

修士学位論文
ATLAS upgrade に向けた μ -PIC の開発研究

物理学専攻
098s124s
宮崎 一樹

平成 23 年 2 月 4 日

神戸大学大学院 理学研究科 博士課程前期課程

Abstract

スイスの CERN 研究所で新素粒子(Higgs,SUSY)、マイクロブラックホールなどの発見が期待される LHC(Large Hadron Collider)実験が 2010 年から本格的に実験を開始している。LHC 実験は世界最高の陽子陽子衝突エネルギーを持つ加速器実験で、世界の様々な国が参加する国際実験である。LHC 実験には 4 つの陽子の衝突地点があり、各衝突地点に巨大な複合検出器が設置されておりこのうちの一つが我々の参加する ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) 検出器である。ATLAS の muon spectrometer には、バックグラウンド(エネルギーの低い)イベントを分別するトリガー検出器と位置を精密に測る検出器があり、神戸 ATLAS グループは主にこのトリガー検出器を担当している。LHC 実験のアップグレード版として予定されている SLHC (Super Large Hadron Collider)では当初の LHC と比べて設計ビームルミノシティが $10^{34} \rightarrow 10^{35}$ の 10 倍に上がる。そのため我々の担当している衝突点に比較的近い muon 検出器の中には、動作上の設計値を超えるものが出てくる。非常に頻度の高いイベントの中から効率良く初段のトリガーを得るためには、これまでより高位置分解能のトリガー検出器が要求される。そこで muon 検出器のエンドキャップ内層検出部分における検出器アップグレード案として、位置分解能と high-rate に強い μ -PIC を提案する。

ただ解決すべき問題点が大きく 2 つある。一つは MIP(Minimum Ionizing Particle)と呼ばれる検出器中に電子を落としにくい高エネルギーの粒子を見るために、高い Gain で安定して運転させることがあげられる。

もう一つに ATLAS 内では中性子や α 粒子などの HIP(Highly Ionizing Particle)が生まれ、これが検出器内に大きな Energy を落とし、電極の放電に至り検出部の絶縁破壊を起こす問題がある。 μ -PIC で MIP を確実に見れて、HIP に耐えられるための開発をするために具体的な性能を測る実験をした。主に行った実験は電子ビームや宇宙線 muon を用いた位置分解能・粒子の検出効率(Efficiency)の測定、及び中性子を用いた動作安定性試験である。KEK(高エネルギー加速機構)の FTBL(Fuji Test Beam Line)で 2GeV 電子 (MIP) を μ -PIC に当てた結果では、位置分解能は $150 \mu\text{m}$ と良いのだが、Efficiency が 100%に達しないことが分かった。さらに宇宙線 muon で Efficiency を測るとさらに低い結果が出た。この理由には今回用いたアンプ(ASD)と μ -PIC の組み合わせでは Gain が足りていないことが上げられる。ASD は KEK の佐々木氏(ATLAS)が TGC 用に開発したもので wire chamber に特化している。そこで MPGD 用に性能の良いアンプを開発する必要性が分かった。

さらに HIP の影響を見るために神戸大学海事科学部のタンデム加速器のビームラインに持ち込み、 $d(3\text{MeV})+\text{Be} \rightarrow \text{B}+\text{n}$ (約 7MeV)の核融合反応で出てくる中性子を μ -PIC に当てて破壊試験を行った。その結果 μ -PIC は Gain(電子利得)が 1,2 万でのオペレートでは数 MeV の高速中性子が弾く反跳陽子のエネルギー deposit による放電で壊れることが分かった。数千の Gain では安定に動作している結果が得られたが、今後 ATLAS 環境下に投入して約 10 年間浴びる量の中性を当てる実験が必要である。もう一つ重要なデータとして、中性子照射試験の前後で Gain が 2 倍ほど上昇していることが分かった。これは μ -PIC 電極の Anode-Cathode 間の絶縁ポリイミドの表面に大量の電子が降り注ぎチャージアップを起こし、Anode 周辺の電場を変化させているのが原因だと思われる。この Gain の上昇、つまりチャージアップについてもベータ線源である ^{90}Sr を μ -PIC に当てる実験をして理解を深めた。まず第 1 章に SLHC や ATLAS の説明とガス型検出器について簡単にまとめて載せる。第 2 章で神戸大や、他の研究室が作ってきた μ -PIC についてまとめる。第 3 章でこの 3 年間で測った様々な環境下(様々なガス、driftgap を変える、チャージアップによる gain 変動、anode のまとめ読みだしでの gain 低下など)での μ -PIC の Gain 測定をまとめる。第 4 章で μ -PIC での MIP 粒子の照射試験、第 5 章で HIP(highly ionizing particle)照射による破壊試験の結果を延べ第 6 章で全ての結果をまとめる。

目次

第1章 Introduction	6
1-1.SLHC ATLAS upgrade : 研究の動機	
1-1-1.LHC 現状	
1-1-2.SLHC ATLAS upgrade	
1-1-3.現状の ATLAS 検出器と upgrade	
1-2.粒子線の検出	
1-2-1.荷電粒子の検出	
1-2-2.X 線、 γ 線の検出	
1-3. Gaseous detector	
1-3-1.電離箱(ion chamber)	
1-3-2.比例計数管	
1-3-3.MWPC	
1-3-4.TGCとMDT	
1-3-5. MPGD	
1-3-5-1. MSGC	
1-3-5-2.キャピラリープレート	
1-3-5-3.Micromegas	
1-3-5-4.GEM	
1-3-5-5. μ -PIC	
1-4. ガス中での電子移動とエネルギー損失	
第2章 μ -PIC	29
2-1. 動作原理、特徴	
2-2. μ -PIC	
2-2-1.Thin-gap- μ -PIC	
2-2-2.mesh 付き μ -PIC、GEM 付き μ -PIC	
2-3. resistive μ -PIC	
2-4.SLHC ATLAS upgrade 内での μ -PIC 配置案	
2-5. μ -PIC SE、SE2	
2-5-1. μ -PIC SE 本体、読み出し	
2-5-2. μ -PIC SE2	
2-6.パッケージ	
2-7.ガス配管	
第3章 ガス Gain 測定	40
3-1.ガス Gain	
3-2.ガス Gain 測定方法、セットアップ	
3-2-1.ガス Gain 測定	
3-2-2.DAQ システム	

- 3-2-2-1.測定機器
- 3-2-2-2.データ収集フロー・システム
- 3-2-3.キャリブレーション(電荷-ADC 校正)
- 3-3.Drift-Gap を変えての Gain 測定
 - 3-3-1.Drift 電圧を変えての Gain 測定
 - 3-3-2.Drift 間隔を変えての Gain 測定
- 3-4.Gas Study(様々な Gas での Gain 測定)
 - 3-4-1.Ar に様々なクエンチャーガスを混ぜた場合の Gain Curve
 - 3-4-2.Ar vs Ne Gain Curve
 - 3-4-3.Drift 電圧が高いとエスケープピークが見えない問題
- 3-5.まとめ読み出しでの Anode,Cathode での出力信号の違い
- 3-6.チャージアップ、Drift-plane のたわみ
 - 3-6-1.Drift-plane のたわみ
 - 3-6-2.電圧を 1 日かけた後の Gain
 - 3-6-3.⁹⁰Sr を当てた後の Gain の変化 : チャージアップ
 - 3-6-4.チャージアップ後の Gain の変化
- 3-7.conclusion

第4章 μ -PIC での MIP 測定 (2GeV 電子、宇宙線 muon)65

- 4-1. KEK Fuji Test Beam Line
- 4-2.セットアップ、実験項目
 - 4-2-1.検出器セットアップ(シンチ、 μ -PIC)
 - 4-2-2.Gas、その他のセットアップ
- 4-3. 2GeV 電子 beam 照射実験の結果
 - 4-3-1. Efficiency
 - 4-3-2. Time jitter
 - 4-3-3. Resolution
 - 4-3-4.KEK 2GeVConc 電子ビーム試験の結果
- 4-4.宇宙線 muon を用いた測定
 - 4-4-1.宇宙線 muon での Efficiency 測定
 - 4-4-2.宇宙線 muon での Efficiency 考察
 - 4-4-3.宇宙線 muon の軌跡
 - 4-4-4.宇宙線 muon 測定の今後の課題

第5章 μ -PIC へ HIP 照射83

- 5-1. α 粒子を用いた μ -PIC 電極の放電実験(中性子照射事前実験)
- 5-2. 神戸大学海事科学部タンデム加速器
- 5-3. 中性子照射セットアップ
 - 5-3-1. μ -PIC への中性子照射
 - 5-3-2. μ -PIC 及び、DAQ のセットアップ
 - 5-3-3.放電率測定のためのモニター
 - 5-3-4.ビームモニター並びに、 μ -PIC で見たビームの広がり
- 5-4.中性子量の見積り
- 5-5.破壊試験
 - 5-5-1.Gain 別の μ -PIC の HIP への耐性
 - 5-5-2.高頻度の中性子、 γ 線照射による μ -PIC のチャージアップ

5-6.中性子照射での μ -PIC 放電率	
5-7.放電率測定	
5-6-1.Micromegas に 15GeV の π を照射した時の実験データと Geant4 で計算した放電率	
5-6-2. μ -PIC に流す Gas を変えて測定した放電率の比較	
5-6-3.Anode の ch 毎の放電率の比較	
5-6-4.d-beam に対して μ -PIC の置く角度を変えて測定した放電率の比較	
5-6-5.金属 mesh と FR4 に Cu 蒸着した Drift-plane での放電率の比較	
5-7.Conclusion	

第 6 章 Conclusion	112
謝辞	115
付録 A.中性子絶対量の見積り	117
A-1. 中性子絶対量の計算	
A-2. area monitor の ^{252}Cf を用いた Calibration :Calib(Cf)	
A-3. 角度依存性	
A-4. area monitor の角度依存性 + 立体角	
A-5. μ -PIC の角度依存性 + 立体角	
A-6. ビームカレントから求めた中性子量の考察	
Reference	125

第 1 章 Introduction

1-1. SLHC ATLAS upgrade : 研究の動機

1-1-1. LHC 現象

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(Large Hadron collider)が新しいエネルギー領域の物理の解明を目指すべく 2008 年秋から始動している(図 1.1)。He がリークする事故があり、1 年近く停止があったものの 2010 年の 1 年間は順調にデータを取り、2011 年も稼働していく予定である。表 1.1 に LHC での主要設計パラメータを載せる。

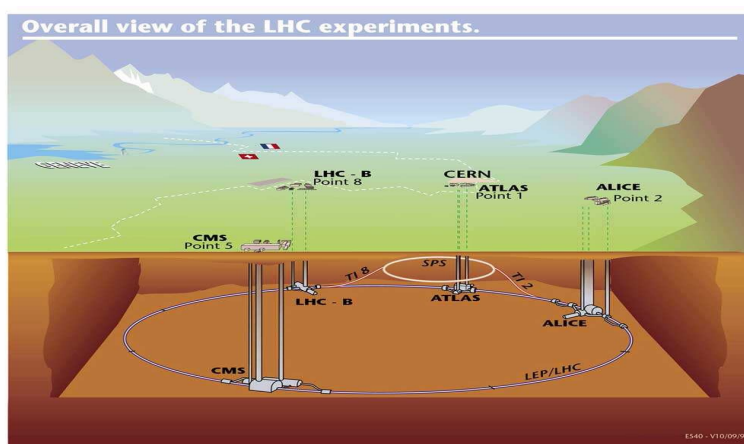


図 1.1 : LHC 全体像 [1]

地下 100m のトンネル内で、陽子を 3.5TeV(現在) まで加速させ正面衝突させる。

主リング周長	26.7km
陽子ビームエネルギー	7TeV(2010 年現在 3.5TeV)
デザインルミノシティ	$10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
重イオンエネルギー	2.76TeV
デザインルミノシティ(重イオン)	$10^{27} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
バンチ数、衝突間隔	2805,25nsec

表 1.1 : LHC 加速器の主要パラメーター

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。そのエネルギーは

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

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て非常に少ない。そのため、LHC は LEP よりも遥かに到達できるエネルギーを高くでき、最大で 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ことを目指している。2010 年の運転は重心系で 7TeV までのエネルギーを達成している。ルミノシティは最大で

$10^{34}[\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}]$ を目標としており、TeV領域の物理の開拓を可能にしている。このルミノシティを時間で積分した積算ルミノシティに、素粒子が生成される確率である生成断面積をかけると、その積算ルミノシティ時点での素粒子の生成された個数になる。また、陽子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、研究目的の物理現象の選別を可能とすることが要請される。現在の稼働状況を簡単に報告すると、積算ルミノシティを 45pb^{-1} のデータをためた所で、各検出器でこれまで見つけてきた粒子を再発見し、主な新発見としては重イオンビームで非対称なジェットを見つけた。陽子ビーム衝突で得たW粒子、Z粒子の発見データと重イオンビーム衝突で得た非対称なジェットのイベントディスプレイを図1.2に載せる。

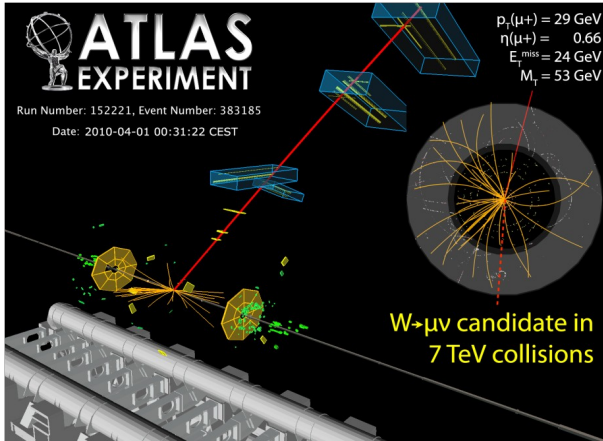


図 1.2(a) : W 粒子候補の飛跡 [2]

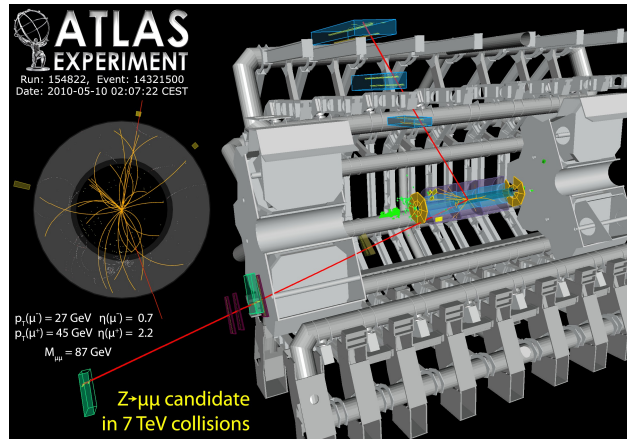


図 1.2(b) : Z 粒子候補の軌跡 [2]

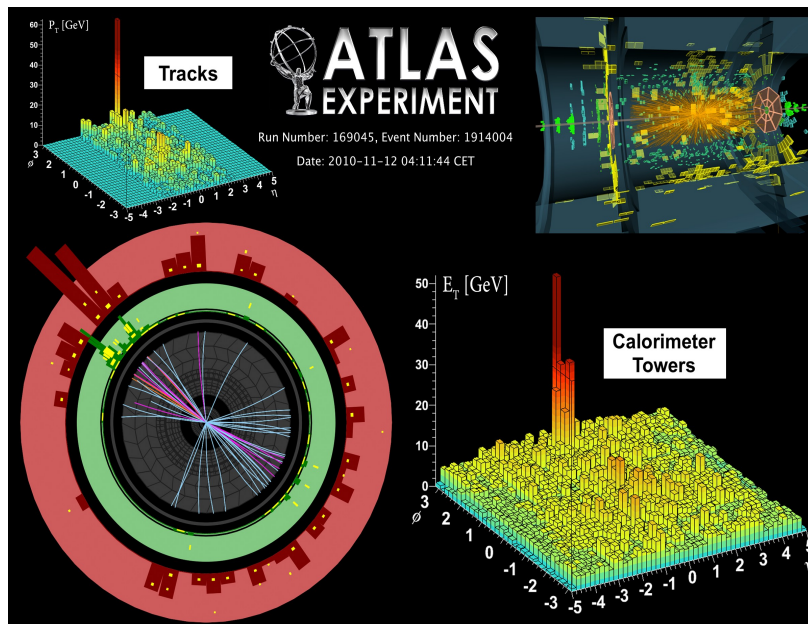


図 1.2(c) : 非対称なジェットのイベントディスプレイ [2]

A highly asymmetric dijet event, with one jet with $E_T > 100$ GeV and no evident recoiling jet, and with high energy calorimeter cell deposits distributed over a wide azimuthal region. Only tracks with $p_T > 2.6$ GeV are shown, and only calorimeter energy deposits with cell energy $E_T > 700$ MeV in the electromagnetic calorimeter, and $E > 1$ GeV in the hadronic calorimeter.

1-1-2. SLHC ATLAS upgrade

上述の様に LHC のルミノシティは最大で $10^{34}[\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}]$ であるが、将来的には 10^{35} もしくは $5 \times 10^{34}[\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}]$ まで到達させようとするアップグレード計画(2020~)が現在進められている。図 1.3 のようにルミノシティが増大すると生成される粒子も増大する。

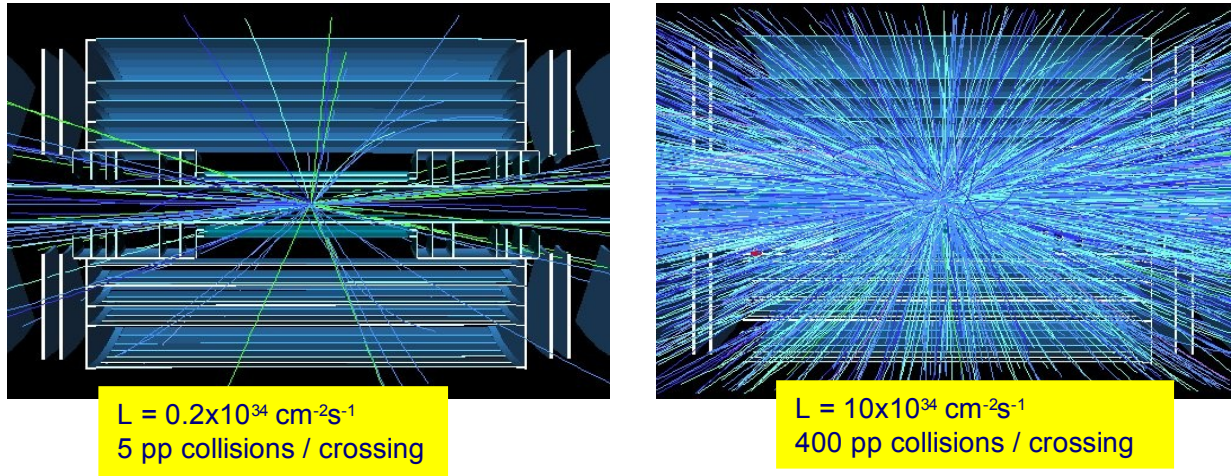


図 1.3 : ルミノシティの効果のイメージ [3]

現在(2011年2月)稼働中の LHC 実験では、さまざまな物理事象の新発見が期待される。ここで、発見が期待される新粒子の一つ、「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求される。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、それぞれ約 80GeV と 91GeV の質量を持つことがこれまでの実験から分かっている。

この問題は Higgs 機構のスピンの 0 のスカラー粒子、つまり Higgs 粒子が存在すれば解決できる。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からその質量の範囲は 114GeV~1TeV 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、様々なモードがある。図 1.4 に Higgs 粒子の崩壊分岐比の質量依存性を示す。

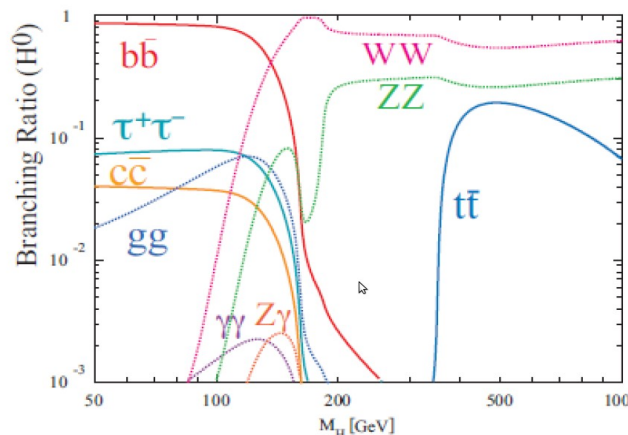


図 1.4 : 崩壊分岐比の質量依存性 [1]

以下に質量別の主な崩壊過程を示す。

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

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

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

$$H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow l^+ l^- \nu \bar{\nu} \quad (130\text{GeV} < M_H < 2M_Z (M_Z=91\text{GeV})) \quad (\text{式 1.5})$$

図 1.5 に Higgs 粒子の積算ルミノシティ 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。つまりと表され、 N と N_{BG} は両方とも 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。従って、縦軸は Higgs 粒子の信号がバックグラウンドの誤差に比べて、どれだけあるかを示す。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。縦軸に平行な点数は $5\sigma_{BG}$ 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、積分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。従って、積分ルミノシティの増大は衝突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 1.6 に LHC の積算ルミノシティと発見予想図を載せておく。アップグレード後にも、新しい物理の発見が期待されている。

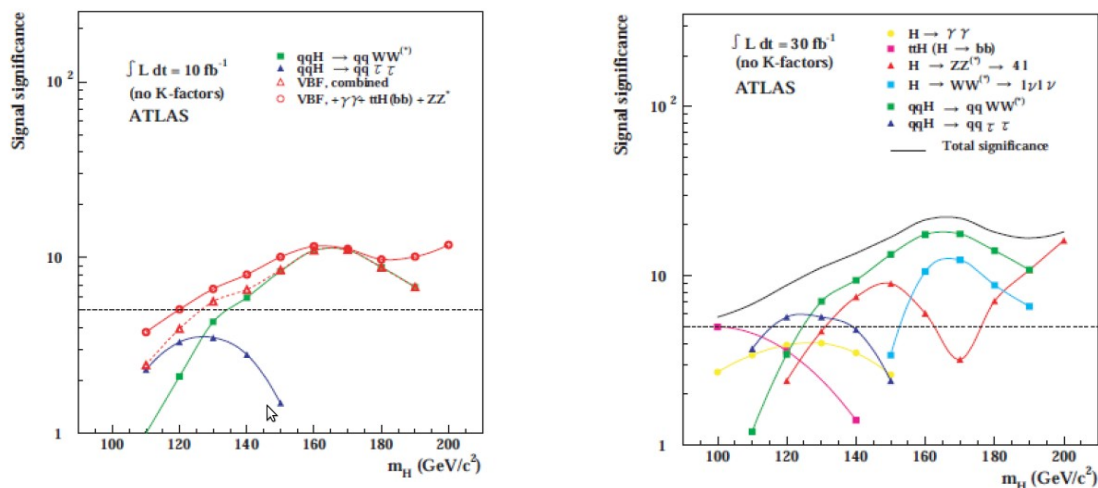


図 1.5 : Higgs 粒子の 10fb^{-1} と 30fb^{-1} での発見能力 [1]

$5\sigma_{BG}$ 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える。積分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、統計量を溜める時間も短縮する。

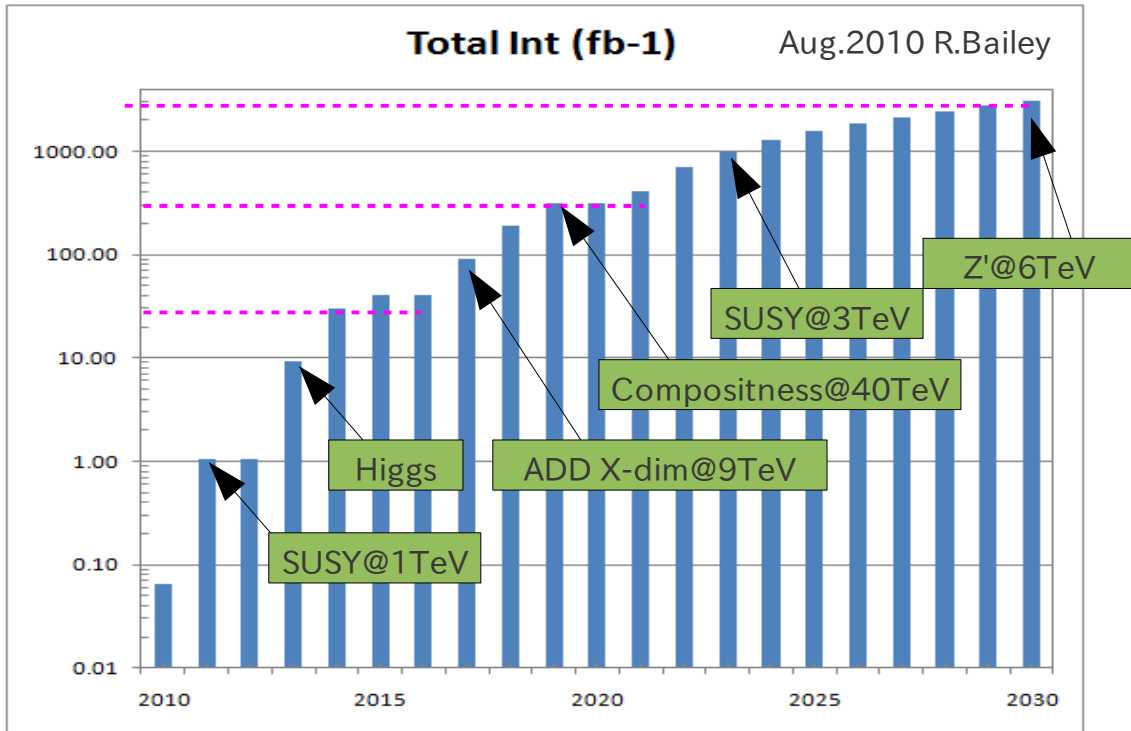


図 1.6 : LHC の積算ルミノシティと発見予想図 [3]
 ルミノシティの増大は新しい物理の発見に欠かせない。

1-1-3.現状の ATLAS 検出器と upgrade

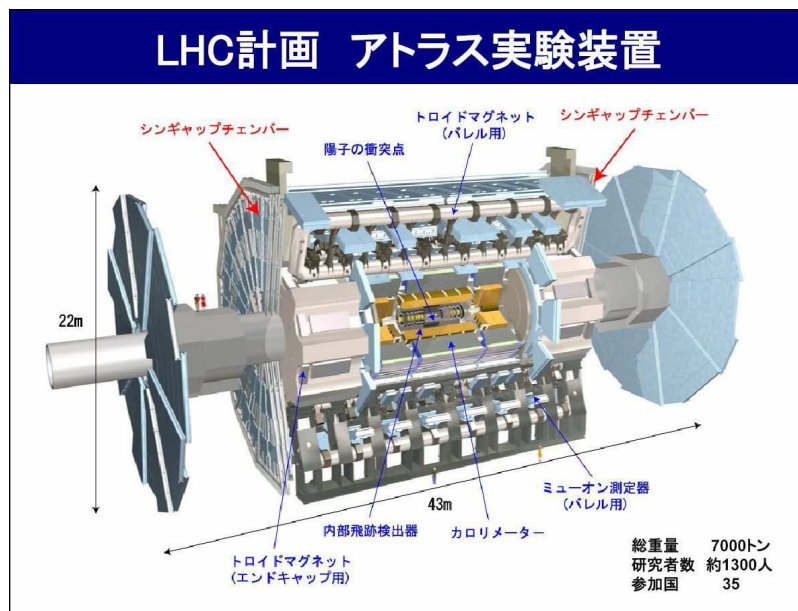


図 1.7 : ATLAS 検出器 [1]

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 LHCb が設置されている。ここでは、神戸大学が参加している 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 の円筒状で、総重量は 7000t という巨大な検出器である(図 1.7 参照)。

構成は衝突点に近い方から、内部飛跡検出器(pixel 検出器、SCT、TRT)、電磁カロリメータ(鉛、液体 Ar)、ハドロンカロリメータ(鉄+シンチ、Cu+液体 Ar、タングステン+液体 Ar)、ミューオン検出器(MDT,CSC,RPC,TGC)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、ミューオン、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 軸にとり、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

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

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)、ATLAS 検出器内の Muon 検出器の η の小さな領域、つまり「前方 Endcap」の Small Wheel(以後 SW)に入っている MDT と TGC を交換する予定である。交換する主な理由にビームパイプ付近であるため、covern background(n, γ)が発生し検出器が鳴りっぱなしになることがあげられる。(図 1.8(a)(b)参照)。SW の生成粒子の入射頻度は $100 \sim 1000 \text{ Hz/cm}^2$ と言われ、この高頻度な信号を正確に処理するために、high-rate に強く位置分解能の良い検出器が必要となる。そこで SLHC が始まる前の 2020 年のシャットダウン(phase-2)に向けて世界各国の研究機関がこの SW に入れるための検出器を開発している。現在開発を続けているのは、MDT,TGC,Micromegas(1-3 節参照),そして我々 μ -PIC グループである(図 1.9 参照)。

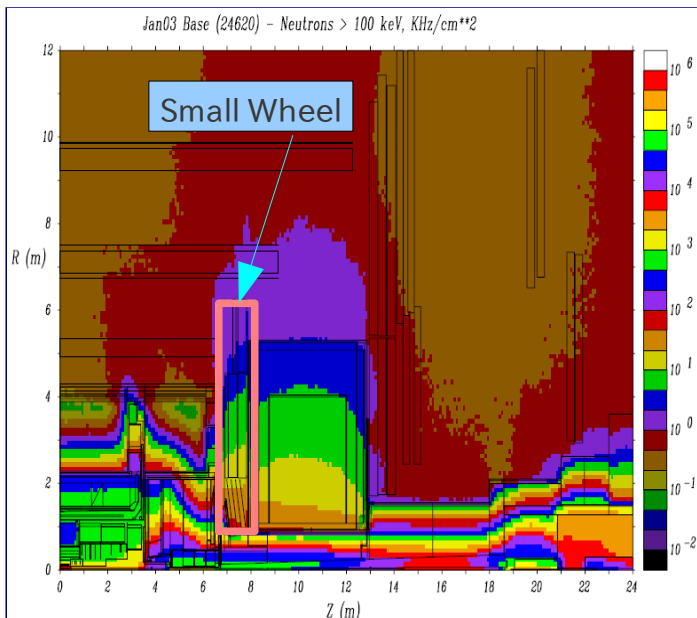


図 1.8 : (a) : Cavern Background[3]

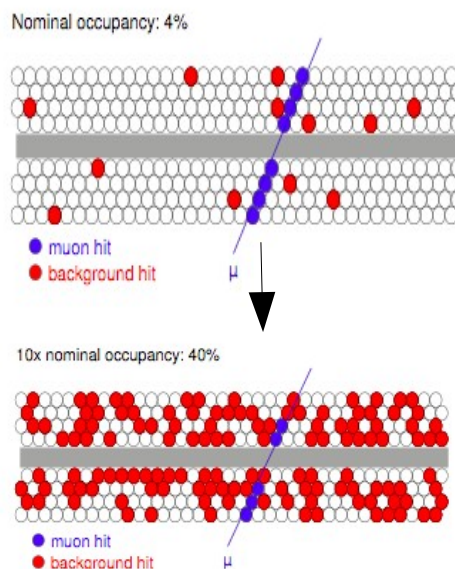
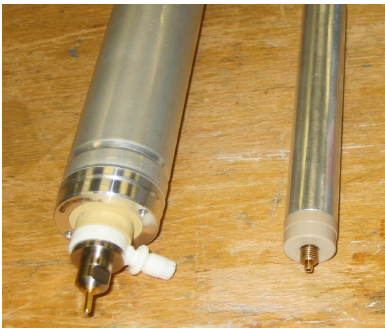


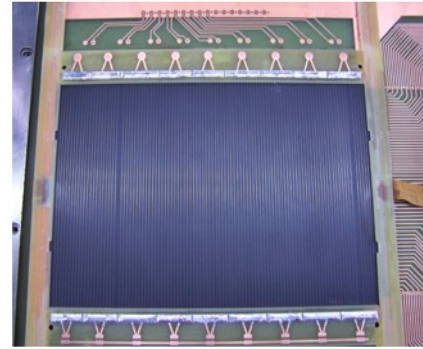
図 1.8(b) : MDT suffers at $\times 10$ high lumi[3]



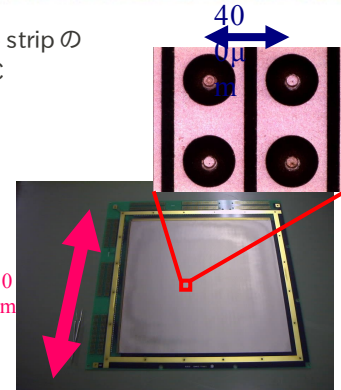
1/2 サイズの MDT tube: ~7 倍 rate にも強い



大型 Micromegas



細い strip の TGC



μ -PIC

図 1.9 : SLHC での SW 候補の Muon 検出器 [3]

我々は位置分解能と high-rate に強い MPGD の一種の μ -PIC を提案しているのだが、解決すべき問題点が大きく 2 つある。一つは MIP (Minimum Ionizing Particle) と呼ばれる検出器中に電子を落としにくい高エネルギーの粒子を見るために、高い Gain で安定して運転させることがあげられる。

もう一つに ATLAS は hadron collider なので中性子や α 粒子などの HIP (Highly Ionizing Particle) が生まれ、これが検出器内に大きな一次電子の塊を落とし、電極の放電に至り検出部の絶縁破壊を起こす問題があげられる。また MWPC や MDT などの wire 型の検出器でも wire 間の距離を縮めようとする wire がクーロン力によりたわんでしまったり、飛んでくる粒子線が高頻度になると、wire 付近に漂うイオンが原因で Gain の低下する問題 (1-3-3 節) を抱えている。将来 Higgs やさらには SUSY 等の未知の粒子を発見するには統計量を増やす必要が出てくるので、将来さらに Beam Luminosity を上げて実験をするにはこの MPGD 検出器を開発していくことは必須だと考える。まずガス型検出器の性質、簡単な歴史を紹介してから μ -PIC に基本性能、MIP 粒子、HIP 粒子を当てた実験結果を述べていきたい。

1-2. 粒子線の検出

1-2-1. 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基本である。

吸収物質で入射荷電粒子が単位長さなりに失うエネルギー（エネルギー損失）は

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z_e^2}{m_0 v^2} NB \quad (\text{式1.7})$$

で表され、ここで

$$B = Z \left(\ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right) \quad (\text{式1.8})$$

とし、また v , z_e , N , Z , m_0 , e はそれぞれ、一次電子の速度及び電荷、単位体積あ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 1.7 は Bethe-Bloch の式と呼ばれ、吸収物質を Cu とし μ^+ を入射粒子とした場合のグラフが図 1.10 である。これを見れば、 $\beta\gamma$ が 1~1000 あたりで単位長さなりに失うエネルギーが非常に小さくなっていることが分かる。この辺りのエネルギーを持つ粒子を MIP 粒子といい、LHC 又は SLHC で検出したい粒子は GeV オーダーであるためこの MIP 粒子である。この粒子を検出する時は電離して出てくる電子が少なく信号が小さくなるので、この少ない電子を増幅させて大きな信号に変換する必要がある。MIP 粒子検出器として要求される増幅率は 10^4 以上と言われている。また、これは muon での電離エネルギーを表したもので、電子の電離エネルギーはまた異なってくる。これは電子が分子中の電子とクーロン散乱を起こし、シンクロトロン放射を起こしやすいため、muon よりも電離エネルギーは大きい。

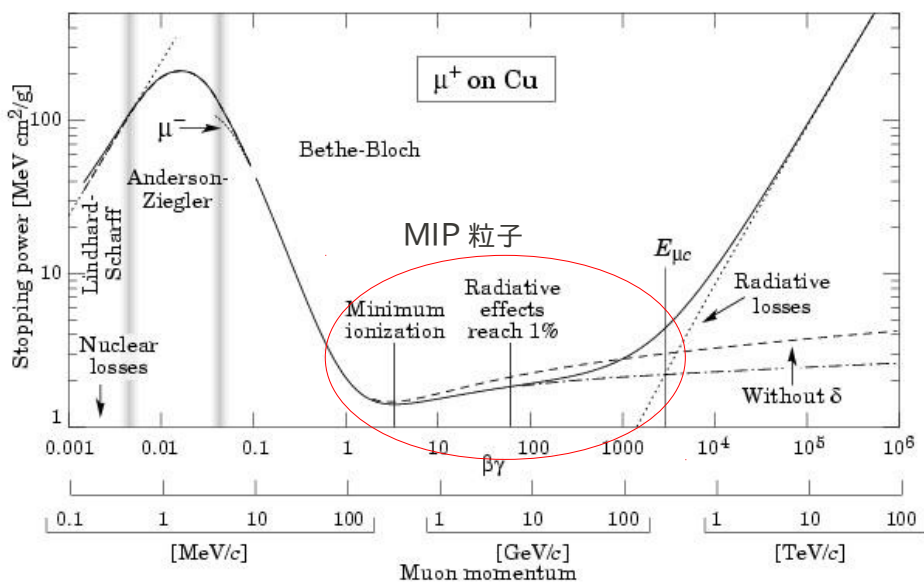


図1.10: Bethe-Bloch の式によるエネルギー損失 [4]

1-2-2. X線、γ線の検出

X線、γ線は前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。光子が物質と相互作用するのは次の(a)光電効果、(b)コンプトン効果、(c)対生成の三つが挙げられる。これらの相互作用の断面積は、X線やγ線のエネルギーと、物質の原子番号Zに依存する。図1.11(a)は1気圧のAr+C₂H₆(10%)での各相互作用の断面積を表し、図1.11(b)はどのエネルギーでどの相互作用が優位かを表している。

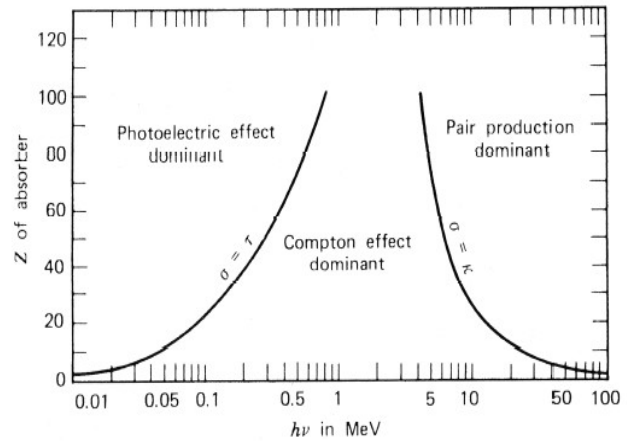
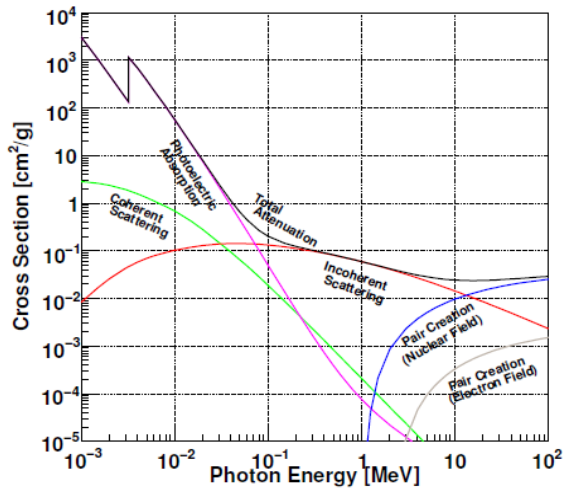


図 1.11(a) : γ線と物質の相互作用 [5][7]

図 1.11(b) : γ線と物質の優位な相互作用 [6][7]

以下に3つの相互作用について述べる。

(a)光電効果

光子が全エネルギー $h\nu$ を機動電子に与え、光電子に変換される反応である。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。最内殻の電子と反応する理由には光電効果は原子核とも仮想光子を介して反応するので原子核にもっとも近い最内殻の電子と反応を起こしやすい。ここでエネルギー T は光子の全エネルギー $h\nu$ から(K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 のおおきな物質は、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や、電子対生成に優先するのは比較的エネルギーの低い領域で、例えばAlでは50 keV以下、Pbでは500 keV以下についてである。本測定では、測定試験のための入射粒子線源として、55Feを用いた。よってここに μ -PIC内では55Feから出たX線がAr原子の電子と光電効果を起こす概観を図1.12に示す。ここでは $h\nu = 5.9\text{keV}$ 、 $I = 3.4\text{keV}$ である。

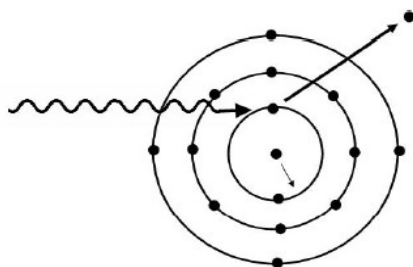


図 1.12 : 光電効果 [8]

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、外殻電子を弾き飛ばすとともに、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 1.13 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

$$(h\nu)' = h\nu \frac{m_e c^2}{m_e c^2 + (1 - \cos \theta) h\nu} \quad (\text{式1.9})$$

と表され、反跳電子のエネルギー T は

$$T = h\nu \frac{(1 - \cos \theta) h\nu}{m_e c^2 + (1 - \cos \theta) h\nu} \quad (\text{式1.10})$$

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こる確率(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。

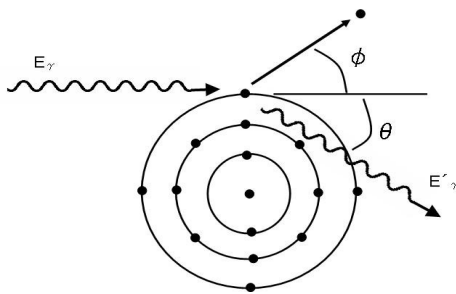


図1.13 :コンプトン効果 [8]
光子が外殻電子を弾くとともに、エネルギーの低い光子が出てくる。

(c)対生成

光子のエネルギーが電子の静止エネルギー $m_e c^2$ の二倍以上になると、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 γ 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ことがある(図 1.14)。

電子または陽電子の持つエネルギーは 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か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)。

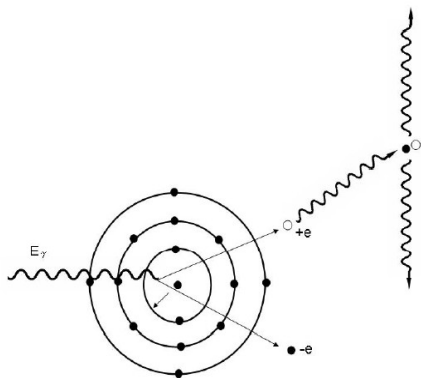


図 1.14 : 電子対生成 [8]
 γ 線が突然消失して電子と陽電子が運動エネルギー $(h\nu - 2m_e c^2)$ を分かち合って飛び出す。

1-3. Gaseous detector

ガス検出器は、荷電粒子や γ 線のような入射粒子を、ガス増幅を用いて検出する測定機器である。その検出過程は以下のとおりである。まず、動作ガスに満たされたチェンバー内に入射した荷電粒子や γ 線が、ガス物質との相互作用によって荷電粒子(一次電子、種電子とも)を生じる。次いで陽陰の印加電圧によって生じた電場により、陽極にドリフトされる。ドリフトしてきた自由電子が高い電場を持つ領域で増幅され(2次電子)、これを検出する。この時かける電場の強さによってこの電子の増幅率に違いがある。大きく以下の4つの領域に分けられる(図 1.15 参照)。

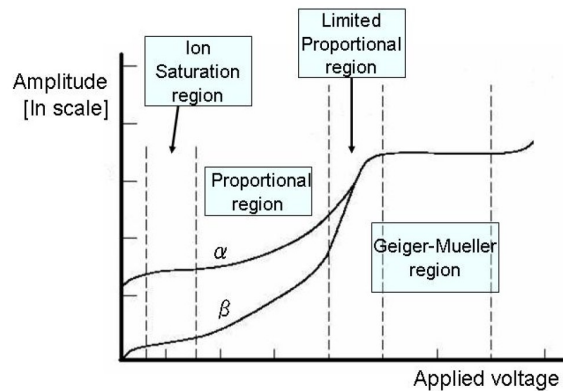


図 1.15 ガス増幅領域 [8]

- 電離飽和領域 (ion saturation)
きわめて低い電圧に置いては、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。電圧を挙げてすべて収集できるようになった状態をさす。この領域で電離箱を動かす。
- 比例計数領域 (proportional region)
(Gain < 10^6) : 一次電離(種電子)に比例した出力をする。この領域で比例計数官や MWPC などのほとんどの wire chamber を動かす。
- 限定比例領域(Limited proportional region)
($10^6 < \text{Gain} < 10^8$) : 幅増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。
- ガイガーミュラー作動領域(Geiger Mueller region)
($10^8 < \text{Gain} < 10^{10}$)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。この領域で GM 計数管が使われる。

この章で簡単にこれまで高エネルギー物理学で使われてきたガス型検出器を紹介する。

1-3-1.電離箱(ion chamber)

チェンバー内は、100V/cm 程度の大きさを持つ電場のかかった状態で、動作ガスに満たされている。荷電粒子がチェンバー内を通過するとその中のガスはイオン化され、これをもって入射粒子線の強度を測定するのが電離箱である。電離箱の最も簡単な構造は、図 1.16 に示すような 2 枚の平行な電極板間に Ar のような動作ガスを封入したものである。この検出器は、ある程度の粒子線の強度を測定することができるが、個々の粒子線を測定することができない。

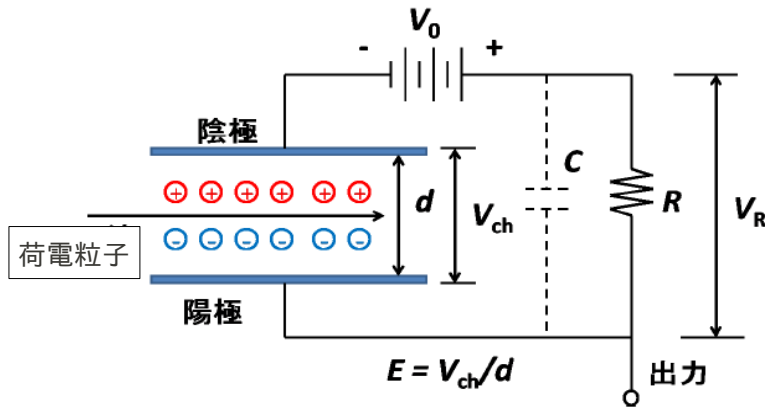


図 1.16 電離箱 [7]

1-3-2.比例計数管

まず、比例計数管を用いて、ガス増幅を用いた検出器の説明をする。Ar に C₂H₆ などを混ぜた混合ガスを充填した比例計数管の内部電場は図 1.17 のように円筒を陰極にし、その内半径を b として、陽極のワイヤーの半径を a 、印加電圧を V とした時に、内部の電場は半径方向の位置 r により、

$$E(r) = \frac{V}{r \times \ln(b/a)} \quad (\text{式1.11})$$

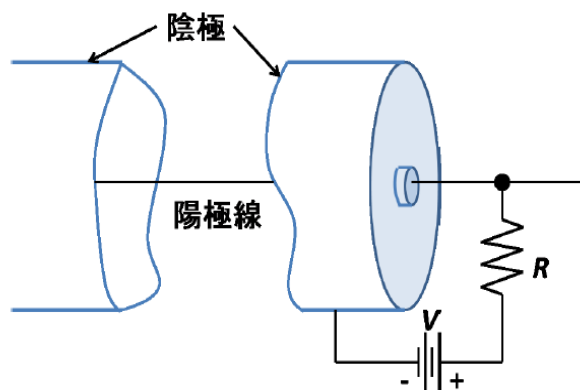


図 1.17 比例計数管 [7]

で表される。この式からワイヤー近傍の電場が非常に強くなるのが分かる。これによって、粒子線が管内のガス中で生み出されドリフトしてきた 1 次電子にさらにエネルギーを与えて、さらに近傍の分子を電離させ、大量の

電子・イオン対が生成される。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 1.12 で表され、 α はガスに対する第 1 タウンゼント係数(Townsend coefficient)と言われている。

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx \quad (\text{式1.12})$$

また、 α が x に依存しなければ、

$$n(x) = n_0 e^{\alpha x} \quad (\text{式1.13})$$

となる。ここで、 $n(x)$ は経路 x を通過したときの電子の総数、 n_0 は $x=0$ での一次電離によって生成した電子の数である。式 1.より、指数関数的に増加することが分かる。これはガス検出器(比例計数領域)に特徴的な事実である。図 1.18 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表している。

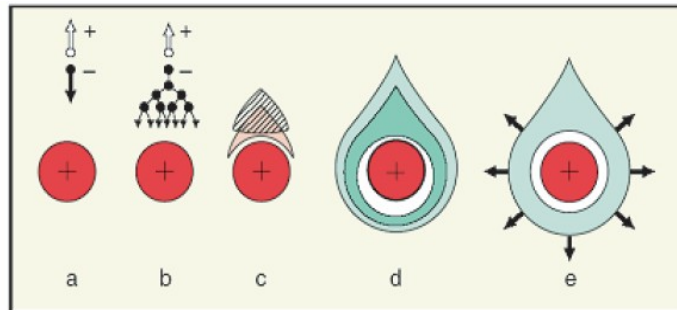


図 1.18 : 陽極ワイヤー近傍での電子雪崩の様子 [9]
イオン化によって電離された電子が、
印加電圧によって加速され、次々と 2 次電子を生成する。

1-3-3. MWPC

一つの chamber 内に多数の wire を入れた比例計数管である MWPC (Multi Wire Proportional Chambers) は 60 年代後半に Charpak らによって開発された。図 1.19 に MWPC の電気力線の構造を示す。高いガス増幅率や、高位置分解能がこの MWPC で得られるが、高頻度の粒子線が MWPC や TGC、ドリフトチューブなどの wire chamber に入射すると電子雪崩の時に生じるイオンが大量に発生し電場の歪みが生じる。この電場の歪みは Gain の減少(図 1.20)、位置精度の悪化を生む。この入射許容量は、陽極ワイヤーのピッチを小さくすれば改善できるが、ワイヤ同士の静電反発が大きくなり、ワイヤの配列が乱れる。

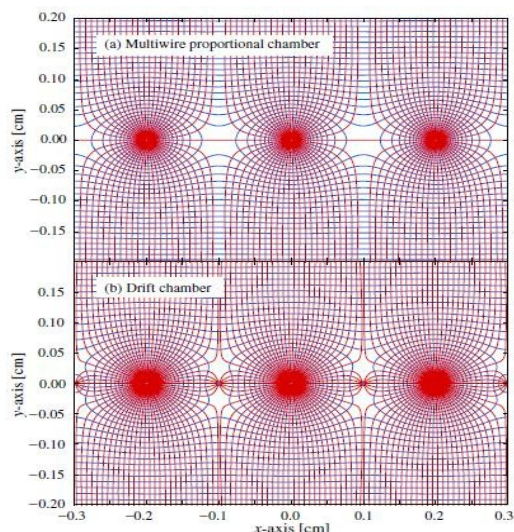


図 1.19 : MWPC の電気力線 [10]

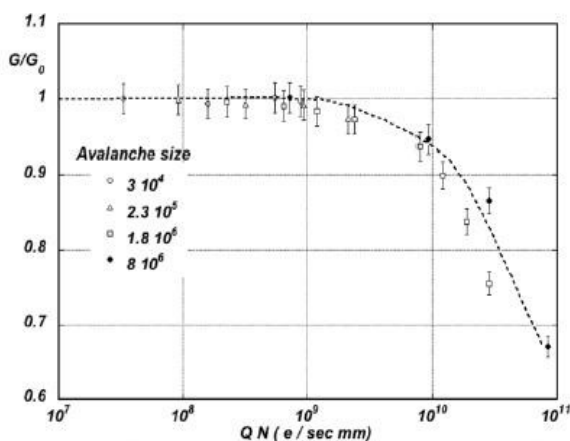


図 1.20 : 高頻度粒子の入射による Gain の低下 [10][11]

1-3-4.TGCとMDT

我々が μ -PIC をインストールしようと提案している ATLAS 検出器の SW には現在、TGC (Thin Gap Chamber) と MDT (Monitored Drift Tube) がインストールされている。この 2 種のワイヤー型ガス検出器について簡単に述べる。

(a) TGC

TGC (Thin Gap Chamber) は MWPC の一種で ATLAS 検出器の muon spectrometer のトリガー検出器に採用されている。TGC の構造は 2 枚の平行陰極板 (カソードストリップ) に等間隔に並んだ陽極ワイヤーが配置されている (図 1.21 参照)。ワイヤーとカソードストリップ間の間隔 (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ためである。これにより、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、粒子が高頻度で粒子が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 $CO_2:n$ -pentane (+45%) の混合ガスで満たされて、ワイヤには 2.9kV の高電圧が印加される。ガス増幅率は 10^6 程度、位置分解能は 1cm 程であり、時間分解能は 25nsec のゲート幅に大して 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。

