

2007年度卒業論文

SLHCに向けた高頻度粒子線検出器
MicroMEGASの試作

神戸大学理学部物理学科 粒子物理研究室
ATLAS グループ
岡村 淳一

平成 20 年 3 月 12 日

概要

2008年夏、スイスジュネーブ郊外にある CERN(欧州素粒子原子核研究機構)にて、いよいよ LHC 実験 (Large Hadron Collider:大型ハドロン衝突型加速器) がスタートする。この LHC 加速器は世界最高エネルギー 14TeV(重心系)を実現する。ATLAS 実験は TeV エネルギー領域における新しい素粒子物理を探ろうとする世界規模の実験である。さらにこの LHC はアップグレードの予定があり、その際には現在の検出器では高頻度入射粒子に対応できないため、さらに高頻度入射粒子にも耐えられる検出器の開発が必要になる。そこで、アップグレード後の SLHC(Super LHC) における ATLAS 検出器・前方 EndcapMuon 検出器の 1 つとして MicroMEGAS が採用候補として挙げられている。高エネルギー実験で用いるためには、MIP(Minimum Ionization Particle)を検出できる 10^4 程度の増幅率が必要である。その為、今回の実験では、MicroMEGAS の作製に取り組み、その増幅率の測定を行った。

目次

第 1 章	Introduction	6
1.1	LHC から SLHC へ	6
1.1.1	LHC	6
1.1.2	SLHC	7
1.1.3	ATLAS	10
第 2 章	ガス検出器	12
2.1	粒子線の検出	12
2.1.1	光子の検出	12
2.1.2	荷電粒子の検出	16
2.2	ガス増幅を用いた検出器の動作原理	17
2.2.1	ガス増幅	17
2.3	色々なガス検出器について	19
2.3.1	比例計数管とその応用 (MWPC)	19
2.3.2	MSGC	20
2.3.3	μ -PIC	21
第 3 章	MicroMEGAS の作製と Setup	22
3.1	MicroMEGAS の原理	22
3.1.1	MicroMEGAS とは	22
3.1.2	原理	22
3.2	試作した MicroMEGAS	24
3.3	MicroMESH	24
3.4	MicroMEGAS の接続	26
3.5	ノイズカット	28
3.6	サチュレーション対策	29
3.7	線源 ^{55}Fe について	30
3.8	充填ガス: $\text{Ar}+\text{C}_2\text{H}_6$ について	31
第 4 章	Experiment	32
4.1	波高観測	32
4.2	パルス高とその読み取り	33
4.3	Gain の求め方	35
4.3.1	生成電荷	35
4.3.2	キャリブレーション	35
4.3.3	Gain を求める式	37

4.4	Data taking	37
4.4.1	Gain 計測と Gain curve	38
第 5 章	Discussions	40
第 6 章	Summary	42
6.1	今回の実験のまとめ	42
6.2	今後の課題	42
第 7 章	謝辞	43

目次

1.1	LHC 全体像 [1]	6
1.2	ルミノシティの効果のイメージ [2]	7
1.3	崩壊分岐比の質量依存性 [1]	7
1.4	Higgs 粒子の 10fb^{-1} と 30fb^{-1} での発見能力 [1]	9
1.5	LHC の積算ルミノシティと発見予想図 [1]	9
1.6	ATLAS 検出器 [1]	11
2.1	光電効果	12
2.2	コンプトン効果	13
2.3	電子対生成	14
2.4	Pb に対する光子の吸収係数 [4]	15
2.5	Bethe-Bloch の式によるエネルギー損失 [5]	16
2.6	陽極ワイヤー近傍での雪崩増幅の様子 [6]	18
2.7	印加電圧に対するガス増幅率の変化	18
2.8	TGC の断面 [8]	20
2.9	TGC の配置と構造 [8]	20
2.10	MSGC の構造 [10]	20
2.11	μ -PIC の構造 [11]	21
3.1	MicroMEGAS における電場の様子 [19]	23
3.2	MicroMEGAS におけるガス増幅過程の様子 [17]	23
3.3	今回製作した MicroMEGAS の模式図	24
3.4	メッシュへの接続	25
3.5	メッシュへの接続写真	25
3.6	メッシュの拡大写真	26
3.7	MicroMEGAS の接続	26
3.8	Data-taking の流れ	26
3.9	ASD Board[20]	27
3.10	信号を 5 等分する	29
4.1	オシロスコープでの信号の様子	32
4.2	ADC の histogram	33
4.3	K-X 線の放射	34
4.4	オージェ効果	34
4.5	電子の生成過程	35
4.6	pC と ADC 値の較正直線	36

4.7	ADC の histogram	37
4.8	印加電圧に対するゲインカーブ	39
4.9	y 軸 ln スケールの印加電圧に対するゲインカーブ	39
5.1	電場に対する増幅率	40
5.2	y 軸を ln スケールに変換した電場に対する増幅率	40

第1章 Introduction

1.1 LHC から SLHC へ

1.1.1 LHC

スイスのジュネーブ郊外にある欧州素粒子原子核研究機構 (CERN) において、大型陽子・陽子衝突型加速器 LHC が新しいエネルギー領域の物理の解明を目指すべく、2000年に終了した大型電子・陽電子衝突型加速器 LEP (Large Electron Positron Collider) で使用されたトンネル内に建設中で、2008年夏の運転開始を目指している。

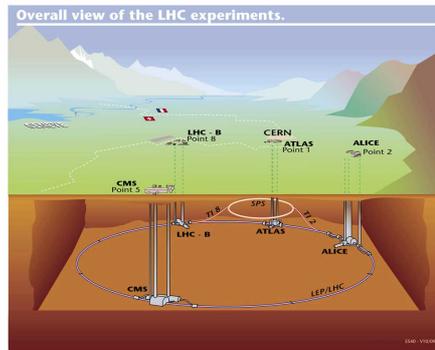


図 1.1: LHC 全体像 [1]

地下 100m のトンネル内で、陽子を 7TeV まで加速させ正面衝突させる

荷電粒子は加速されるときに円軌道の接線方向に放出されるシンクロトロン放射によりエネルギーを損失する。そのエネルギー損失は

$$\Delta E = \frac{4\pi\alpha\hbar c\beta^3\gamma^4}{3R} \propto \frac{1}{m^4} \quad [\text{MeV/turn}] \quad (1.1)$$

で与えられ、陽子の質量は電子の質量の約 2000 倍も大きいことを考えると陽子のエネルギー損失は電子のそれに比べ非常に少ない。そのため、LHC は LEP よりも遙かに到達エネルギーを高くでき、7TeV まで加速した陽子同士の正面衝突を起こし、重心系で 14TeV の世界最高のエネルギーを実現する。ルミノシティは最大で $10^{34} [\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}]$ に達し、TeV 領域の物理の開拓を可能にしている。その反面、陽子衝突は散乱断面積が大きく、その構成粒子であるクォークやグルーオン同士の散乱によって様々なバックグラウンドが非常に多く生成される。その中から興味のある事象を選別することは難しい。その為、LHC に設置されている検出器は、入射粒子数が高頻度な環境に耐え、研究目的の物理事象の選別を可能とするものであることが要請される。

1.1.2 SLHC

上述のように LHC のルミノシティは最大で $10^{34}[\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}]$ であるが、将来的に $10^{35}[\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}]$ まで到達させようというアップグレード計画が現在進められている。(図 1.2 のように、ルミノシティを増大させると生成される粒子も増大する。)

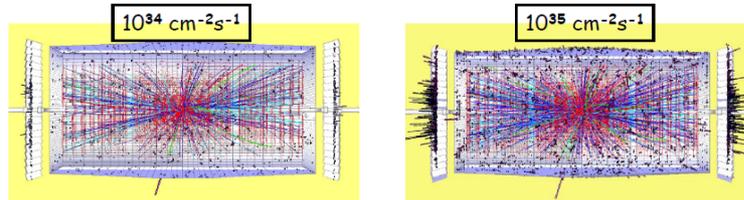


図 1.2: ルミノシティの効果のイメージ [2]
ルミノシティが増大すると生成される粒子数も増える。

2008 年夏に開始予定の LHC 実験では、さまざまな物理事象の新発見の可能性がある。ここで、発見が期待されている新粒子の 1 つ、「Higgs 粒子」の発見能力とルミノシティの関連性について述べる。

標準模型ではゲージ対称性が成立するとされるが、そのためには、ゲージ粒子の質量がゼロであることが要請される。しかし、弱い相互作用のゲージ粒子である W 粒子と Z 粒子は、それぞれ質量を持つことが実験からわかっている。

この問題は Higgs 機構という新しい仕組みを導入すれば説明出来る。Higgs 機構によると、スピンが 0 のスカラー粒子の存在が预言され、それが Higgs 粒子である。Higgs 粒子が発見されることは、万物の質量の起源を解明することに繋がる。Higgs 粒子自身も質量を持ち、理論的な制約と、これまでの実験結果から、その質量の範囲は $114\text{GeV} \sim 1\text{TeV}$ とされ、ATLAS 実験はこの範囲での Higgs 粒子の探索が可能である。

Higgs 粒子の崩壊過程は Higgs 粒子の質量 M_H に依存しており、さまざまなモードがある。図 1.3 に Higgs 粒子の崩壊分岐比の質量依存性を示す。

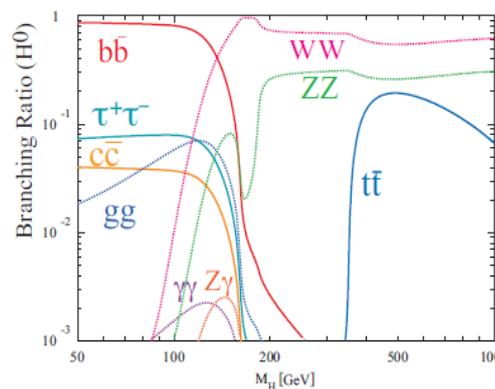


図 1.3: 崩壊分岐比の質量依存性 [1]
Higgs 粒子の質量に依って崩壊の分岐比は異なる。

以下に質量別の主な崩壊過程を示す。

$$H^0 \rightarrow \gamma\gamma \quad (114\text{GeV} < M_H < 130\text{GeV}) \quad (1.2)$$

$$H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l^+l^- \quad (130\text{GeV} < M_H < 2M_Z (M_Z \simeq 91\text{GeV})) \quad (1.3)$$

$$H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l^+l^- \quad (2M_Z < M_H < 700\text{GeV}) \quad (1.4)$$

$$H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu} \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj \quad (700\text{GeV} < M_H < 1\text{TeV}) \quad (1.5)$$

図 1.4 に Higgs 粒子の 10fb^{-1} と 30fb^{-1} での発見能力を示す。このグラフの縦軸は、予想される Higgs 粒子の事象数をバックグラウンドの事象数の平方根で割ったものである。つまり $\frac{N}{\sqrt{N_{BG}}}$ と表され、 N と N_{BG} は両者とも Poisson 分布に従うので、 $\sqrt{N_{BG}}$ はバックグラウンドの誤差 σ_{BG} である。したがって、縦軸は Higgs の信号がバックグラウンドの誤差と比べて、どれだけあるかを表す。

縦軸が大きいほど、Higgs 粒子の事象があったとき、それがバックグラウンドでは説明できないことを示している。横軸に平行な点線は $5\sigma_{BG}$ を示しており、この線より上方にある事象は十分にバックグラウンドではないと言える。

二つの図を比べると、ルミノシティを大きくすることは、正確性の向上、発見されるモードも増え、さらに同じ統計量を溜めるために要する時間も短縮されることが分かる。したがって、このルミノシティの増大は、衝突型加速器実験において重要な目標課題となる。そのアップグレードに伴い、検出器も更なる高頻度な信号処理が要求される。

さらに図 1.5 に LHC の積算ルミノシティと発見予想図を載せておく。実験開始が遅れているため、この曲線を 2 目盛ほど右にずらせて見ていただきたい。アップグレード後にも、重要な新しい物理の発見が期待されている。

