Micro TPC を用いたガンマ線到来方向検出器の開発

東京工業大学大学院 理工学研究科 基礎物理学専攻

渡邊研究室

修士論文

永吉勉

99M01204

2001 年 2 月

Abstract

A new MeV gamma-ray imaging detector using Micro TPC is proposed. The direction of incident gamma-rays can be obtained by observation of both the recoiled electrons and scattered gamma-rays due to Compton scatterings. Both tracks and energies of recoiled electrons are measured by Micro TPC as a tracking detector. Scattered gamma-rays are also detected by gamma-ray position detector such as a scintillator around the gas chamber. Full reconstruction of gamma-ray events would be enabled using both information from the two detectors.

The first subject of this thesis is the new gaseous detector "Micro Pixel Chamber (μ-PIC)", which is basis of the Micro TPC. It has been developed as X-ray, gamma-ray, and charged particle imaging detector. This detector is made of a double sided printed circuit board (PCB). Therefore large area detector can be manufactured in principle. Operation tests were performed using 3cm $\times$ 3cm detection area. The gas gain of 10^4 was successfully obtained using argon ethane (9:1) mixture gas.

Another subject is simulation study of the electrons and gamma-rays in the detector. In order to develop this new gamma-ray detector, behaviors of recoiled electrons were researched using the EGS4, which is a general purpose package for Monte Carlo simulation of high energy electrons and photons. Scintillation photons in GSO crystal combined with PMTs are also simulated by EGS4 using additional sub-program. In addition, reconstruction method of incoming gamma-ray was established. As results of simulations, incident gamma-rays were successfully reconstructed by each Compton scattering event.

目 次

第 1 章　序論 **1**

第 2 章　X 線、γ 線の相互作用とイメージング **4**

2.1　荷電粒子、X 線及び γ 線の検出 4

2.2　γ 線の相互作用 5

2.3　宇宙における MeV 領域の γ 線観測 8

2.4　医療分野における γ 線検出器 10

第 3 章　ガス検出器 **11**

3.1　ガス中での電子とイオンの振舞い 11

3.1.1　電子とイオンの拡散 11

3.1.2　ドリフト 11

3.2　ガス増幅 12

3.3　位置検知型ガス検出器 14

3.3.1　多線式比例計数管 (MultiWire Proportional Chamber) 14

3.3.2　ドリフトチェンバー 16

3.3.3　タイムプロジェクションチェンバー 18

第 4 章　MicroStrip Gas Chamber と Micro Pixel Chamber **20**

4.1　MicroStrip Gas Chamber (MSGC) 20

4.1.1　MSGC の原理と特徴 20

4.1.2　2 次元 MSGC 21

4.1.3　MSGC の問題点 26

4.2　Micro Pixel Chamber 29

4.2.1　ピクセル状電極の利点 29

4.2.2　μ-PIC の構造と特徴 31

4.2.3　μ-PIC 試験機の基礎特性試験とその結果 33

4.3　Micro TPC 39

第 5 章　Micro TPC を用いた γ 線検出器 **45**

5.1　コンプトン効果による入射 γ 線の再構成 45

5.2 コンプトン効果を利用した γ 線検出器 47

第 6 章 EGS4 によるシミュレーション **51**

6.1 EGS4 について 51
6.2 シンチレーターのシミュレーション 52
6.3 TPC のガス中の電子の振舞い 54
6.4 γ 線再構成のシミュレーション 56
6.4.1 検出効率 57
6.4.2 γ 線の再構成の方法 58
6.4.3 γ 線再構成シミュレーションの結果 62

第 7 章 まとめと今後の展望 **70**

図 目 次

2.1 様々な粒子のエネルギー損失 5
2.2 鉛における光子の吸収断面積 6
2.3 コンプトン散乱の角度分布 8
2.4 医療における γ 線イメージング (1) 10
2.5 医療における γ 線イメージング (2) 10

3.1 比例計数管の原理図 13
3.2 ガス検出器で収集されるイオン対と印加電圧の関係 14
3.3 MWPC の原理図 15
3.4 MWPC の電場構造 16
3.5 MWPC の 2 次元読み出し 17
3.6 ドリフトチェンバーの原理図 17
3.7 TPC の原理図 18
3.8 磁場の中での電子の拡散 19

4.1 Oed による MSGC の原理図 21
4.2 バックストリップの読み出し 22
4.3 2 次元 MSGC の原理図 22
4.4 10cm 角 MSGC 23
4.5 検出部の顕微鏡写真 24
4.6 MSGC データ収集システムのブロック図 25
4.7 MSGC のデータ収集効率 26
4.8 MSGC の表面付近の断面図 27
4.9 キャピラリー MSGC の構造とキャピラリープレートの断面図 28
4.10 CP-MSGC で得られた銅の特性 X 線 (8keV) のスペクトル 29
4.11 酒石酸水素アンモニウムの単結晶の X 線回転写真 (360 度分) を MSGC で撮ったもの 30
4.12 回折斑点のイメージを位置 $\times$ 試料の回転角の 3 次元空間上に展開した図 . . 30
4.13 MDC の構造 31
4.14 μ-PIC の構造 32
4.15 イオンのドリフトラインと電気力線 32

4.16 μ-PIC の検出部の写真 . . . 33
4.17 検出部の拡大写真 . . . 34
4.18 μ-PIC テスト基板にガスパッケージを装着した写真 . . . 34
4.19 実験のセットアップ . . . 35
4.20 実験に用いた回路 . . . 35
4.21 アノード及びカソードから得られた信号 . . . 36
4.22 アノード電圧に対する増幅率の変化 . . . 37
4.23 カソード信号の波高分布 . . . 38
4.24 ガス増幅率の長期的変動 . . . 39
4.25 大強度入射時のカソードの信号 (1) . . . 40
4.26 大強度入射時のカソードの信号 (2) . . . 40
4.27 K2 ビームラインでの実験のセットアップ . . . 41
4.28 観測された荷電粒子の信号 . . . 42
4.29 飛跡検出用 MSGC の電極構造 . . . 42
4.30 キャピラリープレートを 2 段にした MSGC の電極構造 . . . 43
4.31 飛跡観測用 MSGC 試作機の写真 . . . 43
4.32 MSGC 検出部の 2cm $\times$ 2cm の範囲に投影された α 粒子の飛跡 . . . 44
4.33 3 次元的に再構成した α 粒子の飛跡。 . . . 44

5.1 コンプトン散乱の模式図 . . . 45
5.2 コンプトン効果を利用した入射 γ 線の再構成 . . . 46
5.3 二重コンプトン散乱を利用した検出器 . . . 48
5.4 Micro TPC を用いた γ 線検出器の原理図 . . . 49

6.1 厚さ 2cm の GSO 結晶の検出効率 . . . 54
6.2 シンチレーション光の広がり . . . 55
6.3 重心法で求めた γ 線の入射位置の分布 . . . 56
6.4 光電子増倍管による位置決定精度 . . . 57
6.5 位置分解能のエネルギーによる変化 . . . 58
6.6 電子の飛跡の曲がりのシミュレーションの概念図 . . . 59
6.7 反跳電子の飛跡の曲がり . . . 60
6.8 Xe - CO_2 混合ガス中の電子の拡散 . . . 61
6.9 45 度の方向に散乱された γ 線のエネルギーのドップラー広がり . . . 62
6.10 検出器中で起こり得るイベント . . . 63
6.11 検出効率のエネルギー依存性 . . . 64
6.12 入射角による検出効率の変化 . . . 64
6.13 再構成した 1MeV の入射 γ 線の方向 . . . 65
6.14 再構成した γ 線の入射方向の分布 . . . 66

6.15 γ 線再構成の精度のエネルギーによる変化 (1) 67
6.16 γ 線再構成の精度のエネルギーによる変化 (2) 68
6.17 γ 線再構成の精度のエネルギーによる変化 (3) 69

表 目 次

2.1 主なガスの特性 (1) 5
2.2 超新星爆発で生じる主なライン γ 線源の崩壊系列 9

3.1 主なガスの特性 (2) 12

6.1 主なシンチレーターの特性 53

第1章　序論

人間の目が直接認識できる電磁波は、波長 400nm から 800nm の可視光のみである。しかし、人は検出器という “目” を作ることによって X 線、γ 線などの波長の短い電磁波も “見る” ことができるようになった。この新しい目は、医学においては体の内部の癌などの病気の早期発見を可能にし、天文学においては宇宙の高エネルギー現象の観測を可能にした。人が見ることのできるエネルギー領域は、今や TeV の領域まで達し、その成果は人類の文化の発展に貢献してきた。しかし、まだ人が “見た” ことのないエネルギー領域が残されている。それが MeV 領域の γ 線である。

γ 線のイメージングの方法としてまず考えられるのは、コリメーターで視野を絞り込むことである。しかし、MeV 領域では γ 線がコリメーター内で相互作用を起こし、それによる散乱 γ 線が大きなバックグラウンドとなってしまう。また、この領域の主要な相互作用であるコンプトン散乱を利用した検出器も考えられた。このタイプの検出器として γ 線天文学の分野における代表的なものに、Compton Gamma-Ray Observatory (GRO) 衛星に搭載された COMPTEL がある [1]。この方法はコリメーターを用いないので視野が広い ($\approx$ 1str) という利点があるが、γ 線の到来方向を決めるのに少なくとも 3 イベント必要であり、完全なイメージングはできない。

我々の研究室で開発が始まった Micro Time Projection Chamber (Micro TPC) を利用した γ 線到来方向検出器は、この状況を打破できる最初の検出器であると考えられる。これは、コンプトン散乱による反跳電子と散乱 γ 線の方向を両方捕えることによって γ 線の入射方向を求める検出器である。この検出器を実現するためには、コンプトン散乱による電子の飛跡を高精度で求める必要がある。これを可能にするのが、この開発の基礎となっている MicroStrip Gas Chamber (MSGC) の技術である。

MSGC は、1988 年にフランスの中性子散乱実験グループの A. Oed によって提案されたガス検出器である [2]。MSGC は、原理的には Multi Wire Proportional Chamber (MWPC) と同じガス増幅を用いた位置検出器であるが、空間に張られたワイヤーの代わりにリソグラフィー技術を用いて基板にストリップ型の電極を焼き付けている。このため、電極の間隔を MWPC($>$ 1mm) に比べて遥かに狭くでき (200μm)、高い位置分解能 ($<$ 100μm) と入射粒子許容量 ($\sim 10^7 \mathrm{count/mm^2\,s}$) が実現できる。これらの特徴から、高ルミノシティーを必要とする加速器実験や放射光実験におけるイメージング検出器として期待されている。

我々の研究室では独自に薄膜型 2 次元 MSGC を研究し、既に X 線の 2 次元画像を得ることに成功している [3, 4]。最近は 10cm $\times$ 10cm の検出面積を持つ MSGC と高速データ収集システム [5, 6] を開発し、本学化学科大橋研究室や大型放射光施設 SPring-8 において

超迅速結晶解析やタンパク質の変性の時分割測定などを行ってきており、リアルタイム X 線画像検出器として実用段階に達しつつある。

MSGC で 2 次元の画像を得るには、アノードの信号と同時に検出器裏面にアノードに対して垂直に配置してあるバックストリップ電極に誘起した信号を読み出す必要があるが、この信号は小さいのでアノード-カソード間に高電圧をかけてガス増幅率を十分に高くしなければならない。しかし、MSGC はガス増幅率を高くするとストリップ間で放電しやすいという問題がある。一度放電によってストリップの一部が破壊または導通すると、そのストリップは二度と使えなくなる。この放電を防ぐために、これまでは鉛ガラスのキャピラリープレートを前段増幅器として用い、MSGC 自身は安全な電圧で動作させることで高い増幅率を得ていた [7, 8]。現在は単体で十分な増幅率を得られる検出器としてバックストリップ電極を用いない Micro Pixel Chamber (μ-PIC) を開発している。この検出器は、ストリップ型に比べて電極の面積を小さくでき、そのため多数の電気力線が電極に集中するので同じ電圧に対してもガス増幅率は高くなる。μ-PIC は、小さいアノード電極の周囲をカソード電極が取り囲む構造になっているのでカソード付近の電場が弱くなっており、放電しにくい。仮に放電しても一つのピクセルが使用できなくなるだけでストリップ全体に影響を与えることはない。このように、μ-PIC は安定性に優れ、MSGC に代わる検出器として期待できる。

これまで、MSGC は結晶解析など 2 次元の画像を得ることを主眼として開発されてきたが、最近は、MSGC を TPC として用いて荷電粒子の飛跡を 3 次元的に再構成する研究が進められている。実際に、10cm $\times$ 10cm $\times$ 8.5cm のドリフトスペースを持つ MSGC をで α 粒子の飛跡を検出することに成功している。このように、MSGC または μ-PIC を飛跡検出器 (Micro TPC) として用いることにより、1MeV 程度のエネルギーの γ 線のコンプトン散乱による反跳電子の飛跡を観測することも可能である。この反跳電子の方向とエネルギー、更にシンチレーターなどの γ 線検出器を併用して散乱された γ 線の方向とエネルギーを測定すると、元の γ 線の到来方向を画像的に再構成できる。この方法の最大の特徴は、一つのコンプトン散乱のイベントから γ 線の入射方向が完全にわかるということ、また、コリメーターで視野を絞り込む必要がないので広い視野が得られるということである。MeV 領域の γ 線は観測が困難で、これまでイメージングは不可能であったが、この Micro TPC を用いた検出器ならばこれが可能になり、この領域に新しい観測の窓を開けることになる。

MeV 領域の γ 線のイメージングが実現すれば、様々な用途に活用できる。例えば宇宙物理学の分野では、超新星残骸 (Super Nova Remnant : SNR) からの核 γ 線を観測することによって重元素合成の現場や元素の宇宙拡散などの情報が得られるほか、宇宙における突発的な γ 線放射源である γ 線バーストの探索にも有効である。また、医学においても Positron Emission Tomography (PET) 等の診断法に応用できる。この他には、放射性物質による汚染のモニター等、物理学以外にも多くの画期的な応用が開ける。

本論文では、この新しい γ 線検出器の期待される性能について放射線のシミュレーショ

ンプログラムとして広く使われている EGS4 (Electron Gamma Shower version 4) を用いた評価を中心に述べる。始めに、第 2 章で、X 線と γ 線の相互作用と、一般的な高エネルギー光子検出器の原理について説明する。次に、第 3 章では、この検出器の基礎である位置検知型のガス検出器の基本的な動作原理について述べ、第 4 章で MSGC の原理と特徴、更に次世代の微細構造検出器である μ-PIC の特徴とその基礎特性試験について述べる。

コンプトン効果による反跳電子の飛跡を利用した γ 線の検出は、従来用いられていなかった方法なので、これまで解析法がなかった。第 5 章で、反跳電子の飛跡を用いた γ 線の新しい再構成法を確立する。

第 6 章では、検出器の角度分解能など、予想される性能についてコンピューターシミュレーションを行った結果について議論し、第 7 章で全体のまとめと今後の開発に向けての展望を述べる。

この新しい γ 線到来方向検出器の実現によって γ 線天文学をはじめとする様々な分野で画期的な成果が揚がることを確信している。

第2章　X線、γ線の相互作用とイメージング

本論文の主題であるγ線検出器の開発について述べる前に、物理的基礎としてγ線と検出原理について説明する。

2.1　荷電粒子、X線及びγ線の検出

物質中を荷電粒子が通過するとき、周囲の物質との間にクーロン力が働き、その粒子はエネルギーを失う。エネルギー損失の過程としては、主として周囲の物質の電離、遷移輻射、チェレンコフ放射の三通りが考えられるが、ここでは電離によるエネルギー損失が最も重要なのでこれについて述べる。

荷電粒子が気体を電離させる場合、そのエネルギー損失は次の式で与えられる。

$$\frac{dE}{dX} = -K\frac{Z}{A}\frac{\rho}{\beta^2}\Big\{\ln\frac{2m_e c^2\beta^2 E_M}{I_0^2(1-\beta^2)} - 2\beta^2 - 2\delta^2\Big\}, K = \frac{2\pi N z^2 e^4}{mc^2} \tag{2.1}$$

これは、Bethe - Bloch の式として知られている。ここで、Z は気体原子の原子番号、A は気体原子の質量数、ρ は気体の密度、β は荷電粒子の速度、m_e、e は電子の質量及び電荷、I_0 は有効イオン化ポテンシャル、δ は密度効果による補正項、N はアボガドロ数、z は荷電粒子の電荷である。また、E_M は相互作用の相対論的なエネルギー移行の最大値を表し、

$$E_M = \frac{2mc^2\beta^2}{1-\beta^2} \tag{2.2}$$

となる。図 2.1 に (2.1) 式で計算した様々な粒子の単位長さあたりのエネルギー損失を示す。このエネルギー損失により、荷電粒子の経路に沿ってイオンと電子の雲が発生する。ガス検出器では、主に不活性ガスの電離によって生じた電子とイオンを電場によってドリフトさせ、電極に到着した電子を電気的な信号として検出する。一つの気体原子を電離するのに要する平均のエネルギーは W 値と呼ばれ、W_i で表される。荷電粒子が物質中でエネルギー ΔE を失ったとき、生じるイオン (電子) の数 n_i は、

$$n_i = \frac{\Delta E}{W_i} \tag{2.3}$$

となる。W 値は、気体の種類によって異なるが、普通は 20eV から 40eV である。表 2.1 によく用いられるガスの特性を示す。

X 線や γ 線のような電磁波は電荷を持たないため、クーロン力によって周囲の物質を電離しない。しかし、光電効果、コンプトン効果、電子対生成のいずれかの相互作用によっ

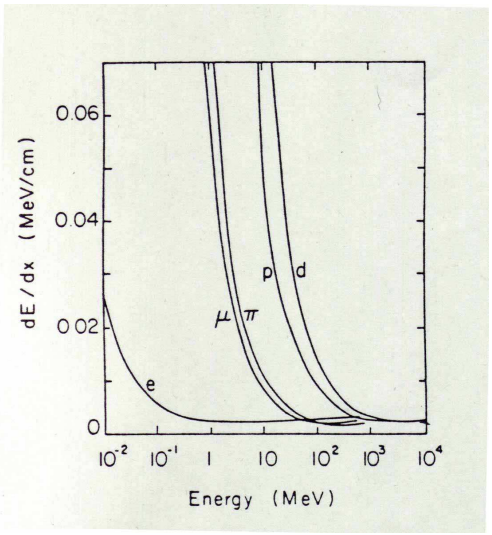


図 2.1: Bethe - Bloch の式から計算した様々な粒子のエネルギー損失 [9]。

ガス	Z	A	ρ[g/cm^3]	I_0[eV]	W_i[eV]
He	2	4.003	0.165×10^{-3}	24.59	42.3
Ne	10	20.18	0.838×10^{-3}	21.56	36.4
Ar	18	39.95	1.662×10^{-3}	15.76	26.3
Kr	36	83.8	3.478×10^{-3}	14.00	24.05
Xe	54	131.3	5.485×10^{-3}	12.13	21.9
C_2H_6	18	30.07	1.250×10^{-3}	11.50	24.38

表 2.1: ガス検出器に用いられるガスの特性 [10]。

て電子を遊離するので、X 線、γ 線も物質の電離を利用した検出器で観測できる。これらの相互作用の起こる確率は、入射光子のエネルギーに依存する。図 2.2 に例として鉛における光子の吸収係数を挙げる。光子と物質の相互作用については、 2.2 節で詳しく述べる。

2.2 γ 線の相互作用

γ 線は電荷を持たない粒子 (光子) であるので、荷電粒子のように物質を直接電離できない。しかし、物質と相互作用することによって電子または陽電子を放出する。これらが周囲の物質を電離するので、γ 線を検出できる。γ 線と物質の相互作用には、光電効果、コンプトン (Compton) 効果、電子対生成の三種類がある。

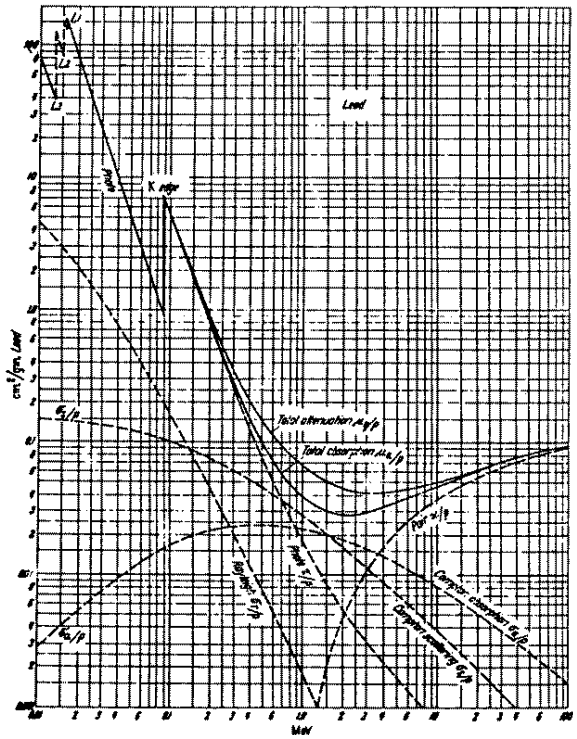


図 2.2: 鉛における光子の吸収断面積。横軸はエネルギー [MeV]、縦軸は吸収断面積 [cm^2/g] を表す [9]。

光電効果　エネルギーが $\hbar\omega \lesssim 100\mathrm{keV}$ 程度の低いエネルギーの γ 線と物質との相互作用は、光電効果 (光電吸収) が支配的となる。光電効果は、γ 線光子が物質中の電子に全エネルギーを与え、その結果物質から電子が弾き飛ばされる現象である。弾き飛ばされる電子 (反跳電子) の運動エネルギー E_e は、次の式で表される。

$$E_e = \hbar\omega - E_b \tag{2.4}$$

ここで、$\hbar$ はプランク定数、ω は入射 γ 線の振動数、E_b は原子の束縛エネルギーであるが、普通は E_b はほとんど無視できる。γ 線が K 殻の電子を光電効果によって弾き飛ばす反応の断面積は、

$$\sigma_k = 4\sqrt{2}\sigma_t\alpha^4 Z^5\Big(\frac{m_e c^2}{\hbar\omega}\Big) \tag{2.5}$$

となる。ここで、Z は原子番号、σ_t はトムソン断面積で、$\sigma_t = \frac{8}{3}\pi {r_e}^2 (r_e$ は古典電子半径) で表され、α は微細構造定数で $\alpha = e^2/4\pi\varepsilon_0\hbar c \approx 1/137$ である。この式からわかるように、光電効果の断面積は入射光子のエネルギーの $7/2$ 乗に反比例して急速に減少する。

今、i 番目の殻にある電子が光電効果によって弾き飛ばされた場合を考える。すると、この準位は空になるので、より高いエネルギー準位 E_j にある電子が i 番目の殻に遷移する。このとき、エネルギーが $E_j - E_i$ の蛍光を発する (蛍光 X 線)。蛍光 X 線は、光電吸収の

断面積が大きく、その多くは再び物質内で光電効果によって吸収される。また、内部転換によって、蛍光 X 線ではなく E_i よりわずかに低いエネルギーの電子が放出されることがある。これをオージェ効果 (Auger effect) といい、放出される電子をオージェ電子という。

コンプトン効果　コンプトン効果 (コンプトン散乱) は、γ 線光子と自由電子の弾性散乱である。γ 線のエネルギーが電子の束縛エネルギーよりはるかに大きく、原子に結合した電子を自由電子と見なせるエネルギーにおいて主要な相互作用となる。エネルギー E_γ の γ 線がコンプトン散乱を起こすとき、そのエネルギーの一部を電子に与えて弾き飛ばし、自身はエネルギーの一部を失って散乱される。γ 線が散乱される方向を θ とすると、散乱された γ 線のエネルギー $E_{\gamma'}$ は、

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)} \tag{2.6}$$

となる。γ 線が後方に散乱されるとき、反跳電子のエネルギーは最大となり、このときのエネルギーをコンプトン端 (Compton edge) という。

コンプトン効果の全断面積は、物質の原子番号 Z に比例する。また、電子 1 個による全断面積のエネルギー依存性は Klein と仁科によって計算されており、

$$\sigma_{kn} = 2\pi {r_e}^2 \Big[\Big(\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^2} \Big) \Big\{ \frac{2(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon}\ln(1+2\varepsilon) \Big\} + \frac{1}{2\varepsilon}\ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2} \Big] \tag{2.7}$$

で与えられ (Klein-仁科の公式)、エネルギーの増加とともに緩やかに減少する。ここで、$\varepsilon = E_\gamma / m_e c^2$ である。この断面積は、低エネルギーの極限 $\varepsilon \ll 1$ においてトムソン断面積と一致する。散乱の角度分布は Klein-仁科の微分公式で与えられ、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2}{r_e}^2 \Big(\frac{1}{1+\varepsilon(1-\cos\theta)} \Big)^3 [-\varepsilon\cos^3\theta + (\varepsilon^2+\varepsilon+1)(1+\cos^2\theta) - \varepsilon(2\varepsilon+1)\cos\theta] \tag{2.8}$$

となる。これは、前方にピークを持つ非対称分布となる (図 2.3)。

電子対生成　γ 線のエネルギーが電子の静止質量の 2 倍 (1.022MeV) より大きくなると、電子対生成が起こり始める。これは、γ 線によって原子核の周囲の電場から電子と陽電子が対になって生成される現象である。真空中では、運動量保存を破るためこの現象は起こらない。放出される電子 · 陽電子の運動エネルギー E_{e^-}, E_{e^+} の和は、

$$E_{e^-} + E_{e^+} = E_\gamma - 2m_e c^2 \tag{2.9}$$

となる。電子対生成の起こる確率は、原子番号の 2 乗に比例する。

電子対生成によって生じた陽電子は、周囲の電子と衝突して消滅する (対消滅)。このとき、エネルギーが 0.511MeV の 2 個の γ 線が互いに反対方向に放出される。