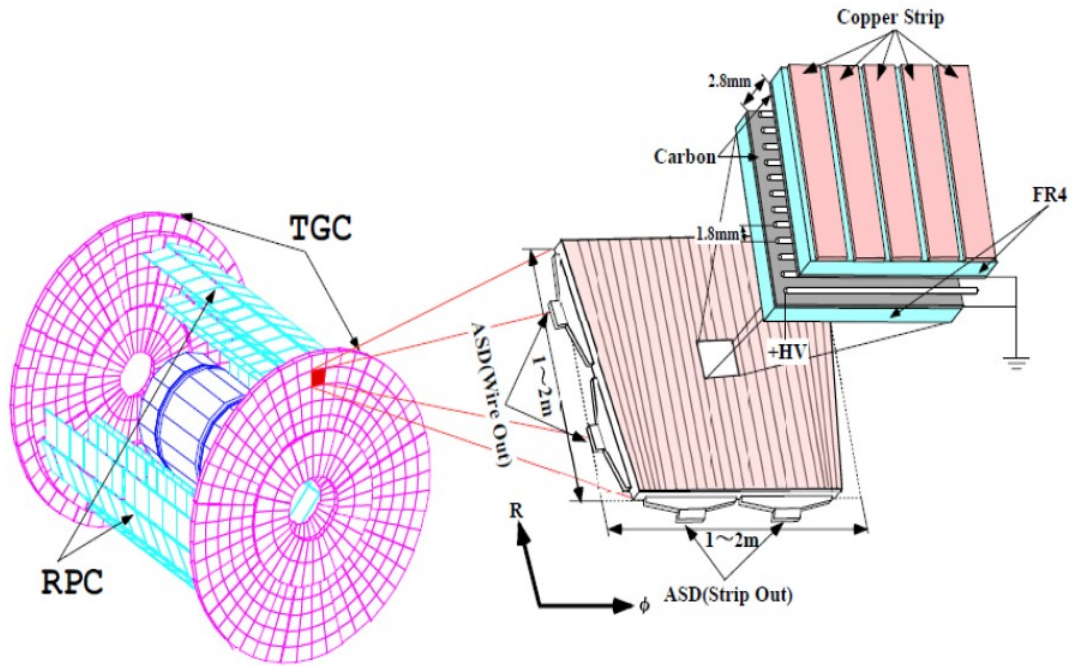


図 1.21 : TGC の概観図 [12]

(b)MDT

MDT は ATLAS のバレル部、エンドキャップ部の広い領域をカバーし、R-Z 方向成分を精密に測定できる。その構造は図 1.22 に示すような、チューブ径 30mm、ワイヤー径 $50\mu\text{m}$ のドリフトチューブを正確に積層したものであり、位置をドリフト時間と、シグナルの大きさから求めている。位置分解能は $60\mu\text{m}$ 、総チャンネル数は 30 万チャンネルである。

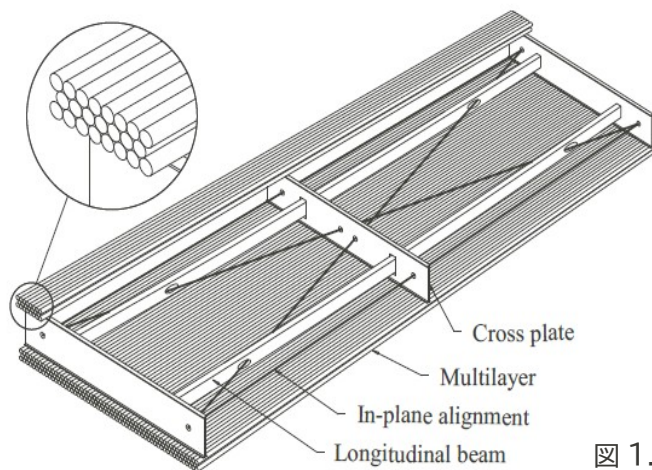


図 1.22 :MDT の概観図 [13]

1-3-5. MPGD

我々が用いている検出器 μ -PIC は MPGD(Micro Pattern Gaseous Detector)の一種である。これはエッチングや、スパッタリングなどのプリント基板(PCB)技術で製作した細かい位置分解能を持った検出器で、近年様々な MPGD が開発されている。様々な MPGD 検出器や、これまでの歴史、開発状況を紹介していく。 μ -PIC については次章で詳細に説明する。

1-3-5-1. MSGC

MWPC での位置分解能、量産性や高頻度入射粒子に対応できないという問題(図 1.20)を克服するためにワイヤーを使わない MSGC(Micro Strip Gas Chamber)が1988年、A.Oed により開発された。[5]これは現在の MPGD 検出器の元となったもので、構造を図1. 23 に示す。LSI の作成などで用いられるリソグラフィ技術を用いて絶縁体(ポリイミド)の基板の上にストリップを形成した。それらを陽極(Anode Strip)・陰極(Cathode Strip)と交互に接続し電場を与えることでストリップ上に高い電場を作りガス増幅をする。MSGC は Anode の間に Cathode を配置しており、MWPC では困難であった 1mm 以下の間隔でストリップを配置でき、高い位置分解能を可能としている。さらにガス増幅時に Anode 付近に生じた陽イオンがすぐに Cathode に吸収されるため時間分解能が MWPC と比べても 3 倍程度早くなっている。

しかしながらガス増幅によって生じたイオンの一部が絶縁層に付着してチャージアップを起こすことで表面の電場が弱められること、カソード近傍の電場が強くなり金属中の電子が放出し放電をおこすこと、放電に伴ってストリップが溶けて断線したり Anode,Cathode 間が導通を起こし電極破壊が起こるといった問題点もある[]。

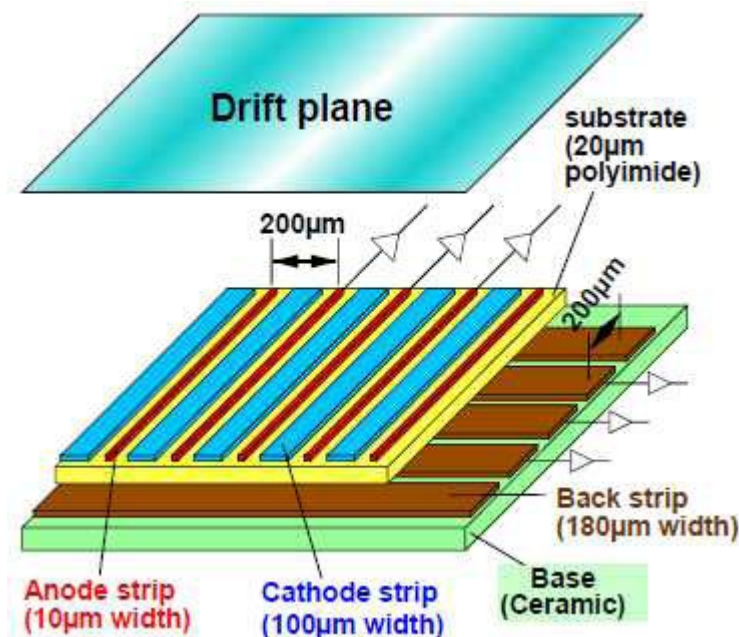


図1. 23 : MSGC の概観図 [14]

1-3-5-2.キャピラリープレート[]

キャピラリープレート(以下 CP)は山形大学電磁気学研究グループが独自に開発しているMPGD 検出器の一つである。CPは穴径が $1\mu\text{m}$ から 1mm のガラスの毛細管(キャピラリー)を規則正しく2次元配列し、 0.2mm から 1mm の厚さにした、円形または角形の板状構造のガラスプレートである(図 1.24)。このCPの上面と下面に電極蒸着を施し、ガスチェンバー内に設置し、光・放射線によってガス中に出来た光電子を穴の中の一つ一つで電子・光増殖させるのがCPガス検出器である。

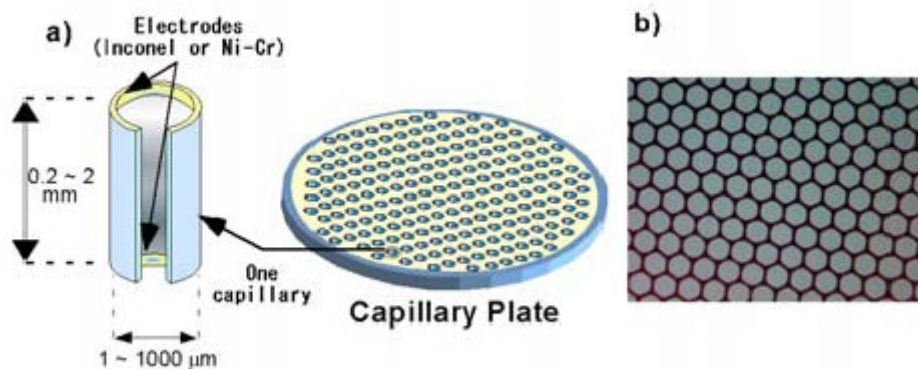


図 1.24 キャピラリープレートの概念図 [15]

1-3-5-3.GEM

GEM(Gas Electron Multiplier)は1997年 F.Sauli らによって発明された[]。現在 CERN を中心に使われている標準的な GEM の構造を図 1.25(a)に示す。GEMとは、 $50\mu\text{m}$ 程度の厚さのポリイミドまたは液晶ポリマーのフィルムの両面を銅で被膜し、直径 $70\mu\text{m}$ 程度の穴を無数に開けたものであり、銅薄膜を電極として用い、ガス中で 300V 程度の電圧差を掛け、穴の中でできる強い電場を作りだし、その電場によって電子雪崩を起こし、電離電子数を増やし、信号として捉えるようにするものである(図 1.25(b))。多段で用いることにより1万倍以上の増幅率が実現できる。京都大学ではこのGEMを μ -PICの読み出しの上につけMIPの観測を行っている。

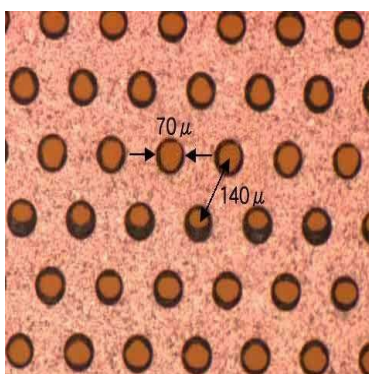


図 1.25(a) : GEM の表面 (左)

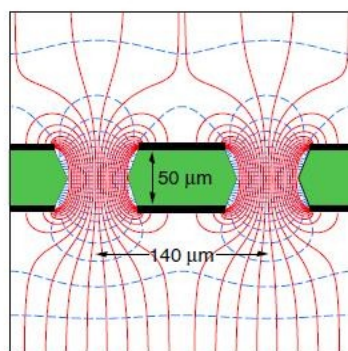


図 1.25(b) :GEM の電気力線(右) [16]

1-3-5-4.Micromegas

CERN で活発に行われている MPGD 検出器の一種 Micromegas(MICROMesh Gaseous detector、以下 MM)は 1996 年に Giomataris[17]が開発した。これは PCB(Printed Circuit Board)技術と金属 mesh を用いて作ったガス検出器である。最近では COMPASS 実験や T2K 実験の前置検出器の TPC に使われていたり、既に各実験で実用化されている。まず、MM の長所、短所を述べ、mesh の下の電極の CMOS 検出器を用いた Medipix2 検出器の紹介をし、最近注目を浴びている高抵抗素材を使った MM の紹介、最後に ATLAS 実験の内部飛跡検出器に MM を使うことを目標にしているグループが ion beam での位置分解能、Efficiency のデータを出しているで紹介したい。

(a)Micromegas and Reather Limit [18]

典型的な MM の構造はポリイミド上に細かい銅 strip 電極があり、この上に spacer(絶縁物)を張り、さらにその上に mesh を載せる(図 1.26(a))。粒子線検出の原理はまず Drift 電極と、mesh 電極に-1000V、-700V 程の電圧を印加する。Drift、mesh 間(Drift Gap)に粒子線が入り、種電子が作られると、mesh、銅電極の間(Amplification gap)の高電場で種電子が増幅されて粒子線を検出する(図 1.26(b))。MM は高位置分解能(数十 μm)に加えて、早いイオン収集率が達成されていて、高頻度の入射粒子を処理できる。しかし高頻度の粒子入射で MPGD 検出器は、Reather Limit と呼ばれる雪崩が 10^7 - 10^8 を越えた時に放電現象の増加が起きる。限定比例領域(又は Streamer mode : 図 1.15)への遷移が起きる時に、雪崩領域の絶縁破壊につながる。絶縁破壊によって生じる検出器の Gain の降下は検出効率の悪化を引き起こす。ただし、これらを克服すれば位置分解能が良いので wire chamber にと変わる代物になるだろう。

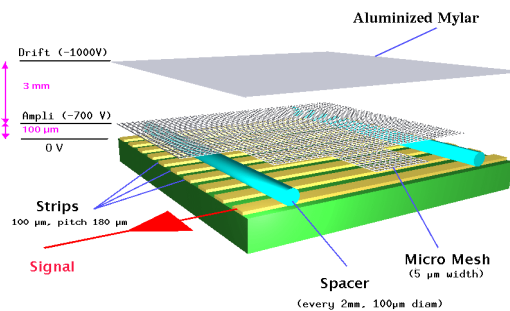


図 1.26(a) : Micromegas 構造 [19]

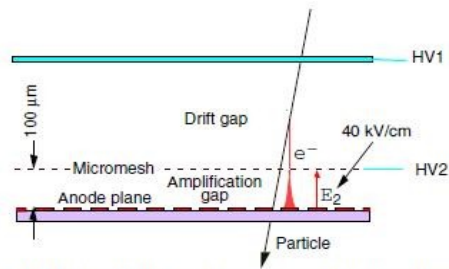


図 1.26(b) : Micromegas 検出原理 [16]

(b)Medipix,Timepix-Micromegas 検出器 [20]

前節で一般的な MM の説明をしたのだが、現在は単一電子を感知できる検出器 TimePixGrid(図 1.27)の開発も始まっている。これは mesh で覆われた CMOS-pixel の行列、つまり TimePix(3次元画像用)で構成されている。それぞれの pixel はプリアンプ、ディスクリミネーター、スレシヨルド DAC、時刻計測のための電気回路を持っている。さらに、MM の mesh をスペーサーを使わずにウエハの柱処理によって TimePix chip の上に一体化させる試みも行われている(In-Grid)。まだ課題もあるのだが、単一電子を He が主成分の混合ガスを用いて、0.9 以上の効率で CMOS-pixel chip と MM の組み合わせた Medipix(2次元画像用、時刻情報がない)検出器で検出できることを証明した。泡箱を見た宇宙線のような画像を得ることができ、 δ 電子も観察できた(図.1.28)。高エネルギーの荷電粒子がガス分子を電離した時に生じる電子がまれに、電離した時点から高いエネルギーを持つ。この電子のことを δ 電子と呼ぶ。この検出器は dE/dx (図 1.10)のイオン化損失の測定の

可能性を秘めていて、軌跡の長さの単位あたりの1次イオン化クラスターの数を見積もることができるだろう。

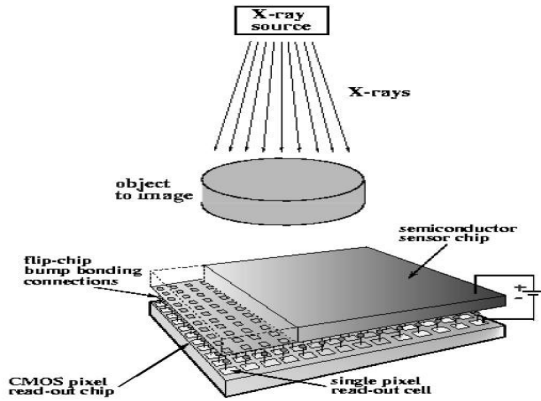


図 1.27 Medipix, Timepix 検出器[21]

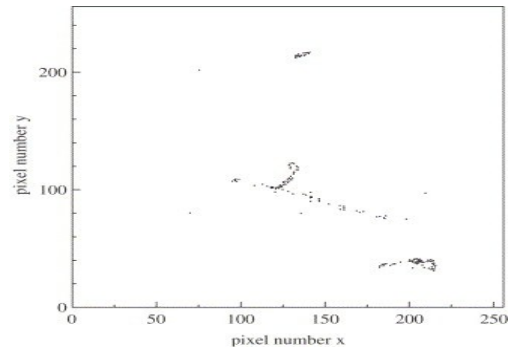


図 1.28 : δ 電子の飛跡[20]

(c) Resistive MM [22]

このように様々な応用が期待できるのだが、安定性の面で色々と苦勞もしている。例えばリーサーリミットを超えなくても、以下のような理由で放電をしてしまう。

- 理由 1. 自然放射線のような大きな種電子を生む粒子の存在。
- 理由 2. High counting rate では電子雪崩の重なりが大きなチャージ量を生む。
- 理由 3. 電極から時々出る、電子 jet の放射

そこで最近では放電の回数を減らすことと、放電によるダメージから検出器を守る観点での実験が頻繁に行われている。検出器を多段にして使ったり (Reather limit が上がる)、放電に耐性のある front electronics を使うことを試した。しかし、あまり上手くいかず多段の検出器では層と別の層や読み出しと放電する (重イオンで発生確率が大きくなる)。また、SMOS-array や MEdiPix, TimePix を組み込んだ検出器の場合、読み出しが脆弱なので、特別に放電に対する耐性が必要。そこで最近、銅 strip に高抵抗物質で覆ったり、mesh の金属部分に高抵抗物質を使うなどの新しい研究が注目を浴びている (図 1.29)。高抵抗の電極は放電で放出されるエネルギーを100~1000倍減らし、検出器や読み出しに完全な放電耐性を持たせる。また mesh ではなく、電極上に Resistive 素材を使う MM も開発されている。この素材を使った MM は cern の R.Oliveira 氏が自分ら製作している。2章で詳しく説明するが、我々もこの Resistive 素材を使った μ -PIC を開発しており、これに用いる高抵抗ポリイミドは R.Oliveira の提供によるものである。また μ -PIC に使う場合の助言も多数頂いている。

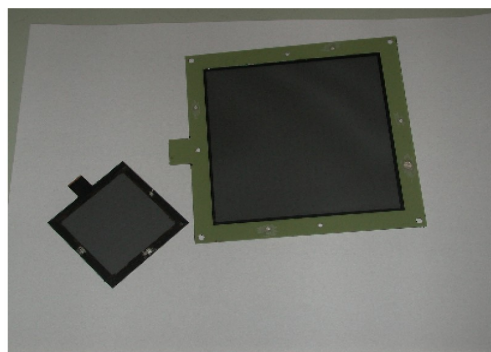


図 1.29 : Resistive Mesh[22]

(d)Bulk(大型) Micromegas [23]

前述したが今(2011年)、ATLASのmuon検出器のupgradeにMMを使う計画がある。45cm×35cmの大きなMMのプロトタイプ(mediumsizebulk-Micromegas)を作り、120GeVのpions beamをあて位置分解能を測定する実験を行った。Si検出器ではすでに位置分解能、Efficiencyを求めている。Pion beamではEfficiency 98%を満たしており(図1.30)、位置分解能(図1.31)は以下の様に申し分ないものとなっている。

$$\sigma_{MM} = (36 \pm 5) \mu\text{m} \quad [\text{for strip pitch of } 500 \mu\text{m}] \quad (\text{式1.14})$$

$$\sigma_{MM} = (24 \pm 7) \mu\text{m} \quad [\text{for strip pitch of } 250 \mu\text{m}] \quad (\text{式1.15})$$

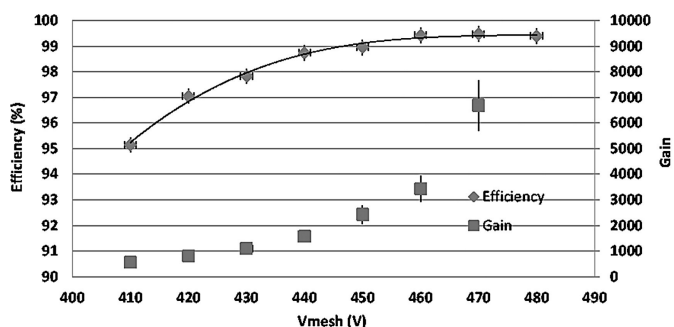


図1.30 : Efficiency[23]

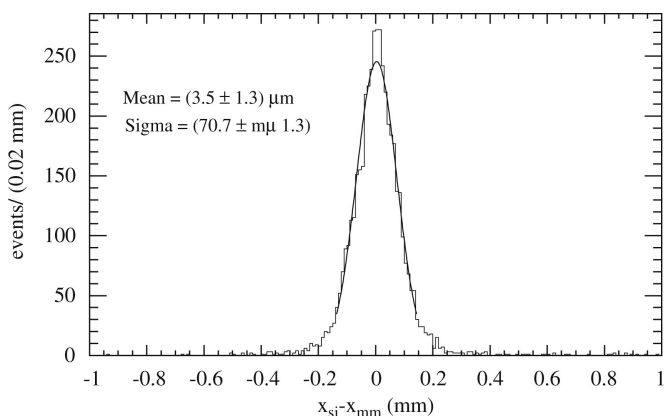


図1.31 位置分解能[23]

1-4. ガス中での電子移動とエネルギー損失

(a) ガス中でイオン・電子対を作る平均のエネルギー : W 値[7]

電離過程を起こすためには、粒子は最小でもガス分子の電離エネルギーに等しい等しい量のエネルギーを伝達しなければならない。放射線検出器として興味のあるガスの大半については、もっとも緩く束縛されている電子殻のエネルギーは 10~20eV の間である[]。しかし入射した荷電粒子がイオンを生成しないでエネルギーを失う機構があり、例えば分子のより高い束縛状態に電子を挙げる(励起させる)だけで、完全に分子から電子をはぎ取らない過程がある。従って生成電子・イオン対あたりに入射粒子が失うエネルギー W 値は常に電離エネルギーよりかなり大きい。W 値は原理的には、ガスの種類、放射線の種類とそのエネルギーの関数である。しかし、実験結果は W 値がこれらの変数の強い関数にはならず、多くのガスや種々の放射線に対して極めて一定なパラメータになることを示している。そのデータ例を表 1. に示す。複数のガスを混合したときの W 値は、W₁、W₂、および W₃ のガスを a:b:c の分圧比で混合したとして、

$$W = \frac{1}{\frac{a}{W_1} + \frac{b}{W_2} + \frac{c}{W_3}} \quad (\text{式1.16})$$

となる。これは W 値の定義が平均のイオン・電子対を作るエネルギーを作るエネルギーであることから、以下の式から導かれる。

$$W = \frac{E \times a}{W_1} + \frac{E \times b}{W_2} + \frac{E \times c}{W_3} \quad (\text{式1.17})$$

気体	一次電離ポテンシャル [V]	W [eV/イオン対]
H ₂	15.6	36.3
He	24.5	42.3
N ₂	15.5	35.0
O ₂	12.5	30.9
Ne		36.6
Ar	15.7	26.4
Kr		24.2
Xe		22.0
air		34.0
CO ₂		32.9
C ₂ H ₂		25.9
C ₂ H ₄		26.2
CH ₄	14.5	27.3
C ₂ H ₆		27
CF ₄		54.0

表 1.2 : W 値 [6],[7],[24]

(b)ペニング効果 [25]

先程入射した荷電粒子が電子・イオン対を生成しないで分子を励起させる過程があると説明したが、その励起した分子 Ar^* はクエンチャーガス B と以下のような反応を起こして、さらに電子を生み出す。この電子生成の過程をペニング効果 (penning transfer) という。以下にペニング効果で起きる反応式を示し、図 1.32(a)(b)(c) に Ar, Ne, C_2H_6 での各反応断面積 (反応確率) を記す。

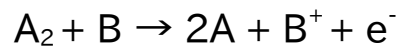
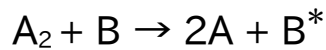
- 励起 Ar と基底状態のクエンチガスの二体衝突



- 励起 Ar 同士の二体衝突による結合電離



- 励起 Ar 三分子によるエキサイマー形成の結果起こる電離



- 励起 Ar の放射崩壊による電離

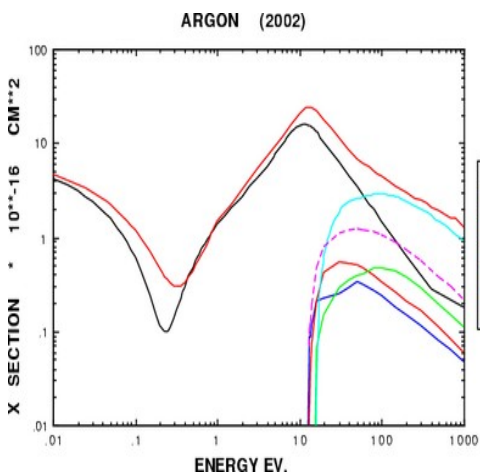


図 1.32(a) : Ar における弾性散乱、励起、電離などの断面積 [26]

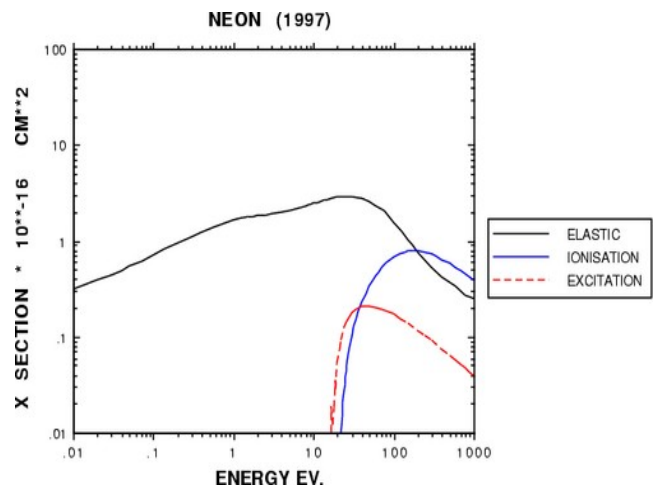


図 1.32(b) : Ne における弾性散乱、励起、電離などの断面積 [26]

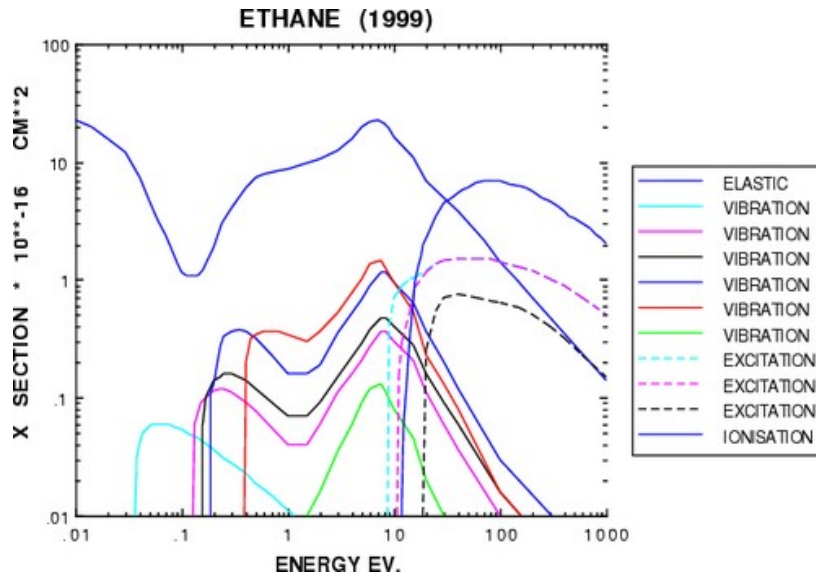


図 1.32(c) : C₂H₆ における弾性散乱、励起、電離のなど断面積 [26]

この効果で例えば Ar の W 値は少量の C₂H₆ を加えることにより、26.2eV から 20.3eV に下がる。ただし我々はガス混合した場合でのペニング効果を入れた W 値を使っていないので、ペニング効果により増えた種電子も Gain に含んでいる。もちろんペニング効果は種電子の生成過程時だけでなく、電子雪崩時にも起きる。

今回はガス Gain 測定(第 3 章)をするときに W 値に表 1.2 のデータを用いたが、"MIP" という MIP 粒子や様々なエネルギーの X 線がガス中で生み出す電子数を計算するソフト[27]がある。この "MIP" というソフトは上記のペニング効果も考慮に入れてシミュレーションをする。我々が良く使う C₂H₆ には対応していないのだが、このソフトの製作者 Steve Biagi 氏に問い合わせたところ、今年中か、来年には対応させるとのことである。

第2章 μ -PIC

μ -PIC は、MSGC よりさらに優れた検出器として、2001 年に越智、谷森氏らにより開発されたものである。この μ -PIC は京都大学宇宙線研究室などで γ 線カメラや暗黒物質探索、医療装置として開発が進んでいる。[28]ここでは、 μ -PIC の特徴や様々なデザイン、動作原理などを述べてから、ATLAS の SW に入れるデザインについて述べて、最後に μ -PIC の性能測定の際に用いたパッケージや、アンプまでの読み出しについて述べる。

2-1. 動作原理、特徴

μ -PIC とは MicroPixelChamber の略であり、微細構造を持ったガス粒子検出器である。。その構造は MSGC と同様に Anode と Cathode が存在するが、MSGC と違い μ -PIC では Anode が丸い点状(ピクセル)に配置され、その周りを Cathode が囲む形になっている(図 2.1(a),(b))。Anode は下部の絶縁層(ポリイミド)部分を貫き、裏面の Strip でつながっている。上部には Drift Plane を配している。また、Cathode は絶縁層の上に置かれていて、裏面の AnodeStrip と垂直方向に区切られており、Anode-Cathode 両方から読み出しをすることにより、二次元情報を得ることができる。Anode にはプラスの電圧、Cathode と Drift-Plane にはマイナスの電圧を印可し、基板表面から離れた部分(Drift Area)は 1kV/cm 、Anode-pixel 近傍では 100kV/cm 程度の強度にする。この構造により Anode 周りの電場が高くなり MSGC よりも高い増幅率を得られるようになった。また Cathode 周りでは電場が弱くなるため、高い電圧を電極に印加しても放電を起こしにくくなった。さらに、プリント基盤を用いるため将来的に大量生産を行うこととなった場合、電子回路の既存の微細構造技術を流用することで非常に安価に生産できる利点もある。

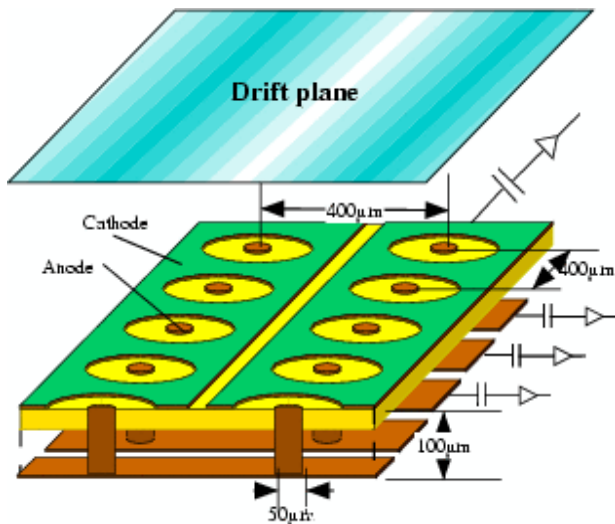


図 2.1(a): μ -PIC の概観図

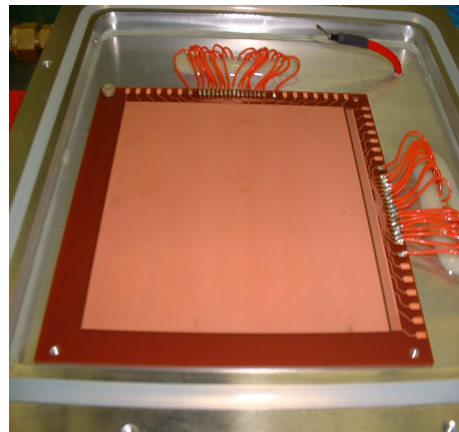


図 2.1(b): μ -PIC の現物 DNP 製

Drift-Plane 上部から入射した放射線は μ -PIC 内のガス分子との相互作用により電子とイオン対のペアが生成する。Drift-Plane に印可した電圧によって形勢された電場(Drift 電場)によって、電子は基板方向にイオンは Drift-Plane 方向に移動(ドリフト)する。電子が基板表面に近づくと、Anode-pixel 近傍に形成された高電場により電子雪崩が起こる。この時生成された大量の電子は Anode へ向かい、イオンは Cathode に到達する。Anode、Cathode 共にイオンの誘起電荷を信号として得ている。図 2.2(a),(b)には μ -PIC での増幅過程の模式図と電子のドリフトの様子を示し、ATLAS SW に入っている TGC と MSGC との比較を表 2.1 に載せる。

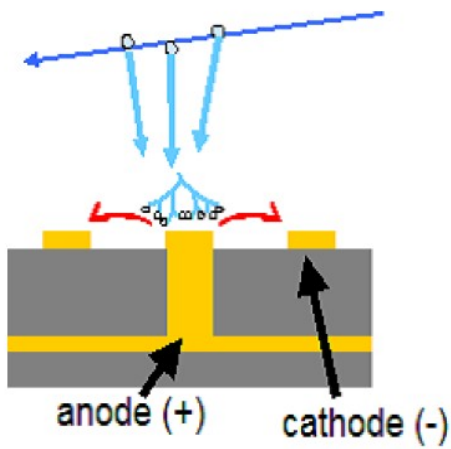


図 2.2(a) : μ -PIC での増幅の様子

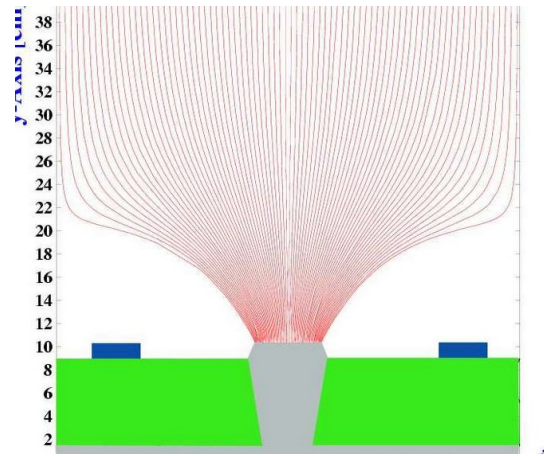


図 2.2(b) : 電子の Drift の様子

	TGC (wire chamber)	μ -PIC	MSGC
Stable Gain	$10^5 \sim 10^6$	$10^3 \sim 10^4$	~ 200
Max Area	2m^2	$30 \times 30\text{cm}^2$?
Pitch	2mm	$400\ \mu\text{m}$?
High count rate	$10^5/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$	$10^9/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$	$10^7/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$

表 2.1 : TGC、 μ -PIC,MSGC の比較表

2-2. μ -PIC

μ -PIC は、動作ガスにもよるが現在 1.6×10^4 のガス増幅率を達成している。また、安定性を考慮に入れると、 6×10^3 程度に保ったまま 1000 時間以上の連続安定動作が報告されている[29]。しかし、物質と相互作用しにくい MIP (Minimum Ionizing Particle : 最小電離損失粒子) を測定するためには ASD アンプを用いる場合、 3×10^4 以上の増幅率で安定して運転する必要がある。このために神戸大学では mesh 付き μ -PIC や、thin-gap μ -PIC を提案して開発、実験を行っている。京都大学では μ -PIC に GEM を組み合わせて muon のような MIP 粒子を見ることに成功している。

2-2-1. Thin-gap- μ -PIC

より高い増幅率を実現するためには、Anode 付近の電場強度を大きくすれば良い。しかし、Anode に高い電圧を印加すると放電現象が起これ、電極が導通してしまう。図 3 より Cathode 近傍の電場が強くなっていることが分かる。この現象を防ぐためには、Anode 近傍の電場強度を大きくすると同時に、Cathode 近傍の電場強度を低く抑えなければならない。その解決方法として「Drift 電場を高くする」ことを考える。Drift 電圧を強くすると、Anode から Cathode 方向へ向かっていた電気力線の一部が Drift-Plane へ向かうため、Cathode 近傍の電場強度を弱くすることができる。Drift 電場を大きくする方法として印加電圧を大きくする方法、drift-gap を短くする 2 つの方法がある。しかし印加電圧を大きくすると抵抗やコンデンサー、回路基板などの耐圧を考慮しなければならない。よって我々は Drift-gap を 3mm 程に縮める thin-gap 型 μ -PIC でドリフト電場を強くする。これは生成したイオンが強い Drift 電場の影響を受けてより早く Drift-Plane に到達し、さらに高頻度入射粒子にも対応できるようになると思われる。

ただし、Drift 電場を強くした時の問題として、電子集収率の低下が懸念される。本来 Anode に集まるべき電子が強いドリフト電場の影響を受けて Anode・Cathode 間の絶縁体に蓄積してしまう。Anode 近傍の絶縁体に負電荷が蓄積する(チャージアップ)と、Anode 近傍の電場が強くなり増幅率が上昇するという結果が今回実験で判明した。この結果は第 3 章で詳しく説明する。

もう一つ drift-gap を短くすることにより電子がドリフトする時間のムラ(time-jitter)を減らすことができる。今回 ATLAS upgrade に向けて μ -PIC を開発するのに、この thin-gap 型 μ -PIC を採用しているのにはこの利点大きい。ただし第 4 章で述べるが、現状では ASD アンプと thin-gap μ -PIC では muon の Efficiency が 100%でなく、非常に少なからぬ信号も来ていて gap 毎の time-jitter の比較はできていない。

Thin-gap μ -PIC の飛跡検出器以外の応用例の一つとして、デジタルカロリメータが挙げられる。デジタルカロリメータでは、エネルギーの測定方法として従来のアナログ読み出しではなくデジタル(ヒット数)を用いる。それらのヒット数からエネルギーを換算するため、細かい読み出しが要求される。高位置分解能、高頻度入射粒子許容という特徴を持つ μ -PIC を薄くすることで積層型にすることができ、大量生産によりコストダウンが可能で、形状の自由度が高い。

2-2-2.mesh 付き μ -PIC、GEM 付き μ -PIC

金属製(Ni)の micro-mesh と μ -PIC を組み合わせた「mesh 付き μ -PIC」が神戸大学で開発されている。これは金属 mesh を検出面に平行に配置することで、三次元的な電場構造を構成し、Anode 近傍のガス増幅の行われる領域を空間的に広げることができる。その結果、Cathode 近傍の電場を抑えたまま、Anode 近傍の電場を高くすることが出来高い増幅率を得ることができる。また、増幅過程で生成した陽イオンは金属 mesh に吸収され Drift-Area に到達しにくくなるため、これまで以上に高頻度の入射粒子にも対応できることが考えられる。図 2.4(a)にメッシュ付き μ -PIC の概観図を示す。mesh 付き μ -PIC ではガス増幅により生じたイオンの Drift-plane への流入を抑えられるため、TPC への応用が考えられる。この mesh 付き μ -PIC に関しては参考文献[]を参考にしてほしい。なお京都大学では GEM を μ -PIC の上方 5mm の位置に配置し Gain を向上させて μ -PIC を使っている(図 2.4(b))。Mesh 付き μ -PIC や GEM 付き μ -PIC では高い増幅率を得られるが、ATLAS の SW に使うには beam 衝突の間隔時間の 25nsec より time-jitter を抑えるために、drift-gap を広げたくない。また mesh や GEM を使うと浮いた構造を含むため、作製の工程数や取り扱いが難しくなるということもあり、前述の Thin-gap μ -PIC を提案している。

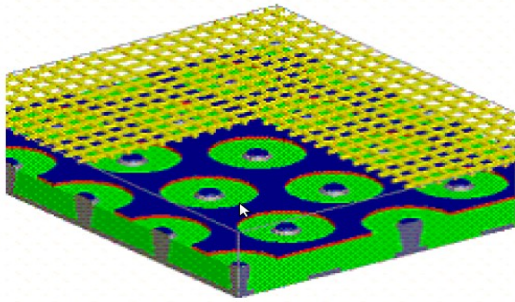


図 2.4(a) : mesh 付き μ -PIC 概観図 [30]
ただしこの図では μ -PIC は最密構造型

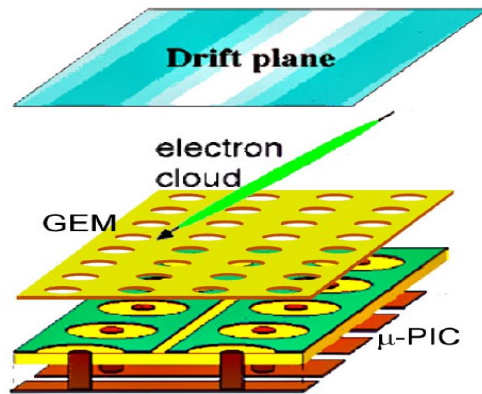


図 2.4(b) : GEM+ μ -PIC 概観図 [31]
ただし神戸大ではこの方法ではまだ行っていない。

2-3. resistive μ -PIC

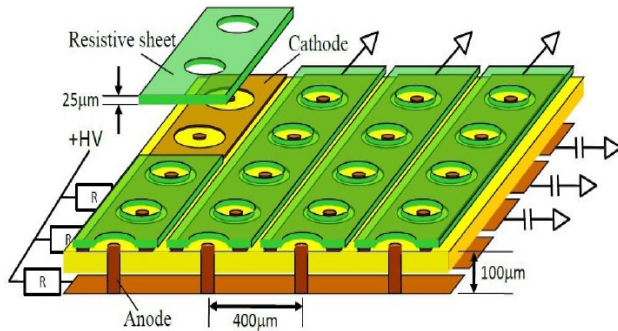


図 2.5(a) : resistive μ -PIC 概観図

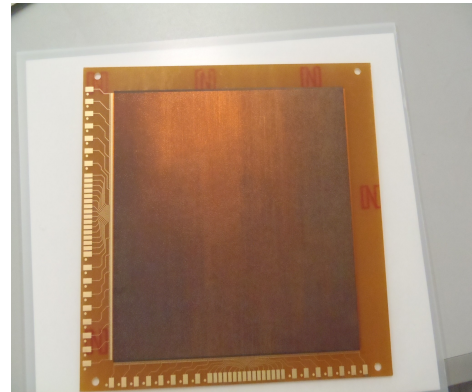


図 2.5(b) : resistive μ -PIC 現物

2010年から我々神戸大 μ -PIC グループは Resistive μ -PIC の開発に取りかかっている。これは通常の μ -PIC の Cathode 部分を覆うように高抵抗のポリイミドをエッチングで取り付けただけのものである(図 2.5)。この高抵抗のポリイミドをエッチングすることにより、Anode-Cathode 付近で放電に相当するような大規模な電流が流れようとした場合に、これを抑制するような働きが期待できる。現在の試作段階では Anode-pixel が中心に来ないなどの技術的な課題があり、まだ完成していない。まだ放電抑制効果は見られないものの、不安定ではあるが ^{55}Fe や中性子の信号はしっかり見られる所までは来ている。図 2.6 に resistive μ -PIC の顕微鏡写真を載せる。ポリイミド部分にクラックが生じたり、電極のエッチングに失敗している箇所も当初はあったが現在は改善されている。

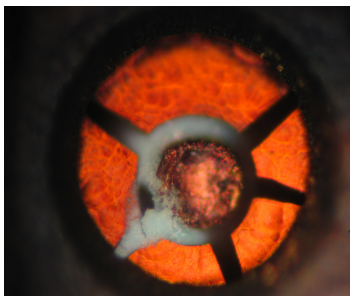
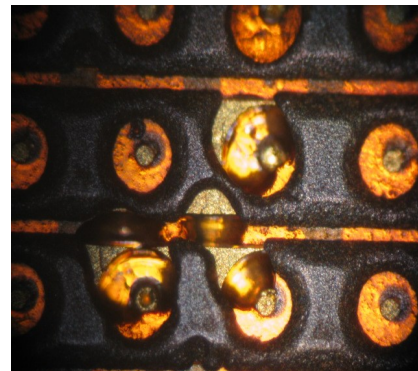
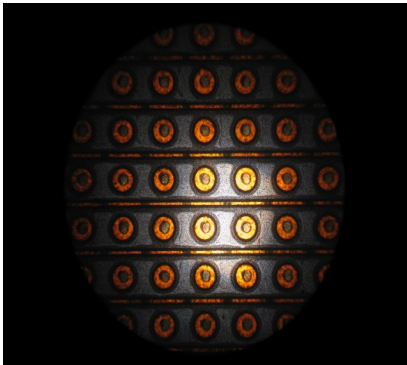


図 2.6 (a) resistive μ -PIC 電極、比較的良品のもの (上左)

図 2.6 (b) resistive μ -PIC エッチング失敗電極 (上右)

図 2.6 (c) resistive μ -PIC クラックが発生した電極 (下左)

2-4.SLHC ATLAS upgrade 内での μ -PIC 配置案

μ -PIC の原理、性能、種類について一通り説明したので、この節で SLHC での ATLAS upgrade に向けた SW に μ -PIC を入れるデザイン、配置案を紹介する。

(a) μ -PIC のデザイン

- 読み出し間隔は $400\ \mu\text{m}$
これまでの豊富な動作実績があるのと、HIT 情報のみの位置分解能で約 $150\ \mu\text{m}$ の位置分解能が可能。(ただし 2GeV 電子での測定値なので muon なら、さらに良くなる可能性がある。)(図 2. に参照)。
- タイプは Thin-Gap 型 μ -PIC
これは Drift 間隔を縮めて速い信号を得るためにこのタイプを採用する。これは muon の Trigger 検出器としても使うための条件である 25nsec の beam 衝突時間以内に信号を読み出したいためである。今回の実験では Drift 間隔を 3mm (KEK beamtest 時は 2.4mm) で使ったが、宇宙線 muon を用いて早い信号を得れる間隔を測定する必要がある。他の利点としては Drift 電圧を数 kV かけて Drift-Area からガス増幅を起こし、高いガス Gain を期待できる。Resistive- μ -PIC が実用可能になればこれを thin-gap 型で使うことも考えている。
- 2つのユニットでダブルレット構造
 μ -PIC を 2 層構造にすることで、 $150\ \mu\text{m}/2=75\ \mu\text{m}$ の位置分解能が可能でこれは ATLAS 検出器の Muon 位置検出器として要求される性能を満たしている(図 2. 7 参照)。さらに荷電粒子のような Track Hit のみを選別でき、中性子のような軌跡を作らない Hit を減らせる。

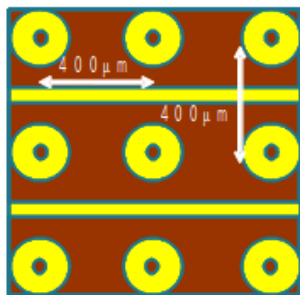


図 2.7(a) μ -PIC ジオメトリ

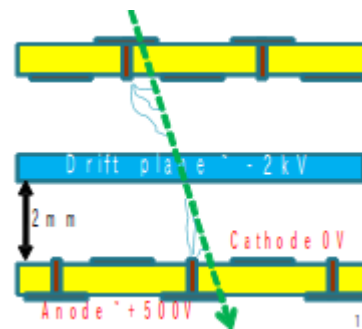


図 2.7(b) ダブルレット構造

(b) 検出器の配置方法はダブルレット構造の μ -PIC を 2 層配置

- SW にダブルレット構造の μ -PIC を 2 層配置して Trigger と精密測定を同時に行う(図 2.8)。
現在 SW では TGC(Thin Gap Chamber)検出器と MDT(Monitors Drift Tube)と CSC 検出器が置いてあり、TGC で Trigger という早い読み出しでゴミイベントを除去し、その除去した後のイベントを MDT で精密な位置測定を行っている。これを TGC と MDT が置いてある位置にダブルレット構造の μ -PIC を 2 枚置いて、Trigger 機能と位置精密測定の両方持たせるデザインを提案している。これは μ -PIC が MDT よりも早い信号読み出しが出来て、TGC や MDT よりも細かい位置分解能を持っているために行えることだ。但し、後述するが現段階ではまだ早い読み出しには成功していない(アンプの性能で改善可能と考えられる)。

- 個々の μ -PIC1 つのサイズは 10cm~30cm 程度
面積が小さいのは現在のプリント基板の製造上の限界がこの大きさのためである。この μ -PIC をタイルのように張っていくような構造を考えている。面積が小さいと製造が大変だが大強度の粒子線が入射する場合の Occupancy の面では都合が良い。1 つの読み出しが面積が大きいと大量に放射線が入ってきたときに鳴りっぱなしという危険がある。

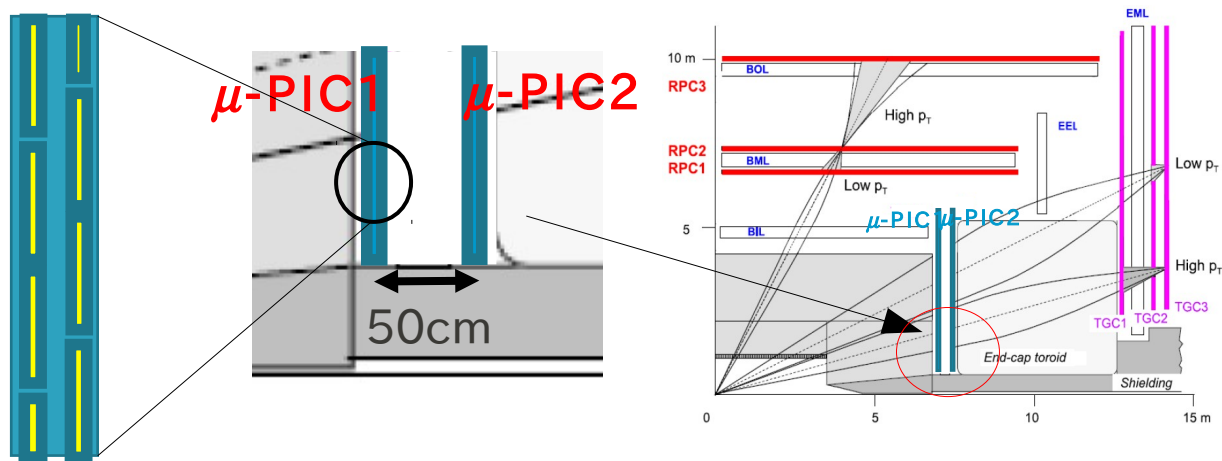


図 2.8 : SW への μ -PIC 配置図

2-5. μ -PIC SE

2-5-1. μ -PIC SE 本体、読み出し

この節で私が 2 年間実験に用いたプロトタイプ型 μ -PIC SE の説明をする。このプロトタイプ型は東大宇宙線研の関谷氏が設計したもので Anode, Cathode 共に真ん中の読み出し 16ch 分は 400 μ m の strip 1 本ずつの読み出しで、残りの strip は μ -PIC の端で 16 本まとめている。つまり端をまとめている以外は普通の μ -PIC と同じである。まとめ読み出しは 15ch ある(図 2.9(a)(b))。端にはんだこて用のパッドがついてここから、Anode, Cathode 共にガスパッケージの外に通じる D-sub コネクタに導線で繋がっている(図 2.9(d))。外側の回路で、Anode は 2 つに配線が枝分かれし片方は 1M の抵抗を介して positive の HV に繋がっており、もう片方は 500pF のコンデンサを介して ASD アンプにつながる(図 2.9(e))。コンデンサは ASD に高電圧(DC 成分)を流さずに μ -PIC で得られる信号(AC 成分)を得るために入れている。1M の抵抗はガス配管でいうニードルバルブのような役割である。Cathode の外の配線も枝分かれしており、片方は 1M の抵抗を介してグラウンドにつながり、片方はそのまま ASD アンプへとつながる(図 2.9(f))。

また μ -PIC の上にある Drift-Plane には FR4 に Cu を蒸着したもの、FR4 の枠に Ni-mesh を接着したもの、アルミ板にアルミマイラーを接着したものをを使用した(図 2.9(c))。ただし、FR4 に Cu を蒸着した Drift-plane は ^{55}Fe からの X 線が貫通しないため、ガス Gain 測定時は用いていない。この Drift-Plane と μ -PIC の間にプラスチックのスペーサーを挟み、プラスチックネジで留めて使用した。Drift-Plane への negative-H 供給には 5kV 耐圧の 1M の抵抗を介している。30cm 角 μ -PIC 使用時はここにローパスフィルターを介していたが 10cm 角の場合はローパスフィルターを介すと逆にノイズが増えたので抵抗のみにしている。

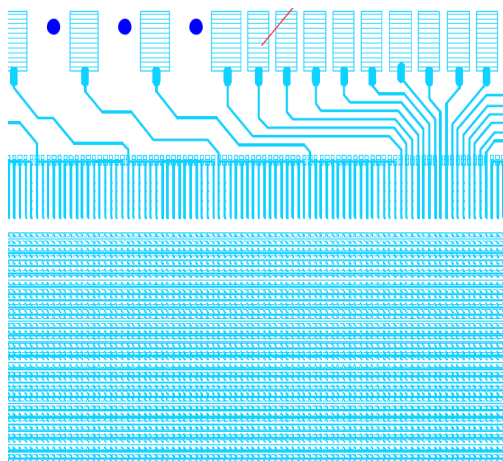


図 2.9(a) : まとめ読みだしと細かい読み出し

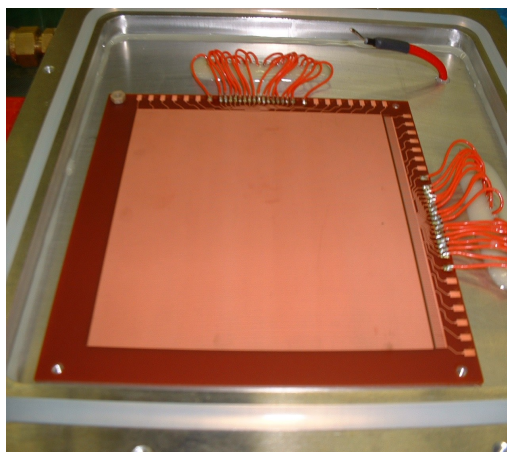


図 2.9(b) : μ-PIC 現物

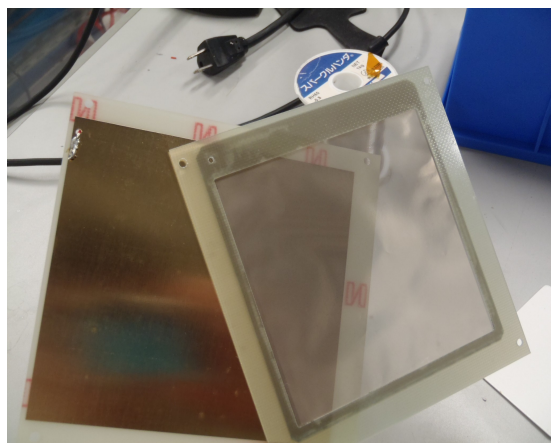


図 2.9 : (c) : FR4 に銅を蒸着した Drift-Plane(左)
FR4 の枠に Ni-mesh を接着した Drift-Plane(右)