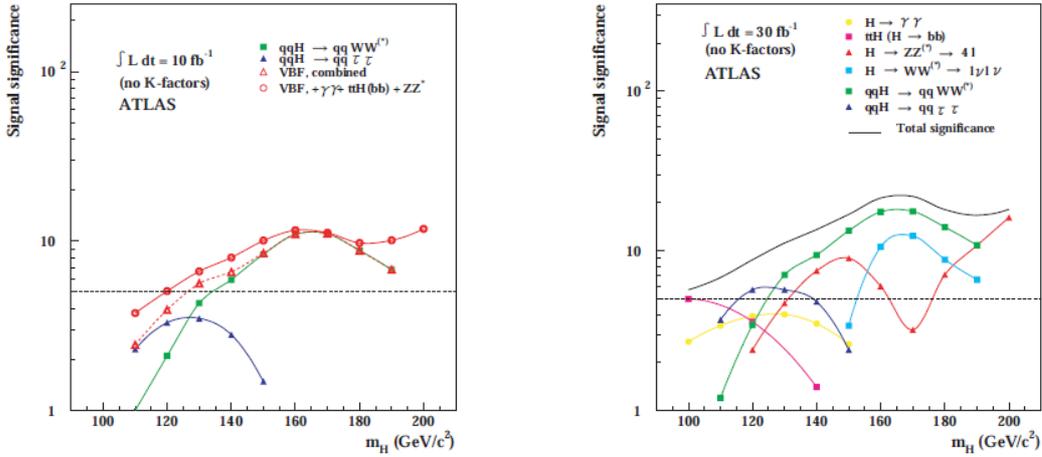


図 1.4: Higgs 粒子の 10fb^{-1} と 30fb^{-1} での発見能力 [1]
 $5\sigma_{BG}$ より上方にある事象は十分にバックグラウンドではないと言うことができ、
 ルミノシティの増大は、正確性の向上、発見されるモードも増え、
 統計量を溜めるために要する時間も短縮される。

LHCの積算ルミノシティと発見の予想図

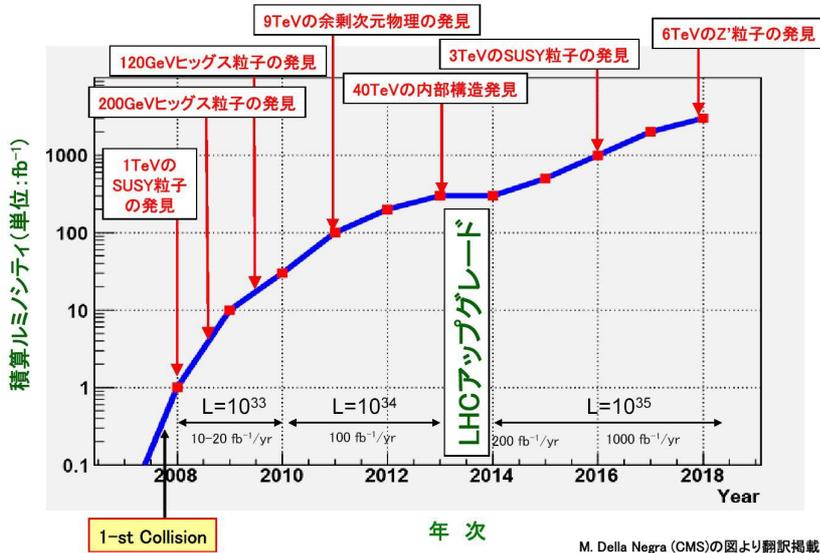


図 1.5: LHC の積算ルミノシティと発見予想図 [1]
 ルミノシティの増大は新しい物理の発見に欠かせない。

M. Della Negra (CMS)の図より翻訳掲載

1.1.3 ATLAS

図 1.1 から分かるように、LHC には 4 つの衝突点が存在する。それぞれには、大型汎用検出器 ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)、ATLAS より小型の汎用検出器である CMS (the Compact Muon Solenoid)、重イオン衝突実験用検出器の ALICE (A Large Ion Collider Experiment)、B-Physics に特化した検出器 LHC-B が設置される。

ここでは、神戸大学が研究に参加している ATLAS 実験の検出器の全体像と概要について説明する。

ATLAS 検出器は直径 22m、長さ 44m の円筒形で、総重量は 7000t という巨大な検出器である (図 1.6 参照)。

構成は衝突点に近い方から、内部飛跡検出器、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ、ミュオン検出器となっている。ATLAS 検出器は、LHC さらには SLHC の高ルミノシティにおいても、電子、光子、ミュオン、ジェット、Missing E_T などの信号を高速かつ正確に処理できるように設計される必要がある。ATLAS 検出器における座標系は、ビーム軸を z 軸に取り、これに垂直な方向を r 方向、ビーム軸周りを周回する方向に ϕ 方向を取った円筒座標系を採用する。また、衝突点から引いた線とビーム軸のなす角を θ とし、擬ラピディティ (pseudorapidity) η を

$$\eta \simeq -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (1.6)$$

と定義する。

ATLAS 検出器は大きく分けて、Barrel と呼ばれる円筒の筒に相当する領域 ($|\eta| < 1$)、Endcap と呼ばれる円筒の蓋に相当する部分 ($|\eta| > 1$) からなる。さらに、Endcap は、円筒の蓋の円の中心 (ビームパイプ) 付近 ($|\eta| > 1.9$) をフォワード (前方)、それより外側 ($1 < |\eta| < 1.9$) の領域を Endcap と呼ぶこともある。

LHC のアップグレード後 (SLHC)、MicroMEGAS はこの ATLAS 検出器の Muon 検出器として、 η の小さな領域、つまり「前方 Endcap」に配置しようとする提案が出されている [3]。現在の ATLAS には、この前方 Endcap Muon 検出器に TGC¹ がインストールされている。ビームパイプから近いこともあり、生成粒子の入射頻度は $100\sim 1000\text{Hz}/\text{cm}^2$ といわれ、この高頻度な信号を正確に処理する能力が要求される。そこで、高頻度信号に耐えられる「MicroMEGAS」が候補に挙がっている。

¹Thin Gap Chamber

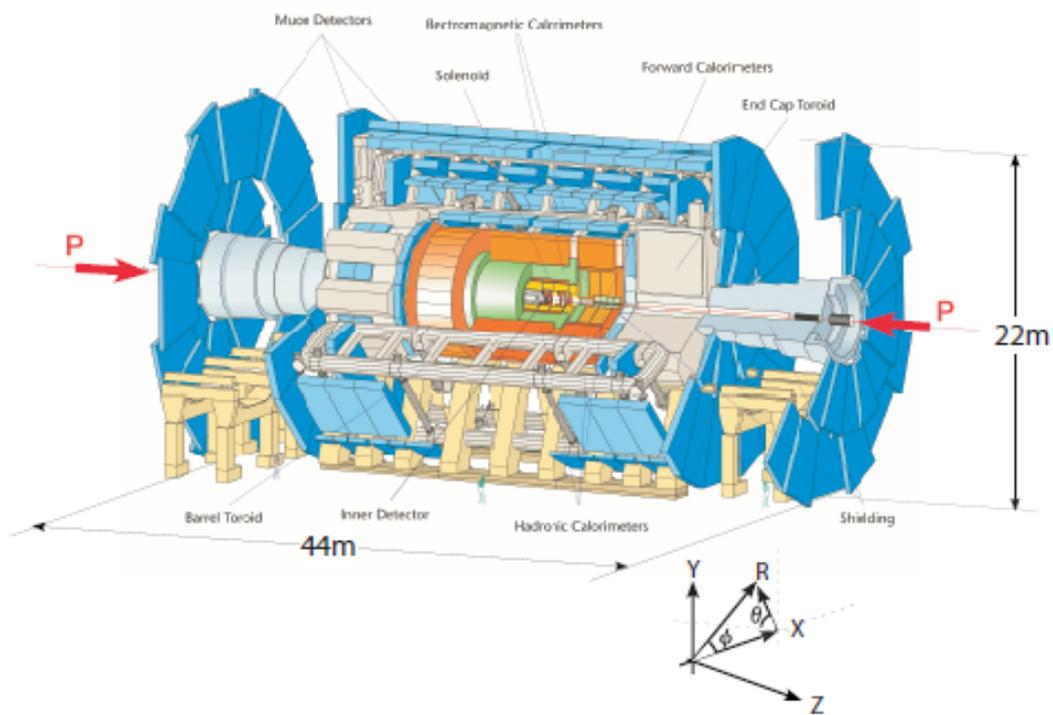


図 1.6: ATLAS 検出器 [1]

ATLAS 検出器は直径 22m、長さ 44m の円筒形をした、巨大な検出器である。

座標系の取り方は図のようになっている。

第2章 ガス検出器

2.1 粒子線の検出

測定しようとする高エネルギー粒子に関する位置・エネルギー・運動量等の情報は検出器の内部の物質と起こる相互作用から得られる物理量を元にして計算される。ここでは、光子(X線やγ線など)と荷電粒子がそれぞれ物質との間で行う相互作用について述べる。

2.1.1 光子の検出

光子は後述の荷電粒子と異なり、電磁波であり物質との相互作用は弱く、したがって物質中を非常によく透過する(もちろんエネルギーに依存する)。光子が物質と相互作用するのは次の(a)光電効果(photoelectric effect)、(b)コンプトン効果(compton effect)、(c)電子対生成(pair creation)の三つが挙げられる。

(a) 光電効果

光子が全エネルギー $h\nu$ を軌道電子に与え、光電子に変換される反応である(図 2.1 参照)。主として最内殻の電子が、ある運動エネルギー T を持って飛び出す。このエネルギー T は光子の全エネルギー $h\nu$ から(K殻電子の)電離エネルギー I を差し引いた値 $T = h\nu - I$ で与えられる。光電効果の起こる確率は原子番号 Z のほぼ5乗に比例するので Z の大きな物質は、光子のシールド効果が非常に大きい。ただし、光電効果がコンプトン効果、電子対生成に比べ優先するのは比較的エネルギーの低い領域で、たとえばAlでは50KeV以下、Pbでは500KeV以下についてである。

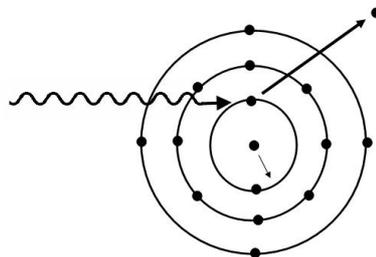


図 2.1: 光電効果
入射光子が最内殻電子に衝突し、
その電子は $T = h\nu - I$ のエネルギーを持って飛び出す。

(b) コンプトン効果

光子が物質中の原子の外殻電子と衝突して、外殻電子をはじき飛ばすとともに、エネルギーの低い光子が出て行く現象で、それらのエネルギー運動方向は光子と自由な電子の衝突として、エネルギー保存則、運動量保存則から簡単に導くことができる(図2.2参照)。

簡単な計算から θ 方向に出て行く光子のエネルギー $(h\nu)'$ は、入射光子のエネルギーを $h\nu$ とすると

$$(h\nu)' = h\nu \frac{m_e c^2}{m_e c^2 + (1 - \cos \theta) h\nu} \quad (2.1)$$

と表され、反跳電子のエネルギー T は

$$T = h\nu \frac{(1 - \cos \theta) h\nu}{m_e c^2 + (1 - \cos \theta) h\nu} \quad (2.2)$$

となる。 m_e は電子の質量、 c は光速である。

コンプトン効果の起きる確率(断面積)は原子番号 Z に比例しており、その効果の優先する領域は、Al の場合 $0.05\text{MeV} < h\nu < 15\text{MeV}$ 、Pb では $0.5\text{MeV} < h\nu < 5\text{MeV}$ である。

