

修士論文 2023年度（令和5年度）

重力崩壊型超新星の親星の  
上限質量制限に向けた  
超新星残骸 G359.0-0.9 の観測研究

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

松永 海

[matsunaga.kai.i47@kyoto-u.jp](mailto:matsunaga.kai.i47@kyoto-u.jp)

2024年1月



## Abstract

10 太陽質量以上の大質量星はその進化の最後に重力崩壊型の超新星爆発を起こすと考えられている。理論的には  $\sim 20$  太陽質量以下の大質量星は中性子星を残して爆発する一方、それ以上の超大質量星は爆発せずにブラックホールに崩壊するとされる (Heger et al., 2003). しかし観測的には超大質量星の爆発を示唆する研究 (Suzuki & Maeda, 2018) もあり、超新星を起こす星の“上限質量”は確定していない。上限質量の観測的制限は、爆発機構のみならずコンパクト天体形成や銀河の化学進化過程の解明にも直結する。

近年の理論研究は、星の爆発可能性が重力崩壊直前の中心付近の密度によって決定されることを示唆するが (Ertl et al., 2016), 星の内部を直接観測して制限することはできない。そこで我々は、密度構造と相互に影響する恒星進化段階における元素合成過程と、それによって決まる超新星の爆発噴出物の元素組成に着目した。特に Ne や Mg などは爆発可能性を左右する領域において主要な元素であり、超新星爆発後も存在量がほぼ変化しないため、爆発噴出物におけるこれらの組成比を測定すれば、爆発可能性に影響する元素合成過程の情報を得られるはずである。そのため本研究では、爆発噴出物に含まれる Ne や Mg の組成を測定可能な手法として、超新星爆発後に残る星雲である超新星残骸の X 線観測を選択した。過去の観測例として Ne に対して Mg の輝線が強い “Mg-rich 超新星残骸” が 2 例 (N49B; G284.3-1.8, Park & Bhalerao, 2017; Williams et al., 2015) 報告されており、我々はこれらの元素の合成過程が星によって大きく異なることを予想した。

本研究では XMM-Newton 衛星を用いて超新星残骸 G359.0-0.9 の観測を行い、高い Mg/Ne 比 (太陽組成の  $\sim 1.9$  倍) を検出し、3 例目の Mg-rich 超新星残骸であることを発見した。その成因を恒星進化モデル (Sukhbold et al., 2018) を用いて探ると、限られた質量範囲の星で起きる燃焼殻融合 (cf. Yadav et al., 2020) によって説明できることがわかった。これは恒星進化段階において通常なら層状に分離している燃焼殻が、対流などの作用によって融合する現象であり、観測的に示されたのは本研究が初である。恒星進化モデルと観測結果を比較するために超新星元素合成計算を実施し、その結果から G359.0-0.9 の親星の初期質量は 15 太陽質量以下であると制限した。初期質量を独立した手法で検証することを目的に、野辺山 45m 電波望遠鏡を用いた分子輝線観測を行い、G359.0-0.9 と相互作用している付随分子雲を発見した。観測された付随分子雲の視線速度  $\sim -7$  km/s から、G359.0-0.9 のまでの距離は  $2.8 \pm 0.14$  kpc と制限できた。この結果から推定した爆発噴出物の質量と、モデルで示唆される爆発噴出物の質量を比較し、互いに矛盾しないことを確認できた。

恒星進化モデルによって得られた重要な知見として、本来爆発しにくい超大質量星でも燃焼殻融合を経れば爆発可能で、その場合 Si/Mg 比と Mg/Ne 比の高い残骸を形成することが示唆された。このような残骸を今年度打ち上がった XRISM 衛星で観測し、親星質量とよく相関する Fe/O 比 (Katsuda et al., 2018) を測定すれば、超大質量星がその起源であ

るかを検証できる. この手法で超新星残骸観測による上限質量制限が可能である.

# 目次

<b>第1章</b>	<b>序論</b>	<b>1</b>
<b>第2章</b>	<b>重力崩壊型超新星による元素合成</b>	<b>5</b>
2.1	恒星内元素合成	5
2.1.1	H 燃焼系	6
2.1.2	He 燃焼系	7
2.1.3	C 燃焼系	8
2.1.4	Ne 燃焼系	9
2.1.5	O 燃焼系	11
2.1.6	Si 燃焼系	13
2.2	重力崩壊直前の内部構造	16
2.2.1	タマネギ構造	16
2.2.2	燃焼殻融合	16
2.3	重力崩壊型超新星爆発	19
2.3.1	Fe コアの重力崩壊	19
2.3.2	ニュートリノ閉じ込め	19
2.3.3	反跳衝撃波の発生と停滞	20
2.3.4	ニュートリノ加熱	22
2.4	超新星元素合成	25
2.4.1	完全 Si 燃焼と熱核統計平衡	25
2.4.2	不完全 Si 燃焼, 爆発的 O 燃焼, 爆発的 Ne-C 燃焼	28
<b>第3章</b>	<b>超新星と超新星残骸</b>	<b>31</b>
3.1	超新星	31
3.2	超新星残骸	32
3.2.1	衝撃波と分子雲の相互作用	35
<b>第4章</b>	<b>超新星残骸 G359.0–0.9 の観測の動機</b>	<b>39</b>
<b>第5章</b>	<b>使用した観測装置</b>	<b>43</b>
5.1	XMM-Newton 衛星	43

5.1.1	X線望遠鏡	45
5.1.2	X線検出器	45
5.2	野辺山 45m 電波望遠鏡	46
<b>第 6 章</b>	<b>超新星残骸 G359.0–0.9 の観測結果</b>	<b>49</b>
6.1	X線 (XMM-Newton)	49
6.2	分子輝線 (NRO 45-m)	55
<b>第 7 章</b>	<b>超新星残骸 G359.0–0.9 の起源</b>	<b>59</b>
7.1	爆発噴出物の組成による議論	59
7.1.1	超新星残骸の組成分布と恒星進化モデルの比較	59
7.1.2	Mg-rich モデルの成因	61
7.1.3	超新星元素合成を考慮したモデルと G359.0–0.9 の比較	67
7.2	G359.0–0.9 の視線距離と爆発噴出物の質量	70
7.2.1	付随分子雲を用いた視線距離制限	71
7.2.2	爆発噴出物の質量推定	71
<b>第 8 章</b>	<b>まとめと今後の展望</b>	<b>75</b>
8.1	ここまでのまとめ	75
8.2	今後の展望	76
8.2.1	重力崩壊型超新星の上限質量の観測的制限	76
8.2.2	Ca-rich transient	83
8.2.3	燃焼殻融合起源の odd-Z 元素輝線の検出	88
<b>第 9 章</b>	<b>結論</b>	<b>91</b>
	<b>謝辞</b>	<b>93</b>
	<b>参考文献</b>	<b>94</b>

## 目 次

1.1	IIP 型超新星残骸の親星の初期質量分布 . . . . .	2
1.2	爆発噴出物の Fe/Si 比を用いた重力崩壊型超新星の初期質量制限 . . . . .	3
2.1	質量数に対する核子あたりの結合エネルギー . . . . .	6
2.2	pp チェインと CNO サイクルのエネルギー効率 . . . . .	7
2.3	各 H 燃焼系の反応経路 . . . . .	8
2.4	CO コアにおいて起きうる 2 体反応の確率内訳とその温度依存性 . . . . .	10
2.5	C 燃焼系の反応経路と組成変化 . . . . .	11
2.6	Ne 燃焼系の反応経路と組成変化 . . . . .	12
2.7	O 燃焼系の反応経路と組成変化 . . . . .	13
2.8	$^{28}\text{Si}$ と $^{32}\text{S}$ の光分解反応の崩壊定数とその温度依存性 . . . . .	14
2.9	Si 燃焼系の反応経路と組成変化 . . . . .	15
2.10	キッペンハーン図の例 . . . . .	17
2.11	恒星内部の層状構造 . . . . .	18
2.12	燃焼殻融合の 3D シミュレーション結果 . . . . .	18
2.13	内部コアと外部コアの概略図 . . . . .	21
2.14	$M_4$ , $\mu_4$ による爆発可能性判定の概念図 . . . . .	23
2.15	$M_4$ , $\mu_4$ 平面上における, 1D 超新星モデルでの爆発可否のプロット . . . . .	24
2.16	$T_{\text{peak}}$ と $\rho_{\text{peak}}$ の関係 . . . . .	26
2.17	各超新星元素合成過程での組成の変化 . . . . .	27
2.18	超新星によるタマネギ構造の組成変化 . . . . .	27
2.19	熱核統計平衡における $Y_e$ , $\eta$ と最終的な組成の関係 . . . . .	28
3.1	超新星の分類 . . . . .	32
3.2	様々な種類の超新星のライトカーブ . . . . .	33
3.3	爆発から 5 ヶ月後の超新星の可視光スペクトルの例 . . . . .	33
3.4	Mg-rich 超新星残骸のスペクトル . . . . .	34
3.5	Spiral arm の概念図 . . . . .	36
3.6	銀河中心方向の $^{12}\text{CO}$ ( $J=1-0$ ) 観測の銀径-視線速度図 . . . . .	37

4.1	銀河中心領域と G359.0–0.9 の X 線マップ	41
5.1	XMM-Newton に搭載された X 線望遠鏡と検出器の構造	43
5.2	XMM-Newton に搭載されている Wolter-I 型望遠鏡の概略図	44
5.3	X 線天文衛星の, 光軸上の入射 X 線に対する有効面積比較	45
5.4	「春の山と 45m 電波望遠鏡」, credit: NAOJ	47
6.1	G359.0–0.9 とその周辺の X 線および連続電波の強度マップ.	50
6.2	G359.0–0.9 の X 線スペクトルとベストフィットモデル.	52
6.3	Mg-rich 超新星残骸の画像比較	53
6.4	NRO 45-m 観測で得た速度帯毎の強度マップ.	56
6.5	NRO 45-m 観測で得た分子輝線スペクトル.	57
7.1	超新星残骸と恒星進化モデルでの Mg/Ne 比と Si/Mg 比の分布比較.	60
7.2	各恒星進化モデルのキッペンハーゲンダイアグラム	64
7.3	D 恒星進化モデルの詳細	65
7.4	$M_4\mu_4$ - $M_4$ 平面上でのモデルプロット	66
7.5	1D 超新星シミュレーションによる超新星元素合成の結果	68
7.6	爆発前後での爆発噴出物の Si/Mg, Mg/Ne の変化	69
7.7	初期質量に対する恒星風, 爆発噴出物, 中性子星の各質量の関係	70
7.8	G359.0–0.9 の視線距離とそれによって見積もられる爆発噴出物の質量	73
8.1	初期質量に対する各確率密度関数の計算結果	79
8.2	G290.1–0.8 のシミュレーションスペクトル.	80
8.3	Fe/O 比と初期質量の関係	82
8.4	Ca-rich transient と超新星の可視光スペクトル	85
8.5	1D 恒星進化モデルでの Si/Mg, Mg/Ne, O/Ca 比	86
8.6	Ca-rich transient と超新星の [Ca II]/[O I] 輝線強度比	87
8.7	燃焼殻融合による P,Cl,K,Sc の供給.	90

## 表 目 次

5.1	主要な X 線観測衛星に搭載された X 線望遠鏡および撮像検出器の性能比較	44
5.2	MOS と pn の性能比較 ( <a href="#">XMM-Newton Users Handbook</a> )	46
6.1	使用した XMM-Newton の観測データの詳細	50
6.2	G359.0–0.9 のベストフィットパラメータ.	54
6.3	2つの分光器設定に対する 32 のスペクトルウィンドウの役割.	56
8.1	G290.1–0.8 のシミュレーションスペクトルのフィット結果.	81



---

# 第 1 章

## 序論

およそ 10 太陽質量（以下， $M_{\odot}$ ）を超える大質量星は進化の最後に重力崩壊型超新星爆発を起こし、中性子星を残すほか、その一生をかけて内部で合成した重元素を宇宙空間に供給する。一方全ての大質量星が爆発に至るわけではなく、質量が大きすぎる場合などには重力崩壊後にブラックホールに崩壊してしまうと考えられている。このため銀河の化学進化やコンパクト天体形成に対する重力崩壊型超新星の寄与は、星が爆発する/しないかという“爆発可能性 (explodability)” に大きく影響される。理論的にはおよそ  $20M_{\odot}$  以下の大質量星は中性子星を残して爆発する一方、それ以上の超大質量星は爆発せずにブラックホールに崩壊するとされる (e.g., Heger et al., 2003; Sukhbold et al., 2016)。一方で  $20M_{\odot}$  を超える超大質量星の爆発を示唆する観測研究もあり、例えば超大質量星が全てブラックホールに崩壊してしまうと特定の重元素の供給が不足し、現在の宇宙の元素組成は説明できない (Suzuki & Maeda, 2018)。すなわち星の爆発可能性はまだ理解されていない。このような状況で、爆発可能な質量の上限値である“上限質量”に対する観測的な制限が、爆発可能性の解明につながる観測研究として求められている。

上限質量を観測的に決定する上で最も直接的なのは、実際に超新星が観測された地点の過去の観測で親星を同定し、その質量を系統的に調査することである。Smartt (2015) では、IIP 型超新星の爆発前の星を特定することによってそれらの初期質量が全て  $17M_{\odot}$  以下であることを示した (図 1.1)。ただしこの手法は適用可能な天体数が少なく、重い星ほど形成されにくいため (Salpeter, 1955)、サンプルの親星に超大質量星が含まれる確率が小さく十分な統計からの示唆とは言えない。超新星爆発後に残る星雲である超新星残骸の観測でも上限質量の制限は試みられている。Katsuda et al. (2018) では、1D 超新星モデルにおいて爆発噴出物の Fe/Si 比が初期質量に相関することを用いて、 $20M_{\odot}$  以上の親星を持つ超新星残骸が存在しうることを示した (図 1.2)。しかし、現状では共に不定性が大きい超新星爆発時の超新星元素合成で生じる Fe と Si の比を用いるほか、相関から外れたモデルも無視できない数存在するなどの問題がある。

近年、主流な爆発メカニズムの一つと考えられているニュートリノ加熱機構での超新星

爆発の成否は、重力崩壊直前の中心付近の密度構造によって決まることが理論から示唆されているが (Ertl et al., 2016), 星中心部の密度構造を星の観測から直接制限することは難しい. そこで我々は密度構造と相互に影響する恒星進化段階における元素合成過程と, それを反映する超新星の爆発噴出物の元素組成に着目した. 特に Ne や Mg などは爆発可能性を左右する領域において主要な元素であり, 超新星爆発後も存在量がほぼ変化しないため, 爆発噴出物におけるこれらの組成比を測定すれば, 爆発可能性に影響する元素合成過程の情報を得られるはずである. これらの組成比を測定するため, 我々は超新星残骸の X 線観測を選択した. 過去の観測では, Ne に対して Mg の輝線が強い “Mg-rich 超新星残骸” が 2 例 (N49B; G284.3-1.8, Park & Bhalerao, 2017; Williams et al., 2015) 報告されている. しかしその成因は解明されておらず, このような観測事実から, 我々は爆発可能性に影響する元素合成過程が星によって大きく異なることを予想した.

本修士論文ではまず第 2 章で大質量星内部の元素合成と重力崩壊型超新星爆発について, 第 3 章では超新星と超新星残骸について概説する. 続く第 4 章では本研究で観測対象とした G359.0-0.9 について述べ, 第 5 章では今回使用した観測装置について概説する. 第 6 章ではその観測結果を報告し, それを用いた議論を第 7 章において行う. そして第 8 章で今後の展望について述べた後, 最後に第 9 章で本修士論文をまとめる.

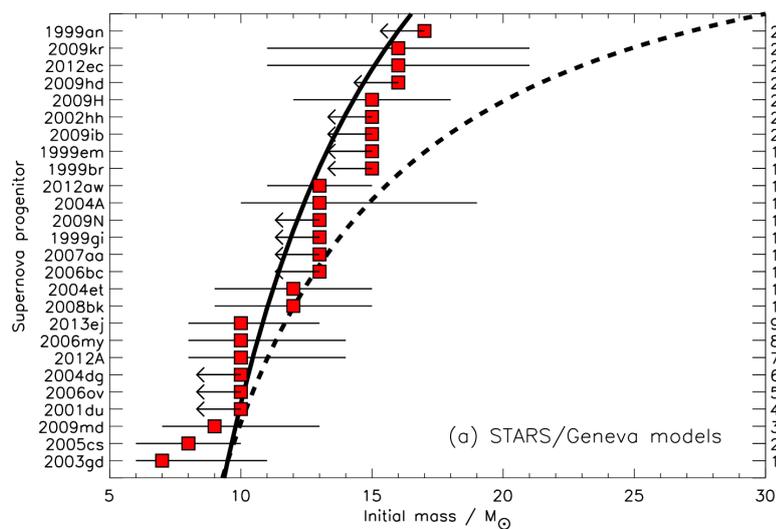


図 1.1: IIP 型超新星残骸の親星の初期質量分布 (Smartt, 2015).

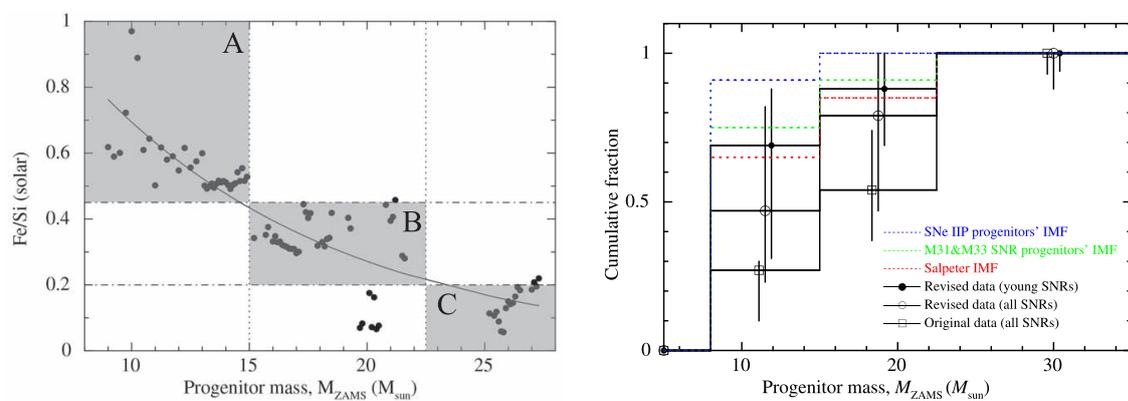


図 1.2: 爆発噴出物の Fe/Si 比を用いた重力崩壊型超新星の初期質量制限 (Katsuda et al., 2018).  
 左: Fe/Si 比と親星の初期質量の関係. 右: Fe/Si 比を用いた親星の質量分布 (黒点) と,  
 初期質量関数 (赤点; Salpeter, 1955), および M31, M33 の星形成率での制限 (緑点; Díaz-  
 Rodríguez et al., 2018)



## 第 2 章

# 重力崩壊型超新星による元素合成

星間ガスやダストが自己重力で収縮すると恒星が生まれる。恒星が自己重力によって収縮すると内部で様々な核反応が起こるようになり、生み出された熱と重力の釣り合いによって恒星自身が進化していく。およそ  $10M_{\odot}$  を超えるような大質量星では最も安定な鉄族元素が合成される段階まで到達し、核反応による発熱が止まると、中心部が自己重力に耐えられなくなり重力崩壊を起こす。重力崩壊直後に発生した衝撃波が星を吹き飛ばすのが重力崩壊型超新星爆発であり、これによって恒星内で合成された重元素が星間空間へ供給され、同時に様々な性質を持つ中性子星が生まれる。一方、発生した衝撃波が恒星表面まで到達できないこともあり (failed supernovae)、この場合重元素は星間空間にあまり供給されず、中心にはブラックホールが残る。このような爆発可能性を決定する要因の1つが超新星の初期条件、すなわち恒星内元素合成で形作られた星の内部構造である。以下では大質量星が形成されてから重力崩壊型超新星に至るまでの過程について説明する。

### 2.1 恒星内元素合成

冷たい星間物質から生まれた恒星は重力によって収縮していき、内部温度が上昇すると様々な核反応が起きる。恒星内の核融合反応は高温環境での激しい熱運動によって粒子同士が接近することで起きるため、原子番号が大きくなるほどクーロン障壁が大きく反応温度が高い傾向にある。粒子 a と粒子 b が融合して粒子 c が生成される時、放出されるエネルギー  $E$  は各粒子の結合エネルギーを  $E_a, E_b, E_c$  として

$$E = E_c - E_a - E_b \quad (2.1)$$

となる。反応前後で核子数  $A$  が保存されるため、式 2.1 が発熱反応であるための条件は、核子あたりの結合エネルギーが粒子 a, b の系より c の系の方が大きいことである。図 2.1 に示したように、核子あたりの結合エネルギーは  $^{56}\text{Fe}$  をはじめとする鉄族元素において極大となるため、H から始まり Fe に至るまでの核融合反応が恒星内でのエネルギー源と

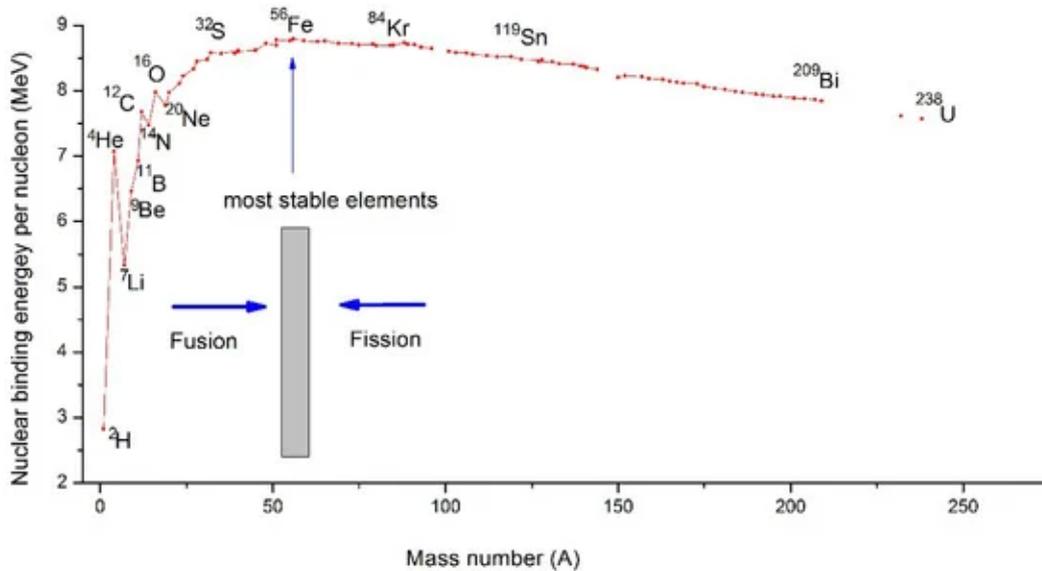


図 2.1: 質量数に対する核子あたりの結合エネルギー (Girtan et al., 2021).

なる。逆に Fe が合成されるまで燃焼が進むと核融合によるエネルギー放出がなくなるため、恒星が自己重力を支えられなくなって重力崩壊に至る。なお核反応によってエネルギーを生成している過程においても、恒星自身が光ったり核反応で生じたニュートリノを恒星外に放出したりすることで、恒星全体としてはエネルギーを失い収縮し続ける。

各反応過程は基本的にはまず星中心部で着火し、対流によるエネルギー輸送が卓越した対流コアを形成することから始まる。対流コア内では物質がよく攪拌されて均一化され、燃料が効率よく反応領域に取り込まれる。これをコア燃焼 (core burning) と呼び、燃料がすべて消費されて反応が停止し対流も止まると、中心部には核反応で生成された物質で構成されるコアが残る。その後も星が収縮し温度が上昇すると、コアの外側の殻状の領域でも核反応が着火する。これを殻燃焼 (shell burning) と呼び、コア燃焼と同様に対流が卓越して殻内の燃料を使い切ると反応が終了する。以下では主要な反応過程について詳しく見ていく。

### 2.1.1 H 燃焼系

中心温度が  $10^7$  K ほどになると最初の核反応である H 燃焼が始まる。H 燃焼には主に pp チェインと CNO サイクルという 2 つの系列の連鎖核反応がある。正味ではどちらも 4 つの  $^1\text{H}$  (陽子, 以下では p) を  $^4\text{He}$  ( $\alpha$  粒子, 以下では  $\alpha$ ) に変換し、束縛エネルギーの差分である 26.731 MeV を開放する。pp チェインと CNO サイクルのエネルギー効率の温度依存性を図 2.2 に示した。pp チェインは比較的低温から高温までエネルギー効率の上昇が緩やかであるが、CNO サイクルは温度依存性が強く、 $2 \times 10^7$  K 程度でエネルギー効率が pp チェインを上回る。そのため、H 燃焼系の初期では pp チェインが、それ以降は CNO

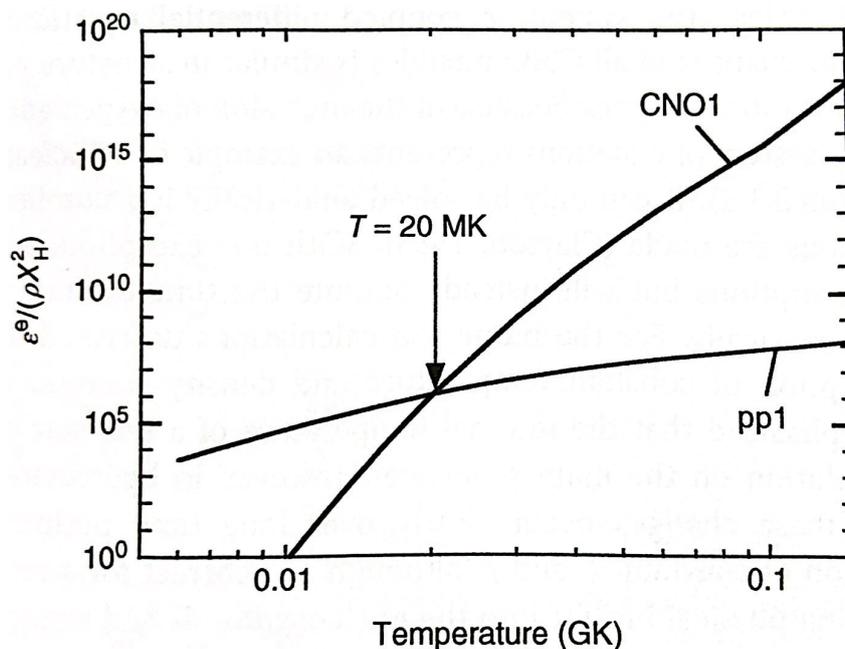
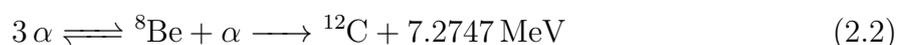


図 2.2: pp チェインと CNO サイクルの、平衡状態における温度に対するエネルギー効率の違い (Iliadis, 2007).

サイクルが支配的な燃焼過程となる。それぞれの反応経路を図 2.3 に示した。p のみの系から始動する pp チェインはあらゆる恒星で起こるのに対し、CNO サイクルは C,N,O が恒星に含まれていない初代星では起こらない。CNO サイクルでは C,N,O はそれぞれ触媒のような働きをし、サイクルが一周してもこれらの組成比は変化しない。ただし、図 2.3b に示した反応サイクルの中で  $^{14}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$  が律速段階であるため、平衡状態に達すると元々あった C,N,O のほとんどが N に置き換わることになる。

### 2.1.2 He 燃焼系

H 燃焼でできた He が中心部に溜まり、温度が  $10^8$  K ほどになると He 燃焼が始まる。まず、以下の反応が起こる。



これはトリプルアルファ反応と呼ばれ、 $\alpha$  同士が結合して非常に不安定な  ${}^8\text{Be}$  を生成し、崩壊する前に別の  $\alpha$  と結合することで  ${}^{12}\text{C}$  ができる。 ${}^8\text{Be}$  の崩壊が非常に早いため、密度の低い環境では  ${}^{12}\text{C}$  の合成までは至らない (e.g., ビッグバン元素合成)。

トリプルアルファ反応が進行すると、これと同時に以下の反応も起きる。



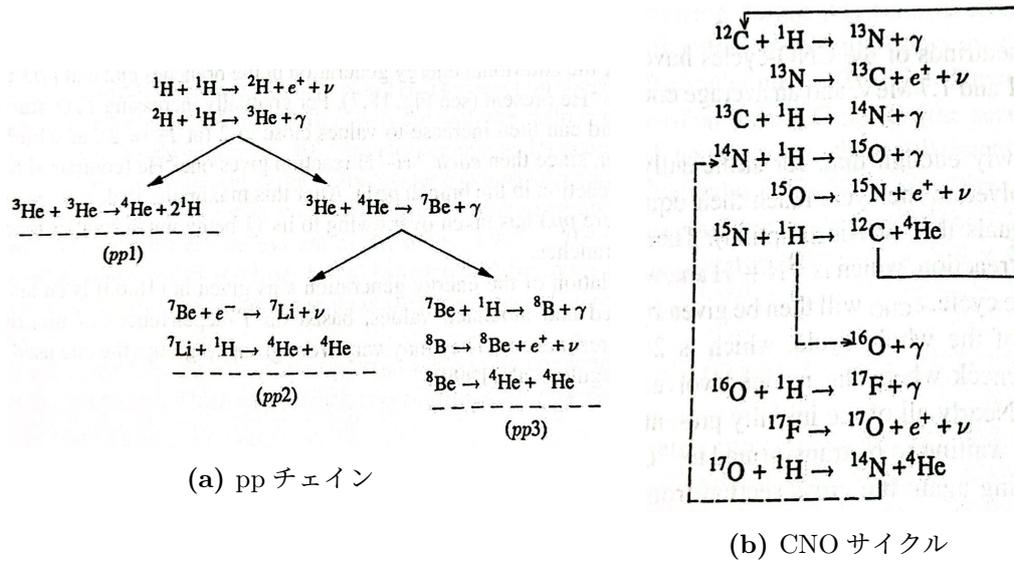


図 2.3: 各 H 燃焼系の反応経路 (Kippenhahn et al., 2013).

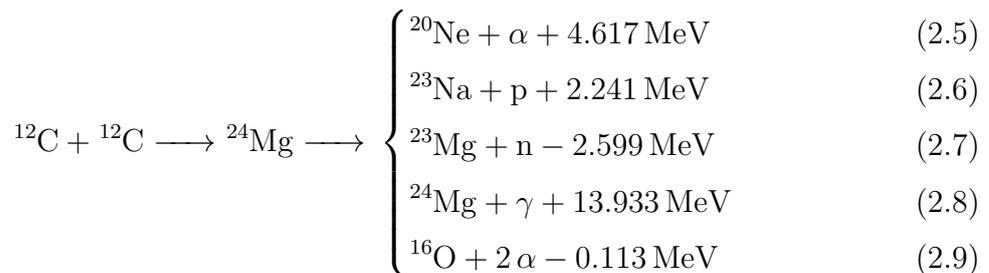
He 燃焼によって主に  $^{12}\text{C}$  と  $^{16}\text{O}$  で構成された CO コアが出来る. CO コアでの  $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$  の個数比は 0.39–0.85 であり, 式 2.3 の反応断面積は不定性が大きいのが現状である. この反応断面積は, 星の爆発可能性, 銀河の組成, 中性子星の質量分布, 電子捕獲型超新星の親星質量範囲などに広く影響を与えるため, 精力的に研究されている.

### 2.1.3 C 燃焼系

ひとたび CO コアが出来ると, 次の核反応が起きるまでコアの組成は変わらず, 温度と密度が上昇し続ける. CO コアを構成する  $^{12}\text{C}$  と  $^{16}\text{O}$  が起こしうる 2 体反応のうち, 最もクーロン障壁の低い  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  から始まるのが次の C 燃焼系である. 中心温度が  $10^{8.8}$  K ほどになると, まず以下の反応で励起された  $^{24}\text{Mg}$  が生成される.



ここで生成された  $^{24}\text{Mg}$  はエネルギーが基底状態より 13.933 MeV 高い. これが崩壊することで以下のように様々な粒子を生成する.



このうち式 2.5 と式 2.6 が C 燃焼の主要な反応であって、励起状態の  $^{24}\text{Mg}$  の 9 割以上は  $^{20}\text{Ne}$  か  $^{23}\text{Na}$  に崩壊する。なお、式 2.5 と式 2.6 はほぼ等確率で起こる。式 2.7 は吸熱反応であるため、C 燃焼下の高温条件でのみ稀に起こり、中性子  $n$  を生成して s 過程（ゆっくり進行する中性子捕獲反応、本修士論文では省略）の進行を促す。式 2.9 も吸熱反応であるが、それ以上に多体崩壊であることによってほとんど起こらない。式 2.8 は他の 3 つと異なり、強い力である核力に起因して核子を生成するのではなく、弱い力である電磁力によって光子を生成する反応である。C 燃焼の温度帯では核子-光子間の相互作用は核子-核子間の相互作用より起こりにくいため、式 2.8 は式 2.5、式 2.6 と比較して稀である。これらの発生確率の比を記したのが図 2.4 であり、C 燃焼の典型温度を含む  $< 10^9 \text{ K} = 1 \text{ GK}$  の領域においては式 2.5 と式 2.6 が支配的であることがわかる。

次に、生成された  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $p$ ,  $\alpha$  が関与した以下のような反応が起こる。



式 2.10 と式 2.7 によって、式 2.6 で作られた  $^{23}\text{Na}$  の大半が消費される。これらをまとめた C 燃焼の反応ネットワークは図 2.5(a) に示した。一連の C 燃焼によって組成は図 2.5(b) のように変化し、星の中心には主に、 $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{23}\text{Na}$  が質量比約 0.60 : 0.35 : 0.025 : 0.014 で混合した ONe コアが出来る。他にも様々な原子核が合成されるがいずれもごく少量であり、その質量比は  $10^{-5}$  以下である。

### 2.1.4 Ne 燃焼系

C 燃焼後、星中心部で起こる 2 体反応のうちクーロン障壁が最も低いものは  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  であるが、これより低い温度で以下のような  $^{20}\text{Ne}$  の光分解が無視できなくなる。



逆に、式 2.13 で生じた  $\alpha$  が  $^{16}\text{O}$  と反応して  $^{20}\text{Ne}$  に戻る反応も同時に起こる。



中心温度が  $\sim 1.5 \times 10^9 \text{ K}$  程度になると式 2.13 が式 2.12 よりも高い頻度で起こるため、系として  $^{20}\text{Ne}$  の光分解が支配的となる。これが Ne 燃焼の始まりで、式 2.13 によって生じた  $\alpha$  が他の原子核に作用して燃焼が進む。



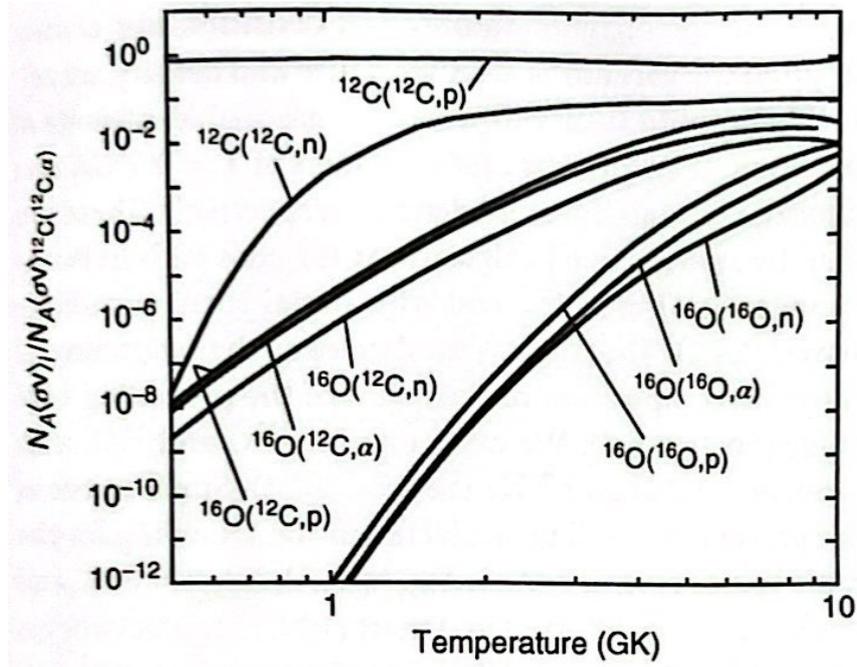
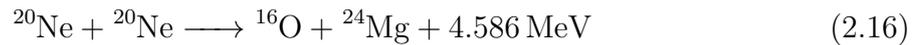


図 2.4: CO コアにおいて起きうる 2 体反応の確率内訳とその温度依存性 (Iliadis, 2007) 横軸は温度, 縦軸は反応率であり, 各反応率は  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)$  の反応率で規格化されている.  $A(B,C)D$  は  $A + B \rightarrow C + D$  と同義であり, 図中では  $D$  は省略されている. なお, この図に示された  $A(B,C)$  の反応率は,  $A(B,C)$  と  $A(B,^{2}\text{C})$  の反応率の和である.