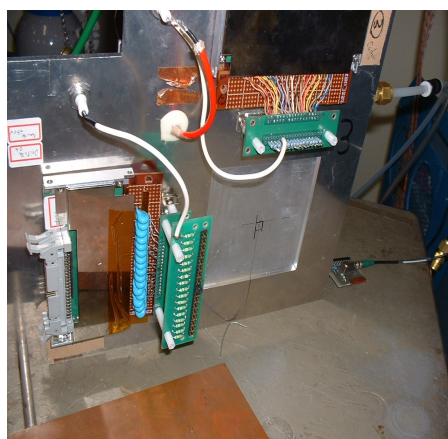


図 2.9(d) : 外の読み出しと ASD

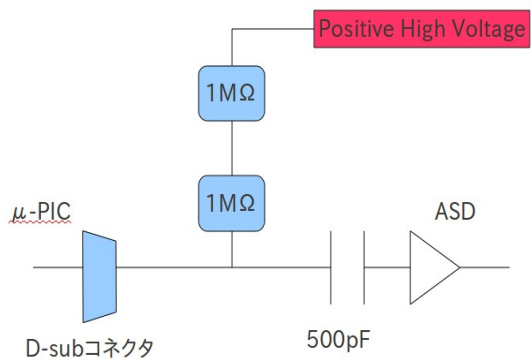


図 2.9(e) Anode 読み出し

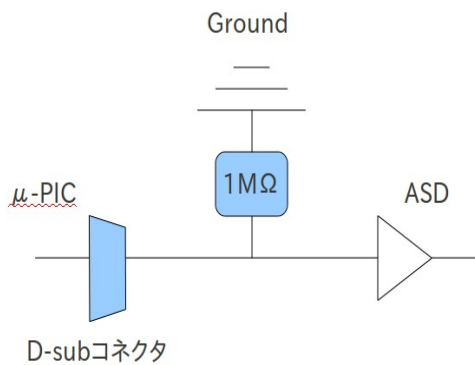


図 2.9(f) Cathode 読み出し

2-5-2. μ -PIC SE2

ここで μ -PIC SE2(以降 SE2)について記述する。 μ -PIC SE では読み出しを繋げるときに検出部の端にある pad にはんだついで配線を繋げる必要がある。これは μ -PIC の検出部にはんだの塊や、フラックスが付着する可能性があり、非常に危険である(もちろん保護シートを被せているが)。そこで、はんだづけをせずにカードエッジコネクタで差して読み出しを装着できる構造の μ -PIC SE2 を開発した(図 2.10(a))。66ch 分の細かい読み出しと、8ch 分のまとめた読み出し(24 本の strip で)を持っていて、約 2.6cm の面積で $400\mu\text{m}$ の pixel での読み出しが可能になっている。さらに図 2.10(a)に示すように、Anode の読み出しが両端に伸びている。これは信号の読み出し線と HV 線を分けたためである。カードエッジコネクタ以降は FPC ケーブルで ASD を 5 枚指すボードまで繋がり、それ以降は VME という多チャンネルの信号処理が可能な装置に繋げることを考えている。FPC ケーブル、ボードは jww-CAD で製図し、レイテックに製作を依頼した。但し、この SE-2 ではまだ測定は行われていない。これはノイズ対策が非常に難しく、まだ μ -PIC SE のように安定的にオペレートできる状態になってないためだ。これまでは μ -PIC SE と同様の DAQ(データ処理装置：第 3 章参考)を用いてオシロのアナログ波形からノイズを見ながら対策をしている(図 2.10(b))。また、現在新たな読み出しボード SiTCP(図 2.10 (c))というコンパクトで多チャンネルの信号処理ができるボードを KEK 測定器開発室より借りており、この SiTCP でも使えるような変換コネクタの製作も進んでいる。

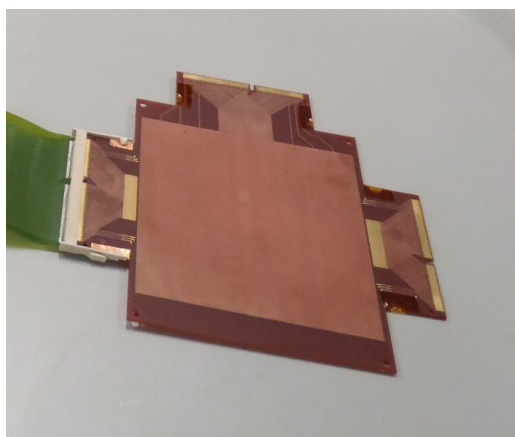


図 2.10(a) : μ -PIC SE2

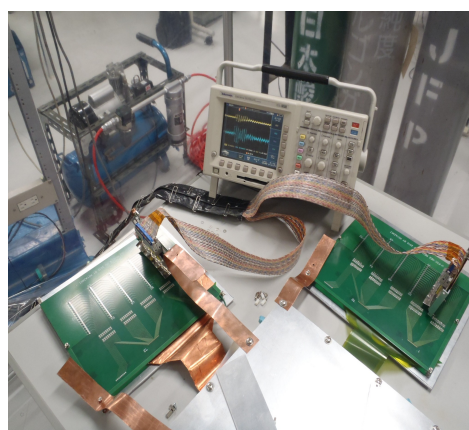


図 2.10(b) : μ -PIC SE2 の ASD 差し込みボードとオシロに写った μ -PIC のノイズ



図 2.10(c) : これ 1 枚でパソコンに差せば多チャンネルの信号が読める。

2-6.パッケージ

この節で μ -PIC を入れるパッケージについて簡単に述べる。もし電気陰性度の高い分子(例えば酸素)がドリフト間隔中に存在するとドリフトしている種電子を吸着してしまうため μ -PIC で信号を検出することができない。よってパッケージの密閉度は大切で、我々はシリコンゴム製の O-ring を使用して密閉度を維持している。アルミパッケージは jww-CAD で製図してシーアイ工業に製作を依頼した。図 2.11(a)に μ -PIC Se 用のパッケージ、図 2.11(b)に μ -PIC SE2 用のパッケージを載せる。

気球実験や、衛星実験、もしくは商品化するならば、真空をひいてからガスを密閉して閉じ込める方法を取る。しかし我々は加速実験なのでガスを流しつづけるフロー型で問題ない。次節でガス配管について述べる。

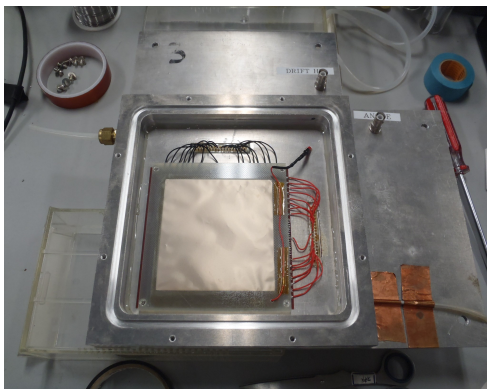


図 2.11(a) μ -PIC SE 用のパッケージ

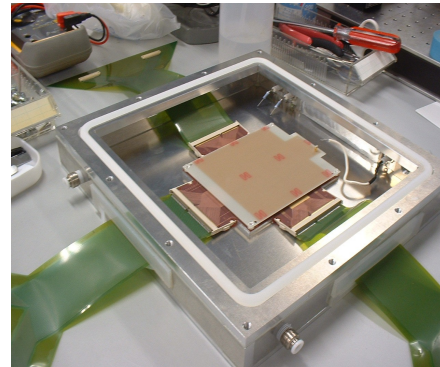


図 2.11(b) μ -PIC SE2 用のパッケージ

2-7.ガス配管

μ -PIC の入っているパッケージに流すガスの配管について述べる。後で述べるがガスには Ar, Ne をベースとして、 C_2H_6 や CO_2 , CF_4 などのガスを様々な比で混ぜ合わせて μ -PIC のパッケージに流した。ガスの混合には基本的には Gas 三種混合器を使用した。このガス混合器には Ar と C_2H_6 (エタン) と C_5H_{12} (イソブタン) のガス混合用に設定されているが、表 2.2 にある CF (コンバージョンファクター) 値がそれぞれ分かっているのでこれを用いて、基本設定以外のガスを用することもできる。また、全てではないが泡膜流量計やガスクロマトグラフィーでガスの混合比をチェックしている。この 3 種混合器の中にはニードルバルブの機能が入っているので、決してニードルバルブを介してはならない。またレギュレータの 2 次圧は 1 気圧 (0.1MPa) に設定する。例えば三種混合器のイソブタンで設定されている ch に CF_4 を流す場合以下の式で CF_4 の実流量が分かる。

$$CF_4 \text{ の実流量} = \text{表示値} \times (CF_4 \text{ の C.F.} / \text{イソブタンの C.F.}) = \text{表示値} \times (0.44 / 0.25) \quad (\text{式 2.1})$$

図 2.12 に示している様に、ガスボンベからレギュレータを介して 3 種混合器につなぎ、そのまま O-ring で密閉した μ -PIC につなぎ、酸素濃度計、バブラーを介して 2 階の排気管につないでいる。流量は多いときで計 100ml/min、長時間流すときは 50ml/min で流した。酸素濃度計は 500ppm 以下になれば OK としている。

酸素は電気陰性度が高いので、多く含まれると増幅前の電子を吸収してしまう。酸素濃度計は「飯島電子工業製:O₂コントローラー(MC-7G-L)」を用いた。流入ガスの排気口から、空気などが逆流してくるのを防ぐため、排気口には、バブラーを使用した。

●適応ガス例とコンバージョンファクタ (CF) [表2]

ガス名称	記号	CF	ガス名称	記号	CF
※アセチレン	C ₂ H ₂	0.61	フ レ オ ン - 14	CF ₄	0.44
空気	—	1.00	ヘリウム	He	1.41
アンモニア	NH ₃	0.77	水素	H ₂	1.01
アルゴン	Ar	1.44	メタン	CH ₄	0.76
ブタン	C ₄ H ₁₀	0.25	窒素	N ₂	1.00
※二酸化炭素	CO ₂	0.74	二酸化窒素	NO ₂	0.74
一酸化炭素	CO	1.00	酸素	O ₂	0.98
エタン	C ₂ H ₆	0.49	プロパン	C ₃ H ₈	0.34
エチレン	C ₂ H ₄	0.60	プロピレン	C ₃ H ₆	0.40

表 2.2 : 様々なガスの CF 値

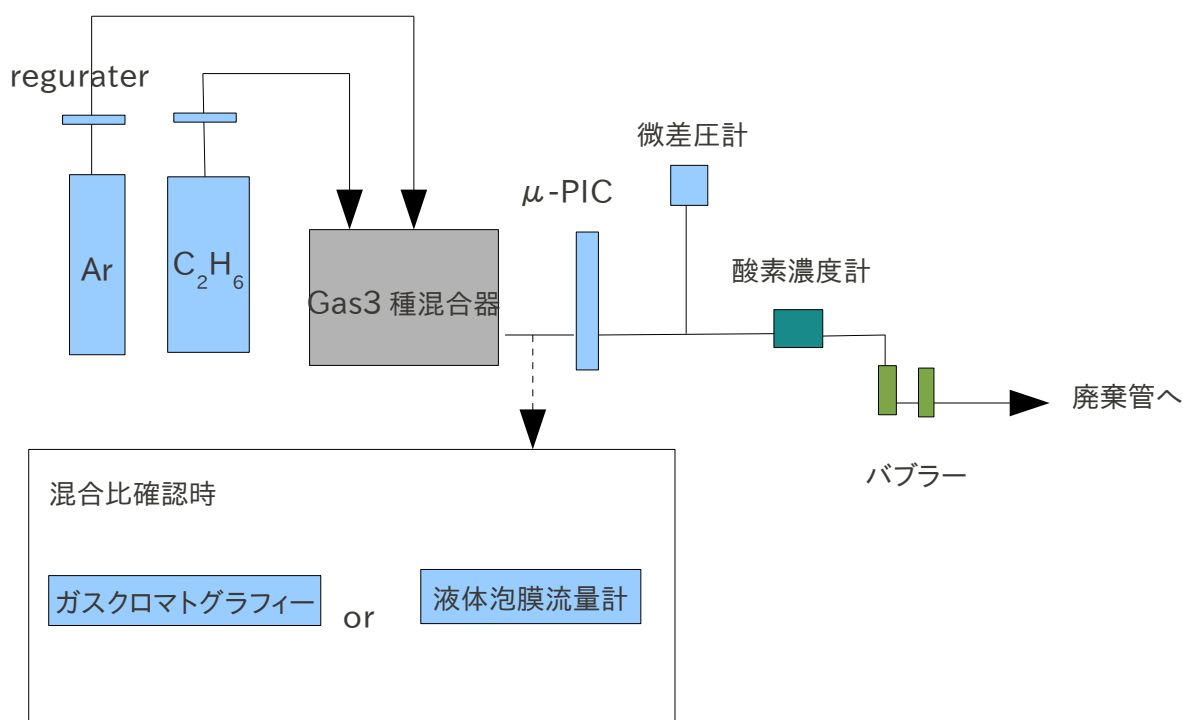


図 2.12 ガス配管 (C₂H₆の場合)

第3章 ガス Gain 測定

3-1. ガス Gain

ガス Gain 測定に関するセットアップ、測定結果を述べる前にガス Gain (ガス中での電子利得) について簡単な考察をここに記す。まずガス Gain は

$$\text{ガス Gain (以下 Gain)} = \text{高電場で増幅させた電子数} / \text{種電子の数}$$

で定義される。荷電粒子や X、 γ 線がガス中で生じた電離電子のことを 1 次電子 (種電子)、その 1 次電子を高電場で増幅させた後の電子を 2 次電子と呼ぶ (図 3.1)。

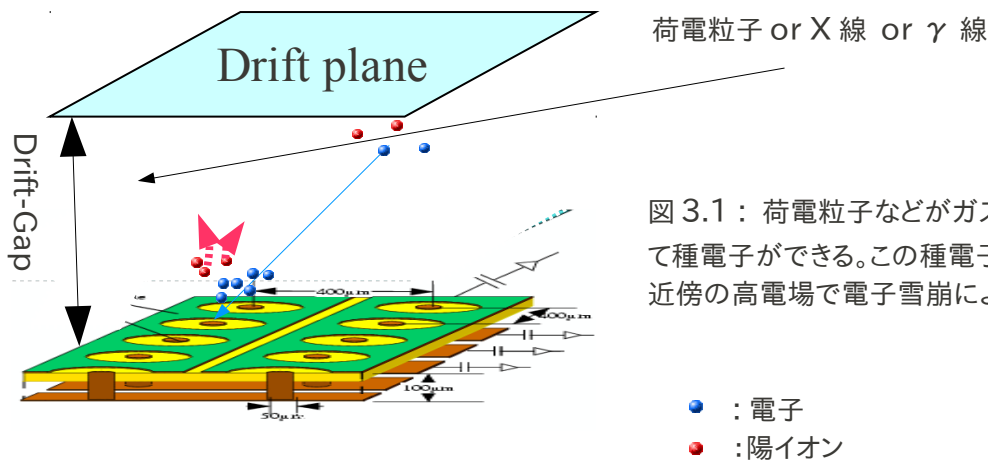


図 3.1 : 荷電粒子などがガス中の原子をイオン化して種電子ができる。この種電子がドリフトし Anode 近傍の高電場で電子雪崩により増幅される。

この Gain は例えば E/p の関数で与えられる。Gain に関わってくる事象を以下に並べる。

- 電場が強くなるほど Gain は高くなる。

これは電子雪崩の時に電子が持つエネルギーが増えることから容易に理解できる。

電場は Anode の位置が Cathode に対して中心にないと、Anode-Cathode 間の電場が変わるし、 μ -PIC と Drift-Plane 間の Drift 間隔の距離にも依ってしまう。Drift-plane は平らなものを使わないと電場が ch によって変わる。そして Anode-Cathode 間のポリイミド表面に電子が付着することが今回で実験から分かったが、この付着電子も電場を乱す。逆に Gain 測定でこれらの電場変化が間接的に見えるの。

- 気圧が低いほど Gain は高くなる。

これは気圧が低いほど電子の平均自由行程が増えるため、電場からより多くのエネルギーをもらい電子雪崩を起こすことに由来する。よって Gain 測定をするときは環境モニターで常に気圧をチェックして、気圧で Gain を補正する。

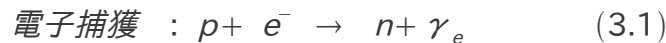
- ペニング効果により Gain が増える。(ガスの種類、混合比)

1章でも記したがガスを混合して使った場合に、電子がガス分子と反応する時に、分子を電離ではなく励起させた場合に、この励起した分子がさらに電子を作る現象である。これはガスの種類や、混合比に依ってくる。一般的にはクエンチャーにイソブタンのようなガスを使えば Gain が増える傾向にある。我々はペニング効果を考慮していない W 値を用いているのでガス別に Gain を測定した場合にガスのペニング効果を測ることが出来る。

3-2. ガス Gain 測定方法、セットアップ

3-2-1. ガス Gain 測定方法

Gain 測定には α 線源や、レーザーを使う方法もあるが、我々は ^{55}Fe 線源を用いて Gain を測定した。 ^{55}Fe 線源は通常の ^{56}Fe よりも中性子が1つ少ない放射線同位体である。これは電子捕獲により、 ^{55}Mn となる。反応式は、



で表せる。 ^{55}Fe はこの反応で 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時に 5.9keV の特性 X 線が生じる。以下に ^{55}Fe を用いて Gain 測定をする利点をあげる。

- β 線源だと電子と一緒にニュートリノも出てしまい電子のエネルギーが一定ではないので一次電子のエネルギーが特定できない。よって電子捕獲による特性 X 線はエネルギーが一定なので都合が良い。
- よりエネルギーの強い γ 線を用いるよりも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。
- さらに数 mm の Ar を通過した時に MIP 粒子が作る電子の数と ^{55}Fe の X 線が作る電子の数が近いので実際に加速器実験などで荷電粒子検出器として使う時の環境と近いことが上げられる。

この ^{55}Fe から出る特性 X 線を Ar とクエンチャーガスを充填した μ -PIC に当てると Ar 原子と反応し、2.7keV の電子が放出される。その後さらに、高い準位にある電子が低い準位に落ち込みそのエネルギー差分の特性 X 線を出す。この特性 X 線が 15% の確率でそのまま μ -PIC の外に出ていく(というのもこの X 線は Ar 分子を電離するほどのエネルギーをもってないため)。また 85% の確率で自分の電子でこの X 線を吸収し、電子を外へ放り出す(オージェ電子)。このオージェ電子のエネルギーが 3.2keV ということで全体で 85% の確率で計 5.9keV の電子が出て、15% の確率で 2.7keV の電子が出る。前者を光電ピーク、後者をエスケープピークと言う。実際に μ -PIC でこの二つのピークを見て取れる(図 3.5(b))。図 3. 2 に ^{55}Fe を用いた時の電子の生成過程について図 3.2 に示す。Gas を変えると W 値が異なってくるので出来る種電子数も異なってくる。

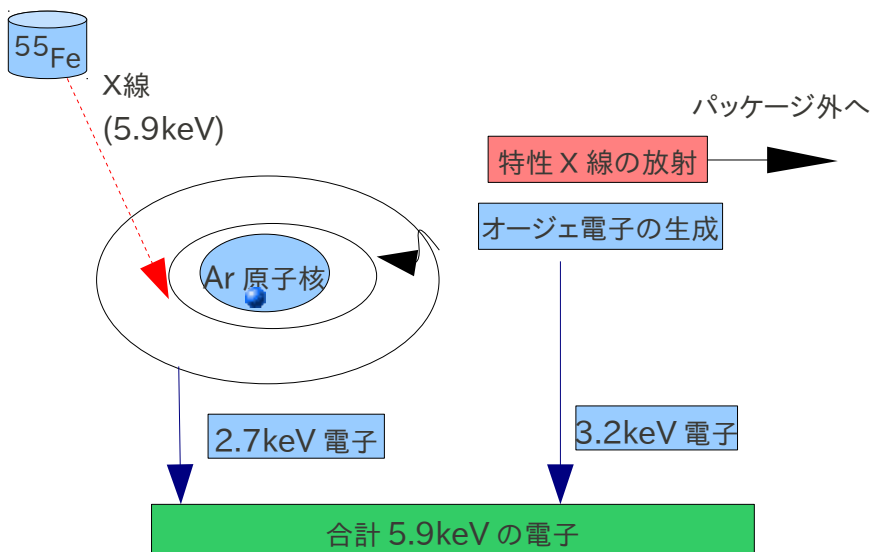


図 3.2 : X 線と Ar 原子の光電効果

本実験では、この過程により 5.9keV 分の電子が生成されたと仮定する。例えばガス Ar:C2H6=1:1 を使った場合には以下の様に種電子が約 227 個出来て、その電荷は

$$1.6 \times 10^{-19} \times \frac{5.9 \times 10^3}{26} \approx 3.6 \times 10^{-5} [\text{pC}] \quad (3.2)$$

となる。他にも様々なガスで Gain 測定を行ったが、全ての混合ガスで W 値は微妙に異なっている。この方法で種電子の数が分かるので増幅後の電荷量を後述の DAQ(データ測定装置)で測定して Gain を求める。

3-2-2.DAQ システム

この節で ASD アンプと Gain 測定時に用いた DAQ(Data Acquisition : データ収集)について述べる。

3-2-2-1.測定機器

本実験では以下の装置を用いた。

- 電源装置
 - Anode-dual voltage power supply positive 使用可能電圧 :0 10[kV]
 - Cathode-dual HV power supply 使用可能電圧 :-5 0[kV]

- データ収集機器

- preamp ASD(Amplifer Shaper Discriminator)

：このアンプは電荷を電圧に整形するチャージアンプで KEK の佐々木教授が ATLAS 検出器の TGC 用に開発した時定数 16nsec のアンプである(図 3.3)。4ch 分の処理が出来る ASD ASIC が 4 個搭載され、1 つのボードで 16ch を処理する。ASD ASIC は検出器からのアナログ信号を増幅し、整形し、ある threshold 電圧を超えた信号だけを LVDS(Low Voltage Differential Signaling:低電圧作動信号)の Digital 信号で出力する。このボードはアナログ出力も可能で、出力に 40pin のコネクタが 2 個ついており、ツイストケーブルをボードに近いコネクタにさすとデジタル出力でボードに遠いコネクタにさすとアナログ出力になる。また ASD に入れる電荷量が多くなると入った電荷量に比例して増幅しなくなるので注意しなければならない

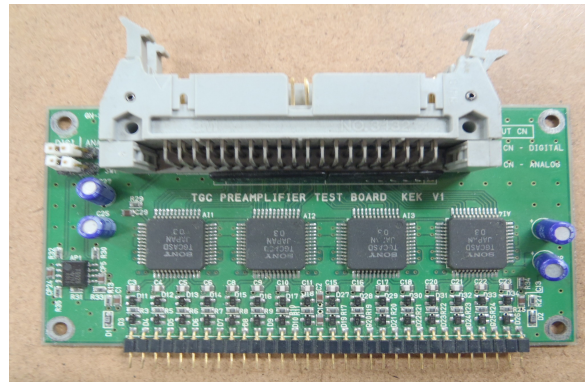


図 3.3 : ASD Board

表 3.1: ASD chip のスペック[]

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: $\hat{A} \pm 3V$, 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)

- ASD Buffer (CXA3184 ASD Buffer)

:ASD プリアンプの信号を増幅させる、さらにこれは ASD プリアンプの電源を供給している。アナログ用に Anode,Cathode 用の ASD Buffer があり、さらにデジタル用に Anode,Cathode 用がある。これは、アナログ、デジタルで必ずしも一致していないので中を開けて確認する必要がある。

- Octal Linear FAN -IN / OUT

: アナログシグナルをそのまま分配出来る。またこれを介すことでオフセットを調節できる。

- Discriminator

: 波高弁別器、閾値を越えた信号はデジタル信号として処理される。スレショルド領域は 112[mV]～

- Gate Generator

: Discriminator からのデジタル信号の幅、遅延時間を自在に変えて、ADC のゲート信号を生成する。また VETO-in に信号が入った時にその信号の幅の時間だけゲート信号を送らない。

- Attenuator

: シグナルの大きさの倍率を調整できる。(1,2,4,8,16dB)

- 80 MHz Scaler

: Discriminator で弁別されたパルスをカウントできる。

- CAMAC Crate Controller

: ゲート内収集する。QDC に、放射線検出の電気信号が入力されたかを知らせるパルスを逐一送る形式、すなわちポーリングでなく、CAMLIB という C 言語の関数ライブラリを用いて、LAM(Look at Me) を動作させ、割り込み信号を使ってデータを出力する。

- PC : Linux

: CAMAC クレートのデータを取りに行く。

- 信号出力観測

: オシロスコープ:Tektronix 製 TDS3034B

- 電荷 ADC 校正

: Pulser:Hewlett Packard 製 Pulse/Function Generator 50MHz 8116A

- ADC (Analog Digital Converter)

: ADC は ^{55}Fe からのアナログ波形を Gate で定められた区間で時間積分する。図3.5(a)のオシロスコープの波形を見るように、波形は電圧と時間の関係式として出てくる。

$$V=RI \quad I=\frac{dQ}{dt} \quad (\text{式3.3})$$

より

$$V=R\frac{dQ}{dt} \quad (\text{式3.4})$$

実際に電圧を時間で積分してみると、

$$\int Vdt = RQ \quad (\text{式3.5})$$

よって

$$Q = \frac{1}{R} \int Vdt \quad (\text{式3.6})$$

となり、ADC の測定によって電荷量を与えられる。

3-2-2-2.データ収集フロー・システム

(a)で紹介した機器を使って、⁵⁵Fe の作る種電子が作る電荷量を ADC 値として測定する流れを説明する。

Anode,Cathode から来た信号は ASD で増幅され、ツイストケーブルを通して ASD buffer に送られる。Gain 測定時には ASD,ASDbuffer 共にアナログ信号用のコネクタにつないでいる。アナログ信号は ASD-buffer から Lemo のケーブルで取り出せるようになっている。その後、セルフトリガーでデータ収集を行うために、Linear-FAN-IN/OUT で信号を ADC 入力用と Gate 入力用に 2 つに増やし ADC(Analog Digital Convertor)にそれぞれ入力し、CAMAC によりデータを収集した。Gate 信号は Discriminator と GateGenerator を用いて作成した。Gate 信号はデータ収集の最中に次の信号が来るとエラーが起きる可能性があるため 10msec の VETO をかけている。また、約 30m のケーブルを用いて ADC 入力用の信号を遅らせて、Gate 信号に ADC 入力信号が入るように調節した。図 3.4 にデータ収集に用いたブロック図を載せる。

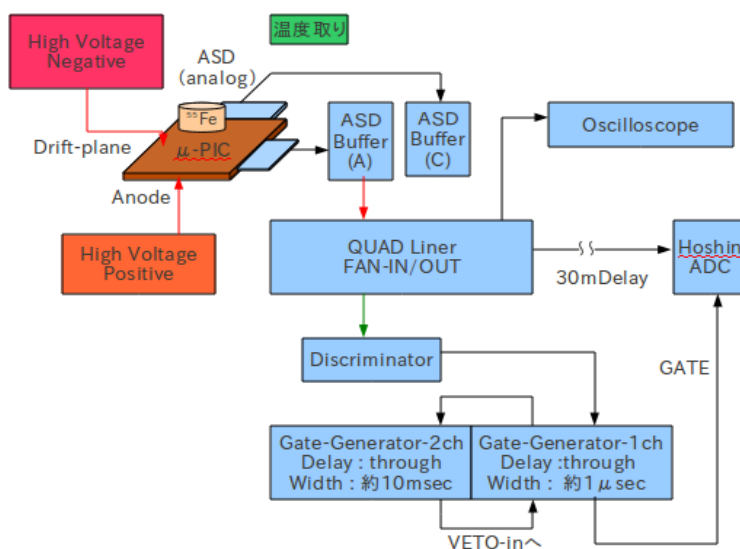


図 3.4 : Gain 測定時のシステムブロック図

今回の実験では、⁵⁵Fe からの信号を各測定点ごとに 5000 個のパルスによる波高分布を計測し、波高の中心値を測定した。図 3.5(a)にオシロスコープで見た ⁵⁵Fe からの信号と図 3.5(b)に ⁵⁵Fe から得た ADC 値(電荷量に比例)の histogram を載せる。⁵⁵Fe から放出される 5.9keV の電子とオージェ電子が出なかった場合の 2.7keV 電子由来の 2 つの信号がよく分かる。この 5.9keV のピークでの種電子の数が分かっているので、後はこの ADC 値と電荷量の関係式をパルスジェネレーターを用いて導けば Gain(増幅率)が求まる。これは次の節で述べる。

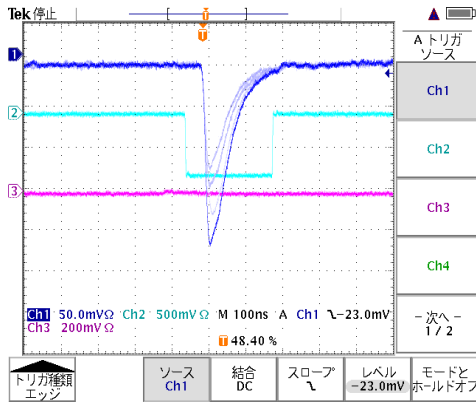


図 3.5(a) : エスケープピークのおシロ波形
 濃い青が ^{55}Fe 由来の信号
 薄い青が Gate 信号

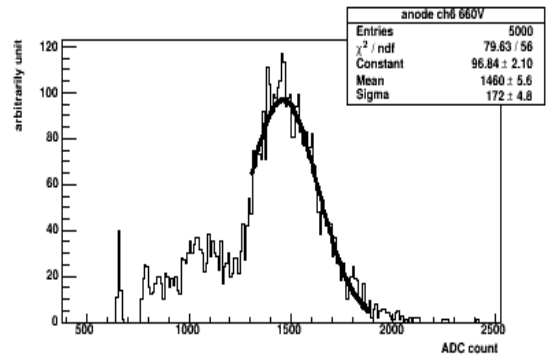


図 3.5(b) : エスケープピークの ADC 分布

3-2-3. キャリブレーション (電荷-ADC 校正)

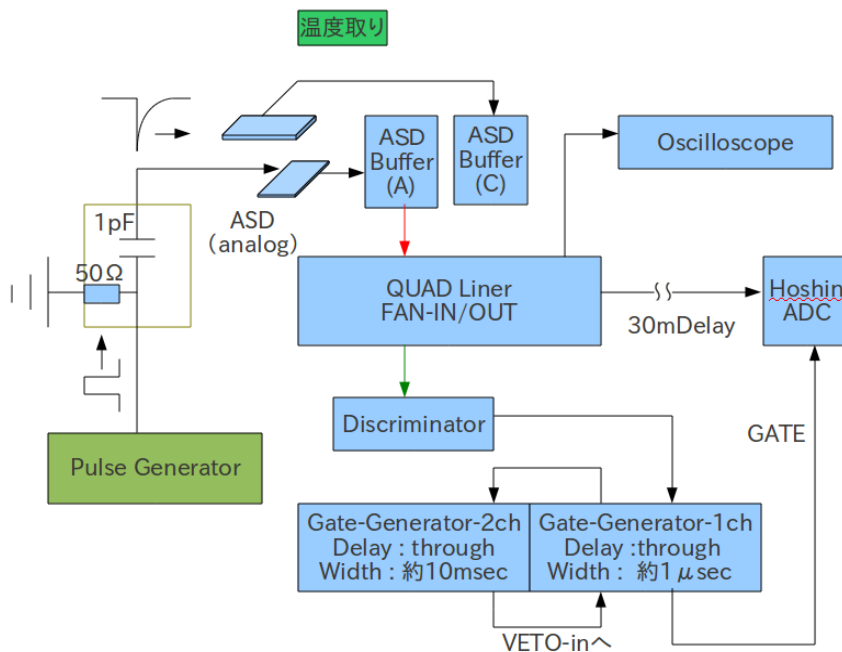


図 3.6 キャリブレーション時の DAQ

ここで ADC でのカウント (ピーク値) がどれほどの電荷に値しているのか、つまり μ -PIC から来た二次電子の信号がどの程度アンプで増幅されているかをキャリブレーション (校正) する。このためにパルスジェネレーターから容量 $1[\text{pF}]$ のコンデンサーを通して ASD アンプにつなぐ (図 3.6)。 50Ω の抵抗があるのは配線に用いているケーブルの特性インピーダンスが 50Ω であるため、コンデンサーの基板のインピーダンスも一致させ、信号の反射を抑制するためである。パルスジェネレーターで $50\text{ mV}, 100\text{ mV}, \dots, 500\text{ mV}$ の振幅の矩形波を送ると、 $\Delta Q = C \Delta V$ とコンデンサーの容量が $1[\text{pF}]$ より、 $0.05[\text{pC}], 0.1[\text{pC}], \dots, 0.5[\text{pC}]$ に値する ADC 値が得られる (図 3.7(a))。これにより、ADC 値と μ -PIC で得られた二次電子との校正曲線が得られる (図 3.7(b))。

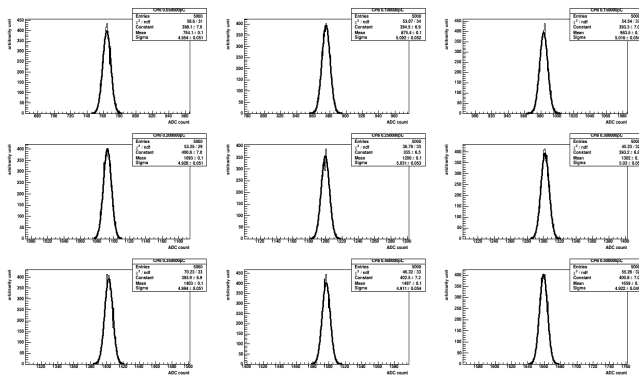


図 3.7(a) : 0.05[pC](左上),0.1[pC]~0.5[pC](右下)の電荷をASDアンプに入れたときのそれぞれのADC値それぞれガウスフィットでmean値を出す。

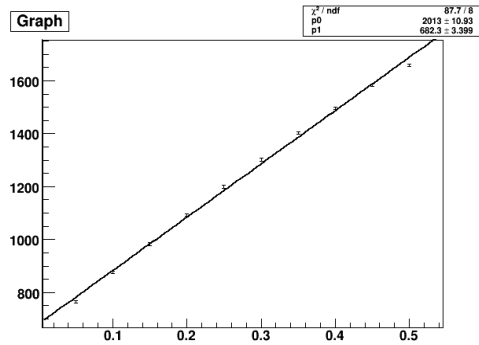


図 3.7(b) : キャリブレーション曲線(二次電子とADC値の関係)左の各電荷量で取ったADC値のmean値を縦軸にプロットした。この直線より、ASDは問題になるほどサチレーションせず、ASDに入れる電荷を分割する必要はないと考えた。

図 3.4 から電荷が 0[pC]の時に 682.3 のADC 値の信号がきている。これはペDESTALと呼び機器の offset によりここをゼロ点としたためこのような値がでている。またペDESTALにはノイズの成分も含んでいて、時と場所によって変化するので、Gain 測定する前に μ -PIC からの信号がこない状態で(Gate をパルスジェネレーターで無理やり開けて)同様のペDESTALになっているか一応確認している。またチャンネル毎にキャリブレーションを行っている。例えば、ある日に ch6 でキャリブレーションを行って得たADC-電荷変換の式は

$$y=2012.8x [pC] + 682.3 \quad \rightarrow \quad x = \frac{(y-682.3)}{2012.8} \times 10^{-12} [C] \quad (\text{式3.7})$$

となり、この x がガス増幅して μ -PIC の電極にきた二次電子にあたる。 ^{55}Fe が作る種電子の持つ電荷は、 $63 \times 10^{-5} [pC]$ で、二次電子は上記のキャリブレーションで求まるので、 μ -PIC でのガス増幅率が分かる。よって増幅率 G は

$$3.63 \times 10^{-5} \times G = \frac{((ADC\text{値}) - 682.3)}{2012.8} \quad (\text{式3.8})$$

よって、ch6 の増幅率は

$$G = \frac{(ADC\text{値}) - 682.3}{5.54 \times 10^{-4}} \quad (\text{式3.9})$$

となる。このADC値の部分に図 3.8 の Anode 電圧毎に 5.9keV のメインピークから取ったADC値を代入すれば Gain が求まる。Anode 電圧はバリバリ放電する手前の電圧を限界としている。このGainをAnode電圧毎にプロットすれば、図 3.9 のような Gain-Curve が求まる。非常にきれいに Exponential 関数で Fit 出来ており、これは第 1 章で示した比例係数領域であることがよく分かる。また Anode 電圧が、図 3.8 と図 3.9 でずれているが、これは

$$Anode\text{電圧}_{\text{気圧補正後}} = Anode\text{電圧} \times (1013.25 [hPa] \div \text{測定時の気圧} [hPa]) \quad (\text{式3.10})$$

という気圧の補正を Anode 電圧にかけているためである。ただし、初期のデータ(3-3,3-4,3-5 節の Gain 測定)は気圧をモニターしていなかったため、この補正は行っていない。

また Gain 測定は Anode,Cathode どちらでも測れるが、Anode と Cathode での Gain 比較を行った測定以外は全て Anode で Gain 測定を行っている。これは Cathode で測定する場合 Anode1ch のみに電圧をかけたのでは有感領域面積が 6.5mm^2 と小さい。というのも電圧をかけている Anode チャンネルの部分でしか電子雪崩が起きないため、計測している Cathode チャンネルとの交わる部分が 6.5mm^2 だからである。複数の Anode チャンネルに電圧をかければ良いのだが、Gain 測定は放電するまで Anode 電圧をかけるので、極力 1ch のみにかけて計測した。この問題は Gate-Generator がたくさんあれば複数のチャンネルで同時に Gain 測定ができるので解決する。上記のセットアップ、方法で Drift 電圧を変えたり、Drift-gap を変えたり、Gas の種類を変えるなどして Gain 測定を行った結果を次節から述べる。

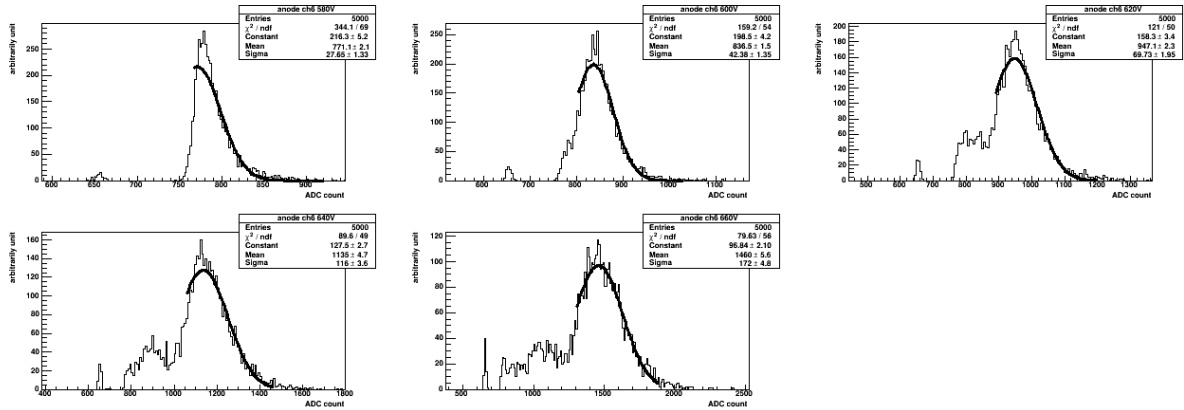


図 3.8 : 電圧毎の ADC 分布

ガウス分布で 5.9keV のメインピークをフィットし、ADC 値の mean 値を出す。

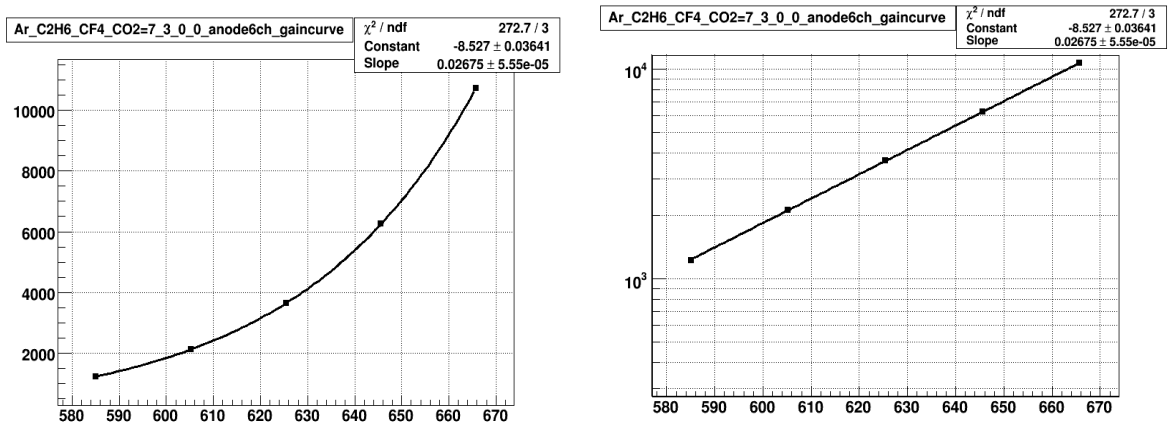


図 3.9 : Gain Curve

式 () に図から得た各電圧での ADC 値を入れ Gain を Anode 電圧毎にプロットした。右と左は同じもの、縦軸が対数表示かそうでないかの違い。

3-3.Drift-Gap、Drift 電圧を変えての Gain 測定

3-3-1.Drift 電圧を変えての Gain 測定

上記のセットアップ、方法でドリフト電圧を変えていき Gain 測定をした結果を図 3.10 に載せる。表 3.2 に固定したパラメータを載せる。

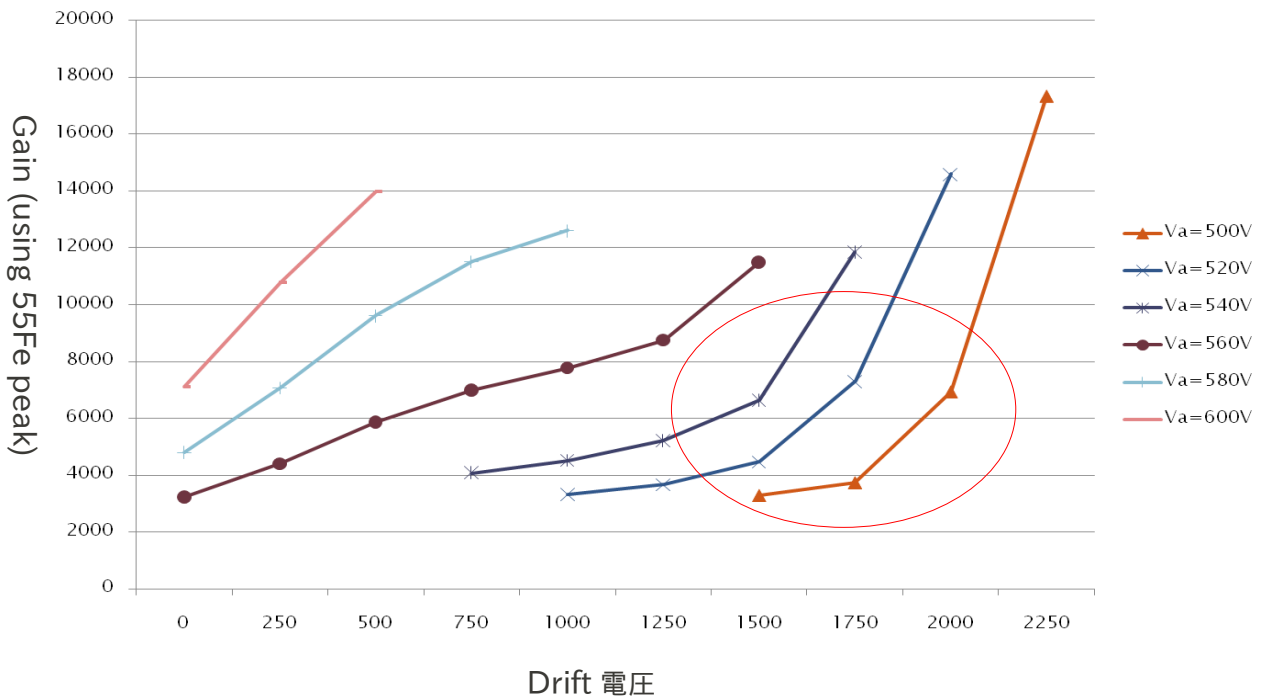


図 3.10 : Drift 電圧、Anode 電圧を変化させた時の Gain-Curve
赤丸付近が Anode 電圧が低いので、このあたりで放電を抑えて使用できると考える。

Drift-Gap	2.4mm
Gas	Ar : C ₂ H ₆ = 9 : 1
Anode or Cathode	Anode
Ch, ⁵⁵ Fe の位置	ch 固定、 ⁵⁵ Fe の位置も固定
Drift-plane	アルミマイラー(図 3.11)

表 3.2 : Drift 電圧変化させた時に固定したパラメータ

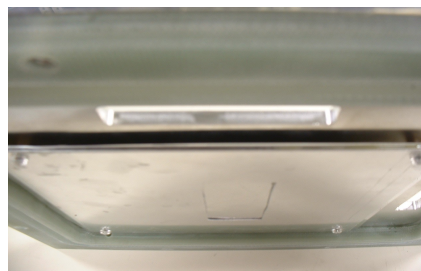


図 3.11 : この時使用した drift-plane

これは Drift-Gap が 2.4mm と短い Thin-gap 型 μ -PIC なのだが、Anode 電圧が低くても Drift 電圧を高くすることによって 1 万以上の Gain が得られることが分かる。つまり、第 2 章の thin-gap 型 μ -PIC の節でも言及したが、Anode 電圧が低いほど Anode, Cathode 間の電場が弱くなるため放電が生じにくくなる。よって図の赤丸の範囲辺りでのオペレートは非常に有効だと思われる。データが途中で切れているがこれより高い電圧では放電してしまい Gain 測定が出来なかった。

3-3-2.Drift 間隔を変えての Gain 測定

ここで、Drift 間隔を変えた場合の Gain 測定結果を図 3.12 に載せる。また固定したパラメータを表 3.3 に載せる。

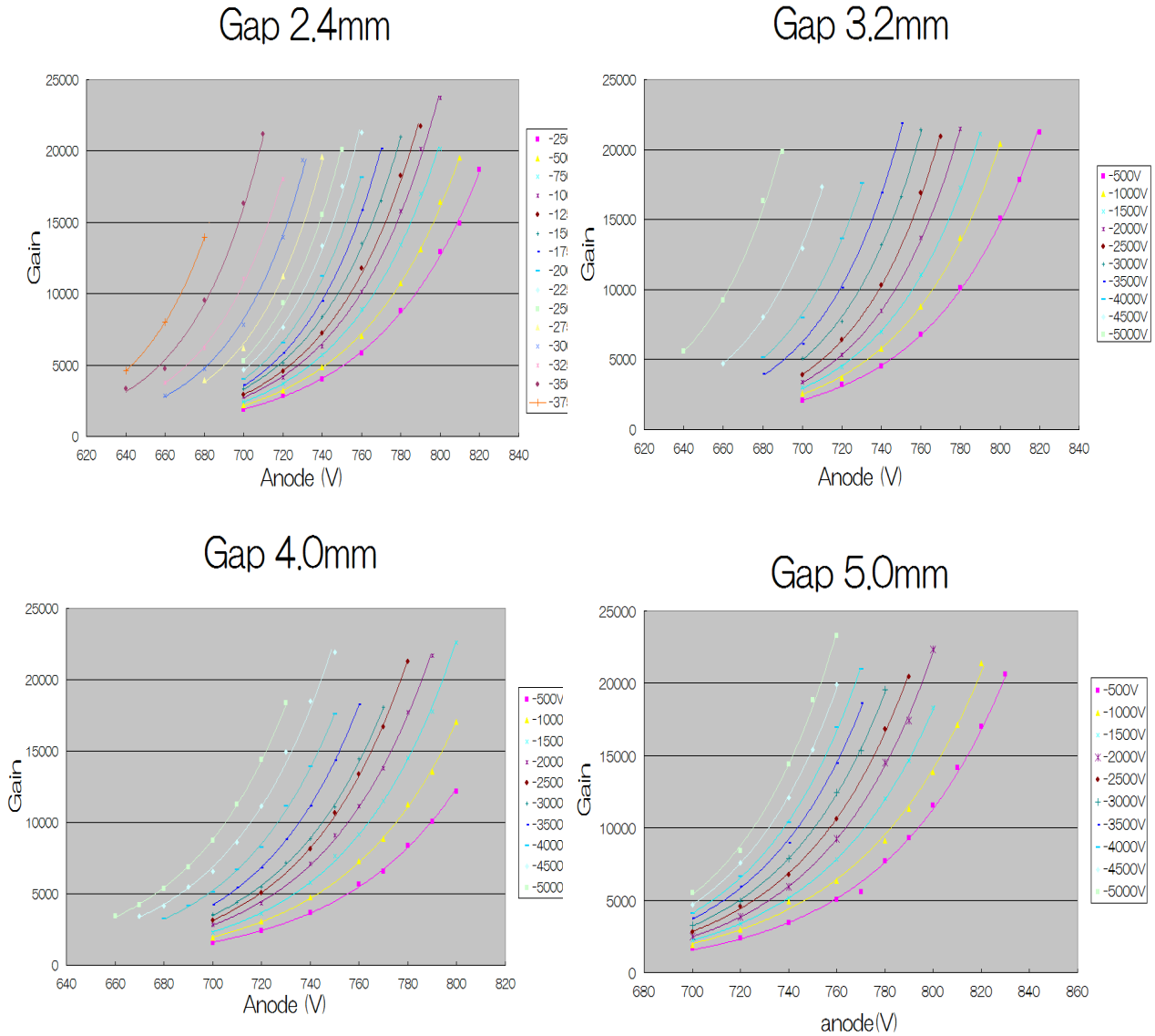


図 3.12 : Drift 間隔 (2.4mm,3.2mm,4mm,5mm)、Drift 電圧、Anode 電圧を変えて測定した Gain。
By K.okada、H.komai

Gas	Ar : C ₂ H ₆ = 1 : 1
Anode or Cathode	Anode
Ch, ⁵⁵ Fe の位置	ch, ⁵⁵ Fe の位置も固定

表 3.3 : Drift-Gap 変えて Gain 測定時の固定パラメーター

まず、このデータは Drift-Gap をそれぞれ 2.4mm,3.2mm,4mm,5mm と変えた場合に各 Drift 電圧を-500V~-5kVor-3.75kV で固定して Anode 電圧を変えながら Gain 測定した結果である。この結果から分かることは、実は Gain は Gap やドリフト電圧を変えても約 2 万程度が限界で、最大 Gain はこの 3 つの変数に依らないことが分かる。

3-4.Gas Study(様々な Gas での Gain 測定)

