## 2021 年度 修士論文

X 線撮像分光観測による Ia 型超新星残骸の親星解明 (Unraveling the progenitors of Type Ia supernova remnants through X-ray imaging spectroscopy

> 東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻

博士課程(前期課程)2年 学籍番号 35206021

大城 勇憲 ohshiro-yuken@g.ecc.u-tokyo.ac.jp

2022年1月31日

#### 概要

Ia 型超新星は、比較的軽い (< 8 M<sub>☉</sub>) 恒星の最終進化段階である白色矮星が起こす爆発 現象で、宇宙に存在する中間質量元素(シリコン、硫黄、アルゴン、カルシウム)や、鉄族 元素(クロム、マンガン、鉄、ニッケル)の主要な供給源となっている。また、Ia 型超新星 の絶対光度は極めて一様かつ推定可能であることが観測的に知られており、宇宙における 距離の指標である「標準光源」として用いられている。しかし、この絶対光度の一様性はあ くまで観測的な経験則であり、その物理的成因、および Ia 型超新星の親星の物理的性質や 爆発のメカニズムについてははっきりした結論には至っていない。現在、Ia 型超新星の親 星について議論の的となっている問題は 2 つで、1 つは親星の連星系が何か、もう 1 つは 親星の質量は白色矮星の理論的な質量上限であるチャンドラセカール限界に真に近いのか、 というものである。

本研究では、後者の問題である親星の質量を明らかにするべく、XMM-Newton 衛星に よる超新星残骸 3C 397 の撮像分光観測を行い、鉄族元素の空間分布と質量比を調べた。そ の結果、3C 397 の南部において鉄族元素が偏って存在する領域を発見した。この領域の X 線スペクトルからは鉄族元素に加えて、Ia 型超新星からは初となる Ti からの K 殻輝線 を検出した。測定された質量比 Ti/Fe、Cr/Fe は、白色矮星の中心部で起こる電子捕獲反応  $(p + e^- \rightarrow n + \nu_e)$ の寄与を必要とする、この南部領域は白色矮星の中心部を起源と していると考えられる。さらに、電子捕獲反応の効率は白色矮星の中心密度に敏感である という性質から、爆発時の中心密度が $\rho_c \sim 5 \times 10^9 \, {\rm g \, cm^{-3}}$ であることを明らかにした。単 独の超新星残骸の観測から中心密度に制限をつけたのは本研究が世界初である。この中心 密度は従来考えられていたものよりも数倍高く、白色矮星の質量がチャンドラセカール限 界質量に極めて近かったことを示唆している。このような重い白色矮星が全ての Ia 型超新 星を起こすと仮定すると、<sup>50</sup>Ti や <sup>54</sup>Cr といった中性子過剰元素を過剰に生成してしまうた め、銀河の化学組成進化を説明できない。この事実は、Ia 型超新星が単一の起源ではなく、 異なる中心密度を持つ白色矮星から生じていることを示唆している。

本研究では、将来実現する精密 X 線分光観測を見据えた科学検討も行った。2022 年度に JAXA が打ち上げ予定の XRISM 衛星は、従来の検出機器よりも 1 桁ほど高いエネルギー 分解能をもつ検出器を搭載しており、鉄族元素からの L 殻輝線の分離を実現する。L 殻輝 線は、K 殻輝線と比較して、光子数が圧倒的に多いので、温度が低かったり、鉄族元素の絶 対量が少ない超新星残骸においても元素組成比を測定できる。一方で、若い超新星残骸で 見られる電離状態 (Li-like から Ne-like) からの L 殻輝線は実験データが少なく、またプ ラズマ中の振る舞いについても実験的に確認されていない。そこで核融合科学研究所にあ る LHD を用いた地上プラズマ実験によって、鉄族元素からの L 殻輝線の中心エネルギー の測定と、プラズマ中における時間発展を調査した。

# 目次

<b>弗丨</b> 早	恒星進化と超新星爆発	1
1.1	恒星と超新星爆発における核燃焼過程	1
1.2	超新星爆発とその分類...............................	7
第2章	la 型超新星の親星問題	13
2.1	Ia 型超新星の親星の多様性への示唆	13
2.2	Ia 型超新星の親星の進化過程	15
2.3	Ia 型超新星の爆発メカニズムと元素合成	20
第3章	超新星残骸	29
3.1	衝撃波による物質の加熱機構	29
3.2	超新星残骸の形成過程とその進化.............................	31
3.3	X 線放射過程	34
第4章	X 線天文衛星 XMM-Newton	41
第4章 4.1	X 線天文衛星 XMM-Newton 概要 ....................................	<b>41</b> 41
第4章 4.1 4.2	X 線天文衛星 XMM-Newton 概要X 線望遠鏡	41 41 43
第4章 4.1 4.2 4.3	X 線天文衛星 XMM-Newton 概要X 線望遠鏡	<ul><li>41</li><li>41</li><li>43</li><li>43</li></ul>
第4章 4.1 4.2 4.3 第5章	X 線天文衛星 XMM-Newton         概要	41 41 43 43 49
第4章 4.1 4.2 4.3 第5章 5.1	X 線天文衛星 XMM-Newton         概要	<ul> <li>41</li> <li>41</li> <li>43</li> <li>43</li> <li>49</li> <li>49</li> </ul>
第4章 4.1 4.2 4.3 第5章 5.1 5.2	X 線天文衛星 XMM-Newton         概要	<ul> <li>41</li> <li>43</li> <li>43</li> <li>49</li> <li>49</li> <li>50</li> </ul>
第4章 4.1 4.2 4.3 第5章 5.1 5.2 5.3	X 線天文衛星 XMM-Newton         概要	<ul> <li>41</li> <li>41</li> <li>43</li> <li>43</li> <li>49</li> <li>49</li> <li>50</li> <li>53</li> </ul>
第4章 4.1 4.2 4.3 第5章 5.1 5.2 5.3 5.4	X 線天文衛星 XMM-Newton         概要	<ul> <li>41</li> <li>41</li> <li>43</li> <li>43</li> <li>49</li> <li>49</li> <li>50</li> <li>53</li> <li>53</li> </ul>
第4章 4.1 4.2 4.3 第5章 5.1 5.2 5.3 5.4 5.5	X 線天文衛星 XMM-Newton         概要	<ul> <li>41</li> <li>41</li> <li>43</li> <li>43</li> <li>49</li> <li>49</li> <li>50</li> <li>53</li> <li>53</li> <li>58</li> </ul>
第4章 4.1 4.2 4.3 第5章 5.1 5.2 5.3 5.4 5.5 5.6	X 線天文衛星 XMM-Newton         概要	<ul> <li>41</li> <li>41</li> <li>43</li> <li>43</li> <li>49</li> <li>49</li> <li>50</li> <li>53</li> <li>53</li> <li>58</li> <li>65</li> </ul>

## 第6章 精密 X 線分光観測にむけた地上プラズマ分光実験

69

6.1	背景・目的	69
6.2	実験装置・測定原理	70
6.3	実験内容	72
6.4	波長校正	73
6.5	鉄族元素からの L 輝線同定	77
6.6	<b>Mn</b> の輝線の時間発展	83
6.7	まとめと展望	85
第7章	結論	87
謝辞		89
引用文献		91

# 図目次

1.1	pp-chain の反応図	2
1.2	CNO-cycle の反応図	3
1.3	$\alpha$ 反応の生成物	5
1.4	核反応がシリコン燃焼まで進んだ層状構造のコアの概略図	5
1.5	高温・高密度環境下における核反応の状態図............	6
1.6	光度曲線や可視光曲線に基づく超新星爆発の分類	8
1.7	電子捕獲型超新星の爆発メカニズム	10
1.8	親星の質量ごとの進化と超新星爆発の関係...............	11
2.1	Ia 型超新星の光度曲線と多様性を見せつつある Ia 型超新星	14
2.2	SD、DD シナリオの連星系のイメージ	14
2.3	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	16
2.4	中小質量の主系列星からなる連星系の進化過程の概略図........	17
2.5	代表的な near-M <sub>Ch</sub> の爆発モデルにおける元素組成比.........	21
2.6	near-M <sub>Ch</sub> の爆発モデルにおける元素組成比のパラメータ依存性	23
2.7	代表的な 3 つの sub-M <sub>Ch</sub> の爆発モデルにおける元素組成比	25
2.8	near-M <sub>Ch</sub> と sub-M <sub>Ch</sub> の親星の爆発時の質量と生成される <sup>56</sup> Ni の生成量	
	の関係	26
2.9	near-M <sub>Ch</sub> と sub-M <sub>Ch</sub> のモデルの元素組成比の比較	26
3.1	衝撃波面の概略図	29
3.2	自由膨張段階から断熱膨張段階の転移期における超新星残骸の概略図	33
3.3	順行衝撃波と逆行衝撃波の時間発展	34
3.4	He-like のイオンにおける $n=1,2$ のエネルギー準位の構造	36
3.5	電離平衡プラズマにおける鉄イオンの電子温度依存性.........	37
3.6	$T_{ m e}=5{ m keV}$ の電離非平衡プラズマにおけるイオンの電離パラメータ依存性	38
3.7	内殻電離とそれに伴う蛍光放射の概略図	38

3.8	鉄の K $\alpha$ と K $\beta$ の中心エネルギーとこれらのフラックス比の電離度依存性.	39
4.1	XMM-Newton 衛星の概略図	41
4.2	EPIC の概略図	42
4.3	EPIC/MOS1 の光軸における encircled energy fraction の半径依存性	44
4.4	各検出器の有効面積のエネルギー依存性	44
4.5	EPIC/pn の vignetting factor の軸外角度依存性	45
4.6	EPIC/MOS、EPIC/pn の概略図	45
4.7	EPIC 検出器のエネルギー分解能	46
4.8	打ち上げ後に測定された MOS 検出器のエネルギー分解能 ........	47
5.1	先行研究によって得られた 3C 397 の X 線イメージとスペクトル	50
5.2	先行研究によって得られた 3C 397 の質量比と元素合成モデルとの比較	51
5.3	高密度な白色矮星の理論モデル.......................	51
5.4	質量比 Cr/Fe、Ti/Fe のパラメータ依存性	52
5.5	EPIC 検出器のカウントレート	52
5.6	XMM-Newton 衛星による 3C 397 全体の X 線イメージとそのスペクトル.	53
5.7	EPIC/MOS による 3C 397 のバンドイメージ	54
5.8	EPIC で観測した 3C 397 の 2.3 – 9.0 keV の X 線スペクトルとベスト	
	フィットモデル	56
5.9	異なる中心密度をもった白色矮星の爆発モデルによる質量比の比較	60
5.10	さまざまな中心密度をもつ白色矮星の中心部の質量比..........	61
6.1	LHD の概略図	71
6.2	LHD 制御室の写真	71
6.3	分光機器の光学系の概略図	72
6.4	N <sub>2</sub> と Ne のショットにおける光度曲線と、温度の時間変化	74
6.5	N <sub>2</sub> の波長校正前のスペクトル	75
6.6	Ne の波長校正前のスペクトル	75
6.7	輝線の波長とチャンネルの対応関係	76
6.8	Ni のショットにおける加熱情報と電子温度の時間変化	78
6.9	Ni のショットにおける光度曲線と電子温度の時間変化	78
6.10	過渡期、安定期、消滅期でそれぞれ積算した Ni のスペクトル	79
6.11	Mn のショットにおける加熱情報と電子温度の時間変化........	81
6.12	Mn のショットにおける光度曲線と電子温度の時間変化........	82
6.13	過渡期、安定期、消滅期でそれぞれ積算した Ni のスペクトル	82

vi

	٠	٠	
<b>X</b> 7			
v			
•	_	=	

6.14	<b>Mn</b> の輝線の時間発展	84
6.15	図 6.14 において、t = 5.4 – 5.8 s の領域を拡大したもの ........	84
6.16	Li-like から Ne-like のイオンからの L 殻輝線強度の時間発展と電離平衡	
	プラズマモデルとの比較	86

# 表目次

XMM-Newton 衛星に搭載されている検出器の性能	42
各領域のベストフィットパラメータと得られた質量比........	57
今回測定した質量比と他の超新星残骸で測定した質量比の比較......	58
3 種類の親星が作る元素量	62
中心密度が $ ho_{ m c}$ = 1、 $5 imes 10^9{ m gcm^{-3}}$ の元素合成モデルにおける中性子過剰	
元素の生成量と発生するニュートリノの個数	64
本修士論文で解析したショットの情報	73
波長校正に用いた輝線の情報	76
同定した Ni の L 殻輝線の中心エネルギーと量子遷移.........	80
同定した Mn の L 殻輝線の中心エネルギーと量子遷移 ........	83
	XMM-Newton 衛星に搭載されている検出器の性能

# 第1章

# 恒星進化と超新星爆発

恒星は宇宙空間に広がったガスが重力によって収縮した塊である。一般に、宇宙のガス は質量比で ~ 75% の水素と ~ 25% のヘリウムとわずかな重元素からなるので、生まれた ばかりの恒星の内部組成もこの組成比を反映していると考えられる。恒星は自身の重力に よる収縮に伴って中心部が高温になることで核融合反応を起こし、自身の内部組成を変化 させながら進化していく。核反応が終わり、恒星が寿命を迎えた後に一部の星は超新星爆 発(Supernova: SN)という爆発的な現象を起こす。現在、超新星爆発は爆発メカニズムの 観点からおおまかに「熱核反応型」と「重力崩壊型」の2つに分けることができ、どちらの タイプの爆発が起こるかは恒星が生まれたときの質量で大まかに決定される。この章では 恒星内部で起こる核反応とその進化の果てに起こる超新星爆発についてレビューし、超新 星爆発とその親星の関係を整理する。

