

修士論文 2022年度（令和4年度）

星周物質のX線精密分光による 超新星残骸RCW 103の親星推定

京都大学大学院 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二教室 宇宙線研究室

成田 拓仁

narita.takuto.43e@kyoto-u.jp

2023年2月9日

Abstract

大質量 ($\gtrsim 10 M_{\odot}$) の恒星は進化の最期に重力崩壊型の超新星爆発を起こし、中心にはコンパクト天体が残ると考えられているが、どのような星がどのような爆発を起こしてどのようなコンパクト天体を残すのかは、まだ分かっていない。超新星爆発の残骸 (超新星残骸) には、爆発で親星から噴出した物質 (爆発噴出物) と進化の途中で親星から吹き出していた星風が周囲に溜まった物質 (星周物質) などが含まれる。さらに付随するコンパクト天体が観測されることもある。そのため、超新星残骸は親星の進化途中と爆発時の物質、コンパクト天体の全ての情報を含んでおり、非常に重要な観測対象であるといえる。爆発噴出物の元素組成は親星の質量に依存することが分かっており (e.g, [Katsuda et al., 2018](#)), 現在の超新星残骸の親星推定に広く使われてきた。星周物質には恒星進化の途中で合成された元素が含まれ、特に炭素 (C), 窒素 (N), 酸素 (O) の組成比は親星の初期質量に加えて、回転速度, 対流層の状態も反映している (e.g, [Maeder et al., 2014](#)). しかし、今まで超新星残骸の観測に広く使われてきた CCD 検出器では、低エネルギー ($\lesssim 1$ keV) でのエネルギー分解能が足りず、星周物質の窒素や炭素の輝線からその元素組成を測定することは難しかった。

そこで本研究では、点源において低エネルギー側の精密分光解析に適した、XMM-Newton 衛星搭載の反射型回折分光器 (RGS) を、コンパクトな構造を持つ超新星残骸 RCW 103 に応用し、低エネルギー側 ($\lesssim 1$ keV) の精密分光解析を行なった。解析の結果、この天体で初めて窒素の輝線を検出し、星周物質特有の元素組成比 ($N/O=3.8 \pm 0.1 (N/O)_{\odot}$) を得た。また、恒星進化シミュレーションを使って様々な親星の星周物質の N/O を計算し、親星の初期状態と星周物質の N/O の関係を調べた。そして、これらの X 線解析の結果とシミュレーションの結果を比較することで、RCW 103 の親星の初期質量 ($10-12 M_{\odot}$) と初期回転速度 ($\lesssim 100 \text{ km s}^{-1}$) を制限することに成功した。超新星残骸の星周物質観測から親星の初期回転速度を制限できたのは初めての例であり、最後にこの結果を使って中心のコンパクト天体の形成過程についての制限を行なった。今回の研究で確立された星周物質を用いた親星推定の手法は、今後打ち上げ予定の X 線天文衛星 XRISM や Athena によって適用可能な天体が増えるため、様々な超新星残骸の親星の物理量を制限して爆発と親星の関係を探る上で非常に有用な手法になると期待される。

目次

第1章 序論	1
第2章 恒星進化と星風	3
2.1 大質量星の進化過程と元素合成	3
2.1.1 主系列星段階	5
2.1.2 巨星段階初期	5
2.1.3 巨星段階後期 ($8-10 M_{\odot}$ の星)	7
2.1.4 巨星段階後期 ($\geq 10 M_{\odot}$ の星)	8
2.2 大質量星の星風	10
2.2.1 星風の吹き出す機構と観測	10
2.2.2 恒星の各進化段階における星風	11
2.3 星風が恒星の周囲に作り出す環境	16
2.3.1 主系列星風と恒星風バブル	17
2.3.2 巨星の星風による周辺環境の変化	19
第3章 超新星爆発・超新星残骸とコンパクト天体	21
3.1 超新星爆発と超新星残骸	21
3.1.1 超新星爆発の分類	21
3.1.2 超新星残骸とその進化	23
3.2 コンパクト天体の分類	24
3.2.1 中性子星の物理的性質	26
3.2.2 中性子星の観測的分類	26
3.3 超新星残骸からの X 線放射	29
第4章 超新星残骸 RCW 103 の観測の動機と概観	33
4.1 観測の動機	33
4.2 超新星残骸 RCW 103	34
第5章 XMM-Newton 衛星	37
5.1 概観	37
5.2 X 線望遠鏡	37

5.3	X線検出器	42
5.3.1	EPIC	42
5.3.2	RGS	44
第6章	超新星残骸 RCW 103 の X 線解析	51
6.1	用いた観測とデータ処理	51
6.2	解析と結果	52
第7章	星周物質の元素組成シミュレーション	59
7.1	使用したシミュレーションデータと各パラメータ	59
7.2	恒星の初期パラメータと星風の元素組成の関係	62
第8章	議論	69
8.1	親星推定	69
8.2	親星モデルとマグネター 1E 161348–5055	73
8.2.1	親星とコンパクト天体形成	73
8.2.2	親星とマグネター形成	73
第9章	結論と今後の展望	77
9.1	結論	77
9.2	今後の展望	77
	謝辞	81
	参考文献	83

図目次

2.1	HR 図	4
2.2	pp チェインと CNO サイクルによる水素燃焼のエネルギー発生率の温度変化	6
2.3	CNO サイクルの反応過程	6
2.4	P Cyg プロファイル	12
2.5	HR 図上の恒星と質量損失率の関係	13
2.6	バブル星雲の可視光画像	18
2.7	爆発前の星周物質の構造	20
3.1	超新星残骸の概略図	25
3.2	様々な中性子星のパルス周期とその時間微分の関係	27
3.3	中性子星の特性年齢と X 線の光度とスピンドアウン光度の割合の関係	28
3.4	超新星残骸プラズマの X 線スペクトルモデル	29
4.1	Cygnus Loop のスペクトル	34
4.2	RCW103 の X 線イメージとスペクトル	35
5.1	XMM-Newton 衛星の周回軌道	38
5.2	XMM-Newton 衛星の概観	38
5.3	X 線望遠鏡の光路と光学系の概略図	39
5.4	XMM-Newton 各検出器の on-axis PSF	40
5.5	XMM-Newton 各検出器の off-axis PSF	41
5.6	XMM-Newton 各検出器の有効面積と望遠鏡の vignetting 効果	41
5.7	CCD 検出器の断面図	42
5.8	MOS の望遠鏡の視野とエネルギー分解能	43
5.9	望遠鏡と RGS の配置	45
5.10	RGA の概略図	46
5.11	RFC の概略図	46
5.12	RFC で取得されたイメージとバナナプロット	47
5.13	RGS の LSF	49
6.1	RCW103 の光度曲線	52

6.2	RCW 103 の X 線 3 色イメージ	53
6.3	RCW103 の領域 A の X 線スペクトル	54
6.4	RCW103 の輝線放射分布	55
6.5	RCW 103 の領域 ABC のスペクトルフィット結果	56
6.6	RCW 103 のシェルと星周物質の構造	58
7.1	初期質量 $15M_{\odot}$ の恒星の表面組成と質量損失の進化	62
7.2	さまざまな初期質量の恒星における表面組成と質量損失の進化	63
7.3	さまざまな初期回転の恒星における表面組成と質量損失の進化	64
7.4	さまざまなオーバーシュートパラメータの恒星における表面組成と質量損失の進化	65
7.5	恒星の各パラメータと全ての巨星風を積算した星周物質の N/O の関係	67
8.1	RCW 103 と恒星進化シミュレーションの星周物質の N/O の比較	70
8.2	恒星の初期質量と爆発噴出物の Fe/Si の関係	72
8.3	コンパクトネスパラメータと恒星の初期パラメータの関係	74
9.1	CTB 109 の X 線 3 色イメージとスペクトル	79
9.2	CTB 109 のシミュレーションスペクトル	80

表 目 次

2.1	各進化段階における恒星の物理量	5
2.2	各進化段階における星風の物理量	14
2.3	天の川銀河の OB 主系列星とその星風の物理量	15
2.4	天の川銀河の漸近巨星分枝星とその星風の物理量	16
2.5	天の川銀河の赤色超巨星とその星風の物理量	16
2.6	天の川銀河のウォルフ・ライエ星とその星風の物理量	17
5.1	MOS の基本性能	44
5.2	RGS の基本性能	44
6.1	XMM-Newton 衛星搭載の検出器による RCW 103 の観測	51
6.2	RCW 103 のベストフィットパラメータ	57
7.1	恒星進化シミュレーションのモデルパラメータ	68
7.2	恒星の初期パラメータと表面の N/O の依存性	68
8.1	RCW 103 の親星モデル	71
8.2	マグネターとその親星	76
9.1	今後観測・解析予定の天体	78

第 1 章

序論

大質量 ($\geq 10 M_{\odot}$) の恒星は、その一生の間に様々な状態の星に変化し、最期には大規模な爆発現象である超新星爆発を起こして、中心には中性子星やブラックホールのようなコンパクト天体を残すと考えられている。実際の観測にて、個々の恒星、最期の爆発である超新星、その後に残ると中性子星の存在は確認されているが、どんな星がどんな爆発を起こし、どんなコンパクト天体を残すのかはまだ分かっていない。これらの間を観測的に繋げる手法として、非常に有用なのが超新星残骸と呼ばれる星雲である。超新星残骸は超新星爆発が起きた後に残る残骸であり、X線で約1万年に渡って明るく輝く。超新星残骸は光学的に薄い星雲であるため、付随するコンパクト天体からの放射も直接観測が可能である。また、超新星残骸で輝く物質には、爆発の元の恒星 (親星) 内の物質が含まれ、その元素組成から親星の情報を探ることが可能である。以上のことから、親星と爆発時の元素合成、コンパクト天体の全ての情報を含み、爆発を起こした恒星の一生を遡ることができるという点で、超新星残骸は非常に重要な観測対象と言える。

従来 of 観測では、爆発時に噴出する物質 (爆発噴出物) が主に注目され、その元素組成から親星の情報を得ていた。特に親星の質量と爆発噴出物の元素組成は相関していると考えられており (e.g, [Katsuda et al., 2018](#)), 超新星爆発、中性子星と恒星の質量の関係を知らるために非常に重要な役割を果たしていた。しかし、恒星の進化過程や中性子星の形成には回転速度や内部の対流状態など他のパラメータも関係していると考えられており (e.g, [Higgins & Vink, 2019](#)), これらの情報を爆発噴出物から得るのは難しかった。そこで我々は、恒星から爆発前に吹き出した物質 (星周物質) に着目した。星周物質は、大質量星の進化の過程で外層から吹き出た星風が周囲に溜まって形成される物質であり、その元素組成は親星内部の元素組成を強く反映している。星周物質の元素組成は、親星の質量の他に初期回転速度や対流などのパラメータにも依存するため、超新星残骸においてこれを観測することで新たに回転や対流の情報を得ることができる。

本修士論文では、第2章で大質量星の進化と星風について説明し、第3章で超新星爆発と超新星残骸、コンパクト天体の性質について説明する。星周物質を使った親星推定を行っ

た本研究の対象とした天体 RCW 103 について第4章で、解析に用いた衛星 XMM-Newton 衛星について第5章で説明する。第6章で超新星残骸のスペクトル解析、第7章で恒星進化モデルシミュレーションによる星周物質の元素組成推定を説明し、第8章で RCW 103 の親星について議論する。最後に第9章で本修士論文についてまとめ、星周物質を使った親星推定の今後の展望についても述べる。

第 2 章

恒星進化と星風

恒星は中心部で核融合反応を起こしてエネルギーを生み出すことで、自己重力を支えるだけの圧力を生み出している。恒星内部の核融合反応は水素の核反応から始まり、重力崩壊型超新星爆発を起こすような大質量星 ($\gtrsim 10 M_{\odot}$; e.g., Smartt, 2009) では、中心核で最も安定な鉄 (^{56}Fe) が合成されるまで元素が順に合成される。その後、恒星は中心のエネルギー供給源である核融合反応が止まるために重力崩壊を起こし、超新星爆発を起こす。またこの進化の過程で大質量星は自身の光度が大きい ($\geq 100 L_{\odot}$; e.g., Ekström et al., 2012) ため、外層での放射圧が大きくなり、表面にある物質が重力圏から脱出するという現象が起こる。この現象により吹き出す物質の流れを星風といい、恒星の進化段階に応じてその速度や内部の元素組成は変化する。以下では、 $8 M_{\odot}$ を超える大質量星について、その進化過程と星風の状態変化、また星風が恒星の周囲に作り出す環境について説明する。

2.1 大質量星の進化過程と元素合成

恒星は観測されるスペクトルの特徴(スペクトルタイプ)と光度によって種類分けされ、進化の過程で様々な特徴を持った恒星として観測される。以下の図 2.1 に恒星の種類をスペクトルタイプと光度で示した HR 図を、表 2.1 に恒星の各進化段階の典型的な物理量を示す。重力崩壊型超新星を起こすような大質量星は誕生初期は HR 図の左上に位置する OB 型主系列星 (OB 星) である。進化が進むと、恒星は半径が拡大し表面温度が下がって HR 図上を右に移動し、漸近巨星分枝星 (AGB 星) や赤色超巨星 (RSG) などの巨星になる。初期質量が $\sim 25 M_{\odot}$ 以下の星は、この後超新星爆発を起こすと考えられている。初期質量が $\sim 25 M_{\odot}$ を超えるような大質量星は、大量に噴き出る星風の影響で恒星の半径が減って再び HR 図を左に移動し、青色巨星であるウォルフ・ライエ星 (WR 星) になって爆発すると考えられている (野本憲一他, 2009)。この進化過程の間に恒星の中心では様々な元素合成反応が起こる。以下では、それぞれの進化段階における恒星内部の元素合成過程について説明する。

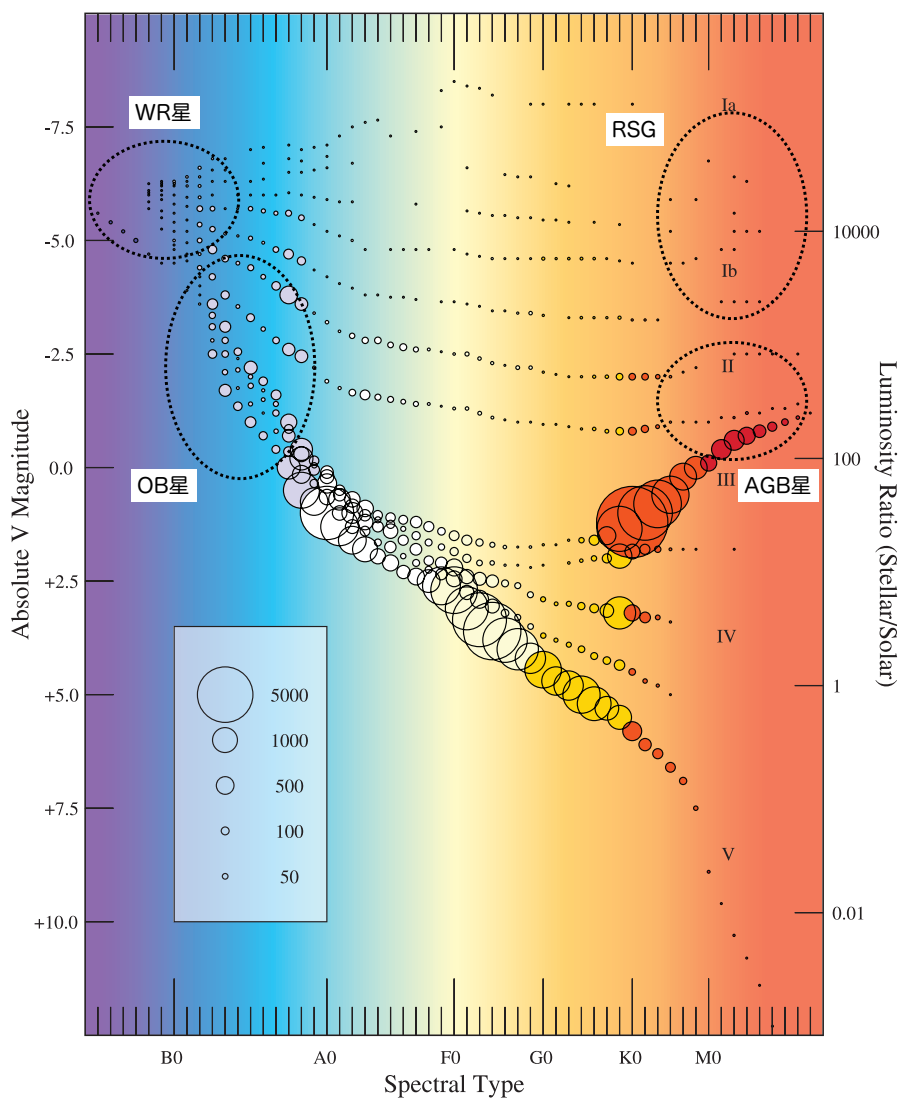


図 2.1: HR 図 (Sowell et al. (2007) を改変). 横軸はスペクトルタイプ, 縦軸は左が絶対等級, 右が太陽の光度に対する光度の大きさを示している. 円の大きさは HR 図上でその位置にある星の数を示している. 黒の破線楕円は恒星の各進化段階における恒星の種類を示している.

表 2.1: 各進化段階における恒星の物理量

	スペクトルタイプ	表面温度 K	寿命* yr	半径 R_{\odot}	質量 M_{\odot}
OB 星	O, B	$\sim 10^4$	$\sim 10^{6-7}$	$\sim 5-10$	$\gtrsim 10$
AGB 星	M	$\sim 10^3$	$\sim 10^{5-6}$	$\sim 10^2$	$\sim 1-10$
RSG	M	$\sim 10^3$	$\sim 10^{4-5}$	$\sim 10^{2-3}$	$\gtrsim 10$
WR 星	O, B	$\sim 10^{4.5}$	$\sim 10^{3-5}$	$\sim 1-10$	$\sim 10^{1-2}$

* 恒星が各段階に入ってから次の段階に以降する、もしくは爆発するまでの期間を示す。

2.1.1 主系列星段階

主系列星段階では主に水素燃焼反応のみが起こり、この反応は $\sim 10^7$ 年続く。水素燃焼反応では、4個の水素原子核から1個のヘリウム原子核が合成される。この反応過程には pp チェイン反応と CNO サイクルがあり、その反応率は温度に依存する。図 2.2 に、pp チェイン反応と CNO サイクルの反応率に各反応サイクルで生じるエネルギーをかけたエネルギー発生率の温度依存性を示す。爆発を起こすような大質量星の中心温度は $\gtrsim 30 \times 10^6$ (e.g., Ekström et al., 2012) となっているので、主に CNO サイクルが起こることになる。

大質量星で重要となる CNO サイクルによる水素燃焼反応では、図 2.3 に示すように、水素原子核が炭素 (C)、窒素 (N)、酸素 (O) の原子核に順に捕獲されることで4個の水素原子核から1個のヘリウム原子核が生成される (野本憲一他, 2009)。CNO サイクルは、炭素と酸素が関与する CN サイクルと炭素と酸素が関与する CO サイクルに分けられ、 $^{15}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^4\text{He}$ の反応と、それに対して約 10^{-4} の割合で起こる $^{15}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{16}\text{O} + \gamma$ の反応で繋がっている。このサイクルで重要なのは、CNO 原子核は水素燃焼において触媒のような働きをするのに対し、 $^{14}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$ の反応が最も遅いため、反応が平衡状態に達すると CNO 元素のほとんどが ^{14}N になるという点である。そのため、主系列星段階の後の巨星段階では、後述するように CNO サイクルの生成物が対流によって表面まで運ばれ、恒星表面における $^{14}\text{N} / ^{12}\text{C}$ や $^{14}\text{N} / ^{16}\text{O}$ などの比が主系列星とは大きく変化する。

2.1.2 巨星段階初期

水素燃焼が進んで水素が枯渇すると、中心部でエネルギーが供給できなくなり、恒星の中心は自己重力によって収縮する。それに対して外層は膨らんでいくため、表面温度が下がって HR 図上で右に移動する。収縮が進んで中心部の密度と温度が上昇し、中心温度が $\sim 10^8$ K に達するとヘリウム燃焼が始まり、この燃焼過程は $\sim 10^6$ 年続く。ヘリウム燃焼

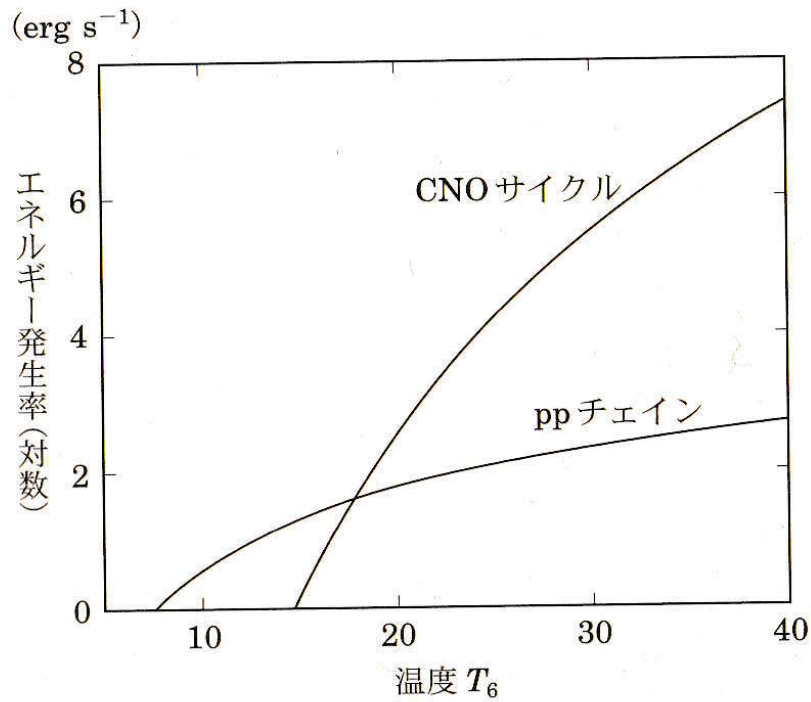


図 2.2: pp チェインと CNO サイクルによる水素燃焼のエネルギー発生率の温度変化 (野本憲一他, 2009). ここで T_6 は $T/10^6$ を表し, 密度は 100 g s^{-1} , 恒星の質量に対する水素の総質量の割合 (質量組成) は 0.7, 炭素 (C), 窒素 (N), 酸素 (O) の合計の質量組成は 0.01 となっている.

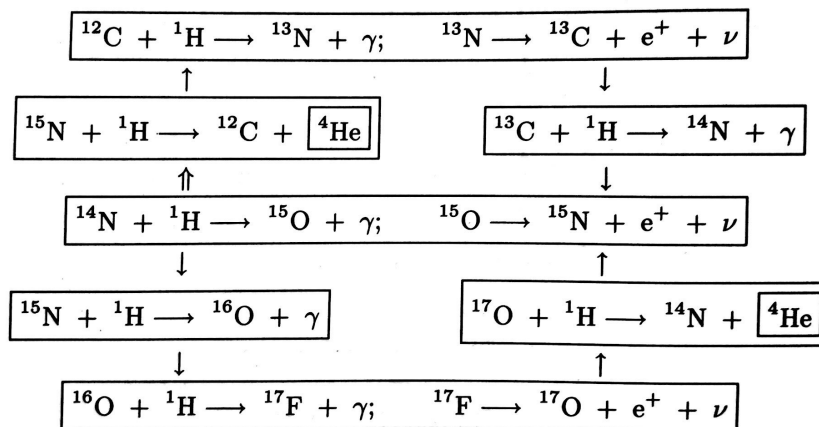
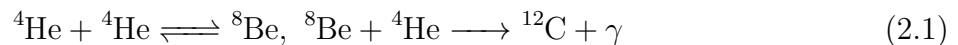


図 2.3: CNO サイクルの反応過程 (野本憲一他, 2009).

過程では、以下の 2.1 式で示されるような 3 個のヘリウム (He) 原子核が融合して炭素原子核になる反応 (トリプルアルファ反応) が起こる (野本憲一他, 2009).



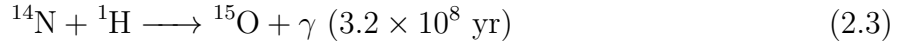
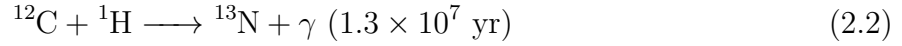
${}^8\text{Be}$ は非常に不安定な原子核であり、 10^{-16} 秒の寿命で 2 個のヘリウム原子核に崩壊するため、すぐに ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightleftharpoons {}^8\text{Be}$ の反応は平衡状態に達する。平衡状態に達するとわずかな量の ${}^8\text{Be}$ が存在できるようになり、その ${}^8\text{Be}$ にさらに ${}^4\text{He}$ が融合することで ${}^{12}\text{C}$ が生成される。また、生成された ${}^{12}\text{C}$ の一部はさらに ${}^4\text{He}$ が融合することで ${}^{16}\text{O}$ が生成されるため、ヘリウム燃焼過程によって恒星の中心には主に炭素と酸素が生成されることになる。

ヘリウム燃焼の後、中心には炭素と酸素からなる CO コアが形成され、恒星進化の結果生じる CO コアの質量は初期質量によって変化する。CO コアの炭素燃焼が起こる臨界質量は $1.07 M_{\odot}$ であり、 $8 M_{\odot}$ を超える大質量星が作る CO コアの質量は $\gtrsim 1.2 M_{\odot}$ であるため、重力収縮を起こして温度が 6×10^8 K を超えると炭素燃焼が起こることになる。しかし、恒星の初期質量によって炭素燃焼やそれ以降の燃焼が起こる場所が異なり、恒星はそれぞれ異なる進化を辿ることになる。以下ではヘリウム燃焼以降の星の進化と最期に起こす重力崩壊について、初期質量ごとにそれぞれ説明する。

2.1.3 巨星段階後期 ($8-10 M_{\odot}$ の星)

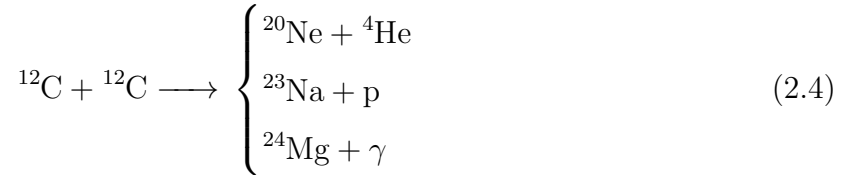
初期質量が $8-10 M_{\odot}$ の星は漸近巨星分枝星になって爆発すると考えられている (e.g., Siess, 2010). 漸近巨星分枝星は表面組成が他の恒星と異なり、炭素が多い炭素型星や s 過程と呼ばれる恒星の寿命スケールで起こる中性子捕獲反応で生成された物質が表面に露出した S 型星に分類される。漸近巨星分枝星の CO コアの質量は約 $1.2 M_{\odot}$ であり、燃焼を起こす臨界質量を超えているが、チャンドラセカール質量を超えていないのでコアを支える圧力の一部は、電子の縮退圧になる。そのため、縮退度の大きくなる中心ほど温度が低くなるという温度の逆転現象が起こり、コアの外殻から燃焼が始まり、内部へ伝播する。この外殻の燃焼により、CO コアの外側にあるヘリウム層で温度勾配が生じ、ヘリウム層よりも外層にある水素が豊富な対流層がヘリウム層へ侵入することで、CO コアの外側には薄いヘリウム層が形成される。薄いヘリウム層の外側では、水素が豊富な対流層が星の内部に侵入して温度が上昇したことによって水素燃焼殻が形成され、その生成物である ${}^4\text{He}$ が薄いヘリウム層に供給される。薄いヘリウム層は熱的に不安定であり、ある程度のヘリウムが供給されると暴走的な燃焼 (ヘリウムフラッシュ) を起こし、温度が急激に上昇する。この温度上昇により再び対流層が深くまで侵入することになり、水素燃焼殻の物質が恒星の表面へ運ばれるという現象が起こる (第 3 汲み上げ効果)。炭素燃焼の期間は

～ 10^5 年であり、CNOサイクルにおける以下の式2.3の反応時間より少ない。



そのため通常の恒星に比べて炭素や窒素が多い特徴的な元素組成が表面で観測されることになる。

炭素燃焼は主に以下の式2.4の反応であり、炭素燃焼後には中心に ^{16}O 、 ^{20}Ne 、 ^{24}Mg からなるコアができる。



炭素燃焼の後にできたONeMgコアの燃焼が起こる臨界質量は $1.37 M_{\odot}$ であり、初期質量 $8\text{--}10 M_{\odot}$ の恒星が作るONeMgコアはそれより小さいため、これ以降の燃焼が起こるところまで温度は上がらずコアの電子が縮退することで自己重力を支えるようになる。コア形成後の進化はその間に起こる星風による質量損失に依存しており、初期質量が小さいとONeMgコアがチャンドラセカール質量に近づく前に外層がなくなってしまい、冷えて白色矮星になる。初期質量が大きいと外層がなくなる前にONeMgコアの質量がチャンドラセカール質量近くまで増え、中心部の電子のフェルミエネルギーが高くなることで以下の式2.5の β 崩壊反応の逆反応(電子捕獲反応)が起こる。



この反応によって中心部の電子が減って縮退圧が下がり、恒星が重力収縮して中心部の密度はさらに上がるので、以下の式2.6–2.9で示すような他の原子核の電子捕獲反応が次々と起こることになる。



一連の反応により電子は減り続けるため、恒星はコアの密度が原子核程度($\rho \sim 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$)になるまで、重力収縮し続けることになる。

2.1.4 巨星段階後期 ($\gtrsim 10 M_{\odot}$ の星)

初期質量が $10 M_{\odot}$ 以上の星は赤色超巨星やウォルフ・ライエ星などの巨星になって爆発すると考えられている(e.g, 野本憲一他, 2009)。これらの星は表面光度の変化が主に後

述の星風の影響によって生じ、中心の元素合成はほとんどそれに影響されない。以下では初期質量が $10 M_{\odot}$ 以上の星について、ヘリウム燃焼以降の中心の元素合成を説明する。

これらの星は炭素燃焼がコアの中心で起こるため、炭素燃焼の時点では温度勾配の逆転現象は生じず、対流の侵入による不安定なヘリウム殻が形成されることはない。 $10 M_{\odot}$ 以上の星において、炭素燃焼の後に形成される ONeMg コアの質量はコア燃焼が起こる臨界質量 $1.37 M_{\odot}$ を超えている。そのため、コアの温度が $\sim 1.3 \times 10^9$ K を超えると、以下の式 2.10–2.12 で示すようなネオン燃焼反応が起こり、この燃焼は $\sim 10^2$ 年続く。



この燃焼ではネオン (Ne) が光分解することで酸素とヘリウムになり、ネオンがヘリウムを捕獲して、マグネシウム (Mg)、ケイ素 (Si) が合成される。初期質量が 10 – $12 M_{\odot}$ の星で形成されたコアの質量はネオン燃焼が起こる臨界質量 $1.37 M_{\odot}$ を超えているが、チャンドラセカール質量を超えていない。そのため、 8 – $10 M_{\odot}$ の星の CO コアと同様に中心部が弱く縮退しコアの温度の逆転現象が起こるため、ネオン燃焼殻で暴走的な燃焼が生じる。これにより、 8 – $10 M_{\odot}$ の星と同じく内部に対流が生じ、内部で合成された物質が星の表面へ運ばれる現象が起こる。これに対して、 $\geq 12 M_{\odot}$ の星が形成するコアは常に臨界質量を超えているため、コアの温度勾配が逆転することはなく、常に中心から元素合成が始まるため、星の表面へ物質を運ぶような対流は生じない。

ネオン燃焼以降の進化は 10 – $12 M_{\odot}$ の星と $\geq 12 M_{\odot}$ の星で違いはなく、コアの中心の温度が $\sim 3 \times 10^9$ K を超えると酸素燃焼が、 $\sim 4 \times 10^9$ K を超えるとケイ素燃焼が起こる。これらの燃焼過程は大質量星が爆発する前の数年の間に起こる。酸素燃焼ではケイ素が合成され、それがヘリウムを捕獲することで、イオウ、アルゴン、カルシウムが合成されていく。ケイ素燃焼は温度によって合成できる元素が変化し、 $< 5 \times 10^9$ K ではケイ素が完全に燃え尽きることはなく、一部のケイ素にヘリウムが捕獲されることで、 ${}^{56}\text{Ni}$ 、カルシウム、クロム、マンガンなどが合成され、 ${}^{56}\text{Ni}$ はベータ崩壊をして ${}^{56}\text{Co}$ や ${}^{56}\text{Fe}$ ができる (不完全ケイ素燃焼)。 $> 5 \times 10^9$ K ではケイ素がほとんど燃え尽き、 ${}^{56}\text{Ni}$ 、コバルト、ニッケル、亜鉛などのより重い鉄属元素が合成され、 ${}^{56}\text{Ni}$ の陽子数と中性子数が共に 28 であることから、合成される元素の大部分を占めることになる (完全ケイ素燃焼)。ケイ素燃焼ののち、中心には最も安定した元素である ${}^{56}\text{Fe}$ のコアが形成されることになり、元素合成反応は止まる。

2.2 大質量星の星風

2.1で説明したように、大質量星は進化の過程で様々な元素反応を起こし、中心や表面の元素組成を変化させる。大質量星は一般に、進化の過程で星風によって質量を損失しており、星風の速度や吹き出していく量(質量損失率)、内部の元素組成も進化段階によって変化する。以下では特に大質量星($\gtrsim 10 M_{\odot}$)における星風の特徴について、速度や質量損失率、元素組成の観点から説明する。

2.2.1 星風の吹き出す機構と観測

まず放射圧によって星風が吹き出す機構を説明する。恒星内部では、主に放射と対流によってエネルギー輸送が行われる。放射によって運ばれるエネルギーは、星の大気が光を吸収する量(opacity)が小さいほど大きくなる。大質量($\gtrsim 10 M_{\odot}$)の主系列星は、太陽などの低質量の恒星と違って外層の温度が高いため表面のopacityが小さく、放射によるエネルギー輸送が支配的な放射層が表面に形成される。放射層にあるガス粒子は自由電子の散乱によって圧力を受けるので、天体からの放射によって外層のガス粒子は放射圧と呼ばれる圧力を受けることになる。この圧力を P_{rad} とすると半径 r の球面を単位時間あたりには通過する放射エネルギー L との関係は以下の式 2.13 のようになる。

$$\frac{dP_{\text{rad}}}{dr} = -\frac{\kappa\rho}{4\pi r^2}L \quad (2.13)$$

ここで κ は opacity, ρ はガスの密度である。これを静水圧平衡の式に代入してガスの圧力勾配の条件 $\frac{dP_{\text{gas}}}{dr} < 0$ を考えると、恒星の外層の物質が放射圧によって重力による束縛を振り切って吹き出ていく光度(エディントン光度)を求めることができる。以下の式 2.14 に外層のガスが全てイオン化した水素ガスであった時のエディントン光度の式を示す。

