

修士論文 2024 年度（令和 6 年度）

星周物質の X 線精密分光による Ia 型超新星  
残骸 Kepler's SNR の伴星推定

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

穴澤 萌衣  
[anazawa.moe.66z@st.kyoto-u.ac.jp](mailto:anazawa.moe.66z@st.kyoto-u.ac.jp)

2025 年 1 月 24 日

## Abstract

中小質量星 ( $\leq 8 M_{\odot}$ ) は最終的にコンパクト天体である白色矮星へ進化する. 連星系をなす白色矮星は相手の星 (伴星) からガスを受け取るなどの過程で質量を増やし, チャンドラセカール質量 ( $\sim 1.38 M_{\odot}$ ) に近づくと Ia 型超新星爆発を起こす. 銀河系外で起こった Ia 型超新星爆発の観測はされているものの, ガスを受け取る過程やどのような星が伴星になりうるかなど未解明な部分が多い. 爆発後に残った高温プラズマである, Ia 型超新星残骸の一つ, Kepler's SNR は爆発前に伴星から吹き出した星風が周囲に溜まった物質 (星周物質) 起源の放射が観測されており, 伴星からの質量輸送を解明する上で重要な天体である. 星周物質には伴星の恒星進化で作られた様々な元素が含まれ, 特に伴星の比較的外層で生成される炭素 (C), 窒素 (N), 酸素 (O) は星風に多く含まれる. 星周物質の C, N, O の組成比は伴星の初期質量や初期回転速度, 初期金属量などのパラメータに依存しており, 中でも N/O を測定することが Ia 型超新星の伴星を知る手掛かりとなる (e.g., Marigo, 2001). 先行研究 (Katsuda et al., 2015) では, 星周物質に窒素が豊富であることから, Kepler's SNR の伴星が漸近巨星分枝星であると推定されたが, 統計が足りず N/O の測定ができなかったため, 質量や初期回転速度などの制限はできていなかった.

そこで本研究では, 窒素, 酸素の輝線がある低エネルギー側の精密分光観測に適した, XMM-Newton 衛星の反射型回折分光器 (RGS) を用いて, 先行研究 (Katsuda et al., 2015) の後の観測を追加し N/O の測定を行った. スペクトル解析の結果, 星周物質特有の元素組成比 ( $N/O = 2.26^{+0.07}_{-0.11} (N/O)_{\odot}$ ) を初めて得ることができた. さらに, 恒星進化シミュレーションを用いて様々な物理パラメータの伴星外層の N/O を計算し, 観測結果と比較したところ, 漸近巨星分枝星の表面組成と一致し, 先行研究と無矛盾な結果となった. さらに 伴星の初期質量の下限値が  $\sim 1-2 M_{\odot}$  であると初めて制限をつけることができた. 一方で初期回転速度や初期金属量と伴星の N/O は初期質量に比べて依存性が低く, 制限をつけることはできなかった. この結果は窒素のみの組成の特徴を用いて制限された伴星の初期質量  $4-5 M_{\odot}$  (Chiotellis et al., 2012), 質量損失率を用いて制限された伴星の初期質量  $\geq 10 M_{\odot}$  (Bandiera, 1987) と一致しており, 初期回転速度や金属量を考慮しても Kepler's SNR の伴星が漸近巨星分枝星であったことの強い証拠となる. この手法は星周物質が観測されている他の Ia 型超新星にも適用可能であり, 超新星の研究に有用な手法である.

# 目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	恒星進化と超新星爆発	2
2.1	恒星内元素合成	2
2.1.1	主系列星段階	2
2.1.2	赤色巨星段階	5
2.1.3	漸近巨星分枝星段階以降	5
2.2	超新星爆発の分類	8
2.3	Ia 型超新星の連星進化	10
2.3.1	ガスを受け取る白色矮星	10
2.3.2	その後の進化	12
2.3.3	星周物質をまとう Ia 型超新星	15
第 3 章	超新星残骸	17
3.1	超新星残骸とその進化	17
3.2	超新星残骸からの X 線放射	19
第 4 章	超新星残骸 Kepler's SNR の観測動機	21
4.1	超新星残骸 Kepler's SNR	21
4.2	観測の動機	22
第 5 章	XMM-Newton 衛星	23
5.1	概観	23
5.2	X 線望遠鏡	24
5.3	X 線検出器	26
5.3.1	EPIC	26
5.3.2	RGS	28
第 6 章	超新星残骸 Kepler's SNR の X 線解析	32
6.1	用いた観測とデータ処理	32
6.2	解析と結果	32
第 7 章	星周物質の元素組成シミュレーション	38
7.1	シミュレーションデータと系の構成	39

7.1.1	使用したシミュレーションデータ . . . . .	39
7.1.2	シミュレーションにおける系の構成 . . . . .	40
7.2	恒星の初期パラメータと星周物質の元素組成の関係 . . . . .	42
<b>第 8 章</b>	<b>議論</b>	<b>53</b>
<b>第 9 章</b>	<b>結論</b>	<b>69</b>
	謝辞	70
	参考文献	77

## 目 次

2.1	HR 図	3
2.2	pp チェイン反応と CNO サイクルにおける水素燃焼のエネルギー発生率の温度依存性	4
2.3	水素燃焼における反応過程	4
2.4	漸近巨星分枝星段階におけるヘリウムフラッシュの時間変化	7
2.5	s 過程の反応経路の例	7
2.6	超新星の分類	9
2.7	ロッシュポテンシャルと連星系における質量輸送の概略図	11
2.8	質量降着率に対する白色矮星に積もった水素ガスの反応	12
2.9	Ia 型超新星における連星系のイメージ	13
2.10	星周物質が形成される連星系の進化の概略	16
3.1	自由膨張期から断熱膨張期への移転時における超新星残骸の概略図	19
5.1	XMM-Newton 衛星の概観	24
5.2	X 線望遠鏡の光路と光学系の概略図	25
5.3	MOS1 の光軸における fractional encircled energy の半径依存性	25
5.4	XMM-Newton 衛星の各検出器の有効面積と X 線望遠鏡の vignetting 効果	26
5.5	MOS, pn の概略図	27
5.6	RGS の概略図	28
5.7	RGA の概略図	29
5.8	RFC の概略図	30
5.9	RGS の LSF	31
6.1	Kepler's SNR の X 線 3 色イメージ	33
6.2	Kepler's SNR の X 線スペクトルの例	34
6.3	Kepler's SNR の輝線放射分布	35
6.4	Kepler's SNR のスペクトルフィット結果	36
7.1	単独星のシミュレーションによる初期質量と N/O の関係	38
7.2	シミュレーションにおける系の構成	41
7.3	伴星の初期金属量が $Z=0.02$ のときの伴星の HR 図	43
7.4	伴星の初期金属量が $Z=0.04$ のときの伴星の HR 図	44
7.5	様々な初期質量の伴星における白色矮星の質量の時間変化と伴星表面の N/O の進化	45

7.6	様々な初期回転の伴星における白色矮星の質量の時間変化と伴星表面の N/O の進化	46
7.7	様々な漸近巨星分枝段階での質量損失率をもった伴星における白色矮星の質量の時間変化と伴星表面の N/O の進化	47
7.8	様々な初期金属量の伴星における白色矮星の質量の時間変化と伴星表面の N/O の進化	48
7.9	伴星の初期金属量が $Z=0.02$ で白色矮星が軽いときの各パラメータと星周物質の N/O の関係	49
7.10	伴星の初期金属量が $Z=0.02$ で白色矮星が重いときの各パラメータと星周物質の N/O の関係	50
7.11	伴星の初期金属量が $Z=0.04$ で白色矮星が軽いときの各パラメータと星周物質の N/O の関係	51
7.12	伴星の初期金属量が $Z=0.04$ で白色矮星が重いときの各パラメータと星周物質の N/O の関係	52
8.1	伴星の初期金属量が $Z=0.02$ の伴星の HR 図	54
8.2	伴星の初期金属量が $Z=0.04$ のときの伴星の HR 図	55
8.3	伴星の初期金属量が $Z=0.02$ で白色矮星が軽いときの Kepler's SNR と恒星進化シミュレーションの星周物質の N/O の比較	56
8.4	伴星の初期金属量が $Z=0.02$ で白色矮星が重いときの Kepler's SNR と恒星進化シミュレーションの星周物質の N/O の比較	57
8.5	伴星の初期金属量が $Z=0.04$ で白色矮星が軽いときの Kepler's SNR と恒星進化シミュレーションの星周物質の N/O の比較	58
8.6	伴星の初期金属量が $Z=0.04$ で白色矮星が重いときの Kepler's SNR と恒星進化シミュレーションの星周物質の N/O の比較	59
8.7	伴星の質量損失率の時間進化の例とその拡大図	60
8.8	様々な物理パラメータを仮定したときの伴星の質量損失率の時間進化 ( $Z=0.02$ )	61
8.9	様々な物理パラメータを仮定したときの伴星の質量損失率の時間進化 ( $Z=0.04$ )	62
8.10	HST と Chandra による Kepler's SNR の中心領域と伴星候補天体のイメージ	64
8.11	伴星の光度の時間進化の例とその拡大図	65
8.12	様々な物理パラメータを仮定したときの伴星の光度の時間進化 ( $Z=0.02$ )	65
8.13	様々な物理パラメータを仮定したときの伴星の光度の時間進化 ( $Z=0.04$ )	66
8.14	CD シナリオにおける連星の進化過程 (Ilkov and Soker, 2012)	68

## 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 . . . . .	23
5.2	MOS と pn の基本性能 . . . . .	27
5.3	RGS の基本性能 . . . . .	28
6.1	XMM-Newton 衛星搭載の検出器による Kepler's SNR の観測 . . . . .	32
6.2	Kepler's SNR のベストフィットパラメータ . . . . .	37

# 第1章 序論

中小質量星 ( $\leq 8 M_{\odot}$ ) は様々な状態の星を経て、最終的にコンパクト天体である白色矮星へ進化する。単独の白色矮星は熱エネルギーを生成できないために冷えて一生を終えるが、連星系をなしている白色矮星は相手の星 (伴星) からガスをもらうことで質量を増やし、ある上限質量に近づくと大規模な爆発現象である Ia 型超新星爆発を起こすと考えられている。銀河系外で起こった Ia 型超新星爆発の観測はされているものの、白色矮星がガスを受け取る過程やどのような星が伴星になりうるかなど未解明な部分が多い。これらの問題点を解決する方法として、爆発した後に残る超新星残骸という高温プラズマの観測があげられる。超新星残骸では、爆発の衝撃波によって加熱された元の恒星内の物質や周囲の物質が X 線で明るく輝いているため、X 線で元素組成を観測することで爆発前の連星系の情報を得ることが可能である。爆発までの元素合成の情報を含み、爆発を起こした連星系の進化の過程を理解できるという点で、超新星残骸は重要な天体である。白色矮星が爆発した後の Ia 型超新星残骸には、爆発前に連星系から吹き出した物質 (星周物質) が観測されているものがある。星周物質は伴星の外層から吹き出した星風が周囲に溜まったもの、または白色矮星から吹いた風によって伴星の外層が剥がされて周囲に溜まったものである。そのため、星周物質の元素組成は伴星の外層の元素組成を反映しており、その組成は伴星の初期質量や初期回転速度などのパラメータに依存することがわかっている (e.g., [Marigo, 2001](#))。特に、外層の炭素 (C)、窒素 (N)、酸素 (O) の組成比は星の進化段階に応じて変化しており、中でも N/O を測定することが、Ia 型超新星の質量輸送に重要な伴星を知る手掛かりとなる。

Kepler's SNR は星周物質が観測されている Ia 型超新星残骸の一つで、星周物質には窒素が豊富に含まれていることがわかっている ([Katsuda et al., 2015](#))。しかし、先行研究では統計が足りず、星周物質の窒素以外の元素の測定ができていなかったため、伴星推定に必要な窒素と酸素の組成比を測定できていなかった。そこで我々は、新たに観測された 2020 年の観測を追加で使用することで、星周物質の元素組成を測定し、伴星の初期質量などの物理パラメータを推定することを考えた。

本修士論文では、第 2 章で中小質量星の進化と超新星爆発、さらに Ia 型超新星爆発について説明し、第 3 章で超新星残骸について説明する。第 4 章では本研究での観測対象である Kepler's SNR について述べ、第 5 章で解析に用いた XMM-Newton 衛星について説明する。第 6 章で Kepler's SNR のスペクトル解析、第 7 章で恒星進化モデルシミュレーションによる星周物質の元素組成推定について説明し、第 8 章で Kepler's SNR の伴星について議論を行う。最後に第 9 章で本修士論文をまとめる。

## 第2章 恒星進化と超新星爆発

恒星は星間ガスやダストが自己重力で収縮することで生まれ、内部での核融合反応によって生まれたエネルギーの圧力で自己重力を支えている。～ $1 M_{\odot}$  から～ $8 M_{\odot}$  の中小質量星は中心核が炭素と酸素になるまで順に元素合成が起こる。中心核が炭素と酸素になると、電子が縮退して次の核融合反応 (炭素燃焼) が起こるほど温度が上昇せず、最終的に中心核だけを残してコンパクト天体である白色矮星に進化する。白色矮星の質量が何らかの方法で増加しチャンドラセカール限界質量 (～ $1.38 M_{\odot}$ ) に近づくと、炭素燃焼が爆発的に起こり Ia 型超新星爆発を起こす。Ia 型超新星爆発に至るまでの質量増加の方法については、白色矮星と連星系を成している星 (伴星) の外層が剥ぎ取られ、質量降着しているなどと考えられている。以下では中小質量星の進化の過程と Ia 型超新星爆発について説明する。

### 2.1 恒星内元素合成

恒星は温度や化学組成によって分類されたスペクトル型と光度によって種類分けされており、図 2.1 のような HR 図で表される。恒星は進化に伴って HR 図の中を移動していくが、移動の仕方は恒星の初期質量によって大きく異なる。最終的に白色矮星になる中小質量星の初期は、HR 図の中央あたりの主系列星である。その後、進化により半径が拡大して表面温度が下がると、HR 図を右に移動し漸近巨星分枝星 (asymptotic giant branch star: AGB star) などの巨星になる。進化の過程において、恒星中心では元素合成反応が起こる。各進化段階における元素合成について以下で説明する。

#### 2.1.1 主系列星段階

主系列星段階の恒星の中心部が～ $10^7$  K になると水素燃焼が始まる。この反応では4個の水素原子核から1個のヘリウム原子核が合成され、エネルギーが生まれる。反応過程として pp チェイン反応と CNO サイクルがあり、それぞれのエネルギー発生率の温度依存性を図 2.2 に示す。pp チェイン反応に比べて CNO サイクルの方が温度依存性が大きく、～ $2 \times 10^7$  K で CNO サイクルのエネルギー発生率は pp チェイン反応を上回る。そのため、燃焼の初期段階では pp チェイン反応が、途中からは CNO サイクルが支配的な過程となる。それぞれの反応過程を図 2.3 に示した。～ $1.1 M_{\odot}$  の大中質量星では、主に CNO サイクルが起こっている。

CNO サイクルでは水素原子核が炭素、窒素、酸素の原子核に次々に捕獲され、4個の水素原子核から1個のヘリウム原子核が生成される。反応過程は、炭素と窒素が関与する CN サイクルと、窒素と酸素が関与する NO サイクルに分けられ、 $^{15}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^4\text{He}$  の反応と、それに対

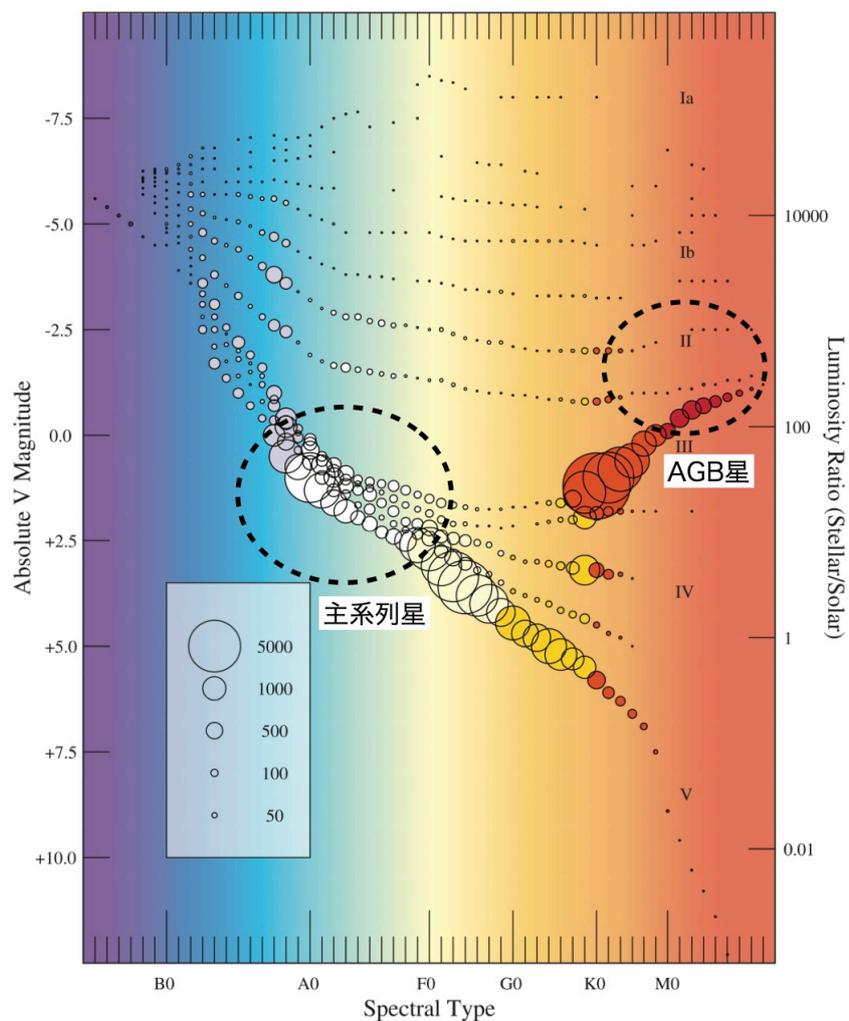


図 2.1: HR 図 (Sowell et al. (2007) を改変). 横軸はスペクトルタイプ, 縦軸は左が絶対等級, 右が太陽光度に対する光度の大きさを示している. 円の大きさは HR 図上でその位置にある星の数を表す. 黒の破線楕円は各進化段階における恒星の種類を示している.

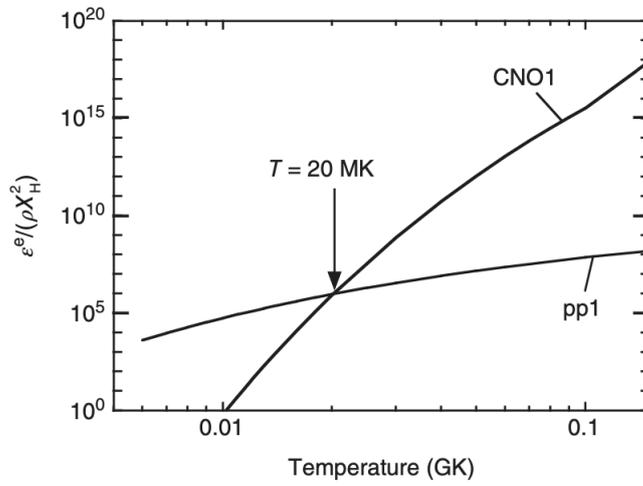


図 2.2: pp チェイン反応と CNO サイクルにおける水素燃焼のエネルギー発生率の温度依存性 (Iliadis, 2007).

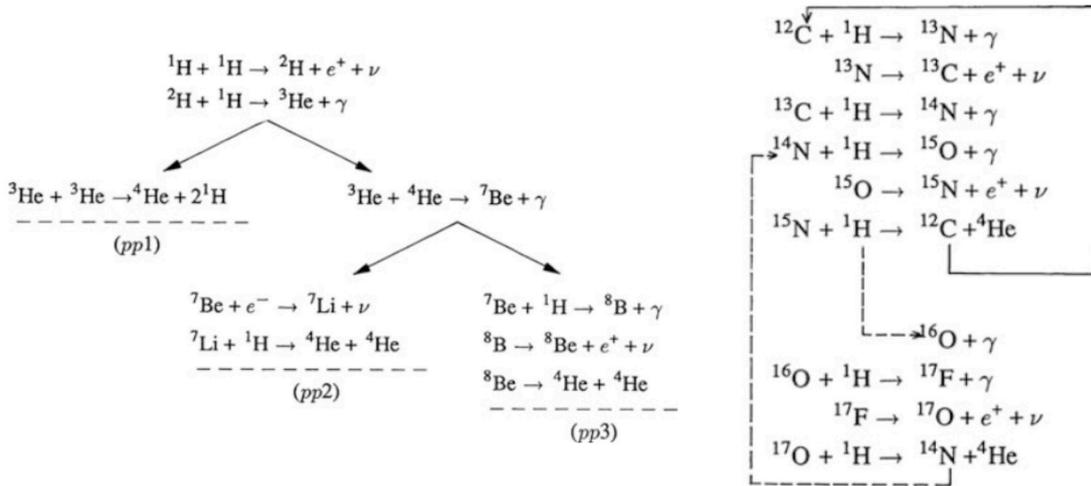


図 2.3: 水素燃焼における反応過程 (Kippenhahn and Weigert, 1990). 左が pp チェインで右が CNO サイクルを示している。

して  $\sim 10^{-4}$  の割合で起こる  $^{14}\text{N} + ^1\text{H} \longrightarrow ^{16}\text{O} + \gamma$  の反応で繋がっている。CNO サイクルにおいて CNO 原子核は触媒のような役割であるが、CN サイクルの中の  $^{14}\text{N} + ^1\text{H} \longrightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$  の反応が最も遅いので、平衡状態に達すると初期にある金属のうちの炭素・窒素・酸素のほとんどが  $^{14}\text{N}$  になる。窒素が豊富になった CNO サイクルの生成物は、後述するように赤色巨星段階以降に対流によって表面に運ばれ、表面の  $^{14}\text{N}/^{12}\text{C}$  や  $^{14}\text{N}/^{16}\text{O}$  などの組成比を大きく変化させる。これらの組成比は初期質量や初期回転速度などに依存するが、詳細は 7 章で説明する。

### 2.1.2 赤色巨星段階

水素燃焼が進んで水素が枯渇し、ヘリウムが中心部に溜まると、恒星は静水圧平衡を保てなくなり、自己重力で収縮する。重力収縮によって恒星内部の温度が上昇し、ヘリウム核のすぐ外側にある水素燃焼殻で水素燃焼が活発になると、核融合反応によってエネルギーが生成され、外層の重力収縮が止まる。このとき、ヘリウム核では核融合が始まっておらず、密度勾配のみで得られる圧力勾配によって自己重力を支えている。この状態は、ヘリウム核の質量が恒星全体の質量に対して  $\lesssim 10\%$  であるときに維持され、この質量限界をシェーンベルグ=チャンドラセカール限界という。ヘリウム核の質量がシェーンベルグ=チャンドラセカール限界を超えると、圧力勾配だけで静水圧平衡を保てず、中心核は急速に重力収縮して温度が上昇する。質量が  $\gtrsim 3 M_{\odot}$  の恒星では、主系列星段階を終えた時点でヘリウム核の質量がシェーンベルグ=チャンドラセカール限界を超えているため、そのまま主系列星から離脱する。質量が  $\lesssim 3 M_{\odot}$  の場合は水素燃焼殻の核融合によってヘリウム核の質量が増加し、シェーンベルグ=チャンドラセカール限界を超えるまで成長した後、主系列星から離脱する。中心核の重力収縮によって温度が上がると、水素燃焼殻の温度も上昇して核融合がさらに活発になるので、外層は膨張し、赤色巨星へと進化していく。

中心核の温度が  $\sim 10^8$  K になるとヘリウム燃焼が始まり、以下の式 2.1, 2.2 のようにヘリウム原子核 ( $\alpha$  粒子)3 つが反応して炭素原子核ができる、トリプルアルファ反応が起きる。



$^8\text{Be}$  は非常に不安定な原子核で、 $\sim 10^{-16}$  秒の寿命でもとの  $^4\text{He}$  原子核に崩壊する。そのため式 2.1 は平衡状態になり、わずかな量の  $^8\text{Be}$  が  $^4\text{He}$  と融合して  $^{12}\text{C}$  が生成される。さらに、生成された  $^{12}\text{C}$  の一部が  $^4\text{He}$  と反応して  $^{16}\text{O}$  を生成するので (式 2.3)、ヘリウム燃焼過程では主に炭素と酸素が生成されることになる。ヘリウム燃焼が始まると水素燃焼殻の外側に対流層ができ、水素燃焼で組成が変わった層が巻き上げられる。これを第一汲み上げ効果 (first dredge-up) といい、CNO サイクルによってできた  $^{14}\text{N}$  が豊富な層が表面に現れる。

### 2.1.3 漸近巨星分枝星段階以降

中心核が炭素と酸素からなる C+O コアになった段階で、中心核のヘリウム燃焼が終了する。ヘリウム燃焼は中心核のすぐ外側のヘリウム燃焼殻で続き、ヘリウム燃焼殻が外側に成長している間

に C+O コアが質量を増して収縮する。水素燃焼殻で水素が外側に向かってしばらく燃焼すると、殻の温度が下がり水素燃焼が止まる。この進化段階を初期漸近巨星分枝 (early asymptotic giant branch: E-AGB) と呼ぶ。このとき、対流層は水素燃焼殻で水素が燃焼していた層まで再び入り込み、第一汲み上げ効果後にさらに水素燃焼で増えた  $^{14}\text{N}$  が表面に現れる。この現象を第二汲み上げ効果 (second dredge-up) という。第二汲み上げ効果は  $\sim 4 M_{\odot}$  から  $\sim 8 M_{\odot}$  の中質量星でのみ起こり、小質量、大質量星では起こらない。ヘリウム燃焼殻が徐々に外側に移動していくと、水素が豊富な対流層の底に近づく。ヘリウムの燃焼は水素が燃焼を始める温度の  $\sim 10$  倍である  $\geq 10^8$  K で進行するので、ヘリウム燃焼殻が外側に移動すると水素燃焼が再び起こり、中心核の外層の燃焼過程が水素燃焼殻とヘリウム燃焼殻の二層になる。水素燃焼殻が現れるとヘリウム燃焼殻は熱的に不安定になる。水素燃焼殻の働きによってヘリウムが増えるとヘリウム燃焼が暴走的に起こるヘリウムフラッシュが発生するが、ヘリウム燃焼殻でヘリウムが消費されると収まる。ヘリウムフラッシュは熱パルスとも呼ばれ、フラッシュが起こるサイクルを繰り返しながら、図 2.4 のように光度を変動させて進化する。ヘリウムフラッシュが起こっている段階は、E-AGB 段階と区別するために熱パルス漸近巨星分枝 (thermally pulsing AGB: TP-AGB) とも呼ばれる。ヘリウムフラッシュが収まってヘリウム層が膨張し、ヘリウム燃焼殻付近の温度が下がると、再び対流層の底が水素燃焼殻があったところよりも深く侵入する。ヘリウムフラッシュによって発生した対流領域が対流外層に取り込まれることで、ヘリウム燃焼によってできた物質も表面に現れる。この現象を第三汲み上げ効果 (third dredge-up) といい、C+O コアの質量が十分大きく、ヘリウムフラッシュが十分強いと起こる。

第三汲み上げ効果では s 過程中性子捕獲によってできた重元素も表面に運ばれる。鉄より重い元素は主に s 過程 (slow process) と r 過程 (rapid process) の 2 種類の中性子捕獲反応によって作られる。s 過程は、中性子フラックスが比較的小さいために中性子を捕獲してできた原子核がベータ崩壊に対して不安定で、ベータ崩壊によって安定な原子核になってから次の中性子を捕獲する。それに対し r 過程は、中性子フラックスが非常に大きくベータ崩壊の前に次々と中性子を捕獲する反応で、超新星爆発に伴って起こると考えられている。漸近巨星分枝星では表面元素組成から、内部で s 過程が起こっていることが知られている。s 過程の反応経路の例を図 2.5 に示す。s 過程で作られる安定核系列の質量  $A$  の原子核は、質量数  $A-1$  の原子核が中性子捕獲をすることで作られ、さらに中性子を捕獲して質量数  $A+1$  の原子核になるので、以下の式が成り立つ。

$$\frac{dN_A}{dt} = \sigma_{A-1} v n_n N_{A-1} - \sigma_A v n_n N_A \quad (2.4)$$

ここで  $N_A$  は質量数  $A$  の原子核の数密度、 $\sigma_A$  はその原子核の中性子捕獲断面積、 $n_n$  は中性子の数密度、 $v$  は中性子の数密度である。中性子照射量  $\tau_n$  を次のように定義する。

$$\tau_n = \int_0^t v n_n dt' \quad (2.5)$$

式 2.4, 2.5 から

$$\frac{dN_A}{d\tau} = \sigma_{A-1} N_{A-1} - \sigma_A N_A \quad (2.6)$$

となるので、平衡状態では

$$\sigma_{A-1} N_{A-1} = \sigma_A N_A = \text{constant} \quad (2.7)$$

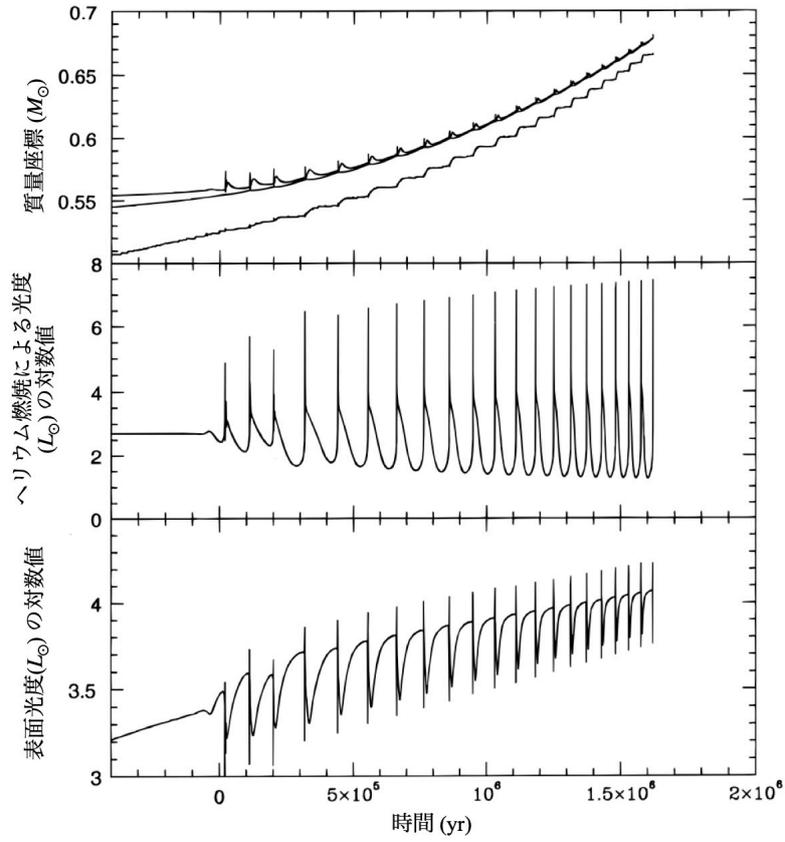


図 2.4: 漸近巨星分枝星段階におけるヘリウムフラッシュの時間変化 (Straniero et al., 1997).

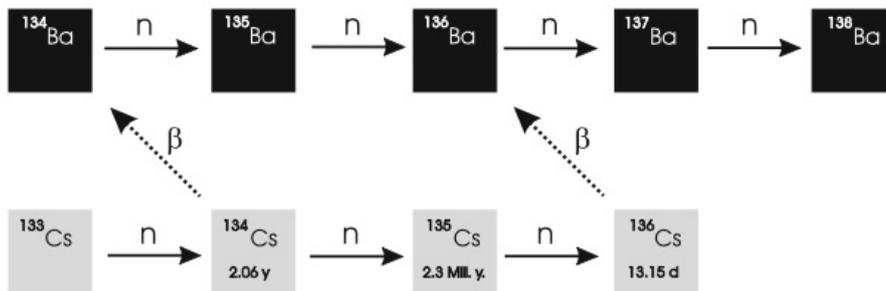


図 2.5: s 過程の反応経路の例 (Kippenhahn and Weigert, 1990).