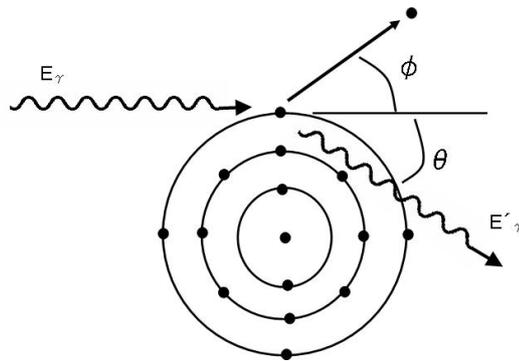


図 2.2: コンプトン効果
光子が外殻電子と衝突し、外殻電子をはじき飛ばすとともに、エネルギーの低い光子が出て行く。

(c) 電子対生成

光子のエネルギーが電子の静止エネルギー $m_e c^2$ の2倍以上になると、物質中の電磁場(主として原子核によるクーロン場)との相互作用により線が突然消失して電子と陽電子が運動エネルギー $(h\nu - 2m_e c^2)$ を分かち合って飛び出してることがある(図 2.3 参照)。

電子または陽電子の運動エネルギーは0から $(h\nu - 2m_e c^2)$ にわたっており、エネルギー E を持つ確率はほぼ E に逆比例している。また電子対生成の起こる確率はだいたい原子番号 Z の2乗に比例している。陽電子は物質中でその運動エネルギーを失い、やがて $(10^{-10} \sim 10^{-9}$ 秒) 物質中の電子と対消滅し、 $(h\nu)' = m_e c^2 = 510\text{keV}$ の2個の光子を出す(3個の光子を出すこともある)。

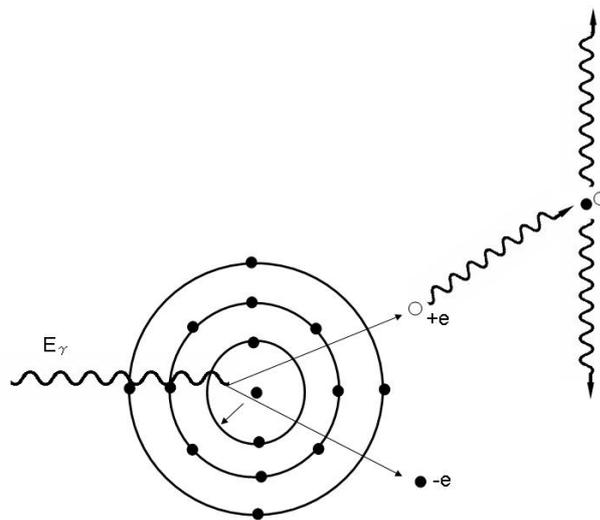


図 2.3: 電子対生成
線が突然消失して電子と陽電子が
運動エネルギー $(h\nu - 2m_e c^2)$ を分かち合って飛び出してくる。

線の強度は物質中では $e^{-\tau x}$ で減少する。これは光電効果、コンプトン効果、電子対生成が物質中で起こると線が吸収されるからである。 τ は、 $\tau = \tau_{photo} + \tau_{comp} + \tau_{pair}$ となり、Pb ではこれらの吸収係数 τ は図 2.4 のようになる。

ここで、(a),(b),(c) の各効果における吸収係数の振る舞いを示しておく。
 $E_k \ll h\nu \ll m_e c^2$ ($=0.51\text{MeV}$) では

$$\tau_{photo} \sim NZ^5 (h\nu)^{-\frac{7}{2}} \quad (2.3)$$

$h\nu \gg m_e c^2$ では

$$\tau_{comp} \sim \frac{NZ}{h\nu} \left(\ln \frac{2h\nu}{m_e c^2} + \frac{1}{2} \right) \quad (2.4)$$

$h\nu \geq 2m_e c^2$ では

$$\tau_{pair} \sim NZ^2 (h\nu - 2m_e c^2) \quad h\nu \geq 2m_e c^2 \quad (2.5)$$

$$\tau_{pair} \sim NZ^2 \ln h\nu \quad h\nu \gg 2m_e c^2 \quad (2.6)$$

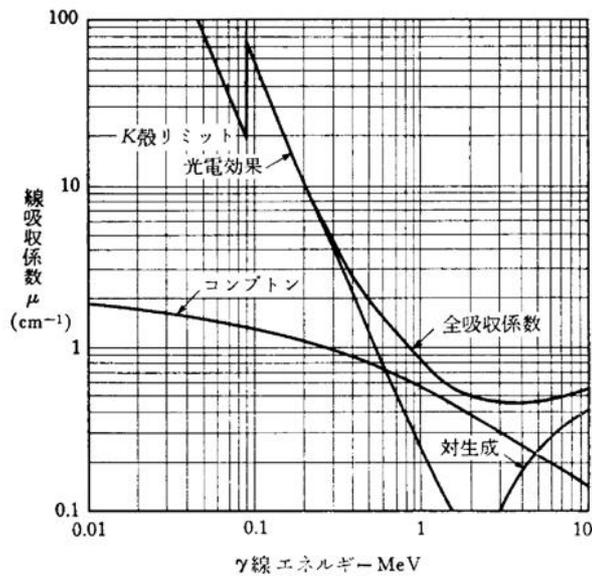


図 2.4: Pb に対する光子の吸収係数 [4]
 光子のエネルギーによって主たる相互作用は異なる。

2.1.2 荷電粒子の検出

荷電粒子の場合、電荷が運ばれているので媒質中を通過すると、媒質中の電子とクーロン力によって連続的に相互作用する。荷電粒子が吸収物質に入射すると、電子は荷電粒子のクーロン力によって衝撃を受ける。この衝撃力によって、吸収物質原子内の電子はより高いエネルギー準位に励起または電離する。荷電粒子は衝撃により電子に与えた分だけエネルギーを失う。そのため荷電粒子は速度を落とすことになる。この衝撃により、励起原子またはイオン対が作られる。イオン対は再結合により中性原子に戻ろうとするが、再結合を抑制しイオン対または電子を収集することが検出器の応答の基本である。

吸収物質中で入射荷電粒子が単位長さ当りに失うエネルギー（エネルギー損失）は

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} N B \quad (2.7)$$

と表され、ここで、

$$B \equiv Z \left[\ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (2.8)$$

とし、また v 、 ze 、 N 、 Z 、 m_0 、 e はそれぞれ、一次粒子の速度および電荷、単位体積当たりの物質の原子の個数、物質原子の原子番号、電子の静止質量および電荷である。式 2.7 は「Bethe-Bloch の式」と呼ばれ、吸収物質を Cu として μ^+ を入射粒子とした場合のグラフが図 2.5 である。これを見れば、あるエネルギーで最小値を持つことが分かる。つまりこの最小値付近のエネルギー帯の粒子は物質をよく透過するということである。言い換えれば、先にも見たように物質との相互作用を利用して粒子を検出するので、このエネルギー帯の粒子による出力は小さい。このような粒子を MIP (Minimum Ionization Particle) という。LHC または SLHC で検出したい粒子は GeV オーダーであるため、MIP である。MIP は物質と相互作用しにくいいため、電離する電子あるいは生成されるイオン対の数が少ない。そのため、電子を増幅させて大きな信号に変換して検出する必要がある。MIP 検出器として要求される増幅率は 10^4 とされている。

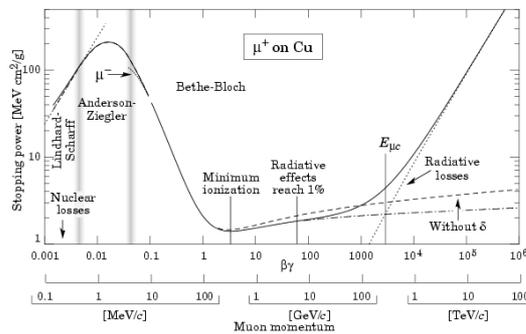


図 2.5: Bethe-Bloch の式によるエネルギー損失 [5]
GeV オーダーの粒子はエネルギー損失が小さいことが分かる。

なかでも Muon に関しては、

- $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ ($l = e, \mu$)
- $B^0 \rightarrow J/\psi K_s$ ($J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$)

等の高エネルギー Muon が重要な物理課程に関わっているため、Muon 検出器においても高い増幅率が必要である。

2.2 ガス増幅を用いた検出器の動作原理

荷電粒子や X 線・ γ 線がガス中を通過する際にガス分子を電離する事を利用した形式の粒子線検出器は古くから利用され、現在でもよく利用されている。

2.2.1 ガス増幅

入射粒子線はガス分子をイオン化し、電子を電離させる (一次電離)。ガス中の電場を大きくすると、自由電子は加速され大きな運動エネルギーを持つ。電子の運動エネルギーがガス分子の電離エネルギーより大きい場合、ガス分子に衝突するとガス分子を電離させイオン対が生成される。衝突間に得られる電子のエネルギーは電場と共に増大し、この2次電離が起こる電場の大きさにはしきい値が存在する。1気圧の通常ガスでは 10^6 [V/m] 程度である。2次電離で生成した電子も電場によって加速されるため、ガス分子に衝突するとさらに電離を起こし連鎖的に続いていく。この過程はタウンゼント型電子雪崩 (Townsend avalanche) と呼ばれる。単位長さ当りに電子の数が増加する割合は式 2.9 で表され、 α はガスに対する第1タウンゼント係数 (first Townsend coefficient) と言われている。

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx \quad (2.9)$$

また、 n が x に依存しなければ、

$$n(x) = n_0 e^{\alpha x} \quad (2.10)$$

となる。ここで、 $n(x)$ は経路 x を通過した時の電子の総数、 n_0 は $x = 0$ での一次電離により生成した電子の数である。

式 2.10 より、指数関数的に増加することが分かる。これはガス増幅器 (比例計数領域) に特徴的な事実である。

図 2.6 はガス分子が電離しイオン対が生成した後、電子雪崩を起こし陽極ワイヤーに到達するまでの電子とイオンの様子を示している。

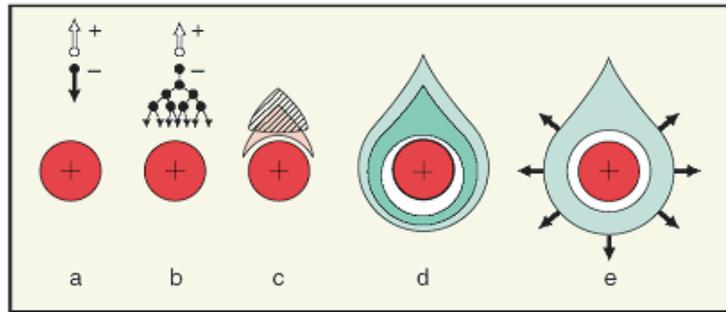


図 2.6: 陽極ワイヤー近傍での雪崩増幅の様子 [6]
イオン化によって電離された電子が、
印加電圧によって加速されて、次々と2次電子を生成する。

図 2.7 は印加電圧に対する増幅率を示している。電場の大きさによって増幅率の違いがある。

- 電離飽和領域 (ion saturation)
きわめて低い電圧においては、最初のイオン対を収集する前に再結合してしまい、すべてを収集することができない。電圧を上げてすべて収集できるようになった状態をさす。
- 比例計数領域 (proportional region)
一次電離に比例した出力をする。 (増幅率 $G < 10^6$)
- 限定比例領域 (Limited proportional region)
増幅過程で生じる紫外線によるイオン化が無視できなくなり、比例関係は崩れる。 $10^6 < (\text{増幅率 } G) < 10^8$
- ガイガーミュラー作動領域 (Geiger Mueller region)
紫外線が検出器全体に広がり、一次電離に関係なく一定の出力をする。
 $10^8 < (\text{増幅率 } G) < 10^{10}$