C 燃焼で合成された  $^{20}\text{Ne}$  や  $^{23}\text{Na}$  は共に, 式 2.14 および式 2.15 によってほぼすべて消費される. なお C 燃焼終了時の  $^{20}\text{Ne}$  と  $^{23}\text{Na}$  の質量比を比較すると,  $^{20}\text{Ne}$  の方が 1 桁大きい. そのため, 式 2.13 から式 2.14 の一連の反応が Ne 燃焼の主たるエネルギー生成源であって, まとめて以下のように書ける.



式 2.14 と式 2.15 生成された  $^{24}\text{Mg}$  や  $^{26}\text{Mg}$  の一部はさらに以下のように反応する.



これらの反応ネットワークを図 2.6(a) に示した. 一連の Ne 燃焼によって組成は図 2.6(b) のように変化し, 星の中心には主に,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$  が質量比にして約 0.77 : 0.11 : 0.083 で混合した OMg コアが出来る.

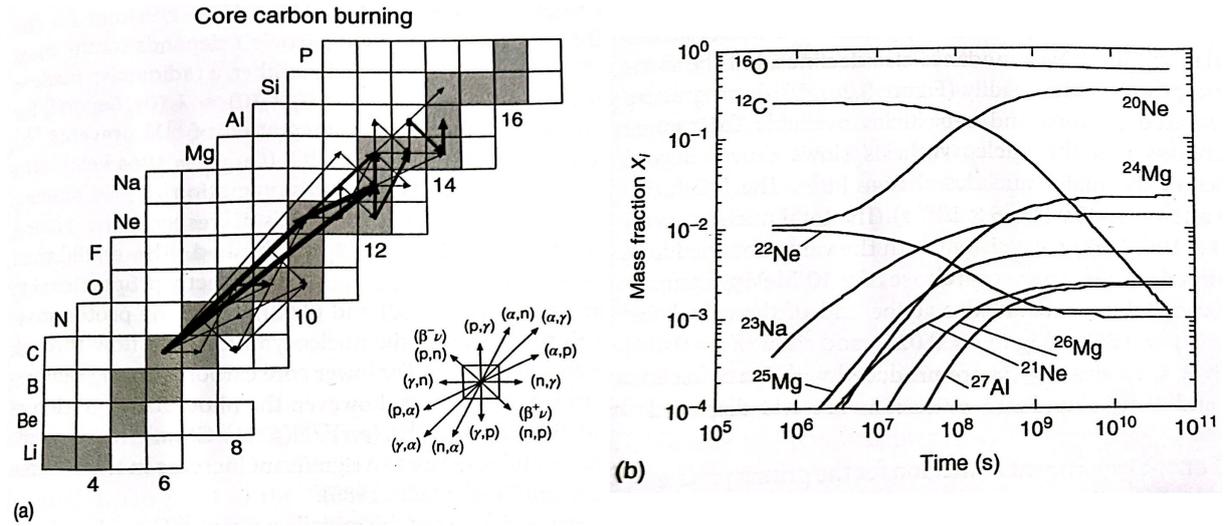


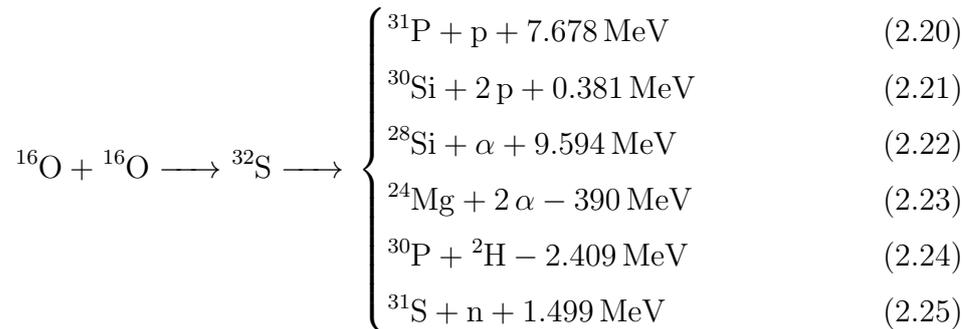
図 2.5: (a) C 燃焼における反応ネットワークと (b)  $T = 9 \times 10^8$  K,  $\rho = 10^5$  g/cm<sup>3</sup> での組成進化 (Iliadis, 2007).

### 2.1.5 O 燃焼系

Ne 燃焼が終わり中心温度が  $\sim 2 \times 10^9$  K 程度まで上昇すると、OMg コア内で考えられる中で最もクーロン障壁の低い 2 体反応の  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  が始まる。



これが O 燃焼の始まりである。なお、O 燃焼の結果生じた領域の組成は超新星元素合成によってほぼ完全に上書きされるため、直接的に観測されることはない。式 2.19 で生成される  $^{32}\text{S}$  は、C 燃焼の初めにできる  $^{24}\text{Mg}$  と同じく励起されており、そのエネルギーは 16.5 MeV である。励起した  $^{32}\text{S}$  が崩壊することによって様々な原子核が生成される。



式 2.23 と式 2.24 は吸熱反応なので、燃焼が進んで高温になった時に起きる。また式 2.24 で発生した  $^2\text{H}$  は即座に光分解して p と n になる。式 2.21 と式 2.23 は式 2.9 と同じく多体反応であるが、O 燃焼の条件下ではそれなりに起こり、合わせて全反応確率のうちの  $\sim 20\%$  程度を占める。図 2.4 に示したように、O 燃焼が始まる  $\sim 2 \times 10^9$  K においては、

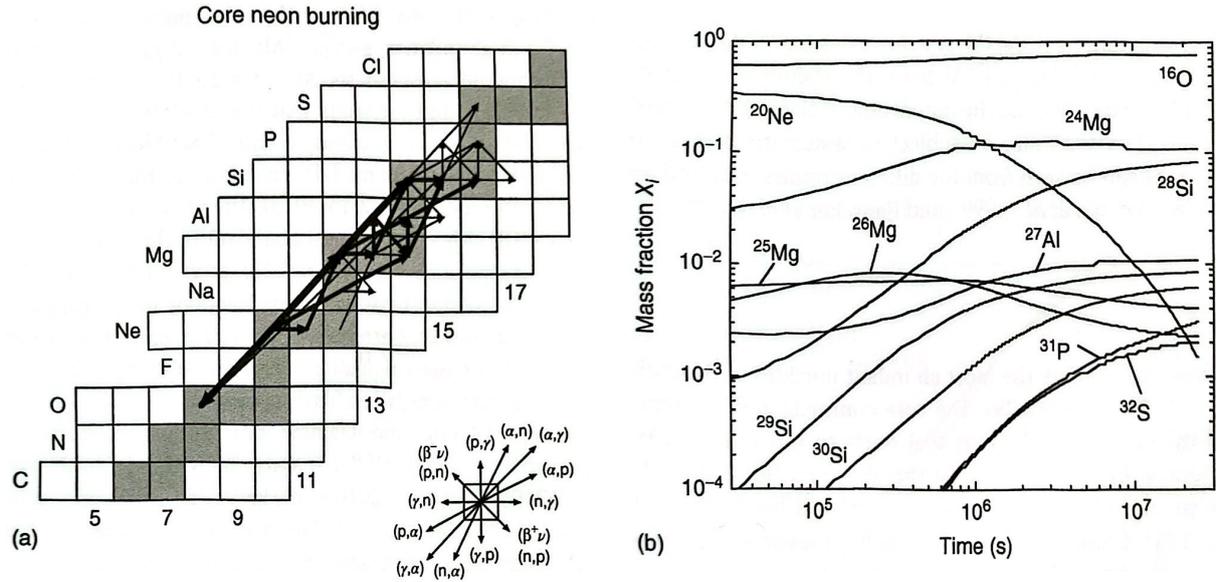
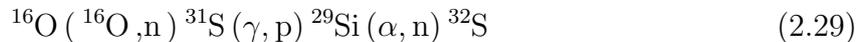


図 2.6: (a)Ne 燃焼における反応ネットワークと (b) $T = 1.5 \times 10^9$  K,  $\rho = 5 \times 10^6$  g/cm<sup>3</sup> での組成進化 (Iliadis, 2007).

<sup>32</sup>S の崩壊によって p,  $\alpha$ , n が放出される確率はおよそ同等のオーダーである. 具体的には,  $\sim 2.2 \times 10^9$  K において 62% : 21% : 17% ほどである. ただし <sup>2</sup>H は n として扱った.

C 燃焼系の場合と同じように, 式 2.20–式 2.25 によって作られた原子核と核子による第二段階の反応が, エネルギーと組成の双方の観点で重要である. 図 2.7(a)(b) に示したように, O 燃焼では多様な核反応が起きるとされ, 生成される核種も多岐にわたるが, 主たる生成物は <sup>28</sup>Si と <sup>32</sup>S である. これらを生成する主要な経路は以下である. 反応式が煩雑になるので省略した記法を用いる. 例えば <sup>16</sup>O (<sup>16</sup>O, p) <sup>31</sup>P は <sup>16</sup>O + <sup>16</sup>O  $\rightarrow$  p + <sup>31</sup>P と同じ意味である.



同時に, 式 2.23 や式 2.22 によって生成した  $\alpha$  粒子による反応も起こる.



これらの反応によって <sup>24</sup>Mg は即座に消費されてなくなる. 一方, 例えば <sup>16</sup>O ( $\alpha, \gamma$ ) <sup>20</sup>Ne のような, O 燃焼環境下で光分解が非常に起きやすい核種の生成反応は無視できる. 一連の複雑な反応経路を経て, 最終的に図 2.7(b) に示した組成に落ち着く. 具体的には多い

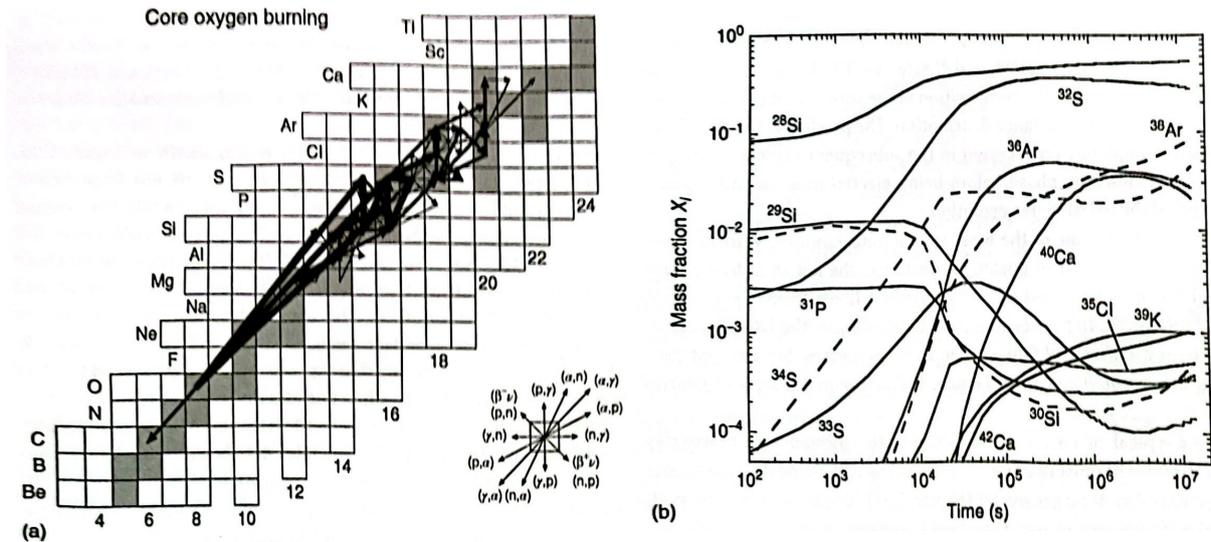
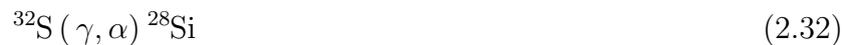


図 2.7: (a)O 燃焼における反応ネットワークと (b) $T = 2.2 \times 10^9$  K,  $\rho = 3 \times 10^6$  g/cm<sup>3</sup> での組成進化 (Iliadis, 2007).

順に  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{Si}$ ,  $^{38}\text{Ar}$ ,  $^{34}\text{S}$ ,  $^{36}\text{Ar}$ ,  $^{40}\text{Ca}$  の質量比が  $0.54 : 0.28 : 0.084 : 0.044 : 0.027 : 0.021$  ほどである. これら以外の  $^{29}\text{Si}$  や  $^{42}\text{Ca}$  等も質量比にして  $10^{-4}$ – $10^{-3}$  程度生成される.

### 2.1.6 Si 燃焼系

O 燃焼系が落ち着くと  $^{16}\text{O}$  が枯渇し,  $^{28}\text{Si}$  と  $^{32}\text{S}$  が最も多くなる. これら同士の 2 体反応はクーロン障壁が非常に大きいため恒星進化の最後までほとんど起きることはなく, 次に起こる核反応はこれらの光分解反応である.  $^{28}\text{Si}$  と  $^{32}\text{S}$  の光分解の崩壊定数の温度依存性を図 2.8 に示した. 図 2.8 でわかるように,  $T \sim 2 \times 10^9$  K ほどになると  $^{32}\text{S}$  の光分解が始まる.



式 2.33 では  $^{32}\text{S}(\gamma, p) ^{31}\text{P}$  の後にも光分解が即座に連鎖し, 最終的に式 2.32 と同じく  $^{28}\text{Si}$  を生じる.  $^{32}\text{S}$  の光分解反応は O 燃焼終了時には既にわずかながら始まっている. しばらくしてさらに温度が上昇すると以下のような  $^{28}\text{Si}$  の光分解反応が始まる.



これらによって生じた核子や原子核は, Ne 燃焼の場合と同じようにさらなる二次的な反応を引き起こすが, Si 燃焼の反応ネットワークは図 2.9(a) に示したように極めて複雑で

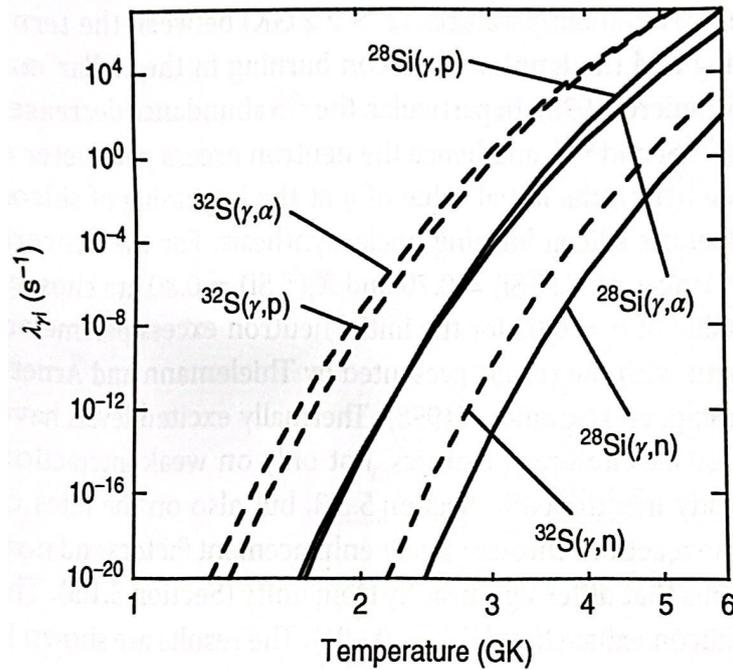


図 2.8:  $^{28}\text{Si}$  と  $^{32}\text{S}$  の光分解反応の崩壊定数とその温度依存性 (Iliadis, 2007).

ある。A(核子数)=25–40の核種については(p,  $\gamma$ ), ( $\alpha$ ,  $\gamma$ ), (n,  $\gamma$ ), ( $\alpha$ , p), ( $\alpha$ , n), (n, p) およびこれらの逆反応によってネットワーク上を激しく移動する。A=46–64の核種も別の反応ネットワークを形成しており、核反応が活発である。これらに対してA=40–46の核種は比較的活発であるため、A=25–40とA=46–64の核種間の準静的な2つの平衡状態が、A=40–46の比較的活発なネットワークによって接続されていると考えることができる。最終的には図2.9(b)に示したように、A=46–64が主である平衡状態に行き着く。主な核種と質量比は、 $^{56}\text{Fe}$ ( $\sim 56\%$ ),  $^{52}\text{Cr}$ ( $\sim 19\%$ ),  $^{54}\text{Fe}$ ( $\sim 11\%$ )などである。 $^{56}\text{Fe}$ は最も束縛エネルギーが低く安定な原子核であり、これ以上核反応によってエネルギーを生成することはない。この時、鉄族原子核と同時に核子も存在しており、それぞれの質量比はp $\sim 10^{-7}$ ,  $\alpha \sim 10^{-6}$ , n $\sim 10^{-11}$ ほどである。 $^{28}\text{Si}$ の光分解が完了すると、これらは核統計平衡(Nuclear Statistical Equilibrium; NSE)と呼ばれる平衡状態となる。NSEについては後の2.4.1章で詳しく説明する。

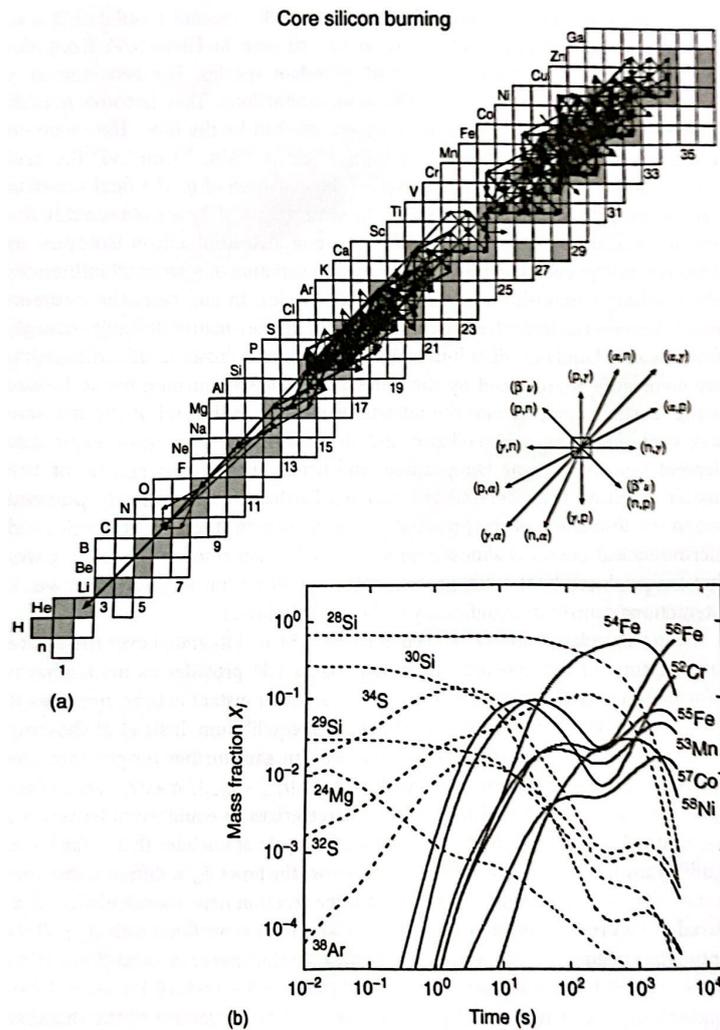


図 2.9: (a) Si 燃焼における反応ネットワーク。発生頻度の低い大量の反応が省略されており、実際にはさらに複雑なネットワークを形成する。(b)  $T = 3.6 \times 10^9$  K,  $\rho = 3 \times 10^7$  g/cm<sup>3</sup>での組成進化。(Iliadis, 2007)

## 2.2 重力崩壊直前の内部構造

### 2.2.1 タマネギ構造

これまでに述べてきたような燃焼過程によって、星の内部組成やその空間分布が進化していく。恒星の内部の進化過程は、“キッペンハーンダイアグラム” (Kippenhahn diagram) によってよく表現される。図 2.10 に、Sukhbold et al. (2018) で公開されている 1D 恒星進化モデルのうち、初期質量  $12.02M_{\odot}$  のモデルの重力崩壊の  $\sim 10^3$  yr 前からのキッペンハーンダイアグラムを示した。

はじめにこの図の見方を説明する。カラーについて、赤い領域はエネルギーが生み出されていて、これは核融合反応が起きていることを意味する。赤い領域とそれに付随する対流領域で形成される構造は、燃焼コアもしくは燃焼殻である。逆に青い領域は核融合反応が起きておらず、エネルギーを失っている領域である。

図 2.10 に示した  $12.02M_{\odot}$  のモデルでは、質量半径 (Interior Mass)  $< 2M_{\odot}$  の領域は図の左端の時間ですでに He 燃焼によってできた CO コアになっている。  $\log t_{CC} > 3$  で C コア燃焼 ( $C_C$ ) が起き、  $\log t_{CC} \sim 3$  で終了している。この時、質量半径  $\sim 0.5M_{\odot}$  より内側の領域では C が燃え尽きたことで、C コア燃焼が終了していると思われる。C コア燃焼の終了直後、質量半径  $0.5M_{\odot}$  のすぐ外側で C 殻燃焼 ( $C_S$ ) が始まっている。  $\log t_{CC} \sim -2$  で最初の C 殻燃焼が終了し、またそのすぐ外側で次の C 殻燃焼が起きている。この間 C 燃焼によって中心に生成された O-Ne-Mg コアは重力収縮しており、  $\log t_{CC} \sim 1$  で Ne コア燃焼が起き、質量半径  $\sim 0.5M_{\odot}$  より内側は O-Mg-Si コアになる。  $\log t_{CC} \sim 0$  では中心で O コア燃焼が始まり、その終了後にはその外側で Ne 殻燃焼が起きている。このように、キッペンハーンダイアグラムを見るとコア燃焼や殻燃焼が起きる過程を見ることが出来る。  $\log t_{CC} = -4$  は重力崩壊時を表し、  $12.02M_{\odot}$  のモデルでは内側から順に Si コア燃焼でできた Fe コア、Si 燃焼殻、O 燃焼殻 (Si 層)、Ne 殻燃焼でできた O-Mg-Si 層、C 殻燃焼でできた O-Ne-Mg 対流層となっている。

その結果、恒星内部は図 2.11 に示したような“タマネギ構造”と呼ばれる層状構造をなす。中心に近いほど高温高密度であるため、原子番号の大きい元素ほど中心に近い層に分布する。また各層ではそれぞれの内部が対流で攪拌され、層の組成はその内部ごとでほぼ均一になると考えられている。

### 2.2.2 燃焼殻融合

近年では重力崩壊直前のコア付近の 3D 流体シミュレーション等が盛ん行われるようになり、その結果タマネギ構造には様々な形態があることが示唆されてきている。特に、強力な対流が層の境界を横断することなどにより、本来分離している層同士が融合しうること

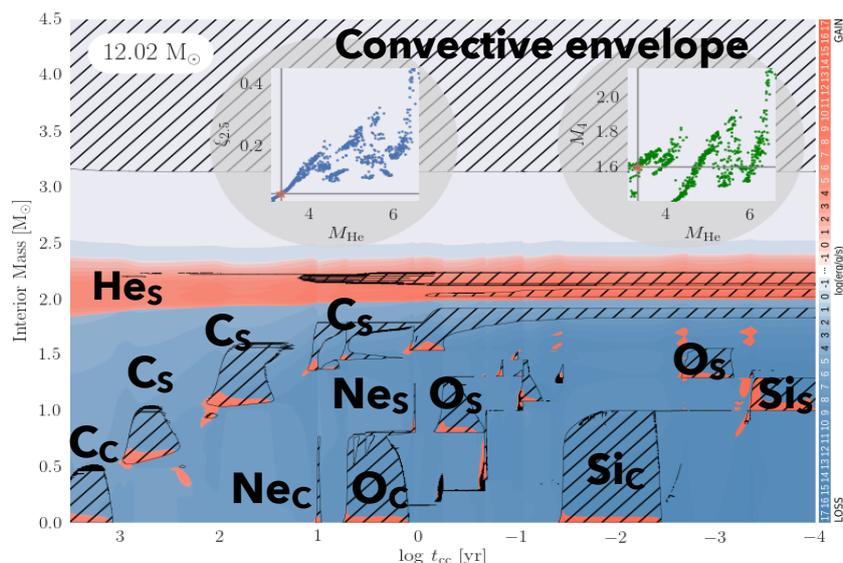


図 2.10: 1D 恒星進化モデル (Sukhbold et al., 2018) の公開データのうち,  $12.02M_{\odot}$  モデルのキップペンハーンダイアグラム. 横軸は重力崩壊までの時間, 縦軸は質量半径で, カラーマップはその質量半径における流体のエネルギー収支を表す.  $C_s$  や  $Ne_c$  は C 殻燃焼や Ne コア燃焼を表す. 斜線部分は対流領域を示している. 2つの小窓の図は本論には関係しないため, 説明を省略する.

とが知られている (shell merger; e.g., Yadav et al., 2020, and references therein). 本修士論文ではこれを“燃焼殻融合”と呼ぶ. Yadav et al. (2020) では重力崩壊前の数分間のシミュレーションで O 燃焼が暴走し, O-Si 層と O-Ne-Mg 層が短いタイムスケールで激しく融合したという結果を報告している. 図 2.12 にシミュレーション結果の例を示した. このシミュレーションは重力崩壊の 420 s 前から開始され, 重力崩壊までの間に Ne 層と Si 層の境界が消失し混合している. 燃焼殻融合は星中心部の元素を層を跨いで攪拌し, 密度や温度の構造も変化させるため, ここまでに述べた燃焼過程とは異なる反応系を形成する. その上燃焼殻融合に起因する核反応で発生したエネルギーも対流に寄与し, 対流の勢いが増すことなども考えられるなど, 極めて複雑な現象であると言える.

燃焼殻融合は Fe コア付近の物質の組成比を大きく変えるほか, 密度構造も変化させるため, 後に述べるような重力崩壊後の爆発可能性に影響することも示唆されている. 燃焼殻融合は決して稀な現象ではないと考えられており, Collins et al. (2018) によれば  $16\text{--}26M_{\odot}$  の大質量星の 40% で発生すると考えられている. また, Ritter et al. (2018a) では銀河の化学進化における P, Cl, K, Sc などの供給は, 重力崩壊型超新星の親星のうち 50% 程度で燃焼殻融合が発生しなければ説明できないとしている. このような重要性から, 燃焼殻融合は現在多次元シミュレーションをはじめとして盛んに研究されている. しかしながら, 観測的に燃焼殻融合を示唆する証拠は見つかっていなかった.

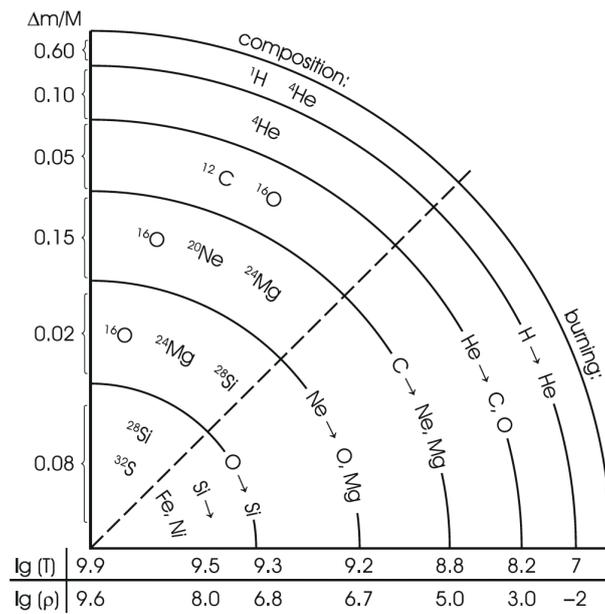


図 2.11: 恒星内部の典型的なタマネギ構造 (Kippenhahn et al., 2013). 左上側が各層において主要な元素を表し, 右下側は各層の境界で起きる核融合反応での組成変化を表す. 下の表の各数字は, 数字が書いてある部分のすぐ上の部分の温度と密度を表す.

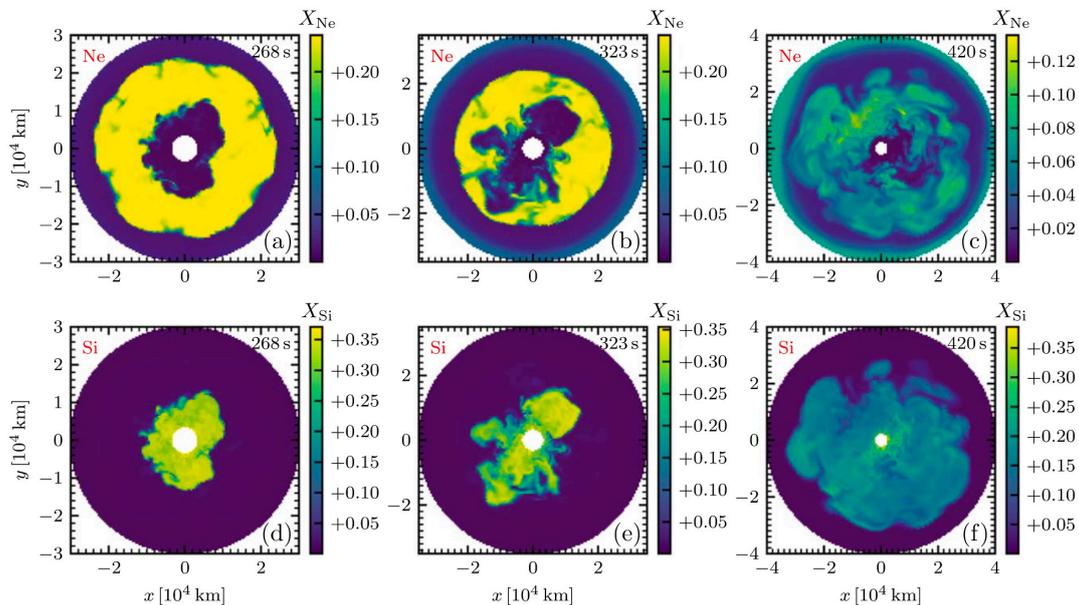


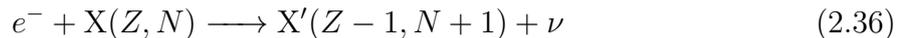
図 2.12: 燃焼殻融合の 3D シミュレーション結果 (Yadav et al., 2020). 重力崩壊の 420 s 前からシミュレーションを開始し, 組成の空間分布の時間発展を示している. カラーマップは上段は Ne の質量分率を, 下段は Si の質量分率を表し, 左列, 中列, 右列はそれぞれシミュレーション開始から 268 s, 323 s, 420 s のスナップショットになっている.

## 2.3 重力崩壊型超新星爆発

### 2.3.1 Fe コアの重力崩壊

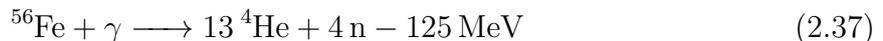
Si 燃焼によって星中心には鉄族原子を主成分とした Fe コアが形成される。Fe は非常に安定な原子核であり核燃焼によって発熱することができないため、重力収縮を続け内部エネルギーを高めることで自己重力を支える。中心温度が  $T_c \sim 10^9\text{--}10^{10}$  K、密度が  $\rho_c \sim 10^9\text{--}10^{10}$  g/cm<sup>3</sup> ほどになると、電子のフェルミエネルギー  $\mu_e = 11.1 \left( \frac{\rho Y_e}{10^{10} \text{ g/cm}^3} \right)^{1/3}$  MeV が電子温度より十分高くなり、Fe コアは電子の縮退圧によって支えられることになる。ただし、 $Y_e$  は核子あたりの電子数で、粒子 X の個数密度を  $n_X$  とすると、 $Y_e = n_e / (n_n + n_p)$  である。したがって、コアの質量がチャンドラセカール限界質量  $M_{\text{ch}} \sim 1.4 M_\odot$  を超えると不安定となり、重力崩壊を起こす。Fe コアが不安定となる原因は、主に電子捕獲反応と光分解反応とがある。

電子捕獲反応はコア内部の電子密度が上昇すると進行する。陽子数  $Z$ 、中性子数  $N$  の原子核  $X(Z, N)$  がある時、この反応は以下のようなものである。



自由電子が原子核中の陽子と反応して中性子になる反応で、 $Z \rightarrow Z-1$ 、 $N \rightarrow N+1$  と変化する。これはエネルギー準位の高い電子が多くなり、 $\mu_e + m_X c^2 > m_{X'} c^2$  となった時に進行する。例えば X が  $^{56}\text{Fe}$  の場合  $\mu_e \sim 11.1$  MeV なのに対し、 $m_{^{56}\text{Mn}} c^2 - m_{^{56}\text{Fe}} c^2 = 3.7$  MeV ほどであるので電子捕獲反応が進行する。つまり、Fe コアが密度を上昇させ縮退圧によって自己重力を支えようとしても、電子数が減ってしまうことで十分な圧力を確保できず、外圧との釣り合いを密度上昇によって保つことができなくなり、Fe コアが不安定となって重力崩壊する。

光分解反応はコアの温度が上昇すると進行する。 $^{56}\text{Fe}$  の場合、以下のように反応する。



光分解反応は全て吸熱反応であるため、密度上昇によって獲得した内部エネルギーを消費してしまい、圧力上昇が不十分になってしまうことで、電子捕獲反応のときと同様に重力崩壊を起こす。

以上のようにして不安定化し重力崩壊が始まると、Fe コアはおよそ  $10^{-2}$  sec ほどのダイナミカルタイムスケールで急速に中心へと落下する。

### 2.3.2 ニュートリノ閉じ込め

式 2.36 によって発生した電子ニュートリノはごく稀に原子核と衝突し、ニュートリノ-原子核コヒーレント散乱と呼ばれる弾性散乱を起こす。その反応断面積は、ニュートリノ

のエネルギーを  $E_\nu$  として

$$\sigma_\nu \sim \left( \frac{E_\nu}{m_e c^2} \right)^2 (Z + N)^2 10^{-45} \text{ cm}^2 \quad (2.38)$$

となる. ニュートリノの起源 (式 2.36) から  $E_\nu \sim \mu_e \sim 11.1 \left( \frac{\rho Y_e}{10^{10} \text{ g/cm}^3} \right)^{1/3} \text{ MeV}$  と考えれば,  $m_e c^2 \sim 0.511 \text{ MeV}$  であることも併せて

$$\sigma_\nu \sim (Z + N)^2 \left( \frac{\rho Y_e}{10^{10} \text{ g/cm}^3} \right)^{2/3} 4.7 \times 10^{-43} \text{ cm}^2 \quad (2.39)$$

となる. ここでコアが全て  $^{56}\text{Fe}$  で形成されていると近似し, X の個数密度を  $n_X \text{ cm}^{-3}$ , 陽子と中性子の質量を  $m_p = m_n = 1.7 \times 10^{-24} \text{ g}$  とすれば, この時のニュートリノの平均自由行程  $\lambda_\nu = 1/\langle n_A \sigma_A \rangle$  は

$$\lambda_\nu \sim \left( \frac{Z + N}{56} \right)^{-1} \left( \frac{\rho}{10^9 \text{ g/cm}^3} \right)^{-5/3} \left( \frac{Y_e}{26/56} \right)^{-2/3} 2.8 \times 10^9 \text{ cm} \quad (2.40)$$

となる. 重力崩壊開始直後には  $\rho \sim 10^{9-10} \text{ g/cm}^3$  であり, この時の  $\lambda_\nu$  はコアの半径  $R_{\text{core}} \sim 10^{8-9} \text{ cm}$  よりも大きい. したがって重力崩壊直後の Fe コアはニュートリノに対し透明であるが, 重力崩壊が進んでコアの密度が上昇すると  $\lambda_\nu \propto \rho^{-5/3}$  が  $R_{\text{core}} \propto \rho^{-1/3}$  よりも小さくなり,  $\rho \sim 10^{10} \text{ g/cm}^3$  で不透明になる. ニュートリノが何度も散乱することでコアの外に出ることはできるが, それに要する時間のスケールが重力崩壊のダイナミカルタイムスケールよりも長くなると, ニュートリノがコアから脱出できなくなる. これをニュートリノ閉じ込め (Neutrino trapping) といい, 密度が  $\rho > 3 \times 10^{11} \text{ g/cm}^3$  になると起きる. ニュートリノが閉じ込められる領域をニュートリノ球という.