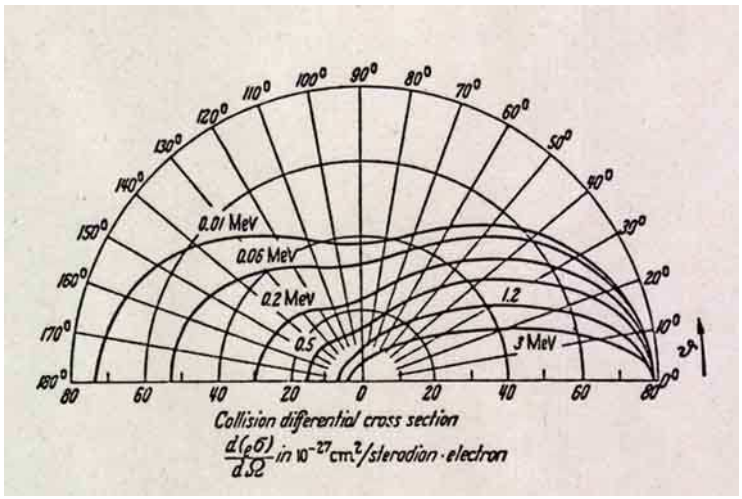


図 2.3: コンプトン散乱の角度分布 [9]。γ 線のエネルギーが大きくなる程前方に散乱されていることがわかる。

上に挙げた各相互作用の起こる確率は、それぞれ別のエネルギー依存性を持つ。光電効果の断面積はエネルギーの増加とともに急速に減少するが、コンプトン効果の断面積は緩やかに減少する。そのため、$E_\gamma \gtrsim 100\mathrm{keV}$ の領域では全ての反応に対する光電効果の寄与は無視できる程小さくなり、コンプトン効果が支配的になる。エネルギーが $1.022\mathrm{MeV}$ より高い領域では、電子対生成が起こり始め、この断面積はエネルギーとともに増加する。従って、$E_\gamma \gtrsim 10\mathrm{MeV}$ では電子対生成が最も重要な相互作用となる。

2.3　宇宙における MeV 領域の γ 線観測

天文学 · 宇宙物理学において、MeV 領域の γ 線の観測は、X 線や GeV 領域 γ 線などほかのエネルギー領域と比べて遅れている。光学のようなイメージング観測には、個々の光子の到来方向を求める必要がある。X 線の場合は特殊な鏡で集光させることができるので、望遠鏡のようなイメージングが可能である。また、この領域では、光子の透過能力が比較的小さいので、コリメーターによって容易に視野の外からのバックグラウンドを除くことができる。10MeV 以上の高エネルギーの領域では、電子対生成を利用することができる。この過程で生じる電子 · 陽電子は、入射 γ 線の方向に放出されるので、この領域ではこれを用いて γ 線の到来方向を求められる。これに対して、1MeV 程度の領域の γ 線をコリメーターを用いて観測すると、視野の外からの γ 線がコリメーター内で相互作用 (コンプトン散乱) を起こし、これによる γ 線が大きなバックグラウンドとなる。最近は、 5.2 節で述べるように二つのシンチレーターを用いた二重コンプトン法が開発されているが、これにも問題が残されている。このように、MeV 領域の γ 線の観測が遅れていたのは、その観測の困難さによるところが大きい。

崩壊系列	平均寿命 [年]	E_γ [MeV]
$^{56}\mathrm{Ni} \rightarrow {}^{56}\mathrm{Co} \rightarrow {}^{56}\mathrm{Fe}$	0.31	0.847, 1.238
$^{57}\mathrm{Co} \rightarrow {}^{57}\mathrm{Fe}$	1.1	0.122, 0.014
$^{22}\mathrm{Na} \rightarrow {}^{22}\mathrm{Ne}$	3.8	1.275
$^{44}\mathrm{Ti} \rightarrow {}^{44}\mathrm{Sc} \rightarrow {}^{44}\mathrm{Ca}$	68	1.156, 0.078, 0.068
$^{60}\mathrm{Fe} \rightarrow {}^{60}\mathrm{Co} \rightarrow {}^{60}\mathrm{Ni}$	4.3×10^5	1.332, 1.173, 0.059
$^{26}\mathrm{Al} \rightarrow {}^{26}\mathrm{Mg}$	1.1×10^6	1.809

表 2.2: 超新星爆発で生じる主なライン γ 線源の崩壊系列 [11]。

MeV 領域の γ 線は、図 2.2 からもわかるように、相互作用の確率が最も小さい領域である。そのため、遠方の γ 線源も観測できる。宇宙におけるこの領域の γ 線源としては、次の各種が考えられる。これらはいずれも宇宙の高エネルギー現象と深い関係があり、宇宙 γ 線を観測することによってこのような現象を直接見ることができる。

超新星残骸中の放射性核種の崩壊　励起した原子核からのライン γ 線は、この領域の γ 線として典型的なものである。超新星爆発が起こると、重い元素の合成が爆発的に進む。このときに生じる原子核には、当然放射性核種が含まれる。従って、超新星残骸 (Super Nova Remnant : SNR) を観測すると放射性核種からの MeV 領域の γ 線が見られるはずである。表 2.2 に超新星爆発のときに生じる主なライン γ 線源となる元素を示す。SNR からの短寿命の核種によるライン γ 線を観測するということは、重元素合成の現場を直接観測するということを意味する。また、超新星爆発で生じた放射性核種のうち寿命の長いものは、安定な核になるまでに周囲の星間物質と十分に混ざり合う。そのため、このような γ 線源は、元素の宇宙への拡散過程を知るためのトレーサーとして利用できる。さらに、近傍の銀河 (M31、大マゼラン雲など) からの核 γ 線の総量を測定すると、重元素生成率など星形成に関する重要な情報が得られる。

電子 · 陽電子対消滅　ほとんど静止した電子と陽電子が衝突すると、両方とも消滅して互いに逆の方向に二つの γ 線光子が放出される。この γ 線のエネルギーは、電子の静止質量に等しく 0.511MeV である。電子または陽電子が運動している場合は、γ 線は連続スペクトルとなり、放出方向は相対論の効果によって互いに逆にはならない (電子 · 陽電子の重心系で見れば互いに逆の方向になる)。陽電子の源として考えられるのは、原子核の β^+ 崩壊、π^+ の崩壊の他に、ブラックホールや中性子星の周囲の降着円盤などで見られる電子 · 陽電子プラズマがある。

γ 線バースト　γ 線バースト (Gamma-Ray Burst : GRB) は、何もない空のある一点に突然数秒から数十秒の間約 100keV から数 MeV のエネルギーの γ 線で光る天体が現れる現

象である。この現象の正体は、まだよくわかっていない。

この他に考えられる γ 線源として、Hawking が予言した原始ブラックホールの蒸発 [12] によるものがある。ブラックホールは、Hawking radiation によってその質量を失い、

$$\tau \approx 10^{10}\mathrm{yr}\Big(\frac{M}{10^{15}\mathrm{g}}\Big) \tag{2.10}$$

程度の寿命を持つ [13]。宇宙初期に形成したと考えられる原始ブラックホールは、その質量が 10^{15}g 程度であれば現在も生き残っており、定常的に MeV 領域の γ 線を放射する。また、原始ブラックホールから陽電子が発生することも考えられている [14]。これは、先に挙げた 0.511MeV の γ 線の源となり得る。

2.4　医療分野における γ 線検出器

医療における γ 線の利用法として最も代表的なものは、γ 線源を体内に注入して、体内での γ 線源の場所を観測するトレーサーとしての利用である。そのためには、体内からの $0.1 \sim 1$MeV の γ 線を視覚的に検出することが不可欠である。このための検出器としては、NaI のようなシンチレーターとコリメーターを組み合わせた図 2.4 のような検出器である。この検出器に入射した γ 線の位置の分布を求めることによってもとの γ 線源の 2 次元的な分布がわかる。また、陽電子を利用した検出器もある。陽電子は、物質中で数 mm 進んだ後に電子と衝突し、互いに反対方向に 0.511MeV の γ 線を放出する。これらを二つの検出器で捕えると、二つの γ 線の検出位置を結んだ線上に γ 線源があるということがわかる。さらにいくつかのイベントが得られれば、陽電子源の分布を 3 次元的に観測することができる。この検出器は、Positron Emission Tomography (PET) と呼ばれる。その概念図を図 2.5 に示す。

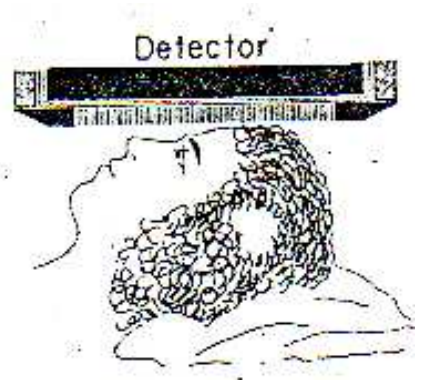


図 2.4: コリメーターを用いた γ 線イメージング検出器 [15]。

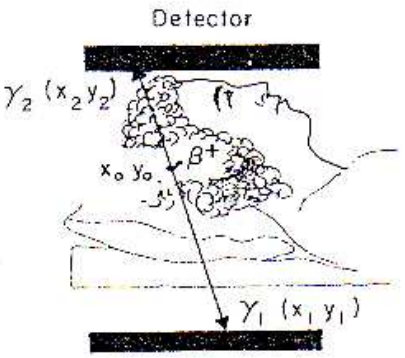


図 2.5:　陽電子消滅 γ 線を利用した装置 [15]。

第3章　ガス検出器

この検出器の基礎となるのは、ガスの電離を利用した粒子線検出器 (ガス検出器) である。ここでは、ガス検出器の基本的な動作原理といくつかの代表的な検出器について説明する。

3.1　ガス中での電子とイオンの振舞い

荷電粒子によってガス中に遊離した電子とイオンは、始めは荷電粒子の飛跡に沿って集まっているが、やがて熱運動によって拡散する。また、これに一定の強さの電場を印加すると電場にそって一定の速度で運動 (ドリフト) する。この拡散やドリフトは、検出器の性能を決める重要な性質である。

3.1.1　電子とイオンの拡散

時刻 $t = 0$ において原点 $(0, 0, 0)$ に局在している電子 (イオン) は、ガスの分子との多重散乱によって拡散する。時刻 t において原点から $x + dx$ での電子 (イオン) 数 dN は、ガウス分布に従う。

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\Big(-\frac{x^2}{4Dt}\Big)\, dx \tag{3.1}$$

ここで、D は拡散係数を表す。1 座標方向に対する拡散の標準偏差は、$\sigma_x = \sqrt{2Dt}$ となる。イオンの拡散係数はガスによって異なる。数種類のガスにおけるイオンの拡散係数 D^+ を平均自由行程 λ、熱運動の平均速度 u 及び移動度 μ^+(後述) を表 3.1 に示す。これに対して、電子の拡散係数は検出器の位置分解能を決める重要な量であるが、その値は印加する電場だけでなく検出に用いるガスの種類や組成にも依存し、イオンの場合のような一定の値を持たない [16]。荷電粒子の飛跡を高精度で求めるには、可能な限り拡散係数が小さい条件にする必要がある。

3.1.2　ドリフト

ガス中に生じた電子 · イオン対に電場をかけると、速度 w でドリフトする。この速度 w は、ドリフト速度と呼ばれる。イオンのドリフト速度 w^+ は電場 E をガスの圧力 P で割った値に比例する。比例定数は移動度 (mobility) と呼ばれ、μ^+ で表す。移動度 μ^+ は次のよ

ガス	$\lambda[10^{-5}\mathrm{cm}]$	$u[10^5\mathrm{cm/s}]$	$D^+[\mathrm{cm}^2/\mathrm{s}]$	$\mu^+[\mathrm{cm}^2/\mathrm{s\,V}]$
H_2	1.8	2	0.34	13.0
He	2.8	1.4	0.26	10.2
Ar	1.0	4.4	0.04	1.7
H_2O	1.0	7.1	0.02	0.7

表 3.1: 主なガスの標準状態における平均自由行程 λ、イオンの平均速度 u、拡散係数 D^+、及び移動度 μ^+ [9]。

うに定義される。

$$\mu^+ = \frac{w^+}{E}\frac{P}{P_0} \tag{3.2}$$

ここで、P_0 は標準圧力 ($P_0 = 760\mathrm{Torr}$) である。

電子のドリフトは、イオンのようにガスによって一定の移動度がなく、複雑である。電場 E のもとでの電子のドリフト速度 w^- は、衝突の平均時間間隔を τ とすると、次のように書ける。

$$w^- = \frac{eE}{m_e}\tau \tag{3.3}$$

衝突の間隔 τ は E/P に依存するので、結果としてドリフト速度 w^- は E/P に依存する。また、同じ電場中でもガスの種類や混合比が少し変わると w^- は大きく変化する。電子のドリフト · 拡散の電場依存やガスの組成依存については、Peisert らによって詳しく調べられている [16]。

3.2　ガス増幅

ガス検出器は。入射粒子によってガス中に生じた電子を電極に集めることによって粒子を検出する。電離箱 (イオンチェンバー) ではガス中に生じた電子をそのまま集めるが、多くのガス検出器ではガスの中で電子数を増やして信号を大きくしてから電極で集める。これによって電気的なノイズと信号の分離が容易になる。

ガス増幅を利用した検出器のうち、代表的なものに比例計数管がある。ここでは、比例計数管を例にとってガス増幅のしくみについて述べる。比例計数管は、筒状の陰極 (カソード) の中心軸に直径数十 μm ～数百 μm の陽極 (アノード) 線を張ったもので、陰極管の中はアルゴンなどのガスで満たされている (図 3.1)。

陽極線、陰極管の半径をそれぞれ r_a, r_c とし、陽極に V_0 の電圧をかけ、陰極を接地 ($V = 0$) した場合を考える。このとき、計数管の中心から距離 r における電場の強さ $E(r)$ 及び電圧の大きさ $V(u)$ はそれぞれ、

$$E(r) = \frac{V_0}{\ln(r_c/r_a)}\frac{1}{r} \tag{3.4}$$

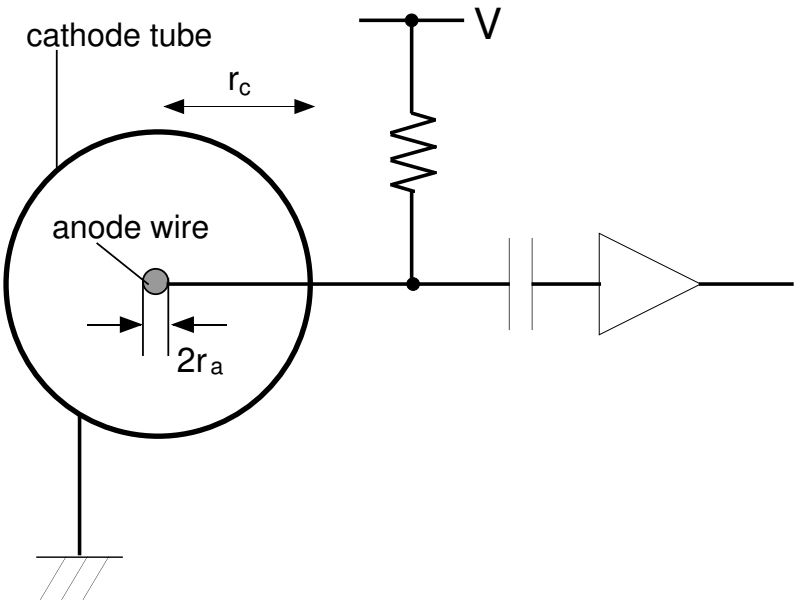


図 3.1: 比例計数管の原理図

$$V(r) = \frac{V_0}{\ln(r_a/r_c)} \ln \frac{r}{r_c} \tag{3.5}$$

となる。この式からわかるように、r が小さいところ、即ち計数管の中心付近は電場が非常に強くなっている。電離によって生じた電子は、この強い電場によって加速され、エネルギーを得る。電子が $r = r_1$ から $r = r_2$ の間に電場から得るエネルギー ΔT_{kin} は、次のように与えられる。

$$\Delta T_{kin} = -e(V(r_2) - V(r_1)) = eV_0 \frac{(\ln r_2/r_1)}{(\ln r_c/r_a)} \tag{3.6}$$

このエネルギーがガスのイオン化ポテンシャルより大きいと、二次的な電離が起こる。更にその電子が他の原子をイオン化するので、連鎖的に電子が発生する。この反応を雪崩増幅といい、電子が陰極線に達するまで続く。はじめに n_i 個だった電子が最終的に n 個に増えたとき、増幅率 $(\mathrm{gas\ gain})$ は $M = n/n_i$ である。陽極 · 陰極間に適切な電圧を印加すると、増幅率ははじめに生じた電子数によらず一定となる。また、(2.3) 式からはじめの電子数は荷電粒子が失ったエネルギーに比例する。このような電圧の領域は、比例領域と呼ばれる。

印加電圧を高くすると増幅率は増すが、高電圧では次のような現象が起こるため、得られる増幅率は、$10^3 \sim 10^4$ 程度となる。イオン化したガスは、電子を捕獲して定常状態に戻るときに紫外領域の光子を放出する (アルゴンの場合は、$11.6\mathrm{eV}$)。この光子が計数管内面などに当たると光電効果によって電子を放出し、この電子が再び電場によって加速されて元の電子雪崩とは無関係の場所で雪崩増幅を起こす。元の電子 1 個から発生する二次的な光電子の数が 1 を越えるとこの反応は無限に続き、出力信号は一次電離で生じた電子数

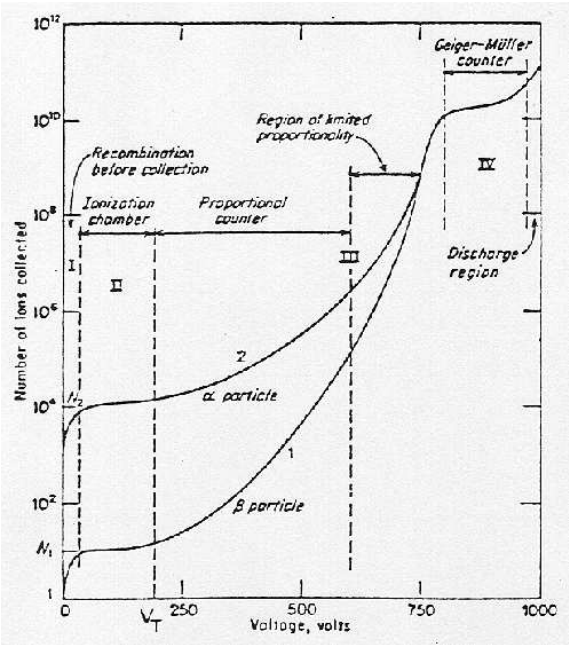


図 3.2: ガス検出器で収集されるイオン対と印加電圧の関係 [9]。I:再結合領域。II:電離箱領域。III:比例領域。IV:ガイガー · ミュラー領域。

に比例しない。このような動作領域をガイガー · ミュラー領域と呼び、GM 計数管 (ガイガー · ミュラー計数管) はこの領域で用いられる。図 3.2 にガス検出器の動作領域を示す。二次的な光電子による雪崩の連鎖を防ぐためには、メタンやエタンなど紫外領域の光子を吸収するガスを混合する。例えばメタンは 7.9 $\sim$ 14.5eV の光を吸収し、分子の振動や回転のエネルギーとなる。このような有機ガスをクエンチャーという。特に、アルゴンとメタンを体積比 9 : 1 で混合したものは PR ガスと呼ばれ、広く用いられている。希ガスにクエンチャーを混合することによって 10^6 程度の増幅率が得られる。

3.3　位置検知型ガス検出器

3.3.1　多線式比例計数管 (MultiWire Proportional Chamber)

多数の比例計数管のような検出器を平行に配置すると、粒子が入射した時間とその粒子が検出器内に落としたエネルギーの他に粒子が入射した位置も測定できる。多線式比例計数管 (MultiWire Proportional Chamber : MWPC) は、この原理に基づいて 1967 年から 1968 年にかけて Charpak らによって開発された [17]。MWPC は、構造が単純で大面積のものが作りやすく、加速器実験や宇宙線測定、X 線回折実験などに広く用いられている。多くの位置検出器は、この MWPC を基礎としている。

MWPC は、図 3.3 に示すように、2 枚の平行板をカソードとし、その間に多数のアノー

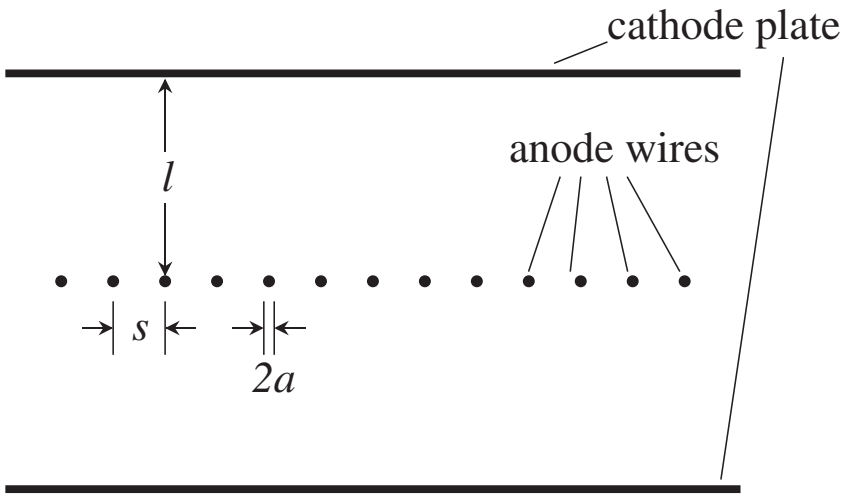


図 3.3: MWPC の原理図

ドワイヤーを平行に張った構造になっており、それぞれのアノードワイヤーは独立した比例計数管として動作する。入射した粒子によって遊離された電子群は、図 3.4 に沿ってドリフトし、中央付近の強い電場で増幅されて信号線に集められる。電子が到達したワイヤーの位置から粒子の入射位置を一次元的に求められる。電子雪崩によって電子と共に生じた陽イオンは、電子とは逆の方向にドリフトし、カソードに到達する。このときカソードに誘起される電荷を読み出すこともできる。これを利用すると、2 次元の読み出しも可能になる。カソードプレートの代わりにアノードと垂直なストリップ状の電極を配置し、それぞれのカソードストリップに誘起された電荷を読み出して各々の重心をとる。このカソードからの信号とアノードからの信号により、粒子の入射位置が 2 次元的に決定できる。

検出器の位置分解能は、アノードワイヤーの間隔によって決まる。粒子がワイヤーに垂直に入射した場合、位置分解能を σ_x とし、箱型の出力分布を仮定すると一般に $\sigma_x = \frac{s}{\sqrt{12}}$ となる。ここで、s はワイヤーの間隔である。位置分解能を向上させるには、ワイヤーの間隔を狭くすれば良いが、間隔が狭くなるとワイヤー同士の静電気力による反発が強くなり、力学的に不安定となって図 3.4 中央に示したように電場が歪む。静電気力に抗するために必要なワイヤーの張力 T は、

$$T > \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\Big(\frac{CVl}{s}\Big)^2 \tag{3.7}$$

である必要がある。ここで C はワイヤーの単位長さあたりの静電容量、V は印加電圧、l はワイヤーの長さである。太いワイヤーを用いると、強い力でワイヤーを張り、間隔を狭くできるが、径をあまり太くするとガス増幅のための強い電場が得られない。そのため、十分な電場が得られ、かつワイヤーが歪まないようにするには適切なワイヤーの径と間隔を決める必要がある。普通はワイヤーの直径が間隔の 1% 程度になるように選ぶ。例えば、用いるワイヤーの径が 20μm の場合は間隔は 2mm にする。

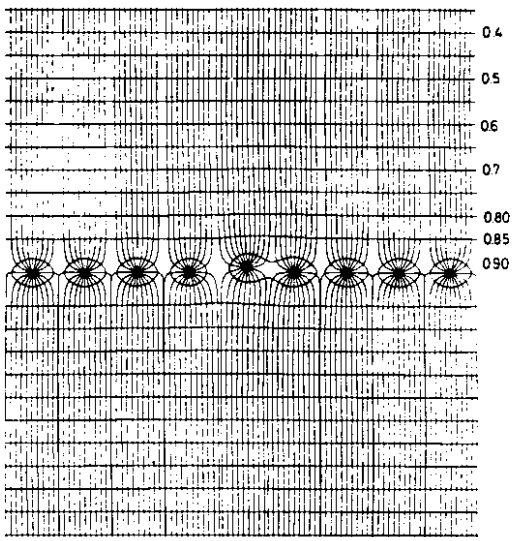


図 3.4: MWPC の電場構造 [9]。信号線の位置が少しずれている場合の影響も示されている。

アノードで電子雪崩が発生した直後、その付近には陽イオンが集まっている。このとき粒子が入射してもガス増幅されず、粒子は検出されない。従って、単位時間 · 単位面積あたりの入射粒子許容量はアノード付近で発生した陽イオンがカソードまでドリフトする時間によって決まる。例えば検出用ガスとしてアルゴンを用いた場合、イオンの移動度は $\mu^+ = 1.7\mathrm{cm}^2/\mathrm{sec\,V}$ である。この MWPC のアノード-カソード間に $5000\mathrm{V}$ の電圧を印加すると、イオンのドリフト速度は $w^+ = 8500\mathrm{cm/sec}$ となる。アノード-カソード間の距離が $l = 1\mathrm{cm}$ のとき、ドリフトに要する時間は $118\mu\mathrm{sec}$ となるので、入射許容量はおよそ $10^4\mathrm{count/sec\,mm}^2$ となる。

3.3.2　ドリフトチェンバー

電子のドリフトは、陽イオンの場合と比べると複雑だが、電場やガス等の条件が変わらない限りは一定の速度でドリフトする。ドリフトチェンバーは、荷電粒子の通過に伴って生じた電子がアノードへドリフトするのに要する時間を測定することで粒子の入射位置を決定する検出器である。検出器の構造は、図 3.6 に示すように、電子を集めるアノードワイヤーと電子をドリフトさせるために一定の電場を与えるフィールドワイヤー (ポテンシャルワイヤー)、粒子の入射時刻を決定するための検出器 (シンチレーションカウンター) からなる。

時刻 t_0 に入射した荷電粒子は、ガス層を横切る点に電子雲を残す。この電子雲はフィールドワイヤーが作る電場内をドリフトし、時刻 t_1 にアノードに到達する。この時間差 $t_1 - t_0$ と電子のドリフト速度 w^- から粒子の入射位置を数十 $\mu\mathrm{m}$ の精度で決定する。ドリフトチェ

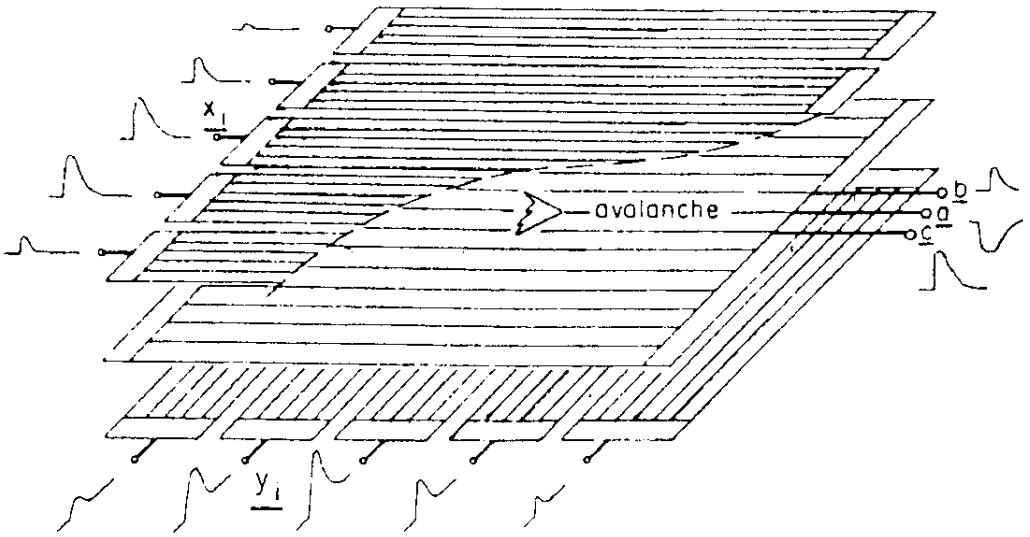


図 3.5: MWPC のアノードワイヤーに垂直な方向に分割したカソードパッドを用いることによって陽イオンによる信号を読み出し、2 次元のイメージングができる [18]。

