

X線天文衛星「すざく」による超新星残骸
G337.2-0.7の観測研究

高田 明寛

京都大学大学院 理学研究科 物理学第二分野 宇宙線研究室

2015年1月28日

概要

G337.2–0.7は銀河系内の超新星残骸 (SNR) である。X線天文衛星 *Chandra* と *XMM-Newton* による過去の観測では、Siなどの重元素の組成比から Ia 型超新星起源の SNR であることが示唆されている。しかしながら、Ia 型起源を決定づける Fe の K 輝線は見つかっていなかった。

そこで私たちは、X線天文衛星「すざく」を用いて G337.2–0.7 の長時間観測を行った。G337.2–0.7 は銀河面上に位置するためにバックグラウンドとして銀河リッジ X線放射 (GRXE) が大きく寄与する。また、イメージを解析すると視野外の明るいブラックホール連星 4U 1630–47 からの迷光が入ってきており無視できないことが分かった。そこで私たちは GRXE のモデルとシミュレーションで得た迷光のモデルを用いてバックグラウンドスペクトルのモデル化を行った。

迷光とバックグラウンドの寄与を慎重に見積もった結果、これまでに検出されていた Mg、Si、S、Ar、Ca からの K 輝線に加えて、G337.2–0.7 から初めて低電離 Fe の K 輝線 (~ 6.47 keV) を発見した。SNR 全体の X線スペクトルは 3 成分の電離非平衡プラズマで再現することができた。1 つは太陽組成のプラズマであり、衝撃波により掃き集められた星間物質起源であると考えられる。残り 2 成分のプラズマは高い重元素量をもつため、爆発噴出物起源である。星間物質と爆発噴出物を分離したことで、爆発噴出物の元素組成比とその空間分布を正確に決定した。

得られた爆発分出物の Mg や Si といった重元素の組成比と質量から、この SNR が Ia 型起源であることが分かった。しかしながら、Fe の質量を見積もると太陽質量のおよそ 0.04 倍であり、Ia 型で予想されるよりもかなり小さい値だった。これは大部分の Fe は未だ逆行衝撃波によって加熱されていないことを示唆している。また、SNR の中心に比べて北東では爆発噴出物の重元素量が大きく、重元素が北東に偏った非対称な爆発であったことが示唆される。

目次

第1章	超新星爆発と超新星残骸	1
1.1	超新星爆発	1
1.1.1	星の元素合成	1
1.1.2	超新星爆発の分類	2
1.2	超新星残骸の進化	5
1.2.1	自由膨張期と衝撃波加熱	5
1.2.2	断熱膨張期 (セドフ期)	6
1.2.3	自由膨張期からセドフ期への遷移	7
1.2.4	放射冷却期	7
1.2.5	消滅期	9
第2章	光学的に薄い熱的プラズマ	11
2.1	プラズマからの X 線放射	11
2.1.1	熱制動放射	11
2.1.2	輝線	11
2.2	電離非平衡状態	14
2.2.1	熱エネルギーの非平衡	14
2.2.2	電離非平衡	14
第3章	G337.2-0.7 概観と本観測の動機	15
3.1	電波による観測	15
3.2	X 線による観測	15
3.3	すざく衛星による観測の動機	18
第4章	X 線天文衛星「すざく」	19
4.1	概観	19
4.2	X 線望遠鏡 XRT	20
4.3	X 線 CCD カメラ XIS	26
4.3.1	CCD 検出器	26
4.3.2	電荷注入による電荷転送非効率の抑制	29
4.3.3	非 X 線バックグラウンド	30
第5章	すざく衛星による G337.2-0.7 の観測	33
5.1	観測とデータ処理	33
5.2	X 線イメージ	33
5.3	迷光のスペクトル	35
5.4	迷光と X 線バックグラウンドのモデルフィッティング	39
5.4.1	迷光	39

5.4.2	X線バックグラウンド	39
5.4.3	SNR からの漏れ出し	40
5.4.4	バックグラウンドのモデル化	40
5.5	G337.2-0.7 のスペクトルフィッティング	47
5.5.1	領域全体の解析	47
5.5.2	空間構造	53
5.6	議論	56
5.6.1	爆発の型	56
5.6.2	爆発噴出物の分布	58

第1章 超新星爆発と超新星残骸

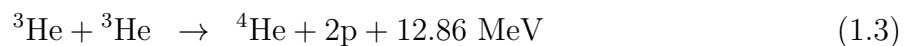
1.1 超新星爆発

超新星 (supernova: SN) は星がその一生を終えるときに起こす大爆発である。SN の明るさは銀河の明るさに匹敵し、爆発による運動エネルギーは $\sim 10^{51}$ erg にも及ぶ。1 つの銀河内で SN はおよそ 30 年間に一度の頻度で起きるとされている。SN は重元素を合成し、それらを星間空間にまき散らすため、宇宙の化学進化において重要な役割を果たす。また、SN による衝撃波は星間物質 (interstellar medium: ISM) の密度の揺らぎを作り、星形成を促す。ここでは、星が超新星爆発にいたるまでの道のりと、超新星爆発について説明する。

1.1.1 星の元素合成

恒星は熱による圧力でその質量を支えている。恒星の温度は半径に反比例するため、重力収縮により中心の温度が臨界温度を超えると水素の核融合反応が始まる。

中心の温度が $\sim 10^7$ K を超えると pp チェイン反応による水素の燃焼が起こる。この反応は次のように書ける。



中心温度が 1.8×10^7 K を超えると、炭素、窒素、酸素が触媒のような働きをし、水素の燃焼が進む。これを CNO サイクルと言い、



と表される。ここで右辺末項の数値は左辺と右辺の質量差である。

式 1.1 の反応は弱い相互作用に依存しているため、これが律速段階であり、pp チェイン反応はおよそ 10^9 年のタイムスケールで進む。pp チェイン反応は主に太陽質量程度の恒星で支配的な反応である。一方、CNO サイクルの反応のタイムスケールは $\sim 4 \times 10^8$ 年と pp チェインより短く、大中質量の恒星で支配的な反応である。恒星の生涯のほとんどはこれらの水素燃焼で占められるため、この段階にある星は主系列星と呼ばれる。

中心部での水素が枯渇すると、もはや外向きの圧力は働かなくなる。そのため恒星は自身の重力によって収縮し、内部の温度が上昇し、やがてヘリウムの核燃焼が始まる。ヘリウム原子核の3体反応、



によって炭素と酸素が合成される。この過程は $\sim 2 M_{\odot}$ を超える質量の星において素早く進行する。 $\sim 8 M_{\odot}$ を超える質量の星では、引き続き炭素の燃焼が起こり、 $\text{O} + \text{Ne} + \text{Mg}$ の核が形成される。 $\sim 10 M_{\odot}$ を超える場合、酸素の燃焼によってケイ素が合成され、ケイ素の燃焼により鉄の核ができる。このような重い星は最終的に重力崩壊型SNを起こす。一方、軽い星は $\text{C} + \text{O}$ コアの白色矮星となり、これが連星系をなしているとき伴星からの質量降着によりIa型SNを起こす。これらの爆発の型については次節で述べる。

1.1.2 超新星爆発の分類

超新星は最大輝度付近での可視光スペクトルを基に幾つかの型に分類される(図1.1)。水素バルマー系列の吸収線が見られるものはII型、見られないものはI型である。I型の中でも Si_{II} の吸収線があるものはIa型、 Si_{II} の吸収線はないが He の吸収線はあるものはIb型、それらのいずれもないものはIc型と定義される。一方、II型はそのライトカーブによってさらに細かくIIP型、IIL型、IIn型などに分類される。なお、以下に述べるようにこれらの分類は爆発メカニズムを反映しているわけではない。

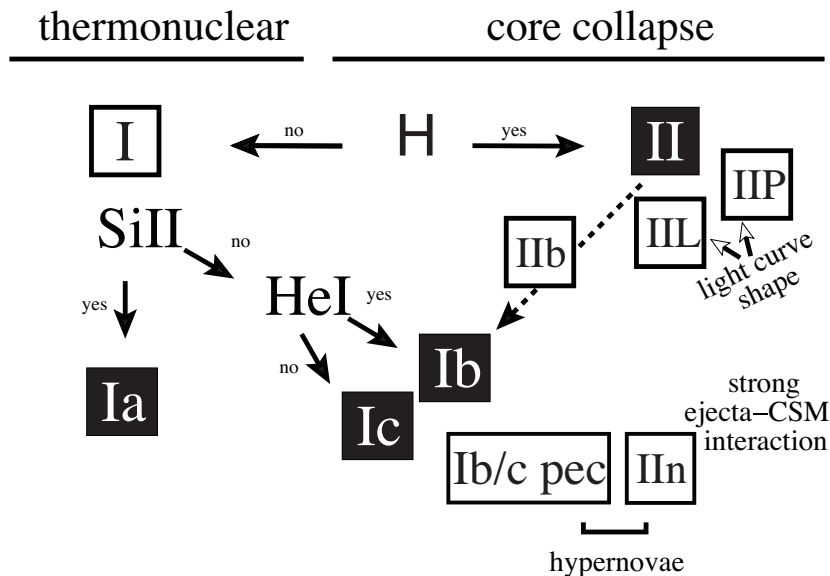


図 1.1: SN の分類概略図 (Turatto 2003)。Ia 型 SN は白色矮星の熱核爆発であり、それ以外の型は重い星の重力崩壊であるとされている。

Ia 型 SN

Ia 型 SN は C+O 白色矮星の核融合反応による爆発であると考えられている。白色矮星は自身の質量を電子の縮退圧で支えているが、伴星からの質量降着などによりチャンドラセカール質量 ($\sim 1.4 M_{\odot}$) に達すると、重力が電子の縮退圧を上回る。その結果、白色矮星は収縮して中心の密度と温度が上昇し、炭素の燃焼が始まる。この核融合反応は爆発的に進み、超新星爆発を起こす。星は核反応のエネルギーによって完全に崩壊し、中性子星やブラックホールを残さない。星の中心領域でおよそ $0.6 M_{\odot}$ の ^{56}Ni が生成され、 $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ の放射性崩壊を通して光子を放出する。高密度ガスはこれらの高エネルギー光子によって加熱され、熱輻射する。Ia 型 SN の最大光度は ^{56}Ni の崩壊によるものである。

白色矮星がチャンドラセカール質量に到達するシナリオとして次の 2 通り考えられている。1 つは、白色矮星が巨星あるいは主系列星と連星系を成しており、伴星からの質量降着によって限界質量を超えるというものであり、これを single degenerate (SD) シナリオと言う。もう一つは連星系を成した 2 つの白色矮星の合体であり、double degenerate (DD) シナリオと呼ばれる。これら Ia 型の親星については決着がついていない。

SD、DD シナリオのいずれにしても、核融合反応の火がついた後の炎は亜音速 (deflagration) あるいは超音速 (detonation) で伝わる。炎が純粋な detonation として伝播するモデルは Arnett (1969) によって提案された。しかしながら、このモデルでは燃焼された大部分の物質は ^{56}Ni となり、Ia 型で観測される Si などの中間質量元素の生成量を再現することはできなかった。したがって、爆発はまず deflagration として始まらなければならない。亜音速の deflagration は爆発の最後まで続く (deflagration モデル; Nomoto et al. 1984) あるいは detonation へ遷移する (delayed detonation または deflagration-detonation transition (DDT) モデル; Khokhlov 1991; Woosley & Weaver 1994) と考えられている。

Nomoto et al. (1984) は音速の 10–30% の速度で炎が伝播する一次元球対称の deflagration による計算を行った (W7 モデル)。W7 モデルは典型的な Ia 型 SN で観測されるスペクトルやライトカーブをよく再現し、Ia 型 SN の標準的なモデルとして広く使われている。一方、DDT モデルでは deflagration が密度の低い層へ到達すると detonation へ遷移すると仮定される。表 1.1 に deflagration (W7、C-DEF) モデルと DDT (C-DDT) モデルそれぞれで合成される元素の質量を示す。白色矮星を構成していた O や C の大部分は燃焼され、多くの Fe 周辺元素が合成される。また、DDT モデルでは Si などの中間質量元素がより多く合成されることが分かる。

重力崩壊型 SN

Ia 型以外の SN は大質量星の重力崩壊によるものであると考えられている。約 $10 M_{\odot}$ を超える星は爆発の直前には Fe の中心核を持ち、その周りを順に軽い元素が占める層構造をなす。Fe は最も安定な元素であるため、核融合によって Fe の核からそれ以上エネルギーを取り出すことはできない。そのため収縮が起これ、Fe 核の密度と温度は上昇を続ける。内部の温度が $\sim 3 \times 10^9$ K を超えると以下のように光分解が起きる。



この反応は吸熱反応であるため中心の圧力は急激に減少し、星は自身の重力を支えられなくなり重力崩壊する。そして、落ち込んでくる外層によって爆発的に解放されたエネル

表 1.1: Ia 型 SN で合成される元素の質量 (M_{\odot}) (Maeda et al. 2010a)。

元素	W7	C-DEF	C-DDT
C	4.99E-02	3.64E-01	1.21E-02
N	1.11E-06	1.54E-06	1.15E-06
O	1.40E-01	4.27E-01	3.76E-01
Ne	4.28E-03	2.51E-02	1.13E-02
Mg	1.63E-02	9.92E-03	5.90E-02
Si	1.67E-01	5.19E-02	3.38E-01
S	7.97E-02	1.98E-02	1.19E-01
Ar	1.31E-02	2.94E-03	1.62E-02
Ca	9.76E-03	2.05E-03	6.91E-03
Fe	7.61E-01	3.89E-01	3.60E-01

ギーが外側に向かって強い衝撃波を生じ、外層を吹き飛ばし超新星爆発を起こす。重力崩壊によって約 10^{53} erg ものエネルギーが解放されるが、うち 99% はニュートリノによって持ち去られるため、衝撃波の運動エネルギーは典型的に 10^{51} erg である。爆発後には中性子星あるいはブラックホール (central compact object: CCO) が残される。

爆発の衝撃波は外層を加熱し、その結果、元素合成が行われる。表 1.2 に 11、15、20 M_{\odot} の大質量星の超新星爆発によって合成される元素の質量を示す。重力崩壊型 SN では O や Ne など軽い元素が主に合成される。一方で、Fe などの重い元素は CCO に落ち込むため、まき散らされる質量は小さい。親星の質量が大きいほど、合成された Fe の質量が軽い元素に対して少ないことが分かる。

表 1.2: 重力崩壊型 SN で合成される元素の質量 (M_{\odot}) (Woosley & Weaver 1995)。

元素	11 M_{\odot}	15 M_{\odot}	20 M_{\odot}
C	5.32E-02	1.62E-01	2.14E-01
N	3.67E-02	5.41E-02	5.99E-02
O	1.39E-01	6.80E-01	1.95
Ne	3.37E-02	1.18E-01	1.27E-01
Mg	1.22E-02	3.99E-02	4.95E-02
Si	2.30E-02	1.16E-01	2.99E-01
S	1.04E-02	6.56E-02	1.75E-01
Ar	1.97E-03	1.45E-02	3.65E-02
Ca	1.34E-03	1.11E-02	1.47E-02
Fe	8.07E-02	1.30E-01	1.07E-01

1.2 超新星残骸の進化

超新星残骸 (supernova remnant: SNR) は SN の後に残る天体である。SNR は爆発によって噴出された爆発噴出物 (イジェクタ) と爆発の衝撃波により掃き集められた ISM からなり、爆発前の星、爆発のメカニズムや進化に関する情報を持っている。SNR の進化はイジェクタの質量 (M_{ejecta}) と掃き集められた ISM の質量 (M_{ISM}) の比によって幾つかのフェーズに分けられる。以下ではそれらを順を追って説明する。また、ISM の密度は一樣であるとする。

1.2.1 自由膨張期と衝撃波加熱

自由膨張期

超新星爆発後、初期の段階では M_{ejecta} に比べれば M_{ISM} は小さく無視できるため、イジェクタは減速することなく広がっていく。この速度はおよそ 10^4 km s^{-1} であり、周辺ガス中での音速 ($\sim 10 \text{ km s}^{-1}$) に比べて十分大きい。そのためイジェクタの前面には衝撃波が形成される。

爆発エネルギーのほとんどは運動エネルギーとして解放され、熱エネルギーに変換されるのは 2–3% のみである。爆発のエネルギーを E 、速度を v_s 、半径を R_s とすると、

$$v_s = \sqrt{\frac{2E}{M_{\text{ejecta}}}} = 1.0 \times 10^9 \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/2} \left(\frac{M_{\text{ejecta}}}{M_{\odot}} \right)^{-1/2} \quad [\text{cm s}^{-1}] \quad (1.15)$$

$$R_s = v_s t \quad (1.16)$$

と初等的に計算することが出来る。ここで t は爆発からの時間である。衝撃波によって掃き集められる ISM の質量は次のように計算できる。

$$M_{\text{ISM}} = \frac{4}{3} R_s^3 \mu m_{\text{H}} n_0 \quad (1.17)$$

ここで μ は水素原子あたりの平均質量数、 m_{H} は水素質量、 n_0 は水素の数密度である。自由膨張期は掃き集められた ISM の質量がイジェクタ質量と同程度になるまで続く。したがって、式 1.15、1.16、1.17 から、

$$t \sim 1.9 \times 10^2 \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{-1/2} \left(\frac{M_{\text{ejecta}}}{M_{\odot}} \right)^{5/6} \left(\frac{\mu}{1.4} \right)^{-1/3} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \quad [\text{yr}] \quad (1.18)$$

と近似され、典型的には約 200 年で断熱膨張期に入る。SN 1987A はこの段階にあるとされる。

衝撃波加熱

SNR のシェルが超音速で広がることによって生じた衝撃波は星間ガスを圧縮し、加熱する。衝撃波前面を上流、後面を下流とし、衝撃波の静止系に座標をとる。ガスの密度、

速度、圧力、エンタルピーをそれぞれ ρ 、 v 、 p 、 w とすると、質量保存、運動量保存、エネルギー保存から、

$$\rho_u v_u = \rho_d v_d \quad (1.19)$$

$$\rho_u v_u^2 + p_u = \rho_d v_d^2 + p_d \quad (1.20)$$

$$\frac{1}{2} v_u^2 + w_u = \frac{1}{2} v_d^2 + w_d \quad (1.21)$$

が成り立つ。ここで添字 u と d はそれぞれ上流と下流を表す。 v の衝撃波面に平行な成分はゼロと仮定した。理想気体であるとする、比熱比 $\gamma = C_p/C_V$ を用いてエンタルピーは、

$$w = C_p T = \frac{\gamma p}{(\gamma - 1)\rho} \quad (1.22)$$

と表される。ここで、強い衝撃波 ($p_d \gg p_u$) を仮定すると、式 1.19、1.20、1.21、1.22 より、

$$\frac{\rho_u}{\rho_d} = \frac{v_d}{v_u} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \quad (1.23)$$

$$\frac{T_u}{T_d} = \frac{p_d(\gamma - 1)}{p_u(\gamma + 1)} \quad (1.24)$$

$$v_u^2 = \frac{(\gamma + 1)p_d}{2\rho_u} \quad (1.25)$$

$$v_d^2 = \frac{(\gamma - 1)^2 p_d}{2(\gamma + 1)\rho_u} \quad (1.26)$$

と得られる。 v_u は観測者系での衝撃波速度 v_s に等しい ($v_u = v_s$) ため、式 1.23、1.26 を用いると、衝撃波通過後の温度は

$$kT_d = \mu m_H \frac{p_d}{\rho_d} = \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} \mu m_H v_s^2 \quad (1.27)$$

と求められる。ここで、 k 、 μ 、 m_H はそれぞれボルツマン定数、平均質量数、水素質量である。非相対論的な単原子気体 ($\gamma = 5/3$) を仮定すると、

$$kT_d = \frac{3}{16} \mu m_H v_s^2 \quad (1.28)$$

である。この式から、運動エネルギーの $3/8$ が衝撃波加熱によりランダムな熱エネルギーに変換されることが分かる。SNR に典型的な値 $\mu = 1.4$ 、 $v_s = 1000 \text{ km s}^{-1}$ とすると $kT_d \sim 3 \times 10^7 \text{ K}$ であり、X 線領域で強い放射をすることが分かる。また、 $\rho_d/\rho_u = 4$ 、 $v_d/v_u = 1/4$ であり、衝撃波通過後には密度は 4 倍に圧縮される。

1.2.2 断熱膨張期 (セドフ期)

掃き集められた ISM の質量がイジェクタの質量より十分大きくなると ($M_{\text{ISM}} \gg M_{\text{ejecta}}$)、衝撃波は掃き集められた ISM により減速される。しかし、放射によるエネルギー損失は爆発エネルギーに比べて無視できるため、SNR は断熱的に膨張していく。この段階での衝撃波の進化は一様な密度中の点源爆発によって近似され、球対称厳密解はセドフ解とし

て知られる。そのためこの段階はセドフ期とも呼ばれる。基礎方程式は極座標系で以下のように与えられる。

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} = 0 : \text{運動方程式} \quad (1.29)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{2\rho v}{r} = 0 : \text{連続の式} \quad (1.30)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{P}{\rho^\gamma} \right) + v \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{P}{\rho^\gamma} \right) = 0 : \text{エネルギー保存の式} \quad (1.31)$$

ここで、 v は速度、 r は半径、 P は圧力、 ρ は密度、 γ は比熱比である。時刻 t での全ての振る舞いは爆発エネルギー E とISMの数密度 n_0 が与えられると決定する。衝撃波の半径 R_s 、速度 v_s 、衝撃波面すぐ後方の温度 T_s は、

$$R_s \sim 4 \times 10^{19} \left(\frac{t}{10^4 \text{ yr}} \right)^{2/5} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/5} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \text{ [cm]} \quad (1.32)$$

$$v_s = \frac{dR_s}{dt} \sim 5 \times 10^7 \left(\frac{t}{10^4 \text{ yr}} \right)^{-3/5} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/5} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \text{ [cm s}^{-1}] \quad (1.33)$$

$$T_s \sim 3 \times 10^6 \left(\frac{t}{10^4 \text{ yr}} \right)^{-6/5} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{2/5} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-2/5} \text{ [K]} \quad (1.34)$$

と表される。このセドフ期は数万年続き、最初の爆発エネルギーのおよそ70%が熱エネルギーに変換される (Chevalier 1974)。

1.2.3 自由膨張期からセドフ期への遷移

以上では、 $M_{\text{ISM}} \ll M_{\text{ejecta}}$ (自由膨張期) あるいは $M_{\text{ISM}} \gg M_{\text{ejecta}}$ (セドフ期) という状況について述べた。しかし、SN 1006 や Cas A など若い SNR の多くは自由膨張期からセドフ期への遷移期にあると考えられている。掃き集められたISMの質量がイジェクタ質量と同程度であるこの段階では、イジェクタとISMの相互作用が無視できない。掃き集められたISMはイジェクタを押し返し減速させ、内側に伝播する別の衝撃波 (逆行衝撃波; reverse shock) を作る。この逆行衝撃波によってイジェクタは圧縮され、加熱される。また、ISMとイジェクタの境界を接触不連続面 (contact discontinuity) という。なお、逆行衝撃波は始め外向きに伝播するが、ISMの質量がイジェクタ質量を超えると内向きに伝播していく。

