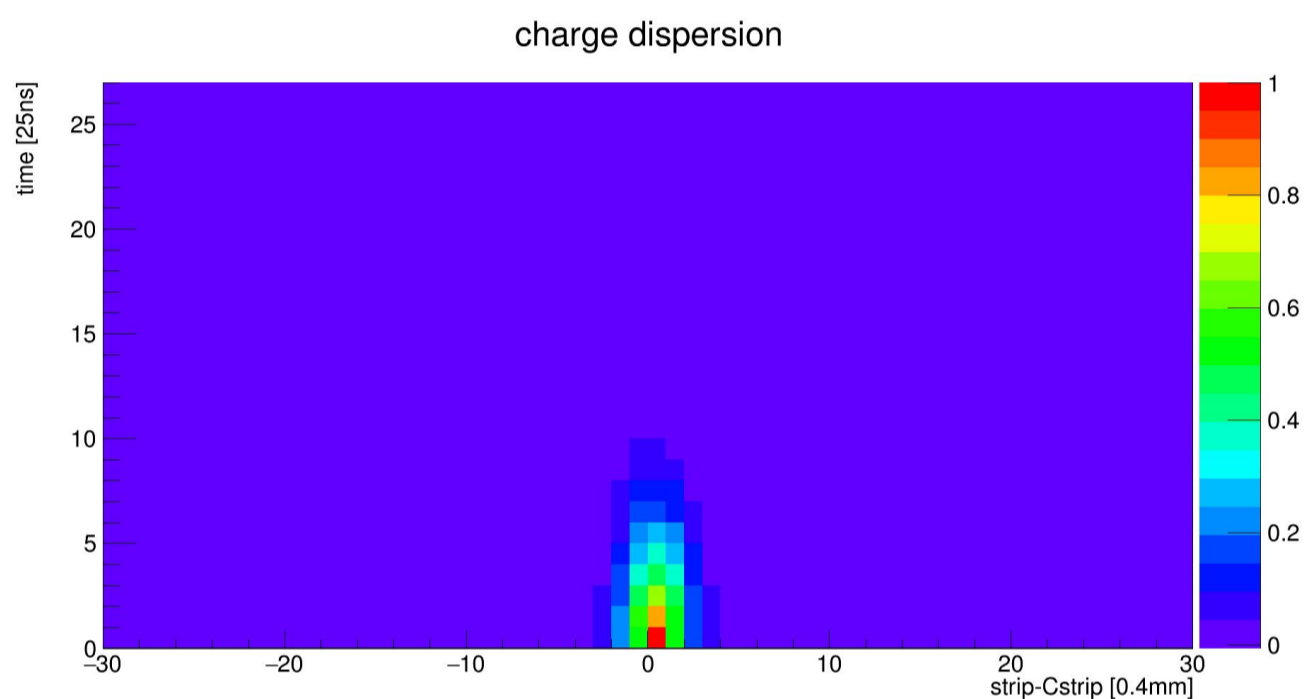


図 5.27 全イベントを平均した 15 [MΩ/sq] における電荷伝播 (選択条件 有)

5.6 レート許容量

5.6.1 voxel を用いた評価

ここではそれぞれの表面抵抗によるレート許容量の違いについて述べる。以下で示される voxel という変数を定義してそれを指標とした評価を行った。voxel は 1 イベント中において、ある ADC 値の閾値 (q_{th}) を越える q がいくつあるかというものである。L は検出器の読み出しストリップ方向の長さである (10 [cm])。voxel は長さの 2 乗と時間の 1 乗の単位を持つ。

$$\text{voxel} = N_{q>q_{th}} \times 0.4 \text{ [mm]} \times 25 \text{ [ns]} \times L \quad (5.6)$$

以下では $N_{q>q_{th}}$ のことを voxel 数と呼ぶ。 q_{th} を変えた場合の全イベントに渡って平均した voxel 数の測定結果を図 5.28,5.29 に示す。この図はつまり 1 イベント中で q_{th} 以上の電荷が発生したときにどの程度広がるかを表している。ただし、広がる過程で q_{th} 以下になったものはカウントしていない。これよりノイズレベル以上 ($q_{th}=100$) の voxel 数は表面抵抗値 30 [kΩ/sq] で 116 個、15 [MΩ/sq] で 14 個となり、 q_{th} を上げていくと両者の voxel 数はともに減少していくがストリップ-時間面上の占有率は常に

8 倍程度、30 [k Ω /sq] の方が大きい。

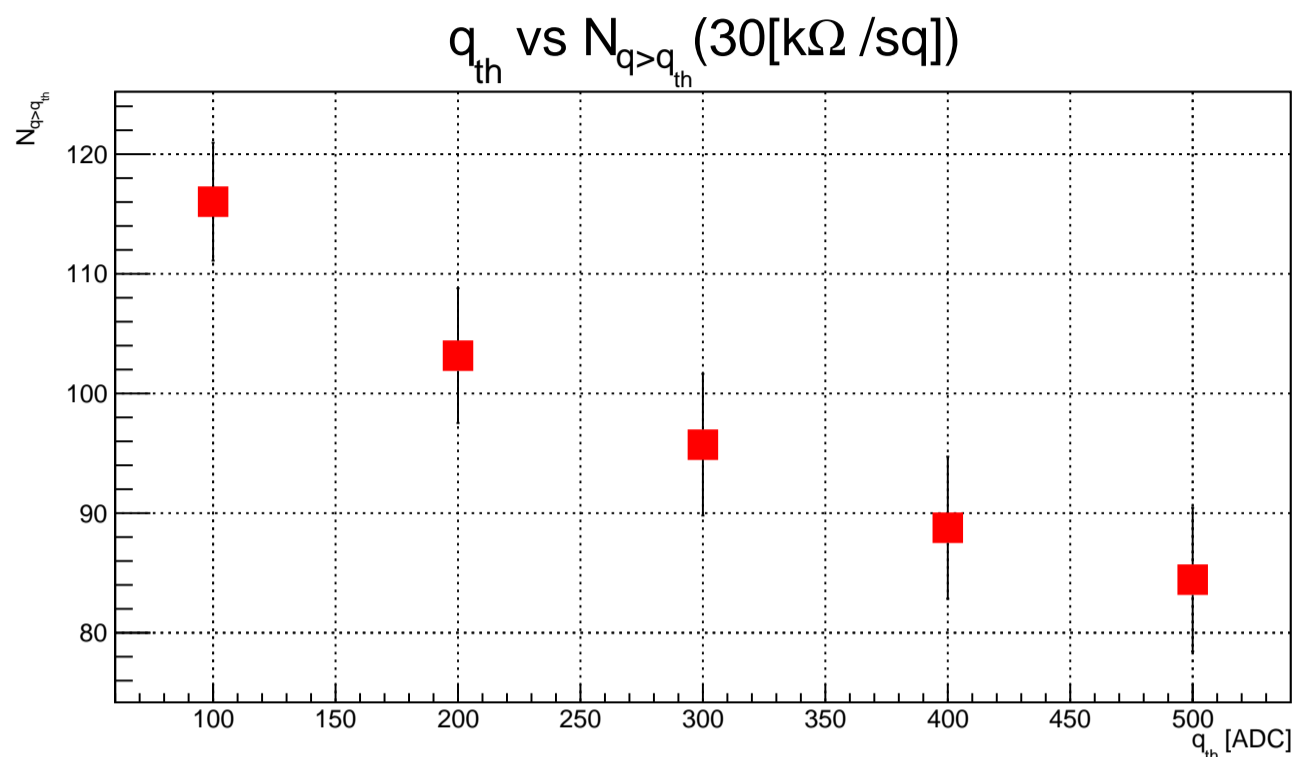


図 5.28 q_{th} と voxel 数 ($N_{q>q_{th}}$) の関係 (30k [Ω /sq])

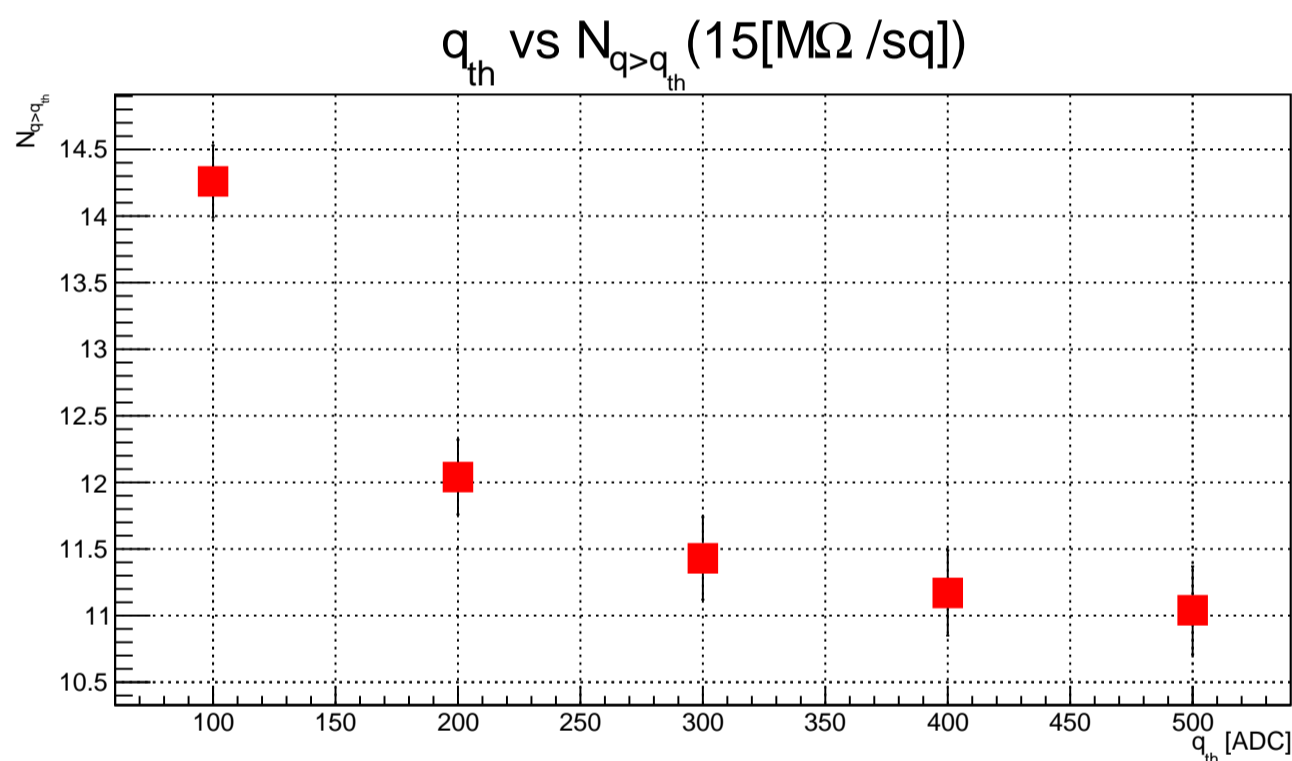


図 5.29 q_{th} と voxel 数 ($N_{q>q_{th}}$) の関係 (15M [Ω /sq])

