

X線天文衛星 Suzaku を用いた
Mixed-morphology 超新星残骸 G 359.1-0.5 の
特異なプラズマ状態の研究

大西 隆雄

京都大学大学院 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二分野 宇宙線研究室

平成 23 年 2 月 14 日

概要

超新星残骸 (SNR) はその構造から、主に shell-like、Crab-like (Plerionic)、composite、mixed-morphology (MM) に分類される。中でも MM-SNR は、電波では shell 構造を示すが、その内部から中心集中した熱的 X 線を放出するという興味深い構造を持つ。多くの MM-SNR では、分子雲との相互作用が指摘され、さらには GeV、TeV γ 線と相関するといった特徴がある。しかしながら、MM-SNR の起源、メカニズムについてははっきりとはわかっていない。そこで我々は、MM-SNR の可能性が指摘されている SNR G 359.1-0.5 について観測研究を行った。

SNR G 359.1-0.5 は電波 shell を持ち、その内部から熱的な X 線が検出されている。また、電波 shell の周りを分子雲が取り囲んでいるなど、多くの MM-SNR と同様の特徴を示す。しかしながら、X 線天文衛星 ASCA で得られたスペクトルは、Si の輝線中心値は He-like に電離した Si からの $K\alpha$ 輝線に近く、S の輝線中心値は H-like にまで電離した S の $L\alpha$ 輝線に近いことがわかった。これは Si と S は親星の同階層で生成されるにも関わらず、S が Si よりも電離されているということを示唆する驚くべき結果であった。

我々は、より詳細な X 線観測のため、X 線天文衛星 Suzaku に搭載された X 線 CCD カメラ XIS による観測を行った。XIS は高いエネルギー分解能、安定かつ低いバックグラウンドという特徴を持ち、SNR のような広がった天体に対し高い感度を持つ。

Suzaku による X 線スペクトルから、S や Si からの輝線の他、2.5-3.0 keV と 3.1-3.6 keV に従来の電離平衡または未電離なプラズマモデルでは説明できない奇妙な構造を発見した。エネルギーや形から、H-like のイオンが自由電子を再結合する際に放出する連続 X 線 (RRC) であることがわかった。この結果は、SNR G 359.1-0.5 が電離過程より再結合過程が優勢な過電離プラズマであることを示している。事実、電子温度は 0.29 keV である一方、電離温度は 0.77 keV と有意に高かった。従来の SNR 進化学理論では、過電離プラズマは生じず、未知の進化過程やメカニズムの存在を示唆している。

このような過電離プラズマは、ともに MM-SNR である IC 443、W49B でも最近になって発見されている。過電離プラズマは、MM-SNR に特徴的なものかもしれない。本修士論文では、詳細な解析結果を報告し、過電離プラズマの起源について考察する。

目次

| | | |
|--------------|--|-----------|
| 第 1 章 | 超新星残骸 | 1 |
| 1.1 | 超新星爆発 | 1 |
| 1.2 | 超新星残骸の形態分類 | 1 |
| 1.2.1 | shell-like | 1 |
| 1.2.2 | Crab-like (Plerionic) | 3 |
| 1.2.3 | composite | 3 |
| 1.2.4 | mixed-morphology | 3 |
| 第 2 章 | 光学的に薄い熱的プラズマ | 9 |
| 2.1 | プラズマ温度と分類 | 9 |
| 2.2 | 光学的に薄い熱的プラズマからの X 線放射 | 11 |
| 2.2.1 | 連続放射 | 11 |
| 2.2.2 | 輝線 | 14 |
| 2.3 | プラズマ温度の測定 | 16 |
| 2.3.1 | 電子温度 | 16 |
| 2.3.2 | 電離温度 | 16 |
| 第 3 章 | 超新星残骸 G 359.1–0.5 概観 | 17 |
| 3.1 | 電波観測 | 17 |
| 3.2 | ASCA での観測 | 18 |
| 3.3 | 観測目的 | 23 |
| 第 4 章 | X 線天文衛星 Suzaku | 25 |
| 4.1 | 概観 | 25 |
| 4.2 | X 線反射望遠鏡 XRT | 26 |
| 4.3 | X 線 CCD カメラ XIS | 31 |
| 4.3.1 | CCD 検出器 | 31 |
| 4.3.2 | SCI | 33 |
| 4.3.3 | バックグラウンド | 33 |
| 4.4 | 硬 X 線検出器 HXD | 33 |
| 4.4.1 | Well ユニット | 33 |
| 4.4.2 | Anti ユニット | 37 |
| 第 5 章 | Suzaku による超新星残骸 G 359.1–0.5 の観測 | 39 |
| 5.1 | 観測データと解析ツール | 39 |

| | | |
|--------------|--------------------------|-----------|
| 5.2 | イメージ解析 | 40 |
| 5.3 | スペクトル解析 | 43 |
| 5.3.1 | 電離平衡プラズマ | 43 |
| 5.3.2 | 未電離プラズマ | 47 |
| 5.3.3 | 過電離プラズマ | 47 |
| 5.4 | 空間分布 | 51 |
| 5.5 | 電波フィラメント Snake | 51 |
| 第 6 章 | 議論 | 55 |
| 6.1 | 物理パラメータ | 55 |
| 6.2 | 過電離プラズマの起源 | 58 |
| 第 7 章 | まとめ | 61 |

目次

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | shell-like SNR Tycho | 2 |
| 1.2 | Crab-like SNR 3C 58 | 3 |
| 1.3 | composite SNR G 11.2-0.3 | 4 |
| 1.4 | MM-SNR W44 | 5 |
| 1.5 | W44 分子雲イメージ | 6 |
| 1.6 | W28 1720 MHz OH メーザーイメージ | 7 |
| 1.7 | W49B GeV 天体 | 7 |
| | | |
| 2.1 | イオンの存在比 | 10 |
| 2.2 | プラズマ状態 概念図 | 11 |
| 2.3 | RRC 概念図 | 12 |
| 2.4 | He-like イオン エネルギー準位 | 14 |
| 2.5 | 光学的に薄い熱的プラズマからのスペクトル | 15 |
| | | |
| 3.1 | 電波 90 cm による銀河中心領域 | 17 |
| 3.2 | ^{12}CO 分子雲イメージ | 18 |
| 3.3 | 電波 1.4 GHz イメージ | 19 |
| 3.4 | OH メーザー 1720 Hz イメージ | 20 |
| 3.5 | ASCA GIS image | 21 |
| 3.6 | ASCA GIS スペクトル | 22 |
| | | |
| 4.1 | Suzaku 概観図 | 25 |
| 4.2 | SAA | 26 |
| 4.3 | XRT 外観 | 27 |
| 4.4 | XRT Wolter I 型 X 線反射鏡概念図 | 28 |
| 4.5 | XRT 有効面積 | 28 |
| 4.6 | XRT 斜入射経路概念図 | 29 |
| 4.7 | XRT 迷光のシミュレーション | 29 |
| 4.8 | XRT PSF、EEF | 30 |
| 4.9 | XRT vignetting 曲線 | 30 |
| 4.10 | XIS 外観 | 31 |
| 4.11 | CCD 模式図 | 32 |
| 4.12 | XIS 量子効率 | 32 |
| 4.13 | SCI 概念図 | 34 |
| 4.14 | XIS SCI-on での Fe $K\alpha$ 輝線変化 | 35 |

| | | |
|------|--|----|
| 4.15 | XIS NXB スペクトル | 35 |
| 4.16 | HXD 外観図 | 36 |
| 4.17 | HXD 構造 | 36 |
| 5.1 | XIS バンド イメージ | 42 |
| 5.2 | 1-CIE モデル | 43 |
| 5.3 | 2-CIE モデル | 45 |
| 5.4 | 2-CIE-free モデル | 46 |
| 5.5 | 2-CIE-ASCA モデル | 47 |
| 5.6 | Model A | 48 |
| 5.7 | Model B | 50 |
| 5.8 | 電波フィラメント Snake | 52 |
| 5.9 | Snake spectral index | 53 |
| 6.1 | Model B の各成分 | 56 |
| 6.2 | アバンダンスの O、Ne 依存性 | 56 |
| 6.3 | kT_e 、 kT_z 、 N_H の O、Ne 依存性 | 57 |
| 6.4 | VEM の O、Ne 依存性 | 57 |
| 6.5 | O、Ne で規格化したアバンダンス | 58 |
| 6.6 | 柱密度の銀緯依存性 | 59 |

表 目 次

| | | |
|-----|------------------------------------|----|
| 3.1 | ASCA GIS 2 温度電離平衡プラズマモデル | 22 |
| 4.1 | XRT 性能 | 27 |
| 4.2 | XIS 性能 | 31 |
| 4.3 | HXD 性能 | 37 |
| 5.1 | 観測データ | 39 |
| 5.2 | 座標の微調整に用いた天体 | 41 |
| 5.3 | 1-CIE パラメータ | 44 |
| 5.4 | 2-CIE パラメータ | 45 |
| 5.5 | 2-CIE-free パラメータ | 46 |
| 5.6 | Model A パラメータ | 49 |
| 5.7 | Model B パラメータ | 50 |
| 5.8 | 空間分布 パラメータ | 51 |

第1章 超新星残骸

1.1 超新星爆発

超新星爆発は、星の最後に起こる壮大な爆発現象である。超新星爆発の典型的な運動エネルギーは 10^{51} erg にも達する。超新星爆発は、可視光スペクトルにより水素の吸収線が見られないものを I 型、見られるものを II 型と分類する。I 型はさらに、シリコンやヘリウムの吸収線の有無により Ia 型、Ib 型、Ic 型に分けられる。Ia 型超新星爆発は、白色矮星の炭素と酸素からなる中心核で炭素の核融合反応が暴走することにより起こる。この暴走的な核融合反応は、連星系をなす白色矮星に相手の恒星から質量が降着しチャンドラセカール限界質量 ($\sim 1.4 M_{\odot}$) に達したとき、電子の縮退圧が自らの重力を支えきれないために起こる。一方、II 型超新星爆発は重い星 ($\geq 10M_{\odot}$) の重力崩壊により爆発する。Ib 型、Ic 型超新星爆発は水素の吸収線は見られないが、II 型同様に重い星の重力崩壊によって爆発する。Ib 型では水素の外層をほとんどなくした星、Ic 型では水素、ヘリウムの外層をほとんどなくした星による爆発だと考えられている。

1.2 超新星残骸の形態分類

超新星爆発によって作り出された残骸を超新星残骸 (SNR) と呼ぶ。SNR はその構造から、shell-like、Crab-like (Plerionic)、composite、mixed-morphology に分類される。274 個の銀河系内 SNR のそれぞれ 65%、4%、10%、10% を占めている (Green 2009)。それぞれのカテゴリーについてまとめる。

1.2.1 shell-like

shell-like SNR は電波、X 線ともにシェル状で明るい。典型的な shell-like SNR である Tycho を図 1.1 に示す。さらに shell-like SNR は、X 線放射が熱的、非熱的であるかによって 2 つのカテゴリーに分類できる。熱的な X 線放射の起源は、超新星爆発に伴う衝撃波により星間物質や親星からの噴出物が加熱されできたプラズマである。このタイプに典型的な超新星残骸は、Cassiopeia A (G 111.7-2.1)、Tycho (G 120.1+1.4)、Kepler (G 4.5+6.8) などである。非熱的な X 線放射の起源は、衝撃波加速により TeV のオーダーにまで加速された相対論的電子からのシンクロトロン放射である。このタイプに典型的な超新星残骸は、SN1006、RX J1713.7-3946 などである。一方、電波放射は X 線放射の起源によらず GeV のオーダーに加速された相対論的電子からのシンクロトロン放射である。

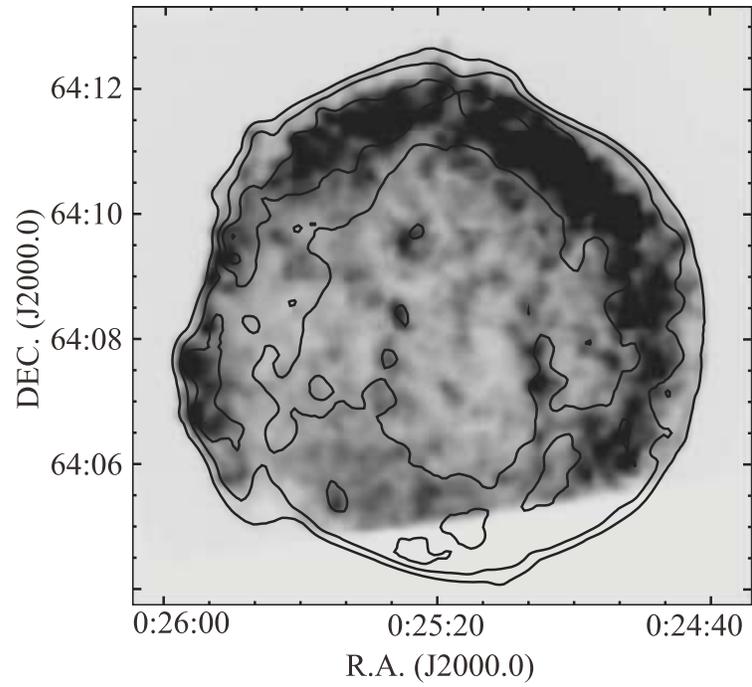


図 1.1: 典型的な shell-like SNR Tycho のイメージ (Kawasaki Ph.D. thesis 2002)。グレースケールは X 線天文衛星 Chandra による 0.3–10.0 KeV、等高線は電波 1.375 GHz による観測を示す。南側の領域で、X 線イメージが欠けているのは、Chandra の視野によるものである。

1.2.2 Crab-like (Plerionic)

Crab-like SNRは、電波、X線ともに中心集中した構造を持つ。典型的な Crab-like SNRである 3C 58 を図 1.2 に示す。電波、X線ともに非熱的な放射であり、その起源は中性子星や付随する星雲からのシンクロトロン放射によるものである。このタイプに典型的な超新星残骸は、カニ星雲 (Crab Nebula)、3C 58 (G 130.7+3.1)、G 21.5-0.9 などである。

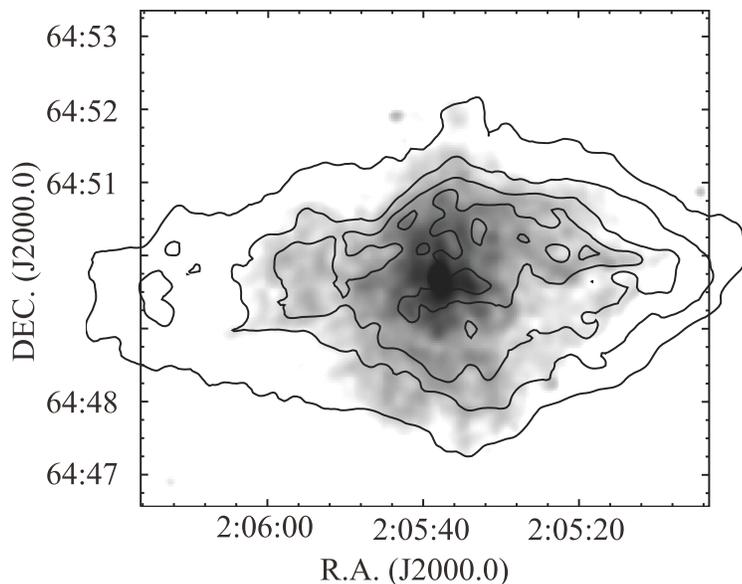


図 1.2: 典型的な Crab-like SNR 3C 58 のイメージ (Kawasaki Ph.D. thesis 2002)。グレースケールは Chandra による 0.3–10.0 KeV、等高線は電波 1.42 GHz による観測を示す。

1.2.3 composite

composite SNRは、電波、X線ともにシェル状に明るく、なおかつ中心集中した構造を持つ。典型的な composite SNR である G 11.2-0.3 を図 1.3 に示す。中心集中した放射は Crab-like SNR と同様に、中心性や付随する星雲からのシンクロトロン放射である。またシェル状の放射は、shell-like SNR と同様に衝撃波に付随するものである。従って、composite SNR は、shell-like SNR と Crab-like SNR の特徴を併せ持つ。このタイプに典型的な超新星残骸は、Vela (G 263.9-3.3)、CTB 109 (G 109.1-1.0)、G 11.2-0.3 などである。

1.2.4 mixed-morphology

mixed-morphology SNR (MM-SNR) は、電波でシェル状に明るい X 線は中心集中した構造を持つ。典型的な mixed-morphology SNR である W44 を図 1.4 に示す。中心集中した X 線は、Crab-like SNR や composite SNR とは異なり熱的な放射である。このタイプ

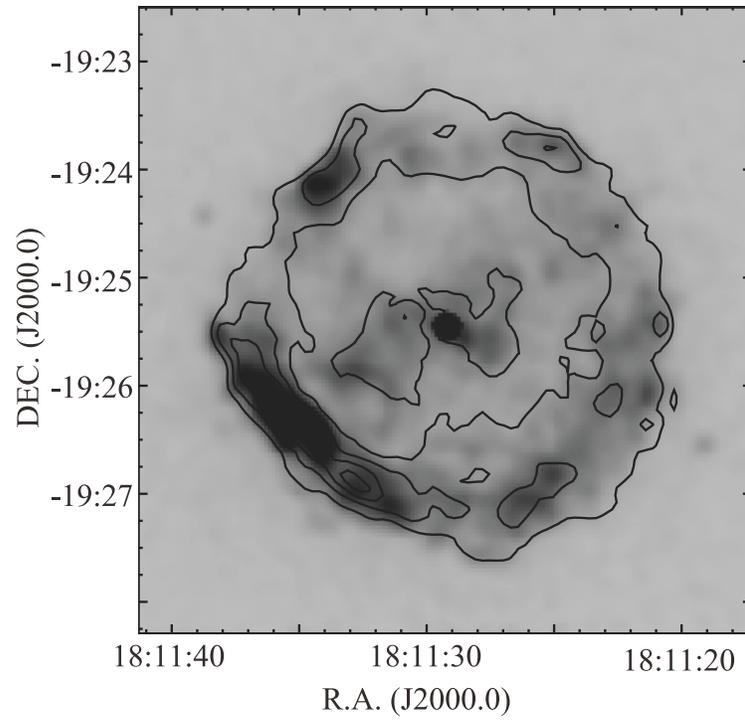


図 1.3: 典型的な composite SNR G 11.2-0.3 のイメージ (Kawasaki Ph.D. thesis 2002)。グレースケールは Chandra による 0.3-10.0 KeV、等高線は電波 1.42 GHz による観測を示す。

に典型的な超新星残骸は、IC 443 (G 189.1+3.0), W49B (G 43.3-0.2), W28 (G 6.6-0.2), W44 (G 34.7-0.4), 3C 391 (G 31.9+0.0) などである。

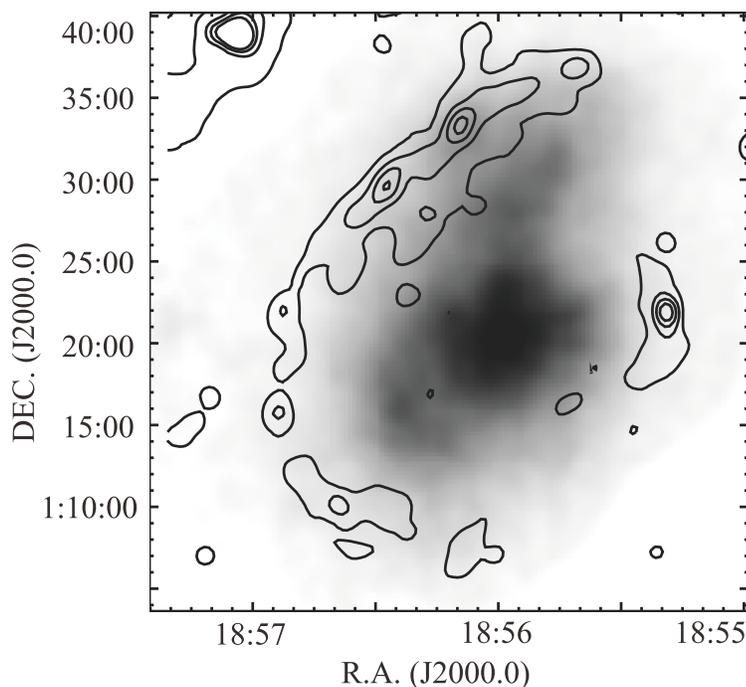


図 1.4: 典型的な MM-SNR W44 のイメージ (Kawasaki Ph.D. thesis 2002)。グレースケールは X 線天文衛星 ASCA による 0.7–10.0 KeV、等高線は電波 1.4 GHz による観測を示す。