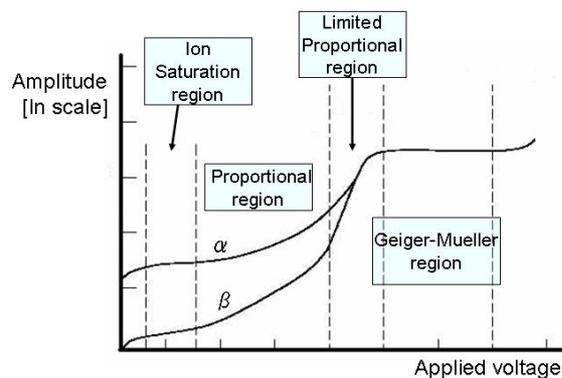


図 2.7: 印加電圧に対するガス増幅率の変化

2.3 色々なガス検出器について

高エネルギー加速器実験において、粒子検出器は非常に重要な役割を果たす。現在に至るまでに様々な検出器が開発されていて、国内外で研究が盛んである。この節では、ガスを用いた検出器について、今回研究対象である MicroMEGAS を除く、代表的なものをいくつか取り上げて紹介する。

2.3.1 比例計数管とその応用 (MWPC)

ガス増幅を利用した検出器のうちもっとも代表的なものに比例計数管がある。比例計数管の信号発生機構はその他のガス検出器でも広く利用されており、ここではその信号発生原理を簡単に説明する。

円柱状の陰極の中心に金属線 (タンゲステン線など) を張り、陽極とする。円柱内には Ar などの希ガスで満たされている。入射粒子線により、計数管内でガス分子がイオン化されると、陽極・陰極間の印加電圧の差の大きさによる電場で、電子は陽極線・陽イオンは陰極へ引き寄せられる。電場の大きさは、 $\frac{1}{r}$ で陽極の金属線付近で非常に強くなる。したがって、ドリフトしてきた電子は陽極に近い部分ではガスを電離するのに十分なエネルギーを得ることができ、その結果、陽極線には増幅され到達した電子による信号と、生成した陽イオンが陽極線から遠ざかる事によって励起される信号が観測される。ガス増幅率としては $10^{3\sim 5}$ 程度で使用される。これは比例計数領域であるために、入力されたエネルギーデポジットの測定が可能である。比例計数管はこの測定に重きを置いている。

同様の構造で、Drift Tube がある。これはシンチレータなどのトリガーチェンバーとの組み合わせで、粒子が Tube の通った位置をドリフト時間を測定することにより、知ることが出来るものである。粒子の軌跡を知るために、様々な実験に使われている。さらに、比例計数管を応用した検出器として、Charpak ら [7] によって開発された (MWPC:Multi Wire Proportional Chamber) がある。

ここで ATLAS 検出器に現在インストールされている TGC (Thin Gap Chamber) について紹介したい。TGC の構造は 2 枚の平行陰極板に等間隔に並んだ陽極ワイヤが配置されている (図 2.8 参照)。ワイヤとカソード間隔 (1.4mm) とワイヤ間隔 (1.8mm) が狭くなっているのは、電子のドリフト時間を短くし、さらに陽イオンのドリフト距離を短くする為である。これにより、粒子が高頻度で入射してきても検出効率を落とさないようにできる。内部には $\text{CO}_2:n\text{-pentane}(=55:45)$ の混合ガスで満たされ、ワイヤには 2.9keV の高電圧が印加される (図 2.9 参照)。ガス増幅率は 10^6 程度、位置分解能は 1cm ほどであり、時間分解能は 25ns のゲート幅に対して 99% の検出効率である。

ATLAS に設置される TGC の総数は約 3700 枚で全チャンネル数は R 方向で約 22 万、 ϕ 方向で約 10 万になる。

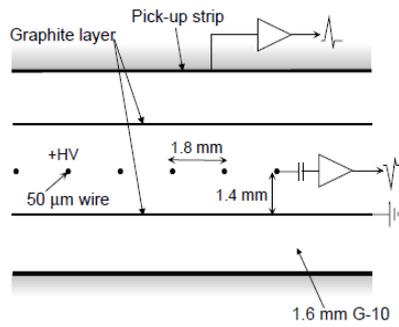


図 2.8: TGC の断面 [8]
ワイヤ同士の間隔 (1.8mm) と、
カソード面とワイヤの間隔 (1.6mm) が
狭いのが特徴。

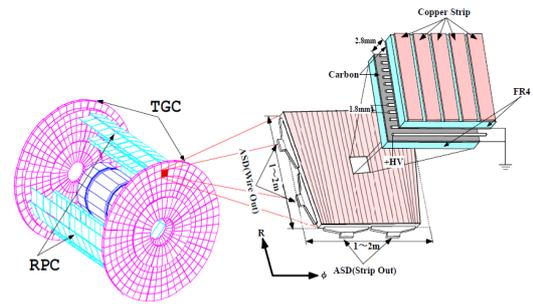


図 2.9: TGC の配置と構造 [8]
Endcap 部分に設置され、
一枚の TGC は畳程の大きさ。

2.3.2 MSGC

前小節の MWPC は細いワイヤを張るための高度な技術が必要であり、量産は難しい。そのためワイヤを使わない MSGC (Micro Strip Gas Chamber) が A.Oed[9] により開発された。これは幅 $10 [\mu\text{m}]$ ほどの陽極 (Anode Strip) を電極線の基盤の上に貼り付け、その間に陰極 (Cathode Strip) を貼り付けた構造の検出器である (図 2.10 参照)。電極間隔が狭くできているため、時間分解能・位置分解能がよい。また、1枚の基板で出来ているため、構造も非常に簡単である。ただし、放電や低増幅率の問題が残る。表 2.3.2 に MWPC と MSGC の主な特徴を比較した。

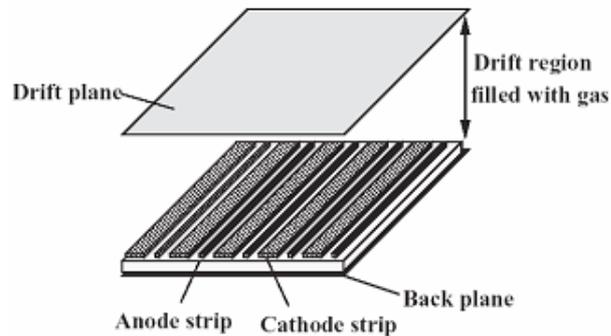


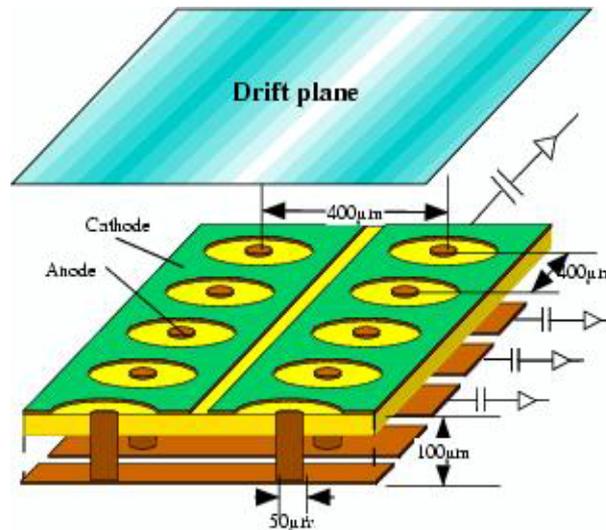
図 2.10: MSGC の構造 [10]
一枚の基板にストリップを貼り付けた簡単な構造である。

	MWPC	MSGC
位置分解能	$\sim 200\mu\text{m}$	$\sim 30\mu\text{m}$
時間分解能	30nsec	10nsec
イオン収集時間	$80\mu\text{sec}$	200nsec
入射許容量	$10^4 \text{ Counts}/\text{mm}^2\text{sec}$	$10^7 \text{ Counts}/\text{mm}^2\text{sec}$
増幅率	$\sim 10^6$	~ 200

表 2.1: MWPC と MSGC の比較 [10]

2.3.3 μ -PIC

μ -PIC(Micro Pixel Chamber)[11] とは、マイクロパターンの基盤を用いてガスを使った粒子検出器である。神戸大学でも越智敦彦助教を中心に活発に研究されている。その構造は MSGC に似ており、Anode と Cathode が、MSGC は線状に並んでいるのに対し、 μ -PIC は Anode が丸い点状 (ピクセル) に設計され、その周りを Cathode が囲む配置になっている。したがって、Anode 付近の電場は強くなり MSGC よりも高い増幅率が得られるようになった。現状の μ -PIC では 1.6×10^4 の増幅率を達成しているものの、長時間の安定動作を要請すると、 6×10^3 程度である。ただし、これでは MIP の検出には十分ではない。そこで解決策として、Anode の上方にメッシュを張り、負の電圧を印加した。この処置により、Anode と Cathode の電圧を変えずに、電場を強めることができ、増幅率を上げることに成功している。神戸大学 μ -PIC グループでは長時間動作の検証はしていないが、メッシュ付き μ -PIC で 2.1×10^4 の増幅率を得ている。

図 2.11: μ -PIC の構造 [11]

Anode をピクセルにすることで大きな電場を作り出している。

第3章 MicroMEGASの作製とSetup

3.1 MicroMEGASの原理

3.1.1 MicroMEGASとは

MicroMEGAS¹は1996年 Giomataris(仏)ら [12] が考案した、高頻度粒子線検出器である。天板 (DCP-Drift Cathode Plane)、MicroMesh、Anode Plane の3つの平行極板構造のガスフロー型検出器で、非常に高頻度な信号²にも対応できる為、SLHCのATLAS・前方 Endcap Muon 検出器の採用候補になっている。

このMicroMEGASはCOMPASS実験 [13]³、CAST実験 [14]、KABES実験 [15] に採用され、また他の実験でも採用候補に挙がっている。中でもフランスのSaclayグループはCOMPASS実験で既に実用化し安定動作に成功している [13]。ここでは $40 \times 40 \text{ cm}^2$ に30MHzのミュオン信号を処理し、360のmicro stripで $70 \mu\text{m}$ の位置分解を持つ。

日本国内でも、佐賀大 [16]、宮崎大 [17] などでも開発を行っている。また現在、T2K実験 (from Tokai To(2) Kamioka) [18] でもTPCの読み出しとして開発が行われている。

3.1.2 原理

図3.2のように、アノード・メッシュ間を Conversion gap、メッシュ・DCP間を Amplification gap と呼び、Amplification gap ではガス増幅には十分な電場強度を持たせる。Conversion gap での電場、Amplification gap での電場をそれぞれ E_{drift} 、 E_{amp} と定義し、 $E_{drift} \ll E_{amp}$ となるようにDCPとメッシュにそれぞれマイナスの電圧を印加する。電場はいずれも上向きなので、生成された電子は下方へ、陽イオンは上方へ引き寄せられることになる。メッシュは絶縁体の小さなスペーサーで支えることにより、Amplification gap は非常に狭い空間となり、大きな電場を持たせられる。

入射粒子が Conversion gap にてガスをイオン化し、電子が生成されると、その電子はメッシュまでドリフトし、メッシュを通過後 Amplification gap にて電子雪崩 (ガス増幅) を起こす。その際に生成された電子はアノードへ、陽イオンはメッシュに引き寄せられ、その信号を読み取る。一般的に、信号はアノードから読み出すことが多い⁴。電場の様子を図3.1に、構造と増幅過程の様子を図3.2に示す。

¹MicroMEsh Gaseous Structure の略

² $\sim 10^9$ [Count/mm²/s]

³COMPASS実験 (COmmon Muon and Proton Apparatus for Structure Spectroscopy) とは最高エネルギー 450GeVの陽子シンクロトロンによって生成される 160GeVのスピンのそろった高エネルギーミュオンを、同じくスピンを揃えた陽子や中性子に衝突させ、陽子や中性子のスピンの起源を解明しようとするものである。

