

超新星残骸N49のX線精密分光スペクトルにおける共鳴散乱の兆候の発見

京都大学大学院 理学研究科 物理学第二教室 宇宙線研究室
天野雄輝

2020年1月29日

Abstract

超新星残骸 (SNR) プラズマの X 線スペクトルから、親星が爆発時もしくは進化の過程で撒き散らした物質の重元素量を測定し、我々は親星の進化や爆発のメカニズムに関して多くの情報を得てきた。精確な重元素量の測定には、プラズマの電離状態や放射過程への理解が必要不可欠である。近年、SNR から過電離プラズマの発見、イオンと中性物質の相互作用による電荷交換反応 X 線の検出、共鳴散乱の可能性の指摘があった。これらは従来の SNR の進化の描像に反する電離状態、見過ごされてきた物理過程であり、スペクトル解析へ影響する。こうした電離状態や物理過程に加え電子の内殻電離による蛍光 X 線はヘリウム様イオン $K\alpha$ 禁制線/共鳴線強度比を大きくする。そのため、この輝線の分光は SNR のプラズマの診断に必須となるが、高いエネルギー分解能をもつ検出器でなければ分光できない。

N49 は年齢約 4800 年の重力崩壊型 SNR である。N49 の CCD スペクトルは 2 温度のプラズマによる放射で説明でき、高温成分が過電離状態にある。また、広範囲で中性の分子雲と相互作用しているという特徴をもつ。我々はヘリウム様酸素 $K\alpha$ ($O\ VII\ He\alpha$) 線を分光可能なエネルギー分解能を持つ、XMM-Newton 衛星搭載の Reflection Grating Spectrometer (RGS) を用いて N49 の 0.5 – 2.0 keV の帯域の精密分光解析を行った。SNR に一般的なプラズマからの放射モデルが期待するものに対して $O\ VII\ He\alpha$ の禁制線/共鳴線の強度比は高く、 $O\ VIII\ Ly\beta$ 、 $Fe\ XVII\ L\alpha$ といった輝線の強度比にも食い違いがあることを発見した。そこで我々は N49 における、内殻電離、過電離プラズマ、電荷交換反応、共鳴散乱を検討した。内殻電離、過電離プラズマは $O\ VII\ He\alpha$ 強度比とともにスペクトル全体の傾向を再現できない。電荷交換反応による X 線放射は $O\ VII\ He\alpha$ の強度比を含めて、よく N49 のスペクトル全体を再現するが、 $O\ VIII\ Ly\beta$ 、 $Fe\ XVII\ L\alpha$ 強度比は依然として説明できない。これら輝線の強度比は N49 の自己吸収による共鳴散乱でもっともよく説明できる。本研究で我々は SNR において共鳴散乱の効果を初めて実測し、この効果が特に酸素の組成比の測定に影響することを明らかにした。重力崩壊型超新星において、酸素の質量の測定は親星の質量を決定する鍵となる。本研究により我々は SNR の解析において、こうした物理過程を考慮することの重要性を示した。

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	4
1.2	超新星残骸	6
1.2.1	超新星残骸の進化	7
1.2.2	超新星残骸のプラズマの電離状態	9
第 2 章	SNR の熱的プラズマからの X 線放射	13
2.1	連続放射	13
2.1.1	制動放射	13
2.1.2	再結合連続放射	14
2.2	輝線	14
2.2.1	輝線放射の基礎	14
2.2.2	He-like イオンからの輝線放射	18
2.2.3	He-like イオンの輝線強度比を用いたプラズマ診断	20
第 3 章	X 線天文衛星「XMM-Newton」	27
3.1	XMM-Newton 概要	27
3.2	X 線望遠鏡	27
3.2.1	X 線望遠鏡の概要	27
3.2.2	X 線望遠鏡の基本性能	30
3.3	X 線 CCD 検出器 (European Photon Imaging Camera: EPIC)	32
3.3.1	EPIC-MOS 概要、基本性能	32
3.3.2	MOS のバックグラウンド	35
3.4	反射型 X 線回折格子分光器 (Reflection Grating Spectrometer: RGS)	35
3.4.1	RGS 仕様と分光原理	35
3.4.2	基本性能	39
3.4.3	応答関数について	40
第 4 章	超新星残骸 N49 と本研究の動機	43
第 5 章	解析	46
5.1	観測とデータの処理	46
5.2	応答関数の準備	46

5.3	スペクトル解析	46
5.3.1	解析条件と使用したモデル	46
5.3.2	2 温度の光学的に薄いプラズマからの放射モデルによる解析	49
5.3.3	O VII He α 輝線の G-ratio によるプラズマ診断	53
第 6 章	議論	54
6.1	内殻電離	54
6.2	過電離プラズマ	54
6.3	電荷交換反応	57
6.4	共鳴散乱	59
6.4.1	共鳴散乱の検証	59
6.4.2	重元素組成比測定への影響	63
6.4.3	O VIII Ly β/α 比に関して	63
第 7 章	まとめと今後の展望	65

目次

1.1	pp チェイン反応	2
1.2	CNO サイクル	3
1.3	大質量星の玉ねぎ構造の模式図	4
1.4	超新星爆発の可視光スペクトル	5
1.5	超新星爆発の種類	5
1.6	超新星残骸の概略図	7
1.7	電離平衡プラズマの Fe と O のイオン存在比の電子温度依存性	11
1.8	電離優勢プラズマの Fe と O のイオン存在比のイオン化タイムスケール $n_e t$ 依存性	12
1.9	Suzaku 衛星搭載の XIS で取得した W49B の 5 – 12 keV のスペクトル	12
2.1	再結合連続放射の模式図	14
2.2	Fe $K\alpha$ 輝線の中心エネルギー	17
2.3	二電子性再結合の模式図	17
2.4	He-like イオンのエネルギー準位	19
2.5	Hitomi 衛星搭載の SXS で取得したペルセウス座銀河団の Fe $He\alpha$ 輝線	19
2.6	CCD により Cygnus Loop で観測された、CX の兆候	22
2.7	回折格子で観測された Cygnus Loop のスペクトル	23
2.8	Hitomi 衛星搭載の SXS で取得した Fe XXV $He\alpha$ 輝線における共鳴散乱	25
2.9	DEM L71 で観測された O VII $He\alpha$ 共鳴線と禁制線のプロファイルの違い	26
3.1	XMM-Newton 衛星の概観	28
3.2	XMM-Newton 衛星の周回している軌道	29
3.3	X 線望遠鏡の光路	29
3.4	MOS1, 2 の Fractional encircled energy	30
3.5	各検出器の有効面積	31
3.6	XMM-Newton 衛星搭載の望遠鏡の vignetting 曲線	31
3.7	CCD 検出器の断面図	33
3.8	各検出器と望遠鏡の視野	33
3.9	MOS のエネルギー分解能	34
3.10	MOS のバックグラウンド	35
3.11	RGS 概略図	37
3.12	RGA 概略図	38
3.13	RFC で取得したイメージと「バナナプロット」	38
3.14	RFC の配置図	39

3.15	RGS と他の精密分光検出器との性能の比較	40
3.16	RGS の LSF	41
4.1	N49 の X 線イメージと電波連続波のコントラスト	44
4.2	N49 の電波連続波のコントラストと分子雲 (^{12}CO) からの放射	45
4.3	すざく衛星によって取得した N49 のスペクトル	45
5.1	MOS1 のライトカーブ	47
5.2	RGS1 のライトカーブ	48
5.3	MOS1、2 により取得した N49 のイメージと RGS の視野	48
5.4	NEI モデルによるフィットの結果	50
5.5	N49 の RGS スペクトルの Fe XVII $L\alpha$ と O VIII $Ly\beta$ 輝線の拡大図	51
5.6	O VII triplet 輝線の G-ratio の温度依存性	53
6.1	RP の G-ratio	55
6.2	ISM が RP の場合の O VIII $Ly\alpha$ 、O VII $He\alpha$ 輝線	56
6.3	NEI + CX モデルでのフィット結果	58
6.4	NEI - Gaussians モデルでのフィット結果	61
6.5	各輝線の transmission factor の比較	62
6.6	重力崩壊型 SNR の組成比と元素合成モデルの比較及び、生成される O の 質量の親星の質量依存性	63

表目次

2.1	O と Fe の He-like triplet の中心エネルギー	18
2.2	O の He α 輝線の振動子強度	24
3.1	MOS の仕様と基本性能	32
5.1	N49 のベストフィットパラメーター	52
6.1	イオンフラクションと光学的厚みの比	64

第1章 超新星爆発と超新星残骸

超新星爆発 (Supernova: SN) とは、星がその一生の最後に起こす爆発である。SN はその明るさは銀河の 1 個分に匹敵し、解放される運動エネルギーは $\sim 10^{51}$ erg にもおよぶ、宇宙最大規模の爆発現象である。SN は星の進化の最後の姿であると同時にブラックホールや中性子星といったコンパクト天体の起源でもある。また、SN によって星の内部や爆発時に合成された様々な元素が星間空間に放出され、宇宙の化学進化に大きな影響を与える。こうした多様性から、SN は宇宙において最も注目される現象の一つとなっている。この章では、星が爆発を起こすまでの進化の過程と爆発後に形成される天体である超新星残骸 (Supernova remnant: SNR) について説明する。

1.1 超新星爆発

1.1.1 星の元素合成

恒星は内部で圧力勾配の力と重力の釣り合いを保ちながら、自己重力により準静的に収縮していく。解放された重力エネルギーの一部は光として放出され、残りは内部エネルギーの増加に使われる。次第に恒星の内部は高温・高密度になり、水素の核融合反応が始まる。

水素燃焼

4 個の水素原子核 (陽子) から原子核が合成される現象を水素燃焼という。水素燃焼は、温度が $\sim 10^7$ K の主系列星の中心部で起きる。水素燃焼には、太陽質量程度かそれ以下の主系列星で主要となる pp チェイン反応と、大中質量主系列星で主要となる CNO サイクルがある。

pp チェイン反応は、まず 2 つの陽子が重水素になり、できた重水素がさらに陽子と反応して ^3He となる反応が起点となる。この反応は以下のように書ける。



pp チェイン反応はその後の反応の種類により ppI、ppII、ppIII に分けられる。ppI では、2 個の ^3He の融合により ^4He が合成される。ppII と ppIII では ^3He と ^4He の融合により合成された ^7Be を経由して ^4He ができる。これらの反応をまとめたものを図 1.1 に示す。

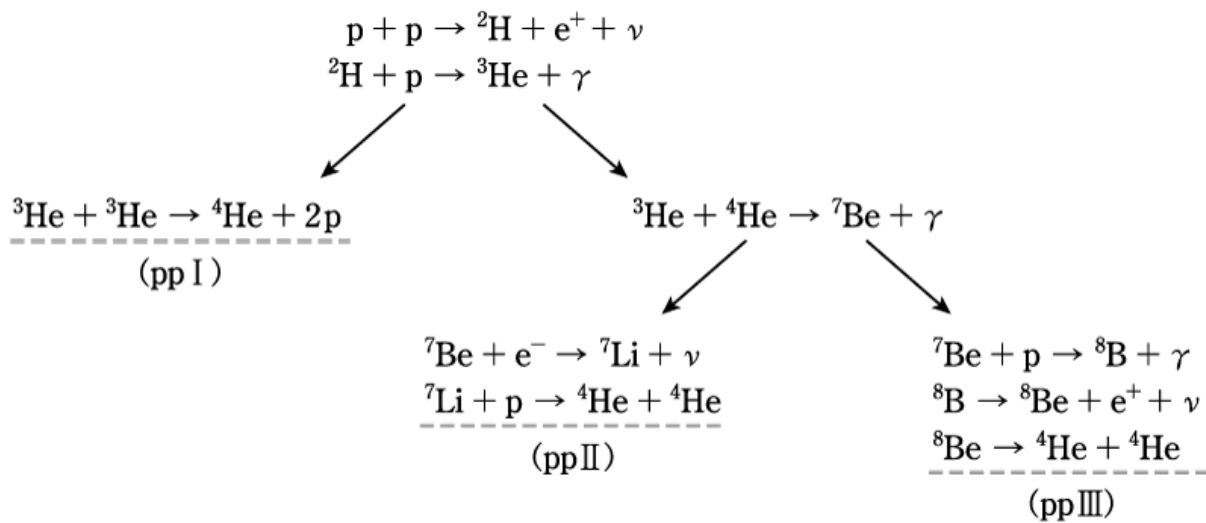
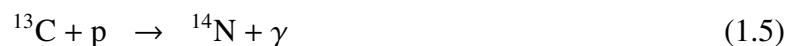


図 1.1: pp チェイン反応 [1]

CNO サイクルは陽子が炭素、窒素、酸素の原子核に次々に捕獲されることでヘリウム原子核が生成される反応である。CNO サイクルのうち、以下の式 (1.3)、(1.4)、(1.5)、(1.6)、(1.7)、(1.8) に示す一連の反応は CN サイクルという CNO サイクルの主要な反応であり、CNO はここで触媒のような働きをしている。



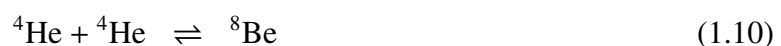
また、 ${}^{15}\text{N} + p$ の反応は式 (1.8) に示したものの以外にも 10^{-4} 程度の割合で、



という反応を起こす。CNO サイクルには、この反応を起点として ${}^{17}\text{F}$ を経由し、 ${}^4\text{He}$ を合成する分岐反応も存在する。これを NO サイクルと呼ぶ。以上の反応とそれらの関係をまとめたものを図 1.2 に示す。

ヘリウム燃焼とそれ以後の核燃焼

温度が $\sim 10^8$ K になると、3 個のヘリウム原子核 (α 粒子) が融合して炭素原子核となる反応が起こる。この反応をトリプルアルファ反応と呼ぶ。これは以下の式 (1.10)、(1.11) で示す 2 段階の反応により起きる。



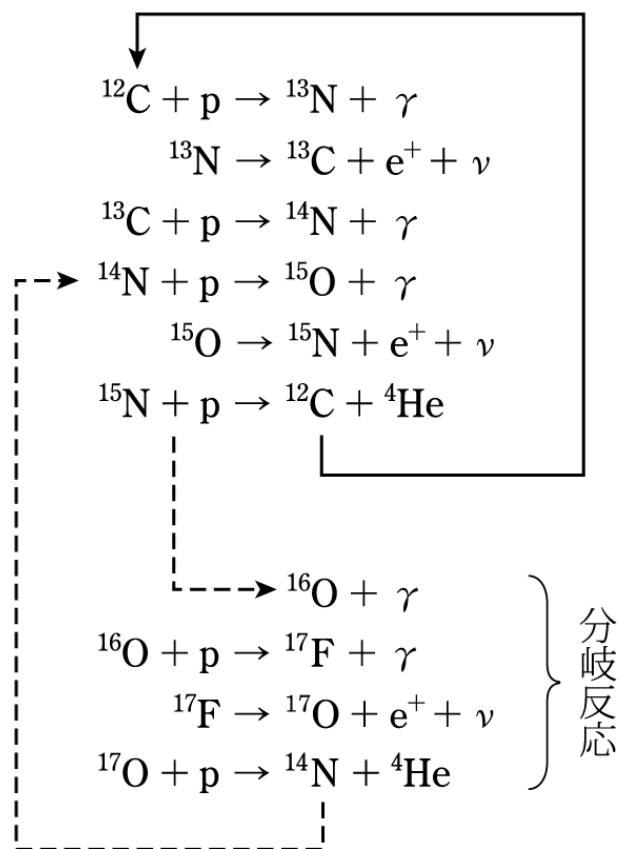


図 1.2: CNO サイクル [1]

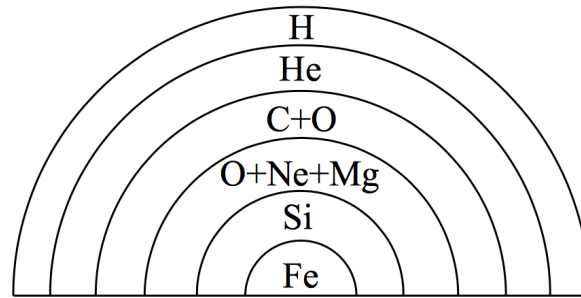


図 1.3: 大質量星の玉ねぎ構造の模式図 [2]

${}^8\text{Be}$ は不安定な原子核であるため、 $\sim 10^{-16}$ 秒程度の寿命で ${}^4\text{He}$ に崩壊する。そのため、式 (1.10) の反応は平衡状態にあり、わずかに存在する ${}^8\text{Be}$ が ${}^4\text{He}$ と融合することで ${}^{12}\text{C}$ が合成される。ここで生成された炭素の一部がヘリウムと反応する



の反応により酸素が生成される。このようにヘリウム燃焼の主な生成元素は炭素と酸素である。比較的質量の小さい星 ($\leq 8 M_{\odot}$) の場合、これ以上反応は進まず、やがて炭素と酸素のコアを持つ白色矮星へと進化する。

$8 M_{\odot}$ 以上の質量の恒星の内部では、ヘリウム燃焼に引き続き反応が進行していく。ヘリウム燃焼後温度が $\sim 6 \times 10^8$ K になると炭素燃焼が起こり、炭素原子核はおもに、酸素、ネオン、マグネシウムに変えられる。 $10 M_{\odot}$ 以上の質量の恒星の場合は続いて、温度 $\sim 2 \times 10^9$ K 以上で酸素燃焼が起こり、多量の Si、S、Ca が生成される。温度 $\sim 3 \times 10^9$ K 以上になると、エネルギーの高い光子がシリコン原子核を壊すことをきっかけとして、シリコン燃焼が起こり、鉄の原子核が生成される。

以上の反応により、高温の恒星中心部でより重い元素が合成されていき、大質量星 ($> 10 M_{\odot}$) の進化の最終段階では、図 1.3 に示した様な玉ねぎ状の構造が形成される。

1.1.2 超新星爆発の分類

SN は最大光度付近での可視光スペクトルからいくつかの型に分類される。水素のバルマー系列の吸収線が見られるものを II 型、見られないものを I 型と呼ぶ。さらに、I 型の SN は SiII の吸収線が顕著に見えるものを Ia 型、SiII の吸収線が強くないものの内 He の吸収線があるものを Ib 型、いずれも見られないものを Ic 型という。II 型 SN は光度の変動の様子から大まかに分類される。爆発後の光度が線形に減衰するものを「linear」の頭文字をとり IIL 型、減衰が比較的緩やかであるものを「plateau」の頭文字をとり IIP 型と呼ぶ。また、II 型 SN に属しながらも、後期に水素の吸収線が見られなくなり、Ib 型のような He の吸収線が顕著に見られるようになるものを IIb 型 SN と呼ぶ。Ia 型、Ib 型、Ic 型、II 型 SN の可視光スペクトルの例を図 1.4 に、SN の分類のチャートを図 1.5 に示す。

以上の分類は SN の爆発過程に基づいているわけではない。SN はその発生機構に基づき、Ia 型と重力崩壊型に分類される。以下では、それぞれの特徴について述べる。

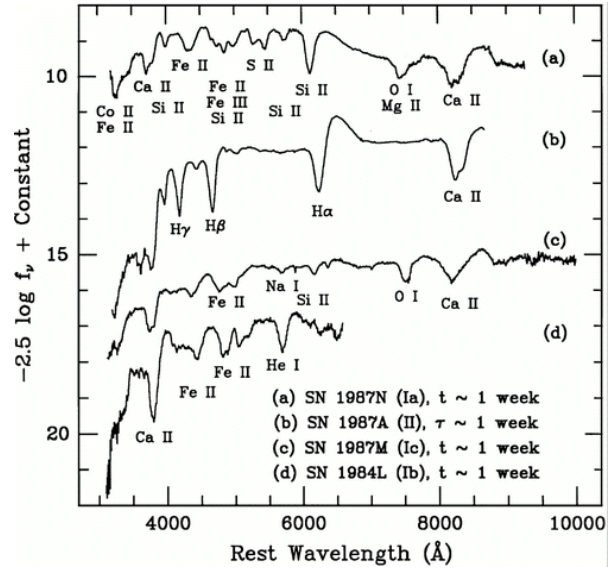


図 1.4: 超新星爆発の可視光スペクトル [3]

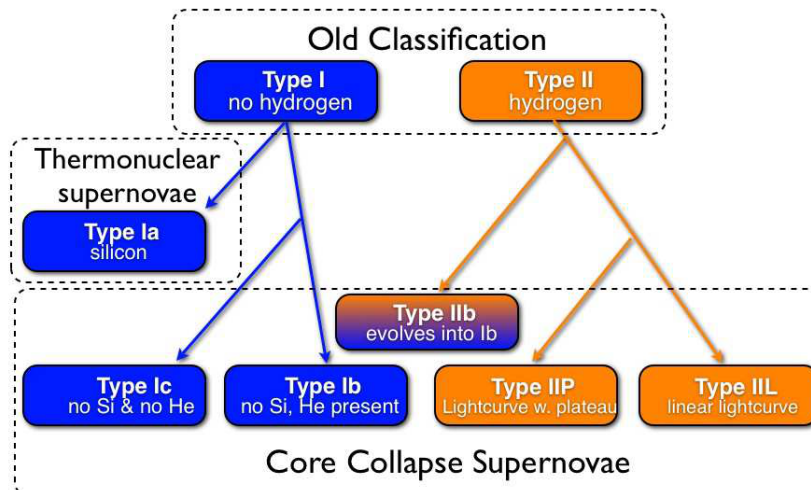


図 1.5: 超新星爆発の種類 [4]

Ia型超新星爆発

Ia型SNは後述する重力崩壊型SNと異なり、爆発後の可視光の最大光度がほぼ一定であり、楕円銀河もしくは銀河系内の銀河面から離れた領域など星形成がない領域でも観測される。こうした特徴から、Ia型SNはチャンドラセカール質量($\sim 1.4 M_{\odot}$)に達した白色矮星の爆発であると考えられている。白色矮星がチャンドラセカール質量に達すると、自身の重力を電子の縮退圧で支えきれなくなる。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、炭素と酸素の燃焼が始まる。これらの核融合反応は爆発的に進み、解放される核反応のエネルギーによって爆発する。爆発により親星は完全に破壊されるため、中心に中性子星やブラックホールといったコンパクト天体を残さない。

白色矮星がチャンドラセカール質量に達するメカニズムとしては、2つの説が提唱されている。1つは赤色巨星などの星と連星系をなす白色矮星への、伴星から質量の降着 (Single Degenerate 説)、もう1つは連星系をなす2つの白色矮星同士の合体 (Double Degenerate 説) である。これらのシナリオのどちらが正しいのか、あるいは両方存在するのかに関しては、現在明確にわかっているわけではない。

重力崩壊型爆発

Ia型以外のSNは質量約 $10 M_{\odot}$ を超える大質量星が進化の最終段階で引き起こす爆発であると考えられており、これを重力崩壊型SNと呼ぶ。Feは非常に安定な元素であるため、核融合反応はこれ以上進まない。鉄のコアがさらに重力収縮をして、高温になると以下の式 (1.13)、(1.14) で示す反応により鉄はヘリウムと中性子へと光分解され、ヘリウムは中性子と陽子へ分解される。陽子は電子を捕獲し、次第に中性子へと変わっていく。



この吸熱反応により圧力は急激に低下し、外層がコアに向かって一気に落ち込んでくる。落ち込んでくる物質がコアの表面で反跳すると、外向きの衝撃波が形成され外層を吹き飛ばす。爆発によって約 10^{53} erg ものエネルギーが解放され、その大部分 ($\sim 99\%$) はニュートリノが持ち去る。そのため、解放される運動エネルギーは約 10^{51} erg である。

後述する様にSNRのX線解析から、爆発によって親星から撒き散らされた物質 (ejecta) の重元素の組成比を調べることができる。重力崩壊型SNの場合、中心に中性子星やブラックホールといったコンパクト天体が形成され、鉄などの重い元素は爆発時にこれらのコンパクト天体に落ち込む。そのため、重力崩壊型SNのejectaはIa型超新星にくらべて鉄が少なく、軽い元素が多く観測される。

1.2 超新星残骸

超新星残骸 (Supernova remnant: SNR) は超新星爆発の後に残る星雲状の天体である。SNによって撒き散らされた ejecta は星間物質 (Interstellar medium: ISM) 中の音速を超える速

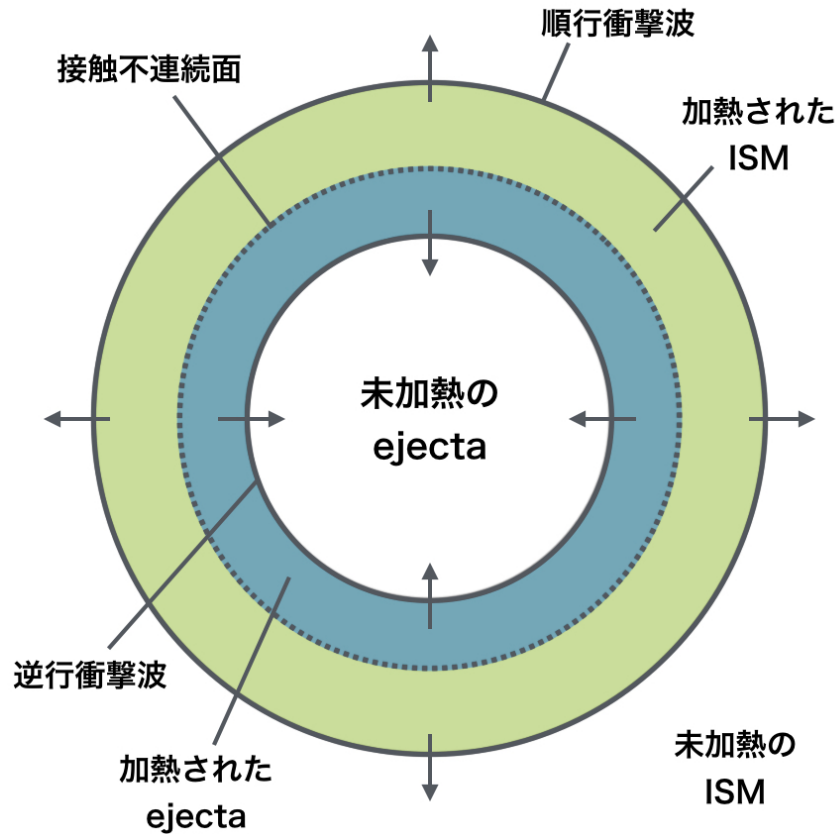


図 1.6: 超新星残骸の概略図

度で膨張し、衝撃波を形成する。こうして形成される衝撃波を順行衝撃波という。順行衝撃波は周囲にある ISM を掃き集めながら電離し、膨張していく。掃き集められた ISM の質量が大きくなると、外縁部付近の減速された ejecta が、より内層の ejecta とぶつかることで、今度は逆行衝撃波という内向きの衝撃波が形成され、これが ejecta を外側から加熱する。図 1.6 がこうしてできる SNR の構造の概略図である。X 線帯域では、ISM や ejecta 由来のプラズマからの放射や衝撃波面で加速されている高エネルギーの荷電粒子からの放射が検出される。以下では、SNR の進化とプラズマの電離状態に関する標準的な理解を述べる。

1.2.1 超新星残骸の進化

SNR の進化の過程は膨張する ejecta の質量 M_{ejecta} と衝撃波に掃き集められた ISM の質量 M_{ISM} の関係から以下の 4 段階に分類できる。

- (1) 自由膨張段階、(2) Sedov 段階、(3) 放射冷却段階、(4) 消滅段階

(1) 自由膨張段階

SNR の進化初期の M_{ISM} が M_{ejecta} に比べて小さい段階であり、ejecta は減速することなく膨張する。爆発のエネルギー (E) のほとんどが ejecta の運動エネルギー (E_{ejecta}) として

解放されるため、衝撃波面の速度 (v_s) と球状の衝撃波の半径 (R_s) は

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

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

と表すことができる。ここで t は爆発からの経過時間である。衝撃波に掃き集められた ISM の質量は平均質量数 (μ)、水素原子の質量 (m_H)、水素の個数密度 (n_0) を用いて

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

となる。以上の式 (1.15)、(1.16)、(1.17) から、 $M_{\text{ISM}} \sim M_{\text{ejecta}}$ となるタイムスケールは

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

となり、自由膨張段階は典型的に数百年続く。

(2) 断熱膨張段階 (Sedov 段階)

$M_{\text{ISM}} \geq M_{\text{ejecta}}$ になると衝撃波は掃き集められた ISM により減速を受ける。しかし、放射によるエネルギーの損失は無視できるため、SNR は断熱的に膨張する。この段階での SNR の進化は一様な密度中の点源爆発に近似され、球対称衝撃波における厳密解は Sedov-Taylor 解として知られるため、Sedov 段階とも呼ばれる。衝撃波の半径 (R_s)、速度 (v_s)、衝撃波の下流の温度 (T_s) は

$$R_s = 4 \times 10^{19} \left(\frac{t}{10^4 \text{ yr}} \right)^{2/5} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/5} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \text{ [cm]} \quad (1.19)$$

$$v_s = 5 \times 10^7 \left(\frac{t}{10^4 \text{ yr}} \right)^{-3/5} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/5} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \text{ [cm s}^{-1}\text{]} \quad (1.20)$$

$$T_s = 3 \times 10^6 \left(\frac{t}{10^4 \text{ yr}} \right)^{-6/5} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{2/5} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-2/5} \text{ [K]} \quad (1.21)$$