MM-SNR は電波と X 線の構造からのみ分類されたが、その他にも多くの共通点が存在することがわかった。多くの MM-SNR で分子雲と関連し、1720 MHz の OH メーザーが発見された。W44 の ^{12}CO 分子雲、W28 の 1720 MHz の OH メーザーを図 1.5、図 1.6 に示す。1665 MHz や 1667 MHz の OH メーザーは星形成領域などから観測され放射によって誘起される一方、1720 MHz の OH メーザーは超新星残骸に付随する分子雲などから観測され衝撃波によって誘起される。従って、これらの MM-SNR は分子雲との相互作用が強く示唆された。さらに、多くの天体で GeV/TeV 天体に関連している。W49B の GeV 天体を図 1.7 に示す。

断熱膨張期にある SNR の Sedov 自己相似解では衝撃波により掃き集められた星間物質が加熱されることで、シェル状の熱的な X 線放射をつくり出す (shell-like SNR)。一方、熱的な X 線放射が中心集中した MM-SNR の形成メカニズムについては詳しくわかっていない。このように多くの MM-SNR でその環境に際立った共通点が存在することから、MM-SNR の形成メカニズムにはその環境が大きく関係しているのかもしれない。

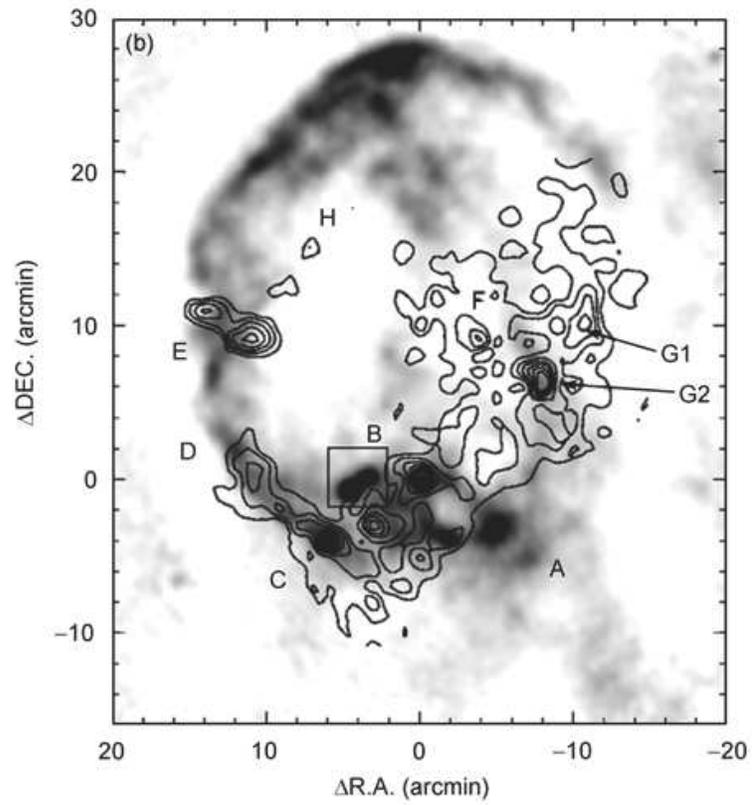


図 1.5: W44 のイメージ (Zhang et al. 2010)。グレースケールは電波 1.4 GHz、等高線は ^{12}CO 分子雲を示す。座標系の原点は $\alpha(\text{J2000.0})=06^{\text{h}}17^{\text{m}}16^{\text{s}}$ 、 $\delta(\text{J2000.0})=22^{\circ}25'41''$ である。

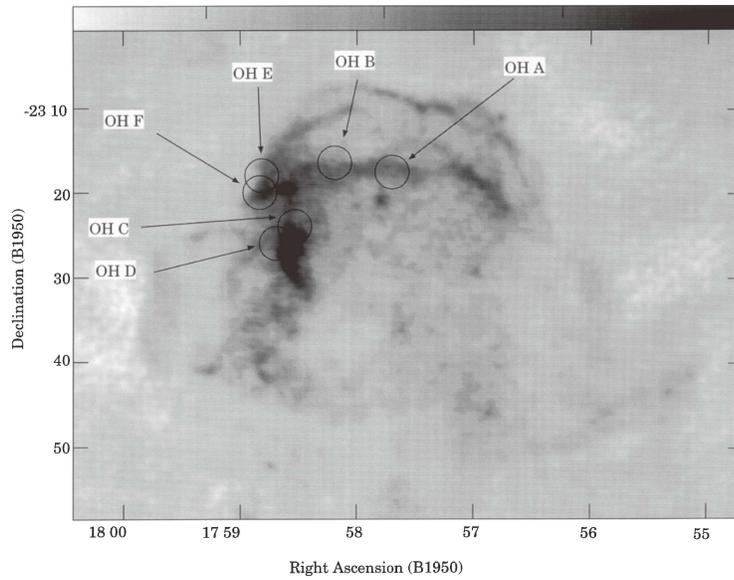


図 1.6: W28 のイメージ (Claussen et al. 1997)。円で示した領域から、1720 MHz の OH メーザー放射が発見された。グレースケールは電波 327 MHz を示す。

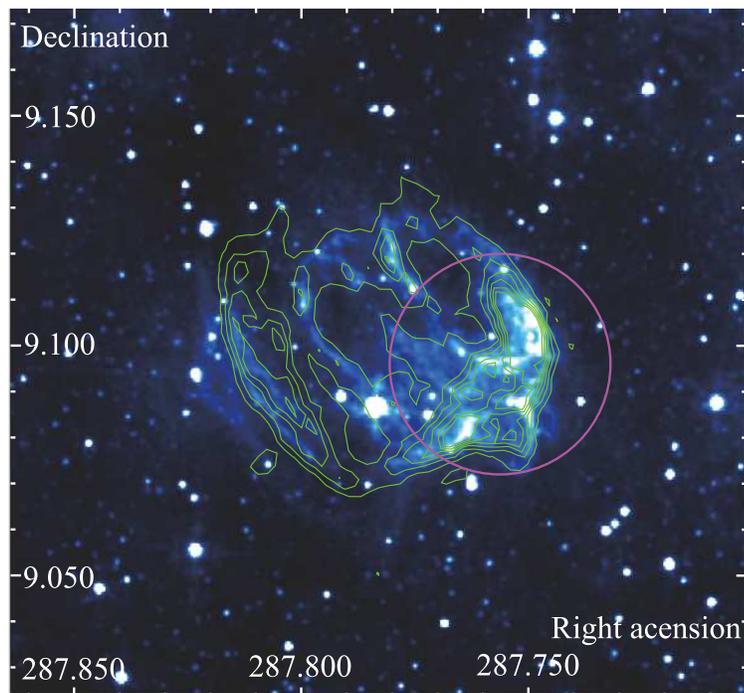


図 1.7: Spitzer IRAC $5.8 \mu\text{m}$ による W49B のイメージ (Abdo et al. 2010)。Fermi LAT 検出器による GeV 天体の位置を信頼水準 95% の紫色の円で示した。緑色の等高線は、電波 1.4 GHz を示す。

第2章 光学的に薄い熱的プラズマ

2.1 プラズマ温度と分類

熱的プラズマ中の電子の速度分布はマクスウェル分布

$$f(v) dv = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT_e} \right)^{3/2} v^2 \exp \left[-\frac{m_e v^2}{2kT_e} \right] dv \quad (2.1)$$

に従う。ここで、 m_e は電子質量、 v は電子速度、 k はボルツマン定数である。このとき kT_e を電子温度と呼び、電子の運動エネルギーを反映する。一方、電離温度 kT_z をイオンの電離状態を反映するものとして定義する。具体的には、電離平衡を仮定すると、異なる電離状態にあるイオンの存在比 $f_{\text{CIE}}(kT_e)$ は、プラズマの温度の関数として図 2.1 のようになる。プラズマ中のイオンの存在比 f が $f = f_{\text{CIE}}(kT_e)$ となるときの kT_e を電離温度 kT_z として定義する。電子温度、電離温度を用いて、光学的に薄い熱的プラズマは未電離、電離平衡、過電離プラズマに分類することができる。

未電離プラズマ ($kT_e > kT_z$)

電子温度が電離温度よりも高いプラズマである。再結合よりも電離が優勢なプラズマであり、電離進行プラズマとも呼ぶ。観測されている若い SNR の多くは未電離プラズマである。

電離平衡プラズマ ($kT_e = kT_z$)

電子温度と電離温度が等しいプラズマである。電離と再結合が等しい確率で起こっているプラズマである。観測されている年齢を経た SNR の多くは電離平衡プラズマである。

過電離プラズマ ($kT_e < kT_z$)

電子温度が電離温度よりも低いプラズマである。電離よりも再結合が優勢なプラズマであり、再結合プラズマとも呼ぶ。通常の SNR の進化理論では実現されないプラズマであり、最近になるまで観測されていなかった。近年、IC 443、W49B で初めて過電離プラズマが発見された (Kawasaki et al. 2002、Kawasaki et al. 2005、Yamaguchi et al. 2009、Ozawa et al. 2009)。

プラズマ状態の概念図を図 2.2 にまとめた。

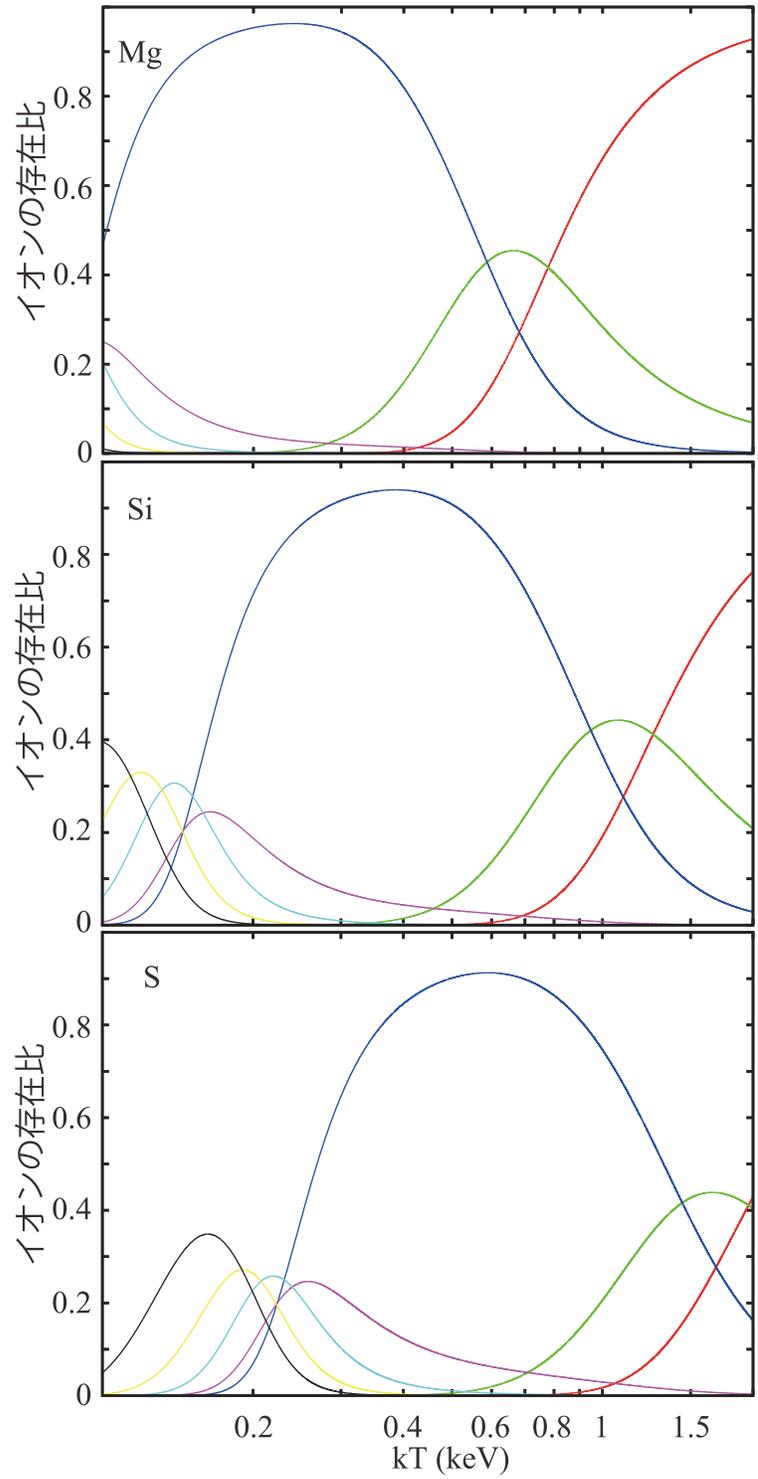


図 2.1: 上から、Mg、Si、S の異なる電離状態にあるイオンの存在比。それぞれ、裸のイオン (赤)、H-like (緑)、He-like (青)、Li-like (紫)、Be-like (水色)、B-like (黄色)、C-like (黒) に電離したイオンの存在比を示す。

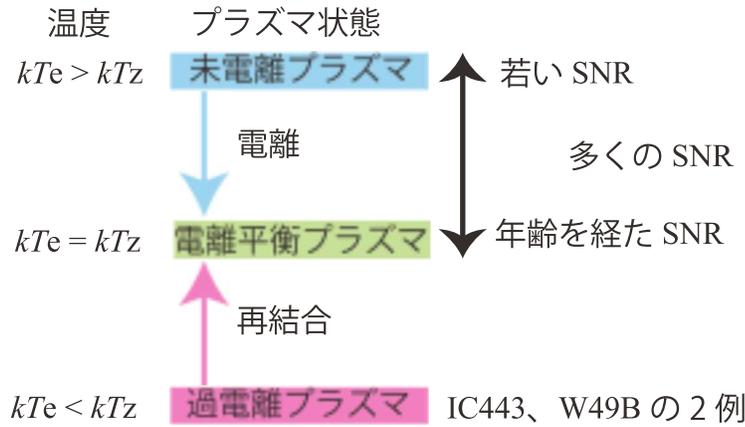


図 2.2: プラズマ状態の概念図。

2.2 光学的に薄い熱的プラズマからの X 線放射

この章では、超新星残骸に典型的な光学的に薄い熱的プラズマからの X 線放射についてまとめる。ここで議論するプラズマは、

- 密度が薄い極限 (coronal limit) で、衝突励起されたイオンは次の衝突が起こるよりも速く輝線放出により基底状態に遷移する。
- 光学的に薄く、光電離は無視できる。
- 電子はマクスウェル分布をしている。
- 外部の電場や磁場は無視できる。

ものとする。熱的プラズマからの放射は大きく連続放射と輝線放射に分けられ、以下にそれぞれの放射機構についてまとめる。

2.2.1 連続放射

連続放射は主に、熱的制動放射、再結合連続放射、二光子崩壊からなり、それぞれ電子の free-free、free-bound、bound-bound 遷移によるものである。温度が数 keV の電離平衡プラズマでは、熱的制動放射が支配的になる。

熱的制動放射

制動放射は、電子がプラズマ中のイオンによるクーロン場から加速度を受けることにより放出される。電子がマクスウェル分布をしている時の放射強度は、

$$\frac{dW}{dV dt dv} = \frac{2^5 \pi e^6}{3 m_e c^3} \left(\frac{2\pi}{3 k m_e} \right)^{1/2} T_e^{-1/2} Z^2 n_e n_i e^{-h\nu/kT_e} g_{ff} \quad (2.2)$$

$$= 6.8 \times 10^{-38} Z^2 n_e n_i T_e^{-1/2} e^{-h\nu/kT_e} g_{ff} [\text{ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1}] \quad (2.3)$$

で表される (Rybicki & Lightman 1979)。ここで、 e は電荷、 c は光速、 Z は原子番号、 n_e は電子密度、 n_i はイオン密度、 h はプランク定数、 $\overline{g_{ff}}$ は velocity averaged Gaunt factor を表す。 $\overline{g_{ff}}$ は電子温度と周波数の関数であり、X線領域の典型的な熱的プラズマの場合、

$$\overline{g_{ff}} = \left(\frac{3 kT_e}{\pi h\nu} \right)^{1/2} \quad (2.4)$$

で近似される。

式(2.2)から、 $h\nu \ll kT_e$ の領域では制動放射のスペクトルは「フラット」で、 $h\nu > kT_e$ の領域では指数関数的に落ちていくことがわかる。従って、 $h\nu \simeq kT_e$ の領域でスペクトルの形からプラズマの電子温度を測定することができる。

再結合連続放射

再結合連続放射 (radiative recombination continuum; RRC) は、自由電子がイオンの空いている軌道に捕獲された際に放出される。放出された光子のエネルギーは自由電子の運動エネルギーと電子の束縛エネルギーを足したものであり、自由電子の運動エネルギーは連続的に分布しているため放出される光子のエネルギーも連続的である。また、スペクトルは電子の束縛エネルギーに対応するエネルギーにエッジができる。RRCの概念図を図2.3に示す。

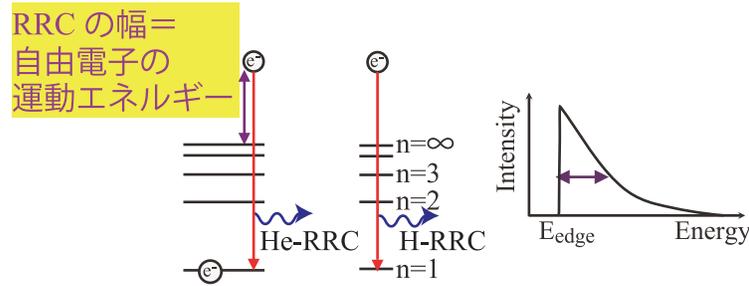


図 2.3: 左;RRC の概念図。右; 予想される RRC のスペクトル。

RRC の放射強度は、

$$\frac{dW}{dV dt d\omega} = n_e n_{Z,j+1} E \sigma_n^{rec}(E_e) v_e \frac{f(v_e) dv_e}{dE} \quad (2.5)$$

で表される (Tucker & Gould 1969, Smith & Brickhouse 2002)。ここで、 $n_{Z,j+1}$ は原子番号 Z 、電離状態 $j+1$ のイオン密度、 E は放射光のエネルギー、 $\sigma_n^{rec}(E_e)$ は、自由電子のエネルギー E_e でのエネルギー準位 n への再結合の断面積、 v_e は自由電子の速度、 $f(v_e)$ は自由電子の速度分布である。ここでは、 $f(v_e)$ をマクスウェル分布 (2.1) と仮定する。また、原子番号 Z 、電離状態 j 、エネルギー準位 n の束縛エネルギーを $I_{Z,j,n}$ とすると、

$E_e = E - I_{Z,j,n}$ であり、 $E_e = \frac{1}{2}m_e v_e^2$ であるので、式 (2.5) は、

$$\frac{dW}{dV dt d\omega} = 4n_e n_{Z,j+1} \left(\frac{E - I_{Z,j,n}}{kT_e} \right) \sqrt{\frac{1}{2\pi m_e kT_e}} \sigma_n^{rec} (E - I_{Z,j,n}) \exp \left[-\frac{E - I_{Z,j,n}}{kT_e} \right] E \quad (2.6)$$

となる。

電子温度 kT_e が束縛エネルギー $I_{Z,j,n}$ よりも十分に小さい時 ($kT_e \ll I_{Z,j,n}$)、 $I_{Z,j,n}$ を E_{edge} で置き換えて式 (2.6) は、

$$\begin{aligned} \frac{dW}{dV dt d\omega} &\propto \exp \left[-\frac{E - E_{edge}}{kT_e} \right] & (E \geq E_{edge}) \\ &= 0 & (E < E_{edge}) \end{aligned} \quad (2.7)$$

と近似される。式 (2.7) から、RRC の「幅」は電子温度を反映することがわかる。従って、RRC のスペクトルからプラズマの電子温度を測定することができる。また、H-like イオンのエネルギー準位 n (主量子数) に対する再結合の断面積は、

$$\sigma_n \propto \frac{1}{n^3} \left(\frac{3}{2} \frac{kT_e}{E_{edge}} + \frac{1}{n^2} \right)^{-1} \quad (2.8)$$

で近似することができる。この近似は He-like イオンに対しても十分に成り立つが、既に基底状態に電子が 1 個束縛されているため、エネルギー準位 $n = 1$ に対する断面積 σ_1 は半分にしなければならない。

