平成17年度 修士論文
ピクセル読み出し型μ-PICを用いたX線偏光検出器の開発

京都大学 理学研究科
物理学第二教室 宇宙線研究室
小野 健一

2006年 2月 1日

概要

宇宙 X 線放射が持つ情報としてエネルギー、到来方向、入射時刻、そして偏光状態が挙げられる。この中でも X 線偏光の測定は技術的に難しく、1970 年代に OSO-8 衛星によってかに星雲からの X 線偏光が検出されてから現在に到るまで、有意な観測結果は得られていない。しかし、宇宙 X 線偏光は天体からの X 線放射過程に関わる重要な情報を持っている。例えば、超新星残骸からの非熱的な X 線は電子起源のシンクロトロン放射と考えられているが、X 線偏光を観測できればその強い裏付けとなる。

本研究では、高感度の X 線偏光検出器を開発し、宇宙高エネルギー現象の解明を目指す。本研究において X 線偏光検出の基礎となるのは、ガス中での光電効果である。X 線がガス中で光電吸収される際に、光電子は入射 X 線の偏光方向に放出されやすい。光電子はガス中の原子を次々と電離し数百 μm$\sim$ 数 mm 程度に伸びた電子雲を形成するため、この形状をとらえることで入射 X 線の方向を推定することができる。そこで我々は微細電極構造を持つ高位置分解型ガス検出器 μ-PIC (Micro Pixel Chamber) を用いて、偏光方向を決定する。当初、μ-PIC の読み出し方法はピクセル (電極) を列ごとにまとめて電荷を読み出すストリップ読み出し型であった。これを用いてすでに偏光検出に成功しているが、この読み出し方法では電子雲の形状を一意に決定することができないため、偏光検出能力は低い。そこで 2004 年、偏光測定に特化したピクセル読み出し型 μ-PIC を新たに製作した。ピクセルの間隔は 600 μm、1 cm$\times$1 cm の領域内に $16 \times 16 = 256$ のピクセルが配置されている。各ピクセルから個別に電荷を読み出すことができるようになっており、電子雲の形状は一意に決定できる。

我々はこのピクセル読み出し型 μ-PIC を用いて、偏光検出システムを構築した。システムの性能評価のため、二度にわたり高エネルギー加速器研究機構 放射光研究施設にて偏光ビーム試験を行なった。一度目は全ピクセルに電荷量の閾値を設け、電子雲の形状をデジタル的に読み出すシステムを採用した。その結果、電子雲の方向分布は正弦曲線となり、偏光方向にピークを検出した。しかしこのシステムではイメージにエネルギー損失の情報が含まれないため、偏光検出能力は低い。これを改善するため、二度目には全ピクセルから電荷量を個別に読み出し、電荷分布を含めたイメージを得るシステムを導入した。これにより、詳細な電子雲イメージングが可能となり、偏光検出能力は向上した。これら、データ取得システムの違い、ガスの種類の違い、X 線エネルギーの違いにより偏光検出能力がどのように異なるかを踏まえ、実用に向けての最適な条件について考察する。

目 次

第 1 章 X 線天文学における偏光観測 **4**

1.1 偏光 X 線の発生過程 4

1.1.1 シンクロトロン放射 4

1.1.2 ブラックホールの時空構造 5

1.1.3 X 線反射星雲の放射機構 6

1.2 X 線偏光の検出原理 7

1.2.1 光電効果 7

1.2.2 ガス中での電子の振る舞い 10

1.3 X 線偏光検出器の性能 12

1.3.1 モジュレーション・ファクター 12

1.3.2 検出効率 13

1.3.3 エネルギー帯域 14

1.3.4 最小検出可能偏光度 (MDP=Minimum Detectable Polarization) 14

第 2 章 ピクセル読み出し型 μ-PIC を用いた偏光 X 線検出システム **16**

2.1 ストリップ読み出し型 μ-PIC 16

2.1.1 構造と検出原理 16

2.1.2 ストリップ読み出し型 μ-PIC による偏光検出 17

2.2 ピクセル読み出し型 μ-PIC 19

2.2.1 構造と検出原理 19

2.3 デジタル読み出しによる偏光検出システム 21

2.3.1 システムの概略 21

2.3.2 FPGA プログラムの作成 22

2.4 アナログ読み出しによる偏光検出システム 24

2.4.1 システムの概略 24

2.4.2 アナログ読み出し ASD ボードの開発 25

第 3 章 ピクセル読み出し型 μ-PIC の基礎特性 **28**

3.1 検出面の一様性 28

3.2 スペクトル 29

3.3 ガス増幅率 30

第 4 章 デジタル読み出しによる偏光測定実験 **33**

4.1 光源 33

4.2 セットアップ 34

4.3 取得データ 36
4.4 電子雲方向の計算法 36
4.5 偏光解析 41
4.6 システムの問題点と改善策 43

第 5 章 アナログ読み出しによる偏光測定実験 45
5.1 光源 45
5.2 セットアップ 45
5.3 取得データ 46
5.4 電子雲の形状と拡散 48
5.5 偏光解析 49
5.5.1 デジタル解析 49
5.5.2 アナログ解析 52
5.5.3 コリメート実験 56

第 6 章 偏光検出能力の向上に向けて 59
6.1 検出面の一様性 59
6.2 電子雲の拡散 59
6.3 解析方法 60
6.4 ピクセル配列の改良 60

第 7 章 まとめ 62

第1章　X線天文学における偏光観測

X線天文学は1960年代から現在に至るまで急速な発展を遂げ、天体のエネルギースペクトル、空間分布、そして時間変動に関しては、多岐にわたる革新的な検出器によって観測がなされてきた。そしてそれはX線でしか見ることのできない、高エネルギー現象に満ち溢れた宇宙像を描き出してきた。現在も真の宇宙像に迫るため、最新鋭の検出器が開発されている。一方X線の持つ情報のうち、現在においてもいまだ十分に観測がなされていない情報がある。それは「偏光」である。他波長においては偏光観測技術が確立しているのに対して、X線領域ではその技術的困難さからいまだ観測法が確立していない。1970年代にOSO-8衛星によってかに星雲からのX線偏光が検出されてから現在に到るまで、有意な偏光検出結果が得られていない状況である。しかし、X線偏光でしか明らかにできない物理がある。例えば、超新星残骸やパルサーなどの磁場構造を持つ天体や、散乱過程を含む天体の幾何学的情報を、これまでにない「目」で見ることができると期待されている。ここ数年の間に、X線偏光検出のための技術開発は目覚ましい進展を見せており、さまざまな原理に基づく検出器が開発されつつある。どのグループも実用 – すなわち気球・衛星搭載 – に向けて、偏光検出能力の向上を目指し、日夜開発を進めている。

1.1　偏光X線の発生過程

この章では、偏光X線が観測されると期待されている天体を取り上げ、どのような物理過程で偏光が発生するか、見ていくことにする。

1.1.1　シンクロトロン放射

X線偏光の発生

高エネルギーの電子が磁場中で軌道を曲げられると、シンクロトロン放射が発生する。電子は磁場に垂直な方向に加速されるため、電子の軌道面内で観測を行なうとシンクロトロン放射は磁場に垂直な方向に100%直線偏光する。また、軌道面内からはずれると、楕円偏光として観測される。

電子がpower-lawで分布しているとき、つまりエネルギーEの電子の数密度Nが$N \propto E^{-p}$と表されるとき、偏光度Πは以下のようになる[3]。

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

超新星残骸の偏光観測

超新星残骸は宇宙線の加速源として有力視されている。SN1006の「あすか」による観測結果では、高温プラズマによる熱的な放射に加えて、硬X線領域にまで伸びた非熱的な放射が存在していること

がわかった [2]。この非熱的放射はシェル状の衝撃波面で TeV 領域にまで加速された高エネルギー電子によるシンクロトロン放射でうまく説明できる。一方、その他の超新星残骸でも非熱的な X 線放射が見つかっているが、それらがシンクロトロン放射であるという直接的な証拠はいまだ見つかっていない。このような超新星残骸から偏光が検出できれば、その放射機構はシンクロトロン放射であると一意に決定できる。

電子は衝撃波面の狭い領域で効率的に加速されていることが示されているが、加速現場での磁場の方向が衝撃波面に垂直であるか平行であるかはいまだ分かっていない。このような加速現場における磁場構造はシンクロトロン放射の偏光方向を測定することで明らかにすることができる。また予想される偏光度よりも低い場合には、磁場の揃い具合に関する情報も得ることができると考えられる。

また、かに星雲に関しては、OSO-8 衛星に搭載されたブラッグ反射偏光計によって 3σ の有意度で X 線偏光が検出された。これにより、シンクロトロン放射による X 線放射であることが証明されている。

1.1.2 ブラックホールの時空構造

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、硬 X 線の偏光度は一定だが、一般相対論の効果を採り入れると偏光度がエネルギーに依存する [4]。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。

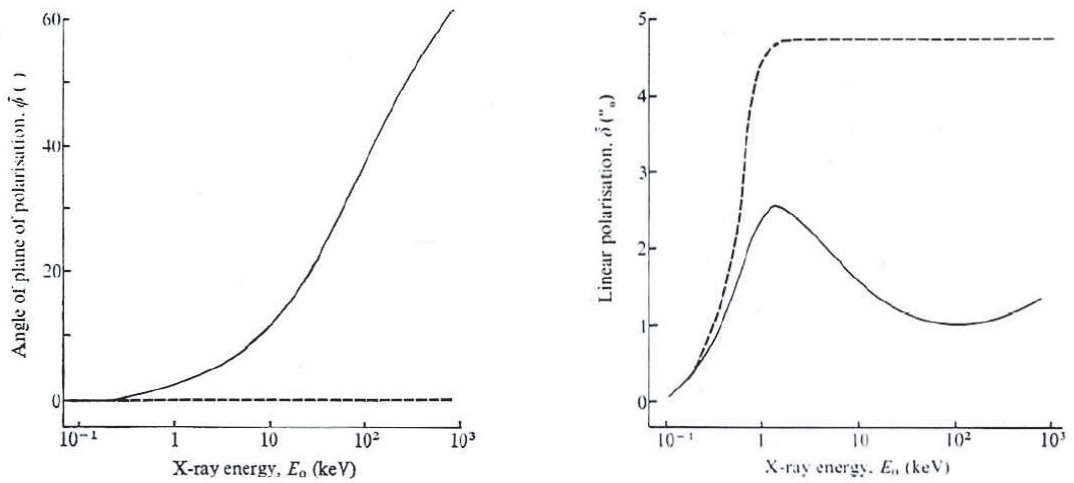

図 1.1: 降着円盤からの X 線放射の偏光面 (左) と偏光度 (右) のエネルギー依存性 [4]。破線はニュートニアンに基づく場合、実線は一般相対論的効果を取り入れた場合を示す。

1.1.3 X 線反射星雲の放射機構

銀河中心から約 350 光年離れた銀河平面上に存在する巨大分子雲 Sgr B2 は 6.4 keV の中性鉄輝線を強く放射しており、その空間分布は電波観測によって得られた分子雲分布に比べて銀河中心方向にずれていることがわかった。また、連続 X 線成分は強い吸収を受けていた。これらの観測結果は、銀河中心方向に存在する強力な X 線源により低温分子雲が照射され、光電吸収が起こる場合には中性鉄輝線として、コンプトン散乱が起こる場合には連続成分として、我々の元に届くものと考えることができ、このような分子雲を「X 線反射星雲」と呼ぶ。

ところが、その照射源は、現在観測されている X 線天体光度からでは説明できない。しかし、この問題点は次のような仮説により説明できる。銀河中心核ブラックホールは現在は暗いが、過去数百年前に非常に明るく輝いていており、現在、我々が見ているのは約 350 年前にの銀河核ブラックホールから放射された X 線の「こだま」である、という説である。

これを実証するには、X 線の放射機構を特定し、観測者、反射星雲、照射源の位置関係を正確に把握することが重要である。ここで、Sgr B2 分子雲によるコンプトン散乱に注目する。コンプトン散乱 (= トムソン散乱) は散乱角度により、偏光度が異なり、特に無偏光 X 線が分子雲に照射されている場合では、散乱角度が 90° の方向で観測すると、偏光度は 100%となる。このように、X 線偏光を観測することにより、X 線反射星雲の放射機構を解明するだけでなく、銀河中心の過去の活動性を明らかにすることが可能となる [5]。

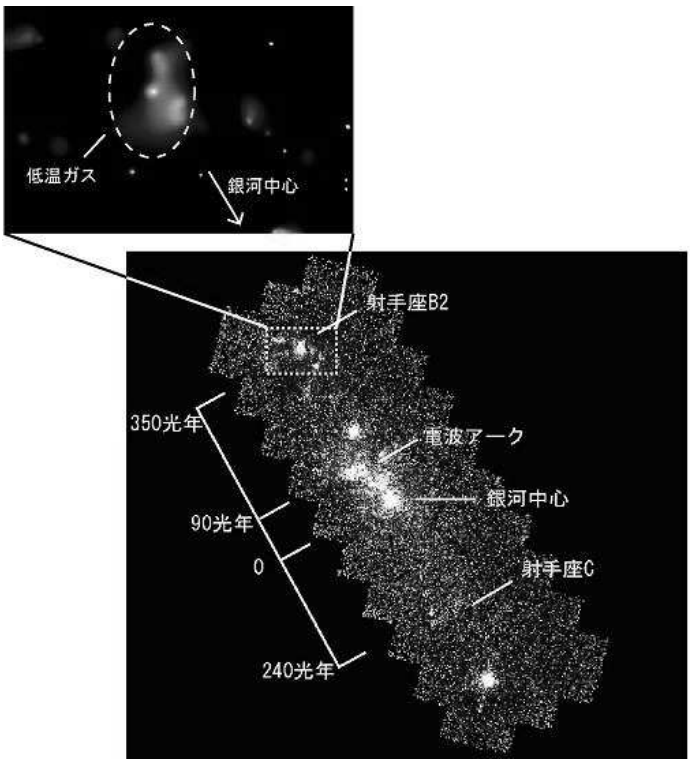

図 1.2: 銀河中心領域と Sgr B2 分子雲領域

1.2 X 線偏光の検出原理

現在、さまざまな原理を用いた X 線偏光検出器が開発されている。ここでは、偏光を検出するために物理過程として、光電効果を紹介する。また、光電効果による偏光検出の際には光電子の飛跡を正確にとらえることが重要である。ガス中における電子の振る舞いについてまとめる。

1.2.1 光電効果

光電効果は数 keV の X 線と物質との間で、もっとも反応確率の高い物理過程である。電子の束縛エネルギー E_i より高いエネルギー $h\nu$ の X 線が光電吸収されると、運動エネルギー K_e の光電子が放出される。

$$K_e = h\nu - E_i$$

光電効果においては、強く束縛されている K 殻電子での吸収確率が最も高い。(弱く束縛された電子での光電吸収は運動量とエネルギーが保存しないため実現できない。) この K 殻光電子の放出方向は入射 X 線の偏光方向に依存した方向分布を持つ。K 殻光電子の放出方向分布は以下のように表される [6]。これを図 1.3 に示す。

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

ここで、β は光電子の速度を表す。光電子の速度が小さい場合には相対論的効果が無視でき、$\theta = 90°$、$\phi = 0°, 180°$ の方向に飛び出す確率が最も高いことがわかる。それに対して $\theta = 0°$、もしくは $\phi = 90°$ の方向には光電子は放出されない。光電子の速度が相対論的であるときには、分布は入射 X 線の進行方向に大きく傾く。

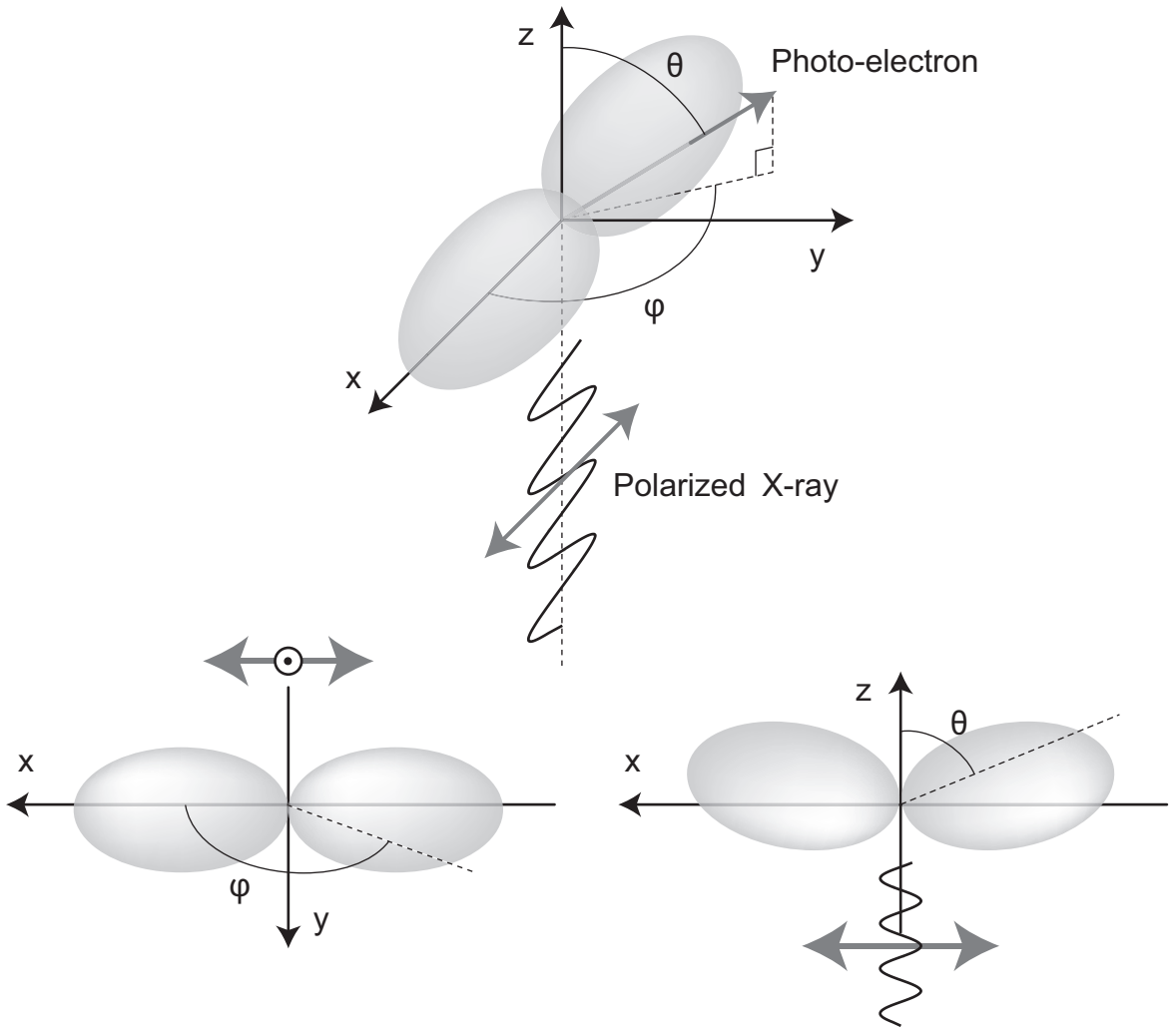

図 1.3: 光電子の放出方向分布

光電吸収の断面積を図に示す。K 殻吸収の場合、K 殻吸収端 (K 殻束縛エネルギー) より高いエネルギーの X 線については、光電効果の全断面積が以下の式で近似される。

$$\sigma_{PE} = \sigma_T \frac{Z^5}{137^4} 4\sqrt{2} \left(\frac{m_e c^2}{k} \right)^{7/2}$$

ここで、$\sigma_T = 8\pi r_0^2/3$ はトムソン散乱の断面積、Z は物質の原子番号、$m_e c^2$ は電子の静止エネルギー、k は X 線のエネルギー (波数) を表す。つまり、K 殻での光電吸収断面積は原子番号 Z の 5 乗に比例し、エネルギーの 3.5 乗に反比例する。図 1.4 より、原子番号が大きいほど吸収係数は大きく、エネルギーが高くなるにつれ 3.5 のべきに従い減少していくことがわかる。また、原子の原子量を M、数密度を N、物質の密度を ρ とすると、吸収係数は $\mu = N\sigma/\rho = \sigma/M$、平均自由行程は $l = 1/N\sigma$ と表される。例として、希ガスを挙げる。表 1.1 に主な希ガスの特性をまとめた。Ne、Ar では数 keV の X 線に対して K 殻吸収が優勢であるが、Xe の場合は K 殻吸収端エネルギーが 34.5 keV と高いため、数 keV の X 線は L 殻で吸収される。図 1.4 [7] から Ne に対して Ar の吸収係数は 5 倍程度である。

希ガス	原子番号	密度 (10^{-3}g/cm^3)	K 殻吸収端 (keV)	Kα (keV)
Ne	10	0.839	0.874	0.848
Ar	18	1.66	3.20	2.96
Xe	54	5.49	34.5	29.7

表 1.1: 主な希ガスの原子番号、密度 (293K)、K 殻吸収端、Kα エネルギー

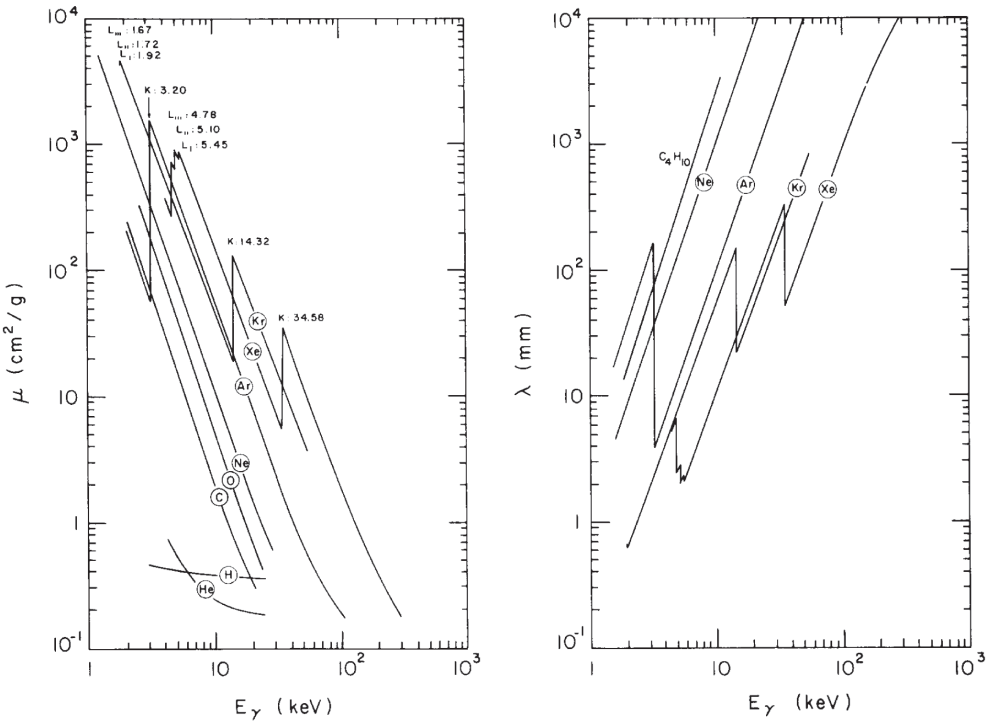

図 1.4: 各物質の X 線に対する光電吸収係数と平均自由行程 [7]