ニュートリノ閉じ込めは重力崩壊を続ける上で重要である. 式 2.36 が滞りなく進行すると, あまりにも中性子過剰となった原子核は中性子を吐き出してしまい (neutron drip), 核子と原子核の熱的圧力が増加することで重力崩壊が停止する. しかし, 式 2.36 で発生した電子ニュートリノはフェルミ粒子であるので, ニュートリノ閉じ込めで密度が上昇すれば排他率によって式 2.36 による電子ニュートリノの生成が抑制され, 結果的に neutron drip が抑制されることで重力崩壊が継続する.

### 2.3.3 反跳衝撃波の発生と停滞

重力崩壊中の Fe コアは homologous infall をする内部コアと supersonic infall をする外部コアに分けられる. これらの詳細は割愛するが, 外部コアの方が内部コアよりも落下速度が大きい (図 2.13). 重力崩壊が継続して中心密度が原子核密度に近くなると, 核力で圧力を支えられるようになる. これにより内部コアの収縮が止まって原始中性子星となり, 大きな速度で落下してくる外部コアが原始中性子星に衝突すると外向きの衝撃波が生じる. 生じた衝撃波が星の表面にまで到達すれば超新星となる. 発生直後の衝撃波は観

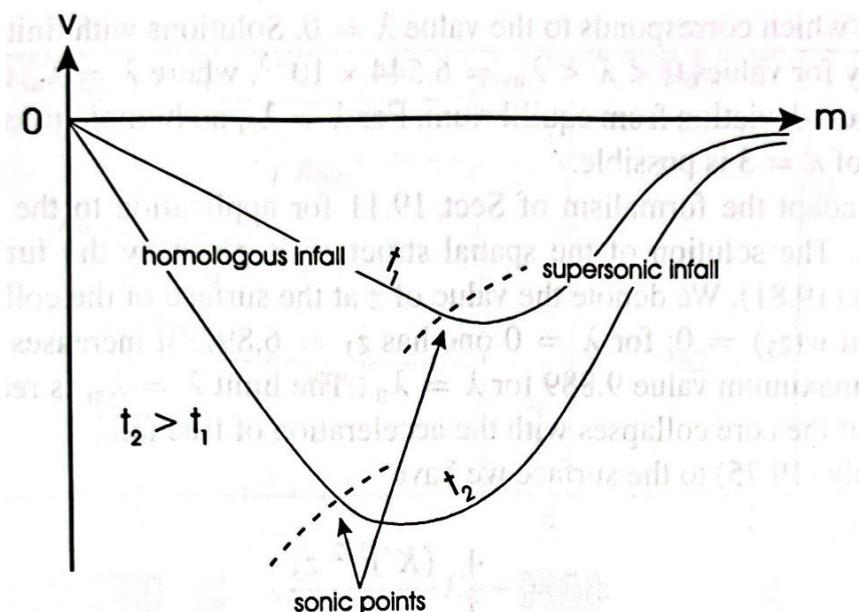
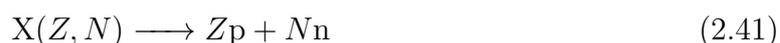


図 2.13: homologous infall をする内部コアと, supersonic infall をする外部コアの概略図 (Iliadis, 2007). 横軸は質量半径, 縦軸は動径方向の速度である.  $t_1, t_2$  は時刻を表し,  $t_2 > t_1$  である.

測によって示唆される超新星爆発の典型エネルギーより大きなエネルギーを持っている ( $E_{\text{shock}} \sim 10^{52}$  erg) が, 外部コアの伝播中には衝撃波がエネルギーを失う要因が数多く存在する.

まず, ニュートリノによるエネルギーの持ち去りである. 衝撃波が通過することで外部コアの温度が急激に上昇すると, 原子核が熱分解する反応が起きる.



さらに, 自由陽子は原子核よりも電子捕獲の効率がよく, 式 2.41 の進行に伴い電子捕獲反応が進行する.

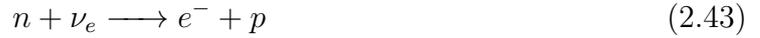


式 2.41 によって重い原子核の分解が進むと, 式 2.39 からわかるようにニュートリノに対するコアの透明度が上昇する (p や n に分解された方が断面積が小さくなる) ため, 閉じ込められていたニュートリノが一気に解放される. 大量の陽子の中性子化に伴って大量のニュートリノが放出されるこの現象は中性子化バーストと呼ばれ,  $10^{-2}$  s 程度の時間に  $\sim 10^{51}$  erg ものエネルギーが放出される. また, こうなると発生したニュートリノをコアに留めておけなくなるため, この後式 2.42 が起こればニュートリノが衝撃波のエネルギーを持ち去ってしまう. 他にも, 内部コアへの降着物質のラム圧や, 式 2.37 のような光分解による吸熱, 式 2.42 のような電子捕獲による圧力の低下などによって, 発生時の衝撃波のエネルギーはほぼ全て奪われてしまう.

こうして衝撃波は外部コアを抜け出す前にエネルギーを失い、停滞する。超新星爆発に至るには、停滞衝撃波にエネルギーを与え、星の表面まで到達させなければならない。

### 2.3.4 ニュートリノ加熱

停滞衝撃波にエネルギーを与える主な機構として、現在考えられている中で最も主要なものの一つが、ニュートリノによる加熱である。他にも磁気回転や中心天体からの双極ジェット、流体不安定性などの非対称性効果が考えられているが、本論文では割愛する。電子/陽電子ニュートリノ ( $\nu_e, \bar{\nu}_e$ ) による加熱は、例えば以下のようなものである。



星中心から放出されるニュートリノの光度を  $L_\nu$  erg/s とすると、中心から  $R$  cm だけ離れた物質が単位時間あたりに受け取るエネルギーは

$$Q_\nu^+ \propto \frac{L_\nu}{4\pi R^2} \quad (2.45)$$

となる。一方、ニュートリノからエネルギーを受け取ると同時に、例えば式 2.42 のようなニュートリノ生成反応によってエネルギーを失っていることに注意する。単位時間あたりに失われるエネルギーは物質の温度によって決まり、

$$Q_\nu^- \propto -T^4 \quad (2.46)$$

となる。 $Q_\nu^+$  (加熱) と  $Q_\nu^-$  (冷却) の塩梅によって正味の加熱量が決定され、内部コアに近い領域では冷却が、衝撃波背面に近い領域では加熱が優勢となる。正味のエネルギー収支が負から正へ切り替わる半径をゲイン半径という。

こうして、衝撃波背面でのニュートリノ加熱によって衝撃波にエネルギーが注入され、降着物質によるエネルギー損失を上回るエネルギーを獲得できれば超新星に至ることができ、近年の理論計算では、ニュートリノ加熱機構によって星が爆発に至ることが実際に確かめられてきている (e.g., Marek & Janka, 2009)。しかし、シミュレーションにおける爆発可否がどのような初期条件によって決まるのか、すなわち星の爆発可能性は何によって決まるのかについては、現在も議論が続いている。

このような状況で Ertl et al. (2016) は、1D シミュレーションにおける超新星爆発の成否は、 $M_4$  および  $\mu_4$  という恒星進化段階のパラメータで評価できると示唆した。 $M_4$  は核子あたりのエントロピー (specific entropy)  $s$  について、 $s = 4 k_B/\text{baryon}$  となる質量半径である。

$$M_4 \equiv m(s = 4)/M_\odot \quad (2.47)$$

なお、 $M_4$  は O 燃焼殻の内半径（質量半径）、および最終的な原始中性子星の質量に相関する値であることが経験的に知られている。 $\mu_4$  は質量半径  $M_4$  における密度で、衝撃波停滞状態での質量降着率  $\dot{M}$  に相関する。

$$\mu_4 \equiv \left. \frac{dm/M_\odot}{dR/1000 \text{ km}} \right|_{s=4} \quad (2.48)$$

衝撃波の内側で放射されるニュートリノの光度が、降着物質が原始中性子星付近でバウンスした際に解放した重力エネルギー等によって供給されていると仮定する。その場合、 $L_\nu \propto M_4 \mu_4$  となっており、ここに式 2.45 を合わせると、ニュートリノ加熱によるエネルギー増加率は  $Q_\nu^+ \propto M_4 \mu_4 / 4\pi R^2$  と仮定できる。一方、2.3.3 章で述べたような衝撃波のエネルギー損失率は降着率  $\dot{M}$  によって概ね決まるため、 $Q_\nu^- \propto \mu_4$  と仮定できる。したがって、ニュートリノ加熱による爆発可能性は  $M_4 \mu_4$  と  $\mu_4$  によって大雑把に評価することができる（図 2.14）。

Ertl et al. (2016) では実際の 1D 超新星シミュレーションの結果について、上記の仮定に基づいた  $M_4 \mu_4, \mu_4$  による評価の妥当性を検証している。その際式 2.48 において  $dm = \Delta m = 0.3 M_\odot$  とおき、

$$\mu_4 \equiv \left. \frac{\Delta m/M_\odot}{[R(M_4 + \Delta m/M_\odot) - R(M_4)]/1000 \text{ km}} \right|_{s=4} \quad (2.49)$$

としている。その結果は図 2.15 に示した通りで、 $M_4 \mu_4, \mu_4$  平面における一次関数的な評価で実際のシミュレーションの爆発可否を 97% 以上の確率で予想できたとしている。

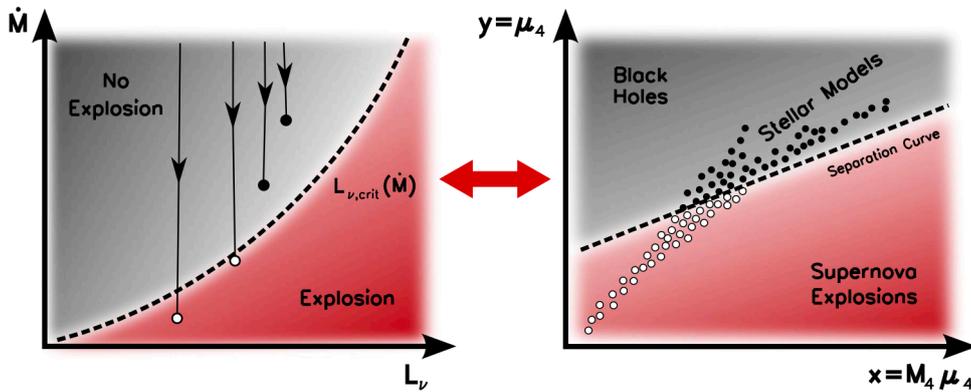


図 2.14:  $M_4, \mu_4$  による爆発可能性判定の概念図 (Ertl et al., 2016). それぞれ赤い領域が爆発可能、黒い領域が爆発困難なモデル領域を表し、破線がそれらの境界を表す。左はニュートリノ光度と質量降着率の平面、右はそれらに対応するパラメータである  $M_4 \mu_4$  と  $\mu_4$  の平面。左右それぞれの白点は爆発可能なモデル、黒点は爆発不可能なモデルを表す。特に左図は、重力崩壊直後には  $\dot{M}$  は大きい、時間経過とともに  $\dot{M}$  は小さくなり、最終的に点線を下回ったモデルが爆発することを示している。

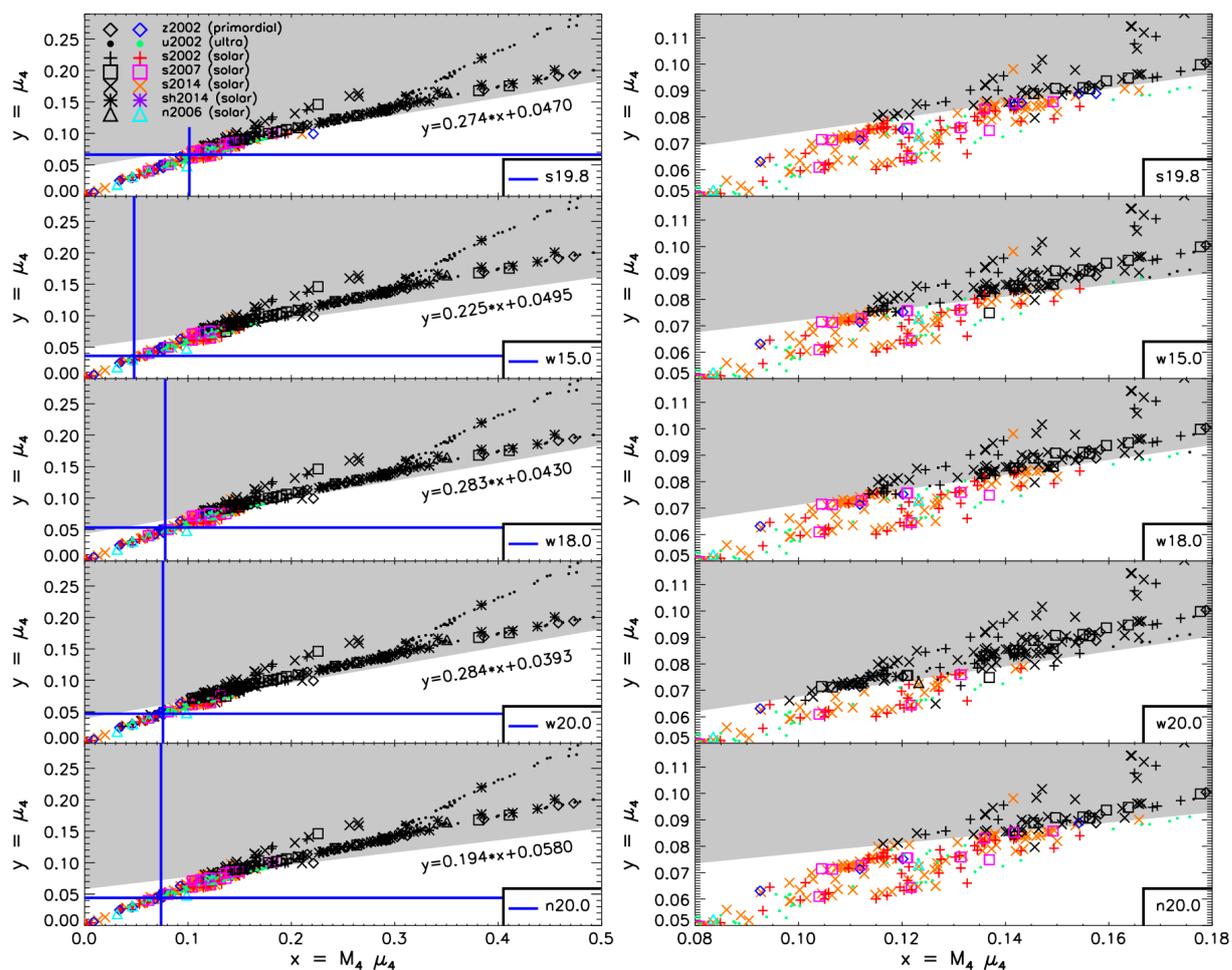


図 2.15:  $M_4, \mu_4$  平面上における, 1D 超新星モデルでの爆発可否のプロット (Ertl et al., 2016). シミュレーションで爆発したモデルは色付きで, しなかったモデルは黒色で表示している. 左は各超新星エンジン (s19.8, w15.0, w18.0, w20.0, n20.0) での結果を, 右は左図での爆発可否の境界付近の拡大図をそれぞれ示している.

## 2.4 超新星元素合成

2.1章で述べてきたように、恒星内では温度と密度に応じた核燃焼が起こる。重力崩壊によって生じた衝撃波が外部コアを抜け星表面に至るまでに通過した領域は、衝撃波による加熱/圧縮を受けるため、新たな核燃焼が起こってその組成が変化する。これを爆発的元素合成と呼ぶ。衝撃波通過後には物質が断熱自由膨張するとみなすと、核子あたりのエントロピー  $s \sim T^3/\rho$  が保存されるため、温度  $T$  と密度  $\rho$  の時間変化は

$$T(t) = T_{\text{peak}} \exp(t/3\tau) \text{ [K]} \quad (2.50)$$

$$\rho(t) = \rho_{\text{peak}} \exp(t/\tau) \text{ [g/cm}^3\text{]} \quad (2.51)$$

のようになる。ただし、 $T_{\text{peak}}$  と  $\rho_{\text{peak}}$  は衝撃は通過後の各領域の最大到達温度/密度である。 $\tau$  は膨張のタイムスケールであり、

$$\tau \sim 446/\sqrt{\rho_{\text{peak}}} \text{ [s]} \quad (2.52)$$

である (Fowler & Hoyle, 1964)。爆発的元素合成の典型的な  $\rho_{\text{peak}}$  は  $\sim 10^{5-7} \text{ g/cm}^3$  程度で、この時  $\tau \sim 0.14 - 1.4 \text{ s}$  であるので、爆発的元素合成は  $\sim O(1) \text{ s}$  程度のタイムスケールで起こるとわかる。このように、 $T_{\text{peak}}$  と  $\rho_{\text{peak}}$  によって燃焼系の時間発展が決定づけられ、最終的な組成がおおよそ決まる。図 2.16 に、いくつかの超新星モデルにおける  $T_{\text{peak}}$  と  $\rho_{\text{peak}}$  の関係を記した。CC-25, CC-16 はそれぞれ初期質量が  $25M_{\odot}$ ,  $16M_{\odot}$  の時の重力崩壊型のモデルで、同じ重力崩壊型でも初期条件によって関係が異なることに注意する。各物質に対し  $T_{\text{peak}}$  と  $\rho_{\text{peak}}$  によって燃焼過程が変わり、爆発的 Ne-C 燃焼、爆発的 O 燃焼、不完全 Si 燃焼、完全 Si 燃焼の順に高温を要求する。これらの燃焼過程による組成変化を図 2.17 に載せた。また、重力崩壊前のタマネギ構造 (図 2.11) に対して、超新星爆発後の構造を図 2.18 に示した。以下では、それぞれの燃焼過程について詳しく述べる。

### 2.4.1 完全 Si 燃焼と熱核統計平衡

Si 燃焼では活発化した核反応によって、 $A > 25$  の核種間での平衡状態が実現することを 2.1.6 で述べた。さらに温度/密度が上昇すると、 $A < 25$  の核種も含めた平衡状態が実現するようになる。具体的には、起きにくい 3 体反応である  $3\alpha \longleftrightarrow {}^{12}\text{C}$  の平衡が成立するようになると、熱核統計平衡 (Nuclear Statistical equilibrium; NSE) と呼ばれる平衡状態となる。なお、NSE に到達するような高密度状態であってもニュートリノに対しては透明であるため、電子捕獲反応やその逆反応といった弱い相互作用も含めた平衡状態は実現しない。この時の組成は温度  $T$ 、密度  $\rho$ 、そして中性子過剰度  $\eta \equiv (n_n - n_p)/(n_n + n_p) = 1 - 2Y_e$  のみによって決まる。特に  $\eta$  は決定的なパラメータであり、図 2.19 に示すように  $\eta$  によって最終的な組成が大きく変化する。恒星進化過程での Si 燃焼で作られる領域では  $\eta \sim 0.067$

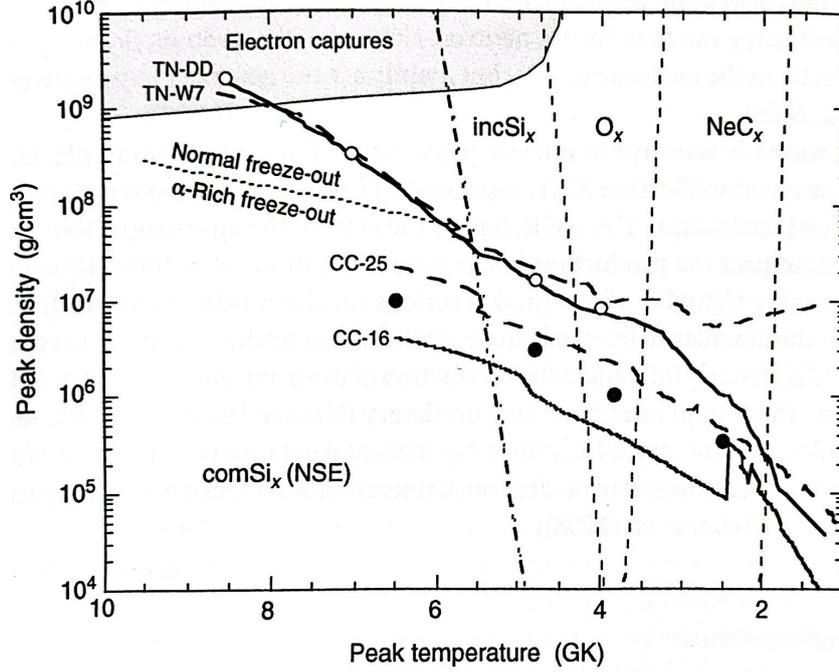


図 2.16:  $T_{\text{peak}}$  と  $\rho_{\text{peak}}$  の関係 (Iliadis, 2007). CC-25 と CC-16 は重力崩壊型のモデルで, TN-DD と TN-W7 は核燃焼暴走型のモデルである.  $\text{comSi}_x(\text{NSE})$ ,  $\text{incSi}_x$ ,  $\text{O}_x$ ,  $\text{NeC}_x$  はそれぞれ完全 Si 燃焼, 不完全 Si 燃焼, 爆発的 O 燃焼, 爆発的 Ne-C 燃焼を指す.

程度であり, 図 2.19 から  $^{56}\text{Fe}$  が支配的な平衡状態に落ち着くことがわかる. 一方, 図 2.18 に示したように, 爆発的要素合成で完全 Si 燃焼に至るのは恒星進化過程での O 燃焼で作られた  $^{28}\text{Si}$  や  $^{32}\text{S}$  が支配的な領域であり,  $\eta \sim 0.003$  程度であるので, 図 2.19 でわかるように  $^{56}\text{Ni}$  が支配的な組成へと落ち着く.

NSE におけるそれぞれの核種の数密度はサハの式に従い,  ${}^A_Z\text{X}$  の数密度  $N(Z, A)$  は自由陽子/自由中性子の個数密度を  $N_p/N_n$ , 結合エネルギーを  $B(Z, A)$  として

$$N(Z, A) \propto N_p^Z N_n^{A-Z} \exp\left(\frac{B(Z, A)}{k_B T}\right) T^{-\frac{3}{2}(A-1)} \quad (2.53)$$

となる. これにさらに  $Z$  や  $N$  に依存した比例定数が掛かるが, ここでは省略する. 式 2.53 を用いて核種同士の個数比を計算できる. 例として 1 個の  $^{56}\text{Ni}$  と 14 個の  ${}^4\text{He}$  との平衡状態を考えると,

$$\frac{N_{\text{He}}}{N_{\text{Ni}}} \propto \exp\left(\frac{-87.853}{k_B T \text{ MeV}}\right) T^{\frac{39}{2}} \quad (2.54)$$

となる.  $-87.853 \text{ MeV}$  は 14 個の  ${}^4\text{He}$  を  $^{56}\text{Ni}$  にしたときに生じる差分のエネルギーである. 式 2.54 からわかるように, 温度が上昇するほどに結合エネルギーの差が周囲のエネルギーに対して無視できるようになり,  ${}^4\text{He}$  が豊富に存在する状態に移行していく.  ${}^4\text{He}$  すなわち  $\alpha$  粒子が豊富に存在する NSE を  $\alpha$ -rich freeze-out という. 図 2.16 では  $\alpha$ -rich freeze-out と  ${}^4\text{He}$  が少ない normal freeze-out の境界の  ${}^4\text{He}$  の質量比を 0.001 としている. 図 2.16 からわかるように, 重力崩壊型超新星の完全 Si 燃焼は  $\alpha$ -rich freeze-out に落ち着

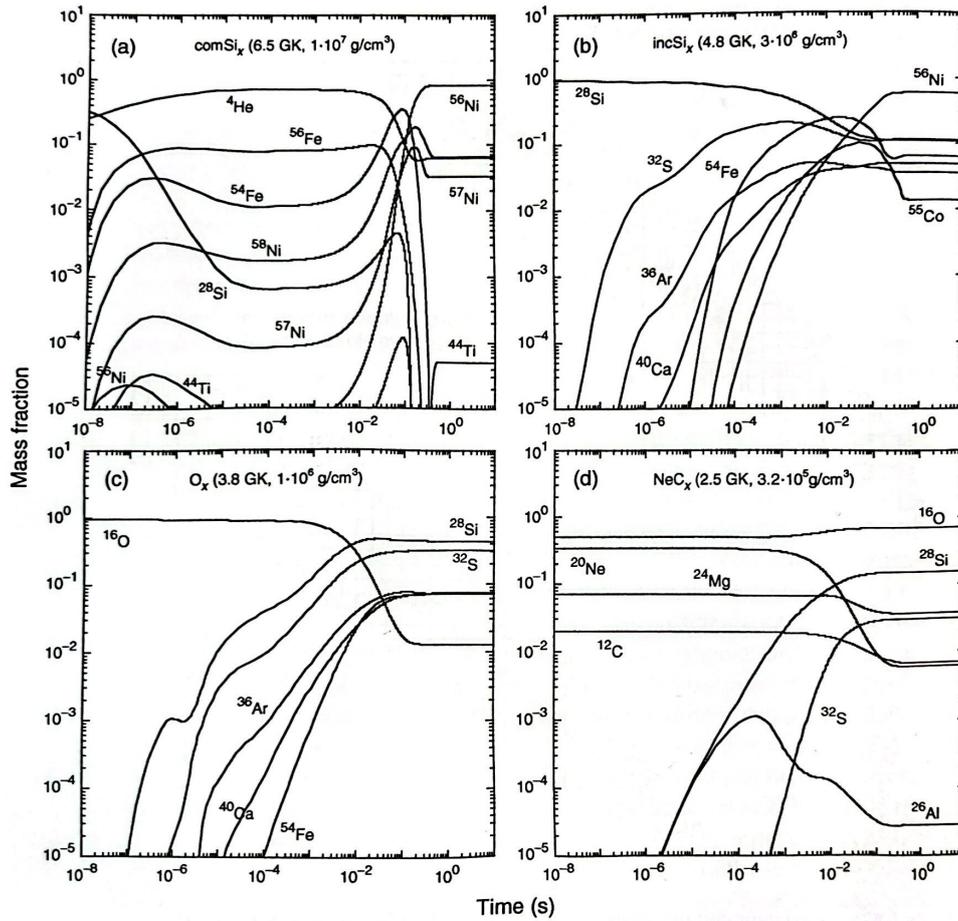


図 2.17: 各超新星元素合成過程での組成の変化 (Iliadis, 2007).

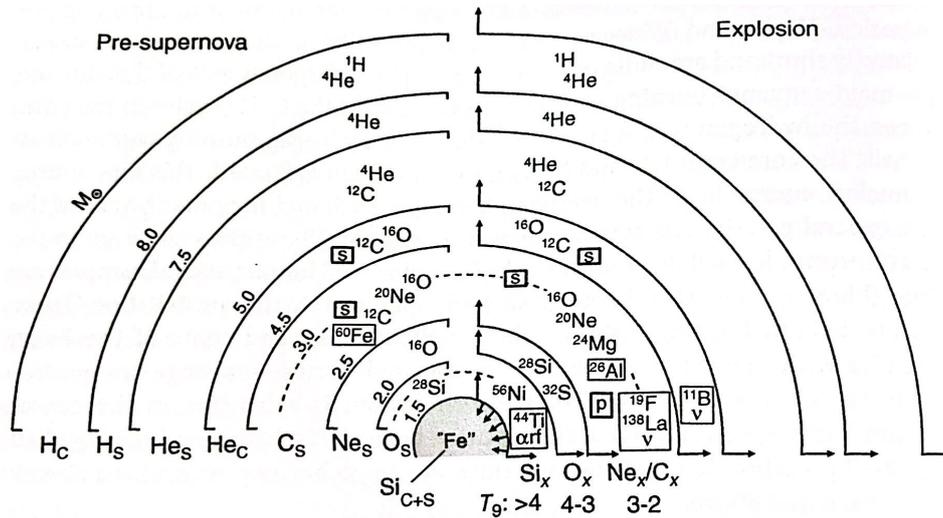


図 2.18:  $25M_{\odot}$  の恒星のタマネギ構造の例 (Iliadis, 2007). 左は重力崩壊直前, 右は衝撃波通過後の構造.  $He_c$  や  $Ne_s$ ,  $Si_x$  などは, それぞれ  $He$  コア,  $Ne$  燃焼殻, 爆発的  $Si$  燃焼層を意味する. 右側の各層の矢印は爆発後の運動状態を示し, 外向きの領域は爆発噴出物に, 内向きの領域は中性子星になる.

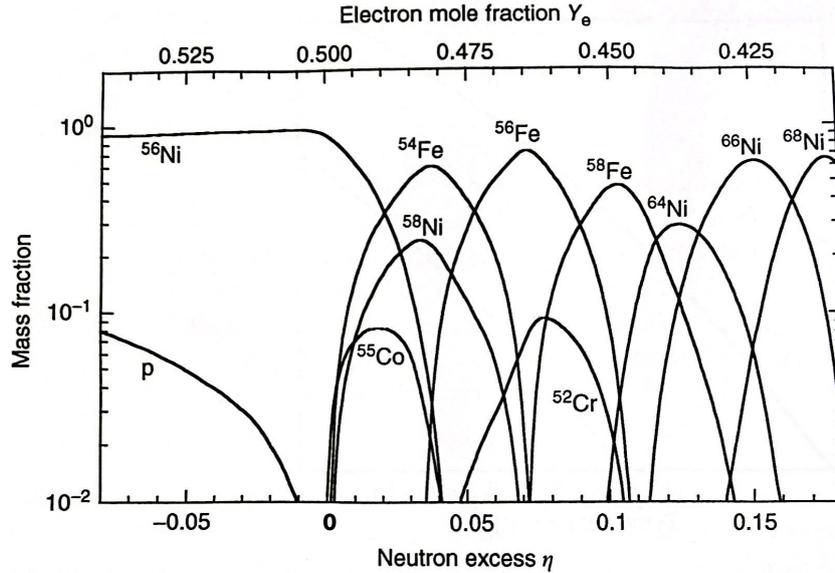


図 2.19: 熱核統計平衡における  $Y_e$ ,  $\eta$  と最終的な組成の関係 (Iliadis, 2007).

く。最終的な組成は図 2.17(a) に示した通りで、 $^{56}\text{Ni}$  や  $^4\text{He}$  に加え、少量の  $^{44}\text{Ti}$  などが生成される。

#### 2.4.2 不完全 Si 燃焼, 爆発的 O 燃焼, 爆発的 Ne-C 燃焼

不完全 Si 燃焼は完全 Si 燃焼の次に  $T_{\text{peak}}$  が高い燃焼過程であり、これも典型的には恒星進化過程での O 燃焼で作られた  $^{28}\text{Si}$  が支配する領域で起きる。不完全 Si 燃焼の実態はNSE までは到達しない準平衡状態であり、2.1.6 章の恒星進化過程の Si 燃焼と同様に、 $A=25-40$ ,  $46-64$  の2つの平衡状態が  $A=40-44$  によって接続されている。恒星進化過程の Si 燃焼との違いはそのタイムスケールにあり、すべての  $A=25-40$  の原子核が  $40-44$  を経て  $46-64$  に到達する前に温度が下がってしまうため、 $^{28}\text{Si}$  等が完全に消費されることはなく、鉄族と  $^{28}\text{Si}$  付近の原子核が混合した組成で freeze-out する。図 2.17(b) に示したように、最終的に残る主要な原子核は  $^{56}\text{Ni}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{36}\text{Ar}$ ,  $^{55}\text{Co}$  など、これらの質量分率は 0.6, 0.1, 0.1, 0.06, 0.05, 0.035, 0.012 ほどである。

次に  $T_{\text{peak}}$  が高い燃焼過程は爆発的 O 燃焼である。これは  $^{16}\text{O}$  が支配的な領域で起きる燃焼で、基本的には不完全 Si 燃焼のような準平衡状態が成立することによる過程である。爆発的 O 燃焼では不完全 Si 燃焼より  $T_{\text{peak}}$  が低いため、 $A=46-64$  に到達する割合がさらに低く、 $A=25-40$  の原子核が大部分を占める組成で freeze-out する。図 2.17(c) に示したように、最終的に残る主要な原子核は  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{36}\text{Ar}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{54}\text{Fe}$  など、これらの質量分率は 0.4, 0.3, 0.07, 0.07, 0.07 ほどである。

最後に、最も温度の低い爆発的要素合成過程は爆発的 Ne-C 燃焼である。これは C 燃焼でできた  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  などが支配的な領域を衝撃波が通過した時に起こる。この過程では

$T_{\text{peak}}$  が低いため、タイムスケールが短いこともあって準平衡状態に至らず、各反応とその逆反応の平衡も成り立たない。故に上記の平衡状態を経る爆発的元素合成過程とは異なり、温度や密度だけでなく衝撃波通過前の組成および各反応率が最終的な組成に大きく影響する。典型的には質量分率にして0.7程度の $^{16}\text{O}$ と0.15程度の $^{28}\text{Si}$ が残る。重要な元素として、 $^{26}\text{Al}$ が $3 \times 10^{-5}$ 程度の質量分率で以下のように生成される。



最初の反応は中性子捕獲反応であり、初期に存在する $^{25}\text{Mg}$ などの中性子過剰核が中性子を放出する必要がある。 $^{26}\text{Al}$ は半減期がおおよそ $\sim 70$ 万年の放射性同位体であり、その崩壊ガンマ線の観測結果から銀河面に広く分布していることが明らかとなった。現在、銀河における $^{26}\text{Al}$ の大半が爆発的Ne-C燃焼によって合成されたものであり、重力崩壊型超新星によって放出された後、何らかの星間現象によって銀河面に拡散しているものと考えられている。崩壊ガンマ線であるが故にその強度分布は元素拡散タイムスケールを反映しており、その観測によって未解決問題である銀河スケールでの化学進化プロセスに対する示唆が得られると考えられている。弊研究室が主導するSMILE計画をはじめとしたガンマ線観測の発展に期待したい。



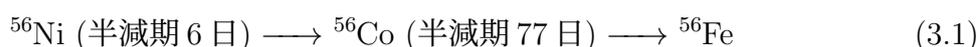
## 第 3 章

# 超新星と超新星残骸

衝撃波が表面まで到達すると星が爆発して超新星となり、その痕跡は超新星残骸と呼ばれる星雲となる。前章に述べたような星内部の元素合成過程を直接観測することはできないが、超新星残骸を観測し、超新星によって撒き散らされた爆発噴出物の組成を測定することで、その過程の結果を知ることができる。本章では超新星残骸の進化の過程や放射機構などについて概説する。

### 3.1 超新星

星が爆発すると一気に大量のエネルギーが解放され、銀河と同等の明るさで光る。新たな明るい星が突然現れるように見えることから、超新星と言われる。超新星爆発によって吹き飛ばされた物質の速度は 10000 km/s にも達するため、爆発噴出物は断熱膨張によって急激に冷却する。爆発直後の超新星は  $^{56}\text{Ni}$  の崩壊に伴うガンマ線を主な熱源として光る。



初期は爆発噴出物が光学的に厚く、 $^{56}\text{Ni}$  の崩壊ガンマ線が爆発噴出物によって多重に散乱し、そのエネルギーで爆発噴出物を加熱し、最終的には可視光領域において黒体放射のスペクトルが観測される。この間に光度は極大期を迎え、可視光スペクトルやライトカーブによる超新星の分類がなされる (図 3.1)。まず、H の吸収線の有無によって I 型と II 型に分けられる。これは爆発時に H 外層を保持していたかどうかに対応する。H 外層が存在しない I 型のうち、Si の吸収線が強いものを Ia 型と言い、それが弱いもののうち He の吸収線が認められるものを Ib 型、認められないものを Ic 型という。今日では、Ia 型は白色矮星を親星とする核燃焼暴走型超新星と考えられており、Ib, Ic 型は H 外層、He 外層までそれぞれ剥がれた親星による重量崩壊型超新星と考えられている。H 吸収が見られる II 型はライトカーブ (図 3.2) によってさらに細かく分類される。

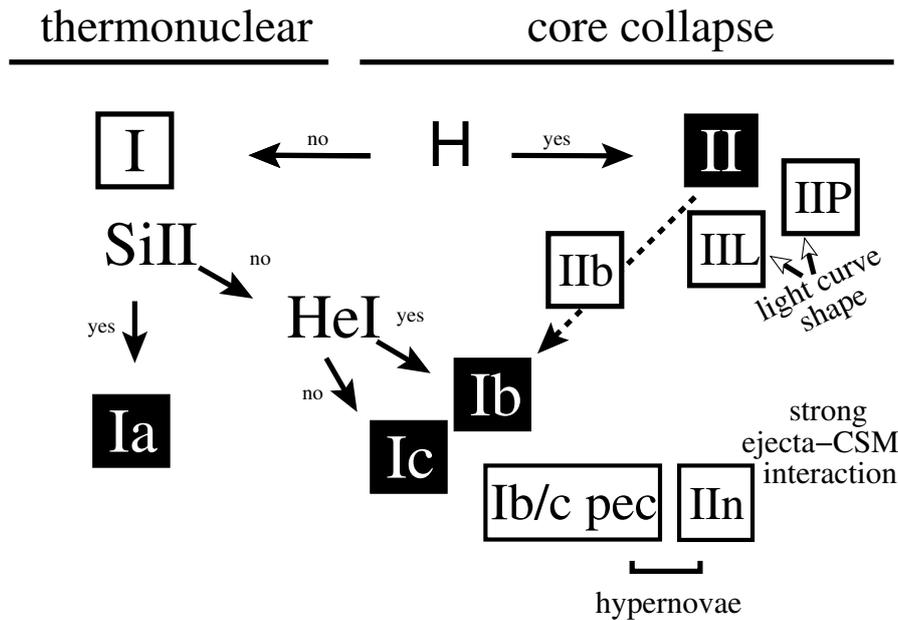


図 3.1: 超新星の分類 (Turatto, 2003). thermonuclear は核燃焼暴走型, core collapse は重力崩壊型を示す.