本論文では、裸のイオン、H-like イオンの K 殻に自由電子が再結合した際に放出される RRC をそれぞれ H-RRC、He-RRC と呼ぶことにする。

二光子崩壊

自由電子により $1s$ 軌道に束縛されていた電子が $2s$ 軌道に衝突励起された際、 $2s$ 起動から $1s$ 軌道に直接放射遷移することは選択則により制限されている。通常、さらなる衝突励起により $2s$ 軌道から上位の起動に遷移した後、基底状態 ($1s$) へ放射遷移することになる。しかしながら、密度の低い極限では 2 度目の衝突が起こる確率が小さいので、 $2s$ 軌道から $1s$ 軌道へ 2 つの光子を放出することにより遷移する (図 2.4)。この際それぞれの光子のエネルギーの和は $2s$ 軌道と $1s$ 軌道のエネルギー差と等しいが、それぞれの光子のエネルギーは一意に定まらないため連続放射となる。

未電離プラズマ、電離平衡プラズマ、過電離プラズマからの X 線スペクトルを図 2.5 に示す。電子温度は 1.0 keV で共通とし、電離温度はそれぞれ 0.5 keV、1.0 keV、1.5 keV である。各元素のアバundanceは 1 solar とした。連続放射はそれぞれ、熱的制動放射 (緑)、再結合連続放射 (青)、二光子崩壊 (水色) にわけて示した。未電離プラズマでは熱的制動放射が支配的であるが、電離温度があがるに従い再結合連続放射の影響が無視できなくなるのがわかる。

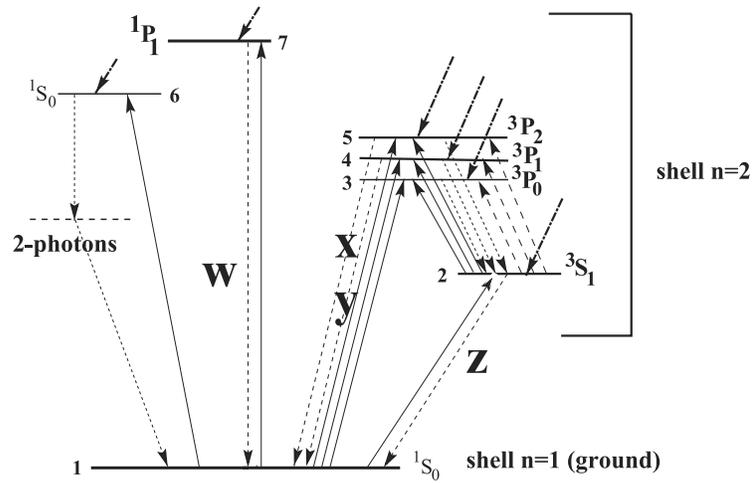


図 2.4: He-like イオンのエネルギー準位の概念図。実線は衝突励起、破線は放射遷移を示している。wは共鳴線、x、yはインターコンビネーションライン、zは禁制線を示している。(Porquet et al. 2001)

2.2.2 輝線

輝線は、異なる2つのエネルギー準位間での bound-bound 遷移に付随する単色の放射である。水素原子の輝線エネルギーは、

$$E = R_y \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right) \quad (2.9)$$

によって表される。ここで、 R_y はリュドベリー定数、 n 、 n' は異なるエネルギー準位である。H-like な重元素は、

$$E \sim Z^2 R_y \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right) \quad (2.10)$$

で近似される。ここで、 Z は原子番号である。H-like イオンからの輝線は、 $\text{Ly}\alpha$ ($2p \rightarrow 1s$)、 $\text{Ly}\beta$ ($3p \rightarrow 1s$) などである。

He-like イオンの輝線メカニズムは、図 2.4 に示す。He-like イオンからは共鳴線 ($1s2p \ ^1P_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$)、インターコンビネーションライン ($1s2p \ ^3P_{2,1} \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$)、禁制線 ($1s2p \ ^3S_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$) が強く放射される。本論文では、これらの輝線を含めエネルギー順位が $n = 2 \rightarrow 1$ の遷移を $\text{K}\alpha$ 輝線、 $n = 3 \rightarrow 1$ の遷移を $\text{K}\beta$ 輝線と呼ぶ。

次に輝線の放射過程について述べる。まず、自由電子がイオンに衝突し束縛電子を上準位に励起する(衝突励起)、または内側のシェルに束縛されている電子を弾き飛ばす(衝突電離)ことでイオンを励起する。その後、上の準位の電子が下の準位に遷移する。

電子が励起準位に再結合した際、そのエネルギーで他の電子がより上位の準位に励起される。その後、すぐさま Auger 電子を放出して自動電離するか、あるいは励起された電子の一方が下の準位に遷移する。後者の過程を二電子再結合と呼び、輝線のエネルギーはよ

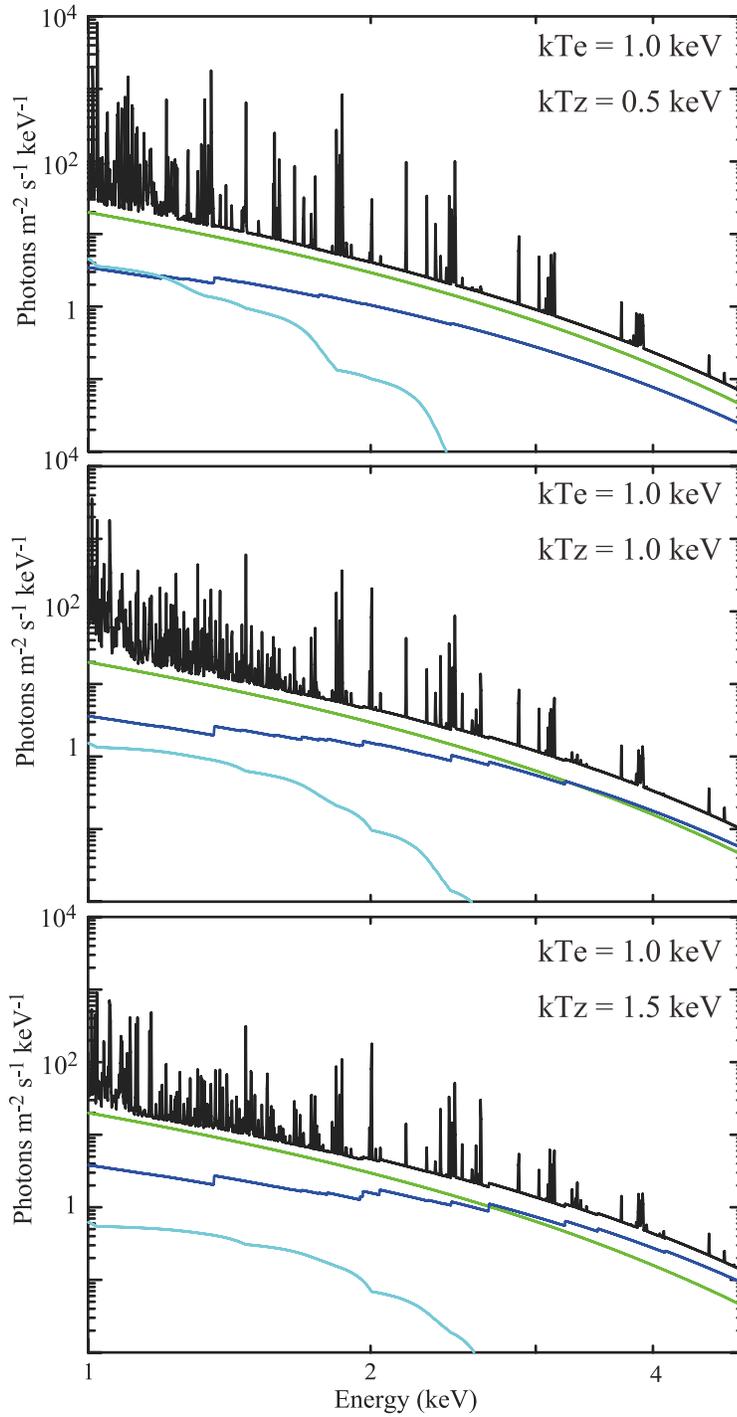


図 2.5: 光学的に薄い熱的プラズマからのスペクトルを示す。上から、未電離プラズマ (電子温度 1.0 keV、電離温度 0.5 keV)、電離平衡プラズマ (電子温度 1.0 keV、電離温度 1.0 keV)、過電離プラズマ (電子温度 1.0 keV、電離温度 1.5 keV) である。連続放射はそれぞれ、熱的制動放射 (緑)、再結合連続放射 (青)、二光子崩壊 (水色) にわけて示した。

り上位に電子が励起されているため通常の遷移よりわずかに低いエネルギーになる。このような遷移による輝線をサテライトラインと呼ぶ。

自由電子が free-bound 遷移により励起準位に捕獲された際、引き続き下の準位に遷移する。このような遷移による輝線をカスケードラインと呼ぶ。カスケードラインは再結合が優勢なプラズマでは重要になる。

2.3 プラズマ温度の測定

X線スペクトルから電子温度、電離温度を求める方法について述べる。

2.3.1 電子温度

電子温度は独立な 3 方法により求めることができる。一つ目は、式 (2.2) から制動放射の形によって求めることができる。次に、同じ電離状態のイオンから放射される輝線強度比 ($\text{Ly}\beta/\text{Ly}\alpha$ や $\text{K}\beta/\text{K}\alpha$ など) を用いる方法である。電離状態が同じイオンに対する $n = 1 \rightarrow 2$ と $n = 1 \rightarrow 3$ の電子による衝突励起の比は、衝突する電子の速度にのみ依存する。密度が薄いため励起されたイオンは 2 度目の衝突の前に輝線放射するので、輝線の放射メカニズムが主に衝突励起によるものだった場合、同じ電離状態のイオンの $n = 2 \rightarrow 1$ と $n = 3 \rightarrow 1$ の輝線強度比は $n = 1 \rightarrow 2$ と $n = 1 \rightarrow 3$ の電子による衝突励起の比を直接反映する。従って、 $\text{Ly}\beta/\text{Ly}\alpha$ や $\text{K}\beta/\text{K}\alpha$ などの輝線強度比から電子温度を測定することができる。しかしながら、極端な過電離プラズマの場合、カスケードラインの影響を無視できなくなる。最後に、式 (2.7) から RRC の幅から電子温度を求めることができる。

2.3.2 電離温度

電離温度はその定義からイオンの存在比を反映したものである。従って、異なる電離状態にあるイオンからの輝線強度比を用いて測定することができる。例えば、 $\text{Ly}\alpha/\text{K}\alpha$ などを用いる。あるいは、H-RRC/He-RRC といった異なる電離状態にあるイオンからの RRC の強度比を用いて測定する。

第3章 超新星残骸 G 359.1–0.5 概観

3.1 電波観測

G 359.1–0.5 は銀河中心方向 $(l, b) = (359^\circ.1, -0^\circ.5)$ に位置している超新星残骸である (図 3.1)。G 359.1–0.5 が初めて発見されたのは、Downes et al. (1979) による 4.875 GHz の電波観測である。その後、Reich & Fuerst (1984) が 2.695 GHz と 4.75 GHz の観測により完全に円形な非熱的なシェル状の構造を検出した。さらに、spectral index¹ ($\alpha = -0.37$) と直線偏光の検出から超新星残骸であることを確認した。

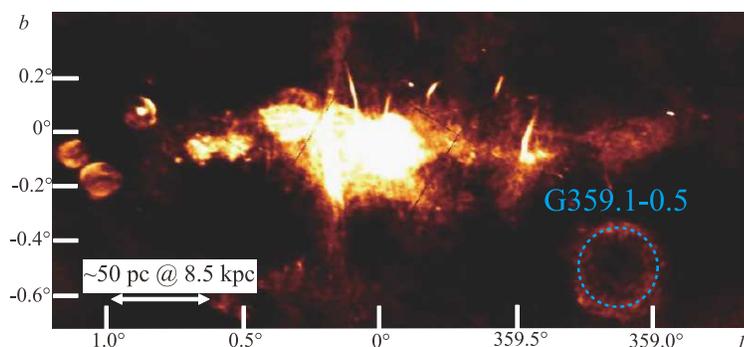


図 3.1: 銀河中心領域の電波 90 cm 連続波イメージ (LaRosa et al. 2000)。($l, b) = (359^\circ.1, -0^\circ.5)$ に見られるシェル状の構造が超新星残骸 G 359.1–0.5 である。その他多数の超新星残骸、フィラメント構造、 H_{II} 領域が存在する。

^{12}CO の銀河中心サーベイ観測により、Uchida et al. (1992a) は電波シェルを取り囲むように集中する ^{12}CO 分子雲を発見した (図 3.2)。分子雲の視線速度は、 -60 – 190 km s^{-1} であった。さらに、Uchida et al. (1992b) は 1.42 GHz の観測から視線速度 -75 – 190 km s^{-1} の H_I ガスが電波シェルを取り囲むように分布していることを発見した。 ^{12}CO 分子雲や H_I ガスの 100 km s^{-1} 以上にわたる速度差は、銀河中心領域の回転運動によるものだと考えられる。従って、これらの分子雲が非熱的なシェル状の構造に付随していると考えると、G 359.1–0.5 は銀河中心領域にある。

さらに、銀河中心領域にある非熱的電波フィラメント Snake (e.g. Gray et al. 1991; Gray et al. 1995) は、 H_I ガスからの放射がもっとも明るい領域で G 359.1–0.5 の電波シェルと視線上で交わっている (図 3.3)。非熱的電波フィラメントは、高エネルギー電子

¹spectral index α は、 $S \propto \nu^\alpha$ によって与えられる。

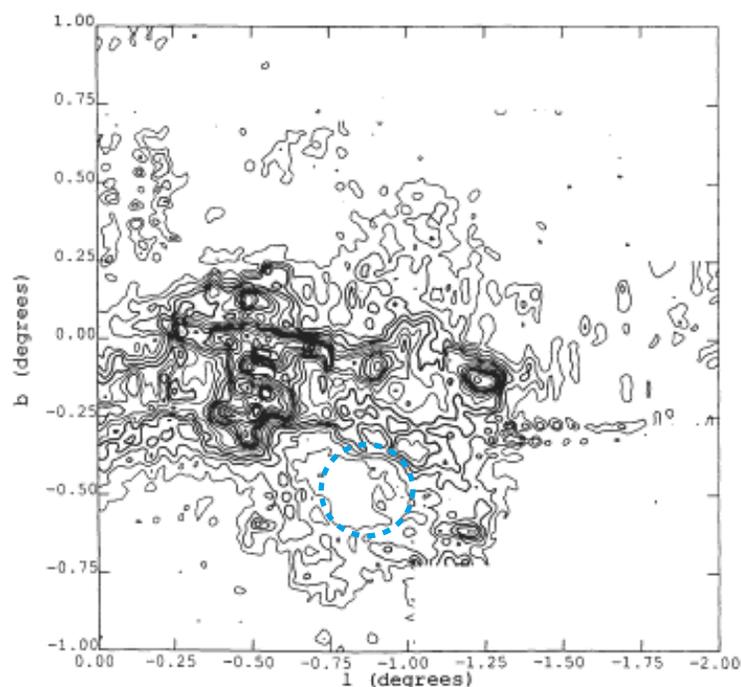


図 3.2: G 359.1-0.5 の周りの ^{12}CO 分子雲の分布を示す。青色の点線は、図 3.1 で示した非熱的なシェル状の構造を示す。

によるシンクロトロン放射が起こっていると考えられている。また、Yusef-Zadeh et al. (1995) は G 359.1-0.5 の電波シェルに沿って 1720 MHz OH メーザーを発見した。中でも、G 359.1-0.5 の電波シェルと Snake が交わっている領域で OH メーザーが最も明るかった。1720 MHz の OH メーザーの発見は G 359.1-0.5 と分子雲との衝突を強く示唆する。さらに Lazendic et al. (2000) は、電波シェルと Snake が交わっている領域から、電波シェルに沿ってショックを受けた H_2 分子雲を発見した。G 359.1-0.5 と Snake はただ視線上に重なっている可能性も残しているが、このような結果は G 359.1-0.5 と Snake が実際に相互作用している可能性を示唆している。

3.2 ASCA での観測

超新星残骸 G 359.1-0.5 からの X 線の検出は ROSAT により初めて行われた。その後の詳細な X 線観測は ASCA により行われた。Bamba et al. (2000) は、ASCA GIS (Gas Imaging Spectrometer; Ohashi et al. 1996) により電波シェルに対し中心集中した X 線放射を発見した (図 3.5)。電波観測ではシェル状の構造を示し X 線観測では中心集中した構造を示すことから、MM-SNR であると考えられているが X 線観測での統計が乏しくはっきりとしたことはわからなかった。

ASCA GIS で得られた X 線スペクトルは、Si と S からの輝線が卓越した熱的プラズマであった (図 3.6)。それぞれの輝線中心値は、 $1.86^{+0.03}_{-0.04}$ keV、 2.61 ± 0.07 keV であった。

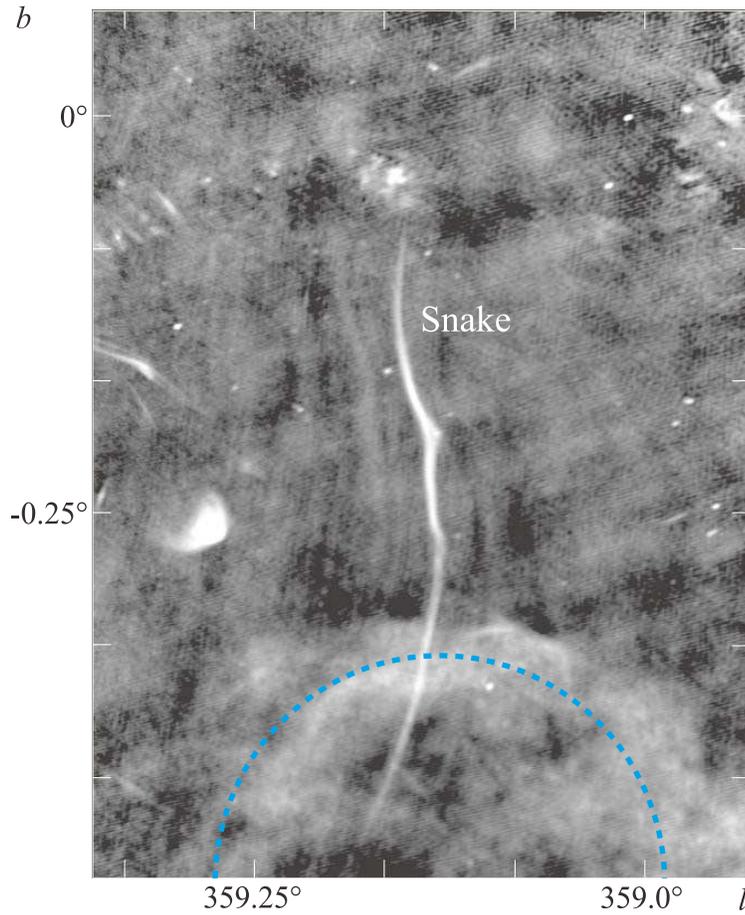


図 3.3: G 359.1-0.5 周辺の電波 1.4 GHz でのイメージ (Yusef-Zadeh et al. 2004)。青色の点線は、図 3.1 で示した非熱的なシェル状の構造を示す。電波フィラメント Snake が G 359.1-0.5 の電波シェルと視線上に交わっていることがわかる。