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi cGM_s}{\kappa} \approx 3.3 \times 10^4 \left(\frac{M_s}{M_{\odot}}\right) L_{\odot} \quad (2.14)$$

ここで G は重力定数, M_s は恒星の質量, c は光速である(野本憲一他, 2009; Rybicki & Lightman, 1979)。式 2.14 から質量が $\gtrsim 10M_{\odot}$ の OB 型主系列星のエディントン光度を計算すると, $5.51 \log(\frac{M_s}{10M_{\odot}} L_{\odot})$ になる。非常に激しい質量放出が観測されている η Car (e.g, Smith et al., 2003) のような星を除いて、多くの恒星でエディントン光度には数倍足りない。そのため、定常的な星風による質量放出を説明するには自由電子の散乱による放射圧以外の圧力も考慮する必要がある。

自由電子の散乱以外の影響としては、原子に束縛された電子が光子によって励起されることによって起こる共鳴散乱が考えられている。共鳴散乱は特定のエネルギーの光子によって起こされる吸収であり、恒星のスペクトルで非常に狭い線構造で現れる。そのた

め、共鳴吸収によって駆動される星風はライン駆動星風とも呼ばれる (e.g, [Owocki, 2004](#)). 特定のエネルギーに対してだけにはなるが、共鳴散乱の opacity は自由電子の散乱による opacity の約 1000 倍にもなるため星風を駆動する機構として重要な役割を果たす。また、外層の運動している大気粒子は光子の散乱を受ける際に、光子のエネルギーがドップラー偏移することになるので、恒星から出た様々なエネルギーを持った光子は様々な速度を持った外層粒子に効率的に散乱されることになる。そのため、特定エネルギーの吸収しか起こらない共鳴散乱であっても、連続的な放射である恒星光のエネルギーを効率的に吸収して放射圧を受けることができるようになる。恒星の外層では主にこの共鳴散乱によって紫外線のエネルギー帯の光を吸収して放射圧を受ける。以上の効果と自由電子の散乱による放射圧と合わせて、主系列星の外層にあるガス粒子は加速され、脱出速度を超えると星風として放出されると考えられている (e.g, [Owocki, 2004](#)). 放射圧以外に星風を駆動する機構として恒星質量の回転による遠心力も考えられ、これは主に星風の出ている量 (質量損失率) に影響を与える。

星風はその速度、質量損失率、元素組成などによって特徴づけられる。速度は主に星の脱出速度に依存し、各進化段階における恒星質量と半径に依存する。質量損失率は、放射圧の大きさと恒星の回転による遠心力に依存する。放射圧は光度と大気全体での共鳴散乱の散乱断面積に依存し、前者は恒星の質量に、後者は恒星大気の金属量に依存する。元素組成はその時期の恒星表面の元素組成を反映しており、それは [2.1](#) 章で説明したように恒星の質量で変化する。以上のことから、星風の速度や質量損失、元素組成などの物理量は、恒星の質量、回転、金属量に依存することになる。

次に星風の物理量について観測からわかることを説明する。星風が吹いている時には、以下の図 [2.4](#) に示す P Cyg プロファイルと呼ばれる特徴的なスペクトルが観測される。星風は恒星の周囲に吹き出ており、観測者に対して様々な方向へ飛んでいるため、星風からの輝線放射はその速度分布に応じて広がることになる。一方で、恒星からの放射は、観測者と恒星の間にある星風のみ吸収されるため、青方偏移した波長帯に吸収線が現れる。そのため、このようなスペクトルが観測されることで、星風の速度と質量損失率は決めることができる。また、[de Jager et al. \(1988\)](#) によって、恒星の質量損失率は、主に恒星の光度と有効温度に依存することが観測された恒星の物理量から示唆されている。HR 図上に恒星の質量損失率をプロットした図を [2.5](#) に示す。これを見ると、同じ光度の星は有効温度が下がることによって質量損失率が上がる傾向にあることがわかり、恒星は主系列星から赤色巨星段階へ進化していくと質量損失率が上がるのがわかる。

2.2.2 恒星の各進化段階における星風

表 [2.2](#) に天の川銀河系内の恒星進化の各段階における星風の速度、質量損失率、特徴的な元素組成を示す。星風の速度は典型的にそれぞれの星の脱出速度程度になることが知ら

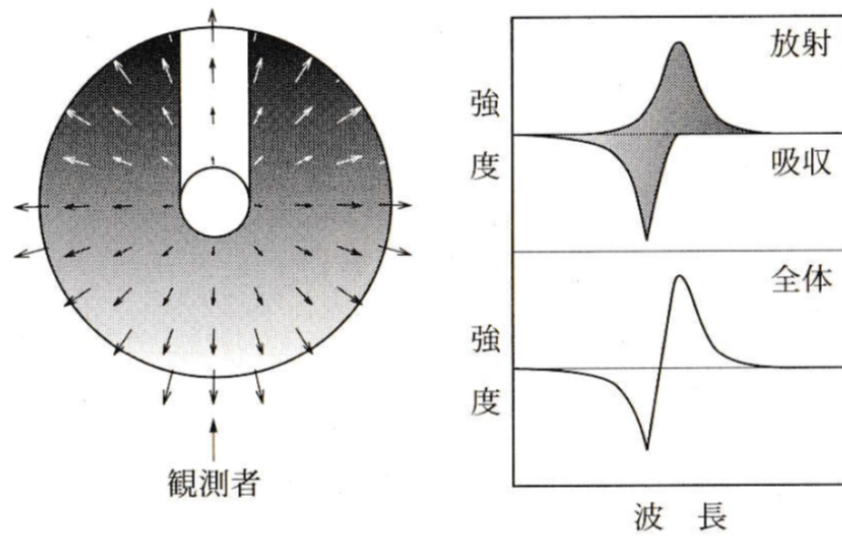


図 2.4: P Cyg プロファイル (野本憲一他, 2009). 左: 観測者から見た恒星とその星風の位置関係. 中心の円は恒星を表し, 周囲のグレースケールは星風を表す. 右: P Cyg プロファイルの概念図.

れている. 以下では, 恒星進化の各段階における星風について, 観測された物理量とその特徴, 理論的理解について説明する.

主系列星段階

表 2.3 に天の川銀河の OB 型星の観測から求められた星風の物理量を示す. これらの観測結果にまとめたように, 天の川銀河の OB 型星の星風は典型的に質量損失率が $-(5-7) \log[\dot{M}/(M_{\odot} \text{ yr}^{-1})]$, 速度が $\sim 10^3 \text{ km s}^{-1}$ である. また OB 星の元素組成が銀河系の元素分布とほとんど一致している (Dafon et al., 2001) ことから, 星風には恒星が形成されたときの物質のみが含まれており, 内部で合成された物質は含まれていないと考えられる.

漸近巨星分枝星段階

漸近巨星分枝星は 2.1.3 章で説明したように, 表面に水素燃焼殻の物質の一部が運ばれる. そのため, 漸近巨星分枝星の星風には, 炭素と窒素が豊富な水素殻燃焼物質が含まれると考えられる. 表 2.4 に天の川銀河の漸近巨星分枝星の観測から求められた星風の物理量を示す. これらの観測結果にまとめたように, 天の川銀河の漸近巨星分枝星の星風は典型的に質量損失が $-(4-6) \log[\dot{M}/(M_{\odot} \text{ yr}^{-1})]$, 速度が $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ である.

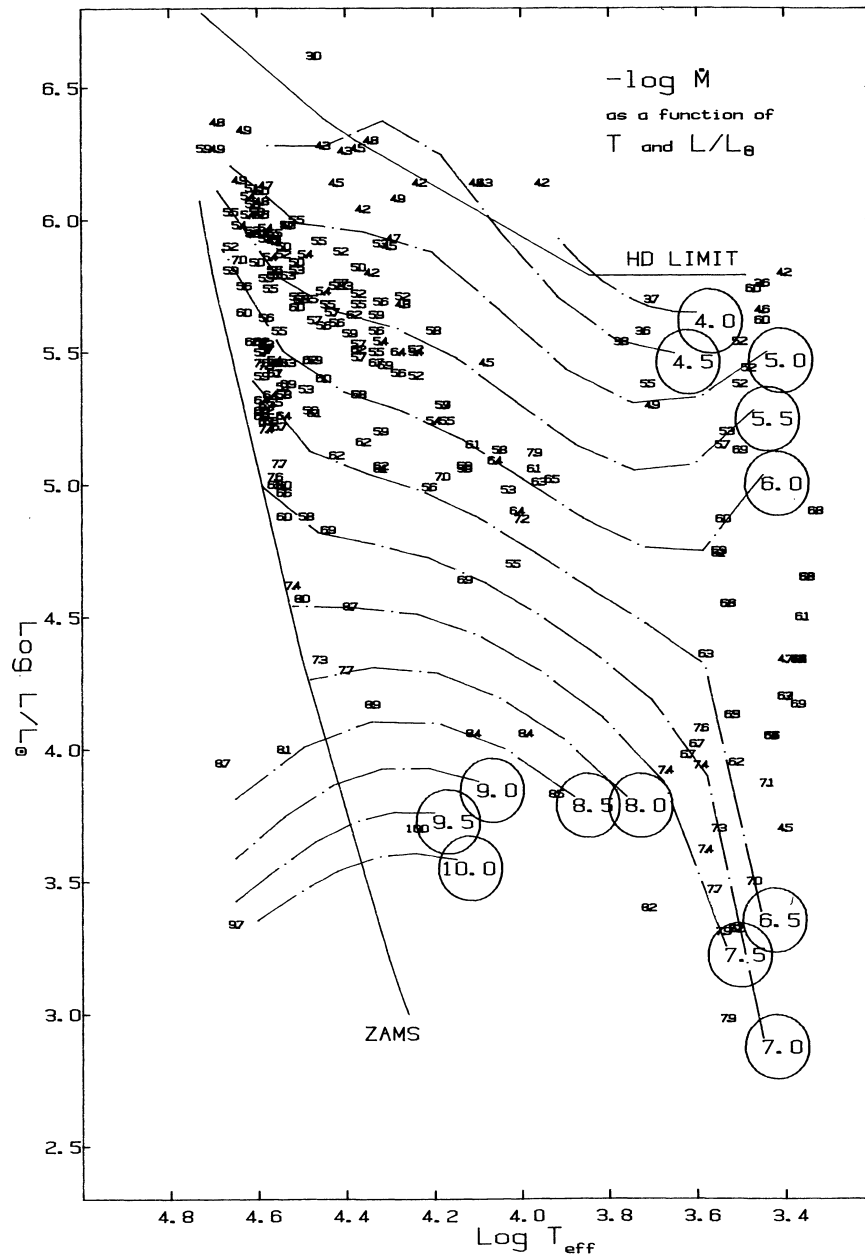


図 2.5: HR 図上の恒星と質量損失率の関係 (de Jager et al., 1988). 横軸が有効温度, 縦軸が太陽の光度に対する光度の大きさの対数を表している. 小さな数字は星の ID を示しており, 円で囲まれた数値は質量損失率の絶対値 $|\log[\dot{M} (M_{\odot} \text{ yr}^{-1})]|$ を示しており, そこから続く一点鎖線は同じ質量損失率を持つ恒星の HR 図上での分布を示している.

表 2.2: 各進化段階における星風の物理量

	恒星の寿命 yr	星風速度 km s ⁻¹	質量損失率 log[$\dot{M}/(M_{\odot} \text{ yr}^{-1})$]	星風の元素組成
主系列星	~ 10 ⁶⁻⁷ ^a	~ 10 ³ ^b	-(5-7) ^b	特徴なし
AGB 星	~ 10 ⁵⁻⁶ ^a	~ 10 ^c	-(4-6) ^c	炭素と窒素が豊富
RSG	~ 10 ⁴⁻⁵ ^a	~ 10 ^d	-(4-6) ^d	終盤は窒素が豊富
WR 星	~ 10 ³⁻⁵ ^a	~ 10 ³ ^e	-(4-6) ^e	窒素が豊富, 酸素と炭素が豊富

^a Kippenhahn et al. (2013)

^b Markova et al. (2004); Markova & Puls (2008)

^c González Delgado et al. (2003)

^d Mauron & Josselin (2011)

^e Sander et al. (2012)

赤色超巨星段階

表 2.5 に天の川銀河の赤色超巨星の観測から求められた星風の物理量を示す。これらの観測結果にまとめたように、天の川銀河の赤色超巨星の星風は典型的に質量損失率が $-(4-6) \log[\dot{M}/(M_{\odot} \text{ yr}^{-1})]$ 、速度が $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ である。また超新星やベテルギウスの観測から、赤色超巨星の表面元素組成は主系列星と異なり、窒素が炭素や酸素に比べて豊富にあることが分かっている (e.g., Lambert et al., 1984; Davies & Dessart, 2019)。これは CNO サイクルによって窒素が過剰になった層の一部が、星風の質量損失によって表面に露出することで生じる現象であると考えられている (e.g., Davies & Dessart, 2019)。以上のことから、赤色超巨星段階における星風には、CNO サイクルで生成された重元素が含まれると考えられる。

漸近巨星分枝星や赤色超巨星のような巨星は、主系列星と違って表面温度が低く、表面の不透明度が大きくなるためにエネルギー輸送は対流による効果が支配的なる。そのため、放射圧では質量放出をすることができず、星風を説明するには主系列星とは違う機構を考える必要がある。赤色巨星の星風機構としては、太陽コロナの機構を拡張した磁場流体シミュレーションによる再現 (Suzuki, 2007) などがあるが、まだ確立された理論はない。

ウォルフ・ライエ星段階

初期質量が $\sim 25 M_{\odot}$ を超えるような大質量星は、赤色超巨星段階を経たあと、再び HR 図を左に移動して青色巨星であるウォルフ・ライエ星になって爆発すると考えられている (野本憲一他, 2009)。ウォルフ・ライエ星は、ヘリウム、窒素、炭素、ケイ素、酸素の

表 2.3: 天の川銀河の OB 主系列星とその星風の物理量

恒星の名前	スペクトルタイプ	有効温度 10^3 K	光度 $\log L/L_{\odot}$	質量損失率 $\log[\dot{M}/(M_{\odot} \text{ yr}^{-1})]$	星風速度 10^3 km s^{-1}
HD 66811	O4I	39.2	5.82	-5.19	2.30
HD 14947	O5I	37.7	5.65	-5.11	2.30
HD 210839	O6I	36.2	5.68	-5.29	2.20
HD 34656	O7II	34.7	5.10	-6.21	2.15
HD 36861	O8III	33.6	5.42	-6.10	2.40
HD 37043	O9III	31.4	5.54	-5.92	2.30
HD 24431	O9III	31.4	5.24	-6.52	2.15
HD 190603	B1.5 Ia+	19.5	5.92	-5.24	0.49
HD 206165	B2 Ib	19.3	5.11	-5.18	0.64
HD 191243	B5 Ib	14.8	4.70	-5.12	0.47
HD 199478	B8 Iae	13.0	5.08	-5.17	0.23
HD 212593	B9 Iab	11.8	4.79	-5.15	0.35

* O 型主系列星 (Markova et al., 2004), B 型主系列星 (Markova & Puls, 2008)

輝線が含まれており、かつ水素の輝線が弱いか存在しないことが特徴である。また、特に窒素の輝線が支配的なものを WN 型星、炭素や酸素の輝線が支配的なものを WC 型星などと分類している。これは、外層が星風によって吹き出たことによって、水素燃焼層のほとんどが失われヘリウム層が表面に露出している恒星であると考えられている (野本憲一他, 2009)。WN 型は窒素過剰な水素燃焼層の生成物が含まれるヘリウム層が露出している状態で、WC 型はさらに内部にある炭素や酸素が生成されるヘリウム燃焼層が露出している状態であると理解される。以上のことからウォルフ・ライエ星の星風には、水素燃焼層の生成物やヘリウム燃焼層の生成物が含まれると考えられる。表 2.6 に天の川銀河のウォルフ・ライエ星の観測から求められた星風の物理量を示す。これらの観測結果にまとめたように、天の川銀河のウォルフ・ライエ星の星風は典型的に質量損失率が $-(4-6) \log[\dot{M}/(M_{\odot} \text{ yr}^{-1})]$ 、速度が $\sim 10^3 \text{ km s}^{-1}$ である。

ウォルフ・ライエ星は主系列星と同じく表面が放射層になっているため、基本的には主系列星と同じく自由電子の散乱による放射圧と共鳴散乱による放射圧で星風が吹き出す機構は説明される。しかし、同じような光度であるにも関わらず、質量損失率は主系列星よりも大きく、主系列星よりも強い圧力を受けていると考えられる。これは、炭素や窒素、酸素などの輝線の観測からも分かるように、ウォルフ・ライエ星の外層の元素組成が主系列星の時とは違うことが原因であるとされている。主系列星の外層では、共鳴散乱による放射圧は主に水素が受けるので、電離状態によって決まるエネルギー帯域が限られる。こ

表 2.4: 天の川銀河の漸近巨星分枝星とその星風の物理量

恒星の名前	スペクトルタイプ	有効温度	光度	質量損失率	星風速度
		10^3 K	$10^3 L/L_{\odot}$	$\log[\dot{M}/(M_{\odot} \text{ yr}^{-1})]$	km s^{-1}
TX Cam	M	1.8	8.4	-5.15	18.5
R Hya	M	2.1	6.5	-5.89	4.0
GX Mon	M	1.5	8.0	-4.40	24.0
WX Psc	M	0.9	10.0	-5.00	19.3

* González Delgado et al. (2003)

表 2.5: 天の川銀河の赤色超巨星とその星風の物理量

恒星の名前	有効温度	光度	質量損失率	星風速度
	10^3 K	$10^3 L/L_{\odot}$	$\log[\dot{M}/(M_{\odot} \text{ yr}^{-1})]$	km s^{-1}
α Ori	3.8	56	-5.82	15
S Per	3.5	86	-5.12	20
VY CMa	3.4	295	-4.40	47
NML Cyg	3.3	331	-3.85	34

* Mauron & Josselin (2011)

れに対してウォルフ・ライエ星の外層には恒星内部で合成された炭素や窒素、酸素などの重元素が支配的になるため、散乱を受けることのできるエネルギー帯域が増える。そのため、ドップラー偏移によって広がった各元素の共鳴散乱のエネルギーが、あるエネルギー領域では重なるという現象が起こる。これによって恒星大気の共鳴散乱の opacity が上がることになり、より多くの圧力を受けることができると考えられている (Owocki, 2004).

2.3 星風が恒星の周囲に作り出す環境

2.2.2 章で説明したように、星風の物理量は恒星の各進化段階で大きく変化する。そのため、星風が恒星の周辺環境に及ぼす影響も各進化段階において変化し、爆発直前の恒星の周囲には、様々な物理量を持った過去の星風によって特徴的な構造が形成されると考えられる (e.g., Chevalier, 1999)。以下では、星風が恒星の周囲に作り出す環境について、観測的事実を紹介し、簡単なモデルを使って理論的に説明する。

表 2.6: 天の川銀河のウォルフ・ライエ星とその星風の物理量

恒星の名前	スペクトルタイプ	有効温度	光度	質量損失率	星風速度
		10^3 K	$\log L_{\odot}$	$\log[\dot{M}/(M_{\odot} \text{ yr}^{-1})]$	10^3 km s^{-1}
WR 102	WO2	200	5.68	-5.15	5
WR 38	WC4	126	5.2	-4.66	3.2
WR 4	WC5	79	5.3	-4.68	2.5
WR 5	WC6	79	5.45	-4.65	2.1
WR 14	WC7	71	5.3	-4.75	2.2
WR 57	WC8	63	5.3	-4.84	1.8
WR 81	WC9	45	5.15	-4.70	1.6
WR 58	WN4/WCE	79	5.15	-4.80	1.6
WR 126	WN5/WN	63	5.43	-5.44	2.0
WR 26	WN7/WCE	79	5.95	-4.01	2.7

* Sander et al. (2012)

2.3.1 主系列星風と恒星風バブル

図 2.6 にバブル星雲の可視光画像を示す。このバブル星雲は、主系列星の星風によって形成されると考えられている。高速 ($\sim 10^3 \text{ km s}^{-1}$) な主系列星の星風は、周囲の星間物質と衝突して、外側に進む順行衝撃波と内側に戻ってくる逆行衝撃波の 2 種類の衝撃波構造を形成する (Rivera-Ortiz et al., 2019)。順行衝撃波は星間物質を掃き集めて、薄く高密度なシェル (主系列星シェル) を形成することが理論的に示唆されており (e.g, Pikel’Ner, 1968; Weaver et al., 1977), これは例えば青色巨星であるへびつかい座ゼータ星 (ζ Oph) の周囲にあるシェル構造の可視光や紫外線の観測結果 (e.g, Herbig, 1968; Morton, 1975) と一致する。逆行衝撃波は恒星から吹き出す星風を加熱し、主系列星シェル内部の領域は温度が上昇するため、主系列星シェルの半径は広がっていく。これによって、主系列星シェル内部には、高温 ($\sim 10^6 \text{ K}$) 低密度 ($\sim 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$) の恒星風バブルが形成されると考えられている (Castor et al., 1975)。これは、バブル中の恒星風が逆行衝撃波と衝突して X 線を出すことによって観測されている (e.g., Arnaud, 1996)。

次に、この恒星風バブルの進化について考える。恒星風バブルは、星間物質との衝突で生じた衝撃波が成長することで形成される。主系列星の星風は高速 ($\sim 10^3 \text{ km s}^{-1}$) であるため、主系列星シェルに主系列星期間中に吹き出たの全ての星風が溜まることになる。そのため、主系列星段階の全星風が持つ運動エネルギーと掃き集めた星間物質の内部エネルギーが釣り合った時に、恒星風バブルの膨張は止まると考えられる。星風から供給されるエネルギーは星風の持つ運動エネルギーなので、釣り合いの式は以下の式 2.15 で書

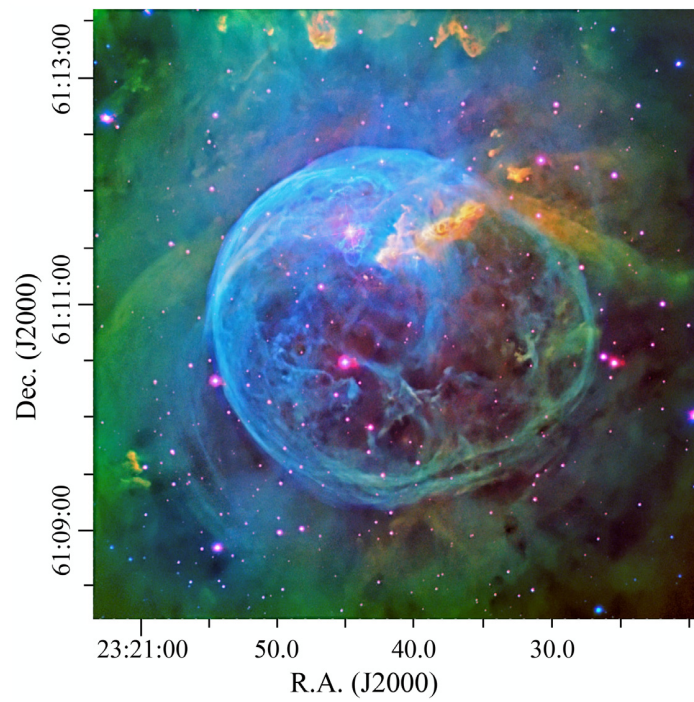


図 2.6: バブル星雲 NGC7635 の可視光画像 (Toalá et al., 2020). 赤が S II 輝線に対応する 6725\AA , 緑が $H\alpha$ 輝線に対応する 6563\AA , 青が O III 輝線に対応する 5010\AA の放射をそれぞれ表している.

ける.

$$\frac{1}{2}\dot{M}v_w^2\tau_{\text{ms}} = \left(\frac{4}{3}\pi r_{\text{wb}}^3\right)\frac{3}{2}p_i \quad (2.15)$$

ここで、 \dot{M} は主系列星の質量損失率、 v_w は星風の速度、 τ_{ms} は主系列星の寿命、 r_{wb} は恒星風バブルの半径、 p_i は星間物質の圧力である. ここから、天の川銀河における典型的な主系列星の星風の物理量 (表 2.2) と典型的な星間物質の圧力 ($10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$; Berghöfer et al., 1998) で規格化して恒星風バブルの半径を計算すると以下の式 2.16 のようになる.

$$\begin{aligned} r_{\text{wb}} = & 73.5 \left(\frac{\dot{M}}{10^{-6} M_{\odot}}\right)^{1/3} \left(\frac{v_w}{10^3 \text{ km s}^{-1}}\right)^{2/3} \\ & \times \left(\frac{p_i/k}{10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ K}}\right)^{-1/3} \left(\frac{\tau_{\text{ms}}}{10^7 \text{ yr}}\right)^{1/3} \text{ pc} \end{aligned} \quad (2.16)$$

本論文で用いた恒星進化シミュレーション (7章を参照) から超新星爆発を起こすような星の恒星風バブルの半径の最小値は以下の式 2.17 のようになる.

$$\begin{aligned} r_{\text{wb}} = & 15.6 \left(\frac{M_w}{9.5 \times 10^{-1} M_{\odot}}\right)^{1/3} \\ & \times \left(\frac{v_w}{10^3 \text{ km s}^{-1}}\right)^{2/3} \left(\frac{p_i/k}{10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ K}}\right)^{-1/3} \text{ pc}. \end{aligned} \quad (2.17)$$

2.3.2 巨星の星風による周辺環境の変化

赤色超巨星からの星風は衝撃波構造を作らず、低速 ($\sim 10 \text{ km s}^{-1}$) なため、ある程度一定の流量を持って広がっていく流体と考えられる. そのため、星風ガス流体の運動量と恒星風バブルの物質の圧力から受ける力が等しくなったときに膨張が止まると考えられる. 赤色超巨星風で形成される星周物質の半径を r_{RSG} 、恒星風バブル内の周辺圧力を p_{wb} とするとつりあいの式は以下の式 2.18 のようになる.

$$p_{\text{wb}} = \frac{\dot{M}v_w}{4\pi r_{\text{RSG}}^2} \quad (2.18)$$

ここで \dot{M} は質量損失率、 v_w は星風の速度である. この式から、天の川銀河における典型的な赤色超巨星の星風の物理量 (表 2.2) と恒星風バブルの圧力 ($10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ Castor et al., 1975) で規格化して r_{RSG} を計算すると以下の式 2.19 のようになる.

$$\begin{aligned} r_{\text{RSG}} \leq & 2.6 \left(\frac{\dot{M}_w}{1 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}}\right)^{1/2} \left(\frac{v_w}{15 \text{ km s}^{-1}}\right)^{1/2} \\ & \times \left(\frac{p_{\text{wb}}/k}{10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ K}}\right)^{-1/2} \text{ pc} \end{aligned} \quad (2.19)$$

次に、ウォルフ・ライエ星からの星風による周辺環境の影響を考える。恒星がウォルフ・ライエ星段階に入ると表 2.2 に示す通り、恒星風の速度が速くなる。ウォルフ・ライエ星の周囲には、低速 ($\sim 10 \text{ km s}^{-1}$) で進む赤色超巨星風が存在するので、それらを掃き集めて主系列星シェルと同様のシェルを形成して広がっていく。ウォルフ・ライエ星のこのシェルは、惑星状星雲の一種であり、 $\text{H}\alpha$ 線などで観測されている (Frew et al., 2013). このシェルの速度は速度の違う流体が作る不連続面の速度で求めることができ、典型的な速度は $100\text{--}200 \text{ km s}^{-1}$ と求められている (Chevalier & Imamura, 1983; Chevalier, 2005). 後述の恒星進化モデル (7 章) の計算から、本論文では爆発する恒星を $60 M_{\odot}$ 以下の大質量星と考えている。これらの大質量星の寿命を考えると、 $10^3\text{--}4$ 年であり、それを考慮するとウォルフ・ライエ星が作るシェルの半径 r_{WR} は 2.5 pc 以下と考えられる。

以上の計算から、超新星爆発を起こす直前の星周環境の模式図を図 2.7 に示す。恒星に遠いところから順に、高密度の主系列星シェル、低密度の恒星風バブルが存在する。赤色超巨星で最期を迎えるような比較的軽い星は、赤色超巨星風領域が星の周囲に広がり、もっと重い星はウォルフ・ライエ星風領域が広がっていることになる。これらの星周物質は超新星残骸に掃き集められて超新星残骸のシェル付近で明るく輝く。そのため、超新星残骸の星周物質観測では、この位置関係から集められた物質の量などを推定することが重要になる。超新星残骸における星周物質については、次の 3 章で説明する。

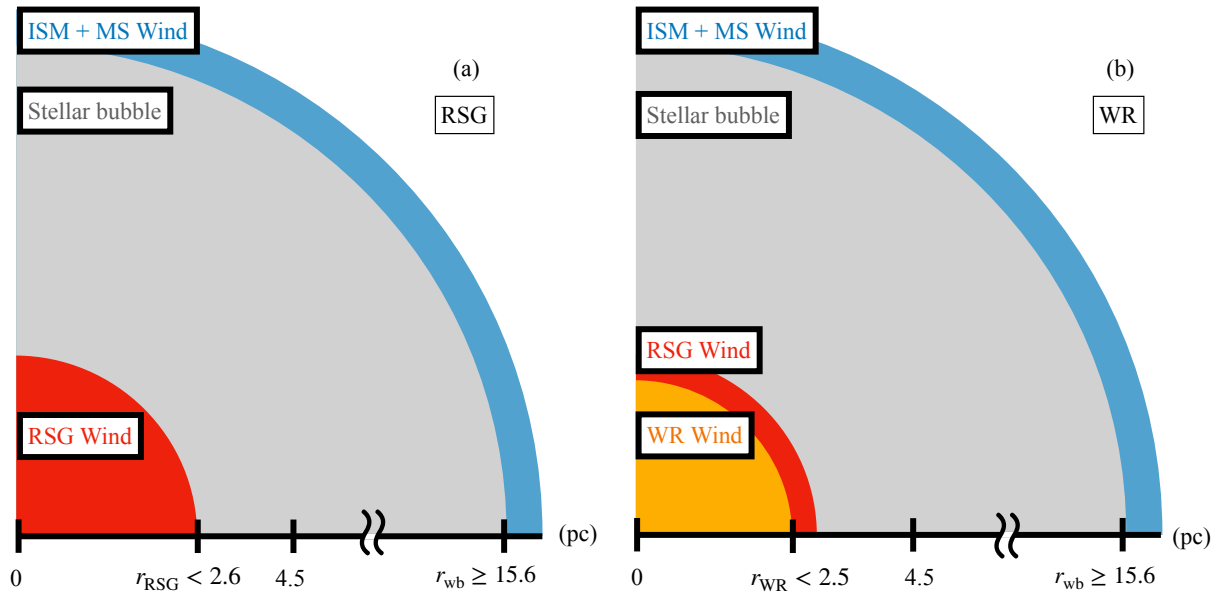


図 2.7: 左：赤色超巨星で最期を迎える比較的低質量の星の爆発前の星周構造。青が MS シェル、灰色が恒星風バブル、赤が赤色超巨星風によって形成される星周物質をそれぞれ示している。右：ウォルフ・ライエ星で最期を迎える比較的高質量の星の爆発前の星周構造。オレンジ色はウォルフ・ライエ星風によって形成される星周物質を示し、それ以外の色は左図と同じ対応になっている。

第 3 章

超新星爆発・超新星残骸とコンパクト天体

3.1 超新星爆発と超新星残骸

3.1.1 超新星爆発の分類

超新星爆発は、その爆発機構から主に電子捕獲型、重力崩壊型、Ia型の3種類に分けられる。2.1章で説明してきた大質量星は電子捕獲型や重力崩壊型の超新星爆発を起こす。以下ではそれぞれの分類について説明する。

電子捕獲型超新星爆発

2.1.3章で説明したような、 $8-10 M_{\odot}$ の初期質量を持つ星は、ヘリウム燃焼後の電子捕獲反応によって重力崩壊を起こすと理論的に考えられている。重力崩壊を起こした後の進化は球対称流体計算 (Kitaura et al., 2006) や多次元流体計算 (Janka et al., 2008) によって調べられており、原子核程度の密度になったコアに落ち込んでくる物質が反跳して生じる衝撃波によって外層が吹き飛ばされる。この超新星爆発は、比較的低質量の星が爆発していることから分かるように、外層の密度が非常に低く重力崩壊型超新星爆発に比べて爆発が起こりやすい。一方で、爆発エネルギーは 10^{50} erg と重力崩壊型超新星爆発よりも1桁低い。この爆発でも重力崩壊型超新星爆発と同じく中心にはコンパクト天体が残ると考えられている。先行研究の元素合成計算では、 ^{56}Ni の合成量が0.003太陽質量程度であり、通常の重力崩壊型超新星爆発の0.07太陽質量の20分の1程度であることが分かっている (Hoffman et al., 2008; Wanajo et al., 2009)。

重力崩壊型超新星爆発

2.1.4 章で説明したような $10 M_{\odot}$ 以上の初期質量を持つ星は、最も安定した元素である ^{56}Fe のコアが形成された後、元素合成反応が止まるため、コアをささえるエネルギーがなくなり、重力収縮を起こす。重力収縮によってコアが高温になると、以下の式 3.1 で示す光分解を起こして鉄は最終的に陽子と中性子に分解される。



ここで生成された陽子は電子を捕獲して中性子になり、コアは中性子過剰になり圧力が急激に低下する。これにより星の外層にある物質は急激にコアに向かって落ち込む爆縮と呼ばれる激しい落下を引き起こす。この物質が中心の中性子過剰核 (原始中性子星) の表面で反跳することによって外向きの衝撃波が形成され、外層を吹き飛ばす。この描像は3次元爆発シミュレーション (Takiwaki et al., 2016) などによって再現されている。爆発によって約 10^{53} erg のエネルギーが解放されるが、大部分をニュートリノが持ち去るため、運動エネルギーとしては 10^{51} erg のエネルギーが解放される。これによって星の外層は爆発噴出物として吹き飛ばされ、中心には中性子やブラックホールといったコンパクト天体が残る。重力崩壊型超新星では、鉄などの中心付近で合成された重い元素は爆発時に中心で形成された中性子過剰コアに落ち込み、外部にはほとんど放出されない。そのため、重力崩壊型超新星爆発の爆発噴出物では比較的軽い元素である酸素、マグネシウム、ネオン、ケイ素などの元素が多く観測される。

Ia 型型超新星爆発

超新星爆発には上記の爆発に加えてもう1つ、白色矮星によって生じる Ia 型超新星爆発がある。Ia 型超新星爆発は、チャンドラセカール質量 ($\sim 1.4 M_{\odot}$) に達した白色矮星が自身の重力を電子の縮退圧で支えられなくなることによって起こると考えられている。重力収縮によって中心の密度と温度が上昇した白色矮星の内部では、炭素と酸素の燃焼によって核融合反応が爆発的に進み、このエネルギーによって爆発が生じる。Ia 型超新星爆発では、重力崩壊型や電子捕獲型超新星爆発と違ってコアを残さない。Ia 型超新星爆発の核反応モデルでは、酸素、ネオン、マグネシウムなどは燃えずに残り、ケイ素や鉄のような元素が選択的に合成されると考えられている (e.g., Nomoto, 1982; Iwamoto et al., 1999)。爆発に至る過程としては、伴星からの質量降着を受けるというモデル (Single Degenerate モデル Whelan & Iben, 1973) と白色矮星の連星が合体するというモデル (Double Degenerate Webbink, 1984; Iben & Tutukov, 1984) の2種類が考えられているが、未だに決着はついていない。

3.1.2 超新星残骸とその進化

超新星爆発によって星から噴き出した物質は爆発噴出物と呼ばれ、生じた衝撃波は星間物質 (Interstellar Medium: ISM) や星風が形成した星周物質 (Circumstellar Matter: CSM) を掃き集めながら膨張していく。この爆発の残骸を超新星残骸と呼び、爆発後も約 10 万年の間明るく輝く。以下では、その膨張段階の進化について説明する。

自由膨張期

超新星爆発の後、掃き集めた星間物質、星周物質の質量が爆発噴出物の質量に比べて十分に小さい間は、爆発噴出物は減速を受けずに膨張する。運動エネルギーとして解放された爆発のエネルギーのほとんどは爆発噴出物の運動エネルギーへと変換されるため、爆発噴出物の膨張速度は $\sim 10^4 \text{ km s}^{-1}$ に達し、周辺のガスの音速 ($\sim 10 \text{ km s}^{-1}$) よりも十分速くなる。このため、前方に順行衝撃波と呼ばれる衝撃波が生じ、この衝撃波によって星間物質が掃き集められていく。掃き集められた星間物質の質量 M_{ISM} は以下の式 3.3 で表され、これが爆発噴出物の質量と同程度になると自由膨張期は終わる。

$$M_{\text{ISM}} = \frac{4}{3} \pi R_s^3 \mu m_{\text{H}} n_0 \quad (3.3)$$

ここで、 μ は平均分子量、 m_{H} は水素の質量、 n_0 は ISM 中の水素の密度、 R_s は自由膨張期の膨張半径を表している。爆発噴出物の質量 M_{ej} 、衝撃波の速度 v_s 、自由膨張期の膨張半径 R_s には以下の式 3.4, 3.5 の関係があるため、これを使って自由膨張期のタイムスケール t は式 3.6 と求められる。

$$v_s = \sqrt{\frac{2E}{M_{\text{ej}}}} = 1.0 \times 10^9 \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/2} \left(\frac{M_{\text{ej}}}{M_{\odot}} \right)^{-1/2} \text{ cm s}^{-1}, \quad (3.4)$$

$$R_s = v_s t, \quad (3.5)$$

$$t \sim 1.9 \times 10^2 \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{-1/2} \left(\frac{M_{\text{ej}}}{M_{\odot}} \right)^{5/6} \left(\frac{\mu}{1.4} \right)^{-1/3} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \text{ yr} \quad (3.6)$$

断熱膨張期

掃き集められた ISM の質量が爆発噴出物の質量よりも十分に大きくなると減速を受けることになる。一方で、放射によるエネルギー損失は無視できるため、超新星残骸は断熱的に膨張する段階 (断熱膨張期) へと入る。断熱膨張期の衝撃波は、一様物質中の点源爆発近似の自己相似解で記述される (Sedov Taylor 解; Sedov, 1946; Taylor, 1950; von Neumann,

1963). 衝撃波の半径 R_s , 速度 v_s , 衝撃波下流の温度 T_s は以下の式 3.7–3.9 で表すことができる.

$$R_s = 4 \times 10^{19} \left(\frac{t}{10^4 \text{ yr}} \right)^{2/5} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/5} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \text{ cm} \quad (3.7)$$

$$v_s = \frac{dR_s}{dt} = 5 \times 10^7 \left(\frac{t}{10^4 \text{ yr}} \right)^{-3/5} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/5} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \text{ cm s}^{-1} \quad (3.8)$$

$$T_s = 3 \times 10^6 \left(\frac{t}{10^4 \text{ yr}} \right)^{-6/5} \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{2/5} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-2/5} \text{ K} \quad (3.9)$$

この断熱膨張期は数万年続き、断熱膨張が終わる頃には最初の爆発エネルギーの約 70% が熱エネルギーへと変換される.