光電効果が起こった直後の原子は、内殻に電子の空席 (エネルギー準位 E_i) ができているため励起状態にある。原子は次に挙げる 2 つのプロセスのうちどちらかを経て、基底状態へ戻る。

- E_i よりも高いエネルギー準位 E_j の電子が E_i に遷移し、そのエネルギー差 $E_i - E_j$ が蛍光 X 線として放射される。特に、L 殻から K 殻への遷移にともなう放射を Kα、M 殻から K 殻への遷移にともなう放射を Kβ と呼ぶ。
- E_i よりも高いエネルギー準位 E_j の電子が E_i に遷移し、そのエネルギー差 $E_i - E_j$ がエネルギー準位 E_k の外殻電子に与えられる。電子は $(E_i - E_j) - E_k$ の運動エネルギーを持って放出される。これをオージェ電子と呼ぶ。E_j、E_k は比較的外殻の電子であるので、オージェ電子は E_i と同程度のエネルギーを持って放出される。

つまり、入射 X 線のエネルギーの一部は光電子が受けとり、残りのエネルギーは蛍光 X 線となるか、オージェ電子が受けとるかのどちらかである。脱励起過程において、蛍光 X 線が出る割合を蛍光収率と呼び、これは光電吸収物質の原子番号が増えるにつれ高くなる。K 殻での蛍光収率を図 1.5 [7] に示す。Ne、Ar、Xe ではそれぞれおよそ 0.8%、15%、80%である。

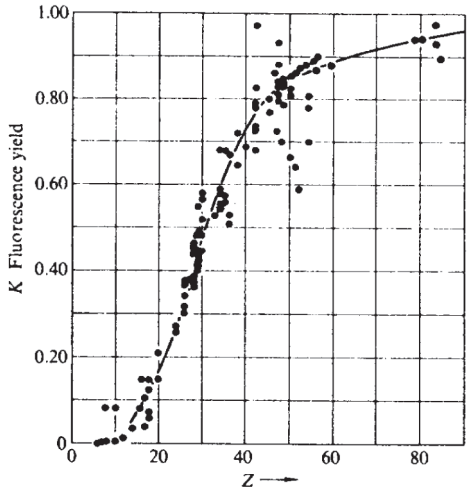

図 1.5: 蛍光収率 [7]

1.2.2 ガス中での電子の振る舞い

電子飛跡の特徴

ガス中を数 keV の電子が走ると、電子はガス原子の束縛電子に衝突し電離させ、一次電子イオン対を形成する。このとき放出された一次電子の持つエネルギーがガス原子のイオン化エネルギーよりも大きいときには二次電子イオン対を形成する。電子のエネルギーがなくなるまでこの過程が続くと、電子の飛跡に沿って電子の集団 (電子雲) が形成される。この電子雲に含まれる電子の総数 N はエネルギー損失量を ΔE と電子イオン対形成に必要な実効的なエネルギー W 値を用いることで、以下のように簡単に表される。

$$N = \frac{\Delta E}{W}$$

また、電子はガス中の原子核および束縛電子から及ぼされるクーロン力によって多重散乱を受ける。そのため、軌道はジグザグに曲がったものとなり、初期位置からエネルギーがなくなる位置までの電子の実効飛程 R_{P} は、電子の飛跡に沿って測った飛程より数倍短くなる。実効飛程 R_{P} (mm) は電子の初期エネルギーを E (MeV)、ガスの密度を ρ (g/cm^3) として、以下の式により数百 keV までよく近似できる [7]。

$$R_{\mathrm{P}} = \frac{7.1}{\rho} E^{1.72}$$

Ar および Ne ガス中 (293 K) での電子の実効飛程を図 1.6 に示す。

また、一般に荷電粒子の電離損失はエネルギーが低いほど大きくなる傾向があるため、多重散乱の影響を受けた最終部に電子数が多くなる。つまり、光電子の放出方向を決定する場合には、電子数の少ない部分をとらえなければならない困難さがある。

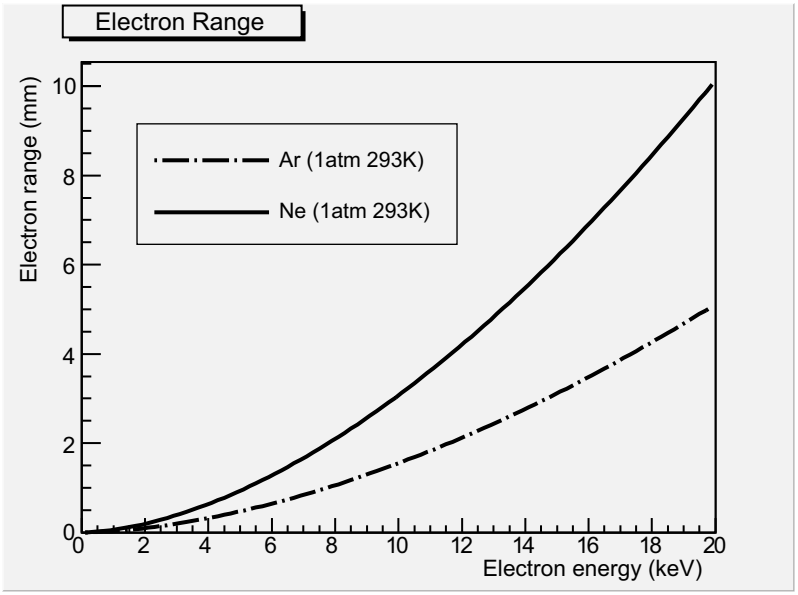

図 1.6: 電子の実効飛程

拡散

電離によって生じた電子雲はガス分子との多重散乱によって運動エネルギーを失い熱平衡状態となる。さらに、この電子雲は多重散乱を受け、時間の経過とともにその分布は拡がってしまう (拡散)。時刻 $t = 0$ において原点 $x = 0$ に局在していた電子総数 N の電子雲が拡散係数 D によって 1 次元的に拡がる場合を考える。時刻 t における分布は、単位長さあたりの電子数 dN/dx を用いて以下のように表される [9]。

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right)$$

このように 1 次元的に拡散する場合には、時刻 t での拡がりの標準偏差は $\sqrt{2Dt}$ となる。また 2 次元平面内に初期電子雲が分布している場合には、2 次元的な拡散により近似でき、標準偏差は $2\sqrt{Dt}$ である。拡散係数はガスの種類や組成に依存するが、電子雲にドリフト電場が印加されている場合にはその電場強度にも依存する。図 1.7 に電子雲が 1 cm ドリフトしたときの 2 次元的な拡がりの標準偏差 (シミュレーション値) を示す [10] [11]。$\mathrm{Ar}(90\%)+\mathrm{C_2H_6}(10\%)$ の混合ガスの場合には 1 cm のドリフトによって 500 μm 程度拡がる。

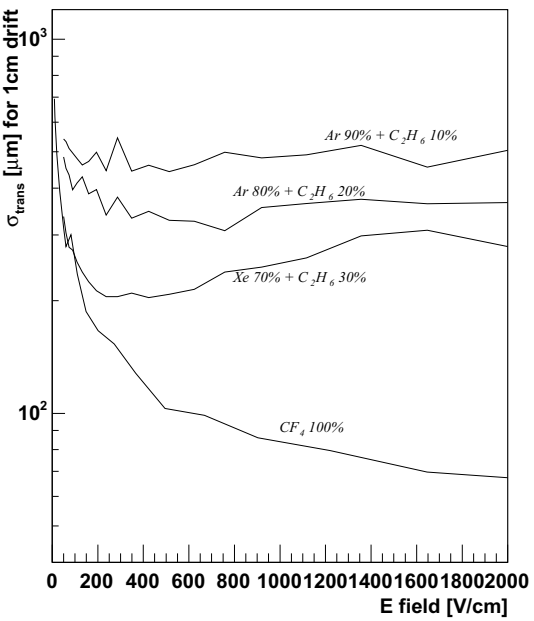

図 1.7: 電子の拡散 (シミュレーション) [10] [11]

1.3 X 線偏光検出器の性能

X 線偏光検出器の性能を評価する指標として、偏光感度と検出効率が挙げられる。前者はモジュレーション・ファクターと呼ばれる量で評価され、後者は X 線と検出器物質との相互作用確率によって決まる。また、天体からの X 線偏光度はエネルギーとの相関があるため、感度を持つエネルギー帯域も重要な性能パラメーターである。さらに、観測対象となる具体的な天体が検出器に求める性能として、最小検出可能偏光度 (MDP = Minimum Detectable Polarization) がある。

1.3.1 モジュレーション・ファクター

モジュレーション・ファクターとは検出器の偏光感度を評価するための指標であるが、検出器のタイプによってその定義方法が異なるので注意が必要である。ここでは μ-PIC のようなマイクロパターンガス検出器の場合について示す。光電効果の際に放出される光電子の方向は 1.2.1 に示すような確率分布に従うため、偏光方向を求めるためには多くのイベントを測定し電子雲の方向分布を求める必要がある。

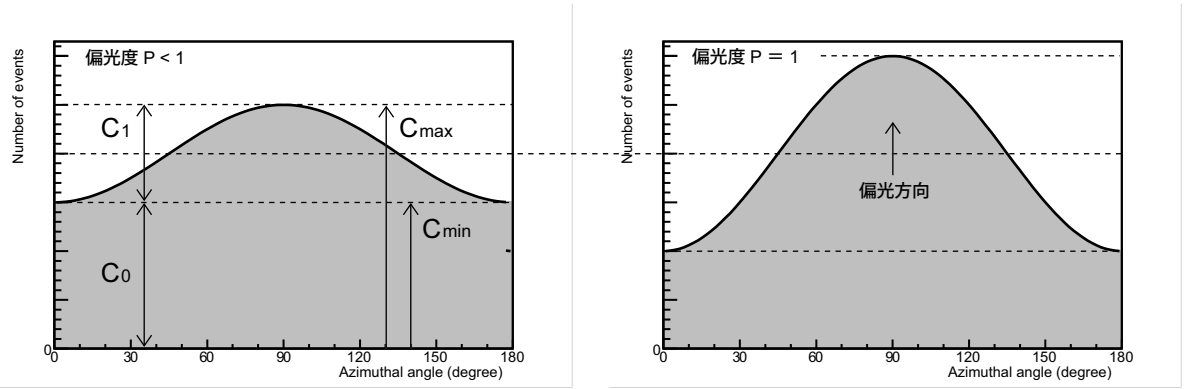

図 1.8: 電子雲の方向分布 ($\phi_0 = 90°$)

電子雲の方向分布 $F(\phi)$ は次のように表される。

$$F(\phi) = C_0 + C_1 \cos^2(\phi - \phi_0)$$

ここで、C_0 と C_1 は検出器によって決まる定数パラメーター、ϕ は電子雲の方向、ϕ_0 は入射 X 線の偏光方向を表す。第 2 項目は、光電子の放出方向に関する微分断面積の ϕ 依存性を反映している (1.2.1 参照)。第 1 項目は無偏光成分による $C_{\rm unpol}$ と、偏光 X 線によって生じた光電子が多重クーロン散乱を受け、その方向がランダム化される成分による $C_{\rm scatt}$ の和である。偏光度 P の X 線に対する検出器の M パラメーター $M(P)$ を電子雲方向分布の変動中心値に対する変動の振幅値の比で定義する。

$$M(P) = \frac{C_1/2}{C_0 + C_1/2} = \frac{C_{\rm max} - C_{\rm min}}{C_{\rm max} + C_{\rm min}}$$

100% 偏光した X 線に対する $M(P = 1)$ の値を特に、モジュレーション・ファクター M と呼ぶ。あらかじめ M を測定しておけば、$M(P)$ を測定することで、以下の式から偏光度 P を見積もることができる。

$$P = \frac{M(P)}{M}$$

この式は簡単に示すことができる。偏光度が変わっても、変動の中心値 $C_0 + C_1/2$ は変わらないが、変動の振幅値 $C_1/2$ は偏光度に比例しており、結果として M パラメーター $M(P)$ は偏光度 P に比例する。理想的な検出器ではモジュレーション・ファクターは $M = 1$ となる。しかし、実際には $C_{\rm scatt}$ の値は 0 でないため、$M < 1$ となる。M が 1 に近ければ近いほど少ない統計 (つまり短い時間) で偏光を検出できる。つまり、光電子の放出方向を精度よく測定し、M を 1 に近づけることが、偏光検出器開発の至上命題となる。

1.3.2 検出効率

偏光検出器として、モジュレーション・ファクターが高くとも、検出効率が悪ければ実用には向かない。ガス検出器の場合、固体検出器などに比べて量子効率が低い。そのため光電吸収部の体積を大きくすることが考えられるが、そうすることにより、光電吸収点から検出面までの距離が長くなり、拡散の効果が効くため、飛跡を詳細に得られなくなる。また、ガスの圧力を高くする (つまり、高密度に

する)、Z の大きいガスを用いるなどして、光電吸収確率を高める方法が考えられるが、これにより、多重クーロン散乱の効果が効くため、飛跡のイメージングが困難になる。このように偏光感度と検出効率はお互いに相反するパラメーターであるため、実験、シミュレーションを通じて、最適な値を決定する必要がある。

1.3.3 エネルギー帯域

天体からの X 線偏光度は多くの場合、エネルギーとの相関を持っている。1.1.2 で述べた通り、ブラックホール付近の降着円盤からの X 線放射は一般相対論的効果により、その偏光面と偏光度にエネルギー依存性があることが予言されている。このような観測対象は広いエネルギー帯域で偏光観測を行なうことが望ましいが、検出器によって感度を持つエネルギー帯域が異なるため、観測対象に合わせて検出器を設計する必要がある。ブラッグ反射を利用した偏光検出器は、ブラッグ角を満たす X 線エネルギーしか観測できないため、このような広帯域観測には向かない。それに対して、光電吸収タイプは数 keV - 数 10 keV という比較的エネルギーの低い領域において連続的に感度を持ち、コンプトン散乱タイプは数 10 keV - MeV という高エネルギー領域に連続的に感度を持っている。これらは広帯域偏光観測に向いた検出器であると言える。

1.3.4 最小検出可能偏光度 (MDP=Minimum Detectable Polarization)

具体的な天体を観測する際に、偏光を検出できるために検出器に要求される性能を示す指標として最小検出可能偏光度 (MDP) がある [8]。偏光検出器 D を用いて天体 A からの X 線偏光を観測する場合を考える。偏光度が小さい天体から偏光度を検出するには、無偏光の場合と区別するのが難しいため、多くのカウント数を必要とする。天体 A を検出器 D を用いて決められた時間だけ観測したとする。その結果が、ある統計的信頼度 (例えば 3σ) で、無偏光と区別できるために、天体 A に要求される偏光度のことを MDP と呼ぶ。つまり、MDP が低ければ低いほど検出器の偏光検出能力は高いと言える。

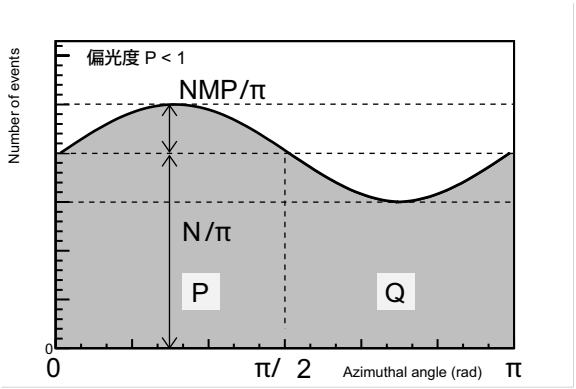

図 1.9: 電子雲の方向分布 ($\phi_0 = \pi/4$)

今ここで、簡単のためバックグラウンドがない場合を考える。天体 A の偏光度を P、検出器 D のモジュレーション・ファクターを M とする。天体 A のフラックスと検出器 D の検出効率、有効面積、そ

して観測時間から決まるカウント数を N とする。1.3.1 に示す通り、マイクロパターンガス検出器の場合、電子雲の方向分布関数は正弦曲線となる。偏光方向が 45° のとき、$0 < \phi < \pi/2$ となる領域 P のイベント数と $\pi/2 < \phi < \pi$ となる領域 Q のイベント数との間に違いが検出できれば、偏光が検出できたと言える。電子雲方向分布の面積はカウント数を表していることに注意すれば、変動の中心の高さは N/π となる。モジュレーション・ファクターの定義より変動振幅の大きさは $N/\pi \times MP = NMP/\pi$ である。これらを用いると、領域 P と領域 Q のイベント数 N_P、N_Q はそれぞれ以下のようになる。

$$N_\mathrm{P} = \int_0^{\pi/2} \left\{ \frac{NMP}{\pi} \cos 2(\phi - \pi/4) + \frac{N}{\pi} \right\} d\phi = \frac{N}{2} + \frac{NMP}{\pi}$$

$$N_\mathrm{Q} = N - N_\mathrm{P} = \frac{N}{2} - \frac{NMP}{\pi}$$

$N_\mathrm{P} - N_\mathrm{Q} = 2NMP/\pi$ の値がその値自身のゆらぎ (標準偏差)$\sigma_{\mathrm{P}-\mathrm{Q}}$ に対して十分大きければよい。N_P、N_Q のゆらぎはそれぞれ $\sqrt{N_\mathrm{P}}$、$\sqrt{N_\mathrm{P}}$ で与えられる。ただし、今考えているのは、偏光が検出できるぎりぎりの変動の場合であるから、$N_\mathrm{P} \sim N_\mathrm{Q} \sim N/2$ としてよい。つまり誤差伝播の式より)$\sigma_{\mathrm{P}-\mathrm{Q}} = \sqrt{N}$ となる。

ここで、$n_\sigma\sigma$ の統計的信頼度を要求する。偏光が $n_\sigma\sigma$ の有意度で検出できるためには、以下の条件を満たしている必要がある。

$$N_\mathrm{P} - N_\mathrm{Q} > n_\sigma \sigma_{\mathrm{P}-\mathrm{Q}}$$

$$P > \frac{n_\sigma \pi}{M\sqrt{N}}$$

つまり MDP は以下の式で与えられる。

$$\mathrm{MDP} = \frac{n_\sigma \pi}{M\sqrt{N}}$$

特にカウント数 N は検出効率 η に比例するので、

$$\mathrm{MDP} \propto \frac{1}{M\sqrt{\eta}}$$

となる。この表式を用いることにより、天体 A のフラックス、検出器 D の有効面積、そして観測時間が決まっているときに、感度 M、検出効率 η の検出器 D によって天体 A からの偏光が検出可能かを評価することができる。

第2章　ピクセル読み出し型μ-PICを用いた偏光X線検出システム

μ-PIC は微細電極構造を持つガス検出器 (MPGD=Micro Pattern Gas Detector) の一種であり、高い位置分解能を持つ。比例計数管を輪切りにした形状の電極を数百 μm 間隔で縦横に並べた構造を持っている。

μ-PIC は電荷の読み出し方法から 2 つのタイプに分けることができ、一方をストリップ読み出し型 μ-PIC と呼び、もう一方をピクセル読み出し型 μ-PIC と呼ぶ。

当初、μ-PIC の読み出し方法はストリップ読み出し型であった。これを用いて偏光検出に成功したものの、検出能力は低かったため、偏光測定に特化した電荷の読み出し方法を採用したピクセル読み出し型 μ-PIC を 2004 年、新たに製作した。

2.1　ストリップ読み出し型μ-PIC

2.1.1　構造と検出原理

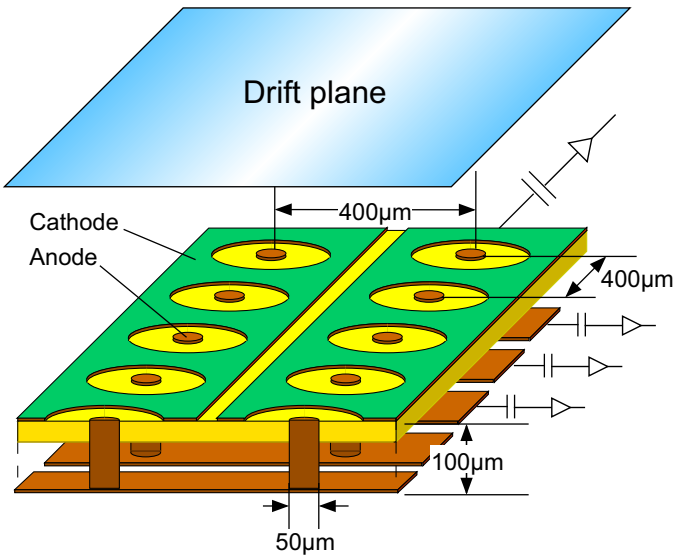

図 2.1: ストリップ読み出し型 μ-PIC の構造

ストリップ読み出し型 μ-PIC [12] は、μ-PIC が誕生してから現在に至るまで荷電粒子飛跡検出器として、幅広く開発が進められている。ストリップ読み出し型 μ-PIC の最大の特長は、読み出しを

ストリップごとにまとめることで、膨大な数のピクセルからの情報を容易に処理できる点にある。そのため、大型化が可能となる。ストリップ読み出し型 μ-PIC のタイプとして、10 cm×10 cm の領域内に 256×256 のピクセルが並ぶ 10 cm μ-PIC がある。ピクセル間隔は 400 μm、ピクセル数は 256×256=65,536 であるが、読み出し数はストリップの本数 512 でよい。

ストリップ読み出し型 μ-PIC の利用法として、MeV ガンマ線カメラへの応用が挙げられる。μ-PIC に大きめのガスパッケージを取りつけ、TPC(Time Projection Chamber) として用いることで、コンプトン散乱による反跳電子の飛跡を捉えることができる。TPC を囲う吸収体で得た散乱ガンマ線の情報と合わせて入射ガンマ線の到来方向を決定する。現在は 30 cm μ-PIC(読み出し数は 1,536) へと大型化が進められている。

ストリップ読み出し型 μ-PIC のもう一つの利用法として、X 線イメージングへの応用がある。その方法について説明する。

1. 検出面を薄いガスパッケージで覆い、希ガスを主成分とする混合ガスを封入する。ガス層へ X 線が入射し光電吸収されると光電子が放出される。この光電子はガス中の原子を次々と電離してゆき、その飛跡にそって、電子の集団 (電子雲と呼ぶ) を形成する。

2. ガス層に印加された一様なドリフト電場によって、電子雲は検出面に引き寄せられる。

3. 検出面に到達すると、アノード付近の強電場により電子なだれが引き起こされ、電子の数が数 1000 倍に増幅され各アノードから負の信号が読み出される。同時に、カソードからは正の信号が読み出される。

4. ストリップ読み出し型 μ-PIC では、アノードピクセルは各列ごとにストリップ (短冊) 状にまとめられており、電気信号は各列ごとにまとめて読み出される。カソードははじめからストリップ構造を持っている。アノードストリップとカソードストリップは直交しており、アノードとカソードのコインシデンスをとることによって、どのピクセルに電荷がきたのかがわかる。つまり、X 線の入射位置が特定できる。

