

*Chandra* 衛星による超新星残骸の非熱的 X 線放射の  
観測的研究および X 線天文用 SOI ピクセル検出器の  
トリガー機能と多層化システムの検証

京都大学大学院 理学研究科 物理学第二教室 宇宙線研究室  
奥野 智行

2019 年 1 月 24 日



# Abstract

超新星残骸 (Supernova Remnant: SNR) での宇宙線の粒子加速を研究する上で、若い SNR に見られる非熱的 X 線放射は、被加速粒子の分布と周辺磁場を同時に反映する良いプローブである。特に非熱的 X 線放射の高角度分解能観測を行うことにより、局所的な構造に対してカットオフ付近の粒子の分布や磁場を調べることができ、星間ガス (Interstellar Medium: ISM) 分布とも比較ができるなど、SNR における粒子加速に対する理解を深めることができる。そこで本論文では、以下 2 つのアプローチで研究を行う。

## 1. *Chandra* 衛星による若い超新星残骸の非熱的 X 線放射の高角度分解能観測

非熱的 X 線放射が支配的な若い SNR である RX J1713.7-3946 について、スペクトルの硬さ (光子指数) の空間分布を調べた。南東部は外側ほど光子指数が小さいというありふれた分布を持つ。一方、南西部では外側のフィラメント状放射の光子指数が比較的大きく、内側の放射周辺の光子指数が小さいという特異な分布を得た。ISM 分布との相関を鑑み、前者は衝撃波の減速、後者は磁場乱流によるものと解釈できる。

*Tycho's* SNR の西側では近年、特徴的な非熱的 X 線縞状放射が発見され、その成因は未だに不明である。本論文では、複数年の画像とスペクトルの解析から、縞状放射の一部で強度と光子指数の数年単位の変動を初めて示した。SNR の非熱的 X 線の時間変動は RX J1713.7-3946、Cassiopeia A、G330.2+1.0 に続きこれで 4 例目であり、Ia 型 SNR では初めての観測例となる。この変動は数 100  $\mu$ G の増幅磁場が粒子加速やシンクロトロン冷却を促進したものと解釈できる。また、*Tycho's* SNR の順行衝撃波の固有運動の測定を行い、衝撃波の減速を初めて観測的に示した。さらに、RX J1713.7-3946 と同様に *Tycho's* SNR についても濃い ISM が付随していると考えられており、磁場増幅や減速を示唆する領域が ISM 分布と空間的に良い相関を示すことを明らかにした。

## 2. 次世代広帯域 X 線撮像分光衛星 FORCE 搭載に向けた SOI ピクセル検出器の開発

2020 年代後半に打ち上げを目指す FORCE 衛星は、1-80 keV の広帯域 X 線の撮像分光を 15 秒角以下の高角度分解能で実現する。我々は衛星搭載に向け、Silicon-On-Insulator (SOI) 技術を用いたピクセル検出器 “XRPIX” を開発してきた。その最大の特徴は高い撮像分光能力に加え、セルフトリガー機能により優れた時間分解能を持つことであり、本論文では、大面積素子 XRPIX5b に射出タイミングが制御できるレーザー光を照射することで、トリガー信号の遅延 (ディレイ) と揺らぎ (ジッター) の定量的な評価を行った。これらはトリガー閾値電圧と信号電荷量に対応する波高値の差で決まり、その差が小さくなるほどトリガー信号の遅延やジッターが大きくなることを示した。本実験で検証を行った範囲内で、100 ns-10  $\mu$ s のディレイと数 10 ns-数  $\mu$ s のジッターを達成し、FORCE 衛星搭載における要求性能を満たすことを確認した。また、衛星搭載システムのプロトタイプとして、複数枚の XRPIX5b の制御を同時に行う多層化システムの開発を進め、2 層同時フレーム読み出しに初めて成功した。



# 目次

第1章	序論	1
第2章	超新星残骸における宇宙線粒子加速と非熱的放射	5
2.1	衝撃波の物理と衝撃波統計加速 (DSA)	5
2.1.1	衝撃波と Rankine-Hugoniot の関係式	6
2.1.2	衝撃波統計加速 (DSA)	7
2.2	被加速粒子からの非熱的放射の放射過程	9
2.2.1	シンクロトロン放射	9
2.2.2	逆コンプトン散乱	10
2.2.3	$\pi^0$ 崩壊	11
2.2.4	制動放射	12
2.2.5	非熱的放射過程のまとめと観測されるスペクトル	13
2.3	超新星残骸からの非熱的放射の観測	13
第3章	<i>Chandra</i> 衛星	18
3.1	概観	18
3.2	High Resolution Mirror Assembly (HRMA)	19
3.3	Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS)	22
第4章	超新星残骸 RX J1713.7-3946 からの非熱的 X 線放射の空間分布観測	27
4.1	超新星残骸 RX J1713.7-3946	27
4.2	解析に用いた観測とデータ処理	28
4.3	イメージ	29
4.4	解析	29
4.5	議論	34
第5章	超新星残骸 <i>Tycho</i> からの非熱的 X 線放射の時間変動観測	40
5.1	超新星残骸 <i>Tycho</i>	40
5.2	解析に用いた観測とデータ処理	41
5.3	解析	42
5.3.1	縞状非熱的 X 線放射の年単位の強度変動解析	42
5.3.2	順行衝撃波の固有運動の測定	49
5.4	議論	55

<b>第 6 章</b>	<b>次世代広帯域 X 線撮像分光衛星 FORCE に向けた SOI ピクセル検出器開発</b>	<b>61</b>
6.1	高角度分解能硬 X 線観測	61
6.2	FORCE 衛星の概要と Si 検出器に対する要求	62
6.3	X 線天文用 SOI ピクセル検出器「XRPIX」	63
6.3.1	SOI ピクセル検出器の構造	64
6.3.2	X 線天文用 SOI ピクセル検出器「XRPIX」の開発	65
6.3.3	XRPIX の読み出し手順	66
6.3.4	大面積素子 XRPIX5b	69
6.3.5	XRPIX のピクセル回路とピクセルトリガー回路の動作	70
6.3.6	XRPIX のピクセル構造の改良と性能向上	75
<b>第 7 章</b>	<b>XRPIX のトリガー機能の検証</b>	<b>78</b>
7.1	FORCE 衛星における反同時計数処理と XRPIX に求められる時間分解能	78
7.2	実験のセットアップと条件	78
7.3	時間分解能測定実験に向けた予備実験	82
7.3.1	光電子増倍管によるレーザー光の立ち上がり遅れの測定	82
7.3.2	XRPIX のフレーム読み出しにおける解析手順とエネルギー較正	84
7.3.3	レーザー光のビームサイズと射出時間に対する波高値の測定	87
7.4	XRPIX5b のトリガー機能の検証	91
7.4.1	トリガー閾値電圧と軟 X 線に対するトリガー性能の考察	91
7.4.2	XRPIX5b のトリガー信号の遅延 (ディレイ) と揺らぎ (ジッター)	92
<b>第 8 章</b>	<b>XRPIX 多層化システムの実機検証</b>	<b>97</b>
8.1	XRPIX 多層化システム	97
8.2	セットアップ	101
8.3	フレーム読み出しによる性能評価	101
8.3.1	2 層同時フレーム読み出し実験	101
8.3.2	多層化システムのスペクトル性能悪化の原因調査	103
8.4	今後の開発への展望	107
<b>第 9 章</b>	<b>まとめ</b>	<b>108</b>

# 目次

1.1 Hess の気球実験	1
1.2 宇宙線のエネルギースペクトル	2
2.1 衝撃波統計加速の概念図	5
2.2 SNR の衝撃波の模式図	6
2.3 単色粒子からのシンクロトロン放射スペクトル	10
2.4 陽子-陽子反応の断面積	12
2.5 SNR における非熱的放射のスペクトル例	14
2.6 RX 1713.7–3946 北西部の X 線強度変動	15
2.7 Tycho’s SNR のストライプ構造	16
2.8 SNR のガンマ線スペクトル	17
3.1 Chandra 衛星の外観	18
3.2 HRMA の構造	19
3.3 HRMA の視野中心での Enclosed Energy Fraction (EEF)	20
3.4 HRMA、HRMA/ACIS、HRMA/HRC の有効面積	21
3.5 HRMA の vignetting 曲線	21
3.6 ACIS の外観	22
3.7 ACIS の構成	22
3.8 CCD の構造	23
3.9 ACIS の地上試験でのエネルギー分解能	24
3.10 ACIS の CTI 補正前後の軌道上でのエネルギー分解能	25
3.11 ACIS の非 X 線バックグラウンドのスペクトル	26
4.1 すざく衛星による RX J1713.7–3946 の X 線スペクトル解析と星間ガス分布の比較	28
4.2 XMM-Newton 衛星による RX J1713.7–3946 の X 線 (0.5–8 keV) イメージ	30
4.3 Chandra 衛星による RX J1713.7–3946 の X 線 (0.7–7 keV) イメージ	30
4.4 RX J1713.7–3946 からのスペクトル例	32
4.5 RX J1713.7–3946 の水素柱密度・光子指数の空間分布と X 線強度	33
4.6 光子指数対水素柱密度の相関プロット	34
4.7 水素柱密度を固定した南東部の光子指数分布	35
4.8 光子指数対 X 線 (3–10 keV) 表面輝度の相関プロット	35
4.9 光子指数対 X 線 (3–10 keV) 表面輝度の相関から外れるデータ点の対応領域	36
4.10 RX J1713.7–3946 の水素柱密度・光子指数の空間分布と星間ガス密度分布	36

4.11	衝撃波速度推定に用いたスペクトル抽出領域	38
5.1	<i>Tycho's</i> SNR の X 線三色図と分子雲分布	41
5.2	X 線 (4.1–6.1 keV) の 2003 年と 2015 年の差分画像	43
5.3	<i>Tycho's</i> SNR 西部の拡大図と射影プロファイル	44
5.4	<i>Tycho's</i> SNR からのスペクトル例とフィッティングモデル	45
5.5	強度変動領域のスペクトルとベストフィットモデル	47
5.6	固有運動測定に用いた領域	50
5.7	射影プロファイルの一例	51
5.8	射影プロファイルの移動の一例	51
5.9	移動量に対する $\chi^2$ 値分布の一例	52
5.10	固有運動と減速度の算出例	52
5.11	<i>Tycho's</i> SNR の固有運動と減速のベクトル表示	54
5.12	射影プロファイルの比較	54
5.13	<i>Tycho's</i> SNR の固有運動、減速と分子雲分布	57
5.14	衝撃波速度の 2 次元流体力学シミュレーション結果	58
6.1	FORCE 衛星と広帯域ハイブリッド X 線撮像装置 (WHXI) の概要	62
6.2	SOI ピクセル検出器の断面図	64
6.3	BPW の有無による MOSFET 特性の変化	65
6.4	XRPIX シリーズ	66
6.5	イベント駆動読み出し手順の概念図	67
6.6	XRPIX のヒットパターンの概念図	68
6.7	XRPIX5b の外観とブロック機能図	69
6.8	XRPIX5b のアナログ周辺回路の模式図	70
6.9	XRPIX5b のピクセル回路	71
6.10	XRPIX のトリガー回路の動作と制御信号のタイミングチャート	72
6.11	トリガー判定の模式図	74
6.12	XRPIX2b のイベント駆動読み出し時の信号波形	75
6.13	XRPIX5b のフレーム読み出しとイベント駆動読み出しによる $^{241}\text{Am}$ の X 線スペクトル	75
6.14	XRPIX のピクセル構造の改良	76
6.15	Double SOI 構造と PDD 構造を持つ XRPIX のイベント駆動読み出しによる $^{241}\text{Am}$ の X 線スペクトル	77
7.1	FORCE 衛星におけるイベント判定のフローチャートと反同時計数処理の概念図	79
7.2	時間分解能測定実験のセットアップ	80
7.3	XRPIX5b の読み出しボード	80
7.4	レーザー出力信号とトリガー出力信号のオシロスコープ波形	83
7.5	レーザー光の立ち上がり遅れ測定実験時の恒温槽内のセットアップ	84
7.6	レーザー制御信号と光電子増倍管からの出力信号のオシロスコープ波形	85

7.7	生ヒストグラム、イメージとペDESTAL補正後のヒストグラム . . . . .	86
7.8	イベントセレクションの関係図 . . . . .	87
7.9	XRPIX5bのフレーム読み出しによる $^{57}\text{Co}$ と $^{241}\text{Am}$ の X線スペクトル . . .	88
7.10	XRPIX5bのゲイン . . . . .	88
7.11	LEDとレーザー照射時のXRPIX5b全面フレーム読み出しによるイメージ	89
7.12	レーザー射出時間に対する波高値 . . . . .	90
7.13	トリガー判定の模式図 . . . . .	93
7.14	トリガーがかからなくなる閾値電圧の波高値/X線エネルギー依存性 . . . .	93
7.15	XRPIX5bのトリガー出力信号の遅延(ディレイ)と揺らぎ(ジッター) . . . .	96
8.1	XRPIXトレイの配置予想図 . . . . .	97
8.2	FORCE衛星の読み出しシステムの想定 . . . . .	98
8.3	XRPIX多層化システム概念図と読み出しボードの写真 . . . . .	100
8.4	XRPIX多層化システムの実機検証時のセットアップ . . . . .	101
8.5	多層化システムのデータ取得時クイックルック画面 . . . . .	102
8.6	SiによるX線エネルギーに対する減衰長と透過率 . . . . .	103
8.7	2層同時フレーム読み出し実験で得られた $^{57}\text{Co}$ 、 $^{241}\text{Am}$ の X線スペクトル	104
8.8	$^{241}\text{Am}$ の X線スペクトルの読み出し方法による比較 . . . . .	105
8.9	多層化システムで得られたアナログ波形 . . . . .	107

# 表目次

3.1	主な X 線天文衛星の望遠鏡性能の比較	20
4.1	RX J1713.7–3946 の ACIS-I による観測	29
4.2	本解析の最小カウントと S/N 比	31
4.3	Region 1 と 2 のスペクトルのベストフィットパラメータ	31
4.4	Region 3 と 6 のスペクトルのベストフィットパラメータ	38
5.1	<i>Tycho</i> 's SNR の ACIS-I による観測	42
5.2	Src 1 と Src 2 のベストフィットパラメータ	48
5.3	<i>Tycho</i> 's SNR の固有運動と減速度	53
8.1	読み出し方によるスペクトル性能比較	106





# 第1章 序論

宇宙線粒子はどこで、どのように生成され、加速されるのだろうか。これは宇宙物理における最大の未解決問題の一つである。宇宙線とは、宇宙空間を飛び交う高エネルギー粒子の総称である。1912年、オーストリアの物理学者 Hess は気球に乗って放射線測定を行い(図 1.1<sup>1</sup>)、高度が上昇するに従って放射線強度が強くなることを示した (Hess, 1912)。これは放射線が宇宙由来であることを意味し、後の宇宙線の発見とされる。現在では、その主成分 (~ 90%) が陽子であることが明らかになっており、エネルギーが  $\sim 10^{20}$  eV にも達するものまで見つかっている。



図 1.1: Hess の気球実験の様子。

図 1.2 に示すように、スペクトルは  $E \sim 3 \times 10^{15}$  eV に折れ曲がりを持つべき関数

$$\frac{dN}{dE} \propto \begin{cases} E^{-2.7} & (E \lesssim 3 \times 10^{15} \text{ eV}) \\ E^{-3.1} & (E \gtrsim 3 \times 10^{15} \text{ eV}) \end{cases} \quad (1.1)$$

でよく表され、スペクトルを人間の脚の形になぞらえて、折れ曲がり付近のエネルギーは“knee (膝)”エネルギーと呼ばれる。knee エネルギー以下の宇宙線は、ジャイロ半径が銀河円盤の厚さより十分小さく、銀河系内由来の宇宙線であると考えられている。

<sup>1</sup><http://www.nytimes.com/2012/08/07/science/space/when-victor-hess-discovered-cosmic-rays-in-a-hydrogen-balloon.html>

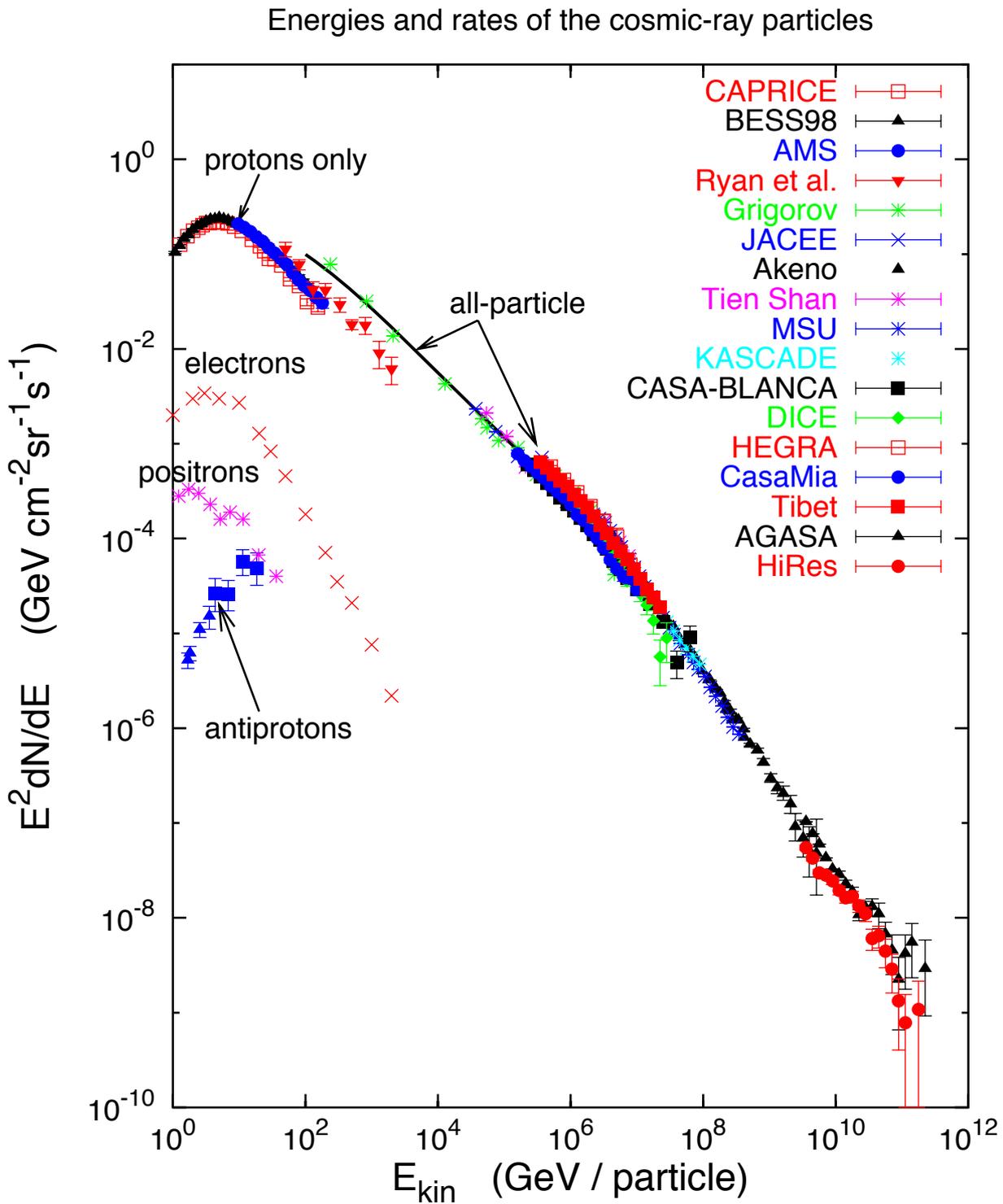


図 1.2: 宇宙線のエネルギースペクトル (Gaisser, 2006)。

超新星残骸 (Supernova remnant: SNR) は、星がその一生の最期に起こす超新星爆発の後に残される天体であり、その星由来の爆発放出物 (イジェクタ) と、爆発の際に生じる衝撃波が掃き集める星間ガス (Interstellar medium: ISM) からなる。銀河宇宙線の加速源として、1930年代前半から SNR が最有力候補だと考えられてきた (Baade & Zwicky, 1934)。その根拠は以下のようなエネルギー収支である。超新星爆発のエネルギーは典型的に  $E_{\text{SN}} \sim 10^{51}$  erg である。一方で、銀河系内の宇宙線を維持するために必要なエネルギー供給量は  $L_{\text{CR}} \sim 10^{41}$  erg s<sup>-1</sup> である。したがって、100年に2、3回超新星爆発が起こる ( $\sim 0.03$  yr<sup>-1</sup>) とし、エネルギーの10%が宇宙線粒子加速に使われるとすると、 $L_{\text{SN}} \sim 0.1E_{\text{SN}} \cdot 0.03 \sim 10^{41}$  erg s<sup>-1</sup> となり、銀河系内の宇宙線のエネルギー密度を維持できる。

このようにエネルギー収支の観点から SNR は銀河宇宙線の加速源の最有力候補とされる。しかしながら、銀河宇宙線が SNR のどこでどのように加速されているのか、SNR で加速された粒子が果たして knee エネルギーまで到達できるかなど、宇宙線の発見から100年以上経った現在でも十分理解されているわけではない。というのも、宇宙線粒子は、地球に到達するまでの道中で典型的に数  $\mu\text{G}$  程度の星間磁場により軌道を曲げられてしまい、加速源を特定することができないためである。一方、被加速粒子から放射される電磁波は磁場に影響されず地球まで到達することができ、宇宙線粒子の加速源や加速機構、最高加速エネルギーなどを探るには良いプローブとなる。

本論文の第2章では、SNR における粒子加速機構として現在広く受け入れられている衝撃波統計加速について述べ、粒子加速に伴う非熱的放射の放射過程や観測例をまとめる。そこで紹介するように、非熱的 X 線放射はカットオフ付近の電子からのシンクロトロン放射と考えられ、被加速粒子の分布と周辺磁場を同時に反映する。それゆえ超新星残骸からの非熱的 X 線放射は、宇宙線粒子加速を研究する上で強力なツールとなる。磁場構造については、第3章で紹介する *Chandra* 衛星の登場により、 $\sim 0.5''$  という非常に高い角度分解能での X 線観測が可能となり、SNR の局所的な放射からその理解が進んできた。そこで本論文では、非熱的 X 線放射の高角度分解能観測をキーワードとして、以下2つのアプローチで研究を行う。

1つは、角度分解能に優れた *Chandra* 衛星を用いて若い SNR からの非熱的 X 線放射の観測を行うことである。第4章では、非熱的 X 線放射が支配的な若い超新星残骸 RX J1713.7-3946 について、かつてない数  $10''$  の細かいスケールで水素柱密度や光子指数の分布を明らかにする。第5章では、*Tycho's* SNR で特徴的に見られる縞状の非熱的 X 線放射について数年単位の強度変動を初めて検出し、その変動領域のスペクトル解析も行う。さらに、*Tycho's* SNR の順行衝撃波の固有運動測定を行い、複数年の観測を組み合わせることで、衝撃波の減速を観測的に初めて明らかにする。これらの SNR に共通して、磁場増幅や衝撃波の減速を示唆する、または観測された構造と星間ガス分布の比較を行い、その相関から衝撃波と濃い星間ガスクランプとの相互作用について議論を行う。

もう1つのアプローチは、我々の研究室で推進する次世代広帯域 X 線撮像分光衛星「FORCE」搭載に向け、X 線天文用 SOI ピクセル検出器「XRPIX」の開発を進めることである。FORCE 衛星は、硬 X 線帯域ではかつてない高角度分解能 ( $< 15''$ ) で広帯域 X 線 (1-80 keV) の撮像分光を実現する。第6章ではこの FORCE 衛星について述べ、XRPIX の概要とこれまでの開発について述べる。そして、第7章では、XRPIX 最大の特徴である

時間分解能について、射出時間やタイミングの制御が可能なレーザーを用いてトリガー信号の遅延と揺らぎを評価した結果について述べ、トリガー機能の検証・考察を行う。さらに、第8章では衛星搭載システムのプロトタイプとして開発を進めている XRPIX 多層化システムについて実機検証を行い、スペクトル性能の評価を行う。そして、最後に今後の展望について述べる。

## 第2章 超新星残骸における宇宙線粒子加速と非熱的放射

### 2.1 衝撃波の物理と衝撃波統計加速 (DSA)

SNR における宇宙線粒子加速機構として、Fermi (1949) は、運動する星間磁気雲に粒子が散乱されることで、統計的にエネルギーを獲得して加速される機構を提唱した。この加速機構は1回の加速過程で得るエネルギーが磁気雲の速度の2乗に比例することから2次フェルミ加速と呼ばれる。しかし、2次フェルミ加速は加速効率が悪く、観測されているスペクトルを説明するには現実的ではないという問題があった。

1970年代になると、散乱体として衝撃波の上下流に存在する磁場の乱れである Alfvén 波を考えて、2次フェルミ加速を衝撃波に応用した衝撃波統計加速 (Diffusive Shock Acceleration: DSA) が提唱された (e.g., Bell, 1978; Blandford & Ostriker, 1978)。DSA は図 2.1 に示すように、粒子が衝撃波面を横切って往復する過程でエネルギーを得るという機構であり、1回の加速過程につき衝撃波速度に比例したエネルギーを得ることから、1次フェルミ加速とも呼ばれる。DSA は加速効率が良く、図 1.2 で示したような、観測されている宇宙線スペクトルの形を簡単な線形理論で説明することができるため、現在広く受け入れられている。本節では、衝撃波の物理と DSA による粒子加速について簡単に概説する。

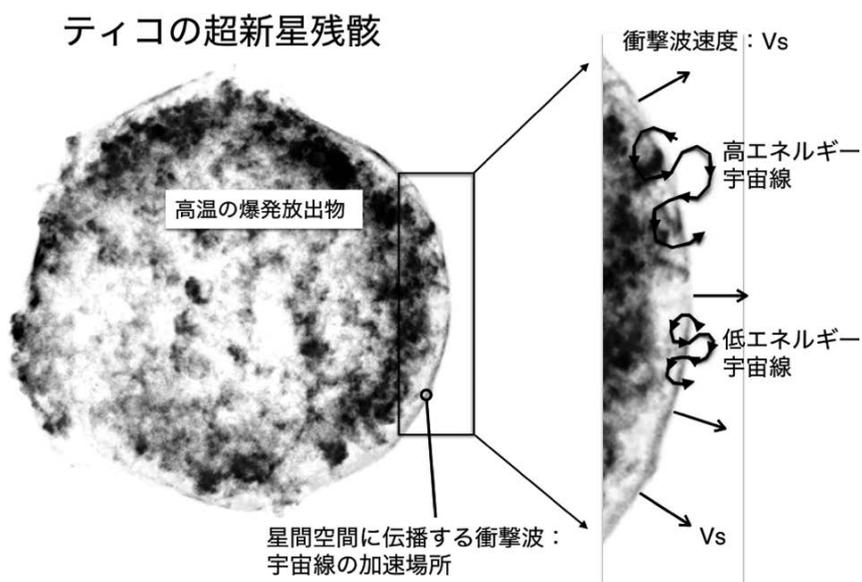


図 2.1: 衝撃波統計加速の概念図 (日本物理学会誌, 2017)。イメージは Tycho's SNR の X 線イメージ。

### 2.1.1 衝撃波と Rankine-Hugoniot の関係式

衝撃波とは、超音速の流れが流体中に作る不連続面のことである。以下では簡単のため、図 2.2 に示すような、無限小の厚みを持つ 1 次元の平面衝撃波が、波面に対して垂直に伝播する垂直衝撃波を考える。また、衝撃波の前後の状態は一様かつ定常であるとする。図 2.2 (b) に示す衝撃波静止系で見ると、上流 (SNR の外側、ISM 側) から超音速の流れが流れ込み、下流 (SNR の内側) へと亜音速で流れ出るように見える。以下、上流側の添え字を 1、下流側の添え字を 2 として、上流と下流の間で質量、運動量、エネルギーの保存を考えると、

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \quad (2.1)$$

$$\rho_1 v_1^2 + p_1 = \rho_2 v_2^2 + p_2 \quad (2.2)$$

$$w_1 + \frac{1}{2} v_1^2 = w_2 + \frac{1}{2} v_2^2 \quad (2.3)$$

という関係式 (Rankine-Hugoniot の関係式) が成り立つ。 $\rho$ 、 $v$ 、 $p$ 、 $w$  はそれぞれ密度、速度、圧力、単位体積あたりのエンタルピーである。

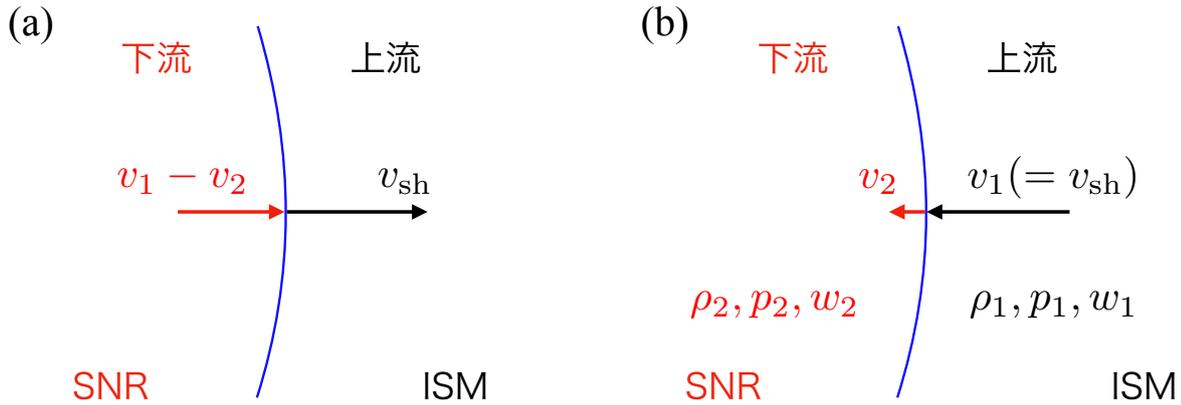


図 2.2: SNR の衝撃波の模式図。青い線が衝撃波面を表し、(a) 実験室系と (b) 衝撃波面静止系を示している。赤字が SNR 内側 (下流)、黒字が SNR 外側 (上流) のパラメータを表す。

理想気体を仮定すると、エンタルピーは比熱比  $\gamma = C_p/C_V$  を用いて、

$$w = C_p T = \frac{\gamma p}{(\gamma - 1)\rho} \quad (2.4)$$

となる。さらに、SNR の順行衝撃波のようにマッハ数が大きく強い衝撃波であること ( $p_1 \gg p_2$ ) と衝撃波速度が ISM の音速  $c_1$  より十分速い ( $v_1 \gg c_1$ ) とすると、

$$\rho_2 = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_1 \quad (2.5)$$

$$v_2 = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} v_1 \quad (2.6)$$

$$p_2 = \frac{2\rho_1 v_1^2}{\gamma + 1} \quad (2.7)$$

が得られる。圧縮比  $r$  を

$$r \equiv \frac{v_1}{v_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \quad (2.8)$$

と定義すると、特に、 $\gamma = 5/3$  (非相対論的な単原子気体) の場合には、 $r = 4$  が得られる。

### 2.1.2 衝撃波統計加速 (DSA)

衝撃波で粒子加速が起こるためには、粒子間衝突が滅多に起こらないような希薄な環境でなければならない。そのような衝撃波を無衝突衝撃波という。もし、粒子間衝突が頻繁に起こると、粒子のエネルギー分布は熱的分布 (Maxwell-Boltzmann 分布) に従うこととなり、下流に流された粒子は上流に戻ることができず、粒子加速は実現しない。しかし、無衝突衝撃波においては、一部の非熱的な高エネルギーを持つ粒子が粒子間衝突による影響を受けずに Alfvén 波による散乱を受けて上下流の往復を何度も繰り返すことで、粒子加速が起こると考えられている。ここでは簡単のため、熱的分布にあるプラズマの流れは Rankine-Hugoniot の関係式に従うとし、とある非熱的な高エネルギー粒子の運動を考える。すなわち、非熱的粒子が背景プラズマの流れに及ぼす効果を無視するという近似であり、これをテスト粒子近似という。

衝撃波の一方の側にあるエネルギー  $E$  を持つ粒子を他方の静止系で見た時のエネルギー  $E'$  は、Lorentz 変換より、

$$E' = \frac{1}{\sqrt{1 - (V/c)^2}} \left( E + \frac{V}{c} E \cos \theta \right) \approx \left( E + \frac{V}{c} E \cos \theta \right) = E \left( 1 + \frac{V}{c} \cos \theta \right) \quad (2.9)$$

で与えられる。ここで、 $V = v_1 - v_2 \ll c$  で、 $\theta$  は衝撃波面の法線と粒子の運動方向のなす角である。この静止系で粒子は磁場の乱れにより弾性的に散乱される。すなわち、この過程でエネルギーを

$$\Delta E = E' - E = \frac{V}{c} E \cos \theta \quad (2.10)$$

だけ得たことになる。以下同様にして、上流と下流を往復することで粒子は加速されていく。この時、粒子はあらゆる方向から散乱を受けて運動方向を変えられるため、1 回往復する過程でのエネルギー変化の期待値は、

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = 2 \times \int_0^{\pi/2} \frac{\Delta E}{E} 2 \sin \theta \cos \theta d\theta = \frac{4V}{3c} \quad (2.11)$$

となる。したがって、 $E_0$  のエネルギーを持つ非熱的粒子が  $n$  回衝撃波面を往復した時に持つエネルギー  $E_n$  は、

$$E_n = E_0 \left( 1 + \frac{4V}{3c} \right)^n \approx E_0 \exp \left( \frac{4V}{3c} n \right) \quad (2.12)$$

で与えられる。

しかし、加速過程から逃亡する粒子も一定数存在し、その割合は以下のように見積もることができる。単位時間、単位面積あたりに衝撃波面を横切る粒子数は、粒子が相対論的 ( $v \sim c$ ) であれば、 $N$  を数密度として  $Nc/4$  である。一方、下流へと流れていく粒子数は

$Nv_2$  である。これらが意味するのは、粒子が逃亡する割合が  $(Nv_2)/(Nc/4) = 4v_2/c$  であるということである。よって、 $n$  回の往復後に粒子が逃亡する確率  $P_n$  は、

$$P_n = \frac{4v_2}{c} \cdot \left(1 - \frac{4v_2}{c}\right)^n \approx \frac{4v_2}{c} \cdot \exp\left(-\frac{4v_2}{c}n\right) \quad (2.13)$$

で与えられる。式 (2.12) と式 (2.13) からエネルギースペクトルを決定することができ、

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\frac{3v_2}{v}-1} = E^{-\frac{r+2}{r-1}} \equiv E^{-s} \quad (2.14)$$

のべき関数で与えられる。ここで、式 (2.8) より得られる  $r = 4$  を代入すると、べき  $s = 2$  となる。したがって、観測されている宇宙線のエネルギースペクトルの形をよく説明することが分かる。

粒子加速のタイムスケールは、以下の式で評価できる。

$$t_{\text{acc}} = \Delta T \left\langle \frac{E}{\Delta E} \right\rangle \quad (2.15)$$

ここで、 $\Delta T$  は上下流の往復にかかる時間であり、粒子が上下流に滞在する時間を足し合わせて、

$$\Delta T = \frac{4D_1}{v_1 c} + \frac{4D_2}{v_2 c} \quad (2.16)$$

と計算できる。さらに式 (2.11) から、粒子加速のタイムスケールは、

$$t_{\text{acc}} = \frac{3}{V} \left( \frac{D_1}{v_1} + \frac{D_2}{v_2} \right) \quad (2.17)$$

と変形できる。ここで、 $D$  は拡散係数を表しており、

$$D = \frac{\lambda_{\text{mfp}}}{3} c = \frac{\eta r_g}{3} c \quad (2.18)$$

で与えられる。ここで、 $\lambda_{\text{mfp}}$  と  $r_g$  はそれぞれ粒子の平均自由行程とジャイロ半径を表し、平均自由行程はジャイロ半径に比例する。また、 $\eta \equiv (B/\delta B)^2 \geq 1$  は“gyrofactor”と呼ばれるものである。gyrofactor とは言わば磁場乱流の強さを表すパラメータであり、値が1に近いほど磁場乱流が強いことを意味する。特に、 $\eta = 1$  の場合を Bohm 極限という。式 (2.8) より、衝撃波速度  $v_{\text{sh}}$  を用いて、 $v_1 = 4v_2 = v_{\text{sh}}$  となり、簡単のため、 $D_1 = D_2$  とすると、

$$t_{\text{acc}} = \frac{20}{3} \frac{c r_g}{v_{\text{sh}}^2} \eta \quad (2.19)$$

で与えられる。

加速のタイムスケールが SNR の年齢であるとして、DSA による粒子の最大加速エネルギーを簡単に見積もることができる。なお、ここでは 2.2 節で述べるような粒子の放射によるエネルギー損失は考えない。SNR の年齢は、半径  $R$  を用いて大まかに  $t_{\text{age}} = R/v_{\text{sh}}$  とする。また、被加速粒子の電荷を  $Ze$ 、磁場を  $B$  として、ジャイロ半径は  $r_g = E/ZeB$  と書ける。これらより最高加速エネルギー

$$E_{\text{max}} = \frac{3}{20} \frac{1}{\eta} \frac{v_{\text{sh}}}{c} ZeBR \quad (2.20)$$

$$\approx 4.6 \times 10^{14} \frac{Z}{\eta} \left( \frac{v_{\text{sh}}}{10^4 \text{ km s}^{-1}} \right) \left( \frac{B}{10 \mu\text{G}} \right) \left( \frac{R}{10 \text{ pc}} \right) \text{ eV} \quad (2.21)$$

を得る。したがって、磁場乱流の度合いや磁場強度、衝撃波速度に依存して最高加速エネルギーは変わりうるが、DSA で典型的に  $\sim 100$  TeV 程度までの加速が可能であることが分かる。しかし、DSA が SNR でどのように実現されるか、例えば宇宙線粒子がどのような条件を満たした場合に加速過程に入るのか (注入問題) など、根本的にはっきりしていない点も多く、未だに議論が続いている。

## 2.2 被加速粒子からの非熱的放射の放射過程

DSA で加速された宇宙線粒子のエネルギー分布は前節で述べたようにべき関数で表され、熱的分布には従わない。以降では、SNR における非熱的粒子からの放射過程とその観測例について述べる。

### 2.2.1 シンクロトロン放射

相対論的な速度まで加速された荷電粒子は、磁場により加速度を受けることで電磁波を放射する。この放射をシンクロトロン放射という。粒子の速度を  $v$ 、光速を  $c$ 、ローレンツ因子を  $\gamma \equiv 1/\sqrt{1-\beta^2}$  ( $\beta \equiv v/c$ ) とすると、シンクロトロン放射による放射強度、すなわち荷電粒子のエネルギー損失は、

$$P_{\text{synch}} = \left( -\frac{dE}{dt} \right)_{\text{synch}} = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_B \quad (2.22)$$

で与えられる。ここで、 $r_0 \equiv e^2/(m_e c^2)$  を古典電子半径とした時、 $\sigma_T = (8\pi r_0^2)/3$  はトムソン散乱の断面積、 $U_B = B^2/(8\pi)$  は磁場  $B$  のエネルギー密度である。したがって、電子と陽子のシンクロトロン放射強度比は、これらが同じエネルギー  $E$  を持つと仮定すると、 $\sigma_T \propto 1/m^2$ 、 $\gamma = E/(mc^2)$  より、

$$\frac{P_p}{P_e} = \left( \frac{m_e}{m_p} \right)^4 = 9 \times 10^{-14} \quad (2.23)$$

となり、陽子はシンクロトロン放射が非常に弱く、シンクロトロン冷却によるエネルギー損失が少ないことが分かる。これは、陽子が電子より高エネルギーまで加速されやすいことを表す。

シンクロトロン放射による粒子のエネルギー損失は特に、シンクロトロン冷却とも呼ばれる。電子はシンクロトロン冷却を受けやすく、そのタイムスケールは、

$$t_{\text{synch}} = 1.25 \times 10^3 \left( \frac{E_e}{100 \text{ TeV}} \right)^{-1} \left( \frac{B}{10 \mu\text{G}} \right)^{-2} \text{ yr} \quad (2.24)$$

で与えられる。ここで  $E_e$  は電子のエネルギーを指す。また、単色電子からのシンクロトロン放射による光子のスペクトルは、厳密な計算では図 2.3 に示すような 1 つのピークを持つ連続的な関数形で表されるが、平均的には、

$$\varepsilon \sim 2000 \left( \frac{B}{10 \mu\text{G}} \right) \left( \frac{E_e}{100 \text{ TeV}} \right)^2 \text{ eV} \quad (2.25)$$

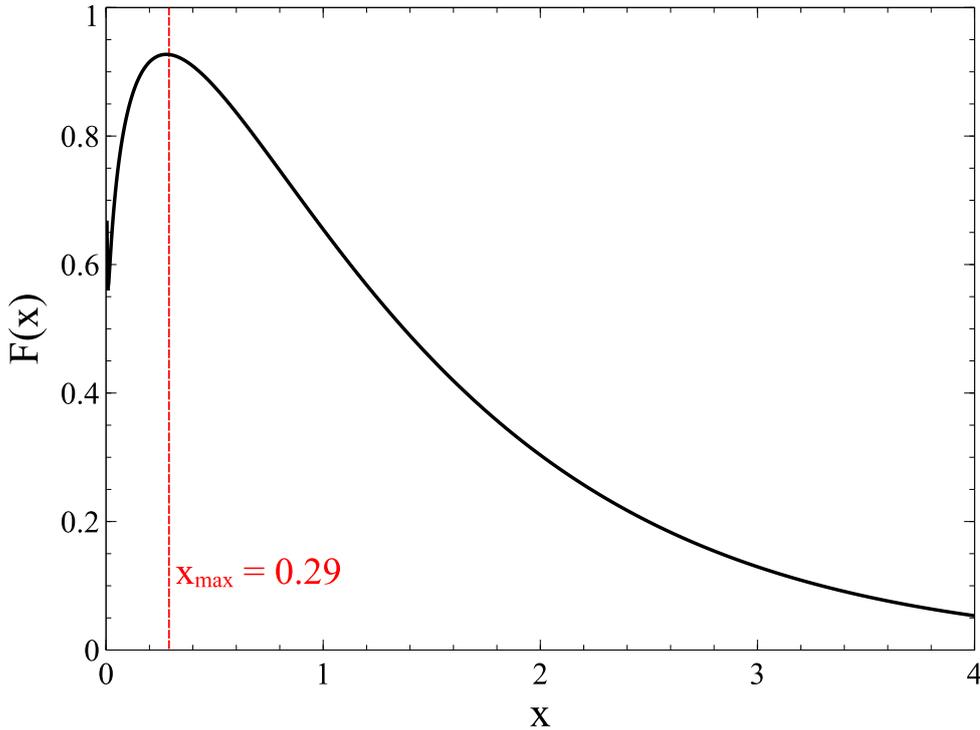


図 2.3: 単色粒子からのシンクロトロン放射スペクトル (Rybicki & Lightman 1979 を元に計算)。ピークの位置を赤点線で示している。

の形で与えられる。粒子のエネルギー分布が  $N(E) \propto E^{-s}$  というべき関数で表されるとすると、光子のエネルギースペクトルもべき関数で表すことができ、

$$\varepsilon \frac{dn}{d\varepsilon} \propto \varepsilon^{-(s-1)/2} \equiv \varepsilon^{-\alpha} \quad (2.26)$$

という関係が成り立つ。X線天文学でよく用いられ、以下でも用いる光子フラックス表示  $dn/d\varepsilon \propto \varepsilon^{-\Gamma}$  で定義される光子指数  $\Gamma$  は、

$$\Gamma = \alpha + 1 = \frac{s+1}{2} \quad (2.27)$$

となり、粒子のエネルギー分布を反映したスペクトルとなる。

DSA のテスト粒子近似から計算される宇宙線のエネルギースペクトルのべき  $s = 2$  を式 (2.26) に代入すると、光子のエネルギースペクトルにおけるべきが  $\alpha = 0.5$  となる。2.3 節で述べるように、実際に SNR からべき  $\alpha \sim 0.5$  の電波連続波が観測されている。

## 2.2.2 逆コンプトン散乱

相対論的な速度まで加速された荷電粒子は、宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background: CMB) や星からの光などの種光子にエネルギーを与えて散乱することで電磁波を「放射」する。この散乱過程を逆コンプトン散乱という。SNR における逆コンプトン散乱の種光子としては CMB が支配的である。逆コンプトン散乱による放射強度、すな

わち荷電粒子のエネルギー損失はシンクロトロン放射の場合と同様の形、

$$P_{\text{IC}} = \left( -\frac{dE_e}{dt} \right)_{\text{IC}} = \frac{4}{3} \sigma_{\text{T}} c \beta^2 \gamma^2 U_{\text{ph}} \quad (2.28)$$

で表される。ここで、 $U_{\text{ph}}$  は種光子のエネルギー密度である。したがって、式 (2.23) と同様の議論により、陽子の逆コンプトン散乱による放射強度は非常に弱い。加速された電子のエネルギー損失として、シンクロトロン放射と逆コンプトン散乱を考えると、

$$\frac{P_{\text{sync}}}{P_{\text{IC}}} = \frac{U_{\text{B}}}{U_{\text{ph}}} \quad (2.29)$$

より、これらが磁場と光子のエネルギー密度比で効くことが分かる。

放射される光子の平均的なエネルギーは、CMB のエネルギーを  $h\nu_0$  とし、 $E_e$  のエネルギーを持つ電子の逆コンプトン散乱を考えると、

$$\varepsilon \sim 10 \left( \frac{h\nu_0}{2 \times 10^{-4} \text{ eV}} \right) \left( \frac{E_e}{100 \text{ TeV}} \right)^2 \text{ TeV} \quad (2.30)$$

という関係で表される。ただし、以上の式は電子の静止系で光子のエネルギーが  $m_e c^2$  より十分小さく、散乱過程がトムソン散乱とみなせる場合にのみ適用可能であることに注意が必要である。電子の静止系でコンプトン効果が無視できない場合、微分散乱断面積は Klein-Nishina の式

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{KN}} = \frac{r_0^2}{2} \frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon^2} \left( \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} - \sin^2 \theta \right) \quad (2.31)$$

で表される。ここで、 $\theta$  は散乱角、 $\varepsilon$ 、 $\varepsilon_1$  はそれぞれ電子の静止系における散乱前後の光子のエネルギーである。この時、エネルギーが高くなるにつれて逆コンプトン散乱は起こりにくく、放射強度は弱くなる。

### 2.2.3 $\pi^0$ 崩壊

陽子は、上で述べたようにシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱によるエネルギー損失は非常に少ないが、以下の  $\pi^0$  崩壊を経てガンマ線を放射する過程が考えられる。相対論的な速度まで加速された陽子は、ISM に存在する星間陽子と衝突し、 $\pi$  中間子を作る。そのうち、中性の  $\pi^0$  は、 $\tau = 8.4 \times 10^{-17} \text{ s}$  と寿命が短く、2 方向にガンマ線を放射して崩壊する。 $\pi^0$  の静止系において、 $\pi^0$  崩壊によるガンマ線はそれぞれ反対方向に放射され、 $\pi^0$  の静止エネルギー 135 MeV の半分のエネルギーを持つ。したがって、 $\pi^0$  崩壊によるガンマ線スペクトルは、横軸を対数スケールで書いた時に 67.5 MeV を中心に対称に分布する (e.g., [Stecker, 1971](#))。

陽子のエネルギーに対する陽子-陽子の反応断面積を図 2.4 に示す。 $\pi$  中間子を生成するために必要なエネルギー閾値  $E_p$  は、

$$E_p = m_p c^2 + 2m_\pi c^2 + \frac{m_\pi^2 c^2}{2m_p} \quad (2.32)$$

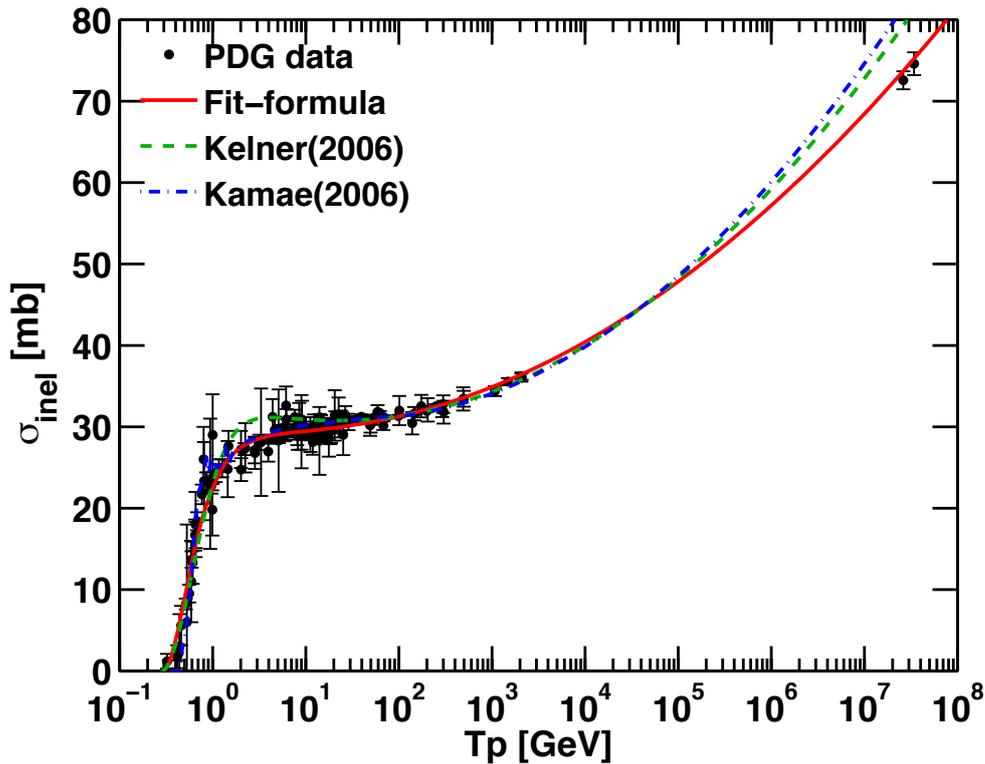


図 2.4: 陽子-陽子反応の断面積 (Kafexhiu et al., 2014)。

であり、陽子の運動エネルギーに換算して、 $E_p - m_p c^2 \approx 2m_\pi c^2 \approx 280 \text{ MeV}$  以上のエネルギーで  $\pi$  中間子を生成することができる。280 MeV–1 GeV 付近までは急激に反応断面積が増加し、それ以上のエネルギーになると断面積は  $\sim 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$  で落ち着き、エネルギー依存性が弱くなる。

観測されるガンマ線スペクトルは、 $\nu F_\nu$  表示で典型的に  $\sim 100 \text{ MeV}$  で特徴的に折れ曲がり、いわゆる“bump”と呼ばれる構造を持つ。 $\sim 1 \text{ GeV}$  以上のスペクトルは陽子のエネルギー分布を反映した形となる。

#### 2.2.4 制動放射

荷電粒子は他の荷電粒子のクーロン場により散乱され、加速度を受けることで電磁波を放射する。このような放射のうち、電子が静止している陽子に散乱されて放射するものを制動放射 (Bremsstrahlung)、逆に陽子が放射するものを逆制動放射という。制動放射によるエネルギー損失は、 $\alpha_f$  を微細構造定数、 $n_H$  を水素密度として、

$$\left( -\frac{dE}{dt} \right)_{\text{brems}} = 2\alpha_f c \sigma_T n_H m_e c^2 \beta \gamma (\ln \gamma + 0.36) \quad (2.33)$$

で与えられ、その放射過程から、制動放射の強度は比較的密度が大きいところで高くなる。

SNR においては、高温のプラズマ中に存在するイオンが作るクーロン場で加速度を受けた電子からの制動放射が主に熱的な連続放射として観測される。

### 2.2.5 非熱的放射過程のまとめと観測されるスペクトル

上で説明した4つの非熱的放射過程のまとめとして、図 2.5 に SNR からの非熱的放射のスペクトルの一例を示す。シンクロトロン放射は電波から X 線にかけて連続成分として観測され、X 線帯域においては、電子のカットオフを反映する折れ曲がりが見られる。

一方、ガンマ線帯域では、制動放射と逆コンプトン散乱、 $\pi^0$  崩壊がその放射過程として考えられる。ただし、制動放射を効率的に起こすためには式 (2.33) から分かるように周辺密度が高くなければならない。しかもこの時、ガンマ線が原子核と衝突して電子・陽電子対生成を起こす断面積と制動放射の断面積がほぼ等しく、制動放射により最終的に放出されるガンマ線のエネルギーは低くなってしまふと考えられる。したがって、ガンマ線の放射起源としては、電子の逆コンプトン散乱による電子起源と、陽子が星間陽子と衝突することで生成される  $\pi^0$  の崩壊による陽子起源の2通りが主に考えられている。

これらの放射強度比は主に密度や磁場といった周辺環境によって左右される。標的陽子の密度が高いところでは、 $\pi^0$  崩壊が支配的となると考えられるが、希薄な環境では逆コンプトン散乱やシンクロトロン放射が支配的となりうる。また、磁場が強い環境下では式 (2.29) より、シンクロトロン放射が逆コンプトン散乱より効き、電子はシンクロトロン冷却によりエネルギーを失いやすくなる。シンクロトロン放射によるエネルギー損失が支配的であるとした場合、加速と冷却の釣り合いを考えて電子の最高加速エネルギーを決定することができる。DSA による加速効率、式 (2.15) と (2.19) より、

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{acc}} = \frac{\Delta E}{\Delta T} = \frac{E}{t_{\text{acc}}} = \frac{3}{20} \frac{1}{\eta} \frac{v_{\text{sh}}^2}{c} ZeB \quad (2.34)$$

となる。これが、式 (2.22) のシンクロトロン冷却のエネルギー損失と釣り合うので、

$$\frac{4}{3} \sigma_{\text{T}} c \beta^2 \gamma_{\text{max}}^2 \left(\frac{B^2}{8\pi}\right) = \frac{3}{20} \frac{1}{\eta} \frac{v_{\text{sh}}^2}{c} ZeB \quad (2.35)$$

これを解いて、電子の最高加速エネルギーは、

$$E_{\text{max}} = \gamma_{\text{max}} m_e c^2 = \sqrt{\frac{9\pi Ze}{10 \sigma_{\text{T}}}} \left(\frac{v_{\text{sh}}}{c}\right) \frac{1}{\sqrt{B\eta}} m_e c^2 \quad (2.36)$$

$$\approx 2.4 \times 10^{14} \sqrt{\frac{Z}{\eta}} \left(\frac{v_{\text{sh}}}{10^4 \text{ km s}^{-1}}\right) \left(\frac{B}{10 \mu\text{G}}\right)^{-1/2} \text{ TeV} \quad (2.37)$$

と見積もることができる。また、逆コンプトン散乱によるエネルギー損失が優勢な場合の最高エネルギーも同様にして決定することができる。実際には、前述の SNR の年齢や、本節でまとめた非熱的放射によるエネルギー損失などの要因の釣り合いで最高加速エネルギーが決まると考えられる。

## 2.3 超新星残骸からの非熱的放射の観測

SNR における非熱的放射の観測は 1950 年代から行われた電波シンクロトロン放射観測に端を発する。 $\sim 1 \mu\text{G}$  の星間磁場と  $\sim 1 \text{ GHz}$  の周波数の電波放射を仮定して式 (2.25) を

