μ-PIC の新しい読みだし回路の開発と X 線偏光測定への応用

植野 優

京都大学 大学院理学研究科 物理学第二教室 宇宙線研究室

2002 年 2 月 1 日

概要

我々の研究室では、μ-PIC という微細な電極構造を用いたガス検出器を開発している。μ-PIC はガス増幅率、位置分解能、時間分解能、許容放射線量、安定性に優れており、さまざまな利用方法が考えられる。例えば、大強度の X 線撮像が可能なことから X 線の動画が得られ、反応中の結晶の X 線解析に重要な役割を果たす。また、電子の飛跡を捉えられることから、γ 線がコンプトン効果を起こす時の反跳電子の方向を捉えることが可能で、γ 線の撮像を行なうことができる。更には、検出ガスに ^{3}He を詰めることで、中性子の検出にも応用することができる。

μ-PIC の時間分解能、許容放射線量を発揮するには、速い読み出しを可能とする回路が重要となる。更に実用のためには、小消費電力で省スペースであることが望まれる。今回、4 チャンネル分のプリアンプおよびディスクリミネーターを内蔵する ASD チップと、多数の I/O とロジックを備えた FPGA を用いることで、1024 チャンネルの信号を高速で読み出し、エンコードする回路を開発した。現在試験中であるが、32×32 チャンネルについては動作を確認し、^{55}Fe 線源からの X 線の撮像およびスペクトロメトリーに成功した。読み出しは 20 MHz 以上での駆動が可能で、50 ns の時間分解能を得たことになる。

また、μ-PIC の重要な応用として、X 線の偏光測定がある。これまでの X 線天文学では、１個ずつの光子について、時間、到来方向、エネルギーの情報を得ることで研究が進められてきているが、偏光については研究例が少ない。われわれは X 線が光電効果を起こす時に電場方向に偏って飛び出す光電子の方向を μ-PIC で調べ、偏光を捉えるという研究を進めている。μ-PIC の前段階である MSGC では既に偏光測定に成功しているが、μ-PIC の読み出しをピクセル化した場合、更に偏光の検出効率が上がることが見込まれる。本研究では、μ-PIC の読み出しをピクセル化した場合の偏光検出効率をシミュレーションし、実際の天体を観測した場合に必要となる観測時間を見積った。

目 次

第 1 章　X 線天文学における偏光測定 **3**
1.1 これまでの X 線天文学 . . . 3
1.2 活動銀河核 (AGN) からの X 線偏光 . . . 4
1.3 ブラックホールの空間のゆがみ . . . 5
1.4 X 線パルサーからの X 線偏光 . . . 5
1.5 超新星残骸からの X 線偏光 . . . 6
1.6 X 線反射星雲 . . . 7

第 2 章　数 keV の光子および電子と物質の相互作用 **9**
2.1 X 線と物質の相互作用 . . . 9
2.1.1 光電効果 . . . 9
2.1.2 トムソン散乱 (コンプトン散乱) . . . 11
2.2 物質中での電子の振舞 . . . 12
2.2.1 Rutherford 散乱 . . . 12
2.2.2 多重 Coulomb 散乱 . . . 12
2.2.3 電離によるエネルギー損失 . . . 13
2.2.4 電子の飛跡の特徴 . . . 14

第 3 章　ガス検出器の原理と μ-PIC の性能 **17**
3.1 ガス検出器 . . . 17
3.1.1 電場強度による電子とイオンの振舞の変化 . . . 17
3.1.2 比例計数管の電極および電圧・電場の構造 . . . 18
3.1.3 検出される信号 . . . 18
3.1.4 電場中のドリフト . . . 20
3.2 μ-PIC の構造と原理 . . . 21
3.3 μ-PIC の基本的な性能 . . . 23
3.4 μ-PIC の利用方法 . . . 25
3.4.1 X 線偏光 . . . 25
3.4.2 大強度 X 線の撮像 . . . 27

3.4.3 γ 線検出器 28

第 4 章 新しい読みだし回路の構築 29
4.1 読みだし系の全体像 29
4.2 プリアンプボードの開発 29
4.2.1 積分の時定数と立上り速度 29
4.2.2 プリアンプの線形性 30
4.2.3 最低しきい値 32
4.2.4 プリアンプボードの設計 32
4.3 エンコーダーボード 34
4.3.1 構成 34
4.3.2 FPGA の内部ロジックの開発 36
4.3.3 使用方法 38
4.4 新しい読み出し回路の試験 39

第 5 章 ピクセル型検出器による X 線偏光測定 43
5.1 EGS4 について 43
5.1.1 EGS4 の概要と設定 43
5.1.2 EGS4 からの出力 45
5.2 電子雲の形成とドリフトのシミュレーション 46
5.3 シミュレーションと実験結果の比較 48
5.4 ピクセル化を行なった場合の解析方法 50
5.5 検出ガスによる偏光検出効率の比較 52
5.5.1 検出可能な X 線偏光 56
5.6 次期検出器のデザイン 58

第 6 章 まとめ 61

図 目 次

1.1 降着円盤からの放射の偏光度。 4
1.2 一般相対論を考慮した時としない時の X 線偏光 6

2.1 鉛の X/γ 線に対する吸収断面積 10
2.2 主な気体の X 線に対する吸収断面積および平均自由行程 11
2.3 座標系と K 核光電子の角度分布 15

3.1 電場強度による電子とイオンの振舞の違い 18
3.2 比例計数管の模式図 19
3.3 MSGC の構造 22
3.4 μ-PIC の構造 23
3.5 MSGC/μ-PIC の放射線検出原理 24
3.6 μ-PIC のからの信号 25
3.7 電圧対ゲインの関係 26
3.8 ^{55}Fe のスペクトル 26
3.9 μ-PIC による電子雲の広がりの検出 27
3.10 μ-PIC を用いたガンマ線カメラ 28

4.1 読み出し回路の概略図 30
4.2 入力パルスと ASD のアナログ出力 31
4.3 プリアンプの線形性 31
4.4 32ch プリアンプボード 32
4.5 アナログ信号の足し合わせ回路 33
4.6 足し合わせ本数の $\frac{1}{2}$ 乗とノイズレベルの関係 33
4.7 エンコーダーボードの概観 34
4.8 エンコーダーボードの構成 35
4.9 同期化部分の Verilog-HDL プログラム 37
4.10 同期化部分の論理合成後の回路 37
4.11 同期化部分のタイミングチャート 37

4.12 新しい読み出し回路 39
4.13 新しい読み出し回路で取得したデータ 41
4.14 2 領域のスペクトル 42

5.1 12 keV の X 線が Ar ガス中で起こす主な物理過程 44
5.2 12 keV の X 線 (125 イベント) が Ar ガス中で生成する光電子とオージェ電子、蛍光 X 線の様子 45
5.3 粒子の追跡と STACK 数 (NP) 46
5.4 シミュレーションでの座標とガスの形状 48
5.5 バックストリップ方向の偏光 X 線 (8 keV) を 200μm ピッチの MSGC で受けた場合の実験結果 49
5.6 8keV の偏光 X 線を 200μm ピッチの MSGC で受けた場合のシミュレーション 51
5.7 Ar 中での 10 keV の X 線の光電効果による光電子とオージェ電子の飛跡 . . 52
5.8 角度分布の例 53
5.9 各ガスのモジュレーションファクターのエネルギー依存性 54
5.10 12 keV の X 線を Ar ガスで検出した場合のモジュレーションファクター . . 55
5.11 分解能および拡散が改善された場合のモジュレーションファクター。 . . . 57
5.12 偏光度 P の X 線をモジュレーションファクター M の検出器で N カウント検出した場合に得られる角度分布 58
5.13 Ar と Ne の検出効率 59
5.14 読み出しのピクセル化を行なう場合の検出器の予想図 60

表 目 次

2.1 主な希ガスの原子番号と束縛エネルギー 10

4.1 領域 A、B のスペクトルのフィット結果 40

5.1 EGS4 の出力例 47
5.2 検出ガスによるモジュレーションファクターの最大値と折れ曲がりのエネルギーの違い 56
5.3 X 線偏光度と検出に必要な光子数 57

第1章　X線天文学における偏光測定

1.1　これまでのX線天文学

天文学で用いられるX線検出器は、光子1個ずつを計測していくという、計数型のものが一般的である。この時、光子1個の持つ情報として、時間、到来方向、エネルギー、それから、偏光という4つがある。

時間については、一般にガス検出器をもちいると良い分解能が得られ、現在稼働しているX線天文衛星としては、RXTE衛星が1 [μs]と最高の分解能を持つ。

到来方向の分解能は主に望遠鏡の精度によって制限されるが、現在ではChandra衛星によるものが最高の性能で、空間分解能は$0.''2$にまで達している。電波銀河のジェットが分離され、超新星残骸のプラズマの構造を詳細観測したり、前期主系列星からのX線を分離したりと、大きな成果を上げつつある。

現在得られる最高のエネルギー分解能は、1.0 [keV]以下では格子散乱を用いた検出器によるもので、XMM-Newton衛星やChandra衛星に搭載されている。原子の微細な遷移状態やガスの速度を測定できることができ、ブラックホール周辺における物質の運動の研究などに成果を上げるている。1.0 [keV]以上ではX線のエネルギーをフォノンに変換するマイクロカロリメーターによるものが最高で、分解能は10 [eV]ほどに達している。X線天文衛星では、Astro-E2で用いられるのが初めてとなる予定となっており、大きな成果が期待される。

時間、到来方向、エネルギーの3つはこれまでも多大なる追求がなされ、それぞれについて最高の性能を示す検出器が開発されている。しかし、4つ目の偏光については、まだ未開拓といえる。これまでに天体からの偏光が十分な有為度(3σ以上)で測定された例は、OSO-8衛星によるカニ星雲からのもの[1]のみである。

次にX線偏光はどのような天体から放射され、その天体についてどのような情報が得られるのかをまとめる。

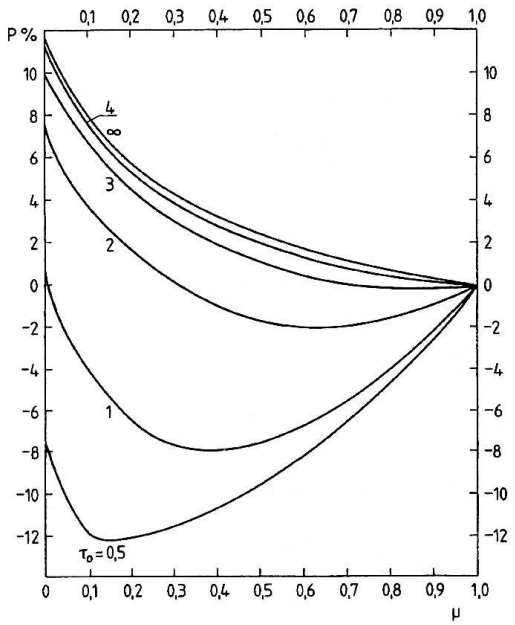

図 1.1: 降着円盤からの放射の偏光度。τ_0 は円盤表面での光学的厚さ、μ は円盤を見込む角度を $\theta(\theta = 0$ が円盤に垂直) としたときの、$\mu = \cos\theta$。

1.2　活動銀河核 (AGN) からの X 線偏光

活動銀河核 (AGN) の X 線放射機構としては、数十 keV の温度をもつ電子による熱的なコンプトン効果がある。これは降着円盤から放射された低エネルギーの光子が、周りを囲む高温のコロナ中で電子による逆コンプトン散乱を複数回受けることで、エネルギーが X 線にまで達するというモデルである。逆コンプトン散乱の回数によって、放射される光子のエネルギーが決まり、回数が少ない側が可視光や紫外光として、回数が多い方が X 線として観測される。ただし、電子の温度以上には光子のエネルギーは上がらない。

このとき、放射される光子の偏光度も逆コンプトン効果の回数に依存し、回数の少ない可視光や紫外光は降着円盤の回転の方向に、回数の多い X 線は動径方向に偏光し、さらに、偏光度は散乱回数の多い X 線の方が大きい。また、X 線領域での偏光度はエネルギーによらず、見込みの角度のみに依存する (図 1.1 参照) [2]。

AGN における他の X 線放射機構としては、非熱的に加速された電子によるシンクロトロン放射や逆コンプトン効果 (SSC) がある。可視 / 紫外領域の放射がシンクロトロン放射で、X 線放射が SSC によるものだったとすると、前者の方が偏光度が大きい。

radio-loud AGN の X 線放射機構は未解明だが、X 線の偏光度を可視 / 紫外領域の偏光度と比較することで、熱的なコンプトン効果あるいは SSC のどちらが支配的なのか、制

限を加えることが出来る。radio-loud AGN と radio-quiet AGN はジェットの存在の有無によるが、どうしてそのような差が生まれるのかは、まだ分かっていない。radio-loud AGN の X 線放射機構を決めることは、ジェットの存在の有無を決める物理状態に迫る端緒になる。

Seyfert 銀河の 1 型、2 型の差は、見込む角による違いが原因となっているとする統一的モデルが存在する。そして、Seyfert 銀河から観測される X 線は熱的コンプトン効果によるものだと考えられているが、その偏光度は銀河を見込む角度に依存する。よって、1 型と 2 型の X 線偏光度を研究することで、この統一的モデルを試験することが出来る。

1.3 ブラックホールの空間のゆがみ

ブラックホールはまだその存在自体が証明されていないが、スペクトルから降着流やジェットの速度を求めたり、時間変動から放射領域の位置やサイズを求めたりと、その証拠を捉える研究がなされてきている。ブラックホールに特有の構造であり、我々が情報を得られる限界は事象の地平面である。このため、その付近からの放射に証拠があるはずである。事象の地表面近くまで入り込んだ降着円盤からの X 線放射も偏光しており、一般相対論の効果を受けている可能性がある。降着円盤からの放射は、一般相対論の効果を受けない場合、前節で書いたように硬 X 線の偏光度は一定だが、その効果を採り入れると偏光度がエネルギーに依存する (図 1.2) [3]。エネルギー毎の偏光度が理論予測と合っていた場合、それはブラックホールの存在に対する強い証拠となると同時に、一般相対論の検証にもなる。

1.4 X 線パルサーからの X 線偏光

X 線パルサーには大きく分けて、降着型のパルサーと回転駆動型のパルサーの二つがある。

降着型パルサーは中性子星が主系列星と連星になっており、伴星から中性子星への物質が降着する時の重力エネルギーがエネルギー源となっている。中性子星近傍では、強い磁場 (10^{12} [G]) に沿って降着が起こり、磁極に高温ガスが形成される。X 線はこの高温ガスから放射されるが、磁極が回転軸とずれている場合、この放射の強度が中性子星の自転と同期した変動をするため、X 線パルサーとして観測される。

このとき、高温ガスからの放射は強力な磁場によって強い異方性を持つと考えられている。良く議論される異方性には二種類あり、一方は磁力線に平行にビーミングするペンシルビーム放射、もう一方は磁力線に垂直な方向にビーミングするファンビーム放射であ

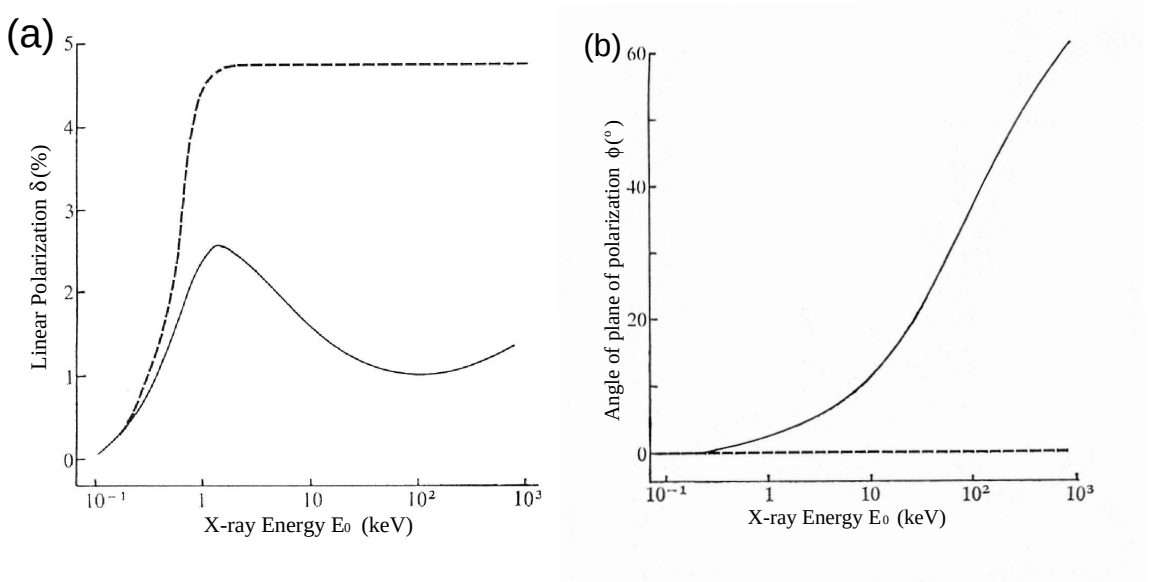

図 1.2: 一般相対論を考慮した時 (実線) としない時 (破線) の X 線偏光 [3]。(a) は偏光度、(b) は偏光方向のエネルギー依存性。

る。放射の方向と磁場の方向のなす角度の関係から、両者の間では位相と偏光の相関が異なる。つまり、ペンシルビームでは放射が明るい位相では磁力線を視線方向に見ることになり偏光度が小さいのに対して、ファンビームでは明るい位相で磁力線を横から見るので偏光度が大きい。つまり、位相毎の偏光度を測定すれば、どちらの放射が起こっているかを決定できる。

1.5　超新星残骸からの X 線偏光

超新星残骸から検出される X 線放射として、主なものは 3 つである。 1 つは衝撃波面で加熱された高温 ($\sim 10^7$ [K]) のガスによる熱制動放射と特性 X 線の熱的放射。2 つ目は、衝撃波面で Fermi 加速を受けた超高エネルギー (~ 100 [TeV]) の電子による磁場中でのシンクロトロン放射。最後に、加速される途中にあると言われている、非熱的な分布にある電子による制動放射がある。

このうち、偏光が期待されるのは 2 つ目のシンクロトロン放射であり、偏光の方向は磁場の方向と垂直であることが期待される。シンクロトロン放射は衝撃波面という加速現場と同一の場所から観測されているので、その偏光を知ることで加速現場における磁場の方向を知ることができる。電子の個数分布が、エネルギーの $(-\mathrm{p})$ 乗に比例するような

power-law 分布をしている場合、この電子からのシンクロトロン放射の偏光度は、

$$\Pi = \frac{p+1}{p+\frac{7}{3}} \tag{1.1}$$

となる [4]。典型的には、$p = 2$ の場合、$\Pi = 0.69$、$p = 3$ の場合、$\Pi = 0.75$ である。Fermi 加速による電子分布は $p = 2$ であるが、シンクロトロン放射によって巾が急になり、加速をする典型的な超新星残骸 SN1006 では X 線放射のエネルギー領域で $p \sim 3$ である。

これまで、加速効率の良い条件が理論的に研究されているが、磁場の向きが衝撃波面に垂直な場合と平行な場合のどちらが良いかはまだ未解明である。シンクロトロン放射の偏光測定は電波の波長でも行なわれているが、電波を放射する電子は数 GeV 程度のエネルギーを持つに過ぎず、さらに高いエネルギーへの加速が行なわれている現場の磁場を捉えるには、X 線での観測が重要となる。

さらに、加速には Rayleigh-Taylor 不安定性による乱流が重要な役割を果たすという研究があるが、この場合は衝撃波面の内側で、衝撃波面に対して垂直な磁場成分が増える。

1.6 X 線反射星雲

Sgr B2 という銀河中心近くの巨大分子雲は、中性鉄による X 線輝線を強く放射する天体であることが知られている [5]。その起源は、何らかの X 線源によって照らされ、その X 線を吸収・再放射しているものと考えられているが、内部にある点源ではその輝線 (特性 X 線) と連続成分 (トムソン散乱成分) の強度を説明することが出来ない。そこで、~ 300 年前に、銀河中心のブラックホールが強く X 線を放射する時期があり、その X 線によって照らされているのだという説が存在する。もしこの説が正しければ、Sgr B2 のような天体は過去の銀河中心ブラックホールの活動を知るプローブとなる。

