X線CCD検出器 — CCD-CREST(deep2)— の 性能評価と性能向上

辻本匡弘
京都大学大学院 理学研究科 物理学宇宙物理学専攻
物理学第二教室宇宙線研究室

平成12年2月1日

はじめに

宇宙観測の歴史は有史以前に遡るが、人類の宇宙に関する知識と理解は20世紀に入って飛躍的に進展した。その原動力となったのは、20世紀前半に始まった相対論、量子論に基づく新たな物理学と、後半に拓かれた可視光以外の電磁波の観測手段である。
観測技術の発達は特に目覚ましく、1940年代にK.Janskyにより宇宙への電波のチャンネルが開かれたのに続き、1960年代には、G.Leighton、R.Neugebauerらによる赤外線観測と、R.Giacconi、H.Gursky、F.Paolini、B.Rossiによる X 線観測が始まった。またSAS-2やCOS-Bなどの衛星を使った γ 線観測も軌道に乗り始めた。今や我々は、あらゆる電磁波長において宇宙を観測することができる。
ここで星を観測することを考えてみよう。星は高密度分子雲の中で生まれるが、これは分子輝線を電波帯域で観測することによりトレースできる。原始星段階になると、透過力の強い X 線や赤外線の観測が適している。次の主系列星の段階は、可視光により観測できる。そして、星の死後に残る縮退星や超新星残骸は、 X 線や電波観測によりその性質が明らかになる。このように、全ての電磁波長の観測を動員して初めて星の一生を完全に追うことが可能となるのである。他の天体を観測する場合も同様に、異なる電磁波長での観測は、同じ種の天体であっても我々に全く異なる情報を与える。
これら電磁波のうち、 X 線は γ 線と並んで、宇宙の最もエネルギーの高い活動を探るための手段である。超新星残骸、縮退星、宇宙 X 線背景放射、銀河団をうずめる高温プラズマ、そして活動銀河核の X 線観測は、ダイナミックに変化し続ける宇宙を我々に提示し、それまで人類が抱いていた静的な宇宙のイメージを根本から覆した。
21世紀を目前にして X 線観測は新たな時代を迎えようとしている。相次いで打ち上げられる Chandra、XMM そして AstroE の各 X 線衛星天文台は、それぞれ高空間分解能、大有効面積、高エネルギー分解能を誇り、 X 線観測技術の精緻を極めた検出器を搭載している。観測技術の面で X 線は、先行する可視光、電波観測技術に追いつこうとしている。

本修士論文で扱うCCD検出器は、現在、宇宙 X 線観測のための最も標準的な焦点面検出器であり、前述した3つの新衛星全てに搭載されている。我々はCCD検出器の新たな可能性を探るべく、「画素の小さい X 線CCDの開発研究」という戦略的基礎研究を推進している。ピクセルサイズの小さいCCD検出器開発の目的は、高い空間分解能および偏光 X 線の測定である。
今回我々は、我々が開発中の宇宙 X 線用CCD検出器—CCD-CREST(deep2)—

の性能評価と、それを用いた偏光 X 線の測定および偏光 X イベントの検出方法、および CCD の内部構造を評価する新たな試みについての研究を行った。
以下、第 1 章で宇宙 X 線の発生と検出方法について、第 2 章で CCD 検出器について概説した後、第 3 章で CCD-CREST(deep2) の性能評価と性能向上について記述する。第 4 章ではそれを踏まえて CCD による偏光 X 線の検出と偏光 X 線イベント解析法について、更に第 5 章では CCD の内部構造の新たな解析手段と CCD-CREST(deep2) への適用について述べる。

目 次

第 1 章　宇宙における X 線の発生とその検出　7
1.1　宇宙における X 線の発生機構 7
1.2　電磁波・荷電粒子と物質の相互作用 9
1.2.1　電磁波と物質の相互作用 9
1.2.2　荷電粒子と物質の相互作用 11
1.3　Ｘ線検出器と宇宙Ｘ線観測衛星 13
1.3.1　Propotional Counter (比例計数管) 13
1.3.2　Scintillation Counter (シンチレーション計数管) . 14
1.3.3　Micro Channel Plate(MCP) 15
1.3.4　Charge Coupled Device(CCD) 16
1.3.5　Caloriemeter 16
1.3.6　Superconductive Tunnel Junction(STJ) 16

第 2 章　CCD 検出器　21
2.1　半導体の動作 21
2.1.1　空乏層のできかた 21
2.1.2　バンドギャップのできかた 22
2.1.3　MOS 型半導体の構造 23
2.1.4　CCD 検出器によるエネルギー測定 24
2.2　CCD の動作方法 25
2.2.1　転送方式 25
2.2.2　駆動方式 27
2.2.3　照射方式 28
2.2.4　表面チャンネル型と埋め込みチャンネル型 30
2.3　CCD 検出器の性能 32
2.3.1　エネルギー分解能 32
2.3.2　量子効率 32
2.3.3　CTI/CTE 33
2.3.4　暗電流 33

第 3 章　CCD-CREST(deep2) の性能評価および性能向上　37
3.1　計測システムの概要 37
3.1.1　システム構成 37
3.1.2　CCD チップの詳細 40
3.2　CCD-CREST(deep2) の性能評価 43
3.2.1　データ解析の手順 43
3.2.2　エネルギー分解能、ゲイン、読みだしノイズの測定　43
3.2.3　暗電流特性と最適駆動温度の決定 43
3.2.4　CTI の測定 50
3.3　CCD-CREST(deep2) の性能向上 52
3.3.1　最適駆動電圧の決定 52
3.3.2　蓄積、転送時の電圧 55
3.3.3　X 線斜め入射実験 59
3.3.4　多重相関サンプリング 62

第 4 章　CCD による偏光 X 線測定と偏光 X 線イベント解析　65
4.1　グレード判定法とフィッティング法 65
4.1.1　グレード判定法 65
4.1.2　フィッティング法 66
4.2　偏光Ｘ線イベント検出への応用 69
4.2.1　CCD による偏光測定の原理 69
4.2.2　Ｘ線発生装置からの偏光Ｘ線の測定 71
4.2.3　偏光Ｘ線の測定とイベント解析 76

第 5 章　CCD の内部構造解析の新たな試み　83
5.1　β 線照射による空乏層厚の測定 83
5.1.1　C-J 法 83
5.1.2　絶対強度が既知のＸ線源を用いる方法 84
5.1.3　β 線照射による方法 84
5.2　フィッティング法による空乏領域、中性領域の測定 89
5.2.1　X 線吸収の深さと電子群の広がり 89
5.2.2　電子群の広がりと空乏領域、中性領域の長さ 92

第1章　宇宙におけるX線の発生とその検出

1.1　宇宙におけるX線の発生機構

今ではほぼあらゆる種族の天体から (冷えきった褐色矮星からさえも) X 線放射が観測されているが、どれ一つとして同じスペクトルを持つものはない。しかし、その多種多様な表現とは裏腹に、宇宙で X 線を発生するメカニズムはそれほど多いものではない。ここでは、我々が観測する宇宙 X 線の起源を、その発生メカニズムに分けて概説する。
まず、連続 X 線 (Continuum Emission) を発生する主要なメカニズムとして以下のようなものがある。

Thermal Bremsstrahlung (熱制動放射) 荷電粒子が加速度運動をすると、電磁波を放射する。これを Bremsstrahlung (制動放射) という。高温で密度の薄いプラズマ内では、熱運動する電子がイオンとの Cloulomb 相互作用で加速されるので、各電子が放出する Bremsstrahlung の重ね合わせが見られ、プラズマの温度が $\sim 10^6$ [K] 以上の時に X 線になる。これが Thermal Bremsstrahlung である。特性 X 線を伴うことが多く、超新星残骸や銀河団からの X 線に見られる。

Blackbody Radiation (黒体輻射) 熱平衡状態にある物質から放出される電磁波。若い中性子表面の温度は $\sim 10^6$ [K] で、黒体輻射のピークが X 線帯域にくる。また、ブラックホールの降着円盤は多温度の黒体輻射の重ね合わせでよく説明できる。

Synchrotron Radiation 荷電粒子が磁場に垂直な平面を回転運動する際に発する X 線。強磁場をもつパルサーからの X 線などに見られ、偏光で特徴づけられる。

Inverse Compton Radiation 磁場などで高速に加速された電子が、波長の長い photon に衝突してエネルギーを与え、X 線に変える。

これに加えて、特性 X 線 (Line Emission) が以下のようなメカニズムで放出される。

- 軌道電子の遷移に伴う特性 X 線
- 電子、陽電子対消滅の際に生じる 511 [keV] の特性 X 線

これら特性 X 線の強度やエネルギーからは、イオンの温度やプラズマ運動の視線速度、電離度などを知ることができる。

1.2 電磁波・荷電粒子と物質の相互作用

1.2.1 電磁波と物質の相互作用

前節で概観したような過程で発生した宇宙 X 線を捕らえるために、我々は検出器を使って X 線を測定しなければならない。“検出” とは、X 線を物質と相互作用させて電気信号に変える、という作業である。そこで、X 線帯域の電磁波と物質との相互作用を列記する。

光電吸収 軌道電子が入射電磁波のエネルギーをすべて吸収し、原子核の持つ Coulomb 場の束縛の外へ飛び出す過程。光電吸収は

- 電子の束縛エネルギー が高いほど光電吸収断面積が大きいので、内殻電子が選択的に放出される。
- 入射電磁波のエネルギーを $h\nu$、軌道電子の束縛エネルギーを I とすると、X 線入射によって軌道からはじき出された電子 (光電子) は $h\nu - I$ だけの余分なエネルギーを持つ。
- 入射 X 線のエネルギー が束縛エネルギー とほぼ同じ (入射エネルギー は束縛エネルギー より大きい必要はあるが) 場合に顕著な相互作用である。
- 物質の原子番号 Z に対し、光電吸収断面積 σ_{ph} は

$$\sigma_{ph} \propto Z^{4\sim5} \tag{1.1}$$

の依存性を持つ。また、内殻電子に優先的に作用するため、物質の態 (気体、液体、固体) にほとんどよらない。

- 入射 X 線のエネルギー $h\nu$ に対しては、

$$\sigma_{ph} \propto (h\nu)^{-3.5} \tag{1.2}$$

の依存性を持つ。

などの特徴を持つ。また、光電効果により生じた空軌道に外殻から電子が落ち込むが、この時に発生する余分なエネルギー は、特性 X 線の放射か、別の軌道電子の電離 (この結果生じた電子を Auger 電子と言う) に使われる。

Compton 散乱 入射電磁波が軌道電子と弾性衝突して、そのエネルギーの一部を電子に渡す過程。この時生じる自由電子を Compton 電子と呼ぶ。波長 λ の入射電磁波が散乱角 θ で散乱されたときの散乱電磁波の波長を λ' とすると、

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c}(1 - \cos\theta) \tag{1.3}$$

の関係がある。またこの時、電子が入射電磁波から受けとるエネルギー E は、

$$E = h\nu \frac{\alpha(1-\cos\theta)}{1+\alpha(1-\cos\theta)} \ (where\ \alpha = \frac{h\nu}{m_e c^2}) \tag{1.4}$$

と表される。Compton 散乱は

- 物質の原子番号 Z に対し、Compton 散乱断面積 σ_{cs} は

$$\sigma_{cs} \propto Z^1 \tag{1.5}$$

  の依存性を持つ。

- 入射 X 線のエネルギー $h\nu$ に対しては、$0.1 < h\nu < 10$ MeV の間で σ_{cs} はほとんど変化しない。

$$\sigma_{cs} \propto (h\nu)^0 \tag{1.6}$$

  などの特徴を持つ。

電子・陽電子対生成　電磁波が原子核あるいは軌道電子近傍の Coulomb 場の作用を受けて消滅し、電子、陽電子を 1 つずつ生成する過程。電子、陽電子の静止質量エネルギーは 511[keV] なので、電子対生成が生じるためには、入射電磁波のエネルギーは 1.022 [MeV] 以上でなくてはならない。

これら 3 種類の相互作用は、入射電磁波のエネルギーと相互作用する原子の原子番号に応じて反応の起こりやすさが異なる。図 1.1 は、原子番号 Z の物質にエネルギー $h\nu$[MeV] の電磁波が入射したときに主に生じる相互作用を示したものである。この図から、入射電磁波が X 線エネルギー領域 (~ 10[keV]) にある場合、殆どの原子に対して主に効く相互作用は光電効果であることが分かる。

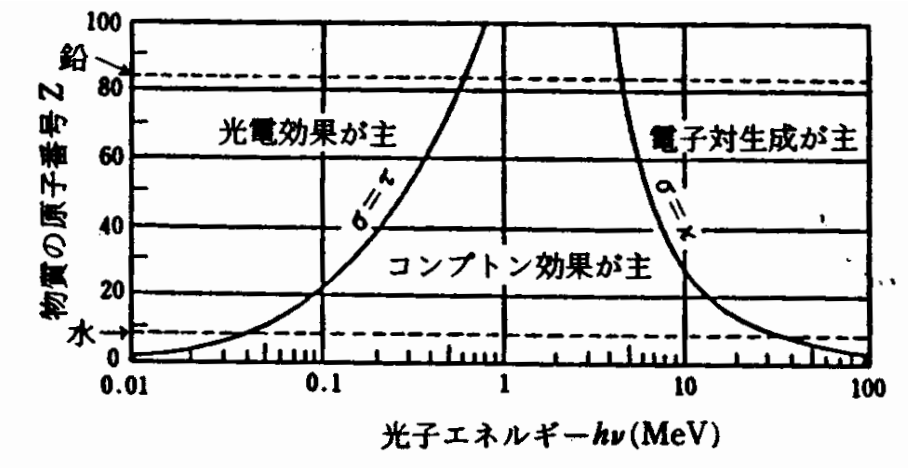


図 1.1: 電磁波と物質の相互作用: 原子番号 Z の物質に入射エネルギー $h\nu$ [MeV] の電磁波が入射したとき、主に効く素過程の種類を表す ([13])。

従って、X線には後述するようにさまざまな検出器があるが、それらのほとんどが光電効果を利用している。更に、光電効果によって生じる光電子を収集して入射X線のエネルギーを測定するものが多い。

エネルギーが高くなって γ 線帯域になると Compton 効果や電子・陽電子対生成を利用した検出器 (CGRO/COMPTEL、CGRO/EGRET) などもある。

1.2.2 荷電粒子と物質の相互作用

一方、荷電粒子と物質の相互作用は、電荷を持たない光子の場合とは異なる。本論文第 5 章において、X 線検出器に電子線を照射する実験を行うので、あらかじめ荷電粒子と物質の相互作用についてもまとめておく。

電離・励起 入射荷電粒子が軌道電子に Coulomb 相互作用を介してエネルギーを与え、原子を励起、電離する過程。

制動放射 入射荷電粒子が原子核や軌道電子の Coulomb 場で加速度を受け、そのために電磁波を放出してエネルギーを失う過程。相互作用する物質の原子番号が大きいほど、また入射荷電粒子のエネルギーが大きいほど生じやすい。

一般に、入射荷電粒子の質量を mc^2[MeV] 、エネルギーを E [MeV] とすると、$E < 1600mc^2$ の時には電離、励起が、$E > 1600mc^2$ の時には制動

放射が主に効く。電子が入射する場合は、入射エネルギーが $\sim$800[MeV] において電離・励起の効果と制動放射の効果が逆転する。
Ｘ線検出器は電磁波を捕らえるものであるが、宇宙空間に存在する荷電粒子の影響を考える際には、荷電粒子と物質の相互作用を考慮する必要がある。

1.3 X線検出器と宇宙X線観測衛星

現在、医療、工学を始めとする各方面でさまざまなX線検出器が利用されているが、宇宙環境（＝衛星）で用いるためには、

- 宇宙空間に存在する放射線に対して耐性を持つ
- 打ち上げ時の振動に対して十分頑丈である
- リモートオペレーションで長期間の運用が可能である
- X線イベント数が非常に少ないので、極めて高い検出効率が必要である

等の、検出器として極限的な要求を満たす必要がある。さらに、天体観測の目的に用いるため、優れた時間、位置およびエネルギー分解能、そして幅広いエネルギー感受域なども求められる。
本節では、現在までにX線観測衛星で搭載されたことのあるX線検出器を概観した上で、その中でCCD検出器の持つ意義を述べることにする。

1.3.1 Propotional Counter（比例計数管）

容器にPRガス（ArとCH_4など）を封入して、その中を通過するX線が光電吸収を受ける際に生じる電子、イオン対を芯線で集めて計測する。容器内には図1.2に示すように、芯線をz軸にするとradial方向に電場がかかっているので、光電吸収により発生した電子は加速されて別の原子を電離し、信号が増幅される。比例計数管では、入射X線のエネルギーと発生する電子の数が比例する程度の電圧をanodeとcathodeの間に印加して、エネルギー分解を実現している。なお印加電圧を更に上げると、発生する電子、イオン対の数が増えるが、この時に発生したイオンにより芯線全体が鞘のように覆われて容器内の電場が下がり、出力信号が入射X線のエネルギーとは無関係になる。ＧＭ計数管はこれを利用している。ROSAT/PSPCでは芯線を複数個つけて空間分解能も持たせた比例計数管が採用された。

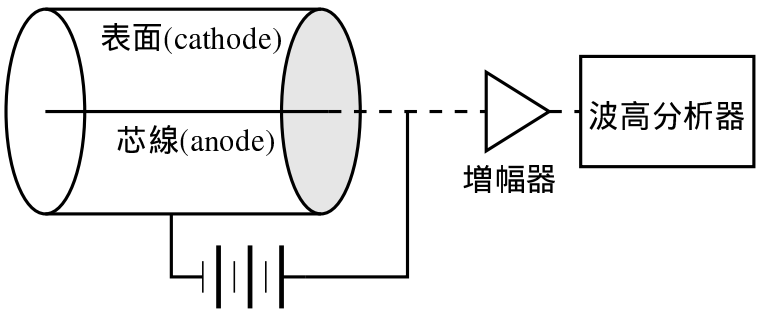


図 1.2: 比例計数管の原理

1.3.2 Scintillation Counter (シンチレーション計数管)

NaI や CsI、$Bi_4Ge_3O_{12}$ などの結晶 (シンチレータ) に X 線が入射すると、光電効果や Compton 効果によって電子を発生する。発生した電子は他の原子を電離、励起するが、これらが基底状態に落ち着く過程で発生するシンチレーション光を光電子増倍管で捕らえる。シンチレータの表面金属は荷電粒子によるイベントを除くため、そしてシンチレータに少量添加される Tl は、吸収されたエネルギーが光として放出されやすくするためである。シンチレーション光の減衰時間が短いので、X 線観測に重要な時間分解能がよい。また一般に原子番号 Z が大きいため、hard X-ray の検出に向いている。AstroE/HXD(phoswich) などで採用されている。

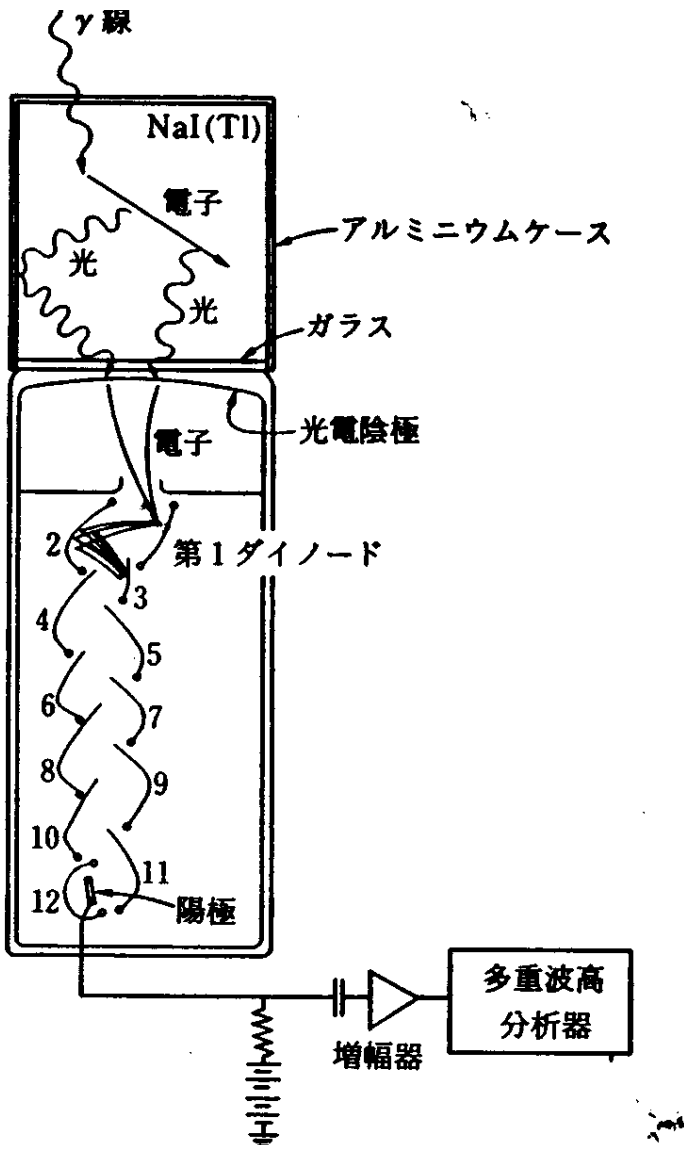


図 1.3: シンチレーション計数管の原理: シンチレータに NaI を用いたもの ([13])。

1.3.3 Micro Channel Plate(MCP)

入射X線によって発生する光電子を多数個束ねた光電子増倍管で検出する。エネルギー分解はできないが、空間分解能や時間分解能は非常によい。ROSAT/HRI, Chandra/HRC など、高空間分解能ミッションで採用されている。

1.3.4 Charge Coupled Device(CCD)

半導体検出器をマトリックス状に並べて位置分解能を持たせた検出器。半導体物質として主に Si が使われる。低エネルギー側の感度がよい MOS 型や、高エネルギー側に感度のよい PN 型 がある。Photon counting type CCD としはて ASCA/SIS で初めて採用され、Chandra/ACIS、XMM/EPIC、XMM/RGS[1]、AstroE/XIS など幅広く使用されている。

1.3.5 Caloriemeter

入射Ｘ線を吸収体に吸収させて、吸収体の温度上昇を測定することによりＸ線のエネルギーを測定する。エネルギー分解能は、Ｘ線によって励起された phonon 数のゆらぎで決まる。phonon の励起エネルギーは非常に小さいため、~ 10[eV] のエネルギー分解能が達成できる。また時間分解能は、吸収体と熱浴を熱的に接続する物質の熱伝導度と吸収体の熱容量で決まる。
AstroE/XRS で初めてＸ線観測衛星に搭載されるが、吸収体として、HgTe が採用されている。また、calorimeter の一種として、超伝導体から常伝導体に移る際に $\alpha = |d\log R/d\log T|$(電気抵抗 R の温度 T 依存性) が非常に大きくなることを利用した Transition Edge Sensor(TES) も注目を集めている。TES では ~ 1[eV] のエネルギー分解能が達成できる。

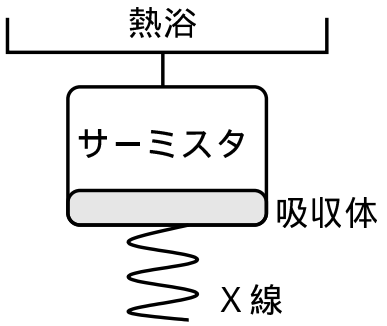


図 1.4: カロリーメータの原理

1.3.6 Superconductive Tunnel Junction(STJ)

現在開発段階にある検出器。薄い絶縁体の両側を Nb、Ta、Al などの超伝導体で挟み、一方からＸ線を入射する。この時、入射Ｘ線のエネルギー

[1]グレーティングで分光した X 線を CCD で検出する分散系の検出器である

に比例した数のクーパー対が 2 つの自由電子に分解され、これが絶縁体をトンネル効果ですり抜けて他方の超伝導体に移動する。この時生じた電子の数を計測して分光する。電子が伝導体に上がるエネルギーが半導体検出器よりも小さいため、その分エネルギー分解能がよくなる。理論的には ~ 1[eV] の分解能が達成できるとされる。

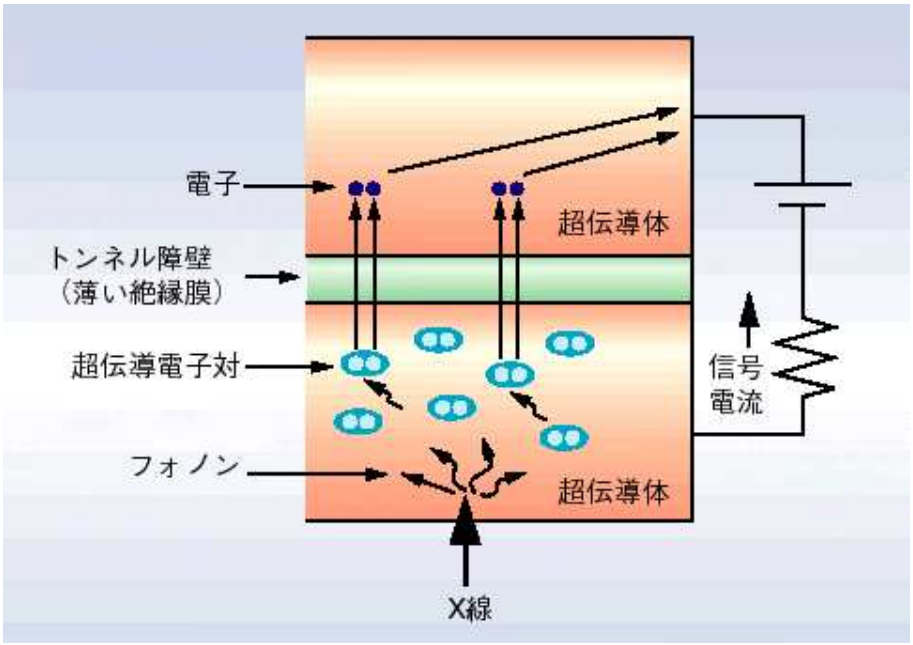


図 1.5: STJ の原理: 日本原子力研究所 1995 年度の研究活動 <http://inisjp.tokai.jaeri.go.jp> より

これらの検出器の中で CCD 検出器は

- 優れたエネルギー分解能 (~ 100[eV])
- 優れた位置分解能 ($\sim 10''$)
- 高い検出効率

などの長所を持つ、いわばオールマイティ型の検出器と言える。CCD 検出器が初めて宇宙X線観測衛星 ASCA/SIS に搭載され、その性能を発揮して以来、Chandra、XMM、AstroE の焦点面検出器に次々と採用された実績は、CCD 検出器の有用性を実証するものである。一方、短所としては