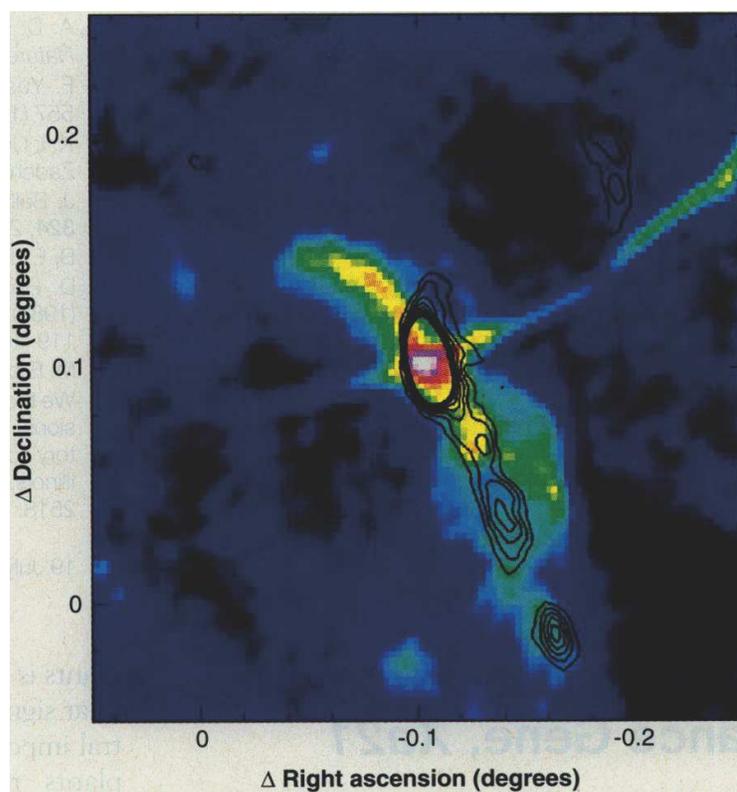


図 3.4: 1720 MHz OH メーザーを等高線で示す。カラーイメージは 1.4 GHz のイメージ。このイメージは銀河座標系ではなく、赤道座標系 (B1950.0) で示している。イメージの原点は $\alpha(1950) = 17^{\text{h}}42^{\text{m}}15^{\text{s}}$ 、 $\delta(1950) = -29^{\circ}56'$ である。

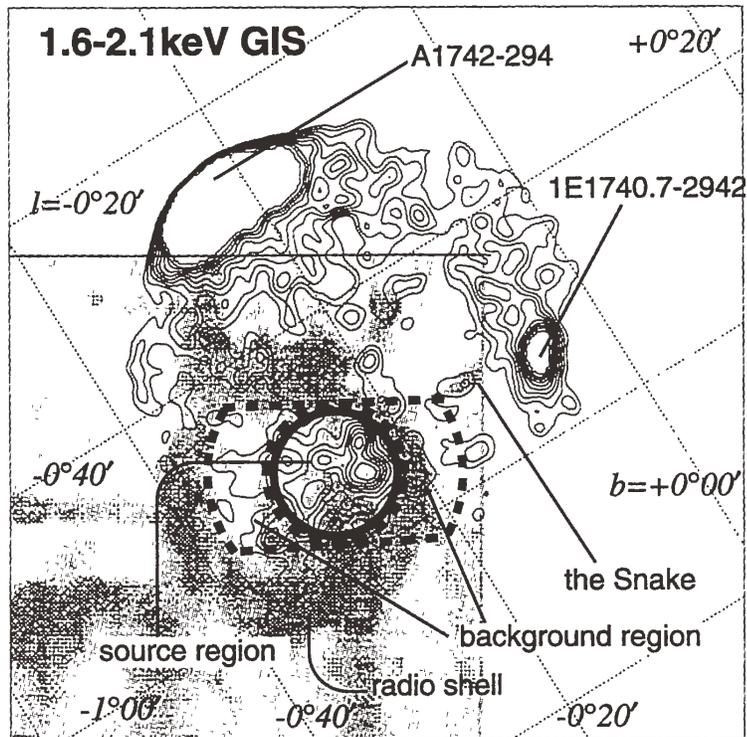


図 3.5: ASCA GIS による 1.6–2.1 keV バンドでの contour map (Bamba et al. 2000)。グレースケールは、843 MHz の電波観測を表す (Gray 1994)。

驚くべきことは、Siの輝線中心値はHe-likeに電離したSiからの $K\alpha$ 輝線 (1.86 keV) に近く、Sの輝線中心値はH-likeにまで電離したSからの $Ly\alpha$ 輝線 (2.63 keV) に近かったことである。これはSiとSは親星の同階層で生成されるにも関わらず、SがSiよりも電離されていることを示していた。SはSiよりも高い温度を実現しているはずであり、実際に1温度電離平衡プラズマモデルや1温度未電離プラズマモデルではX線スペクトルを説明することは出来ず、0.6 keVの低温成分と4.4 keVの高温成分からなる2温度電離平衡モデルが必要であった。さらに、高温成分におけるSのabundanceは極めて多く (> 38 solar)、Sが過剰に存在していることを示唆していた。2温度電離平衡プラズマモデルによるベストフィットモデルとパラメータをそれぞれ図 3.6、表 3.1に示す。

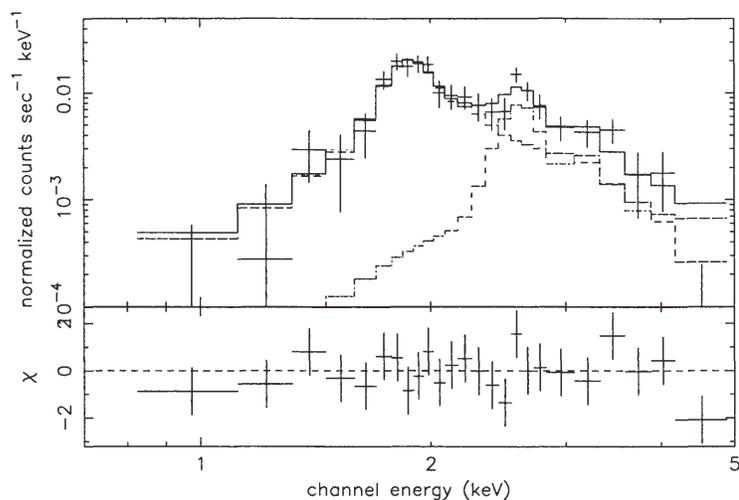


図 3.6: ASCA GISによるスペクトル (Bamba et al. 2000)。実線はベストフィットな2温度電離平衡プラズマモデルを示し、点線はそれぞれのコンポーネントを示している。1.9 keVと2.6 keV付近にSiからの $K\alpha$ 輝線とSからの $Ly\alpha$ 輝線が見られる。

表 3.1: 2温度電離平衡プラズマモデルでのベストフィットパラメータ。

| コンポーネント | kT (keV) | Z_{Si}^* (solar) | Z_{S}^\dagger (solar) | N_{H}^\ddagger ($10^{22} \text{ H cm}^{-2}$) |
|---------|---------------------|------------------------------|-----------------------------------|--|
| 低温成分 | $0.6^{+0.3}_{-0.2}$ | $2.5^{+5.9}_{-1.3}$ | < 0.9 | $5.9^{+2.5}_{-1.8}$ |
| 高温成分 | $4.4^{+8.8}_{-2.2}$ | not determined | > 38 | 5.9^* |

エラーは信頼水準 90 %。

* それぞれ Si と S のアバンダンス。

† 星間吸収。

‡ 低温成分と共通

3.3 観測目的

超新星残骸 G 359.1-0.5 は過去の観測から、MM-SNR に典型的な特徴を多数備えている。しかしながら、ASCA の X 線観測では確定的な証拠を得ることはできなかった。そこで、X 線による撮像観測を行い MM-SNR であることを検証する。さらに X 線スペクトルをより精度よく観測し、特異な電離状態を解明する。そのために、我々は高いエネルギー分解能、安定かつ低いバックグラウンドという特徴を持つ X 線天文衛星 Suzaku 搭載の X 線 CCD カメラを用いた観測を行った。

第4章 X線天文衛星 Suzaku

4.1 概観

Suzaku は、Hakucho、Tenma、Ginga、ASCA に続く日本の 5 番目の X 線天文衛星である (図 4.1; Mitsuda et al. 2007)。2000 年 2 月に軌道投入に失敗した ASTRO-E の 2 号機として、2005 年 7 月 10 日に JAXA の M-V ロケット 6 号機により打ち上げられた。軌道上で順次、太陽電池パネル、伸展式光学ベンチを展開した。全長 6.5 m、幅 5.4 m、重量 1700 kg におよび、日本ではこれまでにない大型の科学衛星である。姿勢は、太陽電池パネルが太陽から 30° 以内の方向を常に向くように三軸制御される。観測機器は太陽電池パネルの軸に垂直に向けられるので、観測できる範囲は太陽から 60°–120° の角度範囲に限定されることになる。

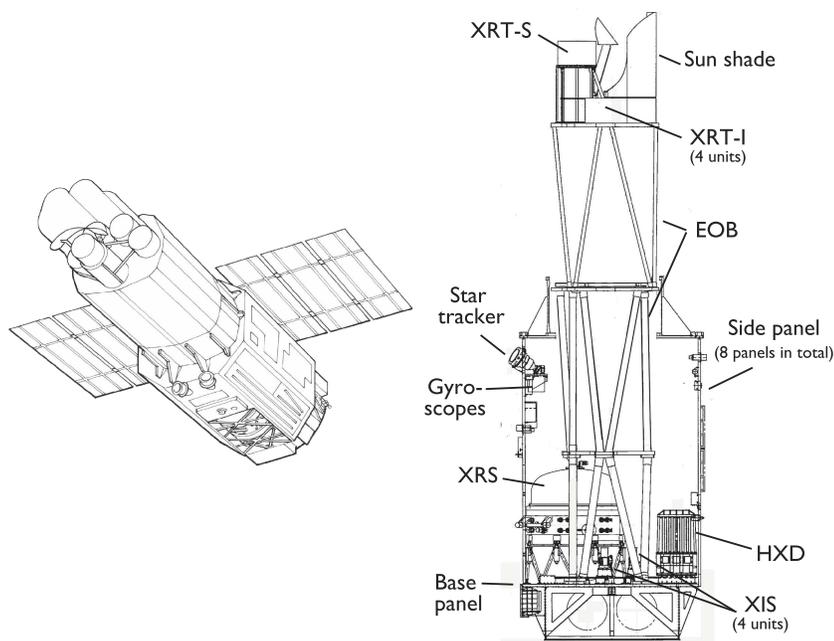


図 4.1: Suzaku 概観図。左; 軌道上で、太陽電池パネルと伸展式光学ベンチを展開した後の概観図。右; 伸展式光学ベンチを展開後の側面から見た Suzaku の内部構造。

Suzaku は、高度約 550 km、軌道傾斜角 31°、軌道周期約 96 分の略円軌道に投入された。1 日に地球を 15 周するが、そのうち地上局 (鹿児島・内之浦) と通信できるのは 5 回のみである。そのため、追跡オペレーションは 1 日 5 回約 10 分ずつ行われ、その間に観測

データの地上転送、コマンドの送信等が行われる。Suzaku の低高度略円軌道では、ほとんどの天体が軌道周期の約 1/3 の間地没してしまう。南大西洋磁気異常帯 (South Atlantic Anomaly; SAA、図 4.2) では放射線帯が 300–400 km の低高度にまで下がっており、SAA 通過時には荷電粒子によるバックグラウンドが高くなるため観測できない。これらの理由により、欧米の X 線天文衛星 Chandra や XMM-Newton の高高度楕円軌道に比べて、観測効率は約 43% とそれほど高くない。一方で、低高度略円軌道で高エネルギー宇宙線粒子が少ないため、バックグラウンドが低く時間的に安定しているという利点がある。

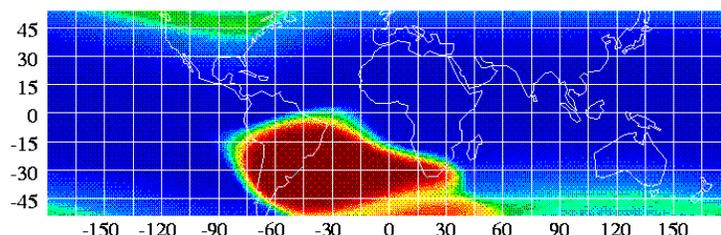


図 4.2: 南大西洋磁気異常帯 (SAA)。X 線衛星 ROSAT による高度 560 km での荷電粒子の分布を表す。青から赤くなるほど荷電粒子の計数率が高くなる。

Suzaku は、X 線反射望遠鏡 (X-ray Telescope; XRT、Serlemitsos et al. 2007) を 5 台備え、その焦点面に 4 台の X 線 CCD カメラ (X-ray Imaging Spectrometer; XIS、Koyama et al. 2007b) と、1 台の高分解能 X 線分光器 (X-ray Spectrometer; XRS、Kelley et al. 2007) が置かれている。さらに、硬 X 線検出器 (Hard X-ray Detector; HXD、Takahashi et al. 2007) が設置されている。これら 6 台の検出器で同時観測し、0.2–700 keV に渡る広帯域 X 線スペクトルを取得することが出来る。しかしながら、XRS は打ち上げ直後の 2005 年 8 月 8 日冷媒である液体ヘリウムが消失するという事故が発生し、以後の観測が不可能になった。また、4 台の XIS のうち XIS2 は 2006 年 11 月に電荷漏れと見られる異常が発生し、それ以降の観測を中止した。

以下、XRS を除く、XRT、XIS、HXS について述べる。

4.2 X 線反射望遠鏡 XRT

Suzaku に搭載された XRT (図 4.3) は、ASCA に搭載された X 線望遠鏡をひとまわり大きくした、口径 40 cm の多重薄板型 X 線望遠鏡 5 台からなり、焦点に XIS を置くもの (XRT-I; XRT-I0、XRT-I1、XRT-I2、XRT-I3) 4 台と XRS を置くもの (XRT-S) 1 台がある。XRT-I の性能を表 4.1 にまとめる。

X 線は物質中で激しく吸収され屈折率が 1 よりわずかに小さいため、屈折レンズが作れない。そのため、斜入射角が十分小さければ (0.5° – 1.0°)、X 線が全反射することを利用した全反射鏡を用いている。厚さ 178 μm の薄膜型反射望遠鏡を同心円状に、XRT-I は 175

表 4.1: Suzaku XRT-I と ASCA 搭載の X 線望遠鏡の性能比較。

| | Suzaku/XRT-I | ASCA/X 線望遠鏡 |
|-------------|--------------|-------------|
| 台数 | 4 | 4 |
| 焦点面距離 | 4.75 m | 3.5 m |
| 直径 | 399 mm | 345 mm |
| 重量 (一台あたり) | 19.5 kg | 9.8 kg |
| 鏡面 | Au | Au |
| 鏡面数 (一台あたり) | 1400 | 960 |
| 入射角 | 0°18–0°60 | 0°24–0°70 |
| 角分解能 (HPD) | 2'0 | 3'5 |



図 4.3: XRT 外観。

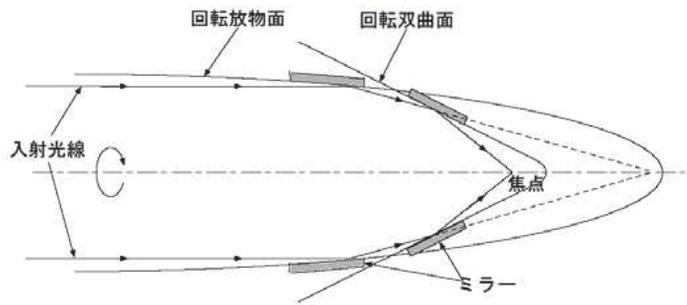


図 4.4: Wolter I 型 X 線反射鏡概念図 (山下朗子 修士論文)。

枚、XRT-Sは 168 枚並べ、回転双極面と回転放物面からなる Wolter I 型光学系を円錐 2 段で近似している (図 4.4)。

多重薄板型 X 線望遠鏡は、chandra の X 線望遠鏡 HRMA のような基板を直接研磨する方式に比べ結像性能では劣るが、小型軽量で開口率が高いという特徴を持つ。図 4.5 に各 X 線衛星搭載望遠鏡の有効面積を示す。また 4 分円を組合わせて製作されているため、像がつかない目で途切れてしまい点源が蝶々型に広がって見えてしまう。視野中心から $20'$ – $70'$ 離れたところに明るい X 線点源があると、正規の 2 回反射をせずに視野外から焦点面に達する迷光が存在する (図 4.6)、という問題点がある。

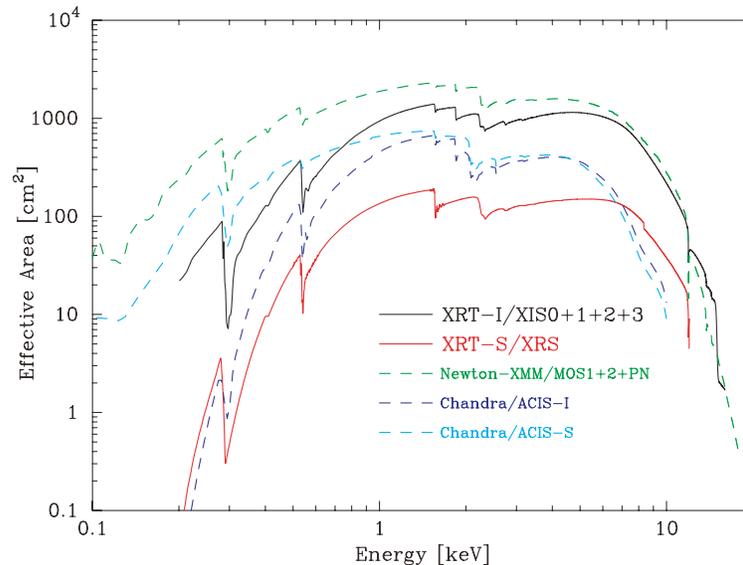


図 4.5: 各 X 線衛星搭載望遠鏡の有効面積 (Serlemitsos et al. 2007)。実線は Suzaku 搭載の XRT (XRT-I; 黒、XRT-S; 赤) を示し、破線は Chandra、XMM-Newton 搭載の X 線望遠鏡を示す。検出器の検出効率等も含んでいる。

XRT では、反射鏡の上にプリコリメータを加えることにより、多重薄板型 X 線望遠鏡

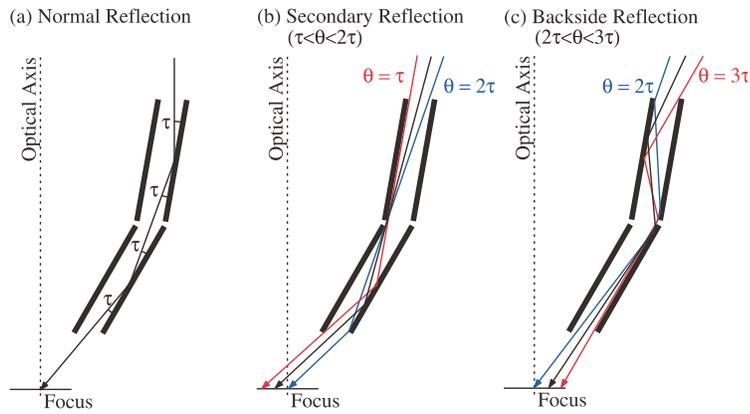


図 4.6: 右; 正規の斜入射経路。中、左; 非正規の入射経路。迷光となる (Serlemitsos et al. 2007)。

の問題である迷光を ASCA に比べ約 1 桁減少させた (図 4.7)。また、レプリカ法の導入により鏡面形状精度が向上し、ASCA に比べ約 2 倍優れた角分解能 (Half Power Diameter; HPD $\sim 2'$) を達成した。HPD とは、点状光源の光量の 50% が含まれる円の直径であり、結像性能を表す指標である。図 4.8 に、XRT-I の点源に対する輝度分布を中心からの半径で表した PSF (Point Spread Function)、および PSF を積分し点源を中心とする円の内部に含まれる光量の割合を半径で表した EEF (Encircled-Energy Function) を示す。さらに、焦点距離が長くなった (XRT-I; 4.75 m, XRT-S; 4.5 m) ことで、平均の斜入射角が小さく、高エネルギー側での反射率が約 2 倍程度 (@ 6 keV) 向上した。

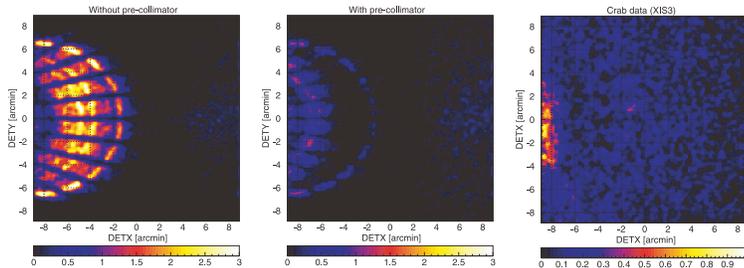


図 4.7: 左、中; 視野中心から $20'$ 離れた点源からの迷光のシミュレーションによるイメージ (左; プリコリメータ無し、中; プリコリメータ有り)。右; 視野中心から $20'$ 離れたカニ星雲のイメージ (Serlemitsos et al. 2007)。

視野中心からずれた位置から入射された X 線は入射角が大きくなるため、XRT の有効面積は視野中心からずれるに従って低くなる。この効果を vignetting と呼び、図 4.9 に XRT-I の vignetting 曲線を示す。