この天体の連続成分が外部からの X 線放射のトムソン散乱を起源としているとすると、地球上で観測される X 線はトムソン散乱受けたもなので偏光を示す。連続成分のほとんどは 1 回のトムソン散乱だと考えられるので、Srg B2 と X 線照射源がほぼ地球から等距離にあって、トムソン散乱の角度がほぼ 90° ならば、連続成分はほぼ 100%の直線偏光になる [6]。偏光の電場方向は、X 線照射源と Sgr B2 を結ぶ直線に垂直となる。よって、偏光の有無を調べ、その方向を捉えることは、Sgr B2 を照らす X 線光源が銀河中心か否かを決定する強い観測要因となる。

第2章　数keVの光子および電子と物質の相互作用

本研究では、X線の光電効果を用いて偏光を測定する。光電効果で生じる光電子の方向は入射X線の電場の方向に偏るため、これを捉えることが目標である。実際の偏光測定の効率には、物質のX線に対する検出効率と電子の飛跡の捉えやすさが絡み、両者は相反する性質なため、最適な条件を探す必要がある。この章では、数keVの光子(X線)と電子の物質との相互作用についてまとめる。

2.1　X線と物質の相互作用

X線と物質の相互作用には主に、光電効果、コンプトン効果、電子対生成がある。例として、鉛の場合のそれぞれの断面積は図2.1のようになっている。数keVの低エネルギー側では主に光電効果が起こり、その1/100から1/10000の断面積でコンプトン効果の低エネルギー側の相互作用であるトムソン散乱が起こる。

2.1.1　光電効果

光子が全エネルギー(k)を軌道電子(束縛エネルギーI)に与えて光電子に変換する反応である。光電子は$T = k - I = h\nu - I$の運動エネルギーを持って原子外に飛び出す。光電効果が起きた後の原子では、上の準位の軌道電子が空いた軌道に落ちてきて、その準位間のエネルギーを持った蛍光X線またはオージェ電子を放出する。

K殻の束縛エネルギーよりも高いエネルギーを持つX線に対して、反応の起こりやすいK殻電子による全吸収を考えると、断面積は、

$$\sigma_k = \frac{8\pi Z^5 r_0 (m_e c^2)^{7/2} (4\sqrt{2})}{3(137)^4 k^{7/2}} \tag{2.1}$$

で与えられる。断面積は物質の原子番号Zの5乗に、入射X線のエネルギーkの$(-7/2)$乗に比例するのが特徴的である。例えば、アルゴンとキセノンの原子番号はそれぞれ18、

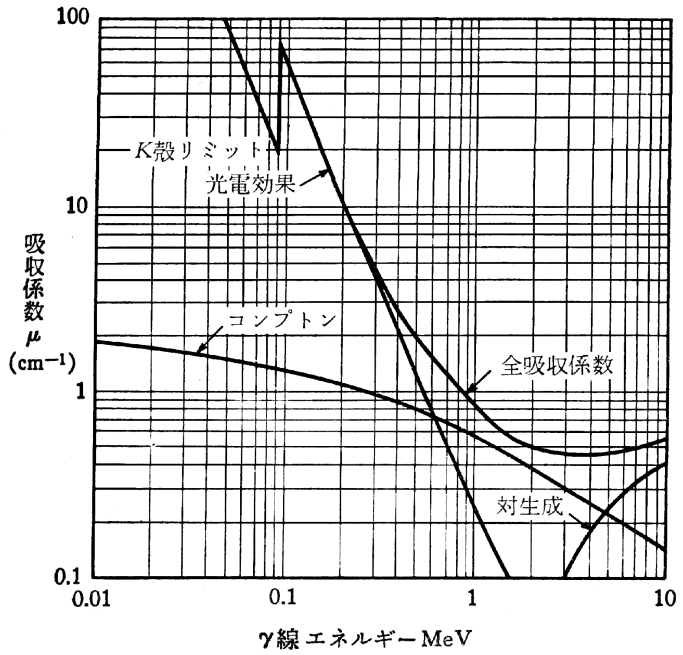

図 2.1: 鉛の X/γ 線に対する吸収断面積。

54 (表 2.1) なので同じエネルギーの X 線に対しては、キセノンの方が $(54/18)^3 = 243$ 倍断面積が大きい。しかし、実際には数 keV の X 線はキセノンの K 殻電子の束縛エネルギー (表 2.1) よりも小さく、キセノンの場合は L 殻での吸収になる。数 keV の X 線に対するアルゴンとキセノンの断面積の比は図 2.2 のように、2:5 程度になる。平均自由行程は密度の効果も加わり、10:1 程になる。

表 2.1: 主な希ガスの原子番号と束縛エネルギー

ガス	原子番号 Z	密度 ($\times 10^{-3}$ g cm^{-3})	K 殻の束縛エネルギー (keV)	L 殻の束縛エネルギー (keV)
ネオン (Ne)	10	0.900	0.87	0.022
アルゴン (Ar)	18	1.784	3.2	0.25
キセノン (Xe)	54	5.896	34.57	4.79(4.11)

K 殻による光電吸収時の光電子の角度およびエネルギー依存性は

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{\sin^2\theta\cos^2\phi}{(1-\beta\cos\theta)^4} \tag{2.2}$$

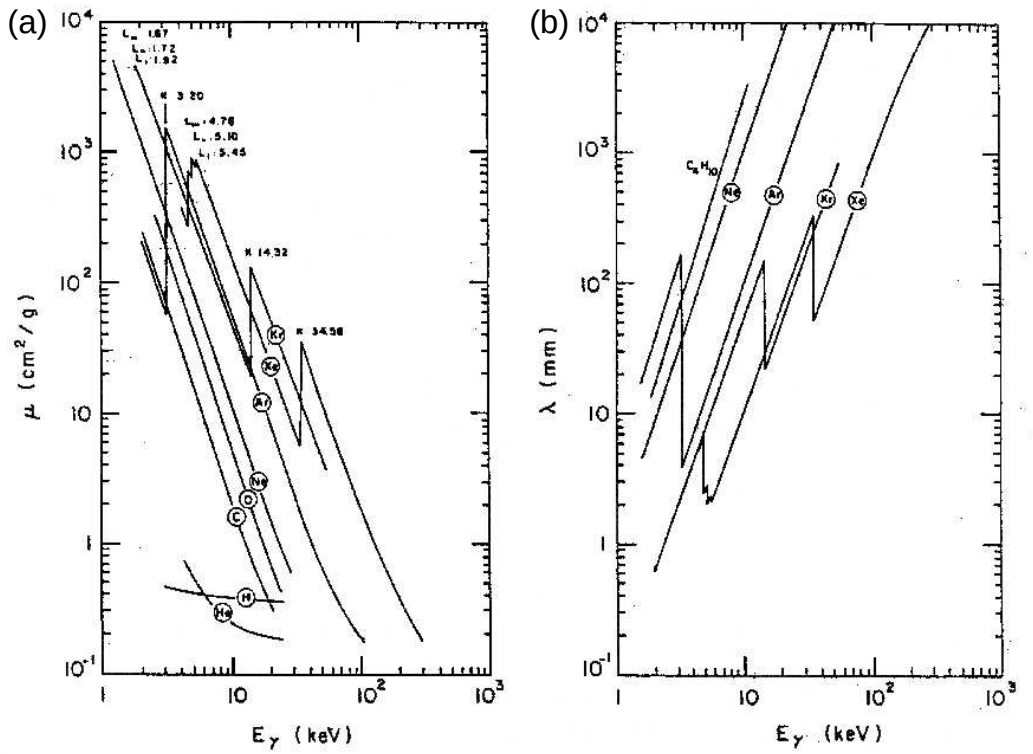

図 2.2: 主な気体の X 線に対する吸収断面積 (a) および平均自由行程 (b)。

のように表される。この様子を図示すると、図 2.3 のようになる。方位角方向 (図 2.3a) は、入射 X 線の電場ベクトルの方向に偏り、極角方向 (図 2.3b) は相対論効果によって β が大きくなるにしたがって前方への散乱が増える。K 殻以上の軌道についても、s 軌道の電子による光電効果は同様な方向依存性を持つ。

光電子が飛び出た後、蛍光 X 線が放出される確率を蛍光収率というが、これは物質の原子番号 Z と正の相関がある。Ne、Ar、Xe の蛍光収率はそれぞれ約 0.8 %、15 %、80 %である。

2.1.2 トムソン散乱 (コンプトン散乱)

トムソン散乱およびコンプトン散乱の断面積は Klein と仁科によって計算されており、微分散乱断面積は、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_e^2(1 - \sin^2\theta\cos^2\phi) \tag{2.3}$$

で与えられる。座標系は図 2.3(a) の様にとる。入射 X 線の電場によって電子が振動し、2 次双極子放射を行う。

特に、$\theta = 90^{\rm o}$ の散乱では、$\phi = 90^{\rm o}$ 方向への散乱がない。天体からの偏光 X 線を初めて観測した例では、このトムソン散乱の性質を利用している。

2.2　物質中での電子の振舞

電子の質量は小さいので、原子核および軌道電子との Coulomb 相互作用によって、非常に大きな散乱を受ける。ガス中での飛跡の長さ、飛跡の真っ直ぐさを念頭において、物質との相互作用を考える ([7] 参照)。

2.2.1　Rutherford 散乱

電子の物質との相互作用は Coulomb 力を介して行なわれる。荷電粒子の軌道は双曲線を描き、散乱角 θ は衝突係数 b に対して、

$$b = \frac{z_1 Z_2 e^2}{8\pi\varepsilon_0 E} \cot\frac{\theta}{2} \tag{2.4}$$

と一意に与えられる。このことから、$2\pi b db = d\sigma$ や $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ 微分散乱断面積を求めると、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[\frac{z_1 Z_2 r_0}{4(E/m_e c^2)}\right]^2 \sin^4\frac{\theta}{2} \tag{2.5}$$

となる。

2.2.2　多重 Coulomb 散乱

電子が物質の中を通過するとき、小さな Coulomb 散乱を多数回受ける。電子が方向を変える散乱を受ける相手は、主に質量が重く荷電も大きな原子核である。荷電粒子 z_1 が原子の電荷 Z_2、厚さ x の物質を通過した時の散乱角 θ の 2 乗平均は、

$$< \theta^2 >_{\rm av} = \int \theta^2 P(\theta) d\theta \tag{2.6}$$

となる。散乱確率 $P(\theta)$ は、Rutherford 散乱の式から、

$$P(\theta)d\theta = \frac{N_2 z_1^2 Z_2^2 r_0^2 x}{4(p/m_e c)^2\beta^2} \frac{2\pi\sin(\theta)d\theta}{\sin^4(\theta/2)} \tag{2.7}$$

と与えられるので、これを代入し、散乱角の最小値を Thomas-Fermi 模型の原子半径 $5.29\times 10^{-9}Z^{-1/3}$[cm] で散乱される場合、最大値を原子核の半径で散乱される場合として積分する。すると、

$$< \theta^2 >_{\rm av} = 16\pi \frac{N_2 z_1^2 Z_2^2 r_0^2 x}{E/m_{\rm e}c^2} \ln(183 Z_2^{-1/3}) \tag{2.8}$$

と求まる。実際には Z_2 の値には軌道電子による遮蔽の効果を考えなければいけない。

散乱角の確率分布は、散乱角の小さい方は半値幅 $\theta_{\rm av}$ を持ったガウス分布で、大きい方は Rutherford の式で表される単一散乱の微分断面積でよく表される。散乱角が小さいほうは Z に比例するが、大きいほうの Rutherford 散乱は Z^2 に比例する。

2.2.3 電離によるエネルギー損失

電子は物質の軌道電子と Coulomb 散乱を起こして、電離損失を受ける。

$$-\frac{dE}{dx} = \int_{\theta_{\rm min}}^{\theta_{\rm max}} E(\theta) P(\theta) \left(\frac{N_0 Z_2}{A}\right) d\theta \tag{2.9}$$

$$= \frac{4\pi N_0 r_0^2 m_e c^2 z_1^2 Z_2}{A\beta^2} \ln\left(\frac{\theta_{\rm min}}{\theta_{\rm max}}\right) \tag{2.10}$$

散乱角が最大になるのは $180^{\rm o}$ の時で、軌道電子に与えるエネルギーが最大の時であり、散乱角が最小になるのは軌道電子に与えるエネルギーが最小の時で、その値は電離エネルギー I である。これらのことから、θmax、θmin を計算し上の式に代入すると、

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_0 r_0^2 m_e c^2 z_1^2 Z_2}{A\beta^2} \ln \frac{2m_2 c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} \tag{2.11}$$

が得られる。エネルギー損失は z_1 の 2 乗と Z_2 に比例する。

ただし、厳密には入射電子のエネルギーによって補正しなければならない効果が加わってくる。$\beta < 0.01$ の低エネルギー側は、J. Lindhard の式が良く合い、

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2N_0 m_e^2 e^4 z_1^2 Z_2 v}{A\bar{h}^3 (4\pi\varepsilon_0)^2} \left[\ln\frac{137 V_{\rm F}}{c} + \ln\pi - 1 + \frac{2c}{137\pi {\rm V_F}}\right] \tag{2.12}$$

というものである。この式は速度 v に比例することが特徴的であり、軌道電子を Fermi 電子と考え、その Fermi ガス中を電子が通過すると考えることで導かれる。なお、$\rm V_F$ は電子 Fermi ガスの速度 ($\rm V_F$=0.106c) である。

$\beta > 0.05$ の高エネルギー側は、H. A. Bethe と F. Bloch によって計算されていて、特に電子のエネルギー損失は同粒子どうしの衝突の効果を考慮して、

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi N_0 r_0^2 m_{\rm e} C^2 Z_2}{A\beta^2} \times$$
$$\left\{\ln\frac{m_{\rm e}c^2\beta^2 E_{\rm e}}{2I^2(1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2)\ln 2 + (1-\beta^2) + \frac{(1-\sqrt{1-\beta^2})^2}{8}\right\} \tag{2.13}$$

で与えられる。

2.2.4　電子の飛跡の特徴

物質中で電子の相互作用する相手は、原子核または軌道電子であり、質量の重いあるいは同じ粒子との相互作用である。このため、大きな角度で散乱されやすい。また、一度の散乱で失うエネルギーの幅が広い。これらのことから、飛跡は電子毎に大きく異なり、それぞれの電子の飛跡は予想しにくいものとなっている。

一般に荷電粒子の長さあたりのエネルギー損失は、エネルギーが小さくなるほど大きい。このことは電子にも言え、飛跡の最後でエネルギーの損失が大きくなる。検出器の信号はエネルギー損失に比例するので、光電子やオージェ電子の飛跡の最後は信号が大きくなる。

原子番号 Z の大きい元素ほど長さあたりの電離損失が大きく、電子の飛程は短くなる。さらに、電離損失は Z に比例するのにたいして、多重 Coulomb 散乱は Z の 1 以上の乗数に比例するので、Z の大きい物質中では電離損失に対する多重 Coulomb 散乱の割合が大きくなり、飛跡の曲がり具合が大きくなる。

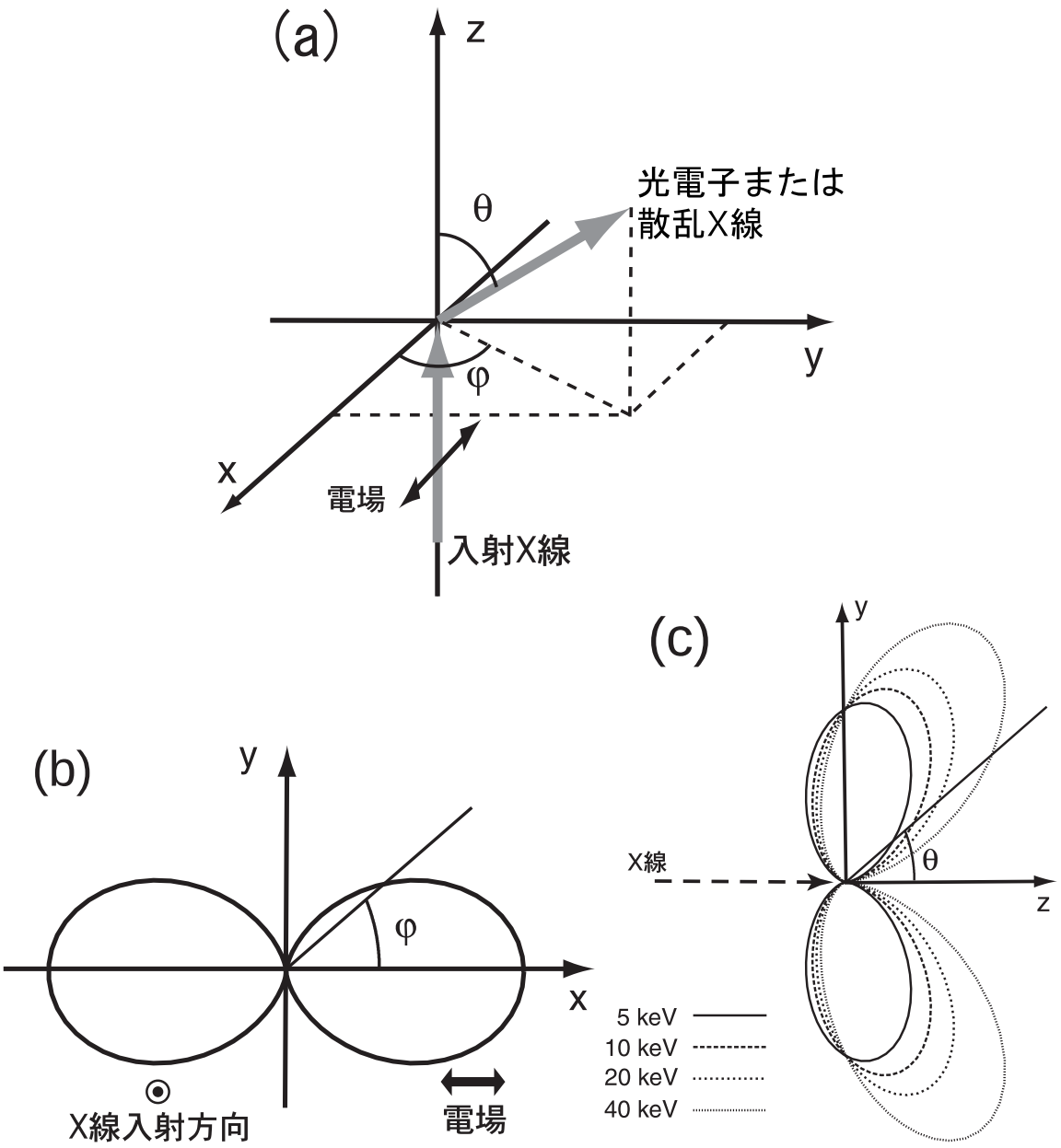

図 2.3: 座標系と K 核光電子の角度分布。(a) 座標系 (b) 方位角方向分布 (c) 極角方向分布

第3章　ガス検出器の原理とμ-PICの性能

この章では、今回の実験で用いたガス検出器 μ-PIC について述べる。μ-PIC は、Micro Pixel Chamber の略であり、東京工業大学渡辺・谷森研で開発されてきた Micro Strip Gas Chamber (MSGC) の流れを汲むガス検出器である。この章では、まずガス検出器についてまとめ、次に μ-PIC の構造と性能について説明する。

3.1　ガス検出器

3.1.1　電場強度による電子とイオンの振舞の変化

電場のかかったガス中での電子とイオンの振舞は、その電場強度によって異なる (図 3.1)。電子とイオンはそれぞれ陽極・陰極にガス分子との衝突を繰り返しながら移動する。