- 熱雑音を抑えるため-100 ℃程度に冷却して用いなければならない

表 1.1: X線、γ 線観測衛星に搭載された検出器とその性能

衛星	検出器	原理	空間分解能	エネルギー分解能	エネルギー帯域
				E/ΔE	keV
ROSAT	PSPC	PC	30″	2.3@1[keV]	0.2–2
	HRI	MCP	4″	none	0.2–2
BeppoSAX	MECS	GSC	5′	12@6[keV]	1.0–10
	LECS	GSC	1′	12@6[keV]	0.1–10
	PDS	GSC	(1.5°)‡	6@60[keV]	15–200
	HPGSPC	GSC	(1.0°)‡	280@60[keV]	3–120
XMM	EPIC(pn)	CCD	6″	18@1[keV]	0.1–15
	EPIC(MOS)	CCD	6″	15@1[keV]	0.1–15
	RGS	CCD†	none	312@1[keV]	0.35–2.5
XTE	HEXTE	SSC	(1°)‡	6@60[keV]	15–250
	PCA	PC	(1°)‡	6@6[keV]	2–60
	ASM	PC	(0.1°)‡	none	2–10
Chandra	HRC-I	MCP	0.5″	1@1[keV]	0.1–10
	HRC-S	MCP†	0.5″	800@1[keV]	0.8–6
	ACIS-I	CCD	0.5″	50@6[keV]	0.5–10
	ACIS-S	CCD†	0.5″	1000@1[keV]	0.3–10
ASCA	SIS	CCD	30″	50 @6[keV]	0.4–10
	GIS	GSC	1′	12 @6[keV]	0.7–12
AstroE	XRS	CM	none	500@5.9[keV]	0.5–10
	XIS	CCD	1.5′	50@5.9[keV]	0.2–12
	HXD	SSC	none	10@662[keV]	10–700

†: 分散系の検出器
‡: 空間分解能はなく、視野の大きさを表す
PC : Propotional Counter
LSC : Liquid Scintillation Counter
SSC : Solid-state Scintillation Counter
GSC : Gas Scintillation Counter
CCD : Charge Coupled Device
MCP : Micro Channel Plate
CM : Caloriemeter

- 読み出しに時間がかかるので時間分解能はあまりよくない
- 宇宙空間の荷電粒子の影響で徐々に性能が劣化する
- デジタル的なデータ処理が非常に複雑

などがある。
TES や STJ 等は CCD 検出器よりも更に 1 桁から 2 桁エネルギー分解能が良いが、CCD で行っているような電荷転送ができないため、すべての素子に読み出し回路を設置しなければならず、これが素子数の制限すなわち位置分解能の劣化につながっている。従ってそれなりのエネルギー分解能を有しながら、かつ撮像もできる CCD の重要性は今後も変わらない。
宇宙X線用 CCD 検出器の今後の開発は

ピクセルの小さくする 空間分解能を上げ、X線偏光測定を可能にするため

空乏層を厚くする 検出効率を上げるため

読みだし速度を速くする ピクセル数の増大に対応し、時間分解能をよくするため。

の方向に進んでいくことになるだろう。

第2章　CCD検出器

2.1　半導体の動作

2.1.1　空乏層のできかた

半導体にアクセプタ原子をドープしたp型半導体と、ドナー原子をドープしたn型半導体を適当に接合する。この時、接合面のn型側での電子の密度がp型側での電子の密度に比べて非常に大きいため、濃度勾配により電子がp型側へと移動する。同様に正孔はn型側へと移動する。接合する前のp型およびn型半導体は、アクセプタイオンと正孔、ドナーイオンと電子の数がつりあっているため電気的に中性であるが、接合後に電子、正孔が相手側の領域に移動することにより、n型側は電子が減って正に、p型側は正孔が減って負に帯電することになる。この際、アクセプタイオンおよびドナーイオンは結晶格子に組み込まれているため、電子や正孔のように動き回れないことに留意されたい。このようにして、n型側からp型側に向かって電位勾配が形成される。この電位勾配によるドリフト電流と、濃度勾配による拡散電流が釣り合うところで、電子、正孔の移動は平衡に達する。この時接合面の両側に、正孔、電子の密度がともに非常に低い領域が出現する。これが空乏層である（図2.1）。
更に外部から電圧を加えることにより、空乏層の幅を変えることができる。逆バイアスの電圧をかけると空乏層が厚くなり、順バイアスの電圧をかけると空乏層が薄くなる。アクセプタ不純物、ドナー不純物の一方を他方より多くドープする“片側階段接合”では、外部から印加する電圧Vと空乏層の厚さWに

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon(V_{bi} - V)}{qN_B}} \tag{2.1}$$

という関係が成り立つ。ここでV_{bi}は、p型とn型領域の間にあるbias電圧、N_Bはアクセプタ不純物、ドナー不純物のうち少量の不純物の個数密度である。

表 2.1: p 型半導体と n 型半導体

半導体の型	不純物		多数キャリア
p 型	Al, Ge	アクセプタ原子	正孔
n 型	P, As	ドナー原子	電子

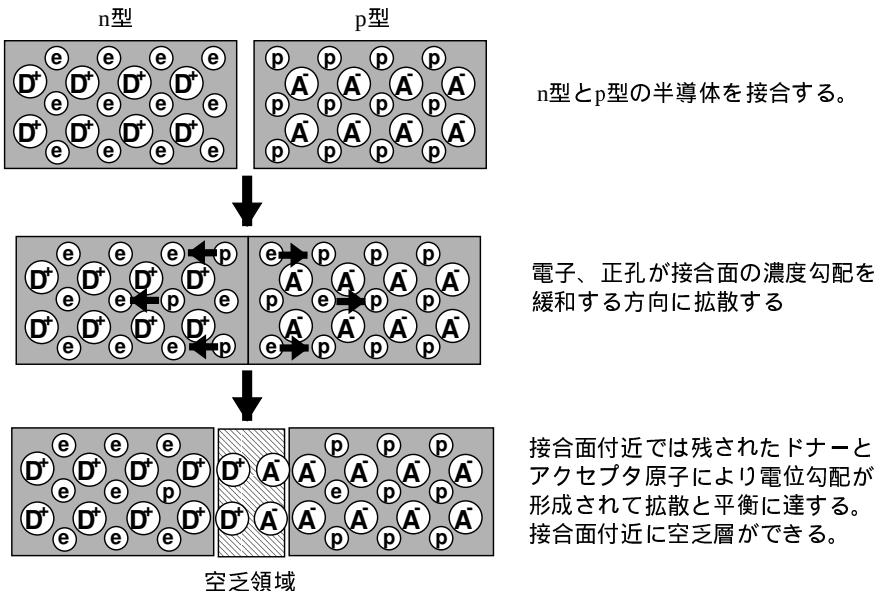


図 2.1: 空乏層のできかた

2.1.2 バンドギャップのできかた

1 つの原子の回りにある軌道電子の取り得るエネルギー準位は量子化されているが、原子が結晶構造をなすと近似的に連続的なエネルギー準位 (バンド) を持つことになる。半導体ではこの時、電子が原子に強く束縛された価電子帯 (valence band) と自由電子的な振る舞いをする伝導帯 (conduction band) と呼ばれる 2 つのバンドが形成される。p-n 接合半導体では、前述したように空乏領域で電場の勾配があるため、エネルギー準位は図 2.2 に示すような形になる。

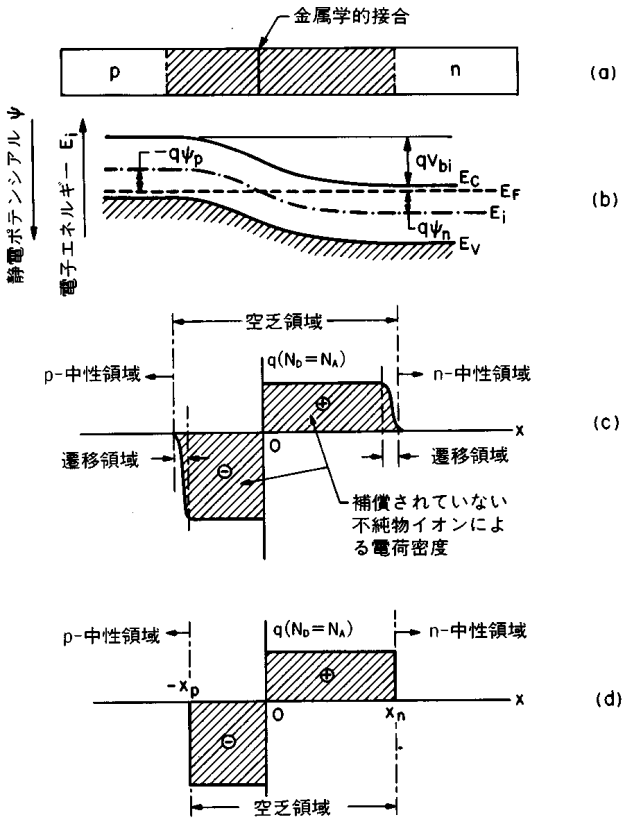


図 2.2: 半導体の電位構造 ([12])

2.1.3 MOS 型半導体の構造

MOS 型半導体とは、表面から電極金属 (Metal)、絶縁体酸化物 (Oxside)、半導体 (Semi Conductor) の順で構成されることからつけられた名前である。断面図を、図 2.3 に示す。

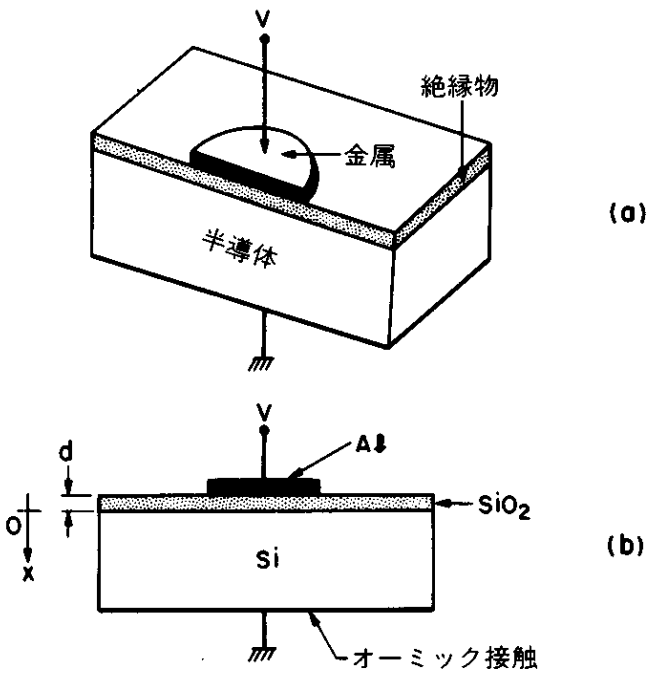


図 2.3: MOS 型半導体の断面図 ([12])

2.1.4　CCD 検出器によるエネルギー測定

空乏層内でＸ線が光電吸収を受けると、価電子帯にある電子にエネルギーが与えられる。これが両バンド間のギャップに相当するエネルギーを越えると、その電子は伝導帯に移って自由電子となるとともに正孔も形成される。入射Ｘ線のエネルギーは最終的に軌道電子の電離エネルギーに転化されるので、空乏層内では入射Ｘ線のエネルギーに比例した数の電子、正孔対が形成されることになる。

形成された電子および正孔は、空乏層内の電場に従ってそれぞれ反対方向ドリフト運動をする。CCD 検出器ではこのうち生成された電子を正電極側に集めてその数を読み取り、入射Ｘ線のエネルギーを測定する。Ｘ線入射でできた電子群がドリフト運動で電極に達するまでに、電子の分布は拡散するため、CCD 表面では電子の分布は広がったものになる。

2.2 CCD の動作方法

CCD には用途に応じてさまざまな動作方法がある。ここでは、本論文の CCD-CREST の性能評価に関係する、転送方式、駆動方式、照射方式、チャンネル型について概観する。

2.2.1 転送方式

CCD では、各ピクセルに蓄えられた電荷を順に隣のピクセルへと転送し、1 ピクセルずつ電荷量を読み出す。実用に供せられている転送方式としては、Full Frame Transfer 方式、Frame Transfer 方式、Interline Transfer 方式の 3 種類がある。

Full Frame Transfer 方式 電荷の転送は以下のように行われる (図 2.4)。

1. まず、パラレルレジスタにある電荷を 1 列下のピクセルへ一斉に転送 (縦転送) する。この時、パラレルレジスタ最下段の電荷は、シリアルレジスタに移動する。
2. 次に、シリアルレジスタにある電荷を 1 ピクセルずつ読み出し口へと転送 (横転送) する。
3. シリアルレジスタにある電荷を転送し終わったら、1. のステップに戻り、これを繰り返す。

N pixel × N pixel のサイズを持つ CCD 検出器全面を読み出す場合は、(1 回の縦転送→ N 回の横転送) を N 回繰り返すことになる。この時、縦転送の N 回に対して横転送は N^2 回行うため、読みだしは横転送にかかる時間が支配的になる。
この転送方式は、後 2 者とは異なり撮像領域と蓄積領域の区別を持たないので、読みだしに伴う撮像時間のデッドタイムが大きい (読み出し中に撮像を行うことはできない) のが欠点である。

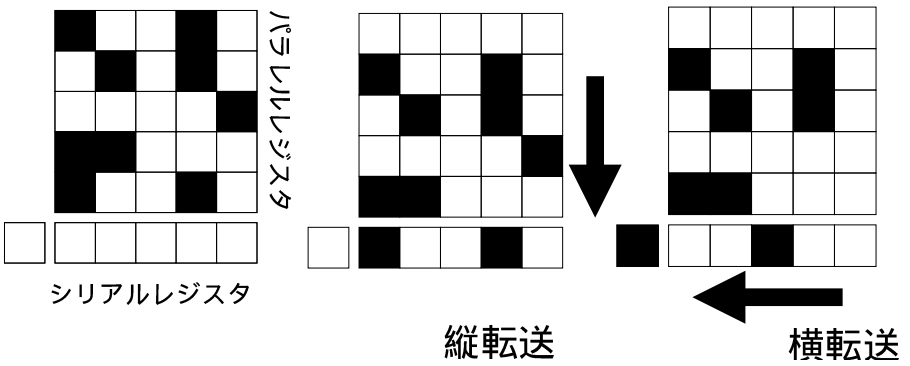


図 2.4: Full Frame Transfer 型転送方式

Frame Transfer 方式 Full Frame Transfer 型の転送方式の欠点を補うため、CCD を撮像領域と蓄積領域に分けたもの (図 2.5)。撮像領域に蓄えられた電荷は、まず同じピクセル数を持った蓄積領域にすべて退避される。その後の読みだし順序は Full Frame Transfer 型と同じである。蓄積領域の電荷を読み出している間も撮像ができるので、デッドタイムを抑えることができる。

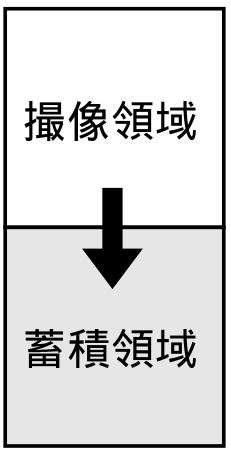


図 2.5: Frame Transfer 型転送方式

Interline Transfer 方式 Frmae Tranfer 方式と同じく、読み出しに伴う露光のデッドタイムを押さえるため撮像領域と蓄積領域を別々に持つ方式。撮像領域と蓄積領域は、図 2.6 に示すとおり 1 列ずつ交互に配置され、撮像領域に蓄えられた電荷はまず隣の蓄積領域に転送される。デッドタイムをもっとも短くできる反面、有効受光面積が

小さくなるという欠点もある。フラックスが非常に弱い宇宙 X 線観測では、有効受光面積を広く取ることが不可欠なので、天体観測用には用いられていない。

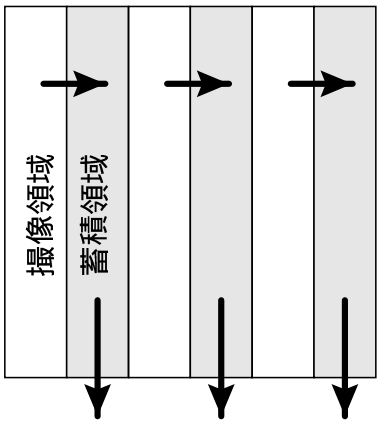


図 2.6: Interline Transfer 型転送方式

2.2.2 駆動方式

次に、電荷を 1 ピクセルずつ隣のピクセルへ移動する際の電極電圧のかけ方 (駆動方式) について述べる。電荷の転送は、電荷を転送したい方向に対して電圧の勾配を作ることで実現されるが、電圧の勾配を作るには

- 1 つのピクセルに複数の電極をつけ、それぞれの電極に異なる値の電圧を加えて電圧勾配を作る。
- 電極下に不純物を空間勾配をもたせてドープし、それにより電圧の勾配を作る。

の 2 通りある。実際にはこれらのうち一方、あるいは両方の組み合わせで駆動方式が構成される。

2 相方式　1 つのピクセルに 2 つの電極をつける。一方の電圧を高レベル→低レベル→高レベル→... と交互に変化させ、もう一方の電極電圧を低レベル→高レベル→低レベル→... と変化させる (図 2.7)。更に電極の下に不純物をドープして、電荷が一定の方向に転送されるようになっている。 3 相方式などと比べて単純なクロック信号で駆動できるが、転送方向は 1 方向に固定される。

3 相方式　1 つのピクセルに 3 つの電極をつける。電荷が一方向に転送されるよう、図 2.8 に示すようなタイミングで電圧をかける。この方

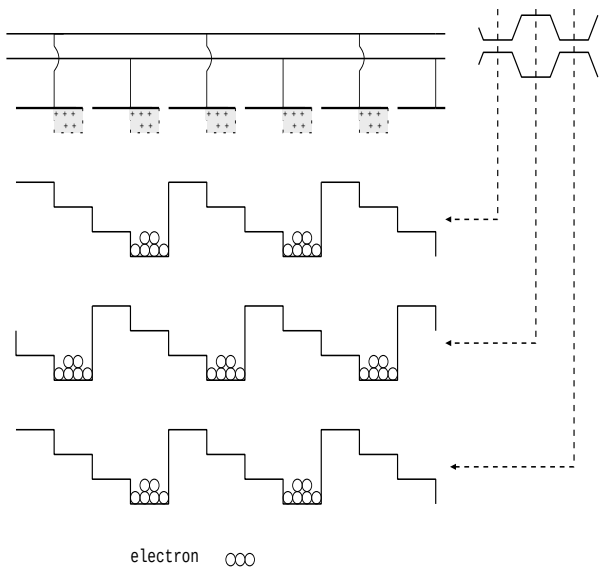


図 2.7: 2 相方式のクロック ([4])

法では不純物をドープする必要がないため、電極にかける電圧のクロックを変えることにより、どちら向きにも電荷を転送できる。AstroE/XIS や XMM/EPIC-MOS ではこの方式が採られている。

単相方式 入射 X 線は電極を構成する金属によって吸収される。特にエネルギーの低い X 線は、電極金属による吸収の影響が大きいため、電極の覆う面積をできるだけ小さくすることが望ましい。この転送方式では電極を 1 つだけにして電圧勾配を不純物のドープのみにより作成し、電極による吸収をなくしている。

2.2.3　照射方式

CCD に X 線を照射する方向にも違いがある。CCD の表面から照射する場合と背面から照射する場合である。

前面照射型 電極のある側の面から絶縁層を通して X 線を照射する。この場合、

- 電極で X 線が吸収されるとイベントとして検出されないため検出効率が下がる。特に soft X 線での影響が顕著。
- 絶縁層を構成する物質の平均電離エネルギーは空乏層を構成する物質と平均電離エネルギーが異なるため、絶縁層で X 線が吸

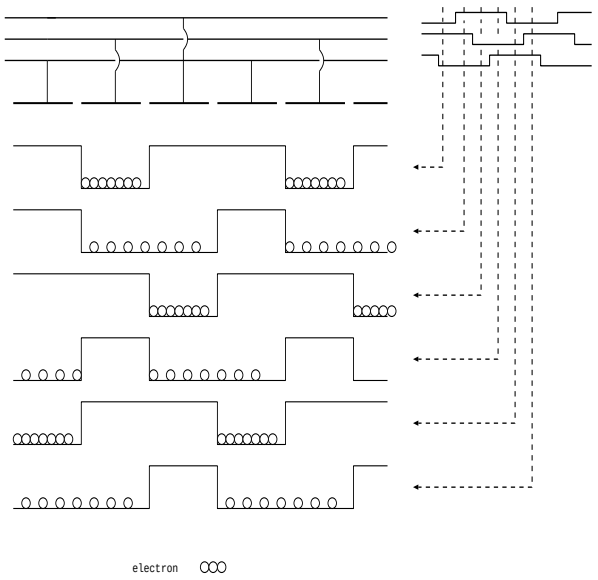


図 2.8: 3 相方式のクロック ([4])

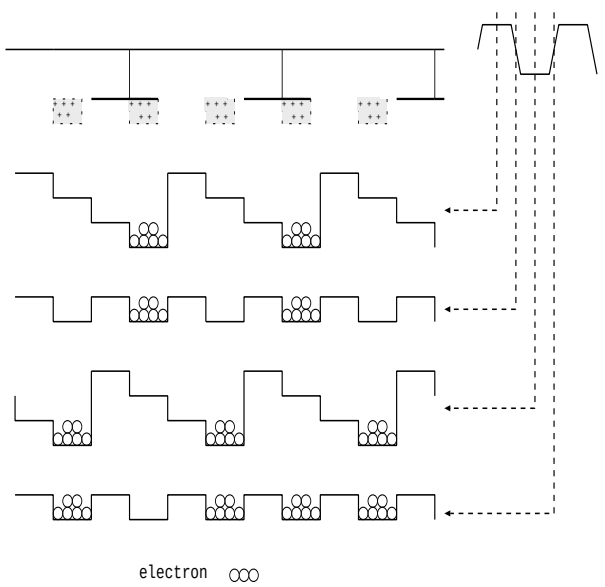


図 2.9: 単相方式のクロック ([4])

収された場合は入射 X 線のエネルギーを正しく見積もることができない。

の難点がある。

背面照射型 電極金属や絶縁層における X 線の吸収を抑えるため、電極のある側と反対の面から X 線を入射する。但し substrate を削る必要があることなど、加工は簡単ではない。

ASCA/SIS、AstroE/XIS などでは前面照射型 CCD が用いられるが、Chandra/ACIS では、前面照射型、背面照射型の 2 つの方式の CCD 検出器が搭載されている。

2.2.4　表面チャンネル型と埋め込みチャンネル型

電荷転送を行うためのポテンシャル井戸の場所による違いもある。

表面チャンネル型 (**surface channel type CCD**) 表面から電極、絶縁体、p 型半導体の順で構成された CCD ポテンシャル井戸は絶縁体表面に形成されるため、界面リーク電流の影響を受けやすい。

埋め込みチャンネル型 (**buried channel type CCD**) 表面チャンネル型 CCD の欠点を補うために、絶縁体と p 型半導体の間に薄く n 型半導体を挟んだもの。これにより、ポテンシャル井戸は界面から少し離れた場所に形成されることになる。

このように CCD 検出器と一口に言っても、用途や目的に応じて様々なタイプが考案され、製造されている。今回実験でもちいた CCD-CREST(deep2) は、Frame Transfer 型、 2 相駆動方式、前面照射型、埋め込みチャンネル型である。

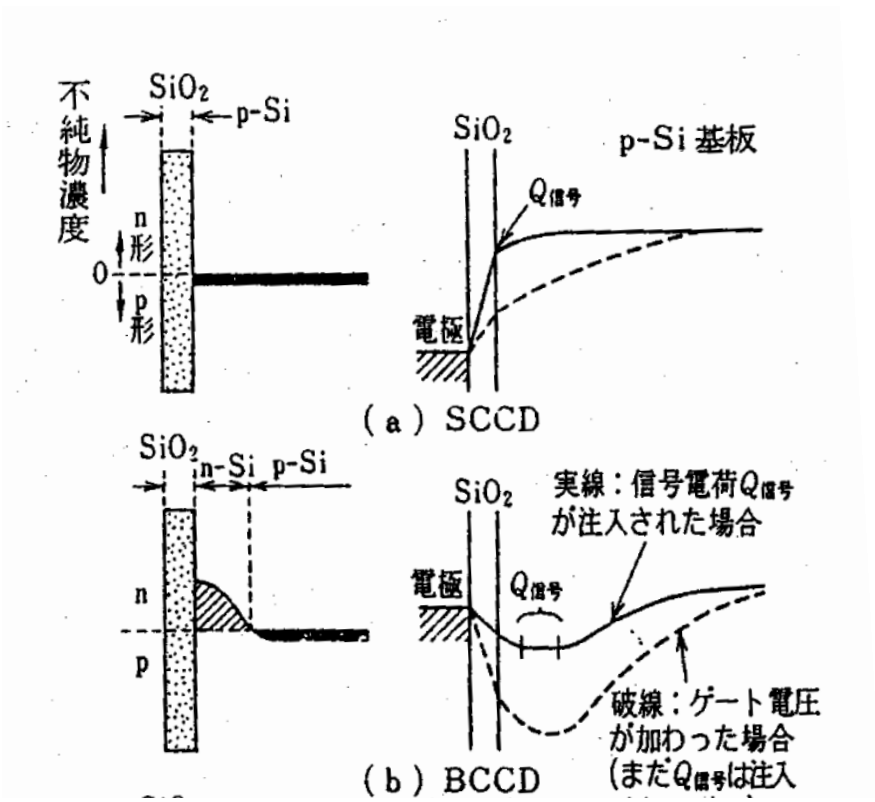


図 2.10: 表面チャンネル型 CCD(SCCD) と埋め込みチャンネル型 CCD(BCCD) の構造

2.3　CCD 検出器の性能

2.3.1　エネルギー分解能

CCD 検出器のエネルギー分解能は以下のようにして決定される。
半導体を構成する物質の平均電離エネルギーを W[eV] とすると、E[eV] のエネルギーを持ったＸ線が入射した時、光電吸収により発生する 1 次電子の電離損失により最終的に平均 $n = \frac{E}{W}$ 個の 2 次電子が生成されることになる。この過程は確率過程であるので、生成される 2 次電子の数には $(\Delta n)^2 = f\frac{1}{n}$ だけのゆらぎがある。ここで、f は Fano 因子と呼ばれ、Poisson 過程で規格化した時の係数である。読み出しに伴うノイズを N とすると、生成される電子の数のゆらぎ (標準偏差) は $\sqrt{N^2 + f\frac{E}{W}}$ であり、従ってエネルギー分解能は FWHM にして

$$\sqrt{8\log 2} \times W\sqrt{N^2 + f\frac{E}{W}}\ [\mathrm{eV}] \tag{2.2}$$

だけの不定性を持つことになる。
平均電離エネルギーが小さく、Fano 因子が小さい半導体が高いエネルギー分解能を得るには有利である。Si の場合、Fano 因子 $f = 0.12$、平均電離エネルギー 3.65[eV] なので、読み出しに伴うノイズがない理想的な場合、5.9 [keV] のＸ線に対して、

$$3.65\sqrt{0.12 \times \frac{5.9 \times 10^3}{3.65}} = 119.7\ [\mathrm{eV}] \tag{2.3}$$