衝撃波あるいは逆行衝撃波で十分加熱された物質のみがX線を放出し、SNRのシェル状の構造をつくる。また、SNRの内側の領域ではイジェクタはX線を出すほど加熱されておらず自由膨張している (図 1.2)。図 1.3 に小マゼラン雲の若い超新星残骸 E 0102-72 のイメージを示す。青色は逆行衝撃波で加熱されたイジェクタであり、赤色は掃き集められたISMを表している。

1.2.4 放射冷却期

式 1.34 に見るように、衝撃波面後方の温度は時間が経過するにしたがって下がっていく。そのため、冷却が徐々に効いてくるようになり断熱の仮定は成り立たなくなる。この

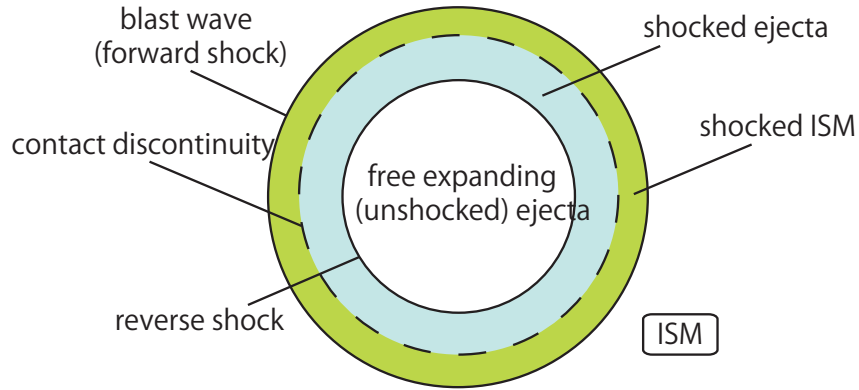


図 1.2: SNR の概略図 (Yamaguchi Ph.D. thesis 2007)。衝撃波加熱された ISM と逆行衝撃波で加熱されたイジェクタが X 線で観測される。SNR 中心は未だ加熱されておらず見えない。

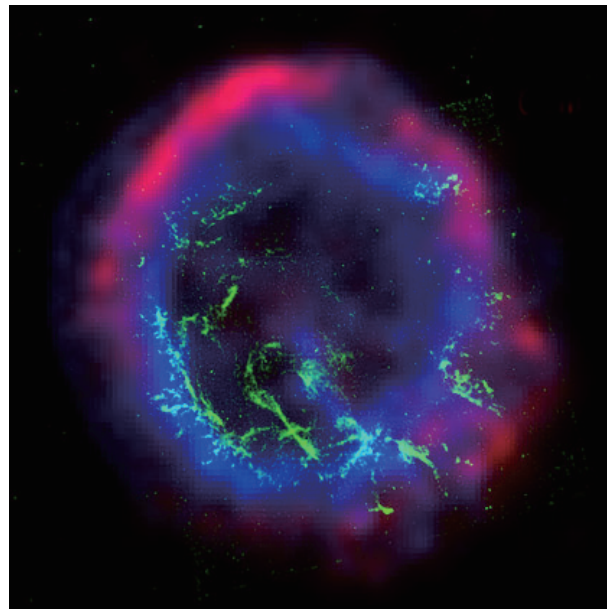


図 1.3: 超新星残骸 E 0102-72 のイメージ。青色と赤色はそれぞれ X 線 (NASA/CXC/SAO) と電波 (CSIRO/ATNF/ATCA) であり、それぞれイジェクタと ISM である。緑色は可視 (NASA/HST) のフィラメント構造を示す。

時期を放射冷却期と呼ぶ。温度が $\sim 3 \times 10^5$ Kまで冷却されると、電子は効率的に炭素や酸素原子などと再結合し、紫外領域の輝線を放射する。密度の高いシェルはより早く冷却されるが、内部の密度の低い領域では未だ温度が高く圧力が高い。そのため、外側のシェルは内部ガスの圧力 $P \propto V^{-\gamma}$ によって押されて膨張していく。ここで V は内部ガスの体積である。非相対論的な単原子気体($\gamma = 5/3$)を仮定すると、衝撃波は

$$R_s \propto t^{2/7} \quad (1.35)$$

に従って膨張する。

さらに冷却が進むと内部からの圧力は効かなくなり、次式のようにシェル全体の動径方向の運動量を保存するように膨張が進む。

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4\pi}{3} n_0 r^3 \dot{r} \right) = 0 \quad (1.36)$$

この段階では、

$$R_s \propto t^{1/4} \quad (1.37)$$

に従って衝撃波が膨張する。

1.2.5 消滅期

衝撃波の速度がISMの固有運動($10\text{--}20 \text{ km s}^{-1}$)と同程度になると、シェルと星間物質の区別はつかなくなり、SNRの形状は消失していく。この段階を消滅期と呼ぶ。消滅期にあるSNRの年齢はおよそ 10^6 年以上である。

第2章 光学的に薄い熱的プラズマ

2.1 プラズマからの X 線放射

2.1.1 熱制動放射

荷電粒子が他の荷電粒子のクーロン場により散乱されると光子を放出する。これを制動放射あるいは free-free emission とよぶ。プラズマ中での制動放射はイオンのクーロン場によって散乱された自由電子からの放射が支配的である。電子が Maxwell-Boltzman 分布

$$f(v_e) = 4\pi v_e^2 \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_e v_e^2}{2k T_e}\right) \quad (2.1)$$

に従うとき、単位時間、単位体積、単位周波数あたりの放射強度は、

$$\frac{dW}{dV dt dv} = \frac{32\pi e^6}{3m_e c^3} \left(\frac{2\pi}{3km_e} \right)^{1/2} T_e^{-1/2} Z^2 n_e n_i \exp\left(-\frac{h\nu}{k T_e}\right) \overline{g_{ff}} \quad (2.2)$$

$$= 6.8 \times 10^{-38} Z^2 n_e n_i \exp\left(-\frac{h\nu}{k T_e}\right) \overline{g_{ff}} \quad [\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1}] \quad (2.3)$$

と与えられる。ここで m_e 、 v_e はそれぞれ電子の質量と速度、 T_e は電子温度であり、 n_e と n_i はそれぞれ電子密度とイオン密度、 c は光速、 Z はイオンの原子番号、 k はボルツマン定数である。 $\overline{g_{ff}}$ は速度で平均した Gaunt factor であり、X 線を放射する典型的な熱的プラズマの場合、

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

である。式 2.2 を周波数で積分すると

$$\frac{dW}{dt dV} = \frac{32\pi e^6}{3hmc^3} \left(\frac{2\pi k T_e}{3m_e} \right)^{1/2} Z^2 n_e n_i \overline{g_B} \quad (2.5)$$

$$= 1.4 \times 10^{-27} T^{1/2} Z^2 n_e n_i \overline{g_B} \quad [\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3}] \quad (2.6)$$

となる。ここで、 $\overline{g_B} \sim 1.2$ である。プラズマからの放射強度は電子の速度を反映して \sqrt{T} と、電子とイオンの 2 体相互作用のため密度 n の 2 乗に比例することが分かる。以上より、熱的連続成分のスペクトルの形とその強度からプラズマ中の電子温度 kT_e と密度の積 $n_e n_i$ を求めることができる。

2.1.2 輝線

原子に束縛された電子がより低いエネルギー準位へ遷移するとき、そのエネルギー差に対応する波長の光子を放出する。この放射を輝線あるいは bound-bound emission と言

う。H原子に対しては、主量子数 n 、 n' の異なるエネルギー準位間の遷移による輝線エネルギーは

$$E = R_y \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right) \quad (2.7)$$

である。ここで、 R_y はリュドベリ定数 (= 13.6 eV) である。同様に、 He_{II} や Si_{XIV} などの束縛電子を1つしか持たない H-like のイオンからの輝線エネルギーは

$$E \sim Z^2 R_y \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right) \quad (2.8)$$

と近似できる。ここで Z は原子番号である。Hあるいは H-like イオンの $1s$ 軌道への遷移をライマン系列と言う。 $n = 2 \rightarrow 1$ の遷移による輝線を $\text{Ly}\alpha$ 、 $n = 3 \rightarrow 1$ を $\text{Ly}\beta$ 、 $n = 4 \rightarrow 1$ を $\text{Ly}\gamma$ などと呼ぶ。いくつかの元素のライマン系列の輝線エネルギーを表 2.1 に示す。

表 2.1: H-like、He-like イオンの K 輝線エネルギー (Yamaguchi Ph.D. thesis 2007)。 r 、 f 、 i はそれぞれ共鳴線、禁制線、インターコンビネーションラインを表す。

元素	輝線エネルギー (eV)							
	H-like イオン			He-like イオン				
	$\text{Ly}\alpha$	$\text{Ly}\beta$	$\text{Ly}\gamma$	$\text{K}\alpha(r)$	$\text{K}\alpha(f)$	$\text{K}\alpha(i)$	$\text{K}\beta$	$\text{K}\gamma$
C	367	436	459	308	299	304	355	371
N	500	593	625	431	420	426	498	522
O	654	774	817	574	561	569	666	698
Ne	1022	1211	1277	921	905	914	1073	1127
Mg	1472	1745	1840	1352	1330	1343	1579	1660
Si	2623	3107	3277	1865	1840	1854	2183	2294
S	2623	3107	3277	2461	2431	2447	2884	3033
Ar	3323	3936	4151	3140	3104	3124	3685	3875
Ca	4106	4864	5130	3908	3845	3892	4582	4819
Fe	6966	8266	8732	6702	6641	6670	7798	8217

イオンが電子を2つ持つ He-like であるとき、共鳴線 ($1s2p \ ^1P_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$)、禁制線 ($1s2s \ ^3S_1 \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$)、インターコンビネーションライン ($1s2p \ ^3P_{2,1} \rightarrow 1s^2 \ ^1S_0$) が強く放射される (図 2.1)。He-like イオンの輝線エネルギーを表 2.1 に示す。また、本論文ではこれらの輝線を含め $n = 2 \rightarrow 1$ の遷移による輝線を $\text{K}\alpha$ 輝線、 $n = 3 \rightarrow 1$ の遷移による輝線を $\text{K}\beta$ 輝線などという。

原子に束縛された電子は熱的プラズマ中の自由電子と衝突することによって励起され (衝突励起)、脱励起することによって輝線を放射する。超新星残骸のプラズマは密度が小さく、励起状態から基底状態に落ちる時間に比べて平均の衝突頻度が低い。そのため輝線放射の確率は自由電子とイオンの衝突の確率で決定される。つまり、あるイオンからの輝線強度は、衝突の確率と同様に電子密度 n_e とイオン密度 n_i の積 $n_e n_i$ に比例する。したがって、プラズマ中の元素の相対的なアバundanceは、それらの元素からの輝線の強度比を調べることで決定することができる。また、プラズマが太陽組成に近ければ制動放射は水素の寄与が支配的であり、その強度は $n_e n_{\text{H}}$ に比例する。このことから輝線強度と連続成分を比べることによってアバundanceの絶対値を得ることができる。なお、アバundanceとは水素に対する元素の個数比であり、本論文では太陽組成を基準として元素 X のア

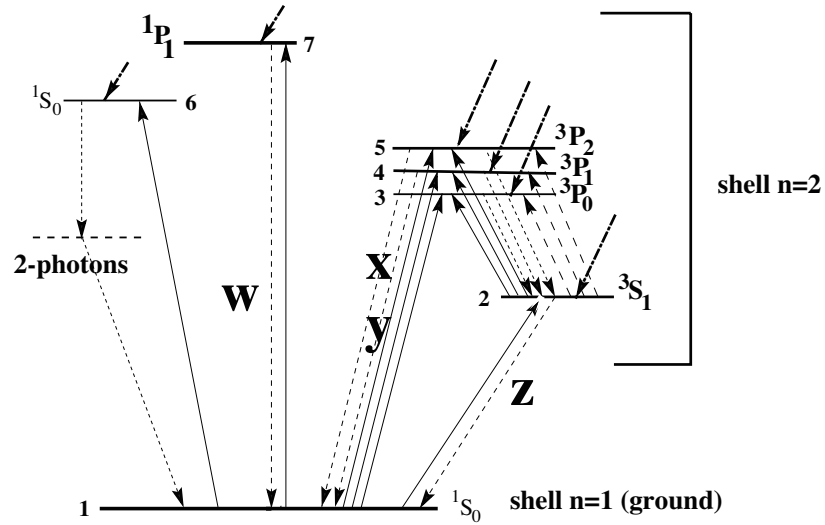


図 2.1: He-like イオンのエネルギー準位略図 (Porquet et al. 2001)。w は共鳴線、x と y はインターコンビネーションライン、z は禁制線である。実線の上向き矢印は衝突励起、破線は放射遷移である。

バンドランスを $Z_X = (n_X/n_H)/(n_{X\odot}/n_{H\odot})$ として定義する。ここで、 n は観測から得られる元素の個数密度であり、 n_{\odot} は太陽近傍での値である。また、本論文では太陽近傍のアバンドランスとして Anders & Grevesse(1989) を参照する (表 2.2)。

表 2.2: 太陽組成における H に対する主な元素の個数比 (Anders & Grevesse 1989)。

元素	H に対する個数比
H	1.00E+00
He	9.77E-02
C	3.63E-04
N	1.12E-04
O	8.51E-04
Ne	1.23E-04
Mg	3.80E-05
Si	3.55E-05
S	1.62E-05
Ar	3.63E-06
Ca	2.29E-06
Fe	4.68E-05
Ni	1.78E-06

2.2 電離非平衡状態

プラズマ中の密度はきわめて小さいため、電子とイオンの相互作用はほとんどない。クーロン相互作用の平均自由行程よりも衝撃波の遷移が短いスケールで起こるとき、これを collisionless shock という。その結果、プラズマが平衡状態に移るには長い時間が必要となる。

2.2.1 熱エネルギーの非平衡

純粋な collisionless shock の場合、式 1.28 から、粒子は衝撃波によって質量に比例した温度に加熱されることが分かる。すなわち、イオンは電子に比べて $m_i/m_e \sim 2000$ 倍高い温度を持つことになる。実際には、電子はイオンとのクーロン相互作用によって、イオンからエネルギーを受け取り徐々に温度平衡へ近づいていく。このエネルギー輸送のタイムスケール t_{ie} は

$$t_{ie} = 9.9 \times 10^{12} \left\langle \frac{A_i}{Z_i^2} \right\rangle^2 \left(\frac{kT_e}{1 \text{ keV}} \right)^{3/2} \left(\frac{n_e}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \frac{1}{\ln \Lambda} \quad (2.9)$$

となる (Spitzer 1962; Laming 2001)。ここで、 Z_i と A_i はそれぞれイオンの電荷と質量である。括弧は様々なイオンに対する平均値を表す。 Λ はプラズマパラメータと呼ばれるものであり、衝突係数の最大値と最小値の比である。典型的な SNR では、 $A_i = 1$ 、 $Z_i = 1$ 、 $kT_e = 1 \text{ keV}$ 、 $n_e = 1 \text{ cm}^{-3}$ 、 $\ln \Lambda \sim 40$ であり、 t_{ie} はおよそ $3 \times 10^{11} \text{ s} \sim 10^4 \text{ yr}$ である。

2.2.2 電離非平衡

衝撃波が通り抜けた直後には、電子の温度は低く、衝撃波加熱された物質の電離状態はほとんど中性にあると考えられる。イオンは自由電子との衝突によって徐々に電離され、電子を失っていく。イオンの電離は熱的な自由電子と平衡状態になるまで続き、これを衝突電離平衡 (collisional ionization equilibrium: CIE) という。プラズマが CIE に到達する固有時間は、

$$n_e t_{\text{ionize}} \sim 10^{12} \text{ s cm}^{-3} \quad (2.10)$$

と与えられる (Masai 1994)。この固有時間はイオンの電荷や電子温度にほとんど依存せず、電子密度 n_e のみに依存する。そのため、電離パラメータは電子密度と時間の積 $n_e t$ で定義され、電離非平衡 (non-equilibrium ionization: NEI) 状態の程度を表すパラメータとして使われる。式 2.10 に示したように、プラズマが CIE に達するまでおよそ $10^{12} \text{ s cm}^{-3}$ 以上の時間が必要である。そのため SN 1006 や Cas A など多くの若い SNR は NEI 状態にある。

第3章 G337.2–0.7概観と本観測の動機

3.1 電波による観測

G337.2–0.7は最初 Green (1974) によって非熱的な電波の放射から SNR 候補として分類され、Molonglo Observatory Synthesis Telescope (MOST) を用いた 0.843 GHz 電波観測によって SNR であることが確認された (Whiteoak & Green 1996)。その後、Rakowski et al. (2006) は Australia Telescope Compact Array (ATCA) を用いて 1.4 GHz、5 GHz の電波観測を行った。どちらの波長でも同様に 4.5 分 × 5.5 分に広がった放射が見つかった。spectral index は $\alpha = -0.4$ であり、SNR として典型的な値である。もっとも特徴的な点は、SNR の南側に見られる 2.0 分 × 3.2 分の明るいリング状の構造である。このような明るい構造は磁場あるいは電子密度が他の領域に比べて高いことを示唆している。図 3.1 に 1.4 GHz の電波イメージを示す。

また、H_I 吸収線の測定では、視線速度 -22 km s^{-1} と -116 km s^{-1} に強い吸収が見られた。これを銀河の回転曲線 (Fich et al. 1989) と比較することで、G337.2–0.7 の距離は 2.0–9.3 kpc と見積もられている。

3.2 X線による観測

G337.2–0.7からの X線放射は *ROSAT* の全天観測によって初めて発見された (Voges et al. 1999)。この X線放射の物理を詳細に調べるために、その後「あすか」衛星 (Rakowski et al. 2001)、*Chandra*、*XMM-Newton* 衛星 (Rakowski et al. 2006) での観測が行われた。図 3.2 に高い角度分解能を持つ *Chandra* 衛星による 1–5 keV のイメージを示す。X線は電波リングの内部で明るいことが分かる。また、リングの北東は電波ではもっとも暗い領域であるが、X線では明るい広がった放射が見られている。

図 3.3 に *Chandra* 衛星、*XMM-Newton* 衛星による SNR 全体のスペクトルを示す。X線スペクトルは星間吸収 ($N_{\text{H}} \sim 3.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$) を受けた温度 $kT \sim 0.74 \text{ keV}$ 、電離パラメータ $n_e t \sim 1.0 \times 10^{12} \text{ s cm}^{-3}$ の電離非平衡プラズマと冪 $\Gamma \sim 2.2$ の power-law で再現された。電離非平衡プラズマのアバンダンスを表 3.1 に示す。

高い重元素のアバンダンスは、このプラズマはイジェクタが支配であることを示している。特に Ca のアバンダンスは Si の ~ 3.4 倍と非常に高い値が得られており、このことから G337.2–0.7 の起源は Ia 型超新星であると示唆されている。しかしながら、統計不足のため Ia 型に特徴的な Fe の K 輝線は検出されておらず、Fe のアバンダンスは L 輝線のみから求めたものである。また、高エネルギー連続成分を再現している power-law 成分は、熱的プラズマに置き換えてもスペクトルを再現可能だった。そのため、この高エネルギー連続 X線は、非熱的なシンクロトロン放射起源か、あるいはより高温の熱的プラズマによるものなのか分かっていない。

Rakowski et al. (2006) は SNR 領域を細かく分けて解析を行った (図 3.2)。空間分解したスペクトル解析の結果、リング北東の Green 領域でもっとも高いアバンダンスが得ら

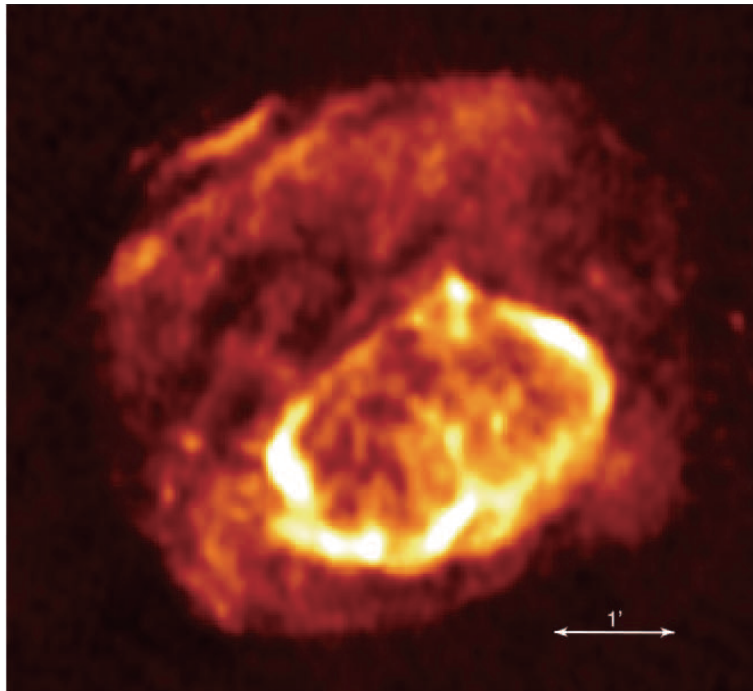


図 3.1: ATCA による G337.2-0.7 の 1.4 GHz 電波イメージ (Rakowski et al. 2006)。

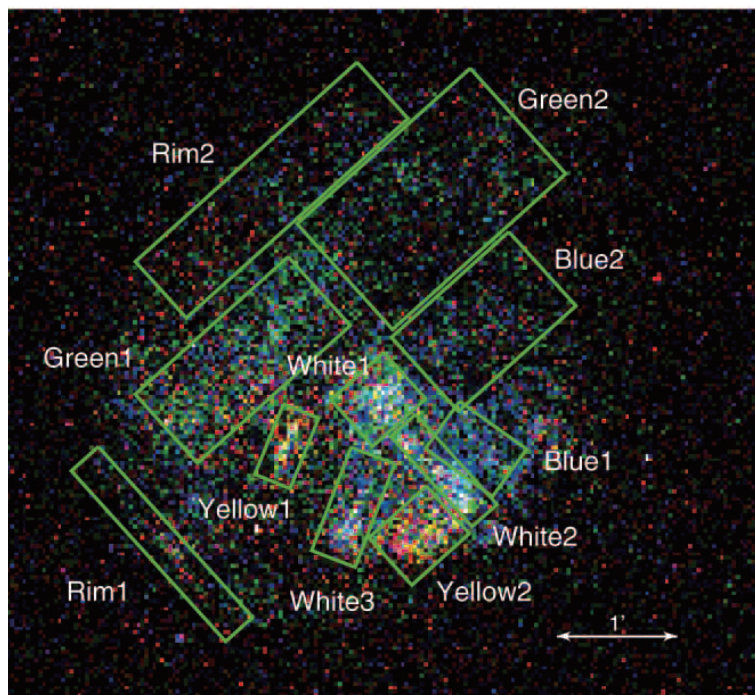


図 3.2: G337.2-0.7 の *Chandra* 衛星によるイメージ (Rakowski et al. 2006)。1.0-1.68 keV (赤)、1.68-2.3 keV (緑)、2.3-5.0 keV (青) バンドイメージを重ね合わせたもの。