ンバーの位置分解能は、ドリフト中の電子の拡散や、読み出し回路の時間分解能等の影響を受ける。また、大型のドリフトチェンバーの場合、ワイヤーがたわんで電場が不均一になることがあり、これも位置分解能に影響する。

ドリフトチェンバーは、電子がドリフトしている間は、次のイベントを観測することはできない。そのため、粒子の入射許容量は $10^2\mathrm{count/sec\,mm^2}$ 程度に制限される。また、X 線に関してはチェンバー内で相互作用 (光電吸収) を起こし、シンチレーターまで到達しないので原理的に測定不可能である。

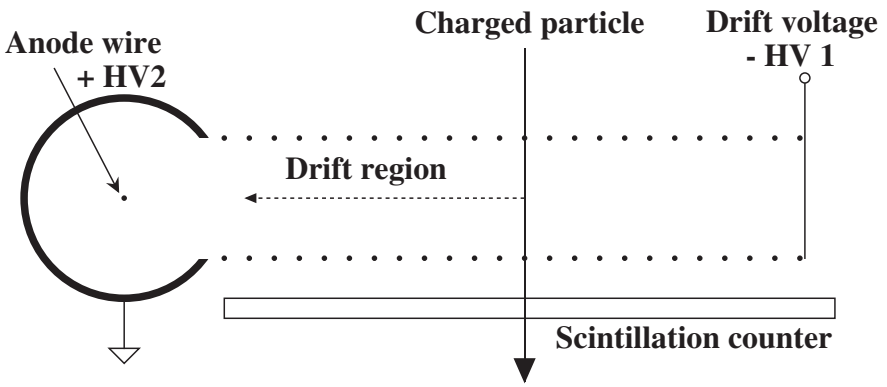


図 3.6: シングルセル型ドリフトチェンバーの原理図

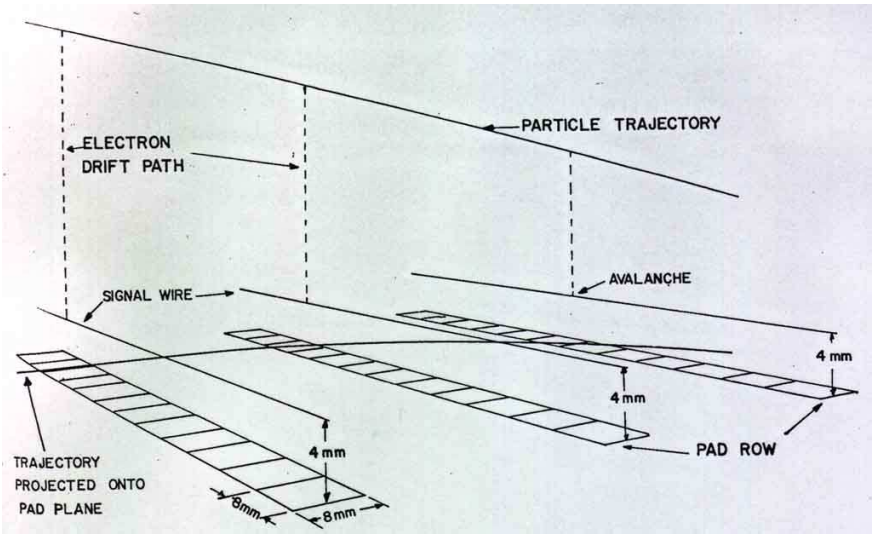


図 3.7: TPC の原理図 [19]。

3.3.3　タイムプロジェクションチェンバー

この節の最後に、本論文の主題である γ 線到来方向検出器の基礎となるタイムプロジェクションチェンバー (Time Projection Chamber : TPC) について述べる。

上で述べた位置検出器は、粒子が平面を横切ったとき、その飛跡と平面の交わる “点” を検出するものである。これに対して、TPC は荷電粒子の飛跡を空間的に再構成する検出器である。TPC は、電離によって電子雲を発生させ、それを一定の電場でドリフトさせるガス層と雪崩増幅によって信号を検出する部分からなる。即ち、MWPC とドリフトチェンバーを組み合わせたような構造をしている。荷電粒子がガス層を通過するとき、その飛跡に沿った電子雲が残る。この電子雲は飛跡の形を保ったままドリフトされ、検出部に飛跡が投影される。また、アノードに電子が到達した時間は、電子がドリフトした距離の情報を持っている。これらの情報から荷電粒子の飛跡を 3 次元的に再構成できる。図 3.7 に TPC による飛跡測定の原理図を示す。この図の TPC では、セグメント化されたカソードを用いて投影された飛跡を 2 次元的に読み出せる構造になっている。

加速器実験では、衝突点周囲に発生した粒子の飛跡の精密測定用の検出器として大型の TPC が用いられる。このような場合、ドリフトの距離が数メートルに及ぶ。ドリフトの距離が長いと拡散による位置分解能の低下が懸念されるが、ドリフト電場と平行に磁場をかけることによって電子の拡散を最小限に抑えられる。これは、電離によって生じた電子は磁力線の周りを螺旋運動するので磁場に垂直な方向への拡散が小さくなるためである。電場と平行に強さ B の磁場がかけられているとき、磁場 (電場) と垂直な方向への拡散係数は、$1/(1+\omega^2\tau^2)$ 倍となる。ここで $\omega = eB/m$ は電子のサイクロトロン周波数、τ は衝突の平均間隔である。例えば、アルゴン 80% 、エタン 20% (体積比) の混合ガスの場合、

$E/P = 0.15\mathrm{V/cm \cdot Torr}$ の条件のもとで磁場がない場合は拡散 (RMS) が約 $1800\mu\mathrm{m}$ になるのに対して、$5\mathrm{kG}$ の磁場があると約 $600\mu\mathrm{m}$ となる [16]。

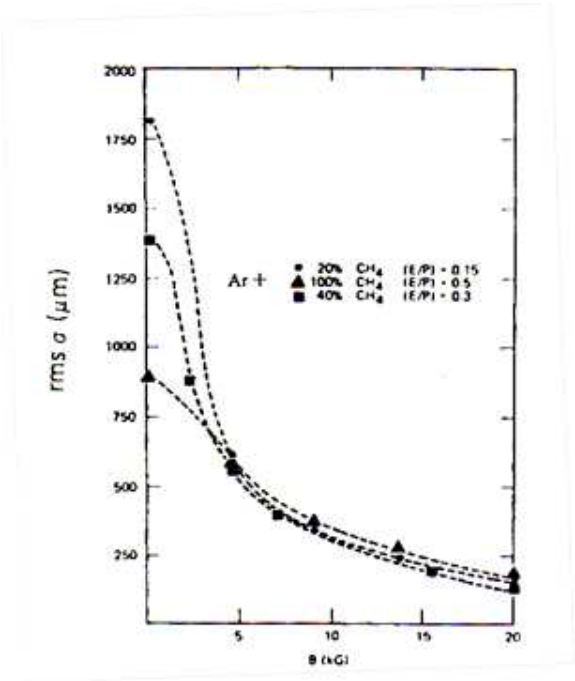


図 3.8: 磁場の中での電子の拡散。横軸は磁場の強さ [kG]、縦軸は RMS で表した拡散 [μm] を表す [16]。

第4章　MicroStrip Gas Chamber と Micro Pixel Chamber

この章では、我々の研究室で開発している MicroStrip Gas Chamber と、最近開発が進み MSGC に替わる検出器として期待されている Micro Pixel Chamber の原理と特徴、また、両者の違い等について述べる。

4.1　MicroStrip Gas Chamber (MSGC)

4.1.1　MSGC の原理と特徴

MicroStrip Gas Chamber (MSGC) は、1988 年に Oed らが考案した検出器である [2]。MSGC は、原理的には MWPC と同様のガス増幅を利用した位置検出器であるが、ワイヤーの代わりにリソグラフィー技術によって絶縁体の基盤上にストリップ状の基盤を形成してある。MWPC では、静電気力による反発のため、ワイヤーの間隔を 0.5mm より狭くすることはできなかったが、MSGC では電極を固定してあるので電極の間隔を 100μm のオーダーまで狭くすることができ、それによって MWPC を大幅に上回る位置分解能が得られる。MSGC は、一つの基板上にアノードとカソードを交互に配線している。そのため、アノードの上下にカソードがある MWPC よりも遥かに電極間の距離が短い。従って、MWPC と同じ電圧を印加した場合でもより強い電場が得られる。また、MWPC はガス増幅によって生じたイオンは約 100μsec かけてカソードへドリフトするため、高い頻度の入射には向かない。これに対して、MSGC は発生した陽イオンは直ちにすぐ近くにあるカソードストリップに集められるので (アノード-カソード間の距離が 50μm、印加電圧が 500V のときは約 30nsec)、イオンによって電場構造が影響を受けることがなく、非常に高い入射粒子許容量 ($10^7\,\mathrm{count\,mm^{-2}\,sec^{-1}}$) を持つ。これらの特徴のため、MSGC は大強度が必要な放射光実験等の検出器として注目されている [20]。

MSGC の位置分解能は、従来の MWPC のようにワイヤーの間隔に制限されず、電離によって生じた電子のドリフト中の拡散や、オージェ (Auger) 電子の飛程のみによるので、原理的にはストリップに垂直な方向には 30μm の分解能を実現できる。MSGC の製作の際には、一旦ストリップのパターンを書いたマスクを作ってしまえば一様な性能の検出器を容易に量産することができ、そのためコストも下げられる。これは、ワイヤーの位置や張力等を手作業で調整する必要があるワイヤーチェンバーとは大きく異なる。

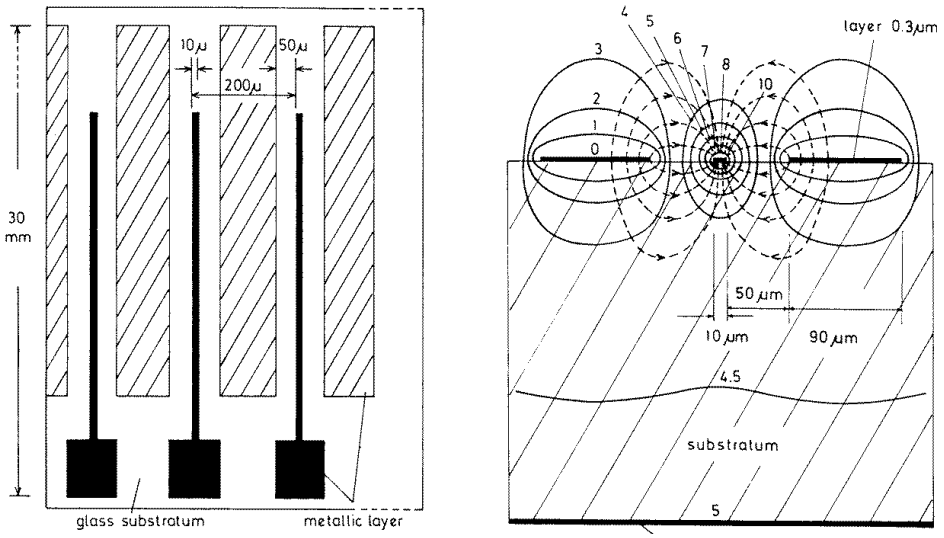


図 4.1: Oed による MSGC の原理図。左図は電極の配置、右図は等電位線と電気力線を表す [2]。

4.1.2 2 次元 MSGC

2 次元読み出しの原理 MSGC の研究が行われ始めた頃は、500μm 程度の厚さのガラスを絶縁体とした 1 次元 MSGC の開発を行うグループが多かったが、我々は開発当初から基板上に多層・高密度で配線や加工ができる Multi-Chip Module 技術を用いることにより、厚さ 20μm のポリイミド薄膜を実現し、2 次元化の研究を行ってきた [3, 21]。ポリイミドは、柔軟性と耐電性に優れ、更に温度による形状の変化がほとんどない有機化合物である。絶縁層を十分に薄くすると、アノード付近の雪崩増幅に伴って生じたイオンによって絶縁層の裏側のバックプレーンに誘起電荷が現れる。そこで、バックプレーンをアノード・カソードに垂直なストリップ状電極 (バックストリップ) にして、それぞれに読み出しの回路をつけると粒子が入射した位置を 2 次元的に測定できる (図 4.2)。

2 次元 MSGC の構造 図 4.3 に我々の研究室で開発している 2 次元 MSGC の構造を示す。この MSGC は、厚さ 20μm のポリイミド基盤の上に厚さ 1μm、幅 10μm のアノードストリップ、100μm のカソードストリップを 200μm 間隔で配線し、基盤の裏には同じく 200μm 間隔でバックストリップが配置されている。これらはいずれもリソグラフィー技術により 0.1μm の精度で配置されている。信号線はアノード・バックストリップにそれぞれ 512 本ずつあり、10cm $\times$ 10cm の検出面積を持っている。図 4.4 に 10cm 角 2 次元 MSGC の写真、図 4.5 に検出部の顕微鏡写真を示す。ガス増幅のための高電圧は、アノードとカソードの両方にかけ、バックストリップには電圧をかけず、グラウンドと 1MΩ 程度の抵抗を介して導通させておく。電子をドリフトさせるための電極 (ドリフトプレーン) は MSGC 検出部の 10mm 上方にあり、500 $\sim$ 1000V/cm 程度の電場を印加する。ドリフトプレー

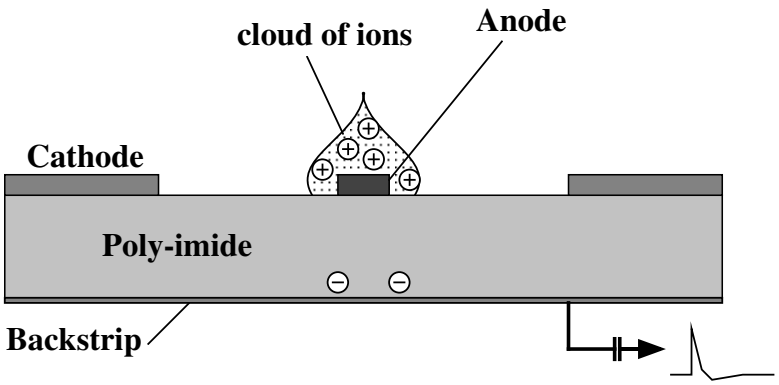


図 4.2: バックストリップの読み出しの原理

ンには、アルミニウムを蒸着した厚さ 50μm のマイラー膜を用いている。最近は、ドリフトプレーンから 2mm 離して厚さ 11mm のキャピラリープレートを挿入し、これを中間増幅器として用いている。これについては、 4.1.3 節で述べる。検出用ガスには、アルゴン (Ar) またはキセノン (Xe) とクエンチャーとしてエタン (C_2H_6) を体積比 7 : 3 の割合で混合したものを用いることが多いが、特にクエンチャーとして用いるガスの種類と混合比については現在も研究中である。

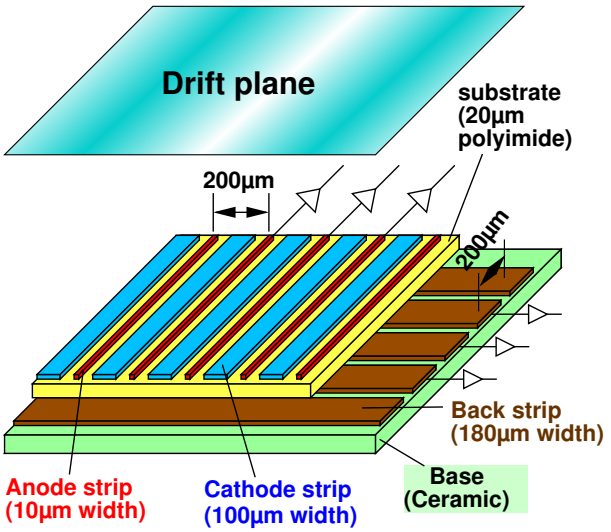


図 4.3: 2 次元 MSGC の原理図

データ収集システム　MSGC は、 4.1.1 節で述べたように 1mm^2 あたり 10^7cps の粒子が入射しても増幅率が下がらない。しかし、検出器そのものが大強度の粒子に耐えられても、読み出し回路の処理が遅いと検出器の性能を発揮できない。大強度の X 線を用いた測定

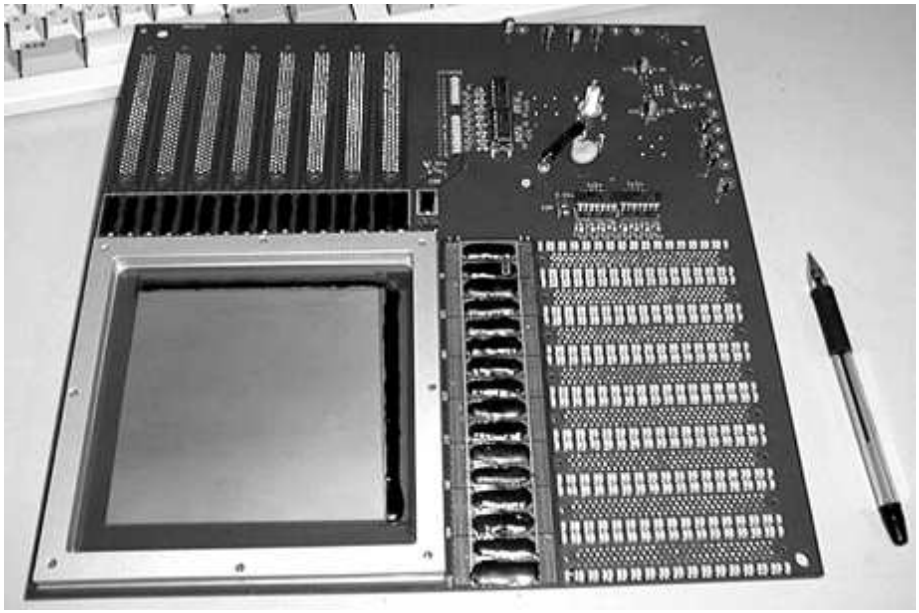


図 4.4: 10cm 角 MSGC の写真。ここでは中が見えるように透明なアクリル板で蓋をしてある。

や、荷電粒子の飛跡の精密測定等のためには、MSGC に入射した粒子位置や時間のデータを高速に処理する必要がある。

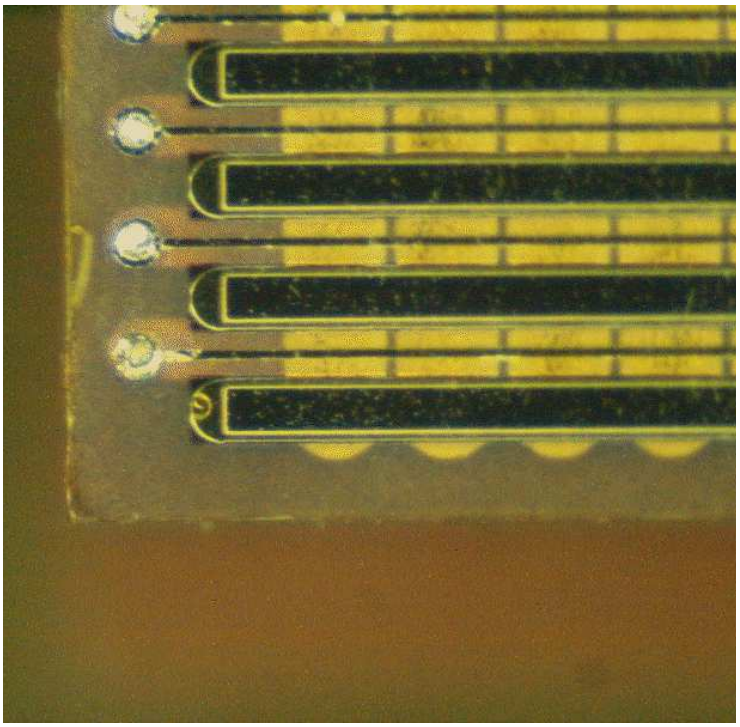


図 4.5: MSGC の検出部の顕微鏡写真。

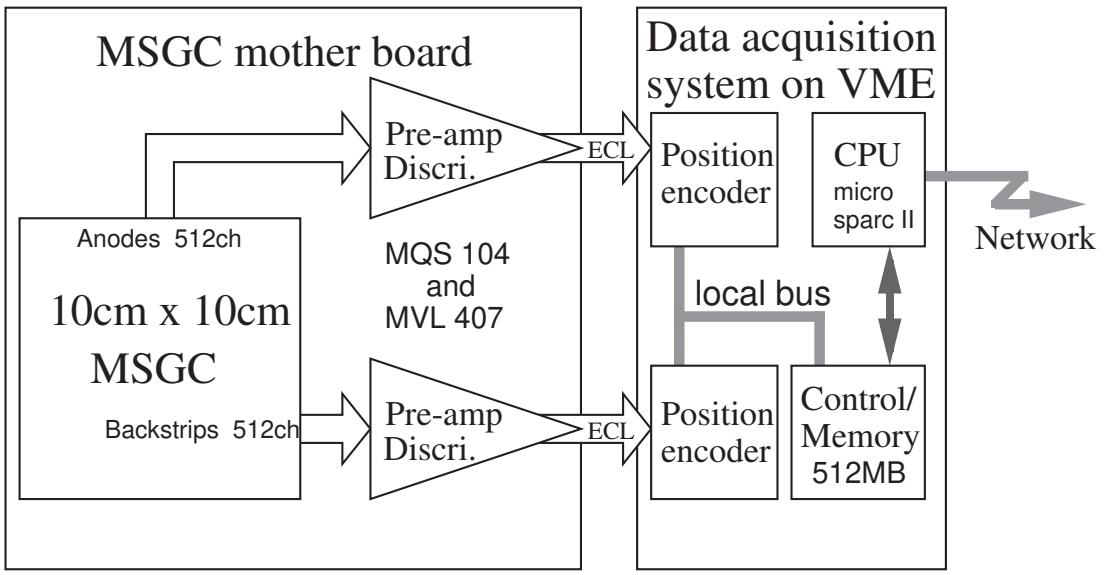


図 4.6: MSGC データ収集システムのブロック図。

検出部から得られる信号の処理には、VME を用いたデータ収集システムを用いる。図 4.6 にこのシステムのブロック図を示す。MSGC の読み出し回路は、16 枚のプリアンプボード、4 枚の座標変換ボード (Position Encoding Module)、1 枚のメモリボード (Control and Memory Module) と、1 枚の CPU ボードからなる。

MSGC のアノード及びバックストリップから得られるパルスは、最初にシェイピングアンプで増幅される。ここには、時定数が短い (20nsec)LeCroy 社製 MQS104A を用いる。増幅された信号はディスクリミネーター (LeCroy MVL407S) でノイズと分け、閾値より大きい信号をディジタル化してケーブルを通して座標変換ボードに送る。アンプとディスクリミネーターは、32 チャンネル分が 1 枚のプリント基板 (プリアンプボード) に実装されており、32 本のストリップからの信号が 1 枚のプリアンプボードから ECL 信号の形で出力される。座標変換ボードに入った信号はまず TTL 信号に変換され、メモリボードから送られる 10MHz のシステムクロックによって同期化される。次に、ヒットした信号線からその信号線の位置を決める。入射 X 線によって生じた光電子は、ある程度の飛程をもっているので、普通は複数の連続した信号線にヒットする。これらの信号線の番号の最小値と最大値の和 (平均値) 及び差からヒットした信号線の中央の値と信号の広がりを求める。10keV 程度の X 線を扱う場合、光電子の飛程は 1mm 程度となる。このことから、同時にヒットする信号の広がりは、8 本までとし、これ以上離れている場合はノイズと見なす。アノード、バックストリップそれぞれから得られるヒットした信号線の中央の値が粒子の入射位置となる。このようにして決めた入射位置の他に、時間情報等が 32bit のデータとしてメモリボードに渡される。32bit のデータの内、20bit は位置情報、4bit は時間情報、残りの 8bit は外部の ADC (Analog Digital converter) からのエネルギー情報である

が、現在のところこのエネルギー情報は使用されていない。CPU ボードは、データ収集の開始などのメモリボードのコントロールをソフト的に行う。メモリボードに蓄積されたデータは、CPU ボードを通してハードディスクに書き込まれる。

このデータ収集システムは、非同期な信号をクロック毎の同期的な信号に整形して扱う。整形された信号は 1 クロックあたり 1 イベントを処理され、2 イベント以上の信号が 1 クロックにある場合はデータ収集システムに取り込まれないようになっている。従って、入射粒子の強度が強すぎる場合は飽和状態になり、データ処理効率が下がる。粒子がランダムに入射するとき、1 サイクルあたりのイベント数はポアソン統計に従い、データ収集率 R は、

$$R(r) = r \cdot \exp(-r/c) \tag{4.1}$$

となる。ここで、r は MSGC で観測されるカウント率、c はクロックサイクル $(= 10\text{MHz})$ である。$r = c$ のとき $R(r)$ は最大となり、その値は 3.7Mcps である (図 4.7)。実際にこのデータ収集システムでは、3.2Mcps という理論的限界に近い速度を達成した [5]。

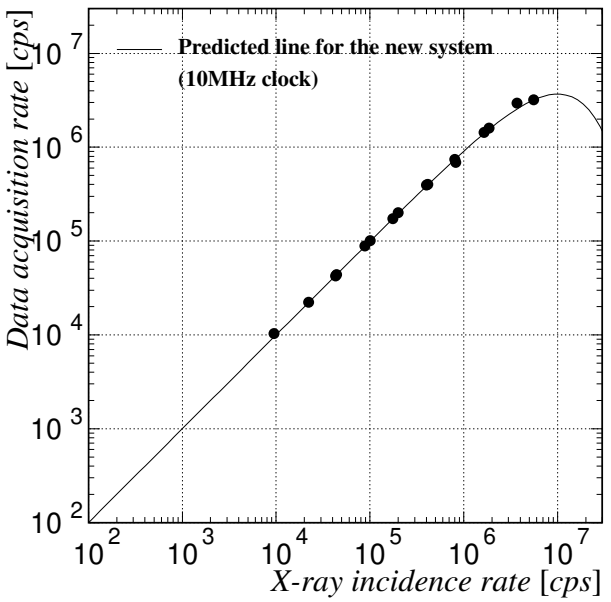


図 4.7: MSGC のデータ収集効率

4.1.3　MSGC の問題点

MSGC は、位置及び時間分解能に優れた検出器であるが、その特殊な構造のため、いくつかの問題点がある。MSGC を長期間安定に動作させるためには、それらを解決しなければならない。ここでは、MSGC の持ついくつかの問題点について述べる。