μ-PIC の最大の特長として、単体で高いガス増幅率、数 1000∼10000 が得られることが挙げられる。これは、μ-PIC の前身である Micro Strip Gas Chamber (MSGC) とは異なり、ピクセル型の電極構造にしたことによって、放電が起こりにくくなり、長時間安定して運転させることができるようになったためである。現在、さまざまなマイクロパターンガス検出器が開発されているが、ガス増幅率が数 1000∼10000 を達成するには、GEM などをはじめとする中間ガス増幅器を複数枚配置する必要があるため、単体で動作可能であることは μ-PIC の強みであると言える。また、プリント基盤加工技術によって製作された検出面はマザーボード上にマウントされており、機械的強度もある。

2.1.2 ストリップ読み出し型 μ-PIC による偏光検出

μ-PIC の高い位置分解能での飛跡イメージング能力を利用して、X 線偏光の検出に応用することができる [13]。偏光した X 線がガス中に入射する場合には、光電吸収の際に放出される光電子が入射 X 線の偏光方向に放出されやすい (1.2.1 参照)。光電子の飛跡に沿って形成される電子雲は μm∼ 数 mm 程度に伸びるため、この形状をとらえることで入射 X 線の方向を推定することができる。

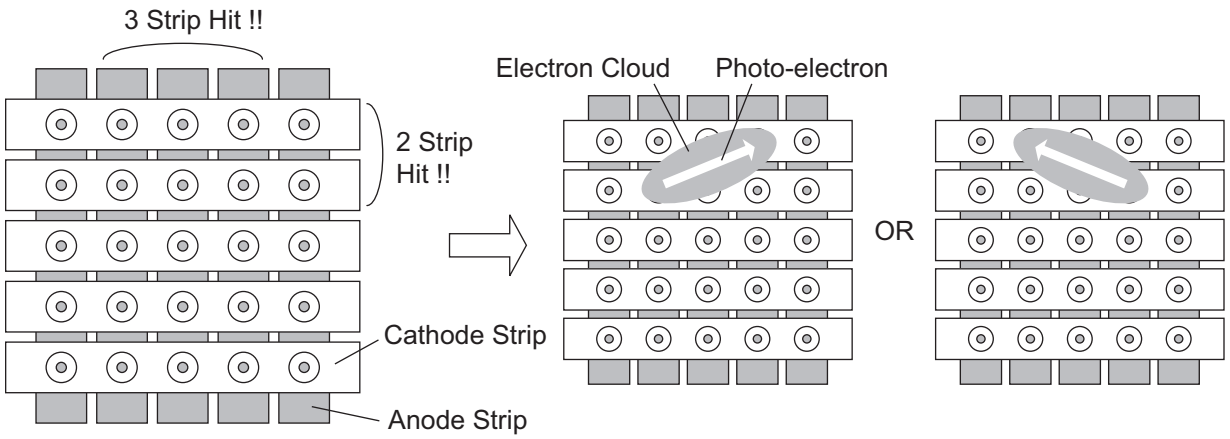

図 2.2: ストリップ読み出し型 μ-PIC では電子雲の方向を一意に決定できない。

しかし、ストリップ読み出し型 μ-PIC は電荷が列ごとに足し合わされてしまうので、電子雲の方向を一意に決定できない。そこで、Ueno et al.(2004) [14] は以下のような方法で偏光を検出した。電子雲の方向によってアノードストリップとカソードストリップのヒット本数は異なる。そこで、次に示すパラメーター D を導入して、偏光検出能力を評価した。

$$D = \frac{A - C}{A + C}$$

ここで、A はアノードストリップの方が多くヒットしたイベントの数、C はカソードストリップの方が多くヒットしたイベントの数を表す。検出面の角度が 1 点だけでは偏光の検出はできないが、検出器を回転させて、複数点測定することにより、パラメーター D の変動が見られ、偏光方向の検出に成功した。この変動振幅をこの検出器のモジュレーション・ファクターと見なすと、その値は 0.1 であった。この値は偏光検出器の性能としては高くはないため、性能向上の必要がある。また、このような変動を検出するためには検出器を回転させて、複数点の測定を行なう必要があり、測定時間が長くなってしまうという問題点があった。

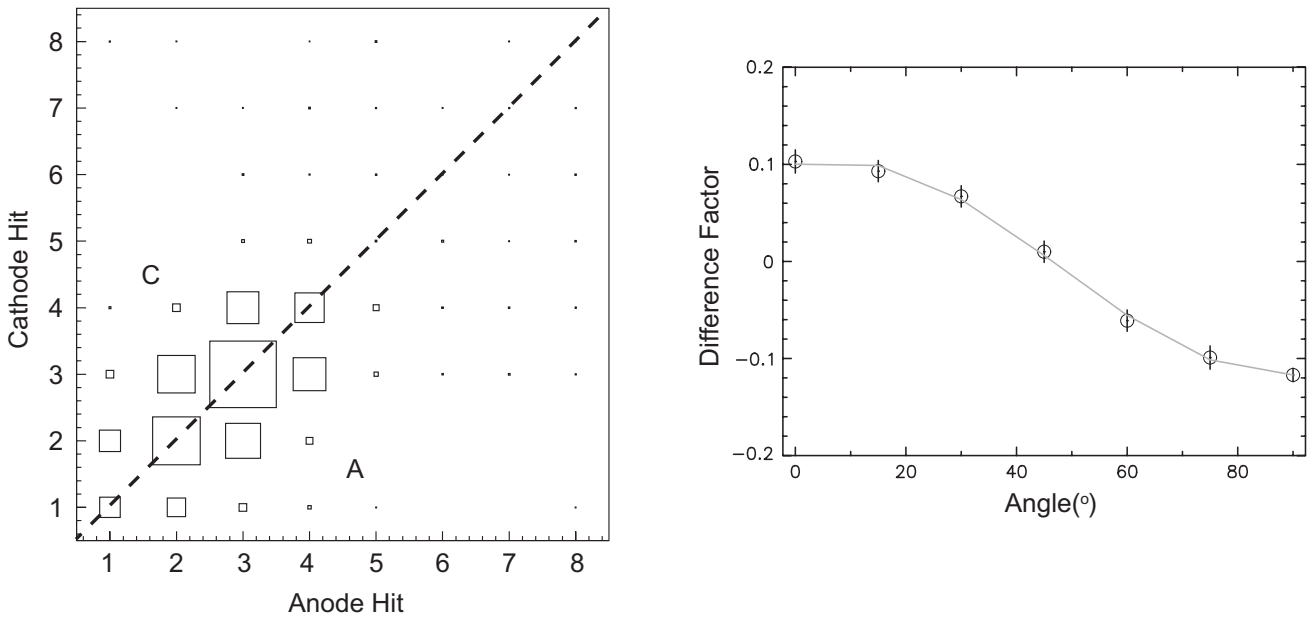

図 2.3: ストリップ読み出し型 μ-PIC による偏光検出 (Ueno et al. 2004) 左図はアノードストリップのヒット本数とカソードストリップのヒット本数の相関。右図はパラメーター D の変動 [14]。

2.2 ピクセル読み出し型 μ-PIC

2.2.1 構造と検出原理

2.1.2 に示す通り、ストリップ読み出し型 μ-PIC を用いて、X 線偏光の検出に成功している。しかしその検出能力は低いため、X 線偏光検出に特化したピクセル読み出し型 μ-PIC を 2004 年新たに製作した。ピクセル読み出し型ではストリップ読み出し型とは異なり、アノードからの読み出しをバックストリップでまとめず、各ピクセルから個別に読み出せるようにしている。カソードは従来通りストリップごとにまとめて読み出すことができるようになっている。このような構造をとることで、イベントごとに電子雲の方向を一意的に決定することができる。そのため、検出器を回転させることなく、電子雲の方向分布を求めることができ、偏光検出能力の向上が期待される。

ピクセルの間隔は 600 μm、1 cm×1 cm の領域内に $16 \times 16 = 256$ のピクセルが配置されている。全アノードからの信号を引き出すために、基盤は 6 層構造を持つ。現在、ストリップ読み出し型 μ-PIC では基盤の材質として絶縁性のよいポリイミドを用いているが、ピクセル読み出し型 μ-PIC においてはセラミックを用いた。これは、非常に密な配線を行なうのに、セラミックでは加工プロセスを施しやすいのに対し、ポリイミドでは技術的に難しかったためである。ただし、過去に製造されたセラミック製基盤の μ-PIC においては、数回の放電によって電極間に導電性が生じることが確認されていた。これは、放電の結果生じたエタン由来の炭素が浸透性の高いセラミックに吸着されて導電性を持ってしまったものと考えられている。これを防ぐ方法として、アノード、カソード間のギャップ部分にはポリイミドによってコーティングを施した。電極は Cu に Ni をメッキしたしたものである。基盤はストリップ読み出し型のときに使われていたマザーボードにマウントしており、ストリップ読み出し型の

ときと同様のデータ処理系を用いることができる。

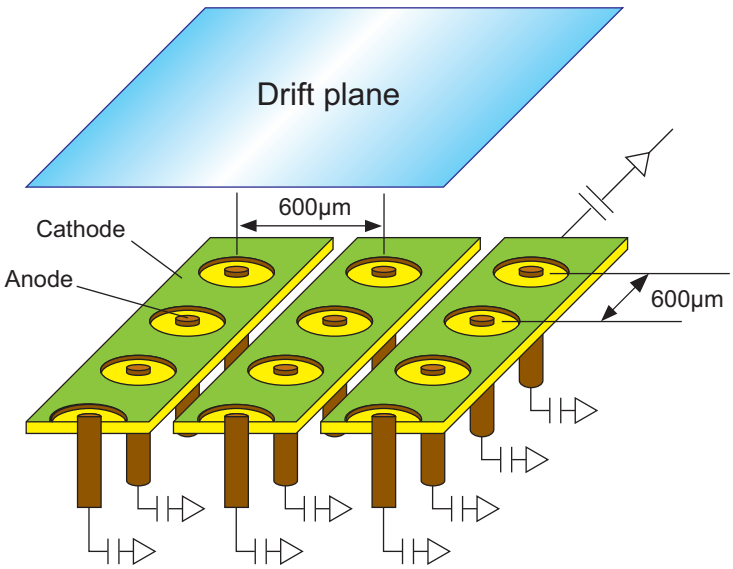

図 2.4: ピクセル読み出し型 μ-PIC の構造

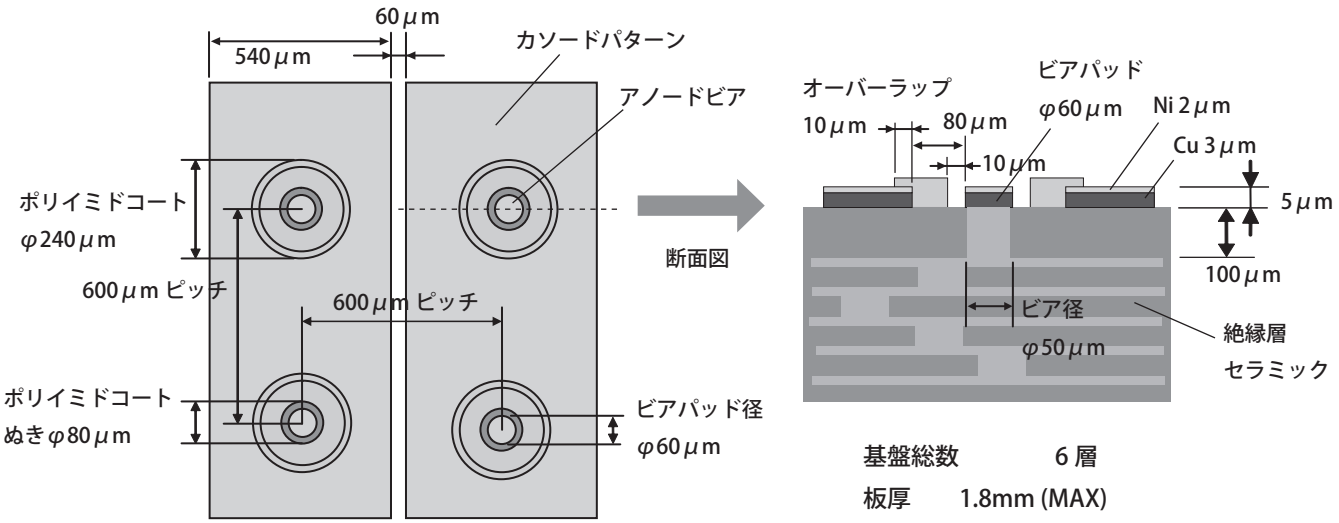

図 2.5: ピクセル読み出し型 μ-PIC の断面図

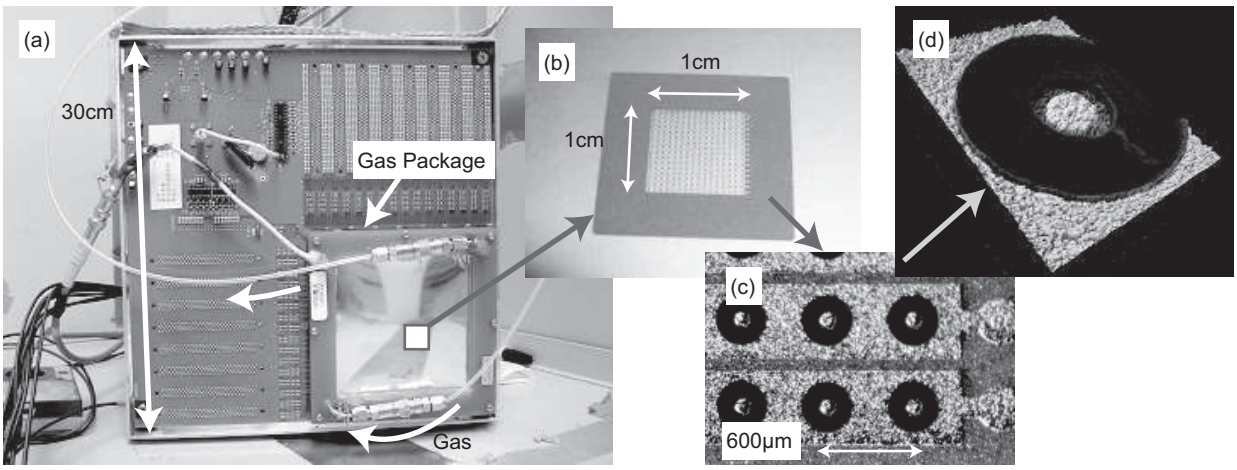

図 2.6: ピクセル読み出し型 μ-PIC とその検出面

2.3 デジタル読み出しによる偏光検出システム

ピクセル読み出し型 μ-PIC は読み出しチャンネルの数が 256 と多いため、これらの信号を処理できる読み出しシステムが必要である。読み出しシステムとしては各ピクセルがヒットしたかどうかを 0/1 情報で読み出すデジタル方式と、各ピクセルから電荷量情報を読み出すアナログ方式の 2 通りがある。詳細なイメージ解析を行なうためには、当然アナログ方式の方が優れていると予想されるが、そのためには膨大な量の ADC が必要となり、その取り扱いは非常に煩雑であり、スペースも必要となる。それに対してデジタル的に読み出す場合は、情報量が少ないため取り扱いやすく、エンコードすることによりさらに情報量を圧縮することも可能である。つまり、シンプルなデジタル方式を用い、偏光検出器として十分な性能が発揮できれば、煩雑なアナログ方式を取り入れる必要はない。また、すでにストリップ読み出し型 μ-PIC の読み出しシステムとしてデジタル方式が採用されており、そのシステムをピクセル読み出し型 μ-PIC 用に改良することが可能である。そこで、我々はまず以下に述べるデジタル読み出しシステムの構築を行なった。

2.3.1 システムの概略

μ-PIC のプリアンプには、ASD(Amplifier Shaper Discriminator) ボードを用いた。ボード上にはプリアンプ、メインアンプ、コンパレーター回路を含む ASD チップが実装されている。この ASD チップは CERN LHC ATLAS 実験の Thin Gap Chamber 用に開発された時定数 16 nsec の ASD チップ [15] を、μ-PIC 用に時定数 80 nsec に改良したものである [16]。ASD ボードからはプリアンプ直後の 256ch の信号を 32ch ごとに足し合わせた 8ch のアナログ信号と、プリアンプ、メインアンプ、コンパレーターを通過した 256ch のデジタル信号が得られる。後者は、信号がスレッショルド電圧を超えたかどうかを LVDS デジタル信号で出力するものである。スレッショルド電圧は全 ch に同じ値を与える仕様になっている。デジタル信号はエンコーダーボード (豊伸 HE2726) で同期化され、VME 上のメモリーボード (豊伸 HE2687) で処理される。同時にアナログ信号は、再びアンプで増幅し、ディレイラインにより遅延させて、ピークホールド ADC(クリアパルス CP1113A) でその波高値を計測す

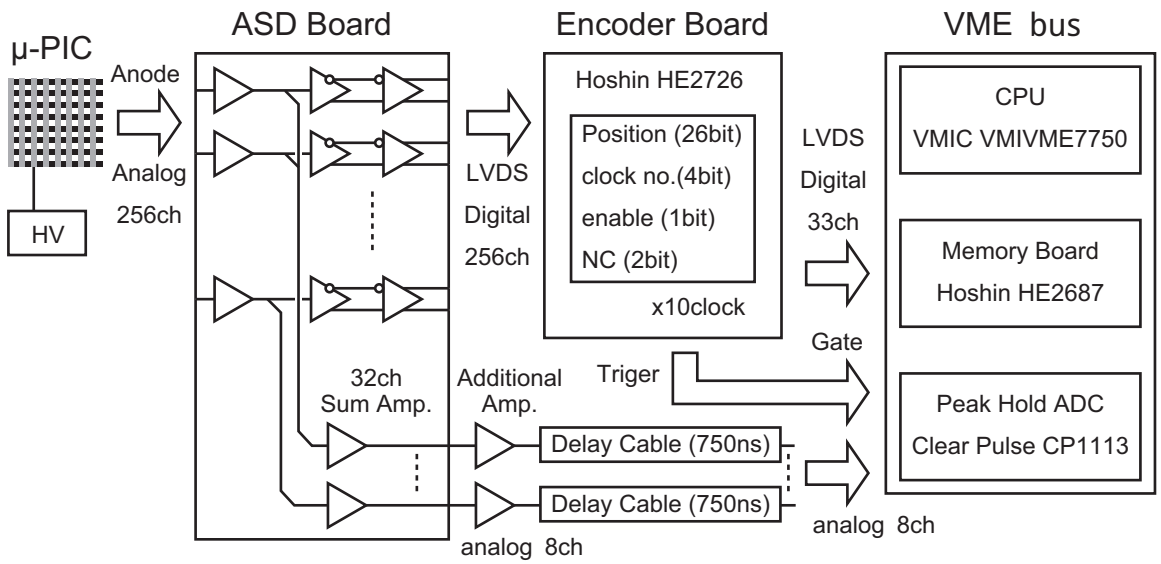

図 2.7: デジタル読み出し回路

る。ADC のゲート信号のトリガーはエンコーダーボードから出力される 256ch デジタル信号の OR を用いた。

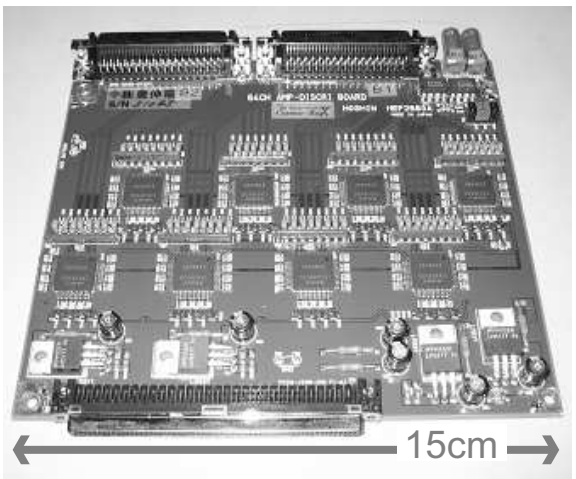

図 2.8: ASD ボード

2.3.2 FPGA プログラムの作成

エンコーダーボードにはプログラミング可能な LSI、FPGA(Field Programmable Gate Array) チップが実装されている。FPGA を用いることによって、デジタル回路を一から設計する必要はなくなり、回路の振る舞いをプログラムで記述するだけでよくなる。また、プログラムを書き換えること

により、さまざまな用途に応じたモジュールを開発することができる。

エンコーダーではデジタル信号の同期化を行なうとともに、データのパラレル→シリアル変換を行なっている。これは 256ch の信号を処理しなければならないのに対し、メモリーボードが受けることのできる情報量が 1 クロックあたり 33 ビットであることによる。10 回のクロックに分けてデータを転送できるような FPGA プログラムを作成した。

回路設計のためのプログラム言語 (HDL=Hardware Discription Language) として、C 言語に似た Verilog-HDL を選んだ。以下には簡単のため、256ch ではなく 4ch のパラレル・シリアル変換モジュールを以下に示す。

```
// 4 ビット パラレル・シリアル変換
module p_to_s(clk, enable, load, p_in, s_out);
input clk, enable, load;
input[3:0] p_in; // 4 ビットの入力信号
output s_out; // 1 ビットの出力信号
reg[3:0] tmp;

always @(posedge clk) begin // clock の立ち上がりで判断
if (load)
tmp <= p_in; // パラレル信号を変数 tmp にロード
else if (enable)
tmp <= tmp << 1; // 変数 tmp を 1 ビット上位にずらす
end

assign s_out = tmp[3]; // 変数 tmp の MSB を出力

end module
```

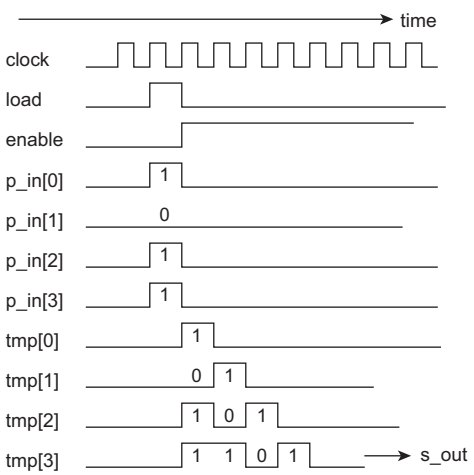

図 2.9: 4 ビット パラレル・シリアル変換のタイムチャート

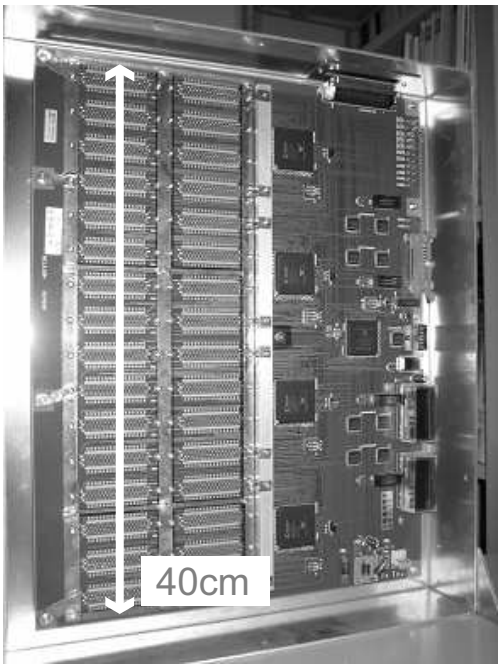

図 2.10: エンコーダーボード

2.4 アナログ読み出しによる偏光検出システム

デジタル的なイメージには、電荷情報が含まれないため、電子雲の詳細なイメージングを行なう方法として、256ch からそれぞれ電荷量を読み出すことが考えられる。ここでは 256ch から電荷量を読み出すことのできるアナログ読み出しシステムについて説明する。