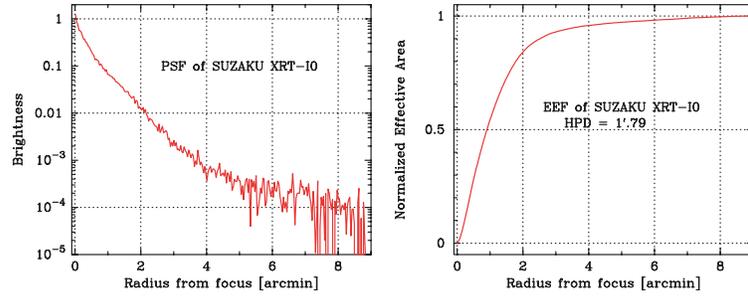


図 4.8: 右; XRT-10 の PSF。左; XRT-10 の EEf (Serlemitsos et al. 2007)。

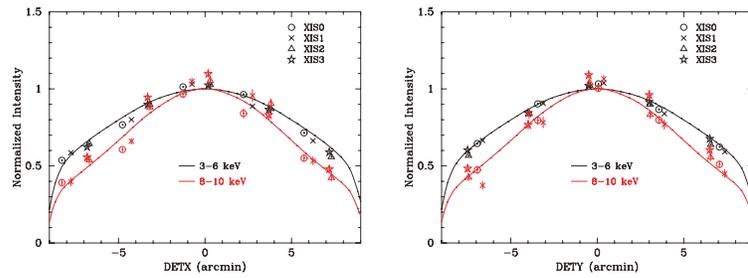


図 4.9: シミュレーションによる XRT の vignetting 曲線 (Serlemitsos et al. 2007)。点はカニ星雲を用いた観測値。それぞれ、3–6 keV (黒)、8–10 keV (赤) と検出器の 2 方向 (左、右) について示している。

4.3 X線 CCD カメラ XIS

Suzaku は 4 台の XIS (図 4.10) を搭載し、0.2–12 keV の帯域での観測を可能としている。しかし、そのうち XIS2 は、2006 年 11 月に電荷漏れと見られる異常が発生したため、それ以降の観測を中止している。XIS の性能を表 4.2 にまとめる。



図 4.10: XIS の外観。

表 4.2: Suzaku XIS の性能。

| | |
|------------------|--|
| 視野 | 17'8 × 17'8 |
| エネルギー帯域 | 0.2–12 keV |
| 有効ピクセル数 | 1024×1024 |
| 1 ピクセルのサイズ | 24 μm×24 μm |
| エネルギー分解能 | ~150 eV (@ 6 keV) |
| 有効面積 (XRT-I を含む) | 340 cm ² (FI)、390 cm ² @ 1.5 keV 350 cm ² (FI)、100 cm ² @ 8 keV |
| 時間分解能 | 8 s |

4.3.1 CCD 検出器

X 線 CCD に X 線が入射すると空乏層で光電吸収され、結果として多数の電子・正孔対を作る。生じる電子・正孔対は入射 X 線のエネルギーに比例し、およそ E_0/W_{Si} 個となる。ここで、 E_0 は入射 X 線のエネルギー、 W_{Si} は Si の平均電離エネルギー (~3.65 eV) である。こうして出来た電子を電極部に集め、電子数に対応する電気信号を計測すること

によって、入射 X 線のエネルギーを決定することができる。検出器の位置分解能はピクセルサイズ ($24 \mu\text{m}$) によって決まり、各 CCD はそれぞれ 1024×1024 ピクセルからなり 17.8×17.8 の視野を有する。

Suzaku の XIS は、表面照射型 (Frontside Illuminated; FI) CCD3 台 (XIS0、XIS2、XIS3) と裏面照射型 (Backside Illuminated; BI) CCD1 台 (XIS1) で構成される。FI-CCD は X 線を電極側から入射するため、低エネルギーの X 線は電極や絶縁層で吸収されてしまうのに対し、BI-CCD は X 線を電極の逆側から入射するため低エネルギーの X 線に対し高い検出効率を示す (図 4.11)。一方、FI-CCD は空乏層厚が約 $70 \mu\text{m}$ と BI-CCD の約 $40 \mu\text{m}$ に比べ大きく、高エネルギー側の X 線に対し高い検出効率を示す。図 4.12 に、FI-CCD と BI-CCD の量子効率を示す。

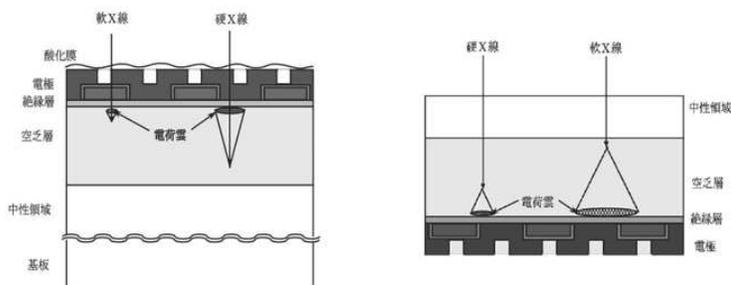


図 4.11: FI-CCD (左) と BI-CCD (右) の模式図 (東海林雅之 修士論文)。

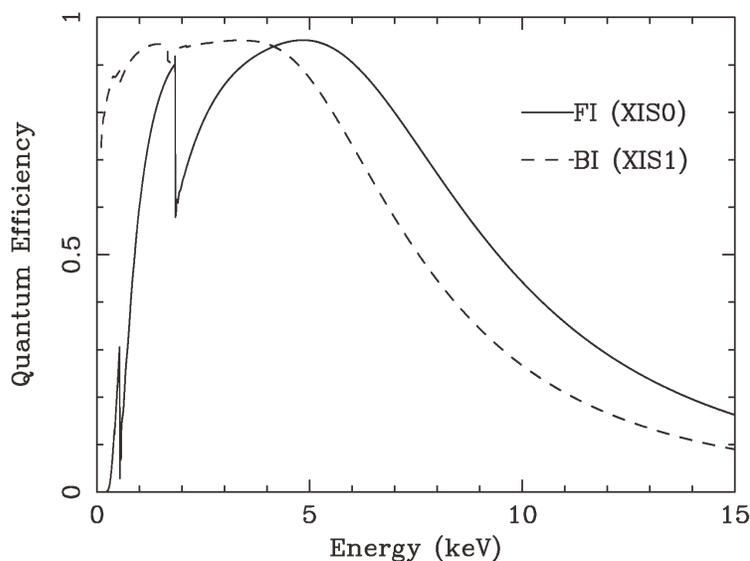


図 4.12: FI-CCD (実線) と BI-CCD (点線) の量子効率 (Koyama et al. 2007a)。

同様の CCD カメラである ASCA SIS (Solid-State Imaging Spectrometer; Burke et al. 1991) に比べ、Suzaku XIS では空乏層厚が約 $30 \mu\text{m}$ から約 $70 \mu\text{m}$ (FI-CCD) になったた

め、高エネルギー側での検出効率が約2倍に向上した (≥ 7 keV)。また、動作温度を -60°C から -90°C に下げることにより、暗電流を大幅に抑え、電荷転送非効率 (Charge Transfer Inefficiency; CTI) を減少させた。さらに、軌道上での放射線損傷による性能の劣化に対応するため、軌道上校正線源 (^{55}Fe) がそれぞれの CCD に取り付けられている。

4.3.2 SCI

宇宙線により CCD の結晶に格子欠陥が生じ、電荷トラップが出来ることで CTI は増加する。CTI の増加に対応するため、XIS には電荷注入機構 (Charge Injection; CI) を備えている。CI 機能を用いて「犠牲電荷」を注入し、電荷トラップを埋めておくことで、入射 X 線によって生じた電荷は失われることなく、転送することができる (図 4.13)。この機能を、Spaced-row Charge Injection (SCI, Nakajima et al. 2008; Uchiyama et al. 2009) と呼ぶ。

2006 年 8 月に SCI の機上試験を行い、9 月から実際に観測を開始している。200 eV まで劣化したエネルギー分解能が打ち上げ当初の 150 eV にまで回復した (図 4.14)。

4.3.3 バックグラウンド

XIS のバックグラウンドは、宇宙 X 線背景放射 (Cosmic X-ray Background; CXB)、および非 X 線バックグラウンド (Non X-ray Background; NXB) に大きく大別される。NXB は、荷電粒子が直接検出器と相互作用をしたり、衛星を構成する物質と相互作用した結果生じる X 線を検出することに起因する。NXB のスペクトルは、Suzaku が太陽光に照らされていない地球 (夜地球) を向いている時の観測データで表すことができる (図 4.15)。

4.4 硬 X 線検出器 HXD

HXD (図 4.16) は、基本となる井戸型フォスウィッチカウンタ (Well ユニット) 16 本の周りを BGO シンチレータのアンチカウンタ (Anti ユニット) 20 本が取り囲むことで、撮像機能は持たないが、10–600 keV という広帯域での硬 X 線観測を実現する (図 4.17)。また、BGO シンチレータとの反同時計数により、低バックグラウンドを達成している。HXD の性能を表 4.3 にまとめる。

4.4.1 Well ユニット

Well ユニットは、深い井戸型をした BGO シンチレータで放射線アクティブシールドを構成し、その底部に PIN 型半導体検出器 (厚さ 2 mm) と GSO シンチレータ (厚さ 5 mm) を上下に重ねた形の主検出部を有する。10–70 keV 程度のエネルギーを持つ X 線は PIN 型半導体検出器で検出され、40–600 keV の X 線は PIN 型半導体検出器を突き抜けてその下の GSO シンチレータで検出される。γ 線や荷電粒子によるバックグラウンドや、視野外からの X 線は BGO シンチレータによって効率良く除去される。BGO の井戸部はアク

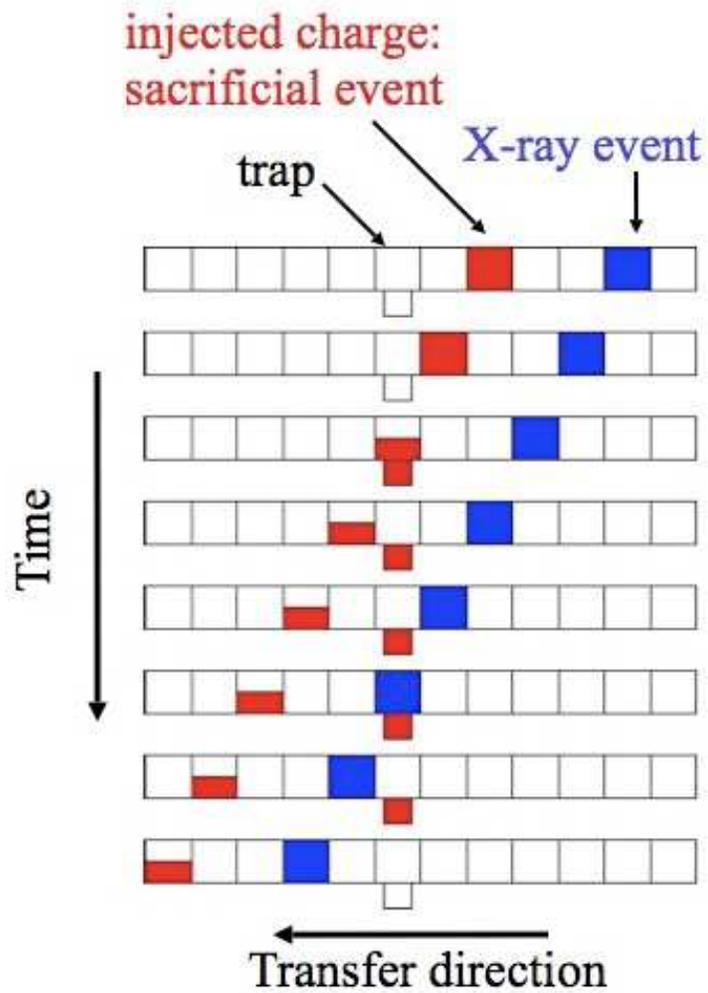


図 4.13: SCI の概念図。電荷は右から左に転送される。「犠牲電荷」が先に転送されることで電荷トラップを埋め、後の入射 X 線によって生じた電荷は失われることなく転送される。

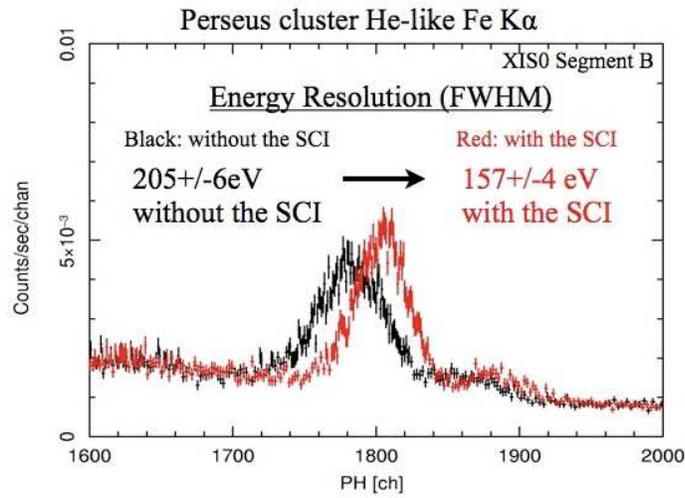


図 4.14: SCI-off (黒) と SCI-on (赤) での He-like Fe の $K\alpha$ 輝線の観測。エネルギー分解能が大幅に改善したのがわかる。また、SCI-on で輝線中心のパルスハイトが増加しているのは、電荷損失が少なくなったことを示している。

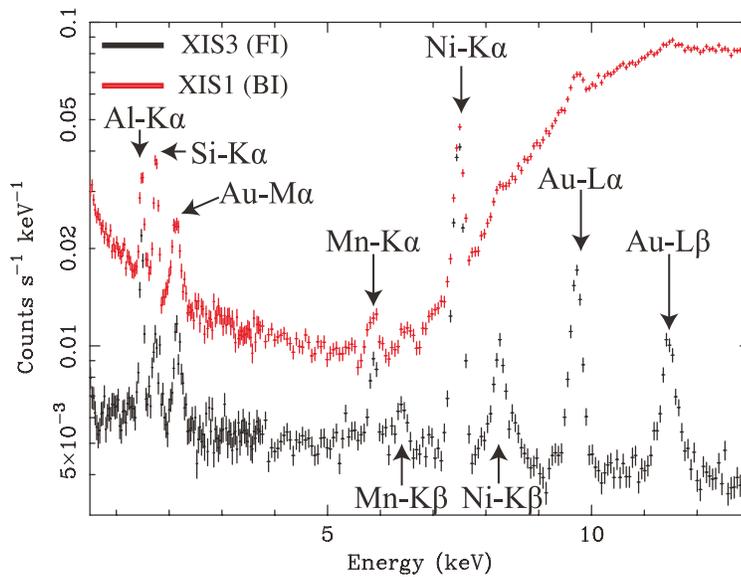


図 4.15: FI と BI の NXB のスペクトル (Koyama et al. 2007a)。夜地球の観測データから作成する。



図 4.16: HXD の外観図。

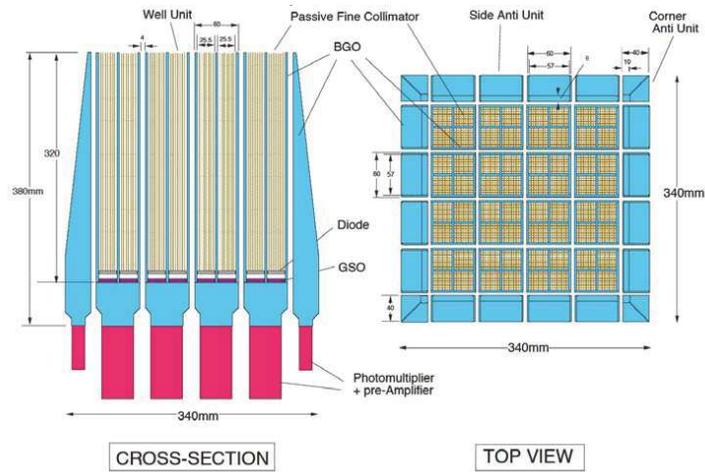


図 4.17: HXD の構造。

表 4.3: Suzaku HXD の性能。

| | | |
|---------|----------|---|
| HXD | 視野 | $34' \times 34'$ ($\lesssim 100$ keV)、 $4^\circ 5' \times 4^\circ 5'$ ($\gtrsim 100$ keV) |
| | エネルギー帯域 | 10–600 keV (PIN; 10–70 keV、GSO; 40–600 keV) |
| | エネルギー分解能 | PIN; ~ 4 keV (FWHM)、GSO; $7.6/\sqrt{E_{\text{MeV}}}$ % (FWHM) |
| | 有効面積 | ~ 160 cm ² @ 20 keV、 ~ 260 cm ² @ 100 keV、 |
| | 時間分解能 | 61 μ s |
| HXD-WAM | 視野 | 2π (non-pointing) |
| | エネルギー帯域 | 50 keV–5 MeV |
| | 有効面積 | ~ 800 cm ² @ 100 keV、 ~ 400 cm ² @ 1 MeV、 |
| | 時間分解能 | 31.25 ms for GRB、1 s for All-Sky-Monitor |

ティンコリメータの役割を持ち、視野を $4^\circ 6' \times 4^\circ 6'$ に絞る。また、井戸部にはリン青銅製パッシブファインコリメータが挿入されており、入射角の大きな X 線を吸収し、低エネルギー側 (< 100 keV) での視野は $0^\circ 56' \times 0^\circ 56'$ (FWHM) に絞りこまれる。

4.4.2 Anti ユニット

Anti ユニットは、平均 2.6 cm の厚い BGO シンチレータとフォトチューブを組み合わせた検出器で、放射線に対する Well 検出器のアクティブシールドの役割を果たす。Anti ユニットの有効面積は一面あたり ~ 1200 cm² にもなり、1 MeV でも ~ 600 cm² あるので、 γ 線バーストなどのトランジェント天体の全天モニタ (Wideband All-sky Monitor; WAM) となる。

第5章 Suzakuによる超新星残骸 G 359.1–0.5の観測

5.1 観測データと解析ツール

超新星残骸 G 359.1–0.5 の観測は、2008 年 9 月 14 日–16 日に銀河中心探査プロジェクトの一環として行われた (observation ID 503012010)。また、イメージ解析やスペクトル解析のバックグラウンドのために隣接した観測データ (observation ID 502016010、502017010) も使用した。本論文で用いた観測データを、表 5.1 に示す。

本論文では XIS の観測データのみ注目し解析した。また、前述したように異常が発生した XIS2 は観測を停止していたので、用いた観測データは XIS 0、XIS 3 (FI)、XIS 1 (BI) のデータである。それぞれのデータ処理やスクリーニング¹には processing vesion 2.2.11.22、CTI やゲインの補正を行う `xispi` には version 2008-06-06、XIS の較正データベース (CALDB) には version 2009-07-17 を用いて行った。データ処理やスクリーニング後の有効観測時間はそれぞれ、57.7、70.5、72.5 ks であった。

表 5.1: 本論文で用いた観測データ。

| Observation ID | 観測開始日 | R.A. | Dec. | 有効観測時間 |
|----------------|------------|-----------|----------|--------|
| | | (J2000.0) | | (ks) |
| 503012010 | 2008-09-14 | 266°2992 | –29°9408 | 57.7 |
| 502016010 | 2008-03-02 | 266°2249 | –30°1096 | 70.5 |
| 502017010 | 2008-03-06 | 266°4705 | –30°0867 | 72.5 |

解析用 software には HEASoft version 6.6.1 を用いた。NXB は `xisnxbgen` (Tawa et al. 2008) を、応答関数は `xisrmfgen` を用いて作成し、有効面積は `xisarfgn` (Ishisaki et al. 2007) を用いて計算した。スペクトル解析には、SPEX version 2.02.02 (Kaastra et al. 1996) を用い、フォーマット変換のために `trafo` version 1.02 を用いた。

なお、この第 5 章は、特に断りの無い限りエラーは信頼水準 1σ である。

¹http://heasarc.nasa.gov/docs/suzaku/processing/criteria_xis.html

5.2 イメージ解析

生データには NXB を含み、XRT による vignetting 効果の影響を受けている。まず、`xisnxbgen`により同バンドの NXB を生データから差し引いた。次に `xissim`を用いて、X 線が天空の広い領域から一様な flux で照射された場合をシミュレーションし、フラットイメージを作成した。NXB を差し引いたイメージをフラットイメージで割り算することで、vignetting 効果の影響を補正した。さらに、3 視野の XIS 観測を用いており、Suzaku の座標決定のエラーは $\lesssim 20''$ (Uchiyama et al. 2008) なので、それぞれの座標を微調整した。これには、座標決定のエラーが $\sim 2''$ である XMM-Newton カタログ (Watson et al. 2009) の点源を用い、それぞれの視野で Suzaku が検出した点源と、対応する XMM-Newton カタログの天体との相対的なずれを微調整した。それぞれの視野で参照した天体、座標、相対的なずれを表 5.2 にまとめた。