## 1.1 恒星と超新星爆発における核燃焼過程

#### 1.1.1 水素燃焼

恒星の重力による収縮が進み、その中心部の温度が ~ 10<sup>7</sup> K に達すると、以下の水素燃焼と呼ばれる反応が起こる。水素燃焼段階にある恒星を主系列星(Main Sequence: MS) といい、その生涯の大部分はこの段階にある。水素燃焼の総合的な反応式は以下で与えられる。

$$4^{1}\mathrm{H} \longrightarrow {}^{4}\mathrm{He} + 2\,\mathrm{e}^{+} + 2\,\nu_{\mathrm{e}} \tag{1.1}$$

水素燃焼には陽子を直接反応させる pp-chain と炭素、窒素、酸素を触媒とする CNOcycle という 2 つの過程が存在する。これらの過程によって解放されるエネルギーは ~27 MeV で、0.7% の質量欠損に対応する。



図 1.1 pp-chain の反応の流れ。<sup>3</sup>He から <sup>4</sup>He を生成する過程には 3 つの分岐があり、 それぞれ pp1、pp2、pp3 と呼ばれる。(Kippenhahn and Weigert 1994)

pp-chain

pp-chain は 4 つの陽子から 1 つのヘリウムを作る過程であり、図 1.1 に示すように pp1、 pp2、pp3 という 3 つの分岐が存在する。各分岐の反応率は温度に依存し、太陽の内部では pp1 が支配的な過程となる。pp1 の反応は以下の 3 つの段階に分かれている。

- 1.2つの陽子から重水素を生成する
- 2. 重水素と陽子から <sup>3</sup>He を生成する
- 3. <sup>3</sup>He から <sup>4</sup>He を生成する

**CNO-cycle** 

CNO-cycle は太陽中心よりも少し高温 ( $T \sim 2 \times 10^7$  K) な環境で支配的になる反応であ る。したがって、太陽より重い星の中心部で重要となる。図 1.2 に示すように、CNO-cycle には酸素・炭素が関わる CN サイクルと窒素・酸素が関わる NO サイクルの 2 つが存在 する。

CN サイクルにおいて一番遅い反応は  $^{14}N + {}^{1}H$  なので、CNO-cycle が平衡になると触媒 であった酸素・窒素・炭素はほとんどが  $^{14}N$  になる。この  $^{14}N$  は以下で述べるヘリウム燃 焼段階において重要な役割を果たす。

#### 1.1.2 ヘリウム燃焼

温度が ~  $10^8$  K になると、ヘリウムの原子核( $\alpha$  粒子)3 つが反応して <sup>12</sup>C ができるトリプルアルファ反応と呼ばれる反応が起きる。

図 1.2 CNO-cycle の反応の流れ。実線が CN サイクルで、点線が NO サイクルである。 (Kippenhahn and Weigert 1994)

$${}^{4}\text{He} + {}^{4}\text{He} \Longrightarrow {}^{8}\text{Be}$$
 (1.2)

$${}^{8}\text{Be} + {}^{4}\text{He} \longrightarrow {}^{12}\text{C}$$
 (1.3)

$$^{12}C + {}^{4}He \longrightarrow {}^{16}O$$
 (1.4)

1 つ目の反応は、<sup>8</sup>Be が寿命が ~  $10^{-16}$  と短く不安定であるため、平衡状態となっている。また、3 つ目の反応はトリプルアルファ反応によってできた <sup>12</sup>C の一部がさらに  $\alpha$  粒子と反応して <sup>16</sup>O となるものである。上述したように、CNO-cycle によって生成された <sup>14</sup>N は以下の反応を経て <sup>22</sup>Ne となる。

$$^{14}N + {}^{4}He \Longrightarrow {}^{18}F$$
 (1.5)

$$^{18}\text{F} \longrightarrow ^{18}\text{O} + \nu_{e}$$
 (1.6)

$$^{18}\text{O} + {}^{4}\text{He} \longrightarrow {}^{22}\text{Ne}$$
 (1.7)

太陽質量の 8 倍以下の質量を持つ恒星はヘリウム燃焼段階で核燃焼が終了するため、その後は惑星状星雲を経て  $^{12}$ C と  $^{16}$ O と僅かな  $^{22}$ Ne からなるコアを持つ白色矮星 (C+O WD) となる。

節 2.3 で後述するように、<sup>22</sup>Ne は陽子 10 個に対して中性子が 12 個の中性子過剰核で あるため、白色矮星が起こすとされている Ia 型超新星において、その元素合成に影響を与 える。

#### 1.1.3 ヘリウム燃焼以降の燃焼過程

ヘリウム燃焼以降も温度が上昇し続ければ核反応は続く。表 1.3 に重要な燃焼過程とその生成物をまとめた。まず  $T \sim 6 \times 10^8$  K で以下の炭素燃焼が起こる。

$${}^{12}C + {}^{12}C \longrightarrow \begin{cases} {}^{20}Ne + {}^{4}He \\ {}^{24}Mg + \gamma \end{cases}$$
(1.8)

式 1.8 より、炭素燃焼の主な生成物は  $^{20}$ Ne、 $^{24}$ Mg である。

太陽質量の 8-10 倍の質量を持つ恒星は炭素燃焼段階で核燃焼が終了するため、そのコア の内部組成はヘリウム燃焼段階で生成された<sup>16</sup>O と、炭素燃焼で生成された<sup>20</sup>Ne、<sup>24</sup>Mg からなる。項 1.2.2 で後述するように、この O+Ne+Mg コアを持った星は電子捕獲型超新 星の親星と考えられている。

温度が $T \sim 1 \times 10^9 \,\mathrm{K}$ になると以下のネオン燃焼が起こる。

$$^{20}\text{Ne} + \gamma \longrightarrow ^{16}\text{O} + {}^{4}\text{He}$$
 (1.9)

$$^{20}\text{Ne} + {}^{4}\text{He} \longrightarrow {}^{24}\text{Mg} + \gamma$$
 (1.10)

$$^{24}Mg + {}^{4}He \longrightarrow {}^{28}Si + \gamma$$
 (1.11)

ネオン燃焼段階の温度では<sup>20</sup>Ne の光分解が起きるようになるため、<sup>4</sup>He が供給される。 これが別の<sup>20</sup>Ne と反応することで式 1.10、1.11 の核反応が進む。

さらに温度が  $T \sim 3 \times 10^9$  K になると以下の酸素燃焼が起きる。

$${}^{16}\text{O} + {}^{16}\text{O} \longrightarrow \begin{cases} {}^{28}\text{Si} + {}^{4}\text{He} \\ {}^{32}\text{S} + \gamma \end{cases}$$
(1.12)

また、ここで生成された <sup>28</sup>Si がさらに <sup>4</sup>He が取り込まれることで <sup>36</sup>Ar、<sup>40</sup>Ca が生成される。

温度が  $T \sim 4 \times 10^9$  K になると、シリコン燃焼が起こる。図 1.3 に示すように、シリコン燃焼における主な反応過程は核種に <sup>4</sup>He が取り込まれる  $\alpha$  反応と呼ばれるものである。シリコン燃焼の終着点である <sup>56</sup>Fe は結合エネルギーが最も低く安定な元素であるから、シリコン燃焼以降の核反応では恒星の重力を支えるエネルギーを供給できなくなる。この段階まで核反応が進んだ恒星は図 1.4 のような層状構造をつくり、重力崩壊型超新星を起こす。重力崩壊型超新星の詳細については項 1.2.2 で述べる。



図 1.3  $\alpha$  反応の反応図とその生成物。それぞれの核種に <sup>4</sup>He が取り込まれる  $\alpha$  反応に よってシリコン燃焼は進む。<sup>44</sup>Ti、<sup>48</sup>Cr、<sup>52</sup>Fe、<sup>56</sup>Ni については放射性崩壊後の元素も示 されている。(https://en.wikipedia.org/wiki/Alpha\_process)



図 1.4 核反応がシリコン燃焼まで進んだ層状構造のコアの図。ただし大きさのス ケールは現実と一致していない。(https://en.wikipedia.org/wiki/Type\_II\_ supernova)



図 1.5 密度-温度平面における核反応の状態と主要な生成元素を表すプロット(Lach et al. 2020 を改変)。 $T \leq 5 \times 10^9$  K ではシリコン不完全燃焼が起こるが、 $T \gtrsim 5 \times 10^9$  K では核統計平衡が実現する。核統計平衡はさらに(1) $\alpha$ -rich freeze out、(2)Normal freeze-out、(3)neutron-rich NSE(n-rich NSE)という 3 つの状態に分かれており、生成される核種が異なる。

#### 1.1.4 超新星爆発の核燃焼過程

図 1.5 に示すように、超新星爆発で実現するような高温・高密度な環境において起こる元 素合成は代表的な 4 つの状態が存在する。まず、 $T \leq 5 \times 10^9$  K では前項で述べたシリコ ン不完全燃焼が起こっている。一方、 $T \geq 5 \times 10^9$  K では、全ての核反応が平衡に達すると いう核統計平衡 (Nuclear statistical equilibrium: NSE) が実現する。NSE における核反応 は時間に依存せず、その場所の密度、温度、電子の陽子・中性子の数に対する比を表す電子 分率(electron fraction:  $Y_e$ )の 3 つのパラメータによって完全に決定される。ここで、電 子分率  $Y_e$  の定義は以下で与えられる。

$$Y_{\rm e} = \frac{n_{\rm e}}{n_{\rm p} + n_{\rm n}} = \frac{n_{\rm p}}{n_{\rm p} + n_{\rm n}}$$
 (1.13)

ここで、 $n_{\rm e}$ 、 $n_{\rm p}$ 、 $n_{\rm n}$  はそれぞれ電子、陽子、中性子の個数である。 さらに NSE は 3 つの状態に分けることができ、それぞれ(1) $\alpha$ -rich freeze out、(2) Normal freeze-out、(3) neutron-rich NSE (n-rich NSE) という。 $\alpha$ -rich freeze out は低 密度 ( $\rho \leq 10^8 \,\mathrm{g\,cm^{-3}}$ ) における核統計平衡で、陽子や中性子、 $\alpha$  粒子といった軽い核種 が多くなる。したがってこの平衡が崩れると、これらの軽い元素、特に  $\alpha$  粒子は重い核種 に取り込まれていくことによって  $\alpha$  反応の生成元素である <sup>44</sup>Ti、<sup>48</sup>Cr、<sup>52</sup>Fe が生成量が増 加する。Normal freeze-out は逆に高密度環境  $\rho \geq 10^8 \,\mathrm{g\,cm^{-3}}$  における核統計平衡であり、陽子や中性子、 $\alpha$  粒子といった軽い核種はほとんど生成されない。したがってほとんどの 物質はシリコン完全燃焼の状態になるため、電子分率が  $Y_{\rm e} = 0.5$  であれば生成される主な 核種は <sup>56</sup>Ni となる。最後に n-rich NSE は、Normal freeze-out の中でも特に高温、高密度 な環境における核統計平衡である。このような高温高密度環境では、電子捕獲反応によっ て電子と陽子が反応して中性子となる。したがって、電子分率の値が下がることで <sup>48</sup>Ca、<sup>50</sup>Ti、<sup>54</sup>Cr、<sup>54</sup>Fe、<sup>58</sup>Fe、<sup>58</sup>Ni といった陽子数に対して中性子数が過剰な中性子過剰核が生 成されるという特徴を持つ。

### 1.2 超新星爆発とその分類

図 1.6 に示すように、超新星爆発は古典的にそのスペクトルの吸収線の有無や光度曲線 によって分類が行われてきた。まず、スペクトルに水素の吸収線がないものを I 型、あるも のを II 型と分類する。I 型はさらにケイ素の有無によって Ia 型と Ib/Ic 型に分けられ、Ib 型と Ic 型はヘリウムの有無で分類される。一方、これらの超新星は親星の爆発メカニズム の観点から Ia 型超新星を熱核反応型超新星(Thermonuclear supernova)、それ以外を重力 崩壊型超新星(Core-Collapse supernova: CCSN)に大別される。

以下ではこれらの超新星と、通常とは異なる親星をもつ重力崩壊型超新星である電子捕獲型超新星(electron-capture supernova: ECSN)について述べる。また、これらの超新星と親星の対応関係を図 1.8 にまとめる。

#### 1.2.1 la 型超新星

質量が  $\leq 8 M_{\odot}$  の恒星は中心部の水素をヘリウムに燃焼した後は膨張して主系列星から 赤色巨星 (Red Giant: RG) となる。しかし炭素燃焼を起こせるほど温度が上昇しないため、 ヘリウム燃焼段階で核反応は進まなくなる。したがってヘリウムを燃やしたあとは C+O か らなるコア H+He の外層をもつ漸近巨星枝星 (Asymptotic Giant Branch star: AGB star) になり、やがて外層を失って白色矮星 (C+O WD) となる。

Ia 型超新星は、(1) 水素の吸収線がないこと、(2) 光度曲線が指数関数的な減少をする こと、(3) 楕円銀河のような古い銀河でも見つかるという特徴があった。そこで Ia 型超新 星の親星の候補として、C+O WD が考えられてきた。まず、白色矮星は水素の外層を持た



図 1.6 光度曲線や可視光曲線に基づく超新星爆発の分類のフローチャート。これらの 超新星は爆発メカニズムの観点から Ia 型は熱核反応型(Thermonuclear)、それ以外は重 力崩壊型(Core-Collapse)にそれぞれ対応する。(https://astronomy.swin.edu. au/cosmos/S/Supernova+Classification)