と表すことができる。この Sedov 段階は数万年続き、最初の爆発エネルギーの約 70 % が熱エネルギーに変換される [6]。

(3) 放射冷却段階

放射による冷却が無視できなくなる段階である。この段階では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状態が続く。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、膨張していく。この段

階のことを圧力駆動雪かき段階とも呼ぶ。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

$$R_s \propto t^{2/7} \quad (1.22)$$

に従い膨張する。温度がさらに下がると、内部の圧力も無視でき、シェルは運動量 ($M_s v_s$) を保存するように膨張する。この時シェルは

$$R_s \propto t^{1/4} \quad (1.23)$$

に従い膨張する。この段階は運動量保存雪かき段階とも呼ばれる。

(4) 消滅段階

衝撃波速度が ISM の固有運動の速度 ($10 - 20 \text{ km s}^{-1}$) と等しくなると、SNR は境界を失い周囲の物質と区別がつかなくなる。爆発から $\sim 10^5$ 年程度のタイムスケールでこの段階に至る。

1.2.2 超新星残骸のプラズマの電離状態

熱プラズマの電離状態を「電離平衡」という考えのもと分類する。プラズマの電離状態に関わる素過程は、電子がイオンに衝突した際に起こる衝突電離と電子がイオンの空いている軌道に収まる再結合である。プラズマにおける同一元素の異なる電離状態にあるイオン、例えば O を例にあげると、電離過程 ($O^{z+} \rightarrow O^{(z+1)+} + e^-$) と再結合過程 ($O^{(z+1)+} + e^- \rightarrow O^{z+}$) の反応率が全イオン間で等しい場合を電離平衡状態、そうでない場合を電離非平衡状態と呼ぶ。それぞれの状態にあるプラズマは電離平衡プラズマ (Collisional Ionization Equilibrium: CIE)、電離非平衡プラズマ (non-equilibrium ionization: NEI) と分類できる。さらに NEI は電離過程と再結合過程のどちらが優勢であるかによって 2 つに分類できる。したがって、プラズマはその電離状態によって以下の 3 つに分類できる。

電離優勢プラズマ (Ionizing Plasma: IP)

電離平衡プラズマよりも低い電離状態にある (中性状態に近い) プラズマ。再結合よりも電離が優勢であり、電離平衡状態に向かって電離が進行していく。

電離平衡プラズマ (Collisional Ionization Equilibrium: CIE)

電離と再結合が釣り合ったプラズマ。

過電離プラズマ (Recombining Plasma: RP)

電離平衡プラズマよりも電離が進んだプラズマ。電離よりも再結合が優勢であり、電離平衡状態に向かって再結合が進行していく。

CIE では各イオンの存在比は電子温度 (kT_e) の関数として図 1.7 のように一意に決まる。典型的な X 線を放射しているプラズマの電子温度は $0.1 - 10 \text{ keV}$ 程度である。図 1.7 からわかるように、 $0.1 - 1.0 \text{ keV}$ 程度では O のような比較的軽い元素が閉殻構造を持つ He-like

(束縛電子が2個の状態)程度まで、高階電離された状態で安定に存在し、一方でFeのような重い元素はNe-like(電子が10個の状態)で安定して存在している。また、1.0–10 keV程度の温度では、Feのような重い元素がHe-likeイオンが安定して存在しているのに対しOのような軽い元素はほぼ完全に電離された状態になる。

中性状態から温度 kT_e の電子によって電離が進行していくIPのイオンの存在比はプラズマの電子密度 n_e と加熱されてからの経過時間 t の積 (イオン化タイムスケール: $n_e t$) の関数として、図 1.8 のように表すことができる。一般に

$$n_e t \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s} \quad (1.24)$$

程度のタイムスケールでプラズマは中性状態から電離平衡状態に至る [8]。

式 (1.25) より、IP が電離平衡に至るには

$$t \sim 10^{12} \left(\frac{1 \text{ cm}^{-3}}{n_e} \right) \text{ s} \sim 3 \times 10^4 \left(\frac{1 \text{ cm}^{-3}}{n_e} \right) \text{ yr} \quad (1.25)$$

程度の時間を要する。実際にIPは非常に多くの、特にCasAやTychoといった若いSNRで観測され [9]、CIEは比較的年老いたSNRから観測されている [10]。したがって、SNRのプラズマは衝撃波加熱された初期の低電離状態のIPからCIEへと進化していくものと考えらる。

こうした背景から、SNRのプラズマにおいてRPの存在は従来考えられてこなかった。しかし、近年のX線CCD検出器を用いた研究で電離平衡プラズマよりも高い $\text{Ly}\alpha/\text{He}\alpha$ 比 [11]、卓越した再結合連続放射: RRC (後述) [12] が検出され (図 1.9)、SNRのプラズマがRPとなりうるということが明らかとなった。現在までに、10を超えるSNRから過電離プラズマが発見され、こうした従来のSNRプラズマの進化の描像に反する電離状態の成因として2つの説が有力視されてきた。1つはSNRが断熱的に急膨張することによる急冷却であり [13]、もう1つは周辺の濃いガスとの熱伝導によって冷却されるというものである [11]。最近の研究で、W49B [14] と W44 [15] から電離状態、電子温度に明確な相関が得られ、断熱膨張、熱伝導のいずれもRPの主要な成因であることが確実なものとなった。いずれの場合も、周辺環境との相互作用によりプラズマが急冷却されることが過電離プラズマの成因となっている。

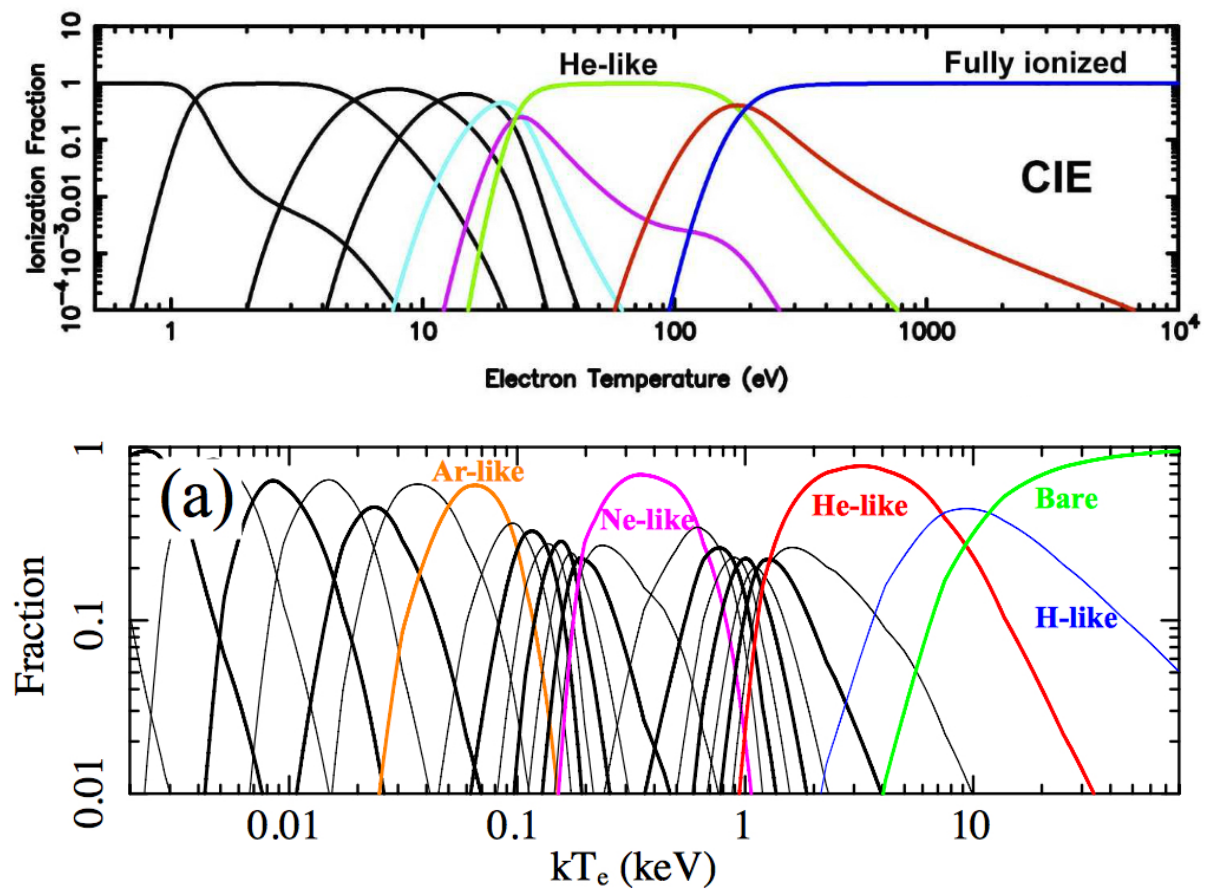


図 1.7: CIE の Fe と O のイオン存在比の電子温度依存性を表す。(上図)O のイオン存在比を表す [4]。横軸が電子温度 (eV)、縦軸がイオンの存在比。それぞれの実線は O^{+8} (青)、 O^{+7} (茶)、 O^{+6} (黄緑)、 O^{+5} (紫)、 O^{+4} (シアン) の存在比を表す。(下図)Fe の存在比を表す [7]。横軸が電子温度 (keV)、縦軸がイオンの存在比。それぞれの実線は Fe^{+26} (黄緑)、 Fe^{+25} (青)、 Fe^{+24} (赤)、 Fe^{+16} (マゼンタ)、 Fe^{+8} (オレンジ) の存在比を表す。

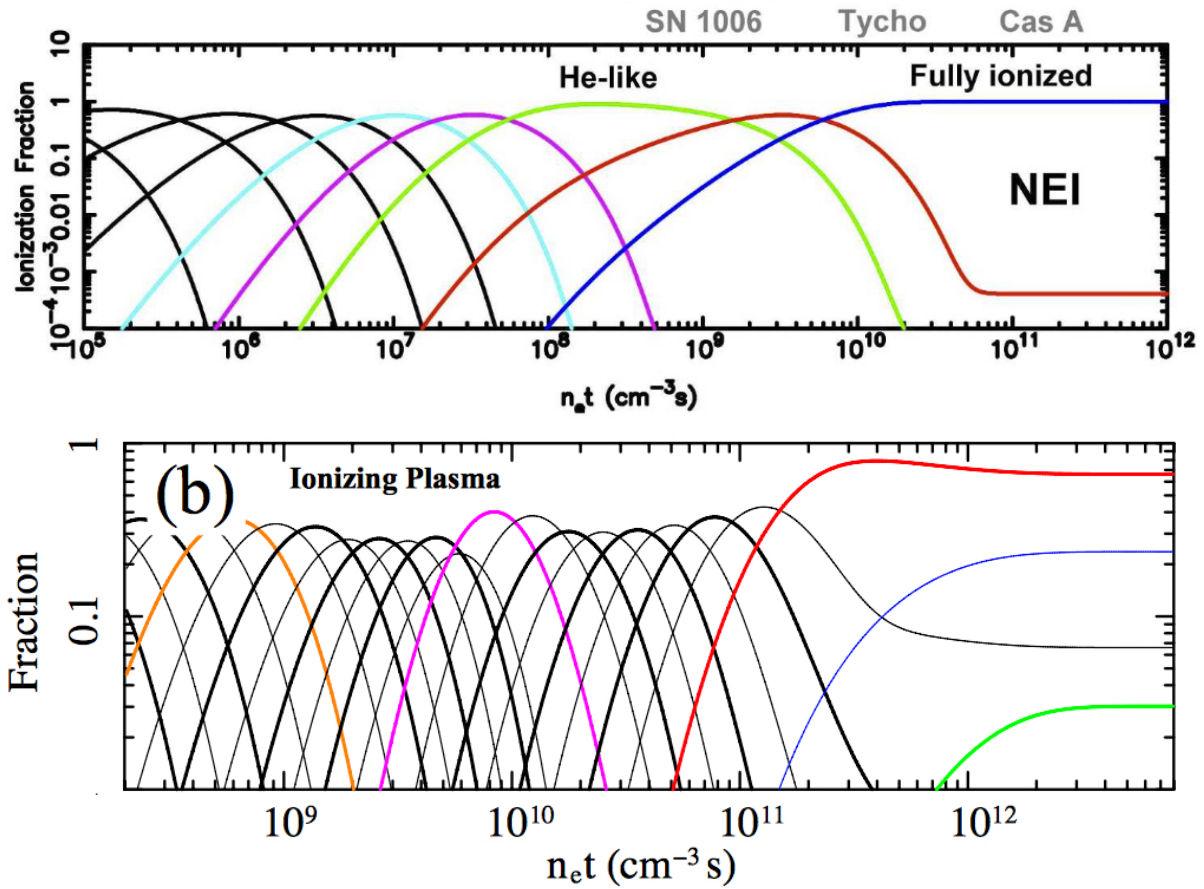


図 1.8: IP における Fe と O のイオン存在比のイオン化タイムスケール $n_e t$ 依存性を示す。(上) $kT_e = 1.5$ keV の IP における O のイオン存在比を示す。それぞれの実線は O^{+8} (青)、 O^{+7} (茶)、 O^{+6} (黄緑)、 O^{+5} (紫)、 O^{+4} (シアン) の存在比を表す。上に SN1006 や Tycho、CasA といった若い SNR の $n_e t$ のおおよその平均値が書かれている。(下) $kT_e = 5$ keV の IP における Fe のイオン存在比を示す。それぞれの実線は Fe^{+26} (黄緑)、 Fe^{+25} (青)、 Fe^{+24} (赤)、 Fe^{+16} (マゼンタ)、 Fe^{+8} (オレンジ) の存在比を表す。

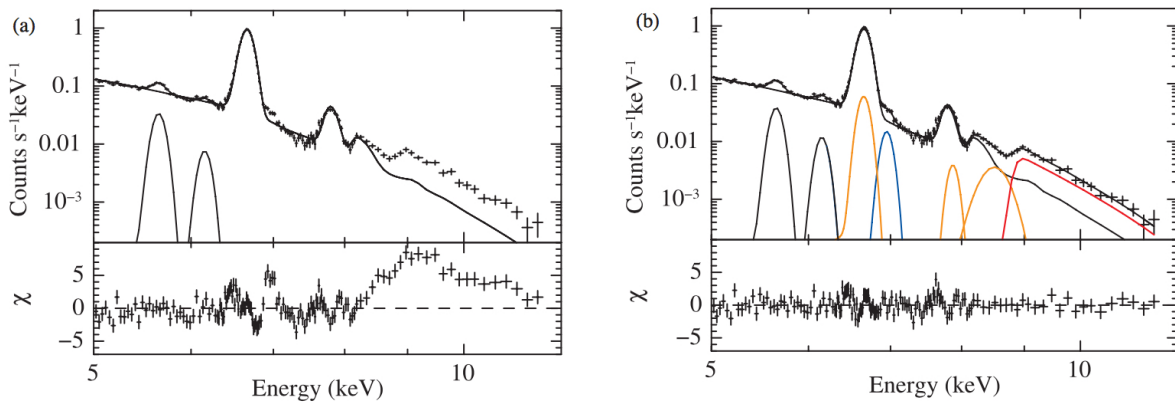


図 1.9: Suzaku 衛星搭載の XIS で取得した W49B の 5–12 keV のスペクトル [12]。(a) CIE モデルで解析した時のフィッティング結果。(b) (a) のモデルに、Fe XXV RRC (赤)、Cr XXIV $He\alpha$ 、Mn XXV $He\alpha$ 輝線 (オレンジ) と Fe XXVI $Ly\alpha$ 輝線 (青) を追加してある。

第2章 SNR の熱的プラズマからのX線放射

SNR の熱的プラズマからの X 線スペクトルは連続成分と輝線からなる。本章ではこれらの成分の放射過程とその解析から引き出せる SNR の物理について述べる。

2.1 連続放射

SNR の熱的プラズマからの連続放射は主に制動放射、再結合連続放射からなり、それぞれ電子の free-free、free-bound の遷移から放射される。ここでは、その放射過程に加え、こうした放射成分の測定から引き出すことのできる SNR プラズマの物理に関して述べる。

2.1.1 制動放射

荷電粒子が他の荷電粒子の作る電場によって散乱されると光子を放出する。これを制動放射 (Bremsstrahlung) と呼ぶ。プラズマ中で放射される制動放射はイオンの電場によって散乱された電子からのものが支配的である。Maxwell-Boltzmann 分布

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

に従う電子があるイオンの電場によって散乱される場合の単位時間、単位体積、単位周波数あたりの放射強度は

$$\frac{dW}{dV dt dv} \propto T_e^{-1/2} Z^2 n_e n_i \exp\left(-\frac{h\nu}{k T_e}\right) \overline{g_{ff}} \quad (2.2)$$

となる。ここで、 v_e 、 m_e 、 T_e 、 n_e はそれぞれ電子の速度、質量、温度、個数密度であり、 Z 、 n_i はイオンの原子番号、個数密度、 k はボルツマン定数、 h はプランク定数である。 $\overline{g_{ff}}$ は電子の速度で平均化した Gaunt Factor であり、X 線を放射しているプラズマではおおよそ

$$\overline{g_{ff}} = \left(\frac{3k T_e}{\pi h \nu} \right) \quad (2.3)$$

となる。以上の式 (2.2)、(2.3) より制動放射のスペクトルは $h\nu \sim kT_e$ でカットオフを持つ連続スペクトルになるため、カットオフの測定から電子温度を決めることができる。

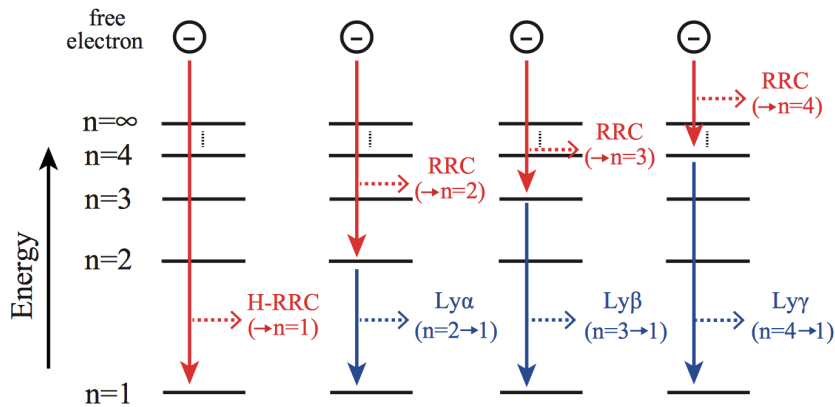


図 2.1: 再結合連続放射の模式図 [5]。

2.1.2 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に捕獲される時におきる放射である。図 2.1 に示したように、この過程によって、電子の束縛エネルギーと自由電子の運動エネルギーの合計に相当するエネルギーをもつ光子が放出される。Maxwell-Boltzmann 分布に従う電子の RRC の単位時間、単位体積、単位周波数あたりの放射強度は

$$\frac{dW}{dV dt dv} \propto \begin{cases} \exp\left(-\frac{E-E_{\text{edge}}}{kT_e}\right) & (E \geq E_{\text{edge}}) \\ 0 & (E < E_{\text{edge}}) \end{cases} \quad (2.4)$$

となる。ここで、 E_{edge} は電子の束縛エネルギーである。観測される RRC のスペクトルは電子の束縛エネルギーにエッジを持ち、電子の熱的な分布を反映した連続成分となる。RRC は過電離プラズマで特に顕著に現れる成分である。

2.2 輝線

原子に束縛された電子が高いエネルギー準位から低いエネルギー準位へ遷移する際に、そのエネルギー差に相当するエネルギーをもつ光子が放出される。1章で述べたように X 線を放射するプラズマは多くの高階電離されたイオンと自由電子が共存する状態にある。ここではプラズマにおける輝線の放射過程に関する基礎や、その強度比や中心エネルギーの測定から引き出すことのできる物理、特に He-like イオンに関して述べる。

2.2.1 輝線放射の基礎

一電子原子のエネルギー準位

原子殻に 1 つの電子が束縛されている場合を考える。この電子の軌道のエネルギー準位は原子核の作る中心力ポテンシャル中での電子のシュレディンガー方程式を解くことで、

主量子数 n 、軌道量子数 l 、磁気量子数 m によって特徴づけられる。ここで、

$$l = 0, 1, 2, \dots, n-1 \quad (2.5)$$

$$m = -l, -l+1, \dots, 0, \dots, l-1, l \quad (2.6)$$

となる。さらに、電子のスピンと軌道運動の相互作用 (スピン-軌道相互作用) を考慮すると、全角運動量量子数 j が導入される。ここで、 j はスピンと軌道の向きに応じて、

$$|l-s| \leq j \leq l+s \quad (2.7)$$

の値をとる。強い外部の磁場がない場合は、イオン内の電子のエネルギー準位は n, l, j で指定される。 $n = 1, 2, 3, \dots$ は K 殻、L 殻、M 殻、... とよばれ、電子の $n = 2 \rightarrow n = 1$ の遷移で放射される輝線を $K\alpha$ 線、の $n = 3 \rightarrow n = 1$ で放射される輝線を $K\beta$ 線と呼び、より高い準位から $n = 1$ への遷移で放射される輝線は $K\gamma$ 、 $K\delta$ 、... と呼ばれる。

多電子原子のエネルギー準位

多電子原子の場合も、1 電子の原子の場合と同様に原子核の作る中心力ポテンシャルに束縛された個々の電子の軌道のエネルギー準位を、主量子数 (n)、軌道量子数 (l)、全角運動量量子数 (j) で考える (独立粒子近似)。ここで多電子原子のエネルギー準位を分類するためには、1 電子の場合と異なり、電子-電子間のクーロン相互作用を考慮しなければならない。したがって、多電子原子内の電子のエネルギー準位はすべての電子のスピンと軌道角運動量を合成した全角運動量 J を保存する状態を考えなければならない。特に、原子番号の小さい原子 ($Z < 30$) の場合、スピン-軌道相互作用は電子間のクーロン作用に比べて小さいため、LS 結合 (Russell-Saunders 結合) という仮定のもとでエネルギー準位をよく分類できる。LS 結合が成立するような原子では、電子間のクーロン相互作用が特に強くはたらく。したがって、まずは以下の式 (2.8)、(2.9) で表される、全電子の軌道角運動量 (l) を合成した全軌道角運動量 L とスピン角運動量 (s) を合成した全スピン角運動量 S が保存する状態がエネルギー準位として安定して存在することになる。

$$L = \sum_i l_i \quad (2.8)$$

$$S = \sum_i s_i \quad (2.9)$$

全角運動量 J は全軌道角運動量 L と全スピン角運動量 S を合成した

$$J = L + S \quad (2.10)$$

で与えられ、 J によるエネルギー準位の分裂は LS 多重項に対する摂動として効いてくる。この LS 結合の仮定のもと、原子のエネルギー準位は J 、 L 、 S の量子数を用いて

$${}^{2S+1}L_J \quad (2.11)$$

と表記される。ここで、 $L = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, \dots$ に対して S, P, D, F, G, H, I, ... と表記する。

輝線放射過程

SNR などで見られる、光学的に薄く希薄なプラズマは以下の近似が成り立つ。

- 励起状態になったイオンは次の衝突励起が起こるよりも早く輝線放射により脱励起する
- 光学的に薄く、光による励起は無視できる

したがって、X 線帯域における輝線の放射は、主に衝突励起、内殻電離、二電子再結合の3つのプロセスに伴って起きる。ここではそれぞれの放射過程とその観測的な特徴について述べる。

- 衝突励起

プラズマ中では自由電子とイオンが共存し、電子とイオンの衝突によってイオンの軌道電子が励起準位に移行する。これを衝突励起といい、その後の脱励起に伴って輝線放射が起きる。この過程では、後述する選択則における許容遷移の遷移確率が高い。また、電子が励起されるエネルギー準位は電子の持つエネルギーに依存し、電子の温度が高いほど高い励起準位からの脱励起による輝線の放射強度が強くなる。したがって、 $K\beta/K\alpha$ の強度比などから電子の温度を見積もることができる。

- 内殻電離

上述した様に、SNR のプラズマ中のイオンは電子との衝突により電離されていく。この時電離される電子よりも外殻に電子が存在する場合、イオンは内殻に空席を持つ励起状態となり、続く脱励起に伴って輝線が放射される。図 2.2 は Fe の電荷数に対する $K\alpha$ 、 $K\beta$ 輝線の中心エネルギー、フラックス比の依存性を示している。同じ Fe の $K\alpha$ 線、 $K\beta$ 線でも、外殻の電子の数が増えるにつれて、中心エネルギーが低くなり、高い $K\beta/K\alpha$ 比も特徴の1つである。このように、内殻電離では強い高励起準位からの輝線や低い電離状態からの中心エネルギーの低い輝線が特徴である。

- 二電子性再結合

自由電子がイオンに再結合する際に、イオンに束縛されている電子が励起されることがある。この再結合過程はイオンに捕獲される電子の他にイオン中で励起される電子も関与するため、二電子性再結合とよばれる。この過程の概略図を図 2.3 に示した。この過程では自由電子の運動エネルギーは束縛されている電子の励起に使われ、この2つのエネルギーが等しい時に起こりやすい。この場合も内殻電離で述べたような外殻に電子を持つ中心エネルギーの低い輝線が強くと現れる。

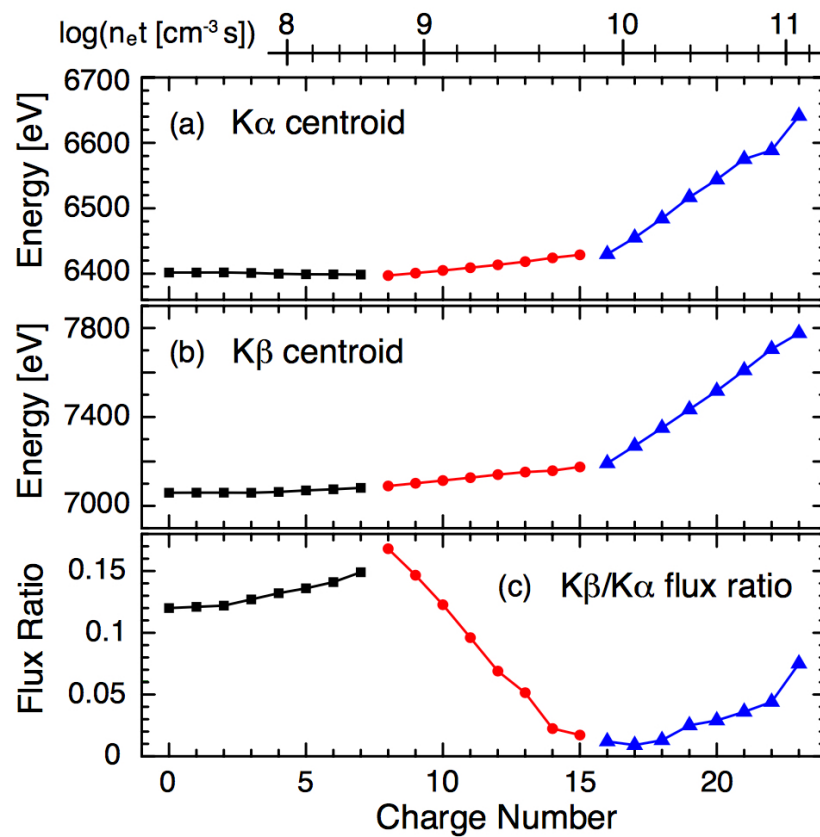


図 2.2: 電離状態の異なる鉄イオンからの (a) $K\alpha$ 輝線の中心エネルギー、(b) $K\beta$ 輝線の中心エネルギー、(c) $K\alpha/K\beta$ 輝線の強度比。黒、赤、青のデータはそれぞれ輝線が放射される過程として、内殻電離、衝突励起、再結合のいずれが支配的であるかに対応する。

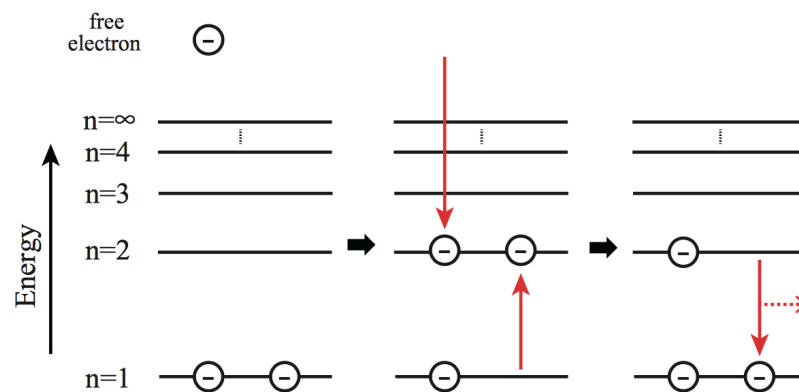


図 2.3: 二電子性再結合の模式図 [5]。

2.2.2 He-like イオンからの輝線放射

上述した様に輝線の強度比はプラズマにおける電子のエネルギー分布や、その放射過程を探るプローブとなる。また、1章の図 1.7 や図 1.8 からわかるように、He-like イオンは閉殻構造であるため、広い範囲の物理条件 (温度、密度、プラズマの電離状態など) で存在する。したがって、He-like イオンの輝線強度比の測定は広い範囲で物理量をプローブするのに有効である。ここでは、He-like イオンの $K\alpha$ 線 ($He\alpha$ 線) の輝線構造に関する基礎を述べる。