第一の問題は、チャージアップによる増幅率の低下である。MSGC は、絶縁体上の同一

面にアノード (マイナス電位) とカソード (プラス電位) が並んでおり、その裏側にバックストリップ (グラウンドレベル) を設置してある。そのため、アノードからの電気力線の一部はカソードではなく絶縁層を通してバックストリップに向かっている。すると、アノード近傍での雪崩増幅によって生じた陽イオンの一部はその周辺の絶縁層に付着する。これはアノードが大きくなるように働き、増幅率が低下する。これを防ぐために、ポリイミド基板の表面に有機チタニウムをコーティングしてある。これによって基板表面はわずかに導電性を持ち ($10^{12}\Omega$)、付着したイオンを逃がす。

第二の問題は、アノード-カソード間の放電である。MSGC は電極の部分的な交換ができないので、放電による電極の破壊は恒久的な障害となる。MSGC は、ワイヤーチェンバーより遥かに狭い空間に高電圧をかけるので、強い電場が得られる。特にカソードの端付近は電場が非常に強くなり、そこから放電が始まると考えられる。MSGC の放電についての詳細は文献 [22] を参照されたい。アノード-カソード間で放電が起こるとその熱で電極が融解し、その結果として二通りの不都合が生じる。一つはアノードストリップの切断である。アノードストリップは、幅 10μm、厚さ 1μm と非常に細いので、放電によって容易に破壊される。一旦放電によってストリップが破壊されると、その部分より先は読み出し部から切り離されてしまい、信号を読むことはできない。もう一つは、アノード-カソードの導通である。これが MSGC の持つ最も致命的な問題である。電極間が導通すると、MSGC 全体に電圧をかけられなくなる。このような場合は、導通したアノードストリップを切断し、電圧供給から切り離すしかない。放電は、カソードの端の電場が強いところから始まると考えられるので、その部分をポリイミドで覆うことによって放電をある程度防げる (図 4.8)。

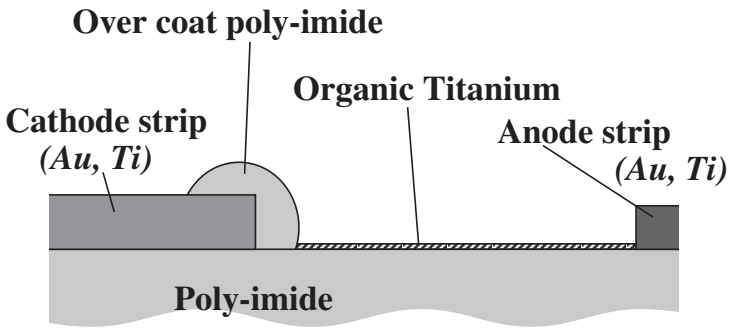


図 4.8: MSGC の表面付近の断面図。基板に有機チタニウムをコーティングすることによってチャージアップを防ぎ、カソードの端をポリイミドで覆うことによって放電を防ぐ。

MSGC にかける電圧を高くすると増幅率が高くなるが、同時に放電の確率も高くなり、増幅率が 1000 に近付くと急速に放電しやすくなる [23]。これより低い増幅率で動作させる場合は安定であるが、十分な S/N 比 (Signal/Noise 比) を得るには 1000 以上の増幅率が必

要である。これを解決する方法として、MSGC に中間増幅器をつけることが考えられた。CERN では、厚さ数十 μm のカプトン膜に金属メッキを施し、それに無数の穴を開けた構造を持つ Gas Electron Multiplier (GEM) [24] の開発が盛んになっている。これに対して我々は、中間増幅器として 100μm 径の鉛ガラスの毛細管でできたキャピラリープレートを開発した。図 4.9 に MSGC とキャピラリープレートを組み合わせた装置 (CP-MSGC) の構造とキャピラリープレートの断面図を示す。キャピラリープレートの両面の電極に高電圧をかけると、その内部の電場は非常に強くなり、ここで電子が雪崩増幅される。図 4.10 に CP-MSGC で得られた銅の特性 X 線 (8keV) のエネルギースペクトルを示す。これより、MSGC にキャピラリープレートを組み合わせることで全体で 1000 以上の増幅率が得られることがわかる。また、入射粒子許容量も MSGC 単体のときより下がることはない [7, 8]。

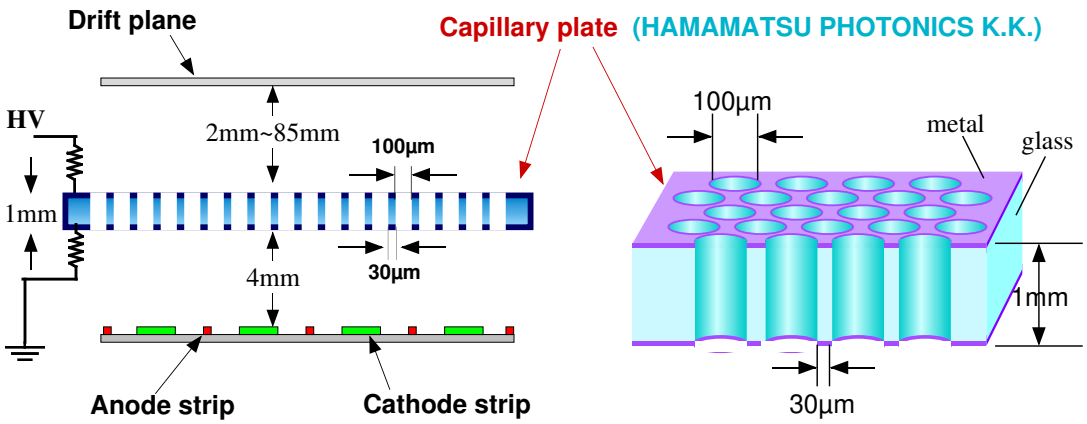


図 4.9: キャピラリー MSGC の構造 (左) とキャピラリープレートの断面図 (右)。

従来は安定した動作のためには増幅率を低くせざるを得なかった。このとき、検出部から得られる信号は、ディスクリミネーターの閾値と同程度であった。そのため、MSGC の電極のバラツキによって部分的に出力が閾値より低くなり、全体として一様な像は得られない。キャピラリープレートの導入によって高い増幅率と安定した動作が同時に得られるようになると、このような像の不均一さは改善される。

この新しい MSGC の成果の一つに、連続回転写真法 (Continuous Rotation Photograph Method : CRP 法) による迅速結晶構造解析がある [25, 26]。これは、X 線ビームと結晶軸のなす角 ω を連続的に変化させながら回折像を撮影する方法である。結晶解析には、各回折斑点の位置とその強度が必要である。そのためには、像全体の一様さが不可欠になる。図 4.11 に酒石酸水素アンモニウムの単結晶の回転写真を示す。これは一回転分を重ねたものであるが、この図に見える回折斑点を位置 $\times$ 回転角の空間上に配置すると図 4.12 のようになる。

MSGC とキャピラリープレートの併用によって電極の放電による破壊は激減したが、放電を完全になくすことはできず、電極破壊の心配は残っている。また、キャピラリープレー

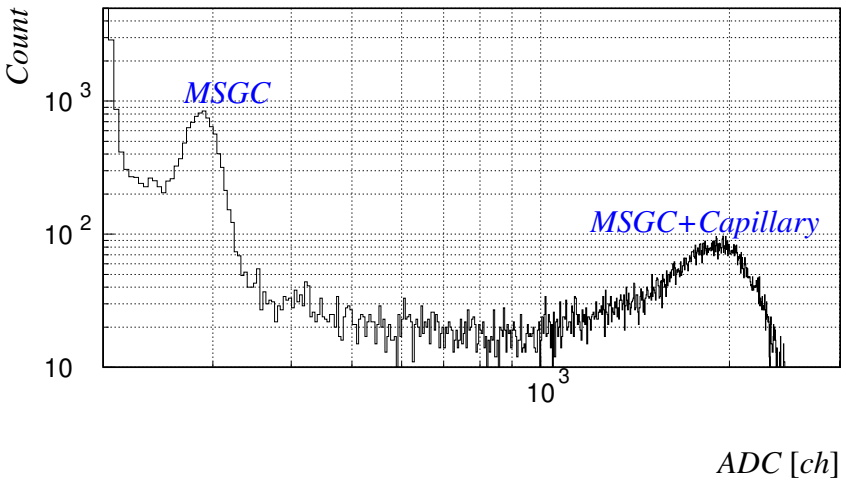


図 4.10: CP-MSGC で得られた銅の特性 X 線 (8keV) のスペクトル。左のピークは MSGC 単体によるもの、右側のピークは MSGC とキャピラリープレートによって増幅された信号の高さ。

ト内部でも放電が起こることがわかっている。これは、キャピラリープレートに含まれる鉛の同位体から放出される α 粒子がキャピラリー内部にその全エネルギーを落し、そこに生じる電子雲が引金となっていると考えられている。キャピラリー内部で放電が起こるとその周囲の電極が剥がれ、その部分ではガス増幅が起こらなくなる。MSGC をより安定に動作させるためには、中間増幅器を多段にすることが考えられている。

運動エネルギーが 1MeV 程度の電子は単位長さあたりのエネルギー損失が少なく (図 2.1 を参照)、従って電離によって生じる電子が少ないので、その飛跡を観測するには大きな増幅率が必要である。しかし、そのためにキャピラリープレートの増幅率を高くすると放電が起こり易くなる。また、現在は放電によって傷んだキャピラリープレートを交換して使用しているが、宇宙 γ 線の観測のような長期間の連続動作が必要な場合は当然これは不可能である。よって、このような用途には、放電によって長期間に受ける損傷がない (または無視できる) 検出器が必要になる。

4.2 Micro Pixel Chamber

4.2.1 ピクセル状電極の利点

MSGC と中間増幅器を組み合わせることによって放電が起こる確率は減少した。しかし、特に多段の中間増幅器を用いると、検出器の構造が複雑になるという欠点もある。また、ストリップ状の電極を用いる限り、電極間の放電は MSGC に致命的な障害を与え得

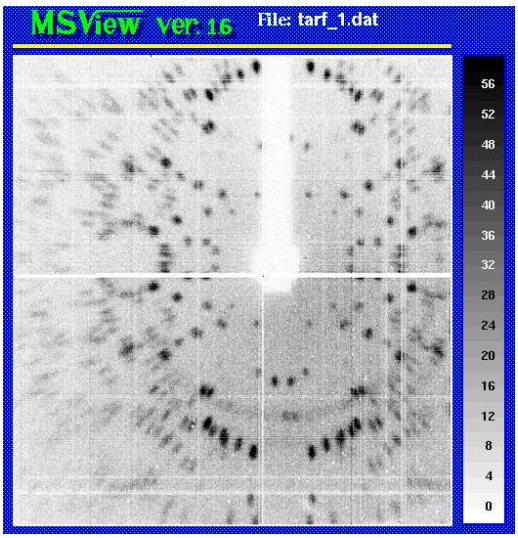


図 4.11: 酒石酸水素アンモニウムの単結晶の X 線回転写真 (360 度分) を MSGC で撮ったもの

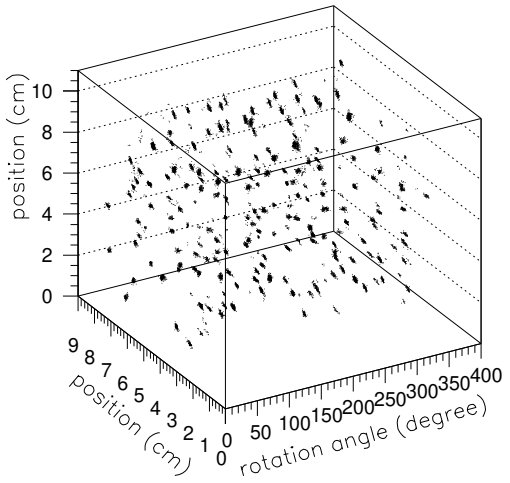


図 4.12: 回折斑点のイメージを位置 × 試料の回転角の 3 次元空間上に展開した図

る。これを解決する、高い増幅率と安定した動作を両方得る方法としては、ピクセル状の電極を持つ検出器が考えられる。

小さいピクセル状のアノードとその周囲を取り囲むカソードという電極構造を考える。この電極構造によって次のようなことが考えられる。即ち、電場はアノード付近で非常に強くなり、カソードへ向かうにしたがって急速に弱くなる。放電は強電場によってカソードから電子が飛び出すことからはじまるので、このことは放電の危険性が非常に少なくなることを意味する。仮に放電した場合も、一つのピクセル電極が使用できなくなるだけで、他への影響はない。そのうえ、ストリップ状の電極と比べてアノードに電気力線が集中するのでアノード-カソード間の距離と電位差が同じならストリップ状電極よりガス増幅率は高くなる。

ピクセル状の電極を持つガス検出器として最初に提案されたのは、Micro Dot Chamber (MDC) である [27]。これは、シリコンウェハー上の厚さ 5μm の酸化膜の中にアノードバスが埋め込まれ、その上にアノードピクセルを取り囲むようにカソードがエッチングによって形成されている (図 4.13)。この構造のため、アノード-カソード間の距離は最短で 2μm 程度となる。このように、MDC は非常に薄い絶縁層を用いているため、読み出し用のアノードバスによって電場が乱れたり、カソードとアノードバスが絶縁層を通して放電する等の問題があった。また、MDC の製造にはシリコンウェハー上に LSI を作成する技術を用いており、大面積の検出器には向いていないとされている。

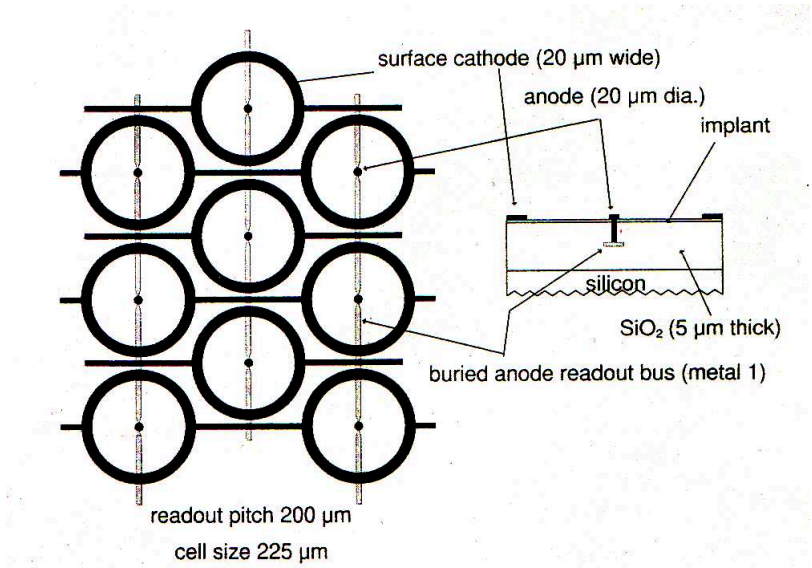


図 4.13: MDC の構造 [27]

4.2.2 μ-PIC の構造と特徴

我々は現在、厚い (100μm) 基板を持つ Micro Pixel Chamber (μ-PIC) を開発している [28]。μ-PIC は、MDC とは異なり、プリント基板 (Printed Circuit Board : PCB) を作る技術で作成されるので、原理的には比較的安価で大面積の検出器を作ることが可能である。図 4.14 に開発中の μ-PIC の構造を示す。厚さ 100μm の基板上には 400μm 間隔で幅 360μm、厚さ 50μm のカソードストリップが配置され、これらには、400μm 間隔で直径 200μm の円形の穴を開けてある。それぞれの穴の中心には直径 50μm のアノードピクセルがあり、各アノードは基板の裏側のアノードストリップに接続されている。μ-PIC の基板は、アノードピクセルとカソードの距離より厚いのでアノードストリップによる電場はカソード付近では弱くなっており、これによって電場が乱れることはない。アノードストリップは、400μm 間隔でカソードストリップに垂直に配線されているので、2 次元の読み出しが可能になる。アノード、カソード共に材質は銅で、カソードは金メッキが施されている。我々が開発した試験機は、3cm $\times$ 3cm の検出面積を持ち、アノード、カソードはそれぞれ 75 本ずつある。これらのうち、アノードは 7 本、カソードは 11 本が独立した読み出し回路に接続されており、他のアノードは 34 本ずつ、カソードは 10 本または 11 本ずつまとめてある。図 4.16 に μ-PIC 試験機の検出部の写真、図 4.17 に検出部の拡大写真を示す。

この μ-PIC は、MSGC と比べると次のような利点がある。第一に、放電に強いことが挙げられる。μ-PIC は、ガス中での電極間の放電だけでなく、絶縁層が十分に厚いため基板を通した放電も起こりにくい。第二に、アノードとカソードから等しい大きさの信号が得られる。MSGC の場合は、で 2 次元読み出しのためには、バックストリップ電極を用い

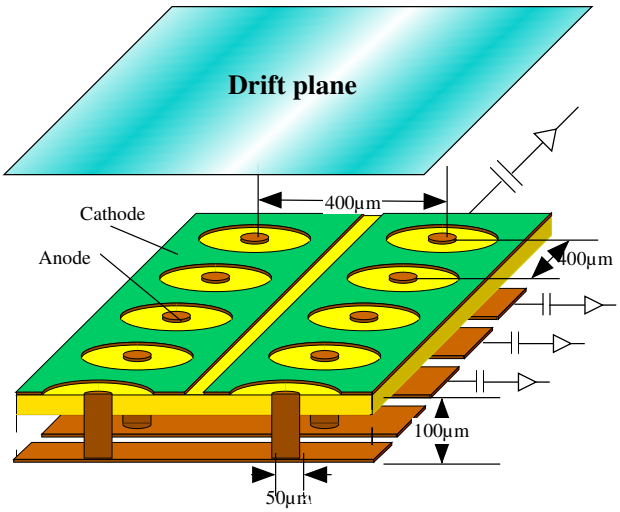


図 4.14: μ-PIC の構造

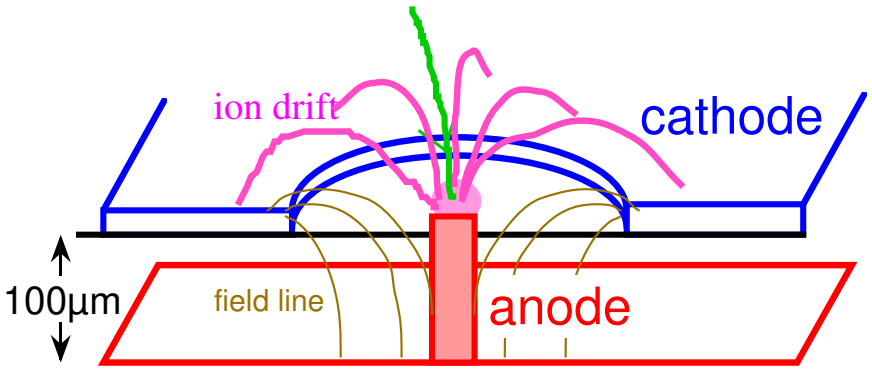


図 4.15: イオンのドリフトラインと電気力線

ていた。しかし、これは絶縁層の裏側に誘起する電荷を読み出すため、信号の大きさはアノードの 1/4 程度であった。そのため、十分な大きさの信号を得るためにガス増幅率を高くしたり、ディスクリミネーターの閾値を下げたりしていたが、前者は放電の危険性が増し、後者はノイズによってアンプが発振する等の問題があった。また、基板表面に陽イオンが付着するチャージアップが起こりにくいという利点もある。MSGC ではアノードの下側にバックストリップがあり、電気力線が下向きになるのに対して、μ-PIC は基板の下側にはアノードストリップが通っているので電気力線は上向きになり、陽イオンが付着しにくいと考えられる (図 4.15)。

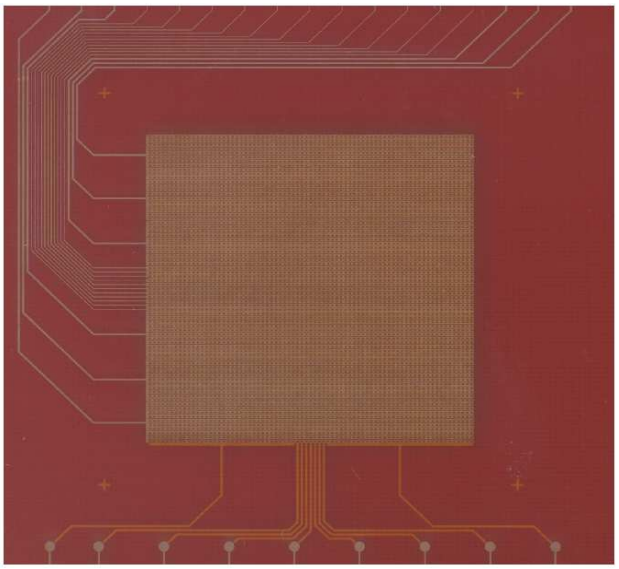


図 4.16: μ-PIC の検出部の写真。上側がカソードの読み出し端子、下側がアノードの読み出し端子。

4.2.3 μ-PIC 試験機の基礎特性試験とその結果

X 線源を用いた試験 μ-PIC の基礎特性試験は、図 4.16 の検出器をメイン基板にセットし、それに厚さ約 1cm のガスパッケージをかぶせたテスト基板を用いて行った 4.18。図 4.19 は、テスト基板に高電圧供給ケーブル、ガス供給及び排気チューブと、両電極に読み出し用のアンプを接続した写真である。このテスト基板は二枚製作され、そのうち一枚は X 線源を用いた基礎特性試験に、もう一枚は荷電粒子検出試験に使用した。電圧はドリフトプレーンとアノードのみに印加し、カソードは 1MΩ の抵抗を介してグラウンドに接続されている (図 4.20)。これは、操作するパラメータが少なく、オペレーションの簡略化に役立っている。検出用ガスとしては、アルゴンとエタンを体積比 9 : 1 の割合で混合し、全体として 1 気圧になるように流量を調整して用いた。信号の読み出しには、積分アンプ、LeCroy TRA1000 (増幅率 1V/pC、時定数 500nsec) を用いたプリアンプボード [4] を使用した。テスト用の線源には、^{55}Fe(5.9keV) を使用し、これをドリフトプレーンの上方約 1cm のところに固定した。

Manufactured by TOSHIBA co. ltd.