2.4.1 システムの概略

μ-PIC のプリアンプには、アナログ読み出し ASD ボードを用いた。ボード上には従来同様、ASD チップが実装されている。従来の ASD ボードではプリアンプ直後の信号を 32ch ごとにまとめて出力していたが、新 ASD ボードではまとめることなく個別に出力できる仕様になっている。256ch のアナログ信号は遅延回路により 200 nsec 遅らせた後、フィルター回路を通して TKO 規格 電荷積分型 ADC により AD 変換される。一方、カソード信号は従来の ASD ボードを用いて、増幅したのち、まとめて 1 本の信号線とし、これをトリガーとして用いた。

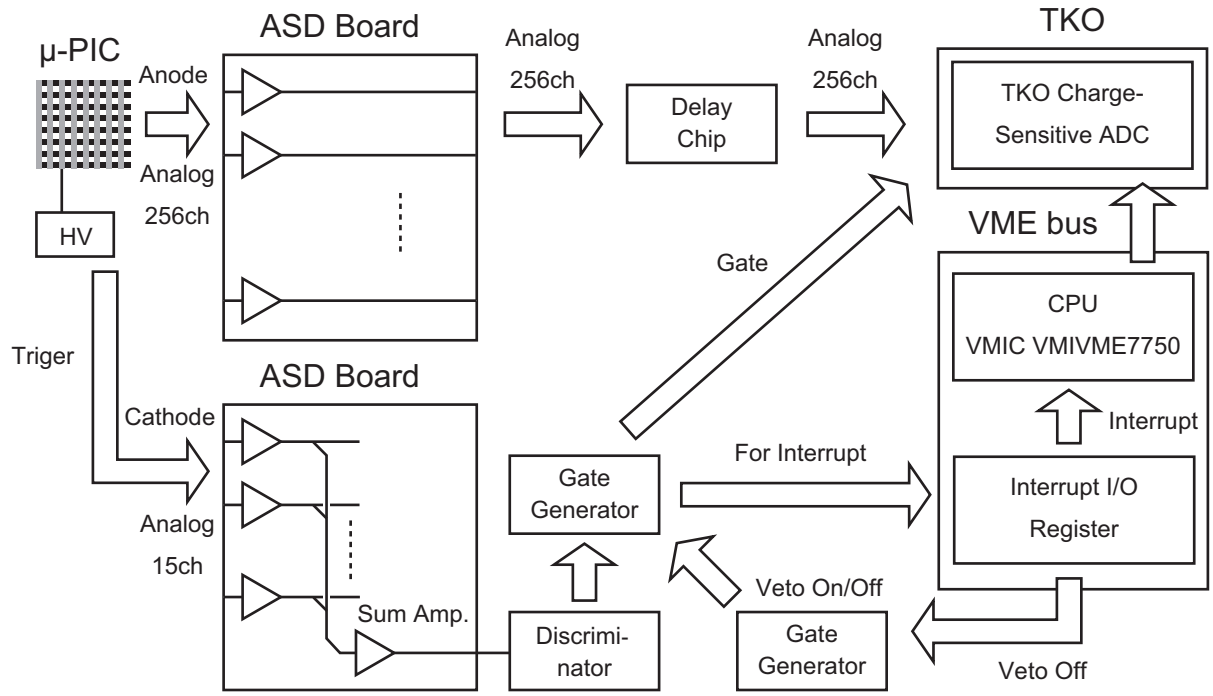

図 2.11: デジタル読み出し回路

2.4.2 アナログ読み出し ASD ボードの開発

デジタル読み出しシステムで用いた ASD ボードは各 ch の電荷信号をヒットしたかどうかのデジタル信号に変換していた。しかし、アナログ読み出しシステムを構築する際には、全 ch それぞれから電荷情報が読み出せなければならない。そこで、再び ASD チップを用いて、アナログ読み出し ASD ボードを開発した。ASD チップは μ-PIC からの信号を増幅する IC としての実績があるだけでなく、1 チップで 4ch のプリアンプ、メインアンプ、コンパレーターを備えているため、基盤上でコンパクトに配置できる。さらに、コンパレーターからのデジタル信号を引き出し、ボード上の全 ch の OR をとった信号を出力することができるようにした (今回は使用せず)。また、前回にくらべてプリアンプ後のアンプの増幅率を高くした。これは前回、ピークホールド ADC を用いる際に、ASD ボード自体の増幅率が低く、後段にもう一つアンプを入れる必要があり、ノイズの原因となってしまっていたためである。

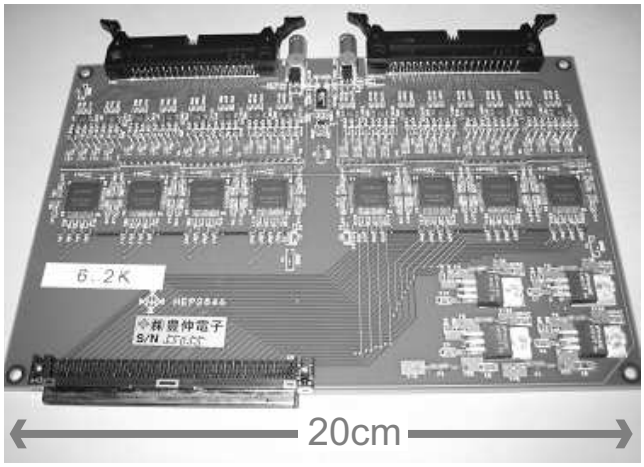

図 2.12: アナログ読み出し ASD ボード

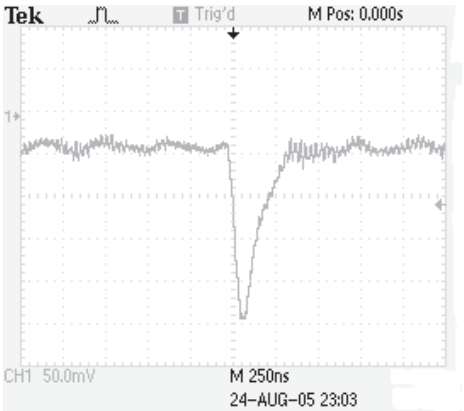

図 2.13: アナログ読み出し ASD ボードに 0.1 pC 信号を入力したときの出力波形

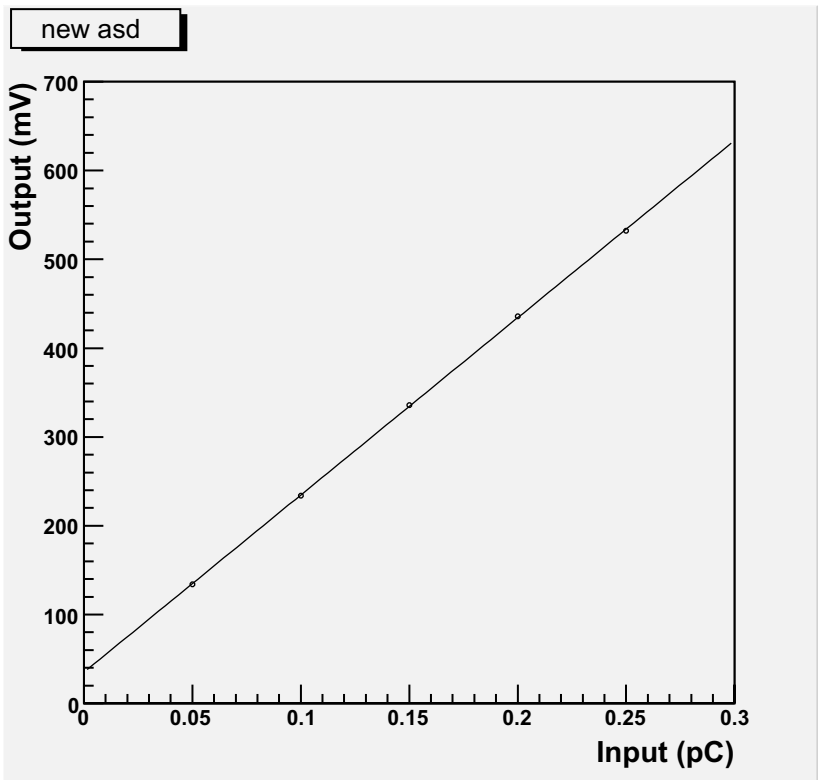

図 2.14: アナログ読み出し ASD ボードの線形性

第3章　ピクセル読み出し型μ-PICの基礎特性

3.1　検出面の一様性

μ-PIC でイメージングすべき電子雲は複数ピクセルに拡がった分布をとるため、各ピクセルの電子雲に対する応答が一様であることが求められる。また、μ-PIC は焦点面検出器として用いることで、天体の場所ごとの偏光度を測定することができると期待される。そのためには検出面が一様な性質を持っていることが望ましい。

そこで検出面の一様性を確かめるため、以下の実験を行なった。検出面に対して一様に X 線を照射する。そのとき得られた電子雲イメージを全イベントにわたって積分したものを図 3.1 に示す。ここで利用したガスは電子雲の拡がりの小さい Ar で、X 線のエネルギーは 6 keV である。ここで j 番目のピクセルが示す数値 G_j は、そのピクセルから読み出された電荷量に相当する値である。i 番目のイベントで j 番目のピクセルから読み出された ADC 値を a_{ij}、X 線を照射しない場合の ADC 値をペデスタル値 μ_j とし、以下の通り計算した。

$$G_j = \frac{1}{N}\sum_{i}^{N}(a_{ij} - \mu_j)$$

積分イメージから明らかな通り、中心部で読み出される電荷が多く、周辺部にいくにつれて、収集される電荷が急激に減少している。図の方向に関しては検出面の中心から 5 ピクセル目 (中心からの距離は 2.7 mm) で、最大値の 30%以下となっている。このようなことが起こる原因として、以下のような可能性が考えられる。

1. マザーボード以降のデータ処理系に非一様性がある
2. 検出面基盤からマザーボードまでの間に信号減衰などによる非一様性がある
3. ガス増幅率が中心部と周辺部で異なる
4. ドリフト電場の乱れなどによって、電子雲は中心部に引き寄せられる傾向がある、もしくは周辺部で生じた電子雲は検出面の外に出てしまう

この中で、2 と 3 に原因がある場合、現在のシステムではどちらが原因であるのか、もしくは両方原因となっているのかは区別するのが容易でない。残りの可能性について検討していく。1 については、マザーボード以降のデータ処理回路に試験電荷を与えたところ、全 ch で一様な応答が見られるため、可能性としてあり得ない。

4 について、ドリフト電場の大きな乱れがないかを以下の方法で確認した。細くコリメートした X 線ビーム (X 線発生装置 10 kV) を照射し、ビーム照射位置を XY ステージを用いて、1 mm 間隔でずらしていき、検出面をスキャンした。図 3.2 には 1 mm 間隔で照射位置をずらしたときに、積分イ

メージの重心位置がずれていく様子を示してある。積分イメージ重心の間隔が端にいくほど、狭くなっているが、これはガス増幅率の非一様性によって、重心が中心部に引き寄せられてしまうためである。イベントが中心付近に引き寄せられる傾向は見られず、ドリフト電場の乱れはないことがわかった。

次に 2 および 3 の可能性について検討する。図 3.3 は 5.9 keV X 線を検出面に一様照射したときの、イベントの重心位置と収集電荷 (ADC 値) の関係を示したものである。スペクトルはイベントの重心点が直径 1 mm の領域に収まるイベントを選び出して作成した。重心が中心付近 (1) のイベントは電荷量が多く、周辺部のイベント (2)(3) は電荷量が少ないことがわかる。周辺部でカウント数が少なくなっているのは、周辺部における電荷はイベント判定の閾値と近い値であるためと考えられる。この結果から、ガス増幅率が中心部では大きく、周辺部では小さくなっていると結論づけられる。

以上の結果より、ピクセル読み出し型 μ-PIC の検出面にガス増幅率 (マザーボードまでの配線も含む実効値) の非一様性があることが明らかとなった。ストリップ読み出し型 μ-PIC では検出器全面におけるゆらぎが標準偏差で 7%という非常に一様なガス増幅率が得られていたため、ストリップ読み出し型との構造の違いに原因があると考えられる。場所による読み出しの層の深さの違いなどが可能性として挙げられるが、現在のところまだよくわかっていない。原因を早急につきとめ、新しい検出器にフィードバックする必要がある。

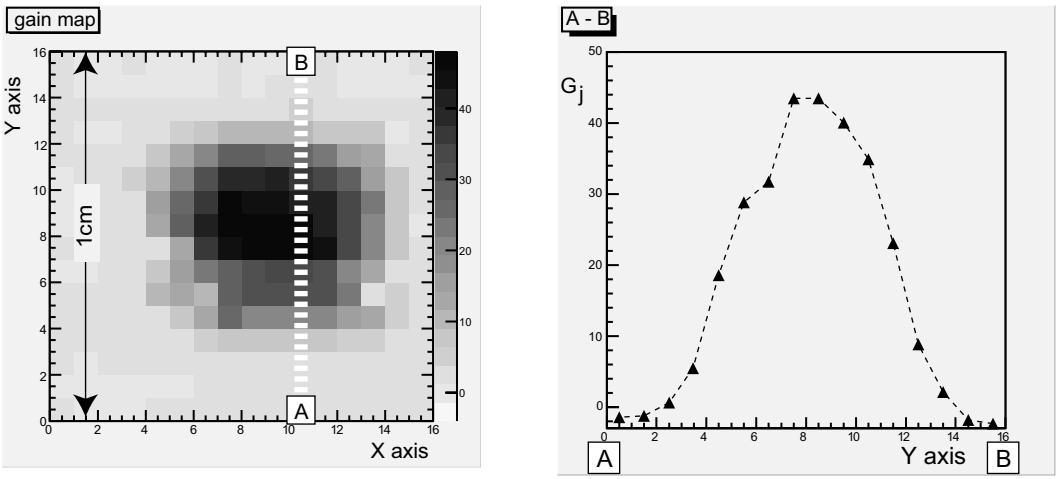

図 3.1: 積分イメージ (左) と A-B 間の G_j 値のプロット (右) ($Ar+C_2H_6$ 6 keV 一様照射)

3.2 スペクトル

μ-PIC の検出面の中心領域内に、細くコリメートした 8 keV の X 線を照射した。(細くコリメートしたのは、検出面に非一様性があるため。検出面の非一様性については前節を参照。) 図 3.4 に示す通り 8 keV のメインピークとエスケープピークが確認できる。エネルギー分解能 (FWHM) は 8 keV で 24%、6 keV で 36%であった。

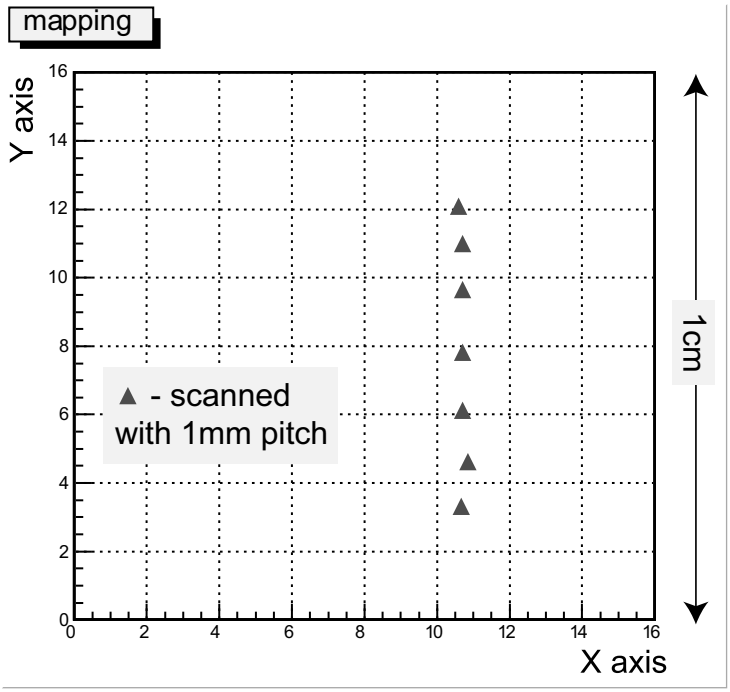

図 3.2: コリメートしたビームで検出面をスキャン ($Ar+C_2H_6$ 10kV X 線発生装置)

3.3 ガス増幅率

μ-PIC は比例計数管と同じく電極付近の強電場で電荷をガス増幅することによって、大きな電気信号を得るガス検出器である。この電荷増幅の割合をガス増幅率 (Gas Gain) と呼ぶ。ガス増幅率が高いと、低エネルギー X 線による微弱な電荷も検出することができる。ガス増幅率はアノード・カソード間の電圧値に依存する。電極間電圧を上げれば、高いガス増幅率が達成できる。しかし、μ-PIC は電極同士の間隔が数百 μm と大変近接しているため、電極間電圧が高くなるにつれ放電しやすくなる。そのため、安定な電圧値で高いガス増幅率を達成できることが望ましい。図 3.5 に $Ar(90\%)+C_2H_6(10\%)$ (以後、比率はすべて 9:1) の混合ガスを用いた場合のガス増幅率を示す。^{55}Fe 5.9 keV X 線を照射し、ASD ボードで 32ch 分 (図 3.5 中に示した 2.5 mm×5 mm の領域) の信号を読み出して、オシロスコープにより測定を行なったものである。

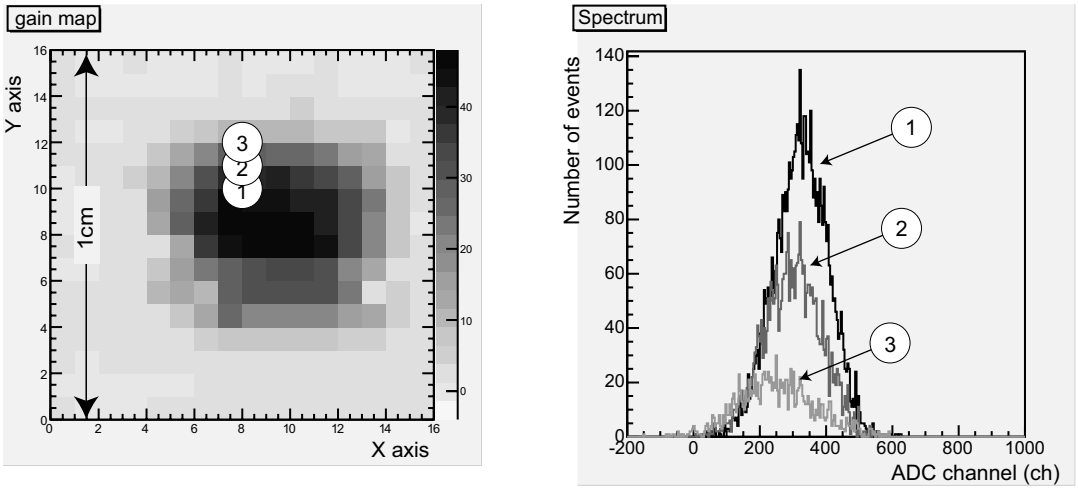

図 3.3: イベント重心位置と収集電荷の関係 ($Ar+C_2H_6$ 5.9 keV 一様照射)

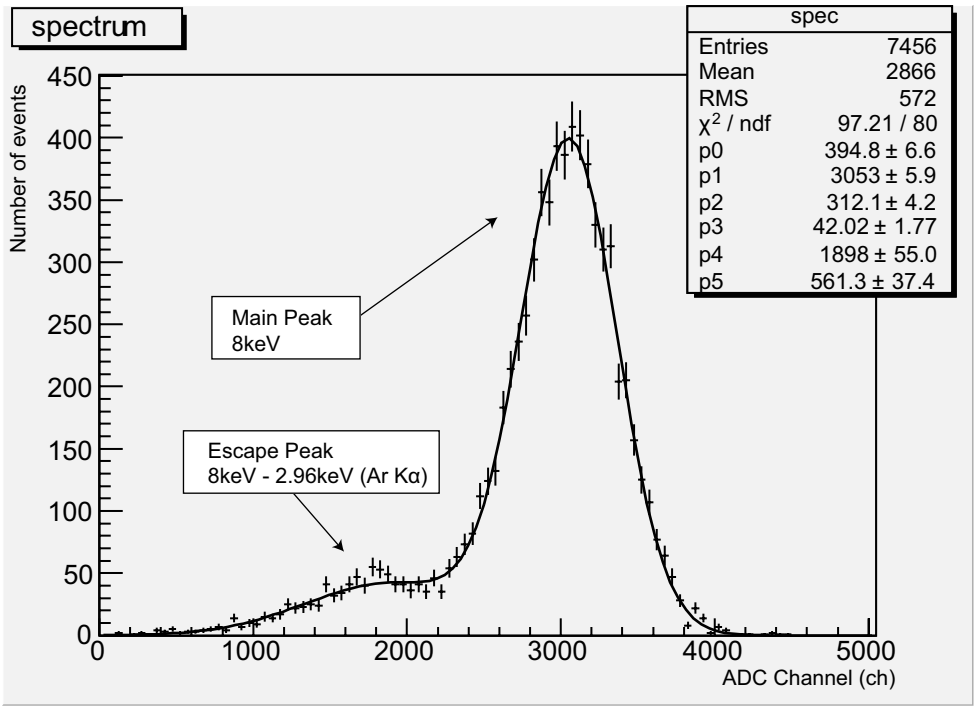

図 3.4: 8 keV X 線を照射したときのスペクトル ($Ar+C_2H_6$)

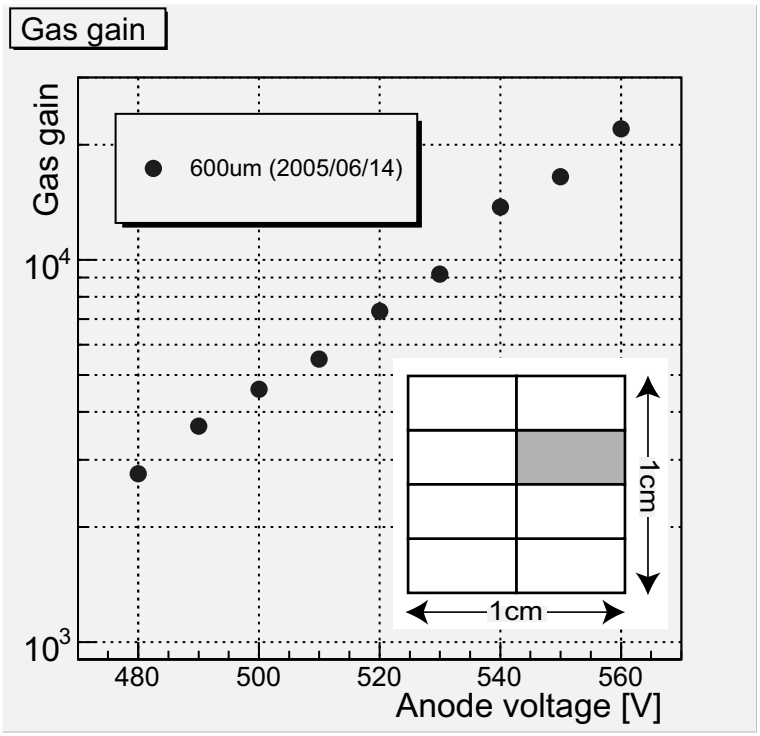

図 3.5: アノード電圧とガス増幅率の関係

第4章　デジタル読み出しによる偏光測定実験

4.1　光源

偏光測定実験に当たり、高エネルギー加速器研究機構放射光研究施設 (KEK PF) におけるシンクロトロン放射光を用いることにした。PF では紫外領域から硬 X 線領域にわたって連続的かつ指向性の高い放射光が得られる。直接の放射光は連続光であるが、エネルギーによる偏光検出能力の違いを評価するため、μ-PIC が感度を持つ数 keV から数 10 keV の範囲で、単色エネルギーが得られることが望ましい。そこで、我々はビームライン BL-15C [17] を選定した。このビームラインには Si(111) 結晶を用いた定位置出射型二結晶分光器が設置されており、6-20 keV の範囲で単色エネルギー X 線を得ることができる。もともと放射光は電子の軌道面、すなわち水平方向に偏光しているが、二結晶分光器を通してさらにその偏光度は高められる。図 4.1、4.2 に放射光のスペクトルと偏光度を示す。