表 3.1: *Chandra*、*XMM – Newton* による NEI 成分のアバダンス (Rakowski et al. 2006)。

元素	アバダンス
Ne	$4.16^{+0.84}_{-1.64}$
Mg	$1.74^{+0.20}_{-0.40}$
Si	$3.50^{+0.24}_{-0.62}$
S	$5.04^{+0.32}_{-0.82}$
Ar	$1.69^{+0.11}_{-0.26}$
Ca	$11.77^{+0.83}_{-2.04}$
Fe	$0.98^{0.18}_{-0.29}$

れた一方で、電波で明るいリングと重なっている Yellow 領域でアバダンスが最も低いことが報告された。このことから、電波リングは逆行衝撃波の現在の位置ではなく、密度の高い星周物質あるいは星間物質であることが示唆されている。

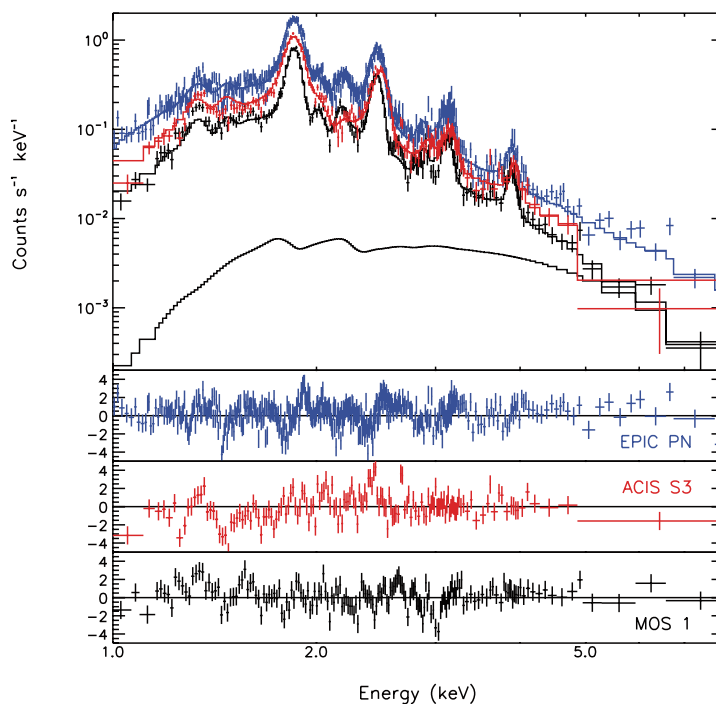


図 3.3: G337.2–0.7 の *Chandra* ACIS-S3、*XMM – Newton* EPIC PN、MOS1 によるスペクトル (Rakowski et al. 2006)。MOS2 は MOS1 と同様のスペクトルであり表示していない。モデルは吸収を受けた電離非平衡プラズマと power-law。

3.3 すごく衛星による観測の動機

Ia型SNは非常に明るく、その光度がほぼ一定であるため標準光源として用いられてきた。しかしながら、最近の研究によりIa型SNの爆発メカニズムは予想以上に複雑であることが分かってきており、実際に可視光スペクトルとそのライトカーブの多様性が観測されている。理論的には、親星の属する銀河の金属量がIa型SNの光度に影響することが示されている (Timmes et al. 2003)。また、Maeda et al. (2010b) は観測されるスペクトル進化の多様性は、非対称爆発をどの方向から見るかの違いであると報告している。

銀河系内SNRは空間分解できるため、SNで合成される元素のアバンダンスや空間分布を調べるのに適した天体である。特にFeは星の最深部で合成されるため、そのアバンダンスや空間分布は爆発メカニズムを強く反映し、重要である。また、重力崩壊型では爆発後に中性子星やブラックホールが形成されるが、Ia型では中心天体は残らない。そのためFeのアバンダンスからIa型と重力崩壊型を区別することが一般的である。しかし、FeのK輝線の検出には高い統計が必要であり、Ia型起源であると同定されているSNRは少ない。Ia型SNの爆発メカニズムを調査するには、まずはサンプル数を増やすことが必須である。

G337.2-0.7は比較的明るい銀河系内のSNRであり、*Chandra* 衛星、*XMM-Newton* 衛星を用いた過去の観測結果からIa型起源が強く示唆されている (Rakowski et al. 2006)。さらにSNで合成された重元素からの輝線が強く見えている。そのため、貴重なIa型のサンプルとなることが期待される。しかしながら、Ia型起源を決定づけるFeのK輝線は検出できていない。また、統計不足のため高エネルギー連続成分の起源も不明である。したがって、高統計、精密分光測定によってアバンダンスや温度、電離状態を精度よく決定し、この天体の素性を調べる必要がある。そこで、私たちは高いエネルギー分解能と、広がった天体に対して高い感度を持つ「すごく」衛星を用いてG337.2-0.7の観測を行った。

第4章 X線天文衛星「すざく」

4.1 概観

すざく衛星は2005年7月10日にJAXAの内之浦宇宙空間観測所(鹿児島県)からM-Vロケット6号機によって打ち上げられた、はくちょう(1979年)、てんま(1983年)、ぎんが(1987年)、あすか(1993年)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)。直径2.1 m、軌道上で鏡筒伸展後の全長は6.5 mであり、太陽電池パネルを広げると5.4 mの幅になる。総重量は約1700 kgであり、日本の科学衛星としてはこれまでにない大型衛星である。太陽電池パネルが常に太陽から30度以内の方向を向くように姿勢が三軸制御されている。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度の範囲に限定される。

すざく衛星は高度570 km、軌道傾斜角31度の略円軌道の上に置かれており、軌道周期は96分である(図4.2)。衛星は地球を1日に15周するが、内之浦宇宙空間観測所の上空を通過するのはそのうち5回のみである。こ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。なお、あすか衛星で観測データの地上転送のために使用されていたNASA DSNは、4 Mbpsの転送ができないため、すざく衛星では使用していない。すざく衛星の低高度略円軌道は軌道周期の約1/3の間地没してしまい、欧米のX線天文衛星*Chandra*や*XMM-Newton*の高高度楕円軌道に比べると観測効率は良くない。一方で、低高度略円軌道により高エネルギー宇宙線が少ないためバックグラウンドが低く、また時間的にも安定しているという利点がある。

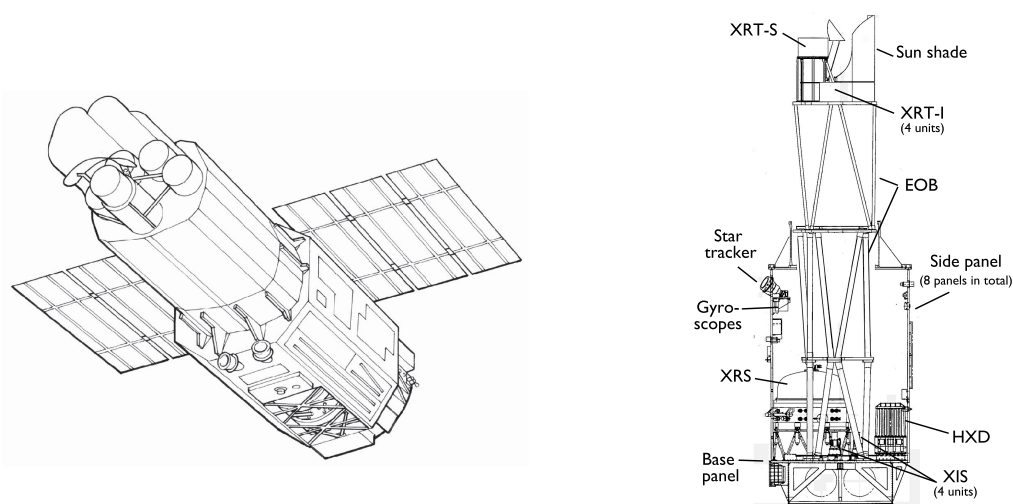


図4.1: (左)軌道上でのすざく衛星外観、(右)衛星の内部構造と装置の配置図(Mitsuda et al. 2007)。

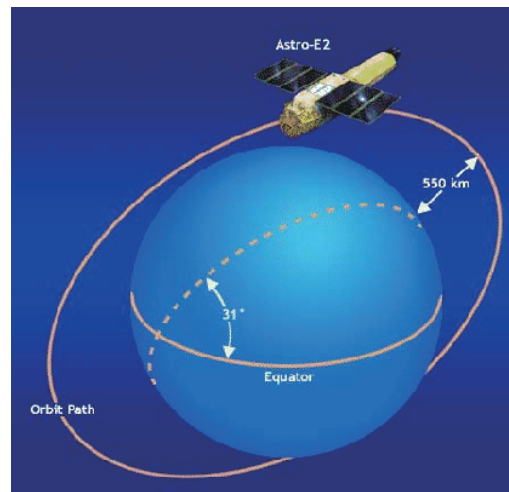


図 4.2: すざく衛星軌道 (The Suzaku Technical Description)。

4.2 X線望遠鏡 XRT

可視光の集光には屈折率が1より大きい屈折レンズを用いることが可能である。しかしながら、屈折率は光の波長に依存し、X線の波長帯では屈折率は1よりわずかに小さいため、X線に対しては屈折レンズを作ることはできない。そのため、X線の集光には全反射や回折が用いられる。

すざく衛星に搭載されたX線望遠鏡 (X-ray telescope: XRT、図 4.3) は、斜入射角が十分小さければ (< 1.0 度)、X線が全反射されることを利用している。XRTは口径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) が4台、XRSを置くもの (XRT-S) が1台ある。これらは厚さ $178 \mu\text{m}$ の薄膜型反射鏡をXRT-Iでは175重、XRT-Sでは168重に同心円上に並べ、回転双曲面と回転放物面からなるWolter I型光学系 (図 4.4) を円錐2段で近似している。表 4.1 にXRT-Iの性能をまとめる。

多重薄板X線望遠鏡は、*Chandra*衛星搭載のX線望遠鏡HRMA (High Resolution Mirror Assembly) 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、小型軽量かつ開口率が高い。図 4.5 に各X線衛星搭載望遠鏡の有効面積を示す。0.2–2 keVでの強い吸収端はXRTの温度を一定に保つために取り付けられた熱遮蔽体の透過率によるものである。この熱遮蔽体は厚さ $0.24 \mu\text{m}$ のテレフタル酸ポリエチレン ($\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$) の膜に30 nmのアルミニウムがコーティングされたものである。また、2–3 keVと12 keVの吸収端は鏡面のAuによるものである。

視野中心から遠くなるにつれXRTの有効面積は小さくなる。これは入射X線の入射角が大きくなるためであり、高エネルギーでより顕著となる。この効果をvignetting効果と呼ぶ。図 4.6 にXRTのvignetting曲線を示す。

すざくXRTでは、滑らかなガラス面を写し取るレプリカ法の導入により鏡面形状精度が向上し、あすか衛星に比べて約2倍優れた角度分解能 (HPD \sim 2分) を達成した。HPD (Half Power Diameter) は点源を観測した際に集光される光量の50%がその中に含まれる円の直径である。図 4.7 に観測から得られたpoint spread function (PSF) と、PSFを積分したenclosed energy function (EEF)を示す。ここでEEFとは点源を観測した際に集光



図 4.3: すざく XRT 外観 (The Suzaku Technical Description)。

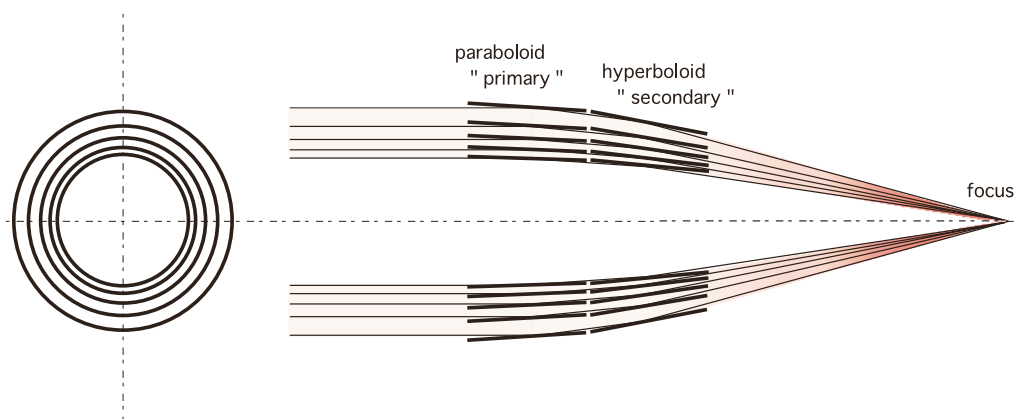


図 4.4: すざく XRT の概略図 (Mori et al. 2005)。(左) 正面から見た図。(右) 断面図。入射 X 線は前段の放物面ミラーで反射された後、後段の双曲面ミラーで反射され集光される。

される全光子数を 1 として、点源を中心とした円の中に含まれる光子数を半径の関数として表したものである。なお、EEF が 0.5 となるときの半径の 2 倍が HPD である。また、XRT は四分円を組み合わせて作られているため、像が四分円のつなぎ目で途切れてしまい点源が蝶々型に広がって見える。

XRT のミラーは密に重ねられているため、非正規の反射により X 線が入射することがあり、これを迷光という。図 4.8 に迷光の主な経路を示す。1 つは secondary reflection であり、これは 1 段目のミラーで反射されずに 2 段目のミラーのみで反射されるものである。もう一方は backside reflection であり、1 段目のミラーの裏側で反射された後、2 段目のミラーで反射され検出器に到達する。迷光は視野外に明るい天体が存在する状況で暗い天体を観測したときに問題となる。

すざく XRT では望遠鏡前にプリコーリメータ (図 4.9) を搭載することで、あすか衛星に比べて迷光が大きく抑えてられている。図 4.10 と図 4.11 にプリコーリメータがある場合とない場合の迷光イメージと secondary reflection の有効面積の比較をそれぞれ示す。プリコーリメータによって迷光が大きく減少していることが分かる。しかし、光軸から ~ 20 分あるいは ~ 60 分ずれた位置では secondary reflection による迷光は残っている。

表 4.1: すざく XRT-I の性能 (The Suzaku Technical Description)

台数	4
焦点距離	4.75 m
直径	399 mm
高さ	279 mm
重量*	19.5 kg
鏡面数*	1400 枚
面積*	873 cm ²
鏡面	Au
基板	Al
基板の厚さ	155 μm
入射角	0.18–0.60 度
角度分解能 (HPD)	2.0 度
有効面積* @1.5 keV/7 keV	450 cm ² /250 cm ²

* 1 台当たり

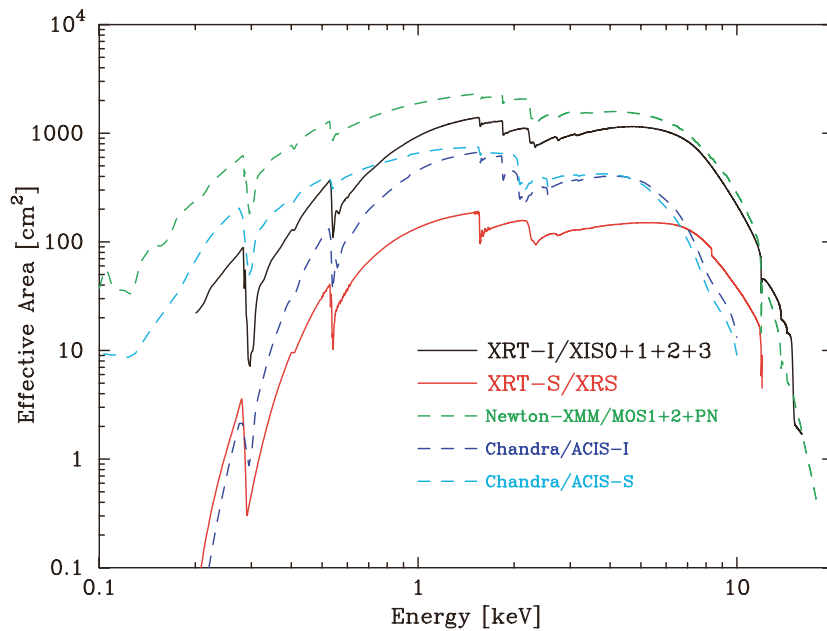


図 4.5: X線衛星搭載望遠鏡の入射 X 線のエネルギーに対する有効面積 (Serlemitsos et al. 2007)。検出器の検出効率を含んでいる。

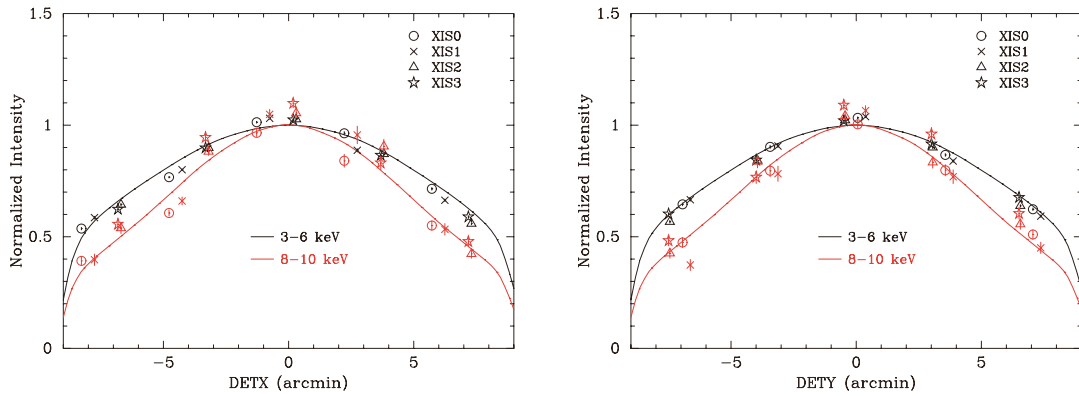


図 4.6: かに星雲の観測データを用いて作成した XRT の vignetting 曲線 (Serlemitsos et al. 2007)。実線は ray-tracing シミュレーションによるモデルカーブ。8 分で有効面積が急に減少しているのは検出器の端に対応する。

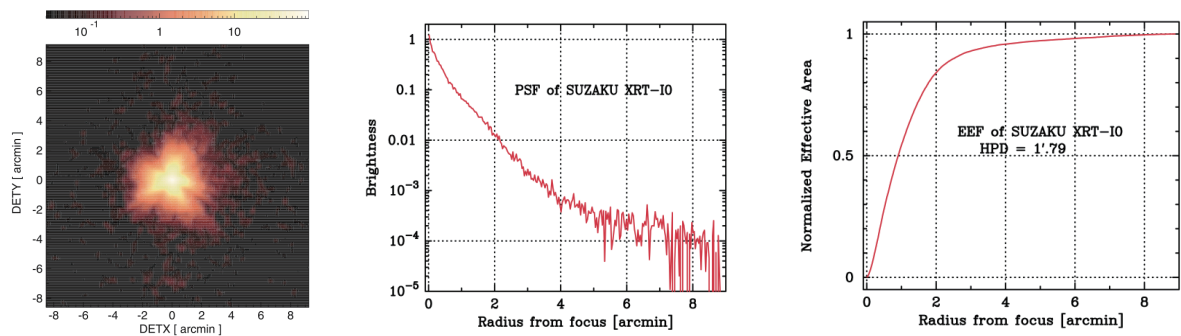


図 4.7: (左)「すぎく」で観測した点源 (SS Cyg) のイメージ。(中)PSF。(右)EEF (Serlemitsos et al. 2007)。EEF は CCD の端で 1 になるように規格化してある。

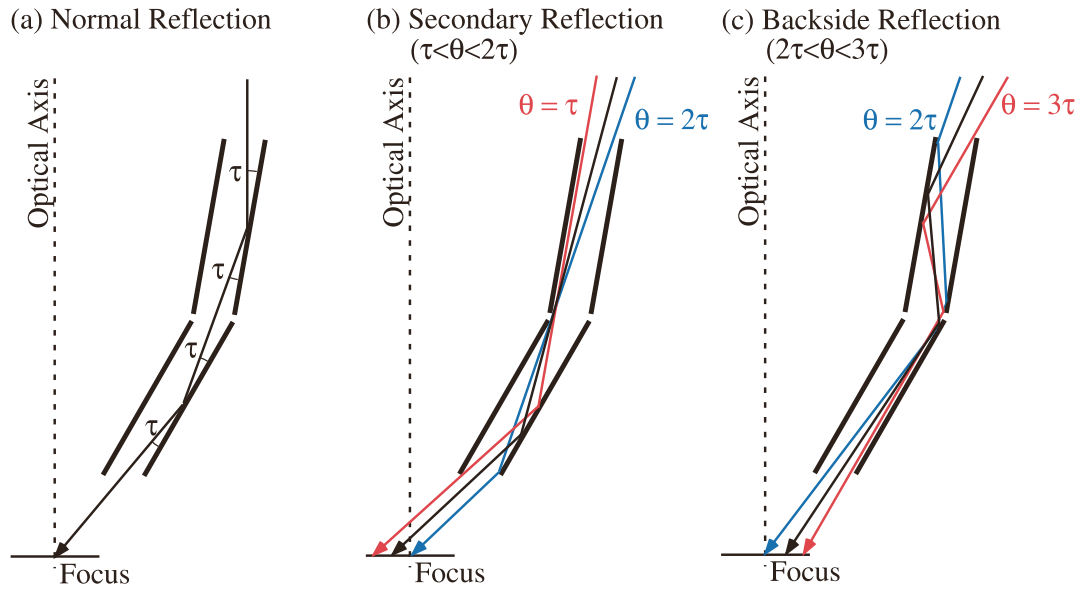


図 4.8: 入射 X 線の経路 (Mori et al. 2005)。(a) 正規の 2 回反射による経路。(b) secondary reflection。(c) backside reflection。迷光は主に (b) あるいは (c) の非正規経路を通る。