となる。

$\geq 5 M_{\odot}$  の恒星は第三汲み上げ効果とほぼ並行して hot bottom burning (HBB) と呼ばれる現象が起こる。HBB は対流層の底の温度が  $\geq 5 \times 10^7$  K になることで CNO サイクルが活性化する現象であり、 $^{12}\text{C}$  が  $^{14}\text{N}$  に変化して表面に運ばれる。

漸近巨星分枝星は多くの場合脈動変光星となっており、質量損失率は最大で  $\sim 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  と非常に大きい。質量損失によって外層の質量が  $\sim 10^{-3} M_{\odot}$  になると、外層が収縮して表面温度が上昇し、漸近巨星分枝星段階を抜ける。有効温度が数万度以上になると高エネルギーの紫外線が放射され、質量損失したガスが電離される。電離したガスは電子の再結合によって蛍光を発し、惑星状星雲として観測される。外層をほとんど失って中心核だけとなり、核融合反応が消えると白色矮星になる。白色矮星の内部は電子の縮退圧で支えられており、構造が温度にほとんど依存しないので、重力収縮せずゆっくり冷えていく。縮退圧で支えられている白色矮星が安定して存在できる質量には上限があり、その上限をチャンドラセカール限界質量という。チャンドラセカール限界質量  $M_{\text{Ch}}$  は絶対零度で  $M_{\text{Ch}} = 1.46(2/\mu_e)^2 M_{\odot}$  と表される。ここで  $\mu_e$  は電子の平均分子量 ( $\mu_e \simeq 2$ ) である。実際の白色矮星はガスが圧縮されて熱を持っているため、 $M_{\text{Ch}} \sim 1.38 M_{\odot}$  となっている。チャンドラセカール上限質量に近づいた白色矮星は自己重力を縮退圧で支えきれなくなり、収縮して中心密度が  $\sim 10^{10} \text{ g cm}^{-3}$  になると、 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  の反応が爆発的に起こり、Ia 型超新星爆発となる。

## 2.2 超新星爆発の分類

恒星全体が爆発すると、明るいものでは絶対等級で -19 等以上にも達する宇宙最大規模の高エネルギー天体現象が観測される。突然明るい星が夜空に現れるように見えることから、超新星と呼ばれる。超新星は可視光スペクトルや光度曲線によって分類されている (図 2.6)。H の吸収線が見られないものを I 型、見られるものを II 型と呼ぶ。I 型はさらに Si の吸収線の強弱と He の吸収線の有無によって次のように分類され、Si の吸収線が強いものを Ia 型、Si の吸収線が弱く He の吸収線があるものを Ib 型、Si の吸収線が弱く He の吸収線がないものを Ic 型と呼ぶ。II 型は光度曲線から IIP 型、IIIL 型などに分類される。また、爆発機構を考慮して Ia 型 (熱核反応型) と重力崩壊型に分類することもある。以下で爆発機構による分類について説明する。

### Ia 型超新星爆発

初期質量が  $\leq 8 M_{\odot}$  恒星は、中心部の水素が燃焼してヘリウムになった後に膨張し、主系列星から赤色巨星になる。炭素燃焼を起こせるほど温度が上昇しないので、ヘリウム燃焼段階で核反応が進まなくなり、ヘリウム燃焼後は C+O コアと H, He の外層をもつ漸近巨星分枝星になる。やがて外層を失って C+O 白色矮星となる。その後、C+O 白色矮星の質量が何らかの方法で増加し、チャンドラセカール限界質量 ( $\sim 1.38 M_{\odot}$ ) に近づくと、自身の重力を電子の縮退圧で支えきれなくなって中心が収縮を始める。中心の密度と温度が上昇し、炭素が爆発的に燃焼すると核融合のエネルギーによって白色矮星が吹き飛ぶ。これが Ia 型超新星である。



すると反跳し、衝撃波を生む。この衝撃波が星の表面に到達すると超新星爆発が起こり、中心には中性子星やブラックホールなどのコンパクト天体が残る。

## 2.3 Ia型超新星の連星進化

2.2節で述べたとおり、Ia型超新星の親星はC+O白色矮星で、恒星もしくは白色矮星と連星系を成していた可能性が高い。質量増加の機構は複数考えられているが、いずれも中小質量の主系列星からなる連星系から発生し、重い方の主系列星が白色矮星になるまでは同様な進化過程を辿ると考えられている。質量の異なる2つの中小質量の主系列星からなる連星系のうち、重い方を主星、軽い方を伴星と呼ぶ。公転する連星系とともに回転する座標系で見ると、連星のポテンシャルは2つの星の重力ポテンシャルと遠心力ポテンシャルを加えたものになる。これはロッシュポテンシャルと呼ばれ、等ポテンシャル面を図2.7(a)に、2つの星を通る軸を $x$ 軸にとったときのロッシュポテンシャルを図2.7(b), (c), (d)に示す。図2.7(b), (c), (d)において、主星は $x=0$ 、伴星は $x=1$ にある。ロッシュポテンシャルにはラグランジュ点と呼ばれる5つの平衡点があり、図2.7(a)に $L_1, \dots, L_5$ で示されている。特に、 $L_1$ を含む8の字型をした等ポテンシャル面を内部臨界ロッシュローブ、 $L_2$ を含むまゆ型をした等ポテンシャル面を外部臨界ロッシュローブという。単にロッシュローブという場合は内部臨界ロッシュローブを指す。

主星が水素燃焼を終えて赤色巨星へ進化し、膨張した星がロッシュローブを満たすと、図2.7(c)のようになる。このとき主星の外層は $L_1$ を通じて伴星のロッシュローブ内に流れ込む。 $L_1$ を通じて伴星のロッシュローブ内に流れ込む質量輸送の過程は、ロッシュローブオーバーフロー (Roche-lobe overflow: RLOF) と呼ばれる。伴星の半径がロッシュローブに比べて比較的大きいときはガスが伴星の表面に直接衝突するが、比較的小さいときはガスの持つ角運動量により降着円盤が形成されたのち、角運動量を失って落下する。伴星に質量が降着し、伴星も内部臨界ロッシュローブを満たすと、図2.7(d)のようになり、伴星は主星の外層に取り込まれている状況になる。このように、連星系が共通で持っている外層のことを共通外層 (common envelope: CE) という。連星系は共通外層の中を運動するので、角運動量を外層に与えながら軌道半径を縮めていき、最終的に主星は外層を失って白色矮星になり、白色矮星と主系列星の連星系になる。共通外層進化で半径が縮まることで、地球と同程度の半径である白色矮星と伴星の連星系でも再びRLOFによる質量輸送が可能となる。伴星が主系列星から赤色巨星に進化した後、ガスを受け取る白色矮星について、またその後の連星の進化過程について以下で述べる。

### 2.3.1 ガスを受け取る白色矮星

白色矮星の表面に伴星からのガスが降り注ぐと、その後質量降着率の値によって起こる現象が変化する。質量降着率に対する白色矮星に積もった水素ガスの反応をまとめたものが図2.8である。白色矮星の表面にガスがある程度積もると圧力が増大するので、もともと表面であった領域の温度が上昇し、水素の核反応が始まる。質量降着率が $\dot{M}_{\text{steady}}$ (図2.8の黒の破線)より大きいと、核反応によって水素が消費される割合と同じ割合で水素ガスが降着する。核反応は止まるこ

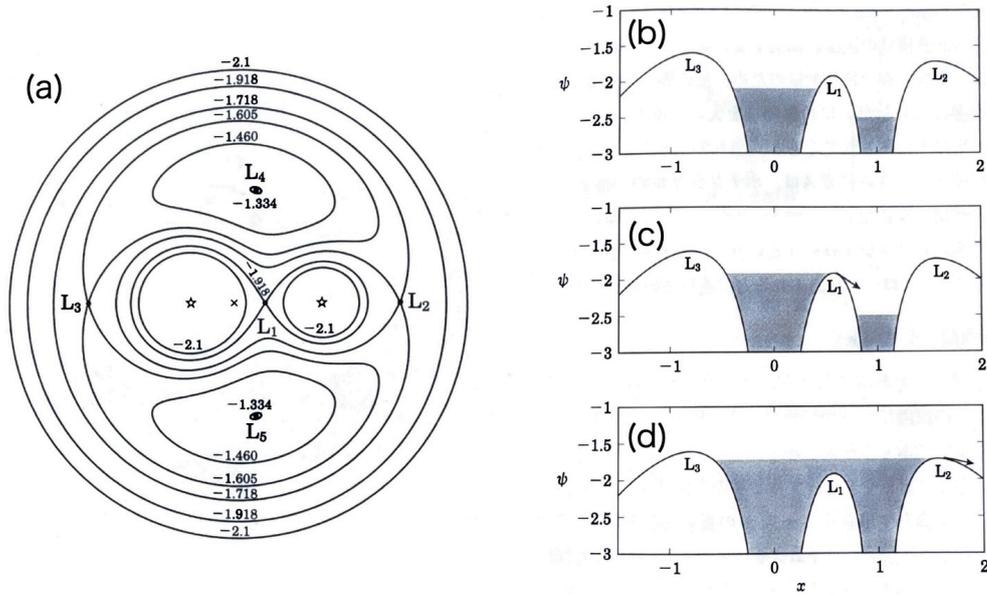


図 2.7: 左図：質量比が2の連星系における無次元化したロッシュ等ポテンシャル面。  $L_1, \dots, L_5$  はラグランジュ点を表す。右図：連星系の2つの星を通る軸を  $x$  軸にとったときのロッシュポテンシャルと RLOF の概略図。(b) どちらの星もロッシュローブを満たしていない状態。(c) 主星が膨張し、ロッシュローブを満たして  $L_1$  から質量が輸送されている。(d) 伴星もロッシュローブを満たし、連星が CE を持っている状態。さらに膨張が進むと  $L_2$  から流出していく。

となく定常的に水素が燃焼されるので、燃焼した水素がヘリウムとなって白色矮星の表面に積もり、次第に重くなる。質量降着率が  $\dot{M}_{\text{cr}}$  (図 2.8 のマゼンタの一点鎖線) よりも小さいときは降着したガスが全て白色矮星に積もるが、 $\dot{M}_{\text{cr}}$  以上になるとガスの核燃焼が質量降着に追いつかなくなる。燃焼しきれないガスの質量がどんどん増えて白色矮星は大きく膨張し、放射圧でガスが加速されて、白色矮星から余分な  $\dot{M} - \dot{M}_{\text{cr}}$  分のガスの質量放出が起こる。ここで  $\dot{M}$  は白色矮星からの質量放出がなかった場合の、伴星からの質量降着率である。このときの白色矮星からの質量放出のことを新星風と呼ぶ。新星風によってロッシュローブを満たしていない白色矮星でもガスが連星系から出ていき、白色矮星は  $\dot{M}_{\text{cr}}$  の割合で重くなっていく。質量降着率が  $\dot{M}_{\text{steady}}$  より小さいと、核反応を定常的に保つことができずに燃焼が止まってしまい、白色矮星に積もったガスが冷えていく。積もった水素ガスは白色矮星の半径に比べて厚さが非常に小さいので、ガスの圧力はガスの重さだけで決まっており、温度が上がっても圧力が下がらず、降着した質量がある臨界値を超えると核反応が暴走する。水素層の質量の臨界値を等高線で表したのが図 2.8 の実線である。白色矮星の表面で核反応が暴走し、ガスが膨張して放射圧によって加熱され、質量放出が起こる現象が新星爆発である。新星爆発は超新星爆発とは違って白色矮星の表面のみで爆発が起こり、積もったガスの大部分が質量放出されると核反応が止んで、再び表面にガスをためる。以上のように、質量降着率が小さいと新星爆発となり白色矮星の質量は増えない、または増えても非常に少ない量であるが、ある程度大きいと白色矮星の質量は増えていくので、チャンドラセカール限界質量に近づきうる。

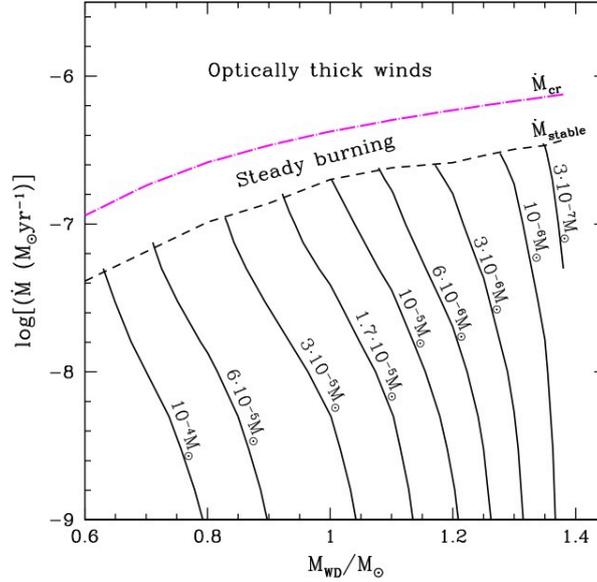


図 2.8: 質量降着率に対する白色矮星に積もった水素ガスの反応 (Kato et al., 2014). 縦軸が白色矮星への質量降着率, 横軸が白色矮星の質量. 黒の破線は水素が定常的に燃焼する境界, マゼンタの一点鎖線は新星風が吹く境界を表す. 実線とそれに付随した数値は, 不安定殻燃焼が着火するときの水素層の質量を示す.

### 2.3.2 その後の進化

伴星がロッシュローブを満たした後の進化は, 複数の過程に分岐すると考えられている. 主なシナリオである SD シナリオと DD シナリオ, さらにその2つのシナリオの間のような CD シナリオについて以下で述べる.

#### SD (Single Degenerate) シナリオ

SD シナリオは, 白色矮星と非縮退の伴星 (赤色巨星や漸近巨星分枝星など) の連星系において,  $L_1$  を通る安定な RLOF によって白色矮星の質量が増加し, チャンドラセカール質量に近づくと核融合暴走を起こして爆発するというものである. SD シナリオのイメージを図 2.9(a) に示す. 2.3.1 項で述べたとおり, 白色矮星には  $\dot{M}_{\text{steady}}$  から  $\dot{M}_{\text{cr}}$  の割合で質量降着が起こる. 伴星から質量降着している段階での白色矮星の表面では水素の核融合が起こっているため, 表面の温度が数十万度になっている. このときの黒体放射のピークは  $10 - 60$  eV にあり, 白色矮星は超軟 X 線源 (Super-Soft X-ray Source: SSS) として観測される. 新星風が吹いている段階では新星風の影響で自己吸収してしまうために超軟 X 線は観測されないが, 新星風が止んで質量降着している段階においては超軟 X 線が観測されるので, 非縮退の伴星から白色矮星に質量降着する SD シナリオを支持する証拠となっている.

SD シナリオに基づくと, 白色矮星の質量はチャンドラセカール質量に近いということになる. チャンドラセカール質量に近い質量を持つ白色矮星による Ia 型超新星爆発のシナリオが理論的に

構築され、観測されている光度曲線を再現することに成功した。しかし、SD シナリオでは説明できない超新星が見つまっている。説明できない点の1つ目は爆発後も残るはずの伴星が見つかっていないということである。Kasen et al. (2009) では伴星が存在するときの Ia 型超新星爆発の流体数値計算を行い、伴星が生き残ることと可視光から X 線の帯域にかけて光度が超過することを予測した。しかし、地球に近いところで爆発した Ia 型超新星 SN 2011fe ではこれらの超過が確認されず、伴星の存在が否定されている (Li et al., 2011; Brown et al., 2012)。また、大マゼラン雲にある Ia 型超新星残骸 SNR 0509-67.5 の可視光観測からも伴星は発見されなかった (Schaefer and Pagnotta, 2012)。2つ目は爆発する前に作られる星周物質が見つかっていない Ia 型超新星があるということである。新星風によって伴星の一部が剥ぎ取られ、トーラス状の星周物質が作られると予想されている (Hachisu et al., 2008)。3.1 節で述べたように、この星周物質が衝撃波によって加熱されることで X 線で明るく輝く。実際、SN 2002ic や SN 2006X では星周物質由来と考えられる輝線が検出されている (Hamuy et al., 2003; Patat et al., 2007)。しかし、SN 2011fe や SN 2014J では星周物質の存在は確認されなかった (Chomiuk et al., 2012; Margutti et al., 2012; Pérez-Torres et al., 2014)。

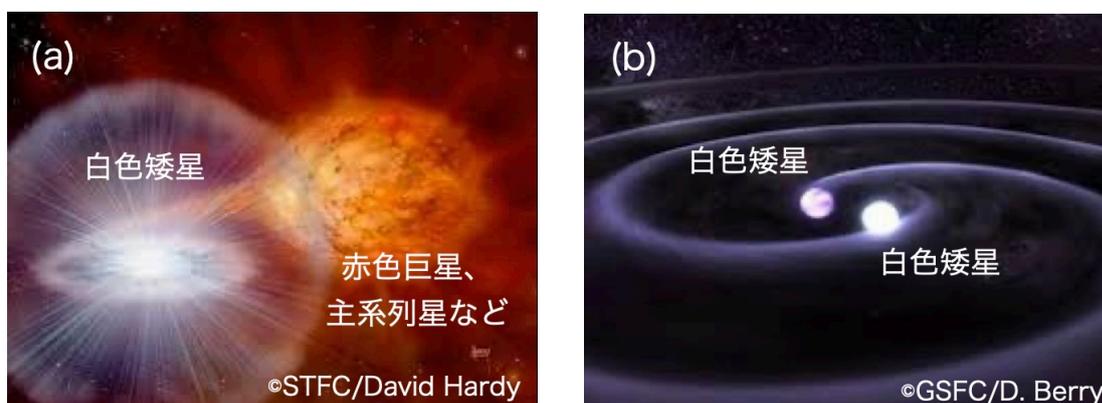


図 2.9: (a)SD シナリオのイメージ。白色矮星と非縮退の伴星の連星系である。(b)DD シナリオのイメージ。2つの白色矮星の連星系である。

### DD (Double Degenerate) シナリオ

DD シナリオでは、白色矮星と非縮退の伴星の連星系において伴星がロッシュローブを満たし、RLOF によって再度共通外層を形成した後、外層を失って2つの白色矮星になる。その後重力波を放出して角運動量を失い、連星間距離を縮めて合体または質量輸送によって白色矮星の質量がチャンドラセカール質量に近づき、Ia 型超新星に至る。外層が失われた白色矮星連星による爆発のため、星周物質は観測されない。重力波観測装置 LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) によってブラックホール連星の重力波が観測されており、同様に白色矮星連星の重力波が観測できれば DD シナリオは有力であると言える。DD シナリオのイメージを図 2.9(b) に示す。SD シナリオの問題点であった非縮退の伴星や星周物質が見つかっていないことは、DD シナリオによって解決されると考えられている。

DD シナリオは初め、2つの軽い白色矮星同士が合体しチャンドラセカール質量付近、またはそれ以上の質量をもつ白色矮星となって爆発するというモデルが考えられていた (Webbink, 1984). しかし、このモデルでは軽い星から重い星への激しい質量降着により重い星の外層が核融合反応を起こして O+Ne+Mg コアの白色矮星になる. O+Ne+Mg コアの白色矮星はチャンドラセカール質量を超えても Ia 型超新星にならず、爆縮して中性子星になると指摘され、このモデルは棄却された (Saio and Nomoto, 1985). その後、軽い白色矮星が潮汐力破壊されたことで起こる質量輸送によって爆発する Dinamically-Driven Double-Degenerate Double Detonation (D6; Shen et al., 2018a) というモデルが提案された. このモデルでは伴星の白色矮星は合体せずに生き残り、重力から突然解放されることによって  $1000 \text{ km s}^{-1}$  以上の高速で飛び去ることが予想されている. 位置天文衛星 Gaia による観測からこのような高速の白色矮星が3つ発見されており、そのうちの1つは運動をたどった先に超新星残骸が存在することから、注目されているモデルである (Shen et al., 2018b). 現在確認されている高速な白色矮星の数は Ia 型超新星の全てを説明するには少なすぎるが、観測サンプルが不十分である可能性も考えられる. 現在有力とされている DD シナリオのモデルの特徴は、爆発する白色矮星の質量が太陽質量程度の軽い星であるという点である. この軽い白色矮星が爆発することの問題点として、鉄族元素、特に  $^{55}\text{Mn}$  の生成量が太陽組成に比べて1桁低いということが挙げられる. 軽い白色矮星は中心の密度が低く電子捕獲反応が起こりにくいので、 $^{55}\text{Mn}$  が作られにくいことが理由である. したがって、DD シナリオのみでは太陽組成を説明できないため、SD シナリオ、もしくは別のシナリオからできた Ia 型超新星が必要である.

## CD (Core Degenerate) シナリオ

CD シナリオは、白色矮星と漸近巨星分枝星からなる連星系において漸近巨星分枝星がロッシュローブを満たし共通外層を形成した後、共通外層内で白色矮星と漸近巨星分枝星のコアが合体、または共通外層段階直後に合体するというものである (Livio and Riess, 2003; Kashi and Soker, 2011). DD シナリオと同様に共通外層を形成した後に爆発するが、DD シナリオと違う点が3つある. 1つ目は伴星のコアの質量が白色矮星の質量よりも大きいということである. 伴星のコアの質量が大きいことで白色矮星が潮汐破壊されて2つの星が合体する. 2つ目は共通外層段階を経て長くても  $10^5$  年以内に合体するという点である. これは、伴星のコアがまだ大きく熱いうちに合体が起こることによるタイムスケールである. 3つ目は連星形成から爆発までの時間で起こっていることである. DD シナリオでは重力波によるスパイラルインが起こっているが、CD シナリオでは合体後に生まれる高速回転で磁力をもった白色矮星のスピンドウンが起こっている. コアが合体することによって爆発するという点では DD シナリオに似ているが、伴星が白色矮星になる前に合体して爆発するのでタイムスケールは SD シナリオと似ているという、SD シナリオと DD シナリオの中間のようなシナリオである. Kashi and Soker (2011) ではこのシナリオによって、絶対光度が通常の Ia 型超新星よりも大きい超チャンドラセカール質量 Ia 型超新星が生まれるような大質量白色矮星が形成される可能性があるとして示唆した. 実際、白色矮星と漸近巨星分枝星の三次元流体力学シミュレーションで、この合体によって大質量白色矮星が形成された後、Ia 型超新星が起こると示唆されている (Aznar-Siguán et al., 2015). さらに、激しい即発的な合体

であるため星周物質が周りに残っており、SD シナリオのように星周物質の存在が確認されている Ia 型超新星の性質を再現できる可能性がある。しかし、モンテカルロシミュレーションによって CD シナリオによる Ia 型超新星の誕生する確率を計算したところ、観測されている Ia 型超新星の  $\leq 1\%$  しか再現することができなかった (Meng and Yang, 2012)。CD シナリオは SD シナリオと DD シナリオの中間のようなシナリオであり、Ia 型超新星の性質を再現できるようなシナリオではあるものの、すべての Ia 型超新星に当てはまるものではないという問題点がある。

### 2.3.3 星周物質をまとう Ia 型超新星

SD シナリオ、もしくは CD シナリオで考えられているように、Ia 型超新星を起こす連星系は星周物質が作られる可能性がある (e.g., Silverman et al., 2013)。星周物質が形成される連星系の進化の概略を図 2.10 に示す。上記で述べてきたとおり、白色矮星と非縮退の伴星の連星系は、ロッシュローブを満たした伴星から白色矮星に  $\dot{M}_{\text{steady}}$  から  $\dot{M}_{\text{cr}}$  の割合での質量降着を起こし、 $\dot{M}_{\text{cr}}$  を超えた分は新星風となって出ていく (図 2.10(b))。白色矮星から吹く新星風が伴星と衝突することで伴星の外層が剥ぎ取られて連星系の外に出ていき、トーラス状の星周物質となる (図 2.10(c))。このトーラス状の星周物質は外向きに  $10\text{--}100 \text{ km s}^{-1}$  の速さで膨張し、新星風との相互作用によって砂時計のような構造が形成される (図 2.10(d))。伴星から質量が降着し、白色矮星がチャンドラセカール質量に近づくと Ia 型超新星爆発が起こる。

実際に星周物質由来と考えられている放射が観測された Ia 型超新星はいくつかある。SN 2002ic や SN 2005gj の可視光観測では狭い  $\text{H}\alpha$  輝線 (Hamuy et al., 2003; Prieto et al., 2007)、SN 2006X の可視光観測では  $\text{Na I D}$  輝線 (Patat et al., 2007)、Kepler's SNR の X 線分光観測では  $\text{N Ly}\alpha$  輝線が見つかり、膨張速度や温度から星周物質由来の輝線であると示唆されている。特に、狭い  $\text{H}\alpha$  輝線が観測されるものは Ia-CSM 超新星というクラスに分類される (Silverman et al., 2013)。この狭い輝線幅は膨張する衝撃波の速度よりもはるかに低い速度を示しており、星周物質との相互作用によるものと推定されている。Ia-CSM 超新星の絶対等級は通常の Ia 型超新星よりもやや明るく、IIIn 型超新星で観測されるよりも強く狭い  $\text{H}\alpha$  輝線を持つ特徴がある。Ia 型超新星やその残骸の衝撃波で加熱された星周物質は、伴星の性質や進化の段階を理解するための有望な手がかりとなっている。

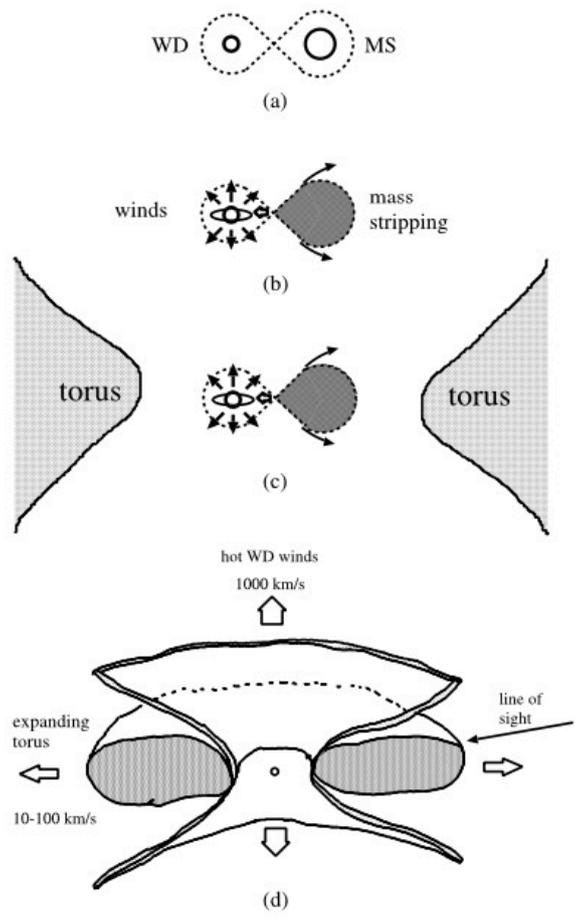


図 2.10: 星周物質が形成される連星系の進化の概略 (Hachisu et al., 2008).

## 第3章 超新星残骸

### 3.1 超新星残骸とその進化

超新星爆発によって生じた衝撃波は、周囲の星周物質 (Circumstellar Medium: CSM) や星間物質 (Interstellar Matter: ISM) を掃き集めて膨張する。星周物質は爆発前に恒星から放出されたガスやダストのことを指すのに対し、星間物質はもともと星間空間に存在しているガスやダストを指す。このようにしてできる爆発の残骸を超新星残骸 (Supernova Remnant: SNR) と呼び、衝撃波によって加熱された星周物質や星間物質は X 線で明るく輝く。超新星残骸の膨張段階の進化について以下で説明する。

#### 自由膨張期

掃き集められた星周物質や星間物質の質量が爆発噴出物の質量よりも十分小さい期間中、爆発噴出物は減速せずに自由膨張する。超新星爆発による爆発エネルギーは超新星爆発の種類によらず  $\sim 10^{51}$  erg であり、爆発のエネルギーのほとんどが爆発噴出物の運動エネルギーに変換されるので、膨張速度  $v_s$  は次のように表せる。

$$v_s = \sqrt{\frac{2E}{M_{ej}}} = 1.0 \times 10^9 \left( \frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/2} \left( \frac{M_{ej}}{M_\odot} \right)^{-1/2} \text{ cm s}^{-1} \quad (3.1)$$

ここで、 $E$  は爆発エネルギー、 $M_{ej}$  は爆発噴出物の質量である。この膨張速度は星間物質における音速 ( $\sim 10^6$  cm s $^{-1}$ ) に比べて十分速いので、爆発噴出物は順行衝撃波 (forward shock) と呼ばれる衝撃波を形成する。掃き集められた星間物質の質量  $M_{ISM}$  は式 3.2 で表され、 $M_{ej}$  と同程度になるまで自由膨張期は続く。

$$M_{ISM} = \frac{4}{3} \pi R_s^3 \mu m_H n_0 \quad (3.2)$$

ここで、 $\mu$  は平均分子量、 $m_H$  は水素の質量、 $n_0$  は星間物質中の水素の密度、 $R_s$  は自由膨張期の膨張半径である。自由膨張期の膨張半径と衝撃波の速度には式 3.3 の関係があるので、式 3.1, 3.2, 3.3 から自由膨張期のタイムスケール  $t$  は式 3.4 のように求められる。

$$R_s = v_s t \quad (3.3)$$

$$t \sim 1.9 \times 10^2 \left( \frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{-1/2} \left( \frac{M_{ej}}{M_\odot} \right)^{5/6} \left( \frac{\mu}{1.4} \right)^{-1/3} \left( \frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \text{ yr} \quad (3.4)$$

したがって、典型的には自由膨張段階が数百年程度続く。

## 断熱膨張期

掃き集められた星間物質の質量が爆発噴出物の質量よりも十分大きくなると、星間物質との衝突による衝撃波の減速が無視できなくなる。しかし、放射によるエネルギー損失は無視できるため、超新星残骸は断熱膨張しているとみなせる。この段階での流体は、点源爆発のもとでの断熱膨張として近似でき、球対称の仮定のもとでは自己相似解 (Sedov Taylor 解) が存在する (Sedov, 1946; Taylor, 1950)。衝撃波の半径  $R_s$ 、速度  $v_s$ 、衝撃波面のすぐ後方の温度  $T_s$  はそれぞれ以下のように表せる。

$$R_s = 4 \times 10^{19} \left( \frac{t}{10^4 \text{ yr}} \right)^{2/5} \left( \frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/5} \left( \frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \text{ cm} \quad (3.5)$$

$$v_s = \frac{dR_s}{dt} = 5 \times 10^7 \left( \frac{t}{10^4 \text{ yr}} \right)^{-3/5} \left( \frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/5} \left( \frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \text{ cm s}^{-1} \quad (3.6)$$

$$T_s = 3 \times 10^6 \left( \frac{t}{10^4 \text{ yr}} \right)^{-6/5} \left( \frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{2/5} \left( \frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-2/5} \text{ K} \quad (3.7)$$

断熱膨張期は数万年続き、断熱膨張が終わるころには  $\sim 70\%$  の爆発エネルギーが熱エネルギーに変換されている。

自由膨張期から断熱膨張期への転移時には順行衝撃波は式 3.6 のとおり減速していくのに対し、内側の爆発噴出物は等速で膨張している。衝撃波の減速に伴って掃き集められた星周物質や星間物質が爆発噴出物を押し返し、逆行衝撃波 (reverse shock) と呼ばれる内向きの衝撃波が形成される。逆行衝撃波によって爆発噴出物は圧縮と加熱を受け、加熱された星間物質と爆発噴出物の境界は接触不連続面 (contact discontinuity) と呼ばれる。この状態にある超新星残骸の概略を図 3.1 に示す。加熱された爆発噴出物は順行衝撃波で加熱された星周物質や星間物質とともに X 線を放射する。逆行衝撃波が爆発の中心まで到達していない若い超新星残骸 (例えば、Kepler's SNR や Tycho's SNR) は、未加熱の爆発噴出物から X 線が放射されないため中心部の X 線観測はできない。

## 放射冷却期

式 3.7 から分かるように、衝撃波の温度  $T_s$  は時間とともに下がるので、放射によるエネルギー損失が無視できなくなる。この段階を放射冷却期という。放射冷却期の初期段階では密度の高い外側の領域は冷やされていくが、内部の低密度な領域では高温で断熱膨張をしているので、衝撃波が内部の圧力に押されて膨張する。この段階を圧力駆動雪かき段階と呼び、単原子ガスを仮定すると衝撃波の時間進化は次のように表せる。

$$R_s \propto t^{2/7} \quad (3.8)$$

さらに内部も冷えて圧力が無視できるようになると、衝撃波は自身の運動量保存のみで膨張する。この段階を運動量保存雪かき段階と呼び、衝撃波の時間進化は次のように表せる。

$$R_s \propto t^{1/4} \quad (3.9)$$

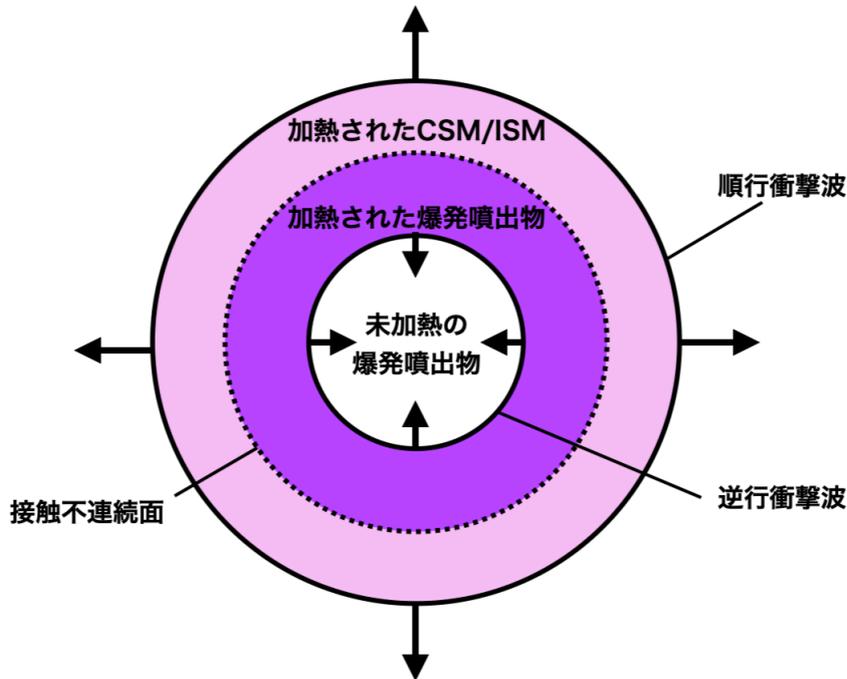


図 3.1: 自由膨張期から断熱膨張期への移転時における超新星残骸の概略図。

衝撃波によって加熱された原子は、自由電子の衝突によって外殻の電子から順に剥がされて電離する。電離が進行してイオンの価数が上がり、電子が1個の状態になったイオンを水素様イオン、2個の状態をヘリウム様イオン、... という。また、電離状態はギリシャ数字を用いて表すこともあり、電離していない状態をIとして、電子が減るに従って数字を1つずつ増やす。例えば、酸素の6階電離イオンであれば "O VII" のように表す。

### 3.2 超新星残骸からの X 線放射

超新星残骸からの X 線放射は、熱的プラズマから放射される熱的放射と、シンクロトロン放射などの非熱的放射に分類できる。超新星残骸の熱的放射は、連続的な熱制動放射成分と線構造をもつ輝線放射成分に分けられる。以下では熱制動放射と輝線放射について説明する。

#### 熱制動放射

プラズマ中の荷電粒子が、他の粒子のクーロン力によって加速度運動することで放射される電磁波を制動放射という。イオンは電子よりも重いためにクーロン力の影響を受けにくいので、制動放射は電子によるものが支配的である。光学的に薄く熱平衡状態のプラズマからの制動放射を熱制動放射といい、自由-自由放射と呼ばれることもある。電子密度  $n_e$ 、イオン密度  $n_i$  のプラズ