⁴今回我々の製作したMicroMEGASは、Anode Planeを完全にGNDに落としているため、メッシュから(正の)信号を読み出す

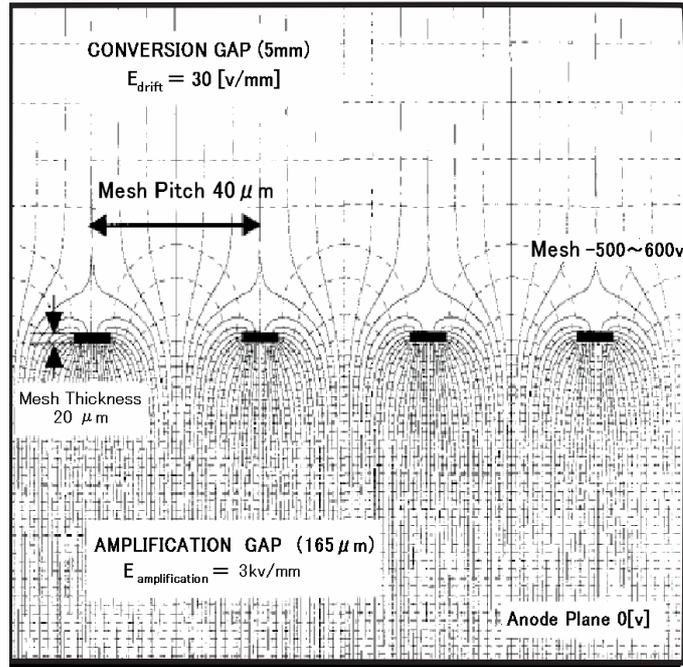


図 3.1: MicroMEGAS における電場の様子 [19]
Amplification gap では大きな電場を持たせているため、
電気力線は非常に密になっている。

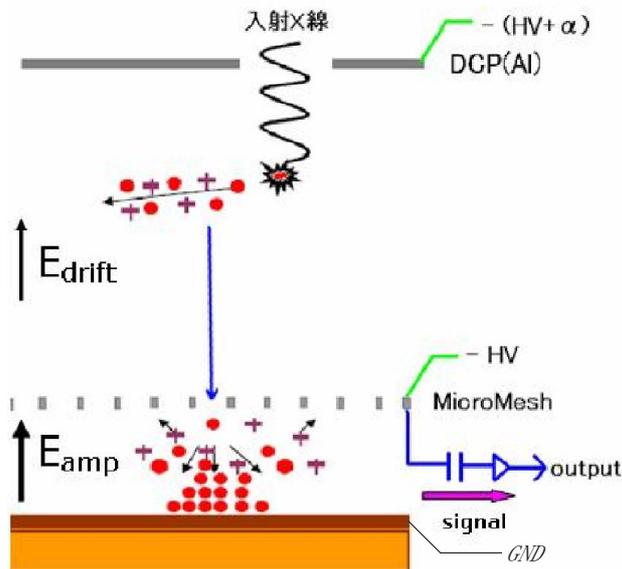


図 3.2: MicroMEGAS におけるガス増幅過程の様子 [17]
入射粒子によるイオン化で生じた電子がメッシュを通過し、
Amplification gap にて電子雪崩を起こす。

3.2 試作した MicroMEGAS

今回の卒業研究の目的は MicroMEGAS を試作し、その増幅率を測定することである。そこで、下記のような条件で MicroMEGAS を作製・設定を行った。前節で述べた原理のように動作するよう、また現状の資材・技術とのバランスを考慮して条件を決定した。

- DCP・メッシュ間 (Conversion gap) 距離 = 5mm
- アノード・メッシュ間 (Amplification gap) 距離 = 165 μ m

に固定し、

- DCP には 700V、
- メッシュには 500V ~ 600V

「負」の電圧をそれぞれ印加する。

DCP は厚さ約 1mm のアルミ板、Anode Plane は銅板を用い、すべての GND をこの銅板に接続してしっかりと統一された接地をした。DCP-メッシュ-Anode Plane はガスパッケージされガスが漏れないようにしている。製作後開封可能なようにゴムパッキンを挟んで、ネジで強く押さえ付けている。

また、線源として ^{55}Fe を使用したが、この 5.9keV の X 線は約 1mm の DCP アルミ板を透過しないので、「窓」として穴を開けた。穴の上にはカプトンテープ⁵を貼り、ガスが漏れないようにし、線源を配置する。

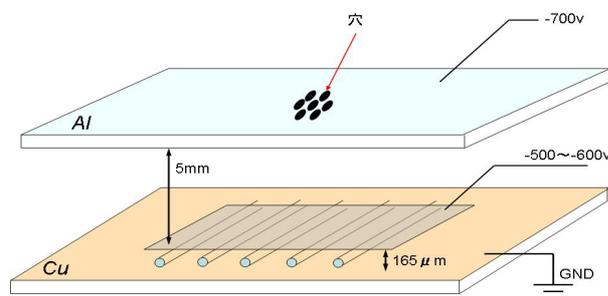


図 3.3: 今回製作した MicroMEGAS の模式図

3.3 MicroMESH

銅製のアノードプレーンの上に、スペーサーとして 165 μ m の釣り糸を等間隔に配列する。その上に約 2cm 角に切り取ったメッシュを乗せ、絶縁テープで固定した。メッシュへの電圧は、基板に生成した「パターン」から導線で接続した。(図 3.4 と写真 3.5 を参照)

⁵基材:ポリイミドフィルム (25 μ m)、接着剤:アクリル系、総厚:0.07mm

Amplification gap は非常に狭いために放電が起こりやすい。特にメッシュの端の部分では顕著に起こると予想される。したがって図 3.4 のように、メッシュ端を絶縁テープで貼り付け、この問題を解決した。また、メッシュが浮いたりすることなく固定されるという利点もある。

ガスを漏らすこと無くメッシュに電圧の導線を接続するために、アノードプレーンの銅製基板に溝を彫り⁶「パターン」を作る。この部分はガスパッケージの内側と外側で互いに繋がっており、外側に電圧導線を接続し、内側から GND や DCP に触れないようにメッシュに電圧を印加する。このような工夫をすることで、導線を通すための、ガスパッケージや基板に穴を開けるなどする必要が無い。

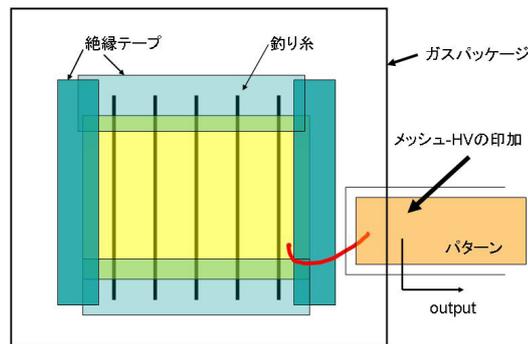


図 3.4: メッシュへの接続

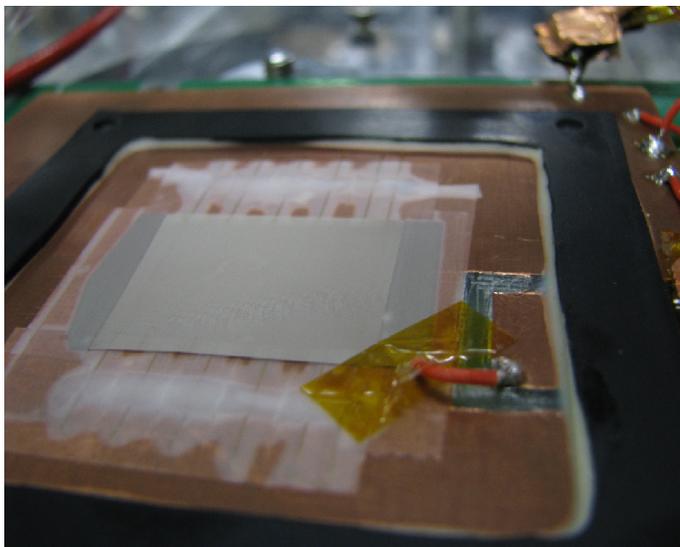
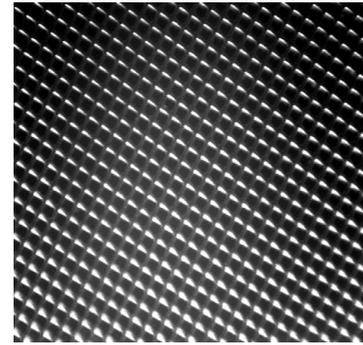


図 3.5: メッシュへの接続写真

⁶基板は二層構造になっており、表面の銅を削るとその下は絶縁体になっている

使用したメッシュは、

- 素材：Ni
- 400wire/inch
- 格子状配列
- 厚み：20 μ m
- 開口率：34 %



という仕様である。

比較的丈夫で、扱いやすい金属メッシュである。

図 3.6: メッシュの拡大写真

3.4 MicroMEGAS の接続

次に MicroMEGAS からの信号読み出しについて説明する。今回製作した MicroMEGAS はピクセル等に分かれていないため、信号読み出しは1つである。メッシュから「パターン」を介して配線が伸びていて、コンデンサーを介して (a) アンプに繋がっている。ガス管や、電源もそれぞれ接続されている (図 3.7 参照)。

信号はアンプを通し増幅された後、出力される。アンプから出力された信号は同じ大きさの二つの信号に分かれ、一方は (b) Discriminator、(c) Gate generator を通って (e) ADC に送られる。またもう一方は、10m のケーブルで Delay をかけた後、(d) Attenuator を通って ADC に入る。前者はトリガーのための信号、後者が実際に計測する信号である。そして、ADC で観測された値は PC へと送られ記録される仕組みになっている。計測するイベント数は任意に設定することが出来る。

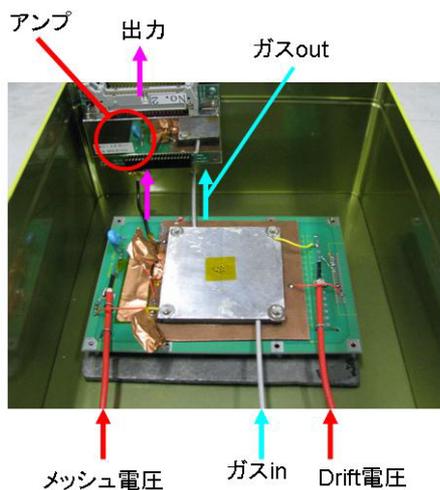


図 3.7: MicroMEGAS の接続

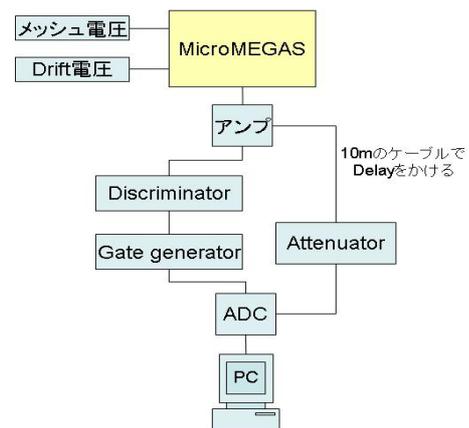


図 3.8: Data-taking の流れ

以下、各装置について説明する。

(a) アンプ (ASD=Amplifier Shaper Discriminator)

このアンプは ASD と呼ばれ、KEK⁷の佐々木修准教授が開発したものである [20]。ATLAS 検出器の TGC に取り付けられるアンプとして採用されている。4チャンネル分の処理が出来る ASD ASIC が4個搭載され、1つのボードで16チャンネルを処理する。ASD ASIC は TGC からのアナログ信号を増幅、整形し、あるスレッショルド電圧を超えた信号だけを LVDS(Low Voltage Differential Signaling:低電圧作動信号)レベルでの信号で出力する。図 3.9 は ASD Board の写真、表 3.1 は ASD chip の基本スペックをまとめたものである。