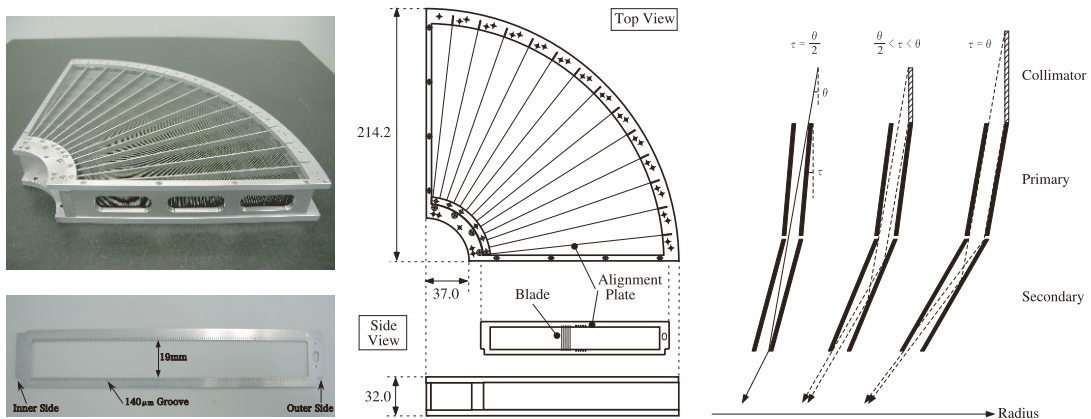


図 4.9: (左) プリコリメータとアライメントプレートの外観、(中、右) それらの概略図 (Mori et al. 2005)。

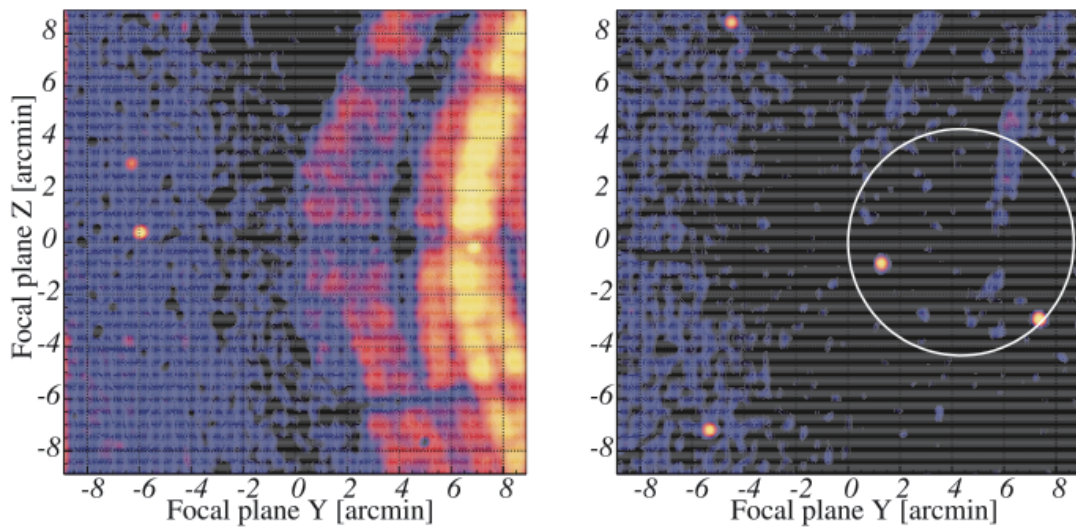


図 4.10: 光軸から 60 分の位置から Al の $K\alpha$ 輝線 (1.49 keV) を照射した際の迷光イメージ (Mori et al. 2005)。それぞれプリコリメータが無い場合 (左) とある場合 (右) である。視野の右半分は secondary reflection、左半分は backside reflection による迷光である。

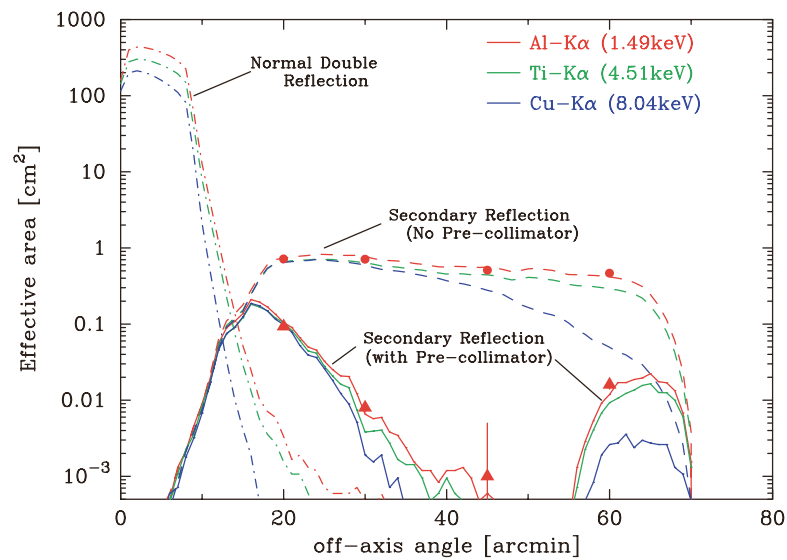


図 4.11: プリコリメータを取り付ける前と後での迷光の有効面積 (Mori et al. 2005)。丸印と三角印は地上での測定値であり、破線と実線は ray-tracing シミュレーションの結果である。

4.3 X線 CCD カメラ XIS

すざくは4台のX線 CCD カメラ (X-ray Imaging Spectrometer: XIS) を搭載している (図 4.12; Koyama et al. 2007)。これらは日本 (ISAS/JAXA、京都大学、大阪大学など) と米国 (マサチューセッツ工科大学) との共同で開発されたものである。

CCD カメラの重量は 48.7 kg であり、通常の運転ではバス電圧は 50 V、消費電力は 67 W である。CCD 素子は -90°C に冷却されており、暗電流と電荷転送効率の低下が抑えられている。可視光や紫外線は CCD 表面に取り付けられている optical blocking filter によって遮蔽される。また、半減期 2.73 年の ^{55}Fe 校正線源が CCD 上部に取り付けられており、CCD の角を照射することで機上での性能を監視することができる。

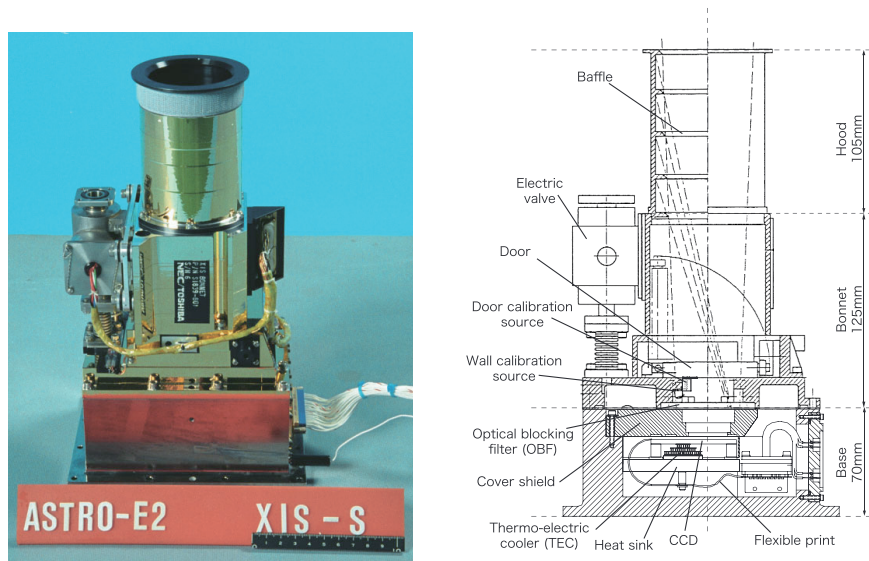


図 4.12: XIS 外観 (左) と概略図 (右) (Koyama et al. 2007)。

4.3.1 CCD 検出器

X線 CCD は光子を感知するピクセルの 2次元配列からなる。各ピクセルに X線光子が入射すると空乏層で光電吸収され、入射 X線のエネルギーに比例した数の電子・ホール対が形成される。露光の後、これらの電荷は一度 frame-store 領域へ転送されたのち、順次読み出し口へ転送 (クロック) される。この電荷に相当する電気信号として計測することで入射 X線のエネルギーを決定することができる。各 XIS はそれぞれ 1024×1024 画素から成り、XRT と合わせると 17.8 分 \times 17.8 分の視野面積となる。

frame-store 領域は 4つのセグメントに分けられており、それぞれが読み出し口を持っている (図 4.13)。1ピクセルあたりの電荷転送時間は $24.4 \mu\text{s}$ であり、1つのセグメントの電荷を全て読み出し口から読み出すには 6.9 秒必要である。ノーマルモードでは、XIS の時間分解能はこの電荷転送時間のために制限されている。

4台の CCD カメラのうち XIS0、2、3 の 3台が表面照射型 (front-illuminated: FI) であり、XIS1 は裏面照射型 (back-illuminated: BI) である。FI-CCD は空乏層が $\sim 65 \mu\text{m}$ と

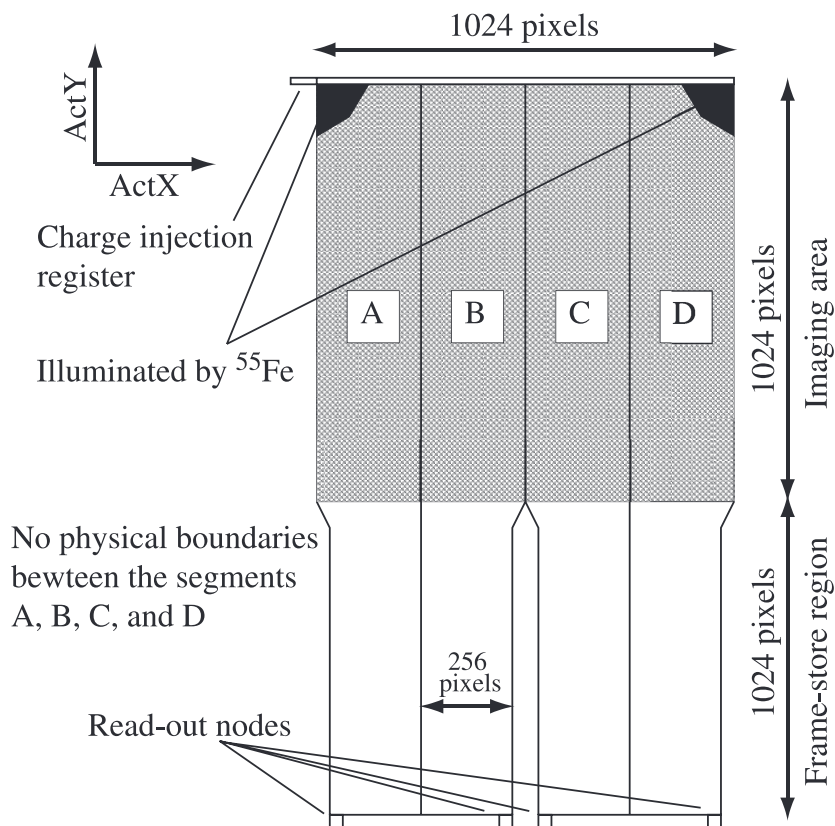


図 4.13: XIS CCD の概略図 (Koyama et al. 2007)。CCD は 4 つのセグメントから成り、それぞれ読み出し口を持っている。

厚く、高エネルギー側の X 線に対して高い検出効率を示すが、入射 X 線は電極や絶縁層を通過するため 1 keV 以下の低エネルギーで検出効率が落ちる。一方、BI-CCD では電極の逆側から X 線が入射するために低エネルギーに対して高い検出効率を持つ。しかしながら、基板に電極構造を設けるための加工プロセスが容易ではなく、完全空乏を担保するために空乏層厚は FI-CCD と比べて薄い ($\sim 42 \mu\text{m}$)。そのため、FI-CCD と BI-CCD は相補的に働く。図 4.14 に FI-CCD と BI-CCD の量子効率を示す。

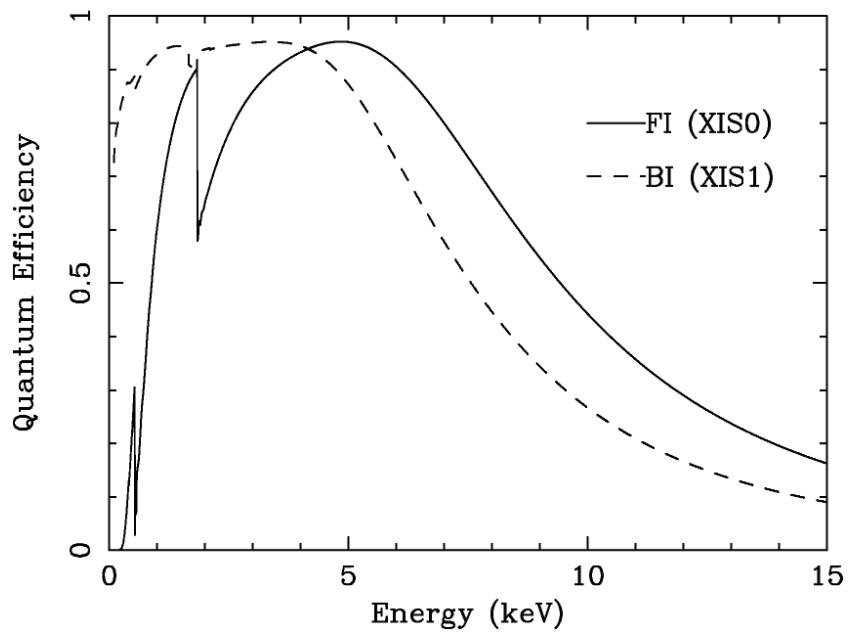


図 4.14: FI-CCD (XIS0) と BI-CCD (XIS1) の量子効率 (Koyama et al. 2007)。

4.3.2 電荷注入による電荷転送非効率の抑制

宇宙環境では CCD の電荷転送非効率 (charge transfer inefficiency: CTI) が徐々に増えていく。これは高エネルギー宇宙線の衝突によって格子欠陥が作られ、電荷がトラップされるためである。格子欠陥にトラップされる電荷が増加すると、ゲインが減少する。また、失われる電荷量はピクセルごとに異なるためエネルギー分解能も劣化する。 ^{55}Fe 校正線源を用いて測定された打ち上げ直後のエネルギー中心値とエネルギー分解能はそれぞれ 5894 eV (Mn $K\alpha$ 輝線) と ~ 130 eV であったが、打ち上げから 1 年間で大きな劣化が確認された。そのため、2006 年 8 月に spaced-row charge injection (SCI) という機能を機上で開始した。SCI とは、人工的に電荷を注入することで高エネルギー宇宙線による損傷の影響を和らげる、XIS CCD が備えている機能である。この人工電荷の注入口は読み出し口の反対側に取り付けられており、露光を行う前に 54 行ごとに電荷が注入される。これらの電荷が「犠牲電荷」として転送されることによって予めトラップを埋めることができ、入射 X 線によって生じた電荷の電荷転送効率を回復させることができる (図 4.15)。SCI の結果、ゲインとエネルギー分解能が打ち上げ直後とほぼ同じ性能に回復することができた (図 4.16)。SCI が on の状態でも徐々に分解能は悪くなっているが、off のときと比べてその傾きはかなり抑えられていることが分かる。SCI on の状態で FI (XIS 0、3) と BI (XIS 1) 間でエネルギー分解能劣化の傾きが異なるのは、注入した電荷量の違いによるものである。FI では 6 keV の信号に対応する電荷の注入に対して、BI では 2 keV である。2011 年以降、BI-CCD に対しても FI と同量の電荷注入が行われており、FI と変わらない性能が得られている。

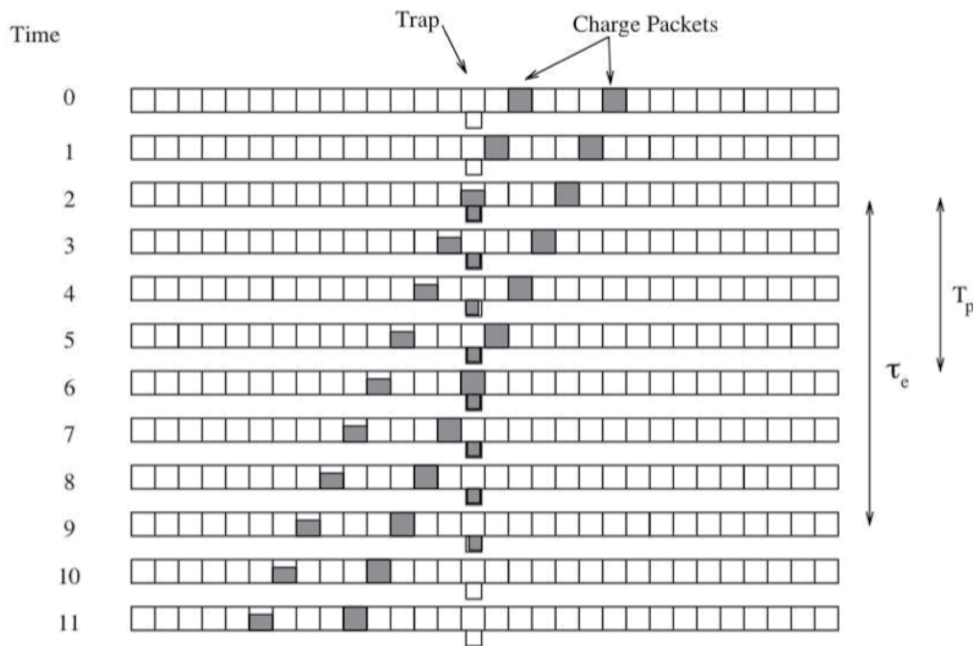


図 4.15: SCI 機能の概略図。電荷は右から左に転送される。先に転送されている電荷がトラップを埋めるため、後の電荷は損失なく転送される。

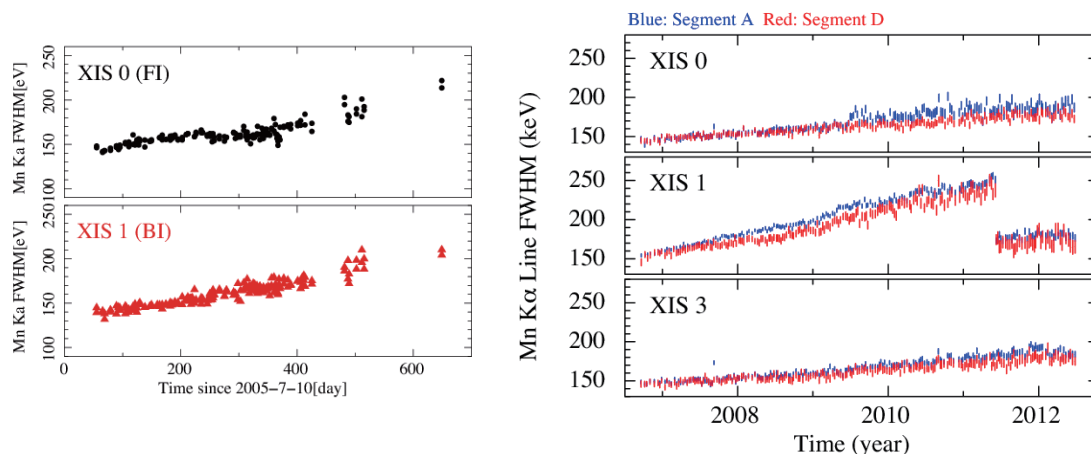


図 4.16: SCI off (左) と on (右) での ^{55}Fe 校正線源を用いた高エネルギーでのエネルギー分解能 (Suzaku technical description)。2011 年の XIS 1 での不連続点は電荷注入量の変更によるもの。

4.3.3 非 X 線バックグラウンド

軌道上では X 線以外に宇宙線由来の高エネルギー粒子 (陽子、電子、 γ 線) がイベントを作る。これらのイベントのほとんどは宇宙線荷電粒子によるものであり、荷電粒子が CCD で電離損失することによって生じる。このようなイベントは複数のピクセルにまたがって電荷を落とし、長く尾を引いたイメージが得られるため、グレード判定法と呼ばれるイメージ解析によって取り除くことができる。しかし、全てを除去することはできず、最終的に残ったものを非 X 線バックグラウンド (non X-ray background: NXB) と呼ぶ。

NXB のスペクトルは太陽光に照らされていない地球 (夜地球) を観測することによって得られる (図 4.17)。Al、Si、Ni、Au の蛍光 X 線が見えており、これらは XIS の成分が宇宙線によって電離されて生じたものである。Mn-K α と Mn-K β 輝線は ^{55}Fe 校正線源によるものである。一方、連続成分は宇宙線由来で作られた 10 keV 以下の電子が直接 CCD に入る、あるいはガンマ線が CCD 空乏層でコンプトン散乱し、10 keV 以下のコンプトン電子を残すことで生じる。BI-CCD は 7 keV 以上での高エネルギー帯で NXB のフラックスが高く、こぶ状の構造が見られる。BI-CCD は FI-CCD に比べて空乏層厚が薄く、グレード判定により低エネルギー宇宙線による NXB と X 線を区別できないためである。

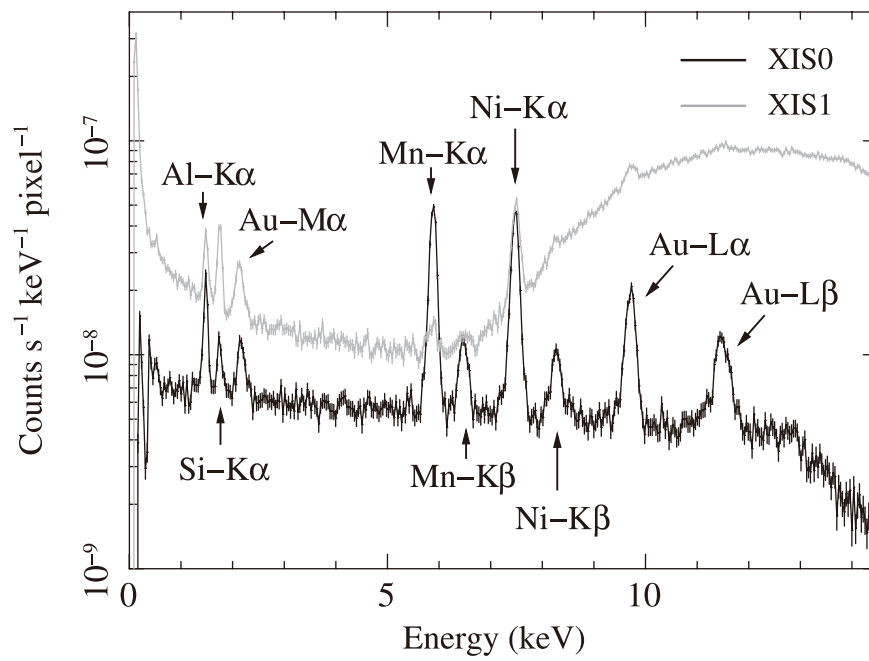


図 4.17: 夜地球の観測から得た NXB のスペクトル (Tawa et al. 2008)。

第5章 すざく衛星による G337.2–0.7 の観測

5.1 観測とデータ処理

私たちは「すざく」衛星に搭載されている XIS を用いて、2012 年 9 月 2 日から 9 月 11 日にかけて G337.2–0.7 の長時間観測 (有効露光時間 304.1 ks) を行った。前述したように XIS は 4 つの CCD から成るが、XIS 2 は 2006 年 11 月から動いていない¹。また、XIS 0 の 4 つあるセグメントのうちセグメント A は 2009 年 6 月以降不具合が生じたため使用されていない²。そのため解析では XIS 0 のセグメント B、C、D と、XIS 3、XIS 1 のデータを用いる。XIS 0 と XIS 3 は FI CCD であり、XIS 1 は BI CCD である。Si の K 輝線エッジに対応する 1.7–1.8 keV はキャリブレーションの不定性が大きく、解析では除いた。また、4 章 3 節 3 項で述べたように、BI CCD では高エネルギー帯で NXB のフラックスが大きいいため、XIS 1 の 8 keV 以上は使用していない。以降の解析では、すざくチームから提供されている標準的な解析ツール HEASoft (version 6.13) を使用し、XIS の校正データベースには 2013 年 3 月に提供されたものを使用する。応答関数と有効面積はそれぞれ `xisrmfgen` と `xissimarfgen` (Ishisaki et al. 2007) を用いて作成したものを使用し、スペクトル解析には XSPEC (version 12.8.1) (Arnaud 1996) を用いる。