しばらくして光学的に薄くなると, 爆発噴出物由来の輝線が観測され始める (図 3.3). 重力崩壊型では生成量の多い O や放射率の高い Ca などの輝線が特に顕著であり, それらのプロファイルや強度比などから超新星や親星を議論する研究が盛んである (e.g., Fang et al., 2023).

## 3.2 超新星残骸

超新星爆発の衝撃波は膨張しながら周囲の星間物質を衝撃波面に掃き集めていく. 爆発して  $10^2$  年程度は集められた物質よりも爆発噴出物の方が質量が大きく, 爆発噴出物が自由膨張をする自由膨張期である. 放射性同位体の崩壊が落ちて熱源を失えば爆発噴出物はほとんど光を出さないが, 掃き集められた物質が衝撃波による加熱・圧縮を受けて X 線を放射するようになる. この時期に掃き集められる物質は親星自身が爆発前に星風として放出したものであり, この観測によって mass-loss 過程や親星のパラメータを制限する研究が盛んである (e.g., Brethauer et al., 2022). 掃き集められた物質は衝撃波面に沿ったシェルを形成する. 爆発から  $10^2$  年程度経ち, 掃き集められた物質が爆発噴出物の質量と同程度になると, 衝撃波の減速が無視できなくなる. 衝撃波後方の爆発噴出物は依然爆発時の速度を保ったままシェルと衝突し, 生じた逆行衝撃波 (reverse shock) によって爆発噴出物が外側から再加熱される. ただし加熱に使われるエネルギーは爆発噴出物全体の運動エネルギーからすればごく一部に過ぎず, 実質的な断熱膨張が続いていることから, この時期を断熱膨張期と呼ぶ. 断熱膨張期は爆発後  $10^2$ – $10^4$  年程度続く.

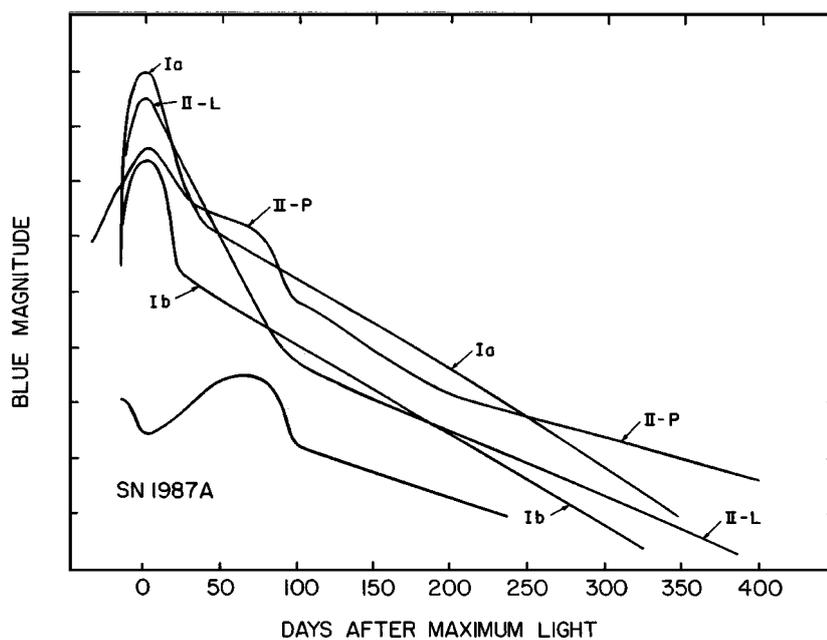


図 3.2: 様々な種類の超新星のライトカーブ (Filippenko, 1997). 横軸は極大期を原点に取っている。

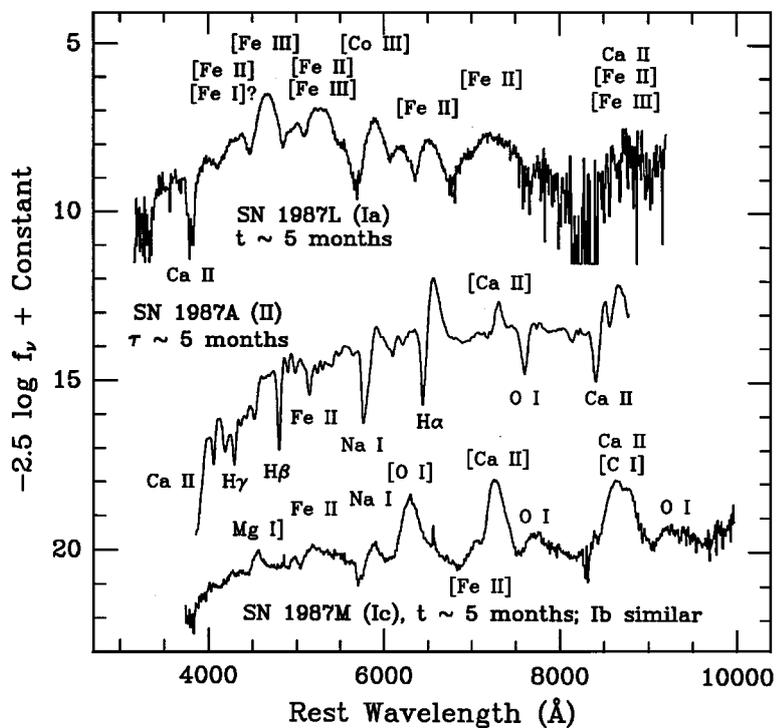


図 3.3: 爆発から5ヶ月後の超新星の可視光スペクトルの例 (Filippenko, 1997).

逆行衝撃波によって再加熱された爆発噴出物はX線を放射するようになると、掃き集められた物質は光学的に薄いため、爆発噴出物から出たX線が我々の元に届くようになる。そのX線スペクトルからは温度や電離状態に加え、爆発噴出物の組成を知ることができる。核燃焼暴走型と重力崩壊型では観測されるスペクトルが大きく違い、前者ではFeなどのO燃焼以降に生成される元素の輝線が特に強く、後者はNeやMgなどの比較的軽い元素の輝線も強い。また前者はH, He, Oなどの軽元素が少ないため、輝線成分に対して制動放射による連続成分が弱い、後者は連続成分も比較的強い。特に重力崩壊型超新星の残骸においては、爆発噴出物のX線スペクトルから親星の初期質量などのパラメータを制限する試みが盛んである。Katsuda et al. (2018)ではFe/Si比が親星の質量に相関することを1D超新星モデルから見出したほか、複数の超新星残骸について系統的な議論を行い、20太陽質量以上の親星を持つ超新星残骸が存在しうるとを示した。

このように爆発噴出物の組成は親星の初期条件や超新星に至るまでの過程を反映すると考えられるが、一方で個々の残骸の特徴的な組成が具体的にどのような物理過程によって決定づけられたのかはわかっていない例の方が多い。例えば、Mg/Ne比は多くの超新星残骸において太陽組成に近い値を取る一方、その2倍以上と異様に大きい値を取る天体(Mg-rich超新星残骸)が2例知られており(N49B; G284.3-1.8, Park & Bhalerao, 2017; Williams et al., 2015), その形成要因は本研究以前には全く明らかになっていなかった。図3.4にMg-rich超新星残骸(N49B)とそうでない超新星残骸(N23)のX線スペクトルを示した。Ne輝線に対するMg輝線の強度について、N49Bの方がN23より高いことがスペクトルを見ることでもわかる。

断熱膨張期になって時間が経つと衝撃波がさらに減速し、物質の温度が低下する。X線の温度帯域では温度が下がるほど放射冷却の効率が上昇するため、膨張は断熱的ではなくなる。この段階は放射冷却過程と呼ばれる。まず、密度が大きく放射率の高いシェルが最初に冷え、その後密度の低い爆発噴出物が冷える。衝撃波のエネルギーが失われると超新星残骸は周辺物質と混ざり合い、消滅する。

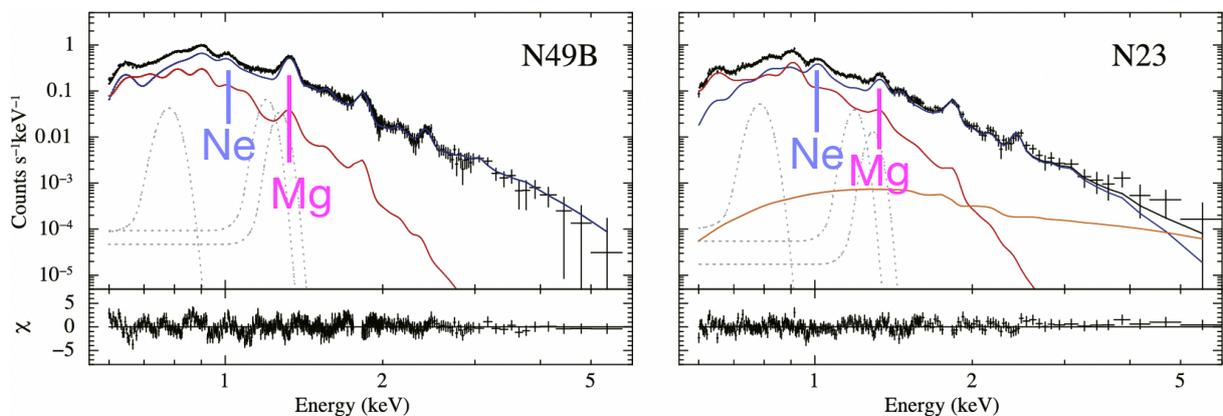


図 3.4: Mg-rich 超新星残骸 (N49B; 左) とそうでない超新星残骸 (N23; 右) の X 線スペクトル (Uchida et al., 2015). 青とマゼンタの線はそれぞれ Ne と Mg の輝線の位置を表す。

### 3.2.1 衝撃波と分子雲の相互作用

3.2章で述べたように、衝撃波は星間物質を掃き集めながら、掃き集めた物質との相互作用によって進化していく。超新星爆発の付近に分子雲が存在する場合には、衝撃波が分子雲に接触し様々な相互作用が起きる。具体的には分子雲がシェル状や不連続な形状になったり、温度と密度が上昇して輝線強度やその比が変化したり、電離やダスト破碎などによってこの相互作用に特有の分子/イオン等が生成されて輝線放射をしたりする。超新星残骸の付近に見られる分子雲でこれらの特徴が認められるものは付随分子雲と呼ばれる。重力崩壊型超新星に至るような大質量星は活発な星形成領域において生まれ、天の川銀河を含む渦巻銀河においては spiral arm(渦巻腕)と呼ばれる渦状の構造がその主要な場となっているため、重力崩壊型超新星残骸の付随分子雲は spiral arm に属す。Spiral arm の概念図を図 3.5 に示した。Spiral arm は銀河回転によって形成されるため、その運動も銀河回転に沿ったものが観測される。銀河中心方向の分子雲の銀径-視線速度図を図 3.6 に示した。以上を用いれば、重力崩壊型超新星残骸の付随分子雲を同定し、その視線速度を図 3.5, 3.6 と比較することで超新星残骸までの距離を推定できる。この手法は系内超新星残骸の距離を求める主要な手法の一つである (e.g., Fukui et al., 2012; Suzuki et al., 2020).

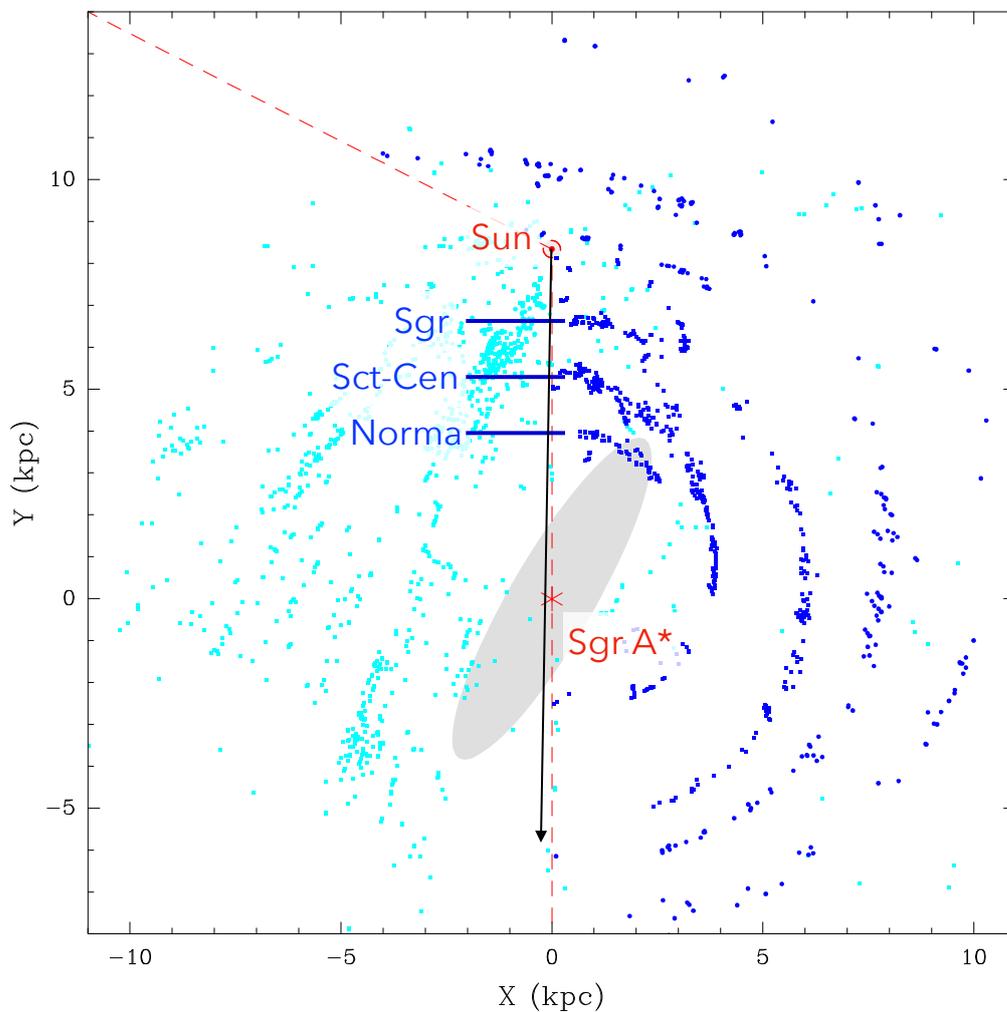


図 3.5: Spiral arm の概念図. Reid et al. (2016) の Figure 5 をもとに作成した. 赤破線より右側が Reid et al. (2016) の解析領域である. 濃い青点は Spiral arm に付随する天体で, 水色は付随が確認されていない天体を示してある. プロットされている天体は  $\text{H}_2\text{O}$  メーザー,  $\text{CH}_3\text{OH}$  メーザー, HII 領域, Red MSX (Midcourse Space Experiment) source である. 黒矢印は本研究で解析する G359.0-0.9 の方向を表す. Sgr, Sct-Cen, Norma はそれぞれ Sagittarius Arm, Scutum-Centaurus Arm, Norma Arm を表す.

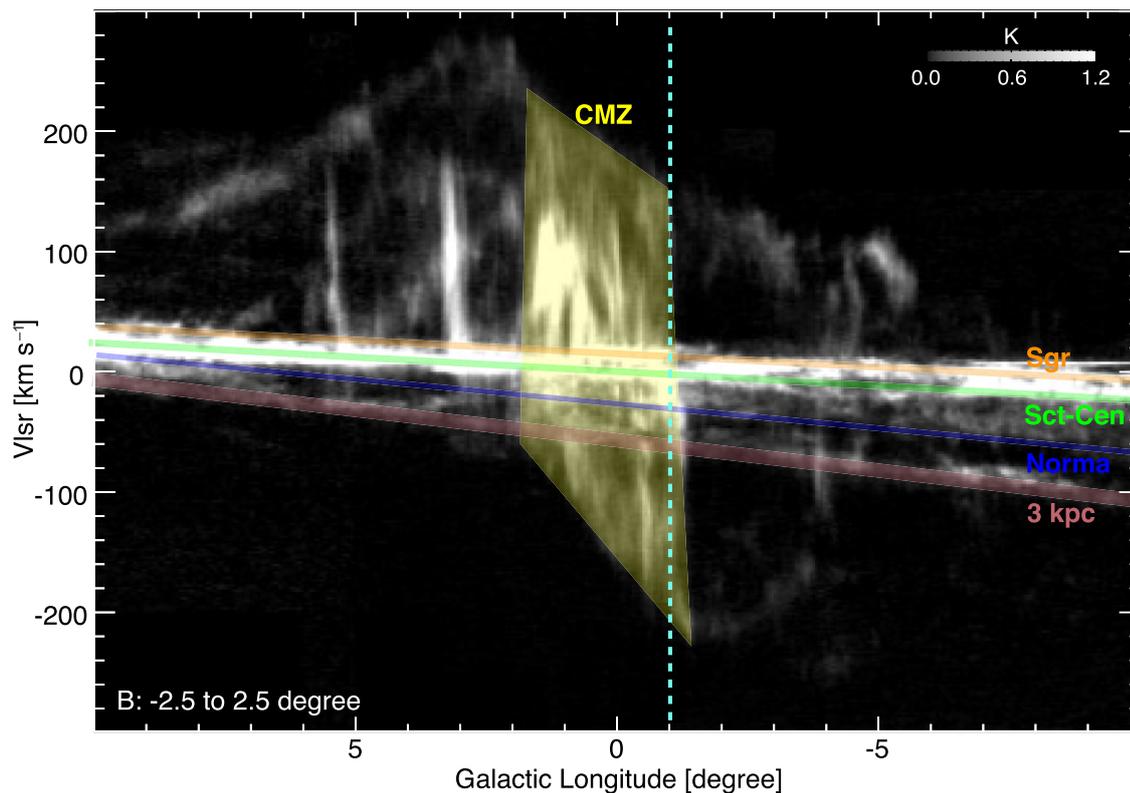


図 3.6: 銀河中心方向の  $^{12}\text{CO}$  ( $J=1-0$ ) 観測の銀経-視線速度図 (Enokiya et al., 2023; Reid et al., 2016). 銀緯は  $-2.5^\circ$  から  $+2.5^\circ$  の範囲である. シアンの破線は G359.0–0.9 の位置を示している. 黄色の領域は銀河中心分子層 (Central Molecular Zone; CMZ) と呼ばれ, 乱流や磁場の卓越したランダムな速度分布が知られている.



## 第 4 章

# 超新星残骸 G359.0–0.9 の観測の動機

2章で述べてきたように、ニュートリノ加熱機構による大質量星の爆発可能性は星中心部の密度構造によって決まり、それは重力崩壊までの恒星進化過程によって形成される。特に爆発可能性に対し決定的なのは、質量半径  $M_r$  について  $M_4 \leq M_r \leq M_4 + 0.3M_\odot$  を満たす領域の密度である (2.3.4 章, Ertl et al., 2016)。この領域は典型的には O, Ne, C 燃焼殻を含むため、各大質量星におけるこれらの燃焼過程の違いが爆発可能性に直結するはずである。これらの燃焼殻で合成される主要な元素のうち特に Ne と Mg は超新星元素合成の影響を受けにくいため、重力崩壊前の上記領域の密度構造を決定する燃焼過程の情報を超新星爆発後にも保存しているはずである。以上のことから我々は、爆発噴出物における特に Ne や Mg の組成を測定することで、爆発可能性および上限質量に対し観測的な示唆を行えるのではないかと発想した。本研究では、爆発噴出物に含まれるこれらの元素からの輝線を測定するのに最適な「超新星残骸の X 線観測研究」を行う。

観測ターゲットには超新星残骸 G359.0–0.9 を選択した。本天体は 1984 年に野辺山 45m 電波望遠鏡での 10-GHz 連続電波サーベイ (Sofue & Handa, 1984) によって初めて発見され、MeerKAT の 1.2-GHz 連続電波観測ではシェル状の構造が見られている (Heywood et al., 2022)。「すざく」衛星による X 線観測 (Bamba et al., 2009) では突出して強い Mg 輝線が報告されているが、その原因は一切議論されてきていない。Park et al. (2003); Park & Bhalerao (2017) では、本天体と同様に Mg 輝線が強い Mg-rich 超新星残骸; N49B の起源は  $25M_\odot$  以上の超大質量星であると示唆されており、本天体も同様の起源を持つ可能性がある。ただしこの示唆は観測から見積もった Mg の質量のみから議論されており、Mg 以外の元素については考慮されていないほか、Mg 輝線が特に強くなる要因などについては考察がなされていない。また「あすか」衛星による G359.0–0.9 の観測 (Bamba et al., 2000) ではその距離を  $\sim 6$  kpc と推定しており、その場合 G359.0–0.9 の実直径は 50 pc で放射領域の質量は  $40M_\odot$  にもなるため、非常に重い星が大きなエネルギーで爆発した可能性も考えられる。これらのことから、我々は本天体は何らかの特殊な燃焼過程を経た親星が爆発した痕跡であると期待し、さらには親星が超大質量星である可能性も示唆される

ことから、本研究の観測対象として最適であると判断した。一方で G359.0–0.9 の距離は先行研究によって様々であり、3–4 kpc と比較的近傍を示唆する研究結果もある (Pavlović et al., 2012; Wang et al., 2020)。X 線観測から推定される質量は距離に強く依存し、爆発噴出物の質量は親星の初期質量に相関するため (e.g. Sukhbold et al., 2016)、本天体の起源を探るには距離を制限することも重要である。そこで本研究では 3.2.1 章で述べた手法によって視線距離を制限することを目的に、X 線観測に加えて電波による分子輝線観測も行った。

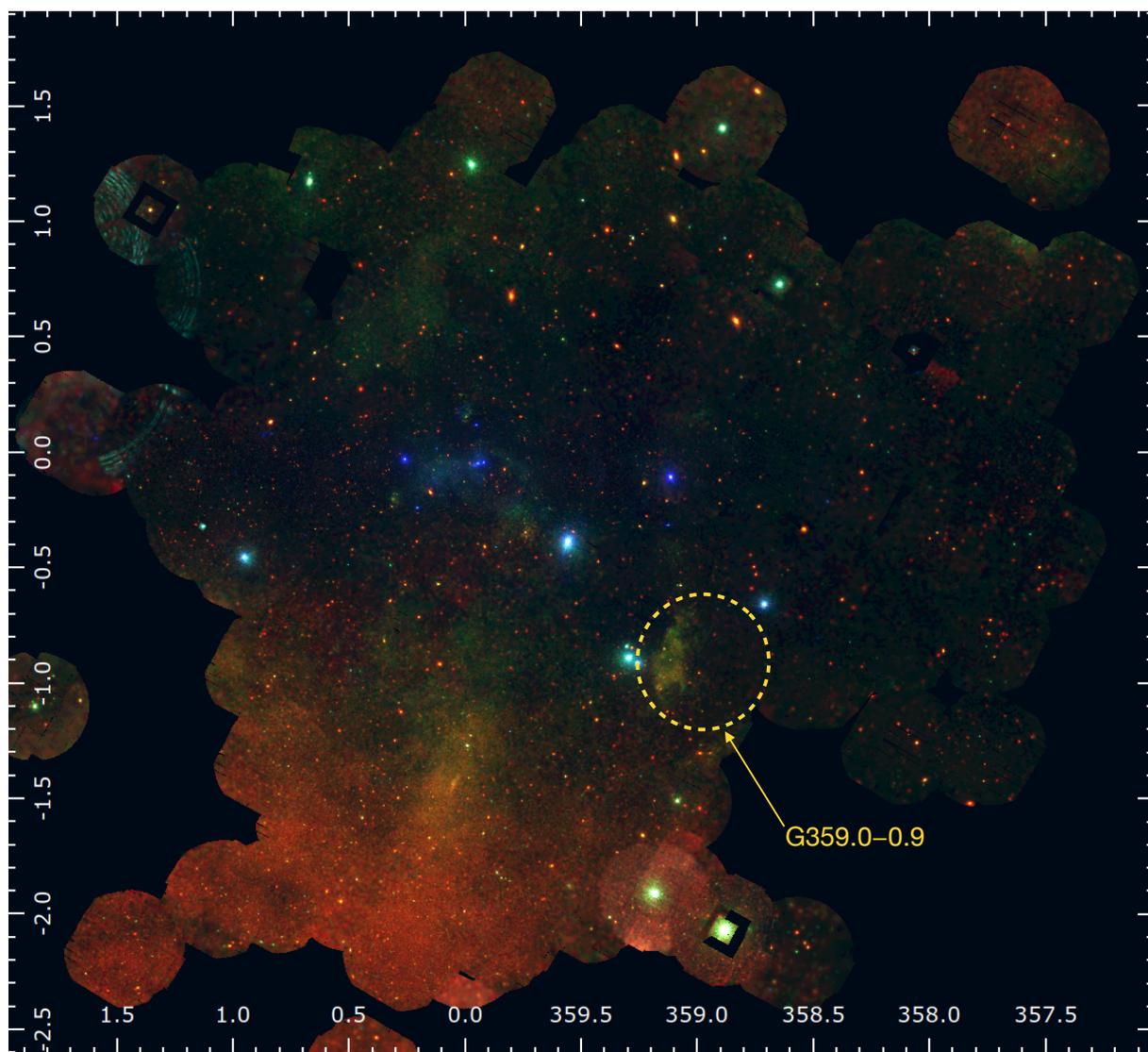


図 4.1: XMM-Newton 衛星の観測で取得した G359.0–0.9 を含む銀河中心領域の X 線マップ。エネルギー帯域は 0.5–1.0 keV; 赤, 1.0–2.0 keV; 緑, 2.0–7.0 keV; 青。黄色の円は G359.0–0.9 の電波シェルが観測されている領域を示す (図 6.1 参照)。



## 第 5 章

# 使用した観測装置

### 5.1 XMM-Newton 衛星

XMM-Newton (X-ray Multi-Mirror Mission - Newton) 衛星は, European Space Agency (ESA) の天文衛星であり, 1999 年に打ち上げられて以降 2024 年 1 月現在も運用が続いている. 搭載された 3 機の X 線望遠鏡には, それぞれに EPIC (the three European Photon Imaging Cameras) と呼ばれる CCD (Charge Coupled Device) カメラが搭載され (図 5.1), 0.15–12 keV の広帯域での撮像と分光を行うことができる. XMM-Newton と他の主要な X 線衛星の撮像観測器との性能比較を表 5.1 にまとめた. XMM-Newton は特に視野の広さと有効面積に優れ, G359.0–0.9 のように広がった暗い天体の観測に適している. また, 3 機の X 線望遠鏡のうち 2 機には反射型回折分光器 RGS (Reflection Grating Spectrometer) が付随し, これによって 0.35–2.5 keV での X 線精密分光が可能である. 加えて, 可視光と紫外線観測のための OM (Optical Monitor) と呼ばれる Ritchey–Chrétien 式望遠鏡も搭載している. 本章では, 本研究で使用した X 線望遠鏡ならびに EPIC について説明する.

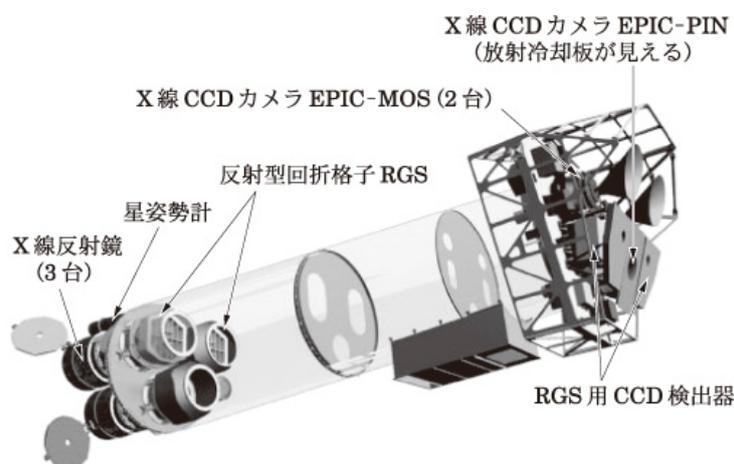


図 5.1: XMM-Newton に搭載された X 線望遠鏡と検出器の構造 (井上一他, 2019)

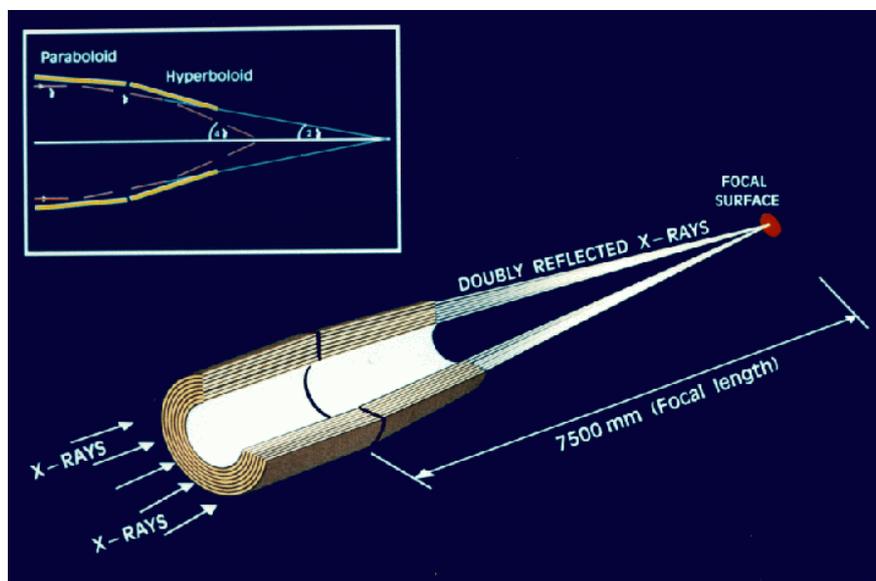


図 5.2: XMM-Newton に搭載されている Wolter-I 型望遠鏡の概略図 (XMM-Newton Users Handbook).

表 5.1: 主要な X 線観測衛星に搭載された X 線望遠鏡および撮像検出器の性能比較 (Jansen et al., 2001; Garmire et al., 2003; Mitsuda et al., 2007). 有効面積は搭載された複数の望遠鏡を合計している. 角度分解能とエネルギー分解能は半値全幅 (Full Width at Half Maximum: FWHM) で示してある.

衛星名 検出器名	XMM-Newton EPIC-MOS	Chandra ACIS	すざく XIS
エネルギー帯域 [keV]	0.15–12	0.1–10	0.2–12
視野直径 [分角]	30	8	18
有効面積 [cm <sup>2</sup> ] @ 1.5 keV	4650	600	1460
角度分解能 [秒角]	8	0.5	120
エネルギー分解能 [eV] @ 6 keV	130	150	130

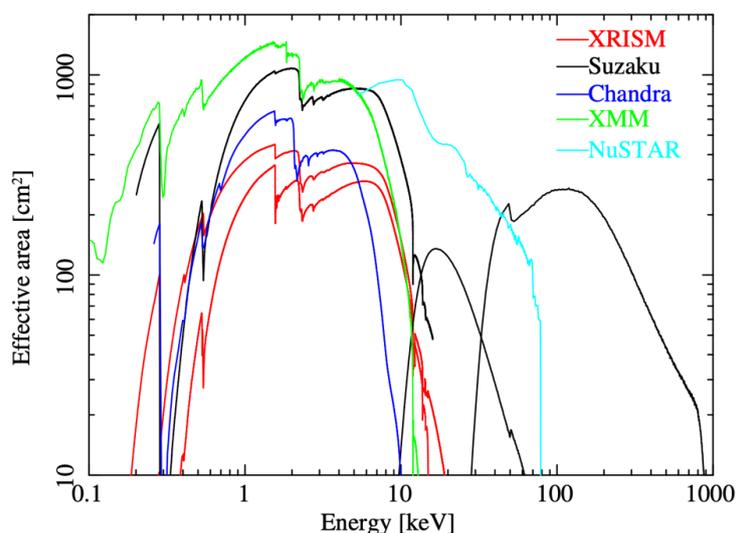


図 5.3: X 線天文衛星の、光軸上の入射 X 線に対する有効面積比較 (XRISM Science Team, 2022).