だけのエネルギー分解能を持つ。エネルギー分解能をこの理論的な極限まで向上するためには、読み出しノイズをいかに小さくできるかにのみにかかっている。

2.3.2　量子効率

量子効率とは、入射したＸ線のうちどの程度が光電吸収されたかを表す指標である。光電吸収によるＸ線の平均自由行程を l[cm] とすると、空乏層表面から x[cm] の深さにおけるＸ線の強度は $I(x) = I(0)e^{-x/l}$ で表される。空乏層の厚みを D [cm] とすると、空乏層内で吸収されるＸ線の強度 $I_{absorbed}$ は、

$$I_{absorbed} = I(0)\{1 - e^{-D/l}\} \tag{2.4}$$

であり、量子効率 (Q.E.) は

$$Q.E. = \frac{I_{absorbed}}{I(0)} = 1 - e^{(-D/l)} \tag{2.5}$$

と計算できる。例えば、5.9[keV] のX線の平均自由行程は 29.3 [μm] なので、30 [μm] の空乏層厚を持つ CCD の場合、入射X線の $1 - e^{-30/29.3} = 0.64$ が吸収されることになる。実際にはこれに加えて、電極金属による吸収なども考慮しなくてはいけない。高エネルギー側で量子効率を高めるには、CCD の空乏層をできるだけ厚くすることにかかっている。

2.3.3 CTI/CTE

電荷が 1 ピクセルずつ転送されているときに、その一部が転送されずに取り残される場合がある。ピクセル 1 個分転送したときに全体の e だけの電荷が取り残されるとすると、最初の電子数 N 個は n ピクセルの転送の後に $N(1-e)^n \sim N(1-ne)$ 個に減じている。この時、e を Charge Transfer Inefficiency (CTI) と呼び、また $1-e$ を Charge Transfer Efficiency (CTE) と呼ぶ。この転送の取りこぼしの主な原因は、不純物や格子欠陥により作られた半導体内のトラップ準位に電荷が捕まってしまうことである。

2.3.4 暗電流

CCD ではX線が照射して発生する電荷以外の過程でも電荷が発生する。これらはX線照射による電荷を計測する場合ノイズ源となる。以下に主なノイズ電荷の発生過程とその対策法を述べる。

空乏層内での生成電流 熱励起により半導体内の電子や正孔がエネルギー準位間を移行する過程には 2 種類ある。価電子帯と伝導帯間を直接移行する直接生成・再結合と、生成・再結合中心 (禁制帯内に存在するトラップ) を介して移行する間接生成・再結合である (図 2.11)。Si のような間接バンドギャップ半導体 (伝導体と価電子帯の間の移行に格子との相互作用が必要) では、間接生成・再結合過程が、生成・再結合過程の主要な過程になる。

このように外部からのエネルギー付与がなくても、空乏層内の熱励起によりキャリアが生成されて流れる電流を生成電流と呼ぶ。電子・正孔対の生成時間を τ_g と真性半導体の個数密度 n_i、および空乏層厚 W を使って、生成電流の電流密度 J_{gen} は

$$J_{gen} = \frac{qn_iW}{\tau_g} \tag{2.6}$$

と表すことができる。

生成電流は熱的ゆらぎによるものなので、半導体駆動時のデバイスの温度を下げることで抑えることができる。

拡散電流　半導体内のキャリア個数密度に勾配があるとき、その勾配を緩和する方向に拡散電流が流れる。拡散電流は、中性領域における少数キャリア (p 側中性領域における電子あるいは n 側中性領域における正孔) の密度勾配によるものがその大部分を占める。
p^+-n 接合 (アクセプタ原子のドープ量がドナー原子のドープ量より桁違いに多い接合) の場合、拡散電流の電流密度 J_{diff} は正孔の拡散係数 D_p、平均緩和時間 τ_p、ドナー原子の個数密度 N_D、真性半導体の個数密度 n_i をもとに

$$J_{diff} = q\sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}}\frac{n_i^2}{N_D} \tag{2.7}$$

と表すことができる。
中性領域からの拡散電流を抑えるためには、中性領域を小さく = 空乏領域を大きくすればよい。実際には、基盤に高濃度の p 型半導体 (p+) をドープして、動作範囲内でほとんどの領域が空乏層になるようにしている。

表面リーク電流　半導体と絶縁体の界面では格子構造が不連続になるため、価電子帯と伝導体の間にエネルギー準位 (表面準位) が形成される。この表面準位を介して熱励起によりキャリアが伝導体に移動することで生じる電流を表面リーク電流と呼ぶ。3.3.3 に述べる Multi Pinned Phase(MPP) という駆動方法で表面リーク電流を抑えることができる。

半導体の製造工程や放射線損傷により格子欠陥が生成されたピクセルでは、これら暗電流の効果が他のピクセルより多くなる。キャリアの吸い込み口を持つピクセルは他のピクセルよりも低い pulse height を示し、また吐き出し口を持つピクセルは他のピクセルより高い pulse height を示すため、それぞれ “白傷 (hot pixel)”、“黒傷 (bad pixel)” と呼ばれている。

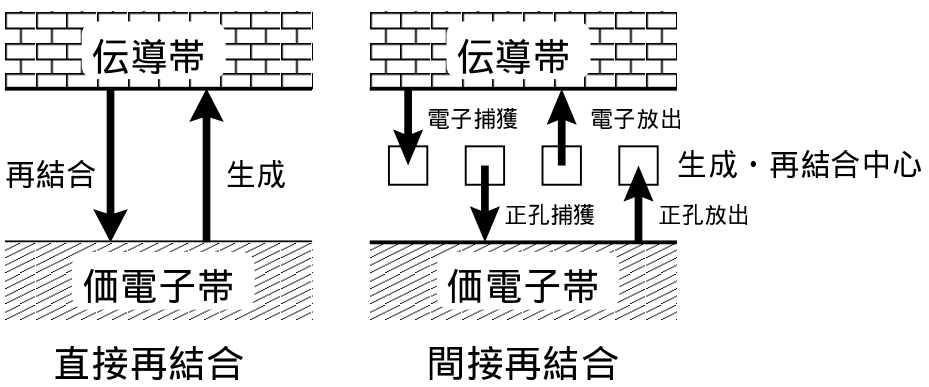


図 2.11: 空乏層内における生成・再結合過程

第3章　CCD-CREST(deep2)の性能評価および性能向上

前章で見たように、X線用CCD検出器の性能は、エネルギー分解能、読みだしノイズ、量子効率、電荷転送効率などで評価できる。そこで、5.1節に示すような性能評価システムを用いて、我々が開発を進めるCCD-CREST(deep2)の性能を評価した。その結果を5.2節で示した後、5.3節では更にCCD-CREST(deep2)の性能を高めるために、最適電圧値の設定、蓄積・転送時の電圧最適化、X線斜め入射、多重相関サンプリングなどの実験を行った結果を述べる。

3.1　計測システムの概要

3.1.1　システム構成

当研究室におけるCCDデータ取得システムの構成を図3.1に示す。本システムは1994年に構築され、その後改良が加えられてきた。その詳細は[1][2][3]などに譲り、ここでは各構成部位の簡単な紹介にとどめる。

冷却、排気システム　CCDは真空チェンバの中に入れ、冷却して用いる。冷却にはCCDの暗電流を抑える意味があり、また真空引きには

- 大気によるX線の吸収を抑える
- 対流の大きい空気を除いて冷却効率を良くする
- CCD表面の露結を防ぐ

という目的がある。真空チェンバの中はロータリポンプとターボポンプの併用で、$\sim 10^{-7}$ [torr]程度の真空に保って実験を行っている。また、冷却装置は1時間程度でCCDを-100℃まで冷却可能な性能を持つ。

データジェネレータ　CCDを駆動させるために、各ピクセルについている電極電圧などをクロックに同期してレベルを変える必要がある。この電

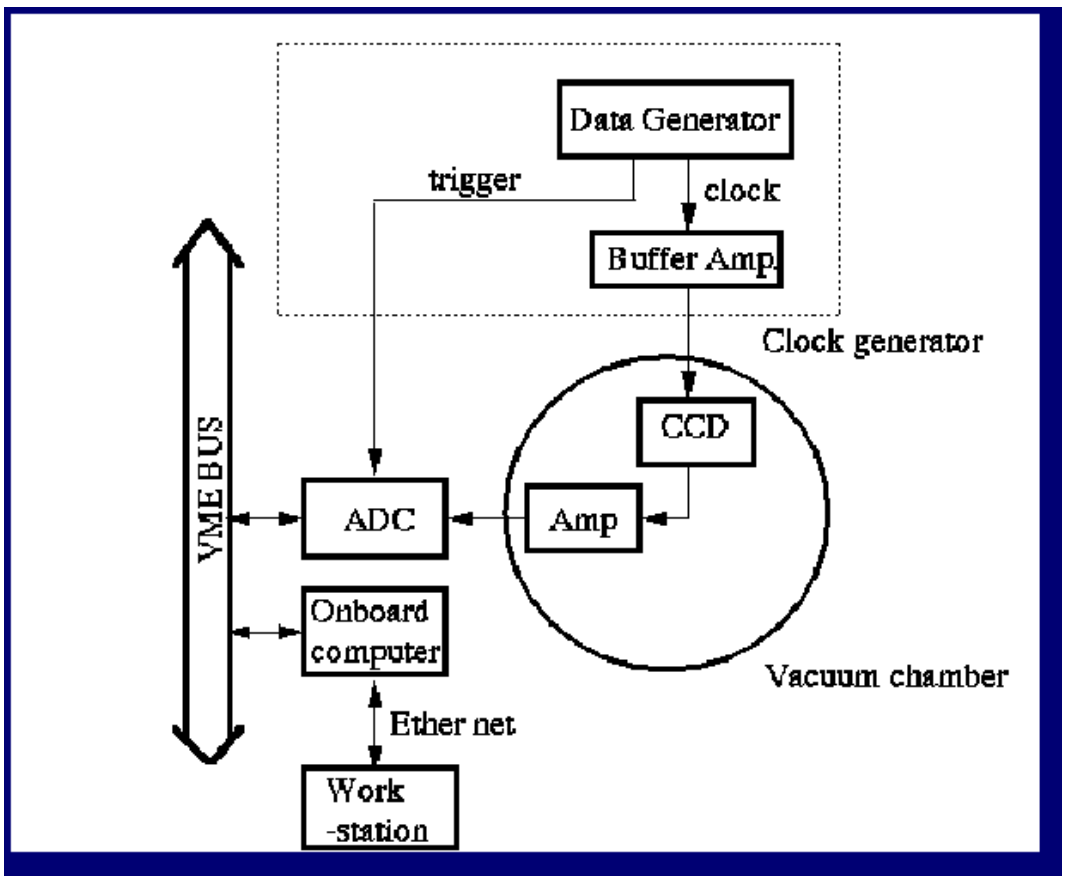


図 3.1: CCD データ取得システムの構成図: 現在は Amp と ADC の間 (Vacuum Chamber) に filter amp を入れる改良を施してある。

圧のかけかたのパターンを作成し、出力するのがデータジェネレータ (= クロックジェネレータ) である。CCD の電極電圧には図 3.2 に示すような電圧をかける。

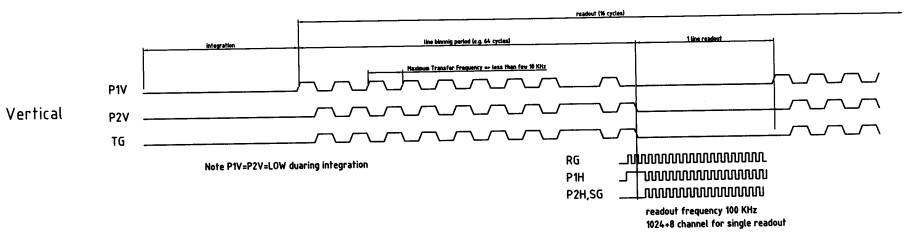


図 3.2: CCD の電極にかける電圧

X 線源　CCD の評価に用いる X 線源として ^{55}Fe を用いた。この原子は電子捕獲 (Electron Capture) による β 崩壊で Mn 原子に変化する。その後、空軌道となった K 殻に L 殻や M 殻などから電子が移動し、Mn Kα 線 (5.9[keV]) や Mn Kβ 線 (6.5[keV]) などを放出する (図 3.3)。

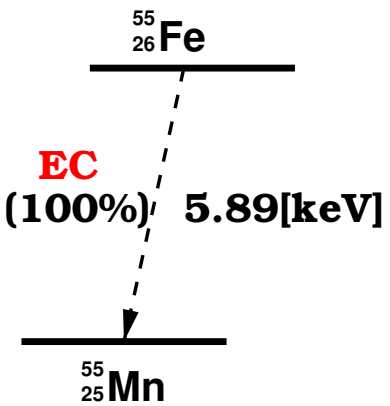


図 3.3: ^{55}Fe の壊変図式: 半減期は 2.73[yr]。

この X 線源は、プロポーショナルカウンタによって絶対強度が測定されている。今回の一連の実験では実験毎の線源の絶対強度の測定はおこなわず、表 3.1 のデータに基づいて、実験を行った日の線源の絶対強度を計算により求めることにした。

表 3.1: X 線源として用いた ^{55}Fe の強度測定: MnK_α 線、MnK_β 線の強度を合わせたカウント数。MnK_α 線、MnK_β 線の相対強度比は約 15:2([16]) である。

測定日	1999 年 05 月 17 日
線源までの距離	24.0[cm]
線源強度	34.7418 [cnts/s/cm^2]

3.1.2 CCD チップの詳細

本論文のデータ取得は全て浜松ホトニクス社 (HPK) 製 CCD-CREST(deep2) で行った。以下ではこの CCD を “CCD-CREST(deep2)” と記述する。図 3.4 にその断面図、図 3.5 に、同型の CCD である CCD-CRST(deep1) の様子を掲載した。CCD-CREST(deep2) の仕様は表 3.2 に示す通りである。この CCD 検出器は、戦略的基礎研究「画素の小さい X 線 CCD の開発研究」」に基づいて、浜松ホトニクス社によって開発、制作されたもので

- 従来の Full Frame Transfer 型よりも蓄積時間のデッドタイムが少ない Frame Transfer 転送方式を採用してある。
- 可視光を遮断するため表面にアルミコーティングがされてある。これにより従来の X 線 CCD 検出器で必要であった CCD の上の薄膜、OBF(Optical Blocking Filter) が必要なくなった。

など、宇宙 X 線観測を念頭においた工夫がされている。

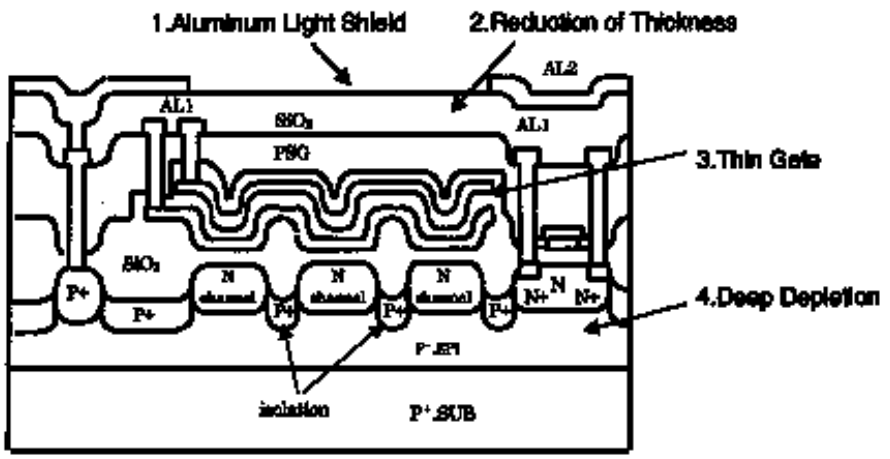


図 3.4: CCD-CREST(deep2) の断面図 ([18])

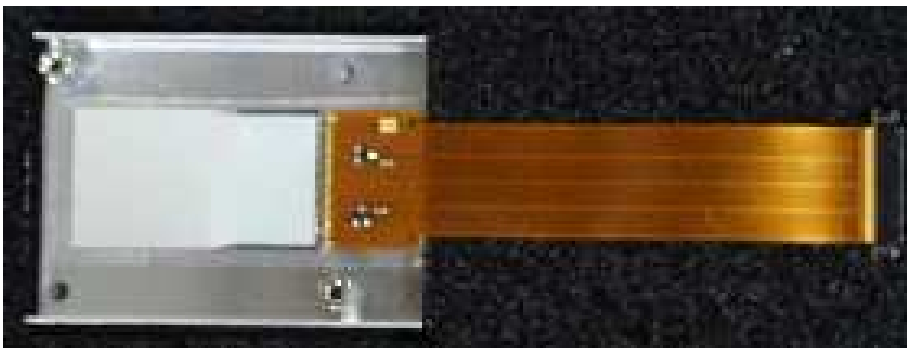


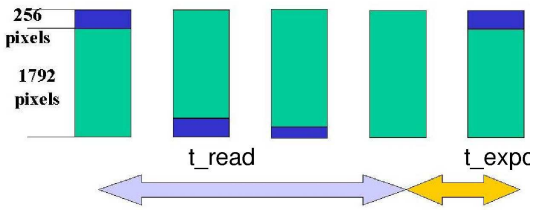
図 3.5: CCD-CREST(deep1) の様子

表 3.2: CCD-CREST(deep2) の特徴

製造	浜松ホトニクス社
型番	NE 8 19-2
製造年	1999 年
転送方式	Frame Transfer 型
駆動方式	縦転送、横転送ともに 2 相
ピクセル数	1024 × 1024
ピクセルサイズ	24 [μm] × 24 [μm]
有効受光領域	24.576 [mm] × 24.567 [mm]
チップサイズ	24.87 [mm] × 44.4[mm]

取得イメージ

本論文で使用する CCD-CREST(deep2) のイメージはすべて以下のようにして取得したものである。
CCD-CREST(deep2) を、撮像領域を上に蓄積領域を下にして縦長に設置し X 線を照射する。CCD-CREST(deep2) は本来 Frame Transfer 型の CCD であるが、今回は試験段階ということで、全面を撮像領域と想定し Full Frame Transfer 型として用いた。蓄積領域は撮像領域と構造は同じであるので撮像領域として用いることに問題はない。さて、このようにして CCD-CREST(deep2) の全面に X 線を照射したのち、下側 7/8(1792 pixels) を横転送を伴わない縦転送で空読みし、引き続いて上側 1/8(256 pixels) を横転送を伴う縦転送で各ピクセルのパルスハイトを読み出す。全ピクセルを読み出さないのは、クロックジェネレータでクロックパターンを記憶するメモリの容量に制限があるためである。この一連の読み出しにかかる時間 t_{read} は 10 秒程度である。読み出しが終わると次の撮像が始まる。撮像時間 $t_{exposure}$ は実験の目的によって異なるが、1 秒から 10 秒程度である。実際には、電荷転送中も X 線が照射されるので、実効的な撮像時間は $t_{read} + t_{exposure}$ になる。
この撮像と転送の 1 サイクルで 1 枚の画像が得られ、これを 100 回程度繰り返す。一度に長時間の撮像を行わないのは、パイルアップの弊害があるからである。パイルアップとは、1 サイクルの撮像時間中に同じピクセルに複数の X 線イベントが入射することで、例えば E_1[eV] と E_2[eV] の X 線が同一ピクセルに入射すれば E_1+E_2[eV] の X 線が 1 つ入射した場合との区別がつかず、エネルギー 分解能が達成できなくなる。



3.2 CCD-CREST(deep2) の性能評価

3.2.1 データ解析の手順

1 種類の実験セットアップにつき、約 100 枚の CCD のイメージを取得する。この取得したデータの解析は、標準的に以下のプロセスを踏む。

1. 取得したイメージのうち最初の 5 枚は捨てる (実験開始前に CCD に蓄積された電子を除去するため)
2. 次の 16 枚のイメージを用いて、X 線が当たらない場合のイメージ (“ダークフレーム” と呼ぶ) を作る
3. 残りのイメージを用いて “ダークフレーム” を引き算し、X 線イベントだけによるイメージを作成する。
4. 得られたイメージから、イベント解析[1]を行う。
5. 各ピクセルの Pulse Height を読んでスペクトルを作成する。

3.2.2 エネルギー分解能、ゲイン、読みだしノイズの測定

以下で述べる CCD-CREST(deep2) のエネルギー分解能はすべて、^{55}Fe の X 線源を照射したときに得られる Mn Kα のラインを元にして計算した。グレード判定[2]する前の CCD-CREST(deep2) のスペクトルは、^{55}Fe を照射した場合、典型的に図 3.6 に示すようなものになる。
400 – 600 channel 付近に顕著に現れる 2 本のラインは Mn Kα、Mn Kβ であり、 このうち Mn Kα (5.89[keV]) を gaussian でフィッティングし、得られたチャンネル数からゲインを、FWHM からエネルギー分解能を求めた。
また、0 channel 付近にある盛り上がりは、X 線イベントのないピクセル (“0 peak”) を表している。このピークの広がりは純粋に読み出しに伴うものであるので、読みだしノイズを求めるときは、この 0 peak を gaussian でフィッティングして得られる標準偏差を元に計算する。

3.2.3 暗電流特性と最適駆動温度の決定

設定　熱的ゆらぎにより生成される電子、正孔対を原因とする暗電流は、X 線入射に伴うシグナル電流にとってはノイズ源となる。特に半導体は価

[1] 第 4 章参照
[2] “グレード判定法” については第 4 章参照

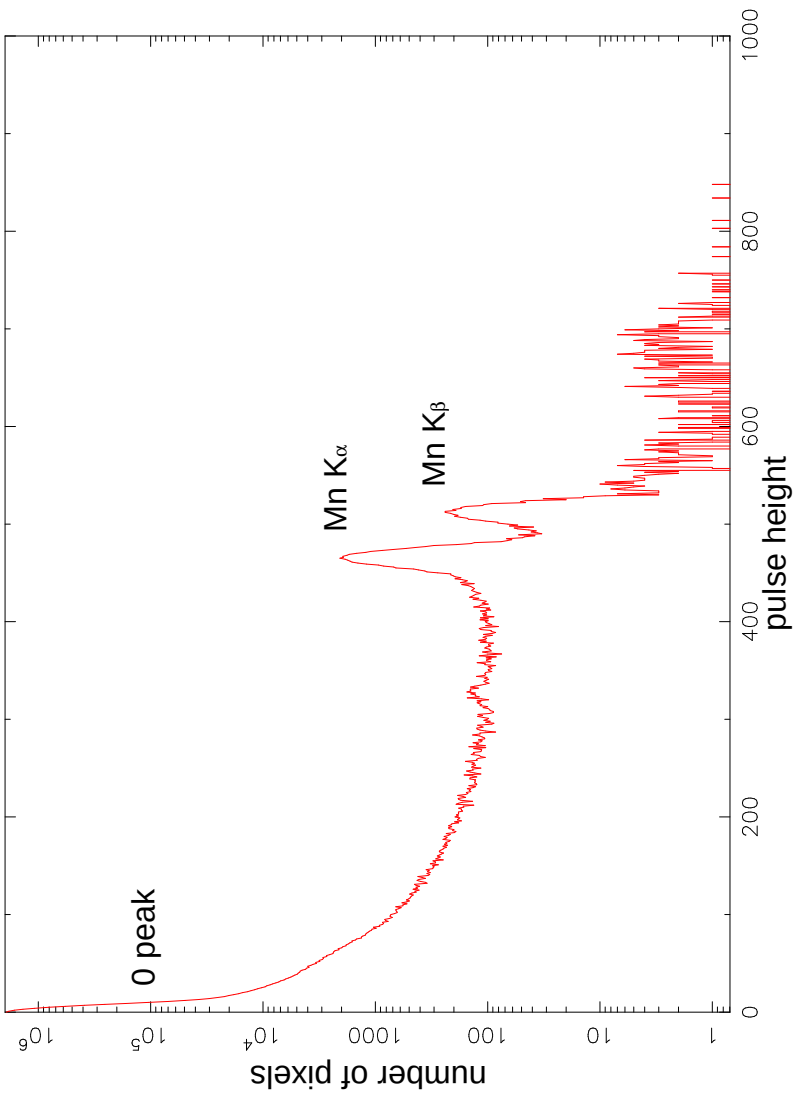


図 3.6: ^{55}Fe を照射したときの典型的な CCD-CREST(deep2) のスペクトル

電子帯と伝導帯の間のバンドギャップが小さく、価電子帯の電子も熱励起によって比較的容易に伝導帯に上がることができるため、CCD 検出器を駆動させるには常に低温度に保ち、暗電流を抑える必要がある。本実験では、暗電流を十分低く押さえるために十分な CCD-CREST(deep2) の最適駆動温度を求めることにする。

表 3.3: 暗電流測定実験セットアップ

蓄積時間	13[sec]
読みだし時間	7[sec]
取得フレーム枚数	80 枚
線源から CCD までの距離	29.0[cm]
駆動温度	-100[℃] ~ 0[℃]
縦転送電圧 P1V/P2V	0/-10[V]
横転送電圧 P1H/P2H	3/-7[V]
リセット電圧 Rst	6/-4[V]

結果　暗電流は露光中に集積されるので、その大きさを知るためには X 線を照射せずに蓄積を行って、Effective 領域 と HOC (Horizontal Over Clock) 領域 における 0 level のピーク位置の Pulse Height の差として求めることができる。図 3.7 に、温度 -8.8 ℃で測定した Effective 領域と HOC 領域におけるゼロレベル信号のスペクトルを示す。Gaussian フィッティングから、Effective 領域ではゼロレベルのピークが 2450[channel] に、HOC 領域では 2040[channel] にあることが分かるが、この差はこの温度における暗電流によるものである。
CCD-CREST(deep2) の駆動温度を、-97 ℃、-76 ℃、-56 ℃、-45 ℃、-33 ℃、-8.8 ℃、1.0 [℃] と変化させて暗電流の変化を測定した結果を、表 3.4 及び図 3.8 に示す。