5.2 X 線イメージ

生データには NXB が含まれる。そこで、`xisnxbgen` (Tawa et al. 2008) を用いて観測中に入る NXB をシミュレーションし、生イメージから差し引いた。図 5.1 に NXB を差し引いた 3 つのエネルギーバンド (0.5–2、2–5、5–8 keV) での各 XIS の視野全体のイメージを示す。各 XIS 視野の 2 箇所には ⁵⁵Fe 校正線源が照射しているため、この領域は除いている。0.5–2、2–5 keV バンドで視野中心に見える明るい天体が G337.2–0.7 である。矢印で示した G337.2–0.7 の北東に位置する点源は準巨星 HD 149901 である。また、5–8 keV バンドでは、視野の西側に広がった放射が見られる。各検出器のイメージを比較すると、この放射は検出器ごとに異なった構造をしていることが分かった。そのためこの放射は天体由来ではなく人工的なものである。特に XIS 1 では扇状の構造がはっきりと見られる。図 4.10 に示したようにこのような構造は迷光に特徴的なものであり、この放射は視野外の明るい天体からの迷光によるものと分かった。図 5.1 の XIS 1 の 5–8 keV バンドイメージに点線で示した二つの暗い線状の構造は XRT のアライメントプレートの影であり、この 2 本の影の交点に迷光源が位置する (Mori et al. 2005、図 4)。このことから迷光源は G337.2–0.7 からおよそ 60 分離れた (R.A. = 248.51, Dec = -47.39) に位置すると見積もることができた。実際に G337.2–0.7 の周辺を調べたところ、SNR の北西 60 分の位

¹<http://www.astro.isas.ac.jp/suzaku/doc/suzakumemo/suzakumemo-2007-08.pdf>

²<http://www.astro.isas.ac.jp/suzaku/doc/suzakumemo/suzakumemo-2010-01.pdf>

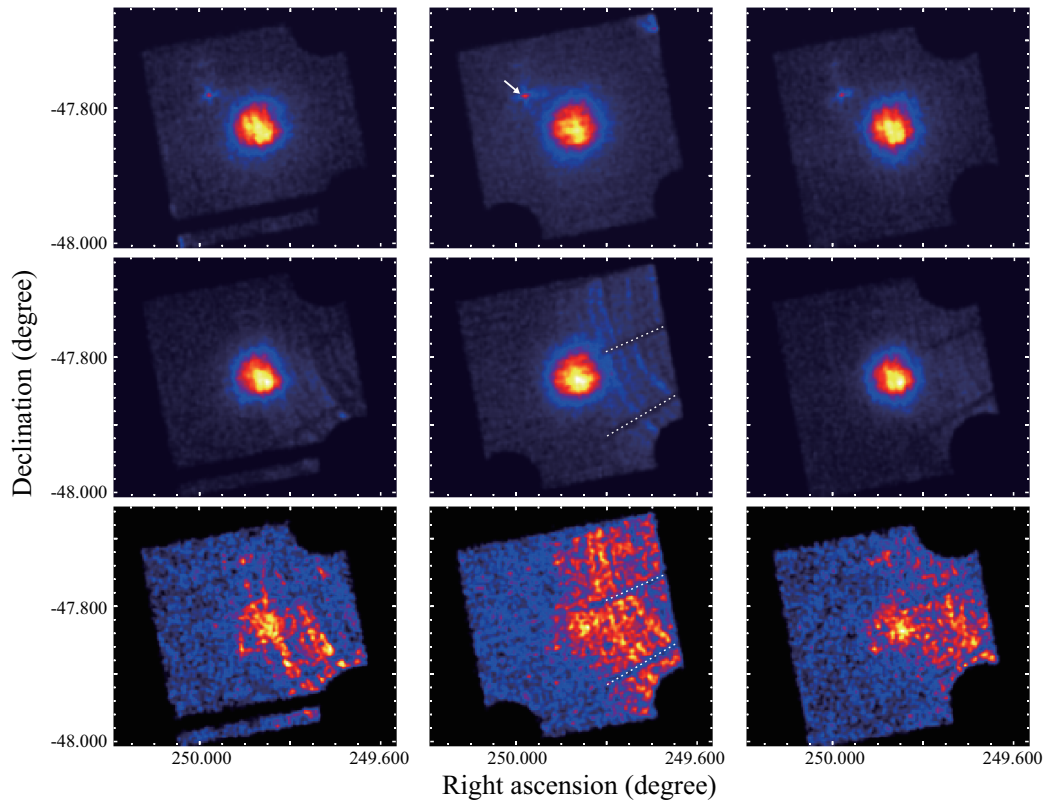


図 5.1: 0.5-2 (上段)、2-5 (中段)、5-8 keV (下段) バンドの XIS 視野全体のイメージ。左からそれぞれ XIS0、1、3 である。XIS 1 の 0.5-2 keV バンドイメージの白色の矢印は HD 149901 の位置を示している。また、白色の点線は XRT のアライメントプレートによる影を示している。

置に明るいブラックホール連星 4U 1630-47 (R.A. = 248.5067, Dec = -47.3930) が存在し、この天体が迷光源であることが分かった。

5.3 迷光のスペクトル

視野西側に見られた迷光は G337.2–0.7 の放射領域にも入ってきており、5 keV 以上の高エネルギーで特に寄与が大きい。そのため、迷光の寄与を正確に見積もる必要がある。迷光源であるブラックホール連星 4U 1630–47 は、G337.2–0.7 の観測中にアウトバーストを起こしたことが分かっている (Hori et al. 2014)。そこで、全天 X 線監視装置 (*MAXI*; Matsuoka et al. 2009) のガススリット検出器 (GSC) のアーカイブデータを用いて G337.2–0.7 観測中の 4U 1630–47 のスペクトルを抽出した。このスペクトルを星間吸収 (phabs モデル) を受けた光学的に厚い降着円盤モデル (diskbb モデル) (Kubota et al. 2007) でフィットを行ったところ、 $\chi^2/\text{d.o.f.} = 192/149$ でうまく再現することができた。図 5.2 に *MAXI* のスペクトルとベストフィットモデル、表 5.1 にベストフィットのパラメータを示す。

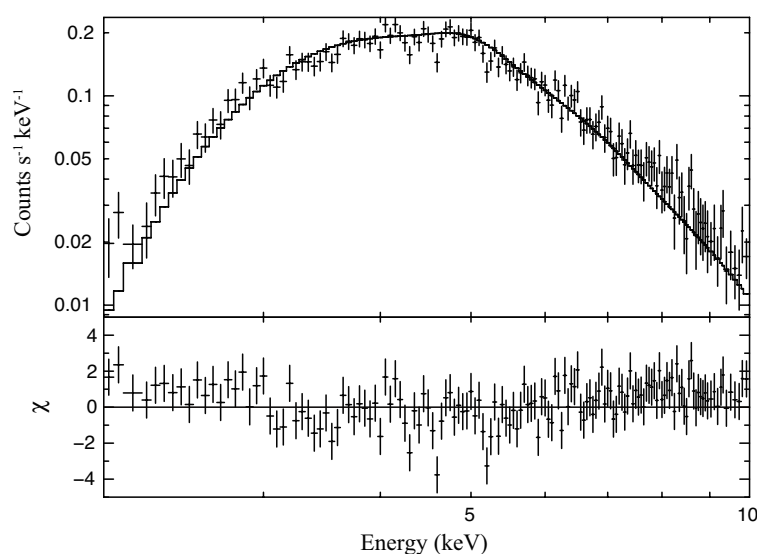


図 5.2: 4U 1630–47 の *MAXI* GSC スペクトルとベストフィットモデル (上段) とモデルとの残差 (下段)。

表 5.1: 4U 1630–47 の *MAXI* GSC スペクトルのベストフィットパラメータ*

Parameter	Value
N_{H} ($\times 10^{22}$ cm $^{-2}$)	8.15 (fixed)
kT_{in} (keV)	1.39 (fixed)
Flux † (photons s $^{-1}$ cm $^{-2}$)	$1.02^{+0.02}_{-0.02}$
$\chi^2/\text{d.o.f.}$	$192/149 = 1.29$

* エラーは 90% の信頼レベル。

† 2–10 keV バンドでのフラックス。

このベストフィットのモデルパラメータ (表 5.1) を用いて、4U 1630–47 からの迷光を *xissim* (Ishisaki et al. 2007) で計算した。図 5.3 に得られた迷光イメージのシミュレーション結果を示す。図 5.3 のシミュレーションイメージでは視野西側に扇状の迷光が見られており、実際の観測イメージを大まかに再現していることが分かる。しかしながら、観

測イメージでは XIS 視野の中央で迷光が明るい一方で、シミュレーションでは暗く、迷光の位置を上手く再現できていない。そのためシミュレーション結果をそのまま用いることはできない。

4章2節で述べたように、迷光は主に2成分からなる (Mori et al. 2005)。1つは2段目のミラーのみでの反射による成分 (セカンダリー成分と呼ぶ) であり、もう一つはミラーの裏側で反射された成分 (バックサイド成分と呼ぶ) である (図 4.8)。セカンダリー成分はバックサイド成分に比べて明るく、迷光源に近い側に現れる。一方、バックサイド成分はほぼ一様な輝度で迷光源から遠い側に現れる。

一方、Takei et al. (2012) は、かに星雲による迷光のスペクトルとイメージの解析を行った。その結果、シミュレーションではセカンダリー成分、バックサイド成分ともに 1.5 keV 以上のスペクトルの形はうまく再現することができるが、それらのフラックスの再現性は良くないことが報告されている。特に、セカンダリー成分はミラーとプリコリメータの僅かな隙間から侵入した光子によるものであるが、この隙間の大きさが正確に求められていないためにシミュレーションと観測でフラックスが大きく異なる (Hideyuki Mori, private communication)。

これらのことから、迷光の各成分のスペクトルの形はシミュレーションから得ることができるが、それらのフラックスは見積もることはできない。したがって、迷光のフラックスは XIS 視野内の実際の観測から求める必要がある。そこで私たちは次節で述べるように、バックグラウンドスペクトルを物理的描像に基づいたモデルと迷光モデルでフィッティングし、迷光のフラックスを求めることにした。バックグラウンド領域は迷光の成分によって3つの領域 (BGD-left, BGD-right, BGD-middle) に分けた (図 5.4 下)。ここで、BGD-right 領域と BGD-left 領域の迷光はそれぞれセカンダリー成分とバックサイド成分から成る。また、BGD-middle 領域の迷光はそれら両方の成分を含んでいる。BGD-middle 領域の迷光フラックスは SNR 領域での迷光フラックスとおおよそ同じであると考えられる。

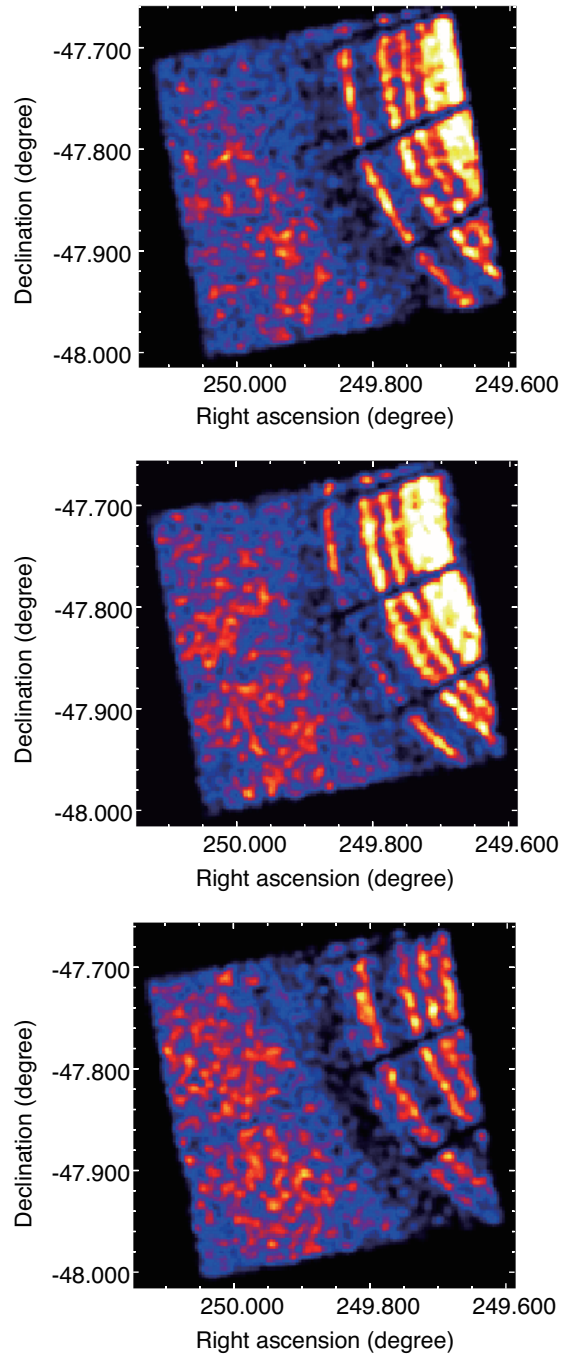


図 5.3: 迷光のシミュレーションイメージ。上から XIS 0、1、3 である。図 5.1 の観測イメージと同様に、セカンダリー成分による扇状の構造と、XRT のアライメントバーによる影が見られる。また、左側の一様な構造は迷光のバックサイド成分である (Serlemitsos et al. 2007)。

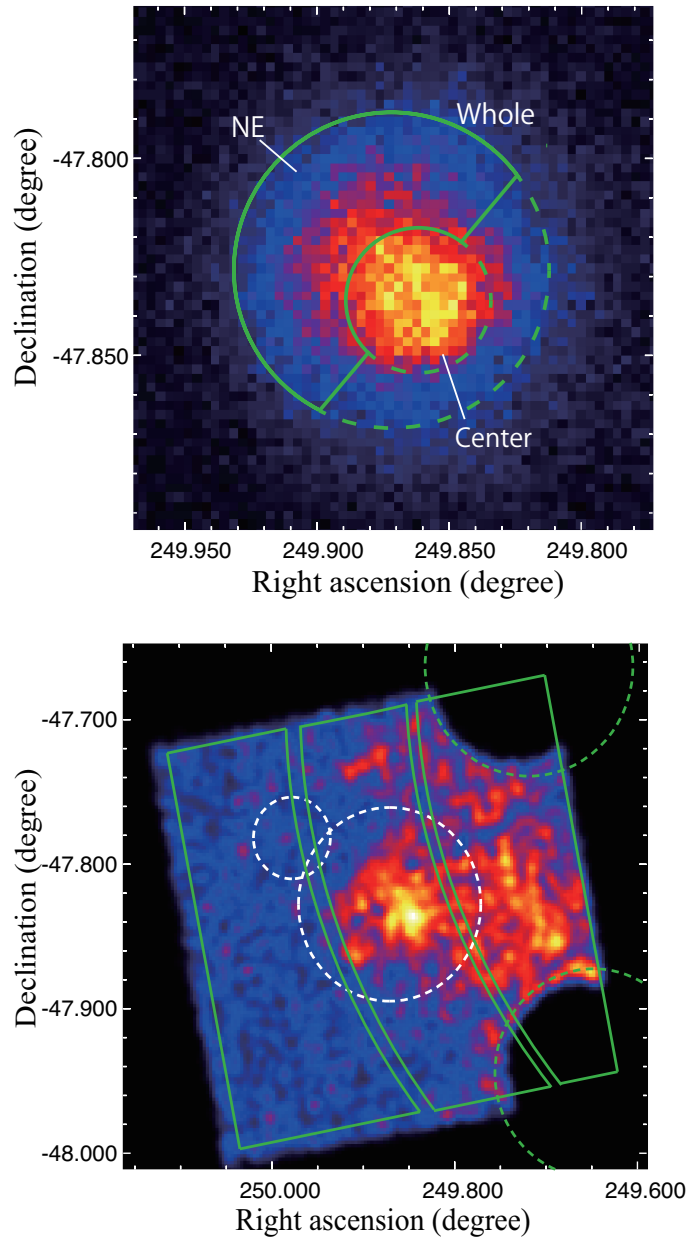


図 5.4: XIS3 のイメージ。(上) SNR を中心とした 8 分角の 1-5 keV バンドイメージ。半径 2.4 分の大円はスペクトル解析で用いる SNR 全体の領域を示す。半径 1.1 分の内側の円は Center 領域であり、実線で囲んだ領域は NE 領域である。(下) 5-10 keV バンドの視野全体のイメージ。緑色の実線はバックグラウンド領域 (左から BGD-left、BGD-middle、BGD-right) を示す。白色の破線は半径 4 分の SNR 領域と HD 149901 領域、緑色の円は ^{55}Fe 校正線源が照射する領域をそれぞれ示しており、これらの領域はバックグラウンド領域から除外した。

5.4 迷光と X 線バックグラウンドのモデルフィッティング

迷光のフラックスとそれ以外の X 線バックグラウンドを分離して見積もるために、バックグラウンドスペクトルのモデル化を行う。まず、前節で選んだ 3 つのバックグラウンド領域 (図 5.4 下) からスペクトルを抽出した。HD 149901 と ^{55}Fe 校正線源、SNR の領域は除いてある。これらのバックグラウンド領域の X 線スペクトルは次のように分解できる。

$$\text{BGD} + \text{SL} + \text{SNR}_{\text{contami}} \quad (5.1)$$

ここで BGD、SL、 $\text{SNR}_{\text{contami}}$ はそれぞれ X 線バックグラウンド、迷光、XRT の PSF のテイルによる G337.2–0.7 からの X 線である。このモデルで 3 つのバックグラウンド領域のスペクトルを同時にフィッティングし、迷光のフラックスと X 線バックグラウンドを同時に求める。各バックグラウンド領域間で X 線バックグラウンドは共通だが、迷光の成分とその強度、そして G337.2–0.7 からの X 線のフラックスは異なる。

5.4.1 迷光

4U 1630–47 のベストフィットモデル (表 5.1) を用いて `xissim` で作成した迷光のシミュレーションイメージ (図 5.3) の迷光源側 (右側) と迷光源から遠い側 (左側) からそれぞれスペクトルを抽出し、これらをそれぞれセカンダリー成分とバックサイド成分のスペクトルモデルとした。BGD-right 領域と BGD-left 領域はそれぞれセカンダリー成分とバックサイド成分のモデルを加えた。BGD-middle 領域はそれら両方の成分のモデルを迷光として加えた。各領域の迷光のフラックスはそれぞれフリーパラメータとした。

5.4.2 X 線バックグラウンド

X 線バックグラウンド (BGD) は以下のように分解することができる。

$$\text{BGD} = \text{Abs1} \times (\text{LP} + \text{HP} + \text{CM}) + \text{Abs2} \times \text{CXB} + \text{Abs3} \times \text{FE} \quad (5.2)$$

ここで、LP、HP、CM は銀河リッジ X 線放射 (Galactic ridge X-ray emission: GRXE) の成分であり、FE、CXB はそれぞれ前景熱的放射、宇宙 X 線背景放射である。以下ではこれらの成分について説明する。

銀河リッジ X 線放射

G337.2–0.7 は銀河面上に位置しているために、X 線バックグラウンドとして GRXE が大きく寄与する。実際に、バックグラウンドスペクトルには Mg、Si、S、Fe といった重元素からの輝線が見えており、これらは GRXE の特徴である。

Uchiyama et al. (2013) によると、GRXE は 2 成分の熱的な電離平衡プラズマと中性鉄の K 輝線 (6.40 keV、7.06 keV) を付随する冪が $\Gamma = 2.13$ の power-law で表現することができる。2 成分の電離平衡プラズマは、実際には点源からの放射の重ね合わせと考えられているが、現象論的に温度 $kT \sim 1.3$ keV の低温プラズマ (low temperature plasma: LP) と $kT \sim 6.6$ keV の高温プラズマ (high temperature plasma: HP) で表現できる。power-law モデルは、冷たい星間ガスと X 線あるいは高エネルギーの電子や陽子との相互作用によるものと考えられている。また、GRXE のフラックスは銀緯依存性があり、0 度で最も大

きい (Uchiyama et al. 2013)。これらの2成分プラズマモデルと power-law モデルに星間吸収をかけたものを GRXE のモデルとした。

フィッティングでは星間吸収の水素柱密度 ($N_{\text{H}}^{\text{GRXE}}$) と LP と HP のフラックス、LP の温度をフリーパラメータとした。また、LP と HP の Si アバンダンスはお互いに共通のフリーパラメータとし、残りのパラメータは Uchiyama et al. (2013) の値に固定した。

前景熱的放射

X 線バックグラウンドは GRXE に加えて、より手前からの前景熱的放射 (foreground thermal emissions: FE) (Ryu et al. 2009; Uchiyama et al. 2013) も寄与する。FE は星間吸収の水素柱密度が $N_{\text{H}}^{\text{FE}} = 5.6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ 、温度が 0.09 keV と 0.59 keV の2成分の電離平衡プラズマで表現される (Uchiyama et al. 2013)。2つのプラズマのアバンダンスはどちらも 0.05 solar である。

1 keV 以上では 0.09 keV のプラズマはほとんど寄与がないため無視し、0.59 keV の電離平衡プラズマのみを FE のモデルとして加えた。また、FE はモデルの不定性が大きいので、温度 kT とフラックスをフリーパラメータとした。

宇宙 X 線背景放射

宇宙 X 線背景放射 (cosmic X-ray background: CXB) は、あらゆる方向から一様かつ等方に地球に降り注ぐ X 線放射であり、その起源は遠方の活動銀河核からの放射の重ね合わせであると考えられている。CXB は冪 $\Gamma = 1.41$ 、フラックスが $6.38 \times 10^{-8} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ の power-law で表現される (Kushino et al. 2002)。CXB は銀河外からの放射なので、Uchiyama et al. (2013) に従って、星間吸収の柱密度は GRXE の2倍 ($N_{\text{H}}^{\text{CXB}} = 2 \times N_{\text{H}}^{\text{GRXE}}$) とした。

5.4.3 SNR からの漏れ出し

XRT の PSF の広がりのため、G337.2–0.7 からの X 線はバックグラウンド領域でも検出される ($\text{SNR}_{\text{contami}}$)。この SNR からの漏れ出しを見積もるために、図 5.4 上に示した SNR 全体の領域からスペクトルを抽出した。この SNR スペクトルから BGD-middle 領域のスペクトルを vignetting 補正をした後に差し引き、G337.2–0.7 の大まかなスペクトルを作成した。これを制動放射 (bremss モデル) と輝線 (gaussian モデル) でフィッティングした結果、2成分の制動放射 ($kT \sim 0.3, 1.2 \text{ keV}$) と 13本の輝線で再現することができた。このベストフィットモデルを用いて、xissim で G337.2–0.7 からバックグラウンド領域への X 線の漏れ出しを計算し、これをバックグラウンドモデルに加えた。

5.4.4 バックグラウンドのモデル化

式 5.1 のモデルを用いて、3つのバックグラウンド領域 (BGD-right、BGD-left、BGD-middle) のスペクトルを XIS 0、1、3 同時にフィットした。図 5.5、5.6、5.7 に各 XIS のスペクトルとベストフィットモデル、表 5.2 にベストフィットパラメータをそれぞれ示す。また、表 5.3、5.4 に得られた迷光のカウント率のベストフィット値を示す。GRXE の 5–8 keV バンドのフラックスは Uchiyama et al. (2013) のモデルカーブとよく一致した (図 5.8)。ま

た、0.5–1.2 keV の FE のフラックスは $8.67_{-0.48}^{+1.19} \times 10^{-6}$ photons s⁻¹ cm⁻² arcmin⁻² であり、Uchiyama et al. (2013) で報告されている値 (9.7×10^{-7} photons s⁻¹ cm⁻² arcmin⁻²) と矛盾しない値が得られた。

表 5.2: バックグラウンドのベストフィットパラメータ*

Component	Parameter	Value
Absorption	$N_{\text{H}}^{\text{GRXE}} (\times 10^{22} \text{ cm}^{-2})$	$2.32_{-0.13}^{+0.14}$
LP	kT (keV)	$0.72_{-0.03}^{+0.02}$
	Abundance [†]	0.81 (fixed)
	Si [†]	$1.04_{-0.08}^{+0.05}$
	Ar [†]	1.07 (fixed)
HP	Flux [‡] (10^{-6} photons s ⁻¹ cm ⁻² arcmin ⁻²)	$1.32_{-0.15}^{+0.18}$
	kT (keV)	6.64 (fixed)
	Abundance [†]	= LP
CM	Flux [‡] (10^{-7} photons s ⁻¹ cm ⁻² arcmin ⁻²)	$8.26_{-1.00}^{+0.78}$
	Γ	2.13 (fixed)
	$EW_{6.40}$ (eV)	457 (fixed)
FE	Flux [‡] (10^{-7} photons s ⁻¹ cm ⁻² arcmin ⁻²)	4.24 (< 5.54)
	kT (keV)	$0.43_{-0.03}^{+0.01}$
	Abundance [†]	0.05 (fixed)
	Flux [‡] (10^{-7} photons s ⁻¹ cm ⁻² arcmin ⁻²)	$8.67_{-0.48}^{+1.19}$
$\chi^2/\text{d.o.f.}$		2728/1707 = 1.60

* エラーは 90%信頼レベル

‡ 1–10 keV バンドでのフラックス.