3-4-1.Ar に様々なクエンチャーガスを混ぜた場合の Gain Curve

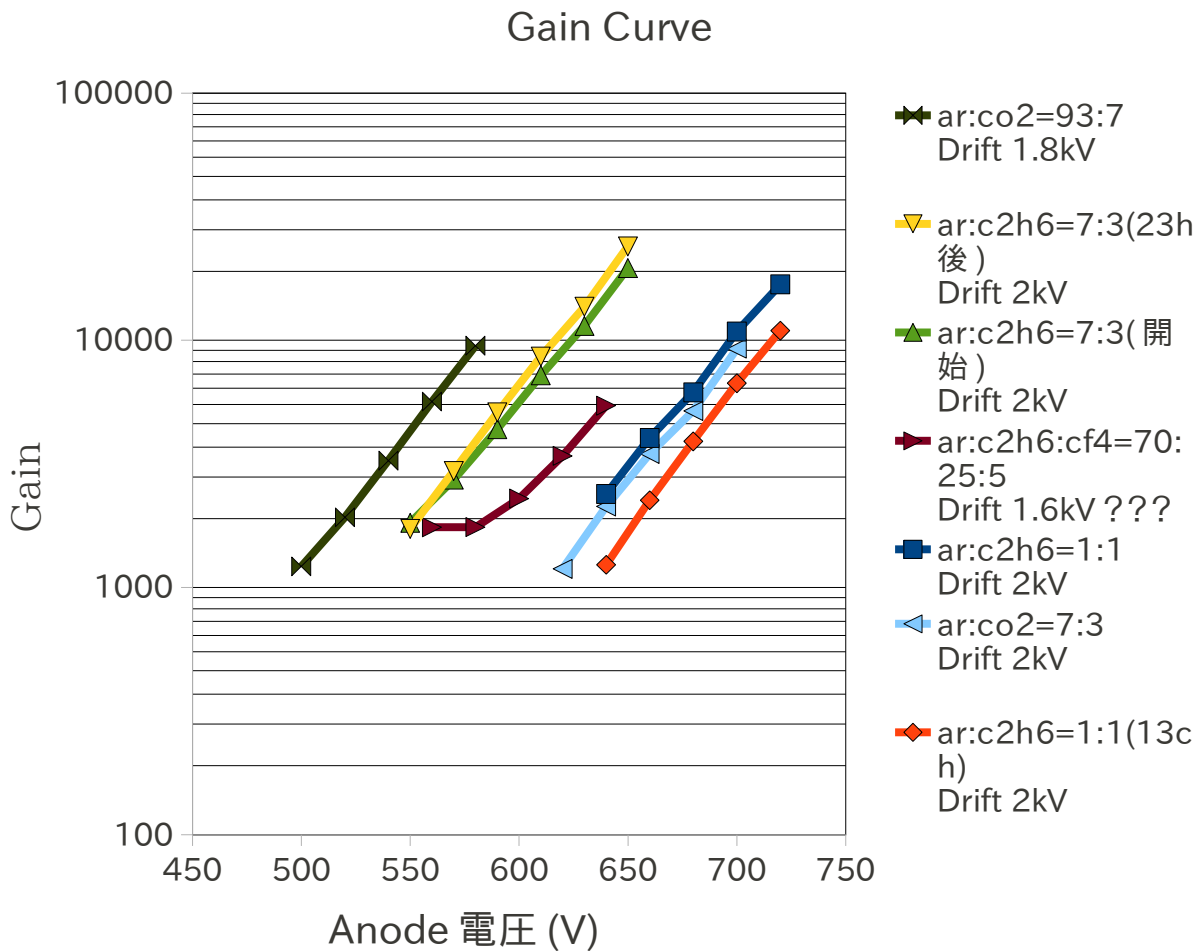


図 3.13 に Ar に様々なクエンチャーガスを混ぜて GainCurve を取ったので結果を載せる。

Drift-Gap	3mm
Anode or Cathode	Cathode
⁵⁵ Fe の位置、ch	⁵⁵ Fe の位置固定,ch は 13ch と 6ch(13ch 以外全て)

表 3.4：固定したパラメータ

ガス配管の節で説明したとおり、それぞれのガス種について、コンバージョンファクター値(CF 値)を用いて校正し、ガス混合器を使って混合した(2-7 節)。緑色の Ar:C2H6=7:3 で Gain を測定してから、それぞれのガスを流し Gain を測定して 23 時間後に再現性を見るためにもう一度 Ar:C2H6=7:3 で Gain 測定をした。少し

Gain が上昇しているのが分かる。このデータに関してはシミュレーションを行っていないので、結果を示すだけで考察は行わない。これらの結果は第 5 章での中性子照射試験でのガススタディにも用いている。

3-4-2.Ar vs Ne ガス

以下に Ar をベースにしたガス、Ne をベースにしたガスについて Gain を測定したので図 3.14 にその結果を載せる。表 3.5 に固定したパラメータを載せる。

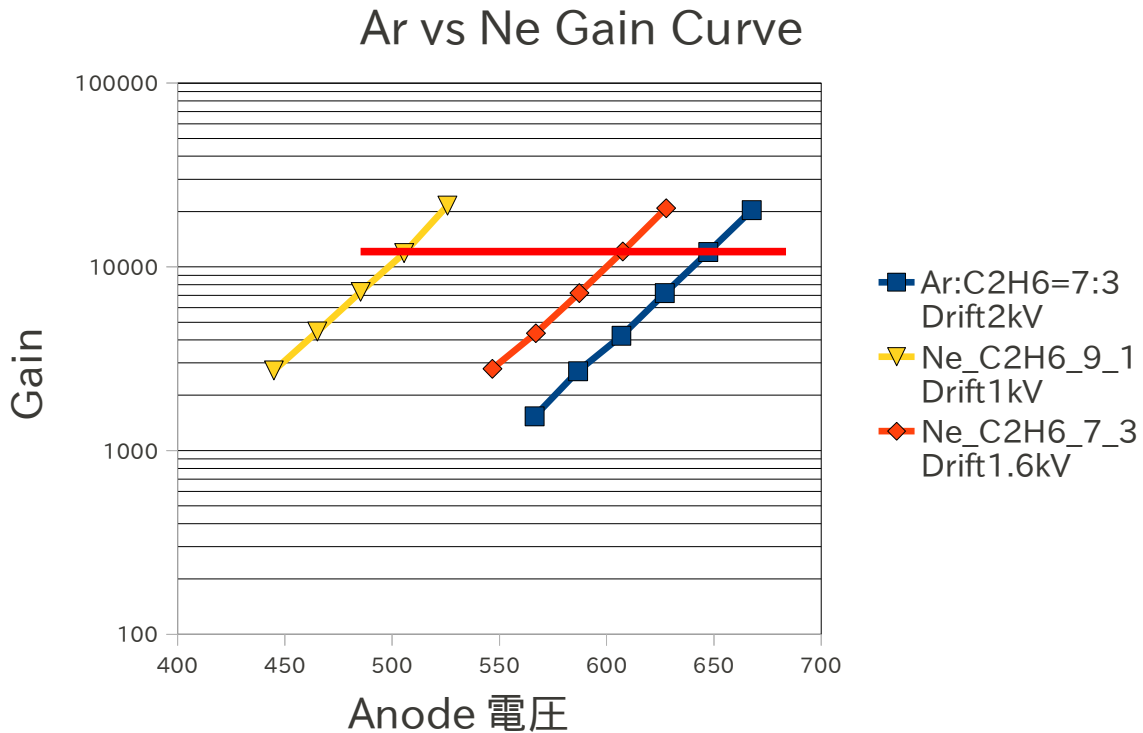


図 3.14(a) : Ar,Ne ベースのガスでの Gain Curve

Drift-Gap	3mm
Anode or Cathode	Anode
⁵⁵ Fe の位置、ch	⁵⁵ Fe の位置、ch 固定

表 3.5 : 固定したパラメータ

Ne ベースのガスではドリフト電圧を 2kV にすると中性子が当たるとすぐに Drift と電極間で放電してしまったので Drift 電圧を Ne:C₂H₆=9:1 では 1kV に Ne:C₂H₆=7:3 では 1.6kV に設定している。どちらのガスも ⁵⁵Fe を置いた状態では Gain は 2 万程度が限界であるが、Ne ベースのガスの方が Anode 電圧、Drift 電圧が共に低くても Ar ベースの高い Anode, Drift 電圧での Gain を出すことが出来ている。ちなみに光電効果の反応断面積は Z⁵で聞いてくるので Ne ベースのガスはデータを取るのに時間がかかっている。この Gain 測定は第 5 章の中性子照射試験にも利用している。

ここで Magboltz と Garfield を使ってシミュレーションを行い Ne ガスで Anode 電圧が低くても Gain が高い理由について考察する。まず、以下に図 3.14(a)の赤線上(Gain = 12000)の各ガスでの Anode 電圧で Gain をシミュレーションしたのでその結果を図 3.14(b)載せる。モンテカル口法で 1 個の電子に対する電子雪崩のシミュレーションを 200 回を行い、その平均で Gain を求めている。Gain = 0 の部分はカソードストリップ間のポリイミド面に落ちた電子を表している。ここで Mean 値を見てもらいたい。Ne:C₂H₆=9:1 では Mean = 7827 と少し低いのだが他の二つのガスでは Mean = 約 1 万と 3 つのガスでオーダーで一致している。このシミュレ

シオンで penning transfer 値を Ar = 32%, Ne = 100%としている。Ar の値は[25]の文献を参照にしており、Ne の値は CERN の Garfield の開発者 Robert Veenhof 氏の意見を参考にしている。Ne の値については決定的ではなく、この値が一番妥当と考えられるそうなので現時点では preliminary としている。

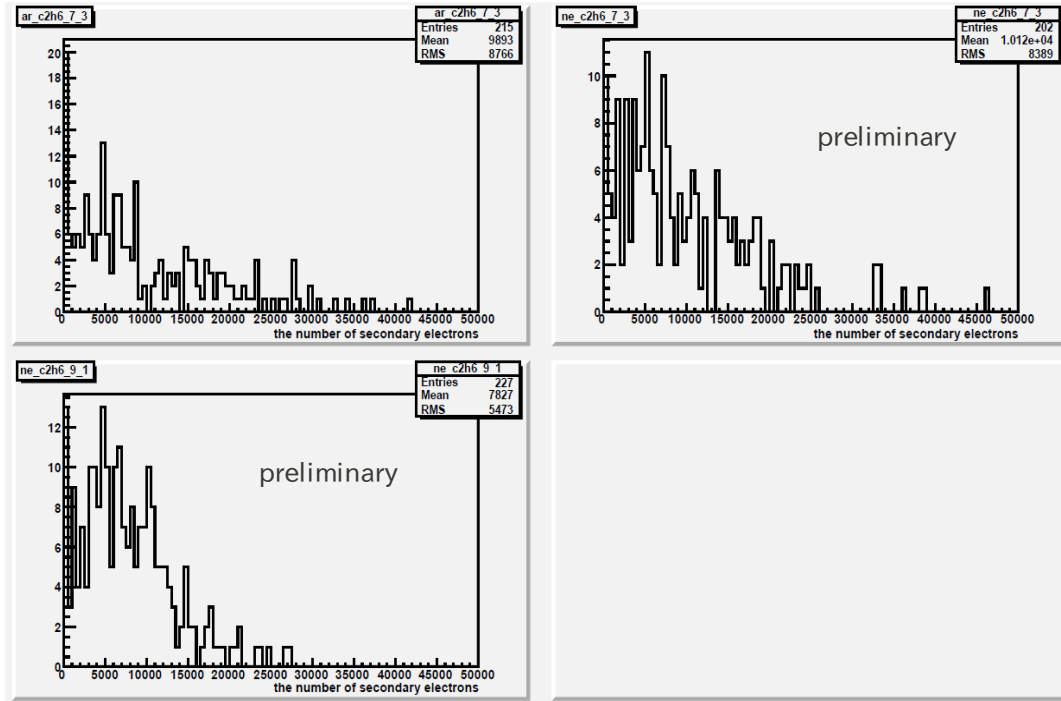


図 3.14(b) : Ar,Ne ベースのガスでの Gain Simulation by H.komai
縦軸は電子の個数、横軸は Gain

また、以下の図 3.14(c)に Ar:C₂H₆=7:3 での実験と Simulation での Gain Curve の比較を載せる。この図から正しく Simulation 出来ていると判断した。

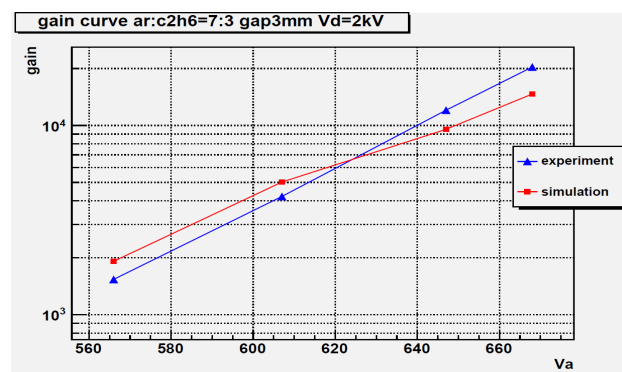


図 3.14(c) : Ar:C₂H₆=7:3 での Gain Curve by H.komai

Simulation でも Ne の方が同じ Anode 電圧で Gain が高い結果が出た。この原因を探るために以下の各ガ

スの電離、励起、弾性散乱の断面積を比べてみる。横軸に電子のエネルギー、縦軸に各反応の断面積を示している。

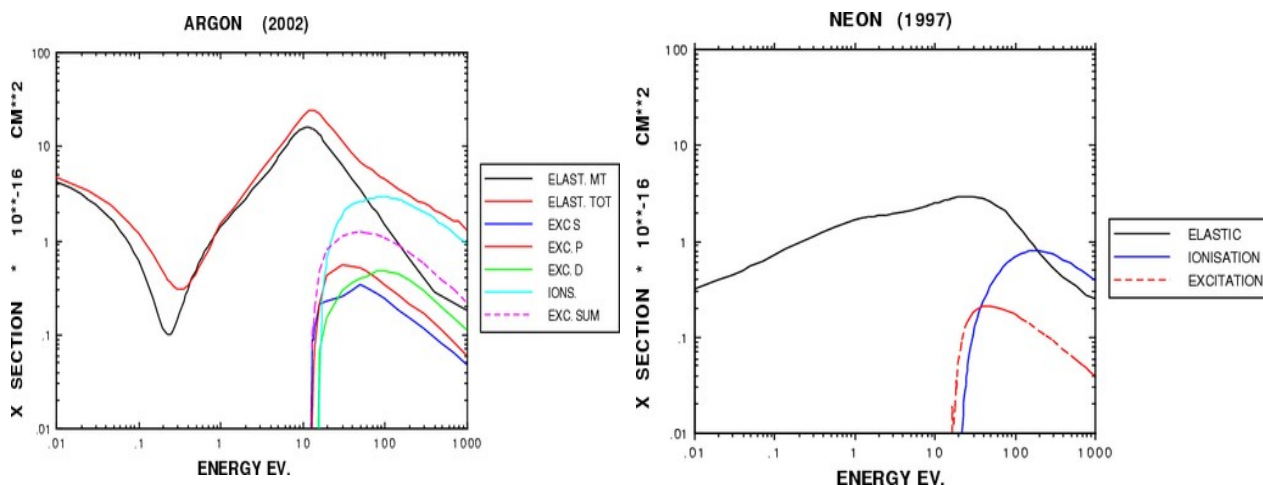


図 3.14(d) : Ar における弾性散乱、励起、電離などの断面積 [26]

図 3.14(e) : Ne における弾性散乱、励起、電離などの断面積 [26]

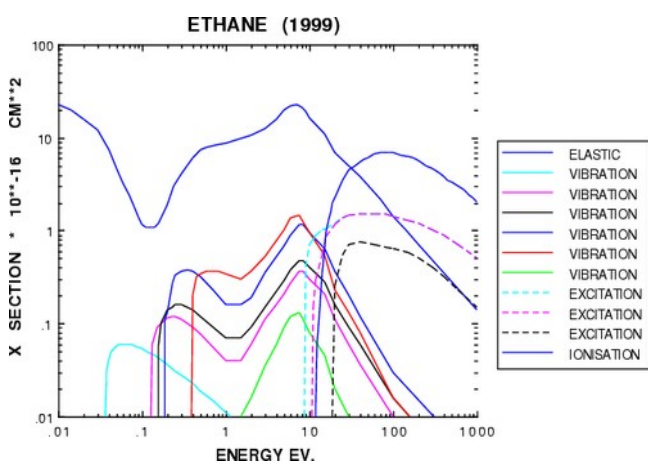


図 3.14(f) : C₂H₆ における弾性散乱、励起、電離の断面積 [26]

これらの各反応の断面積から Ar よりも Ne の方が低い電場でも電子雪崩で生成される電子が多い理由には

- (1) Ar と比べると Ne ガスは、エネルギーの高い電子に対する弾性散乱(elastic)の断面積が小さいので、高い電場領域においては電子が全体的に加速され、ガス分子の電離頻度が高くなる。
- (2) 電離(ionization) の断面積は Ne より C₂H₆ の方が大きいので、Ne の大きな W 値はそれほど Gain には効いてこない。

の 2 つがあげられる。この節の最後に各ガスの電場強度の絶対値に対する電離、励起レートを図 3.14(g)に載せる。この図からも理由(2)がよく分かる。

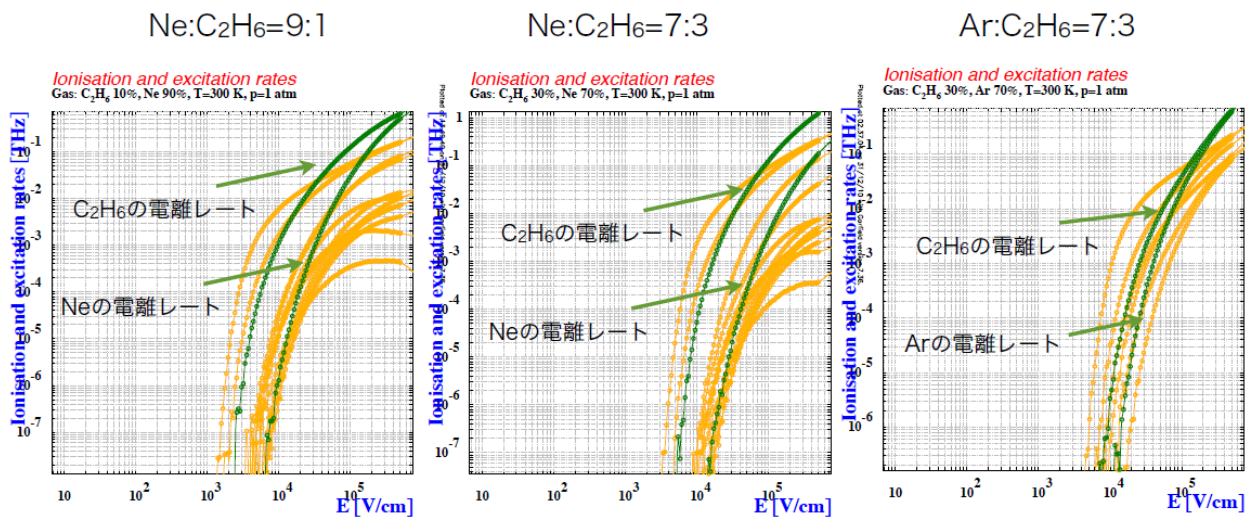


図 3.14(g) : 各ガスの電場強度の絶対値に対する電離、励起レート by H.Komai

3-4-3.Drift 電圧が高いとエスケープピークが見えない問題

Ar:C₂H₆:CF₄=95:2:3 の drift 電圧を変えてスペクトラムを見たのでその結果を図 3.15 に載せる。

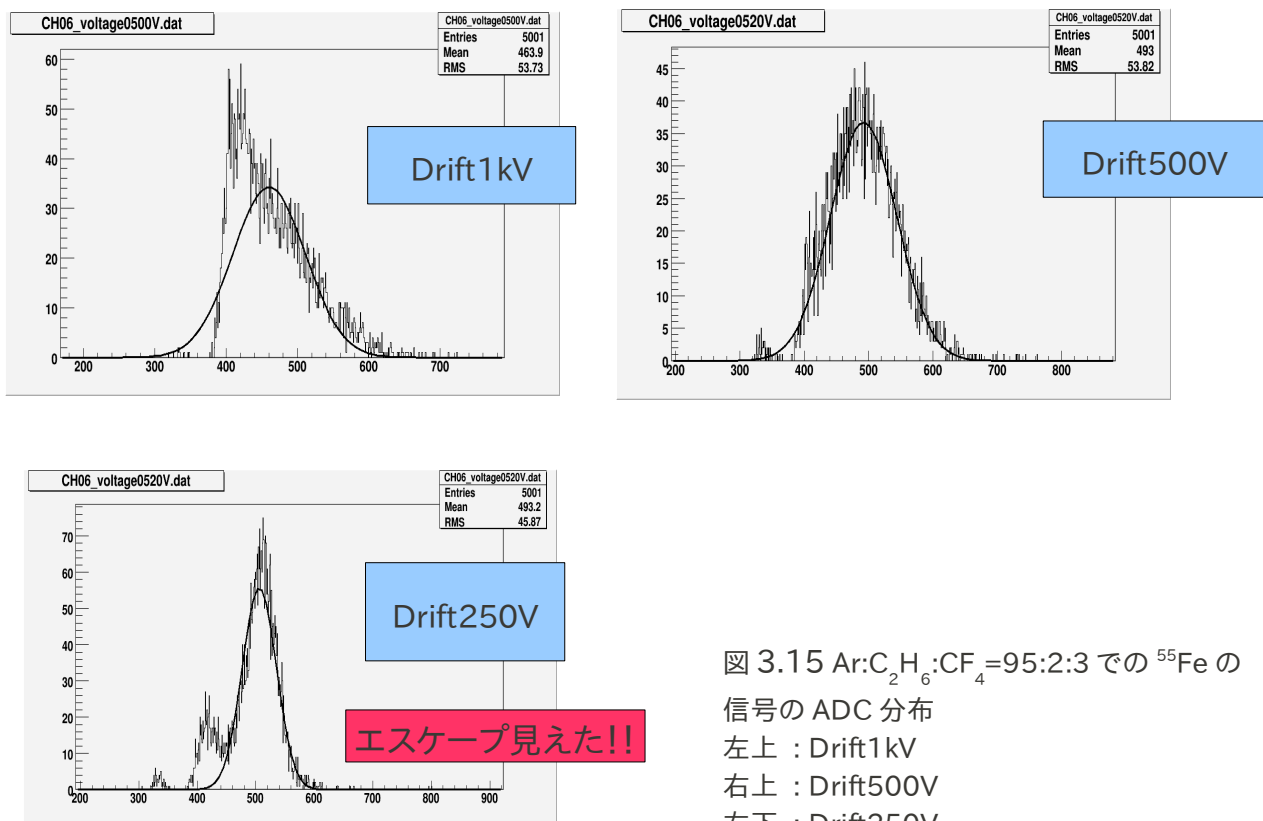


図 3.15 Ar:C₂H₆:CF₄=95:2:3 での ⁵⁵Fe の信号の ADC 分布
 左上 : Drift1kV
 右上 : Drift500V
 左下 : Drift250V

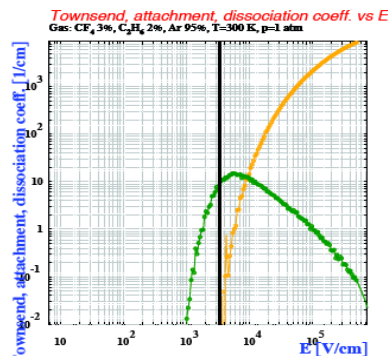
Drift 電圧が高いとエスケープピークが見えなくなる原因は 2 つ考えられる。CF₄ ガスは電場が高いと電気

陰性度が高くなってしまふので Drift 電圧が高いと種電子が吸着されてしまふという答えが一つ目である。もう一つは Thin-gap 型 μ -PIC はドリフト電圧が高いとポリイミド面にも電子が落ちてしまふ。CF₄ ガスを入れるとさらにポリイミド面に落ちる電子が増えて Energy Resolution が悪くなっていることも考えられる。図 3.16 は一つ目の理由の CF₄ ガスを使った時に Drift 電圧が高いと種電子が付着されることを裏付けるシュミレーションである。例えば Drift 電圧が 1kV の時は Drift-Area の電圧強度は $1[\text{kV}]/0.3[\text{cm}] = \text{約 } 3[\text{kV}/\text{cm}]$ より図 3.16 の黒い線の位置でこれは付着係数が $10[\text{cm}^{-1}]$ の位置に当たる。よって種電子が Drift 後に吸着されていない確率は $\exp(-1 * \text{付着係数の経路に沿った積分値})$ より、電子が 2mm の距離を Drift し、増幅エリアまで辿り着く確率は

$$\exp(-1 * (10 * 0.2)) \approx 0.14 \quad (\text{式3.11})$$

となる。このシュミレーションの結果は多くの種電子が吸着されていることを裏付ける。

図 3.16 : タウンゼント係数 (緑) と付着係数 (黄色) の電場に対するグラフ
By H.komai



3-5.まとめ読み出しでの Anode,Cathode での出力信号の違い

まとめ読みだし(400 μ の strip16 本)では Anode と Cathode で出力信号の大きさが異なる。それぞれの Gain-Curve の結果を図 3.17(a)(b) に載せる。

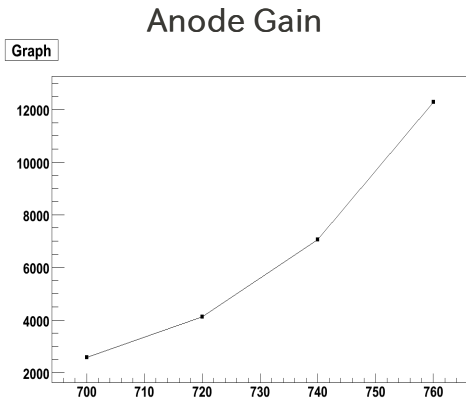


図 3.17 (a): Anode の GainCurve

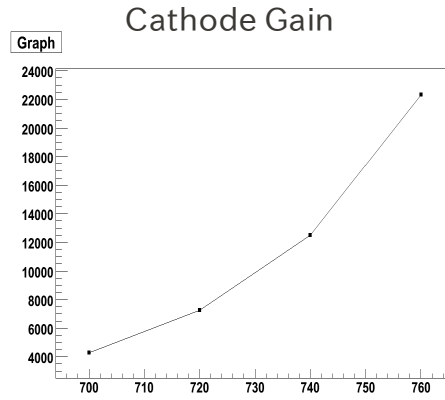


図 3.17 (b): Cathode の GainCurve

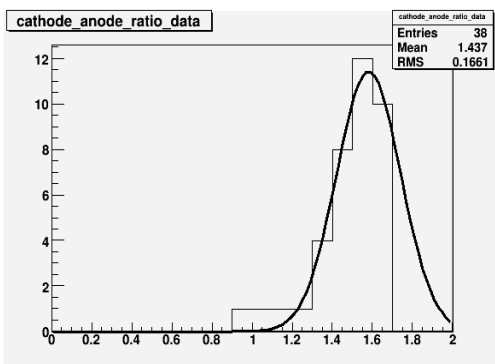


図 3.17 (c): Anode と Cathode の Gain の比率 (38 個分で比較)
縦軸: 個数。横軸: $G_{\text{cathode}}/G_{\text{Anode}}$

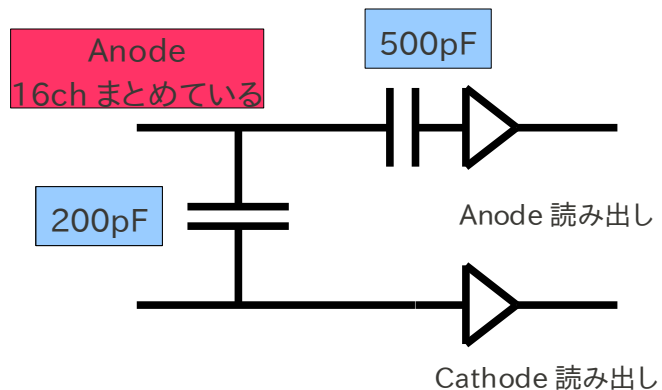


図 3.17 (d): Anode と Cathode 電極の持つ電気容量と Anode-ASD 間の 500pF のコンデンサ

線源 ^{55}Fe を置いている位置が同じなので Anode、Cathode 間で同じ量の電子・イオン対が出来ているはずなのに信号の大きさが異なる。図 3.17(c)からおよそ、Cathode からの信号の方が約 1.4 倍高いのが分かる。この理由には Anode-Cathode 電極が持つ電気容量が関わっている。Cathode には ASD までにコンデンサーがないので電気容量が無限大に入った電荷量全てが ASD に向かうのだが、Anode には ASD までに 500pF のコンデンサがあるので電極のコンデンサーの電荷容量分だけ電荷が ASD に向かわない図 3.17(d)。Maxwell3D のシミュレーションから 1pixel の Anode.Cathode 間の電気容量が約 4.7×10^{-2} pF であることが分かっている。まとめ読みだし 1ch には 16×256 pixel あるので全部で約 200pF の電気容量を持つ。

$$\text{Anode ASDに入る電荷量} = \frac{500\text{pF}}{(500\text{pF}+200\text{pF})} \times Q = \frac{5}{7} \times Q \quad (\text{式3.12})$$

よってこの計算から Anode の $7/5=1.4$ 倍の電荷量が Cathode から来ていることになり、この値は図 3.17(c)の Mean 値にほぼ一致している。

3-6.チャージアップ、Drift-plane のたわみ

この節の Gain 測定は第 5 章でも述べるが、中性子照射前後で Gain の増加が見られたのでその原因を探るために行った。その結果、Drift-plane の mesh のたわみが原因と思われるチャンネル毎(以下 ch 毎)の Gain の違いやチャージアップによる Gain の変化が見られたのでその結果を記す。

3-6-1.Drift-plane のたわみ

Gain 測定のために使っている Drift-plane に Ni-mesh を使った場合に枠、もしくは金属 mesh のたわみによる ch 毎の Gain の違いが見られたのでその結果を図 3.18 に載せる。Drift-gap については共に 3mm のスペーサーを挟んでいる。

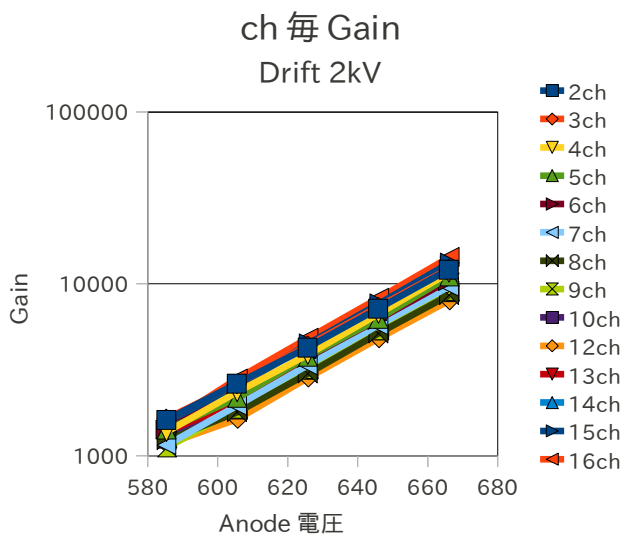


図 3.18(a) Drift 電圧 2kV 時の ch 毎の GainCurve

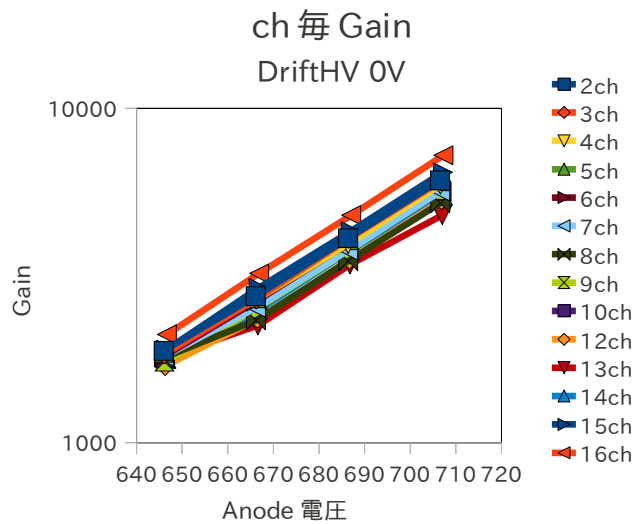


図 3.18(b) Drift 電圧 0kV 時の ch 毎の GainCurve

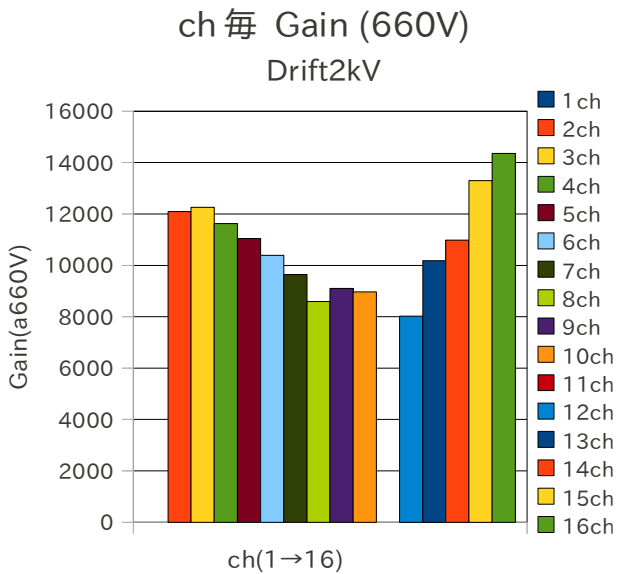


図 3.18(c) Drift 電圧 2kV 時の ch 毎の Gain(Anode660V)

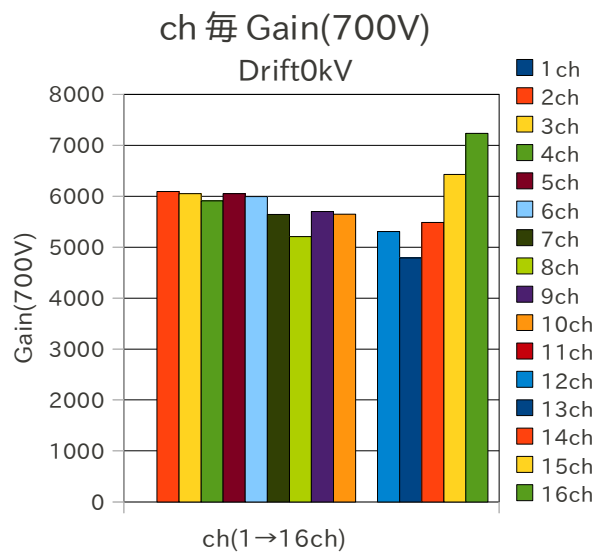


図 3.18(d) Drift 電圧 0kV 時の ch 毎の Gain(Anode660V)

図 3.18 について、Gain-Curve を載せた図 3.18 (a)、(b)では分かりにくいので、(a)(b)の Gain-Curve の Anode 電圧 660V のみ ch 毎に並べた図 3.18(c)(d)をに注目されたい。2kV をかけた図(c)では真ん中の ch で Gain が大きく落ち込んでいることが分かる。ドリフト電圧が 0kV の時の ch 毎の Gain の図 3.18(d)では真ん中の Gain の落ち込みがなくなっている。ただし、16ch,15ch は已然と Gain が高く、この理由には Ni-mesh を取り除いていないのでまだ少し電場に影響していることがあげられる。Drift 電圧を印加しないと真ん中付近の Gain の違いが減ったことから、金属 mesh もしくは FR4 の枠自体が μ -PIC の真ん中で膨らむようにたわんでいると考えられる(図 3.19)。この ch 毎の Gain の違いは定量的な議論が難しくなることや、真ん中の ch はもう少し Gain を高められるのに、端の ch が先に放電して電圧をかけられないなど問題が多い。現在新しい Drift-plane を製作している。

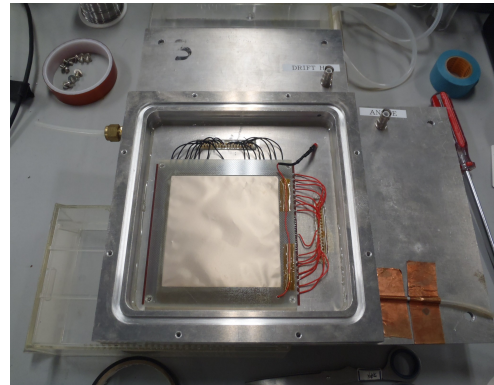


図 3.19 : Ni-mesh or 枠のたわみ?

3-6-2.電圧を 1 日かけた後の Gain

Drift、Anode 電圧を 1 日かけた前後での Gain 測定結果を図 3.20 に載せる。 ^{55}Fe は Gain を測るとき μ -PIC の上に置いて、測定が終わるとすぐに μ -PIC から離れた。Drift 電圧は共に 2kV で、Drift-gap も共に 3mm のスペーサーを挟んでいる。

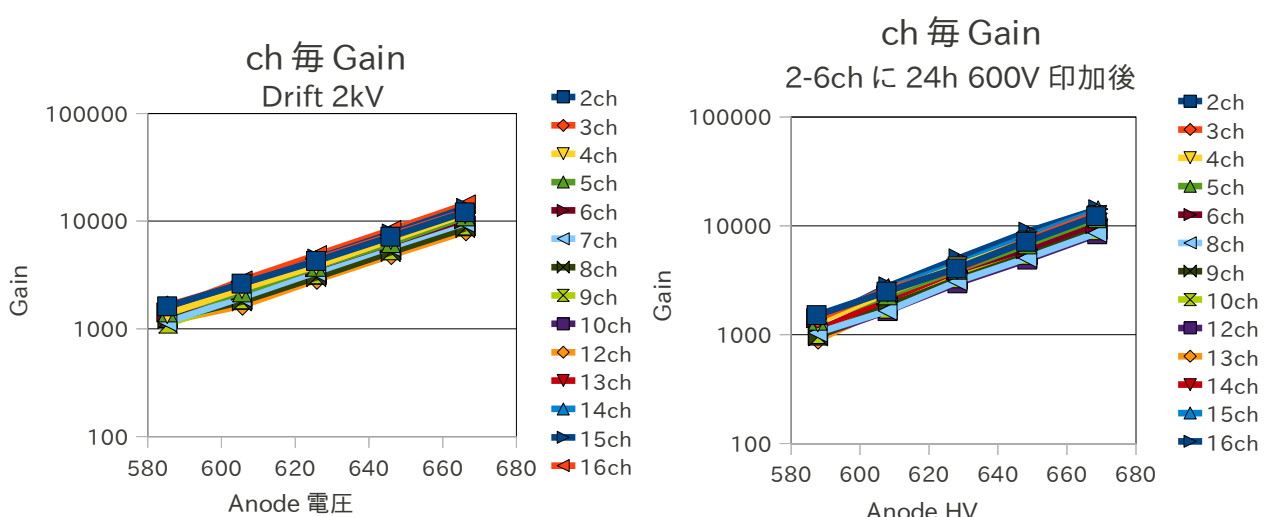


図 3.20(a) 1 日電圧かける前の ch 毎の Gain-Curve

図 3.20(b) 1 日電圧かけた後の ch 毎の Gain-Curve

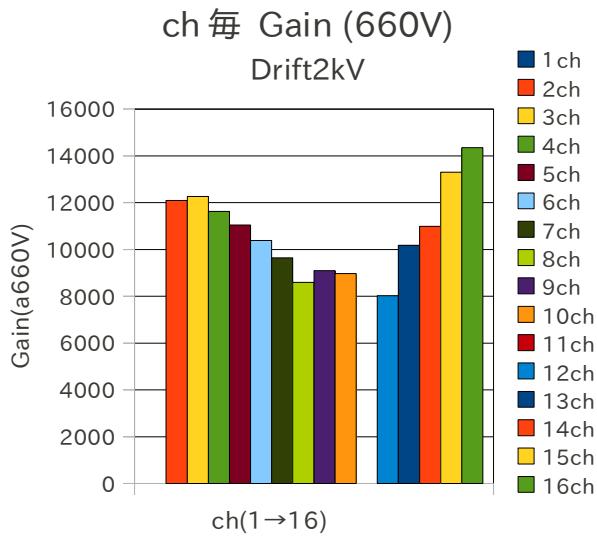


図 3.20(c) 1 日電圧かける前の ch 毎の Gain(Anode660V)

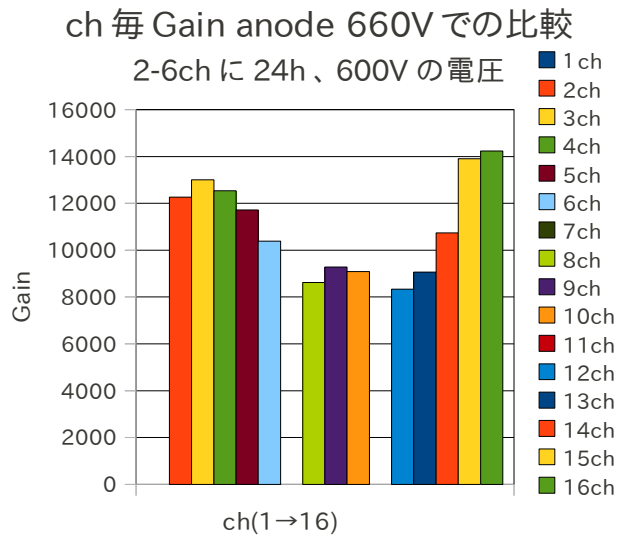


図 3.20(b) 1 日電圧かけた後の ch 毎の Gain(Anode660V)

図 3. 20(c)(d)を比べれば分かるが、電圧を 1 日かけても Gain は全く変化しないことが分かった。また、ここでも Drift-Plane のたわみが原因と思われる Gain の ch 毎の違いが見られたが、1 日経過しても Gain は変わらなかった。たわみはあまり変化しないと思われるが、これもさらなる調査が必要だと思われる。また、元々導通していて超音波洗浄で復活した 7ch が途中で導通した。この結果より電圧をかけるだけでは Anode, Cathode やポリイミド付近で電場構造が変化しないことが分かる。

3-6-3. ^{90}Sr を当てた後の Gain の変化 : チャージアップ

以下に ^{90}Sr を 2 時間照射して Gain 測定をした。結果を載せる前に ^{90}Sr の核種について簡潔に説明する。

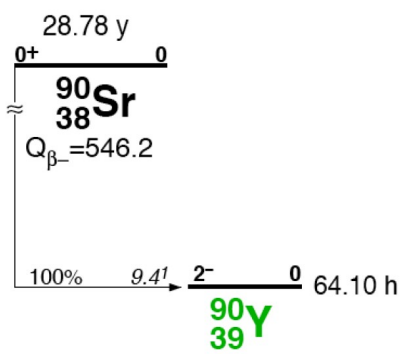


図 3.21 (a) ^{90}Sr の崩壊図 [43]

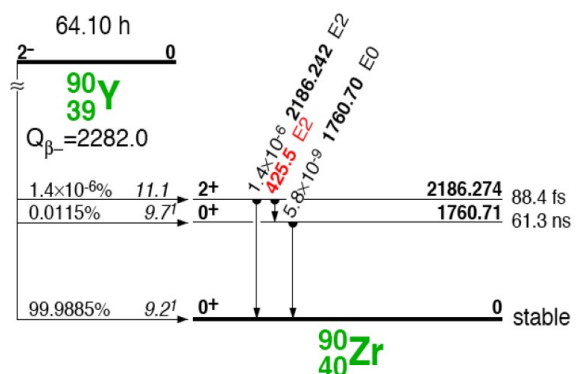


図 3.21 (b) ^{90}Y の崩壊図 [43]

$^{90}_{38}\text{Sr}$ は半減期が約 29 年で $^{90}_{39}\text{Y}$ に 100% ベータ崩壊で移る。この時のベータ線の最大のエネルギーは約 0.5MeV である。また $^{90}_{39}\text{Y}$ もほぼ 100% ベータ崩壊で $^{90}_{40}\text{Zr}$ に移る。ベータ線の最大エネルギーは 2.27MeV で半減期が約 64 時間である。 $^{90}_{40}\text{Zr}$ は安定元素である。よって $^{90}_{38}\text{Sr}$ の核種から出ているのは 100% β 線である。放射線量が多いので、今回 μ -PIC のチャージアップを確かめるために用いた。

以下に ^{90}Sr を 2 時間照射して Gain 測定をしたので、その照射前後の ^{55}Fe オシロスコープで取った Anode 信号の波形、ch 毎の Gain-Curve、Anode 電圧に 660V かけた時の ch 毎の Gain を図 3.21 に載せる。

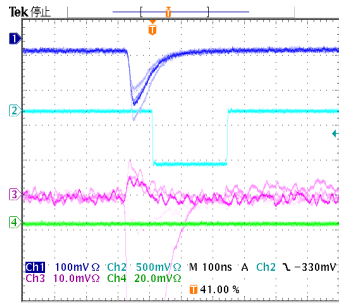


図 3.21 (c) ^{90}Sr を 2h 照射する前の波形

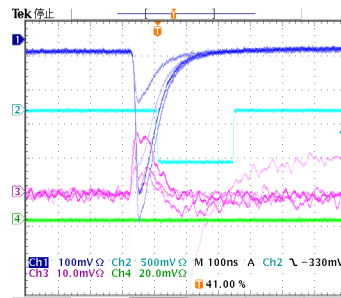


図 3.21 (d) ^{90}Sr を 2h 照射した後の波形

濃い青が Anode 信号、水色が Gate 信号 (Anode 信号は Delay する前の波形)、赤が Cathode 信号

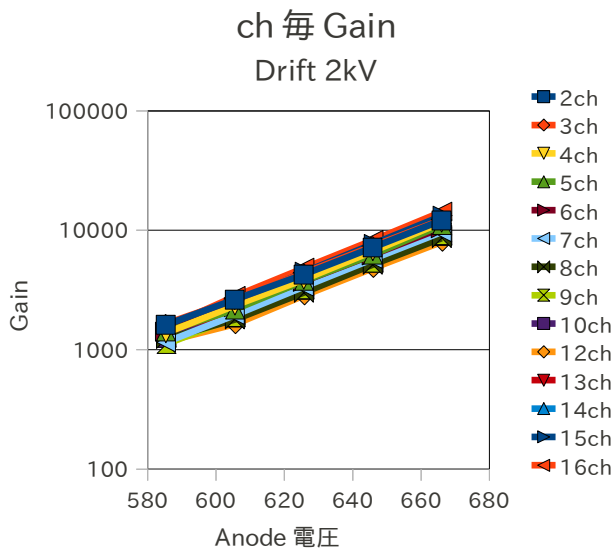


図 3.21 (e) ^{90}Sr を 2h 照射する前の ch 毎の Gain-Curve

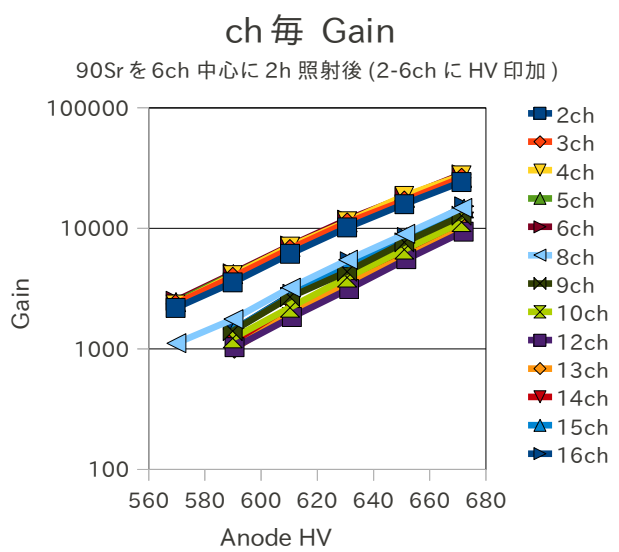


図 3.21 (f) ^{90}Sr を 2h 照射した後の ch 毎の Gain-Curve

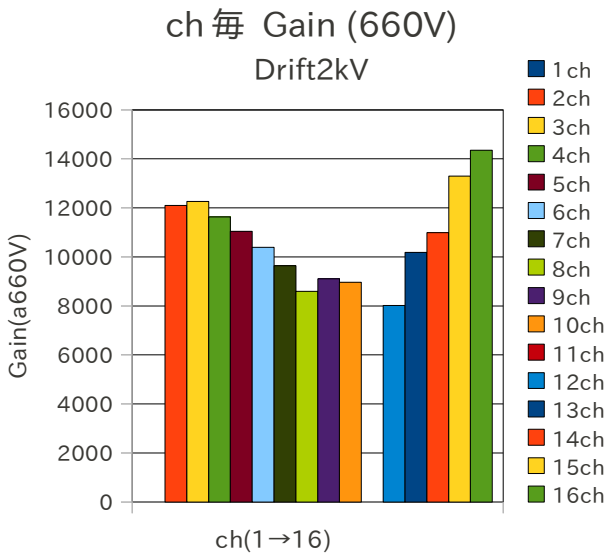


図 3.21 (g) ^{90}Sr を 2h 照射する前の ch 毎の Gain (Anode 電圧 660V)

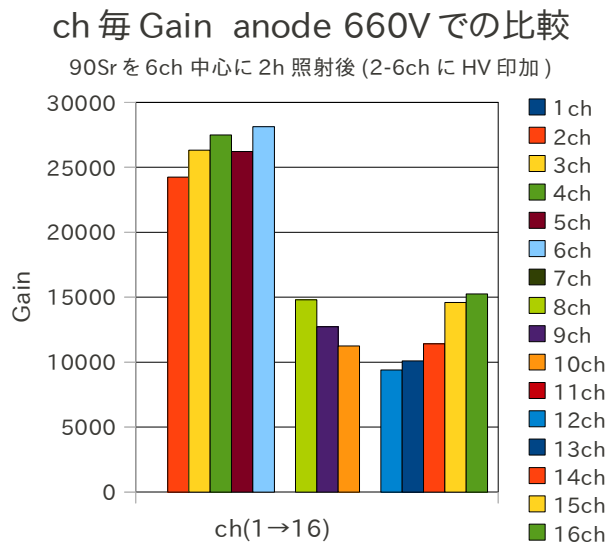


図 3.21 (h) ^{90}Sr を 2h 照射した後の ch 毎の Gain (Anode 電圧 660V)

Drift 電圧は共に 2kV で、Drift-gap も共に 3mm のスペーサーを挟んでいる。図 3.21(a)(b)から明らかに Anode からの信号が 2 倍ほど増えていることが分かる。図 3.21(c)(d)からも ^{90}Sr を当てた 6ch 付近の ch が他の ch と分離し、図 3.21(e)(f)から 6ch 付近の Gain が ^{90}Sr を当てた後では 2 倍前後増幅していることが分かる。Drift に 2kV の電圧、2-6ch に Anode 電圧をかけていたのだが Anode に電圧をかけていない ch でも Gain の上昇が見られた。この ^{90}Sr を当てた後の Gain の増加の理由にチャージアップが考えられる。thin-gap 型 μ -PIC は Anode, Cathode 間の電場を比較的弱くし、ドリフト電場を高くしてドリフト領域から増幅させることで Anode-Cathode 間の放電を抑えて Gain を高めている。しかし、これはドリフト電場が高いため図 3.22 (a)からも分かるように電気力線が Anode-pixel に全て入らずにポリイミド表面にも落ちていることが分かる。ポリイミド表面に電子が落ちて(図 3.22(b))、蓄積していき Anode 近傍の電場が強くなり Gain が増加していると考えられる。図 3.22 (c)は電子顕微鏡 (SEM) で見た Anode 電極の 2 次電子像でポリイミドに電子が蓄積して(チャージアップして)白くみえている。白く見える理由はポリイミド表面が帯電を起こした結果、表面での加速電圧が低下し、2 次電子が出る確率が上がってしまうからである(図 3.22 (d))。この SEM の 2 次電子画像からもポリイミド表面に電子が蓄積することが分かる。但しこの ^{90}Sr の製造月日、製造時の Bq 量など、情報が全くないので、どれだけの線量を当てればチャージアップするか議論できない。詳細なデータのある ^{55}Fe での実験が必要である。

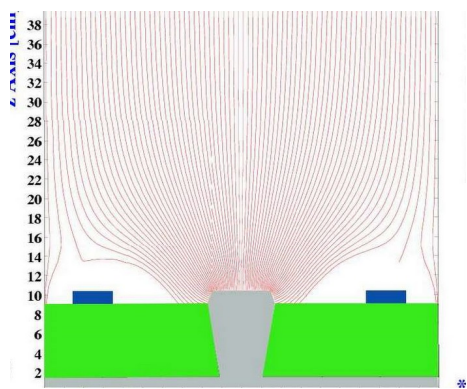


図 3.22 (a)Maxwell3D による thin-gap 型 μ -PIC の電気力線 By komai hidetoshi

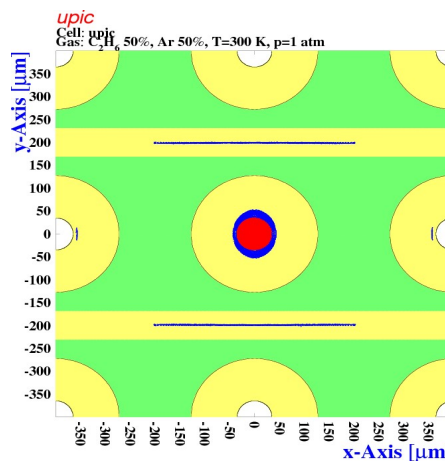


図 3.22 (b):Garfield による電子の動きのシミュレーション thin-gap 型 μ -PIC のポリイミドへ電子が落下している。 By komai Hidetoshi