$He\alpha$ 輝線の放射は LS 結合の仮定のもとで図 2.4 の左図に示した励起準位からの脱励起により放射される。これらの準位間の 1 光子過程の電気双極子放射に関する選択則は、LS 結合を仮定した場合、

$$\Delta S = 0 \quad (2.12)$$

$$\Delta L = 0, \pm 1 \quad (2.13)$$

$$\Delta J = 0, \pm 1 (\text{ただし、} J = 0 \rightarrow 0 \text{ を除く}) \quad (2.14)$$

となる。したがって、図 2.4 中の w の遷移は許容遷移である。また、 x 、 y 、 z の遷移は式 (2.12) により、 $1s2s(^1S_0) \rightarrow 1s^2(^1S_0)$ の遷移は式 (2.14) により禁制遷移となる。 x 、 y 、 z の遷移はより高次の電気多重極子放射もしくは磁気多重極子放射によって輝線を放射し、 $1s2s(^1S_0)$ から $1s^2(^1S_0)$ へは 2 光子崩壊の過程によって遷移する。2 光子崩壊の過程では 2 つの光子が放出される。この時、2 光子のエネルギーの和は $1s2s(^1S_0)$ と $1s^2(^1S_0)$ の準位間のエネルギー差に等しいが、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。 w の遷移によって放射される輝線を共鳴線 (resonance line: R)、 x と y の遷移によって放射される輝線をまとめて異重項間遷移線 (intercombination line: I)、 z の遷移によって放射される輝線を禁制線 (forbidden line: F) と呼ぶ。SNR や銀河団などで見られるプラズマ中では、一般に He-like triplet の放射過程として、衝突励起が支配的であるため、図 2.5 に示したように共鳴線が強く放射される。

この輝線を用いるメリットは広範囲の物理量をプローブできる以外にも 2 つある。

- 同じイオンからの輝線を対象とするため、イオンの組成比に依存しない
- 中心エネルギーが近い輝線を対象とするため、検出器較正の不定性を受けにくい

表 2.1 に He-like O と Fe の各輝線の中心エネルギーを示した。現在の X 線天文学の主力検出器である、CCD のエネルギー分解能は FWHM で、 ~ 50 eV (at 0.6 eV)、 ~ 130 eV (at 5.9 keV) 程度であるため、 $He\alpha$ 輝線の分光は行えない。 $He\alpha$ 輝線の強度比の測定には CCD よりも 1 桁以上優れたエネルギー分解能を持つ検出器が必要である。

表 2.1: O と Fe の He-like triplet の中心エネルギー (SPEX)

	z	x	y	w
O	0.561 keV	569 eV	569 eV	574 eV
Fe	6.64 keV	6680 eV	6670 eV	6700 eV

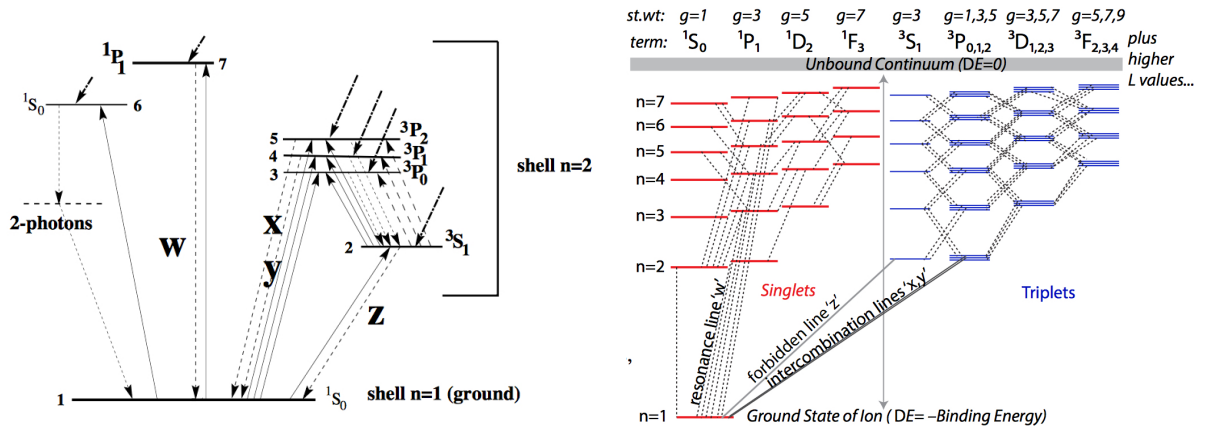


図 2.4: He-like イオンのエネルギー準位図。1 電子のみが励起されている場合を考えている。(左) $n = 2$ までの準位 [17]。実線の矢印は衝突励起による遷移、細い破線の矢印は放射による遷移を、太い破線の矢印は再結合や、より上の準位からの脱励起による遷移を表す。(右) $n > 3$ も含めた準位 [7]。破線は選択則を考慮して、放射によって遷移しやすい準位間を結んだもの。

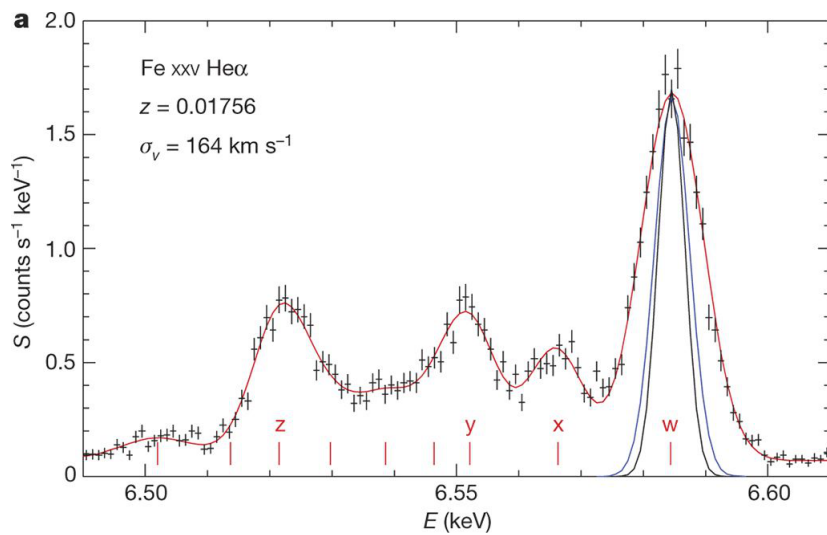


図 2.5: Hitomi 衛星搭載の SXS で取得したペルセウス座銀河団の Fe He α 輝線 [18]。赤い実線はガウシアンを挿入してフィットした結果。黒と青の実線は乱流速度の違いによる、輝線幅の違いを表している。

2.2.3 He-like イオンの輝線強度比を用いたプラズマ診断

ここでは、He-like イオンの $K\alpha$ 線の強度比によって表される、R-ratio や G-ratio に関して述べる。希薄なプラズマでは G-ratio が特に重要である。そこで、G-ratio を用いて診断可能な RP や内殻電離、電荷交換、共鳴散乱といった物理過程、電離状態も紹介する。

R-ratio

異重項間遷移線 ($I = x + y$) と禁制線 (F) の強度比 (F/I) は R-ratio と呼ばれる。選択則によれば、 3S_1 と $^3P_{2,1,0}$ 間の遷移は許容遷移である。SNR などの希薄なプラズマでは、励起状態にあるイオンは次の衝突が起こるよりも速く輝線放射により基底状態に遷移するという近似がよく成り立つ。そのため、 $^3S_1 \rightarrow ^3P_{2,1,0}$ の励起は無視できる。しかし、プラズマの密度が大きくなると、この近似が破れ、 $^3S_1 \rightarrow ^3P_{2,1,0}$ の衝突励起が無視できなくなる。それ故、R-ratio はプラズマの密度のプロープとなる。

G-ratio

(F + I) と共鳴線 (R) の比 ((F + I)/R) は G-ratio と呼ばれ、電子温度のプロープとなる。上述した様に、I と F の強度比はプラズマの電子密度に依存するが、(F + I) は密度の影響を受けないため、この強度比を用いるのが有用である。He-like triplet の放射過程として、衝突励起が支配的である場合、電子の温度が高いほど高エネルギーの $1s2p(^1P_1)$ に励起されやすくなるので、G-ratio は小さくなっていく。

SNR で一般的に見られる IP や CIE では He-like triplet の放射過程として衝突励起が支配的である。したがって、G-ratio の値は一般に小さくなる。例えば、O VII He α 輝線の G-ratio は $n_e t = 10^{10} - 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ の IP、CIE では $(F + I)/R < 1$ となるのが一般的である。一方で、以下に示す RP や内殻電離、電荷交換、共鳴散乱は SNR で一般的に見られるプラズマに対して G-ratio が高くなるのが特徴である。したがって、G-ratio を用いて、これらの物理過程や電離状態の診断も可能である。

過電離プラズマ

上述した様に、RP は CIE よりもイオンの電離が進んだ、再結合が優勢のプラズマである。したがって、放射再結合に伴う放射成分がスペクトルに特に強く現れる。He-like イオンの $K\alpha$ 輝線強度比に関しては、再結合により励起準位に入った電子の脱励起に伴う輝線放射が影響する。図 2.4 の右図は He-like イオンの励起された電子のエネルギー準位が $n \geq 3$ の場合も含めたエネルギー準位を表す。赤で示されている準位は 2 電子のスピンの反平行な準位を表し、これをスピン一重項と呼ぶ。青で示されている準位は 2 電子のスピンの平行な準位を表し、これをスピン三重項と呼ぶ。スピン一重項の $n \geq 2$ の準位に束縛された電子の内、p 軌道に束縛された電子は直接基底状態へと遷移することができる。一方で、スピン三重項の準位に入った電子は選択則により、必ず $n = 2$ の準位を經由し基底状態になる。三重項へと入った電子の最後の脱励起によって He-like triplet の I と F が放射されるため、G-ratio は大きくなる。高い G-ratio に加え、一重項の p 軌道に入った電子の

基底状態への脱励起に伴う $K\beta$ 、 $K\gamma$ 、... 輝線、再結合が優勢であることによる RRC、電離が進んでいることに起因する電離平衡プラズマよりも高い $Ly\alpha/He\alpha$ 比なども RP の特徴である。

内殻電離

内殻電離による He-like triplet の放射過程は Li-like イオンの内殻電離によるものである。Li-like イオンの基底状態の電子配置は $1s^2 2s$ である。ここから $1s$ 軌道の電子が電離されることで生じる励起状態は 1S_0 、 3S_1 の 2 通りである。したがって、 $1s 2s(^1S_0) \rightarrow 1s^2(^1S_0)$ の遷移による 2 光子崩壊の放射と $1s 2s(^3S_1) \rightarrow 1s^2(^1S_0)$ の遷移による禁制線が強くなる。2 光子崩壊は連続放射であるため、禁制線の強度が強くなることで G-ratio が大きくなる。また、こうした低電離のプラズマでは、上述した様な Be-like、B-like、... などのイオンの内殻電離により生じる中心エネルギーの低い輝線の強度が強くなることも特徴である。

電荷交換反応 (Charge eXchange: CX)

CX はイオンと中性物質の間の非弾性散乱で、中性物質の電子がイオンの束縛準位に移行する反応であり、



で表される 1 電子捕獲反応が最も標準の反応である。この時、一般に中性物質の方がポテンシャルが浅いため、電子はイオンの励起準位に移行する。したがって、過電離プラズマで述べたのと同様の理由で G-ratio が大きくなる。CX の場合、電子の移動によっては放射は起きず輝線光子のみが放射される、また CX の場合は自由電子の再結合と異なり、電子はイオンのある決まった主量子数の準位に移行しやすい。移行しやすい準位は束縛エネルギーで決まり、例えば H-like O と中性 H の電荷交換を考えた場合、 $n = 5$ 前後の準位に電子は移行しやすい。

X 線帯域における CX の検出例の 1 つが SNR Puppis A [19] や Cygnus Loop [20, 21] である。X 線 CCD を用いた研究で、Cygnus Loop のリムは平均的に重元素の組成比 (~ 0.2 solar) が低く、その一方で一部の領域のみが高い重元素の組成比 (~ 1 solar) を示すことがわかってきた [22]。Cygnus Loop のリムを系統的に調べた研究で、図 2.6 に示したように、高い重元素の組成比を示す領域を含むいくつかの領域のスペクトルが He-like O の高励起の K 殻遷移輝線 ($K\gamma$ 、 $K\delta$ 、 $K\epsilon$) の存在する ~ 0.7 keV の帯域にプラズマからの放射のみでは説明できない超過成分を持つことがわかり、これが重元素の組成比が高く測定される原因となりうることが指摘された [20]。また、この超過成分はリムの外側に行くほど強く出ることがわかり、その成因として CX の放射の寄与が指摘された。こうした傾向のある領域の 1 つである、Cygnus Loop 南西部の Knot 領域 (Southwestern knot) を回折格子を用いて観測した研究によりプラズマからの放射では再現できないほど高い F/R 比の O VII He α 輝線が検出され (図 2.7)、CX による放射の寄与の強い証拠が得られた [21]。こうした研究は CX の放射が SNR の X 線の放射過程として無視できない場合があり、これを見過ごすことが重元素量の測定に影響することを示している。

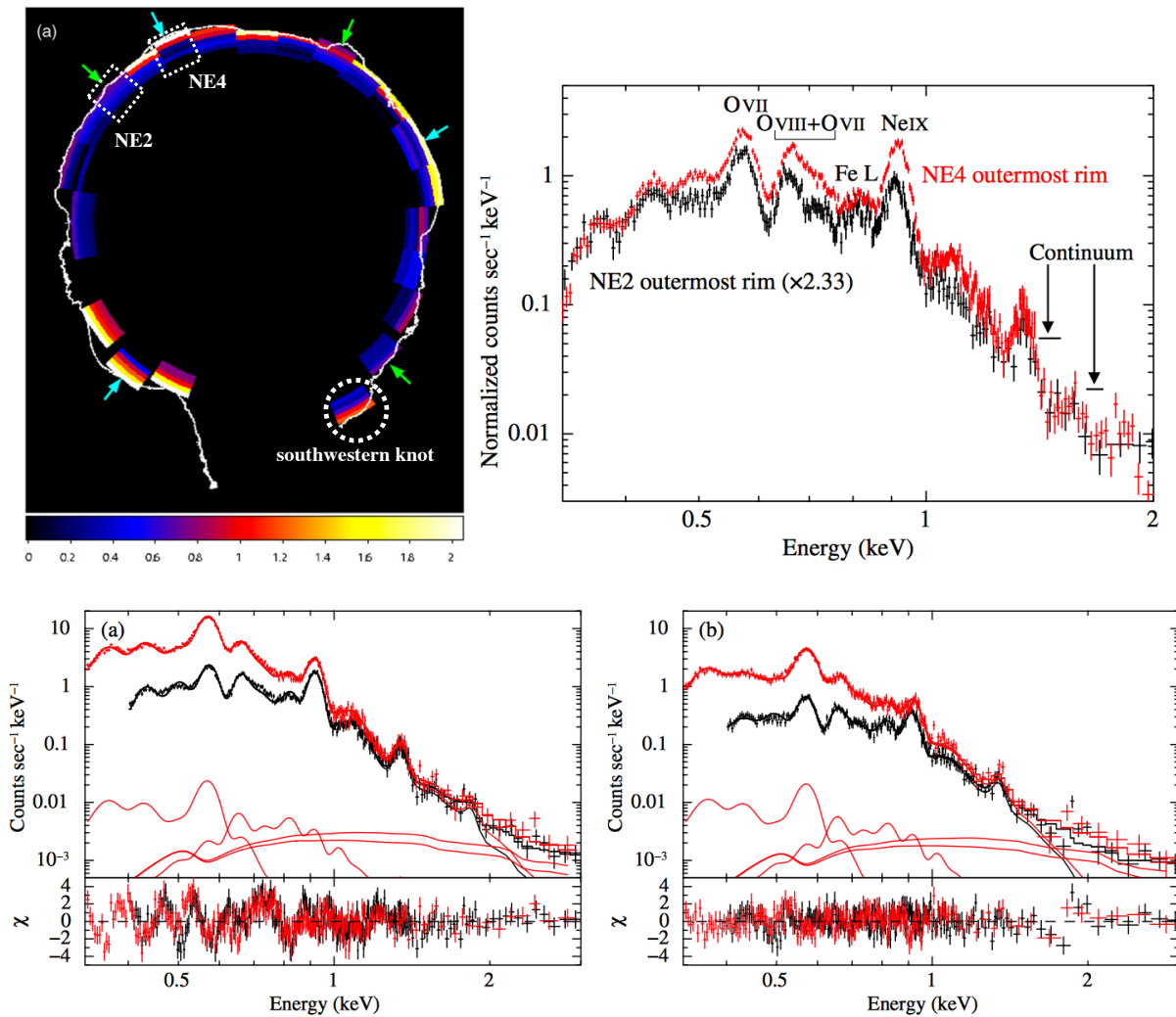


図 2.6: CCD により Cygnus Loop で観測された、CX の兆候を表す [20]。(左上)Cygnus Loop リムの観測領域、カラーは O の輝線 (0.7 keV) と Fe(0.8 keV) の比を表す。破線部で囲まれた領域はそれぞれ、高い重元素組成比を示す領域の 1 つ (NE4)、低い重元素組成比を示す領域 (NE2)、内田ら [21] によって回折格子で観測された領域を示す。(右上)NE4 と NE2 のスペクトルの比較。0.8 keV の輝線の強度で規格化してある。(左下)NE4 をプラズマモデルで解析したフィッティング結果。(右下)NE2 をプラズマモデルで解析した結果。

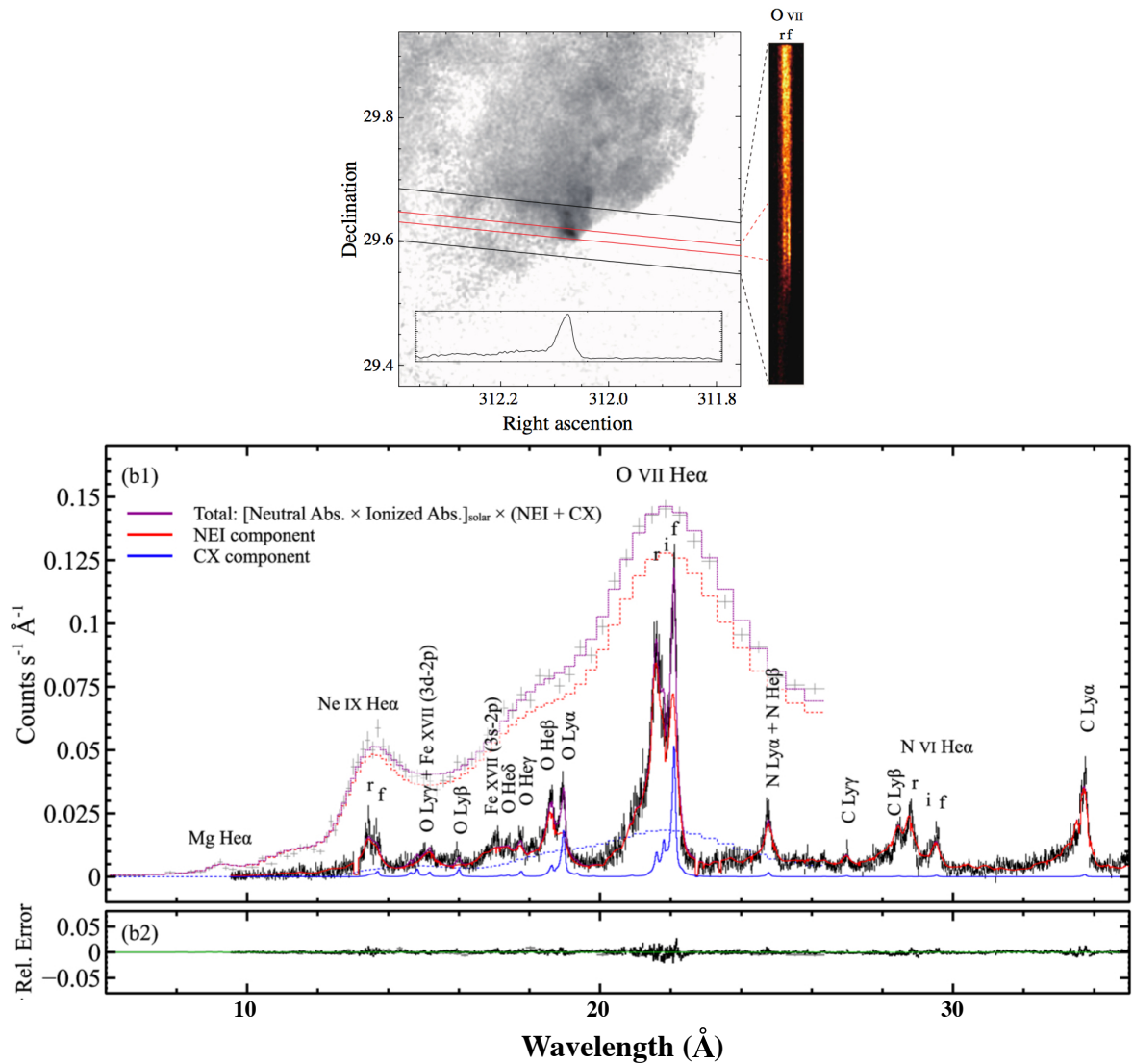


図 2.7: 回折格子で観測された Cygnus Loop のスペクトル [21]。(上) は ROSAT で取得した X 線イメージ (0.1-2.4 keV)。黒い実線は回折格子の視野を赤い実線はスペクトルの抽出領域を表す。右図は回折格子視野内での O VII He α 輝線のプロファイルを表す。(下) 回折格子のスペクトル (黒) と CCD のスペクトル (灰色) をプラズマモデルと電荷交換モデルで解析を行ったフィット結果。赤い実線がプラズマモデル、青い実線が電荷交換モデルを表す。

共鳴散乱

共鳴散乱とは、プラズマ中のイオンにより輝線光子が吸収・再放出されることによる見かけ上の散乱現象である。基底状態のイオンに励起状態と基底状態のエネルギー差に等しい大きさのエネルギーを持つ光子が入射してきたとき、イオンは光子を吸収し励起状態になる。その後、入射光子と等しいエネルギーの光子を放射し、基底状態に戻る。これにより光子はエネルギーを変えずに散乱された様に見える。ある輝線の共鳴散乱の光学的厚み τ は

$$\tau = N_{\text{ion}}\sigma \quad (2.16)$$

となる。 σ は反応断面積、 N_{ion} はイオンの柱密度、つまり O VII He α 輝線の共鳴散乱を考える場合は He-like O の柱密度である。したがって、 N_{ion} は元素の個数密度 (n_z)、イオンの個数密度 (n_{ion})、水素の個数密度 (n_{H})、水素の柱密度 (N_{H}) を用いて

$$N_{\text{ion}} = N_{\text{H}} \left(\frac{n_i}{n_z} \right) \left(\frac{n_z}{n_{\text{H}}} \right) \quad (2.17)$$

と表すことができる。 (n_z/n_{H}) は元素の組成比に、 (n_i/n_z) はプラズマにおけるイオンの存在比に対応し、共鳴散乱の光学的厚みが散乱体プラズマのこうした物理量に依存することがわかる。ある輝線の輝線中心の共鳴散乱の断面積は

$$\sigma = \frac{\sqrt{\pi}e^2}{mc} \frac{f}{v} \left(\frac{v}{c} \right)^{-1} \text{ cm}^2 \quad (2.18)$$

と表される [55]。ここで、 f は振動子強度、 ν は輝線中心の光子の振動数、 m は電子の質量、 v はイオンの root-mean-square kinetic velocity であり、イオンの温度 T_i とイオンの質量 m_i 、乱流速度 v_{tur} を用いて、

$$v^2 = \left(\frac{2kT_i}{m_i} \right)^2 + v_{\text{tur}}^2 \quad (2.19)$$

となる。したがって、同じイオンからの輝線光子の共鳴散乱の光学的厚みの違いは振動子強度と輝線の中心エネルギーに現れる。O VII He α 各輝線の振動子強度を表 2.2 に示す。輝線の中心エネルギーはほぼ同じであるが、共鳴線は禁制線や異重項間遷移線よりも振動

表 2.2: O の He α 輝線の振動子強度 (SPEX)

	z	x	y	w
O	2.33×10^{-10}	1.19×10^{-7}	1.19×10^{-4}	6.94×10^{-1}

子強度が数桁大きく、とりわけ共鳴散乱の効果を受けやすいことがわかる。したがって、共鳴散乱を受けた共鳴線の強度が弱くなることで G-ratio が大きくなる。共鳴散乱の場合高い G-ratio に加え、後述するように共鳴線のみが強く散乱を受けることで、共鳴線と禁制線、異重項間遷移線のプロファイルに違いが表れること、He α 共鳴線以外の振動子強度の大きな輝線 (Ly α 輝線など) も散乱を受けることで強度が弱くなることが特徴である。

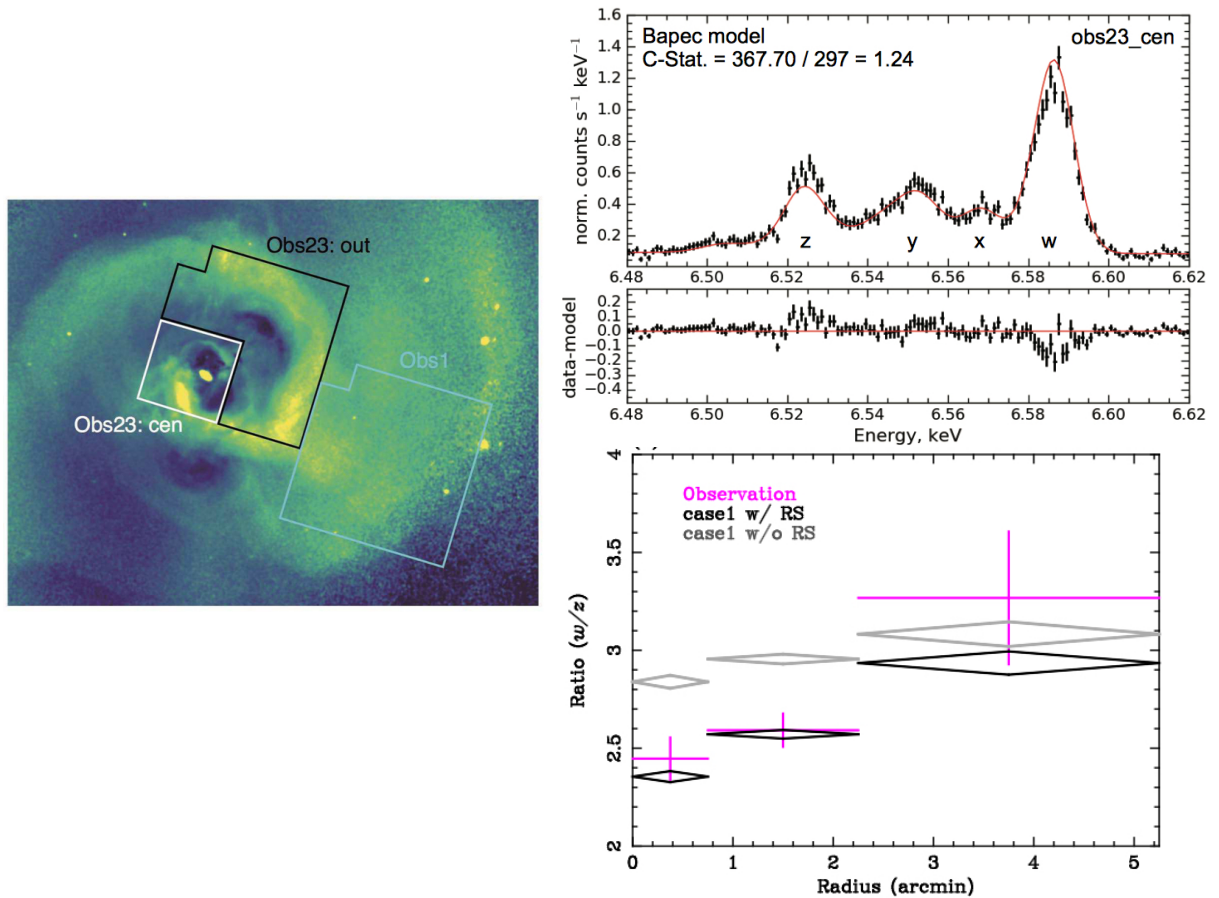


図 2.8: Hitomi 衛星搭載の SXS で取得した Fe XXV He α 輝線における共鳴散乱 [25]。(左) スペクトルを取得した領域。白い実線で囲まれた領域が銀河団中心部。(右上) 銀河団中心部をプラズマモデルで解析したフィット結果。データの禁制線/共鳴線強度比がプラズマモデルの示すものよりも大きいことがわかる。(右下) 共鳴線/禁制線の強度比の銀河団中心部の距離の依存性。マゼンタのデータ点はスペクトルにガウシアンを挿入し、求めた強度比。ひし形の点は Geant4 を用いてシミュレートした強度比、灰色が共鳴散乱なしの、黒が共鳴散乱あり。