断熱膨張期においては、順行衝撃波は減速するのに対し、内側の爆発噴出物は等速で膨張するため、掃き集められた星間物質や星周物質は爆発噴出物を押し返すことで、逆行衝撃波と呼ばれる内向きの衝撃波を形成する (McKee, 1974). 逆行衝撃波によって加熱された爆発噴出物は順行衝撃波で加熱された星間物質や星周物質とともに X 線を放射する. 以下の図 3.1 にこの状態にある典型的な超新星残骸の構造を示す. $15 M_\odot$ の初期質量を持った星が爆発した場合を考えると、爆発噴出物の総質量は $13 M_\odot$ 、星周物質の総質量は $2 M_\odot$ 程度になる. そのため、超新星残骸の観測においては、シェル付近 (図 3.1 の赤の領域) 以外は爆発噴出物からの放射が支配的になる.

放射冷却期

断熱膨張期の衝撃波は下流の温度 T_s が下降すると、放射冷却が支配的になり、断熱的な膨張ではなくなる放射冷却期に入る. 放射冷却期の初期は外側の物質のみが冷却され内部にある物質は断熱膨張を続ける. この時期における単原子ガスを仮定した衝撃波の膨張は以下の式 3.10 で表される.

$$R_s \propto t^{2/7} \quad (3.10)$$

その後、さらに冷却が進むと衝撃波は内側からの圧力が無視できるようになり、運動量保存で膨張するようになる. この時の衝撃波の膨張は以下の式 3.11 で表される.

$$R_s \propto t^{1/4} \quad (3.11)$$

3.2 コンパクト天体の分類

重力崩壊型や電子捕獲型の超新星爆発では、中心にコンパクト天体が残される. コンパクト天体の種類は中性子星とブラックホールの 2 種類に大別される. 以下では本研究に関係する中性子星について、説明する.

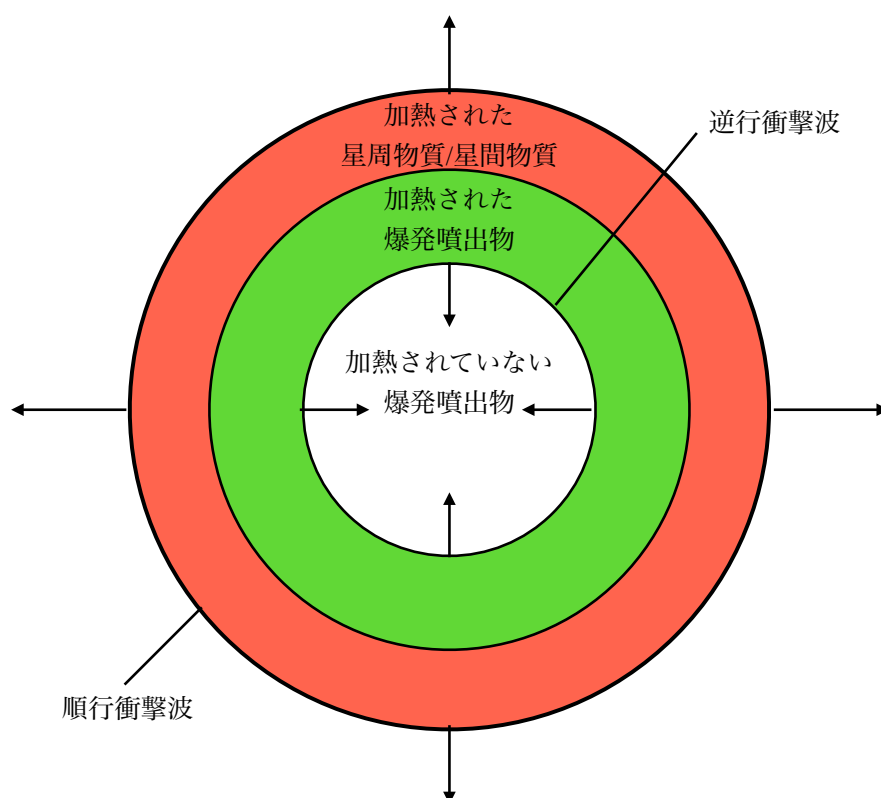


図 3.1: 順行衝撃波と逆行衝撃波が存在する期間の超新星残骸の概略図.

3.2.1 中性子星の物理的性質

中性子星は大質量星の超新星爆発の後に残る、中性子からなる高密度な天体である。典型的な質量は $\sim 1.4 M_{\odot}$ 、半径は ~ 12 km であり、密度は $4 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ にもなりこれは原子核の密度 ($2.8 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$) よりも高い。中性子星は重力崩壊の際に半径が典型的には $\sim 10^{3-4}$ km から ~ 12 km まで収縮した後、高速回転で強磁場を持った天体になる。この高速回転と強磁場は、以下の式で表される角運動量と磁場フラックスの保存から説明される。

$$MR^2\Omega = \text{const} \quad (3.12)$$

$$R^2B = \text{const} \quad (3.13)$$

ここで、 M 、 R は天体の質量と半径、 Ω は角運動量、 B は磁場を表す。

中性子星は周期的に電波放射を発する電波パルサーと呼ばれる天体として主に観測されており、1967年の PSR J1919+2153 の観測 (Hewish et al., 1969) から現在まで天の川銀河系では2700個を超えるパルサーが見つかっている (Manchester et al., 2005)。パルサーは主にそのパルス周期 P とパルス周期の時間微分 \dot{P} のパラメータで特徴づけられ、それぞれ特性が異なる。以下では中性子星の観測的特徴からその分類について説明する。

3.2.2 中性子星の観測的分類

図 3.2 に様々なパルサーの自転周期とその時間微分の関係を示す。現在の他波長観測からパルサーは観測的な分類があり、自身の回転エネルギーを放射エネルギーに変換して光る回転駆動型パルサー (Rotation-Powered Pulsar: RPP)、ミリ秒スケールの回転周期を持つミリ秒パルサー (MilliSecond Pulsar: MSP)、熱的 X 線のみを放射する X 線孤立中性子星 (X-ray Isolated Neutron Star: XINS)、超新星残骸の中心に存在する中心コンパクト天体 (Central Compact Object: CCO)、強い磁場を持つ強磁場パルサー (High-B Pulsar: HBP)、散発的に電波の放射が生じる回転電波トランジェント (RRAT)、軟ガンマ線のバーストを繰り返し起こす軟ガンマ線リピーター (Soft Gamma Repeater: SGR)、伴星を伴わず、X 線放射のエネルギー源が不明な特異 X 線パルサー (Anomalous X-ray Pulsar: AXP) などに分類される。

主にパルサーは自身の回転エネルギーを放射エネルギーに変えて放射を行なっていると考えられているが、SGR と AXP はその放射源を回転のみでは説明できない。以下の図 3.3 に中性子星の特性年齢と X 線の光度とスピンドアウン光度の割合の関係を示す。回転エネルギー以外でのエネルギー源として考えられているのは、中性子星自身が持つ強磁場であり、SGR と AXP は P と \dot{P} から考えられる磁場が非常に大きい ($\sim 10^{14-15} \text{ G}$)。このような強磁場天体をマグネターと呼び、候補天体も含めて現在 10 数個発見されている。マグネターの強磁場獲得には爆発直後の原子中性子星が高速回転 (回転周期 $P \sim 4 \text{ ms}$) で

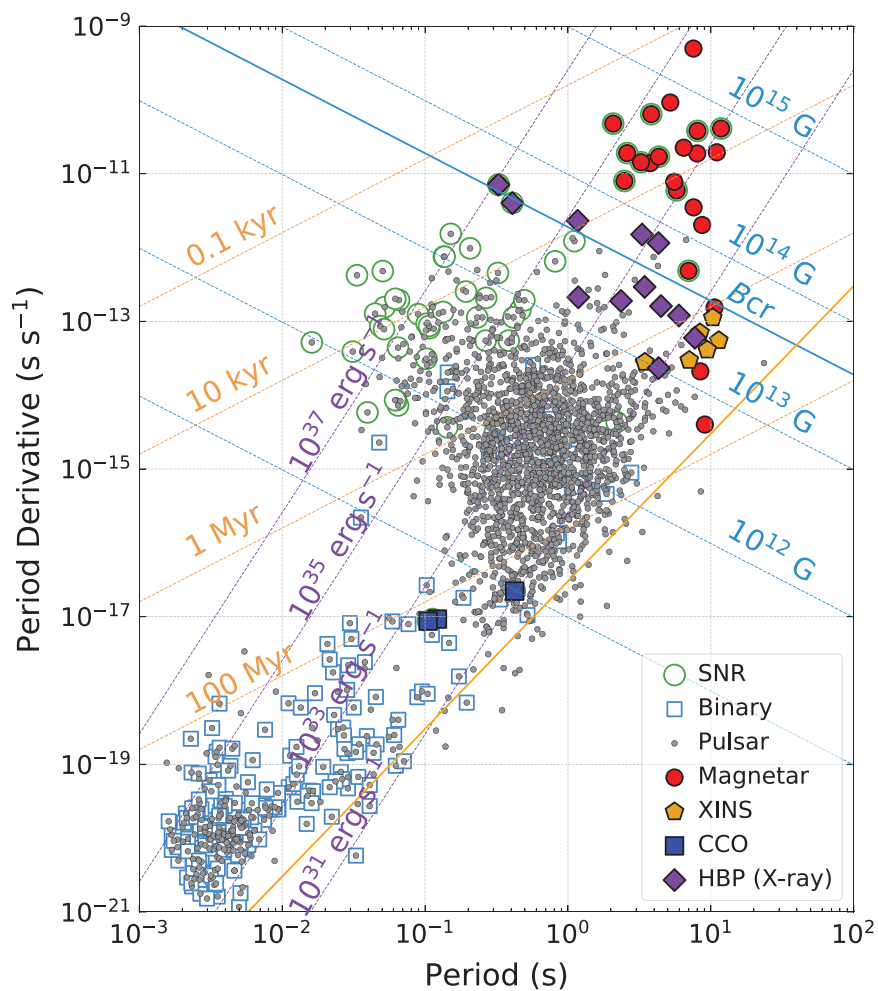


図 3.2: 様々な中性子星のパルス周期とその時間微分の関係 (Enoto et al., 2019). 緑の丸は超新星残骸に付随するものを示し, 青の四角は連星を組んでいるもの示している. 他のマークは中性子星の観測的分類と対応している.

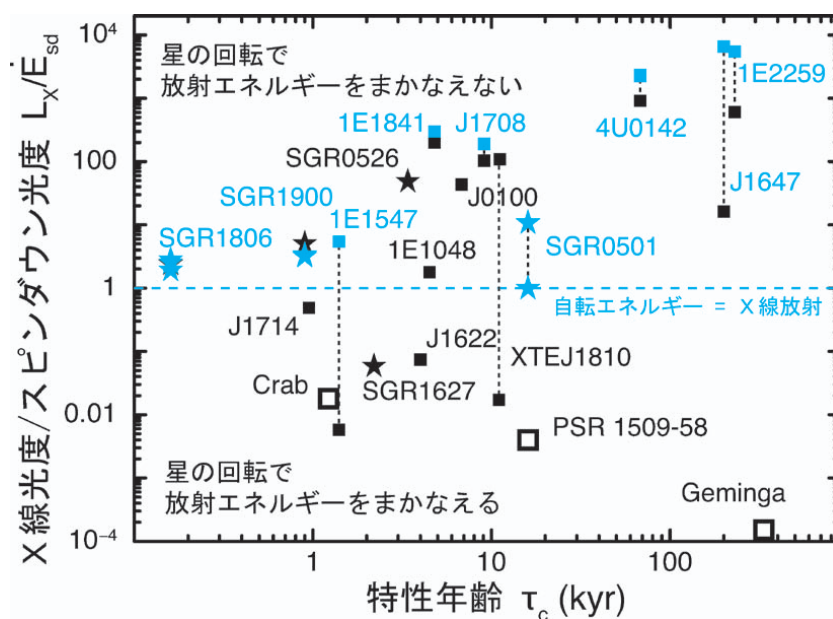


図 3.3: 中性子星の特性年齢と X 線の光度とスピンドアウング度の割合の関係 (榎戸輝揚, 2012) 四角は AXP, 星形は SGR, 中抜き四角は RPP を示している. 点線で結ばれている天体は光度が変化する天体でその変動を示している. 青の破線は自転エネルギーと X 線放射エネルギーが一致する値を示している.

ある場合に生じるダイナモ効果によるものとする説 (ダイナモ仮説 [Thompson & Duncan, 1993](#)) や主系列星時の強磁場を引き継いで強磁場獲得をする説 (化石磁場仮説 [Ferrario & Wickramasinghe, 2006](#); [Vink & Kuiper, 2006](#); [Hu & Lou, 2009](#)) などがあるが、まだ詳しくは分かっていない。

3.3 超新星残骸からの X 線放射

超新星残骸からの X 線放射には熱的プラズマから放射される熱的放射とシンクロトロン放射などの非熱的放射に主に分類される。図 3.4 に典型的な X 線スペクトルモデルを示す。X 線源の熱的放射は連続的な熱制動放射と離散的な線構造を持つ輝線放射に分けられ、そのスペクトル形状から天体プラズマの情報を得ることができる。以下では、熱制動放射と輝線放射について、その発生機構と特徴を説明する。

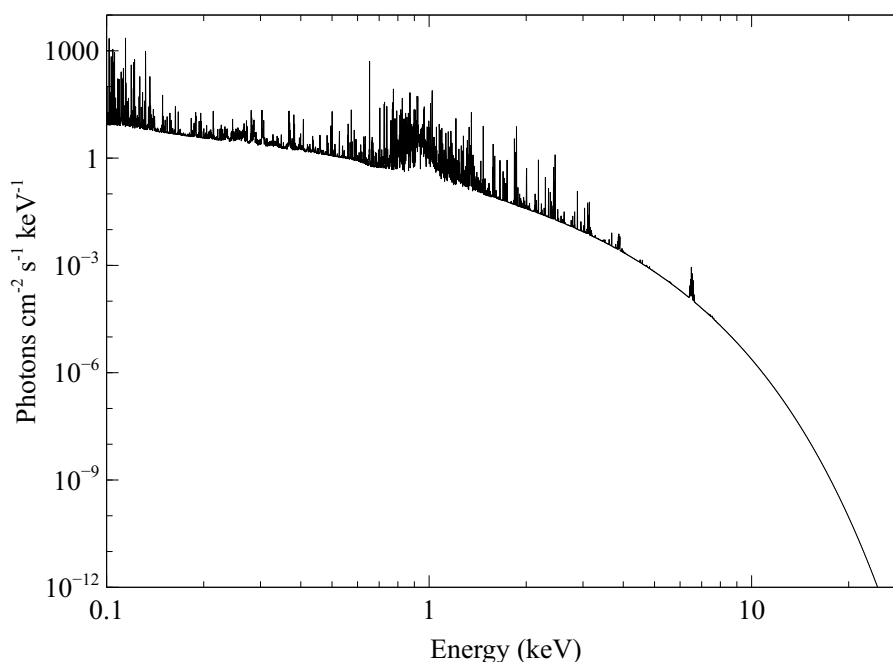


図 3.4: 超新星残骸プラズマの X 線スペクトルモデル。モデルは後述の電離非平衡モデル (vnei model; [Borkowski et al., 2001](#)) を使用。

熱制動放射

プラズマ中の荷電粒子が他の荷電粒子が作る電場に散乱されると制動放射と呼ばれる電磁波を放出する。荷電粒子のうち、イオンの質量は電子の質量よりも十分に大きく、

散乱を受けにくいので制動放射は電子由来が支配的になる。熱的プラズマ中の Maxwell-Boltzmann 分布に従う電子が、あるイオンの電場で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以下の式 3.14 で表される。

$$\frac{dW}{dV dt d\nu} \propto T_e^{-\frac{1}{2}} Z^2 n_e n_i \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) g_{ff} \quad (3.14)$$

ここで、 v , m_e , T_e , n_e はそれぞれ電子の速度、質量、温度、個数密度を表し、 Z , n_i はイオンの原子番号と個数密度、 k はボルツマン定数、 h はプランク定数を表す。 g_{ff} はガウント因子を電子の速度で平均化したものであり、X線を放射するプラズマでは以下のよう表される。

$$g_{ff} = \left(\frac{3kT_e}{\pi h\nu}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.15)$$

以上の式で表される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。X線のスペクトル解析では、このカットオフの測定から電子温度を決める。

輝線放射

原子に束縛された電子が何らかの影響によって低い準位に遷移すると、そのエネルギー差と同じエネルギーを持った光子を放出する。電子の遷移は主に、内殻電離、衝突励起、再結合などが要因となる。水素様イオンの放射はボーアの原子模型から輝線エネルギーを求めることができ、以下の式 3.16 で表される。

$$E \sim Z^2 R_y \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right) \quad (3.16)$$

ここで、 Z は原子番号、 R_y はリュドベリ定数、 n_1 は遷移前の量子数、 n_2 は遷移後の量子数を表す。

実際の超新星残骸のスペクトル解析では、様々な元素の様々な電離状態の輝線放射と制動放射のモデルを組み合わせたスペクトルモデルでスペクトルフィットを行い、プラズマの持つ物理量を測定する。以下では本研究で用いた X線スペクトルモデルについて説明する。一般的に超新星残骸のプラズマは電離が完全には進んでおらず、電離非平衡の状態にあると考えられており、電離度によって特に輝線放射の形が変化する。図 3.4 に示したのは電離非平衡状態にある X線プラズマからの放射を再現したモデルであり、電離非平衡モデル (Non-Equilibrium Ionization collisional plasma model: NEI model) と呼ばれる (Borkowski et al., 2001)。このモデルは主にプラズマの温度、X線を放射する元素の量、プラズマの電離度、天体の明るさを示す量のパラメータで構成されている。プラズマの電離度はイオン化タイムスケールというパラメータで表されており、電子密度 n_e と衝撃波が通過してからの時間 (電離が始まってからの時間) t を掛け合わせたもので表される。天

体の明るさはノルムというパラメータで表されており、以下の式 3.17 で表される。

$$\frac{10^{-14}}{4\pi(D_A(1+z))^2} \int n_e n_H dV \quad (3.17)$$

ここで、 D_A は放射領域の実際の大きさの見かけの大きさの比から計算される角径距離と呼ばれる距離、 dV は放射領域の微小体積要素、 n_e と n_H は電子と水素の密度、 z とは赤方偏移パラメータを示す。以上のようなパラメータを変化させることで、超新星残骸プラズマのスペクトルを再現し、物理量を決定している。

第 4 章

超新星残骸 RCW 103 の観測の動機と概観

4.1 観測の動機

これまでも述べてきた通り、親星から吹き出た星風で構成される星周物質は、超新星爆発の衝撃波で掃き集められ、加熱されて超新星残骸のシェルの付近で X 線で明るく光る。また星周物質には親星の内部で合成された元素が含まれており、特に炭素、窒素、酸素の組成比は親星の初期状態と相関していることが分かっている。以上のことから、超新星残骸のシェル付近で星周物質の炭素、窒素、酸素の輝線放射を検出して組成を測定できれば、爆発した親星の情報を探ることができる。しかし、星周物質のこれらの元素組成の測定はこれまで観測的な理由で困難があった。

まず、炭素、窒素、酸素の輝線の分解が現在の X 線検出器では難しいことである。現在、超新星残骸の X 線観測で広く使われている CCD カメラのスペクトルの例を図 4.1 に示す。炭素の輝線は ~ 0.3 keV、窒素の輝線は ~ 0.5 keV、酸素の輝線は ~ 0.6 keV にあることが実験的に分かっているが、図 4.1 で Si の輝線 (~ 1.3 – 2.0 keV) と見比べると分かるように、CCD カメラのスペクトルではエネルギー分解能や検出効率、応答関数が原因で、炭素や窒素の輝線と他の輝線を分解することは難しい。星周物質の組成比を調べるためには、少なくとも酸素とあとひとつ炭素か窒素の組成を測定する必要があるため、CCD カメラでは星周物質の組成比を測定し、親星の情報を探ることは難しい。炭素等の元素の輝線がある低エネルギーにおいては、CCD カメラよりも 1 桁以上エネルギー分解能が優れた反射型回折分光器 (RGS) という検出器があるが、こちらは後述の理由で、今まで超新星残骸における星周物質の観測には使われてこなかった。

次に、爆発噴出物が支配的な放射領域と空間分解する必要があるという困難がある。3.1.2 章の図 3.1 に示すように、超新星残骸は爆発噴出物が支配的な領域と、星周物質や星間物質が支配的な領域が存在し、超新星残骸全体では爆発噴出物からの放射が支配的になる。そのため、星周物質の放射を検出して爆発噴出物の放射と切り分けるためには、ある程度星周物質が支配的な領域のみを選んで観測する必要がある。しかし、炭素等の元素の

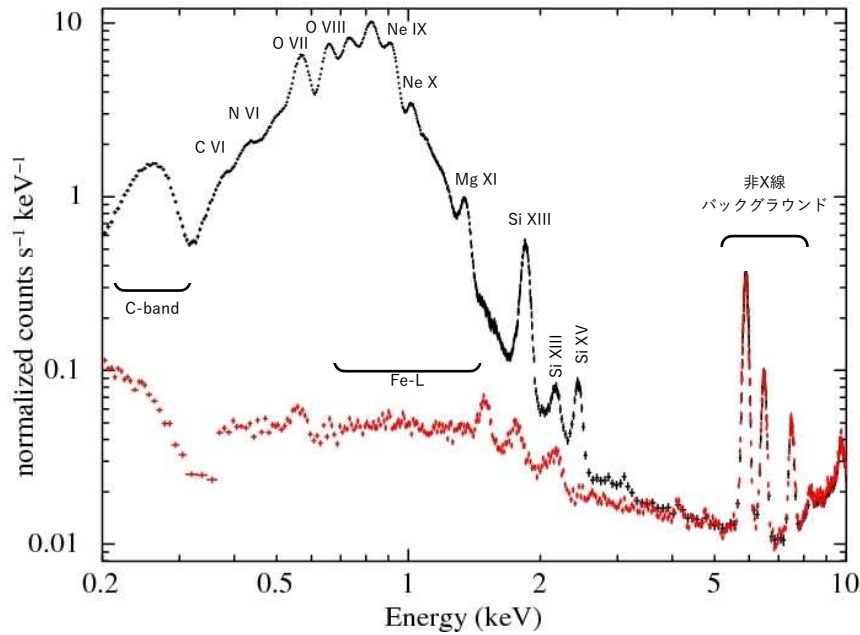


図 4.1: Suzaku 衛星の CCD カメラで観測された超新星残骸 Cygnus Loop の X 線スペクトル (Uchida et al. (2011) から改変). 黒は天体からの放射, 赤はバックグラウンドを示している.

輝線を分解できる RGS は後述 (5.3.2 章) のとおり, 原理的に $\gtrsim 1$ arcmin の構造ではエネルギー分解能が劣化してしまうので, 数 arcmin を超えるような系内の拡散天体には今まで使われてこなかった. 以上の理由から超新星残骸の星周物質の元素組成には親星の重要な情報が含まれているにも関わらず, 注目されることはなかった.

そこで, 我々は系内天体でかつ ~ 1 arcmin 程度の構造をシェル付近にもつ超新星残骸であれば, RGS を使って炭素や窒素の輝線を検出できると考えた. そして, そのような特徴を持つ超新星残骸として RCW 103 の X 線精密分光観測を行って, 実際に星周物質の窒素の輝線をこの天体において初めて検出した. この研究結果については 6 章で詳しく説明する. 以下では超新星残骸 RCW 103 の概観を説明する.

4.2 超新星残骸 RCW 103

RCW 103 は系内に存在する重力崩壊型の超新星残骸であり, X 線, 電波, 可視光, 赤外線でも明るく光っている. 超新星残骸の進化段階としては, 断熱膨張期にあると考えられている (e.g. Braun et al., 2019). 中心には特有のバースト現象を起こしたことからマグネターと判断されたコンパクト天体 1E161348-5055 が存在している (D’Ai et al., 2016). このマグネターは, 非常に長い X 線の変光周期 (6.67 時間; De Luca et al., 2006) を持っており, その起源は連星を組んでいるとする説 (e.g. Reynoso et al., 2004) や, 単独の中性

子星への物質の降着によるものとする説 (e.g. De Luca et al., 2006) などがあるが、まだ分かっていない。RCW 103 の距離は、水素の 21cm 線の視線速度からは 3.1 kpc (Reynoso et al., 2004), 可視光の吸収からは 6.6 kpc (Leibowitz & Danziger, 1983) などとされており、年齢は CCD カメラの可視光画像と写真乾板の画像の比較から求められた分散速度 ($\sim 2000 \text{ km s}^{-1}$) から約 2000 歳だと推定されている (Carter et al., 1997)。本修士論文ではこれらの先行研究から距離を 3.1 kpc, 年齢を 2000 歳としてこの後の議論を行う。

図 4.2 に先行研究で得られた RCW 103 の X 線 3 色イメージと CCD カメラのスペクトルを示す。この天体の X 線解析は主に Chandra 衛星の観測データを用いて行われており、天体を複数の領域に分けてそれぞれの場所の電子温度や元素組成を調べた研究 (Frank et al., 2015; Braun et al., 2019) や他のマグネターを持った超新星残骸の X 線観測との比較研究 (Zhou et al., 2019) などが既に行われている。これらの先行研究 (Frank et al., 2015; Braun et al., 2019; Zhou et al., 2019) から、RCW 103 は中心のマグネターから等方的に広がる高エネルギーの放射と、北西と南東で特に明るい低エネルギーの放射があることが分かっている。これらの放射は、X 線スペクトル解析の結果から、高温プラズマと低温プラズマのモデルでよく再現されており、これらのプラズマはそれぞれ逆行衝撃波で加熱され始めた爆発噴出物と、前方衝撃波に集められ加熱された星間物質か星周物質と考えられていた。爆発噴出物の元素組成と、恒星進化のモデルの比較から、RCW 103 の親星は低質

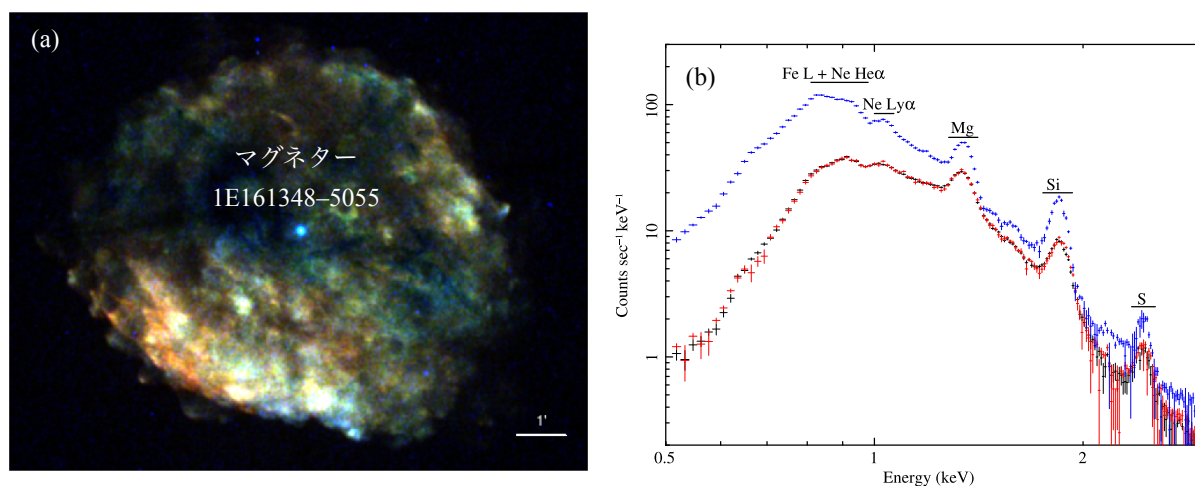


図 4.2: Chandra 衛星の観測から得られた RCW103 の X 線イメージとスペクトル。左: X 線 3 色イメージ。赤は 0.5–1.2 keV, 緑は 1.2–2.0 keV, 青は 2.0–7.0 keV にそれぞれ対応している (Figure 1 Braun et al., 2019)。右: 0.5–3.0 keV の X 線スペクトル。それぞれの色は観測 ID 11823 (黒), 12224 (赤), 970 (青) に対応している (Figure 3 Frank et al., 2015)。

量星 ($18 M_{\odot}$, ≤ 10 – $12 M_{\odot}$, $\leq 13 M_{\odot}$; Frank et al., 2015; Braun et al., 2019; Zhou et al., 2019) の星であったと推定されている。そのため、RCW 103 の中心には特異なマグネターが存在しているにも関わらず、親星は系内に存在する星としては一般的な質量の星であると考えられていた。我々は、星周物質の元素組成を測定することで、RCW 103 の親星の

情報について、新たに回転速度の制限を与えた。この研究結果については8章で詳しく説明する。

第 5 章

XMM-Newton 衛星

5.1 概観

XMM-Newton (X-ray Multi-Mirror Mission-Newton) 衛星は、1999 年 12 月に欧州宇宙機関 ESA (European Space Agency) によって打ち上げられた X 線天文衛星である。図 5.1 に示すように、周回軌道は近地点 5,000km、遠地点 115,000km の楕円軌道であり、48 時間で一周する。衛星の重さは 3t、長さは 10m で、3 台の X 線望遠鏡と 1 台の可視光/紫外線望遠鏡を搭載している。図 5.2 に XMM-Newton 衛星の概観を示す。3 台の X 線望遠鏡には、それぞれ X 線 CCD 検出器が搭載されており、3 台のうち 2 台は MOS (Metal Oxide Semi-conductor) 検出器、1 台は pn 検出器が搭載されている。これらの検出器はまとめて EPIC (European Photon Imaging Camera) と呼ばれており、0.15–12 keV の撮像と分光を行う。MOS 検出器が搭載されている 2 台の望遠鏡には、反射型回折分光器 RGS (Reflection Grating Spectrometer) も搭載されており、この検出器によって 0.35–2.5 keV において精密分光観測を可能としている。以下では X 線望遠鏡と X 線検出器 EPIC、RGS の性能についてそれぞれ説明する。

5.2 X 線望遠鏡

X 線は屈折率が 1 に近い負の屈折率であり、物質透過力が高いため、全反射や回折を用いて集光される。XMM-Newton 衛星の望遠鏡はいずれも全反射を利用した Wolter-I 型光学系の望遠鏡であり、図 5.3 に示すように回転双極面と回転物理面の 2 回の全反射により集光する。望遠鏡の口径は 70 cm、焦点距離は 7500 mm、視野は 30 arcmin である。X 線望遠鏡の性能は主に結像性能と有効面積で特徴つけられる。以下では XMM-Newton の X 線望遠鏡のこれらの性能について説明する。

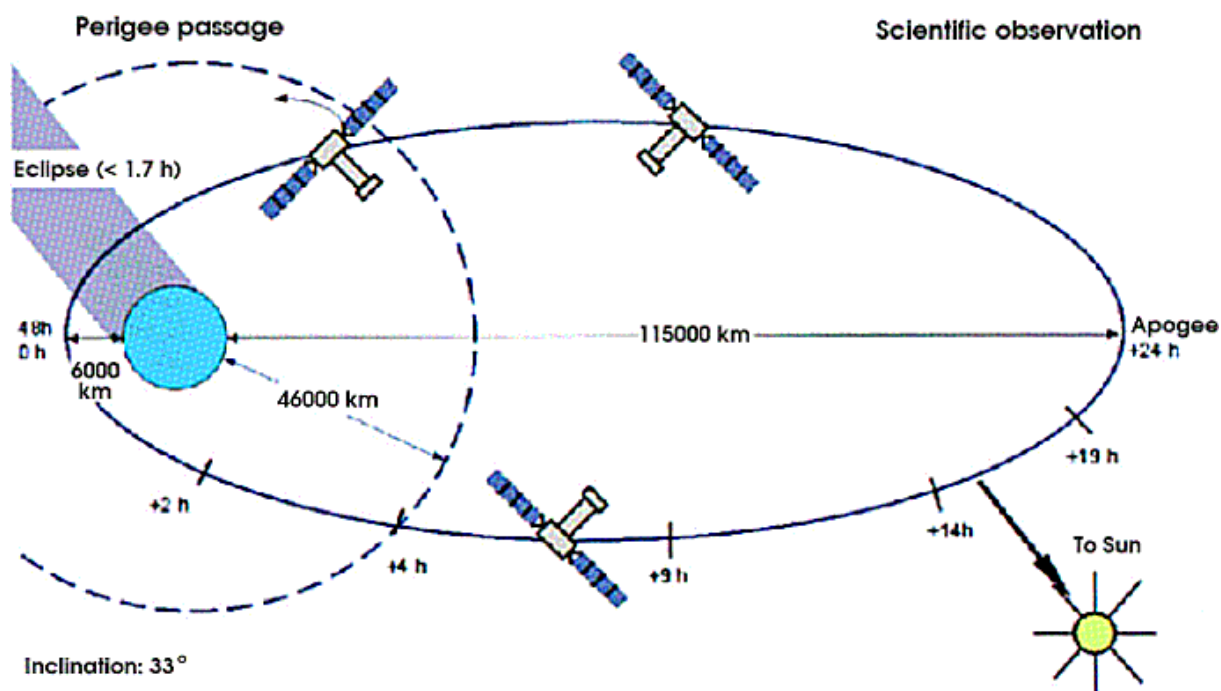


図 5.1: XMM-Newton 衛星の周回軌道 (XMM-Newton Users Handbook, 2022).