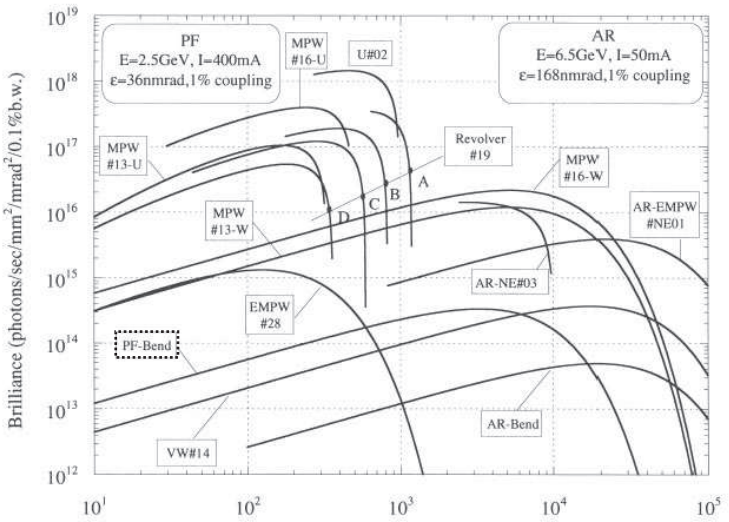

図 4.1: 放射光のスペクトル (PF-Bend を参照)

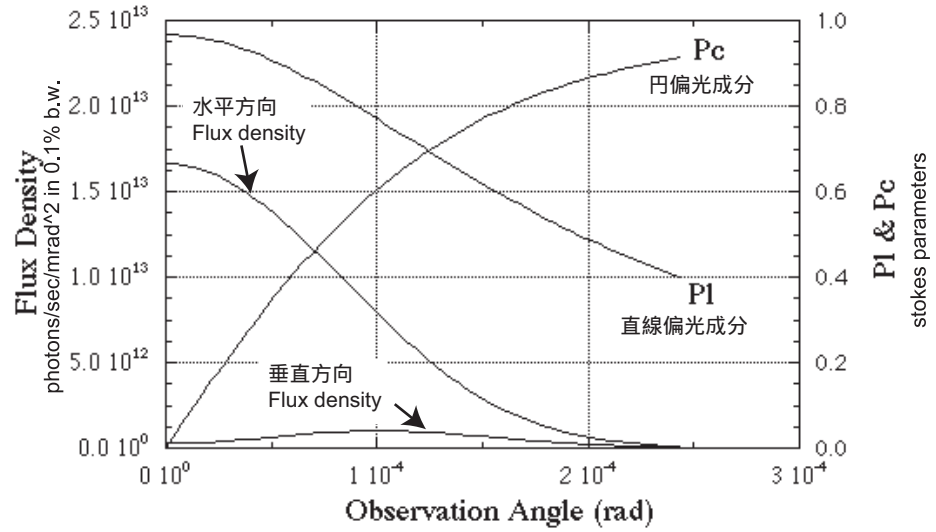

図 4.2: Observation angle(光軸から垂直方向のずれ) と偏光度 (右軸)、Flux density(左軸) の関係 (放射光 10 keV)

4.2 セットアップ

実験のセットアップを図 4.4 に示す。水平方向に偏光した X 線ビームを水平方向 20 mm× 鉛直方向 2 mm のスリットによってコリメートした。X 線の偏光度はスリットを通過する範囲では 90%以上と見積もられる。この X 線ビームを散乱体 (2 mm 厚のアクリル板) で散乱させて、散乱角が 90° となる方向に検出面を配置し、一様照射した。これは大強度の放射光を適当な強度に落すことと、散乱体でトムソン散乱させることで偏光度を高めるという目的がある。アクリルは Z が小さく光電吸収確率が低い。また、アクリルの蛍光 X 線は X 線領域にないためトムソン散乱体として都合がよい。散乱体より上流の X 線ビームの偏光度は、ビーム中心から水平方向のずれに対して高く保たれているが、鉛直方向のずれに対しては鉛直偏光の成分が交じってしまうため、偏光度は低下する。しかし、散乱体を通過させることで、偏光度を向上させることができる。X 線ビームのサイズ、検出面の大きさ、そしてそれらの位置関係から、偏光度は 98%以上と見積もられる。

装置は回転ステージにより、検出面中心を軸に 360° 回転させることができる。つまり、検出面に対する偏光角度を変えることができるため、偏光検出感度の角度依存性を調べることができる。回転角 θ は図 4.3 に示すように x 軸を基準にとり、0°、30°、60°、90°、120°、150°、180° の 7 点について測定した。なお、偏光方向 ϕ_0 の基準方向は y 軸としているため、回転角が θ のときには偏光方向は $\phi_0 = \theta \pm 90°$ となる点に注意されたい。

ガスは $Ar(90\%)$ と $C_2H_6(10\%)$ の混合ガスと、$Ne(90\%)$ と $C_2H_6(10\%)$ の混合ガスの 2 通り (以後、Ar、Ne と記述する) の測定を行なった。使用した X 線エネルギーは 8 keV、15keV (以後、単に 8 keV、15keV と記述する) である。表 4.1 に測定に関するパラメーターを示す。

また、今回の測定においては、空気散乱によるバックグラウンド入射の対策を十分にしていなかっ

た。そのため、散乱体を取り去った場合にも、高いレートでイベントが検出された。このレートと散乱体を取りつけた場合のレートとの比をバックグラウンド比すると、Ar 8 keV の測定時には 20%という高い割合であった。Ar を用いた測定ではバックグラウンドに対する対策をしていなかったが、Ne を用いた測定では鉛製の筒状バッフルを配置したところバックグラウンド比は数%に減少した。

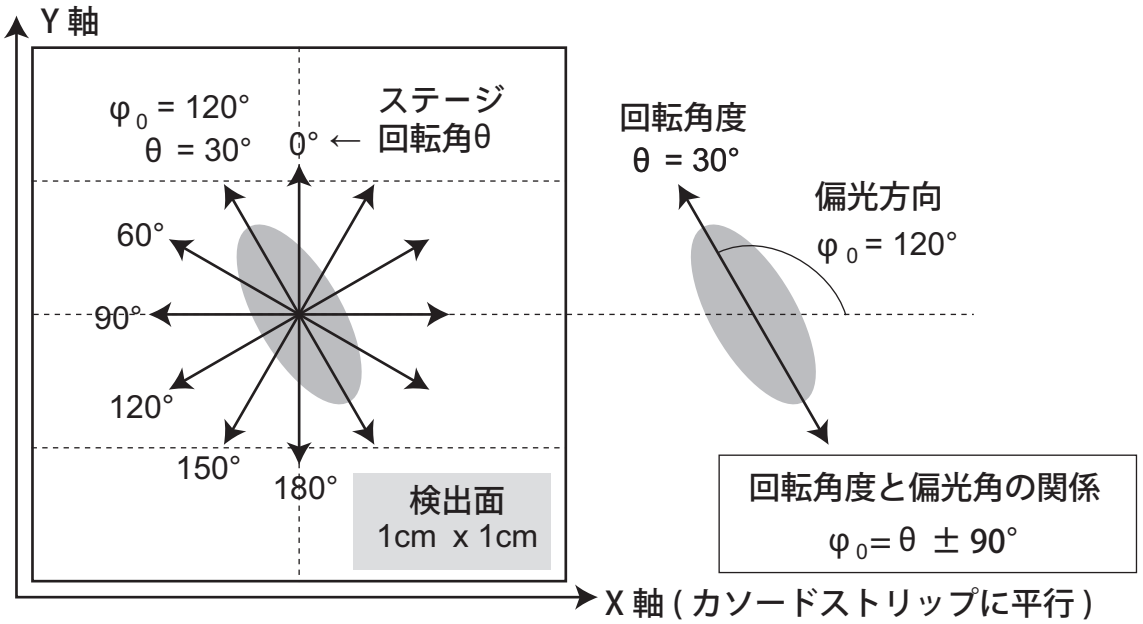

図 4.3: ステージ回転角 θ と偏光方向 ϕ_0 の間の関係

X 線エネルギー (keV)	8 keV, 15 keV
X 線照射方法	一様照射
ガス	Ne+C_2H_6, Ar+C_2H_6 (どちらも 9:1 の割合)
ガス層の厚さ	1.3 cm
ドリフト電場	770 V/cm (1 kV at 1.3 cm)
アノード・カソード間電圧	480 V

表 4.1: 測定条件 (デジタル読み出しシステム)

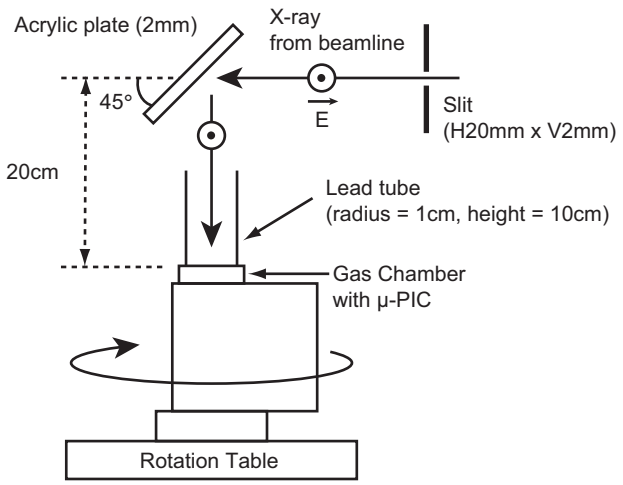

図 4.4: セットアップ (デジタル読み出しシステム)

4.3 取得データ

デジタル読み出しシステムによって得られた電子雲イメージを図 4.6 に示す。

4.4 電子雲方向の計算法

電子雲イメージから電子雲の方向分布を求める方法を説明する。ここでは、単純な楕円近似により方向角を計算した。

1. 得られた電子雲イメージに対して以下のカット条件を課す。ここでは Ne 8 keV の場合について説明する。図 4.7 に電子雲ヒットパターンを全イベントにわたって足し合わせたイメージを示す。検出面の周縁部では感度が非常に悪いため、感度ができるだけ一様になるよう、中心の 8×8 ピクセル領域内のイベントを選び出した。その 64 ピクセルの中にも、回路ノイズなどにより X 線を照射しない場合でも常にヒットし続けるバッドピクセルが存在する。これを排除するため、図 4.7 に示すような各ピクセルのヒット数分布を作成し、(平均値 $-$ 2RMS) と (平均値 $+$ 2RMS) の範囲から外れたものをバットピクセルと判定し、以後の解析に用いないことにした。

2. 隣り合うヒットピクセル同士まとめてクラスター化する (図 4.8)。このとき、最も大きいクラスターを取り出し、残りのピクセルはカットする。このとき最大クラスターが 1 ピクセルのイベントは偏光情報を持たないので、カットする。また、デジタル読み出しシステムにおいては、2×2、3×3 ピクセルの正方形イベントは、偏光方向の情報を持たないため、カットする。使用したガスの種類 ($Ar+C_2H_6$、$Ne+C_2H_6$)、X 線のエネルギー (8 keV、15 keV) によらず、どの場合でも 1 ピクセルイベントが全イベントの 50-60%を占めていた。また、1 ピクセルイベントを除いた正方形イベントは 5%以下であり、選び出されたイベントは全イベントのうち 40-50%であった。選び出されたイベントについて、ヒット数分布を図 4.9 に示す。分布には平均値から大きく外れたヒット数のイベントがいくらか見られるが、これらはデジタル回路にノイズが影響して生じたものと考えられるため、Ne 8 keV の場合には 15 ピクセル以上のイベントはカットした。

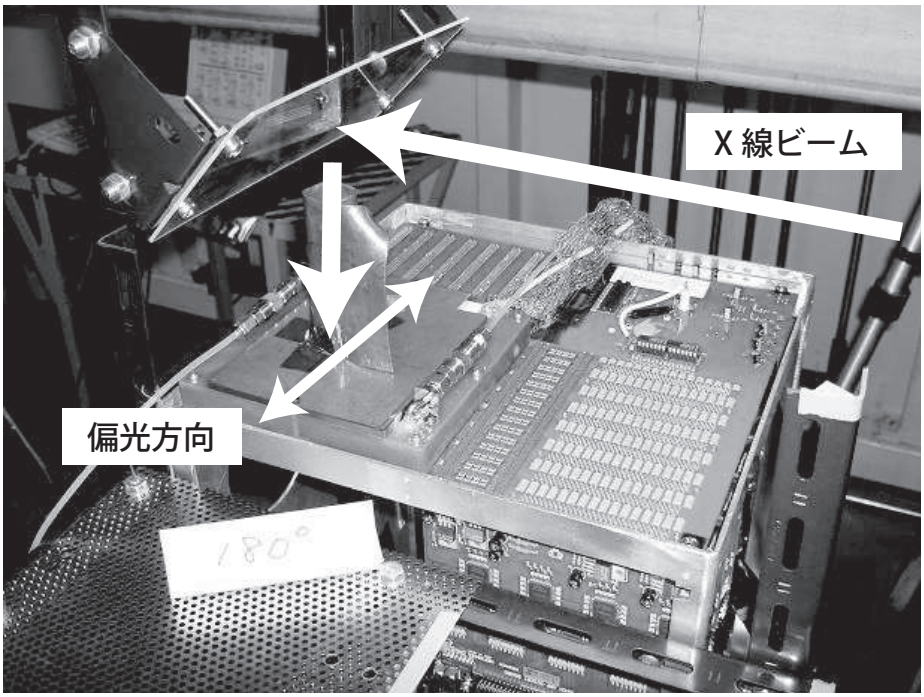

図 4.5: セットアップ写真 (デジタル読み出しシステム)

3. 選ばれたイベントについて、楕円近似を行ない方向角 ϕ を求める。楕円近似では電子雲分布の重心に対する分散が最大となる方向を電子雲の方向角とする。つまり、電子雲を楕円と近似することでその長軸方向を電子雲方向角としている (図 4.8)。

   具体的な計算方法を以下に示す。i 番目のピクセルの中心座標を (x_i, y_i)、読み出された電荷量を c_i とする。ここで、以下のパラメーターを導入し、電子雲方向角 ϕ を計算した。デジタル読み出しシステムの場合は、ヒットピクセルの c_i の値を 1、それ以外のピクセルの c_i の値を 0 として計算する。

$$\langle x \rangle = \frac{\sum c_i x_i}{\sum c_i}, \quad \langle y \rangle = \frac{\sum c_i y_i}{\sum c_i},$$

$$\langle x^2 \rangle = \frac{\sum c_i x_i^2}{\sum c_i}, \quad \langle xy \rangle = \frac{\sum c_i x_i y_i}{\sum c_i}, \quad \langle y^2 \rangle = \frac{\sum c_i y_i^2}{\sum c_i}$$

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

$$d = \sigma_{y^2} - \sigma_{x^2}, \quad z = d^2 + 4\sigma_{xy}$$

$$\phi = \arctan \sqrt{\frac{z+d}{z-d}}$$

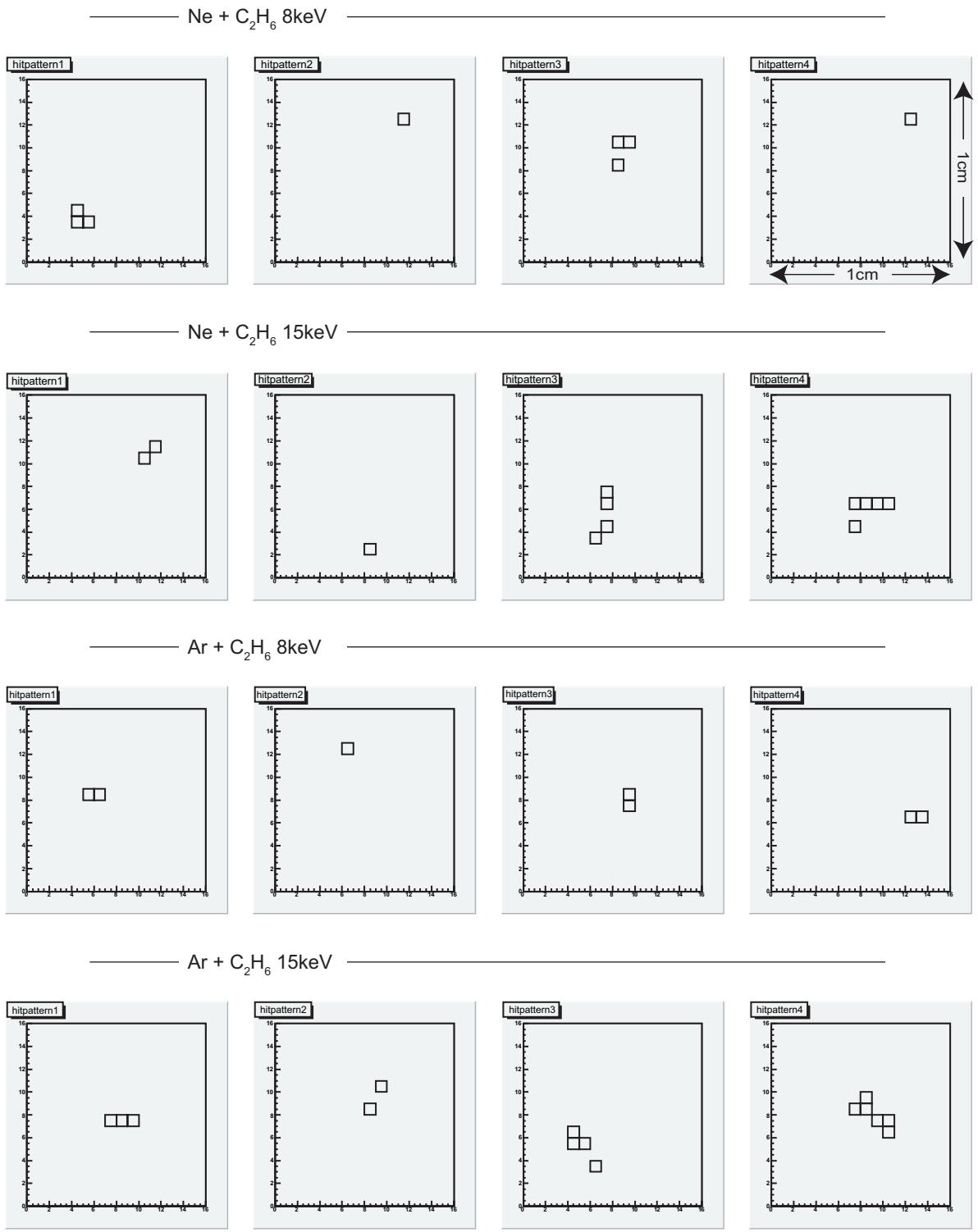

図 4.6: デジタル読み出しにより得られたイメージ

さらにここで、形状に関するパラメーターを導入する。電子雲イメージを楕円近似した際の長軸方向の標準偏差を length、短軸方向の標準偏差を width と呼び (図 4.8)、以下のように定義する。

$$\mathrm{length} = \sqrt{\frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} + z}{2}}$$

$$\mathrm{width} = \sqrt{\frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} - z}{2}}$$

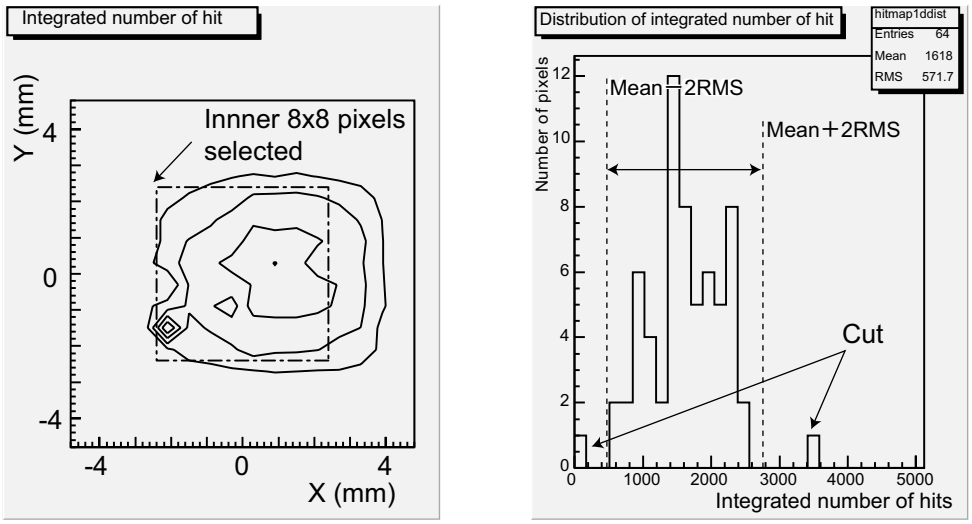

図 4.7: 解析に用いた中心の 8×8 ピクセル領域 (左) とバッドピクセルのカット (右) (Ne 8 keV)