SNR や銀河団などで観測される希薄なプラズマは一般に自己吸収の効果は無視できる。しかし、銀河団の中心部は放射領域が大きいため、イオンの柱密度が大きくなり、He α 共鳴線などの一部の振動子強度の大きい輝線に関して、図 2.8 に示したように共鳴散乱の効果が実際に観測されている。SNR における共鳴散乱の可能性は Kaastra & Mewe [53] によって最初に指摘された。彼らの見積もりでは SNR のリムのような視線方向に厚いジオメトリーを観測した場合、O VII He α 共鳴線などの振動子強度の大きな輝線の光学的厚みが 1 を超え、この効果により酸素の組成比がおおよそ 0.5 倍に過小評価されうることを指摘した。N23[26] や DEM L71[27] といった SNR で熱的プラズマからの放射よりも高い G-ratio や、図 2.9 に示したような共鳴線と禁制線で異なるプロファイルが観測され [27]、共鳴散乱の効果が SNR の解析においても無視できない可能性が示唆されている。しかし、これまでに SNR における共鳴散乱の決定的な観測的証拠はなく、実際に共鳴散乱の効果が定量的に測定された例はない。

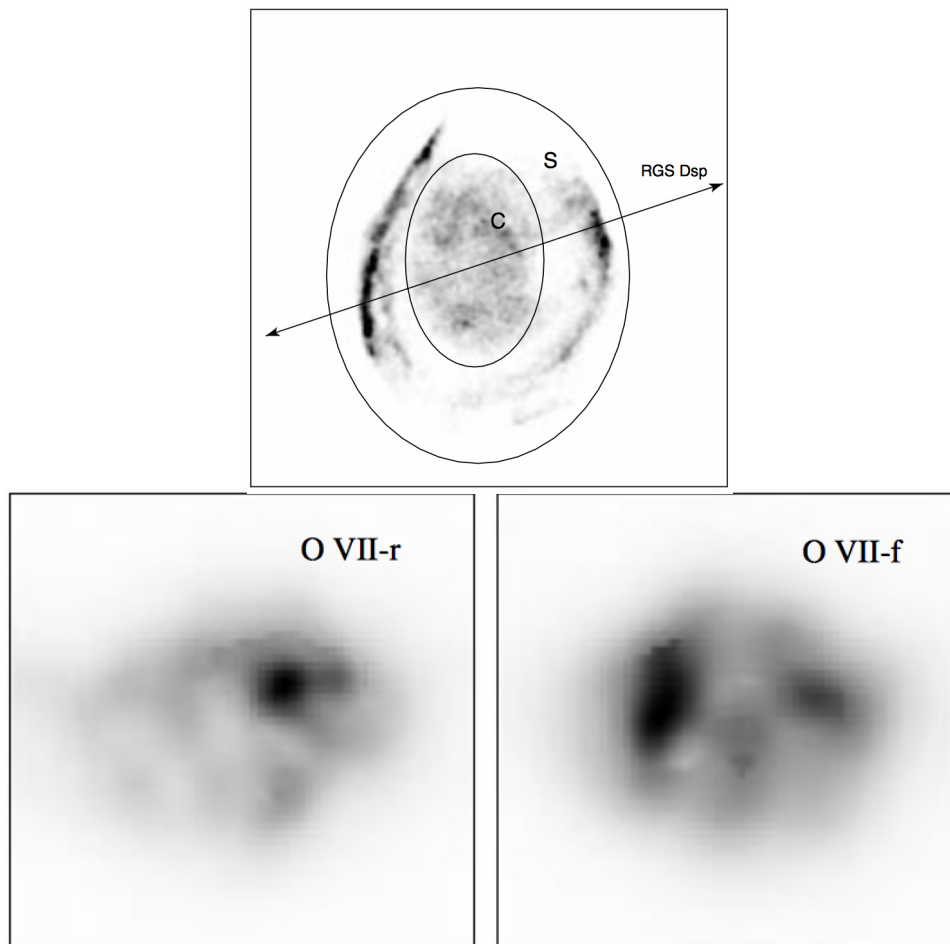


図 2.9: DEM L71 で観測された O VII He α 共鳴線と禁制線のプロファイルの違い [27]。上図は Chandra 衛星で取得した X 線イメージ (0.7 – 1.0 keV)。矢印は回折格子の分散軸方向を表す。下図は O VII He α 共鳴線 (左)、禁制線 (右) のプロファイルを輝線の広がりから再構成したイメージ。

第3章 X線天文衛星「XMM-Newton」

3.1 XMM-Newton 概要

X-ray Multi-Mirror Mission (XMM) - Newton (以後、XMM-Newton) 衛星は 1999 年 12 月に欧州宇宙機関 (European Space Agency: ESA) によって近地点 5000km、遠地点 115000km の楕円軌道に打ち上げられた X 線天文衛星である。その概観を図 3.1 に、周回軌道を図 3.2 示す。XMM-Newton 衛星は 2 種類の望遠鏡を搭載している。一方は、3 つの Wolter-I 型光学系を用いた X 線反射型望遠鏡であり、もう一方は口径 30cm の可視光/紫外線望遠鏡である。望遠鏡の焦点面には、以下に示す 3 種類、合計 6 個の検出器が搭載されている。

European Photon Imaging Camera (EPIC)

X 線望遠鏡の焦点面に搭載された、X 線 CCD 検出器である。2 台の MOS (Metal Oxide Semi-conductor) と呼ばれる検出器と 1 台の pn と呼ばれる検出器で構成される。0.15 – 12 keV の X 線の撮像と分光を担っている。

Reflection Grating Spectrometer (RGS)

回折格子を用いた分散型の分光器である。上記の EPIC よりも優れたエネルギー分解能で、0.35 – 2.5 keV の X 線の精密分光を行う。

Optical Monitor (OM)

可視光/紫外線望遠鏡の焦点面に搭載された CCD 検出器。可視光/紫外線の結像、グリズム分散器による分光を行う。

ここでは、本研究に使用した X 線望遠鏡と EPIC-MOS、RGS について述べる。

3.2 X線望遠鏡

3.2.1 X線望遠鏡の概要

X 線は屈折率がほぼ 1 であり、物質透過力が高い。そのため、可視光の集光に用いられるような屈折レンズや、面にほぼ垂直に入射する構造の反射鏡では集光することができない。そこで、X 線の集光には全反射や回折が用いられる。XMM-Newton 衛星に搭載されている X 線望遠鏡はいずれも全反射を利用した Wolter-I 型光学系を採用している。Wolter-I 型光学系は回転双極面と回転放物面における 2 回の全反射により集光する仕組みである (図 3.3 参照)。XMM-Newton に使用されている望遠鏡の具体的な仕様は、ニッケル基板の表面を金でコーティングした 58 枚の Wolter-I 型光学系を重ね合わせた、口径 70 cm、焦点距離 7500 mm の多重薄板型望遠鏡であり、望遠鏡の視野は 30 arcmin である。

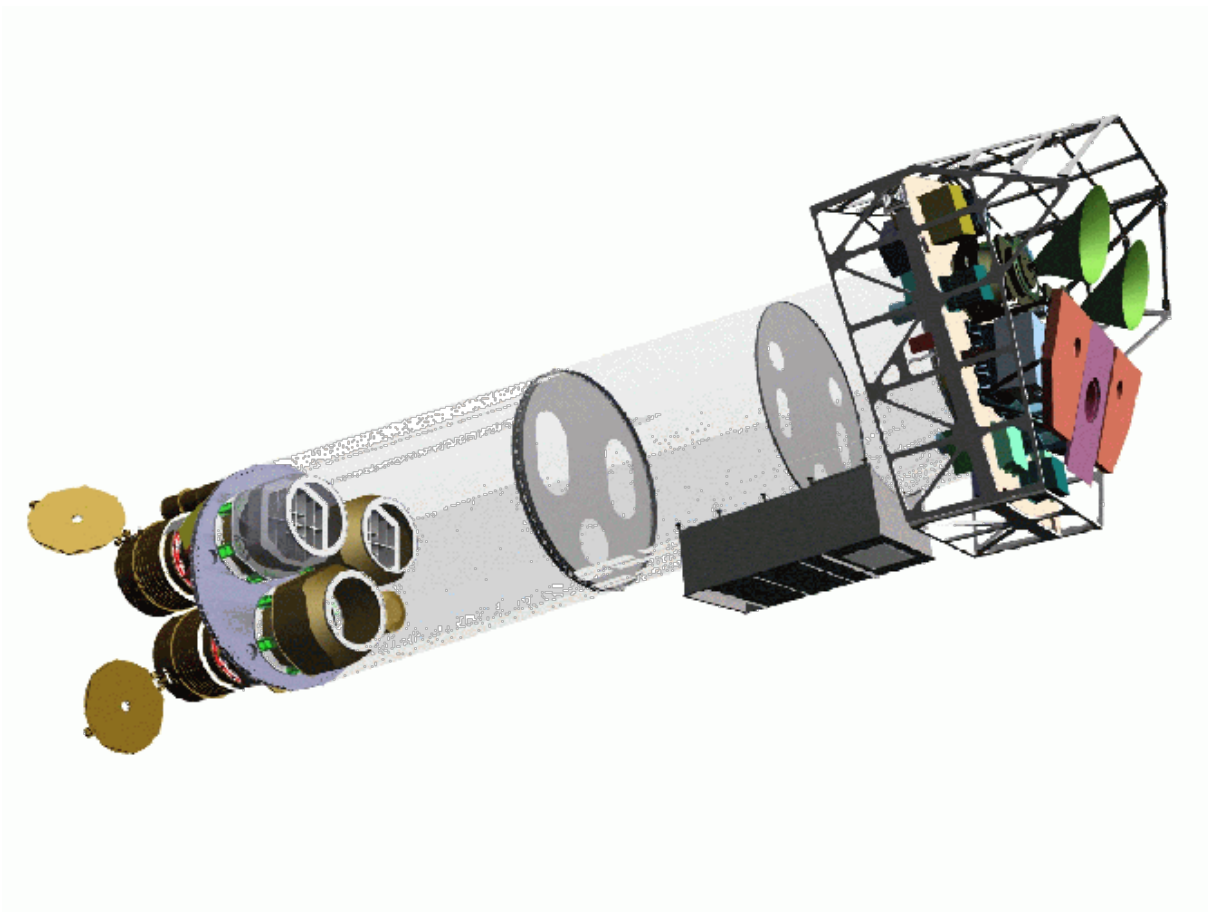


図 3.1: XMM-Newton 衛星の概観 [28]。左下が望遠鏡であり、2 台の望遠鏡には回折格子が設置されている。右側が焦点面であり、ここに CCD が設置されている。緑、紫、水色はそれぞれ MOS、pn、RGS 用のラジエーター。

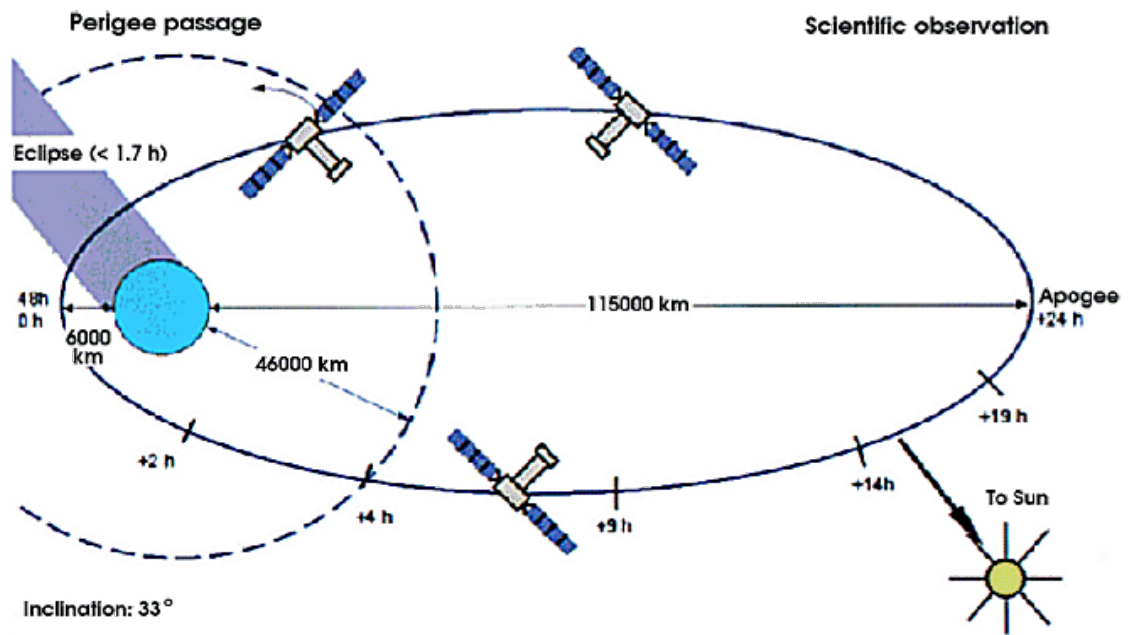


図 3.2: XMM-Newton 衛星の周回している軌道 [28]。

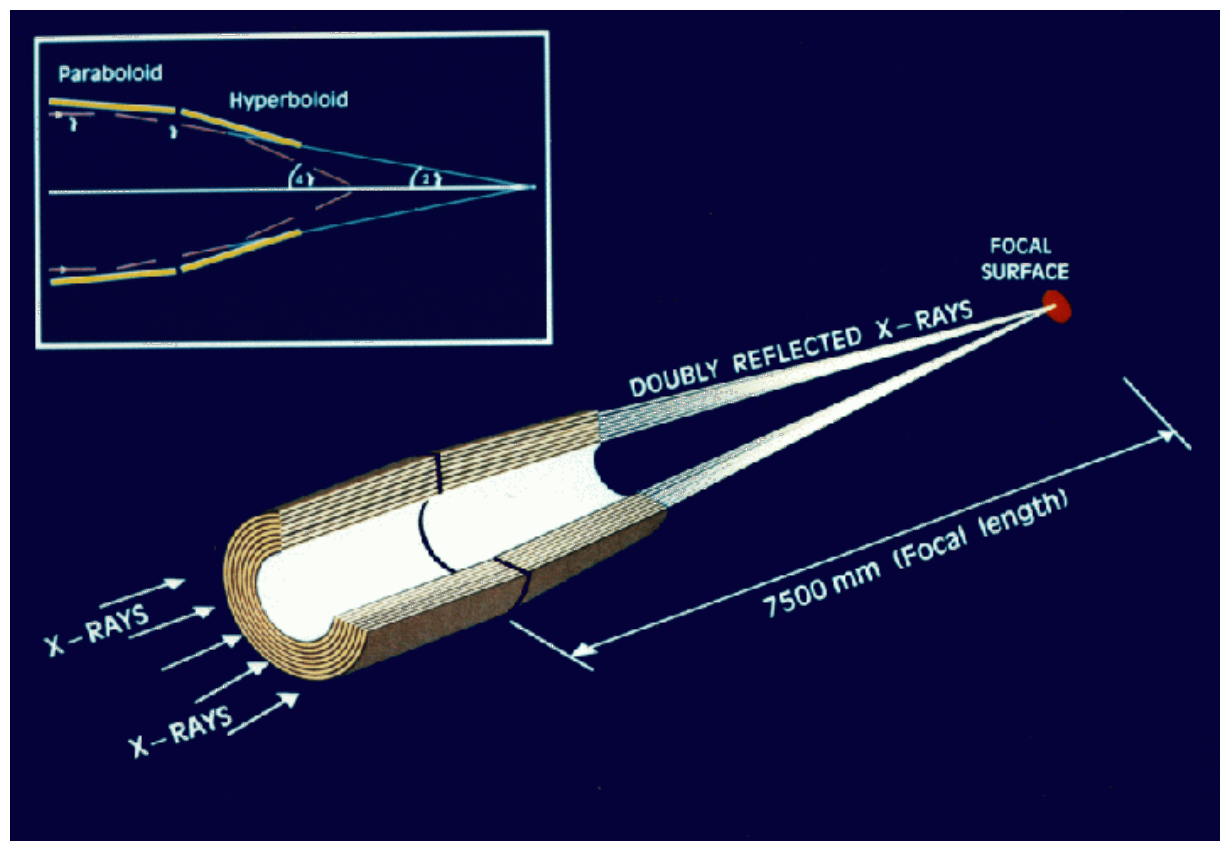


図 3.3: X線望遠鏡の光路と Wolter-I 型光学系の概略図 [28]。

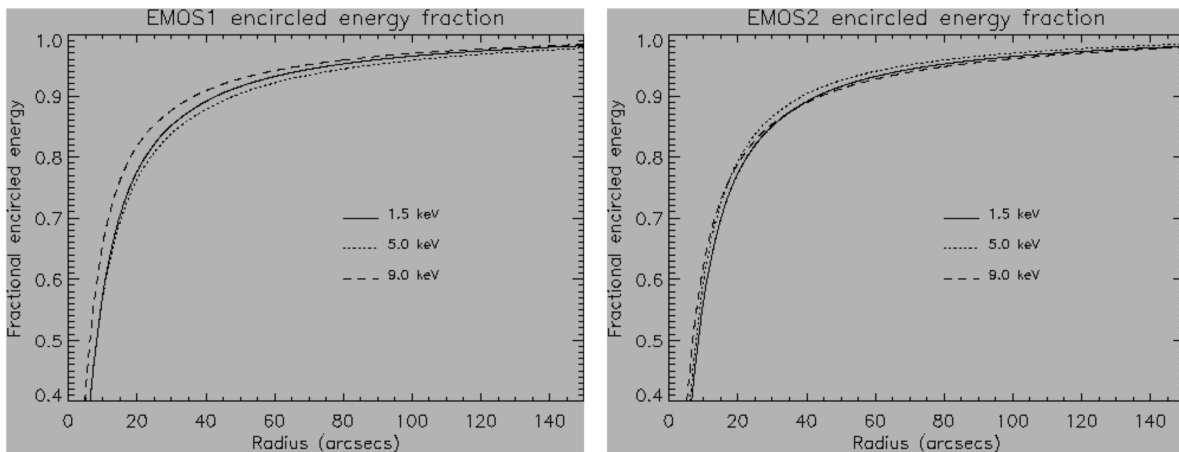


図 3.4: MOS1(左), 2(右) の fractional encircled energy[28]。

3.2.2 X線望遠鏡の基本性能

望遠鏡の性能は主に有効面積と結像性能で特徴づけられる。以下ではXMM-Newtonの望遠鏡のこれらの性能について述べる。

結像性能

望遠鏡の結像性能は点源を観測した際の輝度分布を表す Point Spread Function (PSF) によって評価できる。PSF を半径方向に積分した光量の全光量に対する割合を fractional encircled energy という。図 3.4 に MOS1,2 の fractional encircled energy を示す。

有効面積

有効面積とは、光子の入る部分の面積に鏡の反射率をかけ合わせたもので、この値が大きいほど多くの光子を集められる。図 3.5 に各検出器の検出効率も考慮した光軸上での有効面積を示す。また、図 3.6 に示した様に光軸からずれて入射した X 線は反射できる鏡の枚数や領域が減り、有効面積は相対的に落ちていく。これを vignetting 効果と呼ぶ。vignetting 効果は入射 X 線のエネルギーに依存し、図 3.6 からわかる様にエネルギーが高いほどこの効果が顕著に現れる。画像解析、スペクトル解析の時はこの効果を補正しなければならない。

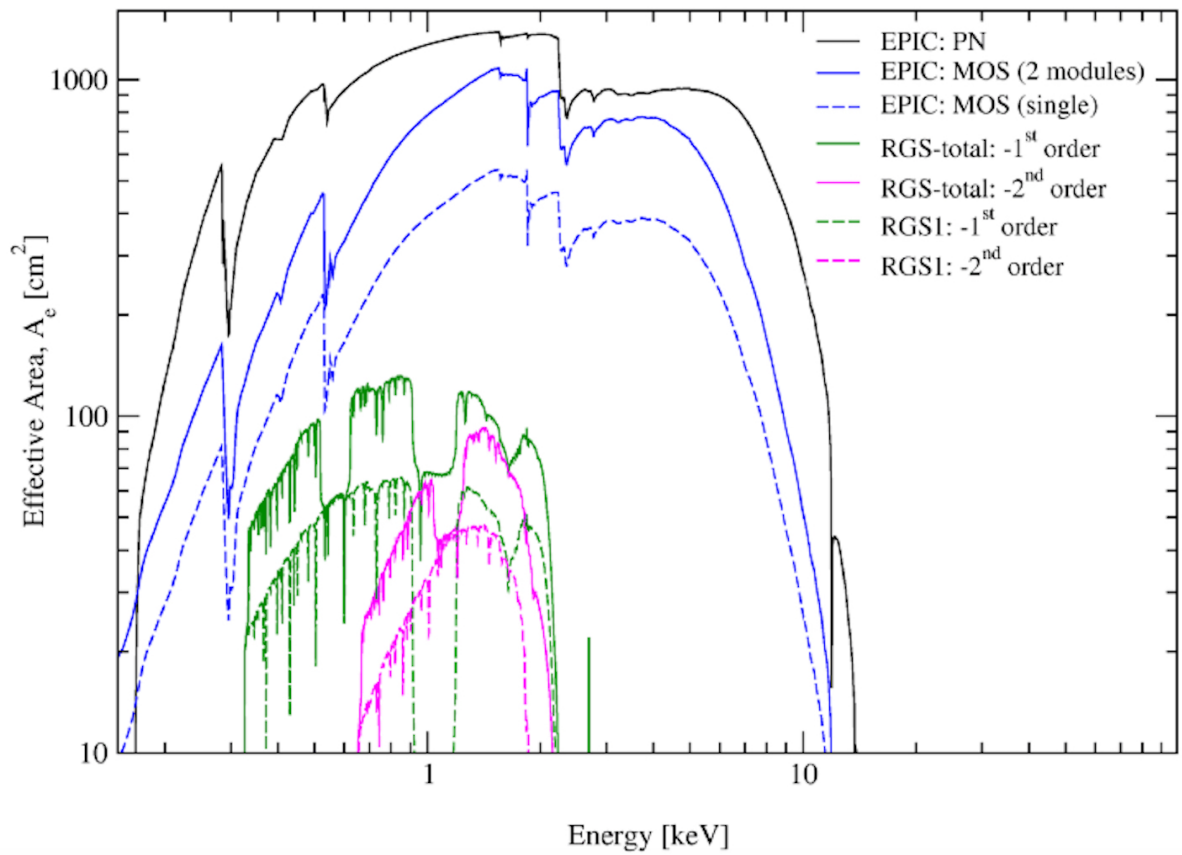


図 3.5: 各検出器の有効面積 [28]

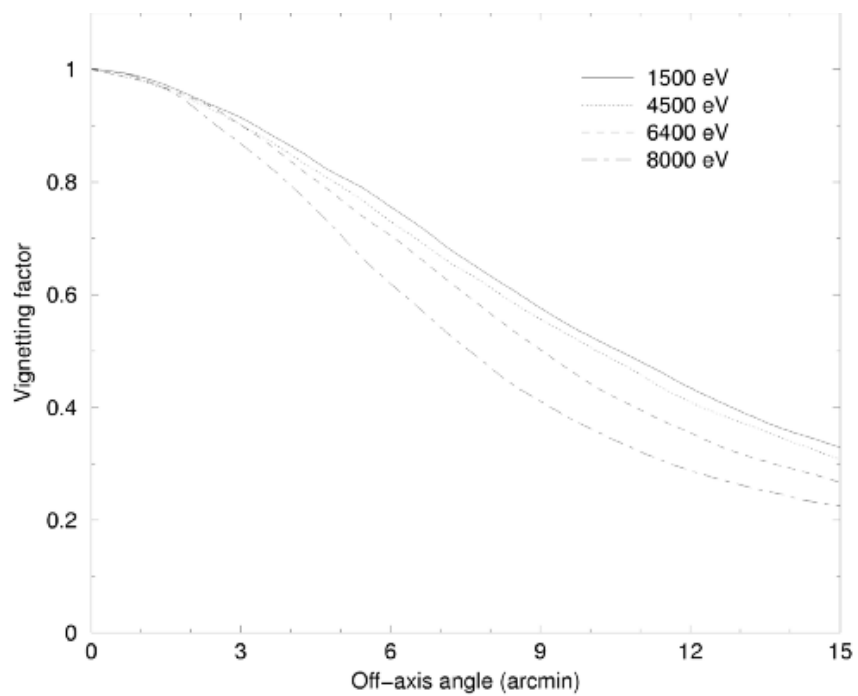


図 3.6: XMM-Newton 衛星搭載の望遠鏡の vignetting 曲線 [28]。

3.3 X線 CCD 検出器 (European Photon Imaging Camera: EPIC)

上で述べたように、XMM-Newton 衛星には MOS と pn と呼ばれる 2 種類の CCD 検出器が搭載されている。ここでは本研究で用いた MOS を中心に、その仕様や性能について述べる。

3.3.1 EPIC-MOS 概要、基本性能

フォトンカウンティング型の CCD 検出器は優れた撮像性能とエネルギー分解能をもち、1993 年に打ち上げられた日本の X 線天文衛星「ASCA」に搭載されて以来、X 線望遠鏡の焦点面検出器として、世界の X 線天文衛星で広く使われている。CCD は 2 次元に配列されたピクセルで構成されるイメージセンサーである。各ピクセルに入射した光子は空乏層で光電吸収され、最終的に入射光子のエネルギーに比例した数の電荷が発生する。1 ピクセルに入射する X 線光子の数は、一般的な X 線天体を観測した場合、1 回の露光につき多くとも 1 個である。これにより、各ピクセルで発生した電荷量を測定することで、入射 X 線の位置とエネルギーを測定することができる。

X 線天文学で使用される CCD は、図 3.7 に示すような構造をしており、X 線の入射する方向から表面照射型 (Front-Illuminated: FI) と裏面照射型 (Back-Illuminated: BI) の 2 種類に分類され、MOS は FI、pn は BI である。FI は電極のある側から X 線が入射するため、一部の光子が電極で吸収されてしまう。このため、FI は低エネルギー側で検出効率が落ちるといった欠点をもつ。また、FI は電極側がデブリや微小隕石にさらされてしまうため、素子が破損しやすい。一方で BI はこうした点においては FI よりも優れているが、裏面に電極構造を設けるための加工プロセスが容易でないため、完全空乏化を行うために空乏層を厚くしづらいという難点をもつ。

MOS は撮像領域が 2.5 cm 四方の FI 型 CCD を望遠鏡の視野に対して図 3.8 の様に配置した検出器である。MOS の基本的な仕様と性能を表 3.1 にまとめ、エネルギー分解能を半値全幅 (Full Width at Half Maximum: FWHM) で表したものを図 3.9 に示す。MOS は打ち上げ初期にエネルギー分解能が打ち上げ前の地上較正の値に比べ 10% 程度劣化した。その後エネルギー分解能改善のための追加の冷却が行われ、現在のエネルギー分解能は打ち上げ以前の値でほぼ安定している。

表 3.1: MOS の基本性能 [28]

エネルギー帯域	0.15 – 12 keV
ピクセルサイズ	40 μm
時間分解能	1.5 ms
エネルギー分解能 (FWHM)	~ 70 eV (1 keV)