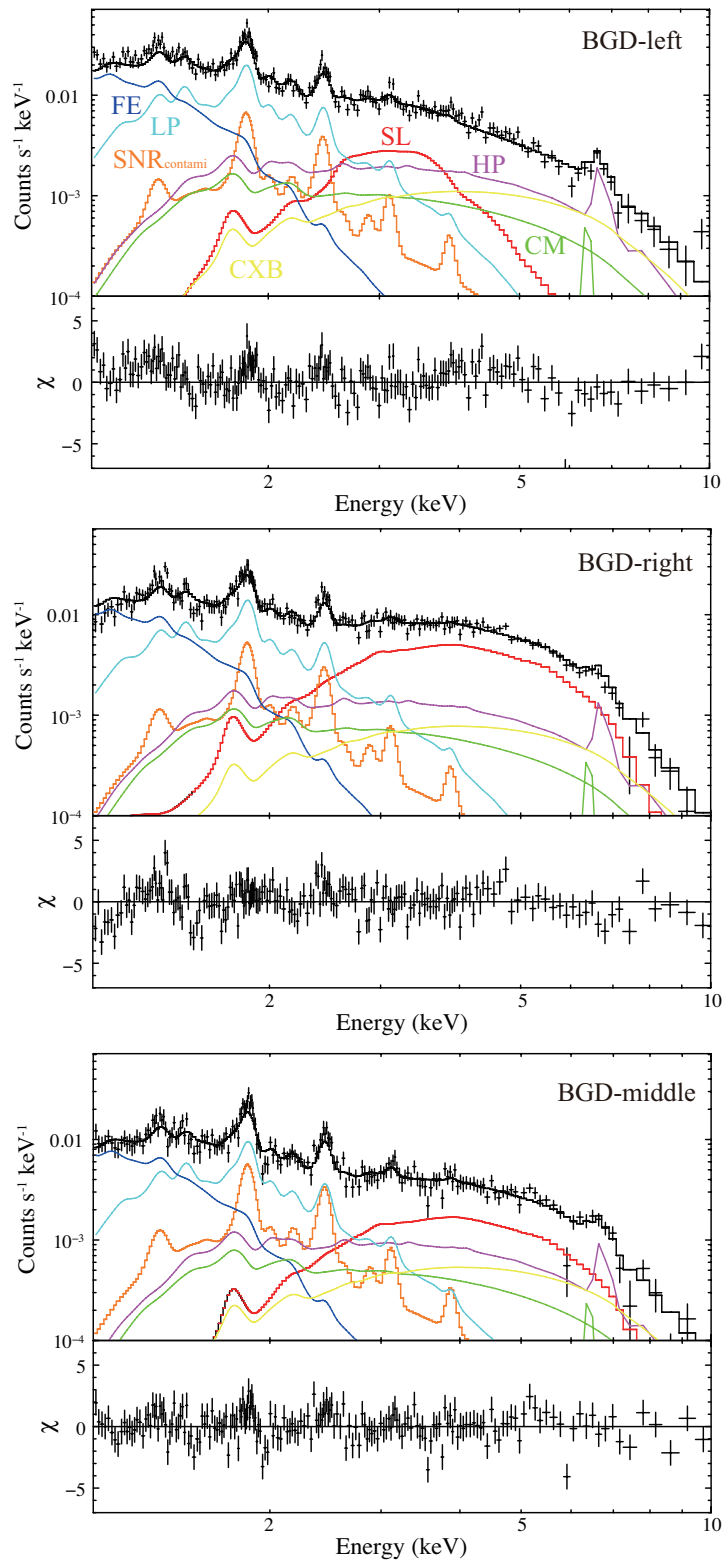


図 5.5: XIS0 のバックグラウンドスペクトルとベストフィットモデル

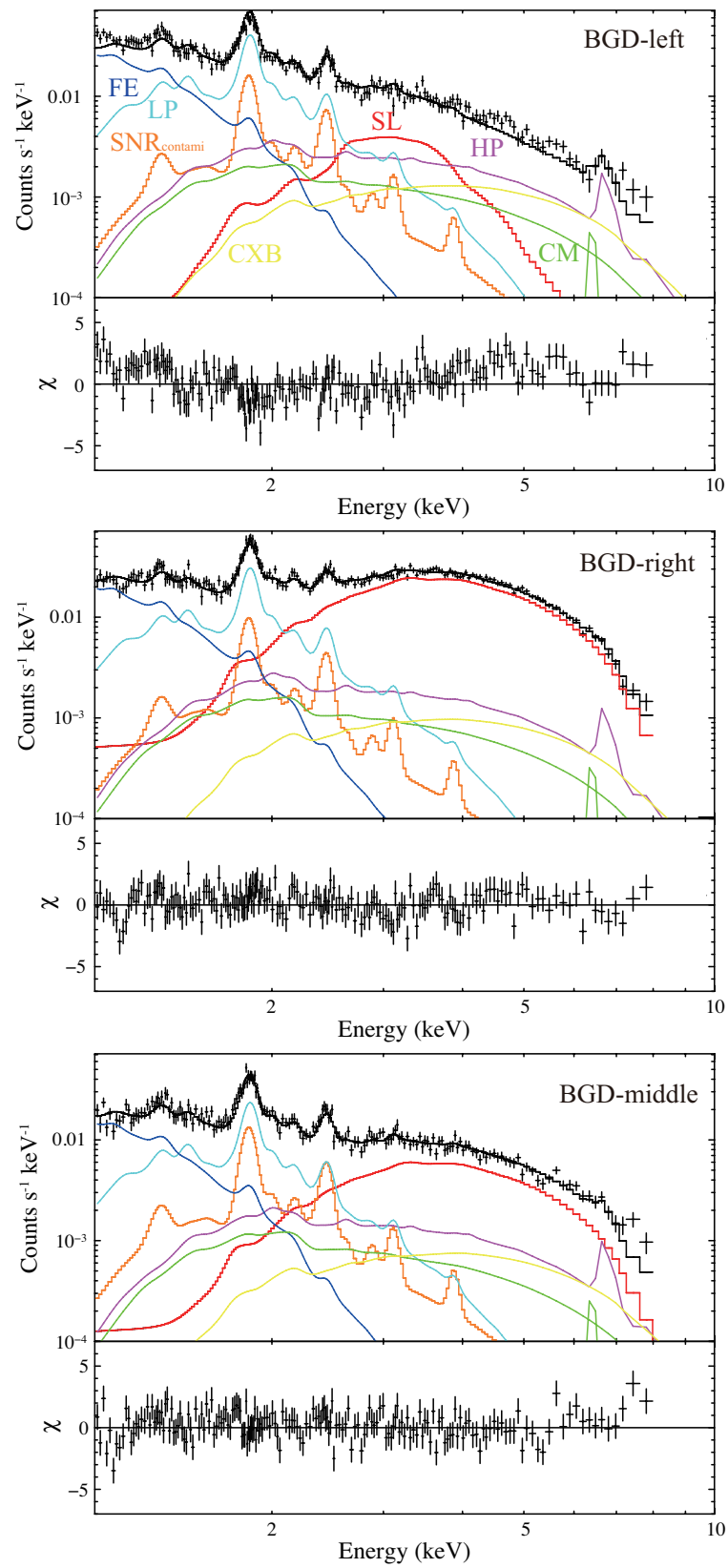


図 5.6: XIS 1 のバックグラウンドスペクトルとベストフィットモデル

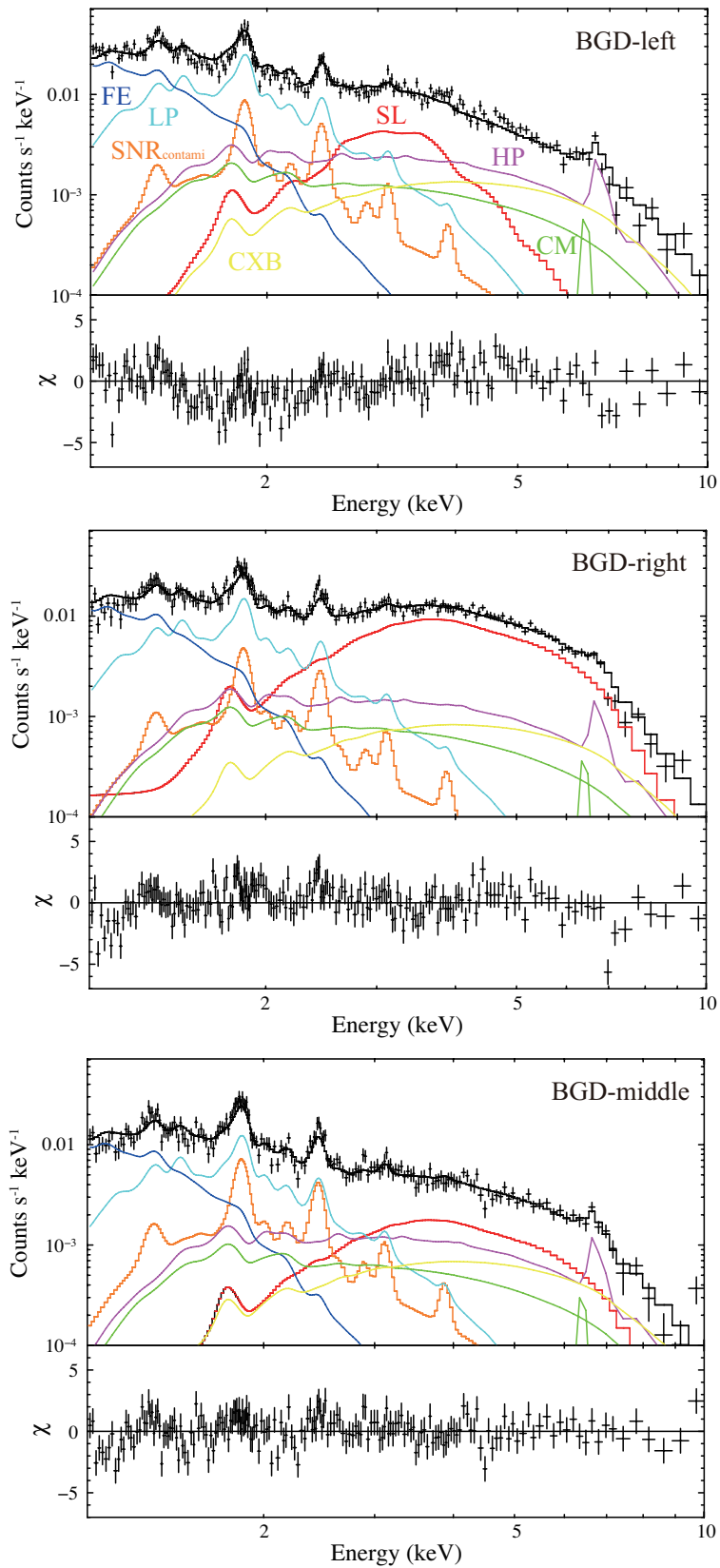


図 5.7: XIS3 のバックグラウンドスペクトルとベストフィットモデル

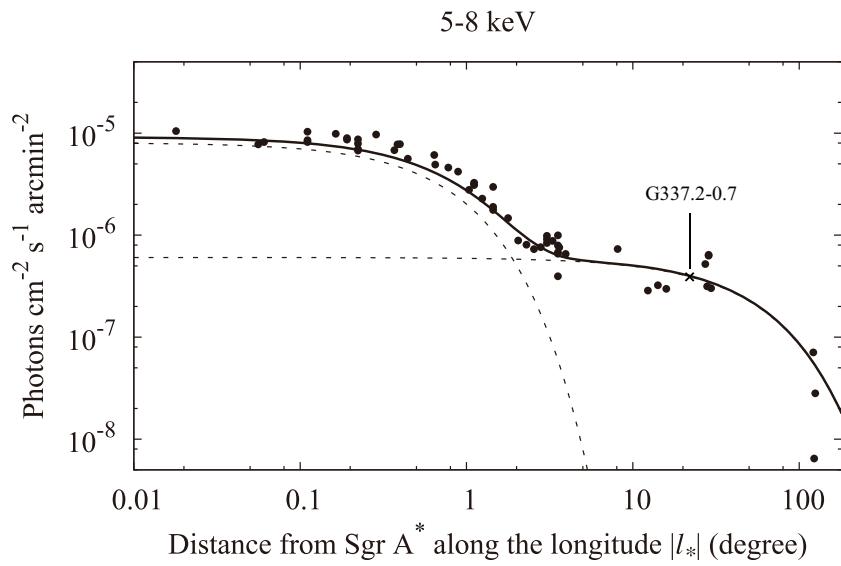


図 5.8: 銀径を横軸とした 5-8 keV バンドの GRXE のフラックス (Uchiyama et al. 2013 の図を改変)。

次節以降のソーススペクトルのモデルフィットでは、表5.2の値に固定したバックグラウンドモデルに SNR のモデルを加えてフィッティングすることで解析を行う。迷光は BGD-middle 領域のベストフィットの値 (表 5.3、5.4) を用いる。BGD-middle 領域をソース領域の上側と下側の2領域に分けて、各 XIS に対してそれぞれの領域の迷光強度を調べたところ、BGD-middle 領域の上側と下側での迷光フラックスのばらつきは $\pm 30\%$ 以内だった。ソース領域はそれらの領域の中間に位置するため、SNR 領域での迷光は BGD-middle 領域全体の迷光の $\pm 30\%$ と見積もられる。これを系統誤差として、迷光強度は $\pm 30\%$ の範囲でフリーパラメータとした。

表 5.3: バックサイド成分の迷光強度 (10^{-3} counts s^{-1})

領域	XIS 0	XIS 1	XIS 0
BGD-left	4.9	6.9	7.6
BGD-right	0	0	0
BGD-middle	0	0	0

表 5.4: セカンダリー成分の迷光強度 (10^{-2} counts s^{-1})

領域	XIS 0	XIS 1	XIS 0
BGD-left	0	0	0
BGD-right	1.65	7.51	2.90
BGD-middle	0.55	1.83	0.55

5.5 G337.2–0.7のスペクトルフィッティング

この節では、表 5.2 のパラメータで固定したバックグラウンドモデルと SNR のモデルを足し合わせたモデルでソーススペクトルのフィッティングを行う。迷光は前節で求めた BGD-middle 領域のベストフィットの値を用い、見積もった系統誤差 $\pm 30\%$ の範囲でフリーパラメータとする。

5.5.1 領域全体の解析

G337.2–0.7 全体の領域 (図 5.4 上) からスペクトルを抽出した。まず、このソーススペクトルを吸収 (phabs モデル) を受けた NEI プラズマモデル (vpshock モデル; VPSHOCK 1 と呼ぶ) でフィットした。VPSHOCK 1 の電子温度 kT と電離パラメータ n_{et} 、emission measure はフリーパラメータとした。また、Mg、Si、S、Ar、Ca、Fe のアバンダンスはフリーパラメータとし、それ以外の元素のアバンダンスは 1 solar に固定した。フィッティングの結果を図 5.9 に示す。このモデルは $\chi^2/\text{d.o.f.} = 1445/804 = 1.80$ で棄却された。低エネルギー側の残差が特に大きいため、少なくとももう 1 成分のプラズマが必要である。

そこで私たちはもう 1 成分の NEI プラズマ (pshock モデル; PSHOCK と呼ぶ) を追加した。追加したプラズマの kT と n_{et} 、emission measure はフリーパラメータとし、アバンダンスは 1 solar に固定し (2-NEI モデルと呼ぶ)、再度フィットを行った。図 5.10 にフィッティング結果を示す。この 2-NEI モデルで低エネルギーの残差は解消され、 $\chi^2/\text{d.o.f.} = 1106/801 = 1.38$ でフィッティングは改善したが、Fe の K 輝線を再現することはできなかった。Fe の K 輝線の中心エネルギーを調べると ~ 6.47 keV であり、これはより電離パラメータ n_{et} が小さい別の NEI プラズマの存在を示唆している。

低電離 Fe の K 輝線での残差を解消するために、もう 1 つの NEI プラズマ成分 (VPSHOCK 2) を加えた。Mg、Si、S、Ar、Ca、Fe のアバンダンスは VPSHOCK 1 と共通のフリーパラメータとし、それ以外の元素のアバンダンスは 1 solar に固定した。 kT と n_{et} 、emission measure は独立のフリーパラメータとした。このモデルも $\chi^2/\text{d.o.f.} = 1028/798 = 1.29$ でフィッティングを改善したが、まだ低電離 Fe の K 輝線を再現することはできなかった (図 5.11)。そこで、VPSHOCK 1 と VPSHOCK 2 の Fe のアバンダンスをそれぞれ独立のフリーパラメータとして再度フィットを行った (3-NEI モデルと呼ぶ)。ベストフィットモデルとベストフィットパラメータをそれぞれ図 5.12 と表 5.5 に示す。 $\chi^2/\text{d.o.f.} = 1015/797 = 1.27$ で、低電離 Fe の K 輝線を含めた全体のスペクトルをうまく再現することができた。

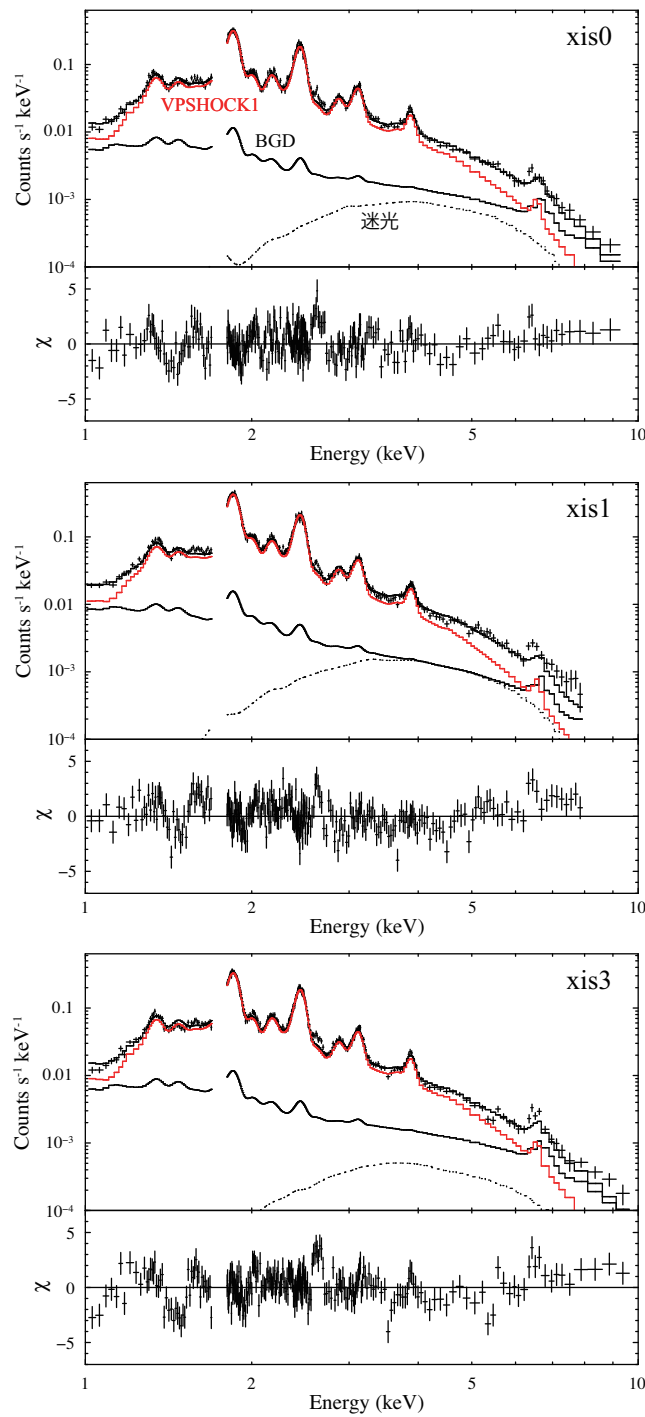


図 5.9: G337.2-0.7 の XIS スペクトルと 1 成分 NEI ベストフィットモデル。赤色の実線は NEI プラズマ (VPSHOCK 1) モデルであり、黒色の実線は BGD、破線は迷光である。下段はモデルとデータの残差を示す。