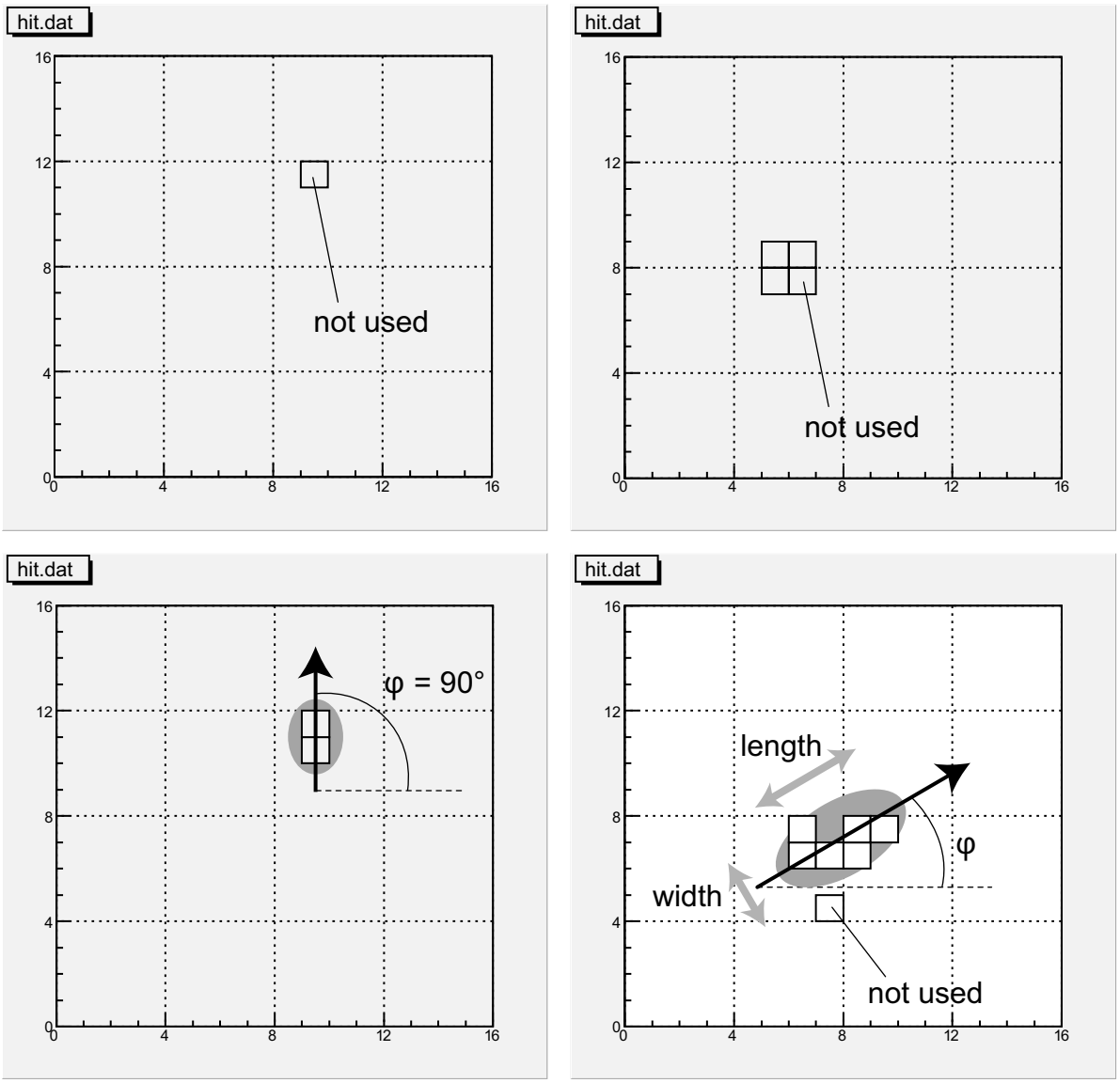

図 4.8: イベントのカット (上段) と、楕円近似法による電子雲方向の導出 (下段)

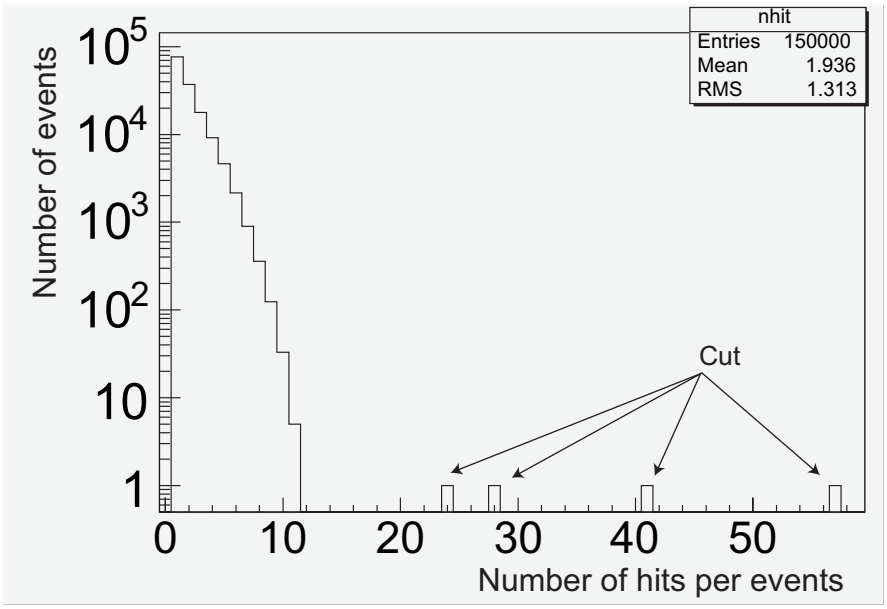

図 4.9: ヒットピクセル数分布 (Ne 8 keV)

4.5 偏光解析

はじめに Ne 8keV、ステージ回転角が 30° (偏光角度 $\phi_0 = 120^\circ$) の場合の解析を示す。前節の方法で計算した電子雲の方向角の分布を図 4.10(a) に示す。図 4.9 に示す通り、1 イベントごとのヒットピクセル数が少ないため、分布は離散的であり正弦曲線を描かない。ヒットピクセル数が少ない原因として、ピクセル間隔 600 μm が電子雲の拡がりに対して、十分細かくないことと、イベント閾値が十分に下げられていない (4.6 参照) ことが挙げられる。特に 2 ピクセルイベントが選ばれたイベントのおよそ半分を占めているため、0°、45°、90°、135° を含むビンのカウント数が多くなっている。また、どの偏光角度においても 90° のイベント数が 0° のイベント数を上回っているという結果が得られた。また図 4.10(c) に示す通り、^{55}Fe による無偏光 5.9 keV X 線の場合にも同様の傾向を示していることがわかる。これは、電子雲が検出面に対して y 軸方向に伸びやすい傾向を示しており、検出面の x 軸方向と y 軸方向に非対称性があるものと考えられる。しかしその分布は偏光角度を回転されるにつれて変動していた。そこで、その変動量を検出するため、以下のような手順で補正を行なった。

1. 疑似的な無偏光のデータを作り出す。回転角 θ が 0°、30°、60°、90°、120°、150° の分布を平均することによって得る。この方法では離散的な偏光角度を足し合わせているため、厳密には無偏光を再現できない。しかし、平均をとった 6 つの角度の位置関係は、今回解析を行なう 0°、30°、60°、90°、120°、150°、180° のどの角度に対しても対称的であるため、無偏光データをよく近似できると考えられる。

2. 上で求めた疑似的な無偏光分布を使って応答関数を作成する。まず、無偏光分布の全てのビンのカウント数平均を計算する。そして、無偏光分布の各ビンのカウント数を上で求めた平均値で割ることによって応答関数の値を得る。このようにして得た分布を図 4.10(b) に示す。これは、^{55}Fe の場合の無偏光分布 (図 4.10(c)) をよく再現できていることがわかる。

3. それぞれの回転角の実データを応答関数で割って補正する。例えば、図 4.10(a) のデータの 90° を含むビンのカウント数は ∼5200 である。このビンの応答関数の値は図 4.10(b) より ∼3.1 であるので、補正後の分布を示す図 4.10(d) の 90° を含むビンのカウント数は 5200/3.1=∼1700 となる。

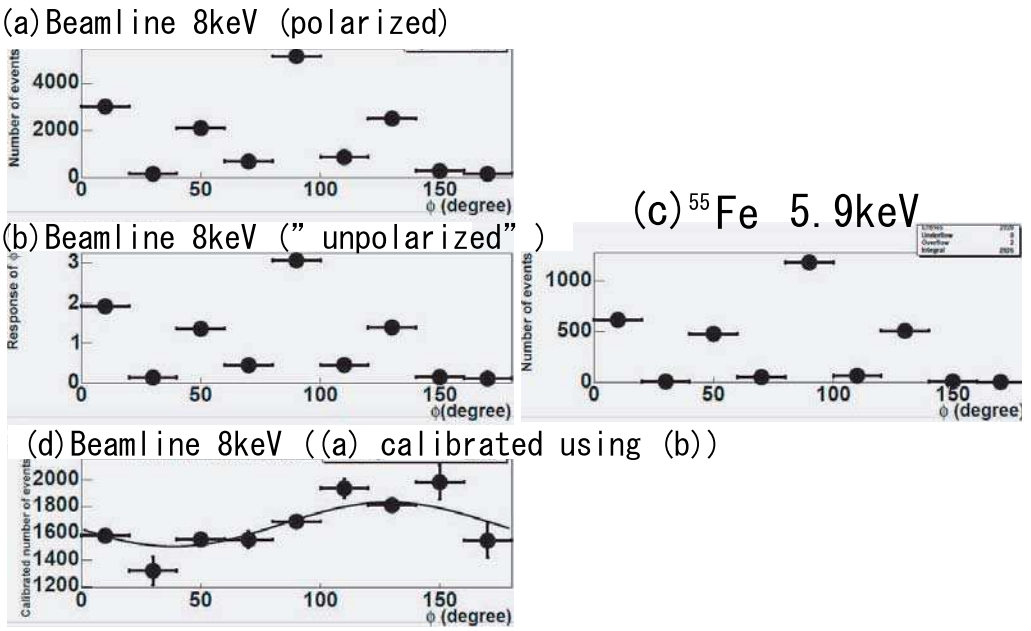

図 4.10: Ne 8 keV、偏光角度が 120° の場合の解析。補正する前の電子雲の方向分布 (a)、疑似的な無偏光分布である応答関数 (b)、^{55}Fe 線源による、実際の無偏光分布 (c)、(a) を応答関数 (b) で補正して得た分布 (d)。(d) には 120° 方向にピークが見られる。

この分布を以下に示す正弦曲線でフィットした。フィッティングのパラメーターは C_0、C_1、ϕ_0 の 3 つである。

$$F(\phi) = C_0 + C_1 \cos^2(\phi - \phi_0)$$

このフィッティング結果から 100%偏光の X 線に対するモジュレーション・ファクターを求める。セットアップの配置から見積もられた偏光度が 98%であることと、バックグラウンドによって偏光度が下がっていることを考慮して、モジュレーション・ファクターを計算した。

これまでは、Ne 8 keV の回転角 30° の解析を示したが、その他の回転角 (偏光角度) の場合にも同様にしてモジュレーション・ファクターを計算した。これを、図 4.11 に示す。このように、得られたモジュレーション・ファクターは角度によって値が異なっていたため、その平均を検出器のモジュレーション・ファクターとしそれらの値の標準偏差を誤差とした。Ne 8 keV の場合にはモジュレーション・ファクターは 0.12±0.03 となった。

使用したガス、X 線のエネルギーによるモジュレーション・ファクターの違いを表 4.2 に示す。偏光が有意に検出できたのは Ar の 15 keV と Ne 8 keV のみであった。Ar の 8 keV は飛程が短いために、

方向を精度よく測定することができなかったと考えられる。Ne の 15 keV は飛程が長いため、方向決定精度が向上すると考えられていたが、そのような結果は得られなかった。この原因についてはよくわかっていない (5.5.2 で可能性を示す)。

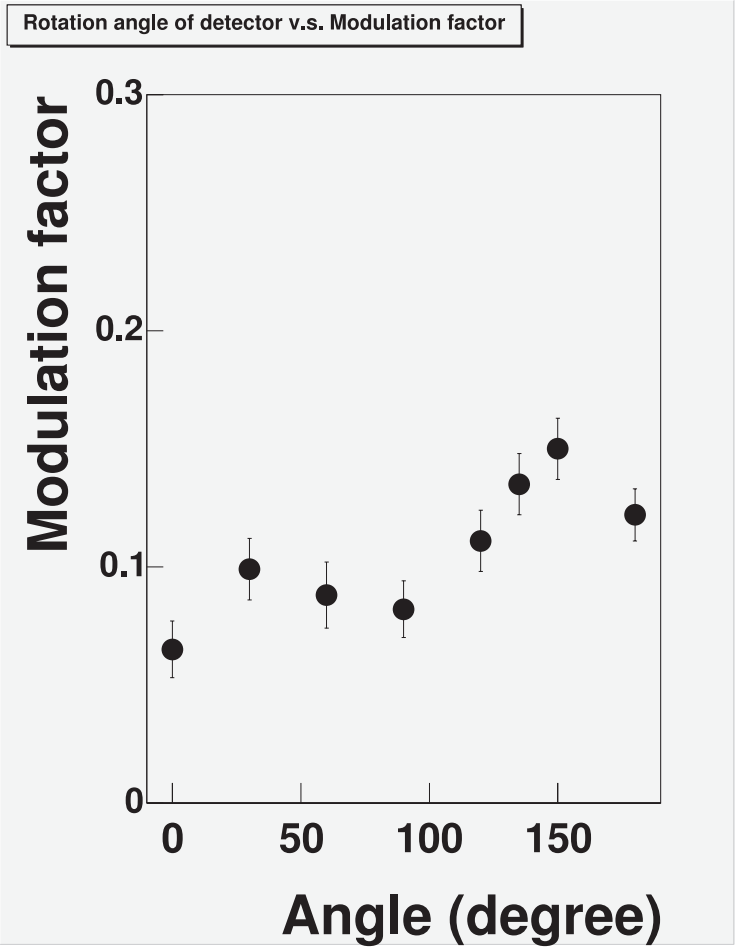

図 4.11: モジュレーション・ファクターの角度依存性 (Ne 8 keV)

4.6 システムの問題点と改善策

このシステムの最大の問題は、ヒットピクセル数が少ないために電子雲の方向を精度よく決定することができなかった点である。ヒットピクセル数が少ない原因として、トリガーに 256 ch のデジタル信号の OR を用いていることが挙げられる。拡がったイベントの場合には各 ch に分配される電荷量が少ないため、デジタル信号に変換する際の閾値をできる限り低くする必要がある。しかし、現状では回路ノイズの影響で、閾値を十分に下げることができない。

これを改善するために、全ピクセルからの信号をまとめたアナログ信号をトリガーとする方法がある。この場合、デジタル信号の閾値を下げても、ノイズのみのイベントを検出することがなくなるた

X 線エネルギー (keV)	ガス	コリメーター	バックグラウンド比	モジュレーション・ファクター
8	$Ne+C_2H_6$	○	0.05	0.12 ± 0.03
15	$Ne+C_2H_6$	○	0.02	0.06 (2σ upper limit)
8	$Ar+C_2H_6$	×	0.2	0.10 (2σ upper limit)
15	$Ar+C_2H_6$	×	0.07	0.07 ± 0.01

表 4.2: 各測定におけるバックグラウンド比と 100%偏光に対するモジュレーション・ファクター (デジタル読み出し)

め、解析段階で最大クラスターを選び出すことができれば、ヒットピクセル数の多いイベントを集められる。しかしデジタル信号の閾値はハードウェア的に設定するため、信号によるヒットピクセル数ができるだけ多く、かつノイズを拾わないような値に設定をするのは難しい。これを解決するには、各ピクセルからの電荷情報をすべて個別に読み出すシステムを導入すればよい。全ピクセルの収集電荷情報があれば、解析の段階で最適な閾値を設定することが可能である。

また、デジタル読み出しシステムでは、エネルギー損失の情報を捨ててしまっているという問題がある。光電子のエネルギー損失が最も大きくなるのは、光電子が停止する直前、つまり飛跡の最終部分である。しかし、飛跡の最終部分ではすでに多重散乱によって飛跡は曲げられてしまっているため、偏光情報を持っていない。デジタル読み出しシステムでは偏光方向の情報を持つピクセルと偏光情報を持たないピクセルを同じ重みで処理しているが、全 ch の電荷量をアナログ的に読み出すことができれば、エネルギー損失の大きいピクセルを排除した解析も可能となり、偏光検出能力の向上が期待される。

さらに、今回の測定においては、空気散乱によるバックグラウンド入射の対策を十分にしていなかったという問題があった。そこで、次章においてはバックグラウンドをなくすセットアップで実験を行なうことにしている。

第5章　アナログ読み出しによる偏光測定実験

前章ではピクセル読み出し型 μ-PIC を用いて偏光検出が可能であることが示されたが、その検出能力は十分であるとは言えない。性能向上のためにはより詳細な電子雲イメージングが必要となるが、その方法として以下のような選択肢が挙げられる。

- 各ピクセルから電荷情報を読み出す
- ピクセルの間隔を細かくする
- 最適なガスを選定する

この中でまず、各ピクセルから電荷情報を読み出すアナログ読み出しシステムの構築を行なった。デジタル的なイメージから電荷情報を含むアナログ的なイメージに変更することによって、エネルギー損失の情報が加わり、さらに詳細なイメージ解析が期待できる。

5.1　光源

前回同様、高エネルギー加速器研究機構放射光研究施設におけるシンクロトロン放射光を用いた。利用したビームラインも同様に、6-20keV の範囲で単色エネルギーの X 線が得られる BL-15C を選定した。

5.2　セットアップ

実験のセットアップを図 5.1 に示す。前回同様、水平方向に偏光した X 線ビームを散乱体で散乱させて、散乱角が 90° となる方向に、検出面を配置し、一様照射した。また、5.5.3 に示す実験においてのみ、ピンホールコリメーターでビームを細くしぼって検出面に照射した。今回は散乱体として 2 mm 厚のポリエチレン板を用いた。装置は回転ステージにより、検出面を中心として 360° 回転させることができる。また前回の実験では、空気散乱を受けた X 線が検出器に入射していたことが問題となっていた。空気散乱した X 線が検出器に入るのを防ぐため、散乱体の上流に、X 線ビームを囲うように 2.5 mm 厚のアルミ角パイプを配置した。これにより経路の途中で散乱した X 線はアルミパイプによって吸収される。今回、偏光測定に利用する X 線の最大エネルギーは 15 keV であるが、15 keV の X 線はアルミニウム中で 0.50mm を透過すると、強度は $1/e$ に落ちる。よって、散乱 X 線が外に出て検出器に入射することを防ぐことができる。材質としてアルミニウムを選んだ理由として、アルミニウムの Kα 蛍光 X 線 (1.5 keV) は空気中において 2 cm で 10%以下に減衰し問題とならないこと、また、軽量であること、加工がしやすいことが挙げられる。また、検出器の直前にアルミニウム製の筒状バッフルを配置した。この筒状コリメーターは散乱体の方向から外れた角度からの検出面への入射を防ぐ

役割を果たしている。X 線ビームのサイズ、検出面の大きさ、そしてそれらの位置関係から、偏光度は 99%以上と見積もられる。

X 線エネルギー (keV)	6 keV, 8 keV, 12 keV, 15 keV
X 線照射方法	一様照射、コリメート照射 (5.5.3 参照)
ガス	$Ne+C_2H_6$, $Ar+C_2H_6$ (どちらも 9:1 の割合)
ガス層の厚さ	1.3 cm
ドリフト電場	460 V/cm (0.6 kV at 1.3 cm)
アノード・カソード間電圧	500 V

表 5.1: 測定条件 (アナログ読み出しシステム)

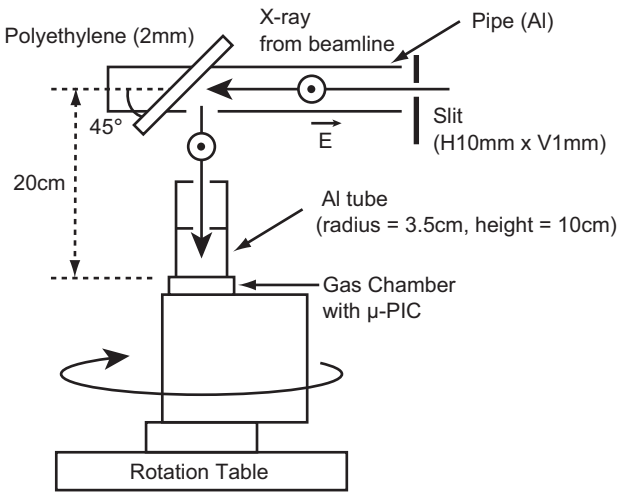

図 5.1: セットアップ (アナログ読み出しシステム)

5.3 取得データ

各ピクセルから読み出された ADC 値をもとに電子雲のヒットパターンを作成した。その方法は以下の通りである。i 番目のピクセルから読み出された ADC 値を a_i、そのピクセルのペデスタル値の平均を μ_i とし、$a_i - \mu_i$ の値を計算する。ヒット判定の閾値をペデスタルのゆらぎ (σ_i) の 3 倍とし、以下を満たすピクセルをヒットピクセルと判定した。

$$a_i - \mu_i > 3\sigma_i$$

これを図 5.2 に示す。正方形の面積は読み出された電荷量を表している。今後はこのヒットピクセルのみに注目して解析を行なう。

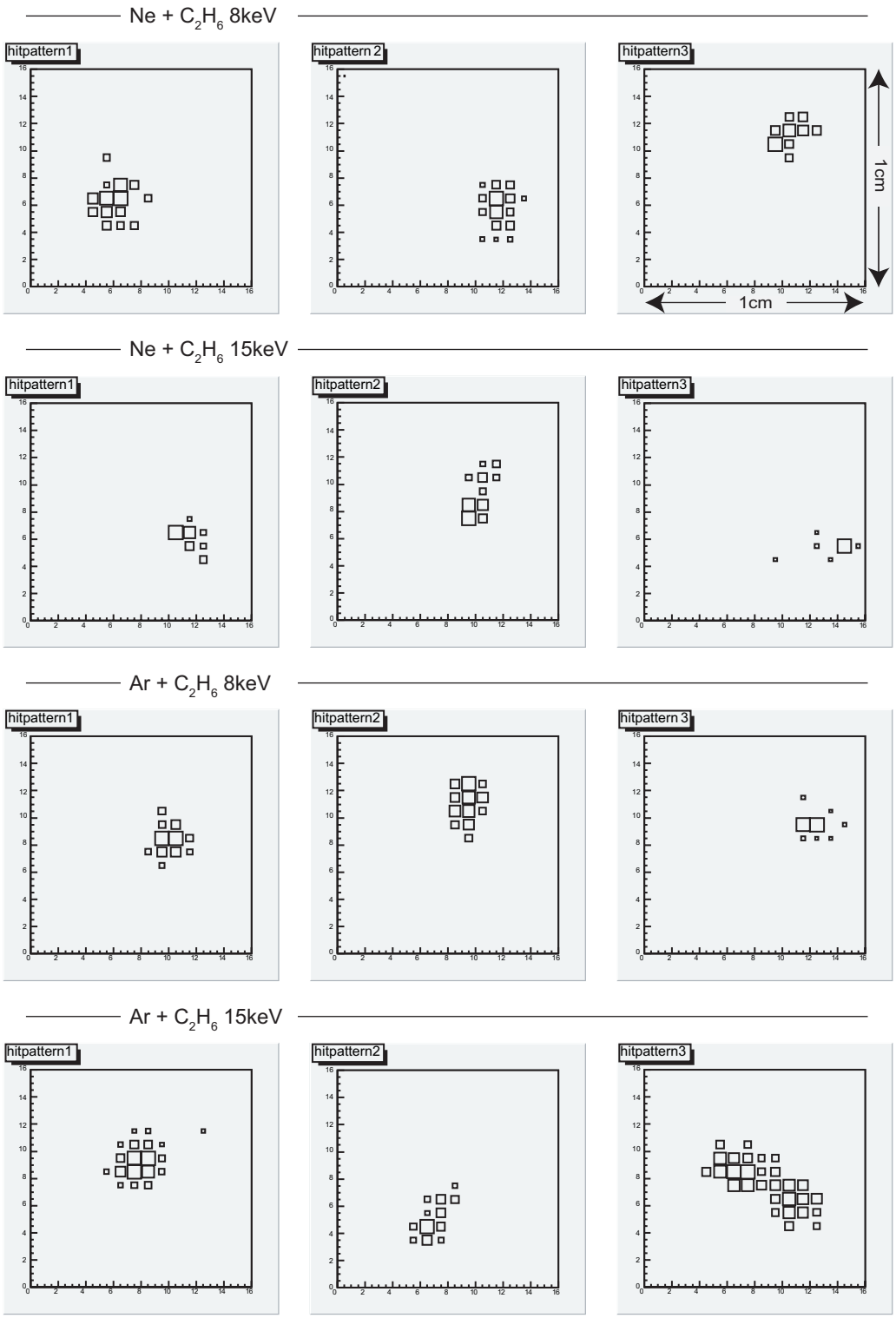

図 5.2: アナログ読み出しによる電子雲イメージ

5.4 電子雲の形状と拡散

得られたヒットパターンは前回同様隣り合うヒットピクセル同士まとめてクラスター化し、最も大きいクラスターを取り出し残りのピクセルはカットする。さらに、偏光情報を持たない 1 ピクセルイベントはカットする。前回のデジタル読み出しとは異なり、電子雲イメージに電荷量分布の情報が含まれるため、イメージの形状について詳細な解析が可能となる。そこで、4.4 で導入した length(長軸方向の標準偏差)、width(短軸方向の標準偏差) を用いる。電荷量に比例した $c_i = a_i - \mu_i$ の重みをつけて計算した。