ないこと、軽い星の進化の最終段階であるため楕円銀河に存在することから、(1)、(3)の 特徴を説明できる。次に(2)については、C+O WD がなんらかの原因で中心密度が上昇 すると、炭素の核融合暴走が起こり、解放された核エネルギーによって星全体が吹き飛ぶ。 このとき核融合反応によって生成される主要な元素として <sup>56</sup>Ni が挙げられる。この元素は 不安定で、以下の放射性崩壊を経て <sup>56</sup>Ni となる。

<sup>56</sup>Ni 
$$\xrightarrow{t_{1/2} \sim 6.1 \text{ d}} \xrightarrow{56}$$
Co  $\xrightarrow{t_{1/2} \sim 77 \text{ d}} \xrightarrow{56}$ Fe (1.14)

ここで、*t*<sub>1/2</sub> は半減期を表す。Ia 型超新星の光度曲線の減光率は <sup>56</sup>Co の放射性崩壊の半 減期で説明できることから、(2)の特徴は白色矮星の核融合暴走を通じて生成される <sup>56</sup>Ni で説明できる。以上の理由から、Ia 型超新星の親星は白色矮星であると考えられている。 Ia 型超新星の親星や爆発のメカニズムについての詳細は章 2 で述べる。

#### 1.2.2 重力崩壊型超新星

質量が  $\gtrsim 10 M_{\odot}$  を超える恒星は  $\alpha$  反応が最後まで進み、鉄コアを中心とした層状構造 をつくる (図 1.4)。 $\alpha$  反応によって最終的にできる元素である <sup>56</sup>Fe はもっとも安定な核種 であるから、これ以上核反応によってエネルギーを取り出せなくなる。したがってコアは さらに収縮し温度が上昇し、鉄の光分解が起き、これによってできたヘリウムも全て陽子と 中性子に分解される。

$${}^{56}\text{Fe} \longrightarrow 13 \,{}^{4}\text{He} + 4\,\text{n} - 124.4 \text{ MeV}$$
 (1.15)

$$^{4}\text{He} \longrightarrow 2\,\text{p} + 2\,\text{n} - 28.3\,\text{MeV}$$
 (1.16)

この反応は吸熱反応なので、中心部の温度は急激に減少して圧力が低くなりコアは一気 に収縮して重力崩壊する。分解された陽子は電子捕獲反応によって中性子となり、原始 中性子星が形成される。このときにコアは半径 10 km 程度まで収縮し、重力エネルギー *E*~10<sup>53</sup> erg が解放されるが、そのほとんどは電子捕獲反応によって生成されるニュート リノが持ち去る。しかしながらその一部のエネルギーが運動エネルギーに変換されること で、コアの外層が吹き飛ぶ。これが重力崩壊型超新星爆発である。原子中性子星のその後 は中性子星(Neutron Star: NS)かブラックホール(Black Hole: BH)となる。

#### 1.2.3 電子捕獲型超新星

電子捕獲型超新星(Electron capture supernova: ECSN)とは、重力崩壊型超新星のなか でも重力崩壊のきっかけが上述した鉄コアの光分解ではなく、電子捕獲反応によるもので ある。図 1.7 に電子捕獲型超新星に至るまでの流れを示す。質量が 8 $M_{\odot} < M < 10 M_{\odot}$ の範囲にある恒星は、核反応が炭素燃焼で止まり、電子が縮退した O+Ne+Mg のコアと H+He の外層をもつ超漸近巨星枝星(Super-AGB star: SAGB star)となる。コアの質量が チャンドラセカール限界質量付近まで増加すると、電子が強く縮退して高いエネルギーを 持ち <sup>24</sup>Mg の原子核のクーロンポテンシャルを超えることで電子捕獲反応が起きる。

$$^{24}Mg + e^- \longrightarrow ^{24}Na + \nu_e$$
 (1.17)

この反応によって電子は減少し、縮退圧が下がることでコアはさらに収縮し、密度が上昇 し、さらに電子が縮退するという正のフィードバックによって以下の電子捕獲反応が連鎖 的に起こる。

$$^{24}\text{Na} + e^{-} \longrightarrow ^{24}\text{Ne} + \nu_{e}$$
 (1.18)

$$^{20}\text{Ne} + \text{e}^- \longrightarrow ^{24}\text{Ne} + \nu_{\text{e}}$$
 (1.19)

$$^{20}\text{F} + e^- \longrightarrow ^{20}\text{O} + \nu_e$$
 (1.20)

$$^{16}\text{O} + e^- \longrightarrow ^{16}\text{N} + \nu_e$$
 (1.21)

電子はさらに減少し、もはやコアは自身を支えきれなくなって重力崩壊型の超新星爆発 に至る。これが電子捕獲型超新星で、中心部には中性子星が残る。このとき同時に爆発的



図 1.7 電子捕獲型超新星の爆発メカニズム。(a) 質量が  $8M_{\odot} < M < 10 M_{\odot}$ の 範囲にある恒星が O+Ne+Mg のコアと H+He の外層をもつ SAGB 星を形成する。 (b) コアの質量がチャンドラセカール限界質量に近づくことで <sup>24</sup>Mg や <sup>20</sup>Ne の電子 捕獲反応が起こり、コアが崩壊を始める。(c) コアの収縮によって高温・高密度な 環境が形成され爆発的な酸素燃焼が起こり、核統計平衡が実現する。(d) コアは崩 壊して中性子星を形成し、重力崩壊型と同様の機構で超新星爆発に至る。(https: //www.ipmu.jp/ja/20200330-ElectronCapture)

な酸素燃焼が起こって温度が急上昇し、項 1.1.4 で述べた核統計平衡が実現する。電子捕獲 型超新星においては、コアの崩壊に至るまでに電子捕獲反応が起こっているため、電子分率 の値は 0.5 を下回ることになる。したがって、電子捕獲型超新星における核反応では中性 子過剰な核種が生成されることが特徴的である。



図 1.8 親星の質量ごとの進化のフローチャート。質量が  $\leq 8 M_{\odot}$ の恒星は AGB 星から C+O WD を経て Ia 型超新星に、 $8 M_{\odot} < M < 10 M_{\odot}$ の恒星は SAGB 星を経て ECSN を起こして NS に、質量が  $\gtrsim 10 M_{\odot}$ の星は層状構造を作ったあとに CCSN を起こして NS または BH となる。

# 第2章

# la 型超新星の親星問題

### 2.1 la 型超新星の親星の多様性への示唆

1.2.1 項で述べたように、Ia 型超新星の親星は C+O WD とされている。白色矮星は自身 の質量を電子の縮退圧によって支えているため、その質量にはチャンドラセカール限界と よばれる上限が存在する。したがって、長年 Ia 型超新星の親星は「チャンドラセカール限 界質量付近の質量をもつ C+O WD」であると考えられてきた。この解釈に基づけば、個々 の Ia 型超新星は共通の親星を持つので、似たような観測的特徴を持つはずである。実際、 図 2.1 (a) に示すように我々の近傍で観測されている Ia 型超新星の光度曲線は多少のばら つきはあるものの、極めて一様であった。さらに、Phillips (1993)では Ia 型超新星の絶対 光度とその減光速度に相関関係があることが発見されたことで、Ia 型超新星の絶対光度が 観測から推定可能になった。この Phillips の関係を基に、Ia 型超新星は宇宙における距離 の指標、すなわち「標準光源」として利用されている。

ところが、図 2.1 (b) に示すように、近年この Phillips の関係を満たさないような特異な Ia 型超新星が発見されている。この事実は Ia 型超新星の親星が単一でないことを示唆して おり、標準光源としての信頼が揺らぐ事態となっている。この Ia 型超新星の多様性を解明 するべく理論・観測の両面から精力的に研究されているが、解決には至っていない。現在、 論争の的となっている重要な問題は以下の 2 つである。1 つ目は Ia 型超新星を起こす連星 系はどのような構成であるか? ということ、2 つ目は爆発する白色矮星の質量は真にチャ ンドラセカール限界質量に近いのか? ということである。以降の節ではこれらの未解決問 題についてまとめる。



図 2.1 (a): Ia 型超新星の B バンドにおける光度曲線。縦軸は絶対等級(単位は mag) で、横軸は B バンドにおいて光度が最大になった時点を基準とした時間(単位は日)で ある。(Maguire et al. 2018)(b): 観測された Ia 型超新星の絶対光度と減光速度の関係。 縦軸はハッブル定数を  $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  と仮定して算出したの B バンドにおけ る絶対光度(単位は mag)で、横軸は B バンドにおけるピークから 15 日経過した後の 減光の度合い(Decline rate、単位は mag)である。黒の実線が Phillips の関係で、この 関係を満たすものは「Normal SNe Ia」と呼ばれ、シンボルがない十字でプロットされて いる。一方で Phillips の関係から外れた特異な Ia 型超新星は色付きのシンボルでプロッ トされおり、同じ色はその観測的特徴が似ていることを示す。(Taubenberger 2017)



図 2.2 (a) SD シナリオにおける連星系のイメージ。連星系は白色矮星と非縮退の伴星(MS、RG、AGB 星)からなり、伴星からの質量降着を経て白色矮星が爆発する。(b) DD シナリオにおける連星系のイメージ。連星系は 2 つの白色矮星からなり、合体あるいは質量輸送といった相互作用を経て Ia 型超新星に至る。

### 2.2 la 型超新星の親星の進化過程

上述したように、Ia 型超新星の親星は「チャンドラセカール限界質量付近の質量をもつ C+O WD」であると考えられてきた。しかし、我々の近傍で観測されている典型的な白色矮 星の質量は  $0.6 - 0.8M_{\odot}$  であることが知られている(Kepler et al. 2007; Kilic et al. 2018)。 加えて、単体の白色矮星は電子の縮退圧によって自身の重力を支えており、核融合は起こら ないため、Ia 型超新星を起こすことができない。そこで、中小質量の恒星同士が連星系を組 むことによって Ia 型超新星を起こすというシナリオが提案されている。現在、Ia 型超新星 を引き起こす連星系の有力な候補は 2 つ存在しており、1 つは図 2.2 (a) に示すような白色 矮星と非縮退の伴星からなる single-degenerate scenario (SD シナリオ; Whelan and Iben 1973)、もう 1 つは図 2.2 (b) に示すような 2 つの白色矮星からなる double-degenerate scenario (DD シナリオ; Webbink 1984)と呼ばれている。以下ではまず中小質量の連星系 進化と質量輸送過程であるロッシュローブオーバーフローについてレビューしたあと、SD シナリオと DD シナリオの概要やモデルの変遷、課題についてまとめる。

#### 2.2.1 連星系の質量輸送の素過程と中小質量の連星系進化

SD シナリオと DD シナリオはどちら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至るまでは同様な進化過程を経ると考えられている。そこ でこの節では連星系の進化を考える上で重要な質量輸送過程であるロッシュローブオー バーフローについてレビューし、その後に中小質量の連星系の主星が白色矮星に至るまで の進化について述べる。

2 つの質量の異なる中小質量の主系列星からなる連星系を考え、重い方の星を主星、軽 い方の星を伴星と呼ぶ。この連星系とともに回る座標系をとると、連星系のポテンシャル は重力と遠心力を合わせたものになる。これはロッシュポテンシャルと呼ばれており、図 2.3 (a) にその等ポテンシャル面を、図 2.3 (b) に 2 つの星を通る軸を x 軸に取ったとき のロッシュポテンシャルをそれぞれ示す。ロッシュポテンシャルには 5 つの安定点があり、 これらをラグランジュ点とよぶ。特に、連星間の質量の移動を考える上重要な L<sub>1</sub> を含む 8 の字型の等ポテンシャル面と、L<sub>2</sub> 含むまゆの形状をした等ポテンシャル面のことをそれぞ れ内部臨界ロッシュローブ、外部臨界ロッシュローブとよぶ。

ロッシュローブにおける質量輸送の過程はロッシュローブオーバフロー(Roche-lobe overflow: RLOF)とよばれている。主星が水素燃焼段階を終えて赤色巨星へと進化する と、その半径は増大し、図 2.3 (c) に示すような内部臨界ロッシュローブを満たした状況 になる。このとき、膨張した外層は L<sub>1</sub> を通じて伴星に移動する。このとき、質量の輸送が



図 2.3 左図: (a) 質量比が 2 の連星系における公転軌道面上の無次元化したロッシュ 等ポテンシャル面。 $L_1, ..., L_5$  はそれぞれ力学的な平衡点であるラグランジュ点を表す。  $L_1$  を含む 8 の字型の等ポテンシャル面と、 $L_2$  含むまゆの形状をした等ポテンシャル面 のことをそれぞれ内部臨界ロッシュローブ、外部臨界ロッシュローブとよぶ。 右図:公転軌道面上において 2 つの星を通る軸を x 軸に取ったときのロッシュポテン シャルと、ロッシュローブオーバーフロー(RLOF)の概略図。(b) は 2 つの星がどち らもロッシュローブを満たしておらず、質量の移動は起こらない。(c) 重い方の星が膨 張し、内部臨界ロッシュローブを満たすことで  $L_1$  から伴星に質量が輸送される(安定 な RLOF)。(d) 主星からの質量輸送によって伴星もその半径を大きくし、内部臨界ロッ シュローブを満たした状態で、連星系は共通外層を持つ。さらに膨張が進んで外部臨界 ロッシュローブを満たすと、外層は  $L_2$  から流出していく(不安定な RLOF)。