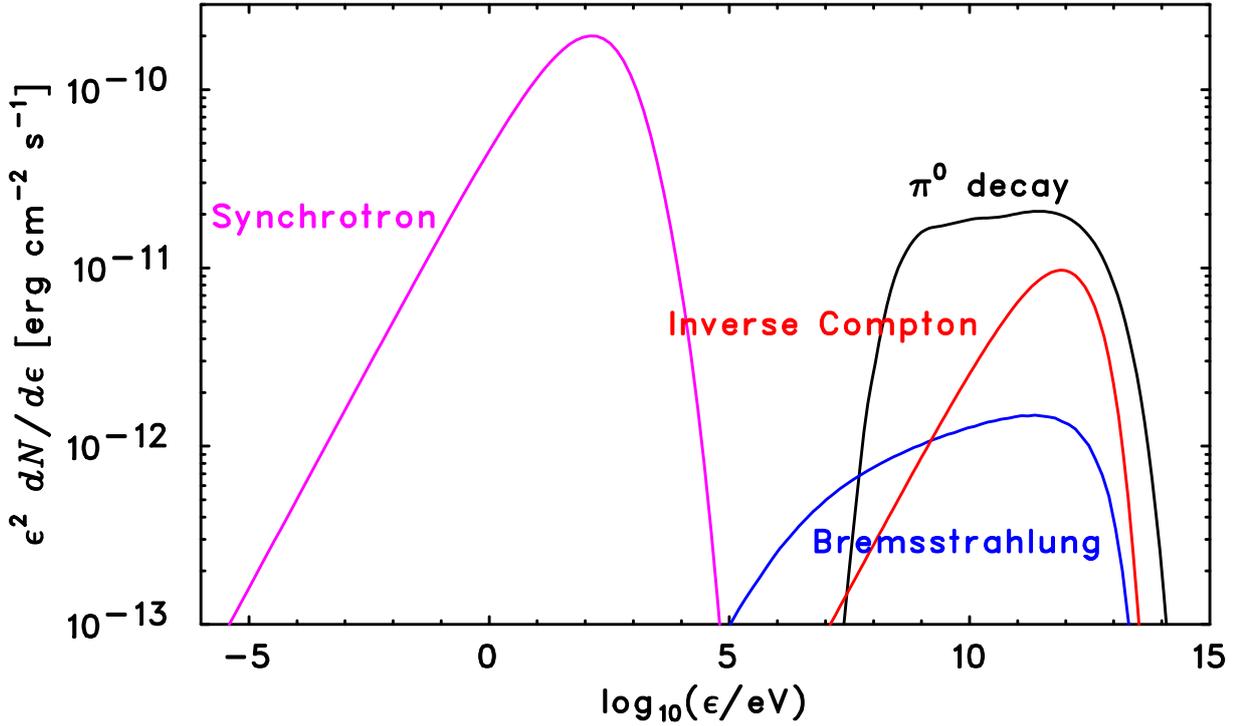


図 2.5: SNR における非熱的放射のスペクトル例。

解くと、

$$E \sim 14.7 \left( \frac{\nu}{1 \text{ GHz}} \right)^{1/2} \left( \frac{B}{1 \mu\text{G}} \right)^{-1/2} \text{ GeV} \quad (2.38)$$

となり、電波シンクロトロン放射は GeV 帯域まで加速された電子からの放射であると考えられている。Green (2014) の電波連続波観測のカatalogによると、現在 300 近い銀河系内 SNR が知られており、それらはべき  $\alpha \sim 0.5$  を中心に分布している。これは、式 (2.26) の関係より、SNR で加速された粒子がべき  $s \sim 2$  のエネルギー分布を持つことを表しており、DSA が SNR における粒子加速機構である可能性を支持する観測的証拠となっている。

1995 年に日本の X 線天文衛星 ASCA により、SN 1006 の Rim 領域から非熱的 X 線放射が発見された (Koyama et al., 1995)。この放射は、SNR の順行衝撃波で加速された電子からのシンクロトロン放射であると考えられており、式 (2.25) を適用すると、電子は  $\sim 10\text{--}100$  TeV まで加速されていることになる。SN 1006 からの非熱的 X 線放射の発見以降、本論文の対象とする RX J1713.7–3946 (Koyama et al., 1997) や Tycho’s SNR (e.g., Hwang et al., 2002) をはじめ、Vela Jr. (Slane et al., 2001)、G330.2+1.0 (Torii et al., 2006) など、次々と他の若い SNR から非熱的 X 線放射が観測されている。

さらに、磁場構造に対する理解は Chandra 衛星の登場で大きく進展した。Chandra 衛星は角度分解能に優れ、非熱的 X 線放射が見られる多くの若い SNR について、放射領域が非常に細いフィラメント構造を持つことを明らかにした (e.g., Bamba et al., 2005a,b)。これは、数 10–数 100  $\mu\text{G}$  程度の磁場増幅を示唆するものである。さらに、Uchiyama et al. (2007) は図 2.6 に示すように、RX J1713.7–3946 北西部のフィラメント中の数  $10''$  程度、実スケールで  $\sim 0.1$  pc の局所的な領域で年単位の明滅を発見した。Uchiyama et al. (2007) は、この年単位の明滅をそれぞれ粒子加速とシンクロトロン冷却が磁場増幅により促進さ

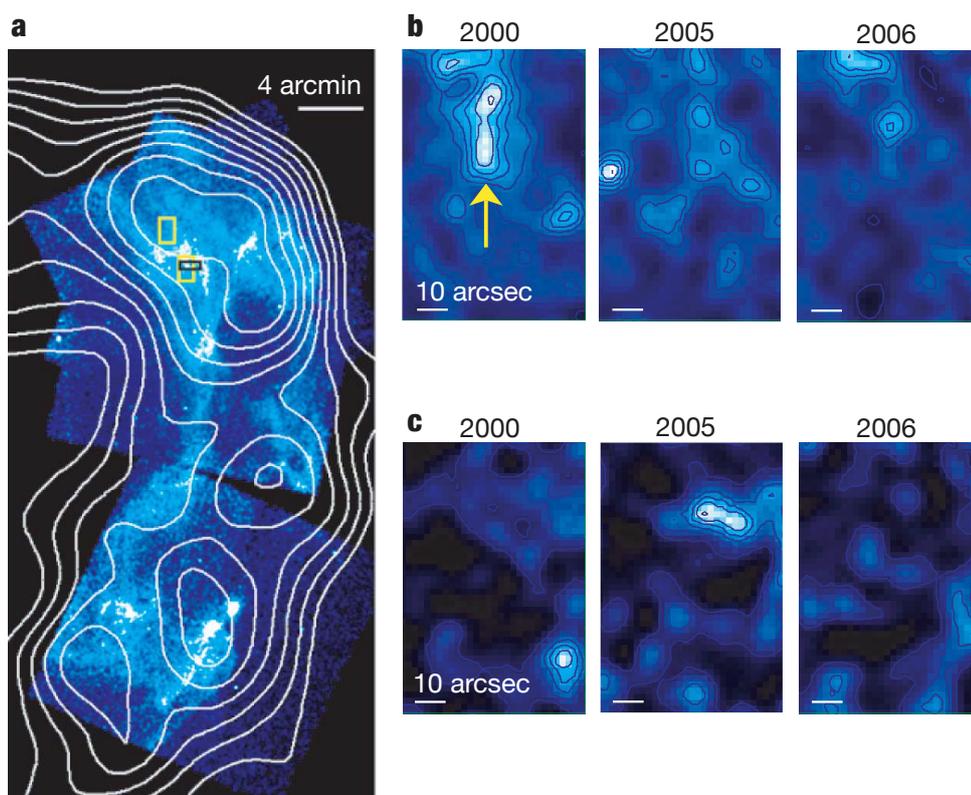


図 2.6: RX 1713.7-3946 北西部の X 線強度変動 (Uchiyama et al., 2007)。

れた結果であると解釈している。粒子加速とシンクロトロン冷却のタイムスケールはそれぞれ、式 (2.19) と式 (2.24) から評価でき、

$$t_{\text{acc}} \sim 1\eta \left( \frac{\varepsilon}{\text{keV}} \right)^{0.5} \left( \frac{B}{1 \text{ mG}} \right)^{-1.5} \left( \frac{v_{\text{sh}}}{3000 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-2} \text{ yr} \quad (2.39)$$

$$t_{\text{synch}} \sim 1.5 \left( \frac{B}{1 \text{ mG}} \right)^{0.5} \left( \frac{\varepsilon}{\text{keV}} \right)^{-0.5} \text{ yr} \quad (2.40)$$

という関係で与えられる。つまり、観測された年単位の強度変化を説明するには mG スケールの磁場増幅が要求される。また、非熱的 X 線の強度変化は RX J1713.7-3946 と同様に若い SNR である Cassiopeia A においても同様に  $\sim 0.1 \text{ pc}$  の局所的な領域から見つかり (Uchiyama & Aharonian, 2008)、近年新たに G330.2+1.0 でも報告された (Borkowski et al., 2018)。さらに興味深いことに、Sato et al. (2018) は Cassiopeia A に見られる時間変動領域が内向きに動く構造 (inward moving knots) と一致し、NuSTAR の観測による硬 X 線帯域で明るいと報告している。

また、Chandra 衛星による高角度分解能観測は数  $10''$  スケールで見られる特異な構造を明らかにした。Eriksen et al. (2011) は、Tycho's SNR に特徴的に見られる縞状の構造に着目し、西側の明るい構造と南側の比較的暗い構造が全体と比べて硬い放射を持つことを明らかにした。さらに Eriksen et al. (2011) は、図 2.7 のように射影プロファイルを取ることで、縞のピッチを  $l_{\text{gap}} \sim 8''$  と求め、これが加速された陽子のジャイロ半径の 2 倍と等しいという簡単な仮定の下、最高エネルギーを議論している。Tycho's SNR までの距離  $d$  として

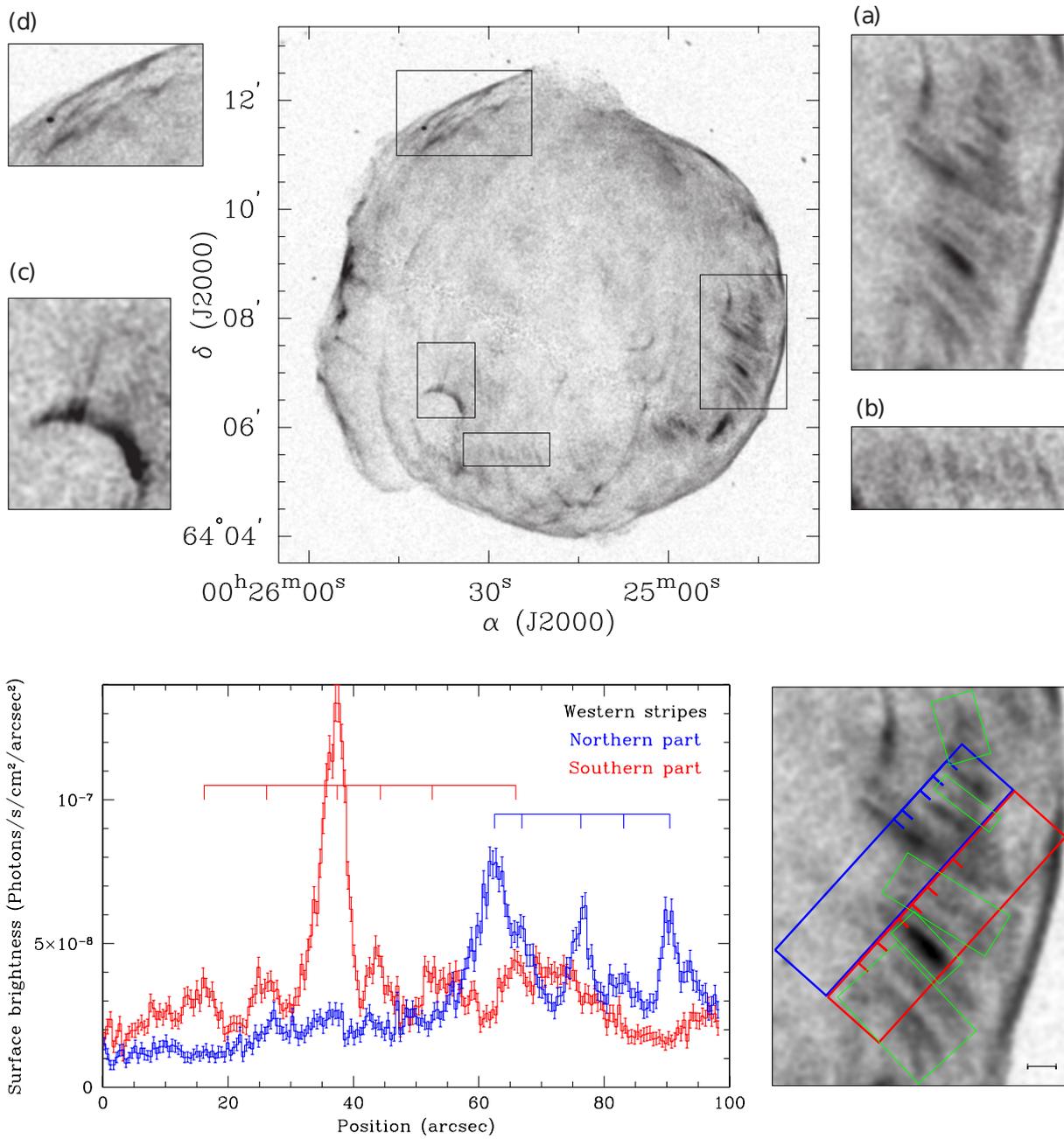


図 2.7: Tycho's SNR のストライプ構造 (Eriksen et al., 2011)。

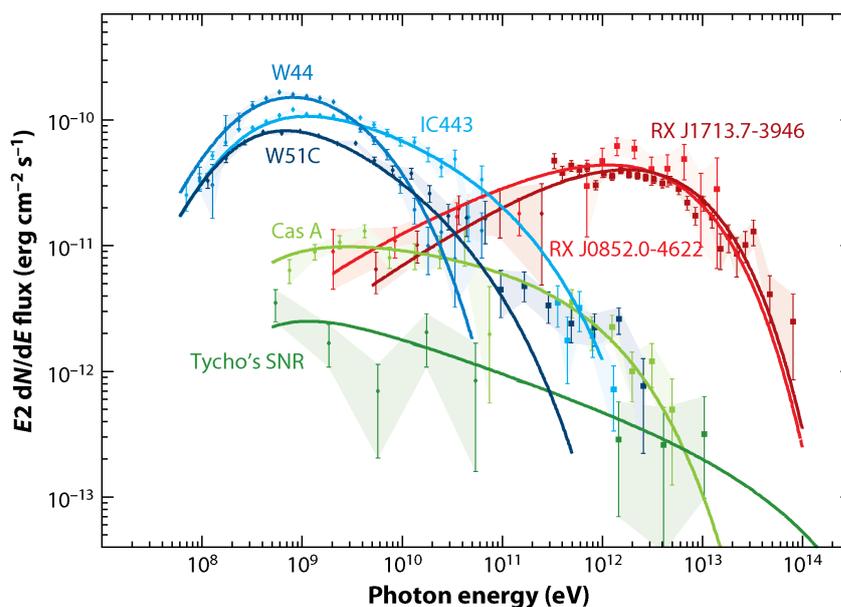


図 2.8: SNR のガンマ線スペクトル (Funk, 2015)。緑が年齢  $10^2$  yr 程度の非常に若い SNR (Cassiopeia A、Tycho's SNR) のスペクトル、赤が年齢  $10^3$  yr 程度の比較的若い SNR (RX J1713.7–3946、RX J0852.0–4622) のスペクトル、青が年齢  $10^4$  yr 程度の中年齢 SNR (IC 443、W44、W51C) のスペクトルを表す。

Hayato et al. (2010) が求めた 4.0 kpc、磁場強度  $B$  として縁の放射の幅から Cassam-Chenaï et al. (2007) が求めた  $30 \mu\text{G}$  とすると、陽子の最高加速エネルギーは、

$$E_{\text{CR}} \sim 3 \left( \frac{l_{\text{gap}}}{8''} \right) \left( \frac{d}{4 \text{ kpc}} \right) \left( \frac{B}{30 \mu\text{G}} \right) \times 10^{15} \text{ eV} \quad (2.41)$$

となり、knee energy に達する。

超新星残骸からの高エネルギーガンマ線の観測は、その帯域まで粒子加速が起きていることを直接的な証拠として示すことができ、特に SNR での陽子加速を実証することが期待されている。2.2 節で述べたように、宇宙線粒子がガンマ線を放射する過程として、電子起源と陽子起源の 2 通りが考えられるため、これらの切り分けはしばしば議論の焦点となる。現在、H.E.S.S. や VERITAS、MAGIC などのチェレンコフ望遠鏡による TeV ガンマ線帯域と、Fermi 衛星などによる GeV ガンマ線帯域の観測が行われている。図 2.8 に示すように、年齢が  $10^4$  yr 程度の中年齢 SNR では GeV ガンマ線にピークを持つスペクトル、 $\sim 10^{2-3}$  yr の若い SNR では TeV ガンマ線まで伸びるスペクトルが得られている (e.g., Funk, 2015)。中年齢 SNR のガンマ線スペクトルからは、 $\pi^0$  崩壊で特徴的な bump と思われる構造が検出されている (e.g., Ackermann et al., 2013)。一方、年齢が数百–数千年程度の若い SNR のガンマ線放射の起源として、電子起源か陽子起源のどちらが支配的であるかは未だに決着がついていない。例えば、RX J1713.7–3946 は TeV ガンマ線帯域で非常に明るく、GeV ガンマ線帯域でもべき  $\Gamma = 1.5 \pm 0.1$  の硬い放射が観測されているが (Abdo et al., 2011)、現状得られているガンマ線スペクトルでは、TeV ガンマ線放射が単純に電子起源か陽子起源かを結論することはできていない (e.g., H.E.S.S. Collaboration et al., 2018)。

## 第3章 *Chandra* 衛星

### 3.1 概観

*Chandra* 衛星 (Chandra X-ray Observatory) は、NASA の X 線天文衛星であり、1999 年 7 月 23 日にスペースシャトル・コロンビアにて、遠地点高度 140000 km、近地点高度 10000 km の楕円軌道に打ち上げられた (e.g., [Weisskopf et al., 2000](#))。打ち上げから 20 年目を迎える 2019 年現在も運用されている。その軌道から高エネルギーの荷電粒子由来のバックグラウンドレベルが高いというデメリットを抱えるものの、64.3 時間という周期のため 55 時間以上の長時間連続観測が可能であり、観測効率も良い ([Chandra X-ray Center, 2014](#))。*Chandra* 衛星は 0.1–10 keV の軟 X 線帯域の撮像分光が可能であり、他の X 線天文衛星と比べて 1–2 桁優れた角度分解能 ( $\sim 0.5''$ ) を誇る。

*Chandra* 衛星の外観を図 3.1<sup>1</sup> に示す。*Chandra* 衛星には、High Resolution Mirror Assembly (HRMA) という X 線望遠鏡、Low Energy Transmission Grating Spectrometer (LETGS) と High Energy Transmission Grating Spectrometer (HETGS) の 2 種類の回折格子、Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS) と High Resolution Camera (HRC) の 2 種類の焦点面検出器が搭載されている。各検出器の詳細については、[The Chandra Proposers' Observatory Guide \(2017\)](#) 等を参照。以下、データ解析で用いた HRMA と ACIS について述べる。

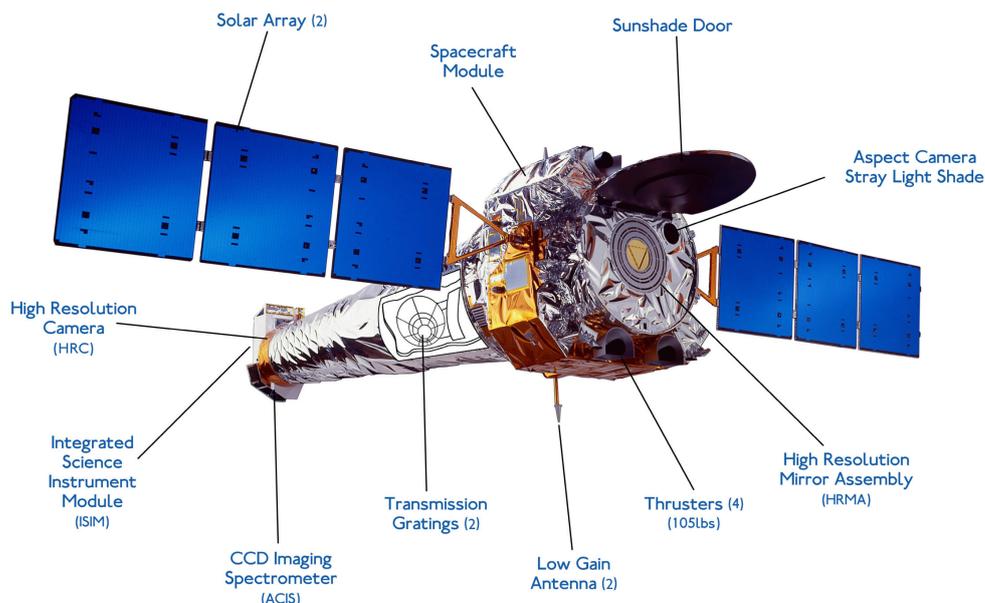


図 3.1: *Chandra* 衛星の外観

<sup>1</sup>[https://www.nasa.gov/mission\\_pages/chandra/spacecraft/index.html](https://www.nasa.gov/mission_pages/chandra/spacecraft/index.html)

### 3.2 High Resolution Mirror Assembly (HRMA)

HRMA は、回転放物面を成す前面の鏡と、回転双曲面を成す後面の鏡を組み合わせた Wolter-I 型の斜入射 X 線反射鏡が 4 つ、同心円状にネストされた X 線望遠鏡である。計 8 枚の鏡は Zerodur ガラスから製作・研磨され、クロムの結合層の上にイリジウムでコーティングされている。HRMA の直径は約 1.2 m、焦点距離は 10 m である。図 3.2 に HRMA の構造を示す。なお、X 線光学の詳細については [Aschenbach \(1985\)](#) で概説されている。

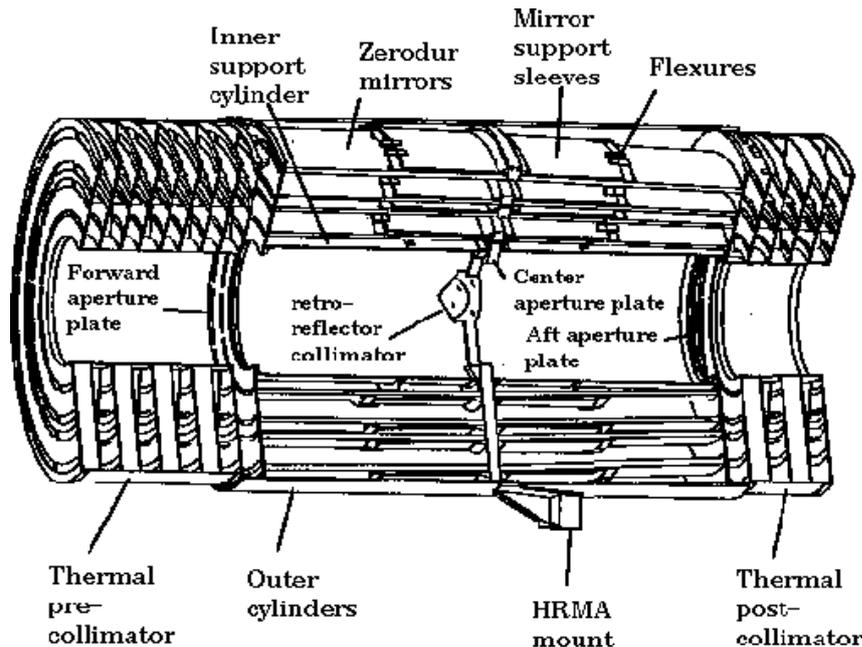


図 3.2: HRMA の構造 ([The Chandra Proposers' Observatory Guide, 2017](#))

HRMA の最大の特徴は非常に優れた角度分解能である。角度分解能は、点源を観測した際の輝度分布である Point Spread Function (PSF) の広がりではしばしば評価される。PSF を半径方向に積分した光量の総光量に対する割合を Enclosed Energy Fraction (EEF) といい、特に EEF = 0.5 となる、すなわち総光量の半分を囲む円の直径を Half Power Diameter (HPD) と呼ぶ。*Chandra* 衛星の HRMA の視野中心での HPD は  $< 0.5''$  と非常に優れている (図 3.3 参照)。参考に主な X 線天文衛星の角度分解能 (HPD) などの望遠鏡性能を表 3.1 にまとめている。ただし、各衛星でエネルギー帯域が違うことに注意。

また、図 3.4 に HRMA の有効面積を示す。0.1–2 keV の低エネルギー側で約  $800 \text{ cm}^2$ 、2 keV 以上で約  $300 \text{ cm}^2$  であり、高エネルギーに行くに従い徐々に有効面積が落ち、10 keV 付近で感度がほぼ無くなる。2 keV 付近のエッジ構造はイリジウムの M 吸収端である。参考に主な X 線天文衛星の有効面積も表 3.1 にまとめている。また、図 3.5 に示すように、視野中心から周辺に向かうにつれて鏡の有効面積は相対的に落ちていく。これを vignetting 効果と呼び、視野中心からずれて入射した X 線は反射できる鏡の枚数や領域が減り、焦点面に届く X 線が少なくなることに起因する。vignetting 効果は入射 X 線のエネルギーに依存し、エネルギーが高くなるほどこの効果が顕著になる。イメージングやスペクトル解析を行う際には、適宜、考慮して補正しなければならない。

表 3.1: 主な X 線天文衛星の望遠鏡の性能比較

衛星名 (望遠鏡名)	エネルギー帯域 (検出器名)	角度分解能 (HPD)	有効面積
<i>Chandra</i> (HRMA) <sup>1</sup>	0.1–10 keV (ACIS)	0.5''	~ 400 cm <sup>2</sup> @ 5 keV
<i>XMM-Newton</i> <sup>2</sup>	0.1–10 keV (EPIC)	~ 15''	~ 1500 cm <sup>2</sup> @ 2 keV
すざく (XRT) <sup>3</sup>	0.2–12 keV (XIS)	2'	~ 440 cm <sup>2</sup> @ 1.5 keV
ひとみ (SXT) <sup>4</sup>	0.4–12 keV (SXI)	1.2' (SXT-I), 1.3' (SXT-S)	~ 590 cm <sup>2</sup> @ 1 keV
ひとみ (HXT) <sup>4</sup>	5–80 keV (HXI)	~ 1.6'	174 cm <sup>2</sup> @ 30 keV
<i>NuSTAR</i> <sup>5</sup>	3–78.4 keV (FPMA & B)	58''	~ 100 cm <sup>2</sup> @ 30 keV

<sup>1</sup> [The Chandra Proposers' Observatory Guide \(2017\)](#)

<sup>2</sup> [Jansen et al. \(2001\)](#); [Aschenbach \(2002\)](#)

<sup>3</sup> [Mitsuda et al. \(2007\)](#)

<sup>4</sup> [Takahashi et al. \(2018\)](#)

<sup>5</sup> [Harrison et al. \(2013\)](#); [Brejnholt et al. \(2012\)](#)

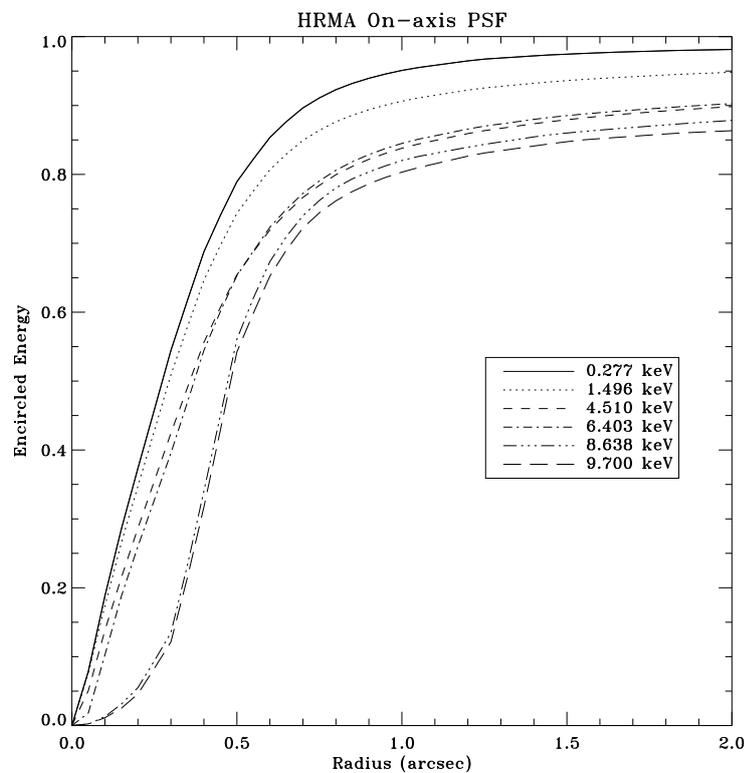


図 3.3: HRMA の視野中心での Enclosed Energy Fraction (EEF) ([The Chandra Proposers' Observatory Guide, 2017](#))

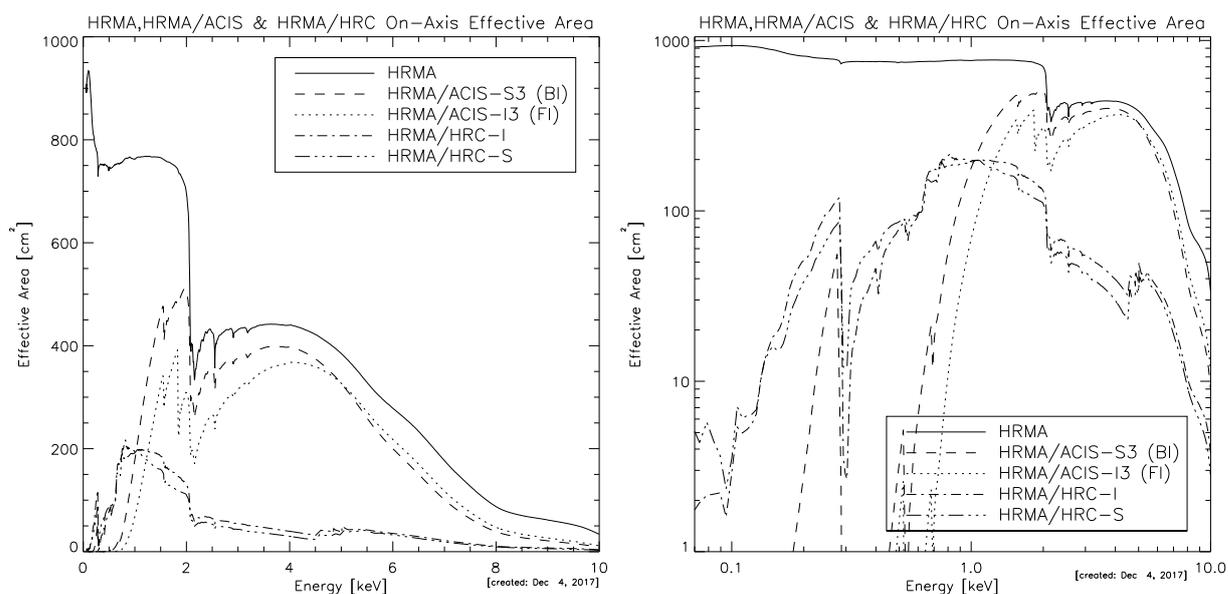


図 3.4: HRMA、HRMA/ACIS、HRMA/HRC の有効面積の linear 表示 (左) と log 表示 (右) ([The Chandra Proposers' Observatory Guide, 2017](#))。HRMA/ACIS、HRMA/HRC の有効面積は HRMA の有効面積に各検出器の量子効率をかけたもの。

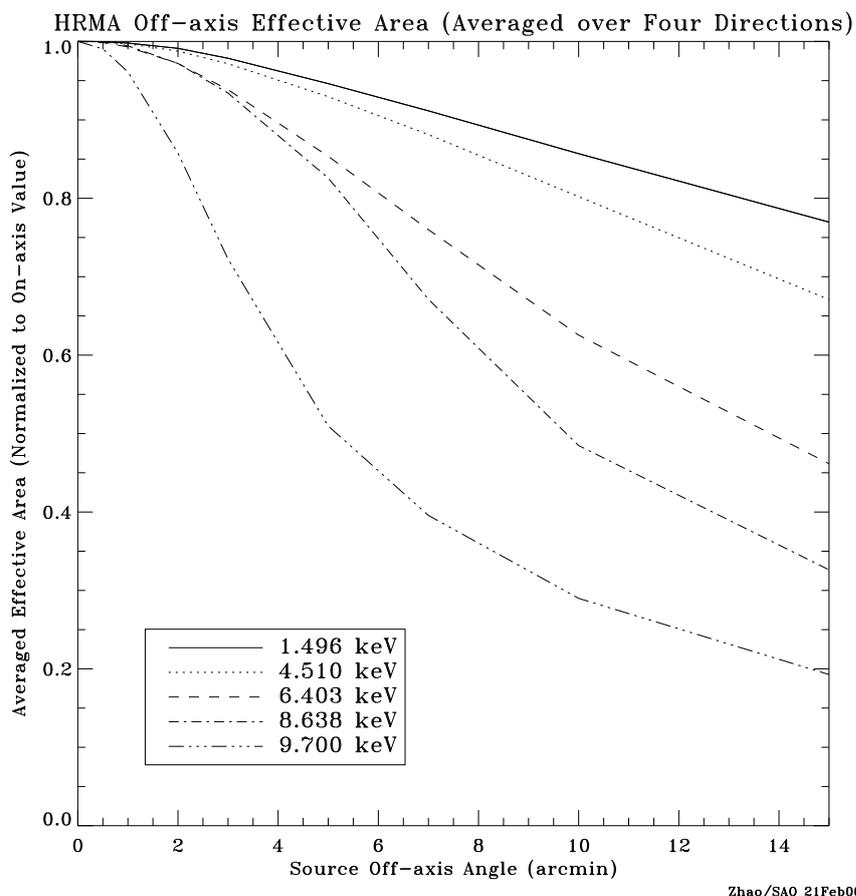


図 3.5: HRMA の vignetting 曲線。4 方向の有効面積の平均を視野中心の有効面積で規格化した値を示している。 ([The Chandra Proposers' Observatory Guide, 2017](#))

### 3.3 Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS)

ACIS は、ペンシルバニア州立大学やマサチューセッツ工科大学などの機関で共同開発された Charge-Coupled Device (CCD) イメージセンサーであり、4 枚の表面照射型 (Front-Illuminated: FI) チップで構成される ACIS-I と 4 枚の FI チップと 2 枚の裏面照射型 (Back-Illuminated: BI) チップで構成される ACIS-S からなる。図 3.6<sup>2</sup> に ACIS の外観を、図 3.7 に ACIS の構成を示す。以下では、X 線 CCD とその読み出し手順について説明しながら、ACIS に関する性能や特徴などについて述べる。

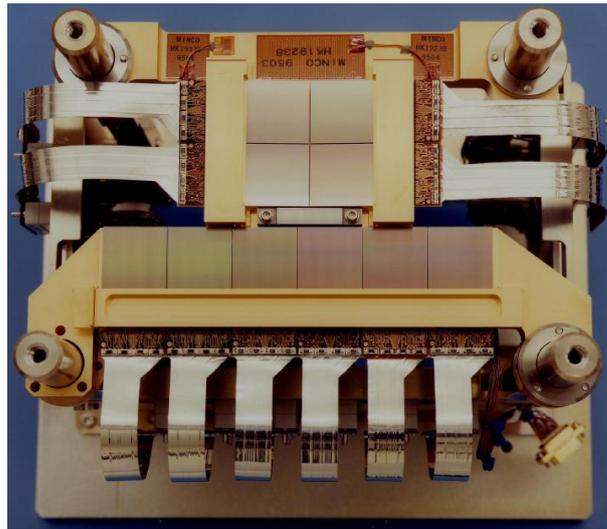


図 3.6: ACIS の外観。

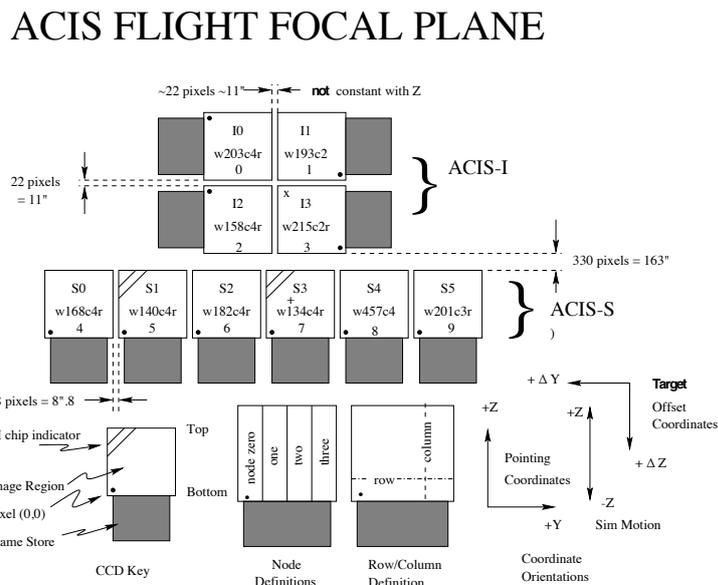


図 3.7: ACIS の構成 (The Chandra Proposers' Observatory Guide, 2017)。ACIS-S1 と ACIS-S3 は裏面照射型。

<sup>2</sup>[http://chandra.harvard.edu/resources/ppt/science\\_instruments.html](http://chandra.harvard.edu/resources/ppt/science_instruments.html)

### X線 CCD と読み出し手順

ACIS は Si 製の CCD イメージセンサーであり、2次元状に配列された数  $10\ \mu\text{m}$  四方の小さなピクセルで構成される。CCD を含む半導体検出器は一般に、PN 接合された半導体 (フォトダイオード) を空乏化させてセンサー層とする。各ピクセルに入射した X 線は、Si との光電効果により入射 X 線のエネルギー  $E_\gamma$  に比例した電荷  $\sim E_\gamma/W_{\text{Si}}$  個を空乏層内に生成する。ここで、 $W_{\text{Si}}$  はシリコンの平均電離エネルギー  $\sim 3.65\ \text{eV}$  を表す。1 ピクセルに入射する X 線の光子数は、一般的な X 線天体の場合、1 回の露光時間内に高々 1 個である。したがって、各ピクセルで生成した電荷量を正しく測定することで、入射 X 線の 2 次元上の検出位置とエネルギーを測定することができる。

X 線天文学における CCD は図 3.8 に示すような構造をしており、表面照射型 (FI) と裏面照射型 (BI) の 2 つのタイプが使われる。ここで表面というのは電極がある側を指すため、FI では低いエネルギーの X 線は電極側で吸収され、検出効率が落ちるといった欠点がある。BI は低エネルギー側の検出効率が良い上に、デブリや放射線への耐性もあるが、裏面処理によって不感領域を少なくしながら完全空乏化させなければならないという技術的な困難が伴う。

一般的な CCD の読み出しの特徴は、撮像領域全面を露光した後、信号電荷の転送を行う点にある。X 線 CCD で用いられる電荷転送・読み出し方式はフレームトランスファー方式と呼ばれ、次のように行われる。まず、撮像領域が一定時間 (ACIS の場合、フルフレームで  $\sim 3.2\ \text{s}$ ) 露光され、露光終了後、ゲート電極にクロックを与えて階段状の電場構造を形成することで、露光時間中に蓄積された電荷を「バケツリレー」の要領で図 3.7 中でグレーで示されているフレームストア領域に素早く (ACIS の場合、 $\sim 41\ \text{ms}$ ) 並列垂直転送する。そして、撮像領域で次の露光を開始すると同時に、フレームストア領域に転送された電荷はさらに行単位で順に垂直転送され、読み出し行に辿り着くと水平転送されてシリアルに読み出される。したがって、CCD のエネルギー性能は、信号電荷の読み出しを行う増幅器の性能に加え、転送中に電荷がトラップされて失われる割合 (Charge Transfer Inefficiency: CTI) に大きく依存することとなる。

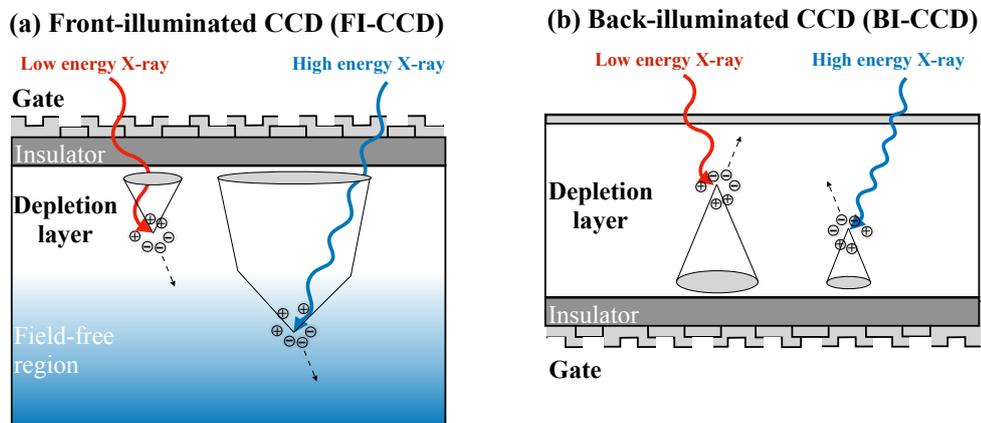


図 3.8: CCD の構造。(a) 表面照射型 (b) 裏面照射型。

### ACIS の角度分解能、視野

ACIS の場合、1 ピクセルは  $24 \times 24 \mu\text{m}^2$  のサイズを持ち、 $0.492''$  四方の角度スケールに相当する。また、ACIS は1 チップあたり  $1024 \times 1024$  個のピクセルで構成され、 $\sim 8.3'$  四方の視野に相当する  $25 \times 25 \text{mm}^2$  の撮像領域を持つ。図 3.3 に示すように、特に視野中心では HRMA の角度分解能が非常に優れているため、ピクセルサイズにより角度分解能が制限される。Chandra 衛星は原則全ての観測においてリサーチ図形状に dithering (姿勢のふらつき) を行う。これは、CCD ギャップにより撮像できない視野を補うと同時に、ピクセル間やサブピクセルの応答の違いをなますという効果もある。したがって、イメージを作る際は、衛星の姿勢情報を参照して dithering の影響を補正する必要がある。

### ACIS のエネルギー性能と較正

図 3.9 に X 線エネルギーに対する ACIS のエネルギー分解能を示す。ただし、これは打ち上げ前の地上試験での結果である。打ち上げ後、Chandra 衛星が放射帯を通過する際に、低エネルギーの宇宙線 (いわゆる “Soft proton”) が HRMA で反射し集光されてしまった。これにより、ACIS は放射線損傷を受けて CTI が悪化したため、エネルギー分解能が想定より大幅に落ちてしまった。Chandra 衛星には、 $^{55}\text{Fe}$  の線源と Al と Ti の 2 次ターゲットからなる較正線源を搭載しているため、これらの特性 X 線 (Mn-K $\alpha$ : 5.90 keV、Mn-K $\beta$ : 6.49 keV、Ti-K $\alpha$ : 4.51 keV、Ti-K $\beta$ : 4.93 keV、Al-K $\alpha$ : 1.49 keV 等) を用いることで機上較正が可能である。図 3.10 に Al-K $\alpha$ 、Mn-K $\alpha$  における CTI 補正前後のエネルギー分解能の位置依存性を示す。いずれも CTI 補正を行うことでエネルギー分解能が改善しているものの、読み出し口から遠くなるにつれて、次第にエネルギー分解能が悪くなる問題は依然として解消していない。

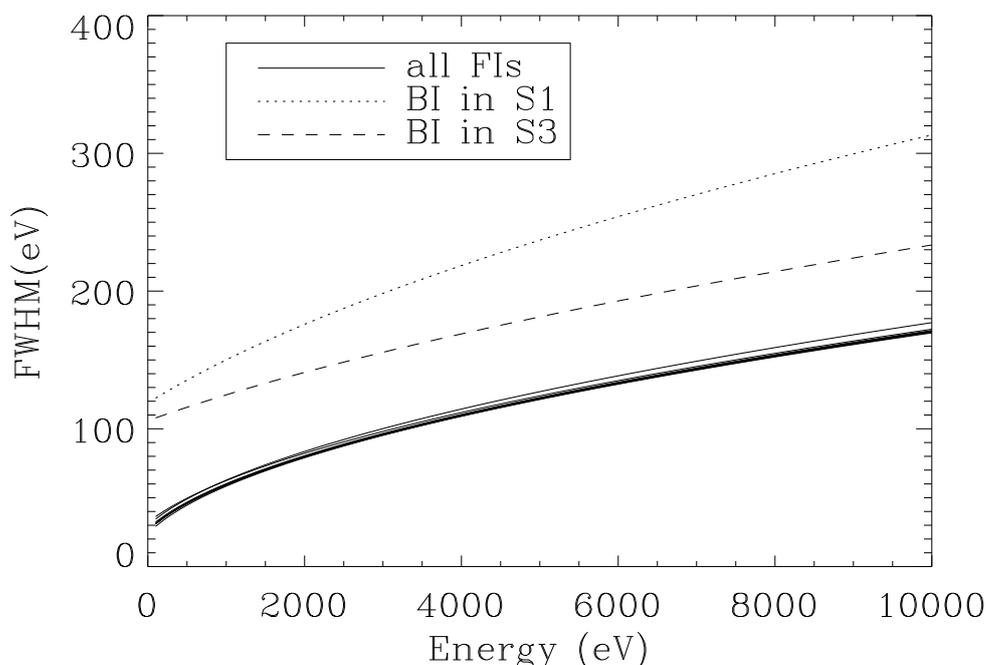


図 3.9: ACIS の X 線エネルギーに対するエネルギー分解能 (The Chandra Proposers' Observatory Guide, 2017)。ただし、地上試験の結果。

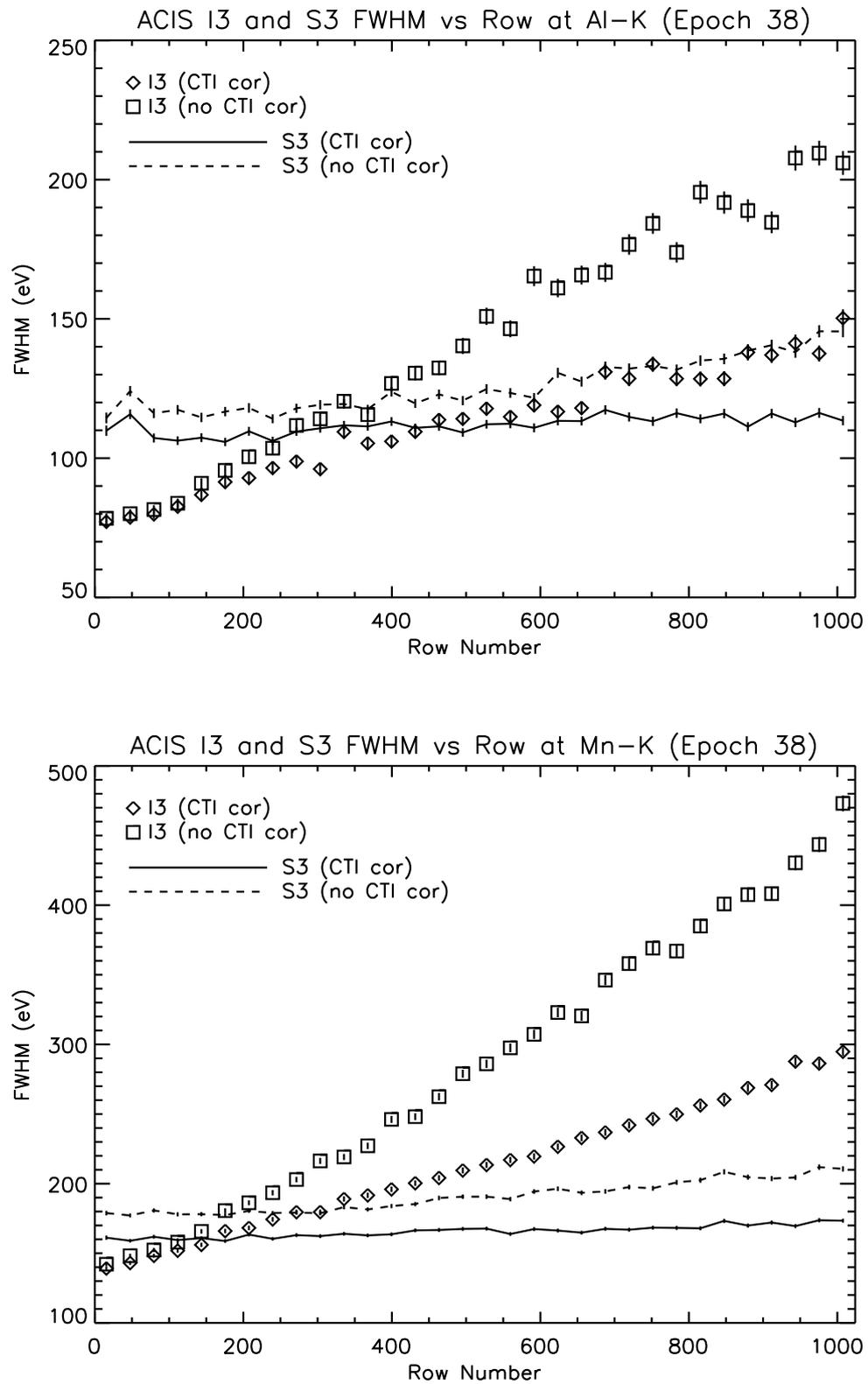


図 3.10: ACIS の CTI 補正前後の (上) Al-K $\alpha$ 、(下) Mn-K $\alpha$  における軌道上でのエネルギー分解能 (The Chandra Proposers' Observatory Guide, 2017)。横軸は CCD の y 軸 (行) 方向を表す。

### 非 X 線バックグラウンド (NXB)

衛星軌道上で問題となるバックグラウンドとして、宇宙空間中の荷電粒子由来の非 X 線バックグラウンド (Non X-ray Background: NXB) が挙げられる。荷電粒子は望遠鏡を経ずに入射して、検出器と直接相互作用してバックグラウンドとして検出されてしまうほか、筐体や検出器の構成成分である Al や Au、Si などを衝突励起して特性 X 線を放射することによっても、バックグラウンドとして検出されてしまう。これらは特に天体からの光子数が少なくなる  $\geq 5$  keV で支配的となるため、いずれも天体観測において重大なバックグラウンドとなる。

図 3.11 に Chandra 衛星の NXB を示す。BI チップである ACIS-S1 や S3 では  $\sim 10$  keV 付近にこぶ状のピークが見られるが、FI チップの ACIS-I では、そのようなピークは見られない。これは、一般に大きい入射角を持つ荷電粒子によるイベントは望遠鏡を経て入射する X 線イベントよりも広がることを利用して、グレード判定法と呼ばれる画像処理を用いて NXB をある程度除去することができることによる。ACIS の場合、FI チップの空乏層厚は  $50\text{--}75 \mu\text{m}$  なのに対し、BI チップでは  $45 \mu\text{m}$  と異なる (e.g., Garmire et al., 2003)。この違いにより、BI チップでは荷電粒子の生成する電荷の広がりが比較的小さくなるため、グレード判定法では NXB を除去するのが困難であり、 $\geq 5$  keV で NXB フラックスが非常に高くなる。一方 FI チップでは、図 3.8 に示すように厚い空乏層に加えて中性領域でも電荷が広がるため、グレード判定法により、 $\geq 5$  keV 帯域での NXB フラックスが比較的抑えられる。

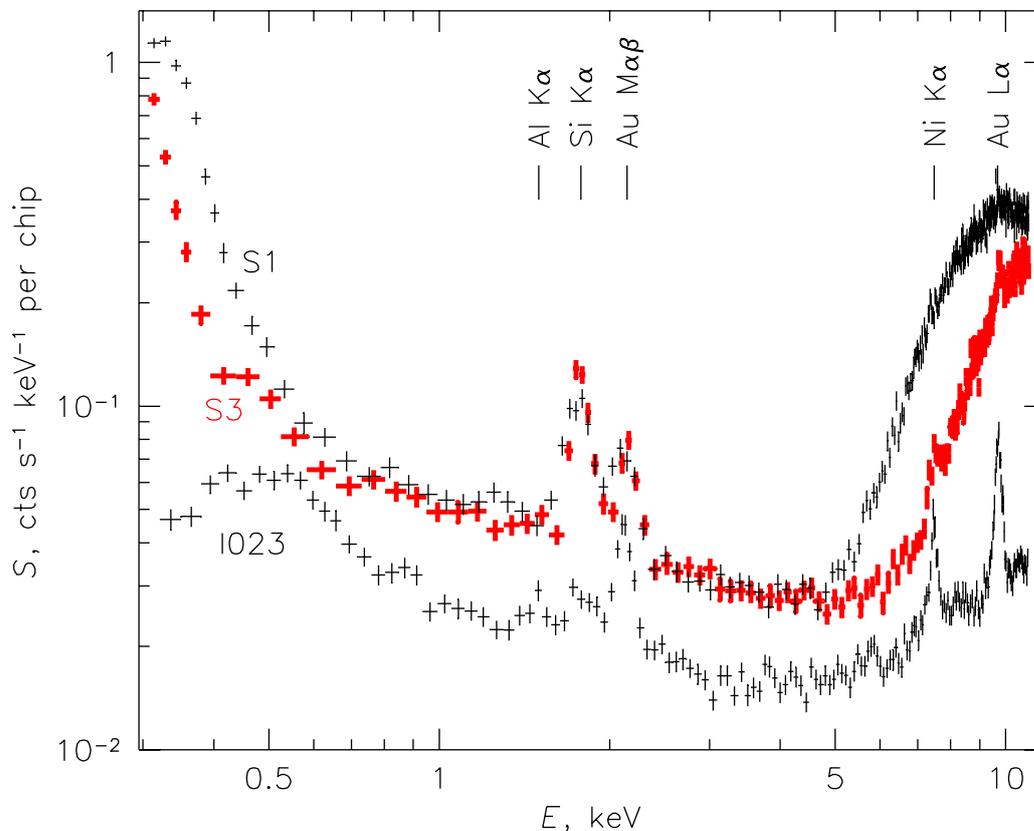


図 3.11: ACIS の非 X 線バックグラウンドのスペクトル (The Chandra Proposers' Observatory Guide, 2017)。ACIS-I0, I2, I3 (FI) と ACIS-S1, S3 (BI) のものを示している。

## 第4章 超新星残骸RX J1713.7–3946からの非熱的X線放射の空間分布観測

### 4.1 超新星残骸RX J1713.7–3946

超新星残骸RX J1713.7–3946は、1996年にX線天文衛星*ROSAT*による全天観測において、銀河座標  $(l, b) = (347.5, -0.5)$  の銀河面上で発見された、シェル型のSNRである(Pfeffermann & Aschenbach, 1996)。年齢は比較的若く、約1600年と見積もられており、その年齢や位置から、中国の歴史書『宋書』に「客星」として西暦393年に超新星爆発が記録されている天体(SN 393)だと考えられている(e.g., Wang et al., 1997)。SNRまでの距離は、X線の星間吸収量の観測(Koyama et al., 1997)や西部で相互作用している分子雲の観測(Fukui et al., 2003)からおおよそ1 kpcと見積もられている。以下、本論文では、RX J1713.7–3946までの距離を1 kpcとして計算を進める。

RX J1713.7–3946は非常に明るく、硬いガンマ線放射を持つことから(e.g., Abdo et al., 2011; H.E.S.S. Collaboration et al., 2018)、超新星残骸での宇宙線加速の現場として最も注目を集める天体の一つである。超新星残骸におけるガンマ線放射が電子起源か陽子起源かという問題や、超新星残骸の衝撃波で宇宙線粒子をkneeエネルギーまで加速できるか、などの宇宙物理において重要な未解決問題がこの天体の観測からしばしば議論される。