- 電場が弱い場合は、電離によって生成された電子とイオンは低速で移動するので再結合率が大きい。
- (電離領域) より電場が強くなると、電子とイオンの移動が早くなり、再結合率が減少してゼロになる。この場合、電極から収集される電荷量は入射放射線の電離によって生成された電荷に等しい。この電場の領域は電離領域と呼ばれ、電離箱に使われる。
- (比例領域) より電場が強くなった場合でも、イオンは移動度が小さいため、中性ガスとの衝突間にほとんどエネルギーを得ることができない。一方、電子は電場で容易に加速され、衝突時に大きなエネルギーを持ち得る。このとき電子のエネルギーが中性ガス分子の電離エネルギーより高い場合、イオン対が増加する。初めのイオン対の数に比例してイオン数が増幅される電圧があり、この領域は比例計数管に使われる。
- (Geiger 領域) より電場が強くなると、イオンの増幅の最初のイオン数への依存度が小さくなる。この領域を Geiger 領域と呼ぶ。
- さらに電場が強い場合、唯一の電離がガス中に連続放電を起こし、放射線検出器として動作しなくなる。

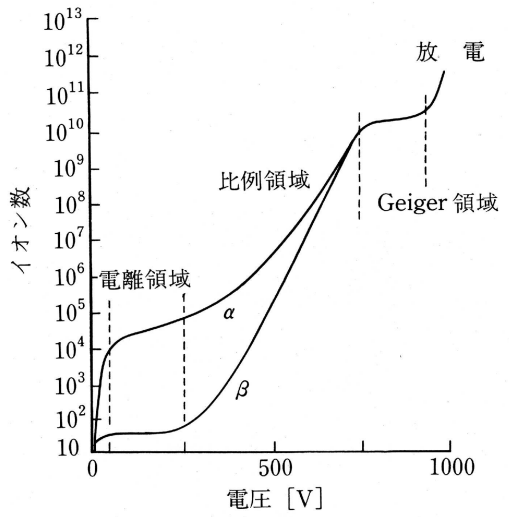

図 3.1: 電場強度による電子とイオンの振舞の違い。

3.1.2　比例計数管の電極および電圧・電場の構造

半径 b の筒状の陰極 (カソード) の中心に、半径 a の芯線 (アノード) が張られており、両者の間には V_0 の電位差がかかっている場合 (図 3.2)、両電極がなすコンデンサーの単位長さ当たりの静電容量 C は、

$$C = \frac{2\pi\varepsilon_0}{\ln(b/a)} \tag{3.1}$$

であり、中心から r の距離における電場 $E(r)$、電位 $V(r)$ はそれぞれ、

$$E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\varepsilon_0}\frac{1}{r} \tag{3.2}$$

$$V(r) = \frac{CV_0}{2\pi\varepsilon_0}\ln\frac{r}{a} \tag{3.3}$$

となる。入射放射線によって電子雲が作られる場所の電場は弱く、電子をアノードへ、イオンをカソードへとドリフトさせるだけである。アノード近くまでドリフトして来た電子雲は、比例領域にある強い電場中でガス増幅される。

3.1.3　検出される信号

比例計数管で検出される信号と、それがどのような時間発展をするかについて述べる。

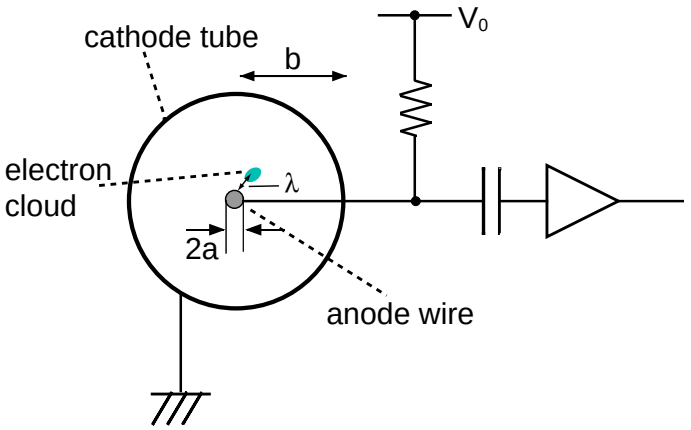

図 3.2: 比例計数管の模式図。

電荷 q が微小長さ dr だけ動いたときのエネルギーは、

$$-q\frac{dV(r)}{dr}dr \tag{3.4}$$

であって、この時のアノードカソード間の電圧の変化を $dv(r)$ とすると、

$$-q\frac{dV(r)}{dr}dr = lCV_0dv(r) \tag{3.5}$$

である (l は比例計数管の長さ)。よって、電圧変化は

$$dv(r) = -\frac{q}{lCV_0}\frac{dV(r)}{dr}dr \tag{3.6}$$

である。この電圧変化はイオンと電子両方によって生み出されるが、それぞれによる寄与 v^+、v^- は、λ を電子イオン対が生成される場所のアノード表面からの距離とすると、

$$v^+ = \frac{-q}{lCV_0}\int_b^{a+\lambda}\frac{dV}{dr}dr = \frac{q}{2\pi\varepsilon_0 l}\ln\frac{b}{a+\lambda} \tag{3.7}$$

$$v^- = \frac{-q}{lCV_0}\int_{a+\lambda}^{a}\frac{dV}{dr}dr = \frac{q}{2\pi\varepsilon_0 l}\ln\frac{a+\lambda}{a} \tag{3.8}$$

である。ここで、イオンと電子の信号への寄与の比をとると、

$$\frac{v^-}{v^+} = \frac{\ln(a+\lambda) - \ln\, a}{\ln\, b - \ln(a+\lambda)} \tag{3.9}$$

である。大多数の電子イオン対が生成される場所はガス増幅の起こるアノード近くなため、$b >> a > \lambda$ であり、この比は小さい。つまり、比例計数管から読み出される信号への電子の寄与は小さい。

続いて、信号の時間発展を考える。信号はイオンによる寄与がほとんどであるから、信号はイオンのドリフトにともなって発展する。イオンが中心から r の位置にいる時の電圧の変化 $v(r)$ は、

$$v(r) = \frac{q}{2\pi\varepsilon_0 l}\ln\frac{r}{a} \tag{3.10}$$

となる。ガス中のイオンの速度 w^+ は、イオンの易動度を μ^+ とすると、ガスの圧力 P を用いて

$$w^+ = \mu^+ E(r)\frac{P_0}{P} = \frac{\mu^+ C V_0 P_0}{2\pi\varepsilon_0 P}\frac{1}{r} \tag{3.11}$$

と表される。よって、$t = 0$ におけるイオンに位置を $r(0) = a$ として、これを積分すると時間 t 後におけるイオンの位置 $r(t)$ が、

$$r(t) = \left\{a^2 + \frac{\mu^+ C V_0 P_0}{\pi\varepsilon_0 P}t\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{3.12}$$

と求まる。これを、式 (3.10) に代入すると、

$$v(t) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 l}\ln\left\{1 + \frac{\mu^+ C V_0 P_0}{\pi\varepsilon_0 P a^2}t\right\} \tag{3.13}$$

となる。

3.1.4　電場中のドリフト

電場中での電子のドリフト速度は検出面に垂直な方向の位置分解能に、拡散は検出面に平行な面内での位置分解能に影響を与えるので、両者について整理する。

ドリフト領域にある電子は電場と逆方向にドリフトする。ドリフト中の電子は平均的に一定の速さを持っているとすると、中性ガス分子との衝突と衝突との間に失う運動量は電場 (E) から得る運動量に等しいので、平均的な速さ $w(E)$ は、

$$w(E) = \frac{e}{2m}E\tau \tag{3.14}$$

となる。ここで、τ は平均衝突時間である。

実際には、電子の分子との衝突断面積は、電子の持つ速度に大きく依存する (Ramsauer 効果)[8]。よって、τ も電子の持つ速度に大きく依存するので、ドリフトを厳密に考えるには、電子のエネルギー分布を考慮に入れる必要がある。電子のエネルギー分布は、いろいろな仮定をおくと、

$$F(\varepsilon) = C\sqrt{\varepsilon}\exp\left(-\int\frac{3\Lambda(\varepsilon)\varepsilon d\varepsilon}{[\varepsilon E\lambda(\varepsilon)]^2 + 3\varepsilon kT\Lambda(\varepsilon)}\right) \tag{3.15}$$

となる。ここで、$\lambda(\varepsilon)$ は平均自由行程で、単位体積あたりのガス分子の数 N と断面積 $\sigma(\varepsilon)$(Ramsauer 効果を考慮に入れる。) とで、

$$\lambda(\varepsilon) = \frac{1}{N\sigma(\varepsilon)} \tag{3.16}$$

と表される。N は、温度 T と圧力 P とで、

$$N = 2.69 \times 10^{19} \frac{P\ [\mathrm{atm}]}{1} \frac{273}{T\ [\mathrm{K}]}\ [\mathrm{molecules/cm^3}] \tag{3.17}$$

と与えられる。$\Lambda(\varepsilon)$ は各衝突で失われるエネルギーの割合である。この時、τ それから $w(E)$ は、

$$\tau = \frac{4}{3} \int \varepsilon\lambda(\varepsilon) \frac{\partial[F(\varepsilon)u^{-1}]}{\partial\varepsilon} d\varepsilon \tag{3.18}$$

$$w(E) = \frac{2}{3} \frac{eE}{m} \int \varepsilon\lambda(\varepsilon) \frac{\partial[F(\varepsilon)u^{-1})]}{\partial\varepsilon} d\varepsilon \tag{3.19}$$

となる。ここで、$u = \sqrt{2\varepsilon/m}$ はエネルギー ε を持つ電子の瞬間的な速度である。$F(\varepsilon)$ は E/P の関数になっていることから、$w(E)$ は E/P の関数となる。

また、ドリフト中の電子はガス中の熱運動によって拡散する。その数分布はガウス分布で一般に与えられ、x を始点からの距離、t を経過時間として、

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-x^2/4Dt} \tag{3.20}$$

となる。D を拡散定数という。拡散定数は電子のエネルギー分布によって決まるが、電場は電子のエネルギー分布も変化させることから拡散定数にも影響を与える。この場合の拡散定数は、上で示されている電子のエネルギー分布 $F(\varepsilon)$ を用いて、

$$D(E) = \int \frac{1}{3} u\lambda(\varepsilon) F(\varepsilon) d\varepsilon \tag{3.21}$$

と表される。

3.2 μ-PIC の構造と原理

位置検出型のガス検出器に Multi Wire Proportional Counter (MWPC) がある。これはガス容器の中にアノードワイアーを多数張っており、ちょうど比例計数管を多数並べたような構造をしている。しかし、ガス増幅率を高くするために電圧を高くしたり、位置分解能を上げるためにアノードワイアーの距離を近くしたりすると、ワイアーにかかる静電気

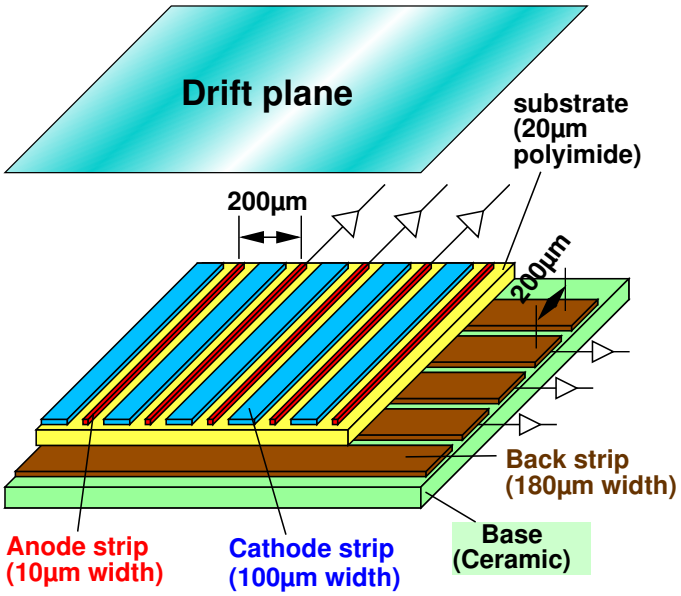

図 3.3: MSGC の構造。

力が大きくなり、支えるのに必要な張力が非常に大きくなる。このため、MWPC で得られるガス増幅率や位置分解能には限界があった。

この問題を解決するために考えられたのが、MSGC である。MSGC は図 3.3 のように、絶縁体の上にアノードストリップが固定されているため、ストリップ間隔を非常に狭くでき、高い電圧をかけることができる。

しかし、MSGC には次のような問題点があった。

1. 2 次元の情報を得ようとする時、アノードストリップとバックストリップの信号を読み出すが、バックストリップからの読み出される電荷が誘起電荷なので、アノードに比べて電荷量が $\sim 1/4$ 倍にしかならない。

2. 高圧をかけると放電が容易に起こり、高い増幅率 (~ 1000) を得ることが出来ない。

3. アノードの構造が脆弱で、放電が起こる切断されてしまう。

これらの問題点を改良するべく、図 3.4 のような構造を持つ μ-PIC が開発された。ストリップの間隔は 400 $[\mu\mathrm{m}]$ で、アノードの半径は 40–50 $[\mu\mathrm{m}]$ である。アノード電極が立体構造をしており、絶縁体中に固定されているため、放電によっても破壊されなくなった。また、アノード、カソード両ストリップが、立体構造により直角方向に伸びているので、2 次元のイメージを取得する時に、x、y 両軸に相当するイベント信号を同程度の大きさで得られるようになった。

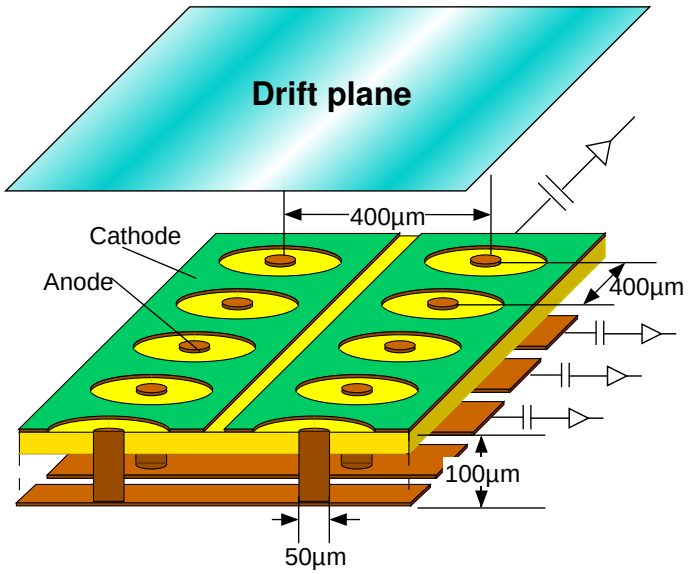

図 3.4: μ-PIC の構造。

MSGC、μ-PIC ともに検出器としての基本的な原理は同じで、放射線の検出は (図 3.5 参照)、

1. 入射放射線と検出ガスとの相互作用で生成された電子雲が、ドリフトプレーンと検出面の間の電場でドリフトする。
2. 検出面の近くで、アノード付近の強い電場によって電子が加速され、増幅される。
3. 結果として、イオンがカソードストリップに電子がアノードストリップに到達する。この時に、各電極に信号が誘起される。

というような順序をたどる。両者ともアノード付近で生じたイオンが素早く ($\sim$200 [ns]) カソードストリップに到達するため、空間電荷が生じにくく、入射許容量が 10^7 mm^{-2} s^{-1} と高い。

3.3 μ-PIC の基本的な性能

放射線源 ^{55}Fe からの 5.9 keV の X 線を用いて、Ar:$C_2H_6 = 4:1$ で 1 atm のガスで基本性能を検査した結果をまとめる。プリアンプには、次の章で説明する ASD チップを用いた。カソードストリップ 8 本分のプリアンプ出力信号をオペアンプで足し合わせている。これは、5.9 keV の X 線 1 イベントが作る電子雲が幅 400 [μm] のストリップ 1 本以上に

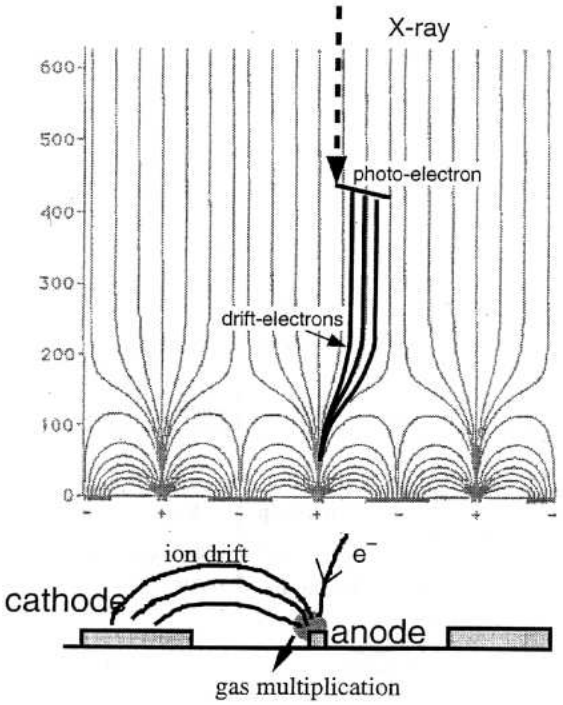

図 3.5: MSGC/μ-PIC の放射線検出原理。

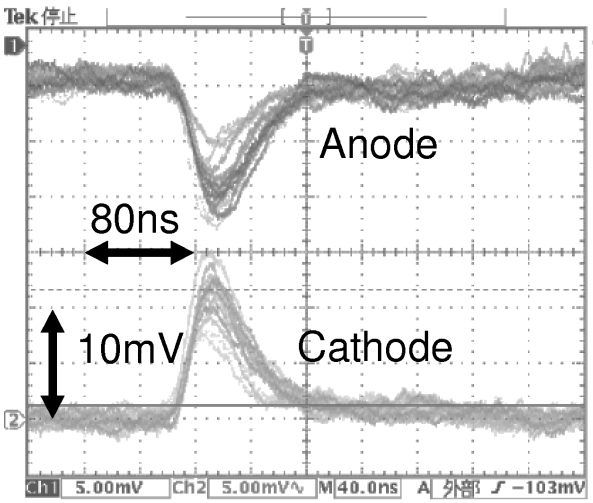

図 3.6: μ-PIC のからの信号

広がる可能性があるのと、読み出す検出面積を広くし、イベント数を増やすためである。ドリフトプレーンには -1200 [V] の電圧を印加した。

図 3.6 のように、アノード、カソード両ストリップから、同程度の大きさの信号を得ている。

電圧を上げながら、出力パルスの大きさの変化を測定することで、ガス増幅の電圧に対する関係を測定したところ、電圧とガス増幅率には図 3.7 のような関係があった。

また、エネルギー分解能を調べるため、アノードに電圧 490 [V] を印加して、^{55}Fe のスペクトルを取得した。プリアンプのアナログ出力の 8 本足し合わせを ORTEC 社のシェーピングアンプ 450 で波形整形し、豊伸社製の CAMAC 4CH サンプルホールド ADC C011 でデジタル化を行なった。結果、図 3.8 のようなスペクトルが得られた。5.9 keV の特性 X 線が FWHM $= 30\%$の幅でピークとして得られ、Ar の K 殻蛍光 X 線 (3.2 [keV]) のエスケープピーク ($5.9 - 3.2 = 2.7$ [keV]) も見られる。エネルギー分解能が理想値よりも悪いのは、ピクセル毎のゲインにばらつきがあるのが主な原因だと思われる。