比較的遅く、外層が安定して伴星に輸送される場合は安定な RLOF と呼ばれる。一方、質量の輸送が早い場合、図 2.3 (d) に示すような伴星も内部臨界ロッシュローブを満たす状況となる。このとき、伴星は主星の外層に取り込まれてており、これを共通外層(common envelope: CE)とよぶ。共通外層を形成した後に連星系がさらに膨張して外部臨界ロッシュローブを満たすと、外層は L<sub>2</sub> を通じて連星系の外に放出される。したがって、伴星への質量降着は不安定になるため、この質量輸送は不安定な RLOF と呼ばれる。

以上を踏まえて、ここからは Ia 型超新星を起こすような中小質量の主系列星からなる連 星系の代表的な進化過程を考える。図 2.4 に中小質量の主系列星の進化過程の概略図を示 す。まず、主星が先に水素燃焼段階を終えて赤色巨星となり、膨張して内部臨界ロッシュ ローブを満たす。ここでこの質量輸送が不安定だったとすると、連星系は共通外層を持つこ とになる。このとき連星系は外層の中を運動するため、角運動量を外層に与えながらその



図 2.4 Ia 型超新星に至るまでの中小質量の主系列星からなる連星系の進化過程の概略図。

軌道半径を大きく縮める。最終的に主星は外層を失って白色矮星を形成する。この共通外 層進化によって軌道半径が縮むことで、主星が地球と同程度の半径をもつ白色矮星になっ た後もふたたびロッシュローブオーバーフローを通じた質量移動が可能となる。ここまで の進化で、連星系の状態は、主星が白色矮星、伴星は主系列星となっている。ここから伴星 の水素燃焼段階が終わった後、すなわち伴星が赤色巨星となった後の進化過程について、異 なる2つの進化過程に分岐する。次節以降はその2つのシナリオについて述べる。

#### 2.2.2 SD シナリオ

SD シナリオは前節で述べた WD+MS または WD+RG の連星系において、伴星が安定 な RLOF による質量輸送によって白色矮星がその質量を増大させ、核融合暴走を引き起こ して Ia 型超新星に至るというものである。ここで重要となるのが伴星からの質量降着率 で、白色矮星に降り積もる水素が安定して表面で核燃焼を起こすためには、降着率  $\dot{M}$  が  $\dot{M} \sim 10^{-7} M_{\odot} \, {\rm yr}^{-1}$ 程度が必要だと考えられている Nomoto et al. (2007)。もし降着率が これよりも小さいと水素は核燃焼を起こさずに表面に積もっていき、白色矮星の表層だった 部分の温度が上昇する。積もった質量がある臨界値を超えると、水素が核融合の暴走を起こ す。これが新星爆発と言われている現象であり、核融合の暴走が生む放射圧によって今ま でに降り積もっていた水素の大部分を吹き飛ばしてしまう。このように、質量降着率が小 さい場合は白色矮星は安定して質量を増やすことができない。一方で、降着率が大きい場 合のときの白色矮星はその降着率に応じてその質量を増加させていくが、その増加率はあ る値  $\dot{M}_{\rm cr} = 9.0 \times 10^{-7} (M_{\rm WD}/M_{\odot} - 0.50) M_{\odot} \, {\rm yr}^{-1}$ で頭打ちとなる(Hachisu et al. 1996)。 これは核融合によって生じる放射圧が降り積もる水素を吹き飛ばす新星風が起こるためで ある。この新星風によって伴星から降り積もる水素が押し返されて質量降着が抑制される。 質量降着が抑制されることで降着率が下がるので、新星風が止まる。そして再び降着率が増 加して新星風が吹く、という繰り返しを経て白色矮星は質量を獲得し、Ia 型超新星に至る。

この段階の白色矮星の表層では、水素の核融合によって温度が数十〜数百万度になって いるため、その黒体輻射のピークは超軟 X 線帯域である 10 – 60 eV にある。この帯域の放 射は超軟 X 線源(Super-Soft X-ray Source: SSS)として観測されており、上述した新星風 が止んでいる段階に対応すると考えられているため、SD シナリオを支持する証拠となる。

この SD シナリオに基づけば、親星の質量はチャンドラセカール限界質量に極めて近い ということになる。そこで、チャンドラセカール限界質量付近の質量もつ白色矮星による Ia 型超新星の爆発モデル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、Ia 型超新星およびその残骸の観測からは、SD シナリオを否定しうる証 拠が得られている。1 つ目は、生き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 (2009)では伴星の存在下で Ia 型超新星の爆発の流体数値計算を行い、伴星が生き 残ること、可視光から X 線帯域にかけて光度の超過が起こることを予測した。しかし、直 近で我々の銀河系の近傍で起こった Ia 型超新星である SN 2011fe に対しては、これらの 超過は確認されず伴星の存在は否定されている(Li et al. 2011; Brown et al. 2012)。さら に、大マゼラン雲に存在する超新星残骸「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; Litke et al. 2017)。2 つ目は、連星系が爆発 前に作る星周物質が見つかっていないということである。上述した SD シナリオにおいて、 激しい降着を受ける白色矮星が新星風を作ることを述べた。この新星風によって伴星の一 部が剥ぎ取られて、図 2.4 に示すようなトーラス状の星周物質が作られると予測されてい る(Hachisu et al. 2008)。この星周物質に Ia 型超新星爆発による放出物が衝突して衝撃波 を形成し、非熱的電子による電波放射と、可視光格子の逆コンプトン散乱による X 線放射 が予想されている。この予想に基づいて SN 2011fe や SN 2014J の星周物質の探査が行わ れたが、いずれもその存在は確認されなかった(Chomiuk et al. 2012; Margutti et al. 2012, 2014; Pérez-Torres et al. 2014)。但し、星周物質に限っては超新星残骸の観測からその存 在が指摘されている(Katsuda et al. 2015; Kasuga et al. 2021; Yamaguchi et al. 2021)。

#### 2.2.3 DD シナリオ

SD シナリオでは非縮退の伴星や、星周物質が発見されていないことが問題であった。こ れらの問題点を解決するのが DD シナリオである。DD シナリオでは、節 2.2.1 で述べた過 程によって形成された WD+MS や WD+RG の連星系において、伴星が不安定な RLOF に よる質量輸送によって共通外層を形成したあと、外層を失って 2 つの白色矮星からなる連 星系に進化する。その後は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あ るいは質量輸送という相互作用によって Ia 型超新星に至るというものである。伴星が不安 定な RLOF を起こす理由として、前節で述べた降着を受ける白色矮星と伴星の連星系にお いて、新星風が吹かない場合が考えられている。新星風を駆動する光子の吸収係数は重元 素、特に鉄に敏感であるため、鉄が少ない恒星からできた白色矮星は新星風が吹かないと考 えられる。したがって白色矮星は降着するガスによってその半径を増大させ、共通外層を 形成したあとに外層を失って伴星も白色矮星に進化する。

初期の DD シナリオでは SD シナリオと同様に、チャンドラセカール限界質量付近で爆 発することを目標として理論の構築がなされてきた。初めに考えられていたのが 2 つの軽 い白色矮星が合体しチャンドラセカール限界質量付近あるい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(Classical DD; Webbink 1984)であった。しかし、こ のシナリオでは合体後の白色矮星が Ia 型超新星を起こさず中性子星に崩壊すると指摘され たため(Saio and Nomoto 1985)、この進化過程は棄却された。その後に白色矮星の衝突に よって爆発する Violent Merger (Pakmor et al. 2010, 2012)や、軽い白色矮星が潮汐力破 壊されたことで起きる質量輸送によって爆発する Dinamically-Driven Double-Degenerate Double Detonation (D<sup>6</sup>; Shen et al. 2018a) というモデルが提案された。特に D<sup>6</sup> モデル では、伴星の白色矮星が生き残り、 $v > 1000 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ の高速で飛び出ることが予測されてい る。位置天文衛星 Gaia による観測からこの高速な白色矮星が 3 つ発見されており、そのう ちの一つは運動を遡った先に超新星残骸が存在することから、D<sup>6</sup> モデルは急速に注目を集 めている(Shen et al. 2018b)。現在有力であるとされている DD シナリオモデルのもつ特 徴は、爆発する白色矮星の質量が太陽質量程度、すなわちチャンドラセカール限界質量を必 要としないことである。

しかし、この軽い白色矮星の爆発の最大の問題点として、鉄族元素、特に Mn の生成量が 太陽組成と比較して少ないということがあげられる。この課題についての詳細は次の節 2.3 で述べる。

### 2.3 la 型超新星の爆発メカニズムと元素合成

前節では現在提案されている 2 つの進化過程はそれぞれ SD シナリオ、DD シナリオと 呼ばれていること、それぞれのシナリオにおける有力なモデルの親星が SD シナリオでは チャンドラセカール限界質量に近い白色矮星、DD シナリオでは太陽質量程度の白色矮星に それぞれ対応していることを述べた。この白色矮星の質量の違いは、合成される元素が異 なるという特徴を持つため、親星を判定するための鍵となる。ここではチャンドラセカー ル限界質量に近い質量を near-*M*<sub>Ch</sub>、太陽質量程度の質量を sub-*M*<sub>Ch</sub> と呼称し、それぞれ の親星が起こす Ia 型超新星の爆発メカニズムと、合成される元素の特徴について述べる。

#### 2.3.1 near-M<sub>Ch</sub>の白色矮星の爆発メカニズムと元素合成

白色矮星の質量がチャンドラセカール限界質量に近づくと、その中心密度は  $\rho_c \sim 10^9 \, \mathrm{g \, cm^{-3}}$ 程度になり、炭素燃焼の暴走が始まり核燃焼の波面が形成される。この核 燃焼波は超音速で伝わる爆轟波(Detonation)と亜音速で伝わる爆燃波(Deflagration)の 2 種類が考えられている。Arnett (1969)は爆轟波が起こると提案したが、白色矮星が高密 度なまま核燃焼が起こるためにそのほとんどが節 1.1.4 で述べた NSE を経て <sup>56</sup>Ni に変換 されてしまい、シリコンなどの中間質量元素を生成するという Ia 型超新星の観測的特徴を 説明できなかった。一方で、Nomoto et al. (1984)では爆燃波のみを仮定することで、白色 矮星が膨張しながらその密度を下げつつ核燃焼を起こすことで、中間質量元素の生成量を 含んだ Ia 型超新星の特徴を良く説明するモデルを構築することに成功した。しかし、この 爆燃波モデルの欠点として、中心部が長時間高温かつ高密度になるため中性子過剰元素で ある <sup>54</sup>Fe が過剰に生成されること、白色矮星の外層が爆燃波が到達する前に膨張によって 温度が下がり核燃焼が起きないため、爆発エネルギーが低く暗いことが挙げられる。現在 この爆燃波モデルは Ia 型超新星の中でも暗い「Iax」と呼ばれる分類の親星と考えられて いる。

上述した爆燃波モデルの欠点を解決すべく考えられたのが Defraglation-Detonation transition (DDT) と呼ばれる爆発モデルである(Khokhlov 1991)。これは $\rho \sim 10^7 \,\mathrm{g\,cm^{-3}}$  程度の密度で爆燃波から爆轟波への転換が起きると仮定している。この転換によって白色 矮星は膨張によって冷え切る前に燃えることができ、中心部も高温・高密度な時間が短くなる。この転換の物理については明確でない部分が多いが、Ia 型超新星の光度曲線や元素合成、爆発エネルギーを説明することに成功したことから、現在 near- $M_{\rm Ch}$ の爆発モデルとして DDT モデルを採用 する。



図 2.5 代表的な near- $M_{\rm Ch}$  の爆発モデルにおける元素組成比。縦軸の  $[X_i/^{56}{\rm Fe}]$ は  $[X_i/^{56}{\rm Fe}] = \log_{10}((X_i/X(^{56}{\rm Fe}))/(X_i/X(^{56}{\rm Fe}))_{\odot})$ で定義される。ここで  $X_i$ 、  $X(^{56}{\rm Fe})$ はそれぞれ元素 i の生成量、 $^{56}{\rm Fe}$ の生成量を指す。また、 $\odot$ は太陽組成の 意味である。 $[X_i/^{56}{\rm Fe}] = 0$ の上下に存在する水平線はそれぞれ  $[X_i/^{56}{\rm Fe}] = 0.3, -0.3$ を表し、生成される元素組成比が太陽組成の 2 倍、0.5 倍に対応している。

図 2.5 に Leung and Nomoto (2018)における典型的な near- $M_{\rm Ch}$  の 2 次元の爆発の流体 数値計算モデルによる元素の合成量を示す。ここでいう典型的な near- $M_{\rm Ch}$  の爆発モデル とは、質量が  $M = 1.38 M_{\odot}$  で、中心密度は  $\rho_{\rm c} = 3 \times 10^9 \,{\rm g\,cm^{-3}}$ 、爆燃波と爆轟波の転換 は  $\rho_{\rm DDT} \sim 2 \times 10^7 \,{\rm g\,cm^{-3}}$  で起こり、金属量は太陽と同じであると仮定している。ここで いう金属量とは、白色矮星になった恒星の形成時にもともと含まれていた重元素の量を指 す。この金属量による元素合成への影響の詳細は後述する。特に、炭素や酸素、窒素は項 1.1.1、1.1.2 で述べたように、水素燃焼段階とヘリウム燃焼段階を経て中性子過剰元素であ る <sup>22</sup>Ne に変換される。もし金属量が 0 であれば、白色矮星は純粋な <sup>12</sup>C と <sup>16</sup>O から構成 されているため、その電子分率の値は  $Y_{\rm e} = 0.5$  であるが、金属量が大きくなることで電子 分率の値が下がる。項 1.1.4 で述べたように、電子分率の値は核統計平衡において元素合成 を決めるパラメータの一つであるから、金属量によって元素合成は変化することとなる。