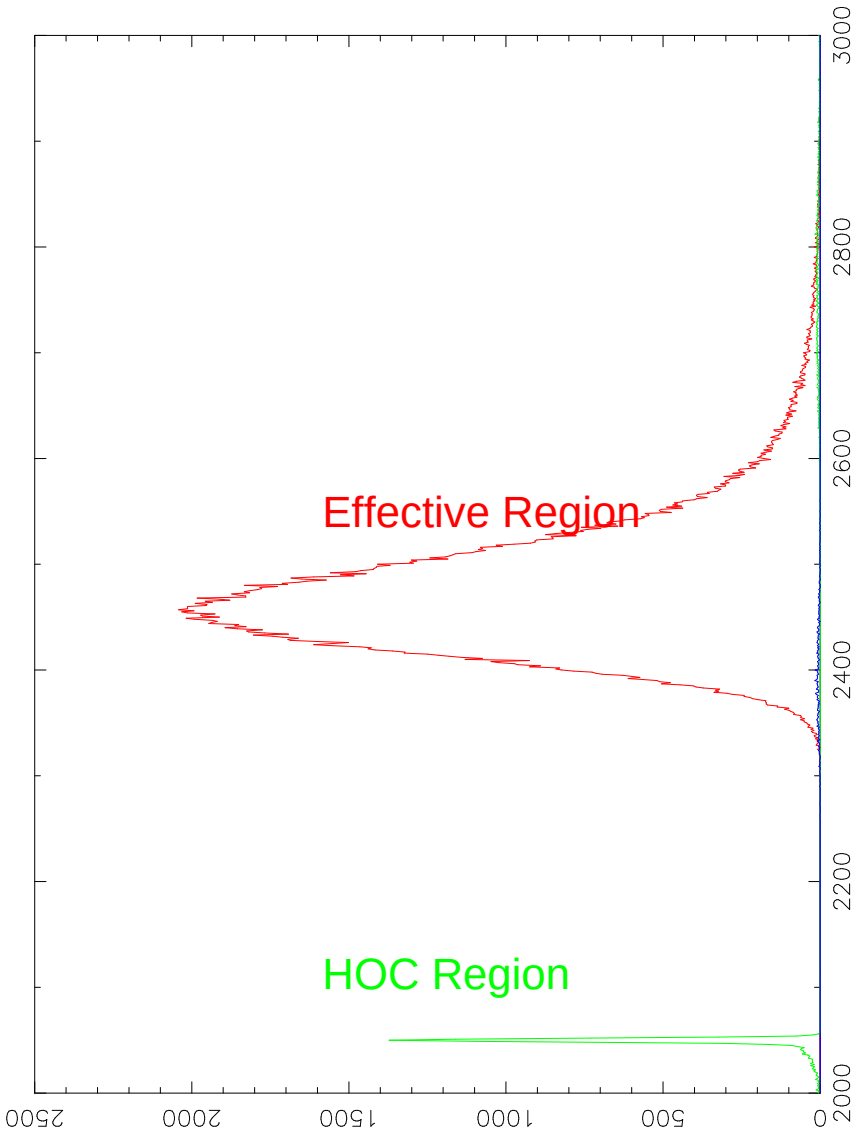


図 3.7: Effective 領域と HOC 領域におけるゼロレベル信号のスペクトル

表 3.4: CCD-CREST(deep2) の駆動温度と暗電流

温度	Effective 領域の Pulse Height	HOC 領域の Pulse Height	蓄積時間	暗電流
℃	channel	channel	sec	e^-/sec
-97	2113.457	2113.206	48.5	0.026
-76	2106.260	2105.988	48.5	0.028
-56	2093.465	2091.481	48.5	0.207
-45	2092.055	2079.587	48.5	1.303
-33	2129.793	2065.747	48.5	6.691
-8.8	2460.001	2050.124	18.0	115.385
1.0	2577.851	1971.701	13.0	236.268

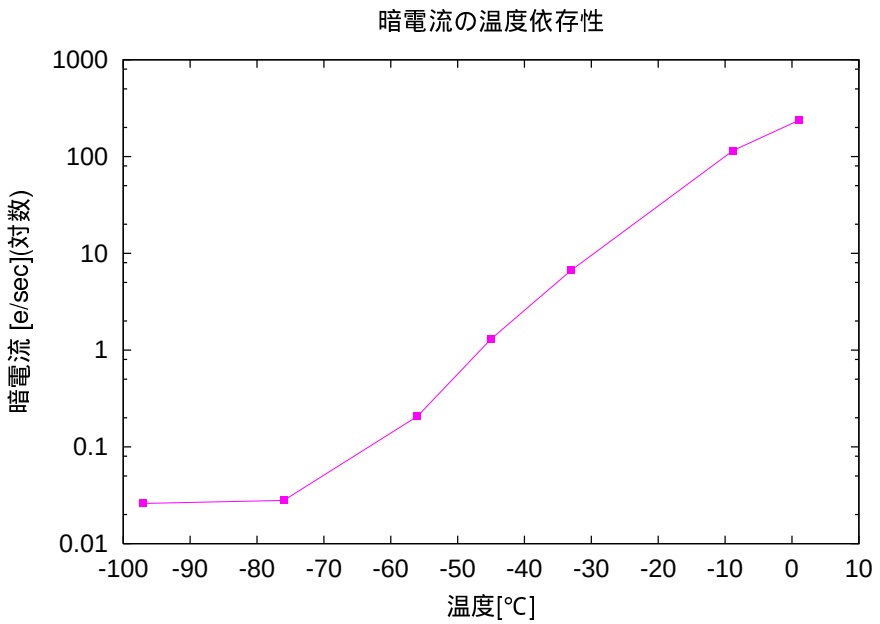


図 3.8: 暗電流の温度依存性

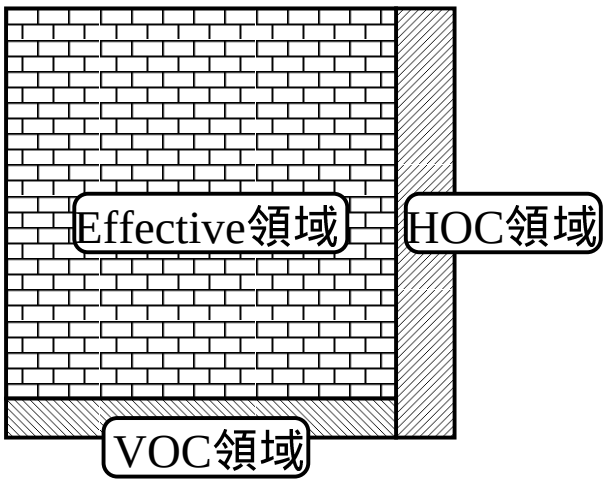
考察　図 3.8 より、CCD-CREST(deep2) の駆動温度を下げることで暗電流が劇的に小さくなることが見て取れる。-97 ℃における Effective 領域と HOC 領域の差は $0.251[\text{channel}] = 4.64[\text{eV}] = 1.27[\text{e}^-]$ [3]であるが、こ

[3]この変換の係数は $1[\text{e}^-]$ が $3.65[\text{eV}]$ に相当し、同じゲインで得られた $^{55}\text{Fe}(5.89[\text{keV}])$ が $319[\text{channel}]$ に相当するという関係から導ける

れは後述する読みだしに伴うノイズよりも十分小さいので、この温度では暗電流は十分低いレベルに抑えられることが分かった。故に以下の実験では CCD-CREST(deep2) の駆動温度をすべて ~ -100 ℃ に設定して行う。実際には、図 3.8 にあるように -60 ℃ 程度でも暗電流は十分低く、この程度の温度で駆動しても別段問題ないであろう。

Overclock Regin

“Over Clock” とは、CCD の実際のピクセル数よりも多い回数だけ転送を行うことで、縦転送を数回余分に行うことを “Vertical Overclock (VOC)”、横転送を数回分余分に行うことを “Horizontal Overclock (HOC)” と呼ぶ。これらは画像を再構成した時に、下図に示すように仮想的な領域として現れる。
VOC 領域の信号には縦転送、横転送、読みだしによるノイズが、そして HOC 領域の信号には横転送、読み出しによる電荷が加算されている。両領域にはＸ線入射に伴う電荷が蓄積されていないと考えることができるので、バックグラウンドの電荷を求めるのに有用である。



3.2.4 CTI の測定

設定 CCD では電荷転送中にさまざまな原因で電荷が徐々に失われていくが、この程度を定量的に表現する CTI を CCD-CREST(deep2) について測定した。まず、図 3.9 に示すように、^{55}Fe を照射して得られた CCD のイメージを縦、横 4 分割し、それぞれの領域の ^{55}Fe によるシグナルレベルの Pulse Height を gaussian フィッテイングにより求める。縦 4 列の Pulse Height の減少から縦転送による CTI が求まり、横 4 列の Pulse Height の減少から横転送による CTI が求まる。

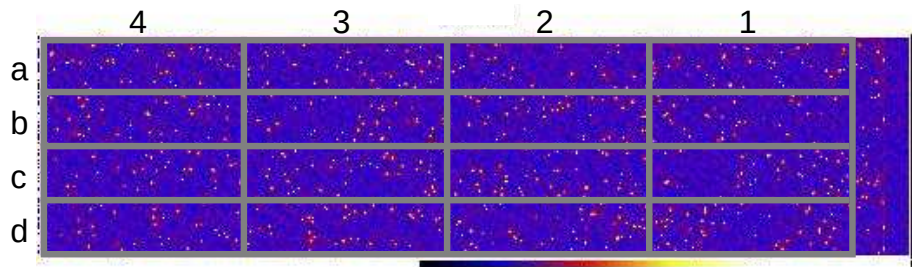


図 3.9: CTI の測定: 縦転送は a → b → c → d、横転送は 1 → 2 → 3 → 4 の順で電荷を転送する。右端は “HOC” 領域で CTI を求める解析からは除外した。

表 3.5: CTI 測定実験のセットアップ

蓄積時間	13[sec]
読みだし時間	7[sec]
取得フレーム枚数	80 枚
線源から CCD までの距離	29.0[cm]
駆動温度	-90[℃]
縦転送電圧 P1V/P2V	0/-10[V]
横転送電圧 P1H/P2H	3/-7[V]
リセット電圧 Rst	6/-4[V]

結果 表 3.6 に各領域のシグナルレベルの Pulse Height を示す。これから、CTI が

横転送の **CTI** 2.5×10^{-6}[/pixel]

縦転送の **CTI** 1.1×10^{-6}[/pixel]

のように求まる。

表 3.6: 縦横 4 分割した領域におけるシグナルレベルの Pulse Height

領域	範囲 (x 方向) [**pixel**]	範囲 (y 方向) [**pixel**]	**Pulse Height**
1	0–1023	0–63	320.4242
2	0–1023	64–127	320.2888
3	0–1023	128—191	320.2986
4	0–1023	192–255	320.2489
a	0–246	0–255	319.9108
b	247–493	0–255	319.9055
c	494–740	0–255	319.6865
d	741–987	0–255	319.6847

考察　この実験で決定した CCD-CREST(deep2) の CTI を元に、転送中に取り残される電子の個数を、5.89 [keV] (Mn Kα 線) の X 線が入射した時を例に計算することができる。5.89 [keV] の X 線が入射したときに生成される電子の数の平均値 $\overline{N}$ は、

$$\overline{N} = 5.89 \times 10^3 / 3.65 = 1.61 \times 10^3 \tag{3.1}$$

である。横転送を 1024 回行った後に失われる電子の個数は、

$$\overline{N} \times (2.5 \times 10^{-6}) = 4.1 \tag{3.2}$$

また、同じく横転送を 2048 回行った後に失われる個数は、

$$\overline{N} \times (1.1 \times 10^{-6}) = 3.6 \tag{3.3}$$

である。これらはいずれも後述する読みだしノイズのレベルより小さい。故に CCD-CREST(deep2) では CTI は十分小さいとすることができる。

3.3 CCD-CREST(deep2) の性能向上

前節における CCD-CREST の性能評価を踏まえ、本節では CCD-CREST(deep2) の性能を改善するための様々な実験とその結果を順に述べる。なお、以下では CCD-CREST(deep2) の性能改善として、

- 空乏層を厚くする
- 読み出しノイズを小さくする = エネルギー分解能を上げる

ことを主眼に実験を行った。

3.3.1 最適駆動電圧の決定

設定　CCD を駆動するために電圧を適当に設定する必要がある。この電圧はそれぞれの CCD チップについて実験的に求めるべきものである。
この実験では、CCD-CREST(deep2) の読みだしノイズや空乏層厚に関係すると考えられる、クロックに同期する 3 種類の電圧 — 縦転送電圧 (以下 P1V/P2V)、横転送電圧 (以下 P1H/P2H)、リセット電圧 — を独立に変化させ、CCD-CREST(deep2) を駆動する際の最適電圧を実験的に決定した。ここで、縦転送電圧とはパラレルレジスタのピクセルについている電極に印加する電圧、横転送電圧とはシリアルレジスタのピクセルについている電極に印加する電圧、そしてリセット電圧とは、読みだし口において各ピクセルのパルスハイトが読み出された後に電荷をリセットするために加える電圧である。
CCD-CREST(deep2) は 2 相駆動方式を採用しているため、各ピクセルに 2 つずつ電極がついており、それぞれに加える電圧を、P1V/P2V、P1H/P2H として区別する。蓄積中は両電極とも high level に設定し、転送中は P1* の 電圧が high level にある時は P2* の電圧が low level に、逆に P2* の電圧が high level にある時は P1* の電圧が low level になるよう設定する。
この実験では、横転送電圧、縦転送電圧、リセット電圧の high level と low level の差を 10[V] に固定しながら、表 3.8 にあるような電圧の組で空乏層厚、エネルギー分解能、及び読みだしノイズを測定した。

表 3.7: 最適駆動電圧測定実験

蓄積時間	13[sec]
転送時間	7[sec]
取得フレーム枚数	80 枚
線源から CCD までの距離	29.0[cm]
駆動温度	-100[℃]

結果　得られた結果を表 3.8 に示す。電圧の設定によっては X 線イベントの検出がうまく行われないものもあった。それらについでは、図 3.10 に CCD で取得したイメージを別途掲載した。

表 3.8: 最適駆動電圧決定実験の結果: 数値は grade0 イベントの結果 (カッコ内の値は grade0,2,3,4,6 イベントの結果)。各電圧の値は "high level/low level" と表した。

縦転送 電圧 [V]	横転送 電圧 [V]	リセット 電圧 [V]	カウント 数 [cnt/sec]	空乏 層厚 [μm]	エネルギー 分解能 [eV]
4/-6	4/-6	4/-6	8.40(12.9)	12.0(21.1)	172(186)
6/-4	4/-6	4/-6	—	—	—
2/-8	4/-6	4/-6	10.8(15.5)	16.6(28.2)	157(168)
2/-8	4/-6	2/-8	—	—	—
2/-8	4/-6	6/-4	11.2(16.3)	17.4(30.7)	158(168)
0/-10	3/-7	6/-4	10.2(14.5)	15.3(25.2)	151(169)
4/-6	5/-5	6/-4	10.7(15.7)	16.2(28.9)	161(173)
2/-12	2/-8	6/-4	—	—	—-
0/-10	4/-6	8/-2	—	—	—-
1/-9	4/-6	7/-3	10.7(15.7)	16.2(27.5)	155(165)
0/-10	4/-6	6/-4	10.5(14.7)	15.9(25.9)	156(164)
0/-10	2/-8	6/-4	9.99(14.2)	14.9(24.5)	155(163)
0/-10	5/-5	6/-4	10.5(15.0)	16.0(27.0)	161(170)
0/-10	3/-7	6/-4	10.2(14.6)	15.2(25.7)	152(163)

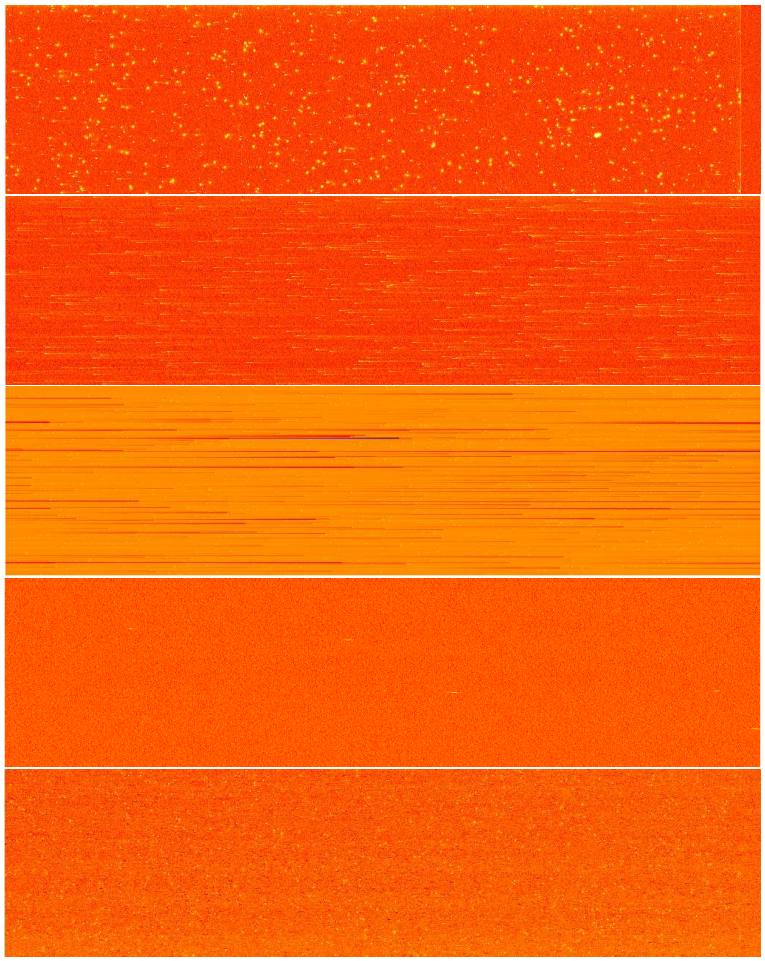


図 3.10: 最適駆動電圧決定実験で得られた CCD-CREST(deep2) のイメージ: 電圧設定は上からそれぞれ、(縦転送, 横転送, リセット)=(4/-6,4/-6,4/-6)、(6/-4,4/-6,4/-6)、(2/-8,4/-6,2/-8)、(-2/-12,2/-8,6/-4)、(0/-10,4/-6,8/-2) である。正常に X 線イベントが検出できた最上段のイメージと比較して、2 段目および 3 段目のイメージは X 線イベントが横に流れ、4 段目のイメージは X 線イベントが受からず、5 段目のイメージはバックグランドのむらが非常に大きくなるなど、異常が見られた。

考察 先ず、X 線イベントの検出に失敗した電圧設定をまとめる。

(縦転送電圧) $>$ (横転送電圧) の場合 X 線イベントが横に流れる

(横転送電圧) $>$ (リセット電圧) の場合 X 線イベントが横に流れる

(縦転送電圧:**high level**) $<$ **0 V** の場合 X 線イベントが受からない

(リセット電圧:**high level**) $>$ **8 V** の場合 バックグランドのむらが非常に大きい

(縦転送電圧) < (横転送電圧)、および (横転送電圧) < (リセット電圧) は電荷が転送される方向に電圧が低くなっている状況に相当し、電荷転送に際して電荷の取りこぼしが多くなっていると考えることができる。具体的には、(縦転送電圧) > (横転送電圧) の時はパラレルレジスタからシリアルレジスタからの電荷転送に取りこぼしが生じ、また (横転送電圧) > (リセット電圧) の時は読み出し後のリセットに際して電荷の吐き出しが完全に行われない。ともに、1 つ前のピクセルに蓄積された電荷の一部が次のピクセルに取り残されるため、イメージを再構成したときに X 線イベントが横に流れる現象が見られることになる。
従って取りこぼしなく電荷を転送するためには、この 3 つの電圧設定が

$$(\text{縦転送電圧}) < (\text{横転送電圧}) < (\text{リセット電圧}) \tag{3.4}$$

の関係を満たす必要がある。
また (縦転送電圧:high level) < 0[V] の場合は、蓄積中に空乏層が成長しないためであり、

$$(\text{縦転送電圧} : \mathit{high\ level}) > 0[\mathrm{V}] \tag{3.5}$$

の条件も必要である。また原因は分からないが、リセット電圧に対しても

$$(\text{リセット電圧} : \mathit{high\ level}) \leq 8[\mathrm{V}] \tag{3.6}$$

なる条件が必要になる。
これらの諸条件を満たす縦転送電圧、横転送電圧、リセット電圧の組み合わせを、1[V] 刻みですべて試した結果、grade0 で評価したエネルギー分解能は、縦転送電圧が 0/-10[V]、横転送電圧が 3/-7[V]、リセット電圧が 6/-4[V] の時に最もよい。また、空乏層厚は、縦転送電圧が 2/-8[V]、横転送電圧が 4/-6[V]、リセット電圧が 6/-4[V] の時に最も高い値を示すと決まった。
これより、エネルギー分解能がもっともよく、空乏層厚も厚い縦転送電圧 =0/-10[V]、横転送電圧 =3/-7[V]、リセット電圧 =6/-4[V] の組み合わせを CCD-CREST(deep2) の最適駆動電圧とする。

3.3.2 蓄積、転送時の電圧

<u>設定</u> CCD のパラレルレジスタの各ピクセルについている電極に加える電圧として、

- 蓄積時は空乏層厚を厚くするためには、高い電圧

- 転送はノイズを抑えるためには、低い電圧

が望ましいという要求がある。ところが、CCD-CREST(deep2) では、蓄積中に電極にかける電圧と転送中に電極にかける電圧は、同じ電極を使っているために、同じ値の high level, low level 電圧に設定する必要があった (但し、蓄積中は 1 ピクセルについている電極の両方を high level に設定するので、low level の電圧値は関係ない)。
そこで、この実験ではクロックに同期するスイッチング回路 (図 3.12 参照) を導入し、蓄積時の電極電圧と転送時の電極電圧を別個に設定できるようにした。

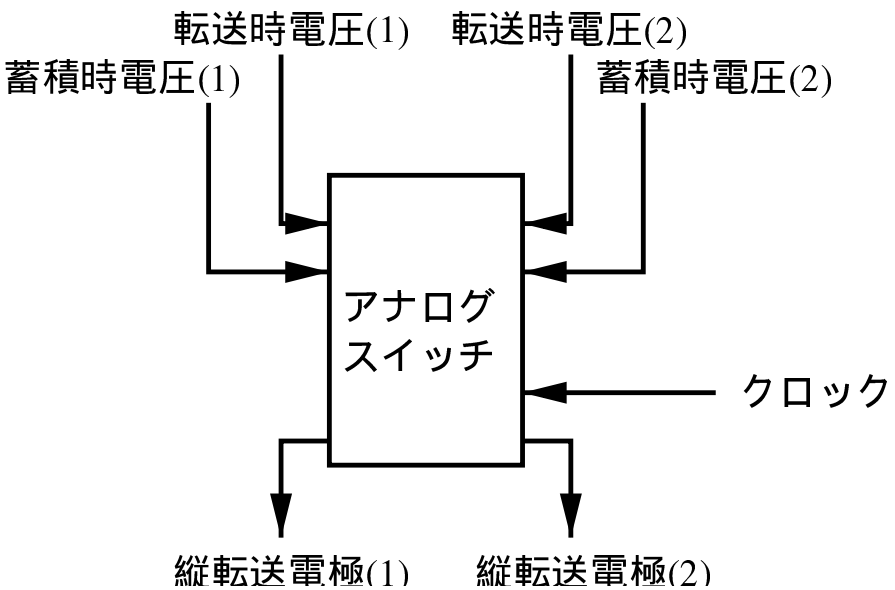


図 3.11: 蓄積、転送時の電圧実験で用いたスイッチング回路の概要: 蓄積時電圧 (High Level) と転送時電圧 (High Level) をアナログスイッチの端子に印加しておく。クロックジェネレータからのクロックを用いて、どちらの電圧が回路から出力されるかを切り替える。各ピクセルに電極が 2 つずつあるので、同じスイッチが 2 つ必要になる。

具体的には、転送時の電圧を high level =0[V] low level = -10[V] に保ち、蓄積時の電圧を 0、6、12[V] と変化させて、空乏層厚と読み出しノイズを測定した。

表 3.9: 蓄積、転送時の電圧変化実験セットアップ

蓄積時間	24[sec]
転送時間	7[sec]
取得フレーム枚数	80 枚
線源から CCD までの距離	29.0[cm]
駆動温度	-100[℃]
縦転送電圧 P1V/P2V	0/-10[V]
横転送電圧 P1H/P2H	3/-7[V]
リセット電圧 Rst	6/-4[V]

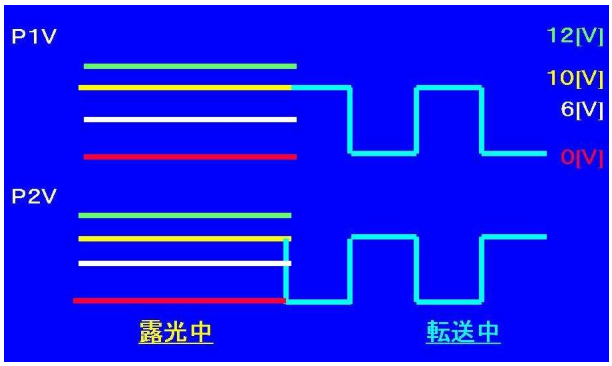


図 3.12: 蓄積、転送時の電圧変化実験

結果　得られた結果を表 3.10 に示す。また、それぞれの電圧設定で得られたスペクトルを図 3.13 に示す。

表 3.10: 蓄積、転送時の電圧変化実験の結果: 転送時の縦転送電圧 (High Level = 10[V]、Low Level = 0[V]) に対して、蓄積時の縦転送電圧を変化させた。数値は grade0 イベントの結果 (カッコ内の値は grade0,2,3,4,6 イベントの結果)。エネルギー分解能が悪いのは、スイッチング回路のノイズと、増幅器の加減でゲインが十分高くなかったため。

縦転送電圧 (蓄積時) [V]	カウント数 [cnt/sec]	空乏層厚 [μm]	読み出しノイズ [e^-]	エネルギー分解能 [eV]
0	7.57 (13.3)	11.1 (23.9)	43.3	422 (523)
6	8.26 (14.8)	10.6 (22.8)	44.0	433 (531)
12	9.10 (16.3)	12.0 (27.1)	43.2	422 (526)

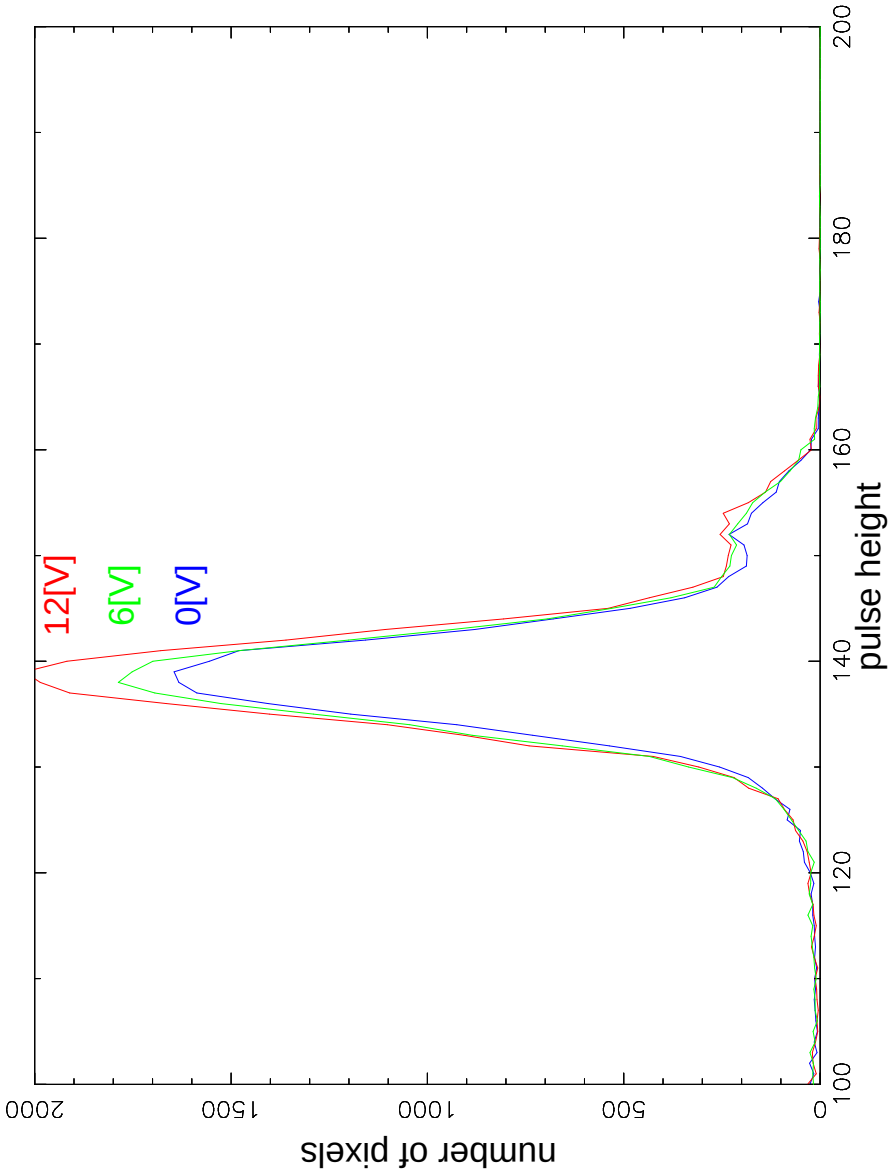


図 3.13: 蓄積、転送時の電圧変化実験におけるスペクトル: grade0 のイベントからなるスペクトルを Mn Kα 付近で拡大した。蓄積時の縦転送電圧の異なる設定で取得した 3 つのスペクトルを重ねて示す。図中に示す電圧値は、蓄積時の縦転送電圧である。

