

XRISM衛星搭載X線CCD検出器の
高フラックス天体に対する非線形応答の分析と
補正アルゴリズムの開発

The nonlinear effects in observing high-flux sources
with X-ray CCDs and analysis algorithm for Xtend
onboard XRISM

東京大学大学院
理学系研究科 物理学専攻
馬場研究室

丹波 翼

2020年1月6日

概要

X線天文学において、優れた撮像能力とエネルギー分解能をもった CCD (Charge Coupled Device) 検出器は、多くの天体の分光撮像に大きな役割を果たしてきた。CCD 検出器は～数秒という比較的長い撮像時間をもつため、明るい天体を観測するとき、複数の入射光子の撮像領域が重なり合うことでイベント抽出に誤りをきたす「パイルアップ」が発生する。2021 年度に打ち上げられる *XRISM* 衛星に搭載される CCD 検出器 SXI でもそれは例外ではなく、～10 mCrab 以上のフラックスをもつ天体の観測では、スペクトルのハードニングやイベント形状の変化などにより観測にバイアスがかかり、正しい測定ができない。パイルアップはその非線形性により、検出器応答を解析的に解くことは難しく、いまだにこの問題に正しく対処する解析方法は確立されていない。

本研究の目的は、CCD 検出器の非線形応答をもたらすパイルアップの影響を正しく補正したスペクトル解析の手法を確立することである。非線形問題という難しい課題に取り組むために、本研究ではモンテカルロシミュレーションを用いたアプローチを採用した。

まず、パイルアップという現象を正しく再現するために、CCD 検出器を用いた天体由来の光子検出とフレーム読み出し、データ処理を再現するシミュレータを構築した。光子検出を再現するシミュレータでは、天体から X 線が放射されてから、X 線望遠鏡によって集光され、空乏層で電子雲を生成し、電子雲が電極までドリフト・拡散して電気信号になるまで、1つ1つの過程を逐一再現した。その後のフレーム読み出しやデータ処理を再現するシミュレータについても、フレームデータ化や grade 法をもとにしたイベント抽出アルゴリズムを実装した。

次に、宇宙に打ち上げられた CCD 検出器である「すざく」衛星搭載 XIS の実際の天体観測データを用いて、構築したシミュレータのパラメータ調整とパイルアップ度合いの評価を行った。パラメータ調整では、「不感層の材質と厚さ」、「空乏層の電場構造」という非自明なシミュレーションパラメータについて、シミュレーションがなるべく観測と一致するようにその値を調整した。パイルアップ度合いの評価では、「スペクトルのハードニング」、「フラックスの減少」、「single pixel event の減少」、「bad grade event の増加」という 4 つのパイルアップの影響について、シミュレーションは観測の傾向を精度よく再現した。

続いて、このシミュレータを用いて、CCD 検出器の非線形応答を考慮したスペクトル解析を短時間で行える手法を考案し、実際にパイルアップの影響を受けている XIS の観測データの解析に適用した。その結果、Aql X-1 と Crab という明るい 2 天体で、非線形スペクトル解析の導き出した best-fit のスペクトルパラメータの大部分が、パイルアップの影響の少ない天体領域のみに線形なスペクトル解析を適用した結果と一致し、パイルアップの影響を正しく補正するスペクトル解析を行うことに成功した。

CCD 検出器の非線形応答を正しく補正する手法と枠組みが本研究で完成したため、最後に *XRISM* 衛星への適用に関する今後の展望についても議論した。

目次

第1章 序論	1
第2章 X線 CCD 検出器	4
2.1 概要	4
2.2 X線と物質の相互作用	4
2.3 X線 CCD 検出器の構造	7
2.3.1 半導体検出器と CCD 検出器	7
2.3.2 pn 接合と MOS 構造	8
2.3.3 空乏層と中性領域	8
2.3.4 表面照射型 (FI) と裏面照射型 (BI)	9
2.4 検出原理	10
2.4.1 光電吸収	10
2.4.2 電子雲生成	11
2.4.3 ドリフト	11
2.4.4 熱拡散	14
2.5 信号読み出し	15
2.5.1 電荷転送の方法	15
2.5.2 電荷転送の方式	16
2.5.3 読み出し	17
2.5.4 電荷転送損失率 (Charge Transfer Inefficiency, CTI)	18
2.6 X線 CCD 検出器の性能	18
2.6.1 エネルギー分解能	18
2.6.2 量子効率	19
2.6.3 時間分解能	20
2.7 その他の X線検出器	20
2.7.1 比例計数管	20
2.7.2 蛍光比例計数管	21
2.7.3 シンチレーション検出器	21
2.7.4 マイクロカロリメータ	21
第3章 X線天文衛星搭載 CCD 検出器を用いた天体の観測	22
3.1 概要	22
3.2 X線望遠鏡による集光	22
3.3 CCD 検出器の X線天文衛星への搭載	22

3.3.1	「すぎく」 XIS (X-ray Imaging Spectrometers)	24
3.3.2	「ひとみ」 SXI (Soft X-ray Imager)	24
3.3.3	XRISM Xtend-SXI (Soft X-ray Imager)	24
3.4	イベント抽出	25
3.4.1	event threshold、split threshold	25
3.4.2	イベント形状の分類と grade の定義	25
3.5	スペクトル解析	30
3.5.1	バックグラウンド	30
3.5.2	Response matrix	30
3.5.3	Ancillary response	31
3.5.4	PSF	32
3.5.5	rmf、arf	33
3.5.6	スペクトルフィッティング	33
第4章	CCD 検出器の高フラックス天体に対する非線形応答	35
4.1	パイルアップ	35
4.2	観測への影響	35
4.3	実例	36
4.3.1	pile-up fraction	36
4.3.2	「すぎく」 XIS 観測におけるパイルアップの例	38
4.4	一般的なパイルアップ対策	42
4.5	本研究の目的	43
第5章	パイルアップシミュレータの構築	44
5.1	目的と手法	44
5.2	もとにする観測データ	44
5.3	シミュレーションのフレームワーク	45
5.4	機上検出器における天体由来の光子検出過程の再現	45
5.4.1	天体のスペクトル	46
5.4.2	X線望遠鏡による集光	46
5.4.3	検出器表面のシールド・汚染物質の通過	47
5.4.4	検出器への入射	47
5.4.5	検出器物質との相互作用	47
5.4.6	電気信号の生成	47
5.4.7	まとめ	48
5.5	フレーム読み出しとデータ処理の再現	49
5.5.1	フレームデータ化	49
5.5.2	イベント抽出	50
5.6	本シミュレータの限界	51
5.7	まとめ	52

第 6 章	シミュレータを用いた観測の再現	53
6.1	目的	53
6.2	シミュレータの妥当性の評価に用いる観測データ	53
6.3	シミュレーションパラメータ	54
6.3.1	自明なシミュレーションパラメータ	54
6.3.2	非自明なシミュレーションパラメータ	55
6.4	観測を再現する方法	57
6.5	パラメータの調整と決定	58
6.5.1	XIS0	58
6.5.2	XIS1	60
6.5.3	シミュレーションパラメータ調整のまとめ	62
6.6	検出器面の空間分布とスペクトル	63
6.7	パイルアップの評価	66
6.7.1	スペクトルのハードニング	66
6.7.2	フラックスの減少	66
6.7.3	single pixel event の減少	68
6.7.4	bad grade event の増加	68
6.7.5	パイルアップの評価のまとめ	70
6.8	まとめ	70
第 7 章	非線形効果を考慮したスペクトル解析	71
7.1	目的	71
7.2	データ解析手法の設計	71
7.2.1	photon 空間と count 空間	71
7.2.2	入力と出力	72
7.2.3	非線形性の要因	72
7.2.4	解析の手法と枠組み	72
7.2.5	database の入力条件に関する補足	74
7.2.6	解析の適用範囲	74
7.2.7	シミュレータの意義	75
7.2.8	本設計の利点	75
7.3	Aql X-1 の XIS 観測データの非線形スペクトル解析	76
7.4	Crab の XIS 観測データのスペクトル解析	79
7.4.1	観測の詳細	80
7.4.2	先行研究の結果	81
7.4.3	XSPEC を用いた線形なスペクトル解析	82
7.4.4	非線形スペクトル解析の適用	83
7.5	検討課題と改善案	86
7.6	まとめ	87

第 8 章 XRISM 衛星への適用と展望	88
8.1 XRISM 衛星への適用のために必要なもの	88
8.2 一般ユーザーによるスペクトル解析	89
8.3 本研究が XRISM 衛星にもたらす恩恵	90
第 9 章 結論	92

目次

1.1	CCD 検出器の非線形応答の基本的な考え方と本修士論文の構成	3
2.1	原子番号 Z と K 殻電子の蛍光収率 ω_K の関係	5
2.2	入射 X 線と検出器物質 (Si) の相互作用	7
2.3	pn 接合と MOS 構造の概略図	8
2.4	表面照射型 (FI) と裏面照射型 (BI) の概略図	10
2.5	電子雲のドリフトおよび拡散の概略図	13
2.6	「すぎく」XIS の電荷転送の方法	16
2.7	CCD 検出器の電荷転送方式	17
2.8	「すぎく」XIS0 と XIS1 の量子効率	20
3.1	イベント中心の周囲 5×5 ピクセルの分類	27
3.2	Grade 一覧	29
3.3	「すぎく」XRT+XIS の有効面積	32
3.4	「すぎく」XIS0 の PSF	33
4.1	パイラアップの簡単な例	36
4.2	「すぎく」XIS0 の観測データにおける hardness ratio と pileup-fraction の 関係	37
4.3	Aql X-1 の「すぎく」XIS0 による観測イメージ	38
4.4	「すぎく」XIS0 で観測した Aql X-1 の領域ごとのスペクトル	40
4.5	AqlX-1 の「すぎく」XIS0 観測データの光子指数とフラックスの点源中心 からの半径に対する変化	41
5.1	ComptonSoft で構築した機上の光子検出過程を再現するシミュレーション の模式図	49
6.1	シミュレーションに入力した検出器のジオメトリセットアップと空乏層の 電場構造	56
6.2	「すぎく」XIS0 の PSF とそれをもとにしたシミュレーションのイメージ の比較	57
6.3	XIS0 のシミュレーションの再現結果 (半径 60–120 ピクセル領域)	60
6.4	XIS1 のシミュレーションの再現結果 (半径 60–120 ピクセル領域)	62
6.5	XIS0 のシミュレーションの再現結果 (3 領域)	64
6.6	XIS1 のシミュレーションの再現結果 (3 領域)	65
6.7	観測とシミュレーションの比較結果 (光子指数、フラックス)	67

6.8	観測とシミュレーションの比較結果 (double pixel event/single pixel event)	68
6.9	観測とシミュレーションの比較結果 (bad grade event/single pixel event)	69
7.1	シミュレータを用いた非線形スペクトル解析の方法の概略図	73
7.2	パイルアップが引き起こすスペクトルパラメータの天体の明るさに対する 変化。	75
7.3	シミュレータを用いて非線形性を考慮した Aql X-1 の XIS 観測データのスペクトル解析結果 (1-10 keV)	77
7.4	Aql X-1 の非線形スペクトル解析結果の 1 次元パラメータに対する χ^2 の変化	78
7.5	Aql X-1 の非線形スペクトル解析における 2 パラメータ平面での χ^2 の変化	79
7.6	Crab の XIS 観測データのイメージ	81
7.7	シミュレータを用いて非線形性を考慮した Crab の XIS 観測データのスペクトル解析結果 (1-10 keV)	85
8.1	シミュレータを用いた非線形スペクトル解析をユーザーが利用する方法の 概念図	90
8.2	ガンマ線連星 LS 5039 のライトカーブと軌道変化の描像	91

表 目 次

3.1	CCD 検出器が搭載された主な X 線天文衛星	23
3.2	XIS、SXI の特徴	23
3.3	Grade の定義	28
4.1	Aql X-1 の「すぎく」XIS0 観測データのスペクトルフィッティングの結果	39
4.2	Aql X-1 の「すぎく」XIS0 観測データの grade 分岐比 (1–10 keV)	42
5.1	ComptonSoft による光子検出過程の再現の概要	46
6.1	Aql X-1 の XIS 観測の詳細	54
6.2	自明なシミュレーションのパラメータ一覧	55
6.3	非自明なシミュレーションパラメータの調整結果	63
7.1	シミュレータを用いて非線形性を考慮した Aql X-1 の XIS 観測データのスペクトル解析結果と XSPEC による線形な解析結果との比較。	78
7.2	Crab の XIS 観測の詳細	80
7.3	Crab の X 線観測を解析した先行研究の結果	82
7.4	Crab の「すぎく」XIS 観測データの XSPEC による線形なスペクトルフィッティングの結果	83
7.5	シミュレータを用いて非線形性を考慮した Crab の XIS 観測データのスペクトル解析結果と XSPEC による線形な解析結果との比較。	85

第1章 序論

宇宙物理学は、電波から高エネルギーガンマ線まで多岐にわたる波長帯域の光を観測することによって発展してきた。エネルギー帯域が0.1–100 keVのX線は、 10^6 – 10^9 Kの黒体放射のピークに対応し、宇宙の高エネルギー現象を紐解く鍵になっている。X線天文学という分野は、世界初のX線天文衛星である *Uhuru* (Giacconi et al., 1971) の打ち上げから本格的に確立された比較的新しい分野だが、ここ50年で、中性子星表面からの黒体放射、中性子星やブラックホールに降着するガスの放射、超新星残骸にある高温プラズマからの放射といった宇宙の高エネルギー現象に関する数々の新しい知見を人類にもたらしてきた。

X線天文学の歴史は、天文衛星の打ち上げの歴史でもある。地球の大気を透過する電波やガンマ線と異なり、X線は大気でほぼ完全に吸収されるため、観測を行うためには、人工衛星をはじめとする飛翔体を用いてX線検出器を大気圏外に持ち出す必要がある。初代の *Uhuru* 以来、世界中の科学者たちは人工衛星に搭載するX線検出器を次々に改良し、数々のX線天文衛星を打ち上げた。日本も、「はくちょう」(Oda, 1980)、「てんま」(Tanaka et al., 1984)、「ぎんが」(Makino et al., 1987)、「あすか」(Tanaka et al., 1994)、「すぎく」(Mitsuda et al., 2007)、「ひとみ」(Takahashi et al., 2016) といった数々のX線天文衛星を国際協力のもと打ち上げ、X線天文学の分野を牽引してきた。2021年度には、打ち上げ後1ヶ月で運用停止となった「ひとみ」衛星の後継機として、*XRISM*衛星が打ち上げられる予定である。本研究は *XRISM*衛星のプロジェクトの一環として、日本のX線天文学に貢献している。

中性子星やブラックホール、超新星残骸の熱的放射が卓越する軟X線帯域(10 keV以下)における近年の観測では、「あすか」衛星に初めて搭載されたCCD (Charge Coupled device) 検出器が大きな役割を果たしてきた。CCD検出器は半導体検出器を小型化してピクセル状に並べたもので、優れた撮像能力とエネルギー分解能によってX線天文学に大きな変化をもたらした。CCD検出器は、「あすか」以降の「すぎく」、「ひとみ」にも搭載され、X線のイメージングを牽引しているアメリカの *Chandra*衛星やヨーロッパの *XMM-Newton*衛星にも搭載されている。*XRISM*衛星でもXtend-SXIというCCD検出器が搭載される予定で、マイクロカロリメータとともに詳細な分光撮像が行われることが期待されている。

物理学の観測において、観測対象の「物理量」と実際に検出器が観測した「観測量」は本質的に異なる。両者を繋ぐものが検出器の応答関数であり、検出器の特性に依存する。通常、CCD検出器の応答関数は入射光量に対して線形であり、入射光子のエネルギー E と検出器の出力する波高値 h について、 $s_1(E)$ という入射スペクトルの検出器応答スペクトルが $C_1(h)$ 、 $s_2(E)$ の応答が $C_2(h)$ のとき、 $as_1(E) + bs_2(E)$ に対する検出器の応答は $aC_1(h) + bC_2(h)$ となる。このとき、線形応答関数は E と h の2変数のみに依存し、 $R(h, E)$

という2次元の行列の形で表すことができる。観測データを解析する際には、観測した波高値スペクトルから検出器の線形応答を解くことによって、もとの天体のスペクトルを推測する。ところが、明るい天体を観測するとき、複数のX線イベントが同一もしくは隣接ピクセルに入射することで、これらが統合されて1つのイベントとして誤って解析される「パイルアップ」が起こる。このとき、新たな応答関数は入射スペクトル $s(E)$ に依存する形 $R'(h, E, s(E))$ となり、非線形となる。応答関数が非線形になることによって、観測データから応答関数を解いてもとのスペクトルを推測することは極めて困難になる。パイルアップはその非線形性ゆえに解析的な取り扱いが極めて難しく、現在もなお、多くの科学者を悩ませている重大な問題である。本研究では、解析的なアプローチではなく、モンテカルロシミュレーションを用いたアプローチによって、パイルアップという非線形問題に取り組む。

図1.1にCCD検出器の非線形応答の基本的な考え方とそれに対応する本修士論文の構成をまとめた。明るい天体では、実際の観測で非線形な応答関数 $R'(h, E, s(E))$ を経て検出器の波高値を出力しているにも関わらず、線形な応答関数 $R(h, E)$ を用いて通常解析をすると、もとの天体スペクトル $s(E)$ とは異なる $s'(E)$ が求まってしまい、誤った解析結果が得られてしまう。本研究では、新たなスペクトル解析手法を開発することで、観測データから非線形応答を正しく解き、パイルアップの影響を除去できることを示す。以下に、本修士論文の構成を述べる。

まず、2章ではCCD検出器の基本的な性質について、3章ではX線天文衛星に搭載されたCCD検出器による天体の観測とデータ解析の方法について、それぞれ概観する。4章では、明るい天体を観測したときに生じる「パイルアップ」と呼ばれる非線形応答についてレビューするとともに、観測データの解析を通してその効果を議論する。5章では、CCD検出器の非線形応答に対応するために、CCD検出器による天体の観測を再現するシミュレータを構築し、6章では構築したシミュレータのパラメータ調整とパイルアップ度合いの評価を行う。7章では、構築したシミュレータを用いて、パイルアップの影響を受けた観測データから、非線形効果を考慮したスペクトル解析を行うことによって、もとの天体のスペクトルを正しく求める。最後に8章では、本研究のXRISM衛星への適用に関する今後の展望について議論する。

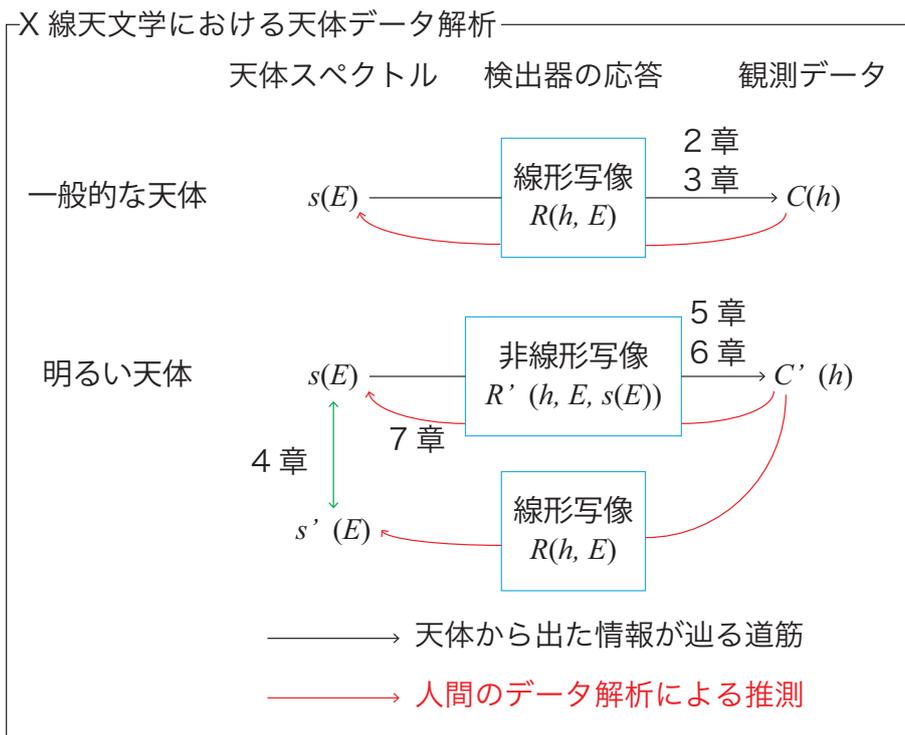


図 1.1: CCD 検出器の非線形応答の基本的な考え方と本修士論文の構成。

第2章 X線CCD検出器

2.1 概要

CCD 検出器は、X 線を検出する手段の一つである。その仕組みは複雑であり、X 線と物質の相互作用を記述する基本的な物理、半導体物理学、電子や正孔の電場の中での動きを記述するプラズマ物理学などと非常に関係が深い。この章では、まず X 線と検出器物質の相互作用を詳しく述べ、その中でも光電効果を用いて X 線を検出している CCD 検出器の構造や検出原理、信号の読み出し方法、性能に至るまでレビューする。最後に、CCD 検出器以外の X 線検出器についても紹介する。

2.2 X線と物質の相互作用

高エネルギー光子は物質に入射して、相互作用により高速電子を生み出す。X 線と物質の相互作用は、光電効果・コンプトン散乱・電子陽電子対生成の 3 つからなる。

1. 光電効果

光子の入射によって、原子核に束縛された電子はエネルギーを持って飛び出す。これを光電子といい、そのエネルギー E_e は、入射光子のエネルギー E_γ 、原子核による束縛エネルギー E_b を用いて、

$$E_e = E_\gamma - E_b \quad (2.1)$$

と表される。光電効果は原子核に近いほど起こりやすく、入射光子のエネルギーが K 殻の結合エネルギーを越える場合、そのほとんどが K 殻電子によるものである。

光電子の飛び出してできた空孔は、他の電子によってただちに満たされる。このとき、入射光子によって励起された初期状態と最終状態の間に発生するエネルギー差は、特性 X 線または Auger 電子によってまかなわれる。

- 特性 X 線

初期状態と最終状態のエネルギー差を光子によってまかなう場合、放出される光子を特性 X 線と呼ぶ。たとえば、K 殻電子が光電効果によって失われ、その空孔を L 殻電子によって補う場合、K 殻と L 殻の結合エネルギー差に等しい K_α 線が放出される。M 殻電子によって補われる場合には、 K_β 線が放出される。K 殻電子を埋めるために使われた電子が作った空孔は、さらに外側の電子が埋めることで、さらなる特性 X 線を放射する。

- Auger 電子

初期状態と最終状態のエネルギー差を電子の放出によってまかなう場合、放出される電子を Auger 電子という。たとえば、K 殻電子が光電効果によって失われ、その空孔を L 殻電子によって補う場合、そのエネルギー差を光子として放出するのではなく、原子核に束縛されている 1 つの電子 (最外殻電子であることが多い) を自己電離してエネルギー差をまかなうことがある。通常、Auger 電子のエネルギーは、原子核のクーロンポテンシャルがある分、特性 X 線よりもエネルギーが低い。

一般的に、原子番号の大きい核種ほど、Auger 電子は放出されにくく、特性 X 線の割合が大きくなる。励起された原子が特性 X 線を放射して最終状態に遷移する割合を蛍光収率 (fluorescence yield) といい、原子番号との関係は図 2.1 のようになる。Si の場合、原子番号は十分小さいため、ほとんどが Auger 電子として放出され、特性 X 線の割合は 5% 程度である。

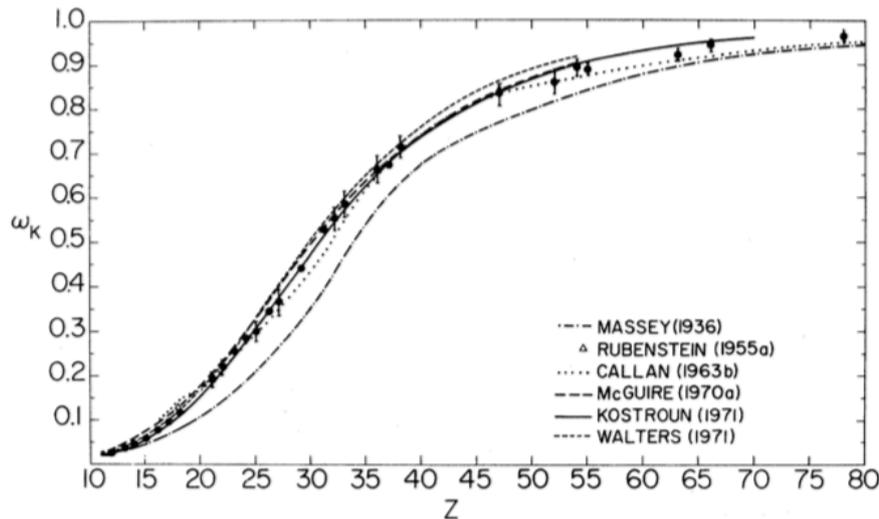


図 2.1: 原子番号 Z と K 殻電子の蛍光収率 ω_K の関係 (Bambynek et al., 1972)。複数の曲線はそれぞれ異なるモデルを表している。

2. コンプトン散乱

コンプトン散乱は、自由電子によって光子が散乱される現象である。入射光子が電子の結合エネルギーよりも十分に大きい場合、原子核に束縛された電子は自由電子とみなすことができ、コンプトン散乱が支配的になる。散乱光子のエネルギー $E_{\gamma'}$ は、入射光子のエネルギー E_{γ} 、電子の質量 m_e 、散乱角 θ 、光速 c を用いて、

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2.2)$$

と表せることが知られている。一方、散乱後の電子のエネルギー E_e は、

$$E_e = E_{\gamma'} - E_{\gamma} \quad (2.3)$$

$$= \frac{\frac{E_{\gamma}^2}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2.4)$$

となる。コンプトン散乱の断面積の低エネルギー極限 ($E_{\gamma} \rightarrow 0$) はトムソン散乱の断面積になることが知られている。

3. 電子陽電子対生成

入射光子のエネルギーが電子の静止質量 $m_e c^2$ の2倍を越えると、原子核の電場内で電子と陽電子が対生成され、光子が完全に吸収される現象が起こる。入射光子のエネルギー E_{γ} 、陽電子の運動エネルギー E_+ 、電子の運動エネルギー E_- の間には次の関係式が成り立つ。

$$E_{\gamma} = 2m_e c^2 + E_+ + E_- \quad (2.5)$$

対生成によって作られた陽電子は、すぐに他の電子と結合して対消滅し、 $E_{\gamma'} = m_e c^2$ のエネルギーをもつ2個の光子が放出される。

上記の3つの過程について、検出器物質を Si としたときの質量減弱係数の入射光子エネルギーに対する変化を図2.2にまとめた。～50 keV までは光電効果が支配的であり、それ以上のエネルギー帯ではコンプトン散乱、さらに～10 MeV を越えると電子陽電子対生成が支配的になる。光電効果では、Si の K 殻の結合エネルギーにあたる 1.839 keV で質量減弱係数が急激に上昇しており、これは光電効果が K 殻電子に対して最も起こりやすいことに起因している。電子陽電子対生成の閾値がおよそ 1 MeV になっていることもわかる。

通常、X線検出器は光電効果を用いたものが主流であるため、X線天文学における観測は～100 keV 程度までに限られている。

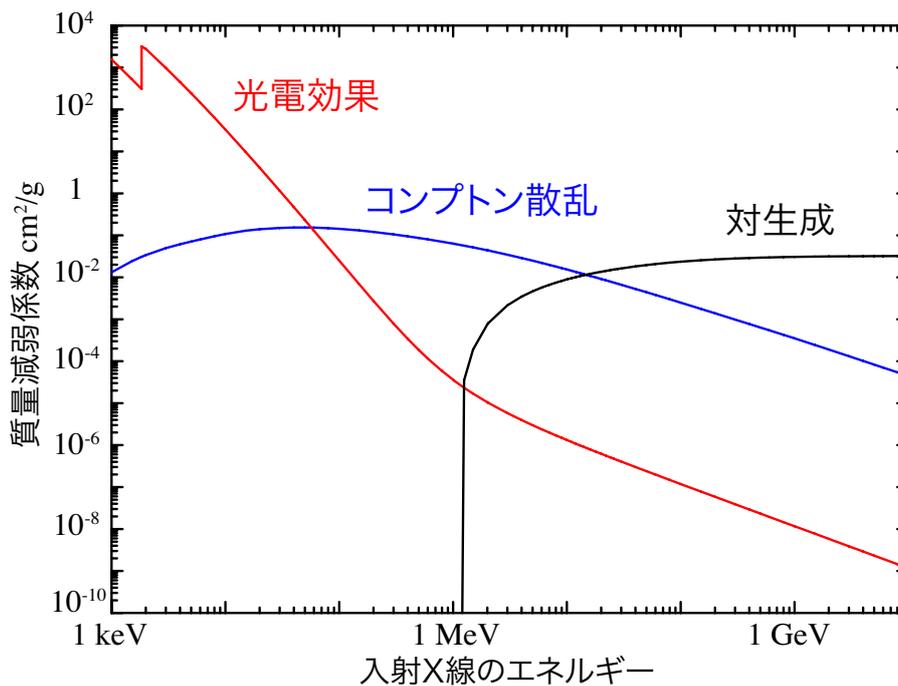


図 2.2: 入射 X 線と検出器物質 (Si) の相互作用。NIST XCOM²のデータベースより作成。

2.3 X 線 CCD 検出器の構造

2.3.1 半導体検出器と CCD 検出器

X 線検出器は、2.2 節で取り上げた X 線と物質の相互作用を利用して X 線イベントを検出している。半導体検出器は、Si や Ge などの半導体を用いた検出器であり、光電効果を用いて X 線を検出している。一般的には、p 型半導体と n 型半導体を p-n 接合させてダイオードを構成し、そこに逆バイアスを加えることで電荷キャリアの存在しない空乏層を生み出す。空乏層では、入射 X 線のエネルギーに比例した数の電子正孔対が作られ、電圧印加によってこれらの電荷を集め、電子もしくは正孔の数を数えることで、エネルギーを測定することができる。生成される電荷の量が比例係数管 (2.7.1 節参照) などのガス検出器よりも多い分、電荷数の揺らぎが少なく、エネルギー分解能が比較的良いことが特徴である。p 型と n 型の間を真性半導体 (i 型) を挟んだ PIN 型半導体検出器は、空乏層が厚くなることで、硬 X 線の測定にも適応できる。PIN 型検出器は、日本の「すざく」衛星の硬 X 線検出器 HXD にも用いられた (Takahashi et al., 2007)。

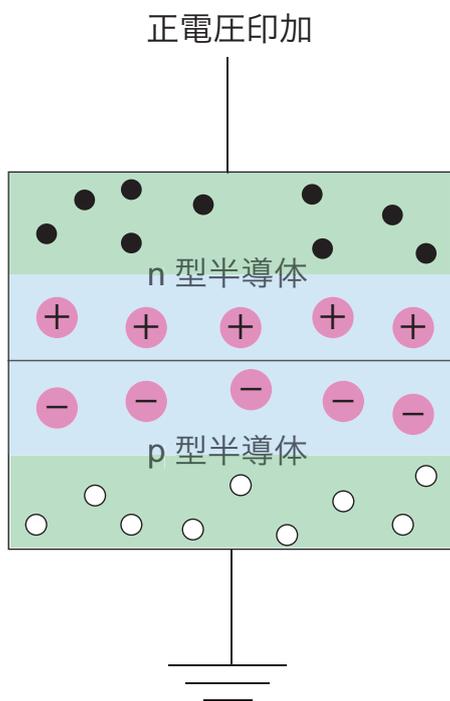
CCD は、Charge Coupled Device (電荷結合素子) の略であり、半導体検出器を小型化して電極部分を分割し、ピクセル状にしたものである。1 ピクセルのサイズは ~ 数 10 μm であり、ピクセル数は 1000 \times 1000 程度である。ピクセル化によって撮像が可能になる一方、信号読み出しに時間がかかる分、時間分解能が悪くなり、リアルタイムでの光子の検出は難しい。以下では、CCD 検出器の構造について詳しく述べる。

²<https://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>

2.3.2 pn 接合と MOS 構造

CCD 検出器の構造は大きく分けて pn 接合と MOS (Metal-Oxide Semiconductor) 構造の 2 つに分けられる。図 2.3 にそれぞれ 1 ピクセル分の構造の概略図を示す。pn 接合は図 2.3 (a) のように p 型半導体と n 型半導体を組み合わせるのに対し、MOS 構造は図 2.3 (b) のように金属 (Metal) を用いた電極と半導体 (Semiconductor) の間に絶縁体である酸化物 (Oxide) の膜を挟んでいる。絶縁体には、 SiO_2 や Si_3N_4 などが用いられる。MOS 構造に n 型半導体を用いる場合には、キャリアの電荷が逆になるため、正電圧ではなく負電圧を印加する。X 線天文衛星に搭載される CCD 検出器の多くは MOS 構造を採用している。

(a) pn 接合



(b) MOS 構造

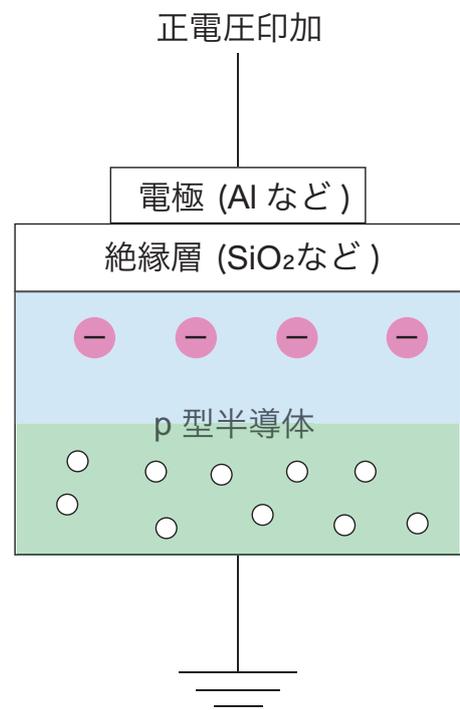


図 2.3: (a) pn 接合と (b) MOS 構造の CCD 検出器 1 ピクセル分の概略図。

2.3.3 空乏層と中性領域

図 2.3 のように、CCD 検出器に逆バイアスをかけると、キャリアの移動によって半導体部分は、「キャリアの存在しない領域」と「キャリアの存在する領域」に分けられる。

前者を「空乏層」といい、後者を「中性領域」という。電気的特性の観点から見れば、空乏層は「電気的中性が保たれない領域」であり、中性領域は「電気的に中性な領域」である。空乏層と中性領域の境目は、キャリアの移動がちょうど止まる場所に対応している。以下にそれぞれの特徴を記す。

- 空乏層

空乏層では、キャリアが移動することによって電荷をもつイオンが発生する。n型半導体において電子が移動することで発生する陽イオンをドナーイオン(P^+ , As^+ など)といい、p型半導体において正孔が移動することで発生する陰イオンをアクセプターイオン(B^- , Al^- など)という。外部からの電圧印加によってこれらの電荷が生成されるため、空乏層では有限の電場が発生する。そのため、入射X線の生成した電子正孔対を回収し読み出すことが可能となり、空乏層は半導体検出器の有感部分として機能する。

MOS構造の場合、空乏層は通常、電圧の大きさに比例して厚くなるが、あるところで頭打ちになることがわかっている。たとえばp型半導体を含むMOS構造の場合、ある一定の電圧を超えると、空乏層中で熱的に生じた電子正孔対のうち、電子が絶縁体との界面付近に溜まり、外部電圧による電場とは逆向きの電場を作るため、空乏層厚は外部電圧を大きくしても変わらなくなる。このような状態を、少数キャリアである電子の数密度が上昇することから、「反転状態」という。