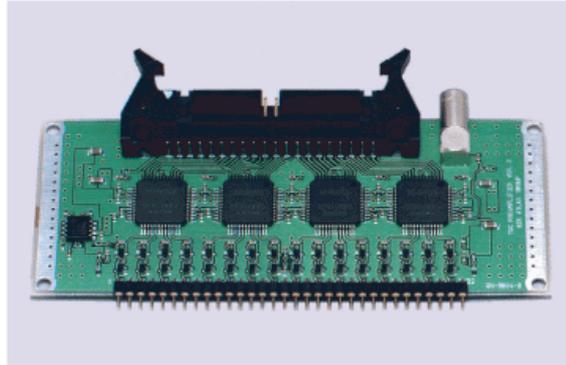


図 3.9: ASD Board[20]

ASD ASIC が4個搭載され、1つのボードで16チャンネルを処理する。

表 3.1: ASD chip のスペック [20]

SONY Analog Master Slice (bipolar semi-custom)
Preamplifier gain of $0.8V/pC$
16 nsec integration time
Input impedance of around 80Ω
Open-emitter analog outputs
Main-amplifier with a gain of 7
Baseline restoration circuits
Comparator with LVDS outputs
ENC ≈ 7500 electrons at $C_D = 150 pF$
4 channels in a QFP48 plastic package
Threshold voltage: common for all 4 channels
Required voltage: $\pm 3V$, GND
59 mW/ch when driving a 100Ω load
(+3V:16.4 mA, -3V: 3.25 mA, 46mW in ASD chip and 13mW at LVDS receiver end)

⁷高エネルギー加速器研究機構

(b)Discriminator はある一定の値 (threshold しきい値) を超えた時だけ 1 つの矩形波を出力するようになっており、信号入力時のタイミングを与えることが出来る。

(c)Gate generator は送られてきた信号を、幅と波高を変え出力する。

(d)Attenuator は、後述するように、信号の大きさを減衰させる装置である。

(e)ADC(Analog to Digital Converter) は文字どおり、アナログ信号をデジタル信号に変換するものである。

3.5 ノイズカット

現代の生活環境ではテレビ、ラジオ、携帯電話等の電波が飛び交っており、さらに周辺の電気機器、実験装置も電磁波を発生している。そこで、むき出しの回路はアンテナの塊であるため、周辺の電磁波を拾ってしまうという問題が発生する。これらのノイズは、出力される信号よりも十分小さいものに抑える必要があるため、いくつかの工夫を施した。

金属シールド

金属で覆うことで外部からの電磁波などをカットすることが出来る。まず、検出器全体を金属の箱の中に入れた。これによりアンプや本体を固定する事も兼ねている。次に、基板上回路の可能な範囲に限り、カプトンテープを貼り、その上から銅テープを貼った。さらに、信号線は特にノイズを拾いやすいので、同軸ケーブルを使用した。

GND の統一

すべての接地するべき部分 (金属シールドした部分も含める) は、Anode Plane である銅板に接続し、揺らぎのない GND として統一した。このことにより、幾分かノイズは落とすことに成功し、はっきりとした信号が見えるようになった。

3.6 サチュレーション対策

ADC にもアンプにもそれぞれ出力できる値に限界値がある。これを超えてしまうことをサチュレーション (saturation: 飽和) という。サチュレーションを起こした状態では測定できないので、工夫が必要である。

以下にそれぞれの解決策について述べる。

ADC のサチュレーション

ADC がサチュレーションした場合、ADC に入力する前に信号をアテネーター (attenuator) に通してやればよい。アテネーターとは、信号の大きさを $\frac{1}{2}$ 、 $\frac{1}{3}$ と減衰させることの出来る装置である。単位は db で、1db($\frac{1}{1.21}$ 倍)、2db($\frac{1}{1.26}$ 倍)、4db($\frac{1}{1.59}$ 倍)、8db($\frac{1}{2.51}$ 倍)... のようにいくつかのスイッチが付いている。これらのスイッチを組み合わせることで任意の減衰率 (db) を決めることができる。たとえば、2db と 4db を組み合わせて 6db に設定すると、 $\frac{1}{1.26} \times \frac{1}{1.59} \simeq \frac{1}{2}$ の減衰率となる。今回の実験では、アテネーターを通さない場合 (0db) と 6db との二通りを使用した。後述するが、これらのアテネーターを使用したときは、それぞれキャリブレーションを実行した。

アンプのサチュレーション

アンプがサチュレーションを起こす原因は、入力される信号が大きすぎることで、単純に入力信号を分割すればよい。そのために、図 3.10 のように回路を分割する。今回の実験では、5つの「枝分かれ」を作った。しかし、信号が小さくなり過ぎる場合は、必要に応じて2本、3本... と合流させる。またこの場合でも、使用したチャンネル、組み合わせたチャンネルを記録しておき、キャリブレーションを行った。

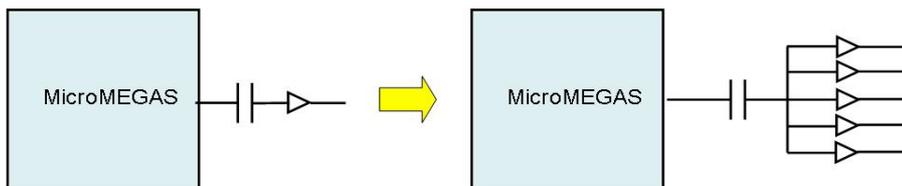


図 3.10: 信号を 5 等分する
分割することで 1 つのチャンネルに入る信号の大きさを減少させ、
アンプのサチュレーションを防ぐ事が出来る。

3.7 線源 ^{55}Fe について

本実験では線源として ^{55}Fe を使用した。これは鉄の安定同位体 (^{56}Fe) より中性子が 1 つ少ない鉄の放射性同位体で逆 β 崩壊により ^{55}Mn になる。

$$\beta^+ : p \rightarrow n + e^+ + \gamma_e \quad (3.1)$$

このとき主に K 殻から電子が奪われるので、外側の殻から電子が遷移するときに 5.9keV の X 線 (Mn-K 輝線) を放出する。

ここで、 ^{55}Fe を選んだ理由について述べておく。

まず、なぜ光子線なのか。たとえば 線源 (^{90}Sr 等) と比較してみる。崩壊は弱い相互作用により、

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e \quad (3.2)$$

という式で表され、三体崩壊する。したがって、特定のエネルギーを持たず、検出器内でのエネルギーデポジットの量を見積もることが出来ない。(エネルギースペクトルを描くとなだらかな曲線) 反対に、光子の 線や X 線は特定のエネルギーを持ち (特性 X 線)、様々な測定に使われている。(エネルギースペクトルを描くと鋭いピークが立つ)

では次に、線でなくエネルギーのより小さな X 線を使う理由を述べる。式 2.3 ように、吸収係数は $E_k \ll h\nu \ll m_e c^2$ ($=0.51\text{MeV}$) のエネルギー帯では、 $h\nu$ の $-\frac{7}{2}$ 乗に比例して減少する。また式 2.6 のように、 $h\nu \geq 2m_e c^2$ ($\sim 1\text{MeV}$) の領域では電子対創生効果が出てきて吸収係数が大きくなるが、 $\ln(h\nu)$ でゆっくりと増大するだけなので、低エネルギー帯、つまり光電効果が支配的な X 線の方がガス中での検出効率が良い。

さらに、LHC または SLHC では MIP を検出できなければならないが、この MIP が数 mm の Ar (密度: $1.78[\text{kg}/\text{m}^3]$, W 値: $26[\text{eV}/\text{イオン対}]$) を通過したときに生成される電子の数は「Bethe-Bloch の式」(式 2.7) より、約 100 個程度である。そして ^{55}Fe は 5.9keV の X 線を出し、そのエネルギーすべてがイオン化に使われると考えると約 200 個の電子が生成されることになり、エネルギーデポジットが似ているという点において、この X 線源 ^{55}Fe はよく使われるのである。つまり、ガス検出器において ^{55}Fe での振舞いが、MIP の振る舞いとほぼ同じとみなすことが出来る。

3.8 充填ガス：Ar+C₂H₆ について

充填ガスとしては電子をあまり吸着しないものが好ましい。さらに原子番号 Z が大きな物質ほど断面積が大きいこと、常温で気体であること、多原子分子では入射エネルギーが分子の回転エネルギーに使われるため単原子であることが要求されるので、Ar や Xe のような希ガスが選ばれることが多い。

また、電子がガス分子と衝突する際、ガス分子を電離するだけでなく励起することがある。この場合、励起分子は紫外線を放出して基底状態にもどる。この紫外線は疑似パルスをつくるため取り除く必要がある。そこで CH₄ や CO₂ といった多原子ガスを少量添加して紫外線を吸収させる。このガスをクエンチャーという。今回使用したガスは希ガスに Ar、クエンチャーにエタン (C₂H₆) を採用し、その比は Ar:C₂H₆=90:10 である。

第4章 Experiment

4.1 波高観測

実際に「生」の信号をオシロスコープで観測すると図 4.1 のような波形が見える。メッシュからの出力であるので正の信号として見えている。ここで、ADC 内では波形をゲートで定められた区間で時間積分しており、以下に波形と物理量との関係を見る。

$$V = IR \quad I = \frac{dQ}{dt}$$

より

$$V = R \frac{dQ}{dt}$$

両辺を時間で積分して

$$\int V dt = RQ$$

よって

$$Q = \frac{1}{R} \int V dt$$

となり ADC の測定によって電荷量を与えられる。0.125[pC] を 1[Count] として出力するようになっている。今回の実験では、各測定点ごとに 10000 個のパルスによる波高分布を計測した。

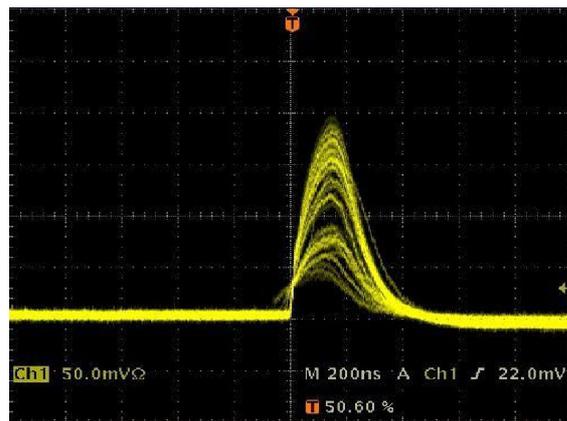


図 4.1: オシロスコープでの信号の様子

X 線源 ^{55}Fe を用い、横軸は時間 (一目盛 200ns)、縦軸は電圧 (一目盛 50mV) である。

4.2 パルス高とその読み取り

ADC から出力された信号 (ADC 値と呼ぶ) は PC 上に送られ、それをヒストグラムに表すと図 4.2 のようになる。横軸は ADC 値、縦軸はカウント数である。これを見るとメインのピーク (光電ピーク) と、もう 1 つのピーク (エスケープピーク) が出来ているのが分かる。図 4.1 を見ても明らかな濃淡が見えるが、高い波高の濃い部分が光電ピーク、低い波高の濃い部分がエスケープピークに対応している。

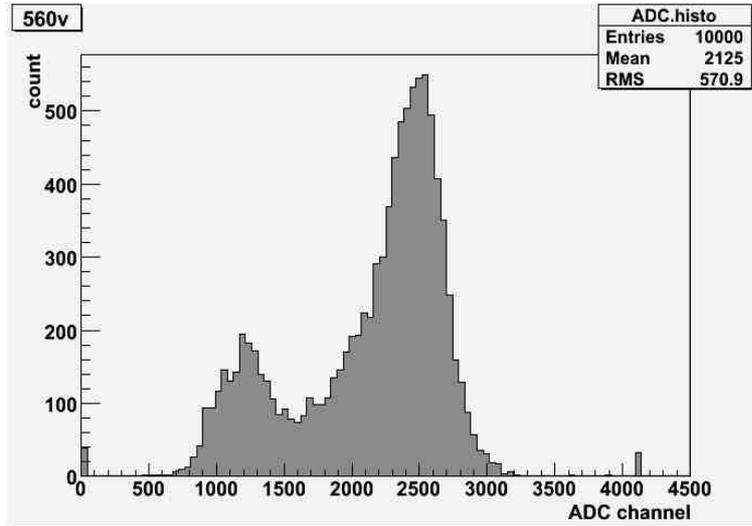


図 4.2: ADC の histogram

^{55}Fe から放出される 5.9keV の特性 X 線は、ガス中で光電効果によってエネルギーを損失する。光電効果によって原子の最内殻からはじき出された電子は、5.9keV から K 殻吸収端エネルギー 3.2keV を引いた 2.7keV のエネルギーを持つことになる。このエネルギーは、荷電粒子の物質中のエネルギー損失により、周囲のガスを電離して信号を生み出す。