ここでいう金属量とは、白色矮星にもともと含まれていた <sup>22</sup>Ne の含まれる割合を指す (項 1.1.1、1.1.2)。この <sup>22</sup>Ne の量は白色矮星の元となった恒星が形成される以前の元素合 成を反映するための量として導入される。もし金属量が 0 であれば、白色矮星は純粋な <sup>12</sup>C と <sup>16</sup>O から構成されているため、その電子分率の値は  $Y_{\rm e} = 0.5$  であるが、金属量が大きく なることで電子分率の値が下がり、合成元素が変化する。このモデルでは Ia 型超新星の主 要な生成元素である中間質量元素(Si、S、Ar、Ca)、鉄族元素(Cr、Mn、Fe、Ni)がとも に太陽組成付近を再現していることがわかる。

ここからは各物理パラメータの変動による元素組成比の変化について述べる。本修士 論文において重要な元素は鉄族元素(Cr、Mn、Fe、Ni)とTi であり、near- $M_{Ch}$ のモデ ルにおいてこれらの元素の生成量は主に白色矮星の中心密度と金属量に依存する。まず 中心密度がそれぞれ $\rho_c = 1 \times 10^9 \text{ g cm}^{-3} \ge \rho_c = 5 \times 10^9 \text{ g cm}^{-3}$ であるモデルの元素合成 量を図 2.6 (a) に示す。中心密度が高くなると電子捕獲反応による中性子過剰の影響が 大きくなるため、<sup>50</sup>Ti、<sup>54</sup>Cr、<sup>55</sup>Mn、<sup>58</sup>Fe、<sup>62</sup>Ni といった元素の生成量が増加する。特に  $\rho_c = 5 \times 1^9 \text{ g cm}^{-3}$ のモデルにおける <sup>50</sup>Ti と <sup>54</sup>Cr の生成量は  $\rho_c = 1 \times 10^9 \text{ g cm}^{-3}$ のもの より一桁以上多い。次に、金属量がそれぞれ  $Z = Z_{\odot} \ge Z = 5Z_{\odot}$ のモデルの元素合成量 を図 2.6 (b) に示す。恒星の金属量において、特に重要となるのが炭素や酸素、窒素といっ た元素で、これらは項 1.1.1、1.1.2 で述べたように、水素燃焼段階とヘリウム燃焼段階を経 て中性子過剰元素である <sup>22</sup>Ne に変換される。もし金属量が 0 であれば、白色矮星は純粋な <sup>12</sup>C と <sup>16</sup>O から構成されているため、その電子分率の値は  $Y_e = 0.5 \ge cxa \delta x$ 、金属量が大 きくなると、<sup>22</sup>Ne がもたらす中性子過剰によって電子分率の値が下がる。項 1.1.4 で述べ たように、電子分率の値は核統計平衡において元素合成を決めるパラメータの一つである から、金属量によって元素合成は変化することとなる。

図 2.6 (b) より、金属量の値に敏感な核種は <sup>48</sup>Ti、<sup>50</sup>Cr、<sup>54</sup>Fe、<sup>58</sup>Ni、<sup>62</sup>Ni であること がわかる。

以上から、鉄族元素の生成量が中心密度と金属量という2つのパラメータに大きく影響 されることがわかった。したがって、鉄族元素の元素組成比の測定からこれらのパラメー タを切り分けて制限を与えるためには、元素組成比に加えて両者を切り分ける特徴が必要 となる。その特徴が鉄族元素の空間分布である。中心密度の効果による電子捕獲反応は白 色矮星の中心部のみで起こるため、中性子過剰元素の増加は中心部でのみ起こる。しかし、 この中性子過剰元素は爆発の中心にそのまま留まるわけではなく、むしろ残骸の外側に移 動することが流体数値計算から示唆されている(Seitenzahl et al. 2013)。これは爆燃波に よって加熱された高温かつ低密度な物質が周囲の低温かつ高密度な物質から浮力を受ける ことで白色矮星の外側に押し出されるという効果によるものである。一方、金属量による 効果はむしろ白色矮星の中心部以外で効いてくる。したがって、中心密度の影響を受けて 増加した鉄族元素は残骸に局在し、金属量の影響を受けて増加した鉄族元素は残骸全体に 満遍なく存在することになる。さらに、Ti や Cr は元素全体で見れば中心密度と金属量のど ちらにも影響を受けるが、同位体単位で見ると、<sup>50</sup>Ti と <sup>54</sup>Cr は中心密度に敏感で、金属量 に影響を受けないが、<sup>48</sup>Ti と <sup>52</sup>Cr は金属量に敏感で、中心密度に影響を受けないという全 く逆のパラメータ依存性を示している。



図 2.6 near-M<sub>Ch</sub> の爆発モデルにおける元素組成比のパラメータ依存性。

#### 2.3.2 sub-M<sub>Ch</sub>の白色矮星の爆発メカニズムと元素合成

現在考えられている有力な sub-*M*<sub>Ch</sub> の白色矮星の爆発機構は Double-Detonation と呼 ばれている。near-*M*<sub>Ch</sub> の白色矮星と違って、sub-*M*<sub>Ch</sub> の白色矮星はもともと中心密度が 低いため、はじめから炭素燃焼を起こすような高温環境はつくらにくい。しかし、C+O WD の周囲に存在する薄い He 層が存在すると、炭素燃焼よりも低い温度で核燃焼を開始 できる。このヘリウム燃焼は伴星からの降着による加熱によって爆轟波を形成し、白色矮星 の表面を伝播する。次に、表面を伝わった爆轟波が収束すると白色矮星の内部に入り込み、 C+O コアの中心で炭素の核融合暴走を引き起こし、2 つ目の爆轟波が白色矮星全体を燃焼 させて Ia 型超新星に至る。したがってこの爆発メカニズムは、2 回の爆轟波が起きること から、Double-Detonation と名付けられている。また、sub-*M*<sub>Ch</sub> の白色矮星はもともと密 度が低いため、項 2.3.1 で述べたような爆轟波による <sup>56</sup>Ni の過剰生成も起きることがない。

図 2.7 に(Leung and Nomoto 2020)における代表的な 3 つの sub- $M_{\rm Ch}$  の爆発モデルによる元素合成量を示す。これらのモデルの白色矮星の C+O コアの質量は  $M = 1.0 - 1.1 M_{\odot}$ 、 He 層の質量は  $M_{\rm He} = 0.05 - 0.10 M_{\odot}$ 、金属量は太陽と同等となっている。これらのモデルはそれぞれ <sup>56</sup>Ni の質量が ~  $0.6 M_{\odot}$  を生成するようなモデルで、各モデル間では 1 回目 に発生する He の爆轟波の対称性や伝わり方が異なる。sub- $M_{\rm Ch}$ のモデルの元素合成にお いて注目すべきは、<sup>55</sup>Mn の生成量である。sub- $M_{\rm Ch}$ の白色矮星では中心密度が低いため、 電子捕獲反応がほとんど起こらず、<sup>55</sup>Mn の太陽組成比よりも 1 桁低い生成量となっている ことがわかる。一方で、sub- $M_{\rm Ch}$ の爆発メカニズムである Double-Detonation の利点とし て、図 2.8 に示すように、白色矮星の爆発時の質量と <sup>56</sup>Ni の生成量が正の相関を持つこと が挙げられる。これによって、節 2.1 で述べた Ia 型超新星の絶対光度のばらつきを説明で きるので、Phillipsの関係に乗る「Normal SNe Ia」が sub- $M_{\rm Ch}$ の Double-Detonation モ デルであると主張されている Shen et al. (2018a)。

#### 2.3.3 親星と進化過程の関係

節 2.2 では親星の進化過程について、節 2.3 では親星の質量についての未解決問題をそ れぞれまとめた。有名なモデルに限れば、SD シナリオでは near-*M*<sub>Ch</sub>、DD シナリオでは sub-*M*<sub>Ch</sub> の親星がそれぞれ対応しており、どちらが Ia 型超新星の起源なのかについては合 意には至っていない。SD シナリオから sub-*M*<sub>Ch</sub>、DD シナリオから near-*M*<sub>Ch</sub> の爆発も 考えられているが、モデルの精査は不十分な状況である。現状ではどの Ia 型超新星の爆発 モデルも、光度曲線や合成元素、残骸の対称性や発生率を統一的に説明することは難しいと 考えられている。



図 2.7 代表的な sub- $M_{\rm Ch}$ の爆発モデルにおける元素組成比。



図 2.8 near- $M_{\rm Ch}$  と sub- $M_{\rm Ch}$  の親星の爆発時の質量と生成される <sup>56</sup>Ni の生成量の関係。sub- $M_{\rm Ch}$  の爆発モデルは黒と赤のプロットで、それぞれ 1 回目の爆轟波の着火が対称の場合と非対称な場合に対応する。青色のプロットは near- $M_{\rm Ch}$  の DDT モデルに対応しており、白色矮星の質量が大きくなることで電子捕獲反応による n-NSE が起こるため、 <sup>56</sup>Ni の生成量は減少する。一方、sub- $M_{\rm Ch}$  の爆発モデルは白色矮星の質量と <sup>56</sup>Ni の生成量がよく相関しており、この生成量のばらつきによって Ia 型超新星の絶対光度のばらつきを説明できると主張されている。



図 2.9 near- $M_{\rm Ch}$  と sub- $M_{\rm Ch}$  のモデルの元素組成比の比較。特に重要なのが <sup>55</sup>Mn の 生成量で、sub- $M_{\rm Ch}$ の爆発では太陽組成を説明できないことから、near- $M_{\rm Ch}$ の Ia 型超 新星が必要であることの根拠とされている。
節 2.1 でも述べたように、近年の観測からは特異な Ia 型超新星が多数発見されている。 この事実は、近年の研究から Ia 型超新星は複数の起源を持ち、異なる親星から発生しうる ことが示唆されている。特に、図 2.9 に示すように、near- $M_{\rm Ch}$  と sub- $M_{\rm Ch}$  のモデルによ る Mn の元素組成比は、後者が太陽質量より一桁低いという結果になっており、両者がど ちらも存在していることを示唆している。実際、Hitomi 衛星の観測によって得られたペル セウス座銀河団の元素組成比は、near- $M_{\rm Ch}$  と sub- $M_{\rm Ch}$  の Ia 型超新星がどちらも発生して いなければ説明できなかった Hitomi Collaboration et al. (2017)。

そこで我々は超新星残骸の元素組成比を測定することで親星の質量や中心密度といった 物理パラメータを制限し、near-*M*<sub>Ch</sub> と sub-*M*<sub>Ch</sub> の親星が Ia 型超新星においてそれぞれど の程度の割合を占めるのか、どちらが Phillips の関係を満たす「Normal SNe Ia」に対応す るのかを明らかにすることを目標として、本研究を実施した。

# 第3章

# 超新星残骸

# 3.1 衝撃波による物質の加熱機構

超新星爆発によって放出された放出物(ejecta: イジェクタ)は衝撃波を形成し、周囲の 物質を伝播していく。ここでは一様な媒質を伝播する垂直衝撃波の波面の前後の物理量の 関係であるランキン・ユゴニオ(Rankine-Hugoniot)の関係式についてまとめる。

図 3.1 に示すような、一様な媒質中を垂直に伝播する速度 v<sub>sh</sub> を持つ衝撃波を考える。衝撃波の静止系において、衝撃波面の前後における質量、運動量、エネルギーの保存は以下のようにかける。



図 3.1 衝撃波の静止系における波面の前後の物理量の関係。ここでは上流を添字 u、下 流を添字 d で表す。

$$\rho_{\rm u} v_{\rm u} = \rho_{\rm d} v_{\rm d} \tag{3.1}$$

$$P_{\rm u} + \rho_{\rm u} v_{\rm u}^2 = P_{\rm d} + \rho_{\rm d} v_{\rm d}^2 \tag{3.2}$$

$$\frac{1}{2}v_{\rm u}^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1}\frac{P_{\rm u}}{\rho_{\rm u}} = \frac{1}{2}v_{\rm d}^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1}\frac{P_{\rm d}}{\rho_{\rm d}}$$
(3.3)

ここで、*ρ*、*P*はそれぞれ上流(添字 u)、下流(添字 d)における密度、圧力である。ここで、衝撃波の伝播速度が媒質の音速より十分早い、すなわち上流のマッハ数 *M*<sub>u</sub> が

$$M_{\rm u} = \frac{v_{\rm u}}{\sqrt{\gamma P_{\rm u}/\rho_{\rm u}}} \gg 1 \tag{3.4}$$

という条件を満たすとき(強い衝撃波という)、波面の前後の関係は以下のように与えら れる。

$$\frac{v_{\rm d}}{v_{\rm u}} = \frac{2\gamma M_{\rm u}^2}{\gamma + 1} \tag{3.5}$$

$$\frac{v_{\rm d}}{v_{\rm u}} = \frac{\rho_{\rm u}}{\rho_{\rm d}} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \tag{3.6}$$

$$\frac{T_{\rm d}}{T_{\rm u}} = \frac{2\gamma(\gamma - 1)M_{\rm u}^2}{(\gamma + 1)^2}$$
(3.7)