- 中性領域

中性領域ではキャリアの移動が止まるため、理想的には電場が0となっている。そのため、X線が中性領域に入射しても、発生した電子正孔対を回収することができず、中性領域は半導体検出器として機能しない。非常に弱い電場によって電子もしくは正孔を回収しようとしても、電極に到達するまでに時間がかかるため、生成された電子正孔対は伝導帯にある電子が価電子帯に遷移する再結合過程によって失われ、エネルギーの過小評価や分解能の劣化につながる。

2.3.4 表面照射型 (FI) と裏面照射型 (BI)

MOS構造のCCD検出器では、どちらの面から光子を入射させるかによって、表面照射型 (Front-Illuminated, FI) と裏面照射型 (Back-Illuminated, BI) に分けられる。前者は電極側から光子が入射し、後者は反対側から光子が入射する。概略図を図2.4に示す。

表面照射型および裏面照射型の特徴は次の通りである。

- 表面照射型 (FI)

標準的なCCD検出器はこのタイプである。図2.4 (a)のように、電極および絶縁層が受光面に存在するため、低エネルギーX線の一部はそこで吸収されてしまい、検出効率が落ちる。高エネルギーのイベントほど手前で止まりにくいいため、広がったイベントとして検出されやすい。

- 裏面照射型 (BI)

図2.4 (b)のように、中性領域部分を薄く削ってFIとは逆向きに置くことで、空乏

層を受光面にむき出しにする。低エネルギー X 線でも表面の吸収を受けず検出効率が良い。一方で、電極までの距離がある分、拡散や再結合によってエネルギー分解能が悪くなる。低エネルギーのイベントほど手前で止まりやすいので、表面照射型と比べてより広がったイベントとして検出されやすい。

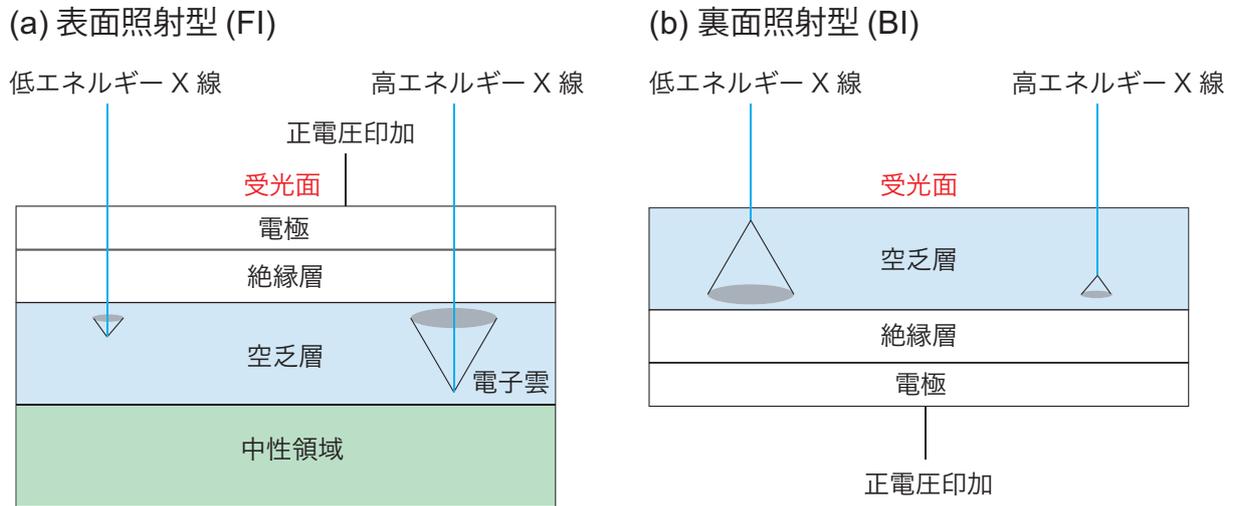


図 2.4: (a) 表面照射型 (FI) と (b) 裏面照射型 (BI) の概略図。X 線が入射して電子正孔対が生成され、電極方向にドリフトしながら拡散する様子を表している。

2.4 検出原理

CCD 検出器は、入射した X 線が検出器の空乏層で光電吸収を起こし、エネルギーに比例した電気正孔対を生成し、電子雲もしくは正孔雲はドリフトと拡散を経て電極に回収される。この節では、X 線が入射してから電子雲もしくは正孔雲が電極に回収されるまでの過程について詳しく述べる。

2.4.1 光電吸収

2.2 節で議論したように、CCD 検出器がターゲットとする ~ 10 keV 以下の帯域では、X 線と物質の相互作用のうち、光電効果が支配的である。低エネルギーの X 線は空乏層手前の不感層 (電極・絶縁層) で止まる確率が高く、高エネルギーの X 線は空乏層を透過する確率が高くなる。エネルギー E の X 線が入射して空乏層で光電吸収が起こる確率 $Q(E)$ は、空乏層の厚さ l_{dep} 、Si 半導体の吸収係数 μ_{Si} 、不感層の吸収係数 $\mu_{\text{DL}}(E)$ を用いて、

$$Q(E) = \exp\left(-\int_{\text{DL}} \mu_{\text{DL}}(E) dl\right) \times (1 - \exp(-\mu_{\text{Si}}(E) l_{\text{dep}})) \quad (2.6)$$

と表される。ただし、 $\int_{DL} dl$ は X 線が不感層の表面にたどり着いてから不感層を抜けるまでの軌跡に沿った積分である。 $Q(E)$ は後述する量子効率に対応する値である (2.6.2 節)。

2.4.2 電子雲生成

入射 X 線のエネルギーを E 、光電効果で放出した電子のもともとの束縛エネルギーを E_b とすると、飛び出した電子のエネルギーは $E - E_b$ となる。この光電子は Si 結晶中を動いて、価電子帯にいて原子核に緩く束縛されている他の電子を次々に励起して、 $E - E_b$ に比例した数の電子正孔対を作り出す。1つの価電子を励起して電子正孔対を作り出すのに必要なエネルギーを w とすると、光電子が作る電子正孔対の数は、

$$N_{\text{photo}} = \frac{E - E_b}{w} \quad (2.7)$$

で表される。一方、残りのエネルギー E_b は最初に光電効果を起こした原子を励起するのに使われていたが、原子は Auger 電子または特性 X 線の放出によって基底状態に戻る。Auger 電子を放出した場合は、これが価電子帯の電子を励起してまたエネルギーに比例した電子正孔対を作る。その数は E_b に比例し、

$$N_{\text{Auger}} = \frac{E_b}{w} \quad (2.8)$$

となる。特性 X 線を放出した場合も、他の原子に吸収されれば、同様の過程をたどって N_{Auger} 個の電子正孔対を作り出す。しかし、それが別のピクセルで起こった場合には、検出時にエネルギーが分断されて検出される。これを「エスケープ」(3.5.2 節参照) という。

まとめると、入射 X 線のエネルギーが特性 X 線を通じて一部他のピクセルに漏れ出してしまうという例外を除けば、最終的に生成される電子正孔対の数 N は、

$$N = N_{\text{photo}} + N_{\text{Auger}} = \frac{E}{w} \quad (2.9)$$

となり、入射 X 線のエネルギーに比例する。このとき生成される大量の電子群を「初期電子雲」という。Si の場合、1つの価電子を原子の束縛から解くためのエネルギーは、 $w \sim 3.65$ eV であり、たとえば 1 keV の X 線が入射したときは、平均 274 個の電子正孔対が生成されることになる。

2.4.3 ドリフト

ここでは、Si の p 型半導体をもつ MOS 構造の CCD 検出器を例にとって、電子の電極へのドリフトについて議論する。n 型半導体をもつ MOS 構造の場合は、正孔が電極へドリフトする。なお、以下の議論は穴田 (2009) の 2.2.4 節を参考に行っている。

空乏層で生成された初期電子雲は、外部の電圧が作り出す電場によって電極方向へドリフトする。ここで、図 2.5 のように、中性領域と空乏層の境界を原点とし、電極方向 (ドリフト方向) を z 軸の正方向とする。空乏層には陰イオンであるアクセプタイオンが存在

するため、有限の電場が発生する。空乏層のポテンシャル $\Phi(z)$ は、アクセプタイオン濃度 N_A^3 、Si の誘電率 ϵ_{Si} 、および Poisson 方程式を用いて、

$$\frac{d^2\Phi(z)}{dz^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_{Si}} = \frac{eN_A}{\epsilon_{Si}} \quad (2.10)$$

と表される。ここで、電荷密度 $\rho = -eN_A$ を用いた。中性領域では電場も電位も 0 であることから、 $z = 0$ で $\Phi = 0$ かつ $d\Phi/dz = 0$ という境界条件を用いて式 2.10 を解くと、

$$\Phi(z) = \frac{eN_A}{2\epsilon_{Si}} z^2 \quad (0 \leq z \leq l_{dep}) \quad (2.11)$$

となる。ただし空乏層厚を l_{dep} としている。空乏層での電場 $E(z)$ は、

$$E(z) = -\frac{d\Phi(z)}{dz} = -\frac{eN_A}{\epsilon_{Si}} z \quad (2.12)$$

と表される。一方、絶縁層では電荷がないので、Poisson 方程式の右辺は 0 となり、電場は一定となる。空乏層と絶縁層の電場の接続条件を考えると、絶縁層の誘電率を ϵ_I 、絶縁層の電場を E_I としたとき、

$$\begin{aligned} \epsilon_{Si} E(l_{dep}) &= \epsilon_I E_I \\ E_I &= -\frac{eN_A}{\epsilon_I} l_{dep} \end{aligned} \quad (2.13)$$

が成立する。よって、絶縁層中 ($l_{dep} \leq z \leq l_{dep} + l_I$) のポテンシャルは、

$$\begin{aligned} \Phi(z) &= \Phi(l_{dep}) - E_I(z - l_{dep}) \\ &= \frac{eN_A}{2\epsilon_{Si}} l_{dep}^2 + \frac{eN_A}{\epsilon_I} l_{dep} (z - l_{dep}) \end{aligned} \quad (2.14)$$

となる。電極に印加する電圧 V は、 $z = l_{dep} + l_I$ におけるポテンシャルに等しいので、

$$V = eN_A \left(\frac{l_{dep}}{2\epsilon_{Si}} + \frac{l_I}{\epsilon_I} \right) l_{dep} \quad (2.15)$$

となる。式 2.15 から、外部電圧を大きくすれば空乏層が厚くなっていくことがわかるが、2.3.3 節でも述べたように、ある一定の厚さになると反転状態となり空乏層厚は頭打ちになることに注意する。反転状態に達する前であれば、外部電圧の大きさと空乏層の厚さは 1 対 1 で対応する。

次に、初期電子雲が電場の中でどのような運動をするかを考える。半導体中の電子は、あらゆる方向に高速度で動いており、格子原子や不純物原子などとの衝突、散乱を繰り返す。長い時間で積分すると、電子の正味の移動距離は 0 となるが、外部から電圧を加えると、それによって作られた電場が電子を電場と逆方向に導く。衝突から衝突までの時間である平均緩和時間を τ_c 、電場を E とすると、衝突から衝突までに電場から電子に与えら

³XIS の場合、 $N_A \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$

れた力積の大きさは、 $-eE\tau_c$ となる。電子が衝突から衝突までの時間で静止状態からドリフト速度まで加速されると考えると、電子の有効質量を m_* 、ドリフト速度を $\frac{dz}{dt}$ として、

$$m_* \frac{dz}{dt} = -eE\tau_c \quad (2.16)$$

が成り立つ。電子の移動度 μ を

$$\mu \equiv \frac{e\tau_c}{m_*} \quad (2.17)$$

と定義すると、 z 方向のドリフト速度は次のように表される。

$$\frac{dz}{dt} = -\mu E(z) \quad (2.18)$$

式 2.18 に式 2.12 を代入して、

$$\frac{dz}{dt} = \frac{\mu e N_A}{\epsilon_{Si}} z \quad (2.19)$$

が得られる。 $z = z_0$ に入射した X 線が $z = l_{dep}$ にたどり着くまでの時間 $t_{drift}(z_0)$ は、

$$t_{drift}(z_0) = \frac{\epsilon_{Si}}{\mu e N_A} \int_{z_0}^{l_{dep}} \frac{dz}{z} = \frac{\epsilon_{Si}}{\mu e N_A} \ln \left(\frac{l_{dep}}{z_0} \right) \quad (2.20)$$

となる。

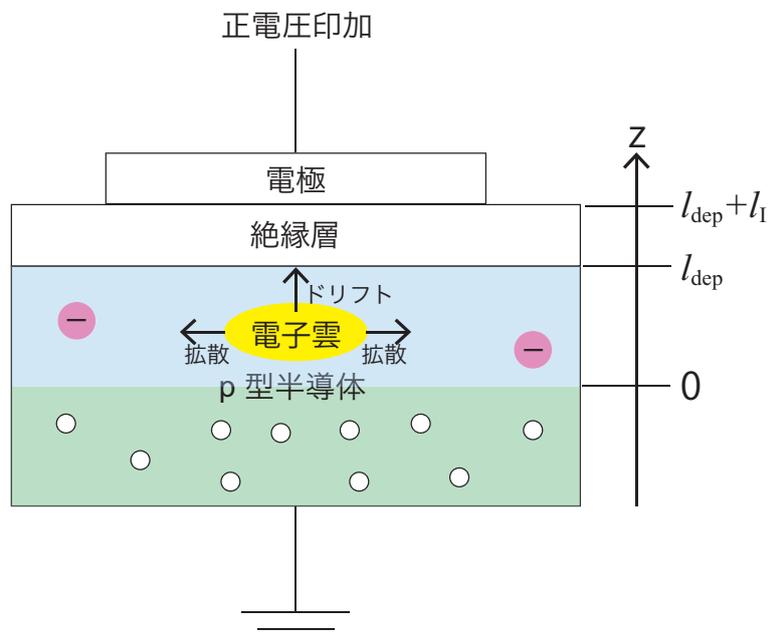


図 2.5: p 型半導体をもつ MOS 構造の CCD 検出器における電子雲のドリフトおよび拡散の概略図。図中の記号および色は図 2.3 と同じ。ここでは、 z 軸の正方向を電子のドリフトの向きにとった。

2.4.4 熱拡散

ここでは、2.4.3 節に引き続き、p 型半導体を含む MOS 構造の CCD 検出器の初期電子雲の熱拡散について議論する。電子雲は熱拡散により複数ピクセル領域にまたがることがある。これはマルチピクセルイベントとして検出され、電子雲のまたがったピクセルの波高値を足し上げることでイベントに復元する。正しい復元方法を確立するためには、電子雲がどの程度熱拡散によって広がるかを把握することが非常に重要である。

初期電子雲は、電極方向へドリフトするとともに、自らの熱運動によって拡散する。拡散方程式は、電子の数密度 ρ 、拡散係数 D を用いて、

$$\frac{d\rho}{dt} = D\nabla^2\rho \quad (2.21)$$

と表される。拡散係数 D と移動度 μ の間には、

$$D = \frac{k_B T}{e} \mu \quad (2.22)$$

というアインシュタインの関係式が成り立つ。ただし、 k_B はボルツマン定数、 T は温度を表す。フーリエ変換を用いて式 2.21 を解くと、

$$\rho(x, y, z, t) = \frac{1}{\sqrt{(4\pi Dt)^3}} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2 + z^2}{4Dt}\right) \quad (2.23)$$

となる。ただし、境界条件および初期条件として、

$$\rho(x, y, z, t) \rightarrow 0 \quad (\sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \rightarrow \infty) \quad (2.24)$$

$$\rho(x, y, z, t=0) = \delta(x)\delta(y)\delta(z) \quad (2.25)$$

を用いた。電子雲は z 方向にドリフトしているので、どのピクセル領域に最終的に到達したかを知るために、 x 方向と y 方向の拡散だけを考えると、電子数密度を表す式 2.23 は 2 次元の正規分布となる。電極に電子雲が到達した時点での x - y 平面の電子雲の広がり標準偏差 σ は、 $t = t_{\text{drift}}$ を代入して、

$$\sigma = \sqrt{2Dt_{\text{drift}}} \quad (2.26)$$

で与えられる。式 2.26 に式 2.22 およびドリフト時間を表す式 2.20 を代入すると、

$$\sigma = \sqrt{2D \frac{\epsilon_{\text{Si}}}{\mu e N_A} \ln\left(\frac{l_{\text{dep}}}{z_0}\right)} = \sqrt{2 \frac{k_B T \epsilon_{\text{Si}}}{e^2 N_A} \ln\left(\frac{l_{\text{dep}}}{z_0}\right)} \quad (2.27)$$

となる。このことから、電子雲がどれだけ広がったかは、アクセプタイオンの濃度 N_A 、温度 T 、空乏層厚 l_{dep} 、入射 X 線の反応した位置 z_0 の 4 つのパラメータによって決まることがわかる。また、空乏層厚は式 2.15 によって決まるので、絶縁層の特性が正確にわかっている場合には外部電圧というパラメータに置き換えてもよい。

ここで、熱拡散の具体的な数字を「すぎく」XIS0 を例にとって計算する。 $N_A = 3.5 \times$

10^{12} cm^{-3} 、 $T = 183 \text{ K}$ 、 $l_{\text{dep}} = 65 \text{ }\mu\text{m}$ として、空乏層のちょうど中心で入射 X 線が光電効果を起こした ($z_0 = 0.5 l_{\text{dep}}$) とすると、

$$\sigma = 2.04 \text{ }\mu\text{m} \quad (2.28)$$

となる。XIS の場合、1 ピクセルの 1 辺は $24 \text{ }\mu\text{m}$ なので、大部分のイベントは複数ピクセルにまたがって検出されないことがわかる。

2.5 信号読み出し

この節では、電荷が電極にたどり着いてから、読み出し領域まで転送され、信号として読み出される過程について詳しく述べる。

2.5.1 電荷転送の方法

光電効果によって作られた電子正孔対のうち、電子または正孔は電圧印加によって電極にドリフトし、そこから電気信号として読み出される。MOS 構造の CCD 検出器の場合、読み出しとして用いるのは必ず少数キャリアである。すなわち、p 型半導体を含む場合は電子を読み出し、n 型半導体を含む場合は正孔を読み出す。これは、多数キャリアを読み出そうとすると、必ず空乏層から中性領域に入ってしまう、電場が非常に弱くなることで再結合過程などによってエネルギーが正確に測定できなくなってしまうからである。ここでは、p 型半導体を含む MOS 構造の CCD 検出器を例にとって、電子の読み出し方法について記す。

CCD 検出器の電極に集められた電子は通常、「バケツリレー方式」と呼ばれる方法で読み出し領域まで転送される。これは、電極にかかる電圧を時間変化させることで、電子を徐々に転送したい方向に運ぶ方法である。一例として、「すぎく」XIS の転送方法を図 2.6 にまとめた。

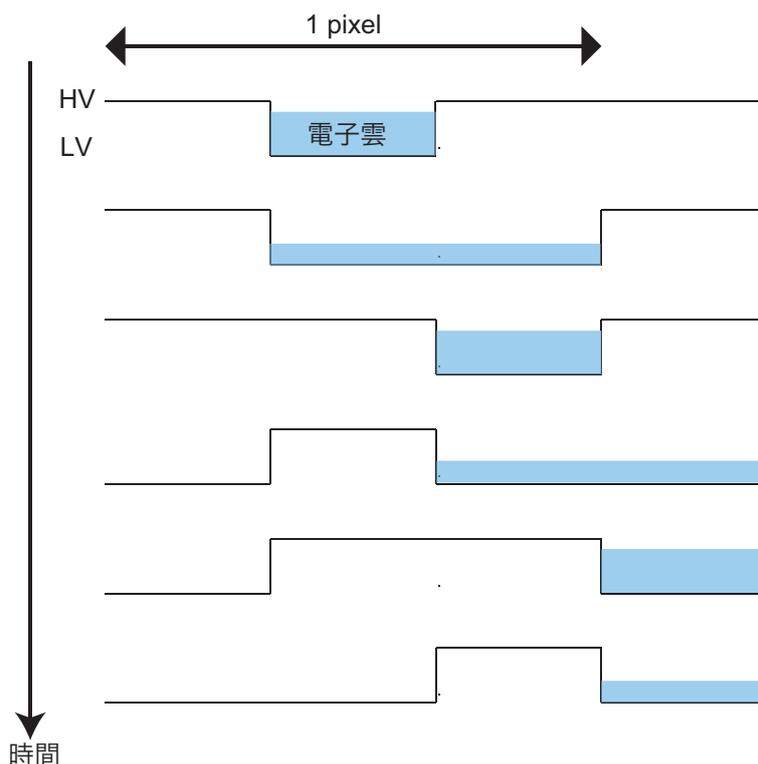


図 2.6: 「すざく」XIS の電荷転送の方法。1 ピクセルに 3 層の電極をとりつけ、それぞれの領域で電圧を変化させることで電子を移動させる。1 番下の電圧構造まできたら次は 1 番上の電圧構造に戻り、その繰り返して電荷を転送していく。

2.5.2 電荷転送の方式

CCD 検出器の電荷の転送方式には、以下のものがある。

- Full Frame Transfer 型

図 2.7 (a) のように、撮像領域をそのまま読み出し領域に使っている。他の CCD のように蓄積領域がない最も単純なタイプで、撮像領域は電荷転送中も露光しているため、電荷転送が十分に早く行われないう場合には、本来の観測位置と異なる位置でイベントが検出されてしまう。その対策として、通常はシャッターを用いており、電荷転送中はシャッターを閉じて露光を避けることで問題を回避している。しかし、衛星への搭載については、シャッターの構造の複雑さや露光が間欠的になることがネックとなっており、通常は実現されない。

- Frame Transfer 型

図 2.7 (b) のように、撮像領域とは別に遮光された蓄積領域を持ち、ここに 1 フレームの露光後のフレームデータをそのまま保持しておく。その後、次のフレームの露光時間内に全てのピクセルのデータを読み出す。蓄積領域は上面が遮光され、読み出し時間にノイズが入らないようにしている。撮像領域から蓄積領域に電荷を移動させるわずかな時間だけは受光によりノイズが入る可能性がある。蓄積領域の遮光

が比較的容易であることから、X線天文衛星に搭載される CCD 検出器は基本的にこのタイプを用いている。「すぎく」XIS、「ひとみ」SXI、XRISM Xtend-SXI もこのタイプである。

- Interline Transfer 型

図 2.7 (c) のように、撮像領域と蓄積領域を 1 ラインずつ交互に持ち、Frame Transfer 型と同様に、次のフレームの露光時間を使って電荷を転送する。Frame Transfer 型と異なり、電荷の転送中に受光することはないという点で優れている。しかし、X線を観測する場合には、高エネルギー X線を遮断する蓄積領域のシールドを作成することが難しく、主に可視光の観測に利用されている。

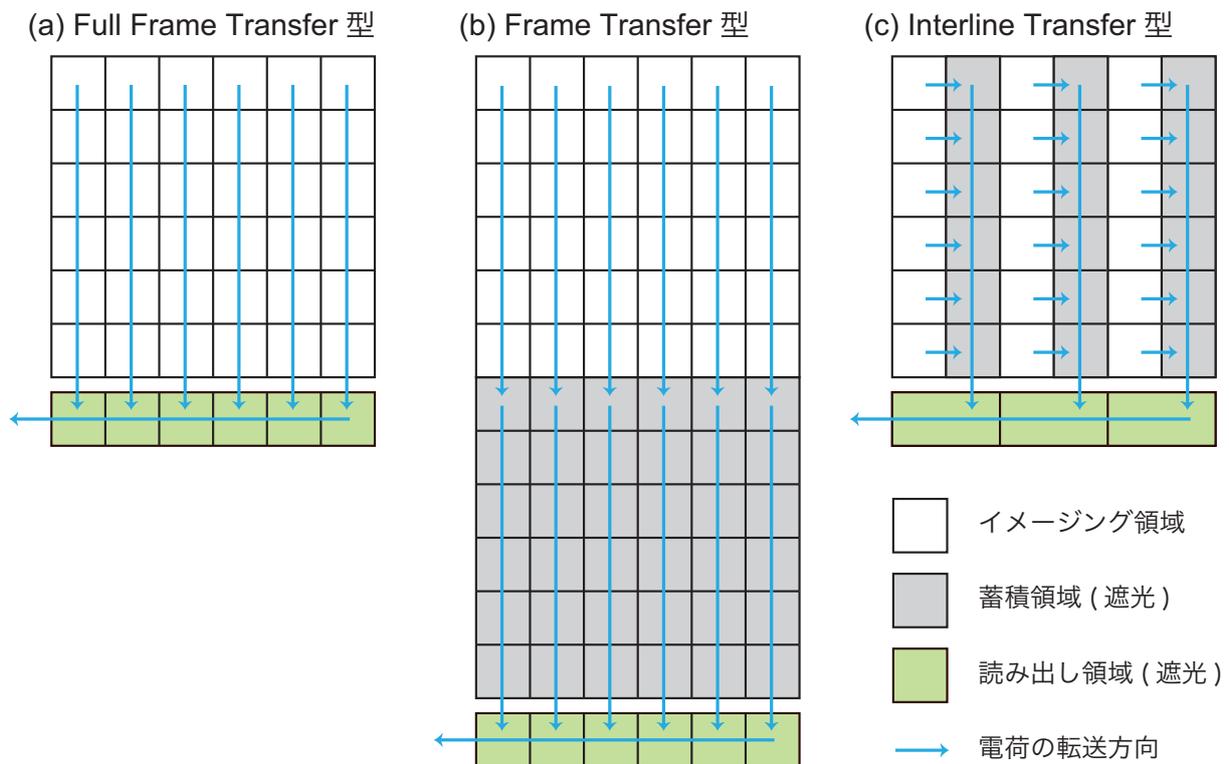


図 2.7: CCD 検出器の電荷転送方式。(a) Full Frame Transfer 型、(b) Frame Transfer 型、(c) Interline Transfer 型。

2.5.3 読み出し

転送された電子は読み出し領域で電子の数を読み出され、対応するピクセルと波高値を記録される。X線天文衛星に搭載されることの多い Frame Transfer 型の CCD 検出器は、リアルタイムでのフォトンカウンティングができず、1 フレームの読み出しを一気に行う必要があり、フレーム時間は読み出し時間と同等かそれよりも長くする必要がある。CCD 検出器はピクセル数が多い分、読み出し時間が長くなり、それがそのままフレーム時間が長くなることにつながる。フレーム時間を短くするための工夫としては、

- 撮像領域を減らして読み出し時間を短くする
- ピクセル同士をビンまとめして読み出すピクセル数を少なくする

といった方法がある。「すぎく」XISでは、上記の方法はそれぞれ、「windowモード」、「P-sumモード」に対応する(今西(2001)4.1節参照)。

2.5.4 電荷転送損失率 (Charge Transfer Inefficiency, CTI)

CCD検出器の電荷転送の際に、主に格子欠陥によるトラップでごく一部の電子は転送されずに失われてしまう。その割合を電荷転送損失率(CTI)という。CTIの値が大きいと、電荷転送が不完全になるため、測定されるエネルギーが通常よりも低くなってしまう。性能の良いCCD検出器のCTIは 10^{-6} 程度だが、衛星搭載後に放射線損傷により 10^{-5} – 10^{-4} まで増加する。

2.6 X線CCD検出器の性能

ここでは、CCD検出器の様々な性能および限界について記す。

2.6.1 エネルギー分解能

CCD検出器は、他の多くの検出器と同様に、エネルギーの測定精度に限界があり、それをエネルギー分解能と呼ぶ。一般的に、 1σ 分のエネルギーの測定のゆらぎ δE は次のように表される。

$$\delta E = W \times \sqrt{N^2 + \frac{EF}{W} + AE^2} \quad (2.29)$$

ただし、 W 、 N 、 E 、 F 、 A はそれぞれ、検出器内で電子正孔対を生成する平均エネルギー(Siの場合は3.65 eV)、RMSノイズに相当する電子数、入射X線のエネルギー、Fano factor、適当な比例係数を表す。式2.29は、エネルギーの測定誤差を、「エネルギーに依存しない項」、「エネルギーの平方根に比例する項」、「エネルギーの1乗に比例する項」の3つに分けて足し合わせていることがわかる。以下にその説明を記す。

- 第1項「エネルギーに依存しない項」
この項は、読み出しノイズ、暗電流ノイズ、CTI (charge transfer inefficiency) といった様々な要因に由来する。
- 第2項「エネルギーの平方根に比例する項」
この項は、入射X線によって生成される電子の数の統計的な揺らぎに由来する。統計的な揺らぎはポアソン分布で表されるので、基本的には揺らぎは、電子数の平方根 $\sqrt{E/W}$ で表される。しかし、電子雲が生成される際に辿る個々の電離・励起過程は独立ではないため、揺らぎは小さくなり、1よりも小さいFano factor F をかけ

ることで補正される。Si の場合、 $F \sim 0.12$ である。CCD 検出器では、他のノイズ要素をどれだけ小さくしても、電子の統計的揺らぎに由来する第2項が効いてくるため、この項は CCD 検出器のエネルギーの限界分解能を決めていると言える。

- 第3項「エネルギーの1乗に比例する項」

この項の由来はあまりわかっておらず、比例係数 A の物理的解釈も不明であり、あくまで現象論的な補正項である。

一般的に、エネルギー分解能 ΔE はガウシアン分布を仮定したときの半値全幅 (FWHM) で表される。したがって、

$$\Delta E = \sqrt{8 \ln 2} \delta E \simeq 2.355 \delta E \quad (2.30)$$

がエネルギー分解能となる。たとえば、理想的な Si の CCD 検出器を考えたとき、 $N = 0$ 、 $A = 0$ とすると、 $E = 5.9 \text{ keV}$ の X 線に対しては、

$$\Delta E \simeq 120 \text{ eV} \quad (2.31)$$

のエネルギー分解能でしか測定できず、これがエネルギーの限界分解能となる。

これ以降、エネルギー分解能は特に記述がない限り、半値全幅 ΔE を指すものとする。

2.6.2 量子効率

CCD 検出器に X 線イベントが入射したとき、100%の確率で反応するわけではなく、反応を起こすことなく透過するものもある。量子効率とは、入射した X 線イベントのうち、どのくらいの割合が CCD 検出器によってイベントとして検出されるかを表す指数で、エネルギーに依存することから、 $Q(E)$ と表され、入射した光子数 $N_{\text{in}}(E)$ および検出した光子数 $N_{\text{detect}}(E)$ を用いて、

$$Q(E) = \frac{N_{\text{detect}}(E)}{N_{\text{in}}(E)} \quad (2.32)$$

と計算される。量子効率は、検出器の材質や密度、空乏層厚、電極や絶縁層の厚みといった基本的な特性によって決まる。

例として、図 2.8 に「すぎく」XIS0 および XIS1 の量子効率を示した。高エネルギーでは空乏層の厚い XIS0 の方が量子効率が良く、低エネルギーでは受光面に電極などの吸収物質がない XIS1 の方が量子効率が良いことがわかる (2.3.4 節参照)。また、XIS0 は絶縁層の Si の吸収を受けるため、Si の K 殻の結合エネルギーにあたる (1.839 keV) で量子効率が大幅に落ちていることがわかる。

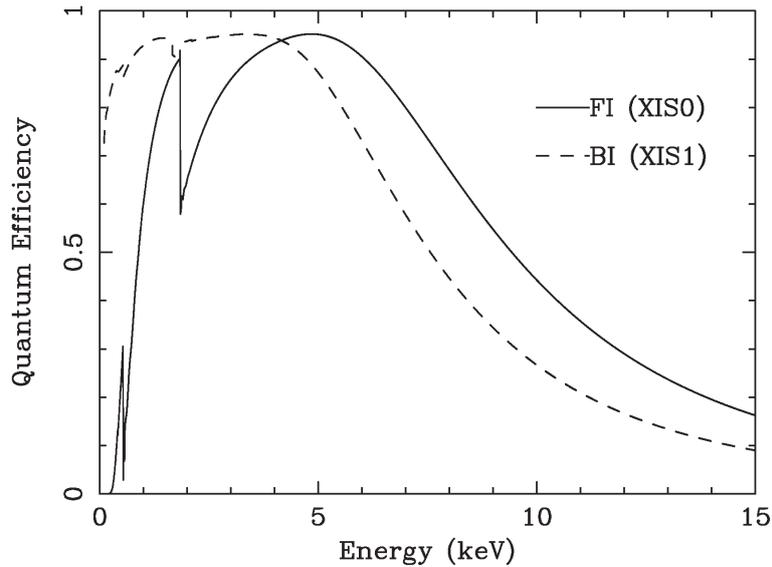


図 2.8: 「すざく」 XIS0 と XIS1 の量子効率 (Koyama et al., 2007)。

2.6.3 時間分解能

CCD 検出器は、一度に全てのピクセルの読み出しをするため、全ピクセルの読み出し合計時間よりもフレーム時間を長くする必要がある。CCD 検出器の撮像においては、フレームよりも細かい時間の情報は得られないので、フレーム時間がそのまま時間分解能となる。通常、全ピクセルを読み出すには～数秒の時間がかかるため、他の検出器と比べて時間分解能は悪く、たとえば「すざく」XIS の場合は 1024 ピクセル読み出すのに 6.4 s かかるため、最も標準的な観測では読み出しの 1 サイクル (= 時間分解能) が 8 s に設定されている。ピクセル化によって位置分解能を獲得している分、時間分解能を犠牲にしているというのが CCD 検出器の大きな特徴である。

2.7 その他の X 線検出器

半導体検出器以外にも、X 線天文衛星には様々な検出器が搭載されてきた。ここでは、そのうち代表的なものをいくつか紹介する。

2.7.1 比例計数管

ガス中の電子のなだれを利用した検出器である。陽極となる中心線と陰極となる管の間をガスで満たし、そこに X 線が入射して光電効果によってガスを電離すると、X 線のエネルギーに比例した数の一次電子雲が作られ、陽極である中心線の方へひかれる。加速した電子はガスを次々と電離して二次電子を生成し、さらに二次電子もガスを電離して、なだれ式に電子が増えていく。最終的に得られる電子の数が一次電子雲の電子の数に比例するように電圧を調整することで、最終的な電子数を測定し、入射 X 線のエネルギーを割り出

す。エネルギー分解能は一次電子の揺らぎと電子の増幅過程で決まり、6 keV で 15–20% と比較的悪い一方、時間分解能は信号処理の時間で決まるため数 μs と非常に良い。比例計数管は、世界初の X 線天文衛星である *Uhuru* (Giacconi et al., 1971) や日本の「ぎんが」衛星 (Makino et al., 1987) などに用いられてきた。

2.7.2 蛍光比例計数管

比例計数管では一次電子雲を増幅していたが、蛍光比例計数管では電子増幅はしない。その代わりに、加速した一次電子雲がガスを電離せず励起するようにし、蛍光紫外線を放射させ、それを光電子増倍管で再び電子に変えて検出する。エネルギー分解能は一次電子雲の揺らぎによって決まり、比例計数管よりも 2 倍程度分解能が改善する。蛍光比例計数管は、日本の「てんま」衛星 (Tanaka et al., 1984)、「あすか」衛星 (Inoue, 1993)、イタリアの *BeppoSAX* (Boella et al., 1997) などに用いられてきた。