ここで Muon tagger 領域でのミューオン検出について考える。入射してくるミューオンの角度はその領域が $2.7 \leq \eta \leq 4.0$ なので、 $2 \arctan(e^{-4.0}) \leq \theta \leq 2 \arctan(e^{-2.7})$ に制限される。これより、ビーム軸方向に垂直な平面でミューオンが描く軌跡 l は、マイクロメガス 1 台分のドリフト距離を d (0.5 [cm]) とすると

$$l < d \tan\theta|_{\eta=2.7} = 0.68 \text{ [mm]} \quad (5.7)$$

となる。これはストリップ間隔が 0.4 [mm] の Resistive Micromegas だと 2 ストリップ程度である。Muon tagger 領域におけるミューオンは MIP として扱ってよく、Ar 中 0.5 [cm] でのエネルギー損失は 1.4 [keV] であり、生成される 1 次電子数は約 54 個である。ミューオンを検出する際の検出効率を Muon tagger 領域においても約 100 [%] を要求したとすると、その時の Resistive Micromegas の増幅率は約 5000 である。したがって増幅後に生成される電子数は 2.7×10^5 となる。また、図 5.16 で示したように 1ADC 値は電子の数 420 個分に相当していることを用いれば 1 ストリップで検出される ADC 値

は320よりは大きいと予想される。この際に問題となるバックグラウンドはADC値が300より大きいものである。そのような入射粒子による広がりには図5.28, 図5.29における $q_{th} = 300$ の時のvoxel数で示される。5.6.2節ではこれを用いたレート許容量の評価を、信号がどれだけ重なるかというオーバーラップの割合をもとに述べる。

5.6.2 レート許容量の評価

上述したようにvoxel数は検出器表面を占有する広がり的大小を表しており、その大きさからレート許容量を見積もる。端的に述べれば広がり大きい方が信号同士の重なり(オーバーラップ)により信号の識別能力が下がり、その意味においてレート許容量も減少する。それを確かめるためにモンテカルロ法を用いた検証を行った。方法は以下のような図5.30参照。

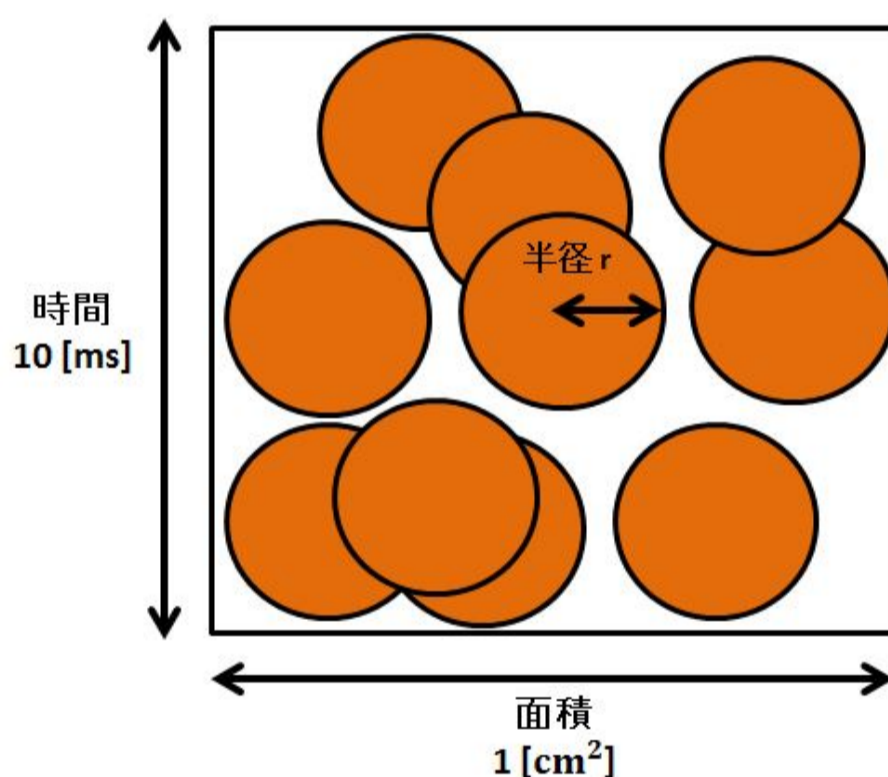


図5.30 モンテカルロによる検証 模式図

まず、横軸を面積、縦軸を時間にとった領域を考える。領域の範囲は面積(0 [cm²]~1 [cm²])、時間(0 [ms]~10 [ms])を取る。この領域内にある半径 r を有した円をランダムに発生させ、その発生数と、円が重ならない割合の関係を求める。前者は入射粒子に相当、後者は入射粒子がオーバーラップしない割合に相当すると考える。図5.30の場合だと、オーバーラップしない割合は20 [%]となる。これを1000回繰り返し、ガウス分布でフィットしMean値をその入射数におけるオーバーラップしない割合とする。このときの標準偏差で幅を持たせてある。ところで1voxelは 10^{-8} [cm²s]の次元を持っている(式5.6)。これを上記で定義した円にしたときの半径は以下で示される。

$$r = \sqrt{\frac{N_{q>q_{th}}}{\pi}} \times 10^{-3} [\text{cm}\sqrt{10\text{ms}}] \quad (5.8)$$

まず表面抵抗30 [k Ω /sq]の場合を考える。 $q_{th}=300$ [ADC]でのvoxel数=96を用いる。式5.8より半

径 r は $5.5 \times 10^{-3} [\text{cm}\sqrt{10\text{ms}}]$ と計算される。発生させた円の数 (横軸) と、重ならなかった円が全体に占める割合 (縦軸 [%]) の関係は図 5.31 のようになった。

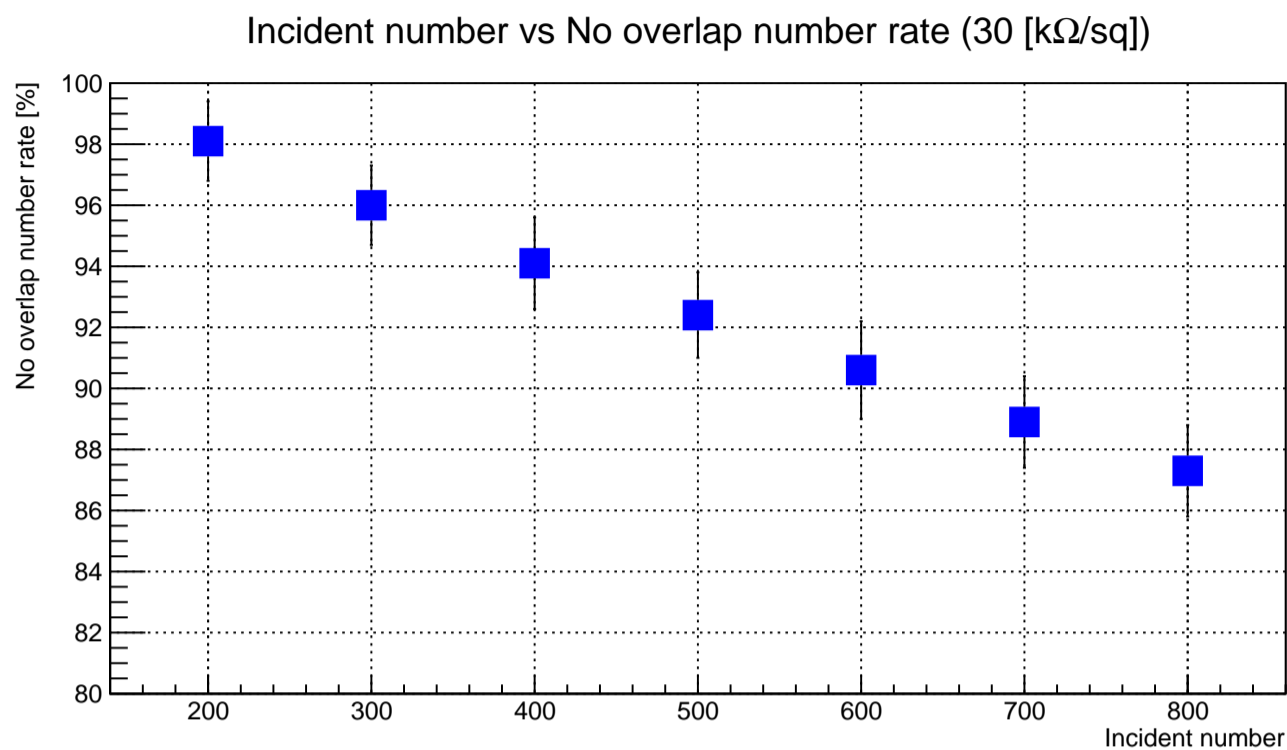


図 5.31 発生させた円の数と重ならなかった円の割合の関係 (表面抵抗値 30 [kΩ/sq], $q_{\text{th}}=300$ [ADC])

これによれば、入射粒子のうちオーバーラップの割合を 10 [%] 以下と要求するとその時の入射粒子数は 600 となる。これは時間 10 [ms]、面積 1 [cm²] の領域内にある粒子の数なので、このときのレートは 60 [kHz/cm²] と計算することができる。仮に Muon tagger で要求されている最低限のレート許容量 ($\eta = 3.00$) である 600 [kHz/cm²] を達成しようとする、入射粒子のオーバーラップの割合が 64.5 [%] となることを許容しなければならない。

同様に表面抵抗値 15 [MΩ/sq] の場合についても評価する。 $q_{\text{th}}=300$ [ADC] での voxel 数=12 を用いる。式 5.8 より半径 r は $1.9 \times 10^{-3} [\text{cm}\sqrt{10\text{ms}}]$ と計算される。このときの関係は図 5.32 のようになった。

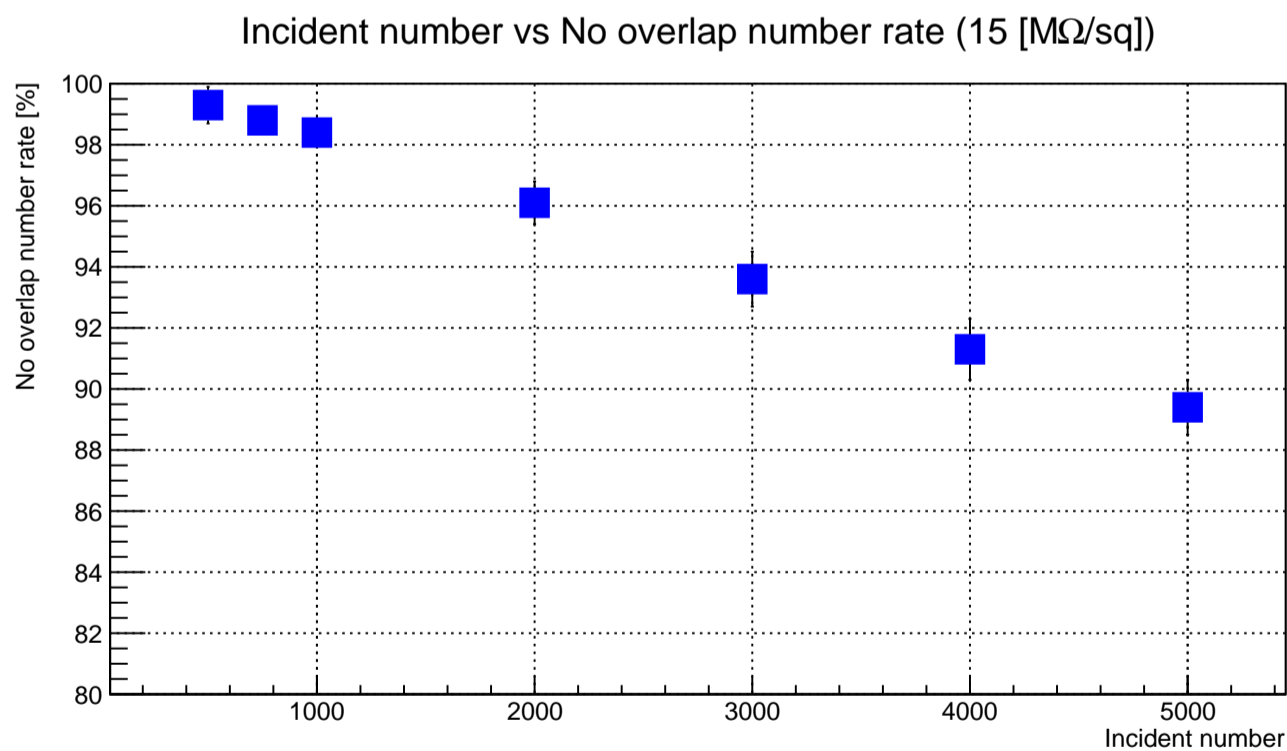


図 5.32 発生させた円の数と重ならなかった円の割合の関係 (表面抵抗値 15 [MΩ/sq], $q_{\text{th}}=300$ [ADC])