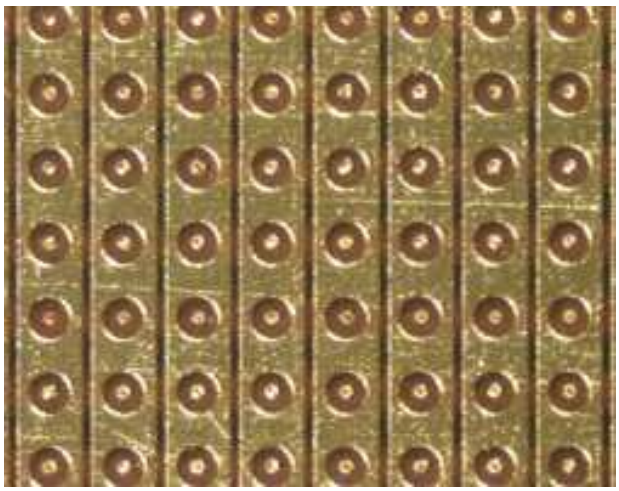


図 4.17: 検出部の拡大写真

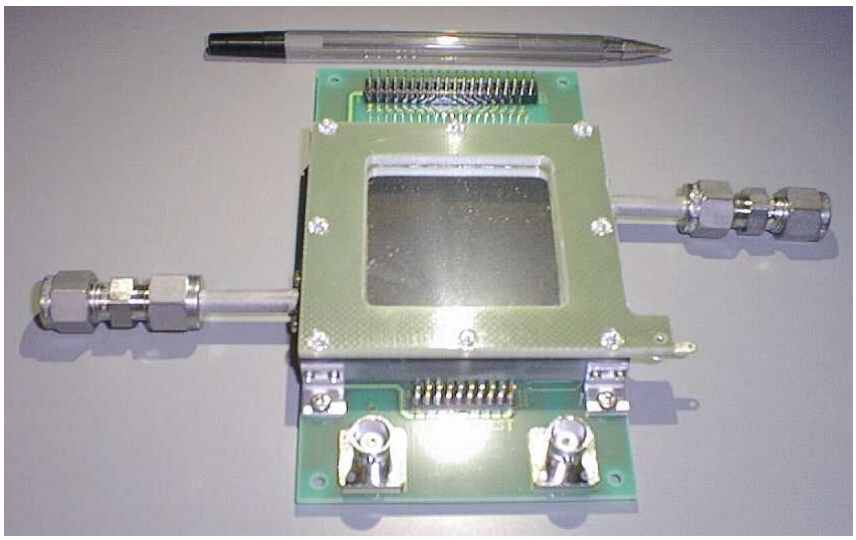


図 4.18: μ-PIC テスト基板にガスパッケージを装着した写真

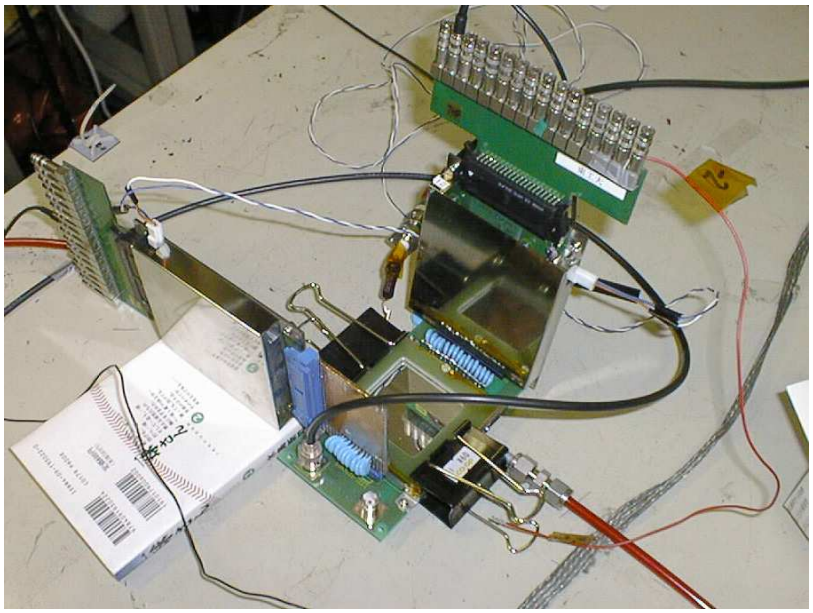


図 4.19: 実験のセットアップ

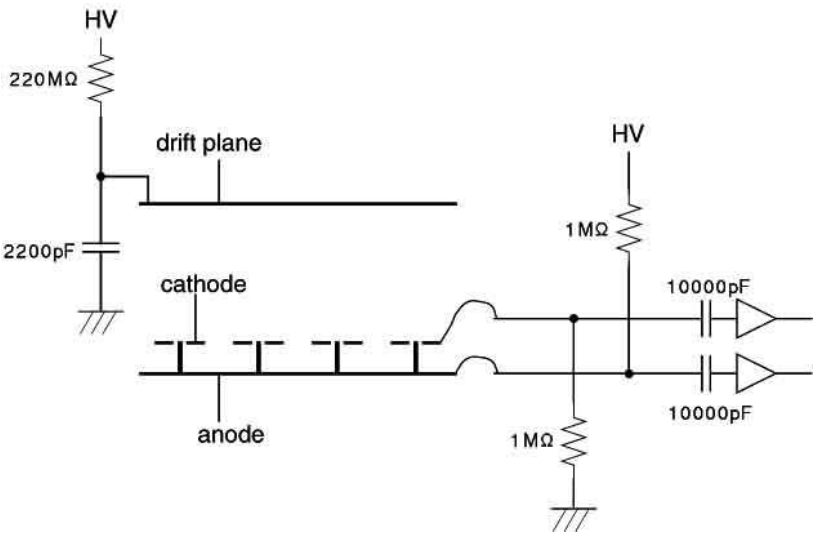


図 4.20: 実験に用いた回路

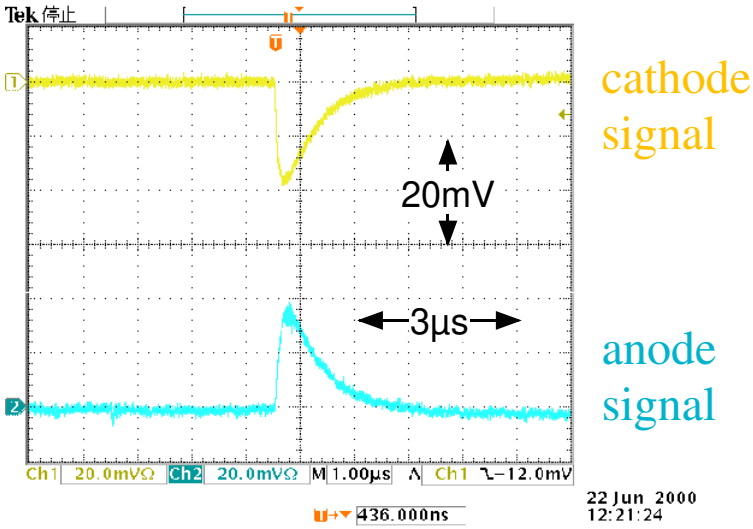


図 4.21: アノード及びカソードから得られた ^{55}Fe 線源 (5.9keV) による信号

ドリフトプレーンに 1kV の電圧をかけ、アノード-カソード間の電圧 V_a を次第に高くしていくと、$V_a \sim 400$V から信号が観測され始めた。図 4.21 に示したのは、一つの X 線入射イベントから得られた信号である。明らかにほぼ同時刻に同程度の高さの信号が観測されたことがわかる。次に、V_a を変化させたときの増幅率の変化を示す (図 4.22)。この測定において、ドリフトの電圧は 1kV のまま固定してある。この図からわかるように、ガス増幅率は最高で 10^4 にまで達している。これより高い電圧をかけた場合は、アンプの増幅率が飽和してしまい、測定はできなくなった。$V_a = 460$V のとき (ガス増幅率 ≈ 2000) のカソードからの信号をシェイピングアンプで整形し、これを ADC に入力して波高分布を調べた結果、図 4.23 のようなスペクトルが得られた。^{55}Fe による 5.9keV のピークの他にエスケープピークも見られる。5.9keV におけるエネルギー分解能は、20% である。エネルギー分解能は、アノード電極の一様性に依存する。μ-PIC のアノード電極は、基板に開けた穴の中に金属メッキとして形成するため、溶液の入り具合によってピクセルの成長の程度が異なり、これが電極の不均一さの要因となっている。検出器を増幅率が 1000 程度になる条件 ($V_a = 475$V) のもとで長期間 (約 5 日間) 動作させ、その間 5.9keV の X 線を照射し続けた場合の増幅率の変化の測定も行われた。その結果、図 4.24 に示したように数日間のうちに増幅率が約 2 倍になるという現象が観測された。この原因は、長い間電圧をかけ続けることにより基板の内部で誘電分極が進み、結果としてアノードの周囲の電場が強くなったと考えられるが、他にもアノードの周囲に負電荷が付着して電場が強くなったとも考えられ、正確なところは不明である。どちらが原因にせよ、詳しい検証が必要である。また、この長期測定の間、電極間の放電は一度も見られなかった。増幅率を 10000 程度にした場合は、1 時間あたり数回の放電があったが、これによって電極間が導通することはなかった。

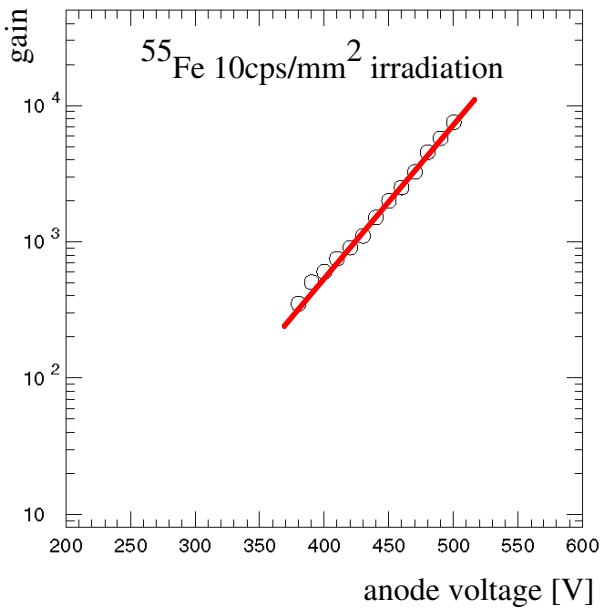


図 4.22: アノード電圧に対する増幅率の変化

この他に、本学化学科大橋研究室のモリブデンターゲットを用いた X 線ジェネレーターによって大強度の X 線入射に対するテストを行った。この測定では、信号の間隔が非常に短くなるので、信号の増幅のためのアンプには時定数の短い LeCroy 社製 MQS104A (増幅率 $\sim 10\mathrm{mV/fC}$、時定数 $\sim 20\mathrm{ns}$) を使用した。測定には、単色にした X 線 (モリブデンの K_α 線 : 17.5keV) をコリメーターで直径約 1mm に絞ったビームを用いた。測定にはアルゴン 90%、エタン 10%の混合ガスを用い、ビームを検出器に直接入射したときのカソードから得られる信号を増幅してオシロスコープに入力してその出力波形と信号の大きさを観測した。図 4.25 及び図 4.26 に計数率がそれぞれ $10^5\mathrm{cps/mm^2}$ の場合と $10^6/mathrmcps/mm^2$ のときにオシロスコープに現れた波形を示す。このとき、ガス増幅率は 150 程度で、X 線を約 5 分間照射した後の信号である。この図からわかるように、高計数率の条件下でも全体的にはパルスの高さは低下していない。これは、空間電荷効果による増幅率の低下は起こらないということを意味する。この結果から、μ-PIC の入射粒子許容量は、$10^6\mathrm{cps/mm^2}$ に達することがわかる。

この一連の測定から、μ-PIC は 1000 を越える高い増幅率を保ったまま数日間安定に動作することが実証された。キャピラリープレートのような中間増幅器を使わずにこの増幅率を得られるということは特筆に値する。さらに、10^6 程度の大強度の入射にも耐えられる検出器であることがわかった。MSGC において問題となっていた電極間の放電等の難点の多くは μ-PIC では解決している。また、容易に大面積のものを製造できるので、次世代の粒子線検出器としておおいに期待できる。

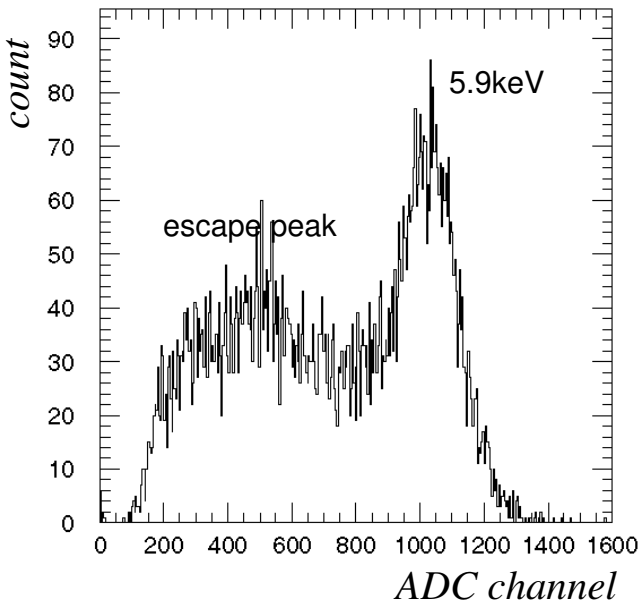


図 4.23: カソード信号の波高分布

荷電粒子検出試験　μ-PIC の開発には、2 次元リアルタイム X 線検出器として MSGC に代わる検出器を開発するという目的だけでなく、高精度の粒子飛跡検出器としての開発という目的もある。これまで、μ-PIC の試験には X 線しか使っていなかったが、この目的のために、この検出器で荷電粒子、特に電離によるエネルギー損失が少ない minimum ionizing particle (MIP) を検出できるということを確かめることは非常に有益である。そこで、我々は高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の永江研究室の協力のもと、KEK の陽子シンクロトロン (PS) の K2 ビームラインで荷電粒子の検出試験を行った。このビームラインは、東京理科大学の中井研究室が Σ 粒子の散乱実験に使用していたものだが、その検出器の後ろの空間を使わせて頂き、ビームラインの後ろに洩れる粒子 (多くは運動量 $0.7 \sim 0.9$GeV/c の π^+) を検出した。このような高エネルギーの π 粒子は単位長さあたりのエネルギー損失が小さく、MIP として扱う。

検出器は、図 4.27 に示したセットアップのように K2 ビームラインの最後方の検出器の更に後方に置いた。ビームラインと我々の検出器の間には、薄いプラスチックシンチレーターを置き、シンチレーターと μ-PIC の両方に同時に信号が観測されたとき、荷電粒子が検出できたとみなした。これは、μ-PIC で荷電粒子を検出することは初めてのことであり、単体で用いると見当違いの信号を荷電粒子とみなすおそれがあったためである。実験の条件は X 線で試験したときと同じようにアルゴンとエタンを体積比 9:1 の割合で混合したガスを用い、ドリフトには 1000V の電圧を印加した。ただし、アノードの電圧は 540V という少し高い電圧を印加した。これは、電極の成長の程度が先の基礎特性試験で用いたテスト基板とは異なっており、500V 以下の電圧では信号を観測できなかったためである。

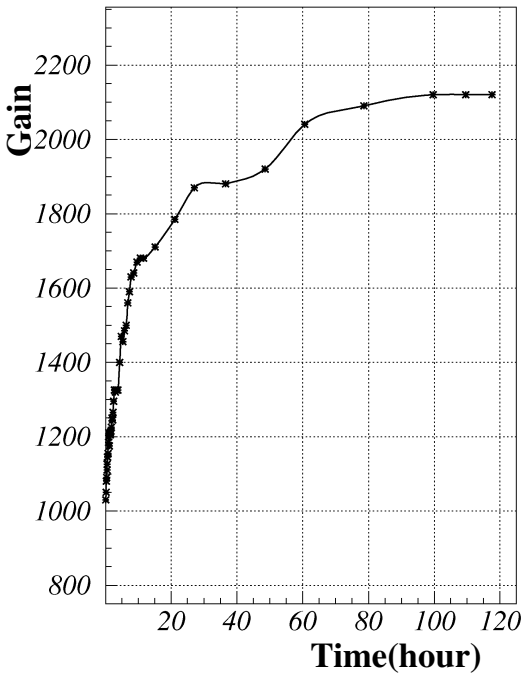


図 4.24: ガス増幅率の長期的変動

検出器を図 4.27 のように設置し、カソードストリップ 10 ∼ 11 本分の和をシンチレーターの信号とともにオシロスコープで観測したところ、1 ∼ 2 分に 1 回程の頻度で図 4.28 のような信号が見られた。この図で、チャンネル 1 は μ-PIC からの出力、チャンネル 2 のパルス高約 700mV の鋭いスパイク状の信号はシンチレーターからのものである。μ-PIC からのパルス高は約 40mV であり、エネルギーが 0.9GeV の π が検出器に垂直に通過したと仮定するとこの場合の増幅率は 2.6×10^3 となる。シンチレーターと coincidence のとれた μ-PIC の信号は十分なパルス高 ($\sim$ 40mV) があり、この実験によって我々の μ-PIC は X 線だけでなく荷電粒子 (MIP) にも検出能力があることが実証された。

4.3 Micro TPC

これまで、我々の研究室では MSGC を X 線偏光画像の検出 [29, 30] や迅速結晶解析などの時分割 X 線画像解析 [31] に利用してきた。これらはいずれも X 線による 2 次元の画像を得るものである。最近はこれらの他に、荷電粒子の飛跡を 3 次元的に観測する研究が進められている。

MSGC や μ-PIC のような微細加工技術を利用した検出器は、ワイヤーチェンバーと比べて位置分解能、時間分解能ともに優れている。したがって、これらを用いて Time Projection Chamber (TPC) を作ると、数百 μm の精度で粒子の飛跡を連続的に再構成できる。この TPC を Micro TPC と名付ける。我々は、粒子の飛跡の観測のために 10cm $\times$ 10cm $\times$ 8.5cm

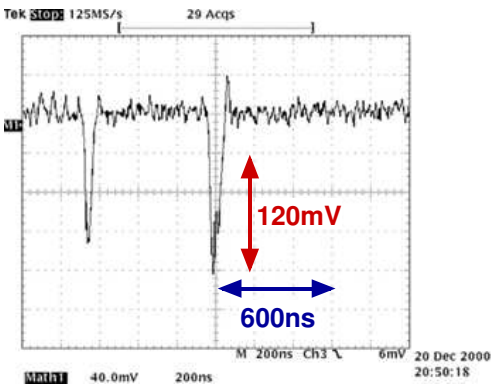


図 4.25: 大強度入射時のカソードの信号 (1)。計数率が 10^5cps/mm^2 の場合。

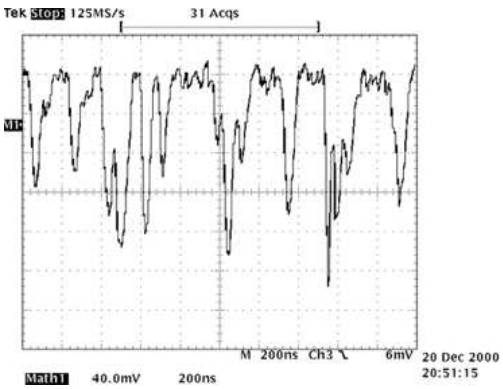


図 4.26: 大強度入射時のカソードの信号 (2)。計数率が 10^6cps/mm^2 の場合。

のドリフト層を持つガスパッケージを製作した。この Micro TPC は、ドリフト電極 (厚さ 1mm のアルミニウム) からキャピラリープレートまでの距離が 8.5cm ある。ここに電圧をかけると電気力線は中央部で樽のように膨らむように分布するので、一定の電場が得られない。これを防ぐために、ドリフト電極とキャピラリープレートの間に 1.7cm 間隔でフィールドワイヤーを張り、これらと各電極を高抵抗 (410MΩ) でつなぐことによってほぼ一定の電場を得た (図 4.29)。この試作機 (図 4.31) を用いてキャピラリープレートに含まれる鉛の同位体を起源とする 5.4MeV の α 線の飛跡の観測に成功した。図 4.32 に MSGC の検出部の 2cm $\times$ 2cm の範囲に投影された α 粒子の飛跡の 2 次元イメージを示す。一組の点の列が一つの飛跡に対応し、その列の中の各々の点がドリフト時間に関する情報を持っている。MSGC のアノードストリップとバックストリップから飛跡の x, y 座標が得られ、ドリフト時間はドリフトされた距離に比例するので、これより z 座標が得られる。これをもとに粒子の飛跡を再構成すると、図 4.33 のようなイメージが得られる。

ここで観測されているのは、比較的エネルギーの低い (5.4MeV) の α 粒子である。低エネルギーの α 粒子などの重粒子は、エネルギー損失が大きい。従って、電離によって生じる電子が多く、数百程度の比較的低いガス増幅率でも観測できる。しかし、1MeV 程度のエネルギーの電子は、エネルギー損失が最小となるため、低い増幅率では観測できない。例えば、1 気圧のキセノンガスの場合、単位長さあたりのエネルギー損失の最小値は $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{min} = 6.862$keV/cm となる。キセノンの W 値は 21.9eV(表 2.1 を参照) なので電子の飛跡 1cm に電離によって発生する電子の量は 313.3 個/cm となる。MSGC 等の微細構造を持つ検出器は、電極間隔が数百 μm なので、電極一つあたり 10 $\sim$ 20 個の電子を受けることになる。一方、増幅率が 1V/pC の電荷積分型プリアンプで十分な大きさの信号を得るためには、入力する電荷は $10^{5\sim6}e$ 程度必要である (e は素電荷)。従って、電子の飛跡を観測するためには 10^4 程度のガス増幅率が必要である。MSGC でより高いガス増幅率を得るには、図 4.30 のようにキャピラリープレートを 2 枚用いればよい。この 2 段キャピラリープレート MSGC によって 5×10^3 以上のガス増幅率が得られている [26]。しかし、

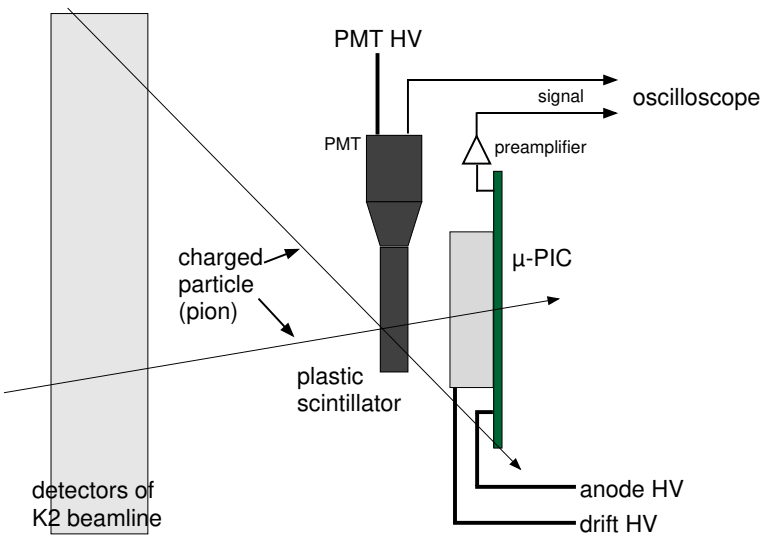


図 4.27: K2 ビームラインでの実験のセットアップ

この 2 段キャピラリープレートは電極の構造が複雑になり、また、鉛から発生する α 線によるものと思われる放電を防ぐことは困難である。したがって、10^4 以上の高い増幅率を安定して得るには、μ-PIC が最適であると考えられる。

1MeV 程度の電子の飛跡を観測できると、コンプトン散乱による反跳電子の飛跡をとらえることも可能になる。この電子の反跳方向は、コンプトン散乱に関する重要な情報を持っており、コンプトン散乱による散乱 γ 線と反跳電子を観測することにより、γ 線の入射方向を決定できる。コンプトン散乱による反跳電子は、従来は観測不可能であったが、Micro TPC によって初めて観測可能になると期待されている。次章では、この Micro TPC による γ 線到来方向決定の原理について述べる。

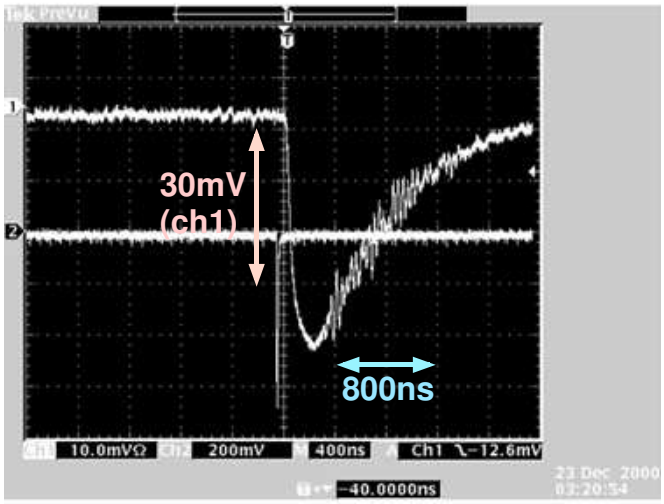


図 4.28: 観測された荷電粒子の信号

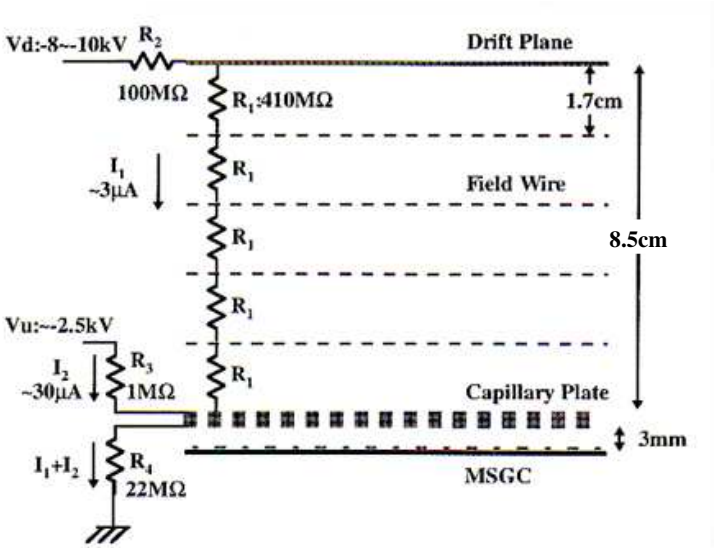


図 4.29: 飛跡検出用 MSGC の電極構造

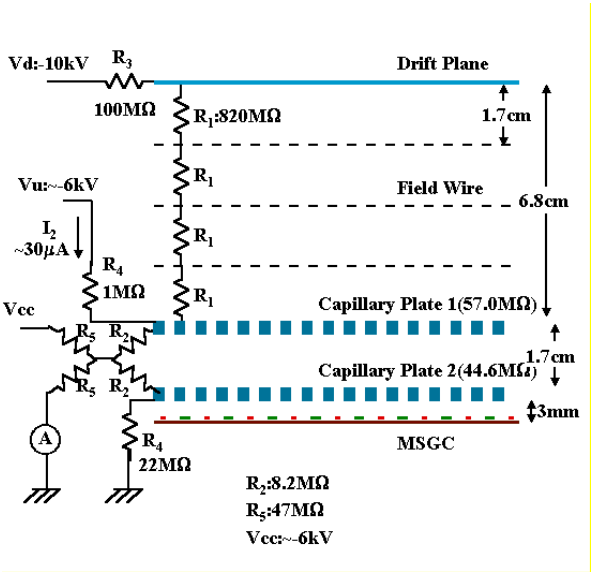


図 4.30: キャピラリープレートを 2 段にした MSGC の電極構造

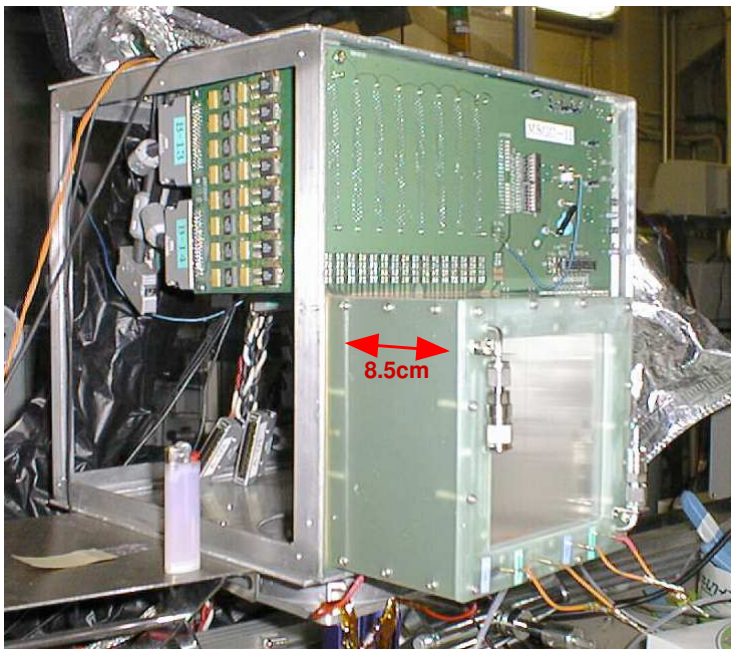


図 4.31: 飛跡観測用 MSGC 試作機の写真

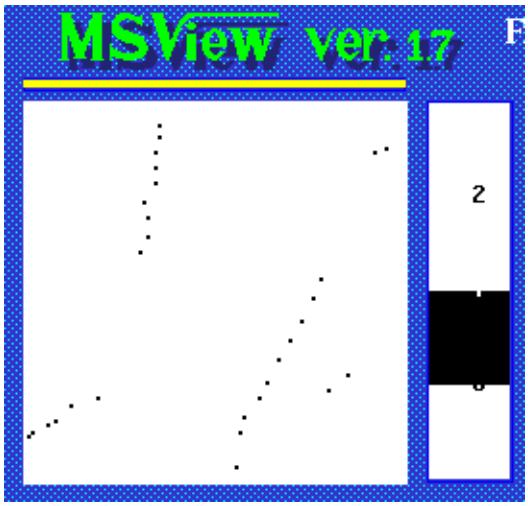


図 4.32: MSGC 検出部の 2cm × 2cm の範囲に投影された α 粒子の飛跡。一組の点の列が一つの飛跡に対応する。

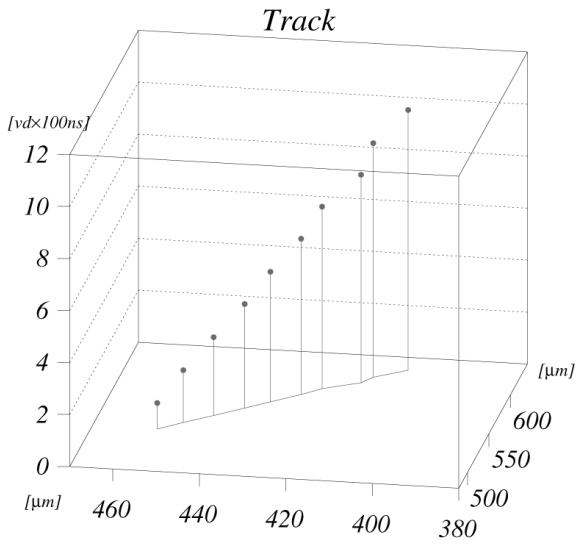


図 4.33: 3 次元的に再構成した α 粒子の飛跡。

第5章　Micro TPC を用いたγ線検出器

5.1　コンプトン効果による入射γ線の再構成

コンプトン効果は、その相互作用の前後でエネルギーと運動量は保存される。このことから、散乱後のγ線と反跳電子を測定すればもとのγ線のエネルギーと到来方向を再構成することができる。ここでは、コンプトン効果に伴う散乱γ線と反跳電子を用いた運動学的なγ線の再構成の方法について述べる。尚、ここではコンプトン効果に伴う散乱γ線の方向及びエネルギー、反跳電子の方向及びエネルギーは全て観測できたと仮定する。