マ中を電子が運動するときの単位体積・単位周波数あたりの放射強度は次の式で表せる。

$$\frac{dW}{dV dt d\nu} = \frac{16\pi e^6}{3\sqrt{3}c^3 m_e^2 v_e} n_e n_i Z^2 g_{ff}(v, \nu) \quad (3.10)$$

ここで,  $e$ ,  $c$ ,  $m_e$ ,  $v_e$ ,  $Z$ ,  $g_{ff}$  はそれぞれ電気素量, 光速, 電子の質量, 電子の速度, イオンの原子番号, ガウント因子である。

超新星残骸のプラズマでは, 電子の速度はマクスウェル・ボルツマン分布に従う。温度  $T_e$  の熱平衡プラズマにおいて, 電子が速度  $v$  から  $v + dv$  の間にある確率  $P(v)$  は次の式で表せる。

$$P(v) \propto v^2 \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2kT_e}\right) dv \quad (3.11)$$

ここで  $k$  はボルツマン定数である。したがって, 超新星残骸からの制動放射は式 3.10 をマクスウェル・ボルツマン分布で平均を取ることににより, 次の式で表せる。

$$\frac{dW}{dV dt d\nu} = \frac{2^5 \pi e^6}{3m_e c^3} \left(\frac{2\pi}{3km_e}\right)^{1/2} T_e^{-1/2} Z^2 n_e n_i e^{-h\nu/kT_e} \bar{g}_{ff} \quad (3.12)$$

$$= 6.8 \times 10^{-38} Z^2 n_e n_i T_e^{-1/2} e^{-h\nu/kT_e} \bar{g}_{ff} \quad (3.13)$$

ここで  $h$  はプランク定数,  $\bar{g}_{ff}$  は速度について平均したガウント因子である。式 3.12 から分かる通り, 制動放射は  $h\nu \geq kT_e$  で急速に落ちるスペクトルを持つ。X線スペクトル解析では, 制動放射のカットオフの位置から電子温度を測定することができる。

## 輝線放射

電子はX線を吸収すると励起し, エネルギー準位が高い状態に遷移する。励起した電子が低い準位に遷移するとき, エネルギー差に相当する特定の波長を持った光子を放出することで起こるのが輝線放射である。X線帯域における輝線の放射の要因は主に衝突励起, 内殻電離, 再結合である。水素様イオンの放射をボーアの原子模型で考えると, 輝線エネルギー  $E$  は次の式で近似的に求めることができる。

$$E \sim Z^2 R_y \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2} \right) \quad (3.14)$$

ここで,  $Z$  は原子番号,  $R_y$  はリュードベリ定数,  $n$ ,  $n'$  はそれぞれ遷移前後の主量子数である。遷移後の主量子数が  $n = 1, 2, 3, \dots$  の輝線はそれぞれ K 殻輝線, L 殻輝線, M 殻輝線... と呼ばれる。また, L 殻から K 殻に遷移するときの輝線を  $K\alpha$ , M 殻から K 殻への遷移を  $K\beta$  というように, ギリシャ文字で遷移状態を詳細に示すこともある。特に, 水素様イオンの場合は  $Ly\alpha$ ,  $Ly\beta$ ,  $Ly\gamma, \dots$ , ヘリウム様イオンの場合は  $He\alpha$ ,  $He\beta$ ,  $He\gamma$  と表す。

## 第4章 超新星残骸 Kepler's SNR の観測動機

### 4.1 超新星残骸 Kepler's SNR

Kepler's SNR は 1604 年に爆発を起こした、銀河系内で観測された最も若い超新星 SN1604 の残骸である。SN1604 はドイツの天文学者ヨハネス・ケプラーによって詳細に報告され、見かけの最大等級は  $-3$  等と肉眼でも観測が可能であった。Kepler's SNR までの距離は様々な観測手法で 3.2 kpc (Danziger and Goss, 1980) から 12 kpc (van den Bergh et al., 1973) と見積もられている。本修士論文では Reynoso and Goss (1999), Kerzendorf et al. (2014) に基づき、距離を 6.4 kpc として計算を行っている。この値は、電波シェルに挟まれた領域の中央を  $50 \text{ km s}^{-1}$  で横切る H I の放射の増強が見られるのに対応する H I の吸収がないことから、Kepler's SNR がこのガスの前にあると考えられるために制限された上限値である (Reynoso and Goss, 1999)。X 線分光観測スペクトルで観測された O/Fe 比から、Ia 型であると考えられ (Reynolds et al., 2007), Ia 型超新星の性質を理解するために広く研究されている。Kepler's SNR のような若い超新星残骸は、衝撃を受けた星周物質または星間物質からの放射と衝撃を受けた爆発噴出物からの放射の少なくとも 2 つの放射が見られる。星周物質または星間物質よりも爆発噴出物の方が密度が高く重元素に富んでいるため、Kepler's SNR の X 線スペクトルで目立っている Si, S, Ar, Ca の中間質量元素は爆発噴出物由来であると考えられている (Cassam-Chenaï et al., 2004)。Katsuda et al. (2015) では精密分光観測により、窒素が豊富な低温成分が見つかり、これは星周物質で窒素が豊富であることと一致する。窒素に富む星周物質は、伴星の CNO サイクルでできた窒素が対流層によって表面に運ばれたことによるものだと考えられている。Kepler's SNR の爆発前の連星系は、質量損失率と星風の膨張速度から C+O 白色矮星と漸近巨星分枝星の連星系であると示唆されている (Chiotellis et al., 2012; Katsuda et al., 2015)。伴星の質量は推定されているが一意には定まっていない。例えば、Chiotellis et al. (2012) では二次元流体シミュレーションによって、北部に窒素が豊富な外層があるという Kepler's SNR の観測的特徴は、漸近巨星分枝星の星風によって作られたバブルの一部を白色矮星が吸収して質量を増やすという系によって再現でき、その特徴を説明するために漸近巨星分枝星は  $4\text{--}5 M_{\odot}$  の初期質量が必要であると推定されている。これに対して Bandiera (1987) では、Kepler's SNR の高密度のノットが星周物質からできているという仮定のもと、爆発前の連星系の速度を見積もることで、超新星爆発による衝撃波が連星系の高速な運動によってできた弧状衝撃波を通過しているために Kepler's SNR が球対称な形状をしておらず、不安定性による高密度のノットができたと予想した。このモデルから連星系が高速に達した時期と星風による質量損失率・速度を推定し、損失した質量が  $>10 M_{\odot}$  であると推定した。

星周物質と相互作用しているという事実は SD モデルを示唆するが、伴星が見つかっていない

という問題が残る。上記のとおり，現在推定されている伴星の質量は  $\geq 4 M_{\odot}$  と比較的大きく，そうであれば比較的明るい星である必要であると考えられる。しかし，[Kerzendorf et al. \(2014\)](#) では WiFeS (Wide-Field Spectrograph) 望遠鏡での可視光撮像分光観測と HST (Hubble Space Telescope) 望遠鏡での測光観測によって，Kepler’s SNR を中心に  $38 \text{ arcmin} \times 38 \text{ arcmin}$  の範囲に存在する明るい星 24 個を調査したが，巨星に期待される光度  $L > 10 L_{\odot}$  または爆発に関連したような一貫性のある速度を持つ星は見つからなかった。さらに [Ruiz-Lapuente et al. \(2018\)](#) では，Kepler’s SNR を中心に半径  $24 \text{ arcmin}$  の範囲における HST の画像から得た伴星の候補天体 32 個について，VLT (Very Large Telescope) 望遠鏡の高分散ファイバー分光観測装置 (Fibre Large Array Multi Element Spectrograph: FLAMES) で固有運動や温度，回転速度などのパラメータを調べ，光度と距離を決定したが，FLAMES で観測できる限界光度  $L > 2.6 L_{\odot}$  で伴星に期待される固有速度を持つ星は見つからなかった。伴星は爆発の衝撃波で外層が剥がれている可能性もあるが，推定されている質量帯であれば剥がれた後も明るい可能性が高い。この問題の解決案として考えられるのが [2.3.2 節](#) で述べた CD モデルである ([Vink, 2017](#))。漸近巨星分枝星の進化後に共通外層を形成してコアが合体すれば，タイムスケールが SD モデルに近い爆発が可能であり，共通外層が星周物質として観測できる可能性がある。シナリオについて色々な議論がなされているが伴星の素性についてはわかっていないため，N/O を測定することで恒星進化の観点から伴星の初期質量などの物理パラメータを推定することができる Kepler’s SNR が Ia 型超新星の未解決問題を解決する上で最適の天体であると考えられる。

## 4.2 観測の動機

上記のとおり，Kepler’s SNR の星周物質からは X 線で高い N/H が観測され，伴星の CNO サイクルでできたものであると考えられている。星周物質の元素組成は伴星の初期質量や初期回転速度などの物理パラメータに依存することがわかっており，特に C, N, O の組成比は CNO サイクルの進化段階に応じて変化している ([Marigo, 2001](#))。中でも N/O を測定することが伴星の物理パラメータを知る手掛かりとなる。N/O の観測には，窒素と酸素の輝線が分離できる XMM-Newton 衛星の反射型回折分光器 (RGS) を用いた。超新星残骸の X 線観測で広く用いられている CCD カメラでは，エネルギー分解能や検出効率の観点からスペクトルで窒素や酸素の輝線と他の輝線を分解することが難しいため，星周物質の組成比を測定することができない。しかし，今回使用した RGS 検出器は CCD カメラよりもエネルギー分解能が 1 桁以上優れており，[5.3.2 項](#) でも述べるとおり，エネルギー分解能が劣化しない数 arcmin の構造においては窒素と酸素の輝線が分解できる。先行研究 ([Katsuda et al., 2015](#)) の約 6 倍の統計を使用することで N/O を初めて測定することができ，恒星進化シミュレーションとの比較から伴星がどの段階の恒星であるか，そして質量の下限値を制限することができた。研究結果については [8 章](#) で述べる。

## 第5章 XMM-Newton 衛星

### 5.1 概観

XMM-Newton (X-ray Multi-Mirror Mission-Newton) 衛星は, 1999 年 12 月に European Space Agency (ESA) によって打ち上げられた X 線観測衛星で, 近地点 6,000 km, 遠地点 115,000 km の楕円軌道を周回している. 図 5.1 に XMM-Newton 衛星の概観を示す. ウォルター I 型の X 線望遠鏡 3 台と, 口径 30 cm の可視光/紫外線望遠鏡 1 台を搭載している. 観測機器は 3 種類あり, X 線撮像分光観測に用いられる European Photon Imaging Camera (EPIC), 高エネルギー分解能による X 線精密分光観測が可能な Reflection Grating Spectrometer (RGS), 可視光および紫外線観測のための Optical Monitor (OM) である. EPIC は 3 台の X 線望遠鏡に搭載された X 線 Charge-Coupled Device (CCD) 検出器の総称で, 2 台の Metal Oxide Semi-conductor (MOS) 検出器と 1 台の pn 検出器が搭載されており, 0.15 – 12 keV の広帯域で撮像と分光を行うことが可能である. XMM-Newton 衛星と他の主要な 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 衛星は特に視野の広さと有効面積に優れている衛星である. MOS 検出器が搭載されている 2 台の X 線望遠鏡には, 反射型回折分光器 RGS も搭載されており, RGS によって 0.35 – 2.5 keV での精密分光観測が可能となっている. 以下では本研究で使用した X 線望遠鏡ならびに X 線検出器について説明する.

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).

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 (arcmin)	30	8	18
有効面積 (cm <sup>-2</sup> )@1.5 keV	4650	600	1460
エネルギー分解能 (eV)@6 keV	130	150	130
角度分解能 (arcsec)	8	0.5	120

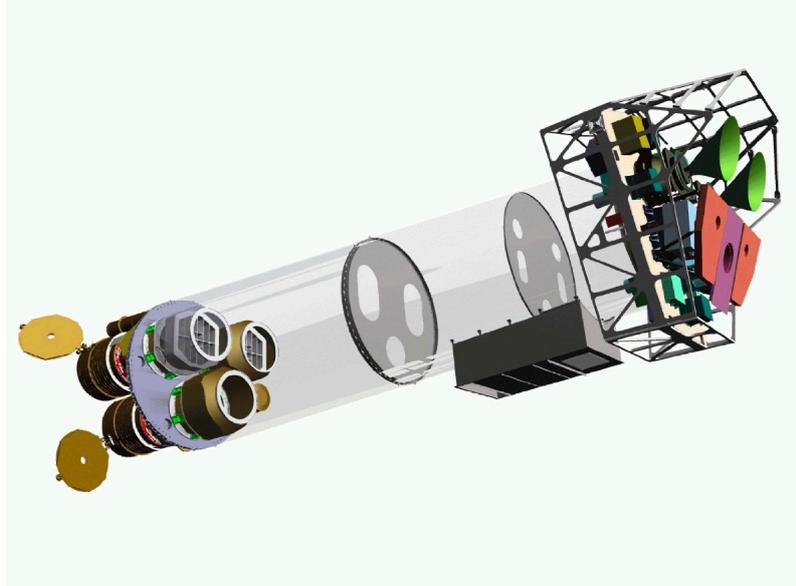


図 5.1: XMM-Newton 衛星の概観 (XMM-Newton Users Handbook, 2024). 右上部分が検出器, 左下部分が X 線望遠鏡である.

## 5.2 X 線望遠鏡

X 線は物質透過力が高いため、可視光などのようにレンズによる集光ができず、全反射や回折を利用して集光する。XMM-Newton 衛星に搭載されている X 線望遠鏡は、いずれも全反射を利用したウォルター I 型光学系の望遠鏡で、図 5.2 のように回転双極面と回転物理面の 2 回の全反射で集光している。望遠鏡の口径は 70 cm, 焦点距離は 7,500 mm, 視野は 30 arcmin である。望遠鏡の性能は主に結像性能と有効面積で特徴づけられている。これらの性能について以下で説明する。

### 結像性能

結像性能は、点源を観測したときの輝度分布を示す Point spread function (PSF) によって評価される。点源を中心に動径方向に積分した光量の全光量に対する割合を fractional encircled energy といい、PSF の評価指標となっている。図 5.3 に様々な入射エネルギーに対する MOS1 の fractional encircled energy を示す。特に、fractional encircled energy の値が 0.5 になる半径のことを half power diameter (HPD) といい、一般的に衛星の角度分解能を比較するときには HPD の値が用いられる。

### 有効面積

有効面積は光子が入射する面積と鏡の反射率の積であり、有効面積が大きいほど多くの光子を集めることができる。図 5.4 の左図に、XMM-Newton 衛星に搭載されている全ての検出器の量

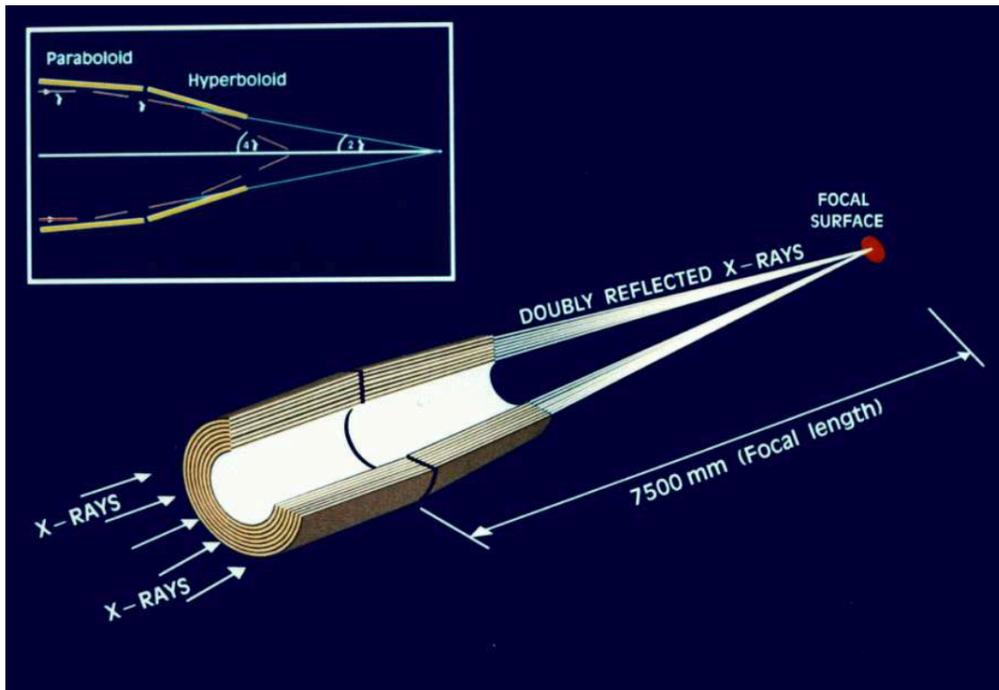


図 5.2: X 線望遠鏡の光路と光学系の概略図 (XMM-Newton Users Handbook, 2024).

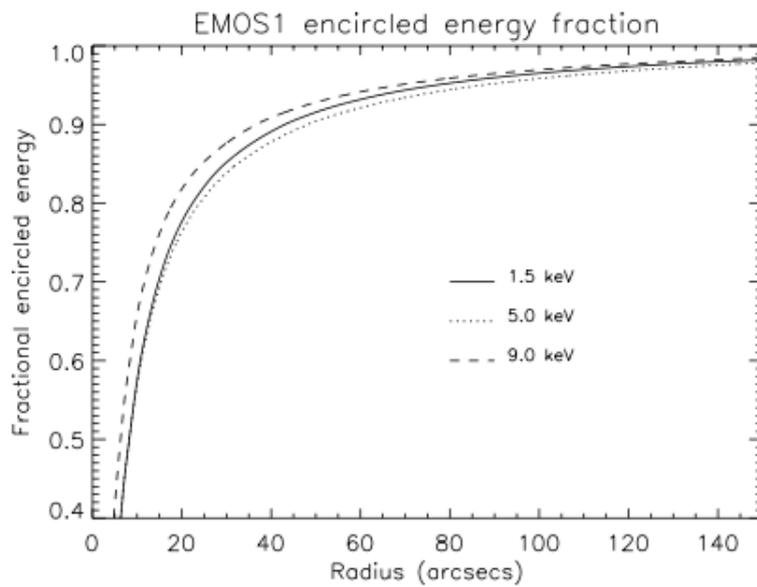


図 5.3: MOS1 の光軸における fractional encircled energy の半径依存性 (XMM-Newton Users Handbook, 2024).

子効率を含めた有効面積を示す。XMM-Newton 衛星は 0.1 – 10 keV のエネルギー領域に感度を持ち、1.5 keV 付近で最大の有効面積を持つ。また、図 5.4 の右図に示したように、光軸からずれて入射した X 線は反射できる鏡の枚数や領域が減り、有効面積が相対的に落ちていく。これを vignetting 効果といい、入射 X 線のエネルギーに依存する。

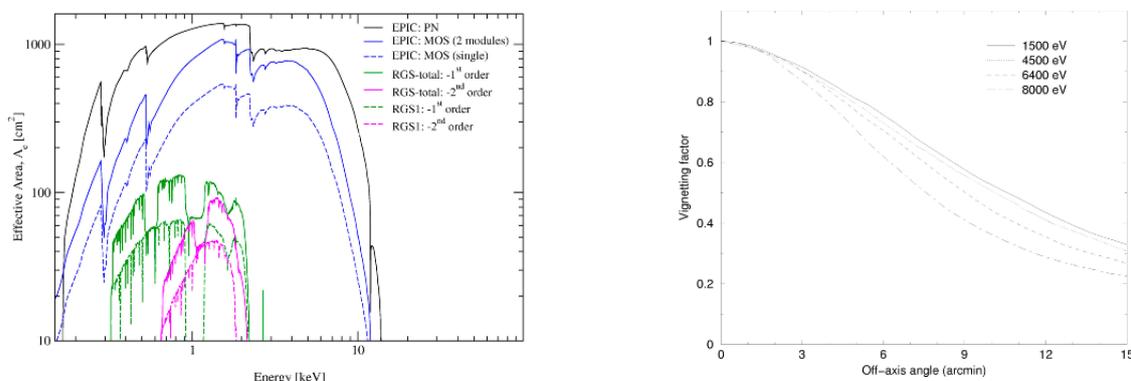


図 5.4: XMM-Newton 衛星の各検出器の有効面積と X 線望遠鏡の vignetting 効果 (XMM-Newton Users Handbook, 2024). 左: 各検出器の有効面積. 右: X 線望遠鏡の vignetting 効果.

## 5.3 X 線検出器

XMM-Newton 衛星には、EPIC と RGS の 2 種類の X 線検出器が搭載されている。以下ではそれぞれの検出器の原理と特性について説明する。

### 5.3.1 EPIC

XMM-Newton 衛星の 3 台ある望遠鏡のうち、2 台には MOS、1 台には pn と呼ばれる CCD 検出器が搭載されている。CCD 検出器は二次元に配列されたピクセルで構成されるイメージセンサーで、ピクセルの空乏層に X 線が入射すると光電吸収によって入射した光子のエネルギーに比例した数の電荷が生成される。高速で電荷を読み出し、1 回の露光につき 1 つのピクセルに入射する光子数を 1 個以下に抑えることで、電荷量を測定して X 線の入射方向とエネルギーを決定している。CCD 検出器は、電極のある表側から X 線が入射する表面照射型 (Front-Illuminated: FI) と、電極のない裏側から入射する裏面照射型 (Back-Illuminated: BI) に分けられ、MOS は FI、pn は BI である。FI は基盤側から X 線が入射するために吸収が起こり検出効率が落ちてしまうことや、基盤側が小隕石などにさらされて損傷を受けやすいことなどの問題がある。実際、MOS1 は 2005 年と 2012 年に小隕石と衝突し、7 枚のうち 2 枚の CCD が使えなくなっている。BI は加工が容易でなく検出器本体となる空乏層の厚みの確保が難しいなどの問題がある。MOS と pn の基本性能を表 5.2 に、概観を図 5.5 に示す。

表 5.2: MOS と pn の基本性能 (XMM-Newton Users Handbook, 2024)

	MOS	pn
エネルギー帯域	0.15–12 keV	0.15–12 keV
エネルギー分解能 (FWHM)	70 eV@1 keV	80 eV@1 keV
PSF(FWHM/HEW)	5"/14"	6"/15"

**Comparison of focal plane organisation of EPIC MOS and pn cameras**

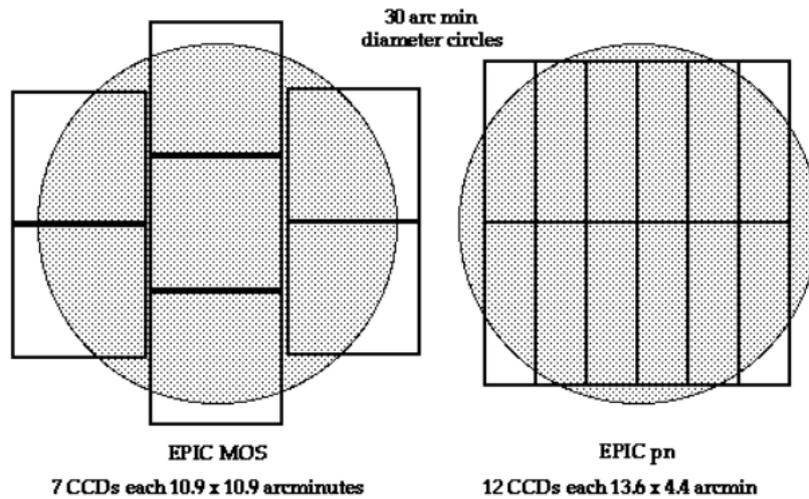


図 5.5: MOS, pn の概略図 (XMM-Newton Users Handbook, 2024). 四角は各 CCD の配置を示し, 斜線の円は直径 30 arcmin の視野を示す.

### 5.3.2 RGS

RGSは、入射したX線を回折するRGA (Reflection Grating Assemblies)と、回折分散されたX線を検出するRFC (RGS Focal Cameras)で構成されている。RGSは0.35–2.5 keVのエネルギー帯域で、点源に対してCCDよりも1桁優れたエネルギー分解能を持っている。表5.3にRGSの基本性能、図5.6に概略図を示す。RGAとRFCについて以下で説明する。

表 5.3: RGS の基本性能 (XMM-Newton Users Handbook, 2024)

エネルギー帯域	0.35–2.5 keV(1次光), 0.65–2.5 keV(2次光)
エネルギー分解能 (FWHM)	2.0 eV@1 keV
ピクセルサイズ	27 $\mu\text{m}$

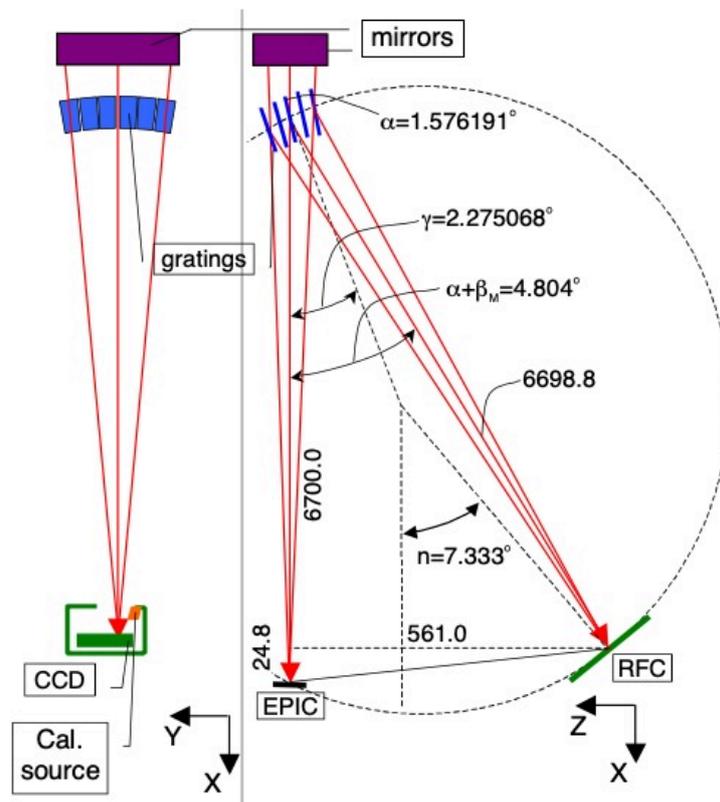


図 5.6: RGS の概略図 (den Herder et al., 2001). 青は RGA, 赤の実線は X 線の光路を示す. 長さの単位は mm.

## RGA

182個の回折格子からなるRGAは、図5.6のように望遠鏡からEPIC(MOS1, 2)に向かう光路上に配置されており、入射したX線の40%が分散される。RGAの概略図を図5.7に示す。X線の入射角を $\alpha$ 、分散角を $\beta$ とすると次の式が成り立つ。

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

ここで、 $m$ は回折光の次数(負の整数)、 $\lambda$ は波長、 $d$ は溝の間隔( $\sim 1.5 \mu\text{m}$ )である。RGAで分散したX線をRFCでとらえて入射角と分散角を測定することで、X線のエネルギーを測定することが可能となっている。

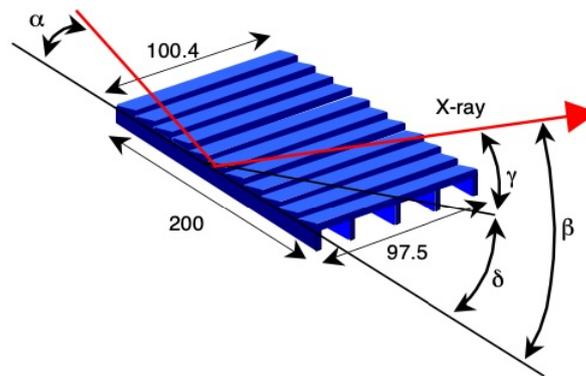


図 5.7: RGA の概略図 (den Herder et al., 2001).  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\delta$  はそれぞれ入射角, 分散角, 回折格子と鏡面の傾き角を表す. 長さの単位は mm.

## RFC

RFCは、EPICのMOSとほとんど同様の裏面照射型CCDがRGAの分散方向に9個設置されており、可視光・UV光を抑制するためにアルミニウムでコーティングされている。RFCの概略図を図5.8に示す。RGS1のチップ7(0.90–1.18 keV)とRGS2のチップ4(0.52–0.62 keV)は故障しており、このエネルギー帯域では総有効面積が1/2に減少している。また、分散軸垂直方向(図5.8のY軸方向)には5 arcminの視野を持っている。

RGSのバックグラウンドは高エネルギー荷電粒子によるものであり、検出器に直接入射することによるもの、検出器ハウジングの相互作用による蛍光X線、望遠鏡を通過してRFCに入射するsoft protonの3種類がある。RFCに直接入射する高エネルギー荷電粒子は、RGSのエネルギー帯域(0.35–2.5 keV)の外のエネルギーであるため、基盤上のソフトウェアによってほとんどが除去される。蛍光X線はコーティングに使用されているアルミニウムから強く放射されており、それを抑制するために金でもコーティングがされているが、それでもなおアルミニウムの $K\alpha$ 線と金のM殻輝線が検出される。これらの蛍光X線は実際に非常に低い強度( $\leq 10^{-3} \text{ counts cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )

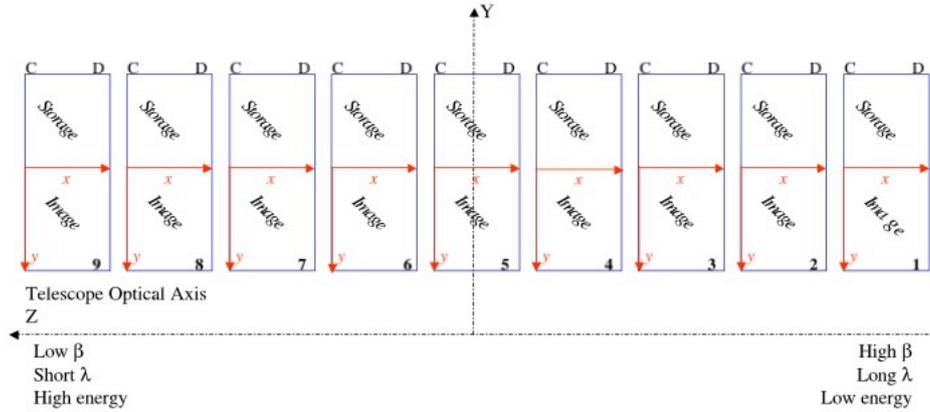


図 5.8: RFC の概略図 (XMM-Newton Users Handbook, 2024). Z 軸が分散軸に対応している. 左から順に高いエネルギーに対応するチップとなっている.

)で観測されている. soft proton は RGA で反射され 0 次光位置を中心とした分布となり, CCD チップ 9 に最も多く入射する.

RGS の応答関数は有効面積と Line Spread Function (LSF) で決まる. LSF は光軸から単色 X 線が入射した際に観測される分散軸方向の輝度分布である. LSF は X 線望遠鏡と RGA の応答関数の畳み込みによって表され, RFC でのイベントセレクションによって図 5.9 のように決まる. 広がった天体に対しては, スリットを装備していない影響でスペクトルに空間的な広がり畳み込まれてしまう. 天体の広がり RFC で観測される波長のずれは次の式で表される.

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

ここで  $\Delta\lambda$  は波長のずれ,  $m$  は回折光子の次数,  $\theta$  は入射光の光軸からのずれ (arcmin) である. したがって, RGS で解析を行う場合は, 点源に対応する応答関数に天体の分散軸方向の輝度分布を畳み込んだものを使用する必要がある. この性質によって広がった天体では輝線幅が広がることになるので, エネルギー分解能が劣化する. 本研究で注目している窒素の水素様イオンからの輝線は  $\sim 0.50 \text{ keV}$  ( $24.8 \text{ \AA}$ ) にあり, その隣の酸素のヘリウム様イオンからの輝線は  $\sim 0.57 \text{ keV}$  ( $21.6 \text{ \AA}$ ) にある. 酸素の波長を式 5.2 に代入して計算すると, 1 分角の広がりを持った放射の 1 次光の波長のずれは  $\sim 3.0 \text{ \AA}$  となり, 窒素の輝線と重ならず分解できる. したがって,  $\sim 1$  分角程度の広がり放射であれば分解が可能である.

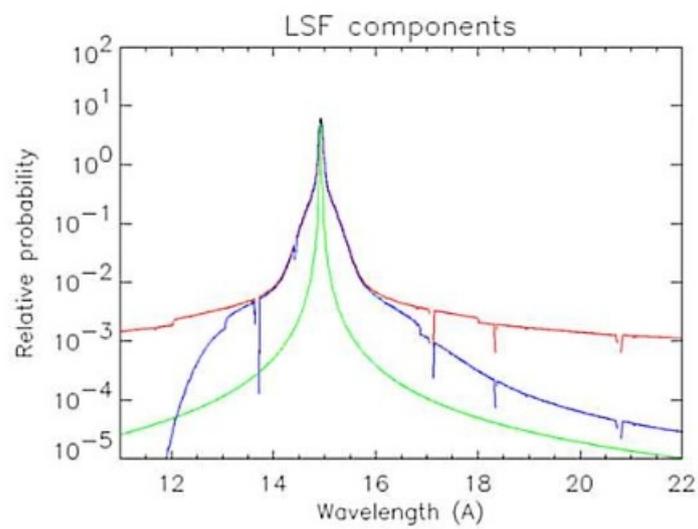


図 5.9: RGS の LSF([XMM-Newton Users Handbook, 2024](#)). 緑は望遠鏡の LSF, 赤は緑に RGA の LSF を畳み込んだもの, 青は CCD の応答を畳み込みイベントセレクションを行ったものを表す.