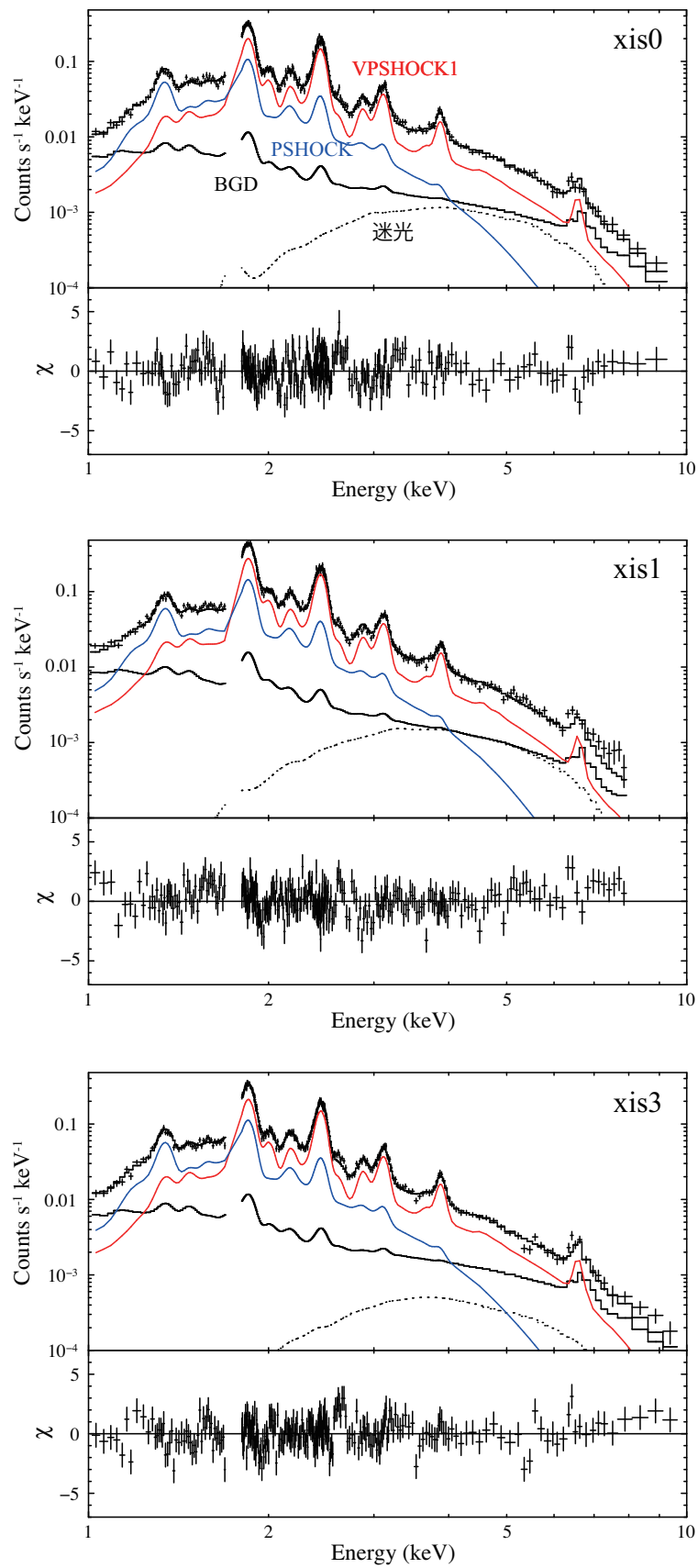


図 5.10: 図 5.9 と同様だが、2-NEI モデルによるフィット。赤色と青色の実線はそれぞれ VPSHOCK 1、PSHOCK モデルである。

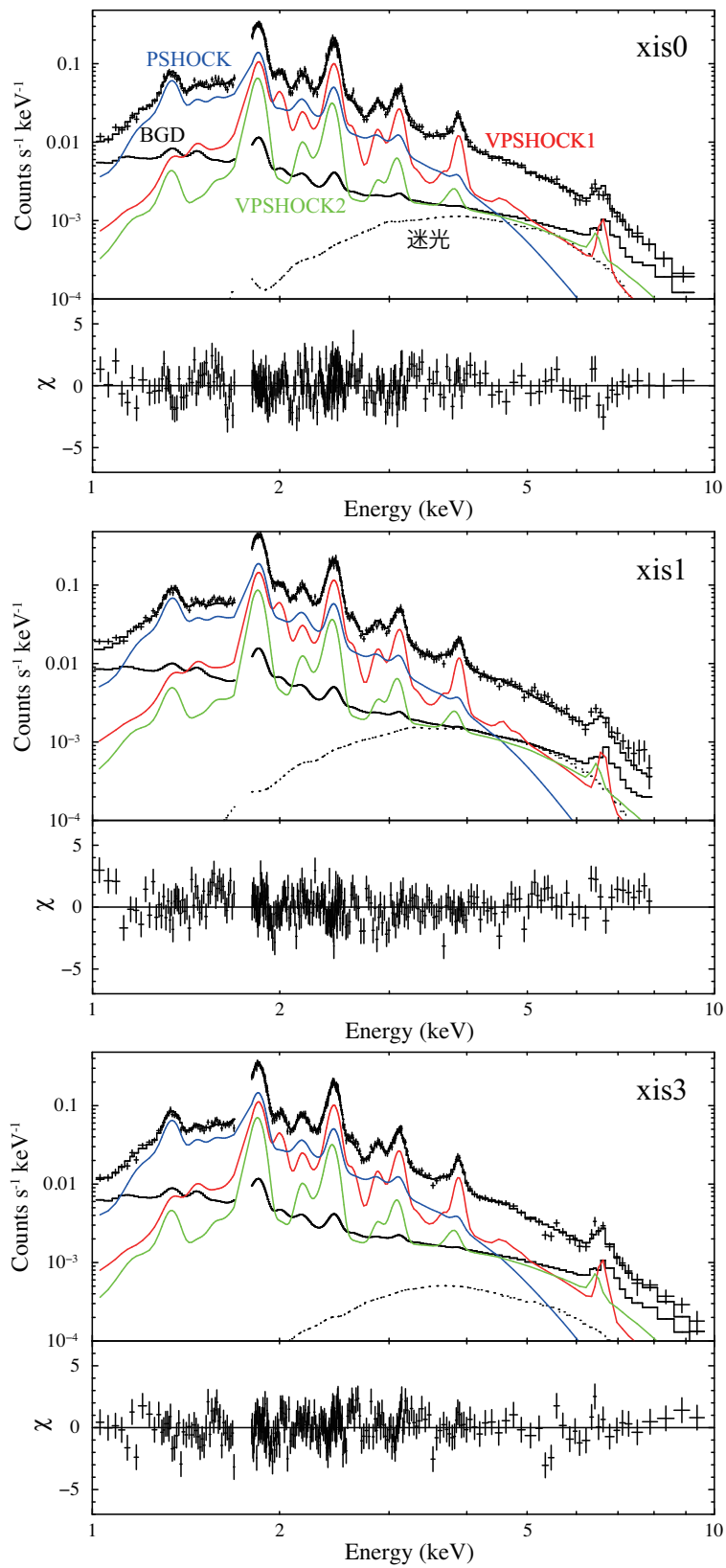


図 5.11: 図 5.9 と同様だが、3-NEI モデルによるフィット。赤色、緑色、青色の実線はそれぞれ VPSHOCK1、2、PSHOCK モデルである。VPSHOCK 1 と VPSHOCK 2 のアバundanceは共通のフリーパラメータとしている。

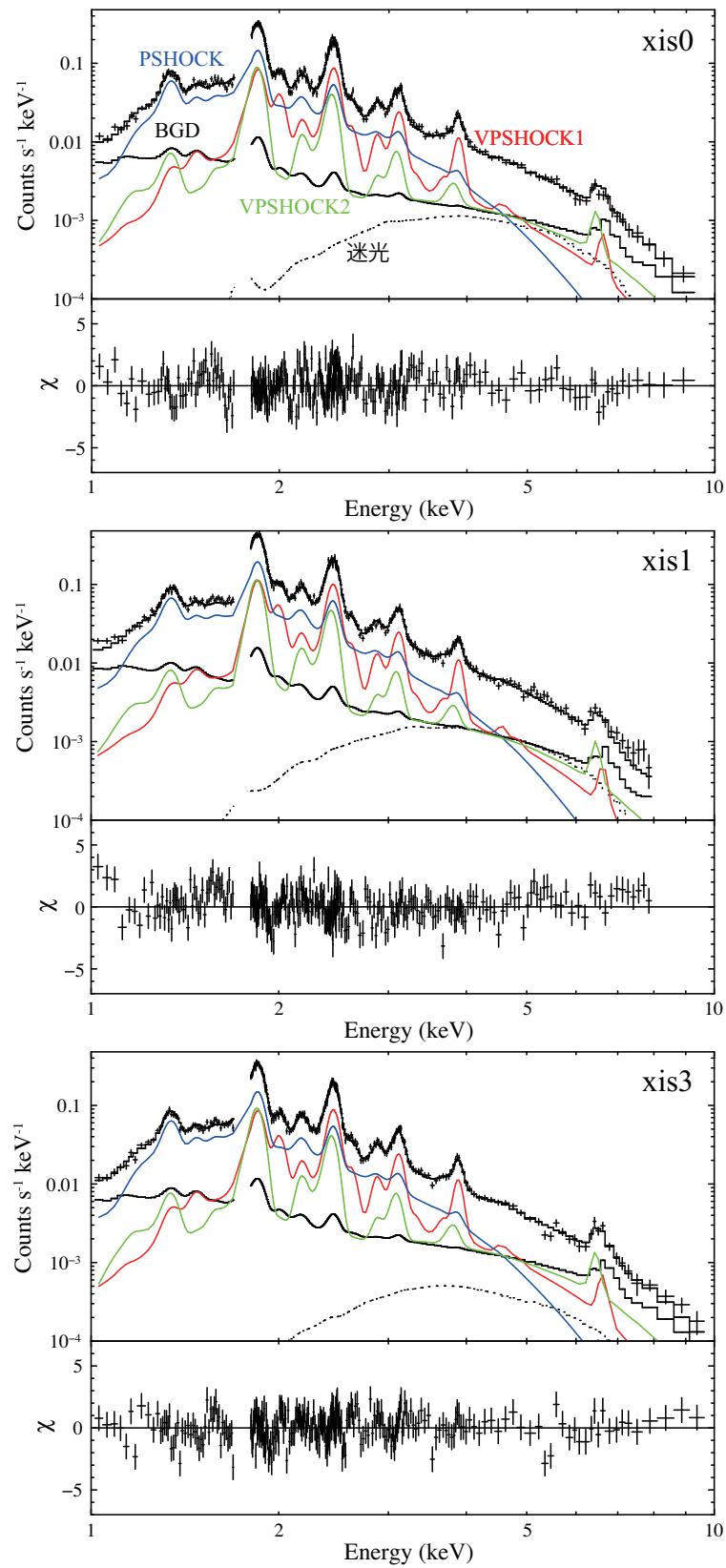


図 5.12: 図 5.11 と同様だが、VPSHOCK 1、2 の Fe アバンドンスをそれぞれ独立のフリーパラメータとしたもの。

表 5.5: 3-NEI モデルフィットのベストフィットパラメータ*

Component	Parameter	Whole	Center	NE
Absorption	N_{H} ($\times 10^{22}$ cm $^{-2}$)	$3.19_{-0.02}^{+0.02}$	$3.13_{-0.09}^{+0.08}$	$3.27_{-0.06}^{+0.05}$
VPSHOCK 1	kT_1 (keV)	$1.54_{-0.02}^{+0.13}$	1.54 (fixed)	1.54 (fixed)
	Mg †	$1.8_{-0.3}^{+0.6}$	$2.0_{-0.8}^{+1.1}$	$4.6_{-1.5}^{+1.7}$
	Si †	$9.9_{-0.2}^{+0.2}$	$6.3_{-1.2}^{+1.6}$	21_{-4}^{+1}
	S †	13_{-1}^{+2}	$9.4_{-1.9}^{+2.6}$	30_{-6}^{+6}
	Ar †	13_{-1}^{+2}	$9.0_{-1.9}^{+2.0}$	29_{-6}^{+2}
	Ca †	15_{-1}^{+1}	$9.8_{-2.3}^{+3.2}$	35_{-8}^{+4}
	Fe †	$0.49_{-0.25}^{+0.26}$	$0.50_{-0.25}^{+0.28}$	(< 1.6)
	$n_e t_1$ (10^{11} s cm $^{-3}$)	$3.6_{-0.5}^{+0.2}$	$4.9_{-0.8}^{+0.7}$	$2.7_{-0.4}^{+0.6}$
	EM_1^{\ddagger} (10^{10} cm $^{-5}$)	$6.8_{-0.5}^{+0.3}$	$5.9_{-1.7}^{+0.9}$	$1.8_{-0.2}^{+0.6}$
VPSHOCK 2	kT_2 (keV)	$3.1_{-0.1}^{+0.2}$	3.1 (fixed)	3.1 (fixed)
	Abundance †	= VPSHOCK 1	= VPSHOCK 1	= VPSHOCK 1
	Fe †	$3.3_{-0.7}^{+0.8}$	$3.9_{-3.2}^{+5.2}$	$7.9_{-2.3}^{+2.9}$
	$n_e t_2$ (10^{10} s cm $^{-3}$)	$2.1_{-0.2}^{+0.4}$	2.1 (fixed)	2.1 (fixed)
	EM_2^{\ddagger} (10^{10} cm $^{-5}$)	$4.1_{-0.3}^{+0.2}$	$0.71_{-0.34}^{+0.63}$	$1.3_{-0.2}^{+0.3}$
PSHOCK	kT_3 (keV)	$0.70_{-0.03}^{+0.02}$	0.70 (fixed)	0.70 (fixed)
	Abundance †	1 (fixed)	1 (fixed)	1 (fixed)
	$n_e t_3$ (10^{11} s cm $^{-3}$)	$5.7_{-0.4}^{+0.7}$	5.7 (fixed)	5.7 (fixed)
	EM_3^{\ddagger} (10^{12} cm $^{-5}$)	$2.04_{-0.04}^{+0.04}$	$0.68_{-0.08}^{+0.07}$	$1.04_{-0.06}^{+0.05}$
SL	Const § (XIS 0)	$1.28_{-0.17}^{+0.02}$	$1.30_{-0.44}^{+0.0}$	$1.30_{-0.38}^{+0.0}$
	Const § (XIS 1)	$0.70_{-0.0}^{+0.09}$	$0.98_{-0.28}^{+0.29}$	$0.70_{-0.0}^{+0.07}$
	Const § (XIS 3)	$0.70_{-0.0}^{+0.21}$	$0.70_{-0.0}^{+0.42}$	$0.92_{-0.22}^{+0.38}$
$\chi^2/\text{d.o.f.}$		1015/797 = 1.27	863/661 = 1.31	914/796 = 1.15

* エラーは 90%信頼レベル

 † 太陽組成に対するアバundance。 ‡ $n_e n_{\text{H}} V / 4\pi D^2$ として定義している。ここで、 n_e と n_{H} はそれぞれ電子と水素の数密度であり、 V は体積、 D は SNR の距離である。 § Constants は 0.7-1.3 に制限している。

5.5.2 空間構造

次に、SNR 全体の領域を 2 領域に分けて空間構造を調べた (図 5.4 上)。ここで、電波で明るいうりリング状の構造の内部を Center 領域、広がった放射が見られた SNR の北東側を NE 領域とした。これらの領域から抽出したスペクトルを、SNR 全体のスペクトルフィットで用いた 2-NEI と 3-NEI モデルでそれぞれフィットした。NE 領域のスペクトルを 2-NEI と 3-NEI モデルでフィットしたところ、 $\chi^2/\text{d.o.f.}$ はそれぞれ 1.44、1.22 と得られ、3-NEI モデルによりフィッティングが改善した。一方で、Center 領域のスペクトルを 2-NEI と 3-NEI モデルでフィットすると $\chi^2/\text{d.o.f.}$ はそれぞれ 1.32 と 1.30 と得られ、どちらのモデルでもほぼ同じ値だった。この結果は Center 領域では高温低電離プラズマ (VPSHOCK 2) が必要ないことを示唆している。

3-NEI モデルでのフィッティングでは、Center 領域と NE 領域で $n_e t_1$ は有意な違いが得られたが、 kT_1 、 kT_2 、 kT_3 、 $n_e t_2$ 、 $n_e t_3$ はそれぞれエラーの範囲で SNR 全体のベストフィット値と一致することが分かった。ここで、添字 1、2、3 はそれぞれ VPSHOCK 1、VPSHOCK 2、PSHOCK のパラメータに対応する。そこで、 $n_e t_1$ を除く各プラズマの kT と $n_e t$ を SNR 全体のベストフィットの値でそれぞれ固定して再度フィッティングを行った。このモデルでの $\chi^2/\text{d.o.f.}$ は NE 領域と Center 領域でそれぞれ 1.15 と 1.31 であり、各領域のスペクトルをうまく再現することができた。ベストフィットモデルとベストフィットパラメータを図 5.13、5.14 と表 5.5 に示す。

NE 領域と Center 領域の $n_e t_1$ の値はそれぞれ $2.7_{-0.4}^{+0.6} \times 10^{11} \text{ s cm}^{-3}$ 、 $4.9_{-0.8}^{+0.7} \times 10^{11} \text{ s cm}^{-3}$ と得られた。また、Center 領域と比較して Si、S、Ar、Ca のアバンダンスは NE 領域で有意に大きいことが分かった。

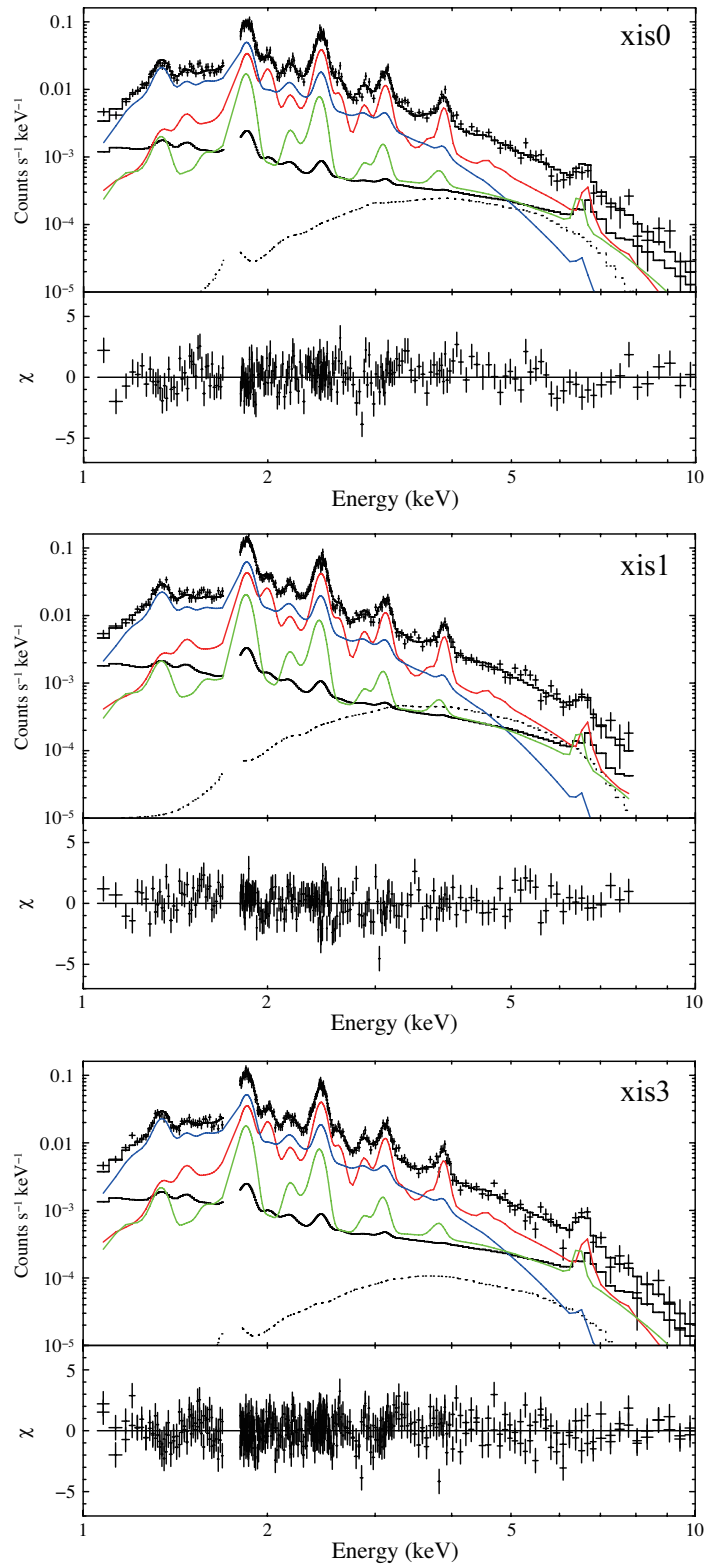


図 5.13: NXB を引いたあとの Center 領域のスペクトルとベストフィット 3-NEI モデル。 kT_1 、 kT_2 、 kT_3 、 n_{e2} 、 n_{e3} は SNR 全体領域のベストフィットの値に固定している。赤、緑、青色の実線はそれぞれ VPSHOCK 1、2、PSHOCK を表す。