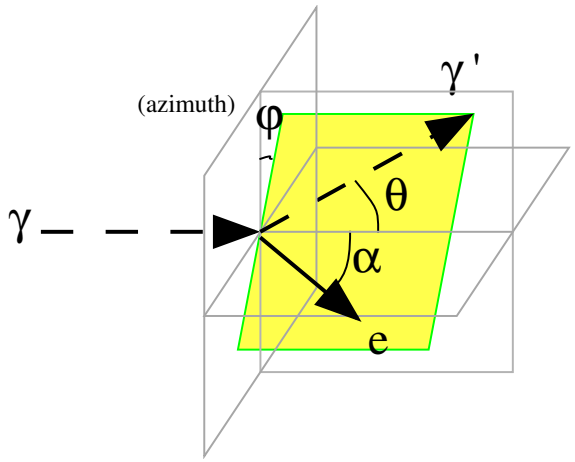


図 5.1: コンプトン散乱の模式図

観測される散乱γ線の方向ベクトル、反跳電子の方向ベクトルをそれぞれ $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$、$\vec{k_e} = (k_{ex}, k_{ey}, k_{ez})$ とし、求める入射γ線の方向ベクトルを $\vec{k_0} = (k_{0x}, k_{0y}, k_{0z})$ とする。但し、これらのベクトルは全て規格化されているものとする。即ち $|\vec{k}| = |\vec{k_e}| = |\vec{k_0}| = 1$ である。入射γ線、散乱γ線、及び反跳電子の方向ベクトルは図 5.1 に示すように、全て同一平面上 (これを「相互作用平面」と呼ぶことにする) にある。相互作用平面の (規格化された) 法線ベクトル $\vec{n} = (n_x, n_y, n_z)$ は $\vec{k}$, $\vec{k_e}$ の双方に対して垂直なので、$\vec{n} \parallel \vec{k} \times \vec{k_e}$ から求められる。

γ線の散乱される方向を θ_{sc} とすると、運動学的に求められる (2.6) 式から

$$\cos\theta_{sc} = 1 - \frac{m_e c^2}{E_{\gamma'}} + \frac{m_e c^2}{E_e + E_{\gamma'}} \tag{5.1}$$

となる。ここで、E_e は反跳電子の運動エネルギー、$E_{\gamma'}$ は散乱 γ 線のエネルギーを表す。γ 線は θ_{sc} の方向に散乱されるので、$\vec{k}$ と $\vec{k_0}$ は角 θ_{sc} をなす。

$$\vec{k} \cdot \vec{k_0} = k_x k_{0x} + k_y k_{0y} + k_z k_{0z} = \cos\theta_{sc} \tag{5.2}$$

一方、$\vec{k_0}$ は相互作用平面上にあるので法線ベクトル $\vec{n}$ に対して垂直である。

$$\vec{n} \cdot \vec{k_0} = n_x k_{0x} + n_y k_{0y} + n_z k_{0z} = 0 \tag{5.3}$$

(5.2) 式と (5.3) 式、及び $\vec{k_0}$ の大きさが 1 という条件

$${k_{0x}}^2 + {k_{0y}}^2 + {k_{0z}}^2 = 1 \tag{5.4}$$

から入射 γ 線の方向ベクトル (k_{0x}, k_{0y}, k_{0z}) を求められる。しかし、これらの条件には二次方程式が含まれているので、連立方程式の解、即ちベクトル $\vec{k}$ の候補は二組求められる。これは幾何学的には、相互作用平面上でベクトル $\vec{k}$ と角度 θ_{sc} をなす長さ 1 のベクトルは二つ存在するということを意味する。これらから実際の入射方向ベクトルを決めるには、次のような幾何学的な方法で候補を絞り込む。

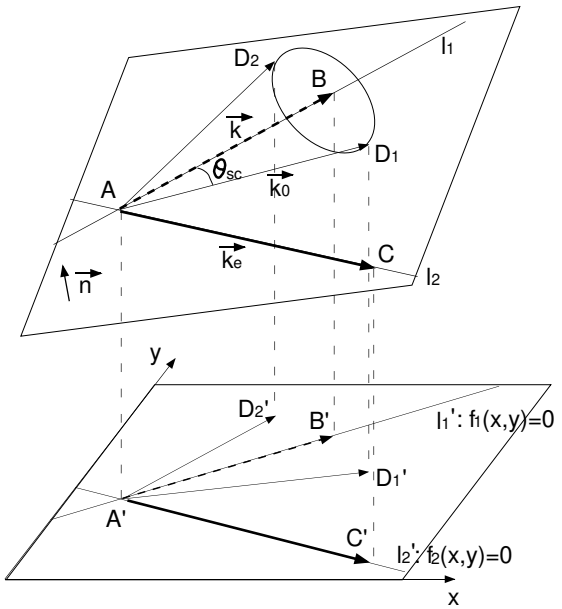


図 5.2: コンプトン効果を利用した入射 γ 線の再構成

ベクトル $\vec{k_0}, \vec{k}, \vec{k_e}$ の始点は全てコンプトン散乱が起こった点であるとして、相互作用平面上に図 5.2 のように次の点 A, B, C, D を定める。

- $A(a_x, a_y, a_z)$: コンプトン散乱が起こった点。
- $B(b_x, b_y, b_z)$: ベクトル $\vec{k}$(散乱 γ 線) の終点。

- $C(c_x, c_y, c_z)$: ベクトル $\vec{k_e}$(反跳電子) の終点。
- $D(d_x, d_y, d_z)$: ベクトル $\vec{k_0}$(入射 γ 線) の終点。

また、$\vec{k}$ を延長した直線 (直線 AB) を l_1、$\vec{k_e}$ を延長した直線 (直線 AC) の式を l_2 とする。すると、求めるベクトル $\vec{k_0}$ の終点 D は直線 l_1 に対して点 C と同じ側にあり、かつ直線 l_2 に対して点 B と同じ側にあるはずである。この条件は、相互作用平面と直交しない任意の平面に投影した場合も成り立つ。そこで、求めたベクトルの候補がこの条件を満たすか否かを判定するために、相互作用平面と平面上の点及びベクトルを $x-y$ 平面へ投影して考える (相互作用平面が $x-y$ 平面と直交する場合は $y-z$ 平面または $z-x$ 平面に投影する)。$x-y$ 平面に投影された点 A, B, C, D をそれぞれ $A'({a_x}', {a_y}'), B'({b_x}', {b_y}'), C'({c_x}', {c_y}'), D'({d_x}', {d_y}')$ とし、同じく投影された直線 l_1, l_2 をそれぞれ ${l_1}' : f_1(x, y) = 0$, ${l_2}' : f_2(x, y) = 0$ とする。このとき、点 D' が直線 ${l_1}'$ に対して点 C' と同じ側にあるという条件は、$f_1({d_x}', {d_y}')$ と $f_1({c_x}', {c_y}')$ が両方とも正または両方とも負になると言い換えることができる。即ち、この条件を満たすとき、

$$f_1({d_x}', {d_y}') \cdot f_1({c_x}', {c_y}') > 0 \tag{5.5}$$

となる。同様に、点 D' が直線 ${l_2}'$ に対して点 B' と同じ側にある条件は、

$$f_2({d_x}', {d_y}') \cdot f_2({b_x}', {b_y}') > 0 \tag{5.6}$$

となる。上記三つの方程式の解として求められた $\vec{k_0}$ の候補のうち、(5.5) 式、(5.6) 式で表される幾何学的な条件を満たすものが入射 γ 線の方向ベクトルとなり、その方向 (極角 θ、方位角 φ) を決定できる。

ところで、観測及びコンプトン散乱の運動学から得られるパラメータは、相互作用点、γ 線の散乱方向 θ_{sc}、相互作用平面の他に、電子の反跳方向 (これを α とする) がある。しかし、これらのパラメータのうち、α は入射 γ 線の再構成には用いない。この余ったパラメータは、求められた入射方向が妥当なものかを判断するのに利用できる。即ち、運動学的に求められる反跳方向 α と、再構成したベクトルと電子の方向ベクトルから幾何学的に求められる反跳方向 α を比較し、それらがほぼ一致していれば再構成した γ 線の入射方向は適切なものであるといえる。この方法 (Kinematical fit) によって偶発的なイベントをほとんど除去できる。

5.2 コンプトン効果を利用した γ 線検出器

MeV 領域の γ 線を検出するために利用することができる唯一の物理的過程は、コンプトン散乱である。前節でみてきたように、コンプトン効果による散乱 γ 線と反跳電子は、入射 γ 線に関する情報を持っている。また、コリメーターを用いないので、比較的広い視野が得られる。そのため、コンプトン効果を利用して入射 γ 線の方向を求める検出器のア

イディアは以前から、特に宇宙物理の分野で存在した [32]。ここでは、コンプトン効果を利用した主な γ 線検出器について述べる。

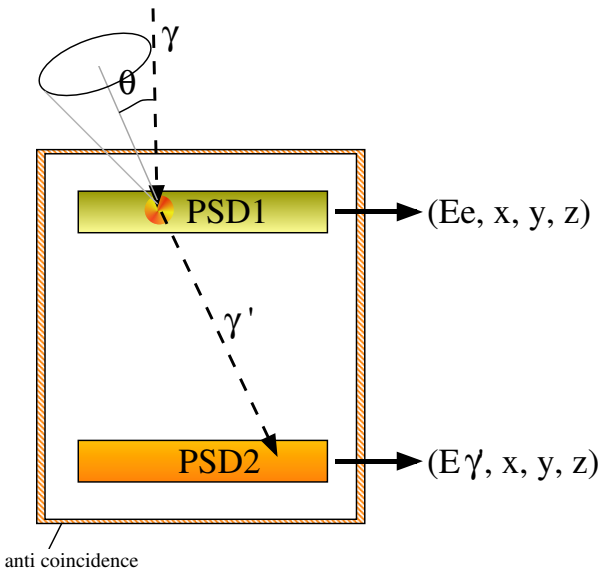


図 5.3: 二重コンプトン散乱を利用した検出器

二つのシンチレーターを用いた検出器　このような検出器として代表的なものは、COMPTEL [1] のように二つのシンチレーションカウンターを位置 · エネルギー検出器として用いるものである。このタイプの検出器の概念図を図 5.3 に示す。一つ目のシンチレーター (PSD1) には、液体シンチレーターなど原子番号が小さいものを使用する。検出器に入射した γ 線は、ここでコンプトン散乱を起こし、その位置と反跳電子のエネルギーが記録される。二つ目のシンチレーター (PSD2) は PSD1 からある程度 (COMPTEL の場合は 1.5m) 離して設置する。PSD2 には原子番号の大きい NaI などを用いる。PSD1 で散乱された γ 線は、PSD2 で再び相互作用を起こしてそこで吸収され、(多くの場合) 全エネルギーを落とす。PSD1 と PSD2 で観測された相互作用の位置から散乱 γ 線の方向が求められ、入射 γ 線、散乱 γ 線が両検出器で落したエネルギーと (5.1) 式からコンプトン散乱の方向が求められる。この両者から求められる入射 γ 線の方向は、図 5.3 に示したような散乱 γ 線の方向を軸とした円錐状になる。宇宙線陽子のような荷電粒子によるバックグラウンドは二つの検出器の周囲にプラスチックシンチレーターを設置し、これを反同時計測器 (アンチコインシデンス) として用いることによって除去する。また、PSD1 にヒットした時刻と PSD2 にヒットした時刻の差 (Time of flight : TOF) を計測することによって両検出器に関連のない二つの γ 線が同時にヒットするような偶発的な事象によるバックグラウンドを除去する。

　この方法ではコンプトン散乱による電子の反跳方向は観測できず、相互作用平面を決め

ることができない。そのため、求められる γ 線の入射方向の候補は円錐状になり、真の入射方向を決定するには最低でも三つのイベントが必要である。また、TOF の精度を上げるために二つの検出器を離しているので、視野をあまり広くできないという問題もある。

Micro TPC を用いた検出器　前章 4.3 で述べた Micro TPC をシンチレーターなどの γ 線検出器と組み合わせることによって γ 線の到来方向を決定するイメージング検出器として応用することができる。現在考えられているのは、図 5.4 のような MSGC または μ-PIC を用いた Micro TPC の周囲に γ 線検出器 (ここではシンチレーター) を設置した検出器である。

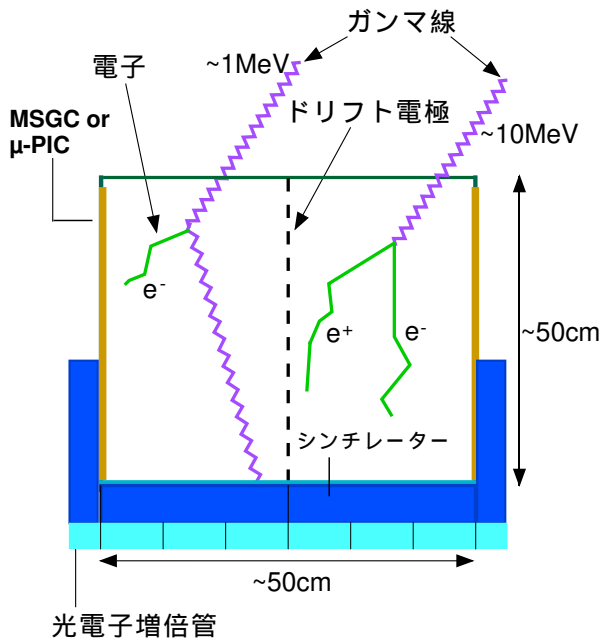


図 5.4: Micro TPC を用いた γ 線検出器の原理図。コンプトン散乱 γ 線と反跳電子の両方から入射 γ 線を再構成する。Micro TPC は、10MeV 以上の γ 線対生成領域及びその電子 · 陽電子飛跡検出器としても機能する。

ガスで満たされたドリフトスペース内に入射した γ 線は、コンプトン効果を起こす。散乱 γ 線は、Micro TPC の周りを囲むように設置した γ 線検出器で再び相互作用を起こし、そこで吸収される。この検出器で散乱 γ 線の吸収位置、エネルギーと、吸収された時刻が記録される。一方、反跳を受けた電子は、ガス中を数 mm から数 cm 飛び、その飛跡に沿って電子雲を残す。この電子雲は、チェンバーに印加してある電場に沿ってドリフトし、検出部に到着するとその位置、時刻とエネルギーが記録される。電子の飛跡は、シンチレーターからの時間情報と Micro TPC からの位置 · 時間情報をもとに、3 次元的に再構成される。一般に電子はガス中では多重散乱を受けるため、その飛跡は乱雑に曲がる。しかし、電子のエネルギーが十分大きい場合は、コンプトン散乱が起こった点から数 mm の間は直

線的に進むので、飛跡のこの部分から電子の反跳方向を測定することが可能となる。このように、電子の飛跡の一部からその方向を求めるには、飛跡を 100μm 程度の精度で再構成する必要がある。これは、MSGC、μ-PIC の持つ位置 · 時間分解能で初めて可能になる。

この検出器は、二つのシンチレーターを用いた検出器では観測不可能である反跳電子の方向がわかる。そのため、 5.1 節で述べた方法で一つ一つのコンプトン散乱イベントから入射 γ 線の方向を決定できる。また、偶発的なイベントは Kinematical fit によって除去できるので二つの検出器 (コンプトン散乱を起こす部分と散乱 γ 線を検出する部分) を離す必要がなく、広い視野が得られる。

広がった γ 線源や、強度の弱い γ 線源を観測するには個々の γ 線の到来方向を求める必要がある。従来の二重コンプトン検出器ではこのような γ 線源を観測することはできないのに対して、Micro TPC を用いた検出器は上記のような観測困難な γ 線源に対しても高い感度を持つ。

このように、Micro TPC を用いた γ 線検出器は、従来の検出器にはない様々な利点があり、これが実現すれば宇宙物理学において大きな成果を期待できる。この他にも、環境中の放射線源を素早く発見するための検出器や、弱い γ 線源をトレーサーとして用いる医療診断法にも応用できる。

第6章　EGS4によるシミュレーション

検出器の開発の際、その性能をシミュレーションによって予め評価しておくことは非常に有益である。我々は、Micro TPC を用いた γ 線到来方向検出器の開発にあたり、その予想される性能を EGS4 によるコンピューターシミュレーションで見積もった。この章では、前章で述べた γ 線の再構成法を用いたシミュレーションの方法とその結果について議論する。

6.1　EGS4 について

EGS4 (Electron Gamma Shower version 4) [33] は、数 keV～数 TeV の電磁相互作用のモンテカルロシミュレーションとして広く利用されている。EGS は、汎用電子 · 光子輸送コードとして高エネルギー側から出発し、最近は keV 領域に至るまで拡張されている。EGS4 で扱うことのできる光子に関する物理現象は以下の四つである。

- 電子対生成
- コンプトン散乱。
- レイリー散乱 (オプション)。
- 光電効果及びそれによる蛍光 X 線の発生。

また、電子及び陽電子については次の物理現象を扱うことができる。

- 制動放射。
- 電子 · 陽電子対消滅。
- Molière 散乱 (原子核からのクーロン力による散乱)。
- Møller 散乱 (電子同士の弾性散乱) と Bhabha 散乱 (電子と陽電子の弾性散乱)。
- 周囲の物質の電離によるエネルギー損失。

低エネルギー (数 MeV 以下) の電子を精密に追跡するために、EGS4 に PRESTA というマクロを組み込むことができる。PRESTA を使用した場合、計算に要する時間は使用しない場合とあまり変わらないが、その結果は非常に実験と合っているという特徴がある。

今回のシミュレーションでは、主に 1MeV 以下の電子を扱うので、PRESTA を組み込んだ。また、低エネルギー光子への拡張として LSCAT (Low-Energy photon SCATtering expansion for EGS4 code) [34] が波戸らによって開発された。この拡張コードは、直線偏光光子の散乱、コンプトン散乱におけるドップラー広がりや電子の束縛によるエネルギーのずれを扱うことができる。さらに、EGS4 ユーザーコードに適当なサブプログラムを組み込むことにより、結果の解析など、EGS4 では本来行わない計算をすることもできる。

6.2　シンチレーターのシミュレーション

Micro TPC を用いた γ 線検出器は、反跳電子の飛跡検出器 (Micro TPC) と散乱 γ 線検出器 (シンチレーター) の二つの部分からなる。この検出器による γ 線再構成のシミュレーションについて述べる前に、これら個々の検出器について行ったシミュレーションとその結果について議論する。

シンチレーターの性能は、散乱 γ 線の方向決定精度やエネルギー分解能に影響を与える。これらは、シンチレーターの種類に大きく依存する。表 6.1 に γ 線の検出によく使われる NaI、CsI、GSO、BGO の各種のシンチレーターの特性を示す。この中では、NaI がその入手の容易さから特によく使われる。NaI は光量が多いためエネルギー分解能が良いが、潮解性があるので空気中では使用できない。また、検出効率はほかの結晶に比べてやや劣る。BGO はここに挙げたシンチレーターでは最も検出効率が高く、特に高エネルギーの γ 線の検出に有効であるが、光量が NaI の約 10% 程度しかないので、エネルギー分解能は NaI より劣る。このように、どのシンチレーターもその特性には一長一短があり、用途に応じて最も適切なものを選ぶ必要がある。ここでは、GSO を選び、その検出効率やシンチレーション光の広がりについて EGS4 でシミュレーションを行った。GSO を選んだ理由は、第一にはその検出効率である。図 6.1 に厚さ 2cm の GSO の検出効率のエネルギー変化を示す。GSO は、BGO と比べて検出効率はやや劣るが、光量が約 2 倍なので BGO よりエネルギー分解能は良い (0.4MeV の入射 γ 線に対して半値幅で 10% 程度)。この他に GSO には、シンチレーション光の減衰時間が短く、また、潮解性がないという特徴もある。

シンチレーターのシミュレーションのために、3.5inch $\times$ 3.5inch $\times$ 2cm の直方体のジオメトリを用意した。γ 線は、この直方体の中央の一点に、垂直に入射させた。

EGS4 ではシンチレーション光のような波長の長い電磁波を扱うことはできないので、このシミュレーションのためにシンチレーション光輸送サブルーチン (以下、光輸送ルーチンとする) を作成した。そこでは、次のようにして処理が行われる。GSO 結晶中で電子がエネルギーを落すとき、シンチレーション光が発生する。このときに光輸送ルーチンに処理が移される。光輸送ルーチンでは、電子が落したエネルギーに応じた数のシンチレーション光子を等方的に発生させる。ここで、GSO の W 値 (一つのシンチレーション光子発生に必要な平均のエネルギー) を 107eV とした。次に、始めの光の方向からシンチレー

	NaI	CsI	GSO	BGO
有効原子番号	50	54	59	74
密度 [g/cm^3]	3.7	4.5	6.7	7.1
光量 (NaI=100)	100	85	28	12
波長 [nm]	410	550	430	480
減衰時間 [ns]	230	1000	60	300
減衰係数 [cm^{-1}] @511keV	0.34	0.47	0.67	0.96
潮解性	有	微	無	無

表 6.1: 主なシンチレーターの特性

ション光が結晶底面の光電子増倍管 (PhotoMultiplier Tube : PMT) に到達するときの位置を幾何学的に予測する。そして、PMT の表面に達した光子のうち 20% が光電子を発生させ、出力信号になると仮定した。ただし、結晶中での光の減衰は無視した。このようにして求めたシンチレーション光の広がりを図 6.2 に示す。

シンチレーターの底面に達した光子は PMT に集められ、PMT 毎のヒットした光子の数に応じた信号となる。ここでは、GSO の底面に 7×7 本の一辺が 0.5 インチの角型 PMT が隙間無く並べられているとして、各 PMT の中心の座標とそれぞれにヒットした光子の数からシンチレーション光の広がりの重心を求めた。i 番目 ($i = 1, 2, \cdots, 49$) の PMT にヒットした光子の数を n_i、 i 番目の PMT の中心の座標を (r_{ix}, r_{iy}) とすると、シンチレーション光の重心の座標 R_x, R_y はそれぞれ

$$R_x = \frac{\sum_i n_i r_{ix}}{\sum_i n_i},\ R_y = \frac{\sum_i n_i r_{iy}}{\sum_i n_i} \tag{6.1}$$

となる。この式で求められた重心が観測される γ 線の入射位置となる。図 6.3 にこの方法で求めた入射位置の分布を示す。この方法による位置決定の精度は読み出しのための PMT の大きさに依存する。図 6.3 では PMT の一辺の大きさは 0.5 インチとしてある。また、γ 線を PMT の中心からずらして入射させたとき、観測される入射位置はやや PMT 中心寄りにシフトする。このずれは入射位置の中心からの変位にほぼ比例する。大きさが 0.5 インチの PMT と 1.0 インチの PMT についてこのずれとそれぞれの位置分解能 (RMS) を求めたところ、図 6.3 のような結果が得られた。実際の入射位置 (PMT 中心からの距離) を x、観測される (見かけの) 入射位置を x' とすると、大きさが 0.5 インチの PMT の場合、x と x' の関係は、

$$|x| \approx \frac{3}{2}|x'| \tag{6.2}$$

となっている。この関係がわかっていれば見かけの入射位置から実際の入射位置を求めることができる。これは、PMT の大きさによる変化はほとんどない。一方、位置分解能は入

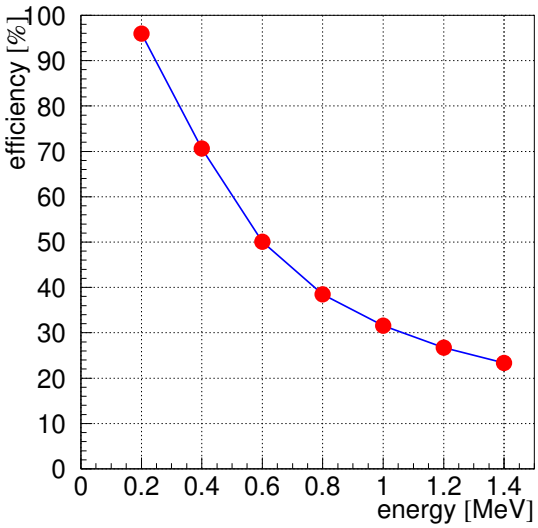


図 6.1: 厚さ 2cm の GSO 結晶の検出効率

射位置には依存せず、PMT の大きさに依存する結果が得られた。この結果によると、0.5 インチの PMT を用いた場合、0.7MeV の入射 γ 線に対して約 2mm の位置分解能 (RMS) が得られる。これは、ガス中でのコンプトン散乱の起こった場所とシンチレーター中で相互作用が起こった場所が 20cm 離れているとしたとき、散乱 γ 線は約 0.6 度の精度で得られるということを意味する。入射 γ 線のエネルギーが高いときは位置分解能が良くなる傾向が見られるが、その変化はあまり大きくない (図 6.5。これは、高エネルギーの入射 γ 線がシンチレーター中で全エネルギーを落した場合は光の量が多いためであると考えられる。

散乱 γ 線の位置 · エネルギー分解能は、この γ 線検出器の性能によって決まる。ここでは単結晶のシンチレーターを用いたが、ここに CdTe や CdZnTe などの半導体検出器を用いると特にエネルギー分解能が高くなり、これは検出器全体の性能の向上につながる。

6.3　TPC のガス中の電子の振舞い

ガス検出器では、ドリフトスペースにおける荷電粒子、特に電子の振舞いが検出器の性能に大きく影響する。その中でも、電子雲の拡散と電子の飛跡の多重散乱による曲がりは、読み出し部の分解能にどれほど良いものを用いてもこの影響を除去することはできず、検出器の性能の本質的な限界を与える。