2.7.3 シンチレーション検出器

X 線や γ 線の入射により蛍光を示す NaI や CsI などの物質をシンチレータといい、入射光子がシンチレータ結晶を励起して発生するシンチレーション光を光電子増倍管などによって検出する。蛍光の強度は入射光子のエネルギーに比例し、光子数を測定することで、入射光子のエネルギーを割り出すことができる。結晶を大きくすることで、エネルギーの高い γ 線を測定することも可能である。時間分解能は蛍光の減衰で決まり、数 ns と非常に短いことが多い。一方で、エネルギー分解能は、発光してから光電子増倍管で変換されるまでの各過程の揺らぎで決まり、軟 X 線領域では比例計数管よりも悪くなる。そのため、軟 X 線よりもエネルギーの高い硬 X 線や γ 線観測で用いられることが多い。シンチレーション検出器は、日本の「すざく」衛星 (Mitsuda et al., 2007) の硬 X 線検出器 (Takahashi et al., 2007) やアメリカの *RXTE* (Jahoda et al., 1996) の硬 X 線観測などに用いられている。

2.7.4 マイクロカロリメータ

主に吸収体、温度計、熱浴から構成され、入射 X 線による吸収体の温度上昇を計測してエネルギーの計測を行う。X 線による温度上昇はごくわずかであるため、吸収帯を ~ 100 mK という極低温に冷却して、かつ高感度の温度計を用いることで、温度上昇の感知を可能にしている。入射 X 線のエネルギーはフォノンという形で量子化される格子振動の大きさを測定され、エネルギー分解能はフォノンの統計的揺らぎで決まる。フォノン 1 個あたりを生成するのに必要なエネルギーは $\sim 10^{-4}$ eV と非常に小さいため、入射 X 線によって生成されるフォノン数は非常に多い。そのため、エネルギー分解能は数 eV と極めて良い。高エネルギー分解能を生かしたマイクロカロリメータは日本の「ひとみ」衛星 (Takahashi et al., 2016) や *XRISM* 衛星 (Tashiro et al., 2018) にも利用されている。

第3章 X線天文衛星搭載 CCD 検出器を用いた天体の観測

3.1 概要

CCD 検出器は優れた撮像能力をもち、近年の X 線天文学の観測を牽引してきた。この章では、X 線天文衛星に搭載された CCD 検出器を用いた天体観測の歴史、機上のデータ処理の方法、地上でのデータ解析の方法にいたるまでを概観する。

3.2 X線望遠鏡による集光

X 線天文衛星に CCD 検出器を搭載して天体を観測する際、小型な CCD 検出器だけでは天体に対する立体角があまりにも小さく、必要な統計を到底溜めることができない。そのため、大面積に降り注ぐ X 線を焦点面に集光する X 線望遠鏡を用いた観測が重要になる。

X 線は物質で強く吸収され、屈折率が 1 よりわずかに小さいという性質上、集光するために屈折レンズを使用することはできず、反射鏡は全反射のみが使用できる。その上、X 線の屈折率の 1 からのずれは非常に小さく、全反射をするのは、入射角度が鏡面から $\sim 1^\circ$ 以下のときに限られる。そのため、X 線望遠鏡は、あらゆる入射 X 線が CCD 検出器上に集まるように、鏡面を調整して入射 X 線が焦点面に辿り着けるようにしている。焦点面に辿り着ける入射 X 線の受光面積を X 線望遠鏡の「有効面積」といい、これはフラックスの算出時などに用いる非常に重要な概念である。X 線のエネルギーが高いほど、全反射に必要な角度が小さくなっていくので、一般的に高エネルギー側ほど有効面積は小さくなっていく。有効面積については 3.5.3 節でも詳しく述べる。

3.3 CCD 検出器の X 線天文衛星への搭載

CCD 検出器がその撮像能力と優れたエネルギー分解能を買われ、X 線天文衛星に初めて搭載されたのは、1993 年に日本の「あすか」衛星 (Tanaka et al., 1994) が打ち上げられた時のことである。それ以来、CCD 検出器は、エネルギー分解能にすぐれた、2 次元イメージャーに欠かせない検出器として、日本の「すざく」衛星 (Mitsuda et al., 2007)、「ひとみ」衛星 (Takahashi et al., 2016) だけでなく、NASA の *Chandra* (Weisskopf et al., 2002)、ESA の *XMM-Newton* (Jansen et al., 2001) といった様々な X 線天文衛星に搭載されてきた。また、2021 年度末に日本が打ち上げ予定の *XRISM* 衛星 (Tashiro et al., 2018)

にも搭載されることが決まっている。過去の X 線天文衛星とそれに搭載されてきた CCD 検出器を表 3.1 にまとめた。

本研究は、*XRISM* 衛星に搭載される CCD 検出器への適用を目的として行われているため、それとよく似た CCD 検出器が搭載されている「すぎく」以降の日本の X 線衛星について詳しく述べる。まず、「すぎく」XIS、「ひとみ」SXI および *XRISM* Xtend-SXI の基本的な特徴を表 3.2 にまとめた。以下ではこれらの X 線天文衛星とそれぞれに搭載された CCD 検出器について詳しく述べる。

表 3.1: CCD 検出器が搭載された主な X 線天文衛星。

衛星名	運用年	CCD 検出器名
<i>ASCA</i>	1993–2000	SIS
<i>Chandra</i>	1999–	ACIS ^a
<i>XMM-Newton</i>	1999–	MOS ^b , pn ^c
「すぎく」	2005–2015	XIS ^d
「ひとみ」	2016	SXI ^e
<i>XRISM</i>	2022– (予定)	Xtend-SXI ^f

^a Bautz et al. (1998)

^b Turner et al. (2001)

^c Strüder et al. (2001)

^d Koyama et al. (2007)

^e Tsunemi et al. (2010)

^f Hayashida et al. (2018)

表 3.2: XIS、SXI の特徴。

検出器	「すぎく」XIS	「ひとみ」SXI	<i>XRISM</i> Xtend-SXI
FI/BI	FI×3+BI×1	BI	BI
ピクセル数	1024 × 1024	1280 × 1280 ^a	1280 × 1280 ^a
ピクセルサイズ	24 μm	24 μm	24 μm
視野	18′ × 18′	38′ × 38′	38′ × 38′
空乏層厚	FI 65 μm、BI 42 μm	200 μm	200 μm
エネルギー帯	0.2–12 keV	0.4–12 keV	0.4–13 keV
エネルギー分解能	130 eV @ 5.9 keV ^b	< 200 eV @ 6 keV	< 200 eV @ 6 keV
フレーム時間	8 s	4 s	4 s

^a 2 × 2 ピクセルでビンまとめするので、実質 640 × 640 ピクセルである。

^b 打ち上げ時。

3.3.1 「すざく」 XIS (X-ray Imaging Spectrometers)

2005年に打ち上げられた日本のX線天文衛星「すざく」は、XISと呼ばれる4台のCCDカメラと、硬X線検出器HXD (Hard X-ray Detector) から構成される。前者はおよそ10 keV以下の軟X線撮像を担い、後者はおよそ10 keVから600 keVの硬X線帯域の分光を担っている。4台のXISのうち、3台(XIS0, 2, 3)は表面照射型(FI)であり、残りの1台(XIS1)は裏面照射型(BI)である。そのうち、XIS2は故障により使用不可能となったが、3台のXISとHXDによる広帯域X線観測は2015年まで10年にわたって行われた。

XISは、XRT (X-ray Telescope) と呼ばれるX線望遠鏡の焦点面に設置され、 $18' \times 18'$ の視野を約 $2'$ の角度分解能で撮像する能力があり、エネルギー分解能も130 eVとCCD検出器の限界分解能(~ 120 eV, 式2.31)に非常に近い。その反面、CCD検出器の特性から、時間分解能は8 sと悪く、より良い時間分解能を求めるためには、P-sumモードやburstモードに切り替えたり、windowオプションをつけたりして、ある程度の情報を捨てることで、撮像能力を犠牲にする必要がある(村上(1999) 3.3.2節)。

3.3.2 「ひとみ」 SXI (Soft X-ray Imager)

「ひとみ」は、2016年に打ち上げられた「すざく」の後継機となる広帯域X線観測衛星で、軟X線を撮像分光するSXI、数eVのエネルギー分解能で軟X線を分光するマイクロカロリメータ検出器SXS (Soft X-ray Spectrometer)、5–80 keVの硬X線帯域を撮像分光するHXI (Hard X-ray Imager)、60–600 keVの軟 γ 線のスペクトル及び偏光を測定するSGD (Soft Gamma-ray Detector) から構成される。「硬X線望遠鏡による初めての撮像分光観測」、「マイクロカロリメータを用いた超高分解能分光測定」、「0.3–600 keVに及ぶ広帯域観測」を掲げて打ち上げられたが(幅田, 2016)、打ち上げから約1ヶ月後に通信を絶って運用停止となった。

CCD検出器であるSXIは、SXT (Soft X-ray Telescope) と呼ばれるX線望遠鏡の焦点面にSXSとともに設置された。XISよりもはるかに広い $38' \times 38'$ の視野を誇り、空乏層も $200 \mu\text{m}$ と宇宙空間のX線CCD検出器としては最大の厚さを誇ったことから、検出効率も向上した。

3.3.3 XRISM Xtend-SXI (Soft X-ray Imager)

XRISMは、「ひとみ」の早期運用停止を受けて立ち上げられたリカバリーミッションで、「ひとみ」搭載の検出器のうち、SXIとSXSのみが搭載される予定である。CCD検出器SXIとX線望遠鏡XMA (X-ray Mirror Assembly) を合わせてXtend (Soft X-ray Imaging Telescope) と呼び、これは基本的に「ひとみ」のSXT+SXIをそのまま踏襲し、最小限の改善だけを加えたものである。

3.4 イベント抽出

この節では、X線天文衛星に搭載された CCD 検出器の機上におけるイベント抽出方法について述べる。

3.4.1 event threshold、split threshold

CCD 検出器の 2 次元空間分布に関する情報の最小単位は、ピクセルである。1 フレーム内のピクセル毎の波高値が詰まった画像を「フレームイメージ」といい、通常は 2 次元の配列で表せる。X 線の入射はノイズよりもはるかに大きな電気信号を作り出すため、フレームイメージの中で波高値の特に高いピクセルは X 線イベントと紐づけられる。ノイズよりも十分に高く、X 線イベント由来であると判断できる波高値のしきい値を event threshold という。event threshold を超えたピクセルの波高値は入射 X 線のエネルギーに対応すると考えてよい。

X 線の入射によって生成された電子雲は熱拡散などによって広がり、ピクセルの境界からはみ出すことがある。この場合、波高値の高いピクセルは連続した数ピクセルに広がり、入射 X 線のエネルギーを計算するためには、これらのピクセルの波高値を合計しなければならない。event threshold を超えたピクセルの周囲のピクセルのうち、どのピクセルの波高値を足し合わせるかを判断するしきい値を split threshold という。一般的に、split threshold は event threshold よりも小さい値が設定され、「event threshold は超えないものの、ノイズ由来ではなく電子雲の拡散に由来する」と考えられるピクセルを探索するための値である。

ピクセル座標 (x, y) の波高値を $H(x, y)$ 、 (x_0, y_0) のピクセルが event threshold を超えていてその周囲 $(2n + 1) \times (2n + 1)$ ピクセルを探索する場合、 (x_0, y_0) に入射した X 線が作り出した波高値の合計は、

$$\sum_{x=x_0-n}^{x_0+n} \sum_{y=y_0-n}^{y_0+n} H(x, y) \Theta(H(x, y) - S_{th}) \quad (3.1)$$

と表せる。ただし、 S_{th} は split threshold、 $\Theta(x)$ は階段関数を表す。

3.4.2 イベント形状の分類と grade の定義

3.4.1 節で述べた方法は、イベント形状がノイズなど何らかの原因で歪んでしまい、電子雲の広がりと考えるには不自然な場合も含んでしまうという問題点がある。例えば、split threshold を超えているピクセル同士が分断している場合、電子雲が連続的に広がっていることと矛盾する。そこで、X 線衛星に搭載されてきた CCD 検出器では、イベントの形状も考慮に入れてイベント判定を行う「grade 法」が用いられてきた。grade 法は、衛星を用いた観測では不可避な宇宙線によるイベント生成を対象天体からの X 線イベントと区別する上でも機能する。ここでは、「すざく」XIS 以降の衛星で用いられている grade 法の概要を述べる。

まず、event threshold を超え、かつ周囲の 3×3 ピクセルと比べて最も波高値の高いピクセルを抽出し、ここをイベント中心とする。その周囲 5×5 ピクセルの形状をもとに grade0–11 の 12 種類のイベントに分類する。以下にその方法を記す。

Grade 法の根幹にある考えは、「電子雲は点対称に広がり、ピクセルの境界の辺を必ずまたいでから隣のピクセルに入る」というものである。これをもとに、まずは grade 分類に用いるピクセルと全く考慮に入れないピクセルに分類する。図 3.1 に示すように、イベント中心の周囲 5×5 ピクセルは、イベント中心からの位置に応じて a~e の 5 種類に分けられる。たとえば、あるピクセルが split threshold を超えていても、その内側のピクセルが split threshold を超えていなければ、電子雲はそこまで広がっていないと判断されるため、そのピクセルは split threshold を超えていようがいが grade 判定の際に無視され、波高値も計上されない。具体的には、各ピクセルを grade 判定の考慮に入れるかどうかは次のように判定される。

ピクセル a 常に grade 判定の判断材料に用いられる。

ピクセル b 隣接する 2 つのピクセル a がどちらも split threshold を超えている場合のみ、考慮に入れる。

ピクセル c 隣接するピクセル a が split threshold を超えている場合のみ、考慮に入れる。

ピクセル d 隣接するピクセル b が grade 判定の考慮に含まれていて、かつ split threshold を超えている場合に、考慮に入れる。

ピクセル e 考慮に入れない。

以上より、たとえばピクセル d が grade 判定の際に考慮に入れられるためには、その隣のピクセル b が split threshold を超えていて、そのさらに両隣の 2 つのピクセル a がどちらも split threshold を超えている必要があり、それ以外の場合は無視される。

Grade 0–11 の定義を表 3.3 および図 3.2 に示した。各 grade は、X 線イベントとして処理される “good grade” と、バックグラウンドイベントとして処理される “bad grade” のどちらかに分類される。表 3.3 において、「光っている」という文言は、「そのピクセルに対応する threshold を超えた波高値を示す」ことをいう。また、言及のないピクセルについては、「grade 判定の考慮に入れるピクセル」は光っておらず、「grade 判定の考慮に入れないピクセル」はどんな波高値を出力しようが関係ない、ということを前提としている。

しばしば、一部の grade のイベントは別の名称で呼ばれる。本修士論文でもしばしば用いるので、それを以下に記しておく。

Grade 0 single pixel event

Grade 2–4 double pixel event

Grade 6, 8 extended event

Grade 11 pile-up event

Grade 11 は、4 章で詳しく述べるパイルアップが発生した時に特に増加するため、このように呼ばれている。また、grade 7、10 といった 5×5 ピクセルにまで広がったイベントは、中性領域に入射した X 線によって電子雲が大きく広がり、再結合を経ることで正確なエネルギーの測定が難しかったり、そもそも宇宙線バックグラウンド由来であったりすると考えられているため、X 線イベントから除外される。

e	d	c	d	e
d	b	a	b	d
c	a	■	a	c
d	b	a	b	d
e	d	c	d	e

■ イベント中心

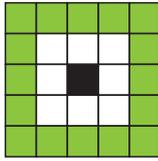
図 3.1: イベント中心の周囲 5×5 ピクセルの分類。

表 3.3: Grade の簡単な説明。

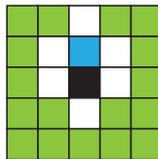
Grade	イベント判定	定義
0	good	イベント中心のみ光っているもの。
2	good	イベント中心とその上下 (電子の転送方向) どちらかが光っているもの。
3	good	イベント中心とその左側が光っているもの。
4	good	イベント中心とその右側が光っているもの。
6	good	イベント中心を含む 2×2 ピクセルが光っているもの。
8	good	L字型のイベントのうち、折れ曲がりイベント中心にくるもの。
1	bad	イベント中心及びそれと頂点を接するピクセルが光っているもの。
5	bad	L字型のイベントのうち、折れ曲がりイベント中心にこないもの。
7	bad	Grade 7 と 9 以外のどれにも分類されず、イベント中心周囲 5×5 ピクセルまでイベントが広がっているもの。
9	bad	Grade 7 と 9 以外のどれにも分類されず、イベント中心周囲 3×3 ピクセルにイベントが収まっているもの。
10	bad	イベント中心周囲 3×3 ピクセルで見た場合は grade 2-6, 8, 11 のいずれかに分類されるが、イベントが 5×5 ピクセルまで広がっているもの。
11	bad	イベント形状は grade 6 と同じだが、イベント中心から最も遠いピクセルの波高値がイベント中心に隣接する 2 つのピクセルの波高値よりも大きいもの。

Good Grade

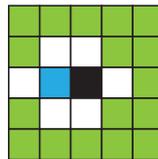
Grade 0



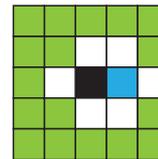
Grade 2



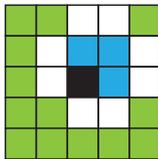
Grade 3



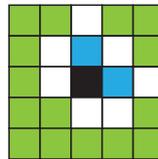
Grade 4



Grade 6

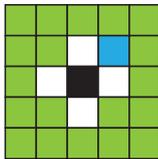


Grade 8

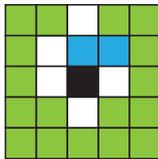


Bad Grade

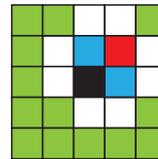
Grade 1



Grade 5

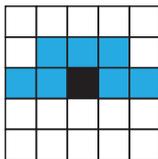


Grade 11

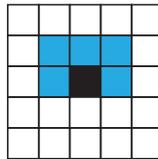


以下は一例のみ表示

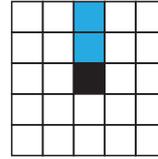
Grade 7



Grade 9



Grade 10



- Event threshold を超え、周囲の 3×3 ピクセルの中で最大の波高値をもつピクセル
- Split threshold を超えたピクセル
- Split threshold を超えていないピクセル
- Split threshold を超え、隣接する 2 つのピクセルよりも波高値の高いピクセル
- Grade 判定に影響を及ぼさないピクセル

図 3.2: Grade 一覧。

3.5 スペクトル解析

以下の議論は Davis (2001) を参考にしている。

3.5.1 バックグラウンド

観測データには必ずノイズが存在する。その原因は、全天に等方的に分布する X 線背景放射である CXB (Cosmic X-ray Background) と、宇宙線や宇宙線によって励起された検出器物質由来の放射線で構成される NXB (Non X-ray Background) で構成される。通常、スペクトル解析を行う際には、ターゲット領域と関係のない領域をバックグラウンド領域として取り、ターゲット領域のスペクトルからバックグラウンド領域のスペクトルを差し引いたものを正しいスペクトルとすることで、CXB 及び NXB の影響を無視できている。以下の議論はバックグラウンドを差し引いている前提で進める。

3.5.2 Response matrix

エネルギーが $E \sim E + dE$ の範囲にある光子が入射したとき、検出器で波高値 h のイベントとして検出される確率を、

$$r(h, E)dE \quad (3.2)$$

と定義する。このときの $r(h, E)$ は検出器の応答を表す。一般的には、波高値 h を離散値、エネルギー E を連続値として扱うが、実際の衛星の運用上は E も離散的な値に分割して値を割り当てる。エネルギーの配列を $\{E_n\}$ とすると、

$$R(h, E_n) = \int_{E_n}^{E_{n+1}} dE r(h, E) \quad (3.3)$$

は 2次元の行列を構成する。このとき、 $R(h, E_n)$ は検出器の応答を表す行列という意味から、“response matrix” と呼ばれる。

通常、検出器のゲインが一次関数である場合、波高値 h とエネルギー E は、比例係数 a を介して、

$$E = ah \quad (3.4)$$

という比例関係にある。エネルギーの刻み幅を $\Delta E = a$ とおくと、 $E_n = an$ となり、 $R(h, E_n)$ は正方行列となる。このとき、検出器の性能が極めて理想的ならば、波高値 h はエネルギー $E = ah$ に完璧に対応するため、 $R(h, E_n)$ は対角行列となる。しかし、実際にはいくつかの効果により非対角成分が存在する。今西 (2001) で述べられている 6 成分モデルを参考にしつつ、以下にその例を挙げる。

- 分解能の限界による広がり

検出器の分解能が波高値 1 つ分に対応するエネルギー a よりも大きければ、検出される波高値はガウシアン分布によってなまされ、 $R(h, E_n)$ の対角成分の周囲に非対角成分が現れる。

- Si エスケープ

X 線衛星の CCD 検出器には基本的に Si 半導体が使われているが、Si に X 線が入射して光電吸収された後、Si 蛍光 X 線が発生することがある。蛍光 X 線が離れたピクセルもしくは検出器外部まで逃げていった場合、その分のエネルギー損失が生じる。Si 蛍光 X 線のエネルギーは 1.739 keV なので、 $R((E_n - 1.739 \text{ keV})/a, E_n)$ の周辺に非対角成分が現れる。

- Si ライン

Si エスケープによって逃げた Si 蛍光 X 線が他のピクセルで吸収されることがあるため、 $R(1.739 \text{ keV}/a, E_n)$ の周辺に非対角成分が現れる。

- 他にも、サブピークや三角成分、コンスタント成分がある。

3.5.3 Ancillary response

Ancillary response は、その名の通り、本来のレスポンスを補助する役割を持つ。すなわち、X 線衛星の CCD 検出器で光子を検出する際の、検出器そのもの以外の部分の応答に関する情報を持つ。Ancillary response は対角行列で表され、「有効面積」と呼ばれる値が各エネルギーに紐づけられている。

天体から放射された光子は X 線衛星のミラーによって集光され、CCD 検出器の表面に集められる。ミラーが集光できる面積はエネルギーに依存し、通常、有効面積とはミラーそのものの集光面積 $A_{\text{mirror}}(E)$ を指す。しかし、実際には集光された光子が信号として検出されるためには、検出器直上のシールドや汚染物質を透過する必要がある、さらに検出器そのものは透過せずに反応する必要がある。そこで実効的な有効面積 $A(E)$ を、シールドの透過率 $T_{\text{shield}}(E)$ 、汚染物質の透過率 $T_{\text{contam}}(E)$ 、検出器の量子効率 $Q(E)$ を用いて、

$$A(E) = A_{\text{mirror}}(E) \times T_{\text{shield}}(E) \times T_{\text{contam}}(E) \times Q(E) \quad (3.5)$$

と表す。多くの X 線衛星の ancillary response はこのように計算されるが、「すざく」XIS など一部の衛星の検出器は量子効率の寄与を response matrix に付しているため、 $Q(E)$ は計算に含まれず、

$$A(E) = A_{\text{mirror}}(E) \times T_{\text{shield}}(E) \times T_{\text{contam}}(E) \quad (3.6)$$

と表される。

ancillary response は response matrix の規格化条件を調整する役割も持っている。ancillary response が式 3.5 と表される場合、response matrix の規格化条件は量子効率の寄与を考えなくてよいため、

$$\sum_h R(h, E_n) = 1 \quad (3.7)$$

となる。一方、式 3.6 ように量子効率の寄与を response matrix が担う場合、

$$\sum_h R(h, E_n) = Q(E_n) \quad (3.8)$$

と規格化される。

例として、「すぎく」XRT+XIS の有効面積を図 3.3 に示す。

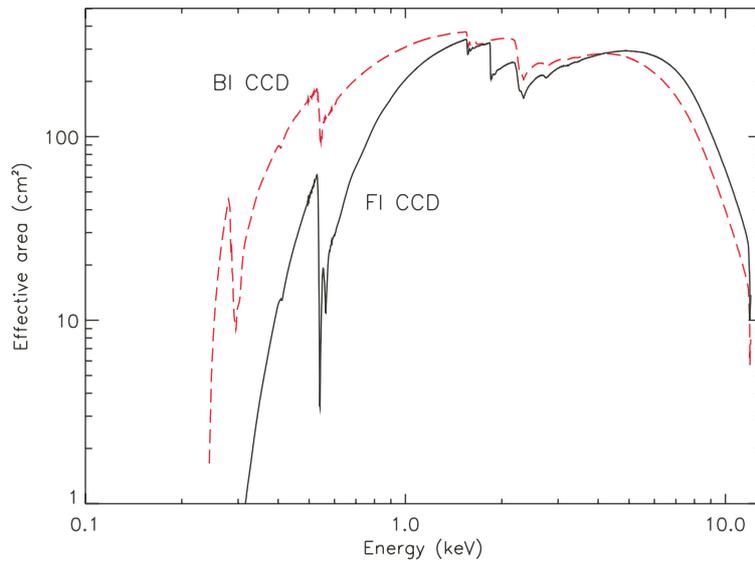


図 3.3: 「すぎく」XRT+XIS の有効面積。FI-CCD は XIS0、XIS2、XIS3 を表し、BI-CCD は XIS1 を表す。(Mitsuda et al., 2007)

3.5.4 PSF

PSF (point spread function) とは、点源を入射し撮像した時にどのように像が広がるかを表す関数である。多くの場合、点源の位置に鋭いピークを持ち、そこから離れるにつれて急速に値が小さくなっていく半径依存性を持った関数となる。例として、図 3.4 に「すぎく」XIS0 の PSF を示す。

点源の位置を原点に取り、PSF を $F(x, y)$ と表す。データ解析の際に領域 ω を解析領域に選んだとすると、実効的な有効面積は、

$$A(E) \times \frac{\int_{\omega} F(x, y) dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(x, y) dx dy} \quad (3.9)$$

と補正すればよい。

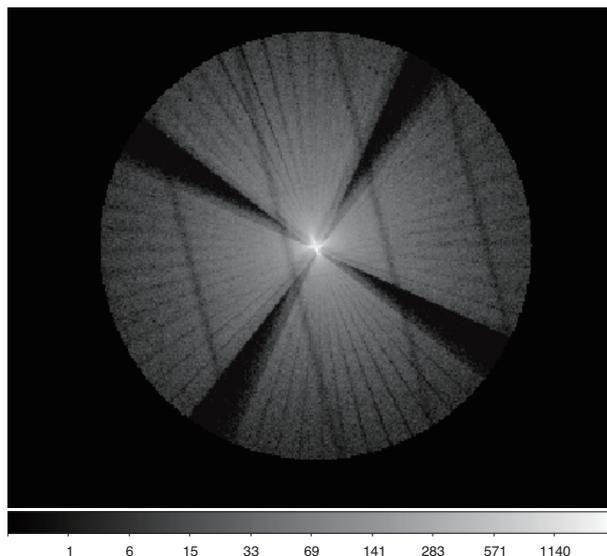


図 3.4: 「すざく」 XIS0 の PSF。

3.5.5 rmf、arf

response matrix は、衛星打ち上げ前の地上実験の結果などによって作成され、rmf (response matrix file) と呼ばれるファイルに格納される。ancillary response の情報も、PSF の情報とともに arf (ancillary response file) と呼ばれるファイルに格納される。rmf と arf は、X 線衛星の観測データ解析を行う上で、実際の天体スペクトルと検出器の出力波高値スペクトルを関連づけるための非常に重要なデータファイルである。

3.5.6 スペクトルフィッティング

X 線のスペクトル解析には通常、NASA GSFC が開発した XSPEC (Arnaud, 1996) というツールを用いる。XSPEC では、天体のスペクトルを知る方法として、最尤推定フィッティングを用いている。本研究では、XSPEC 12.10.1 を用いた。

天体のスペクトル $s(E)$ を、「単位時間、単位面積、単位エネルギー幅あたりに入射する光子の数」と定義する。実際の単位は、 $\text{photons s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{keV}^{-1}$ である。 $C(h)$ を「観測時間内に検出した波高値 h のイベント数」と定義すると、フレーム数 N 、フレーム時間 τ を用いて、

$$C(h) = (N\tau) \int dE s(E)r(h, E)A(E) \quad (3.10)$$

と表される。再びエネルギーを離散的に考えると、離散的なスペクトル $S(E_n)$ は、

$$S(E_n) = \int_{E_n}^{E_{n+1}} dE s(E) \quad (3.11)$$

と定義できる。このとき、 $C(h)$ は、

$$C(h) = (N\tau) \sum_n S(E_n) R(h, E_n) A(E_n) \quad (3.12)$$

となる。式 3.12 は、既知の $C(h)$, $R(h, E_n)$, $A(E_n)$ から未知の $S(E_n)$ を求める線形の連立方程式となり、原理的には解くことができる。しかし、 $R(h, E_n)$ の逆行列を求めることはそう簡単ではなく、たとえそれを乗り越えても、 $S(E_n)$ を求めたところでその物理的意味は非常に薄い。そこで、元のスペクトルを知る手段として、 $S(E_n)$ をわずかに数個のパラメータで記述できる物理モデルを仮定し、パラメータを変化させながらフィッティングを行い、最尤法により物理モデルのパラメータを決定する、という方法をとる。たとえば、元のスペクトルに黒体放射を仮定する場合、 $s(E)$ は、

$$s(E) = \frac{K \times 8.0525 E^2}{(k_B T)^4 [\exp(E/k_B T) - 1]} \quad (3.13)$$

と表され、温度 T と光度 K がパラメータとなる。 $s(E)$ をもとに $C(h)$ が求まり、 T と K の 2 次元のパラメータ空間で χ^2 フィッティングもしくは c-statistics フィッティングを行い、最適パラメータを定める。フィッティングが十分に合っていれば、最適パラメータを用いたスペクトルが元の天体のスペクトルを表すと考える。導き出した解が必ずしも最適な解であることは保証できず、モデルを変更すればよりデータに合うスペクトルが存在する可能性があることに注意しなければならない。

第4章 CCD検出器の高フラックス天体 に対する非線形応答

4.1 パイルアップ

信号の読み出しに時間のかかる CCD 検出器は、1 フレームの露光時間が～数秒と比較的長い。そのため、特に明るい天体を観測する時には、同一もしくは隣接するピクセル領域に複数の光子が入射すると、イベント抽出の過程でそれらを分離できずに1つの光子の入射イベントとして誤って処理してしまう。このような誤ったイベント処理をもたらす検出器の応答を「パイルアップ」と呼ぶ。

通常、CCD 検出器の応答は response matrix $R(h, E)$ で表され、その性質は入射光量に対して線形である。しかし、パイルアップの影響が大きいときには、response matrix が入射スペクトル $s(E)$ に依存し、非線形な応答関数 $R'(h, E, s(E))$ によって検出器応答が表される。この章では、線形から外れた新たな応答関数 $R'(h, E, s(E))$ によって具体的に観測結果がどのような影響を受けるかについて、実際の観測データのスペクトル解析を交えながら議論する。

4.2 観測への影響

パイルアップの簡単な例を図 4.1 に示す。ここでは、2 keV と 5 keV の光子が同一フレームの隣接した領域に入射した結果、パイルアップが起きた場合を考える。(a) の場合は、2 つの single pixel event が隣同士のピクセルに入射することで、1 つの double pixel event として処理されてしまう。この場合、本来 2 keV と 5 keV のイベントが 7 keV のイベントとなることで、スペクトルが高エネルギー側にシフトしてしまう。一方、(b) の場合は、2 つの double pixel event が統合されることによってイベントの形状が変化してしまい、bad grade と判定されてイベントから除外される。このとき、本来計上されるべき 7 keV 分のイベントがそっくりそのままイベントリストから除外されてしまい、フラックスの過小評価につながる。パイルアップの観測に対する影響のうち、本研究で指標として用いるものとして、以下の 4 つを挙げた。

(a) パイルアップして統合されたイベントが good grade として処理される場合

- スペクトルのハードニング (高エネルギー側へのシフト)

(b) パイルアップして統合されたイベントが bad grade として処理される場合

- フラックスの減少

- bad grade event の増加

(c) (a) と (b) に共通する影響

- single pixel event (grade 0) の減少

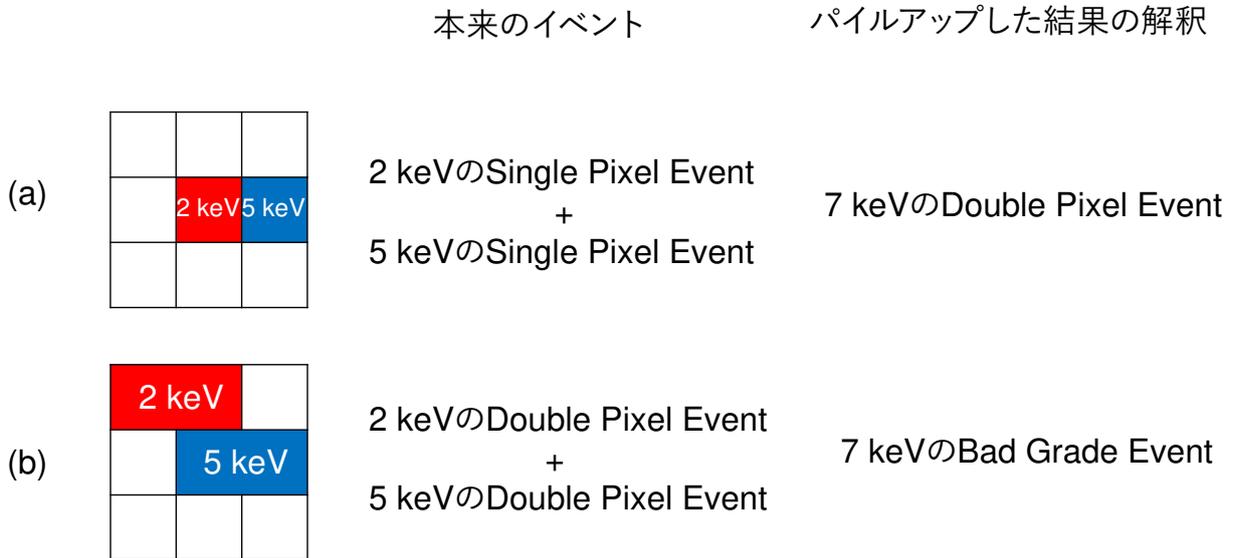


図 4.1: パイルアップの簡単な例。

4.3 実例

4.3.1 pile-up fraction

パイルアップは、カウントレートがある閾値を超えてから突然起こるようなものではなく、カウントレートの増加に伴って徐々に影響が出てくるものである。そのため、どの程度影響が出た時点で「パイルアップしている」と定量的に判断するかを決めることは非常に難しい。ここでは、先行研究 (Yamada et al., 2012) で用いられているパイルアップの定量的な指標について記す。

ある領域 ω に光子が均等な空間分布で入射するとき、パイルアップ度合いはカウントレートの単調増加関数で表せる。特に、1ピクセル1フレームあたりに降り注ぐ光子数の期待値 x をパイルアップ度合いを表す関数の引数として用いることが多い。領域 ω 内における x は、カウントレート c_ω 、フレーム時間 t 、ピクセル数 n_ω を用いて、

$$x = \frac{c_\omega t}{n_\omega} \quad (4.1)$$

と表される。各ピクセルに入射する光子数の確率分布は、期待値が x の Poisson 分布に従う。期待値 x の Poisson 分布において k という値をとる確率を $P(k, x)$ とすると、

$$P(k, x) = \frac{x^k e^{-x}}{k!} \quad (4.2)$$

より、

$$P(k \geq 1, x) = 1 - e^{-x} \quad (4.3)$$

$$P(k \geq 2, x) = 1 - e^{-x} - xe^{-x} \quad (4.4)$$

となる。ここで、パイルアップ度合いを表す関数 pile-up fraction $f_{\text{pl}}(x)$ を、「光子が入射したピクセルのうち、複数の光子が入射したピクセルの割合」と定義する。よって、

$$f_{\text{pl}}(x) = \frac{P(k \geq 2, x)}{P(k \geq 1, x)} = \frac{e^x - 1 - x}{e^x - 1} \simeq \frac{1}{2}x - \frac{1}{12}x^2 + O(x^4) \quad (4.5)$$