X線帯域では、近年SNR中央部で熱的放射が見つかったものの(Katsuda et al., 2015)、非熱的放射が全域にわたって支配的であるという特徴が知られている(e.g., Slane et al., 1999; Tanaka et al., 2008)。これは、TeV帯域まで加速された電子からのシンクロトロン放射と考えられており(Koyama et al., 1997)、*Chandra*衛星による観測ではフィラメント状の構造が確認されている(Uchiyama et al., 2003; Lazendic et al., 2004)。さらに、北西部のフィラメント中にある数10''の角度スケールの小さな領域で、年単位のX線強度変化が観測されている(Uchiyama et al., 2007)。これは、mGスケールの磁場増幅により、加速とシンクロトロン冷却のタイムスケールが速められた結果だと解釈されている。

RX J1713.7–3946は星間ガスと相互作用していることも知られている(e.g., Fukui et al. 2003, 2012)。Fukui et al. (2012)はHIとCOの観測から、星間ガス分布を見積もり、ガンマ線放射との相関を示した。そして、星間陽子とガンマ線に相関があることから、ガンマ線放射が陽子起源であると議論している。また、X線放射と星間ガス分布の相関も報告されている(Sano et al. 2013, 2015)。特にSano et al. (2015)はすざく衛星を用いて星間ガスとX線放射の相関をSNR全域にわたって調べ(図4.1)、スペクトルの硬さを示す光子指数の分布と星間ガスの分布に相関があることを示した。Sano et al. (2015)は、この結果をInoue et al. (2012)が3次元磁気流体(MHD)シミュレーションに基づき予測した、SNRと濃いISMとの相互作用で生じた乱流による磁場増幅で説明できるのではないかと議論し

ている。すなわち、RX J1713.7–3946 のような若い SNR と濃い星間ガスの塊 (クランプ) の相互作用で乱流が発生し、その領域の磁場が増幅される。そこへ星間ガスと衝撃波の相互作用で生じた二次的な反射衝撃波が通過することにより、SNR の下流で新たに粒子が加速されるというシナリオである。

Sano et al. (2015) の X 線放射と星間ガス分布の比較はすざく衛星の角度分解能に制限され、2′–8′ 程度にとどまっている。しかし一方で、Uchiyama et al. (2003) が示した、スペクトルの硬さの分布を表す hardness-ratio map によると、より細かいスケールでスペクトルの硬さ (光子指数) が変化していることが示唆される。また、Inoue et al. (2012) の 3 次元 MHD シミュレーションの予測によると、SNR と濃い ISM との相互作用の結果、SNR 下流に生じる mG スケールの磁場増幅や濃い密度を持つクランプは典型的に 0.05 pc スケールの構造を持つ。これは、RX J1713.7–3946 の距離を 1 kpc と仮定すると、 $\sim 10''$  に相当するサイズであり、Uchiyama et al. (2007) で観測された増光や減光のスケールとも一致する結果である。

そこで本章では、こうした細かいスケールやフィラメント構造毎での X 線放射の変化を明らかにするため、角度分解能に優れた *Chandra* 衛星を用いて、RX J1713.7–3946 の非熱的 X 線放射の空間分解解析を行う。本章は、Okuno et al. (2018) の内容を含む。

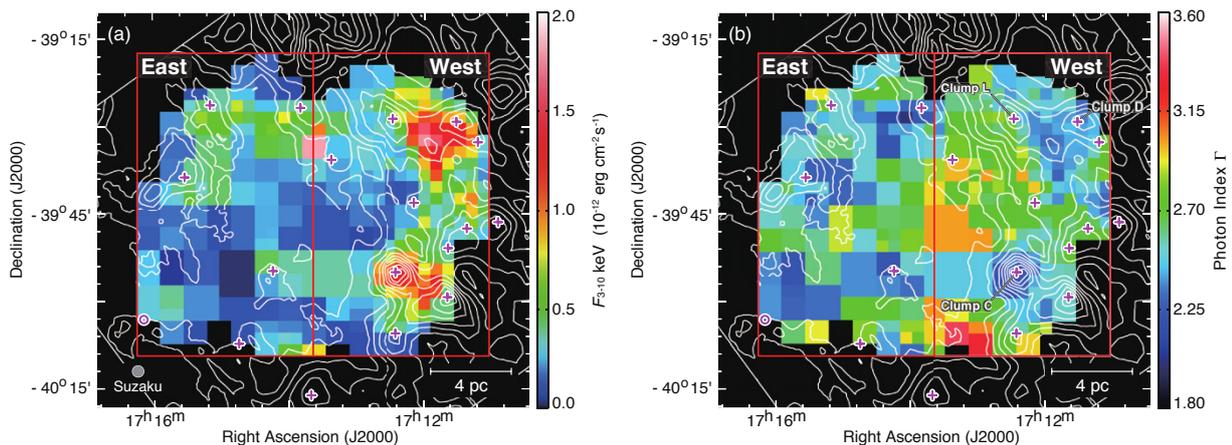


図 4.1: すざく衛星による RX J1713.7–3946 の (a) 3–10 keV のフラックス (b) 光子指数の 2 次元マップ (Sano et al., 2015)。白い等高線は NANTEN と ATCA & Parkes 望遠鏡による  $^{12}\text{CO}(J = 1-0)$  と HI のデータから求めた星間ガス密度を表す (Moriguchi et al., 2005; McClure-Griffiths et al., 2005)。

## 4.2 解析に用いた観測とデータ処理

RX J1713.7–3946 は、*Chandra* 衛星搭載の ACIS により、2000 年から 2011 年の間で 10 回観測が行われている。本論文では、これらの観測のうち、以下表 4.1 に示す 7 観測を用いて解析を行う。

RX J1713.7–3946 のフィラメントの固有運動は、北西部で  $3900 \pm 300 \text{ km s}^{-1}$  (Tsuji & Uchiyama, 2016)、南東部で  $\sim 3500 \text{ km s}^{-1}$  (Acero et al., 2017) と求められている。これらの速度はいずれも  $\sim 0.8'' \text{ yr}^{-1}$  に相当する。つまり、10 年離れた観測において、放射が約  $10''$  移動することになる。本論文の解析では、数  $10''$  の小さな領域に分けて解析を行った

ため、10年離れた2観測で同じ領域を取って解析すると、スペクトル解析の結果に影響を及ぼしてしまうおそれがある。したがって、本解析では、2000年の2観測(観測ID: 736、737)を使用しなかった。また、2005年の1観測(観測ID: 5560)は視野全体に放射が広がっており、Off-source領域からバックグラウンドの放射を正確に見積もることが難しかったため、本論文では用いなかった。表4.1に本解析で用いた観測データをまとめる。なお、北西領域の2006年から2011年までの5観測については、スペクトルやイメージを足し合わせて解析を行った。

本論文では、NASA提供のHEADAS software version 6.21とChandra X-ray Center (CXC)提供のChandra Interactive Analysis of Observations (CIAO) version 4.9を用いて解析を行った。また、本章では、キャリブレーションデータベース CALDB version 4.7.5.1を用いてデータの再プロセスを行った。なお以下では、特に断らない限り文章中および表中の誤差は90%信頼区間を表し、図中の誤差棒は $1\sigma$ とする。

表 4.1: RX J1713.7–3946 の Chandra ACIS による観測。

観測 ID	観測領域	観測開始日	スクリーニング後の観測時間 (ks)
6370	北西	2006-05-03	29.8
10090	北西	2009-01-30	28.4
10091	北西	2009-05-16	29.7
10092	北西	2009-09-10	29.2
12671	北西	2011-07-01	89.9
5561	南西	2005-07-09	29.0
10697	南東	2009-05-15	57.4

### 4.3 イメージ

図4.2に、vignetting補正を行いバックグラウンドを引いた、XMM-Newton衛星の観測によるRX J1713.7–3946全体のX線(0.5–8 keV)イメージを示す(K. Mori private communication)。また、図4.3にvignetting効果やditheringの補正を行った、Chandra衛星の観測によるRX J1713.7–3946南東部、南西部、北西部のフラックスイメージを示す。

図4.2に示すように、ソース領域は全観測において、FIチップであるACIS-Iの視野内に収まっている。一方、バックグラウンド領域は各観測のOff-source領域から取得し、いくつかの観測ではACIS-Sの視野から取得した。今回の解析ではFIチップのみを用い、バックグラウンドレベルが異なるBIチップを用いなかった。

ソース領域とバックグラウンド領域は図4.3に示すように定義した。この時、バックグラウンド領域については、CIAO内に含まれる点源検出アルゴリズムである、wavdetectによって検出された点源を以後の解析から除外した。一方、ソース領域については、SNRの放射との区別が困難であったため、手動で明るい点源をいくつか指定して除外した上で、以降の解析を行った。

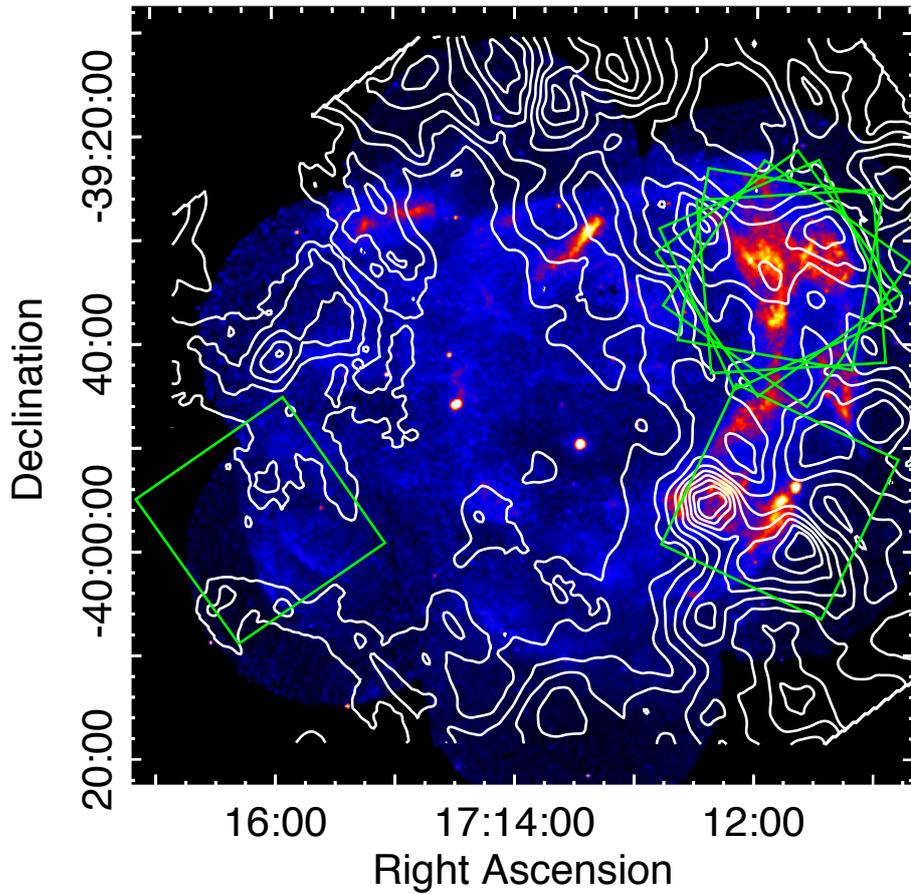


図 4.2: *XMM-Newton* 衛星による RX J1713.7-3946 の X 線 (0.5-8 keV) イメージ (K.Mori private communication)。白い等高線は NANTEN と ATCA & Parkes 望遠鏡による  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  と HI のデータから求めた星間ガス密度を表す (Moriguchi et al., 2005; McClure-Griffiths et al., 2005; Sano et al., 2015)。7 つの緑の正方形の領域は表 4.1 に示した *Chandra* 衛星の ACIS-I による 7 観測の視野。

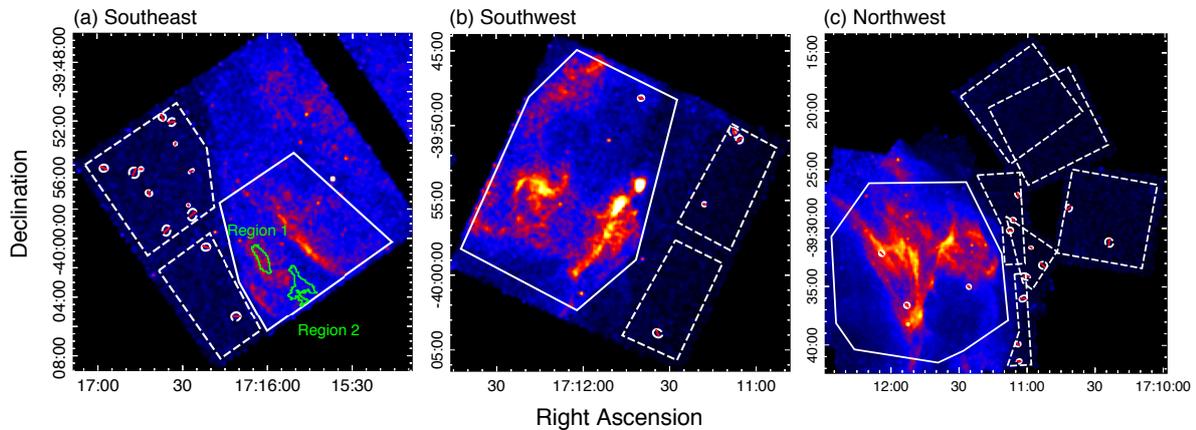


図 4.3: *Chandra* 衛星による RX J1713.7-3946 の (a) 南東部 (b) 南西部 (c) 北西部の X 線 (0.7-7 keV) イメージ。白い実線で囲まれた領域は各部のソース領域を表し、白い点線で囲まれた領域はバックグラウンド領域を表す。赤い斜線が引かれた領域は解析から除外した領域。緑の実線で囲まれた領域 (Region 1 と Region 2) は図 4.4 でスペクトル例を抽出した領域を表す。

## 4.4 解析

得られたイメージを元に、ソース領域をコントアビンニング (contbin; Sanders 2006) というアルゴリズムを用いて、数  $10''$  程度の典型的なスケールを持つ、細かい小領域に分割した。このアルゴリズムは各小領域 (以下、スペクトル抽出領域) における S/N 比 (バックグラウンド領域とスペクトル抽出領域のカウント比) やスペクトル抽出領域のカウントをおおよそ一定になるように区切るものである。今回の領域分けにおける統計の基準として、表 4.2 に南東部、南西部、北西部のスペクトル抽出領域における最小カウントと、そのスペクトル抽出領域での S/N 比を示す。

表 4.2: 本解析の最小カウントと S/N 比。

観測領域	最小カウント	S/N 比
南東	1174	1.4
南西	992	8.0
北西	6615	8.9

次に、各スペクトル抽出領域とバックグラウンド領域から、スペクトルとレスポンスファイルをそれぞれ取得し、XSPEC version 12.9.1 (Arnaud, 1996) を使用してスペクトル解析を行った。今回の解析では上記の通り細かい領域分けを行っているため十分な統計を確保するのが難しく、各エネルギービンごとのカウントがガウス分布に従うと近似できない。そこで、最尤法的一种である Cash 統計 (Cash, 1979) を用いてスペクトルフィットを行った。RX J1713.7–3946 からは近年熱的放射が検出されている (Katsuda et al., 2015)。しかし、熱的放射が検出された領域は SNR の中心領域であり、今回の解析で定義したソース領域と被っていない。実際、スペクトル抽出領域からのスペクトルは全て星間吸収を受けたべき関数のモデルでよく再現できた。なお、本解析では、光電吸収の反応断面積として Balucinska-Church & McCammon (1992) の値を、星間物質のアバンダンスとして太陽組成比 (Anders & Grevesse, 1989) を仮定し、星間吸収をモデル化した。図 4.4 に例として、最も硬いスペクトル (Region 1) と最も軟らかいスペクトル (Region 2) を示す。また、そのベストフィットパラメータを表 4.3 に示す。

同様に他のスペクトルについてもフィッティングを行い、水素柱密度  $N_{\text{H}}$  と光子指数  $\Gamma$  の空間分布を得た。

表 4.3: Region 1 と 2 のスペクトルのベストフィットパラメータ。

Parameters (unit)	Region 1	Region 2
$N_{\text{H}}$ ( $10^{22}$ cm $^{-2}$ )	$0.58^{+0.13}_{-0.14}$	$1.06^{+0.23}_{-0.27}$
$\Gamma$	$1.87^{+0.20}_{-0.21}$	$2.95^{+0.36}_{-0.40}$
$F_{3-10 \text{ keV}}$ ( $10^{-12}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	$0.23 \pm 0.03$	$0.09 \pm 0.02$
$C$ (d.o.f.)	91 (82)	65 (71)

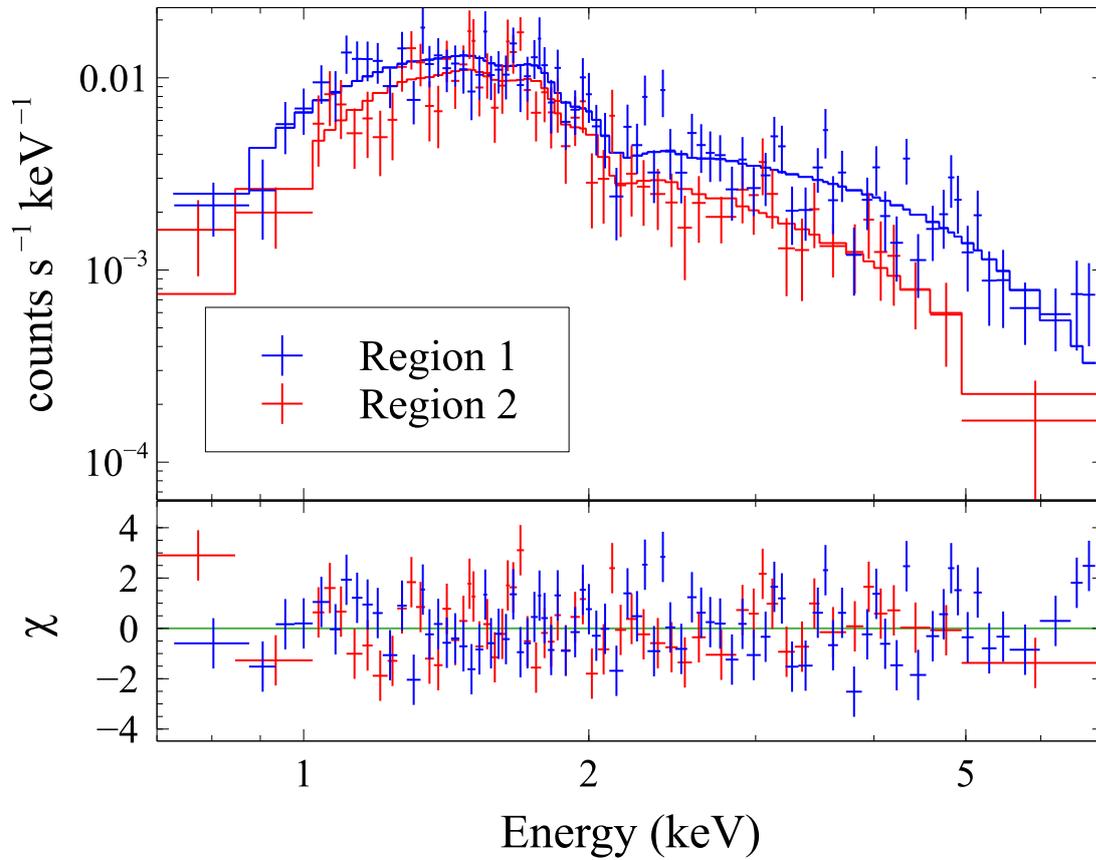


図 4.4: Region 1 から抽出した最も硬いスペクトルと Region 2 から抽出した最も軟らかいスペクトル。それぞれ青色と赤色で示している。ベストフィットモデルは実線で表しており、残差を下のパネルに示している。

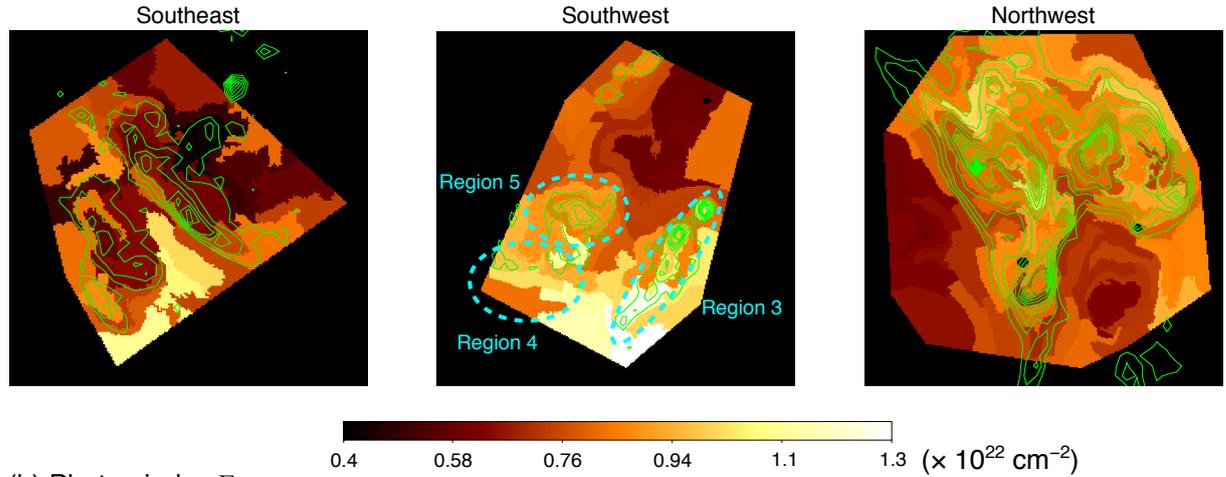
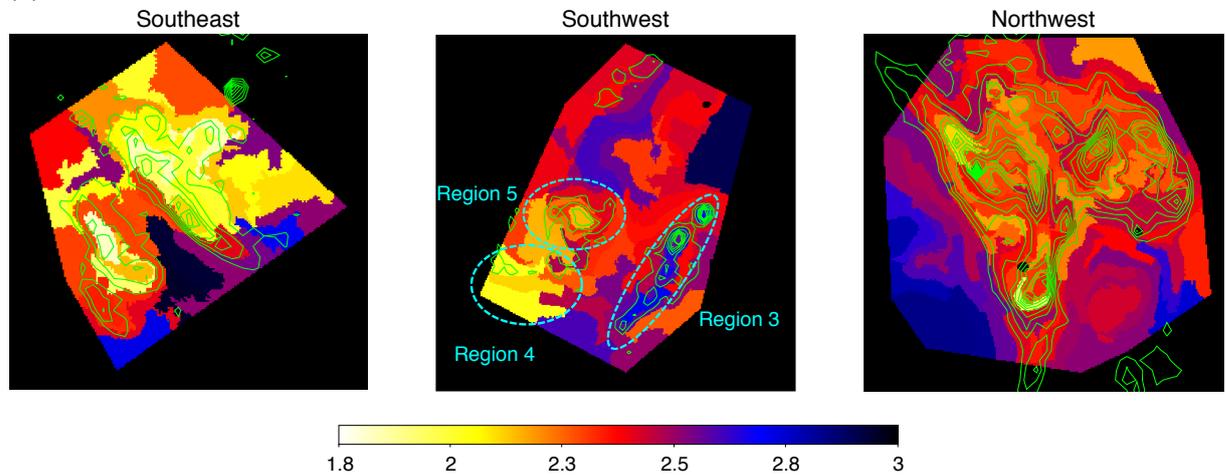
(a) Absorption column density  $N_H$ (b) Photon index  $\Gamma$ 

図 4.5: (a) 水素柱密度  $N_H$  と (b) 光子指数  $\Gamma$  の空間分布。緑の等高線は *Chandra* で取得した X 線 (0.7–7 keV) の強度を表す。シアン色の破線で囲まれた領域 (Region 3, 4, 5) は本文中で述べる特徴的な領域を表す。

図 4.5 (a) に水素柱密度  $N_H$  の空間分布をカラーで示す。今回の解析の結果、 $N_H$  は  $0.39 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  から  $1.6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  の範囲で分布しており、その相対誤差の平均値は 12% であった。全体的に南西部と北西部の方が南東部よりも値が大きく、特に南西部の南側は  $1.0 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  以上と、大きな値を示している。これらの大域的な傾向は先行研究である [Sano et al. \(2015\)](#) による  $N_H$  の分布ともおおよそ一致する (図 4.1 参照)。

また、図 4.5 (b) に光子指数  $\Gamma$  の空間分布をカラーで示している。なお、光子指数の平均相対誤差は 6.0% であった。南東部の方が西部に比べて硬いスペクトルを持ち、北西部の内側のスペクトルが比較的軟らかい ( $\Gamma \sim 2.7$ ) という大域的な傾向が見られた。光子指数の空間分布の傾向も [Sano et al. \(2015\)](#) とおおよそ一致する結果である (図 4.1 参照)。細かいフィラメント構造ごとの分布に着目すると、南東部のフィラメントでは非常に硬い放射 ( $\Gamma \sim 2.0$ ) が見られた。一方で、西部の明るい放射と硬い放射は必ずしも一致しないという結果が得られた。その傾向は特に南西部に顕著であり、下流側にある硬い放射と明るい放射 (それぞれ図 4.5 中の Region 4 と Region 5) は空間的に一致していない。さらに特筆すべきは、上流の明るいフィラメント状の放射 (図 4.5 中の Region 3) はむしろ軟らかい

( $\Gamma \sim 2.6$ ) であるということである。

## 4.5 議論

本解析により、数  $10''$  スケールで光子指数に変化が見られることが明らかになった。しかし、水素柱密度  $N_H$  と光子指数  $\Gamma$  は互いに統計的に相関するパラメータであるため、注意が必要である。この統計的な相関が得られた結果に及ぼす影響をチェックするため、 $\Gamma$  対  $N_H$  のプロットを図 4.6 のように作成した。南西部と北西部については、相関係数の絶対値が  $R \sim 0.2$  とそこまで強い相関は見られなかった。しかし、南東部については相関係数  $R = 0.87$  と強い相関が見られたため、統計的な相関の影響を最も強く受けてしまっている可能性がある。そこで、南東部について  $N_H$  の値をソース領域全体の値である  $0.67 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  に固定し、前節と同じ解析手順で光子指数の空間分布を得ることで、統計的な相関の影響をチェックした。その結果、図 4.7 に示すように、 $N_H$  を固定するか否かに依らず、前述の明るいフィラメント状の放射が硬いという傾向は変わらなかった。したがって、本解析で得られた傾向が  $N_H$  と  $\Gamma$  の統計的な相関によって受ける影響は少ないと考えられる。

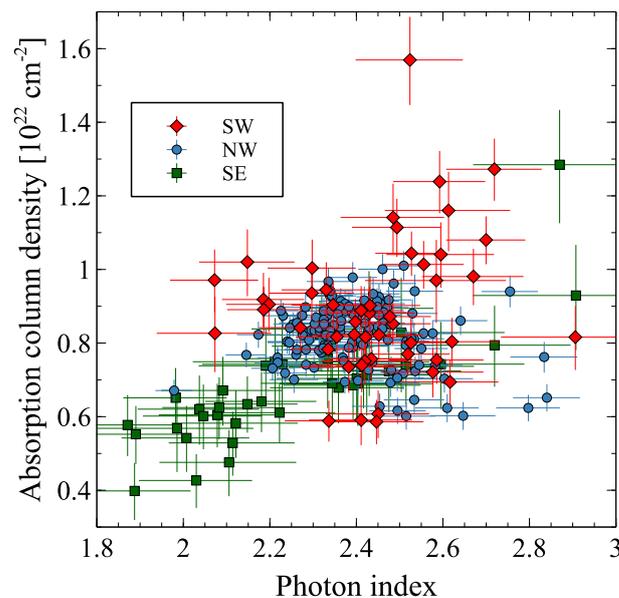


図 4.6: 光子指数  $\Gamma$  対水素柱密度  $N_H$  の相関プロット。赤色のダイヤは南西部の結果、青色の丸は北西部の結果、緑色の四角は南東部の結果を表す。

ここで、各領域で光子指数分布について得られた結果をまとめると、

- 南東部: 明るいフィラメント領域は硬い放射を持つ。
- 南西部: 外側の明るいフィラメント領域は軟らかい放射を持つ。内側の明るい放射は硬いが、最も硬い放射とは空間的に一致しない。
- 北西部: 明るい領域と硬い放射を持つ領域は必ずしも一致しない。

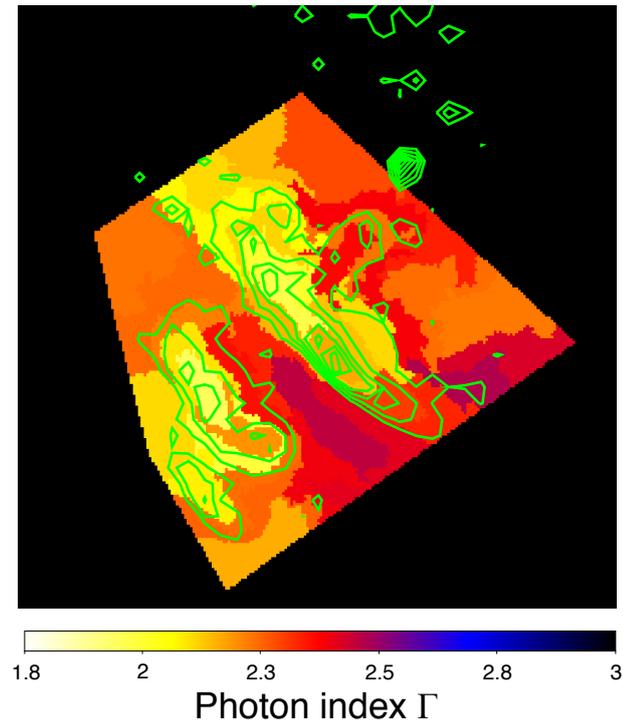


図 4.7: 南東部の光子指数分布。緑の等高線は *Chandra* で取得した X 線 (0.7–7 keV) の強度を表す。ただし、 $N_{\text{H}}$  を  $0.67 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  に固定して解析した結果。

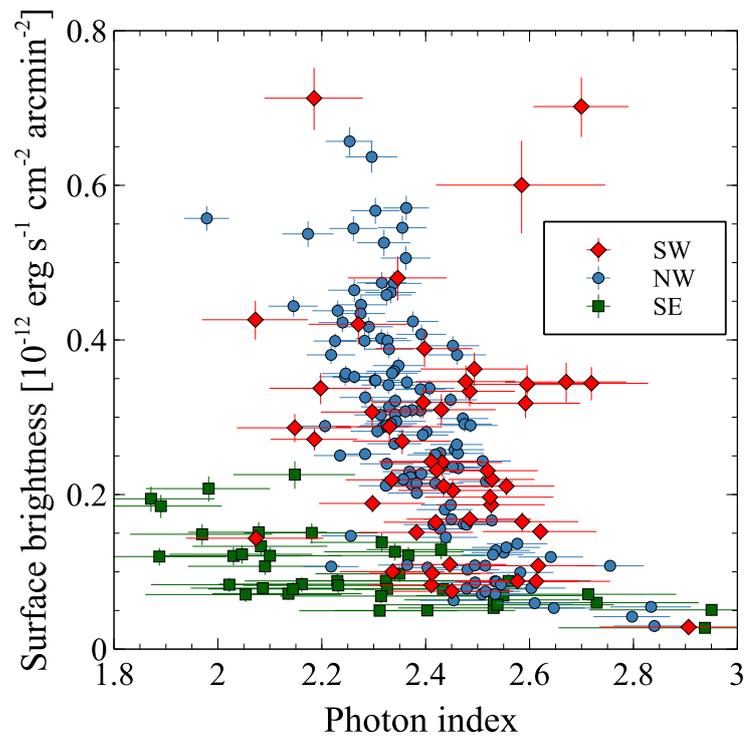


図 4.8: 光子指数  $\Gamma$  対表面輝度  $\Sigma_{3-10 \text{ keV}}$  の相関プロット。赤色のダイヤは南西部の結果、青色の丸は北西部の結果、緑色の四角は南東部の結果を表す。

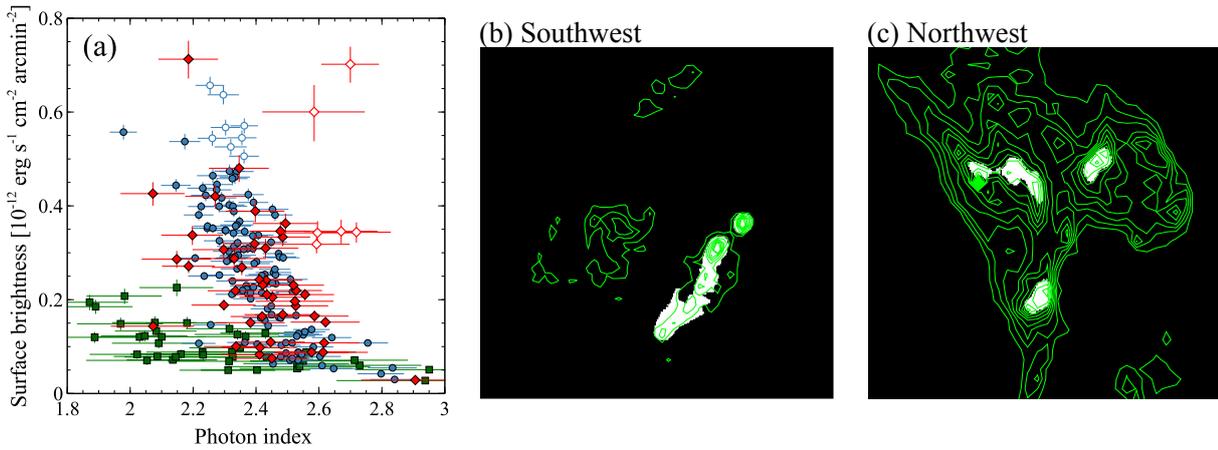
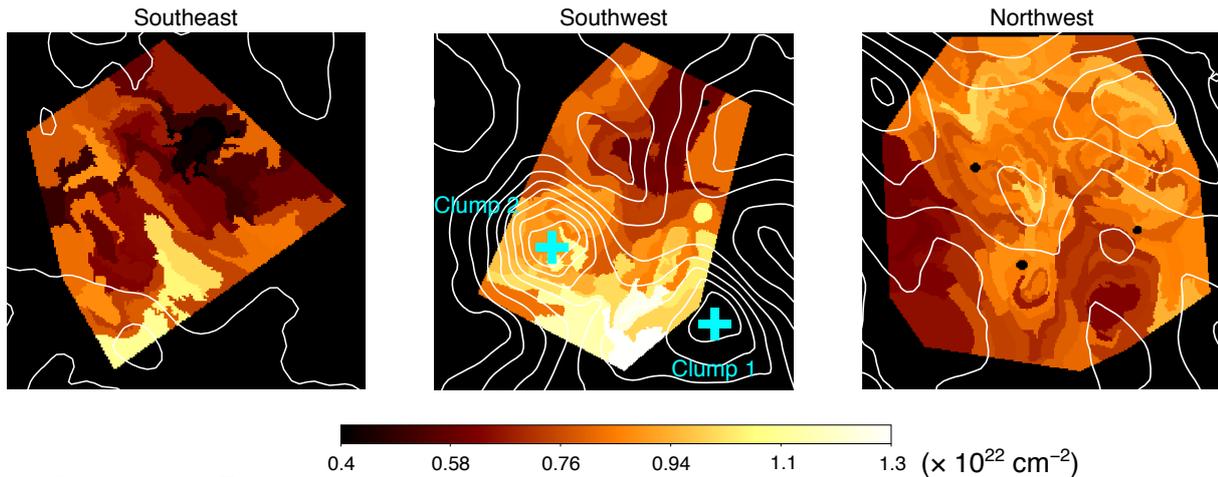


図 4.9: (a) 光子指数  $\Gamma$  対 3–10 keV の表面輝度  $\Sigma_{3-10 \text{ keV}}$  の相関プロット。データ点の色や形は図 4.8 と同様だが、中抜きのデータ点は反相関から外れるものを表す。(b) 南西部における (a) のプロットの相関から外れるデータ点の対応領域。緑の等高線は図 4.5 と同様。(c) (b) と同様だが、北西部におけるデータ点の対応領域。

(a) Absorption column density  $N_H$



(b) Photon index  $\Gamma$

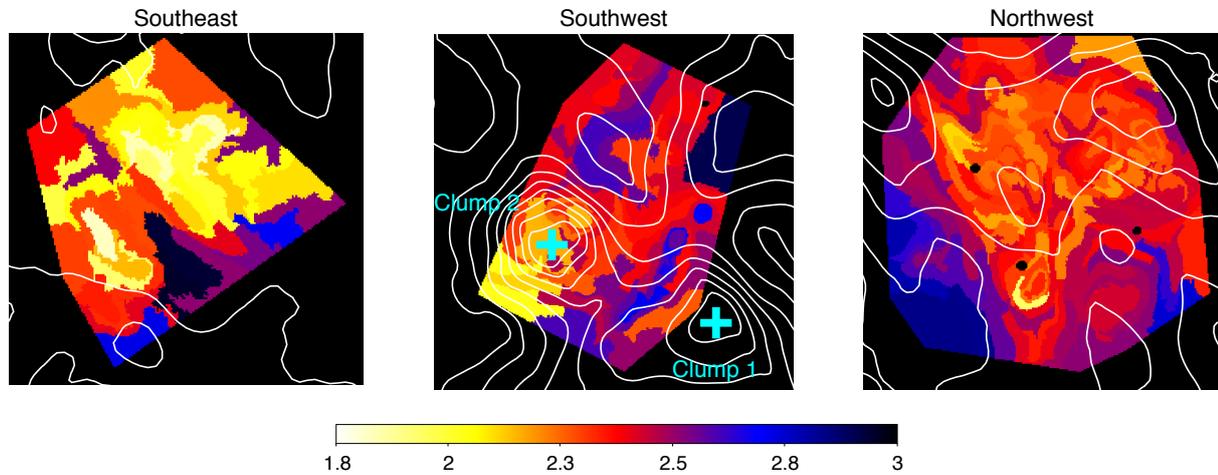


図 4.10: 図 4.5 と同じ (a) 水素柱密度、(b) 光子指数の空間分布。重ね書きした白い等高線は図 4.2 と同じ星間ガス密度分布を表す。

となる。この結果をさらに定量的に評価するため、図 4.8 のように光子指数と 3–10 keV の表面輝度の相関プロットを作成した。以下では、南東部、南西部、北西部の各領域について、この相関プロットに見られる傾向と前節で得られた光子指数の空間分布を照らし合わせながら議論していく。

まず、南東部においては、相関プロットに  $R = -0.64$  の強い反相関が見られ、明るい領域ほどスペクトルが硬いという傾向を示した。南東部における明るい放射は SNR 外側のフィラメント状の放射に当たり、順行衝撃波のように見える (図 4.3a 参照)。つまりこの放射は、順行衝撃波で加速された高エネルギーの電子が衝撃波面付近でシンクロトロン放射することで X 線帯域で見えているものと考えられる。例えば、Vela Jr. (Kishishita et al., 2013) や SN 1006 (Rothenflug et al., 2004; Katsuda et al., 2010)、Tycho's SNR (Cassam-Chenaï et al., 2007) といった他の若い SNR の順行衝撃波において、上流に行くほどスペクトルが徐々に硬くなるという傾向が報告されている。式 (2.24) から分かるように、高いエネルギーを持つ電子ほどシンクロトロン冷却の影響を受けやすい。したがって、下流に行くほどスペクトルが軟らかくなるという傾向は、カットオフ付近まで加速された電子が下流に流されて優先的にシンクロトロン冷却を受けることにより、カットオフエネルギーが徐々に減少していくためであると解釈されている (e.g., Kishishita et al., 2013)。南東部の明るい放射が硬いという傾向は、まさに他の SNR の観測例と同様の傾向であり、同様に下流でのシンクロトロン冷却の影響で説明することができる。

南西部は、南東部とは対照的に、相関プロットにおいて  $R = -0.16$  と相関があまり見られなかった。そこで、図 4.9 (a) のように相関から外れる点を取り出し、対応する領域がどこかを調べた。その結果、図 4.9 (b) に示すように相関から外れるデータ点は、全て SNR の外側の明るいフィラメント領域 (Region 3) に対応することが分かった。この領域は順行衝撃波面の位置に対応すると考えられるが、本解析の南東部の結果や他の SNR での観測例のように、衝撃波面に近いほどスペクトルが硬くなるという傾向に反して、むしろ軟らかいスペクトルを持つ。したがって南西部の光子指数分布は、南東部と同様に議論することはできず、単純に下流でのシンクロトロン冷却では解釈できない。ここで、X 線放射はカットオフ付近の電子からのシンクロトロン放射に当たるため、光子指数をカットオフエネルギーの代用として議論を進めていく。すなわち、光子指数が小さいほどカットオフエネルギーが大きく、光子指数が大きいほどカットオフエネルギーが小さいと捉えることができる (Tanaka et al., 2008)。もし、粒子加速が Bohm 極限で近似でき、エネルギー損失がシンクロトロン冷却によるものとする、スペクトルは以下の形で書ける (Zirakashvili & Aharonian, 2007)。

$$\frac{dn}{d\varepsilon} \propto \varepsilon^{-2} \left[ 1 + 0.46 \left( \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)^{0.67} \right]^{2.29} \exp \left[ - \left( \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)^{1/2} \right] \quad (4.1)$$

この時のカットオフエネルギー  $\varepsilon_0$  は、

$$\varepsilon_0 = 0.55 \left( \frac{v_{\text{sh}}}{3000 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \eta^{-1} \text{ keV}, \quad (4.2)$$

で与えられ、衝撃波速度  $v_{\text{sh}}$  に依存する。図 4.10 に示すように南西部の南側は  $N_{\text{H}}$  が大きく、SNR のフィラメントのちょうど外側には濃い分子雲クランプ (図 4.10 中の Clamp 1) が

ある。したがって、南西部の外側にあるフィラメント領域 (Region 3) の軟らかいスペクトルの解釈として、衝撃波が濃い星間ガス領域中を伝播することで減速を受けているという可能性が考えられる。そこで以下では、南西部の衝撃波がどの程度まで減速されているのかをスペクトル解析から見積もる。これは、*Chandra* 衛星が南西部を 2005 年に 1 回しか観測しておらず、衝撃波速度を固有運動から直接測定することができないためである。まず、図 4.11 (a) に示す南西部の Region 3 のうち相関から外れる領域 (図 4.9 も参照) と図 4.11 (b) に示す北西部の Region 6 をスペクトル抽出領域として定義した。ここで、Region 6 は図 4.11 (c) に示すように Tsuji & Uchiyama (2016) の領域 (a) と同様の領域であり、Tsuji & Uchiyama (2016) は固有運動の測定からこの領域の衝撃波速度を  $\sim 3900 \text{ km s}^{-1}$  と推定している。そして、Region 3 と 6 から抽出したスペクトルを式 (4.1) のモデルでフィットして、カットオフエネルギーの比を求める。南西部と北西部で gyrofactor が共通であると仮定すると、式 (4.2) からカットオフエネルギーの比は衝撃波速度の比の 2 乗という関係が得られるので、北西部の衝撃波速度を基準として南西部の衝撃波速度を見積もることができる。この時のフィット結果を表 4.4 にまとめており、南西部の Region 3 の衝撃波速度が、北西部の衝撃波速度  $\sim 3900 \text{ km s}^{-1}$  (Tsuji & Uchiyama, 2016) や南東部の衝撃波速度  $\sim 3500 \text{ km s}^{-1}$  (Acero et al., 2017) よりもわずかに遅い  $\sim 2800 \text{ km s}^{-1}$  程度であれば、この領域の軟らかいスペクトルを説明できることが分かった。しかし、より厳密に衝撃波速度を測定するためには追観測による固有運動の測定が必要不可欠である。そこで、我々は *Chandra* 衛星に RX J1713.7-3946 南西部の観測提案を行い、*Chandra* Cycle 20 (2019 年) にて観測が予定されている。

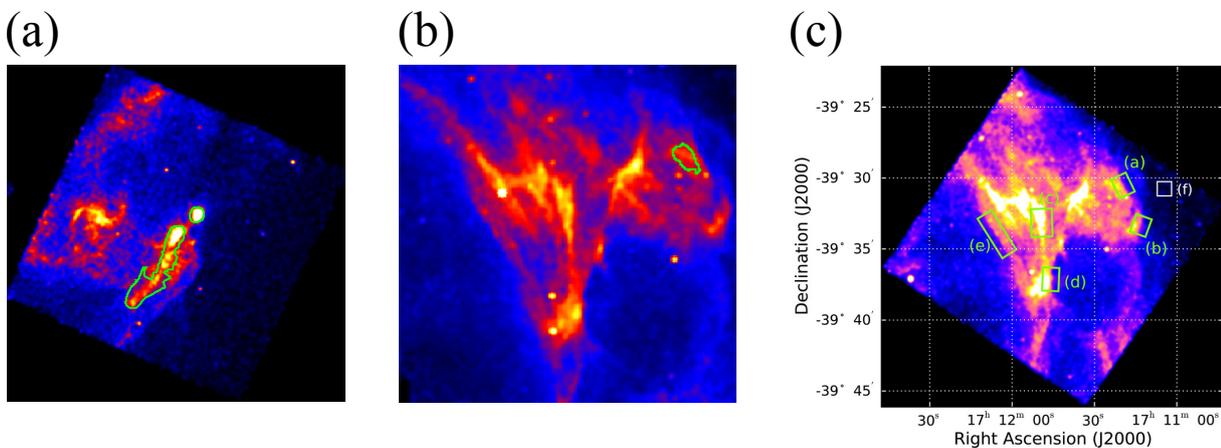


図 4.11: (a) 図 4.3 (b) と同じ南西部の X 線イメージ。緑色の実線で囲まれた領域はスペクトル抽出領域 (Region 3) を表す。(b) 図 4.3 (c) と同じ北西部の X 線イメージの拡大図。緑色の実線で囲まれた領域はスペクトル抽出領域 (Region 6) を表す。(c) Tsuji & Uchiyama (2016) の固有運動の測定領域。

南西部の内側には硬い放射も見つかった。南東部の議論同様、最も硬いスペクトルを持つのが順行衝撃波面であるとすると、南西部で最も硬い放射に当たるのは Region 4 である。しかし、南東部のフィラメント状の放射とは異なり、Region 4 は内側にあるため順行衝撃波面とは考えにくく、手前や奥にある順行衝撃波面からの放射が射影されることで見える形でもなさそうである。もし Region 4 が順行衝撃波面からの放射でないとなると、例えば Sato et al. (2018) が Cassiopeia A の硬い放射と一致する内向き構造 (inward moving

表 4.4: Region 3 と 6 のスペクトルのベストフィットパラメータ。

Parameters (unit)	SE (Region 3)	NW (Region 6)
$N_H$ ( $10^{22}$ cm $^{-2}$ )	$0.96 \pm 0.04$	$0.82^{+0.05}_{-0.04}$
$\epsilon_0$ (keV)	$0.37^{+0.06}_{-0.05}$	$0.72^{+0.22}_{-0.15}$
$v_{sh}$ (km s $^{-1}$ ) <sup>†</sup>	~ 2800	~ 3900
$C$ (d.o.f.)	486 (428)	322 (268)

<sup>†</sup> gyrofactor は南西部と北西部で共通と仮定。

knots) の成因として議論している、濃い星間ガスとの相互作用で生じる反射衝撃波のような、別の加速機構が SNR 下流で働いていることになる。Inoue et al. (2012) は、3 次元 MHD シミュレーションで濃いクランプ状の星間ガスと速い衝撃波との相互作用について調べ、乱流が生じることで sub-pc スケールの細かい構造で磁場が  $\lesssim 1$  mG まで増幅されると同時に、濃い星間ガスと衝撃波の衝突により二次的に反射衝撃波が生じるとも予測している。この Inoue et al. (2012) による予測に基づくと、反射衝撃波は磁場増幅が起こっている領域中を通過し、SNR の下流で粒子を加速できることになる。現在の観測だけで以上を確かめるのは困難であるが、Region 4 は特に濃い分子雲クランプ (図 4.10 の Clump 2) の近くにあり、明るい領域や Clump 2 と sub-pc 程度ずれていることから、磁場増幅が起こっている領域を通過する反射衝撃波により下流で粒子加速が起こる、というシナリオで説明できそうである。さらに、もし前述の南西部の追観測で RX J1713.7–3946 の北西部と同様の X 線強度変動が観測されたならば、この領域の磁場増幅を示唆することとなり、上記の説をサポートする。

北西部では、光子指数  $\Gamma$  と表面輝度の間に  $R = -0.71$  の比較的強い反相関が見られた。しかし、南西部と同様、フィラメント領域の中でも特に明るい領域は相関から外れることが分かった (図 4.9 参照)。これらの領域は Sano et al. (2015) の Clump D と L (図 4.1b 参照) の間の領域に相当する。Sano et al. (2015) では、すざく衛星による観測から、硬い放射を持つ領域と星間ガスが特に濃い領域に sub-pc スケールのずれがあると指摘しており、Uchiyama et al. (2007) や Inoue et al. (2012) が指摘する X 線放射変動のサイズスケールと一致する。Chandra 衛星による本解析では、さらに細かいスケールで硬い放射を持つ領域が星間ガスの濃い領域の間に存在することを明らかにし、さらに興味深いことにそれらが Uchiyama et al. (2007) が指摘する X 線強度の変動領域の近くにあることが分かった。北西部のこうした傾向は SNR と星間ガスとの相互作用による減速と反射衝撃波による加速の両方の効果を反映したものである可能性がある。その場合、Uchiyama et al. (2007) で観測された年スケールの X 線強度変動は、Inoue et al. (2012) が指摘しているように星間ガスとの相互作用の結果として起こっている可能性が考えられる。このような若い SNR における非熱的 X 線強度の時間変動については、第 5 章でより詳しく議論することとする。

## 第5章 超新星残骸 *Tycho* からの非熱的 X 線放射の時間変動観測

### 5.1 超新星残骸 *Tycho*

*Tycho* の超新星残骸 (*Tycho's SNR*) は、1572年にこの天体の超新星爆発を記録したデンマークの天文学者 Tycho Brahe にちなんで名付けられた、非常に若く歴史的にも知られる銀河系内の SNR である。彼の記録から超新星爆発のライトカーブが再現され、白色矮星が暴走的に核融合反応を起こすことで爆発するとされる Ia 型超新星爆発に分類されている (e.g., Baade, 1945; Ruiz-Lapuente, 2004)。さらに、Krause et al. (2008) は超新星爆発の可視光がダストで散乱されることで観測される「光エコー」(Rest et al., 2008) を分光し、*Tycho's SNR* が典型的な Ia 型であると支持している。一方で、SNR までの距離は未だにはっきりしておらず様々な見積もりがあるが、いずれもおおよそ 2–4 kpc 程度に収まる (e.g., Hayato et al., 2010)。

X 線帯域では、熱的放射と非熱的放射の双方が観測されており、*Chandra* 衛星の高角度分解能観測ではそれぞれ内側の塊状の構造と外側の薄いフィラメント状の構造に分解できる (e.g., Hwang et al., 2002, 図 5.1a も参照)。後者は衝撃波で TeV 帯域まで加速された電子からのシンクロトロン放射であると考えられている。薄いフィラメント状の構造は他の若い SNR でも共通して見られる特徴であり、衝撃波直後で数 10–数 100  $\mu\text{G}$  程度の磁場増幅が起こっていることを示唆する。*Tycho's SNR* の場合、衝撃波直後の磁場は  $\sim 30 \mu\text{G}$  まで増幅されていると考えられている (e.g., Cassam-Chenaï et al., 2007)。一方、西部と南部の内側にある縞状の非熱的放射は他の SNR に見られない特異な構造である。Eriksen et al. (2011) はこれらの構造に着目し、周囲に比べて硬い放射を持つことを明らかにした。このことから Eriksen et al. (2011) では磁場乱流の可能性を指摘しており、陽子のジャイロ半径の見積もりから knee エネルギーまで粒子加速が起こっていると議論している。また、Bykov et al. (2011) は、加速された宇宙線粒子による電流が背景プラズマに与える不安定性で磁場乱流が起こる、という効果を考慮したシミュレーションを行い、縞状構造を理論的に再現した。しかし、この特徴的な縞状構造についてこれ以降観測的に言及はなく、その成因は未だに明らかになっていない。

この縞状構造の成因を探る手段として、非熱的 X 線放射の時間変動に着目した。前述の通り、*Tycho's SNR* 同様若い SNR である RX J1713.7–3946 や Cassiopeia A、G330.2+1.0 において、sub-pc スケールの小さな領域内で、X 線放射強度の数年単位の時間変動が観測されている (RX J1713.7–3946: Uchiyama et al., 2007, Cassiopeia A: Patnaude & Fesen, 2007; Uchiyama & Aharonian, 2008, G330.2+1.0: Borkowski et al., 2018)。これらの速い強度変動は、磁場増幅により粒子加速やシンクロトロン冷却のタイムスケールが短くなった結果と

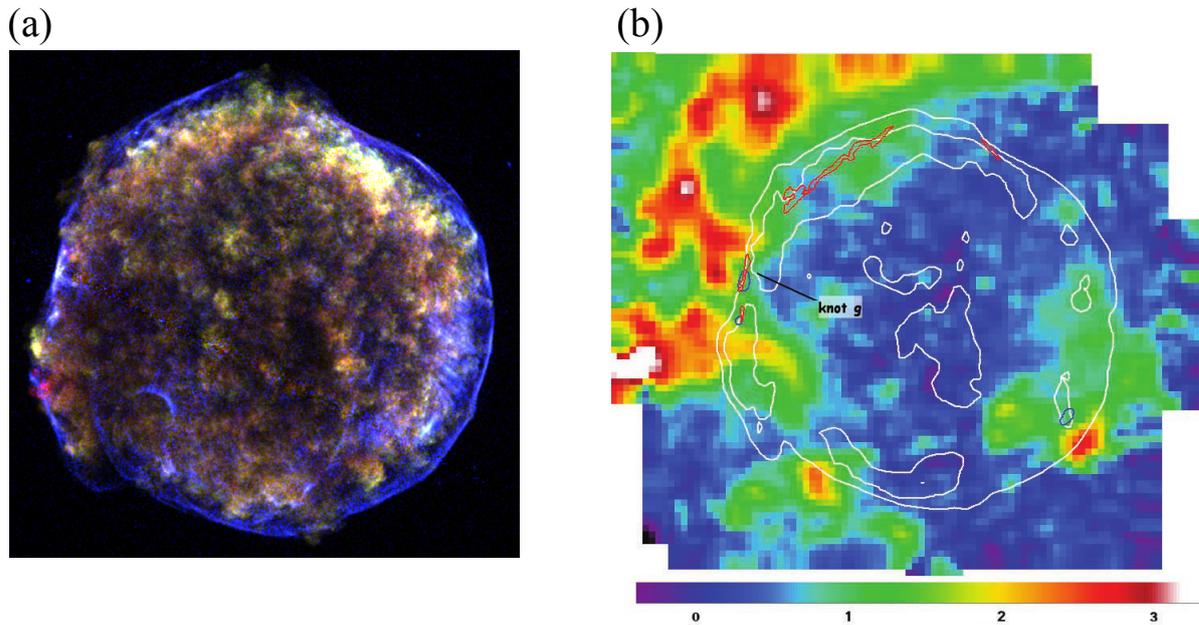


図 5.1: (a) *Tycho's* SNR の X 線三色図。赤色が 0.5–2.0 keV、緑色が 2.0–4.0 keV、青色が 4.0–6.0 keV をそれぞれ表す。(b) *Tycho's* SNR の分子雲分布 (Lee et al. 2004 の Figure 3)。カラーが野辺山 45 m 望遠鏡による  $^{12}\text{CO}(J = 1-0)$  のイメージ ( $-63 \text{ km s}^{-1} \leq v_{\text{LSR}} \leq -60 \text{ km s}^{-1}$ )、白い等高線が 1420 MHz 電波連続波、赤い実線が H $\alpha$  (Ghavamian et al., 2000)、青い実線が X 線 (4–6 keV) を表す。