一方、光電効果により内殻電子を奪われた Ar 原子は、励起状態にあり安定な状態に戻ろうとする。その過程として以下の 2 つがあげられる。

(a) K-X 線の放出

光電効果によりできた最内殻の空席に最外殻にいる電子が行く際、余分なエネルギー 3.2keV を光の形で放出する。この光の放出を、K-X 線の放出という。またこの K-X 線は、Ar 原子の反跳のために Ar 原子のエネルギー準位差より小さくなっているために、Ar 原子には吸収されず外に逃げる (escape) (図 4.3 参照)。

(b) オージェ効果 (Auger effect)

内殻の空席を埋めるために、最外殻の電子がその空席に行くために余分なエネルギー 3.2keV を放出する。この余分なエネルギーは、同じ最外殻にいる別の電子に与え、その与えられた電子ははじき出される。

これらの割合は (a):(b)=15%:85% である。このように出てきた電子は、Ar 原子を電離させて全エネルギーを失う (図 4.4 参照)。

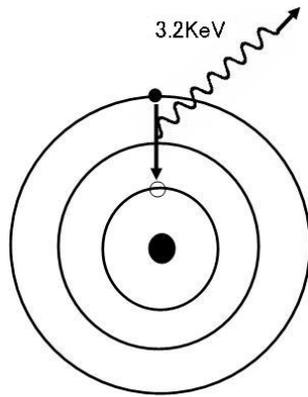


図 4.3: K-X 線の放射
最外殻にいる電子が最内殻の空席に移る際、余分なエネルギーを光の形で放出する。

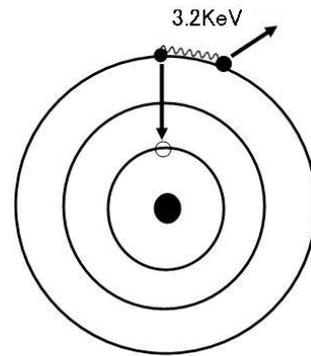


図 4.4: オージェ効果
最内殻の空席に移る際の余分なエネルギーを別の電子に与え、その電子が飛び出す。

(a) の過程に移ったものは、 2.7keV (光電効果により出てきた電子のエネルギー)、
 (b) の過程に移ったものは、 2.7keV (光電効果により出てきた電子のエネルギー) +
 3.2keV (オージェ効果によりでてきた電子のエネルギー) = 5.9keV のエネルギー損失を出力に示す。つまり、(a) の 2.7keV 、(b) の 5.9keV のエネルギーがそれぞれ図 4.2 の ADC 値 1200 付近のピークと 2500 付近のピークに対応している。

4.3 Gainの求め方

4.3.1 生成電荷

図 4.5 は前述した X 線による Ar のイオン化の過程をまとめたものである。このように 5.9keV 分の電子が生成されたと仮定すると、Ar の W 値¹は 26[eV/イオン対]なので、

$$5.9 \times 10^3 \div 26 \sim 227 \quad [\text{個}] \quad (4.1)$$

⁵⁵Fe によって生成される電子の総電荷は

$$1.60 \times 10^{-19} \times 227 = 3.63 \times 10^{-5} \quad [\text{pC}] \quad (4.2)$$

となる。

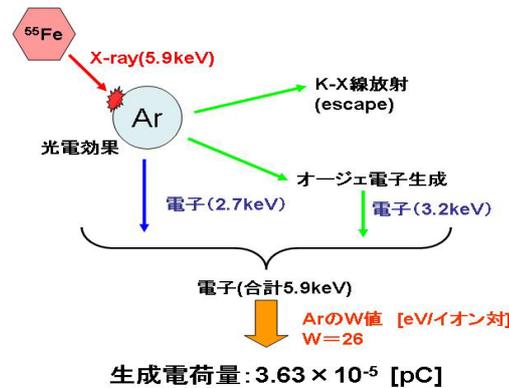


図 4.5: 電子の生成過程

5.9keV の X 線が Ar をイオン化することで、 $3.63 \times 10^{-5}[\text{pC}]$ の電荷が作り出される。

4.3.2 キャリブレーション

増幅率を求めるためには、ガス増幅前と増幅後の電荷量がそれぞれ分かればよい。

$$(\text{増幅前の電荷量}) \times (\text{増幅率 } G) = (\text{増幅後の電荷量}) \quad (4.3)$$

増幅前の電荷量は既に前小節で $3.63 \times 10^{-5}[\text{pC}]$ と求まっている。よって増幅後の電荷量が分かればよいが、われわれの測定するものは、増幅後の ADC 値である。すなわち、電荷量と ADC 値の校正が必要になる。

そこで、パルスジェネレータを使って、ある一定電圧の矩形波を容量 1[pF] のコンデンサを介し、さらにアンプを通して、ADC 値を計測する。つまり、100mV, 200mV, 300mV, ..., 1.0V の矩形波に対応する電荷は $Q = CV$ により 0.1pC, 0.2pC, 0.3pC, ..., 1.0pC であり、それぞれの電圧を調べることで、電荷と ADC 値との較正直線が描かれる。

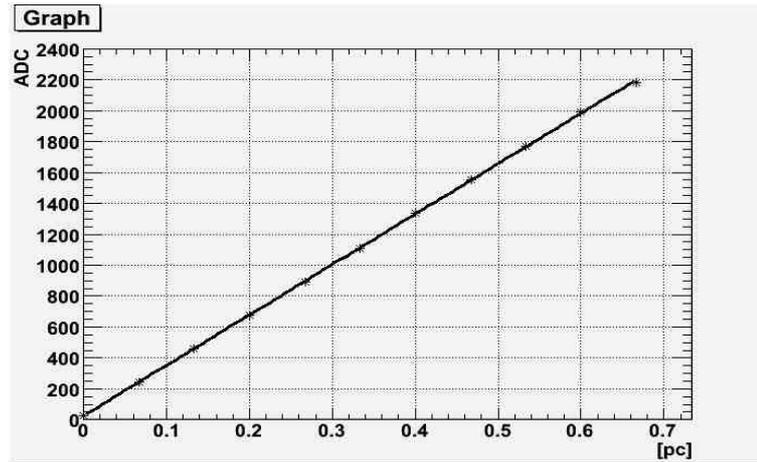


図 4.6: pC と ADC 値の較正直線
我々がデータとして得られる ADC 値は、
どれほどの電荷 [pC] に対応するのかを示している。

以下、例としてメッシュ電圧が 560V、Attenuator を使用せず、アンプは 1 つのチャンネルのみで計測した場合について Gain を求めてみる。このときの較正直線は図 4.6 である。 x 軸が電荷、 y 軸が ADC 値である。

この直線の関係式は

$$y = 3260x + 26.5 \quad \Longrightarrow \quad x = \frac{(y - 26.5)}{3260} \quad (4.4)$$

となり、この x が増幅後の電荷量に値する。

使ったアンプのチャンネル、Attenuator の減衰率 (db) に依っては同じ入力に対して同じ出力をすることは限らないので、その都度、較正直線の関係式を求めた。

¹1 つのイオン対を作るのに必要なエネルギーの平均値

4.3.3 Gain を求める式

以上の議論を踏まえて、式 4.2、式 4.3、式 4.4 から

$$3.63 \times 10^3 \times G = \frac{(ADC \text{ 値}) - 26.5}{3260} \quad (4.5)$$

よって、メッシュ電圧が 560V、Attenuator を使用せず、アンプは 1 つのチャンネルのみで計測した場合の増幅率は

$$G = \frac{(ADC \text{ 値}) - 26.5}{0.118} \quad (4.6)$$

となる。今回、使用した (チャンネル本数 : Attenuator の減衰率) は

1. (3 本 : 0 db) … (510V, 520V)
2. (2 本 : 0 db) … (530V, 540V)
3. (1 本 : 0 db) … (550V, 560V)
4. (1 本 : 6 db) … (570V, 580V, 590V)

を使用したので、それぞれについて式 4.6 と同様の式を求めておく。

4.4 Data taking

ある任意のメッシュ電圧において、ADC のデータを取り、ヒストグラムに起こすと図 4.7 の様になる。光電ピークにガウスフィットをかけ、その ADCmean 値を求める。この値が光電ピーク (5.9keV のピーク) 値と定める。この作業を動作電圧範囲内 (510V ~ 590V) で 10V おきに行った。

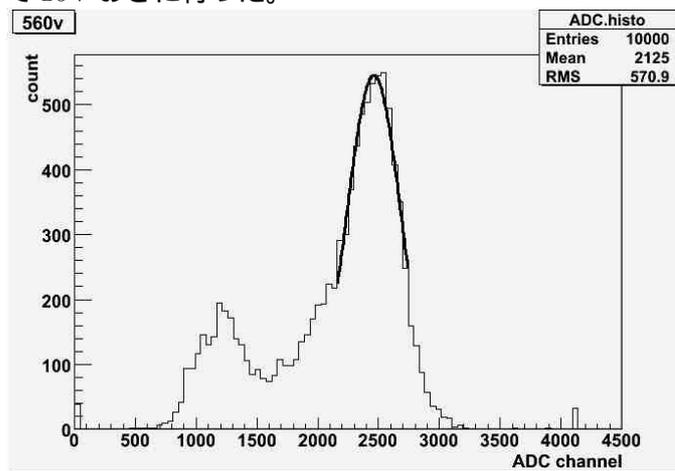


図 4.7: ADC の histogram
光電ピークにガウスフィットをかけ、その mean 値を求める。
この値が 5.9keV に対応する ADC 値となる。

4.4.1 Gain 計測と Gain curve

これらの ADC 値を用いて、式 4.6 のような「Gain を求める式」に代入すると、増幅率が求まる。実際に増幅率を求めた結果のまとめが下の表 4.1 であり、これを元に増幅率をプロットしたグラフが図 4.8 である。さらに、 y 軸を \ln スケールに変換したグラフが図 4.9 である。

表 4.1: メッシュ電圧に対する増幅率

メッシュ電圧 [V]	増幅率 G
-510	4.60×10^3
-520	6.40×10^3
-530	8.59×10^3
-540	1.16×10^4
-550	1.54×10^4
-560	2.07×10^4
-570	3.13×10^4
-580	4.30×10^4
-590	5.95×10^4

表 4.1 のように、この動作電圧の範囲では -590V で最大の 6×10^4 の高い増幅率が得られた。しかし、 -600V 以上では放電が生じてしまい、正しく実験を行うことが出来なかった。