となる。

pile-up fraction はパイルアップの度合いを定量的に表す数少ない指標だが、入射光子のつくる電子雲の領域が必ずしも 1 ピクセル内に収まらないことや、領域内で空間的に均等に光子が降り注ぐことは仮定できない (大抵 PSF の存在によって中心部分ほどカウントレートが高い) ことから、厳密な実用には程遠い指標である。

図 4.2 は、パイルアップのスペクトルにもたらす影響と pile-up fraction の関係を調べた先行研究 (Yamada et al., 2012) の結果の一つである。パイルアップがない場合、同じスペクトルならば hardness ratio は一定だが、パイルアップが起こるとスペクトルが高エネルギー側にシフトし、hardness ratio が大きくなる。グラフより、pile-up fraction が 0.1–1% のときにスペクトルに影響が出始め、それより高い pile-up fraction では、スペクトルが急激に変化することがわかる。

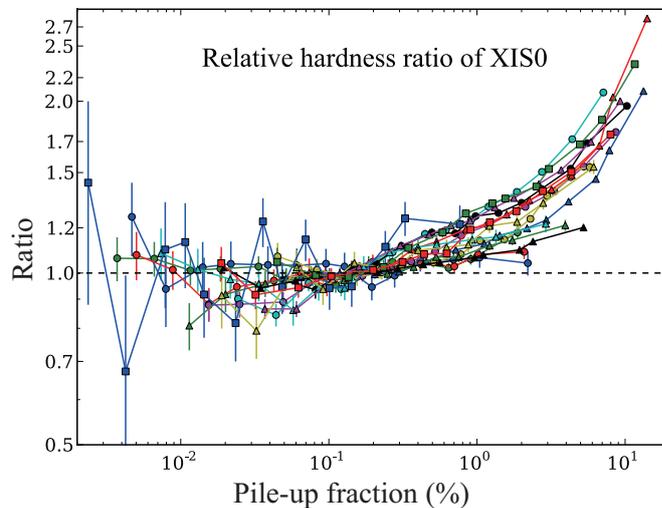


図 4.2: 「すぎく」 XIS0 の観測データにおける hardness ratio (7.0 – 10.0 keV の photon 数/0.5 – 10.0 keV の photon 数) と pile-up fraction の関係 (Yamada et al., 2012)。同一観測を同心円状の領域に区切って解析することで pile-up fraction を変化させている。異なる色はスペクトルの異なる個別の天体を表す。縦軸は pile-up fraction = 0.1% のときの値で規格化されている。

4.3.2 「すぎく」 XIS 観測におけるパイルアップの例

パイルアップした観測例として、LMXB (Low Mass X-ray Binary) の1つである Aquila X-1 (以降、Aql X-1 と表記) を「すぎく」XIS0 で観測したデータを挙げる。この観測データは2007年に得られたものであり、天体が特に明るくなったときに観測している (Sakurai et al., 2012)。window モードと burst モードを組み合わせることでフレーム時間を 0.5 s まで減らしているものの、中心部ではパイルアップしていることが先行研究からわかっている (Yamada et al., 2012)。

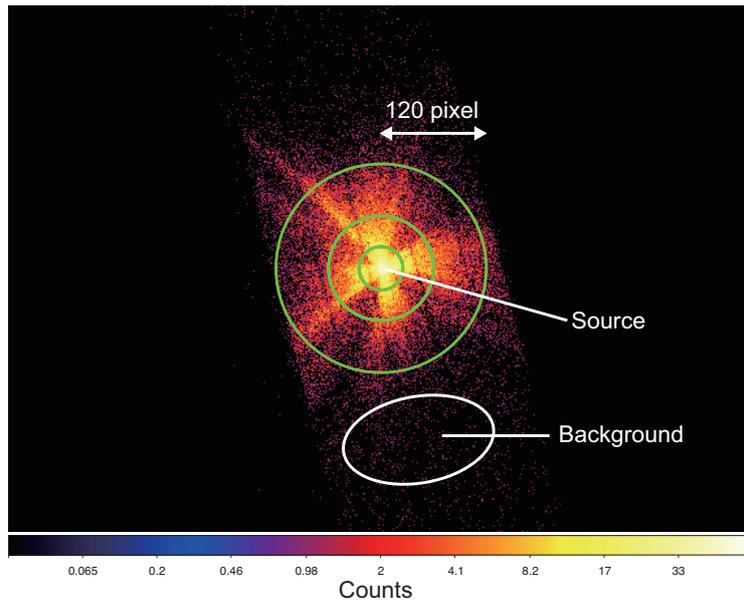


図 4.3: Aql X-1 の「すぎく」XIS0 による観測イメージ。緑色の曲線はそれぞれ、点源の中心から半径 25、60、120 ピクセルの円を表す。1 ピクセルは $1.04''$ に相当する。白色の曲線で囲まれた部分は、バックグラウンド領域として用いた。

この観測データを、図 4.3 のように円環状に切り分けた領域 (半径 0–25、25–60、60–120 ピクセル) および全領域を合わせたもの (0–120 ピクセル) の 4 領域について、それぞれスペクトルを抽出し、スペクトル解析を行った。領域の切り分け方は、トータルの光子数がそれぞれの領域でだいたい等しくなるようにした。

ここで、Aql X-1 のスペクトルを、星間吸収のかかったべき関数でフィットする事を考える。3.5.6 節のように、天体スペクトルのモデル関数 $s(E)$ を次のように設定する。

$$s(E) = \exp(-N_H \sigma(E)) \times CE^{-\Gamma} \quad (4.6)$$

このとき、パラメータは N_H 、 Γ 、 C の 3 つで、それぞれ、視線方向の吸収を水素原子の数密度の積分量に換算した値、光子指数 (べき指数)、べき成分の normalization factor (ここでは 2–10 keV の unabsorbed flux を用いる) を表す。なお、星間吸収のモデルの決定には、星間物質の組成比と光電吸収の反応断面積 $\sigma(E)$ が必要であり、それぞれ Anders et al. (1989) と Verner et al. (1996) に準拠している。

Aql X-1 の XIS0 観測データのスペクトルフィッティングの結果を表 4.1 と図 4.4 および図 4.5 に示す。表 4.1 からわかるように、 χ^2_ν の値は 1 に近く、Aql X-1 のスペクトルは上記のモデルで正しく再現できる。点源の中心領域 (半径 0–25 ピクセル) では、カウントレートが高いために、 $f_{\text{pl}}(x) = 0.21\%$ と観測に影響が出る程度に大きくなっている。また、図 4.5 からわかるように、中心領域のスペクトルフィッティングの結果を見ると、光子指数もフラックスも他の領域よりも有意に小さくなっている。通常为天体解析と同様に、天体領域を点源中心から半径 120 ピクセルとして切り出すと、光子指数がパイルアップしていない外側の領域 (半径 60–120 ピクセル) よりも有意に小さい値を出力することがわかるため、正しい解析ができていないことになる。このことから、ここで取り上げた Aql X-1 の XIS0 の観測データでは、

- スペクトルのハードニング
- フラックスの減少

という 2 点について、パイルアップの影響が存在すること、さらにそれが観測結果に影響を及ぼすということが確認できた。

表 4.1: Aql X-1 の「すぎく」 XIS0 観測データのスペクトルフィッティングの結果 (0.5–10 keV)。

半径 (pixel)	$f_{\text{pl}}(x)$ (%)	N_{H}^{a} (10^{22} cm^{-2})	Γ^{a}	2–10 keV unabsorbed flux ^a ($10^{-9} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$)	χ^2_ν (d.o.f.) ^b
0–25	0.21	0.62 ± 0.02	2.25 ± 0.03	2.24 ± 0.03	1.55 (150)
25–60	0.036	0.63 ± 0.02	2.34 ± 0.02	2.64 ± 0.03	1.46 (215)
60–120	0.010	0.64 ± 0.02	2.39 ± 0.03	2.50 ± 0.03	1.33 (211)
0–120	0.033	0.63 ± 0.01	2.34 ± 0.02	2.48 ± 0.02	1.32 (527)

^a 誤差は全て 90%信頼区間を表す。

^b χ^2_ν は reduced chi-square を表す。

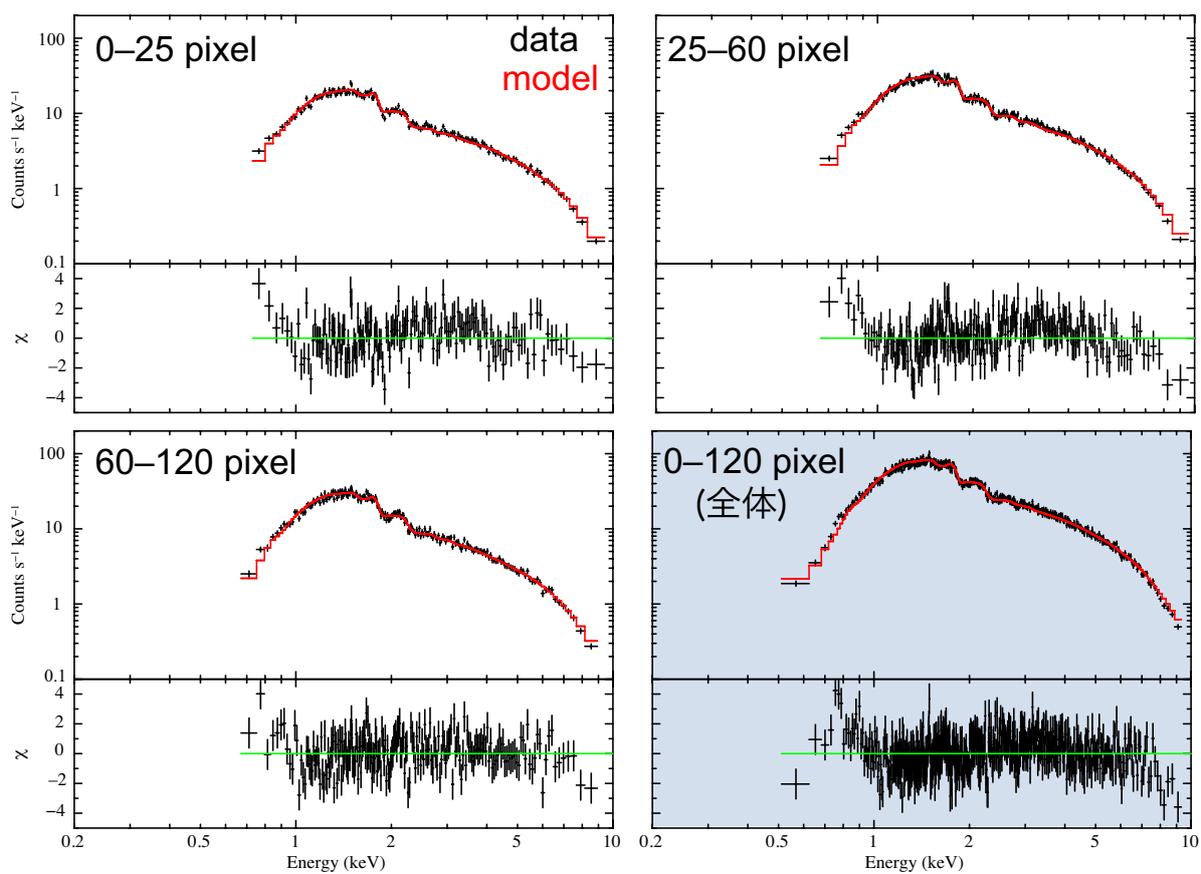
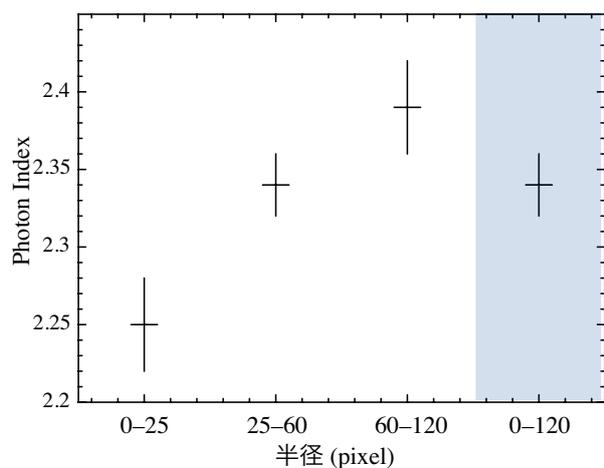


図 4.4: 「すざく」 XIS0 で観測した Aql X-1 の領域ごとのスペクトル。左上、右上、左下、右下の 4 つのスペクトルはそれぞれ点源中心から半径 0-25、25-60、60-120、0-120 ピクセル領域のものを表す。黒いプロットは観測のデータ点、赤い曲線は最適のフィッティングモデルを表し、個々のグラフは上が count 空間のスペクトル、下がモデルとの残差である。エラーバーは 1σ の範囲を表す。

(a) 光子指数



(b) 2–10 keV unabsorbed flux

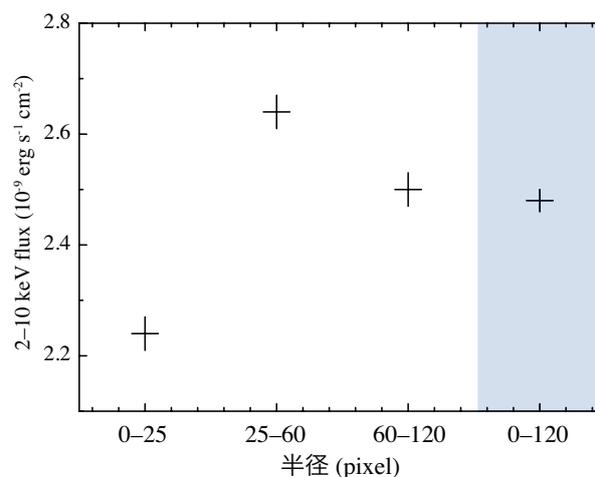


図 4.5: AqlX-1 の「すぎく」XIS0 観測データの (a) 光子指数と (b) 2–10 keV unabsorbed flux の点源中心からの半径に対する変化。エラーバーは 90%信頼区間を表す。

次に、同じように点源を領域で切り分けたデータから、grade 分岐比についても調べる。表 4.2 に同じ観測データの grade 分岐比の一部を示す。表 4.2 からわかるように、パイルアップしていると考えられる中心領域 (0–25 ピクセル) では、double pixel event および extended event の single pixel event に対する比が他の領域よりも高くなっており、相対的に single pixel event が減少していることがわかる。また、bad grade event の single pixel event に対するイベント比も中心部分で極端に大きくなっている。このことから、観測データのグレード分岐比から、

- single pixel event の減少
- bad grade event の増加

の 2 点についても、パイルアップの影響が確かめられた。

以上の議論より、CCD 検出器を用いた実際の観測データから、4.2 節にあげた 4 つのパイルアップが観測に及ぼす影響を全て確かめることができた。

表 4.2: Aql X-1 の「すぎく」XIS0 観測データの grade 分岐比 (1–10 keV)。

半径 (pixel)	double/single ^a	extended/single ^b	grade 1, 5, 11/single ^c
0–25	25.6 ± 0.4%	4.1 ± 0.1%	6.3 ± 0.2%
25–60	22.7 ± 0.3%	3.8 ± 0.1%	2.00 ± 0.05%
60–120	21.9 ± 0.3%	3.8 ± 0.1%	0.86 ± 0.05
0–120	23.2 ± 0.2%	3.89 ± 0.07%	2.66 ± 0.06%

^a grade 2, 3, 4/grade 0 のイベント数比。

^b grade 6, 8/grade 0 のイベント数比。

^c ここでは、bad grade のうち、形状のはっきり決まっている grade 1, 5, 11 のみピックアップした。

* エラーバーは全て 1σ の範囲を表す。

4.4 一般的なパイルアップ対策

CCD 検出器におけるパイルアップは、未だに明確な対処方法が確立されていない。ここでは一般的にどのように対処されているかについて紹介する。

まず、観測を設定する時点でいくつか対策をすることができる。パイルアップの原因はそもそも、CCD 検出器の読み出し時間 \simeq 露光時間が長いことにあり、なんらかの情報を犠牲にすることで露光時間を減らすことができれば、パイルアップを緩和することができる。たとえば、「すぎく」衛星の場合、観測領域を狭くして視野を犠牲にする「window モード」、ピクセル領域をマージして空間分解能を犠牲にする「P-sum モード」、フレーム時間の一部で撮像をしないことで統計を犠牲にする「burst モード」がその対策として挙げられる。なお、4.3.2 節で紹介した Aql X-1 のパイルアップしたデータは、window モードで視野を 1/4 にした上、burst モードでフレーム時間 2 s のうち 1.5 s 分の統計を捨てて、カウントレートを 1/16 にしているが、それでもなおパイルアップしていることがわかる。

観測後の解析段階でもいくつか対策をすることができる。まず、4.3.2 節でも紹介したように、領域を円環状に切り分け、パイルアップ度合いの大きい中心領域をくり抜き、パイルアップの影響の少ない外側の領域のみを用いて解析するという方法がある。この方法も、相当数の統計を犠牲にするため、精度の良い観測結果の取得は難しい。また、Davis (2001) では、パイルアップの影響を取り入れたスペクトルフィッティングのモデルの実装に成功している。しかし、この方法は点源の撮像領域でカウントレートが一定であること、つまり PSF が十分にフラットであることを前提にしており、PSF の小さい Chandra の ACIS にはある程度適用できるものの、「すぎく」XIS や「ひとみ」SXI、XRISM Xtend-SXI などの PSF が広がった CCD 検出器への適用には程遠い。

いずれにしても、現段階では、観測方法の調整と解析段階での中心部分のくり抜きが主な方法となっており、明るい天体にもかかわらず、多くの入射光子が解析されることなく無駄になっている。

4.5 本研究の目的

X線天文衛星を用いた観測では、技術面の発展により、ますます空間分解能とX線望遠鏡の集光面積が向上している。それに伴い、より多量の光子が狭い領域に入射することになるため、パイルアップの影響が出始める天体のフラックスの閾値はますます小さくなっている。そのため、より多くの天体がパイルアップに晒されることになり、その正しい対処法の確立は急務となっている。本研究の目的は、XRISM衛星のCCD検出器Xtend-SXIが、明るい天体を正しくかつ高統計で観測できるように、パイルアップした観測データの正しい補正方法を確立することである。さらに、この研究が確立されれば、XRISM衛星による観測だけでなく、CCD検出器を用いて過去に観測した天体データについても、今まで除外されていたパイルアップした点源の中心領域を含めてあらためて解析をすることで、埋もれていた新たな科学的知見を導き出すことが可能となる。

第5章 パイルアップシミュレータの構築

5.1 目的と手法

パイルアップの補正法が長らく確立されてこなかった原因は、パイルアップのもつ非線形性に由来する困難さにある。通常、CCD 検出器の応答は入射光量に対して線形性をもつが、パイルアップが起こる場合には、検出器の応答は線形ではありえない。特に、スペクトルの形を保ってフラックスだけを等倍する場合、通常の線形応答ではスペクトルの形は保存され、光子数も等倍になるが、パイルアップが起こると、ハードニングなどによってスペクトルの形が歪んだり、イベントが統合されることでそもそもの検出光子数が減少したりする。このような応答の非線形性から、パイルアップの補正は解析的手段で対応するには困難なものである。

本研究では、パイルアップの非線形性を考慮し、解析的手段ではなく、モンテカルロシミュレーションを用いたアプローチを採用する。この章ではまず、「任意の天体スペクトルを仮定したとき、観測結果として現れる (パイルアップの影響も含めた) 検出器スペクトルを出力する」ことを目指す。これが実現すれば、天体スペクトル $s(E)$ から検出器のカウントスペクトル $C(E)$ への写像ができたことになる。パイルアップがない場合、この写像は response matrix に他ならないが、パイルアップを考慮した場合には、非線形性ゆえに response matrix がスペクトルの形そのものに依存するため、個々のスペクトル毎に写像が変化する。その定式化が極めて困難、もしくは不可能であるため、モンテカルロシミュレーションによるアプローチは極めて有効である。

以上の目的を達成するためには、天体から光子が発せられてから CCD 検出器で検出され、データ処理が施されるまでの過程を全て辿るようなシミュレータが必要となる。本章では、この「パイルアップシミュレータ」の構築過程をそのコンセプトとともに記す。

5.2 もとにする観測データ

シミュレータがパイルアップを正しく評価していることを確認するためには、パイルアップを含んだ既存の観測データに照らし合わせる必要がある。XRISM 衛星はまだ打ち上げ前で、CCD 検出器の構造がよく似た「ひとみ」衛星も打ち上げから 1ヶ月分しか観測データがないため、本研究では「すぎく」衛星の観測を再現することを目指してシミュレータを構築する。

5.3 シミュレーションのフレームワーク

ここでは、シミュレーションに用いた枠組みについて記す。入射 X 線と CCD 検出器の相互作用は Geant4 (Agostinelli et al., 2003; Allison et al., 2006, 2016)¹ と呼ばれるライブラリでシミュレーションを行い、その操作および全体の枠組みは ComptonSoft (Odaka et al., 2010)² と呼ばれるソフトウェアを用いた。以下にその詳細を記す。

- Geant4 (GEometry ANd Tracking)

主に高エネルギー粒子と検出器等の物質との相互作用や高エネルギー粒子の物質中の伝播を正確に再現するためのシミュレーションライブラリである。物質の 3 次元ジオメトリや密度、材質までを細かく設定することができ、その上で高エネルギー粒子を任意の方向から入射させることができる。本研究では、検出器直上から CCD 検出器に X 線を入射させて光電効果を起こし、光電子が周囲の原子を電離するところまでを Geant4 によるシミュレーションに委ねている。

- ComptonSoft

X 線検出器のシミュレーションとデータ解析を行うために構築されたフレームワークである。モンテカルロシミュレーションには Geant4 を利用する。ComptonSoft は、ANL Next³ と呼ばれるソフトを動かす枠組みを採用しており、その特徴は、「module」と呼ばれる単一機能のプログラムの組み合わせで動くところにある。module を用途に合わせて差し替えることで、幅広く目的に対応することができる。本研究では主に ComptonSoft を用いて、Geant4 を走らせたり、出力したシミュレーション結果を解析したり、新たな情報を付け加えたりする。この章の成果は、X 線天文衛星の CCD 検出器による天体の観測を再現できるよう、ComptonSoft に様々な module のコードを書いて追加することで実現されている。本研究では、version 5.3.11 を用いている⁴。

5.4 機上検出器における天体由来の光子検出過程の再現

この節では、X 線天文衛星の機上検出器における光子検出過程を再現するシミュレーションの枠組みの構築について述べる。シミュレータ構築の主要なコンセプトは、「入射光子の経験したことを時系列 (=因果律) 順に再現する」ことである。CCD 検出器に入射する光子が信号として検出されるまでに経験することと、それに対応する実データの処理およびシミュレーション内の処理方法を表 5.1 にまとめた。シミュレーションは全て ComptonSoft の枠組み内で行われる。Geant4 を用いてシミュレーションを行う部分と、電気信号の生成の再現は過去に検出器シミュレーションの一環として ComptonSoft に実装されており、それ以外の部分は全て著者が自ら実装した。それぞれの過程について、表 5.1 に沿って以下に詳しく述べる。

¹<https://geant4.web.cern.ch>

²<https://github.com/odakahirokazu/ComptonSoft>

³<https://github.com/odakahirokazu/ANLNext>

⁴本修士論文提出後の 2020/1/10 に電子雲の拡散に関するアルゴリズムが修正された。

表 5.1: ComptonSoft による光子検出過程の再現の概要。

できごと ^a	実際の観測データ	シミュレーション (ComptonSoft)
天体スペクトル	知りたい対象	model or unfolded spectrum を入力
X線望遠鏡による集光	arf	arf から望遠鏡の有効面積を読み込み
シールド・汚染物質の通過	arf	arf から透過率を読み込み
検出器への入射	arf (PSF)	arf から PSF を読み込み
検出器物質との相互作用	rmf	Geant4 を用いたシミュレーション
電気信号の生成	rmf	ノイズ付加・キャリア拡散の再現

^a できごととの記載順は時系列順である。

5.4.1 天体のスペクトル

実データの解析では、天体スペクトルは最終的に知りたい対象だが、シミュレーションの場合はなんらかのスペクトルを仮定する必要がある。ここでいう天体スペクトル $s(E)$ は、3.5.6 節でも記したように、「単位時間、単位面積、単位エネルギー幅あたりに入射する光子の数」であり、実際の検出器のカウント空間のスペクトル $C(h)$ とは rmf (response matrix file) と arf (ancillary response file) を介して式 3.10 の関係がある。そのため、 $s(E)$ としては、なんらかのモデルを仮定したスペクトルを入力するか、もしくは検出器のカウントスペクトル $C(h)$ から検出器応答を逆に解いたもの (unfolded spectrum) を入力する。unfolded spectrum は XSPEC で簡単に出力することができるため、特定のモデルと合致しないスペクトルでもシミュレーションに入力することができる。ただし、unfolded spectrum を既存のデータから作成する場合には、既存の rmf が有効な、パイルアップの影響が少ないデータを元にすることが前提となっている。

5.4.2 X線望遠鏡による集光

天体から放射された X 線は、その一部が衛星に搭載されている X 線望遠鏡によって集光される。望遠鏡によって集光できる面積は X 線のエネルギーによって異なり、有効面積 $A_{\text{mirror}}(E)$ で表される。 $A_{\text{mirror}}(E)$ は X 線望遠鏡の性能で決まっており、XIS の場合、実データの解析を行う際には、arf にその値が格納されている。シミュレーションでは、X 線望遠鏡のジオメトリを再現することは難しく、またその必要もないので、XIS の CALDB (calibration database)⁵ に基づいて作られた arf を直接読み込むことで、望遠鏡の有効面積の寄与を再現している。

⁵https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/caldb/caldb_intro.html

5.4.3 検出器表面のシールド・汚染物質の通過

望遠鏡によって集光された X 線は、CCD 検出器直上のシールドと汚染物質を透過、もしくはそこで何らかの反応をする。その透過率 $T_{\text{shield}}(E)$, $T_{\text{contam}}(E)$ も、XIS の場合、実データの解析をする際にはあらかじめ arf に格納されている。汚染物質の量や種類は、衛星が打ち上がってから時間の経過に伴って変化するため、どの時点の観測を再現するかで透過率が変化することに注意する。時期ごとの $T_{\text{contam}}(E)$ は、arf を作成する際に観測日時の近い CALDB にアクセスすることで得られる。

天体のスペクトルに望遠鏡の有効面積とシールド・汚染物質の影響を掛け合わせた「検出器直上のスペクトル」は、

$$s(E) \times A_{\text{mirror}}(E) \times T_{\text{shield}}(E) \times T_{\text{contam}}(E) \quad (5.1)$$

で表される。シミュレーション時には、1つ1つの光子を入射する際に、この「検出器直上のスペクトル」から重み付けランダムサンプリングを行うことで、入射エネルギーを決めている。

5.4.4 検出器への入射

検出器表面のシールドおよび汚染物質を透過した X 線は、いよいよ CCD 検出器に入射する。点源の場合、CCD 検出器のどこに入射するかの確率分布は、X 線望遠鏡の PSF (point spread function) によって記述される。シミュレーションでは、arf から PSF を読み込んで、重み付けランダムサンプリングをすることによって、X 線がどのピクセルに入射するかを決めている。

5.4.5 検出器物質との相互作用

CCD 検出器に入射した X 線は、検出器物質と光電効果を起こすか、反応せずに空乏層を通過する。光電効果で飛び出た光電子は周囲の価電子を次々と電離する。全ての過程は反応断面積にもとづく確率過程に従っており、Geant4 を用いることで、複雑な物理過程をモンテカルロシミュレーションによって再現する。

5.4.6 電気信号の生成

Geant4 では、X 線によってはじき出された光電子が周囲の原子を電離するところまで再現されるが、そこで生成された電子雲が電極に回収される過程を再現することができない。そこで、ComptonSoft では、空乏層厚や電場構造、温度を外部から与えることで電子雲の電極までのドリフトと拡散過程を再現し、分解能も外部から与えることで、電子雲の数揺らぎを再現する。そこで用いられる物理は 2.4.3 節および 2.4.4 節に示した通りである。電子雲の拡散によって複数ピクセル間に電子雲がまたがる過程もここで再現される。なお、信号の読み出しについては特別な処理を行わず、電極に回収された電子の数がそのままエネルギーに換算される。

5.4.7 まとめ

以上の全過程を模式図にまとめたものが図 5.1 である。CCD 検出器による光子検出過程を再現するためのシミュレーションへの input は、

- 天体スペクトル
- arf
- exposure (観測時間)
- CCD 検出器のジオメトリ (材質、空乏層厚、不感層厚、ピクセルサイズ、ピクセル数など)
- CCD 検出器の特性 (電場構造、分解能など)

などから構成される。output は.root ファイルの tree 形式で出力され、個々の入射イベントにはそれぞれ、

- 入射時のエネルギー
- 反応したピクセルの場所とそれぞれのピクセルの波高値
- 電子雲のまたがったピクセルの数

などが紐付けされている。これを本シミュレーションでは「event tree」と呼ぶ。

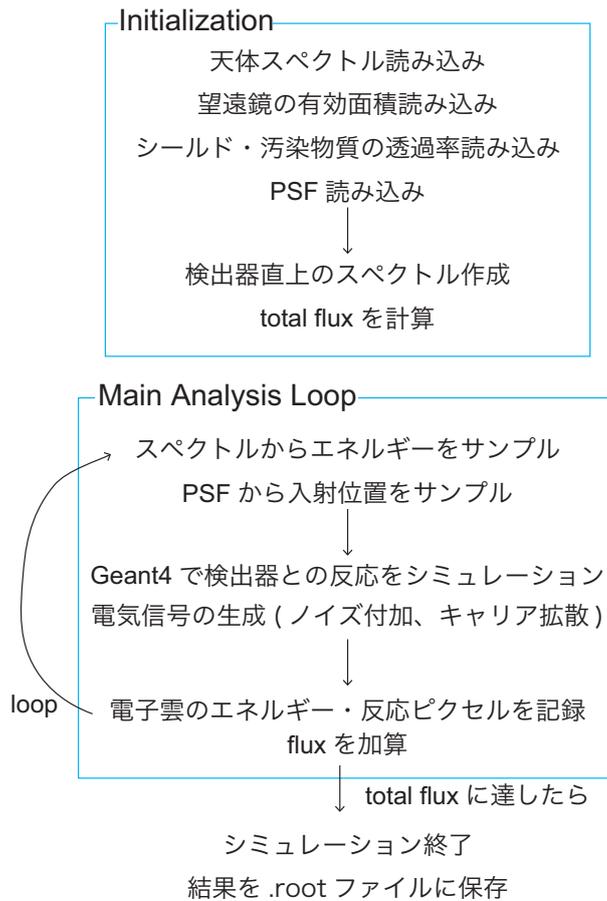


図 5.1: ComptonSoft で構築した機上の光子検出過程を再現するシミュレーションの模式図。

5.5 フレーム読み出しとデータ処理の再現

CCD 検出器によって検出された信号は、フレーム読み出しとイベント処理を経てスペクトル解析に用いられる。ここでは、フレーム読み出しと grade 法を用いたイベント処理を再現するための実装について詳しく述べる。

5.5.1 フレームデータ化

実際の X 線天文衛星で観測したデータは、その観測の性質上、そもそもフレームデータの状態で一次保存される。それに対して、シミュレーションの output はイベントリストの羅列であり、フレームの概念が紐づけられていない。そのため、まずはイベントリストをフレームデータに変換するところから始めなければならない。フレームデータへの変換は次のような手順で行われる。

- (1) 乱数をふって各イベントに時間を割り振る。

(2) 割り振られた時間から各イベントの対応するフレームを決める。

(3) 全てのイベントの反応したピクセルと波高値を見て、同一フレームについてはピクセルごとに波高値を足しあげる。

(1)、(2)の処理はイベント1つ1つに対して行われる。(3)の過程を経て初めて、波高値の2次元の配列であるフレームデータが完成する。本来の観測では、フレームデータが出力されるはずであり、ここからイベント処理がスタートする。

この過程で外部から与えるべきパラメータは、

- exposure (観測時間)
- フレーム時間

のみである。最終的な output は、event tree に時間とフレームナンバーが新たに割り振られたものとなる。

5.5.2 イベント抽出

実データの解析では、フレームデータから grade 法を用いてイベント抽出が行われる。grade 法の詳しい過程については3.4.2 節にすでに記した。シミュレーションでも、grade 法を実装してフレームデータから X 線イベントを抽出できるようにした。

grade 判定は基本的に次のような手順で行われる。

- 1 イベント中心の周囲 3×3 ピクセルの波高値から、ひとまず grade 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 11, その他のいずれかに割り振る。
- 2 Grade 2, 3, 4, 5, 6, 8, 11 については、イベント中心の周囲 5×5 ピクセルの外周のうち、grade 判定の際に考慮すべきピクセルを見て、光っているものがあれば grade 10 に分類し直す。
- 3 その他に割り振られたイベントについては、イベント中心の周囲 5×5 ピクセルの外周のうち、grade 判定の際に考慮すべきピクセルを見て、光っているものがあれば grade 7、なければ grade 9 に分類する。

上記のアルゴリズムに従って grade 判定をシミュレーションに実装した。

この過程で最も重要なことは、「天体スペクトルを仮定して X 線を入射した際のエネルギーや位置の情報を一度捨てて、フレームデータのみからイベントを抽出している」ということである。そうすることによって、実際のデータ解析と同じ視点でイベント抽出を行っていることになる。

この過程で外部から与えるべきパラメータは、

- event threshold
- split threshold

のみである。最終的な output は、X 線イベントの抽出リストになっており、これも .root ファイルの tree 形式で出力されるが (X-ray event tree と名付ける)、入射時の物理的な情報が一切入っていないという点で 5.4.7 節に述べた event tree とは構造が根本的に異なる。たとえば、event threshold よりも低い入射エネルギーの X 線イベントは、event tree には記載されているが、X-ray event tree では抽出されず除外されていると考えられる。X-ray event tree は、個々の抽出された X 線イベントに、

- イベント中心のピクセル位置
- 1 イベントで反応したピクセルの数 (single pixel event , double pixel event, etc.)
- 1 イベントの合計の波高値
- grade

などが紐づけられている。

5.6 本シミュレータの限界

本シミュレータの構築にあたっては、「観測の 1 つ 1 つの過程を再現すること」をうたっているが、それでもなお再現するには複雑すぎる、もしくは再現する必要があるほどシミュレーションに影響を及ぼさない効果が存在する。そのうち、考えられるいくつかの効果を以下に記す。

- PSF のエネルギー依存性

本シミュレータでは、PSF がエネルギーに依存しないことを前提としている。しかし、実際には X 線望遠鏡の仕組み上、エネルギーによって入射光子の空間分布は少しずつ異なる。計算量が莫大になる上に、XIS の場合はその影響はごくわずかであるため (Serlemitsos et al., 2007)、シミュレーションには反映していない。