### 5.1.1 X 線望遠鏡

X 線は屈折率が 1 に近く透過力が高いため、可視光などのようなレンズによる集光ができない。XMM-Newton 衛星では Wolter-I 型光学系を採用し、X 線が物質へ極めて小さい角度で入射する際の全反射によって集光する (図 5.2)。Wolter-I 型光学系では回転双曲面と回転放物面における計 2 回の全反射によって、光軸から離れた像の収差を小さく抑えられる。この光学系を 58 枚ネストして同心円上に配置して構成される 3 つの望遠鏡は、口径 0.7 m、焦点距離 7.5 m であり、後述の検出器部分と併せて直径 30' の広視野を実現する。

光学系の性能の指標の 1 つである集光性能は有効面積によって評価される。有効面積は望遠鏡の開口面積と光学系の反射率の積であり、これに検出効率を掛けたものが入射 X 線に対する実行的な有効面積である。XMM-Newton と他の X 線衛星の、入射 X 線のエネルギーに対する実行的な有効面積を図 5.3 に示した。特に 1 keV 付近において XMM-Newton の有効面積は他の衛星を上回っており、光度の小さな広がった天体の観測に優れていることがわかる。なお、有効面積は光軸から離れるにつれ低下するため (vignetting 効果)、解析の際にはその補正が必要なことに注意する。

### 5.1.2 X 線検出器

CCD は二次元に配列した半導体ピクセルで構成されるイメージセンサーである。ピクセルの空乏層に X 線が入射すると、入射したエネルギーに比例する電荷量が空乏層内に生成される。この電荷を高速で読み出すことで、入射 X 線のエネルギーと到来方向を決定する。ただし、CCD 検出器は X 線以外の光子にも反応するため、XMM-Newton ではアルミニウム製のフィルターを用いて可視光や紫外線帯域の光子を遮光している。XMM-Newton

	MOS	pn
エネルギー帯域	0.15–12 keV	0.15–15 keV
エネルギー分解能 (FWHM)	70 eV@1 keV	80 eV@1 keV
感度	$10^{-14}$ erg s <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup>	
PSF (FWHM/HEW)	5"/14 "	6"/15"

表 5.2: MOS と pn の性能比較 ([XMM-Newton Users Handbook](#))

には CCD カメラが計 3 機搭載されており、内 2 機は電極のある表側から X 線が入射する表面照射型 (Front-Illuminated: FI) の MOS (Metal Oxide Semi-conductor [Turner et al., 2001](#)) カメラで、1 機は裏側から入射する裏面照射型 (Back-Illuminated: BI) の pn ([Strüder et al., 2001](#)) カメラである。FI では X 線が不感層として働く電極側から入射することで吸収されてしまい、検出効率が落ちてしまうほか、基板が小隕石などに小隕石などに晒されるため損傷を受けやすい。実際、MOS1 では 7 枚の CCD 基板のうち 2 枚が破損しており、これは小隕石の衝突が原因と考えられている。一方 BI ではこれらの問題は発生しないが、FI より加工が難しいなどの問題がある。MOS と pn の特性を表 5.2 にまとめた。

## 5.2 野辺山 45m 電波望遠鏡

野辺山 45m 電波望遠鏡 (Nobeyama Radio Observatory 45 m Telescope; NRO 45-m telescope, 図 5.4) は、長野県南牧村にある野辺山宇宙電波観測所に設置された電波望遠鏡で、1981 年の観測開始から 2024 年 1 月現在も運用が続いている。口径は 45 m であり、これはミリ波帯を観測する単一鏡としては世界最大級である。観測可能な周波数は 5–116 GHz であり、角度分解能 (FWHM) は最大で  $\sim 14''$  である。

本研究において、フロントエンド (受信機) は FOur beam REceiver System for the 45 m Telescope (FOREST; [Minamidani et al., 2016](#)) を使用した。FOREST は超電導 SIS 素子を利用したヘテロダイン受信機で、4 つのビームはそれぞれ 2 つの直線偏波を分離して受信することができる。観測可能な周波数帯は 80–116 GHz と広く、これによって複数の輝線を高速度分解能で同時観測することができる。バックエンド (分光器) には Spectral Analysis Machine for the 45-m Telescope (SAM45; [Kamazaki et al., 2012](#)) を使用した。SAM45 は FX 型相関器で、2 GHz 帯域幅の 16 中間周波数 (Intermediate Frequency; IF) バンド (4 ビーム  $\times$  2 偏波  $\times$  2 サイドバンド) から構成される。



図 5.4: 「春の山と 45m 電波望遠鏡」, credit: NAOJ



## 第 6 章

# 超新星残骸 G359.0–0.9 の観測結果

### 6.1 X線 (XMM-Newton)

XMM-Newton の観測のうち、G359.0–0.9 が含まれる 4 観測 (表 6.1) を用いて解析を行った。これらはすべて Full Frame モードでの観測であり、SAS(XMM Science Analysis System) v.19.1.0 を使ってデータリダクションを行った。CCF(Current Calibration Files) は最新のものを使用した。十分な統計を確保するため、F-TOOLS(mathpha, addrmf, addarf) を用いて各検出器ごとに 4 つの観測のスペクトル、レスポンス、arf ファイルを結合した。

解析手順として、まず最初に X 線イメージを作成した (図 6.1)。ここで、連続電波は衝撃波によるシンクロトロン放射を観測しているとみなして良い。図 6.1 からわかるように、東側領域において X 線と電波が共に明るい一方、西側では弱い電波シェルを確認できるが X 線放射は認められなかった。故に X 線のスペクトル解析領域としては東側全体の放射を含み、かつ他の天体からの余計な放射が含まれないようなソース領域を選択した。バックグラウンド領域は、ソース領域の東側にある点源からのもれ込み (Point Spread Function; PSF) の寄与がソース領域と同程度となるように選択した。こうして得られたスペクトルを図 6.2 に示した。高階電離した Mg (~ 1.3 keV) や Si (~ 1.7 keV) の輝線が顕著に見られるが、Ne や Fe-L の輝線は確認できない。

スペクトル解析は XSPEC ver.12.13.0c を用いて行った。以下の解析の誤差範囲は全て  $1\sigma$  とした。スペクトル (図 6.2) において高階電離の Mg と Si の輝線が認められたため、衝突電離プラズマ (Non-Equilibrium Ionization collisional plasma; NEI) モデルに星間吸収モデル TBabs (Tübingen-Boulder model; Wilms et al., 2000) を掛け合わせた以下のモデルを採用した。

$$\text{TBabs} \times \text{VNEI} \tag{6.1}$$

このモデルは先行研究 (Bamba et al., 2009) と同一である。なお NEI の元素組成モデルは、Wilms et al. (2000) で報告されている星間物質の組成 (以下、太陽組成または solar) を用い

表 6.1: 使用した XMM-Newton の観測データの詳細

Obs. ID	Date of Obs.	Detector	Total Exposure (ks)	Effective Exposure (ks)
0152920101	2003-04-02	MOS1	52	48
		MOS2	52	47
		pn	49	37
0801680501	2017-09-18	MOS1	27	20
		MOS2	28	22
		pn	23	16
0801680701	2017-09-23	MOS1	29	27
		MOS2	29	27
		pn	26	24
0804250301	2018-03-13	MOS1	41	40
		MOS2	41	40
		pn	40	38

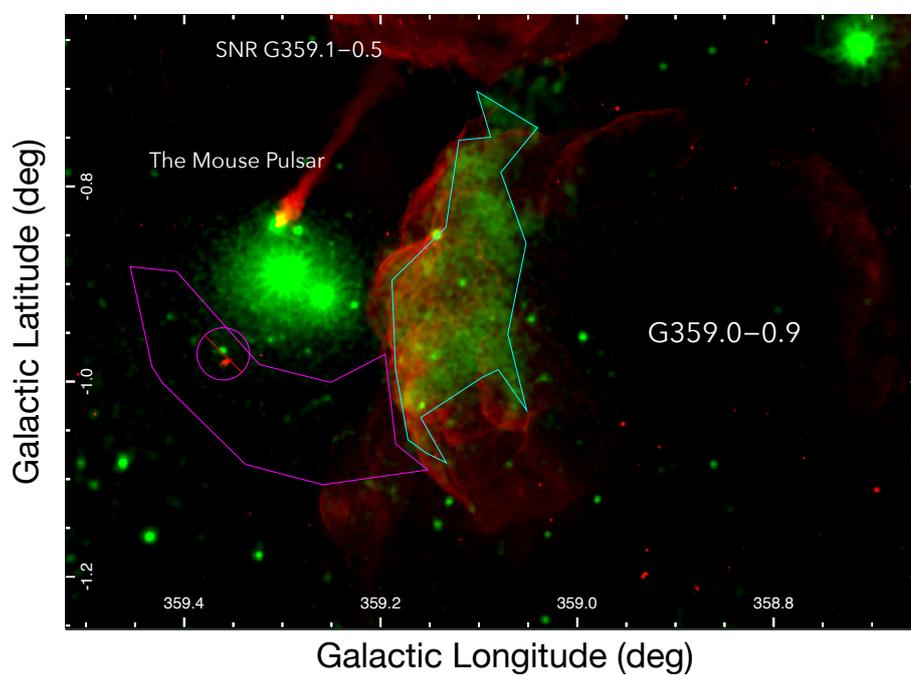


図 6.1: G359.0-0.9 とその周辺の X 線および連続電波の強度マップ。赤は連続電波@1284 MHz, 緑は 1.0-2.0 keV に対応する。シアン領域がソース領域で、マゼンタ領域がバックグラウンド領域。

た。フィッティングに際しては電子温度  $kT_e$ , イオン化タイムスケール  $n_e t$ , normalization および Ne, Mg, Si(=S, Ar, Ca), Fe(=Ni) の各アバundanceをフリーパラメータとした。上記以外のアバundanceは 1 solar に固定した。星間吸収モデルの水柱密度  $N_H$  もフリーパラメータとした。以上の条件でフィットを試みた結果,  $\sim 1.48$  keV 付近に輝線のような残差が残った。このような構造は「すざく」の先行研究 (Bamba et al., 2009) では見られなかったことから, XMM-Newton の検出器に用いられている Al からの  $K\alpha$  輝線と断定し, これを合わせるためのガウス関数を新たに追加して以下のベストフィットモデルを得た。

$$\text{TBabs} \times \text{VNEI} + \text{Gaussian}(\text{Al } K\alpha) \quad (6.2)$$

ベストフィットのモデルとパラメータをそれぞれ図 6.2, 表 6.2 に示した。測定された組成が太陽組成とは大きくことなることから, 爆発噴出物由来の放射が支配的であると考えられる。3.2 章で述べたように, 超新星残骸からの X 線放射は一般には衝撃波前方で圧縮された星間物質からの放射も含まれるため, 式 6.2 に衝突電離平衡プラズマモデルの APEC を追加して検出を試みたが, 有意な結果は得られなかった。星間物質成分による放射が見られないことは, 図 6.1 において X 線放射にシェル状の構造が認められないことから示唆される。したがって本天体は放射冷却過程にあって, 掃き集められたシェルが先に冷え, 衝撃波後方の爆発噴出物のみが X 線を放射している Mixed-morphology 型超新星残骸 (e.g., W44; G359.1–0.5, Uchida et al., 2015; Suzuki et al., 2020) であると考えられる。

スペクトルフィットによって得られたプラズマのパラメータにおいて,  $N_H$  や  $kT_e$  の値, および Mg が多く Fe が少ないという傾向は先行研究 (Bamba et al., 2000, 2009) と矛盾しない。爆発噴出物における上記の傾向は本天体が核燃焼暴走型ではなく, 重力崩壊型の超新星残骸であることを示唆する。また図 6.1 に見られる放射の非対称な形状も同様に重力崩壊型を示唆する (Lopez et al., 2011)。一方本研究で新たに明らかになったのは,  $n_e T$  が十分大きく電離平衡状態にあること, および Ne と Si の組成比である。

本結果において最も特徴的なのは Ne に対して Mg が有意に大きい点であり, Mg/Ne アバundance比は  $(\text{Mg}/\text{Ne})/(\text{Mg}/\text{Ne})_{\odot} \sim 1.90^{+0.27}_{-0.19}$ , 質量比では  $\sim 0.66^{+0.09}_{-0.07}$  程度であった。後の 7 章で詳しく述べるが, 多くの超新星残骸で Mg と Ne のアバundanceは等しい値を取る傾向にある。このことから G359.0–0.9 は Mg/Ne 比が太陽組成より有意に大きい Mg-rich 超新星残骸に属すると考えられる。Mg-rich 超新星残骸はこれまで N49B (Park & Bhalerao, 2017) と G284.3–1.8 (Williams et al., 2015) の 2 例しか報告がなく, G359.0–0.9 は 3 つ目の発見となる。また G359.0–0.9 においては Si のアバundanceも大きいことがわかった;  $Z_{\text{Si}}/Z_{\text{Mg}} \sim 1.30^{+0.16}_{-0.17}$  (質量比  $\sim 1.11 \pm 0.14$ )。このような特異な組成は何らかの特異な元素合成過程を示唆している。

他の Mg-rich 超新星残骸および G359.0–0.9 の共通点として, X 線放射のシェル状構造が見られないという特徴がある (図 6.3)。これは衝撃波速度が小さいことを意味し, 爆発から十分な時間が経つなどして減速したか, 爆発エネルギーが小さい超新星であったこと

に起因する。後者を仮定した場合、Mg-rich 超新星残骸の形成機構と爆発エネルギーの間  
の関係性を示唆する。

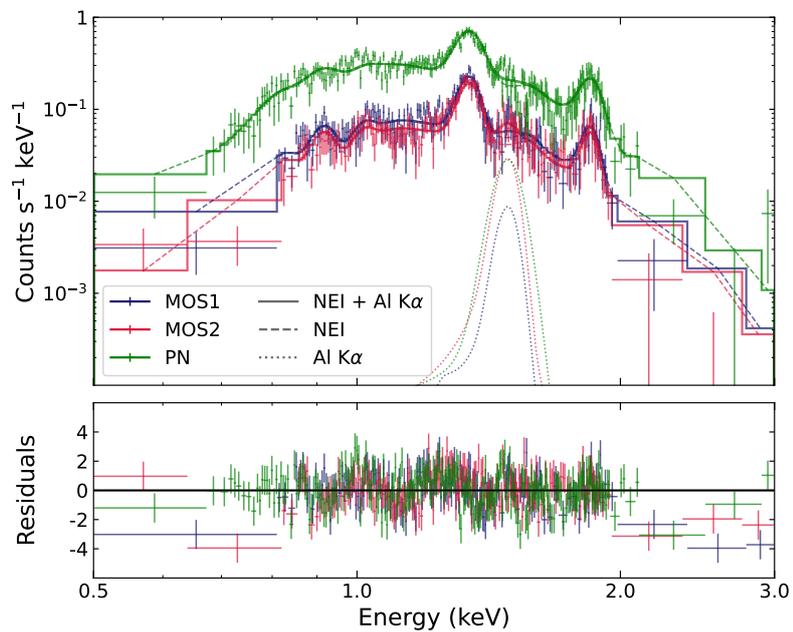


図 6.2: G359.0-0.9 の X 線スペクトルとベストフィットモデル.

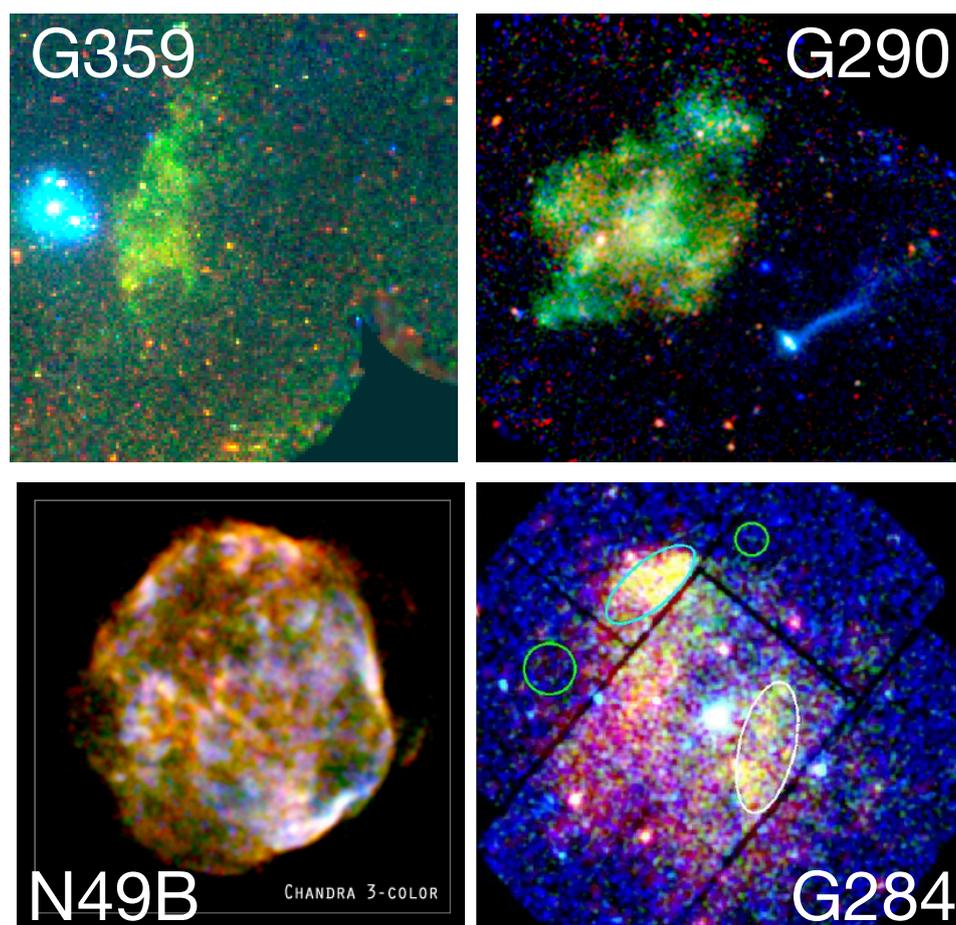


図 6.3: CMg-rich 超新星残骸の画像比較. それぞれ G359.0–0.9; 左上, G290.1–0.8; 右上, N49B; 左下 (Credit: NASA/CXC/Penn State/S.Park et al.), G284.3–1.8; 右下 (Williams et al., 2015).

表 6.2: G359.0-0.9 のベストフィットパラメータ.

Components	Parameters	Best-fit values
Absorption (TBabs)	$N_{\text{H}}$ [ $10^{22} \text{cm}^{-2}$ ]	$2.13_{-0.05}^{+0.08}$
NEI	$kT_e$ [keV]	$0.2715_{-0.0008}^{+0.0009}$
	$Z_{\text{Ne}}$	$1.02_{-0.20}^{+0.19}$
	$Z_{\text{Mg}}$	$1.93_{-0.17}^{+0.19}$
	$Z_{\text{Si}} = Z_{\text{S}} = Z_{\text{Ar}} = Z_{\text{Ca}}$	$2.52_{-0.19}^{+0.16}$
	$Z_{\text{Fe}} = Z_{\text{Ni}}$	$0.60_{-0.15}^{+0.26}$
	$Z_{\text{other}}$	1 (fix)
	$n_e t$ [ $\text{cm}^{-3} \text{s}$ ]	$> 10^{13}$
	norm [ $10^{-2} \text{cm}^{-5}$ ]	$5.5_{-0.3}^{+0.1}$
Gauss	E [keV]	1.48 (fixed)
	norm <sub>MOS1</sub> [ $10^{-4}$ ]	$8.6_{-7.7}^{+8.1}$
	norm <sub>MOS2</sub> [ $10^{-3}$ ]	$2.8_{-0.6}^{+0.7}$
	norm <sub>pn</sub> [ $10^{-3}$ ]	$3.4_{-1.6}^{+1.8}$
	$\chi^2/\text{d.o.f}$	1665.5/1492

## 6.2 分子輝線 (NRO 45-m)

NRO 45-m での観測は 2023 年 4 月 5 日から 7 日と、10 日から 13 日の 2 回に分けて行った (PI: K. Matsunaga). フロントエンドには FOREST, バックエンドには SAM45 をそれぞれ使用した. 分光器については以下の分子輝線をそれぞれ同時観測できる 2 つの設定を採用した; [設定 1]  $^{12}\text{CO} (J=1-0)$ ,  $^{13}\text{CO} (J=1-0)$ ,  $\text{C}^{18}\text{O} (J=1-0)$ , [設定 2]  $\text{HCO}^+ (J=1-0)$ ,  $\text{SiO} (J=2-1)$ ,  $\text{HCN} (J=1-0)$ . SAM45 の 16 の IF バンド内のそれぞれに 2 つの独立したスペクトルウィンドウを生成する spectral window mode を使用した. 2 つの分光器設定に対する 32 のスペクトルウィンドウの役割を表 6.3 にまとめた. narrow バンドと wide バンドの速度分解能と観測速度帯はそれぞれ 0.33/0.67 km/s と  $\pm 300/\pm 600$  km/s に対応する. チョッパーホイールのキャリブレーション (Kutner & Ulich, 1981) には, 全てのバンドにおいて  $3\sigma$  以上の有意な放射が認められない  $(l, b) = (-1^\circ 1000, -1^\circ 8000)$  の観測を使用した. ポインティングは 40 GHz の H40 受信機で SiO メーザーの OH2.6-0.4 を観測することにより 2 時間ごとに行われ,  $2''$  以下のポインティング精度を達成した.

設定 1 での観測結果を図 6.4 に示した. 最終的なデータセットの半値全幅 (Half Power Beam Width; HPBW), 速度分解能, 典型的な R.M.S 値は,  $^{12}\text{CO} (J=1-0)$ ,  $^{13}\text{CO} (J=1-0)$ ,  $\text{C}^{18}\text{O} (J=1-0)$  それぞれにおいてチャンネルあたり  $\sim 26'/26'/26'$ , 0.25/0.25/0.25 km/s, 0.60/0.17/0.17 K ( $T^*a$  スケール) であった. 観測した 3 つの CO 同位体はそれぞれ異なる臨界密度を持ち,  $^{12}\text{CO} (J=1-0)$  が低い密度でも放射が観測しやすく, 逆に  $\text{C}^{18}\text{O} (J=1-0)$  は比較的高密度でないと観測されにくい. すべての CO 同位体の観測において, 緑十字で示した付近の  $(l, b) = (359^\circ 00 \text{ to } 359^\circ 12, -1^\circ 22 \text{ to } -1^\circ 02)$  において有意な放射が認められた.  $^{12}\text{CO} (J=1-0)$  で観測された他の放射領域は,  $^{13}\text{CO} (J=1-0)$ ,  $\text{C}^{18}\text{O} (J=1-0)$  と臨界密度の高い輝線の観測になるにつれて放射が認められなくなっていることから, 緑十字付近の放射領域は他に対し密度が高いと考えられ, これは衝撃波によって圧縮されたためであることが期待される. 加えて, 特に放射領域の外縁のうち超新星残骸の中心に近い方向では不連続なエッジ構造が確認でき, これも衝撃波との相互作用を示唆すると考えられる.

これらのことから, 緑十字付近の放射領域が G359.0-0.9 の付随分子雲であることを期待し, より確実な証拠を得るために緑十字点における追観測を設定 2 のもとで実施した. 設定 2 で観測可能な輝線のうち  $\text{HCO}^+ (J=1-0)$  と  $\text{SiO} (J=2-1)$  は衝撃波と分子雲の相互作用のトレーサーで,  $\text{HCN} (J=1-0)$  は高密度分子雲のトレーサーである. すなわち, 特に  $\text{HCO}^+ (J=1-0)$  や  $\text{SiO} (J=2-1)$  の輝線が観測されれば付随分子雲であることの直接的な証拠となる. 今回の観測結果から  $\text{SiO} (J=2-1)$  は検出されなかったが,  $\text{HCO}^+ (J=1-0)$  と  $\text{HCN} (J=1-0)$  の輝線は  $9-10\sigma$  の有意度で検出された. 観測された  $\text{HCO}^+ (J=1-0)$  と  $\text{HCN} (J=1-0)$  のスペクトルを図 6.5 に示した. 特に  $\text{HCO}^+ (J=1-0)$  (橙色) のスペクトルにおいて  $V_{LSR} \sim -7$  km/s 付近において有意な放射を観測した. 以上の結果から図 6.4 の緑十字にある分子雲 ( $V_{LSR} \sim -7$  km/s) は G359.0-0.9 の付随雲であると同定した.

表 6.3: 2つの分光器設定に対する 32 のスペクトルウィンドウの役割.

設定	A01 to A08	A09 to A15	A15 to A24	A25 to A36
1	$^{12}\text{CO} (J=1-0)$ wide	$\text{C}^{18}\text{O} (J=1-0)$ narrow	$^{12}\text{CO} (J=1-0)$ narrow	$^{13}\text{CO} (J=1-0)$ narrow
2	$\text{HCO}^+ (J=1-0)$ wide	$\text{SiO} (J=2-1)$ wide	$\text{HCN} (J=1-0)$ wide	$\text{SiO} (J=2-1)$ narrow

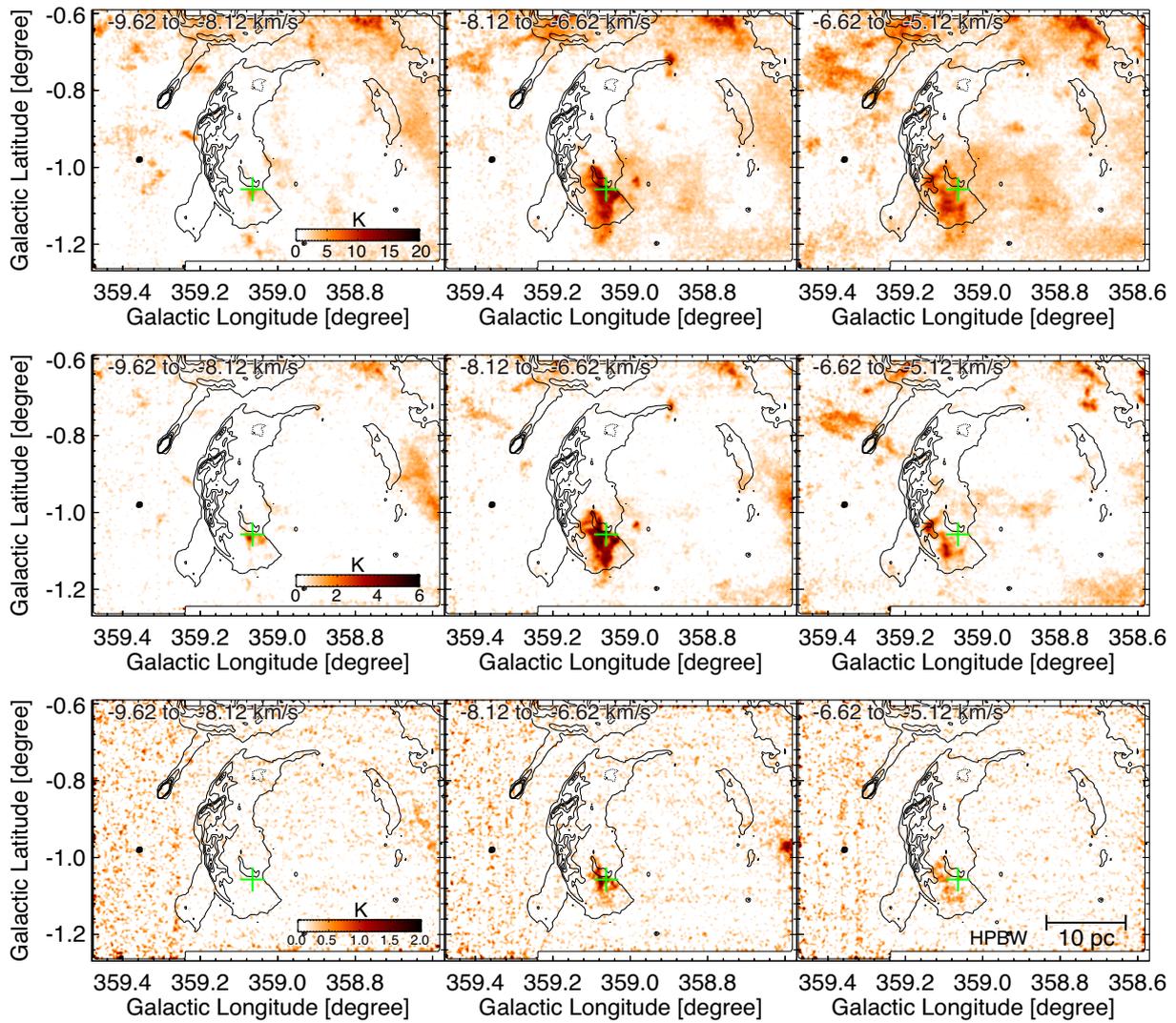


図 6.4: NRO 45-m 観測で得た速度帯毎の強度マップ. 上段は  $^{12}\text{CO} (J=1-0)$ , 中段は  $^{13}\text{CO} (J=1-0)$ , 下段は  $\text{C}^{18}\text{O} (J=1-0)$  の結果をそれぞれ表示し, コントアは MeerKAT 観測による 1.3 GHz 帯での連続電波強度を表す. 右下パネルには本観測の HPBW と, 距離 2.5 kpc において 10 pc に相当する長さを示した. 緑の十字は図 6.5 のスペクトルを取得した点を表す.

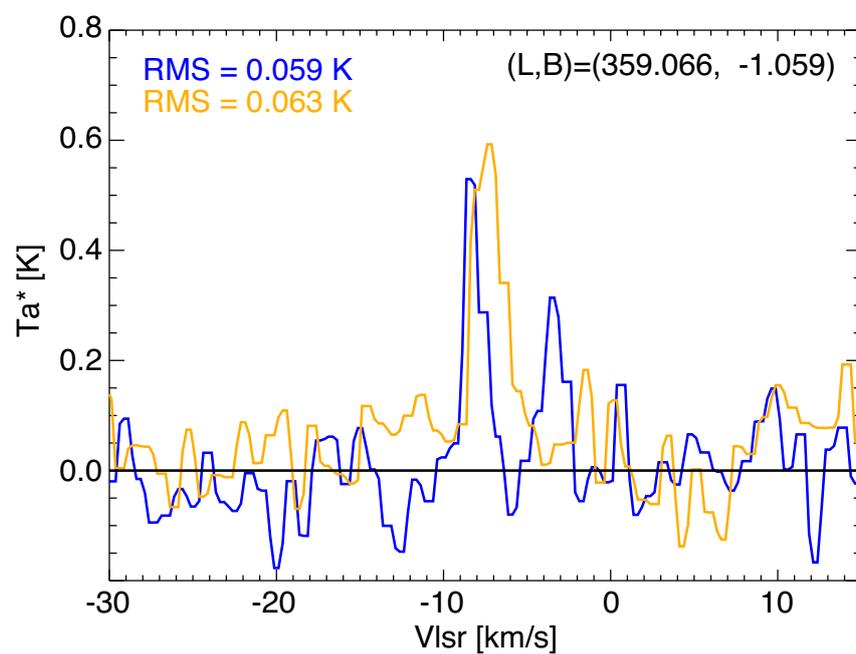


図 6.5: NRO 45-m 観測で得た  $(l, b) = (359^{\circ}066, -1^{\circ}059)$  における分子輝線スペクトル. HCN( $J=1-0$ ) は青, HCO<sup>+</sup>( $J=1-0$ ) は橙で示されており, 各輝線バンドの R.M.S. 値も同じ色で示してある.



---

## 第 7 章

# 超新星残骸 G359.0–0.9 の起源

### 7.1 爆発噴出物の組成による議論

超新星残骸 G359.0–0.9 の最大の特徴は、第 6 章で述べたように、Mg/Ne 質量比が太陽組成より 2 倍程度 ( $\sim 0.66_{-0.07}^{+0.09}$ , solar;  $\sim 0.35$ ) 大きいことである。一般に重力崩壊型超新星の爆発噴出物に含まれる Mg と Ne は、ともに恒星進化段階終盤に起こる C 燃焼によって同時に生成されるため、その比は多くの超新星残骸において太陽組成に近い値を取る。Mg/Ne 比が太陽組成より大きな超新星残骸は Mg-rich 超新星残骸と呼ばれ、これまでに N49B (Park et al., 2003) と G284.3–1.8 (Williams et al., 2015) の 2 例が報告されているが、成因は解明されていない。一方、G359.0–0.9 は Si の組成比が高く Si/Mg 質量比は  $\sim 1.11 \pm 0.14$  であるのに対し、他の Mg-rich 超新星残骸の Si/Mg 比は共に 0.3 程度である点が異なり、形成過程に違いがある可能性も考えられる。本研究では超新星残骸の Si/Mg と Mg/Ne 質量比の系統調査を行い、その結果を理論モデルと比較することによって G359.0–0.9 の形成過程について考察した。以下ではその手法と結果について詳細を述べる。

#### 7.1.1 超新星残骸の組成分布と恒星進化モデルの比較

まず Mg-rich 超新星残骸の組成を他の超新星残骸と比較するため、先行研究で報告された超新星残骸の組成を系統的に調査した。対象天体は銀河系内や大小マゼラン雲内の X 線で観測可能な超新星残骸のうち、爆発噴出物全体かそれに準ずる広い領域内で Ne, Mg, Si が測定されているものを選定した。Si/Mg と Mg/Ne 比は先行研究のフィットパラメータの最良推定値から独自に算出した。各天体におけるこれらの比の誤差範囲は、各元素組成比がスペクトルフィット上独立ではなく、先行研究で示された各元素組成比の誤差範囲からは正しく算出できないため、省略した。ただし、G359.0–0.9 における測定誤差範囲 ( $\sim 10\%$ ) がその典型であるとする、誤差範囲を測定して取り入れたとしても、以下の

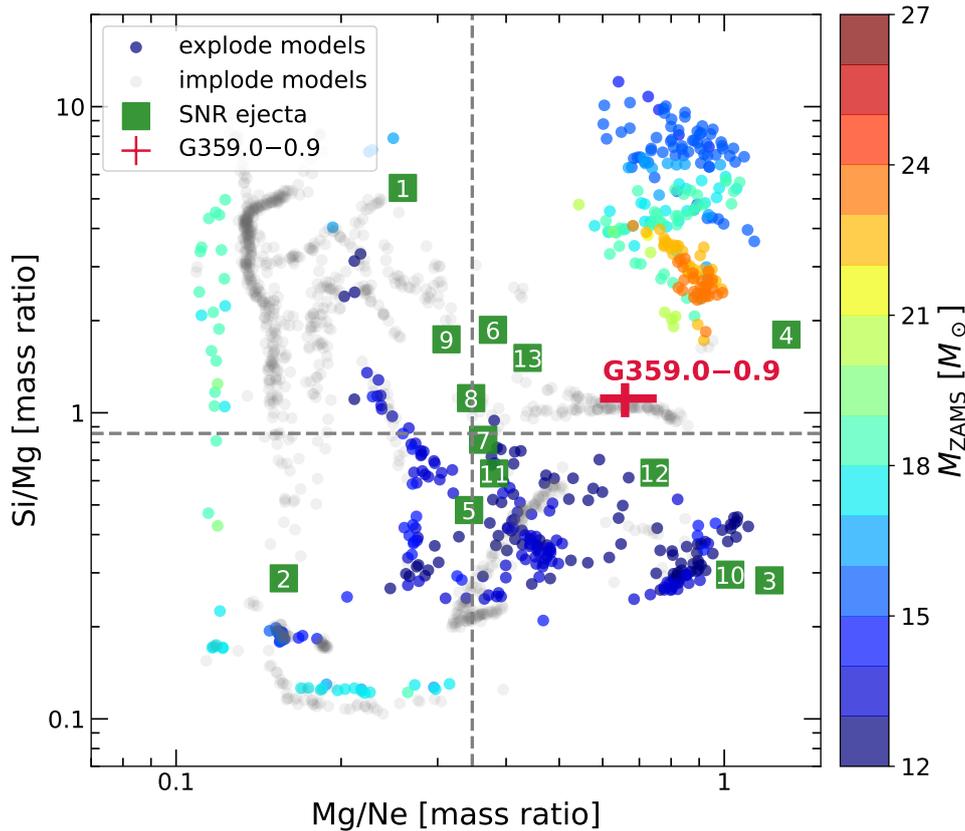


図 7.1: 超新星残骸と恒星進化モデル (Sukhbold et al., 2018) での Mg/Ne 比と Si/Mg 比の分布比較. 灰色の点線はそれぞれの太陽組成での値を示している. 丸点はモデル値であり, 色付きの点は W18 超新星モデルにおいて爆発可能性が高いモデルで, 色は初期質量に対応し, 灰色の点は爆発可能性が低いモデルを表す. モデル値は O の質量分率が 0.4 以上の層とその外側で算出し, 爆発可能性は Ertl et al. (2016) を用いて評価した. 四角点は超新星残骸の観測値の中央値であり, 各点に振られた番号は以下のように天体名に対応する; [1] Cassiopeia A; Hwang & Laming (2012), [2] 1E 0102.2-7219; Sasaki et al. (2001), [3] G284.3-1.8; Williams et al. (2015), [4] G290.1-0.8; Kamitsukasa et al. (2015), [5] MSH15-52; Yatsu et al. (2005), [6] MSH15-56; Yatsu et al. (2013), [7] N132D; Hughes et al. (1998), [8] N23; Uchida et al. (2015), [9] N49; Uchida et al. (2015), [10] N49B; Uchida et al. (2015), [11] N63A; Hughes et al. (1998), [12] RX J1713.7-3946; Katsuda et al. (2015), [13] W44; Uchida et al. (2012).

議論においてその影響は小さい.