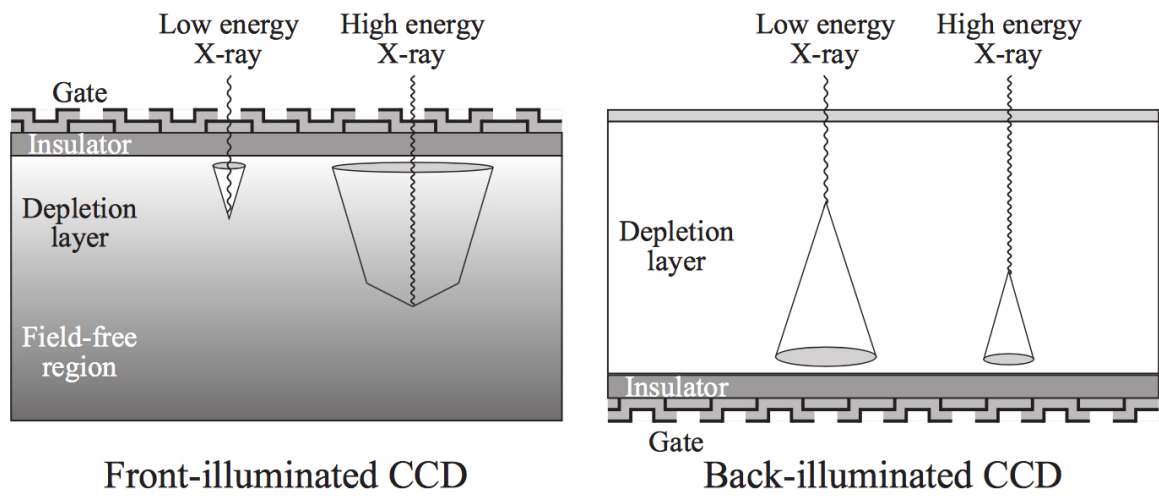


図 3.7: CCD 検出器の断面図 [30]。

Comparison of focal plane organisation of EPIC MOS and pn cameras

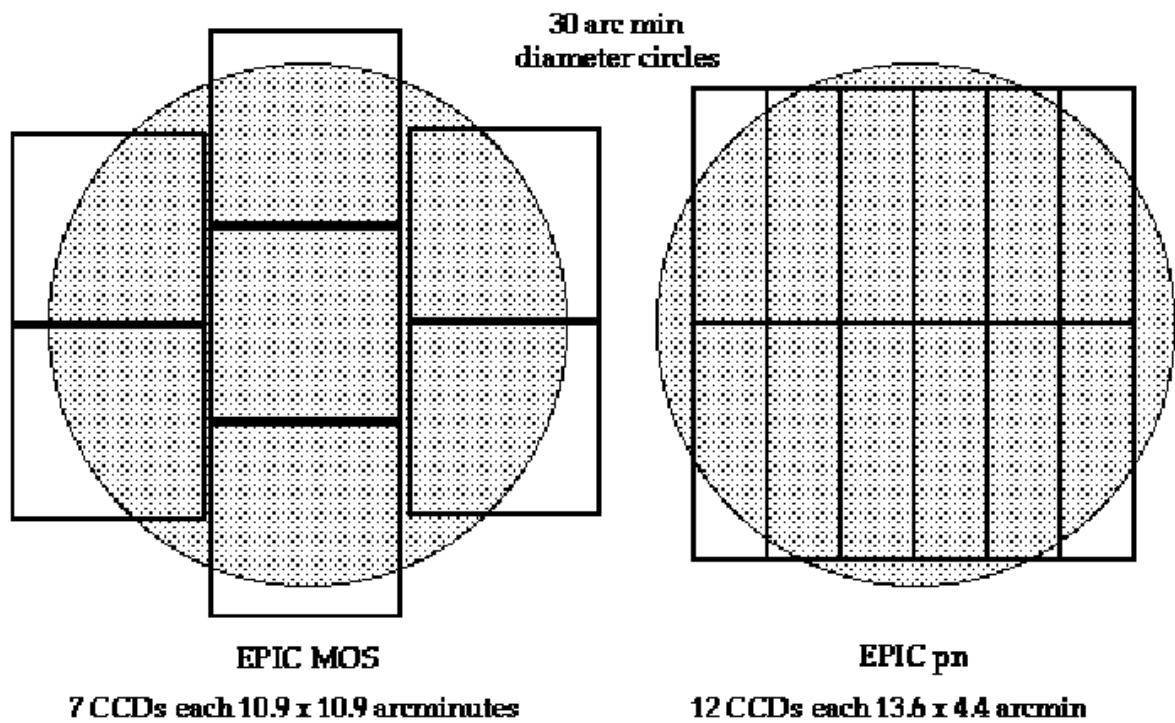


図 3.8: MOS(左)、pn(右)と望遠鏡の視野。望遠鏡の視野は 30 arcmin に相当する。

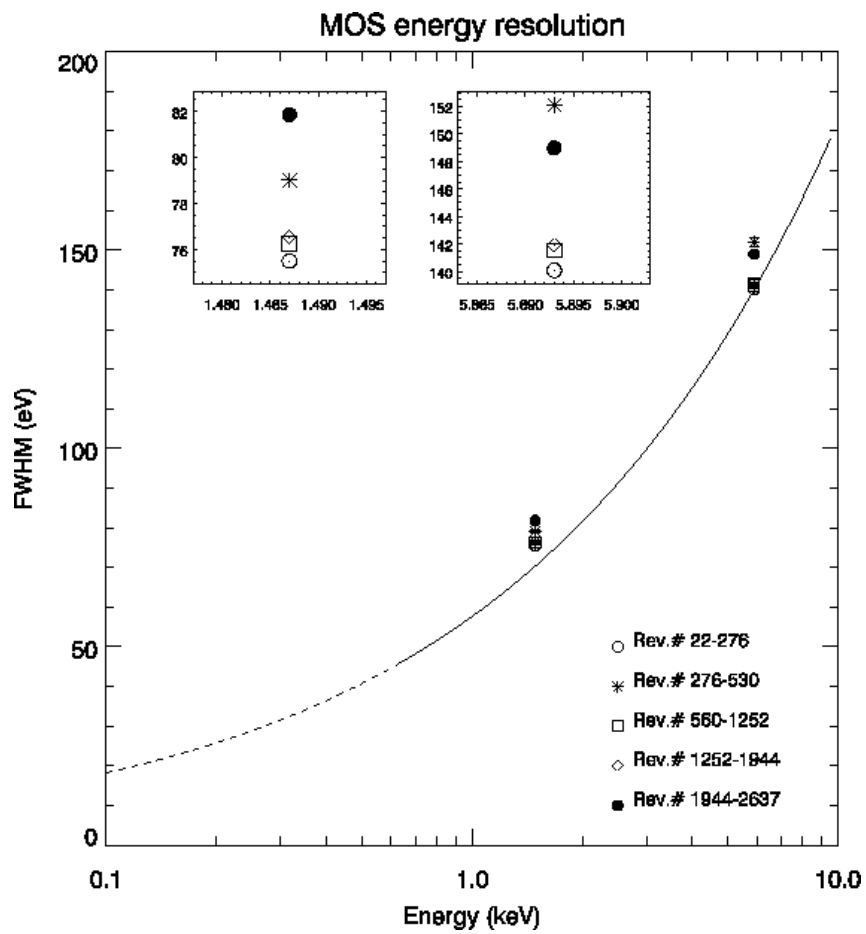


図 3.9: MOS のエネルギー分解能 [28]。曲線が地上試験の結果であり、各データ点は軌道上での較正の結果。データ点の形の違いは取得した日時の違いに対応する。エネルギー分解能改善のための冷却は Rev.#530 と Rev.#560 の間に行われた。

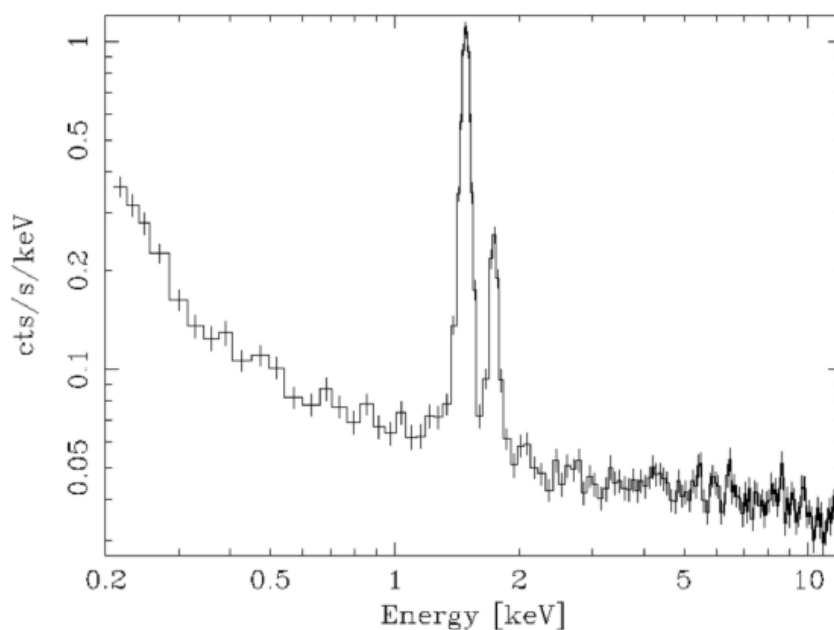


図 3.10: MOS のバックグラウンドスペクトル [28]。1.5 keV と 1.7 keV にある輝線はそれぞれ Al と Si の K 輝線である。

3.3.2 MOS のバックグラウンド

MOS のバックグラウンドは宇宙 X 線背景放射とそれ以外のものに大別される。ここでは特に、後者に関して述べる。このバックグラウンドはさらに、低エネルギー側 (< 0.3 keV) で重要となる検出器ノイズと、高エネルギー側で重要となる荷電粒子と検出器または検出器を取り囲む構造物との相互作用に伴うものに分けられる。さらに荷電粒子に起因するバックグラウンドは、強い時間変動を見せるものとそうでないものに分けられる。時間変動の強い成分は CCD 上の望遠鏡視野内で検出されること、フラットな形状のスペクトルをしていることから、望遠鏡で集光された 100 keV 以下の陽子 (soft proton) が CCD に直接入射したものであると考えられている。変動を見せない成分は露光時間外でも定常的に観測され、図 3.10 に示すようなフラットな連続成分と輝線からなるスペクトルの形状をしていることから、高エネルギーの荷電粒子が望遠鏡視野外から検出器に直接入射したものと、検出器を取り囲む構造物と荷電粒子の相互作用に伴う蛍光 X 線であると考えられている。天体解析の際はこうしたバックグラウンドの寄与を見積もることが重要となる。

3.4 反射型 X 線回折格子分光器 (Reflection Grating Spectrometer: RGS)

3.4.1 RGS 仕様と分光原理

RGS は、回折格子を配列した Reflection Grating Assemblies (RGA) と RGA で分散した光子を検出する CCD (RGS Forcal Cameras: RFC) からなる。5 – 38 Å (0.35 – 2.5 keV) の工

エネルギー帯域に感度を持ち、点源に対してなら 1 keV の X 線に対して 2.0 eV(FWHM) の CCD よりも 1 桁優れたエネルギー分解能で、C、N、O、Ne、Mg、Si の He-like triplet を含む K 殻遷移輝線や Fe、Ni の L 殻遷移輝線の分光が可能である。図 3.11 に望遠鏡、RGA、RFC の配置を示す。2 台の RGA はそれぞれ望遠鏡と MOS1、2 を結ぶ光路上に置かれ、望遠鏡で反射した光子のうち、約 44 % が MOS に入射し、40 % が回折格子に分散され、残りは回折格子に吸収される。RGS は RFC 上の X 線入射位置から、以下の式 (3.12) の回折格子方程式によって波長を分解する。

$$m\lambda = d(\cos\beta - \cos\alpha) \quad (3.1)$$

ここで $m(= -1, -2, \dots)$ は回折光の次数、 d は溝の間隔、 λ は X 線の波長、 α は X 線の入射角、 β は回折角である。図 3.11 に示した様に RGA、RFC、MOS を回折光の結像するローランド円上に配置することで、回折格子を配列したことで生じる収差を解消する仕組みになっている。1 次、2 次、およびそれより高次の回折光は RFC 上で重なって検出される。X 線の検出器として CCD を配置することで、入射するイベントのエネルギーに関して CCD の信号電荷量、入射位置の 2 つの情報が得られるため、これを用いて、図 3.13 のように回折光の次数の分解が行える。以下に、RGA と RFC の仕様をまとめる。

RGA

RGA はそれぞれ 182 個の反射型ブレード回折格子からなる。図 3.12 に示したように、ブレード回折格子は、溝の断面形状が鋸歯状をしている。この形状により、図 3.12 の右図に示したように、入射角 (α) とブレード角を調整することで、特定の波長・特定の次数の回折光を鏡面反射光の射出角度を一致させ、干渉させることができる。平面の回折格子は 0 次光の強度が最大となるが、ブレード回折格子はこの構造により任意の次数の回折光強度を最大にすることができる。RGA の場合、15 Å の光子の 1 次光で回折効率が最大となるようにブレード角と入射角 (α) が設定されており、1 次光に対して高い回折効率が得られる設計となっている。各回折格子は大きさ約 10 cm × 20 cm の SiC 基板を厚み 2000 Å の金でコーティングしたものである。溝の密度は RFC 上での収差を補正するために場所によって 10 % 程度変化するが、中心で 646 mm⁻¹ 程度である。

RFC

RFC は分散軸方向に図 3.14 のように配列された、EPIC-MOS 検出器とほぼ同じ仕様の 9 つの CCD で構成される。CCD はそれぞれ、長波長側から順に CCD1 - 9 の ID 番号がふられている。RFC の場合、CCD は低エネルギーの X 線の検出効率を上げるために、約 30 μm 厚の裏面照射型の CCD を採用し、CCD の X 線受光面には可視光、UV 遮光用の Al コーティングが施されている。CCD9 枚を配列した RFC の大きさは分散軸方向は 1 次光で 6 - 38 Å の波長範囲に対応し、分散軸垂直方向に視野 5 arcmin に相当する。図 3.13 に RFC によって取得されたイメージと、横軸を回折角に縦軸を CCD の波高値にとったプロットを示す。RFC の CCD は 2 keV の X 線に対して、FWHM で 160 eV のエネルギー分解能を持ち、図 3.13 の下図の様に CCD のエネルギー分解能によって回折光の次数を分解する。

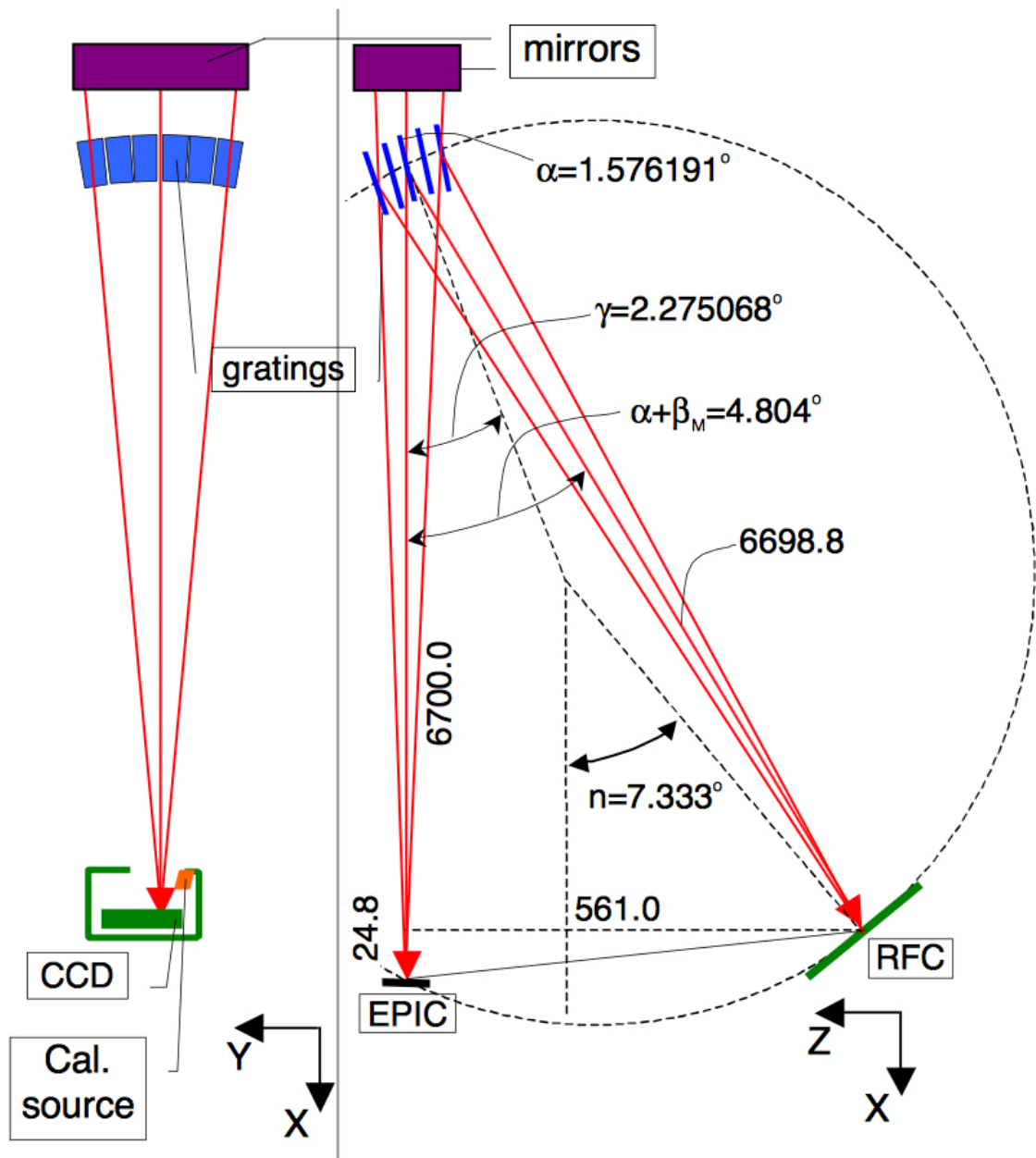


図 3.11: RGS 概略図 [32]。RGA は破線で描かれた円上に青色で示されている。長さの単位は mm。赤い実線は X 線の光路に対応する。

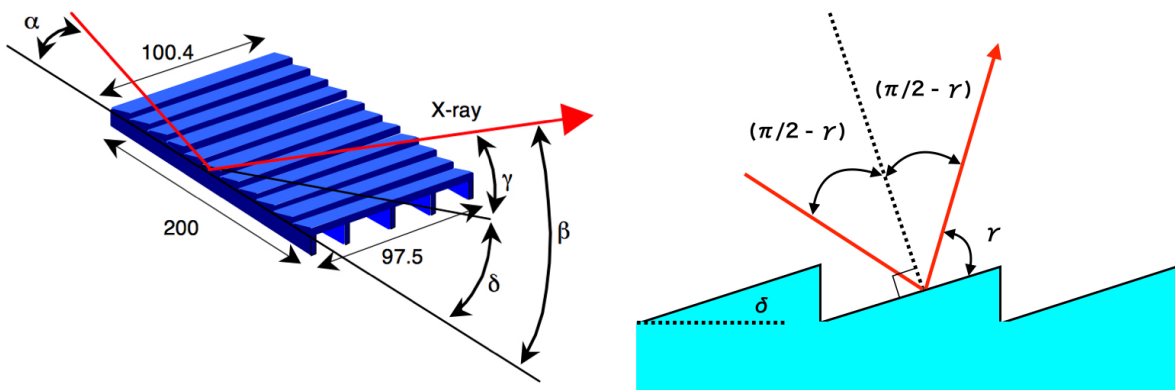


図 3.12: 左図: RGA 概略図 [32]。 α 、 β 、 δ はそれぞれ入射角、回折角、回折格子の鏡面の傾きを表す。長さの単位は mm。右図: プレースト回折格子の概念図。鏡面反射光の射出角と回折光の射出角を一致させることで、回折光と鏡面反射光を干渉させることができる。

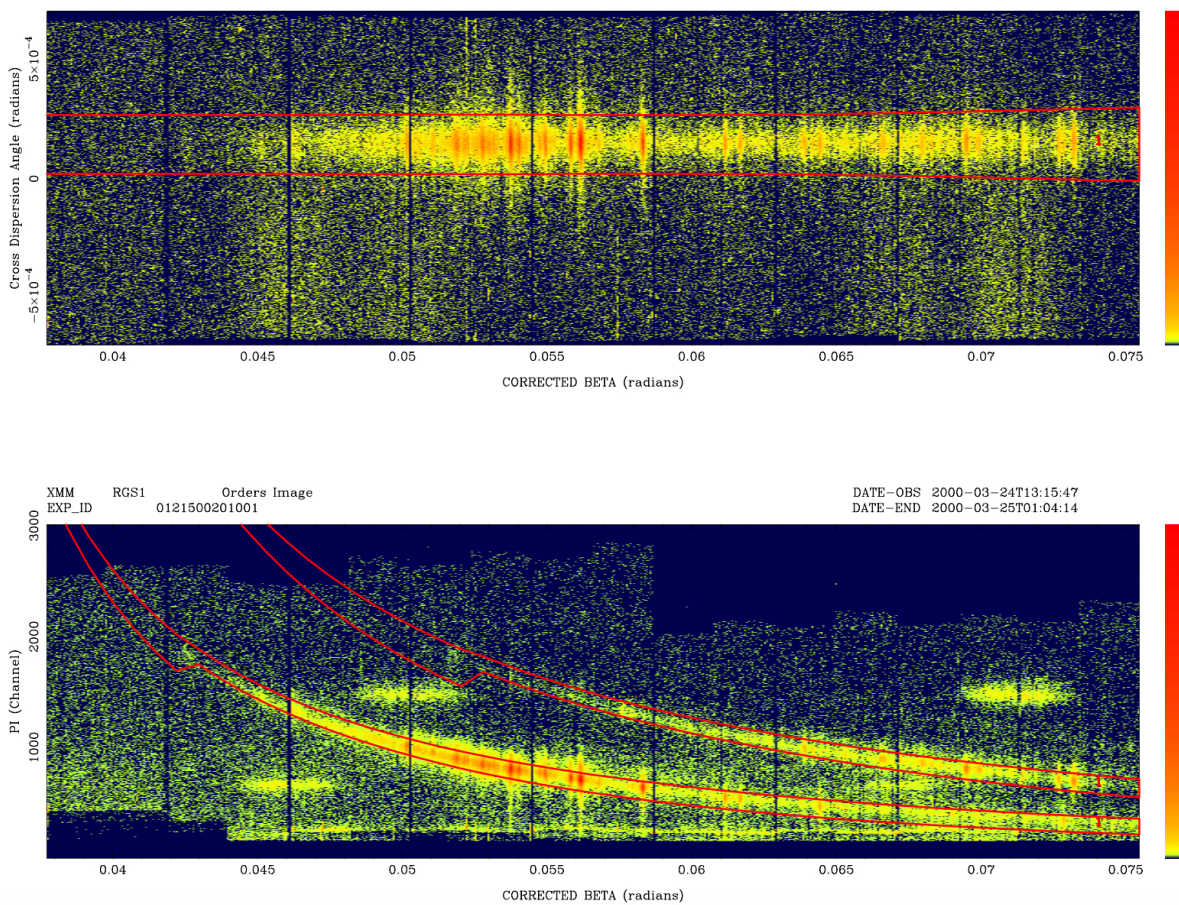


図 3.13: RFC で取得したイメージ (上図)。横軸は回折角に対応し、縦軸は分散軸の垂直方向に対応する。下図は縦軸を CCD の出力する波高値にしたもので、「バナナプロット」とよばれる。赤い実線で囲まれた領域は下側が 1 次光、上側が 2 次光に対応する [28]。

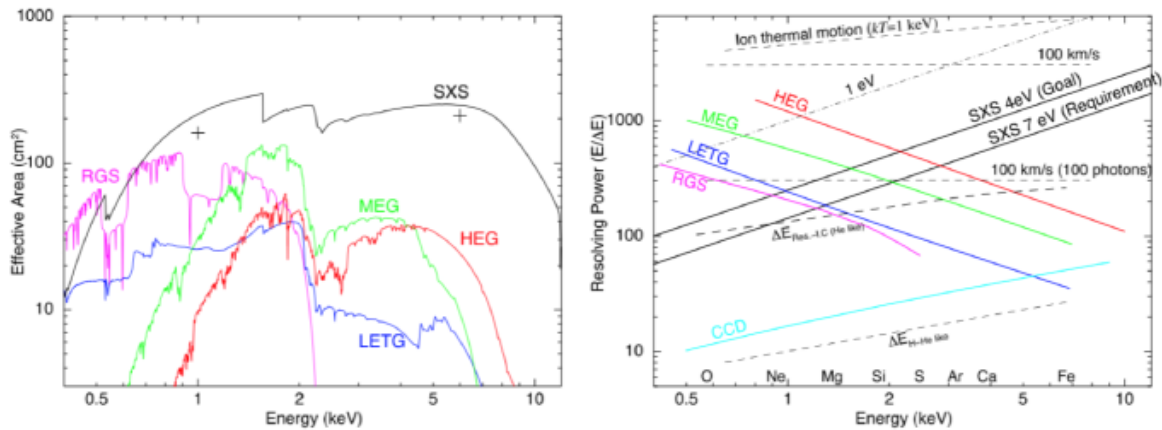


図 3.15: RGS と他の精密分光検出器との性能の比較 [31]。左図は有効面積を表す。右図の縦軸は(入射 X 線エネルギー/FWHM)を表し、この値が大きくなるほどエネルギー分解能が良い。

るエネルギーが一致する領域からイベントを抽出することで大部分を除去できる。蛍光 X 線のバックグラウンドは、検出器のハウジングの主要な構成物質である Al の $K\alpha$ 輝線とこれを遮断するための Au コーティングに起因する Au の M 殻遷移輝線である。これらの蛍光 X 線は軌道上での較正の実績から、 $I \leq 10^{-3}$ counts/cm²/s の弱い強度で観測されることがわかっている。soft proton は望遠鏡で反射した後、RGA で反射されることにより、RFC 上に入射する。これにより、0 次光の位置にピークを持つ分布が観測されるため、CCD9 に最も多く入射する。また、このバックグラウンドは強度が時間変動することが観測からわかっているため、CCD9 のカウントレートの変動から soft proton 由来のバックグラウンドの影響を見積もることができる。

3.4.3 応答関数について

点源に対する応答

RGS の点源に対する応答関数は上述した、有効面積に加え、Line Spread Function (LSF) で決まる。Line Spread Function とは光軸から単色 X 線が入射した際に観測される、分散軸方向の輝度分布のことである。RGS の LSF は、X 線望遠鏡と RGA の応答関数の畳み込みによってあらわされ、続いて RFC 上でのイベントセレクションによって図 3.16 のように決まる。望遠鏡の応答は入射した光子の波長を中心としたローレンツ分布で近似できる。RGA の応答は回折格子の配置や溝密度の精度、RGA の表面の粗さに依存する。RGA の表面の粗さは RGA 表面での X 線の散乱を引き起こし、これにより RGA の応答は入射した光子の波長を中心としたガウス分布を持つ成分と幅の広いローレンツ分布からなる。幅の広いローレンツ分布の成分は図 3.13 のように RFC 上でイベントを抽出することで減らすことができる。図 3.16 において、RFC でのイベントセレクション後にも低エネルギー側(長波長側)に伸びる成分が落としきれていないのは、RFC の単色 X 線に対する応答にも低エネルギー側に伸びる成分があるためである。

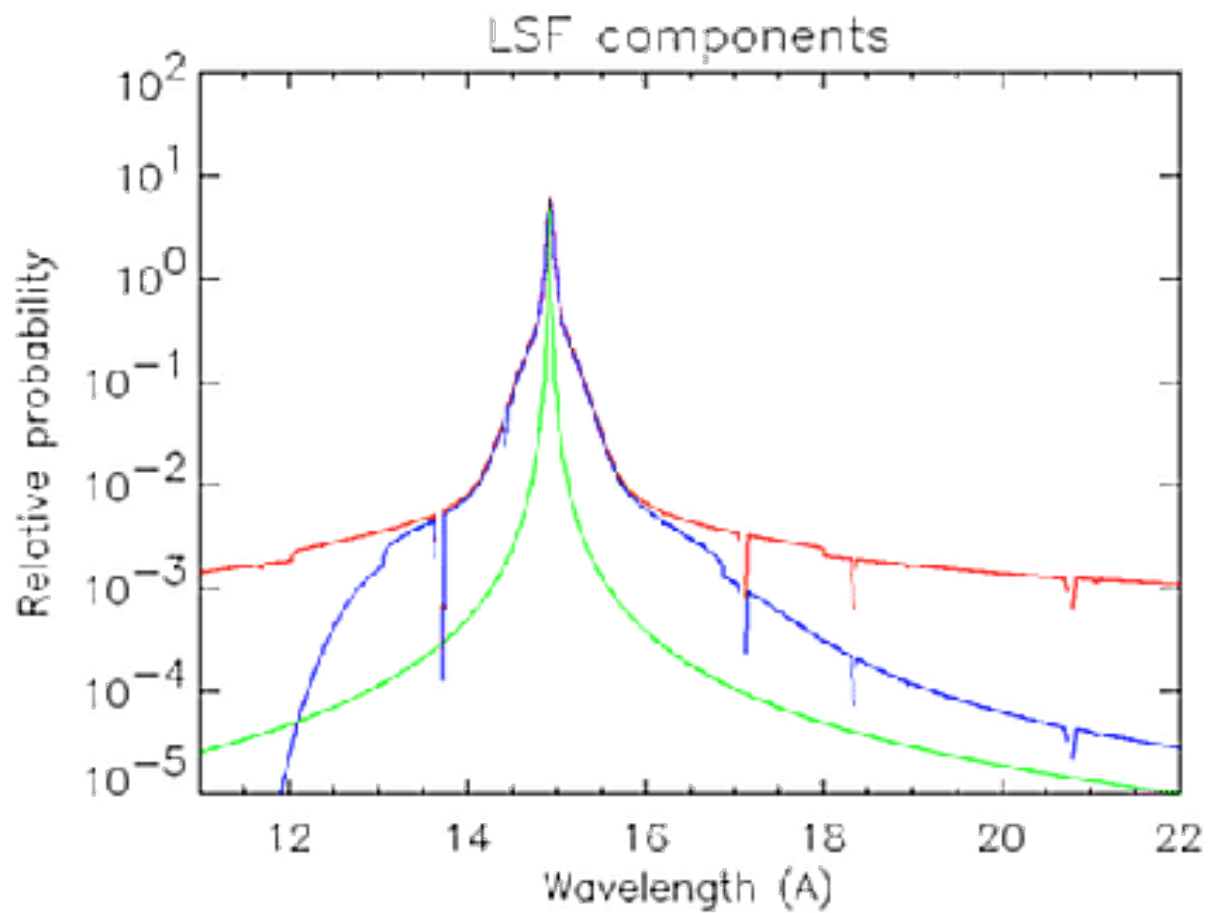


図 3.16: RGS の LSF[28]。望遠鏡の LSF(緑)。望遠鏡の LSF に RGA の LSF を畳み込んだもの(赤)。それに CCD の応答を畳み込みイベントセレクションをほどこしたもの(青)。