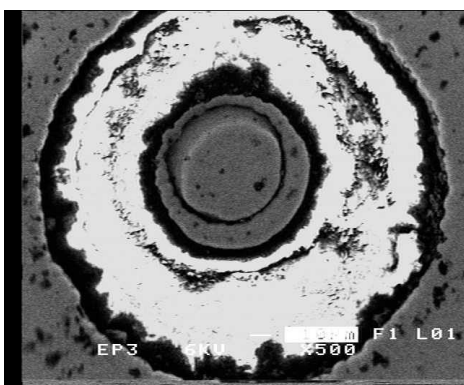


図 3.22 (c):SEM による Anode 電極の 2 次電子像 By Y. Kojima

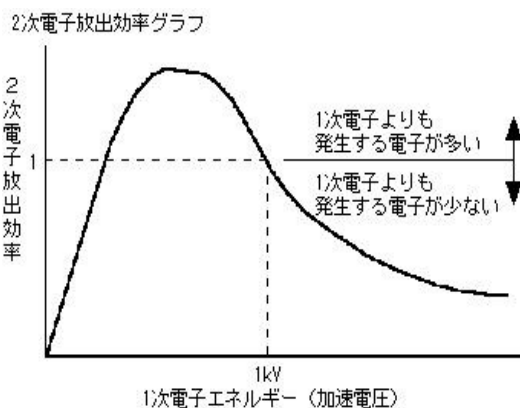


図 3.22(d) : SEM における 2 次電子の放出確率 By Y. Kojima

3-6-4.チャージアップ後の Gain の時間変化

またチャージアップ後の Gain の時間変化についても測定を行ったので結果を図 3.23 に載せる。

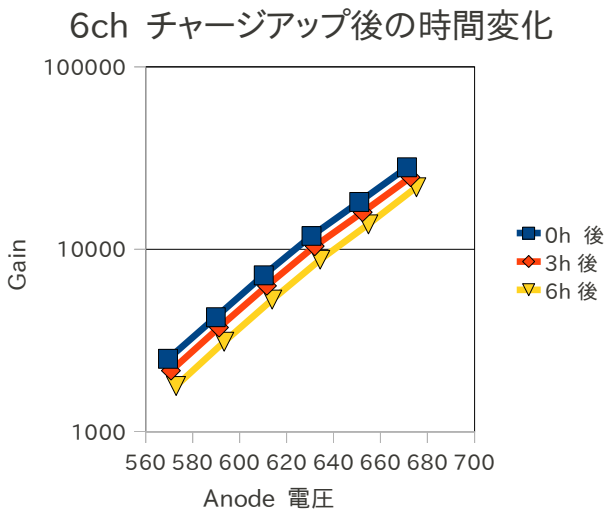


図 3.23(a) チャージアップ後の gain 変化その1

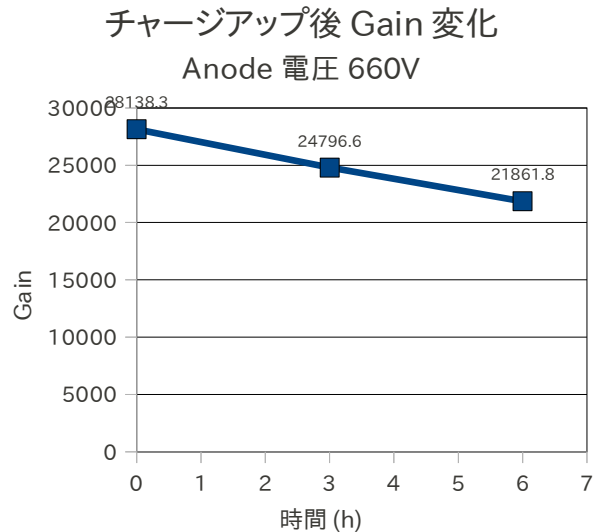


図 3.23(b) チャージアップ後の gain 変化その2

上図 3.23(a)は ^{90}Sr を時間照射してチャージアップさせた thin-gap 型 μ -PIC の Anode-6ch での GainCurve の時間変化を表しており、図 3.23(b)はその中の Anode 電圧 660V をピックアップした図である。3 時間毎に ^{55}Fe を置いて Gain を測定したのだが、その 3 時間の間は Anode, Drift 共に電圧を切っていた。3 時間毎に 3000 程 Gain が下がっていることが分かる。これはポリイミド面に付着した電子が徐々にガス中に拡散、もしくはポリイミド中を流れていったと思われる。

さらに今度は短い時間間隔で ^{90}Sr を照射しては離して、 ^{55}Fe を照射して Gain を測定する作業を繰り返し替えた。この結果を図 3.24(a) に載せる。さらにこの後に ^{90}Sr を置かず、電圧をかけたまま放置し Gain の変化を測定した。その結果を図 3.24(b) に載せる。

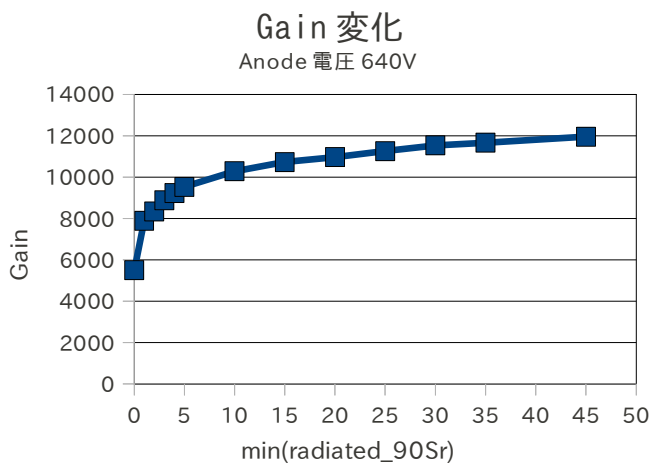


図 3.24(a) ^{90}Sr を当てて ^{55}Fe で Gain を測定した結果
照射間隔：1分(6点)→5分(6点)→10分(1点)

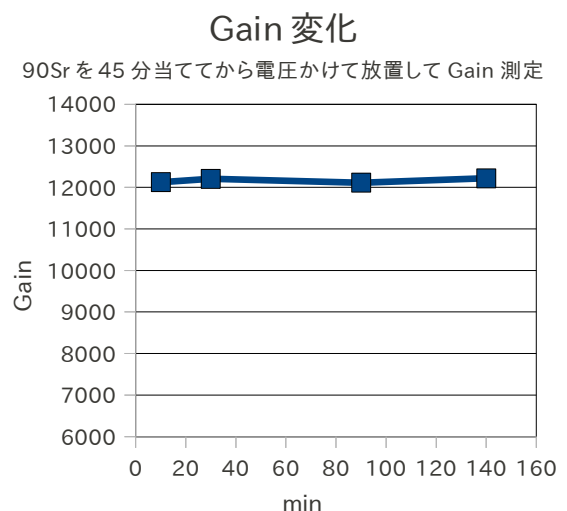


図 3.24 (b) ^{90}Sr を45分当てた後、 ^{55}Fe で Gain を測定した結果
測定間隔：20分→60分→50分

この結果から 10 分程の照射で Gain は 2 倍程に上がり、安定することが分かった。ただし先程のデータは Anode 電圧 660V に対し、今回は 640V でデータを取ったという違いがある。またその後 2h 程電圧をかけ

たまま放置しては ^{55}Fe を置いて Gain 測定を繰り返したが、Gain が下がらなかった。これには電圧をかけっぱなしにした。 ^{55}Fe を頻繁に置いているのでさらにチャージアップしてしまったのと、Anode 電圧が先程より 20V 低く Gain も低いので、下がるのに時間がかかっているなど様々な理由が考えられる。チャージアップについてはもう少し実験をして考察を深める必要がある。

3-7.conclusion

以上様々な環境下で Gain を測った結果を述べてきた。以下に簡潔に ^{55}Fe (5.9keV)を用いた Gain 測定の結果をまとめる。

Drift-Gap、Drift 電圧、Anode 電圧を変えて Gain 測定	3 つ変数を変えても Gain は約 2 万程度が限界
Ar に様々なクエンチャーを混ぜた結果	到達できる gain は 1,2 万が限界。しかしクエンチャーの種類によりかける Anode 電圧の領域が違う。
Ar,Ne ベースでの gain 比較	種電子の出来る数は異なるが、到達できる gain は共に 2 万ほど
CF ₄ 系のガスでエスケープピークが見えない	ドリフト電場が高いと CF ₄ の性質で電子吸着しやすくなるのが原因
Anode よりも Cathode の方が約 1.4 倍 Gain 高い	まとめ読みだしのため内部容量が大きく、Anode にあるコンデンサの容量も小さいため全ての電荷が ASD まで来ていない。
ch 毎で Gain が違う	Ni-mesh 又は、枠がたわんでいるのが原因と思われる
Anode 電圧を 1 日かけた前後の Gain	全く変化なく、mesh のたわみも変化なし
^{90}Sr を照射する	数分照射すればチャージアップにより Gain が 2 倍に増える。
チャージアップ後の Gain	Anode 電圧かけずに放置して、Gain 測定した時に 1000 gain/hour で下がる。

表 3.5 まとめ

第4章 μ -PICでのMIP測定

第1章で述べたがMIP(Minimum Ionizing Particle)は高エネルギー(数 GeV)の電子や muon などの物質と相互作用しにくい荷電粒子のことである。ATLAS 内での muon spectrometer が検出するべき muon はこの MIP 領域のエネルギーである。よって、我々は MIP 粒子からの信号を見るために、2009年11月に KEK(高エネルギー加速器機構)の富士実験棟にある FTBL(Fuji Test Beam Line)を用い、2GeV 電子ビームによる μ -PIC のビームテストを行った。宇宙線 muon でも可能であるが、我々が持つプロトタイプ型の μ -PIC は $400\mu\text{m}$ 毎の個々のチャンネル読み出し可能な領域が 6.5mm^2 しかないので、ランダムに降り注ぐ宇宙線を用いた場合測定に非常に時間がかかり非効率である。しかし、FTBL の電子 beam は平行に出てくるので後で述べるように、複数の検出器を並べることによって効率的に位置分解能を測る事ができる。4-1~4-3 節で FTBL で作った 2GeV 電子を μ -PIC に当てた時のセットアップ、結果を載せる。また 4-4 節では宇宙線 muon を用いた Efficiency 測定の結果を載せる。

4-1. KEK Fuji Test Beam Line

図 4.1 が KEK の B ファクトリー加速器の全体図である。8GeV の電子と 3.5GeV の陽電子が周長 3km の加速器内を回り、筑波実験棟にある Belle 検出器で衝突し、B 中間子と反 B 中間子を大量に作り CP 対称性の破れの精密測定を行っている。我々が実験を行った富士実験棟は Belle 検出器のちょうど反対側にある。富士実験棟は ATLAS 検出器の TGC を大量生産した棟でもあり、神戸大に非常に関係のある棟である。

図 4.2 が FTBL の全体写真である。FTBL 建設途中の写真なので B ファクトリーの main beam line も見えている。図 4.3 が FTBL の概観図である。この富士実験棟は二つの beam パイプが交差する所であり、この曲がった部分からシンクロトロン放射光が出ている。この γ 線を W(タングステン)target に当てて出てきた電子を電磁石で外まで引っ張っているのが、FTBL で使っている電子である。加速器の運転は Belle 実験に優先度がおかれているため、我々がビームを使えるのは Belle 実験の都合に依存する。ビームラインへの 2GeV 電子の導入については、我々ユーザー側が管理する部分であるが、これについては電磁石などの操作をマニュアルに従って設定することにより行った。なお加速器内の真空度を少し悪くして電子の rate を上げることも可能であり、我々の実験の最終日にはこのようなオペレーションも行った。おおよその beamflux は数 Hz/cm^2 であった。この KEK での BeamTest 及び、プロトタイプ型 μ -PIC のパッケージや読み出し製作(私が 2 年間使ったもの)に関しては、KEK の田中秀治氏(ATLAS TGC 製作担当)と東大理学研究所の道前武氏に協力して頂いた。

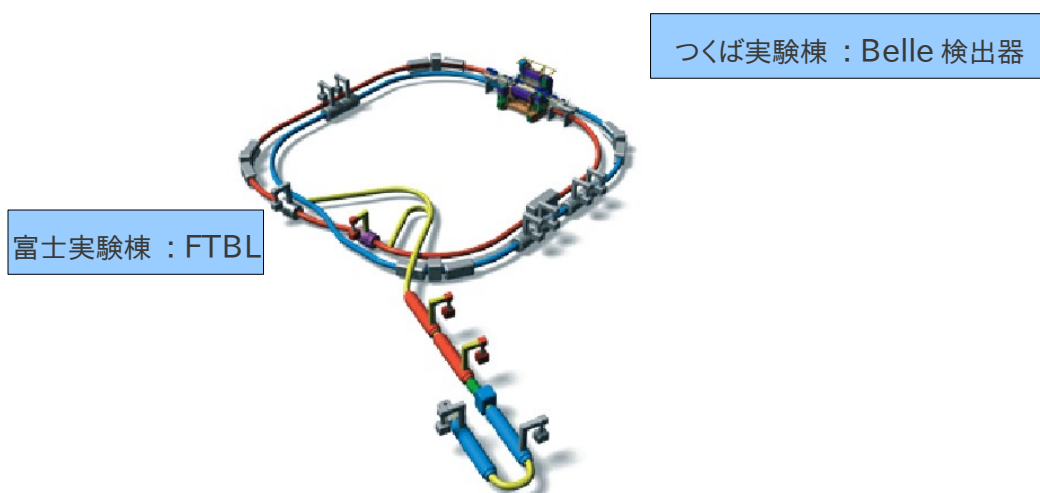


図 4.1 : B ファクトリー加速器



図 4.2 :KEK の富士実験棟内にある FTBL(Fuji Test Beam Line)

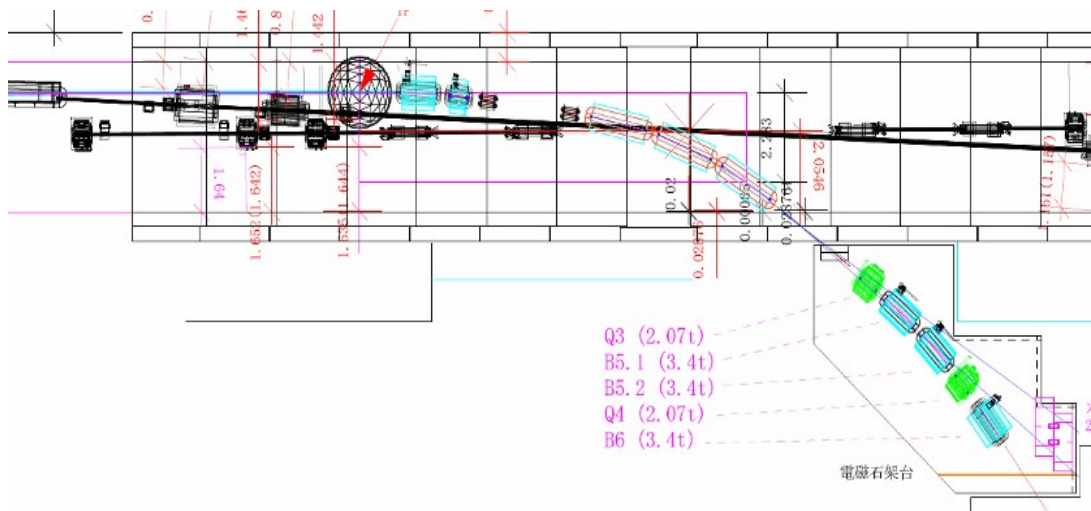


図 4.3: KEK の富士実験棟内にある FTBL(Fuji Test Beam Line)の概観図

4-2. セットアップ、実験項目

今回我々が thin-gap- μ -PIC に 2GeV 電子を当てて測った項目は以下の 3 つである。セットアップについて述べてから、Efficiency、Time jitter、位置分解能の結果について述べたい。

4-2-1. 検出器セットアップ(シンチ、 μ -PIC)

信号読み取りのセットアップを概略図を図 4.4(a)、検出器のジオメトリの写真を図 4.4(b)に、ジオメトリ概観図を図 4.4(c)に示す。 μ -PIC に ATLAS の TGC 用に開発された ASD アンプをつなぎ、NIM モジュール ASD-buffer の digital 配線につなぎ、CAMAC モジュールである Lecroy の TDC で信号を読んだ。TDC は二つの信号が時間差をつけて入って来たときにその時間差を測るモジュールである。Lecroy の TDC の common-stop 信号は μ -PIC 3 枚を挟んだ二つのシンチレータのコインシデンスから取った(図 4.4(e))。但し CAMAC における割り込み信号を発生させる LAM(Look At Me)が Lecroy のモジュールからは取れなかった為、LAM は同時につけた HOSHIN の ADC モジュールから得た。図 4.4(d)にこのセットアップを用いて、 β 線源である ^{90}Sr を一枚の μ -PIC に当てたときの 2次元画像を載せる。最後に μ -PIC の内部のセットアップを図 4.4(f)に載せる。Time-jitter は drift 間隔が広がるほど増えることが考えられるため、gap は TGC と同じ 2.4mm に設定した。

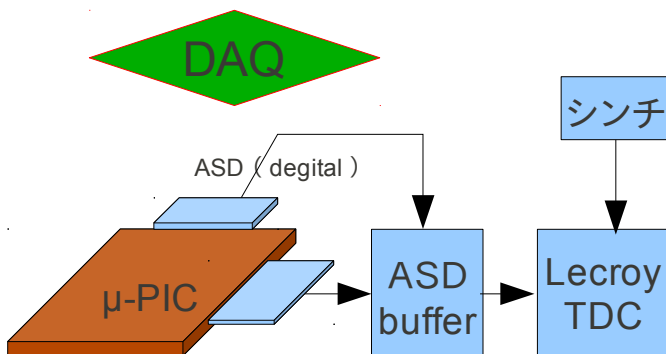


図 4.4(a) DAQ 概観図



図 4.4(b) μ -PIC \times 3, シンチレータ \times 2, fineTGC \times 1

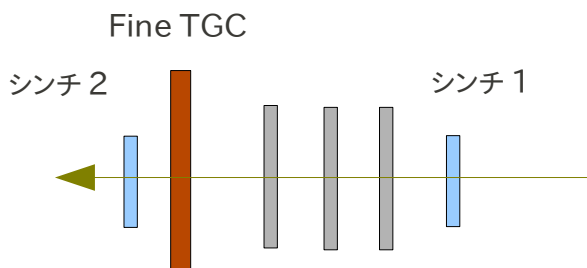


図 4.4(c) シンチ、 μ -PIC、fine TGC の配置図

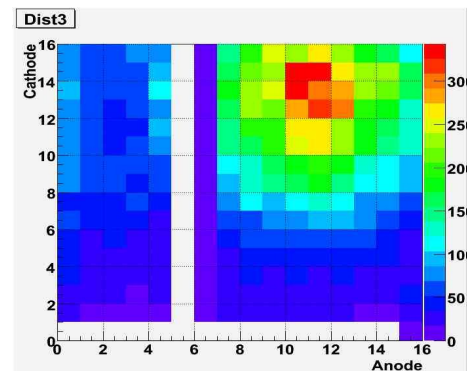


図 4.4(d) ^{90}Sr の 2次元積算画像

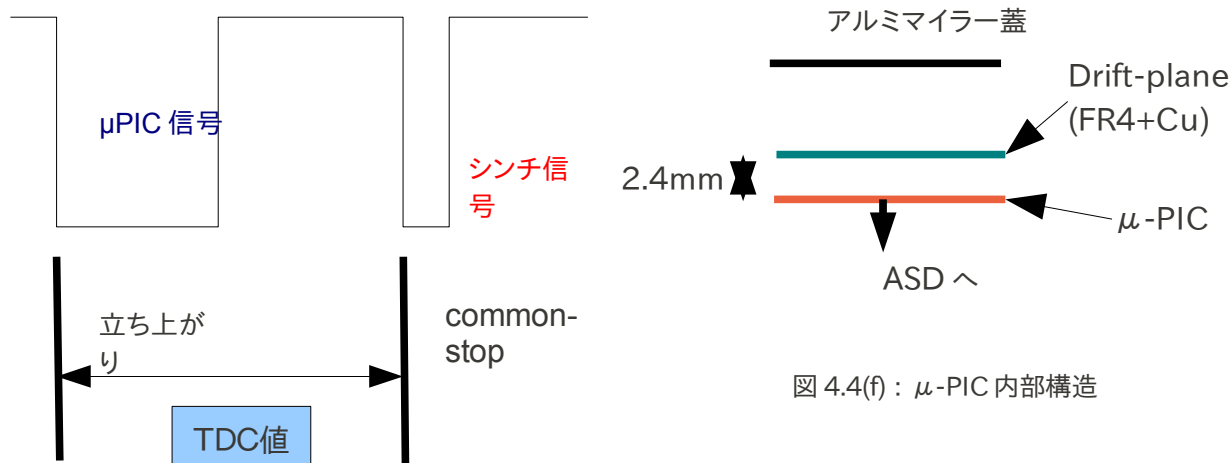
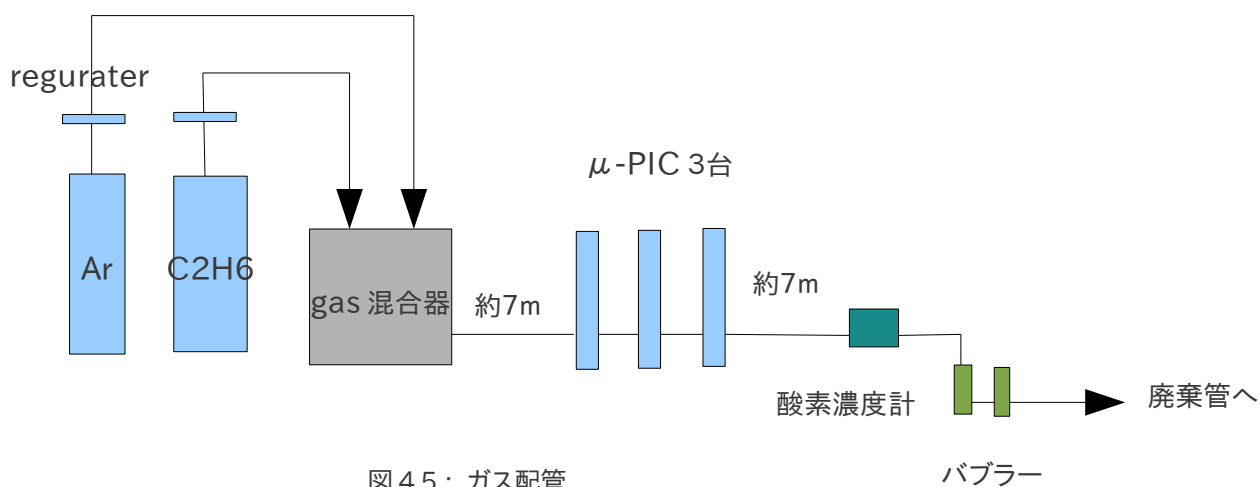


図 4.4(e) : LecroyTDC の common-stop 概観図

4-2-2. Gas, その他のセットアップ

ガス配管についての図 4.5 に記す。ガス混合器を用いてガスを Ar:C₂H₆=7:3 や 1:1 に配合して μ -PIC 3 台に流し 2GeV 電子の検出を行なった。酸素濃度は 500ppm 以下になっていることを確認して行った。さらに実験中の温度、湿度、気圧も常に測定した。



4-3. 2GeV 電子 beam 照射実験の結果

4-3-1. Efficiency

Efficiency を様々な条件で測定、解析を行った。測定した条件は以下の3つあり。

条件 A :	細かい読み出しにつないだ μ -PIC(6.5mm^2)を3枚並べて、両端の μ -PIC が鳴った場合に真ん中の μ -PIC が鳴った Efficiency
条件 B :	上記の条件 A で beam 軸に対して 45 度角度をつけた時の Efficiency
条件 C :	シンチレータで挟み μ -PIC のまとめ読み出し全て(10cm^2)での Efficiency

表 4.1 : 3 つの条件での Efficiency 測定

これらの条件での Efficiency 値を述べ、結果について議論する。

(条件 A).細かい読み出しにつないだ μ -PIC(6.5mm^2)を3枚並べて、両端の μ -PIC が鳴った場合に真ん中の μ -PIC が鳴った Efficiency

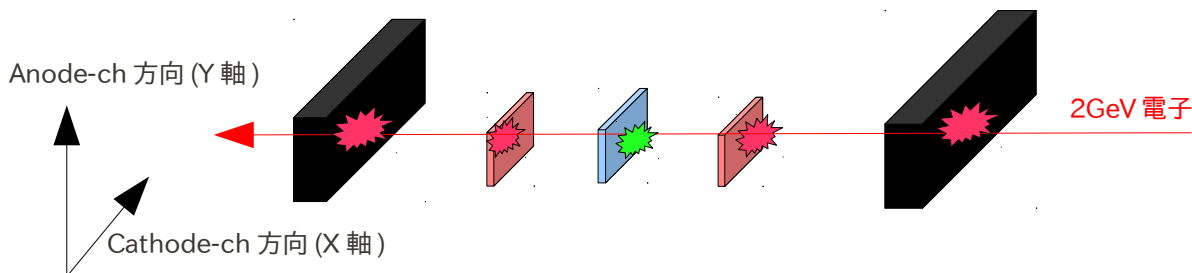


図 4.6 : 条件 A での Efficiency 測定セットアップ

黒 : シンチレータ (有感領域 $5\text{cm} \times 10\text{cm}$)

ピンク、青 : μ -PIC (有感領域 6.5mm^2 : $16\text{ch} \times 400\mu\text{m}$)

$$Efficiency_{\text{条件A}} = \frac{\text{全て鳴った場合(シンチ} \times 2 \text{ と } \mu\text{-PIC} \times 3)}{\text{シンチ} \times 2 \text{ と 両端の } \mu\text{-PIC} \times 2 \text{ (ピンク) が鳴った場合}} \quad (\text{式} 4.1)$$

条件 A は図 4.6(図 4.4(b))のように μ -PIC を 3 枚並べてシンチレータで挟み測定した。条件 A の正確な Efficiency の定義はシンチレータ(黒)が共に鳴り、両端の μ -PIC(ピンク)が鳴った場合に、真ん中の μ -PIC(青)が鳴った確率としている。表 4.1 にその結果を載せる。2GeV 電子に対する Efficiency は Anode 読み出しで 85%、Cathode 読み出しで 81%、Coincidence(Anode,Cathode の論理積)で 80%がだった。この時用いた Gas は $\text{Ar}:\text{C}_2\text{H}_6 = 7:3$ である。神戸での gain 測定からこの状態は約 gain 1 万~2 万程度であることが分かっている。

	Efficiency
Anode(Y軸)	85% (723/855)
Cathode(X軸)	81% (695/855)
Coincidence(AnodeかつCathode)	80% (686/855)

表 4.2 細かい読み出しでの Efficiency
 () 内の数字は (3 枚とも鳴った Event / 両端しか鳴らなかった Event) である。

(条件 B).シンチレータで挟み、まとめ読み出しでの Efficiency 結果

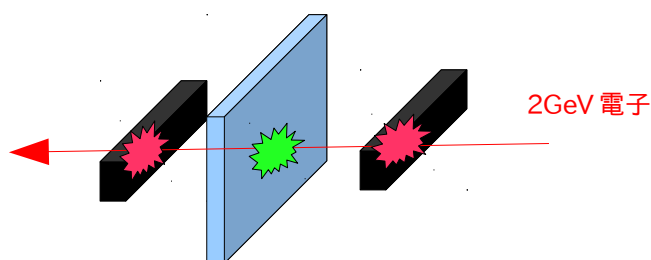


図 4.7 : 条件 B での Setup
 青 : μ -PIC(有感領域 10cm^2 $6.5\text{mm} \times 16\text{ch}$)
 黒 : シンチレータ (有感領域 $5\text{cm} \times 10\text{cm}$)

$$Efficiency_{\text{条件B}} = \frac{\mu\text{-PIC}(10\text{cm}^2)\text{とシンチ2枚が鳴った場合}}{\text{シンチ2枚が鳴った場合}} \quad (\text{式4.2})$$

条件 B でのセットアップを図 4.7 に示す。この条件では μ -PIC1 枚をまとめ読みだし 16ch(10cm^2)につなぎ、シンチレータ 2 つ(約 $10\text{cm} \times$ 約 5cm)ではさみ、シンチレータ 2 つが 2GeV 電子に対して鳴った場合に μ -PIC が鳴る確率を Efficiency の定義としている。

まず、条件 B での結果の一つ図 4.8 の結果その 1)は drift 電圧を 2kV に固定して、Anode 電圧を徐々に上げていった時の 2GeV 電子に対する Efficiency を表している。この結果からも Efficiency が 100%に達していないが、まだサチレーションが見られないので適正なアンプの使用、もしくは分子量の多いガスでの使用で改善が見込めることを暗示している。

また、表 4.3 の結果その 2)は $\text{Ar}:\text{C}_2\text{H}_6 = 7:3$ での Cathode と Coincidence(Anode と Cathode の論理積)の Efficiency を表している。Anode での測定はデータが残っていない。Cathode での Efficiency は 85% で、細かい読み出しでの Cathode の Efficiency の 81%と変わらないが、Coincidence での Efficiency が約 70%程と細かい読み出しと比べて 10%程低くなっている。この原因には Anode の読み出し回路に電圧を遮断するために入れている 500pF のコンデンサが関わっている(図 4.8(b))。まとめ読み出しだと Anode 16ch 分の内部容量が数百 pF となるため入ってきた信号が内部容量分だけ分散してしまい、ASD に入る電荷量が落ちてしまう。Cathode にはコンデンサが入っていないので(電圧をかけてないから)、まとめ読みだしにしても Efficiency が減らない。神戸に戻りまとめ読みだしでの Anode, Cathode での Gain の違いを第 3 章で載せているので参考にしてほしい。

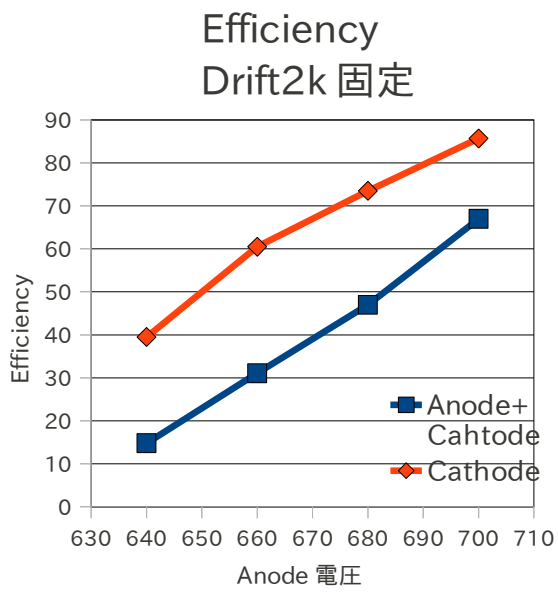


図 4.8(a) 条件 B での Efficiency その1

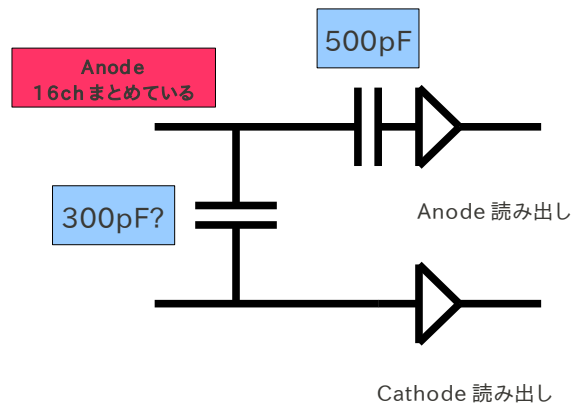


図 4.8(b) : Anodeまとめ読みだしでの Efficiency低下の原因

測定対象	gas	Max Efficiency
Cathode (Drift電圧-2kV)	Ar:C2H6=7:3	85%
Coincidence (Anode,Cathode) Drift電圧(-2kV)	Ar:C2H6=7:3	67%

表 4.3 : 条件 B での Efficiency その2

(条件 C).条件 B で beam 軸に対して 45 度角度をつけた時の Efficiency 結果

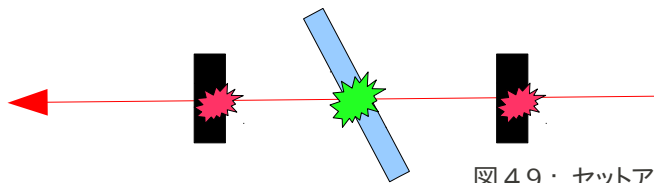


図 4.9 : セットアップ
 μ -PIC を beam 軸に 45° 傾けた。上から眺めた図。
 黒 : シンチ。青 : μ -PIC(10cm²)

最後に 条件 B での μ -PIC を beam 軸に対して 45 度角度をつけて Efficiency 測定を行った。この時のジオメトリを図 4.9 に、Efficiency 結果を図 4.10、表 4.4(b)に、その時のドリフト電圧、ガス比を表 4.4(a)に載せる。ビーム軸に対して 45°の角度をつけた場合に Efficiency が 10%ほど上がっていることが分かる。2GeV 電子が通った Drift 間隔が $\sqrt{2}$ 倍増えているので種電子の数が増えて信号が大きくなり Efficiency が上がっていると考えられる。ただし、このデータはスケーラーという信号数を数えるモジュールを使って測ったので、多数の pixel が鳴った場合にその分 Efficiency が上がってしまうので断定はできない。

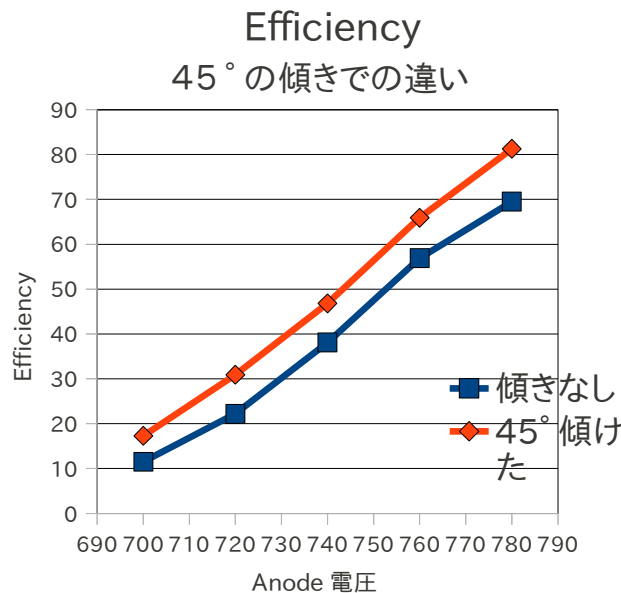


図 4.10 : beam 軸に 45 度の角度を持った時の Efficiency

gas	Ar:C2H6=1:1
Drift電圧	-2.5kV

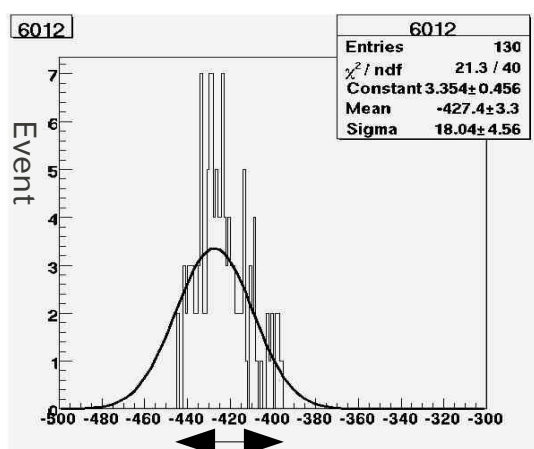
表 4.4(a) : ビーム軸傾けた場合での μ -PIC 環境

測定対象	Max Efficiency
Anode	70%
Anode(45°傾けた)	81%

表 4.4(b) : ビーム軸傾ける前後での μ -PIC の Anode で測った最大の Efficiency

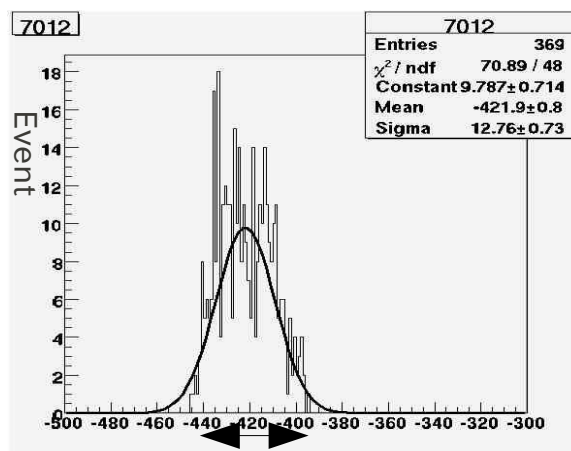
4-3-2. Time jitter

この節で Time jitter(信号の時間的ふらつき)について述べる。まず今回の実験で Time jitter の定義を”一つの ch に大量の電子ビームからの信号が来た時の、その信号が ASD でデジタル信号にする時のスレショルドを越えるまでの時間のばらつき”としている。以下の図 4.11(a)、(b)は μ -PIC の Anode,Cathode それぞれ 12ch の 1 つの strip での Time jitter を表している。縦軸にイベント数、横軸に common-stop で入れたシンチの信号から μ -PIC に来た信号の時間差分を表している(図 4.11(c))。この結果から Time jitter は Anode , Cathode 共に 40nsec あることが分かる。ATLAS のビーム衝突間隔が 25nsec より、トリガー検出器に用いるためにはこの 25nsec 以下である必要がある。よってこのままでは time-jitter の面でも非常に厳しい。time-jitter が悪いのはやはり、 μ -PIC と ASD での合わせた Gain が足りていなくて、鋭くない立ち上がりの信号が来ていてスレショルドを越える時間がバラバラで time-jitter が悪くなっていることが考えられる(図 4.11(d))。



TDC 値 (nsec) Time jitter

図 4.11(a) : Anode12ch での TDC 分布



TDC 値 (nsec) Time jitter

図 4.11(b) : Cathode12ch での TDC 分布

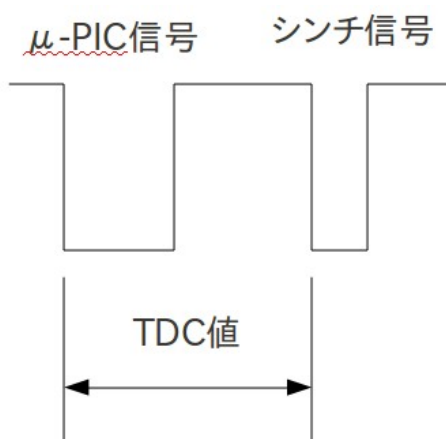


図 4.11(c) TDC 値の外観図

μ -PIC のアナログ信号がアンプの threshold を越えてデジタル信号が立ち上がり、シンチの信号が入るまでを TDC 値として取得。

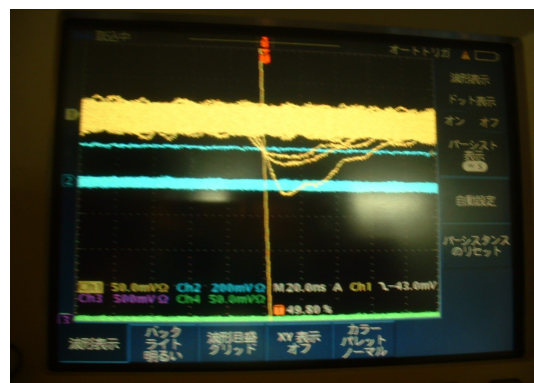


図 4.11(d) オシロスコープで取った立ち上がりが鋭くない信号
ただし、time-jitter を測った時はこの時よりも Gain 高い。

4-3-3. 位置分解能(Resolution)

まず位置分解能を求めるために使った 2GeV 電子の HitMap の約 800 イベント中の 8 イベントを図 4.12 (a)に載せる。Anode チャンネルで横軸が Cathode チャンネルを表しており、赤、青、緑がそれぞれの μ -PIC の鳴った位置を表している。これは中央の各ストリップ毎の読み出しを使っているので 1 コマが約 $400 \mu\text{m}^2$ の面積である。 μ -PIC が三枚とも鳴った場合のデータのみを選択し、このデータを使って Residual (差分) 法を用いて位置分解能を出した。Residual 法の計算方法は図 4.12(b)にある μ -PIC の配置で X_1 と X_3 から予想される X_2 の位置から実際に X_2 で鳴った位置を引いた差分を求める(式 4.)。この差分を 2913Event 分を横軸に差分の値、縦軸にそれぞれの差分での Event 数を取った図 4.12(c)、(d)の図に載せる。

$$(\text{差分}) = \frac{(X_1 + X_3)}{2} - X_2 \quad (\text{式4.3})$$

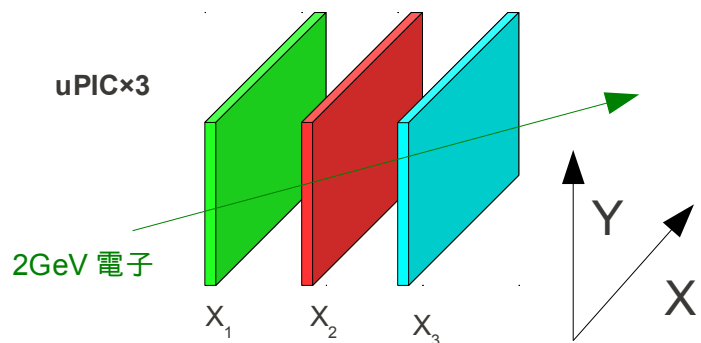
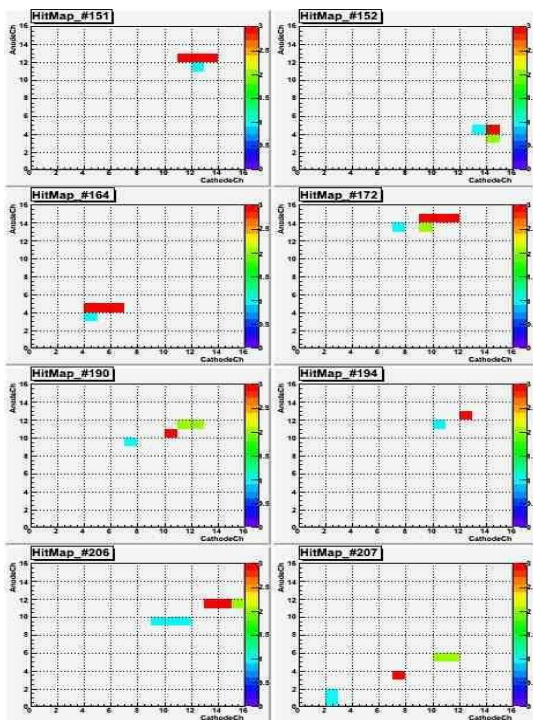


図 4.12(b) : 位置分解能測定時の μ -PIC 外観図

図 4.12(a) : 8 イベント分の μ -PIC 細かい読み出しの HitMap
1 コマ約 $400 \mu\text{m}^2$ 。

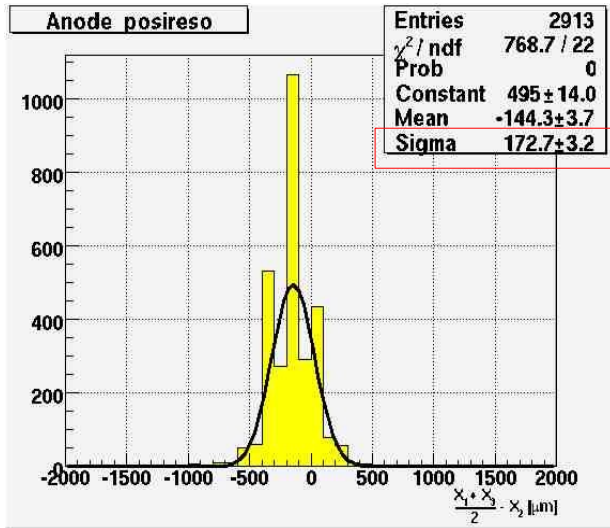


図 4.12(c) : Anode ch での差分プロット

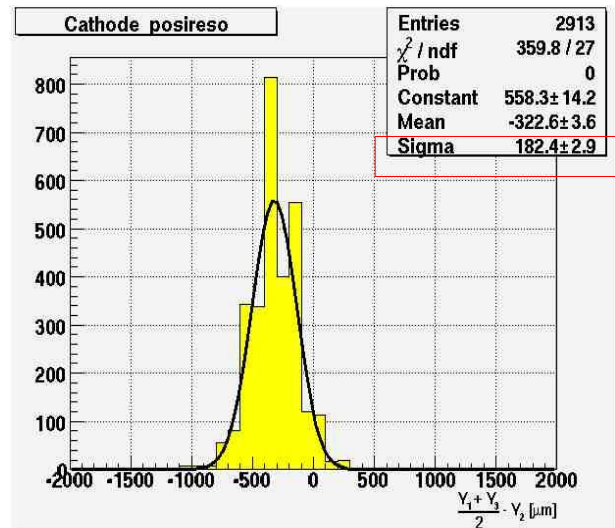


図 4.12(d) : Cathode ch での差分プロット

この差分をプロットしたものをガウス分布でフィットして、出てきた σ (標準偏差)は以下の R 値の誤差である。

$$R = \frac{(X_1 + X_3)}{2} - X_2 \quad (\text{式4.4})$$

我々が知りたいのは μ -PIC1 枚分の誤差でこの R 値は 3 枚分の誤差を含んでいるので、誤差伝搬の関係 (式 4.) から X_1, X_2, X_3 の誤差同じとして

$$\sigma_R^2 = \left(\frac{\delta X}{\delta X_1}\right) \sigma_{X_1}^2 + \left(\frac{\delta X}{\delta X_2}\right) \sigma_{X_2}^2 + \left(\frac{\delta X}{\delta X_3}\right) \sigma_{X_3}^2 \quad (\text{式4.5})$$

$$\sigma_R^2 = \frac{3}{2} \sigma_x^2 \Leftrightarrow \sigma_x = \sqrt{\frac{3}{2}} \sigma_R \quad (\text{式4.6})$$

の式 4. の関係が成り立ち、以下の μ -PIC 一枚分の位置に関する誤差、つまり位置分解能が求まる。

$$\sigma_{Anode} \simeq 141 \mu\text{m} \quad (\text{式4.7})$$

$$\sigma_{Cathode} \simeq 149 \mu\text{m} \quad (\text{式4.8})$$

これは Wire chamber と比べて非常に良い分解能である。ATLAS 実験での muon 検出器のアップグレードでは、 μ -PIC を 2 枚並べて使うことを計画しているので、さらに良い位置分解能 (単純に 2 で割れば $70 \mu\text{m}$) が得られるだろう。これは ATLAS upgrade における muon 検出器位置分解能に対する要求を十分満たしている。

4-3-4. KEK 2GeV 電子ビーム試験の結果

以上の KEK の FTBL で 2GeV の電子ビームを用いた thin-gap 型 μ -PIC の性能評価を以下の表にまとめる。表内の()は ATLAS upgrade で要求される性能。

	Anode	Cathode
Efficiency	85%(100%)	80%(100%)
Time jitter	約 40nsec (<25nsec)	約 40nsec(<25nsec)
位置分解能	140 μ m \rightarrow 2 枚で 100 μ m 以下 (100 μ m 以下)	150 μ m \rightarrow 2 枚で 100 μ m 以下 (100 μ m 以下)

表 4.5 KEK FTBL での μ -PIC 性能評価のまとめ

まず、この実験で thin-gap 型 μ -PIC で初めて MIP を検出し、トラッカーとして使用することができた。ただし、ATLAS upgrade に使用するには μ -PIC と ASD の組み合わせでは MIP を 100%検出できていないことが分かった。thin-gap 型 μ -PIC の gain はおそらく 1 万近くが限界と思われるため、アンプの改良が求められる。次節の宇宙線 muon を用いた実験で要求されるアンプはどのような性能かを議論していく。

4-4.宇宙線 muon を用いた測定

宇宙線 muon は一次宇宙線と呼ばれる陽子などの高エネルギーの放射線が地球に降り注ぎ、大気中の粒子と核の相互作用した時に生じた π 中間子が崩壊することによって生成される(式 4.9)(式 4.10)。 π 中間子が崩壊する時は muon に約 99.98%に電子に約 0.02%崩壊する。これは(式 4.11)(式 4.12)の崩壊はフェルミオンが左巻きで反ニュートリノが右巻で、CP は保存しているが P が保存していないため抑制される。muon は電子より重いためこの抑制は働かない。そのため、 π 中間子からの崩壊はほとんど muon である。また、地上に届くは muon がレプトンほとんどである。これは電子は muon に比べて非常に質量が小さく、大気中の分子からのクーロン力でシンクロトロン放射を起こし、かなりのエネルギーを失ってしまい地上に到達する前に上空で静止してしまうからである。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (\text{式4.9})$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (\text{式4.10})$$

$$\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e \quad (\text{式4.11})$$

$$\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e \quad (\text{式4.12})$$

宇宙線 muon はおよそ、数 GeV から数 TeV のエネルギーで地上に到達することが分かっており[]、その頻度は天頂核 Θ の関数で、 $\cos^2 \Theta$ の割合で降ってくるのが知られている。つまり今回は粒子も muon でエネルギーも上記のように高く MIP 領域なので、まさに ATLAS 検出器内の muon 検出器が検出するべきものである。ただし粒子の飛来方向はランダムであり、rate も少し低い。また、そのままでは正確なエネルギーが分からないなどの実験的な困難もある。この宇宙線 muon を用いて Efficiency を測定したのでその結果を載せる。DAQ、ガス配管などのセットアップは KEK で行った実験時と同じである。

4-4-1.宇宙線 muon での Efficiency 測定

まず、 μ -PIC を床に水平ににおいて宇宙線 muon を用いた Efficiency 測定を行った。セットアップは KEK でのビームテストと同じく、シンチレータ 2 枚で μ -PIC を挟んでいる(図 4.13(a),図 4.13(b))。シンチレータが鳴った場合に μ -PIC が何回鳴るかを Efficiency の定義として測っている。シンチレータの大きさは約 5cm×10cm である。

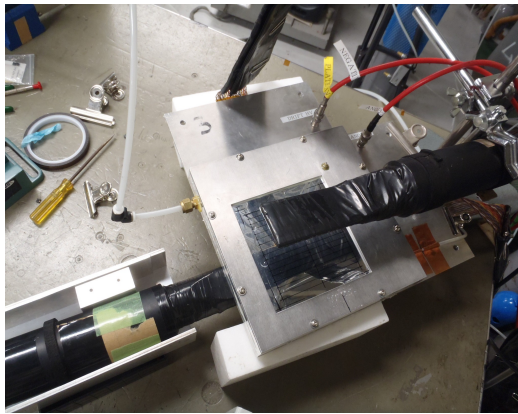


図 4.13(a) : 宇宙線 muon での Efficiency 測定セットアップ

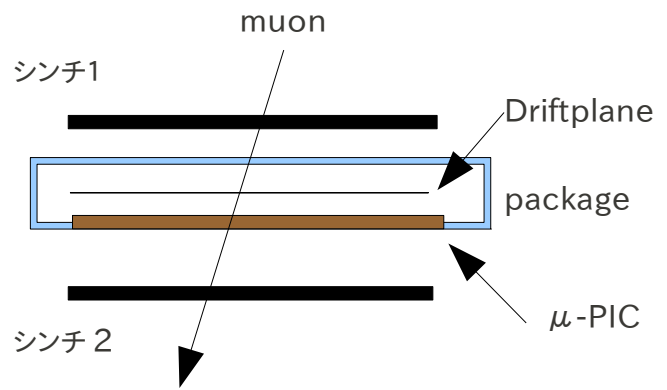


図 4.13(b) : セットアップ内部構造

上記のセットアップでドリフト間隔を 3mm で Efficiency を測定したのでその環境を表 4.6(a)に載せる。図 4.6(b)に載せた Efficiency 測定の結果は、横軸に Cathode 用の ASD buffer の threshold 値を取り縦軸に Cathode での Efficiency を取っている。

Drif 間隔	3mm
μ-PIC 種類	2 号機
Gas	Ar:C2H6 = 7:3
Anode_ch	2,3,4,5,6ch (全 5ch 3.25cm×10cm)
Anode 電圧	670V(これ以上は危険)
Drift 電圧	2kV
Gain	約 2 万
ノイズ	15mV 程

表 4.6 : Drift 間隔 3mm での Efficiency

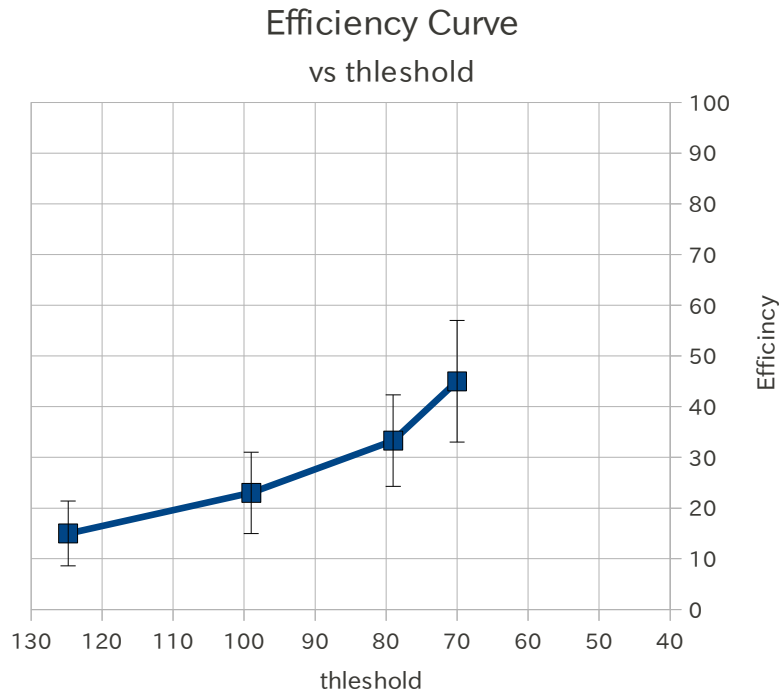


図 4.14 : Drift 間隔 3mm での threshold 毎の Efficiency Curve

放電による信号で鳴っているという心配もあったので(放電信号のレートは kHz オーダーなので問題ないはずだが)、ガスを流さず空気がパッケージ内に入った状態で他は同じセットアップで 20 分間、実験を行ったが muon が来たような信号は全く見られなかった。よってこの Efficiency データは正しく測定できていると判断した。Cathode の ASD buffer のスレシヨルドを 70mV 以上下げるとノイズによる信号も混じってしまうのでこのスレシヨルド値が限界で、その時の Efficiency は 45% だった。