## 第6章 超新星残骸 Kepler's SNR の X線解析

### 6.1 用いた観測とデータ処理

Kepler's SNR は XMM-Newton 衛星で 3 回観測されており、それら全ての RGS のデータと、バックグラウンド推定のために観測された blank sky 観測 1 つを使用して解析を行った。以下の表 6.1 にその一覧を示す。

表 6.1: XMM-Newton 衛星搭載の検出器による Kepler's SNR の観測

	観測 ID	観測開始日	観測時間 (ksec)
Kepler's SNR	0084100101	2001/3/10	31.7
	0853790101	2020/3/11	37.0
	0842550101	2020/3/19	132.0
Back ground	0051940401	2001/03/10	9.8

本研究の解析では、NASA 提供の HEASDAS software 6.31 と ESA 提供の XMM-Newton Science Analysis System (SAS) version 19.1.0 を使用し、Current Calibration Files (CCF) は 2023 年 5 月の時点で最新のものを使用した。また、スペクトルの応答関数を作成するため、Chandra 衛星の ACIS-S の画像を使用した。Chandra 衛星は XMM-Newton 衛星の 10 倍以上の優れた空間分解能を持っているため、空間分布に関して精密なデータが得られる。2000 年から 2014 年にかけて観測されたデータ (観測 ID: 116, 4650, 6714, 6715, 6716, 6717, 6718, 7366, 16004, 16614) を使用し、Chandra X-ray Center (CXC) 提供の Chandra Interactive Analysis of Observations (CIAO) version 4.15 の `chandra_repro` コマンドを用いて、再プロセスとスクリーニングを行ったのち、`merge_obs` コマンドで全てのデータを合成した。

### 6.2 解析と結果

まず初めに X 線 3 色イメージを作成した。作成したイメージを図 6.1(a) に示す。北側から西側にかけて縁に明るい強い放射が見られ、全体的に爆発噴出物と考えられる 0.70 keV 以上の放射が顕著である。低エネルギーの放射 (0.4–0.84 keV) のみに注目すると、図 6.1(b) のように星周物質からの放射と考えられる 0.4–0.7 keV の放射が外側に、爆発噴出物からの放射と考えられる 0.7–0.84 keV の放射が内側に広がっていることがわかる。この分布は星周物質が衝撃波に掃き集められて超新星残骸のシェル付近に分布する描像と一致している。5.3.2 項で述べたとおり、RGS

の分散方向に対して数 arcmin 程度の広がり構造であれば、RGS を使用して窒素と酸素の輝線を分離できることが期待される。Kepler's SNR はシェル状に星周物質成分が分布していることと、半径が  $\sim 2$  arcmin であることから、Kepler's SNR の中心を放射の中心として RGS の全ての視野を観測領域とした。図 6.2 に Kepler's SNR のスペクトルの一例を示す。5.3.2 項で述べたとおり、RGS のエネルギー分解能は MOS よりも良いため、窒素や酸素をはじめとした輝線が精密に分光できていることがわかる。

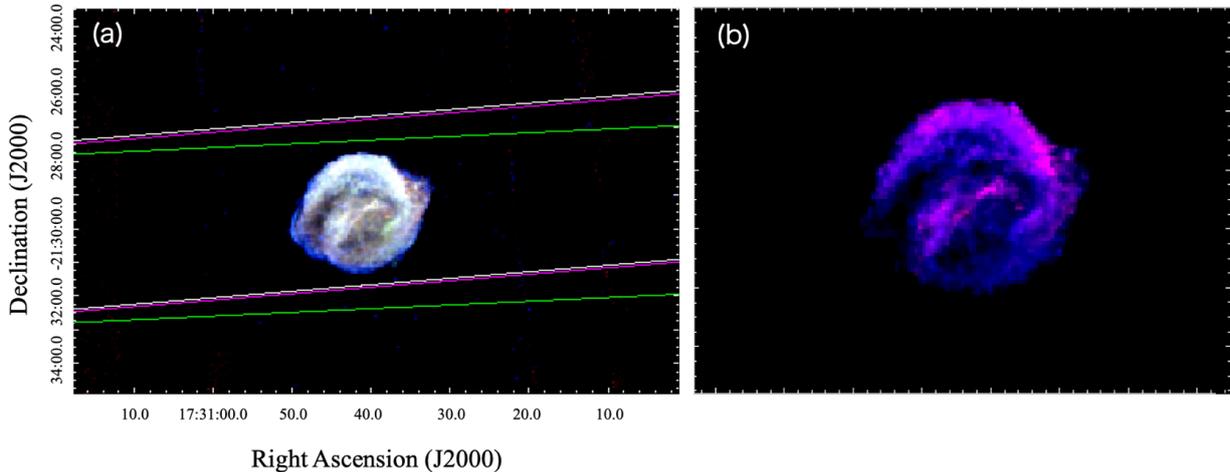


図 6.1: (a) Kepler's SNR の X 線 3 色イメージ。赤が 0.40–0.70 keV，緑が 0.70–2.0 keV，青が 2.0–7.0 keV の放射に対応している。実線で囲まれた領域は RGS の視野を表している。実線の色は各観測 ID に対応しており、白が 0084100101，マゼンタが 0853790101，緑が 0842550101 である。(b) 低エネルギーの X 線放射のみのイメージ。赤が 0.40–0.70 keV，青が 0.70–0.84 keV の放射に対応している。

次にこれらのスペクトルからプラズマの温度や元素組成を調べるため、全ての観測の RGS1 と 2 の 1 次光について同時フィットを行った。5.3.2 項で述べたとおり、RGS スペクトルには分散方向の輝度分布が反映されてしまうため、スペクトルフィットを行う上で応答関数に輝度分布をたたみ込む必要がある。輝線を放出するプラズマの輝度分布を調べるために、各輝線のエネルギーに対応する X 線イメージを ACIS-S の観測を使って作成した。その結果が図 6.3 である。プラズマの輝度分布が対応する輝線に応じて異なるので、SAS の `rgsrmfsmooth` コマンドを使用し、ACIS-S の X 線イメージから応答関数に輝線ごとの輝度分布をたたみ込んだ。

スペクトル解析では XSPEC ver.12.13.0c を使用した。以下の解析の誤差は全て  $1\sigma$  である。先行研究 (Katsuda et al., 2015) では、Kepler's SNR のスペクトルは 0.45–7.5 keV の帯域において前方衝撃波で加熱された星周物質と考えられるプラズマ成分とシンクロトロン放射成分、逆行衝撃波で加熱された爆発噴出物と考えられるプラズマ成分、そしていくつかのガウシアンで再現されている。星周物質成分には衝撃波プラズマモデル (`vpshock`) と非熱的放射を表すべき関数モデル (`powerlaw`) が使用されている。爆発噴出物からのプラズマ成分については、F 検定 99% の水準で少なくとも低温、中温、高温の 3 成分が必要であるとされ、3 つの電離非平衡モデル (`vnei`) を入れている。爆発噴出物からのプラズマ成分のうち 2 成分で、加熱された爆発噴出物の温度と

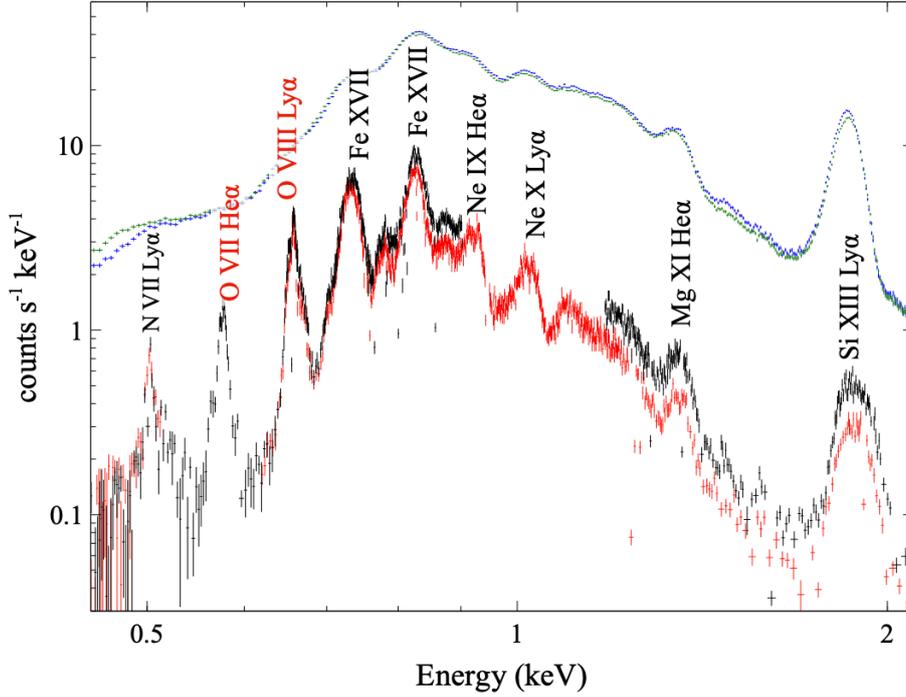


図 6.2: 観測 ID 0842550101 の Kepler's SNR の X 線スペクトル。黒は RGS1, 赤は RGS2, 緑は MOS1, 青は MOS2 のスペクトルを示している。

密度の勾配を表しており、残りの 1 成分は Fe の K 殻輝線を再現するために導入されている。本研究では RGS の観測データを使用しているため 0.35–2.5 keV の帯域での解析を行うが、イメージ解析でも述べたとおり Kepler's SNR 全体において爆発噴出物からの放射が支配的であることを考慮にいれ、爆発噴出物の高温成分もモデルに組み込んだ。したがって、前述の成分に星間吸収モデル (Tübingen-Boulder model; Wilms et al. (2000)) を掛け合わせた、先行研究 (Katsuda et al., 2015) と同様の以下のモデルを使用した。

$$\text{TBabs} \times (\text{vpshock} + \text{vnei} + \text{vnei} + \text{vnei} + \text{powerlaw} + \text{gaussian}) \quad (6.1)$$

さらに、吸収を起こす粒子の熱運動などにより輝線の幅が輝線のエネルギーに比例する線幅拡大を考慮し、`gsmooth` モデルを全ての項に掛け合わせている。太陽組成モデルは Wilms et al. (2000) の組成比を使用した。フリーパラメータは各成分の電子温度  $kT_e$ 、イオン化タイムスケール  $n_e t$ 、normalization、赤方偏移、星周物質成分の N, O の元素組成比、爆発噴出物の低温成分の Ne, Mg, Fe の元素組成比、中温成分の Fe の元素組成比である。Katsuda et al. (2015) と同様に、星間吸収モデルの水素柱密度  $N_H$ 、爆発噴出物の低温成分の C, N, Si の元素組成比は Katsuda et al. (2015) の値で固定している。爆発噴出物の低温成分の Ar, Ca の元素組成比、高温成分、べき関数成分は RGS のエネルギー帯域外の帯域で優位な成分であるので、normalization 以外の値を Katsuda et al. (2015) の値で固定した。それ以外の元素組成比については、星周物質成分と爆発噴出物の低温成分は太陽組成比に、爆発噴出物の中温成分は低温成分と共通の値に、爆発噴出物の高温成分は 0 に固定し、Ni の元素組成比については Fe と共通にした。

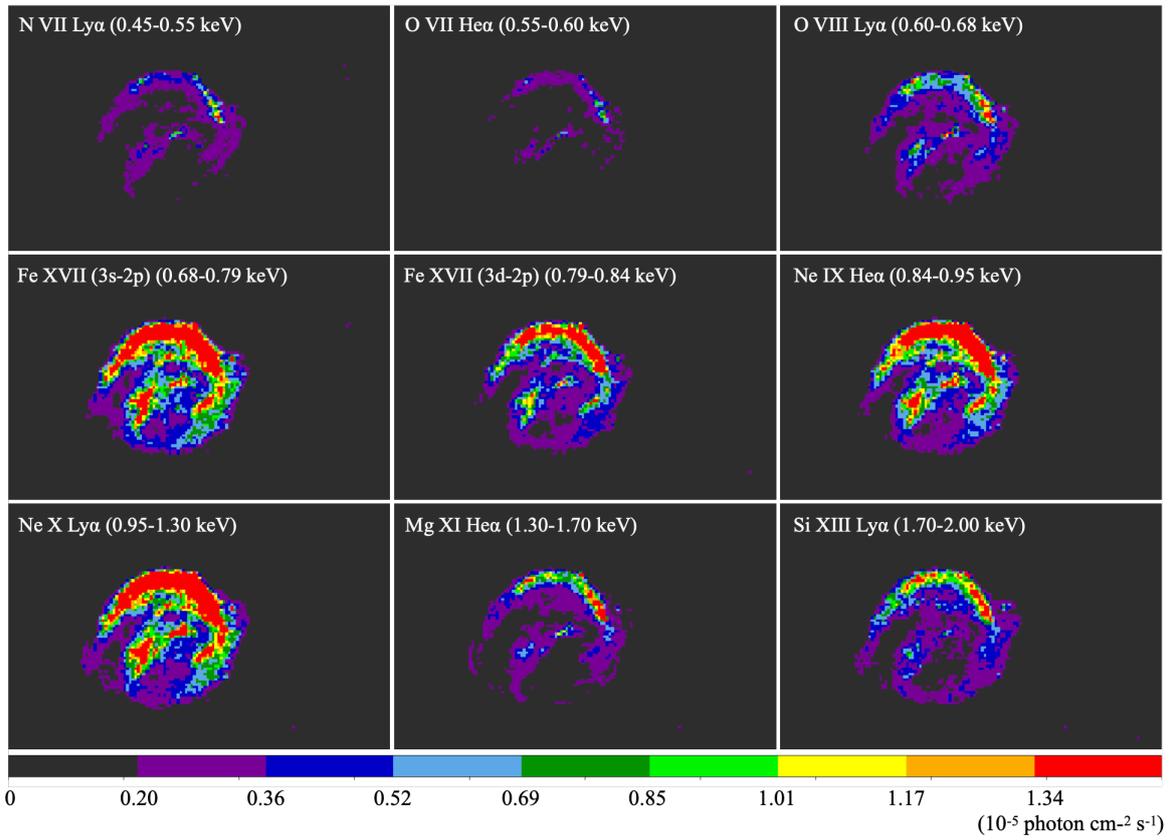


図 6.3: 各輝線の輝度分布を示した Chandra 衛星の ACIS-S によるイメージ。データは観測 ID:116, 4650, 6714, 6715, 6716, 6717, 6718, 7366, 16004, 16614 を合成したものを使用した。

スペクトルフィット結果を図 6.4 に、ベストフィットパラメータを表 6.2 に示す。0.7 keV 以下の低エネルギー側では星周物質成分が、それ以上では爆発噴出物成分が支配的となっており、先行研究と一致する結果となっている。今回我々は先行研究 (Katsuda et al., 2015) の約 6 倍の観測時間によって解析を行なった結果、星周物質成分の N/O を初めて決めることができ、 $2.26^{+0.07}_{-0.11} (N/O)_{\odot}$  と求めることができた。

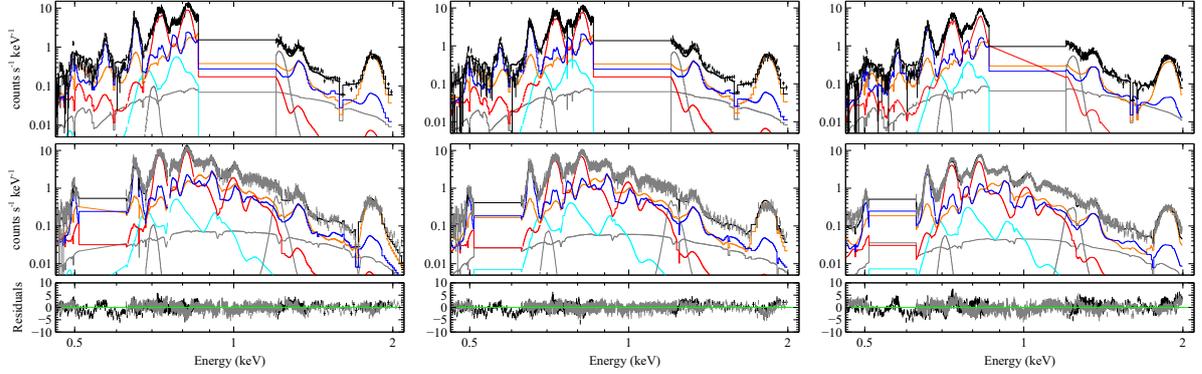


図 6.4: Kepler's SNR のスペクトルフィット結果。左から順番に、観測 ID 0084100101(左), 0853790101(真ん中), 0842550101(右) のスペクトルである。各観測 ID のスペクトルは、上から RGS1 の一次光, RGS2 の一次光, RGS1 と 2 の残差 (それぞれ黒とグレー) である。実線は各モデルを表しており、青が星周物質成分, 赤が爆発噴出物の低温成分, オレンジが爆発噴出物の中温成分, シアンが爆発噴出物の高温成分, グレーはべき関数成分である。また、破線はガウシアン成分である。

この元素組成比が星間物質由来であるか星周物質由来であるかを推定するために、Kepler's SNR 周辺の星間物質の N/O と比較する。Kepler's SNR 周辺の星間物質の N/H, O/H は Dopita et al. (2019) から次のように求められる。

$$\begin{aligned} N/H &= 2.24^{+0.58}_{-0.46} \times 10^{-4} \\ O/H &= 1.15^{+0.31}_{-0.24} \times 10^{-3} \end{aligned} \quad (6.2)$$

Wilms et al. (2000) の太陽組成モデルを用いると、 $(N/H)_{\odot} = 7.59 \times 10^{-5}$ ,  $(O/H)_{\odot} = 4.90 \times 10^{-4}$  であるため、式 6.2 から星間物質の N/O は次のように推定できる。

$$\frac{(N/O)}{(N/O)_{\odot}} = \frac{(N/H)/(O/H)}{(N/H)_{\odot}/(O/H)_{\odot}} = \frac{1.95^{+0.72}_{-0.57} \times 10^{-1}}{1.55 \times 10^{-1}} = 1.26^{+0.72}_{-0.57} \quad (6.3)$$

よって星間物質の N/O は  $N/O = 1.26^{+0.72}_{-0.57} (N/O)_{\odot}$  となり今回の解析で得られた結果 ( $2.26^{+0.07}_{-0.11} (N/O)_{\odot}$ ) は星間物質起源の組成比よりも有意に高いため、星周物質成分が優位であることが改めて確認できた。

表 6.2: Kepler's SNR のベストフィットパラメータ

Component	Parameter	Value
Absorption	$N_H$ ( $10^{22}$ cm $^{-2}$ )	0.64 (fixed)
CSM component	$kT_e$ (keV)	$1.06 \pm 0.08$
	$n_e t$ ( $10^{10}$ cm $^{-3}$ s)	$5.03 \pm 0.40$
	Abundance ( $10^4$ solar) N	$2.26^{+0.07}_{-0.11}$
	O	$1.00^{+0.07}_{-0.07}$
	norm ( $\int n_e n_H dV / 4\pi d^2$ ( $10^{10}$ cm $^{-5}$ ))	$208 \pm 10$
	Redshift ( $10^{-4}$ )	$-9.81 \pm 0.11$
	Line broadening ( $10^{-2}$ E/6 keV eV)	$2.11 \pm 0.09$
(1) Ejecta component	$kT_e$ (keV)	$0.37 \pm 0.01$
	$n_e t$ ( $10^{10}$ cm $^{-3}$ s)	$4.01 \pm 0.39$
	Abundance ( $10^4$ solar) C	0.54 (fixed)
	N	0 (fixed)
	O	0.25 (fixed)
	Ne	$1.00 \pm 0.11$
	Mg	$1.00 \pm 0.13$
	Si	10 (fixed)
	S	15.53 (fixed)
	Ar	18.98 (fixed)
	Ca	36.40 (fixed)
	Fe	$46.7 \pm 12.8$
	norm ( $\int n_e n_H dV / 4\pi d^2$ ( $10^{10}$ cm $^{-5}$ ))	$434 \pm 130$
	Redshift ( $10^{-3}$ )	$4.34 \pm 0.06$
	Line broadening ( $10^{-2}$ E/6 keV eV)	$7.05 \pm 0.10$
(2) Ejecta component	$kT_e$ (keV)	$2.05 \pm 0.18$
	$n_e t$ ( $10^{10}$ cm $^{-3}$ s)	$1.81 \pm 0.09$
	Abundance ( $10^4$ solar) Fe	$2.03 \pm 0.09$
	norm ( $\int n_e n_H dV / 4\pi d^2$ ( $10^{10}$ cm $^{-5}$ ))	$112 \pm 7$
	Redshift ( $10^{-4}$ )	$2.53 \pm 0.46$
	Line broadening ( $10^{-2}$ E/6 keV eV)	$6.48 \pm 0.25$
(3) Ejecta component	$kT_e$ (keV)	2.59 (fixed)
	$n_e t$ ( $10^{10}$ cm $^{-3}$ s)	0.16 (fixed)
	Abundance ( $10^4$ solar) Ar	0 (fixed)
	Ca	1.43 (fixed)
	Fe	10 (fixed)
	norm ( $\int n_e n_H dV / 4\pi d^2$ ( $10^{10}$ cm $^{-5}$ ))	$155 \pm 8$
	Redshift ( $10^{-3}$ )	-5.73 (fixed)
Power-law component	$\Gamma$	2.64 (fixed)
	norm ( $10^{-3}$ ph keV $^{-1}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$ at 1 keV)	$4.09 \pm 0.48$
Gaussian	Fe L+O K Center (keV)	0.708 (fixed)
	norm ( $10^{-4}$ ph keV $^{-1}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )	$6.82 \pm 2.58$
	Fe L+Ne K Center (keV)	1.227 (fixed)
	norm ( $10^{-4}$ ph keV $^{-1}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )	$18.52 \pm 0.37$
	$\chi^2/\text{dof}$	15971/11005

## 第7章 星周物質の元素組成シミュレーション

Ia型超新星の星周物質のN/Oは伴星の初期状態によって変化し、初期質量や初期回転速度、対流、星風の量などに強く依存するので(e.g., Marigo, 2001), Kepler's SNRの星周物質のN/Oから、伴星の物理量を推定することができると考えられる。N/Oを使用した超新星残骸の親星推定方法は Narita et al. (2023) で確立され、Narita et al. (2023), Narita et al. (2024) では重力崩壊型超新星残骸に対してこの手法が使われた。Uchida and Narita (2024) ではこの手法を低質量星まで拡張し、Ia型超新星残骸にも使用できることが示唆された。先行研究におけるシミュレーション結果を図7.1に示す。これらの研究では、次元恒星進化シミュレーションの HOSHI (HOngo Stellar Hydrodynamics Investigator) コード (Takahashi et al., 2013; Takahashi et al., 2014, 2018; Yoshida et al., 2019) と Geneva コード (Eggenberger et al., 2008) を使用して、星周物質として観測されている分の星風を積算することでN/Oと初期質量の関係を示している。さらに Narita et al. (2023), Narita et al. (2024) では、シミュレーション結果と重力崩壊型超新星の観測結果を比較することで親星の物理パラメータを推定している。このアプローチを Kepler's SNR に応用し伴星の推定を行うため、同様に次元恒星進化シミュレーションのデータを使用した。シミュレーションでは、前主系列星からの恒星表面の元素組成と質量損失率を時間の関数として計算できる。本研究ではこれらのデータを使用して、N/Oの進化と質量損失率の進化について計算し、星周物質のN/Oと伴星の物理量との関係を調べた。使用したシミュレーションデータの各パラメータとシミュレーションの結果について以下で説明する。

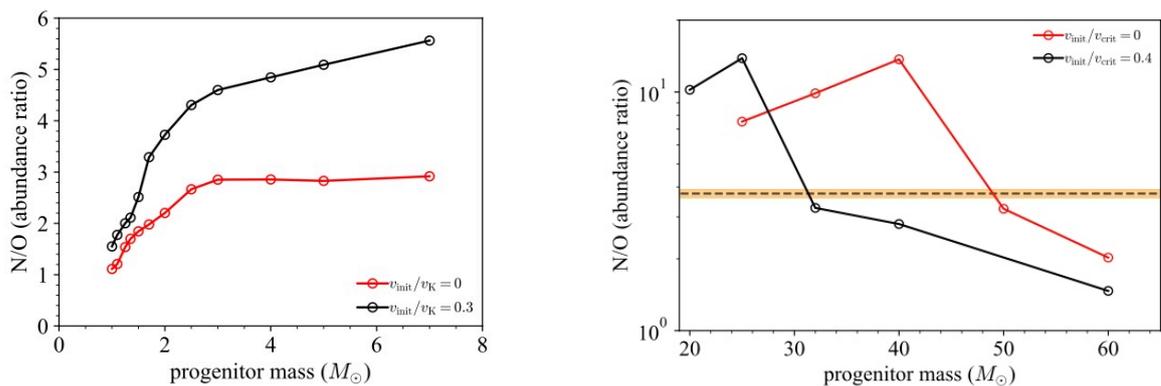


図 7.1: 単独星のシミュレーションによる初期質量と N/O の関係 (Uchida and Narita, 2024; Narita et al., 2023). 色の違いは初期回転速度の違いを表している。左図は Uchida and Narita (2024) で示唆された、低質量星でのシミュレーション結果。右図は大質量星のシミュレーション結果を示しており、点線は重力崩壊型超新星 RCW 103 の観測結果、オレンジの網掛けは  $1\sigma$  エラーを示す。

## 7.1 シミュレーションデータと系の構成

### 7.1.1 使用したシミュレーションデータ

今回我々は一次元恒星進化シミュレーションコード MESA (Modules for Experiments in Stellar Astrophysics: Paxton et al., 2011) を使って伴星のシミュレーションを行った。MESA のシミュレーションでは、前主系列星からユーザーが設定したタイミングまでの計算が行われ、今回は白色矮星になるまで計算した。本修士論文では、初期質量 ( $M_{ZAMS}$ ) が  $0.5 - 5 M_{\odot}$  の恒星についてシミュレーションを行った。初期質量については、星周物質をまとう Ia 型超新星の伴星は初期質量が  $\lesssim 6 M_{\odot}$  であり (Hachisu et al., 2008),  $\lesssim 0.5 M_{\odot}$  だと白色矮星に降着する質量が足りないことから定めた。

核反応ネットワークは 7 種類の中から選択できるが、今回は basic を使用した。このネットワークは  $^1\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{24}\text{Mg}$  の 8 つの同位体と、CNO サイクル、トリプルアルファ反応を含んだより詳細な計算のための拡張ネットワークとなっており、今回の研究においては不足がない。反応によってプラズマに蓄積される熱量は、JINA Reaclib database (Rauscher and Thielemann, 2000; Sakharuk et al., 2006; Cyburt et al., 2010) から導出され、水素燃焼反応については Bahcall (1997, 2002) を用いて陽電子消滅と弱ニュートリノに奪われるエネルギーを考慮している (Paxton et al., 2011)。

恒星の初期回転速度は、回転角速度と恒星が遠心力で崩壊する臨界角速度の比で定義されている。MESA では臨界角速度を  $v_{\text{cirt}} = \sqrt{(1 - L/L_{\text{Edd}})GM/R^3}$  ( $L_{\text{Edd}}$  はエディントン光度) と定義している。初期金属量 ( $Z$ ) は恒星内で様と考えられており、今回は Kepler's SNR の金属量が  $Z = 3.6^{+4.6}_{-2.0} Z_{\odot}$  と推定されている (Park et al., 2013) ことから  $Z = 0.02, 0.04$  とした。金属量の太陽組成は  $Z_{\odot} = 0.014$  (Asplund et al., 2009) を用いている。対流層では、対流層と放射層の境界において対流オーバーシュートと呼ばれる、物質の加速度が 0 になるが速度が 0 にならないことに起因する対流運動の漏れだしによって、不安定性が生じている。オーバーシュートパラメータ  $f$  はスケール長のパラメータで、次のように定義されている (Paxton et al., 2011)。

$$D_{\text{OV}} = D_{\text{conv},0} \exp\left(-\frac{2(r - r_0)}{f\lambda_{\text{P},0}}\right) \quad (7.1)$$

ここで、 $D_{\text{OV}}$  は対流の拡散係数、 $D_{\text{conv},0}$  は乱流的対流についての古典的理論である混合距離理論 (Mixing Length Theory: MLT) から得られた拡散定数、 $r - r_0$  は対流層の下部境界から放射層までの距離、 $\lambda_{\text{P},0}$  は圧力スケールハイトである。MLT は Cox and Giuli (1968) で定義されているものを使用している。オーバーシュートパラメータ  $f$  は、 $\alpha_{\text{ov}} = D_{\text{ov}}/\lambda_{\text{P},0}$  と定義される  $\alpha_{\text{ov}}$  を Schaller et al. (1992) と同様に  $\alpha_{\text{ov}} \sim 0.2$  とし、 $f \approx 0.09\alpha_{\text{ov}}$  の関係 (Claret and Torres, 2018) を使って  $f = 0.018$  とした。また、オーバーシュートパラメータ  $f_0$  は境界オフセットパラメータで、 $r_0 = r_{\text{cc}} - f_0\lambda_{\text{P},0}$  と定義され (Moravveji et al., 2016), 今回は Moravveji et al. (2016) に基づいて  $f_0 = 10^{-3}$  とした。ここで、 $r_{\text{cc}}$  は対流層の境界半径である。

2.1.3 項のとおり、漸近巨星分枝星段階では星風によって大量の質量が放出されている。MESA では赤色巨星、漸近巨星分枝星の星風による質量損失の理論モデルと質量損失率のスケールリングファクターを設定することができ、今回は Bloeker (1995) のモデルを使用した。Bloeker (1995)

では、赤色巨星と漸近巨星分枝星の質量損失率 ( $\dot{M}_R$ ,  $\dot{M}_{B1}$ ) はそれぞれ次の式 7.2, 7.3 のように定義されている。

$$\dot{M}_R = 4 \times 10^{-13} \eta_R \frac{L}{L_\odot} \frac{R}{R_\odot} \frac{M_\odot}{M} [M_\odot \text{ yr}^{-1}] \quad (7.2)$$

$$\dot{M}_{B1} = 4.83 \times 10^{-9} \left( \frac{M_{ZAMS}}{M_\odot} \right)^{-2.1} \left( \frac{L}{L_\odot} \right)^{2.7} \dot{M}_R [M_\odot \text{ yr}^{-1}] \quad (7.3)$$

ここで、 $\eta_R$  はスケールリングファクター、 $L$  は光度、 $R$  は半径、 $M$  は質量、 $M_{ZAMS}$  は初期質量である。赤色巨星の質量損失率は  $1 M_\odot \leq M$  においては優位に効くパラメータでないので (Bloeker, 1995), 今回は赤色巨星の質量損失率におけるスケールリングファクター (RGB wind factor) はデフォルト値の 0.1 で固定している。漸近巨星分枝星の質量損失率におけるスケールリングファクター (AGB wind factor) は変数とした。

シミュレーションを行う際に、MESA の一部のパラメータをウェブインターフェースを通じてシミュレートできる MESA-web というツールを使用した (Fields et al., 2023)。本修士論文では、初期質量、初期回転速度、初期金属量、漸近巨星分枝星の質量損失率を変数にし、上記で述べたパラメータ以外はデフォルト値を使用してシミュレーションを行った。

### 7.1.2 シミュレーションにおける系の構成

MESA-Web では連星のシミュレーションができないため、伴星のみの単独星であるとして系を構成した。伴星の質量損失率を  $\dot{M}_{\text{com}}$ , そのうち白色矮星に降着する割合を  $\alpha$  とすると、白色矮星への質量降着率は  $\alpha \times \dot{M}_{\text{com}}$  となる。Ia 型超新星の親星である C+O 白色矮星は質量が  $0.46\text{--}1.07 M_\odot$  であるため (Hachisu et al., 1996; Umeda et al., 1999), 白色矮星の初期質量を最小値の  $0.46 M_\odot$  と最大値の  $1.07 M_\odot$  とし、チャンドラセカール限界質量 ( $1.38 M_\odot$ ) まで質量を降着させた。この系の模式図を図 7.2 に示す。

観測値とシミュレーションの比較を行うためには、X 線で観測できている星周物質が何年分の放出物に相当するかを検討し、伴星からの質量損失をその時間分積算する必要がある。そのために、星周物質として観測可能な質量が伴星から放出された時間の上限値を概算する。超新星残骸の半径を  $R_{\text{SNR}}$ , 星周物質の膨張速度を  $v_{\text{CSM}}$  とすると、星周物質として観測可能な質量が伴星から放出された時間  $t_{\text{CSM}}$  は次のように表せる。

$$t_{\text{CSM}} \sim \frac{R_{\text{SNR}}}{v_{\text{CSM}}} \quad (7.4)$$

Kepler's SNR の視直径は  $4 \text{ arcmin} \sim 1.2 \times 10^{-3} \text{ rad}$ , 距離は  $6.4 \text{ kpc}$  (Reynoso and Goss, 1999) であることから、半径  $R_{\text{SNR}}$  は

$$R_{\text{SNR}} = \frac{1}{2} \times 6.4 \text{ kpc} \times (1.2 \times 10^{-3} \text{ rad}) = 3.8 \text{ pc} \sim 1.2 \times 10^{19} \text{ cm} \quad (7.5)$$

となる。 $v_{\text{CSM}}$  は近似的に次の 3 つの速度が考えられる; 伴星からの脱出速度, 白色矮星からの脱出速度, 超新星爆発による噴出速度。 $t_{\text{CSM}}$  の上限を求めるためには、 $v_{\text{CSM}}$  が最も小さいものを考えればよい。上記の 3 つの速度のうち最も遅いのは伴星からの脱出速度である。伴星からの脱出速度が白色矮星からの脱出速度よりも遅いのは、非縮退の伴星の方が白色矮星よりも半径が大

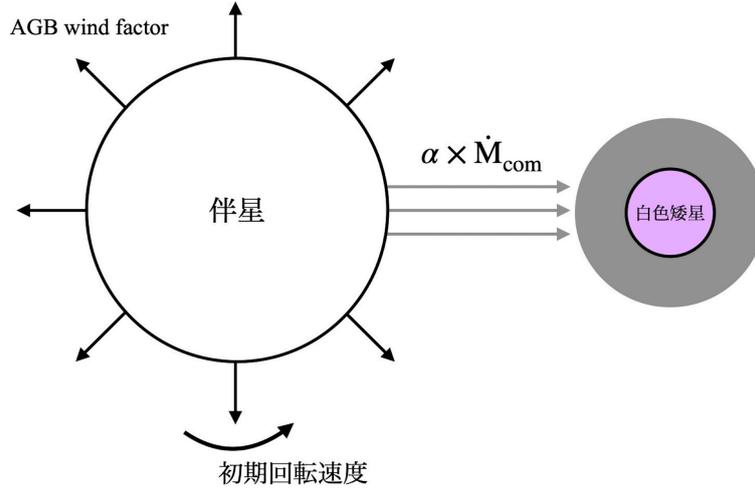


図 7.2: シミュレーションにおける系の構成. 伴星から出ている矢印は星風による質量損失を表している. ピンクの網掛けが初期の白色矮星, グレーの網掛けが伴星から降着した物質を表しており, ピンクとグレーの合計の質量がチャンドラセカール限界質量に達するまでの計算を行った.