最も飛程の短い Ar 6 keV のデータに注目する。Ar ガスでは 6 keV の X 線によって放出される光電子のエネルギーは $6.0 - 3.2 = 2.8$ keV である。Ar ガス中での 2.8 keV の電子の実効飛程 (1.2.2 参照) が 170 μm 程度であるのに対して、実際に得られたイメージの length の平均値は 530 μm、width の平均値は 350 μm であった。これは拡散によって電子雲が拡がってしまったものと考えられる。1.2.2 のシミュレーションでは $Ar(90\%)+C_2H_6(10\%)$ の混合ガスを用い、1 cm のドリフトで 500 μm 程度拡散する結果が得られている。今回の実験でのガス層の厚さは 1.3 cm であり、吸収点がイベントごとに異なる点を考慮すれば、実験結果はシミュレーションと矛盾しない。

5.5 偏光解析

5.5.1 デジタル解析

前回のデジタル読み出しによるデータ取得システムでは各ピクセルに対してハードウェア的に閾値を設け、それをイベント取得のトリガーとしていたが、その方法では閾値を十分に下げることができなかった。しかし、今回はカソードを用いて全ピクセルまとめたアナログ信号をトリガーとし、各ピクセルから個別に電荷量を読み出しているため、解析段階で最適な閾値を設定できる。前節のカット条件を経たイベントについて、ヒットピクセル数の分布を作成したものを図 5.3 に示す (Ne 8 keV)。前回、平均値が 2 ピクセルだったのに対して、今回はおよそ 10 ピクセルとなっており、前回に比べてイベント閾値が下げられていることがわかる。

まず、第一段階の解析法として、デジタルイメージの場合と同様に電子雲の方向角を計算した。つまり、ヒットピクセルと判定されたピクセルの重みを $c_i = 1$ とし、それ以外は $c_i = 0$ として楕円近似を行なう。このような方法によって、全く同じデータを用いて、デジタルイメージを用いた解析と、次節に示すアナログイメージを用いた解析との比較が可能となる。

図 5.4(a) に Ne 8keV、ステージ回転角が 30° (偏光角度 $\phi_0 = 120°$) の場合の電子雲の方向分布を示す。0°、90° のイベント数が多いことは前回の解析と同じであるが、その間の角度では比較的連続的になっている。これはヒットピクセルが増えたためと考えられる。

また、常に 90° を含むビンのカウント数が多いという非一様性が見られるため、前回のデジタル読み出しの場合と同様の方法でデータを補正した。回転角が 0°、30°、60°、90°、120°、150° の分布を平均して得た応答関数と、それによって補正をした電子雲分布を図 5.4(c) に示す。フィッティングにより、モジュレーション・ファクターを計算した。回転角 (偏光角度) によってモジュレーション・ファクターの値が異なっていたため、全回転角にわたって平均と標準偏差をとると Ne 8 keV の場合で、0.14±0.04 となった。ここでの結果を次節のアナログ解析の場合と比較する。

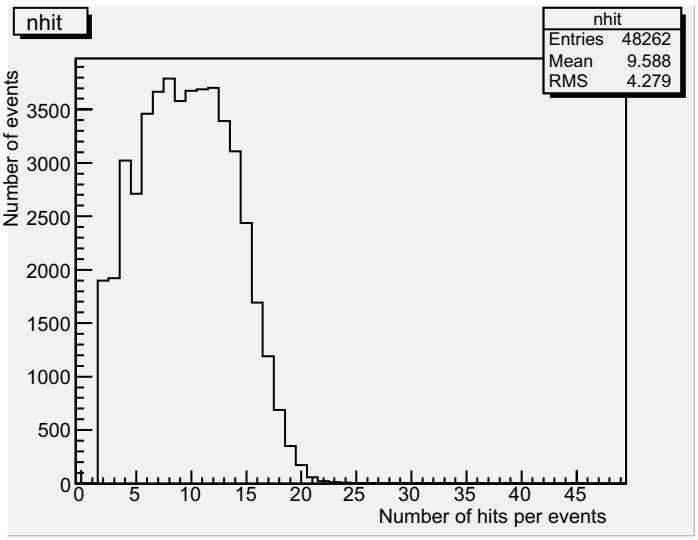

図 5.3: ヒットピクセル数分布 (各ピクセルに課したヒット判定条件は $a_i - \mu_i > 3\sigma_i$)

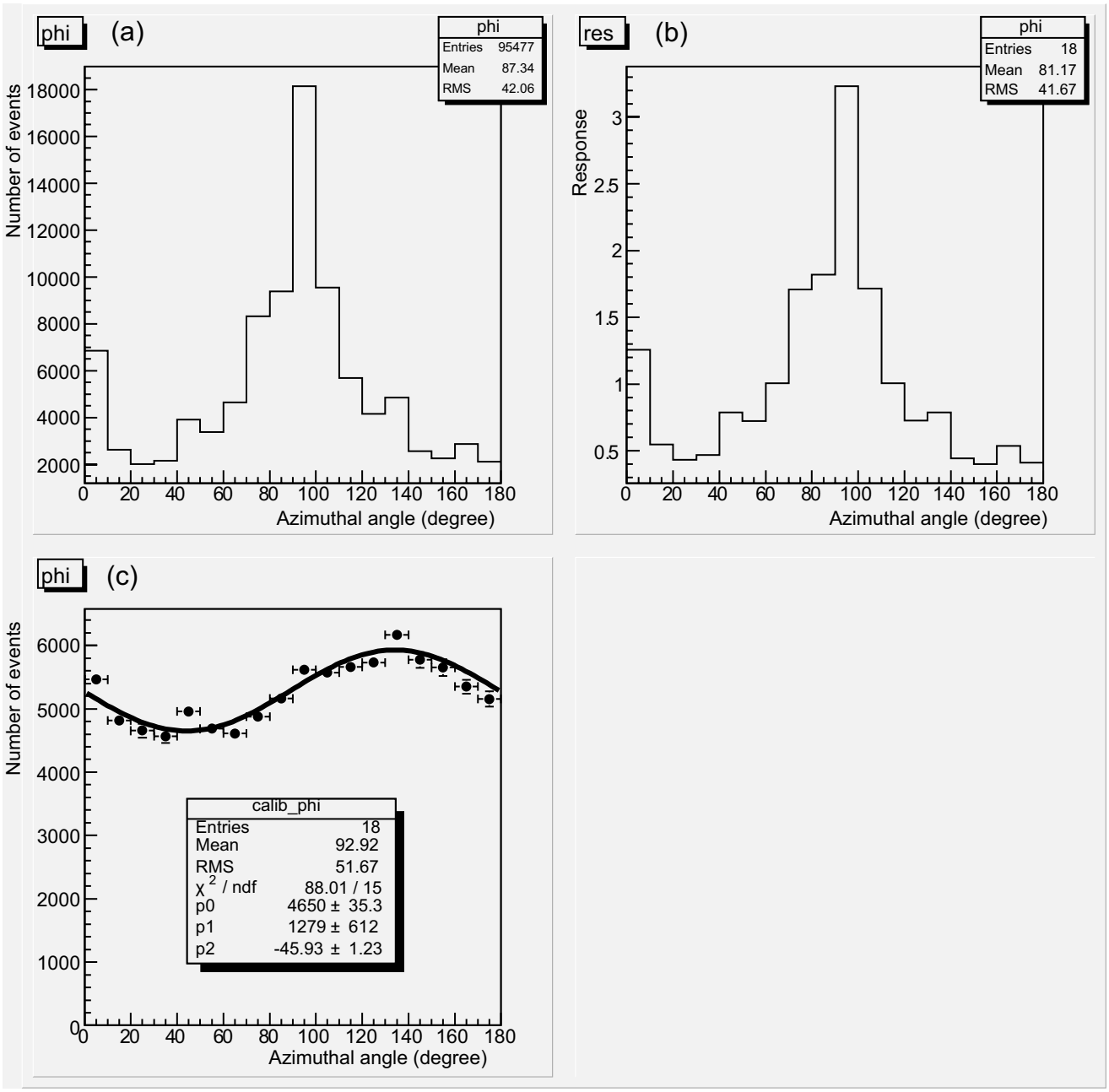

図 5.4: Ne 8 keV、偏光角度が 120° の場合のデジタル解析。補正する前の電子雲の方向分布 (a)、疑似的な無偏光分布である応答関数 (b)、(a) を応答関数 (b) で補正して得た分布 (c)。(c) には 120° 方向にピークが見られる。

5.5.2 アナログ解析

次に、読み出した電荷量情報を用いたアナログ解析を行ない、前節のデジタル解析の結果と比較する。光電子の飛跡はその最終部分でのエネルギーデポジットが大きいため、単純に電荷量に比例した重みつきで楕円近似を行なうと、飛跡の最終部分が強調されてしまうため、光電子の放出方向を精度よく求められない可能性がある。しかし、電子飛程に対して拡散が大きく影響するような場合には、イメージの周縁がぼやけてしまうため、その部分も等しく重みを与えるデジタル解析では電子雲の方向決定精度が低下することが予想される。つまり、デジタル的な解析方法と、単純に電荷量に比例した重みをつけるアナログ的な解析方法ではどちらが優れているか自明ではない。そこで、現状のデータを用いる場合に、デジタル解析とアナログ解析のどちらが優れているか調べるため、各ヒットピクセルの重みを電荷量に比例した $c_i = a_i - \mu_i$ として電子雲の方向分布を求めた。

図 5.5(a) に Ne 8keV、ステージ回転角が 30° (偏光角度 $\phi_0 = 120^\circ$) の場合の電子雲の方向分布を示す。この分布にはこれまでと同様の傾向が見られる。検出面の非一様性を 0°、30°、60°、90°、120°、150° の分布を平均して得た応答関数 (図 5.5(b)) で補正した。補正後の電子雲分布を図 5.5(c) に示す。フィッティングにより、モジュレーション・ファクターを計算した。全ての回転角 (偏光角度) に対するモジュレーション・ファクターの平均をとると Ne 8 keV で 0.16 ± 0.04 となった。デジタル解析とアナログ解析のどちらの場合においても、モジュレーション・ファクターには角度依存性が見られた。全偏光角度の平均値で比較するのではなく、各角度ごとに比較を行なった。これを図 5.6 に示す。この結果よりアナログ解析の方が優れているということが言える。つまり、単純に電荷量に比例した重みをつけた楕円近似においてもアナログ解析の方が有効であることが示された。

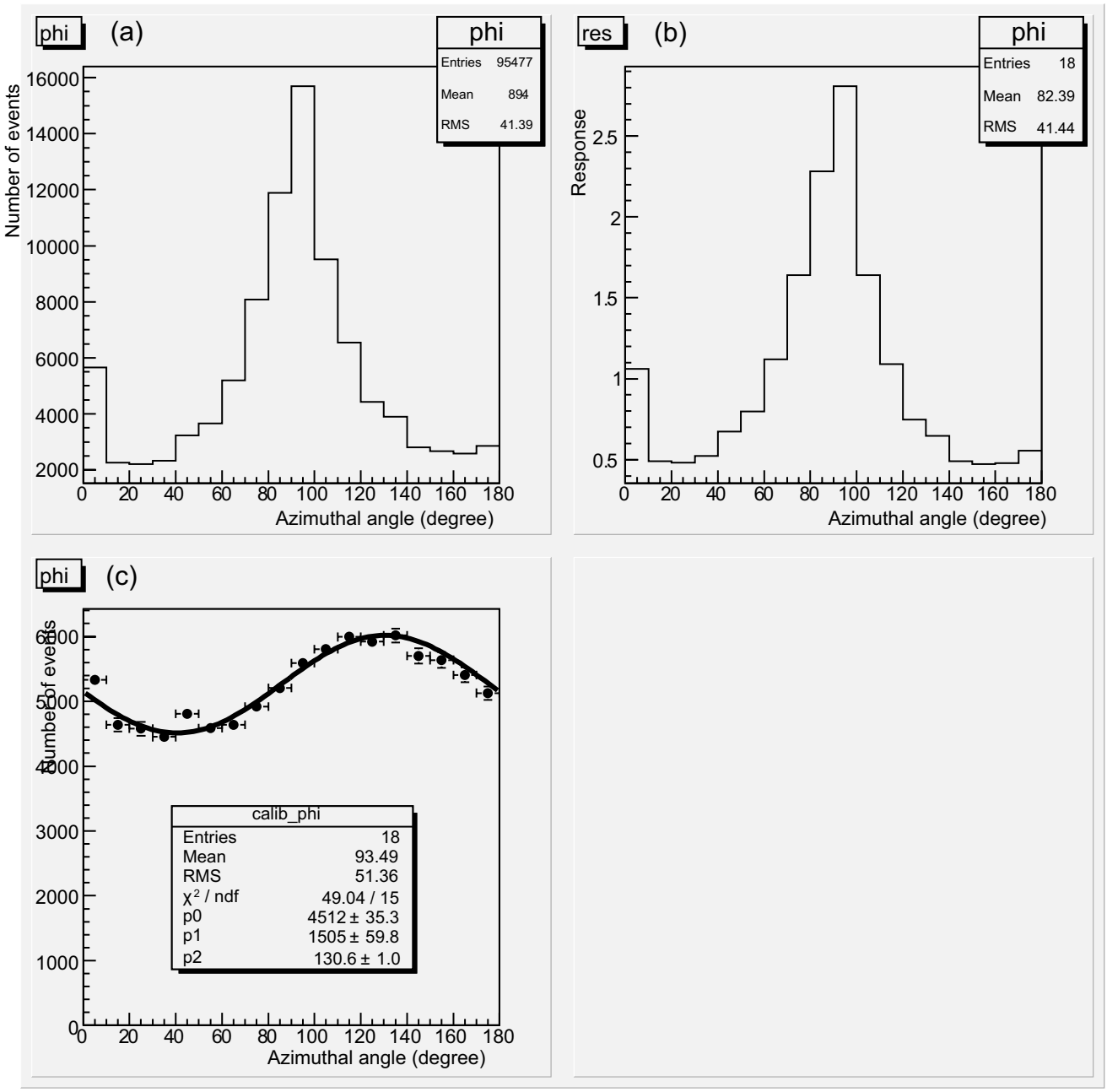

図 5.5: Ne 8 keV、偏光角度が 120° の場合のアナログ解析。補正する前の電子雲の方向分布 (a)、疑似的な無偏光分布である応答関数 (b)、(a) を応答関数 (b) で補正して得た分布 (c)。(c) には 120° 方向にピークが見られる。

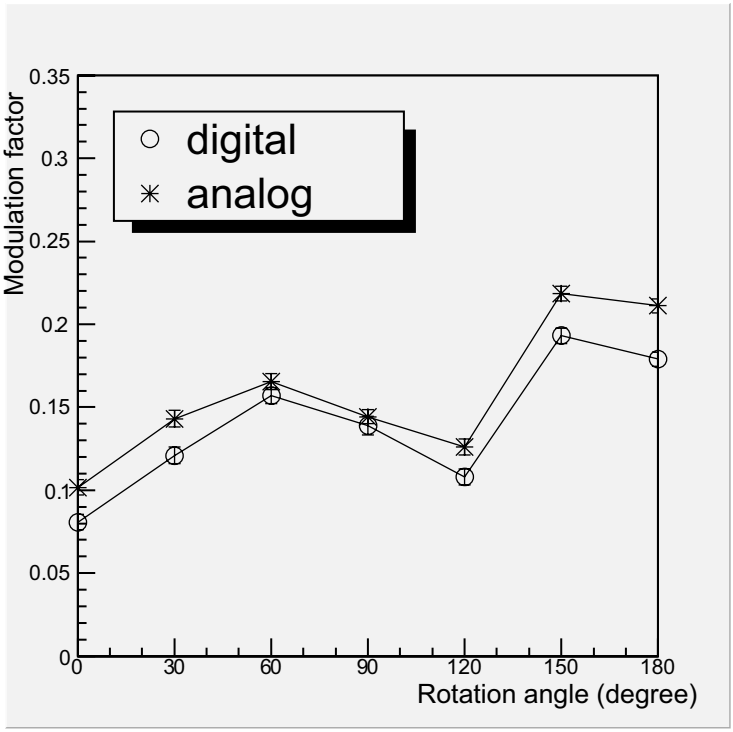

図 5.6: デジタル解析とアナログ解析によるモジュレーション・ファクターの比較 (Ne 8 keV)

ここで Ne 8 keV の場合の、偏光角度の決定精度を評価する。入射 X 線の偏光角度を ϕ_0、フィッティング結果から得られた偏光角度を $\phi_{\rm fit}$、角度のずれを $\Delta\phi = \phi_{\rm fit} - \phi_0$ とする。全測定角度にわたって $\Delta\phi$ の平均値と標準偏差を求めると、4.6 ± 4.7 ° となった。

ガスの種類、エネルギーによってモジュレーション・ファクターは異なる。さらに偏光方向に対する検出器の回転角度 θ によってモジュレーション・ファクターは変動しており、これを図 5.7 に示す。全体の傾向として 0°、90°、180° のとき、つまりストリップに沿った方向に偏光している場合に、モジュレーション・ファクターが低下していることがわかる。ピクセルの配列がこのような角度依存性をもたらしていると考えられるが、原因はわかっていない。上記のように、モジュレーション・ファクターは角度依存性を持つが、ガス、エネルギーによる違いを見積もるために、測定を行なった全回転角にわたって平均値 (誤差は標準偏差) を求めた。$\Delta\phi$ も同様にして平均値 (誤差は標準偏差) を求めた。これを表 5.2 にまとめる。

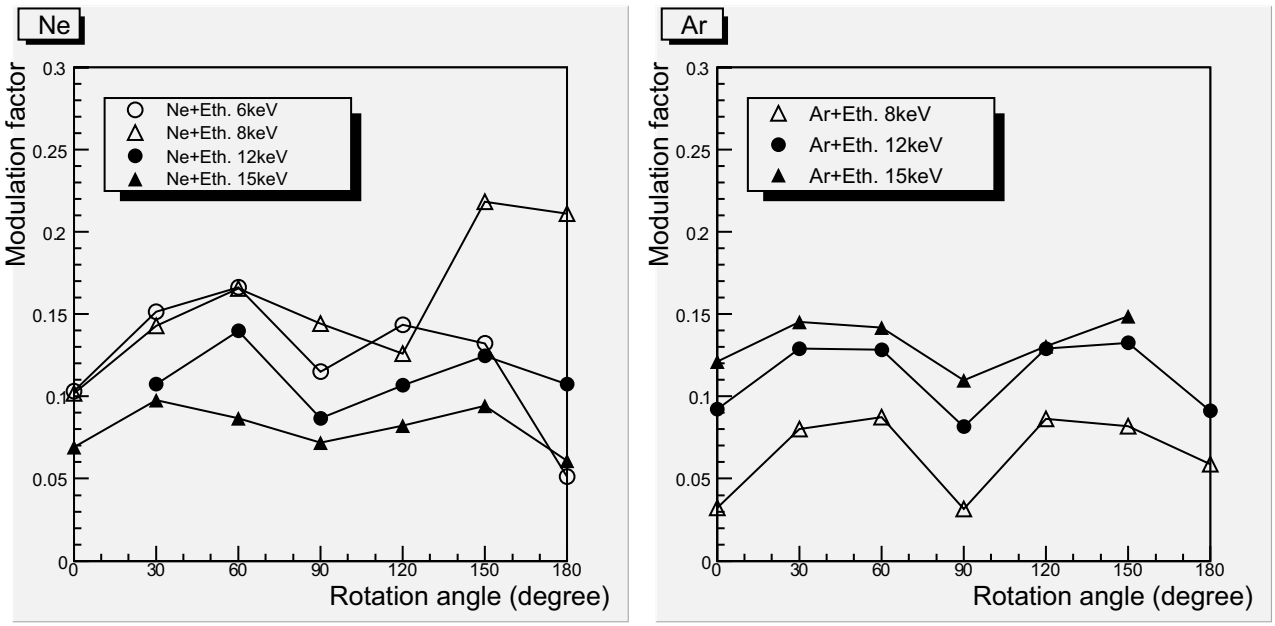

図 5.7: モジュレーション・ファクターの角度依存性 (Ne 8 keV アナログ解析)

X 線エネルギー (keV)	ガス	モジュレーション・ファクター	$\Delta\phi(^\circ)$
6	$Ne+C_2H_6$	0.12 ± 0.04	-1.7 ± 12
8	$Ne+C_2H_6$	0.16 ± 0.04	4.6 ± 4.7
12	$Ne+C_2H_6$	0.11 ± 0.02	4.5 ± 3.6
15	$Ne+C_2H_6$	0.08 ± 0.01	0.3 ± 5.3
6	$Ar+C_2H_6$	-	-
8	$Ar+C_2H_6$	0.07 ± 0.02	2.6 ± 6.8
12	$Ar+C_2H_6$	0.11 ± 0.02	0.3 ± 4.7
15	$Ar+C_2H_6$	0.13 ± 0.01	0.6 ± 2.6

表 5.2: 各測定での 100%偏光に対するモジュレーション・ファクター (アナログ解析)

Ar の場合では 6 keV で偏光は検出できなかった。これは飛程がピクセル間隔に比べて小さすぎることが原因と考えられる。Ar の 8 keV 以上ではエネルギーが高くなるにつれ、偏光検出感度、角度分解能が向上している。これはエネルギーが高いと飛程が長くなり、電子雲方向の決定精度が向上するためである。一方、Ne の場合にはエネルギーが高くなるにつれ、モジュレーション・ファクターは低下している。この原因は明らかではないが、一つの可能性として検出面の電極の Cu による蛍光 X 線 (8.0 keV) が偏光度を落としているということが挙げられる。

5.5.3　コリメート実験

次に、X 線ビームを細くコリメートしたときに偏光検出感度がどのように変化するか調べた。X 線の入射位置を固定してやることで、不定性が一つ減り、実験結果を理解しやすくなる。Ne と Ar のそれぞれについて 8 keV と 15 keV の X 線ビームを、0.5 mmϕ の穴を空けた厚さ 5 mm のアルミニウム板 (ピンホールコリメーター) で細くコリメートし、有感領域の中心付近に照射した。ビンホールコリメーターの底面が検出面から 24 mm となる位置に配置した。このとき、上流のビームも細くしぼり、検出面でのビームの拡がりが 1 mm 程度になるようにしている。