4-4-2. 宇宙線 muon での Efficiency 考察

前述の Efficiency の値が今の μ -PIC、ASD アンプを使った場合に妥当な値なのかを KEK での 2GeV 電子を用いて測った Efficiency と、TPC を用いた運動量毎の電離エネルギーを表したグラフ(図 4.7)から考察する。2GeV 電子での場合最高の Efficiency は約 80% であった。図 4.7 から 2GeV 電子の単位長さ当たりの Energy Deposit は約 16keV/cm で宇宙線 muon のうちの最も deposit しない領域で約 12 keV/cm より、少なく見積もって 2GeV 電子より宇宙線 muon の方が 3/4 倍だけ Efficiency が低いことが予想される。つまり低く見積もって最高で 60% の Efficiency が予想されるのだが、若干低い。KEK でのビームテスト時のノイズの波高を記録できていないので正確なことは言えないが、宇宙線 muon 測定時のノイズが 15mV と高いので、スレシヨルドを下げきれなかったのが原因と思われる。また現在使っているデータ収集用の PC と今後入れかえる予定の新しい PC に変えるとノイズが数 mV に下がることが確認できたのでこのセットアップが完成すればさらに Efficiency は向上するだろう。このセットアップは OS と CAMAC の相性の問題でまだ不安定で、まだ安定してデータが取れない。

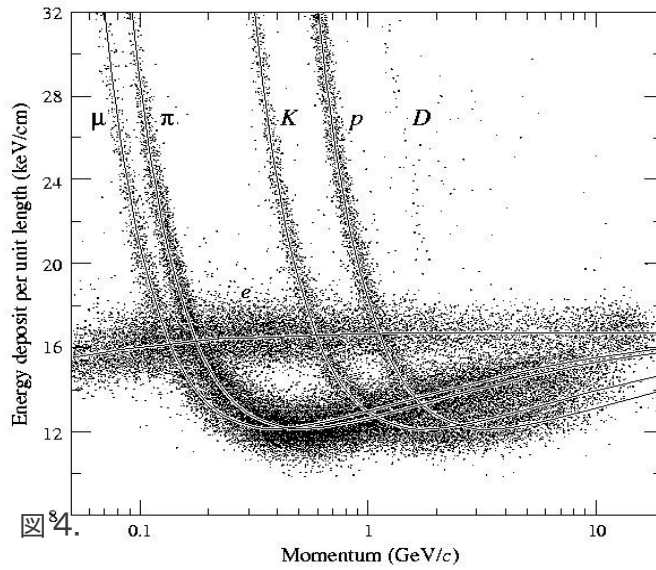


図 4.15

図 4.15 : TPC を用いた運動量毎の電離エネルギー [32]

4-4-3.宇宙線 muon の軌跡

最後に μ -PIC を床に垂直に置いて宇宙線 muon を検出した結果を載せる(図 4.17)。ATLAS の内部飛跡検出器で muon を検出する場合には、もちろん図のような方向からは飛んでこないが、muon の飛跡を確認できる。

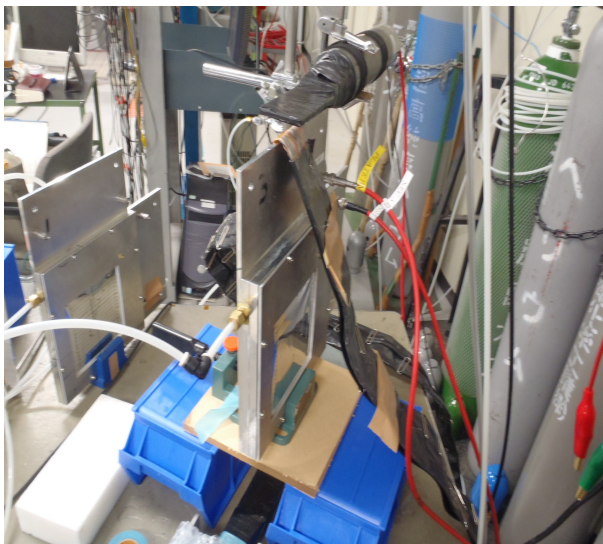


図 4.16(a): μ -PIC を立てて muon の軌跡を取った

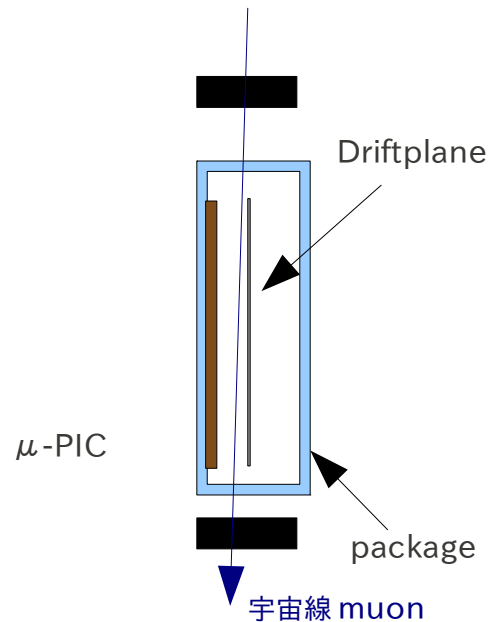


図 4.16 (b): セットアップ外観図、Gap は 1cm

Gas	Ne:C2H6 = 7:3
Gap	1cm
HV 印加 Anode_ch	2,3,7,8,9,11,13,14ch(他 ch は弱っている or 導通。)
Anode 電圧	670V
Gain	=約 1 万
threshold	Anode : -129mV, Cathode : 171.5mV (下げきれていない。)

表 4.7 : muon 軌跡のデータ取得セットアップ

表 4.8 のセットアップで取れた宇宙線 muon の軌跡を3つ取ったので以下の図 4.17 に載せる。図の見方は Anode の大きい channel(16ch)が空を向いていて、小さい channel(1ch)が地面側である。muon の軌跡が分かるが、HV のかかっているチャンネルで鳴っていないところがある。このことから Gain が足りていなくて Efficiency が低いことが分かる。赤い線が High Voltage のかかっている Anode チャンネルである。

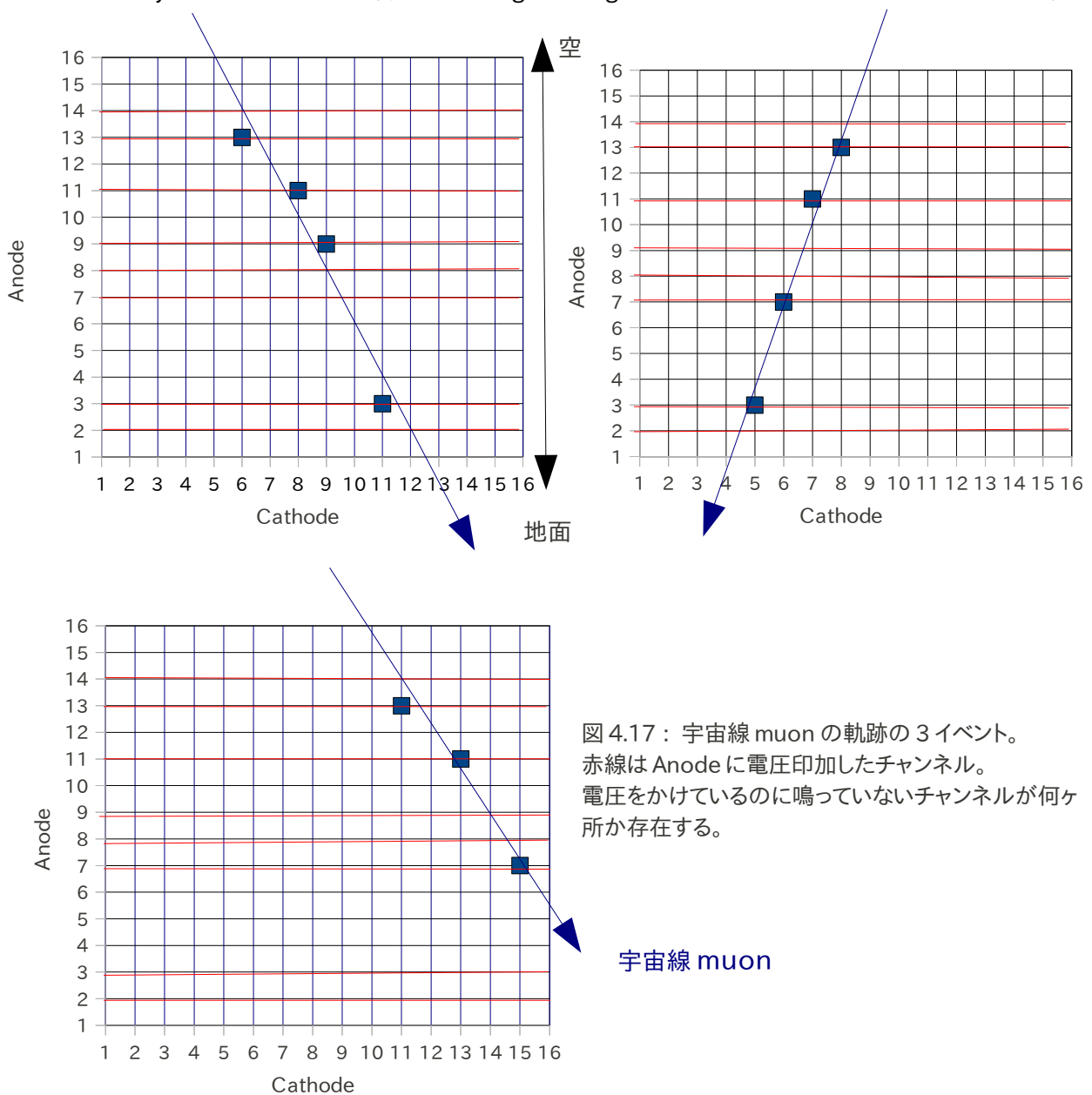


図 4.17 : 宇宙線 muon の軌跡の 3 イベント。
赤線は Anode に電圧印加したチャンネル。
電圧をかけているのに鳴っていないチャンネルが何ヶ
所が存在する。

threshold を下げた場合でも宇宙線 muon の軌跡を取ったのだが、HV をかけている ch に HV をかけていない 1,2ch が鳴るとい現象が起きた。ただし、電圧を印加していない状態ではノイズで鳴らないのと、ノイズで鳴る場合には全鳴りするので一般的なノイズではないと考えられる。おそらく muon 由来の信号が来たときに発生するクロストークノイズが発生していると考えられるがまだ説明は出来ていない。

4-4-4.宇宙線 muon 測定の今後の課題

宇宙線 muon の測定は時間が足りず、全てのデータを満足するまで取れなかった。以下に今後すべき実験を載せてこの章を締めくくる。

- ・Gap を変えての Efficiency 測定
- ・Gap を変えての Time jitter 測定
- ・新しい PC+CAMAC でノイズの少ない状態での実験
- ・さらに S/N 比の良いアンプを用いて Efficiency100%を達成する条件を探索
- ・Gas を変えて Efficiency,Time jitter を測定

Drift Gap については、Gap を増やすほど muon が作る種電子の数が増え Efficiency が上がり、電子のドリフト距離が長くなり Time jitter は悪くなることが予想される。よってちょうど良い Gap をみつけることが重要。また種電子の数は計算で大雑把に求まる。Particle Data Book の Gaseous Detector に載っている MIP 粒子がガス中に落とすエネルギー $dE/dx|_{min}[\text{keV/cm}]$ より(表 4.7 参照)、Ar : C₂H₆ = 7:3 での W 値を 26eV として 3mm,1cm の間隔でそれぞれ計算すると、

$$\frac{dE}{dx}|_{min} = 2.53 \times \frac{7}{10} + 2.91 \times \frac{3}{10} = 2.644 \text{keV} * \text{cm}^{-1} \quad (\text{式}4.13)$$

$$2.644 \text{eV} * \text{cm}^{-1} \times 0.3 = 793.2 \text{eV} \quad 793.2 \text{eV} / 26 \text{eV} = \text{約}30 \text{個} \quad (\text{式}4.14)$$

$$2.644 \text{eV} * \text{cm}^{-1} \times 1 = 2644 \text{eV} \quad 2644 \text{eV} / 26 \text{eV} = \text{約}101 \text{個} \quad (\text{式}4.15)$$

となり、muon は Drift 間隔 3mm の場合に約 30 個の電子を、1cm の場合に約 101 個の電子を落とす (Ar,C₂H₆ の W 値を 26 で計算)。実はこの値は表 4.7 の $N_T[\text{cm}^{-1}]$ で計算した値とほぼ同じで、第 1 章の Bethe-Bloch での MIP の muon が落とす $2[\text{MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}]$ にこのガスの密度とドリフト間隔をかけた場合にも 20% の違いで近い。

表 4.8 Particle Data Book Gaseous Detector のガスに関する項から引用 [33]

Table 28.6: Properties of rare and molecular gases at normal temperature and pressure (NTP: 20° C, one atm). E_X, E_I : first excitation and ionization energy; W_I : average energy per ion pair; $dE/dx|_{min}, N_P, N_T$: differential energy loss, primary and total number of electron-ion pairs per cm, for unit charge, minimum ionizing particles.

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
Ne	0.839	16.7	21.6	30	1.45	13	50
Ar	1.66	11.6	15.7	25	2.53	25	106
Xe	5.495	8.4	12.1	22	6.87	41	312
CH ₄	0.667	8.8	12.6	30	1.61	37	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

第5章 μ -PIC へのHIP 粒子照射

第1章でも述べたが ATLAS 検出器の内部飛跡検出器 SmallWheel では大量の中性子や γ 線由来のバックグラウンドが予想され、放射線による劣化も激しいことが予想される。この中性子バックグラウンドの予想されるエネルギースペクトルを図 5.1 に示す。中性子のエネルギーは熱中性子領域から 2~3GeV 領域まで広範囲に分布する。熱中性子領域から 10keV までの中性子は 10keV のビンに含まれている。2~3MeV 付近のピークは evaporation peak と呼ばれ、カスケードにより生じた励起残留原子核が基底状態に戻る際に放出する中性子(蒸発中性子)が原因である。また、100MeV 付近のピークは quasi-elastic peak と呼ばれ核破碎反応過程で生成した中性子が原因である。

このようなエネルギーの中性子を浴びせて正常に動くかテストするには ATLAS 内部に入れば簡単だが、稼働中の今は実現できていない。よって似たようなエネルギーを持つ中性子を出せる加速器でビームテストをするのだが、 μ -PIC の安定動作の観点から見れば問題になるのは実は弾性散乱によって反跳原子核を有感領域(ドリフト間隔)に叩き落とす高速中性子(0.1~1MeV 以上の E[])である。MIP による有感領域へのエネルギーデポジットは数 keV と見積もれるので(4-4-1 節)、それ以下のエネルギーを持つ中生子による影響は MIP と同程度であることが予想される。本研究では高速中生子として ^9Be と d(重水素)の反応から出る中生子を用いた。この反応は神戸大学海事科学部のタンデム加速器を用いれば起こせることが分かり実験を行ってきた。 μ -PIC への中生子照射の結果を記す前に α 粒子を μ -PIC に当てた予備実験について延べ、加速器について少し詳しく述べる。

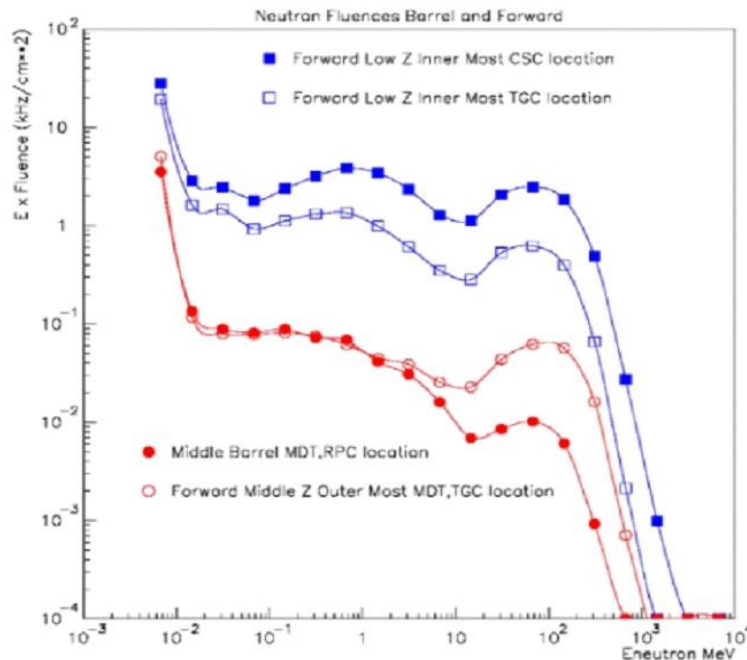


図 5.1: ATLAS 検出器のうちの TGC に来ると予想されている中生子のエネルギー分布 [34]

□ Forward Low Z Inner Most TGC location が SW に一致する。

5-1. α 粒子を用いた μ -PIC 電極の放電実験(中性子照射事前実験)

この節では α 粒子を μ -PIC のガスパッケージ内で発生させて放電実験をした結果について述べる(図 5.2(a)参照)。線源はコーナンで市販されているランタン用のマントル(SOTO:ST-2101)を使用した。これは中性子実験を行う前に予備的に行った実験である。図 5.2(b)は α 粒子からの信号をオシロスコープで見たものである。膨大な電荷量が μ -PIC から ASD アンプに入り、アンプでの増幅がサチレーションを起こしていることが見て取れる。また、表 5.1 に実験の主なセットアップを示す。

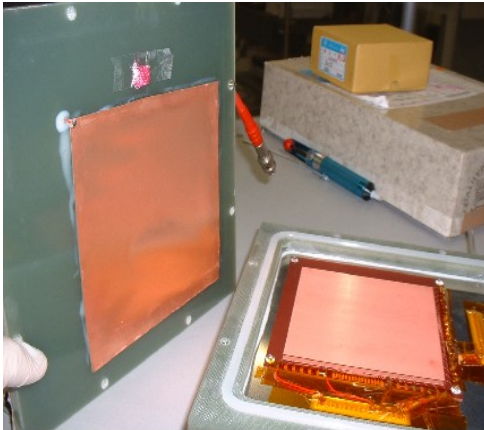


図 5.2(a) : μ -PIC パッケージ内に α 粒子を入れる。

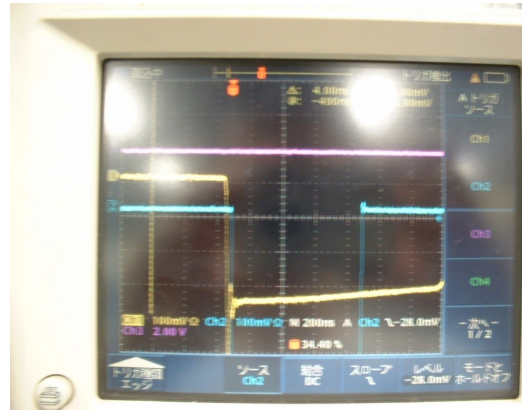


図 5.2(b) : α 線由来の信号
100mV、200nsec レンジ

ドリフト間隔	2.4mm
Gas	Ar:C ₂ H ₆ = 9:1
Drift-Plane	アルミマイラー
Gain 測定 ch	Anode

表 5.1 : α 粒子での放電回数測定実験での μ PIC の固定パラメータ

このランタンの芯には明るく光らせるために少量のトリウム(Th:原子番号 90)が入っている。このトリウムが半減期 23 億年で約 5MeV の α 粒子を放射する。約 5MeV の α 粒子は空気中で数 cm 飛んで、止まることが知られている。また空気中での α 粒子が落とすエネルギーデポジット(stopping power)を縦軸に取った、いわゆる Bragg Curve を図 5.3 に示す。空気と、Ar+C₂H₆(10%)という違いはあるが、これは大きな違いではないので、この Bragg Curve より、1cm あたりに平均 1.5MeV のエネルギーを落とすとして、 μ -PIC はまとめ読み出しを使っているので最低 6.5mm の距離を走り、1.5MeV/cm×0.65cm = 約 1MeV のエネルギーを落とし、W 値を 26eV とすると、最低でも種電子を約 4×10^4 個作る計算になる。これは ⁵⁵Fe の作る種電子の約 200 倍であるので、膨大な数であることが分かる。まさに α 粒子は HIP(Highly Ionizing Particle)であり、これを用いて放電回数を調べた(表 5.2)。 α 粒子の個数はスケーラーで数えたのだが、放電回数は目で見ているので長時間ぼ測定は厳しい実験であった。 α 粒子の Rate は 1Hz もなかった。体力的な限界から放電回数が少なく議

論が難しい。というのも、Gain にはチャージアップで変動する誤差もあり、このデータからは何も言えない。

そこで、まず放電回数を自動で測定する装置、またもっと rate の高い HIP を発生させる装置が必要である。次節で神戸大学タンデム加速器で核反応を用いて発生させた高速中性子による放電実験について述べる。

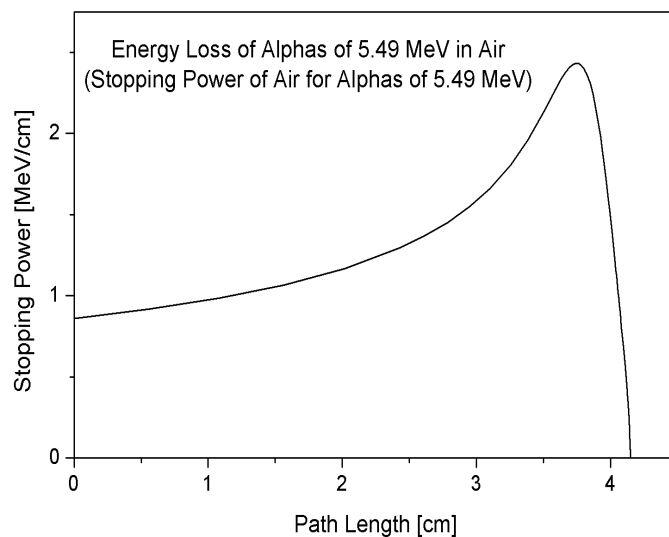


図 5.3 : α 粒子の Bragg Curve[35]

V_anode	V_drift	Est. gain	α の個数	spark回数
540	750	4000	200	0
540	1000	4500	200	0
540	1250	5200	70	3
520	1500	4455	200	0
520	1750	7300	200	1

表 5.2 : 各環境での α 粒子由来の信号数に対する放電回数
2009 年 8 月測定

5-2. 神戸大学海事科学部タンデム加速器

この節で中性子照射試験を行った神戸大学海事科学部のタンデム加速器について説明する。神戸大学海事科学部は、nec(National Electronics Corp)社製 5SDH から 5SDH-2 に更新されてから 10 年目になる[]。この装置は 5 本のビームラインから構成され、Rutherford 後方散乱分光法(RBS)、反跳粒子検出法(ERDA)、核反応分析法(NRA)あるいは粒子励起 X 線分光法(PIXE)等の分析またはイオンビーム照射を行うことが出来る。図 5.4(a)はタンデム加速器全体の概略図でその全体写真を図 5.4(b)に載せる。イオン源、加速器、エリアモニター等の主要な装置について少し詳しく説明してから中性子照射試験について述べる。参考文献として海事科学部准教授谷池氏が学生実験用に作成した”21 荷電粒子ビーム実験”[36]を使用した。我々が使ったビームラインは M15:ion implanta-tion である。

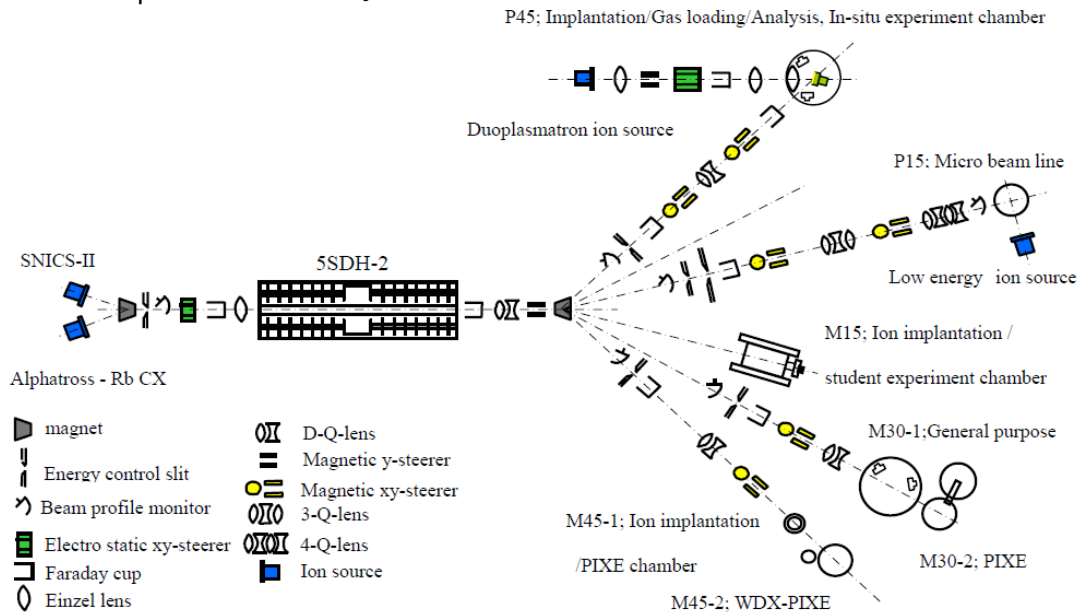


図 5.4(a) タンデム加速器概略図 [36]

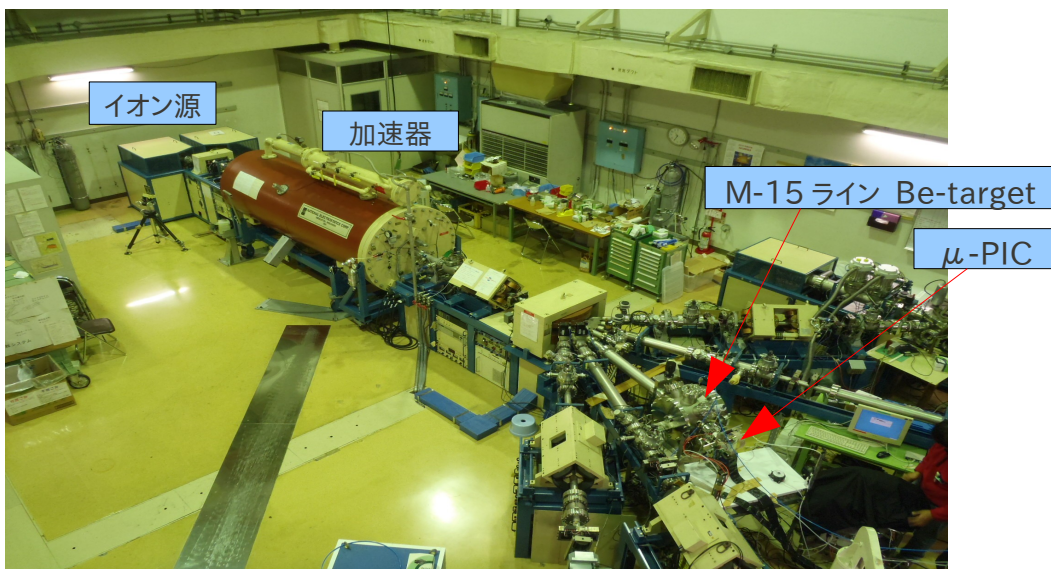


図 5.4(b) タンデム加速器全体写真

(a)イオン源

イオン源は2種類のイオン源(セシウムスパッタ負イオン源(SNICS-II))とRF放電Rb電荷交換型負イオン源)によりほとんど全ての元素のイオンビームを作り出すことが出来る。今回我々は ${}^9\text{Be}$ にd(重水素、図5.5(b))を当てて中性子を発生させたいのでSNICS-IIの負イオン源に Tid_2 のcathode(図5.5(a))を取り付けて実験を行った。

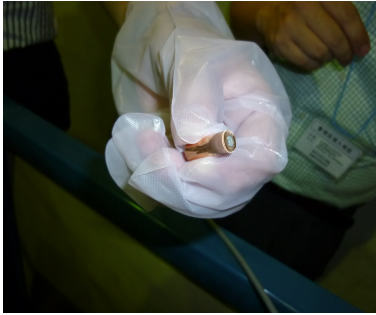


図 5.5 (a): Tid_2 cathode

これにCs原子をスパッタして(ぶつけて)
dを取り出し加速器に送る。

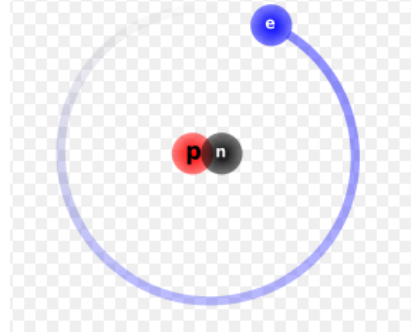


図 5.5 (b): d (重水素)の組成 [37]

(b)タンデム加速器本体

静電加速器は高電場を用いて荷電粒子を加速させる装置であり、唯一連続ビームを得ることが出来る。高電場を作るために図5.6のように電荷 $q[\text{C}]$ をターミナルに与えて電位 $V_t[\text{V}]=q/C$ が誘起される。 $C[\text{F}]$ はターミナルを取り囲む加速器タンクとの間の静電容量で決まる。米国nec社製のペレトロンはVan de Graaf型加速器の一種で、ターミナルに電荷を運ぶのに金属ペレットを絶縁体でつないだチェーンを用いている。

タンデム型はターミナルの両端に加速管を持ち、二回の加速を行う効率の良い加速器である。加速したい粒子を負イオン(例えば陽子pの場合は H^- 、炭素 C^{z+} の場合は C^-)の形で大地電位(以下グラウンド)から加速器に入射してターミナルまで eV_t の加速を行い、ターミナル位置で z 価の正イオンに電荷変化し、再びグラウンドまで zeV_t の加速を行う。したがって、最終的に粒子の得るエネルギー E は、負イオンのエネルギーを eV_t とすると、

$$E = e[V_t + (z+1)V_t] \quad (\text{式5.1})$$

となる。 V_t が数MV以下の小型の加速器でも中重核は容易に3,4価の陽イオンになるので、小型でも比較的高いエネルギーの粒子が得られること、イオン源がグラウンドに設置されているため操作性、保守性が良いことが、タンデム加速器の長所である。ターミナルとタンクの間には、絶縁破壊強度の高い $0.5[\text{MPa}]$ の SF_6 ガスが用いられている。粒子を効率に加速するための電極構造をもった加速管の内部、及びビーム輸送管は $10^{-3}[\text{Pa}]$ 以上の真空度になっている。

最後にこの旧型のタンデムペレトロン加速器5SDHが海事科学部タンデム加速器棟の玄関に置いてあるの
では是非見ていただきたい。

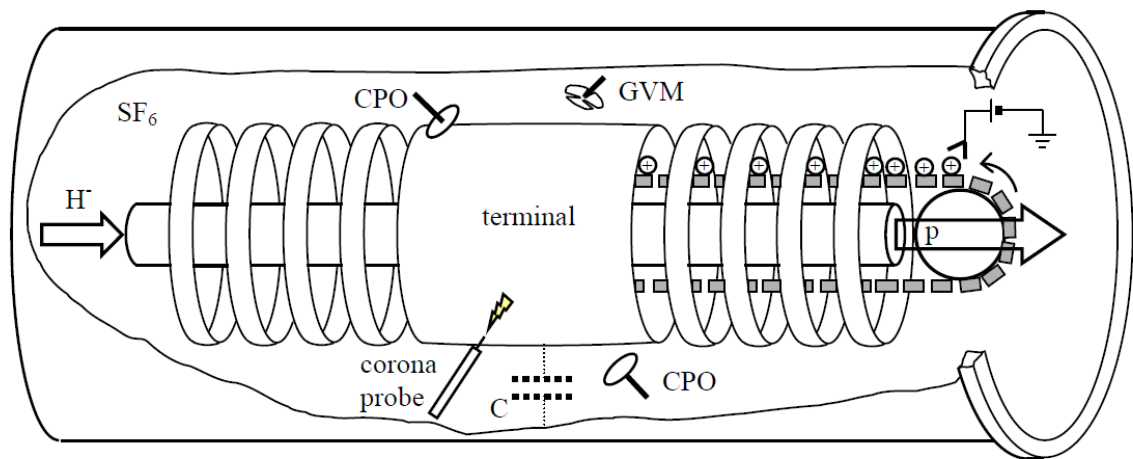
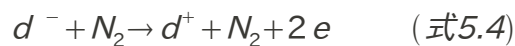
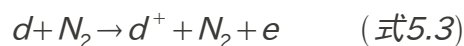
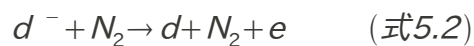


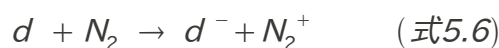
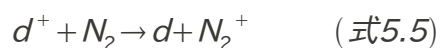
図 5.6：タンデム ペレトロン加速器 5SDH-2[36]

(c)電荷ストリッピングセル・電荷変換反応

負イオンはターミナル内部に設置されたストリッパガスセルで正イオンに変換される。ガスセルには 10^{-2} [Pa]程度の N_2 ガスを満たしてある。このガス分子とイオンとの電荷ストリップ反応は例えばデューテロン d の場合は



などがある。この時並行して、荷電交換反応



も起こるので、2、3回以上分子に遭遇するような[ガス分子 × 距離]を通過すると、電荷の分布は平衡に達する。エネルギーが高いほど正イオンの割合が大きくなる。重イオンでも同様に高エネルギーほど多価のイオンになる確率が高い。よって入ってきた負イオンが全て正イオンになって加速される訳ではない。

(d)ターミナル電位スタビライザー(TPS)

ターミナル電位は様々な原因で時間的に変動する可能性がある。これを安定化するためのシステムが TPS システムである。先に述べたようにターミナル電位はそこに蓄えられる電荷の量によって決まる。この電荷量を調節することによって電位を安定に維持できる。電荷量を安定させるために、ターミナルに対向してタンク内部に突出させたコロナ針(corona probe)を用いて余分な電荷を放出させる(図 5. ?)。コロナ針は高電圧真空管の陽極に接続されており、ターミナルとの間に常にコロナ放電による電流 I_p (probe current)が流れている。この I_p をグリッドに印加される電位(GVO、CPO からの信号)により制御する。例えばターミナル電位が高くなった時、 I_p を大きくすることでターミナルの伝電量を小さくし、ターミナル電位を低くする。このように負のフィードバックを加えることでターミナル電位を安定にしている。

(e)インジェクターマグネット、スイッチングマグネット

荷電変換反応の結果生成された価数の異なるイオンは、異なったエネルギーに加速されてグラウンドのビーム輸送管に導かれる。その中から特定の価数、エネルギーのイオンを選別して特定のビームラインに導くために、磁石を用いる。磁場 B 中で価数 z 、エネルギー E のイオンは、曲率半径

$$r_L = \frac{mv}{zeB} = \frac{\sqrt{2Em}}{zeB} \quad : \text{Larmor半径} \quad (\text{式5.7})$$

の円弧を描いて運動することを利用している。

(f)荷電粒子レンズ

電場や磁場は荷電粒子に力を及ぼし進行方向を変化させるので、適切な強度分布を持つ電場または磁場の領域をつくれれば、粒子ビームを収束させることが出来る。

電場を用いるレンズには、イオン源部に用いられているギャップレンズやアインツェルレンズである。図 5.7(a)のように二枚の円筒状の電極に電位差を持たせると等ポテンシャル面が曲率を持ち、軸から離れるほど大きいので、ビームを小さな直径に絞ることが出来る。図のような単一ギャップレンでは通過したビーム粒子のエネルギーが変化するが、もう一つ第一電極と同電位の電極を追加したアインツェルレンズは粒子のエネルギーを変えない。

磁場を用いるレンズには、4曲磁石を2つ用いたQダブルットレンズ(以下QDL)である。図 5.7(b)のようにビーム進行方向に垂直な面内に四重極磁場を作る。この磁場は $B_y \propto x$ 、 $B_x \propto y$ となっており、対称軸(z 軸)からの距離 x に比例する力を粒子に及ぼす。しかし x 方向はビームを収束させるが、 y 方向は発散させてしまうので、四重極磁場単独では楕円形断面のビームにすることが出来るのみである。そこで、QDLは磁石の極性を逆にしたもう一つの四重極磁場を直後に置き、総合して x 軸 y 軸両方向に収束させるようにしている。

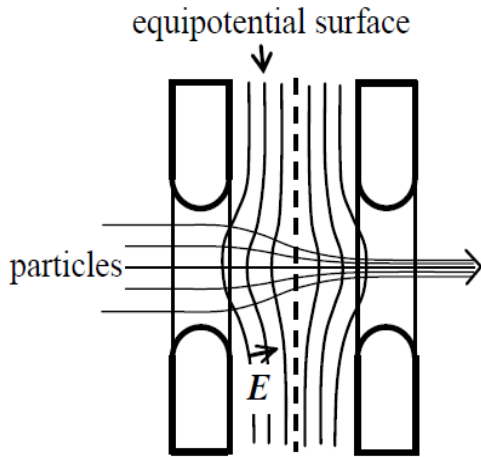


図 5.7(a)Gap lens[36]

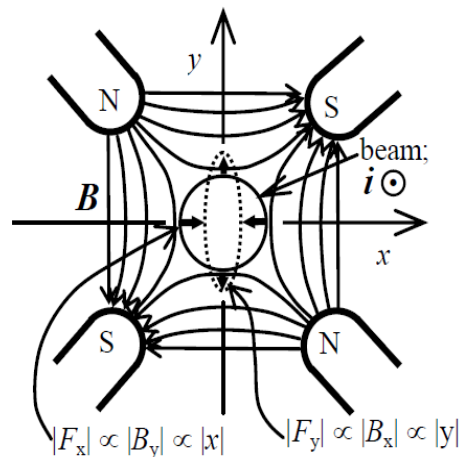


図 5.7(b)Quadrupole lens[36]

(g) ビーム電流測定器

荷電粒子が金属ターゲットに入射すると粒子の電荷が持ち込まれるので、金属ターゲットに電流計(ピコアンメータ)を接続すれば単位時間に流れ込む電荷量としてビーム電流を測定できる(図 5.8(a))。しかしこの時、ターゲット中の電子との衝突の結果生成された自由電子(δ 線)の一部が、ターゲットから放出され入射電荷量を多く見積もってしまう。この二次電子放出を防ぐために、ターゲット前方に負のバイアス電圧をかけた電極を配置してビーム電流を正確に測定できるようにしている。このビーム電流を正確に測る金属ターゲットのことをファラデーカップという(図 5.8(b))。

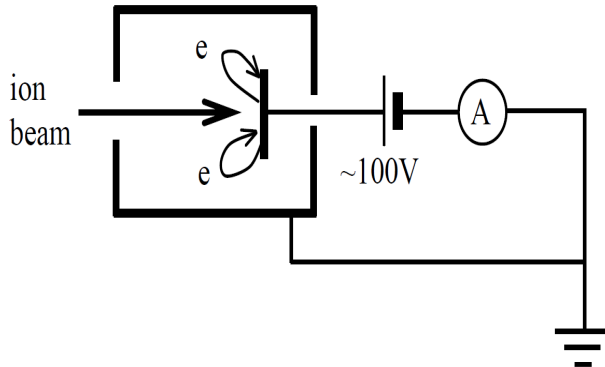


図 5.8(a) : Faraday cup 回路図 [36]



図 5.8(b) : Faraday cup[38]

(h) 制御コンソール

上記で説明してきたイオン源や加速器、電磁石の運転は全て制御室(図5.9(a))にあるパソコン一台(図 5.9 (b))で行うことができる。詳細な運転方法は谷池氏が書いた説明書があるのでそれを参考にしてほしい。2010年6月の1週間で谷池氏から加速器の使い方を教えて頂いた。



図 5.9(a) : 制御室全体写真



図 5.9 (b) : 制御モニター
ここで加速器全体の運転ができる。

(i)中性子エリアモニター

我々が中性子の絶対量を測る時に用いた中性子エリアモニターについて述べる。この中性子検出器(BF₃比例計数管)は通常の円筒型計数管と同様に熱中性子の吸収を少なくするため薄い無酸素銅製円筒の陰極と、その管の中心に沿って張った細いタングステン線から成り、非常に高純度のBF₃ガス(¹⁰B 約96%)が充填してある。以下に主要性能を表5.3にまとめ、写真を図5.10(a)(b)に、図面を図5.10(c)(d)に載せる。

測定線種	中性子線
測定範囲	1~10 ⁷ cpm(count per minutes)
表示方式	計数率
熱中性子感度	約60cpm/nv (BF ₃ 計数管としての感度)
高速中性子感度	データがない
指示直線性	±0.08 デカード(但し、電気的なパルス信号による)
使用電圧	約1400V
検出器	BF ₃ 比例計数管
型番	NDB52152
減速剤	ポリエチレン
安定度	指示値の±20%/1週間、(電源投入後30分後を除く)
使用温度範囲	-5~45℃
使用湿度範囲	80%RH以下
製作会社	Fuji Electronics

表 5.3 : 中性子エリアモニターの主要性能



図 5.10 (a) 中性子エリアモニター(上)
γ線エリアモニター(下)



図 5.10 (b) 外枠を外した中性子エリアモニター
: 白いのが減速剤のポリエチレン

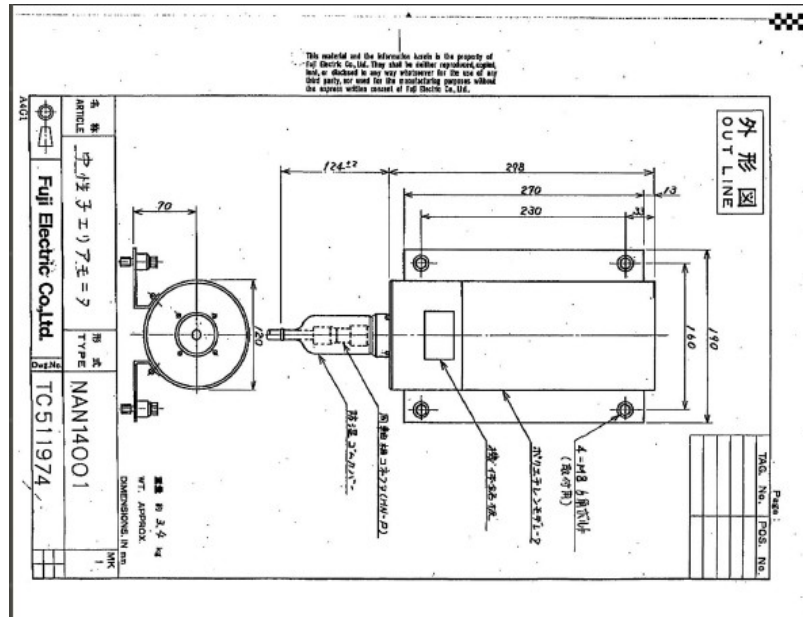


図 5.10(c) : 中性子エリアモニターのポリエチレン部の図面

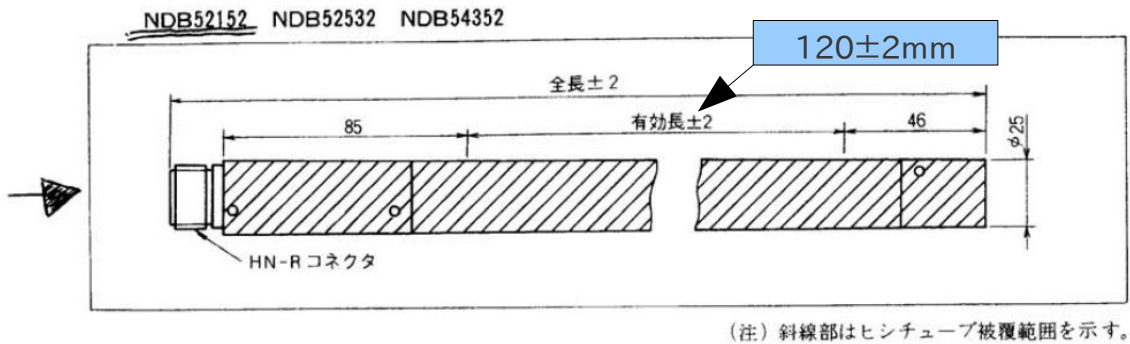


図 5.10(d) : 中性子エリアモニターの検出部 (BF₃ 比例計数管) の図面
立体角の計算にこの図面を参考にした。有効長は 120mm。

(j) 中性子サーベイメータ

dと ^9Be を反応させて出てきた中性子の角度依存性を測るために使った中性子サーベイメータについて述べる(図 5.11)。以下にこの中性子サーベイメータ(レムカウンタ)TPS-451BSの主要性能を表 5.4に載せる。 γ 線感度が100mSv/hまでは不感と書いてあるのは、これ以上になると γ 線が落とす電子が重なり合って波高でカット出来ないためと思われる。

測定線種	中性子線
型番	TPS-451BS
検出器	^3He 比例計数管
エネルギー範囲	0.025eV～約15MeV
測定範囲	アナログ:線量率: $0.01 \mu\text{Sv/h} \sim 10\text{mSv/h}$ デジタル: $(0.001 \sim 1000) \times 10 \mu\text{Sv/h}$ $(0.001 \sim 999.9) \times 10 \mu\text{Sv}$
方向依存性	$\pm 20\%$ 以下
中性子感度	約 $1.5\text{s}^{-1} / \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$
γ 線感度	約100mSv/hまで不感
外形寸法	約(W)21×(D)34×(H)25 cm
質量	約9kg(電池含む)
製作会社	Aloka



図 5.11 : 中性子サーベイメータ

表 5.4 : 中性子サーベイメータ性能表

(k) ^9Be target

ここでM15ビームラインのエンドポイントのフランジに取り付けたBe targetについて述べる。直径2cmで厚さ1mmの大きさの純 ^9Be を銅テープでフランジに取り付けた(図 5.12)。

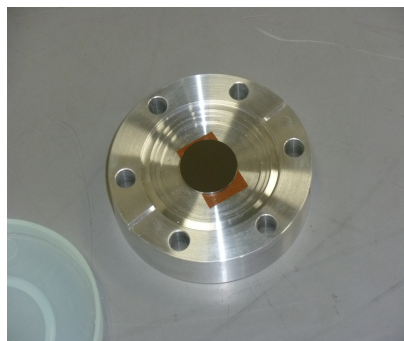


図 5.12 : ^9Be target

5-3. 中性子照射セットアップ

5-3-1. μ -PIC への中性子照射

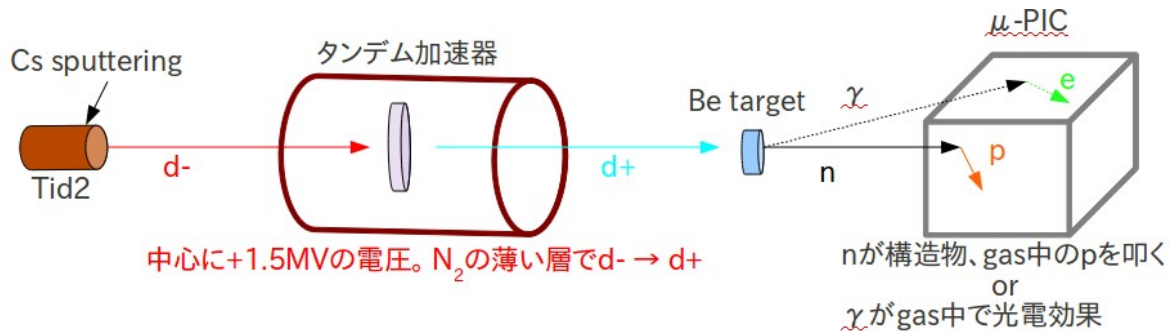
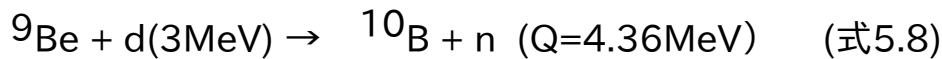


図 5.13 タンデム加速器と M15 line での μ -PIC への中性子照射概略図
(電磁石やファラデーカップは省略)

上図にイオン源とタンデム加速器、M15 ラインにある真空チェンバーのエンドポイントに取り付けた Be target と μ -PIC の概観図を図 5.13 に載せる。Tid2 cathode に Cs を当てて出てきた d⁻ をタンデム加速器で加速し、真ん中で電子を剥ぎ取った d⁺ をさらに加速させて 3MeV のエネルギーで M15 ラインの真空チェンバー内にある Be-target に当てる。この時の反応は



で表せる。Q 値は反応で出てくる熱量である。この時 γ 線と中性子が出てくる。 γ 線は μ -PIC 内で光電効果、コンプトン散乱などで μ -PIC 内で電子を飛ばし、高速中性子は μ -PIC 内で陽子を反跳し、大きなエネルギーデポジットを落とす(図 5. γ 線、中性子由来の信号の ADC 分布)。この時の大きなエネルギーデポジットが μ -PIC の電極の絶縁破壊を起こす原因となる。前述した通り、ATLAS 内でもこのような高速中性子が大量に来ているのでどのくらいの Gain なら壊れないか、ガスや構造物に何をすれば安全かなど調べる必要がある。まず、高速中性子由来の反跳陽子の影響を見るためのセットアップを述べていく。

5-3-2. μ -PIC 及び、DAQ のセットアップ

今回使用した μ -PIC で固定した主要パラメータを以下の表に載せる。

μ -PIC タイプ	プロトタイプ型で 16ch のまとめ読みだしのみで実験
Gap	3mm のみ
Drift-plane	金属 mesh タイプと FR4 に Cu 蒸着タイプ(2-5-1 節)
Gas	Ar, Ne をベースに C ₂ H ₆ , CO ₂ , CF ₄ を様々な比で mix した。Gas の mix 方法は 3 章 3 節? 参照
アンプ	ASD(アナログ、デジタル両方可)

表 5.5 : 中性子照射実験での μ -PIC のパラメータ



図 5.14 : 使用したガスボンベ

後述で詳しく述べるのだが基本的に μ -PIC の読み出しよりも Anode-HV についているカレントモニターで見た放電回数を一番重要なデータとしている。 μ -PIC でアナログ信号、デジタル信号はこの放電回数を数えた時の中性子由来の反跳陽子やビームをモニターするために使った。ガス配管については Gain 測定時と同様のセットアップで三種混合器を用いてガスを混ぜた。図 5.14 にあるガスポンペを運搬して実験を行った。

(a)アナログ信号 DAQ

アナログ信号、つまり ADC を測定した DAQ は Gain 測定時に用いた 3-2-4 節と全く同じなのでそちらを参考にしてほしい。もちろんセルフトリガーで行っている Gate-Generator の VETO はデータ取得中に次の信号が来ると暴走してしまうため、これを防ぐため一定時間トリガー信号を抑制している。図 5.15 に DAQ 図を示す。

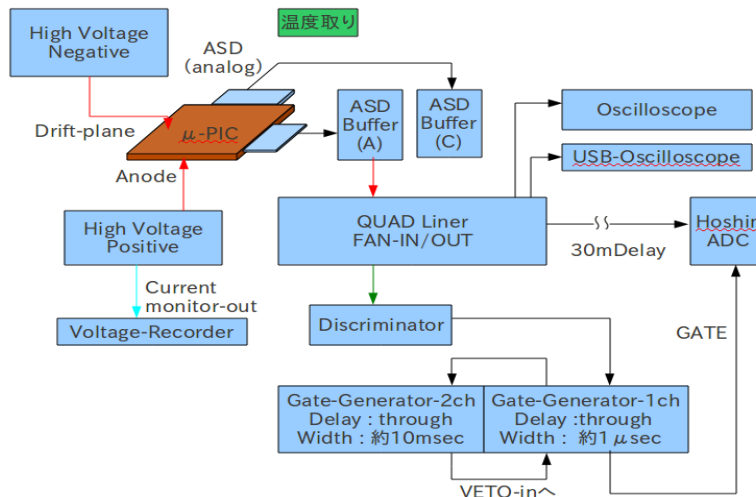


図 5.15 : (a)analog-DAQ

(b)デジタル信号 DAQ

デジタル信号は電子や muon の時と違い、シンチを使って common-stop 信号が使えないので、デジタル信号もセルフトリガーで行っている。以下の図 5.15(b) に DAQ 概観図を示す。ASD-buffer の 1-8ch,9-16ch の OR 信号を QUAD Four-Fold Logic unit で 1-16 の OR 信号に変えて NIM to ECL converter で ECL 型の digital 信号に変えて Lecroy3377TDC に common-stop として入れている。

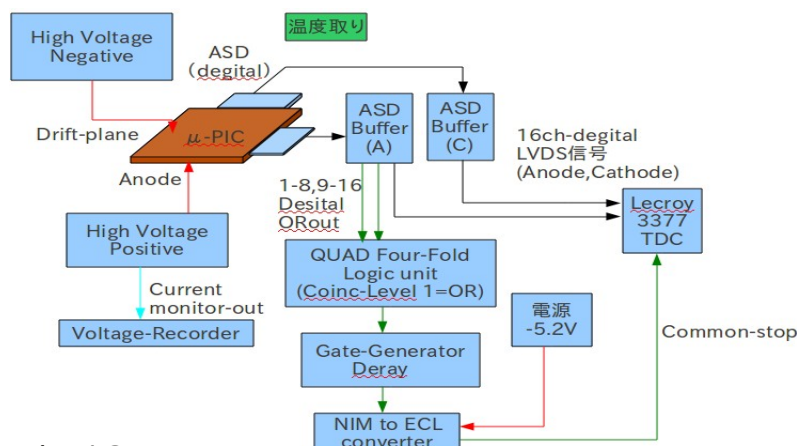


図 5.15(b) : desital-DAQ

5-3-3.放電率測定のためのモニター

今回測定した放電率の定義は

$$\text{放電率} = \frac{\text{放電回数}}{\mu\text{-PIC有感領域飛んでくる中性子の数}} \quad (\text{式5.9})$$