解釈されている。さらに近年、Sato et al. (2018) は、Cassiopeia A において時間変動が観測された領域と内向き構造との空間的な相関から、SNR と分子雲との相互作用を議論している。このように、非熱的 X 線放射の時間変動の観測は、周辺磁場や星間物質との相互作用を探り、ひいては縞状構造の成因を議論する上で重要な手がかりとなる。そこで 5.3.1 節では、*Chandra* 衛星の 2003 年、2007 年、2009 年、2015 年の観測データを用いて、構造に沿った細かい領域に分けて解析を行い、観測年ごとに分けて強度変動の探査を行う。5.3.1 節は、Okuno et al. (2019) の内容を含む。

また、*Tycho's* SNR には、 $\sim 2.5 \text{ kpc}$  にある分子雲が付随している可能性が指摘されており (e.g., Lee et al., 2004; Zhou et al., 2016; Chen et al., 2017)、図 5.1 (b) に示すように縞状構造全体を覆うような形になっている。一方で、*Tycho's* SNR には分子雲は付随していないとする主張もあり (Tian & Leahy, 2011)、付随する分子雲があるかどうかははっきりしていない。もし分子雲が付随しているとする、密度が濃い領域は北東部と南部に SNR を取り囲むように存在しているため、その領域で順行衝撃波は分子雲と衝突して減速を受けると考えられる。そこで本論文では、縞状構造の成因に迫るもう 1 つのアプローチとして、分子雲が付随しているかどうか確かめるべく、順行衝撃波の速度だけでなく減速にも着目した解析を行う。これまで他の SNR も含めて、衝撃波速度の時間変化を追うことで減速を直接測定した例は存在しない。しかし、*Tycho's* SNR には 2003 年、2007 年、2009 年、2015 年に高統計な観測データがあるため、5.3.2 節ではこれらを用いて、順行衝撃波の固有運動の網羅的な測定を行い、さらにその時間変化を調べることで衝撃波の減速の探査を行った。

表 5.1: *Tycho*'s SNR の *Chandra* ACIS-I による観測。

観測 ID	観測開始日	スクリーニング後の観測時間 (ks)
3837	2003-04-29	145.6
7639	2007-04-23	108.87
8551	2007-04-26	33.27
10093	2009-04-13	118.35
10094	2009-04-18	89.97
10095	2009-04-23	173.37
10096	2009-04-27	105.72
10097	2009-04-11	107.43
10902	2009-04-15	39.53
10903	2009-04-17	23.92
10904	2009-04-13	34.7
10906	2009-05-03	41.12
15998	2015-04-22	146.98

## 5.2 解析に用いた観測とデータ処理

*Tycho*'s SNR は *Chandra* 衛星搭載の ACIS により、これまで大きく分けて 2000 年、2003 年、2007 年、2009 年、2015 年の 5 回観測されている。うち、2000 年の観測以外は、ACIS-I を用いて観測されており、視野中に SNR 全体が収まっている。一方 2000 年の観測では、ACIS-S3 (BI-CCD) を使用しており、FI とバックグラウンドレベルが異なる。本解析では、できる限り同じ検出器条件の下で時間変動を探查するため、2000 年の観測データ (観測 ID : 115) を使用しなかった。

表 5.1 に用いた観測データをまとめている。本章では、キャリブレーションデータベース CALDB version 4.7.6 のデータを用いて、スクリーニング及び再プロセスを行った。スクリーニング後の実効的な観測時間を表 5.1 に示す。

イメージ解析とスペクトル解析の前の準備として、各観測の座標を 3–8 keV 帯域で検出された点源の位置を用いて、最も観測時間が長い 2009 年の観測 (観測 ID : 10095) の座標に揃えた。この時、サンプルとして 2007 年の観測 (観測 ID : 7639) を対象に、補正前後の座標系で基準点源との距離の和を計算し、基準点源とのずれが小さくなるよう座標が補正されていることを確認している。また、統計を上げるため、2007 年の 2 つの観測データ及び 2009 年の 9 つの観測データを足し合わせた上で、イメージ解析とスペクトル解析を行った。なお以下では、文章中の誤差及び図表中の誤差表記は  $1\sigma$  とする。

## 5.3 解析

### 5.3.1 縞状非熱的 X 線放射の年単位の強度変動解析

図 5.2 に 4.1–6.1 keV 帯域の 2003 年と 2015 年の差分画像を示す。これは、2015 年のイメージから 2003 年のイメージを引いて作成したものであり、本章で述べるイメージはいずれも vignetting 補正及び dithering の補正を行っている。このエネルギー帯域は非熱的 X 線が支配的であり、順行衝撃波の膨張や西側の明るいストライプ構造の放射状の固有運動が白黒の構造のペアとして可視化されている。図 5.2 は 2003 年から 2015 年のフラックスの変化を反映するため、時間変動領域を探查するヒントとなる。

本論文では、図 5.2 中の Region 1 と Region 2 の 2 つの領域に着目する。Region 1 は増光を示す白い領域は見られるが、減光を示す黒い領域が付随していない。Region 2 は大きな白黒の構造のペアが見られるが、互いに形が異なり、黒い領域がやや大きいようにも見える。そこで、Region 1 と Region 2 の各年の強度変化を追うべく、図 5.3 に 2003 年、2007 年、2009 年、2015 年におけるこれらの領域の X 線 (4.1–6.1 keV) イメージの拡大図を示す。また、図 5.3 に Region 1 と Region 2 の射影プロファイルも示す。Region 1 の小さい構造は、2003 年から 2015 年にかけて徐々に明るくなり、2015 年に特に明るくなる。一方で、Region 2 のフィラメント状の領域は、外側に移動していくに従って徐々に細くなり、内側が暗くなる。

より定量的に時間変動を評価し、スペクトルの時間変化も探查するため、0.5–10 keV 帯域を用いてスペクトル解析を行った。なお本章では、XSPEC version 12.9.1p (Arnaud, 1996) を用いてスペクトル解析を行っている。スペクトル解析に用いるソース領域として、図 5.3 に示すように Src 1 と Src 2 を定義した。Tycho’s SNR は熱的放射と非熱的放射の双方が見られることで知られ、ソース領域はいずれも熱的放射に比べて強い非熱的放射を持つ。そこで、熱的放射の寄与を正確に見積もるため、まずはソース領域付近で非熱的放射が弱い参照領域、Ref 1 と Ref 2 を解析した。バックグラウンドを差し引くため、ACIS-I 内で SNR の放射がない領域からスペクトルを抽出した。

熱的放射と非熱的放射のモデルは、同様に 0.5–10 keV 帯域でのスペクトル解析を行った先行研究である Sato & Hughes (2017) や Yamaguchi et al. (2017) を参考に図 5.4 に示すモデルを採用した。非熱的放射のモデルとして単純なべき関数を使用し、熱的放射として 2 成分電離非平衡 (NonEquilibrium Ionization: NEI) モデルを適用した。なお本章では、プラズマコードとして AtomDB version 3.0.9<sup>1</sup> (Foster et al., 2012) を使用した。このプラズマコードでは、Audard et al. (2001) や Brickhouse et al. (2000) が指摘しているように ~ 1.23 keV の大きな主量子数 ( $n > 5$ ) からの遷移による Fe L 輝線が考慮されていないため、中心エネルギーをフリーパラメータとしてガウシアンを追加した。星間吸収は Tuebingen-Boulder モデル (TBabs: Wilms et al. 2000) を用いた。

2 成分 NEI モデルはイジェクタ中の Fe と Mg、Si、S、Ar、Ca といった中間質量元素 (Intermediate-Mass Elements: IMEs) からの放射をそれぞれ表す。これらの元素のアバンダンスはフリーパラメータとし、Ni のアバンダンスは Fe にリンクさせている。Tycho’s SNR は Ia 型 SNR なので、H、He、N のアバンダンスは 0 で固定している。また、O や Ne のアバ

<sup>1</sup><http://www.atomdb.org>

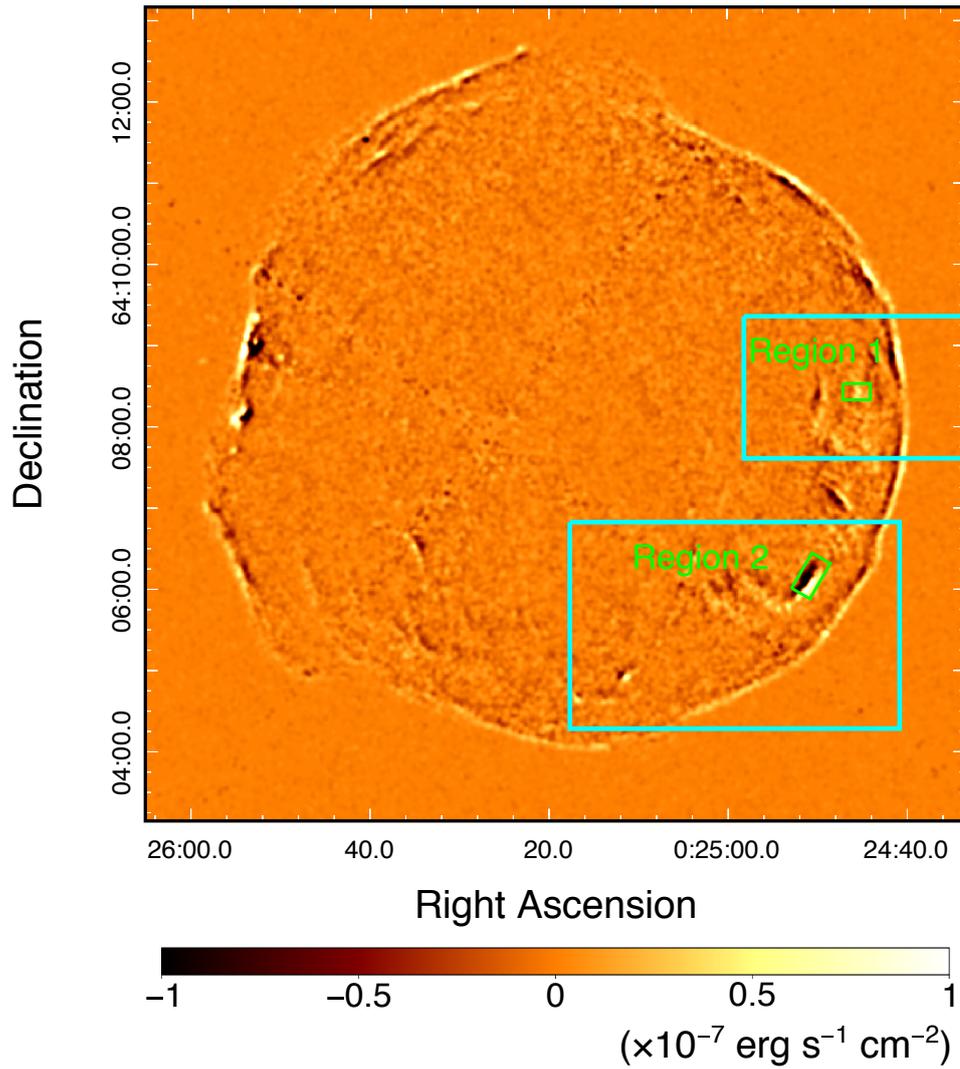


図 5.2: X 線 (4.1–6.1 keV) の 2003 年と 2015 年の差分画像。シアンの長方形は図 5.3 の視野を表す。

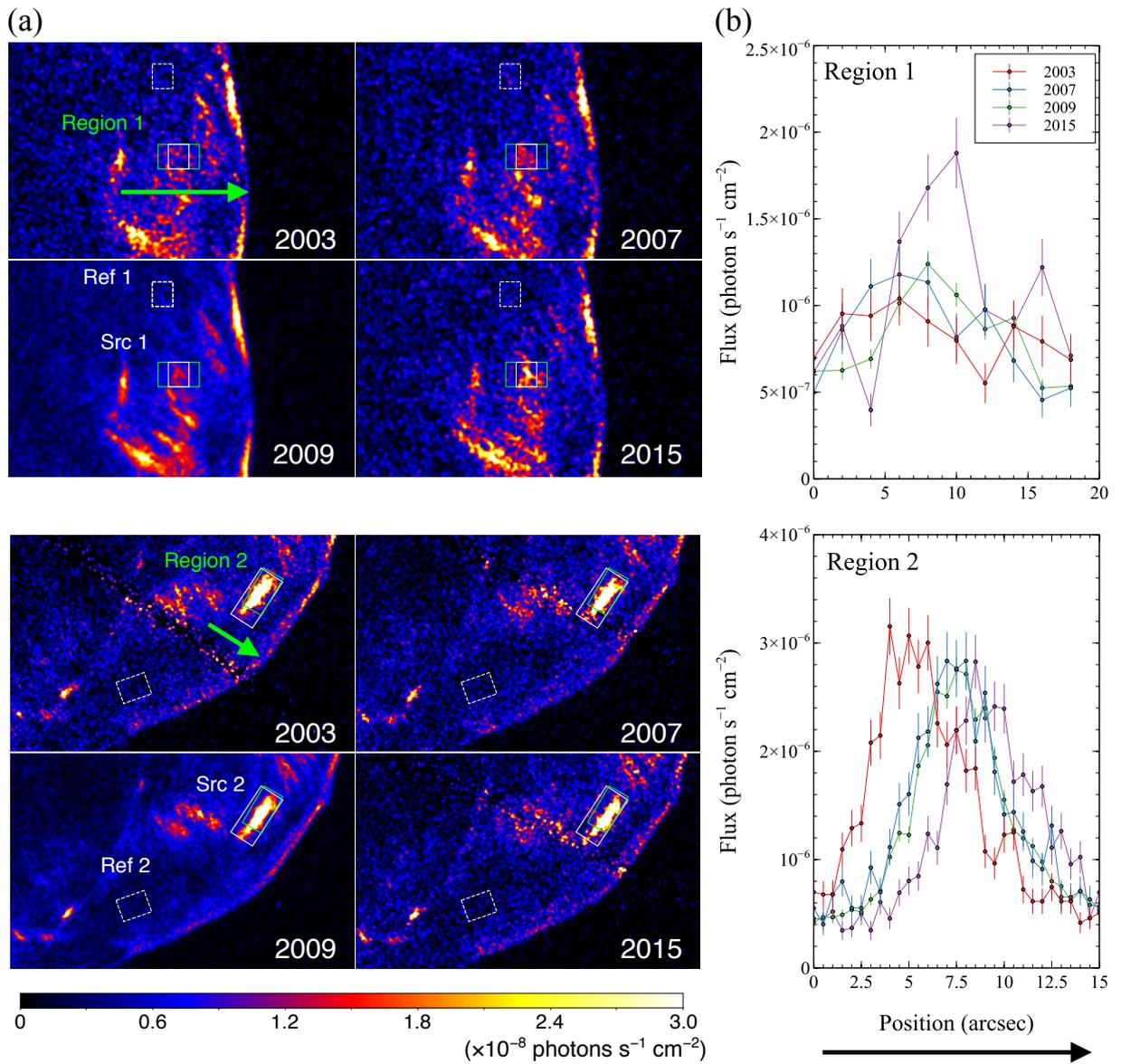


図 5.3: (a) 2003、2007、2009、2015 年の (上) Region 1 と (下) Region 2 の X 線 (4.1–6.1 keV) イメージ。緑の実線で囲まれた領域は射影プロファイルを作成した領域を表す。スペクトル解析に用いた領域 (Src 1 と Src 2) を白実線で表しており、熱的放射の参照領域 (Ref 1 と Ref 2) は白破線で表している。(b) (上) Region 1 と (下) Region 2 の射影プロファイル。赤が 2003 年、青が 2007 年、緑が 2009 年、紫が 2015 年のデータ点を表す。緑の矢印は射影プロファイルを取得した方向を表し、右パネルの黒矢印の方向に対応する。

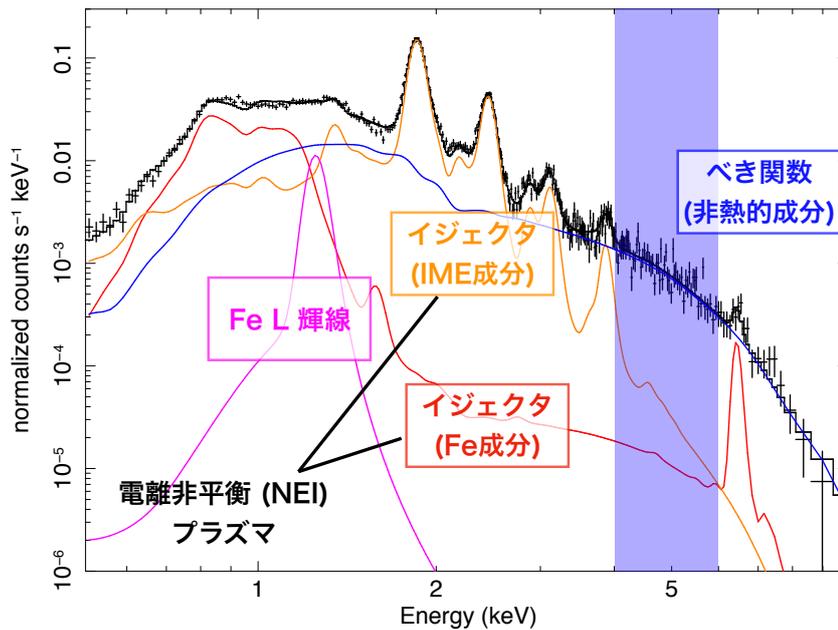


図 5.4: *Tycho*'s SNR からのスペクトル例とフィッティングモデル。青い帯で示したエネルギー帯域は非熱的成分が卓越する帯域 ( $\sim 4\text{--}6$  keV) を示す。

ンダンスはCに対して太陽組成比で固定している。これは、本解析で原子番号が最小の元素としてCを仮定したためである。2成分NEIのEmission Measure ( $\equiv \frac{1}{[C/H]_{\odot}} \frac{1}{4\pi d^2} \int n_e n_C dV$ ) は共通とした。ここで、 $d$ は*Tycho*'s SNRまでの距離を表し、 $V$ はプラズマの体積、 $n_e$ と $n_C$ はそれぞれ電子密度と炭素密度を表す。イオン化タイムスケール $n_e t$ はソース領域と対応する参照領域間でリンクさせてスペクトルフィットを行った。

また、本解析では2003、2007、2009、2015年の4つのスペクトルを同時フィットしている。これら4つのスペクトルを通して、規格化定数以外の熱的放射のパラメータは全てリンクさせ、熱的放射のスペクトルの形は共通であると仮定している。図 5.5 に Src 1 と Src 2 のスペクトルとベストフィットモデルを示し、ベストフィットパラメータを表 5.2 に示す。Src 1 と Src 2 のスペクトルは前述のモデルでよく再現でき、 $\chi^2$  (d.o.f.) はそれぞれ 1261 (875) と 2506 (1558) であった。

以上のスペクトル解析の結果、非熱的 X 線フラックスだけでなく光子指数についても年々変化しているということが明らかになった。図 5.5 には光子指数と4–6 keVの非熱的 X 線フラックスのベストフィットパラメータのプロットを示す。2003年から2015年にかけて、Src 1 は $\sim 70\%$ の増光と $\Delta\Gamma \sim 0.4$ のスペクトルの硬化が見られた一方、Src 2 は $\sim 20\%$ の減光と $\Delta\Gamma \sim 0.1$ のわずかなスペクトルの軟化が見られる。また、スペクトル解析から得られた非熱的 X 線フラックスの変化の傾向は、図 5.3 に示す Region 1 と 2 の射影プロファイルの変化と似た傾向を示している。さらに光子指数と非熱的 X 線フラックスは、増光領域と減光領域のどちらにおいても反相関を示している。すなわち非熱的 X 線放射の明滅は、明るくなるほど硬くなり、暗くなるほど軟らかくなる傾向を表している。以上の結果や傾向、相関は図 5.5 のプロットに示すように、 $kT_e$  を各観測年でリンクさせるかどうかには依らず、変わらなかった。したがって、年単位の X 線強度変化は、熱的成分ではなく非熱的成分の時間変化によるものであると考えられる。

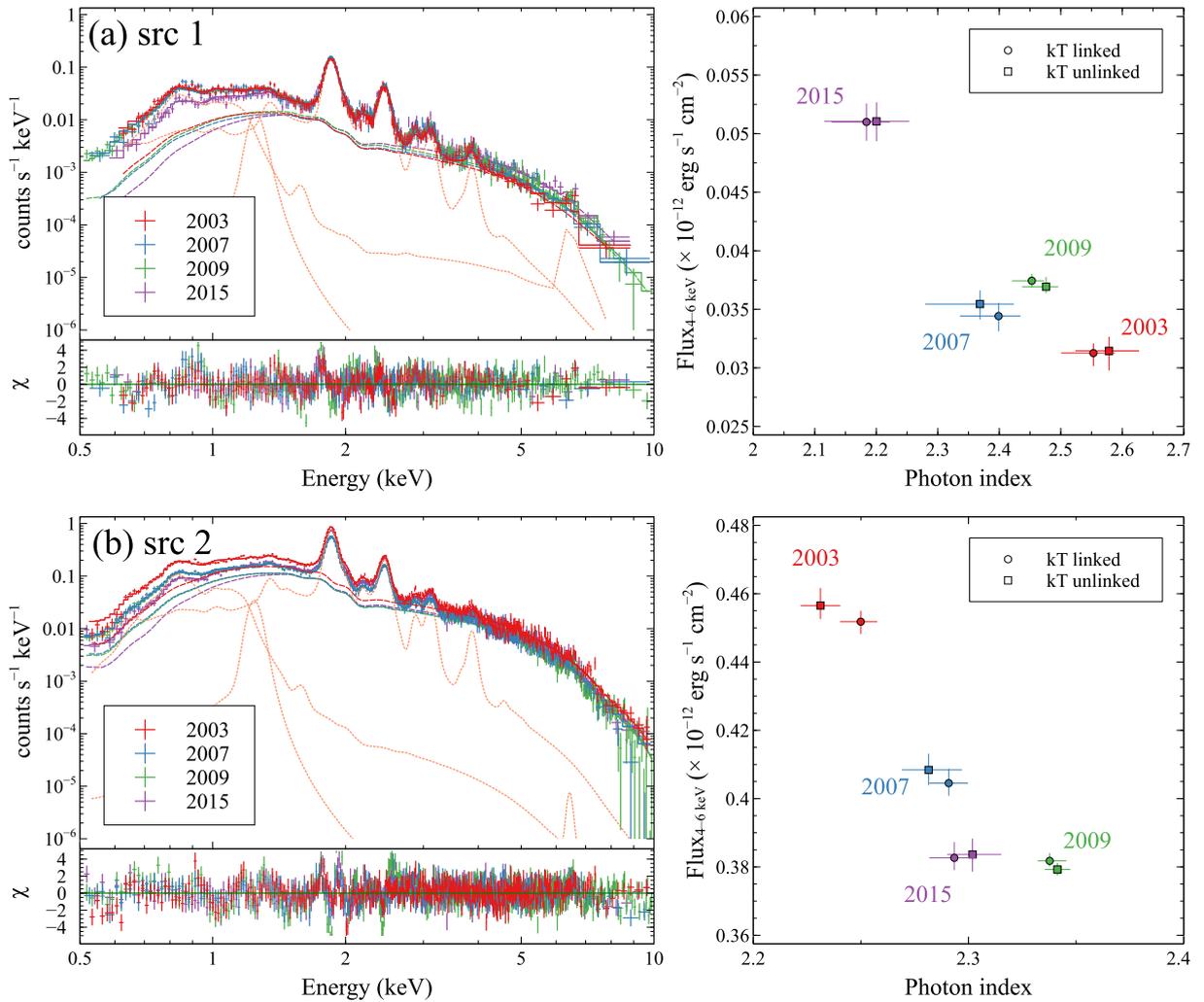


図 5.5: (a) 左: Src 1 から抽出したスペクトル。2003、2007、2009、2015 年のスペクトルはそれぞれ赤、青、緑、紫で表されている。実線はベストフィットモデルを表し、破線は非熱的成分を表す。オレンジの点線は 2003 年の熱的成分を表す。右: 光子指数  $\Gamma$  と X 線 (4–6 keV) フラックス  $F_{4-6 keV}$  のプロット。(b) (a) と同様だが、Src 2 のデータ。

表 5.2: Src 1 と Src 2 のベストフィットパラメータ

モデル	パラメータ (単位)	Src 1				Src 2			
		2003	2007	2009	2015	2003	2007	2009	2015
Absorption	$N_{\text{H}}$ ( $10^{22}$ cm $^{-2}$ )			$0.73 \pm 0.01$			$0.66^{+0.006}_{-0.003}$		
Powerlaw	$\Gamma$	$2.55^{+0.03}_{-0.05}$	$2.40^{+0.04}_{-0.06}$	$2.45^{+0.02}_{-0.03}$	$2.18^{+0.04}_{-0.06}$	$2.29 \pm 0.01$	$2.34 \pm 0.01$	$2.29^{+0.01}_{-0.02}$	$2.29^{+0.01}_{-0.02}$
	$F_{4-6 \text{ keV}}$ ( $10^{-12}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	$0.31 \pm 0.01$	$0.34 \pm 0.01$	$0.37 \pm 0.01$	$0.51 \pm 0.02$	$4.04^{+0.07}_{-0.03}$	$3.82^{+0.03}_{-0.01}$	$3.83^{+0.06}_{-0.04}$	$3.83^{+0.06}_{-0.04}$
Ejecta (IME comp.)	Norm. $\int n_e n_c dV / (4\pi d^2)$ ( $10^{-19}$ cm $^{-5}$ )	$3.19^{+0.27}_{-0.14}$	$3.27^{+0.15}_{-0.16}$	$3.31^{+0.23}_{-0.19}$	$3.26^{+0.24}_{-0.16}$	$5.87^{+0.98}_{-0.49}$	$4.62^{+0.46}_{-0.61}$	$4.86^{+0.46}_{-0.62}$	$5.95^{+0.95}_{-0.50}$
	$kT_e$ (keV)		$1.27^{+0.02}_{-0.01}$				$1.83 \pm 0.01$		
	$n_e t$ ( $10^{10}$ s cm $^{-3}$ )		$4.74$ (fixed)				$3.73$ (fixed)		
	[Mg/C]/[Mg/C] $_{\odot}$		$5.1^{+0.2}_{-0.4}$				$7.4^{+0.9}_{-0.6}$		
	[Si/C]/[Si/C] $_{\odot}$		$106^{+6}_{-9}$				$212^{+28}_{-18}$		
	[S/C]/[S/C] $_{\odot}$		$105^{+4}_{-8}$				$170^{+21}_{-19}$		
	[Ar/C]/[Ar/C] $_{\odot}$		$124^{+7}_{-19}$				$183^{+28}_{-13}$		
	[Ca/C]/[Ca/C] $_{\odot}$		$271^{+23}_{-49}$				$359^{+31}_{-40}$		
(Fe comp.)	$kT_e$ (keV)		$5.03^{+0.31}_{-0.49}$				$1.21 \pm 0.02$		
	$n_e t$ ( $10^{10}$ s cm $^{-3}$ )		$0.75$ (fixed)				$1.29$ (fixed)		
	[Fe/C]/[Fe/C] $_{\odot}$ (= [Ni/C]/[Ni/C] $_{\odot}$ )		$4.8^{+0.1}_{-0.4}$				$7.4^{+0.5}_{-0.8}$		
Gaussian	Norm. ( $10^{-5}$ photons s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	$0.73 \pm 0.01$	$0.57 \pm 0.01$	$0.62 \pm 0.005$	$0.66 \pm 0.01$	$1.53 \pm 0.21$	$0.99^{+0.22}_{-0.23}$	$1.04 \pm 0.10$	$2.20^{+0.25}_{-0.23}$
	Centroid (keV)		$1.26^{+0.004}_{-0.005}$				$1.25^{+0.001}_{-0.01}$		
	$\chi^2$ (d.o.f.)		$1261$ (875)				$2506$ (1558)		

### 5.3.2 順行衝撃波の固有運動の測定

図 5.6 に本解析の対象とした 13 領域を示す。これらの領域は一番外側のフィラメント領域をなるべく全方向カバーするように取っており、4.1–6.1 keV で比較的明るい部分を選んでいいる。また、方向は目で見てフィラメント領域に平行になるように、幅はなるべく ACIS-I の CCD ギャップと被らないように調整した。以下、図 5.6 に示す領域番号 #4 を例に取って、順行衝撃波の固有運動の算出手順について説明する。

まず、図 5.7 に示すように射影プロファイルを取得した。図 5.7 中の 2003 年のデータのうち、グレーの網掛けで示すようなフィラメント領域に当たるデータを選び、参照データ (ref) として以降の解析に用いることとする (仮に  $i_{\text{start}}$  番目から  $i_{\text{end}}$  番目のビンとする)。次に、2003 年の参照領域は動かさずに、2007 年、2009 年、2015 年のプロファイルを図 5.8 に示すように移動させた。この時、図 5.8 中の 1.0'' の移動のように、1 ビンである 0.5'' の整数倍の移動であれば、元々のカウント数をそのまま移動先のビンに割り当てれば良い。しかし、図 5.8 中の 2.46'' の移動のように、ビン幅の整数倍以外の移動をする時には、0.46'' 分半端にまたがったビンのカウントを考慮する必要がある。本解析では、半端分 (2.46'' の移動であれば、 $0.46''/0.5'' = 92\%$ ) で重み付けした二項分布を用いて、半端にまたがったビンへとカウントを振り分けて新たにプロファイルを作成することで、0.5'' の整数倍以外の移動とした。こうして移動させたプロファイルのうち、グレーの網掛けで示した参照データの範囲内に入るものを以下ではソースデータ (src) と呼ぶ。

順行衝撃波の固有運動を求めるため、最小二乗法を用いてソースデータの移動量を求めた。まず、

$$\chi^2 = \sum_{i=i_{\text{start}}}^{i_{\text{end}}} \frac{(F_{i,\text{ref}} - F_{i,\text{src}})^2}{\sigma_{i,\text{ref}}^2 + \sigma_{i,\text{src}}^2} \quad (5.1)$$

で  $\chi^2$  値を評価した。ここで、 $F_i$  と  $\sigma_i$  は  $i$  番目のビンのフラックスとその誤差を表す。次に、図 5.9 のようにプロファイルの移動量に対して  $\chi^2$  分布を取り、 $\chi^2$  値が最小となる移動量を求めた。本解析では、 $\chi^2$  分布に対して 2 次関数フィットを行うことで、 $\chi^2$  を最小化する移動量を求め、固有運動とした。求められた固有運動に対する統計誤差として  $1\sigma$  エラーを得るには、2 次関数フィットで求められた  $\chi^2$  の最小値から、 $\Delta\chi^2 = 1$  となる移動量を求めれば良いことになる。例えば、領域番号 4 の 2003 年から 2009 年にかけての固有運動は  $0.41 \pm 0.01 \text{ arcsec yr}^{-1}$  と求まる。実際に、2003 年から 2009 年の 6 年間の移動量に相当する 2.46'' だけプロファイルを動かしたものを図 5.8 に示しており、2003 年のプロファイルとよく重なっていることが分かる。また、最小二乗法を用いているため、移動させたプロファイルがどれだけ基準データを再現しているかという良さの指標も得ることができる。例で挙げたデータの場合、 $\chi^2$  (d.o.f.) = 19.3 (20) となり、この指標からも移動させたプロファイルが 2003 年のプロファイルをよく説明できていることが分かる。

他の観測年や領域での固有運動も同様に以上の手順を踏んで求めた。表 5.3 には、2003–2007 年、2003–2009 年、2003–2015 年の固有運動の平均を、各領域に対する固有運動としてまとめている。ただし領域番号 #8 の 2003–2015 年の固有運動については、#8 が暗い領域であり、 $\chi^2$  分布が 2 次関数で再現できなかったため求めることができていない。また、固有運動がどのように時間変化しているかを確かめるため、図 5.10 のように観測年に対する固有運動をプロットした。図 5.10 には一例として領域番号 #4 の固有運動を表示

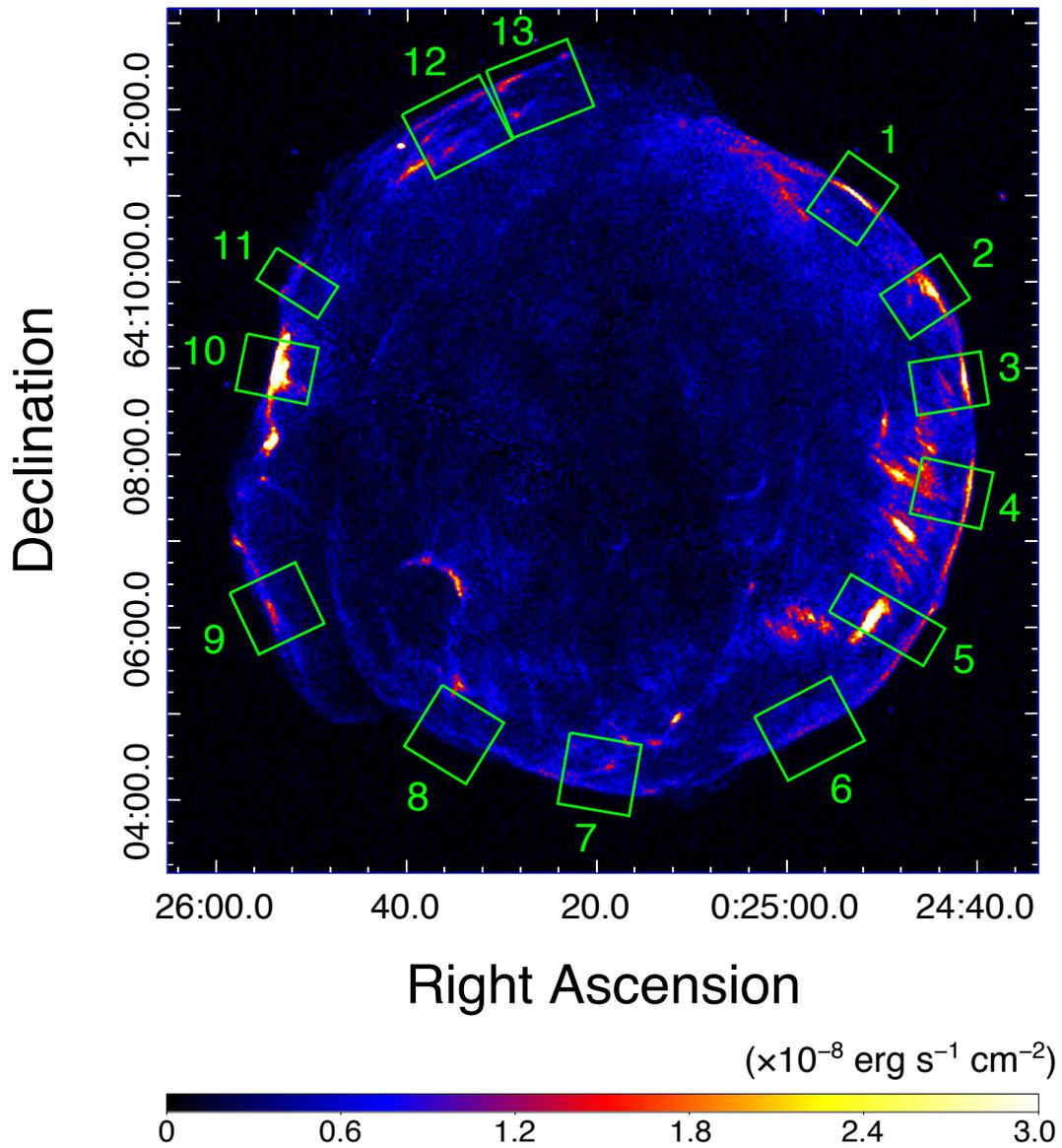


図 5.6: 固有運動測定に用いた領域。イメージは 2009 年の全観測の X 線 (4.1–6.1 keV) モザイクイメージ。

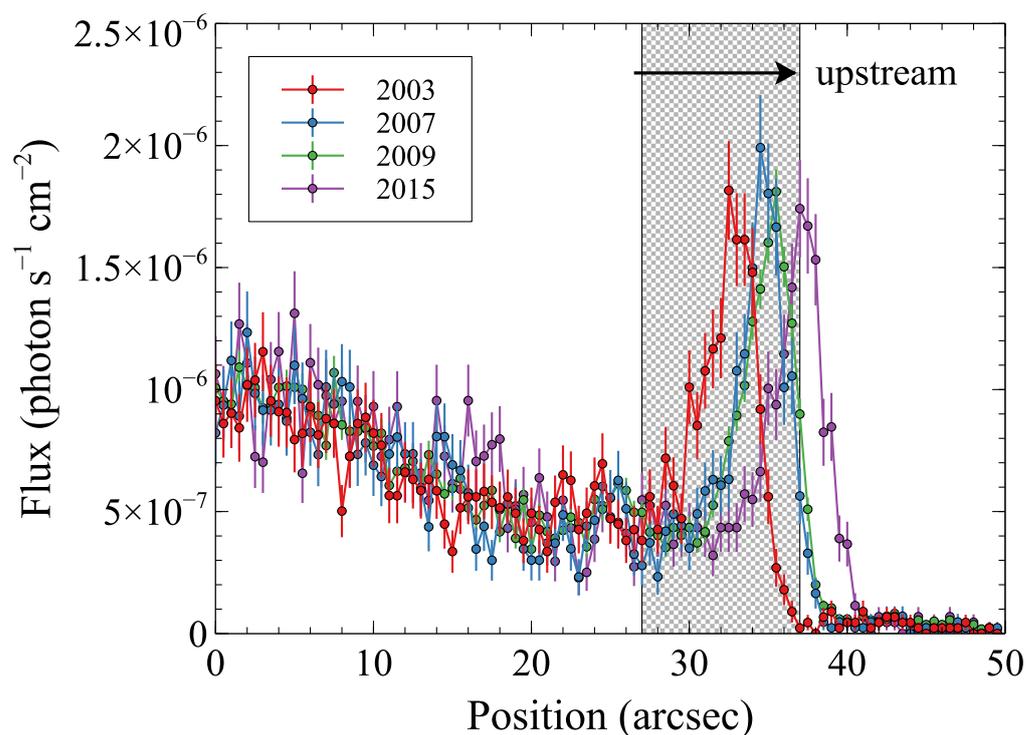


図 5.7: 図 5.6 に示す領域番号 4 から取得した射影プロファイルの一例。図の右側は SNR の外側を表す。赤、青、緑、紫がそれぞれ 2003 年、2007 年、2009 年、2015 年のプロファイルを表す。グレーの網掛けはフィットに用いた領域を表す。

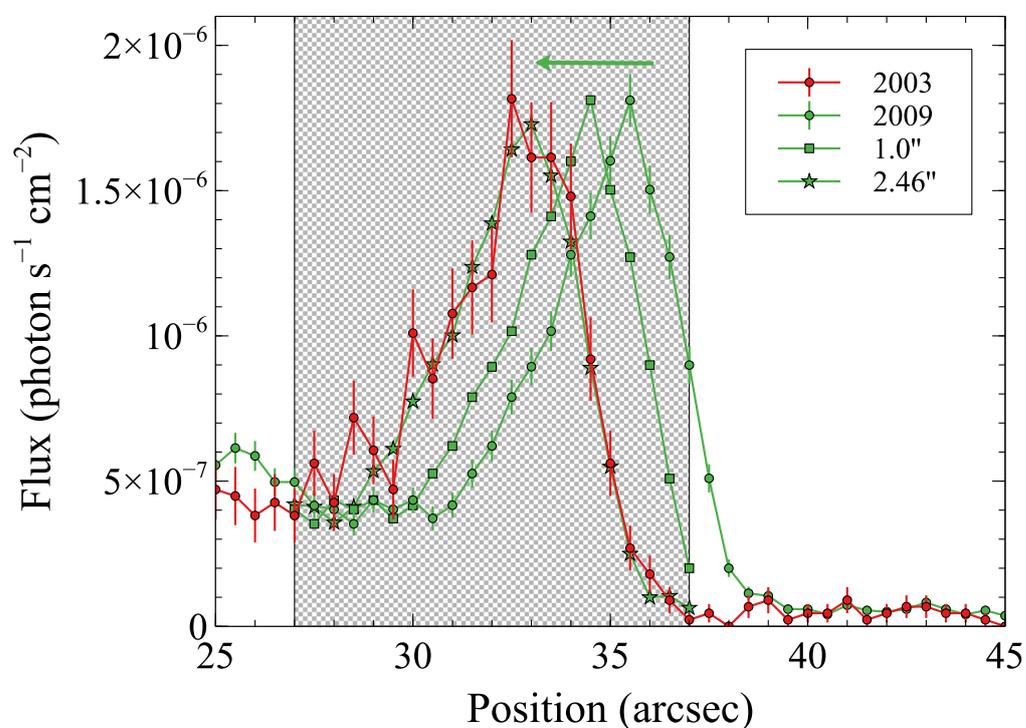


図 5.8: 図 5.7 の参照領域の拡大図。2003 年と 2009 年のプロファイルのみ表示している。また、四角と星で表しているのは、2009 年のプロファイルをそれぞれ 1.0''、2.46'' 移動させたプロファイル。

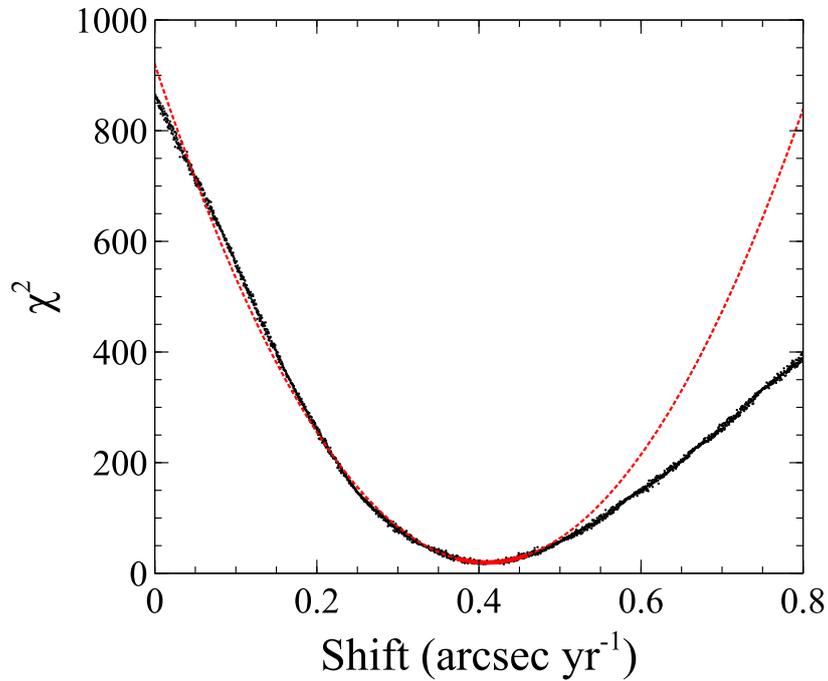


図 5.9: 移動量に対する  $\chi^2$  値分布の一例。黒い点が図 5.8 のデータに対して本文中で述べる方法で求めた  $\chi^2$  値を表す。赤い線が 2 次関数のフィット結果を表し、フィットに用いた範囲を実線で、それ以外を点線を表示している。

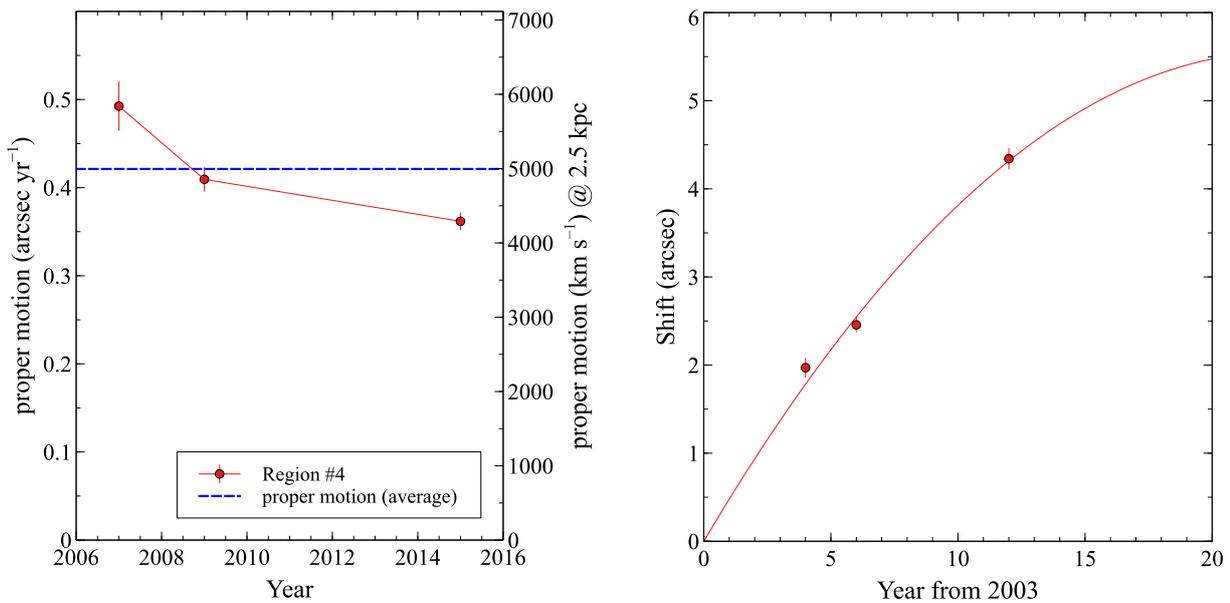


図 5.10: 固有運動と減速度の算出例。左図は観測年に対する固有運動のプロットであり、青い破線がデータ点の平均値を表す。右図は 2003 年からの経過年数に対する移動量のプロット。移動量は左図の固有運動から計算しており、赤い実線はそれらの 2 次関数フィットの結果を表す。

表 5.3: *Tycho's* SNR の固有運動と減速度。

領域番号	固有運動 (arcsec yr <sup>-1</sup> )	固有運動 (km s <sup>-1</sup> )	減速度 <sup>†</sup> (10 <sup>-2</sup> arcsec yr <sup>-2</sup> )	減速度 <sup>†</sup> (10 <sup>-6</sup> km s <sup>-2</sup> )
1	0.27 ± 0.01	3200 ± 200	-0.71 ± 0.49	-2.7 ± 1.8
2	0.31 ± 0.02	3700 ± 200	-0.03 ± 0.79	-0.1 ± 3.0
3	0.41 ± 0.01	4800 ± 100	1.71 ± 0.40	6.4 ± 1.5
4	0.42 ± 0.01	5000 ± 100	2.15 ± 0.49	8.1 ± 1.8
5	0.48 ± 0.02	5600 ± 200	4.73 ± 0.89	17.8 ± 3.3
6	0.44 ± 0.02	5300 ± 200	3.29 ± 0.80	12.3 ± 3.0
7	0.46 ± 0.02	5500 ± 300	2.85 ± 0.90	10.7 ± 3.4
8 <sup>‡</sup>	0.49 ± 0.04	5800 ± 500	—	—
9	0.40 ± 0.02	4800 ± 200	0.85 ± 0.80	3.2 ± 3.0
10	0.28 ± 0.01	3400 ± 100	1.11 ± 0.50	4.2 ± 1.9
11	0.17 ± 0.02	2100 ± 300	-0.02 ± 1.17	-0.1 ± 4.4
12	0.30 ± 0.01	3500 ± 200	-0.23 ± 0.64	-0.9 ± 2.4
13	0.25 ± 0.01	3000 ± 100	-0.15 ± 0.60	-0.6 ± 2.3

<sup>†</sup> 減速度は SNR 内側が正になる方向に取っている。

<sup>‡</sup> 領域番号 8 の 2003–2015 年の固有運動はデータなし。

しているが、3 点の固有運動が観測年が進むにつれて小さくなっており、減速が見られることが分かる。観測期間中に減速度は一定であると仮定すると、2003 年を基準とする経過時間に対する移動量は、原点を通る 2 次関数で再現できるはずである。そこで本解析では、図 5.10 の右図に示すように、2003 年からの経過時間と固有運動から移動量を計算し、原点を通る 2 次関数でフィットすることで減速度を評価した。こうして求めた減速度も表 5.3 にまとめており、*Tycho's* SNR までの距離を 2.5 kpc と仮定した時の実スケールでの固有運動と減速度も表示している。

図 5.11 に各領域の平均の固有運動と減速度をベクトル表示でまとめている。北側の固有運動は南側に比べて小さく、特に北東部の #10 から #13 は、南西部の #3 から #7 よりも 2 倍ほど速度が遅いという結果となった。一方で、大きな減速が見られたのは領域番号 #3 から #7 にかけての南西部の領域であり、東側の領域である #9 と #10 にもわずかに減速が見られた。他の領域については、誤差の範囲内で減速は見られなかった。

以上の結果が正しいかどうかを確かめるために、減速が検出された領域 (#4、#5) とそうでない領域 (#2、#12) のプロファイルを図 5.12 のように比較した。ここでは、2003 年の射影プロファイルを 2003 年から 2015 年までの平均の固有運動で等速移動させ、実際に観測で得られたプロファイルと共に表示している。もし減速がある領域ならば、等速移動させたプロファイルが実際のプロファイルよりも先行するはずである。図 5.12 に示すように、減速が検出された領域では等速移動させたプロファイルが実際に観測で得られたプロファイルよりも先行しており、減速が見られなかった領域では、これらがほぼ一致している。以上の違いから、減速を確かめることができた。

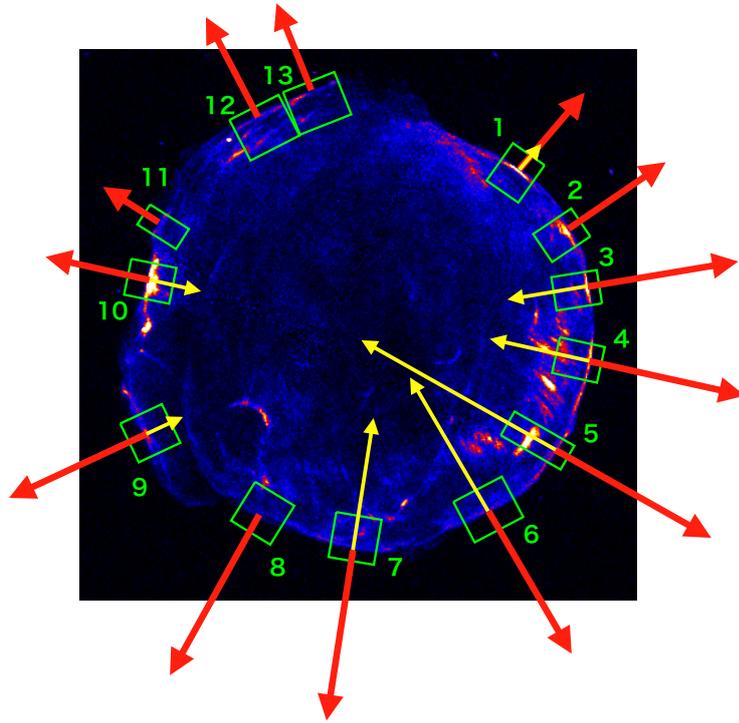


図 5.11: *Tycho*'s SNR の固有運動と減速のベクトル表示。赤い矢印が固有運動の、黄色い矢印が減速の度合いと方向を表す。イメージは 2009 年の全観測の X 線 (4.1–6.1 keV) モザイクイメージ。

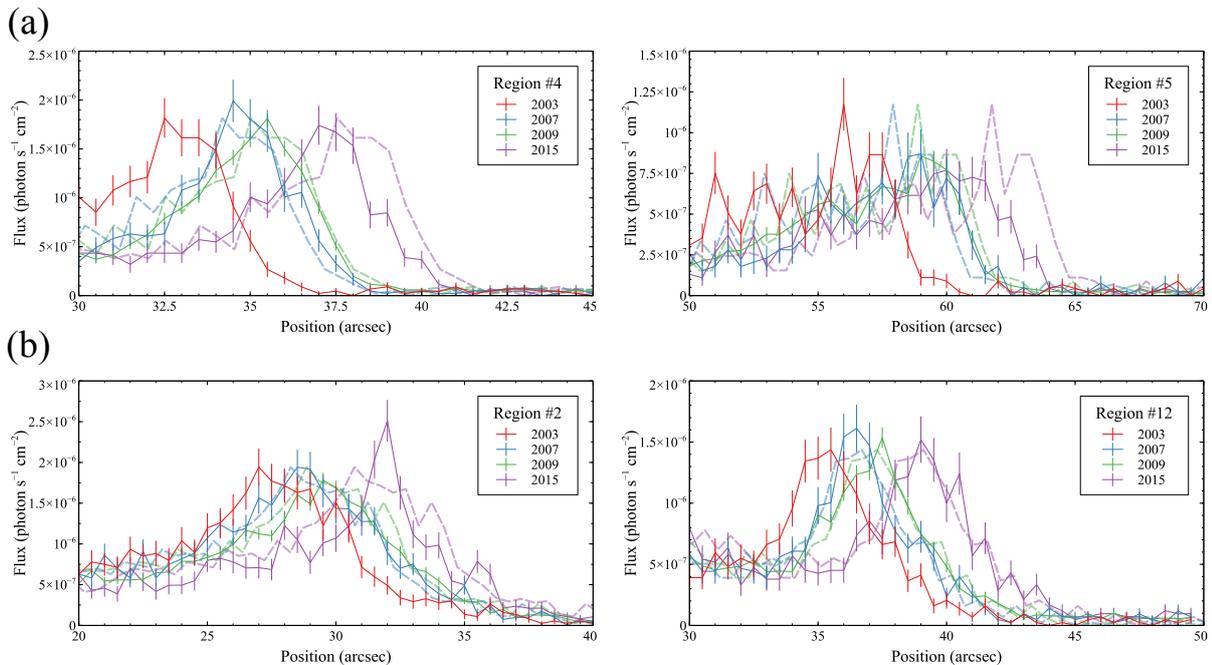


図 5.12: (a) 減速が検出された領域 (#4、#5) の射影プロフィールと (b) 減速が検出されていない領域 (#2、#12) の射影プロフィールの比較。実線が観測データから得られたプロフィール、破線が 2003 年のプロフィールを平均の固有運動で等速移動させたもの。

## 5.4 議論

5.3.1 節のイメージ解析とスペクトル解析により、*Tycho's* SNR において非熱的 X 線の縞状放射の時間変動を初めて明らかにした。RX J1713.7–3946 や Cassiopeia A、G330.2+1.0 でこれまで見つかった非熱的 X 線放射の時間変化では、強度変化のみが主に注目され、議論されてきた。本解析では、光子指数も非熱的 X 線フラックスに伴って数年単位で変化しており、増光と減光のいずれの場合においても、放射が明るくなるほど硬くなり、暗くなるほど軟らかくなるという傾向があることを新たに明らかにした。このことも踏まえて、まずは非熱的 X 線放射の時間変動の解釈や成因について議論を行う。

時間変動の解釈の一つとして、磁場強度が数年単位で変化しているということが挙げられる。電波連続波には、非熱的 X 線と同様の、明らかな年単位の強度変動や縞状構造は確認できない (e.g., Reynoso et al., 1997; Vigh et al., 2011; Williams et al., 2016)。もし磁場強度の変化のみが時間変動の要因だとすると、非熱的 X 線放射と同じくシンクロトロン放射である電波連続波にも同様の強度変化や放射形状が見られるはずである。したがって、現段階でこの解釈は考えにくい。