これを強い衝撃波のもとでのランキン・ユゴニオの関係式という。気体が単原子分子から なる理想気体とすると比熱比は  $\gamma = 5/3$  なので、 $v_{\rm d}/v_{\rm u} = \rho_{\rm u}/\rho_{\rm d} = 1/4$ 、 $T_{\rm d}/T_{\rm u} = 5/16 M_{\rm u}^2$ である。図 3.1 に示したように、 $v_{\rm u} = v_{\rm sh}$  であるから、衝撃波後方の平均プラズマ温度は 以下のように書ける。

$$kT_{\rm d} = \frac{3}{16} \mu m_{\rm H} v_{\rm sh}^2 \tag{3.8}$$

ここで、k、 $\mu$ 、 $m_{\rm H}$  はそれぞれボルツマン定数、平均分子量、水素の質量である。後述す るように、若い(~10<sup>3</sup> yr) 超新星残骸における衝撃波速度は  $v_{\rm sh}$ ~10<sup>3</sup> km s<sup>-1</sup> であるか ら、式 3.8 より、衝撃波後方の平均プラズマ温度は~1 keV になることがわかる。しかし、 実際の衝撃波加熱は粒子ごとに加熱が起こるため、電子と陽子の温度をそれぞれ  $T_{\rm e}$ 、 $T_{\rm p}$  と おくと、加熱直後の温度は  $T_{\rm e}/T_{\rm p} = m_{\rm e}/m_{\rm p} \sim 1/1840$ の関係にある。その後は粒子間で エネルギーの受け渡しが起こることで上述した温度に落ち着くことになる。したがって、超 新星残骸のような希薄な環境 ( $n \sim 1 \, {\rm cm}^{-3}$ )を伝わる衝撃波の後方ではエネルギーの交換 に時間がかかるため、陽子温度が電子温度より高い ( $T_{\rm p} > T_{\rm e}$ ) 温度非平衡の状態にある。

### 3.2 超新星残骸の形成過程とその進化

超新星爆発によって得られるエネルギーの典型的な値は超新星爆発の種類によらず  $E \sim 10^{51} \, \mathrm{erg} \, \mathbb{c}$ 、爆発直後はそのほとんどが放出物の運動エネルギーとなっている。爆発 のエネルギーが全てイジェクタの運動エネルギーに変換されたと仮定すれば、その速度  $V_{\mathrm{ej}}$ は以下で与えられる。

$$V_{\rm ej} = \sqrt{\frac{2E}{M_{\rm ej}}} \sim 10^4 \left(\frac{E}{10^{51}\,{\rm erg}}\right)^{1/2} \left(\frac{M_{\rm ej}}{M_{\odot}}\right)^{-1/2} \,{\rm km\,s^{-1}}$$
(3.9)

これは典型的な星間物質における音速(~ 10<sup>6</sup> cm s<sup>-1</sup>)よりも十分大きいので、イジェク タは衝撃波を形成し周囲の星間物質(interstellar medium: ISM)を掃き集めながら広がっ ていく。この衝撃波のは後述する逆行衝撃波と区別して、順行衝撃波(blast wave)とも呼 ばれる。このような超新星爆発の後に残る構造を超新星残骸といい、以下では超新星残骸 の流体的な進化過程について述べる。

#### 3.2.1 自由膨張段階

衝撃波が掃き集めた星間物質の総量  $M_{\rm ISM}$  がイジェクタの質量  $M_{\rm ej}$  に比べて十分小さい とき、イジェクタの減速は無視できて、自由膨張しているとみなせる。この段階を自由膨 張段階という。この自由膨張段階の期間を「爆発の瞬間から衝撃波が掃き集めた星間物質 の総量がイジェクタの質量と等しくなるまでの期間」と定めてその具体的な値を見積もる。 爆発の瞬間を t = 0 s として、衝撃波が密度  $\rho_0 = \mu m_{\rm H} n_0$  ( $\mu$  は平均分子量、 $m_{\rm H}$  は水素原 子の質量、 $n_0$  は星間空間の個数密度)の一様な星間空間を速度  $V_{\rm ej}$  で自由膨張していると 仮定すると、衝撃波が掃き集めた星間物質の総量  $M_{\rm ISM}$  は以下のように書ける。

$$M_{\rm ISM} = \frac{3}{4} \pi \rho_0 (V_{\rm ej} t)^3 \tag{3.10}$$

以上の条件のもとで、 $M_{\rm ej} = M_{\rm ISM}$ をtについて解くと、自由膨張段階の期間 $t_{\rm F}$ とその時の半径 $R_{\rm F}$ は以下で与えられる。

$$t_{\rm F} = 2 \times 10^2 \left(\frac{\mu}{1.4}\right)^{-1} \left(\frac{n_0}{1\,{\rm cm}^{-3}}\right)^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{V_{\rm ej}}{10^4\,{\rm km\,s}^{-1}}\right)^{-1} \left(\frac{M_{\rm ej}}{M_{\odot}}\right)^{\frac{1}{3}} {\rm yr}$$
(3.11)

$$R_{\rm F} = V_{\rm ej} t_{\rm F} = 2 \left(\frac{\mu}{1.4}\right)^{-1} \left(\frac{n_0}{1\,{\rm cm}^{-3}}\right)^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{M_{\rm ej}}{M_{\odot}}\right)^{\frac{1}{3}} \,{\rm pc}$$
(3.12)

この式 3.11 より、自由膨張段階は約数百年ほど続くことがわかる。

#### 3.2.2 断熱膨張段階

 $M_{\text{ISM}}$  が  $M_{\text{ej}}$  より大きくなると、ISM 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については無視できるため、衝撃波は断熱膨張し ているとみなせる。この段階を断熱膨張段階、あるいは Sedov-Taylor 段階という。断熱膨 張段階の流体の進化は点源爆発のもとでの断熱膨張でよく表すことができ、特に球対称の 過程のもとでは解析解が存在する(Sedov 1959)。爆発エネルギーを E、星間物質の密度を  $\rho_0 = 1.4m_{\text{H}}n_0$  としたとき、衝撃波の半径  $R_{\text{s}}$ 、速度  $V_{\text{s}}$ 、温度  $T_{\text{s}}$  はそれぞれ以下のように 与えられる。

$$R_{\rm s} = 13 \left(\frac{t}{10^4 \,\rm yr}\right)^{\frac{2}{5}} \left(\frac{E}{10^{51} \,\rm erg}\right)^{-\frac{1}{5}} \left(\frac{n_0}{1 \,\rm cm^{-3}}\right)^{-\frac{1}{5}} \,\rm pc \qquad (3.13)$$

$$V_{\rm s} = \frac{\mathrm{d}R_{\rm s}}{\mathrm{d}t} = 5 \times 10^2 \left(\frac{t}{10^4 \,\mathrm{yr}}\right)^{-\frac{3}{5}} \left(\frac{E}{10^{51} \,\mathrm{erg}}\right)^{-\frac{1}{5}} \left(\frac{n_0}{1 \,\mathrm{cm}^{-3}}\right)^{-\frac{1}{5}} \,\mathrm{km \, s^{-1}} \tag{3.14}$$

$$T_{\rm s} = 3 \times 10^6 \left(\frac{t}{10^4 \,\rm yr}\right)^{-\frac{6}{5}} \left(\frac{E}{10^{51} \,\rm erg}\right)^{-\frac{2}{5}} \left(\frac{n_0}{1 \,\rm cm^{-3}}\right)^{-\frac{2}{5}} \,\rm K \tag{3.15}$$

自由膨張段階から断熱膨張段階への転移時では、順行衝撃波は減速していくのに対し(式 3.14)、内側のイジェクタは等速で膨張している。したがって衝撃波の減速に伴ってイジェ クタは押し返され、逆行衝撃波(reverse shock)と呼ばれる内向きの衝撃波を形成する。自 由膨張段階から断熱膨張段階への転移段階にある超新星残骸の概略を図 3.2 に、順行衝撃波 と逆行衝撃波の時間進化を図 3.3 にそれぞれ示す。超新星残骸の X 線観測においては、衝 撃波加熱を受けている順行衝撃波と逆行衝撃波の間の物質のみが観測可能であり、逆行衝撃 波が爆発の中心まで収束していない若い残骸(例えば、Tycho や Kepler、Cas A)では中心 部分のイジェクタは X 線放射をしていないため、元素組成比の議論をする上で注意が必要 である。一方で、本研究の観測対象である 3C 397 はその衝撃波が集めた星間物質の質量か ら、逆行衝撃波が爆発の中心まで到達していると考えられている Yamaguchi et al. (2015)。

#### 3.2.3 放射冷却段階

式 3.15 より、衝撃波の温度は時間とともに下がるため、放射の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段階といい、この段階の衝撃波の運動はさらに「圧力駆動 雪かき段階」と「運動量駆動雪かき段階」の2つの段階に分けられる。放射冷却段階に移っ た直後では衝撃波面は冷えているが、残骸の内部が高温で断熱膨張しているとみなせるた め、衝撃波は内部の圧力に押されて膨張していく。この段階を圧力駆動雪かき段階と呼び、



図 3.2 自由膨張段階から断熱膨張段階の転移期における超新星残骸の概略図。減速する順行衝撃波によって等速で膨張するイジェクタは押し返されて、逆行衝撃波を形成する。加熱された ISM とイジェクタの境目は接触不連続面(contact discontinuity)と呼ばれる。

衝撃波の時間進化は以下で与えられる。

$$R_{\rm s} \propto t^{-\frac{2}{7}} \tag{3.16}$$

さらに内部も冷えて圧力が無視できるようになると、衝撃波は運動量保存則によって膨 張し続ける。この段階が運動量駆動雪かき段階であり、衝撃波の時間進化は以下で与えら れる。

$$R_{\rm s} \propto t^{-\frac{1}{4}} \tag{3.17}$$

最終的に衝撃波の温度と速度がそれぞれ星間物質の温度と速度に近づくことで、超新星 残骸は星間物質と同化して消滅する。



図 3.3 順行衝撃波と逆行衝撃波の波面の位置を時間の関数としてプロットしたもの。 実線が数値計算の解で点線は解析解である。イジェクタは一様と仮定しており、位置と 時間は無次元化されている。(Truelove and McKee 1999)

## 3.3 X 線放射過程

前節までの結果から、断熱膨張段階にある超新星残骸のイジェクタは高温プラズマを形成し、X線を放射することがわかった。ここでは超新星残骸に存在する熱プラズマからのX線放射の中でも、熱制動放射とイオンからの輝線放射を説明する。また電離非平衡プラズマによる効果についてもまとめる。

### 3.3.1 熱制動放射

運動している荷電粒子が他の粒子のクーロン力によって加速度を受けることで電磁波を 放射する。イオンは電子よりも重いために加速度が小さいため、プラズマからの制動放射 は電子によるものが支配的である。質量  $m_{\rm e}$ 、電荷 e、速度 v を持つ電子が一様な電子密度  $n_{\rm e}$  とイオン密度  $n_{\rm ion}$  を持つ完全電離プラズマ中を運動するときの単位振動数あたりの放射 率  $\epsilon_v^{ff}$  は以下の式で与えられる。

$$\epsilon_{\nu}^{ff} = \frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}V\mathrm{d}t\mathrm{d}\nu} = \frac{16\pi e^{6}}{3\sqrt{3}c^{3}m_{\mathrm{e}}^{2}v}n_{\mathrm{e}}n_{\mathrm{ion}}Z^{2}g_{ff}(v,\nu)$$
(3.18)

ここで、e、c、 $n_e$ 、 $n_{ion}$ 、Z、 $g_{ff}$ はそれぞれ電気素量、光速、イオンの元素番号、ガウント因子(gaunt-factor)である。

ここまで電子はある速度 v を持つとしてきたが、温度  $T_{\rm e}$  の熱平衡にあるプラズマにおいて、電子が速度  $v + \mathrm{d}v$  を持つ確率 P(v) はマクスウェル・ボルツマン分布から以下のように与えられる。

$$P(v) \propto v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT_{\rm e}}\right) \mathrm{d}v$$
 (3.19)

したがって、超新星残骸からの制動放射は式 3.18 をマクスウェル・ボルツマン分布で平 均を取ることで以下のように与えられる。

$$\epsilon_{\nu}^{ff} = \frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}V\mathrm{d}t\mathrm{d}\nu} = \frac{2^5\pi e^6}{3mc^3} \left(\frac{2\pi}{3km}\right)^{1/2} Z^2 n_{\mathrm{e}} n_{\mathrm{ion}} T_{\mathrm{e}}^{-1/2} e^{-h\nu/kT_{\mathrm{e}}} \bar{g}_{ff}(v,\nu) \tag{3.20}$$

$$= 6.8 \times 10^{-38} Z^2 n_{\rm e} n_{\rm ion} T_{\rm e}^{-1/2} e^{-h\nu/kT_{\rm e}} \bar{g}_{ff} \, [{\rm erg \, s^{-1} \, cm^{-3} \, Hz^{-1}}] \quad (3.21)$$

ここで、*g*<sub>ff</sub> は速度について平均したガウント因子である。

式 3.20 より、制動放射は  $h\nu > kT$  の領域で急速に落ちるスペクトルをもつ。したがって、制動放射のカットオフの位置から電子温度  $T_{\rm e}$  を測定することができる。

#### 3.3.2 輝線放射

原子やイオンに存在する電子が異なる準位間を遷移することに伴って放射されるのが輝 線放射である。特に原子核と電子1つずつからなるイオン(H-like)をボーアの原子模型で 考えると、放出される輝線のエネルギーは以下の式によって近似的に与えられる。

$$E \sim 13.6 Z^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2}\right) [\text{eV}]$$
 (3.22)