- 衛星の姿勢揺らぎ

衛星の姿勢が揺らぐと、点源の中心が変化する。通常、姿勢揺らぎはフレーム時間よりも十分に長いタイムスケールで起こるため、1 つ 1 つのフレームのパイルアップ度合いは変わらない。しかし、データ解析の過程で固定した 1 点を中心として領域を切り出すと、姿勢揺らぎがない場合に比べて、点源の中心がぶれてなまされるため、見かけ上パイルアップ度合いが軽減される。この効果は、点源の中心に非常に近い領域のみを切り出す (ex. 半径 0–25 ピクセル) 際に影響が出ると考えられ、通常のような十分大きな領域 (ex. 半径 0–120 ピクセル) を切り出す際にはあまり影響しない。実際の観測データは、解析時点で姿勢揺らぎの補正を行っているが、それでもある程度の揺らぎは残る (Uchiyama et al., 2008)。シミュレーションではこの効果を再現することは難しく、姿勢揺らぎを 0 としているため、パイルアップ度合いに食い違いが生じる可能性がある。

- CCD 検出器の水平方向の電場構造
本シミュレーションでは、CCD 検出器のピクセル内部の電場構造は、垂直方向 (X 線の入射方向) にしか変化しないことを前提としている。しかし、たとえば「すざく」XIS では、ピクセルの境界部分で電場が弱くなることがわかっており (Miller et al., 2018)、電子雲の拡散の度合いはピクセル中央に入射した時と周辺部に入射した時で異なる。実際の電場構造は極めて複雑で、シミュレーションに取り入れようとしても自由度が大きすぎるため、その困難さから現時点では反映されていない。
- 垂直方向の複雑な電場構造
本シミュレータで CCD 検出器の垂直方向の電場構造として入力できるのは、現在のところ 1 次関数までとなっており、それ以上の複雑な電場構造を再現することはできない。実際の CCD 検出器では、電場構造が 1 次関数から外れる可能性は多分にある。
- 広がった天体の観測
本シミュレータは、点源の観測を前提としている。広がった天体を観測する際には、arf が点源よりもはるかに複雑になる上に、パイルアップする確率も小さくなるというところから、パイルアップシミュレータを想定している本シミュレータでは対応していない。
- CTI (Charge Transfer Inefficiency)
本シミュレータでは、電荷の読み出しに関しては正確なシミュレーションを行っていない。CTI の影響は最大でも 10^{-4} 程度であるため、それほどシミュレーションの精度に影響は及ぼさないと考えられる。

5.7 まとめ

この章では、CCD 検出器を用いた天体の観測について、天体由来の光子検出過程の再現とフレーム読み出し、機上のデータ処理の再現を行うシミュレータを開発した。前者は、天体由来の光子の辿った過程を逐一再現することで、後者はフレームデータ化とイベント抽出アルゴリズムを実装することで、それぞれシミュレータの構築に成功した。

第6章 シミュレータを用いた観測の再現

6.1 目的

5章では、シミュレータが実際の CCD 検出器の観測を再現できるよう、その枠組みを構築した。シミュレータには、外部から設定すべきパラメータが数多くあり、実際の観測を再現するには、様々なパラメータを調整して現実の観測と合わせる必要がある。シミュレーションのパラメータは、該当論文等を当たればその値がわかる「自明なシミュレーションパラメータ」と、どこにも値が出ておらずその値が全くわからない「非自明なシミュレーションパラメータ」に大別できる。前者としては、CCD 検出器のジオメトリや材質、空乏層厚などが挙げられ、後者としては CCD 検出器の不感層の厚さや空乏層の電場構造などが挙げられる。特に後者は、様々な物理過程が組み合わされることで、外部から設定した値とは別の実効的な値が存在することが多く、誰もその値がわからないことも珍しくない。

この章では、まず自明なパラメータを外部から与え、次に実際の観測データとシミュレーションの出力が合致するように非自明なパラメータを調整する過程を詳しく述べる。また、検出器面での空間分布やパイルアップ度合いについてシミュレータの出力を観測データと比較することで行われるシミュレータの評価についても記述する。

6.2 シミュレータの妥当性の評価に用いる観測データ

5章で述べたように、本シミュレータはまず、現時点で観測データの豊富な「すぎく」XISの観測を再現することを目指す。その中で、4章でも紹介した LMXB の Aql X-1 の観測を再現することで、シミュレータのパラメータ調整を行う。この観測は点源の中心部分がパイルアップしており (Sakurai et al., 2012; Yamada et al., 2012)、パイルアップの再現性を確かめるのにも適している。

シミュレータの調整に用いる Aql X-1 の「すぎく」XIS 観測の詳細を表 6.1 にまとめた。パイルアップ対策のために、window モードと burst モードを組み合わせしており、burst モードによって観測時間のうちの 3/4 のデータが捨てられている。正味の観測時間は、XIS0 では 918 s、XIS1 では 3456 s であった。一部の XIS0 の観測は、データ容量を減らすために、2 × 2 ピクセルのイベントサーチで観測データを出力しており、この分は grade 法のアルゴリズムが完璧には適用できないため、シミュレーションを調整するための観測データからは除外した。

表 6.1: Aql X-1 の XIS 観測の詳細。

	XIS0	XIS1
観測 ID	402053010	
観測日時	2007-09-28~29	
window mode	1/4 window mode	
burst mode	0.5 s burst mode	
on-source time (s) ^a	3673 ^b	13825 ^b
net exposure (s) ^c	918	3456

^a 天体方向に検出器が向けられていた合計の時間。

^b XIS0 と XIS1 で on-source time が異なるのは、XIS0 の一部の観測時間では 2×2 ピクセルのイベントサーチアルゴリズムが採用されていたためである (通常は 3×3)。

^c CCD 検出器の露光時間。

6.3 シミュレーションパラメータ

この節では、6.1 節で定義した「自明なシミュレーションパラメータ」と「非自明なシミュレーションパラメータ」のそれぞれについて、その詳細を述べる。

6.3.1 自明なシミュレーションパラメータ

外部から与えるシミュレーションのパラメータのうち、自明で調整の必要がないものを表 6.2 にまとめた。検出器の材質、ピクセルサイズ、ピクセル数、空乏層厚については、表 3.2 および 3.3.1 節に記した通りである。温度としては、機上の稼働温度である -90°C を与えた。厚さ $0.12 \mu\text{m}$ の Al でできている optical blocking filter は、可視光の入射を防ぐために検出器直上に取り付けられており、一部の X 線を吸収してしまうため、シミュレーションに反映させる必要がある。エネルギー分解能は、2.6.1 節で述べた物理に従っており、式 2.29 を

$$\delta E = \sqrt{p_0^2 + (p_1 E^{1/2})^2 + (p_2 E)^2} \quad (6.1)$$

と書き換え、 p_0 、 p_1 、 p_2 をパラメータとしている。このうち、由来が明確でない p_2 は 0 とし、Si の Fano factor が ~ 0.12 であることから p_1 を決め、XIS の公称エネルギー分解能である $130 \text{ eV}@5.9 \text{ keV}$ を用いて p_0 を決定した。event threshold および split threshold は、実際の観測で用いられている値をそのまま採用した。

表 6.2: 自明なシミュレーションのパラメータ一覧。

	XIS0	XIS1
検出器の材質		Si
ピクセルサイズ ^a		24 μm
ピクセル数 ^a		1024 \times 1024
空乏層厚 ^a	65 μm	42 μm
温度 ^a		-90 $^{\circ}\text{C}$
optical blocking filter ^a		Al 0.12 μm
エネルギー分解能 ^a	$p_0 = 0.0215 \text{ keV}$ 、 $p_1 = 0.0209 \text{ keV}^{1/2}$ 、 $p_2 = 0$	
event threshold ^b	365 eV	73 eV
split threshold ^b		73 eV

^a Koyama et al. (2007) に従っている。

^b DARTS Astrophysics の XIS ページ (http://darts.isas.jaxa.jp/astro/suzaku/data/xisconf_list.html) に従っている。

6.3.2 非自明なシミュレーションパラメータ

非自明なパラメータとしては、「不感層の材質と厚さ」、「空乏層の電場構造」の2点が挙げられる。

まず、不感層とは、検出器直上にある電極や絶縁層、および空乏層の中でも検出器の入射面に近すぎて反応しない部分のことを指す(図 2.3 参照)。不感層で反応した X 線イベントは、生成した電子雲が回収されないため、不感層の厚さは特にスペクトルの normalization に影響する。電極と絶縁層は SiO_2 で構成されており、空乏層は Si で構成されているため、図 6.1 (a) のように、不感層はこの 2 物質の組み合わせで再現する。本シミュレータでは、検出器の直上に SiO_2 と Si の 2 つの層をジオメトリとして入力し、それらの厚さを少しずつ変えてそれぞれ実際の観測データと比べることで、パラメータチューニングを行った。ここでは、2 層の厚さがそれぞれパラメータとなるので、計 2 つのパラメータを調整する。

次に、電場構造のパラメータ調整について述べる。式 2.12 より、空乏層内の電場は、理想的には原点を通る一次関数で表される。しかし、実際には空乏層と中性領域の境目で電場の大きさが厳密に 0 になっているとは限らず、電場の分布は図 6.1 (b) のように有限の切片を持っていると考えられる。そのため、電場構造の自由度は 2 つあり、このシミュレーションでは、

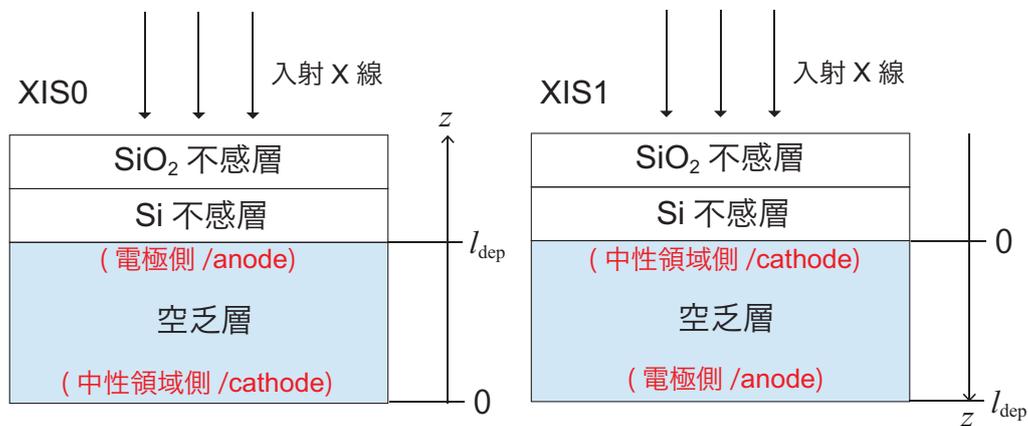
- 空乏層にかかる電圧
- 空乏層の両端の電場の比 (電極側/中性領域側、anode 側/cathode 側)

の 2 パラメータを調整することで電場構造を再現する。空乏層の電場構造が理想的で原点を通る一次関数で表せるとき、2 つ目のパラメータは ∞ となる。空乏層厚が決まっている

場合、空乏層にかかる電圧は、アクセプタイオン濃度 N_A や熱拡散の補正係数などとカップリングするため、1つのパラメータ調整に様々な効果を押し込めている。電場構造は、2.4.4 節でも述べたように、電子雲の熱拡散に直接影響するため、主に grade 分岐比に影響を与える。

以上より、非自明なシミュレーションパラメータとしては、 SiO_2 不感層の厚さ、Si 不感層の厚さ、空乏層にかかる電圧、空乏層の両端の電場の比の4つを、観測データにシミュレーションの出力がもっとも近くなるように調整する。ここで注意しなければならないのは、最適なパラメータが必ずしも現実世界の描像と一致しないということである。非自明なシミュレーションパラメータの設定においては、物理過程を単純化しており、本来は複雑なはずの現象を4つのパラメータに押し込めている。そのため、あくまで最適化されたパラメータは「シミュレータが正しく作動するための実効的な値」程度の取り扱いにとどめる必要がある。

(a) XIS0、XIS1 のシミュレーションのジオメトリ



(b) シミュレーションに入力した空乏層の電場構造

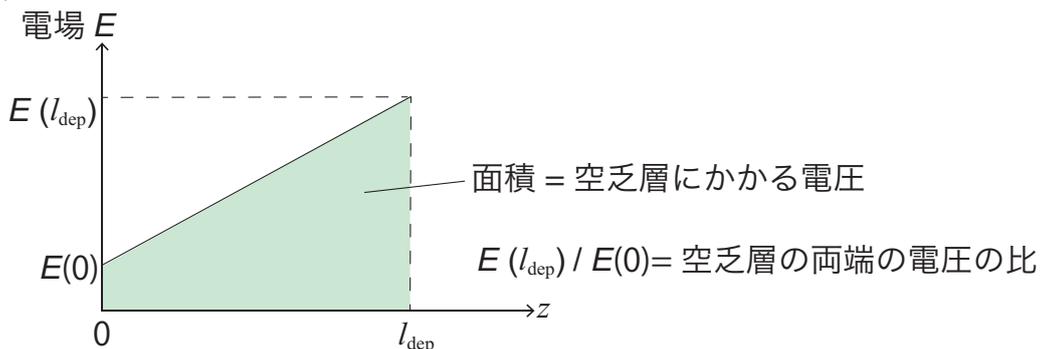


図 6.1: 非自明なシミュレーションパラメータの説明図。(a) シミュレーションに入力したジオメトリセットアップで、2層の不感層の厚さがそれぞれパラメータとなる。XIS1 に不感層があるのは物理的描像として不自然だが、あくまで厚さをパラメータとして変化させるために設置している。(b) シミュレーションに入力した空乏層の電場構造の概略図で、面積 (=電圧) と両端の電場の比がパラメータとなる。

6.4 観測を再現する方法

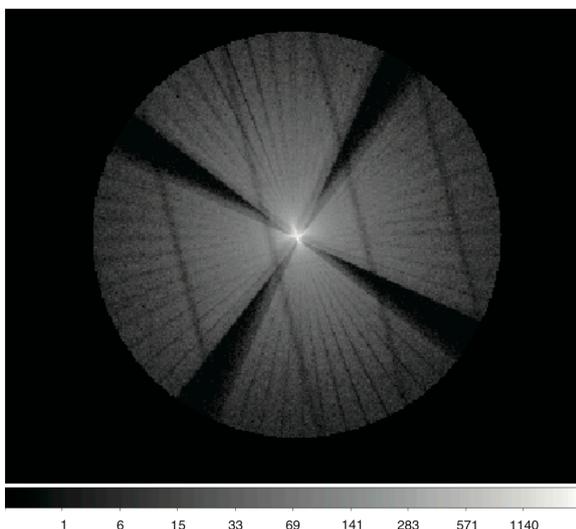
本シミュレータを動かすためには、シミュレーションパラメータの他に、PSF や X 線望遠鏡の有効面積などを記した arf と、天体の unfolded spectrum、観測時間を外部から与える必要がある (5.4 節参照)。

arf については、観測データの解析時に CALDB に基づいて生成された、点源中心から半径 0–120 ピクセル領域のものを用いた。点源中心から半径 120 ピクセルの円は PSF の約 90% を占めている (Serlemitsos et al., 2007)。天体の入射の空間分布と X 線望遠鏡の有効面積、検出器直上のシールドや汚染物質の透過率といったパラメータは、ここで生成された arf を完全に信頼する。半径 0–120 ピクセルの範囲における PSF と、シミュレーションの出力イメージの比較を図 6.2 に示す。ここから、シミュレーションが正しく arf の PSF を読み込んで空間分布を再現していることがわかる。

unfolded spectrum については、本来は観測データの全領域の解析結果であるスペクトルを与えるのが理想的である。しかし、ここで用いる Aql X-1 の観測データは、中心部がパイルアップしているため、正しい天体スペクトルを示すことができずふさわしくない。そこで、観測データのうち、パイルアップしていない領域と予想できる点源中心から半径 60–120 ピクセル領域のデータのみを採用し、そこで作成した unfolded spectrum をシミュレーションに読み込ませた。

観測時間としては、シミュレーションの統計誤差をなるべく減らすために、実際の観測時間よりも十分長い 10 ks を入力した。

(a) PSF of XIS0



(b) output image of simulation

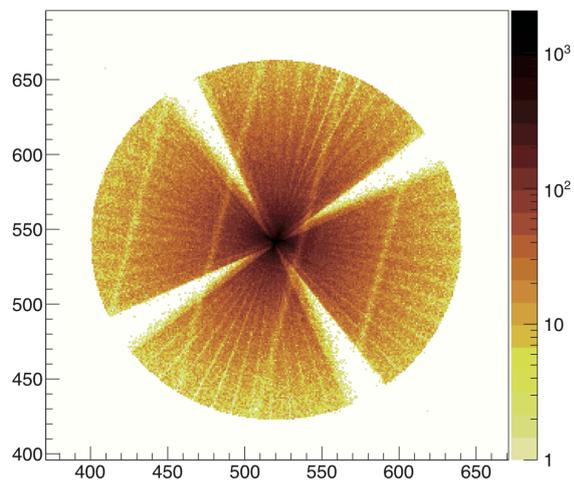


図 6.2: (a) 「すざく」 XIS0 の PSF と (b) それをもとにしたシミュレーションのイメージの比較。カラーバーの単位は count。シミュレーションに入力した観測時間は 10 ks である。PSF が sky 座標であるのに対して、シミュレーションの出力が detector 座標であるため、イメージが鏡像反転となっている。

6.5 パラメータの調整と決定

前節までで、シミュレーションによって観測を再現する方法を一通り述べた。この節では、6.3.2 節で述べた「非自明なシミュレーションパラメータ」の調整とその決定について述べる。本シミュレータのパラメータチューニングでは、まず good grade 全体のスペクトルを見て不感層の厚さのパラメータを決定し、次に各 grade の分岐比を見て空乏層の電場構造のパラメータを決定する。この過程は、全く異なる検出器である XIS0 と XIS1 のそれぞれについて個別に行う。パラメータチューニングは全て、パイルアップの影響を排除した上で行うのが望ましいため、点源中心から半径 60–120 ピクセル領域のデータを用いて観測とシミュレーションを比較する。以下に、XIS0 と XIS1 のパラメータチューニングの詳しい過程を記す。

6.5.1 XIS0

XIS0 は表面照射型の CCD 検出器であり、X 線の入射面に電極と絶縁層が存在するため、ある程度の厚みの不感層の存在が予想される。不感層は 2 種類の物質の組み合わせで再現されるため、スペクトルの normalization はもちろん、形そのものにも影響を与える。そこで、SiO₂ 不感層の厚さと Si 不感層の厚さについてそれぞれ、0.3 – 0.7 μm の間を 0.1 μm 刻み、0.2 – 0.7 μm を 0.1 μm 刻みにして、計 30 点についてそれぞれ観測データへのフィッティングを行って χ^2 検定をした。この際、空乏層の電場構造は、電圧は 15 V かつ一定電場に固定している。その結果、

- SiO₂ 不感層 0.6 μm
- Si 不感層 0.3 μm

が極小かつ最小の $\chi^2/\text{d.o.f.} = 1.01$ をとったため、不感層の 2 パラメータを上記のものに決定した。

次に、不感層の 2 パラメータを最適解に固定し、空乏層の電場構造を支配する 2 パラメータを調整する。調整に用いる 2 つのパラメータのうち、空乏層にかかる電圧を V 、空乏層の両端の電場の比 (電極側/中性領域側、anode 側/cathode 側) を p とおく。2.4.3 節を参考にすると、ドリフト時間 t_{drift} は、電場の傾き a 、X 線が反応した位置 z_0 、空乏層厚 l_{dep} 、電子の移動度 μ を用いて、

$$t_{\text{drift}} = \frac{1}{\mu a} \ln \left(\frac{p l_{\text{dep}}}{(p-1)z_0 + l_{\text{dep}}} \right) \quad (6.2)$$

と表される。 p が十分大きいとき、 $z_0 \gg l_{\text{dep}}/p$ の領域については、

$$t_{\text{drift}} \simeq \frac{1}{\mu a} \ln \left(\frac{l_{\text{dep}}}{z_0} \right) \quad (6.3)$$

と近似でき、 a もほぼ一定であるため、ドリフト時間は、 p にほとんど依存しないことがわかる。XIS0 の場合、表面照射型であることから、 $z_0 \sim l_{\text{dep}}/p$ までたどり着くイベント

は極めて少なく、 p が大きい場合の変化は無視してよい。観測データとの比較の結果、 p を大きくしていくと extended event の数が増加していくが、どんなに大きな値にしてもシミュレーションの extended event の出力数が観測データに対して足りないため、ここでは p を 1000000 という十分に大きい値に固定した。その上で、 V を 0.1 V 刻みに動かし、double pixel event/single pixel event の比が観測データと最も近くなる値を最終的なパラメータとして採用した。 $V = 8.4$ V のとき、パイルアップの影響がない半径 60–120 ピクセル領域での 1–10 keV の double pixel event/single pixel event の比率は、観測データが 21.9 ± 0.3 % であるのに対し、シミュレーションの出力が 21.92 % となり、最も近い値をとった。最終的なパラメータ調整の結果は、

$$V = 8.4 \text{ V} \quad (6.4)$$

$$p = 1000000 \quad (6.5)$$

である。

パラメータ調整後の半径 60–120 ピクセル領域の grade ごとのスペクトルを図 6.3 に示す。good grade 全体のスペクトルだけでなく、single pixel event、double pixel event のスペクトルについても、1–10 keV の範囲で観測とシミュレーションのずれが 20% 以内に収まり、十分によく合致している。一方、extended event はシミュレーションと観測データが最大で 2 倍程度のずれがあり、シミュレーションが観測を下回っている。ここで設定したシミュレーションパラメータによる調整だけでは、extended event のスペクトルを精度良く再現することはできなかった。

extended event の結果を見ると、観測データのシミュレーションに対する割合が高エネルギー側ほど高くなっていることがわかる。また、Si の K 殻の結合エネルギーである 1.839 keV よりも少し低いエネルギー帯域でも同様に、観測データのシミュレーションに対する割合が高い。このことから、シミュレーションの精度を改善するには、Si に対する侵入長の長いエネルギー帯域の生成した電子雲をより拡散させて extended event を増加させなければならない。主に extended event はピクセルの境界付近に入射した X 線により構成されるため、ピクセルの境界付近の電場のみを弱くすることが必要である。この傾向は、5.6 節でも述べたように、ピクセルの境界付近の電場が弱いとする先行研究 (Miller et al., 2018) とも合致しており、今後のシミュレーションの改善が望まれる。

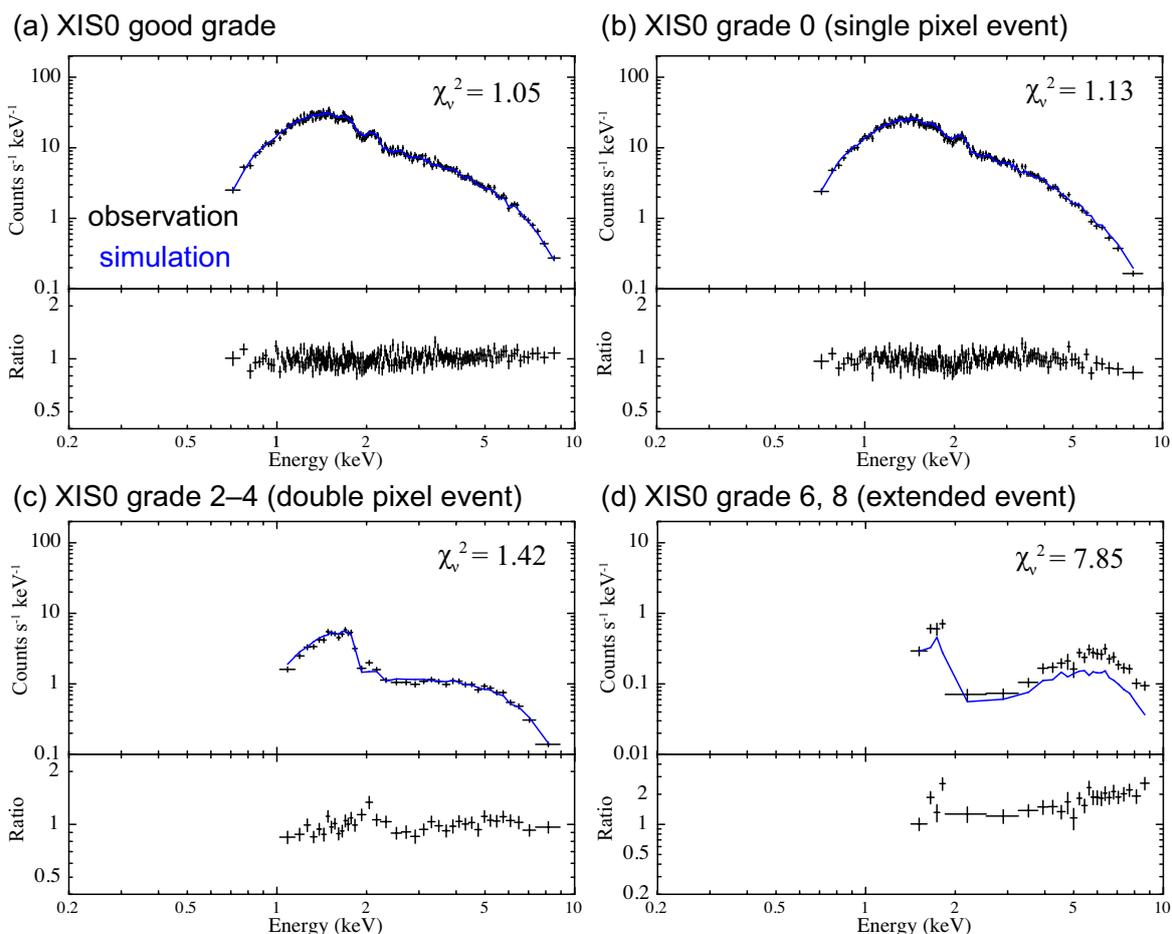


図 6.3: XIS0 の半径 60–120 ピクセル領域のシミュレーションの再現結果。grade ごとのシミュレーションと観測の比較を表し、それぞれ、(a) good grade 全体、(b) grade 0、(c) grade 2–4、(d) grade 6, 8 のスペクトルである。黒色のプロットはデータ点、青色の曲線はシミュレーションを表す。それぞれのグラフの下半分は、シミュレーションに対する観測データの比率を表す。エラーバーは全て 1σ 範囲である。

6.5.2 XIS1

XIS1 は裏面照射型の CCD 検出器であり、理想的には不感層は存在しない。それでも、不感層なしでシミュレーションを行うと、実際の観測データよりもシミュレーションの出力スペクトルの normalization が大きくなってしまふ。そのため、6.5.1 節の XIS0 と同様に、不感層を構成する SiO_2 と Si の厚さを $0.1 \mu\text{m}$ 刻みで動かし、最適なパラメータを調べた。この際、空乏層の電場構造は、電圧 5 V かつ一定電場に固定している。その結果、

- SiO_2 不感層 $0.2 \mu\text{m}$
- Si 不感層 $0.0 \mu\text{m}$

が極小かつ最小の $\chi^2/\text{d.o.f.} = 1.36$ をとったため、不感層の2パラメータを上記のものに決定した。本来、XIS1の構造上、検出器直上に SiO_2 の層は存在し得ないが、ここで重要なのは観測データをできるだけ精度良くシミュレーションで再現することであるため、「実効的な値」として上記の値を採用した。

XIS1の空乏層の電場構造のパラメータ決定は非常に複雑である。XIS1は裏面照射型であり、 $z_0 = 0$ 方向からX線が入射するため、6.5.1節のXIS0のように $z_0 \sim l_{\text{dep}}/p$ に入射するイベントの影響を無視するという取り扱いはできない。 p の候補の範囲は1から ∞ の間となり、探索が極めて難しくなることから、ここではスペクトルのSi吸収端に注目した。XIS1のgradeごとのスペクトルに注目すると、SiのK殻の結合エネルギーに相当する1.839 keVを越えたときにsingle pixel eventが急激に減少する。これは、Siの光電吸収の反応断面積が急激の増加したことにより侵入長が減少し、より入射面に近い部分で反応することから電極までの距離が長くなり、電子雲が拡散しやすくなることに起因する(2.3.4節参照)。シミュレーションでは、 p の値を大きくすると、入射面に近く電極から遠い領域で生成された電子雲がより遅くドリフトすることで広がりやすくなるため、single pixel eventの1.839 keV前後における減少度合いが大きくなる。本研究では、 $p = 10$ でシミュレーションがこの減少度合いを過大評価していることを確認し、 p の範囲を $1 \leq p \leq 10$ と絞った。 p を1から10まで1刻みで動かし、それぞれについて V を0.1 V刻みで動かしてdouble pixel event/single pixel eventの比が観測に最も近いものを抽出して最適の V をそれぞれの p に割り当てた。10組の (V, p) の組み合わせの中でsingle pixel eventの χ^2 が最も小さいものを空乏層の電場構造の最適パラメータとして採用した。最終的なパラメータ調整の結果は、

$$V = 3.8 \text{ V} \quad (6.6)$$

$$p = 9 \quad (6.7)$$

であり、半径60–120ピクセル領域における1–10 keVのdouble pixel event/single pixel eventの比率は、観測データが $142.9 \pm 0.7\%$ であるのに対し、シミュレーションの出力が142.8%であった。

パラメータ調整後のgradeごとの半径60–120ピクセル領域のスペクトルを図6.4に示す。good grade全体のスペクトル、double pixel eventは1–10 keVの範囲でシミュレーションと観測のずれが20%以内に収まっており、十分によく合致している。一方で、single pixel eventとextended eventは、特に ~ 2 keV以下の帯域で観測とシミュレーションのずれが2倍程度と大きく、前者はシミュレーションが観測を上回り、後者は観測がシミュレーションを上回っている。シミュレーションを改善するためには、 ~ 2 keV以下でシミュレーションの電子雲をより広げる必要があるが、Si吸収端付近での挙動を変えないようにしなければならない。そのため、垂直方向の電場構造を調整するだけでは改善は難しく、XIS0と同様に(6.5.1節)、平行方向の電場構造を調整してピクセル境界付近の電場を弱くするのが今考えられる一番の方法である。

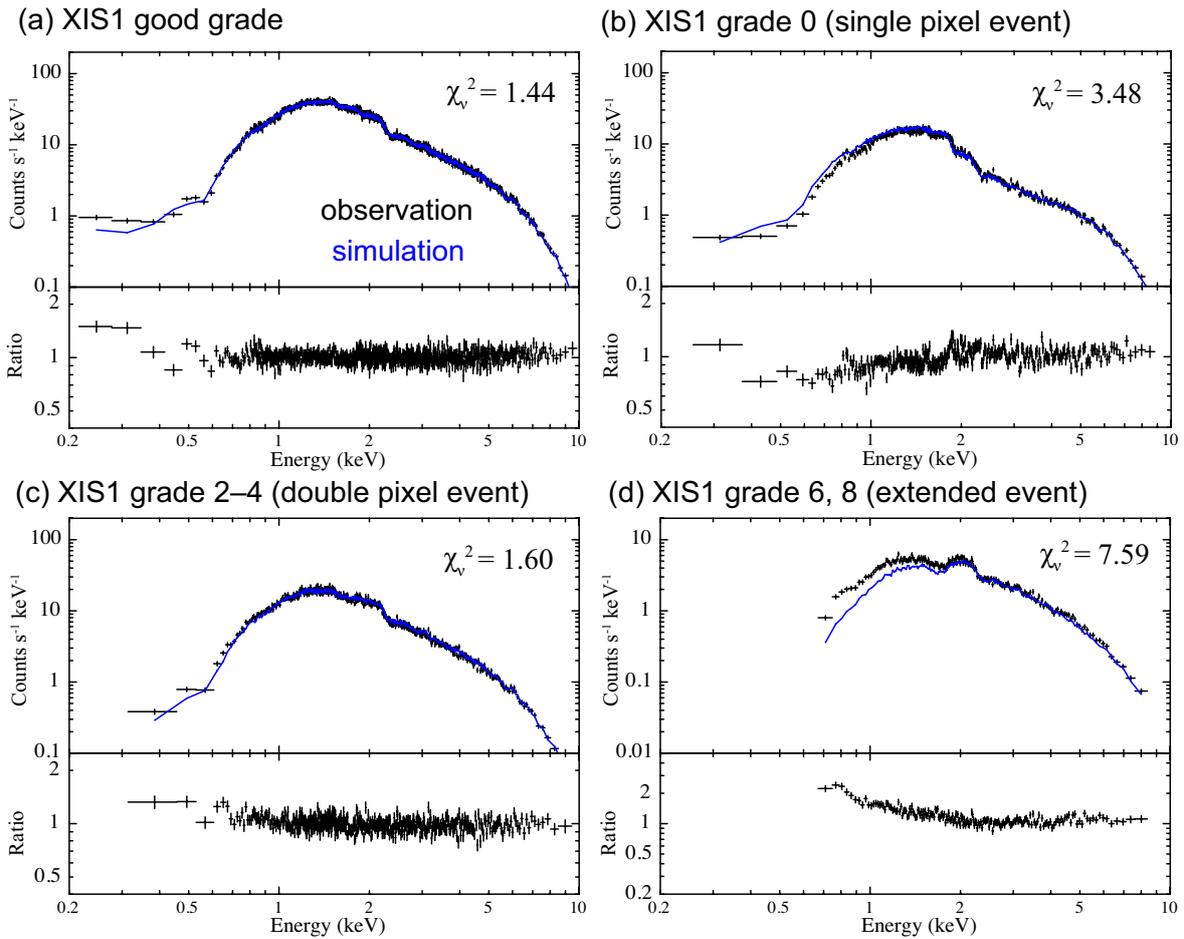


図 6.4: XIS1 の半径 60–120 ピクセル領域のシミュレーションの再現結果。グラフの説明は図 6.3 と同様である。

6.5.3 シミュレーションパラメータ調整のまとめ

以上のパラメータ調整の結果を表 6.3 にまとめる。XIS0 と XIS1 で検出器の特性が大きく異なることがわかる。空乏層にかかる電圧の違いは主に、空乏層の厚さの違いに起因する。

シミュレーションパラメータの調整の結果、good grade 全体のスペクトルが XIS0、XIS1 とともに 1–10 keV で 20% 以内という良い精度で再現でき、double pixel event/single pixel event の比率も誤差の範囲内で再現できた。そのため、今後のデータ解析を行う上で大きな問題はなく、これ以降の研究は、不感層、電場構造ともにここで決定したパラメータに固定して進めていく。一方で、シミュレータとしては、XIS0、XIS1 とともにまだ改善の余地がある。特に、grade ごとのスペクトルを見たとき、extended event の再現率が悪く、空乏層の電場構造が垂直方向の単純な一次関数だけでは表せないことがわかる。シミュレータの精度向上に向けて、平行方向の電場構造の実装が今後は望まれる。

表 6.3: 非自明なシミュレーションパラメータの調整結果。

	XIS0	XIS1
SiO ₂ 不感層	0.6 μm	0.2 μm
Si 不感層	0.3 μm	0.0 μm
V (空乏層にかかる電圧)	8.4 V	3.8 V
p (空乏層の両端の電場の比)	1000000 ^a	9

^a 最適値ではなく、十分に大きい値であればよい。

6.6 検出器面の空間分布とスペクトル

前節まででシミュレータのパラメータ調整を終えたため、この節からはシミュレータが正しく動作しているかをいくつかの観点から調べる。ここではまず、検出器面での入射光子の空間分布を調べるために、点源を検出器面上で円環状に切り出した領域それぞれについて観測とシミュレーションのスペクトルを比較する。領域は図 4.3 のように、点源中心から半径 0–25、25–60、60–120 ピクセルの円環に切り分ける。シミュレーションにおける検出器面での入射光子の空間分布については CALDB に基づいて作成した arf の PSF に従っており、半径 60–120 ピクセル領域のスペクトルが 6.5 節で正しく再現できていることから、もし PSF が完全に正しければ、全ての領域でスペクトルが正しく再現できるはずである。