表 5.2: 座標の微調整に用いた天体。

| Observation ID | 天体名 | 座標 | | 座標 | | 相対的なずれ | |
|----------------|------------------|------------|---------|----------|---------|------------|------------|
| | | XMM-Newton | | Suzaku | | Δl | Δb |
| Suzaku | XMM-Newton | l | b | l | b | | |
| 503012010 | J174539.4–300139 | 359°0726 | –0°5756 | 359°0733 | –0°5765 | 0°0007 | –0°0008 |
| 502016010 | J174458.3–300655 | 358°9205 | –0°4951 | 358°9207 | –0°4952 | 0°0002 | –0°0001 |
| 502017010 | J174558.0–295738 | 359°1648 | –0°5982 | 359°1674 | –0°6003 | 0°0026 | –0°0021 |

このような処理を行い、Bamba et al. (2000) で特徴的な 2 つのバンド (a; 1.5–2.3 keV、b; 2.5–3.0 keV) でイメージを作成した (図 5.1)。イメージは、 $8''.3 \times 8''.3$ にビンニングし、 $\sigma = 0.70$ の 2 次元のガウス関数でスムージングを行った。また、VLA 90 cm 観測での電波イメージを緑色の等高線で示した (LaRosa et al. 2000)。

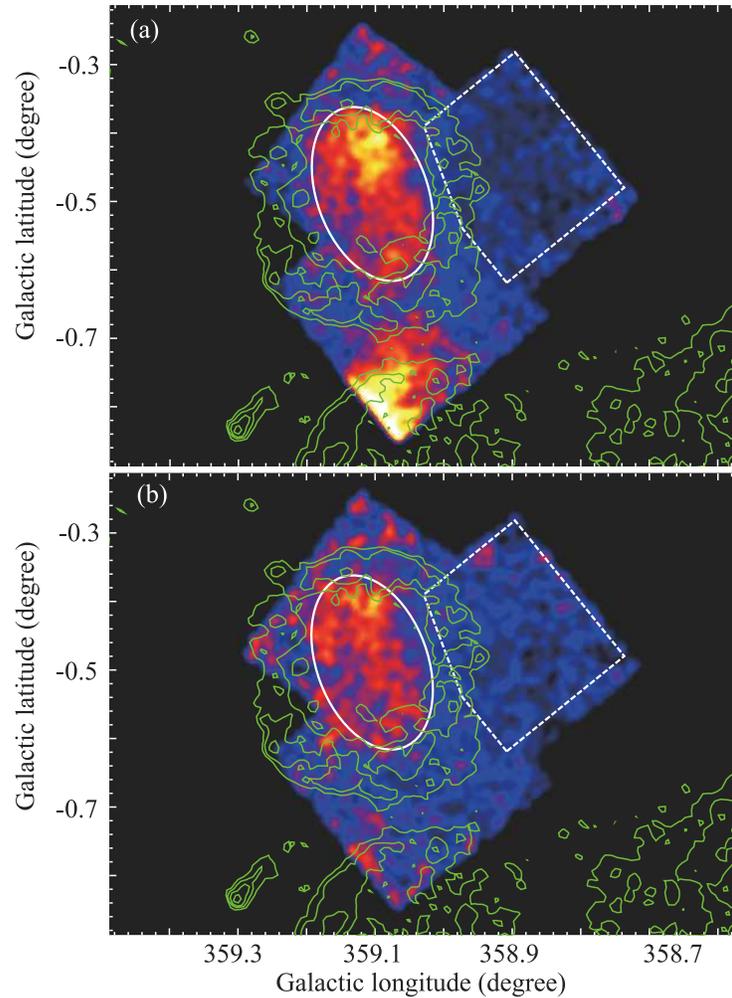


図 5.1: (a) 1.5–2.3 keV、(b) 2.5–3.0 keV の XIS でのイメージ。90 cm VLA 観測での電波イメージを緑色の等高線で示す。また、5.3 章で用いたソース領域、バックグラウンド領域をそれぞれ、白色の楕円と点線の台形で示す。

図 5.1a、図 5.1b から、G 359.1–0.5 の電波シェルの内側から、広がった X 線を検出したことがわかる。また電波シェル上からは、周辺の領域と比べて有意な X 線は検出できなかった。このような電波と X 線の構造の違いから、G 359.1–0.5 が MM-SNR であることが確定的になった。さらに、図 5.1a と図 5.1b で空間的に大きな違いはなかった。

図 5.1a の下の角で明るく輝くのは、SNR G 359.0–0.9 であり、本論文では言及しない。

5.3 スペクトル解析

図 5.1a、図 5.1b から、中心 (+359°10、−0°49)、長半径 7′9、短半径 4′9 の白い楕円で示した領域をソース領域とし、スペクトル解析に用いた。G 359.1−0.5 は銀河中心方向に位置しているため、主な X 線バックグラウンドは Galactic Center Diffuse X-ray (GCDX; Koyama et al. 2007a) である。GCDX の強度は銀河座標で緯度に対し強く依存するため、銀河座標でほぼ同じ緯度である白い点線の台形で示した領域をバックグラウンド領域とした。図 5.1a、図 5.1b から、バックグラウンド領域では有意な X 線は検出されていない。

まず、ソース領域、バックグラウンド領域の生データから `xisnxbgen` で作成した NXB を差し引いた。ソース領域とバックグラウンド領域の観測視野の場所による有効面積の違いや有効観測時間の違いを補正し、バックグラウンド領域のスペクトルからソース領域のスペクトルを差し引いた。この処理により、vignetting 効果による影響も補正されている。最後に、2つの FI (XIS 0、XIS 3) の応答関数がほぼ同じなので、統計を改善するためこれらのスペクトルを足しあわせた。FI のスペクトルを図 5.2 に示す。

4 keV 以上のハード X 線バンドで有意な X 線を検出できなかったため、1.0–4.0 keV でスペクトル解析を行った。スペクトル解析は FI と BI のスペクトルを同時フィットしたが、図には見やすくするため FI のスペクトルのみを示す。

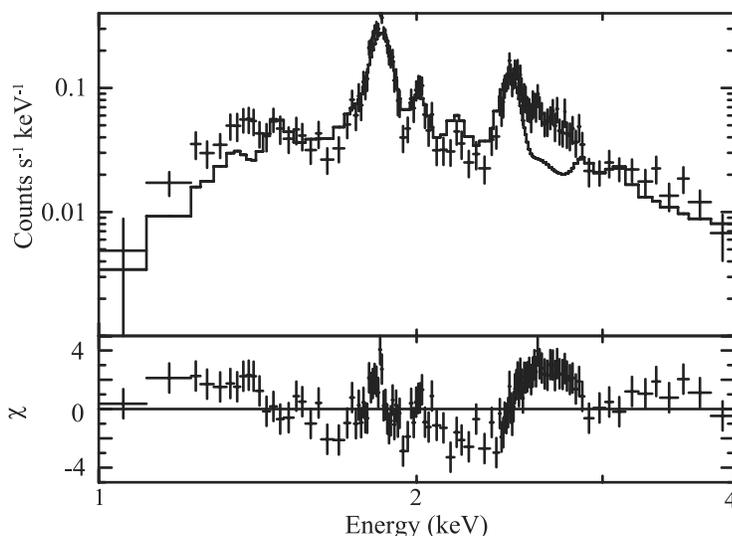


図 5.2: バックグラウンドを差し引いた G 359.1−0.5 のスペクトル (FI)。実線は、1-CIE のベストフィットモデルを示す。下段は、1-CIE のベストフィットモデルからの残差を示す。

5.3.1 電離平衡プラズマ

SPEX のプラズマコードを用い、電離平衡にある光学的に薄い熱的プラズマモデルでスペクトルフィットを行った (1-CIE)。また、Morrison & McCammon (1983) の断面積に

よる星間吸収を受けているものとした。Si と S のアバundanceはフリーパラメータとし、その他の元素は太陽組成を仮定した。太陽組成比として、Lodders et al. (2009) を用いた。1-CIE のベストフィットモデル、およびパラメータをそれぞれ図 5.2、表 5.3 に示す。図 5.2 から 2.5–3.0 keV に大きな残差があるのがわかる。また、3.1–3.6 keV にもわずかながら残差があるように見えるが、はっきりとはしない。このような残差のため、1-CIE モデルは $\chi^2/\text{d.o.f.}$ (degree of freedom) = 585/191 で棄却された。

表 5.3: 1-CIE モデルのベストフィットパラメータ。

| モデル | パラメータ | 値 |
|------------------------|---|---------------------|
| 星間吸収 | | |
| | N_{H} (10^{22} H cm $^{-2}$) | 3.3 ± 0.2 |
| 電離平衡プラズマ | | |
| | kT (keV) | 0.77 ± 0.02 |
| | Z_{Si} (solar) | 2.3 ± 0.2 |
| | Z_{S} (solar) | $2.5^{+0.4}_{-0.3}$ |
| | VEM* (10^{11} cm $^{-5}$) | 12 ± 2 |
| $\chi^2/\text{d.o.f.}$ | | 585/191 |

*Volume emission measure, $\int n_e n_p dV / 4\pi D^2$ 。ここで、 n_e は電子密度 (cm $^{-3}$)、 n_p は陽子密度 (cm $^{-3}$)、 V は体積 (cm 3)、 D は天体までの距離 (cm) である。

次に、共通の星間吸収を受けた 2 温度の電離平衡プラズマモデルでスペクトルフィットを行った (2-CIE)。Si と S のアバundanceはフリーパラメータとし、プラズマ間で共通の値をとるようにした。その他の元素は太陽組成とした。ベストフィットの 2-CIE モデル、およびパラメータを図 5.3、表 5.4 に示す。1-CIE モデルで見られた大きな残差は改善されておらず、2-CIE モデルも $\chi^2/\text{d.o.f.} = 365/189$ で棄却された。

さらに、Si と S のアバundanceを各プラズマで別々にフィッティングした (2-CIE-free)。このモデルは、ASCA で得られたスペクトルで棄却されなかったモデルである (Bamba et al. 2000)。しかしながら、2.5–3.0 keV の残差は改善せず、 $\chi^2/\text{d.o.f.} = 360/187$ で棄却された。2-CIE-free のベストフィットモデル、およびパラメータを図 5.4、表 5.5 に示す。

Suzaku XIS を用いて得られた低温成分と高温成分のプラズマ温度はそれぞれ、 $0.20^{+0.02}_{-0.01}$ keV、 1.6 ± 0.1 keV であった。一方、ASCA GIS で得られたスペクトルを用いて Bamba et al. (2000) が報告しているプラズマ温度はそれぞれ、 $0.6^{+0.2}_{-0.3}$ keV、 $4.4^{+8.8}_{-2.2}$ keV (エラーは信頼水準 90%) である。同じモデルを用いながらコンシステントな結果ではないのは、ASCA GIS の感度が Suzaku XIS に比べ、特に Mg の Ly α 輝線より低エネルギー側 ($\lesssim 1.5$ keV) で劣るからであろう。事実、Bamba et al. (2000) で報告しているベストフィットパラメータ (表 3.1) でフィッティングすると (2-CIE-ASCA)、2.5–3.0 keV での大きな残差の他に、低エネルギー側で大きな残差が見られた (図 5.5、 $\chi^2/\text{d.o.f.} = 755/191$)。ここでは、低温

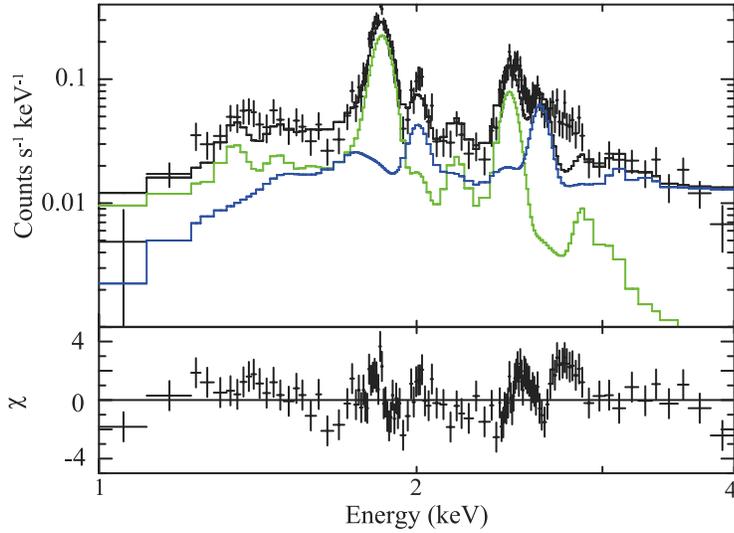


図 5.3: 黒色の実線は、2-CIE のベストフィットモデルを示す。また、青色の実線は高温成分の電離平衡プラズマ、緑色の実線は低温成分の電離平衡プラズマを示す。下段は、2-CIE のベストフィットモデルからの残差を示す。

表 5.4: 2-CIE のベストフィットパラメータ。

| モデル | パラメータ | 値 |
|------------------------|---|---------------------|
| 星間吸収 | N_{H} (10^{22} H cm^{-2}) | 1.9 ± 0.3 |
| 低温成分の CIE プラズマ | kT (keV) | 0.55 ± 0.04 |
| | Z_{Si} (solar) | 11_{-3}^{+7} |
| | Z_{S} (solar) | 23_{-7}^{+18} |
| | VEM (10^{11} cm^{-5}) | $2.2_{-1.1}^{+1.3}$ |
| 高温成分の CIE プラズマ | kT (keV) | $5.7_{-1.5}^{+3.6}$ |
| | Z_{Si} (solar) | 共通 * |
| | Z_{S} (solar) | 共通 * |
| | VEM (10^{11} cm^{-5}) | 1.1 ± 0.2 |
| $\chi^2/\text{d.o.f.}$ | | 365/189 |

* プラズマ間で共通の値をとる。

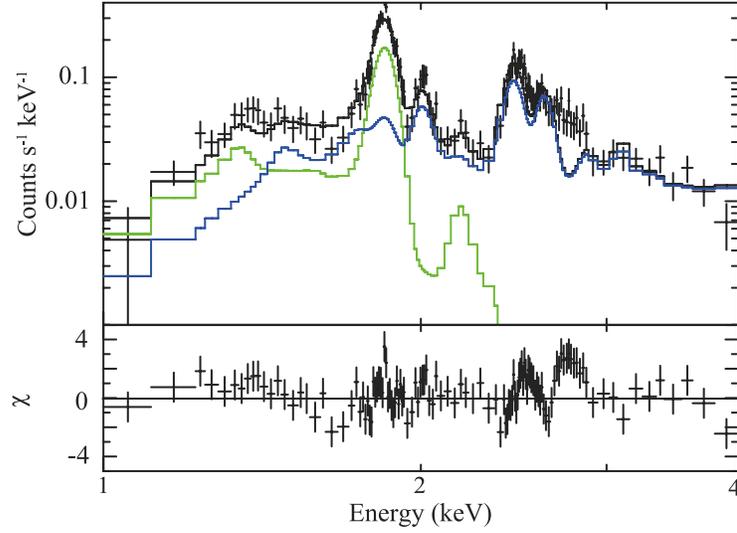


図 5.4: 黒色の実線は、2-CIE-free のベストフィットモデルを示す。また、青色の実線は高温成分の電離平衡プラズマ、緑色の実線は低温成分の電離平衡プラズマを示す。下段は、2-CIE-free のベストフィットモデルからの残差を示す。

表 5.5: 2-CIE-free のベストフィットパラメータ。

| モデル | パラメータ | 値 |
|------------------------|---|------------------------|
| 星間吸収 | | |
| | N_{H} (10^{22} H cm^{-2}) | 2.9 ± 0.3 |
| 低温成分の CIE プラズマ | | |
| | kT (keV) | $0.20^{+0.02}_{-0.01}$ |
| | Z_{Si} (solar) | 36^{+26}_{-12} |
| | Z_{S} (solar) | < 6.8 |
| | VEM (10^{11} cm^{-5}) | 79^{+76}_{-43} |
| 高温成分の CIE プラズマ | | |
| | kT (keV) | 1.6 ± 0.1 |
| | Z_{Si} (solar) | $2.2^{+0.5}_{-0.4}$ |
| | Z_{S} (solar) | $5.9^{+1.0}_{-0.9}$ |
| | VEM (10^{11} cm^{-5}) | $3.3^{+0.5}_{-0.4}$ |
| $\chi^2/\text{d.o.f.}$ | | $360/187$ |

成分プラズマの S のアバンダンス、高温成分プラズマの Si、S のアバンダンスは上限値または下限値しか求まっていないため、フリーパラメータとした。また、両プラズマのフラックス (VEM) もフリーパラメータとした。

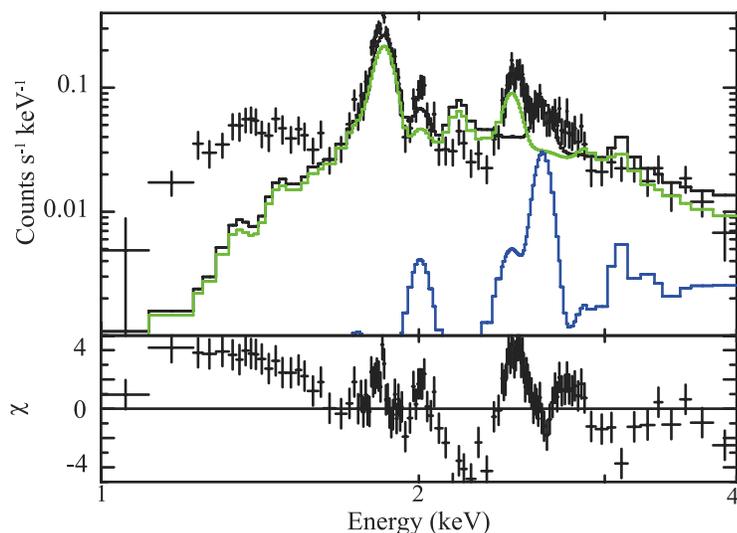


図 5.5: 黒色の実線は、2-CIE-ASCA のベストフィットモデルを示す。また、青色の実線は高温成分の電離平衡プラズマ、緑色の実線は低温成分の電離平衡プラズマを示す。下段は、2-CIE-ASCA のベストフィットモデルからの残差を示す。

5.3.2 未電離プラズマ

比較的若い SNR のほとんどは未電離プラズマであるので、引き続き星間吸収を受けた 1 温度、2 温度の未電離プラズマモデルでのスペクトルフィットを行った。1-CIE、2-CIE モデルと同様に、Si と S のアバンダンスはフリーパラメータとし、その他の元素は太陽組成とした。2-CIE モデルのアバンダンスは、両プラズマ間で共通の値をとるようにした。両者ともにベストフィットの電子温度は、電離温度と一致し、 $\chi^2/\text{d.o.f.} = 585/190$ 、 $\chi^2/\text{d.o.f.} = 365/188$ で棄却された。この結果は、基本的に 1-CIE、2-CIE モデルと同等であり、未電離プラズマでのこれ以上解析は行わなかった。

5.3.3 過電離プラズマ

1-CIE フィットの残差に見られた 2.5–3.0 keV、3.1–3.6 keV の構造は、He-like Si や He-like S の K 核束縛エネルギー (Si; 2439 eV、S; 3225 eV) に対応しており、IC 443 や W49B で発見されたイオンの K 核に自由電子が再結合する際に放射される X 線に似ている (RRC、Yamaguchi et al. 2009; Ozawa et al. 2009)。従って、エネルギーやその形からこれらの構造は、H-like Si や S の K 核に自由電子が再結合される際の RRC (He-RRC) だと考えられる。この構造が RRC であるかどうかを確かめるため、1-CIE モデルに Si と S の He-RRC