ここで、Zはイオンの原子番号、n、n'はそれぞれ遷移前後の主量子数である。終状態の 主量子数がn = 1、2、3…の輝線はそれぞれ K 殻輝線、L 殻輝線、M 殻輝線… と呼ばれ、 特にイオンが H-like の場合は特別に Ly $\alpha$ 、Ly $\beta$ 、Ly $\gamma$ … と呼ばれる。

実際の原子はスピン軌道相互作用によって電子のエネルギー準位の縮退が解けるため、 放出される輝線の構造も複雑となる。例えば、H-like のイオンの Lyα は電子の合成角運動 量の違いによって、それぞれ Lyα<sub>1</sub>、Lyα<sub>2</sub> という 2 本の輝線に分裂する。He-like のイオ



図 3.4 He-like のイオンにおける主量子数が n = 1, 2 のエネルギー準位の構造(Porquet and Dubau 2000)。

ンの K 殻輝線の構造は電子が 2 つ存在するため、さらに複雑となる。図 3.4 に He-like の イオンにおける n = 0 基底状態と n = 1 のエネルギー準位を示す。2 電子のエネルギー準 位は、ラッセル–サンダーズ結合(LS 結合)のもとでは、電子配置と全スピン S、全軌道角 運動量 L とこれらを足し合わせた全角運動量 J = S + L によって定まる。エネルギー準 位の指定には項記号(Terms)<sup>2S+1</sup>L<sub>J</sub> が用いられる。ただし、L の表記は数字ではなく、 L = 0, 1, 2, ... 対して L = S, P, D, ... が用いられる。ここで、He-like のイオンにおける n = 2 の準位から基底状態である  $1s^{1}S_{0}$  への遷移は、共鳴線(w;  $2p^{1}P_{1} \rightarrow 1s^{1}S_{0}$ )、禁制 線 (z;  $2s^{3}S_{0} \rightarrow 1s^{1}S_{0}$ )、2 本の異重項間遷移線(x、y;  $2s^{3}P_{2} \rightarrow 1s^{1}S_{0}$ 、 $2s^{3}P_{1} \rightarrow 1s^{1}S_{0}$ ) の 4 本の輝線が存在している。これらの輝線は実際に電離が進んだ超新星残骸や銀河団か ら観測されており、プラズマの状態の変化や物理量を明らかにする手がかりとなる。

### 3.3.3 電離非平衡プラズマの効果

ある原子において、電離度 *i* を持つのイオンの割合 *F<sub>i</sub>* の時間発展は、以下の式によって 与えられる。

$$\frac{1}{n_{e}}\frac{\mathrm{d}F_{i}}{\mathrm{d}t} = \alpha_{i-1}F_{i-1} - (\alpha_{i} + R_{i})F_{i} + R_{i+1}F_{i+1}$$
(3.23)

ここで、*α<sub>i</sub>、R<sub>i</sub>* はぞれぞれ単位時間あたりに起こる電離と再結合の起こる割合を表す。 各電離状態において電離と再結合の釣り合いがとれた状態、すなわちすべての電離状態に おいて d*F<sub>i</sub>/dt* = 0 とみたす状態を電離平衡とよぶ。電離平衡におけるイオンの存在比は



図 3.5 電離平衡プラズマにおける鉄イオンの電子温度依存性(プラズマ・核融合学会 誌 VOL.95-12(2019) より引用)。

電子温度  $T_{\rm e}$  によって決定される。図 3.5 に鉄のイオンの存在比の電子温度依存性を示す。 超新星残骸でみられるプラズマの電子温度は数 keV であるから、電離平衡状態であれば He-like などの高階電離のイオンが支配的となる。しかし、ほとんどの若い超新星残骸で観 測される鉄の K 殻輝線の中心エネルギーは He-like より低い電離度のイオンが支配的であ ることを示している。これは、超新星残骸周辺の電子密度が  $n_{\rm e} \sim 1 \, {\rm cm}^{-3}$  と低く、電子と イオンの衝突が起こりにくいためである。このように、式 3.23 において d $F_i/{\rm dt} \neq 0$ であ る状態を電離非平衡プラズマという。電離非平衡におけるイオンの存在比は電子温度に加 えて電子密度  $n_{\rm e}$  とプラズマが加熱されてから経過した時間 t に依存する。Masai (1984) によると、電離非平衡から電離平衡に至るまでのタイムスケールは以下で与えられる。

$$\tau = n_{\rm e} t \sim 10^{12} \,\rm cm^{-3} \,\rm s \tag{3.24}$$

ここで、 $\tau$  は電子密度と時間の積で、電離パラメータとよばれる。ここで、図 3.6 に  $T_{\rm e} = 5 \, {\rm keV}$ の電離非平衡プラズマにおけるイオンの存在比の電離パラメータ依存性を示す。 超新星残骸における典型的な電離パラメータの値は  $\tau \gtrsim 10^{10} - 10^{11} \, {\rm cm}^{-3} \, {\rm s}$  であり、この 電離状態では Ne-like から Li-like のイオンが支配的となる。

電離非平衡プラズマの中でもおける X 線放射を理解する上で重要な過程が図 3.7 に示す ような内殻電離とそれに伴う蛍光放射である。イオン化ポテンシャルを上回るエネルギー を持つ電子によって内殻の電子が弾き飛ばされて、高い準位に存在していた電子が空いた 電子軌道に脱励起することで、蛍光輝線が放射される。したがって、蛍光輝線は弾き飛ば される電子よりも外殻の電子の配置によって、特性 X 線の出る割合が変化する。特に、図 3.8 に示すように、鉄の Kα と Kβ 線のフラックス比は、Ar-like から Ne-like の電離状態



図 3.6  $T_{\rm e} = 5 \, {\rm keV}$  電離非平衡プラズマにおける鉄のイオンの電離パラメータ依存性 (Astro-H cookbook より引用)。



図 3.7 内殻電離とそれに伴う蛍光放射の概略図(プラズマ・核融合学会誌 VOL.95-12(2019) より引用)。

に敏感である。これは、Ar-like のイオンには M 殻に電子が 6 個存在するが、電離が進む につれて M 殻の電子が減少し、内殻電離の後に Kβ を出す電子がなくなっていくことを反 映している。この電離度依存性を用いることで、超新星残骸のプラズマの状態の診断を行 うことができる。



図 3.8 鉄の K $\alpha$  と K $\beta$  の中心エネルギーとこれらのフラックス比の電離度依存性を示したもの。

# 第4章

# X線天文衛星 XMM-Newton

# 4.1 概要

XMM-Newton 衛星は 1999 年 12 月に European Space Egency (ESA) によって打ち上 げられた X 線観測衛星で、近地点 6000km、遠地点 115000km の楕円軌道を周回してい る。図 4.1 に XMM-Newton 衛星の概観を示す。XMM-Newton 衛星には X 線を観測する ための 3 つのウォルター I 型の望遠鏡と、可視光/紫外線を観測するための口径 30cm の望 遠鏡がそれぞれ搭載されている。観測機器は 3 種類で、それぞれ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分光観測が可能



図 4.1 XMM-Newton 衛星の概略図。右上部分が検出器で、左下部分が X 線望遠鏡である。

	EPIC MOS	EPIC pn	RGS
エネルギー帯域	$0.15-12\mathrm{keV}$		$0.35-2.5\mathrm{keV}$
有効面積(@~1.5 keV)	$1000\mathrm{cm}^{-2}$	$1200\mathrm{cm}^{-2}$	$100\mathrm{cm}^{-2}$
視野	30'		$\sim 5'$
角度分解能(HPD)	$14^{\prime\prime}$	15'	分散光のため角度分解能なし
エネルギー分解能	$\sim 150\mathrm{eV}$ (	$@6.4\mathrm{keV})$	$\sim 150\mathrm{eV}~(@1\mathrm{keV})$

表 4.1 XMM-Newton 衛星に搭載されている検出器の性能



図 4.2 左図: EPIC/pn の概略図。入射した X 線は望遠鏡部分で左上の小窓に示したような 2 回の全反射を経て pn に集光される。

右図: EPIC/MOS の概略図。集光の仕組みは pn と同様であるが、望遠鏡と MOS の間 に反射型の回折格子(RGA)が設置されているため、集光された X 線のうち 44% が EPIC/MOS、40% が RFC へと向かう。

な Reflection Grating Spectrometer (RGS)、可視光/紫外線観測のための Optical Monitor (OM) と呼ばれる。X 線望遠鏡と各検出器の位置関係を図 4.2 に示す。EPIC は X 線望遠 鏡の焦点面に設置されている Charge-Coupled Device (CCD) 検出器の総称であり、それ ぞれ MOS1、MOS2 (Turner et al. 2001)、pn (Strüder et al. 2001)と呼ばれる。RGS は反 射型回折格子である Reflection Grating Assemblie (RGA) と分散光を検出する CCD であ る RGS Focal Camera (RFC) からなり、RGA は X 線望遠鏡と MOS1、MOS2 の間にそ れぞれ設置されている。各検出器の性能をまとめたものを表 4.1 に示す。

今回の観測対象である超新星残骸 3C 397 に対する XMM-Newton の利点は大きい有効 面積と、Suzaku 衛星よりも優れた角度分解能である。以下では本修士論文において重要な X 線望遠鏡と EPIC 検出器についてまとめる。

# 4.2 X 線望遠鏡

XMM-Newton 衛星に搭載されている X 線望遠鏡の光学系はウォルター I 型と呼ばれ、 これは図 4.2 に示すように前面の回転放物面と後面の回転双極面の鏡を組み合わせて 2 回の全反射によって X 線を集光する。また、3 つの X 線望遠鏡のうちの 2 つには反射鏡 と焦点の間に Reflection Grating Assemblie (RGA) とよばれる反射型回折格子が設置さ れている。この RGA によって、望遠鏡で集光された X 線のうち 44% が EPIC/MOS1、 EPIC/MOS2、40% が RFC に向かい、残りは RGA 自身によって吸収される。

XMM-Newton の角度分解能は鏡の性能によって決まる。これを評価するのが点源を観 測したときの輝度分布である point spread function (PSF) である。PSF の評価指数とし て、点源を中心に動径方向に積分した光量の総光量に対する割合を表す encircled energy fraction が用いられている。図 4.3 に様々な入射エネルギーに対する MOS1 の encircled energy fraction を示す。特に encircled energy fraction の値が 0.5 となる半径のことを half power diameter (HPD) といい、一般的に異なる衛星の角度分解能を比較するときにはこ の HPD の値が用いられる。XMM-Newton 衛星の EPIC 検出器の平均的な HPD は ~ 15″ である (表 4.1)。

XMM-Newton の X 線望遠鏡の特徴として、その大きい有効面積が挙げられる。図 4.4 に全ての検出器の量子効率を加味した有効面積を示す。XMM-Newton 衛星は 0.2 – 12 keV に感度を持ち、~ 1.5 keV で最も大きい有効面積を持つことがわかる。

PSF と有効面積は光軸からの角度距離に依存する。これは、望遠鏡に対する X 線の入射 角が大きくなることで反射せずに透過する X 線の割合が大きくなるというビグネッティン グ効果に起因するものである。ビグネッティング効果は軸外における有効面積と光軸にお ける有効面積の比である vignetting factor で評価される。図 4.5 に示すように、vignetting factor は入射 X 線のエネルギーに依存し、高エネルギーほどその効果が顕著になる。

### 4.3 EPIC 検出器

EPIC は 2 つの MOS1、MOS2 と呼ばれる CCD と、pn と呼ばれる CCD からなる。 CCD 検出器は半導体を用いた検出器で、X 線が入射すると光電吸収によって電子に変換さ れる。発生する電子の個数は、入射エネルギーを半導体の平均電離エネルギーで割った値 になるので、これを測定することで X 線を分光する。

MOS1、MOS2 と pn では基礎的な構造が異なるため、前者を MOS、後者を pn と呼 んで区別される。図 4.6 に示すように、MOS は 7 個の前面照射型の CCD を並べたもの であり、その大きさは 2.5 cm × 2.5 cm で、これは XMM-Newton 衛星の視野である半径



図 4.3 いくつかの入射エネルギーに対する MOS1 の光軸における encircled energy fraction を半径の関数として示したもの。半径の単位は秒角 (arcsec) である。



図 4.4 XMM-Newton 衛星に搭載されている各検出器の有効面積をエネルギーの関数 でプロットしたもの。各検出器は 0.2 – 12 keV に感度を持ち、~ 1.5 keV で最も大き い有効面積を持つことがわかる。~ 2 keV 付近のエッジは望遠鏡にコーティングされた Au の M 殻による吸収である。



図 4.5 いくつかの入射エネルギーに対する EPIC/pn の vignetting factor の軸外角度 依存性のプロット。軸外角度の単位は分角 (arcmin) である。ある軸外角度における vignetting factor は入射エネルギーが大きいほど小さくなる。すなわち、ビグネッティン グ効果による影響は入射エネルギーが高いほど大きくなる。



Comparison of focal plane organisation of EPIC MOS and pn cameras

図 4.6 EPIC/MOS、EPIC/pn の概略図。EPIC/MOS は 7 つの前面照射型の CCD を 並べたものであり、その大きさは 2.5 cm × 2.5 cm で、これは XMM-Newton 衛星の視 野である 30' の円をカバーすることができる。



図 4.7 EPIC 検出器のエネルギー分解能を入射エネルギーごとにプロットしたもの。

30' の円をカバーする。1 つの CCD は 600 × 600 ピクセルからなり、ピクセルのサイズは 40  $\mu$ m × 40  $\mu$ m である。一方、pn は図 4.6 に示すように 12 個の背面照射型の CCD を並 べたものであり、その大きさは 6 cm × 6 cm で、1 つの CCD は 200 × 64 ピクセルからな り、ピクセルのサイズは 150  $\mu$ m × 150  $\mu$ m である。CCD の配列は MOS とは異なるが、こ ちらも XMM-Newton 衛星の視野をカバーしている。