図 6.5 と図 6.6 はそれぞれ、XIS0 と XIS1 の領域ごとのスペクトルについて、観測とシミュレーションの比較を表している。1–10 keV 帯域を見ると、全ての領域において、XIS0 では 20% 以内の精度で、XIS1 では 30% 以内で、観測がシミュレーションを十分精度よく再現している。観測とシミュレーションのずれが最も大きいのは XIS0、XIS1 いずれも半径 0–25 ピクセル領域であり、どちらもシミュレーションが観測データ点を上回っている。このわずかな不一致の原因としては、CALDB に基づいて作成した PSF の不正確さや 5.6 節でも取り上げた衛星の姿勢揺らぎなどが考えられる。前者の場合、用いている PSF が現実よりも δ 関数に近くなってしまっている (=sharp である) と考えればこの不一致の傾向を説明できる。後者の場合、衛星の揺らぎによってイメージの中心がフレームごとによぶれるため、中心部の見かけ上のカウントレートが下がってしまうことから、この不一致の傾向を説明できる。

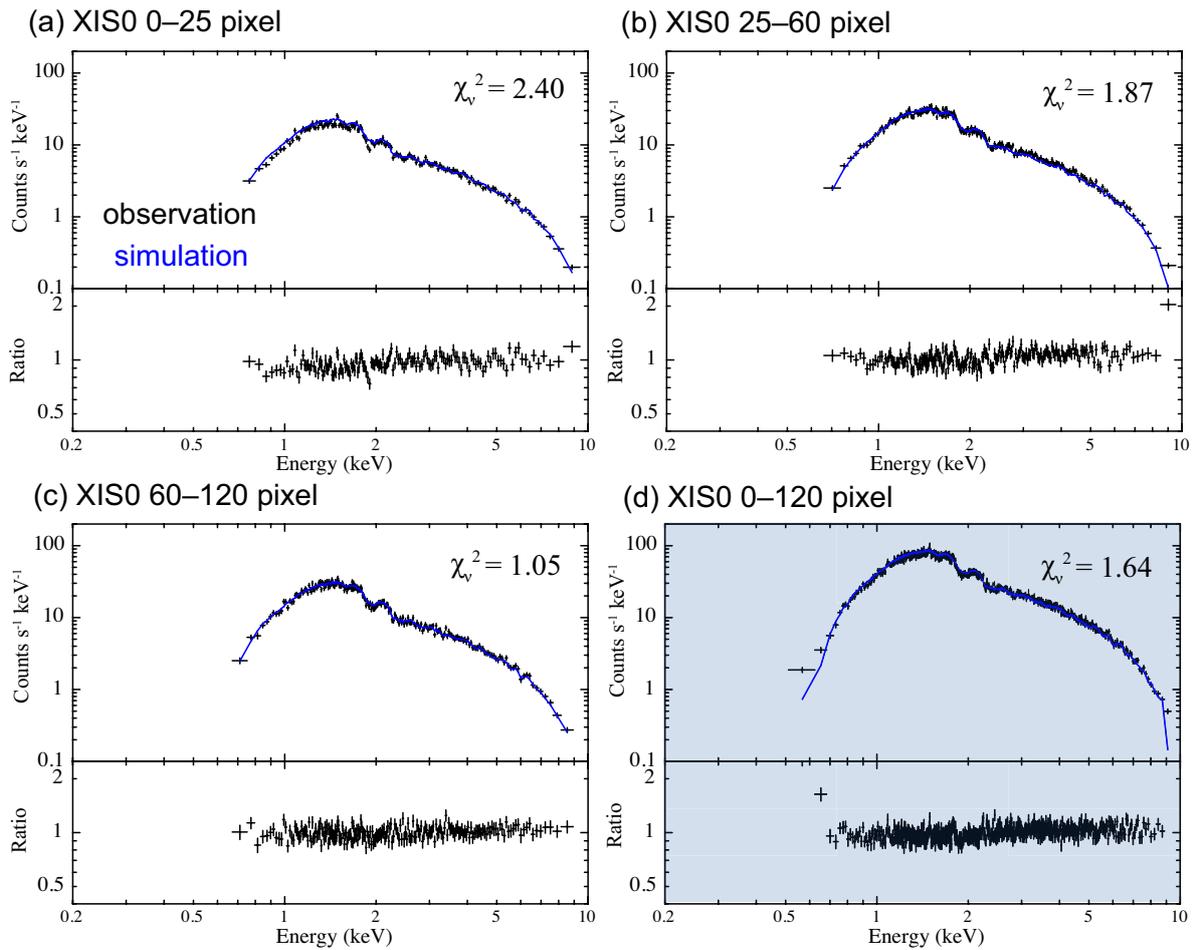


図 6.5: XIS0 の検出器領域ごとのシミュレーションの再現結果。それぞれ、(a) 半径 0–25 ピクセル、(b) 半径 25–60 ピクセル、(c) 半径 60–120 ピクセル、(d) 半径 0–120 ピクセル (全領域の合計) のスペクトルである。グラフの説明は図 6.3 と同様である。

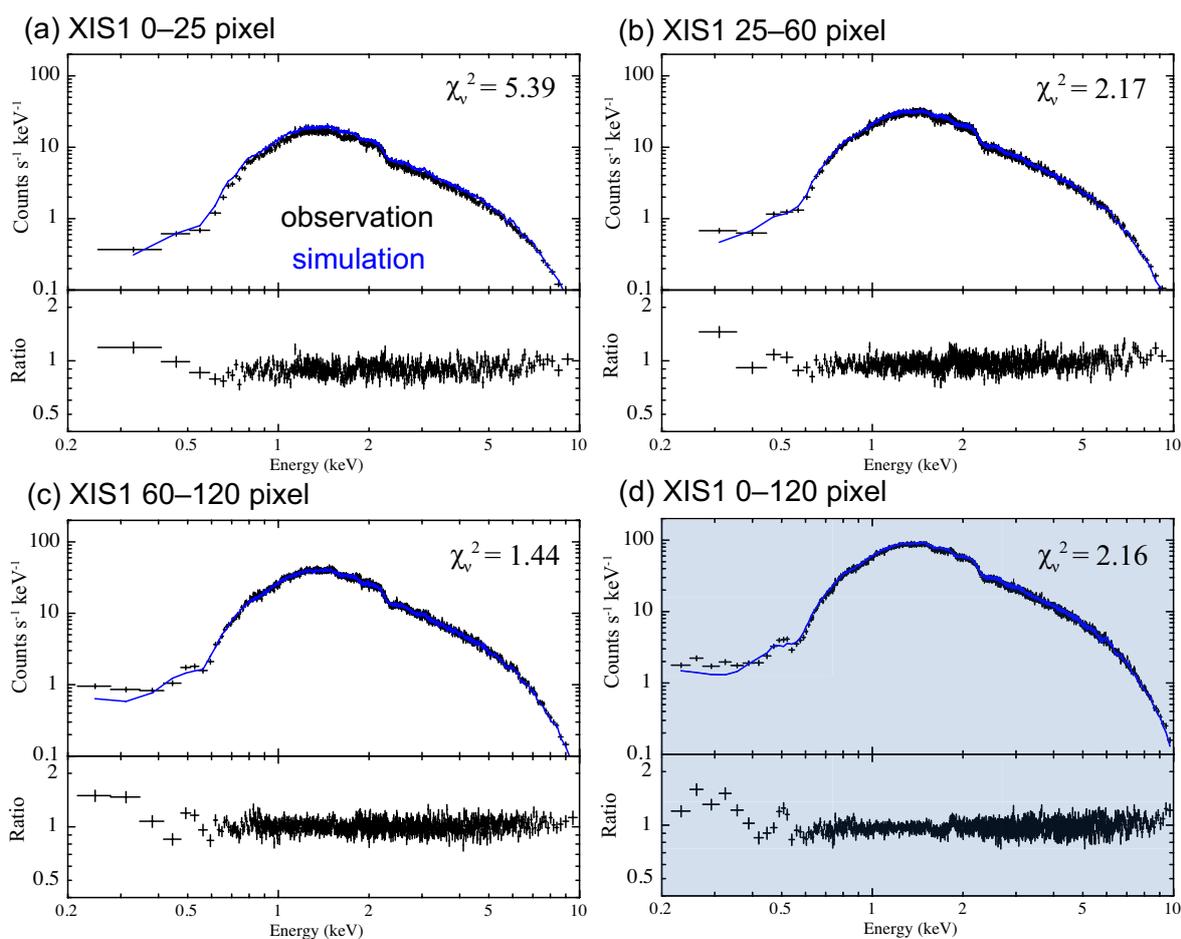


図 6.6: XIS0 の検出器領域ごとのシミュレーションの再現結果。それぞれ、(a) 半径 0–25 ピクセル、(b) 半径 25–60 ピクセル、(c) 半径 60–120 ピクセル、(d) 半径 0–120 ピクセル (全領域の合計) のスペクトルである。グラフの説明は図 6.3 と同様である。

6.7 パイルアップの評価

この節では、シミュレータが観測を正しく再現しているかの評価の一環として、4.2 節に挙げたパイルアップの4 影響を観測とシミュレーションで定量的に比較する。以下にその詳細を記す。

6.7.1 スペクトルのハードニング

まず、6.6 節で行ったように、観測データとシミュレーションでそれぞれ領域ごとにスペクトルを作り、それらを星間吸収のかかったべき関数(式 4.6)でフィッティングした。この際、エネルギー帯域は、観測とシミュレーションが最もよく一致している2–8 keVを使い、星間吸収のパラメータ N_H は観測のベストフィットパラメータで固定した。図 6.7 (a) と (b) はそれぞれ、XIS0 と XIS1 の領域ごとの光子指数のフィッティング結果を観測とシミュレーションで比較している。観測の変化の傾向はシミュレーションで再現できており、パイルアップによるスペクトルのハードニングはシミュレーションと観測の両者で実現できている。シミュレータは領域ごとに光子指数の十分な有意差を出力しているため、パイルアップシミュレータとしての役割を果たしていると言える。一方で、観測とシミュレーションは誤差の範囲では一致しておらず、その原因としては、もともとの観測データが完全なべき関数からは少しずれていることや、衛星の姿勢のぶれなどによって PSF が現実の入射空間分布と異なること、エネルギーごとにわずかに PSF が異なることなどが考えられる。

6.7.2 フラックスの減少

次に、スペクトルフィッティングのパラメータのうち、フラックスに注目する。図 6.7 (c) と (d) はそれぞれ、XIS0 と XIS1 の領域ごとの2–10 keV unabsorbed flux のフィッティング結果を観測とシミュレーションで比較している。図 6.7 (d) に示される XIS1 のフラックスの挙動は直感的でわかりやすく、観測とシミュレーションともにパイルアップしている中心領域ほどフラックスが減少していく傾向にある。XIS1 の0–25 ピクセル領域で観測とシミュレーションが大きく異なっているのは、これまで何度か記してきたように、衛星の姿勢揺らぎや PSF の不正確さに起因すると考えられる。一方で、図 6.7 (c) に示される XIS0 のフラックスの領域に対する変化は少し複雑である。半径0–25 ピクセル領域のフラックスは、パイルアップの影響によって他の領域よりも小さいが、その次にパイルアップしているはずの半径25–60 ピクセル領域のフラックスが半径60–120 ピクセル領域よりも大きい。光子指数も変化していて本来は一部のバンドでフラックスを比べることはできないため、エネルギー帯域を全バンドの0.2–10 keV としてフラックスを確認したところ、やはり半径25–60 ピクセル領域の方が60–120 ピクセル領域よりも大きいフラックスをもつという同様の傾向を示した。その原因は今のところわかっていないが、一つ考えられるのは、衛星の姿勢揺らぎによってカウントレートの高い部分が外側の領域にはみ出すことによって半径25–60 ピクセル領域の観測の見かけ上のカウントレートが高くなってしまっているということである。観測もシミュレーションも同じ PSF に基づいて解析を行ってい

るため、シミュレーション由来の間違いではないと考えられる。したがって、現時点の見解としては、半径 60–120 ピクセルのフィッティング結果のフラックスは本来、半径 25–60 ピクセルのフラックスの値よりも少しだけ高いところ、つまり $\sim 2.6 \times 10^{-9} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ にくるはずである。

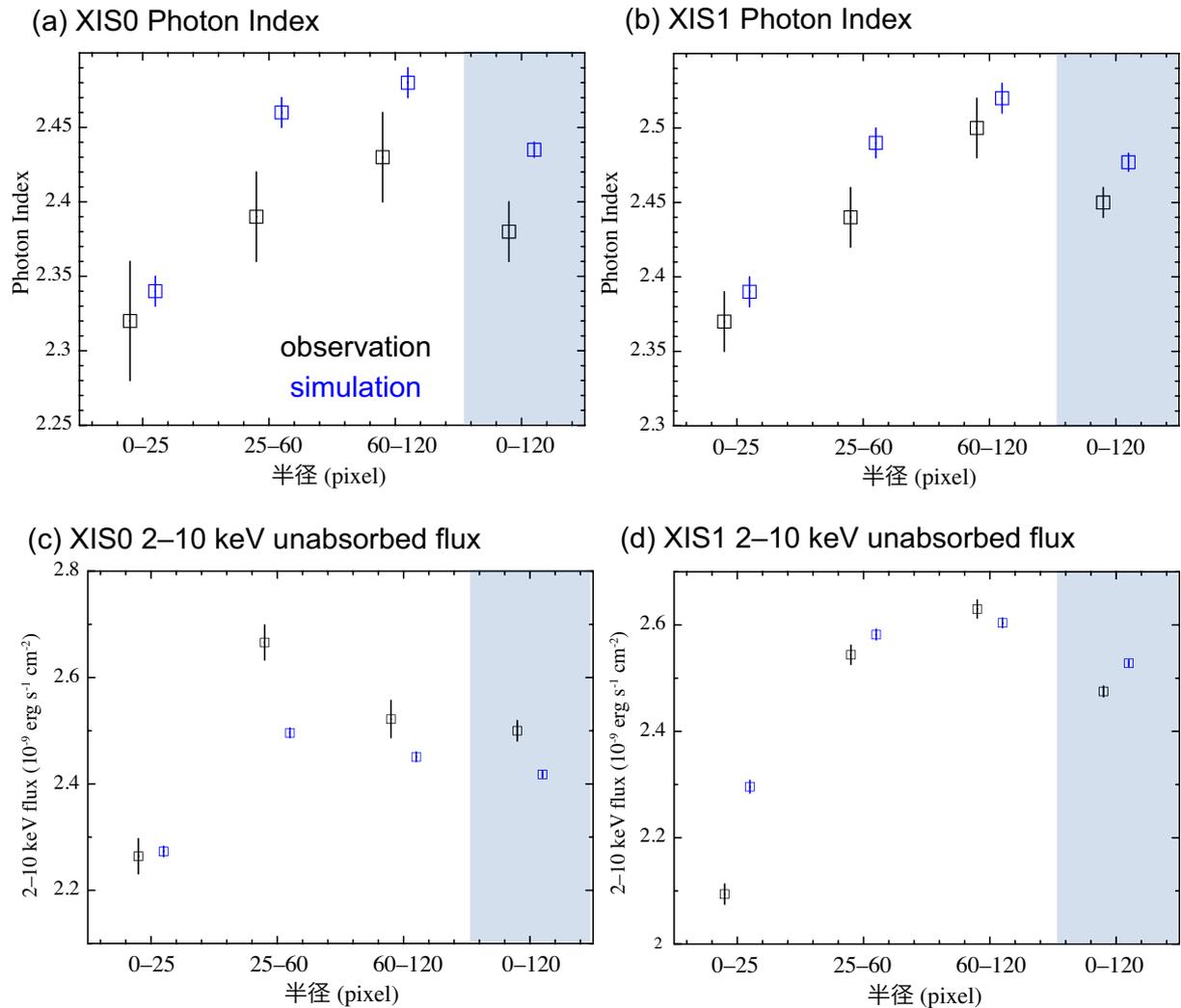


図 6.7: 観測とシミュレーションの比較結果。それぞれ、(a) XIS0 光子指数、(b) XIS1 光子指数、(c) XIS0 2–10 keV unabsorbed flux、(d) XIS1 2–10 keV unabsorbed flux である。星間吸収のかかったべき関数で 2–8 keV をそれぞれフィッティングしており、吸収のパラメータ N_{H} は観測の半径 60–120 ピクセル領域の 0.2–10 keV のベストフィットに固定している。黒色と青色はそれぞれ観測とシミュレーションを表す。エラーバーは 1σ である。

6.7.3 single pixel event の減少

パイルアップの影響の一つである single pixel event の減少は、single pixel event と double pixel event の比をとることで検証することができる。図 6.8 (a) と (b) はそれぞれ、XIS0 と XIS1 の double pixel event/single pixel event の比率の領域に対する変化を観測とシミュレーションで比較している。エネルギー帯域は 1–10 keV を採用した。6.5 節で述べた「非自明なパラメータの調整」において、空乏層の電場構造のパラメータ調整に double pixel event/single pixel event の比率を用いたため、そもそも半径 60–120 ピクセル領域でははじめから観測とシミュレーションが一致している。他の領域についても、XIS0 と XIS1 の両者について、シミュレーションは観測データを誤差の範囲内で正しく再現しており、パイルアップの影響で single pixel event が相対的に減少していることがわかる。

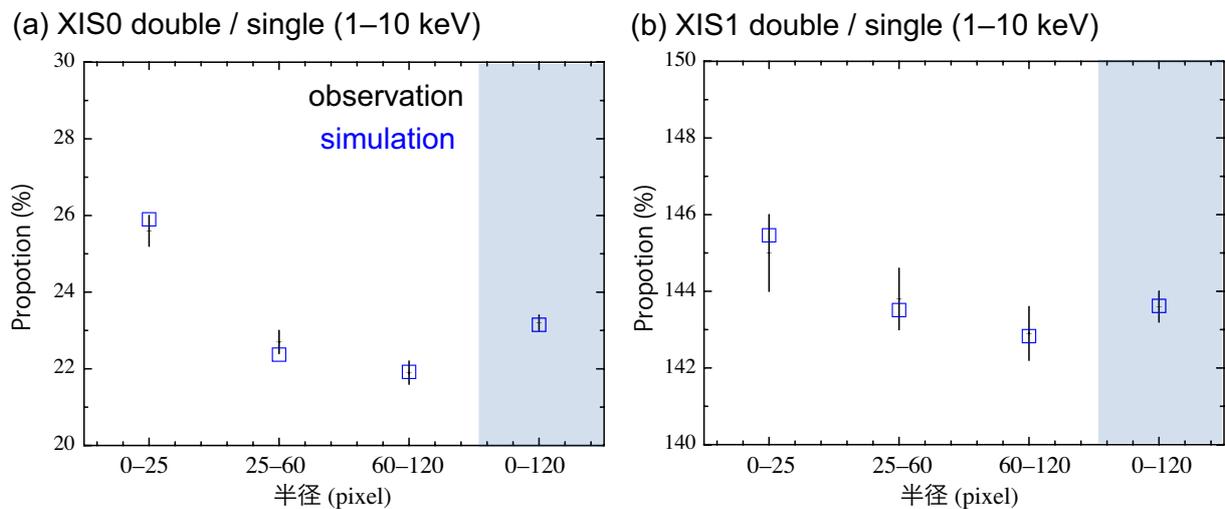
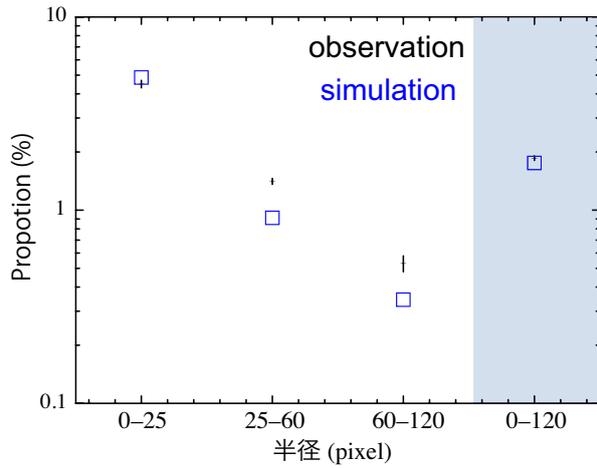


図 6.8: 観測とシミュレーションの比較結果。それぞれ、(a) XIS0、(b) XIS1 の double pixel event/single pixel event (1–10 keV) の比率である。グラフの説明は図 6.7 と同様である。

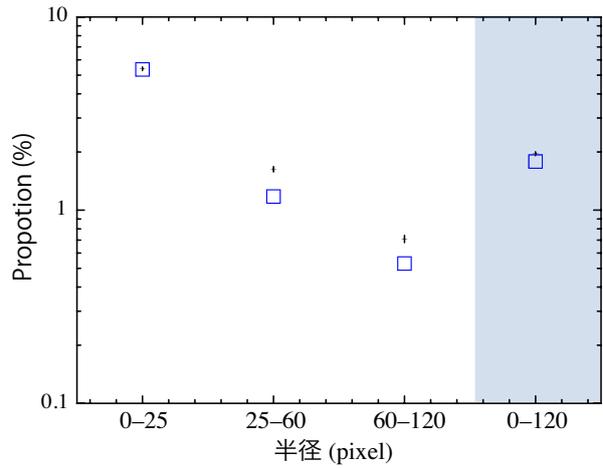
6.7.4 bad grade event の増加

パイルアップの影響としてあげた 4 つの事象のうち、最後の一つは bad grade event の増加である。図 6.9 は XIS0 と XIS1 で、代表的な bad grade である grade 1、grade 5、grade 11 について、それぞれ single pixel event との比率をとって領域に対する変化を観測とシミュレーションで比較している。エネルギー帯域は 1–10 keV を採用した。どのグラフも、観測とシミュレーションは誤差の範囲内での一致には至っていないが、基本的な増減の傾向に関してはシミュレーションが観測を正しく再現しており、パイルアップした領域では観測もシミュレーションも bad grade の比率が増加していることがわかる。bad grade はそもそものイベント数の割合が ~1% と少なく、その由来も複雑な物理が絡み合っているため、誤差の範囲内でシミュレーションが観測を完全に再現することは今の段階では難しい。

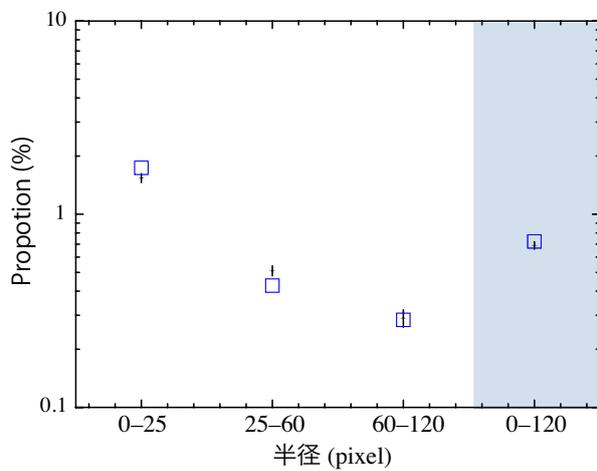
(a) XIS0 grade 1 / single (1–10 keV)



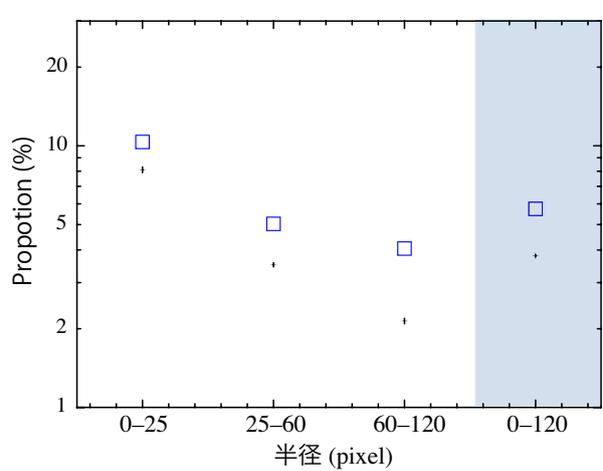
(b) XIS1 grade 1 / single (1–10 keV)



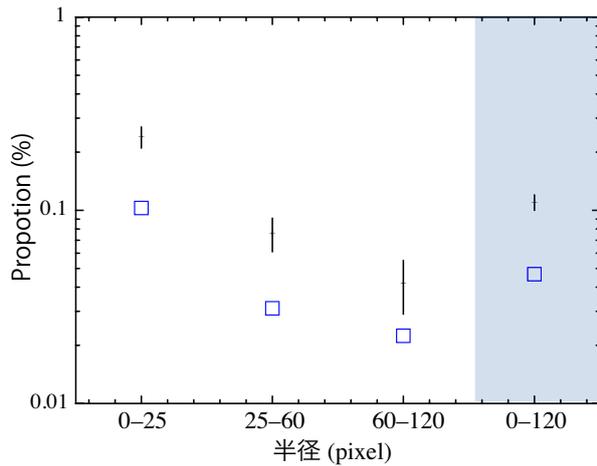
(c) XIS0 grade 5 / single (1–10 keV)



(d) XIS1 grade 5 / single (1–10 keV)



(e) XIS0 grade 11 / single (1–10 keV)



(f) XIS1 grade 11 / single (1–10 keV)

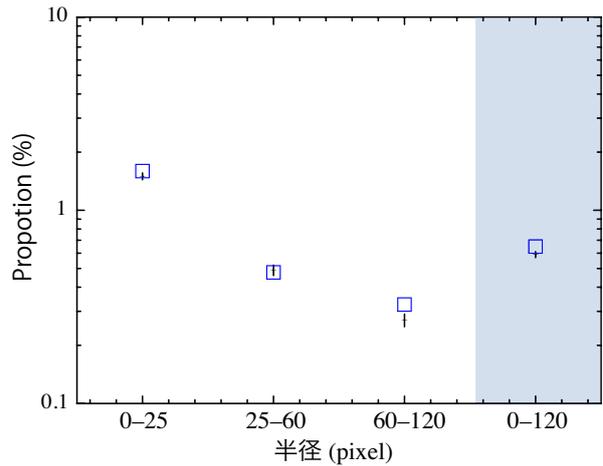


図 6.9: 観測とシミュレーションの比較結果。それぞれ、(a) XIS0 grade 1、(b) XIS1 grade 1、(c) XIS0 grade 5、(d) XIS1 grade 5、(e) XIS0 grade 11、(f) XIS1 grade 11 の single pixel event に対する割合である。エネルギー帯域は全て 1–10 keV。グラフの説明は図 6.7 と同様である。

6.7.5 パイルアップの評価のまとめ

以上より、パイルアップの影響として挙げた4つの事象、「スペクトルのハードニング」、「フラックスの減少」、「single pixel event の減少」、「bad grade event の増加」全てについて、シミュレーションが観測の傾向を正しく再現できていた。このことから、本シミュレータは一定のレベルでパイルアップ用のシミュレータとして機能することがわかった。一方で、依然としてシミュレーションと観測結果には系統的なずれがあり、シミュレーションのさらなる改善が望まれる。

6.8 まとめ

この章では、Aql X-1 の「すぎく」XIS の観測データを用いて、5章で構築したシミュレータが正しく観測を再現できるようにパラメータを調整し、その後同じデータを用いてシミュレータの性能の評価を行った。シミュレーションのパラメータ調整の結果、不感層の材質と厚さ、空乏層の電場構造を XIS0 と XIS1 の両方で決定した。その結果は表 6.3 に示した通りである。その後、領域ごとのスペクトルを調べることでシミュレータの妥当性を評価し、XIS0 では 1–10 keV で 20% 以内、XIS1 では 1–10 keV で 30% 以内という良い精度でシミュレーションが観測と一致することがわかった。最後に、パイルアップで生じる諸影響について観測とシミュレーションを比較し、観測の傾向を正しくシミュレーションで再現することがわかった。以上より、本シミュレータがパイルアップした天体の解析に適用できる精度で天体の観測を再現していることがわかった。

第7章 非線形効果を考慮したスペクトル解析

7.1 目的

5章および6章では、パイルアップした CCD 検出器の観測データを解析するためのシミュレータの開発とその評価について詳しく述べた。本研究の最終目的は、シミュレータを用いてパイルアップしたデータを非線形効果も含めて「正しく」解析することである。本研究では、観測を再現するシミュレータを構築しただけでなく、それを用いて天体の観測データのスペクトル解析を正しく行う「パイルアップした観測データの補正アルゴリズムの開発」も行った。この章では、非線形効果であるパイルアップの影響を受けた観測データを、モンテカルロシミュレーションを用いた全く新しいアプローチで解析する方法を述べるとともに、それを実際に CCD 検出器の天体解析に適用した結果について述べる。

7.2 データ解析手法の設計

この節では、5章と6章で構築したシミュレータを天体の観測データの解析に適用する方法について、シミュレータ構築の重要性とともに詳しく述べる。

7.2.1 photon 空間と count 空間

3.5.6 節で詳しく議論したように、天体のスペクトル $s(E)$ と検出器のカウントスペクトル $C(h)$ の関係は、response matrix $R(h, E)$ や有効面積 $A(E)$ などを用いて、式 3.10 のように表される。ここでは、 $s(E)$ および $C(h)$ を異なる線形空間に属するベクトルとみなし、 $R(h, E)$ をベクトルからベクトルへの線形写像とみなす。このとき、天体の photon 数に関する情報を持っていることから $s(E)$ の属する線形空間を「(天体の)photon 空間」、検出器の count の情報を持っていることから $C(h)$ の属する線形空間を「(検出器の)count 空間」と定義する。通常为天体データ解析においては、count 空間の情報のみから photon 空間の情報を推測する営みが行われるため、極めて物事は単純である。一方で、シミュレーションにはどちらの空間の情報も内包されており、波高値の概念がないことからどちらの空間の情報もエネルギーの単位で表されるため、情報の扱いが混乱しやすい。シミュレータをデータ解析に適用する方法を語る上で、photon 空間の情報と count 空間の情報を明確に区別することが重要となるため、ここで両者を明確に定義した。

7.2.2 入力と出力

通常天体解析においてスペクトルフィッティングを行うとき、スペクトルモデルを仮定してそれに対応する検出器の応答を出力し、それを実際の観測データと比較することで χ^2 などの観測データとモデルのずれを計算する。この作業を繰り返し行うことで、観測データとモデルのずれが最も小さいところを探し、最適解とする。この過程は、photon 空間のベクトルを入力し、それを response matrix という写像によって count 空間のベクトルにうつし、count 空間の情報である観測データを比較する、という作業である。すなわち、photon 空間の入力に対して count 空間のずれ χ^2 が出力となっている。

シミュレーションを用いたスペクトル解析でも、同様の手段をとる。違いは、photon 空間から count 空間への写像の役割を果たす線形写像である response matrix がパイルアップによって機能せず、非線形効果が加わってしまうことである。非線形効果を解析的に解くことは難しいため、1つ1つのモデルに対応した count 空間の応答をシミュレータによって再現している。

7.2.3 非線形性の要因

観測時の検出器応答の非線形性は、複数の光子が同一フレームの同一領域に入射することで引き起こされる。しかし、シミュレーションでは個々の光子を独立に検出器に入射するため、少し描像が異なる。5.4 節と 5.5 節に記したように、本シミュレータは「光子検出の再現」と「フレーム読み出し、データ処理の再現」の2つの部分に大別される。このうち、前者はパイルアップの影響を受けず、検出器応答は入射光量に対して線形である。一方で後者は、「フレームデータ化」と「あらためて行うイベント抽出」という過程によって、線形な検出器応答をパイルアップの影響を含んだ非線形な検出器応答に変更している。つまり、本研究のシミュレータのうち、パイルアップによる非線形性を担うのは、「フレーム読み出し、データ処理の再現」の部分だけである。

7.2.4 解析の手法と枠組み

本研究で考案したスペクトル解析の手法の詳細を図 7.1 に示す。XSPEC を用いた一般的なスペクトル解析は黄色に塗られた過程のみを辿る。一方で、パイルアップを考慮したスペクトル解析では、photon 空間から count 空間への写像が非線形性を持つため、「フレーム読み出しとデータ処理の再現」を途中で挟み、入射スペクトルに対する線形な応答 $C(h)$ を非線形な応答 $C'(h)$ に変換する必要がある。フレームデータ化には、イベント形状やピクセルごとの波高値の分布など個々のイベントの細かい情報が必要となるため、 $C(h)$ だけでは足りず、「光子検出の再現」をするシミュレータがここで必要になる。したがって、与えられた天体のモデルスペクトルに対し、「光子検出の再現」と「フレーム読み出し、データ処理の再現」を適用することで、非線形効果を考慮した検出器の応答 $C'(h)$ を出力することができる。2つの過程のうち、「光子検出の再現」は個々の X 線の入射が独立に行われており、入射光量に検出器応答が一切依存しない線形な過程であるため、仮定するモデルスペクトルを変えるごとにシミュレーションを振り直す必要がない。そこで、本研究

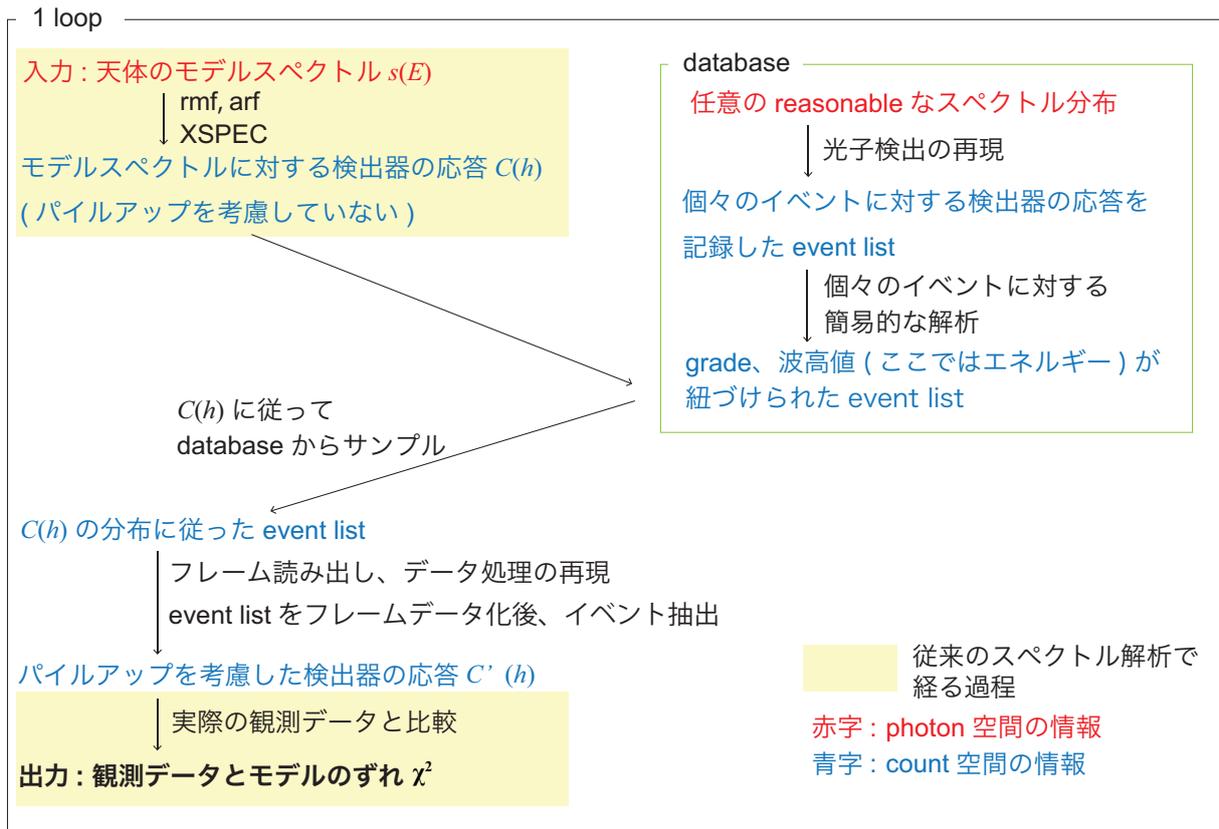


図 7.1: シミュレータを用いた非線形スペクトル解析の方法の概略図。詳しい説明は 7.2.4 節の本文参照。

では、あらかじめ「光子検出の再現」の出力結果に簡易的なイベント解析を加えた event list を database としてためておき、 $C(h)$ にしたがって毎ループごとに database からイベントをサンプルしてフレームデータ化・イベント抽出を行う、という方法を考案した。本来、1 回のシミュレーションを行うだけでも膨大な時間がかかるが (10 ks 分の観測を再現するシミュレーションを回すのに約 40 分)、database を用いることで、シミュレーションにかかる時間は飛躍的に短くなり (~ 数分)、並列計算が可能なことも考慮すれば、計算時間は 1/100 程度になる。したがって、現実的な時間 (数時間 ~ 数日) でスペクトル解析を行うことが可能となった。