これより、オーバーラップの割合を 10 [%] 以下であることを要求するとその時のレートは 500 [kHz/cm²] と計算することができる。これにおいても 600 [kHz/cm²] のレート許容量を達成しようとする、表面抵抗値 30 [kΩ/sq] の場合と異なり、その時のオーバーラップの割合は 10.2 [%] 程度となった。したがって、このような Muon tagger でのミューオン検出を考慮した Resistive Micromegas のレート

許容量は許容するオーバーラップの割合にもよるが、10 [%] 以下を要求した場合には、表面抵抗値 30 [k Ω /sq] だと約 60 [kHz/cm²]、15 [M Ω /sq] だと約 500 [kHz/cm²] と計算できる。また、 $\eta = 3.00$ において予想されるレート、600 [kHz/cm²] を達成しようとするに表面抵抗値 30 [Ω /sq] の場合は 65 [%] 程度のオーバーラップを容認しなければならないが、表面抵抗値 15 [Ω /sq] の場合には 10 [%] 程度で良いことが分かった。

第6章

電荷伝播の理論的再現

第5章で述べたように電極が抵抗体でできた Resistive Micromegas では電荷の広がりが観測された。ここではその電荷伝播現象がどのように理論的に理解できるかについて述べる。またそれによって得た電荷密度から信号を再現するための方法について述べ、さらに計算された信号を用いて Muon tagger 領域におけるレート許容量を達成しようとする場合、どの程度信号のオーバーラップが起きるかを、様々な表面抵抗値において見積もった。また Muon tagger 領域の $\eta = 4.00$ で推奨されているパッド読み出しの場合にオーバーラップの割合がどの程度になるかも議論する。なお、抵抗電極を有する検出器における信号再現の手法は [40] を参考とした。

6.1 電信方程式

増幅領域に多数のイオンと電子が生じた後、イオンがメッシュにドリフトしていくと抵抗電極表面に電荷が生じる。この電荷が表面抵抗によって伝わっていく現象が電荷伝播だと考えられる。ベタの Micromegas がもし1次元的な陽極が無遠慮の検出器であった場合(電荷の広がり範囲は表面領域に対して小さいので)を考えると、図6.1のような回路が考えられる。

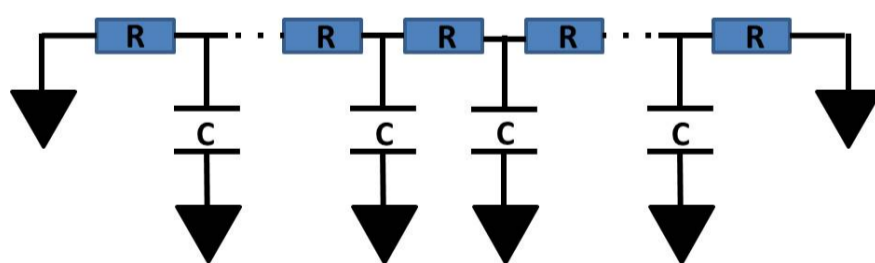


図 6.1 Resistive Micromegas(ベタ) 1次元等価回路

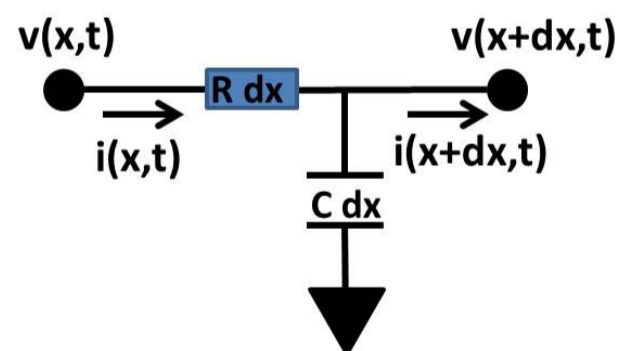


図 6.2 微小区間における1次元等価回路

陽極表面は長さあたりの抵抗チェーンとして、また信号は陽極表面と信号線との容量結合により読み出すということになる。通常、陽極には電位を持たせるが時間的な変化が微小であると考え図6.1のように接地してある。この場合に微小区間における電圧と電流の式を立式すると以下ようになる(図6.2参照)。

$$v(x,t) - v(x+dx,t) = (R dx)i(x,t) \quad (6.1)$$

$$q_c(x,t) = (c dx)v(x+dx,t) \quad (6.2)$$

$$i(x,t) = i_c(x,t) + i(x+dx,t) \quad (6.3)$$

式 6.1 の dx をはらえば左辺は v を x で偏微分したものになる。このようにして後、式 6.1 を t で偏微分、式 6.2 を x で偏微分し、式 6.3 を考慮し整理してやると式 6.5 が導かれる。ただし 1 次元における電流と電荷密度の関係、

$$\frac{\partial \rho(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial i(x,t)}{\partial x} = 0 \quad (6.4)$$

を用いて電荷密度の式とした。

$$\frac{\partial \rho(x,t)}{\partial t} = \frac{1}{RC} \frac{\partial^2 \rho(x,t)}{\partial x^2} \equiv h \frac{\partial^2 \rho(x,t)}{\partial x^2} \quad (6.5)$$

ここで h は $[L^2T^{-1}]$ の次元を持ち、 $h = \frac{1}{RC}$ と表される。この時の R 、 C はそれぞれ単位長さあたりの抵抗と電気容量である。式 6.5 は電信方程式 (拡散方程式) と呼ばれる。位置に関しては 2 次、時間に関しては 1 次の微分方程式なので解を得るには空間に関して 2 つ、時間に関して 1 つの初期条件が必要である。そこで $t=0$ での入射電荷密度を $\rho_0 = \delta(x)$ とし、また境界条件として $\pm\infty$ で電荷密度 $\rho(\pm\infty, t) = 0$ を設定する。このようにすると電荷密度 $\rho(x,t)$ は以下のように導かれる。

$$\rho(x,t) = \sqrt{\frac{1}{4\pi ht}} \exp\left(-\frac{1}{4ht}x^2\right) \quad (6.6)$$

ある時間で切り取ると電荷密度はガウス分布で記述されることが分かる。また時間によらず全領域の電荷密度を足し合わせるとその和は 1 となる。

しかし実際には 1 次元の Micromegas といえど陽極表面には 2 次元の広がりがある。そこで電荷の広がり x 方向、 y 方向には互いに独立として上記の 1 次元電信方程式のアナロジーで以下のような 2 次元電信方程式を導く。

$$\rho(x,y,t) = \frac{1}{4\pi ht} \exp\left\{-\frac{1}{4ht}(x^2 + y^2)\right\} \quad (6.7)$$

このときの R は表面抵抗値、 C は単位面積当たりの電気容量である。例えば、表面抵抗値が 30 $[k\Omega/sq]$ の本研究で用いた Resistive Micromegas を考えると、陽極と読み出し電極間の距離が 85 $[\mu m]$ (カプトン 50 $[\mu m]$, 接着 35 $[\mu m]$) で比誘電率 3.3 のインシュレータで保たれているので、この時の R と C はそれぞれ、 $R=30 [k\Omega/sq]$ 、 $C=0.34 [pF/mm^2]$ となる。また $h=2.9 \times 10^{-2} [mm^2/ns]$ となる。この場合に $y=0$ と固定して電荷密度を表すと図 6.3 のようになる。

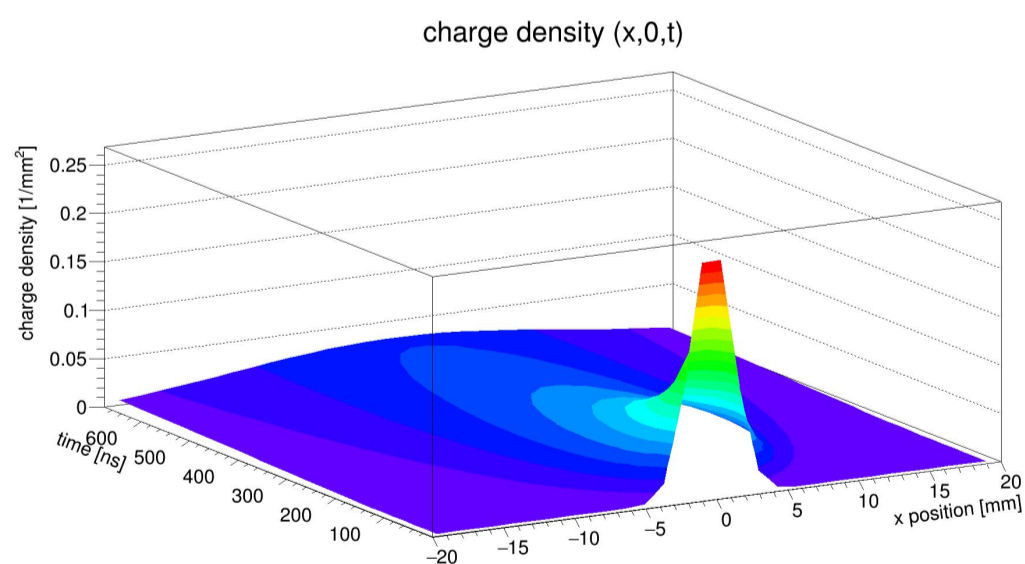


図 6.3 2次元電信方程式による電荷密度 $\rho(x,y=0,t)$

6.2 畳み込み和による電荷伝播計算

まずはじめに各ストリップ領域における電荷を以下の式で計算する。ここで、電荷密度の積分は解析的には解くことが難しい形をしている。そこである時刻 t で固定したうえで区分求積法を用いて数値積分を実行し各領域での電荷を求める。したがって各ストリップ、各時刻における電荷は離散値であり以下のようにあらわされる。電荷中心下にあるストリップを 0 番目とする。その隣 $400[\mu\text{m}]$ 毎に 1 番目、2 番目... としている。なおストリップの幅は $300[\mu\text{m}]$ である。

$$Q(t, \text{strip}) = \frac{1}{4\pi ht} \iint_{\text{strip}} \exp\left\{-\frac{1}{4ht}(x^2 + y^2)\right\} dx dy \quad (6.8)$$

$$[\text{strip 領域}(i \text{ 番目の strip})] : -150 + (400 \times i)[\mu\text{m}] \leq x \leq 150 + (400 \times i)[\mu\text{m}], -50[\text{mm}] \leq y \leq 50[\text{mm}] \quad (6.9)$$

現実的な効果を考慮する前に、一般的な離散関数の畳み込みを示す。ベースとなる関数を $B[t]$, 考慮すべき要素を表す関数を $f[t]$, 最終的に得られる関数を $B'[t]$ としている。

$$B'[t] = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} f[k]B[t-k] \quad (6.10)$$