考察　表 3.10 から、蓄積中の電圧を上げることにより空乏層厚が増加しているのが分かる。蓄積中の縦転送電圧を 0[V] から 12[V] に上げたことで、grade0 で評価した空乏層厚が ∼8.1%、grade0,2,3,4,6 で評価した空乏層厚が 13%増加した。これにより、“読み出しノイズを抑えつつ空乏層を厚くする” という目的の半分を実証できた。この実験では読み出しノイズが非常に大きく、読みだしノイズの評価が十分行えなかったので、残り半分の目的はノイズ対策を十分施した回路で行う必要がある[4]。

3.3.3 X 線斜め入射実験

設定　本実験では、X 線を CCD 面に対して斜めから入射させ、空乏層厚を測定した。図 3.14 に示すように、斜めに入射することで実効的な空乏層厚を大きくし、検出効率を高めることをねらいとしている。
X 線源をステージの上に乗せて、入射角を 0°、15°、30°、45°、60° と変化させて蓄積を行い、データを解析した。なお、線源や回転ステージなどの配置は、図 5.1 と同様である。

表 3.11: X 線斜め入射実験セットアップ

蓄積時間	6[sec]
転送時間	7[sec]
取得フレーム枚数	80 枚
線源から CCD までの距離	14.5[cm]
駆動温度	-100[℃]
縦転送電圧 P1V/P2V	0/-10[V]
横転送電圧 P1H/P2H	3/-7[V]
リセット電圧 Rst	6/-4[V]

[4]なお、愛媛大学の実験では、ノイズを低く抑える改良を施したスイッチング回路を用いてデータを取得している ([9])。

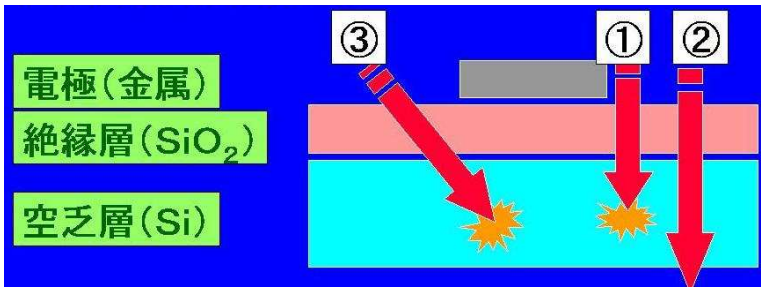


図 3.14: 斜め入射の設定: 通常 CCD 面に対して垂直方向に X 線を入射する。1) の場合、空乏層内で X 線が吸収されるため X 線イベントとして検出されるが、2) のように空乏層を貫通した場合は X 線イベントとして検出されない。この実験では 3) のように斜めから X 線を入射して実効的な空乏層厚の増加を目指した。

結果　得られた結果を表 3.12 に示す。またそれぞれの角度におけるスペクトルの変化を図 3.15 に示す。

表 3.12: X 線斜め入射実験の結果: 数値は grade0 イベントの結果 (カッコ内の値は grade0,2,3,4,6 イベントの結果)。CCD 面から θ の角度をつけて X 線を入射すると、CCD の有効面積は幾何学的に $\cos\theta$ 倍に減る。この効果を差し引くため、N [cnt/s] のカウント数を持つ X 線源が角度 θ で入射した時に、替わりにカウント数 $N\cos\theta$ [cnt/s] (“実効カウント数”) の X 線源が垂直方向に入射したものとして求めた空乏層厚を “実効空乏層厚” とした。

入射角 [deg]	カウント数 (単位面積) [cnt/sec/cm^2]	実効 空乏層厚 [μm]	読み出し ノイズ [e$^-$]	エネルギー 分解能 [eV]
0	22.5(29.7)	12.4(17.2)	12.0	172(186)
15	21.8(30.1)	11.6(18.0)	12.1	175(188)
30	26.2(34.7)	14.5(21.4)	12.0	171(183)
45	29.9(42.3)	17.4(29.3)	11.9	169(184)
60	41.8(58.9)	28.9(62.3)	11.9	170(182)

考察　表 3.12 にあるように、X 線の入射角を上げていくにつれ、実効的に空乏層が厚くなっていくことが顕著に見て取れる。$\theta = 0^\circ$ の場合と $\theta = 60^\circ$ の場合を比較すると、grade0 イベントだけで評価した場合の空乏層厚が 2.5 倍、grade0,2,3,4,6 のイベントをを合わせた評価では 3.0 倍になった。また入射角 θ を上げると、エネルギー分解能が良くなる傾向にあることも見て取れる。これは以下のようにして解釈できる。入射角 θ が大きい時には、空乏層内で X 線が斜めに長い飛距離をとっても、発生した電子群が

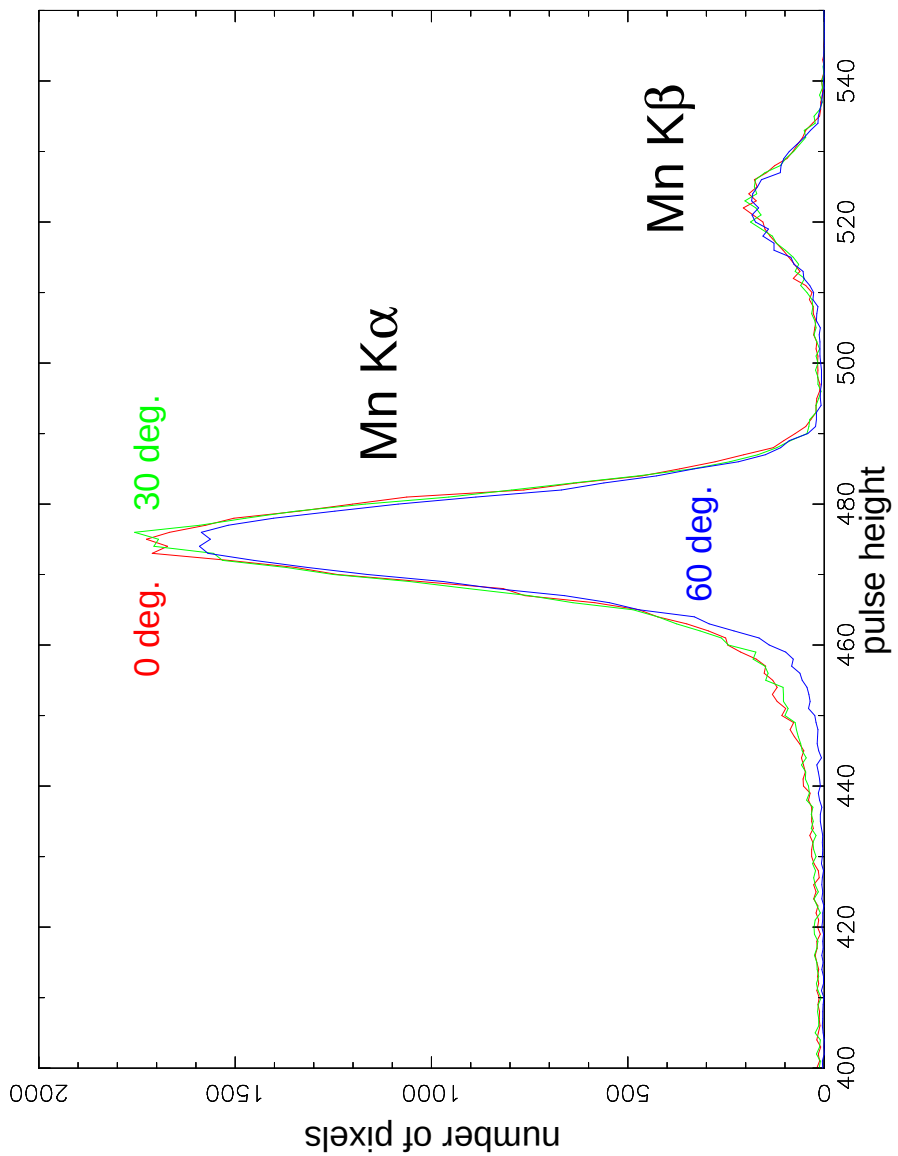


図 3.15: X 線斜め入射スペクトル: 入射角 0°、30°、60° の grade 0 イベントの ^{55}Fe Kα、Kβ 付近のスペクトルを重ねて示した。

電極に達するには垂直に上昇するために短い距離ですむ。従って拡散による電子群の分布の広がりは $\theta = 0^\circ$ より小さく、発生した電子が隣のピクセルに漏れ出すことが少なくなるためエネルギー分解能が上がる。実際、入射角ごとに計算した grade 分岐比 (表 3.13) から、入射角 θ が上がるに従って grade0 の比率が高くなっていることが分かる。これは電子群の広がりが小さくなったことを反映している。

表 3.13: X 線斜め入射実験におけるグレード分岐比: 全イベントに対する grade0 – grade7 の比を入射角 θ 毎に計算した。grade0 が single pixel event、それ以外が split event である。

入射角	グレード							
	0	1	2	3	4	5	6	7
0	0.31	0.01	0.08	0.03	0.03	0.01	0.07	0.47
15	0.31	0.01	0.08	0.02	0.02	0.01	0.06	0.48
30	0.32	0.01	0.08	0.03	0.03	0.01	0.07	0.47
45	0.33	0.01	0.08	0.03	0.03	0.01	0.07	0.44
60	0.37	0.01	0.09	0.03	0.03	0.01	0.07	0.39

3.3.4 多重相関サンプリング

設定 CCD からの出力は、オシロスコープ上で図 3.16 のように現れる。ここで、各ピクセルに蓄積された電荷量は、フロートレベル (0 レベル) とシグナルレベルの差を読んでその大きさを知ることができる。N 重相関サンプリングとは、フロートレベルとシグナルレベルをそれぞれ N/2 回測定し . その平均値をもってフロートレベルおよびシグナルレベルの値とする読み出し方法である。

この多重相関サンプリングの目的は、読み出し周波数よりも高い周波数のノイズが抑制することにある。原理は [1] に詳しいが、簡単にいうと N 重相関サンプリングによって信号出力は N に比例して大きくなるのに対し、ノイズ出力は $\sqrt{N}$ に比例して大きくなるので、S/N 比が稼げる、というものである。

この実験では N = 4、8、16 の設定で測定を行い、読み出しノイズを測定した。

表 3.14: 多重相関サンプリング実験セットアップ

蓄積時間	24[sec]
転送時間	13[sec]
取得フレーム枚数	80 枚
線源から CCD までの距離	29.0[cm]
駆動温度	-100[℃]
縦転送電圧 P1V/P2V	0/-10[V]
横転送電圧 P1H/P2H	3/-7[V]
リセット電圧 Rst	6/-4[V]

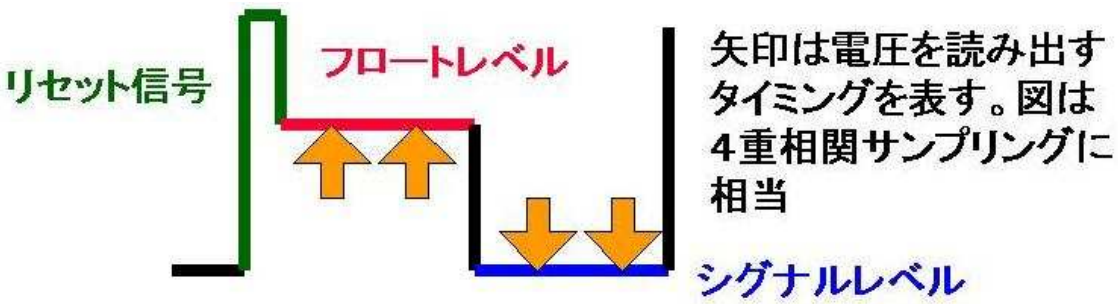


図 3.16: CCD からの 1 ピクセル分の出力: 横軸は時間、縦軸は電圧。フロートレベルの出力とシグナルレベルの出力をそれぞれ複数回読むことで、ノイズの効果を抑えることができる。

結果　相関数を変えて得た測定値を表 3.15 にまとめた。

表 3.15: 多重相関サンプリング実験の結果: 値は grade0 イベントの結果 (カッコ内の値は grade0,2,3,4,6 イベントの結果)

相関数	カウント数	空乏層厚	読み出しノイズ	エネルギー分解能
	[cnt/sec]	[μm]	[e^-]	[eV]
4	9.60(13.5)	15.2(24.5)	16.3	199(218)
8	9.66(13.4)	15.3(24.4)	15.3	192(205)
16	9.52(13.4)	15.0(24.4)	14.2	179(195)

考察 表 3.15 より、相関数を上げた効果が読みだしノイズの抑制に現れている。4 重相関と 16 重相関で比較すると、読みだしノイズを ∼15%低下させ、それに伴って 5.89[keV] におけるエネルギー分解能を ∼10%上げることに成功した。相関数を多くすれば、読みだしノイズを抑える効果が更に期待できる。

第4章　CCD による偏光X線測定と偏光X線イベント解析

X 線が空乏層で光電吸収され、それに引き続く電離で生じた電子群は、CCD 表面にドリフトするまでに拡散により広がる。これにより、1 つのX線イベントで生成された電子が複数のピクセルにまたがることがある。入射X線のエネルギーは、発生した電子群の個数に比例するので、エネルギー を正しく求めるためには複数のピクセルにまたがった電子を再び足し合わせる作業が必要になる。その方法として、グレード判定法とフィッティング法が考えられてきた。

本章ではまず第 1 節でグレード判定法とフィッティング法を概説したあと、第 2 節でフィッティング法の応用として、CCD-CREST(deep2) を用いた偏光X線イベントの測定と解析を試みた。

4.1　グレード判定法とフィッティング法

4.1.1　グレード判定法

ASCA/SIS や AstroE/XIS で採用されていることからも分かるように、グレード判定法は X 線イベントの解析法として確立されたもので、本論文でも前章までの結果はすべてグレード判定法を解析に適応したものである。グレード判定法では、以下のような手順で、複数ピクセルに分かれた電荷を再構築する。

- パルスハイトがある一定の閾値 (event threshold) を越えるピクセルをイメージから抜き出す
- その周囲のピクセルでパルスハイトがある一定の閾値 (split threshold) を越えるピクセルを抜き出す。split thresohld を越えるピクセルに対して、真ん中のピクセルから電子が漏れ出していると見なす。なお CCD-CREST(deep2) では周囲のピクセルとして隣のピクセルだけを使う 3×3 モードを使っているが、2 つ隣のピクセルまで含

める 5×5 モードなど、ピクセルサイズに応じて適当に決めることができる。AstroE/XIS では、3×3 pixel 内のデータだけをエネルギー の再構成に用い、それより 1 つ外側の pixel のデータはイベントが 3×3 以上に拡がっているかどうかの判定に用いる。

- 電荷の分かれ方に基づいてグレード分けする (図 4.1)。
- X 線イベントと見なされるグレードについては、真ん中のピクセルに溜まった電荷に、周りに漏れ出した電荷を足し合わせることで、X 線入射エネルギーに比例した数の電子を再構成する。

簡便な方法で計算時間が短い反面、グレード判定法には以下のような欠点が指摘されてきた。

- 3×3 あるいは 5×5 より広い範囲にまたがった電子をすべて集めきることができない。入射 X 線のエネルギーが高いと空乏層の深いところで吸収されて拡散による広がりが大きくなるため、この効果が特に深刻になる。
- split threshold 以下のパルスハイトしか示さない場合は、電子がそのピクセルにまたがっていないと見なされるので、最初にできた電子をすべて集めきることができない ([2])。また、split threshold の値は経験的なものでしかない。

4.1.2 フィッティング法

フィッティング法ではグレード判定法の欠点を補うため、event threshold を越えるピクセルを中心にして、3×3 あるいは 5×5 のピクセルのパルスハイトをデータ点にして、 2 次元 gaussian で CCD 面上の電子群の広がりをフィットする。

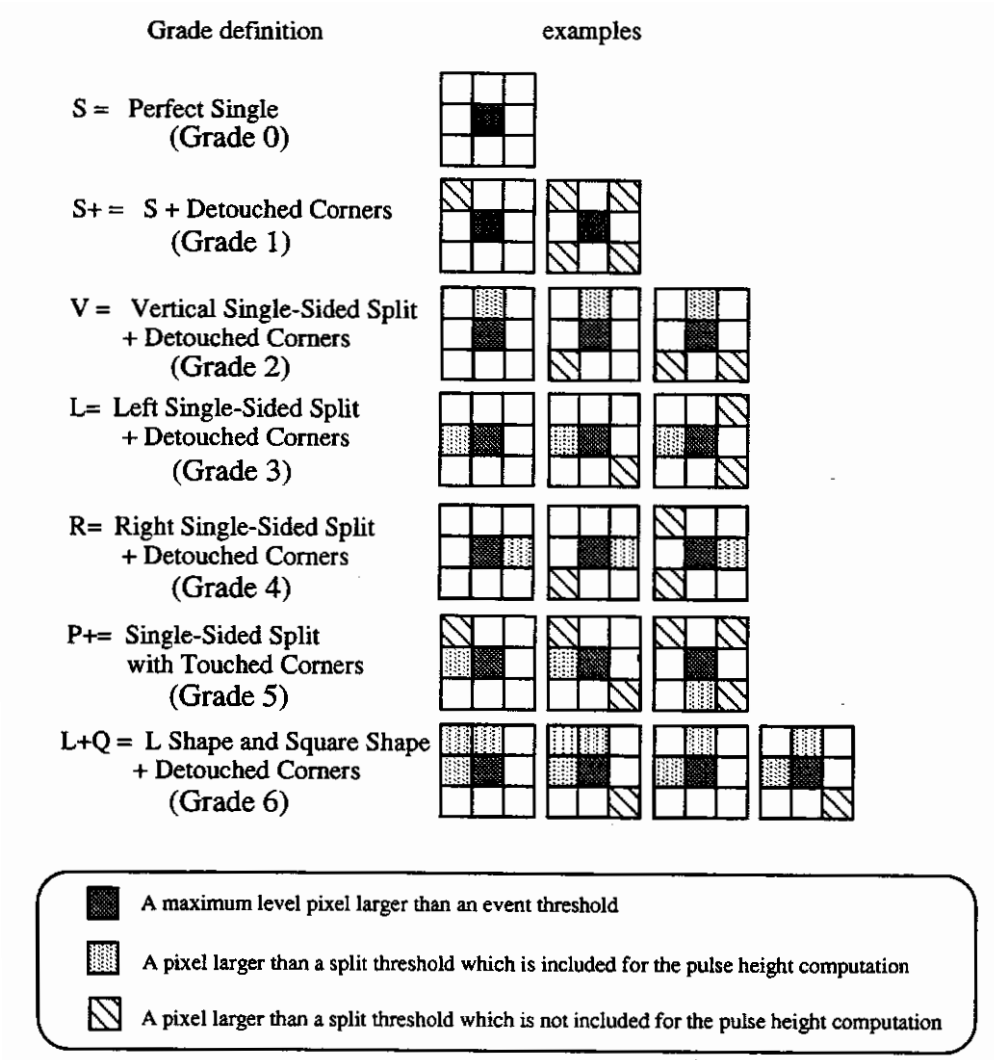


図 4.1: グレード判定法 (3×3 モードの場合): このうち、grade 1 や grade 5 は荷電粒子の入射によるもの、grade 7 (図に表すよりも広く電荷が分布する場合) は空乏層ではなく中性領域で吸収されたX線によるものと見なされる。最終的にX線イベントとしてカウントされるのは grade 0,2,3,4,6 のイベントである。

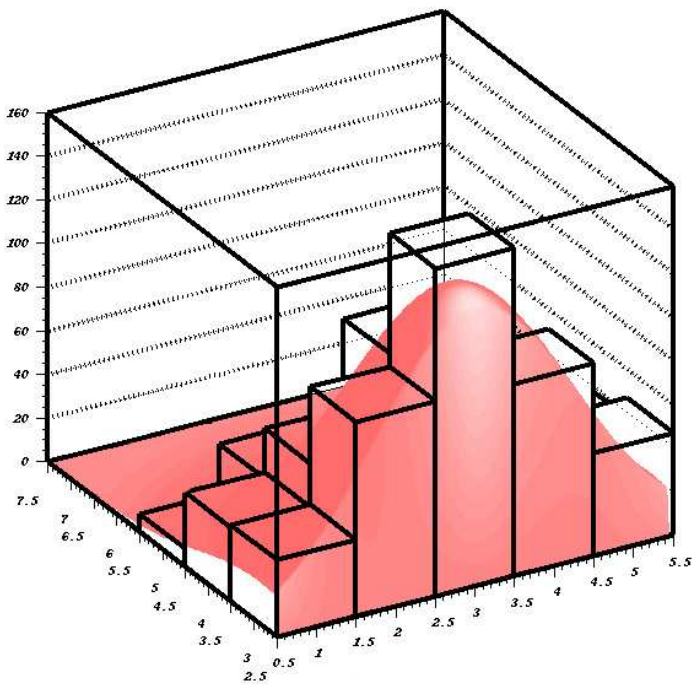


図 4.2: フィッティング法 (5×5 モードの場合): $5 \times 5 = 25$ 個のパルスハイトのデータを 2 次元球対称の gauss 関数でフィットし、その体積から電荷量を計算する。

このイベント解析法は、従来のグレード判定法に比べて 3×3 以上に拡がるイベントも同様に解析に使えるので、実効的に検出効率を上げることができる。実際、AstroE/XIS の地上キャリブレーションのデータを解析し、フィッティングで検出効率を 10%上げることができたことが報告されている [4]。フィッティング法では更に、イベントの広がりや中心位置がサブピクセルサイズで決定できるという利点もある。

4.2 偏光 X 線イベント検出への応用

4.2.1 CCD による偏光測定の原理

本節では CCD-CREST(deep2) を用いた偏光 X 線測定の試みについて述べる。X 線が Si によって光電吸収される場合、1 次電子が飛び出す方向は入射 X 線の電場の方向が最も確率が高くなる。1 次電子は周りの原子を電離して電子、正孔対を作りながらエネルギーを失うため、X 線入射で生成される電子群の分布は、入射電磁波の電場方向に沿った楕円になる。従って入射 X 線が直線偏光している場合、CCD 表面上では偏光面を長軸にした楕円形に広がることが期待できる。

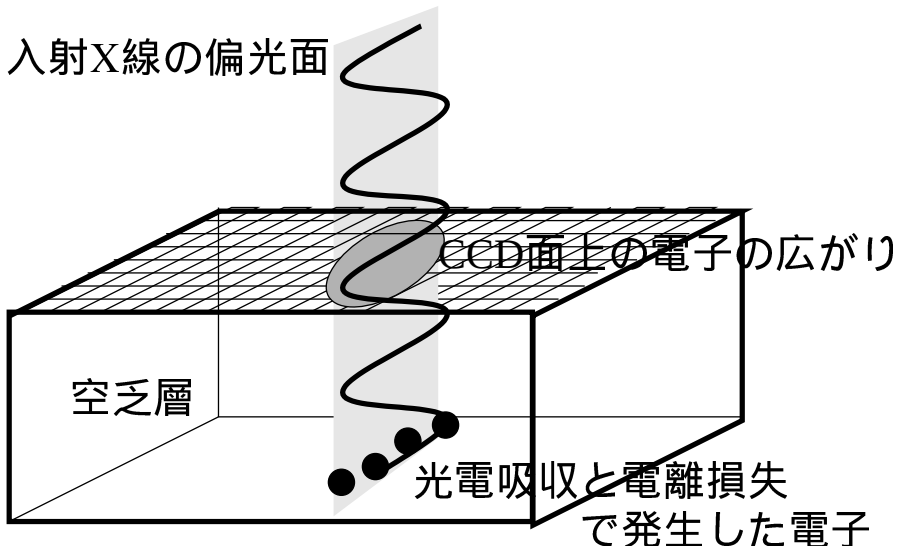


図 4.3: CCD による偏光測定

入射 X 線のエネルギーが E_X[keV] の時、電離に要するエネルギーを I[keV] とすると、1 次電子の持つエネルギー E_e[keV] は

$$E_e = E_X - I \tag{4.1}$$

となる。更に、E_e[keV] のエネルギーを持つ電子の Si 中での飛程長 $l[\mu\mathrm{m}]$ が経験的に

$$l[\mu\mathrm{m}] = (\frac{\mathrm{E_e[keV]}}{10[\mathrm{keV}]})^{1.75} \tag{4.2}$$

の式に従う ([6]) ので、これより CCD 面上での電子群の作る楕円の大きさを見積もることができる。$E_e = 30$[keV] の時 $l = 6.8[\mu\ \mathrm{m}]$、$E_e = 50$[keV] の時 $l = 16.7[\mu\ \mathrm{m}]$ であり、これが空乏層をドリフトして電極に達するま

でに広がるため、CCD 面上の楕円長軸の長さは $\sim 10[\mu\mathrm{m}]$ ([2]) である。CCD-CREST(deep2) のピクセルサイズは $24[\mu\mathrm{m}]$ であるので、偏光による電子群の広がりを検出するためにはサブピクセルレベルで電荷分布を決定する必要がある。そのため、偏光 X 線イベントの解析には、サブピクセル長の電荷分布を決定できるフィッティング法を適用した。

この場合、偏光 X 線イベントによる電子群の広がりは楕円であることが期待されるため、図 4.4 に示すように、2 次元球対称 gaussian ではなく、回転角を含めた 2 次元非球対称 gaussian でフィットする必要がある。具体的なフィッティング例は図 4.5 に示す。