多重散乱　電子が周囲のガスの電離によってそのエネルギーを失うとき、自らもクーロン力によって散乱される。これが多数起こるため、電子の飛跡は複雑に曲がる。この過程は、

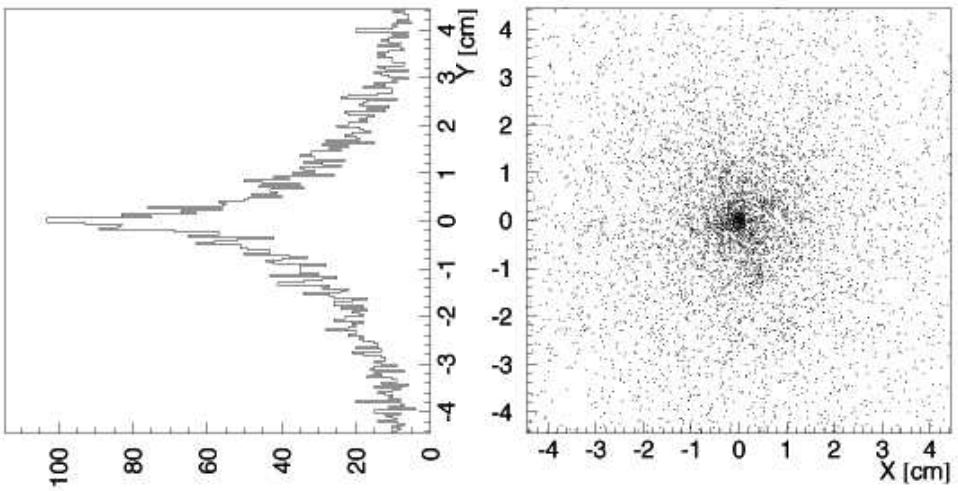


図 6.2: シンチレーション光の広がり。右は結晶底面に到達した光子の分布、左はこれを Y 軸に投影したもの。入射 γ 線のエネルギーは 0.7MeV、総計算回数は 10 回のときの結果。

特に低エネルギーの電子において顕著である。そのため、電子がエネルギーを失うと次第に大きく散乱され、完全にエネルギーを失う頃には電子の運動方向は元の方向とは関係がなくなる。

Micro TPC で電子の飛跡の方向を決定するには、数 mm の長さの飛跡がわかればよい。そこで、電子が 3mm 進む間にその飛跡がどれほど曲がるかをシミュレーションで求めた。この計算は、EGS4 を 2 段階に分けて行った。第一段階は、図 5.4 のような 50cm $\times$ 50cm $\times$ 50cm のガス層にある一定のエネルギーの γ 線を入射し、コンプトン散乱が起こったときにそのエネルギーを記録した。これによって、反跳電子のエネルギー分布が得られる。第二段階では、前段階で得られたエネルギー分布を持つ電子を厚さ 3mm のキセノンガスの層に入射させ、ガス層を通過したときの電子の軌道のずれから飛跡の曲がりの程度を決定する (図 6.6)。0.4MeV 及び 1.0MeV の入射 γ 線についてこのシミュレーションを実行した結果を図 6.7 に示す。この図からわかるように、入射 γ 線のエネルギーが高い場合は、ほとんどの反跳電子は相互作用点から 3mm の間は直線的に進むことがわかる。

電子雲の拡散 3.1.2 節で述べたように、電子雲のガス中での広がりは電場やガスの組成などに強く依存する。例として図 6.8 にキセノンと二酸化炭素の混合ガスにおける電子の拡散係数 σ の電場依存性を挙げる。この図において最も良い条件の場合、電子が 1cm ドリフトしたときの拡散 (標準偏差) は約 0.2mm である。このような最良の条件で micro TPC を動作させた場合、電子の拡散を考慮した位置分解能は 1mm 程度になると予測できる。

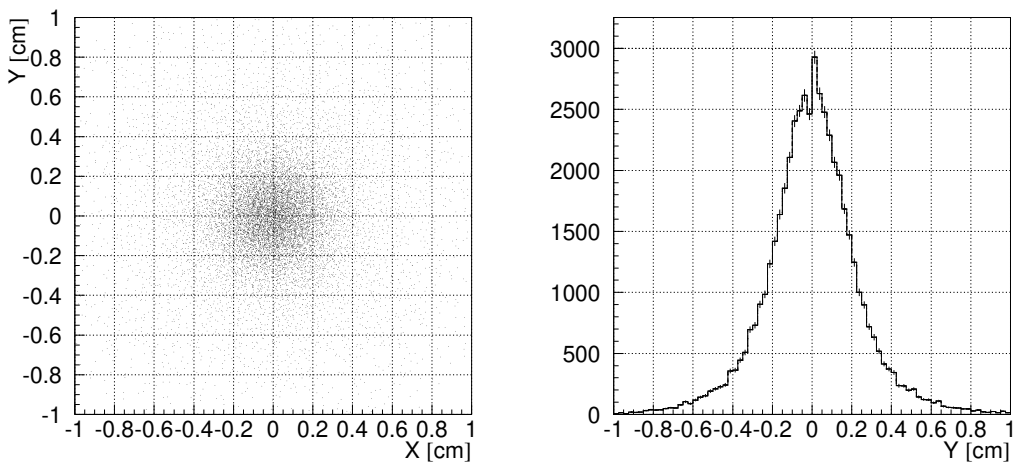


図 6.3: 重心法で求めた γ 線の入射位置の分布。左は 2 次元のプロット、右はそれを Y 軸に投影したもの。

散乱 γ 線のドップラー広がり　比較的エネルギーの低い γ 線のコンプトン散乱を考えるときは、ドップラー効果による散乱 γ 線のエネルギーの広がりが重要になる。ドップラー広がりが顕著ならば、散乱 γ 線のエネルギー分解能が劣化し、それが入射 γ 線再構成の精度に影響を与える。

コンプトン散乱におけるドップラー広がりの影響を評価するために、EGS4 に波戸らが開発した LSCAT [34] を導入した。LSCAT は低エネルギーの光子の散乱を扱うための EGS4 の拡張コードで、デフォルトの EGS4 では扱えない直線偏光光子の散乱、コンプトン散乱における電子の束縛の効果やドップラー効果を扱うことができる。ここでは、電子の束縛とドップラー効果による影響を考慮した。

0.5MeV の γ 線が 45 度の方向に散乱された場合、散乱 γ 線のエネルギーは、(2.6) 式より 0.39MeV となる。これにドップラー広がりを考慮すると、図 6.9 に示したように散乱 γ 線のエネルギーが広がる。この広がりを LSCAT を組み込んだ EGS4 で計算したところ、約 1.3%(FWHM) であった。散乱 γ 線をシンチレーターで検出する場合は、この広がりはほとんど無視できる程度である。

6.4　γ 線再構成のシミュレーション

このシミュレーションの目的は、コンプトン散乱による反跳電子を用いた方法で本当に入射 γ 線を再構成できるかどうかを検証することである。例えば、電子が数 mm 進むうちに曲がってしまうようではこの方法を適用することはできない。ここでは、電子の飛跡の多重散乱による曲がり以外の誤差、例えばシンチレーターの位置分解能、エネルギー分解

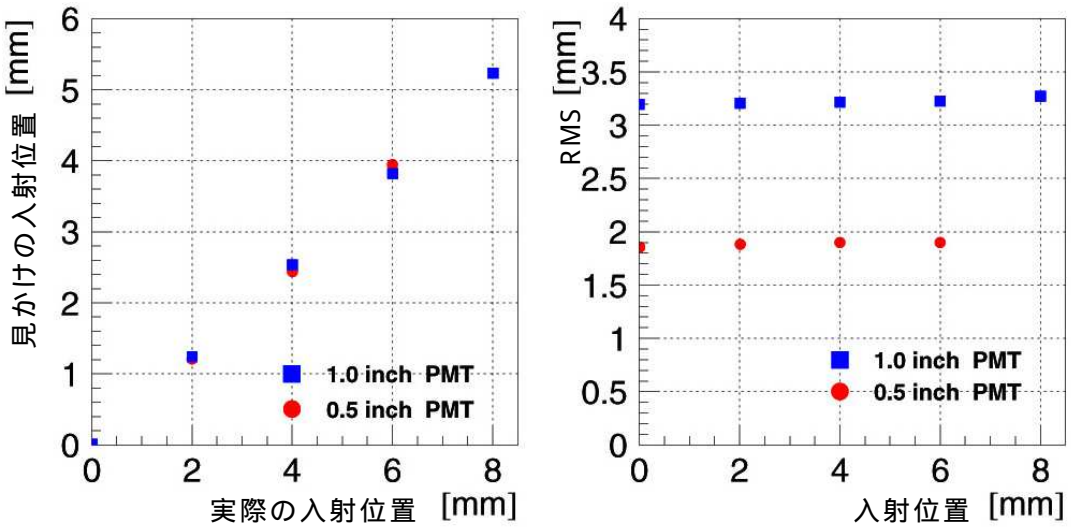


図 6.4: 光電子増倍管による位置決定精度。(左):観測される入射位置と真の入射位置の関係。(右):分解能と入射位置の関係。

能などは全て無視した。

6.4.1 検出効率

計算のためのジオメトリとして、図 5.4 のような一辺が 50cm の立方体状のキセノンガスの領域と、その立方体の半分を覆う厚さ 2cm の GSO 結晶を考えた。γ線は、ガス領域の上面に一様に入射させた。検出器中で起こり得るイベントは、大きく分けて次の 4 種類がある (図 6.10 を参照)。

A. 相互作用が起こらない。
B. 光電効果が起こる。
C. コンプトン効果が起こるが散乱γ線は検出器外へ逃げる。
D. コンプトン効果が起こり、散乱γ線はシンチレーターで吸収される。

これら 4 種のイベントのうち、入射γ線の再構成に有効なものは、D のイベントのみである。ただし、ガス層を素通りしたγ線がシンチレーターで相互作用するように、最初の相互作用がガス中で起こらないイベントは全て A に含める。シンチレーター中で後方に散乱したγ線がガス中でコンプトン散乱を起こす場合も、最初の相互作用はガスではなく、シンチレーターで起こるので、これは A のイベントになる。ここでは、まず検出効率について述べ、その後γ線再構成の手順と結果を述べる。

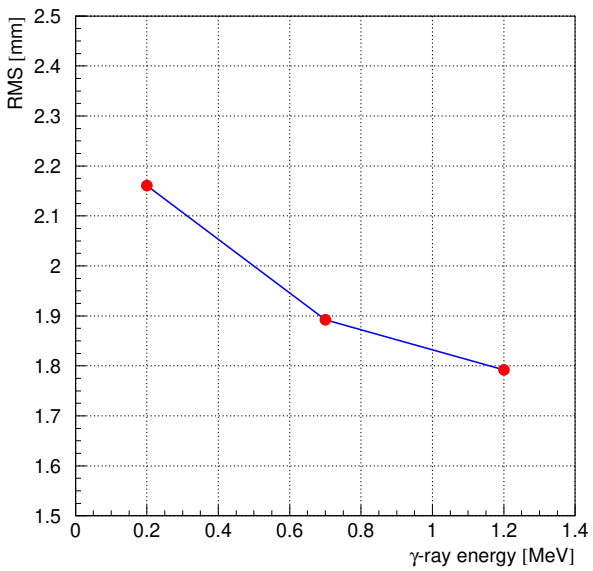


図 6.5: 位置分解能のエネルギーによる変化

検出効率を計算する際、入射 γ 線は検出器上面に垂直であると仮定した。シミュレーションによる検出効率の計算結果は図 6.11 に示すようになった。この図において、丸で表されている点はガス層で何らかの相互作用が起こる場合の効率を示しており、四角の点で表されている点は入射 γ 線の再構成に有効な相互作用が起こる場合の効率を表している。後者がこの検出器の有効な効率ということになる。高エネルギーになる程両者は接近しているが、これは全イベントに対する光電効果の占める割合が減少していることを意味する。この結果を見ると、検出効率はエネルギーの増加とともにやや下がるが、想定するエネルギー範囲において $1 \sim 2\%$ であまり変化しないことがわかる。また、入射角による検出効率の変化を計算したところ、図 6.12 のような結果になった。この図から、入射角が $40 \sim 50$ 度を越えると急速に効率が減少することがわかる。

6.4.2　γ 線の再構成の方法

コンプトン散乱による入射 γ 線の再構成の検証のために、シミュレーションを二段階に分けて行った。始めに、EGS4 を用いて γ 線の再構成に必要なデータを出力し、この結果を別のプログラムに読み込ませて入射 γ 線の方向ベクトルを計算した。以下、第一段階のためのプログラム (EGS4 ユーザーコード) を EGS4 コード、第二段階のためのプログラムを解析プログラムと呼ぶことにする。

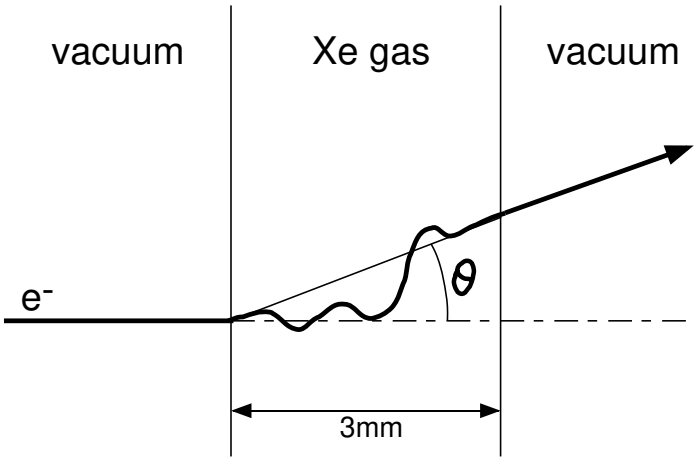


図 6.6: 電子の飛跡の曲がりのシミュレーションの概念図

EGS4 コード　このプログラムの主要な目的は、γ 線再構成のためのデータ、即ちコンプトン散乱が起こった位置、散乱 γ 線が吸収された位置、電子の飛跡のうち直線的な部分の終端、吸収された散乱 γ 線のエネルギー、電子がガス中に落したエネルギーの各データを計算することである。ここで、「電子の飛跡のうち直線的な部分の終端」とは、電子が相互作用点から $3\mathrm{mm}$ 進んだところとした。このシミュレーションにおいて、入射 γ 線のエネルギーは $1\mathrm{MeV}$ とした。また、入射方向は、極角 (z 軸と入射 γ 線のなす角) が 30 度、方位角 (入射 γ 線の $x-y$ 平面への射影と x のなす角) が 60 度というように固定した。

シミュレーションは以下のような流れで行われる。最初に γ 線の追跡法について説明する。ガス層に入射した γ 線が相互作用したとき、それがコンプトン効果であればその位置をある変数に割り当てる。散乱 γ 線がシンチレーターで何らかの相互作用を起こしたとき、その位置 (相互作用点) を記録し、散乱 γ 線の追跡が終了したらそのシンチレーター中でのエネルギー損失を記録する。このとき、散乱 γ 線が全エネルギーを落すとは限らないことに注意する (これは γ 線再構成時に影響する)。γ 線がシンチレーターで相互作用しなかった場合は、割り当てられるべき変数は初期値 $(=0)$ のままになる。反跳電子は、$3\mathrm{mm}$ 進んだところでその位置を記録し、これも散乱 γ 線の場合と同様にガス中で落したエネルギーを記録する。最後に、散乱 γ 線の位置に関する変数が有意な場合 (初期値でない) を選び、これをファイルに出力する。

次に電子の追跡について述べる。電子が $\mathrm{EGS4}$ で決められる長さだけ進んだとき、相互作用点からの飛跡の長さを求め、その長さが初めて $3\mathrm{mm}$ を越えたところを飛跡の “尾” とする。電子は物質中で多重散乱を受けるので、普通はその飛跡は曲がっているが、これを最小自乗法で近似して直線として扱う。この直線は、

$$x = \frac{y-b}{a} = \frac{z-d}{c}$$

という形式になっている。そのため、最小自乗法は二段階に分けて行う。第一段階として

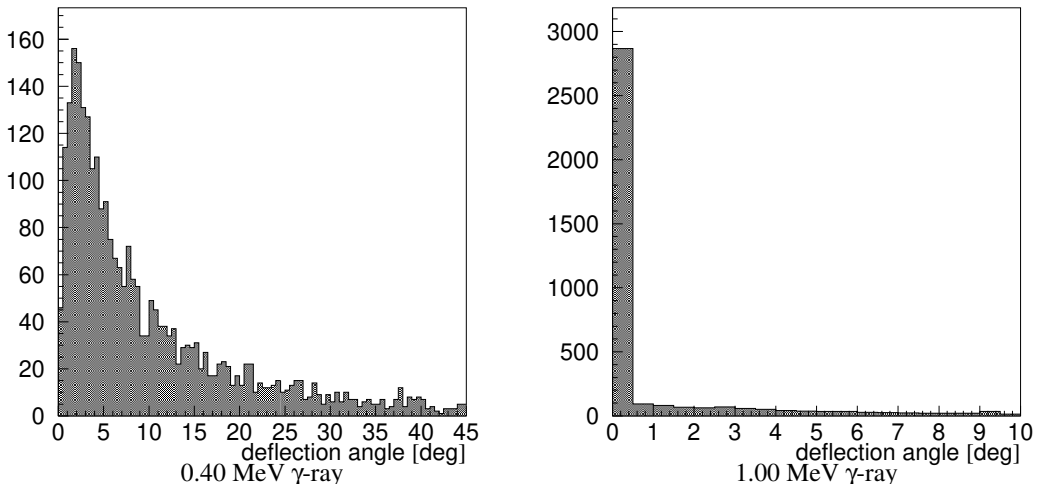


図 6.7: 反跳電子が厚さ 3mm のガス層を通過したときの飛跡の曲がり。(左):入射 γ 線のエネルギーが 0.4MeV の場合。(右):入射 γ 線のエネルギーが 1MeV の場合。

x と y の関係を求める。相互作用点からの電子の飛跡の長さが 3mm を越えるまでに n 個の点が記録されたとすると、記録された各点を x-y 平面に投影したとき、この平面に記録される点は $(x_i, y_i)(i = 1, 2, \cdots n)$ となる。これらを直線で近似し、

$$y = a_n x + b_n \tag{6.3}$$

と表すことができるとき、

$$\sum_{i=1}^{n}(y_i - a_n x_i - b_n)$$

が最小になるように a_n,b_n を選ぶ。すると、a_n, b_n は

$$a_n = \frac{n\sum_{i=1}^{n} x_i y_i - \left(\sum_{i=1}^{n} x_i\right)\left(\sum_{i=1}^{n} y_i\right)}{n\sum_{i=1}^{n} {x_i}^2 - \left(\sum_{i=1}^{n} x_i\right)^2}, \tag{6.4}$$

$$b_n = \frac{\left(\sum_{i=1}^{n} {x_i}^2\right)\left(\sum_{i=1}^{n} y_i\right) - \left(\sum_{i=1}^{n} x_i\right)\left(\sum_{i=1}^{n} x_i y_i\right)}{n\sum_{i=1}^{n} {x_i}^2 - \left(\sum_{i=1}^{n} x_i\right)^2} \tag{6.5}$$

と求められる。x, z についても同様に、

$$z = c_n x + d_n \tag{6.6}$$

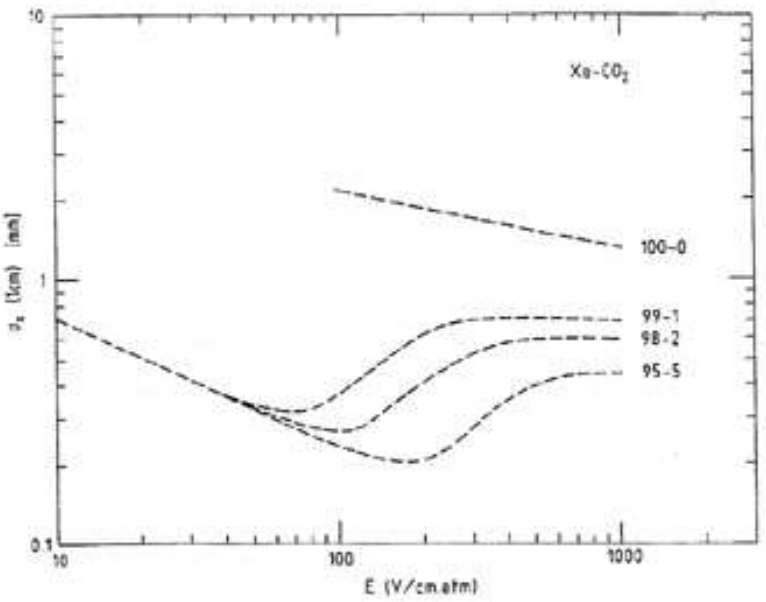


図 6.8: Xe - CO_2 混合ガス中の電子の拡散 [16]。

の形になるように c_n, d_n を決められる。このようにして求めた直線の式は、

$$x = \frac{y - b_n}{a_n} = \frac{z - d_n}{c_n} \tag{6.7}$$

となる。$x = x_n$ のときの直線上の点が求める飛跡の尾となる。

この計算の際、その精度の向上のために次のような補正を施した。 6.3 節で述べたように電子は質量が小さく、多重散乱によってその飛跡が複雑に曲がるので、相互作用点から離れるにしたがってもとの方向に関する情報を失っていく。したがって、相互作用点から離れる程重要さが小さくなるので、飛跡の長さに反比例するウェイトをかけた。ただし、1 番目と 2 番目の点のウェイトは 1 とする。即ち、i 番目の点までの飛跡の長さを r_i とすると、この点のウェイトは $\frac{r_2}{r_i}$ となる。したがって、(6.4)、(6.5) 式の中の x_i, y_i はそれぞれ $\frac{r_2}{r_i}x_i$, $\frac{r_2}{r_i}y_i$ と置き換えられる。

この他に、入射 γ 線の再構成を良い精度で行うためにいくつかのカットを施した。電子がエネルギーを失う過程において、周囲の電子を弾き飛ばす。この電子のエネルギーが EGS4 で設定したカットオフエネルギーより高いと、それは δ 線として扱われ、EGS4 ではこちらを先に追跡する。この δ 線の飛程は普通は短い (100μm 以下) が、これが電子の飛跡が 3mm 前後になったときに発生すると、δ 線が本来の飛跡として扱われ、γ 線の再構成の精度が悪くなる。そこで、このシミュレーションにおいては δ 線は除去した。コンプトン効果による電子のエネルギー分布は、連続的になる。このうち低エネルギーのものは、数 mm 進むうちにも大きく曲がり、もとの方向性は失われる。このような飛跡は γ 線

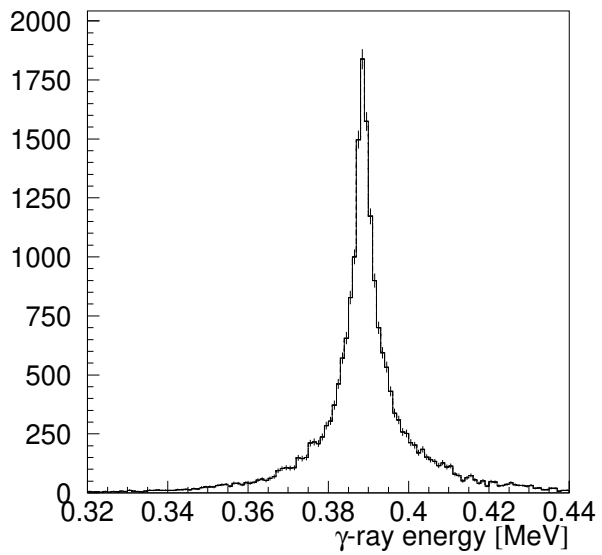


図 6.9: 45 度の方向に散乱された γ 線のエネルギーのドップラー広がり

の再構成に使用することはできないので、低エネルギー (運動エネルギーが 0.1MeV 以下) の反跳電子をカットした。このほかにも、ガス層の底付近 (底から 10cm 以内) で発生した電子は全エネルギーを落す前に底面に衝突すると考えられるので、このようなイベントも除去した。

解析プログラム　EGS4 コードで得られた結果から入射 γ 線を再構成する過程は、この解析プログラムで行われる。このプログラムは、EGS4 コードの実行時にサブプログラムとして EGS4 に組み込まれるが、独立したプログラムとして走らせることもできる。ここでは、EGS4 コードで得られたデータをファイルから入力し、そのデータから散乱 γ 線、反跳電子の方向ベクトルを求め、それらを規格化して $\vec{k}$、$\vec{k_e}$ を求める。以後はこの規格化されたベクトルで計算を進める。前章 5.1 節の方法で入射 γ 線の方向ベクトルが決定したら、その成分から入射角の極成分と方位成分を求める。

6.4.3　γ 線再構成シミュレーションの結果

シミュレーションでは、1.0MeV の γ 線を極角 30 度、方位角 60 度に固定して検出器上面に一様に入射させた。EGS4 コードで散乱 γ 線と反跳電子についてのデータを求め、これを解析プログラムに入力して入射 γ 線の再構成を行った。EGS4 コード及び解析プログラムによって再構成された γ 線の極角、方位角の 2 次元プロットを図 6.13 に示す。また、この図の $28^\circ \leq \theta \leq 32^\circ$ の部分の方位角 ϕ の分布及び $58^\circ \leq \phi \leq 62^\circ$ の部分の極角 θ の分

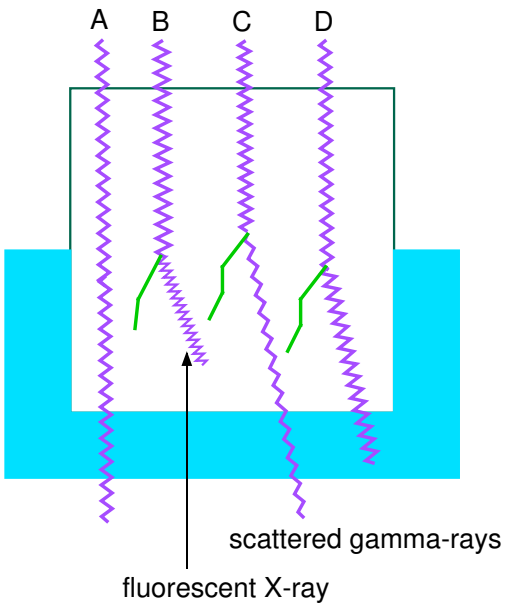


図 6.10: 検出器中で起こり得るイベント。A:相互作用は起こらず、検出器を素通りする。B:光電効果が起こる。蛍光 X 線は再び光電効果によって吸収されることが多い。C:コンプトン効果による散乱 γ 線は検出器の外へ逃げる。D:コンプトン効果による散乱 γ 線はシンチレーターで吸収される。