としている。放電回数は Anode-HVにあるカレントモニターの針が振れる回数で定義する。中性子の個数は中性子エリアモニターから導き出した。算出方法については5-4節に述べる。

放電率をガスや構造物などの環境を変えて、Gain 毎に測定した。以下に我々が放電率を測定するために持ち込んだモニターの説明をする。

(a) Voltage Recorder

Anode-HV のカレントモニターの出力から T&D 社から市販されている Voltage-Recorder で放電回数を自動的に記録した(図 5.16(a))。ただし付属ソフトではメモリの問題で 20msec 間隔でデータを取ると 2.5 分しか連続で取れない。これをプロトコルを元に通信プログラムを作り、2.5 分データを取り 45 秒データを吸い上げる処理を繰り返してデータを連続して取れるようにした。この自動化プログラムの作成は駒井氏によるものである。このプログラムで取得した放電のプロットを図 5.17(a)に示す。また各モニターの配線図を図 5.17(b)に示す。



図 5.16(a) : Voltage Recorder

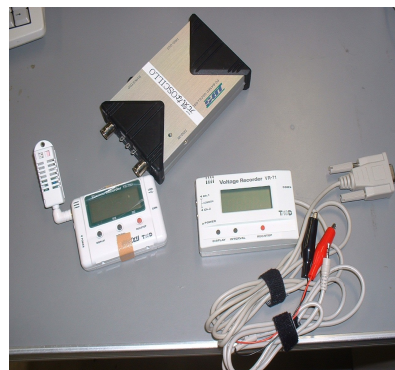


図 5.16(b)USB オシロスコープ (上)
温度とり(左下)、Voltage Recorder (右下)

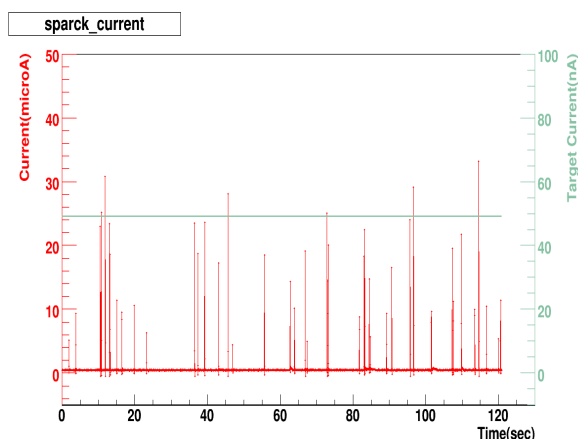


図 5.17(a) : Target current 50nA の時の放電グラフ
横軸 : 時間、左縦軸 : 放電電流、右縦軸 : target Current
赤い線が放電で、緑線が Target Current を表す。

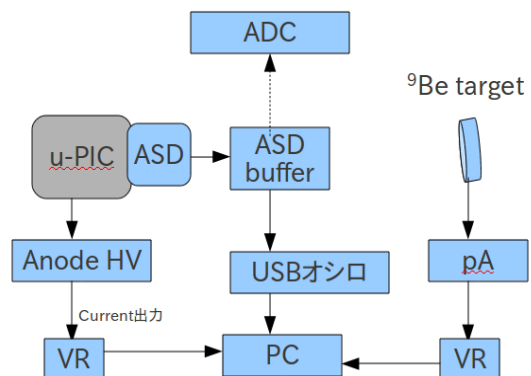


図 5.17(b) : 各モニター系の配線図
PA : pico ammeter
VR : Voltage Recorder

(b)USB オシロスコープ

図 5.16(b)の写真に載せた USB オシロスコープ(UDS-5206S)は JDS(日本データシステム)社から市販されている。これはその名の通り USB でパソコンに接続して、波形を表示できて画像情報を dat ファイルで取りこめるオシロスコープである。CAMAC の ADC とは別にこの USB オシロの情報を用いて自ら区分求積法を用いて信号の電荷量を算出した。図 5.18 は USB オシロスコープで取り込んだ中性子由来と思われる信号である。デポジットエネルギーが大きすぎてアンプがサチュレーションしていることが良く分かる。

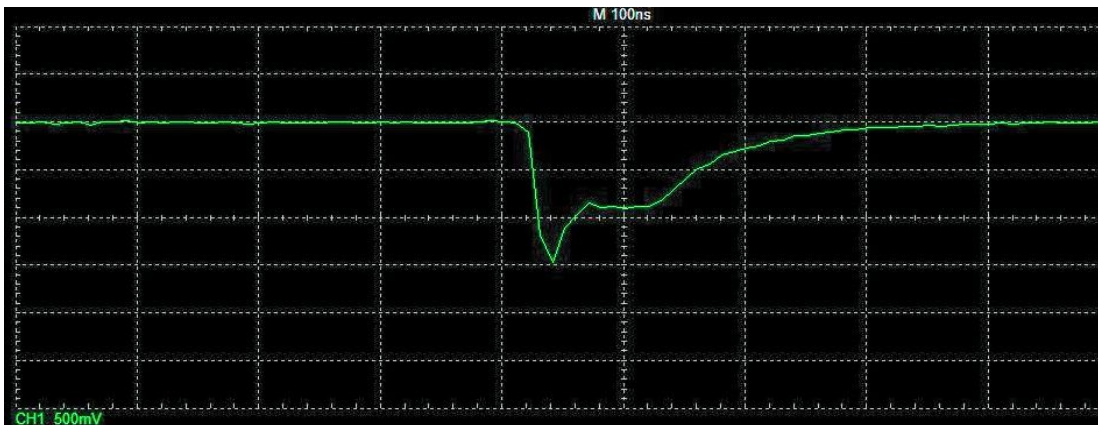


図 5.18 : USB オシロスコープによる中性子由来と思われる信号

(c)温度取り

図 5.16(b)の写真に載せた温度とりは T&D 社から市販されている温度、湿度、大気圧を測ることが出来る環境モニターである。この環境モニターを μ -PIC の近くにおいて常に上記の 3 つの環境指数をチェックしている。

5-3-4. ビームモニター並びに μ -PIC で見たビームの広がり

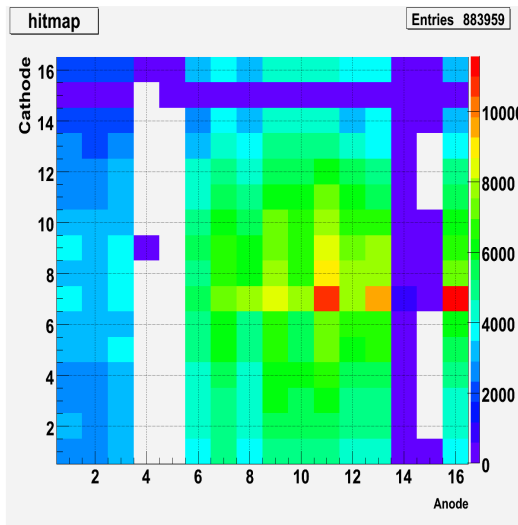


図 5.19(a) : μ -PIC で見た中性子、 γ 線(由来)の 2次元積算イメージ

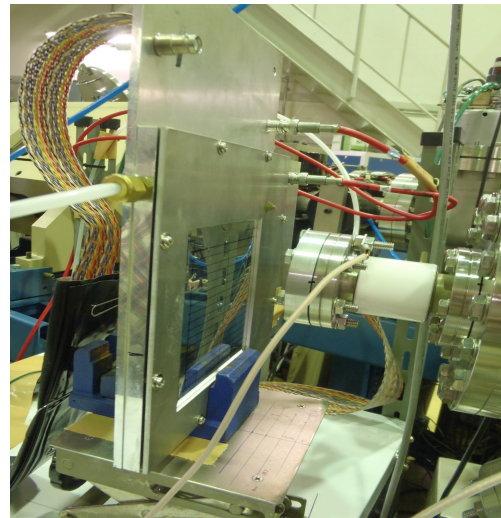


図 5.19(b) : μ -PIC, target の setup

図 5.19(a)は μ -PIC のデジタル読み出しを用いて d が ${}^9\text{Be}$ に当たり出てくる中性子、 γ 線由来の信号の広がりを見たものである。図 5.19(b)は μ -PIC の配置ジオメトリで、 ${}^9\text{Be}$ -target から 6.5cm の位置にセットしている。16ch まとめ読みだしが 16ch あるプロトタイプ型 μ -PIC なので、全体が約 10cm^2 で 1 マスが 6.5mm^2 の面積を持っている。d がブーストしているため、衝突地点から 4π の立体角に一様には中性子、 γ 線の両方、もしくはどちらかが飛んでいないことが分かる。中性子、 γ 線を波高の幅の大ききで区別して分離することも可能であるが、ADC 分布を見れば分かるが、一部で混じっていてキレイに分離することは困難だった。但し、一部の混じった部分を切り捨てて、ピュアな中性子信号のみを選択して分布図を取ることは可能であるのでこれからの課題としている。また、この 2次元イメージングから当てたい ch にしっかり当たっていることも分かった。また京都大学宇宙線研究室の身内氏の協力で液体シンチレーターを用いて、角度毎の中性子と γ 線の比(図 5.20(a))や、角度毎の中性子の最大のエネルギー(図 5.20(b))を測定した。ただし、今回は中性子の見積りにこのデータは使わなかった。

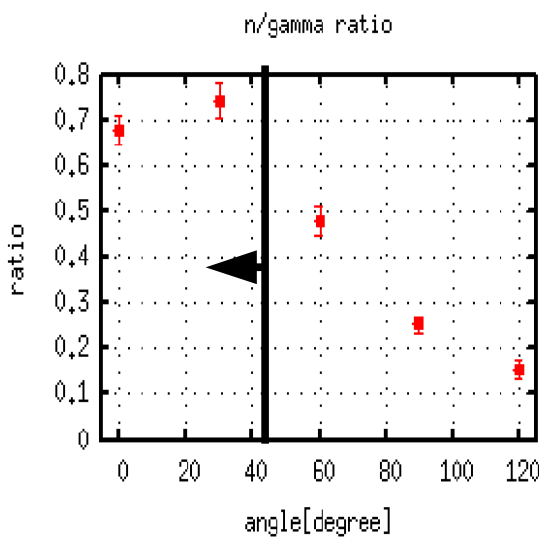


図 5.20(a) : n/gamma ratio

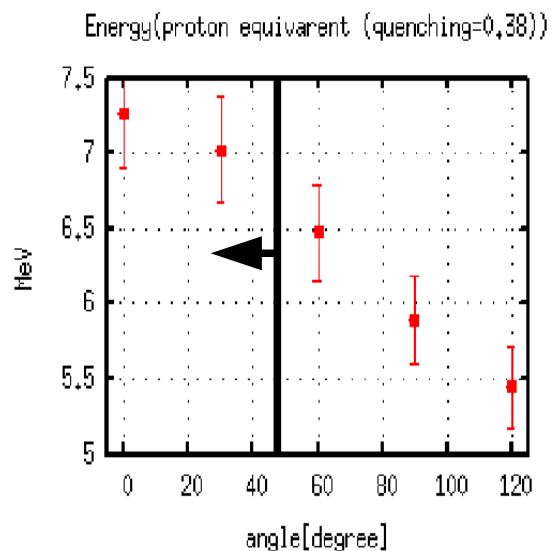


図 5.20(b) : n の最大のエネルギー

5-4.中性子の見積り

この節で中性子の見積り方法について述べる。中性子の絶対量を求めるために以下の式を使った。(anode 6ch の場合)

$$\frac{x(\mu - PIC_{6ch})}{\Omega_{\mu pic6ch} \times \Theta(\mu pic_{6ch})} = \frac{y(areamonitor) \div sensitivity(neutron_{fast})}{\Omega_{areamonitor} \times \Theta(areamonitor)} \quad (\text{式5.10})$$

上記の式を求めたい $x(\mu - PIC_{6ch})$ に通過した中性子の量($\mu - PIC_{6ch}$) を左辺に置いて、さらに値を代入して

$$\begin{aligned} x(\mu - PIC_{6ch}) &= \frac{y(areamonitor)}{sensitivity(neutron_{fast})} \times \frac{\Theta(\mu pic_{6ch})}{\Theta(areamonitor)} \times \frac{\Omega_{\mu pic6ch}}{\Omega_{areamonitor}} \\ &= \frac{y(areamonitor)}{0.035} \times \frac{14.80}{12.10} \times \frac{1.55 \times 10^{-1}}{2.45 \times 10^{-4}} \quad \text{式(5.11)} \end{aligned}$$

の式を得る。以下に代入したパラメーターとこれについて詳しく説明した付録 A.1 の節番号を載せる。

立体角の要素

$$\Omega_{\mu pic6ch} = 1.55 \times 10^{-1}$$

μ -PIC anode 6ch の立体角 (A-5-2 参照)

$$\Omega_{areamonitor} = 2.45 \times 10^{-4}$$

area monitor の立体角 (A-4-2 章参照)

角度依存性の要素(3 章に計算式を載せる)

$$\Theta(\mu pic_{6ch}) = 14.80 :$$

μ -PIC anode 6ch の角度依存性 (A-5-1 章参照)

$$\Theta(areamonitor) = 12.10 :$$

areamonitor の角度依存性 (A-4-1 章参照)

高速中性子のエリアモニターの感度の要素

Sensitivity(fast-neutron) = 0.035 (=3.5%) ²⁵²Cf を用いた areamonitor の高速中性子の検出感度 (A-2 参照)

エリアモニターの値

y(areamonitor) : areamonitor の鳴った数。(表 A.1 の exel の値参照、単位は /m(分))

これを簡単に計算すると(式 A.3)、エリアモニターで 10^5 鳴っていた時に target から 6.5cm の所では 10^6 /sec/cm² 程の中性子が飛んでいた計算になる。これは Target Current が約 500nA の時の中性子量である。

$$x(\mu pic) = 10^5 \div 60(\text{min} \rightarrow \text{sec}) \div 0.035 \times 500 \div 6(\mu pic_{6ch} \text{ 面積}) = 4 \times 10^6 / \text{sec} / \text{cm}^2 \quad (\text{式 5.12})$$

5-5.破壊試験

5-5-1.Gain 別の μ -PIC の HIP への耐性

(a)Gain1 万でのオペレート

この節で μ -PIC の破壊試験について述べる。この実験では μ -PIC をターゲットに近距離(6.5cm)まで近づけ(図 5.19(b))、最大のビームカレント(LE FC=1000nA HE FC = 500nA)で中性子を出した状態で、壊れるまで Anode 電圧を 1 分間隔で上げ続けた。上の条件で Neutron rate は約 4×10^6 /sec/cm² で SLHC で ATLAS 内部での rate が 5×10^3 /sec/cm² だとすると今回 μ -PIC が浴びているのは約 1000 倍の中性子 rate で、この時、Gain が数万でこの rate で中性子を浴びせると 50 μ A の電流が常に流れ続けて(図 5.21(a))、数分で Drift-plane と Anode 間でも電流が流れ、Drift の HV(high voltage)が trip (ある一定量の電流が流れると止まる安全装置)して、Andode-Cathode 間が導通してしまった(図 5.21(b))。SLHC での高速中性子環境では Gain1 万でのオペレートで 1 週間もたたずに壊れることが判明した。

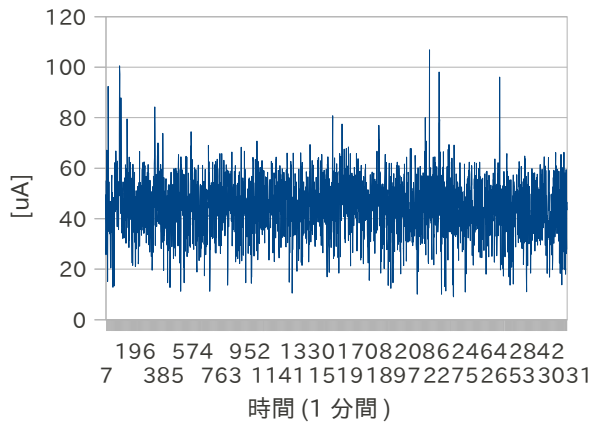


図 5.21(a) : Anode-Cathode 間で流れた電流常に 50 μ A 程の電流が流れている。

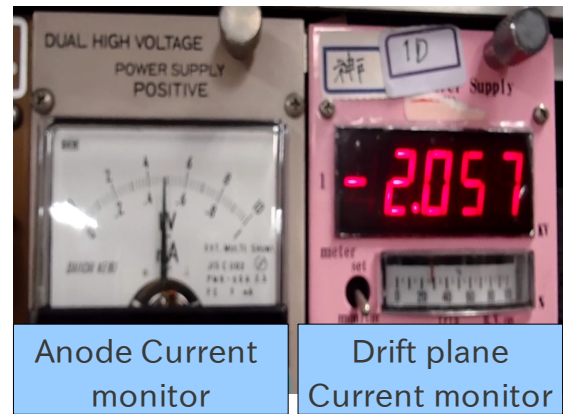


図 5.21(b) : Drift- μ -PIC 電極間に電流が流れ始めた。

(b)Gain 数千でのオペレート

上記で行ったような接近して最大のビーム電流を流すオペレート以外では μ -PIC の電極が導通することはなかった。Gain は数万の場合は中性子 rate を減らして放電率を計り、Gain 数千以下ではターゲットに近づけて放電率を測っていた。この Gain 数千の場合の全中性子量は 4×10^{11} neutrons である。つまり、SLHC の ATLAS の内部 muon 検出器 SW に 5×10^3 /sec/cm² で neutrons が来るとすると、約 4 ヶ月分の量である。ATLAS 実験は数年から 10 年単位で行われるためこれでは中性子量が足りていない。さらに中性子量の出る環境で実験をする必要があるが、今回 Gain 数万では壊れることが判明した。

5-5-2.高頻度の中性子、 γ 線照射による μ -PIC のチャージアップ

我々は中性子照射実験を2010年6月21日～27日と2010年11月15日～21日、12月3日～5日に行った。放電率をGain別に見るために、海事科学部に ^{55}Fe を持ち込めないためch, Gas毎に神戸大学でGain測定を行った。この時、中性子照射試験を行う前と後でGainが変化していることが示唆されるデータが取れたので図5.22に載せる。セットアップは表5.6の通り。但し、11月のビームタイムの2日後のデータは他と比べて、このGain測定を行う前に別の測定も行っており ^{55}Fe のX線を大量に浴びせている影響も無視できない。ただ第3章で詳細なチャージアップのデータを載せたが、 ^{90}Sr 程度の照射量で数分でチャージアップが起きているので、海事科学部のタンデム加速器で照射した中性子、 γ の量の方が圧倒的に照射量は多いのでさらに早くチャージアップが起きていることは容易に予想できる。

また、次の節でGain毎の放電率を示していくのだが第3章のデータからチャージアップでポリイミドの蓄積された電子はゆっくりとはがれていくのと、照射量が多いので、数分もしくは数秒でチャージアップがさちることが予想されるので、 μ -PICは常にチャージアップした状態でオペレートしていると仮定している。

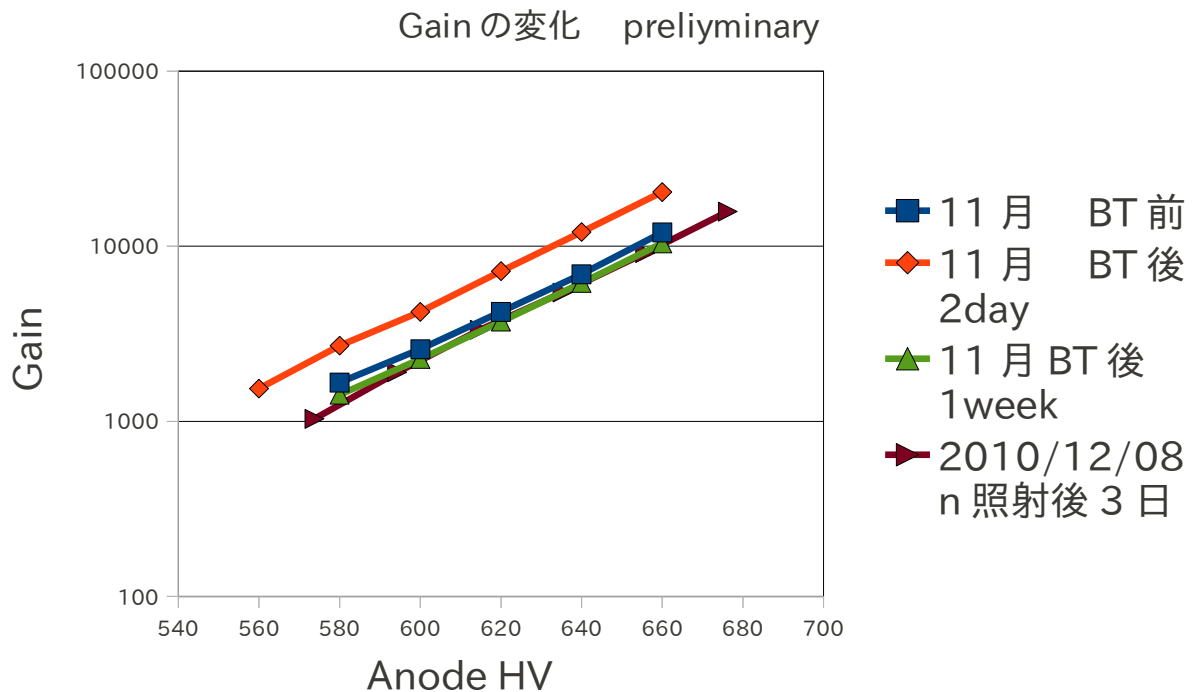


図 5.22 : 中性子照射前後での Gain-Curve
但し Gain 測定前の ^{55}Fe の照射量が見積もれていないので preliminary

Gas	Ar:C ₂ H ₆ =7:3
Gap	3mm
Drift-Plane	金属 mesh タイプ
ch	Anode-6ch

表 5.6 : チャージアップ効果を見る Gain 測定時の固定パラメーター

5-6.中性子照射での μ -PIC 放電率

検出器を構成する構造物やガスとして何を用いれば壊れにくいかを放電率を用いて比較した。まず micromegas グループが行った 15GeV の pion beam を用いた放電率測定と Geant4 を用いたシミュレーション結果を載せてから我々が測定した放電率を載せてそれぞれ比較しながら議論していく。

5-6-1.Micromegas に 15GeV の π を照射した時の実験データと Geant4 で計算した放電率[39]

前述した実験、シミュレーションは 15GeV の π ビームを Micromegas に照射した実験データと、様々な環境での放電率を Geant4 でシミュレーションのデータを載せている(図 5.23)。15GeV の pion と 3MeV の中性子という違いはあるが、結局は核の強い相互作用で出てくる低エネルギーの HIP による大きなエネルギーデポジットでの放電率を測定しているので参考にできる。15GeV pion は検出器を貫通し、大量に検出器に当たった時に低い確率(0.01%)で HIP を作り出す。

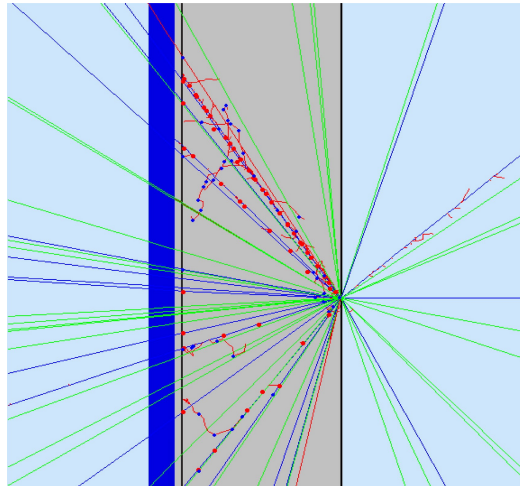


図 5.23 : 右側から 15GeV の pion beam が来てドリフト電極と反応して 2 次電子、陽子、低エネルギーの陽子が出てきている。大きな dot が大きなエネルギーデポジットを表す。[39]

まず、図 5.24(a)を見てほしい。これは Ar,Ne 系のガスでの放電率を実験データと Geant4 のシミュレーションで比したもので、どちらも Ne をベースにしたガスの方が放電率が低くなっている。これはガスの密度だけでは説明できない。まず、Ne は Ar に対して W 値が大きいので、初めの種電子の数が違う。よって、Gain が同じでも strip に到達する電子数が Ne の方が小さいので、その分放電しにくいことが理由に挙げられる。放電率の差が Geant4 のシミュレーションよりも実験値の方が大きくなっているのは、シミュレーションで考慮しなかった横方向の拡散やドリフト速度による電子の広がりが原因と考えられる。

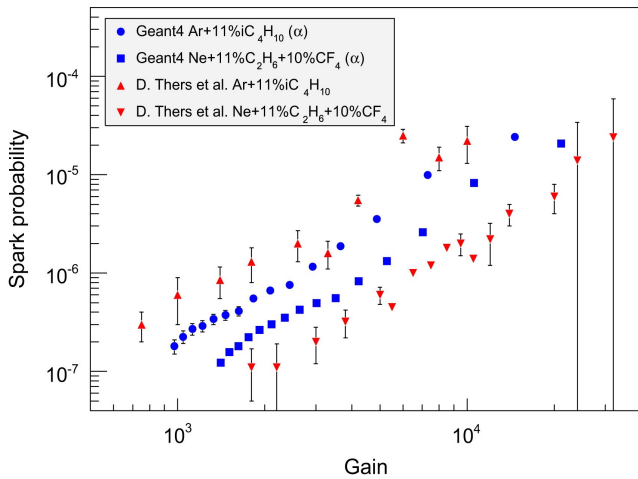


図 5.24(a) : Ar,Ne 系のガスでの放電率を実験データと Geant4 のシミュレーションで比較 [39]

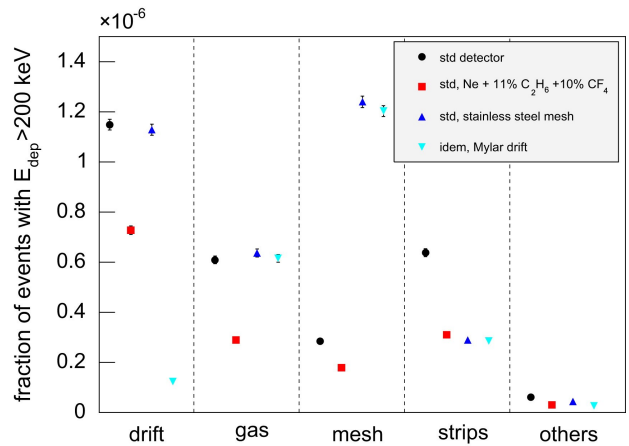


図 5.24(b) : 様々な環境での検出器の部分毎の 200keV 以上の E_{dep} の Event の割合 [39]

また図 5. 24(b)は様々な環境での検出器の部分毎の 200keV 以上の E_{dep} の Event の割合を表している (std = standard : $4 \mu\text{m}$ Ni mesh と Ar + 11%Ar+11%CF₄)。まず、Ne ガスを使用した場合はそれぞれの検出器の部分で約 2 倍 HIP からの寄与を下げていることが分かる。これらのシミュレーションは放電率のガスへの強い影響があり、核の相互作用よりも、w 値の違い (w 値が大きいかほど電子を作りにくい) が効いていると考えられる。もう一つ、図 5. のデータから mesh 電極に stainless steel mesh を使った場合に strip での HIP からの寄与が下がっていることが分かる。これは pion が strip と反応した場合に生じた HIP が厚い mesh で吸収されて Drift 電極と mesh 電極の間のガス中でエネルギーをデポジットしなかったことが理由に挙げられる。但し今回実験した μ -PIC は Drift 電極と Anode, Cathode 電極の間に構造物が無いのでこのようなことは起きない。

また同じ検出器の Drift 電極をアルミナイズドマイラーにした場合と、厚く織った金属 mesh のものとの放電率を測った場合にアルミナイズドマイラーの方が約一桁落ちで放電率が下がることがシミュレーションから予測される(図 5.25)。

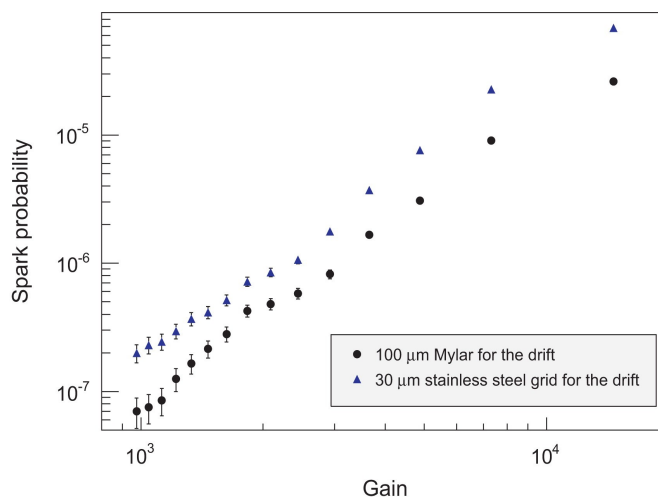


図 5.25 : ドリフト電極にアルミナイズドマイラーと厚く織った mesh を使った場合での放電率 (Geant4)[39]

これらのシミュレーション、実験データを参考にして我々が様々な環境で取った放電率のデータを載せる。次の節から見せるデータは縦軸に(放電回数 / μ -PIC の有感領域にとんできた中性子の数)を取って、横軸は元々

Anode 電圧であるのを神戸大学理学部で ^{55}Fe を用いて測定した Gain を取っている。縦軸、横軸ともに対数表示です。

5-6-2. Anode の ch 毎の放電率の比較

以下の図 5.26(a)に 11 月に測定した Channel 毎の放電率測定の結果を載せる。横軸は ch 毎に測定した値を使って Anode 電圧から Gain に変換している。この測定時には μ -PIC をラボジャッキに載せて、測定している各 Channel に d ビームの中心(Be-target の中心)が来るように μ -PIC の高さをラボジャッキで調節している。図から異なる3つのチャンネルでとったデータについて共に放電率がキレイに一致していることが分かる。このことから ch 毎に放電率の違いが見られないので第 3 章で問題になった金属 mesh のたわみは動いておらず、このたわみによる誤差は無いと判断している。参考に図 5.26(b)に μ -PIC の ch のジオメトリを載せる。

Channel 毎の放電率測定 (11 月測定)

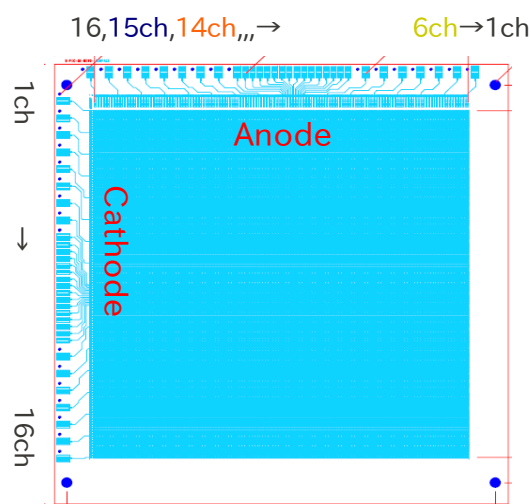
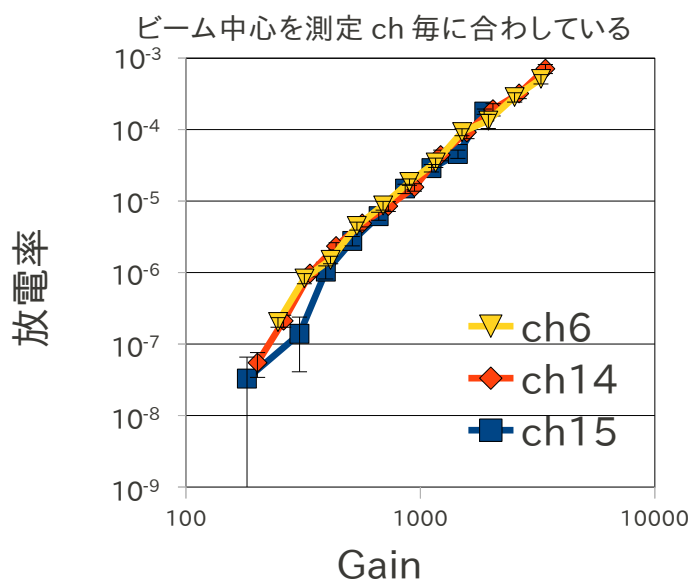


図 5.26(b) : μ -PIC ch 概観図

図 5.26(a) : channel 毎の放電率。D ビームの中心を放電率を測定する channel の中心に合わせている。

以下の図 5. 27 に 5 月の中性子照射試験時に ch 毎の放電率を測定した結果を載せる。ch6、ch13 の放電率を測定する時に共にビーム中心を ch6 にしている。このビーム中心からのズレの補正は中性子サーベイメータで測った中性子の角度依存性のデータで補正した。Gain はもちろん ch 毎に研究室で測定した値を取っている。図から分かるように ch6 と ch13 で Gain 毎の放電率が一致していない。

この理由にはビーム中心からのズレを補正するために用いた中性子サーベイメータの中性子の角度依存性のデータが実は γ 線も混じっていて正しく補正できていないことが考えられる。この角度に依る補正のズレの問題は解決していないが、これから見せるガスや構造物を変えた場合による放電率の比較では同じ chで行っているので問題にならない。ただし、中性子の絶対量にはこの誤差が効いてくるが今回のデータではこの誤差を考慮できていない。

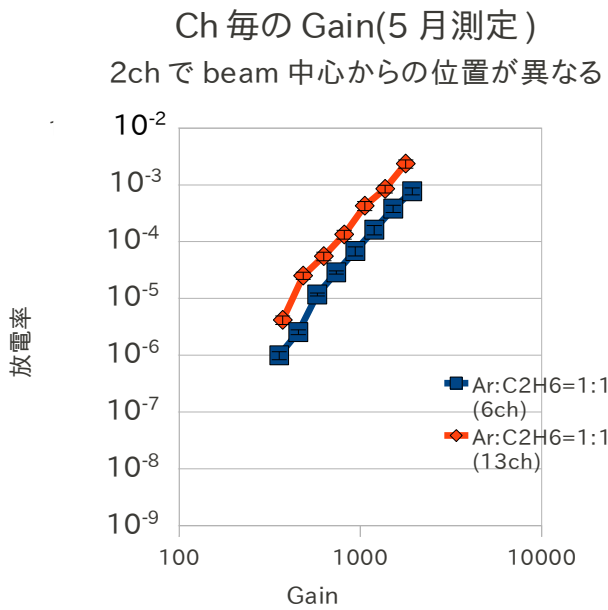


図 5.27 : ch 毎の放電率(5 月に測定)
13ch で測定する時も 6ch の位置に beam 中心があった。
サーベイメータで測定した中性子の角度依存性より、位置による中性子量の違いを補正した。

5-6-3. μ -PIC に流す Gas を変えて測定した放電率の比較

(a) Ar, C₂H₆ のガスでの混合比を変えての放電率比較

まず、図 5.28 で Ar, C₂H₆ のガスでの放電率を比較したデータを載せる。全て同じ ch で測定している。Ar:C₂H₆=1:1(last)は再現性を見るために 5 月のビームテストの一番最後に取ったデータである。良い再現性が見られるので 5 月に取った CO₂ 系のデータも含め信頼できる。また Ar:C₂H₆=7:3(23h 後の gain)は神戸大理学部で 5 月に測定したガスの種類全ての Gain 測定をした一番最後に再現性を見るために取ったデータである。Ar, C₂H₆ 系のガスでは比率を変えても放電率に違いが見られず、また良い再現性も見られる。

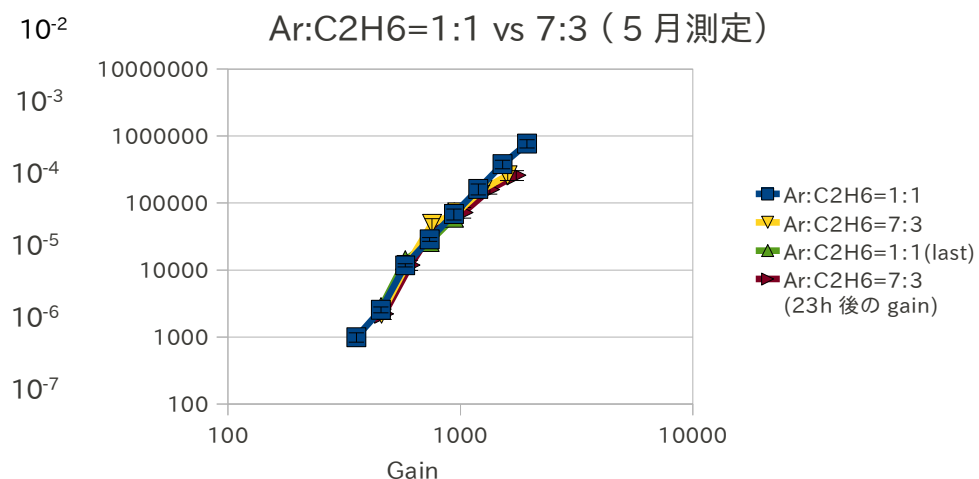


図 5.28 Ar, C₂H₆ 系のガスでの放電率を比較(5 月測定)

Ar:C₂H₆=1:1(23h 後の gain) : 中性子照射時の再現性確認のデータ

Ar:C₂H₆=7:3(23h 後の gain) : Gain 測定時の再現性を見るためのデータ

(b) Ar, CO₂系のガスでの混合比を変えての放電率

次に Ar, CO₂のガスでの放電率を変えて中性子を当てた放電率の比較を図 5.29 に載せる。このデータから CO₂を多く含む Ar:CO₂=7:3 の混合ガスの方が明らかに放電率が高いことが分かる。もちろんガスの比率が変わると W 値が変わるのでその補正を横軸の Gain にかけている。表 5.7 にこの二つのガスの W 値を載せている。また、この放電率の違いはオペレート電圧(図 5.30(b))で説明できるように思えるが、全てのデータを照らし合わせて議論する。

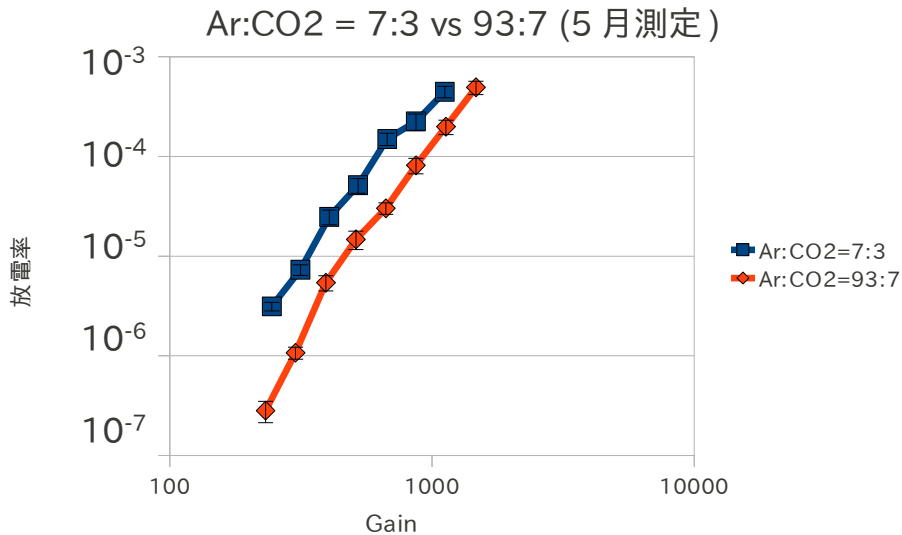


図 5.29 : Ar, CO₂ ガスを混合比を変えた放電率の比較 (5 月測定)

最後に上記の二つのデータの内、再現性のために取ったデータ以外を全て図 5.30 に載せる。このデータから C₂H₆も含む Ar ベースのガスの中でも Ar:CO₂=7:3 の混合ガスの方が明らかに放電率が高いことが分かる。

まず、中性子との反応は核の強い相互作用なので反応確率は密度が関わってくるのが予想される。表 5.7 にそれぞれの混合ガスでの質量数を載せる。この表と図を比較してみると Ar:CO₂=7:3 のガスが確かに質量数が大きいので密度が高いほど放電率が高いとも考えられるが、Ar:CO₂=93:7 と Ar:C₂H₆ 系の方が Ar:CO₂=7:3 と比べて質量数に差があるのに対し、放電率には差が見られない。もう一つ考慮すべきことがあり、それはオペレート電圧である。それぞれの Anode 電圧毎の GasGain を図 5.30(b)に載せている。確かに Ar:CO₂=7:3 は Ar:CO₂=93:7 に比べてオペレート電圧が高く放電率の違いを説明できるが、Ar:CO₂=7:3 と Ar:C₂H₆=1:1 ではオペレート電圧がほぼ同じなのに放電率が異なる。よってこのデータを説明する決定的な理由にはなっていない。この放電率の違いを説明する理由には、まだ考慮すべきことを見落としているか測定時の誤差を見積もれていないことが考えられる。反応断面積については Gean4 でのシミュレーションが必要であるがまだ行っていない。

実験時の誤差は主に 4 つ程考えられるので以下で簡潔に議論する。

(1) Gain 測定時に数百の Gain は ⁵⁵Fe では信号が見えず直接測定できないので、Gain-Curve を Exponential 関数で Fit して間接的に求めた。この Fit の時の誤差が考えられる。

(2) 第3章で示したチャージアップによる Gain の変動の誤差も見積もれていないが、大量の中性子、 γ 線を浴びせているのですぐにチャージアップしており、またチャージアップした状態から元に戻るのに、何も浴びせなくても数時間かかることから問題はないと考えている。しかし、これも定量的な見積りをする必要がある。

(3) もう一つには Drift-plane に金属 mesh を使っていて、これは第3章で示したが mesh のたわみがある。しかし、5月測定時は Ar:C₂H₆ = 1:1 のガスで実験の最初と最後に放電率が一致しており、11月測定時は 5-6-2 節でチャンネル毎での放電率が一致しているのでたわみは動いておらず、この誤差は無視できると考えた。

(4) 前述したが中性子サーベイメータを用いて測った角度依存性のデータに γ 線も混じってしまっている。この角度依存性のデータは5月試験時の ch 毎の放電率測定時の ch 毎のビーム軸のズレの補正と、中性子の絶対量を見積もる時に使っている。今回のデータは同じ ch で測っていて角度の補正を行っていないので相対的には効いてこない。

よって今回のデータで一番効いてくる誤差は(1)と思われる。最後に Ar:C₂H₆:CF₄系のガスでもデータを取ったのだが、中性子照射時にドリフト電圧を高めたため Gain 測定でエスケープピークが見えていなかったのが載せていない。(第3章参照)

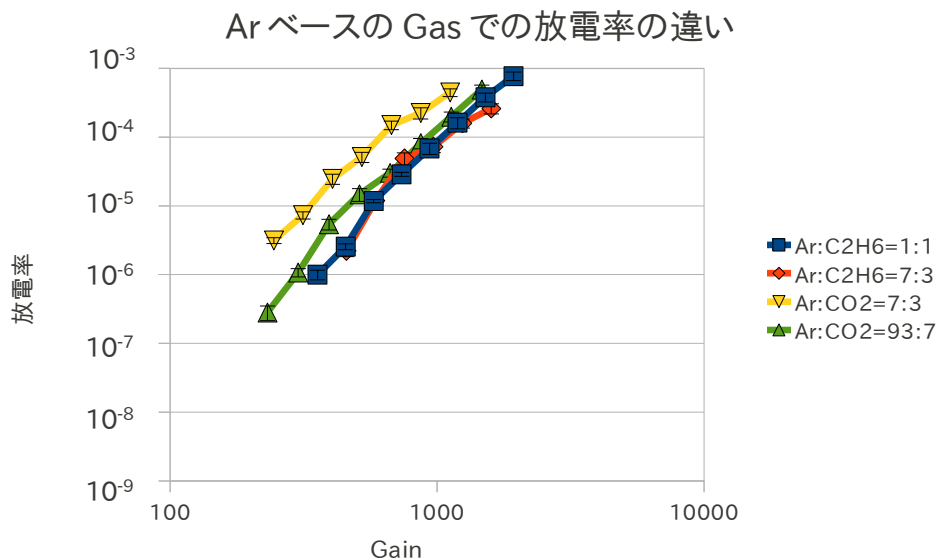


図 5.30(a) : Ar ベースでの Gas での放電率の違い (5月測定)

ガス種類	質量数	W 値
Ar:C ₂ H ₆ =1:1	35	26
Ar:C ₂ H ₆ =7:3	37	26
Ar:CO ₂ =93:7	40	26.7
Ar:CO ₂ =7:3	41.2	28.06

表 5.7 それぞれのガスでの質量数
地球上の Ar は 99.6% が ⁴⁰Ar のため
Ar の質量数は 40 で計算
Ar = 40、C₂H₆ = 30、CO₂ = 44

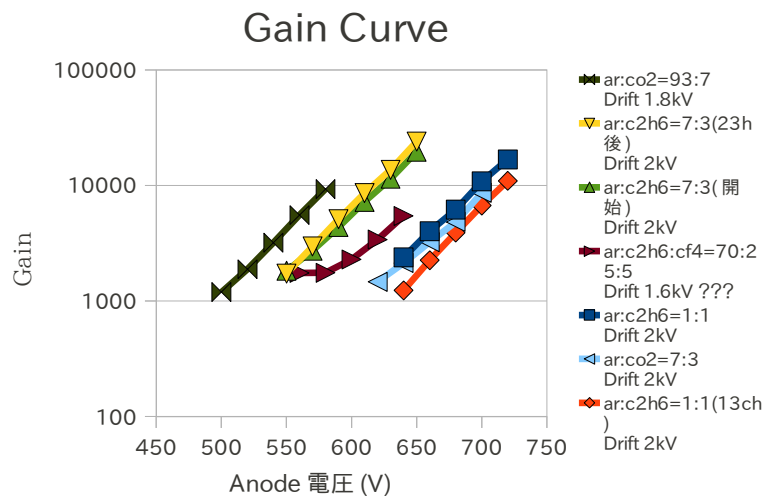


図 5.30(b) : Ar ベースでの GasGain

(c)Ar ベースのガスと Ne ガスをベースにしたガスでの放電率の比較

以下の図 5.31 に Ar ベースのガス、Ne ベースのガスで比較した放電率を載せる。クエンチャーガスにはともに C₂H₆ を使っている。表 5. 8 に載せたそれぞれのガスの質量数が高いほど、放電率が大きくなっている。しかし、Ne:C₂H₆=9:1 と Ne:C₂H₆=7:3 でそこまで質量数に違いが見られないのに対して放電率は大幅に違いが見られるので、質量数からは説明できない。また W 値での議論をすると、この程度の違いではデポジットされる電子数は多くて 1.3 倍ぐらいの違いしかなく、この対数表示で示している大きな違いを説明できないと思われるが、Micromegas の放電に関する論文からは W 値が効いていると書いてあるので、何か考察を誤っている可能性もある。しかし、これだけの放電率の違いを誤差では説明できない。そこで図 5.31(b)に各ガスの Gain を載せている。このデータを見るとオペレートする時の Anode 電圧が低いほど放電率が低いことが分かる。ただし前述したようにオペレート電圧による説明も決定的な理由にはなっていない。

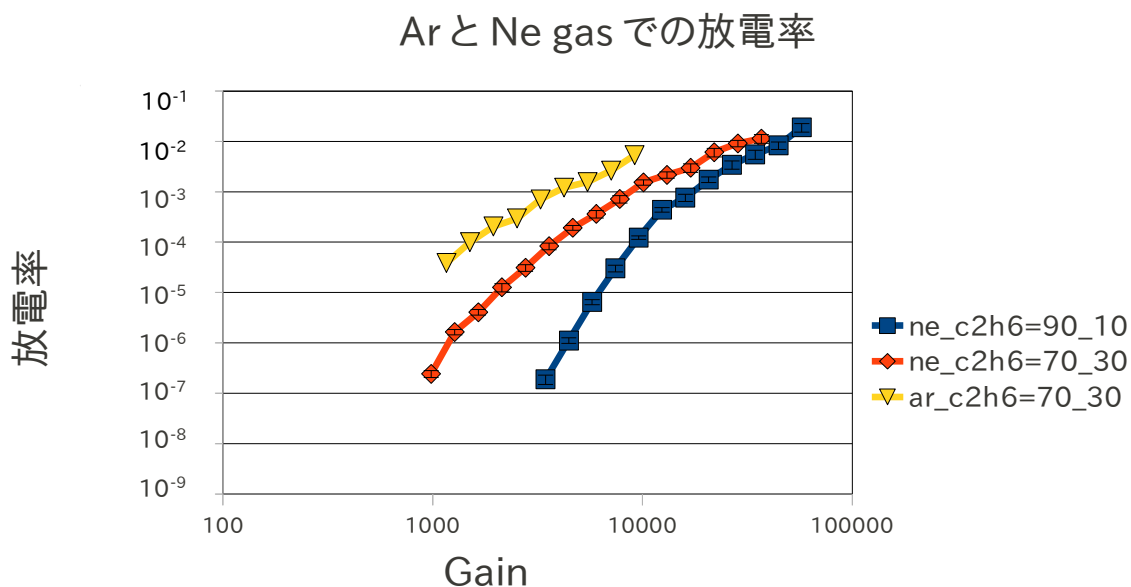


図 5.31(a) : Ar と Ne ベースのガスでの放電率比較

ガス種類	質量数	W 値
Ne:C ₂ H ₆ =9:1	21	35.1
Ne:C ₂ H ₆ =7:3	23	32.6
Ar:C ₂ H ₆ =7:3	37	26

表 5.8 : 放電率測定時に求めた混合ガスの質量数、W 値
Ar = 40, Ne = 20、C₂H₆ = 30 で計算

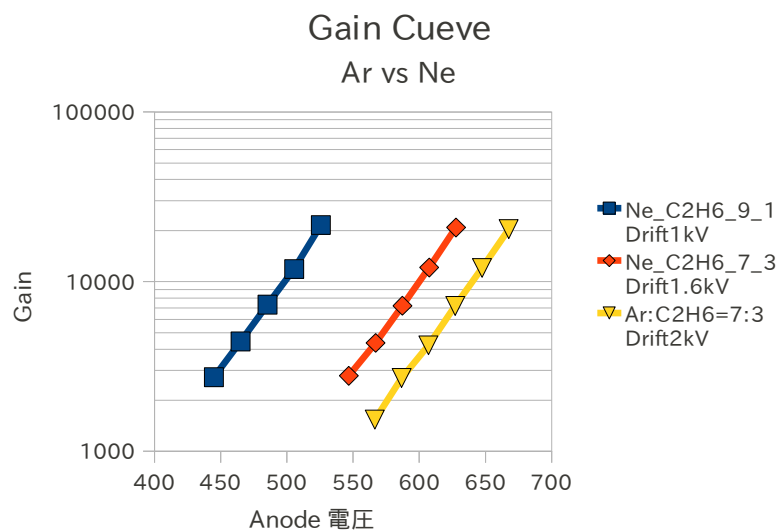


図 5.31(b) : Ar と Ne ベースのガスでの Gain 比較

5-6-4.d-beam に対して μ -PIC の置く角度を変えて測定した放電率の比較

d ビーム軸に対して μ -PIC の置く位置を $0^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ の角度をつけて放電率を測定した(図 5.32(c))。このデータを取った理由には 5 月に京都大学宇宙線研の身内氏の協力で液体シンチレータを用いて中性子、 γ 線の分離を行いおおよそその中性子の最大のエネルギーをビーム軸からの角度毎に出した結果、 0° と 90° で中性子の最大のエネルギーに約 1.5MeV の違いが見られた(図 5.32(a), 図 5.32(b))。よって角度が大きくなるほど放電率が減ると考えられたが図 5.32(d) の結果から違いが見られなかった。

この理由には

- (1) 中性子の最大のエネルギーに 1.5MeV 程度の違いがあっても放電率には対して効いてこない。
- (2) 3 つとも同じ ch を使っているので mesh のたわみの変動は無視できるが、角度をつけたので中性子量の角度依存性の補正に中性子サーベイモナタでのデータを使っている。このデータの γ 線を含んでしまっている効果と、中性子の最大のエネルギーの違いによる効果が相殺してしまっている可能性もある。