もう一つの可能性としてありうるのは、Uchiyama et al. (2007) や Uchiyama & Aharonian (2008) が議論しているように、増幅された磁場が粒子加速やシンクロトロン冷却を促進することで、粒子のエネルギー分布を年単位で変化させるというシナリオである。非熱的 X 線を放射する粒子はカットオフ付近の電子であり、粒子加速やシンクロトロン冷却による影響を受けやすい。電波連続波を放射する電子のエネルギーは非熱的 X 線を放射する電子のエネルギーよりも低いので、非熱的 X 線の方が強度や光子指数の変化を受けやすいと考えられ、上記の放射の違いを説明しうる。

このシナリオにおける磁場増幅は、粒子加速やシンクロトロン冷却のタイムスケールから見積もることができる。衝撃波速度を  $v_{\text{sh}} = 5000 \text{ km s}^{-1}$  とし、変動のタイムスケールを本解析で得られた  $t_{\text{var}} \sim t_{\text{acc}} \sim t_{\text{synch}} \sim 4 \text{ yr}$  とし、式 (2.39) と式 (2.40) を *Tycho's* SNR の場合に適用すると、Region 1 は、

$$t_{\text{acc}} \sim 4\eta \left( \frac{\varepsilon}{\text{keV}} \right)^{0.5} \left( \frac{B}{200 \mu\text{G}} \right)^{-1.5} \left( \frac{v_{\text{sh}}}{5000 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-2} \text{ yr} \quad (5.2)$$

となり、Region 2 は、

$$t_{\text{synch}} \sim 4 \left( \frac{B}{500 \mu\text{G}} \right)^{0.5} \left( \frac{\varepsilon}{\text{keV}} \right)^{-0.5} \text{ yr} \quad (5.3)$$

と評価できる。したがって、観測されたタイムスケールで加速と冷却を起こすためには、少なくとも  $\sim 100 \mu\text{G}$  まで増幅された磁場が必要であることが分かる。Eriksen et al. (2011) は、Cassam-Chenaï et al. (2007) による衝撃波直後の磁場の見積もり  $\sim 30 \mu\text{G}$  を用いて、式 (2.41) のように被加速陽子が knee energy に達すると議論した。一方、本解析の結果はより縞状構造に近い磁場が  $\sim 100 \mu\text{G}$  程度まで増幅されている可能性を示唆しており、この値を式 (2.41) に適用すると、Eriksen et al. (2011) の見積もりよりも高いエネルギーまで粒子加速が起こっている可能性がある。

このように磁場増幅を起こし、非熱的 X 線放射の時間変動の要因として考えうる可能性として、順行衝撃波と濃い ISM の相互作用が挙げられる。*Tycho's* SNR に付随している

と考えられている  $\sim 2.5$  kpc の距離にある分子雲は、北東と南西にピークを持ち、特に南西領域の分子雲は図 5.1 (b) で示すように本解析で見つかった変動領域、および縞状構造全体を覆う形である (Lee et al., 2004; Zhou et al., 2016)。変動領域は内側にあり、仮に射影を考慮したとしても順行衝撃波にしては放射領域の幅が広い。また、周辺の順行衝撃波よりも非熱的 X 線で明るく硬い放射を持つ。このような内側にある硬い放射は X 線強度変動が観測された他の SNR にも見られている。例えば前章の解析 (Okuno et al., 2018) では、RX J1713.7–3946 南西部の内側の放射が硬いことを示し、濃い分子雲クランプとの空間的な相関から、衝撃波と濃い ISM との相互作用の結果できた構造である可能性を指摘した。Cassiopeia A においても、Sato et al. (2018) は内側の硬い放射の成因として、SNR に付随する分子雲との相互作用を議論しており、さらにこの硬い放射を持つ領域が X 線強度変動を示す領域 (Patnaude & Fesen, 2007; Uchiyama & Aharonian, 2008) と一致すると報告している。

これらの SNR で見つかっている時間変動領域、もしくは内側の硬い放射のサイズスケールはいずれも共通して  $\sim 0.1$  pc スケールであることも指摘しておきたい。前章で紹介した Inoue et al. (2012) の 3 次元 MHD シミュレーションによると、 $v_{\text{sh}} \gtrsim 1000 \text{ km s}^{-1}$  の速い衝撃波速度を持つ SNR と、細かい塊 (クランプ) 状の ISM との相互作用の結果、sub-pc スケールで磁場や密度の構造ができる。増光領域 (Region 1) は、*Tycho*'s SNR までの距離を分子雲までの距離である  $\sim 2.5$  kpc と仮定すると、実スケールで 0.1 pc 程度であり、これまで RX J1713.7–3946 (Uchiyama et al., 2007) や Cassiopeia A (Patnaude & Fesen, 2007; Uchiyama & Aharonian, 2008)、G330.2+1.0 (Borkowski et al., 2018) で時間変動が観測された領域や、Inoue et al. (2012) で議論しているサイズスケールと一致する。さらに、*Tycho*'s SNR に特徴的に見られる縞状構造は明るい領域と暗い領域が交互に並び、その間隔も  $\sim 0.1$  pc 程度である。Region 1 はこの縞状構造の最北端に位置し、他の縞状構造とほぼ等間隔かつ平行に並んでいることから、新しい縞が形成されつつあるようにも見える (図 5.3 参照)。したがって、もし Region 1 の時間変動が SNR と濃い分子雲との相互作用による磁場増幅で引き起こされたとすると、*Tycho*'s SNR の縞状構造も同様の成因で形成されてきた構造なのかもしれない。一方で、減光領域 (Region 2) については、実スケールで 0.5–1 pc スケールとやや大きい。この構造を理解する鍵は、Region 2 のすぐ外側にある特に濃い分子雲にあると考えられるが、現段階の電波による CO 観測はこの領域を sub-pc スケールで分解できていない (e.g., Lee et al., 2004; Zhou et al., 2016; Chen et al., 2017)。将来的に高角度分解能の電波観測により、もし Region 2 周辺の分子雲が sub-pc の塊状の構造に分解されたならば、Region 2 も Region 1 や他の SNR に見られる変動領域と同様に議論することができるかもしれない。

さらに、SNR の順行衝撃波と濃い ISM の相互作用を議論する上で決定的なのは、5.3.2 節で示した順行衝撃波の固有運動の測定結果が *Tycho*'s SNR に付随しているとされる分子雲分布と空間的に非常に良い相関を示すことである。図 5.13 は、図 5.11 の固有運動と減速度のベクトル表示に Lee et al. (2004) による分子雲分布を重ねたものである。Williams et al. (2016) は *Tycho*'s SNR の電波連続波と非熱的 X 線放射の双方で網羅的に順行衝撃波の固有運動を測定しており、どちらの帯域でも北東部は他の領域に比べて固有運動が遅く、縞状構造が見られる南西部はむしろ固有運動が北東部の 2 倍近く速いということを見出している。北東部の固有運動が遅く南西部と 2 倍ほど異なるという本解析の結果は、先行研

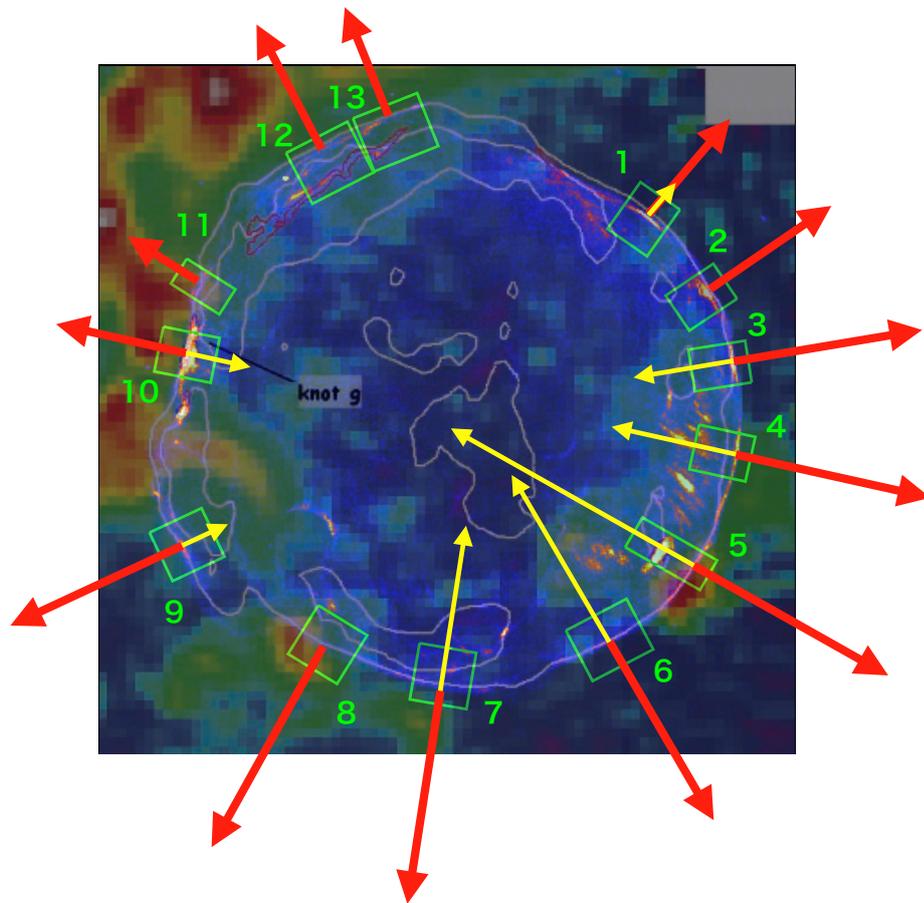


図 5.13: 図 5.11 と同様。ただし、薄く重ねているのは図 5.1 (b) の分子雲分布である。

究である [Williams et al. \(2016\)](#) と矛盾ない。また、減速が検出されたのは濃い分子雲が存在する南西部であり、領域番号 #3 から #7 まで広範囲に渡って分布している。しかもその減速度は外側の分子雲の濃さと相関しているように見える。これらの結果は、北東部と南西部の順行衝撃波が分子雲と衝突したタイミングの違いを見ていると考えると、自然に解釈できる。つまり、北東部の順行衝撃波は分子雲と既に衝突して減速を受け、今は密度の濃い領域を伝播しているため衝撃波速度が遅くなっていると考えられる一方、南西部の順行衝撃波が分子雲と衝突したのはきわめて「最近」であり、2003 年から 2015 年の間でまさに減速が観測されたものと考えられることができる。

本解析で発見した減速はほぼ同時に起こっており、広範囲に渡って存在することから、爆発前の天体が作った cavity 的な構造を示唆している。この観測事実は、Ia 型超新星爆発の起源説明においても重要な役割を果たす。Ia 型超新星爆発の爆発機構としては現在、伴星から物質が白色矮星に降着しチャンドラセカール質量を超えることで爆発するという Single Degenerate (SD) 説と、白色矮星連星が衝突合体することで爆発が起こる Double Degenerate (DD) 説の 2 つの説が拮抗し、未だに議論が続いている。爆発前の天体による cavity 構造は、SD 説では伴星からの星風もしくは伴星から質量降着を受けた白色矮星からの質量降着恒星風が吹くことで形成される可能性があるのに対し、DD 説では説明するのが難しい。図 5.14 に、減速が検出された順行衝撃波の位置まで広がる cavity 構造の中

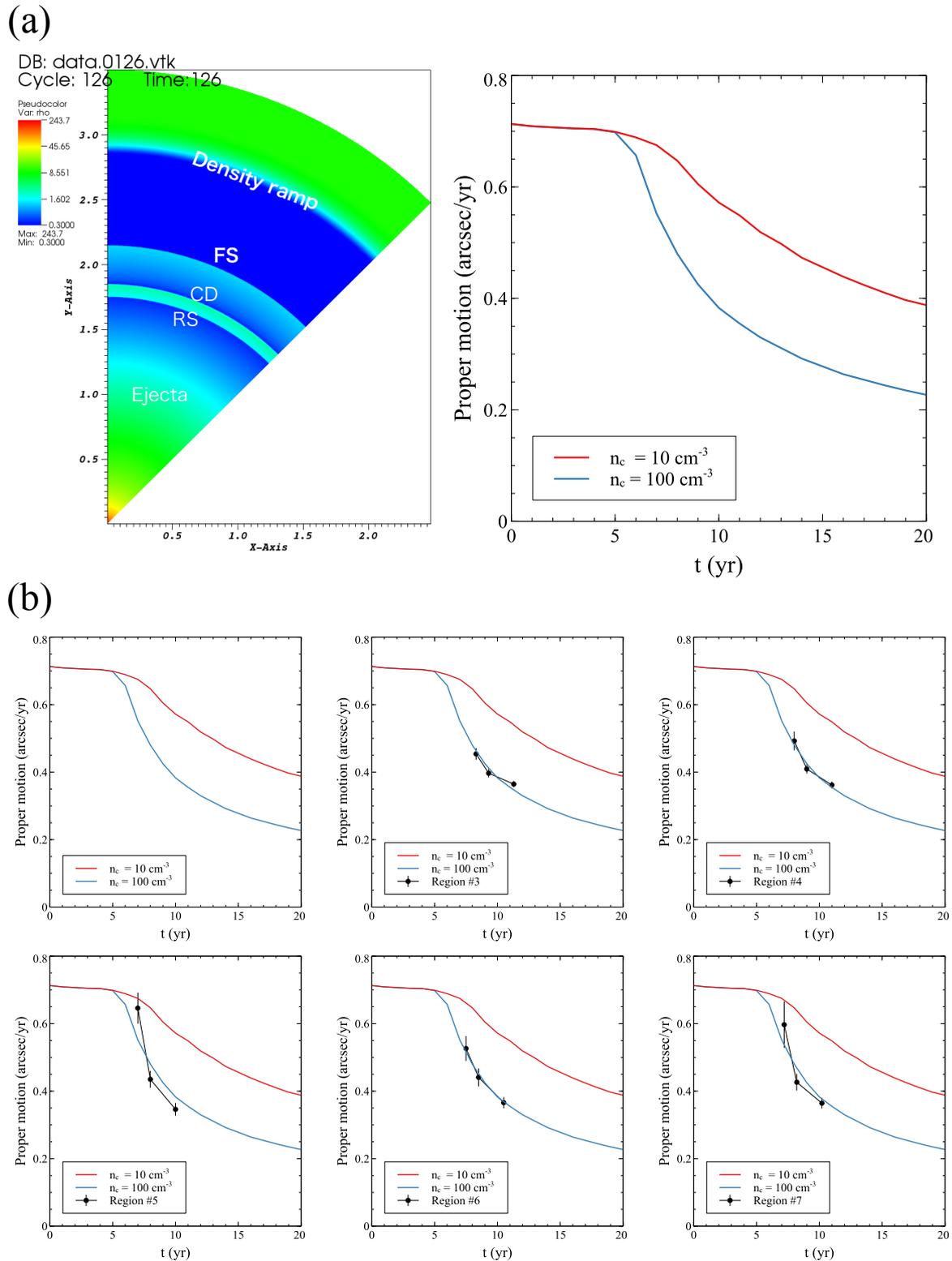


図 5.14: 衝撃波速度の 2 次元流体力学シミュレーションの結果 (S.-H. Lee private communication). (a) 2 次元流体力学シミュレーションで想定する密度プロファイルと衝撃波速度のシミュレーション結果。(b) 衝撃波速度のシミュレーション結果に減速が観測された領域 (#3–7) のデータ点を重ねたもの。

で SNR が膨張すると想定した場合の 2 次元流体力学シミュレーションの結果を示す (S.-H. Lee private communication)。密度プロファイルは図 5.14 (a) に示すように、cavity の半径を  $\sim 3$  pc としてその内側の密度を  $0.3 \text{ cm}^{-3}$ 、外側の密度を  $n_c$  としている。また、図 5.14 (a) には  $n_c = 10 \text{ cm}^{-3}$  の場合と  $n_c = 100 \text{ cm}^{-3}$  の場合の衝撃波速度も示している。本解析で減速が見られたどの領域においても、データ点は図 5.14 (b) のように  $n_c = 100 \text{ cm}^{-3}$  の場合の曲線とよく重なった。つまり、減速度合いは cavity 内外の密度比に依存するため、数 100 倍程度の密度比であれば検出された減速をおおよそ説明できる。今後、さらに定量的に議論を進めていくことで、本解析結果から *Tycho's* SNR の爆発機構に対して制限をつけることができる可能性がある。



## 第6章 次世代広帯域X線撮像分光衛星 FORCEに向けたSOIピクセル検 出器開発

### 6.1 高角度分解能硬X線観測

本論文ではここまで若いSNRからの非熱的X線放射を高角度分解能で観測することにより、磁場増幅や衝撃波の減速を示唆する領域をsub-pcスケールで明らかにしてきた。さらに、電波観測による星間ガス分布との比較を行うことで、これらの領域と密度が濃い星間ガスクランプが空間的に非常に良い相関を見せ、SNRの衝撃波と星間ガスの相互作用が磁場構造形成と密接に関わることを示唆する結果を得た。

SNRの磁場構造を調べ、宇宙線粒子加速機構に観測的により迫るために、硬X線( $\geq 10$  keV)帯域の高角度分解能観測は必要不可欠であり、さらに重要な役割を果たすと期待される。これは、式(2.25)から分かる通り、カットオフ付近の電子からのシンクロトロン放射は軟X線帯域に反映されるのに対し、カットオフ以上の電子からの放射が硬X線帯域に反映されることによる。例えば、本論文4章では、光子のカットオフエネルギーの代用として光子指数で定性的な議論を行った。もし軟X線と硬X線で同時に観測を行い、スペクトルのカットオフの形を決めることができれば、カットオフエネルギーを求めることができ、磁場乱流の度合いを計算できるなど、より定量的な議論ができる。また、非熱的X線の時間変動を示すSNRは、本論文で示した*Tycho's* SNRを入れても今までわずか4例しか見つかっていない。硬X線帯域ではカットオフ以上の粒子の分布を反映することから、最高加速エネルギーのわずかな変化に対するフラックスの変化が軟X線帯域よりも大きくなるため、こうした非熱的X線の時間変動探査にはより適していると言える。さらに、軟X線から硬X線までの広帯域スペクトルの時間変化を追うことで、時間変動の要因やさらには*Tycho's* SNRの縞状構造の起源に迫ることができるかもしれない。また、以上の構造はいずれも $\sim 0.1$ – $1$  pcの局所的な領域に限られているため、高角度分解能観測が必須となる。

このように硬X線を高角度分解能で観測することは宇宙線粒子加速を探る上で非常に有利であるが、これを実現するX線天文衛星は未だに存在しない。現行の衛星で最高の角度分解能を誇る*Chandra*衛星の観測帯域は、第3章に示したように1–10 keV程度に限られ、10 keV以上の硬X線帯域では、天体からの光子数が少なくなることに加え、望遠鏡の有効面積が落ち、NXBが卓越することから観測が難しい。一方で、5–80 keVに感度を持つ硬X線撮像分光衛星*NuSTAR*は、表3.1に示すように、角度分解能が $58''$  (HPD)にとどまる。したがって、本研究のように $\sim 0.1$  pcスケールで現れる特徴的な構造を調べ、星間ガ

ス分布と精密な比較を行うには不十分である。そこで、宇宙線加速機構に対する理解をさらに深めるために、硬 X 線帯域での高角度分解能観測 (HPD <math>< 15''</math>) を実現する次世代広帯域 X 線撮像分光衛星「FORCE (Focusing On Relativistic universe and Cosmic Evolution)」に向けた検出器開発を推進する。

## 6.2 FORCE 衛星の概要と Si 検出器に対する要求

FORCE 衛星は 2020 年代後半に打ち上げを目指す、次世代広帯域 X 線撮像分光衛星である。FORCE 衛星の特徴は、1–80 keV の広帯域 X 線を低いバックグラウンドレベルで撮像分光でき、かつ高い角度分解能 (HPD <math>< 15''</math>) を持つことである。その外観を図 6.1 に示す。大きな有効面積 (> 350 cm<sup>2</sup> @ 30 keV) を得るため、1–80 keV に感度を持つ軽量 Si 反射鏡を 3 台搭載する予定である (FORCE 概念検討書, 2016)。また、X 線検出器として搭載予定の Wide X-ray Hybrid Imager (WHXI) のシステム構成も図 6.1 に示している。基本的な構造は、2016 年 2 月に打ち上げられ、同 4 月に運用停止となってしまったひとみ衛星搭載の硬 X 線撮像検出器 (HXI: Hard X-ray Imager; Nakazawa et al. 2018) の知見を活用し、焦点面検出器をシンチレータ製のシールド検出器で覆う構造を取る。

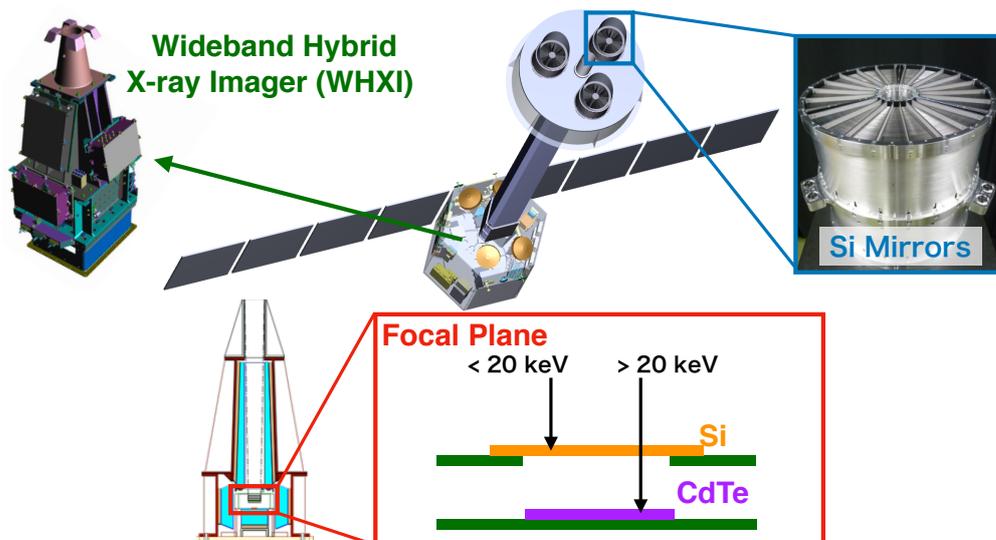


図 6.1: FORCE 衛星と広帯域ハイブリッド X 線撮像装置 (WHXI) の概要

シールド検出器は、宇宙 X 線背景放射などの望遠鏡を経ないバックグラウンドや放射線損傷の主な原因となる南大西洋異常帯 (South Atlantic Anomaly: SAA) の荷電粒子を「パッシブシールド」として止めて抑えつつ、より高いエネルギーの荷電粒子由来の NXB に対しては「アクティブシールド」としても機能する。アクティブシールドは、自らがシールドとして止めきれない高エネルギーの荷電粒子や放射に対しては、検出器としてタイミングを記録する機能を持つ。これにより、焦点面検出器とシールド検出器が同時に検出したイベントを NXB と判断して取り除くことができる。これを反同時計数処理といい、FORCE 衛星ではこの反同時計数処理を用いることで低いバックグラウンドレベルを達成する。ひとみ衛星の実績では、アクティブシールドでのカウントレートは ~ 10 kHz であ

る。そのため、焦点面検出器として、 $\sim 10 \mu\text{s}$  程度の時間分解能を持つ検出器であることが必須条件である。

図 6.1 に示すように、FORCE 衛星の焦点面検出器としては、広帯域での撮像分光ができるよう Si と CdTe の検出器を積み重ねたハイブリッド検出器を搭載する予定である。ひとみ衛星 HXI の焦点面検出器は、CdTe 製の両面ストリップ型検出器 (Double-sided Strip Detector: DSD) を最下層に 1 枚、その上に Si 製の DSSD (Double-sided Silicon Strip Detector) を 4 枚積み重ねた構造を持ち、軟 X 線 (5–30 keV) を原子番号の小さい Si で検出し、硬 X 線は Si を透過させて原子番号の大きい CdTe で検出する。さらに、ひとみ衛星の場合、HXI の他に軟 X 線の分光を担うマイクロカロリメータである SXS (Soft X-ray Spectrometer) と撮像分光が可能な X 線 CCD である SXI (Soft X-ray Imager) も搭載されていた。これらを踏まえて FORCE 衛星では、分光性能や特に  $\sim 1 \text{ keV}$  付近の低エネルギー側の検出効率に難がある DSSD から新たな Si 検出器に置き換えることで、 $\sim 1 \text{ keV}$  の軟 X 線まで CCD 並みの分光性能で撮像分光できるようにする。以上より、Si 検出器が 1–20 keV の軟 X 線、CdTe 検出器が 20–80 keV の硬 X 線の撮像分光を担当してそれらがハイブリッド構造を取ることで、1–80 keV というかつてない広帯域にわたる撮像分光を可能とする。

さらに、FORCE 衛星は上で述べた広帯域観測のみならず、 $7'$  以上の視野かつ  $15''$  (HPD) 以下の高い角度分解能での観測までも実現する。そのため、FORCE 衛星の焦点面検出器の撮像領域は  $20 \times 20 \text{ mm}^2$  以上、ピクセルサイズは  $200 \times 200 \mu\text{m}^2$  以下が要求される。これらは軽量 Si 反射鏡の焦点距離 10 m において、それぞれ  $7'$  と  $4''$  の角度スケールに相当する。CdTe 検出器に関して、ひとみ衛星搭載の CdTe-DSD は既にこれらを満たしており、FOXSI-2 衛星には  $65 \mu\text{m}$  ピッチのファインピッチ CdTe-DSD が搭載されている (e.g., [Christe et al., 2016](#))。FORCE 衛星の CdTe 検出器として、同様のファインピッチ CdTe-DSD を搭載することが予定されている。

以上を踏まえると、FORCE 衛星搭載の Si 検出器としては、

- アクティブシールドや CdTe 検出器との反同時計数処理に参加するため、 $\sim 10 \mu\text{s}$  の優れた時間分解能を持つこと (→ 第 7 章にて詳述)
- 1–20 keV の軟 X 線に対して、CCD 並みの分光性能、ノイズ性能を持つこと (→ 第 6.3.6 節にて詳述)
- 十分広い撮像領域 ( $> 20 \text{ mm} = 7'$  四方) かつ十分小さいピクセルサイズ ( $< 200 \mu\text{m} = 4''$  四方) を持つこと (→ 撮像領域について第 8 章にて詳述)

が要求される。したがって、FORCE 衛星実現のためには、CCD と DSSD の良さを兼ね備えたような、以上の要求を全て満たす新しい Si 検出器の開発が重要な鍵を握る。

## 6.3 X線天文用 SOI ピクセル検出器「XRPIX」

FORCE 衛星搭載の基本性能を満たす Si 検出器の最有力候補が、京都大学を中心に、KEK、宮崎大学、静岡大学、東京理科大学などの機関で開発を進めている、SOI (Silicon On Insulator) 技術を用いた X 線天文用 CMOS イメージセンサ、「XRPIX」である (e.g.,

Tsuru et al., 2018)。本節では、SOI ピクセル検出器 (SOIPIX) 及び X 線天文用 SOI ピクセル検出器「XRPIX」の概要について述べ、XRPIX の読み出し手順や最近のピクセル構造の改良と性能向上について述べる。

### 6.3.1 SOI ピクセル検出器の構造

SOI 技術は、Si ウェハの上に作成した SiO<sub>2</sub> の埋め込み酸化膜層を介して、さらにその上に別の Si 薄膜層 (SOI 層) を形成し、一体化させる技術である。SOI ピクセル検出器 (SOIPIX) は、この SOI 技術を応用した CMOS イメージセンサーである。

CMOS イメージセンサーは CCD など他のイメージセンサーの方式と異なり、各ピクセルに作り込んだ CMOS 回路により増幅された信号を読み出す。CMOS 回路とは MOSFET (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistors) で構成される回路のことであり、電子がキャリアとなる NMOS と正孔 (ホール) がキャリアとなる PMOS の 2 種類が使われる。MOSFET は、ゲート電圧を調整してチャネル領域の電場構造を変えることで、ソース-ドレイン間に流れる電流を制御することができる、いわば電氣的に開閉可能な「スイッチ」のように用いられる。また、MOSFET を組み合わせることで、信号増幅を行うこともできる。SOIPIX を含む CMOS イメージセンサーは、MOSFET のこれらの性質を利用して、信号増幅をピクセルごとで行い、外部で読み出すピクセルの行列選択を行うことができ、信号の位置と電荷量を測定することができる。

SOIPIX は、図 6.2 に示すように、 $> 100 \mu\text{m}$  のセンサー層、 $\sim 200 \text{ nm}$  の埋め込み酸化膜層、 $\sim 10 \mu\text{m}$  の読み出し回路層からなり、SOI 技術によりそれらを一体化させたモノリシックセンサーである。したがって、ボンディングなどの制約を受けずピクセルサイズを小さくすることが可能である。また、回路層には低抵抗率 ( $\sim 18 \Omega \text{ cm}$ ) の Si を、センサー層には高抵抗率 ( $\geq 1 \text{ k}\Omega \text{ cm}$ ) の Si を用いることで、それぞれ CMOS 回路の高速信号処理と X 線に感度を持つ厚い空乏層 ( $> 100 \mu\text{m}$ ) を同時に実現することができる。

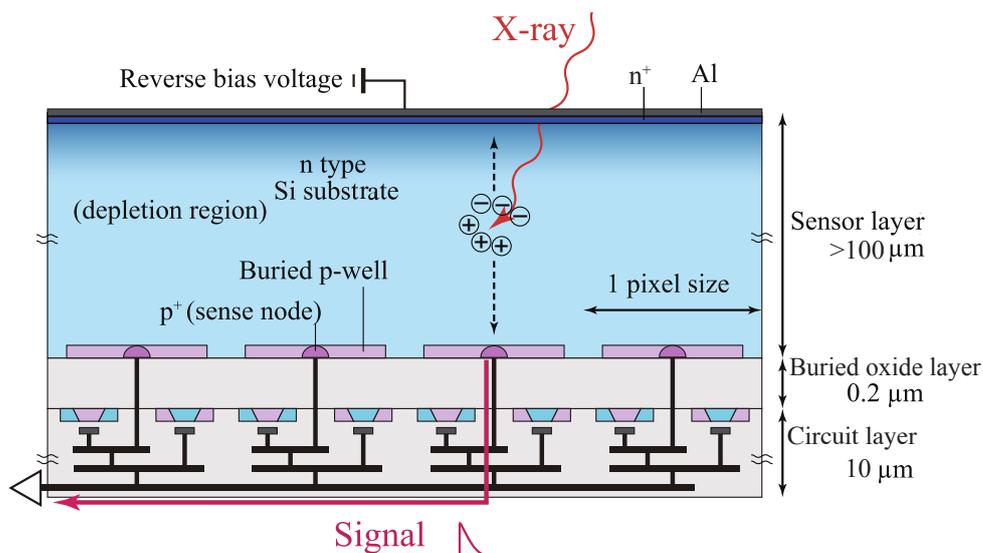


図 6.2: SOI ピクセル検出器の断面図。

SOIPIX の基本的な X 線検出原理自体は 3.3 節で述べた X 線 CCD と同様であり、厚いセンサー層を空乏化させる必要がある。この時、裏面側から印加する高いバックバイアス電圧により MOSFET のチャンネル領域の電場構造が変化してしまう。したがって、バックバイアス電圧に依存してゲート電圧の閾値電圧が変化し、MOSFET 特性が変わってしまう。これをバックゲート効果と呼ぶ。SOIPIX では、バックゲート効果の影響を受け、回路ゲインが変化してしまうという問題があった(劉周強 修士論文, 2010)。そこで、図 6.2 に示すような Buried P-Well (BPW) と呼ばれる薄い P 型半導体層をセンスノードの周囲に設けることで、バックゲート効果対策を行っている。図 6.3 に BPW の有無による、バックバイアス電圧に対する MOSFET 特性の変化を示す。BPW が無い場合は、バックバイアス電圧によって MOSFET 特性が変わってしまっているが、BPW がある場合は、バックバイアス電圧を変えても特性が変化しないことが実証されている (Arai et al., 2011)。

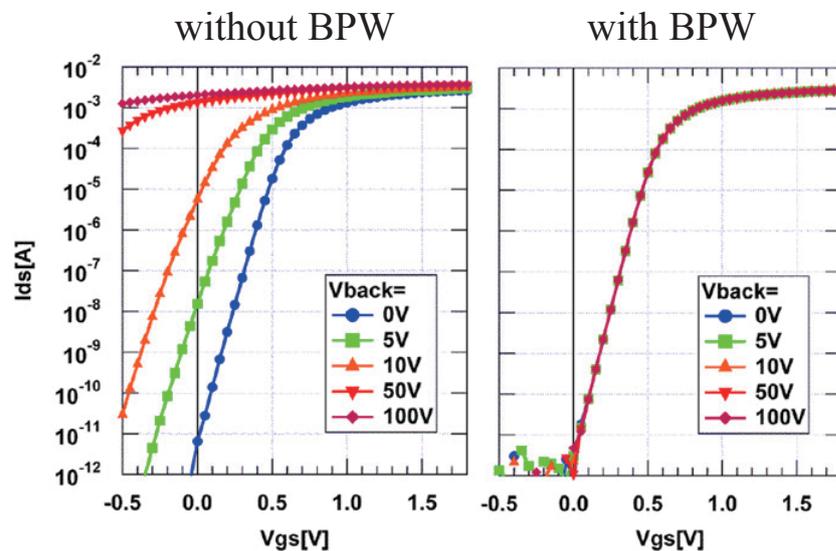


図 6.3: BPW の有無による MOSFET 特性の変化 (Arai et al., 2011)。横軸はゲート-ソース間電圧、縦軸はドレイン-ソース間電流を表す。Vback はバックバイアス電圧を表す。

### 6.3.2 X線天文用 SOI ピクセル検出器「XRPIX」の開発

XRPIX シリーズは、京都大学が主導で、複数の機関と共同で開発を進めてきた X 線天文用の SOI ピクセル検出器である。XRPIX は図 6.4 に示すように、2010 年に最初のプロトタイプ「XRPIX1」の開発が始まってから(劉周強 修士論文, 2010; 中島真也 修士論文, 2011)、現在まで様々な改良を重ねながら開発が進められてきた。例えば、XRPIX2b までは BPW やトランジスタの配置の改良が進み(松村英晃 修士論文, 2015)、XRPIX4 までは読み出し方法が主に改良されてきた(伊藤真音 修士論文, 2017; 林秀輝 修士論文, 2018)。続く XRPIX5 シリーズは大面積素子であり、衛星搭載に要求される撮像領域のおよそ半分の面積を持つ。また、衛星搭載システムのプロトタイプとして、大面積素子 XRPIX5b を複数枚積層できる XRPIX 多層化システムの開発も進んでおり、ハードウェアを新たに設計し、単層での動作に成功している(立花克裕 修士論文, 2018)。さらに近年では、6.3.6

節で述べるようにピクセル構造の改良が進み、ゴール性能に迫る、大幅な分光性能の向上に成功した。将来的には FORCE 衛星搭載に向け、ピクセル構造を改良した大面積素子を開発する予定であり、かつアナログ-デジタル変換回路 (Analog-Digital Converter: ADC) を素子に内蔵することも検討中である。

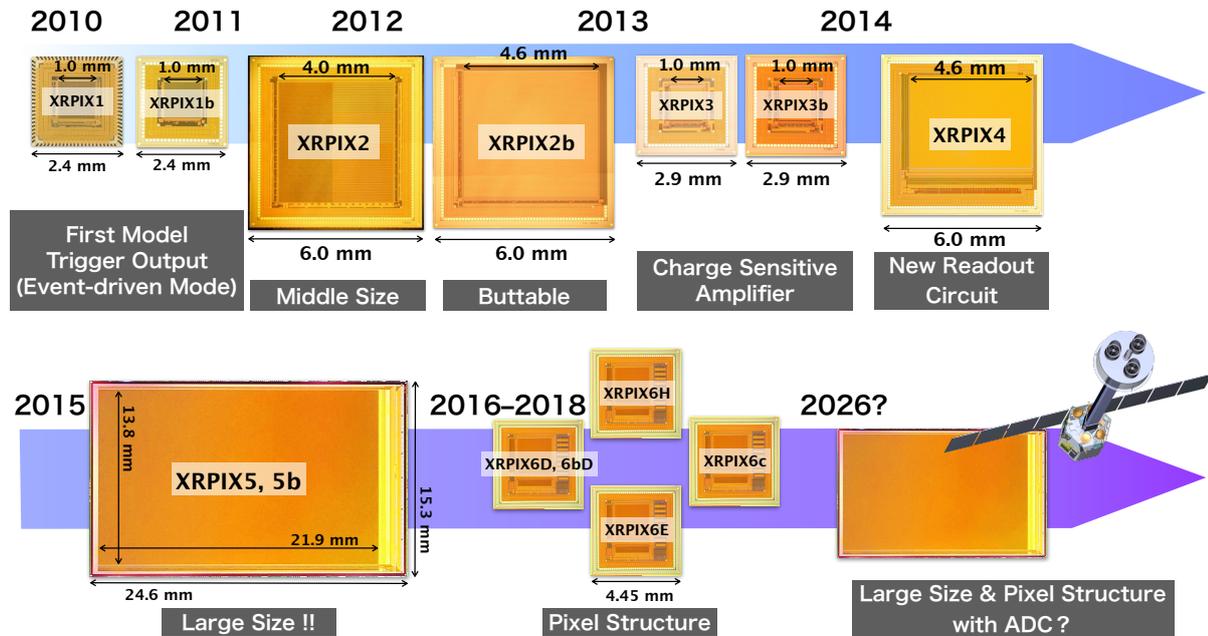


図 6.4: XRPIX シリーズの開発史と将来。

XRPIX シリーズの最大の特徴は、高い撮像分光性能に加え、各ピクセルにトリガー回路を搭載しており、セルフトリガー機能を有することである。これにより、X線が入射したタイミングで、トリガーを出したピクセルとその周辺のみを読み出す「イベント駆動読み出し」に成功している。電荷転送を行う都合上チップ全面を読み出さなければならないことに起因して、時間分解能が数秒程度と悪い CCD と異なり、XRPIX はイベント駆動読み出しにより、前述の反同時計数処理に参加しうる優れた時間分解能を達成すると期待される。

### 6.3.3 XRPIX の読み出し手順

XRPIX では、読み出しボード上の FPGA (Field-Programmable Gate Array) を用いて素子の制御や PC とのデータ通信を行う。FPGA のロジックを書き換えることで、X線が入射したピクセルからのトリガー信号を受けてそのピクセルと周辺のみを読み出す「イベント駆動読み出し」と、トリガー信号を用いずに特定の領域を一定の露光時間で読み出す「フレーム読み出し」の 2 種類の方法で読み出すことが可能である。以下では、これらの XRPIX の読み出し手順について説明する。

## イベント駆動読み出し

図 6.5 にイベント駆動読み出しの流れを示す。初めに電圧値やマスク情報などのパラメータを設定し、ピクセルをリセットした後に露光を開始する。イベント駆動読み出しの場合は、予め設定した露光時間 (本論文では  $100 \mu\text{s}$  とする) 内にトリガー信号が出力されなければ、再度ピクセルをリセットし露光を開始する。露光時間内にトリガー信号が出力された場合の読み出しは以下の手順を取る。

- (i) あるピクセルにトリガー閾値を超える X 線が入射し、トリガー信号が出力される。
- (ii) トリガー信号が行列方向のヒットパターン回路に射影される。
- (iii) 行列方向の全トリガー信号の OR を取り、イベントのタイミング情報が立ち上げられ、出力される。
- (iv) ヒットパターン情報が出力される。
- (v) ヒットアドレス情報が出力される。
- (vi) FPGA で読み出すべきイベントと判定された場合、アドレスデコーダで読み出す領域を指定し、アナログ信号の読み出しを開始する。
- (vii) アナログ信号が外部の ADC でデジタル値に変換された後、FPGA へと送られる。
- (viii) FPGA から PC へとデータが送られ、保存される。

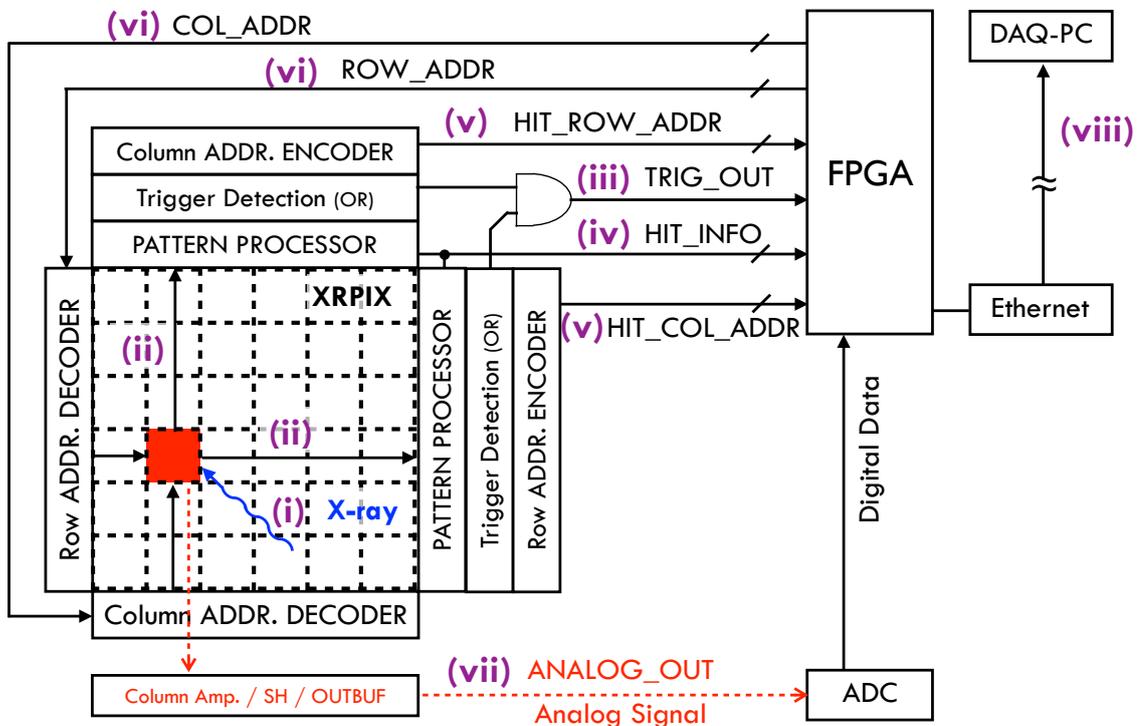


図 6.5: イベント駆動読み出し手順の概念図 (Takeda et al., 2013)。

ヒットパターン情報は、後述のヒットパターン回路に射影されたトリガー信号の情報をもとに、

- トリガーを出したピクセルが単数か複数か (マルチヒット出力)
- 連続したピクセルの集まり (パターン) が単数か複数か (マルチパターン出力)

の演算を行い、出力されるイベント情報である (図 6.6)。ヒットアドレス情報は、得られたパターンの端のピクセル (Low edge と High edge) のアドレスをエンコードしていき、出力されるものである。すなわち、これらの情報から検出されたイベントのヒットパターンの再構成が可能である。衛星搭載時には、*Chandra* 衛星におけるグレード判定法と似たような形で、複数のピクセルにまたがって検出される NXB イベントかどうかをヒットパターンを用いて判断することができる。NXB と判定されたイベントについては以降の読み出しを行わないことで、読み出し時間を節約することができる。

XRPIX はイベント駆動読み出しで X 線イベントのみ選択的に読み出すことができるため、高いスループット (> 1 kHz) を実現する。これは、明るい点源に対してパイルアップを起こしにくいという点でも非常に有利である。例えば X 線 CCD で明るい点源を観測した場合、必ず一定時間露光を行うため、露光時間内に特定のピクセルに複数回 X 線が入射し、パイルアップを起こして分光する上で大きな問題となる。一方、XRPIX で明るい点源を観測した場合、X 線が入射したタイミングで露光を止めて読み出すことができるため、パイルアップを起こしにくい。これはイベント駆動読み出しにおける強みの一つである。

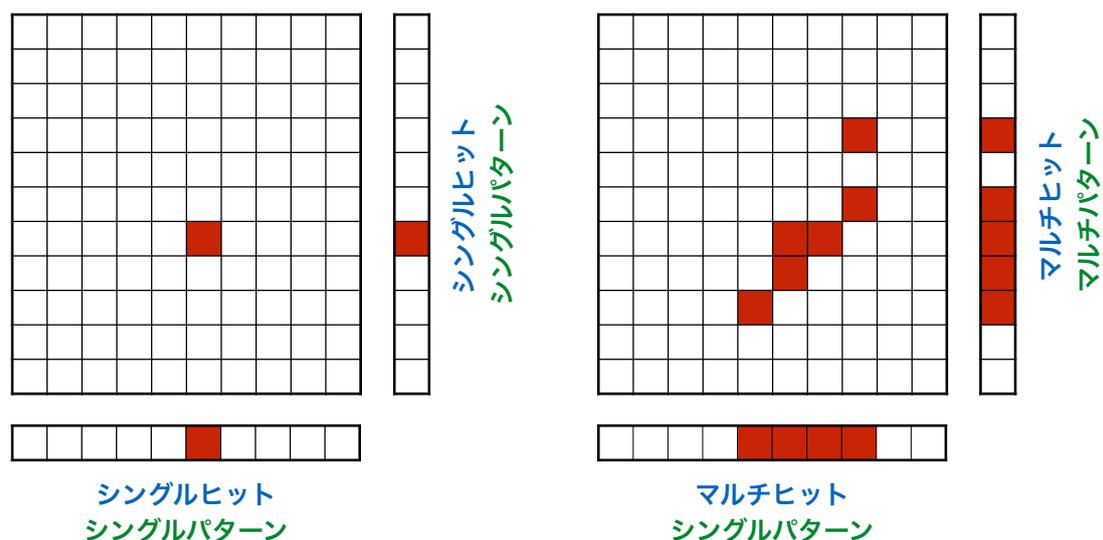


図 6.6: XRPIX のヒットパターンの概念図。青字がマルチヒット出力、緑字がマルチパターン出力である。

### フレーム読み出し

XRPIX のもう 1 つの読み出し方法として、露光中のトリガー信号の有無に関わらず、リセットして一定時間露光した後読み出しを行い、またリセットして一定時間露光を行うというサイクルを繰り返す「フレーム読み出し」も可能である。X 線が入射していないピクセルも含めて一定時間露光した後に読み出す、という手順は CCD と似通っているが、XRPIX は各ピクセルが読み出しノードを持つため、指定した領域のみの読み出しが可能である。FORCE 衛星で用いる本命の読み出し方は上で述べたイベント駆動読み出しであるが、6.3.6 節で述べるように、本論文で用いた XRPIX5b ではイベント駆動読み出しで本来の分光性能が出せていない。そこで、本論文ではフレーム読み出しで波高値 (Pulse Height: PH) の評価を行い、イベント駆動読み出しでトリガー機能の評価を行う、というように 2 つの読み出し方法を使い分ける。

### 6.3.4 大面積素子 XRPIX5b

XRPIX5b は、ラピスセミコンダクタ (株) の FD-SOI 0.2  $\mu\text{m}$  プロセスを用いて製造された XRPIX シリーズ初の面積素子である。チップサイズは 24.6 mm  $\times$  15.3 mm (うち、撮像領域は 21.9 mm  $\times$  13.8 mm) であり、608  $\times$  384 個のピクセルからなる。FORCE 衛星では、このサイズの素子を 2 枚もしくは 6 枚並べることで、撮像領域の要求性能をクリアする予定である。また、XRPIX5b のピクセルサイズは 36  $\mu\text{m}$  角であり、既に目標性能まで満たしている。ウェハは N 型の Floating Zone (FZ) 法を用いたタイプを使用しており、FZ ウェハは抵抗率が  $> 1 \text{ k}\Omega$  と大きいのが特徴である。したがって、FZ ウェハを用いた素子では、低いバックバイアス電圧で空乏層を厚くすることができる。

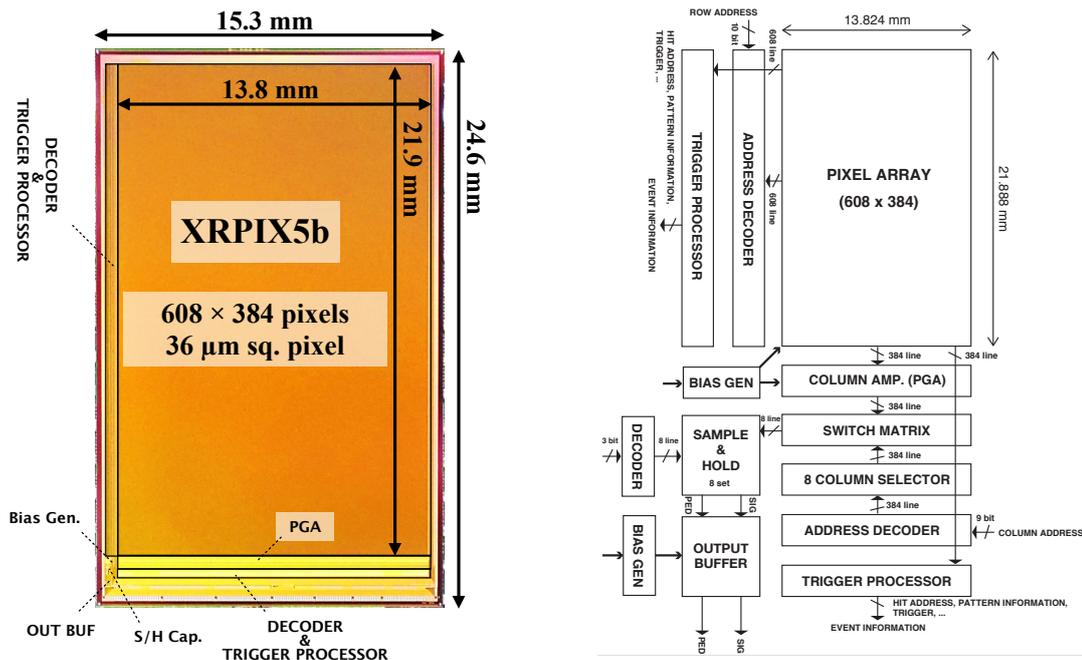


図 6.7: XRPIX5b の外観とブロック機能図。

XRPIX5b のブロック機能図を図 6.7 に示す。XRPIX5b のピクセルアレイの周辺の行列方向には、トリガー情報を司るヒットパターン回路などのデジタル回路と、読み出すアドレスを指定するアドレスデコーダを搭載している。各ピクセルから出力されたトリガー信号はヒットパターン回路に射影され、後述の演算によりタイミング、パターン、アドレスといったイベント駆動読み出しに用いるイベント情報を出力する。ピクセル数の少ないこれまでの素子では、シフトレジスタで順にアドレス情報を読み出していたが、XRPIX5b では大面積化に伴いヒットパターン回路の後段にエンコーダを組み込むことで、即時にアドレス情報を読み出すことができる。これらのイベント情報から読み出すピクセルを外部で判断し、読み出すべきイベントと判断された場合、行列方向のアドレスデコーダで読み出す領域を指定して、アナログ信号の読み出しを行うことができる。

XRPIX5b は主に各列のカラムアンプ、チップ左下にある 8 対のサンプリングキャパシタ、出力バッファで構成されるアナログ周辺回路を持つ。図 6.8 に示すように、XRPIX5b ではイベント中心とその周辺 8 列分のアナログ信号の差動出力を行う。外部から指定された 8 列分のピクセルアナログ回路からの信号は各列のカラムアンプで増幅され、サンプリングキャパシタに信号レベルとリセットレベルがそれぞれ保存される。そして、読み出すキャパシタを外部から指定することで、出力バッファを通して順に差動出力される。

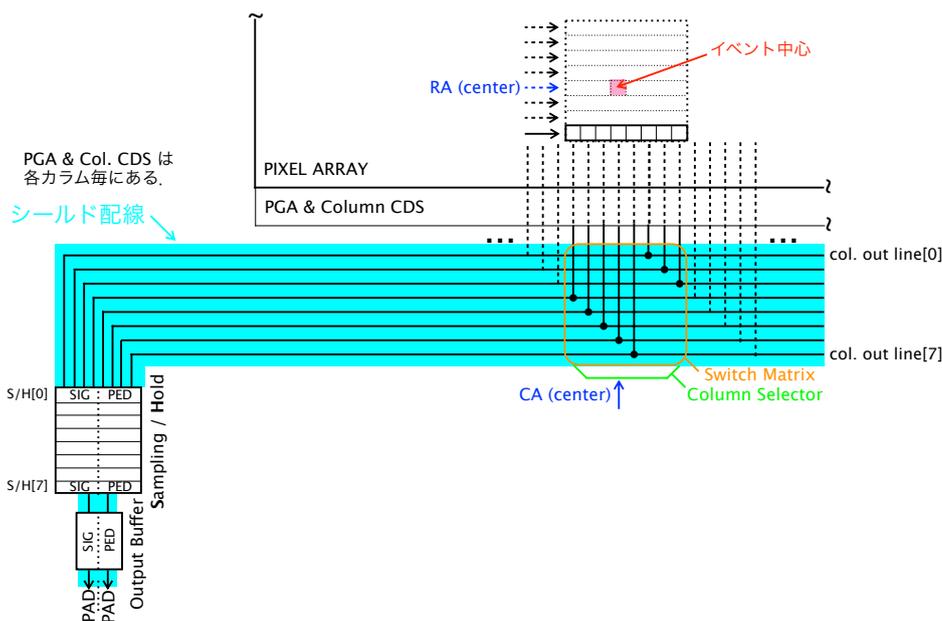


図 6.8: XRPIX5b のアナログ周辺回路の模式図。

### 6.3.5 XRPIX のピクセル回路とピクセルトリガー回路の動作

図 6.9 に XRPIX5b のピクセル回路を示す。ピクセル回路は大きく分けてアナログ信号の読み出しを行うピクセルアナログ回路と、トリガー信号を出力するピクセルトリガー回路に分けられる。ピクセルアナログ回路についてここで詳細な動作については立ち入らないが、主な機能として相関 2 重サンプリング (Correlated Double Sampling: CDS) 機能と電荷

有感アンプ (Charge Sensitive Amplifier: CSA) による信号増幅が挙げられる。CMOS 回路のノイズ源として、MOSFET をスイッチとして用いる際のリセットノイズ (温度  $T$  とキャパシタの容量  $C$  に依存するため  $kT/C$  ノイズとも呼ばれる) が挙げられ、CMOS イメージセンサーにおける性能悪化の原因となる。CDS 回路は後段の CDS キャパシタの容量を大きくすることで、リセットノイズを低減する機能を持つ。XRPIX1 から既に CDS 機能による低ノイズ化が実証されており (e.g., 中島真也 修士論文, 2011)、以降全ての XRPIX シリーズでは CDS 回路を採用している。また、XRPIX3b 以降はソースフォロア回路から CSA 回路による信号増幅に変更したことで、ゲインが約 3 倍になり、分光性能が向上していることも確認されている (Takeda et al., 2015)。

ピクセルトリガー回路は 2 つの反転増幅器で構成される比較器 (インバータチョッパ型コンパレータ) を搭載しており、後段にはコンパレータの出力を安定させると同時に、コンパレータリセットによる貫通電流を防ぐための Set-Reset (SR) ラッチを備えている。さらに、コンパレータの後段にはマスク回路を搭載している。XRPIX には、半導体プロセスの製造上の格子欠陥や傷によって生じるバッドピクセルが存在し、これらは高いノイズレベルを持つ。こうしたバッドピクセルは、X 線の入射の有無に関わらず常にトリガーを出し続けるため、イベント駆動読み出しを正しく行うためには、バッドピクセルからのトリガー信号を無効化する必要がある。XRPIX は、1 ピクセルごとにマスクをかける「パターンマスク」と行や列単位でマスクをかける「ラインマスク」の 2 種類のマスク機能を持つ。