さて、ここで注意しなければならないのは、図 7.1 に示されている「database からのサンプル」の方法である。天体のモデルスペクトル $s(E)$ が rmf、arf という写像によって移された count 空間のスペクトル $C(h)$ は、全て good grade で構成されることを前提としている。その裏には、「正常なイベントだったはずなのに bad grade に分類されてしまったイベント」の存在が隠されており、これらは $C(h)$ には含まれていない。しかし、bad grade のイベントもパイルアップには影響を及ぼすため、パイルアップの影響をデータ解析に含める以上、これらのイベントも database からサンプルする必要がある。ここでは、event list を前から見ていくことで、good grade のイベント数を数えながらサンプルしつつ、bad grade のイベントもサンプルを行う。たとえば、「2.0–2.1 keV として検出された

photon が 10000 個欲しい」という要請が database に届いた場合、event list を前から見ていき、該当エネルギーの good grade event が 10000 個に達するまでの間、bad grade event も event list に含め (通常は数百個)、正味のサンプルされたイベント数は 10000 個よりも多くなる。

7.2.5 database の入力条件に関する補足

図 7.1 の手法において、database を生成するときに入力した「reasonable なスペクトル分布」がエネルギー分解能より狭い範囲で大きく揺らぐとき、database からのサンプルには偏りが生じる。たとえば、database を作る際に入力するスペクトル分布が 2.0 keV で急激に上昇するようなスペクトルだった場合、検出器の波高値が 2.0 keV に対応するイベントは、1.9–2.0 keV の X 線由来のものよりも、2.0–2.1 keV の X 線由来のものの方が圧倒的に多くなってしまふ。このことから、database の妥当性は、「任意の reasonable なスペクトル分布」が解析天体のスペクトルに十分近いことで保証される。本研究では、6 章で扱った Aql X-1 のパイルアップしていない領域のスペクトルを入力したため、Aql X-1 およびこれとスペクトル分布が近い天体については、database の正しさが保証される。

7.2.6 解析の適用範囲

ここで示した非線形スペクトル解析の手法は、どんなパイルアップ度合いにも適用できるわけではない。たとえば、天体の明るさが極めて明るい場合、点源の中心領域ではパイルアップ度合いが極めて高くなってしまい、ほとんどのイベントが bad grade に分類されてしまうため、X 線イベントがほとんど検出されない。このとき、観測の統計誤差は極めて大きくなり、有効なスペクトル解析ができなくなってしまうため、非線形スペクトル解析を適用してもパイルアップの効果を補正できるとは言えない。図 7.2 は、CCD 検出器の撮像時間を一定にして天体の明るさだけを変化させたときに、線形なスペクトル解析が導き出す光子指数とフラックスの値の変化を表している。光子指数もフラックスも、天体の明るさがある閾値を超えるとパイルアップの影響によって急速にその値を減少させることがわかる。フラックスが極端に減少することは、統計誤差が極端に大きくなることを意味しており、そのようなときには点源の外側部分でしか X 線イベントが検出されない。本研究では、厳密な適用範囲を示すことはできないが、フラックスが極端に減少し始めるところをある種の適用範囲の限界として設定する。「すぎく」XIS でフレーム時間 0.5 s の観測ならば、 ~ 1 Crab 程度が限界であり、pile-up fraction で表すと、点源の中心で $\sim 10\%$ 、点源全体の領域で $\sim 0.3\%$ 程度が適用範囲の限界である。

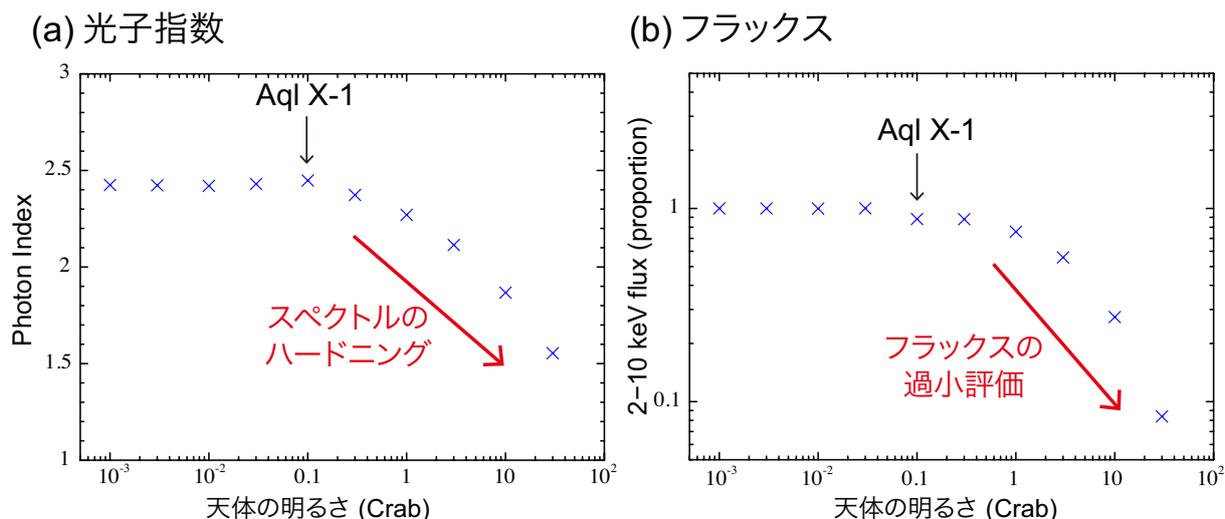


図 7.2: パイルアップが引き起こすスペクトルパラメータの天体の明るさに対する変化。「すぎく」XIS0で観測したAql X-1のスペクトル(4章、6章参照)のフラックスを変化させ、フレーム時間0.5 sで観測した結果をシミュレータで再現した。(a) 観測された光子指数の天体の明るさに対する変化。(b) 観測されたフラックスの変化を本来観測されるべき値で規格化している。

7.2.7 シミュレータの意義

本来、図7.1で表される枠組みは、入力したX線のエネルギーとCCD検出器で検出される各波高値、およびそのgrade分岐比の詳細なデータがあれば、それをdatabase替わりに用いることができる。その場合には、「光子検出の再現」の部分は不要となり、「フレーム読み出し、データ処理の再現」の部分のみを動かせば事足りる。そのようなデータは、ある程度地上の較正実験で得られており、それをを用いることも可能だが、入射エネルギーを連続的に変化させて数多くのエネルギー点でgrade分岐比を調べるには限界がある。そのため、現時点ではエネルギー分布を連続的に変化させられるシミュレータを用いる方が現実的である。

7.2.8 本設計の利点

ここで考案した枠組みの最大の利点は、1回のモデルスペクトルの仮定につき1回ずつ観測を再現する場合に比べて、大幅に時間が短縮されることである。それに加えて、「光子検出の再現」の部分の検出器シミュレーションの精度向上が達成されたときには、databaseのみを差し替えればよく、異なる検出器シミュレーションにも対応できることも大きな魅力である。

7.3 Aql X-1 の XIS 観測データの非線形スペクトル解析

この節からは、非線形効果を考慮したスペクトル解析を実際の観測データに適用する。まずこの節では、これまでシミュレータの構築で用いてきた LMXB の Aql X-1 の観測データを 7.2 節に記した方法でスペクトル解析した結果を記す。検出器の天体領域としては、円環状に区切ることなく、点源中心から半径 0–120 ピクセル領域を切り出した。観測の詳細は表 6.1 のとおりである。星間吸収のかかったべき関数 (式 4.6) をモデルスペクトルと仮定して、 N_H 、光子指数、フラックスの 3 パラメータを動かしてスペクトルフィッティングを行った。6 章より、本研究で構築した観測を再現するシミュレータでは、1 keV 以下でシミュレーションと観測が十分な精度で一致していないため、フィッティング範囲は 1–10 keV とした。シミュレーションに入力する観測時間は、観測データの有効観測時間よりも十分長い 10 ks とし、シミュレーションの統計誤差が観測データの $1/\sqrt{10}$ 程度になるようにした。

図 7.3 および表 7.1 に、非線形効果を含めたスペクトル解析の結果と XSPEC を用いた線形なスペクトル解析結果との比較を示す。図 7.3 からわかるように、XIS0、XIS1 とともに、非線形スペクトル解析のベストフィットモデルは観測データを 30% 以内でよく再現している。表 7.1 から、XIS0 と XIS1 の全てのパラメータで、非線形フィッティングの導き出した最適解が、XSPEC による線形な解析のうち、半径 0–120 ピクセル領域よりも半径 60–120 ピクセル領域のものに近い。その上、XIS0 のフラックスを除く全てのパラメータで、非線形スペクトル解析の結果は、パイルアップの影響を受けていないと考えられる半径 60–120 ピクセル領域の XSPEC による線形な解析の結果と誤差の範囲内で一致している。このことから、半径 0–120 ピクセル領域の XSPEC による線形な解析はパイルアップの影響を受けて誤った結果を出力しており、それを非線形スペクトル解析によって正しく補正できたことがわかる。XIS0 のフラックスが非線形スペクトル解析と XSPEC の半径 60–120 ピクセル領域とで一致していないのは、衛星の姿勢揺らぎや PSF の不正確さが原因と考えられ、6.7.2 節でも記したように、円環状の領域を解析した XSPEC の結果がフラックスを過小評価している可能性が高い。

図 7.4 は、2 パラメータを固定して残りの 1 パラメータを best-fit の値から変化させた時の χ^2 の変化を表す。 χ^2 の変化はシミュレータの系統誤差により滑らかにはならないため、二次関数で極小付近をフィッティングし、その結果からエラーを出力した。 χ^2 分布では、2.706 だけ変化したところで 90% 信頼区間となるので、フィッティング結果の二次関数が

$$f(x) = ax^2 + bx + c \quad (7.1)$$

と表されるとき、90% 信頼区間の幅 Δx は、

$$\Delta x = 2\sqrt{2.706/a} \quad (7.2)$$

で求めることができる。

表 7.1 に表記されている誤差は、非線形スペクトル解析と XSPEC の線形な解析でその評価方法が異なることに注意しなければならない。どちらの方法も、1 パラメータのエラーを計算するときに、 χ^2 がある一定の値まで変化する領域を誤差範囲としており、ここでは χ^2 が 2.706 だけ変化するところを 90% 信頼区間として計算している。XSPEC では、該

当パラメータを変化させるときに他のパラメータも最適になるように動かし、 χ^2 の変化を調べている。一方で、シミュレータを用いた非線形スペクトル解析では、全てのパラメータを独立とみなして該当パラメータのみを動かして χ^2 の変化を調べている。非線形フィッティングにおいて3パラメータのうち2パラメータを動かして χ^2 の変化を調べた結果を示した図 7.5 からわかるように、各パラメータは実際には全く独立ではなく、むしろそれぞれ強い相関を持つ。そのため、本来はXSPECと同じようにパラメータ同士の相関も含めたエラーを求めることが望ましいが、それを行うにはより広いパラメータ範囲での計算が必要で時間がかかるため、このアルゴリズムの検証においては1パラメータの独立なエラーを求めることで妥協策としている。表 7.1 の「非線形 0–120 pixel」のエラーと「線形 0–120 pixel」のエラーを比較すればわかるように、非線形スペクトル解析はXSPECよりもエラー範囲を過小評価している。XSPECでは、他のパラメータを固定して該当パラメータのエラーを出力することもでき、この場合にはXIS0とXIS1の全てのパラメータでXSPECと非線形スペクトル解析でエラーの大きさが一致したため、シミュレータの誤差評価の正しさは保証される。パラメータ同士の相関度合いがパイルアップに影響されないとすると、同じ観測データを用いている以上、非線形スペクトル解析結果とXSPECで半径0–120ピクセル領域を解析した結果のエラーの大きさは一致する。

以上より、Aql X-1 の XIS 観測データに対して、非線形スペクトル解析を行うことによって、パイルアップの影響を正しく補正してXSPECの線形な解析結果とは異なる正しいスペクトルのパラメータを導き出すことに成功した。同時に、シミュレータの構築に用いたAql X-1のパイルアップ補正を正しく行ったことで、シミュレータの一貫性も確認することができた。

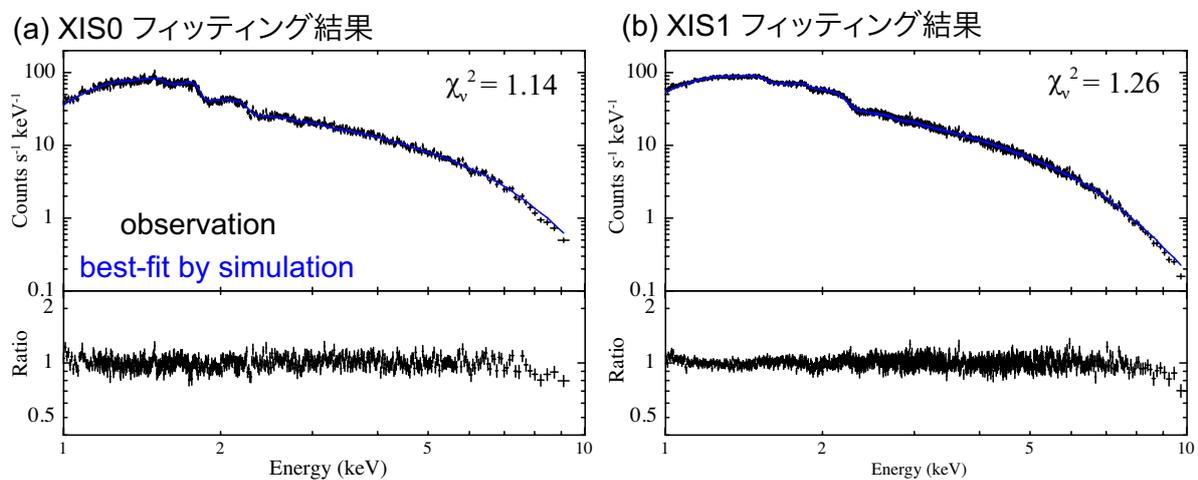


図 7.3: シミュレータを用いて非線形性を考慮した Aql X-1 の (a) XIS0、(b) XIS1 観測データのスペクトル解析結果 (1–10 keV)。黒色のプロットは観測データ点、青色の曲線はベストフィットモデルを表す (表 7.1 参照)。

表 7.1: シミュレータを用いて非線形性を考慮した Aql X-1 の XIS 観測データのスペクトル解析結果と XSPEC による線形な解析結果との比較 (1–10 keV)。

検出器	解析方法	N_{H}^{a} (10^{22} cm^{-2})	Γ^{a}	2–10 keV unabsorbed flux ^a ($10^{-9} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$)	χ^2_{ν} (d.o.f.) ^a
XIS0	非線形 0–120 pixel ^b	0.729 ± 0.006	2.454 ± 0.006	2.61 ± 0.01	1.14 (500)
	線形 0–120 pixel ^c	0.70 ± 0.02	2.39 ± 0.02	2.49 ± 0.02	1.12 (499)
	線形 60–120 pixel ^c	0.72 ± 0.03	2.45 ± 0.03	2.52 ± 0.03	1.13 (200)
XIS1	非線形 0–120 pixel	0.738 ± 0.003	2.502 ± 0.003	2.629 ± 0.006	1.26 (1014)
	線形 0–120 pixel	0.72 ± 0.01	2.47 ± 0.01	2.49 ± 0.01	1.23 (1014)
	線形 60–120 pixel	0.73 ± 0.01	2.52 ± 0.02	2.64 ± 0.02	1.27 (682)

^a パラメータの説明は表 4.1 参照。

^b 本研究で構築したシミュレータを用いたスペクトル解析。エラーは、他のパラメータをベストフィットに固定したときの 1 パラメータの 90% 信頼区間である (図 7.4 参照)。

^c XSPEC を用いたスペクトル解析。それぞれ点源中心から半径 0–120 ピクセルの円、60–120 ピクセルの円環領域を表す。前者の方がパイルアップの影響をより多く受けていると考えられる。エラーは、他のパラメータを固定しないで出力した 1 パラメータの 90% 信頼区間を表す。

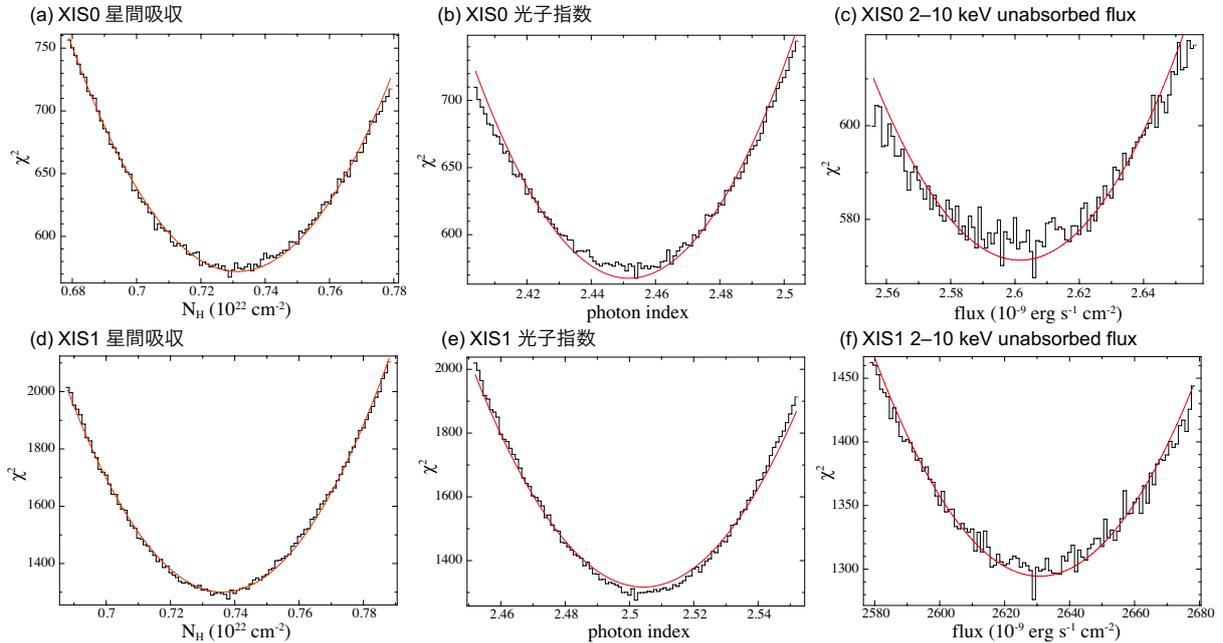


図 7.4: Aql X-1 の XIS0、XIS1 観測データの非線形スペクトル解析結果の 1 次元パラメータに対する χ^2 の変化。それぞれ (a)(d) N_{H} 、(b)(e) 光子指数、(c)(f) 2–10 keV unabsorbed flux の 3 パラメータについて、他の 2 パラメータを best-fit に固定して該当パラメータに対する χ^2 の変化を調べた。赤い曲線は二次曲線によるフィッティング結果を表す。

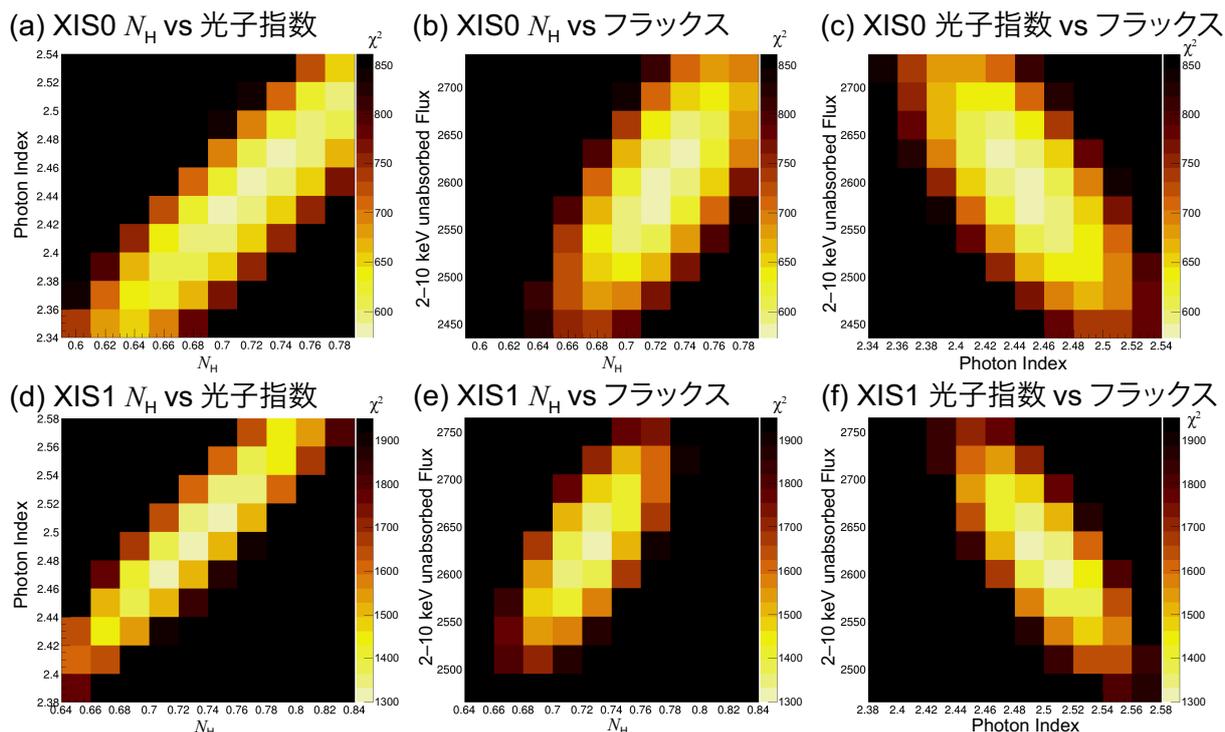


図 7.5: Aql X-1 の非線形スペクトル解析における 2 パラメータ平面での χ^2 の変化。 N_H 、光子指数、2–10 keV unabsorbed flux のうち 2 パラメータを選び、残りの 1 パラメータを best-fit の値に固定して χ^2 をプロットしている。プロットの黒い部分は、 χ^2 が表示レンジよりも大きいことを示す。

7.4 Crab の XIS 観測データのスペクトル解析

7.3 節では、シミュレータの構築に用いた Aql X-1 の XIS 観測データについて、構築したシミュレータであらためて非線形スペクトル解析を行い、パイルアップの影響を正しく補正できることを確認した。この節では、同じ手法をパイルアップした他の天体の観測データに適用した結果について記す。シミュレータを用いた非線形スペクトル解析の妥当性を調べるためには、Aql X-1 と光子指数やパイルアップ度合いが異なる天体を解析するのが望ましい。そこで対象天体として、Aql X-1 よりもハードなスペクトルとはるかに明るいフラックスをもち、代表的な X 線天体でもある Crab Pulsar + Nebula (以降、Crab と表記) を選んだ。

Crab は、中心に位置する Crab Pulsar とその周囲に存在するパルサー星雲 Crab Nebula から構成される。前者は自転エネルギーの減衰によって X 線を定常的に放射しており、後者はシンクロトロン放射で光っている。Crab Nebula は、爆発当時の記録が日本や中国にも残っている超新星 SN1054 の残骸とされており、歴史的にも有名な天体であるだけでなく、超新星爆発からの経過時間が正確にわかっているという意味でも重要な天体である。X 線帯域で極めて明るく定常的に輝くことから、この天体は頻繁に X 線天文衛星のキャリアブレクションソースとして用いられている。

7.4.1 観測の詳細

ここでは、数ある Crab の XIS 観測データのうち、2006 年 4 月に観測されたものを解析した。表 7.2 に観測の詳細をまとめている。この観測では、XIS0 で 1/4 window mode、XIS1 で normal window を適用し、XIS0 と XIS1 の両者で 0.1 s burst mode を適用している。そのため、burst mode の犠牲となって観測時間中に捨てられた X 線イベントの割合は、XIS0 で 19/20、XIS1 で 79/80 にものぼる。Crab のフラックスは Aql X-1 の 10 倍程度あり、この観測のフレーム時間は Aql X-1 の観測 (表 6.1) の 1/5 となっているので、パイルアップの度合いは Aql X-1 の観測の 2 倍程度となっていると考えられる。

図 7.6 は XIS0 と XIS1 の観測イメージである。Aql X-1 のときと同様に、円環状に領域を切り分け、バックグラウンド領域を周辺部分に設定した。XIS0 は撮像領域が 1/4 になっているため、天体の領域が撮像領域から少しはみ出している。また、XIS1 の天体領域外の縦方向にイベントが存在するのは、電荷の転送中に入射した X 線の影響である。

window mode と burst mode を組み合わせてパイルアップの度合いを抑えても、依然その影響は強いままである。この観測データセットを解析した先行研究 (Kouzu et al., 2013) では、HXD の解析結果のみが記載されており、XIS については「パイルアップの影響が強いため解析には用いなかった」という言及のみにとどまっている。結局、この XIS 観測データについては、パイルアップがネックとなって誰も論文化することができず、データが無駄になっている状態である。このように、Crab の 10 keV 以下のスペクトル解析はパイルアップが原因で困難を極めることが多く、有名天体であるからこそ、その補正ができれば科学的意義は非常に大きい。

表 7.2: Crab の XIS 観測の詳細。

	XIS0	XIS1
観測 ID	101004020	
観測日時	2006-04-04	
window mode	1/4	normal
burst mode	0.1 s burst mode	
on-source time (s) ^a	19139	19146
net exposure (s) ^b	957	239

^a 天体方向に検出器が向けられていた合計の時間。

^b CCD 検出器の露光時間。

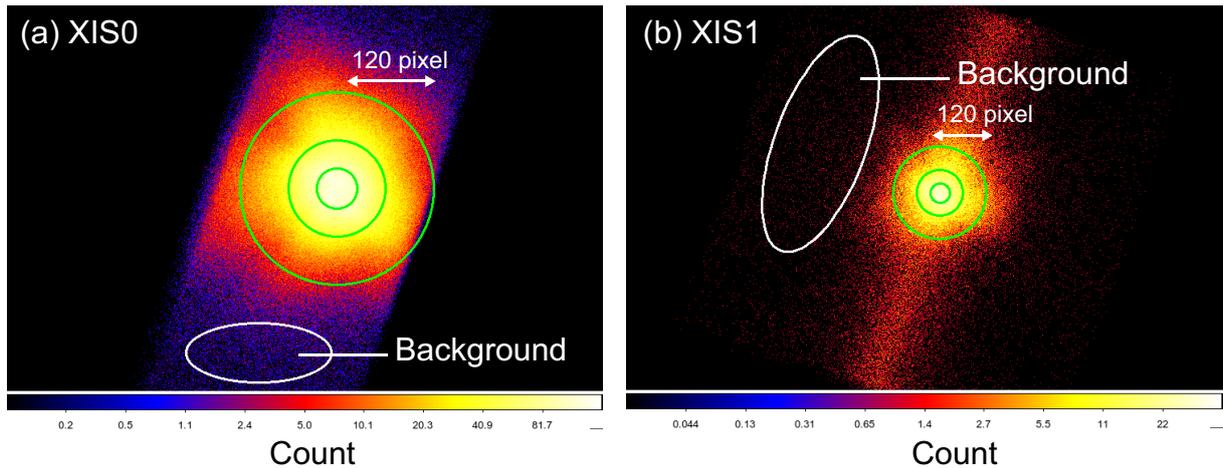


図 7.6: Crab の XIS 観測データのイメージ。(a) XIS0、(b) XIS1 のそれぞれについて、緑色の同心円は、点源中心から半径 25、60、120 ピクセルの円を表す。白色の曲線で囲まれた領域は、バックグラウンドとして用いた領域を表す。

7.4.2 先行研究の結果

Crab のスペクトルモデルは通常、星間吸収のかかったべき関数(式 4.6)で表される。光子指数の異なる 2 つのべき関数で表されることもあるが、光子指数の変化は ~ 100 keV で起きるため、10 keV 以下の観測を扱う今回の解析には影響しない。

表 7.3 にいくつかの先行研究で導き出されたスペクトルパラメータをまとめた。ここでピックアップしたのは、

- この節で解析する「すぎく」観測データの HXD の解析結果
- パイルアップの影響がなく、3–78 keV を観測する *NuSTAR* の解析結果
- パイルアップの影響が小さく、2–12 keV を観測する「ひとみ」SXS の解析結果

である。Crab の星間吸収は非常に小さいことから、 \sim 数 keV 以下でしか影響しないため、先行研究ではほぼ決定できていない。光子指数については、「すぎく」HXD や *NuSTAR* といった硬 X 線に照準を置いた検出器では 2.10–2.12 という結果が出るのに対し、軟 X 線のみを解析した「ひとみ」SXS では、2.17 という結果が出ており、スペクトルが少しソフトになっている。フラックスについては、「すぎく」と *NuSTAR*・「ひとみ」で観測時期が 10 年ほど異なり、その間に Crab が X 線帯域において暗くなっているため (Wilson-Hodge et al., 2011)、「すぎく」のデータのみを参考にする。

表 7.3: Crab の X 線観測を解析した先行研究の結果。

衛星/検出器	観測日時	観測帯域 (keV)	N_{H}^{a} (10^{22} cm^{-2})	Γ^{a}	2–10 keV unabsorbed flux ^a ($10^{-8} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$)
^b 「すぎく」HXD	2006-04-04	25–500	0 (fix) ^e	$2.109_{-0.013}^{+0.008}$	2.56
^c <i>NuSTAR</i>	2015-10	3–78	0.22 (fix) ^e	2.098(6)	2.12(1)
^c <i>NuSTAR</i>	2016-04	3–78	0.22 (fix) ^e	2.116(7)	2.15(1)
^d 「ひとみ」SXS	2016-03-25	2–12	0.46(5)	2.17(1)	2.14(3)

^a パラメータの説明は表 4.1 参照。

^b Kouzu et al. (2013)

^c Madsen et al. (2015, 2017)

^d Hitomi Collaboration et al. (2018)

^e フィッティングの帯域に星間吸収がほとんど影響しない。

7.4.3 XSPEC を用いた線形なスペクトル解析

シミュレータを用いた非線形スペクトル解析と結果の比較をするために、まずは図 7.6 のように天体の撮像領域を円環状に切り出し、従来の方法として XSPEC を用いた線形なスペクトル解析を行った。

表 7.4 に XSPEC を用いた線形なスペクトル解析の結果をまとめた。光子指数、フラックスに注目すると、パイルアップの影響が大きいと考えられる点源の中心部 (半径 0–25 ピクセル領域) で、「スペクトルのハードニング」と「フラックスの減少」という 4.2 節で挙げたパイルアップの影響が確認できる。

ここで、表 7.4 に示す解析結果で特に注目すべき点は 2 つあり、

- pile-up fraction $f_{\text{pl}}(x)$ の領域ごとの比
- 半径 0–25 ピクセル領域のフラックス

が挙げられる。まず 1 つ目については、たとえば、半径 0–25 ピクセル領域と 60–120 ピクセル領域の $f_{\text{pl}}(x)$ の比に注目したとき、Aql X-1 の XIS0 観測では 21 倍程度であるのに対して (表 4.1)、Crab の XIS0 観測では 6 倍程度となっており、大きく食い違っている。また、2 つ目については、XIS0 と XIS1 とともに、2–10 keV unabsorbed flux が過小評価されすぎていることがわかる。Aql X-1 の XIS0 観測では、半径 0–25 ピクセル領域のフラックスが半径 60–120 ピクセル領域のフラックスの 90%程度に過小評価されているのに対して (表 4.1)、Crab の観測では XIS0 で 45%、XIS1 で 52%とその比率が極めて小さくなっている。7.4.1 節で述べたように、Crab の観測データのパイルアップ度合いは Aql X-1 の 2 倍程度であり、その影響でフラックスがここまで減少することは考えにくく、シミュレーションでもその減少度合いを再現できないことは確認済みである。以上の 2 つの注目点を合わせて考えると、「衛星の姿勢揺らぎ」が影響している可能性が高い。衛星の姿勢揺らぎは

pipeline を通して解析した時点である程度は補正されているが (Uchiyama et al., 2008)、それでも 1 ks の観測時間で ~ 20 ピクセル程度の姿勢の揺らぎが残る (Yamada et al., 2012)。そのため、全てのフレームを積算したイメージを見ると、PSF のピークがなまされ、カウントレートの高い領域が周囲に漏れ出すことになる。Crab の観測時間は Aql X-1 の XIS0 の観測時間の 20 倍程度あり、衛星の姿勢揺らぎは大きくなると予想される。結果的に、点源の中心部のフラックスが過小評価され、その分、周辺部のフラックスが過大評価されると考えられる。従来の方法を用いてパイルアップの影響を取り除いたスペクトル解析を行う場合、しばしば中心部をくり抜いて円環状の領域を解析することがあるが、この場合、衛星の姿勢揺らぎは考慮に入れるべき大きな問題である。なお、1 つ 1 つのフレーム時間内 (0.1 s) で衛星の姿勢揺らぎは極めて小さく、そもそものパイルアップ度合いには影響を及ぼさない。

表 7.4: Crab の「すざく」 XIS 観測データの XSPEC による線形なスペクトルフィッティングの結果 (1–10 keV)。

検出器	半径 (pixel)	$f_{\text{pl}}(x)^{\text{a}}$ (%)	N_{H}^{a} (10^{22} cm^{-2})	Γ^{a}	2–10 keV	
					unabsorbed flux ^a ($10^{-8} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$)	χ^2_{ν} (d.o.f.) ^a
XIS0	0–25	0.59	0.33(1)	1.91(1)	1.263(7)	1.28 (698)
	25–60	0.34	0.366(7)	2.068(8)	2.72(1)	1.32 (1196)
	60–120	0.095	0.355(8)	2.163(9)	2.83(1)	1.22 (1159)
	0–120	0.17	0.356(5)	2.072(5)	2.302(5)	1.42 (1655)
XIS1	0–25	0.56	0.32(2)	1.97(3)	1.36(2)	1.18 (195)
	25–60	0.35	0.32(1)	2.05(2)	2.80(2)	1.05 (494)
	60–120	0.13	0.33(1)	2.13(2)	2.61(2)	0.99 (589)
	0–120	0.19	0.33(1)	2.08(1)	2.37(1)	1.16 (848)