3.4 μ-PIC の利用方法

3.4.1 X 線偏光

光電子の飛跡を捉え、最初の方向の情報を得ることが出来れば、入射 X 線の電場の方向、つまりは偏光の方向を知ることが出来る。

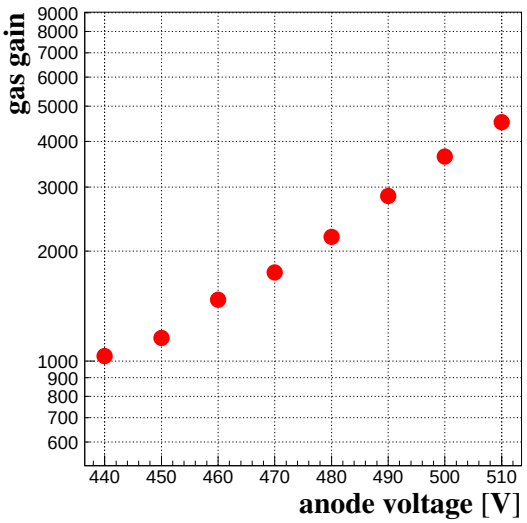

図 3.7: 電圧対ゲインの関係

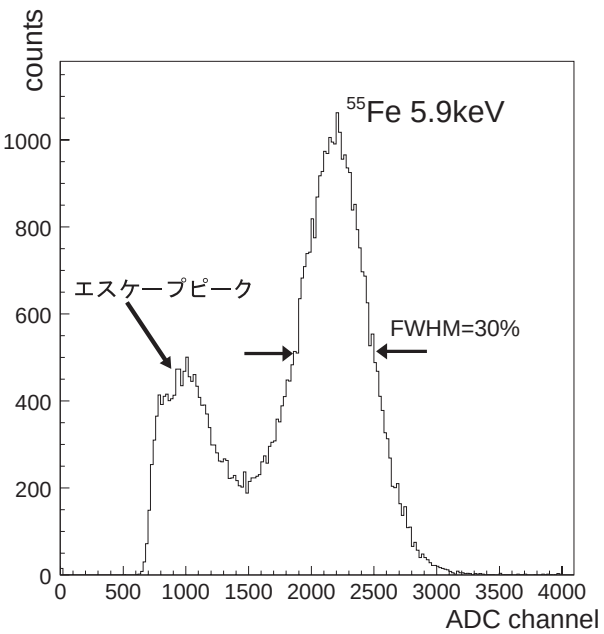

図 3.8: ^{55}Fe のスペクトル

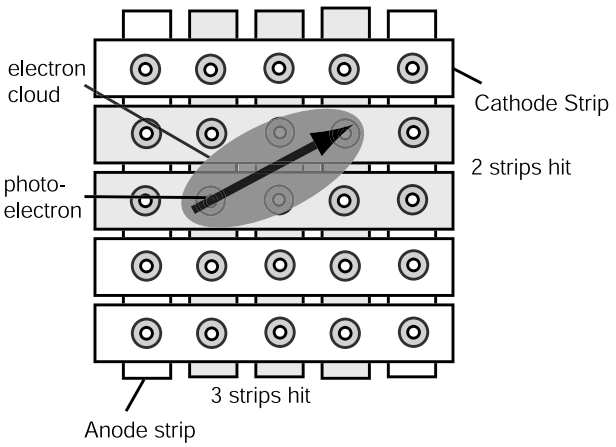

図 3.9: μ-PIC による電子雲の広がりの検出

光電子による電離でガス中に形成される電子雲は、光電子の飛び出した方向に伸びる傾向がある。この伸びの方向を位置分解能のある検出器で捉えることができれば、偏光度が分かる。

μ-PIC の場合、電子雲の広がりはストリップのヒット本数として知ることができる。例えば、電子雲がカソードストリップの方向に伸びている場合、ヒット本数がカソードストリップよりアノードストリップの方が多くなる。つまり、入射 X 線がカソード方向に偏光している場合、アノードのヒット数がカソードよりも多いという結果になる (図 3.9)。この方法ですでに MSGC で偏光が捉えられている [9][10]。

しかし、ストリップ型の検出器の場合、偏光の方向がストリップの方向からずれるに従って縦横のストリップのヒット本数に差が出にくくなり、偏光検出効率が落ちる。そこで、改良点としてピクセル化があるが、ピクセル化については 7 章のシミュレーションで詳しく述べる。

3.4.2 大強度 X 線の撮像

μ-PIC の場合、アノード付近の強い電場でガス増幅の行なわれる場所からカソードの位置が近いため、イオンの収集が非常に早く行なわれる。よって、高速データ収集が可能な読み出し回路と組み合わせることで、μ-PIC は大強度の X 線を撮像することができる。すると、例えば X 線による動画が得られ、結晶解析などで大きな役割を果たすことは間違いない。

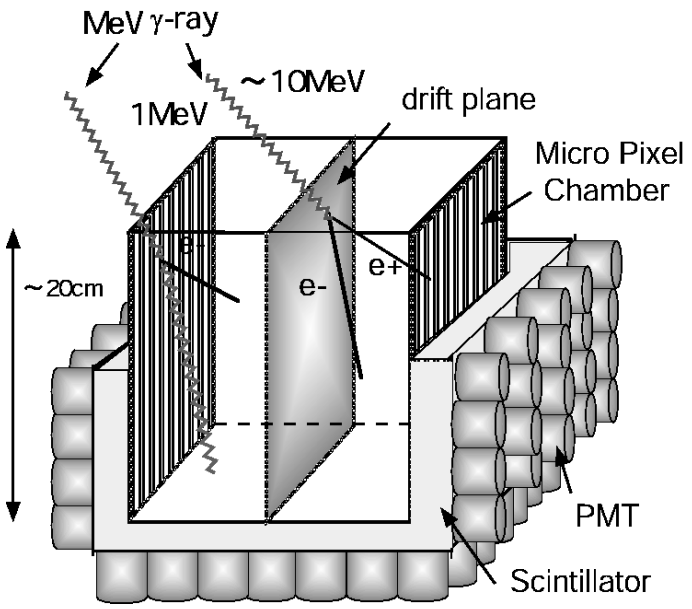

図 3.10: μ-PIC を用いたガンマ線カメラ

3.4.3　γ 線検出器

エネルギーが 1 MeV 付近の γ 線は物質と主にコンプトン散乱を起こす。μ-PIC を用いた図 3.10 のような検出器を製作すれば、このコンプトン散乱を捉えてγ 線の到来方向とエネルギーを決定できると考えられる。μ-PIC のガス中でコンプトン散乱を起こし、散乱γ 線がシンチレーターで光電吸収された場合、反跳電子のエネルギーと方向、散乱 γ 線のエネルギーと方向とから、入射 γ 線のエネルギーと到来方向を知ることができる。到来方向を知ることができると、イメージが捉えられるだけでなく、周囲を遮蔽することなしにバックグラウンドの低減ができる。これは、検出器の重量の軽減につながり、気球や衛星などの飛翔体への搭載を考えた場合、非常に重要な利点である。

第4章　新しい読みだし回路の構築

4.1　読みだし系の全体像

10cm 角 μ-PIC はアノード、カソードストリップをそれぞれ 256 本持ち、全部で 512 チャンネルの出力を持つ。X 線の偏光を捉えるに当たり、どのストリップに電荷が入ったかという情報 (電子の軌跡を捉えるため) と、総電荷量 (入射 X 線のエネルギーを知るため) の２つの情報を取得する。

図 4.1 に読み出し回路の全体像を示した。各ストリップからの信号は、まずプリアンプに入力し、電圧に変換する。その出力は comparator へとアナログ出力へとに分割される。comparator からのデジタル出力 (LVDS 規格) は、エンコーダーボードでストリップのヒット本数とその中心位置の情報に変換され、VME 上のメモリーボードに書き込まれる。アナログ出力は 16 本毎にまとめられた後、シェーピングアンプで整形され、VME 上の ADC で波高値に変換される。X 線 1 イベントずつの位置情報と電荷量の情報を、ADC をトリガーとして VME 上のボードコンピューターで取得する。

4.2　プリアンプボードの開発

初段のプリアンプには、プリアンプボードの大きさを小さく、消費電力を小さくすることを狙って、あたらしく Sony 製の ASD チップ [11] を選択した。このチップは ATLAS の Thin Gap Chamber 用に開発されたものである。プリアンプの回路からディスクリミネーターまでを内部に持つため、ノイズが乗りにくく、感度を高くできることが見込まれる。また、プリアンプ後のアナログ出力があるため、ディスクリミネーターのヒット情報以外に入力電荷量を同時に測定出来る。

以下で ASD チップの性能評価の結果を示す。

4.2.1　積分の時定数と立上り速度

疑似パルス図 4.2(a) を入力すると、ASD チップの analog 出力からは図 4.2(b) のようなパルス波形が得られる。この時、入力電荷量 800 [fC] に対して出力パルスの波高は 110 [mV]

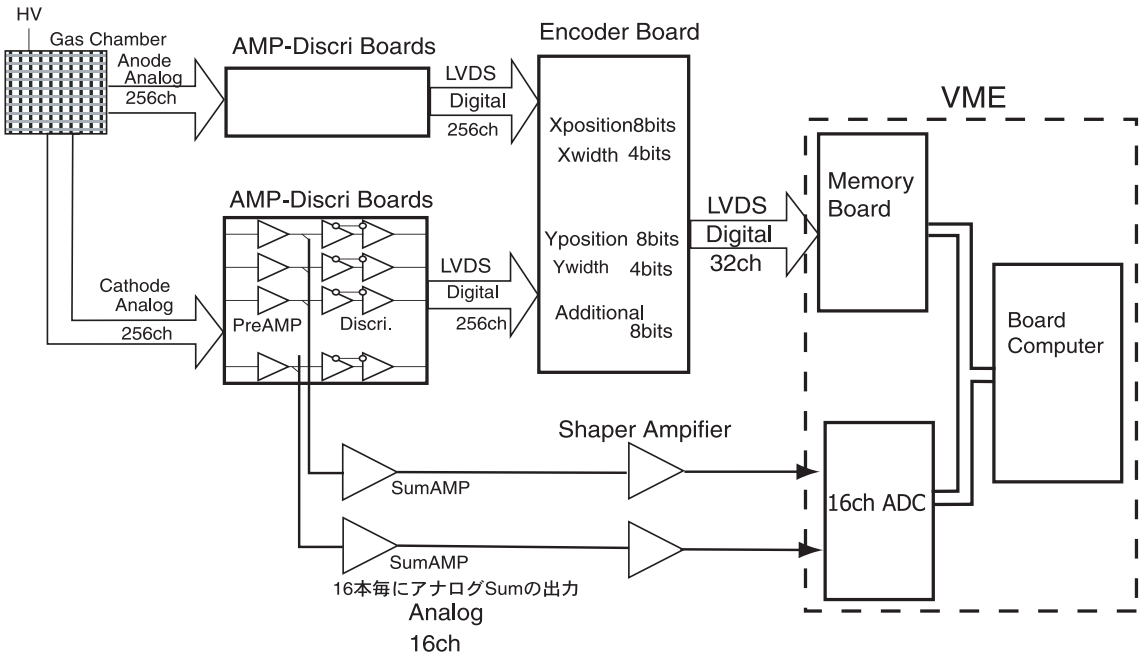

図 4.1: 読み出し回路の概略図。

である。また、パルスの時間幅は $\sim$40 [ns] でプリアンプの時定数程度 (帰還抵抗 16[kΩ]、帰還容量 1[pF]) であり、立上りは 2 [mV/ns] と十分な速さを持っている。

4.2.2　プリアンプの線形性

入射 X 線のエネルギーが 1.0 keV から 20 keV 範囲で、検出ガスが Xe あるいは Ar、μ-PIC のガス増幅が 3000 だとすると、入射 X 線のスペクトルを取得するにはプリアンプは 20$-$400 [fC] の範囲で線形性を持っていることが望ましい。

LeCroy 社のチャージ ADC1182 を用いて測定したところ、図 4.3 のように、入力電子の電荷量が 10$-$350 [fC] の範囲で、5%以内の線形性を持つことが分かった。

次にゲインのばらつきを調べるため、同じパルスを与えた時にディスクリミネーターがヒットする最小の電圧閾値を調べた。あるチップの CH0 に入力すると $-$161 [mV] でヒットするパルスを 3 チップの CH0 から 3(全 12 チャンネル) に入力したところ、全て $-160 \sim -162$ [mV] の範囲でヒットした。よって、ゲインのばらつきは 2%以内であると言える。

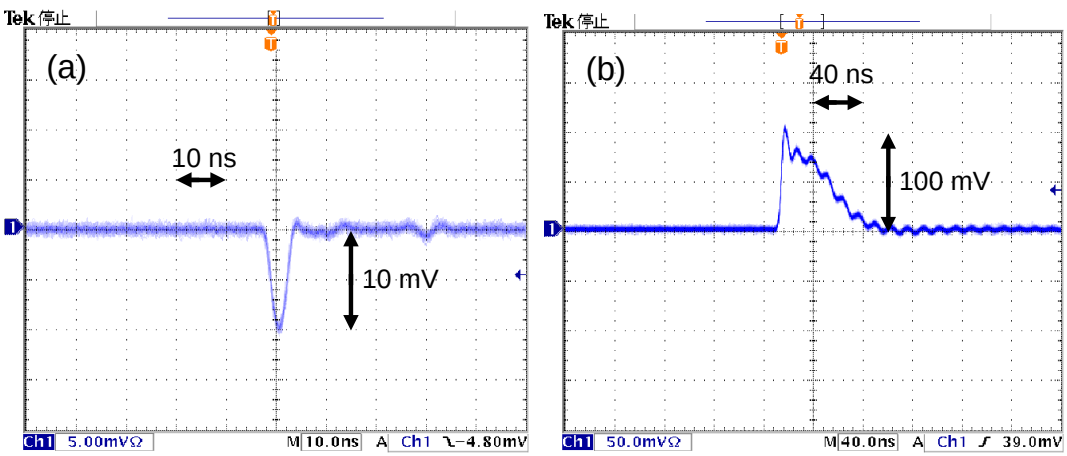

図 4.2: 入力パルス (a) と ASD のアナログ出力 (b)。

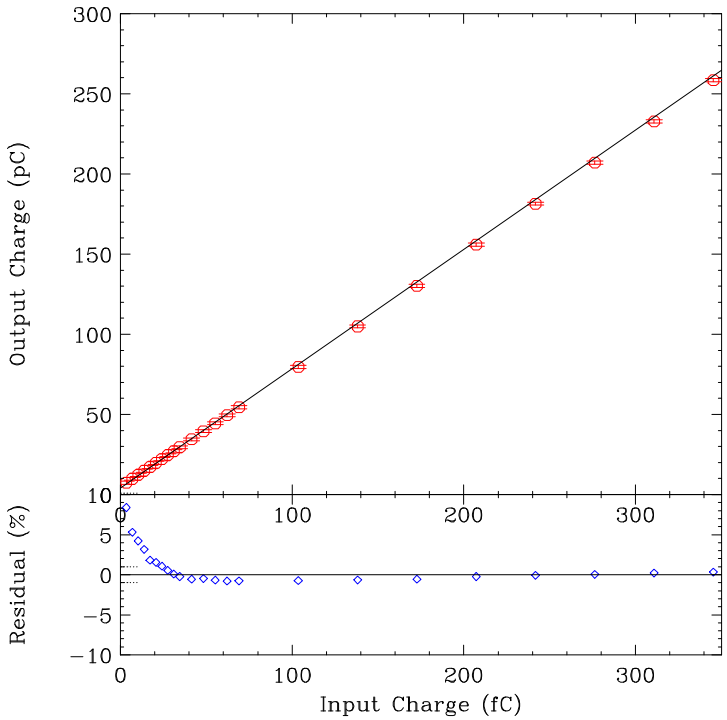

図 4.3: プリアンプの線形性。直線はベストフィット関数 (output charge [pC] = 4.0 + 0.73×(input charge [fC]))。下図は直線からの誤差。

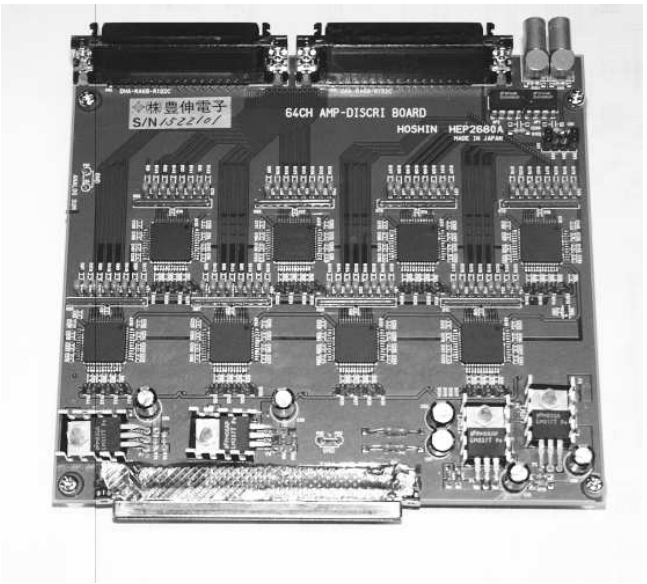

図 4.4: 32ch プリアンプボード。

4.2.3　最低しきい値

コンパレーターに対する電圧しきい値は出力が発振しない範囲で 6 [mV] まで下げることが出来た。これは電子 4×10^4 個に相当する。μ-PIC の Gain が 5000 だった場合、増幅される以前の電子数に戻すと、8 個である。1 個の電子を電離するのに必要なエネルギーの平均値、W 値は Xe ガスの場合 $\sim$21.9 [eV] であるから、μ-PIC のストリップの間隔 400 [μm] あたりのエネルギーデポジットが、$\sim$ 175 [eV] ($\sim$ 21.9 [eV] $\times$ 8) であれば、そのストリップがヒットしたことになる。これは、Xe ガスに対する最小電離荷電粒子のエネルギーデポジット (6.86 [keV/cm]) より小さいため、電子の飛跡を捉えるのに十分な感度である。

4.2.4　プリアンプボードの設計

この ASD チップを用いて、1 つの基板上 (大きさ 137 [mm] $\times$ 152 [mm]) で μ-PIC からの 32 チャンネルの信号を処理し、各チャンネルのヒットしたか否かの digital 情報と、16 本分のアナログ信号を足し合わせた出力とが得られるプリアンプボード (HEP2680) を設計した (図 4.4)。

この時、アナログ信号の足し合わせは、図 4.5 のような回路を用いている。これは、各チャンネルのシグナルを電流として足し合わせてオペアンプ (CLC400) に入力し、帰還抵抗で電圧に変換して出力するものである。CLC400 は 12 [ns] の高速セトリング時間を持っ