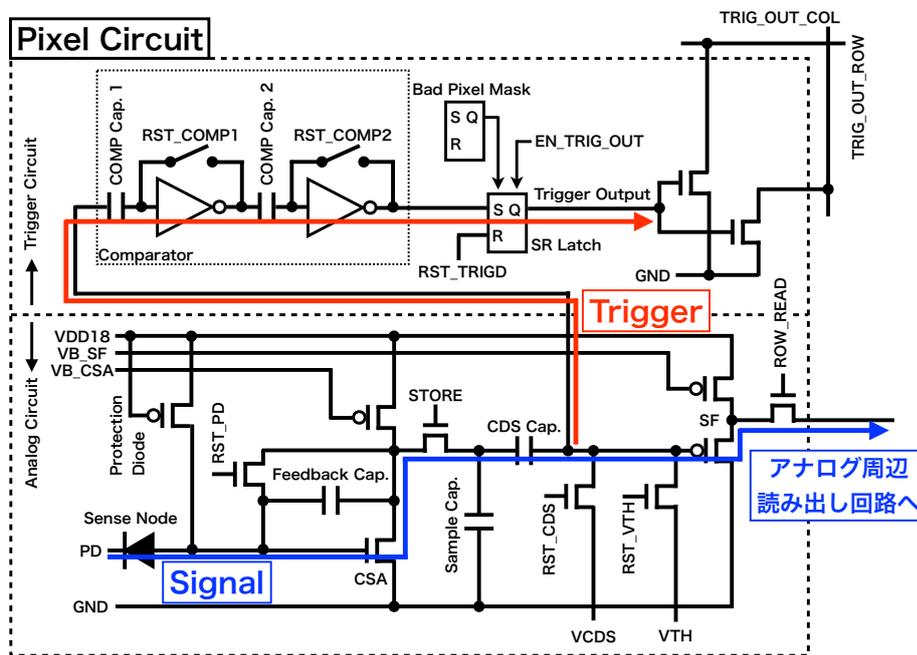


図 6.9: XRPIX5b のピクセル回路。

以下では、X 線が入射してトリガー信号が出力されるまでの XRPIX の制御とその時のピクセルトリガー回路のコンパレータの動作について説明する (図 6.10 参照。制御信号線名については、図 6.9 も参照)。

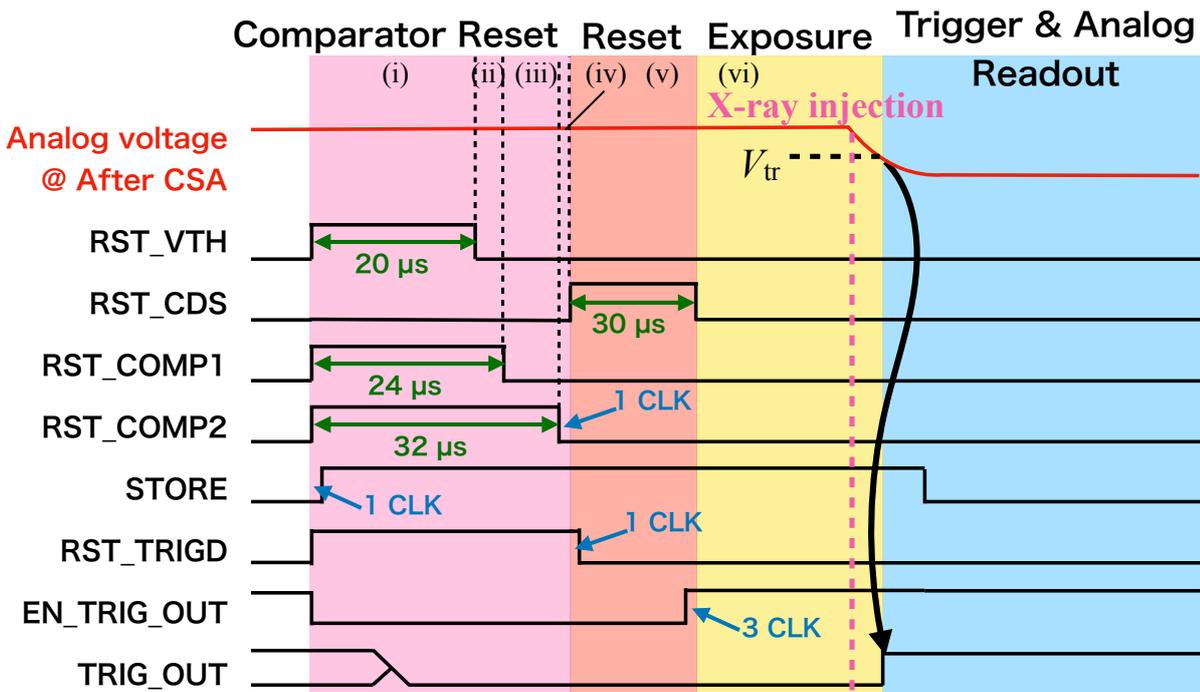
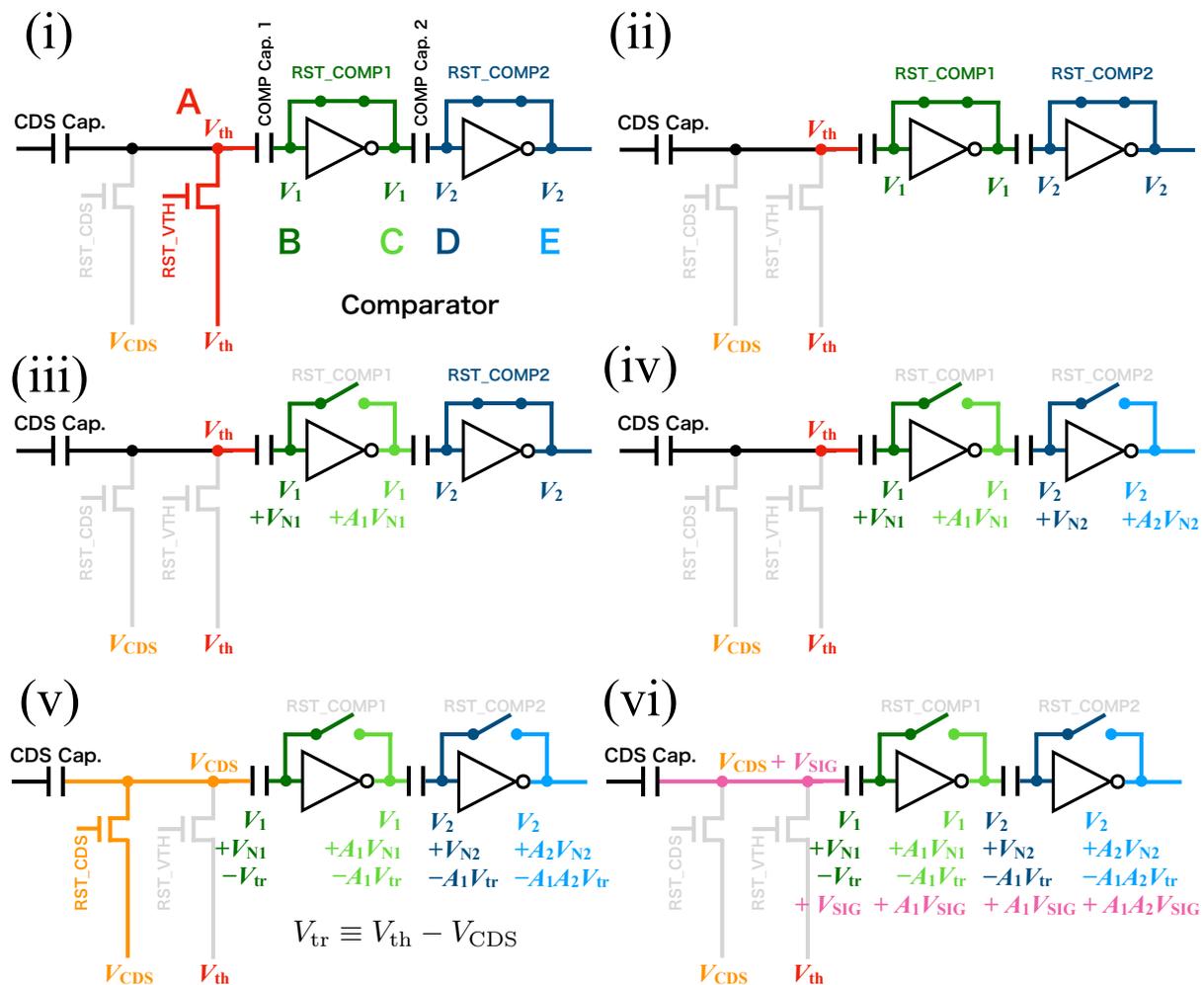


図 6.10: XRPIX のトリガー回路の動作と制御信号のタイミングチャート。タイミングチャート内の緑や青で示した値は現在の実験値であり、最適値ではない。また、スケールは実際の時間を表していない。

- (i) RST\_VTH、RST\_COMP1、RST\_COMP2 を High、RST\_CDS を Low にして、コンパレータのリセットを行う。すると、図 6.10 中の A 点の電位は予めパラメータとして設定した電圧値  $V_{th}$  になる。B 点と C 点、D 点と E 点の電位はそれぞれ等しくなり、各アンプの動作電圧である  $V_1$  と  $V_2$  になる。このとき、リセット中にトリガー信号が出ないように、コンパレータ後段の SR ラッチをリセットし、トリガー出力を無効にしておく。すなわち、RST\_TRIGD<sup>1</sup> を High、EN\_TRIG\_OUT<sup>2</sup> を Low にしておく。また、この時グローバルシャッター (STORE) を High にしておく。
- (ii) RST\_VTH を Low にする。このとき後段のコンパレータはリセット状態 (RST\_COMP: High) のままである。
- (iii) RST\_COMP1 を Low にする。このとき、B 点にはリセットノイズ  $V_{N1}$  が加わり、C 点には初段のアンプの増幅率  $A_1$  がかった  $A_1V_{N1}$  が加わる。しかし、後段のコンパレータはリセット状態のままなので、後段にはリセットノイズが伝わらない。
- (iv) RST\_COMP2 を Low にする。リセットノイズ  $V_{N1}$  がコンパレータ間の COMP Cap. 2 によってキャンセルされ、D 点にはリセットノイズ  $V_{N2}$  が発生する。出力部である E 点には、後段のアンプの増幅率  $A_2$  がかった  $A_2V_{N2}$  が加わる。
- (v) RST\_CDS を High にする。その後すぐ (現在の動作では 1 CLK 後) に RST\_TRIGD を Low にして SR ラッチのリセットを終了するが、トリガー信号が出力されないようしばらく EN\_TRIG\_OUT は Low にしておく。このとき、A 点は予め設定した電圧値  $V_{CDS}$  となる。また、COMP Cap. 1 の両端の電位差は保存される。したがって、B 点の電位は、 $V_1 + V_{N1} - (V_{th} - V_{CDS}) \equiv V_1 + V_{N1} - V_{tr}$  となり、それに伴い C 点の電位は、 $V_1 + A_1V_{N1} - A_1V_{tr}$  となる。後段も同様に COMP Cap. 2 の両端の電位差が保存されるため、D 点の電位は  $V_2 + V_{N2} - A_1V_{tr}$  となる。以上より、E 点に出力される電位は、

$$V_2 + A_2V_{N2} - A_1A_2V_{tr} \approx -A_1A_2V_{tr} \quad (6.1)$$

と近似できる。ここで、アンプの増幅率  $|A_1|$  と  $|A_2|$  は十分大きいとした。次に露光を行うが、その前 (現在の動作では 3 CLK 前) に EN\_TRIG\_OUT を High にして、トリガー信号の出力を有効にしておく。

- (vi) RST\_CDS を Low にして露光を開始する (イベント待ち状態)。X 線が入射した時、生成された信号電荷はセンスノードに収集され、CSA 回路を通して反転増幅される。この CSA 後段の電圧を  $V_{SIG}$  とする。このとき、ピクセルトリガー回路入力側にある CDS cap. の両端の電位差は保存されるため、 $V_{SIG}$  が A 点に加わる。以下、後段についても (v) の議論と同様にして 2 段のアンプでそれぞれ増幅された電圧が加わることとなる。したがって、E 点に出力される電位は、

$$V_2 + A_2V_{N2} - A_1A_2V_{tr} + A_1A_2V_{SIG} \approx A_1A_2(V_{SIG} - V_{tr}) \quad (6.2)$$

<sup>1</sup>コンパレータ後段の SR ラッチの Reset 信号。

<sup>2</sup>トリガー出力の Enable 信号。High: トリガー出力可能、Low: トリガー出力不可。

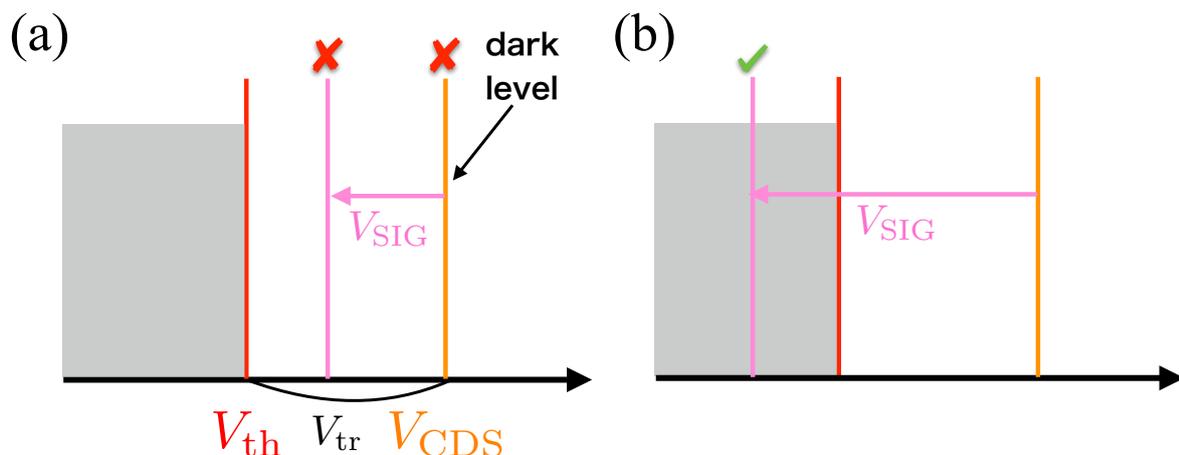


図 6.11: トリガー判定の様式図。(a) トリガー信号が出力されない場合 (b) トリガー信号が出力される場合。グレーで示した領域はトリガー信号が出力される領域を表す。赤のバツ印はトリガー出力されないことを、緑のチェックマークはトリガー出力されることを表す。

となり、 $V_{\text{SIG}} - V_{\text{tr}} < 0$  の時は Low 判定され、 $V_{\text{SIG}} - V_{\text{tr}} > 0$  の時に論理が反転し High 判定されることでトリガー信号が出力される。このように、 $V_{\text{tr}} = V_{\text{th}} - V_{\text{CDS}}$  をトリガー閾値電圧として、X 線入射による信号がトリガー閾値を超えたかどうか判定することができる。

そうしてトリガー信号が出力されてから STORE はしばらく High にしておき、一定時間 (=STORE-OFF、現在の動作では  $> 320 \text{ ns}$  としている) 後に Low にする。この動作後、トリガー情報とアナログ信号の読み出しに移る。

XRPIX5b はセンサー層が N 型であるため、ホールを信号電荷としてセンスノードに収集する。図 6.10 に示すように、CSA で反転増幅されることにより  $V_{\text{SIG}} < 0$  となるため、 $V_{\text{tr}} = V_{\text{th}} - V_{\text{CDS}} < 0$  として用いる。そこで以下では、便宜的に  $V_{\text{SIG}}$  と  $V_{\text{tr}}$  の符号を反転させ、

$$V_{\text{SIG}} > V_{\text{tr}} (\equiv V_{\text{CDS}} - V_{\text{th}}) \text{ ならばトリガー信号が High}$$

$$V_{\text{SIG}} < V_{\text{tr}} (\equiv V_{\text{CDS}} - V_{\text{th}}) \text{ ならばトリガー信号が Low}$$

となるよう定義し直すこととする。すなわち、トリガー回路動作の (v) イベント待ち状態  $\rightarrow$  (vi) X 線入射を考えた時に、図 6.11 のように模式的に表すことができる。イベント待ち状態で信号が無い場合は、図 6.10 中の A 点 (CDS キャパシタ後段) の電位は  $V_{\text{CDS}}$  のままであり、当然トリガーは出力されない。ここへ信号が入ってきた時、A 点は  $V_{\text{SIG}}$  だけ電位が下がり、 $V_{\text{SIG}}$  と  $V_{\text{tr}}$  の大小関係でトリガー出力の可否が決まる。つまり、可視光や X 線が入射して  $V_{\text{SIG}}$  が  $V_{\text{tr}}$  を超えた時にコンパレータの論理が反転し、トリガー信号が出力されることになる。この時、X 線が入射したタイミングでトリガー信号が出力されるのが理想的だが、実際には図 6.10 のタイミングチャートで模式的に示すように、センサーの電荷収集時間やピクセルトリガー回路の応答時間が足され、トリガー信号には遅延 (ディレイ) が発生する。

### 6.3.6 XRPIX のピクセル構造の改良と性能向上

XRPIX には優れた時間分解能もさることながら、高い分光性能も要求される。FORCE 衛星では、XRPIX に対する要求分光性能として Mn-K $\alpha$  と K $\beta$  が分離できる 300 eV (FWHM) @ 6 keV、ゴール性能としては CCD 並みの 200 eV (FWHM) @ 6 keV を掲げている (FORCE 概念検討書, 2016)。近年、XRPIX のピクセル構造は従来の構造である「Single SOI 構造」から進化を遂げ、分光性能の大幅な向上を達成した。

Single SOI 構造とは図 6.2 に示すように N 型のセンサー層の場合、P 型の読み出しノードとその周辺の BPW からなる単純な構造を指す。この Single SOI 構造を持つ XRPIX2b では、イベント駆動読み出しにおいてコンパレータの論理が反転するタイミングでアナログ信号が大きく変動するという問題が知られており、本来の X 線スペクトルを得ることができていない。これは、トリガー回路とセンスノードの BPW 間の容量結合による干渉が原因であると考えられている (Takeda et al., 2014)。XRPIX5b も、同様の Single SOI 構造を持ち、図 6.13 に示すように、イベント駆動読み出しではフレーム読み出しのように正常にスペクトルが得られていない (Hayashi et al., 2018)。

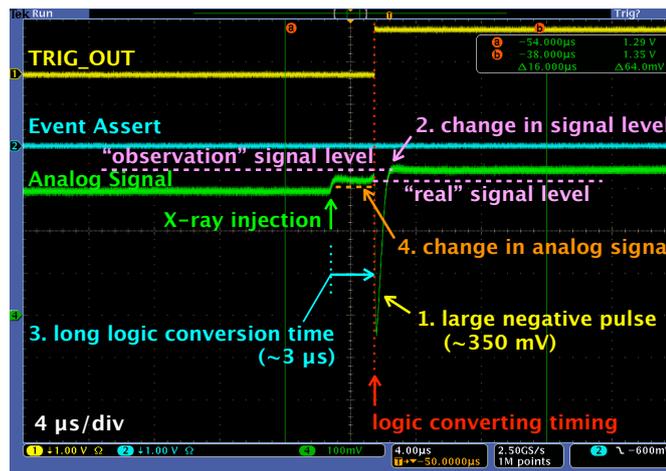


図 6.12: XRPIX2b のイベント駆動読み出しにおける X 線入射時の信号波形 (Takeda et al., 2014)。

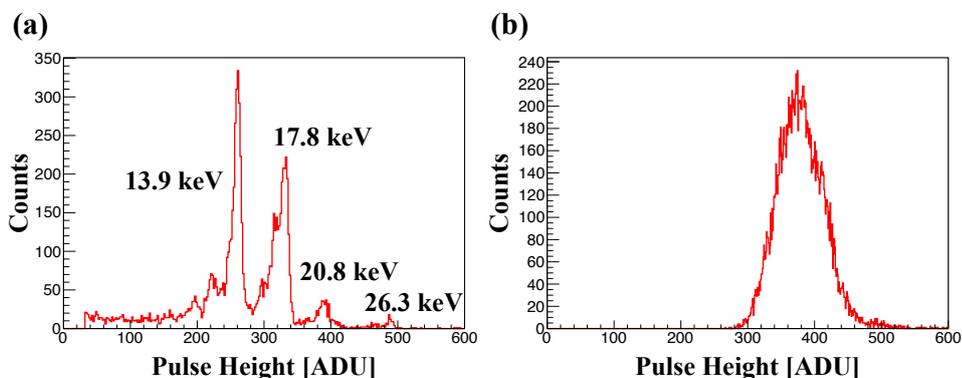


図 6.13: XRPIX5b の (a) フレーム読み出しと (b) イベント駆動読み出しによる  $^{241}\text{Am}$  の X 線スペクトル (Hayashi et al., 2018)。

この問題に対して、トリガー回路とセンスノードの間に固定電位層を挿入することで干渉を切るという解決策が考えられる。我々は、ピクセル構造に固定電位層を取り入れた、2種類の構造を持つ素子の開発を行った(図6.14)。また、加速器実験など他分野への応用も考慮し、放射線耐性の観点からセンサー層のウェハータ입をN型からP型へと変更した。

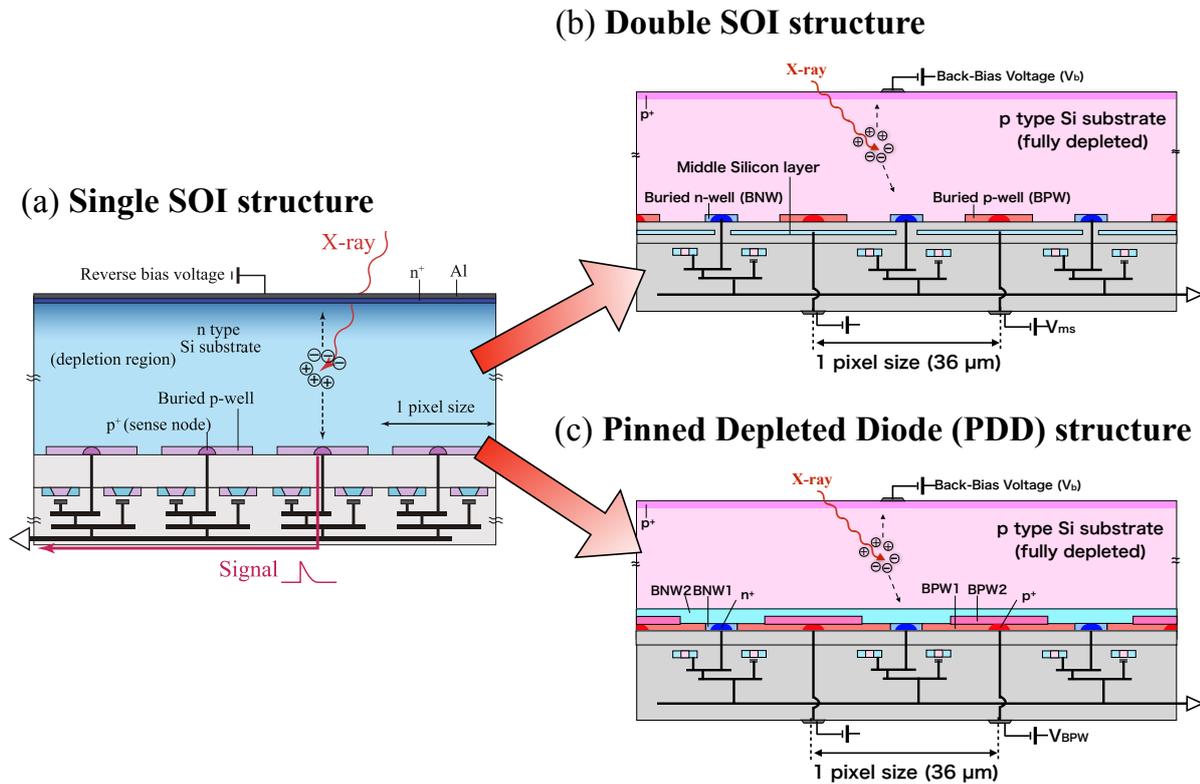


図 6.14: XRPIX のピクセル構造の改良。(a) Single SOI 構造 (b) Double SOI 構造 (c) PDD 構造

1つは回路層とセンサー層の間に中間 Si 層を挿入する「Double SOI 構造」である(図6.14b)。Double SOI 構造では中間 Si 層の電位を固定することで、電磁シールドの役割を持たせる。この Double SOI 構造を取り入れた素子、XRPIX6D や XRPIX6bD ではイベント駆動読み出しでも正常に X 線スペクトルが取得できており(図6.15a)、XRPIX6D のイベント駆動読み出しで 350 eV (FWHM) @ 6.4 keV という分光性能を達成している(林秀輝 修士論文, 2018)。この実績から、Double SOI 構造を持つ大面積素子「XRPIX7」をプロセスしており、近々完成予定である。

一方で、Double SOI 構造を持つ素子において、低いバックバイアス電圧ではスペクトルの低エネルギー側のテールが大きくなり、高いバックバイアス電圧では分光性能が低下し、本来の波高値よりも低エネルギー側にもピーク成分を作るといった新たな問題が明らかとなった。後者の低エネルギー側のピークについては STORE-OFF を長くするほど正しい波高値に近づいていくという挙動を示すことも分かっており、このことからセンサー層界面で信号電荷がトラップ・デトラップを起こすことにより、十分電荷収集されない成分が存在することが原因であると解釈している(林秀輝 修士論文, 2018; 原田颯大 修士論文, 2019)。

もう1つの構造は、センサー層界面に高濃度のBPW (センサー層がN型の場合は“BNW”)を形成し、ピンニングすることで固定電位層とするとともに、階段状にBPWとBNWを組み合わせた Pinned Depleted Diode (PDD) 構造である (Kamehama et al., 2018)。PDD 構造を取り入れた最新素子 XRPIX6E においては、図 6.15 に示すように、Double SOI 構造で問題となっていたテール成分がほぼ無くなっており、電荷収集時間の問題も大幅に改善したことが確かめられている。さらに、XRPIX6E は非常に良い分光性能を持ち、ピクセル間のゲインの違いを補正せずに  $\sim 225$  eV (FWHM) @ 6.4 keV と衛星搭載の要求性能を達成した。さらにピクセル単位で見ると、いずれのピクセルも  $\leq 200$  eV (FWHM) @ 6.4 keV とゴール性能まで達成し、ピクセルによっては 140 eV (FWHM) @ 6.4 keV と非常に優れた分光性能を達成している (原田颯大 修士論文, 2019)。

Double SOI 構造や PDD 構造は素晴らしい分光性能を出している一方、PDD 構造についても「暗電流問題」(原田颯大 修士論文, 2019)が見られるなど、まだまだ開発途上であり、チップサイズも小さい。一方、Single SOI 構造については XRPIX5b までの開発で評価が十分進んでおり、トリガー回路についてはこれらの構造で共通である。さらに、第 8 章で述べる多層化システムは XRPIX5b を対象としたものである。以上の理由から以下では、Single SOI 構造を持つ大面積素子 XRPIX5b を対象として、トリガー機能と多層化システムを検証した結果について述べる。

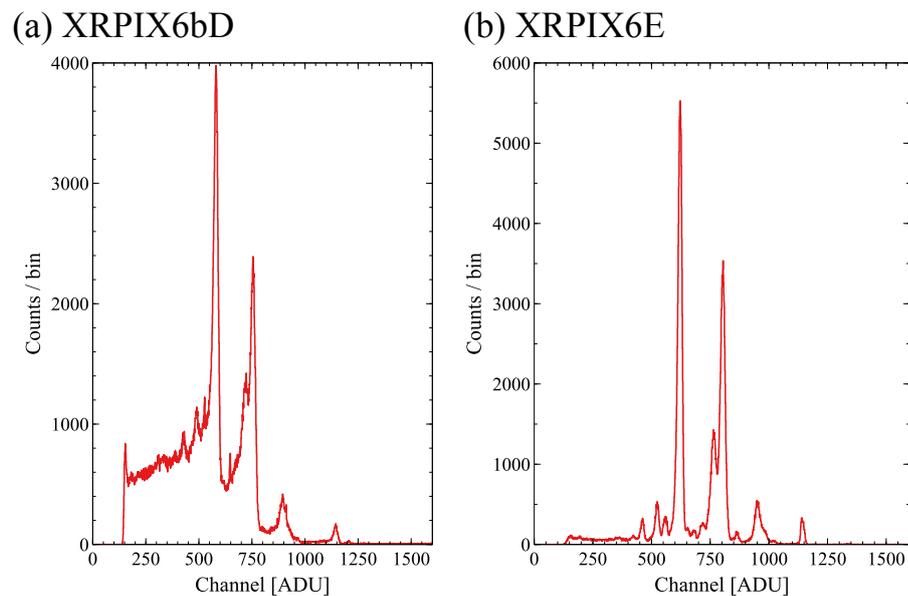


図 6.15: (a) Double SOI 構造を持つ XRPIX6bD (b) PDD 構造を持つ XRPIX6E のイベント駆動読み出しによる  $^{241}\text{Am}$  の X 線スペクトル (原田颯大 修士論文, 2019)。データ取得条件はいずれも  $-60^\circ$ 、表面照射。

## 第7章 XRPIXのトリガー機能の検証

### 7.1 FORCE衛星における反同時計数処理とXRPIXに求められる時間分解能

FORCE衛星では、NXBをX線イベントと区別するため、*Chandra*衛星におけるグレード判定法のように多数のピクセルに広がって検出されるイベントをNXBとして除去するとともに、Vetoカウンタ(アクティブシールドとCdTe検出器)のタイミング信号を用いて反同時計数処理を行うことで、低いバックグラウンドレベルを実現する。FORCE衛星におけるこれらのイベント判定は、6.3.3節で説明したXRPIXのイベント駆動読み出しの手順を踏まえ、図7.1に示すフローチャートに沿って行うことを想定している。すなわち、露光中にもしいずれかのピクセルの信号が閾値を超え、コンパレータ(6.3.5節参照)の論理が反転すると、トリガー信号が行列方向のヒットパターン回路に射影され、タイミング情報がXRPIXからFPGAへ出力される。これらを「X線イベント候補」として、FPGA内で反同時計数処理を行い、さらに残ったイベントについてFPGAがヒットパターン(図6.6)を参照してヒットパターン処理を行うことで、最終的にアナログ読み出しを行うべきイベントかどうかを判定する。

図7.1には6.の反同時計数処理の概念図も示している。XRPIX側で想定されるNXBのイベントレートは20 Hz程度であり、X線イベントのレートはかに星雲などの明るい天体で $\leq 2$  kHzである。一方、VetoカウンタであるアクティブシールドとCdTeストリップ検出器からの信号は、ひとみ衛星搭載時の実績からイベントレートが $\sim 10$  kHz程度である。つまり、X線イベントをVetoカウンタのイベントと区別し、反同時計数処理を行うためには、Vetoカウンタの典型的なイベント間隔である $\sim 100 \mu\text{s}$ に対して、XRPIXのトリガー信号の遅延(ディレイ: Delay)と揺らぎ(ジッター: Jitter)が十分短い必要があり、少なくとも $\sim 10 \mu\text{s}$ に抑える必要があると考えられる。

本章では以上を踏まえて、射出タイミングや射出時間が制御可能なレーザーを用いたXRPIX5bの時間分解能測定と、その予備実験について述べる。また、XRPIXのトリガー機能についての検証・考察を行う。

### 7.2 実験のセットアップと条件

時間分解能測定実験のセットアップを図7.2にまとめる。以下では、恒温槽、電源系、読み出しボード、レーザー系、オシロスコープの各部についてそれぞれ述べながら、バックバイアス電圧や温度など本論文を通しての実験条件についても示す。

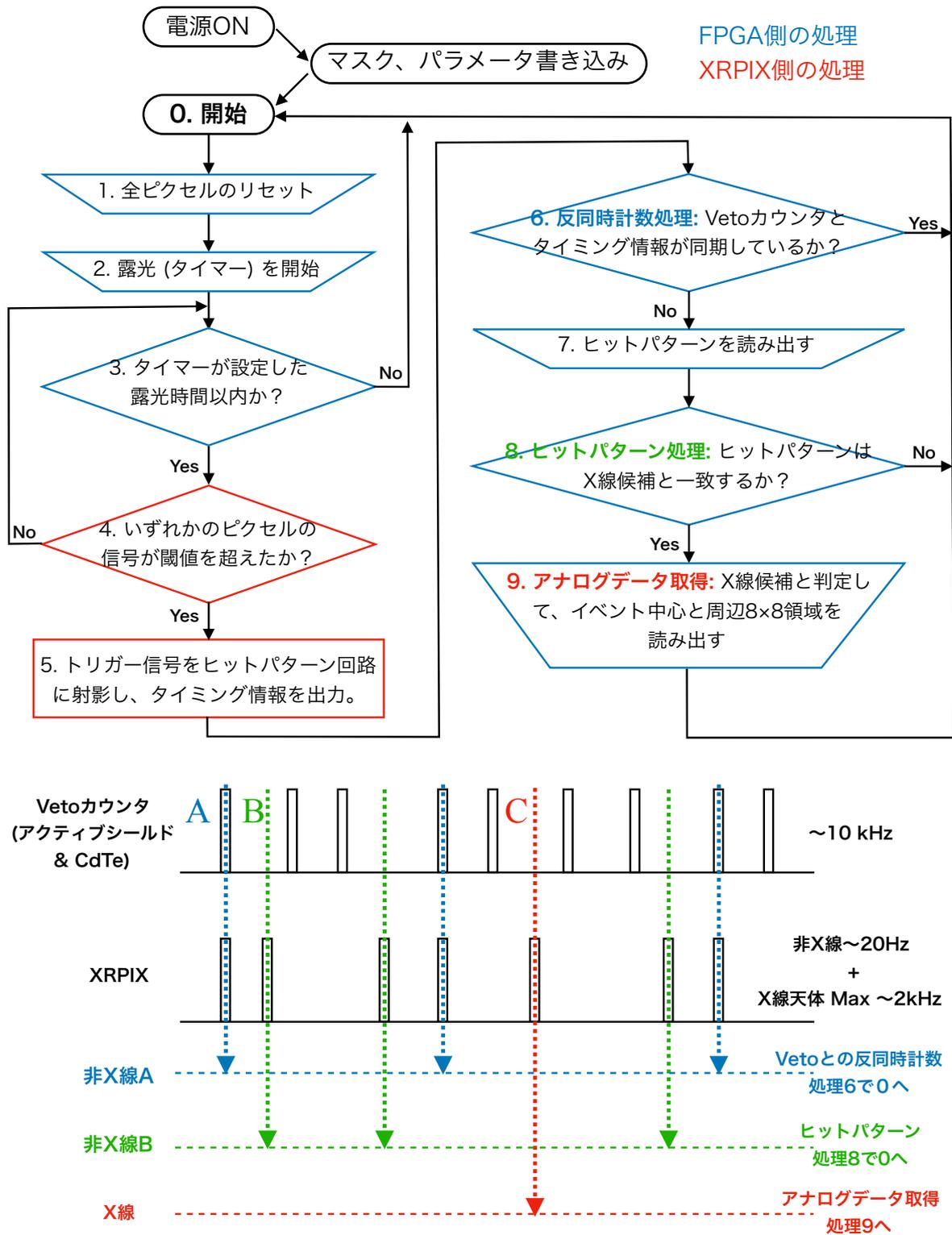


図 7.1: FORCE 衛星におけるイベント判定のフローチャートと反同時計数処理の概念図。フローチャートの青枠と赤枠はそれぞれ FPGA 側の処理と XRPIX 側の処理を表す。

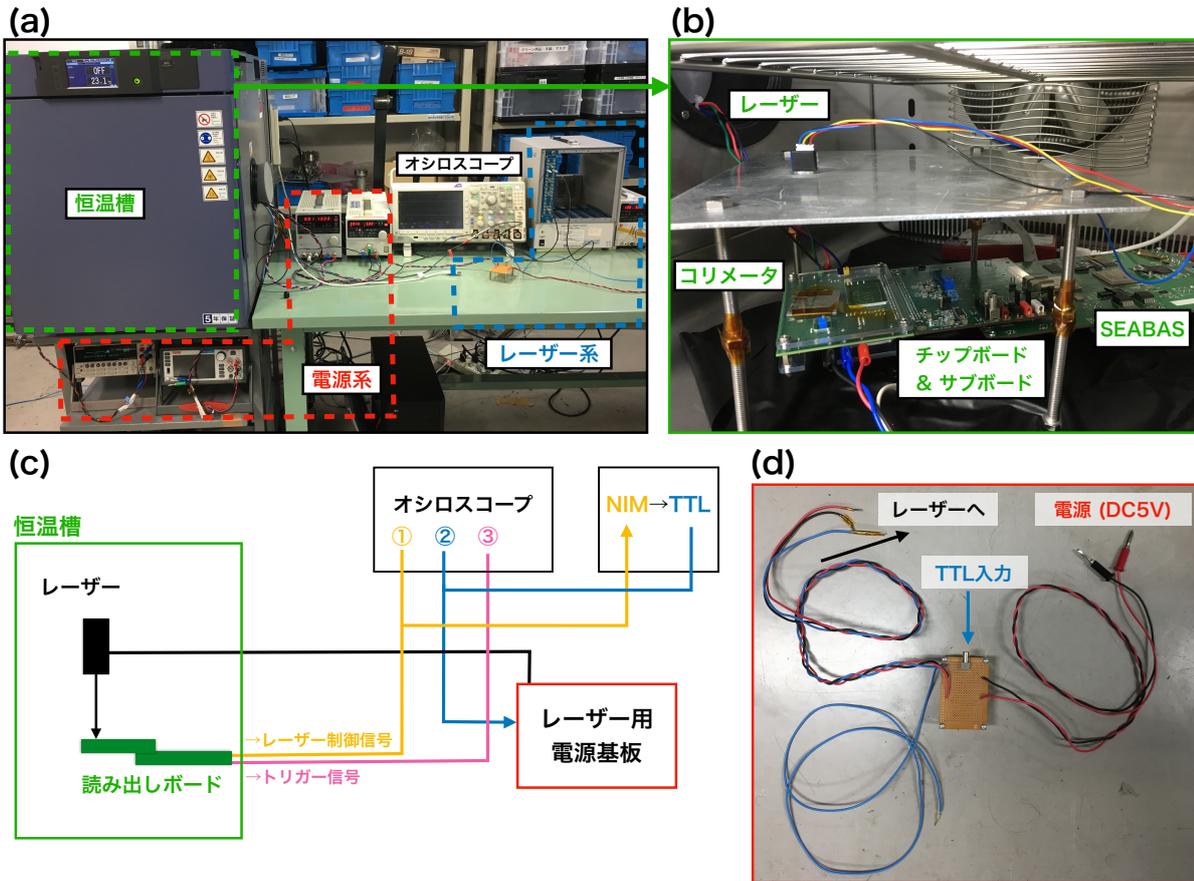


図 7.2: (a) 実験セットアップの全体写真。写真は時間分解能測定実験時のもの。(b) 時間分解能測定実験の恒温槽内のセットアップの写真。(c) 時間分解能測定実験のセットアップの概略図。図中丸付き番号は、図 7.4 のチャンネル番号に対応する。(d) レーザー用電源基板の写真。

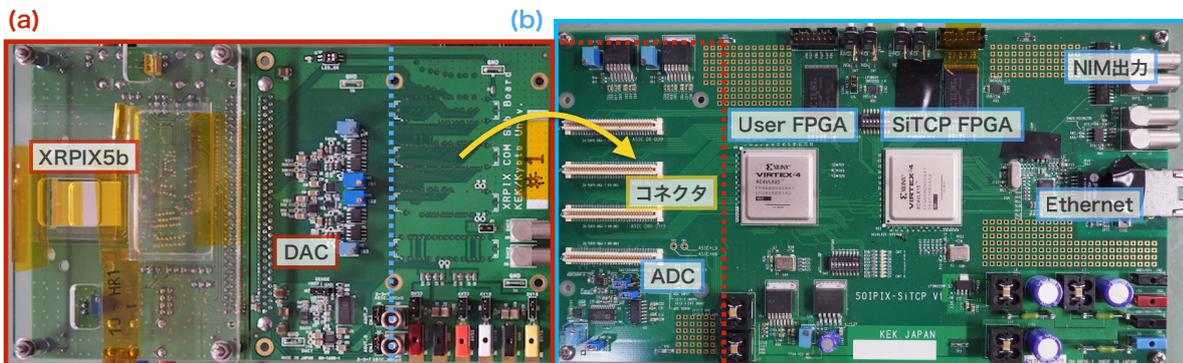


図 7.3: XRPIX5b の読み出しボード。(a) チップボードとサブボード、(b) 汎用読み出しボード (SEABAS) からなる。

- 恒温槽

恒温槽は、容器内の温度を設定した温度に保つ実験機器であり、素子を冷やすことで暗電流を抑え、実験室の蛍光灯や外からの太陽光などの可視光を遮光することで、これらによるノイズを抑える効果がある。本論文の実験では、エスペック社製 SU-662<sup>1</sup> を用いた。なお温度については、特に断りがない限り、FORCE 衛星の搭載時の動作温度として想定している  $-15^{\circ}\text{C}$  に設定している。

- 電源系

読み出しボードやレーザーへの電源供給には KENWOOD 社製 PWR18-1T、PWR18-2、PW18-3AD、PW36-1、PWR36-1 多出力直流安定化電源<sup>2</sup> を用いた。また、素子へのバックバイアス電圧供給には KEITHLEY 社製 2410 ソースメータ<sup>3</sup> を用いた。本論文の実験では、XRPIX5b について Hayashi et al. (2018) が求めた完全空乏電圧である  $V_b = 50\text{ V}$  をバックバイアス電圧として印加して実験を行った。また、後述の LEVEL ADAPTER や高圧電源への電源供給は、クリアパルス社製 E6660 型 6 幅ミニピン電源<sup>4</sup> を用いた。

- 読み出しボード

読み出しボードは、素子毎に異なるサブボードやチップボードと全素子で共通の汎用読み出しボード (Soi EvAluation BoArD with Sitcp: SEABAS) からなり、読み出しの際は SEABAS のコネクタにサブボード、チップボードを接続して使用する。

図 7.3 には、実験に使用した XRPIX5b のチップボードとサブボードを例として示している。XRPIX5b の場合、チップボードには、裏面を上にして素子がワイヤボンディングで実装されており、裏面は可視光を遮断するためにアルミ成膜されている。FORCE 衛星では、 $\sim 1\text{ keV}$  までの軟 X 線の観測を行うため、XRPIX を裏面照射型として用いる予定である。したがって、本論文でも裏面からレーザー光を照射して時間分解能測定を行っている。なお、チップボードには他に、素子からのアナログ信号の増幅を行う計装アンプ (INA103<sup>5</sup>) や素子へのバックバイアス電圧印加端子などが搭載されている。サブボードには素子に与える定電圧値を DA 変換するための DAC が、SEABAS にはアナログ信号の AD 変換を行う ADC がそれぞれ搭載されている。ADC の分解能は  $1\text{ V}/12\text{ bit}$  と  $2\text{ V}/12\text{ bit}$  が選択できるが、本論文では  $2\text{ V}/12\text{ bit}$  で実験を行う。したがって、 $1\text{ ADU}$  (Analog-to-Digital Unit) は  $\sim 488\text{ }\mu\text{V}$  に相当する。

その他、SEABAS には PC との通信を担う SiTCP FPGA と、素子の制御やデータ取得・送信、ADC/DAC 等周辺回路の制御を担う User FPGA が搭載されている。この User FPGA のロジックを書き換えることで、XRPIX の読み出しモードなど、XRPIX の制御方法の変更を行うことができる。PC とはイーサネットを通じて接続し、ROOT ライブラリ<sup>6</sup> (C++) を用いて開発した DAQ (Data AcQuisition system) Software で、

<sup>1</sup><https://www.espec.co.jp/products/env-test/sh/>

<sup>2</sup><https://www.texio.co.jp/product/detail/1>

<sup>3</sup>[http://www.keisokuki-land.co.jp/tektronix/index.php?main\\_page=product\\_info&products\\_id=13585](http://www.keisokuki-land.co.jp/tektronix/index.php?main_page=product_info&products_id=13585)

<sup>4</sup>[http://www.clearpulse.co.jp/upload/pdf/E6660\\_1.pdf](http://www.clearpulse.co.jp/upload/pdf/E6660_1.pdf)

<sup>5</sup><http://www.ti.com/lit/ds/symlink/ina103.pdf>

<sup>6</sup><https://root.cern.ch>

素子の露光時間やリセット時間、マスク情報、DACで素子に印加する定電圧値などのパラメータをFPGAに送ると同時に、転送されてくるデータをファイルに保存するといった読み出しボードとPC間のやり取りを行う。また、SEABASではNuclear Instrument Modules (NIM) 規格による信号の入出力が可能である。時間分解能測定実験では、レーザーの射出開始時間と射出終了時間をDAQ Software上で指定できるようにした。指定した時間を元にSEABAS上のUser FPGAがレーザーの制御信号を生成し、SEABASのNIM出力を通してレーザー系へと信号を送っている。

- レーザー系

本実験ではGlobal Laser社製1260 Gated Cameo<sup>7</sup>を用いた。このレーザーには図7.2 (b)に示すような黒、赤、青、黄の4本の配線があり、それぞれグラウンドレベル(GND)、DC電源、Enable信号、Transistor-Transistor Logic (TTL) 信号の入力を表す。レーザーに5VのDC電源を与えてONにした状態で、TTL信号でHigh/Lowを切り替えることでレーザーの制御が可能である。ただし、電源がONになっていると、TTL信号がLowの状態でもレーザー光を完全にOFFにすることはできず、弱い光が照射されてしまうことに注意が必要である。また、Enable信号をGNDに落とすと、TTL信号をHighにしてもレーザーがONにならない仕様になっている。したがって、実験中はEnable信号をフローティングにしている。本実験では、カイズワークス社製LEVEL ADAPTER KN200<sup>8</sup>を用いてNIM出力→TTL信号の変換を行った。また、TTL信号とDC電源をレーザーに供給するため、図7.2 (d)に示すような電源基板を用いた。

- オシロスコープ

Tektronix社製オシロスコープMDO3054<sup>9</sup>を用いて、信号のモニタリングを行いながら実験を進めた。

時間分解能測定実験で得られたレーザー制御信号と列方向のトリガー出力信号(TRIG\_OUT\_COL)を図7.4に示す。本実験では、露光開始からレーザー制御信号をアサートするまでの時間( $T_{\text{BEGIN}}$ )を $1\mu\text{s}$ で固定し、露光開始からレーザー制御信号をネゲートするまでの時間をDAQ software上で指定することで、レーザーの射出時間 $T_{\text{LASER}}$ を変えている。また、FPGA内で露光開始からトリガー信号がアサートされるまでの時間を記録しており、レーザーの射出終了からトリガー信号が出力されるまでの時間をディレイとして計算し、出力するようにした。

## 7.3 時間分解能測定実験に向けた予備実験

### 7.3.1 光電子増倍管によるレーザー光の立ち上がり遅れの測定

時間分解能測定実験を行う前に、レーザー光が出力されるまでの立ち上がり遅れや立ち上がりのバラツキの影響を把握しておく必要がある。そこで、光電子増倍管(PhotoMultiplier

<sup>7</sup><http://www.global-lasertech.co.uk/our-products/multipurpose-range/cameo-threamountable-laser/>

<sup>8</sup><http://www.kaizuworks.co.jp/NEWPDF/KN200.pdf>

<sup>9</sup><https://jp.tek.com/oscilloscope/mdo3000-mixed-domain-oscilloscope>

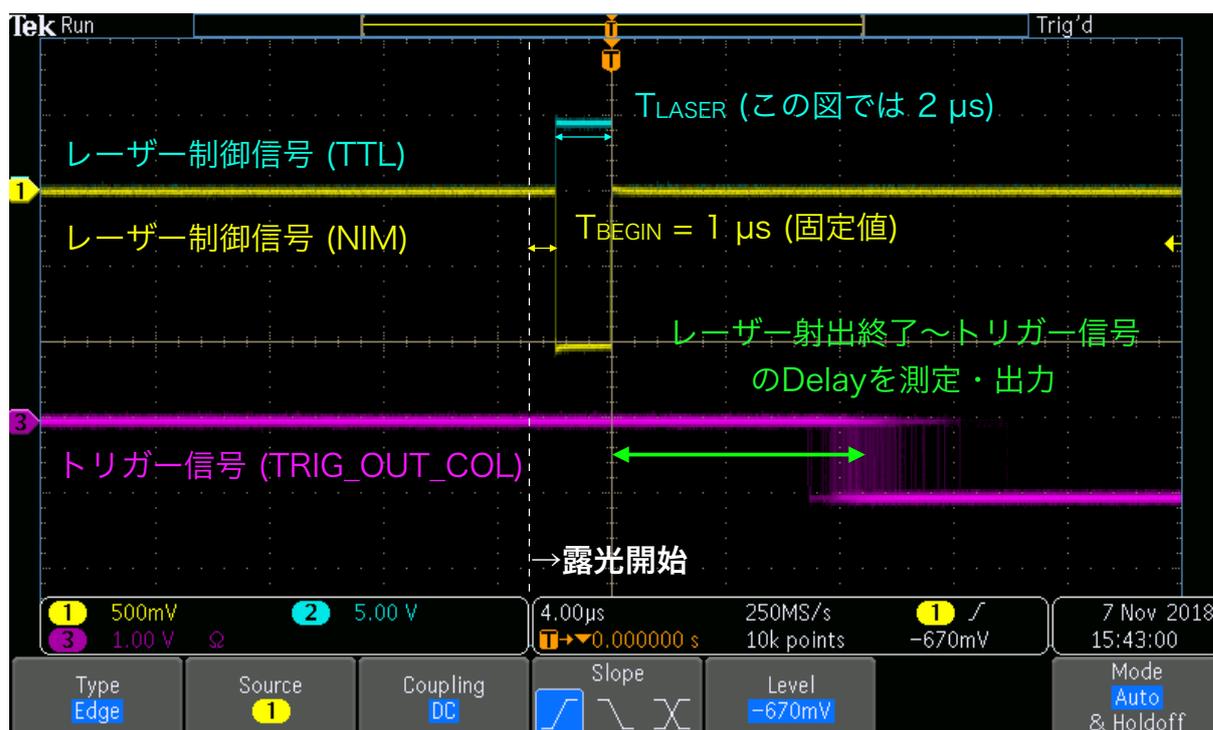


図 7.4: レーザー制御信号とトリガー出力信号のオシロスコープ波形。図中白い破線は露光開始時刻を表す。各チャンネルの配線は図 7.2 参照。

Tube: PMT) でレーザー光を検出し、レーザー射出信号と PMT アノード出力信号をオシロスコープでモニターすることで、レーザー光の立ち上がり遅れを調べた。本実験に使用した PMT は、浜松ホトニクス社製、光電子増倍管アッセンブリ H7195<sup>10</sup> である。PMT の時間特性は、管内を電子が走行するのにかかる走行時間で評価でき、用いた PMT は  $\sim 40$  ns の走行時間と、 $\sim 1.1$  ns の走行時間拡がりを持つ。時間分解能測定は動作クロック 50 MHz (1 クロック = 20 ns) で行ったため、十分な時間特性である。なお、本実験では、林栄精機社製 4ch 高圧電源 RPH-030<sup>11</sup> を用いて、PMT に  $\sim 1.5$  kV の電圧を印加している。

本実験では、レーザー制御信号を送るために SEABAS のみ用い、サブボードとチップボードは接続していない。また、SEABAS 上の LED の発光が測定に影響を及ぼさないよう、恒温槽外で SEABAS を動作させた。その他、レーザー系や電源については図 7.2 と同じセットアップである。

PMT が検出する光として直接光では強すぎるため、レーザー光を白い紙に当てた時の散乱光を検出させるセットアップでまずは実験を行った。この時、印加電圧を大きくしていくにつれて、PMT 出力の立ち上がりの信号レベルが大きくなり、それが  $\sim \mu s$  のオーダーで徐々に緩和していく、という波形の変化が見られた。これは、PMT 内で生成される電荷量が多くなることで PMT 内の電場構造が変わり、ゲインが時間とともに変化してしまうためであると考えられる。そこで、図 7.5 に示すように、できるだけレーザーを離れた上で、PMT にレーザー光を直接当ててではなく、折りたたみ鏡の上に置いた黒いクロスに散乱した光を PMT で検出することで、PMT に入射する光量を落として実験を

<sup>10</sup><https://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/type/H7195/index.html>

<sup>11</sup><https://www.h-repic.co.jp>



図 7.5: レーザー光の立ち上がり遅れ測定実験時の恒温槽内のセットアップ。

行った。

得られたレーザー制御信号とPMTアノード出力信号を図7.6に示す。PMT出力信号の立ち下がりにはレーザーのTTL制御信号に対して $\sim 80$  ns遅れている一方、立ち上がりは $\sim 1.5$   $\mu$ sも遅れている。前者はほぼケーブルの信号伝送やNIM $\rightarrow$ TTL変換による遅れ、PMTの走行時間の足し合わせを見ているものと考えて矛盾ない。一方、後者はこれらの要因(いずれも数ns–数10ns)だけでは到底説明できないため、そのほとんどがレーザー光の立ち上がりにかかる時間であると考えられることができる。図7.6より、レーザー光の立ち上がりの遅れは $\sim 1.5$   $\mu$ sであり、そのバラつきは $\ll \mu$ sオーダーである。したがって、このレーザー光の立ち上がり遅れやバラつきの影響は、 $\geq 100$  nsの時間分解能を測定する上で特に問題がないと結論づけた。ただし、射出時間が $\leq 1.5$   $\mu$ sの場合、レーザー光が立ち上がる前に制御信号がOFFされてしまうことになり、実質レーザー光が照射されないと考えられるため、注意が必要である。

### 7.3.2 XRPIXのフレーム読み出しにおける解析手順とエネルギー較正

6.3.6節で述べたように、XRPIX5bはイベント駆動読み出しにおいて、正常なスペクトルが得られていない。しかし、この原因と考えられるコンパレータとセンスノードの干渉は、コンパレータがアナログ回路に対して起こすものであり、コンパレータ回路自体を評価する上では問題ないと考えられる。ただし、時間分解能測定実験に関して、イベント駆動読み出しだけで時間分解能と波高値を同時に測定するのは不可能である。そこで、フレーム読み出しでレーザーの射出時間に対する波高値の関係を測定し、 $^{57}\text{Co}$ と $^{241}\text{Am}$ からのX線が検出された時の波高値と比較することで、レーザー光によるエネルギーデポ