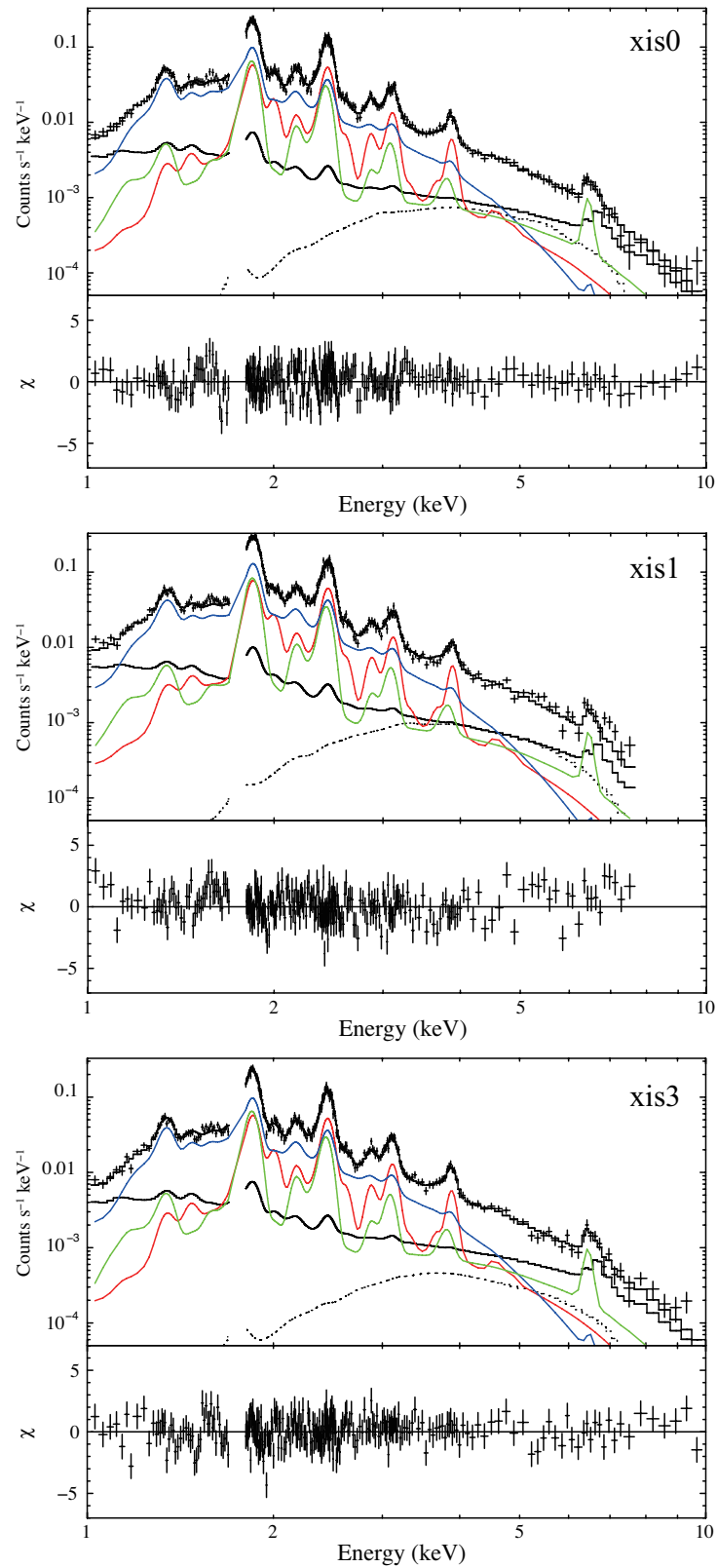


図 5.14: 図 5.13 と同様だが NE 領域に対するもの。

5.6 議論

X線バックグラウンドと迷光の寄与を正確に見積もったことにより、G337.2–0.7からFeのK輝線と高エネルギーの連続放射を発見した。SNR全体の領域から抽出したスペクトルは3成分の電離非平衡プラズマ(VPSHOCK 1、2、PSHOCK)で再現することができた。以前の研究では、高エネルギーの連続放射はpower-lawで表現されていたが、その起源は不明であった(Rakowski et al. 2006)。今回の観測では、「すざく」衛星の高い統計により、G337.2–0.7の高エネルギーX線連続放射は非熱的なものではなく、より高温の低電離プラズマ(VPSHOCK 2)起源であることが明らかになった。

温度 $kT = 0.7$ keVのPSHOCK成分は太陽組成であり、ISM起源であると考えられる。一方で、VPSHOCK 1とVPSHOCK 2は高いアバundanceであり、イジェクタ起源であることを示している。中間温度($kT = 1.5$ keV)のイジェクタ(VPSHOCK 1)は主に高電離Mg、Si、S、Ar、CaからのK輝線を説明する。低電離の高温($kT = 3.1$ keV)イジェクタ(VPSHOCK 2)は低電離FeのK輝線(~ 6.47 keV)をよく再現している。

5.6.1 爆発の型

私たちはISMとイジェクタを分離したことで、イジェクタの重元素のアバundanceを正確に求めることに成功した。SNR全体のスペクトルフィットの結果、Siに対するCaのアバundance比は 1.5 ± 0.1 と得られ、Rakowski et al. (2006)で報告された $Ca/Si = 3.4 \pm 0.8$ というCaの高い元素量は見られなかった。この差異はおそらくベストフィットの kT の違いによるものであると考えられる(Rakowski et al. (2006)では $kT = 0.74$ keV、本論文では $kT = 1.54$ keV)。実際、「すざく」XISのスペクトルを $kT = 0.74$ keVに固定してフィットすると、連続成分はうまく再現することは出来なかったが、Rakowski et al. (2006)と同様に、Siに対するCaのアバundance比は 3.1 ± 0.3 という大きい値が得られた。

図5.15にイジェクタのSiに対する各元素のアバundanceパターンを示す。ここで、イジェクタのアバundanceには、VPSHOCK 1とVPSHOCK 2のアバundanceにemission measureの比を掛けて足し合わせたものを用いた。イジェクタのアバundanceパターンは親星の質量が $\sim 15M_{\odot}$ の重力崩壊型のモデルあるいはIa型超新星爆発モデルのどちらにも近いことが分かる。そこで、SNRの爆発の型を区別するために、得られたemission measureの値を用いてイジェクタの質量を見積もる。Rakowski et al. (2006)はG337.2–0.7の距離を2.0–9.3 kpcという広い範囲で見積もっている。今回の私たちの観測で、G337.2–0.7の星間吸収は $N_H = 3.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ であり、GRXEの吸収($N_H = 2.3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$)の約1.4倍であることが分かった。このことからG337.2–0.7は銀河リッジの距離(~ 8 kpc)より遠方に位置することが示唆される。そこで、以下の議論はSNRの距離を9 kpcと仮定して行う。

G337.2–0.7は半径2.4分の球であると仮定すると、放射体積は $V = 3.0 \times 10^{58} f \text{ cm}^3$ と計算される。ここで f は、SNRの体積のうちX線を放射するプラズマが占める割合を表すfilling factorである。イジェクタ(VPSHOCK 1+VPSHOCK 2)のemission measureのベストフィット値は $EM \sim \frac{n_e n_H V}{4\pi D^2} \sim 1.1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-5}$ である。ここで、 n_e 、 n_H 、 D はそれぞれ電子、水素の数密度とSNRの距離である。プラズマからの放射は水素が支配的であると仮定すれば、 $n_e = 1.2 \times n_H$ であり、水素の数密度とイジェクタの質量はそれぞれ $n_H = 0.17 f^{1/2} \text{ cm}^{-3}$ 、 $M = 8.7 f^{1/2} D_9^{5/2} M_{\odot}$ と計算される。ここで D_9 は9 kpcを単位としたSNRまでの距離である。一方で、Center領域のemission measureは $EM \sim 6.6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-5}$ であり、SNR全体の値のおよそ60%である。Center領域を半径

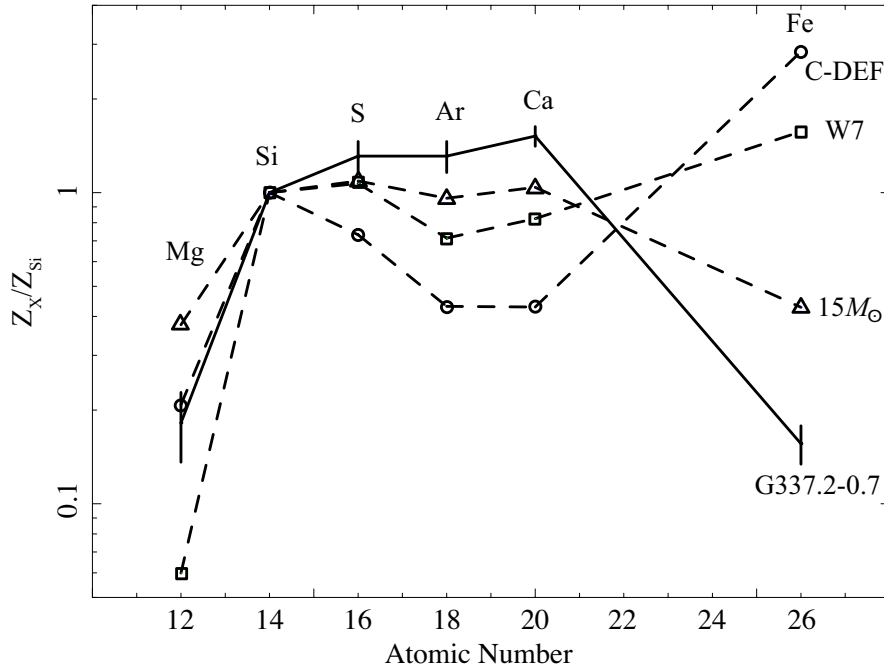


図 5.15: Si に対する相対的なアバンダンス。実線と棒線は観測値とそのエラーを表す。丸印は Ia 型モデルの値 (Iwamoto et al. 1999; Maeda et al. 2010a) であり、三角印は $15 M_{\odot}$ の重力崩壊型モデルの値 (Woosley & Weaver 1995) を表す。

1.1 分の球と仮定すると、体積は SNR 全体の 9.6% である。したがって、filling factor は大まかに $f \sim 9.6/60 = 0.16$ と見積もることができる。この filling factor を採用すると、イジェクタの質量は $M \sim 3.5 D_9^{5/2} M_{\odot}$ と計算することができる。

G337.2-0.7 のスペクトルは星間吸収のため He から Ne までの輝線は見えておらず、フィッティングではそれらの元素のアバンダンスは 1 solar であると仮定して emission measure を求めた。しかしながら、実際のイジェクタではそれらのアバンダンスは 1 solar よりも高く、より正確に質量を求めるにはそれらのアバンダンスを考慮する必要がある。イジェクタが Ia 型起源であると仮定すると、制動放射は水素ではなく酸素によるものである。そこで、酸素からの放射が支配的である状況を再現するために、Vink et al. (1996) に倣って VPSHOCK 1, 2 の C, O, Ne のアバンダンスを高い値 (表 5.6) に固定し、SNR 全体のスペクトルを 3-NEI モデルで再フィットした。得られた Mg から Fe までのアバンダンスパターンは変化しなかったが、ベストフィットの emission measure を用いると、Ia 型イジェクタの質量は $M \sim 2.1 D_9^{5/2} M_{\odot}$ と計算された。一方で、親星の質量が $\sim 15 M_{\odot}$ の重力崩壊型超新星爆発起源のイジェクタであると仮定し、He-Ne のアバンダンスをモデルから予測される値 (表 5.6) に固定して同様の計算を行うと、イジェクタの質量は $\sim 2.8 D_9^{5/2} M_{\odot}$ と見積もられる。

以上の質量の見積もりでは、Rakowski et al. (2006) で報告されている距離 2.0-9.3 kpc の上限を仮定した。もし距離が近ければ、イジェクタの質量はより小さく見積もられる。したがって、距離と filling factor の不定性を考慮すると、見積もられる質量は Ia 型の仮定と矛盾しない。一方で、重力崩壊型を仮定すると小さく見積もりすぎてしまう。これらのことから、G337.2-0.7 の起源は Ia 型超新星であると結論する。

表 5.6: Ia 型 SN (W7; Iwamoto et al. 1999) と $15 M_{\odot}$ の大質量星の重力崩壊型 SN (Woosley & Weaver 1995) で合成される He-Ne のアバンダンス。Ia 型モデルでは O のアバンダンスを 10000 として規格化している。

元素	W7	$15 M_{\odot}$
He	—	1.92
C	10600	5.30
N	0.704	4.93
O	10000	7.15
Ne	1660	6.54

一方、emission measure と Fe アバンダンスのベストフィット値を用いると、Fe の質量は $M_{\text{Fe}} \sim 0.04 M_{\odot}$ と見積もることができた。この値はどの Ia 型 SN モデルで予想される値 (表 1.1) よりもかなり小さい。Fe 元素は星の中心で合成されるため、Fe の層は逆行衝撃波によって未だ部分的にしか加熱されていないためであると考えられる。実際、Fe の K 輝線を再現する VPSHOCK 2 の電離パラメータは小さい値 ($n_e t_2 = 2.1 \times 10^{10} \text{ s cm}^{-3}$) であり、このことから支持される。

5.6.2 爆発噴出物の分布

表 5.5 に示したように、重元素 Si、S、Ar、Ca のアバンダンスは Center 領域に比べて NE 領域で有意に大きかった。これはイジェクタの重元素が北東側に偏って放出されたことを示唆している。中間温度イジェクタ (VPSHOCK 1) の電離パラメータ $n_e t_1$ は、NE 領域 ($n_e t_1 = 2.7 \times 10^{11} \text{ s cm}^{-3}$) に比べて Center 領域 ($n_e t_1 = 4.9 \times 10^{11} \text{ s cm}^{-3}$) で有意に高かった。また、VPSHOCK 2 と VPSHOCK 1 の emission measure の比は Center 領域と NE 領域で大きく異なることが分かった (Center 領域では $EM_2/EM_1 = 12 \pm 7\%$ 、NE 領域では $EM_2/EM_1 = 73 \pm 19\%$)。これらのことから、Center 領域のイジェクタは NE 領域に比べて SNR の進化のより早い段階で逆行衝撃波によって加熱されたものと考えられる。

さらに私たちは、輝線のフラクスマップと、その輝線に隣り合った連続成分のフラクスマップを作成し、前者を後者で割ることで Mg と Si の $K\alpha$ 輝線の等価幅マップを作成した。図 5.16 に等価幅マップを示す。これらの輝線のエネルギーバンドでは X 線バックグラウンドのレベルは SNR のフラックスに対して 1 桁以上小さく、また迷光の寄与はほとんど無視できるため、見積もった等価幅は信頼できるものである。Mg の等価幅の分布はほぼ一様であり、掃き集められた ISM 起源であることを示唆している。実際、Mg の輝線は ISM 成分が支配的である (図 5.12、5.13、5.14)。一方、Si の輝線はイジェクタ成分が支配的である (図 5.12)。Si 輝線の等価幅マップ (図 5.16 下) はイジェクタが NE 領域に集中していることを示している。これは空間分解したスペクトル解析の結果 (表 5.5) と一致している。

Rakowski et al. (2006) は G337.2-0.7 の南側に存在する電波で明るいリング状の構造は、密度の濃い星周物質あるいは星間物質との相互作用であることを報告している。この電波のリングで生じた逆行衝撃波はリング内部のイジェクタをより早い段階で加熱したと考えられる。私たちの結果は、Center 領域に比べ NE 領域では電離は進んでおらず、より

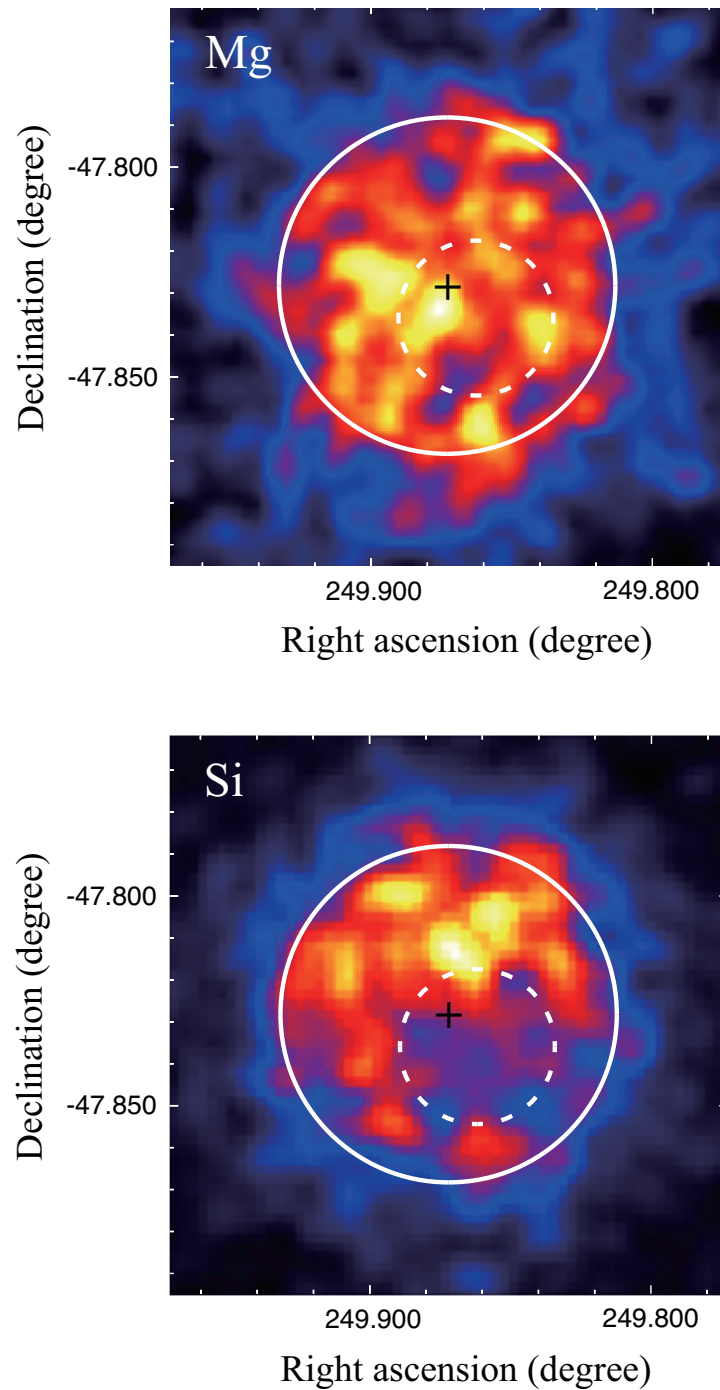


図 5.16: Mg と Si の等価幅マップ。実線と破線で示した円はそれぞれ SNR の全体領域と Center 領域に対応する。十字は SNR の中心を示している。Mg はほぼ一様だが、Si は北東に偏って分布していることが分かる。

最近加熱されたにも関わらず、イジェクタの重元素が豊富であることを示している。従って、非対称な超新星爆発により重元素が北東側に偏って放出されたことが示唆される。

謝辞

本論文の作成にあたって多くの方々からご指導、ご支援をいただきました。ここに感謝の意を表します。

鶴教授には研究の方針や文章の書き方など、数多くのご指導、助言を頂きました。また、本論文の校正もしていただきました。ドラフトの提出が遅れるなど迷惑をおかけしてばかりでしたが、いつも丁寧にアドバイスをくださり大変感謝しております。また、小山勝二名誉教授には、至らない私に呆れつつもいつも厳しく指導していただきました。本当にありがとうございました。

信川さんには2年間背後から監視していただきました。研究のことにとどまらず、普段の生活態度、就活など様々な面で数えきれない助言を頂きました。内田さんには論文の構成などで困ったときはいつも相談に乗っていただき、そしていつも明確な方針を示していただきました。田中さんにはミーティングや発表練習の場でたくさんの的確な指摘をいただきました。D2の河島さんにも研究や実験において色々と助けていただきました。この論文は皆様の助けなしには完成しなかったと思います。心より感謝しております。

また、名古屋大学の森英之さんにはメールでの質問にいつも丁寧に分かりやすく回答していただきました。深く感謝しております。

そして何より、同期の松村君、小田君、土屋君、増田君にもお世話になりました。皆でよくくだらない話で盛り上がり、元気づけられました。松村君、増田君、博士に行っても頑張ってください。小田君、就職しても頑張ってください。土屋君も頑張ってください。僕も頑張ります。

最後に、これまで私を支えて続けてくれた家族、友人に深く感謝します。

関連図書

- Anders, E., & Grevesse, N. 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 53, 197
- Arnaud, K. A. 1996, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, 101, 17
- Arnett, W. D. 1969, *Ap&SS*, 5, 180
- Chevalier, R. A. 1974, *ApJ*, 188, 501
- Fich, M., Blitz, L., & Stark, A. A. 1989, *ApJ*, 342, 272
- Green, A. J. 1974, *A&AS*, 18, 267
- Hori, T., et al. 2014, *ApJ*, 790, 20
- Ishisaki, Y., et al. 2007, *PASJ*, 59, S113
- Iwamoto, K., Brachwitz, F., Nomoto, K., et al. 1999, *ApJS*, 125, 439
- Khokhlov, A. M. 1991, *A&A*, 245, 114
- Koyama, K., et al. 2007, *PASJ*, 59, S23
- Kubota, A., et al. 2007, *PASJ*, 59, S185
- Kushino, A., et al. 2002, *PASJ*, 54, 327
- Laming, J. M. 2001, *ApJ*, 563, 828
- Maeda, K., Röpke, F. K., Fink, M., et al. 2010a, *ApJ*, 712, 624
- Maeda, K., Benetti, S., Stritzinger, M., et al. 2010b, *Nature*, 466, 82
- Masai, K. 1994, *ApJ*, 437, 770
- Matsuoka, M., et al. 2009, *PASJ*, 61, 999
- Mitsuda, K., et al. 2007, *PASJ*, 59, S1
- Mori, H., et al. 2005, *PASJ*, 57, 245
- Nomoto, K., Thielemann, F.-K., & Yokoi, K. 1984, *ApJ*, 286, 644
- Porquet, D., Mewe, R., Dubau, J., Raassen, A. J. J., & Kaastra, J. S. 2001, *A&A*, 376, 1113

- Rakowski, C. E., Hughes, J. P., & Slane, P. 2001, *ApJ*, 548, 258
- Rakowski, C. E., Badenes, C., Gaensler, B. M., Gelfand, J. D., Hughes, J. P. & Slane, P. O. 2006, *ApJ*, 646, 982
- Ryu, S. G., Koyama, K., Nobukawa, M., Fukuoka, R., & Tsuru, T. G. 2009, *PASJ*, 61, 751
- Serlemitsos, P. J., et al. 2007, *PASJ*, 59, S9
- Spitzer, L. 1962, *Physics of Fully Ionized Gases*, New York: Interscience (2nd edition), 1962,
- The Suzaku Technical Description Version: October, 2012,
http://www.astro.isas.jaxa.jp/suzaku/doc/suzaku_td/
- Takei, Y., Akamatsu, H., Hiyama, Y., Maeda, Y., Ishida, M., Mori, H., Ishisaki, & Y., Hoshino, A. 2012, *American Institute of Physics Conference Series*, 1427, 239
- Tawa, N., et al. 2008, *PASJ*, 60, S11
- Timmes, F. X., Brown, E. F., & Truran, J. W. 2003, *ApJ*, 590, L83
- Turatto, M. 2003, *Supernovae and Gamma-Ray Bursters*, 598, 21
- Uchiyama, H., Nobukawa, M., Tsuru, T. G., & Koyama, K. 2013, *PASJ*, 65, 19
- Vink, J., Kaastra, J. S., & Bleeker, J. A. M. 1996, *A&A*, 307, L41
- Voges, W., Aschenbach, B., Boller, T., et al. 1999, *A&A*, 349, 389
- Whiteoak, J. B. Z., & Green, A. J. 1996, *A&AS*, 118, 329
- Woosley, S. E., & Weaver, T. A. 1994, *ApJ*, 423, 371
- Woosley, S. E., & Weaver, T. A. 1995, *ApJS*, 101, 181
- 山口 弘悦. 京都大学 博士論文 (2007)