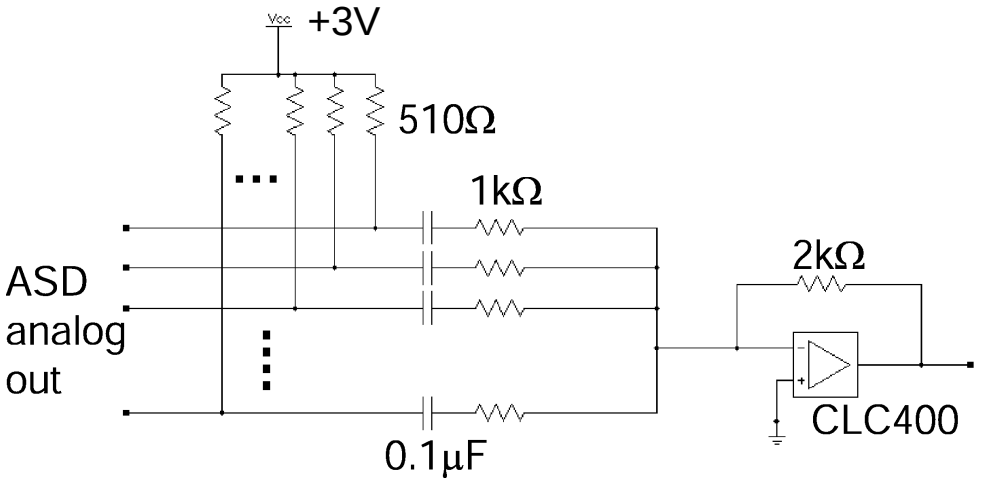

図 4.5: アナログ信号の足し合わせ回路。

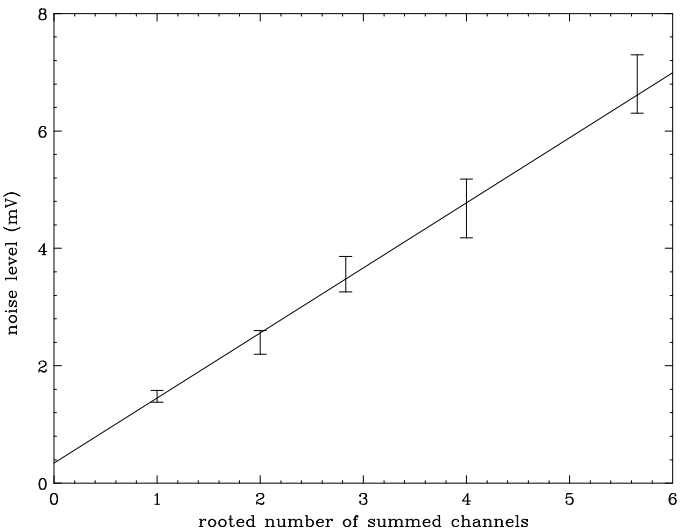

図 4.6: 足し合わせ本数の $\frac{1}{2}$ 乗とノイズレベルの関係。直線はベストフィット関数。

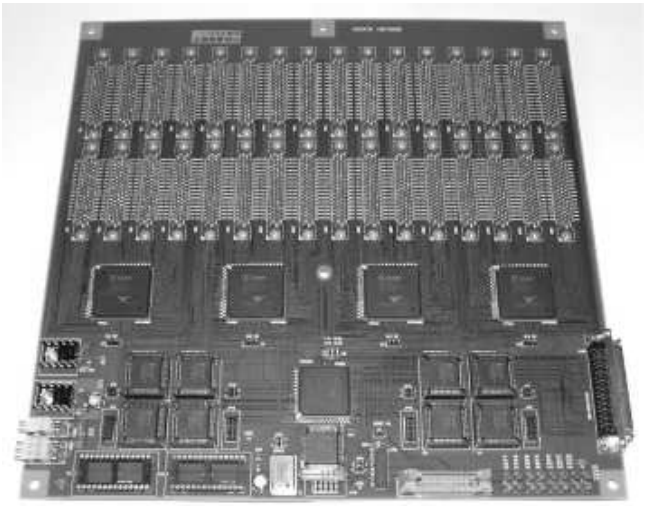

図 4.7: エンコーダーボードの概観。

ていて、リニアリティーに優れていてる低利得用オペアンプである。ASD チップのアナログ出力は 40 [ns] 程度の時定数であり足し合わせのオペアンプは高速でなければならないが、足し合わせ時は増幅する必要がないので CLC400 が最適であった。

アナログ信号の足し合わせの本数は、ノイズレベルに影響を与える。ASD チップに電源電圧のみを与えた時の出力を同じ回路で足し合わせ、ノイズレベルを計ったところ、ノイズレベルの電圧 V は足し合わせの本数 N の 1/2 乗と $V = 1.1\sqrt{N} + 0.3$ [mV] の線形関係にあった (図 4.6)。ノイズレベルを 5 [mV] 程度に抑える必要があるため、足し合わせの本数が 16 本以下になるように、プリアンプボードを設計した。

4.3　エンコーダーボード

4.3.1　構成

エンコーダーボード (図 4.7) ではプリアンプボードからの計 512 チャンネルの LVDS 出力を処理し、アノード、カソードそれぞれ何本のストリップがヒットしたか、その中心はどこか、ヒットした時間はいつかなどの情報をハードウエア的に (FPGA によるロジック回路) 計算し、メモリーボードに出力する。XILINX 社の FPGA、Virtex-E シリーズは LVDS を直接入力することができるため、信号変換用の IC が不必要であり、スペースの削減と消費電力の低減ができた。

構成は図 4.8 のようになっている。

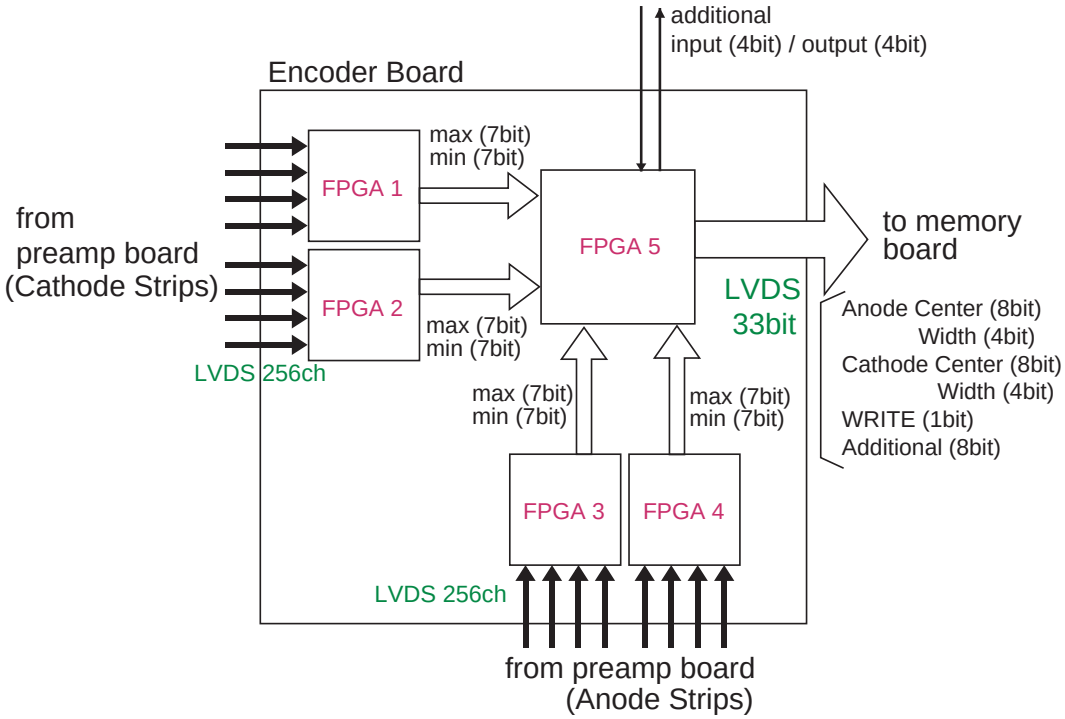

図 4.8: エンコーダーボードの構成。

プリアンプボードから入る各チャンネルのシグナルはアノードの上位、下位、カソードの上位、下位ビットに当たる 128 チャンネルずつがそれぞれ FPGA(XCV1000FG900) 1 チップずつ (FPGA 1–4) で処理され、ヒットした本数とその中心の情報に計算される。具体的には、

1. まず、シグナルをエンコーダーボード上のクロックに同期化する。
2. 次に、連続した 16 本のチャンネルについて、ヒットした最大のチャンネル、最小のチャンネルを計算する。
3. この結果を隣り合う 16 本の組、二つについてまとめることで、32 本の最大と最小のチャンネルを求める。同じようにして、今度は 64 本の最大最小、次は 128 本の最大最小というように、結果を束ねていくことで段階的に計算し、最終的に 128 本の最大最小を得る。このように段階的に計算するのは、それぞれの計算にラッチを挟むことで、FPGA に許されるクロック数を速くするためである。

4 つの FPGA で得られた 128 チャンネル毎の結果は、5 番目の FPGA(FPGA 5; XCV400FG676) に入力される。ここで、最後の計算としてヒットしたアノード、カソー

ドストリップそれぞれの中心位置 (8 bit×2) と本数 (4 bit×2) を求める。以上の計算において、ヒット本数が 8 本を越えるようなイベントは、ノイズによるものとして排除する。

結果は、LVDS の形で 32bit でメモリーボードへ出力する。ここに、'WRITE' の bit を 1 つ加えることで、メモリーボードに書き込むべき情報かそうでないかを伝えている。メモリーボードは、'WRITE' の bit が High のイベントのみを記録する。'WRITE' はアノード、カソード双方がヒットしており、その本数が双方とも 8 本以下であるときに High とする。

FPGA は内部のロジックが flexible なため、付加的な機能を付け加えることができる。例えば、時間情報をイベントと一緒に出力したい場合、内部でカウンターを回し、その値を additional なビットに組み込んで出力することができる。また、将来的な計画としてガンマ線検出器として用いる場合は、シンチレーターのヒットから μ-PIC がヒットするまでの時間の遅れから、検出ガス中で電子雲がドリフトした距離を求めることなどを考え、外部からの付加的な入出力 (入力・出力それぞれ 4bit) を準備している。

クロックへの同期化を行なっているため、時間分解能はエンコーダーボード上のクロックで決まる。電子の飛跡を得る場合、時間分解能は検出面に垂直な方向の位置分解能にあたる。現在、エンコーダーボードのクロックは 20 [MHz] で駆動している。電子の 1000 [V/cm] の電場中でのドリフト速度は 4 [cm/μs] であるから、処理速度 20 [MHz] つまり 50 [ns] の分解能は、検出面に垂直な方向 2 [mm] の分解能に相当する。現在の μ-PIC のストリップが 0.4 [mm] 間隔であることを考えると、さらに速いクロックが望まれる。

4.3.2　FPGA の内部ロジックの開発

FPGA の内部回路の開発は、Verilog-HDL によるプログラムを行ない、Xilinx 社の Foundation(version 3.1) で論理合成し、配置配線を行なった。タイミングのシミュレーションには、同じく Xilinx 社の Timing Analyzer(version 3.3.08i) を用いた。

ロジックは Verilog-HDL で記述し、論理合成はすべて Foundation に任せた。Foundation の論理合成には冗長な論理を簡略化する機能があるので、ラッチ間のゲートは CLB 内のロジック部分 (Look-up Table; LUT) で実現可能な範囲で簡略化されているはずである。

プログラムと論理合成の例としてとくに同期化部分を図 4.9 ~ 4.11 に示した。

FPGA で許される最速のクロックは、内部の回路でのクリティカルパスで決まる。あるラッチでのクロックの立上りによる信号の変化が次のラッチに到達するのにかかる時間を遅延と言うが、この遅延の最も遅い部分をクリティカルパスという。遅延を決める一つの要因としては、FPGA 内部での配線の長さがある。いまひとつはラッチの出力が複数の入力につながっている場合、電流出力の能力に限界があるので、ロジックが反応するのに遅れがでることである。これらのことに対処するため、次のような工夫を行なった。

```
module sync1bit (CLK,DIN,DOUT);

 input CLK;
 input RESET;
 input DIN;
 output DOUT;
 reg DOUT;
 reg OCLOCK;
 reg OCLOCK2;
 always @(posedge CLK or posedge DIN)
    begin
       if(DIN)
          OCLOCK <= 1'b1;
       else
          OCLOCK <= 1'b0;
    end
 always @(posedge CLK or posedge RESET)
    begin
       if(RESET)
          begin
             DOUT <= 1'b0;
             OCLOCK2 <= 1'b0;
          end
       else if(OCLOCK == 1'b1&&OCLOCK2 == 1'b1)
          begin
             DOUT <= 1'b0;
             OCLOCK2 <= 1'b1;
          end
       else if(OCLOCK == 1'b1&&OCLOCK2 ==1'b0)
          begin
             DOUT <= 1'b1;
             OCLOCK2 <= 1'b1;
          end
       else
          begin
             DOUT <= 1'b0;
             OCLOCK2 <= 1'b0;
          end
    end
 endmodule
```

図 4.9: 同期化部分の Verilog-HDL プログラム

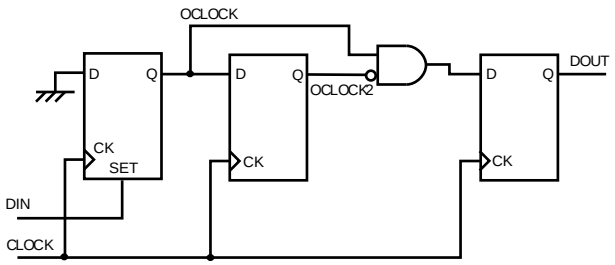

図 4.10: 同期化部分の論理合成後の回路

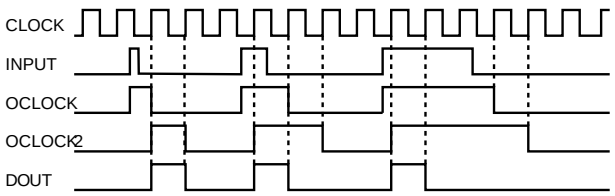

図 4.11: 同期化部分のタイミングチャート

1. 入力ピン配置が、それぞれの信号が内部のどこで計算されるかに影響を与えるので、早い段階で相互に計算を行なうような信号、つまり、番号の近いチャンネルの信号は近くのピンから入力を行なうよう設定した。例えば、FPGA 1–4 はプリアンプボードからのヒット情報を受け付けるが、各チャンネルはまず 16 本で計算されるのでその 16 本は近くにピンから入力する。さらに、次には 16 本を 2 組まとめる計算を行なうので、その 2 組についても隣に配置した。内部の計算は、さらに 32 本、64 本とまとめていく計算をするのでその段階でも近くになるよう、ピンを配置した。

2. 256 本から一度に最大・最小のチャンネルを求める場合などは、上の第 2 の理由による遅延が如実に現れる。今回は、ラッチをはさむことで計算を分割し、このような遅延を減少させた。

FPGA 1–4 の場合、クリティカルパスは 16 本の中からヒットしたチャンネルの最大・最小を決める部分であった。Timing Analyzer 上では、100.5 [MHz] までのクロックが許される。FPGA 5 の場合は FPGA 1–4 の結果を合わせて、ヒットしたチャンネルの最大値、最小値を求める部分がクリティカルパスであったが、91.9 [MHz] までのクロックが許される。ただし、FPGA 1–4 と FPGA 5 の接続部分の遅延も考えなければいけないので、このクロックがエンコーダーボード全体で実現できるわけではない。この接続部分の遅延は未調査であるが、FPGA 1–4 の出力と FPGA 5 の入力部分にラッチを入れることで、この両者のラッチの間は一本の配線で結ばれることになるので、遅延を最小限に減らすことができる。現在は 20 [MHz] での駆動であるが、さらに速いクロック数に上げることを検討中である。FIFO を用いると高速のクロックを FPGA 内部で動かすことで高い位置分解能を得ることができるので、FIFO の使用も検討している。

4.3.3　使用方法

Vitex-E は FPGA であり、内部のロジックは書き換えが可能である。また、電源投入時には一度内容が消されるため、FPGA の使用時には内容を書き込む必要がある。その方法にはいくつか選択肢がある。今回のエンコーダーボードの場合、開発中は PC から直接 FPGA に書き込めるよう JTAG を用い、通常の使用には基板上の PROM によって内容を保持し、電源投入時に自動的に PROM から FPGA に書き込みが行なわれるような Serial Master 接続を用いることにした。

JTAG は PC から USB 接続で行ない、PROM の書き換えも JTAG を用いてできる。JTAG ではデバイスをシリアル接続することができるので、デバイスの数に限らず 4 つのピンがあれば、すべてのデバイスにアクセスすることができる。今回の回路では、デ

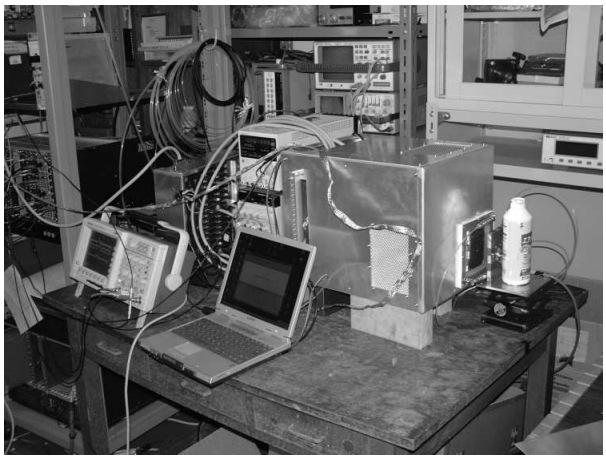

図 4.12: 新しい読み出し回路。

バックのために各 FPGA あたり 1 つの JTAG 用端子を用意し、FPGA の内容を保持する PROM は対応する FPGA とシリアル接続させた。

Serial Master 接続のためには、PROM と FPGA を接続しておき、FPGA のモードピンを Serial Master 接続用の設定にしておく。すると、電源投入時に FPGA の内部ロジックがクリアーされた後、FPGA からクロックが生成され、このクロックで PROM 内部に保持されたロジックが FPGA へと転送・書き込みされる。

4.4 新しい読み出し回路の試験

新しい読み出し回路をμ -PIC に接続し、試験を行なった。ただし、エンコーダーボードの LVDS 入力部分に問題があったため、アノード、カソードそれぞれについて 32 チャンネル分の一部のみの修正を行ない、現在は 32×32 ピクセルの範囲のみについてイメージの取得が可能である。

図 4.1 のような回路で ^{55}Fe の線源をμ -PIC に当て、データを取得した。今回はシェーピングアンプの代わりにゲインアンプ (Phillips 社製 777) を用いている。ADC には LeCroy 社のチャージ ADC1182 を用いた。μ -PIC のアノードには+635[V]、ドリフトプレーンには −600[V] の電圧を印加した。ASD チップのコンパレーターの電圧閾値はアノード、カソード側でそれぞれ+1.5[V]、−1.5[V] とし、アナログ側でチャージ ADC に与えるゲートの電圧閾値は 900[mV] とした。

イメージとストリップヒット本数、スペクトルは図 4.13 のようになった。この中で注意を引く点は、線源による X 線が一様に当たっているはずであるにもかかかわらず、イ

表 4.1: 領域 A、B のスペクトルのフィット結果

領域	C	a	σ
A	97 ± 4	1717 ± 6	191 ± 5
B	490 ± 8	1758 ± 3	188 ± 2

メージにムラがあることである。ASD のゲインにばらつきがなく、与えている閾値も一定であることから、これは、μ -PIC のピクセル毎のガス増幅率にばらつきがあることが原因である可能性が高い。

そこで、イベントの多いところと少ないところでのスペクトルを比較する。アノードストリップ、カソードストリップの座標をそれぞれ x、y とするとき、$12 <= x <= 22$、$2 <= y <= 7$ を満たすイベントの少ない領域 (領域 A と呼ぶ) と $24 <= x$、$10 <= y <= 16$ を満たすイベントの多い領域 (領域 B と呼ぶ) についてスペクトルを作ったところ、図 4.14 のようになった。顕著な違いはないが、ピークの位置が少しずれている。それぞれのスペクトルをガウシアン、counts= $C \times \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{\text{channel}-a}{\sigma}\right)^2\right\}$ でフィットしたところ、表 4.1 のような値であった。中心値 a が 6σ ずれている。差は全体の 2%に過ぎず、これだけ微小な差がイメージのムラに現れる可能性が少ないので、この差が小さく出ているのは channel 数の小さい側のイベントが電圧閾値で切られてしまったためと考えられる。μ -PIC の増幅率のばらつきと回路の信頼性について、今後さらに評価を行なってゆく。