^a パラメータの説明は表 4.1 参照。

7.4.4 非線形スペクトル解析の適用

7.3 節で Aql X-1 に適用したのと同じように、7.2.4 節で記したシミュレータを用いた非線形スペクトル解析を Crab に適用した。7.4.3 節で詳しく記した衛星の姿勢揺らぎについては、揺らぎよりも十分大きな領域である半径 120 ピクセルの円を天体の領域として採用したことから、その影響は小さいと考えられる。シミュレータに入力する観測時間は、マシンスペックと時間の制約を考慮し、実際の観測時間の約 2 倍にあたる 2 ks に設定した。

シミュレータを用いた非線形スペクトル解析の結果を図 7.7 に、XSPEC による線形な解析との最適パラメータの比較を表 7.5 にまとめた。図 7.7 より、非線形フィッティングの最適パラメータの構成するスペクトルモデルが観測データを 20% 以内でよく再現できることがわかる。以下に、表 7.5 にある各パラメータのフィッティング結果に関する考察を

記す。

- 星間吸収のパラメータ N_{H}

Crab の星間吸収のパラメータは $N_{\text{H}} \sim 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ と比較的小さく、星間吸収の少ない天体として知られている。たとえば、 $N_{\text{H}}/10^{22} \text{ cm}^{-2} = 0.4$ のとき、スペクトルは 2 keV で 15% 程度、3 keV で 6% しか変化しない。そのため、「すぎく」HXD や *NuSTAR* の観測を解析した先行研究では、 N_{H} を決定できていない。表 7.3 に示される「ひとみ」SXS の結果 $N_{\text{H}}/10^{22} \text{ cm}^{-2} = 0.46 \pm 0.05$ と本研究の非線形スペクトル解析の結果 $N_{\text{H}} = 0.383 \pm 0.002$ (XIS0)、 0.341 ± 0.003 (XIS1) はともに誤差の範囲内では一致していないのは、星間吸収の小ささからくるパラメータ決定の難しさが原因と考えられる。

- 光子指数 Γ

表 7.5 にまとめられた光子指数の最適パラメータに注目すると、非線形スペクトル解析から得られた光子指数の値は、XIS0 と XIS1 とともに、XSPEC による半径 60–120 ピクセル領域の線形な解析結果と誤差の範囲内で一致し、半径 0–120 ピクセル領域の線形な解析結果よりも有意に大きい。このことから、非線形スペクトル解析が、パイルアップの影響を受けて誤った結果を出力する XSPEC の線形な解析結果を適切に補正していることがわかる。先行研究をまとめた表 7.3 と比較すると、XIS0 の結果 $\Gamma = 2.165 \pm 0.002$ は「ひとみ」SXS の解析結果と一致し、XIS1 の結果 $\Gamma = 2.131 \pm 0.003$ は「すぎく」HXD や *NuSTAR* の結果により近く、そのどちらの値が正しいかは現時点では不明である。

- 2–10 keV unabsorbed flux

フラックスは、光子指数とは異なり、衛星の姿勢揺らぎの影響を直に受ける。XIS0 では、非線形スペクトル解析の結果は、XSPEC を用いた半径 0–120 ピクセル領域の線形な解析結果よりも大きく、半径 60–120 ピクセル領域の線形な解析結果よりも小さい。このことから、XSPEC で領域を切り分けたときの解析結果は、半径 0–120 ピクセル領域ではパイルアップの影響でフラックスが過小評価される一方、半径 60–120 ピクセル領域では衛星の姿勢揺らぎでフラックスが過大評価されていると考えられる。一方で、XIS1 では、非線形スペクトル解析の結果は、パイルアップの影響が大きい 0–120 ピクセル領域の XSPEC の解析結果よりも大きいが、半径 60–120 ピクセル領域の解析結果に近いため、衛星の姿勢揺らぎが半径 60–120 ピクセルの円環状領域の入射 X 線空間分布に与える影響は XIS0 の場合よりも小さいと考えられる。表 7.3 の先行研究のうち、フラックスで比較対象になるのは同時期の観測である「すぎく」HXD のみであり、その結果は XIS0 と XIS1 のスペクトル解析結果の間の値をとっている。X 線衛星同士の cross-calibration を行った先行研究によると、X 線衛星の検出器同士のフラックスの測定結果は最大で $\sim 10\%$ ずれるため (Tsujiimoto et al., 2011)、この結果は「すぎく」HXD の観測結果と十分に整合性がとれている。したがって、衛星の姿勢揺らぎというフラックスに対する強力な不確定要素があるながらも、非線形スペクトル解析の出力した最終的な結果は先行研究の結果と矛盾せず、正しい範囲にあることがわかる。

以上より、CrabのXIS観測データについて、スペクトルの最も重要なパラメータである光子指数に関しては、非線形スペクトル解析を適用することで正しくパイルアップの影響が補正されることがわかった。また、星間吸収とフラックスについても、ある程度良い精度で非線形スペクトル解析がパイルアップの影響を補正することが確認できた。

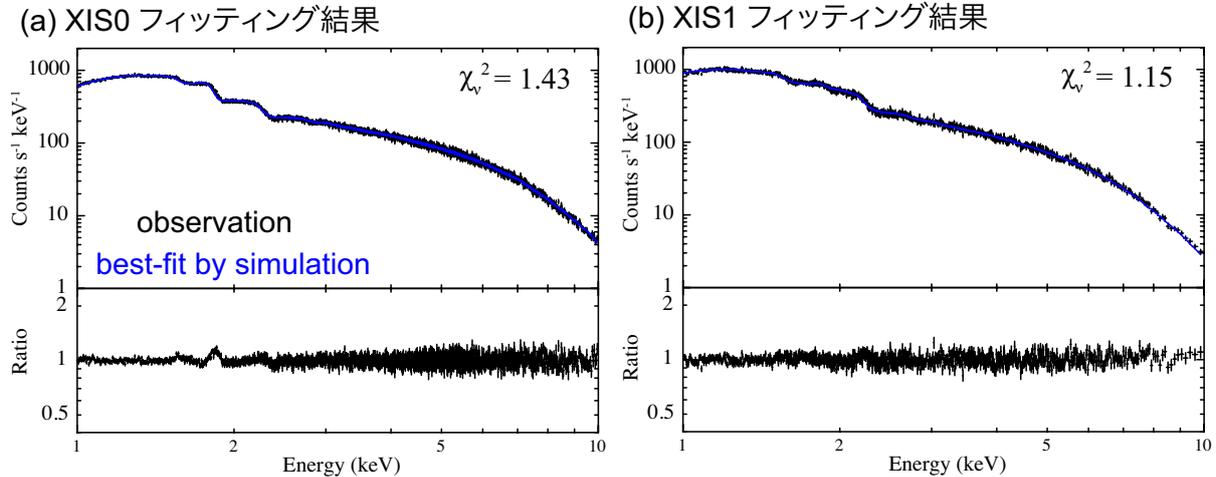


図 7.7: シミュレータを用いて非線形性を考慮した Crab の (a) XIS0、(b) XIS1 観測データのスペクトル解析結果 (1–10 keV)。黒色のプロットは観測データ点、青色の曲線はベストフィットモデルを表す (表 7.1 参照)。

表 7.5: シミュレータを用いて非線形性を考慮した Crab の XIS 観測データのスペクトル解析結果と XSPEC による線形な解析結果との比較 (1–10 keV)。

検出器	解析方法	N_{H}^{a} (10^{22} cm^{-2})	Γ^{a}	2–10 keV	
				unabsorbed flux ^a ($10^{-9} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$)	χ^2_{ν} (d.o.f.) ^a
XIS0	非線形 0–120 pixel ^b	0.383 ± 0.002	2.165 ± 0.002	2.500 ± 0.005	1.43 (1655)
	線形 0–120 pixel ^c	0.356 ± 0.005	2.072 ± 0.005	2.302 ± 0.005	1.42 (1655)
	線形 60–120 pixel ^c	0.355 ± 0.008	2.163 ± 0.009	2.83 ± 0.01	1.22 (1159)
XIS1	非線形 0–120 pixel	0.341 ± 0.003	2.131 ± 0.003	2.660 ± 0.007	1.15 (848)
	線形 0–120 pixel	0.33 ± 0.01	2.08 ± 0.01	2.37 ± 0.01	1.16 (848)
	線形 60–120 pixel	0.33 ± 0.01	2.13 ± 0.02	2.61 ± 0.02	0.99 (589)

^a パラメータの説明は表 4.1 参照。

^{b,c} エラーの評価方法の説明は表 7.1 参照。

7.5 検討課題と改善案

この章で考案した手法と枠組みには様々な検討課題も存在する。それらを改善案とともに以下に記す。

- シミュレータの精度 (シミュレーションの系統誤差)
モデルスペクトルから検出器応答を出力するときに用いるシミュレータが現実の物理現象を再現できていなければ、それだけ解析に系統誤差がのることになる。この問題は、シミュレータの精度を上げることでしか解決できない。本研究の利点の一つは、シミュレータを全く別のものに差し替えても成立することであり、より良いシミュレータが開発されればそのまま系統誤差は小さくなる。
- シミュレーションの統計誤差
最適パラメータの探索およびエラー範囲の計算をするとき、 χ^2 の揺らぎは 90% 信頼区間を表す 2.706 よりも大きくなるため、厳密な極小値探索やエラー範囲の調査ができていない。これは、シミュレーションの統計誤差がのっているために起こると考えられる。 χ^2 の揺らぎは、モデルからスペクトルを出力するときにシミュレータに入力する観測時間を増やすことで改善されることを既に確認している。乱数の種を変えて何度かシミュレーションを振り、それらの結果を平均するという方法でも改善できる。あとは、求められる精度と時間の制約とマシンスペックを総合的に考慮して、シミュレーションの統計誤差の妥協点を探せばよい。
- 衛星の姿勢揺らぎへの対応
Aql X-1 および Crab の XSPEC によるスペクトル解析で最も大きな問題になったのは衛星の姿勢揺らぎである。この現象はシミュレータの精度とは無関係であり、XSPEC で解析する際に姿勢揺らぎよりも十分大きな領域を天体領域として切り出すか、そもその観測結果に衛星の姿勢揺らぎの補正を施すかのいずれかの方法で解決できる。実際に先行研究 (Yamada et al., 2012) では、100 s ごとに観測データを切り分けて、それぞれの time bin で点源の中心座標を決めることで、観測データのピクセル位置を補正している。
- エラーの推定方法
シミュレータを用いたスペクトル解析における最も大きな問題点は、エラーの推定に莫大な時間がかかることである。本来は、該当パラメータを少しずらしたときの χ^2 のずれを求める際、他のパラメータも best-fit を探索しながら計算を進めるが、本研究では時間の節約のため該当パラメータ以外のパラメータを全て best-fit の値に固定した。そのために、エラーの範囲を過小評価してしまうという問題があった。その解決策として、全てのパラメータの相関度合いを予め XSPEC などを用いて計算し、相関方向を表すパラメータ空間での固有ベクトルを入力するという方法を提案する。 n 次元パラメータ空間における χ^2 のずれの等高線 (面) は、 n 個の固有ベクトルを軸とする n 次元の楕円体の表面と一致するはずであり、それをもとに各パラメータのエラーを推定することができるはずである。

- シミュレーションの系統誤差と観測の系統誤差の切り分け

本研究で行った非線形スペクトル解析は、いずれも実際の天体の観測データに適用されており、その結果の解釈において、シミュレーションの系統誤差とそもそもの観測データにのっている系統誤差を明確に区別することができなかつた。その改善策として、実際の観測データを使わずに、モデルスペクトルのみを仮定したシミュレーションによって観測の再現を行うことが挙げられる。まずはパイルアップの影響が無視できる程度の天体の明るさでシミュレーションを行い、もとのモデルスペクトルでフィッティングできるかを確かめれば、シミュレータの系統誤差の評価につながる。続いて、パイルアップを考慮する必要がある程度の天体の明るさで観測再現シミュレーションを行い、そこで出力された検出器スペクトルに対して非線形スペクトル解析を適用することで、もとの仮定したモデルスペクトルを再現できるかどうかを調べる。それによって、非線形スペクトル解析の解析ループの中で「光子検出の再現」という線形過程を切り離したことの妥当性やそれが引き起こす系統誤差の評価を行うことができる。

- バックグラウンドの影響

本研究ではバックグラウンドを差し引いて解析を行っているが、本来はバックグラウンドもパイルアップには多少貢献する。しかし、パイルアップするほどの明るい天体の解析においてはバックグラウンドは無視できるに等しく、他の効果に比べてその影響が非常に小さいため、現時点で特に改善策は必要ないと考えられる。

7.6 まとめ

この章では、5章と6章で構築したシミュレータを用いて、天体の観測データからパイルアップの影響を補正して元の天体のスペクトルを推測する手法を考案し、その枠組みを作った。シミュレータを用いた非線形スペクトル解析をまず、シミュレータの構築に用いた Aql X-1 に適用し、パイルアップの影響を正しく補正した。それと同時に、新たに開発したスペクトル解析方法の正しさとシミュレータの一貫性を確認した。次に、シミュレータの構築に全く関わっていない別の天体である Crab にも同様の手法を適用し、やはりパイルアップの影響を正しく補正したスペクトル解析を行うことができた。解析方法には様々な改善点があるものの、パイルアップした天体に普遍的に適用できる解析方法の確立に成功した。

第8章 XRISM衛星への適用と展望

本研究の目的は、2021年度に打ち上げ予定のXRISM衛星に搭載されるCCD検出器Xtend-SXIを用いた観測に備えて、明るい天体のパイラアップした観測結果の正しい補正方法を確立することである。7章までに記した研究成果では、過去の観測データを用いて、「すぎく」XISのパイラアップした観測データを正しく補正する枠組みの開発と実データへの適用に成功した。そこで、打ち上げ時に実際にパイラアップの補正アルゴリズムをCCD検出器の観測に適用することを見据えて、将来の展望について考察する必要がある。この章では、本研究で開発した手法と枠組みをXRISM衛星のCCD検出器に適用するために必要なものと、観測データを実際に解析するユーザーがどのようにしてパイラアップの補正ツールを利用するかについて述べる。さらに、XRISM衛星に本研究がもたらす恩恵についてもまとめる。

8.1 XRISM衛星への適用のために必要なもの

以下に、本研究で開発した枠組みのXRISM衛星における実用化に向けて必要なものを列挙する。

- XRISM衛星 Xtend-SXI の検出器シミュレータ
本研究では、「すぎく」XIS0とXIS1の検出器シミュレータの開発にとどまっているため、空乏層厚や不感層の構造、電場構造、ピクセルサイズ、ピクセル数、温度、エネルギー分解能などのパラメータをXtend-SXIの仕様に変更してシミュレーションを行う必要がある。不感層の構造や電場構造といった「非自明なシミュレーションパラメータ」については6章で述べた通り、現実の複雑な物理を再現することは難しく、ある種の実効的な値を採用することになる。その決定にはCCD検出器で観測したデータが必要であり、打ち上げ前の地上実験のデータを利用するか、打ち上げ直後のキャリブレーションデータを利用するかのどちらかになる。
- SXIのイベント抽出アルゴリズムの実装
イベントリストをフレームデータ化した後、再びイベント抽出をする過程で、その抽出アルゴリズムをSXI仕様に変更する必要がある。幸い、SXIもXISと全く同じgrade法によってイベント抽出を行うため、シミュレータの中身を変更することなく、event thresholdとsplit thresholdのみを変更すればよい。
- SXIのrmf、arf
モデルスペクトルに対する検出器の線形応答を出力するために必要である。本研究

とは関係のない一般的なスペクトル解析でも必要なため、公開されているもの、もしくは pipeline 等を用いて作成できるものを用いればよい。

- シミュレータを用いたスペクトル解析を高速で行える計算機

図 7.1 に示したスペクトル解析の方法は、時間の節約を大幅に図ったものの、それでも一般的なコンピュータでは数時間～数日の時間がかかる。時間的な制約は、解析的に解けない非線形な現象にアプローチする際にしばしば大きな問題となる。本研究で示した方法は、パラメータ空間で極小値を探索する際、パラメータ空間上の各点で χ^2 を計算する過程が完全に独立であり、計算の並列化が可能である。そのため、計算機のスペックとコア数に比例してフィッティングの時間は短くなると考えてよい。

以上のように、シミュレーションを用いたスペクトル解析の枠組みはすでに出来上がっているので、シミュレーションのそれぞれの過程を「すぎく」XIS 仕様から *XRISM* Xtend-SXI 仕様に変更すればよい。

8.2 一般ユーザーによるスペクトル解析

衛星の打ち上げ時には、*XRISM* 衛星の観測データを解析する一般ユーザーが、本研究で開発した枠組みを用いて、パイプアップを考慮した非線形スペクトル解析を行えるようにしなければならない。ここでは、その方法について議論する。

図 7.1 に示された解析の枠組み全て、つまり「光子検出の再現」と「フレーム読み出し、データ処理の再現」を行うシミュレータをユーザーに配布して、個人のローカルマシンでスペクトル解析を行うのは、database の容量の大きさと解析にかかる時間を考えると現実的ではない。そのため、*XRISM* 衛星の運営側で何らかの窓口を設け、ユーザーがそこに必要な情報を入力することで、遠隔地でシミュレーションを回し、その結果をユーザーに還元する、という方法が望ましい。

図 8.1 に本研究で開発したスペクトル解析手法のユーザーの利用方法の概念図を示した。まず、あらかじめ遠隔サーバーで「光子検出の再現」を行う検出器シミュレータを用いて大量の X 線イベントをふっておき、database を生成する。この際、7.2.4 節で議論したように、入力するスペクトル分布は天体のスペクトル分布に近いことが望ましいので、黒体放射やべき関数などいくつか典型的な天体スペクトルを設定し、複数の database を作っておく。ユーザーから観測データとスペクトルモデル、arf 等の入力があり次第、該当天体のスペクトルに最も近い database からパラメータ空間の 1 つ 1 つの点ごとにサンプリングを行い、「フレーム読み出し、データ処理の再現」を適用して最適パラメータとエラーを計算し、ユーザーに還元する。このとき、図 7.1 と異なるのは、database に検出器の空間分布をあらかじめ紐付けせず、database からのサンプリングの時点でユーザーの入力した arf の PSF にしたがって空間分布を紐づけていく点である。これは、観測ごとに検出器の空間分布、すなわち arf の PSF が異なることに対応するためである。理想的には、衛星の姿勢揺らぎの影響を最小限に減らすため、ユーザーが入力する観測データは、姿勢揺らぎについて最大限に補正されていることが望ましい。

以上のように、個人のローカルマシンでシミュレータをダウンロードしてスペクトル解析することが困難でも、窓口を設けることで、ユーザーの入力した情報に基づいて遠隔でシミュレーションを実行し、マシンの性能が十分良ければ必要なデータを～数時間後にユーザーに還元することができる。

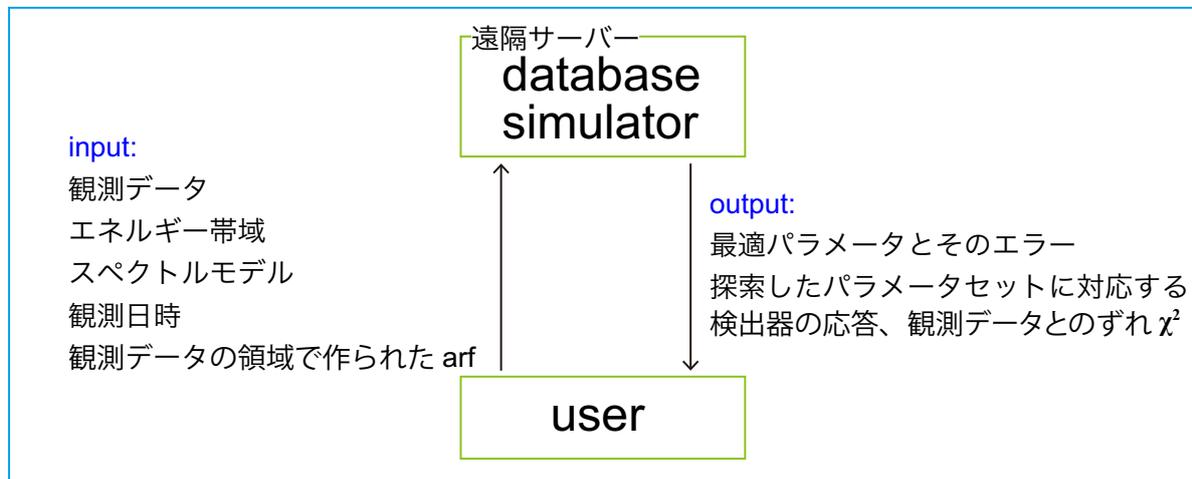


図 8.1: シミュレータを用いた非線形スペクトル解析をユーザーが利用する方法の概念図。

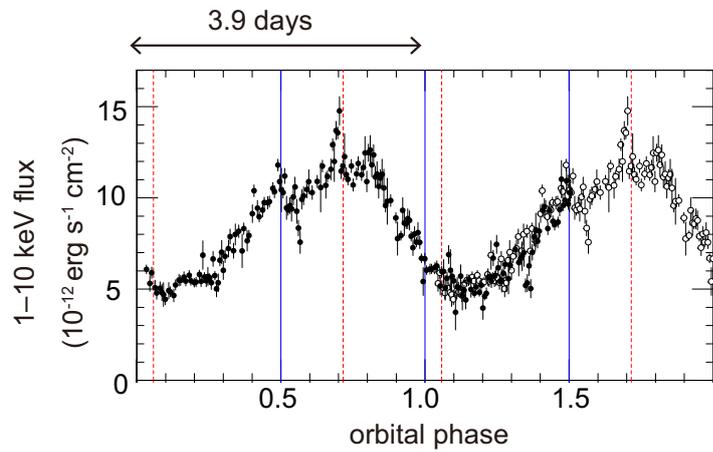
8.3 本研究が XRISM 衛星にもたらす恩恵

CCD 検出器を用いた明るい天体の観測においてはこれまで、データ解析時にパイルアップの影響が大きい点源の中心部分をくり抜いて解析することでパイルアップに対処してきた。この方法は相当数の統計を無駄にする上に、点源の中心部の小さい領域を解析から除外することで、衛星の姿勢揺らぎの影響を受け、PSF が不正確になることでフラックスを正確に測定できないという問題もある。本研究で提示した非線形スペクトル解析の手法は、パイルアップの影響が大きい領域のイベントも無駄にすることがないため大幅な統計誤差の減少が見込まれる上に、衛星の姿勢揺らぎを考慮しなくても問題がない程度の大きな領域を切り出して解析を行うことができるため、フラックス測定の正確性も向上する。統計誤差と系統誤差ともに改善するという意味で、非線形スペクトル解析は天体のスペクトル決定精度の向上に貢献する。

本研究で開発した非線形スペクトル解析は、特に短期間で時間変動する天体を解析する際に観測精度の向上に貢献する。たとえば、図 8.2 に示すように、LS 5039 というガンマ線連星はコンパクト天体が主系列星のまわりを 3.9 日周期で公転することによって、軌道周期に対応したフラックス変動を示す。このように、観測時間と同等かそれより短いタイムスケールで時間変動する天体を CCD 検出器で観測するとき、統計誤差の改善はフラックス変動の解析における時間分解能の改善にそのまま繋がる。また、衛星の姿勢揺らぎによる系統誤差を取り除くことができれば、フラックス評価の精度も向上する。短期間で時間変動する天体としては、連星系の軌道周期に伴う変化の他に、マグネターのフレア、X

線連星や活動銀河核の短期間光度変化などが挙げられ、その多くがフラックスの大きいパイルアップを起こしやすい現象であるため、よりいっそう非線形スペクトル解析が有効な手段となる。

(a) LS 5039 のライトカーブ



(b) LS 5039 軌道変化

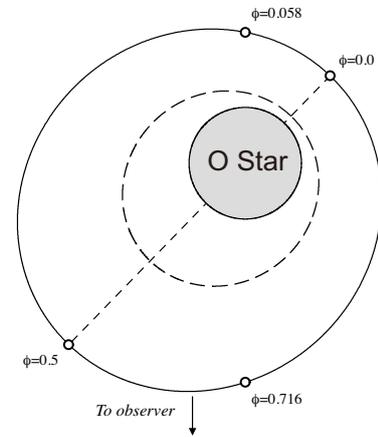


図 8.2: (a) ガンマ線連星 LS 5039 のライトカーブ (Kishishita et al., 2009)。軌道周期にあたる 3.9 日のフラックス変動を示す。(b) LS 5039 の軌道変化の描像 (Casares et al., 2005)。

第9章 結論

本修士論文では、XRISM衛星の打ち上げに向けて、CCD検出器の高フラックス天体に対する非線形応答である「パイルアップ」について、その分析と補正アルゴリズムの開発に取り組んだ。以下に、本研究で取り組んだこととその成果について述べる。

- X線天文衛星に搭載されているCCD検出器が天体由来の光子を検出してフレーム読み出しを行い、X線イベントデータとなるまでの過程を逐一再現するシミュレータを構築した。
- CCD検出器の観測を再現するシミュレータについて、パイルアップの影響が少ない領域(半径60–120ピクセル領域)で、シミュレーションの出力を「すぎく」XISのAql X-1の観測データと比較することで、「不感層の材質と厚さ」、「空乏層内部の電場構造」という非自明なシミュレーションパラメータを調整し、正しく観測を再現できるようにした。
- 調整したパラメータを用いてシミュレータによる観測再現を行い、Aql X-1の観測データについて円環状に切り出した領域同士を比較することで、「スペクトルのハードニング」、「フラックスの減少」、「single pixel eventの減少」、「bad grade eventの増加」という4つの代表的なパイルアップの影響について、観測とシミュレーション間で比較し、シミュレータをスペクトル解析に適用できる十分な精度で観測結果を再現できることを示した。
- シミュレータを用いてパイルアップの影響を考慮した非線形スペクトル解析を行う手法と枠組みを考案・設計した。その際、全過程のシミュレーションから非線形過程のみを解析ループで適用するようにし、それ以外の線形過程はdatabaseとしてあらかじめ蓄えておくという手法を用いた。この高速化アルゴリズムにより、1パラメータセットあたりの計算時間は1/100程度に短縮した。
- 「すぎく」XISの観測データのうち、パイルアップの影響が見られるAql X-1とCrabの観測データに非線形スペクトル解析を適用し、パイルアップの影響を正しく補正できることを示した。具体的には、非線形スペクトル解析の導き出した光子指数が、パイルアップの少ない領域のみに線形スペクトル解析を適用した結果と一致し、非線形スペクトル解析がパイルアップの効果を除外できることを示した。

以上より、本研究では、CCD検出器の観測を再現するシミュレータの開発とシミュレータを用いた非線形スペクトル解析の手法の開発の両者を行うことによって、これまで大きな課題であり続けたパイルアップ問題に対する有効な解決策を提示することに成功した。

謝辞

本修士論文は多くの方々の尽力によって完成に漕ぎ着けることができました。深く感謝を申し上げます。

まず、指導教員である馬場彩准教授には、修士課程の2年間にわたって丁寧にご指導いただき、研究者として大きく成長できたと感じています。常に対等な立場で議論をしてくださり、その助言のほとんどが非常に的確なものでした。修士論文の添削もその例外ではなく、こまめに助言をいただいたことで執筆が順調に進みました。小高裕和助教には、コードの書き方やシミュレータの構築の仕方など、ソフトウェアを用いた研究の基本を教えてくださいました。その上、シミュレーション結果の評価やデータ解析の手法など、研究の細部に至るまで何度も議論していただきました。修士課程2年に上がってから本格的に始めた本研究をここまでの修士論文に仕上げることができたのは、間違いなくお二方の尽力のおかげです。

共同研究者の方々にも大変お世話になりました。特に、東北学院大学の村上弘志准教授には、わざわざ研究室に招いていただき、CCD検出器の構造やシミュレータの実装に関して2日間も時間を割いて議論していただきました。宮崎大学の森浩二准教授、大阪大学の林田清准教授、埼玉大学の寺田幸功准教授、奈良教育大学の信川正順准教授、広島大学の水野恒史准教授、その他XRISM PVOチームの方々には、テレコンミーティングで多くの貴重な意見をいただきました。この研究はもう少し続くことになりそうなので、今後とも宜しく願いいたします。

研究室のメンバーにも深く感謝申し上げます。鈴木寛大さんはソフトウェアのバグや物理の不明点を相談したとき、いつも自分の仕事の手を止めて一緒に解決策を考えてくださいました。和田有希さん、春日知明さんには、学会の発表練習で多くの的確な質問と指摘をいただき、研究の質の向上に役立てることができました。M1の高嶋聡くんと畠内康輔くんには、数多くある発表練習に毎度付き合ってくださいました。そして、同期の會澤優輝くんには、修士課程の間だけでなく、学部時代から物理の議論をはじめとする様々な相談に乗ってもらいました。特に、修士論文のフォーマットで困っていたところを、クラスファイルを自力で書き換えて解決してくれたのには本当に感謝しています。秘書の杓間はづきさんと事務の河野久仁子さんには、様々な事務手続きでお世話になりました。博士課程でも引き続きお世話になりますので、今後とも宜しく願いいたします。

最後に、生活に全く干渉することなく見守ってくれた両親や祖母、平日頃から話し相手となってくれた弟、横島亘くん・垂水勇太くん・林拓未くん・大野巧作くんをはじめとする大学院の同期、その他多くの友人たち、私のプライベートに携わってくれた全ての皆様に感謝いたします。

2020年1月6日 丹波 翼

参考文献

- Agostinelli, S., Allison, J., Amako, K., et al. 2003, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 506, 250–303.
- Allison, J., Amako, K., Apostolakis, J., et al. 2006, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53, 270–278.
- Allison, J., Amako, K., Apostolakis, J., et al. 2016, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 835, 186–225.
- Anders, E., and Grevesse, N. 1989, *Geochim Cosmochim Acta*, 53, 197–214.
- Arnaud, K. A. 1996, in Jacoby, G. H. and Barnes, J. eds. *Astronomical Data Analysis Software and Systems V* 101 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 17.
- Bambynek, W., Crasemann, B., Fink, R. W., et al. 1972, *Reviews of Modern Physics*, 44, 716–813.
- Bautz, M. W., Pivovarov, M., Baganoff, F., et al. 1998, *X-ray CCD calibration for the AXAF CCD Imaging Spectrometer* 3444 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 210–224.
- Boella, G., Butler, R. C., Perola, G. C., et al. 1997, *AApS*, 122, 299–307.
- Casares, J., Ribó, M., Ribas, I., et al. 2005, *MNRAS*, 364, 899–908.
- Davis, J. E. 2001, *ApJ*, 562, 575–582.
- Giacconi, R., Kellogg, E., Gorenstein, P., et al. 1971, *ApJL*, 165, L27.
- Hayashida, K., Tomida, H., Mori, K., et al. 2018, in *Proceedings of the SPIE* 10699 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 1069923.
- Hitomi Collaboration, Aharonian, F., Akamatsu, H., et al. 2018, *PASJ*, 70, 14.
- Inoue, H. 1993, *Experimental Astronomy*, 4, 1–10.
- Jahoda, K., Swank, J. H., Giles, A. B., et al. 1996, *In-orbit performance and calibration of the Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE) Proportional Counter Array (PCA)* 2808 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 59–70.

- Jansen, F., Lumb, D., Altieri, B., et al. 2001, *A&A*, 365, L1–L6.
- Kishishita, T., Tanaka, T., Uchiyama, Y., et al. 2009, *ApJL*, 697, L1–L5.
- Kouzu, T., Tashiro, M. S., Terada, Y., et al. 2013, *PASJ*, 65, 74.
- Koyama, K., Tsunemi, H., Dotani, T., et al. 2007, *PASJ*, 59, 23–33.
- Madsen, K. K., Reynolds, S., Harrison, F., et al. 2015, *ApJ*, 801, 66.
- Madsen, K. K., Forster, K., Grefenstette, B. W., et al. 2017, *ApJ*, 841, 56.
- Makino, F., and ASTRO-C Team, 1987, *ApL*, 25, 223.
- Miller, E. D., Foster, R., Lage, C., et al. 2018, in *Proceedings of the SPIE 10699 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 106995R.
- Mitsuda, K., Bautz, M., Inoue, H., et al. 2007, *PASJ*, 59, S1–S7.
- Oda, M. 1980, *Acta Astronautica*, 7, 957–965.
- Odaka, H., Sugimoto, S., Ishikawa, S.-n., et al. 2010, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 624, 303–309.
- Sakurai, S., Yamada, S., Nakazawa, K., et al. 2012, in Petre, R., Mitsuda, K. and Angelini, L. eds. *American Institute of Physics Conference Series 1427 of American Institute of Physics Conference Series*, 308–309.
- Serlemitsos, P. J., Soong, Y., Chan, K.-W., et al. 2007, *PASJ*, 59, S9–S21.
- Strüder, L., Briel, U., Dennerl, K., et al. 2001, *A&A*, 365, L18–L26.
- Takahashi, T., Abe, K., Endo, M., et al. 2007, *PASJ*, 59, 35–51.
- Takahashi, T., Kokubun, M., Mitsuda, K., et al. 2016, *The ASTRO-H (Hitomi) x-ray astronomy satellite 9905 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 99050U.
- Tanaka, Y., Fujii, M., Inoue, H., et al. 1984, *PASJ*, 36, 641–658.
- Tanaka, Y., Inoue, H., and Holt, S. S. 1994, *PASJ*, 46, L37–L41.
- Tashiro, M., Maejima, H., Toda, K., et al. 2018, in *Proceedings of the SPIE 10699 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 1069922.
- Tsujimoto, M., Guainazzi, M., Plucinsky, P. P., et al. 2011, *A&A*, 525, A25.
- Tsunemi, H., Hayashida, K., Tsuru, T. G., et al. 2010, *Soft x-ray imager (SXI) on-board ASTRO-H 7732 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 773210.

- Turner, M. J. L., Abbey, A., Arnaud, M., et al. 2001, *A&A*, 365, L27–L35.
- Uchiyama, Y., Maeda, Y., Ebara, M., et al. 2008, *PASJ*, 60, S35.
- Verner, D. A., Ferland, G. J., Korista, K. T., et al. 1996, *ApJ*, 465, 487.
- Weisskopf, M. C., Brinkman, B., Canizares, C., et al. 2002, *PASP*, 114, 1–24.
- Wilson-Hodge, C., Cherry, M. L., Case, G. L., et al. 2011, in *Fast X-ray Timing and Spectroscopy at Extreme Count Rates (HTRS 2011)*, 43.
- Yamada, S., Uchiyama, H., Dotani, T., et al. 2012, *PASJ*, 64, 53.
- 穴田康貴, 2009, 修士論文, 「「すぎく」搭載 X 線 CCD カメラ XIS のバックグラウンドの研究」, 東京大学大学院理学系研究科物理学専攻.
- 今西健介, 2001, 修士論文, 「Astro-E 衛星搭載 XIS での X 線検出の素過程と応答関数」, 京都大学院理学研究科.
- 村上弘志, 1999, 修士論文, 「Astro-E 搭載 CCD 検出器 XIS と新しいイベント抽出法の研究」, 京都大学院理学研究科.
- 幅田翔, 2016, 修士論文, 「X 線天文衛星ひとみ搭載 SGD の偏光観測に向けたデータ処理の最適化」, 広島大学大学院理学研究科物理科学専攻.