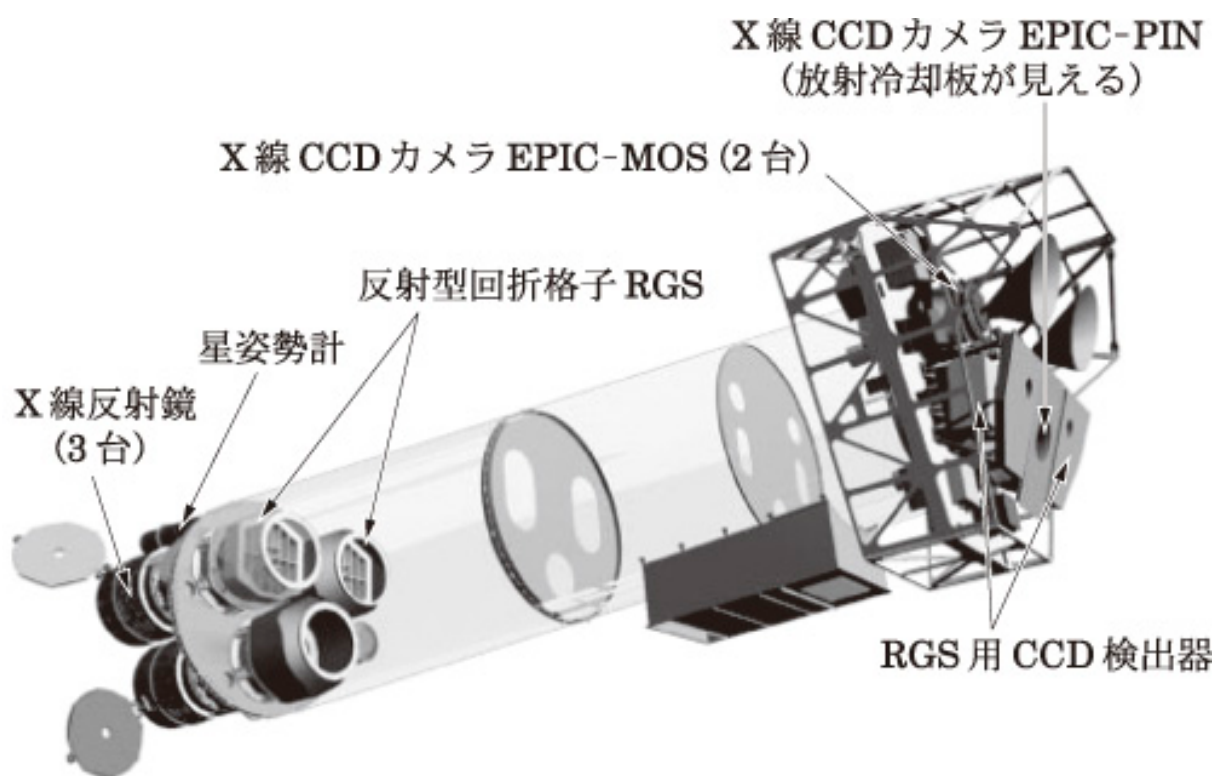


図 5.2: XMM-Newton 衛星の概観 (井上一他, 2019).

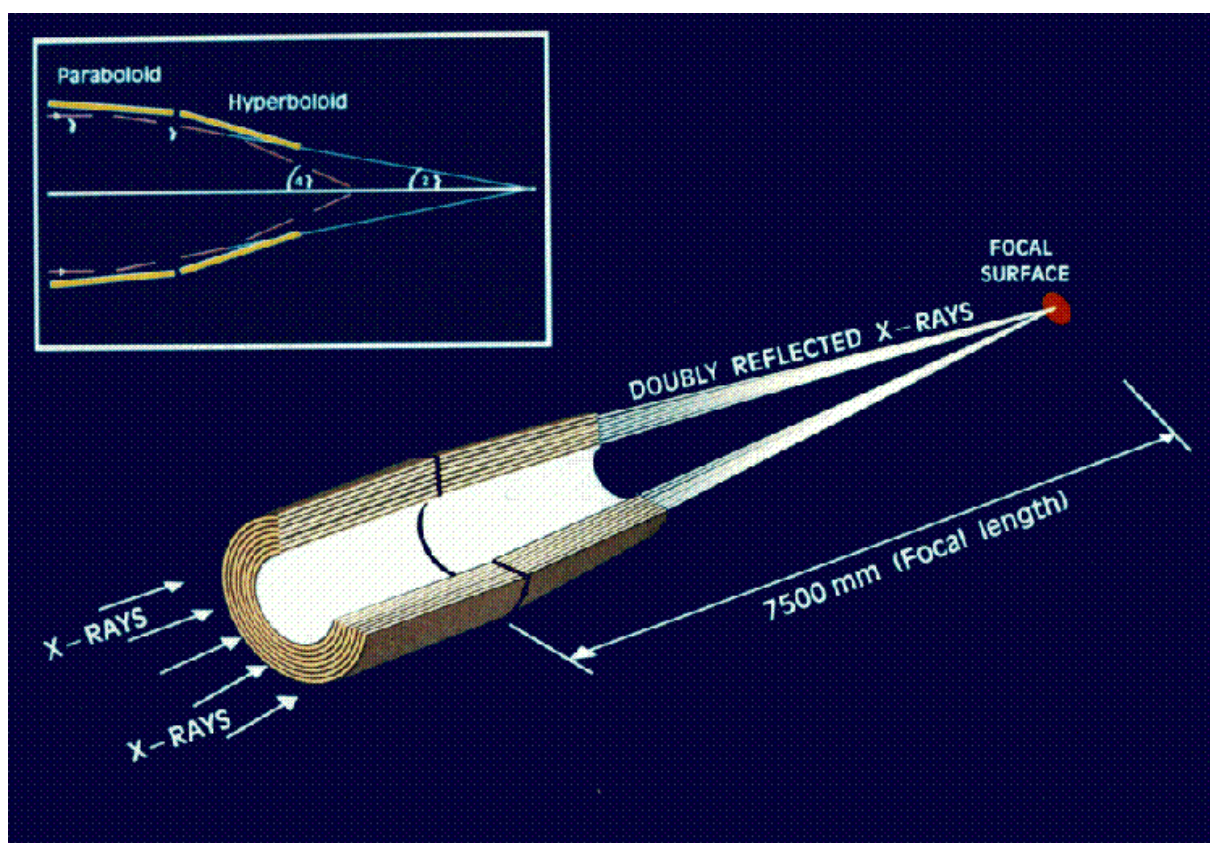


図 5.3: X線望遠鏡の光路と光学系の概略図 (XMM-Newton Users Handbook, 2022).

結像性能

結像性能は点源を観測した際の輝度分布を示す Point Spread Function (PSF) によって評価される。PSF は光軸上から入射した光子の PSF (on-axis PSF) と光軸外から入射した光子の PSF (off-axis PSF) に分けられる。図 5.4 に on-axis PSF と、強度ピークを中心とした円の半径とその半径で積分された強度の全強度に対する割合である fraction encircled energy の関係を示す。図 5.5 に off-axis PSF と、視野の中心からの距離と強度ピークを中心として全強度の 90% が内包される円の半径の関係を示す。

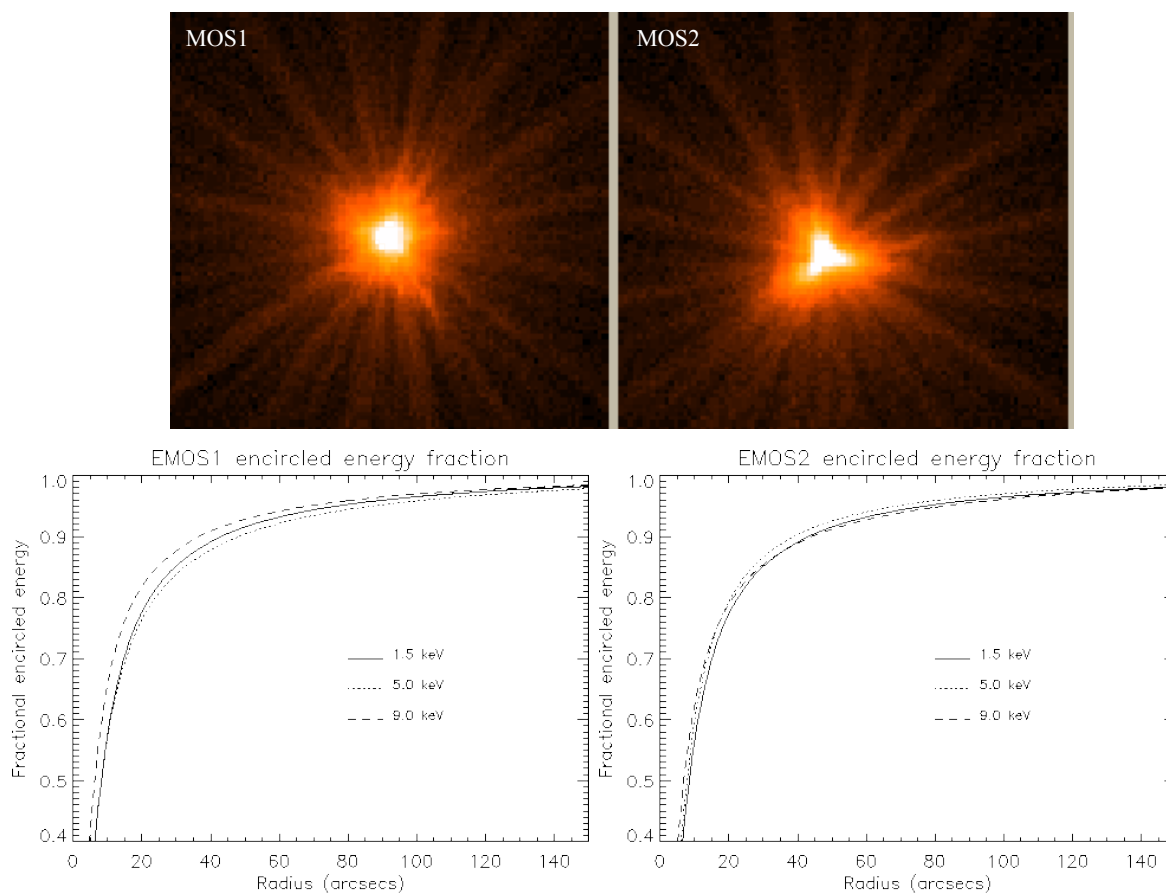


図 5.4: XMM-Newton 各検出器の on-axis PSF(XMM-Newton Users Handbook, 2022). 上: MOS1 と 2 の on-axis PSF. 下: MOS1 と 2 の fraction encircled energy.

有効面積

有効面積は、光子の入射する部分の面積と鏡の反射率、入射光子のうち信号として取り出される電子の割合 (量子効率) を含めた値で、大きいほど多くの光子を信号として集められることになる。有効面積も結像性能と同じく、光軸上から入射した光子と光軸外

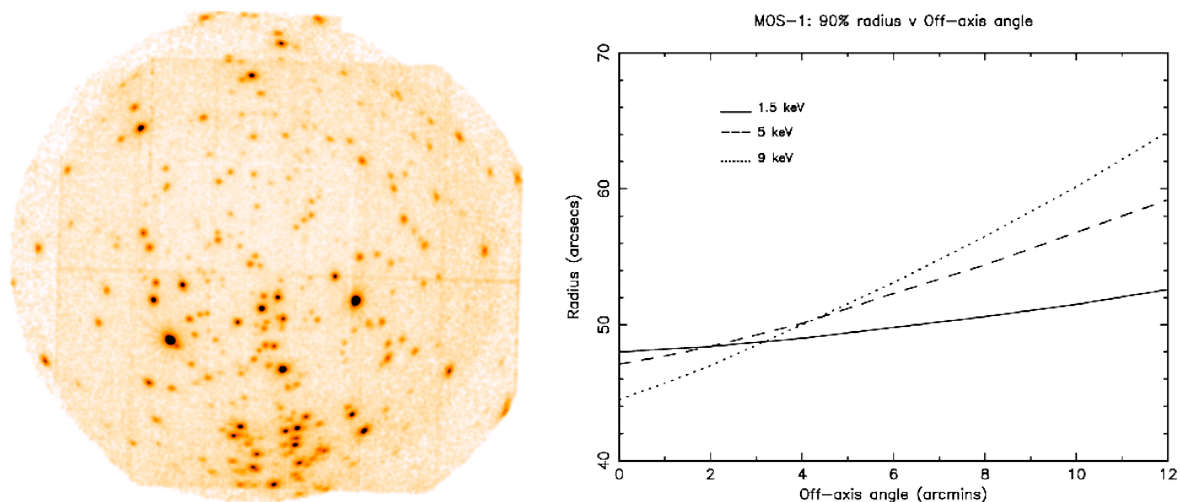


図 5.5: XMM-Newton 各検出器の off-axis PSF (XMM-Newton Users Handbook, 2022). 左: MOS1, 2 と pn の off-axis PSF. 全ての検出器の画像を重ねている. 右: MOS1 における光源の強度ピークから全強度の 90% が内包される円の半径の関係.

から入射した光子で分けられる. 光軸外から入射した X 線は反射できる鏡の枚数や領域が, 光軸上から入射した X 線よりも少なくなるため, 有効面積が相対的に落ちる. これを vignetting 効果と言い, 入射エネルギーに依存する. 図 5.6 に, 各検出器の有効面積と光軸からのズレと vignetting 効果の関係を示す.

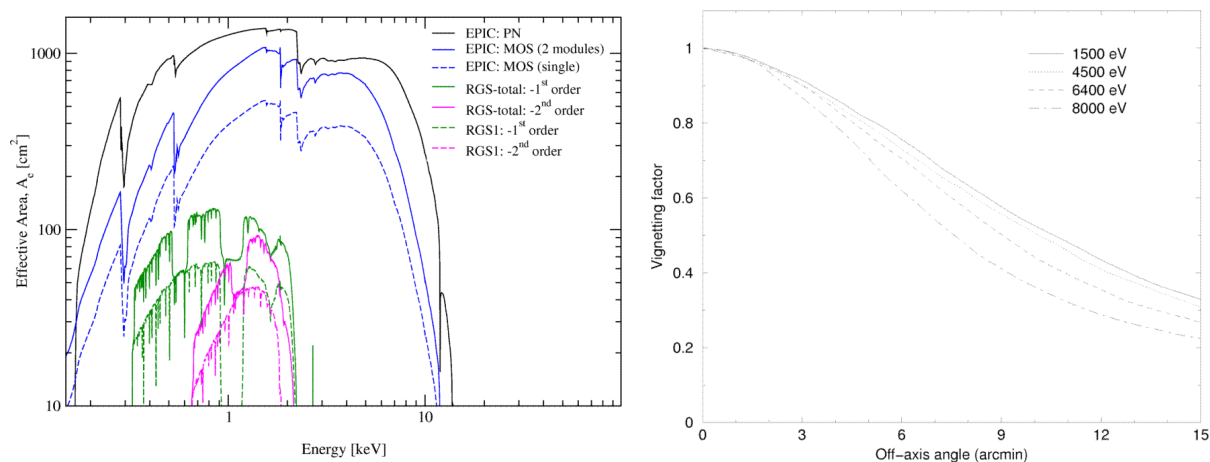


図 5.6: XMM-Newton 各検出器の有効面積と望遠鏡の vignetting 効果 (XMM-Newton Users Handbook, 2022). 左: 各検出器の有効面積. 右: 望遠鏡の vignetting 効果.

5.3 X線検出器

5.1章で述べたように、XMM-Newton 衛星には、X線検出器として、EPIC と RGS の2種類の検出器が搭載されている。以下では、それぞれの検出器について、その特性や原理などを説明する。

5.3.1 EPIC

5.1章で述べたように、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 を中心に説明する。CCD 検出器は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り、入射した光子が空乏層に光電吸収されることで、入射光子のエネルギーに比例した数の電荷が発生する。一般的な X 線天体を観測したときに、1回の露光につき1つのピクセルに入射する光子の数は多くとも1個であるため、各ピクセルで発生した電荷量を測定すれば、X線の入射方向とエネルギーを測定できる。CCD 検出器は、図 5.7 に示すように、電極のある方向から X 線が入射する表面照射型 (Front-Illuminated: FI) と、逆に電極のない裏側から X 線が入射する裏面照射型 (Back-Illuminated: BI) に分けられ、MOS は FI、pn は BI である。

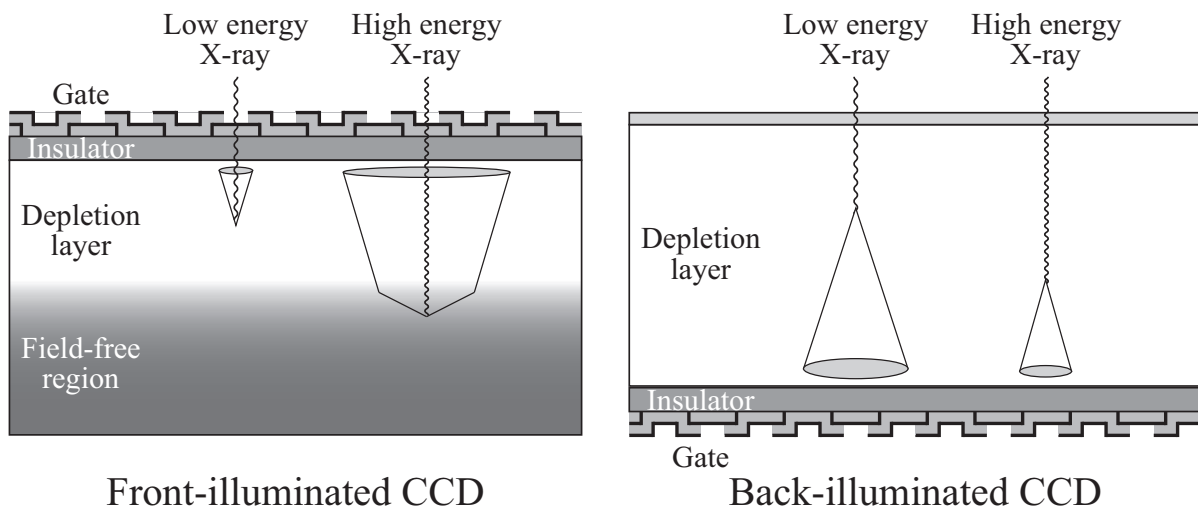


図 5.7: CCD 検出器の断面図 (鷲野遼作, 2015).

MOS

図 5.8 に MOS の CCD 配置とエネルギー分解能、表 5.1 に MOS の基本性能を示す。MOS は FI であるため、電極側がデブリや微小隕石に晒されることになっており、MOS1 は 2005

年と2012年に小隕石と衝突し、7枚のCCDのうち2枚が使えなくなっている。MOSのバックグラウンドは主に、宇宙X線背景放射によるものと、それ以外の影響によるものに分けられる。後者のバックグラウンドは、高エネルギー側で重要になり、荷電粒子によるものと考えられる。荷電粒子によるバックグラウンドは、時間依存性によって区別され、時間依存するものは望遠鏡で集光された陽子がCCDに直接入射したものと考えられている。時間依存しないバックグラウンドは、高エネルギー荷電粒子が検出器に直接入射したものと、検出器の周囲にある構造物と荷電粒子が相互作用することで発生する蛍光X線であると考えられている。バックグラウンド以外に、低エネルギー側 (< 0.3 keV) では、検出器ノイズの影響も受ける。検出器ノイズの主な要素は、アナログ読み出し系での読み出しノイズとCCD内部で蓄電する暗電流の揺らぎである。このノイズはX線が入射しない同じピクセルであっても、測定される電荷量が違うために起こる。このノイズは多くの場合、周辺ピクセルとの比較によってX線イベントと区別して処理される。

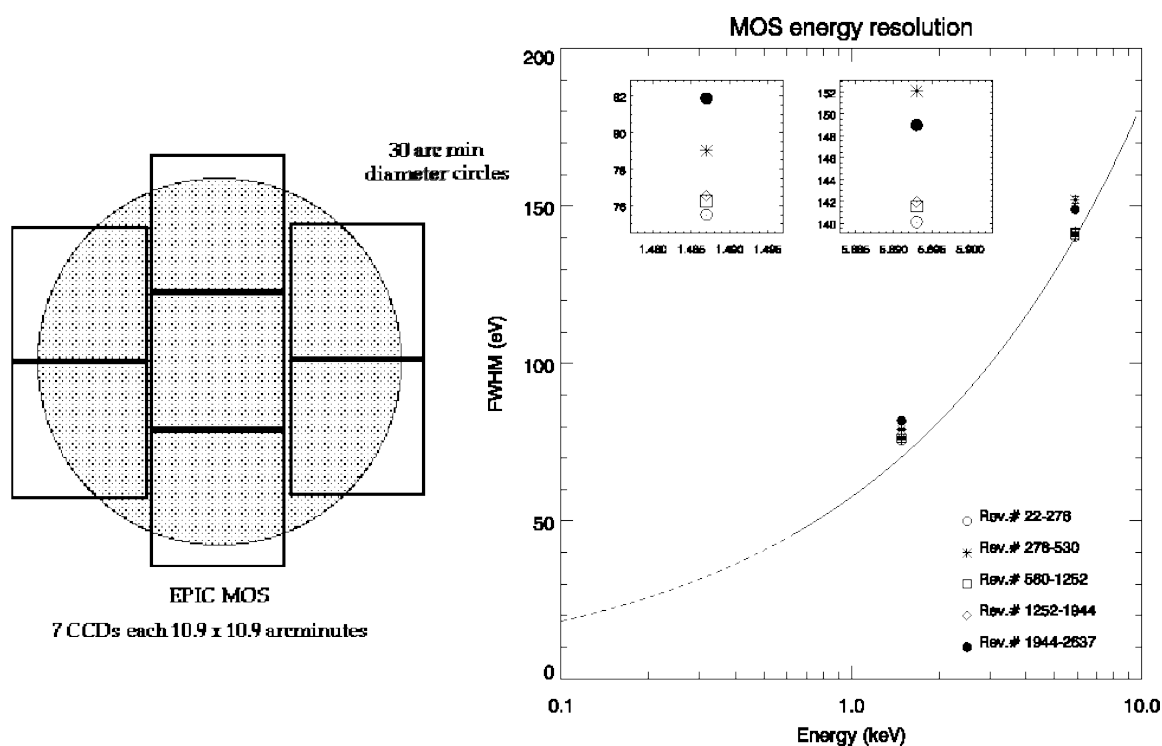


図 5.8: MOS の望遠鏡の視野とエネルギー分解能 (XMM-Newton Users Handbook, 2022). 左: MOS の望遠鏡の視野. 四角は各 CCD の配置を示し, 丸は望遠鏡の視野を示す. 右: MOS のエネルギー分解能. 曲線が地上試験の結果, データ点が軌道上の較正の結果を表す. データ点の形は取得日に対応している.

表 5.1: MOS の基本性能

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

* XMM-Newton Users Handbook (2022)

5.3.2 RGS

RGS は入射 X 線を回折する RGA (Reflection Grating Assemblies) と、回折分散された X 線を検出する CCD array である RFC (RGS Forcal Cameras) からなる。表 5.2 に RGS の基本性能を示す。RGS は 0.35–2.5 keV のエネルギー帯域に感度を持ち、点源のエネルギー分解能は、1 keV において CCD よりも 1 桁優れたエネルギー分解能を達成している。図 5.9 に望遠鏡と RGS の配置を示す。RGA はそれぞれ望遠鏡と MOS1, 2 を結ぶ光路上に配置され、望遠鏡で反射された光子の約 44% が MOS に、40% が回折格子に分散され、残りは回折格子に吸収される。以下では RGA と RFC についてそれぞれ説明する。

表 5.2: RGS の基本性能

エネルギー帯域	0.35–2.5 keV(1 次光), 0.62–2.5 keV(2 次光)
ピクセルサイズ	27 μm
エネルギー分解能	2.0eV (1 keV)

* XMM-Newton Users Handbook (2022)

RGA

図 5.10 に RGA の概略図を示す。RGA は 182 個の反射型ブレード回折格子からなり、入射角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と鏡面反射光を干渉させることができるという特徴を持つ。RGA は回折効率の最大が、15 Å の光子の 1 次光になるように設計されている。

RFC

図 5.11 に RFC の概略図を示す。配置されている 9 つの CCD は EPIC の MOS 検出器のものと同様仕様の CCD であり、裏面照射型 CCD で、可視光・UV 遮光用の Al コー

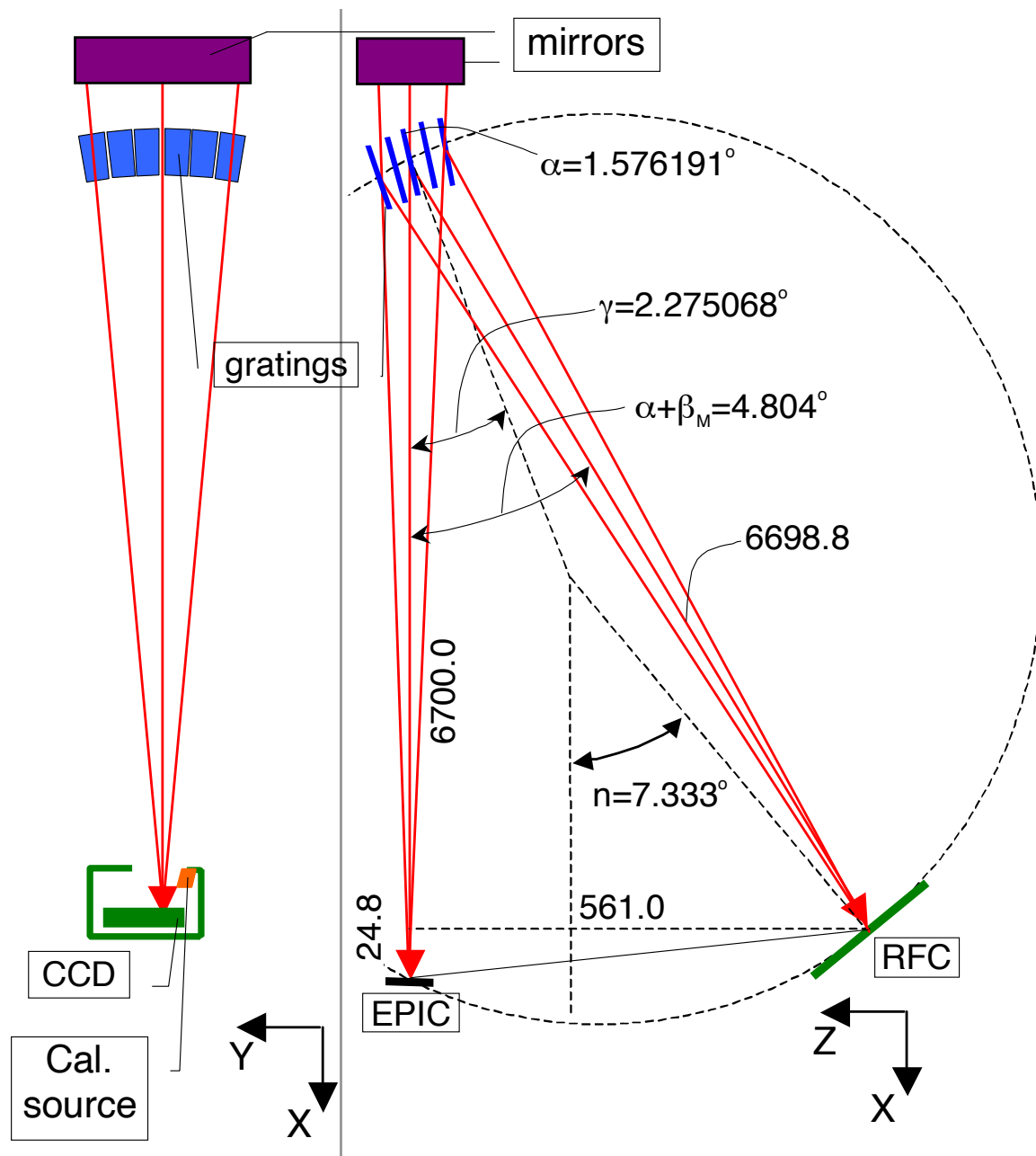


図 5.9: 望遠鏡と RGS の配置 (den Herder et al., 2001). 青色は RGA を, 赤の実線は X 線の光路をそれぞれ示す. 長さの単位は mm.

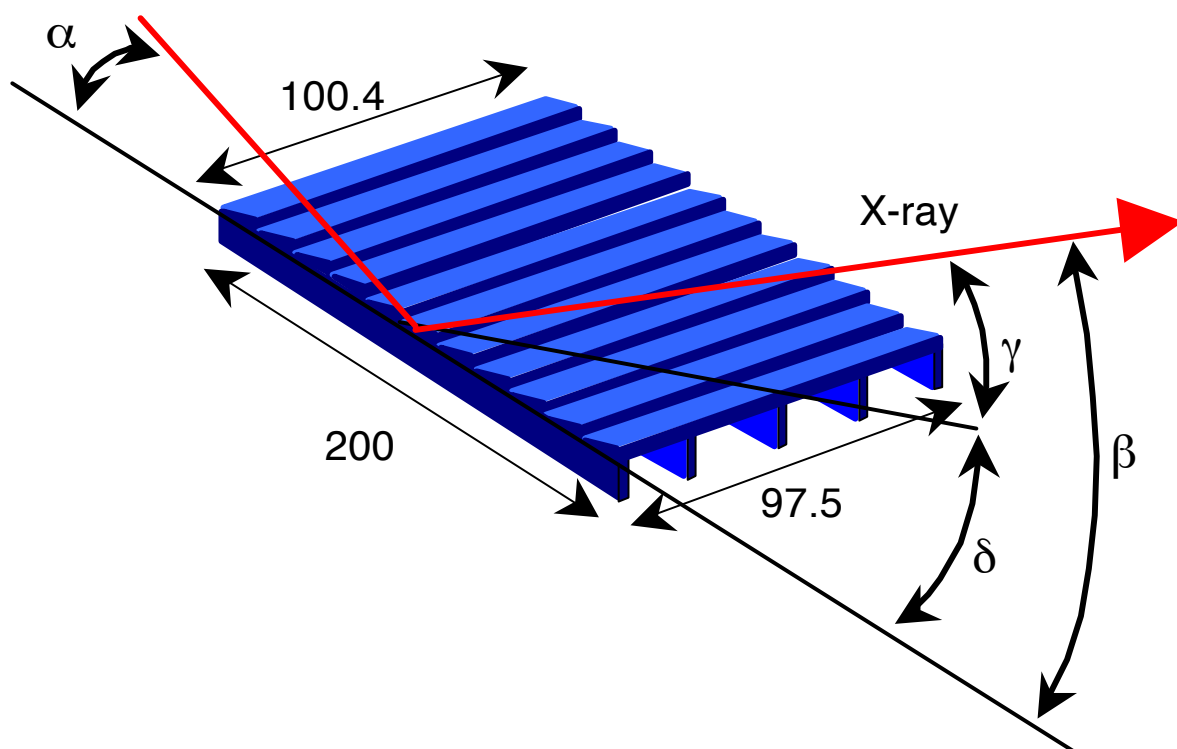


図 5.10: RGA の概略図 (den Herder et al., 2001). α , β , δ はそれぞれ入射角, 回折角, 回折格子と鏡面の間の傾き角を表す. 長さの単位は mm.