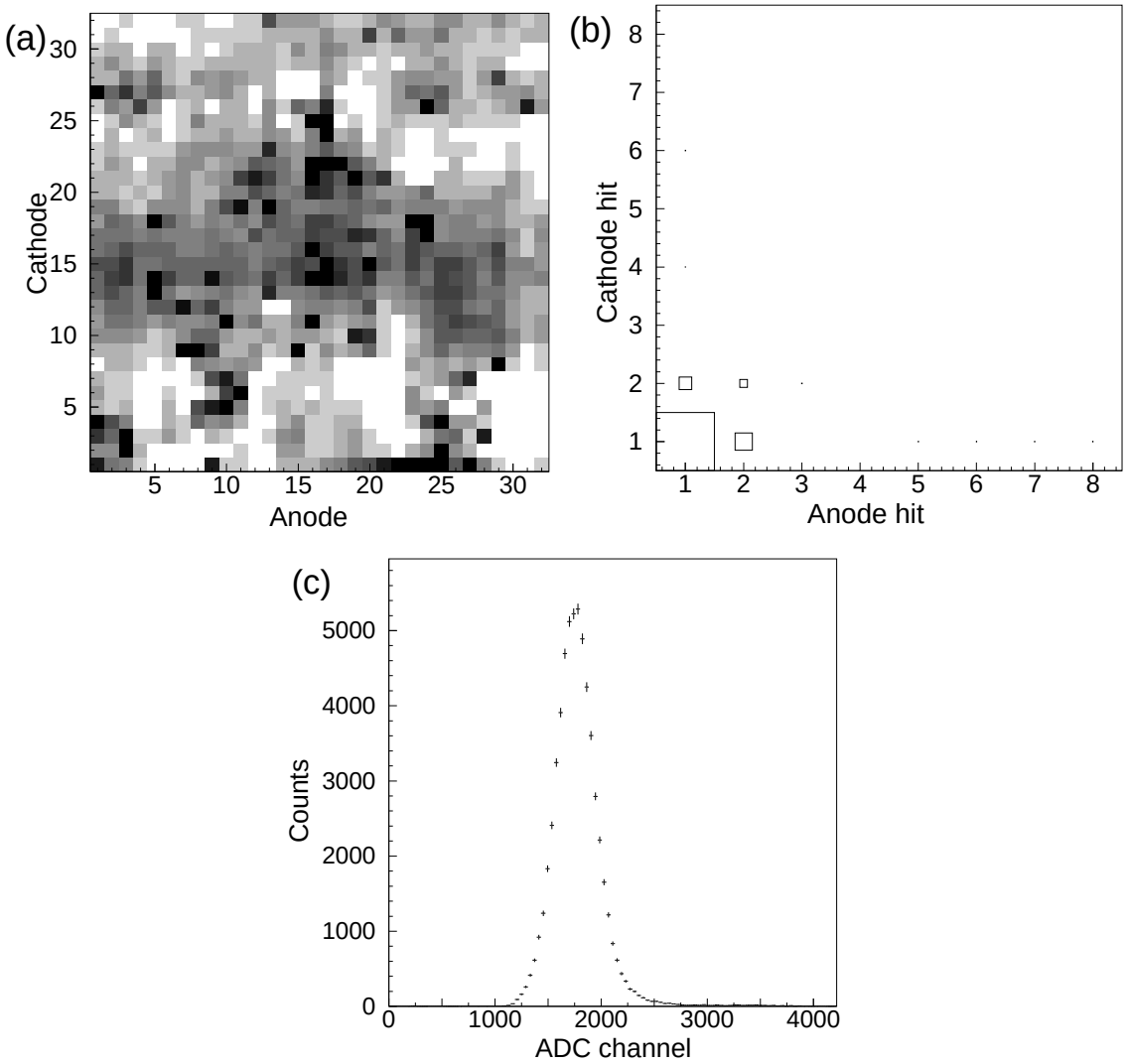

図 4.13: 新しい読み出し回路で取得したデータ。(a)64×64 ピクセルのイメージ。(b) イメージ内に入った X 線イベントのストリップヒット本数。(c) イメージ内に入った X 線イベントのスペクトル。

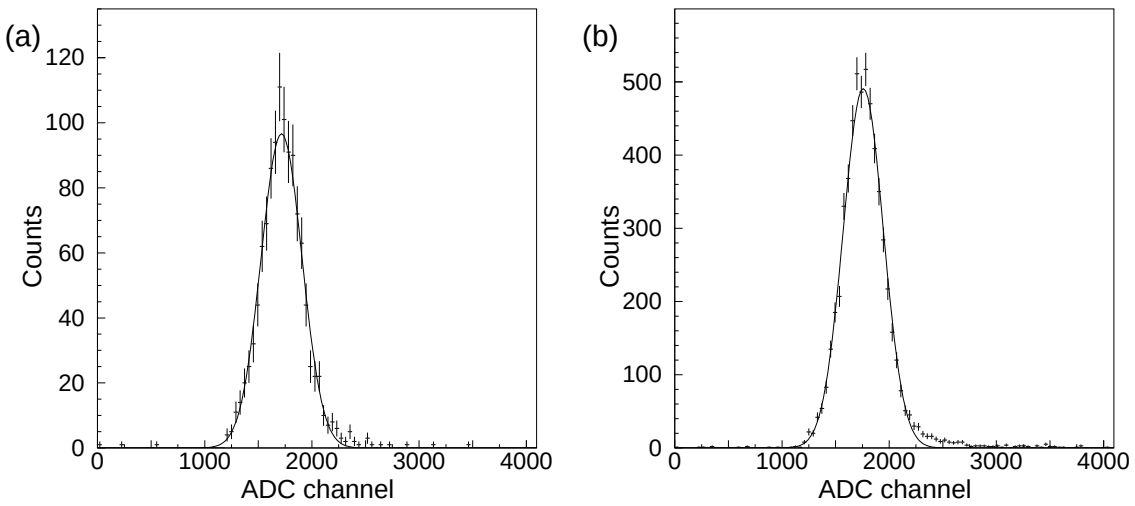

図 4.14: 2 領域のスペクトル。(a) 領域 A。(b) 領域 B。

第5章　ピクセル型検出器によるX線偏光測定

光電効果によるX線偏光測定では、光電子が最初に飛び出る方向を捉えることが究極的である。電子は物質中で非常に大きな散乱を受けるので(2.2節)、このためには非常に位置分解能の高い検出器が必要となる。実際にμ-PICの技術を用いて可能な方法は、電子の飛跡全体の方向から初期の方向を推測することである。しかし、この場合、より高い偏光検出効率を得るには、X線検出効率が高いこと(物質の原子番号が大きい)と電子の飛跡が曲がりにくいこと(物質の原子番号が小さい)、という相矛盾する性質のトレードオフを考えなければいけない。この章では、まず、現在の検出器でのシミュレーションを行なって、シミュレーションの信頼性を検討する。次にμ-PICの読み出しをピクセル化し、分解能を200 [μm]程度に向上させた場合のシミュレーションを行ない、実際の天体の偏光検出の可能性について考察を行なう。

5.1　EGS4について

5.1.1　EGS4の概要と設定

EGS4(Electron Gamma Shower Code Version 4)とは、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を行なうソフトウェアであって、光子と物質との相互作用では

- 光電吸収
- コンプトン散乱
- 電子対生成
- Rayleigh散乱

などを、電子の相互作用は

- Moller散乱(e^+e^+)、Bhabha散乱(e^+e^-)
- Molier散乱(原子核によるクーロン散乱)

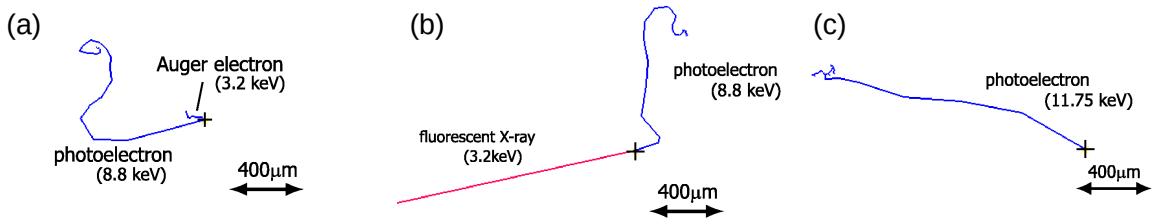

図 5.1: 12 keV の X 線が Ar ガス中で起こす主な物理過程。(a)K 殻で吸収されオージェ電子を生成。(b)K 殻で吸収され蛍光 X 線を生成。(c)L 殻で吸収されオージェ電子を生成。

- 制動放射
- 電離損失

を扱っている。

低エネルギー側の電子の相互作用を扱うため、PRESTA を組み込んだ。Ne の場合は 0.44 keV、Ar の場合 0.65 keV、Xe の場合 2.0 keV まで電子を追うことができる。

EGS4 には、H. Hirayama、Y. Namito、S.Ban らによって、低エネルギー光子の輸送の拡張コードが開発されており、L 殻での光電効果 [12] や混合物や化合物の光電効果 [13]、それから電子による K 殻の電離が扱えるよう [14]、改良がなされている。これらは、anonymous ftp サイト ftp.kek.jp から入手可能な、kek_improve.tar によって、組み込むことができる。

今回扱う 1 keV から十数 keV までの X 線は物質の K 殻または L 殻の軌道電子と光電効果を起こし、光電子とともにオージェ電子または蛍光 X 線を発する。EGS4 によるシミュレーションで得られる 12 keV の X 線が Ar と C_2H_6 の混合ガス (1 atm) と相互作用する様子を図 5.1 と図 5.2 に示した。このエネルギーの X 線の場合、K 殻の軌道電子に吸収され、8.8 keV の光電子と 3.2 keV のオージェ電子が放出されるケース、K 殻の軌道電子に吸収され、8.8 keV の光電子と 3.2 keV の蛍光 X 線が放出されるケース、L 殻の軌道電子に吸収され 11.75 keV の光電子と 0.25 keV のオージェ電子または蛍光 X 線を発するケースの 3 つがある。L 殻での吸収の時に発せられる 0.25 keV のオージェ電子と蛍光 X 線はエネルギーが低く、すぐ近くで吸収されるため、軌跡としては表示されていない。

光電子の放出方向は式 (2.2) に従うように改良を加えた。この時、厳密には L 殻の光電子は別の分布になるが、このシミュレーションでは、式 (2.2) で近似している。オージェ電子および蛍光 X 線は等方的に放射されるものとした。

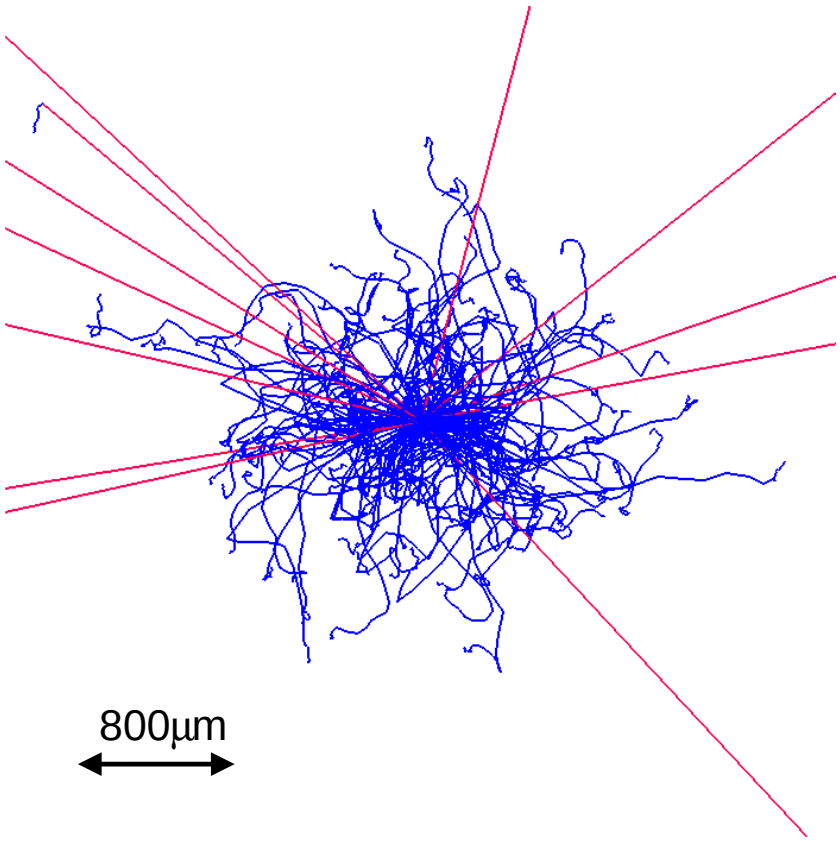

図 5.2: 12 keV の X 線 (125 イベント) が Ar ガス中で生成する光電子とオージェ電子、蛍光 X 線の様子。X 線は放射状の中心に紙面に垂直に入射しており、そこから伸びる曲がった線が電子、真っ直ぐな線が蛍光 X 線を示す。入射 X 線は横の方向に 100%偏光しており、電子の飛跡が横の方に広がっている様子が分かる。

5.1.2 EGS4 からの出力

EGS4 は、各粒子に STACK 数というものを付けて追跡する。複数の粒子があった場合、エネルギーが低い方に大きい STACK 数 (NP) を付け、STACK 数の大きな粒子から順に追跡を行なう。(図 5.3)

EGS4 は各相互作用が起こった時に AUSGAB というサブルーチンを呼び出し、追跡途中の粒子に関する情報はこの AUSGAB から出力する。今回のシミュレーションでは、光電効果の起こる前後と電子の散乱が起こる前、それから各粒子の追跡が終る時に AUSGAB を呼び出し、その時の粒子の STACK 数と位置、エネルギーを出力させた (表 5.1)。電荷の 0、−1 はそれぞれ X 線、電子を指し、エネルギーは静止質量を含んでいる。

今回のシミュレーションではオージェ電子を生成しているため、物質へのエネルギーデ

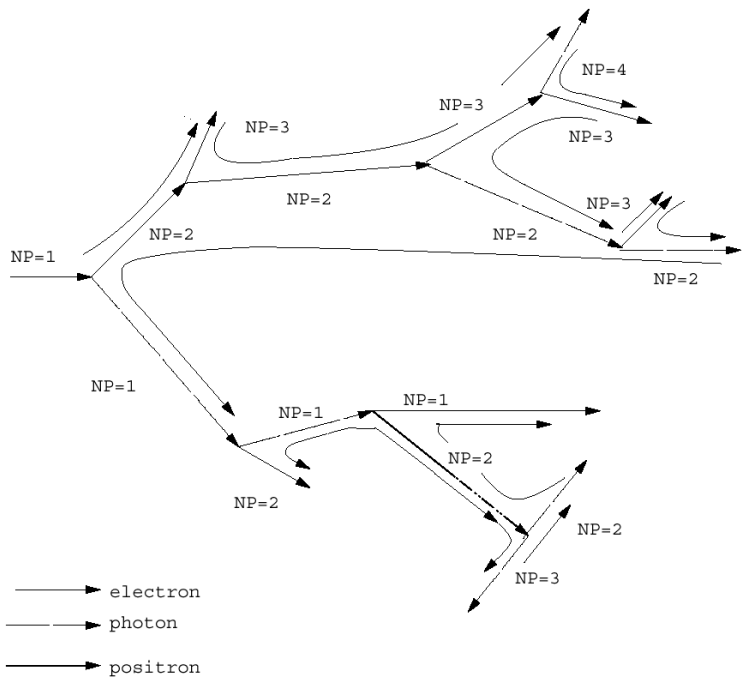

図 5.3: 粒子の追跡と STACK 数 (NP)。

ポジットはすべて電子によるものとする。電子の散乱時または追跡終了時にどれだけ電子のエネルギーが減少したかを、その点におけるエネルギーデポジットとする。なお、以降のシミュレーションでは、図 5.4 のように座標系をとる。入射 X 線は z 軸に平行に入射し、検出面は xy 平面に平行に存在するものとしている。EGS4 に与えるガスの形状は、電子の散乱が収まる十分な大きさがあればここでのシミュレーションには影響を与えないが、今回は X 線に対する断面積が十分になるように z 軸方向に大きめにとり一辺 140 cm の立方体とした。

5.2　電子雲の形成とドリフトのシミュレーション

次のような段階を追って、EGS4 の結果から検出器内での電子雲の形成と検出面までのドリフトをシミュレーションした。

1. EGS4 の出力より、電子が相互作用した各点においてどれだけのエネルギーデポジットを残したかを計算する。
2. 検出ガスの W 値でこのエネルギーデポジットを割り、相互作用の各点で電離される電子の数に変換する。

表 5.1: EGS4 の出力例

stack	電荷	x(cm)	y(cm)	z(cm)	energy(MeV)	コメント
0	0	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	
1	0	0.000000	0.000000	0.000000	0.2000000E−01	イベント追跡の開始
1	0	0.000000	0.000000	0.6498714	0.7770001E−04	
4	−1	0.000000	0.000000	0.6498714	0.5112520	オージェ電子の生成
3	−1	0.000000	0.000000	0.6498714	0.5112520	オージェ電子の生成
2	−1	0.000000	0.000000	0.6498714	0.5136345	オージェ電子の生成
2	−1	−0.1177140E-02	−0.2687524E−02	0.6514081	0.5134007	電子の散乱
	....	.....	.....	.....		
2	−1	0.1322981E-02	−0.1222421E−01	0.6565102	0.5117163	
2	−1	0.1188372E-02	−0.1226865E−01	0.6569314	0.5116446	
1	−1	0.000000	0.000000	0.6498714	0.5277974	光電子の追跡開始
1	−1	−0.4690436E−01	−0.4553442E−01	0.6161086	0.5265234	
	....	.....	.....	.....		
1	−1	−0.1517075	−0.3424864E−01	0.7023050	0.5232219	
1	−1	−0.1326682	−0.8550970E−02	0.6982657	0.5225573	
2	−1	−0.1326682	−0.8550970E−02	0.6982657	0.5122214	電子による電離
2	−1	−0.1326682	−0.8550970E−02	0.6982657	0.5122214	
	....	.....	.....	.....		
2	−1	−0.1326400	−0.6251468E−02	0.6963118	0.5115500	
1	−1	−0.1326682	−0.8550970E−02	0.6982657	0.5213392	
	....	.....	.....	.....		
1	−1	0.4494118E−01	−0.2799242E−02	0.6745293	0.5116349	
0	0	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	追跡終了
1	0	0.000000	0.000000	0.000000	0.2000000E-01	次の粒子

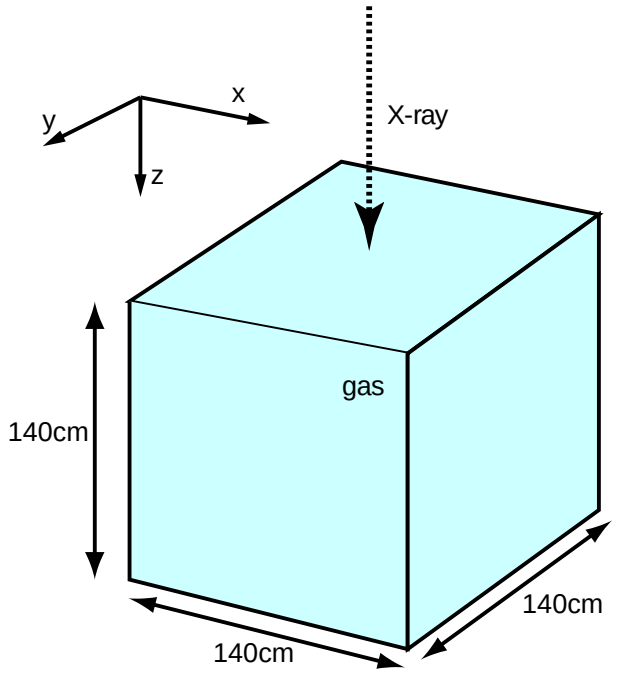

図 5.4: シミュレーションでの座標とガスの形状。

3. 電離によって生成した電子が相互作用の点から検出面までドリフトする時の拡散を考慮するため、各電子はドリフトした後、相互作用の点から 2 次元のガウシアン分布に従ったランダムな方向にずれたところで検出されるものとする。実際には X 線の吸収される深さによってガウシアンの標準偏差 σ は変化するが、ここでは、σ は一定値を持つとして計算した。
4. この計算を 1 つの光子あるいは電子の飛跡に対して行なって、検出面に到達する、ガス増幅前の電子の数と位置を積算する。

以降のシミュレーションでは、電極に達する電子数については完全な情報が得られるものとする。つまり、ガス増幅におけるゲインが一定で、読み出し回路にはノイズがないなどとする。

検出面がストリップ状かピクセル状か、あるいは位置分解能はどれだけなどか、またいくつの電子でヒットしたことになるか、などは検出器の性能による部分であり、以下に続くそれぞれのシミュレーションで設定を行なう。

5.3　シミュレーションと実験結果の比較

シミュレーションの精度を確かめるために、実測データとの比較を行なう。200μm ピッチのストリップの検出面を持つ MSGC では、既に 100%偏光 X 線の測定が成されており