を加えてスペクトルフィットを行った。また、1-CIEモデルに He-RRCを加えるということは、H-like イオンが電離平衡で考えるよりも多く存在するということである。つまり、H-like イオンからの Ly α 輝線も 1-CIE モデルより多く存在することになる。従って、Si、S の Ly α 輝線も 1-CIE モデルに加えた。ここで、Si と S の RRC の電子温度は共通の値をとり、輝線中心値は理論値 (Si; 2006 eV, S; 2622 eV) に固定した (Model A)。ベストフィットモデル、およびパラメータを図 5.6、表 5.6 に示す。結果は $\chi^2/\text{d.o.f} = 224/186$ と劇的に改善し、図 5.6 からわかるように、2.5–3.0 keV の大きな残差は解消した。

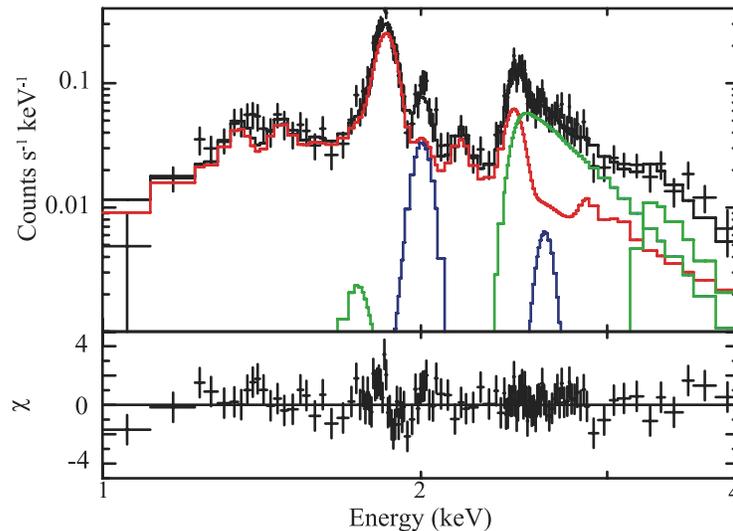


図 5.6: 黒色の実線は、Model A のベストフィットモデルを示す。また、赤色の実線は電離平衡プラズマ、緑色の実線はそれぞれ Si、S の He-RRC、青色の実線はそれぞれ Si、S の Ly α 輝線を示す。下段は、Model A のベストフィットモデルからの残差を示す。

図 5.6 からわかるように、ASCA での観測により S の Ly α 輝線といわれてきたのは (Bamba et al. 2000)、主に Si の He-RRC であることがわかった。また、RRC のフラックスは電離平衡プラズマの連続成分の大半をしめる熱的制動放射よりも 1 桁近く強い。さらに、RRC の幅で決まる電子温度に対し、主に電離平衡プラズマの制動放射の傾きで決まる電離温度は有意に低くなっている。これらのことから、1-CIE プラズマに RRC や Ly α 輝線を加える単純な解析では、物理量を定量的に求めることはできない。

従って、電子温度と電離温度を独立に扱った過電離プラズマモデルで、スペクトル全体をフィットした。ここで、Mg、Si、S のアバundanceはそれぞれフリーパラメータとし、その他の元素は太陽組成とした (Model B)。ベストフィットモデル、およびパラメータを図 5.7、表 5.7 に示す。 $\chi^2/\text{d.o.f} = 223/189$ は、信頼水準 95% で棄却できなかった。これまでの研究 (IC 443, W49B) では半現象論的モデルを用いていたが、物理的モデルによる定量解析を行ったのは初めてのことである。

表 5.6: Model A のベストフィットパラメータ。

| モデル | パラメータ | 値 |
|------------------------|---|--------------------------------|
| 星間吸収 | | |
| | N_{H} (10^{22} H cm $^{-2}$) | 2.4 ± 0.2 |
| CIE プラズマ | | |
| | kT (keV) | $0.62^{+0.11}_{-0.06}$ |
| | Z_{Si} (solar) | $4.1^{+0.6}_{-0.5}$ |
| | Z_{S} (solar) | $4.2^{+1.3}_{-1.1}$ |
| | VEM (10^{11} cm $^{-5}$) | $6.4^{+2.1}_{-1.8}$ |
| Si He-RRC | | |
| | kT_{e} | $0.31^{+0.05}_{-0.04}$ |
| | VEM _{SiXIV} (10^{11} cm $^{-5}$) | $(1.1 \pm 0.1) \times 10^{-3}$ |
| S He-RRC | | |
| | kT_{e} | 共通* |
| | VEM _{SXVI} (10^{11} cm $^{-5}$) | $(1.0 \pm 0.3) \times 10^{-4}$ |
| Si Ly α | | |
| | 輝線中心値 (keV) | 2.006 (fixed) |
| | flux (10^{40} ph s $^{-1}$) | 28^{+13}_{-23} |
| S Ly α | | |
| | 輝線中心値 (keV) | 2.622 (fixed) |
| | flux (10^{40} ph s $^{-1}$) | < 6.6 |
| $\chi^2/\text{d.o.f.}$ | | 224/186 |

*Si と S の He-RRC で共通の値をとる。

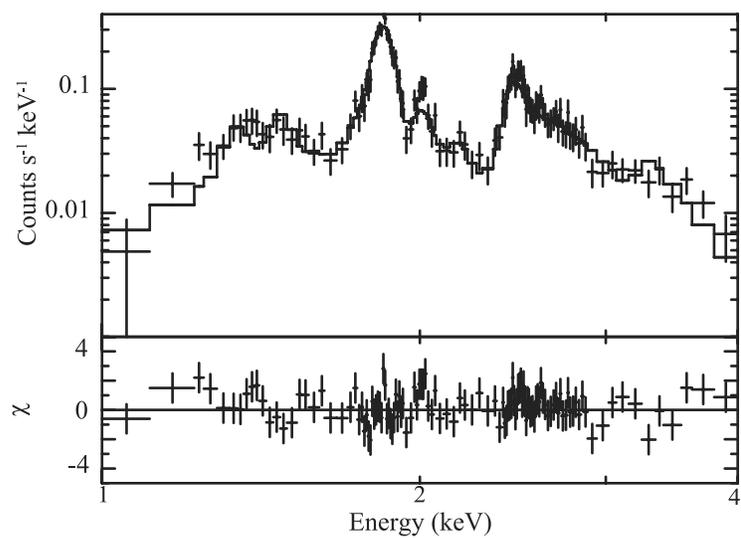


図 5.7: 実線は、Model B のベストフィットモデル。

表 5.7: Model B のベストフィットパラメータ。

| モデル | パラメータ | 値 |
|-----------------------|---|------------------------|
| 吸収 | N_{H} (10^{22} H cm^{-2}) | $2.0^{+0.3}_{-0.2}$ |
| 過電離プラズマ | kT_e (keV) | 0.29 ± 0.02 |
| | kT_z (keV) | $0.77^{+0.09}_{-0.08}$ |
| | Z_{Mg} (solar) | $3.4^{+1.2}_{-0.9}$ |
| | Z_{Si} (solar) | 12^{+3}_{-2} |
| | Z_{S} (solar) | 17^{+5}_{-4} |
| | VEM | $7.2^{+2.3}_{-1.8}$ |
| $\chi^2/\text{d.o.f}$ | | 223/189 |

表 5.8: 北側、南側領域それぞれのベストフィットパラメータ。

| モデル | パラメータ | 値 | |
|---------|---|-------------------------------|-------------------------|
| | | 北側領域 | 南側領域 |
| 吸収 | | | |
| | N_{H} (10^{22} H cm $^{-2}$) | 2.0 $^{+0.3}_{-0.2}$ (fixed*) | |
| 過電離プラズマ | | | |
| | kT_e (keV) | 0.31 \pm 0.02 | 0.26 \pm 0.03 |
| | kT_z (keV) | 0.75 $^{+0.07}_{-0.06}$ | 0.80 $^{+0.14}_{-0.12}$ |
| | Z_{Mg} (solar) | 3.4 $^{+1.2}_{-0.9}$ (fixed*) | |
| | Z_{Si} (solar) | 12 $^{+3}_{-2}$ (fixed*) | |
| | Z_{S} (solar) | 17 $^{+5}_{-4}$ (fixed*) | |
| | VEM | 4.7 \pm 0.4 | 3.0 \pm 0.3 |
| | $\chi^2/\text{d.o.f.}$ | 174/150 | 86/106 |

*Model B のベストフィット値に固定。

5.4 空間分布

過電離プラズマの空間分布を調べるのに、G 359.1–0.5 は XIS の位置分解能に比べ十分に大きい。しかしながら、細かい領域に分割してスペクトル解析を行うには統計が悪い。そのため、ソース領域を銀河座標 $b = -0.5$ で二つに分割した。ここで、銀河面に近い領域を北側領域、銀河面から遠い領域を南側領域とする。北側、南側領域それぞれからスペクトルを求め、Model B と同様の解析を行った。ここで、柱密度、Mg、Si、S のアバンダンスは Model B のベストフィット値に固定した。それぞれの領域でのベストフィットパラメータを表 5.8 に示す。

北側、南側領域の電子温度、電離温度はそれぞれ統計エラーの範囲で重なっているが、電子温度は北側領域が南側領域よりもわずかに高く、反対に電離温度は南側領域が北側領域よりもわずかに高かった。より定量的に評価するため、電離パラメータ (ionization parameter; IP) を導入する。IP は、電離温度と電子温度の比、すなわち kT_z/kT_e で定義する。北側、南側領域それぞれ IP は、2.4 \pm 0.1、3.0 $^{+0.4}_{-0.3}$ と求められ、北側領域の IP がわずかに低い結果となった。

5.5 電波フィラメント Snake

G 359.1–0.5 は電波フィラメント Snake と相互作用しているとすると (図 5.8)、北側領域で IP は高エネルギー電子の影響を受けている可能性がある。高エネルギー電子からはシンクロトロン放射による非熱的な X 線放射があるかもしれない。そこで、4.0–8.0 keV バンドのイメージ (図 5.8) を作成した。軌道上較正線源 (^{55}Fe) からの X 線放射を避ける

ため、5.7–6.7 keV バンドは除いた。図 5.8 からは有意な X 線は見られないが、X 線フラックスの上限を推定する。

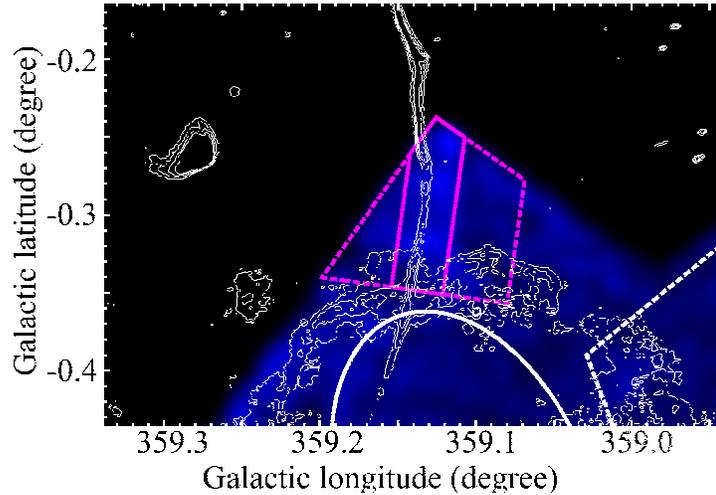


図 5.8: 4.0–8.0 keV の XIS でのイメージ。軌道上較正線源 (^{55}Fe) からの X 線放射を避けるため、5.7–6.7 keV バンドは除いた。等高線は、電波 1.4 GHz を示す。紫色の実線の領域からスペクトルを作成し、点線の領域をバックグラウンドとした。

図 5.8 に示した紫色の実線の領域 (スペクトル領域) から X 線スペクトルを作成した。ここで、バックグラウンドとして点線の領域を選んだ。星間吸収を受けた power-law モデルでフィットを行った。統計が悪いため、power-law モデルの冪は 2.0、柱密度は Model B のベストフィット値の $N_{\text{H}} = 2.0 \times 10^{22} \text{ H cm}^{-2}$ に固定した。その結果、信頼水準 90% でフラックスの上限値は $2 \times 10^{-14} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ だった。

次に X 線フラックスの上限値から非熱的な電子のエネルギーを推定する。低エネルギー側では冪関数で、cut-off エネルギーから指数関数的に落ちていく電子分布からのシンクロトロン放射を考える (srcut model, Reynolds 1998, Reynolds & Keohane 1999)。1446 MHz と 4790 MHz の観測からは Snake に沿って spectral index は変化している (図 5.9, Gray et al. 1995)。スペクトル領域に対応する銀緯 ($-15' - -21'$) の spectral index は、図 5.9 からほぼ一定であり 0 である。従って、低エネルギー側の冪関数の spectral index を 0 とする。スペクトル領域での電波観測による Snake の大きさを $6' \times 0.2$ とすると、1446 MHz のフラックスは 70 mJy である。Snake の磁場強度の下限値 $88 \mu\text{G}$ (Gray et al. 1995) を用いる。X 線フラックスの上限値から、電子の cut-off エネルギーの上限値が 1 GeV と求められた。

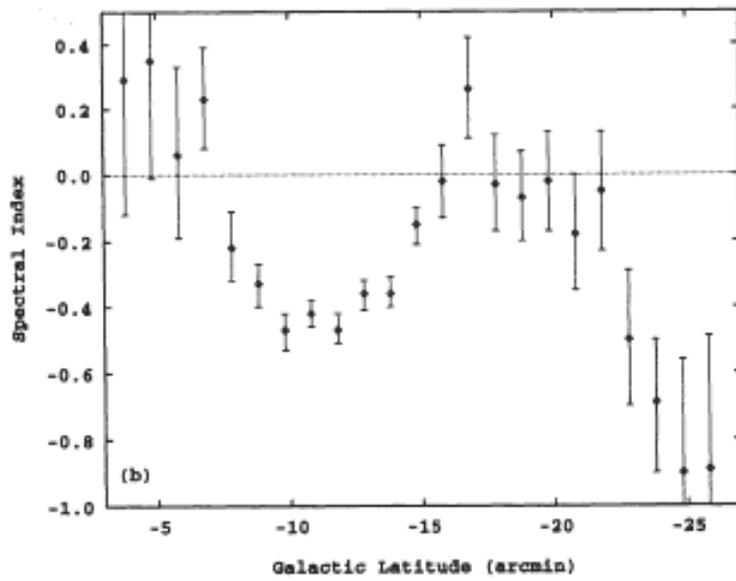


図 5.9: Snake の銀緯に対する spectral index の変化 (Gray et al. 1995)。

第6章 議論

Suzakuにより得られた X 線イメージから G 359.1–0.5 は、MM-SNR であることが確定的になった。X 線スペクトルからは、ASCA の観測で主張していた S からの Ly α 輝線が Si の He-RRC であることがわかった。また、ASCA による観測で得られた 2 温度電離平衡プラズマモデルではなく、電子温度 0.29 keV、電離温度 0.77 keV の過電離プラズマモデルによってスペクトルを再現することができた。この章では、過電離プラズマでの物理パラメータを導出し、その起源について考察する。

6.1 物理パラメータ

Model B による解析でも、H に対する適切なアバundance比や VEM を求めることができないことに注意する必要がある。ここで、図 6.1 に Model B のベストフィットモデルを成分毎に示す。1–2 keV バンドでの RRC は主に O や Ne といった星間空間に豊富に存在する元素由来である。このバンドでの RRC のフラックスは O や Ne のアバundanceに比例し、熱的制動放射と RRC は分離が困難なため、主に H や He からの熱的制動放射のフラックスは O や Ne のアバundanceに大きく依存する。しかしながら、強い星間吸収により O や Ne の輝線を検出できず、アバundanceを求めることができなかつたため、Model B による解析では O や Ne を 1 solar に固定した。そのため熱的制動放射のフラックスには大きな不定性が残り、H に対する適切なアバundance比や VEM を求めることができない。特に G 359.1–0.5 では、RRC のフラックスが熱的制動放射のフラックスよりも 1 桁近く大きく (図 6.1)、その効果は大きくなる。

そこで、Mg、Si、S のアバundanceの O や Ne のアバundance依存性を調べた。O と Ne のアバundanceを共通に 1 solar から 10 solar まで変化させて、Model B でスペクトルフィットを行った。Mg、Si、S のアバundance、電子温度、電離温度、柱密度、VEM それぞれを図 6.2、図 6.3、図 6.4 に示す。図 6.2 から、Mg、Si、S のアバundanceは O、Ne のアバundanceに大きく依存していることがわかる。O、Ne のアバundanceで Mg、Si、S のアバundanceを規格化すると図 6.5 のようにほぼ一定となる。これは、Mg、Si、S の O、Ne に対する相対的なアバundanceはそれぞれ、 ~ 2.4 solar、 ~ 8.2 solar、 ~ 12 solar であることを示している。さらに、VEM も O、Ne のアバundanceに対し大きく依存している。一方で、電子温度、電離温度や柱密度は O、Ne のアバundanceに対しほぼ一定であった。

Model B のベストフィットな柱密度の値は $2.0 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ だった。銀河中心領域の X 線天体を用いた柱密度の銀緯依存性 (図 6.6、Sakano et al. 1999) から ($b = -0.5$ で $N_{\text{H}} \sim 3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$)、G 359.1–0.5 は銀河中心領域またはその中でも我々に近い領域に位置するだろう。この結果は、電波観測による結果と矛盾しない。ここでは、距離 8.5 kpc

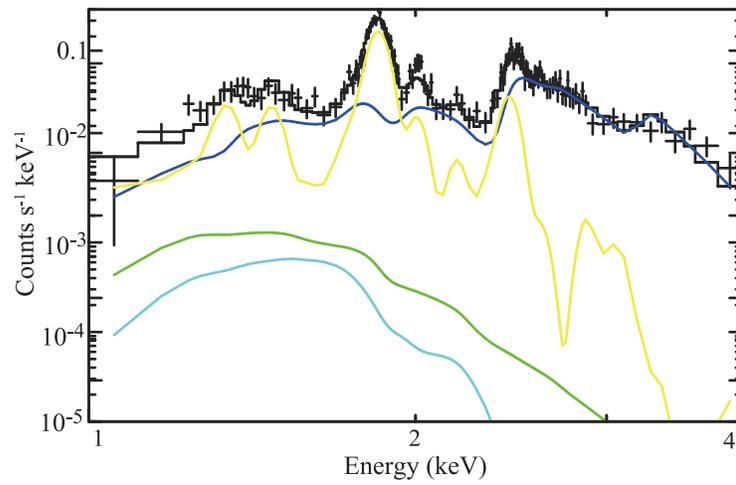


図 6.1: Model B のベストフィットパラメータを各成分毎に示す。熱的制動放射を緑色、RRC を青色、二光子崩壊を水色、輝線放射を黄色の実線で示す。図 5.7 の縦軸の範囲を 10^{-5} – $0.4 \text{ counts s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$ に広げた。

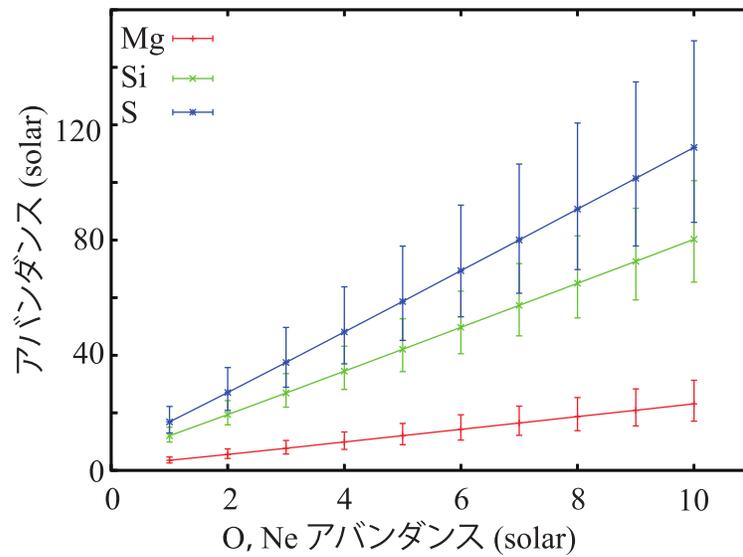


図 6.2: Model B によるスペクトルフィットでの Mg (赤)、Si (緑)、S (青) のアバundance を O、Ne のアバundance を横軸にプロットした。