ここで $f[t]$ は $0 \leq t \leq T_f$, $B[t]$ は $0 \leq t \leq T_{end}$ の時間範囲でのみ値を持ち ($T_f < T_{end}$)、それ以外では 0 とすると以下のように変形できる。

$$B'[t] = \sum_{k=0}^{T_{end}} f[k]B[t-k] \quad (6.11)$$

では次に具体的な $f[t]$ について述べる。ここで考える要素は 2 つである。

- イオンのドリフト時間 f_1

イオンが増幅領域をドリフトしている間中、電荷の放出は続くと考えられるのでその継続的な効果を以下で表す。 T_{ion} は増幅領域でのイオンの速度 (v_{ion}) を一定とし、増幅領域を d としたときに $T_{ion} = d/v_{ion}$ で示されるイオンのドリフト時間である。

$$f_1[t] = 1 \quad (0 \leq t \leq T_{ion}) \quad (6.12)$$

$$= 0 \quad (\text{other}) \quad (6.13)$$

これを考慮した後の strip 領域における電荷量 Q_{f_1} は 6.11 より、以下のように記述できる。

$$Q_{f_1}[t, \text{strip}] = \sum_{k=0}^t Q[t-k, \text{strip}] \quad (0 \leq t \leq T_{ion}) \quad (6.14)$$

$$= 0 \quad (\text{other}) \quad (6.15)$$

- フロントエンド回路 f_2 (CR-RC 整形)

APV25 に含まれるシェイパーの影響を考慮する。用いられているのは CR-RC 整形回路である (図 6.4)。微分回路と積分回路を組み合わせたものである。それぞれの伝達関数は簡単に計算することができ以下のようなになる。 s はラプラス変換の定義における s である。また $RC=50[\text{ns}]$ である。

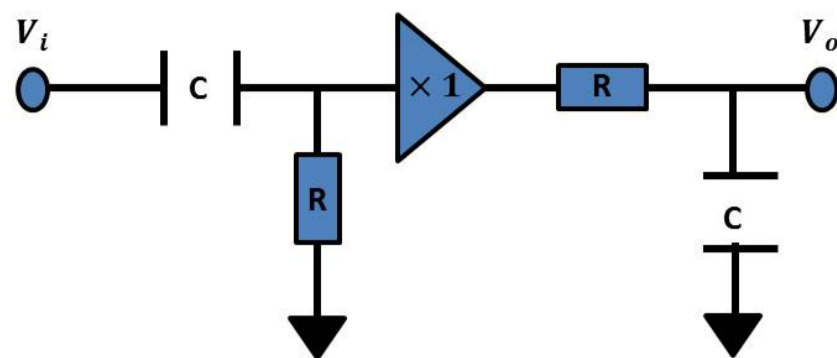


図 6.4 CR-RC 整形回路

$$\text{微分回路 : } G(s) = \frac{s}{s + 1/RC} \quad (6.16)$$

$$\text{積分回路 : } G(s) = \frac{1}{RC} \frac{1}{s + 1/RC} \quad (6.17)$$

したがって、CR-RC 整形回路の伝達関数は

$$G(s) = \frac{1}{RC} \frac{1}{(s + 1/RC)^2} \quad (6.18)$$

と記述できる。ステップ関数に対する応答はラプラス逆変換することにより得ることができ、 f_2 は以下で与えられる。

$$f_2[t] = \frac{t}{RC} \exp\left\{-\frac{t}{RC}\right\} \quad (6.19)$$

これより考慮後の strip 領域における電荷量 Q_{f_2} は 6.11 より次のように書くことができる。

$$Q_{f_2}[t, \text{strip}] = \sum_{k=0}^t Q[t - k, \text{strip}] \quad (6.20)$$

6.3 実験データとの比較

6.3.1 信号の計算値

上述した f_1 と f_2 を考慮し、その後微分する事で、表面抵抗値 $R=30$ [$\text{k}\Omega/\text{sq}$], 15 [$\text{M}\Omega/\text{sq}$] の時の信号を計算した。このとき、畳み込みの要素であるイオンのドリフト時間は Micromegas で典型的な 100 [ns] としている [41]。結果は図 6.5, 6.6 のようになった。軸はデータ解析の際に使用したものと同じであり、x 軸は Cstrip を原点としたときのストリップ、y 軸は Ctime を原点としたときの時間である。 30 [$\text{k}\Omega/\text{sq}$] では実験データに見られたような V 字のような形が見て取れる。一方で、 15 [$\text{M}\Omega/\text{sq}$] においてはデータからも計算値からも真ん中のストリップから隣のストリップにほとんど電荷が伝搬しないということが分かる。