布を図 6.14 に示す。いずれも半値幅で 2 度程度の角度分解能が得られている。この図から、理想的な検出器を想定した場合は極めて高い精度 (半値幅で約 2 度) で入射 γ 線が再構成できていることがわかる。ここに含まれる誤差のほとんどは、電子の飛跡の多重散乱による方向の不正確さである。また、散乱 γ 線がシンチレーターで完全に吸収されなかった場合、再構成の結果は不正確なものとなる。図 6.13 のほぼ全体に広がっている分布はこれによるものと考えられる。入射 γ 線のエネルギーが 0.3MeV から 1.5MeV まで変化した場合の再構成した γ 線の方位角及び極角の分布を図 6.15 と図 6.16 に示す。また、これらの分布の半値幅の変化を図 6.17 に示す。ここに示したように、

これに、 6.2 節や 6.3 節で述べた散乱 γ 線の角度分解能や反跳電子の位置分解能を考慮すると、分解能は最も悪い場合で $15^\circ \sim 20^\circ$ 程度 (FWHM) になると予想される。この誤差は、主に反跳電子のドリフト中の拡散によるものである。

この結果から、コンプトン効果による散乱 γ 線と反跳電子の飛跡を用いて入射 γ 線を再構成する方法が計算機上で実証された。ここで、重要なことは、一組の反跳電子 · 散乱 γ 線イベントから一つの入射 γ 線の方向が決定されるという点である。このため、γ 線の完全なイメージングが可能になる。

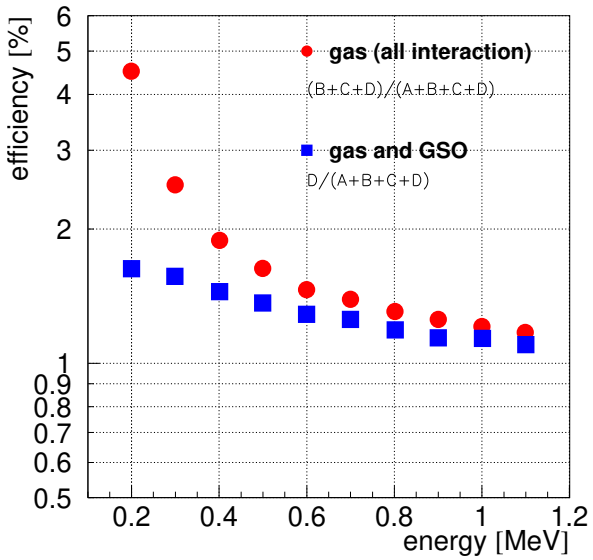


図 6.11: 検出効率のエネルギー依存性。● で表されているプロットは、ガス中で全ての相互作用 (B, C, D) が起こる場合の効率、■で表されるプロットは有効な相互作用 (D) が起こる場合の効率を表す。

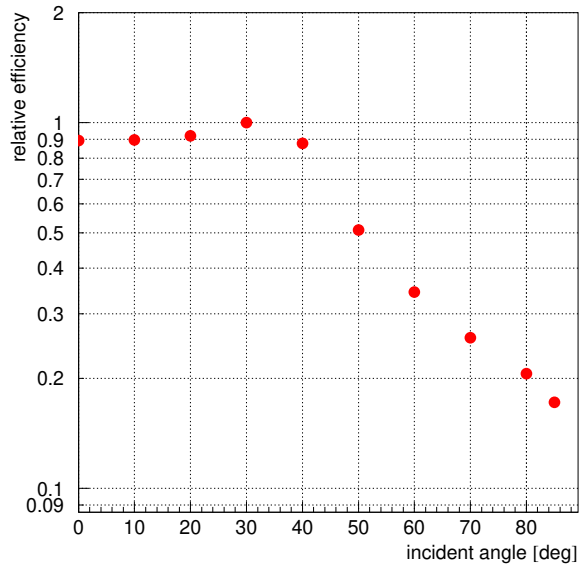


図 6.12: 入射角による検出効率の変化。横軸は垂直入射を 0 度としたときの入射角、縦軸は最大値を 1 としたときの相対値を表す。

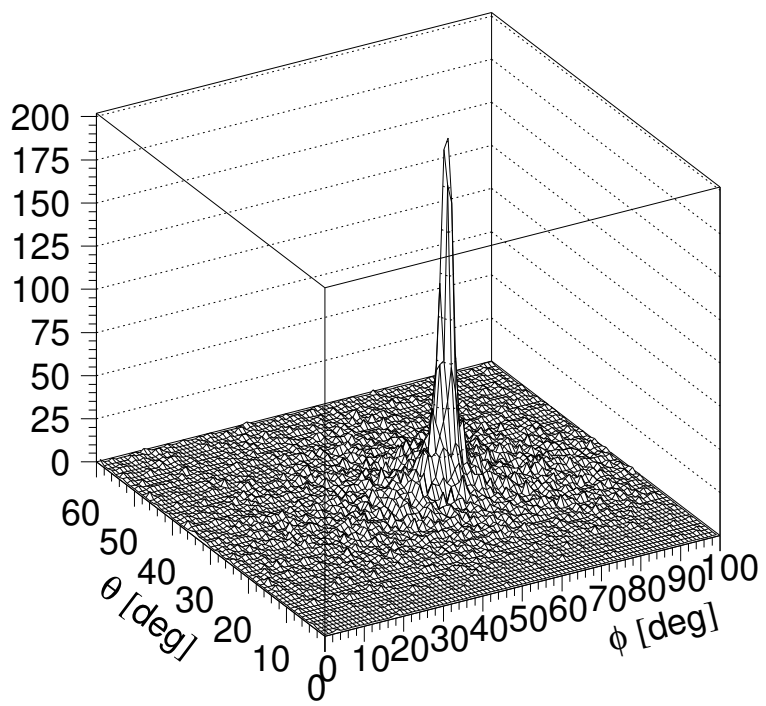


図 6.13: 再構成した 1MeV の入射 γ 線の方向

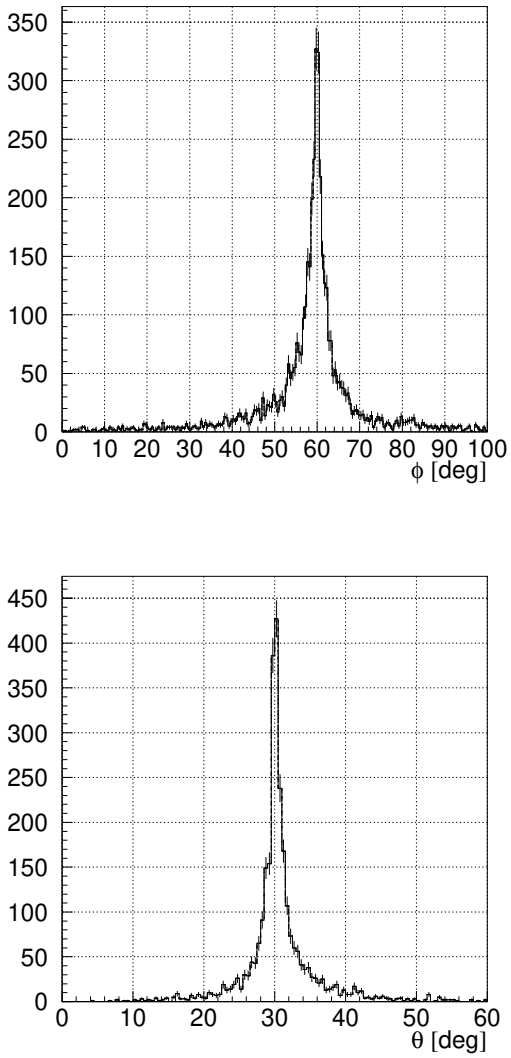
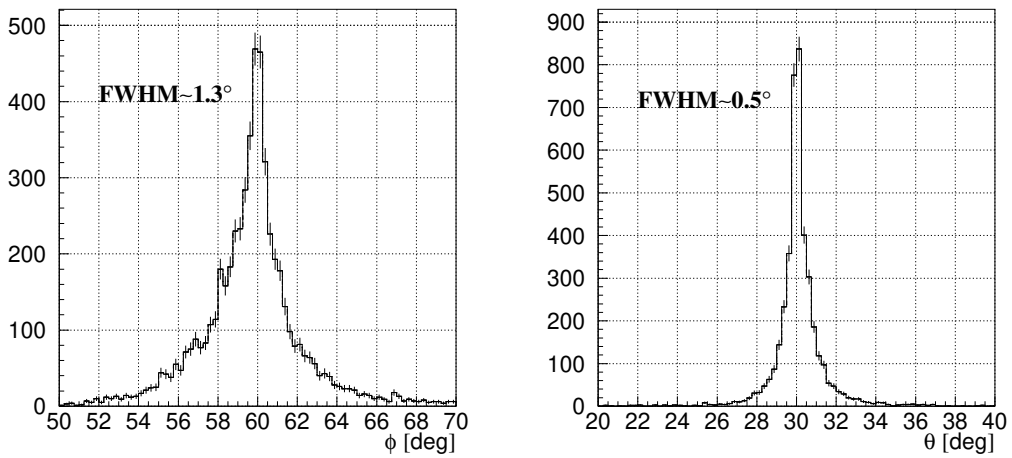
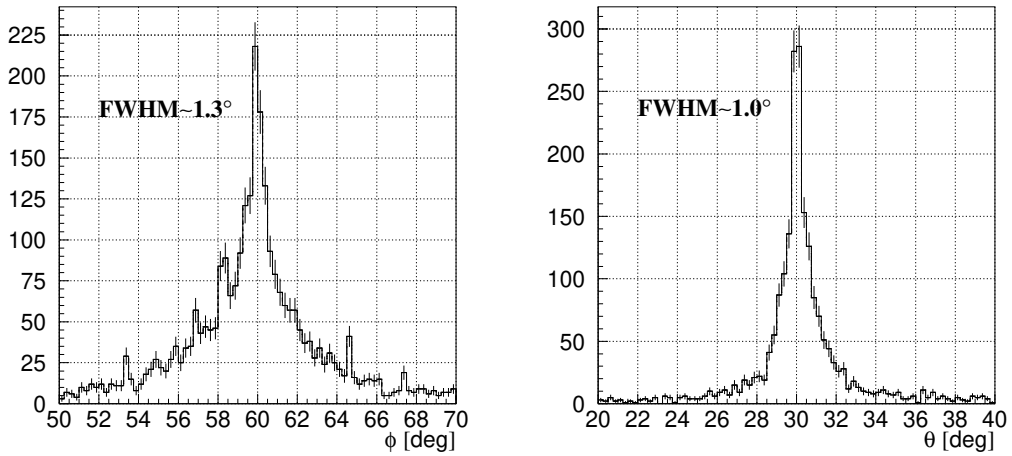


図 6.14: (上):再構成した γ 線の方位角の分布。(下):同じく極角の分布。ともに入射 γ 線のエネルギーは 1.0MeV。

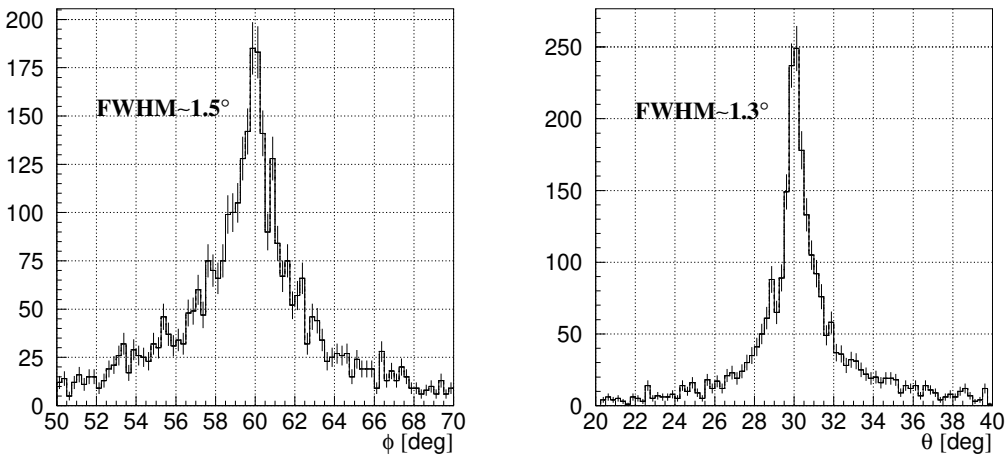


(a) $E_\gamma = 0.3\mathrm{MeV}$

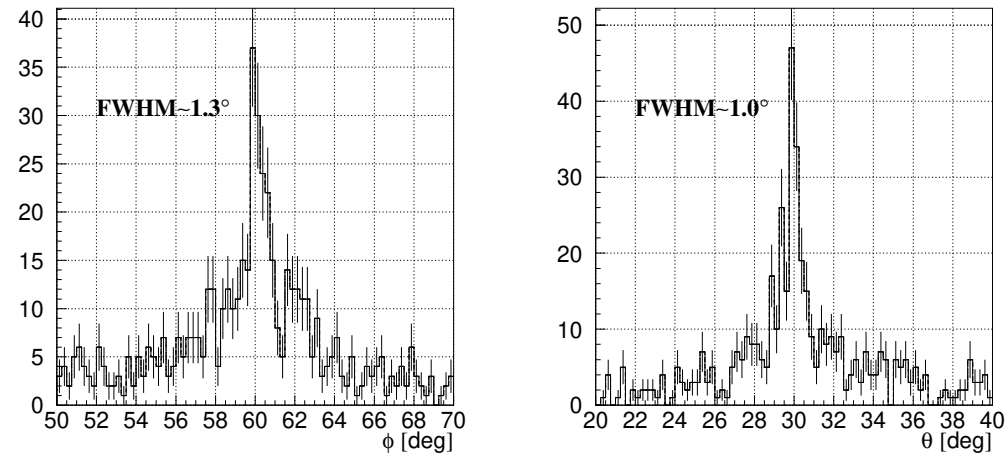


(b) $E_\gamma = 0.5\mathrm{MeV}$

図 6.15: γ 線再構成の精度のエネルギーによる変化 (1)。(a) は入射 γ 線のエネルギーが $0.3\mathrm{MeV}$ の場合、(b) はエネルギーが $0.5\mathrm{Mev}$ のときの結果。いずれも左は再構成した γ 線の方位角の分布、右は極角の分布を表す。



(a) $E_\gamma = 1.0\mathrm{MeV}$



(b) $E_\gamma = 1.5\mathrm{MeV}$

図 6.16: γ 線再構成の精度のエネルギーによる変化 (2)。(a) は入射 γ 線のエネルギーが $1.0\mathrm{MeV}$ の場合、(b) はエネルギーが $1.5\mathrm{MeV}$ のときの結果。左右は図 6.15 と同じ。

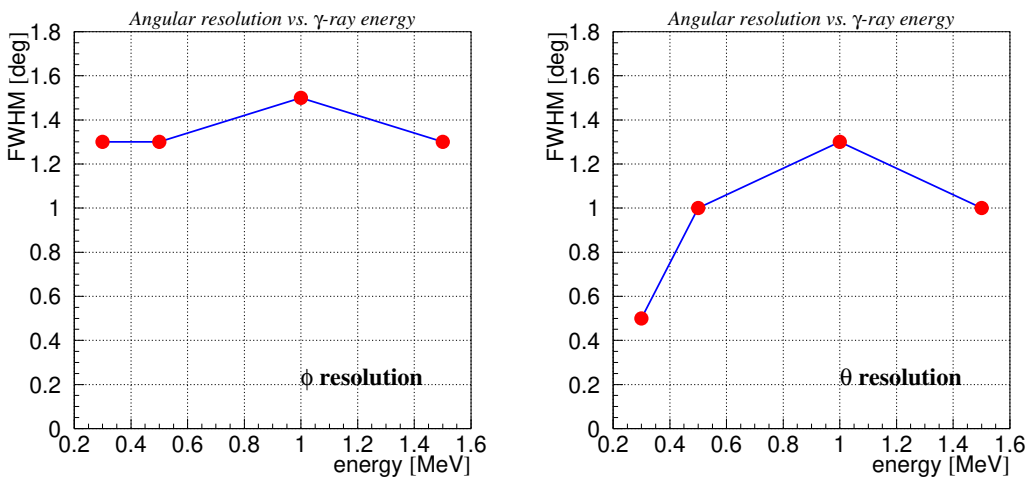


図 6.17: γ 線再構成の精度のエネルギーによる変化 (3)。左図は方位角の精度、右図は極角の精度を表す。精度はいずれも半値幅で表している。

第7章　まとめと今後の展望

修士課程における研究として、MSGC に代表される微細構造検出器を用いた飛跡検出器 “Micro TPC” とシンチレーションカウンターからなる γ 線到来方向検出器のコンピューターシミュレーションを行った。また、同時にこの検出器の基礎となる粒子線検出器 Micro Pixel Chamber (μ-PIC) の開発を行った。

μ-PIC の基礎特性試験は、3cm $\times$ 3cm の検出面積を持つ試験機で行われた。^{55}Fe 線源 (5.9keV) で X 線検出試験を行ったところ、最大で 10^4 を越えるガス増幅率が得られた。長期動作試験では、10^3 の増幅率を保ったまま放電することなく約 5 日間安定に動作した。この試験では、測定中に増幅率が次第に高くなり、数日の間に約 2 倍になるという現象がみられた。今後、この現象については再現性やその原因が検証されることとなるであろう。X 線ジェネレーター (17.5keV) を使用した試験の結果からは、10^6cps/mm^2 の高計数率においても高い増幅率と安定した動作という μ-PIC の特徴を失わないことがわかった。更に、高エネルギー加速器研究機構陽子シンクロトロンの K2 ビームラインにおいて高エネルギー荷電粒子を検出することに成功した。

厚いドリフト層を持った Micro TPC による飛跡検出は、従来の 10cm $\times$ 10cm の MSGC で行われた。この実験では、鉛 (キャピラリープレートの原料の一つ) の同位体に起因する α 粒子が確認された。MeV 領域の電子など minimum ionizing particle の検出にはさらに高いガス増幅率 (10^4) が必要であるが、MSGC でこれを実現するのは困難である。

Micro TPC を用いた γ 線検出器は、コンプトン反跳電子を利用する。しかし、この電子はガス中でのエネルギー損失が小さく、その飛跡を検出するために高い増幅率 (10^4 以上) と長期間の安定性が同時に必要となる。MSGC ではこの条件を満たすことは難しかったが、μ-PIC はキャピラリープレートのような中間増幅器を使うことなくこの条件を満たしており、minimum ionazing particle の飛跡検出器として期待できる。

検出器のシミュレーションは大きくわけてシンチレーター、ガス中の電子と γ 線、入射 γ 線再構成の三種類を行った。第一に、シンチレーターのシミュレーションの結果、厚さ 2cm の GSO 結晶を用いてそのシンチレーション光を 7×7 本の PMT で受ける場合は約 2mm、散乱 γ 線の角度にして 1 度前後の分解能があることがわかった。また、入射 γ 線のエネルギーが高い程、ガス中の電子の飛跡の多重散乱による曲がりかたは小さく、そのうえドップラー効果によるエネルギーのずれが小さくなる (これは低エネルギーでもほとんど無視できる)。このシミュレーションの最大の目的は、一つのコンプトン散乱のイベントから入射 γ 線の方向を再構成することである。これは、EGS4 に別の解析用プログラムをサブルーチンとして加えることによって成功し、電子の多重散乱以外に分解能に影響を

与える因子のない理想的な条件のもとで 1 度程度の分解能 (FWHM) で入射 γ 線の方向を決定できることがわかった。

今後は μ-PIC の開発を更に進め、大面積のイメージング検出器として実用化を目指したい。そのためには、現状において問題となっている電極形成の不均一さを解消する必要がある。この前段階として、ピクセルの形状とその電極の増幅率の関係などの測定を行いたい。

検出器全体に関しては、シミュレーションを進め、今回は簡略化した電子雲の拡散などを厳密に扱う予定である。また、シミュレーションとともに、検出器の試験機の開発も進めていく。散乱 γ 線検出器として平板状シンチレーターを用いて実際に位置分解能を測定する予定である。ここは、将来は半導体検出器などに置き換え、高精度の検出機を目指したい。

この検出器を MeV 領域の γ 線を見る新たな ‘目’ として、宇宙物理学、医療などの発展に貢献したいと考えている。

参考文献

[1] V. Schönfelder et al. Instrument description and performance of the imaging gamma-ray telescope COMPTEL aboard the Compton Gamma-Ray Obervatory. *Astrophys. J. Suppl.*, **86**:657, 1993.

[2] A. Oed. Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A263**:351, 1988.

[3] T. Tanimori, A. Ochi, S. Minami, and T. Nagae. Development of imaging microstrip gas chamber with a 5 cm $\times$ 5 cm area based on multi-chip mudule technology. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A381**:280, 1996.

[4] 越智敦彦. 二次元 MSGC による X 線の画像的検出. Master's thesis, 東京工業大学大学院, 1994.

[5] A. Ochi, T. Tanimori, S. Aoki, and Y. Nishi. Development of ultra-fast data acquisition system for 2-dimensional microstrip gas chamber. *Journal of Synchrotron Radiation*, **5**:1119, 1998.

[6] A. Ochi. *Study of MicroStrip Gas Chamber as a Time-Resolved X-Ray Area Detector*. PhD thesis, Tokyo Institute of Technology, 1998.

[7] Y. Nishi, T. Tanimori, A. Ochi, Y. Nishi, and H. Toyokawa. Development of a hybrid MSGC with a conductive capillary plate. *Proceedings of SPIE*, **3774**:87, 1999.

[8] 青木俊介. キャピラリープレートを中間増幅器に用いた MSGC の開発. Master's thesis, 東京工業大学大学院, 1998.

[9] F. Sauli. Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, 1977. CERN Report 77-09.

[10] A. V. Zarubin. Properties of wire chamber gases. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A283**:409, 1989.

[11] M. S. Longair. *High energy astrophysics*. Cambridge University Press, 1981.

[12] S. W. Hawking. Black hole explosions? *Nature*, **248**:30, 1974.

[13] F. Halzen, E. Zas, J. H. MacGibbon, and T. C. Weekes. Gamma rays and energetic particles from primordial black holes. *Nature*, **353**:807, 1991.

[14] P. N. Okele and M. J. Rees. Observational consequences of positron production by evaporationg black holes. *Astron. Astrophys*, **81**:263, 1980.

[15] G. Charpak. Applications of proportional chambers to some problems in midicine and biology. *Nucl. Instrum. Meth*, **156**:1, 1978.

[16] A. Peisert and F. Sauli. Drift and diffusion of electrons in gases: a compilation, 1984. CERN Report 84-08.

[17] G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favire, and Č. Zupančič. The use of multwire propotional counters to select and localizze charged particles. *Nucl. Instrum. Meth.*, **62**:262, 1968.

[18] G. Charpak, G. Petersen, A. Policarpo, and F. Sauli. Progress in high-accuracy proportional chambers. *Nucl. Instrum. Meth.*, **148**:471, 1978.

[19] D. Fancher, H.J. Hilke, S. Loken, P. Martin, J.N. Marx, D.R. Nygren, P. Robrish, G. Shapiro, M. Urban, W. Wenzel, W. Gorn, and J. Layter. Performance of a Time-Projection Chamber. *Nucl. Instrum. Meth*, **161**:383, 1979.

[20] 鈴木昌世 and 豊川秀訓. SPring-8 における X 線検出器開発. 応用物理, **69**(4):380, 2000.

[21] T. Nagae, T. Tanimori, T. Kobayashi, and T. Miyagi. Development of microstrip gas chambers with multi-chip technology. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A323**:236, 1992.

[22] V. Peskov, B. D. Ramsey, and P. Fonte. Surface streamer breakdown mechanisms in microstrip gas counters. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A392**:89, 1997.

[23] F. Sauli. Micro-pattern gas detectors, 1999. CERN-EP/99-147.

[24] F. Sauli. GEM: A new consept for electron amplification in gas detectors. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A386**:531, 1997.

[25] A. Ochi, T. Tanimori, Y. Nishi, T. Nagayoshi, Y. Nishi, Y. Ohashi, H. Uekusa, H. Toyokawa, K. Inoue, and T. Fujisawa. Novel X-ray analyzing methods using a MicroStrip Gas Chamber. *Proceedings of SPIE*, **3774**:76, 1999.

[26] Y. Nishi. *Development of Hybrid MicroStrip Gas area detector and its application for time-resolved X-ray imaging analysis.* PhD thesis, Tokyo Institute of Technology, 2000.

[27] S.F. Biagi, J. Bordas, D. Duxbury, E. Gabathuler, T.J. Jones, and S. Kiourkos. First experimental results from a microdot gas avalanche detector integrated onto a silicon wafer. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A366**:76, 1995.

[28] A. Ochi, T. Nagayoshi, S. Koishi, T. Tanimori, T. Nagae, and M. Nakamura. A new design of the gaseous imaging detector: Micro Pixel Chamber. to be published.

[29] A. Ochi, S. Aoki, Y. Nishi, and T. Tanimori. Development of imaging microstrip gas chambers and measurement of the polarization of X-rays. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A392**:124, 1997.

[30] 西勇二. MicroStrip Gas Chamber による X 線偏光画像の検出. Master's thesis, 東京工業大学大学院, 1997.

[31] 谷森達, 越智敦彦, and 西勇二. ワイヤレスガス検出器による時分割 X 線画像解析. 日本物理学会誌, **55**(6):420, 2000.

[32] V. Schönfelder, A. Hirner, and K. Schneider. A telescope for soft gamma ray astronomy. *Nucl. Instrum. Meth*, **107**:385, 1973.

[33] W. R. Nelson, H. Hirayama, and D. W. O. Rogers. The EGS4 code system, 1985. SLAC Report-265.

[34] Y. Namito and H. Hirayama. LSCAT : Low-energy photon scattering expansion for the EGS4 code, (2000). KEK Internal 2000-4.

謝辞

この論文の作成にあたって、御指導して頂いた谷森達京都大学教授に深く感謝致します。また、様々な助言をして下さった渡邊靖志教授、石野宏和助手、MSGC に関して御指導して頂いた越智敦彦博士、理化学研究所 (理研) の西勇二博士、理学電機の西泰朗氏、結晶解析の共同研究者である東工大化学科の大橋裕二教授、植草秀裕助教授と大橋 · 植草研究室の方々、小角散乱の共同研究者である理研播磨研究所構造生物化学研究室の藤澤哲朗博士、高輝度光科学研究センター (JASRI) 機器開発グループの豊川秀訓博士、鈴木昌世博士、シンチレーターに関して様々な助言を頂いた窪秀利京都大学助手、μ-PIC の共同研究者であり、実験に協力して頂いた高エネルギー加速器研究機構の永江知文助教授、関本美知子助手、東京大学の中村美玲氏、陽子加速器での実験にあたって場所を提供して頂いた東京理科大学の中井研究室の方々、2 年間にわたって共同で実験を行った小石悟史氏、その他、全体にわたって様々な形でお世話になった研究室の方々に深く感謝致します。