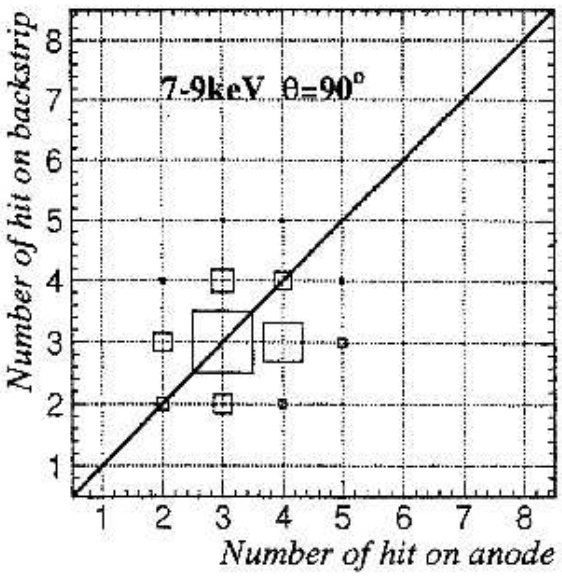

図 5.5: バックストリップ方向の偏光 X 線 (8 keV) を 200μm ピッチの MSGC で受けた場合の実験結果 [9]。四角の面積は、アノードストリップとバックストリップのヒット本数がそれぞれ x、y 軸の値になった X 線イベントの数を示す。

(西氏の修士論文 [9])、その結果との比較を行なう。

西氏の修士論文のうち、90%のトムソン散乱から得られる 8 keV の 100%線偏光の測定結果は、図 5.5 のようなものであった。横軸、縦軸はそれぞれアノードストリップとバックストリップのヒット本数であり、四角の面積はそのような X 線イベントの数を表す。X 線はアノードストリップに垂直、バックストリップに平行な方向に直線偏光している。検出ガスは、Ar:Ethane=4:1 の圧力比で 1 atm のものを用いている。各ストリップがヒットしたか否かの閾値は 960 [mV] としており、これは各ストリップに達するガス増幅前の電子が 36 個以上ということと等しい。

この実験を再現するため、次のようにシミュレーションを行なった。まず、EGS4 を用い、Ar:Ethane=4:1 で 1 atm のガス中に x 軸方向に 100%直線偏光した 8 keV の X 線を入射させ、X 線および電子の飛跡を得る。次に、6.2 節の方法で電子雲を生成・ドリフトさせ、x 軸方向 (バックストリップ)、y 軸方向 (アノードストリップ) に伸びる 200μm 間隔のストリップ状の電極にそれぞれ何個の電子が到達するかを X 線イベント 1 つについて積算する。ここで、W 値は 26 [eV] とした。到達した電子が 36 個以上の場合に、そのストリップがヒットしたこととする。最後に、ヒットしたストリップのうち、チャンネル数が最大のものと最小のものの差をヒット幅とする。以上より、各 X 線について、アノードストリップとカソードストリップが何本の幅でヒットしたかを求め、これを 50000 イベン

ト分積算した。電子の拡散の標準偏差 σ は、50 [μm]、100 [μm]、150 [μm]、200 [μm] の場合についてシミュレーションを行なった。

結果、図 5.6 のような結果を得た。実験結果 (図 5.5) と、この結果を比較すると、シミュレーションは電子拡散の標準偏差が 150 [μm] の時に比較的良く実験を再現していると言える。

5.4　ピクセル化を行なった場合の解析方法

検出器のピクセル化を行ない各チャンネルに ADC を付けた場合、電子の飛跡に対してどのような解析が行なえるかを考える。図 5.7(a) は 10 keV の X 線が Ar 中で光電効果を起こした時に生成する光電子とオージェ電子の飛跡である。この飛跡に対して 6.2 節の方法で電子雲の形成とドリフトをシミュレーションし、これを 200 μm の分解能を持つピクセル化された検出器で観測した場合、図 5.7(b) のようなイメージが得られる。イメージの値は各電極に到達するガス増幅前の電子数を表している。ドリフト時の拡散は、$\sigma = 100$ [μm] を仮定している。

実際には電子数に比例する ADC 値が得られるとして、このようなイメージから光電子が飛び出した方向を取得することを考える。

電子は物質中で非常に曲がりやすく、しかも実際に得られるのは蛍光 X 線を発しない場合は光電子とオージェ電子の合わさったイメージである。しかし、多くのイベントを集めた場合、この光電子とオージェ電子を合わせた飛跡全体のイメージが、飛び出しの方向の情報を保存していると考えられる。

そのため、1 イベントずつのイメージを 2 次元ガウシアンで近似し、その長軸方向を求め、複数のイベントについて積算する。長軸の方向の角度分布のもっとも大きくなるのは、電子の飛び出しの方向と一致すると予想される。

各ピクセルの中心座標を (x_i, y_i) とし、そのピクセルでの電子数を c_i とする。楕円近似した時の各パラメーターを次のように定義する。

$$\langle x \rangle = \frac{\Sigma c_i x_i}{\Sigma c_i}, \langle y \rangle = \frac{\Sigma c_i y_i}{\Sigma c_i} \tag{5.1}$$

$$\langle x^2 \rangle = \frac{\Sigma c_i x_i^2}{\Sigma c_i}, \langle xy \rangle = \frac{\Sigma c_i x_i y_i}{\Sigma c_i}, \langle y^2 \rangle = \frac{\Sigma c_i y_i^2}{\Sigma c_i} \tag{5.2}$$

$$\sigma_{x^2} = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2, \sigma_{\langle xy \rangle} = \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle, \sigma_{y^2} = \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2 \tag{5.3}$$

$$d = \sigma_{y^2} - \sigma_{x^2}, z = (d^2 + 4\sigma_{xy}^2) \tag{5.4}$$

すると、楕円の長軸方向の単位ベクトル $\vec{u}$ は、

$$\vec{u} = \left(\left(\frac{z-d}{2z} \right)^{1/2}, \sin(\sigma_{xy}) \left(\frac{z+d}{2z} \right)^{1/2} \right) \tag{5.5}$$

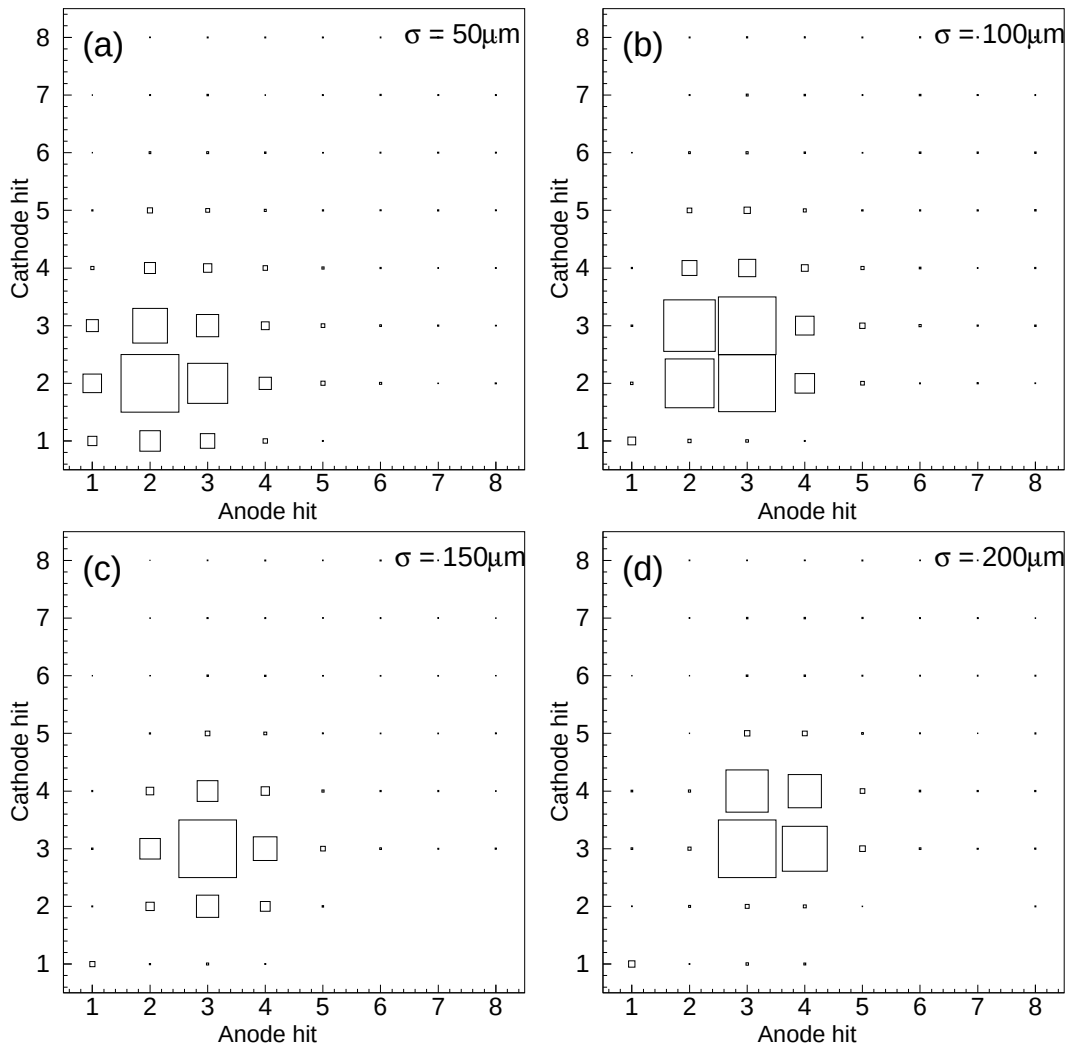

図 5.6: 8keV の偏光 X 線を 200μm ピッチの MSGC で受けた場合のシミュレーション。(a)σ=50μm、(b)σ=100μm、(c)σ=150μm、(d)σ=200μm。四角の面積は X 線のイベント数を示す。

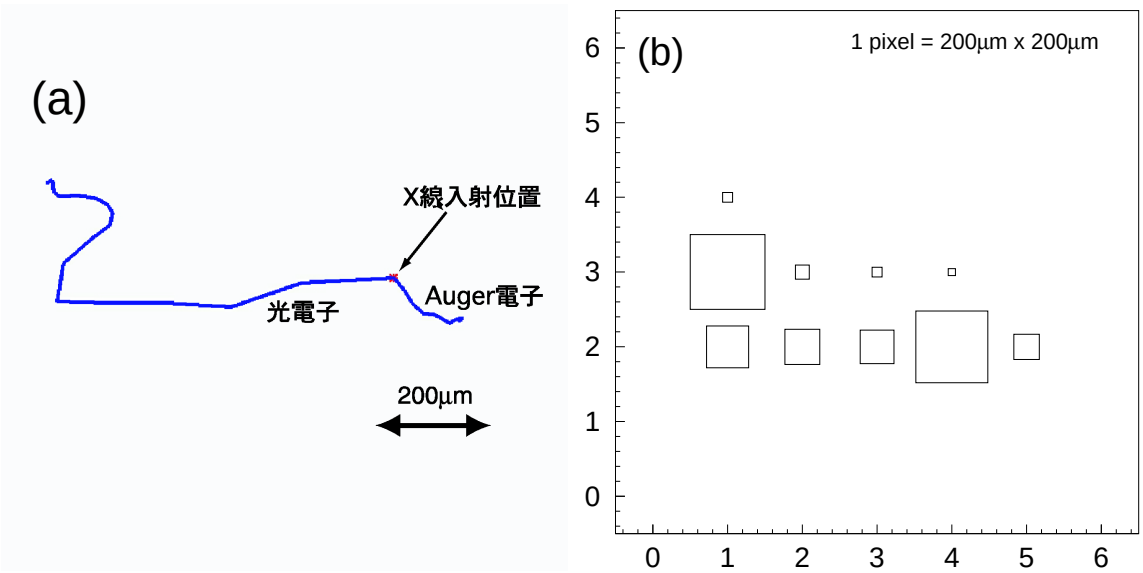

図 5.7: (a)Ar 中での 10 keV の X 線の光電効果による光電子とオージェ電子の飛跡。(b) 位置分解能 200 μm の検出器で得られるイメージ

となる。このベクトルと、x 軸の成す角を ϕ とする。

図 5.8 に角度分布の例を示した。この角度分布を定量評価するため、この分布を、経験的な関数である $a + b\cos^2(\phi - \phi_0)$ でフィットしたとき、モジュレーションファクター M を

$$\mathrm{M} = \frac{b}{(a+b)+a} = \frac{b/2}{a+b/2} \tag{5.6}$$

と定義する。

偏光測定には、光電子の飛び出しの方向を捉えることが究極的である。電子はエネルギーの低いところで長さ当りのエネルギーデポジットが大きいのでオージェ電子と光電子の飛跡の最後でイメージが強くなる。より位置分解能が上がった場合、これらの電子の飛跡の最後が電荷量の大きなピクセルとして捉えられるようになると思われる。よって、このような場合、初期の光電子の方向のみを捉えるため、ある適当な電荷量以下のピクセルのみを解析に用いることが考えられる。

5.5　検出ガスによる偏光検出効率の比較

Ne、Ar、Xe と C_2H_6 の分圧比 4:1 で 1 atm の検出ガスで 2−20 keV の X 線を検出する場合に、どれだけのモジュレーションファクター M が得られるかをシミュレーションした。ただし、Ne は 15keV 以上になると X 線の平均自由行程が標準状態で 100 [cm] を越え

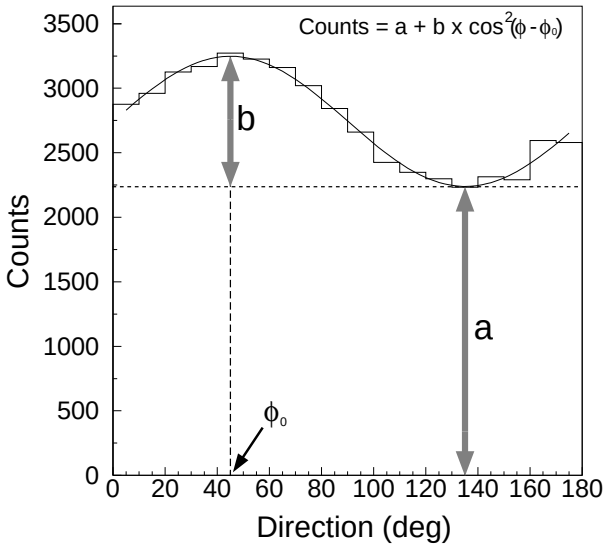

図 5.8: 角度分布の例。

るので天文用検出器として現実的ではないのと、Ar と Xe は 3 keV 以下では有意なモジュレーションファクターが得られないので、図からは省いた。また、全てのガスについて W 値は 30 [eV] とした。以下の解析では電子数の相対値のみが関係するので、W 値は結果に影響を与えない。

検出面は 200 [μm]×200 [μm] のピクセル形状で、読み出しも各ピクセルに対して行ない、ドリフトで到達する電子数の情報が完全に得られるものとする。拡散は MSGC の実験を良く再現する $\sigma = 150$ [μm] を仮定する。結果は図 5.9 の様になった。横軸は入射 X 線のエネルギー、縦軸は 6.4.1 節で定義したモジュレーションファクターである。

まず、特徴的なのは、各検出ガスで入射 X 線がある一定以上のエネルギーになるとモジュレーションファクター M がほとんど一定あるいは微妙に減少するという点である。

このことは、次の 3 つのことを示唆している。

1. この一定値は検出器の分解能を上げても変化しない、ガスの混合比と圧力に依存するものである。

2. M が一定になっているところでは、電子の拡散 200 [μm] は無視できるほど小さい値である。

3. ピクセル形状が正方形である効果も無視できる。

上の 3 つのことを確かめるため、Ar ガスに 12 keV の X 線を入射した場合について、分解能、電子の拡散、偏光に対する検出器の方向を変えて、再度得られるモジュレーションをシミュレーションした。分解能と拡散は互いに相関を持つので、分解能への依存性を調

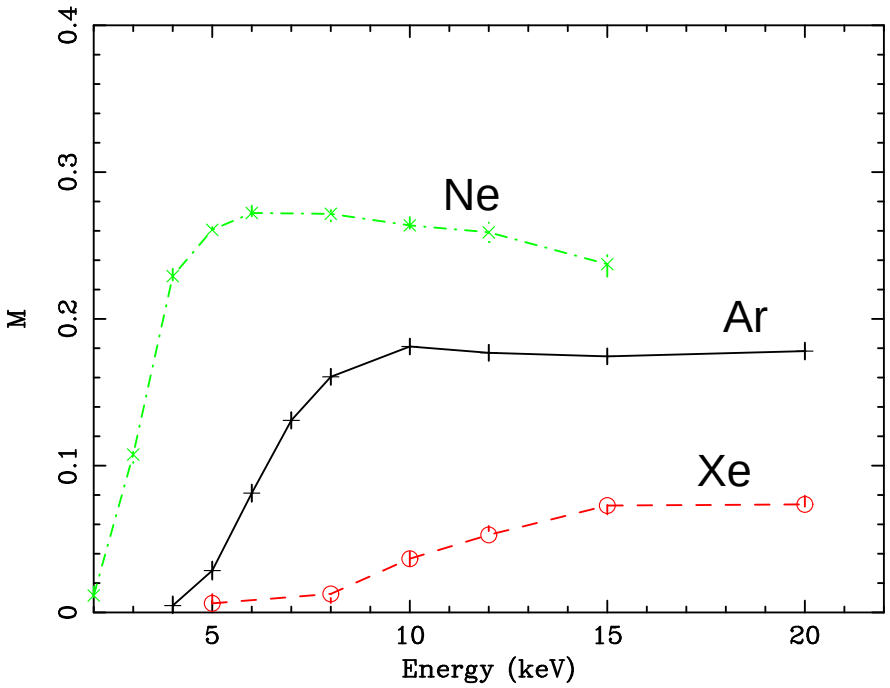

図 5.9: 各ガスのモジュレーションファクターのエネルギー依存性。

べる時は分散はシミュレーションする分解能に対して十分小さな 50 [μm] を仮定し、他方で分散への依存性を調べる時は分解能は十分小さな値 50 [μm] を用いた。角度は、最も違いが見られると思われる 0° と 45° と間を 3 分割し、0°、15°、30°、45° の 4 つの場合について調べた。

結果、図 5.10 のようになった。分解能が良くなるとモジュレーションファクターが大きくなるという一定の傾向が見られるが、エラーの範囲内で一致しており、偏光検出効率を大きく変える程ではない。他の 2 つのパラメーターに対しては、ほとんど依存性はない。上で予想したように、12 keV の X 線を Ar ガス中で検出する場合、分解能の 200 [μm]、拡散の 150 [μm] という値は偏光測定能力に十分で、角度に対する依存性もないことが分かった。このことは、Ne、Ar、Xe の場合でそれぞれ 6 keV、10 keV、15 keV 以上の X 線に対して言えると類推される。

表 5.2 にモジュレーションがフラットになる部分の高さと小さくなり始めるエネルギーを各検出ガスについてまとめた。モジュレーションファクターの最大値の違いの原因は、Z が小さい元素ほどその中での電子の飛跡は真っ直であることによるものである。あるエネルギーより小さいところでモジュレーションファクターが小さくなる原因としては、等方的に飛び出すオージェ電子、電子の拡散、検出器の分解能が考えられる。

まず、電子の拡散および検出器の分解能が良くなった場合にどれだけモジュレーションファクターが改善されるかを、双方とも 50 [μm] を仮定して、Ne については 2–6 keV、Ar