きく, 質量も大きい半径の倍率よりは小さいため, 脱出速度  $v \sim \sqrt{2GM/r}$  が小さくなるからである. ここで,  $G$  は重力定数,  $M$  は星の質量,  $r$  は星の半径である. また, 超新星爆発による噴出速度は  $\sim 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$  であり, 非縮退の伴星が赤色巨星程度であると仮定したときの質量と半径を  $10 M_{\odot}$ ,  $10 R_{\odot}$  とすると, 伴星からの脱出速度は  $\sim 10^8 \text{ cm s}^{-1}$  であるため, 伴星の脱出速度の方が優位に遅い. したがって,  $v_{\text{CSM}}$  が伴星からの脱出速度と同じと仮定すると

$$v_{\text{CSM}} \sim \sqrt{\frac{2GM_{\text{com}}}{R_{\text{com}}}} \quad (7.6)$$

と表せる. ここで,  $G$  は重力定数,  $M_{\text{com}}$  は伴星の質量,  $R_{\text{com}}$  は伴星の半径である. Kepler's SNR の爆発前の連星系における伴星は明らかになっていないため,  $M_{\text{com}}$  と  $R_{\text{com}}$  を確定させることはできない. しかし,  $v_{\text{CSM}}$  の下限値を考えるのであれば, 非縮退の星の中で質量に対して最も半径が小さい主系列星の値を仮定することができる. 主系列星は半径が質量にほぼ比例するので  $M_{\text{com}}$  と  $R_{\text{com}}$  の関係はどの星でも変わらないと言える. したがって太陽のパラメータ ( $M_{\odot}$ ,  $R_{\odot}$ ) を使用し  $v_{\text{CSM}}$  を計算すると次のようになる.

$$v_{\text{CSM}} \sim \sqrt{\frac{2GM_{\odot}}{R_{\odot}}} \sim 10^{7.5} \text{ cm s}^{-1} \quad (7.7)$$

式 7.4, 7.5, 7.7 より,  $t_{\text{CSM}}$  は

$$t_{\text{CSM}} \sim \frac{1.2 \times 10^{19} \text{ cm}}{10^{7.5} \text{ cm s}^{-1}} \sim 10^5 \text{ yr} \quad (7.8)$$

となり, 星周物質として観測できているのは最大で直近  $10^5$  年分であることが分かった. 恒星進化のタイムスケールを考えると, 主系列星段階が  $\sim 10^7$  年, 漸近巨星分枝段階までだと  $\sim 10^8$  年である. つまり, 星周物質として観測できている直近  $10^5$  年は恒星進化のタイムスケールの 1 %

に満たないので、星周物質の元素組成は爆発直前に伴星の表面から質量損失した物質の元素組成とほぼ変わらないということが分かる。したがって、以下では星周物質の元素組成は伴星表面の元素組成を反映していると考える。

## 7.2 恒星の初期パラメータと星周物質の元素組成の関係

観測された Kepler's SNR の星周物質の N/O との比較を行うため、恒星進化の初期パラメータによって伴星表面の N/O がどのように変化するかを計算した。各パラメータと伴星表面の N/O の関係について、シミュレーションの結果と物理的考察を以下で述べる。

### HR 図

恒星進化に伴う伴星表面の N/O の進化を HR 図で確認する。伴星の初期質量を変化させたときの伴星の HR 図を図 7.3, 7.4 に示す。図 7.3(a) の矢印のように、伴星は星のマーカーから左下に移動し、主系列星となって左上に移動する。コアで水素燃焼が終わると、準巨星となって右側に移動し、巨星 (赤色巨星, 漸近巨星分枝星) になる。右上の熱パルス漸近巨星分枝星 (TP-AGB) 段階では、2.1.3 項で述べたとおり、ヘリウム燃焼殻でヘリウムフラッシュが起こっている。図 7.3, 7.4 から、主系列星段階までは N/O があまり変化していないが、巨星段階以降で N/O が増えていることがわかる。また、図 7.4 から、金属量が多いと  $M_{ZAMS} \sim 1 M_{\odot}$  の恒星は主系列星段階まで達さないことがわかる。

### 伴星の初期質量との関係

無回転、星風による質量損失が少ないモデルで、伴星の初期質量を変えたときの伴星表面の N/O の進化を図 7.5 に示す。初期金属量は  $Z=0.02$  である。白色矮星に降着する割合  $\alpha$  は 1 にし、伴星からの質量損失が全て降着したと仮定する。図 7.5 の縦軸は白色矮星の質量を表し、黒の平行線はチャンドラセカール限界質量を示している。今回のグラフでは、伴星が進化を終えるまで白色矮星に降着したと仮定したときのグラフとなっており、 $\alpha=1$  にしているので伴星が失った質量の時間変化と同義である。各々の初期質量 ( $M_{ZAMS}$ ) を持つ伴星で急激に伴星から白色矮星への質量降着が増加している時刻、すなわち伴星の質量降着率が急激に増加している時刻が主系列星から赤色巨星に進化した時刻である。 $M_{ZAMS}$  が大きくなるほど赤色巨星に進化する時刻が早い。これは初期質量が大きいほど光度が大きくなって輻射圧が大きくなり、主系列星で吹き出る星風の量が増加するので、窒素が豊富な対流層が表面に現れる時刻が早くなって表面の N/O が早期に増加していることによるものである。また、 $M_{ZAMS}$  が小さい ( $\leq 3 M_{\odot}$ ) と、白色矮星の初期質量 ( $M_{WD,ini}$ ) によっては白色矮星がチャンドラセカール限界質量になるまでの質量を降着させることができないことがわかる。2.1.3 項で述べたとおり、第二汲み上げ効果が  $\sim 4 M_{\odot}$ – $8 M_{\odot}$  の恒星で起こり、ホットボム燃焼が  $5 M_{\odot}$  以上の恒星で起こるため、特に  $M_{ZAMS} = 5 M_{\odot}$  の恒星は N/O が高い。

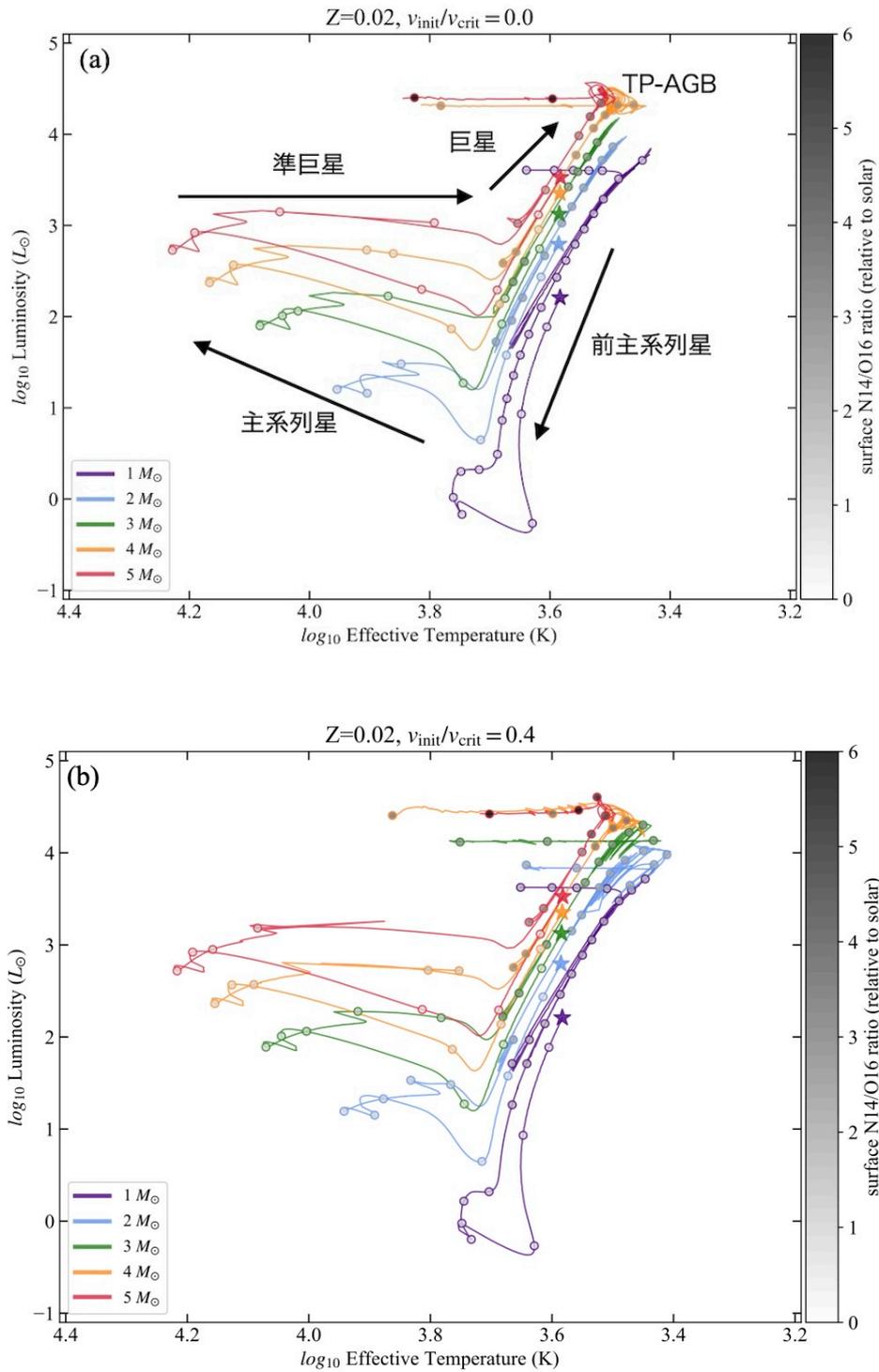


図 7.3: 伴星の初期金属量が  $Z=0.02$  のときの伴星の HR 図. それぞれの色は伴星の初期質量に対応している. 星のマーカーはシミュレーションのスタート地点を示しており, カラーバーは  $N/O$  を表している. (a) 矢印は進化に伴って移動する方向を示している.  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0$ . (b)  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0.4$ .

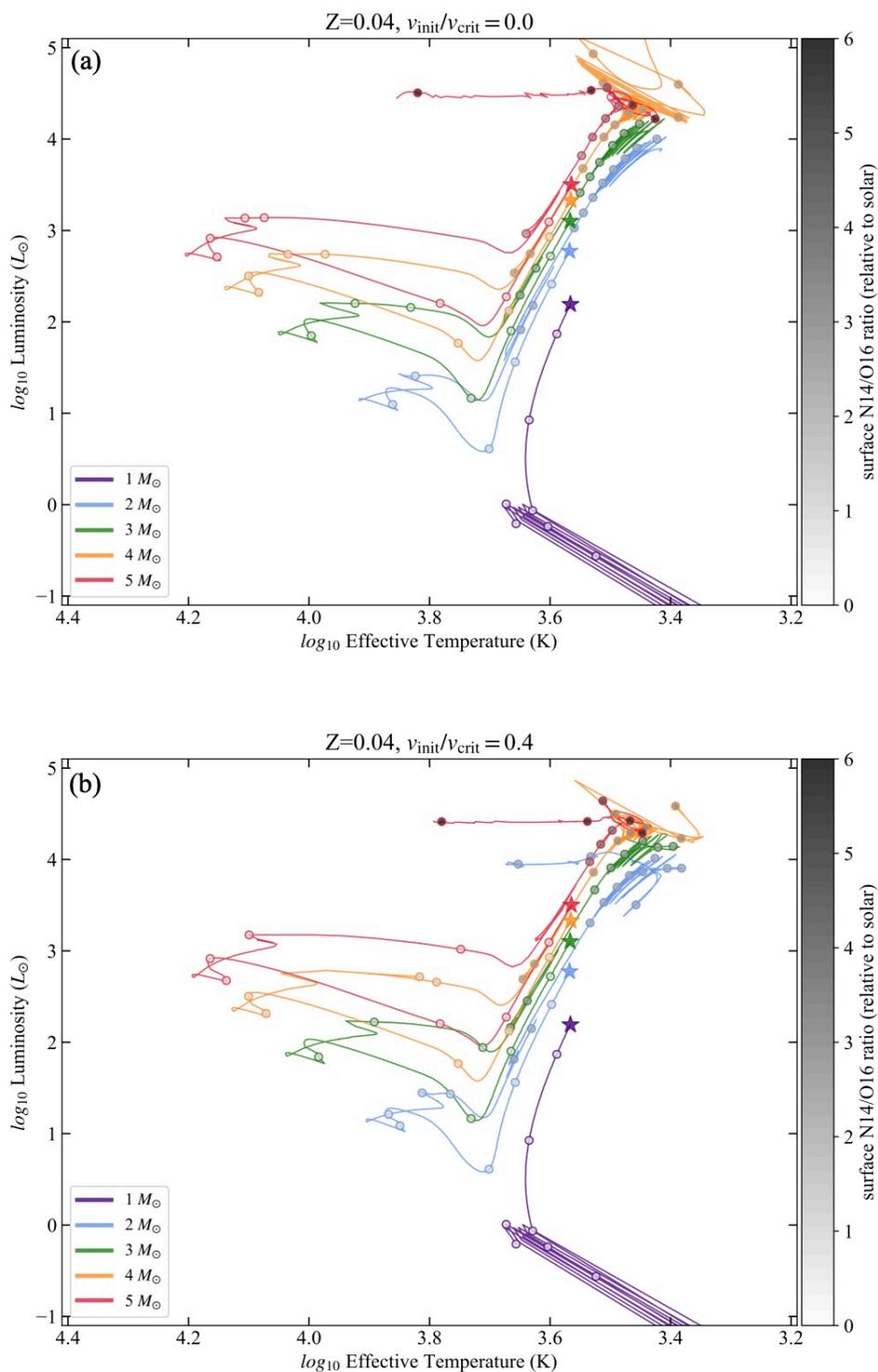


図 7.4: 伴星の初期金属量が  $Z=0.04$  のときの伴星の HR 図. それぞれの色は伴星の初期質量に対応している. 星のマーカーはシミュレーションのスタート地点を示しており, カラーバーは  $N/O$  を表している. (a)  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0$ . (b)  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0.4$ .

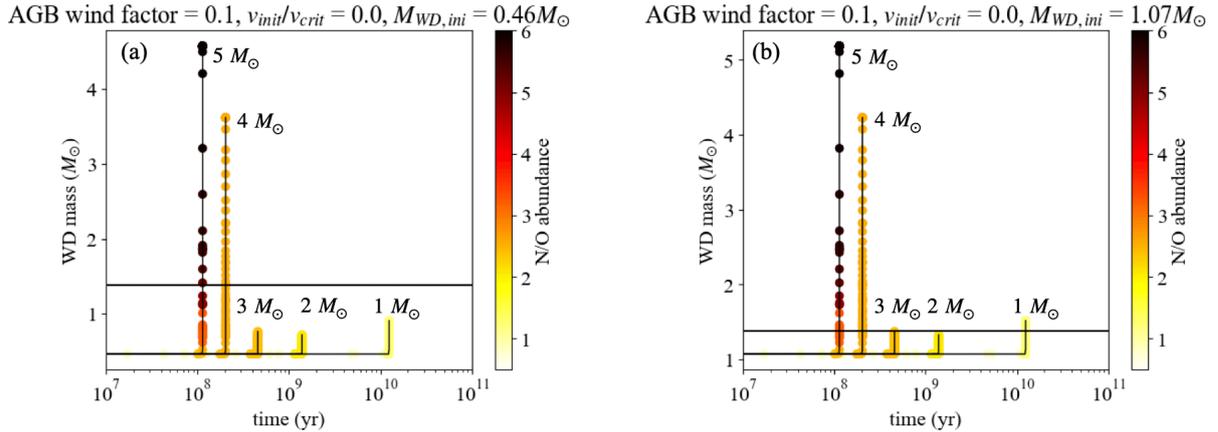


図 7.5: 様々な初期質量の伴星における白色矮星の質量の時間変化と伴星表面の N/O の進化. 数字は  $M_{ZAMS}$ , 黒の平行線はチャンドラセカール限界質量を表す. カラーバーで N/O を示す. (a)  $M_{WD,ini}=0.46 M_{\odot}$ . (b)  $M_{WD,ini}=1.07 M_{\odot}$ .

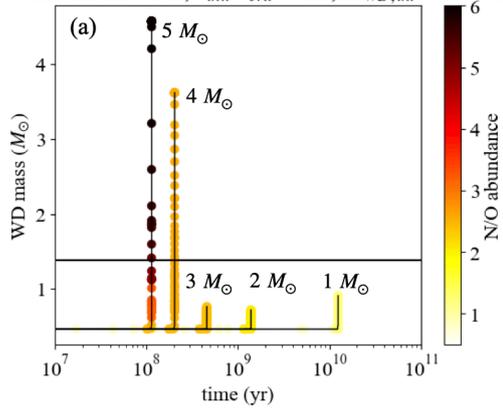
### 伴星の初期回転速度との関係

星風による質量損失が少ないモデルで, 伴星の初期質量と初期回転速度を変えたときの伴星表面の N/O の進化を図 7.6 に示す. 初期金属量は  $Z=0.02$  である. 白色矮星に降着する割合  $\alpha$  は 1 にし, 伴星からの質量損失が全て降着したと仮定する.  $M_{ZAMS} = 4 M_{\odot}$  が最も顕著であるが, 初期回転速度が早いと伴星表面の N/O が上昇することがわかった.  $M_{ZAMS} \leq 3 M_{\odot}$  のプロットを見るとわかるとおり, 初期回転速度が早いと遠心力によって伴星の質量損失が増え, 白色矮星への降着も増える. このとき, 主系列星段階で対流層より上層にある放射層の物質が早期に吹き出すことになるので, 赤色巨星段階以降, 表面に窒素が豊富な対流層が現れるのが早くなって N/O が上昇していると考えられる. また,  $M_{ZAMS} \geq 4 M_{\odot}$  の恒星は, 2.1.3 項で述べたとおり第二汲み上げ効果によって対流層に含まれる窒素が増加しており, 窒素が増加した対流層が早期に表面に現れることで N/O が上昇していると考えられる.

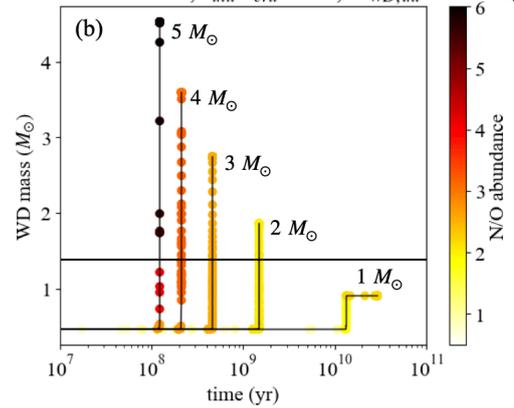
### 伴星の漸近巨星分枝星段階での質量損失率との関係

無回転モデルで, 伴星の初期質量と星風による質量損失を変えたときの伴星表面の N/O の進化を図 7.7 に示す. 初期金属量は  $Z=0.02$  である. 白色矮星に降着する割合  $\alpha$  は 1 にし, 伴星からの質量損失が全て降着したと仮定する.  $M_{ZAMS} = 5 M_{\odot}$  の伴星は漸近巨星分枝段階での星風による質量損失が多い方が N/O が低いことがわかった. グラフからもわかるとおり, 漸近巨星分枝段階での星風による質量損失が多いほど白色矮星に降着する質量も増える.  $M_{ZAMS}$  が約  $5 M_{\odot}$  以上の恒星は対流層の底が水素燃焼殻の上部に侵入するホットボム燃焼が起こるが,  $M_{ZAMS} = 5 M_{\odot}$  の伴星では質量損失が多くなったことで対流層があまり下がらず, ホットボム燃焼が起きにくくなった可能性が考えられる.

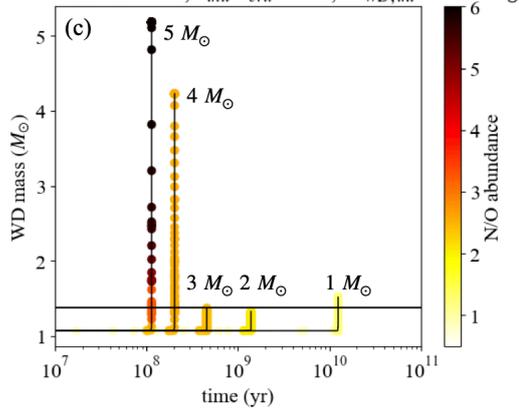
AGB wind factor = 0.1,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}} = 0.0$ ,  $M_{\text{WD},\text{ini}} = 0.46M_{\odot}$



AGB wind factor = 0.1,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}} = 0.4$ ,  $M_{\text{WD},\text{ini}} = 0.46M_{\odot}$



AGB wind factor = 0.1,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}} = 0.0$ ,  $M_{\text{WD},\text{ini}} = 1.07M_{\odot}$



AGB wind factor = 0.1,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}} = 0.4$ ,  $M_{\text{WD},\text{ini}} = 1.07M_{\odot}$

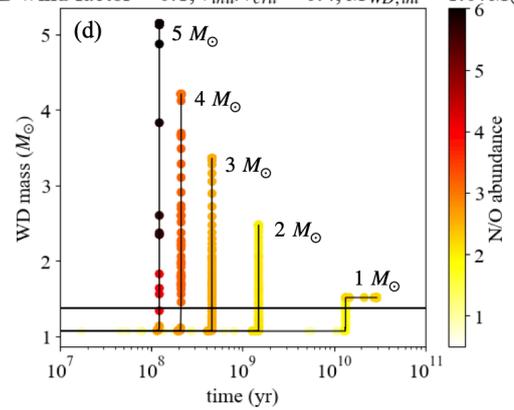
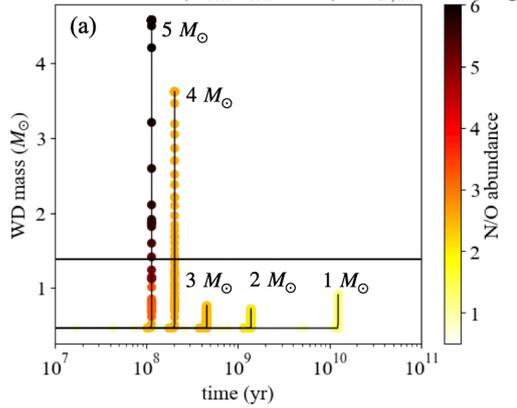
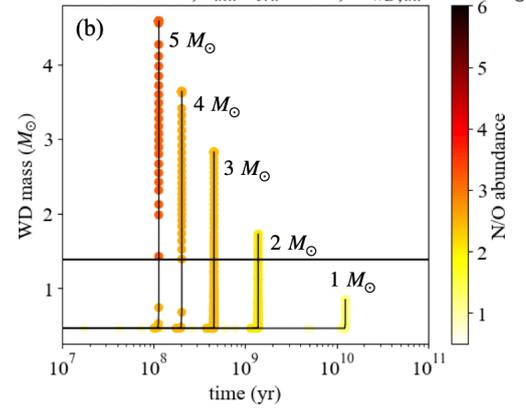


図 7.6: 様々な初期回転の伴星における白色矮星の質量の時間変化と伴星表面の N/O の進化. 数字は伴星の初期質量, 黒の平行線はチャンドラセカル限界質量を表す. カラーバーで N/O を示す.  $M_{\text{WD},\text{ini}}$  が  $0.46 M_{\odot}$  で  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}} = 0$  (a),  $0.4$  (b),  $M_{\text{WD},\text{ini}}$  が  $1.07 M_{\odot}$  で  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}} = 0$  (c),  $0.4$  (d) である.

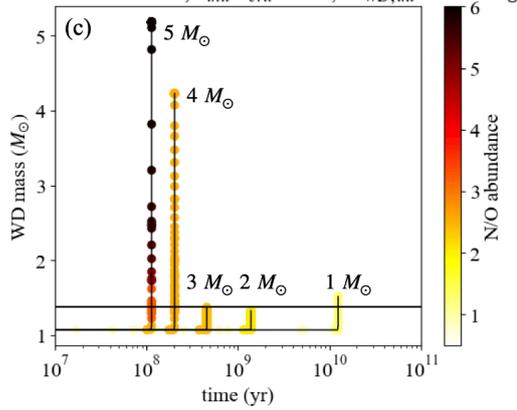
AGB wind factor = 0.1,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}} = 0.0$ ,  $M_{\text{WD},\text{ini}} = 0.46M_{\odot}$



AGB wind factor = 0.5,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}} = 0.0$ ,  $M_{\text{WD},\text{ini}} = 0.46M_{\odot}$



AGB wind factor = 0.1,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}} = 0.0$ ,  $M_{\text{WD},\text{ini}} = 1.07M_{\odot}$



AGB wind factor = 0.5,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}} = 0.0$ ,  $M_{\text{WD},\text{ini}} = 1.07M_{\odot}$

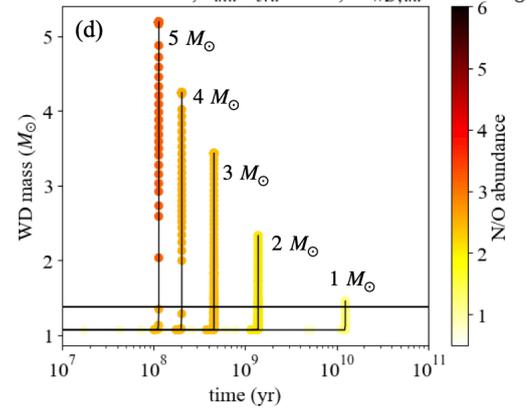


図 7.7: 様々な漸近巨星分枝段階での質量損失率をもった伴星における白色矮星の質量の時間変化と伴星表面の N/O の進化. 数字は伴星の初期質量, 黒の平行線はチャンドラセカル限界質量を表す. カラーバーで N/O を示す.  $M_{\text{WD},\text{ini}}$  が  $0.46 M_{\odot}$  で AGB wind factor = 0.1 (a), 0.5 (b),  $M_{\text{WD},\text{ini}}$  が  $1.07 M_{\odot}$  で AGB wind factor = 0.1 (c), 0.5 (d) である.

## 伴星の初期金属量との関係

無回転，星風による質量損失が少ないモデルで，伴星の初期質量と初期金属量を変えたときの伴星表面の N/O の進化を図 7.8 に示す．白色矮星に降着する割合  $\alpha$  は 1 にし，伴星からの質量損失が全て降着したと仮定する．HR 図で確認したとおり，金属量が多いとき (図 7.8(c), (d)) の  $M_{ZAMS} = 1 M_{\odot}$  の星は主系列星段階まで達さないためグラフに表示していない． $M_{ZAMS} \leq 3 M_{\odot}$  の伴星は金属量が増えると質量損失も増えていることがわかる．

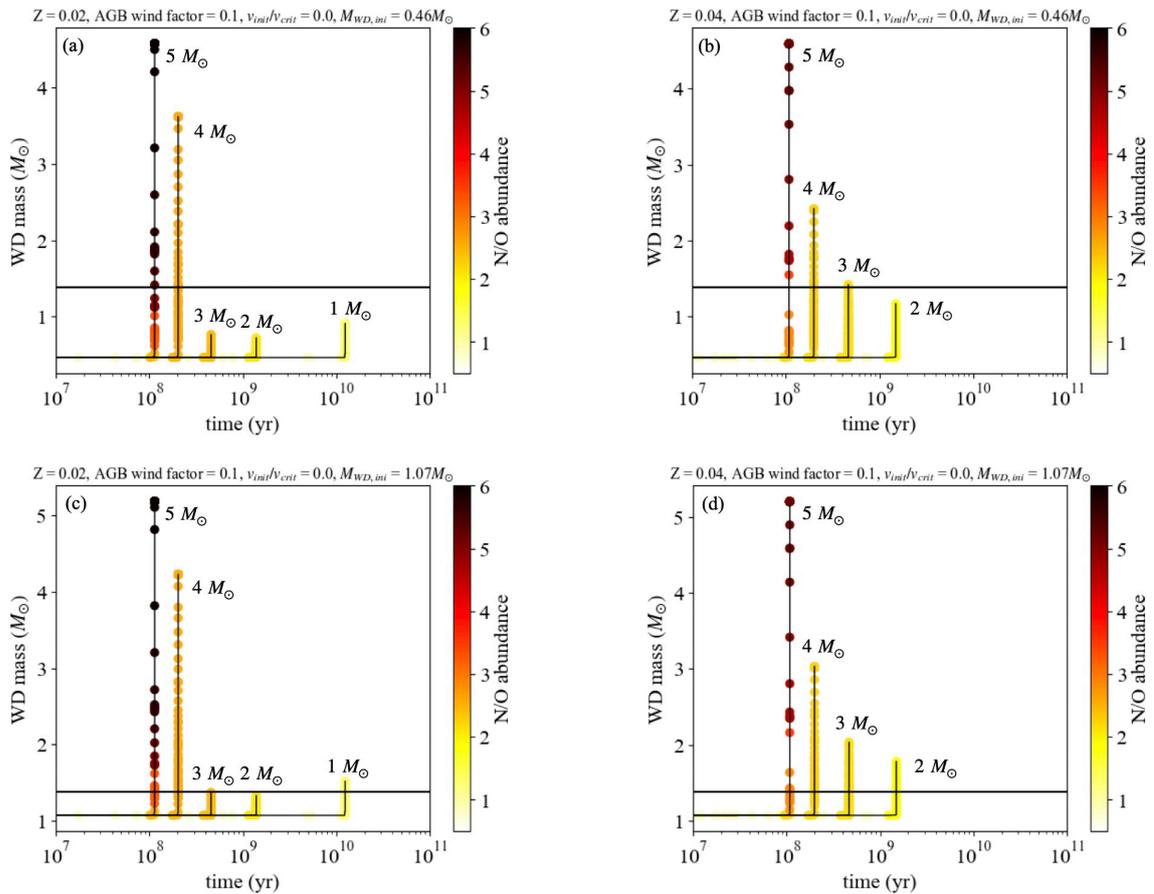


図 7.8: 様々な初期金属量の伴星における白色矮星の質量の時間変化と伴星表面の N/O の進化．数字は伴星の初期質量，黒の平行線はチャンドラセカール限界質量を表す．カラーバーで N/O を示す． $M_{WD,ini}$  が  $0.46 M_{\odot}$  で  $Z = 0.02$  (a),  $0.04$  (b),  $M_{WD,ini}$  が  $1.07 M_{\odot}$  で  $Z = 0.02$  (c),  $0.04$  (d) である．

## 各パラメータとの関係

上記で比較した各パラメータを変えたときの星周物質の N/O と伴星の初期質量との関係を，図 7.9, 7.10, 7.11, 7.12 に示す．プロット点は，各  $M_{ZAMS}$  において白色矮星がチャンドラセカール限界質量に達したときの伴星の表面の N/O を表している． $N/O = 0$  は伴星が進化を終えるまでに白色矮星に降着した質量がチャンドラセカール限界質量まで達することができなかったことを

示している。白色矮星への降着割合  $\alpha$  が大きいほど、伴星の質量が小さくても超新星爆発を起こすことができることがわかる。白色矮星の質量が小さい場合に爆発が起こるためには、 $\alpha$  がある程度大きい必要がある (図 7.9(b) であれば  $\alpha \geq 0.4$ )。各図の (a) と (b), (c) と (d) を比較すると、初期回転速度が速い方が  $\alpha$  の値によって N/O の進化経路に変化が見られ、遅いと複数の  $\alpha$  で同じような経路を辿ることがわかる。また、初期回転速度が速い方が  $M_{ZAMS}$  が小さくても N/O が上昇している。AGB wind factor の依存性については、各図の (a) と (c), (b) と (d) を比較すると、AGB wind factor が小さい方がホットボム燃焼の影響で  $M_{ZAMS} = 5 M_{\odot}$  の N/O が高い。加えて (a) と (c) の比較から、無回転の場合であれば AGB wind factor が大きい方が  $M_{ZAMS}$  が小さくても N/O が上昇している。初期金属量が大きくなると、 $M_{ZAMS} \lesssim 3 M_{\odot}$  は質量損失が大きくなるので、AGB wind factor が小さく初期回転が無回転でも、初期質量が小さいうちに N/O が上昇している (図 7.9(a) と 7.11(a), 図 7.10(a) と 7.12(a) の比較)。