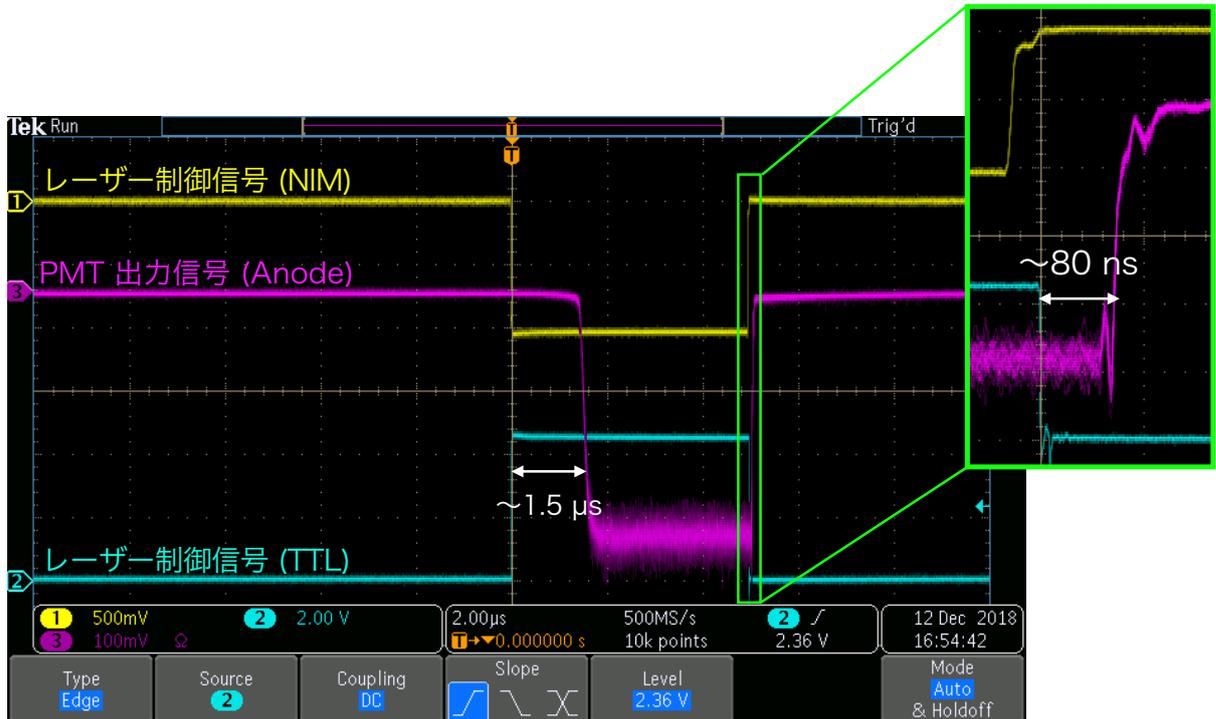


図 7.6: レーザー制御信号と光電子増倍管からの出力信号のオシロスコープ波形。

ジットと X 線によるエネルギーの対応関係を明らかにした。本節では、まずフレーム読み出しにおけるデータ解析手順について説明し、エネルギー較正の結果について述べる。

#### 波高値の算出とペDESTAL補正

図 7.7 (a) に生データのヒストグラム、(b) に生データの平均値のマップを示す。フレーム読み出しでは、大半のデータは X 線が入射していない時の出力を見ているはずである。しかし、常にあるレベルの値を出力しており、しかもピクセルごとに個性を持つことが分かる。この出力を「ペDESTAL」と呼び、ピクセルのリセット電圧や暗電流、読み出しボードのアンプ、ADC のオフセットを反映するものである。すなわち、X 線のエネルギーに相当した波高値を算出するためには、ペDESTALレベルを評価し、X 線が入射した時の出力値との差分を取る必要がある。本論文では、以下の式のように  $f$  番目のフレームに関して前後 50 フレームの平均値を取り、これをペDESTALレベルとして採用した。

$$PH_{ij}(f) = RawData_{ij}(f) - \frac{1}{101} \sum_{f'=f-50}^{f+50} RawData_{ij}(f') \quad (7.1)$$

なお、ここで  $(i, j)$  はピクセルの座標 (Column Address: CA, Row Address: RA) を表す。ピクセルごとにペDESTALレベルを評価することで、ピクセルの個性を補正でき、前後 50 フレームの平均値を評価することで、もしペDESTALレベルに時間変動があっても補正することが可能である。図 7.7 (c) にペDESTAL補正後のヒストグラムを示す。X 線が入射していないときの出力が 0 ADU を中心とするピークとして現れており、生ヒストグラムのペDESTALピークと比べて幅が狭くなっていること

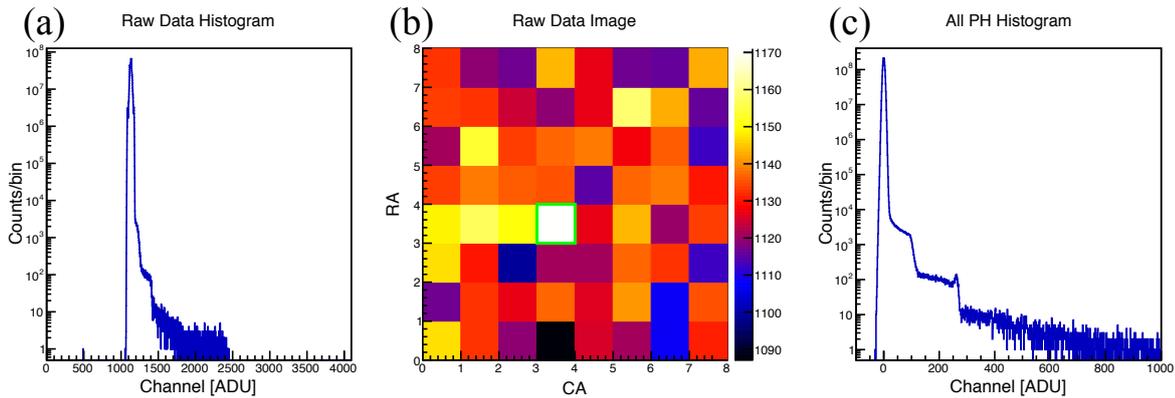


図 7.7: (a) 生ヒストグラム。(b) 各ピクセルの生データ出力平均マップ。緑の実線で囲まれたピクセルは  $(CA, RA) = (349, 223)$  である。(c) ペDESTAL補正後のヒストグラム。いずれもデータ取得条件は、 $^{57}\text{Co}$  裏面照射、 $-15^\circ$ 、 $V_b = 50 \text{ V}$ 、 $3 \times 10^7$  frames、 $V_{\text{CDS}} = 800 \text{ mV}$ 、 $V_{\text{th}} = 100 \text{ mV}$ 、 $V_{\text{com}} = V_c = 1000 \text{ mV}$ 。

から、ペDESTALが補正できていることを表す。また、このピークの幅 (標準偏差:  $\sigma_R$ ) はノイズ成分を見ていると考えられ、以下では、 $\sigma_R$  を「読み出しノイズ」と定義する。

### イベントセレクション

XRPIX のようなピクセル検出器では一般に、発生した電荷が複数のピクセルにまたがって検出されるチャージシェアリングイベント (マルチピクセルイベント) が存在する。例えば、センサーの裏面側に近いところで発生した電荷雲は、表面側の読み出しノードに到達するまでに広がり、チャージシェアリングイベントとして観測されやすくなる。チャージシェアリングイベントでは複数の読み出しノードで電荷が収集されるため、データ解析の段階で波高値を足し合わせて X 線のエネルギーに相当する波高値を再構成する必要がある。そこで、以下のように「イベントセレクション」を行い、パターンに分けて解析を行う (図 7.8 参照)。

あるピクセルにおける出力値が、周囲 8 ピクセルよりも大きく、かつ予め設定したイベント閾値 (特に断らない限り、読み出しノイズの 10 倍の値) を超えていた場合、そのピクセルをイベント中心とする X 線イベントと判断する。周囲 8 ピクセルの出力値が、予め設定したスプリット閾値 (特に断らない限り、読み出しノイズの 3 倍の値) を超えていなかった場合、そのイベントを「シングルピクセルイベント」と定義する。すなわち、X 線が入射して生成された電荷が 1 ピクセルだけで収集されたと考え、イベント中心の出力をそのまま採用する。

イベント中心に隣り合う 4 ピクセルのうち 1 ピクセルの出力のみがスプリット閾値を超えた場合、そのイベントを電荷が 2 つのピクセルにまたがって検出されたチャージシェアリングイベントである、「ダブルピクセルイベント」と定義する。ダブルピクセルイベントの出力はイベント中心とスプリット閾値を超えたピクセルの出力の足し合わせとする。また、図 7.8 に示すような他のチャージシェアリングイベントについても同様に、イベント中心とスプリット閾値を超えたピクセルの出力を足し合わせたものとする。本論文では、チャージシェアリングイベントについては簡単

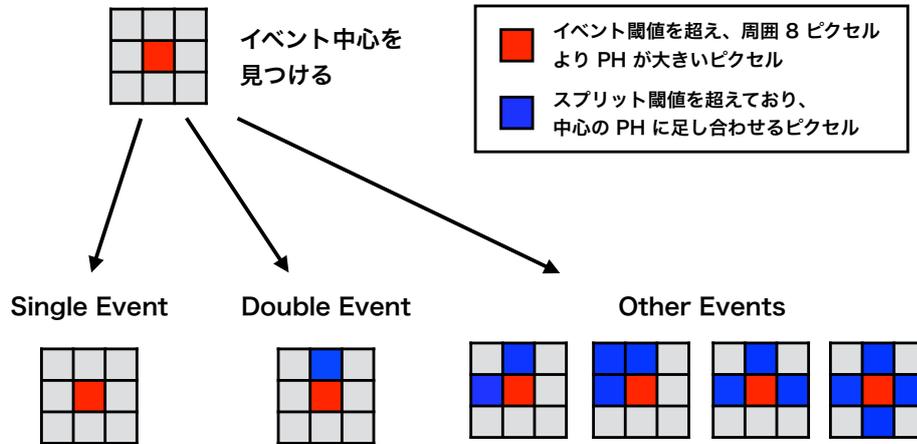


図 7.8: イベントセレクションの関係図。

のため使用せず、シングルピクセルイベントのみ表示、解析している。

こうして得られた  $^{57}\text{Co}$  と  $^{241}\text{Am}$  の X 線スペクトルを図 7.9 に示す。読み出し領域は図 7.7 (b) に示すように、 $(CA, RA) = (349, 223)$  を中心とした  $8 \times 8$  領域である。この中心ピクセルは後で述べるレーザーの照射位置に合わせている。

エネルギー較正は、図 7.9 に示す 5 つの輝線をガウシアンでフィットして中心値を求め、それらを X 線エネルギーと波高値のプロット上で線形フィットすることで行う。その結果、図 7.10 に示すように波高値と X 線エネルギーの関係は、

$$\text{Pulse Height [ADU]} = -25.1 + 19.7 \times \text{Energy [keV]} \quad (7.2)$$

となった。XRPIX5b のチップゲインは、式 (7.2) で得られた傾きを  $l$  として、

$$\text{Gain} = l [\text{ADU/keV}] \times 488 \mu\text{V/ADU} \times W_{\text{Si}} [\text{keV/e}^-] / 1.8 \quad (7.3)$$

$$= 19.5 \pm 0.01 \mu\text{V/e}^- \quad (7.4)$$

と求められる。ここで、 $W_{\text{Si}} = 3.65 \times 10^{-3} \text{ keV/e}^-$  であり、Si の平均電離エネルギーを表す。INA103 の増幅率 1.8 は、[林秀輝 修士論文 \(2018\)](#) の値を採用した。

### 7.3.3 レーザー光のビームサイズと射出時間に対する波高値の測定

時間分解能測定実験のセットアップにおいてレーザー光の照射位置やビームサイズを見積もるため、XRPIX5b の全面についてフレーム読み出しを行うことで波高値マップを取得した。波高値マップは、300 フレームの平均の波高値を各ピクセルについて計算して

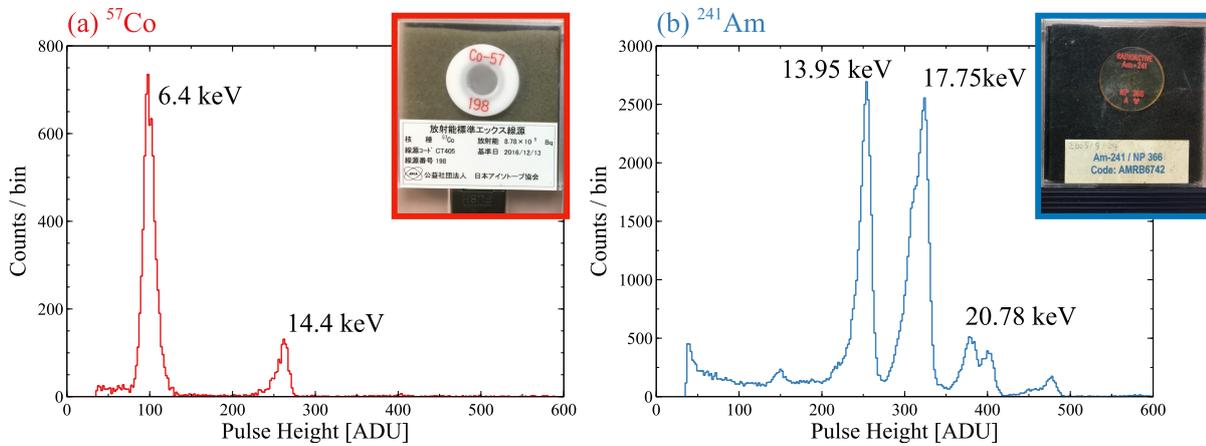


図 7.9: 実験で用いた (a)  $^{57}\text{Co}$ 、(b)  $^{241}\text{Am}$  の X 線源と XRPIX5b のフレーム読み出しによる X 線スペクトル。いずれも裏面照射、シングルピクセルイベントのスペクトルであり、(CA, RA) = (349, 223) を中心とした  $8 \times 8$  領域を読み出している。データ取得条件は、 $-15$ 、 $V_b = 50 \text{ V}$ 、 $3 \times 10^7$  frames、 $V_{\text{CDS}} = 800 \text{ mV}$ 、 $V_{\text{th}} = 100 \text{ mV}$ 、 $V_{\text{com}} = V_c = 1000 \text{ mV}$ 。

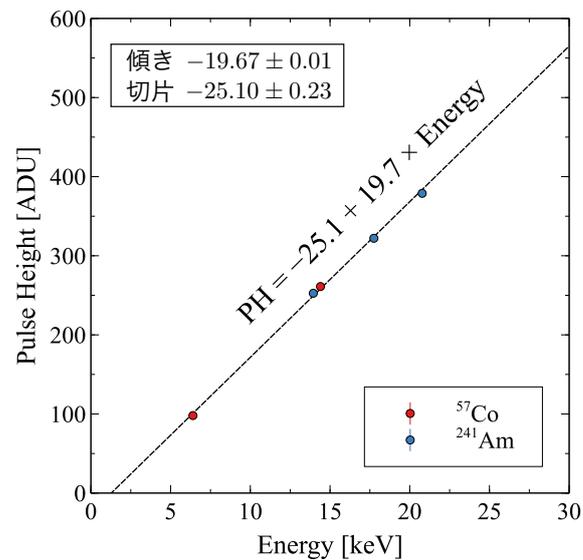


図 7.10: 図 7.9 から求めた X 線エネルギーに対する波高値のプロット。黒点線は線形フィットの結果を表す。

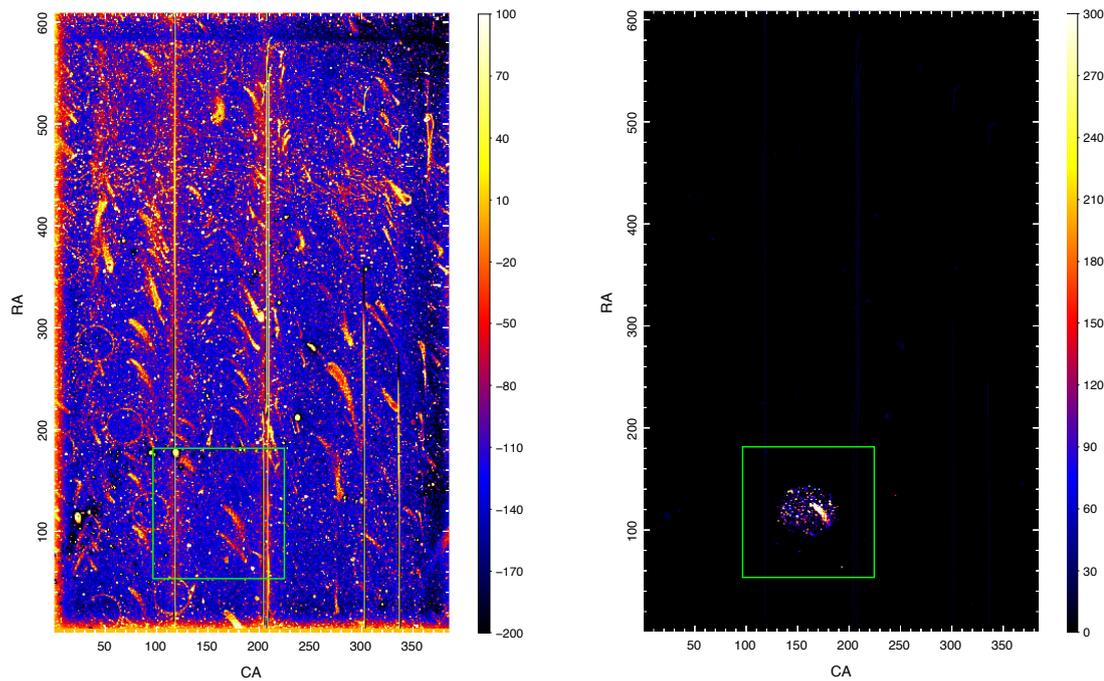


図 7.11: (左) LED からの可視光を全面に当てた時のイメージ。(右) レーザー射出時 ( $T_{\text{LASER}} = 10 \mu\text{s}$ 、室温) のイメージいずれもダークフレームを引いた波高値マップであり、300 フレームの平均を取っている。緑の実線で囲まれた領域は、(CA, RA) = (160, 117) を中心とした  $128 \times 128$  領域を表している。

マッピングしたものである。なお、以下で示すイメージはいずれも、何も当てていない時に得られた波高値マップをペDESTAL イメージとして引いたものである。図 7.11 に LED からの可視光を XRPIX5b 全面に照射した時に得られたイメージを示す。このイメージから、可視光を当てることで傷や筋のような構造や等間隔に並んだ円のような構造が浮かび上がることが分かった。これらは、裏面のアルミ成膜上に生じる傷や穴から漏れた可視光が XRPIX で検出されてできる構造であると考えている。図 7.11 の右パネルは、室温下で裏面からレーザー光を  $10 \mu\text{s}$  間 ( $T_{\text{LASER}} = 10 \mu\text{s}$ ) 射出した時に得られたイメージを表しており、レーザー光が半径数 10 ピクセルほどに渡って広がり、LED で浮かび上がる構造に沿って波高値が高くなることが分かった。すなわち、レーザー光はピクセル単位で絞ることができず、アルミ遮光膜での反射光などを検出してしまうことになり、大変扱いにくい。そこで、厚さ 1 mm の Ni 板に直径 0.5 mm $\phi$  の穴を開けたコリメータを素子の前面に設置することで、レーザーの径を絞って実験を行った。

図 7.12 にコリメータでレーザー光を絞った際に取得した波高値マップを示す。図 7.12 の上パネルに示すように、コリメータを設置した時、ビームサイズは直径 10 ピクセル程度に抑えられている。ここで、(CA, RA) = (349, 223) のピクセルの波高値が周囲のピクセルの波高値と比べて大きくなっているため、このピクセルをレーザーの照射中心ピクセルと特定した。7.4 節の実験では、(CA, RA) = (349, 223) 以外のピクセルはマスクをかけて、トリガー出力信号を無効にしている。照射中心ピクセルについて、射出時間を  $\sim 0.5 \mu\text{s}$  ずつ変えながら、レーザーの射出時間に対する波高値を調べたものを図 7.12 の下のパネルに示す。この時、TTL 信号が Low の状態でもレーザーの電源が ON の状態であれば弱

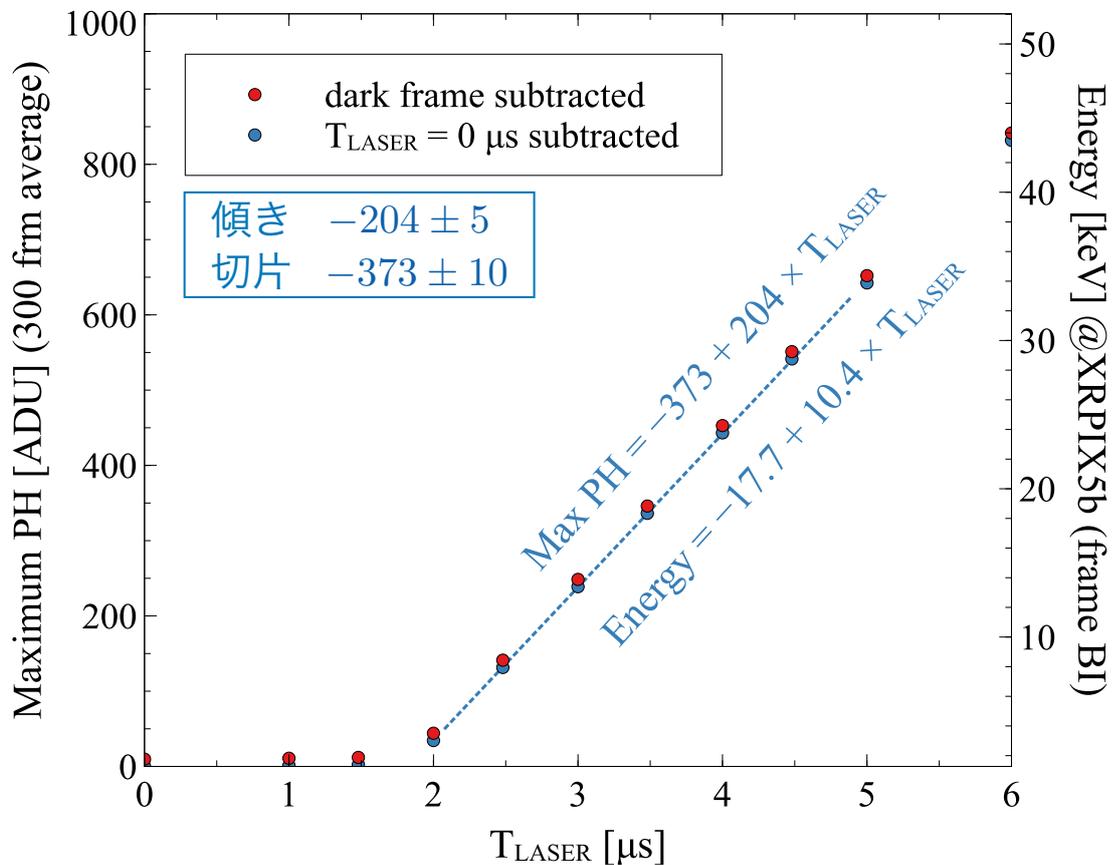
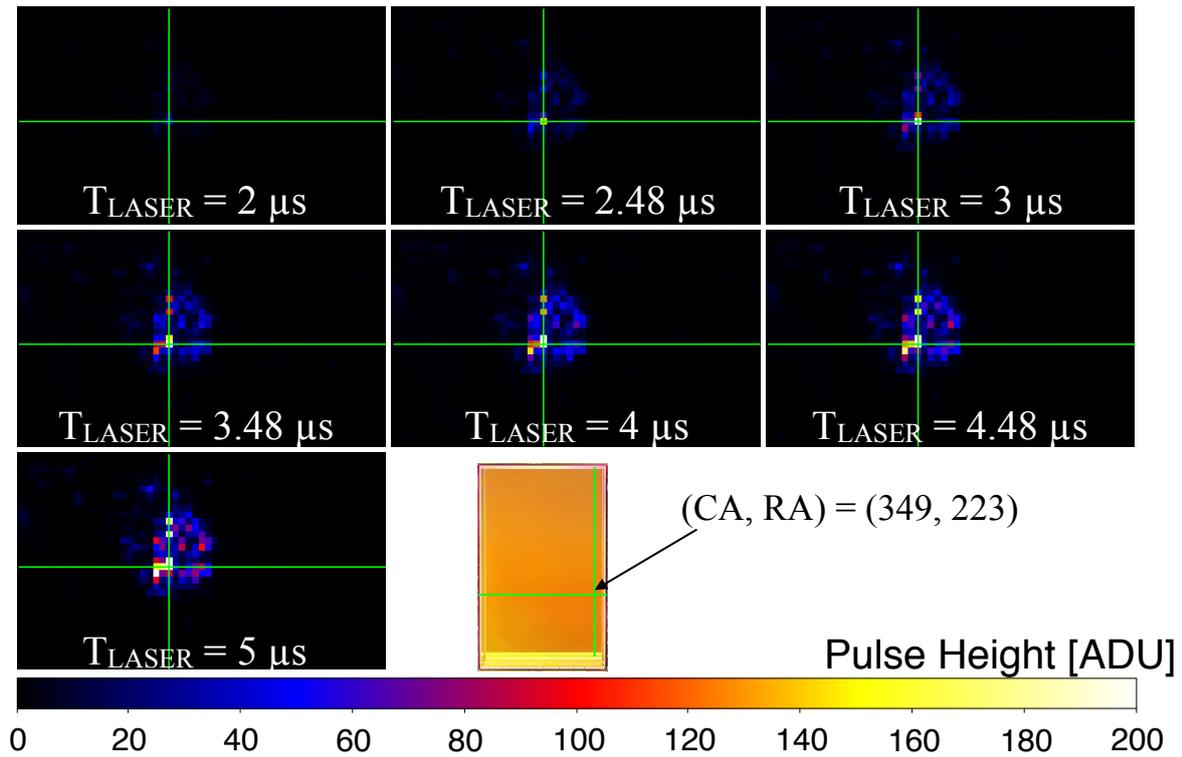


図 7.12: (上) レーザー射出時間に対する波高値マップ。緑の十字は  $(CA, RA) = (349, 223)$  のピクセルの位置を表す。(下) レーザー射出時間に対する  $(CA, RA) = (349, 223)$  の波高値。赤いデータ点がダークフレームを引いたもの、青いデータ点がレーザーの電源を ON した状態 (弱い光が照射されている状態) でのフレーム ( $T_{\text{LASER}} = 0 \mu\text{s}$ ) を引いたもの。青破線は  $T_{\text{LASER}}$  が  $2\text{--}5 \mu\text{s}$  の範囲での線形フィットの結果を表す。

いレーザー光が照射されてしまうことを考慮して、 $T_{\text{LASER}} = 0 \mu\text{s}$  の時の波高値をバックグラウンドとして差し引いて評価を行った。その結果、 $\sim 1.5 \mu\text{s}$  まではほぼ波高値が変わらなかった。これは、7.3.1 節で測定した、レーザー自身の  $\sim 1.5 \mu\text{s}$  の立ち上がり遅れを XRPIX でも正しく反映できている結果と考えられる。一方、 $2 \mu\text{s}$  以降ではデータ点がほぼ一直線上に並び、線形フィットを行うことでレーザーの射出時間に対する波高値の評価を行った。その結果、

$$\text{Maximum Pulse Height [ADU]} = -373 + 204 \times T_{\text{LASER}} [\mu\text{s}] \quad (7.5)$$

という関係が得られ、式 (7.2) を用いてレーザーの射出時間と X 線相当エネルギーの関係に直すと、

$$\text{Energy [keV]} = -17.7 + 10.4 \times T_{\text{LASER}} [\mu\text{s}] \quad (7.6)$$

となる。これらの関係を元にして、7.4 節では、トリガー信号のディレイとジッターの X 線エネルギーに対する依存性を見積もる。

## 7.4 XRPIX5b のトリガー機能の検証

本節では、XRPIX5b でイベント駆動読み出しを行い、トリガー閾値電圧と軟 X 線トリガー性能、およびトリガー出力信号のディレイとジッターといった、XRPIX のトリガー機能に関する検証・考察を行う。現在の通常のイベント駆動読み出しでは、25 MHz の動作クロックを SEABAS 上の水晶発振器を用いて User FPGA で生成しているが、本実験ではより精度良く時間分解能を測定するため、動作クロックを 50 MHz に上げてイベント駆動読み出しを行った。この時、クロックの周波数を 50 MHz に上げた状態でも、レーザーポインタを当てて正しい位置にトリガー信号が出力されていることを確認した。

なお、以下で登場するトリガー閾値電圧  $V_{\text{tr}}$  や、信号電荷に対応する CDS キャパシタ後段の電位変化  $V_{\text{SIG}}$  の定義については、6.3.5 節や図 6.11 に示す模式図を参照のこと。本実験を通して  $V_{\text{CDS}} = 800 \text{ mV}$  で固定しており、 $V_{\text{th}} (< V_{\text{CDS}})$  の電圧値を変化させることで、トリガー閾値  $V_{\text{tr}}$  を設定する。

### 7.4.1 トリガー閾値電圧と軟 X 線に対するトリガー性能の考察

トリガー閾値電圧  $V_{\text{tr}}$  は、衛星搭載時には  $\sim 1 \text{ keV}$  の軟 X 線でも十分にトリガー信号を出力できるよう、なるべく低くしておく必要がある。すなわち、 $V_{\text{tr}}$  をどこまで下げることができるかが、FORCE 衛星の軟 X 線性能を決める重要なパラメータの一つである。

そこで本節では、以下の時間分解能実験でも用いる  $(\text{CA}, \text{RA}) = (349, 223)$  のピクセルを対象とし、X 線もレーザー光も何も当てない状態でトリガー信号が出力されなくなる閾値電圧を探索した。トリガー閾値電圧を徐々に上げて実験を行ったところ、 $V_{\text{tr}} = 95 \text{ mV}$  でトリガー信号がほぼ出力されなくなった。この結果については、レーザー光を XRPIX5b に照射し、射出時間に対してトリガーがかからなくなる閾値電圧を調べることで同様に確かめることができる。すなわち、7.3.3 節で見積もったレーザー射出時間に対する波高値 (式 7.5 参照) もしくは X 線エネルギー (式 7.6 参照) の対応関係を利用して、波高値 (も

しくはX線エネルギー)とトリガーがかからなくなる閾値電圧の関係を求め、光を何も当てないとき(0 keV)に対応する閾値電圧を調べる。図7.14に示すようにデータ点はほぼ一直線上に並び、これを線形フィットすることで、

$$V_{tr} = 104 + 0.34 \times \text{Pulse Height [ADU]} \quad (7.7)$$

$$= 95.5 + 6.70 \times \text{Energy [keV]} \quad (7.8)$$

の関係を得た。したがってこの関係からも、光を何も当てないときにトリガーが出力されなくなるためには、閾値電圧を95 mV以上にすることが確かめられた。

ここで得られた値は、ノイズによるトリガー出力が無くなる閾値電圧であると考えられ、以下で述べる描像で説明できると考えている。今、図6.10に示すトリガー回路動作の(v) イベント待ち状態 → (vi) X線入射を考える。この時の理想的なトリガー回路動作は6.3.5節で示した通り、図7.13(a)のように表せる。しかし実際の動作では、CSAなどピクセルアナログ回路由来のノイズやコンパレータ由来のノイズも加わることになる。これらを全て $V_{SIG}$ の電位分布として押し込めて考えると、図7.13(b)のように模式的に表せる。この時、図7.13(a-1)と同様 $V_{SIG} < V_{tr}$ であるが、ノイズ成分が加算されて閾値電圧を超えたイベントについては、トリガー信号を出力することができる。すなわち、図7.13(c)のように何も光を照射しない場合であっても、ノイズが乗ることでトリガー信号が出力されると考えられる。

以上を受けて、FORCE衛星における軟X線トリガー性能について考察を行う。もし、閾値電圧をノイズによるトリガー出力が無くなるギリギリの電圧として設定できたとすると、トリガー信号は非常に低いエネルギーのX線であっても出力することができると考えられる。一方、もし図7.13(b)の描像が正しいとすると、X線のエネルギーが低いほどトリガーがかかる確率が低くなる、すなわち検出効率が落ちてしまうことになる。例えば、上で述べたピクセルの $V_{SIG} = V_{tr} = 95$  mVの場合を考える。この信号電圧に相当するX線エネルギーは、INA103での増幅を考慮しつつ、式(7.2)より、

$$\text{Pulse Height} = 95 \times 1.8 / (488 \times 10^{-3}) = 350 \text{ ADU} \rightarrow \text{Energy} = 19 \text{ keV} \quad (7.9)$$

となる。すなわち、図7.13に基づいて考えると、XRPIX5bでは、~19 keVのエネルギーを持つX線に対して、検出効率が半分程度になってしまうと考えられる。

以上の実験と考察により、FORCE衛星搭載における閾値電圧の設定は、検出効率も考慮して決める必要があるという示唆を得た。また、7.3.2節の解析で求められる読み出しノイズが $\sigma_R = 3.5$  ADU = 1.7 mVなのに対して、ノイズに相当する閾値電圧は95 mVと非常に高いという結果を得た。これらの結果を受けて今後は、Double SOI構造やPDD構造などピクセル構造の違う素子についても同様に評価することで構造起因のノイズについて調べ、回路起因のノイズについてはシミュレーションなどで検証していく。また、本実験では1ピクセルのみを対象としたが、今後はピクセル間でのノイズレベルの違いや分布も考慮して素子全体の閾値電圧を設定し、検出効率の実験的な評価も行っていく。

## 7.4.2 XRPIX5bのトリガー信号の遅延(ディレイ)と揺らぎ(ジッター)

本節では、トリガー信号のディレイとジッターの測定結果について述べる。本実験におけるパラメータはレーザー射出時間 $T_{LASER}$ とトリガー閾値電圧 $V_{tr}$ の2つであり、その検

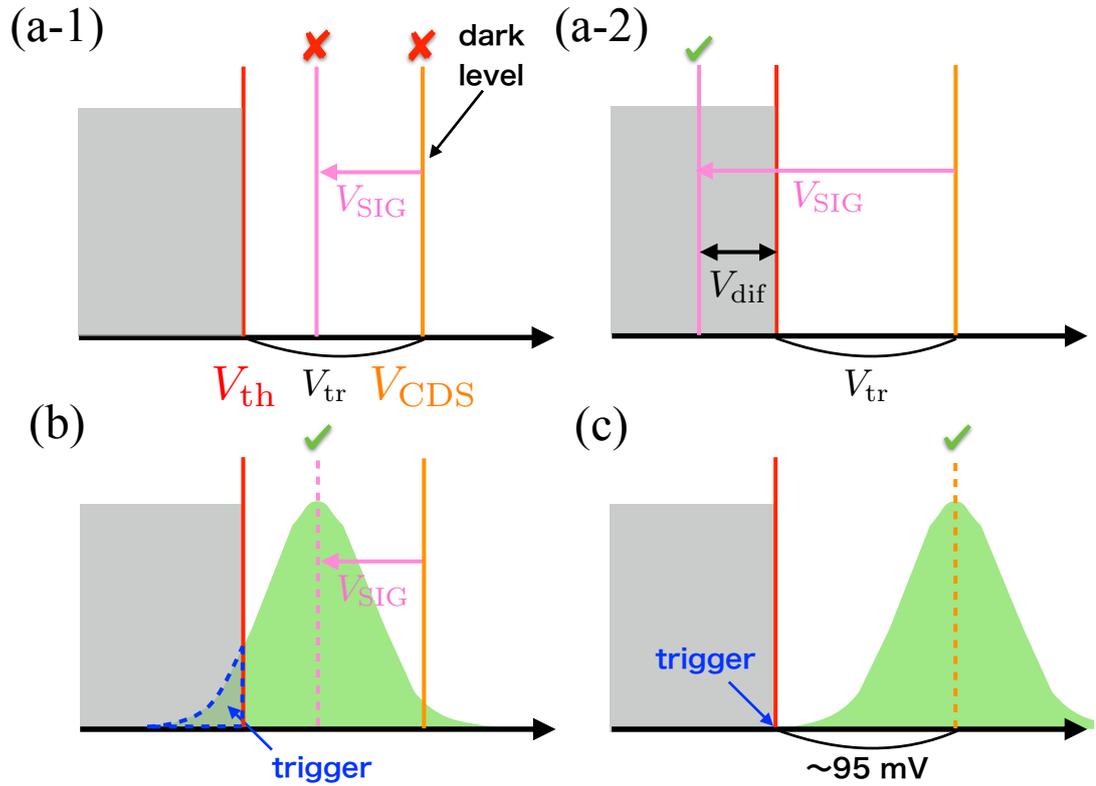


図 7.13: トリガー判定の模式図。(a) ノイズを考慮しない理想的な場合 (図 6.11 参照)。(b) ノイズ成分を考えた場合 (c) 何も光を照射せずにトリガーが出力される時の描像。グレーで示した領域はトリガー信号が出力される領域を表す。赤のバツ印はトリガー出力されないことを、緑のチェックマークはトリガー出力されることを表す。緑の領域はノイズも含めた分布を表す。

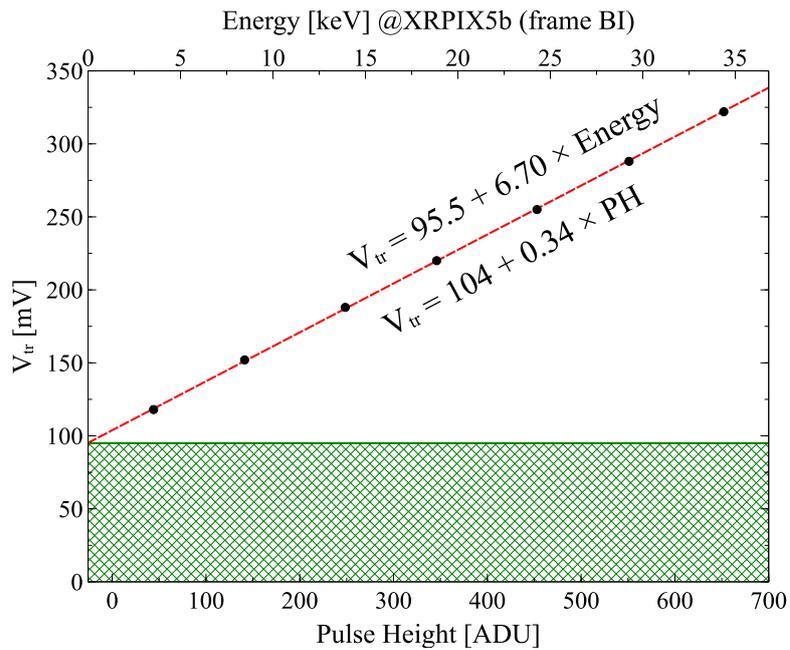


図 7.14: トリガーがかからなくなる閾値電圧の波高値 (または X 線エネルギー) 依存性。緑の網掛け部はノイズレベルを表す。

証範囲については以下の通りである。まず、 $T_{\text{LASER}}$  については、7.3 節の結果から、レーザー光が十分立ち上がっている  $2 \mu\text{s}$  から検証を始め、X 線のエネルギーで  $\sim 34 \text{ keV}$  相当となる  $5 \mu\text{s}$  までの範囲で、 $\sim 0.5 \mu\text{s}$  刻みで検証を行った。また、 $V_{\text{tr}}$  については、7.4.2 節の結果から、光を何も当てない状態でトリガーが出力されない  $100 \text{ mV}$  以上の範囲で検証を行った。しかし、レーザーを用いた都合上、レーザー射出時間に対してトリガー閾値を低くしすぎるとレーザー射出時間中にトリガー信号が出力されてしまう。このような場合については、信号電荷量とトリガー出力信号のディレイやジッターの関係を正しく見積もることができないため、検証を行わない。また、本実験では検出イベント数が一定値を超えると測定を終了するようにしている。したがって、閾値電圧を大きくしていくにつれて徐々に測定に時間がかかるようになっていくが、この時、あまりにも時間がかかる場合については検出効率が低くなっているものと考えられ、検証を行わない。

以下では、レーザーの射出終了からトリガー信号が出力されるまでにかかる時間 (図 7.4 参照) の分布をガウス関数でフィットし、その平均値をトリガー信号のディレイ、半値全幅 (Full Width at Half Maximum: FWHM) をジッターとして評価を行うこととする。こうして得られた XRPIX5b のトリガー出力信号のディレイとジッターについて、図 7.15 にまとめる。本実験で検証を行った範囲内で、トリガー信号のディレイはいずれも  $100 \text{ ns}$ – $10 \mu\text{s}$  の範囲に収まっており、ジッターは数  $10 \text{ ns}$ –数  $\mu\text{s}$  程度となり、衛星搭載に最低限求められる時間分解能を達成していることを確かめることができた。

以下では、トリガー信号のディレイとジッターについて、信号電荷量 (レーザー射出時間) 依存性とトリガー閾値電圧依存性の議論を行う。まず信号電荷量に関して、信号電荷量が少なくなるにつれてディレイとジッターはいずれも大きくなるという傾向を示し、どの閾値電圧に対してもこの傾向は共通であった。一方、閾値電圧を下げるとディレイとジッターが小さくなるという傾向を示し、どの信号電荷量 (トリガー射出時間) に対しても共通である。また、閾値電圧を下げていくと  $\sim 100 \text{ ns}$  に落ち着くような挙動を示す。これらの関係はいずれも 1 対 1 対応ではなく、図 7.15 に示すように、他方のパラメータにも依存して値が変わる。

ここで、トリガー動作を考慮すると、本来ディレイやジッターは信号電荷量に相当する CSA キャパシタ後段の電圧値  $V_{\text{SIG}}$  とトリガー閾値電圧  $V_{\text{tr}}$  の差に依存して決まるものであると予想される。そこで、 $V_{\text{SIG}}$  をフレーム読み出しで見積もったレーザー射出時間に対する波高値 PH ( $T_{\text{LASER}}$ ) から、

$$V_{\text{SIG}} = \text{PH} (T_{\text{LASER}}) \times 0.488 \text{ mV/ADU} \div 1.8 \quad (7.10)$$

と計算し、トリガー閾値電圧との差、

$$V_{\text{dif}} \equiv V_{\text{SIG}} - V_{\text{tr}} \quad (7.11)$$

を求めた。 $V_{\text{dif}}$  の定義については、図 7.13 (a-2) も参照。また、図 7.13 (a-1) では  $V_{\text{dif}} < 0$ 、図 7.13 (a-2) では  $V_{\text{dif}} > 0$  となることに注意。図 7.15 の下段にディレイとジッターの  $V_{\text{dif}}$  依存性を示している。ディレイやジッターはこの  $V_{\text{dif}}$  に依存して決まっているように見え、以下のような振る舞いを示す。

- デイレイとジッターは、いずれも  $V_{\text{dif}}$  が小さくなるにつれて大きくなる。
- デイレイは  $V_{\text{dif}} \sim -50$  mV までほぼ一直線上に乗っているように見え、 $V_{\text{dif}} \lesssim -50$  mV になると直線から外れ、幅を持ちながら数  $\mu\text{s}$  まで大きくなる。
- ジッターは  $V_{\text{dif}} \gtrsim -50$  mV までは 100–200 ns 程度でほぼ横ばいであり、さらに  $V_{\text{dif}}$  を下げると、 $V_{\text{dif}} \sim -50$  mV 付近を境に急激に傾きが変わり、幅を持ちながら  $\sim 2 \mu\text{s}$  まで大きくなる。

このように  $V_{\text{dif}} \lesssim -50$  mV で振る舞いに変化するのは、前節の実験からノイズが  $\sim 95$  mV の幅を持ちながら時間的に常に変化していると考え、 $V_{\text{SIG}}$  の変化による応答ではなくノイズに対する応答を見てしまっている可能性が示唆される。もしこの仮説が正しいとすると、他のピクセル構造を持つ素子ではノイズレベルが異なることにより、 $V_{\text{dif}}$  に対するデイレイとジッターの振る舞いは変わるはずである。今後、他の素子にも本論文で示した手法を適用してトリガー機能の比較を行うことで、検証を進めていく必要がある。

最後に、軟 X 線のトリガー性能について、デイレイとジッターの観点から簡単な見積もりを行う。上で議論した通り、ある閾値電圧に対して信号電荷量が小さいほどデイレイとジッターは大きくなり、軟 X 線がどこまで観測できるかは、デイレイとジッターの観点からも制限されることになる。ここでは、図 7.15 中の  $T_{\text{LASER}} = 2 \mu\text{s}$ 、 $V_{\text{tr}} = 100$  mV のデータ点に着目する。式 (7.6) の関係から、 $T_{\text{LASER}} = 2 \mu\text{s}$  は  $\sim 3$  keV に相当する。PDD 構造を持つ最新素子 XRPIX6E では、Single SOI 構造より寄生容量が小さいと考えられ、チップゲインが  $\sim 48 \mu\text{V}/e^-$  まで向上した (原田颯大 修士論文, 2019)。つまり、実効的に低エネルギー側の検出範囲が広がることになり、XRPIX5b のチップゲインが  $\sim 20 \mu\text{V}/e^-$  であることを考慮すると、XRPIX5b で  $\sim 3$  keV に相当するデータ点は XRPIX6E のチップゲインで換算すると  $\sim 1.2$  keV に相当する。このデータ点のデイレイはおよそ  $5 \mu\text{s}$ 、ジッターは 800 ns であるため、衛星搭載に要求される  $\sim 10 \mu\text{s}$  を満たしている。つまり、デイレイとジッターで決まる軟 X 線の下限值が定量的にいくらであるか本実験だけで結論を出すことはできないが、少なくとも閾値電圧をノイズを拾わないギリギリの値まで下げられたとすると、 $\sim 1.2$  keV の軟 X 線に対してデイレイとジッターの要求性能を満たすという見積もりができる。しかし前述の通り、軟 X 線のトリガー性能については時間分解能に加え、検出効率の観点からも制限がつくと考えられ、今後の課題である。

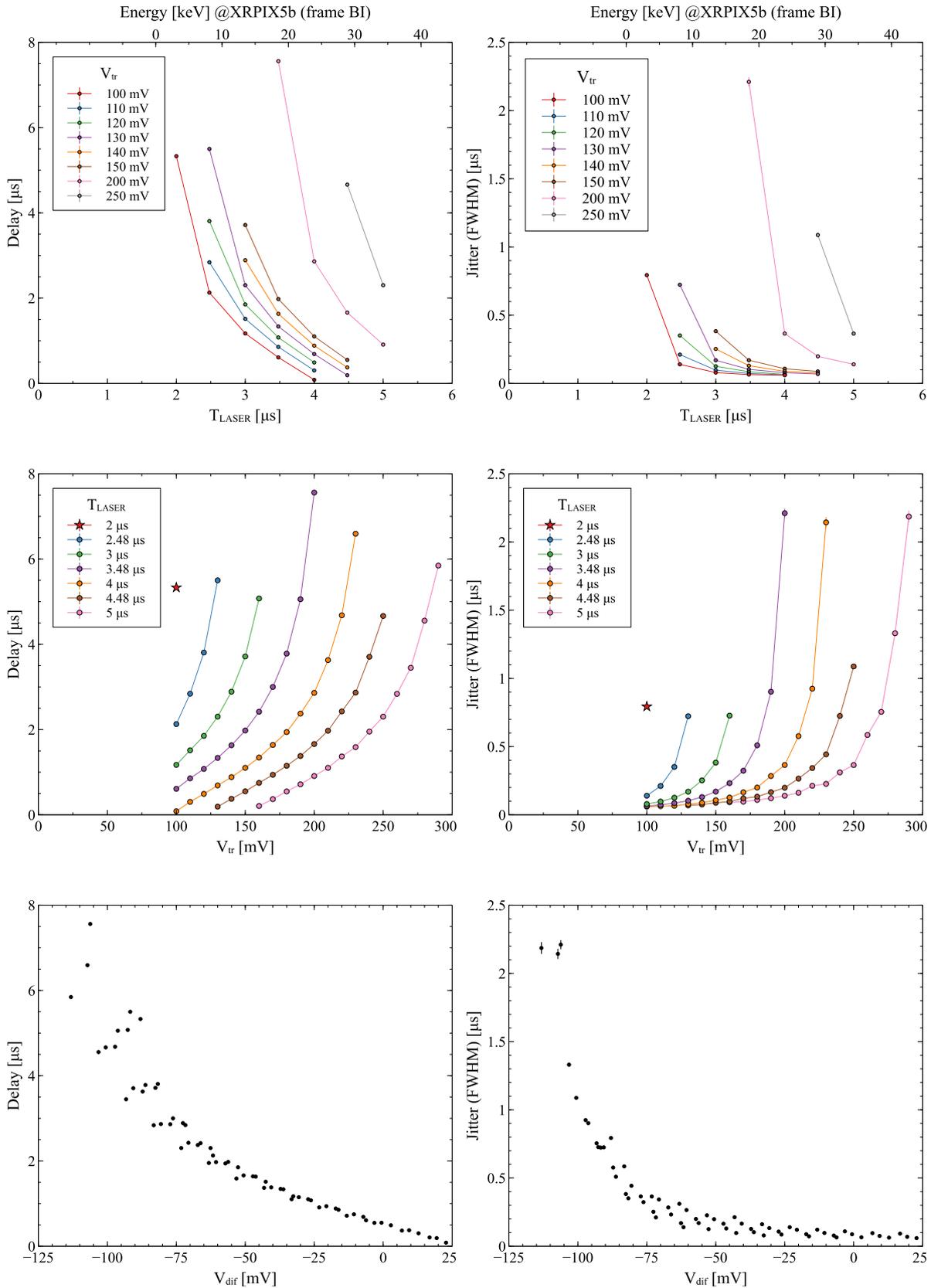


図 7.15: XRPIX5b のトリガー出力信号のディレイ (左) とジッター (右)。上段がレーザー射出時間もしくは X 線エネルギー依存性、中段がトリガー閾値依存性、下段が CSA 後段の信号電圧とトリガー閾値電圧の差の依存性を表す。星で示すデータ点は、軟 X 線性能の見積りに用いるデータ点 (本文参照)。

## 第8章 XRPIX 多層化システムの実機検証

### 8.1 XRPIX 多層化システム

FORCE 衛星では、要求性能である 20 mm 角の撮像領域を確保するため、図 8.1 に示すように検出器トレイ上に XRPIX5b と同じ面積を持つ素子を 2 枚または 6 枚並べるとを検討している。図 8.1 に示しているのはひとみ衛星に搭載された CdTe-DSD の検出器トレイであり、FORCE 衛星の CdTe 検出器トレイはその資産を活用することができる。一方、XRPIX トレイは CdTe 検出器トレイのサイズに合わせて、XRPIX チップ自身の仕様に応じて新規開発が必要となる。トレイのサイズがおおよそ 10 cm 角なのに対し、チップを 6 枚並べる場合に占める面積はおおよそ 45 mm 角となる。したがって、XRPIX トレイ上における外部回路は非常に限られたものとなり、チップへの配線数も抑える必要がある。現在の XRPIX5b の読み出しシステムは、図 7.3 に示すようにボード上の ADC や DAC などを外部回路としてこれらの制御を FPGA が行っており、XRPIX5b への配線数は電源配線や制御用の配線を含めておおよそ 150 本である。そこで、衛星搭載までにデジタル回路や ADC を素子に内蔵する、もしくは XRPIX 用の読み出し ASIC (Application Specific Integrated Circuit) を新規開発することで外部回路を減らし、チップへの配線も最小限に抑えるという対応を現在検討中である。

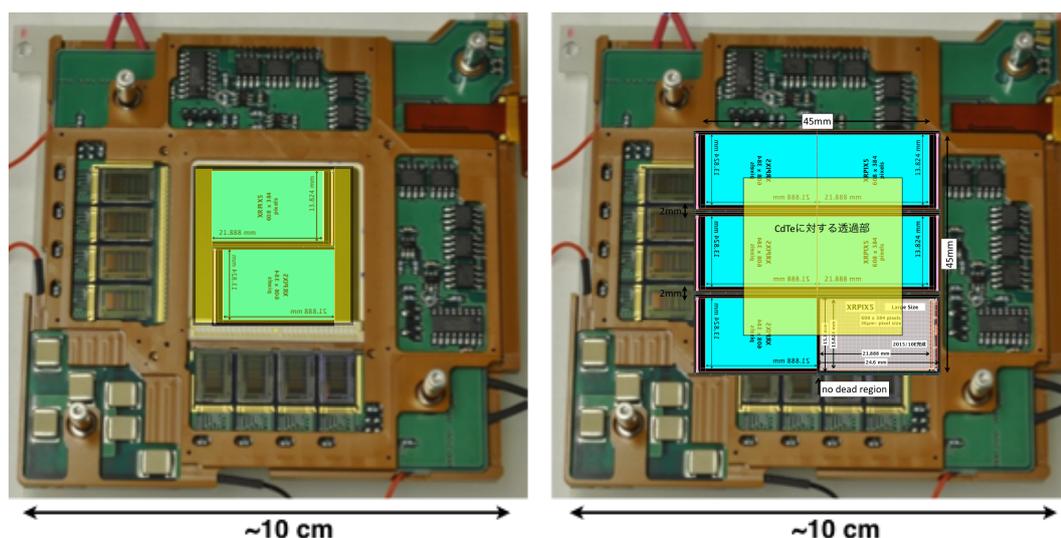


図 8.1: FORCE 衛星搭載時の XRPIX 配置の想定図。写真はひとみ衛星 HXI の CdTe-DSD トレイ。黄色で示しているのが CdTe 検出器に対する透過部である。左が XRPIX5b サイズの素子を 2 枚並べた場合、右が 6 枚並べた時の想定である。

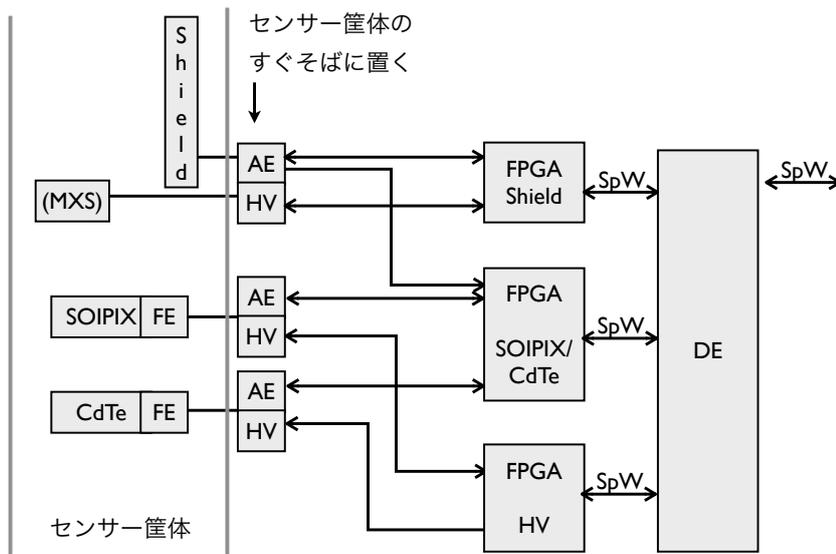


図 8.2: FORCE 衛星の読み出しシステムの想定 (FORCE 概念検討書, 2016)。

FORCE 衛星全体の読み出しシステムとしては、図 8.2 に示すようなシステム構成を想定している。アナログ読み出しは XRPIX、CdTe、アクティブシールドでそれぞれ FPGA を用いて独立に制御を行い、反同時計数処理については各検出器のタイミング情報を合わせて、読み出すべきイベントかどうかを判断する。現在の XRPIX の読み出しは、1 枚の XRPIX に対して SEABAS 上の User FPGA で 1 対 1 制御する形である。しかし将来的には、トレイ上の複数の XRPIX からのタイミング情報を統合し、反同時計数処理やヒットパターン処理を行った上でどこを読み出すべきかを判断する、といった制御を 1 つの FPGA で行う必要がある。

以上で述べたような、最終的に衛星搭載で求められる XRPIX 読み出しシステムの構築を目指して、我々はそのプロトタイプとしてチップを複数枚積層可能な XRPIX 多層化システムの開発を進めている (立花克裕 修士論文, 2018)。コンプトンカメラなどの応用のため多層化システムはチップを積層する形で開発を進めているが、FORCE 衛星のトレイではこれをタイル状に並べる想定であり、制御方法としては共通である。図 8.3 に XRPIX 多層化システム概念図を示す。XRPIX 多層化システムは大きく分けて、チップボード、サブボード、フレキシブルプリント基板 (Flexible Printed Circuits: FPC) と汎用読み出しボード (SEABAS) からなる。これまで述べてきた単体の XRPIX を 1 対 1 で制御する読み出しシステムと大きく異なる点は、1 枚のチップボードに対して FPC で 1 枚のサブボードと接続したものを 1 層とし、それらを SEABAS の上に複数枚積層して読み出しを行う点である。サブボードには、FPGA (以下では「サブ FPGA」と呼ぶ) が搭載されており、FPC で接続されたチップの制御を行うとともに、サブボード上の ADC や DAC などの制御も担う。サブ FPGA には将来的にチップに組み込む可能性のある機能を持たせており、徐々にチップにその機能を移して内蔵させていく、という想定の下で設計を進めている。多層化システムにおいて、SEABAS 上の User FPGA は複数のサブ FPGA に指示を与え、各層からの情報を統括しながら読み出しを進めていく。その役割から、多層化システムにおける User FPGA を以下では、「メイン FPGA」と呼ぶことにする。