この結果は図 7.1 に緑の正方形の点で示した. 調査対象の天体の半数以上の Mg/Ne 質量比は太陽組成:  $\sim 0.35$  (Wilms et al., 2000) 付近に密集する一方で, Mg-rich 超新星残骸 (N49B; 3, G284.3-1.8; 10) は太陽組成の約 2-3 倍程度の値を取る. G359.0-0.9 は太陽組成付近に密集する集団から明らかに外れて Mg-rich 側に位置しているため, やはり Mg-rich 超新星残骸に分類できると考えられる. また本調査によって, 先行研究では言及されていなかった新たな Mg-rich 超新星残骸として, G290.1-0.8 (Kamitsukasa et al., 2015) およ

びRX J1713.7–3946 (Katsuda et al., 2015)が見出された。これらもN49BやG284.3–1.8と比較して高いSi/Mg質量比を示し、Mg-rich超新星残骸の中でもSi/Mgは1桁程度異なることがわかった。

次に、系統調査で得られた組成分布と恒星進化モデルとの比較を行った。モデルはSukhbold et al. (2018)の公開データを用いた。これは12–27  $M_{\odot}$ の範囲を0.01  $M_{\odot}$ 毎に刻んだ計1499通りの初期質量で恒星進化をシミュレートした、現状最も豊富なデータセットである。本モデルは重力崩壊時までのシミュレーション結果であり重力崩壊後の超新星爆発の計算は行われていないため、全てのモデルが爆発し超新星残骸として観測されるとは限らず、また超新星元素合成の影響は考慮できない。

我々は、この公開データを使ってMg/NeおよびSi/Mg質量比を算出した。観測された爆発噴出物の組成との比較が主目的であるため、超新星爆発後に噴出されるO燃焼殻から外側の全領域(図2.18参照)で質量比を算出した。ただし超新星元素合成は計算されていないため、観測値とモデルの直接的な比較は現時点ではできないが、その効果を取り入れても傾向が保存されることを後の7.1.3章で示す。また、公開データには重力崩壊後に爆発することが困難なモデルも含まれている。そこで本研究においては、Ertl et al. (2016)のW18エンジンでの結果を参照し、重力崩壊後に爆発可能であるかを各モデルに対し判定した。以上の結果は図7.1に丸点で示した。

図7.1においてまず特筆すべきなのは、本研究の仮定において爆発可能なモデルのうち、初期質量が20  $M_{\odot}$ を超える超大質量星は、Si/Mg比とMg/Ne比が共に高いことである。すなわち超大質量星が爆発するにはSi/MgとMg/Ne比が共に高いことが必要であり、超大質量星が爆発したとしてその爆発噴出物も同じ傾向の組成を有すことを示唆する。

また超大質量星を含む集団がそれ以外と大きく分離していることも特徴的である。一方でMg/Ne比が高いがSi/Mg比の低いモデルもMg/Ne質量比が太陽組成: ~0.35付近の集団から離れて別の集団を形成しており、超新星残骸の観測結果と似た傾向が見られる。このことから、Mg-rich超新星残骸の形成が本モデルによって説明可能であることが示唆される。以下ではSi/Mg比とMg/Ne比が共に高いことをSi-Mg-rich、Si/Mg比は低いMg/Ne比が高いことをSi-poor-Mg-richと略記する。

## 7.1.2 Mg-richモデルの成因

かつて先行研究(Park et al., 2003; Park & Bhalerao, 2017)において、Mg-rich超新星残骸の形成は25  $M_{\odot}$ 以上の超大質量星によるものとされていたが、図7.1で示した結果からわかるようにその説は棄却される。そこでMg-rich超新星残骸の成因を解明するため、図7.1でそのMg/Ne比を再現するモデルを詳細に解析した。図7.1上でMg/Ne質量比が太陽組成に近い“normal”モデル、Si-poor-Mg-richモデル、およびSi-Mg-richモデルを選択し、Feコア周辺の組成構造と重力崩壊前の進化過程を調べた。

図 7.2 に上記のモデルのキッペンハーンダイアグラムを示した. また, 図 7.3 には同じモデルの組成構造を示した.  $12.02M_{\odot}$  は normal モデル,  $14.27M_{\odot}$  は Si-poor-Mg-rich モデル,  $14.88M_{\odot}$  は Si-Mg-rich モデルに対応する. 図 7.2 において,  $14.27M_{\odot}$  のモデルでは,  $\log t_{\text{CC}} = -3.5$  あたりで Ne 燃焼殻が外側の O-Ne-Mg 対流層と融合し, 一つの大きな燃焼殻 (Ne-C<sub>S</sub>) を形成していることがわかる. これは燃焼殻融合 (shell merger, 2.2.2 章参照) であり, 本修士論文では Ne 燃焼殻と O-Ne-Mg 対流層の融合を Ne-C 燃焼殻融合と呼称する.  $14.88M_{\odot}$  のモデルでは  $\log t_{\text{CC}} = -2$  で Ne-C 燃焼核融合が起きた後, さらに O 燃焼殻が融合して O-C 燃焼殻 (O-C<sub>S</sub>) を形成している. O 燃焼殻から O-Ne-Mg 対流層が融合するこのような現象を, 本修士論文では O-C 燃焼殻融合と呼称する.

このような燃焼殻融合が起きると燃焼過程が変わることが予想され, 実際図 7.3 で組成構造を比較すると, 各モデルごとに大きく異なる. Ne-C 燃焼殻融合では例えば  $^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{24}\text{Mg}$  のような反応が促進され, Mg/Ne 比が上昇していると考えられる. O-C 燃焼殻融合ではさらに進んだ  $^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{24}\text{Mg}(\alpha, \gamma)^{28}\text{Si}$  のような反応まで促進されることで, Si/Mg 比が上昇するほか, Mg/Ne 比も相対的に上昇していると考えられる. なお燃焼殻融合による燃焼過程の具体的な変化は現在も十分な研究がされておらず, これらはその一部に過ぎない. 総じて, 燃焼殻融合によって Ne, Mg, Si の組成比が変化して Si-poor-Mg-rich モデルや Si-Mg-rich モデルが生成されていると理解できる. Mg/Ne > 0.6 を満たすモデルでは例外なく上記のような燃焼殻融合の形跡が確認されたため, Mg-rich なモデルの形成要因はすべて燃焼殻融合であると言える.

図 7.1 に見られる Si-Mg-rich モデルと Si-poor-Mg-rich モデルの初期質量範囲 ( $14-24M_{\odot}$ ,  $< 15M_{\odot}$ ) は, それぞれの成因である O-C 燃焼殻融合ならびに Ne-C 燃焼殻融合の, 発生しうる質量帯域の違いを反映している. 超大質量星モデルのうち爆発可能性の高いものが全て燃焼殻融合を経ているのは, 燃焼殻融合によって爆発しやすい密度構造を獲得することを示唆している. これは, 以下のようにして理解できる. 2.3.4 章で述べたように, 核子あたりのエントロピー  $s = 4 k_B/\text{baryon}$  を満たす質量半径を  $M_4 \equiv m(s = 4)/M_{\odot}$  と定義し,  $\mu_4 \equiv (dm/M_{\odot})/(dR/1000 \text{ km})|_{s=4}$  と定義した時,  $M_4$  は O 燃焼殻の内半径 ~ 原始中性子星半径,  $\mu_4$  は衝撃波停滞状態での衝撃波面への降着率,  $M_4\mu_4$  はニュートリノ光度  $L_{\nu}$  と見なすことができる.

図 2.15 で示したように, 原始中性子星半径ニュートリノ加熱機構で爆発可能なモデルは以下のような不等式を満たす.

$$\begin{aligned} aM_4\mu_4 - \mu_4 + b &\geq 0 \quad (a, b \text{ は共に正の実定数}) \\ \rightarrow b - \mu_4(1 - aM_4) &\geq 0 \end{aligned} \quad (7.1)$$

図 2.15 からわかるように  $a \sim 0.2-0.3$  で,  $M_4 \sim 1-2$  であるから  $1 - aM_4 > 0$  である. この時式 7.1 の左辺は  $\mu_4$  に対して単調減少であるため,  $\mu_4$  即ち O 燃焼殻の内縁付近の密度が低くなるほど爆発可能性が上昇すると解釈できる. ここで O-C 燃焼殻融合について考え

ると、一般に恒星の中心に近いほど高密度であるため、O 燃焼殻と C 燃焼殻が融合すると、元々 O 燃焼殻であった部分は相対的に低密度な C 燃焼殻と混ざって低密度化すると考えられ、これによって超大質量星であっても爆発しやすい構造を獲得すると考えられる。

燃焼殻融合を経たモデルと経ていないモデルを  $M_4\mu_4-M_4$  平面上にプロットしたものを図 7.4 として示した。Mg-rich モデルは爆発可能性の高い左下に集中する傾向が見られ、特に超大質量星モデルのみをプロットした下パネルでは爆発可能性が高いのは Mg-rich モデルだけである。以上のことから、燃焼殻融合は星の爆発可能性を向上させる効果もあることがわかった。各燃焼殻融合過程が起きる質量帯はモデルパラメータによって変化するが、一方で爆発可能性を向上させる効果は普遍であり、燃焼殻融合は上限質量を決定する因子の一つになっていると考えられる。

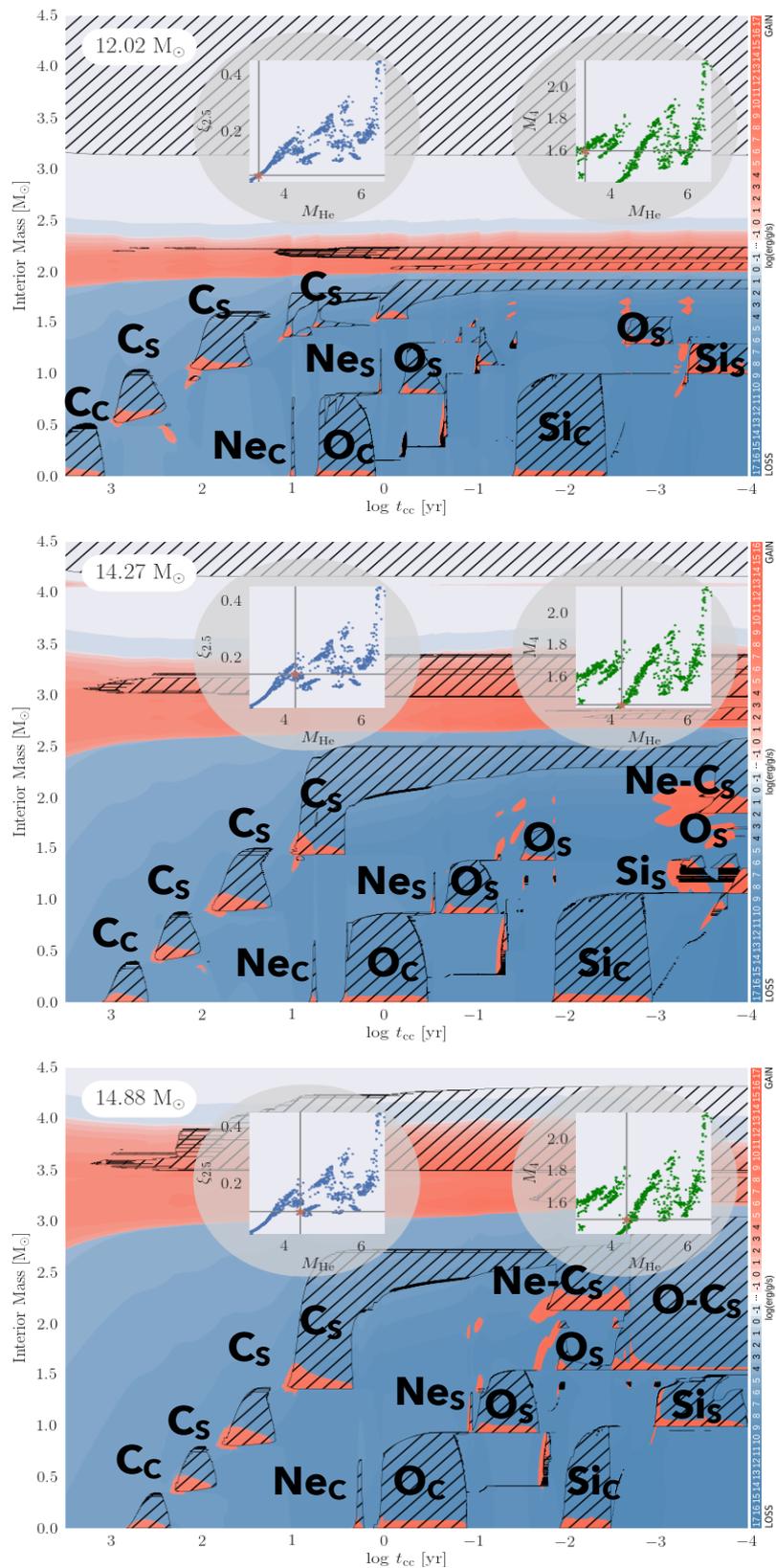


図 7.2: 各恒星進化モデルのキッペンハーンダイアグラム (Sukhbold et al., 2018). 横軸は重力崩壊までの時間, 縦軸は質量半径で, カラーマップはその質量半径における流体のエネルギー収支を表す.  $C_s$  や  $Nec$  は C 殻燃焼や Ne コア燃焼を表す. 斜線部分は対流領域を示している.

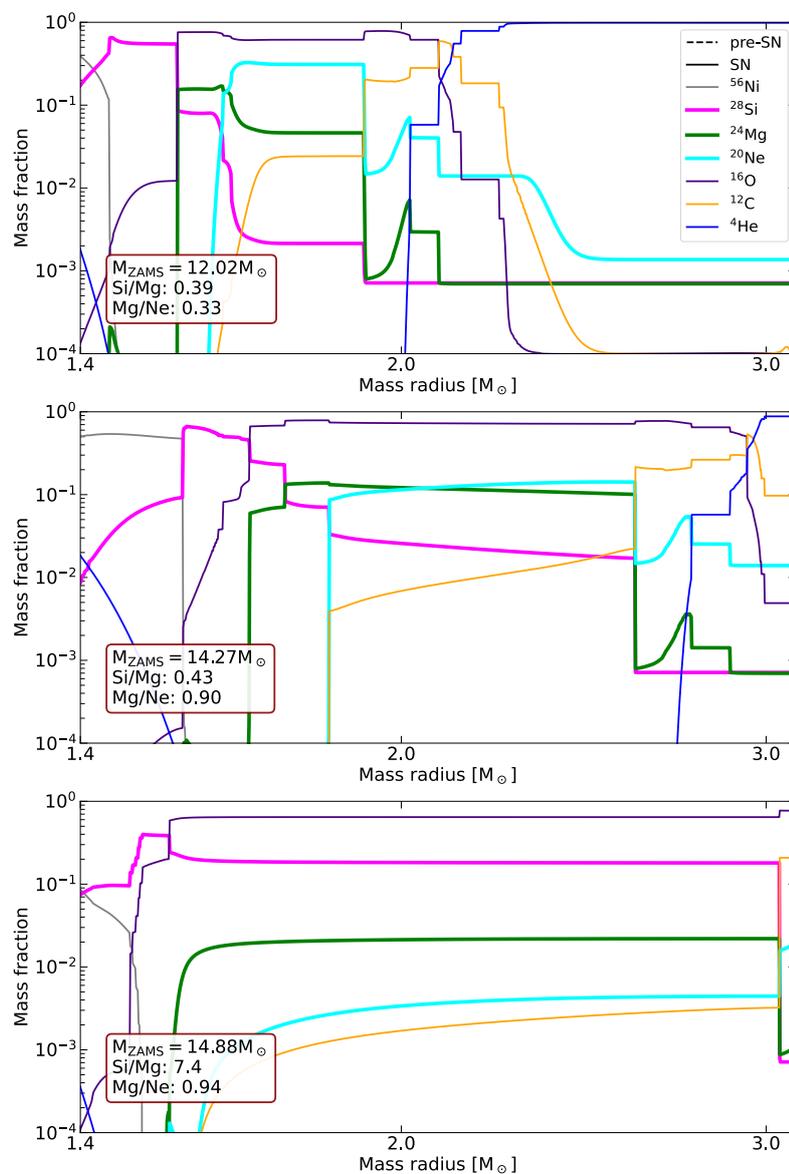


図 7.3: 1D 恒星進化モデル (Sukhbold et al., 2018) のうち,  $12.02M_{\odot}$  (normal),  $14.27M_{\odot}$  (Si-poor-Mg-rich),  $14.88M_{\odot}$  (Si-Mg-rich) のモデルの詳細. 左: 各モデルの最終状態における, 質量半径に対する各元素の質量分率. 各線の色は核種を表し, グレー: Ni, マゼンタ: Si, 緑: Mg, シアン: Ne, 紫: O, 橙: C, 青: He. 各パネルの左下には初期質量, O 燃烧殻から外層の各質量比を記した. 右: 各モデルの物理的內部構造の時間発展 (キッペンハーンドイアグラム). 横軸は重力崩壊までの時間, 縦軸は質量半径で, カラーマップはその質量半径における流体のエネルギー収支を表す.  $C_S$  や  $Ne_C$  は C 殻燃焼や Ne コア燃焼を表す. 斜線部分是对流領域を示している.

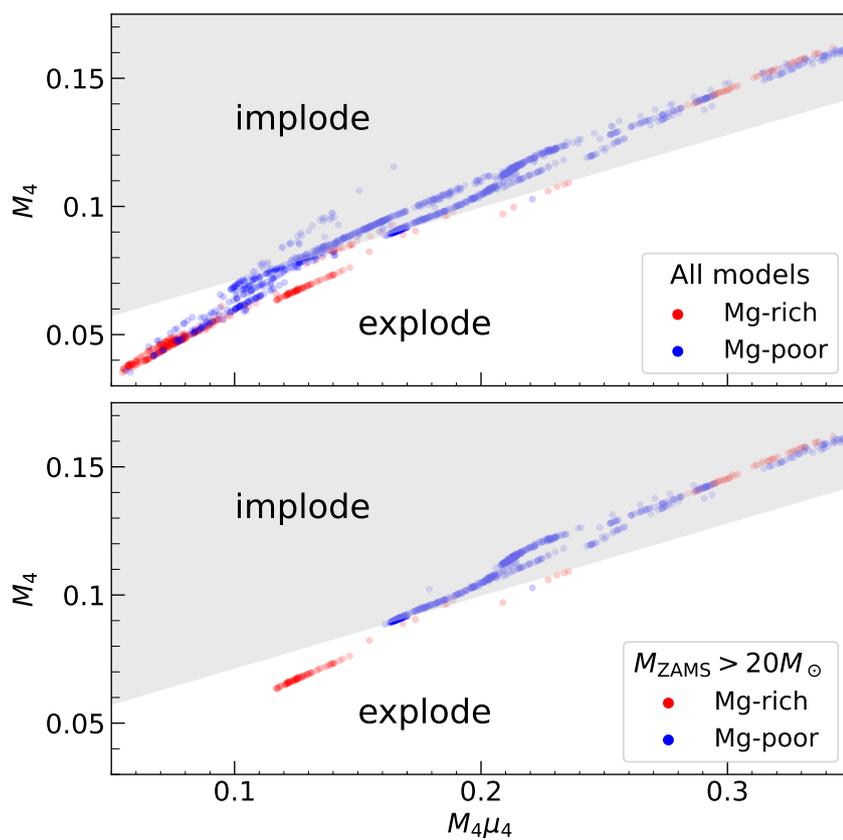


図 7.4:  $M_4\mu_4$ - $M_4$  平面上でのモデルプロット. 赤点は Mg-rich ( $\text{Mg}/\text{Ne} > 0.6$ ), 青点は Mg-rich でないモデル. 上は全モデルでのプロットで, 下は  $M_{\text{ZAMS}} > 20M_{\odot}$  のモデルのみでのプロット.

### 7.1.3 超新星元素合成を考慮したモデルと G359.0–0.9 の比較

前 7.1.2 章で述べたように、燃焼殻融合によって Mg-rich モデルが形成されることがわかった。このような Mg-rich モデルの超新星爆発によって Mg-rich 超新星残骸が形成されるかを検証するためには、それらを初期条件とした超新星爆発をシミュレートして、Si, Mg, Ne の最終的な生成量を調査する必要がある。そこで本研究では流体計算ツールである torch を用いた 1D 流体計算を行い、その結果を元素合成ネットワーク計算ツールの SNEC に取り込んで超新星元素合成をシミュレートした。なお流体計算におけるニュートリノ加熱/冷却の効果は light-bulb 近似 (cf. Suwa et al., 2019) によって取り入れて実施し、各元素の質量比は爆発噴出物全体で算出した。この結果は図 7.5 に示した。

すべての場合において Mg/Ne 比は超新星元素合成によってわずかに減少した程度であり、爆発後も図 7.1 の傾向を保存するとわかった (図 7.6)。このことから Mg-rich 超新星残骸の Mg/Ne 比が燃焼殻融合によって説明できることがわかった。燃焼殻融合が観測的に示唆されるのは我々の研究が初めてである。

一方の Si/Mg 比はすべての場合で上昇していたが、normal モデルや Si-poor-Mg-rich モデルでは大幅に上昇したのに対して、Si-Mg-rich モデルではその上昇幅はわずかであった。これは Si-Mg-rich モデルでは O-C 燃焼殻融合によって、Si が Fe コアから離れた領域に大量に分布したことで、爆発的元素合成による Si の増加率が相対的に抑えられたからであると考えられる。また、少なくとも今回計算した場合においては、超新星元素合成を経ても normal モデルと Si-poor-Mg-rich モデルの Si/Mg 比は Si-Mg-rich モデルのそれよりも小さかった。このことから、図 7.1 における超大質量モデル ( $> 20M_{\odot}$ ) の Si/Mg と Mg/Ne は超新星爆発後も高いことがわかり、これらの値を用いることで超大質量星を親星に持ちうる超新星残骸を選定できることがわかった。このことを用いると上限質量が制限可能であることを後の 8.2.1 章で議論する。

なお、O-C 燃焼核融合が起きた星では、 $^{56}\text{Ni}$  の生成量が、起きていない星の 2–3 分の 1 程度に抑えられることもわかった。これは衝撃波通過時に  $^{56}\text{Ni}$  が生成される、恒星進化段階における O 燃焼層が、燃焼殻融合によって低密度化されることに起因すると考えられる。

これらのモデルの爆発前後での Mg/Ne, Si/Mg 比の変化を図 7.6 に示した。G359.0–0.9 の各質量比; Si/Mg  $\sim 1.11 \pm 0.14$ , Mg/Ne  $\sim 0.66^{+0.09}_{-0.07}$  を、爆発後のモデルを図 7.6 上で比較すると、 $14.27M_{\odot}$  の Si-poor-Mg-rich モデルが最も近い。したがって、G359.0–0.9 の起源は Ne-C 燃焼殻融合を経た大質量星であり、図 7.1 からその初期質量は  $15M_{\odot}$  以下であると結論する。

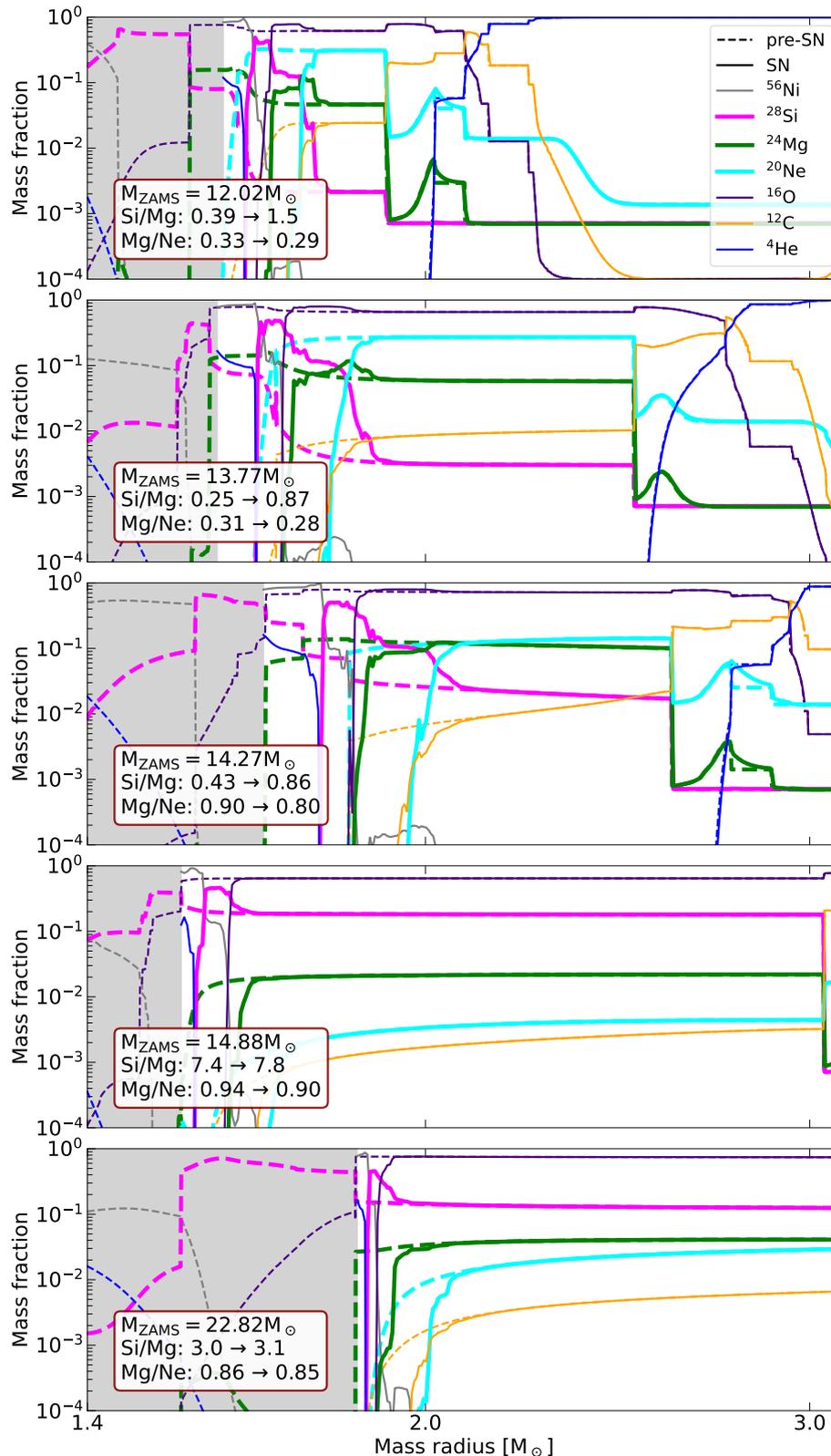


図 7.5: 1D 超新星シミュレーションによる超新星元素合成の結果. 各パネルはそれぞれ異なるモデルを初期条件とした結果を表しており, 上から順に  $12.02 M_{\odot}$  (normal),  $13.77 M_{\odot}$  (normal),  $14.27 M_{\odot}$  (Si-poor-Mg-rich),  $14.88 M_{\odot}$  (Si-Mg-rich),  $22.82 M_{\odot}$  (Si-Mg-rich) である. 各パネルの左下に, 図 7.1, 7.3 と同じ基準で算出した爆発前の質量比から, 爆発噴出物全体の質量比の変化を記した. グレー領域は原始中性子星となる領域を示している. 各線の色は核種を表し, 対応関係は図 7.3 と同様である. 点線, 実線はそれぞれ爆発前後に対応する.

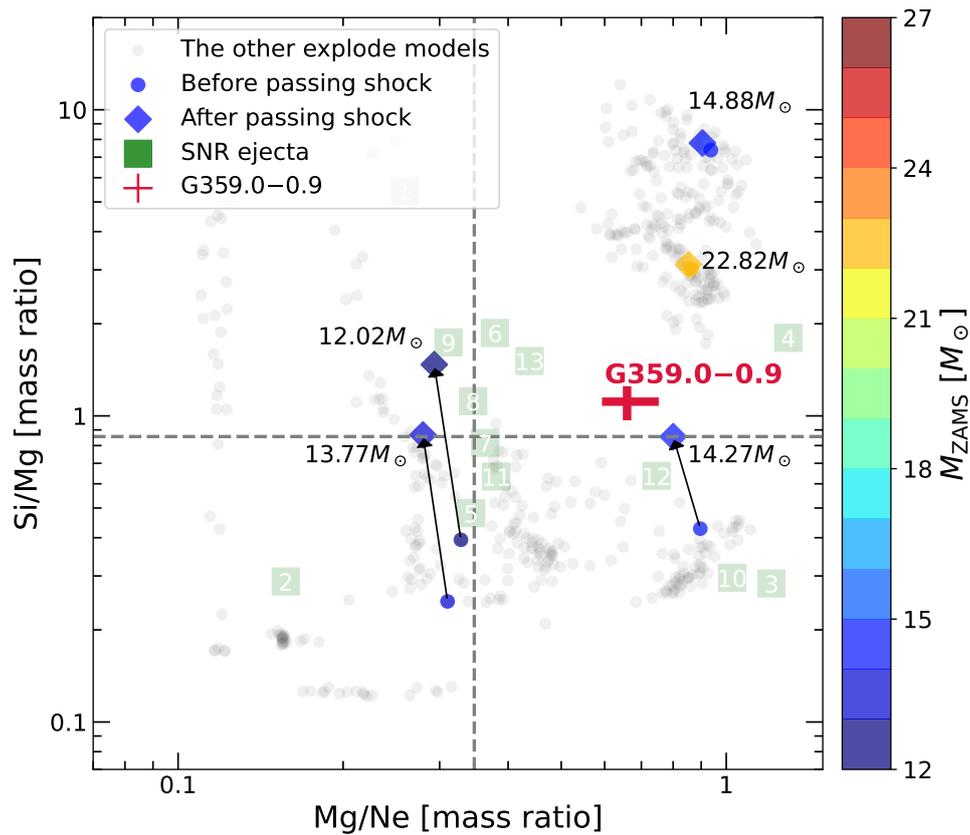


図 7.6: 爆発前後での爆発噴出物の Si/Mg, Mg/Ne の変化. 色付きの丸点は爆発前, 色付きの四角点は爆発後の組成を表す. 各モデルの爆発前後の遷移は矢印で結んだ.  $14.88M_{\odot}$  と  $22.82M_{\odot}$  のモデルでは爆発前後でほぼ変化がないため, 矢印を省略した.

## 7.2 G359.0-0.9 の視線距離と爆発噴出物の質量

初期質量が  $10\text{--}25M_{\odot}$  程度の大質量星では、初期質量と爆発噴出物の質量におよそ一次関数的な関係があることが知られている (図 7.7, [Sukhbold et al., 2016](#)). G359.0-0.9 の親星の初期質量が  $15M_{\odot}$  以下であったと仮定すると、爆発噴出物はおよそ  $10M_{\odot}$  以下であることがわかる. 我々が観測した G359.0-0.9 の X 線放射は爆発噴出物由来のものが支配的であると考えられるため、その放射強度から見積もられるプラズマの質量は  $10M_{\odot}$  以下であることが期待される. 観測された X 線放射強度からプラズマの質量を推定する場合、見積もられる質量は距離に強く依存する ( $M_{\text{plasma}} \propto D^{2.5}$ ). しかし、G359.0-0.9 においては距離が先行研究毎に異なり一意に決定してはいない; X 線の星間吸収量を用いた推定では  $\sim 6$  kpc ([Bamba et al., 2000](#)), 電波強度と天体の実半径の関係からの推定では  $\sim 3.7$  kpc ([Pavlović et al., 2012](#)), Red clump 星の光度減少を利用した制限では  $\sim 3.1\text{--}3.9$  kpc ([Wang et al., 2020](#)). そこで本研究では 3.2.1 章で述べた手法によって G359.0-0.9 の距離を新たに制限し、その結果と X 線観測に基づく親星の議論が矛盾しないかを相補的に検証する. 以下では本研究の分子輝線観測の結果を用いた視線距離制限、およびその結果と 7.1 章の結果を比較した議論を行う.

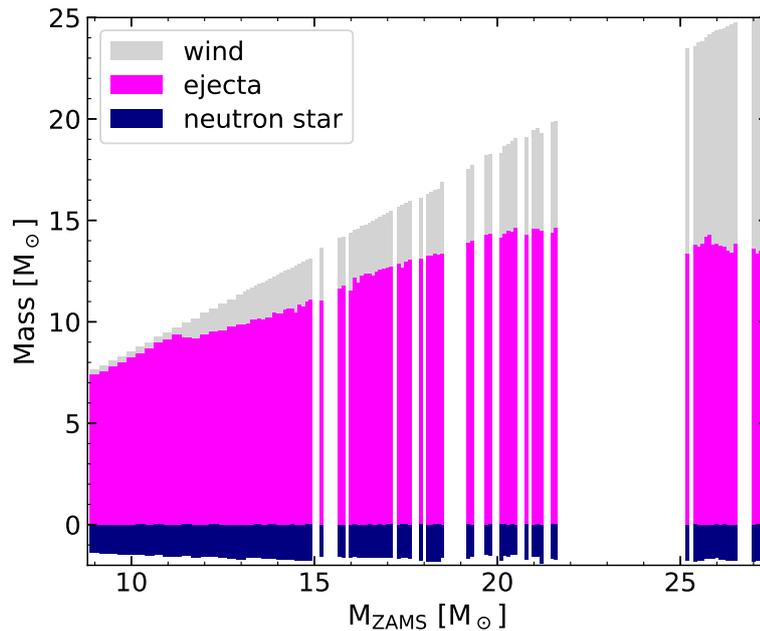


図 7.7: 初期質量に対する恒星風、爆発噴出物、中性子星の各質量の関係. [Sukhbold et al. \(2016\)](#) の公開データを用いて作成した. 色はそれぞれグレーが恒星風、マゼンタが爆発噴出物、紺が中性子星を表し、爆発噴出物と中性子星の境界をベースラインとしてプロットした.

### 7.2.1 付随分子雲を用いた視線距離制限

銀河系内の分子雲の視線速度は銀河回転モデルによってよく説明できることが知られているが、銀河中心分子層 (Central Molecular Zone; CMZ) と呼ばれる銀河中心領域の分子雲は銀河回転とはまったく異なる傾向の運動状態にある (Reid et al., 2016). したがって付随雲の視線速度から視線距離を見積もるには、まず付随雲が CMZ に属す分子雲か、foreground の (i.e., CMZ 以外の) 分子雲かを議論する必要がある. CMZ と foreground の分子雲には大まかに以下のような違いがある (Enokiya et al., 2023);

1. foreground の分子雲の視線速度は  $-60 \leq V_{LSR} \leq +30$  km/s だが、CMZ の分子雲の視線速度に制限はない.
2. foreground の分子雲は速度幅が  $\Delta V_{LSR} < 5$  km/s と小さいが、CMZ の分子雲の速度幅はこれより大きい.

1 と 2 はともに、foreground では分子雲の運動が銀河回転に支配されているのに対し、CMZ では磁場による乱流や分子雲同士の衝突などに支配されていることに起因する. 特に 2 を踏まえて図 6.4, 6.5 を見ると、G359.0–0.9 の付随雲の速度幅は  $\Delta V_{LSR} < 5$  km/s を満たすため、foreground である可能性が高い. 同時に、その視線速度  $V_{LSR} \sim -7$  km/s も 1 で示された foreground の分子雲の速度帯と矛盾しない. 以上から、今回観測した付随雲は foreground の分子雲であると考えることができる.

これにより、3.2.1 章で述べたように、その視線速度を銀河回転モデルと比較することで分子雲までの距離を推定することができる. 図 3.6 において  $l = 359^{\circ}066$  における  $V_{LSR} \sim -7$  km/s は Sct-Cen arm の速度帯と一致するため、G359.0–0.9 はこの arm に属すと考えられる.  $l = 359^{\circ}066$  における Sct-Cen arm までの距離は図 3.5 から  $\sim 2.8$  kpc と見積もることができ、Reid et al. (2016) の Figure 2 から arm の厚みは  $\sim 0.14$  kpc であるので、G359.0–0.9 の距離は  $2.8 \pm 0.14$  kpc と推定できる.