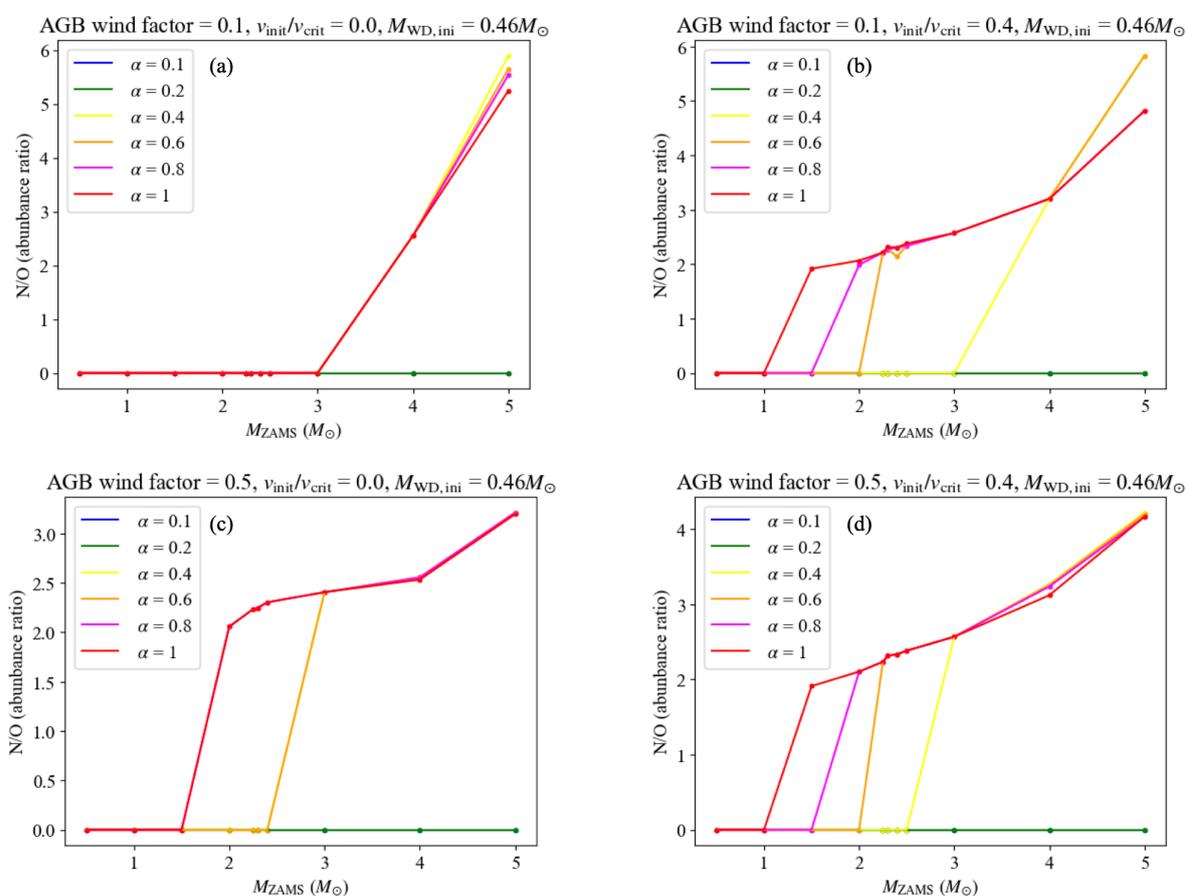


図 7.9: 伴星の初期金属量が  $Z=0.02$  で白色矮星の質量  $M_{WD,ini}$  が  $0.46 M_{\odot}$  のときの各パラメータと星周物質の N/O の関係。(a)AGB wind factor=0.1,  $v_{init}/v_{crit}=0$ 。(b)AGB wind factor=0.1,  $v_{init}/v_{crit}=0.4$ 。(c)AGB wind factor=0.5,  $v_{init}/v_{crit}=0$ 。(d)AGB wind factor=0.5,  $v_{init}/v_{crit}=0.4$ 。それぞれの色は白色矮星への降着割合  $\alpha$  に対応している。

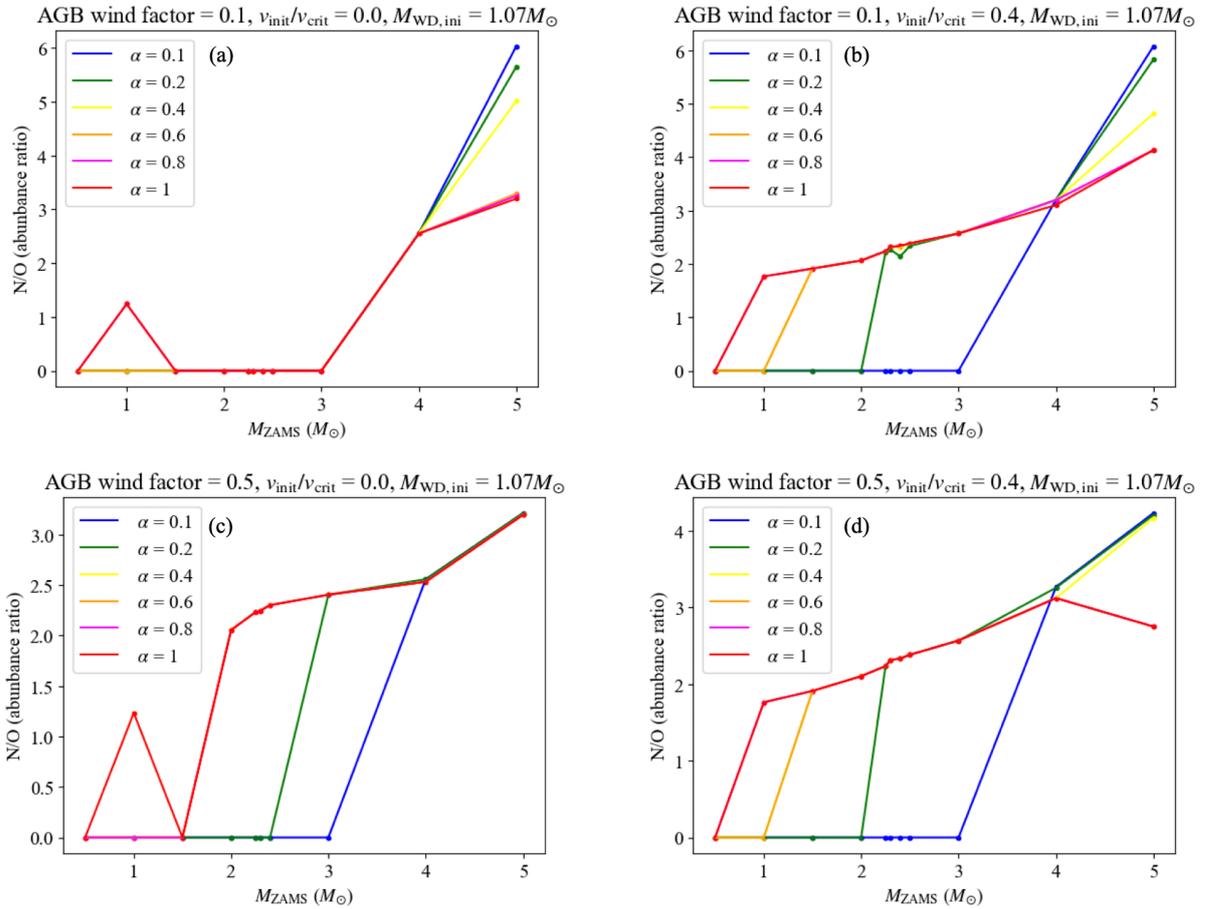


図 7.10: 伴星の初期金属量が  $Z=0.02$  で白色矮星の質量  $M_{\text{WD,ini}}$  が  $1.07 M_{\odot}$  のときの各パラメータと星周物質の  $\text{N/O}$  の関係. (a)  $\text{AGB wind factor}=0.1$ ,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0$ . (b)  $\text{AGB wind factor}=0.1$ ,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0.4$ . (c)  $\text{AGB wind factor}=0.5$ ,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0$ . (d)  $\text{AGB wind factor}=0.5$ ,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0.4$ . それぞれの色は白色矮星への降着割合  $\alpha$  に対応している.

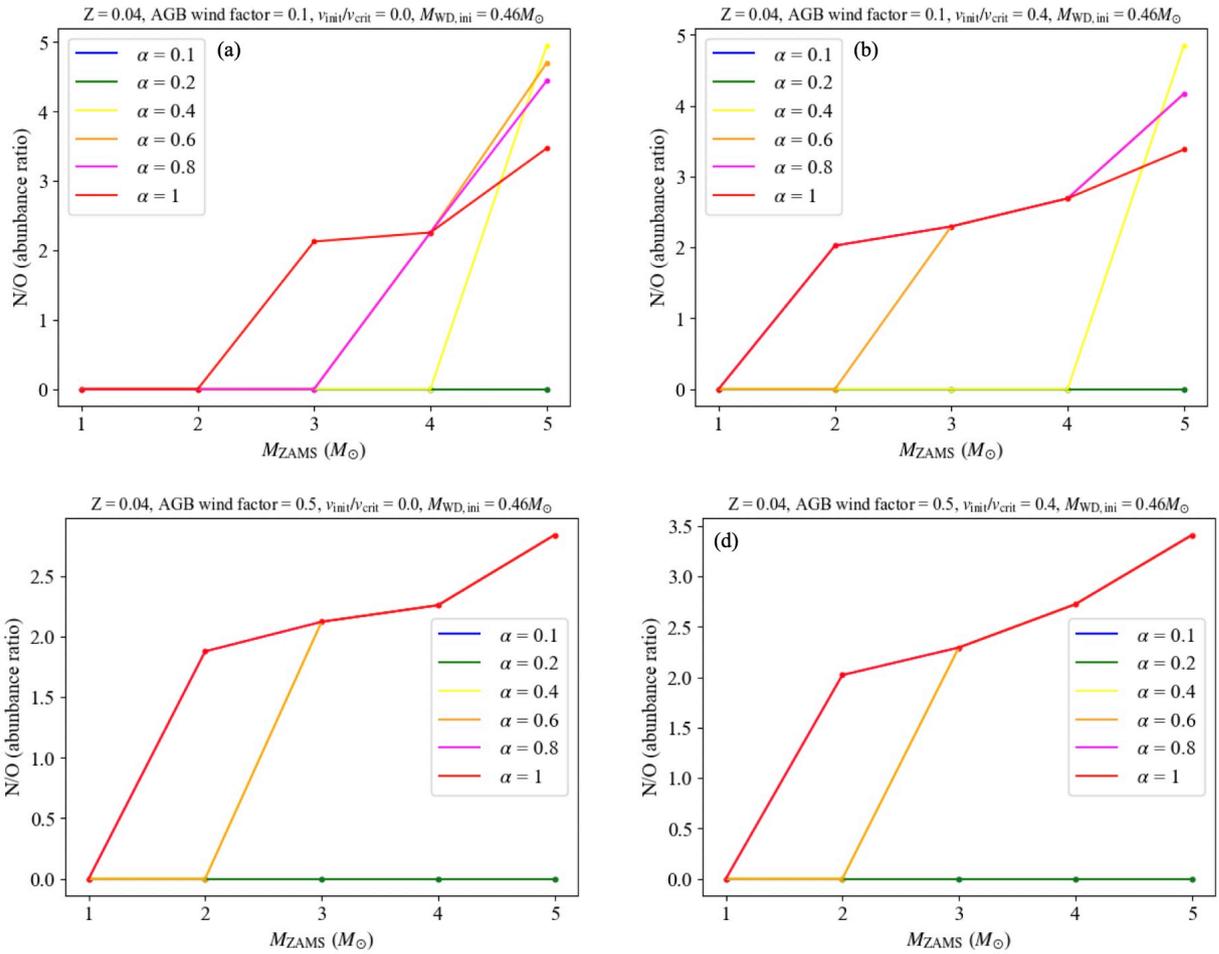


図 7.11: 伴星の初期金属量が  $Z=0.04$  で白色矮星の質量  $M_{WD,ini}$  が  $0.46 M_{\odot}$  のときの各パラメータと星周物質の N/O の関係. (a)AGB wind factor=0.1,  $v_{init}/v_{crit}=0$ . (b)AGB wind factor=0.1,  $v_{init}/v_{crit}=0.4$ . (c)AGB wind factor=0.5,  $v_{init}/v_{crit}=0$ . (d)AGB wind factor=0.5,  $v_{init}/v_{crit}=0.4$ . それぞれの色は白色矮星への降着割合  $\alpha$  に対応している.

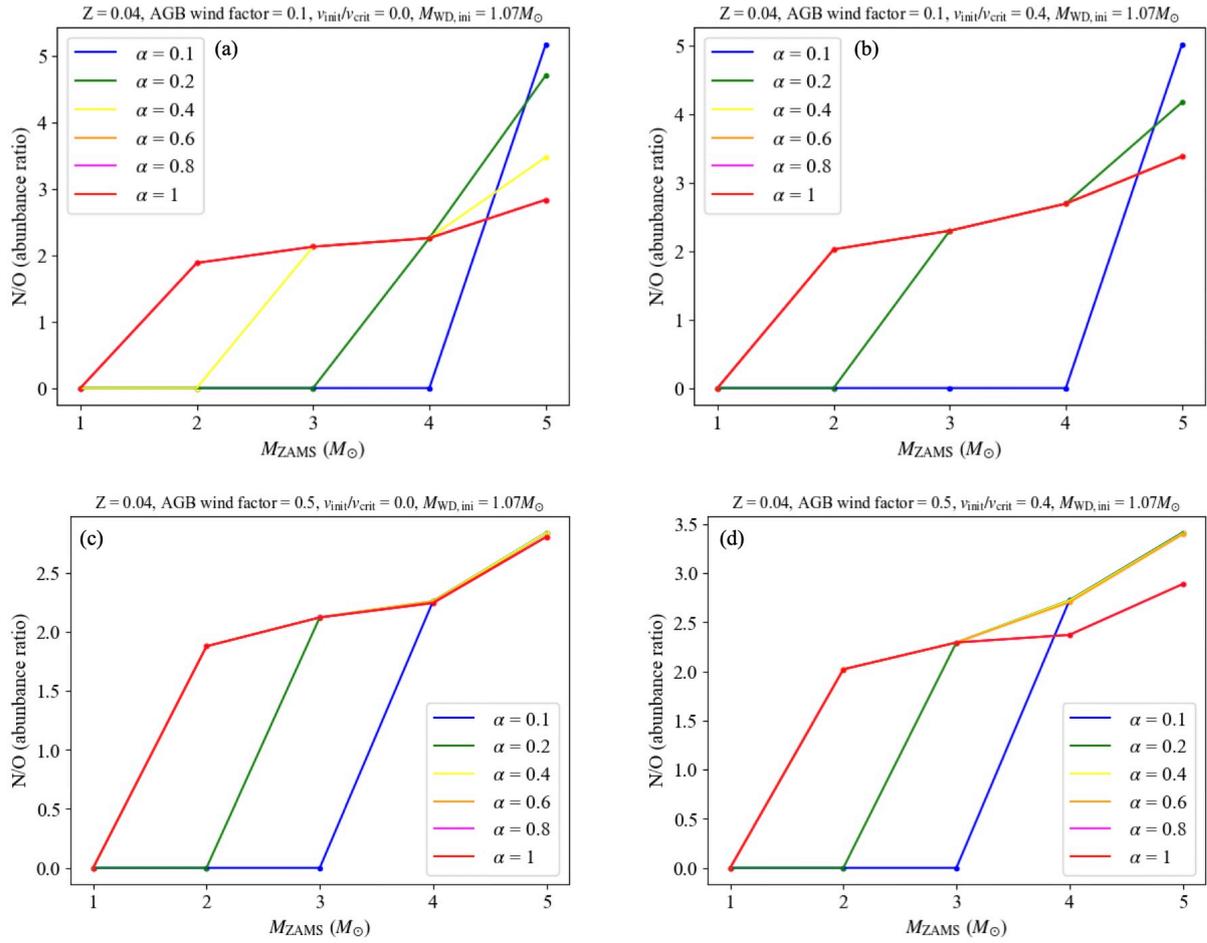


図 7.12: 伴星の初期金属量が  $Z=0.04$  で白色矮星の質量  $M_{\text{WD,ini}}$  が  $1.07 M_{\odot}$  のときの各パラメータと星周物質の N/O の関係. (a)AGB wind factor=0.1,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0$ . (b)AGB wind factor=0.1,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0.4$ . (c)AGB wind factor=0.5,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0$ . (d)AGB wind factor=0.5,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0.4$ . それぞれの色は白色矮星への降着割合  $\alpha$  に対応している.

## 第8章 議論

まず、6章のスペクトル解析から得られた Kepler's SNR の星周物質の N/O の観測結果とシミュレーション結果から得られた HR 図とを比較して、伴星がどの段階の恒星であるかを推定する。7.2節の図 7.3, 7.4 に、 $N/O < 1.10 (N/O)_\odot$ ,  $1.10 (N/O)_\odot < N/O < 2.26 (N/O)_\odot$ ,  $2.26 (N/O)_\odot < N/O$  のマーカーを追加したものをそれぞれ図 8.1, 8.2 に示す。  $N/O < 1.10 (N/O)_\odot$  は汲み上げ効果による伴星表面の窒素の増加がまだ見られないことを示しており、  $2.26 (N/O)_\odot < N/O$  は6章のスペクトル解析から得られた Kepler's SNR の星周物質の N/O の結果 ( $N/O = 2.26^{+0.72}_{-0.57} (N/O)_\odot$ ) に達していることを示している。初期質量  $M_{ZAMS} = 1 M_\odot$ ,  $2 M_\odot$  の伴星と、初期金属量  $Z=0.04$ , 初期回転速度  $v_{init}/v_{crit}=0$ , 初期質量  $M_{ZAMS} = 3 M_\odot$  の伴星は進化の最後まで観測結果の N/O に達していないことがわかる。それ以外の星については、巨星段階以降に観測結果の N/O に達しており、伴星は主系列星ではなく巨星段階であることが HR 図から示唆された。

次に、Kepler's SNR の伴星の初期質量を推定するため、観測結果とシミュレーション結果の N/O を比較する。Kepler's SNR の星周物質の N/O の結果を、7章の図 7.9, 7.10, 7.11, 7.12 にプロットしたものを図 8.3, 8.4, 8.5, 8.6 に示す。図 8.3, 8.5 の  $\alpha \leq 0.2$  を除いた全ての場合において、観測結果とシミュレーション結果の N/O が一致する伴星が存在しうることが分かる。物理パラメータに関わらず、観測結果と矛盾がない下限値は  $M_{ZAMS} \sim 1-2 M_\odot$  である。初期回転速度や初期金属量, AGB wind factor は、初期質量に比べて依存性が低く、制限をつけることはできない。今回のシミュレーションでは伴星のみの恒星進化を考えたが、連星の影響を考慮すると、伴星の初期質量が大きい方が重力の効果で伴星の質量放出率が大きくなり、対流層によって表面に運ばれる窒素の量が少ない段階、つまり星風の N/O が低い段階で白色矮星がチャンドラセカール限界質量に達する。そのため、図 8.3, 8.4, 8.5, 8.6 のプロット点が全体的に下にずれ、観測結果の N/O を再現する伴星の初期質量は  $M_{ZAMS} \sim 1-2 M_\odot$  よりも大きくなる可能性が考えられるので、先行研究での伴星の初期質量の値 ( $4-5 M_\odot$  (Chiotellis et al., 2012),  $\geq 10 M_\odot$  (Bandiera, 1987)) も妥当であると推測できる。

また、白色矮星への質量降着率と伴星の質量損失に対する白色矮星への降着の割合  $\alpha$  について考える。白色矮星への質量降着率の最大値は 2.3.1 項のとおり  $\dot{M}_{cr}$  であり、Kato et al. (2014) から次のように表せる。

$$\dot{M}_{cr} = 8.18 \times 10^{-7} ((M_{WD}/M_\odot) - 0.48) M_\odot \text{ yr}^{-1} \quad (8.1)$$

ここで、 $M_{WD}$  は白色矮星の質量である。恒星進化の中で最も質量損失率が高いのは漸近巨星分枝星であり、一般的に  $10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1} \leq \dot{M}_{com} \leq 10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$  (Höfner and Olofsson, 2018) である。今回のシミュレーションにおける伴星の質量損失率の時間進化の例を図 8.7 に示す。漸近巨星分枝星段階は恒星進化の後期段階で、図 8.7(b) のようにヘリウムフラッシュによる変動が見られる。こ

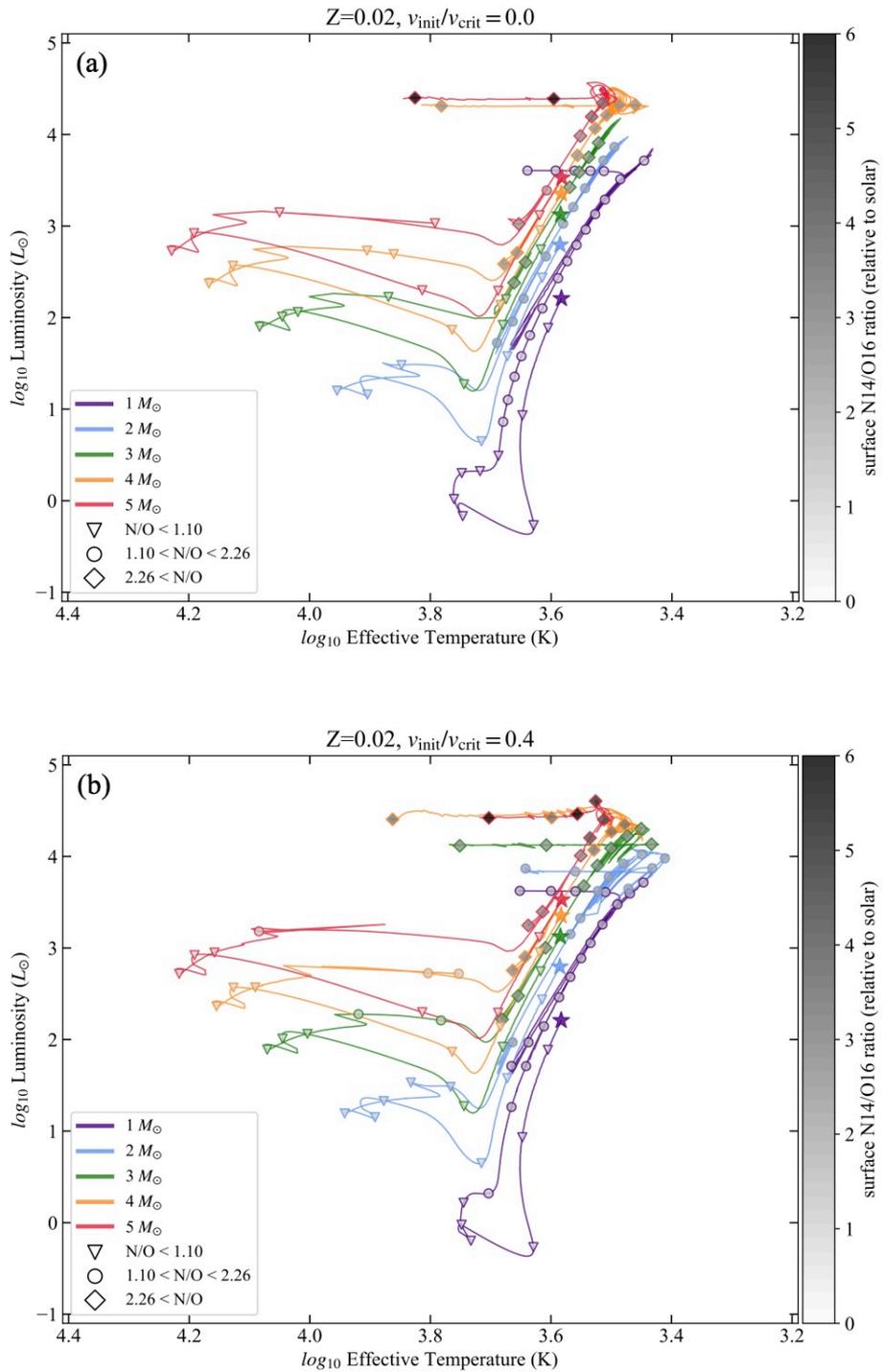


図 8.1: 伴星の初期金属量が  $Z=0.02$  のときの伴星の HR 図. それぞれの色は伴星の初期質量に対応している. 星のマーカーはシミュレーションのスタート地点を示しており, カラーバーは  $N/O$  を表している. (a) 矢印は進化に伴って移動する方向を示している.  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0$ . (b)  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0.4$ .

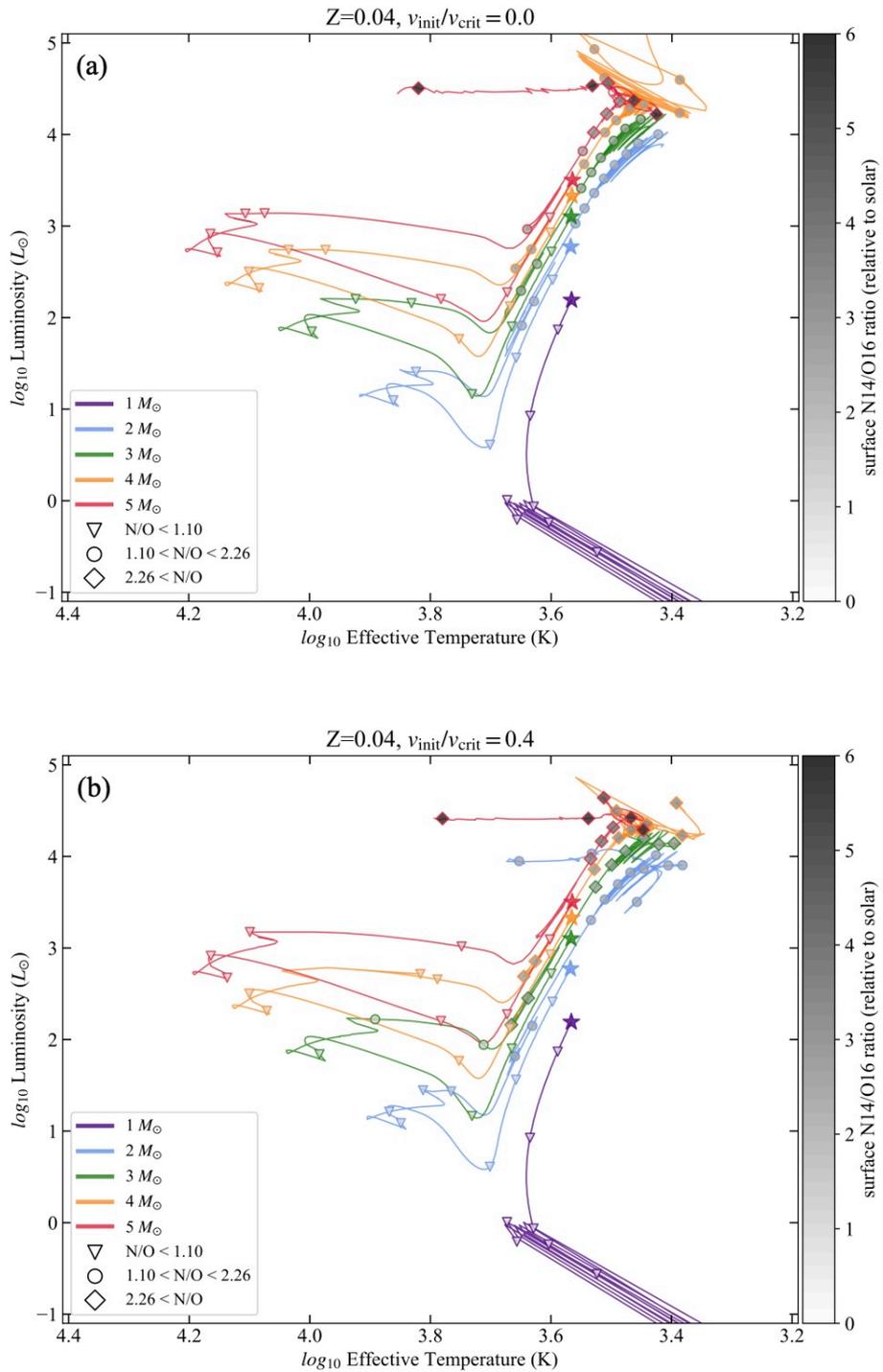


図 8.2: 伴星の初期金属量が  $Z=0.04$  のときの伴星の HR 図. それぞれの色は伴星の初期質量に対応している. 星のマーカーはシミュレーションのスタート地点を示しており, カラーバーは  $N/O$  を表している. (a)  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0$ . (b)  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0.4$ .

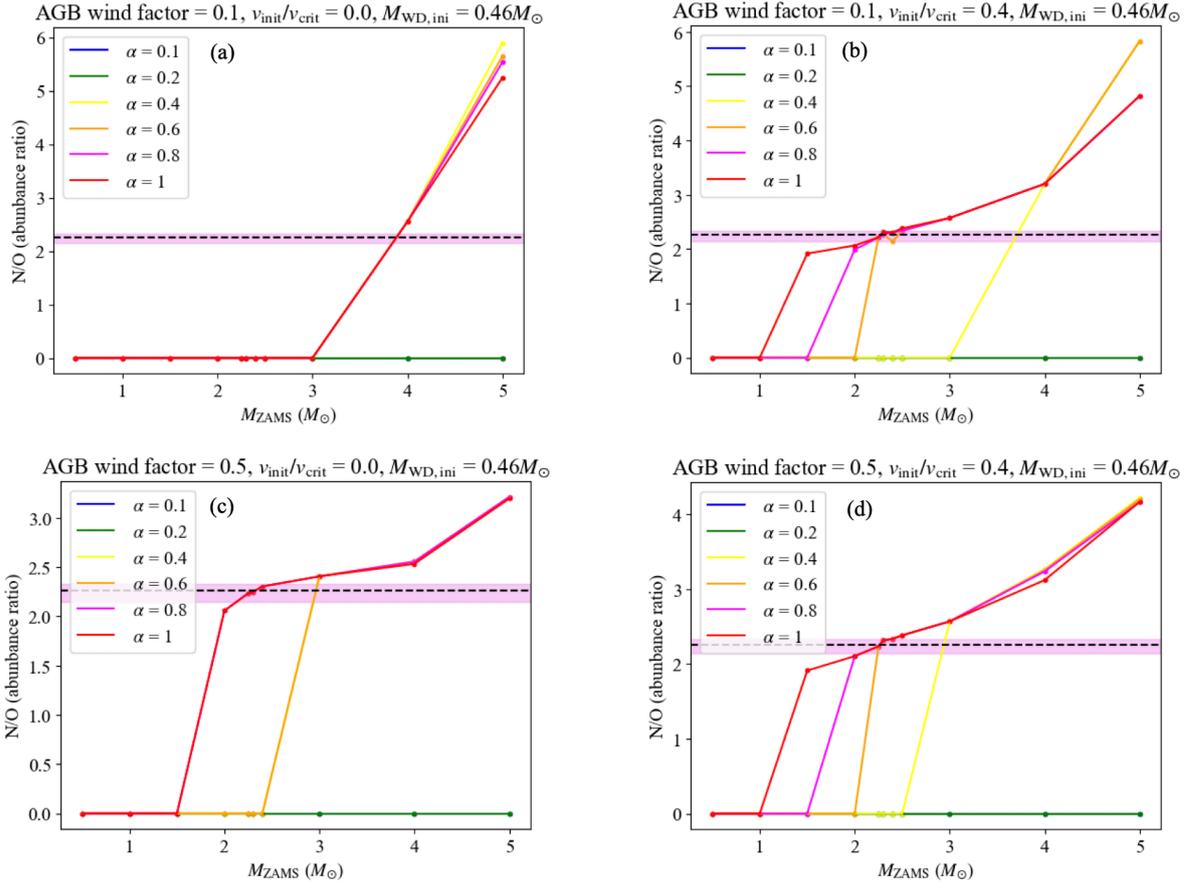


図 8.3: 伴星の初期金属量が  $Z=0.02$  で白色矮星の初期質量  $M_{\text{WD,ini}} = 0.46 M_{\odot}$  のときの Kepler's SNR と恒星進化シミュレーションの星周物質の N/O の比較. 各グラフにおける物理パラメータは図 7.9 と同様. 黒の破線は 6 章で得られた Kepler's SNR の星周物質の N/O の最尤値であり, マゼンタの帯は  $1\sigma$  の誤差を示す.

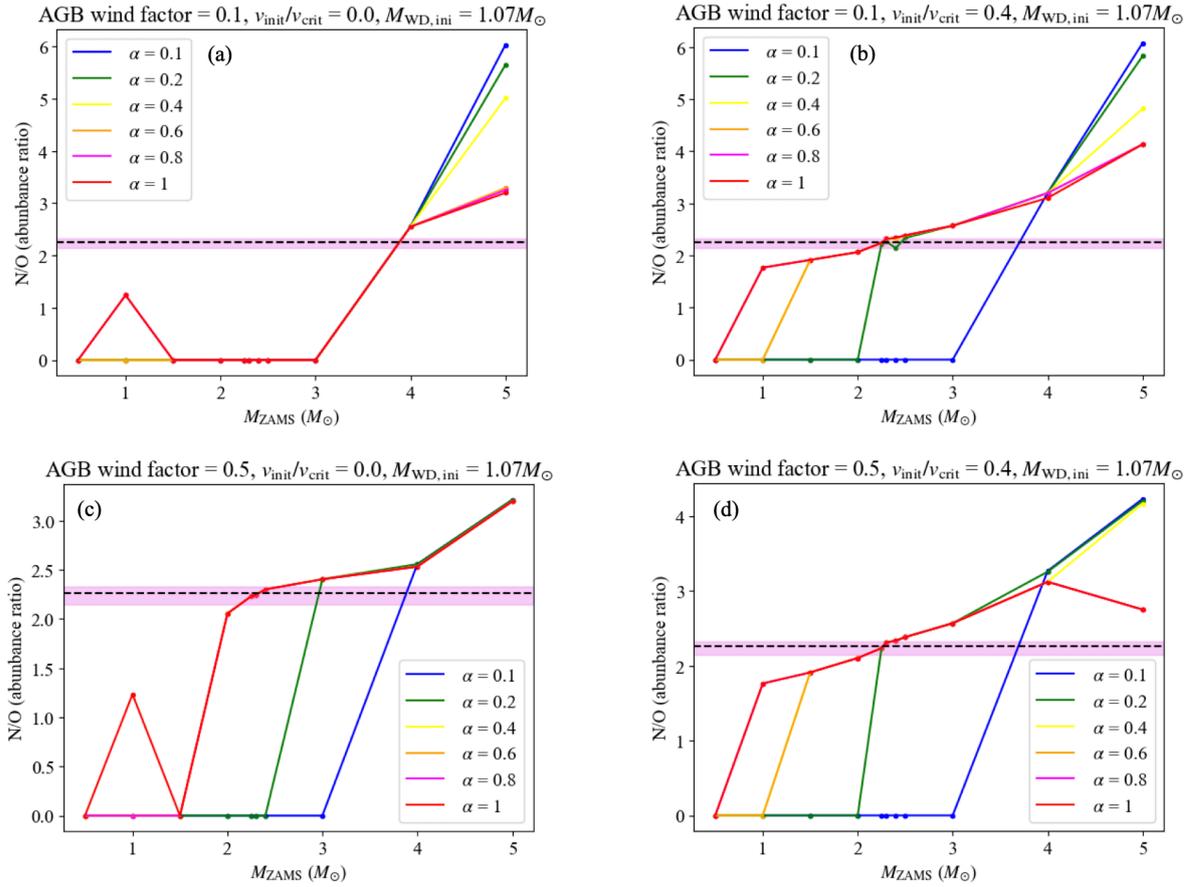


図 8.4: 伴星の初期金属量が  $Z=0.02$  で白色矮星の初期質量  $M_{\text{WD,ini}} = 1.07 M_{\odot}$  のときの Kepler's SNR と恒星進化シミュレーションの星周物質の N/O の比較. 各グラフにおける物理パラメータは図 7.10 と同様. 黒の破線は 6 章で得られた Kepler's SNR の星周物質の N/O の最尤値であり, マゼンタの帯は  $1\sigma$  の誤差を示す.