以下では、イベント駆動読み出し時のFPGAによる制御や通信について述べることで、メインFPGAとサブFPGAの役割分担について説明する。なお、XRPIXのイベント駆動読み出し手順やヒットパターン処理については、6.3.3節を、反同時計数処理については7.1節を参照。

- (i) メインFPGAがサブFPGAへXRPIXのリセットを指示。リセット終了後、露光を開始する。リセット動作は全層同期して行う。
- (ii) 露光後、一定時間トリガー信号が出力されなければ再度(i)へ。いずれかの層でトリガー信号があれば、サブFPGAはメインFPGAへタイミング情報を送信。
- (iii) メインFPGAはタイミング情報を受け、どの層がいつトリガー信号を出力したかを記録し、PCへ送信する。なお衛星搭載時は、このタイミングで反同時計数処理を行い、読み出すべきイベントかどうか判断する。読み出さない場合は(i)へ。(iii)、(iv)では、不感時間を減らすため、ヒットのあった層のサブFPGAはメインFPGAの判断を待たずにXRPIXからヒットパターン情報やヒットアドレス情報を取得しておく。
- (iv) サブFPGAがヒットパターン情報を取得・送信する。サブFPGAは情報取得を完了したことをメインFPGAに伝え、メインFPGAはその情報を受けた層から順にサブFPGAへ送信指示を出す。指示された層のサブFPGAがヒットパターン情報をメインFPGAへ送信する。以上をトリガー信号が出た層の数だけ繰り返す。
- (v) (iv)と同様の要領でサブFPGAがヒットアドレス情報を取得・送信する。
- (vi) メインFPGAがヒットパターン処理を行い、どの層のどこを読み出すかを判断する。読み出さない場合は(i)へ。メインFPGAは読み出しを行う層のサブFPGAに領域情報を送信。現段階では、ヒットパターンの中心をイベント中心とし、図6.8に示すように、8列分のアナログ読み出しを行っており、8×8ピクセルを1単位としている。
- (vii) サブFPGAは、メインFPGAからの領域情報を受けてXRPIXのアナログ読み出しを開始する。指定された全ピクセルから波高値情報の読み出しを終了すると、サブFPGAは情報取得完了したことをメインFPGAに伝える。メインFPGAはその情報を受けた層から順に送信指示を行い、全ての層、領域からの波高値情報を受け取り終わると(i)ピクセルのリセット指示を行う。

フレーム読み出しの場合は、(ii)から(vi)を行わない。その代わりに、メインFPGAは一定の露光時間後、あらかじめ指定した層、領域を対応するサブFPGAに指示し、(vii)アナログ信号の取得・通信を行い、再びリセットし露光するという手順を繰り返す。このように、サブFPGAはXRPIXの制御やイベント情報送信、メインFPGAは主にイベント判断とステート指示というように役割を分担することで複数層のXRPIXの読み出しを進めるのが多層化システムである。

ハードウェアは以上の機能分担を踏まえて、前章まで述べてきた単体読み出し用のサブボード・チップボードとは別に開発したものである(図8.3参照)。チップボードは、図7.3

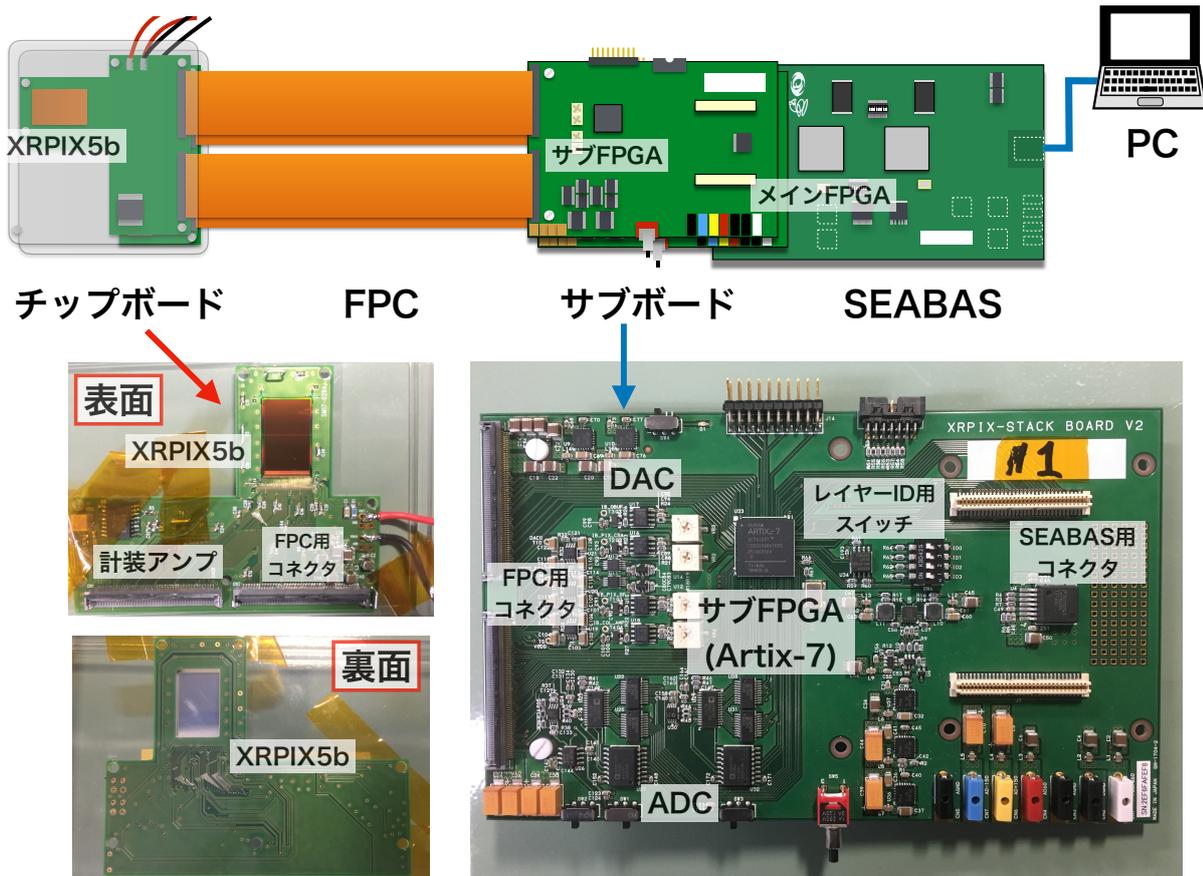


図 8.3: XRPIX 多層化システムの概念図 (2 層積層した場合) と読み出しボードの写真。

に示した単体読み出し用のものと同様、XRPIX5b と計装アンプを搭載している。なるべく接近させて積層するように設計しているため、バックバイアス電圧印加用の端子は搭載せず直接基板にはんだ付けする形となっている。また、チップボードとサブボードには FPC 用のコネクタを搭載している。サブボードには、ADC と DAC、レイヤーを ID するためのスイッチを搭載している。このスイッチで 2 進数的にレイヤー番号を指定することで、FPGA 内部でどの層に関する情報であるかという区別をしている。本論文のレイヤー番号はスイッチで指定した値に一致させている。

立花克裕 修士論文 (2018) では 1 層のみで多層化システムの実証試験を行い、フレーム読み出しに成功したが、複数層での実機検証までは行っていない。そこで、チップボードを複数枚積層するためにアクリル板を設計し、複数層からのデータ取得用のソフトウェアを開発することで、本論文では XRPIX シリーズで初となる、2 層同時フレーム読み出し動作に成功した。本章では、2 層同時フレーム読み出しの結果と多層化システムのスペクトル性能について、単体用読み出しの結果も踏まえながら評価し、最後に今後の開発への展望について述べる。

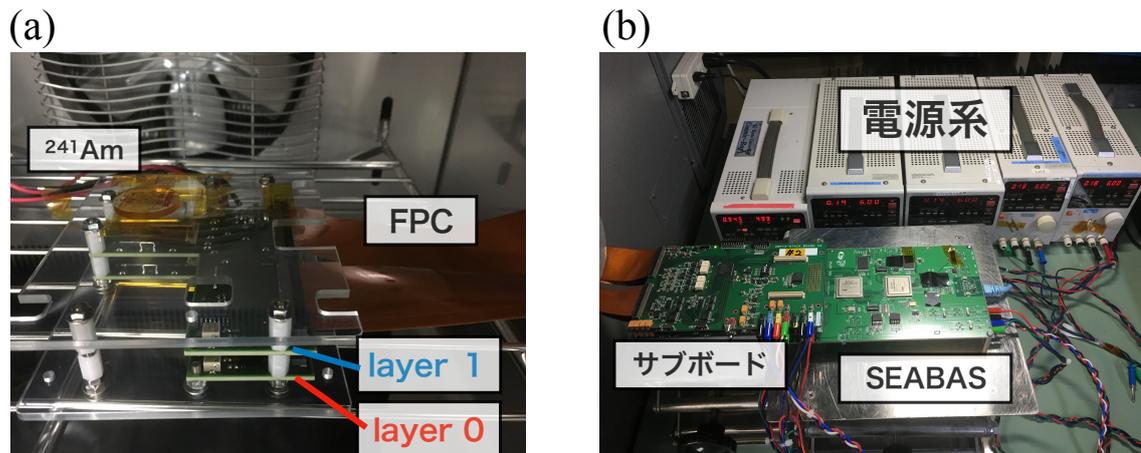


図 8.4: XRPIX 多層化システムの実機検証における (a) 恒温槽内 (b) 恒温槽周りのセットアップ。

## 8.2 セットアップ

2層同時フレーム読み出し動作実験時の恒温槽内とその周辺のセットアップを図 8.4 に示す。本章の実験では、恒温槽内に積層したチップボードを入れ、サブボードとSEABASは恒温槽外に配置し、それらをFPCを通して繋げるというセットアップでデータ取得を行った。なお、本章で用いる恒温槽、電源系、オシロスコープは前章で述べたのと同じものであり、実験条件も同じく特に断らない限り温度  $-15^{\circ}\text{C}$ 、バックバイアス電圧  $V_b = 50\text{V}$  に揃えている。

チップボードを複数積層するに当たって、図 8.4 (a) に示すようなアクリル板を設計した。アクリル板は表面側と裏面側の2種類用意し、いずれにもチップの位置にX線照射用の窓を設け、スペーサー用の穴を開けている。表面側には、計装アンプやチップ下部の回路のプロブ用の窓やFPCアクセス用の切り欠きも用意している。また、チップボードを積層する際にスペーサーと回路部品が接近していることから、電氣的に干渉してしまうおそれがある。そこで、スペーサーはジュラコン製のものを用い<sup>1</sup>、回路基板に触れる部分のナットはポリカーボネート製のものを用いた<sup>2</sup>。また、回路部品と基板が干渉せず、かつなるべく積層間隔を狭くするため、スペーサーの高さが8mmのものを使用している。以上により、チップボードを複数積層して実機試験を行うことが可能となった。

## 8.3 フレーム読み出しによる性能評価

### 8.3.1 2層同時フレーム読み出し実験

多層化システムを用いて複数層からのデータ取得を行うに当たり、各層のデータを1つのファイルに保存して表示も1画面でまとめるものと、1層のデータを1つのファイルに保存して表示も複数画面用意するものの2種類のデータ取得用ソフトウェアを開発した

<sup>1</sup><http://hirosugi.co.jp/products/POM/BS-E.html>

<sup>2</sup><http://hirosugi.co.jp/products/PC/PCNT.html>

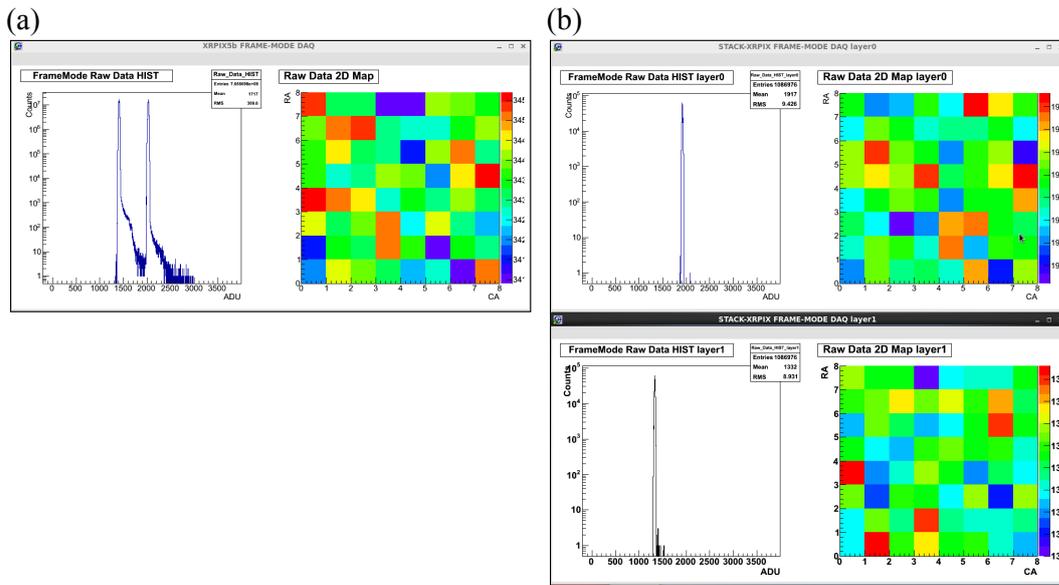


図 8.5: 多層化システムのデータ取得時のクイックルック画面。(a) 1 画面にまとめて表示する場合 (b) 1 層につき 1 画面で表示する場合。いずれの画面も左パネルが生ヒストグラム、右パネルが画面更新時のフレームの波高値マップを表す。

(図 8.5 参照)。そのいずれにおいても単体用システムと同じく動作クロック 25 MHz で、2 層同時フレーム読み出しによるデータ取得およびクイックルック表示に成功した。

2 層同時フレーム読み出しでポイントとなるのは、どの層からのイベント情報がきちんと区別して正しくデータ取得できているかどうかということである。そこで本実験では、 $^{57}\text{Co}$ 、 $^{241}\text{Am}$  の 2 種類の X 線源について表面照射と裏面照射の両方で X 線スペクトルを取得し、2 層のカウントレートを比べることで読み出しが正しく行われているかを評価する。線源から距離が遠い層では X 線フラックスが落ちる上に、線源から見て手前にある層の XRPIX により X 線が吸収を受ける。したがって、2 層でカウントレートが異なり、その差は低エネルギー側で顕著になると考えられる。例えば表面照射の場合、線源と線源から遠い層までの距離と、線源と線源から近い層までの距離の比はほぼ 2 : 1 として良いので、線源から遠い層での X 線フラックスは、近い層の 1/4 になると考えられる。また、図 8.6 に、Si による減衰長と XRPIX5b の厚み  $\sim 300 \mu\text{m}$  を仮定した時の透過率の X 線エネルギー依存性を示す<sup>3</sup>。これによると、6.4 keV の X 線は XRPIX5b の厚み  $\sim 300 \mu\text{m}$  でほぼ吸収されてしまうのに対し、14 keV の X 線は半分ほど透過できるのが分かる。したがって、 $^{57}\text{Co}$  からの 6.4 keV の X 線は線源に近い方の層でほとんど吸収され、遠い方ではほとんど検出できない。一方、 $^{241}\text{Am}$  からの 14 keV の X 線は、線源から遠い層でも線源に近い層のおよそ 1/8 程度のカウントレートで検出できると考えられる。

図 8.7 に 2 層フレーム読み出しで得られたスペクトルを示す。本実験では図 8.4 (a) で示すように下の層をレイヤー番号 0、上の層をレイヤー番号 1 と設定している。したがって、X 線源を表面照射する時には図 8.4 (a) のようにレイヤー 1 側から、裏面照射する時には反対にレイヤー 0 側から X 線が入射することになる。図 8.7 の表面照射と裏面照射のスペクトルを比べると、線源に近い層のカウントが明らかに多くなっており、さらにカウント

<sup>3</sup><http://henke.lbl.gov/optical.constants/atten2.html> を元に計算。

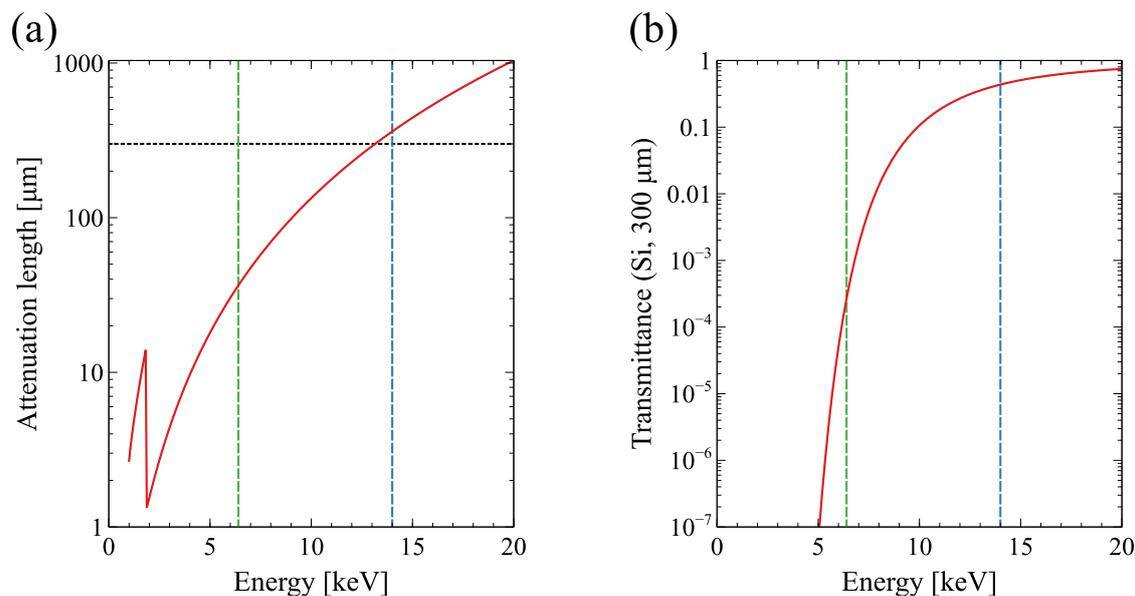


図 8.6: (a) Si による減衰長と (b) 300  $\mu\text{m}$  の Si に対する透過率の X 線エネルギー依存性。緑と青の破線はそれぞれ 6.4 keV と 14 keV を表し、黒の点線は 300  $\mu\text{m}$  の厚みを表す。

レート之比がおおよそ見積もった通りになっている。これらから、きちんとレイヤーの区別ができていることが分かる。さらに、図 8.7 から分かるように、どのスペクトルにおいてもレイヤー 1 に比べてレイヤー 0 の波高値が高くなっている。これは、多層化システムを用いて 1 層ずつデータ取得を行ったスペクトルを比較しても同様に波高値の違いが見られたため、2 層同時読み出しを行ったことによる問題ではなく、チップボードに依存した現象であると考えられる。むしろ、このようにチップボードに依存した現象が 2 層同時フレーム読み出しでも見えていることから、レイヤー毎の情報をきちんと区別できており、正常に読み出しを行うことができているとも言える。

### 8.3.2 多層化システムのスペクトル性能悪化の原因調査

多層化システムを用いた読み出しでは、単体用システムで読み出した場合に比べて、X 線スペクトルのゲインや分光性能が著しく悪化するという問題があった (立花克裕 修士論文, 2018)。そこで、性能悪化がハードウェアによるものかファームウェアによるものかの切り分けを行うため、以下の 3 パターンの読み出しを行い、 $^{241}\text{Am}$  からの X 線スペクトルを用いて性能比較を行った。

1. single: 単体用読み出しシステム。読み出しボードは図 7.3 に示すもの。
2. stack (single firm.): 単体用システムと同じファームウェアを多層化システムのサブ FPGA に書き込み、メイン FPGA はスルーさせる。読み出しボードは図 8.3 に示すもの。
3. stack: 多層化システム。サブ FPGA とメイン FPGA には多層化システム用のファームウェアを書き込み、8.1 節で紹介した読み出し手順を踏む。読み出しボードは図

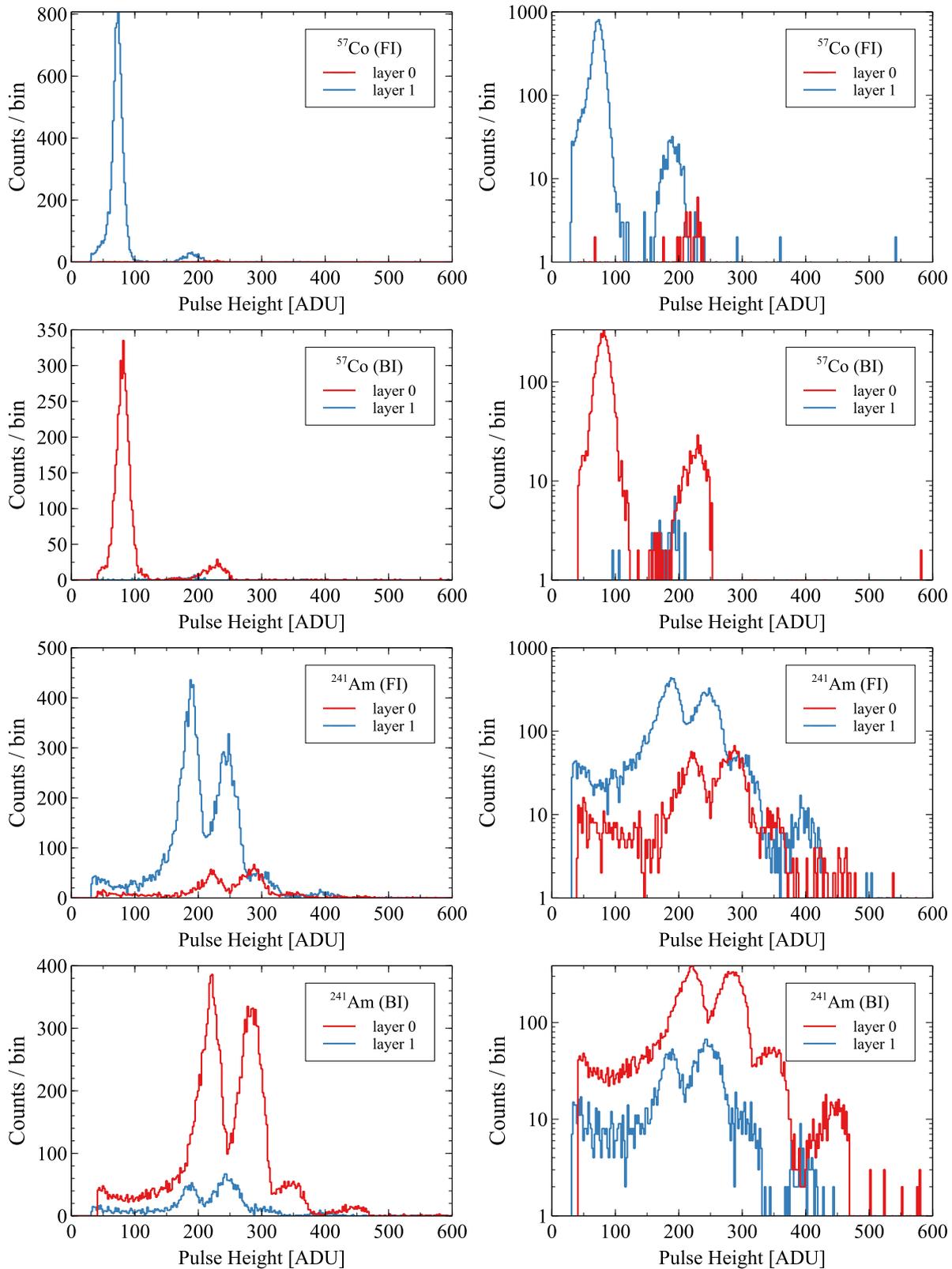


図 8.7: 2層同時フレーム読み出し実験で得られた $^{57}\text{Co}$ 、 $^{241}\text{Am}$ のX線スペクトル。それぞれについて表面照射と裏面照射の結果を示す。(左) linear 表示 (右) log 表示。

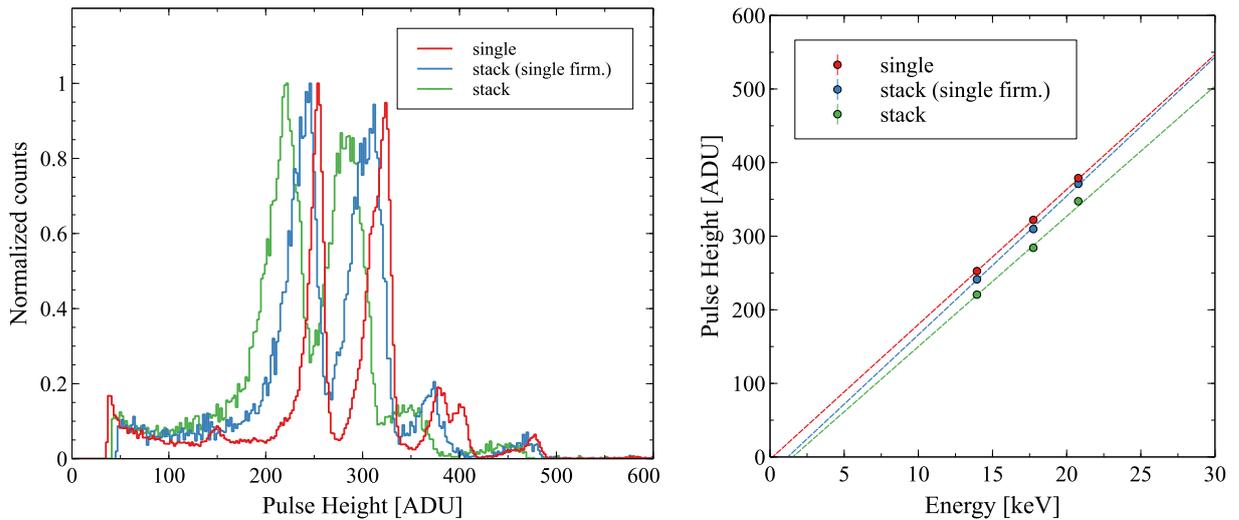


図 8.8:  $^{241}\text{Am}$  の X 線スペクトルの読み出し方法による比較。赤が単体用システム、青が単体用システムのファームウェア+多層化システムのハードウェア、緑が多層化システムによる読み出しを表す。(左)  $^{241}\text{Am}$  の X 線スペクトル。比較のため、13.95 keV のピークが 1 となるように規格化している。(右) ゲインフィットの結果。

8.3 に示すもの。

パターン 2 は、読み出しシステムは単体用のものを用いるが、ハードウェアは多層化システムの読み出しボードを用いるという読み出し方法である。したがって、もし多層化システムのファームウェアが原因で性能が悪化しているのであれば、パターン 2 の性能はファームウェアが共通である単体用システム (パターン 1) と同程度となるはずである。また、もしハードウェアが原因であればハードウェアが共通である多層化システム (パターン 3) と同程度になるはずである。

これらで得られたスペクトルを図 8.8 に示し、13.95 keV、17.75 keV、20.78 keV の 3 つの輝線を用いてゲインフィットを行った結果も示している。また、それらより求めたスペクトル性能を表 8.1 にまとめる。ゲインについては、パターン 2 はパターン 1 と同程度かやや高いという結果となった。パターン 3 は他の 2 つと比べてやや低いゲインとなっているが、せいぜい  $< 5\%$  の差であり、大きく他の 2 つと違わないと言える。一方、オフセットについては、パターン 2 と 3 が同程度であり、負に 20–30 ADU ほどオフセットが乗っている。ただ、差動読み出しである XRPIX5b について、どうしてこのようなオフセットが乗ってしまうかは現段階では明らかになっていない。最も性能に差が出たのはエネルギー分解能であり、パターン 1 が最も良く、最も悪いパターン 3 と 2.5 倍も差があることが分かる。パターン 2 についてはこれらのおよそ中間の値を取っている。すなわち、以上から考えられる可能性は、性能悪化にはファームウェア起因の成分とハードウェア起因の成分のどちらも影響しているということである。

おそらくファームウェア由来の原因は、チップからのアナログ信号読み出しやサブボード上の ADC の制御を行うサブ FPGA 側にあると考えられる。したがって今後、単体用読み出しの制御と比較しながら、制御信号のタイミングが想定通りであるかを確かめることで、地道に原因を追求し、デバッグしていく。

ハードウェア起因の性能悪化として、AD 変換前のアナログ信号がなまってしまうこと

表 8.1: 読み出し方によるスペクトル性能比較

パターン	ゲイン ( $\mu\text{V}/e^-$ )	オフセット (ADU)	エネルギー分解能 (FWHM) (eV @ 14 keV)
1 (単体用システム)	$18.15 \pm 0.03$	$-3.3 \pm 0.5$	$761 \pm 9$
2 (単体用+多層化)	$18.66 \pm 0.12$	$-22.5 \pm 0.12$	$1297 \pm 57$
3 (多層化システム)	$17.52 \pm 0.17$	$-27.04 \pm 2.7$	$1876 \pm 89$

が原因である可能性が考えられる。そこで、さらに原因を追求するため、アナログ波形が通る経路を順に遡ってオシロスコープで観測することで波形の変化を調べた。なお、この時の実験はプローブの都合上室温で実験を行っており、図 8.9 (a) は遮光しているが、(b) は蛍光灯下で取得した信号である。チップからの信号レベルとリセットレベルは、計装アンプの INA103 で差動増幅され、FPC を通って、サブボード上の ADC で AD 変換される。まず、FPC 前後のアナログ波形を図 8.9 (a) のように比較した。得られた波形はいずれも差動増幅されたアナログ信号であり、1 つ 1 つの波の高さが信号電荷の大きさに対応する。波形自体は想定していたような綺麗な矩形波ではなかったが、画像上で重ねたところ FPC を通る前後の波形はほぼ一致し、FPC を通る際の信号損失や他の信号とのクロストークの影響は非常に少ないと考えられる。そこで次に、INA103 の入力信号と出力信号を図 8.9 (b) に示すように比較した。INA103 の出力信号である AOUT\_SIG は、XRPIX5b の信号レベルとリセットレベルである AOUT\_S と AOUT\_P の差を増幅して出力する。AOUT\_S は図中に示す基準レベルでほぼ一定であり、AOUT\_P は鋭い矩形波である。しかし、AOUT\_SIG の信号は綺麗な矩形波となっておらず、徐々に立ち上がって一定のレベルに緩和するような形をしている。これは、FPC 以降の容量により、INA103 の出力信号がなまされてしまっているものと考えられる。すなわち、多層化システムのハードウェアによる性能悪化の原因として、FPC 以降の容量の影響を受けて INA103 出力部でアナログ信号がなまってしまうことによるものである可能性が挙げられる。

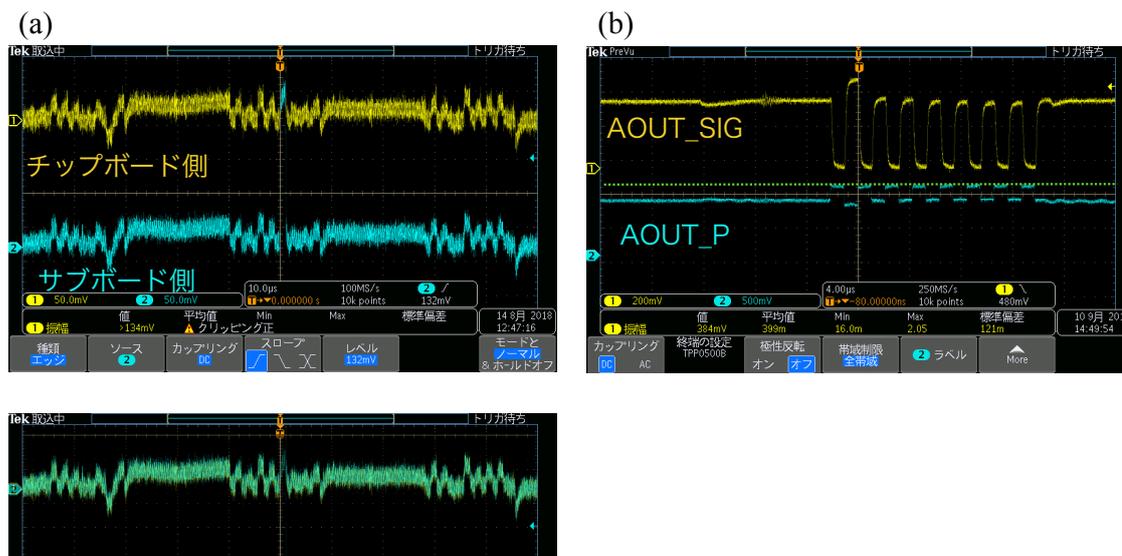


図 8.9: 多層化システムで得られたアナログ波形。(a) INA103 の出力信号 (AOUT\_SIG) のチップボード側 (FPC を通す前) の波形 (黄) とサブボード側 (FPC を通した後) の波形 (青)。下のパネルはこれら FPC 前後の信号を画像で薄く重ねたもの。(b) INA103 入力信号 AOUT\_P (青) と出力信号 AOUT.SIG (黄)。緑の点線は AOUT.S のレベルを表す。

## 8.4 今後の開発への展望

本論文では、XRPIX 多層化システムについて複数枚のチップを積層できるセットアップを構築し、XRPIX シリーズで初めて 2 層同時にフレーム読み出しを行うことに成功した。一方で、[立花克裕 修士論文 \(2018\)](#) で指摘している分光性能やゲインの低下について、ファームウェア要因とハードウェア要因の双方があることが明らかとなった。また、複数層でのイベント駆動読み出しについては、マスク書き込み状態で止まったり、想定していないパラメータが送られてきたりするなど、安定した読み出しに現段階で成功していない。

近々、Double SOI 構造を持つ新たな大面積素子「XRPIX7」が完成し、多層化システムも XRPIX5b から XRPIX7 に置き換えていく予定である。Double SOI 構造を持つ XRPIX7 では、XRPIX6 シリーズの実績からイベント駆動読み出しでスペクトルが取得できると期待できるが、この構造を持つ大面積素子は XRPIX シリーズ初めての試みである。そこで今後は、まず単体で性能評価を行うことで Double SOI 構造を持つ素子を大面積化したことによる影響を調べていく予定である。そのために現在、XRPIX7 の 1 対 1 制御による読み出しが行えるよう、単体用読み出しボードの設計を進めている。さらに多層化システムについて、新素子用の読み出しボード設計に本論文の結果を反映させると同時に、ファームウェアの検証を進めることで、複数層でのイベント駆動読み出し動作およびスペクトル取得を目指す。

## 第9章 まとめ

本論文では、超新星残骸 (Supernova Remnant: SNR) における宇宙線の粒子加速機構や最高加速エネルギーに観測的に迫るため、角度分解能に優れた *Chandra* 衛星を用いて、若い SNR である RX J1713.7-3946 と *Tycho's* SNR からの非熱的 X 線放射を対象とし、それぞれ空間変化と時間変化に着目した解析を行った。

RX J1713.7-3946 は非熱的 X 線放射が支配的であり、粒子加速の現場として注目されている銀河系内 SNR である。本論文では、南東部、南西部、北西部について、スペクトルの硬さ (光子指数) の空間分布をかつてない数 10 秒角という細かい角度スケールで放射構造に沿って調べた。その結果、以下を示した。

- 南東部では外側のフィラメント領域に硬い放射が分布することが分かった。これは他の SNR でも見られる分布であり、下流でのシンクロトロン冷却で解釈できる。
- 南西部は、南東部の分布に反して外側のフィラメント状放射が周辺に比べて軟らかく、順行衝撃波のように見えない内側の放射が硬いという特異な分布を持つことを明らかにした。
- 南西部のこれらの放射と南西部に付随している濃い星間ガス (Interstellar Medium: ISM) クランプが空間的に非常に良い相関を示すことを示した。
- 南西部の ISM 分布との相関から、外側の軟らかい放射は衝撃波が ISM に衝突することによる減速を示唆するものと考えられる。また、内側の硬い放射は下流での粒子加速を示唆するものと考えられる。すなわち、衝撃波と ISM の相互作用で生じる反射衝撃波が SNR 下流で形成された磁場乱流 (増幅) 領域を通過することで起こる粒子加速の結果として解釈できるかもしれない。
- 北西部では、南西部ほど顕著ではないものの、硬い放射が ISM 分布と pc スケールで相関し sub-pc スケールでずれることから、光子指数分布は ISM との相互作用による減速と反射衝撃波での粒子加速の双方のバランスで決まっていると考えられる。

*Tycho's* SNR は 1572 年に Tycho Brahe が超新星爆発を記録したことで知られる、非常に若い Ia 型の銀河系内 SNR である。近年、他の SNR には見られない特徴的な非熱的 X 線縞状構造が発見され、その成因については未だに明らかになっていない。そこで本論文では、非熱的 X 線放射の時間変動と、南西部で縞状構造を覆う形で付随していると考えられている分子雲に着目した。2003 年から 2015 年にかけての 4 回の観測のイメージ解析とスペクトル解析を行うことで、非熱的 X 線放射の時間変動と順行衝撃波の減速の探査を行い、以下の結果を得た。

- 縞状構造の最北端と南側の領域において、非熱的 X 線放射の強度と光子指数が年単位で変動することを初めて明らかにした。SNR の非熱的 X 線の時間変動は RX J1713.7–3946、Cassiopeia A、G330.2+1.0 に続きこれで 4 例目であり、Ia 型 SNR では初めての観測例である。
- 観測されたような時間変動は電波連続波では見られないため、被加速電子のエネルギーの違いを考慮すると、数  $100 \mu\text{G}$  の増幅磁場が粒子加速やシンクロトロン冷却を促進した結果として解釈できる。
- 固有運動の時間変化を追うことで、順行衝撃波の減速を初めて直接測定した。
- 固有運動は北東部が南西部に比べて 2 倍ほど小さい一方、減速が見られる領域は南西部に集中していることを示した。
- 減速が見られた南西部の領域と、*Tycho's* SNR に付随すると考えられる濃い分子雲が空間的に非常によく相関することを明らかにした。
- 減速が見られた領域と ISM 分布の相関から、衝撃波と分子雲が衝突することで減速を受け、その相互作用の結果として磁場増幅が起こるというシナリオにより、縞状構造の成因も含めて統一的に説明できるかもしれない。

すなわち、これら 2 つの SNR の解析結果をまとめると、以下のようになる。

- 濃い ISM が付随していると考えられる領域の内側では、磁場乱流や磁場増幅を示唆する結果 (硬い放射と非熱的 X 線放射の時間変動) が得られた。
- 濃い ISM が付随していると考えられる領域の外側では、衝撃波の減速を示唆する結果 (軟らかい放射と固有運動の減速そのもの) が得られた。

以上で得られた結果をさらに発展させ、SNRでの粒子加速に対する理解を深めるためには、未だ実現していない硬X線 ( $\geq 10$  keV) 帯域での高角度分解能観測が必要不可欠となる。そこで、次世代広帯域X線撮像分光衛星 FORCE 搭載に向け、X線 SOI (Silicon-On-Insulator) ピクセル検出器「XRPIX」の開発を進めた。本論文では、Single SOI 構造を持つ大面積素子 XRPIX5b を対象としてトリガー信号の遅延 (ディレイ) とその揺らぎ (ジッター) の測定を初めて行い、トリガー機能の検証・考察を行った。また、衛星搭載システムのプロトタイプとして開発を進めている XRPIX 多層化システムについて、XRPIX5b を複数積層できるセットアップを構築し、[立花克裕 修士論文 \(2018\)](#) が指摘したスペクトル性能の悪化について原因の切り分けを行った。これらの結果、以下のことを示した。

- ディレイとジッターは信号電荷量とトリガー閾値の差に依存して決まり、この差が小さくなるほど値が大きくなる。
- 検証した範囲内で、100 ns–10  $\mu$ s のディレイと数 10 ns–数  $\mu$ s のジッターを達成しており、衛星搭載の要求性能を満たしている。特に、最新素子 XRPIX6E のチップゲインに換算して  $\sim 1.2$  keV 相当の軟X線に対しても、トリガー閾値を十分下げることができれば、ジッターとディレイの要求性能を満たす。
- 多層化システムにより初めて2層同時フレーム読み出しに成功し、どの層からのイベント情報であるかを区別して正しく読み出すことができている。
- 多層化システムでの性能悪化はファームウェアとハードウェアの双方に起因する。
- 多層化システムのハードウェア起因の性能悪化は、FPC 以降の容量がアナログ信号へ影響を及ぼすためである可能性がある。

一方で、以下のような課題も残っている。

- 信号レベルにノイズ成分が加算されることでトリガーが出力されるとすると、軟X線のトリガー性能として検出効率も定量的に考慮する必要がある。
- 本実験で対象としたピクセルのノイズレベルに相当する閾値電圧は  $\sim 95$  mV であり、読み出しノイズに対して非常に高い値を示すことから、トリガー回路起因のノイズが支配的であると考えられる。
- XRPIX 多層化システムのファームウェアについて、性能悪化の原因はサブFPGA側にあると思われるが十分検証できていない。また、イベント駆動読み出しの安定動作に成功していない。

以上の結果と課題を受けて、今後は以下を進める。

- XRPIX の軟 X 線性能を追求するため、軟 X 線相当の信号電荷に対するトリガー検出効率の評価を行う。
- ピクセル構造起因のノイズについて調べるため、他の構造を持つ素子についても本論文で示した手法でトリガー機能の検証を行う。また、本論文で得られた結果と比較する。
- Double SOI 構造を持つ大面積素子 XRPIX7 の単体用読み出しボードを設計し、まずは単体読み出しによる性能試験を行うことで、Double SOI 構造を持つ素子を大面積化したことによる影響を調べる。
- XRPIX7 多層化システム用の読み出しボードについて、本実験の結果をフィードバックして新たに設計を行う。また、多層化システムのファームウェアについても同時に検証を進め、スペクトル性能の改善と、複数層でのイベント駆動読み出し動作およびスペクトル取得を目指す。



# 謝辞

本論文は、多くの方々のご指導、ご協力により、完成させることができました。この場をお借りして御礼申し上げます。

鶴教授には、学部生の頃から検出器開発と宇宙物理の楽しさや奥深さについて学びました。この時の経験がX線グループに入りたいと思うきっかけでした。私が大学院生となっても私の解析や実験に対して、鋭くも温かい助言を頂きました。そして、田中助教には、時にはミーティングの場で、時には居室の隣の席から、天体解析や検出器開発についての知識はもちろんのこと様々な教養に至るまで授けて頂き、その知識の幅広さにいつも感銘を受けていました。また、投稿論文執筆の際には、私の拙いドラフトに対して英語や構成について根気強くご指導・修正して頂きました。内田助教には、天体解析や論文について色々相談させて頂き、その度にいつも冷静かつ的確に方針を示してくださいました。お三方の教えはこれからの人生でも生かしていきたいと思っています。

また、宮崎大の武田さんには4回生の時からXRPIXについて色々教えて頂きました。現IPMUポスドクの松村さんにはまだ何も分からないM1の頃、同室で天体解析の基礎を手取り足取り教えていただきました。尾近さんには研究面では天体解析でお世話になり、この1年は唯一の先輩、兄貴分としてX線グループの学生をまとめて頂きました。後輩の天野くんと佳山くんの2人が頑張っている姿を見て、いつも良い刺激を受け、勇気ももらっていました。XRPIXの時間分解能測定実験は、天野くん達の卒業研究の資源を活用させてもらえて効率よく進めることができました。そして、同期の井戸垣くんと原田くんは天体解析と検出器開発のそれぞれで、時には部屋に入り浸って相談(雑談?)をしたり、時には切磋琢磨したりして、お互いに良い影響を与えながら研究を進めることができました。特に原田くんとは、毎日のように情報交換して共に助け合いながら、就活や学会、修士論文を乗り切ることができました。お互い就職しても頑張りましょう。また、ガンマ線グループの皆さんとは普段の何気ない会話や飲み会の場、バドミントンなどで交流でき、お陰様で研究以外でも楽しむことができました。その他にも有意義な議論をしていただいた先生方や、友人、音楽仲間など、挙げたらきりがありませんが、やはり最後に、家族に感謝したいと思います。

全ての皆様のおかげで、私は充実した大学院生活が送れたと自負しています。お世話になった皆様に深く感謝し、この修士論文の筆を擱こうと思います。

## 参考文献

- Abdo, A. A., et al. 2011, *ApJ*, 734, 28
- Acero, F., Katsuda, S., Ballet, J., & Petre, R. 2017, *A&A*, 597, A106
- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2013, *Science*, 339, 807
- Anders, E., & Grevesse, N. 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 53, 197
- Arai, Y., et al. 2011, *NIM A*, 636, S31
- Arnaud, K. A. 1996, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, 101, 17
- Aschenbach, B. 1985, *Reports on Progress in Physics*, 48, 579
- Aschenbach, B. 2002, *SPIE*, 4496, 8
- Audard, M., Behar, E., Güdel, M., et al. 2001, *A&A*, 365, L329
- Baade, W., & Zwicky, F. 1934, *Proceedings of the National Academy of Science*, 20, 259
- Baade, W. 1945, *ApJ*, 102, 309
- Balucinska-Church, M., & McCammon, D. 1992, *ApJ*, 400, 699
- Bamba, A., Yamazaki, R., & Hiraga, J. S. 2005, *ApJ*, 632, 294
- Bamba, A., Yamazaki, R., Yoshida, T., Terasawa, T., & Koyama, K. 2005, *ApJ*, 621, 793
- Bell, A. R. 1978, *MNRAS*, 182, 147
- Blandford, R. D., & Ostriker, J. P. 1978, *ApJL*, 221, L29
- Borkowski, K. J., Reynolds, S. P., Williams, B. J., & Petre, R. 2018, *ApJL*, 868, L21
- Brejholt, N. F., Christensen, F. E., Westergaard, N. J., et al. 2012, *SPIE*, 8443, 84431Y
- Brickhouse, N. S., Dupree, A. K., Edgar, R. J., et al. 2000, *ApJ*, 530, 387
- Bykov, A. M., Ellison, D. C., Osipov, S. M., Pavlov, G. G., & Uvarov, Y. A. 2011, *ApJL*, 735, L40
- Cash, W. 1979, *ApJ*, 228, 939

- Cassam-Chenaï, G., Hughes, J. P., Ballet, J., & Decourchelle, A. 2007, *ApJ*, 665, 315
- The Chandra Mission, July 2014, [http://chandra.harvard.edu/about/axaf\\_mission.html](http://chandra.harvard.edu/about/axaf_mission.html)
- Chandra X-ray Center Chandra Project Science, MSFC Chandra IPI Teams, 2017, "The Chandra Proposers' Observatory Guide (Version 20.0)", <http://cxc.cfa.harvard.edu/proposer/POG/pdf/MPOG.pdf>
- Chen, X., Xiong, F., & Yang, J. 2017, *A&A*, 604, A13
- Christe, S., Glesener, L., Buitrago-Casas, C., et al. 2016, *Journal of Astronomical Instrumentation*, 5, 1640005-625
- Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, *ApJ*, 547, 792.
- Eriksen, K. A., et al. 2011, *ApJL*, 728, L28
- Fermi, E. 1949, *Physical Review*, 75, 1169
- Foster, A. R., Ji, L., Smith, R. K., & Brickhouse, N. S. 2012, *ApJ*, 756, 128
- Fukui, Y., et al. 2003, *PASJ*, 55, L61
- Fukui, Y., et al. 2012, *ApJ*, 746, 82
- Funk, S. 2015, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 65, 245
- Gabici, S., & Aharonian, F. A. 2014, *MNRAS*, 445, L70
- Gaisser, T. K. 2006, *Journal of Physics Conference Series*, 47, 15
- Garmire, G. P., Bautz, M. W., Ford, P. G., Nousek, J. A., & Ricker, G. R., Jr. 2003, *Proc. SPIE*, 4851, 28
- Ghavamian, P., Raymond, J., Hartigan, P., & Blair, W. P. 2000, *ApJ*, 535, 266
- Green, D. A. 2014, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 42, 47
- Harrison, F. A., Craig, W. W., Christensen, F. E., et al. 2013, *ApJ*, 770, 103
- Hayato, A., Yamaguchi, H., Tamagawa, T., et al. 2010, *ApJ*, 725, 894
- Hayashi, H. 2018, *NIM A* in press
- Hess, V. F. 1912, *Phys. Zeits.*, 13, 1084
- H.E.S.S. Collaboration, Abdalla, H., Abramowski, A., et al. 2018, *A&A*, 612, A6
- Hwang, U., Decourchelle, A., Holt, S. S., & Petre, R. 2002, *ApJ*, 581, 1101
- Inoue, T., Yamazaki, R., Inutsuka, S., & Fukui, Y. 2012, *ApJ*, 744, 71

- Jansen, F., Lumb, D., Altieri, B., et al. 2001, *A&A*, 365, L1
- Kafexhiu, E., Aharonian, F., Taylor, A. M., & Vila, G. S. 2014, *PhRvD*, 90, 123014
- Kamehama, H., et al. 2018, *Sensors*, 18, 27
- Katsuda, S., Petre, R., Mori, K., Reynolds, S. P., Long, K. S., Winkler, P. F., & Tsunemi, H. 2010, *ApJ*, 723, 383
- Katsuda, S., et al. 2015, *ApJ*, 814, 29
- Kishishita, T., Hiraga, J., & Uchiyama, Y. 2013, *A&A*, 551, 132
- Koyama, K., Petre, R., Gotthelf, E. V., et al. 1995, *Nature*, 378, 255
- Koyama, K., Kinugasa, K., Matsuzaki, K., Nishiuchi, M., Sugizaki, M., Torii, K., Yamauchi, S., & Aschenbach, B. 1997, *PASJ*, 49, L7
- Krause, O., Tanaka, M., Usuda, T., et al. 2008, *Nature*, 456, 617
- Lazendic, J. S., Slane, P. O., Gaensler, B. M., Reynolds, S. P., Plucinsky, P. P., & Hughes, J. P. 2004, *ApJ*, 602, 271
- Lee, J.-J., Koo, B.-C., & Tatematsu, K. 2004, *ApJL*, 605, L113
- McClure-Griffiths, N. M., Dickey, J. M., Gaensler, B. M., Green, A. J., Haverkorn, M., & Strasser, S. 2005, *ApJS*, 158, 178
- Mitsuda, K., Bautz, M., Inoue, H., et al. 2007, *PASJ*, 59, S1
- Moriguchi, Y., Tamura, K., Tawara, Y., Sasago, H., Yamaoka, K., Onishi, T., & Fukui, Y. 2005, *ApJ*, 631, 947
- Nakazawa, K., Sato, G., Kokubun, M., et al. 2018, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 4, 021410
- Okuno, T., Tanaka, T., Uchida, H., Matsumura, H., & Tsuru, T. G. 2018, *PASJ*, 70, 77
- Okuno, T., Tanaka, T., Uchida, H., Aharonian, F., Uchiyama, Y., & Tsuru, T. G. 2019, in prep.
- Patnaude, D. J., & Fesen, R. A. 2007, *ApJ*, 133, 147
- Pfeffermann, E., & Aschenbach, B. 1996, in *Int. Conf. X-ray Astronomy and Astrophysics: Röntgenstrahlung from the Universe* (Würzburg: University of Würzburg), 267
- Rest, A., Welch, D. L., Suntzeff, N. B., et al. 2008, *ApJL*, 681, L81
- Reynoso, E. M., Moffett, D. A., Goss, W. M., et al. 1997, *ApJ*, 491, 816

- Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1979, "Radiative Processes in Astrophysics", John Wiley & Sons
- Rothenflug, R., Ballet, J., Dubner, G., Giacani, E., Decourchelle, A., & Ferrando, P. 2004, *A&A*, 425, 121
- Ruiz-Lapuente, P. 2004, *ApJ*, 612, 357
- Sanders, J. S. 2006, *MNRAS*, 371, 829
- Sano, H., et al. 2013, *ApJ*, 778, 59
- Sano, H., et al. 2015, *ApJ*, 799, 175
- Sato, T., & Hughes, J. P. 2017, *ApJ*, 840, 112
- Sato, T., Katsuda, S., Morii, M., et al. 2018, *ApJ*, 853, 46
- Slane, P., Gaensler, B. M., Dame, T. M., Hughes, J. P., Plucinsky, P. P., & Green, A. 1999, *ApJ*, 525, 357
- Slane, P., Hughes, J. P., Edgar, R. J., et al. 2001, *ApJ*, 548, 814
- Stecker, F. W. 1971, NASA Special Publication, 249
- Takahashi, T., Kokubun, M., Mitsuda, K., et al. 2018, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 4, 021402
- Takeda, A., et al. 2013, *IEEE TNS*, 60, 586
- Takeda, A., et al. 2014, *PoS (TIPP2014)*, 138
- Takeda, A., et al. 2015, *JINST*, 10, C06005
- Tanaka, T., et al. 2008, *ApJ*, 685, 988
- Tian, W. W., & Leahy, D. A. 2011, *ApJL*, 729, L15
- Torii, K., Uchida, H., Hasuike, K., et al. 2006, *PASJ*, 58, L11
- Tsuji, N., & Uchiyama, Y. 2016, *PASJ*, 68, 108
- Tsuru, T. G., Hayashi, H., Tachibana, K., et al. 2018, *SPIE*, 10709, 107090H
- Uchiyama, Y., Aharonian, F. A., & Takahashi, T. 2003, *A&A*, 400, 567
- Uchiyama, Y., Aharonian, F. A., Tanaka, T., Takahashi, T., & Maeda, Y. 2007, *Nature*, 449, 576
- Uchiyama, Y., Aharonian, F. A. 2008, *ApJ*, 677, L105
- Vigh, C. D., Velázquez, P. F., Gómez, D. O., et al. 2011, *ApJ*, 727, 32

- Wang, Z.-R., Qu, Q.-Y., & Chen, Y. 1997, A&A, 318, L59
- Weisskopf, M. C., Tananbaum, H. D., Van Speybroeck, L. P., & O'Dell, S. L. 2000, Proc. SPIE, 4012, 2
- Williams, B. J., Chomiuk, L., Hewitt, J. W., et al. 2016, ApJL, 823, L32
- Wilms, J., Allen, A., & McCray, R. 2000, ApJ, 542, 914
- Yamaguchi, H., Hughes, J. P., Badenes, C., et al. 2017, ApJ, 834, 124
- Zhou, P., Chen, Y., Zhang, Z.-Y., et al. 2016, ApJ, 826, 34
- Zirakashvili, V. N., & Aharonian, F. 2007, A&A, 465, 695
- 伊藤真音. 2017, 京都大学, 修士論文
- 内山泰伸, 田中孝明, 田島宏康. 2017, 日本物理学会誌, 72, 649
- 広帯域 X 線高感度撮像分光衛星 FORCE 検討グループ. 2016, [http://www.cc.miyazaki-u.ac.jp/force/wp-content/uploads/force\\_proposal.pdf](http://www.cc.miyazaki-u.ac.jp/force/wp-content/uploads/force_proposal.pdf)
- 立花克裕 . 2018, 京都大学, 修士論文
- 中島真也. 2011, 京都大学, 修士論文
- 原田颯大. 2019, 京都大学, 修士論文
- 林秀輝. 2018, 京都大学, 修士論文
- 松村英晃. 2015, 京都大学, 修士論文
- 劉周強. 2010, 京都大学, 修士論文