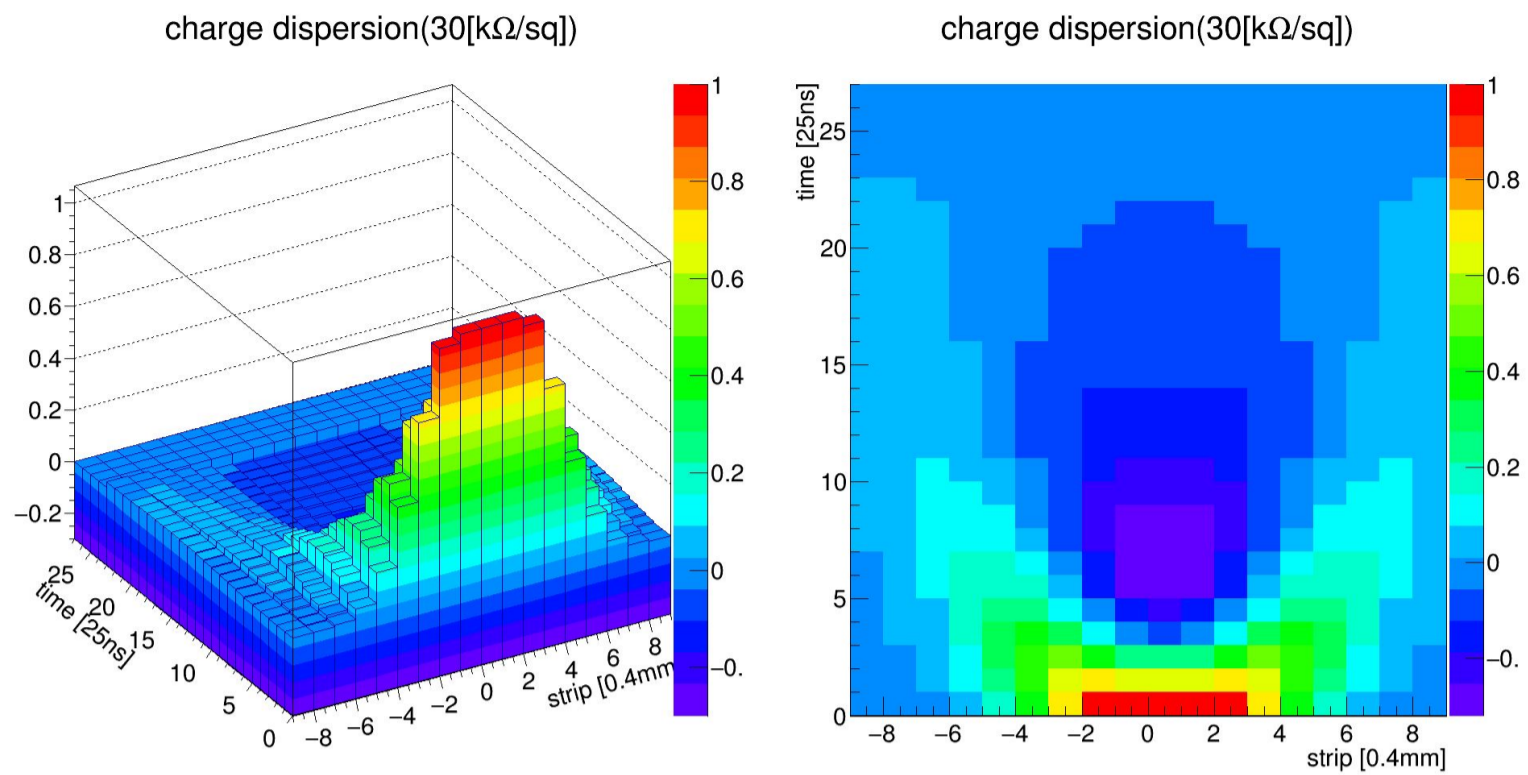


図 6.5 (左図) 電荷伝播計算値 (30 [kΩ/sq]) 3次元表示 ,(右図) 電荷伝播計算 (30 [kΩ/sq]) 2次元表示

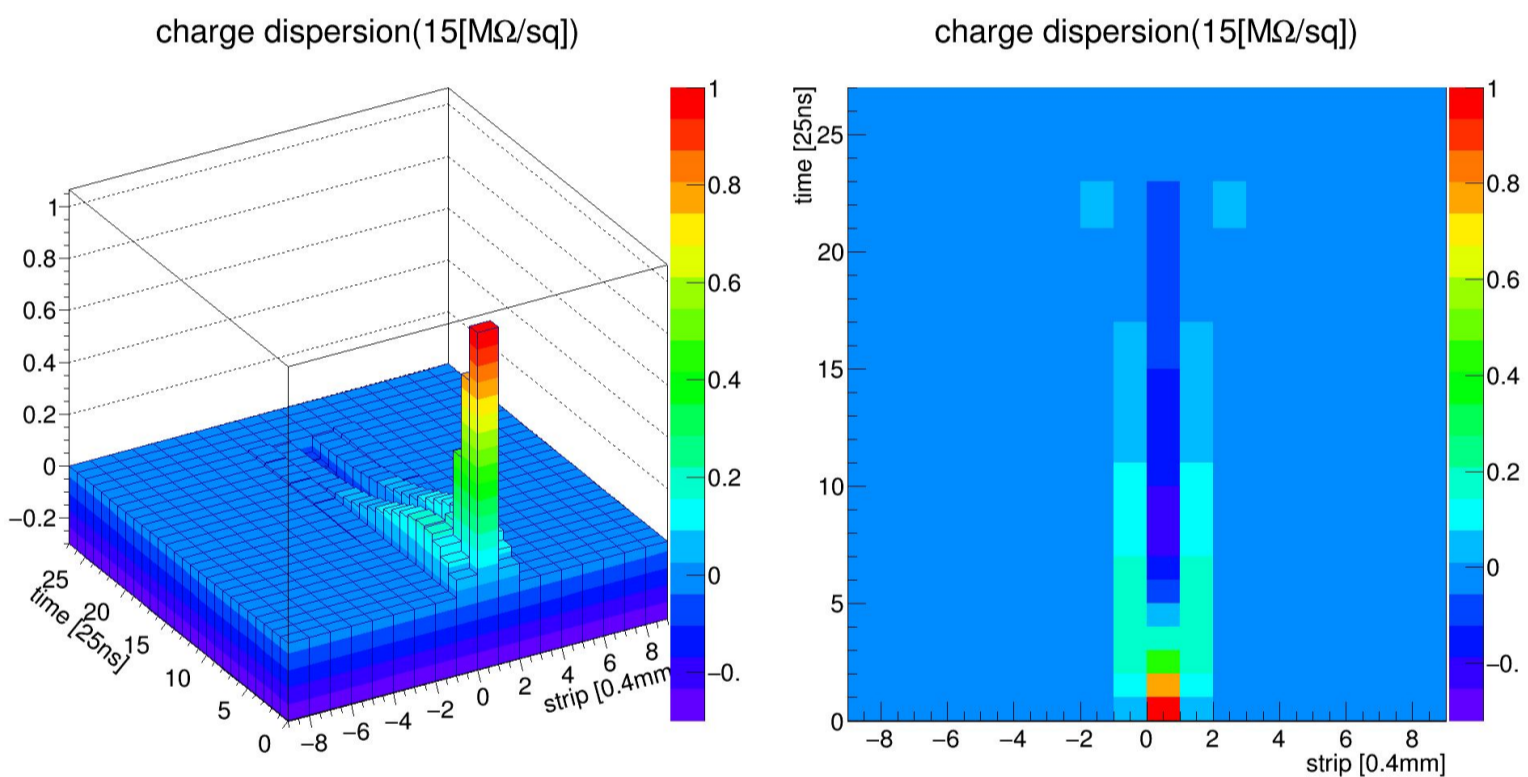


図 6.6 (左図) 電荷伝播計算値 (15 [MΩ/sq]) 3次元表示 ,(右図) 電荷伝播計算 (15 [MΩ/sq]) 2次元表示

6.3.2 電荷伝播の時間発展の比較

電荷伝播の時間変化の様子を実験データと比較する。上述したように表面抵抗値 15 [MΩ/sq] の Resistive Micromegas ではそもそも電荷が広がらないため、ここでは表面抵抗値 30 [kΩ/sq] の Resistive Micromegas について述べる。結果を図 6.7 に示す。実験データは時間ごとストリップごとの電荷を全イベントで平均したものをプロットしている。左上から右下まで Ctime を時間の原点としたときの電荷伝播の様子を 25 [ns] 刻みで 125 [ns] まで表示している。ガウス分布のように広がった電荷が、時間の経過とともに中心が落ち窪んできて M 字型になり、C ストリップから周囲のストリップに伝搬して行くのが実験データと計算値でともに見られる。しかしながら、計算値は M 字型になるタイミングがデータより早いことが分かる。

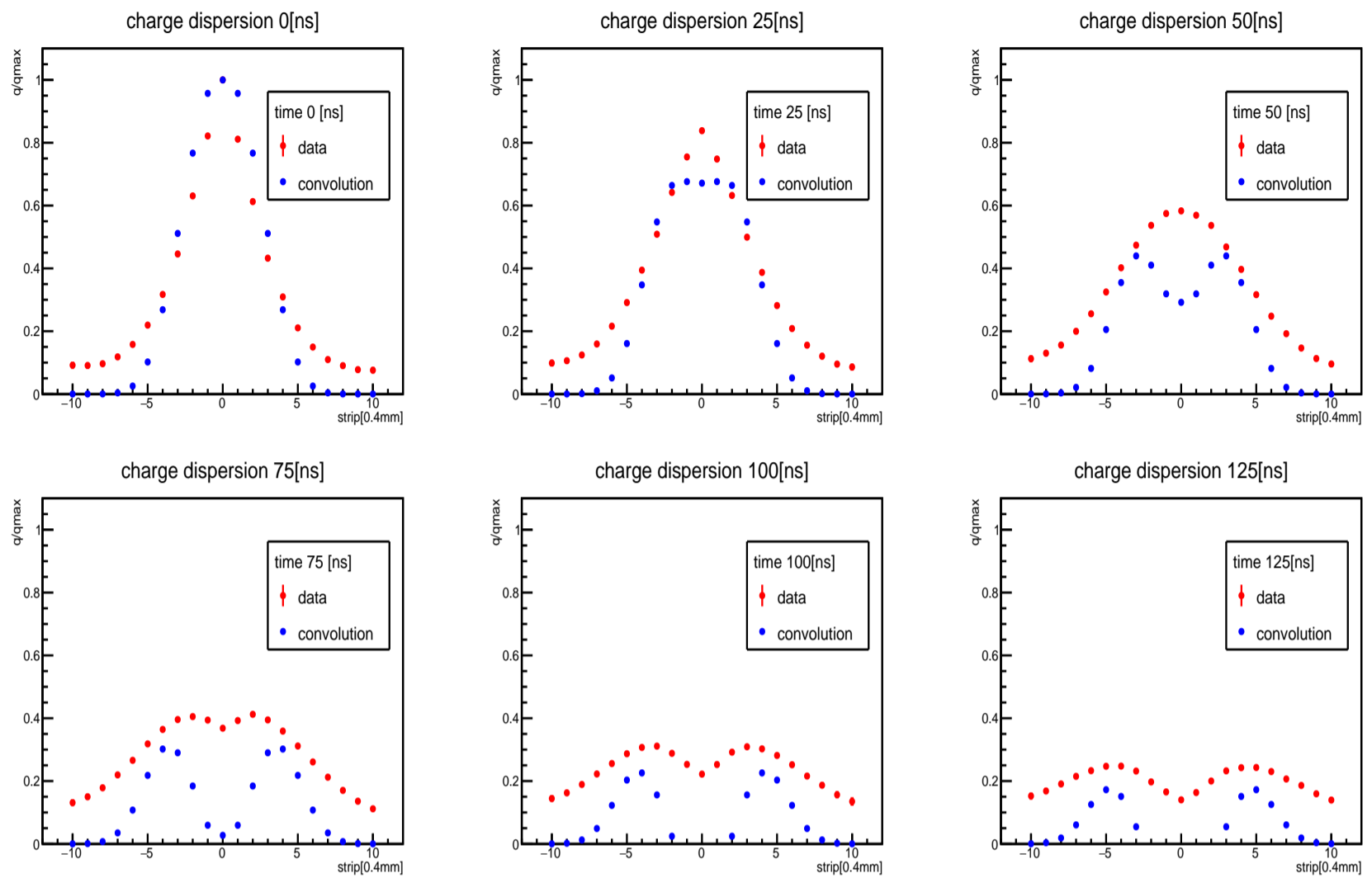


図 6.7 電荷伝播の時間発展 30 [kΩ/sq] (赤) 実験データ, (青) 畳み込みによる計算

次に図 5.25 で示したように標準偏差 σ を用いてこの時間的な広がりを実験データ (平均値) と計算値で比較する。結果を図 6.8 に示す。

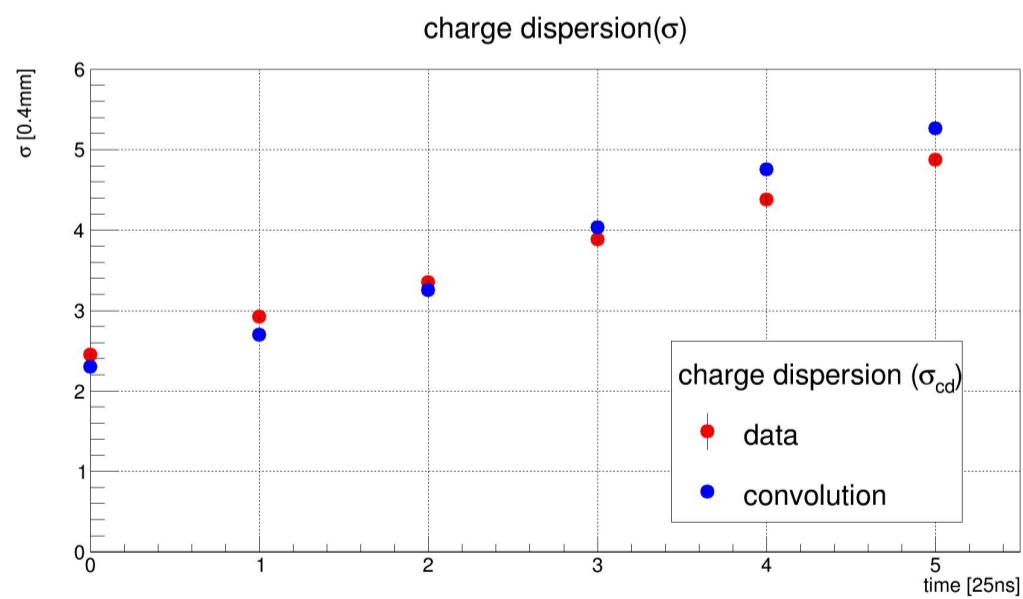


図 6.8 30 [kΩ/sq] における電荷伝播の時間的な広がり (赤) 実験データ, (青) 畳み込みによる計算

この関係を見るために実験データと計算値をそれぞれ直線でフィットしてやると以下の結果を得た。5.25 節で用いたのと同じ標準偏差を指標とする。傾き及び切片の誤差は統計誤差のみを考慮している。

$$\sigma_{cd} = (0.48 \pm 0.01)\text{time} + (2.44 \pm 0.02) \text{ [実験データ]}$$

$$\sigma_{cd} = (0.62 \pm 0.03)\text{time} + (2.16 \pm 0.03) \text{ [計算値]}$$

これによると傾きは実験データと計算値では異なり、実験値に比べ約 30[%] 異なる。しかし、 σ の値のずれは約 0.5 ストリップ分 (0.2[mm]) 以下である。先に述べた時間ごとの電荷の大きさは異なりや、真ん中から沈んでいくタイミングが計算値の方が早いことなどからモデルとしての不完全性は残るが、時間的な広がりはこのように約 0.5 ストリップ分の精度で表現できることが分かった。計算値と実験値のずれの理由としては、たとえば上記の計算では考慮していないクロストークの影響などが考えられる。これを考えれば、ある時間に 1 つのストリップの有する電荷は広がりを持つ。つまりはある程度の幅を持って各ストリップの電荷がぼやけることになる。6.2 で行った計算は位置によらない時間的な要素を畳み込むというものであったが、この効果は時間にも位置にも依存する。また、モデル化するのも難しいため本研究では考慮していない。

6.4 様々な表面抵抗値において予想されるレート許容量

6.3.2 節から、計算値によれば約 0.5 ストリップ分 (0.2[mm]) の精度で時間的な広がりが表現できることが分かった。ここでは上述した計算値から様々な表面抵抗値に関して voxel 数を求め、レート許容量とその時のオーバーラップの割合について述べる。方法は第 5 章の実験解析で述べたものと同じである。ただし、計算値では電荷の割合を表現する事しかできないため q_{th} は中心ストリップが取り得る最大電荷に対する比で表す。ここで、 q_{th} として最適な値は、それぞれの q_{th} における表面抵抗値 30 [k Ω /sq] での voxel 数の計算値と、実験で $q_{th} = 300$ として求めた voxel 数の値、 96 ± 6 と比較し、最も近いときの q_{th} を取ることにする。表面抵抗値 30 [k Ω /sq] での voxel 数の計算値の結果は図 6.9 のようになった。