### 7.2.2 爆発噴出物の質量推定

分子輝線観測から示唆された距離と 7.1 章の結果が矛盾しないことを確認するため、距離を仮定した場合にプラズマ質量がどのように計算されるかを導出する. 超新星残骸としての形状は完全な球を仮定し、その見かけの半径を電波連続波の観測結果から見積もって 0.23 deg とした. 電波連続波と X 線放射の形状から、観測されている爆発噴出物の形状は頂角  $\pi/4$  の円錐で切り取られる球欠であるとした. プラズマ充填率 (filling factor;  $f$ ) は X 線の輝度分布から 0.9 と見積もった. ただしこの  $f$  は 3 次元的に分布するプラズマを 2 次元平面に射映した場合の値であり、実際には 3 次元空間における真の  $f$  の上限値となっ

ている。これらの仮定において、放射領域のプラズマ質量は以下のように見積もることができる。

$$M_{\text{plasma}} \sim 6.8 \left( \frac{d}{2.8 \text{ kpc}} \right) \left( \frac{f}{0.9} \right) \left( \frac{\text{norm}}{5.5 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-5}} \right) M_{\odot} \quad (7.2)$$

$d$  は距離 [kpc],  $\text{norm}$  は X 線プラズマ放射の normalization である。式 7.2 において  $f, \text{norm}$  を固定し、 $d$  を変化させた場合の  $M_{\text{plasma}}$  を図 7.8 に示した。実線が  $M_{\text{plasma}}$  を表し、破線は超新星爆発時に爆発噴出物が等方的に放出されたと仮定した場合の噴出物全体の質量を、 $M_{\text{plasma}}$  と全球に対する放射領域の立体角から見積もったものである。爆発噴出物全体の質量は  $M_{\text{plasma}}$  より大きいため、実線は爆発噴出物全体の質量の下限值である。一方 X 線放射が確認されていない領域の密度が放射領域より大きいとは考えにくいいため、破線は爆発噴出物全体の質量の上限値とみなして良い。図 7.8 において、7.1 章の結果と図 7.7 を併せた理論的な質量制限範囲である青/橙色の領域と、7.2.1 章で示唆された距離制限範囲である緑色の領域、そして X 線放射強度によって推定された質量制限範囲である実線と破線に挟まれた領域が、共通部分を有している。したがって、爆発噴出物の組成による 7.1 章の議論、7.2.1 章で示した電波観測が示唆する距離、そして X 線放射強度の 3 つは矛盾していないと結論できる。ただし、残骸全体のうち X 線で観測可能な割合に対してプラズマの質量はやや大きい傾向にある。考えられる要因としては

- 非対称性の高い超新星爆発だった。
- 実際の filling factor が 0.9 より大幅に小さい。

などが挙げられるが、我々の観測結果だけではこれらを検証する手段に乏しく、追観測や本研究とは異なる解析が必要である。

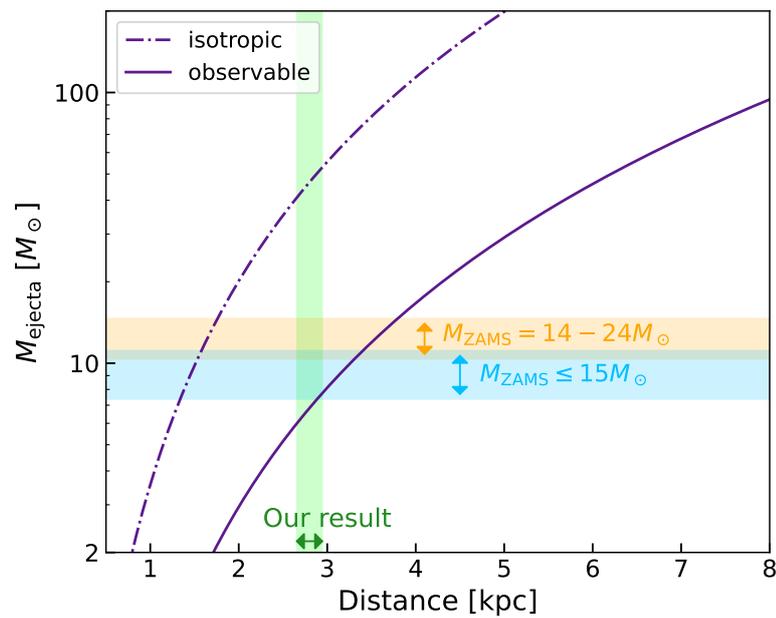


図 7.8: G359.0–0.9 の視線距離とそれによって見積もられる爆発噴出物の質量の関係。緑色の領域は NRO 45-m 観測によって示唆される距離の範囲。橙/青色の領域は G359.0–0.9 の親星が Si-Mg-rich/ Si-poor-Mg-rich の時の爆発噴出物の質量。紫色の実線は X 線放射領域に含まれるプラズマの質量で、破線は爆発噴出物が等方的に放出していた場合の爆発噴出物全体の質量を観測領域の質量から見積もったもの。



## 第 8 章

### まとめと今後の展望

#### 8.1 ここまでのまとめ

ここまでの研究では、重力崩壊型超新星の上限質量を制限することを最終目的に、X線と電波による G359.0–0.9 の観測を行った。その結果以下のような知見を得た。

1. X線観測によって G359.0–0.9 から高い Mg/Ne 比  $\sim 1.9(\text{Mg}/\text{Ne})_{\odot}$  を検出し、3 例目の Mg-rich 超新星残骸であることを見出した。また Si/Mg 比は  $\sim 1.3(\text{Si}/\text{Mg})_{\odot}$  であることがわかった。
2. 電波観測によって  $(l, b) = (359^{\circ}00 \text{ to } 359^{\circ}12, -1^{\circ}22 \text{ to } -1^{\circ}02)$  において G359.0–0.9 の付随分子雲を発見した。その視線速度幅  $\Delta V_{lsr} < 5 \text{ km/s}$  および視線速度帯  $V_{lsr} \sim -7 \text{ km/s}$  から、G359.0–0.9 までの距離を  $2.8 \pm 0.14 \text{ kpc}$  と制限した。
3. 超新星残骸の Mg/Ne 比と Si/Mg 比を系統的に調査し、その結果と [Sukhbold et al. \(2018\)](#) の公開モデルを比較した。その結果、燃焼殻融合に起因する Ne 燃焼の促進によって、Mg-rich 超新星残骸の組成が説明できることがわかった。燃焼殻融合を観測から示唆したのは我々の研究が初めてである。
4. [Sukhbold et al. \(2018\)](#) モデルを初期条件とした超新星元素合成シミュレーションを行った。その結果を G359.0–0.9 の組成と比較することで、その初期質量を  $15M_{\odot}$  以下と制限し、また電波観測によって制限した距離とも矛盾しないことを確認した。

また、今後の研究につながる以下のような重要な知見を得た。

- 燃焼殻融合は Fe コア周辺の密度構造を変化させ、星の爆発可能性を上昇させる。これにより  $20M_{\odot}$  以上の星も爆発することが示唆され、その残骸からは高い Si/Mg 比と Mg/Ne 比が検出されることが期待できる。

## 8.2 今後の展望

本研究によって燃焼殻融合を経た星の超新星爆発が観測的に初めて示唆された。7.1章で述べたように、燃焼殻融合は超新星が供給する重元素の組成を変化させるだけでなく、超大質量星の爆発に至らせる可能性がある。このことから我々は、燃焼殻融合の痕跡が見られる超新星残骸を詳しく観測することで、上限質量の制限に繋がれると発想した。その詳細については8.2.1章で述べる。

ただし燃焼殻融合が爆発機構/爆発可能性に寄与することは示唆されている一方、燃焼殻融合の機構そのものについての理解は十分でない。燃焼殻融合に関する理論研究は歴史が浅く、燃焼殻融合自体の3D恒星進化シミュレーション研究も少数であるが、燃焼殻融合を考慮した超新星の3Dシミュレーションは本修士論文の執筆時点では未だ行われていない。またYadav et al. (2020)が示唆するように、燃焼殻融合は完全に球対称な現象ではなく、タイムスケールが非常に短いことなどから、O燃焼殻とC燃焼殻が超新星爆発までに全て融合するかは定かでない。例えば星の北半球では融合が活発に起きるが、南半球は融合がほとんど起らないまま爆発する、といった状況も考えることができ、そのような星ごとの“混合度合い”の違いによって爆発可能性や組成への寄与が多様になるはずである。実際のシミュレーション研究において、1Dと3Dでの混合度合いの違いを扱った研究もある(Ritter et al., 2018a)。

こうした状況において、燃焼殻融合の機構に対し観測的になんらかの制限を与えられることが望ましい。しかしながら、先述のように燃焼殻融合を示唆する観測研究は、現時点では本研究を除いて存在しない。すなわち重力崩壊型超新星の爆発機構を理解するために、燃焼殻融合の機構を観測的に検証する必要があるが、その手法が著しく不足している、というのが現状である。

そこで我々は、燃焼殻融合の痕跡をどのように観測し、観測結果から何が議論できるのかを考察した。本章では以上のような今後の展望について詳しく述べる。

### 8.2.1 重力崩壊型超新星の上限質量の観測的制限

1章で述べたように、重力崩壊型超新星の上限質量は観測的にも明らかになっていない。上限質量の真の値は、燃焼殻融合を含めたあらゆる機構を総合して決定されるはずであり、観測的に示唆することができれば爆発機構に対して強い制限を与えられる。

超新星残骸を用いた先行研究(Katsuda et al., 2018)では、爆発噴出物の含まれるFe/Si比が親星の初期質量に対して負の相関があることをSukhbold et al. (2016)のモデルから導き、初期質量の分布を系統的に明らかにすることで、 $20 M_{\odot}$ よりも重い星の残骸が存在しうることを示した。しかしながら我々の研究成果で、燃焼殻融合を考慮した場合Siの生成量が初期質量に対して非線形となることが明らかとなった。また、燃焼殻融合を経た

い場合においても Fe と Si は共に超新星元素合成において生成されるため、現状の爆発モデルの不定性を考慮すると Fe/Si と親星の初期質量との関係は決して確立されているとは言えない。よって燃焼殻融合のような非線形な効果に影響を受けず、Fe/Si よりも爆発モデルに由来する不定性が小さい新たな指標が必要である。

本研究では、Si に代わって O を採用した Fe/O 比を親星質量の指標として採用することを提案する。Fe/O は [Katsuda et al. \(2018\)](#) において Fe/Si よりも初期質量との相関が強いことが挙げられている。本研究において燃焼殻融合によって O がほぼ増減しないことが明らかとなり (図 7.3), [Katsuda et al. \(2018\)](#) で挙げられている Fe/O と親星質量の相関関係が燃焼殻融合に影響されないことがわかった。さらに O は恒星進化段階で合成されるものがほとんどであるため、Si を利用する手法に比べて超新星元素合成の不定性の影響が小さい。ただ、現行の X 線天文衛星の性能では爆発噴出物由来の O, Fe 輝線を十分に分光できず、その組成比を精度良く測定することは困難であり、ごく一部の明るい天体のみでしか Fe/O を算出できない。初期質量関数 (Initial Mass Function; IMF, e.g., [Salpeter, 1955](#)) を考えると、上限質量として期待される  $20M_{\odot}$  付近の星はそもそも生成されにくいため、比較的暗い超新星残骸も含めたより多くの天体を系統的に解析する必要がある。

そこで、2023 年 9 月 7 日に打ち上げられた XRISM 衛星による観測を利用する。XRISM に搭載されたマイクロカロリメータである Resolve は  $\sim 5$  eV という角度分解能を持ち、表 5.1 に挙げた従来の主要な CCD 検出器の角度分解能を 1 桁以上上回る。これによって Fe/O 比を多くの天体で精度良く算出できると期待されるが、X 線で観測可能な超新星残骸は 100 個ほどにもなり、すべてを網羅的に観測するのは現実的ではない。故に XRISM を使った上限質量制限には、従来の観測から XRISM で観測するターゲットをあらかじめ選定しておく必要がある。

### 1) Ne, Mg, Si を用いた観測ターゲットの選定法

上限質量制限のための観測ターゲットとして、Si-Mg-rich 超新星残骸は有力な候補となる。なぜなら、7.1.1 章で示したように、Si-Mg-rich であることは親星が  $20 M_{\odot}$  以上であるための必要条件となっているからである。そのため Si-Mg-rich 超新星残骸を XRISM で観測し、 $20M_{\odot}$  以上の親星を持つものの実在を観測的に検証することで、上限質量を制限することができる。なお、使用する観測パラメータである Ne, Mg, Si の組成比は、現行の検出器による爆発噴出物の観測において最も算出が容易な元素組成比であり、非常に多くの天体に対して本手法を適用することができる。

ここで、Si/Mg 比の分布を既存の検出器でより広く調査することによっても、燃焼殻融合の機構に対して示唆が得られる。例えば図 7.1 に示した Mg-rich 超新星残骸のうち最も Si/Mg 比が高いのは G290.1-0.8 だが、モデルはそれ以上に高い Si/Mg を持つ超新星残骸が多数存在することを示唆する。もし超新星残骸を広く調査し、モデルが示唆するような

高い Si/Mg 比を示す天体が存在しないことが明らかになれば、燃焼殻融合の混合の度合いなどについて観測的に有意な制限を行えると考えられる。

次に、上限質量制限に向けた観測ターゲットが、本研究の手法によってどの程度の数に絞れるのかを検証した。7.1.1 章と同様に 1D 恒星進化シミュレーションモデル (Sukhbold et al., 2018) を用い、 $M_4, \mu_4$  による超新星エンジン W18 での爆発可能性の評価を行った。爆発可能性の高いモデルであり、かつ  $\text{Mg}/\text{Ne} > 0.6$  と  $\text{Si}/\text{Mg} > 1$  を同時に満たすものを Si-Mg-rich と定義した。初期質量関数  $dM/dN = M^\alpha$  において Salpeter's IMF (Salpeter, 1955) の  $\alpha = -2.35$  を採用し、初期質量の確率密度関数を

$$P(M) = \frac{M^{-2.35}}{\int_{10M_\odot}^{24M_\odot} dM M^{-2.35}} \quad (8.1)$$

とした。ただし分母は規格化因子であり、上限質量/下限質量をそれぞれ  $24/10 M_\odot$  と仮定したものである。この結果の概略図を図 8.1 に示した。

$10-24M_\odot$  のモデル全体の数を 1 とした時、爆発可能性が高いのは  $\sim 0.75$  ほどであった。ただし、使用したモデルに含まれない  $10-12M_\odot$  の範囲は全て爆発可能性が高いとした。そして爆発可能な Si-Mg-rich モデルは  $\sim 0.11$  ほどであり、爆発可能な Si-Mg-rich かつ  $20M_\odot$  以上のモデルは  $\sim 0.02$  ほどであった。すなわち、超新星残骸全体のうち Si-Mg-rich 超新星残骸は  $0.11/0.75 \sim 0.15$  ほど存在し、さらに  $20M_\odot$  以上の親星を持つものは  $0.02/0.75 \sim 0.03$  ほど存在することが期待される。X 線で観測されている超新星残骸の数を 100 個と仮定すると、Si-Mg-rich 超新星残骸の数の期待値は 16 個で、そのうち  $20M_\odot$  以上の親星を持つものの期待値は 3 個となる。また、任意の超新星残骸が  $20M_\odot$  以上の親星を持つ Si-Mg-rich 超新星残骸である確率を 0.03 とした時、100 個のうち少なくとも 1 つがそれである確率は  $> 95\%$  となる。以上より、Si-Mg-rich を指標として用いた従来観測による XRISM 観測のターゲット選定では観測対象を全体の 16% 程度に絞ることができる上、それらに上限質量付近の親星を持つものが含まれる確率は 95% 以上である。したがって本手法は上限質量決定のためのターゲット選定法として十分有用であると結論する。

なお、Si-Mg-rich かつ  $\text{Ca}/\text{O} > 2$  を満たす "Ca-rich" モデルが  $\sim 0.02$  ほど存在し、爆発可能なものの中では 3% 程度を占めることがわかった。Ca-rich モデルについては後の 8.2.2 章で詳しく述べる。

## 2) Mg-rich 超新星残骸の XRISM 観測シミュレーション

1) 章で選定した天体を XRISM 衛星搭載のマイクロカロリメータ "Resolve" で観測した際、 $\text{Fe}/\text{O}$  がどの程度の精度で測定できるかを確認するため、本研究において Si-Mg-rich の可能性が最も高いことが示唆された超新星残骸 G290.1-0.8 (参照; 図 7.1) の観測シミュレーションを行った。先行研究 (Kamitsukasa et al., 2015) のベストフィットパラメータ

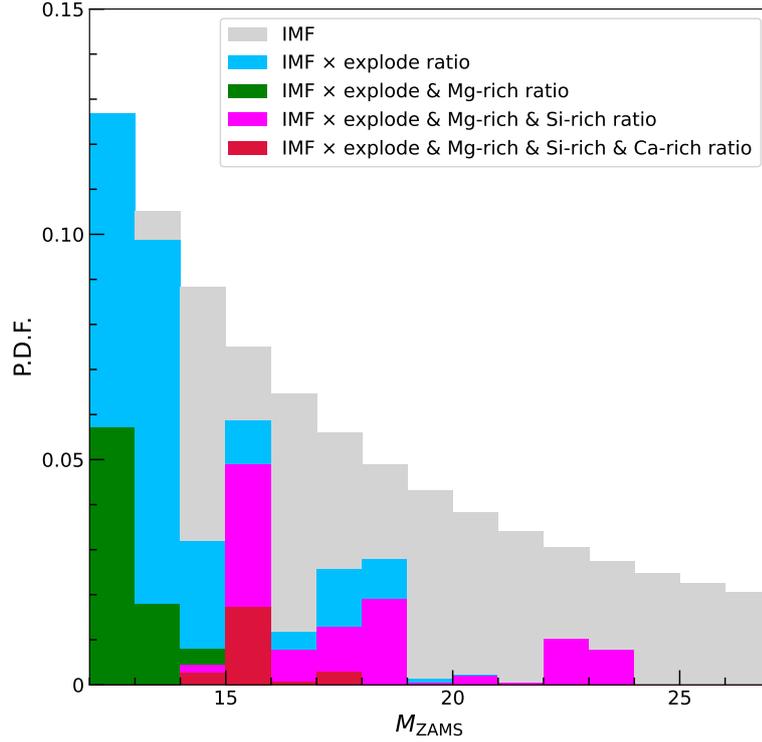


図 8.1: 初期質量に対する各確率密度関数の計算結果.

を参照し, XMM-Newton と Resolve による 167 ks の観測をそれぞれシミュレートした. ただし, Resolve のエネルギー分解能では XMM では検出できないドップラーシフトによる輝線の広がりが無視できないため, 視線速度  $\pm 1000$  km/s の 2 成分のプラズマが存在することを仮定した. シミュレーション結果のスペクトルを図 8.2 に示した. CCD では分解できない 0.5–1.0 keV 間の O, Ne, Fe の輝線が Resolve では細かく分光できており, Fe/O がより良く算出できるようになることがわかる.

実際に算出した際の誤差の大きさを知るため, シミュレーション時と同じ以下のモデルを用いて C-statistic でのフィッティングを行った.

$$\text{Phabs} \times (\text{vpshock}_1(V_{\text{lsr}} \geq 0) + \text{vpshock}_2(V_{\text{lsr}} \leq 0)) \quad (8.2)$$

Phabs は星間吸収のモデルであり, vpshock は衝撃波加熱によるプラズマのモデルである. フィットの際は星間吸収モデルの水素柱密度  $N_{\text{H}}$ , プラズマモデルの電子温度  $k_{\text{B}}T$ , normalization, 赤方偏移  $z$ , O, Ne, Mg, Si, S, Fe の各アバundanceをフリーパラメータとした. Kamitsukasa et al. (2015) を参考にこれら以外のアバundanceは 1 に固定し, 電離平衡を仮定した. なお, normalization と  $z$  以外のパラメータは 2 つの vpshock で共通とした.

フィット結果は表 8.1 に示した通りで, また Fe/O は 0.069–0.087 と測定された. 図 8.3 に 1D 超新星モデル (Sukhbold et al., 2016) から作成した初期質量と Fe/O 比の対応, および G290.1–0.8 の Fe/O 比の  $1\sigma$  誤差での範囲を示した. この結果から Resolve によって

測定した Fe/O を用いれば,  $17M_{\odot}$  付近の親星の初期質量を  $O(1)M_{\odot}$  の精度で制限できる  
と言える. 1) 章の考察と併せて, 重力崩壊型超新星の上限質量制限の実現可能性は十分  
高いと期待できる.

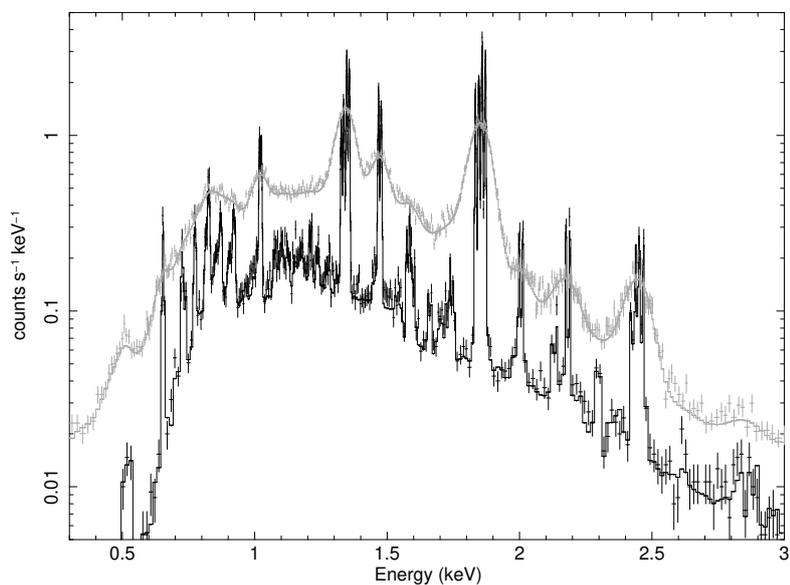


図 8.2: G290.1-0.8 のシミュレーションスペクトル. 黒が Resolve, 灰が MOS に対応し, 露光時間  
は共に 167 ks である.

表 8.1: G290.1–0.8 のシミュレーションスペクトルのフィット結果.

Components	Parameters	Best-fit values
Absorption(phabs)	$N_{\text{H}}$ [ $10^{21} \text{cm}^{-2}$ ]	$9.25^{+0.07}_{-0.06}$
vpshock	$kT_e$ [keV]	$0.59^{+0.001}_{-0.002}$
	$Z_{\text{O}}$	$1.74^{+0.07}_{-0.07}$
	$Z_{\text{Ne}}$	$0.42^{+0.02}_{-0.02}$
	$Z_{\text{Mg}}$	$1.64^{+0.03}_{-0.03}$
	$Z_{\text{Si}}$	$3.87^{+0.06}_{-0.06}$
	$Z_{\text{S}}$	$2.09^{+0.09}_{-0.08}$
	$Z_{\text{Fe}}$	$0.17^{+0.05}_{-0.05}$
	$Z_{\text{other}}$	1 (fix)
	$z_1$ [ $10^{-3}$ ]	$3.350^{+0.001}_{-0.013}$
	$norm_1$ [ $10^{-3} \text{cm}^{-5}$ ]	$5.64^{+0.06}_{-0.05}$
	$z_2$ [ $10^{-3}$ ]	$-3.304^{+0.011}_{-0.009}$
$norm_1$ [ $10^{-3} \text{cm}^{-5}$ ]	$5.62^{+0.05}_{-0.06}$	
C-statistic/bins		7016.61/8999

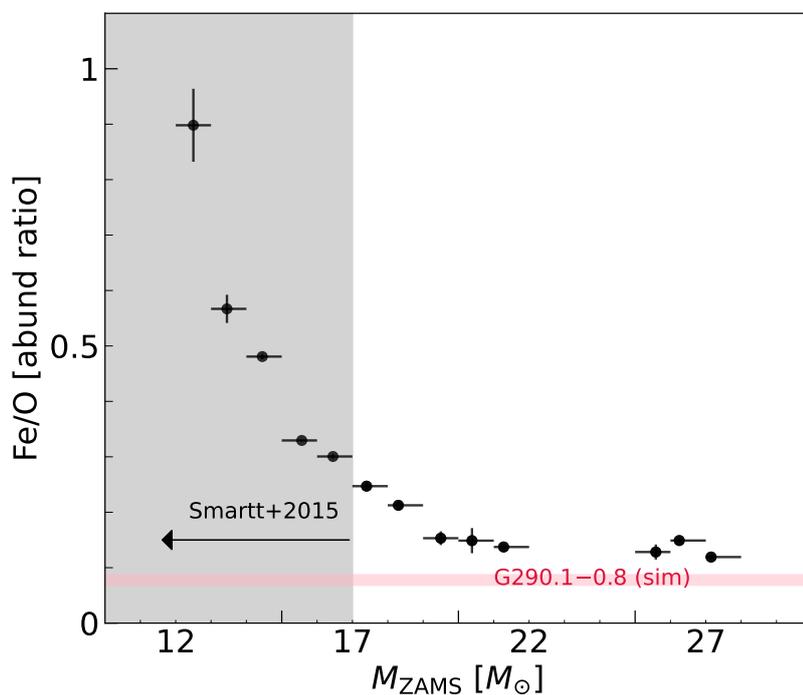


図 8.3: 爆発噴出物と Fe/O 比 (アバダンス比, Wilms et al., 2000) と親星の初期質量の関係. 計算には Sukhbold et al. (2016) の W18 モデルの組成を用いた. グレーの領域は (Smartt, 2015) で示唆された爆発可能な親星の質量範囲を示す. ピンクの帯は Resolve による G290.1-0.8 の観測シミュレーションスペクトルから算出した Fe/O の  $1\sigma$  範囲.

## 8.2.2 Ca-rich transient

燃焼殻融合と関連しうる観測結果として、Ca-rich (gap) transient と呼ばれる突発天体がある (cf., Kasliwal et al., 2012). これは主に可視光領域で観測され、以下のような特徴を持つ。

- Ca 輝線が強い
- 比較的暗く、新星と超新星の間 (gap) の明るさをもつものが多い。
- スペクトルの時間発展が早い

起源は完全にはわかっていないが、多くは2つの白色矮星の衝突による Ia 型超新星爆発であるという説がある (e.g., Kasliwal et al., 2012; Moran-Fraile et al., 2024). 一方、重力崩壊型超新星であると考えられている天体も一部存在する (e.g., SN 2019ehk, De et al., 2021; Nakaoka et al., 2021). 重力崩壊型超新星の可視光観測においては O[I]/Ca[II] 輝線強度比が親星の質量に相関すると考えられており (e.g., Dessart et al., 2023), このことから Ca-rich transient の親星の質量は重力崩壊型超新星の下限質量に近いと考えられている。ただし、O[I]/Ca[II] 輝線強度比と親星の質量の相関は、観測される Ca が超新星元素合成によってできたものであることを仮定している。親星が軽い場合は爆発噴出物の質量も小さいため、スペクトルの時間発展が早い点も整合する。

我々はこのような重力崩壊型の Ca-rich transient の中に、燃焼殻融合に起因するものがあることを期待する。それは、これまで述べてきたように、O-C 燃焼殻融合では O-Ne-Mg 層にまで O 燃焼で合成される元素 ( $A=28-40$ ) が混ざることにより、 $^{40}\text{Ca}$  の生成量が増えるが、一方で  $^{16}\text{O}$  はほぼ増減しないため、O/Ca 比が小さくなり Ca-rich 化することが期待できるためである。図 8.5 に重力崩壊時点での O 燃焼殻から外側の全領域で算出した、Mg/Ne, Si/Mg, O/Ca 比の分布を示した。7.1 章で述べたように、Mg/Ne と Si/Mg が共に高いモデルは O-C 燃焼殻融合を経たことを意味し、その一部では O/Ca が太陽組成を有意に下回ることがわかる。さらに、2 章で述べたように、爆発的元素合成によって爆発噴出物の Ca は増加するが O は減少するため、これを加味するとこれらの親星が爆発した際に観測される O/Ca は図 8.5 より小さくなる。

図 8.6 に示すように Ca-rich transient の Ca/O 輝線強度比は通常の超新星の 5–10 倍であり、このことからこれらの O/Ca 質量比が太陽組成の 0.1–0.2 倍程度であると仮定できる。すると、図 8.5 のうち O/Ca 比の小さい Ca-rich モデルが爆発すれば、Ca-rich transient と同等の O[I]/Ca[II] 強度比が測定されると期待できる。また 7.1.3 章で触れたように、O-C 燃焼殻融合を経た星では  $^{56}\text{Ni}$  の生成が抑えられるため、比較的暗い超新星となる点においても整合する。一方、Ca-rich transient のスペクトルの時間発展が早いという特徴は、爆発噴出物の総量が少ないことを示唆するが、O-C 燃焼殻融合によってこれが再現されることは現時点では期待できない。総じて、O-C 燃焼殻融合を経た超新星に Ca 輝線の強

いものが含まれることは期待されるが、実際に観測されている Ca-rich transient がそれに対応するかという点においては議論が必要である。

すなわち現状の 1D モデルから、燃焼殻融合を経験した親星の超新星の一部（全親星の～3%, 8.2.1 章参照）を観測すると、Ca-rich transient に匹敵する高い  $[\text{Ca II}]/[\text{O I}]$  比が検出されると期待できる。逆にそのような超新星が観測されない場合、燃焼殻融合を経ても、 $[\text{Ca II}]/[\text{O I}]$  比が上図 8.5 で示したほど上昇しないことを意味する。この場合、O 燃焼殻と C 燃焼殻が完全には混合しない（観測された場合、混合しうる）ことを観測的に示唆することができる。さらに超新星観測によって  $[\text{Ca II}]/[\text{O I}]$  比を系統的に測定すれば、燃焼殻融合が起きた場合の O 燃焼殻と C 燃焼殻の混合の度合いについて、系統的な示唆を与えられる可能性もある。

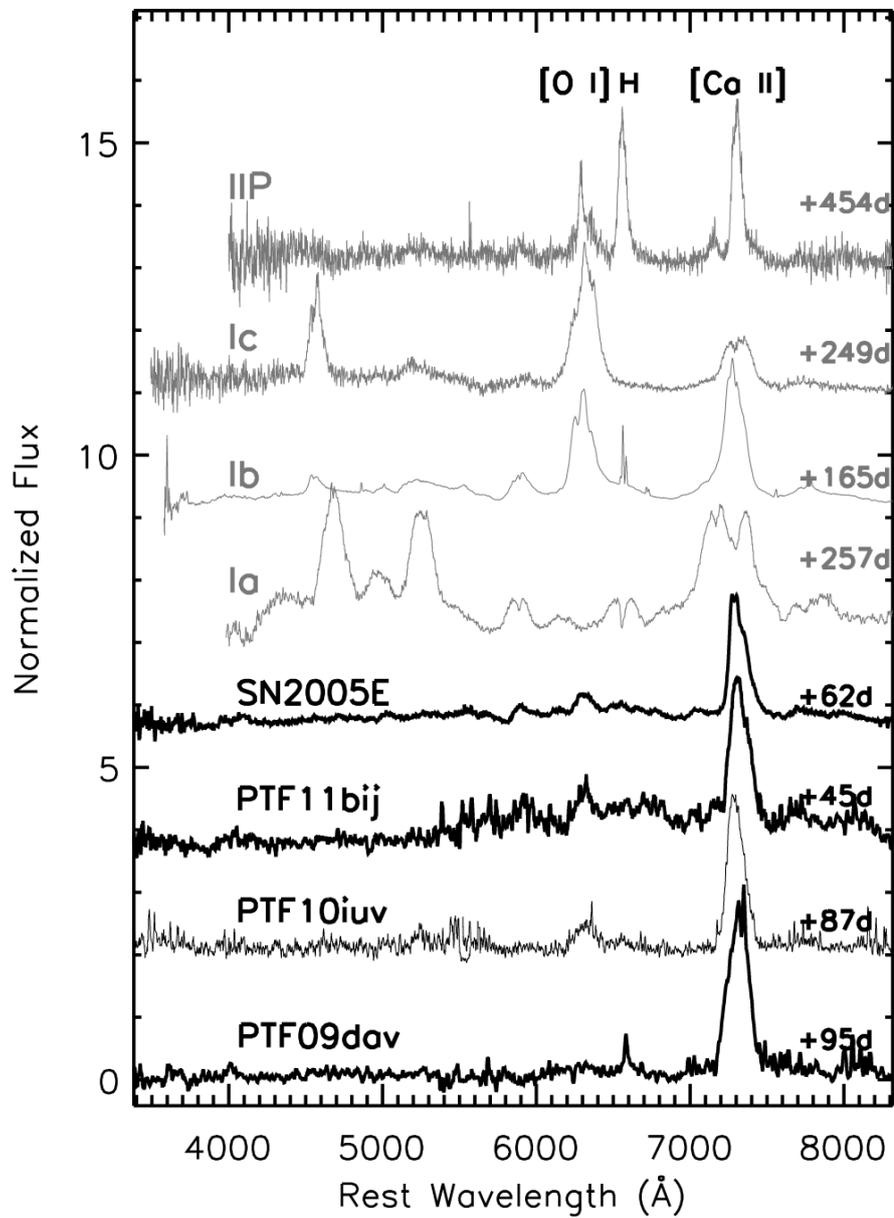


図 8.4: Ca-rich transient と超新星の可視光スペクトル (Kasliwal et al., 2012). 黒線 (下4つ) が Ca-rich transient のスペクトルで, 灰線 (上4つ) が超新星の典型的なスペクトル.

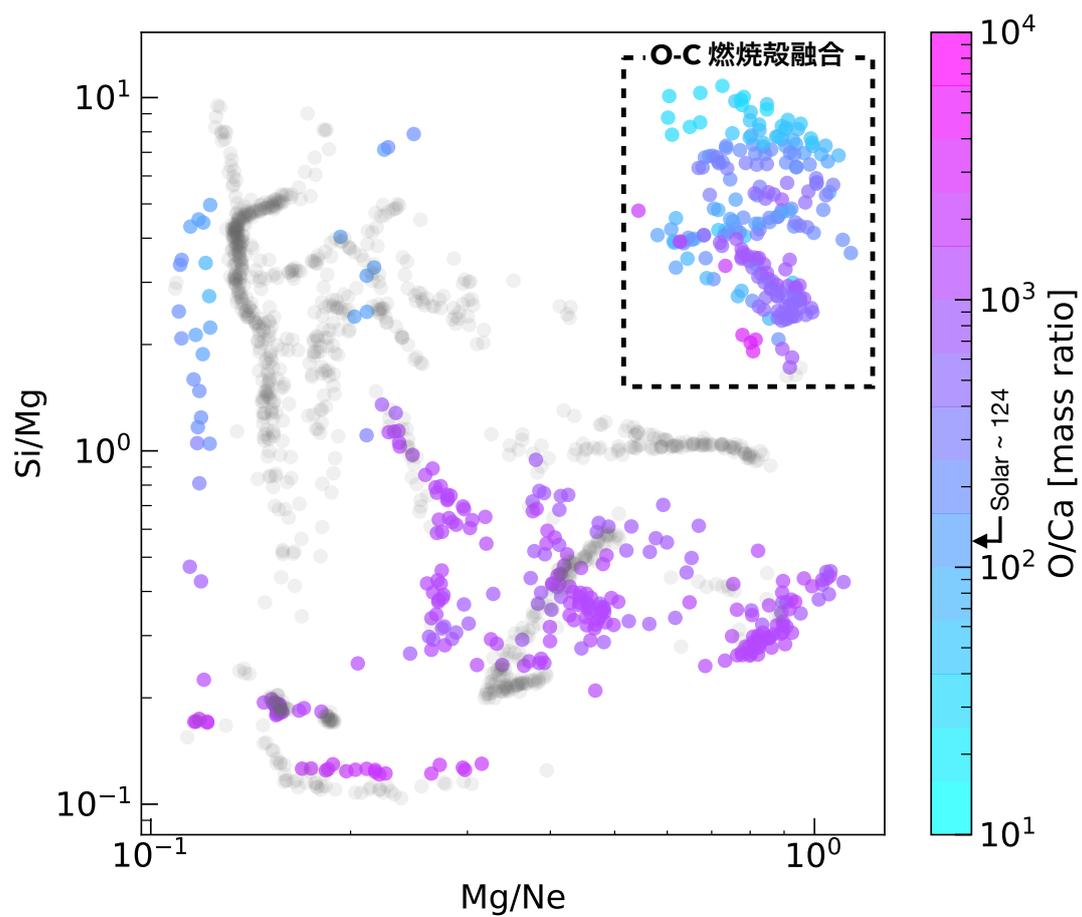


図 8.5: 1D 恒星進化モデルでの Si/Mg, Mg/Ne, O/Ca 比. カラーバーは O/Ca 質量比 (solar; ~124) を表し, カラーバー以外は図 7.1 と同じ.