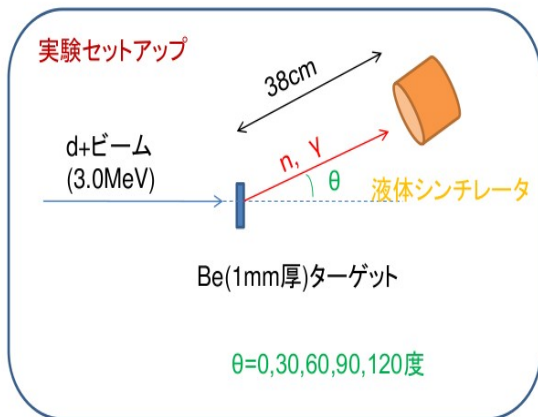


図 5.32(a) 液体シンチレータでの測定セットアップ

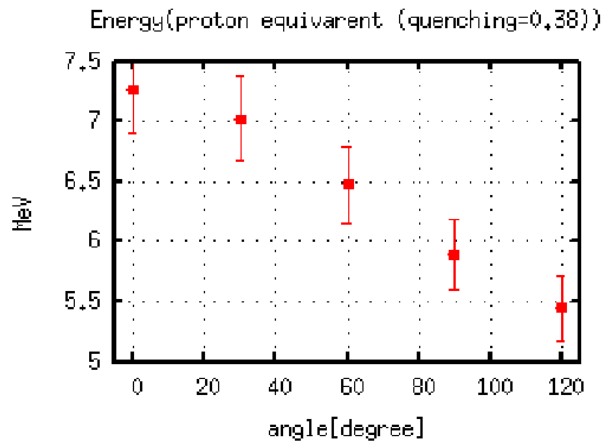


図 5.32(b) 角度毎の中性子の最大エネルギー

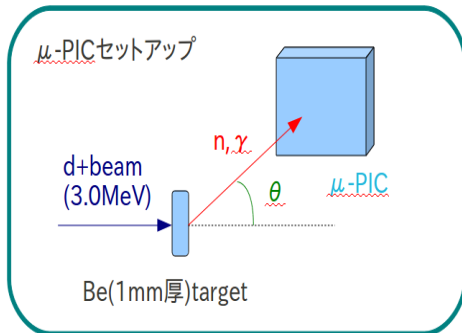
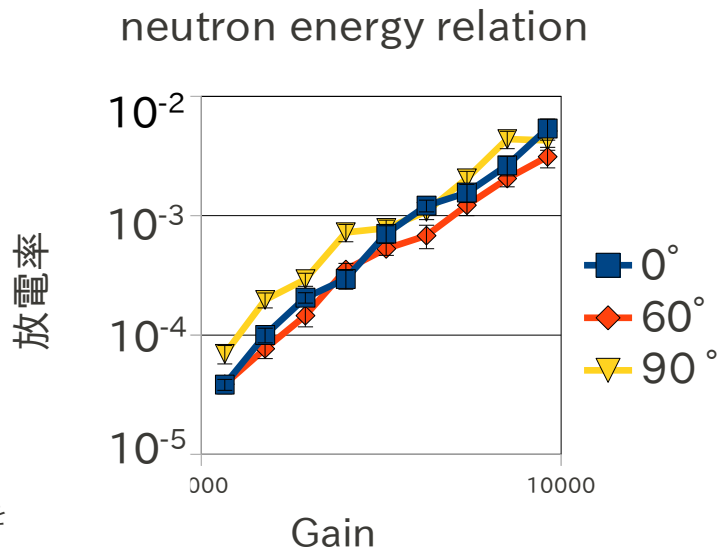


図 5.32(c) (左) μ -PIC ジオメトリ
(右) d ビーム軸に対して μ -PIC の置く位置を $0^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ の角度をつけて測定した放電率。



5-6-5.金属 mesh と FR に Cu 蒸着した Drift-plane での放電率の比較

放電率測定結果の最後に Drift-Plane に Ni-mesh と Cu を蒸着した FR4(図 5.33(a))を使用した場合での放電率の比較をしたので、結果を図 5.33(b)に載せる。放電率は Ni_mesh を用いた場合の方が高くなった。この結果をまず表 5.9 に載せた密度の観点から議論する。Ni-mesh よりも Cu の方が密度が高い。また蒸着した Cu の方が厚みがあり、もちろん Ni-mesh は穴空きなので Ni が覆う面積も蒸着した Cu に比べて少ない。このことから密度の観点からはこのデータを説明できない。つまり誤差を見積もれていないことが予想されるのだが、考えられる誤差に Gain 測定が挙げられる。⁵⁵Fe の 5.9keV の X 線は 1mm 厚みの FR4 を貫通できないので Gain 測定は金属 mesh を使った Driftplane で測定している。よって、Cu 蒸着した FR4 の平面が作る電場とたわんだ Ni-mesh での電場が異なっており、正しく Gain が見積もれていないことが考えられる。

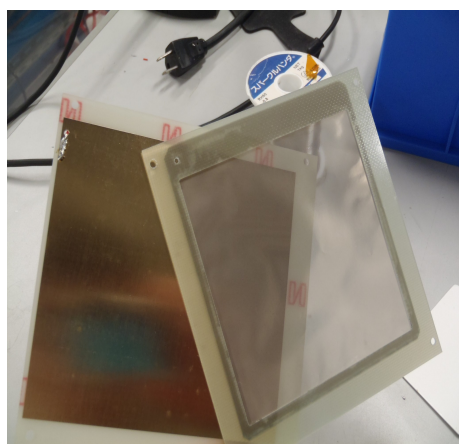


図 5.33(a) : Drift-plane
Cu を蒸着した FR4(左)と Ni-mesh(右)

金属 mesh と FR4-Cu の Drift-plane での比較

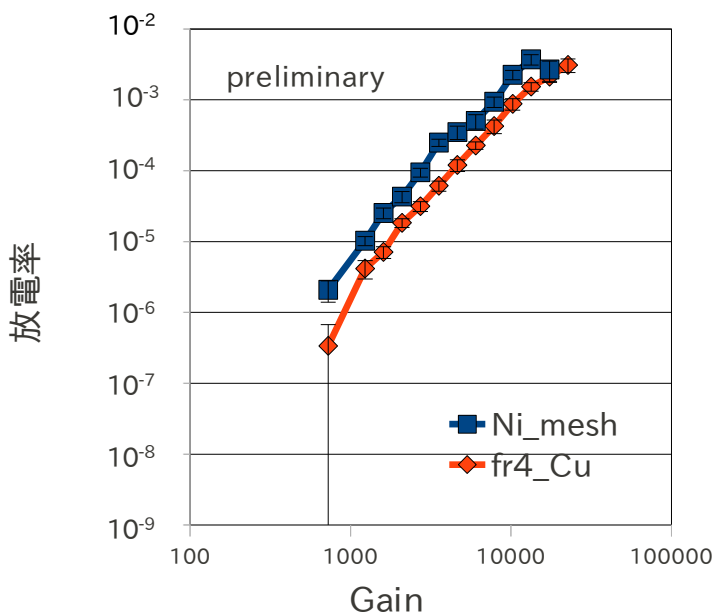


図 5.33(b) : Drift-plane 毎の放電率

	金属 mesh	FR4(G10)に Cu 蒸着
厚み	20 μ m(500LPI(line/inch))	1mm(FR4)、35 μ m(Cu)
金属別の密度	Ni : 8.908g/cm ³	FR4 : 1.7g/cm ³ , Cu : 8.92g/cm ³
Gas 種類(密度)	Ar:C ₂ H ₆ =7:3(1.633 \times 10 ⁻³ g/cm ⁻³)	Ar:C ₂ H ₆ =7:3(1.633 \times 10 ⁻³ g/cm ⁻³)

表 5.9 : 金属 mesh と FR4 の主要パラメーター
FR4の組成が分からず、密度しかわからなかったため、密度での比較にしている。

5-7.Conclusion

我々は神戸大学タンデム加速器を用いて ${}^9\text{Be} + d(3\text{MeV}) \rightarrow {}^{10}\text{B} + n$ の核融合反応から中性子を生成し μ -PIC に当てて破壊試験、及び放射線劣化に強い構造物、ガスの選定を行った。まず、判明したことは Gain1 万では高速中性子環境下では μ -PIC は放電して導通してしまう。さらに、高頻度の中性子、 γ 線でチャージアップしている結果が出た。Gain 数千では今回は壊れなかったが、まだ統計量が足りないので安心して使えるとは言い難い。Gain 数千でさらに中性子を当てて安全にオペレートできるか実験する必要がある。これには、さらに中性子 rate の高い dT 反応で実験を行う計画も進行中である。これは大阪大学のオクタビアン加速器を用いる予定である。

またガスの選定において Ar に C_2H_6 、 CO_2 のクエンチャーガスを混ぜた場合に CO_2 を多く混ぜたガスは放電率が他よりも多くて、他のガスでは違いは見られなかった。またベースガスに Ar と Ne を用いる場合での放電率の比較を行った。この結果 Ne を多く含ませる方が放電率が低い結果が出た。ガスの質量数と W 値からこの理由を探したが、この二つからは放電率の違いを説明できないと判断している。放電率の違いを説明するのに最も有力なのはオペレート電圧と我々は考えているが決定打にはなっていない。誤差が見積もれていないことも考えられ、さらなる実験と考察が必要である。

材料の選定として金属 mesh と FR4 に Cu を蒸着した Drift-plane での放電率の違いを調べた。その結果、Ni-mesh での Drift-Plane の方が放電率が高い結果が出た。当初 Ni-mesh の方が密度が高いと思っていたが、実は Cu と原子番号に1しか違いがない。よって、Ni-mesh のたわみによる Gain の誤差によって違いが出ていると思われる。よって、現段階では放電率を用いたガス、構造物の選定は行えていない。次のビームテストで放電率を用いてガス、構造物の比較をするときは

- (1) mesh のたわみのような誤差要因を消す
- (2) 圧倒的に密度の違う構造物での放電率比較、
- (3) また Geant4 によるシミュレーションで中性子とガス、構造物での相互作用の深い理解を得る

以上の3つのことを考慮すれば、放電率を用いて放射線劣化に強い物質の選定を行えるだろう。

第 6 章 Conclusion

LHC 実験のアップグレード版として予定されている SLHC では当初の LHC と比べてビームルミノシティが 10 倍に上がるため、衝突点に比較的近い内部の muon 検出器には、動作上の設計値を超えるものが出てくる。また、非常に頻度の高いイベントの中から効率良く初段のトリガーを得るためには、これまでより高位置分解能のトリガー検出器が要求される。そこで muon 検出器のエンドキャップ内層検出部分における検出器アップグレード案として、位置分解能と high-rate に強い μ -PIC を提案している。

大きく 2 つ解決すべき問題点あり、一つは MIP (Minimum Ionizing Particle) と呼ばれるガス中に電子を落としにくい高エネルギーの粒子を見るために、高い Gain で安定して運転させることがあげられる。

もう一つに ATLAS は hadron collider なので中性子や α 粒子などの HIP (Highly Ionizing Particle) が生まれ、これが検出器内に大きな Energy を落とし、電極の放電に至り検出部の絶縁破壊を起こす問題があげられる。

これらの MIP, HIP の影響を加速器を使って見る前に、神戸大学理学研究科の研究室で ^{55}Fe を使って様々な環境で μ -PIC の GasGain 測定を行い、その結果を第 3 章にまとめた。全てではないがシミュレーションも深い考察を得た。ここではその結果を載せないで第 3 章を見ていただきたい。

MIP を見るためにドリフト間隔を狭めた Thin-gap 型 μ -PIC を KEK の FujiTestBeamLine に持ち込み、2GeV の電子線を用いて Efficiency, Timejitter (信号到達のズレ), 位置分解能の 3 つを測定し解析を行った。表 6.1 に結果と ATLAS upgrade で使うために満たすべき性能を () に示す。

表 6.1 2GeV 電子での μ -PIC での各性能

Max Efficiency	約 80%(>99%)
Time-jitter	約 40nsec(25nsec 以内)
位置分解能	約 150 μm (2 枚で 100 μm)

位置分解能は満たしているのだが、Efficiency が 100% になっていない。この理由には今回用いたアンプ (ASD) と μ -PIC の組み合わせでは gain が足りていないことが上げられる。time-jitter も鋭くない信号のせいで 40nsec とズレ幅が広がっていることが予想される。また、宇宙線 muon を用いて測定した DriftGap3mm の μ -PIC の Efficiency を図 6.1 に示す。

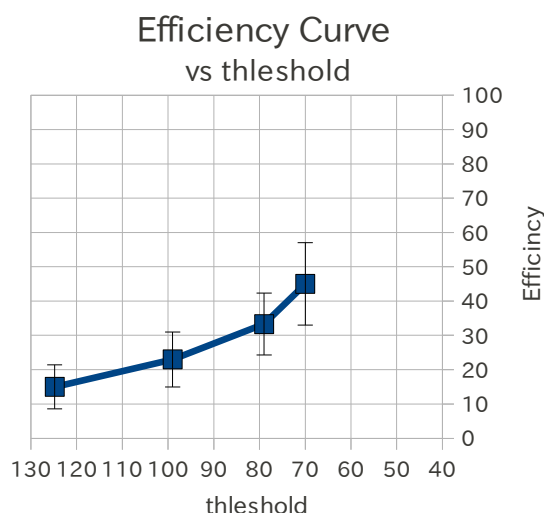


図 6.1 宇宙線 muon での μ -PIC での Efficiency
横軸は threshold

GeV オーダーの muon で今回の 10mV 程度のノイズがある状況では μ -PIC に放電寸前の電圧をかけても Efficiency は 40%程が限界であった。よって、muon 検出器に用いるには Gain が足りなくて、 μ -PIC に GEM、mesh などの構造物をつけて μ -PIC 側で gain を高める方法もあるが、time-jitter が増えたり、製作が複雑化してしまうので、アンプ側で gain を稼ぐ必要がある。

次に HIP の影響を見るために Thin-gap 型 μ PIC を神戸大学海事科学部のタンデム加速器のビームラインに持ち込み、 $d(3\text{MeV})+\text{Be} \rightarrow \text{B}+\text{n}$ (約 7MeV)の核融合反応で出てくる中性子を μ -PIC に当てて実験を行った。主な実験項目は高速中性子が飛んでくる環境下で安定動作できる Gain の選定や放射線損傷に強い構造物の材料やガスの選別を行った結果を表 6.3 にまとめる。

表 6.3 中性子照射試験の実験項目とその結果

電極が導通するまでの破壊試験	Gain 数万ではすぐに導通。Gain 数千では破壊は見られなかったが SLH で 10 年運転する中性子量をまだ浴びせていない。
高頻度の中性子、 γ 線の照射での影響	ポリイミド表面がチャージアップする。
Ar ベースの Gas に 2 種類のクエンチャー (Ar \times C2H6,CO2)での放電率比較	CO ₂ を多く含んだ場合に放電率が高かったが他の mix では放電率はあまり変わらなかった。
Ar,Ne ベースのガスでの放電率比較	Ne ベースの gas は放電率が低い結果が出た。
Drift-plane に Ni-mesh、FR4+Cu での放電率の違い	FR4+Cu の方が放電率が低い結果が出たがこれは誤差が多いので怪しい。(preliminary)

まず破壊試験の結果だが、 μ -PIC は Gain 数万では数 MeV の高速中性子が弾く反跳陽子のエネルギー deposit による放電で壊れることが分かった。この時の中性子の rate は ATLAS upgrade で予測される中性子量の 1000 倍である。ATLAS 内部にいれるためには Gain は数千かそれ以下でオペレートする必要があることが分かった。TGC の Gain が 10^6 であることから、 μ -PIC を 10^3 でオペレートするなら単純に今の ASD の 10^3 倍の性能を持つアンプが必要となることが予想される。

アンプについて簡潔に議論する。現在の μ -PIC+ASD アンプのセットでは中性子の影響で GasGain が 10^3

オーダーでしか使えず MIP を見るために total の Gain が足りていない。よってアンプで Gain を稼ぐために Gain の高いアンプ、つまり S/N 比の良いアンプを我々は必要としている。アンプの S/N 比を良くするためにはチャージアンプでの積分時間を長くすれば良い。これは積分時間を長くするほど熱ノイズを打ち消せるためである。しかし積分時間を長くすると shaper で波形を作るときにピークがなめらかになるので時間分解能(time-jitter)が悪くなってしまう。このように一般的なアンプでは時間分解能と S/N 比は両立しないのだが、回路を複雑にすればこの二つを両立させることも可能である。例えば積分時間を長くして得た信号をさらに微分回路に入れて+0-の値の変わる所でピークを取るような回路を作れば、GasGain が 10^4 以下でも MIP を 100%見れ、時間分解能も優れた検出器を作ることは不可能ではない。

Gain が 10^3 でも放電はしているので、多少は電極損傷が起きていると考えられる。そこで、Resistive μ -PIC という高抵抗のポリイミドを Cathode 電極に覆い、放電のエネルギーを抑えさせる開発も進んでいる。

次に高頻度の中性子、 γ 線が飛んでくる環境では μ -PIC ではポリイミド表面がチャージアップして gain が 2 倍ほど上昇していることが予想される。⁹⁰Sr を当てた実験を研究室で行いチャージアップについて理解は進んでいるが、Drift 間隔を変えて ⁵⁵Fe を当ててチャージアップを見るなどのさらなる実験、考察が必要である。

さらにガスを変えて放電率の測定を行った。Ar ベースのガスでは CO₂ を多く含んだガスで放電率が上昇する結果を得た。また Ar と Ne ベースのガスで放電率の違いを比較すると Ar より Ne を多く含んだガスにおいて放電率が減少する結果を得た。これらのガスでの放電率の違いはガスの W 値や、密度だけでは説明できない。我々が各ガスでの放電率の違いを説明するのに最も有力と考えているのはオペレート電圧(Anode 電圧)と考えているが、これはまだ決定打にはなっていない。

最後に Drift-plane に Ni-mesh、FR4+Cu の二つを使った場合での放電率の比較をした。FR4 の Drift-plane では Gain 測定が出来ないのでどちらも Ni-mesh の Drift-plane で測定した Gain を使っている。しかし、残念ながら Ni-mesh の Drift-plane にたわみがあり、FR4 の Drift-plane と Drift 間隔が異なっていた可能性があるため、このデータに関しては取り直す必要がある。

よって放射線損傷に強い構造物を探す実験はまだ決定的な考察、結果は出来ていないので、これまでの経験を元に更なる実験をする必要がある。

以上我々は研究室独自の MPGD 検出器 μ -PIC を ATLAS 内部 muon 検出器に入れるために現状での性能評価、開発すべき要素を探しだした。MPGD は高い Luminosity が求められる素粒子実験において開発が期待されている検出器である。この論文が MPGD の開発の後押しをすれば幸いである。

謝辞

本修士論文は私が神戸大学・理学研究科・物理学専攻・博士課程前期課程・粒子物理研究室(2009年4月から2011年3月)に在籍中の研究成果をまとめたものです。この研究は研究室の皆様、OBの方々、企業の方々、他大学・研究機関の方の協力で行うことが出来ました。ここに深く感謝致します。

同専攻・助教、越智敦彦先生は指導教官として2年間の研究指導、及び本論文の添削など、様々な面でお世話になりました。この研究室に入った時は物理もソフトもハードもできなかった私に、検出器の全てとノイズ対策から、機器の修理の仕方、物理まで幅広く教えていただきました。特にビームテストの時は徹夜で壊れた機械(ガス混合器から加速器まで)を片っ端から修理、デバッグし、その場でデジタル信号の規格を変えるなど、その仕事ぶりに畏怖の念を抱きました。研究室に入る前から検出器に興味を持っていたのですが、さらに検出器に魅力を感じさせて頂きました。 μ -pic グループ工学部の本間先生にも2年間、研究指導及び物理に至るまで様々なことでお世話になりました。2階の実験室で様々な機器の使い方を教えていただいたり、実験、シミュレーションのお手伝いをして頂きました。同じ μ -PIC グループ(OB 含め)の桂華さん、小林正治さん、松田慎司さん、田辺晃さん、片山翔平さん、駒井英俊さん、岡田幸一君、小西康太君、木下裕喜君、吉浪耕平君にも大変お世話になりました。

田辺さんにはガスクロマトグラフィー立ち上げ時に自分の研究を差し置いてまで手伝って頂きました。また、Maxwell3Dでの電場計算や、Garfieldでのガス中での電子の動きなどのシミュレーションから、モニター系の立ち上げや改造など、本修論の核となる部分は全て駒井さんによる仕事です。

KEKでのビームテストではKEK素粒子原子核研究所・准教授、田中秀治先生と東京大学・理学研究科、道前武さんの多大な協力により実験を行うことが出来ました。田中先生にはATLAS検出器のTGCの作成方法を現場で教えて頂いたり、 μ -PICのパッケージ、読み出し作成などで多大な序言を頂きました。道前さんにはソフト関係、またその後の飲み会等でも大変お世話になりました。また、この時の解析時にrootを一から教えてくれた同期の谷和俊君に感謝致します。

神戸大学海事科学部でのビームテスト時は海事科学研究科・教授、北村晃先生、同研究科・准教授、谷池晃先生、同研究科・技術部、小宮山千代先生に大変お世話になりました。北村先生には主に手続き関係をお願いし、谷池先生には1週間の間、加速器の使い方を教えて頂き、小宮山先生には手続きやモニターの説明書を送って頂いたりと大変お世話になりました。また京都大学・宇宙線研究室・助教、身内氏の協力で行われた液体シンチレーターの実験で中性子量の理解が深められました。またこの時、普段は共に研究をしない鈴木州先生と実験が出来て楽しかったです。

μ -PIC 製作に至っては様々な企業の方や、研究機関が関わっており、SE1,2は大日本印刷・電子モジュール開発センターの本村知久様はじめ多くの方にお世話になりました。Resistive- μ -PIC に関してはレイテック株式会社の上原秀雄様、中渡瀬至様に何度も埼玉から神戸に来て頂いたり、大変お世話になりました。またレイテック株式会社の諏訪様には μ -PIC-SE2のFPCケーブルの作成時に大変お世話になりました。

ガス関係ではビームテスト時に何度もガスボンベを往復し搬送して頂いた巴ガス工業の宮内様に協力していただき、パッケージ作成ではCI工業の山品様、柴崎様の協力を頂き、山中化学の南様には細々としたものの発

注を引き受けて下さり非常に感謝しております。また、発注時に見積書を出し忘れていたりと色々ご迷惑もお掛けしましたが、秘書の横山友美さん、井上奈保さんにも大変お世話になりました。

先輩の岡田勝吾さん、矢野孝臣さん、早川俊さん、マツキングさん、西山知徳さん、秋山邦裕さんは共に研究はしませんでした。飲み会やお食事の会話で人生の色々を教えて頂いた気がします。同期の谷和俊君、吹田航一君、徳永香さんは学部からの6年間付き合いで、ともに研究できたことを誇りに思います。後輩の大塚康平君、岸本巴君、小西拓也君、鈴木雄太君や4回生の皆様、飲み会やら研究室旅行やら色々企画してくれてありがとう。

また、高エネルギー分野の研究室に入るきっかけを与えてくれた原准教授、鈴木助教授を含めたサマーチャレンジ関係の全スタッフの皆様へ感謝します。学会で出会う度に飲む仲の全国のサマーチャ1期生にはいつもやる気と楽しさを頂きました。

快適な研究生生活や学会などの交通費や研究費、金銭面での援助(飲み会)や学部からの物理教育などでお世話をして頂いた川越清以教授、蔵重久弥教授、竹内康雄教授含め全てのスタッフと、ビームテスト時に手伝って頂いた研究室の皆様へ感謝致します。

最後にここまで、育ててくれた両親に感謝します。企業で検出器を作りながら、神戸大学・粒子物理研究室で新たな素粒子が発見されたり、素晴らしい検出器が生まれることを心待ちにしています。

付録 A.中性子絶対量の見積り

A-1.中性子絶対量の計算式

$$\frac{x(\mu - PIC_{6ch})}{\Omega_{\mu pic6ch} \times \Theta(\mu pic_{6ch})} = \frac{y(areamonitor) \div sensitivity(neutron_{fast})}{\Omega_{areamonitor} \times \Theta(areamonitor)} \quad (式A.1)$$

$x(\mu - PIC_{6ch})$: $\mu - PIC_{6ch}$ に通過した中性子の量 ←この値を求める方法を今から書いていく。

$$\begin{aligned} x(\mu - PIC_{6ch}) &= \frac{y(areamonitor)}{sensitivity(neutron_{fast})} \times \frac{\Theta(\mu pic_{6ch})}{\Theta(areamonitor)} \times \frac{\Omega_{\mu pic6ch}}{\Omega_{areamonitor}} \\ &= \frac{y(areamonitor)}{0.035} \times \frac{14.80}{12.10} \times \frac{1.55 \times 10^{-1}}{2.45 \times 10^{-4}} \quad (式A.2) \end{aligned}$$

上式のパラメーターを以下に記す。

立体角の要素

$\Omega_{\mu pic6ch} =: 1.55 \times 10^{-1}$ $\mu - PIC$ anode 6ch の立体角 (A-5-2 参照)
 $\Omega_{areamonitor} =: 2.45 \times 10^{-4}$ area monitor の立体角 (A-4-2 参照)

角度依存性の要素(3章に計算式を載せる)

$\Theta(\mu pic_{6ch}) = 14.80$: $\mu - PIC$ anode 6ch の角度依存性 (A-5-1 章参照)
 $\Theta(areamonitor) = 12.10$: areamonitor の角度依存性 (A-4-1 章参照)

高速中性子のエリアモニターの感度の要素

Sensitivity(fast-neutron) = 0.035 (=3.5%) ^{252}Cf を用いた areamonitor の高速中性子の検出感度 (A-2 参照)

エリアモニターの値

$y(areamonitor)$: areamonitor の鳴った数。(単位は /m(分))

これを計算するとエリアモニターで 10^5 鳴っていた時に total の中性子発生量は 10^9 neutrons/sec で target から 6.5cm の所では約 4×10^6 /sec/cm² の中性子が飛んでいた計算になる。これは Target Current が約 300nA の時の中性子量。

以下は上式より概算。

$$x(\mu pic) = 10^5 \div 60(\text{min} \rightarrow \text{sec}) \div 0.035 \times 500 \div 6(\mu pic_{6ch} \text{ 面積}) = 4 \times 10^6 / \text{sec} / \text{cm}^2 \quad (式 A.3)$$

A-2.area monitor の ^{252}Cf を用いた Calibration :Calib(Cf)

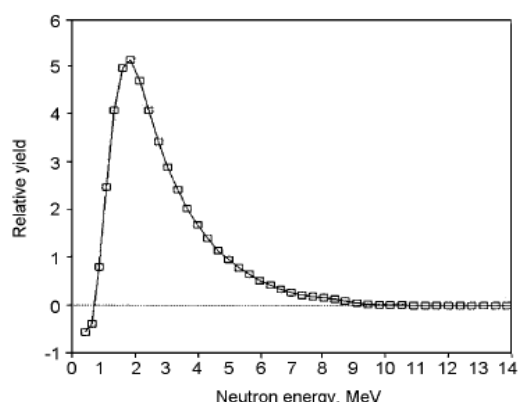
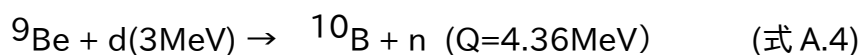


図 A.1 : ^{252}Cf からの中性子のエネルギースペクトル [40]

まず、エリアモニターの高速中性子の感度を求める。業者の方が ^{252}Cf を用いてエリアモニターの計測数を記録しているのでこのデータを使う。上図に ^{252}Cf のエネルギースペクトルを載せる。2MeV にピークが立っており、ほとんどが高速中性子だと思われる。また、今回の反応は



より、最大で 7MeV 程のエネルギーの高速中性子が来ている。よって ^{252}Cf を当てたときのエリアモニターの計測数と、 ^{252}Cf の出す中性子から計算した高速中性子感度が一番近いと考えた。

^{252}Cf : 2006 年 9 月 20 日製造時に 2.0MBq。

さらに密封した状態での裏側からの中性子の量が $2.27 \times 10^5 \text{ n/sec}$ と書いてある。

そこで、fast_neutron_sensitivity/中性子エリアモニタ点検検査.jpg の備考欄にて、この ^{252}Cf をエリアモニターから 50cm の所に置いて中性子を照射し、 $2.41 \times 10^2 \text{ count/min}$ だったと記している。

この試験は 2009 年 11 月 9 日に行っているため、この時の Cf の放射量 $X(\text{n/sec})$ は ^{252}Cf の半減期は 2.645 年より、

$$X(\text{n/sec}) = 2.27 \times 10^5 \text{ n/sec} \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{3.134\text{年}}{2.645\text{年}}} = 9.98 \times 10^4 \text{ n/sec} \quad (\text{式 A.5})$$

また実験のセットアップは以下のとおり。

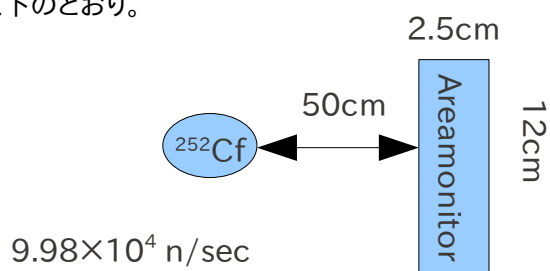


図 A.2 : ^{252}Cf とエリアモニターのジオメトリ

図より、

$$9.98 \times 10^4 \text{ n/sec} \times \frac{12\text{cm} \times 2.5\text{cm}}{4\pi \times (50\text{cm})^2} \approx 95.35 \text{ n/sec} \quad (\text{式A.6})$$

よって、この値の中性子、ガンマが area monitor を通過したときに 2.41E+02count/min 鳴っている。
ariamonitor は 1 分間の量であるのに注意して

$$\text{Sensitivity}(\text{neutron}_{\text{fast}}) = \frac{2.41 \times 10^2 \text{ count/sec}}{95.35 \times 60} \approx 0.042 \quad (\text{式A.7})$$

つまり 4% ほど。さらに 25cm の距離でのデータもあるので計算すると 3% ほど。これがどれほど正確な高速中中性子の感度かは分からないが、これが一番近いと思われるので、平均した **3.5%** を中性子感度 Sensivity (neutron-fast) に用いる。

A-3. 角度依存性

中中性子の角度依存性をレモカウンタ (^3He 計数管) で測定した。これも中中性子のみを計測してくれる。熱中中性子から 15MeV の中中性子を検出する。

縦軸の相対強度はエリアモニターの値で割ったもの。以下の式の x 値に検出器の平均の角度を入れれば角度依存性の項が出る。

$$\text{角度依存性の項 } \Theta = -0.130947x + 16.9753$$

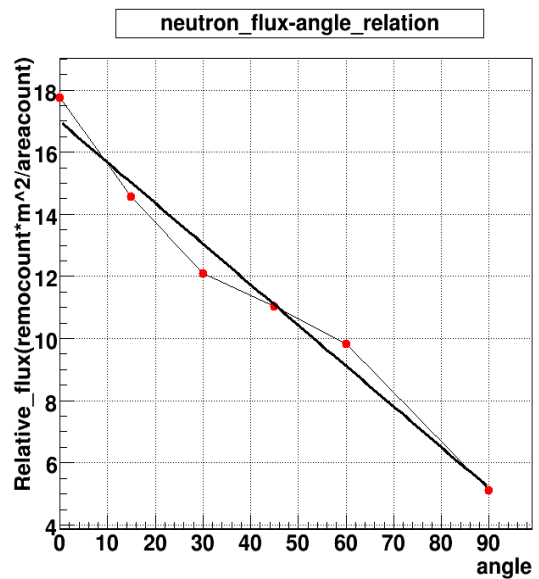


図 A.3 : 中中性子頻度の角度依存製
これは中中性子サーベイメータで測定。
レーザー距離計で距離を測定し三角法で角度を求めた。

A-4. area monitor の角度依存性 + 立体角

A-4-1.角度依存性

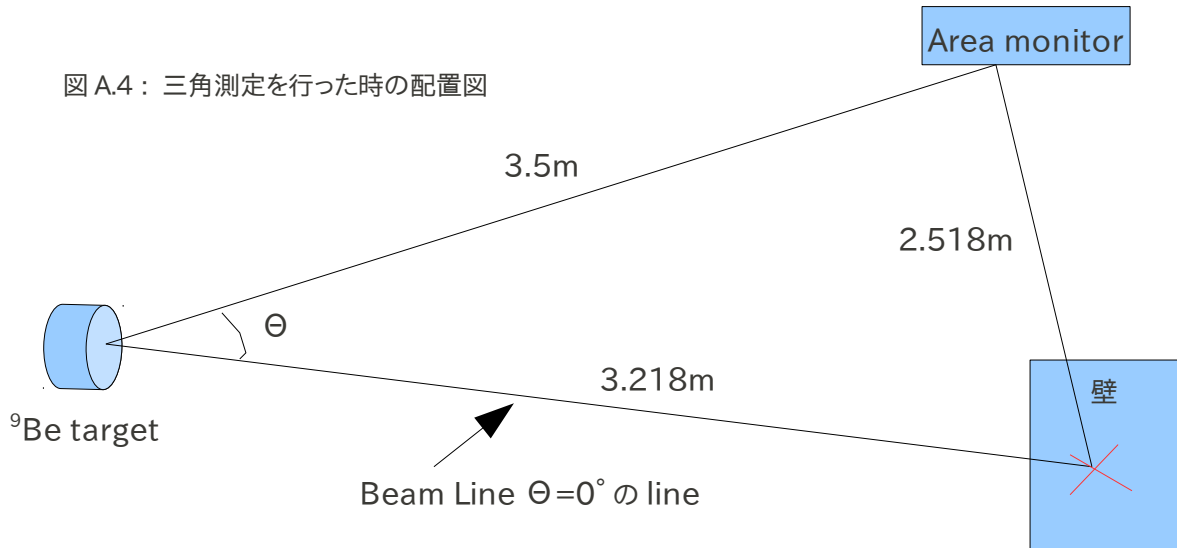


図 A.4 より Area monitor の Beam Line からの角度を余弦定理を用いて求める。

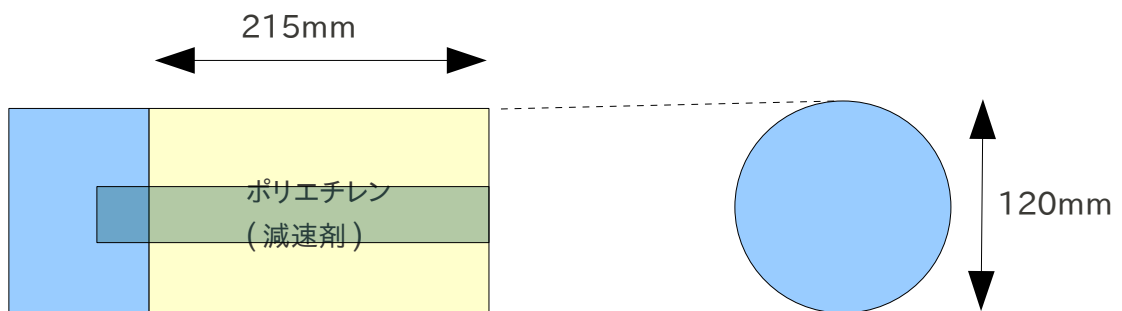
$$(2.158)^2 = (3.5)^2 + (3.218)^2 - 2 \cdot (3.5) \cdot (3.218) \cdot \cos \Theta \quad (\text{式 A.8})$$

より

$$\Theta = \arccos(0.79679) = 37.175^\circ \sim 37.2^\circ$$

これは強度 12.10 に相当する。(角度依存性のグラフから)

図 A.5 : Area monitor 減速剤(ポリエチレン)概観図



この減速剤のポリエチレンの中に BF₃ counter が入っていて、以下がそのジオメトリ。

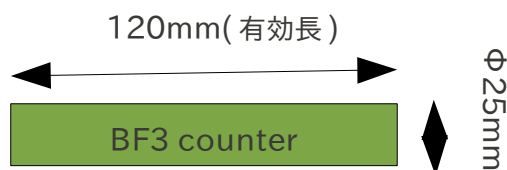


図 A.6 : Areamonitor 検出部

A-4-2.立体角

(図 A.4)よりエリアモニターの立体角 Ω_{area} は

$$\Omega_{area} = \frac{0.12\text{m} \times 0.025\text{m}}{3.5\text{m}^2} \approx 2.45 \times 10^{-4} \quad (\text{式A.9})$$

A-5. μ -PIC の平均の角度依存性 + 立体角

A-5-1. anode 6ch の角度依存性

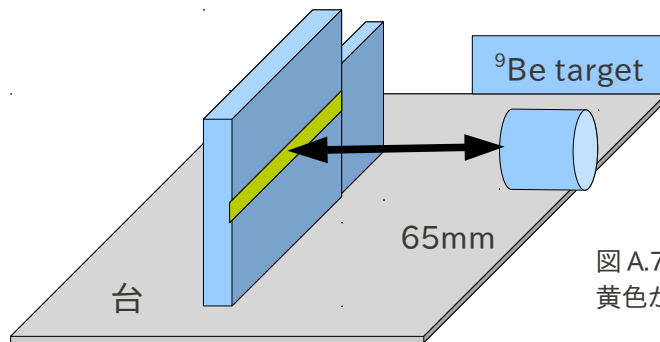


図 A.7 : μ -PIC 設置 概観図
黄色が有感面積の anode-6ch

図 A.3 の角度依存性のグラフから角度毎の相対的な強さが分かっているので、有感領域の水平方向での端と端で角度が大きく違うので、角度毎の中性子の強さから平均して anode-6ch の中性子の角度依存性を求めた。求めた値は 14.8 であった。

A-5-2. anode6ch の立体角

この upic の 6ch の立体角 Ω_{upic_6ch} は

$$\Omega_{upic6ch} = \frac{0.64\text{cm} \times 10.2\text{cm} (\mu\text{-PIC面積})}{6.5\text{cm}^2} \approx 1.55 \times 10^{-1} \quad (\text{式A.10})$$

最後に実際に中性子量を計算した Exel のデータを添付しておく。

N11										
f(x) Σ = =SUM(K11:K13)/COUNT(K11:K13)										
	H	I	J	K	L	M	N	O	P	Q
1	CHANNELNO		4					CHANNELNO		4
2	CHANNELNAME		中性子177E=9					CHANNELNAME		中性子177E=9
3	MEASUREDATE		2010/11/18					MEASUREDATE		2010/11/18
4	HOUR	pA	22					HOUR	pA	23
5	DATA0	0.426	152302	152302				DATA0	0.382	13837.0625
6	DATA1	0.422	152376	152376				DATA1	0.382	13916.0625
7	DATA2	0.421	152497	152497				DATA2	0.389	11227.7188
8	DATA3	0.418	150931	150931				DATA3	0.004	301.140625
9	DATA4	0.416	149820	149820	sum_580V	370693.333		DATA4	0.003	107.108887
10	DATA5	0.413	147357	147357				DATA5	0.001	66.3447266
11	DATA6	0.412	148961	148961	580V_1	平均(2.5min)	148277.333	DATA6	0.003	49.2126465
12	DATA7	0.409	148579	148579		409 絶対量	370693.333	DATA7	0.003	38.9121094
13	DATA8	0.406	147292	147292	pA平均(1Vrange)			DATA8	0.004	30.963623
14	DATA9	0.402	145126	145126				DATA9	0.001	26.8674316
15	DATA10	0.392	140785	140785				DATA10	0.004	23.8934326
16	DATA11	0.383	138995	138995	580V_2	平均(2.5min)	136674.167	DATA11	0.003	21.2489014
17	DATA12	0.376	137407	137407		375 絶対量		DATA12	0.003	18.8970947
18	DATA13	0.366	133620.5	133620.5	pA平均(1Vrange)			DATA13	0.003	16.8052979
19	DATA14	0.358	128005.5	128005.5				DATA14	0.003	15.0339355
20	DATA15	0.348	127978.5	127978.5				DATA15	0.002	14.0543213
21	DATA16	0.337	122350	122350	590V	平均(2.5min)	118640.833	DATA16	0	13.2540894
22	DATA17	0.329	119422	119422		328 絶対量	296602.083	DATA17	0	12.4995728
23	DATA18	0.318	114150.5	114150.5	pA平均(1Vrange)			DATA18	0	11.7877808
24	DATA19	0.312	111901.5	111901.5				DATA19	0	11.1165771
25	DATA20	0.308	111489	111489	600V	平均(2.5min)	110820.833	DATA20	0	10.4836426
26	DATA21	0.304	109752.5	109752.5	306.333333	絶対量	277052.083	DATA21	0	9.88665771
27	DATA22	0.307	111221	111221	pA平均(1Vrange)			DATA22	0	9.3237915
28	DATA23	0.311	112335.5	112335.5				DATA23	0	8.79290771
29	DATA24	0.316	114817	114817	610V_1	1分	114817	DATA24	0	8.29223633
30	DATA25	0.323	104357.5	104357.5		316		DATA25	0	7.82019043

表 A.1 : Voltage-Recorder で放電率を測定した時間のエリアモニターでの中性子量

CY39										
f(x) Σ = =CX39*CX\$53*CX\$54*CV\$55										
	CS	CT	CU	CV	CW	CX	CY	CZ	DA	
36	//No.19	mesh_drift2.0kV_6ch_		Ni_mesh						
37										
38	Gain	anode(V)	target_current(pA)	spark_num(n)	t(min)	n(area)コ	n(upic)コ	放電率(10^-9)	放電率誤差	
39	726.06	540	393.2	9	20	2994575	4312908.6	2086.7588	695.58627	
40	1232.74	560	485	47	17.5	3175970	4574161.1	10275.108	1498.7786	
41	1606.28	570	485.7	33	5	901661	1298608.8	25411.810	4423.6283	
42	2093	580	542.3	31	2.5	498959	718621.03	43138.175	7747.8450	
43	2727.21	590	383.7	50	2.5	365694	526687.36	94932.979	13425.551	
44	3553.6	600	1	75	11	208608	300445.72	249629.12	28824.688	
45	4630.39	610	7.3	22	15	43391	62493.481	352036.72	75054.480	
46	6033.47	620	6.5	19	10	26168	37688.217	504136.35	115656.81	
47	7861.7	630	6.3	36	10	26514	38186.540	942740.55	157123.43	
48	10243.9	640	7	46	5	14089	20291.550	2266953.4	334244.05	
49	13348	650	6.6	36	2.5	6694	9640.9708	3734063.8	622343.96	
50	17392.6	660	6.5	10	1	2591	3731.6635	2679770.0	847417.69	
51										
52										
53	立体角(α)	0.000168	立体角(u)	0.000103	Ω	0.6145585				
54	角度依存性(α)	12.1	角度依存性(u)	14.8	θ	1.2231405				
55			高速中性子反応断面	1.916						

表 A.2 エリアモニターでの中性子量を μ-PIC に来た中性子に変換し、その値で放電回数を割り放電率を計算

A-6. ビームカレントから求めた中性子量の考察

この節で上記のエリアモニターから算出した中性子量とは別にビームカレントから中性子量を見積もったのでその結果を記す。この節は神戸大本間氏の協力による。まず以下に d-beam がベリリウムターゲット中を通過していくイメージ図を A.8 に載せる。

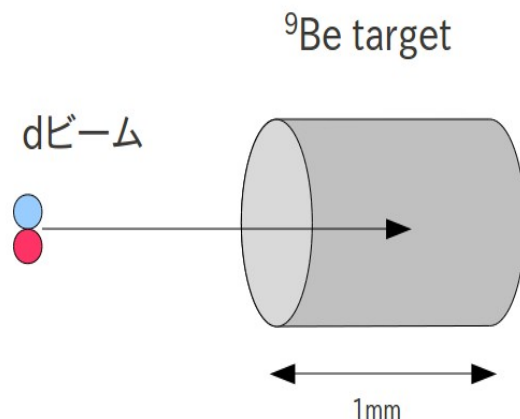


図 A.8 : ビーム通過時のイメージ図

この d が通過してしていく過程で強い核の相互作用を Be と起こしたり、ただ単に周りを電離させて通過したりする。もちろん、周りを電離させる過程で d 自身のエネルギーが変わる。この様子を図 A.9 に示す。

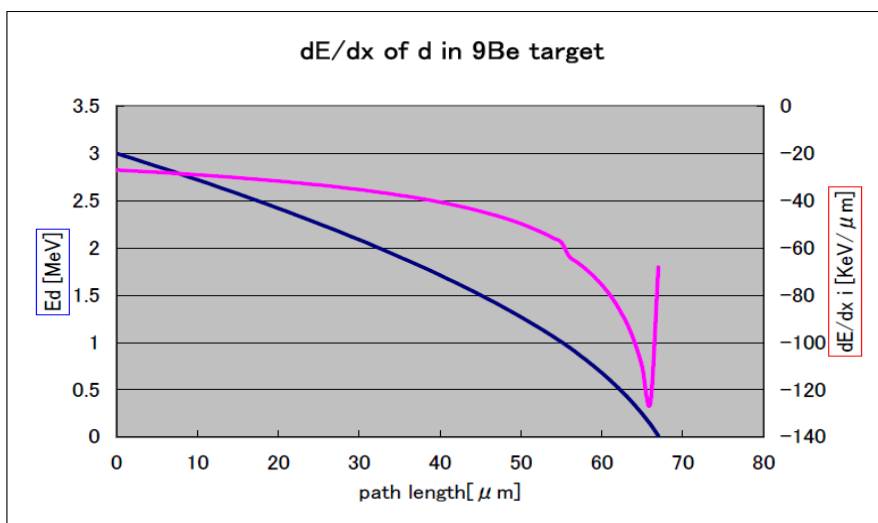


図 A.9 : Be 中を d が通過するときの d 自身のエネルギー (E_d : 青) とエネルギーデポジット (dE/dX : 赤)

この計算には Geant4 でも採用されている The Stopping and Ranges of Ions in Matter[41]を参考にしている。これにより d のエネルギーが分かるので後は d と Be の強い核の相互作用の反応断面積が分かればビームカレントから出てくる中性子量を見積もることが出来る。反応断面積は以下の図 A.10 を参照にした。

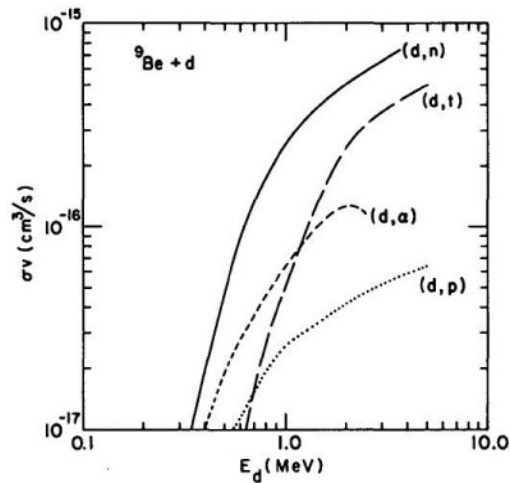


FIG. 2. Values of σv for the ${}^9\text{Be} + d$ reactions from Refs [3,4]. The Q values are 4.36 MeV for ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$, 4.69 MeV for ${}^9\text{Be}(d,t){}^2\text{He}$, 7.15 MeV for ${}^9\text{Be}(d,\alpha){}^7\text{Li}$, and 4.59 MeV for ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$.

図 A.10 : Be と d の反応で出てくる様々な粒子の反応断面積 [42]

グラフから d のエネルギーが約 0.33keV ぐらいまではクーロンバリアを越えて強い相互作用をすることが分かる。これらの値と実験中に常に測定していたビーム電流を用いて中性子量を計算する。以下に d の flux と Be の数密度、この d と Be の強い核の相互作用で出てくる neutron の flux の計算式を載せる。

$$d_{flux} = \frac{\text{Beam Current}}{1.601 \times 10^{-19}} \quad (\text{式A.11})$$

$$N_0(\text{Be数密度}) = \frac{1.848}{9} \times 6.022 \times 10^{23} = 1.236 \times 10^{23} [\text{cm}^{-3}] \quad (\text{式A.12})$$

σ は図 A.10 から

$$\text{neutrons} \circ s^{-1} = d_{flux} \times N_0 \times \sigma \times \text{pathlength} \quad (\text{式A.13})$$

エネルギー毎の断面積の計算は 5 点で区切り近似して行った。ビーム電流が 300nA の時に上記の計算で約 5.0×10^8 neutrons/sec 出ていることが分かる。これは ${}^{252}\text{Cf}$ でキャリブレーションしたエリアモニターから算出した中性子量が約 10^9 neutrons/sec だったのでオーダーで一致している。

Reference

- [1] ATLAS HP [<http://atlasexperiment.org/>]
- [2] ATLAS EXPERIMENT – Public Results
[<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/EventDisplayPublicResults>]
- [3] 東大素セ 川本辰男 “ LHC 測定器のアップグレード計画”
[http://atlas.kek.jp/sub/documents/jps201009/tk20100912_Kawamoto.ppt]
- [4] 三浦功、他:「放射線計測学」裳華房,1960
- [5]XCOM : Photon Cross Sections Database
[<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>]
- [6] G. F. Knoll; ”Radiation Detection and Measurement THIRD EDITION”, WILEY (2001)
- [7] M. Takahashi ; M:Thesis, Kyoto Univ. (2009)
[http://www-cr.scphys.kyoto-u.ac.jp/theses/MronFY2009_takahashi.pdf]
- [8] J.Okamura ; B:Thesis, Kobe Univ.(2008) (<http://ppwww.phys.sci.kobe-u.ac.jp/thesis/okamura2008-bron.pdf>)
- [9] 粒子線検出器; 放射線計測の基礎と応用 -, K. クラインクネヒト, 培風館 (15 Dec 1987)
- [10]Particle Data Book “28.Particle Detectors : 28.7.2.Multi-Wire Proportional Chambers” written April 2008 by Fabio Sauli (CERN) and Maxim Titov (CEA Saclay)
- [11]H. Walenta, Phys. Scripta 23, 354 (1981).
- [12]ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report, CERN/LHCC/97-22, 1999.
- [13]ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report, CERN/LHCC/97-22 ATLAS TDR (27 May 1997)
- [14]越智敦彦 修士論文:「二次元 MSGC による X 線の画像的検出」東京工業大学、1995
- [15]山形大学 電磁気学研究グループ 准教授 門叶 冬樹 ”新素材キャピラリーガス検出器による細胞機能解析”(<http://www.jst.go.jp/kisoken/presto/complete/cellfunction/scholar/1/pdf/10.pdf>)
- [16]Particle Data Book “28.Particle Detectors : 28.7.3.Micro-pattern Gas Detectors” written October 2007 by M.Titov (CEA Saclay)
- [17] Y.Giomataris:「MICROMEGAS:a high-granularity position-sensitive gaseous detector for

- high particle-flux environments」CEA/DSM/DAPNIA/SED-C.E.-Saclay,1996
- [18]A Geant4-based study on the origin of the sparks in a Micromegas detector and estimate of the spark probability with hadron beams [NIM A621(2010)177–183]
- [19]Recherche et développement du détecteur MICROMEAS à Nantes(<http://www-subatech.in2p3.fr/~dimuons/track/mumegas/micro.html>)
- [20]Detection of signal electrons by means of a Micromegas -covered Medipix2 pixel CMOS readout circuit [NIM A 540 (2005) 295-304]
- [21] CERN Medipix2 Home Page (<http://medipix.web.cern.ch/medipix/pages/medipix2.php>)
- [22]First Tests of MICROMEAS and GEM-like Detectors Made of a Resistive Mesh *
R. Oliveira¹, V. Peskov^{1,2}, F. Pietropaolo³, P. Picchi⁴ [RD51-Note-2010-001]
- [23]Development of large size Micromegas detector for the upgrade of the ATLAS Muon system [NIM A 617(2010) 161-165]
- [24]加藤貞幸;「放射線計測」培風館(1994)
- [25]Penning transfer in argon-based gas mixtures Ö Şahin^a, İ Tapan^a, E N Özmutlu^a and R Veenhof^{b,c}
- a : Department of Physics, Uludağ University, 16059 Bursa, Turkey
- b : Physics Department, Room 2320 Chamberlin Hall, University of Wisconsin-Madison, 1150 University Avenue, Madison, WI 53706-1390, USA
- c : CERN, PH department, CH-1211 Gen`eve 23, Switzerland
- [26]Cross sections used by Magboltz 7.1 (<http://rjd.web.cern.ch/rjd/cgi-bin/cross>)
- [27] Magboltz - transport of electrons in gas mixtures
(<http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/>)
- [28] 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
- [29]Kentaro Miuchi, Hidetoshi Kubo, Tsutomu Nagayoshi, Okada Yoko, Orito Reiko, Atsushi Takada, Atsushi Takeda, Toru Tanimori, Masaru Ueno, Oleg Bouianov, Marina Bouianov, Performance and application of a μ TPC. Nucl.Inst.Meth ,A535,2004
- [30]小林正治修士論文「メッシュ付き μ -PIC の安定動作に向けた研究」神戸大学 2008
- [31]A. Takada; Ph.D: Thesis, Kyoto Univ. (2007)
- [32]Particle Data Group, R.M. Barnett et al., *Phys.Rev.* **D54** (1996) 1; *Eur. Phys. J.* **C3** (1998) 1
- [33]Particle Data Book “28. Particle Detectors : 28.7.1. Energy loss and charge transport in gases”

Written April 2008 by F. Sauli (CERN) and M. Titov (CEA Saclay).

[34]大下英敏 博士論文「ATLAS Thin Gap Chamber の中性子に対する動作特性の研究」信州大学 2007

[35]<http://ja.wikipedia.org/wiki/%E3%83%96%E3%83%A9%E3%83%83%E3%82%B0%E6%9B%B2%E7%B7%9A>

[36]神戸大学海事科学部 谷池晃 ”21 荷電粒子ビーム実験”

[37]<http://ja.wikipedia.org/wiki/%E9%87%8D%E6%B0%B4%E7%B4%A0>

[38]<http://ja.wikipedia.org/wiki/>

<http://ja.wikipedia.org/wiki/%E3%83%95%E3%82%A1%E3%83%A9%E3%83%87%E3%83%BC%E3%82%AB%E3%83%83%E3%83%97>

[39]「A Geant4-based study on the origin of the sparks in a Micromegas detector and estimate of the spark probability with hadron beams」 S. Procureur^a, J. Ball^a, P. Konczykowski^a, B. Moreno^a, H. Moutarde^a and F. Sabatié^a

a CEA, Centre de Saclay, Irfu/SPhN, 91191 Gif sur Yvette, France

[40]「Neutron energy spectra of ²⁵²Cf, Am-Be source and of the D(d,n)³He reaction」Sang-Tae Park(Department of Physics Education, Kongju National University)

[41] 「The Stopping and Ranges of Ions in Matter」 Vol.3, Pergamon Press , 1977

[42] 「Enhanced reaction cross-section of possible CTR interest: ⁹Be + p」1971 *Nucl. Fusion* 11 551

[43] 「Sources and Delivery Systems I : Radionuclides」 Ravinder Nath, Ph.D Yale University 2005 AAPM Summer School