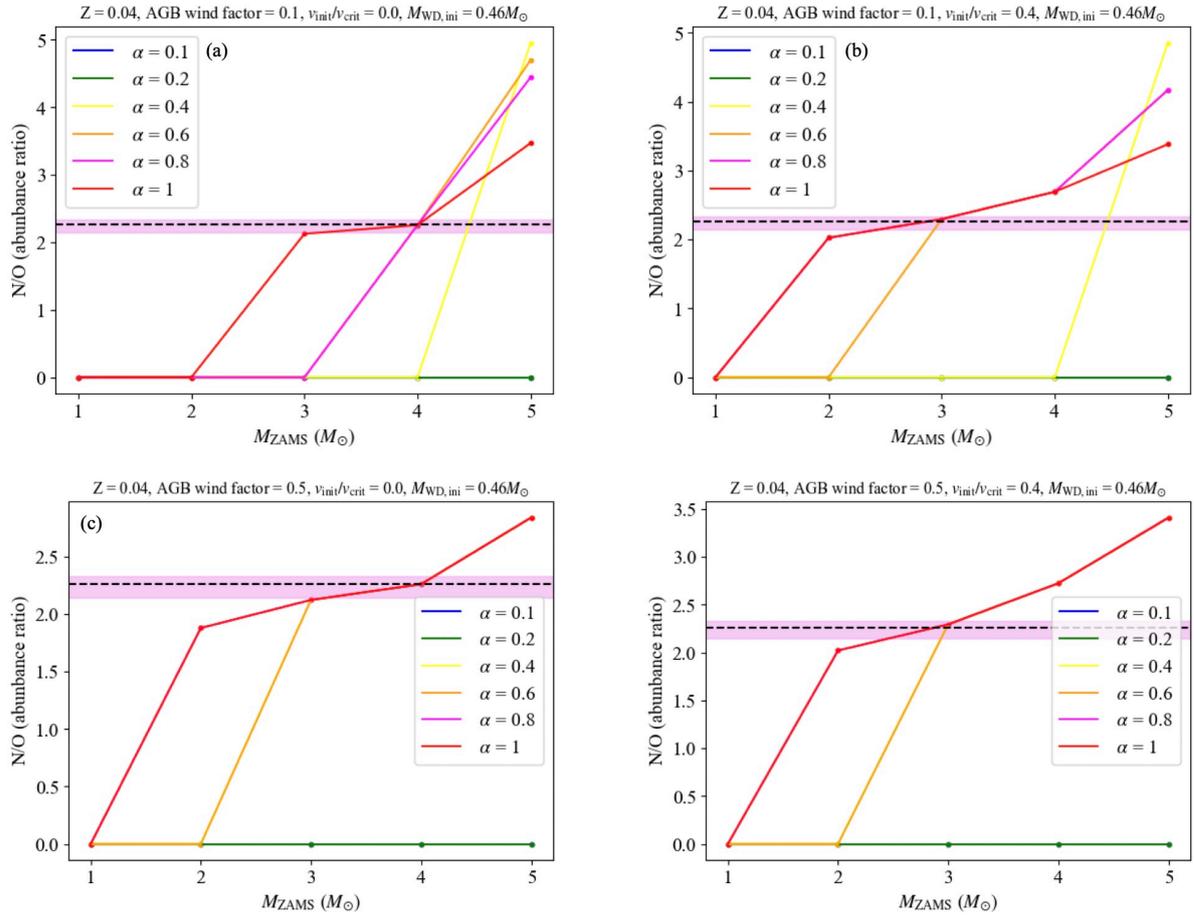


図 8.5: 伴星の初期金属量が  $Z=0.04$  で白色矮星の初期質量  $M_{\text{WD,ini}} = 0.46 M_{\odot}$  のときの Kepler's SNR と恒星進化シミュレーションの星周物質の N/O の比較. 各グラフにおける物理パラメータは図 7.11 と同様. 黒の破線は 6 章で得られた Kepler's SNR の星周物質の N/O の最尤値であり, マゼンタの帯は  $1\sigma$  の誤差を示す.

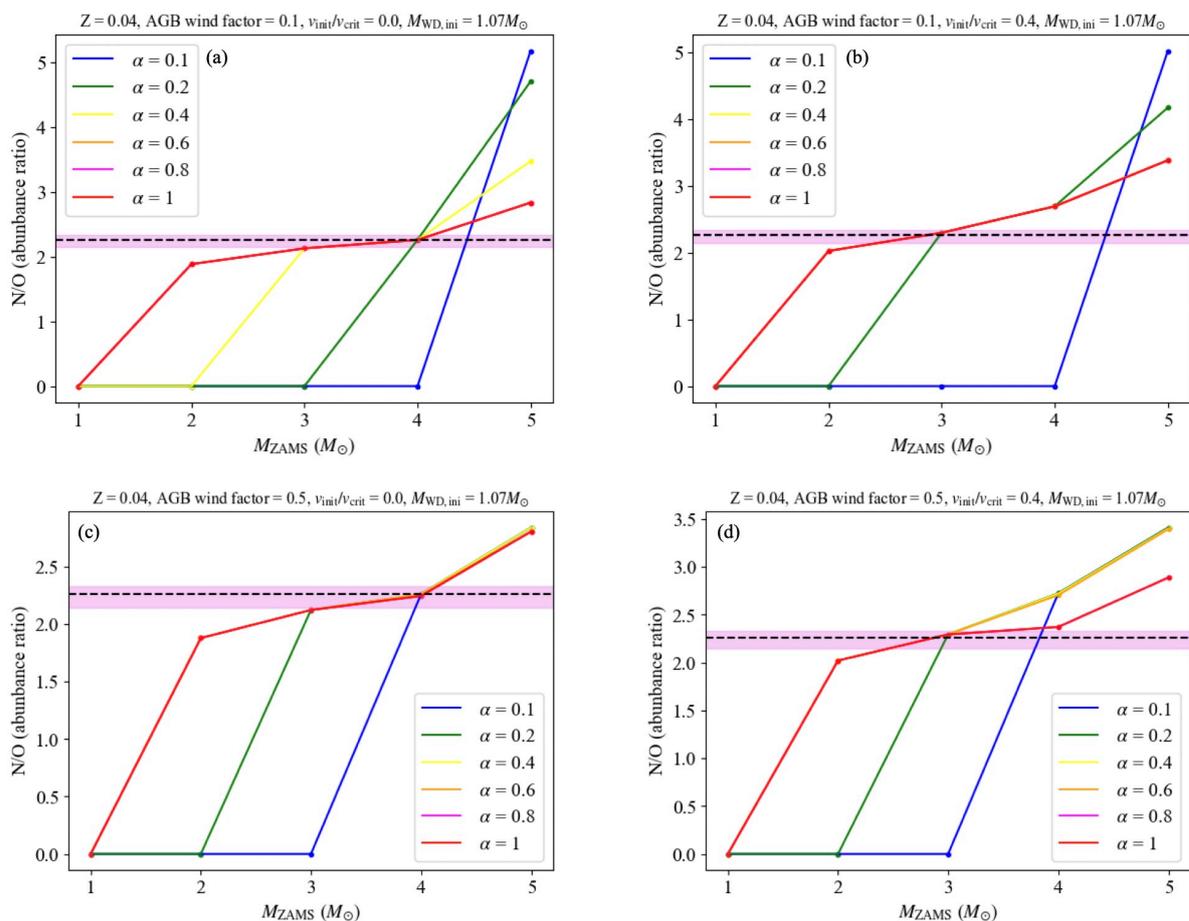


図 8.6: 伴星の初期金属量が  $Z=0.04$  で白色矮星の初期質量  $M_{WD,ini} = 1.07 M_{\odot}$  のときの Kepler's SNR と恒星進化シミュレーションの星周物質の N/O の比較. 各グラフにおける物理パラメータは図 7.12 と同様. 黒の破線は 6 章で得られた Kepler's SNR の星周物質の N/O の最尤値であり, マゼンタの帯は  $1\sigma$  の誤差を示す.

これは 2.1.3 項の図 2.4 と矛盾がない。  $M_{\text{ZAMS}}=2, 3, 4 M_{\odot}$  のときの各物理パラメータによる伴星の質量損失率の時間変化を図 8.8, 8.9 に示す。シミュレーションでの漸近巨星分枝星段階の質量損失率は  $10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \leq \dot{M}_{\text{com}} \leq 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  であることがわかり、Höfner and Olofsson (2018) での一般的な質量損失より範囲は広いものの、大まかには一致している。  $\dot{M}_{\text{cr}} \sim 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  とすると、  $10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \leq \dot{M}_{\text{com}}$  のときに  $\alpha \sim 1$  となる可能性があるので、  $\alpha$  は 0 から 1 のどの値も取りうる。したがって、連星の影響で伴星の初期質量が大きくなる可能性、  $\alpha$  は 1 が最大値となる可能性から、  $M_{\text{ZAMS}} \sim 1-2 M_{\odot}$  という今回の結果が Kepler’s SNR の伴星の質量の下限值であると言える。

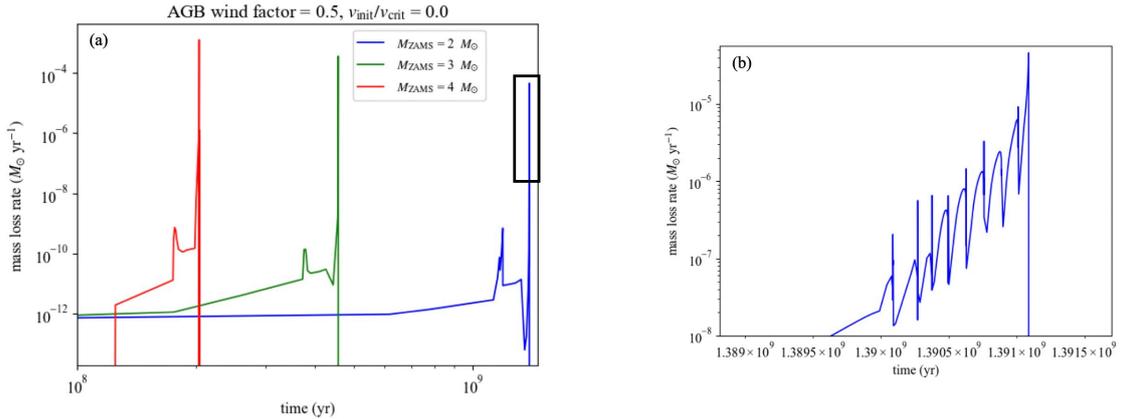


図 8.7: 伴星の質量損失率の時間進化の例とその拡大図。 (a) AGB wind factor = 0.5,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0$  のときの伴星の質量損失率の時間変化を表している。初期金属量は  $Z=0.02$  それぞれの色は伴星の初期質量に対応している。黒の四角形を拡大したものが (b) である。 (b)  $M_{\text{ZAMS}}=2 M_{\odot}$  の漸近巨星分枝星段階の特徴を示している部分の拡大図。

さらに、白色矮星への最大質量降着率  $\dot{M}_{\text{cr}}$  を考慮した上で、今回得られた初期質量の伴星からの質量降着によって白色矮星がチャンドラセカール限界質量に達することができるかを考える。進化の過程で質量損失が最も大きい漸近巨星分枝星段階の期間は  $\sim 10^6$  年である (Rosenfield et al., 2014)。図 8.7(b) でも漸近巨星分枝星段階の期間が  $\sim 1.389 - 1.391 \times 10^9$  年の  $\sim 10^6$  年であることがわかる。白色矮星の質量が  $1.07 M_{\odot}$  のとき、  $\dot{M}_{\text{cr}}$  は式 8.1 から  $4.83 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  であるので、この割合で一定に白色矮星に降着すると仮定すると、伴星が漸近巨星分枝星段階の期間中に伴星から白色矮星に降着する質量は  $4.83 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \times 10^6 \text{ yr} \sim 4.83 \times 10^{-1} M_{\odot}$  となる。この計算から、白色矮星が  $1.07 M_{\odot}$  付近の大きい初期質量を持っていたのであれば、Kepler’s SNR の伴星の初期質量は今回の結果である  $M_{\text{ZAMS}} \sim 1-2 M_{\odot}$  を満たしうる。また、伴星が赤色巨星段階のときは質量損失率が低く ( $\sim 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} - 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ )、白色矮星はチャンドラセカール質量に達することができないので、伴星は漸近巨星分枝星であることもわかる。伴星が漸近巨星分枝星であるという結果は、先行研究 (Chiotellis et al., 2012; Katsuda et al., 2015) と矛盾しない。

以上より、Kepler’s SNR の星周物質の観測結果の N/O と次元恒星進化シミュレーション MESA による伴星のシミュレーション結果を比較することで、Kepler’s SNR の伴星の初期質量の下限値が  $M_{\text{ZAMS}} \sim 1-2 M_{\odot}$  であると制限をつけることができた。一方で、初期回転速度や初期

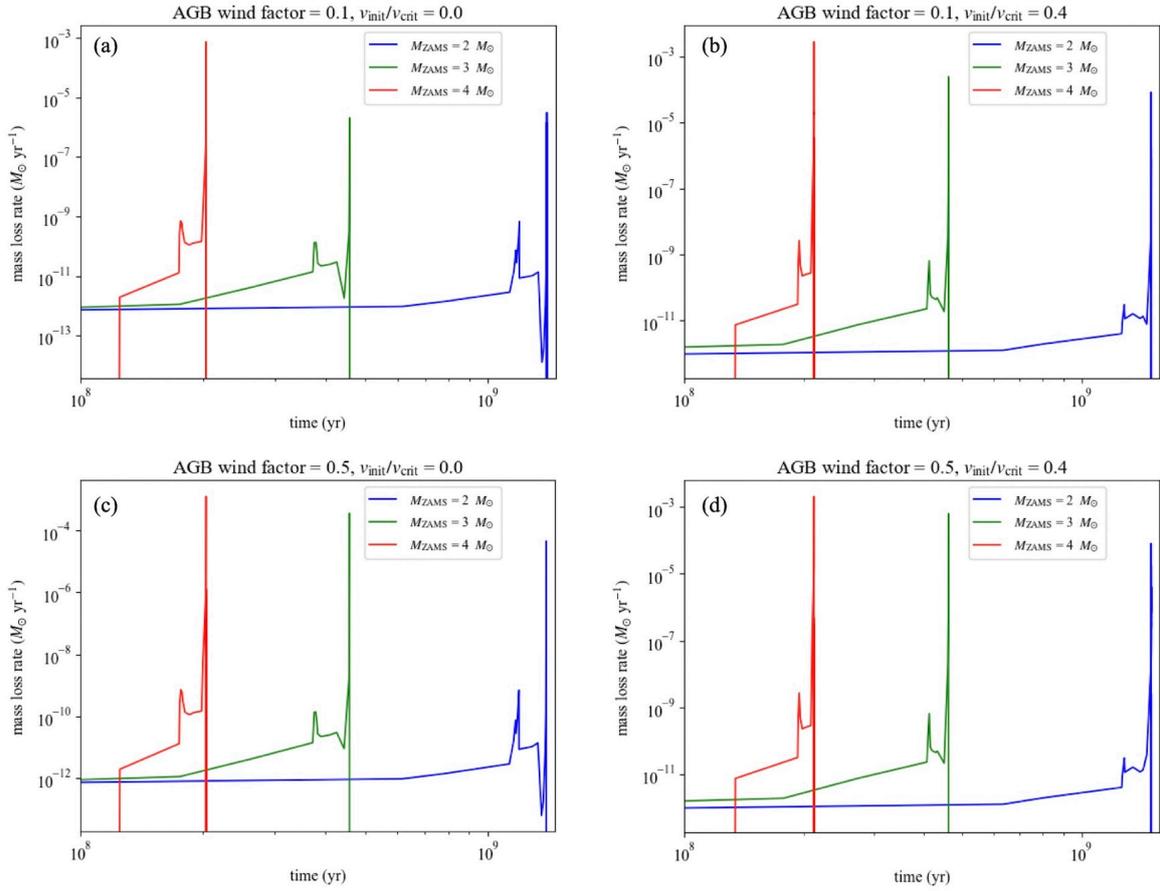


図 8.8: 様々な物理パラメータを仮定したときの伴星の質量損失率の時間進化. 初期金属量は  $Z=0.02$ . それぞれの色は伴星の初期質量に対応している. (a) AGB wind factor=0.1,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0$ . (b) AGB wind factor=0.1,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0.4$ . (c) AGB wind factor=0.5,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0$ . (d) AGB wind factor=0.5,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0.4$ .

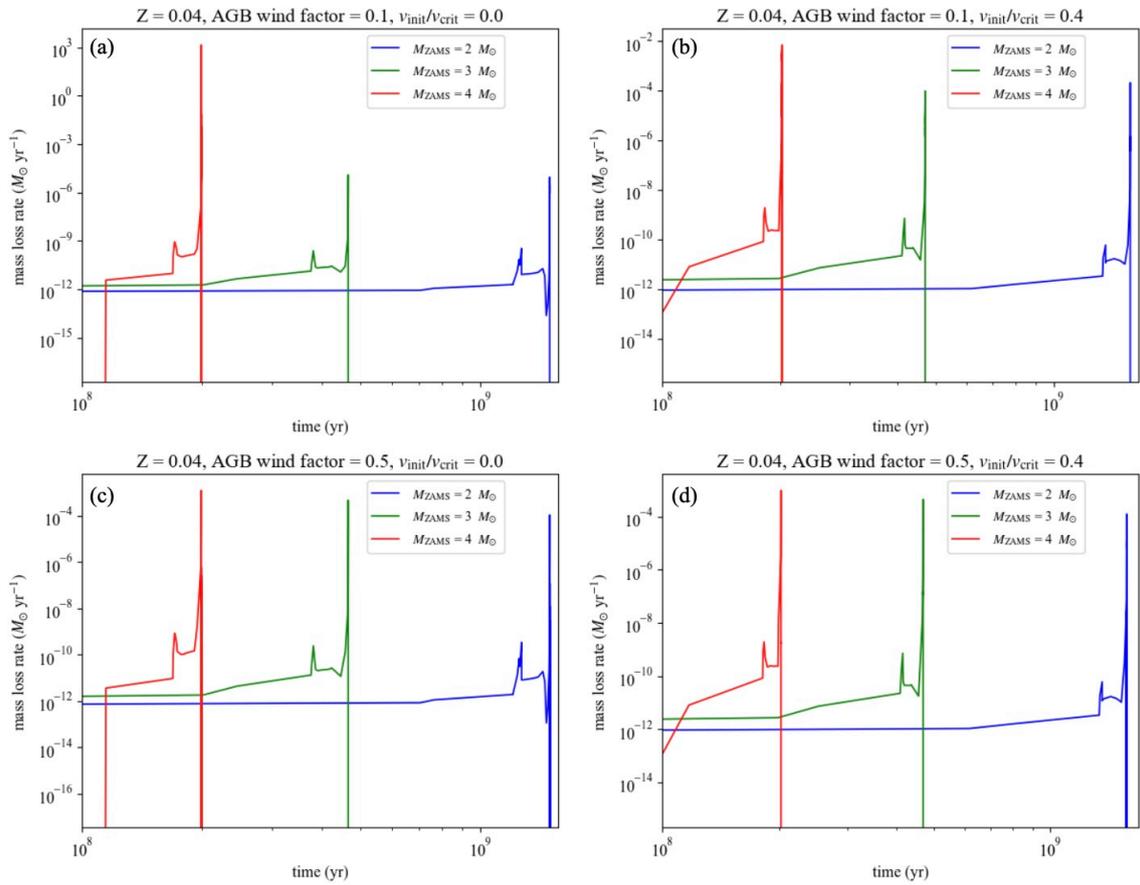


図 8.9: 様々な物理パラメータを仮定したときの伴星の質量損失率の時間進化. 初期金属量は  $Z=0.04$ . それぞれの色は伴星の初期質量に対応している. (a)AGB wind factor=0.1,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0$ . (b)AGB wind factor=0.1,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0.4$ . (c)AGB wind factor=0.5,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0$ . (d)AGB wind factor=0.5,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0.4$ .

金属量などの物理パラメータは、伴星表面の N/O との依存性が低く、制限をつけることができなかった。また、シミュレーションから得られた伴星の HR 図の結果と質量損失率を考慮することで、伴星は漸近巨星分枝星であることが示唆された。

最後に、今回の結果と先行研究の結果を比較し、考察する。Kepler's SNR は星周物質起源の放射が観測され、爆発前の連星系における伴星が漸近巨星分枝星であるという結果は SD モデルを示唆している。しかし、4.1 節で述べたとおり Kepler's SNR の伴星は見つかっていないのが現状である。Ruiz-Lapuente et al. (2018) では FLAMES での観測の限界の絶対等級に対応する、光度  $L > 2.6 L_{\odot}$  の候補天体について固有運動や温度を決定し、光度と距離を求めた。候補天体は図 8.10 に示されている 32 個で、半径 38 arcsec の円に収まっている。半径 38 arcsec は補足的に選択した範囲であり、本命は 24 arcsec の円内である。24 arcsec は距離にすると  $\sim 0.58$  pc であり、爆発してから現在までの 400 年間で、伴星が視線方向と垂直に  $1,460 \text{ km s}^{-1}$  の速さで動いたと仮定した距離である。候補天体のうち、Kepler's SNR と同程度の距離にあるものは 6 つあり、固有速度から巨星であろうと考えられている。しかし、巨星の光度は  $10^2 - 10^4 L_{\odot}$  であるのに対し、6 つの天体は  $\sim 10 L_{\odot}$  程度であり主系列星のような明るさであるため、光度の観点から伴星は見つからないと結論されている。今回のシミュレーションによる光度の時間進化の例と漸近巨星分枝星段階の拡大図を図 8.11 に示す。図 8.7 と同様、図 8.11(b) で漸近巨星分枝星段階ではヘリウムフラッシュによる変動が見られ、進化の過程の中で最も光度が高い段階であることがわかる。 $M_{ZAMS} = 2, 3, 4 M_{\odot}$  のときの各物理パラメータによる伴星の光度の時間変化を図 8.12, 8.13 に示す。シミュレーションでの漸近巨星分枝星段階の光度は  $10^3 - 10^4 L_{\odot}$  であることから、このシミュレーションにおける漸近巨星分枝星がそのまま Kepler's SNR に残っているとすると、Ruiz-Lapuente et al. (2018) の結果と矛盾する。

伴星の外層が爆発噴出物と相互作用して衝撃によって剥がされたという解釈も考えられ、 $10^3 - 10^4$  年の間に爆発前の光度に対して最大 2 桁低い光度になる可能性があることが示唆されている (Marietta et al., 2000; Podsiadlowski, 2003)。爆発前に光度が  $\sim 10^3 L_{\odot}$  であった漸近巨星分枝星の外層が剥がされて  $\sim 10 L_{\odot}$  程度の光度になっているのであれば、伴星が Ruiz-Lapuente et al. (2018) の 6 つの巨星の候補のどれかである可能性はあるが、Kepler's SNR は若いため伴星の光度が 2 桁も下がっている可能性は極めて低いと考えられる。伴星が見つからない問題の解決策として考えられているのが、2.3.2 項で述べた CD シナリオである (Vink, 2017)。CD シナリオにおける連星の進化過程を図 8.14 に示す。伴星の漸近巨星分枝星は、進化の終わりに白色矮星との共通外層を形成する可能性がある。その後白色矮星と漸近巨星分枝星のコアが合体して、高速回転で磁力をもった大質量の白色矮星が形成され、回転速度が遅くなってから爆発する。漸近巨星分枝星のコアは白色矮星のように縮退したものであるため、DD シナリオのように 2 つの縮退したコアの合体によって伴星は残らない。しかし、伴星のコアが熱いうちに合体が起こるために共通外層段階から長くても  $10^5$  年以内という、SD シナリオのようなタイムスケールで爆発が起きるので、CD シナリオは SD シナリオと DD シナリオの間のようなシナリオであると言える。Kashi and Soker (2011) ではこのシナリオによって、絶対光度が通常の Ia 型超新星よりも大きい、超チャンドラセカール質量 Ia 型超新星が生まれるような大質量白色矮星が形成される可能性があることが示唆された。実際、白色矮星と漸近巨星分枝星の三次元流体力学シミュレーションで、この合体によって大質量白色矮星が形成された後、Ia 型超新星が起こると示唆されている (Aznar-Siguán

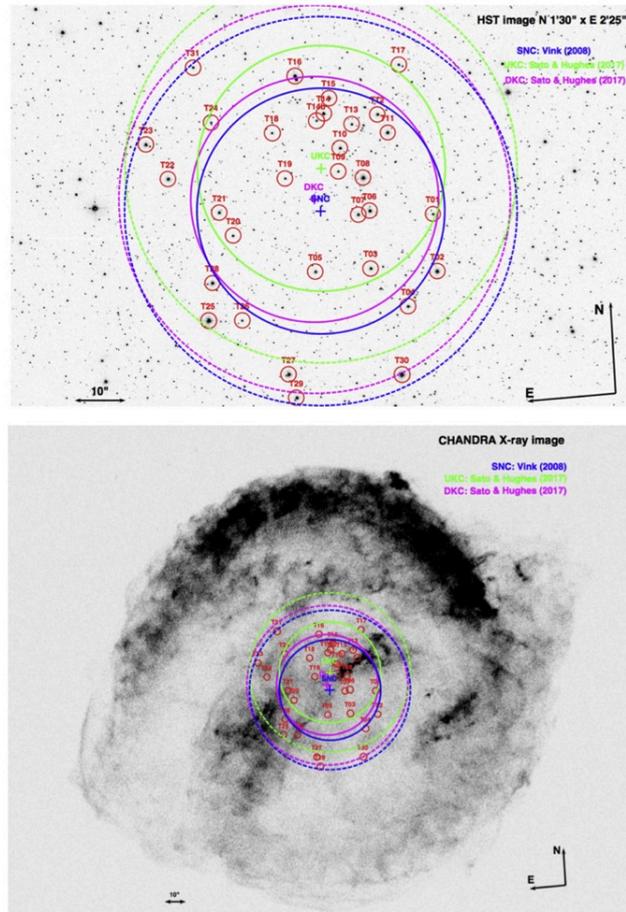


図 8.10: (a)HST と Chandra による Kepler's SNR の中心領域と伴星候補天体のイメージ (Ruiz-Lapiente et al., 2018). 十字は Kepler's SNR の中心, 実線は半径 24" の線, 破線は半径 38" の線を表している. 青, 緑, マゼンタは参考文献による Kepler's SNR の中心座標に違いを表しており, 青が Vink (2008), 緑とマゼンタが Sato and Hughes (2017) によるものである. Ruiz-Lapiente et al. (2018) では Vink (2008) を用いている. 赤の円は伴星候補の天体である. (b)0.7–1.0 keV 帯域の Chandra の画像に (a) の画像を重ねたもの.

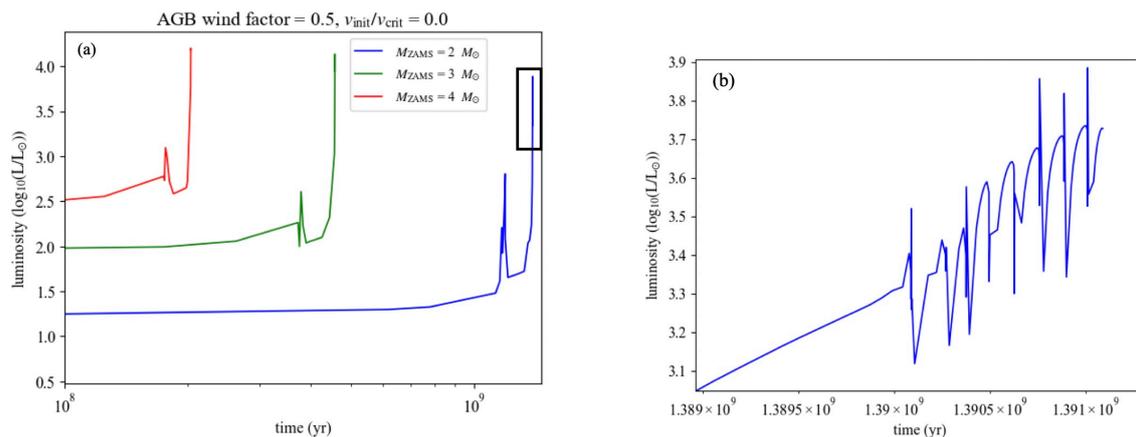


図 8.11: 伴星の光度の時間進化の例とその拡大図. (a) AGB wind factor = 0.5,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0$  のときの伴星の光度の時間変化を表している. 初期金属量は  $Z=0.02$ . それぞれの色は伴星の初期質量に対応している. 黒の四角形を拡大したものが (b) である. (b)  $M_{\text{ZAMS}}=2 M_{\odot}$  の漸近巨星分枝星段階の特徴を示している部分の拡大図.

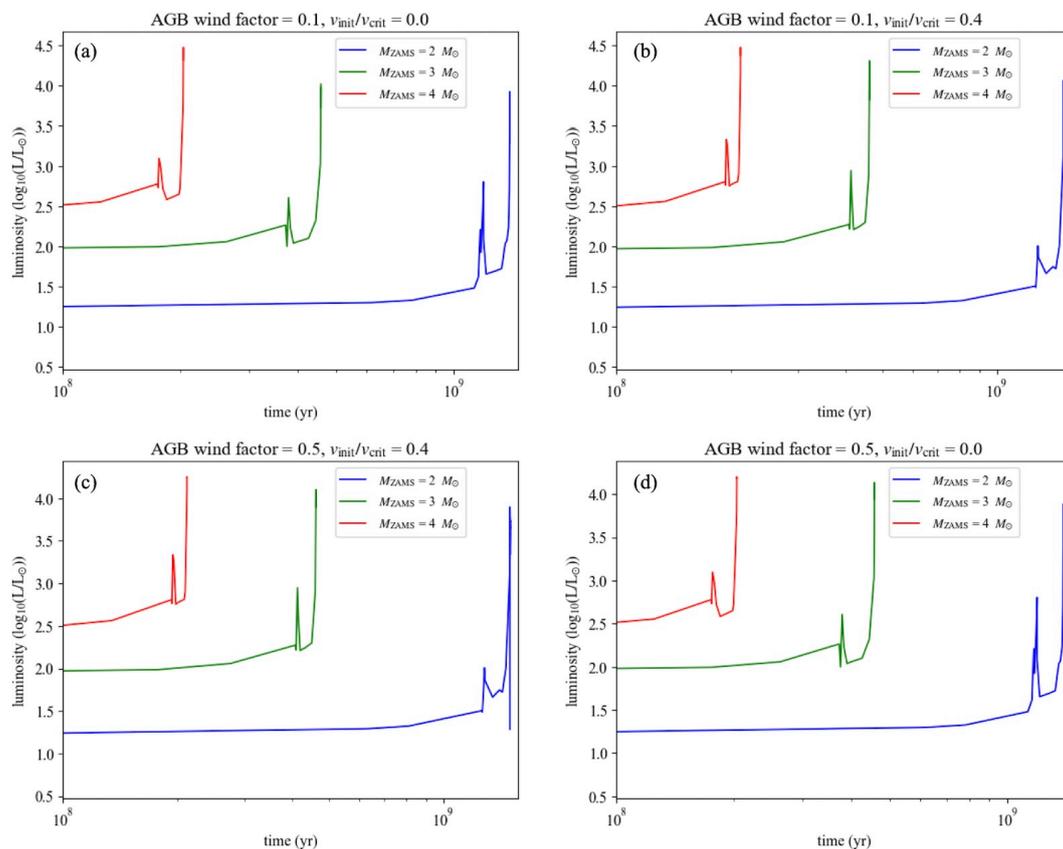


図 8.12: 様々な物理パラメータを仮定したときの伴星の光度の時間進化. 初期金属量は  $Z=0.02$ . それぞれの色は伴星の初期質量に対応している. (a) AGB wind factor=0.1,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0$ . (b) AGB wind factor=0.1,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0.4$ . (c) AGB wind factor=0.5,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0$ . (d) AGB wind factor=0.5,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0.4$ .