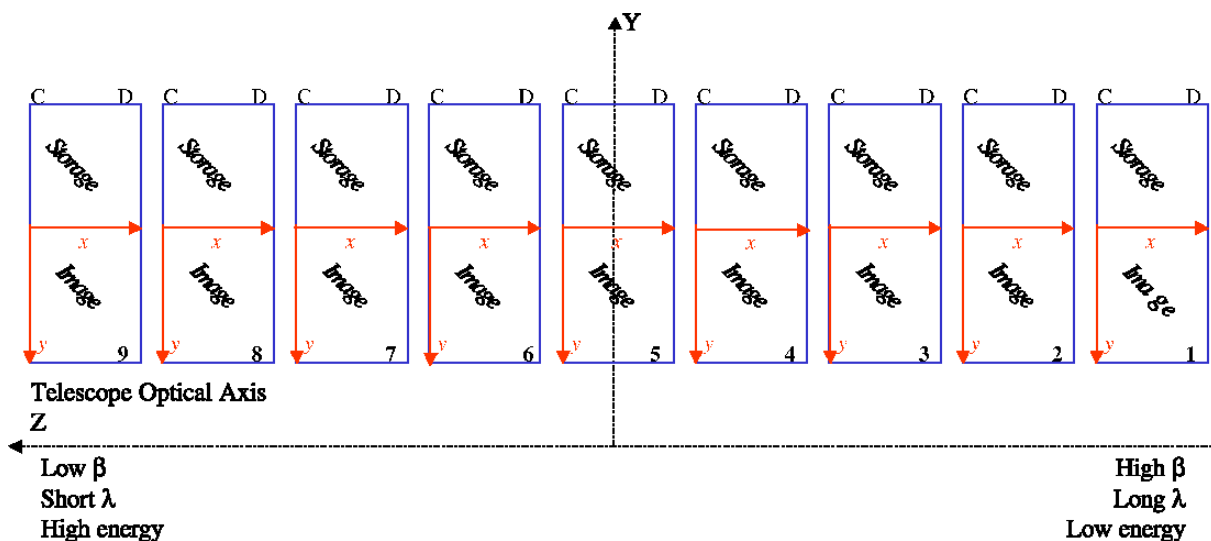


図 5.11: RFC の概略図 (XMM-Newton Users Handbook, 2022). z 軸が分散軸方向に対応しており, 左から順に高いエネルギーに対応する CCD チップになる.

ティングが施されている。分散軸垂直方向には5 arcminの視野を持っている。RFC上で検出されたX線は、その入射位置から、以下の式5.1を使って波長が分解される。

$$m\lambda = d(\cos\beta - \sin\alpha) \quad (5.1)$$

ここで m は回折光の次数で負の整数になる。 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5.12にRFCによって取得されたイメージと、バナナプロットと呼ばれる回折角に対するCCDの波高値の関係を示したプロットを示す。RGAによって回折された様々な次数を持つX線はRFC上に重なって検出されることになる。これらの次数は、RFCのCCD検出器によってエネルギーの情報を得ることによって分解することができる。

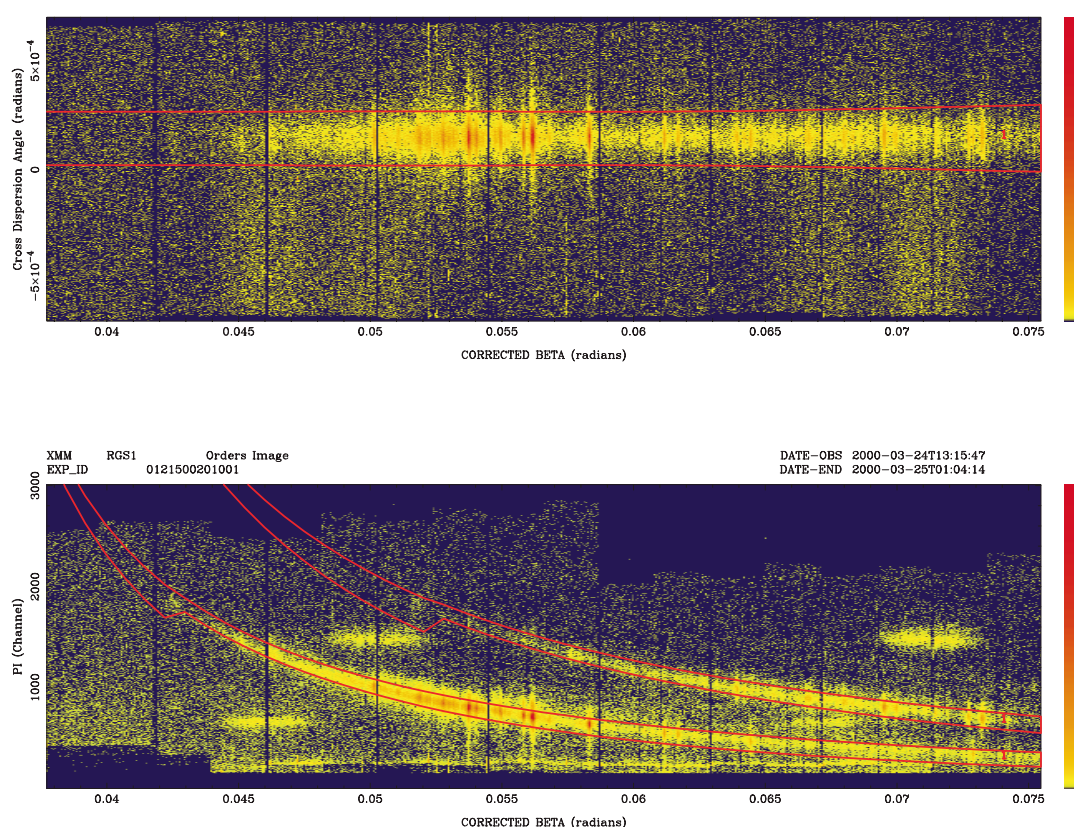


図 5.12: 上：RFCで取得されたイメージ (den Herder et al., 2001)。横軸は回折角，縦軸は分散軸垂直方向に対応する。下：回折角に対する CCD の波高値の関係を示したプロット（バナナプロット） (den Herder et al., 2001)。赤の曲線で囲まれた部分は下側が1次光，上側が2次光に対応する。

RGSのバックグラウンドは、高エネルギー荷電粒子によるものが存在する。このバックグラウンドは、高エネルギー荷電粒子が検出器に入射することによるもの、荷電粒子

と検出器ハウジングの相互作用による蛍光 X 線、望遠鏡を通過して RFC に直接入射する soft proton の 3 種類が存在する。高エネルギー粒子が RFC に入射すると、CCD の波高値は RGS のエネルギー帯域 (0.35–2.5 keV) 外のエネルギーになるため、5.12 のバナナプロット領域からイベントを抽出することでこの大部分は除去できる。蛍光 X 線には、可視光・UV 遮光用の Al コーティングから放射される $K\alpha$ 輝線と、それを遮断するための Au コーティングから放射される M 殻輝線がある。これらの蛍光 X 線は軌道上での較正実験から、弱い輝線 ($I \leq 10^{-3} \text{ counts sm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) で観測されることが分かっている。soft proton は RGA の反射により 0 次光の位置をピークとする分布になるため、CCD9 に最も入射する。soft proton によるバックグラウンドは時間依存性があるため、CCD9 のライトカーブから soft proton 由来のバックグラウンドの影響を見積もって除去を行う。

RGS の応答関数は、有効面積と Line Spread Function (LSF) で決定される。LSF は光軸から入射した単色 X 線の分散軸方向の輝度分布である。図 5.13 に波長ごとの LSF を示す。LSF は X 線望遠鏡と RGA の応答関数の畳み込みで表され、RFC 上での次数分解のあと図 5.13 のように決まる。RGS の応答関数にはこの他に、スリットを装備していないことによる影響で、天体の空間的な広がりも畳み込まれる。天体の広がりとは RFC で観測される波長のずれは以下の式 5.2 で表される。

$$\Delta\lambda = 0.138m^{-1}\theta \text{ \AA} \quad (5.2)$$

ここで、 $\Delta\lambda$ は波長のズレ、 m は回折光の次数、 θ は入射光の光軸からのずれ (arcmin) である。以上から RGS で広がった天体のスペクトル解析を行うには、点源の応答関数に加えて天体の分散軸方向の輝度分布も畳み込む必要がある。この性質から広がった天体では輝線幅が広がることになるため、エネルギー分解能が劣化する。本研究で注目している窒素の水素様イオンからの輝線は $\sim 0.50 \text{ keV} (24.8 \text{ \AA})$ にあり、その隣にある酸素のヘリウム様イオンからの輝線は $\sim 0.57 \text{ keV} (21.7 \text{ \AA})$ にある。窒素の波長を式 5.2 に代入して計算すると等しい強度で 1 分角の広がりを持った放射の 1 次光の波長のズレは $\sim 3.4 \text{ \AA}$ となり、酸素の輝線と重なってしまうため輝線の分解が難しくなる。そのため、RGS でこれらの輝線を分解するには、1 分角以下の広がりを持った放射が対象になる。

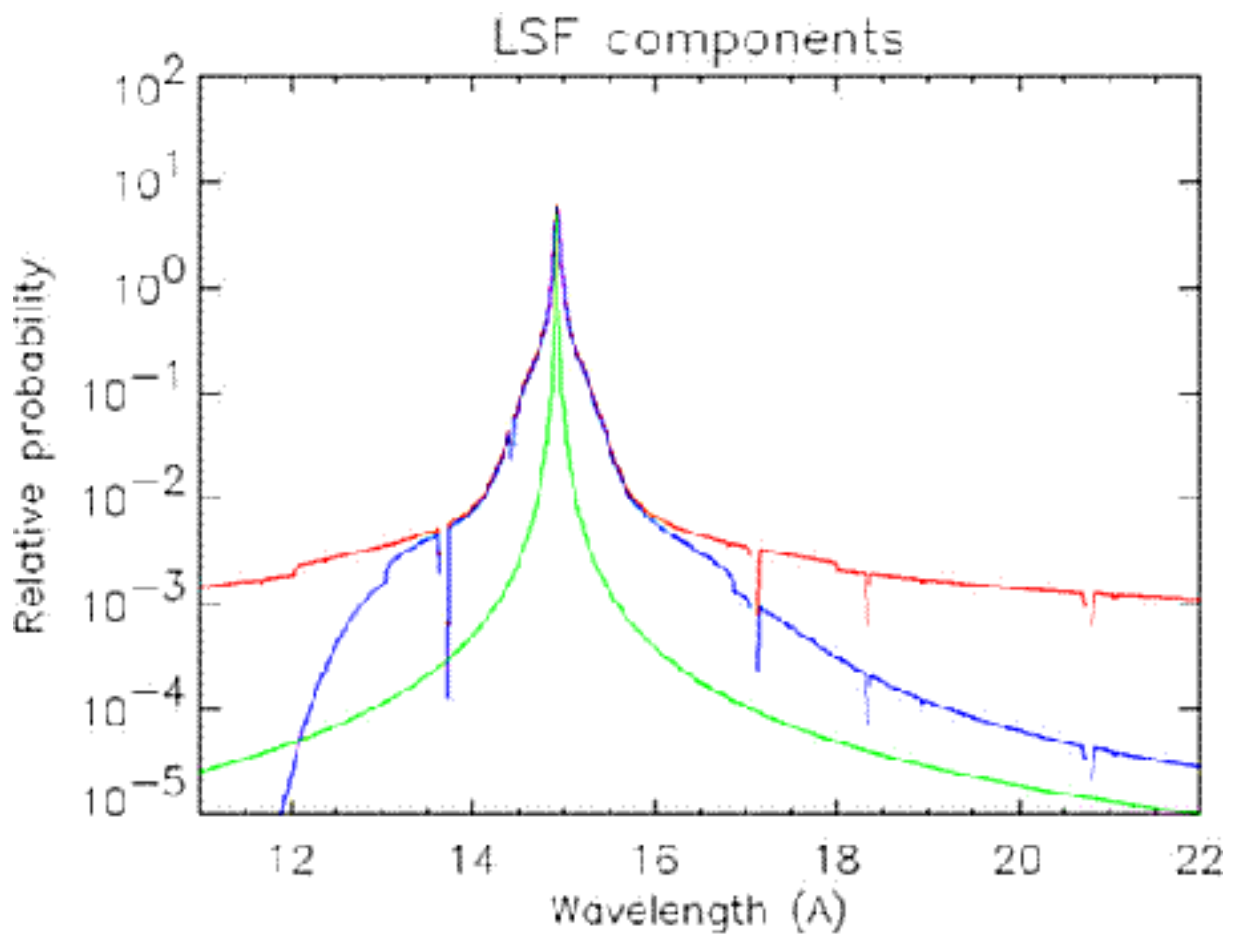


図 5.13: RGS の LSF(XMM-Newton Users Handbook, 2022). 緑は望遠鏡の LSF, 赤はそれに RGA の LSF を畳み込んだもの, 青は CCD の応答を畳み込みイベントセレクションを行ったものをそれぞれ示す.

第 6 章

超新星残骸 RCW 103 の X 線解析

6.1 用いた観測とデータ処理

今回の解析では、RCW 103 を対象として観測された 4 つの観測データと、バックグラウンド推定のために観測された超新星残骸から北側の blank sky 観測 1 つを使用した。以下の表 6.1 にその一覧を示す。pn は 2018 年の観測を除いて Small Window mode で運用されており、超新星残骸のシェル付近の領域が視野内ではなかったため、今回の解析において pn の観測は使用しなかった。また、2016 年の観測データにおける MOS の観測も同様の理由で使用しなかった。

表 6.1: XMM-Newton 衛星搭載の検出器による RCW 103 の観測

	観測 ID	観測開始日	観測時間 *(ks)			
			MOS1	MOS2	RGS1	RGS2
RCW 103	0113050601	2001/9/3	13.2	14.1	9.9	9.6
	0302390101	2005/8/23	54.5	56.5	58.7	58.6
	0743750201	2016/8/19	–	–	49.7	48.8
	0805050101	2018/2/14	55.7	57.4	35.6	35.1
Background	0113050701	2001/9/3	10.7	11.0	11.0	10.7

* スクリーニング後の観測時間を表す。

本研究の解析では、NASA 提供の HEADAS software 6.28(<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/heasoft/>) と ESA 提供の XMM-Newton Science Analysis System (SAS) version 18.0.0 (<https://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton/sas-download>) を使用し、校正データは 2021 年 5 月の時点で最新のデータ (<https://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton/current-calibration-files>) を使用した。MOS のデータは SAS のコマンド emchain を用いて再プロセスとスクリーニングを行った。RGS のデータは SAS

のコマンド `rgsspec` を用いて再プロセスを行い、最も暗電流の影響が強くなる CCD9 のライトカーブを作成してスクリーニングする範囲を決めた。全観測の RGS における CCD9 のライトカーブは以下の図 6.1 のようになっており、太陽フレアによる soft proton の影響が少ないと考えられる $\text{count rate} \leq 0.1 \text{ count s}^{-1}$ のデータのみを、バックグラウンド観測を含む全ての観測で使用した。

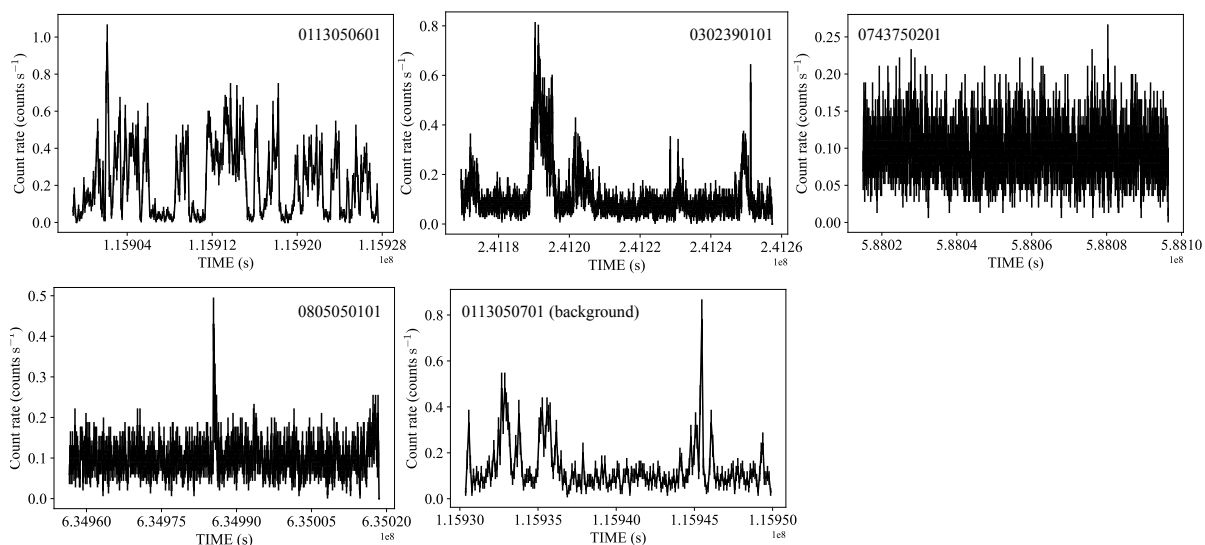


図 6.1: RCW103 の RGS1 の CCD チップ 9 の光度曲線。それぞれの番号は観測 ID(表 6.1) を示している。

6.2 解析と結果

RCW 103 におけるプラズマの分布を調べるために、MOS1 の観測から X 線 3 色イメージを作成した (図 6.2 a)。先行研究 (Frank et al., 2015; Braun et al., 2019; Zhou et al., 2019) でも述べられていたように、爆発噴出物と思われる 1.3–2.5 keV の放射は超新星残骸全体に等方的に広がっており、北西領域と南東領域では星間物質もしくは星周物質が前方衝撃波で集められ加熱されたことによる放射だと思われる 0.4–1.0 keV の放射が強くなっている。この分布は、3 で述べたような星周物質が超新星爆発の衝撃波に掃き集められて、超新星残骸のシェル付近に分布する描像と一致しており、シェル付近の領域には星周物質が含まれていることが期待される。また、低エネルギーの放射 (0.4–0.75 keV) だけに注目すると、北西領域と南東領域の構造は、図 6.2(b),(c) に示すように、さらに細かい構造に分離できることがわかる。5.3.2 章で述べたように、RGS の分散方向に対して $\sim 1 \text{ arcmin}$ 程度の広がり構造に対してであれば、RGS を使用して窒素の輝線を分離できることが期待される。以上の理由から、スペクトル抽出領域としてコンパクトな 3 つの領域 (領域

A, B, C) を選んだ. 領域の直径はそれぞれ, 0.56 arcmin(領域 A), 0.77 arcmin(領域 B), 0.90 arcmin(領域 C) であり窒素の輝線を十分に分離可能であると考えられる.

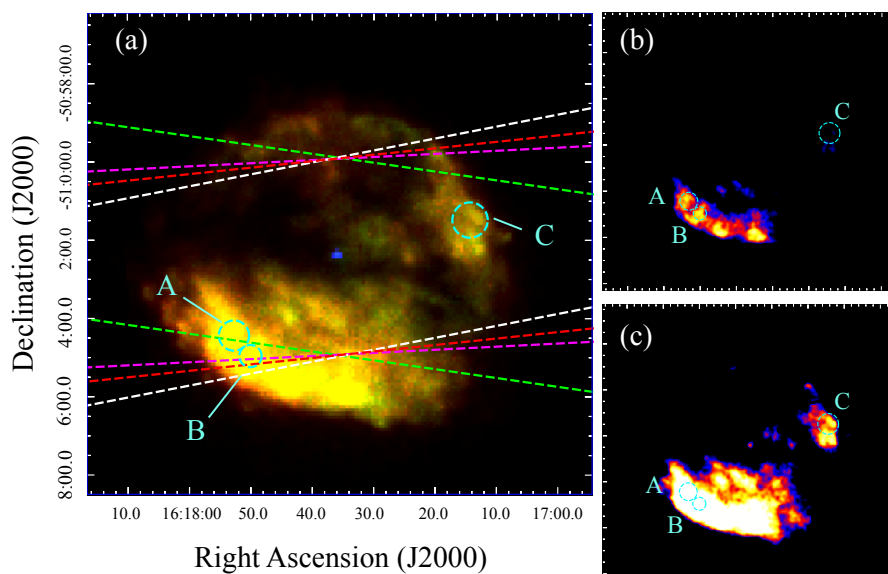


図 6.2: RCW 103 の X 線 3 色イメージ. 左 (a) : 赤が 0.40–0.75 keV, 緑が 0.75–1.3 keV, 青が 2.0–7.2 keV の放射に対応している. 破線で囲まれた領域は RGS の視野を示し, 長軸方向がエネルギー分散軸方向を示す. 単軸方向はエネルギー分散軸と垂直なので, 空間分解が可能である. 破線の色は各観測 ID に対応しているおり白が 0113050601, 赤が 0302390101, 緑が 0743750201, マゼンタが 0805050101 を示す. シアンの円はスペクトル抽出領域を示す. 右上 (b), (c) : 左と同じ視野で低エネルギー (0.5–1.2 keV) の X 線放射のみのイメージ. (b) と (c) では領域 C を示すためにカラースケールを変えている.

3つの領域のスペクトル抽出では, 図 6.2 に示す各領域の中心を放射の中心とし, 各観測において分散軸垂直方向 (図 6.2 a) の視野は各領域の直径に合わせ, その幅を持った分散軸方向の放射全てを使った. バックグラウンド観測のスペクトルは, 視野全ての放射を使って作成した. 図 6.3 に RCW 103 のスペクトルの一例を示す. 5.3.2 章で述べたように RGS のエネルギー分解能は MOS よりも良いため, CCD カメラでは今まで検出できていなかった窒素の輝線が新たに検出され, また検出されていた輝線もさらに精密に分光できていることがわかる.

次にこれらのスペクトルからプラズマの温度や元素組成を調べるために, RGS1 と 2 を組み合わせた 1 次光, 2 次光スペクトル及び MOS1,2 のスペクトルを各領域において同時フィットを行った. スペクトルフィットでは, RGS のデータはエネルギー分解能が高い低エネルギー側 (< 1 keV) のデータを, MOS のデータは先行研究 (Frank et al., 2015; Braun et al., 2019; Zhou et al., 2019) と同様に ≤ 5 keV のデータを使用した. 5.3.2 章で述べたように RGS スペクトルには分散方向の輝度分布が反映されてしまうため, スペクトルフィットを行う上で応答関数に輝度分布を畳み込む必要がある. 各輝線を放出するプ

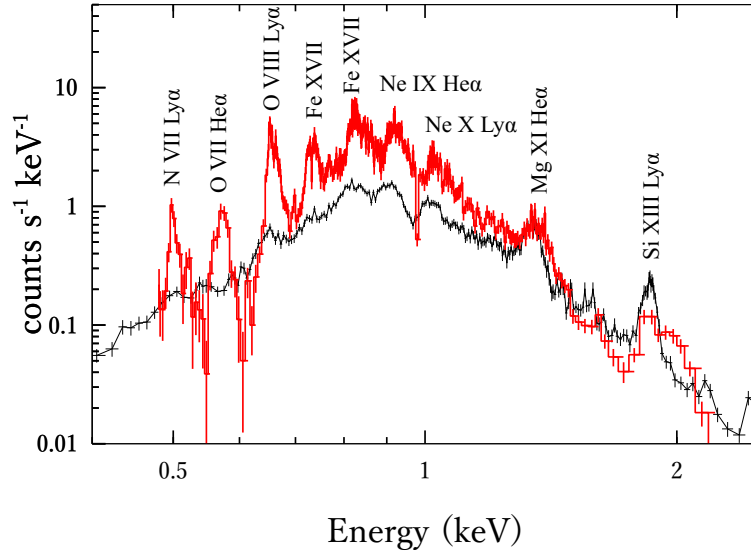


図 6.3: RCW103 の領域 A の 2001 年観測における X 線スペクトル. 赤は RGS の 1 次光スペクトルを, 黒は MOS1 のスペクトルを示している.

ラズマの輝度分布を調べるために, 各輝線のエネルギーに対応する X 線イメージを MOS1 の観測を使って作成した. その結果を図 6.4 に示す. プラズマの輝度分布は対応する輝線に応じて異なったため, SAS のコマンド `rgsrmfsmooth` を使用し, MOS1 の X 線イメージから応答関数に輝線ごとの輝度分布を畳み込んだ.

先行研究 (Frank et al., 2015; Braun et al., 2019) では, 3 つの領域のスペクトルは逆行衝撃波で加熱された爆発噴出物と思われる高温 (~ 0.6 keV) のプラズマと, 前方衝撃波で加熱された星周物質もしくは星間物質と思われる低温 (~ 0.2 keV) のプラズマの 2 温度の成分でよく再現されている. これは観測者側に掃き集められた星周物質や星間物質からなる球殻があり, その後方に爆発噴出物があるという描像で理解される. そのためフィットのモデルには, 先行研究 (Frank et al., 2015; Braun et al., 2019) と同様に 2 温度の電離非平衡モデル (`vnei`) を使用した. イオン温度, イオン化タイムスケール, 高温成分の Ne, Mg, Si, S, Fe の元素組成比, 低温成分の N, O, Ne の元素組成比をフリーパラメータにし, 他の元素は太陽組成 (Wilms et al., 2000) に固定した. また Ni の元素組成比を Fe の元素組成比と共通とした. 超新星残骸から衛星までの星間吸収のモデルは Tübingen-Boulder 星間吸収モデルを使い, モデル内で仮定されている星間物質の元素組成と一致させるために, 元素組成モデルは Wilms et al. (2000) の組成比を使用した.

フィット結果を図 6.5 に, ベストフィットパラメータを表 6.2 に示す. 図 6.5(c) に示すとおり, 低エネルギー側 ($\lesssim 1.2$ keV) で低温成分が, 高エネルギー側 ($\gtrsim 1.2$ keV) で高温成分がそれぞれ支配的になっており, これは先行研究と一致している. 高温成分の元素組成及び各成分のイオン温度やイオン化タイムスケールは先行研究 (Frank et al., 2015; Braun et al., 2019; Zhou et al., 2019) と一致しており, 高温成分は超新星残骸の全体に等方的に

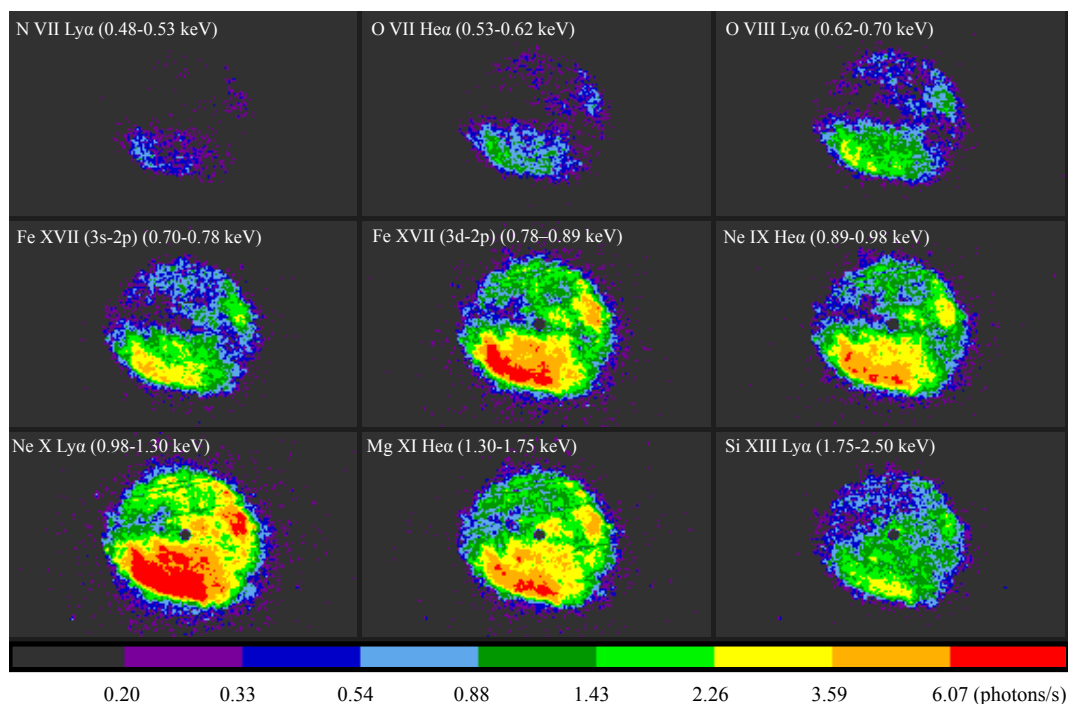


図 6.4: 図 6.3 で示される各輝線の輝度分布を示した MOS1 イメージ。データは 2001 年観測のものを使用。明るいコンパクト天体からの放射が含まれる中心領域は除去している。

広がっている後方衝撃波で加熱された爆発噴出物を再現していると考えられる。低温成分においては、イオン温度やイオン化タイムスケールは先行研究 (Frank et al., 2015; Braun et al., 2019; Zhou et al., 2019) と一致しており、前方衝撃波で加熱された星周物質もしくは星間物質を再現していると考えられる。また、今回新たに RGS のデータを使ったことで、低温成分の N, O, Ne の元素組成を決めることができ、N と O の元素組成比 (N/O) の各領域での重み付け平均値は 3.8 ± 0.1 (N/O) と求められた。星間物質の N と O の元素組成比は ~ 1 (N/O) であると考えられるため、今回の解析で得られた高い N/O は、3 つの領域に親星から放出された星周物質が含まれていることを強く示唆する結果となった。

次に我々は、この領域 A, B, C にどの時期に出した星風までが集められているかを推定した。まず、星周物質は 3.1 で説明したように X 線で見えるシェルの端まで集められていると仮定されるので、RCW 103 の X 線の見かけ上の半径 (5 arcmin; Braun et al., 2019) から中心天体から集められた星周物質までの実際の距離を求める。天体の見かけ上の距離と実際の距離 D (pc) の間の関係は、以下の式 6.1 で表される。

$$D = d \times \theta \quad (6.1)$$

ここで、 d は天体と観測者の間の距離 (pc)、 θ は天体の見かけ上の距離 (ラジアン) である。この式に RCW 103 までの距離 (3.1 kpc; Reynoso et al., 2004)、中心天体からシェルまでの見かけ上の距離 (5 arcmin) を代入すると、 $D = 4.5$ (pc) と求められる。次に、この距離を 2.3.2 章の図 2.7 に当てはめると、以下の図 6.6 のようになる。この推定から、RCW 103

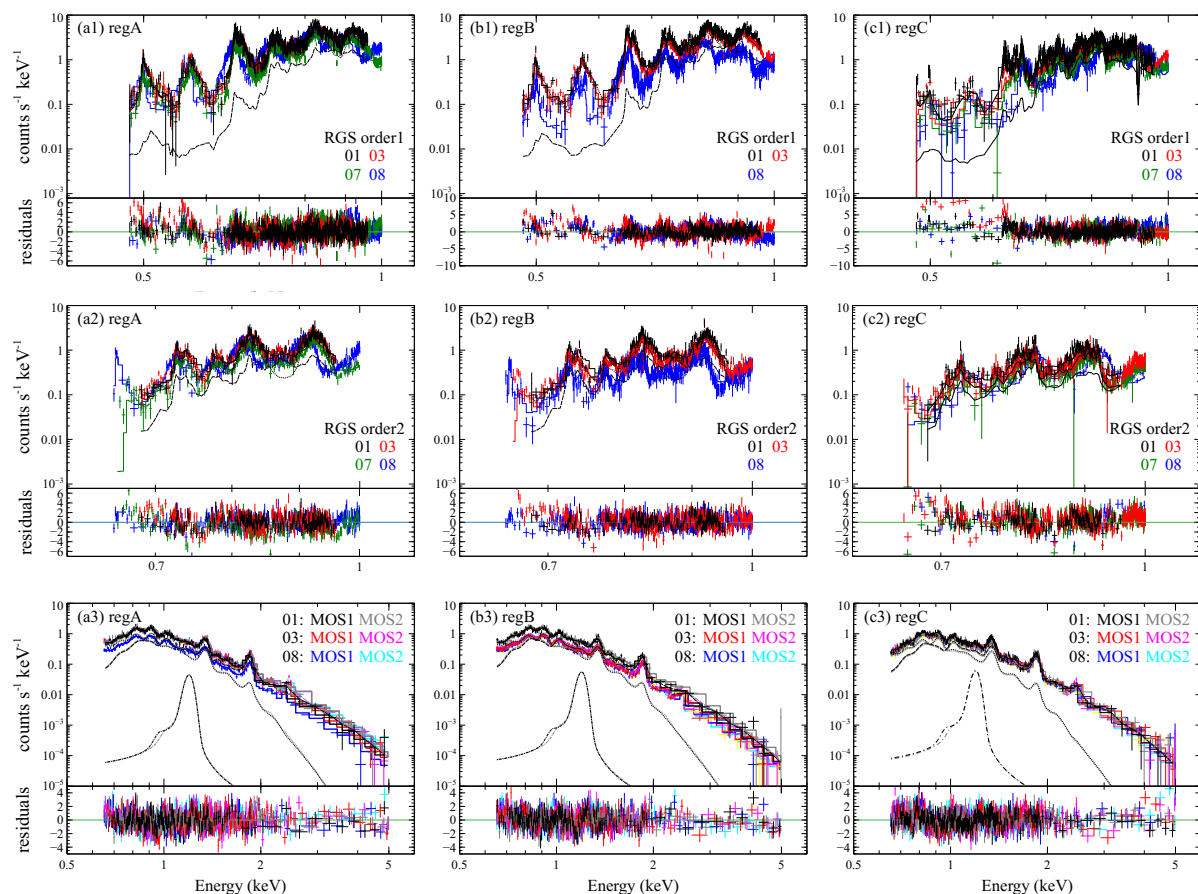


図 6.5: RCW 103 の領域 ABC のスペクトルフィット結果. 左: 領域 A における RGS1 と 2 を合わせた 1 次光 (a1), 2 次光 (a2), MOS1 と 2 (c) の同時フィットによって得られたスペクトル. 番号 01, 03, 07, 08 はそれぞれ観測 ID 0113050601, 0302390101, 0743750201, 0805050101 にそれぞれ対応している. 破線と点線はそれぞれ高温と低温の電離比平衡プラズマの成分を示している. 点破線はガウシアン成分を示している. 中と右: 領域 B と領域 C におけるスペクトル. 色や番号は左と同じ.

表 6.2: RCW 103 のベストフィットパラメータ

成分	パラメータ (単位)	領域 A	領域 B	領域 C
Absorption	N_{H} (10^{22} cm $^{-2}$)	$0.881^{+0.002}_{-0.004}$	0.91 ± 0.01	1.07 ± 0.01
Low-temperature NEI	kT_e (keV)	$0.202^{+0.003}_{-0.001}$	0.200 ± 0.001	0.198 ± 0.002
	N (Abundance)	1.4 ± 0.1	1.5 ± 0.1	$1.1^{+0.2}_{-0.3}$
	O (Abundance)	0.38 ± 0.01	$0.42^{+0.03}_{-0.01}$	$0.33^{+0.02}_{-0.03}$
	Ne (Abundance)	$0.62^{+0.01}_{-0.02}$	0.65 ± 0.02	$0.57^{+0.05}_{-0.01}$
	$n_e t$ (10^{11} cm $^{-3}$ s)	> 100	> 100	> 100
	norm *	$1.23^{+0.05}_{-0.04}$	$1.31^{+0.07}_{-0.13}$	$0.51^{+0.06}_{-0.03}$
High-temperature NEI	kT_e (keV)	$0.650^{+0.003}_{-0.007}$	0.59 ± 0.01	0.57 ± 0.01
	Ne (Abundance)	2.0 ± 0.1	$1.8^{+0.6}_{-0.2}$	1.2 ± 0.1
	Mg (Abundance)	1.5 ± 0.1	$1.5^{+0.4}_{-0.1}$	$1.4^{+0.2}_{-0.1}$
	Si (Abundance)	$2.2^{+0.1}_{-0.2}$	2.0 ± 0.2	$1.9^{+0.2}_{-0.1}$
	S (Abundance)	$1.3^{+0.2}_{-0.1}$	1.4 ± 0.2	$1.3^{+0.2}_{-0.1}$
	Fe (=Ni) (Abundance)	$1.48^{+0.2}_{-0.3}$	$1.6^{+0.2}_{-0.1}$	1.3 ± 0.1
	$n_e t$ (10^{11} cm $^{-3}$ s)	$3.2^{+0.4}_{-0.2}$	$5.0^{+1.7}_{-0.3}$	$3.7^{+0.3}_{-0.7}$
	norm *	$0.044^{+0.003}_{-0.002}$	0.055 ± 0.005	0.023 ± 0.002
W-statistic/d.o.f.		20769/15339	13992/12746	15517/15340

* norm = $\frac{10^{-14}}{4\pi(D_A(1+z))^2} \int n_e n_{\text{H}} dV$. 詳細は 3.3 章を参照.