広がった天体に対する応答

RGSはスリットを装備をしていないため、スペクトルに天体の空間的な広がりが畳み込まれてしまう。入射する光子の光軸からのズレ θ は、RFC上では

$$\Delta\lambda = 0.138m^{-1}(\theta/\text{arcmin}) \text{ \AA} \quad (3.2)$$

に対応する波長のズレとして観測される。ここで m は回折光の次数である。したがって、RGSで広がった天体を解析する際は、応答関数は点源に対する応答関数に天体の分散軸方向の輝度分布を畳み込んだものを使用しなければならない。

第4章 超新星残骸N49と本研究の動機

N49は大マゼラン雲 (Large Magellanic Cloud: LMC) において3番目に明るいSNRである。近年のX線観測により、N49はセドフ期にある年齢約4800年のSNRであると見積もられた[33]。N49と同一のSNが起源であるかは議論の余地があるものの、空間的に中性子星の軟ガンマ線リピーター (SGR 0525-66) と重なっている[34]。また、近傍に分子雲[35]や若い星団[36]が存在し、N49は大質量星の多い星形成領域の内部に位置する[37]。すざく衛星により、ejectaから放射されたFe $K\alpha$ 輝線が初めて検出され、Feの高い電離状態(高い $K\alpha$ 線の中心エネルギー)は密度の濃い周辺物質との相互作用を示唆する[38]。こうした数々の観測事実はこのSNRが重力崩壊型SNを起源とする説を支持している。図4.1に示すように、電波では明確なシェル構造を示す一方で、X線では電波シェル内側の南東部が特に明るく、西側にはISMに比べて10倍近くSiやSの重元素に富んだejectaが「弾丸(bullet)」のように飛び出すといういびつな構造をしている[33]。

N49の大きな特徴の1つは濃い分子雲との相互作用である[35, 39]。図4.2左図に示したように、最近の電波望遠鏡Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA)の観測により、N49の衝撃波面に沿って複数のクランプ状に分子雲からの放射である $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ 輝線が見つかった[39]。また、電波望遠鏡Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE)、Mopraの観測からN49のシェル付近で低い励起準位からの $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ に対して、高い励起準位からの放射である $^{12}\text{CO}(J=3-2)$ 輝線の強度が強くなっていることが明らかになり、N49と分子雲が激しく相互作用していることが示唆された(図4.2右図)。もう1つの特徴はプラズマの過電離状態である[40]。すざく衛星搭載のX線CCDを用いた観測により、N49の全体から取得したCCDスペクトルは高温($kT_e = 0.62$ keV)のejecta由来のプラズマと比較的低温($kT_e = 0.30$ keV)のISM由来のプラズマの2温度のプラズマによる放射で説明できることがわかった[40]。この際、図4.3に示したように、CIEで期待されるよりも強いSi $\text{Ly}\alpha$ 輝線、S $\text{Ly}\alpha$ 輝線、SiのRRCが検出され、高エネルギー側で放射の卓越するejecta由来のプラズマがRPであることが明らかとなった。

以上の先行研究が示すとおり、N49は分子雲と広範囲で衝突し、プラズマが過電離状態にあるという2つの点で特徴的なSNRである。分子雲と現在進行系で相互作用していることから電荷交換反応の検出が期待でき、また分子雲との衝突により圧縮された明るいリムを横から見ていることによる共鳴散乱の効果や、最外縁での分子雲からの熱伝導冷却によるISMプラズマの過電離状態の可能性が期待できる。また、視直径が1.5分角程度と比較的コンパクトであるため、天体の広がりも考慮しても、回折格子による精密分光が十分可能であり、これまでのSNRの研究で検証不十分だった物理現象を探索する格好の研究対象である。

そこで本研究では0.23 – 2.5 keVに感度を持ち、He-like O $K\alpha$ 線の分光が可能な、RGSを用いて、N49のISMプラズマからの放射の卓越する低エネルギー帯域の精密分光を初

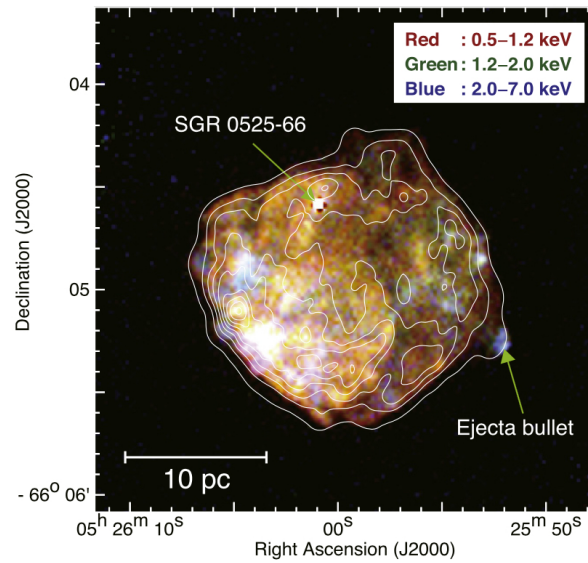


図 4.1: (左)N49 のカラー X 線イメージと電波連続波のコントアを重ねた図 [39]。X 線イメージは Chandra 衛星により取得したもの [33]。軟ガンマ線リピーターと「弾丸 (bullet)」状に飛び出した ejecta の位置が矢印で示してある。

めて行う。先行研究 [40] では過電離の兆候の見られなかった ISM プラズマの電離状態を正確に測定するとともに、O VII He α 輝線の強度比を測定し、ISM プラズマの過電離状態や電荷交換反応、共鳴散乱の可能性を検証する。

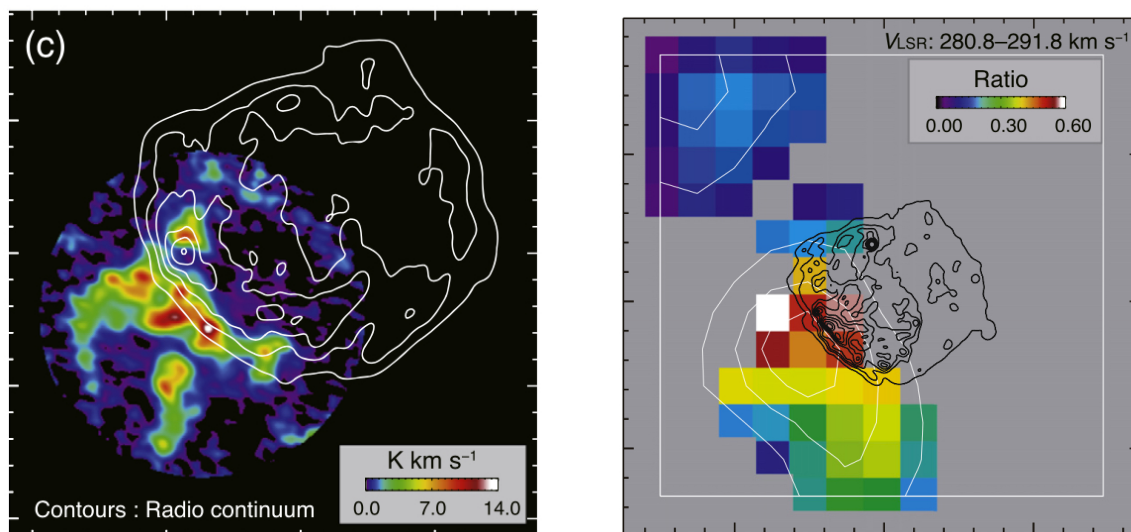


図 4.2: (左)N49 の電波連続波のコントアに $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ を重ねた図 [39]。(右)X 線のコントアに $^{12}\text{CO}(J=3-2)/^{12}\text{CO}(J=1-0)$ 比を重ねた図 [39]。

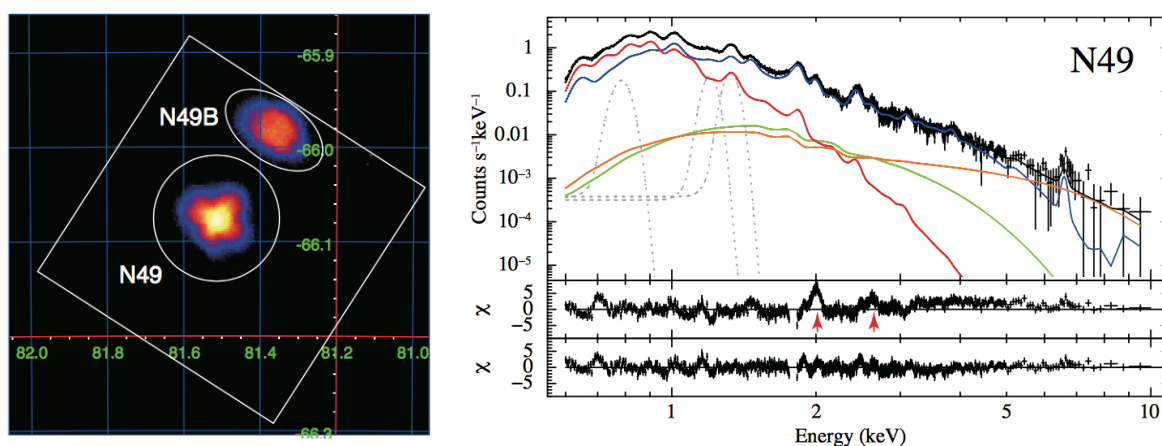


図 4.3: (左)すざく衛星で取得した N49 の X 線イメージ [40]。四角で示された領域はすざくの視野を表し、円で囲まれた領域はスペクトルの抽出領域を表す。(右)すざくによって取得した N49 のスペクトルとプラズマモデルによる解析結果とその χ の値 [40]。 χ の値はそれぞれ、上から ejecta が CIE の場合、RP の場合に対応する。ejecta が CIE の時の χ の値のうち赤い矢印で示されているのはそれぞれ Si Ly α (2.0 keV)、S Ly α (2.6 keV) 輝線。

第5章 解析

5.1 観測とデータの処理

本研究では、XMM-Newton 衛星が 2001 年 4 月 8 日に観測した N49 のデータ (観測 ID No. 0113000201) の解析を行う。スペクトル解析に用いたのは RGS1,2 で取得したデータに加え、より広いエネルギー帯域をカバーする MOS1,2 で取得したデータである。RGS と MOS1,2 のデータリダクション、応答関数と有効面積の作成は XMM チームが配布している標準的な解析ツール群である、Science Analysis Software (SAS) version 16.1.0 を用いて行った。

3 章で述べたように MOS、RGS とともに soft proton に起因するバックグラウンドが存在し、このバックグラウンドは時間変動する。そこで、MOS1,2 は図 5.1 に示したように視野全体のカウンtrateをもとに、RGS1,2 は図 5.2 に示すように soft proton バックグラウンドの影響を最も受けやすい CCD9 のカウンtrateをもとに、カウンtrateが安定している時間帯の観測のみを用いて、解析を行う。図 5.3 は MOS1,2 で取得した、N49 のイメージである。スペクトルはそれぞれ、図 5.3 中に示した領域から取得した。また、本解析では RGS の 2 次光は統計が十分でなかったため、使用しなかった。

5.2 応答関数の準備

N49 は 1.5 分角程度の広がりを持つため、N49 の表面輝度を畳み込んだ応答関数を構築しなければならない。本研究では SPEX のモデルである Lpro を使用した。Lpro は MOS1 の画像から取得した、天体のプロファイルを後述するプラズマモデルに畳み込むモデルである。本解析では、MOS1 の 0.5 – 2.0 keV のエネルギー帯域の N49 の画像をもとに、Lpro を使用する。

5.3 スペクトル解析

5.3.1 解析条件と使用したモデル

以降のスペクトル解析すべてで共通する条件に関して述べる。本研究では基本的にオランダ宇宙研究所 (Netherlands Institute for Space Research: SRON) が提供する解析ツール SPEX package version 3.04.0[41] を用いて解析する。使用するプラズマモデルと星間吸収モデルは以下のものである。

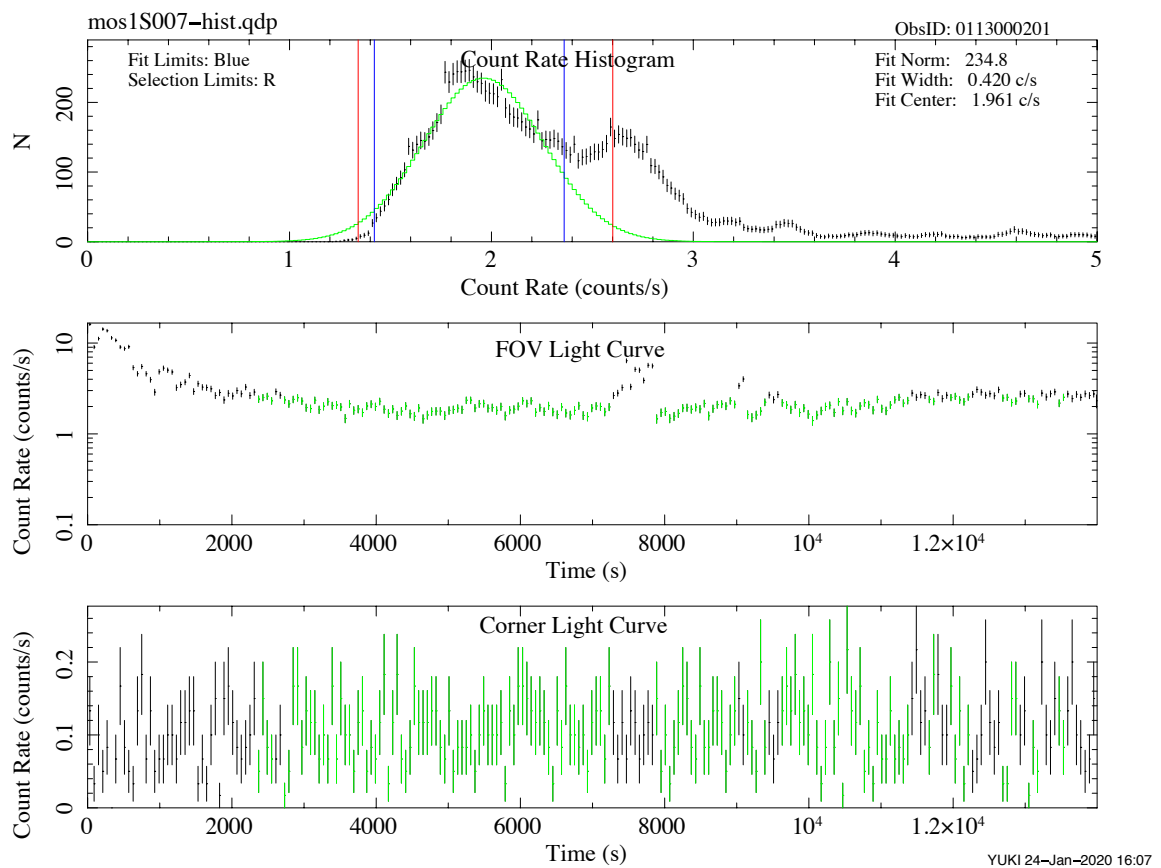


図 5.1: MOS1 のカウントレート。(上) 視野全体のカウントレートのヒストグラム。最もイベントの安定しているカウントレートをガウシアンで近似し、 1.5σ の範囲内のカウントレートの時間帯の観測を解析に使用した。(中) 視野全体のライトカーブ。黄緑の点が解析に使用した時間帯の観測を表す。(下) 望遠鏡の視野に入っていない領域のカウントレート。

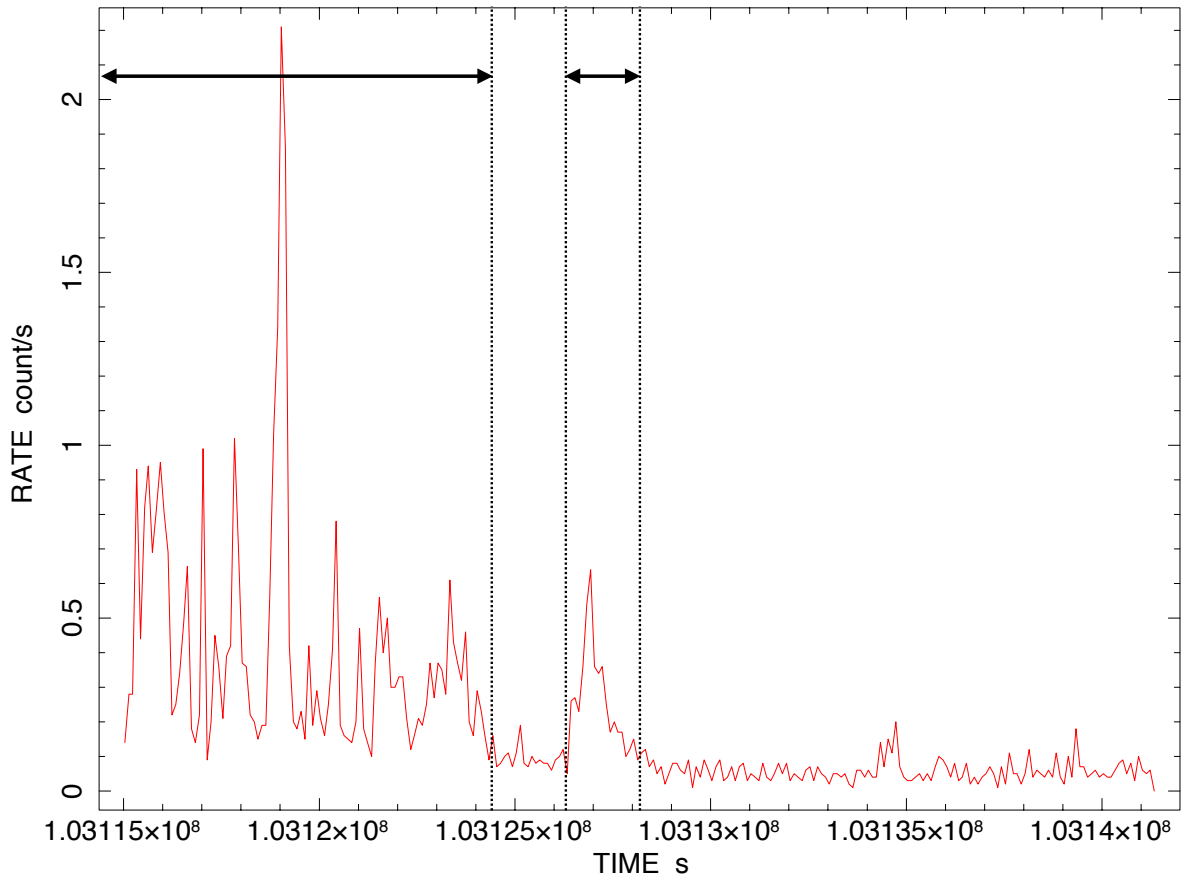


図 5.2: RGS1 のライトカーブ。矢印で示された領域をフレアが起きている時間として、それ以外の時間帯を解析に使用した。

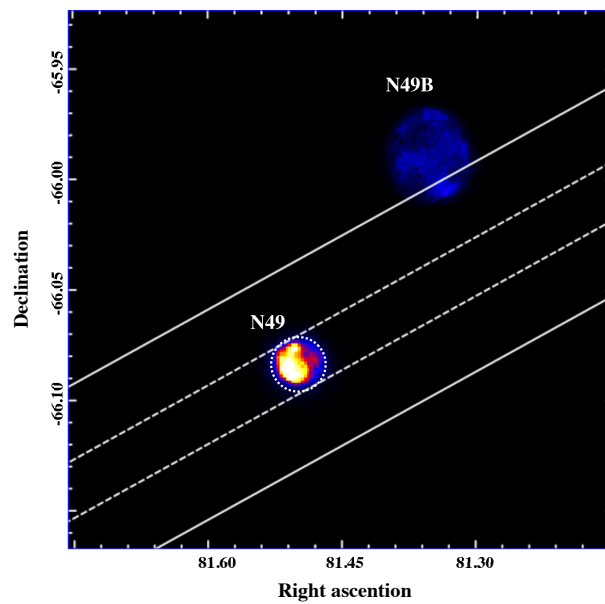


図 5.3: MOS1、2 により取得した N49 のイメージ (0.4–8.0 keV) と RGS の視野。白い実線が RGS の視野を表し、破線は MOS1,2 および RGS のスペクトル抽出領域、直線に挟まれた領域が RGS の、円で囲われた領域が MOS1,2 の抽出領域を表す。

nejj: non-equilibrium ionisation jump model[42]

希薄な熱的プラズマからの放射モデル。2章で述べたような連続放射と輝線放射からなる。IP、CIE、RPいずれの電離状態も再現できる。主なパラメーターは放射全体を規格化する emission measure: EM ($n_e n_H V$ 。ここで n_e 、 n_H 、 V はそれぞれプラズマの電子の個数密度、水素の個数密度、体積である。)、電子温度 (kT_e)、イオン化タイムスケール ($n_e t$)、元素の組成比 (太陽組成に対する比で表記)、 kT_{init} (詳細は後述)。 kT_{init} は簡単に言えば、 $t=0$ の時のプラズマのイオンフラクションの目安となる値である。 $kT_{\text{init}} \sim 0$ とした場合、IP もしくは CIE からの放射を再現できる。1章で述べたように $n_e t > 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ の時に CIE となる。 $kT_{\text{init}} > kT_e$ とした場合、RP からの放射を計算できる。この場合もおおよそ $n_e t > 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ で CIE となる。また、RP の場合は $n_e t$ が大きいほど電離平衡状態に近いため、イオンの電離度が低くなる。

hot: collisional ionisation equilibrium absorption model[43, 44]

nejj などの放射モデルにかけることで吸収を再現するモデル。主なパラメーターは水素の柱密度 (N_H)、吸収体の電子温度 (kT_e)、元素の組成比 (太陽組成に対する比で表記) である。 $kT_e \sim 0$ とすることで、中性物質による吸収を再現できる。本研究における星間吸収は $kT_e \sim 0$ によって再現する。

本研究では、上述したモデルを用いて、RGS1 と 2 を足し合わせたスペクトルと MOS1, 2 のスペクトルを同時に解析する。星間吸収は銀河系内と LMC の 2 成分をかける。銀河系内の星間吸収モデルはすべての元素の組成比を 1 solar に、 N_H を $6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ に固定する [45]。LMC の星間吸収モデルにおいて、元素組成比は先行研究 [46, 47] で得られた大マゼラン雲の重元素量に固定し、 N_H はフリーパラメーターとした。なお、元素組成比の分母となる太陽組成比については、Lodders ら [48] による文献値を仮定する。

N49 までの距離 (LMC までの距離) は 50 kpc [49] を仮定し、Cash 統計 [50, 51] を用いて解析を行った。また、本論文での文章中および表、図中の誤差は 68 % 信頼区間を表す。

5.3.2 2 温度の光学的に薄いプラズマからの放射モデルによる解析

図 5.4 に MOS1 のスペクトルと、RGS 1,2 を足し合わせたスペクトルをそれぞれ示す。長波長 (低エネルギー) 側で Ne X Ly α ($\sim 12\text{\AA}$)、Ne IX He α ($\sim 13.5\text{\AA}$)、Fe XVII L α ; 3d-2p ($\sim 15\text{\AA}$)、O VIII Ly β ($\sim 16\text{\AA}$)、Fe XVII L α ; 3s-2p ($\sim 17\text{\AA}$)、O VII He β 、O VIII Ly α ($\sim 20\text{\AA}$)、O VII He α ($\sim 22\text{\AA}$) などの輝線の分光に成功した。

まずは、CCD を用いた先行研究 [40] 同様に 2 温度のプラズマモデルを使用して解析を行う。1 つは、電子温度が高く過電離状態にある ejecta 由来のプラズマである。もう 1 方は、比較的到低い電子温度を持ち低電離な ISM 由来のプラズマである。この 2 成分のプラズマモデルに中性物質による星間吸収をかけたモデルで解析を行う。したがって、このモデルは

$$\text{Neutral Interstellar Abs.} \times [\text{NEI(ISM)} + \text{NEI(ejecta)}] \quad (5.1)$$

となる。以降ではこのモデルを「NEI モデル」と呼ぶ。解析の際、LMC の星間吸収モデルの水素柱密度 N_H に加え、2 つのプラズマモデルの電子温度 kT_e 、イオン化タイムスケ-

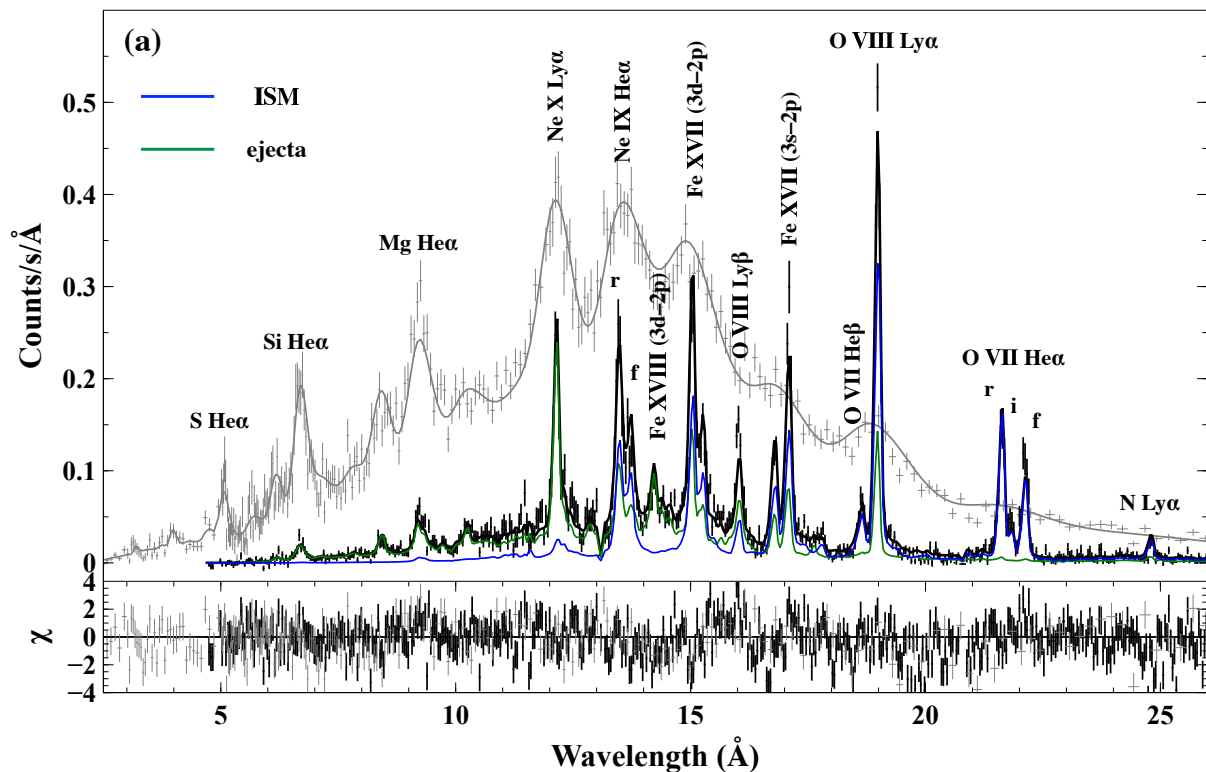


図 5.4: MOS1(灰色)とRGS1と2を足し合わせたスペクトル(黒)をNEIモデルでフィットしたものの。解析にはMOS2のデータも使用したが、ここではMOS1とRGSのみを示す。灰色の実線がMOS1のベストフィットモデル。黒い実線がRGSのベストフィットモデル。青い実線はRGSスペクトルのベストフィットモデルのISM成分、緑の実線はejecta成分を表す。下枠に χ の値を示す。

ル $n_e t$ 、emission measure をフリーパラメーターとした。元素の組成比は ejecta プラズマに関しては、スペクトルに輝線の見えている、O(=N=C)、Ne、Mg、Si、S、Ar、Fe(=Ni)をフリーパラメーターとし、ISM成分の元素組成比はLMCの吸収モデルと同様にLMCの値に固定した。 kT_{init} の値はISMプラズマのモデルは $kT_{\text{init}} \sim 0$ にした。先行研究によって得られた ejecta の kT_{init} の値は主に約 6.6 keV 付近にある、Fe $K\alpha$ 輝線のイオン化状態により得られた値である。この Fe $K\alpha$ 輝線はRGSのカバーするエネルギー帯域の外にあるため、本研究では kT_{init} の値を先行研究で得られた 11 keV に固定し、解析を行った。

NEIモデルの解析で得られたベストフィットパラメーターを表5.1にまとめ、そのフィット結果を図5.4に示す。先行研究[40]同様に、NEIモデルはCCDスペクトルをよく再現し、高エネルギー側の放射の主成分である ejecta プラズマの kT_e や $n_e t$ の値も彼らの解析で得られたものと同様の値となった。その一方で、RGSのスペクトルに注目すると図5.5に示したように特にO VII He α や O VIII Ly β 、Fe XVII L α といった輝線の強度にモデルとデータの食い違いがある。