飛程の短い Ar 6keV の場合での電子雲ヒットパターンの積分イメージを図 5.8 に示す。有感領域内に入射点がおさまっていることが確認できる。

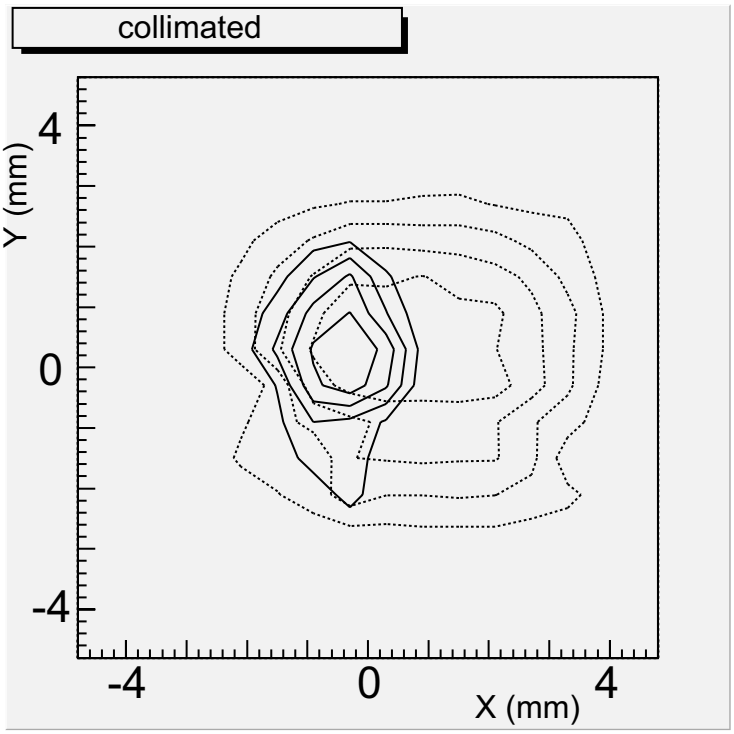

図 5.8: 実線はコリメートした場合の積分イメージ等高線、破線はゲインの等高線、どちらも Ar 6 keV の場合

前回同様、各ヒットピクセルの重みを電荷量に比例した $c_i = a_i - \mu_i$ として電子雲の方向分布を求めた。図 5.9(a) に Ne 8 kev、偏光角度が 120° のときの電子雲の方向分布を示す。検出面の非一様性を 0°、30°、60°、90°、120°、150° の分布を平均して得た応答関数 (図 5.9(b)) で補正した。補正後の電子雲分布を図 5.9(c) に示す。フィッティングにより、モジュレーション・ファクターを計算し、全ての偏光角度に対するモジュレーション・ファクターの平均をとると 0.24±0.08 となった。全測定角度についてのモジュレーション・ファクターと、角度のずれ $\Delta\phi$ の平均と標準偏差を求めたものを表 5.3 に示す。なお、コリメートした場合には統計が少ないため、フィッティングの精度が悪く、モジュレーション・ファクターと角度のずれ $\Delta\phi$ のどちらとも標準偏差が大きくなっている。

コリメートした場合としなかった場合のそれぞれについて、モジュレーション・ファクターとエネルギーの関係を図 5.10 に示す。これより、Ne の場合には 8 keV と 15 keV のどちらもモジュレーション・ファクターが向上していることがわかる。Ar 8keV については電子雲の方向分布に変動が見られたものの、統計が少なく、フィッティングできなかったため排除している。Ar 15keV ではモジュレーション・ファクターは向上した。これは、検出面の感度のよい部分に X 線を入射させることで、光電子の放出方向を有感領域内でとらえることができたためと考えられる。また、図 5.10 の破線は得られたシミュレーション結果である (Ueno Private Communication)。ピクセル間隔が 600 μm の検出器を用い、各ガスでモジュレーション・ファクターのエネルギー依存性を表している。ここではガス中での光電子の飛跡をシミュレートしており、ガスの拡散は標準偏差で 150 μm を仮定している。この電子雲をピクセルに振り分け、電荷情報の重みつきの楕円近似で方向角を決定し、モジュレーション・ファクターを導出している。エネルギーが高くなるにつれて、一様照射の場合のモジュレーション・ファクターはシミュレーション値とずれてくるが、コリメートした結果はシミュレーション曲線に一致している。

X 線エネルギー (keV)	ガス	モジュレーション・ファクター	$\Delta\phi(^\circ)$
8	$Ne+C_2H_6$	0.24 ± 0.08	4.8 ± 10.4
15	$Ne+C_2H_6$	0.18 ± 0.07	12.5 ± 15.2
8	$Ar+C_2H_6$	-	-
15	$Ar+C_2H_6$	0.18 ± 0.04	3.1 ± 5.0

表 5.3: 各測定での 100%偏光に対するモジュレーション・ファクター

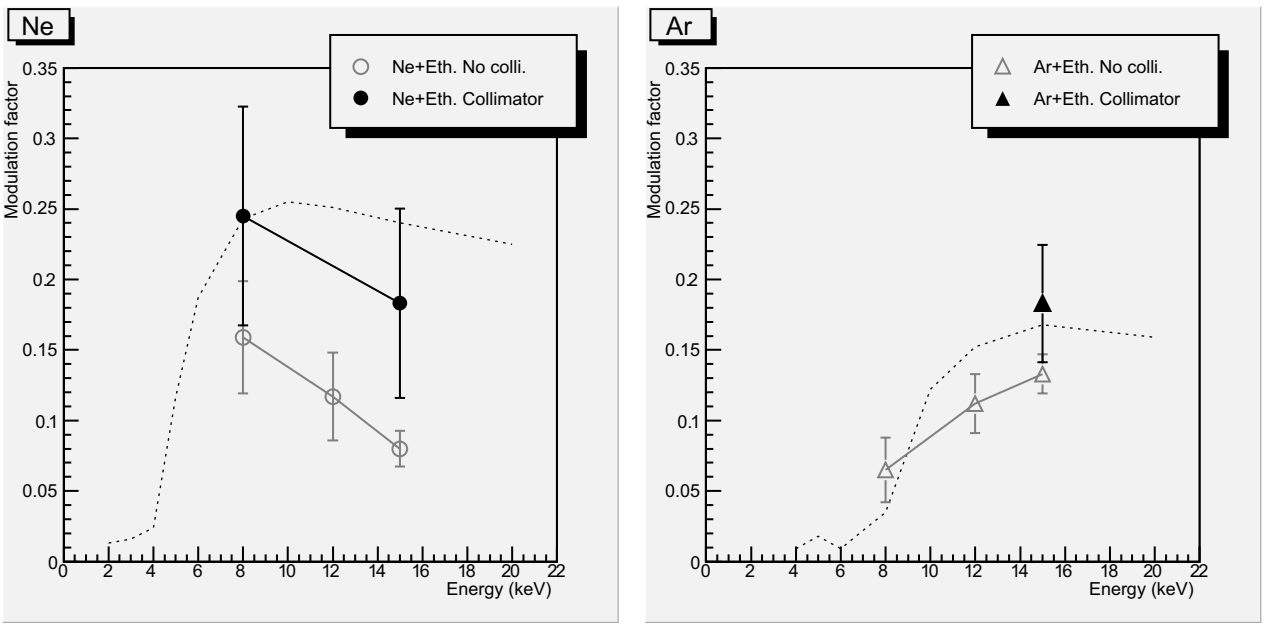

図 5.10: モジュレーション・ファクターのエネルギー依存性

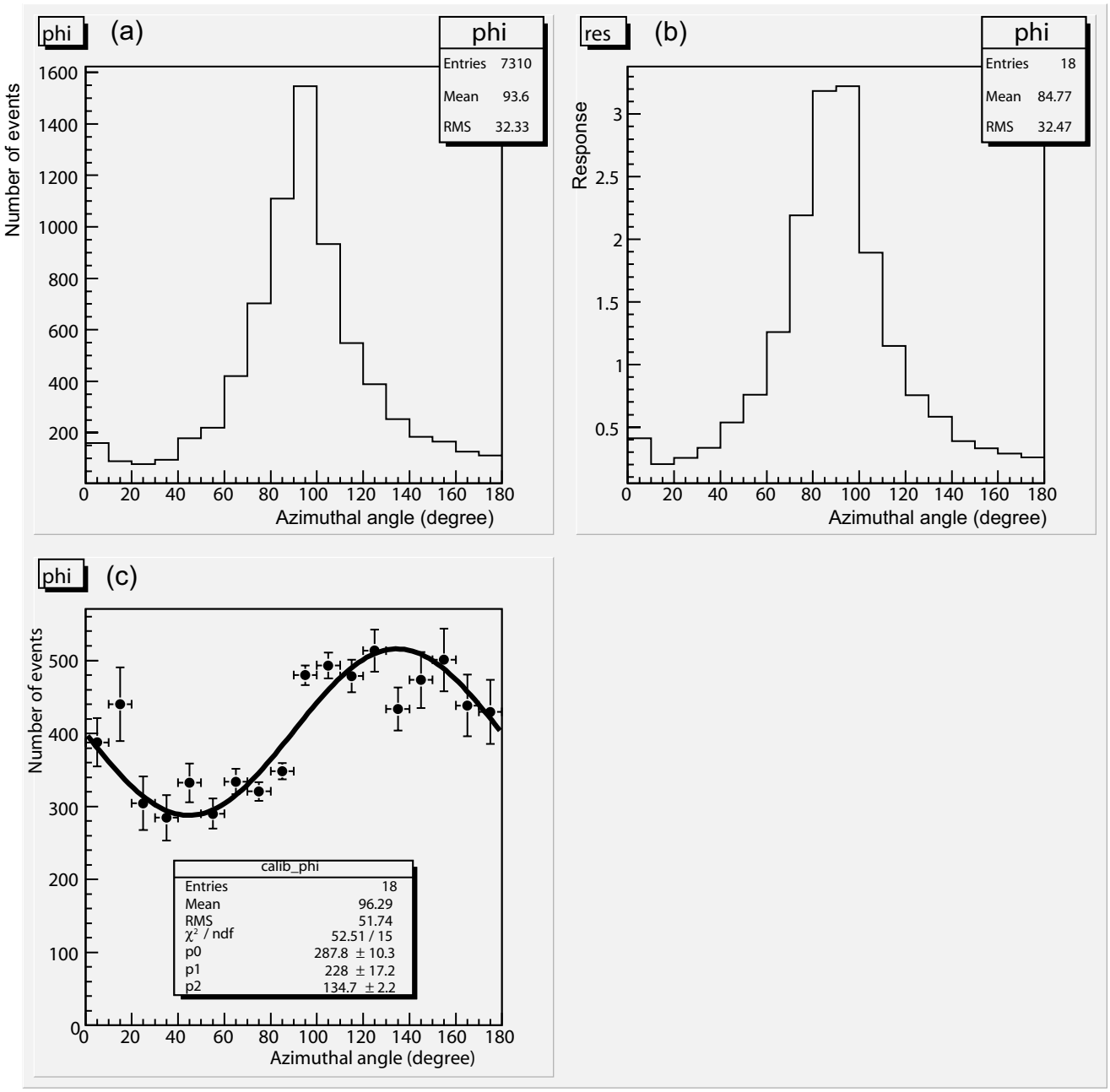

図 5.9: Ne 8 keV、偏光角度が 120° の場合のアナログ解析 (コリメート)。補正する前の電子雲の方向分布 (a)、疑似的な無偏光分布である応答関数 (b)、(a) を応答関数 (b) で補正して得た分布 (c)。(c) には 120° 方向にピークが見られる。

第6章　偏光検出能力の向上に向けて

一連の実験結果を通じて、ガスの種類、X 線のエネルギーによる偏光感度の違いを明らかにした。また、読み出し方法を改良することによって、偏光感度を向上させることに成功した。しかし、それと同時に改良すべき問題点が明らかとなった。問題点はすべて独立に存在しているわけでなく、お互いに複雑に関わりあっている。ここでは、現時点での検出器の各特性についてまとめ、今後どのように改善していくべきかを検討する。

6.1　検出面の一様性

600 μm ピッチピクセル読み出し型 μ-PIC には検出面に非一様性があることが明らかとなった。具体的には以下に挙げる 2 つである。

- ガス増幅率の非一様性
  3.1 に示す通り、検出面の中心部のガス増幅率が高いのに対して、周辺部では急激に減少している。
- x 軸、y 軸方向の非対称性
  4.5 に示す通り、入射 X 線が検出面に対してどの方向に偏光していても、x 軸 (横) 方向よりも y 軸 (縦) 方向に電子雲が伸びやすい傾向がある。この非対称性のために電子雲の方向分布は正弦曲線とならない。疑似的な無偏光データで補正し、分布を正弦曲線に補正する必要があった。

読み出しシステムには非一様性がないため、検出面周辺での物理過程に原因があると考えられる。光電吸収から電荷が読み出されるまでの間には、光電子飛跡に沿ったガスの電離、検出面へのドリフト、ドリフト中の拡散、ガス増幅という物理過程が含まれる。これらの過程に非一様性を与える原因として考えられるのは、外部から与えているアノード、カソード間の電場とドリフト電場の異常である。検出器の幾何学的構造を考慮に入れた電場シミュレーションを行なうことによって、アノード、カソード間の電場、ドリフト電場に異常がないかがわかる。異常が確認された場合には、その原因となっている検出器の構造、もしくはセットアップ条件を突き止め、新たなシステム構築に反映させる必要がある。

6.2　電子雲の拡散

1.2.2 のシミュレーション結果では、$\mathrm{Ar}(90\%)+\mathrm{C_2H_6}(10\%)$ の混合ガスの場合には、1 cm のドリフトでおよそ 500 μm 拡散する。1.3 cm のドリフト層を用いた今回の実験においても、同程度の拡散の影響があると考えられる。実際、電子飛程が 200 μm 以下と見積もられる Ar 6 keV の電子雲イメージにおいても、短軸方向に標準偏差で 350 μm の拡がりが見られた (5.4 参照)。電子飛跡は曲がっていることを考慮すれば、拡散の効果は 350 μm より小さいと見積もることができる。拡散によって電子

雲イメージはぼやけたものになってしまう。少なくとも、予想される電子飛程の長さに比べて拡散を小さく抑える必要がある。拡散を抑えるためには、ガス層を薄くしドリフト時間を短くする方法が有効である。しかしガス層が薄いと、検出効率が低下するという問題がある。両者を考慮に入れて最適なパラメーターを決定する必要がある。

6.3 解析方法

現段階で、検出面に偏光 X 線を一様照射した場合に最も偏光検出感度が高くなる解析方法は、アナログ読み出しシステムを用いて各ピクセルごとに電荷情報を読み出し、読み出した電荷量に比例した重みをつけて楕円近似を行なうという方法である。

しかしこの方法では、アナログ読み出しのアドバンテージを活かしきれていない。すなわち、電子飛跡においてエネルギーデポジットの最も大きくなる部分を取り除くことができれば偏光感度は向上すると期待される。

6.4 ピクセル配列の改良

現在のピクセル読み出し型 μ-PIC のピクセル間隔は 600 μm であるが、この大きさは電子の飛程 (例えば Ar 8keV で 440 μm 程度) と比べて、十分細かいとは言えない。電子雲の詳細なイメージングを行なうためには、ピクセル間隔をさらに細かくすることが考えられる。しかし、ドリフト過程において拡散が起こってしまうため、拡散の大きさよりも細かい間隔にしても意味がない。拡散の大きさが標準偏差で 150 μm のときに、検出器のピクセル間隔の違いによってモジュレーション・ファクターがどのように変化するかのシミュレーション結果を図 6.1 (Ueno Private Communication) に示す。

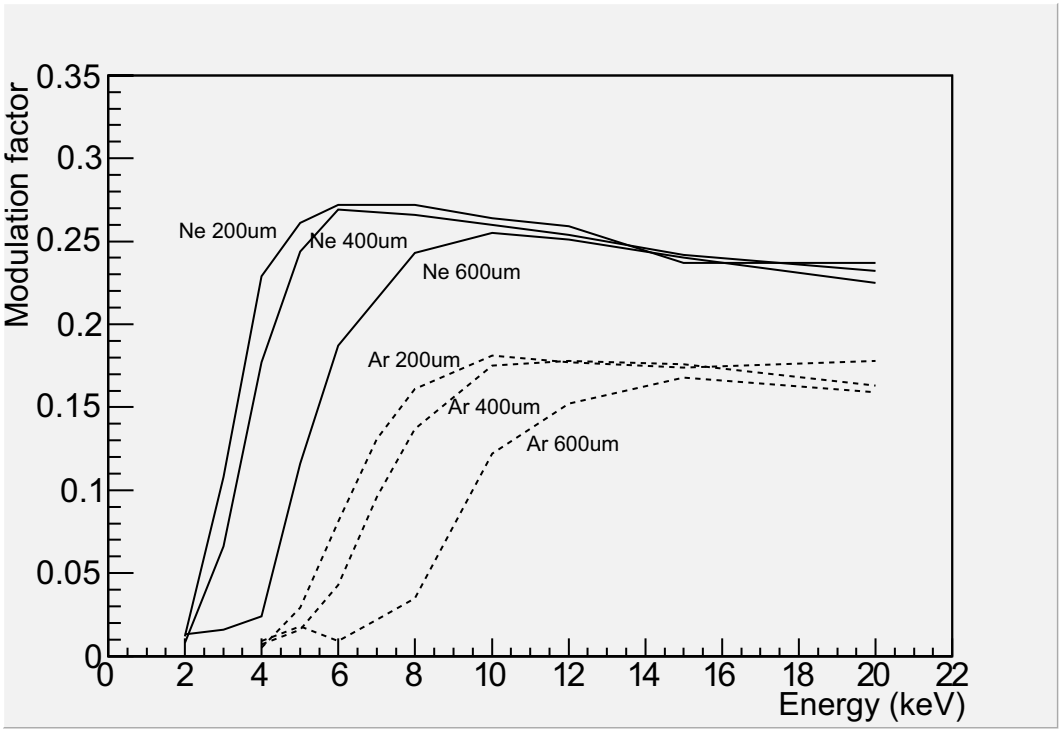

図 6.1: ピクセル間隔によるモジュレーション・ファクターの違い

第7章　まとめ

X 線天文学において、いまだ十分な観測がなされていない情報として「偏光」がある。X 線偏光は、これまでに詳細な観測がなされている X 線エネルギー、到来時間、到来方向の情報からは得られない新たな見識を我々に与えてくれるものと期待されている。

現在、このような X 線偏光をとらえる検出器の開発の進展が目覚しく、さまざまな原理にもとづく検出器が開発されている。我々は、光電効果によって X 線偏光を検出する。X 線がガス中で光電吸収される際に、光電子は入射 X 線の偏光方向に放出されやすい。その飛跡に沿って形成される電子雲をとらえるため、マイクロパターンガス検出器の一種であるピクセル読み出し型 μ-PIC (Micro Pixel Chamber) を用いる。このピクセル読み出し型 μ-PIC を用いた偏光検出システムとして、デジタル読み出しシステムとアナログ読み出しシステムを開発した。前者は、各ピクセルがヒットしたかどうかのデジタル的な電子雲イメージによって偏光方向を決定する。後者は電荷量を各ピクセルから個別に読み出して、電荷量の分布、すなわち電子のエネルギーデポジットの情報を含めた解析によって偏光方向を決定する。

この二つのシステムの性能評価のため、我々は二度にわたり高エネルギー加速器研究機構 放射光研究施設にて偏光ビーム実験を行なった。デジタル読み出しシステムを用いた場合には、偏光検出に成功したが、その性能は高くなかった。そこで、システムの改善をはかり、新たに開発したアナログ読み出しシステムで測定を行なったところ、偏光検出感度が向上していることがわかった。また、エネルギー、ガスによる感度の違いも評価し、その原因について議論し、今後の性能向上のための方針を示した。

謝辞

本論文を執筆するにあたり、多くの方々から多大なるご支援をいただきましたことを心より感謝いたします。

まず、小山勝二教授には研究全般にわたって御指導いただきました。豊富な経験に裏付けられた御言葉は説得力に満ち、研究者として、ひいては自然科学に携わる者としてあるべき姿を学びました。鶴剛助教授には実験に関わるさまざまな技術、知識、そしてアイディアを生み出す姿勢を学びました。スローペースの私には散々やきもきされたことと思いますが、最後の最後まで根気強く支えていただきました。松本浩典助手からは、論理的な態度で研究にのぞむことの重要さを学びました。発表の際に曖昧な部分があると、真っ先に指摘してくださるのが松本さんでした。片桐秀明さんには 2 年間、本当にお世話になりました。常に自分に厳しい姿勢は見習うべきところが数知れません。東工大の植野優さん、2005 年 2 月の KEK 実験直前にエンコーダーボードを滑り込みで動作させることができたのは、植野さんの力があったからこそです。早稲田大の永吉勉さん、おかげで μ-PIC が好きになりました。そして、2 度にわたって KEK 実験のお手伝いをしてくれた兵藤義明君、いろいろな面で助けられました。今年から、偏光 μ-PIC チームに加わった内山君、アナログ読み出し回路の較正お疲れ様でした。はじめて電子飛跡のアナログイメージを見たときは感動しました。KEK-PF ビームライン BL-15C 担当の平野 馨一様には、ビームの利用方法に関して的確なアドバイスをいただきました。ありがとうございました。その他、京都大学宇宙線研究室 X 線グループの皆様、そして γ 線グループの皆様、特に μ-PIC チームの皆様には本当にお世話になりました。ここに改めて感謝いたします。

関連図書

[1] 小山 勝二, X 線で探る宇宙, 培風館 (1992)

[2] K. Koyama et al., Evidence for Shock Acceleration of High-Energy Electrons in the Supernova Remnant SN 1006, Nature **378** (1995) 255

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

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

[5] H. Murakami, K. Koyama and Y. Maeda, Chandra Observations of Diffuse X-Rays from the Sagittarius B2 Cloud, ApJ **558** (2001) 687

[6] ハイトラー (沢田 克郎 訳), 輻射の量子論 (上), 吉岡書店 (1957)

[7] F.Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, CERN Report (1977)

[8] R. Novick, in: T. Gehrels(Ed.), Planets, stars and nebulae studied with photopolarimetry, The University of Arizona Press (1974) 262

[9] 福井 崇時, 粒子物理計測学入門, 共立出版株式会社 (1992)

[10] T. Nagayoshi, Ph.D. Thesis, Kyoto Univ. (2004)

[11] 高田 淳史, 修士論文, 京都大学 (2004)

[12] A. Ochi, et al., A new design of the gaseous imaging detector: Micro Pixel Chamber, NIM, **A471** (2001) 264

[13] 植野 優, 修士論文, 京都大学 (2002)

[14] M. Ueno, H. Kubo, K. Miuchi, T. Nagayoshi, R. Orito, A. Takada, A. Takeda, T. Tanimori and T. Tsuru, Application of micro-pixel chambers for X-ray polarimetry, NIM, **A525** (2004) 28

[15] O. Sasaki, Amplifier-Shaper-Discriminator ICs and ASD Boards

[16] R. Orito, et al., Development of an ASD IC for the Micro Pixel Chamber, IEEE Transactions on Nuclear Science, Volume 51, Issue 4, Part 1 (2004) 1337

[17] PF BL-15C 精密 X 線光学実験ステーション HP (担当 : 平野 馨一)
URL http://pfwww.kek.jp/hirano/15c.html