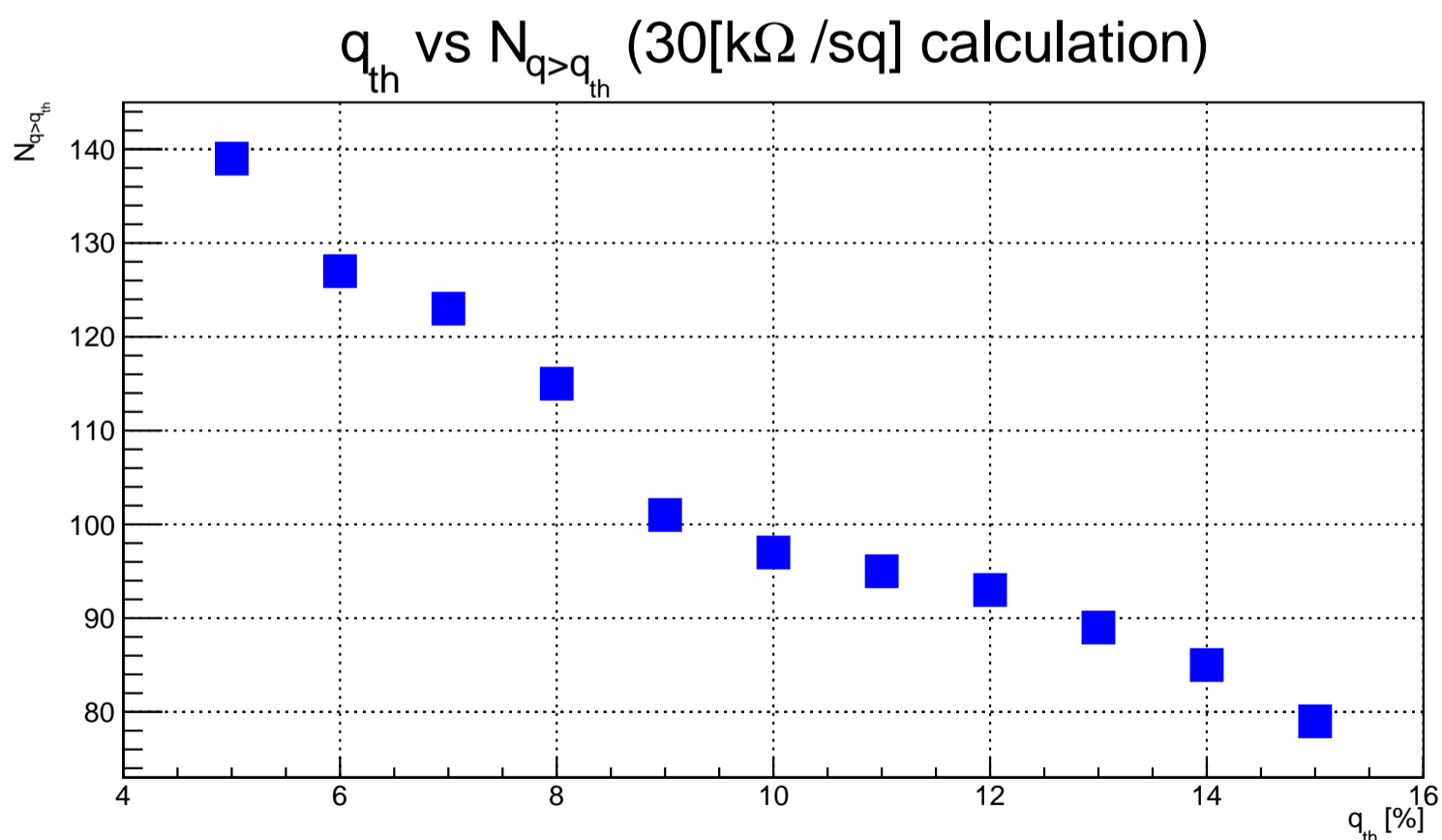


図 6.9 表面抵抗値 30 [k Ω /sq] の q_{th} に対する voxel 数 計算値

これより、voxel 数=97 を有するときの $q_{th} = 10[\%]$ を用いることとした。この閾値において、表面抵抗値が 10 [k Ω /sq], 100 [k Ω /sq], 1 [M Ω /sq] である場合それぞれについて voxel 数を計算した。5.6.2 で用いたモンテカルロ法で用いる円の半径は、式 5.8 によって求められる。それらを以下にまとめる。

表 6.1 様々な表面抵抗値における voxel 数と r の計算値

表面抵抗値 [Ω /sq]	$N_{q>q_{th}}$	r [cm $\sqrt{10ms}$]
10 k	133	6.5×10^{-3}
100 k	71	4.8×10^{-3}
1M	39	3.5×10^{-3}

これらを用いてそれぞれの表面抵抗値におけるオーバーラップの割合を求めた。Muon tagger で想定される光子、中性子の検出効率が 1 [%] となる場合の各 η におけるレートを達成するためには、入射粒子がどれだけ重なることが予想されるかと、4.3.2 で示したバックグラウンド粒子による電圧降下と表面抵抗値の関係を図 6.10 にまとめる。左側の縦軸はオーバーラップの割合を表し、それぞれ η 毎に異なる色で点で示す。右側の縦軸は 10 [cm] 両端での電圧降下を示し、それぞれ η 毎に異なる色で線で示す。

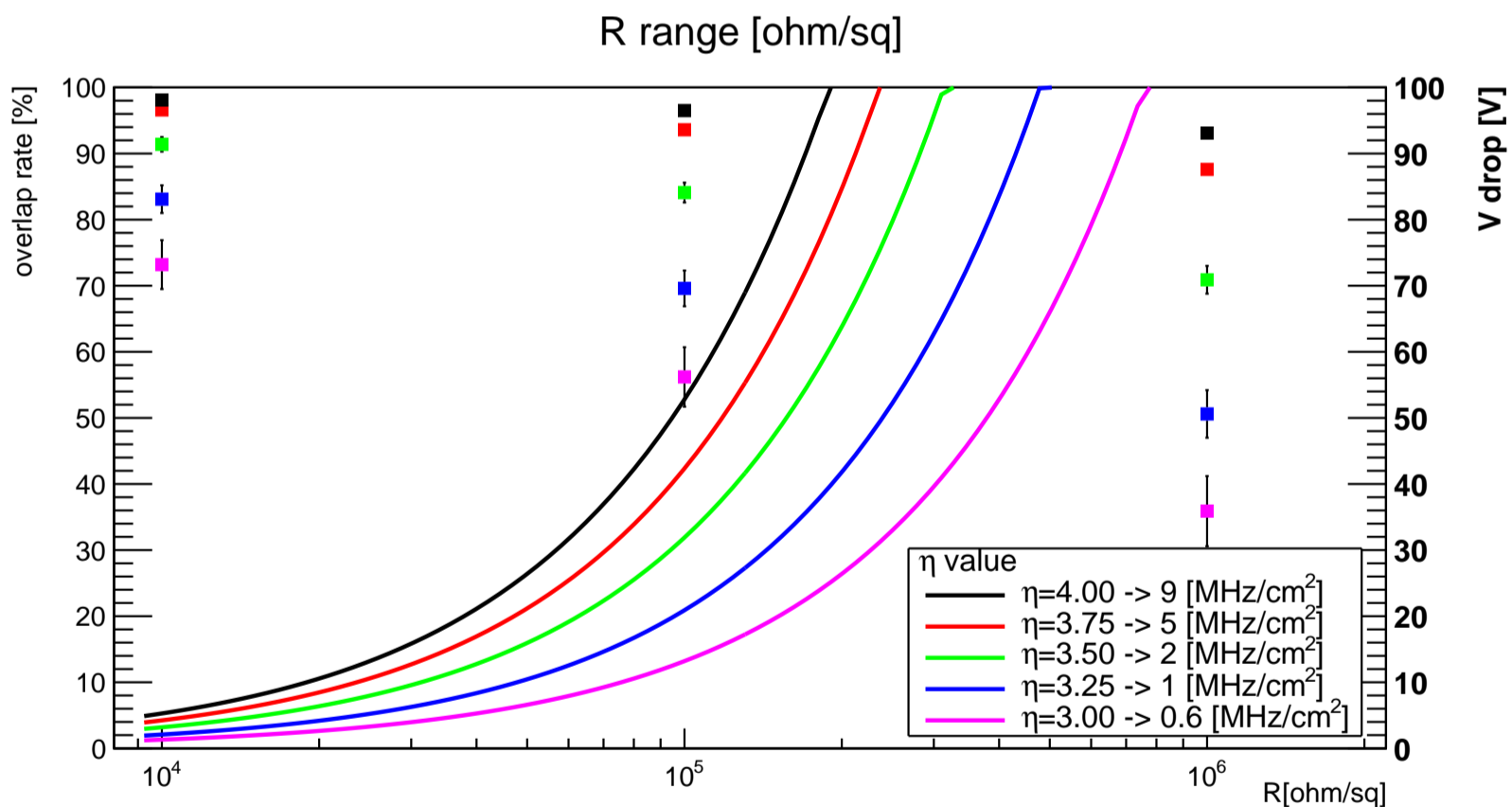


図 6.10 様々な表面抵抗値におけるオーバーラップの割合と電圧降下

線：電圧降下と表面抵抗値の関係, 点：各レートにおけるオーバーラップの割合と表面抵抗値の関係

第4章で述べたように検出器の安定動作を求めるなら、電圧降下は 20 [V] 以下が要求される。表面抵抗値 10 [k Ω /sq], 100 [k Ω /sq] はこの条件を満たす抵抗値であるが、1次元ストリップ読み出しの Resistive Micromegas では $\eta = 3.00$ においてでさえ、オーバーラップの割合は 10 [k Ω /sq] で 73.2 [%]、100 [k Ω /sq] で 56.2 [%] と計算された。条件外にある表面抵抗値 1 [M Ω /sq] では 35.9 [%] となった。さらに、最も高レート環境が予想される $\eta = 4.00$ に至っては、3つの表面抵抗値全てにおいてオーバー

ラップの割合が 93 [%] 以上になることが分かった。

ここまで 10 [cm]×10 [cm] の 1 次元 Resistive Micromegas の広がりについて述べてきたが、Muon tagger 領域において、 $\eta = 4.00$ の特に衝突点に近い所ではピクセル (もしくはパッド) での読み出し (2 次元読み出し) が推奨されている。そこでここでは、パッドでの読み出しを仮定した際に予想されるそれぞれの表面抵抗値における信号のオーバーラップの割合について議論する。そのために以下のようにあらわされる新しい voxel 数を定義する。t は 25 [ns] を 1 とした時間ビンを表す。

$$\text{voxel}_{\text{new}} = \sum_{t=0}^{27} \{N_{q>q_{\text{th}}}(t)\}^2 \times \{0.4 \text{ [mm]}\}^2 \times 25 \text{ [ns]} \quad (6.21)$$

まず各時間 (25 [ns]) 毎にいくつのストリップが電荷の閾値 q_{th} を越えたかを数える。これはこれまでの voxel 数の数え方と変わらない。しかしこのままでは 1 次元ストリップの読み出しである。つまりは x 軸方向の広がりのみ考慮している。そこでパッド読み出しの場合には x 軸方向にも y 軸方向にもそれぞれ同様の広がりを持つとして時間ごとの voxel 数を 2 乗したものを足し合わせ、それを新たな voxel 数として $\text{voxel}_{\text{new}}$ と定義している。同等の広がりという過程から、ここではパッドの大きさを 0.4 [mm]×0.4 [mm] として計算する。表面抵抗値が 10 [k Ω /sq], 100 [k Ω /sq], 1 [M Ω /sq] である場合について $\text{voxel}_{\text{new}}$ を計算した結果は図 6.2 となった。

表 6.2 様々な表面抵抗値における $\text{voxel}_{\text{new}}$ 数と r の計算値

表面抵抗値 [Ω /sq]	$\{N_{q>q_{\text{th}}}\}^2$	r [cm $\sqrt{10\text{ms}}$]
10 k	1495	1.4×10^{-3}
100 k	415	7.3×10^{-4}
1M	131	4.1×10^{-4}