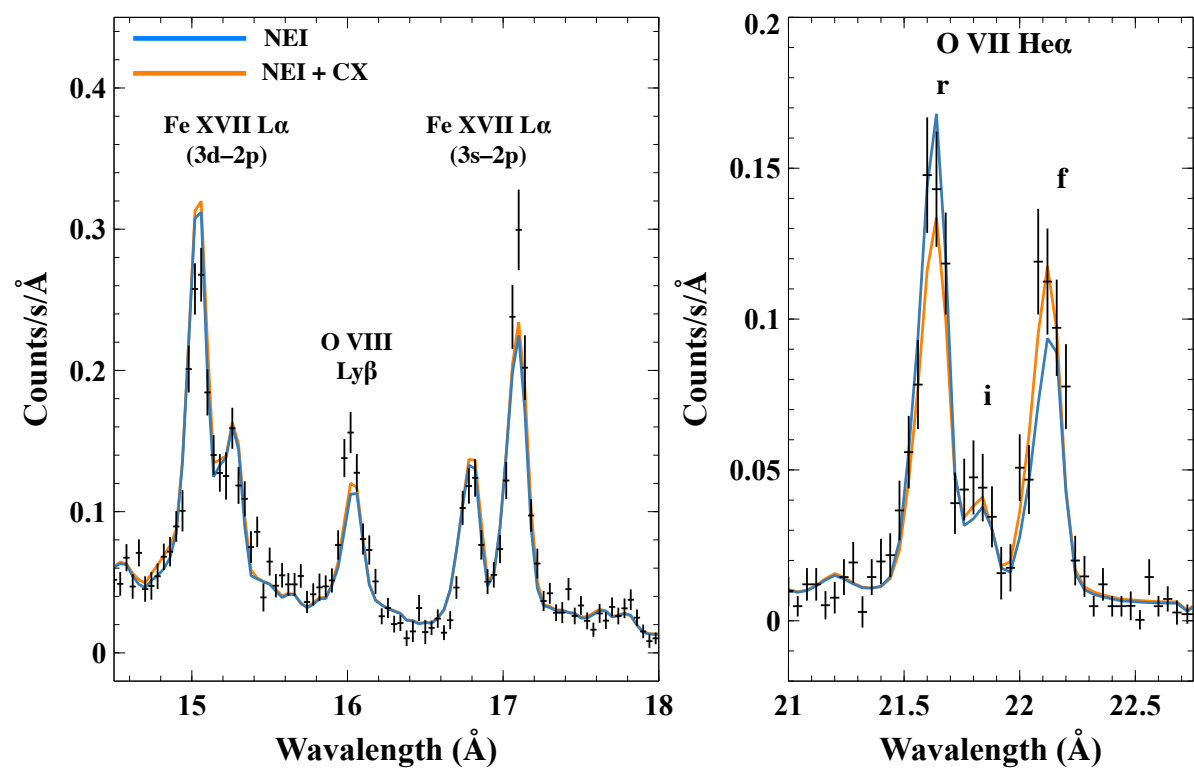


図 5.5: N49 の RGS スペクトルの Fe XVII $L\alpha$ と O VIII $Ly\beta$ 輝線の拡大図。モデルとデータの不一致が顕著なエネルギー帯域。青とオレンジの実線はそれぞれ NEI モデルと NEI + CX モデルを表す。

表 5.1: N49 のベストフィットパラメーター

Component	Parameters (unit)	NEI	NEI + CX	NEI - Gaussians	
Absorption	$N_{\text{H}}(MW)$ (10^{22} cm $^{-2}$)	0.6 (fixed)	0.6 (fixed)	0.6 (fixed)	
	$N_{\text{H}}(LMC)$ (10^{22} cm $^{-2}$)	3.1 ± 0.1	2.8 ± 0.1	3.3 ± 0.1	
ISM	kT_e (keV)	0.204 ± 0.003	0.230 ± 0.006	0.205 ± 0.003	
	$n_e t$ (10^{11} cm $^{-3}$ s)	> 10	> 10	> 10	
	EM (10^{56} cm $^{-3}$)	260 ± 20	170^{+20}_{-10}	322^{+23}_{-22}	
Ejecta	kT_e (keV)	0.61 ± 0.01	0.63 ± 0.01	$0.56^{+0.08}_{-0.01}$	
	kT_{init} (keV)	11 (fixed)	11 (fixed)	11 (fixed)	
	$n_e t$ (10^{11} cm $^{-3}$)	$7.2^{+0.5}_{-0.3}$	$7.2^{+0.4}_{-0.3}$	$6.9^{+1.0}_{-0.4}$	
	O(= C = N)	$0.71^{+0.16}_{0.06}$	$0.67^{+0.20}_{-0.14}$	1.3 ± 0.1	
	Ne	$0.96^{+0.09}_{-0.07}$	$0.94^{+0.09}_{-0.06}$	1.0 ± 0.1	
	Mg	0.75 ± 0.07	$0.72^{+0.07}_{-0.06}$	0.75(fixed)	
	Si	$0.87^{+0.08}_{-0.06}$	$0.85^{+0.08}_{-0.06}$	0.87(fixed)	
	S	1.2 ± 0.1	1.2 ± 0.1	1.2(fixed)	
	Ar	1.8 ± 0.5	$1.8^{+0.4}_{-0.3}$	1.8(fixed)	
	Fe	0.32 ± 0.03	$0.29^{+0.03}_{-0.02}$	0.32 ± 0.01	
	EM (10^{56} cm $^{-3}$)	58 ± 4	57^{+5}_{-2}	53 ± 0.1	
	CX	kT_e (keV)		(= value of the ISM)	
		abundance		(= abundances of the ISM)	
$v_{\text{collision}}$			270 ± 110		
	EM (10^{56} cm $^{-3}$)		47^{+25}_{-13}		
	C-statistic/d.o.f.	4700/3211	4660/3214	4611/3190	

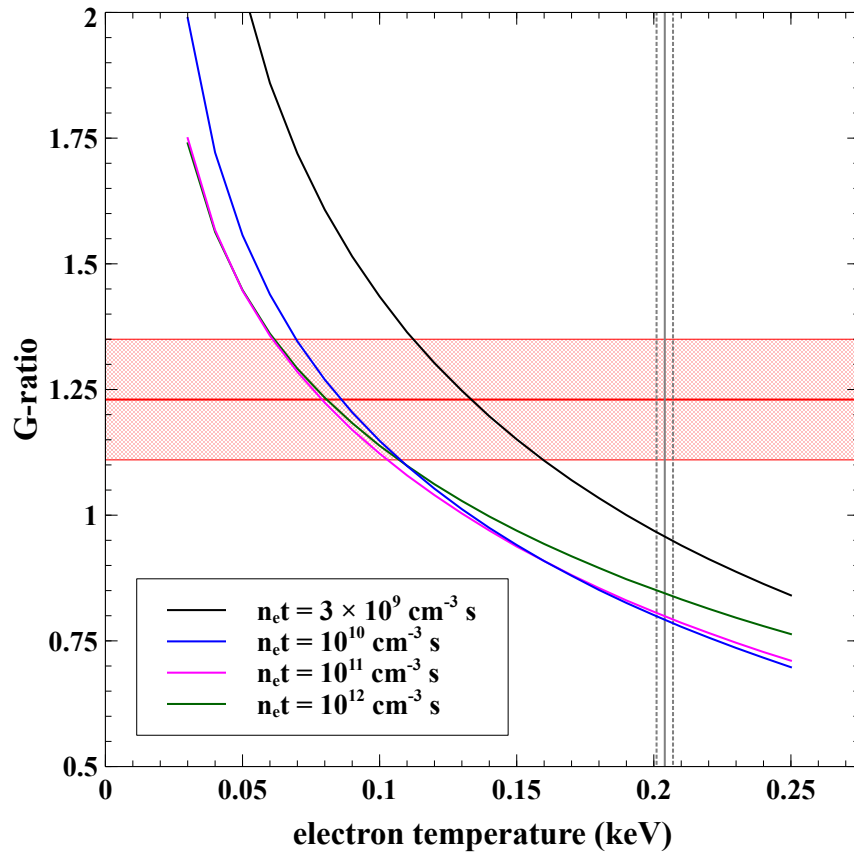


図 5.6: O VII triplet 輝線の G-ratio の温度依存性。曲線は neij モデルによって計算した値、色の違いは $n_e t$ の違いに対応している。赤い網掛け領域は RGS スペクトルにガウシアンを直接挿入して測定した値。灰色の破線で囲まれた領域は、NEI モデルのフィットによって得られた電子温度 (制動放射の連続成分で決まる電子温度)。

5.3.3 O VII He α 輝線の G-ratio によるプラズマ診断

2章で紹介したように、He-like イオンの輝線強度比はプラズマの放射過程や電子温度を探る有効なプローブとなる。そこで、RGS のスペクトルにおける、NEI モデルとデータの食い違いの原因を探るために、まずは O VII He α 輝線の強度比に注目する。以下では G-ratio による議論を行うため、RGS スペクトルの O VII He α 輝線の共鳴線、禁制線、異重項間遷移線の各強度をガウシアンモデルを用いて測定し、G-ratio を計算した。

図 5.6 に O VII He α 輝線の neij モデルが予測する O VII He α の G-ratio の電子温度依存性をプロットする。同時に N49 の RGS スペクトルから測定した G-ratio の範囲を赤い網掛け領域として示す。図 5.6 から、RGS スペクトルから測定した G-ratio を neij モデルで説明するには、いかなる $n_e t$ においても、低い電子温度 (< 0.15 keV) を要求する。一方、N49 のスペクトルの制動放射の連続成分から求めた電子温度は、 $0.201 - 0.207$ keV の範囲に制限される。つまり、今回の観測で得た G-ratio と電子温度を統一的に再現する NEI モデルは存在しない。以上により、N49 は通常の光学的に薄い希薄な熱的プラズマモデルでは説明できないほど高い G-ratio を示すことが明らかになった。

第6章 議論

この章では、5章の解析で明らかとなったN49のO VII He α 輝線の高いG-ratioを含めたモデルとデータの食い違いの原因について議論していく。

6.1 内殻電離

内殻電離による蛍光X線、ISMプラズマが過電離状態にある可能性に関して検証する。まずは、内殻電離による蛍光X線の寄与を検証する。内殻電離による蛍光X線は低電離のプラズマで強くなる。したがって、 $n_e t$ を小さくすることで、G-ratioが大きくなることが期待される(図5.6)。電子温度0.2 keVのプラズマの内殻電離による蛍光X線によってG-ratioを説明しようとした場合、 $n_e t < 3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ の極めて低い電離状態が必要である。前述したように t はプラズマが過熱されてからの経過時間におおよそ対応する。したがってこの場合、典型的な星間空間の個数密度として $n_e = 1$ とすると、 $t < 100 (1 \text{ cm}^{-3}/n_e) \text{ yr}$ となる。年齢5000年のN49のISMプラズマが過熱されてから数十年しか経過していないという描像は不合理である、したがって、我々は内殻電離による蛍光X線の寄与の可能性を棄却した。

6.2 過電離プラズマ

次に、ISMが過電離プラズマである可能性を検証する。図6.1は過電離のプラズマの要求するG-ratioの温度依存性を示す。この場合、高温低 $n_e t$ から低温高 $n_e t$ まで、広い範囲でN49のG-ratioを再現するパラメーターが存在していそうである。ところが、以下に述べるようにO VII He α 輝線以外の波長帯域の観測データにも注目した場合、ISMがRPである可能性はほぼ棄却できることがわかった。図6.2に示すとおり、G-ratioを説明するRPモデルをO VIII Ly α 輝線のある波長帯まで外挿すると、O VIII Ly α の強度がデータを超過する。つまり、O VIII Ly α とO VII He α の輝線強度比はH-like OとHe-like Oのイオン存在比を反映するが、N49のスペクトルが示すO VIII Ly α / O VII He α 強度比は過電離が予測する高いH-like O / He-like O比を要求しない。我々はN49のG-ratioとO VIII Ly α / O VII He α 比を同時に説明する過電離モデルのパラメーターを探した。その結果、モデルが電離平衡状態に漸近し($n_e t \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$)、過電離状態を示さないことをフィッティングにより確認した。以上により、RGSの分光データに基づいて、ISMの過電離状態の可能性も棄却した。

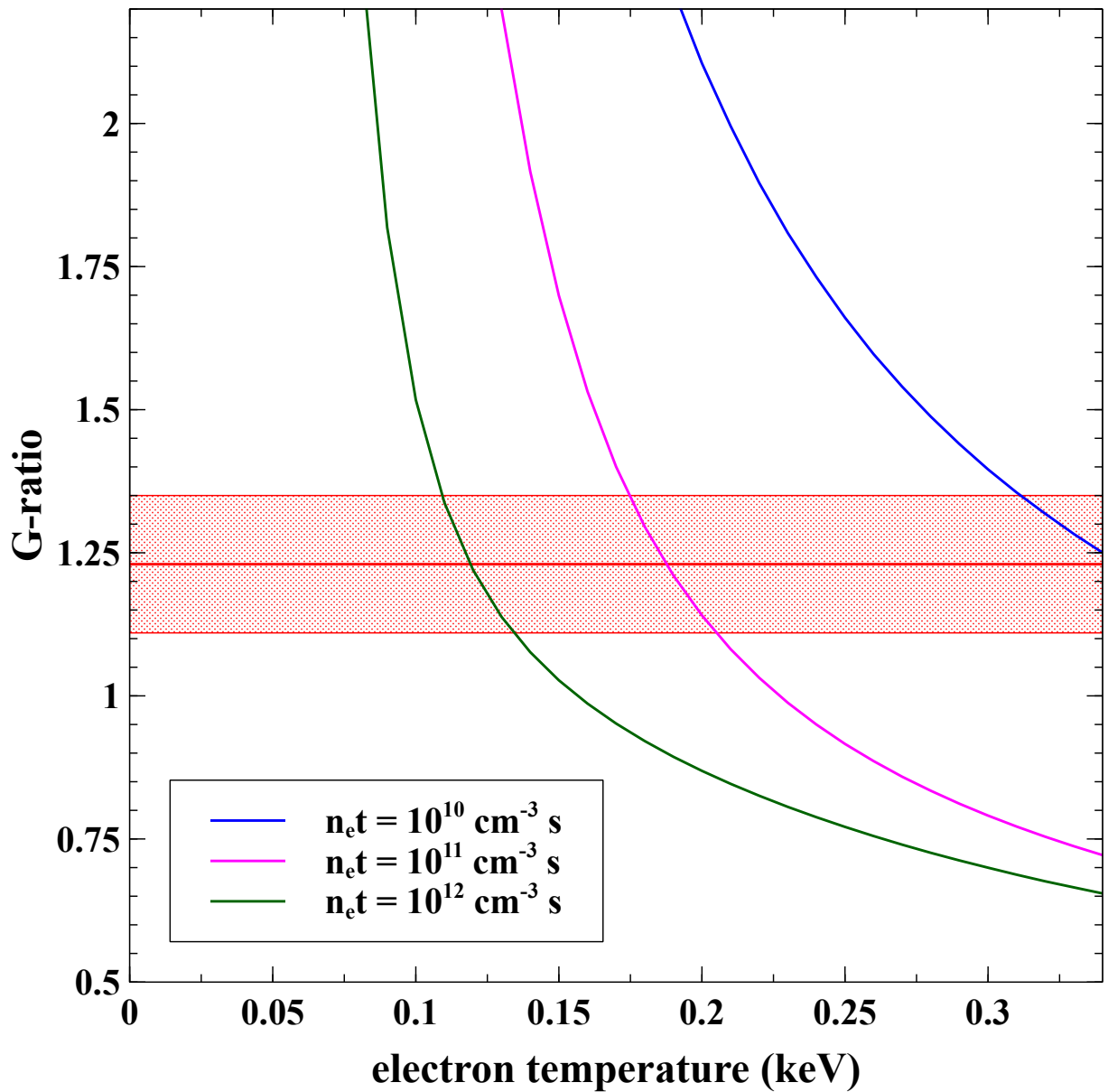


図 6.1: RP の場合の O VII triplet 輝線の G-ratio の温度依存性。曲線は neij モデルによって計算した値、色の違いは $n_e t$ の違いに対応している。赤い網掛け領域は RGS スペクトルにガウシアンを直接挿入して測定した値。

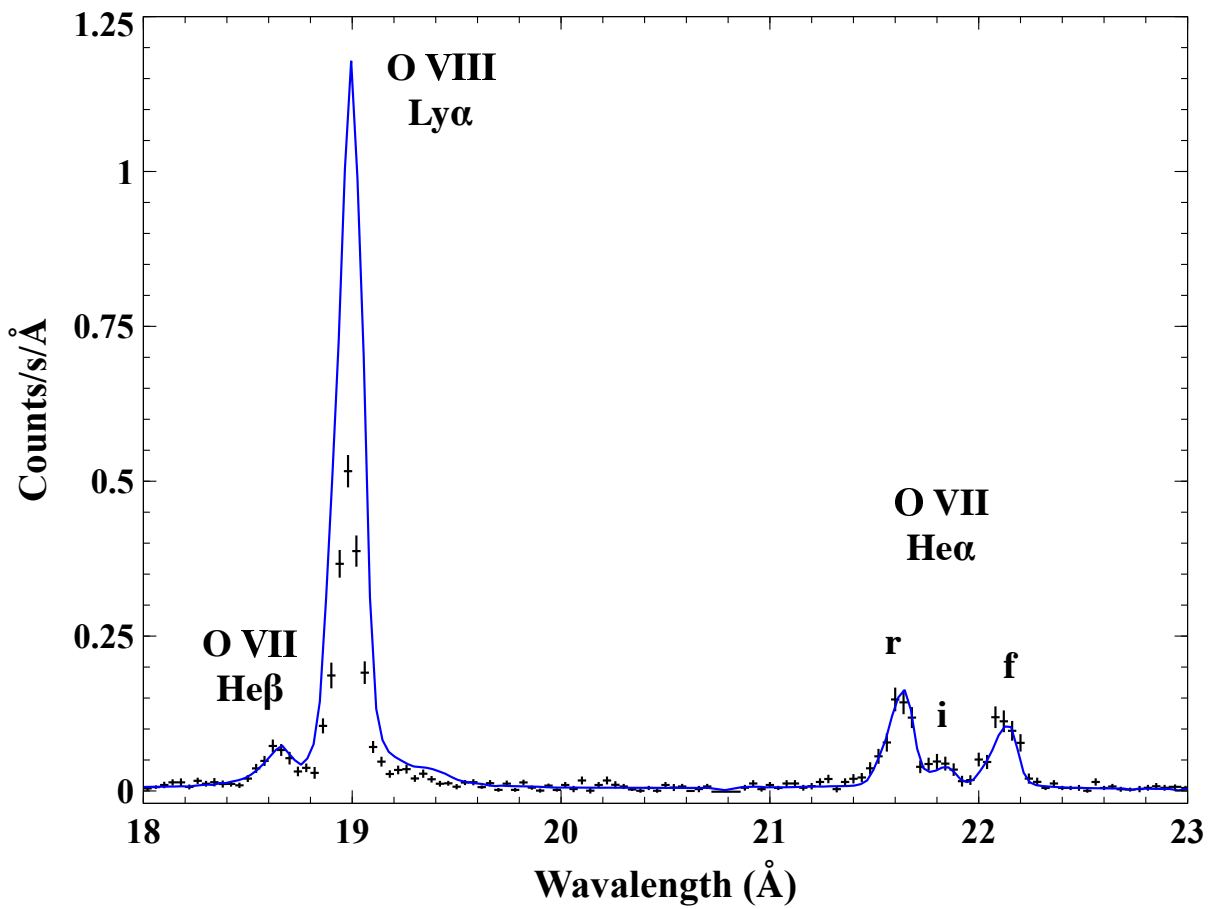


図 6.2: ISM が RP の場合の O VIII $Ly\alpha$ 、O VII $He\alpha$ 輝線。青い実線が ISM が $kT_{\text{init}} = 11 \text{ keV}$ 、 $kT_e = 2.0 \text{ keV}$ 、 $n_e t = 2.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}\text{s}$ 時の neij モデルを表す。

6.3 電荷交換反応

N49におけるCXの可能性を検証する。先行研究[39]が示すとおり、N49はSNRのプラズマと濃い中性物質が広範囲で相互作用するという特徴を持つ。また、2章で紹介したように、近年の研究で、同じような特徴をもつ銀河系内のSNRのいくつかで電荷交換反応の証拠が見つかっている[19, 21]。こうした背景からN49におけるCXによるX線放射の寄与が期待できる。検証にはSPEX packageのCXモデル[52]を使う。使用するCXモデルの主なパラメーターは、emission measure ($n_e n_H V$)、中性物質とイオンの衝突速度 ($v_{\text{collision}}$)、中性物質と相互作用するプラズマの電子温度 (kT_e)、元素の組成比である。図5.4からわかるように、O VII He α 輝線を放射しているのは、ISMプラズマである。そこで、今回はISMプラズマと中性物質の間でCXが起きていると仮定する。これは、ISMプラズマがSNRの外縁部で星間物質と相互作用しているという標準的なSNRの描像から考えて自然な仮定である。したがって、CXモデルの電子温度 (kT_e)、元素の組成比はISMプラズマと同じ値になるようにし、emission measure ($n_e n_H V$)と $v_{\text{collision}}$ はフリーパラメーターとした。解析に使用したモデルは

$$\text{Neutral Interstellar Abs.} \times [\text{NEI(ISM)} + \text{NEI(ejecta)} + \text{CX}] \quad (6.1)$$

となる。以降ではこのモデルを「NEI + CXモデル」と呼ぶことにする。

NEI + CXモデルのベストフィットの結果を図6.3に、パラメーターを表5.1に示す。まず我々は、CXによる強い禁制線と異重項間遷移線が、NEIモデルによる解析でみられたO VII He α 輝線の残差を改善することを確認した(図5.5)。一方、図6.3に示すとおり、CXの放射はO VII He α とO VIII Ly α 以外の輝線にはほとんど寄与しない。5.3.2章(図5.5)で述べたとおり、N49のスペクトルには、O VII He α 輝線だけでなく、Fe XVII L α などの他の輝線にもモデルとデータの不一致が存在する。したがって我々はNEI + CXモデルはN49のスペクトル全体を説明するには不十分であると結論した。現時点で、N49におけるCXの存在を強く否定することはできないが、次項で説明するとおり、Fe XVII L α などの輝線を含めて、データをより包括的に説明する別の過程を探ることにした。

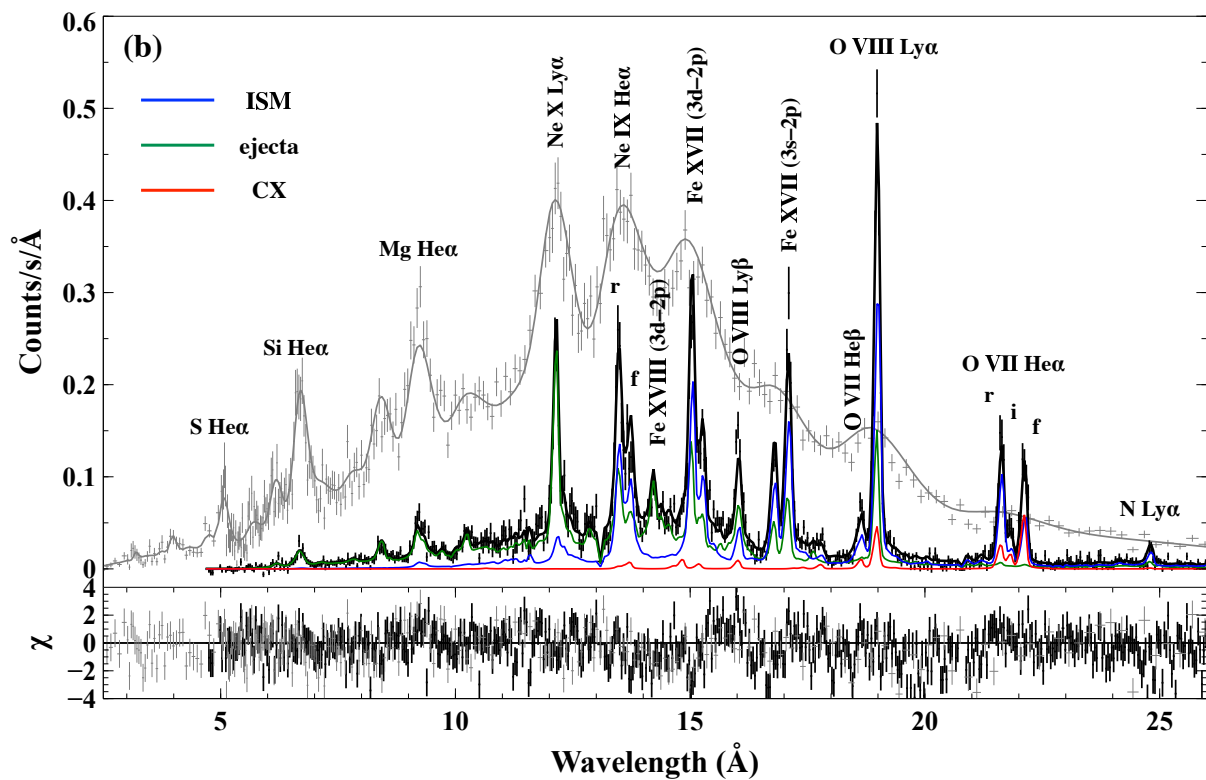


図 6.3: NEI + CX モデルでのフィット結果。青い実線は RGS スペクトルのベストフィットモデルの ISM 成分、緑の実線は ejecta 成分、赤い実線が CX 成分を表す。下枠に χ の値を示す。

6.4 共鳴散乱

6.4.1 共鳴散乱の検証

共鳴散乱の効果は O VII He α の共鳴線だけでなく、振動子強度の大きい他の輝線強度にも影響する。そこで、N49 のスペクトル全体を説明する物理過程として、共鳴散乱の可能性を検討する。共鳴散乱の検証は、後述する「NEI - Gaussians モデル」によって RGS スペクトルから測定できる各輝線の透過率 (transmission factor) と、Kaastra & Mewe[53] の見積もりを参考に共鳴散乱によって期待される各輝線の透過率との比較によって行う。各輝線の透過率は、散乱されることなく観測者に到達する光子の数 (A)、視線方向外に散乱された光子の数 ΔA をもちいて、

$$p = \frac{A}{A + \Delta A} \quad (6.2)$$

と表すことができる。まずは、 A 、 ΔA の測定のために強度が負のガウシアンを NEI モデルに加えたモデルでフィットを行う。共鳴散乱は上述したように一般に SNR のリムで起きるため、共鳴散乱は ISM プラズマのみで起きていると仮定する。したがって、ガウシアンを挿入するのは、O VII He α 異重項間遷移線、O VII He α 共鳴線、O VII He β 、O VIII Ly α 、O VIII Ly β 、Fe XVII L α 輝線といった NEI モデルの解析結果において、ISM プラズマからの放射が顕著であった輝線である。O VII He α と Ne IX He α の禁制線は他の輝線に比べて振動子強度が数桁小さい。そこでこれらの輝線は共鳴散乱の影響を受けないと仮定した。このモデルは

$$\text{Neutral Interstellar Abs.} \times [\text{NEI(ISM)} + \text{NEI(ejecta)} - \text{Gaussians}] \quad (6.3)$$

となる。以降ではこのモデルを「NEI - Gaussians モデル」と呼ぶ。フリーパラメーターは LMC の星間吸収の N_{H} 、ISM の EM 、 kT_e 、 $n_e t$ 、ejecta の EM 、ガウシアンを挿入した輝線のある O、Ne、Fe の組成比である。NEI - Gaussians モデルのベストフィットモデルを図 6.4 に、パラメーターを表 5.1 に示す。ここで得られた、ISM モデルの輝線強度が $A + \Delta A$ に、負のガウシアンの強度が ΔA に対応する。したがって、各輝線の透過率を求めることが可能である。

次に、NEI - Gaussians モデルから得られた ISM プラズマのパラメーターをもとに共鳴散乱によって期待される各輝線の透過率を見積もる。Kaastra & Mewe[53] は SNR のリムは視線方向に比べて視線方向垂直な方向に十分薄いため、一度の散乱で光子が視線方向外に完全に逃げ出していくという仮定のもと、透過率を見積もった。先行研究 [33] で指摘されているように、N49 は南東部のリムが特に明るい構造をもつ。本研究では、この南東部のリムで共鳴散乱が起きていると仮定し、Kaastra & Mewe[53] と同様に一度の散乱で光子が視線方向外に逃げ出していくという仮定のもと、透過率を見積もる。この場合、共鳴散乱による各輝線の透過率を、ある輝線光子に対するプラズマの光学的厚み τ を用いて

$$p = \frac{1}{1 + 0.43\tau} \quad (6.4)$$

と近似できる。この近似は、Kastner & Kastner [54] によって計算されたプラズマの自己

吸収による共鳴散乱の透過率の値への近似式となっている。ここで τ は

$$\tau = \frac{4.24 \times 10^{26} f N_{\text{H}} \left(\frac{n_i}{n_z}\right) \left(\frac{n_z}{n_{\text{H}}}\right) \left(\frac{M}{T_{\text{keV}}}\right)^{1/2}}{E_{\text{eV}} \left(1 + \frac{0.0522 M v_{100}^2}{T_{\text{keV}}}\right)^{1/2}} \quad (6.5)$$