の領域 A, B, C には, 主系列星期の星風や星間物質は含まれておらず, 赤色超巨星期やウォルフ・ライエ星期に出た星風のみが含まれていると考えられる.

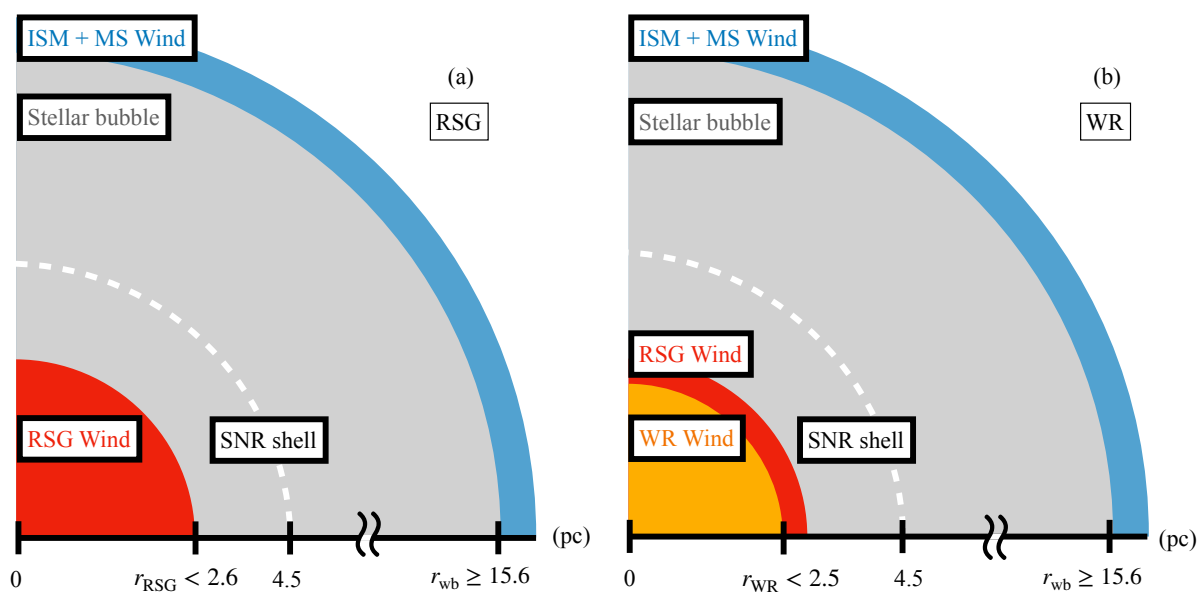


図 6.6: RCW 103 のシェルと星周物質の構造. 左: 赤色超巨星で最期を迎える比較的低質量の星の爆発前の星周構造. 青が MS シェル, 灰色が恒星風バブル, 赤が赤色超巨星風によって形成される星周物質をそれぞれ示している. 白の破線は RCW 103 の前方衝撃波の位置を示しており, この位置より内側の物質がこの白線まで掃き集められていると考えられる. 右: ウォルフ・ライエ星で最期を迎える比較的高質量の星の爆発前の星周構造. オレンジ色はウォルフ・ライエ星風によって形成される星周物質を示し, それ以外の色は左図と同じ対応になっている.

第 7 章

星周物質の元素組成シミュレーション

星周物質の N/O は恒星の初期状態によって変化し、特に質量、金属量、回転速度、対流などに強く依存する (Maeder et al., 2014) ため、RCW 103 の星周物質の N/O から親星のこれらの物理量を推定できることが期待される。この推定を行うために、恒星進化モデルから計算される様々な恒星の進化シミュレーションのデータを使った。恒星進化のシミュレーションデータでは、主系列星段階が始まってから爆発する前までの恒星表面の元素組成と質量損失率が計算できる。本研究では、これらのデータを使用して N/O の進化と質量損失率の進化を計算し、各時期において吹き出す星風の N/O を計算することで、星周物質の N/O と親星の物理量との関係を調べた。以下では使用したシミュレーションコードとデータの各パラメータ、及び結果について説明する。

7.1 使用したシミュレーションデータと各パラメータ

以下では、恒星進化計算に使用されたシミュレーションコードとその特徴、及び使用したモデルのパラメータについて説明する。

HOngo Stellar Hydrodynamics Investigator (HOSHI) code

HOSHI code は、1次元恒星進化計算コードで高橋亘氏、吉田敬氏たちによって開発された (Takahashi et al., 2013, 2014, 2018; Yoshida et al., 2019)。本修士論文では、このコードを使ってベテルギウスの進化シミュレーションを行った Luo et al. (2022) のデータと、同じ条件で質量や初期回転速度等を変えて吉田敬氏にシミュレーションを行っていただいたデータを使用している。HOSHI code のシミュレーションは、主系列星の最初期 (零歳主系列) から中心温度が $\log T_c = 9.2$ に到達して、おおよそ炭素燃焼からネオン燃焼がコアで生じている期間になるまで行なわれている (Luo et al., 2022)。2.1.4 章で述べた炭素燃焼の後から重力崩壊するまでの進化は、 $\sim 10^2$ 年以下とそれまでの進化 ($\sim 10^7$ 年) に比

べて非常に短いので、この期間に放出された星風による影響は少ないと考えられる。核燃焼には、Takahashi et al. (2018) で開発された、300種類の核種の核反応ネットワークを使用し、このネットワークの核反応率は JINA 核反応データベース (JINA reaclib database v1; Cyburt et al., 2010) から定義されている。ただし、 $^{12}\text{C} + ^4\text{He} \rightarrow ^{16}\text{O} + \gamma$ の反応率だけは Caughlan & Fowler (1988) の 1.2 倍に定義されている。回転による影響は初期表面子午線速度と恒星が遠心力で崩壊してしまう臨界速度の比で定義され、HOSHI code では臨界速度をケプラー速度 ($v_K = \sqrt{GM/R_{\text{pb}}}$) で定義している。対流層の厚みには対流オーバーシュートにより不定性が生まれる。対流オーバーシュートとは定義される対流層と放射層の境界で、物質の加速度は 0 になるが、速度が 0 にならないことに起因する対流運動の漏れ出しのことである。対流層の厚みが増えるとより外側の物質まで対流によって中心へと運ばれることになるので、主系列星段階で合成されるヘリウムの量が増えることになり、合成される元素の組成に変化を及ぼす (e.g, Kippenhahn et al., 2013)。逆に、中心で合成された元素もより表面近くまで運ばれることになるので、表面から出ていく星風の元素組成も変化することになる (7.2 で説明)。このように、対流オーバーシュートは恒星進化を考える上で重要な効果である。以下ではこの対流オーバーシュートについて詳しく説明する。

対流層の領域は、恒星内部の圧力勾配を表す以下の式 7.1 で定義される。

$$\Delta_{\text{rad}} \equiv \left(\frac{d \log T}{d \log P} \right)_{\text{rad}} \geq \Delta_{\text{ad}} \equiv \left(\frac{d \log T}{d \log P} \right)_{\text{ad}} \quad (7.1)$$

ここで Δ_{rad} はエネルギー輸送を放射だけで賄うことを仮定した際に必要な温度勾配で、 Δ_{ad} は断熱温度勾配である。 $\Delta \equiv \left(\frac{d \log T}{d \log P} \right)$ を対流層内の温度勾配とすると、あるガスの塊が断熱的に移動するとするとその加速度には以下の式 7.2 の関係がある。

$$\rho \frac{dv}{dt} \approx -g \Delta \rho = \frac{g^2 \rho^2}{P} \left(-\frac{\partial \log \rho}{\partial \log T} \right)_p (\Delta - \Delta_{\text{ad}}) \Delta r \quad (7.2)$$

ここで、 g は重力加速度、 ρ はガスの塊の密度、 Δr はガスの塊の動径方向への微小変位である。以上の式 7.1 と 7.2 を考えると、対流層と放射層の境界 ($\Delta = \Delta_{\text{ad}}$) では物質の加速度は 0 になるが、速度が 0 になるわけではない。そのため、境界の下層から運動を始めたガスの塊の対流運動が境界を超えて放射層へ漏れ出すことになる。この現象は例えば変光星の脈動を観測することによって確認されている (Dupret et al., 2004) が、オーバーシュートと他の恒星の物理量との関係は分かっておらず、理論的に求めることもできない。HOSHI code では対流オーバーシュートによる不定性を以下の式 7.3 から定義されるオーバーシュートパラメータ (f_{ov}) で再現しており、大きいほど対流層の厚みが増えることになる。

$$D = D_0 \exp\left(\frac{-2\Delta r}{f_{\text{ov}} H_p}\right) \quad (7.3)$$

ここで、 D は対流層の拡散係数、 D_0 は拡散定数、 Δr は境界からの距離、 H_p は圧力スケ-

ルハイトである。本修士論文に使用したデータでは、主系列星の間は $f_{\text{ov}} = 0.01, 0.03$ の2種のモデルで計算され、ヘリウム燃焼後は両方のモデルで $f_{\text{ov}} = 0.002$ で計算されている。

Geneva code

Geneva code は1次元恒星進化コードで、Patrik Eggenberger 氏たちによって開発された (Eggenberger et al., 2008)。本修士論文では、このコードで太陽の金属量と同じで質量が $0.8\text{--}120 M_{\odot}$ の恒星進化シミュレーションを行った Ekström et al. (2012) のデータを使う。Geneva code のシミュレーションは、零歳主系列から中心の炭素燃焼が終わるまで行われている。核反応ネットワークは、核反応データベース (NACRE database Angulo et al., 1999) から定義されている核反応ネットワーク生成ツール (NetGen tool Jorissen & Goriely, 2001; Aikawa et al., 2005; Xu et al., 2013) を主に使用して計算されている。 $^{14}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$ は Mukhamedzhanov et al. (2003), ^4Ne のトリプルアルファ反応は Fynbo et al. (2005), $^{12}\text{C} + ^4\text{He} \rightarrow ^{16}\text{O} + \gamma$ は Kunz et al. (2002), $^{22}\text{Ne} + ^4\text{He} \rightarrow ^{25}\text{Mg} + \text{n}$ は Jaeger et al. (2001) で定義された反応率がそれぞれ使われている。また、初期質量 $9 M_{\odot}$ 以上の星には、NeNa-MgAl サイクルが組み込まれており、このサイクルの反応の中で、 $^{21}\text{Ne} + ^1\text{H} \rightarrow ^{22}\text{Na} + \gamma$ と $^{22}\text{Ne} + ^1\text{H} \rightarrow ^{23}\text{Na} + \gamma$ にはそれぞれ Iliadis et al. (2001) と Hale et al. (2001) の反応率が、それ以外の反応は NACRE database の反応率が使われている。Geneva code では、臨界速度を Roche モデルにおいて恒星の重力加速度を遠心力による加速度が超える速度 ($v_{\text{crit}} = \sqrt{2GM/3R_{\text{pb}}}$) で定義している。対流オーバーシュートによる不定性は、以下の式 7.4 から定義されるオーバーシュートパラメータ (α_{ov}) で再現している。

$$\alpha_{\text{ov}} = \frac{d_{\text{over}}}{H_{\text{p}}} \quad (7.4)$$

ここで、 d_{over} は対流層の拡散距離、 H_{p} は圧力スケールハイトである。本修士論文に使用したデータでは、大質量星 ($\geq 1.7 M_{\odot}$) の場合、水素燃焼とヘリウム燃焼の間は $\alpha_{\text{ov}} = 0.1$ で計算され、ヘリウム燃焼後は対流オーバーシュートの効果は考慮されていない。

本修士論文で使用したモデルのパラメータを表 7.1 に示す。HOSHI code のデータは主に、赤色超巨星の状態で爆発すると考えられる比較的低質量の星について、初期質量、初期回転速度、対流オーバーシュートの表面組成への影響を調べるために使用し、Geneva code のデータは、より広い範囲の初期質量に対する表面組成の変化を調べるために使用した。両モデルで臨界速度、オーバーシュートパラメータの定義が異なるため、本修士論文では臨界速度を $v_{\text{K}} \approx 1.22 v_{\text{crit}}$ の関係を使ってケプラー速度 (v_{K}) に、オーバーシュートパラメータを $f_{\text{ov}} \approx 0.09 \alpha_{\text{ov}}$ の関係 (Claret & Torres, 2017) を使って f_{ov} に統一している。

7.2 恒星の初期パラメータと星風の元素組成の関係

RCW 103 の星周物質の N/O と比較するため、上記で説明したそれぞれのモデルに対して、恒星進化の初期パラメータによって、星風が吹き出す恒星表面の N/O の進化がどう変化するかを計算した。パラメータによる恒星進化の変化を比較するために恒星表面の N/O と質量損失率の一例を図 7.1 に示す。2.2 章で述べたように、ヘリウム燃焼が始まって赤色超巨星段階に入ると質量損失が大きくなり、それにより水素外層が放出されると CNO サイクルの生成物が支配的になる対流層の物質が表面に露出する様子が確認できる。以下では各パラメータと恒星表面の N/O の進化の関係について、シミュレーションの結果と物理的考察を述べる。

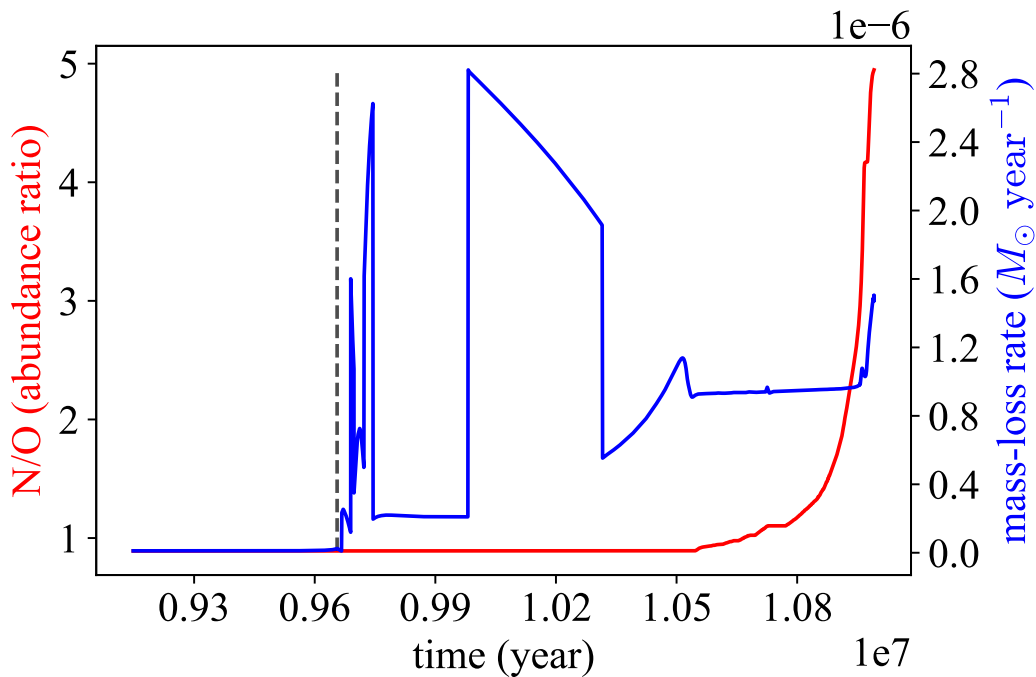


図 7.1: HOSHI code で計算された初期質量 $15M_{\odot}$ の恒星における表面の N/O と質量損失の進化。赤が恒星表面の N/O を、青が質量損失率を示している。黒の破線は赤色超巨星期に入る時間を示している。

初期質量との関係

図 7.2 に、無回転モデルにおける恒星の進化終盤の質量損失率と恒星表面の N/O の進化を示す。初期質量が $15 M_{\odot}$ 以上の星は、初期質量が大きい星であればあるほど赤色超巨星段階の初期に恒星表面の N/O が上昇することがわかった(図 7.2 b, c, d)。図 7.1 (d) において、表面の N/O が上昇した後、減少に転じているのは、2.2.2 章で述べたように、

ウォルフ・ライエ星段階になって、酸素が豊富なヘリウム燃焼層が表面に露出していることを示している。この初期質量との関係は2.2.1章で説明した輻射圧に起因すると考えられる。初期質量が大きい星ほど光度が大きくなって輻射圧が大きくなり、主系列星段階で吹き出る星風の量が増加するので、対流層が表面に露出する時期が早くなり、結果として初期質量が大きい星ほど表面のN/Oが早期に増加する (e.g. [Mauron & Josselin, 2011](#))。初期質量が $12 M_{\odot}$ 以下の星は上述の傾向と異なり、低い質量であっても表面のN/Oが早期に上昇している傾向にある (図7.2 a)。これらの星は、2.1.4章で説明した汲み上げ効果によって、窒素を多く含む対流層が他の星よりも表面近くまで成長する (e.g. [Karakas & Lattanzio, 2014](#))。そのため、主系列星の質量損失が小さくても表面のN/Oは早期に上昇し、このような傾向が生まれていると考えられる。

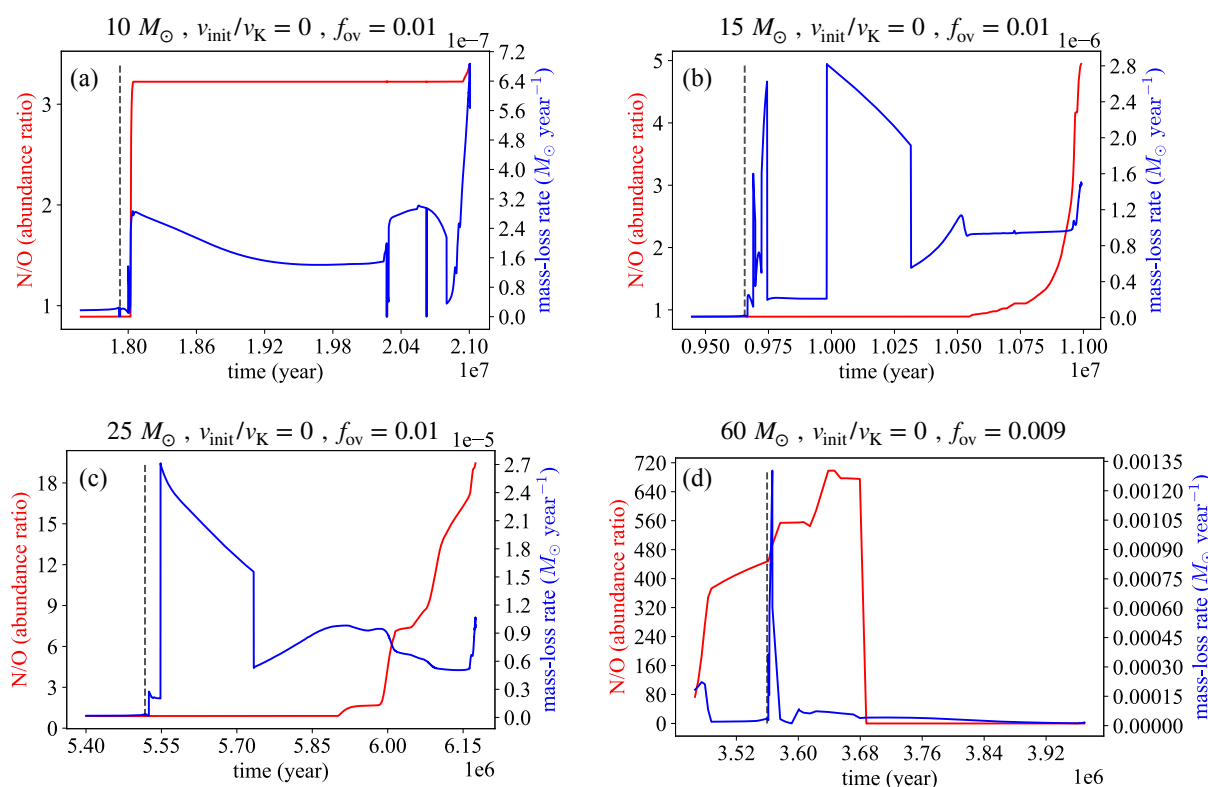


図 7.2: 初期質量 $10M_{\odot}$ (a), $15M_{\odot}$ (b), $25M_{\odot}$ (c), $60M_{\odot}$ (d) の恒星における表面の N/O と質量損失の進化. 赤が恒星表面の N/O を青が質量損失率を示している. 黒の破線は赤色超巨星期に入る時間を示している.

初期回転との関係

図 7.3 に、様々な初期回転速度のモデルにおける恒星の進化終盤の質量損失率と恒星表面の N/O の進化を示す。初期回転速度が速いと、より早期に恒星表面における N/O が上

昇することが分かった。初期回転による恒星表面の N/O への影響は主に2種類考えられる。1つ目は遠心力によって質量損失率が増加することによる影響である。初期回転速度が速いと主系列星段階における質量損失率が遠心力によって高くなり、対流層より上層にある物質が、初期回転速度が遅い星よりも早期に吹き出すことになる。これによって、赤色超巨星期に入ってから早期に対流層の物質が表面に露出することになると考えられる (Owocki, 2004)。2つ目は水素燃焼殻の再点火による影響である。ヘリウム燃焼で生成された物質である炭素や酸素が回転によって水素燃焼殻に運ばれると、CNO サイクルの種になる炭素や酸素が増えることになるため、そこで再度水素燃焼が起こる (Heger et al., 2000)。これによって対流層に含まれる窒素の量が増加し、対流層が表面に露出したときの N/O が上昇することになる。また、1つ目の効果で質量損失率が増加することで、ウォルフ・ライエ星のモデル (図 7.3 d) において、より質量が低い星でも酸素が豊富なヘリウム層の物質が星風として吹き出していることが分かる。

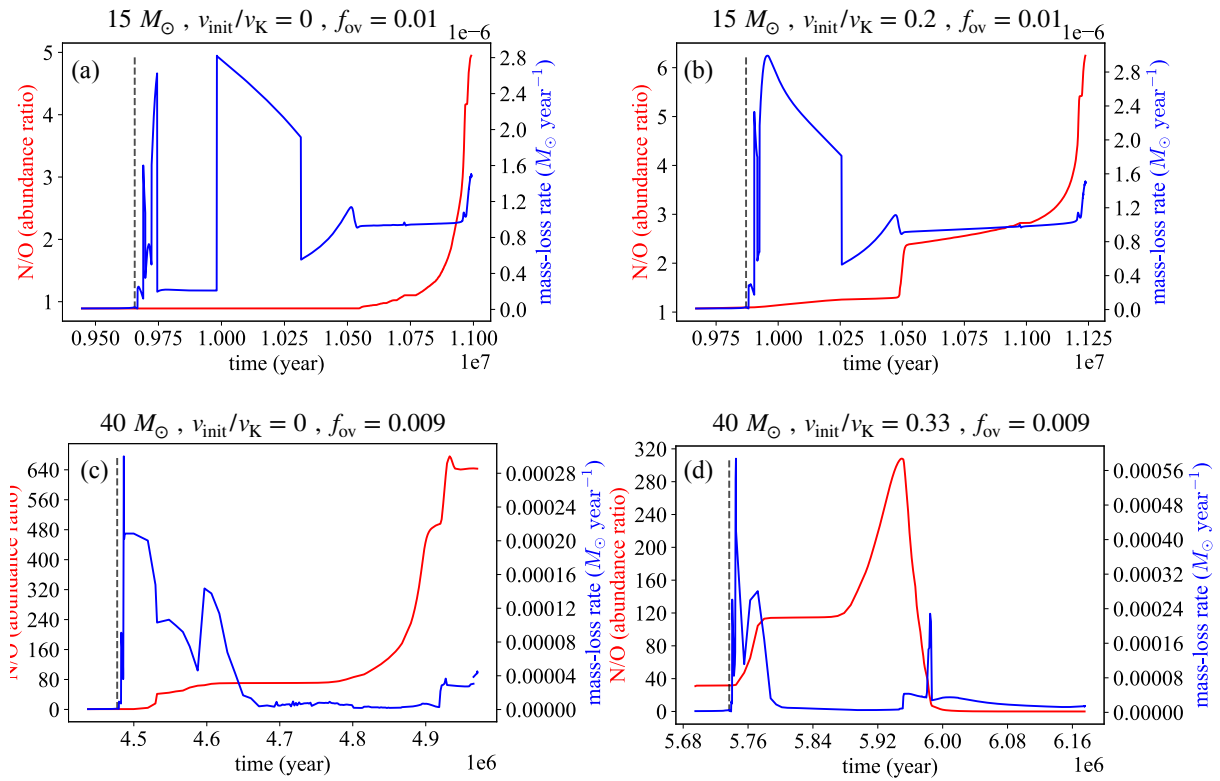


図 7.3: 初期質量 $15M_{\odot}$ で, $v_{\text{init}}/v_{\text{K}} = 0$ (a), 0.2 (b), 初期質量 $40M_{\odot}$ で, $v_{\text{init}}/v_{\text{K}} = 0$ (c), 0.33 (d) の恒星における表面の N/O と質量損失の進化。赤が恒星表面の N/O を青が質量損失率を示している。黒の破線は赤色超巨星期に入る時間を示している。

オーバーシュートとの関係

図 7.4 に、様々な f_{ov} における恒星の進化終盤の質量損失率と恒星表面の N/O の進化を示す。初期質量が $15 M_{\odot}$ 以上の星は、 f_{ov} が大きいと、より早期に恒星表面における N/O が上昇することが分かった。 f_{ov} が大きくなると対流層が厚くなるので、窒素がより恒星の表面に近いところまで運ばれる。それによって早期に表面の N/O が高くなっていると考えられる。初期質量が $12 M_{\odot}$ 以下の星 (図 7.4 a, b) は、主系列星期のオーバーシュート層に関係なく、汲み上げ効果によって対流層が成長するので、他の星と違ってオーバーシュートによる N/O への影響は少ないと考えられる。

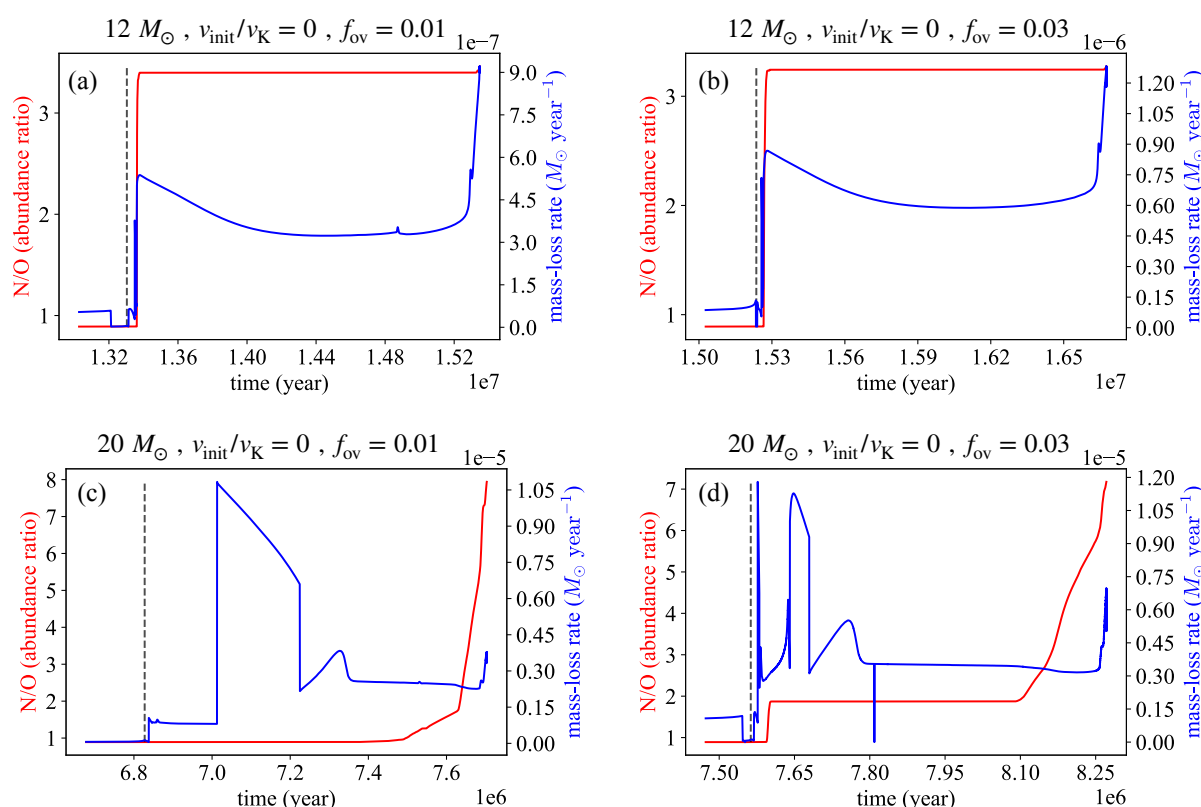


図 7.4: 初期質量 $12 M_{\odot}$ で、 $f_{ov} = 0.01$ (a), 0.03 (b), 初期質量 $20 M_{\odot}$ で、 $f_{ov} = 0.01$ (c), 0.03 (d) の恒星における表面の N/O と質量損失の進化。赤が恒星表面の N/O を青が質量損失率を示している。黒の破線は赤色超巨星期に入る時間を示している。

質量、回転、オーバーシュートそれぞれのパラメータが恒星表面の N/O に及ぼす影響を表 7.2 にまとめる。初期質量が高いほど、放射圧が強くなるので N/O はより早期に高くなるようになる。ただし初期質量が $12 M_{\odot}$ 以下の星では汲み上げ効果によって表面近くまで窒素が運ばれるため、初期質量が $\sim 15 M_{\odot}$ の星より早期に N/O が高くなる。初期回転速度が速いほど、N/O ~ 1 の外層が早く剥がれるほか、内部で合成される窒素の量が増えるので表面の N/O は早期に高くなる。オーバーシュートパラメータが高いと窒素過剰

な対流層がより表面近くまで成長するため、表面のN/Oは早期に高くなる。表面のN/Oが早期に上昇するとN/Oは大きい星風の量が多くなることになり、その結果星周物質のN/Oが大きくなる。

6.2章で推定した結果から、超新星残骸RCW 103で観測された星周物質のN/Oは赤色巨星期やウォルフ・ライエ星期に吹き出た星風のみを集めたN/Oと考えられる。図7.5に表7.1に示したモデルから計算された星周物質のN/Oと質量の関係を示す。初期回転なし、 $f_{ov} = 0.01, 0.009$ のモデル(図7.5 a, c 赤線)を見ると初期質量が $12 M_{\odot}$ 以下の星は汲み上げ効果によりN/Oが高く、 $15 M_{\odot}$ でその効果がなくなるので一度減少、そこから質量が上がると輻射圧が強くなるので再び上昇、そして $40 M_{\odot}$ を超えると酸素が豊富なヘリウム層の物質が多くなり再び減少する傾向がわかる。 v_{init}/v_K の傾向を見ると、赤色超巨星で最期を迎えるHOSHI codeのモデル(図7.5 a, b)では、同じ質量のモデルにおいて、初期回転速度が速いモデルほどN/Oが上昇しているのが分かる。またGeneva codeのモデル(図7.5 c)を見ると、ウォルフ・ライエ星で最期を迎える初期質量が $20 M_{\odot}$ 以上の星において、初期回転速度が速いとより質量が軽い星でN/Oが減少していくことが分かる。オーバーシュートの依存性(図7.5 a, b)を見ると初期質量が $15\text{--}20 M_{\odot}$ の星で、恒星表面のN/Oが早期に上昇することによる影響が強く出ていることが分かる。一方で、初期質量が $12 M_{\odot}$ 以下の星は、上述したように汲み上げ効果の影響の方が強いいため依存性が現れていないと考えられる。

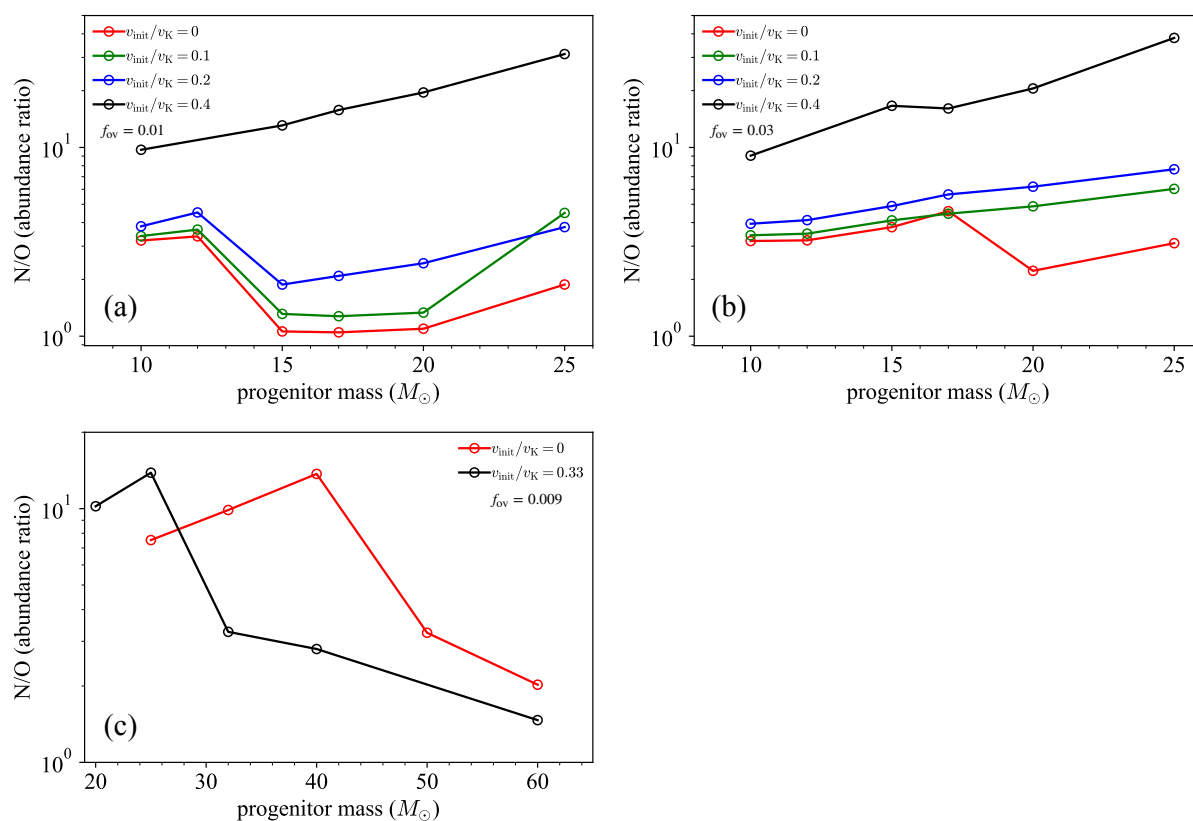


図 7.5: 恒星の各パラメータと全ての巨星風を積算した星周物質の N/O の関係. 上: HOSHI code で計算された赤色超巨星で最期を迎える星の星周物質の N/O 比と恒星の初期パラメータとの関係. それぞれの色は初期回転速度に対応しており, 左図 (a) は $f_{\text{ov}} = 0.01$, 右図は $f_{\text{ov}} = 0.03$ のモデルの結果を示す. 下 (c): Geneva code で計算されたウォルフ・ライエ星で最期を迎える星の星周物質の N/O 比と恒星の初期パラメータとの関係. それぞれの色は初期回転速度に対応している.