これらを用いてそれぞれの表面抵抗値におけるオーバーラップの割合を求めた。図 6.10 と同じ形式でまとめた結果を図 6.11 に示す。

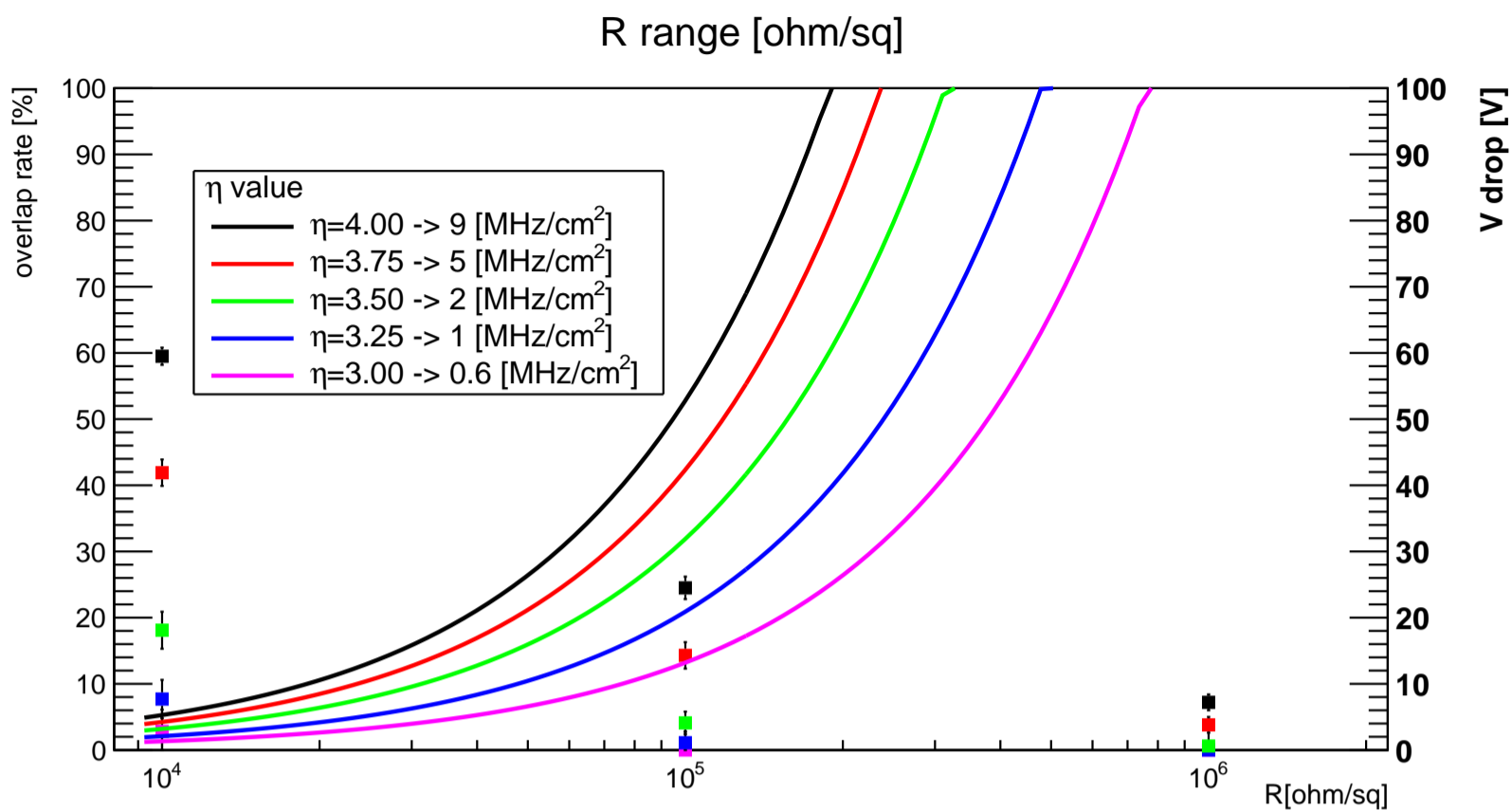


図 6.11 様々な表面抵抗値におけるオーバーラップの割合と電圧降下 (パッド読み出し仮定)
 線：電圧降下と表面抵抗値の関係, 点：各レートにおけるオーバーラップの割合と表面抵抗値の関係

これによれば、パッドの読み出しはストリップとは異なりオーバーラップの割合が大きく減少していることが分かる。電圧降下 20 [V] 以下という、検出器の安定動作条件を課しても表面抵抗値 100 [kΩ /sq] では $3.00 \leq \eta \leq 3.75$ の領域で 15 [%] 以下、表面抵抗値 10 [kΩ /sq] でも $3.00 \leq \eta \leq 3.50$ の領域で 20[%] 以下となっている。 $\eta = 4.00$ 環境下でも前者が 24.5 [%]、後者が 59.5 [%] となった。

以上の事から、ベタ抵抗電極を有した 1 次元ストリップ Resistive Micromegas の場合には、検出器の安定動作の条件を踏まえると、 $\eta = 3.00$ の領域でさえ、50 [%] 以上のオーバーラップが生じると予想されるが、パッド (0.4 [mm]×0.4 [mm]) 読み出しにした場合にはその割合は明らかに減少し、表面抵抗値 100 [kΩ /sq] の場合には全 η の領域で、表面抵抗値 10 [kΩ /sq] の場合には $3.00 \leq \eta \leq 3.75$ の領域でストリップ読み出しの場合に比べて半分以下になることが示唆された。

また、有感領域 10 [cm]×10 [cm] のベタ電極を有する Resistive Micromegas においてパッド読み出し (0.4 [mm]×0.4 [mm]) の場合に Muon tagger 領域内で電圧降下 20 [V] 以下、オーバーラップ 10 [%] 以下を要求すると各 η 毎の最適な抵抗値は以下のようなになった。(表 6.3)

表 6.3 パッド読み出しの場合の Muon tagger におけるベタ電極を有する Resistive Micromegas の最適電極抵抗値

η	最適な抵抗値範囲 [kΩ /sq]
4.00	無
3.75	無
3.50	$38 \leq R \leq 63$
3.25	$4.5 \leq R \leq 96$
3.00	$R \leq 152$

第7章

まとめ

ATLAS 実験において 2026 年中頃から予定されている Run4 において達成目標とされるピークルミノシティーは $7.5 \times 10^{34} [\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ である。その際に導入が予定されている領域の 1 つが Muon tagger であり、これは $2.7 \leq \eta \leq 4.0$ の極めて前方領域にあるためここに設置される検出器には高いレート耐性が求められる。具体的には中性子と光子の検出効率を 1 [%] としたときに最も多い所で約 $9 [\text{MHz}/\text{cm}^2]$ のレートが予想されている。そのため、ガス検出器としては電極に抵抗値を有する放電耐性のある検出器が好まれる。しかしながら、抵抗値なら何でも良いというわけではない。抵抗値が高すぎると、高レートのバックグラウンドによって電圧降下が生じ、検出器の安定動作に問題が生じることを第 4 章で確認した。有感領域 $10 \times 10 [\text{cm}^2]$ の Resistive Micromegas を想定して計算を行った結果、約 $9 [\text{MHz}/\text{cm}^2]$ ($\eta = 4.00$) 環境下では $38 [\text{k}\Omega/\text{sq}]$ 以下、約 $600 [\text{kHz}/\text{cm}^2]$ ($\eta = 3.00$) では $152 [\text{k}\Omega/\text{sq}]$ 以下が要請されることが分かった。

しかし、抵抗値が低すぎると別の問題が生じてしまう。入射粒子によって生じた電荷が電極表面を伝わることで長い時間表面に残り、オーバーラップが生じてしまいレート許容量を悪化させる可能性がある。そのため第 5 章では要請される抵抗値の範囲内に収まる、表面抵抗 $30 [\text{k}\Omega/\text{sq}]$ のベタ電極を有する Resistive Micromegas とそこから大きく外れた表面抵抗値 $15 [\text{M}\Omega/\text{sq}]$ のベタ電極を有する Resistive Micromegas を用意し、Muon tagger の主なバックグラウンドである中性子を用いた電荷伝播現象の観測を行った。その結果、 $30 [\text{k}\Omega/\text{sq}]$ では V 字型の電荷の広がり観測された一方、 $15 [\text{M}\Omega/\text{sq}]$ ではそのような広がり観測されなかった。voxel という指標を用いたレート許容量の評価においてもその差は明らかであり、Muon tagger を想定した場合に予想されるレート許容量はオーバーラップを 10 [%] にすると、表面抵抗値 $30 [\text{k}\Omega/\text{sq}]$ では約 $60 [\text{kHz}/\text{cm}^2]$ 、表面抵抗値 $15 [\text{M}\Omega/\text{sq}]$ では約 $500 [\text{kHz}/\text{cm}^2]$ となった。また Muon tagger において目標とされる、最低限度のレート許容量である、約 $600 [\text{kHz}/\text{cm}^2]$ を達成しようとする、 $30 [\text{k}\Omega/\text{sq}]$ ではオーバーラップの割合は約 65 [%] であるのに対し、 $15 [\text{M}\Omega/\text{sq}]$ では約 10 [%] となった。

第 6 章では上記のような電荷伝播現象のメカニズム解明に迫った。まずベタ電極をもつ Resistive Micromegas を抵抗チェーンとコンデンサーで表した等価回路を作成、電信方程式を用いて表面に δ 関数で記述される電荷が生じた時の電荷密度を求めた。その後、フロントエンド回路の CR-RC シェイパーの影響や増幅領域でのイオンの移動による誘起電荷の継続効果を畳み込むことによって信号を計算によって求めることを試みた。その結果、 $30 [\text{k}\Omega/\text{sq}]$ では V 字を描くことが再現でき、 $15 [\text{M}\Omega/\text{sq}]$ ではそのような広がりにはならないことが再現できた。また、 $30 [\text{k}\Omega/\text{sq}]$ において、各ストリップにおける電荷の大きさの比率は実験結果とは異なり、また中央から落ち窪むタイミングが計算の方が早いことが分かった。この不一致の原因としてはクロストークの影響を計算に考慮していないことが考えられ、モデルの不完全性の問題は残った。しかし、広がり時間的な広がりに関しては約 0.5 ストリッ

プ以下の精度で求められることが分かった。そこで、この計算値を用いて3つの異なる表面抵抗値 (10 [k Ω /sq], 100 [k Ω /sq], 1 [M Ω /sq]) に関して Muon tagger で想定されるレート許容量を達成するためにはどの程度の信号のオーバーラップを許容しなければならないかを見積もった。結果、読み出しが 0.4 [mm] \times 10 [cm] のストリップの場合にはいずれの抵抗値も最低約 50 [%] 以上を許容しなければならないということが分かったが、Muon tagger 領域の $\eta = 4.00$ において推奨されているパッド読み出し (本研究では 0.4 [mm] \times 0.4 [mm] と仮定した) を想定すると、そのレート許容量は表面抵抗値 100 [k Ω /sq] の場合には $3.00 \leq \eta \leq 3.75$ の領域で、また表面抵抗値 10 [k Ω /sq] の場合には $3.00 \leq \eta \leq 3.50$ の領域でストリップ読み出しの半分以下になることが分かった。さらにパッド読み出しの場合のベタ電極を持つ Resistive Micromegas の Muon tagger 領域における最適な抵抗値範囲を求めた。 $\eta = 3.50$ の時の表面抵抗値の下限は 38 [k Ω /sq] となり、また $\eta = 3.50$ の時は下限が 4.5 [k Ω /sq] となった。