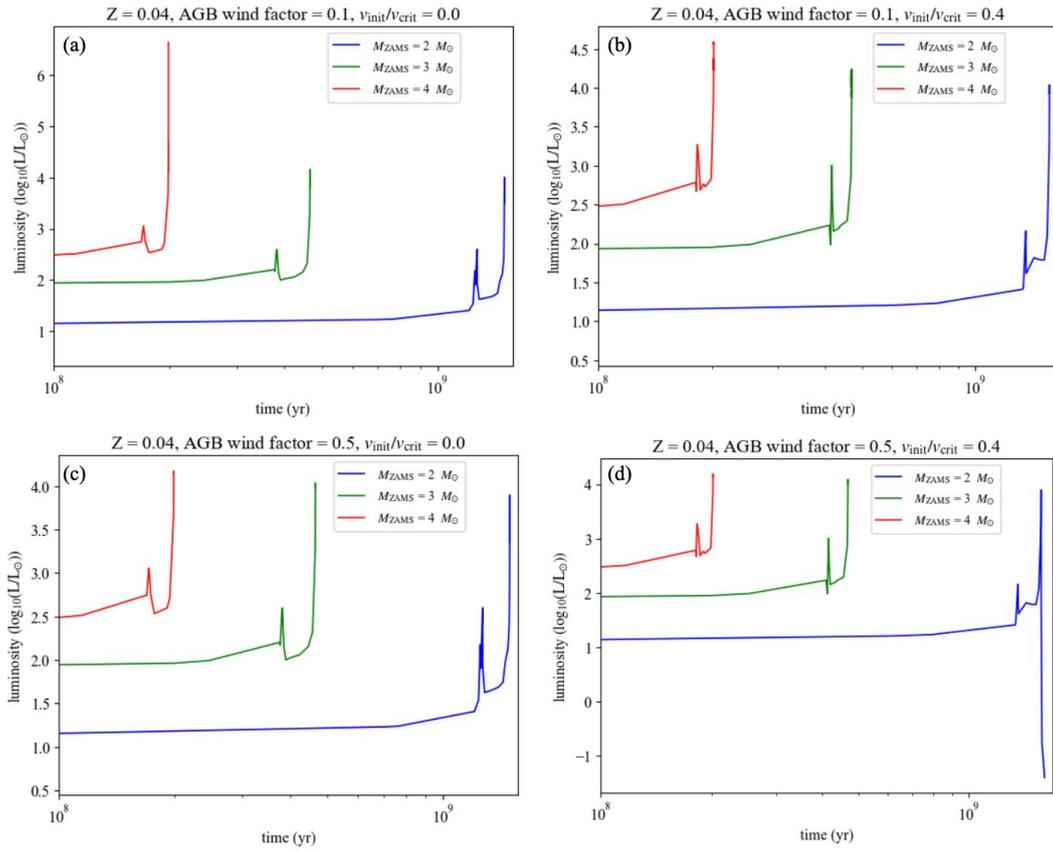


図 8.13: 様々な物理パラメータを仮定したときの伴星の光度の時間進化. 初期金属量は  $Z=0.04$ . それぞれの色は伴星の初期質量に対応している. (a)AGB wind factor=0.1,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0.0$ . (b)AGB wind factor=0.1,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0.4$ . (c)AGB wind factor=0.5,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0.0$ . (d)AGB wind factor=0.5,  $v_{\text{init}}/v_{\text{crit}}=0.4$ .

et al., 2015). このシナリオは激しい即発的な合体によって起こるので、星周物質が拡散されずに周囲に残っている可能性や、剥がれた後の共通外層が高密度の物質として連星系を取り囲んでいた可能性など、SD シナリオと同様に星周物質が観測できると考えられる。したがって、CD シナリオは漸近巨星分枝星という示唆と爆発後に残っていない伴星という観測的事実の両方を説明できる。もしそうであれば、連星進化と元素合成過程を組み込んだシミュレーションによる検証が必要である。

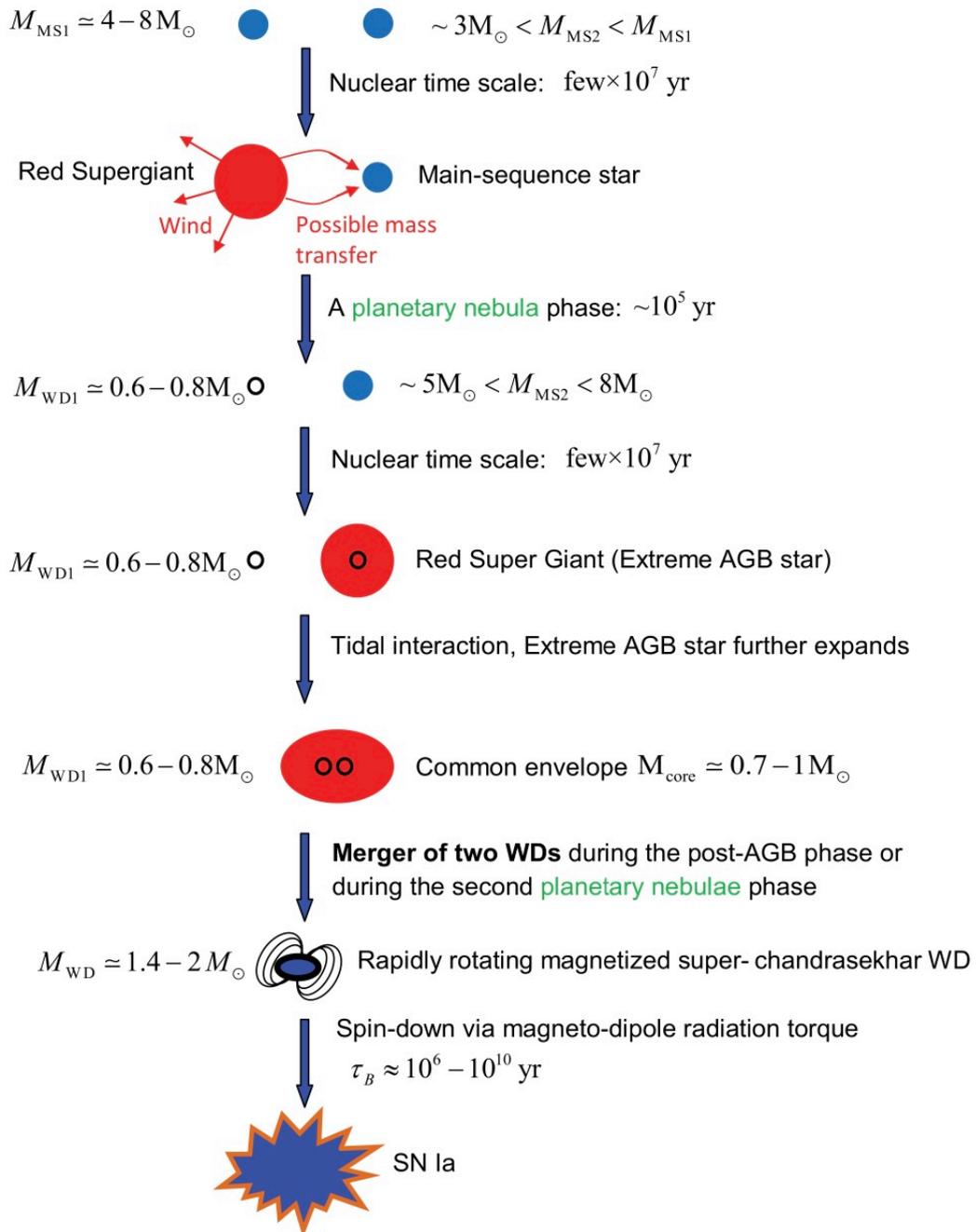


図 8.14: CD シナリオにおける連星の進化過程 (Ilkov and Soker, 2012).

## 第9章 結論

本修士論文では、Ia型超新星残骸 Kepler's SNR の伴星を推定するため、XMM-Newton 衛星に搭載されている RGS 検出器を使用した X 線精密分光観測を行った。その結果、以下のような知見を得た。

- X 線精密分光観測のスペクトル解析でのベストフィットパラメータから、Kepler's SNR の窒素と酸素の元素組成比 ( $N/O = 2.26_{-0.11}^{+0.07} (N/O)_{\odot}$ ) を初めて検出することができた。この結果は、爆発前に伴星の外層が剥がれて形成された星周物質が存在することを示唆し、Kepler's SNR のシナリオが SD または CD シナリオであることを強く支持している。
- 星周物質の組成が伴星の表面の組成を反映していることから、次元恒星進化シミュレーションコード MESA を使用して伴星表面の N/O の進化を計算した。伴星の初期回転速度、初期金属量、漸近巨星分枝星段階での星風による質量損失率のスケーリングファクター、白色矮星の初期質量、伴星からの星風が白色矮星へ降着する割合を変化させ、白色矮星が爆発したときの伴星の初期質量に対する伴星表面の N/O の関係を調べた。
- シミュレーションで得られた HR 図から、伴星表面の N/O が観測結果と矛盾しないのは、伴星が主系列星より後の巨星段階まで進化している場合であることがわかった。
- 観測結果とシミュレーション結果の N/O を比較することで、Kepler's SNR 伴星の初期質量が  $M_{ZAMS} \sim 1-2 M_{\odot}$  の下限値を持つことがわかった。一方で、初期回転速度や初期金属量などの物理パラメータは、初期質量に比べて伴星表面の N/O への依存性が低く、制限をつけることはできなかった。伴星の質量損失率を考慮することで、伴星が漸近巨星分枝星段階にあることが示唆され、これは HR 図や今回の結果である伴星の初期質量の下限値とも無矛盾である。
- 爆発後も残るはずの伴星が発見されていない (Kerzendorf et al., 2014; Ruiz-Lapuente et al., 2018) という問題は、今回の結果である  $M_{ZAMS} \sim 1-2 M_{\odot}$  の漸近巨星分枝星の光度を考慮してもなお残る。この問題の解決策として CD シナリオがあげられ、共通外層を持つ漸近巨星分枝星と白色矮星のコアが合体し、共通外層が星周物質として見えている可能性がある。

今後の展望として、低エネルギー側 ( $<0.5$  keV) で有効面積が大きく、よりエネルギー分解能が高い検出器での X 線精密分光観測が実現し、窒素と酸素だけでなく炭素の測定が可能になれば、CNO サイクルの反応率を制限するパラメータが増えるため、Kepler's SNR の伴星推定にさらに厳しい制限をかけることができる。また、星周物質が観測されている Kepler's SNR 以外の Ia 型超新星に本研究の伴星推定を使うことで、Ia 型超新星の爆発前の連星系の物理パラメータに制限をかけることができ、Ia 型超新星の理解につながると考えられる。

## 謝辞

本修士論文の作成並びに研究生活において、多くの方々にお世話になりました。この場を借りて、感謝の意を述べさせていただきます。鶴教授には、学部4年の卒業研究で回路や検出器について様々なことを教えていただきました。修士課程になってからも研究の議論などでの確かな助言をいただき、天文学の研究への強い熱意を教えていただきました。榎戸准教授は、様々な分野で活躍されておられ、興味を持ったことに貪欲にそして精力的に打ち込む姿が印象的でした。指導教員である内田助教には2年間で一番お世話になり、天体解析についてほとんど知識がなかった中、一からわかりやすく教えていただきました。学会発表や論文の書き方、プロポーザルの書き方なども丁寧に指導していただき、まだまだ未熟ではありますが、2年間で研究者として成長できたと感じています。

X線グループの4つ上の先輩である松田さんには学部4年卒業研究からお世話になり、研究に使うツールやスライド・グラフのデザインについて教えていただきました。2つ上の先輩である成田さんには、学部3年の基礎研究で宇宙線研究室を知るきっかけをいただきました。また、超新星残骸についての勉強、解析の議論、シミュレーションの議論までたくさんの方に親身になっていただきました。1つ上の松永さんには超新星の元素組成の観点から研究の助言をしていただいたり、修士論文で使用したグラフの作成も手伝っていただきました。たくさん議論も雑談もしていただいたのが嬉しかったです。井上さんは研究に対するストイックさや論文執筆のスピードが圧倒的で、日々驚かされていました。永井さんは研究のことだけでなく様々な知識が豊富で、後輩に対しても丁寧に接して下さり、お話を聞くのが嬉しかったです。同期の斉藤くんは、学部の卒業研究のときから知識もあってプログラミングや解析などの仕事が速く、それを見て私も頑張らないといけないなとやる気をもらっていました。塚本くんも卒業研究からの付き合いですが、真面目に研究に取り組んでいる姿勢が印象的で、尊敬していました。相談に乗ってくれたこともあり、感謝しています。前田くんはムードメーカー的存在で、場を明るくしてくれました。雑談をしていても時には鋭い指摘が入ったりして、面白く楽しい時間でした。吉岡くんは1年弱の付き合いでしたが、いつも気さくに話しかけてくれて嬉しかったです。2年間研究を続けることができたのは、同期に恵まれ、毎日楽しく過ごすことができたのが大きな理由の一つだと感じています。同じグループの後輩である上林くん、加藤くん、上村くんは、皆真面目であり優秀で、先輩として頼れる存在であったかは怪しいですが、刺激を受けていました。他のグループのスタッフ、先輩、後輩の皆さんにも大変お世話になりました。日常生活での何気ない会話が良かったです。改めて皆さんに感謝いたします。

最後に、これまで支えてくれた家族に心より感謝いたします。

## 参考文献

- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. The Chemical Composition of the Sun. *ARA&A*, 47(1):481–522, September 2009. doi:[10.1146/annurev.astro.46.060407.145222](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.46.060407.145222).
- Aznar-Siguán, G., García-Berro, E., Lorén-Aguilar, P., Soker, N., & Kashi, A. Smoothed particle hydrodynamics simulations of the core-degenerate scenario for type ia supernovae. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 450(3):2948–2962, May 2015. ISSN 1365-2966. doi:[10.1093/mnras/stv824](https://doi.org/10.1093/mnras/stv824). URL <http://dx.doi.org/10.1093/mnras/stv824>.
- Bahcall, J. N. Gallium solar neutrino experiments: Absorption cross sections, neutrino spectra, and predicted event rates. *Phys. Rev. C*, 56(6):3391–3409, December 1997. doi:[10.1103/PhysRevC.56.3391](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.56.3391).
- Bahcall, J. N. The luminosity constraint on solar neutrino fluxes. *Phys. Rev. C*, 65(2):025801, February 2002. doi:[10.1103/PhysRevC.65.025801](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.65.025801).
- Bandiera, R. On the origin of kepler ’ s supernova remnant. *Symposium - International Astronomical Union*, 125:127–127, 1987. doi:[10.1017/S0074180900160620](https://doi.org/10.1017/S0074180900160620).
- Bloecker, T. Stellar evolution of low- and intermediate-mass stars. II. Post-AGB evolution. *A&A*, 299:755, July 1995.
- Brown, P. J., Dawson, K. S., de Pasquale, M., et al. A Swift Look at SN 2011fe: The Earliest Ultraviolet Observations of a Type Ia Supernova. *ApJ*, 753(1):22, July 2012. doi:[10.1088/0004-637X/753/1/22](https://doi.org/10.1088/0004-637X/753/1/22).
- Cassam-Chenaï, G., Decourchelle, A., Ballet, J., et al. Xmm-newtonobservation of kepler ’ s supernova remnant. *A&A*, 414(2):545–558, January 2004. ISSN 1432-0746. doi:[10.1051/0004-6361:20031551](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20031551). URL <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20031551>.
- Chiotellis, A., Schure, K. M., & Vink, J. The imprint of a symbiotic binary progenitor on the properties of kepler ’ s supernova remnant. *A&A*, 537:A139, January 2012. ISSN 1432-0746. doi:[10.1051/0004-6361/201014754](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014754). URL <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201014754>.
- Chomiuk, L., Soderberg, A. M., Moe, M., et al. EVLA Observations Constrain the Environment and Progenitor System of Type Ia Supernova 2011fe. *ApJ*, 750(2):164, May 2012. doi:[10.1088/0004-637X/750/2/164](https://doi.org/10.1088/0004-637X/750/2/164).

- Claret, A., & Torres, G. The dependence of convective core overshooting on stellar mass: Additional binary systems and improved calibration. *The Astrophysical Journal*, 859(2):100, May 2018. ISSN 1538-4357. doi:[10.3847/1538-4357/aabd35](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aabd35). URL <http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/aabd35>.
- Cox, J. P., & Giuli, R. T. *Principles of stellar structure*. 1968.
- Cyburt, R. H., Amthor, A. M., Ferguson, R., et al. The jina reaclib database: Its recent updates and impact on type-i x-ray bursts. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 189(1):240, jun 2010. doi:[10.1088/0067-0049/189/1/240](https://doi.org/10.1088/0067-0049/189/1/240). URL <https://dx.doi.org/10.1088/0067-0049/189/1/240>.
- Danziger, I., & Goss, W. Distance of kepler super-nova remnant. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 190(2):P47–P49, 1980. ISSN 0035-8711.
- den Herder, J. W., Brinkman, A. C., Kahn, S. M., et al. The Reflection Grating Spectrometer on board XMM-Newton. *A&A*, 365:L7–L17, January 2001. doi:[10.1051/0004-6361:20000058](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20000058).
- Dopita, M. A., Seitenzahl, I. R., Sutherland, R. S., et al. Calibrating Interstellar Abundances Using Supernova Remnant Radiative Shocks. *AJ*, 157(2):50, February 2019. doi:[10.3847/1538-3881/aaf235](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aaf235).
- Eggenberger, P., Meynet, G., Maeder, A., et al. The Geneva stellar evolution code. *Ap&SS*, 316(1-4):43–54, August 2008. doi:[10.1007/s10509-007-9511-y](https://doi.org/10.1007/s10509-007-9511-y).
- Fields, C., Townsend, R., Dotter, A., Zingale, M., & Timmes, F. Mesa-web: A cloud resource for stellar evolution in astronomy curriculum. *Astronomy Education Journal*, September 2023. ISSN 2004-2981. doi:[10.32374/aej.2023.3.1.047ra](https://doi.org/10.32374/aej.2023.3.1.047ra). URL <http://dx.doi.org/10.32374/AEJ.2023.3.1.047ra>.
- Garmire, G. P., Bautz, M. W., Ford, P. G., Nousek, J. A., & Ricker, Jr., G. R. Advanced CCD imaging spectrometer (ACIS) instrument on the Chandra X-ray Observatory. In Truemper, J. E., & Tananbaum, H. D., editors, *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy.*, volume 4851 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 28–44, March 2003. doi:[10.1117/12.461599](https://doi.org/10.1117/12.461599).
- Hachisu, I., Kato, M., & Nomoto, K. A New Model for Progenitor Systems of Type IA Supernovae. *ApJ*, 470:L97, October 1996. doi:[10.1086/310303](https://doi.org/10.1086/310303).
- Hachisu, I., Kato, M., & Nomoto, K. Young and Massive Binary Progenitors of Type Ia Supernovae and Their Circumstellar Matter. *ApJ*, 679(2):1390–1404, June 2008. doi:[10.1086/586700](https://doi.org/10.1086/586700).
- Hamuy, M., Phillips, M. M., Suntzeff, N. B., et al. An asymptotic-giant-branch star in the progenitor system of a type Ia supernova. *Nature*, 424(6949):651–654, August 2003. doi:[10.1038/nature01854](https://doi.org/10.1038/nature01854).

- Höfner, S., & Olofsson, H. Mass loss of stars on the asymptotic giant branch. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 26(1):1, 2018. doi:[10.1007/s00159-017-0106-5](https://doi.org/10.1007/s00159-017-0106-5). URL <https://doi.org/10.1007/s00159-017-0106-5>.
- Iben, I. J., & Tutukov, A. V. Supernovae of type I as end products of the evolution of binaries with components of moderate initial mass. *ApJS*, 54:335–372, February 1984. doi:[10.1086/190932](https://doi.org/10.1086/190932).
- Iliadis, C. *Nuclear Physics of Stars*. 2007.
- Ilkov, M., & Soker, N. Type Ia supernovae from very long delayed explosion of core-white dwarf merger. *MNRAS*, 419(2):1695–1700, January 2012. doi:[10.1111/j.1365-2966.2011.19833.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.19833.x).
- Jansen, F., Lumb, D., Altieri, B., et al. XMM-Newton observatory. I. The spacecraft and operations. *A&A*, 365:L1–L6, January 2001. doi:[10.1051/0004-6361:20000036](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20000036).
- Kasen, D., Röpke, F. K., & Woosley, S. E. The diversity of type Ia supernovae from broken symmetries. *Nature*, 460(7257):869–872, August 2009. doi:[10.1038/nature08256](https://doi.org/10.1038/nature08256).
- Kashi, A., & Soker, N. A circumbinary disc in the final stages of common envelope and the core-degenerate scenario for Type Ia supernovae. *MNRAS*, 417(2):1466–1479, October 2011. doi:[10.1111/j.1365-2966.2011.19361.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.19361.x).
- Kato, M., Saio, H., Hachisu, I., & Nomoto, K. Shortest Recurrence Periods of Novae. *ApJ*, 793(2):136, October 2014. doi:[10.1088/0004-637X/793/2/136](https://doi.org/10.1088/0004-637X/793/2/136).
- Katsuda, S., Mori, K., Maeda, K., et al. Kepler’s Supernova: An Overluminous Type Ia Event Interacting with a Massive Circumstellar Medium at a Very Late Phase. *ApJ*, 808(1):49, July 2015. doi:[10.1088/0004-637X/808/1/49](https://doi.org/10.1088/0004-637X/808/1/49).
- Kerzendorf, W. E., Childress, M., Scharwächter, J., Do, T., & Schmidt, B. P. A reconnaissance of the possible donor stars to the kepler supernova. *The Astrophysical Journal*, 782(1):27, January 2014. ISSN 1538-4357. doi:[10.1088/0004-637x/782/1/27](https://doi.org/10.1088/0004-637x/782/1/27). URL <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/782/1/27>.
- Kippenhahn, R., & Weigert, A. *Stellar Structure and Evolution*. 1990.
- Li, W., Bloom, J. S., Podsiadlowski, P., et al. Exclusion of a luminous red giant as a companion star to the progenitor of supernova SN 2011fe. *Nature*, 480(7377):348–350, December 2011. doi:[10.1038/nature10646](https://doi.org/10.1038/nature10646).
- Livio, M., & Riess, A. G. Have the elusive progenitors of type ia supernovae been discovered? *The Astrophysical Journal*, 594(2):L93–L94, August 2003. ISSN 1538-4357. doi:[10.1086/378765](https://doi.org/10.1086/378765). URL <http://dx.doi.org/10.1086/378765>.

- Margutti, R., Soderberg, A. M., Chomiuk, L., et al. Inverse Compton X-Ray Emission from Supernovae with Compact Progenitors: Application to SN2011fe. *ApJ*, 751(2):134, June 2012. doi:[10.1088/0004-637X/751/2/134](https://doi.org/10.1088/0004-637X/751/2/134).
- Marietta, E., Burrows, A., & Fryxell, B. Type IA Supernova Explosions in Binary Systems: The Impact on the Secondary Star and Its Consequences. *ApJS*, 128(2):615–650, June 2000. doi:[10.1086/313392](https://doi.org/10.1086/313392).
- Marigo, P. Chemical yields from low- and intermediate-mass stars: Model predictions and basic observational constraints. *A&A*, 370:194–217, April 2001. doi:[10.1051/0004-6361:20000247](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20000247).
- Meng, X., & Yang, W. The birth rate of supernovae from double-degenerate and core-degenerate systems. *A&A*, 543:A137, July 2012. ISSN 1432-0746. doi:[10.1051/0004-6361/201218810](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201218810). URL <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201218810>.
- Mitsuda, K., Bautz, M., Inoue, H., et al. The X-Ray Observatory Suzaku. *PASJ*, 59:S1–S7, January 2007. doi:[10.1093/pasj/59.sp1.S1](https://doi.org/10.1093/pasj/59.sp1.S1).
- Moravveji, E., Townsend, R. H. D., Aerts, C., & Mathis, S. Sub-inertial Gravity Modes in the B8V Star KIC 7760680 Reveal Moderate Core Overshooting and Low Vertical Diffusive Mixing. *ApJ*, 823(2):130, June 2016. doi:[10.3847/0004-637X/823/2/130](https://doi.org/10.3847/0004-637X/823/2/130).
- Narita, T., Uchida, H., Yoshida, T., Tanaka, T., & Tsuru, T. G. Progenitor Constraint with Circumstellar Material for the Magnetar-hosting Supernova Remnant RCW 103. *ApJ*, 950(2):137, June 2023. doi:[10.3847/1538-4357/acccf6](https://doi.org/10.3847/1538-4357/acccf6).
- Narita, T., Uchida, H., Vink, J., et al. Evidence for type ib/c origin of the supernova remnant g292.0+1.8, 2024. URL <https://arxiv.org/abs/2409.17542>.
- Park, S., Badenes, C., Mori, K., et al. A Super-solar Metallicity for the Progenitor of Kepler’s Supernova. *ApJ*, 767(1):L10, April 2013. doi:[10.1088/2041-8205/767/1/L10](https://doi.org/10.1088/2041-8205/767/1/L10).
- Patat, F., Chandra, P., Chevalier, R., et al. Detection of Circumstellar Material in a Normal Type Ia Supernova. *Science*, 317(5840):924, August 2007. doi:[10.1126/science.1143005](https://doi.org/10.1126/science.1143005).
- Paxton, B., Bildsten, L., Dotter, A., et al. Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA). *ApJS*, 192(1):3, January 2011. doi:[10.1088/0067-0049/192/1/3](https://doi.org/10.1088/0067-0049/192/1/3).
- Pérez-Torres, M. A., Lundqvist, P., Beswick, R. J., et al. Constraints on the Progenitor System and the Environs of SN 2014J from Deep Radio Observations. *ApJ*, 792(1):38, September 2014. doi:[10.1088/0004-637X/792/1/38](https://doi.org/10.1088/0004-637X/792/1/38).
- Podsiadlowski, P. On the Evolution and Appearance of a Surviving Companion after a Type Ia Supernova Explosion. *arXiv e-prints*, art. astro-ph/0303660, March 2003. doi:[10.48550/arXiv.astro-ph/0303660](https://doi.org/10.48550/arXiv.astro-ph/0303660).

- Prieto, J. L., Garnavich, P. M., Phillips, M. M., et al. A Study of the Type Ia/IIIn Supernova 2005gj from X-ray to the Infrared: Paper I. *arXiv e-prints*, art. arXiv:0706.4088, June 2007. doi:[10.48550/arXiv.0706.4088](https://doi.org/10.48550/arXiv.0706.4088).
- Rauscher, T., & Thielemann, F.-K. Astrophysical Reaction Rates From Statistical Model Calculations. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 75(1-2):1–351, May 2000. doi:[10.1006/adnd.2000.0834](https://doi.org/10.1006/adnd.2000.0834).
- Reynolds, S. P., Borkowski, K. J., Hwang, U., et al. A deep chandra observation of kepler ' s supernova remnant: A type ia event with circumstellar interaction. *The Astrophysical Journal*, 668(2):L135–L138, October 2007. ISSN 1538-4357. doi:[10.1086/522830](https://doi.org/10.1086/522830). URL <http://dx.doi.org/10.1086/522830>.
- Reynoso, E. M., & Goss, W. M. A New Determination of the Distance to Kepler's Supernova Remnant. *AJ*, 118(2):926–929, August 1999. doi:[10.1086/300990](https://doi.org/10.1086/300990).
- Rosenfield, P., Marigo, P., Girardi, L., et al. Evolution of thermally pulsing asymptotic giant branch stars. iv. constraining mass loss and lifetimes of low mass, low metallicity agb stars. *The Astrophysical Journal*, 790(1):22, June 2014. ISSN 1538-4357. doi:[10.1088/0004-637x/790/1/22](https://doi.org/10.1088/0004-637x/790/1/22). URL <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637x/790/1/22>.
- Ruiz-Lapuente, P., Damiani, F., Bedin, L., et al. No Surviving Companion in Kepler's Supernova. *ApJ*, 862(2):124, August 2018. doi:[10.3847/1538-4357/aac9c4](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aac9c4).
- Saio, H., & Nomoto, K. Evolution of a merging pair of C + O white dwarfs to form a single neutron star. *A&A*, 150(1):L21–L23, September 1985.
- Sakharuk, A., Elliot, T., Fisker, J. L., et al. An Updated Library of Reaction Rates for the Astrophysical rp-Process. In Woehr, A., & Aprahamian, A., editors, *Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics*, volume 819 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 118–122. AIP, March 2006. doi:[10.1063/1.2187845](https://doi.org/10.1063/1.2187845).
- Sato, T., & Hughes, J. P. Freely expanding knots of x-ray-emitting ejecta in kepler ' s supernova remnant. *The Astrophysical Journal*, 845(2):167, August 2017. ISSN 1538-4357. doi:[10.3847/1538-4357/aa8305](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa8305). URL <http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/aa8305>.
- Schaefer, B. E., & Pagnotta, A. An absence of ex-companion stars in the type ia supernova remnant snr 0509 – 67.5. *Nature*, 481(7380):164–166, 2012. doi:[10.1038/nature10692](https://doi.org/10.1038/nature10692). URL <https://doi.org/10.1038/nature10692>.
- Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., & Maeder, A. New Grids of Stellar Models from 0.8-SOLAR-MASS to 120-SOLAR-MASSSES at Z=0.020 and Z=0.001. *A&AS*, 96:269, December 1992.

- Sedov, L. I. Propagation of strong shock waves. *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*, 10:241–250, January 1946.
- Shen, K. J., Kasen, D., Miles, B. J., & Townsley, D. M. Sub-Chandrasekhar-mass White Dwarf Detonations Revisited. *ApJ*, 854(1):52, February 2018a. doi:[10.3847/1538-4357/aaa8de](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaa8de).
- Shen, K. J., Boubert, D., Gänsicke, B. T., et al. Three Hypervelocity White Dwarfs in Gaia DR2: Evidence for Dynamically Driven Double-degenerate Double-detonation Type Ia Supernovae. *ApJ*, 865(1):15, September 2018b. doi:[10.3847/1538-4357/aad55b](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aad55b).
- Silverman, J. M., Nugent, P. E., Gal-Yam, A., et al. Type Ia Supernovae Strongly Interacting with Their Circumstellar Medium. *ApJS*, 207(1):3, July 2013. doi:[10.1088/0067-0049/207/1/3](https://doi.org/10.1088/0067-0049/207/1/3).
- Sowell, J. R., Trippe, M., Caballero-Nieves, S. M., & Houk, N. H-R Diagrams Based on the HD Stars in the Michigan Spectral Catalogue and the Hipparcos Catalog. *AJ*, 134(3):1089–1102, September 2007. doi:[10.1086/520060](https://doi.org/10.1086/520060).
- Straniero, O., Chieffi, A., Limongi, M., et al. Evolution and Nucleosynthesis in Low-Mass Asymptotic Giant Branch Stars. I. Formation of Population I Carbon Stars. *ApJ*, 478(1):332–339, March 1997. doi:[10.1086/303794](https://doi.org/10.1086/303794).
- Takahashi, K., Yoshida, T., & Umeda, H. Evolution of Progenitors for Electron Capture Supernovae. *ApJ*, 771(1):28, July 2013. doi:[10.1088/0004-637X/771/1/28](https://doi.org/10.1088/0004-637X/771/1/28).
- Takahashi, K., Umeda, H., & Yoshida, T. Stellar yields of rotating first stars. i. yields of weak supernovae and abundances of carbon-enhanced hyper-metal-poor stars. *The Astrophysical Journal*, 794(1):40, September 2014. ISSN 1538-4357. doi:[10.1088/0004-637x/794/1/40](https://doi.org/10.1088/0004-637x/794/1/40). URL <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/794/1/40>.
- Takahashi, K., Yoshida, T., & Umeda, H. Stellar yields of rotating first stars. ii. pair-instability supernovae and comparison with observations. *The Astrophysical Journal*, 857(2):111, April 2018. ISSN 1538-4357. doi:[10.3847/1538-4357/aab95f](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aab95f). URL <http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/aab95f>.
- Taylor, G. The Formation of a Blast Wave by a Very Intense Explosion. I. Theoretical Discussion. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 201(1065):159–174, March 1950. doi:[10.1098/rspa.1950.0049](https://doi.org/10.1098/rspa.1950.0049).
- Turatto, M. Classification of Supernovae. In Weiler, K., editor, *Supernovae and Gamma-Ray Bursters*, volume 598, pages 21–36. 2003. doi:[10.1007/3-540-45863-8\\_3](https://doi.org/10.1007/3-540-45863-8_3).
- Uchida, H., & Narita, T. Progenitor constraint using line ratios of the CNO elements in supernova remnants. In *Multifrequency Behaviour of High Energy Cosmic Sources XIV*, page 44, April 2024.

- Umeda, H., Nomoto, K., Kobayashi, C., Hachisu, I., & Kato, M. The origin of the diversity of type I<sup>a</sup> supernovae and the environmental effects. *The Astrophysical Journal*, 522(1):L43–L47, September 1999. ISSN 0004-637X. doi:[10.1086/312213](https://doi.org/10.1086/312213). URL <http://dx.doi.org/10.1086/312213>.
- van den Bergh, S., Marscher, A. P., & Terzian, Y. An Optical Atlas of Galactic Supernova Remnants. *ApJS*, 26:19, August 1973. doi:[10.1086/190278](https://doi.org/10.1086/190278).
- Vink, J. The kinematics of kepler’s supernova remnant as revealed by chandra. *The Astrophysical Journal*, 689(1):231–241, December 2008. ISSN 1538-4357. doi:[10.1086/592375](https://doi.org/10.1086/592375). URL <http://dx.doi.org/10.1086/592375>.
- Vink, J. *Supernova 1604, Kepler’s Supernova, and its Remnant*, page 139–160. Springer International Publishing, 2017. ISBN 9783319218465. doi:[10.1007/978-3-319-21846-5\\_49](https://doi.org/10.1007/978-3-319-21846-5_49). URL [http://dx.doi.org/10.1007/978-3-319-21846-5\\_49](http://dx.doi.org/10.1007/978-3-319-21846-5_49).
- Webbink, R. F. Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and type I supernovae. *ApJ*, 277:355–360, February 1984. doi:[10.1086/161701](https://doi.org/10.1086/161701).
- Whelan, J., & Iben, Icko, J. Binaries and Supernovae of Type I. *ApJ*, 186:1007–1014, December 1973. doi:[10.1086/152565](https://doi.org/10.1086/152565).
- Wilms, J., Allen, A., & McCray, R. On the Absorption of X-Rays in the Interstellar Medium. *ApJ*, 542(2):914–924, October 2000. doi:[10.1086/317016](https://doi.org/10.1086/317016).
- XMM-Newton Users Handbook. 2024.
- Yoshida, T., Takiwaki, T., Kotake, K., et al. One-, two-, and three-dimensional simulations of oxygen-shell burning just before the core collapse of massive stars. *The Astrophysical Journal*, 881(1):16, August 2019. ISSN 1538-4357. doi:[10.3847/1538-4357/ab2b9d](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab2b9d). URL <http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ab2b9d>.