表 7.1: 恒星進化シミュレーションのモデルパラメータ

コード	初期質量	v_{init}/v_K	f_{ov}	爆発前の星の状態*
HOSHI code	10	0, 0.1, 0.2, 0.4	0.01, 0.03	RSG
	12	0, 0.1, 0.2	0.01, 0.03	RSG
	15	0, 0.1, 0.2, 0.4	0.01, 0.03	RSG
	17	0, 0.1, 0.2, 0.4	0.01, 0.03	RSG
	20	0, 0.1, 0.2, 0.4	0.01, 0.03	RSG
	25	0, 0.1, 0.2, 0.4	0.01, 0.03	RSG
Geneva code	8	0	0.009	RSG
	9	0, 0.33	0.009	RSG
	10	0	0.009	RSG
	11	0	0.009	RSG
	12	0, 0.33	0.009	RSG
	14	0	0.009	RSG
	15	0, 0.33	0.009	RSG
	17	0	0.009	RSG
	20	0, 0.33	0.009	RSG,WR
	22	0	0.009	WR
	23	0	0.009	WR
	25	0, 0.33	0.009	WR
	32	0, 0.33	0.009	WR
	40	0, 0.33	0.009	WR
	50	0	0.009	WR
60	0, 0.33	0.009	WR	

* RSG は赤色超巨星, WR はウォルフ・ライエ星を表す.

表 7.2: 恒星の初期パラメータと表面の N/O の依存性

初期パラメータ	効果	影響を及ぼす理由
質量	重いほど N/O が早く上昇	放射圧が強くなる
質量 ($\lesssim 12 M_{\odot}$)	重い星より N/O が早く上昇	汲み上げ効果が効く
回転	速いほど N/O が早く上昇	主系列星段階での質量損失が上昇
オーバーシュート	大きいほど N/O が早く上昇	対流層が表面近くまで成長

第 8 章

議論

6 章と 7 章の結果から, RCW 103 における星周物質の N/O と恒星進化シミュレーションから計算された様々な恒星の N/O を比較し, 親星の推定を行った. 以下では本研究で調べた星周物質の N/O を使った親星推定の結果を示し, 他の親星推定と比較して議論する. また求められた親星の物理量から RCW 103 の中心にあるマグネターの起源について議論する.

8.1 親星推定

これまでも述べてきた通り, 親星の様々なパラメータは超新星爆発に含まれる元素や中心のコンパクト天体の物理量に反映される. 以下では, 本研究で調べた星周物質の N/O を使った親星推定と先行研究でも行われた爆発噴出物の元素組成を使った親星推定を比較することで親星の物理量を制限する.

星周物質の N/O を使った親星推定

6 章のスペクトル解析から得られた, RCW 103 における星周物質の N/O の結果を, 星周物質の N/O と初期質量や初期回転速度などとの関係を示した 7 章の図 7.5 に加えたものを図 8.1 に示す. 図 8.1 から分かるように, RCW 103 の親星は, 初期回転の速い ($v_{\text{init}}/v_{\text{K}} = 0.4$) 赤色超巨星やオーバシュートが低く ($f_{\text{ov}} = 0.01$), 中質量 ($15\text{--}20 M_{\odot}$) の恒星ではないことが分かった. 星周物質の N/O を変化させるパラメータは 7 章で述べたとおり複数あるので, これまで推定するのが難しかった初期回転速度やオーバシュートについての制限を与えることが可能になる. その一方で, 星周物質の N/O を使った親星推定だけでは一意に親星のパラメータを決めることができないので, 以下で述べるもう一つの独立した親星推定と比較してモデルを制限する必要がある.

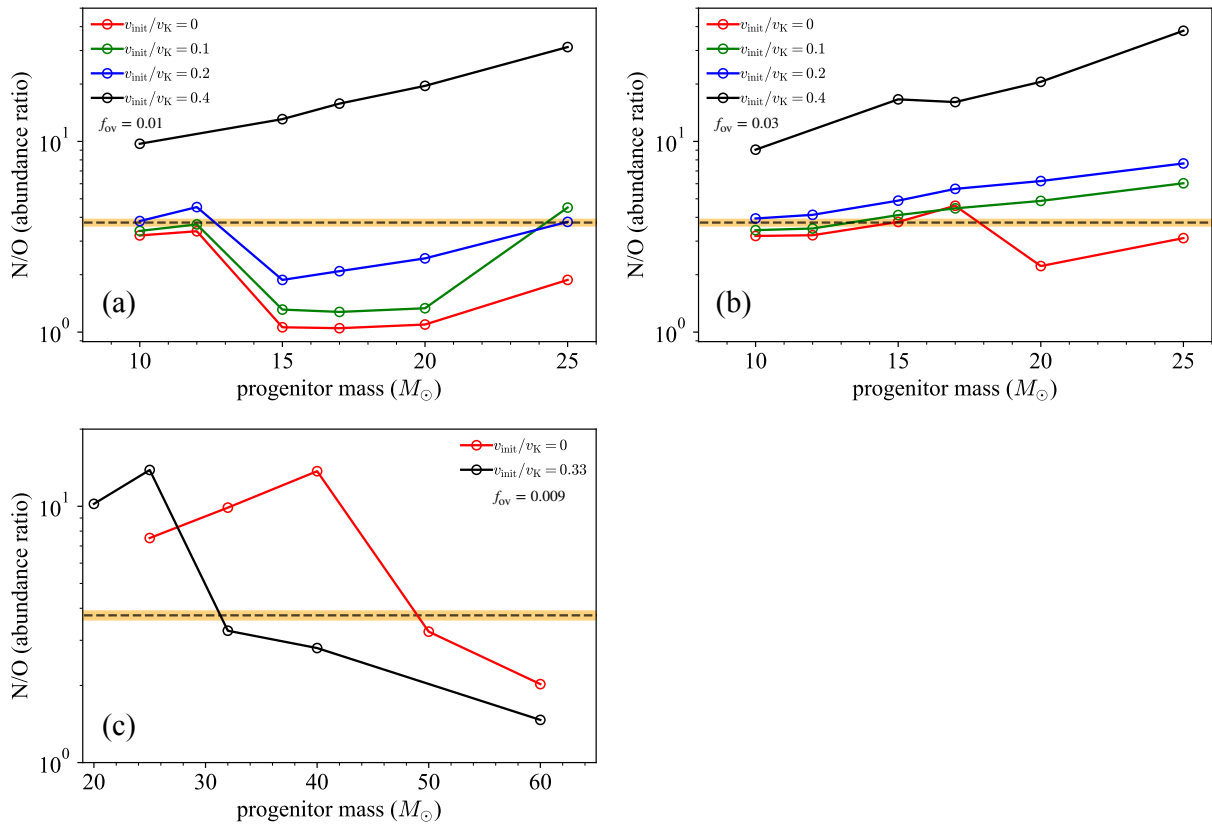


図 8.1: RCW 103 と恒星進化シミュレーションの星周物質の N/O の比較. 黒の破線は 6 章で得られた RCW 103 の星周物質の N/O の最尤値であり, オレンジの帯は 1σ の誤差を示す. 上: HOSHI code で計算された赤色超巨星で最期を迎える星の星周物質の N/O と恒星の初期パラメータとの関係. それぞれの色は初期回転速度に対応しており, 左図 (a) は $f_{\text{ov}} = 0.01$, 右図 (b) は $f_{\text{ov}} = 0.03$ のモデルの結果を示す. 下 (c): Geneva code で計算されたウォルフ・ライエ星で最期を迎える星の星周物質の N/O と恒星の初期パラメータとの関係. それぞれの色は初期回転速度に対応している.

爆発噴出物の元素組成を使った親星推定

親星の質量を制限するために、爆発噴出物の元素組成を使った親星推定を行う。従来、超新星残骸の親星推定には、爆発噴出物の元素組成が主に用いられてきた。RCW 103 も先行研究では、爆発噴出物の元素組成を Sukhbold et al. (2016) や Nomoto et al. (2006) の 1次元爆発シミュレーションと比較し、親星は $18 M_{\odot}$ (Frank et al., 2015), $12\text{--}13 M_{\odot}$ (Braun et al., 2019), $< 13 M_{\odot}$ (Zhou et al., 2019) とそれぞれ求められている。これらの先行研究では、Ne, Mg, S, Fe など様々な元素と Si の比をシミュレーションと比較している。一方で、Katsuda et al. (2018) では、Sukhbold et al. (2016) の 1次元爆発シミュレーションの元素組成比の中で、初期質量との相関が最も強いのは鉄とケイ素の比 (Fe/Si) であると述べられている。図 8.2 に爆発噴出物の Fe/Si と親星質量との関係、及び先行研究 (Frank et al., 2015; Braun et al., 2019) と本研究におけるスペクトル解析から得られた Fe/Si の値の下限値を示す。本研究、Frank et al. (2015), Braun et al. (2019) ではスペクトル解析の際に Fe と Si をフリーパラメータとしており、超新星残骸を複数領域に分けてスペクトルフィットを行なっているため、Fe/Si のベストフィットパラメータが最も小さい領域の値を下限値として使用している。Zhou et al. (2019) のデータは、Fe を太陽組成に固定し、Si をフリーパラメータにしているほか、超新星残骸全ての領域の放射を合わせてスペクトルフィットを行なっており、パラメータの誤差が大きかったため使用しなかった。図 8.2 から考えると、爆発噴出物の Fe/Si の結果から推定される親星の質量は $10\text{--}11 M_{\odot}$ 以下となる。

以上の 2 つの親星推定から考えられる親星のモデルを表 8.1 にまとめる。この表にま

表 8.1: RCW 103 の親星モデル

推定方法	初期質量 (M_{\odot})	$v_{\text{init}}/v_{\text{K}}$ (km s^{-1})	f_{ov}
星周物質の N/O	10–12	0–0.2	0.01, 0.03
	15, ~ 17	0, 0.1	0.03
	~ 25	0.1, 0.2	0.01
	~ 30	0	0.009
	~ 50	0.33	0.009
爆発噴出物の Fe/Si	$\lesssim 12$	–	–

とめた結果から、2 つの独立した手法の親星推定で一致する RCW 103 の親星モデルは、初期質量が $10\text{--}12 M_{\odot}$ で $v_{\text{init}}/v_{\text{K}} \leq 0.2$, $f_{\text{ov}} = 0.01, 0.03$ の親星となる。この結果から RCW 103 の親星は天の川銀河系に存在する多くの OB 型主系列星と同様の物理量 (Daflon et al., 2007) を持った恒星である可能性が高いことが分かった。

星周物質の N/O を使った親星推定はこれまで推定が難しかった初期回転速度やオーバー

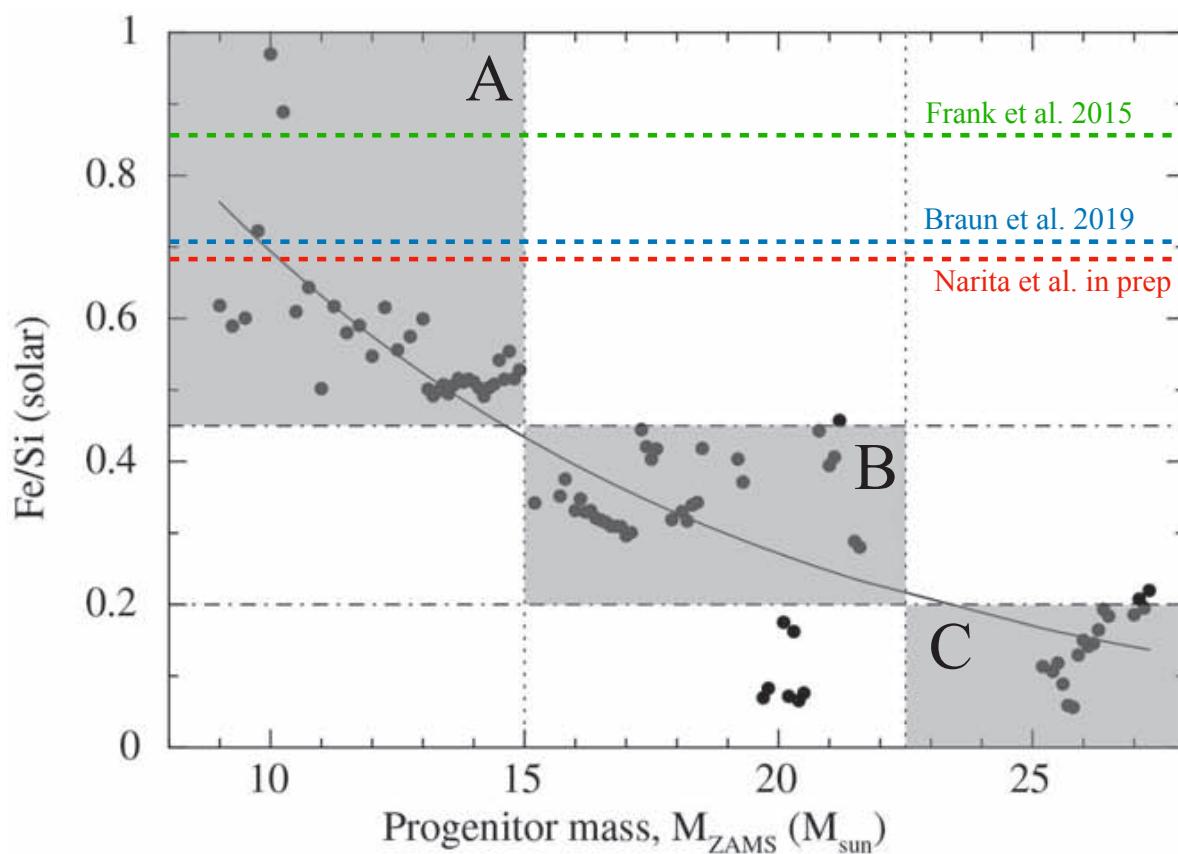


図 8.2: 恒星の初期質量と爆発噴出物の Fe/Si の関係 (Katsuda et al., 2018). 横軸は初期質量で単位は太陽質量, 縦軸は爆発噴出物の Fe/Si で単位は太陽組成との比となっている. 各点は Sukhbold et al. (2016) のシミュレーション結果を示しており, 黒の点破線と編みかけ部分は Katsuda et al. (2018) での親星の種類分けを示している. 緑, 青, 赤の点線はそれぞれ Frank et al. (2015), Braun et al. (2019), 本研究の RCW 103 のスペクトル解析の結果の下限値を示している.

シュートの情報を得ることができる。また爆発噴出物の元素組成を使うことで初期質量の制限ができ、それと組み合わせることで超新星残骸の親星について初期質量に加えて初期回転速度やオーバーシュートの制限を行うことが可能になった。

8.2 親星モデルとマグネター 1E 161348–5055

4.2章でも述べた通り、RCW 103の中心のマグネターは他のマグネターに比べて極端に遅いパルス周期(~ 6.67 h)を持っている。この特異性の成因が親星にあるかどうかを調べるために、親星のパラメータとマグネターに関わる要素との関係を議論する。

8.2.1 親星とコンパクト天体形成

まず推定された親星が爆発した後に残す天体について議論する。中心に残る天体は爆発直前のコアの状態で決まると考えられており、これは初期質量や回転、オーバーシュートにも依存する。先行研究 (Sukhbold & Woosley, 2014; Renzo et al., 2017; Higgins & Vink, 2019) では、恒星の初期パラメータが、恒星の最期にどのような影響を与えるかがシミュレーションを使って計算されている。以下の図 8.3 に Higgins & Vink (2019) で計算された恒星の初期質量、初期回転速度、オーバーシュートと、爆発前のコアの状態を表す物理量であるコンパクトネスパラメータ ζ との関係を示す。 ζ は高いほどブラックホールを残しやすくなるパラメータで、以下の式 8.1 で表される。

$$\zeta_M = \frac{M/M_\odot}{R(M_{\text{bary}} = M)/1000 \text{ km}} \Big|_{t=t_{\text{bounce}}} \quad (8.1)$$

ここで M はブラックホール形成を特徴つける相対質量スケールであり、 $R(M_{\text{bary}} = M)$ はコアバウンス時に M の質量を内包している半径である (O'Connor & Ott, 2011)。図 8.3 において、RCW 103の親星モデルを考えると、コンパクトネスパラメータが 0.2 以下であるため、他の質量や速度を持つ恒星に比べてコンパクト天体を残しやすいと考えられる (Sukhbold & Woosley, 2014)。以上の結果から RCW 103の親星の初期質量、初期回転速度、オーバーシュートパラメータを考えると、爆発直前のコアはコンパクト天体を残しやすい状態であり、爆発時に特異なことが生じた可能性は低いと考えられる。

8.2.2 親星とマグネター形成

次に、マグネターの形成過程に特異性があるかどうかを調べるために、マグネター形成過程と推定された親星の関係について考える。マグネターの形成理論は 3.2.2 章で述べたように主にダイナモ仮説と化石磁場仮説の 2 種類が考えられている。以下ではそれぞれの

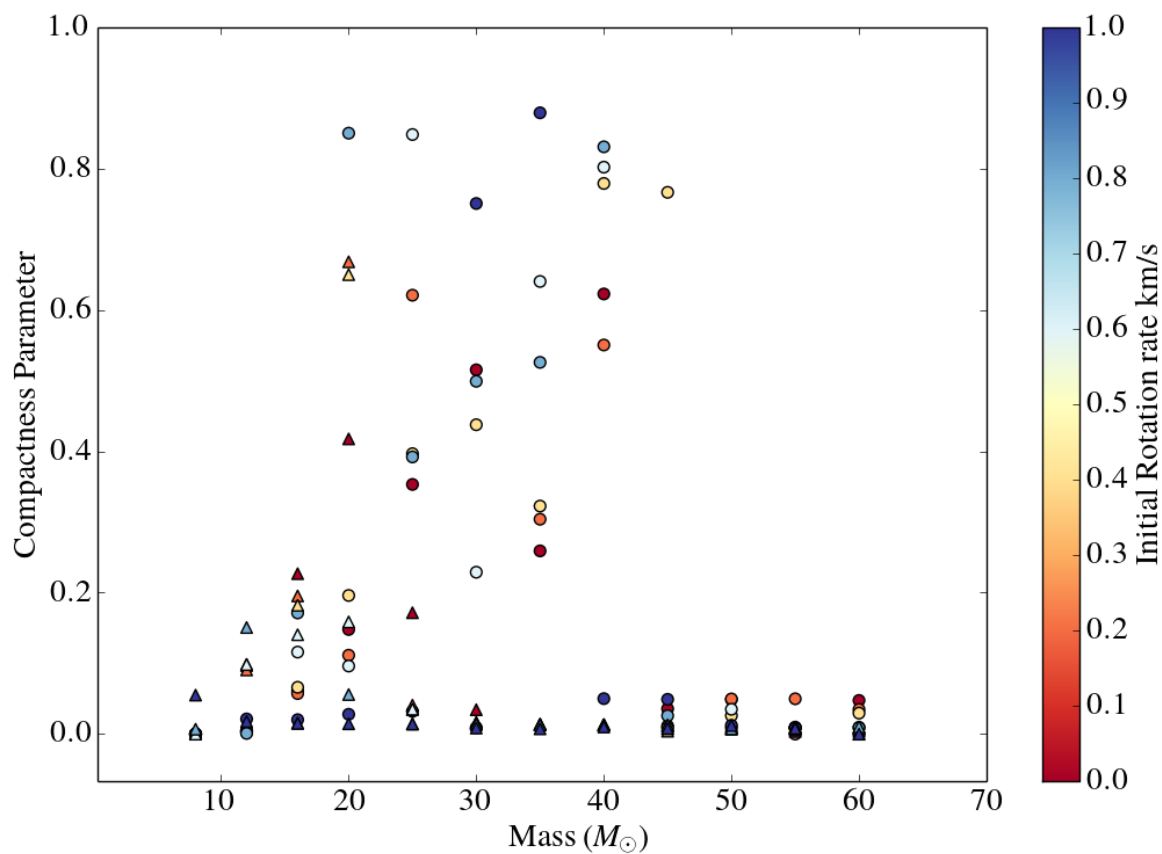


図 8.3: コンパクトネスパラメータと恒星の初期パラメータの関係. 丸は $f_{ov} = 0.009$, 三角は $f_{ov} = 0.045$ のモデルをそれぞれ表す. それぞれの色は初期回転速度を表し, カラーバーの数値は 500 km s^{-1} を最大としてそれとモデルの初期回転速度の比になっている. (Fig.13 Higgins & Vink, 2019)

形成過程について親星の観点から説明し、RCW 103 のマグネターがこのどちらで形成された可能性が高いか議論する。

ダイナモ仮説

ダイナモ効果は、天体内部の磁気流体が回転によって磁気的な異方性を獲得することで、磁場を発生させる効果であり、地球や太陽など様々な天体の磁場を説明するのに使われる。Thompson & Duncan (1993) ではこの効果を使ってマグネターの強磁場 (10^{14-15} G) を説明するダイナモ仮説が提唱され、これまでマグネター形成仮説として広く信じられていた。ダイナモ効果を使ってマグネターの磁場を生成するには、中性子星の誕生初期に非常に短い回転周期 (~ 1 ms) が必要であり、これを達成するには OB 型主系列星として典型的な速度 (200 km s^{-1}) を持つ星であれば、初期質量が $35 M_{\odot}$ 以上必要であるとシミュレーションから考えられている (Gaensler et al., 2005)。しかし、近年の超新星残骸の研究からマグネターの親星として、低質量星を示唆する結果も出ており (e.g., Zhou et al., 2019), 低質量星がマグネターを形成する過程を新たに考える必要が生じた。

化石磁場仮説

化石磁場仮説は、低質量星でマグネターを形成するために提唱された仮説で、主系列星時の強磁場を原子中性子星が獲得することによってマグネターのような強磁場星になると考えられている。 10^3 G を超える磁場を持っている主系列星の爆発によって形成される中性子星は、マグネターに必要な 10^{14} 以上の磁場を獲得できると考えられており、そのような恒星の初期質量は $> 20 M_{\odot}$ (Ferrario & Wickramasinghe, 2006, 2008) という説や、それ以下の星 ($> 8 M_{\odot}$; Hu & Lou, 2009) とする説などがある。

本研究で求められた RCW 103 の親星の初期質量 ($10-12 M_{\odot}$) から考えると、ダイナモ仮説よりも化石磁場仮説で中心のマグネターが形成されたと考えるのが妥当である。マグネターの変光周期と形成仮説の比較を行うために、いくつかのマグネターとその推定された親星について、表 8.2 にまとめる。表 8.2 を見ると低質量の親星と高質量の親星を持つマグネターで周期の違いは見られない。この結果から、RCW 103 のマグネターの特異な変光周期は形成過程によるものであるとは考えにくいことが分かった。

表 8.2: マグネターとその親星

マグネターの名前	変光周期 (s)	親星質量 (M_{\odot})	推定方法*
1E 1841-045	11.8 ^a	11-15 ^b	超新星残骸
SGR 0526-66	8.04 ^c	13-17 ^b	超新星残骸
SGR1900+14	5.16 ^d	$> 40 M_{\odot}$ ^e	星団
CXO J164710.2-455216	10.6 ^f	$\gtrsim 50 M_{\odot}$ ^f	星団

* 「超新星残骸」は超新星残骸の元素組成による親星推定を示し、「星団」は近くの星団に含まれる恒星の質量分布からの推定を示す。

^a [Gotthelf et al. \(2002\)](#)

^b [Zhou et al. \(2019\)](#)

^c [Kulkarni et al. \(2003\)](#)

^d [Marsden et al. \(1999\)](#)

^e [Davies et al. \(2009\)](#)

^f [Muno et al. \(2006\)](#)

第 9 章

結論と今後の展望

9.1 結論

本修士論文では、XMM-Newton 衛星に搭載されている RGS 検出器を使用した X 線精密分光解析から、系内の重力崩壊型超新星残骸 RCW 103 において、初めて窒素の輝線を検出した。全てのスペクトルは 2 種類の温度を持つ電離非平衡モデルでよく再現されており、ベストフィットパラメータから得られた低温プラズマの元素組成比 ($N/O = 3.8 \pm 0.1 (N/O)_{\odot}$) は RCW 103 に星周物質が存在することを強く示唆する。このスペクトル解析の結果と、シミュレーションモデルを使った星周物質のモデル計算を比較して RCW 103 の親星について、質量、初期回転速度、オーバシュートの情報を得ることができた。この推定結果と爆発噴出物の元素組成による親星推定を比較することで、RCW 103 の親星は初期質量が $10\text{--}12M_{\odot}$ で、初期回転速度が $v_{\text{init}}/v_K \leq 0.2$ と制限することに成功した。この結果は RCW 103 の親星がコンパクト天体を残しやすい爆発を起こしたことと、中心のマグネターが化石磁場仮説で形成されたことを示唆する。また中心のマグネターがマグネターとしては特異な非常に長い変光周期 (~ 6.67 時間) を持っているにも関わらず、親星の持つパラメータに特異性がないことを示唆する。

9.2 今後の展望

本研究で確立した星周物質の元素組成を使った親星推定の今後の展望を述べる。星周物質の元素組成からは回転速度や対流オーバシュートなど、親星についての新しい情報を得ることができる。我々はこれを使って、コンパクト天体の持つ多様性と親星の性質の関係を明らかにしようと考えている。現在の観測器で窒素の輝線を検出できるのは RGS に限られ、5.3.2 章で説明した検出器の特徴から観測対象が限られている。しかし、来年度に打ち上げ予定の XRISM 衛星 (Tashiro et al., 2018) の精密 X 線分光器 Resolve (e.g. Kelley et al., 2016) を使うことで、今まで RGS では星周物質の観測が難しかった広がった天体も

この研究の候補に入れることができる。Resolveはマイクロカロリメータと呼ばれる検出器で、X線が入射した際の素子の温度上昇からそのエネルギーを決める。この検出器は、エネルギー帯域が0.3–12 keVとRGSと比べて広く、エネルギー分解能も6 keVで ≤ 7 eVとRGSと同じくらい高い。また、RGSのような天体の広がりによるエネルギー分解能の劣化もないので、拡散天体の精密分光観測に適す。一方で、この検出器は角度分解能が $\lesssim 1.7$ arcmin²と高くなく、見かけの大きさが小さな天体だと爆発噴出物が支配的な領域と星周物質が支配的な領域の区別が難しい。そのためコンパクトな構造を持つ天体には引き続きRGSを使って観測を行う必要がある。

表 9.1 に今後観測、解析予定の天体を示す。広がった天体の観測に適した Resolve とコ

表 9.1: 今後観測・解析予定の天体

天体名	中心天体	使用検出器	窒素	天体の特徴
G292.0+1.8	パルサー	RGS	あり	帯状の星周物質
W44	パルサー	Resolve	なし	普通の周期 (267 ms) を持つパルサー
CTB 109	マグネター	Resolve	なし	普通の周期 (6.98 s) を持つマグネター
Puppis A	中性子星	RGS	あり	高速 (1600 km s ⁻¹) で移動する中性子星
Cas A	中性子星	RGS/Resolve *	なし	若く (~ 300 歳), コンパクトな構造を持つ
Cygnus Loop	なし	RGS/Resolve *	あり	窒素のあるコンパクトな構造を持つ
W49B	なし	RGS/Resolve *	なし	ブラックホールを持つ可能性

* 性能評価 (Performance Verification: PV) 観測ターゲット。これら以外の Resolve 観測候補は観測プロポーサルを提出予定。

コンパクトな構造を持つ天体の観測に適した RGS を相補的に使って解析することで、通常のパルサー、マグネター、それ以外の中性子星を持つ超新星残骸、及び中心天体が見つかっていない超新星残骸それぞれを少なくとも1つ以上観測可能である。以下では、CTB 109 の XRISM 衛星の観測シミュレーションについて紹介する。

CTB 109 の Resolve 観測シミュレーション

CTB 109 は天の川銀河系内にある重力崩壊型の超新星残骸で断熱膨張期の段階にあると考えられている。中心にマグネター 1E 2259+586 はマグネターとしては一般的な変光周期 (6.98 s; [Fahlman et al., 1982](#)) を持っている。図 9.1 に CTB 109 の X 線 3 色イメージとスペクトルを示す。この天体は XMM-Newton 衛星の観測を使ったスペクトル解析から、天体の様々な場所における元素組成やプラズマの温度を測定した研究 ([Sasaki et al., 2004](#)) や、局所的に明るいローブについて Chandra 衛星の観測を使ったスペクトルを解析

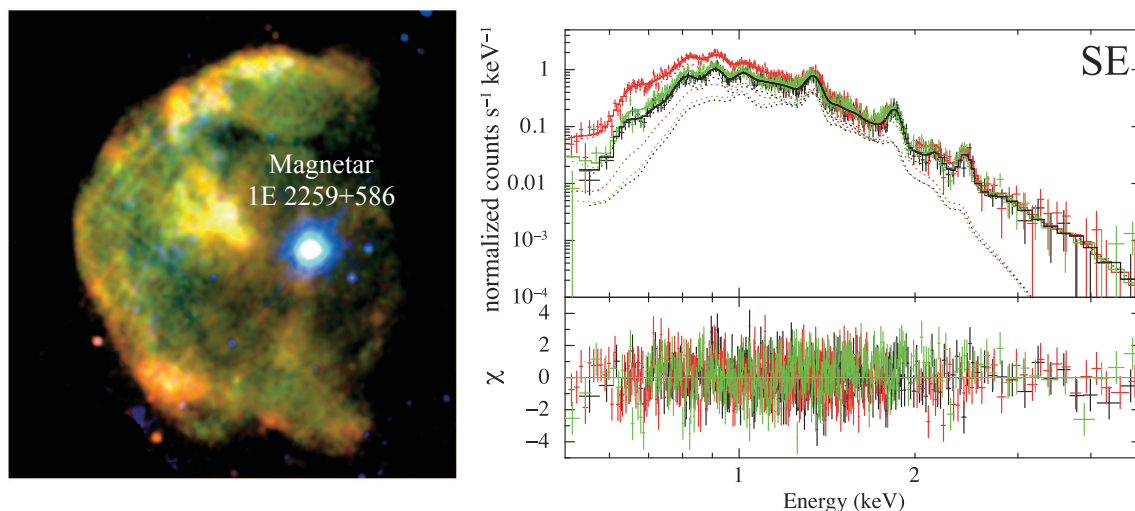


図 9.1: 左: CTB 109 の X 線 3 色イメージ (Sasaki et al. (2004) から改変). 赤, 緑, 青はそれぞれ 0.3–0.9 keV, 0.9–1.5 keV, 1.5–4.0 keV に対応している. 右: 南東領域の X 線スペクトルとフィット結果 (Nakano et al. (2015) から改変). 各色は Suzaku の検出器の違いを表しており, 点線はモデルを示している.

からその物理量を測定した研究 (Sasaki et al., 2013) などの先行研究がある. また, Suzaku 衛星の観測を使った超新星残骸全体のスペクトル解析では, マグネターのスピンドウン周期とスピン周期から求められる特性年齢と超新星残骸の半径と衝撃波速度から求められる年齢の不一致が報告されている (Nakano et al., 2015). 超新星残骸全体についての先行研究 (Sasaki et al., 2004; Nakano et al., 2015) のスペクトル解析の結果から, 東側には RCW 103 と同じく逆行衝撃波に加熱された爆発噴出物と順行衝撃波によって加熱された星間物質や星周物質があると考えられている. また, H II 領域の観測を行った先行研究 (Kothes et al., 2002) から, この天体の半径は ~ 12 pc であると考えられており, これは 2.3.2 章の図 2.7 を見るとわかるように, 恒星風バブルの中を超新星爆発の衝撃波が進んでいる段階と考えられる. 以上のことから CTB 109 には RCW 103 と同様に星周物質のみが含まれていると考えられ, 本研究と同様の親星推定が可能であると考えられる.

この天体は RGS で窒素輝線が分光可能なコンパクトな構造を持たないので, Resolve で窒素が検出可能かどうかシミュレーションを使って検証を行った. 図 9.2 に選択した領域とそのシミュレーションスペクトルを示す. シミュレーションには, NASA 提供の HEDAS software 6.30 を使った. シミュレーションスペクトルは, HEADAS software のコマンド heasim を使い, 観測時間は 20 ks とした. モデルには選択領域付近の観測データを使っている Nakano et al. (2015) と同様の 2 温度の電離非平衡モデル (vnei) を使い, パラメータは Nakano et al. (2015) のベストフィットパラメータを使用した. このシミュレーションから, CTB 109 の南東領域にある低エネルギーで明るい領域からは窒素が検出できる可能性が高く, 本研究で確立した星周物質を使った親星推定の手法を使うのに適

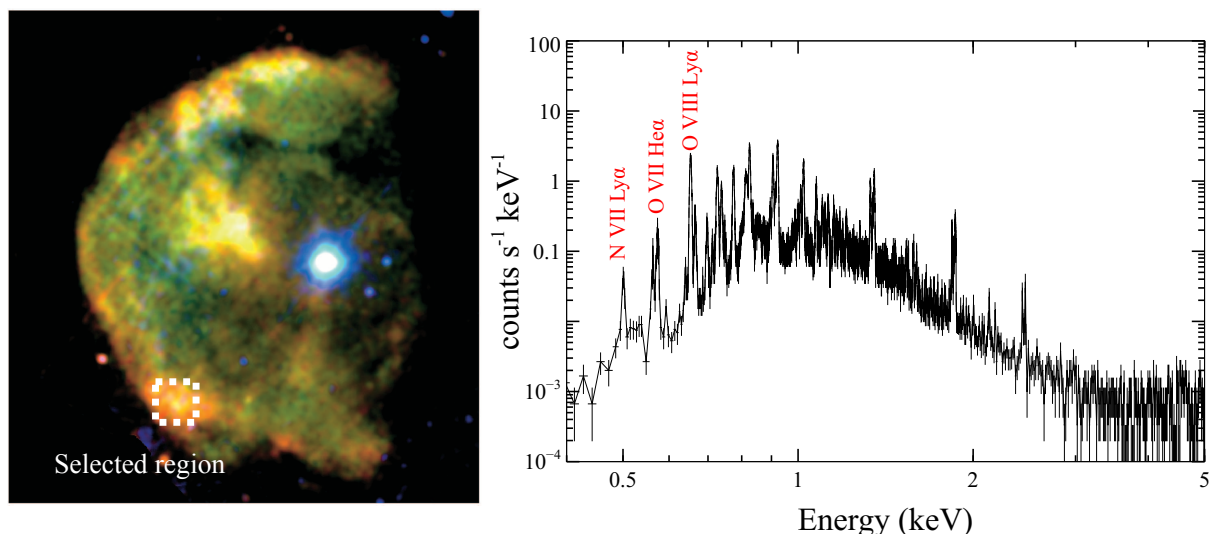


図 9.2: 左: CTB 109 の X 線 3 色イメージ. 白の破線四角はシミュレーションスペクトルの抽出領域を示す. 右: 選択領域の X 線シミュレーションスペクトル.