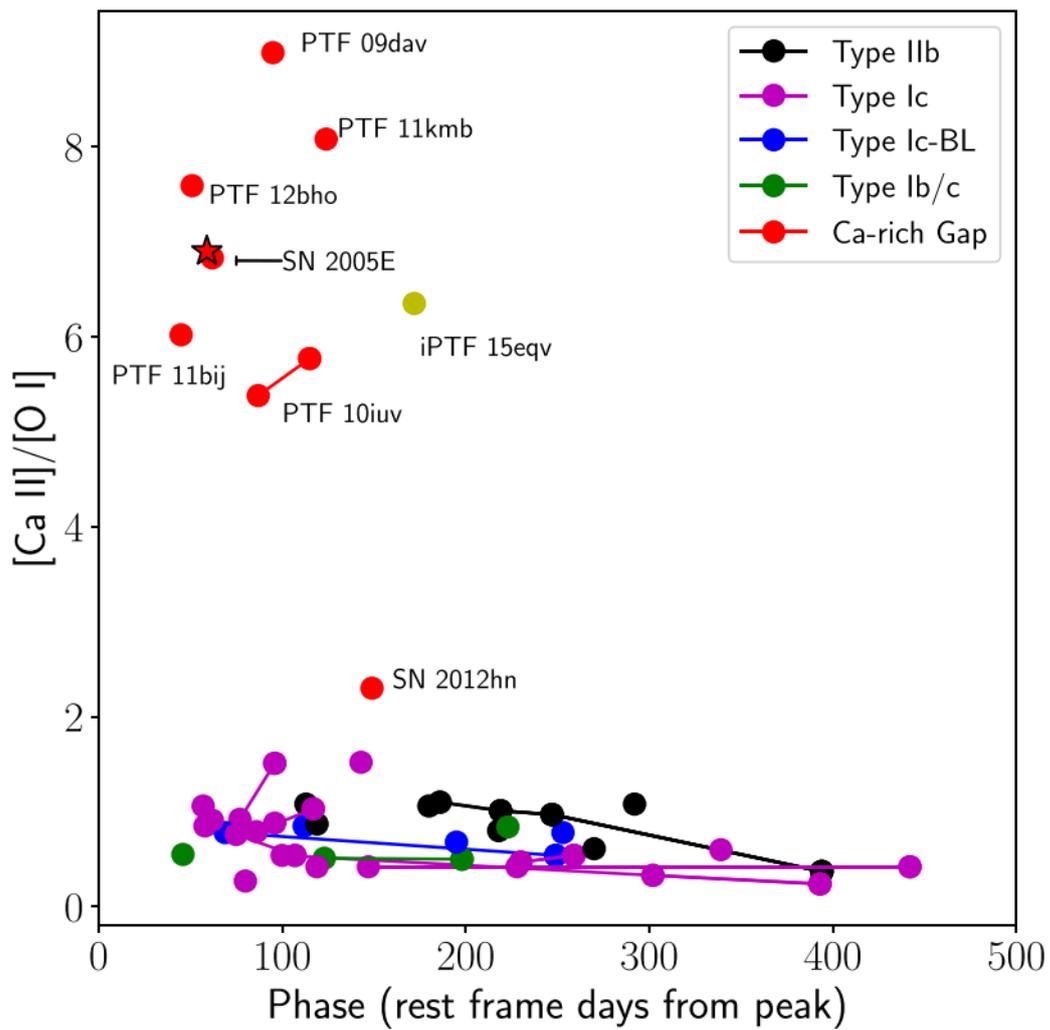


図 8.6: Ca-rich transient と超新星の  $[\text{Ca II}]/[\text{O I}]$  輝線強度比 (De et al., 2018).

### 8.2.3 燃焼殻融合起源の odd-Z 元素輝線の検出

odd-Z とは原子番号が奇数の元素の総称であり、基本的に重力崩壊型超新星によって宇宙に供給されると考えられている。しかしながら現在考えられている標準的な理論では、特に P, Cl, K, Sc (以下ではこれらを odd-Z 元素と呼称する) の生成が観測結果に対し 1 桁程度不足することが知られている (cf., Kobayashi et al., 2006; Nomoto et al., 2013). odd-Z 元素は、豊富に存在する Si, S などの even-Z 元素と p が反応することによって合成されるため、恒星進化段階においては O 燃焼時に形成されると考えることができる。ただし 2 章で扱ったように、標準的な親星において恒星進化段階で形成される Si 層は、衝撃波通過後に完全/不完全 Si 燃焼によって組成が完全に塗り替えられるため、放出される odd-Z 元素は爆発的 O-Ne 燃焼に由来すると考えて良い。そのため、p-rich ニュートリノ駆動風 (e.g., Fröhlich et al., 2006), 極超新星 (e.g., Sneden et al., 2016), ジェット状超新星 (e.g., Tominaga, 2008) など、特殊な爆発機構によって odd-Z が補われる可能性が議論されている。しかし、これらの機構による odd-Z の供給が、銀河スケールの組成に対しどの程度影響を与えうるかについては不明である。

近年、O-C 燃焼殻融合によって odd-Z の欠乏を補える可能性が指摘されている (Ritter et al., 2018a). O-C 燃焼殻融合では  $^{16}\text{O} (^{16}\text{O}, p)$ ,  $^{16}\text{O} (^{12}\text{C}, p)$ ,  $^{12}\text{C} (^{12}\text{C}, p)$  などによって p が供給され、その p が例えば  $^{38}\text{Ar} (p, \gamma) ^{39}\text{K}$  のように反応して odd-Z の生成に寄与すると考えられる。生成された odd-Z は対流によって超新星元素合成に影響されない領域まで運ばれる。つまり、通常の超新星では主となる超新星元素合成起源の odd-Z に加え、恒星内元素合成起源の分も供給することができる。このため、燃焼殻融合を経た超新星は通常より多くの odd-Z を供給する。

図 8.7 に燃焼殻融合を加味した銀河組成のモデルと観測の比較を示した。筆者らは、~50%程度の親星で O-C 燃焼殻融合が起きれば odd-Z の欠乏分を補えるとしている。この割合は Collins et al. (2018) の結果、そして我々の見積もり (参照; 8.2.1 章および図 8.1) とも大まかに一致する。以上のことから、十分明るい超新星残骸に O-C 燃焼殻融合の痕跡があれば、Resolve によって超新星残骸からの odd-Z 輝線を検出できる可能性がある。

2030 年台に打ち上げが計画されている Athena 衛星 (Barcons et al., 2017) は、マイクロカロリメータを搭載し 2.5 eV の高エネルギー分解能を確保しつつ、XMM-Newton 衛星と同程度の角分解能で X 線の撮像観測を実現する。これにより、超新星残骸における odd-Z 元素の空間分布が観測できるようになる可能性がある。Ritter et al. (2018a) の示唆によると、燃焼殻融合による odd-Z 生成量は従来の描像である超新星元素合成の生成量を 1 桁上回る。ため、超新星残骸において局所的に odd-Z が過剰な領域が存在した場合、その起源は燃焼殻融合であると考えることができる。すなわち odd-Z の空間分布の非対称性から燃焼殻融合の非対称性を検証することができる。さらには現在超新星残骸の観測において見られている非対称構造 (e.g., W49B, Lopez et al., 2013) が、超新星爆発の非対称性

効果に由来するのか、または燃焼殻融合の非対称性に由来するのかを切り分けることもでき、爆発機構における非対称効果の寄与をも制限可能になると期待できる。燃焼殻起源領域の候補は、本研究では天体全体に適用した Ne, Mg, Si を用いた診断を、局所的な領域に適用することで可能である。

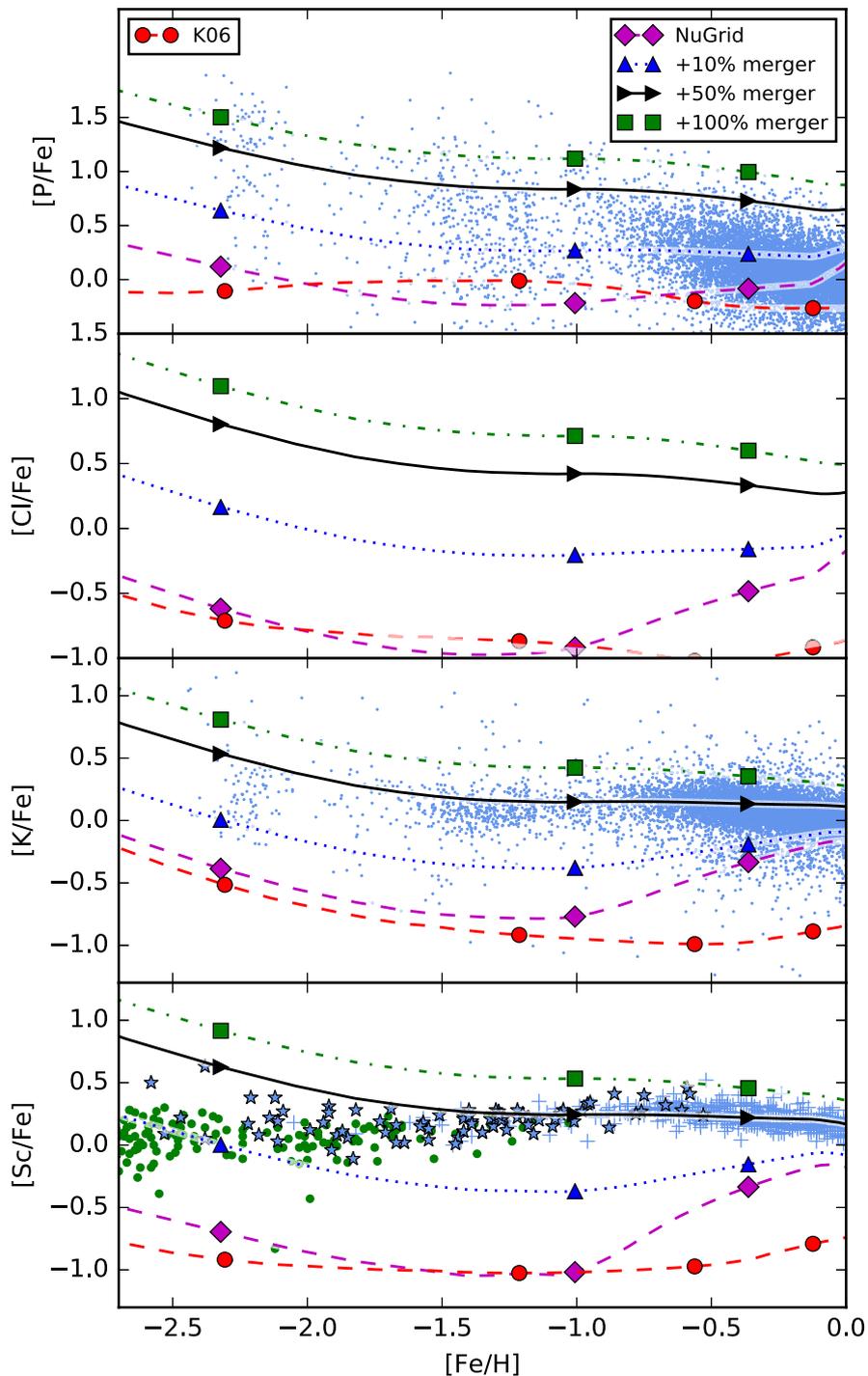


図 8.7: 燃焼殻融合による odd-Z 元素の供給 (Ritter et al., 2018a). 点は銀河のディスクやハローにある星の表面組成の観測結果. 各線で示されているのはモデルで, 赤は Kobayashi et al. (2006), 紫は Ritter et al. (2018b) によるもの. 青, 黒, 緑はそれぞれ重力崩壊型超新星の 10%, 50%, 100% で O-C 燃焼殻融合が起きると仮定したもの.

---

## 第 9 章

### 結論

我々は重力崩壊型超新星の上限質量を観測的に制限することを最終目的とし、本研究では特に超新星残骸 G359.0–0.9 について、XMM-Newton 衛星を用いた X 線観測と、野辺山 45m 電波望遠鏡による電波観測を行った。X 線観測で得られたスペクトルから、本天体は重力崩壊型の超新星残骸であると同定し、高い Mg/Ne 質量比  $\sim 0.66_{-0.07}^{+0.09}$  から本天体が N49B, G284.3–1.8 に次ぐ 3 例目の Mg-rich 超新星残骸であることを初めて示した。また G359.0–0.9 では高い Si/Mg 比  $\sim 1.11 \pm 0.14$  も検出された。

複数の超新星残骸において測定された Mg/Ne 比を恒星進化モデルと系統的に比較すること、および恒星進化モデルの組成構造を詳しく解析することで、Mg-rich 超新星残骸の組成は、限られた初期質量帯で起きる燃焼殻融合によって説明できることを見出した。これは恒星進化段階において通常なら層状に分離している燃焼殻が、対流などの作用によって融合する現象であり、観測的に示されたのは本研究が初である。上記のモデルを初期条件とした超新星シミュレーションを行い、その結果と G359.0–0.9 の組成を比較した結果、G359.0–0.9 の親星の初期質量は  $15M_{\odot}$  以下であると結論した。この初期質量制限を独立した手法で検証することを目的に、野辺山 45m 電波望遠鏡を用いた分子輝線観測を行った。その結果 G359.0–0.9 と相互作用している分子雲を発見し、その視線速度が  $\sim -7\text{km/s}$  であったことから、G359.0–0.9 のまでの距離は  $2.8 \pm 0.14\text{ kpc}$  と制限できた。この距離と X 線の表面輝度から概算した爆発噴出物の質量と、モデルから見積もった初期質量を比較した結果、互いに矛盾しないという結果が得られた。

恒星進化モデル解析によって得られた重要な知見として、燃焼殻融合は Fe コア周辺の密度構造を変化させ、星の爆発機構/爆発可能性に大きく影響することがわかった。また燃焼殻融合を経れば本来爆発しにくい超大質量星であっても爆発可能で、その場合 Si/Mg 比と Mg/Ne 比の高い残骸を形成することが示唆され、それらの観測が上限質量の制限につながることをわかった。一方、燃焼殻融合の機構そのものについて観測的な制限手法が不足しており、それが実現すれば爆発機構に対する示唆を上限質量制限とは独立して行うことができる。以上を踏まえ、我々は観測的に爆発機構に示唆を与えるための下記の手法

を考案した.

1. Si/Mg 比と Mg/Ne 比の高い超新星残骸を XRISM によって系統的に観測し, 親星の質量と相関する Fe/O を測定することによる, 上限質量の制限.
2. 超新星残骸の Si/Mg 比と Mg/Ne 比, および超新星の [Ca II]/[O I] 強度比を系統的に測定することによる, 燃焼殻融合の“混合度合い”の制限.
3. odd-Z 元素輝線の X 線観測による, 燃焼殻融合の非対称性に対する示唆.

本修士論文では重力崩壊型超新星の爆発機構の解明に向けて, 新たな観測手段を提示することができた. このことは, 爆発理論にとどまらず, 銀河の力学/化学進化やコンパクト天体形成を解明する上でも重要な進歩である.

---

## 謝辞

内田助教には、この二年間で最も多くのことを教えていただきました。研究の仕方そのものや、発表や申請書等の作り方についてたくさん御指導いただいたほか、何よりまだまだ未熟な僕に対し研究者として接してくださっていると感じました。僕の稚拙な思いつきを一度も蔑ろにすることなく、真剣に議論してくださったのが一番嬉しかったです。鶴教授には様々な視点での助言を賜ったほか、楽しさや好奇心を原動力に研究されるような姿勢にとっても感銘を受けました。榎戸准教授が次世代衛星計画において一際存在感を放っているのを見て、業界全体をリードするようなエネルギーな姿に憧れを抱きました。高田助教とは別グループなので直接的な指導を受けることは少なかったですが、だからこそ日常的に様々な話をさせていただきました。

明治大学の佐藤専任講師には、本修士論文の研究をするきっかけを頂きました。僕はこの研究がとても楽しいと思えているし、この研究に出会わなければ博士課程に進学することはなかったと思います。九州産業大学の榎谷特任講師は、電波天文学のことがまったくわからない僕を親切に指導してくださりました。榎谷さんで行った連日の深夜観測はしんどかったですが、観測装置を初めて操作した思い出深い経験になりました。東京大学の澤田研究員は、超新星爆発の理論について教えてくださりました。初歩的な質問であっても懇切丁寧に答えていただき、今後の研究方針についても大きな示唆をいただきました。

同じ所属グループの3つ上の先輩である松田さんは、研究に限らず研究に使うツールなどを色々教えてくださったほか、資料のデザインについて伝授していただきました。1つ上の成田さんは世界観の似た研究内容だったこともあり、鋭い助言をたくさんしていただきました。同期の井上くんは、ストイックな姿勢に裏打ちされた圧倒的な研究実績で、我々を奮い立たせてくれました。同じく同期の永井くんは非常に教養深く、若干申し訳なく感じるくらいにはしつこく話しかけていましたが、いつも楽しい話を聞かせてくれました。1つ後輩の斎藤くんや穴澤さんは2人が4回生だった時から見ていましたが、凄まじい成長速度にいつも驚いていました。穴澤さんには本修士論文の誤字チェックも手伝ってもらって、とても助かりました。他の研究室メンバーも漏れなく愉快的なメンバーで、皆さんのおかげで楽しく過ごせています。

また、生まれてこの方ずっと支えてくれている家族には言葉では表せないくらいに感謝しています。これからもよろしくお願ひします。



---

## 参考文献

- Bamba, A., Yokogawa, J., Sakano, M., & Koyama, K. (2000) “Deep X-Ray Observations of Supernova Remnants G359.1-0.5 and G359.0-0.9 with ASCA,” *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 52, 259. doi: [10.1093/pasj/52.2.259](https://doi.org/10.1093/pasj/52.2.259).
- Bamba, A., Yamazaki, R., Kohri, K. et al. (2009) “X-Ray Observation of Very High Energy Gamma-Ray Source, HESS J1745-303, with Suzaku,” *The Astrophysical Journal*, 691, 1854–1861. doi: [10.1088/0004-637X/691/2/1854](https://doi.org/10.1088/0004-637X/691/2/1854).
- Barcons, X., Barret, D., Decourchelle, A. et al. (2017) “Athena: ESA’s X-ray Observatory for the Late 2020s,” *Astronomische Nachrichten*, 338, 2-3, 153–158. doi: [10.1002/asna.201713323](https://doi.org/10.1002/asna.201713323).
- Brethauer, D., Margutti, R., Milisavljevic, D. et al. (2022) “Seven Years of Coordinated Chandra-NuSTAR Observations of SN 2014C Unfold the Extreme Mass-loss History of Its Stellar Progenitor,” *The Astrophysical Journal*, 939, 105. doi: [10.3847/1538-4357/ac8b14](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac8b14).
- Collins, C., Müller, B., & Heger, A. (2018) “Properties of Convective Oxygen and Silicon Burning Shells in Supernova Progenitors,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 473, 1695–1704. doi: [10.1093/mnras/stx2470](https://doi.org/10.1093/mnras/stx2470).
- De, K., Kasliwal, M. M., Cantwell, T. et al. (2018) “iPTF 16hgs: A Double-peaked Ca-rich Gap Transient in a Metal-poor, Star-forming Dwarf Galaxy,” *ApJ*, 866, 1, 72. doi: [10.3847/1538-4357/aadf8e](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aadf8e).
- De, K., Fremling, U. C., Gal-Yam, A. et al. (2021) “The Peculiar Ca-rich SN2019ehk: Evidence for a Type IIb Core-collapse Supernova from a Low-mass Stripped Progenitor,” *ApJL*, 907, 1, L18. doi: [10.3847/2041-8213/abd627](https://doi.org/10.3847/2041-8213/abd627).
- Dessart, L., Hillier, D. J., Woosley, S. E., & Kunzarayakti, H. (2023) “Modeling of the Nebular-Phase Spectral Evolution of Stripped-Envelope Supernovae: New Grids from 100 to 450 Days,” *A&A*, 677, A7. doi: [10.1051/0004-6361/202346626](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202346626).
- Díaz-Rodríguez, M., Murphy, J. W., Rubin, D. A. et al. (2018) “Progenitor Mass Distribution for Core-collapse Supernova Remnants in M31 and M33,” *ApJ*, 861, 2, 92. doi: [10.3847/1538-4357/aac6e1](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aac6e1).
- Enokiya, R., Sano, H., Filipović, M. D. et al. (2023) “Discovery of a molecular cloud possibly associated with the youngest Galactic SNR G1.9+0.3,” *PASJ*, 75, 5, 970–985. doi: [10.1093/pasj/psad054](https://doi.org/10.1093/pasj/psad054).
- Ertl, T., Janka, H.-T., Woosley, S. E. et al. (2016) “A TWO-PARAMETER CRITERION FOR CLASSIFYING THE EXPLODABILITY OF MASSIVE STARS BY THE NEUTRINO-DRIVEN MECHANISM,” *ApJ*, 818, 2, 124. doi: [10.3847/0004-637X/818/2/124](https://doi.org/10.3847/0004-637X/818/2/124).
- Fang, Q., Maeda, K., Kunzarayakti, H., & Nagao, T. (2023) “An Aspherical Distribution for the Explosive Burning Ash of Core-Collapse Supernovae,” *Nat Astron*, 1–8. doi: [10.1038/s41550-023-02120-8](https://doi.org/10.1038/s41550-023-02120-8).

- Filippenko, A. V. (1997) “Optical Spectra of Supernovae,” *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 35, 1, 309–355. doi: [10.1146/annurev.astro.35.1.309](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.35.1.309).
- Fowler, W. A. & Hoyle, F. (1964) “Neutrino Processes and Pair Formation in Massive Stars and Supernovae,” *ApJS*, 9, 201. doi: [10.1086/190103](https://doi.org/10.1086/190103).
- Fröhlich, C., Hauser, P., Liebendörfer, M. et al. (2006) “Composition of the Innermost Core-Collapse Supernova Ejecta,” *ApJ*, 637, 1, 415. doi: [10.1086/498224](https://doi.org/10.1086/498224).
- Fukui, Y., Sano, H., Sato, J. et al. (2012) “A Detailed Study of the Molecular and Atomic Gas toward the  $\gamma$ -Ray Supernova Remnant RX J1713.7-3946: Spatial TeV  $\gamma$ -Ray and Interstellar Medium Gas Correspondence,” *ApJ*, 746, 1, 82. doi: [10.1088/0004-637X/746/1/82](https://doi.org/10.1088/0004-637X/746/1/82).
- Garmire, G. P., Bautz, M. W., Ford, P. G. et al. (2003) “Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS) Instrument on the Chandra X-ray Observatory,” in *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy*, 4851, 28–44: SPIE. doi: [10.1117/12.461599](https://doi.org/10.1117/12.461599).
- Girtan, M., Wittenberg, A., Grilli, M. L. et al. (2021) “The Critical Raw Materials Issue between Scarcity, Supply Risk, and Unique Properties,” *Materials*, 14, 8, 1826. doi: [10.3390/ma14081826](https://doi.org/10.3390/ma14081826).
- 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.
- Heger, A., Fryer, C. L., Woosley, S. E. et al. (2003) “How Massive Single Stars End Their Life,” *The Astrophysical Journal*, 591, 288–300. doi: [10.1086/375341](https://doi.org/10.1086/375341).
- Heywood, I., Rammala, I., Camilo, F. et al. (2022) “The 1.28 GHz MeerKAT Galactic Center Mosaic,” *ApJ*, 925, 2, 165. doi: [10.3847/1538-4357/ac449a](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac449a).
- Hughes, J. P., Hayashi, I., & Koyama, K. (1998) “ASCA X-Ray Spectroscopy of Large Magellanic Cloud Supernova Remnants and the Metal Abundances of the Large Magellanic Cloud,” *ApJ*, 505, 2, 732. doi: [10.1086/306202](https://doi.org/10.1086/306202).
- Hwang, U. & Laming, J. M. (2012) “A *CHANDRA* X-RAY SURVEY OF EJECTA IN THE CASSIOPEIA A SUPERNOVA REMNANT,” *ApJ*, 746, 2, 130. doi: [10.1088/0004-637X/746/2/130](https://doi.org/10.1088/0004-637X/746/2/130).
- Iliadis, C. (2007) *Nuclear Physics of Stars*.
- Jansen, F., Lumb, D., Altieri, B. et al. (2001) “XMM-Newton Observatory - I. The Spacecraft and Operations,” *A&A*, 365, 1, L1–L6. doi: [10.1051/0004-6361:20000036](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20000036).
- Kamazaki, T., Okumura, S. K., Chikada, Y. et al. (2012) “Digital Spectro-Correlator System for the Atacama Compact Array of the Atacama Large Millimeter/submillimeter Array,” *PASJ*, 64, 29. doi: [10.1093/pasj/64.2.29](https://doi.org/10.1093/pasj/64.2.29).
- Kamitsukasa, F., Koyama, K., Uchida, H. et al. (2015) “Global Distribution of Ionizing and Recombining Plasmas in the Supernova Remnant G290.1-0.8,” *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 67, 2, 16. doi: [10.1093/pasj/psu149](https://doi.org/10.1093/pasj/psu149).
- Kasliwal, M. M., Kulkarni, S. R., Gal-Yam, A. et al. (2012) “CALCIUM-RICH GAP TRANSIENTS IN THE REMOTE OUTSKIRTS OF GALAXIES,” *ApJ*, 755, 2, 161. doi: [10.1088/0004-637X/755/2/161](https://doi.org/10.1088/0004-637X/755/2/161).
- Katsuda, S., Acero, F., Tominaga, N. et al. (2015) “EVIDENCE FOR THERMAL X-RAY LINE EMISSION FROM THE SYNCHROTRON-DOMINATED SUPERNOVA REMNANT RX J1713.7-3946,” *ApJ*, 814, 1, 29. doi: [10.1088/0004-637X/814/1/29](https://doi.org/10.1088/0004-637X/814/1/29).

- 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).
- 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).
- Kobayashi, C., Umeda, H., Nomoto, K. et al. (2006) “Galactic Chemical Evolution: Carbon through Zinc,” *ApJ*, 653, 2, 1145–1171. doi: [10.1086/508914](https://doi.org/10.1086/508914).
- Kutner, M. L. & Ulich, B. L. (1981) “Recommendations for calibration of millimeter-wavelength spectral line data,” *ApJ*, 250, 341–348. doi: [10.1086/159380](https://doi.org/10.1086/159380).
- Lopez, L. A., Ramirez-Ruiz, E., Huppenkothen, D. et al. (2011) “Using the X-ray Morphology of Young Supernova Remnants to Constrain Explosion Type, Ejecta Distribution, and Chemical Mixing,” *The Astrophysical Journal*, 732, 114. doi: [10.1088/0004-637X/732/2/114](https://doi.org/10.1088/0004-637X/732/2/114).
- Lopez, L. A., Ramirez-Ruiz, E., Castro, D., & Pearson, S. (2013) “The Galactic Supernova Remnant W49B Likely Originates from a Jet-driven, Core-collapse Explosion,” *The Astrophysical Journal*, 764, 50. doi: [10.1088/0004-637X/764/1/50](https://doi.org/10.1088/0004-637X/764/1/50).
- Marek, A. & Janka, H.-T. (2009) “DELAYED NEUTRINO-DRIVEN SUPERNOVA EXPLOSIONS AIDED BY THE STANDING ACCRETION-SHOCK INSTABILITY,” *ApJ*, 694, 1, 664–696. doi: [10.1088/0004-637X/694/1/664](https://doi.org/10.1088/0004-637X/694/1/664).
- Minamidani, T., Nishimura, A., Miyamoto, Y. et al. (2016) “Development of the new multi-beam 100 GHz band SIS receiver FOREST for the Nobeyama 45-m Telescope,” in Holland, W. S. & Zmuidzinas, J. eds. *Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy VIII*, 9914 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 99141Z. doi: [10.1117/12.2232137](https://doi.org/10.1117/12.2232137).
- Mitsuda, K., Bautz, M., Inoue, H. et al. (2007) “The X-Ray Observatory Suzaku,” *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 59, sp1, S1–S7. doi: [10.1093/pasj/59.sp1.S1](https://doi.org/10.1093/pasj/59.sp1.S1).
- Moran-Fraile, J., Holas, A., Friedrich Röpke, K. et al. (2024) “Faint Calcium-Rich Transient from a Double Detonation of a 0.6 Msun Carbon-Oxygen White Dwarf Star,” *A&A*. doi: [10.1051/0004-6361/202347769](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202347769).
- Nakaoka, T., Maeda, K., Yamanaka, M. et al. (2021) “Calcium-Rich Transient SN 2019ehk in a Star-forming Environment: Yet Another Candidate for a Precursor of a Double Neutron-star Binary,” *ApJ*, 912, 1, 30. doi: [10.3847/1538-4357/abe765](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abe765).
- Nomoto, K., Kobayashi, C., & Tominaga, N. (2013) “Nucleosynthesis in Stars and the Chemical Enrichment of Galaxies,” *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 51, 1, 457–509. doi: [10.1146/annurev-astro-082812-140956](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082812-140956).
- Park, S. & Bhalerao, J. (2017) “SPATIAL DISTRIBUTION OF MG-RICH EJECTA IN LMC SUPERNOVA REMNANT N49B,” *ApJ*, 834, 2, 189. doi: [10.3847/1538-4357/834/2/189](https://doi.org/10.3847/1538-4357/834/2/189).
- Park, S., Hughes, J. P., Slane, P. O. et al. (2003) “Detection of Magnesium-rich Ejecta in the Middle-aged Supernova Remnant N49B,” *The Astrophysical Journal*, 592, L41–L44. doi: [10.1086/377507](https://doi.org/10.1086/377507).

- Pavlović, M. Z., Urošević, D., Vukotić, B. et al. (2012) “THE RADIO SURFACE-BRIGHTNESS-TO-DIAMETER RELATION FOR GALACTIC SUPERNOVA REMNANTS: SAMPLE SELECTION AND ROBUST ANALYSIS WITH VARIOUS FITTING OFFSETS,” *ApJS*, 204, 1, 4. doi: [10.1088/0067-0049/204/1/4](https://doi.org/10.1088/0067-0049/204/1/4).
- Reid, M. J., Dame, T. M., Menten, K. M., & Brunthaler, A. (2016) “A Parallax-based Distance Estimator for Spiral Arm Sources,” *ApJ*, 823, 2, 77. doi: [10.3847/0004-637X/823/2/77](https://doi.org/10.3847/0004-637X/823/2/77).
- Ritter, C., Andrassy, R., Côté, B. et al. (2018a) “Convective–Reactive Nucleosynthesis of K, Sc, Cl and p-Process Isotopes in O–C Shell Mergers,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 474, 1, L1–L6. doi: [10.1093/mnrasl/slx126](https://doi.org/10.1093/mnrasl/slx126).
- Ritter, C., Herwig, F., Jones, S. et al. (2018b) “NuGrid Stellar Data Set – II. Stellar Yields from H to Bi for Stellar Models with MZAMS = 1–25  $M_{\odot}$  and Z = 0.0001–0.02,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 480, 1, 538–571. doi: [10.1093/mnras/sty1729](https://doi.org/10.1093/mnras/sty1729).
- Salpeter, E. E. (1955) “The Luminosity Function and Stellar Evolution.,” *The Astrophysical Journal*, 121, 161. doi: [10.1086/145971](https://doi.org/10.1086/145971).
- Sasaki, M., Stadlbauer, T. F. X., Haberl, F. et al. (2001) “XMM-Newton EPIC Observation of SMC SNR 0102-72.3,” *A&A*, 365, 1, L237–L241. doi: [10.1051/0004-6361:20000015](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20000015).
- Smartt, S. J. (2015) “Observational Constraints on the Progenitors of Core-Collapse Supernovae: The Case for Missing High-Mass Stars,” *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 32, e016. doi: [10.1017/pasa.2015.17](https://doi.org/10.1017/pasa.2015.17).
- Snedden, C., Cowan, J. J., Kobayashi, C. et al. (2016) “IRON-GROUP ABUNDANCES IN THE METAL-POOR MAIN-SEQUENCE TURNOFF STAR HD 84937,” *ApJ*, 817, 1, 53. doi: [10.3847/0004-637X/817/1/53](https://doi.org/10.3847/0004-637X/817/1/53).
- Sofue, Y. & Handa, T. (1984) “A Radio Lobe over the Galactic Centre,” *Nature*, 310, 5978, 568–569. doi: [10.1038/310568a0](https://doi.org/10.1038/310568a0).
- Strüder, L., Briel, U., Dennerl, K. et al. (2001) “The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton: The Pn-CCD Camera,” *A&A*, 365, 1, L18–L26. doi: [10.1051/0004-6361:20000066](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20000066).
- Sukhbold, T., Ertl, T., Woosley, S. E. et al. (2016) “Core-Collapse Supernovae from 9 to 120 Solar Masses Based on Neutrino-powered Explosions,” *The Astrophysical Journal*, 821, 38. doi: [10.3847/0004-637X/821/1/38](https://doi.org/10.3847/0004-637X/821/1/38).
- Sukhbold, T., Woosley, S. E., & Heger, A. (2018) “A High-resolution Study of Presupernova Core Structure,” *The Astrophysical Journal*, 860, 93. doi: [10.3847/1538-4357/aac2da](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aac2da).
- Suwa, Y., Tominaga, N., & Maeda, K. (2019) “Importance of  $^{56}\text{Ni}$  Production on Diagnosing Explosion Mechanism of Core-Collapse Supernova,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 483, 3, 3607–3617. doi: [10.1093/mnras/sty3309](https://doi.org/10.1093/mnras/sty3309).
- Suzuki, A. & Maeda, K. (2018) “Constraining the Final Fates of Massive Stars by Oxygen and Iron Enrichment History in the Galaxy,” *ApJ*, 852, 2, 101. doi: [10.3847/1538-4357/aaa024](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaa024).
- Suzuki, H., Bamba, A., Enokiya, R. et al. (2020) “Uniform Distribution of the Extremely Overionized Plasma Associated with the Supernova Remnant G359.1-0.5,” *ApJ*, 893, 2, 147. doi: [10.3847/1538-4357/ab80ba](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab80ba).

- Tominaga, N. (2008) “ASPHERICAL PROPERTIES OF HYDRODYNAMICS AND NUCLEOSYNTHESIS IN JET-INDUCED SUPERNOVAE,” *ApJ*, 690, 1, 526. doi: [10.1088/0004-637X/690/1/526](https://doi.org/10.1088/0004-637X/690/1/526).
- Turatto, M. (2003) “Classification of Supernovae,” in Weiler, K. W. ed. *Supernovae and Gamma-Ray Bursters*, 21–36, Berlin, Heidelberg: Springer. doi: [10.1007/3-540-45863-8\\_3](https://doi.org/10.1007/3-540-45863-8_3).
- Turner, M. J. L., Abbey, A., Arnaud, M. et al. (2001) “The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton: The MOS Cameras,” *A&A*, 365, 1, L27–L35. doi: [10.1051/0004-6361:20000087](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20000087).
- Uchida, H., Koyama, K., Yamaguchi, H. et al. (2012) “Recombining Plasma and Hard X-Ray Filament in the Mixed-Morphology Supernova Remnant W 44,” *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 64, 141. doi: [10.1093/pasj/64.6.141](https://doi.org/10.1093/pasj/64.6.141).
- Uchida, H., Koyama, K., & Yamaguchi, H. (2015) “N49: The First Robust Discovery of Recombining Plasma in an Extra-galactic Supernova Remnant,” *The Astrophysical Journal*, 808, 77. doi: [10.1088/0004-637X/808/1/77](https://doi.org/10.1088/0004-637X/808/1/77).
- Wang, S., Zhang, C., Jiang, B. et al. (2020) “Distances to the Supernova Remnants in the Inner Disk,” *A&A*, 639, A72. doi: [10.1051/0004-6361/201936868](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201936868).
- Williams, B. J., Rangelov, B., Kargaltsev, O., & Pavlov, G. G. (2015) “MAGNESIUM-RICH EJECTA IN THE SNR G284.3–1.8 AROUND THE HIGH-MASS GAMMA-RAY BINARY 1FGL J1018.6–5856,” *ApJL*, 808, 1, L19. doi: [10.1088/2041-8205/808/1/L19](https://doi.org/10.1088/2041-8205/808/1/L19).
- Wilms, J., Allen, A., & McCray, R. (2000) “On the Absorption of X-Rays in the Interstellar Medium,” *The Astrophysical Journal*, 542, 914–924. doi: [10.1086/317016](https://doi.org/10.1086/317016).
- XMM-Newton Users Handbook 『” XMM-Newton Users Handbook” , Issue 2.21, 2023, (ESA: XMM-Newton SOC)』.
- XRISM Science Team (2022) “XRISM Quick Reference,” Comment: 26 pages, 25 figures, minor revision.
- Yadav, N., Müller, B., Janka, H. T. et al. (2020) “Large-Scale Mixing in a Violent Oxygen–Neon Shell Merger Prior to a Core-collapse Supernova,” *ApJ*, 890, 2, 94. doi: [10.3847/1538-4357/ab66bb](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab66bb).
- Yatsu, Y., Kawai, N., Kataoka, J. et al. (2005) “Chandra Observation of the Interaction between the Hot Plasma Nebula RCW 89 and the Pulsar Jet of PSR B1509–58,” *ApJ*, 631, 1, 312. doi: [10.1086/432590](https://doi.org/10.1086/432590).
- Yatsu, Y., Asano, K., Kawai, N. et al. (2013) “SPATIALLY RESOLVED SPECTROSCOPY OF A PULSAR WIND NEBULA IN MSH 15-56,” *ApJ*, 773, 1, 25. doi: [10.1088/0004-637X/773/1/25](https://doi.org/10.1088/0004-637X/773/1/25).