で表される [53]。ここで、 f は振動子強度、 E_{eV} は輝線の中心エネルギー (eV)、 N_{H} は吸収体のプラズマの水素柱密度 (10^{24} cm^{-2})、 n_i はイオンの個数密度、 n_z は元素の個数密度、 M は元素の質量数、 T_{keV} はイオン温度 (keV)、 v_{100} は乱流速度 (100 km/s) である。我々の見積もりでは、 f 、 E_{eV} は SPEX で使用されている値を、イオンフラクションは ISM プラズマを再現している neij モデルの値を用いる。イオンと電子が熱平衡にあると仮定し、 T_{keV} は ISM プラズマの電子温度を採用し、乱流速度は 0 を仮定する。これで、各輝線に対して、 N_{H} 以外の値が決まる。今回の場合、 N_{H} はフリーパラメーターとした。

図 6.5 が NEI-Gaussians モデルを用いて測定した透過率と共鳴散乱によって期待される透過率の比較を表す。まず、各輝線が散乱を受けない場合 (透過率 = 1; 灰色) と比べて、測定値 (赤のデータ点) は低い傾向にあり、これらの輝線がある割合で散乱されたことを示唆する。次に、散乱体として様々な水素柱密度を仮定した場合、観測データの透過率をよく再現するのは、概ね $(3.0 - 10) \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ であることがわかった。そこで、この柱密度が N49 における共鳴散乱と考えて妥当かどうかを確認する。この柱密度をプラズマの視線方向の厚みに換算すると $(10 - 34) \times (n_{\text{H}}/\text{cm}^{-3}) \text{ pc}$ となり、N49 の直径である $\sim 20 \text{ pc}$ とおおよそコンシステントである。したがって、散乱体は N49 自身であり、通常より高い G-ratio やその他の輝線強度比は自己吸収による共鳴散乱の影響を受けたと考えるのが最も自然である。

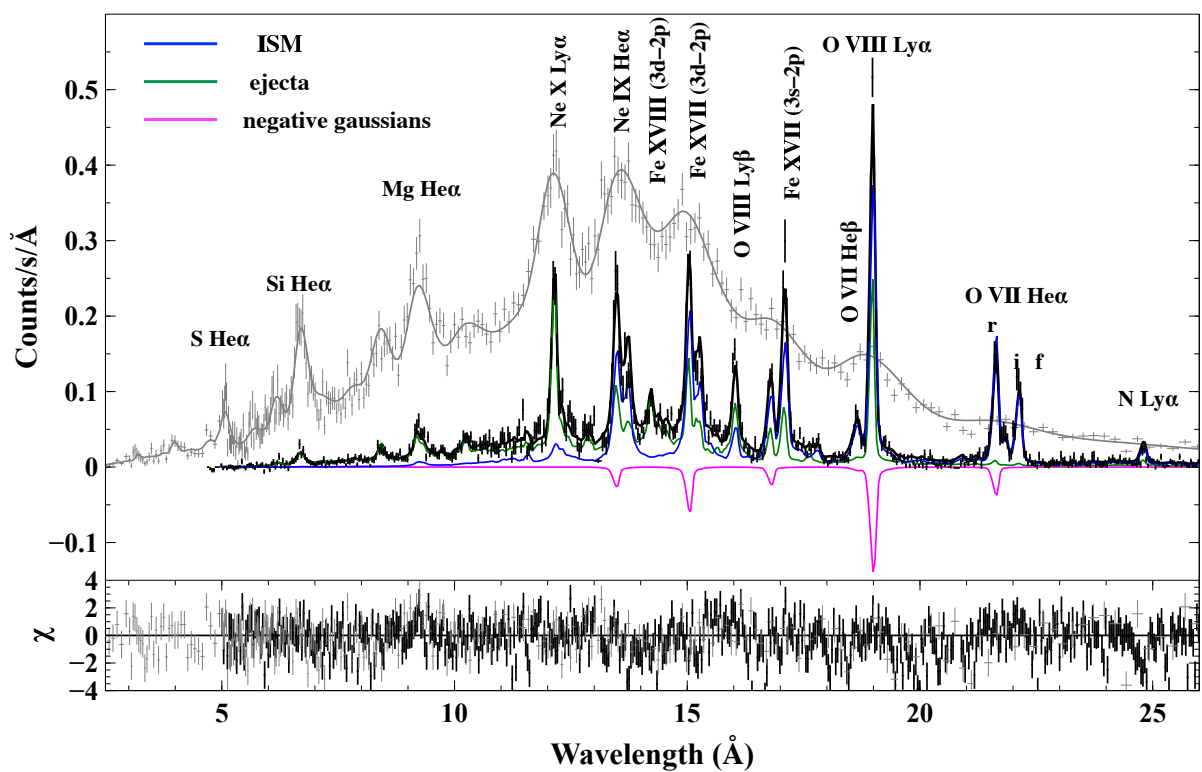


図 6.4: NEI - Gaussians モデルでのフィット結果。青い実線は RGS スペクトルのベストフィットモデルの ISM 成分、緑の実線は ejecta 成分、マゼンタの実線が Gaussian 成分を表す。

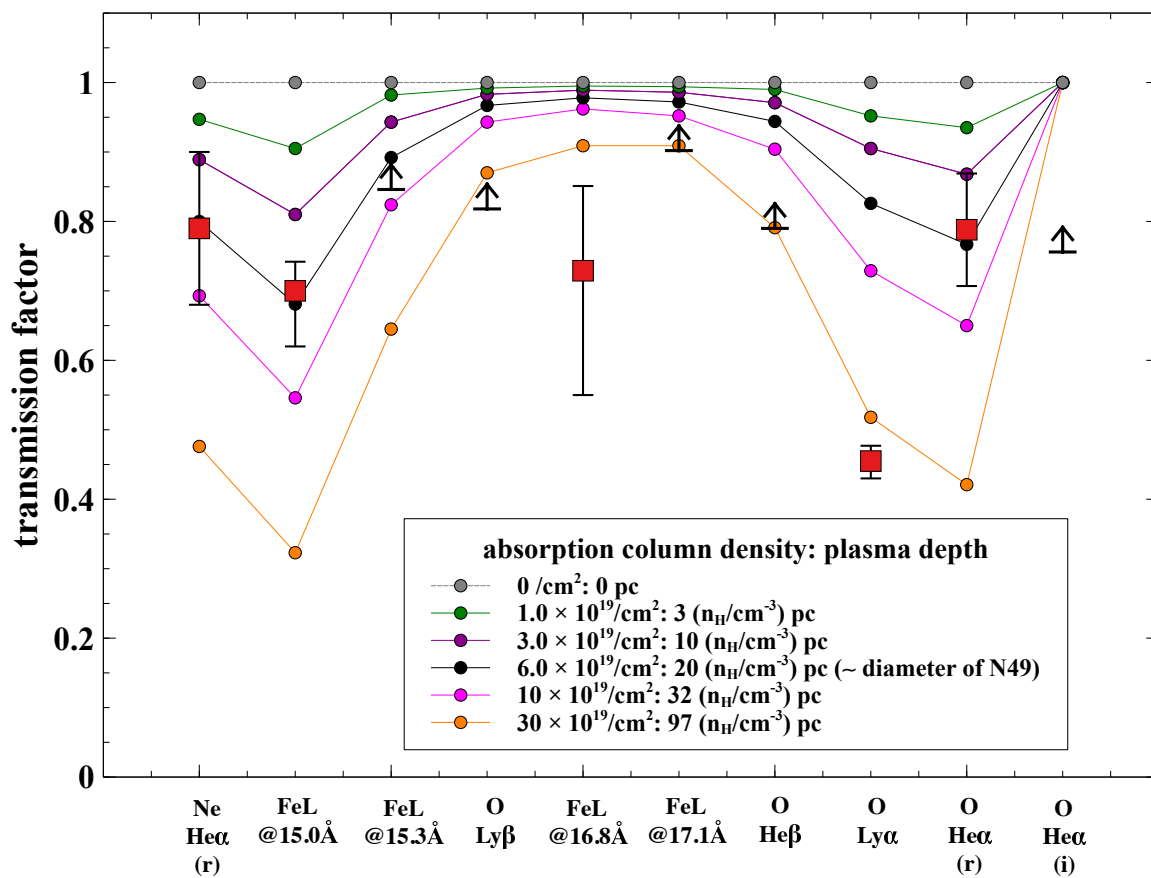


図 6.5: 各輝線の透過率 (transmission factor) の比較。横軸に Gaussian を挿入した輝線を、縦軸に透過率 (transmission factor) を示す。四角と矢印は負のガウシアンから求めた透過率とその下限値。丸で示されているのが共鳴散乱によって期待される透過率、水素柱密度 (absorption column density) とそれに対応するプラズマの視線方向の深さ (plasma depth) が示されている。

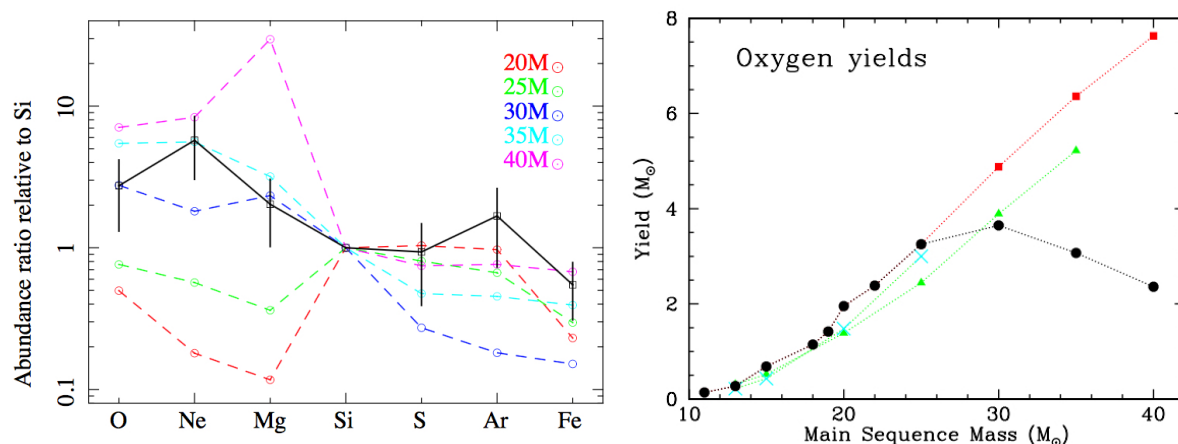


図 6.6: (左) 重力崩壊型 SNR の組成比と元素合成モデルの比較 [57]。黒い四角は SNR G292.0+1.8 の ejecta の組成比を Si で規格化したもの。破線は重力崩壊型超新星の元素合成モデルを表し、色の違いは親星の質量の違いに対応する [58]。 (右) 酸素の生成量の親星の質量依存性を示す [4]。四角と丸は Woosley & Weaver[58]、三角は Chieffi & Limongi[59] Thielemann ら [60] の計算した値。

6.4.2 重元素組成比測定への影響

先行研究が指摘しているように共鳴散乱の効果は重元素量の測定に影響する [53, 55]。我々の場合、この効果は NEI – Gaussians モデルと NEI モデルのフィット結果から見積もることができる。表 5.1 からわかるように O の組成比に特に強く影響があり、O の組成比が約 0.54 倍に過小評価されていたことを示唆している。O の測定に特に強く共鳴散乱の影響が出るという傾向は CasA のリムの解析から SNR における共鳴散乱の可能性を予言した Kaastra & Mewe[53] や、同様の見積もりを Cygnus Loop に適用した宮田ら [55] と同様の結果となった。これは O は他の元素と比べて、個数密度が大きいいため、共鳴散乱の効果を実に強く受けるためであると考えられる。

SNR で測定される組成比の中でも、O の組成比は特に重要である。図 6.6 の左に示したように、SNR の X 線解析によって測定できる ejecta の重元素組成比と超新星の元素合成モデルの比較から親星の質量を推定がなされてきた。図 6.6 の右に大質量星の質量と爆発時の O の生成量の関係を示す。重力崩壊型超新星における O の生成量は親星の質量によって大きく変化するため、O の組成比は親星の質量に制限をつける重要なパラメーターとなる。

6.4.3 O VIII Ly β/α 比に関して

共鳴散乱を仮定することで、観測事実をおおむね説明できたが、図 6.5 に見られるように、O VIII Ly α 輝線は O VII He α 共鳴線よりも大きな水素柱密度の値を要求する。式 (2.16)、(2.17) で説明したように共鳴散乱の光学的厚みはプラズマのイオンの存在比に依存する。したがって、図 6.5 に見られる傾向は N49 の ISM プラズマよりも電離の進んだプラズマによる共鳴散乱で説明できる可能性がある。ここでは、こうした散乱体として Galactic Halo(GH) の可能性を検証する。

最近の研究で、中島ら [56] はすざく衛星による 107 観測の X 線スペクトルの解析から、GH の質量分布を調べた。その際、GH の X 線スペクトルおおよそ電子温度 0.26 keV の CIE からの放射で説明できることが示された。表に N49 の ISM プラズマ (0.2 keV の CIE)、GH (0.26 keV の CIE) のイオンの存在比と光学的厚みの比を示した。GH は O VIII Ly α に対して特に光学的に厚いことがわかる。したがって、GH による共鳴散乱が無視できていない場合、N49 における O VIII Ly α 輝線の透過率を過小評価してしまう可能性がある。そこで、我々は以下のモデルを用いてこの可能性を検証した。

$$\text{Neutral Interstellar Abs.} \times \text{GH Abs.} \times [\text{NEI(ISM)} + \text{NEI(ejecta)} - \text{Gaussians}] \quad (6.6)$$

GH Abs. は hot モデルを用いて、再現する。ここで、hot モデルの kT_e は 0.26 keV、Fe の組成比は 0.56 solar、それ以外の元素の組成比は 1 solar と中島ら [56] によって得られた典型的な値に固定した。このモデルをによって、上で行ったのと同様の手続きで N49 の ISM 透過率を求めることで、図 6.5 に見られる傾向が改善されるか検証した。測定した光学的厚みは O VII He α に対して ~ 0.43 、O VIII Ly α に対して ~ 0.80 となり図 6.5 で見られた傾向に改善はなかった。したがって、我々は GH における共鳴散乱によって N49 の高い O VIII Ly β/α の強度比を説明することはできないと結論した。

表 6.1: N49 の ISM と GH のイオン存在比と光学的厚みの比

	O ⁶⁺	O ⁷⁺	τ の比 (O VII He α :O VIII Ly α)
N49 の ISM	0.29	0.51	7 : 3
GH	0.088	0.38	3 : 5

O VIII Ly α 輝線が O VII He α 共鳴線よりも大きな水素柱密度の値を要求する原因として考えられることの 1 つは ejecta プラズマにおける共鳴散乱である。図 6.4 からわかるように、O VII He α 輝線は ISM のみからの放射であるのに対し、O VIII Ly α 輝線は ISM と ejecta の両方から放射されている。本研究では ejecta プラズマでは共鳴散乱は起きていないと仮定したため、ejecta プラズマで共鳴散乱が起きている場合、ejecta プラズマで散乱された光子数を ISM プラズマ内で散乱されたものとしてカウントしてしまう (つまり、式 (6.2) の ΔA を過剰評価する)。本研究ではこの ejecta プラズマにおける共鳴散乱の検証は行えなかった。O VII He α 輝線以外の輝線はすべて、ejecta と ISM の放射の重ねあわせであるため、共鳴散乱の効果の切り分けができなかったためである。

第7章 まとめと今後の展望

我々は、XMM-Newton 衛星搭載の RGS を用いて、高エネルギー側での放射の主成分である ejecta プラズマの過電離状態、広範囲での分子雲衝突という特徴を持つ N49 の 0.5–2.0 keV の帯域の X 線精密分光解析を行った。その結果、RGS スペクトルにおける O VII He α 輝線の G-ratio は SNR に典型的なプラズマの示す値よりも高く、Fe XVII L α 輝線や O VIII Ly β 輝線にもプラズマの放射モデルとデータの間食い違いがあることがわかった。従来の SNR の X 線解析において、見過ごされてきた電離状態、物理過程である過電離プラズマや電荷交換反応、共鳴散乱に加え内殻電離による蛍光 X 線は高い G-ratio に特徴が出る。そこで、こうしたモデルとデータの食い違いの原因としてこれらの可能性を検証した。内殻電離、ISM の過電離状態の可能性は不合理なパラメーター、プラズマの電離状態という観点から明確に棄却できる。電荷交換反応による X 線放射は O VII He α の強度比を説明できるが、Fe XVII L α 輝線や O VIII Ly β 輝線の食い違いを解消できない。

一方、こうした輝線の強度比は N49 の直径と同程度の厚みのプラズマによる共鳴散乱を仮定すると、O VII He α 、Fe XVII L α 輝線の強度比を含む全波長帯の X 線スペクトルをよく説明できることを示した。SNR における共鳴散乱は CCD を用いた先行研究 [53, 55] で可能性が指摘されつつも、観測的な証拠に欠けていた。本研究で我々は、精密分光を用い、O VII He α 、Fe XVII L α 輝線などの強度比を包括的に調べることで、この観測的証拠を初めて得た。共鳴散乱の影響は O の組成比の測定に特に強く影響があり、約 0.54 倍に過小評価していたことがわかった。重力崩壊型超新星における O の生成量は親星の質量に強く依存するため、SNR における O の組成比は親星の質量を推定するための、重要なパラメーターである。本研究において、我々は SNR の X 線解析において共鳴散乱を考慮する重要性も示した。

本研究では、共鳴散乱を考えた場合も高い O VIII Ly β/α の強度比を十分に説明することはできなかった。RGS のカバーするエネルギー帯域は 0.35 – 2.0 keV に限られ、空間分解する能力にも制限があるため、今回の解析ではこの問題の追求は行えなかった。N49 における高い O VIII Ly β/α 比の原因の検証を含めて、SNR における共鳴散乱の確固たる証拠を得るには、今後打ち上げ予定の X-Ray Imaging and Spectroscopy Mission: XRISM[61] や Advanced Telescope for High ENergy Astrophysics: Athena[62] といった衛星に搭載されるカロリメーターによる観測が有効である。高い O VIII Ly β/α 比の 1 つとして考えられるのが、ejecta プラズマにおける共鳴散乱の可能性である。カロリメーターは 0.3 – 12 keV の帯域に感度をもち、RGS の観測帯域に含まれない Fe XXV He α 線の分光が可能である。N49 は CCD による先行研究 [38, 40] により ejecta のみから放射された Fe K α 輝線が検出されているので、カロリメーターで N49 を観測し、Fe XXV He α 線において共鳴散乱の証拠が得られれば、Fe の組成比やイオンの存在比の測定と合わせてより、 N_{H} を求めることができる (式 (6.5) 参照)。この N_{H} から、O の組成比、イオンの存在比と合わせて、ejecta

プラズマにおける $O\ Ly\alpha$ 輝線の透過率が推定できる。また、Athena 衛星であれば、精密分光に加え、5 秒角程度の角度分解能での領域分割した解析が行える。そのため、Hitomi 衛星の銀河団観測でおこなわれたように [25]、光学的に厚い領域とそうでない領域のスペクトルの比較を N49 でも行える。南東部の明るいリムと N49 の中心部の $O\ VII\ He\alpha$ 輝線の透過率の比較を行い、リムの透過率が有意に小さければ、共鳴散乱の確固たる証拠となる。

本研究において我々は広がった天体に対しては不向きであるとされてきた回折格子を用いて、カロリメーターの打ち上げに先んじて、SNR の精密分光解析を行い共鳴散乱といった従来 SNR の X 線解析において、見過ごされてきた物理過程を考慮することの重要性を示した。我々の研究や、いくつかの先行研究をうけて [53, 27, 55, 21]、将来のカロリメーター搭載衛星において、SNR における共鳴散乱の検証が重要なテーマとなるはずである。

謝辞

本修士論文の作成、僕がこの2年間研究室での生活をおくるにあたり、本当にたくさんの方々からの真心いっばいの御指導、御協力を承りました。

鶴教授はいつも素敵な笑顔で僕のことを励ましてくれました。僕は時々鶴教授のことを「この人本当にいい人だなあ」としみじみ思うことがあります。おそらく鶴教授が思っている以上に、僕は鶴教授に日々支えられていました。田中助教は僕がX線グループに入るきっかけを、努力しようと決意するきっかけをくれた人でした。ネガティブで塞ぎ込みがちな僕をいつも、心配し、励まし、助けてくれたことに深く感謝いたします。今後は田中助教が安心してみていただけるくらい優秀で強い人間に、いつか田中助教と対等にギヴアンドテイクできるような研究者になることが僕の目標です。内田助教には天体解析や実験、文章の作成などに至るまで、いつも一番近くで僕の研究生生活を支えていただきました。あらゆる局面で迷走しがちな僕を常に冷静に、論理的に、的確に導いていただきました。僕にとって最も研究が辛い時期ですら、内田助教と天体解析について議論する時間はとても楽しい時間でした。内田助教がいなければ僕のこの2年間はなかったでしょう。

X線グループの学生みんなのお兄さんである尾近さんには、僕が研究室に所属してからずっとグループを引っ張っていただきました。物理に対して厳格で真摯なところ、意外と笑顔が可愛いところ、酔うとすごく優しくなるところは尾近さんの特に素晴らしい点だと思います。先輩の奥野さんと原田さんにはいつも助けられっぱなしでした。お二人の着実に仕事を積み重ねていく姿は、僕が研究室に所属してから、第一に目標とした姿でした。井戸垣さんには、僕の辛い時に相談に乗っていただき、本当に感謝しています。X線グループの同期の佳山君は、すごく前向きで、いつも楽しそうだったので、だいぶ励まされました。後輩の松田君には、毎日のように僕のしょうもない冗談に付き合ってもらいました。児玉君の、しっかり者で、賢いのに、意外と泥臭く努力するところが気に入っています。もう少し2人にとって頼りになる先輩になれるように頑張ります。

同期の阿部君の、すごく優秀なのに、不器用さゆえに苦労しつつも、人前で全然弱音を吐かない姿に勇気づけられました。岡君は僕よりも忙しくて苦労しているにもかかわらず、いつも僕の弱音を快く聞いてくれる人でした。煙草を吸わないのに、毎日のように喫煙所までついてきてくれたことに感謝したいです。梶原さんとも時々お話ができて楽しかったです。同部屋の高田助教にも、日々「気楽にやろうぜ」と励ましていただいたことに感謝いたします。

ここに書ききれなかった多くの人たちにも支えられつつ、僕の2年間の努力の成果をこのような1つのまとまった形にできたことは、僕の中でのかけがえのない経験になりました。改めて、皆様に感謝いたします。

そして最後に、どれだけの迷惑、どれだけの心配をかけても、昔と変わらず、常に僕の味方でいてくれた、父と母と姉に感謝します。

参考文献

- [1] 岡村定矩, 家正則, 犬塚修一郎, 小山勝二, 千葉柁司, 富阪幸治編「天文学辞典」日本評論社.
- [2] 山口 弘悦 2007. 京都大学 博士論文
- [3] Filippenko, A. V. 1997, *ARA&A*, 35, 309
- [4] Vink, J. 2012, *A&A Rv*, 20, 49
- [5] 松村 英晃 2017. 京都大学 博士論文
- [6] Chevalier, R. A. 1974, *ApJ*, 188, 501
- [7] Smith, R. K., Odaka, H., Audard, M., et al. 2014, arXiv e-prints, arXiv:1412.1172
- [8] Masai, K. 1994, *ApJ*, 437, 770
- [9] Tsunemi, H., Yamashita, K., Masai, K., Hayakawa, S., & Koyama, K. 1986, *ApJ*, 306, 248
- [10] Sato, T., Koyama, K., Lee, S.-H., & Takahashi, T. 2016, *PASJ*, 68, S8
- [11] Kawasaki, M. T., Ozaki, M., Nagase, F., et al. 2002, *ApJ*, 572, 897
- [12] Ozawa, M., Koyama, K., Yamaguchi, H., Masai, K., & Tamagawa, T. 2009, *ApJ*, 706, L71
- [13] Itoh, H., & Masai, K. 1989, *MNRAS*, 236, 885
- [14] Yamaguchi, H., Tanaka, T., Wik, D. R., et al. 2018, *ApJL*, 868, L35
- [15] Okon, H., Tanaka, T., Uchida, H., et al. 2019, arXiv e-prints, arXiv:1912.08129
- [16] Yamaguchi, H., Eriksen, K. A., Badenes, C., et al. 2014, *ApJ*, 780, 136
- [17] Porquet, D., Mewe, R., Dubau, J., et al. 2001, *A&A*, 376, 1113
- [18] Hitomi Collaboration, Aharonian, F., Akamatsu, H., et al. 2016, *Nature*, 535, 117
- [19] Katsuda, S., Tsunemi, H., Mori, K., et al. 2012, *ApJ*, 756, 49
- [20] Katsuda, S., Tsunemi, H., Mori, K., et al. 2011, *ApJ*, 730, 24

- [21] Uchida, H., Katsuda, S., Tsunemi, H., et al. 2019, ApJ, 871, 234
- [22] Katsuda, S., Tsunemi, H., Kimura, M., et al. 2008, ApJ, 680, 1198
- [23] Miyata, E., Masai, K., & Hughes, J. P. 2008, PASJ, 60, 521
- [24] Kaastra, J. S., & Mewe, R. 1995, A&A, 302, L13
- [25] Hitomi Collaboration, Aharonian, F., Akamatsu, H., et al. 2018, PASJ, 70, 10
- [26] Broersen, S., Vink, J., Kaastra, J., et al. 2011, A&A, 535, A11
- [27] van der Heyden, K. J., Bleeker, J. A. M., Kaastra, J. S., et al. 2003, A&A, 406, 141
- [28] XMM-Newton User's Handbook
- [29] Jansen, F., Lumb, D., Altieri, B., et al. 2001, A&A, 365, L1
- [30] 鷲野 遼作 2015, 京都大学, 修士論文
- [31] Mitsuda, K., Bautz, M., Inoue, H., et al. 2007, PASJ, 59, S1
- [32] den Herder, J. W., Brinkman, A. C., Kahn, S. M., et al. 2001, A&A, 365, L7
- [33] Park, S., Hughes, J. P., Slane, P. O., et al. 2012, ApJ, 748, 117
- [34] Cline, T. L., Desai, U. D., Teegarden, B. J., et al. 1982, ApJL, 255, L45
- [35] Banas, K. R., Hughes, J. P., Bronfman, L., et al. 1997, ApJ, 480, 607
- [36] Klose, S., Henden, A. A., Geppert, U., et al. 2004, ApJL, 609, L13
- [37] Chu, Y.-H., & Kennicutt, R. C. 1988, AJ, 96, 1874
- [38] Yamaguchi, H., Badenes, C., Petre, R., et al. 2014, ApJL, 785, L27
- [39] Yamane, Y., Sano, H., van Loon, J. T., et al. 2018, ApJ, 863, 55
- [40] Uchida, H., Koyama, K., & Yamaguchi, H. 2015, ApJ, 808, 77
- [41] Kaastra, J. S., Mewe, R., & Nieuwenhuijzen, H. 1996, UV and X-ray Spectroscopy of Astrophysical and Laboratory Plasmas, 411
- [42] Kaastra, J. S. & Jansen, F. A. 1993, A&A, 97, 873
- [43] de Plaa, J., Kaastra, J. S., Tamura, T., et al. 2004, A&A, 423, 49
- [44] Steenbrugge, K. C., Kaastra, J. S., Crenshaw, D. M., et al. 2005, A&A, 434, 569
- [45] Dickey, J. M., & Lockman, F. J. 1990, ARA&A, 28, 215

- [46] Russell, S. C., & Dopita, M. A. 1992, *ApJ*, 384, 508
- [47] Schenck, A., Park, S., & Post, S. 2016, *AJ*, 151, 161
- [48] Lodders, K., Palme, H., & Gail, H.-P. 2009, *Landolt Bürnstein*, 4B, 712
- [49] Pietrzyński, G., Graczyk, D., Gieren, W., et al. 2013, *Nature*, 495, 76
- [50] Cash, W. 1979, *ApJ*, 228, 939
- [51] Kaastra, J. S. 2017, *A&A*, 605, A51
- [52] Gu, L., Kaastra, J., & Raassen, A. J. J. 2016, *A&A*, 588, A52
- [53] Kaastra, J. S., & Mewe, R. 1995, *A&A*, 302, L13
- [54] Kastner, S. O., & Kastner, R. E. 1990, *JQSRT*, 44, 275
- [55] Miyata, E., Masai, K., & Hughes, J. P. 2008, *PASJ*, 60, 521
- [56] Nakashima, S., Inoue, Y., Yamasaki, N., et al. 2018, *A&A*, 862, 34
- [57] Kamitsukasa, F., Koyama, K., Tsunemi, H., et al. 2014, *PASJ*, 66, 64
- [58] Woosley, S. E., & Weaver, T. A. 1995, *ApJS*, 101, 181
- [59] Chieffi, A., & Limongi, M. 2004, *ApJ*, 608, 405
- [60] Thielemann, F.-K., Nomoto, K., & Hashimoto, M.-A. 1996, *ApJ*, 460, 408
- [61] Tashiro, M., Maejima, H., Toda, K., et al. 2018, *Proc. SPIE*, 1069922
- [62] Nandra, K., Barret, D., Barcons, X., et al. 2013, *arXiv e-prints*, arXiv:1306.2307