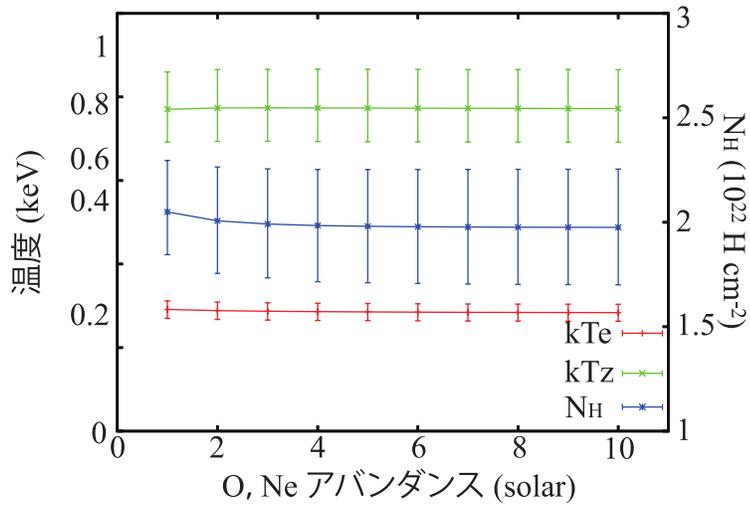


図 6.3: Model Bによるスペクトルフィットでの電子温度 (赤)、電離温度 (緑)、柱密度 (水色) を O、Ne のアバundanceを横軸にプロットした。

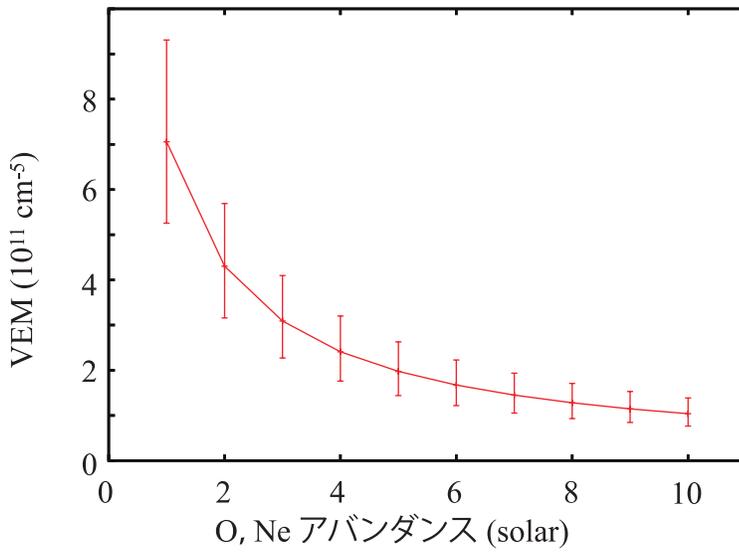


図 6.4: Model Bによるスペクトルフィットでの VEM を O、Ne のアバundanceを横軸にプロットした。

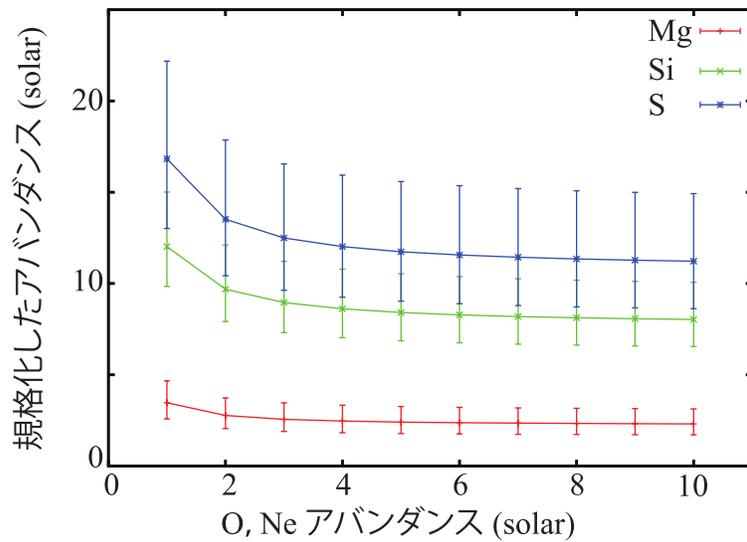


図 6.5: 図 6.2 を O、Ne のアバundance で規格化した。

の銀河中心領域に位置すると仮定する。ソース領域の大きさはおよそ $12.0 \times 19.6 \text{ pc}^2$ である (図 5.1)。イオンの運動エネルギーが電子の運動エネルギーと等しいと仮定すると、音速は $3 \times 10^7 \text{ cm s}^{-1}$ と見積られる。また、ソース領域の長軸半径を音速で割ることにより、運動力学的な時間スケールは $7 \times 10^4 \text{ yr}$ である。

6.2 過電離プラズマの起源

従来の SNR の進化理論では、衝撃波加熱とそれに続く熱的緩和過程であり、未電離プラズマ、電離平衡プラズマは実現する一方、過電離プラズマは実現できなかった。MM-SNR G 359.1–0.5 での過電離プラズマの発見は IC 443、W49B に次ぐ 3 例目の発見であり、サンプル数こそ少ないものの過電離プラズマは全て MM-SNR で見つかっている。中でも G 359.1–0.5 は電子温度が 0.29 keV、電離温度が 0.77 keV であり、著しい過電離状態にある (IC 443; $kT_e = 0.6 \text{ keV}$, $kT_z = 1\text{--}1.2 \text{ keV}$, W49B; $kT_e = 1.5 \text{ keV}$, $kT_z = 2.7 \text{ keV}$)。過電離プラズマの実現には、未知の進化過程やメカニズムの存在が必要である。それには、多くの MM-SNR に共通点している分子雲や GeV/TeV 天体との相関といった特徴が関係しているのかもしれない。IC 443 や W49B での過電離プラズマの起源については既に議論されているが、詳しくはわかっていない (Kawasaki et al. 2002, Miceli et al. 2006, Yamaguchi et al. 2009, Miceli et al. 2010)。定量的な議論を行うには統計が乏しいが、著しい過電離状態にある G 359.1–0.5 について過電離プラズマの起源について考察する。

熱伝導

IC 443 において Kawasaki et al. (2002) が提唱した熱伝導シナリオは、中心の温かいプラズマから周辺の冷たいプラズマへの熱伝導がおこり、急激に電子の冷却が進むというも

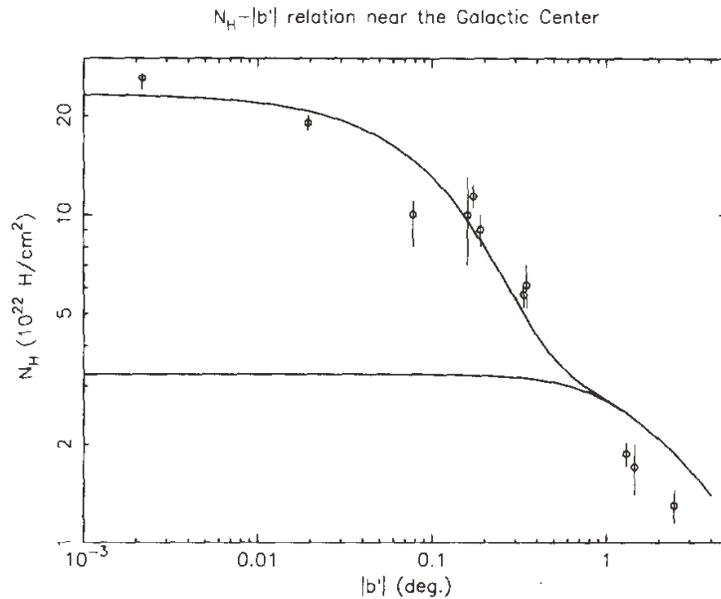


図 6.6: 銀河中心領域の柱密度を銀河面からの距離で示す (Sakano et al. 1999)。

のである。G 359.1–0.5 の場合は、熱伝導シナリオにとって都合の良い条件がそろっている。G 359.1–0.5 は、冷たい ^{12}CO 分子雲や、 H_I ガスに取り囲まれている (Uchida et al. 1992a, Uchida et al. 1992b)。さらに、分子雲と衝撃波の相互作用を示す 1720 MHz の OH メーザーがシェルに沿って位置している (Gray et al. 1995, Gray et al. 1996)。これらの放射はいずれも北側領域で強く、G 359.1–0.5 の北側でより激しく分子雲と相互作用をしているかもしれない。従って、G 359.1–0.5 の温かいプラズマから冷たい分子雲へ効率良く熱伝導がおり過電離状態になったとすると、南側領域より北側領域で IP が大きくなるはずである。しかしながら、南側領域より北側領域の IP がわずかに小さく、このシナリオに反している。

断熱膨張

Yamaguchi et al. (2009) が提唱した断熱膨張シナリオは、密度の濃い星周物質での急激な電離とその後の断熱膨張による急速な電子の冷却によるものである (Itoh & Masai 1989)。密度の濃い星周物質で超新星爆発がおこると、SNR の進化過程の初期に星周物質は衝撃波により加熱され十分に電離される。その後、衝撃波が密度の濃い領域から薄い星間空間に抜けると、ショックを受けたガスは急速な断熱膨張をする。その結果、電子は急激に冷却する。従って、断熱膨張シナリオは密度の小さい星間空間で IP が大きくなるはずである。G 359.1–0.5 では、VEM から北側領域に比べ南側領域の密度が小さいので、南側領域で IP が大きくなる。このシナリオは、南側領域が北側領域より IP がわずかに大きいという観測結果に則している。

超熱的電子

過電離プラズマは、SNR 以外に太陽フレアからも見つかっている (e.g. Tanaka 1986)。太陽フレアでの過電離プラズマからは、数十 keV の硬 X 線も観測されている。Kato & Masai (1992) は、太陽フレアにおいて熱的な電子に対しわずか数%の超熱的電子によって効率的な電離を起こし過電離プラズマを形成することを提案した。また、超熱的電子は制動放射により硬 X 線をつくり出す。G 359.1–0.5 では、電波フィラメント Snake によって超熱的電子が供給されているのかもしれない。しかしながら、最も効率的に電離を促す電子のエネルギーは数十 keV、陽子だと数十 MeV になるため、電子分布の cut-off エネルギーの上限値が 1 GeV という観測は、このシナリオに制限をかけるものではない。

第7章 まとめ

- X線天文衛星 Suzaku を用いて SNR G 359.1–0.5 の観測を行った。
- 1.5–2.3 keV、2.5–3.0 keV バンドでのイメージにより、G 359.1–0.5 の電波シェルの内側から広がった X 線放射を見つけた。これにより、G 359.1–0.5 は MM-SNR であることを確定的にした。
- 2.5–3.0 keV と 3.1–3.6 keV に大きな残差が見られたため、1 温度、2 温度電離平衡プラズマモデルではスペクトルを再現できなかった。これには、ASCA で得られた X 線スペクトルで棄却されなかった 2 温度電離平衡プラズマモデルも含まれる。
- 同様に、1 温度、2 温度未電離プラズマモデルもスペクトルを再現できなかった。
- 1 温度電離平衡プラズマモデルで見られた 2.5–3.0 keV と 3.1–3.6 keV の構造は、それぞれ Si、S の He-RRC であることがわかった。また、ASCA で主張していた S の Ly α 輝線は主に Si の He-RRC であることがわかった。
- 1 温度過電離プラズマモデルはスペクトルを再現し、棄却できなかった。SNR の過電離プラズマで半現象論的モデルではなく、物理的モデルによる定量解析を行ったのは初めてのことである。
- 銀河座標系で G 359.1–0.5 の北側と南側の領域では、統計の範囲で物理量は一致していた。しかし、北側の領域の IP は南側よりわずかながら小さかった。
- G 359.1–0.5 と Snake が視線上で交差している領域から、X 線フラックスの上限値を 2×10^{-14} ergs cm $^{-2}$ s $^{-1}$ と求めた。その結果、電子の cut-off エネルギーの上限値を 1 GeV と求めた。
- 熱的制動放射のフラックスは不定性が大きいいため、H に対するアバundance、VEM は求めることができなかった。O や Ne に相対的な Mg、Si、S のアバundanceは ~ 2.4 solar、 ~ 8.2 solar、 ~ 12 solar であった。
- 柱密度 $N_{\text{H}} = 2.0 \times 10^{22}$ cm $^{-2}$ から、G 359.1–0.5 の距離は銀河中心領域またはその中でも我々に近い領域であることがわかった。
- 過電離プラズマの起源について、熱伝導シナリオ、断熱膨張シナリオ、超熱的電子シナリオを考察したが、詳しくはわからなかった。

謝辞

本修士論文は、多くの方々からの御指導、助言を頂きながらなんとか完成させることができました。深く感謝したいと思います。

小山勝二名誉教授には、データ解析や考察の方法に留まらず、研究者としてのあり方など様々な範囲にわたり指導して頂きました。鶴剛准教授には、データ解析など指導して頂いただけでなく、論文の校正までして頂きました。私の提出が遅く御心配をおかけしたことをお詫びします。松本浩典助教（現名古屋大学准教授）には、的確すぎるアドバイスを頂きました。ありがとうございます。

政井邦昭教授には、メールでのやりとりにもかかわらず丁寧に教えて頂きました。山口弘悦さんには、私の原稿にあきれながらも最後まで校正して頂きました。小澤碧さんには、博士論文で忙しいときも、また就職してからもアドバイスを頂きました。色々と御迷惑をお掛けしましたが、ありがとうございました。

X線グループの先輩には、何もわからない状態から基礎的な天文学からデータ解析まで幅広く教えて頂きました。内山秀樹さん、信川正順さん、澤田真理さん、劉周強さんありがとうございました。

最後に6人も同期が集まったことを、そして一人も欠けることなく全員が最後まで来れたことを嬉しく思います。特に、中島真也君には色々つまらないことも議論しましたし、半日以上かけて研究会に行ったのもいい思い出です。澤野達哉君、東直樹君、谷上幸次郎君、中村輝石君ともよく飲みに行くなど、楽しい大学院生活でした。

最後にこれまで支えてくれた全ての人に感謝したいと思います。

関連図書

- [1] Abdo, A. A., et al. 2010, *ApJ*, 722, 1303
- [2] Bamba, A., Yamazaki, R., Kohri, K., Matsumoto, H., Wagner, S., Pühlhofer, G., & Kosack, K. 2009, *ApJ*, 691, 1854
- [3] Bamba, A., Yokogawa, J., Sakano, M., & Koyama, K. 2000, *PASJ*, 52, 259
- [4] Burke, B. E., Mountain, R. W., Harrison, D. C., Bautz, M. W., & Doty, J. P. 1991, *IEEE Transactions on Electron Devices*, 38, 1069
- [5] Claussen, M. J., Frail, D. A., Goss, W. M., & Gaume, R. A. 1997, *ApJ*, 489, 143
- [6] Downes, D., Goss, W. M., Schwarz, U. J., & Wouterloot, J. G. A. 1979, *A&AS*, 35, 1
- [7] Egger, R., & Sun, X. 1998, *IAU Colloq. 166: The Local Bubble and Beyond*, 506, 417
- [8] Gray, A. D. 1994, *MNRAS*, 270, 835
- [9] Gray, A. D., Cram, L. E., Ekers, R. D., & Goss, W. M. 1991, *Nature*, 353, 237
- [10] Gray, A. D., Nicholls, J., Ekers, R. D., & Cram, L. E. 1995, *ApJ*, 448, 164
- [11] Green, D. A. 2009, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 37, 45
- [12] Ishisaki, Y., et al. 2007, *PASJ*, 59, 113
- [13] Itoh, H., & Masai, K. 1989, *MNRAS*, 236, 885
- [14] Kaastra, J. S., Mewe, R., & Nieuwenhuijzen, H. 1996, *UV and X-ray Spectroscopy of Astrophysical and Laboratory Plasmas*, 411
- [15] Kato, T., & Masai, K. 1992, *NASA STI/Recon Technical Report N*, 93, 20266
- [16] Kawasaki, M. 2002, Ph.D. thesis, The University of Tokyo
- [17] Kawasaki, M., Ozaki, M., Nagase, F., Inoue, H., & Petre, R. 2005, *ApJ*, 631, 935
- [18] Kawasaki, M. T., Ozaki, M., Nagase, F., Masai, K., Ishida, M., & Petre, R. 2002, *ApJ*, 572, 897

- [19] Kelley, R. L., et al. 2007, PASJ, 59, 77
- [20] Koyama, K., et al. 2007a, PASJ, 59, S245
- [21] Koyama, K., et al. 2007b, PASJ, 59, S23
- [22] LaRosa, T. N., Kassim, N. E., Lazio, T. J. W., & Hyman, S. D. 2000, AJ, 119, 207
- [23] Lazendic, J. S., Wardle, M., Burton, M. G., Yusef-Zadeh, F., Whiteoak, J. B., Green, A. J., & Ashley, M. C. B. 2002, MNRAS, 331, 537
- [24] Lodders, K., Palme, H., & Gail, H. -. 2009, arXiv:0901.1149
- [25] Miceli, M., Bocchino, F., Decourchelle, A., Ballet, J., & Reale, F. 2010, A&A, 514, L2
- [26] Miceli, M., Decourchelle, A., Ballet, J., Bocchino, F., Hughes, J. P., Hwang, U., & Petre, R. 2006, A&A, 453, 567
- [27] Mitsuda, K., et al. 2007, PASJ, 59, S1
- [28] Morrison, R., & McCammon, D. 1983, ApJ, 270, 119
- [29] Nakajima, H., et al. 2008, PASJ, 60, 1
- [30] Ohashi, T., et al. 1996, PASJ, 48, 157
- [31] Ohnishi, T, et al., submitted.
- [32] Ozawa, M. 2009, Ph.D. thesis, Kyoto University
- [33] Ozawa, M., Koyama, K., Yamaguchi, H., Masai, K., & Tamagawa, T. 2009, ApJL, 706, L71
- [34] Porquet, D., Mewe, R., Dubau, J., Raassen, A. J. J., & Kaastra, J. S. 2001, A&A, 376, 1113
- [35] Reich, W., & Fuerst, E. 1984, A&AS, 57, 165
- [Reynolds(1998)] Reynolds, S. P. 1998, ApJ, 493, 375
- [Reynolds & Keohane(1999)] Reynolds, S. P., & Keohane, J. W. 1999, ApJ, 525, 368
- [36] Rho, J., & Petre, R. 1998, ApJL, 503, L167
- [37] Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1979, Radiative Processes in Astrophysics, Jhon Wiley & Sons
- [38] Sakano, M., Koyama, K., Nishiuchi, M., Yokogawa, J., & Maeda, Y. 1999, Advances in Space Research, 23, 969

- [39] Serlemitsos, P. J., et al. 2007, PASJ, 59, 9
- [40] Smith, R. K. & Brickhouse, N. S. 2002, Physics Underlying the ATOMDB (Cambridge, MA: Chandra X-Ray Center), <http://cxc.harvard.edu/atomdb/physics/plasma/plasma.html>
- [41] Takahashi, T., et al. 2007, PASJ, 59, 35
- [42] Tanaka, K. 1986, PASJ, 38, 225
- [43] Tawa, N., et al. 2008, PASJ, 60, 11
- [44] Tucker, W. H., & Gould, R. J. 1966, ApJ, 144, 244
- [45] Uchida, K. I., Morris, M., Bally, J., Pound, M., & Yusef-Zadeh, F. 1992a, ApJ, 398, 128
- [46] Uchida, K., Morris, M., & Yusef-Zadeh, F. 1992b, ApJ, 104, 1533
- [47] Uchiyama, H., et al. 2009, PASJ, 61, S9
- [48] Uchiyama, Y., et al. 2008, PASJ, 60, 35
- [49] Watson, M. G., et al. 2009, A&A, 493, 339
- [50] Yamaguchi, H., Ozawa, M., Koyama, K., Masai, K., Hiraga, J. S., Ozaki, M., & Yonetoku, D. 2009, ApJL, 705, L6
- [51] Yusef-Zadeh, F., Hewitt, J. W., & Cotton, W. 2004, ApJS, 155, 421
- [52] Yusef-Zadeh, F., Robinson, B. T., Roberts, D. A., Goss, W. M., Frail, D. A., & Green, A. 1996, in The Galactic Center: 4th ESO/CTIO Workshop, ed. R. Gredel (San Francisco: Astronomical Society of the Pacific), 151
- [53] Yusef-Zadeh, F., Uchida, K. I., & Roberts, D. 1995, Science, 270, 1801
- [54] Zhang, Z., Gao, Y., & Wang, J. 2010, Science in China G: Physics and Astronomy, 53, 1357
- [55] 東海林雅之, 2004, 修士論文, 大阪大学
- [56] 山下朗子, 1994, 修士論文, 東京大学
- [57] 「すざく」ヘルプデスク, 2009, 『「すざく」ファーストステップガイド 第4.0.3版 (Process Version 2.1–2.3)』