した天体であるため, XRISM 衛星の観測プロポーサルを提出予定である.

謝辞

本修士論文の作成やそれに関わる2年間の研究生活で、本当に様々な方にお世話になりました。

鶴教授には天文学の面白さとその研究に向かう熱意を教えてくださいました。また、研究の議論の際には検出器に関する話をはじめとして、様々な視点から指摘をいただき深く考えるきっかけを頂きました。まだまだ鶴教授には及びませんが、修士1年の頃に比べて広い視点を持って自分の研究を見つめられるようになったと思います。田中准教授には英語論文の書き方やプレゼンテーションの作り方などを詳細に教えてくださいました。初めての天文学会では田中准教授のアドバイスのおかげもあり、多くの人に自分の研究に興味を持ってもらいました。このことは私が博士進学を目指そうと思ったきっかけの一つです。榎戸准教授には修士2年の途中からでしたが、マグネター解析のチームに誘っていただいたりと、自分の研究分野を広げていただきました。まだ未熟者ですが、チームの研究に貢献できるよう精進します。内田助教には学部の卒業研究の際から超新星残骸の物理やX線解析について具体的に教えてくださいました。最初は右も左も分からず、大変ご迷惑をおかけしましたが、根気強く指導していただいたおかげで、自分でもかなり納得のいく研究結果になったと思います。本研究の共同研究者である吉田敬氏には、自分の専門外であった恒星進化シミュレーションの研究で大変お世話になりました。恒星進化について詳しいことが分かっていない状態から快く様々なことを教えてください、またシミュレーションデータの方も急なお願いにも関わらず素早く計算してくださり本当に助かりました。

3つ上の先輩の天野さんには学部の卒業研究の際からお世話になり、特に解析についてはPC初心者であった僕に初歩から優しく教えてくださいました。また、夜に残っていると楽しいエピソードトークをたくさん聞かせていただき、おかげで楽しく修士生活を送ることができました。同じく3つ上の先輩の佳山さんには、解析ツールの使い方や事務手続きなど研究生活を送る上で欠かせないことをたくさん教えてくださいました。いつ質問しても快く答えていただいたうえ、分からなかったら一緒に手伝ってくれたり本当に優しい先輩で、おかげで不自由ない研究生活を送ることができました。2つ上の先輩の松田さんには学部3年の基礎実験の際からお世話になり、宇宙線研究室について知るきっかけを作ってくださいました。研究室に所属してからは、初年度は同部屋で、研究のことから生活のことまで幅広く色々なお話をさせてくださいました。漫画やアニメの話が通じるのは

意外でしたが、趣味の話も付き合っただき本当に楽しかったです。1つ上の先輩の小柴さんには特に研究生生活における困難の乗り越え方を教えていただきました。修士になった初期、いまいちモチベーションが上がらなかった際に、私に寄り添って様々なアドバイスをもらいました。おかげで何とか研究を続けられ、その楽しさに気づくことができました。同期の田中優貴子さんは学部の卒業研究の時から私より真面目で着々と研究を進めていて、その姿勢を見本にも私も頑張ろうとやる気ももらっていました。博士課程に進まないのは残念ですが、この2年間、同じ研究分野で進んでいく仲間がいてとても心強かったです。もう一人の同期の山田くんは、理論物理やプログラミングなども詳しく、色んな話ことができました。修士1年の間だけでしたが一緒に研究生生活を送ることができて楽しかったです。後輩の井上くん、永井くん、松永くんは皆研究者として優秀で、多くの刺激をもらっています。後輩にとって頼りになる先輩になれるよう精進していきたいと思っています。

ほかグループの同期、先輩、スタッフの方々にも大変お世話になりました。特に修士1年の間に同部屋だった藤井准教授には、常に励ましたり褒めたりしていただき、とても楽しく研究生生活を送ることができました。また藤井准教授が栄転するにあたって高性能の机と椅子、モニターを貸していただき、本研究を遂行するにあたって、大変助かりました、ありがとうございます。ここには書ききれませんが、他グループの同期4人、先輩方、後輩にも様々な面で大変お世話になりました、改めて皆様に感謝します。今後ご迷惑おかけすることもあると思いますが、よろしくお願いします。

最後に、修士進学、またその先の博士進学において、金銭面、気持ちの面で多くの支援をしていただいている父母に大変感謝します。

参考文献

- Aikawa, M., Arnould, M., Goriely, S. et al. (2005) “BRUSLIB and NETGEN: the Brussels nuclear reaction rate library and nuclear network generator for astrophysics,” *A&A*, 441, 3, 1195–1203. doi: [10.1051/0004-6361:20052944](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20052944).
- Angulo, C., Arnould, M., Rayet, M. et al. (1999) “A compilation of charged-particle induced thermonuclear reaction rates,” *Nucl. Phys. A*, 656, 1, 3–183. doi: [10.1016/S0375-9474\(99\)00030-5](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(99)00030-5).
- Arnaud, K. A. (1996) “XSPEC: The First Ten Years,” in Jacoby, G. H. & Barnes, J. eds. *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, 101 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 17.
- Berghöfer, T. W., Bowyer, S., Lieu, R., & Knude, J. (1998) “The Thermal Pressure of the Hot Interstellar Medium Derived from Cloud Shadows in the Extreme Ultraviolet,” *ApJ*, 500, 2, 838–846. doi: [10.1086/305745](https://doi.org/10.1086/305745).
- Borkowski, K. J., Lyerly, W. J., & Reynolds, S. P. (2001) “Supernova Remnants in the Sedov Expansion Phase: Thermal X-Ray Emission,” *ApJ*, 548, 2, 820–835. doi: [10.1086/319011](https://doi.org/10.1086/319011).
- Braun, C., Safi-Harb, S., & Fryer, C. L. (2019) “Progenitors and explosion properties of supernova remnants hosting central compact objects: I. RCW 103 associated with the peculiar source 1E 161348-5055,” *MNRAS*, 489, 3, 4444–4463. doi: [10.1093/mnras/stz2437](https://doi.org/10.1093/mnras/stz2437).
- Carter, L. M., Dickel, J. R., & Bomans, D. J. (1997) “Expansion of the Supernova Remnant RCW 103,” *PASP*, 109, 990–997. doi: [10.1086/133971](https://doi.org/10.1086/133971).
- Castor, J., McCray, R., & Weaver, R. (1975) “Interstellar bubbles,” *ApJL*, 200, L107–L110. doi: [10.1086/181908](https://doi.org/10.1086/181908).
- Caughlan, G. R. & Fowler, W. A. (1988) “Thermonuclear Reaction Rates V,” *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 40, 283. doi: [10.1016/0092-640X\(88\)90009-5](https://doi.org/10.1016/0092-640X(88)90009-5).
- Chevalier, R. A. & Imamura, J. N. (1983) “Self-similar solutions for the interaction regions of colliding winds,” *ApJ*, 270, 554–563. doi: [10.1086/161147](https://doi.org/10.1086/161147).
- Chevalier, R. A. (1999) “Supernova Remnants in Molecular Clouds,” *ApJ*, 511, 2, 798–811. doi: [10.1086/306710](https://doi.org/10.1086/306710).
- (2005) “Young Core-Collapse Supernova Remnants and Their Supernovae,” *ApJ*, 619, 2, 839–855. doi: [10.1086/426584](https://doi.org/10.1086/426584).
- Claret, A. & Torres, G. (2017) “The Dependence of Convective Core Overshooting on Stellar Mass: A Semi-empirical Determination Using the Diffusive Approach with Two Different Element Mixtures,” *ApJ*, 849, 1, 18. doi: [10.3847/1538-4357/aa8770](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa8770).

- Cyburt, R. H., Amthor, A. M., Ferguson, R. et al. (2010) “The JINA REACLIB Database: Its Recent Updates and Impact on Type-I X-ray Bursts,” *ApJS*, 189, 1, 240–252. doi: [10.1088/0067-0049/189/1/240](https://doi.org/10.1088/0067-0049/189/1/240).
- Dafon, S., Cunha, K., Becker, S. R., & Smith, V. V. (2001) “Chemical Abundances of OB Stars in Five OB Associations,” *ApJ*, 552, 1, 309–320. doi: [10.1086/320460](https://doi.org/10.1086/320460).
- Dafon, S., Cunha, K., de Araújo, F. X. et al. (2007) “The Projected Rotational Velocity Distribution of a Sample of OB stars from a Calibration Based on Synthetic He I Lines,” *AJ*, 134, 4, 1570–1578. doi: [10.1086/521707](https://doi.org/10.1086/521707).
- D’Ài, A., Evans, P. A., Burrows, D. N. et al. (2016) “Evidence for the magnetar nature of 1E 161348-5055 in RCW 103,” *MNRAS*, 463, 3, 2394–2404. doi: [10.1093/mnras/stw2023](https://doi.org/10.1093/mnras/stw2023).
- Davies, B. & Dessart, L. (2019) “The surface abundances of red supergiants at core collapse,” *MNRAS*, 483, 1, 887–895. doi: [10.1093/mnras/sty3138](https://doi.org/10.1093/mnras/sty3138).
- Davies, B., Figer, D. F., Kudritzki, R.-P. et al. (2009) “The Progenitor Mass of the Magnetar SGR1900+14,” *ApJ*, 707, 1, 844–851. doi: [10.1088/0004-637X/707/1/844](https://doi.org/10.1088/0004-637X/707/1/844).
- de Jager, C., Nieuwenhuijzen, H., & van der Hucht, K. A. (1988) “Mass loss rates in the Hertzsprung-Russell diagram,” *A&AS*, 72, 259–289.
- De Luca, A., Caraveo, P. A., Mereghetti, S. et al. (2006) “A Long-Period, Violently Variable X-ray Source in a Young Supernova Remnant,” *Science*, 313, 5788, 814–817. doi: [10.1126/science.1129185](https://doi.org/10.1126/science.1129185).
- den Herder, J. W., Brinkman, A. C., Kahn, S. M. et al. (2001) “The Reflection Grating Spectrometer on board XMM-Newton,” *A&A*, 365, L7–L17. doi: [10.1051/0004-6361:20000058](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20000058).
- Dupret, M. A., Thoul, A., Scuflaire, R. et al. (2004) “Asteroseismology of the β Cep star HD 129929. II. Seismic constraints on core overshooting, internal rotation and stellar parameters,” *A&A*, 415, 251–257. doi: [10.1051/0004-6361:20034143](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20034143).
- Eggenberger, P., Meynet, G., Maeder, A. et al. (2008) “The Geneva stellar evolution code,” *Ap&SS*, 316, 1-4, 43–54. doi: [10.1007/s10509-007-9511-y](https://doi.org/10.1007/s10509-007-9511-y).
- Ekström, S., Georgy, C., Eggenberger, P. et al. (2012) “Grids of stellar models with rotation. I. Models from 0.8 to 120 M_{\odot} at solar metallicity ($Z = 0.014$),” *A&A*, 537, A146. doi: [10.1051/0004-6361/201117751](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117751).
- Enoto, T., Kisaka, S., & Shibata, S. (2019) “Observational diversity of magnetized neutron stars,” *Reports on Progress in Physics*, 82, 10, 106901. doi: [10.1088/1361-6633/ab3def](https://doi.org/10.1088/1361-6633/ab3def).
- Fahlman, G. G., Hickson, P., Richer, H. B. et al. (1982) “A possible optical counterpart to the X-ray pulsar 1E 2259+586,” *ApJL*, 261, L1–L5. doi: [10.1086/183878](https://doi.org/10.1086/183878).
- Ferrario, L. & Wickramasinghe, D. (2006) “Modelling of isolated radio pulsars and magnetars on the fossil field hypothesis,” *MNRAS*, 367, 3, 1323–1328. doi: [10.1111/j.1365-2966.2006.10058.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10058.x).
- (2008) “Origin and evolution of magnetars,” *MNRAS*, 389, 1, L66–L70. doi: [10.1111/j.1745-3933.2008.00527.x](https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2008.00527.x).
- Frank, K. A., Burrows, D. N., & Park, S. (2015) “Chandra Observations of SNR RCW 103,” *ApJ*, 810, 2, 113. doi: [10.1088/0004-637X/810/2/113](https://doi.org/10.1088/0004-637X/810/2/113).

- Frew, D. J., Bojčić, I. S., & Parker, Q. A. (2013) “A catalogue of integrated H α fluxes for 1258 Galactic planetary nebulae,” MNRAS, 431, 1, 2–26. doi: [10.1093/mnras/sts393](https://doi.org/10.1093/mnras/sts393).
- Fynbo, H. O. U., Diget, C. A., Bergmann, U. C. et al. (2005) “Revised rates for the stellar triple- α process from measurement of ^{12}C nuclear resonances,” Nature, 433, 7022, 136–139.
- Gaensler, B. M., McClure-Griffiths, N. M., Oey, M. S. et al. (2005) “A Stellar Wind Bubble Coincident with the Anomalous X-Ray Pulsar 1E 1048.1-5937: Are Magnetars Formed from Massive Progenitors?,” ApJL, 620, 2, L95–L98. doi: [10.1086/428725](https://doi.org/10.1086/428725).
- González Delgado, D., Olofsson, H., Kerschbaum, F. et al. (2003) ““Thermal” SiO radio line emission towards M-type AGB stars: A probe of circumstellar dust formation and dynamics,” A&A, 411, 123–147. doi: [10.1051/0004-6361:20031068](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20031068).
- Gotthelf, E. V., Gavriil, F. P., Kaspi, V. M. et al. (2002) “A Phase-connected Timing Solution for the Magnetar Candidate 1E 1841-045,” ApJL, 564, 1, L31–L34. doi: [10.1086/338799](https://doi.org/10.1086/338799).
- 井上一・小山勝二・高橋忠幸・水本好彦 (2019) 『宇宙の観測 III』, シリーズ現代の天文学, 日本評論社.
- Hale, S. E., Champagne, A. E., Iliadis, C. et al. (2001) “Investigation of the $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ reaction via ($^3\text{He},d$) spectroscopy,” Phys. Rev. C, 65, 1, 015801. doi: [10.1103/PhysRevC.65.015801](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.65.015801).
- Heger, A., Langer, N., & Woosley, S. E. (2000) “Presupernova Evolution of Rotating Massive Stars. I. Numerical Method and Evolution of the Internal Stellar Structure,” ApJ, 528, 1, 368–396. doi: [10.1086/308158](https://doi.org/10.1086/308158).
- Herbig, G. H. (1968) “The Interstellar Line Spectrum of Zeta Ophiuchi,” ZAp, 68, 243.
- Hewish, A., Bell, S. J., Pilkington, J. D. H. et al. (1969) “Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source (Reprinted from Nature, February 24, 1968),” Nature, 224, 5218, 472. doi: [10.1038/224472b0](https://doi.org/10.1038/224472b0).
- Higgins, E. R. & Vink, J. S. (2019) “Massive star evolution: rotation, winds, and overshooting vectors in the mass-luminosity plane. I. A calibrated grid of rotating single star models,” A&A, 622, A50. doi: [10.1051/0004-6361/201834123](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201834123).
- Hoffman, R. D., Müller, B., & Janka, H. T. (2008) “Nucleosynthesis in O-Ne-Mg Supernovae,” ApJL, 676, 2, L127. doi: [10.1086/587621](https://doi.org/10.1086/587621).
- Hu, R.-Y. & Lou, Y.-Q. (2009) “Magnetized massive stars as magnetar progenitors,” MNRAS, 396, 2, 878–886. doi: [10.1111/j.1365-2966.2009.14648.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.14648.x).
- Iben, J., I. & Tutukov, A. V. (1984) “Supernovae of type I as end products of the evolution of binaries with components of moderate initial mass,” ApJS, 54, 335–372. doi: [10.1086/190932](https://doi.org/10.1086/190932).
- Iliadis, C., D’Auria, J. M., Starrfield, S. et al. (2001) “Proton-induced Thermonuclear Reaction Rates for A=20-40 Nuclei,” ApJS, 134, 1, 151–171. doi: [10.1086/320364](https://doi.org/10.1086/320364).
- Iwamoto, K., Brachwitz, F., Nomoto, K. et al. (1999) “Nucleosynthesis in Chandrasekhar Mass Models for Type IA Supernovae and Constraints on Progenitor Systems and Burning-Front Propagation,” ApJS, 125, 2, 439–462. doi: [10.1086/313278](https://doi.org/10.1086/313278).
- Jaeger, M., Kunz, R., Mayer, A. et al. (2001) “ $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)^{25}\text{Mg}$: The Key Neutron Source in Massive Stars,” Phys. Rev. Lett., 87, 20, 202501. doi: [10.1103/PhysRevLett.87.202501](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.202501).

- Janka, H. T., Müller, B., Kitaura, F. S., & Buras, R. (2008) “Dynamics of shock propagation and nucleosynthesis conditions in O-Ne-Mg core supernovae,” *A&A*, 485, 1, 199–208. doi: [10.1051/0004-6361:20079334](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20079334).
- Jorissen, A. & Goriely, S. (2001) “The Nuclear Network Generator: A tool for nuclear astrophysics,” *Nucl. Phys. A*, 688, 1, 508–510. doi: [10.1016/S0375-9474\(01\)00771-0](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(01)00771-0).
- Karakas, A. I. & Lattanzio, J. C. (2014) “The Dawes Review 2: Nucleosynthesis and Stellar Yields of Low- and Intermediate-Mass Single Stars,” *PASA*, 31, e030. doi: [10.1017/pasa.2014.21](https://doi.org/10.1017/pasa.2014.21).
- Katsuda, S., Takiwaki, T., Tominaga, N. et al. (2018) “Progenitor Mass Distribution of Core-collapse Supernova Remnants in Our Galaxy and Magellanic Clouds Based on Elemental Abundances,” *ApJ*, 863, 2, 127. doi: [10.3847/1538-4357/aad2d8](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aad2d8).
- Kelley, R. L., Akamatsu, H., Azzarello, P. et al. (2016) “The Astro-H high resolution soft x-ray spectrometer,” in den Herder, J.-W. A., Takahashi, T., & Bautz, M. eds. *Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray*, 9905 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 99050V. doi: [10.1117/12.2232509](https://doi.org/10.1117/12.2232509).
- 野本憲一・定金晃三・佐藤勝彦 (2009) 『恒星』, シリーズ現代の天文学, 日本評論社.
- Kippenhahn, R., Weigert, A., & Weiss, A. (2013) *Stellar Structure and Evolution*. doi: [10.1007/978-3-642-30304-3](https://doi.org/10.1007/978-3-642-30304-3).
- Kitaura, F. S., Janka, H. T., & Hillebrandt, W. (2006) “Explosions of O-Ne-Mg cores, the Crab supernova, and subluminescent type II-P supernovae,” *A&A*, 450, 1, 345–350. doi: [10.1051/0004-6361:20054703](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20054703).
- Kothes, R., Uyaniker, B., & Yar, A. (2002) “The Distance to Supernova Remnant CTB 109 Deduced from Its Environment,” *ApJ*, 576, 1, 169–175. doi: [10.1086/341545](https://doi.org/10.1086/341545).
- Kulkarni, S. R., Kaplan, D. L., Marshall, H. L. et al. (2003) “The Quiescent Counterpart of the Soft Gamma-Ray Repeater SGR 0526-66,” *ApJ*, 585, 2, 948–954. doi: [10.1086/346110](https://doi.org/10.1086/346110).
- Kunz, R., Fey, M., Jaeger, M. et al. (2002) “Astrophysical Reaction Rate of $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$,” *ApJ*, 567, 1, 643–650. doi: [10.1086/338384](https://doi.org/10.1086/338384).
- Lambert, D. L., Brown, J. A., Hinkle, K. H., & Johnson, H. R. (1984) “Carbon, nitrogen and oxygen abundances in Betelgeuse,” *ApJ*, 284, 223–237. doi: [10.1086/162401](https://doi.org/10.1086/162401).
- Leibowitz, E. M. & Danziger, I. J. (1983) “Spectrophotometry in the galactic supernova remnants RCW 86, 103 and Kepler,” *MNRAS*, 204, 273–287. doi: [10.1093/mnras/204.2.273](https://doi.org/10.1093/mnras/204.2.273).
- Luo, T., Umeda, H., Yoshida, T., & Takahashi, K. (2022) “Stellar Models of Betelgeuse Constrained Using Observed Surface Conditions,” *ApJ*, 927, 1, 115. doi: [10.3847/1538-4357/ac4f5f](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac4f5f).
- Maeder, A., Przybilla, N., Nieva, M.-F. et al. (2014) “Evolution of surface CNO abundances in massive stars,” *A&A*, 565, A39. doi: [10.1051/0004-6361/201220602](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220602).
- Manchester, R. N., Hobbs, G. B., Teoh, A., & Hobbs, M. (2005) “The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue,” *AJ*, 129, 4, 1993–2006. doi: [10.1086/428488](https://doi.org/10.1086/428488).
- Markova, N. & Puls, J. (2008) “Bright OB stars in the Galaxy. IV. Stellar and wind parameters of early to late B supergiants,” *A&A*, 478, 3, 823–842. doi: [10.1051/0004-6361:20077919](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077919).

- Markova, N., Puls, J., Repolust, T., & Markov, H. (2004) “Bright OB stars in the Galaxy. I. Mass-loss and wind-momentum rates of O-type stars: A pure H α analysis accounting for line-blanketing,” *A&A*, 413, 693–709. doi: [10.1051/0004-6361:20031463](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20031463).
- Marsden, D., Rothschild, R. E., & Lingenfelter, R. E. (1999) “Is SGR 1900+14 a Magnetar?,” *ApJL*, 520, 2, L107–L110. doi: [10.1086/312160](https://doi.org/10.1086/312160).
- Mauron, N. & Josselin, E. (2011) “The mass-loss rates of red supergiants and the de Jager prescription,” *A&A*, 526, A156. doi: [10.1051/0004-6361/201013993](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201013993).
- McKee, C. F. (1974) “X-Ray Emission from an Inward-Propagating Shock in Young Supernova Remnants,” *ApJ*, 188, 335–340. doi: [10.1086/152721](https://doi.org/10.1086/152721).
- Morton, D. C. (1975) “Interstellar absorption lines in the spectrum of Zeta Ophiuchi,” *ApJ*, 197, 85–115. doi: [10.1086/153490](https://doi.org/10.1086/153490).
- Mukhamedzhanov, A. M., Bém, P., Brown, B. A. et al. (2003) “Asymptotic normalization coefficients for $^{14}\text{N}+p^{15}\text{O}$ and the astrophysical S factor for $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$,” *Phys. Rev. C*, 67, 6, 065804. doi: [10.1103/PhysRevC.67.065804](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.67.065804).
- Muno, M. P., Law, C., Clark, J. S. et al. (2006) “Diffuse, Nonthermal X-Ray Emission from the Galactic Star Cluster Westerlund 1,” *ApJ*, 650, 1, 203–211. doi: [10.1086/507175](https://doi.org/10.1086/507175).
- Nakano, T., Murakami, H., Makishima, K. et al. (2015) “Suzaku studies of the supernova remnant CTB 109 hosting the magnetar 1E 2259+586,” *PASJ*, 67, 1, 9. doi: [10.1093/pasj/psu135](https://doi.org/10.1093/pasj/psu135).
- Nomoto, K. (1982) “Accreting white dwarf models for type I supernovae. I - Presupernova evolution and triggering mechanisms,” *ApJ*, 253, 798–810. doi: [10.1086/159682](https://doi.org/10.1086/159682).
- Nomoto, K., Tominaga, N., Umeda, H. et al. (2006) “Nucleosynthesis yields of core-collapse supernovae and hypernovae, and galactic chemical evolution,” *Nucl. Phys. A*, 777, 424–458. doi: [10.1016/j.nuclphysa.2006.05.008](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2006.05.008).
- O’Connor, E. & Ott, C. D. (2011) “Black Hole Formation in Failing Core-Collapse Supernovae,” *ApJ*, 730, 2, 70. doi: [10.1088/0004-637X/730/2/70](https://doi.org/10.1088/0004-637X/730/2/70).
- Owocki, S. (2004) “Stellar wind mechanisms and instabilities,” in Heydari-Malayeri, M., Stee, P., & Zahn, J. P. eds. *EAS Publications Series*, 13 of EAS Publications Series, 163–250. doi: [10.1051/eas:2004055](https://doi.org/10.1051/eas:2004055).
- Pikel’Ner, S. B. (1968) “Interaction of Stellar Wind with Diffuse Nebulae,” *Astrophys. Lett.*, 2, 97.
- Renzo, M., Ott, C. D., Shore, S. N., & de Mink, S. E. (2017) “Systematic survey of the effects of wind mass loss algorithms on the evolution of single massive stars,” *A&A*, 603, A118. doi: [10.1051/0004-6361/201730698](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201730698).
- Reynoso, E. M., Green, A. J., Johnston, S. et al. (2004) “Influence of the Neutron Star 1E 161348-5055 in RCW 103 on the Surrounding Medium,” *PASA*, 21, 1, 82–88. doi: [10.1071/AS03053](https://doi.org/10.1071/AS03053).
- Rivera-Ortiz, P. R., Rodríguez-González, A., Hernández-Martínez, L., & Cantó, J. (2019) “The Motion of a Losing Mass Plasmon,” *ApJ*, 874, 1, 38. doi: [10.3847/1538-4357/ab05ca](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab05ca).
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. (1979) *Radiative processes in astrophysics*.

- 鷺野遼作 (2015) 「ASTRO-H 衛星搭載 X 線 CCD カメラ SXI の性能評価と較正方法の確立」, 『京都大学修士論文』.
- Sander, A., Hamann, W. R., & Todt, H. (2012) “The Galactic WC stars. Stellar parameters from spectral analyses indicate a new evolutionary sequence,” *A&A*, 540, A144. doi: [10.1051/0004-6361/201117830](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117830).
- Sasaki, M., Plucinsky, P. P., Gaetz, T. J., & Bocchino, F. (2013) “Chandra observation of the Galactic supernova remnant CTB 109 (G109.1-1.0),” *A&A*, 552, A45. doi: [10.1051/0004-6361/201220836](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220836).
- Sasaki, M., Plucinsky, P. P., Gaetz, T. J. et al. (2004) “XMM-Newton Observations of the Galactic Supernova Remnant CTB 109 (G109.1-1.0),” *ApJ*, 617, 1, 322–338. doi: [10.1086/425353](https://doi.org/10.1086/425353).
- Sedov, L. I. (1946) “Propagation of strong shock waves,” *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*, 10, 241–250.
- Siess, L. (2010) “Evolution of massive AGB stars. III. the thermally pulsing super-AGB phase,” *A&A*, 512, A10. doi: [10.1051/0004-6361/200913556](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913556).
- Smartt, S. J. (2009) “Progenitors of Core-Collapse Supernovae,” *ARA&A*, 47, 1, 63–106. doi: [10.1146/annurev-astro-082708-101737](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082708-101737).
- Smith, N., Gehrz, R. D., Hinz, P. M. et al. (2003) “Mass and Kinetic Energy of the Homunculus Nebula around η Carinae,” *AJ*, 125, 3, 1458–1466. doi: [10.1086/346278](https://doi.org/10.1086/346278).
- Sowell, J. R., Trippe, M., Caballero-Nieves, S. M., & Houk, N. (2007) “H-R Diagrams Based on the HD Stars in the Michigan Spectral Catalogue and the Hipparcos Catalog,” *AJ*, 134, 3, 1089–1102. doi: [10.1086/520060](https://doi.org/10.1086/520060).
- Sukhbold, T. & Woosley, S. E. (2014) “The Compactness of Presupernova Stellar Cores,” *ApJ*, 783, 1, 10. doi: [10.1088/0004-637X/783/1/10](https://doi.org/10.1088/0004-637X/783/1/10).
- Sukhbold, T., Ertl, T., Woosley, S. E. et al. (2016) “Core-collapse Supernovae from 9 to 120 Solar Masses Based on Neutrino-powered Explosions,” *ApJ*, 821, 1, 38. doi: [10.3847/0004-637X/821/1/38](https://doi.org/10.3847/0004-637X/821/1/38).
- Suzuki, T. K. (2007) “Structured Red Giant Winds with Magnetized Hot Bubbles and the Corona/Cool Wind Dividing Line,” *ApJ*, 659, 2, 1592–1610. doi: [10.1086/512600](https://doi.org/10.1086/512600).
- Takahashi, K., Yoshida, T., & Umeda, H. (2013) “Evolution of Progenitors for Electron Capture Supernovae,” *ApJ*, 771, 1, 28. doi: [10.1088/0004-637X/771/1/28](https://doi.org/10.1088/0004-637X/771/1/28).
- Takahashi, K., Umeda, H., & Yoshida, T. (2014) “Stellar Yields of Rotating First Stars. I. Yields of Weak Supernovae and Abundances of Carbon-enhanced Hyper-metal-poor Stars,” *ApJ*, 794, 1, 40. doi: [10.1088/0004-637X/794/1/40](https://doi.org/10.1088/0004-637X/794/1/40).
- Takahashi, K., Yoshida, T., & Umeda, H. (2018) “Stellar Yields of Rotating First Stars. II. Pair-instability Supernovae and Comparison with Observations,” *ApJ*, 857, 2, 111. doi: [10.3847/1538-4357/aab95f](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aab95f).
- Takiwaki, T., Kotake, K., & Suwa, Y. (2016) “Three-dimensional simulations of rapidly rotating core-collapse supernovae: finding a neutrino-powered explosion aided by non-axisymmetric flows,” *MNRAS*, 461, 1, L112–L116. doi: [10.1093/mnras1/slw10510.48550/arXiv.1602.06759](https://doi.org/10.1093/mnras1/slw10510.48550/arXiv.1602.06759).
- Tashiro, M., Maejima, H., Toda, K. et al. (2018) “Concept of the X-ray Astronomy Recovery Mission,” in den Herder, J.-W. A., Nikzad, S., & Nakazawa, K. eds. *Space Telescopes and Instrumentation 2018: Ultraviolet to Gamma Ray*, 10699 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 1069922. doi: [10.1117/12.2309455](https://doi.org/10.1117/12.2309455).

- Taylor, G. (1950) “The Formation of a Blast Wave by a Very Intense Explosion. I. Theoretical Discussion,” *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 201, 1065, 159–174. doi: [10.1098/rspa.1950.0049](https://doi.org/10.1098/rspa.1950.0049).
- 榎戸輝揚 (2012) 「硬 X 線によるマグネター研究の進展-宇宙で最強の磁石星?-」, 『天文月報』, 105, 431–440.
- Thompson, C. & Duncan, R. C. (1993) “Neutron Star Dynamos and the Origins of Pulsar Magnetism,” *ApJ*, 408, 194. doi: [10.1086/172580](https://doi.org/10.1086/172580).
- Toalá, J. A., Guerrero, M. A., Todt, H. et al. (2020) “The Bubble Nebula NGC 7635 - testing the wind-blown bubble theory,” *MNRAS*, 495, 3, 3041–3051. doi: [10.1093/mnras/staa752](https://doi.org/10.1093/mnras/staa752).
- Uchida, H., Tsunemi, H., Tominaga, N. et al. (2011) “First Detection of Ar-K Line Emission from the Cygnus Loop,” *PASJ*, 63, 199. doi: [10.1093/pasj/63.1.199](https://doi.org/10.1093/pasj/63.1.199).
- Vink, J. & Kuiper, L. (2006) “Supernova remnant energetics and magnetars: no evidence in favour of millisecond proto-neutron stars,” *MNRAS*, 370, 1, L14–L18. doi: [10.1111/j.1745-3933.2006.00178.x](https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2006.00178.x).
- von Neumann, J. (1963) “The Point Source Solution,” reprinted in *John von Neumann Collected Works* (ed. A.H. Taub).
- Wanajo, S., Nomoto, K., Janka, H. T. et al. (2009) “Nucleosynthesis in Electron Capture Supernovae of Asymptotic Giant Branch Stars,” *ApJ*, 695, 1, 208–220. doi: [10.1088/0004-637X/695/1/208](https://doi.org/10.1088/0004-637X/695/1/208).
- Weaver, R., McCray, R., Castor, J. et al. (1977) “Interstellar bubbles. II. Structure and evolution.,” *ApJ*, 218, 377–395. doi: [10.1086/155692](https://doi.org/10.1086/155692).
- Webbink, R. F. (1984) “Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and type I supernovae.,” *ApJ*, 277, 355–360. doi: [10.1086/161701](https://doi.org/10.1086/161701).
- Whelan, J. & Iben, J., Icko (1973) “Binaries and Supernovae of Type I,” *ApJ*, 186, 1007–1014. doi: [10.1086/152565](https://doi.org/10.1086/152565).
- Wilms, J., Allen, A., & McCray, R. (2000) “On the Absorption of X-Rays in the Interstellar Medium,” *ApJ*, 542, 2, 914–924. doi: [10.1086/317016](https://doi.org/10.1086/317016).
- XMM-Newton Users Handbook (2022) .
- Xu, Y., Goriely, S., Jorissen, A. et al. (2013) “Databases and tools for nuclear astrophysics applications. BRUSsels Nuclear LIBrary (BRUSLIB), Nuclear Astrophysics Compilation of REactions II (NACRE II) and Nuclear NETwork GENerator (NETGEN),” *A&A*, 549, A106. doi: [10.1051/0004-6361/201220537](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220537).
- Yoshida, T., Takiwaki, T., Kotake, K. et al. (2019) “One-, Two-, and Three-dimensional Simulations of Oxygen-shell Burning Just before the Core Collapse of Massive Stars,” *ApJ*, 881, 1, 16. doi: [10.3847/1538-4357/ab2b9d](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab2b9d).
- Zhou, P., Vink, J., Safi-Harb, S., & Miceli, M. (2019) “Spatially resolved X-ray study of supernova remnants that host magnetars: Implication of their fossil field origin,” *A&A*, 629, A51. doi: [10.1051/0004-6361/201936002](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201936002).