上述したように本研究では抵抗電極を有した MPGD の1つであるベタの Resistive Micromegas を用いて電荷の広がりを観測し、それによるレート許容量の減少を voxel という指標を用いて評価した。また電信方程式を用いたモデルから Resistive Micromegas の信号計算を行い、それを基に他の表面抵抗値に関するレート許容量を見積もった。この結果から、ATLAS 実験の Muon tagger 領域では $\eta = 4.00$ に限らず、すべての範囲でパッド読み出しの Resistive Micromegas を用いると信号のオーバーラップの割合が半分以下に抑えられることが示唆された。また、そこに用いた解析において、抵抗電極表面での信号の広がりから、各レートにおける信号のオーバーラップの割合を見積もる方法を提案し、パッド読み出しの場合のベタ電極を有する Resistive Micromegas における電極の最適な値の範囲を求めた。

謝辞

本研究を進めていくにあたり、ご指導いただいた様々な方々に感謝いたします。指導教官である越智敦彦先生は、気軽に質問することができるような配慮をしてくださり、また夜遅くまでかかってしまう海事のビームテストなどの際には生徒1人1人を最寄りの場所まで車で送り迎えしていただいたりと、研究ばかりではなく生活面でも大変お世話になりました。また、いつも笑顔を(お話も)絶やさないうれしい先生だからこそグループ全体が楽しく明るく実験できたといっても過言ではないと思います。本間康浩先生にはガス混合器や抵抗測定などの設備的な面だけでなく、本研究における解析方法に関する大変貴重な意見をいただきました。長い間、様々な場面で助けていただき、 μ -PIC グループ一同感謝いたしております。

研究室の先生方にも大変お世話になりました。藏重久弥先生には、B4で行ったポジトロニウムの実験でよく相談に乗っていただき、またコロキウムなどにおける理論に関する深いところまで教えていただきました。また CERN 出張の際にも手続きなど助けていただきました。竹内康雄先生には素粒子のゼミなどでお世話になり、その中でビームテストなどの出張の際には配慮してくださったり、またガスボンベやエアシャワーなどを貸していただき、勉強の面だけでなく実験環境の面でも助けていただきました。山崎祐司先生には CERN への同行はもちろんの事、授業やコロキウムなどで直観的な理解をしやすいような説明をしていただき大変参考になりました。身内賢太郎先生には実験の TA 際に、実験手法の確認、装置の整備などを通して様々なことから勉強させてもらう機会を与えていただきました。前田順平先生、清水志真先生、中野佑樹先生、矢野孝臣先生、鈴木州先生にはコロキウムなどで大変お世話になりました。秘書の横山有美さんには、出張手続、検品手続、プリンターやガラスバッチなど適切な研究環境を構築するためにはなくてはならない多くの手助けをしていただきました。さらに CERN 在中の際や宇宙線小屋での抵抗値測定においては ICEPP の川本辰男先生、増淵達也先生、片岡洋介先生、斎藤智之先生方に大変お世話になりました。また、山崎友寛さん、山谷昌大さんには生活面も助けていただきました。

μ -PIC グループの皆様にもお世話になりました。山根史弥さんには抵抗ファイルの管理やシフトの作成など大変な中でも、検出器の組み立てや、解析の仕方など様々なことを事細かに教えていただきました。またビームテストの際には車を用意してくださりととても重宝しました。後輩の又吉康平くん、小川圭将くん(通称 ogan) はとても接しやすい2人でグループ全体の雰囲気をよくしてくれました。又吉くんは似た研究テーマを有する海人として、良き相談相手であり、また悩みの共有者でもあったのでおかげで助けられました。小川くん(通称 life-man) は某製作所が惹かれた鋭いツッコミ力で場を和ませてくれました。Youtuber 並に写真や動画を取るのが好きな彼のおかげでグループの大切な思い出が事細やかに記録されました。これからもその調子でほどほどに頑張ってください。

D の先輩方にもお世話になりました。岡直哉さんにはコロキの際に適切な助言をいただきました。陳叶さんには CERN でお世話になったり、うどんをこねるのを手伝っていただいたりしました。標準スタンダードな誇りとプライドを持つ矢ヶ部遼太さんには大音量の音楽に驚かされながらもとても多くの事を教えていただきました。同姓の長谷川さんには気軽に話しかけてくださり、どのような研究があるかな

ど進路選択に役立つ助言をいただきました。木戸将吾さんには中々会えませんでした(時差の影響?)、とても熱心に研究や物理について教えていただきました。笑顔が素敵で橋本隆さんには癒されました。同期の研究大好き不思議系キャラの池田智法くん、背の高い棋聖兼競輪選手兼雀士兼海賊王、斉藤大起くん、仕事効率ナンバーワン銀行マンの帝釋稜介くん、"この理学部生がおしゃれ"日本代表の谷岡凌くん、"この独り言がすごい"世界代表の長坂憲子さん、実は同期の阿部圭悟くんにも大変感謝しております。全員研究熱心で、本当に結びつきが強い同期であり、飲み会やゲームなどで気分をリフレッシュすることができました。心地よく研究生活が送れたのも良い仲間が居たからだと思います。あとはこの後の旅行で語りましょう。研究室の先輩方や B4 の方々にも様々なところでお世話になりました。ありがとうございました。

他グループの M1 の皆さんも皆、個性的で、研究環境の場を和ませてもらいました。長坂さんの椅子ドンにおびえながら研究に励む、しっかり者"キャラ"の若宮光太郎くん、小川くんの良き相棒で紙パック建築の申し子、竹田康亮くん、ディレトリ名に土方とつけるほどの土方マニアの中澤美季さん、お世話になりました。

原俊雄先生にも様々な面で大変お世話になりました。B4 ゼミで熱心に教えてくださり、また科学館でのアルバイトという普通では経験できないような機会を与えてくださり、学生のことなら全てお見通しの先生に色々なアドバイスをいただけてとても助かりました。

最後に、大学院生まで支えてくれた父、母、弟に心から感謝いたします。

長谷川 大晃

参考文献

- [1] ATLAS Phase-II Upgrade Scoping Document
The ATLAS Collaboration,CERN-LHCC-2015-020
- [2] M.Aleksa et al, "ATLAS NOTE : Large Eta Task Force Report," ATL-UPGRADE-INT-2015-001
- [3] M.Byszewski and J.Wotschack, "Resistive-strips micromegas detectors with two-dimensional read-out," 2012 JINST 7 C02060
- [4] Particle Data Group Collaboration, K. A. Olive et al. , "Review of Particle Physics," Chin. Phys.C38 (2014) 090001.
- [5] J.Bortfeldt, "The Floating Strip Micromegas Detector, Springer Theses,"
DOI 10.1007/978-3-319-18893-5 2
- [6] K.Shibata et al, "Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version 3 Revision-3:JENDL-3.3,"
J. Nucl. Sci. Technol. 39, 1125(2002).
- [7] "REVIEW OF PARTICLE PHYSICS"
J. Beringer et al. Particle Data Group, Phys. Rev. D 86, 010001 (2012).
- [8] E. McDaniel and E. Mason, "The Mobility and Diffusion of Ions in Gases"(Wiley, 1973)
- [9] S.C.Brown, "Basic Data of Plasma Physics," MIT Press, Cambridge, MA(1959)
- [10] H.Raether, "Electron avalanches and breakdown in gases," Butterworths 1964
- [11] Fonte et al, "A study of a breakdown limit in microstrip gas counters with preamplification structures," NuclInstrum. and Meth. A416 (1998) 23-31
doi:10.1016/S0168-9002(98)00649-4
- [12] Fonte et al, "The fundamental limitations of high-rate gaseous detectors," IEEE Transactions on Nuclear Science, 46, 321-325
doi:10.1109/23.775537
- [13] Ivaniouchenkov et al, "Breakdown limit studies in high-rate gaseous detectors," NuclInstrum. and Meth. A422 (1999) 300-304
doi:10.1016/S0168-9002(98)00962-0
- [14] Peskov et al, "The study and optimization of new micropattern gaseous detectors for high-rate applications," IEEE Transactions on Nuclear Science, 48, 1070-1074
doi:10.1109/23.958725
- [15] Iacobaeus et al, "Sporadic electron jets from cathodes-the main breakdown-triggering mechanism in gaseous detectors," IEEE Transactions on Nuclear Science, 49, 1622-1628
doi:10.1109/TNS.2002.801480
- [16] L.B. Loeb, Basic processes of gaseous electronics (University of California Press , Berkeley , 1961).
- [17] S.A. Korff, Electrons and nuclear counters (Van Nostrand, New York, 1946).
- [18] Glenn F. Knoll, "Radiation Detection and Measurement" 3rd

- [19] G.Charpak and F.Sauli,
"Multi wire proportional chambers and drift chambers,"Nucl.Instrum. and Meth. 162(1979),405-428
- [20] A.Oed,"Properties of micro-strip gas chambers (MSGC) and recent developments,"NuclInstrum. and Meth. A 367 (1995) 34-40
- [21] Y.Giomataris et all,
"MICROMEAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments,"NuclInstrum. and Meth. A376 (1996) 29-35
- [22] I.Giomataris,"MICROMEAS : result and prospects"
- [23] T.Kataoka et all,"Performance Studies of a Micromegas Chamber in the ATLAS Environment"
DOI: 10.1088/1748-0221/9/03/C03016
- [24] ATLAS experiment Multimedia ATLAS Photos LHC
<http://atlasexperiment.org/photos/index.html>
- [25] ATLAS Experiment - Public Results Luminosity Public Results Run2
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>
- [26] Handbook of LHC Higgs cross sections:1. Inclusive observables
the LHC Higgs Cross Section Working Group
- [27] J.Chang et all,"Probing the Top-Yukawa Coupling in Associated Higgs production with a Single Top Quark,"
10.1007/JHEP05(2014)062
- [28] LHC Higgs Cross Section Working Group,
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCHXSWG>.
- [29] M.Carena et all,"Status of Higgs Boson Physics"
Particle Data Group
- [30] "Measurement of fiducial, differential and production cross sections in the $H \rightarrow \gamma\gamma$ decay channel with 13.3 fb^{-1} of 13 TeV proton-proton collision data with the ATLAS detector"
The ATLAS Collaboration.ATLAS-CONF-2016-067
- [31] AtlasTechnical Paper List Of Figures
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/AtlasTechnicalPaperListOfFigures>
- [32] "The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider"
ATLAS Collaboration
- [33] HL-LHC High Luminosity Large Hadron Collider: The HL-LHC project, .
<http://hilumilhc.web.cern.ch/about/hl-lhc-project>
- [34] 修士学位論文 "ATLAS 実験のミューオン検出器アップグレードにおける Micromegas 検出器量産に向けた高抵抗陽極の研究"
山谷昌大 東京大学 2016
- [35] 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"
山崎友寛 東京大学 2016
- [36] T.INADA et all,"Neutrons from Thick Target Beryllium (d,n) Reactions at 1.0 MeV to 3.0 MeV"
Journal of NUCLEAR SCIENCE and TECHNOLOGY,5[1],p.22-29 (January 1968)
- [37] Y.Zuo et all,"Neutron yields of thick Be target bombarded with low energy deuterons"
Science Procedia,Physics Procedia 60 (2014) 220 - 227

-
- [38] APV25 Circuit Details HEPHY
<http://www.hephy.at/user/friedl/diss/html/node30.html>
- [39] Hans Muller, "SRS Readout architectures"
[https://indico.cern.ch/event/236266/contributions/507853/attachments/395969/550721/Summary on SRS readout systems of RD51draft.pdf](https://indico.cern.ch/event/236266/contributions/507853/attachments/395969/550721/Summary_on_SRS_readout_systems_of_RD51draft.pdf)
- [40] M.S.Dixit et al, "Simulating the charge dispersion phenomena in Micro Pattern Gas Detectors with a resistive anode"
<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2006.06.050>
- [41] Vladimir Peskov, "Innovative Applications and Development of Micro-Pattern Gaseous Detectors"