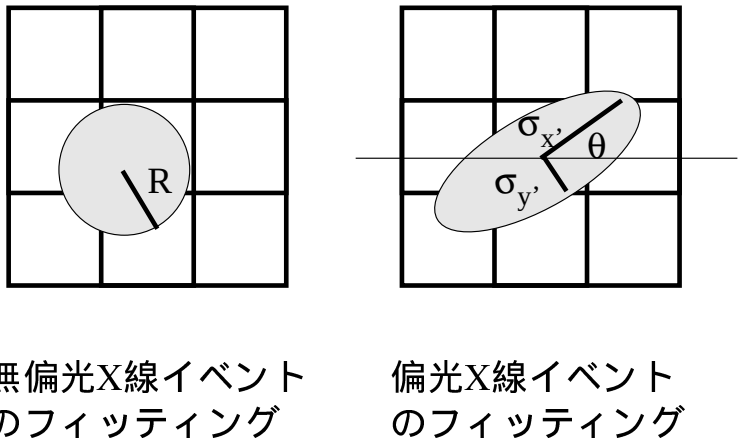


図 4.4: 偏光 X 線イベントの検出: CCD 面上で 3×3 ピクセルにまたがった電子群の分布を表す。無偏光 X 線の解析では 2 次元球対称 gaussian で電子群の中心位置とその半径を求めるが、偏光 X 線の解析では 2 次元非球対称 gaussian で電子群の中心位置、長軸半径 $\sigma_{x'}$、短軸半径 $\sigma_{y'}$ および回転角 θ を求める。

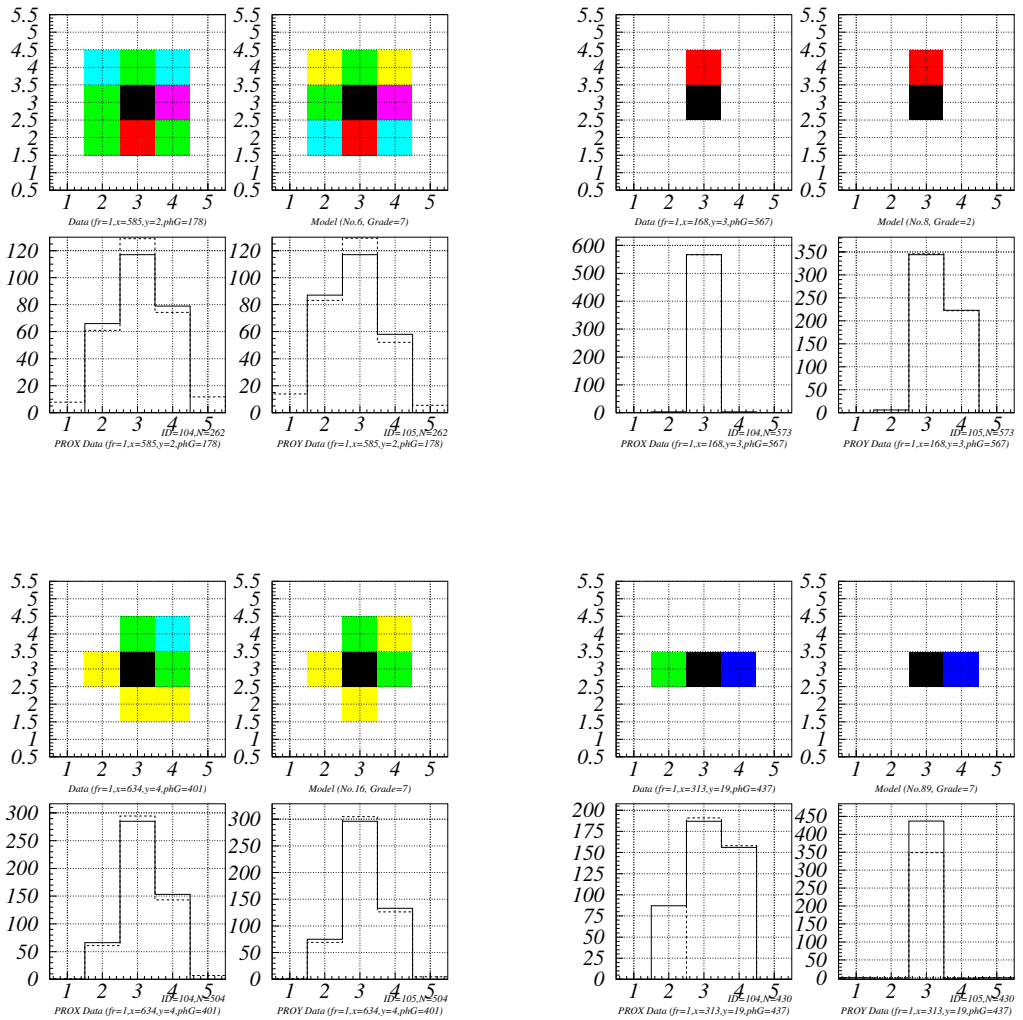


図 4.5: 偏光 X 線フィッティングの例: ここには例として 4 イベントのフィッティング例を示す。それぞれのイベントにつき、3×3 ピクセルの測定データ (左上)、best fit model(右上)、x 軸方向の測定データとモデル (左下)、y 軸方向の測定データとモデル (右下) の 4 枚のパネルを表示した。best fit parameters(x,y,$\sigma_{x'}$,$\sigma_{y'}$,θ) は左上のイベントが (3.08,2.83,0.88,0.86,0.09)、右上のイベントが (2.85,3.37,0.36,0.20,-87.18)、左下のイベントが (3.19,3.13,0.67,0.64,22.6)、右下のイベントが (3.51,2.79,0.91,0.22,-0.08) である。

4.2.2 X 線発生装置からの偏光 X 線の測定

まず偏光 X 線源として用いる X 線発生装置からの偏光度を、Thomson 散乱を利用して SSD で測定した。散乱体としてポリエチレンを用い、X 線発生装置、SSD 検出器を図 4.6 に示す配置で設置した。

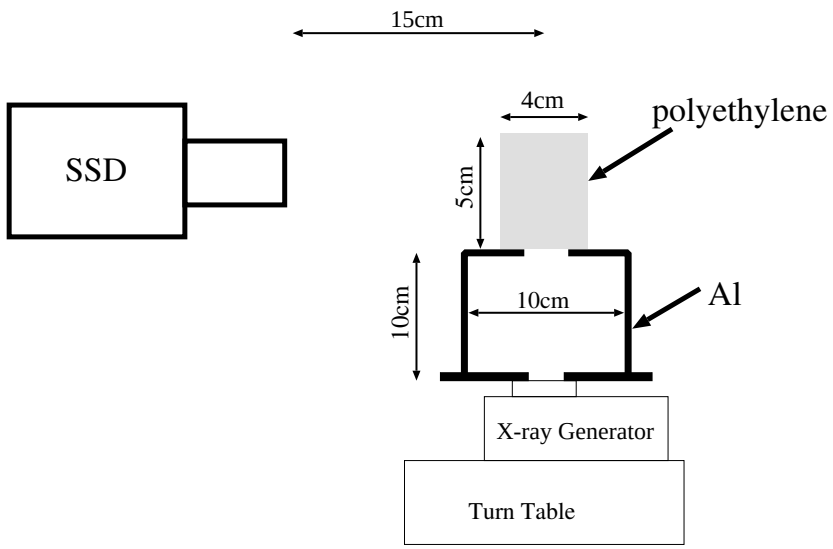


図 4.6: Thomson 散乱による X 線発生装置からの偏光 X 線測定実験: X 線発生装置やポリエチレンの散乱体が固定された turn table を回転させることにより、任意の散乱角での散乱 X 線を測定できるような構造になっている。

SSD で得られる散乱体からのスペクトルは図 4.7 に示すようなものである。これは、X 線発生装置のターゲットとして用いられている W の輝線や、実験装置を囲う Fe の特性 X 線と連続 X 線の合成になっている。ここで、SSD 検出器と偏光面との角度によって強度が変化するのは、連続 X 線の成分である。X 線発生装置の加速電圧を変えて、さまざまな散乱角の方向で連続 X 線の強度を測定した結果は図 4.8 に示す通りである。
また、X 線発生装置の加速電圧に対して偏光度を測定した結果は図 4.9 に示す。加速電圧に近いエネルギーを持つ X 線の偏光度は $\sim$40%であり、これは加速電圧に関係がないことが分かった。更に X 線発生装置からの X 線は、発生装置内の熱電子の加速方向に偏光していることも分かった。

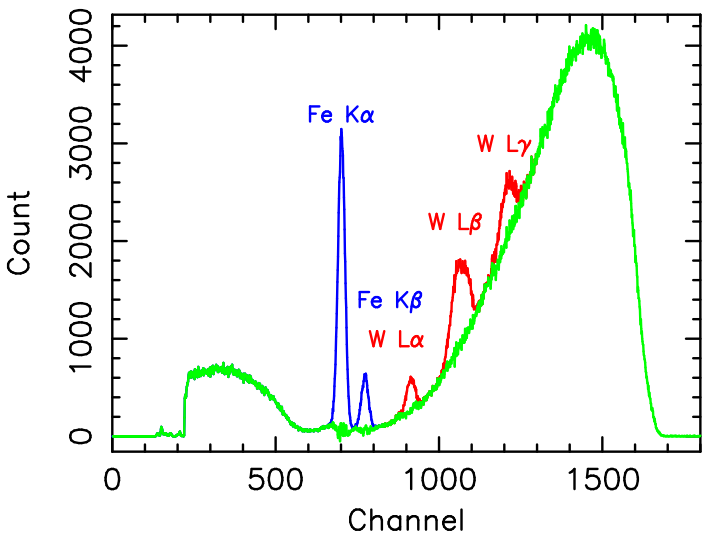


図 4.7: 散乱 X 線のスペクトル

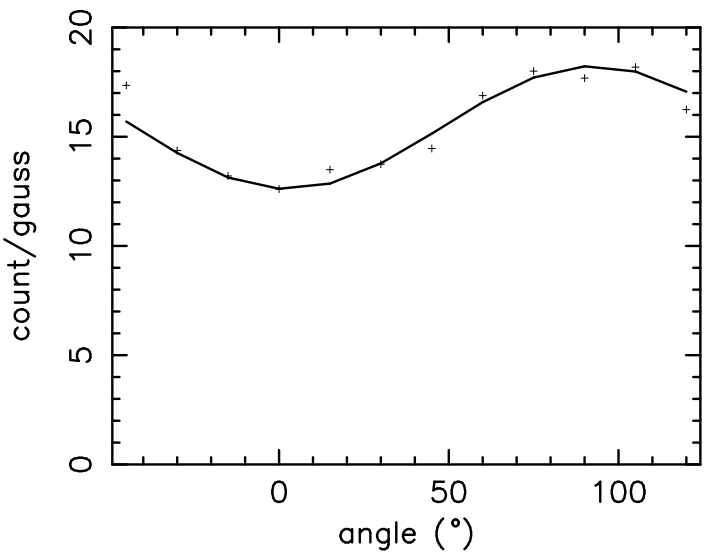


図 4.8: 散乱角と X 線強度の関係: X 線発生装置の加速電圧が 15[kV] の時の 14–15[keV] の X 線イベントを用いた、散乱角 (X 線発生装置の加速方向と平行な方向を 0° とする) とカウント数の関係

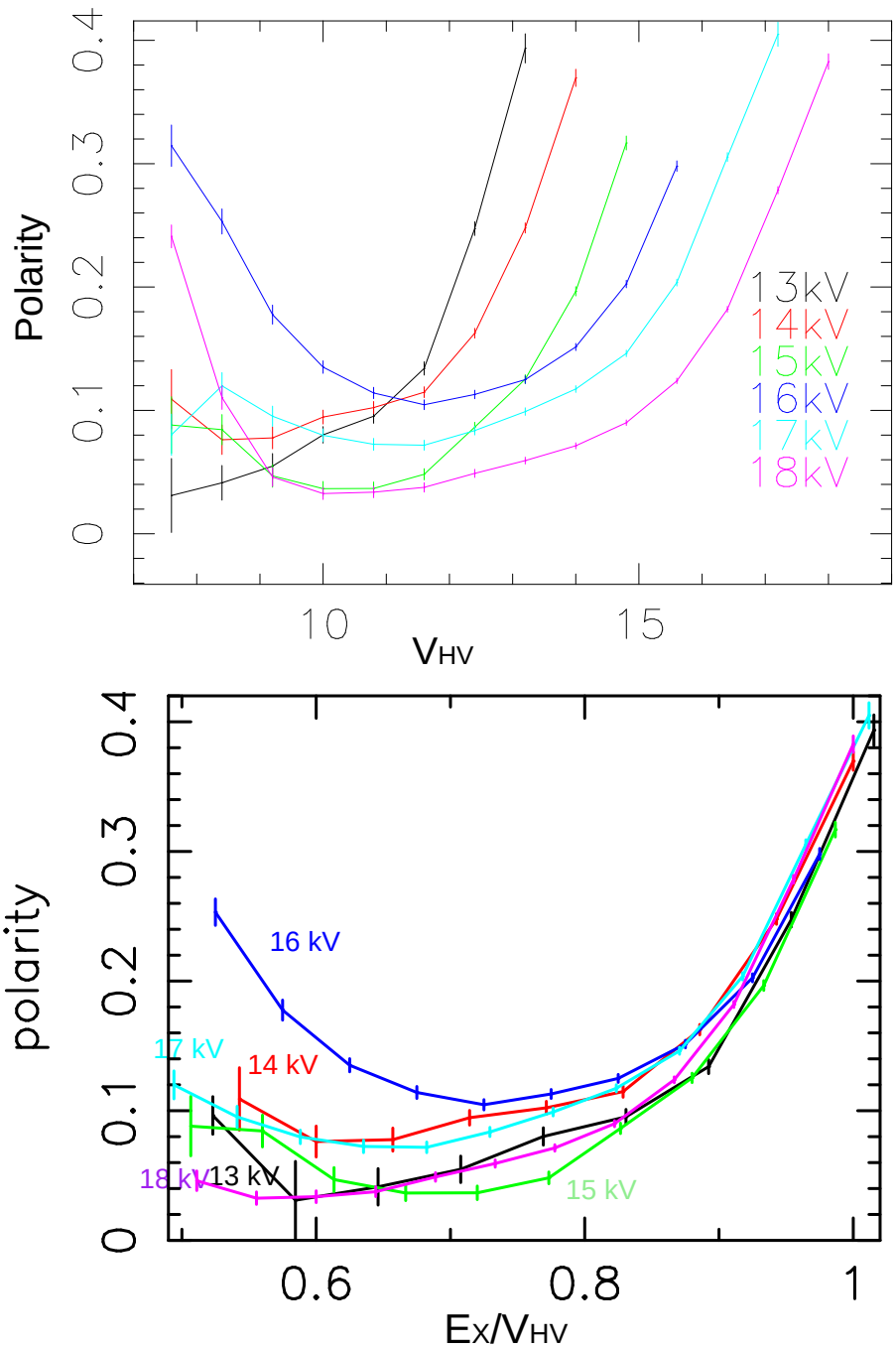
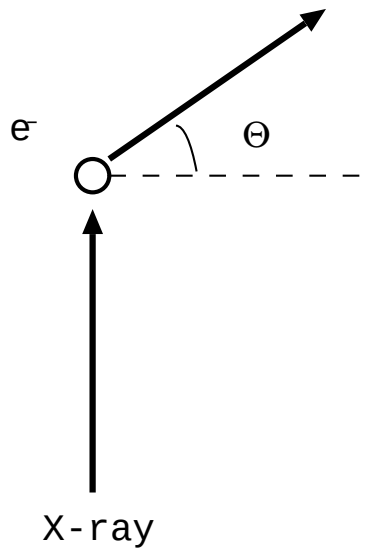


図 4.9: X 線発生装置の加速電圧と偏光度の関係: 【上のパネル】 X 線発生装置の加速電圧 (V_{HV}) を変化させた時の偏光度を各エネルギー幅について求めたもの。X 線のエネルギーは加速電圧で上限が決まる。【下のパネル】 X 線の各エネルギー (E_X) を加速電圧で規格化してプロットしたもの。

Thomson 散乱による偏光 X 線の測定

Thomson 散乱は、電子の運動エネルギーがその質量エネルギーに比べて十分小さい場合に、入射電磁波から加わる Coulomb 力によって電子が単振動し、入射電磁波と同じ振動数の電磁波を輻射する過程である。



入射電磁波が直線偏光しているとすると、$\vec{x} = (0, 0, 0)$ の位置にある電子が時刻 t に入射電磁波から受ける Coulomb 力 $\vec{F}(t)$ を、

$$\vec{F}(t) = e\vec{E_0} sin\omega_0 t \tag{4.3}$$

と表すことができる。ここで入射電磁波の電場の振幅を $\vec{E_0}$ 、振動数を ω_0 としてある。これにより電子は単振動し、双極子輻射で、単位時間および単位立体角当たり

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^4 E_0^2}{8\pi m^2 c^3} sin^2\Theta \tag{4.4}$$

だけのエネルギーを放出する。この角度依存性は、輻射が入射 X 線の方向と垂直な方向にもっとも大きく出ることを示している。
従って入射 X 線が直線偏光している場合、偏光面に対して垂直な方向で測定する X 線イベントの数は、偏光面に平行な方向で測定する X 線イベントの数よりも多くなる。散乱体と検出器の角度を変えて X 線イベントの数を測定することにより、入射 X 線の偏光度を測定することができる。
なお、偏光度 Π は、角度を変えて検出された X 線イベントの最大値と最小値をそれぞれ、I_{max}、I_{min} としたときに

$$\Pi = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \tag{4.5}$$

と定義する。

4.2.3　偏光 X 線の測定とイベント解析

設定　X 線発生装置からの連続 X 線が偏光していることが分かり、その偏光度もだいたい求められたので、次に図 4.10 に示すような CCD 検出器で偏光を測定するシステムを組み立てた。その上で X 線発生装置の方向、すなわち偏光面の方向を変えて X 線を CCD-CREST(deep2) に照射し、前述した方法で偏光 X 線イベントの解析を行った。

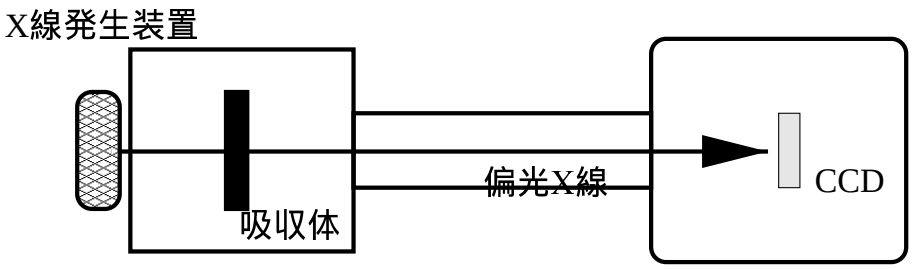


図 4.10: CCD 検出器による偏光 X 線測定システム (上から見た図): X 線発生装置 (図と垂直な平面で回転可能) から出た偏光 X 線を低エネルギー X 線を吸収させるために吸収体 (Al 板 3[mm]) を通し、真空チェンバの真ん中に設置した CCD に照射する。

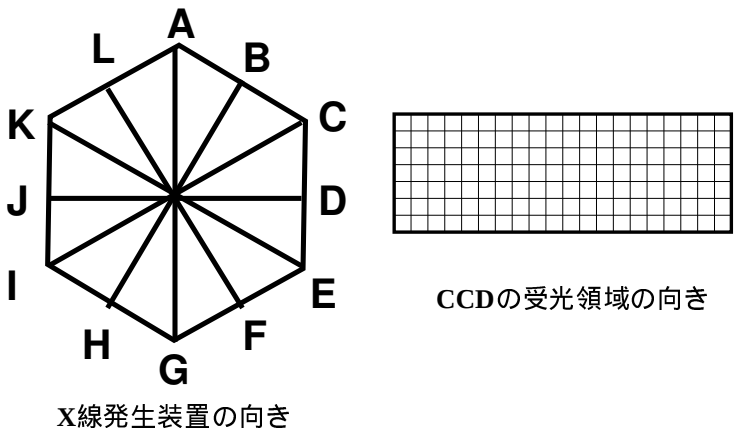


図 4.11: X 線発生装置と CCD 受光領域の向き関係 (X 線の偏光方向に垂直な面を見た場合): X 線発生装置は 30° 刻みの角度で取り付けることができる。例えば、X 線発生装置を AG の向きに装着した場合、発生する X 線の偏光面の方向も AE 方向となり、CCD の水平面と為す角度 Θ は 90° になる。実験では X 線発生装置の向きを AG, BH, CI, DJ, EK, FL, GA と変えて、CCD の水平面に対して様々な偏光角 ($\Theta = 0°, 30°, 60°, 90°, 120°, 150°, 180°$) を持った偏光 X 線を照射した。

表 4.1: 偏光 X 線照射実験

蓄積時間	1[sec]
転送時間	7[sec]
取得フレーム枚数	300–400 枚
線源から CCD までの距離	150[cm]
駆動温度	-100[℃]
縦転送電圧 P1V/P2V	0/-10[V]
横転送電圧 P1H/P2H	3/-7[V]
リセット電圧 Rst	6/-4[V]
X 線発生装置の加速電圧	50[kV]
X 線発生装置の出力電流	0.045[mA]

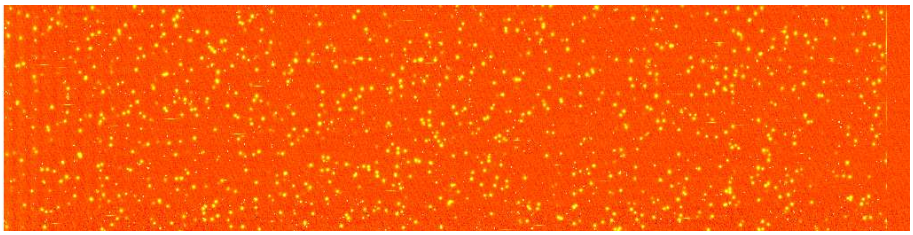


図 4.12: 偏光 X 線照射時の CCD のイメージ

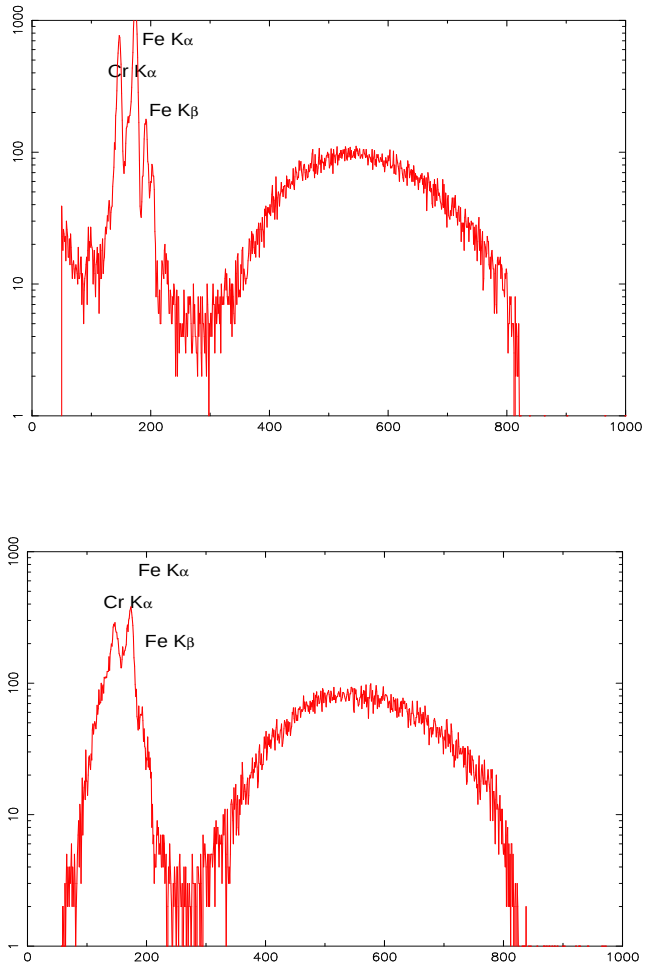


図 4.13: 偏光 X 線照射時のスペクトル: 【上のパネル】grade 0 の X 線イベント (シングルピクセルイベント) だけによるスペクトル。【下のパネル】 grade 2,3,4,6(スプリットイベント) だけによるスペクトル。ともに容器内の反射による Fe と Cr の蛍光 X 線が見られる。入射 X 線のエネルギー が高いほど電子群の広がりが大きくなって偏光検出に有利なので、X 線発生装置の出力 50 kV に対し、45–50 keV のエネルギー を持つ X 線イベントのみを解析に用いた。

結果　偏光 X 線照射時の CCD-CREST(deep2) のイメージは図 4.12 に、またスペクトルは図 4.13 に示すようになった。

考察　まず、得られた X 線イベントをグレード判定法を用いてグレード判別し、縦にスプリットしたイベント (grade 2)、横にスプリットしたイベ

ント (grade 3, grade4) のイベント数を調べた (表 4.2)。X 線発生装置の方向を AG 方向に設置したときは、CCD の水平面に対して偏光面 Θ が 90° の角度をなしているので、縦にスプリットするイベントが横にスプリットするイベントの数より多くなり、逆に X 線発生装置の方向を DJ 方向に設置したときは、CCD の水平面に対して偏光面 Θ が 0° の角度をなしているので、横にスプリットするイベントが縦にスプリットするイベントの数より多くなることが期待できる。ここで、注意しなければいけないことは、CCD の非対称性から、無偏光の X 線を照射しても縦にスプリットするイベントと横にスプリットするイベントの数が同じにはならないことである。

表 4.2: グレード判定法を用いて得られた偏光 X 線解析の結果: 入射 X 線偏光面と CCD の水平面の為す角 Θ に対し、グレード判定をして grade2(縦), grade3(横), grade4(横) のイベントの個数 (それぞれ G2,G3,G4 と表す) を調べ、横縦比 $G3 + G4/G2$ を求めた。$\Theta = 0 \sim 90^\circ$ は 300 フレーム、$\Theta = 120 \sim 180^\circ$ は 400 フレーム取得した。

Θ	G2	G3	G4	横縦比
0°	8550	2836	2842	0.664094
30°	8478	2845	2815	0.667610
60°	8523	2859	2762	0.659510
90°	8689	2726	2735	0.628496
120°	11670	3780	3871	0.655613
150°	11636	3822	3730	0.649020
180°	11472	3718	3949	0.668323

そこで、各 Θ に対し、縦スプリットイベント数に対する横スプリットイベントの数の比 (横縦比) を求め、それを Θ に対してプロットした (図 4.15)。これより、期待通り、$\Theta = 90^\circ$ の時に横縦比が最も小さく、Θ が 90° から離れるに従って横縦比が増加する傾向が見て取れる。