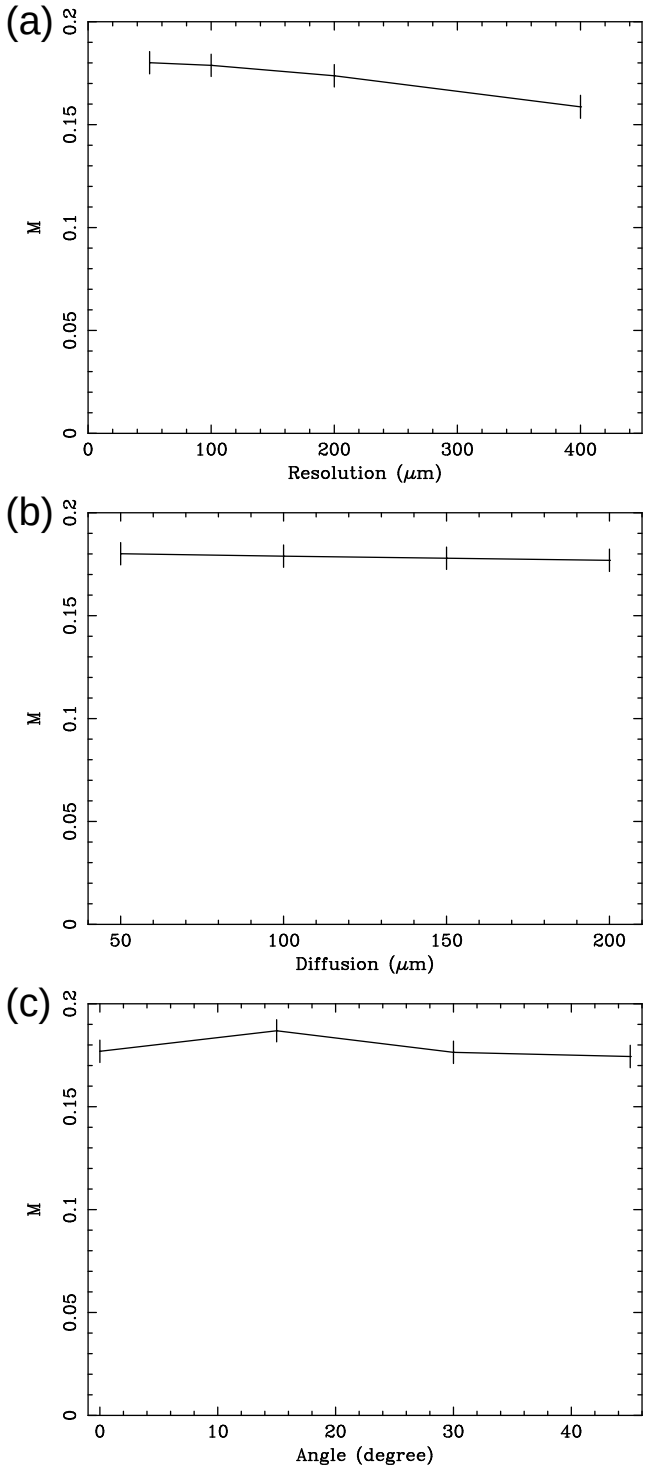

図 5.10: 12 keV の X 線を Ar ガスで検出した場合のモジュレーションファクター。(a) 位置分解能依存性 (b) 電子の拡散に対する依存性 (c) 偏光の方向に対する依存性

表 5.2: 検出ガスによるモジュレーションファクターの最大値と折れ曲がりのエネルギーの違い。

検出ガス	M の最大値	折れ曲がりのエネルギー (keV)	オージェ電子のエネルギー (keV)
Ne	0.24	5	0.87
Ar	0.18	8	3.2
Xe	0.065	15	4.79

については 4–10 keV について計算を行なった。結果は図 5.11 のようになった。双方とも改善されているが、特に Ne でその傾向が目立つ。両者の違いはオージェ電子のエネルギーが光電子に近いかそうでないかである。

ストリップ型の検出器の場合、ストリップに対して 45° の方向の直線偏光だと捉えることができないので、検出器を回転させて観測を行なう必要があった。ピクセル化した場合、検出効率に角度依存性はないので、一度の観測で偏光を調べることができる。

5.5.1　検出可能な X 線偏光

実際の天体の観測で有意に X 線偏光を検出するためにはどのような検出器が良いのかを考える。

各検出ガスでモジュレーションファクターはほぼ一定だと考えられるため、それぞれのガスの場合に、X 線を何カウント検出すれば 3σ 以上の有為性で偏光が捉えられるのかをまず整理する。

実際に得られる角度分布の模式図を図 5.12 に示した。面積をカウント数とし、N カウント検出したとする。横軸を角度とすると長さは π であり、平均の高さは N/π となる。偏光度が P なので、偏光成分の高さも平均の高さの P 倍になり NP/π である。検出器のモジュレーションファクターを M とすると、角度分布における変動成分の振幅は偏光成分の高さのさらに P 倍となり、NPM/π である。分布が平均 (N/π) よりも多い部分と少ない部分のカウント数を A、B とすると、

$$\mathrm{A} = \frac{\mathrm{N}}{2} + \frac{\mathrm{NPM}}{\pi} \tag{5.7}$$

$$\mathrm{B} = \frac{\mathrm{N}}{2} - \frac{\mathrm{NPM}}{\pi} \tag{5.8}$$

となっている。偏光を有意に捉えるということは、この A と B の差 $(\mathrm{A}-\mathrm{B})$ が有意であることを検出するということである。A と B が $\mathrm{N}/2$ に近いとすると、これらの標準偏差は

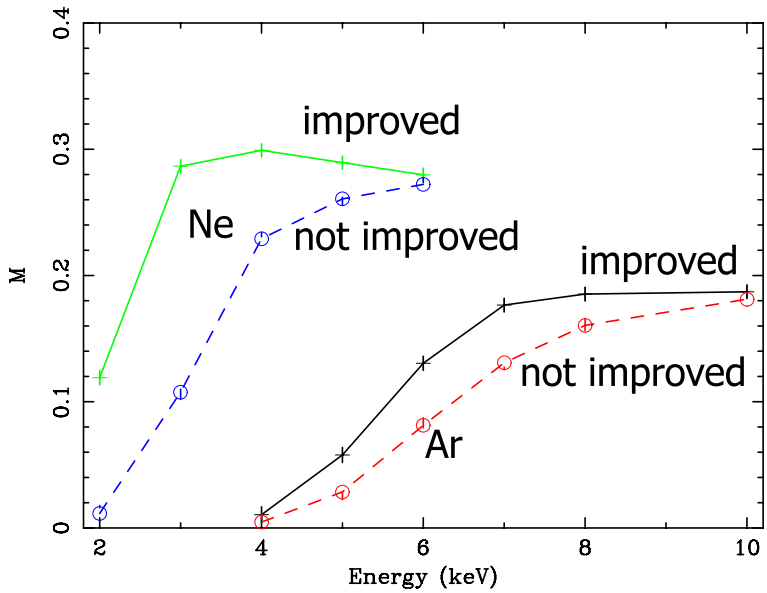

図 5.11: 分解能および拡散が改善された場合のモジュレーションファクター

表 5.3: X 線偏光度と検出に必要な光子数。

偏光度	5%	10%	30%	50%	100%
Ne (M = 0.24)	6.2×10^5	1.5×10^5	1.7×10^4	6.2×10^3	1.5×10^3
Ar (M = 0.18)	1.1×10^6	2.7×10^5	3.0×10^4	1.1×10^4	2.7×10^3
Xe (M = 0.065)	8.4×10^6	2.1×10^6	2.3×10^5	8.4×10^4	2.1×10^4

N/2 であり、(A−B) の標準偏差は $\sqrt{N}$ である。よって、偏光を 3σ の有為度で検出するための条件は、

$$\mathrm{A} - \mathrm{B} = \frac{2\mathrm{NPM}}{\pi} > 3\sqrt{\mathrm{N}} \tag{5.9}$$

$$\mathrm{N} > \left(\frac{3\pi}{2\mathrm{PM}}\right)^2 \tag{5.10}$$

$$\tag{5.11}$$

となる。

次にそれぞれのガスの X 線に対する検出効率を考える。図 5.13 に示したように、現在のμ -PIC の様にガス層の厚み 1 [cm] で圧力が 1 [atm] であった場合、Ne はほとんど X 線を検出することができない。そこで、ガス層を厚くするか圧力を高めるかの方法で断面積を増やさなければいけない。圧力を高めた場合、圧力に比例して飛跡が短くなるので、検

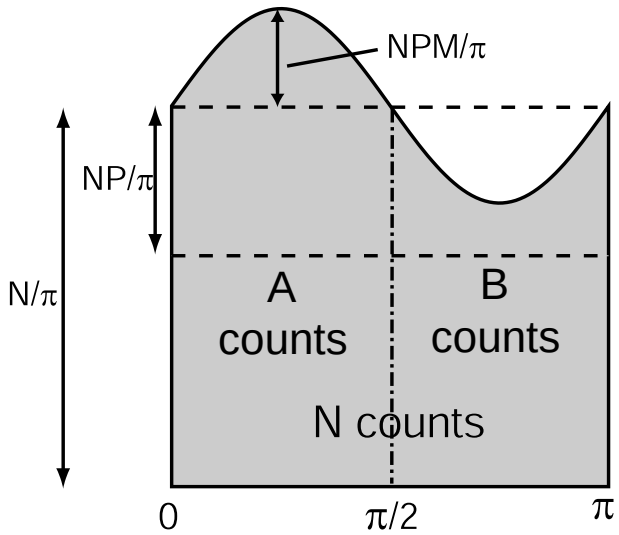

図 5.12: 偏光度 P の X 線をモジュレーションファクター M の検出器で N カウント検出した場合に得られる角度分布。

出器の位置分解能が必要となり、ガス層を厚くした場合は拡散が大きくなるので、これらの組合せに関しては、シミュレーションなどで検討する必要がある。

実際の天体からの X 線偏光測定で、どれだけの観測時間が必要になるかを、Sgr B2 分子雲で検討する。Sgr B2 分子雲からの連続 X 線は最大で 100%の偏光度を示す (Churazov et al. 2001)。連続成分は現象的に光子指数 2 の power-law 関数で示され、8–12 keV での吸収を補正しない flux は 8.57×10^{-3} photon s^{-1} cm^{-2} である。Modulation factor が 18%の検出器で 100%の偏光を 3σ 以上で捉えるには、690 個の X 線光子の観測が必要になる。Ar ガスの場合 8–12 keV で Modulation Factor が 17%であり、このバンドでの flux は 2.5×10^{-5} photon s^{-1} cm^{-2} である。この X 線を有効面積 3000 cm^2 の望遠鏡で集光し、Ar ガスの X 線に対する検出効率を 50%とすると、このバンドでのカウントレートは 3.7×10^{-2} photon s^{-1} である。よって、$\sim$19 [ks] の観測を行なえば、3σ の統計で有為に偏光を捉えることができる。

5.6　次期検出器のデザイン

次期衛星の検出器として、ピクセル化を行ない、さらに低いエネルギーの X 線に対しては 200 [μm] ピッチのより位置分解能の高い検出器を作ることが考えられる。この場合、各アノード電極から電荷を読み出すようにし、カソード電極はストリップである必要がなくなるので図 5.14 のように一枚の電極にアノードのための穴が多数空いているような形状にする。こうすると、ストリップ読み出しの時には必要であったカソード間のスペース

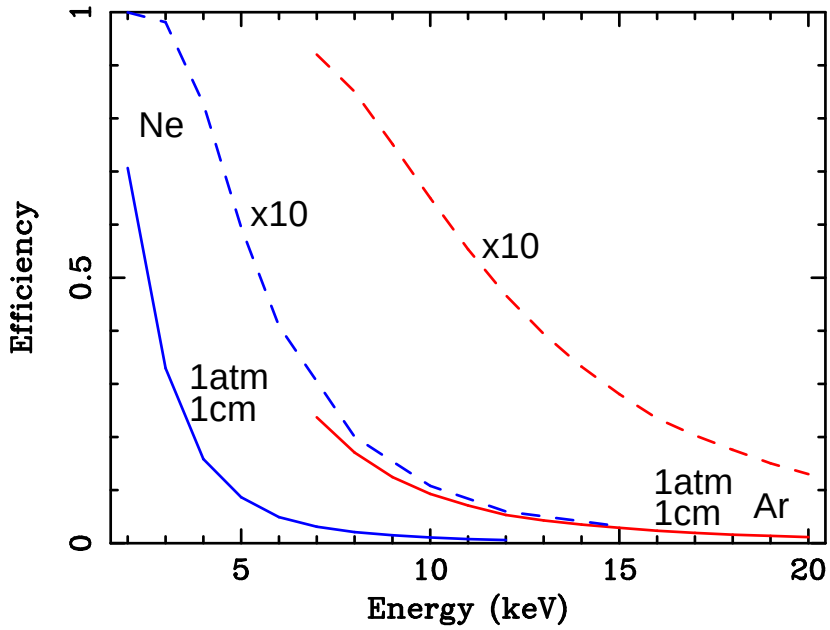

図 5.13: Ar と Ne の検出効率。実線はガス層の厚み 1 [cm]、ガス圧 1 [atm] の場合。破線は何らかの方法で断面積を 10 倍にした場合。

がなくなり、電極間の幅を狭められる可能性が高い。また、アノード電極の位置をハニカムにならべれば、ピッチが狭まり、μ-PIC のあまり変わらない技術で分解能の高い検出器を作ることができる。

各ピクセルの電荷情報を読み出す場合、回路が膨大になる。例えば、200 [μm] ピッチで一辺 2 [cm] の検出器では、チャンネル数は $100 \times 100 = 10000$ である。このような多チャンネルから電荷情報を読み出す技術として、マルチプレクサというものがある。これは、各チャンネルにプリアンプまでは取り付けておき、スイッチで ADC に接続できるようにしておく。何らかのタイミングで、ADC と各チャンネルの接続を切替えながら電荷量を測定していく。新しい検出器の場合、カソードからの信号をトリガーとしてマルチプレクサを作動させることが考えられる。プリアンプを数万チャンネル分用意するには、VA チップという VLSI の技術を用いた多チャンネルのプリアンプチップを用いる。

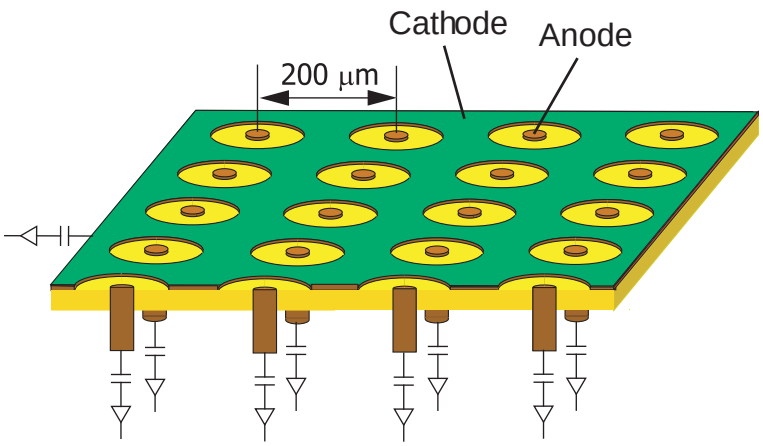

図 5.14: 読み出しのピクセル化を行なう場合の検出器の予想図。

第6章　まとめ

1. 読み出し回路の開発

   高時間分解能、高許容量のμ -PIC の性能を引き出すため、速い読み出し回路の開発を行なった。

   ATLAS の Thin Gap Chamber 用に開発された ASD チップが、大きさ当たりのチャンネル数、立ち上がりの速さ、線形性、ノイズレベルの点で十分な性能を持っていたので、このチップを用いて 1 ボードで 32 チャンネル分を備えたプリアンプボードを設計した。このボード上でストリップ 16 本分の電荷を足し合わせたアナログ出力と 32 チャンネルそれぞれのヒット情報を得る。

   また、プリアンプボードからのヒット情報 512 チャンネル分を 20 [MHz] で計算し、イベントの位置とストリップ本数の情報をメモリーボードに出力するエンコーダーボードを開発した。32×32 チャンネル分についてイメージングを行ない、動作を確認した。

   今後は 512×512 チャンネルまでエンコーダーへの入力部分を修正し、μ -PIC 全体でのイメージングを行なう。また、検出面に垂直な方向の時間分解能を上げるため、現在の設計のままでどれだけクロック数を速くできるかを検討し、また、FIFO を組み込むなど回路の改良を行なう。

2. X 線偏光測定への応用

   μ -PIC の重要な応用である X 線偏光測定のシミュレーションを行なった。

   偏光 X 線の作る電子雲について 200 [μm] のピクセルで得られるイメージを取得し、楕円近似を行なうと、Ne、Ar、Xe ガスそれぞれで ~ 0.27、~ 0.18、~ 0.07 のモジュレーションが得られることが分かった。それぞれのガスで十分なモジュレーションが得られるエネルギーの X 線に対して十分な検出効率を得るには、検出ガス層の厚みと圧力を上げる必要がある。これらの組合せに関しては、さらにシミュレーションなどで最適な値を検討する必要がある。

関連図書

[1] R. Novick, M. C. Weisskopf, et al., Detection of X-ray polarization of the Crab Nebula. ApJ 174, L1 (1972)

[2] R. A. Sunyaev and L. G. Titarchuk, Comptonization of low-frequency radiation in accretion disks: angular distribution and polarization of hard radiation. Nature 143, 374 (1985)

[3] R. F. Stark and P. A. Connors, Observational Test for the existence of a rotating black hole in Cyg X-1. Nature 266, 429 (1977)

[4] G. B. Rybicki and A. P. Lightman, Radiative Processes in Astrophysics. (John Wiley & Sons 1979)

[5] H. Murakami, K. Koyama, M. Sakano, M. Tsujimoto, and Y. Maeda, *ASCA* observations of the Sagittarius B2 cloud: an X-ray reflection nebula. ApJ 534, 283 (2000)

[6] E. Chrazov, R. Sunyaev, and S. Sazonov, Polarization of X-ray emission from the Sgr B2 cloud. MNRAS submitted (2001)

[7] 加藤 貞幸著「新物理学シリーズ 26 放射線計測」(培風館 1998)

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

[9] 西 勇二 Master's thesis 東京工業大学

[10] 浅村 和美 Master's thesis 山形大学

[11] O. Sasaki, Amplifiler-Shaper-Discriminator ICs and ASD Boards (http://online.kek.jp/~sosamu/ASD-PRR.pdf)

[12] H. Hirayama, Y. Namito, and S. Ban, Implementation of an L-Shell Photoelectron and an L X-ray for Elements into the EGS4 Code

[13] H. Hirayama, Y. Naimito, Implementation of a General Treatment of Photoelectric-Related Phenomena for Compounds or Mixtures in EGS4

[14] Y. Namito, S. Ban, and H. Hirayama, LSCAT: Low-Energy Photon-Scattering Expansion for the EGS4 Code. KEK Internal 95-10

謝辞

本修士論文は、多くの方々のご指導・ご協力により完成までこぎ着けました。ここに、感謝の意を表します。

μ -PIC の発案者であり、開発のリーダーである谷森達教授には、X 線グループの学生である私がμ -PIC の開発に関わることをお許し頂き、μ -PIC を X 線偏光に応用するというアイデアを下さいました。ここに、御礼を申し上げます。私が修士 1 年の時に研究室にポスドクとしていらした片岡淳さんは、μ -PIC に加わることを勧めて下さり、実験の基礎を教えて下さいました。μ -PIC の開発メンバーである越智敦彦さん、永吉勉さん、小石悟史さんにはμ -PIC を基本から教えて頂き、実験に粘り強くつき合って頂きました。X 線グループのスタッフでいらっしゃる小山勝二教授、鶴剛助教授、松本浩典助手には、X 線データの解析でさまざまな助言を頂き、私が X 線偏光測定器を開発する強い動機付けをして下さいました。一つ上の学年でいらした河野誠さんは修士論文のチェックをして下さり、書き方など全体的なアドバイスを頂きました。研究室のメンバーでいらした、西内満美子さん、浜口健二さん、村上弘志さん、横川淳さん、今西健介さん、辻本匡弘さん、馬場彩さん、千田篤史さん、高木慎一郎さんには、研究室生活のさまざまな場面で相談に乗って下さり、さまざまな力添えを頂きました。研究室のγ 線グループの方々、秘書さん、事務の方々にも困っている時など、いろいろお世話になりました。

その他、友人や家族など多く方々に支えられて論文を完成させることができました。本当に、ありがとうございます。