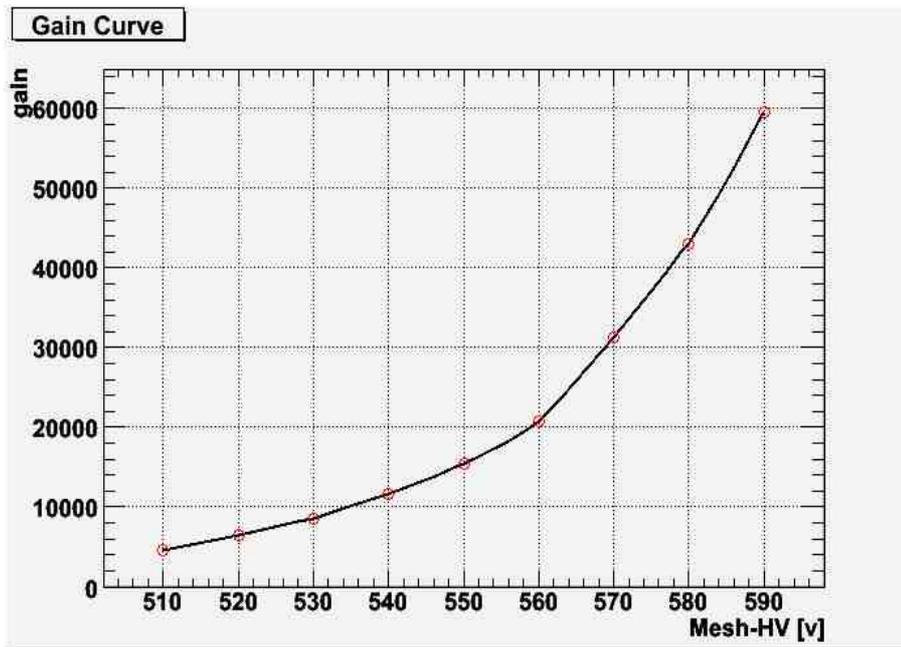


図 4.8: 印加電圧に対するゲインカーブ

図 4.9: y 軸 \ln スケールの印加電圧に対するゲインカーブ

第5章 Discussions

ADC のヒストグラム (図 4.7) について、エスケープピークは 2.7keV に、光電ピークは 5.9keV にそれぞれ対応しているが、この比は一次電子の数にも成り立つ。例えばガイガーミュラー領域では一次電子の数に限らず一定の出力をするので、このエスケープピークと光電ピークとの違いは現れないはずである。電離飽和領域は増幅率がほぼ 1 なので検出できない。限定比例領域でははっきりとしたピークの違いは出ない。したがって、一次電子数と増幅後の電子数が比例しているために、これらのピークの違いが分かるので、比例計数領域であると言える。

ここで、内部電場と増幅率の関係について考察する。Amplification Gap の距離は $165\mu\text{m}$ で固定しているため、 $E = \frac{V}{d}$ によりメッシュへの印加電圧を電場に変換でき、この電場を横軸にとりゲインカーブを描いたものが図 5.1 である。

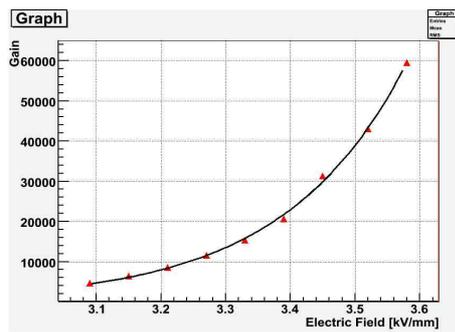


図 5.1: 電場に対する増幅率

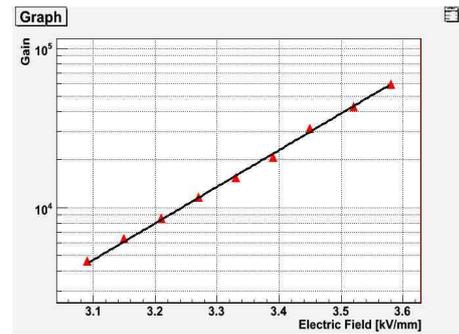


図 5.2: y 軸を \ln スケールに変換した電場に対する増幅率

この図 5.1 を見ても分かるように、電場に対して増幅率が指数関数的に増加している。そこで、Exponential フィットをかけると、(増幅率を G 、電場を E とする)

$$G \propto e^{5.29E}$$

となる。 y 軸を \ln スケールにすると図 5.2 のように、傾き 5.29 の直線 ($\ln G = 5.29E$) となり比例計数領域であるといえる。

例えば、代表的なガス増幅器の比例計数管は、その名の通り、縦軸 (\ln スケール) の増幅率は印加電圧に対して比例する。印加電圧に対する増幅率の変化は MicroMEGAS も同じ振る舞いをみせるが、比例計数管は 1kV ~ 3kV の高電圧を印加するのに対して、MicroMEGAS は比較的低い印加電圧 (今回の場合 500V ~ 600V) で大きな電場を作り出す事が出来る。MicroMEGAS の Amplification Gap の狭さは、不感時間を短くすると共に、低電圧で高電場を作り出す事を可能にしている。これは MicroMEGAS の大きな特徴と言える。

他の粒子線検出器との増幅率を比べると、MWPC では $\sim 10^6$ 程度、MSGC は ~ 200 程度、 μ -PIC は $\sim 2 \times 10^4$ 程度であるので、MWPC ほどではないが、 6×10^4 という増幅率は、かなり大きな増幅率が得られたといえるだろう。

今回の充填ガスである Ar は、ストリーマーを形成しやすいことで知られている。ストリーマーが形成されると、不感時間・不感領域が生じ、高頻度粒子入射環境では検出効率が低下することがある。そのため、LHC における ATLAS 検出器の TGC では CO_2 ベース ($\text{CO}_2+n\text{-pentane}$) を採用している。

また、製作にあたって、構造上簡単であるため技術的な困難は生じなかった。コストの面では、メッシュに関しては 10cm 角で 1 万円程度であった (その他・読み出し部分等については不明)。ちなみに TGC は 1m^2 あたり 100 万円程度の費用が掛かっている。これは組み立てが手作業であったためほぼ人件費といえるが、それでも ATLAS 検出器への利用のために量産したことで、コストは低くなっている。また μ -PIC では現在、読み出し基板の多層配線込みで、 $10\text{cm} \times 10\text{cm}$ のものが 100 万円程度である。MicroMEGAS が量産された場合の費用圧縮効果の程度は分からないが、材料費・単純な構造を考えると、MicroMEGAS はコストパフォーマンスが良い検出器といえるのではなかろうか。

製作した MicroMEGAS のエネルギー分解能 (FWHM) は $20\%¹$ ほどであり、ガス検出器としてはあまり良くなかった。この原因はスペーサー (釣り糸) の配置が考えられる。線源を置く場所によって信号の見え方が変化したので、X 線の照射位置がスペーサーの部分と重なった場合、電子雪崩に何らかの悪影響 (増幅のばらつき等) を及ぼしている可能性がある。

今回試作した MicroMEGAS のガス増幅率の大きさは MIP の検出の条件 ($G = 10^4$ 以上) を満たしている。したがって増幅率の観点から見れば SLHC に適応できると言える。

¹MicroMEGAS の原論文 [12] では、エネルギー分解能は 14% 程度

第6章 Summary

6.1 今回の実験のまとめ

今回の実験では、SLHC の前方 EndcapMuon 検出器の採用候補である MicroMEGAS の試作に取り組み、その増幅率を測定した。その結果、最大で 6×10^4 という高増幅率が得られた。また、メッシュの印加電圧を高くすれば、指数関数的に高増幅率が得られている一方で、放電等の問題があり動作電圧が限られ、 -600V 以上の電圧を印加できなかった。

6.2 今後の課題

今後行うべきいくつかの課題がある。

まず、どれだけの高頻度な信号を処理することが出来るか、ビームテスト等で検証する必要がある。SLHC の前方 Endcap 部分における信号の頻度は $100 \sim 1000 [\text{Hz}/\text{cm}^2]$ といわれており、このような高頻度な信号処理に対応できなければならない。

次に、今回の実験では十分に高い増幅率が得られたが、高増幅率での長時間の動作検証はまだ行っていないので、検証する必要があるだろう。実際の SLHC に使用するには最低でも数ヶ月または数年の時間耐久性が求められる。配置位置は衝突点付近であるため、多量の放射能に耐えられる構造でなければならない。

また、高い増幅率を得るためにはメッシュに高電圧を印加する必要があるが、一方で放電の問題もある。出来る限り放電を防ぎ、メッシュに高電圧を印加できるようにするべく、ガスを変える、メッシュの張り方の工夫等、再考の余地があるだろう。ガスに関して、クエンチャーは放電を抑える効果があるので、希ガスとクエンチャーの割合を変えたり、ガスの種類そのものを変えてみる事が考えられる。

さらに大型化の必要性もある。TGC は畳ほどの大きさであるが、その大きさと今回試作した MicroMEGAS の大きさを考えると、画期的な大きさの改良が求められる。

第7章 謝辞

本研究を進めるにあたり、丁寧なご指導、助言を与えてくださった指導教官の越智敦彦助教に深く感謝致します。休みの日にも研究室に足を運んでくださり、本当にありがとうございました。

ATLAS グループの川越清以教授、蔵重久弥准教授、山崎祐司准教授は物理学全般、及び本研究において様々な助言、指導をして頂き深く感謝しております。

また、本実験を行う上で実験スペースを共有した、加納英明氏、村上浩太氏には多大な迷惑をかけた事をお詫びすると共に、協力して頂き深く感謝します。ATLAS グループの同期である秋山邦裕氏、西山知徳氏の二人の協力によって、楽しく、そしてスムーズに研究を進める事ができ、深く感謝しています。さらに、解析にあたってC++言語や Unix 環境に不慣れな私に丁寧に助言してくださった岡田勝吾氏をはじめ、粒子物理研究室の先輩方と同級生のみなさまに御礼申し上げます。

参考文献

- [1] ATLAS HP 「<http://atlasexperiment.org/>」
- [2] Albert De Roeck: 「Physics at the LHC upgrade -The Super LHC-」 SLAC, 2003
- [3] MAMMA = Muon ATLAS MicroMegas Activity 「Development of muon chambers based on MicroMegas technology」 2007
- [4] 三浦功、他 : 「放射線計測学」 裳華房,1960
- [5] PHYSICS LETTERS B - REVIEW OF PARTICLE PHYSICS -
- [6] G.Charpak : 「*FiletáParticules*」 *Découverte*, 1972.
- [7] G.Charpak: 「The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles」 *Nucl.Instr.and Meth.*62, 1968
- [8] ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report, CERN/LHCC/97-22, 1999.
- [9] A.Oed: 「Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases」 *Nucl.Inst.Meth*,1988
- [10] 越智敦彦 : 「二次元 MSGC による X 線の画像的検出」 東京工業大学、1995
- [11] Atsuhiko Ochi, Tsutomu Nagayoshi, Satoshi Koishi, Toru Tanimori, Tomohumi, Nagae, Mirei Nakamura, 「A new design of the gaseous imaging detector:Micro Pixel Chamber. 」 *Nucl.Inst.Meth* ,A471,2001
- [12] Y.Giomataris: 「MICROMEAS:a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments」 CEA/DSM/DAPNIA/SED-C.E.-Saclay,1996
- [13] CERN HP: 「<http://wwwcompass.cern.ch>」
- [14] CERN HP: 「<http://cast.web.cern.ch/CAST>」
- [15] CERN HP: 「<http://na48.web.cern.ch/NA48>」
- [16] 佐賀大学高エネルギー研究室 HP: 「<http://www-hep.phys.saga-u.ac.jp>」
- [17] 池本尚之 : 「宮崎大における MicroMEGAS の開発」 宮崎大学、2006
- [18] J.Bouchez et al : 「Bulk micromegas detectors for large TPC applications」 2007

-
- [19] I.Giomataris: 「MICROMEGAS:results and prospects」 CEA/Saclay
 - [20] 佐々木修 : 「 Amplifier-Shaper-Discriminator ICs and ASD Boards 」 KEK,1999
 - [21] F.Sauli: 「 Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers 」 CERN,1977
 - [22] 大野和郎・他 : 「放射線測定 (物理測定技術第 6 巻) 」 朝倉書店出版、 1967
 - [23] 岡田勝吾: 「 ATLAS 実験における質量が縮退した超対称性粒子の発見可能性に関する研究 」 神戸大学、 2008
 - [24] 桂華智裕: 「 Micro Pixel Chamber(μ -pic) の安定性向上と高増幅率化に向けた研究 」 神戸大学,2007
 - [25] 道前武 : 「メッシュ付き μ -pic の動作検証」 神戸大学,2007