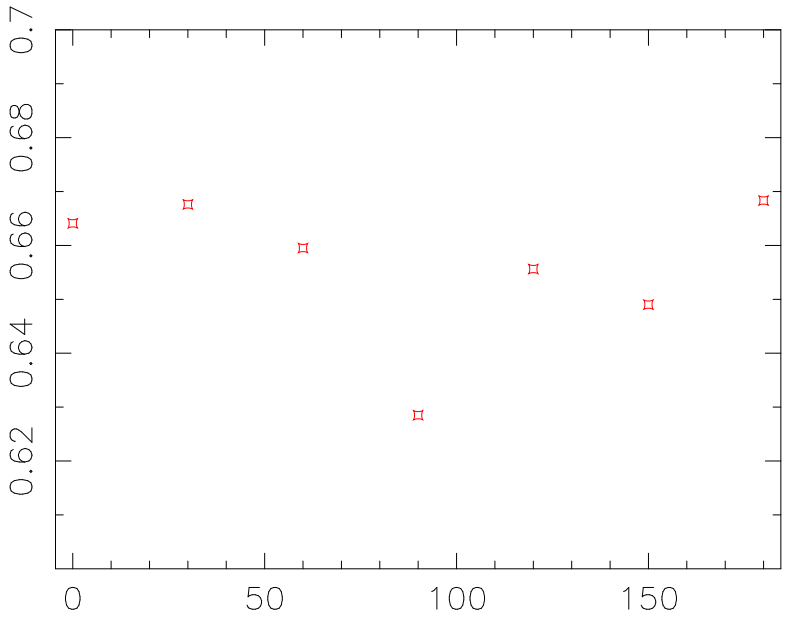


図 4.14: 偏光面と CCD の水平面のなす角度 Θ (x 軸) に対する横縦比 (y 軸) の変化

次に、同じデータをフィッティング法で解析した。フィッティング法では、CCD の水平面に対する各イベント (楕円形) の傾き角 (θ) が得られる。様々な Θ のデータに対し、θ の範囲を区切って分布を取った (表 4.3)。

表 4.3: フィッティング法を用いて得られた偏光 X 線解析の結果

θ	$\Theta = 0°$	$\Theta = 30°$	$\Theta = 60°$	$\Theta = 90°$	$\Theta = 120°$	$\Theta = 150°$	average
$0 < \theta < 15$ $165 < \theta < 180$	1445(86.0)	1385(83.5)	1331(80.7)	1299(01.8)	1502(86.7)	1509(98.6)	1411(35.2)
$15 < \theta < 45$	779(63.2)	866(68.0)	817(63.2)	716(60.8)	746(61.1)	748(69.4)	779(26.1)
$45 < \theta < 75$	2065(103)	1954(99.2)	1977(98.3)	2124(105)	1832(95.8)	1921(111)	1979(41.7)
$75 < \theta < 105$	2974(123)	2941(122)	3116(123)	3160(128)	2928(121)	3095(141)	3036(51.7)
$105 < \theta < 135$	1931(99.5)	2039(101)	2104(101)	2005(102)	2222(105)	1960(112)	2043(42.3)
$135 < \theta < 165$	807(64.3)	816(64.1)	656(56.6)	696(59.9)	771(62.1)	767(70.3)	752(24.7)

グレード判定法による解析と同様、これも無偏光 X 線を照射したときに θ に対して一様な分布とはならないことを考慮に入れなければならない。そこで、いろいろな Θ の偏光面のデータの平均を、無偏光の X 線を照射した時の θ 分布とした。これからのずれが、X 線偏光による CCD の応答となる。

さて、$\Theta = 0°$ の時は $\theta = 0°$ の、$\Theta = 30°$ の時は $\theta = 30°$ のイベントが最も多くなることが期待できるが、実際には統計が少ないためにあまり有意な傾向が見られない。そこで、統計をよくするため、$\theta - \Theta$ の値に対して、

それぞれの横縦比を取った (図 4.15)。この図より、期待通り $\theta - \Theta = 0^\circ$ の場合に横縦比が最も高く、$\theta - \Theta = 90^\circ$ の場合に横縦比が最も低くなる傾向が有意に見て取れる。

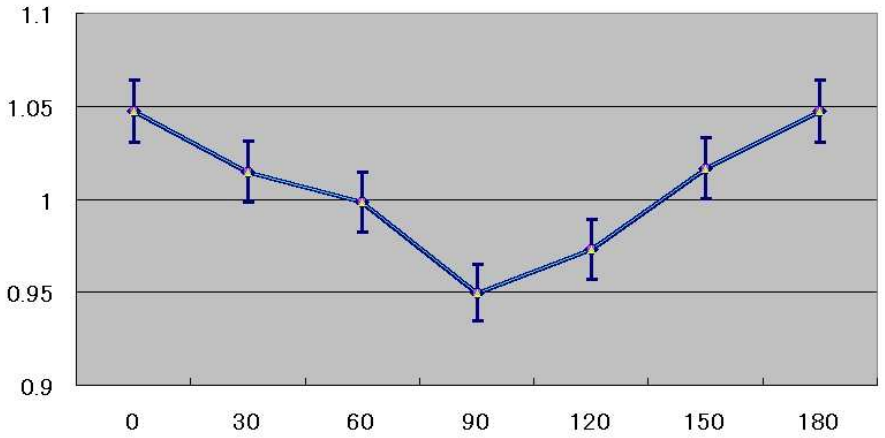


図 4.15: $\Theta - \theta$ (x 軸) に対する横縦比 (y 軸) の変化: この曲線を empilical に正弦曲線でフィットした結果、$\theta - \Theta = 0 \pm 5^\circ$ の acceptable fit を得た。$\pm 5^\circ$ の精度で偏光面の角度が求まったと考えられる。

グレード判定法、フィッティング法ともに偏光 X 線照射で期待された傾向が見られた。さらに、以下に列挙するような改善点を施した上で実験したい。

X 線発生装置の管電圧を上げる X 線発生装置の加速電圧を上げると、1 次 X 線のエネルギーが高くなり、その光電吸収で生成される 1 次電子のエネルギーも大きくなる。これにより、空乏層内での 1 次電子飛程が伸びて楕円形の電子群の離心率が上がることが期待できる。離心率でセレクションをかけてイベント解析することで、無偏光 X 線によるイベントを取り除くことができるだろう。

フィッティングの計算時間を速くする 現在のフィッティングコードでは 50000 イベントのフィッティングに約 10 時間かかり、統計的な議論を行うにはイベント数がまだ少ないので、計算時間の短い新しいコードを開発する必要がある。

ピクセルサイズの小さい CCD を使う CCD-CREST(deep2) のピクセルサイズ $24[\mu\mathrm{m}] \times 24[\mu\mathrm{m}]$ は偏光 X 線で生成される電子群の広がりよりも数倍大きい。浜松ホトニクス社によりピクセルサイズ $8[\mu\mathrm{m}]$

$\times$ 8[μm] の CCD 検出器が開発されたので、今後はこのピクセルサイズの小さい CCD を用いて測定を行う。

第5章　CCD の内部構造解析の新たな試み

CCD 検出器の空乏領域や中性領域の構造は、CCD の特性を理解する上で非常に重要であるにもかかわらず、簡便に測定する方法がなかなか見当たらないのが現状である。本節では、CCD の性能評価と同等の設備で可能な新たな内部構造解析の手段として、β 線照射による空乏層厚の測定とフィッティング法による空乏領域、中性領域の測定について述べる。更にこれらの方法を CCD-CREST(deep2) で実際に取得したデータに適用した結果についても報告する。

5.1　β 線照射による空乏層厚の測定

本章では空乏層厚を求めるのによく利用される 2 つの方法を概観したあと、β 線を用いた新しい空乏層厚測定方法の試みについて述べる。

5.1.1　C-J 法

p-n 片側階段接合 (p 側あるいは n 側うち、の一方の不純物ドープ量が他方より十分多い階段接合) の半導体をコンデンサと見立てたとき、その静電容量 C と半導体の両極に外部から加える電圧 V の間には、

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_{bias} - V)}{q\varepsilon N_B} \tag{5.1}$$

という関係がある。ここで、q は電荷素量、ε は半導体物質の誘電率、N_B はアクセプタ原子の個数密度 N_A とドナー原子の個数密度 N_D のうち多い方の原子の個数密度である。空乏層厚 W、および内部電圧 V_{bias} は、真性半導体原子の個数密度を n_i としたときに、それぞれ

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon(V_{bias} - V)}{qN_B}} \tag{5.2}$$

$$V_{bias} = \frac{k_B T}{q} \ln(\frac{N_A N_D}{n_i^2}) \tag{5.3}$$

で求めることができる。従って半導体にさまざまな電圧 V をかけてその時の静電容量 $C(V)$ を測定することにより、空乏層厚 W が測定できる。[1]。この測定法は、CCD 性能評価に用いる実験セットアップとは全く異なるセッティングを作らなければならないという難点がある。

5.1.2　絶対強度が既知の X 線源を用いる方法

絶対強度が既知の X 線源を用いて、測定で得られた X 線イベントのカウント数から量子効率を計算し、これに基づいて空乏層厚を計算する。本論文で空乏層厚を具体的な値として言及する場合は全てこの方法に準拠している。我々が測定に用いた X 線源である ^{55}Fe の半減期は 2.73 [yr] であり、5.89[keV] X 線の Si 中の attenuation length は 29.3 [μm] であることから、式 2.5 に従って空乏層厚が計算できる。
この測定法は、比例計数管を用いて線源の強度を常にモニターしながら、その都度データを補正しなければならないという難点がある。

5.1.3　β 線照射による方法

空乏層厚を測定するのに上記 2 法は確立された方法であるが、我々は CCD の性能評価に用いるのとほぼ同じセッティングでできる、より簡便に空乏層厚を測定する新しい方法として、CCD に β 線を照射する実験を考案した。

図 5.1 に示すように、CCD 表面の法線方向に対して ϕ の角度をつけた方向から β 線を入射する。この時、入射 β 線の軌跡に沿って Si 原子が電離され、電離によって生じた電子は空乏層内の電場に従ってドリフト運動する。この時、空乏層内で電離した電子はほぼドリフト運動のみで電極まで達するため表面での広がりは小さいが、より深い中性領域で電離した電子は中性領域における拡散運動の分だけ表面での広がりが大きいイベントになると予想される。そのため、CCD 表面での電子群の形は図 5.1 に示すように、“頭”(中性領域で電離した電子) と “尾”(空乏領域で電離した電子) の重ね合わせになることが期待できる。この場合、CCD 表面に表れる β 線イベントの “尾” の長さから空乏層厚を求めることが可能である。

[1] HPK 社から提供される空乏層厚の値はこの方法を用いて求めたものである

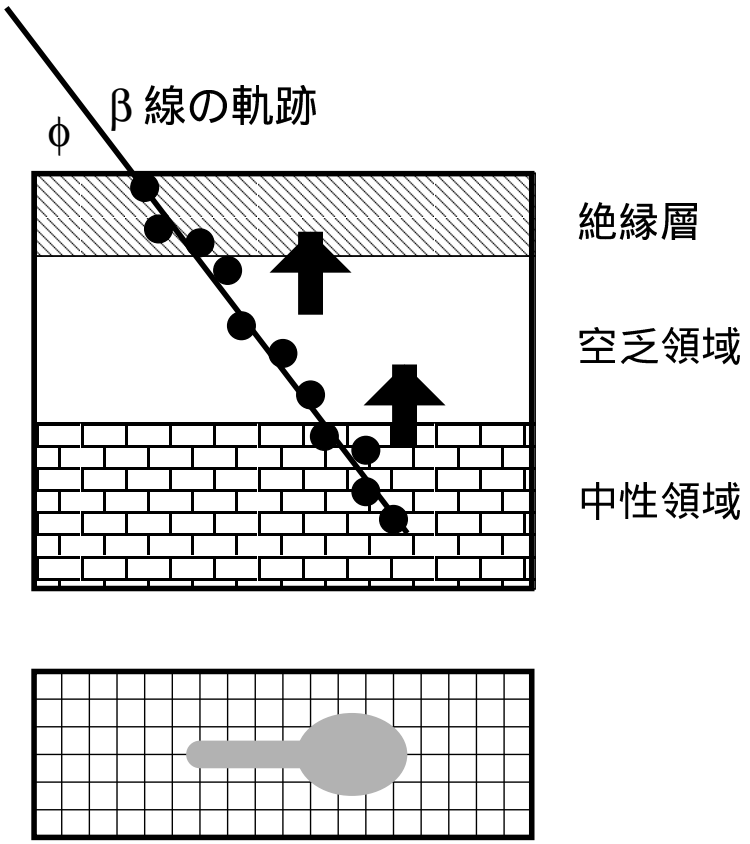


図 5.1: β 線照射実験の模式図: 上図は CCD の断面、下図は CCD の表面を模式的に表している。中性領域で発生した電子は空乏層に達するまでに拡散だけで広がるため、表面の電子群の分布は空乏層中で発生した電子と比較して広くなる。

設定　この実験では β 線源として $^{22}\mathrm{Na}$ を利用した。$^{22}\mathrm{Na}$ は中性子過剰な原子核であり、10%の電子捕獲と 90%の β^+ 線照射によって β 崩壊する。この後、安定な $^{22}\mathrm{Ne}$ に落ち着くために 1.27 [MeV] の γ 線を放出する。

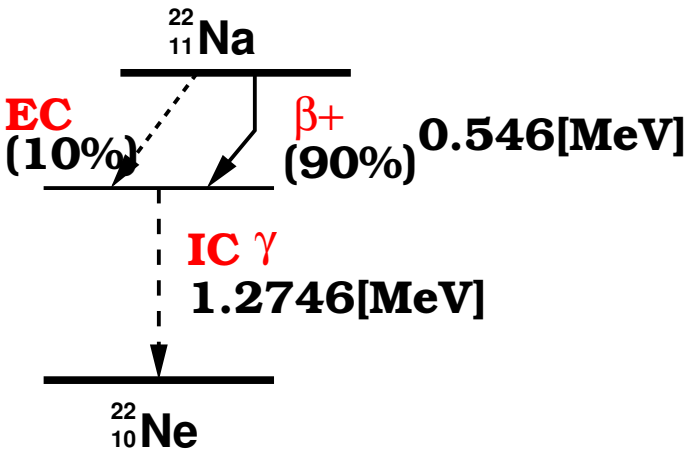


図 5.2: ^{22}Na の壊変図式

^{22}Na から放射される 0.546[MeV] の β 線の Si 中の飛程は $\sim 50[\mu\mathrm{m}]$ であり、CCD-CREST(deep2) の空乏層厚は $\sim 20[\mu$ m]、ピクセルサイズは $24[\mu\mathrm{m}] \times 24[\mu\mathrm{m}]$ であるので、“尾” が複数ピクセルにまたがるためには、

$$10[\mu\mathrm{m}] \sin\phi < 24[\mu\mathrm{m}] \tag{5.4}$$

より、ϕ <27 [deg.] の角度から β 線を入射させると良い。

実験のセットアップは、図 5.3 に示すように、^{22}Na 線源を回転ステージに装着し、CCD に対してさまざまな角度から β 線を照射する。線源には照射方向を絞るため、厚さ 1[mm] の Al 板でできたコリメータをつけてある。

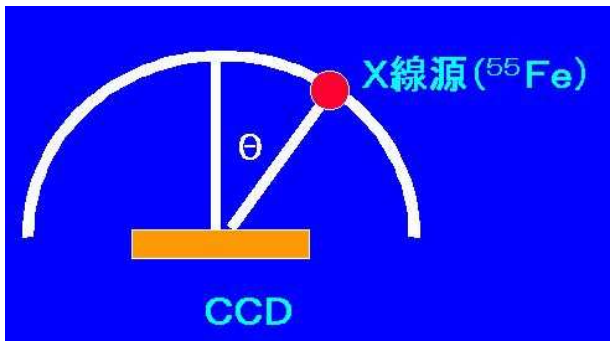


図 5.3: β 線照射実験 (^{22}Na を用いた場合): β 線源から CCD 面までの距離は 14.5[cm]。β 線の入射角は任意の角度に設定でき、CCD 面までの距離も一定に保たれる。

結果　入射角 $\phi = -5°$、$\phi = 4°$、$\phi = 75°$ から $^{22}\mathrm{Na}$ を照射して得られたイメージを、図 5.4 に示す。

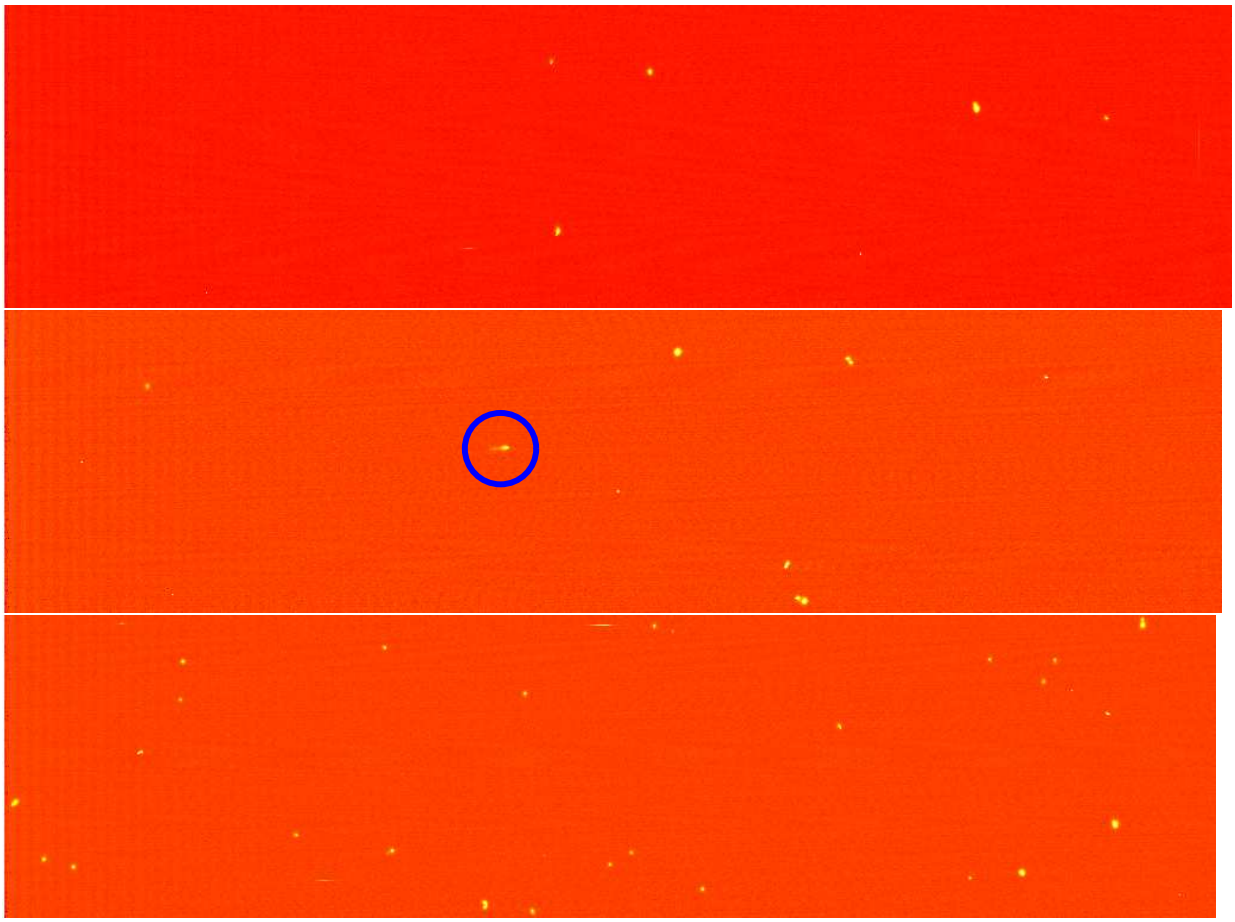


図 5.4: $^{22}\mathrm{Na}$ のβ 線照射による CCD のイメージ：上から入射角 ϕ が -4°(CCD の背面には $\sim$1[mm] のアルミ板がついているので β 線は遮断される)、4°、および 75° のときの CCD 表面のイメージ。

考察　得られたイメージに認められるイベントの多くは $^{22}\mathrm{Na}$ からの γ 線によるものと考えられる。CCD の背面から入射したときも同様にイベントが見られるからである。“尾” と “頭” 部分を伴った β 線によるイベントと思われるのは、図 5.4 の 2 段目のイメージ中○ で囲ったようなものであり、類似のイベントを数 10 例認めることができた。入射角 $\phi = 4°$ の時、β 線イベントの “尾” の長さは $\sim$10pixel 分であり、このことから空乏層の厚さは $\sim 16[\mu\mathrm{m}]$ と求まる。これは絶対強度が既知の X 線源を用いる方法で求めた空乏層の厚さ $20[\mu\mathrm{m}]$ とほぼ同じである。

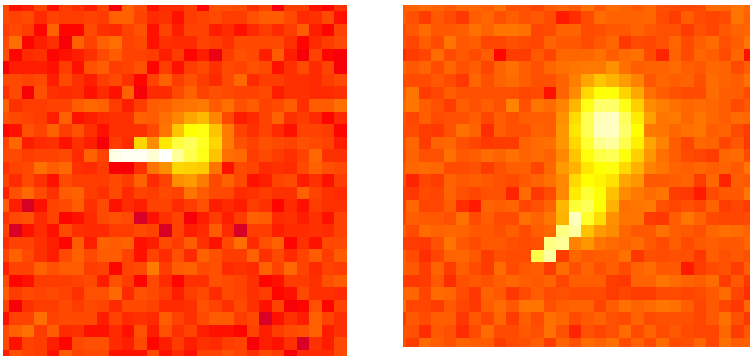


図 5.5: β 線イベントと思われる CCD のイメージの拡大図

この空乏層厚測定法は、β 線イベントのセレクションや、“尾” の長さの決定法を refine する必要があるものの、CCD の空乏層厚を桁で見積もるには簡便で有用な方法として期待できる。更に、β 線の軌跡は直線ではないため必ずしも照射方向に平行に “尾” を引く分けでは無いことも分かった。β 線の代わりに、より質量の大きい α 線や p 線などを使うことでこの問題は解決できるだろう。

5.2 フィッティング法による空乏領域、中性領域の測定

本節では、まず第 1 節で、X 線吸収によって生じた電子群が CCD 表面に達するまでの素過程を追う。第 2 章ではそれに基づいて、CCD 面上での電子群の広がりと電子の数から、CCD の空乏領域、中性領域の幅を求める試みについて述べる。

5.2.1 X 線吸収の深さと電子群の広がり

X 線が空乏領域あるいは中性領域で光電吸収され、それに続く 1 次電子の電離損失でできた電子群は、CCD の表面に達するまでに以下の 3 種類の素過程を受けて運動する。

拡散 濃度勾配を緩和する方向への拡散

ドリフト 空乏領域内で形成されている電場に従ってのドリフト運動

再結合 半導体中の不純物原子との再結合

これらの作用を考慮すれば、X 線が吸収された深さと CCD 表面での電子群の広がり、および電子の数 (Pulse Height に相当) の関係を知ることができる。以下では、空乏領域および中性領域で吸収された場合に分けてこの関係を概観する。

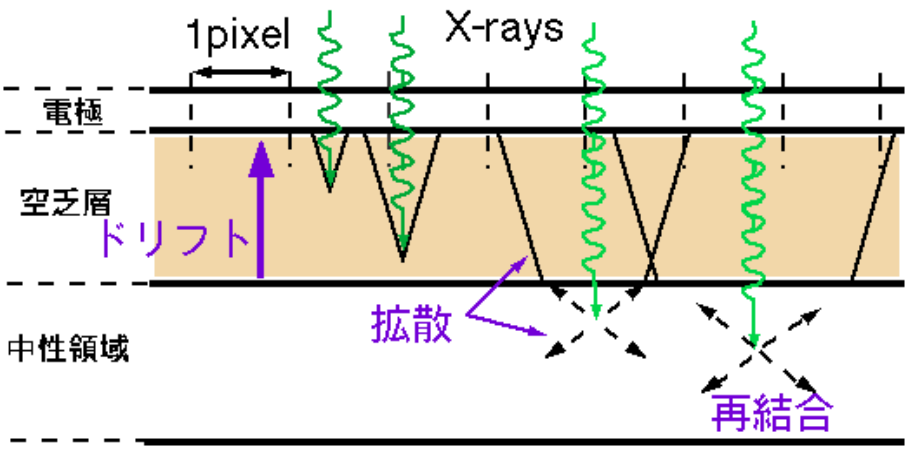


図 5.6: X 線吸収の深さと電子群の広がり ([4])

空乏領域で吸収された場合　3 つの素過程のうち、まず再結合について考察する。半導体中における電子の再結合にかかる時間 τ_{rec} は、電子の熱

速度 v_{th}、捕獲断面積 σ_p および再結合中心の濃度 N_t を用いて

$$\tau_{rec} = \frac{1}{v_{th}\sigma_p N_t} \tag{5.5}$$

と表される。ここで電子の熱速度は、電子の有効質量 m_n と温度 T から

$$\frac{1}{2}m_n v_{th}^2 = k_B T \tag{5.6}$$

によって求めることができ、$T = -100$[℃] の場合 $v_{th} = 5 \times 10^6$[cm/s] となる。再結合中心の濃度に CCD-CREST(deep2) の不純物濃度 $N_t = 10^{13}[1/\mathrm{cm}^3]$ を用い、 捕獲断面積 $\sigma = 10^{-15}[\mathrm{cm}^3]$ を使うと $\tau_{rec} = 2 \times 10^{-5}$[s] と決まる。一方、後述するようにドリフト運動で電子が空乏層を通過するのにかかる時間は $t = 10^{-8}$[s] なので、空乏層内では再結合の効果は殆ど無視でき、従って再結合によって電子の数が減少することもない。

次にドリフト運動について考える。ドリフト運動では、電場からの Coulomb 力と格子や不純物との衝突による力がつりあうような速さ v_{drift} で運動する。衝突の平均自由時間 (緩和時間) を τ_c、z 軸方向の電場の強さを E_z とすると、

$$v_{drift} = -\frac{q\tau_c E_z}{m_n} \tag{5.7}$$

と表される。これより、ドリフト運動で厚さ $l_{DL} \sim 20[\mu\mathrm{m}]$ の空乏層を通過するのにかかる時間は、$\sim 10^{-8}$[s] となる。

最後に、拡散による運動を考えよう。電子の個数密度分布を $\rho(\vec{x}, t)$ とすると、拡散方程式

$$D\nabla^2\rho(\vec{x}, t) = \frac{\partial\rho}{\partial t}(\vec{x}, t) \tag{5.8}$$

に従い、球対称な解

$$\rho(\vec{x}, t) = \frac{1}{(4\pi Dt)^{2/3}} e^{-\frac{x^2+y^2+z^2}{4Dt}} \tag{5.9}$$

なら、時間 t の間に $\sqrt{2Dt}$ だけ移動する。ここで拡散係数 D は不純物濃度に依存し、電子の易動度 μ_e とは

$$D = \frac{k_B T}{q}\mu_e \tag{5.10}$$

という関係にある。

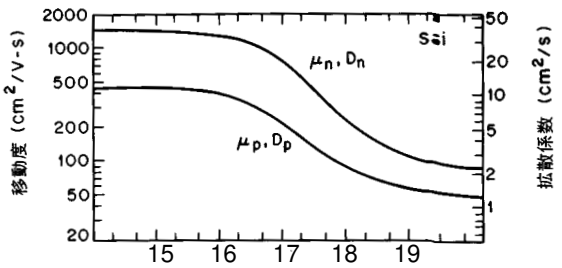


図 5.7: Si 中のキャリアの拡散係数と易動度: 横軸は不純物濃度 $[1/\mathrm{cm}^3]$ の対数 ([12])

空乏領域での電子群の運動を支配するドリフトおよび拡散の 2 つの作用を適当な境界条件の下で解くと、深さ z で X 線が吸収された場合に、CCD 表面での電荷分布の半径 r が、

$$r = \sqrt{\frac{2D\varepsilon}{\mu_e N_A} \ln\left(\frac{l_{DL}}{l_{DL} - z}\right)} \tag{5.11}$$

となる。この関係より、CCD 表面での電子群の広がり r から、吸収の深さ z を見積もることができる。但しこの式は拡散による電子の移動を考えていないため、電場の弱い空乏領域の底では実際の電子の運動とずれている。

中性領域で吸収された場合　中性領域では、空乏領域とは異なり一様な電場はない。従って電子の運動を支配する作用は拡散と再結合である。電子が中性領域を通過するのにかかる時間は、再結合のタイムスケールに比べて長いため、中性領域では再結合の効果が大きい。従って、中性領域で X 線が吸収された場合は、発生した電子群が CCD 表面に達するまでにその一部が失われる。X 線が中性領域の天井からの深さ z で吸収された時に、発生した電子のうち $h(z)$ が CCD 表面で集積される (あるいは、1-$h(z)$ が再結合により失われる) として、$h(z)$ を求めてみよう。

最初に発生した電子の数のうち、CCD 表面においてどれくらいの電荷が集積されるかは、電子密度 $\rho(\vec{x}, t)$ に

$$\rho(\vec{x}, t) \propto \exp(-t/\tau_{rec}) \tag{5.12}$$

の時間依存性を持たせて拡散方程式を解くことで得られる。サブストレートに用いる半導体のタイプ別に

サブストレートが n 型半導体 (AstroE/XIS) の場合 中性領域の底 (サブストレートとの境界) で電子がすべて吸収される

サブストレートが p^{++} 型半導体 (CCD-CREST(deep2)) の場合 中性領域の底で電子がすべて反射する

それぞれの境界条件を課して拡散方程式を解くと、サブストレートが n 型半導体の場合には

$$h(z) = \frac{\sinh\left(\frac{d_{FF}}{L} - \frac{z}{L}\right)}{\sinh\frac{d_{FF}}{L}} \tag{5.13}$$

サブストレートが p^{++} 型半導体の場合には

$$h(z) = \frac{\cosh\left(\frac{d_{FF}}{L} - \frac{z}{L}\right)}{\cosh\frac{d_{FF}}{L}} \tag{5.14}$$

となる。

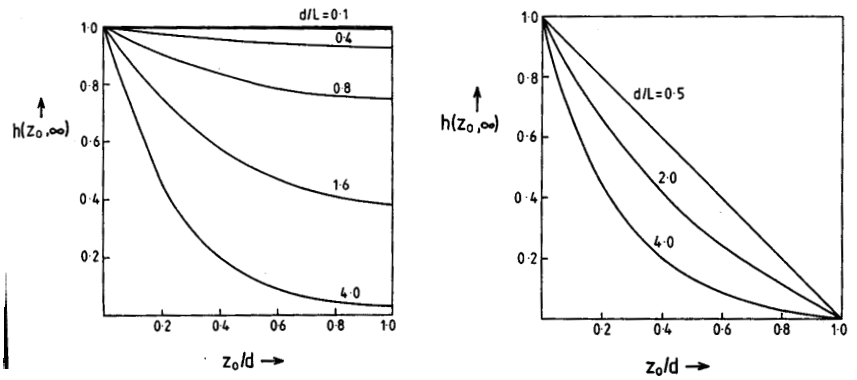


図 5.8: 中性領域での吸収の深さと拡散・再結合の関係: 吸収の深さ (中性領域の長さで規格化) と、CCD 表面にまで達する電子の割合。【左のパネル】サブストレートが p^{++} 型の場合 【右のパネル】サブストレートが n 型の場合 ([17])

5.2.2 電子群の広がりと空乏領域、中性領域の長さ

以上の議論から、CCD 表面での電子群の広がりと電子の個数 (Pulse Height) を元にして空乏領域、中性領域の構造を推測することができる。そこで、表 5.1 に示すパラメータを持つ CCD-CREST(deep2) の X 線イベント 5000 個に対してフィッティング法を用いた解析を行い、Pulse Height に対する電子群の広がり r を示す関係を図 5.9 に得た。また AstroE/XIS に対して同じ解析法で得た結果もあわせて図 5.10 に示す。AstroE/XIS に適用した場合については [3] を参照されたい。

表 5.1: フィッティング法の解析に用いたデータ

split threshold	126[eV]
空乏層厚	28.2[μm]
エネルギー分解能	168[eV]@5.9[keV]

電子群の広がりから空乏領域の長さを測定する　空乏領域内で X 線が吸収された場合は電子の数が減らず、中性領域内で吸収された場合は電子の数が減る。図 5.9 中で○ で囲んだ点よりも電子群の広がりが大きいすなわち吸収の深さが深いイベントは、測定されるパルスハイトの値が減少、すなわち発生した電荷の一部が失われている。故にこの点はちょうど空乏領域と中性領域の境目で吸収された X 線イベントに相当することが分かる。一方 5.11 に示す式に従うと、空乏領域内で吸収された X 線の CCD 面上での広がり r と吸収の深さ z には関数関係がある。空乏層の長さ l_{DL} で吸収された X 線の作る電子群の CCD 面上の広がりが図 5.9 より読み取れるので、式 5.11 に拡散の効果をいれた式に代入して l_{DL} を求めることができる。

CCD-CREST(deep2) で得られたデータにこの方法を適用してみよう。5.9 では、 ○ 点での電子群の広がりは r =0.32[pixel] すなわち l_{DL} =7.80[μm] であることが読み取れる。

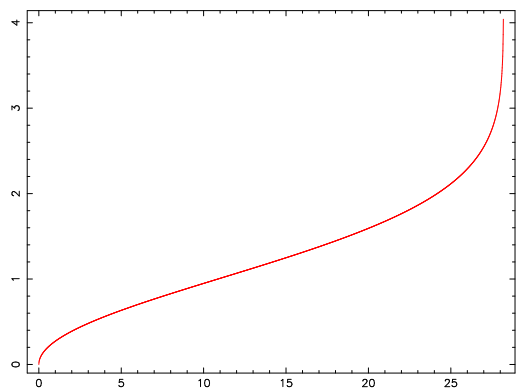


図 5.11: 空乏層内での X 線吸収の深さと広がりの関係

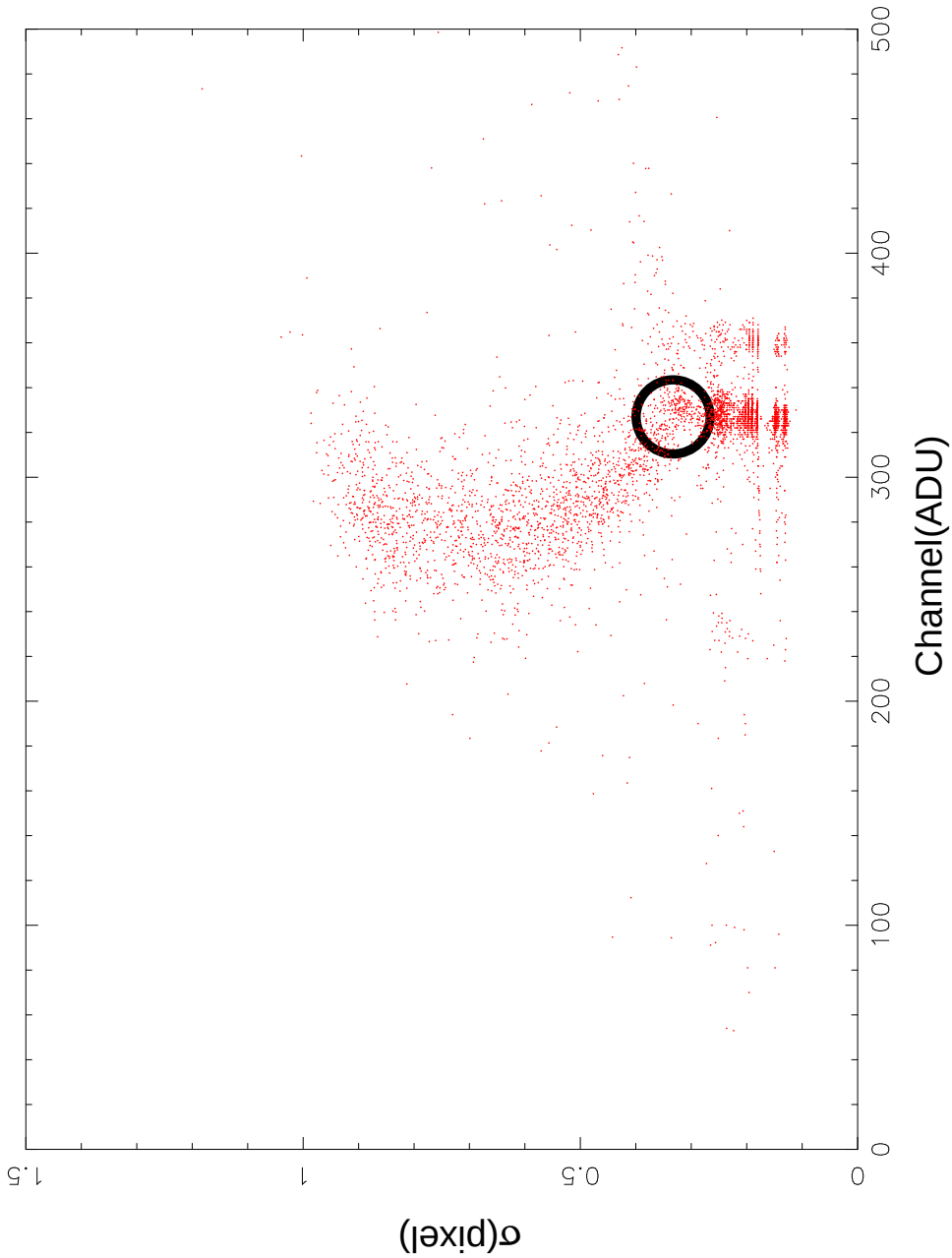


図 5.9: CCD-CREST(deep2) の X 線イベント (Mn Kα line) の Pulse Height と広がりの関係

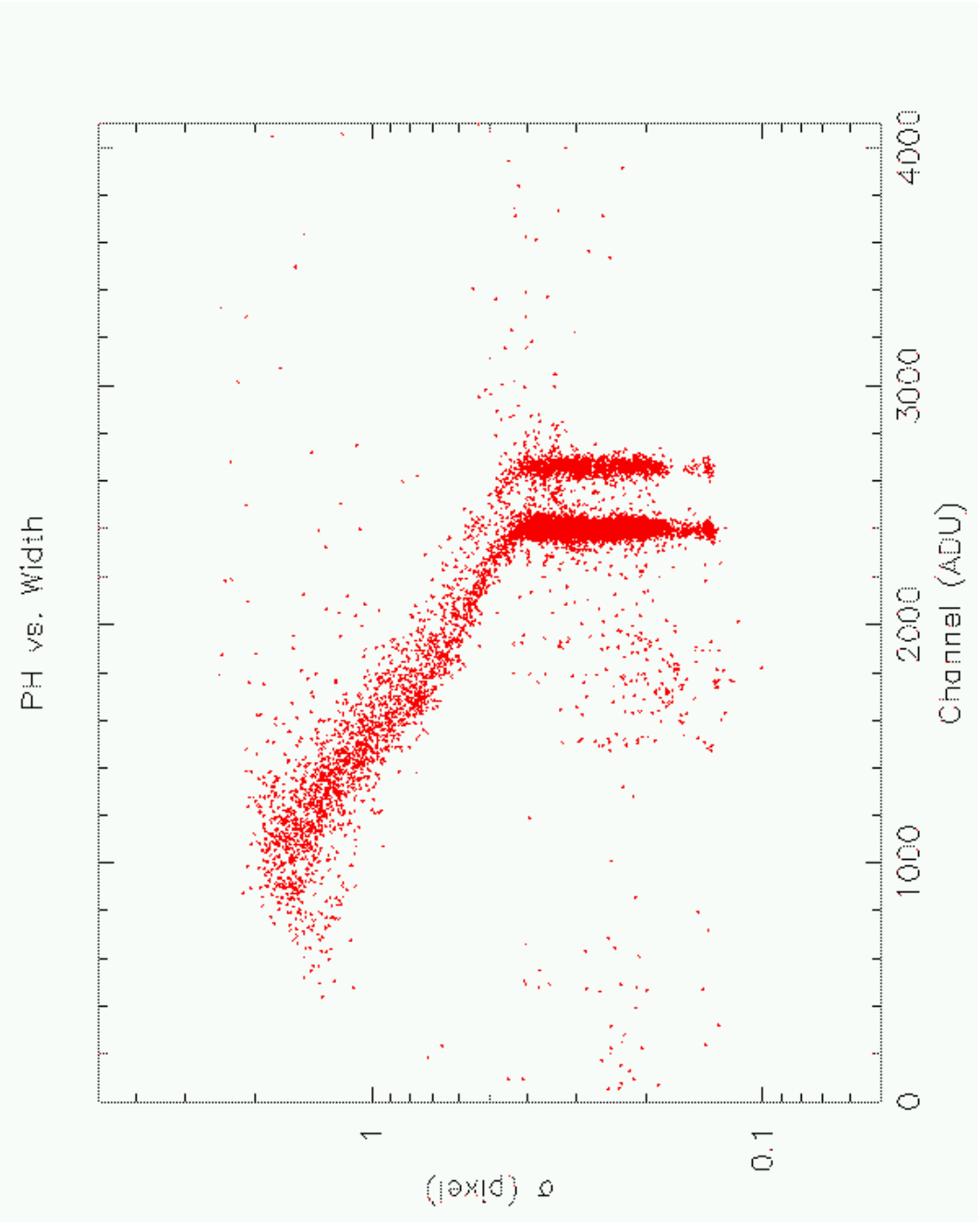


図 5.10: AstroE/XIS の X 線イベント (MN Kα) の Pulse Height と広がりの関係

電子数の減少からから中性領域の長さを測定する　中性領域で X 線が吸収された場合は、電子が再結合により失われる。中性領域の天井から図って深さ z の位置で X 線が吸収された場合に失われる電荷量は、式 5.13 あるいは式 5.14 に従うので、図 5.9 の中性領域で吸収された X 線イベントの部分をこの式でフィッティングして得られたパラメータから中性領域の厚さを求めることができる。

これも CCD-CREST(deep2) で得られたデータに適用してみよう。CCD-CREST(deep2) はサブストレートが p^{++} 型であるので、吸収の深さと電荷の減少量は式 5.14 に従う。best fit parameter でこの式をプロットしたものを、図 5.12 に示す。これより拡散長 L と中性領域の幅 l_{FF} の比が $\frac{l_{FF}}{L} = 0.56$ と決まった。$L = \sqrt{D\tau_{rec}} = 500[\mu\mathrm{m}]$ より、$l_{FF} = 280[\mu\mathrm{m}]$ と求まる。

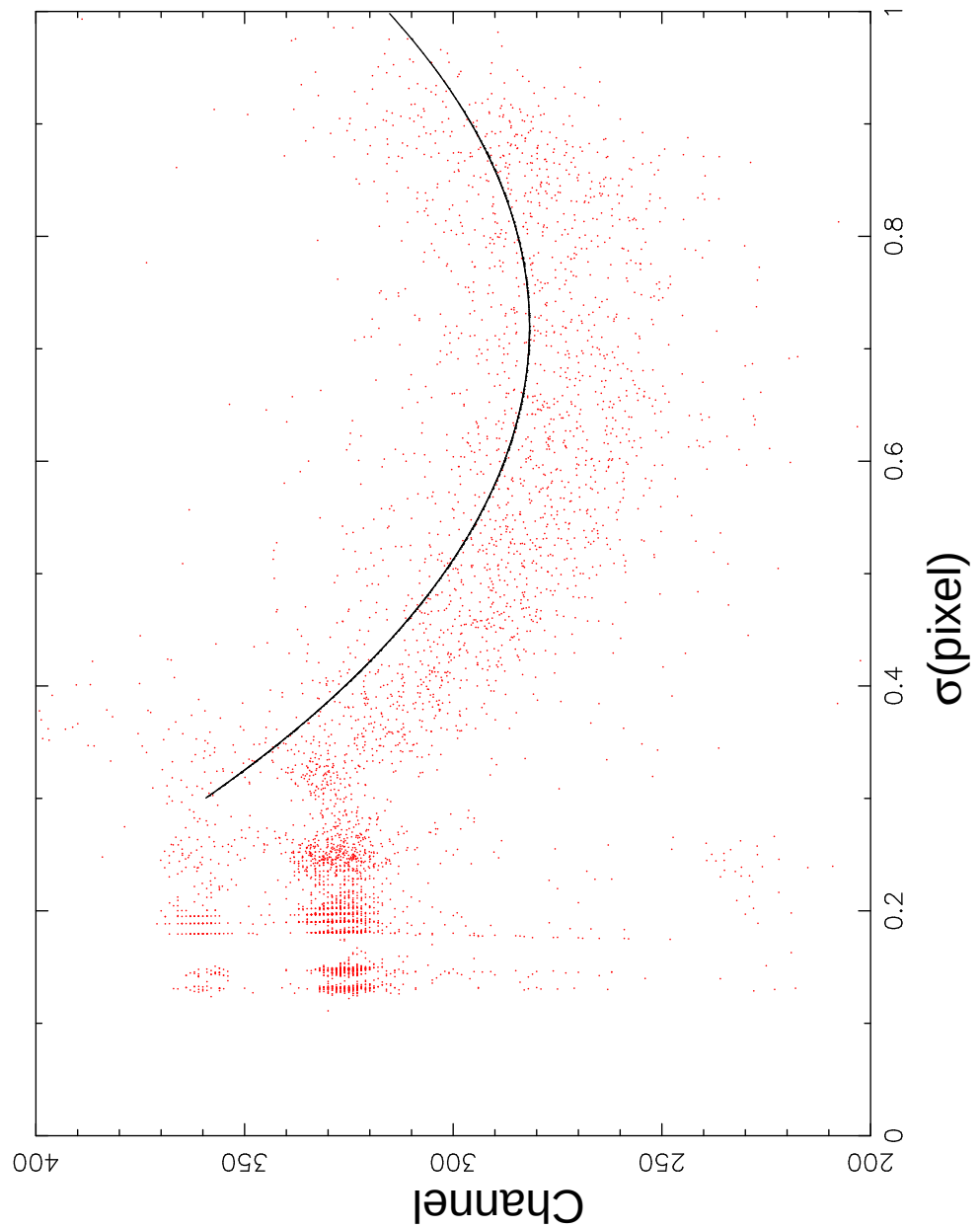


図 5.12: 中性領域での X 線吸収の深さと広がりの関係: 5.9 とは向きが違うことに注意されたい。

まとめ

本修士論文では、X 線 CCD 検出器 CCD-CREST(deep2) を用いて以下のことを行った。

1. CCD-CREST(deep2) の性能評価として、CTI、暗電流特性、読みだしノイズ、エネルギー 分解能、及び空乏層厚を実験的に求めた。これらは今後 CCD-CREST(deep2) を運用する上で重要な基礎データである。

2. CCD-CREST(deep2) の性能を向上 (空乏層厚を高める、読み出しノイズを抑える、エネルギー分解能を上げる) を目指して、以下に列挙する実験を行い、それぞれ以下のような結果を得た。

   - CCD-CREST(deep2) のエネルギー分解能と空乏層厚を最高にする最適駆動電圧を決定した。その過程で、効率のよい電荷転送を行うためには、パラレルレジスタ、シリアルレジスタの電極電圧とリセット電圧の大小関係に一定の条件が課されるべきことも実験的に示した。
   - 蓄積時の電極電圧を転送時の電極電圧とは無関係に設定できるようなスイッチング回路を作成し、両電圧を独立に変えて測定を行った。蓄積時の電圧を変えることで、空乏層厚を約 10%高めることに成功した。
   - X 線を CCD 面に対して斜めから入射すると、実効的に空乏層を厚くできることを実験的に示した。
   - CCD-CREST(deep2) からの信号読み出し回数を増やすことで、読みだしノイズを抑えることができた。

3. CCD-CREST 開発の目的の柱である偏光 X 線測定の予備的段階として、X 線発生装置からの偏光 X 線を CCD-CREST(deep2) に照射する実験を行い、CCD による偏光 X 線測定システムをたち上げ、フィッティング法を利用した偏光 X 線イベント解析法を確立した。また、この解析法を用いて、実際に CCD-CREST(deep2) を使った偏光 X 線の検出に成功した。偏光測定にはより小さいピクセルサイ

ズの CCD 検出器を使うことがエッセンシャルであるが、この測定システムとイベント解析法は小さいピクセルサイズの CCD にも柔軟に拡張、適用できるものである。

4. CCD 検出器の空乏領域、中性領域を測定する新たな実験、解析手法として、β 線照射実験とフィッティング法によるイベント解析を CCD-CREST(deep2) の実際のデータに適用した。β 線照射で得た CCD-CREST(deep2) の空乏層厚は、既に確立された手法で得られた値とよい一致を示した。更にフィッティングによる X 線イベント解析法を用いて、CCD 面上のイベントの広がりとパルスハイトの関係から、CCD の内部構造の解析に利用できることについても議論した。

関連図書

[1] 小山勝二編『Ｘ線ＣＣＤの開発研究』

[2] 富田洋著『衛星搭載用 X 線 CCD と衛星軌道上における CCD 放射線損傷の研究』(京都大学修士論文 1997 年度)

[3] 濱口健二著『X 線 CCD の読み出し法の研究と較正システムの開発』(京都大学修士論文 1998 年度)

[4] 村上弘志著『AstroE 搭載 CCD 検出器 XIS と新しいイベント抽出法の研究』(京都大学修士論文 1999 年度)

[5] 今西健介著『ASTRO-E 衛星搭載 XIS での X 線検出の素過程と応答関数』(京都大学修士論文 2000 年度)

[6] 常深博編『Ｘ線用ＣＣＤの研究開発とそれを用いた銀河団の観測的研究』(大阪大学修士論文 1997 年)

[7] 常深博編『衛星搭載用Ｘ線ＣＣＤの開発研究 (II)』(大阪大学修士論文 1998 年)

[8] 常深博編『衛星搭載用Ｘ線ＣＣＤの開発研究 (III)』(大阪大学修士論文 1999 年)

[9] 山本幸一著『汎用型Ｘ線 CCD 駆動装置の開発』(愛媛大学学士論文 2000 年度)

[10] 常深博編『第１回Ｘ線ＣＣＤ研究会収録』(1997 年)

[11] 常深博編『第２回Ｘ線ＣＣＤ研究会収録』(1998 年)

[12] S.M.Sze 著、南日康夫 川辺光央 長谷川文夫訳『半導体デバイス』(産業図書 1998 年)

[13] 石川友清著『放射線概論』(通商産業研究社 1999 年)

[14] 西台武弘著『放射線医学物理学』(文光社 1997 年)

[15] 多田順一郎著『わかりやすい放射線物理学』(オーム社 1997 年)

[16] 国立天文台編 『理科年表』(丸善 1999 年)

[17] Hopkinson, G.R. NIM. **216** 423(1983)

[18] Miyaguchi, K, Suzuki, H., Dezaki, J., Yamamoto, K. NIM. **A436** 24 (1999)

[19] Awaki, H., Hamaguchi, K., Koyama, K., Tomida, H., Tsuru, T. NIM. **A436** 170 (1999)

[20] Long, K.S., Chanan, G.A., Ku, W.H.M., Novick, R. ApJ. **232** L107 (1979)

[21] Silver, E.H., Weisskopf, M.C., Kestenbaum, H.L., Long, K.S., Novick, R., Wolff, R.S. ApJ. **232** 248 (1979)

[22] Weisskopf, M.C., Silver, E.H., Kestenbaum, H.L., Long, K.S., Novick, R. ApJ. **220** L117 (1978)

謝辞

本修士論文をまとめるにあたり、以下の方々にお世話になりました。この場を借りて御礼申し上げます。

まず、本研究の機会を与えて下さった CCD-CREST 開発の計画責任者である指導教官の小山勝二教授、大阪大学の常深博教授、そして浜松ホトニクス社の山本事業部長に感謝します。筆者は、初めて経験する検出器開発を通じて、様々な新しい物の見方を身につけることができたと思います。実験に関しては、筆者の所属する宇宙線研究室の CCD 実験チームの鶴さん、粟木さん、濱口さんに懇切丁寧に指導していただきました。実験機器の使い方から始まってデータの解析法、データの見方、研究発表にいたるまで、スロースターターで生意気盛りの筆者を忍耐強く面倒をみてくれました。実験人生のスタートにおいてこれらの方々と共に実験できたことは、非常に幸運なことであったと思います。鶴さん粟木さんには更に、AstroE 打ち上げ直前の多忙な時期であるにもかかわらず本論文の査読を快く引き受けていただき、原稿にあった不備な点や大間違いを沢山指摘してくれました。
同研究室の村上さんには、夜遅くまでデータ取得に付き合っていただきました。思うようなデータが得られない時期には、なにやら楽しげに実験する村上さんの姿が大きな心の支えになりました。また同じ時期に修士論文に取り組んだ今西君の努力は、筆者が執筆を続ける上での代え難い励みになりました。坂野さんにはソフトウェアの開発のことで様々な助言をいただきました。自分勝手なコーディングしかしたことのなかった筆者にとって、坂野製プログラムとの格闘は目から鱗が落ちる思いをすることの連続でした。
CCD 開発と平行して筆者が取り組んだマゼラン雲の観測的研究では、横川さんや西内さんとの議論で多くのことを学ぶことができました。特に横川さんに M1 の時代からずっとデータ解析の手ほどきをしてもらったことは忘れることができません。
学部実験のメンバーにもお世話になりました。第 4 章にある X 線発生装置からの Thomson 散乱を用いた偏光測定とその結果は、98 年度のメンバーである池田君、河野君、馬場さんの成果です。また CCD を用いた偏

光測定実験設備のセットアップやデータ取得は、99 年度のメンバーである岡田君、千田君、中川君、渡部さんの協力によるものです。
同じ研究室の赤外グループの方々にも教えていただいたことが多々あります。特に本原さんは、回路作成について無知な筆者を啓蒙してくれました。
実験がなかなかうまくいかず、また執筆にもしばしば行き詰まるような作業を完結できたのは、研究室のメンバーの暖かい励ましがあったからこそです。
最後に、未熟な筆者に実験家としてのあるべき態度を諭し、的確な方向づけを行っていただいた指導教官の小山勝二教授に感謝いたします。小山教授の叱咤激励は、筆者が次のステップに進む上での最も強い incentive になりました。