MOS と pn のエネルギー分解能は半値全幅(Full Width at Falf Maximum: FWHM)に よって評価される。検出器に単色のエネルギーを入射したときに検出されるピークの半分 の値におけるピークの幅のことを指す。EPIC は CCD 検出器であるから、そのエネルギー 分解能は入射エネルギーが高いほど悪くなる。図 4.7 に EPIC 検出器のエネルギーごとの FWHM をプロットしたものを示す。ただし、打ち上げ後の検出器は宇宙線によってエネル ギー分解能が劣化する。図 4.8 に示すように、MOS の分解能については校正用線源である Al K $\alpha$  (1.478 keV) と Fe K $\alpha$  (5,893 keV)を用いた測定によって最大 10 eV の劣化が確 認されている。



図 4.8 打ち上げ後に測定された MOS 検出器のエネルギー分解能。

# 第5章

# XMM–Newton 衛星による la 型超 新星残骸 3C 397 の X 線撮像分光 観測

## 5.1 超新星残骸 3C 397

### 5.1.1 先行研究からの親星の示唆

3C 397(G41.1-0.3)は銀河面に存在する Ia 型の超新星残骸で、電波観測から距離は ~ 8 kpc (Leahy and Ranasinghe 2016)と見積もられている。図 5.1 (a) に示すように、 3C 397 は Ia 型超新星の中でも非対称性が高い形状を持っていることが特徴で、非対称な 爆発あるいは極めて非対称な周辺環境下での爆発を示唆している(Jiang and Chen 2010)。 Yamaguchi et al. (2015)では、図 5.1 (b) に示すように、Suzaku 衛星による 3C 397 の観 測から Cr、Mn、Fe、Ni からの K 殻輝線を検出し、その質量比 Mn/Fe と Ni/Fe が非常に 高い(Mn/Fe =  $0.025^{+0.008}_{-0.007}$ 、Ni/Fe =  $0.17^{+0.07}_{-0.05}$ )ことを明らかにした。項 2.3.2 で述べたよ うに、Mn は電子捕獲反応の寄与がなければほとんど生成されないため、3C 397 で観測さ れた高い質量比は sub-M<sub>Ch</sub> の親星を棄却し、near-M<sub>Ch</sub> の親星の強い証拠となった。しか し、図 5.2 に示すように、観測された質量比 Mn/Fe、Ni/Fe は標準的な near-M<sub>Ch</sub> のモデ ルでは電子捕獲の効果に加えて不自然なほど高い金属量による効果もなければ説明できな かった。これを受けて、near-M<sub>Ch</sub>の中でもより重い質量を持ち、より高い中心密度によっ て 3C 397 で観測された質量比 Mn/Fe、Ni/Fe を自然に説明できることが理論研究から提案 された(Dave et al. 2017; Leung and Nomoto 2018)。この理論的な推測に基づくと、電子 捕獲反応の効率がさらに高まることで、<sup>55</sup>Mn や 58 Ni よりも中性子過剰度が高い元素であ る<sup>54</sup>Cr や<sup>50</sup>Ti が作られることになる。また、これらの中性子過剰元素は局所的な高密度領



図 5.1 (a) Chandra 衛星が観測した 3C 397 の全体の X 線イメージ。(Safi-Harb et al. 2005) (b) Suzaku 衛星が観測した 3C 397 の全体から抽出した 5.0 – 9.0 keV の X 線 スペクトル。鉄族元素である Cr、Mn、Fe、Ni の K 殻輝線が確認できる。(Yamaguchi et al. 2015)

域でのみ作られるため、空間分布に偏りが生じることが予想される。

### 5.1.2 親星の性質制限に向けた観測目的

3C 397 で観測された質量比 Mn/Fe、Ni/Fe を説明する親星の性質は(1) 標準的な near-M<sub>Ch</sub> の中心密度と高い金属量、(2) 標準的な near-M<sub>Ch</sub> で考えられているものよりも高 い中心密度のいずれかであることを述べた。この解釈を切り分ける鍵は Cr や Ti の局所的 な元素組成比である。図 5.4 に示すように、Cr や Ti は白色矮星の金属量には感度を持た ず、中心密度にのみ依存する。したがって、Cr や Ti の局所的な元素組成比を調べること で、3C 397 の親星の中心密度を決定できると考えた。しかし、先行研究で観測に用いられ た Suzaku 衛星は残骸を空間分解できるほどの空間分解能がないため、超新星残骸全体にお ける質量比の測定のみが行われた。そこで我々は Suzaku 衛星よりも空間分解能に優れた XMM-Newton 衛星による新たな観測を行い、鉄族元素の空間分布を調査した。

以降の内容は Ohshiro et al. (2021)を含む。また以降の観測データの測定誤差は全て  $1\sigma$  である。

### 5.2 解析した観測データとデータ処理

本研究で用いた観測データは 2018 年 10 月に XMM–Newton 衛星に搭載された EPIC/MOS、EPIC/pn によって行われたもの(観測 ID: 0830450101)を用いた。MOS、 pn の観測データに対して XMM-Newton 衛星の標準的な解析ソフトウェアである Science



図 5.2 Yamaguchi et al. (2015)で観測された 3C 397 の全体の質量比 Mn/Fe と Ni/Fe を near- $M_{\rm Ch}$ 、sub- $M_{\rm Ch}$ の元素合成モデルと比較したもの。3C 397 の全体の質量比を再現するモデルは near- $M_{\rm Ch}$ のなかでもかなり高い金属量( $Z = 5Z_{\odot}$ )を必要とするものだった。



図 5.3 左図は Leung and Nomoto (2018)によるもので、こちらは高い中心密度 ( $\rho_c = 3, 5 \times 10^9 \text{ g cm}^{-3}$ ) と高めの金属量 ( $Z = 3Z_{\odot}$ ) で 3C 397 を説明できる としている。右図は Dave et al. (2017)のもので、こちらはより高い中心密度 ( $\rho_c = 6 \times 10^9 \text{ g cm}^{-3}$ )があれば、金属量が太陽より少し高い値 ( $Z = 1.5Z_{\odot}$ ) で 3C 397 を説明できると主張した。



図 5.4 Leung and Nomoto (2018)の元素合成モデルにおける質量比 Cr/Fe、Ti/Fe のパ ラメータ依存性。左は白色矮星の中心密度、右は金属量の依存性を示している。Cr/Fe、 Ti/Fe は金属量を変化させてもほとんど変化しないが、白色矮星の中心密度には依存性が あることがわかる。



図 5.5 3C 397 における EPIC/MOS1、MOS2、pn それぞれのカウントレート。バッ クグラウンドフレアに由来すると思われるピークが確認できる。

Analysis Software (SAS) の emchain、epchain とよばれるタスクをそれぞれ用いてデー タのリプロセスを行った。この処理によって、ゲイン等の最新の校正データを反映した。 また X 線イベントのフィルターについても標準的な条件を適用した。データ処理後のそれ ぞれの観測機器の 0.2-12.0 keV のカウントレートを図 5.5 に示す。いくつかカウント数の ピークが見られるが、これは超新星残骸の時間変動ではなく、バックグラウンドフレアだ と考えられる。したがって我々は caunt rate がそれぞれの検出器で 8 cnt s<sup>-1</sup> (MOS1)、  $10 \text{ cnt s}^{-1}$  (MOS2)、80 cnt s<sup>-1</sup> (pn)を超える時間領域は解析データから除外した。以上 の処理を終えた後の有効観測時間は各観測機器で ~ 130 ks であった。

超新星残骸の全体の X 線イメージと、抽出したスペクトルをそれぞれ図 5.6 (a)、(b) に 示す。バンドイメージは緑が Si の K 殻輝線に対応する 1.8 - 1.9 keV と、赤が Fe の K 殻 輝線に対応する 6.4 - 6.7 keV、青が Cr の K 殻輝線に対応する 5.5 - 7 keV のイメージを Fe の K 殻輝線のイメージで割り算したもの、すなわち Cr と Fe のフラックス比に対応す



図 5.6 XMM-Newton 衛星による 3C 397 全体の X 線イメージとそのスペクトル。バ ンドイメージは緑が Si の K 殻輝線に対応する 1.8 – 1.9 keV と、赤が Fe の K 殻輝線に 対応する 6.4 – 6.7 keV、青が Cr の K 殻輝線に対応する 5.5 – 7 keV のイメージを Fe の K 殻輝線のイメージで割り算したもの、すなわち Cr と Fe のフラックス比に対応する。

る。図 5.6 (b) のスペクトルからは、先行研究で報告されていた鉄族元素(Cr, Mn, Fe, Ni) や、Si、S、Ar、Ca といった Ia 型超新星の主要な生成元素からの K 殻輝線が確認できる。

### 5.3 イメージ解析

鉄族元素の空間分布を調査するために、まずは EPIC/MOS のデータから Fe K $\alpha$  (6.4 – 6.7 keV)、Cr K $\alpha$  (5.4 – 5.7 keV) に対応するエネルギーバンドをとって X 線画像を作成 したので、これを図 5.7 (a)、(b) にそれぞれ示す。その結果、残骸の南部に Fe では暗いが Cr で明るい領域を発見した。さらに Cr/Fe のフラックス比をとった画像(図 5.7 (c))も 作成したところ、南部領域が一番明るいことがわかった。そこで我々は、この明るい領域 を「South」とし、定量的な議論を行うためにスペクトルを抽出した。また、鉄族元素の局 所的な元素組成比を調査することが目的なので、参考領域として Fe、Cr 両方のエネルギー バンドで明るかった西部領域を「West」とし、こちらの領域からもスペクトルを抽出した。 また、バックグラウンド領域については残骸の外側の楕円領域で定めたが、領域の選択に よって解析結果は大きく変わらなかった。

# 5.4 スペクトル解析

本研究の目的は鉄族元素の空間分布調査であるため、一般的にフィッティングが困難であ る全エネルギーバンドよりも、鉄族元素の輝線と連続線を含むようなエネルギー範囲を取れ ば元素組成比の推定が可能である判断した。したがって、本解析においてはエネルギーバ ンドをSのK 殻輝線から NiのK 殻輝線を含む 2.3 – 9.0 keV とした。バックグラウンド



0.23 0.32 0.41 0.5 0.59 0.67 0.76 0.85 0.94 Ratio

図 5.7 EPIC/MOS のデータから作成した X 線バンドイメージ。それぞれ (a) Fe K $\alpha$  (6.4-6.7 keV)、(b) Cr K $\alpha$  (5.4-5.7 keV)、(c) Fe K $\alpha$  と Cr K $\alpha$  の比 Cr/Fe の画像であ る。また、コントアは (a) の Fe K $\alpha$  のものを重ねたものである。白い楕円はスペクト ルを抽出した South、West をそれぞれ示している。

領域のスペクトルを差し引いた South、West のスペクトルを図 5.8 に示す。どちらのスペ クトルにおいても、鉄族元素である Cr、Mn、Fe、Ni の K 殻輝線をそれぞれ検出している。 加えて、South 領域からは ~ 4.7 keV 付近に Ti の K 殻輝線と思われる輝線を検出した。

次に我々は2領域の元素組成比を定量的に調べるためにスペクトルを NEI モデルで フィットした。解析には XSPEC 12.11.00 (Arnaud 1996)を用い、フィッティングは C 統計(Cash 1979)に基づいて行った。3C 397 は銀河面に存在する超新星残骸であるから、 残骸からの放射は銀河面の物質によって吸収を受ける。この前景吸収に関しては Tbabs (Wilms et al. 2000)というモデルを用い、水素の柱密度 N<sub>H</sub> は先行研究で得られた値であ る  $3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  で固定した(Safi-Harb et al. 2005)。まず初めに一成分の電離非平衡プラ ズマによるフィットを試みた。電子温度(kT)と電離年齢( $n_{e}t$ )、Normalization、輝線が 確認された S、Ar、Ca、Ti、Cr、Mn、Fe、Ni のアバンダンスをフリーパラメータとした。 しかし、このモデルフィットは 4 keV 以下の輝線と連続線を再現するが、Ti と鉄族元素の 輝線付近に残差が残った。この事実は 4 keV 以上と 4 keV 以下のスペクトルが異なる温度 をもつプラズマからの放射由来であることを示唆する。そこで我々は 4 keV 以上のスペク トルを再現するために同等のフリーパラメータを持つ NEI 成分を追加してフィッティング を行った。その結果、4 keV 以下のスペクトルは低温で高電離な成分に、4 keV 以上のスペ クトルは高温で低電離な成分によってそれぞれ再現されることがわかった。加えて、高温成 分の示すアバンダンスは非常に高く、この成分のプラズマの放射は水素やヘリウムといっ た軽い元素ではなく、Tiや鉄族元素といった重元素が担っている pure-metal plasma であ ることを示唆していた。以上を踏まえて、低温成分については Ti と鉄族元素のアバンダン スを0に固定し、高温成分についてはS、Ar、Caのアバンダンスを0に、Feのアバンダ ンスを1×10<sup>8</sup> solar でそれぞれ固定して再びフィッティングを行った。これらのモデリン グによって、統計の指標である c-stat の値は South 領域で 4406.02 から 4151.96 へ、West 領域で 4475.16 から 4291.93 へそれぞれ改善した。得られたベストフィットパラメータは 表 5.1 にまとめた。

最後に、測定されたアバンダンスを以下の式によって質量比に変換した。

$$\frac{M_i}{M_{\rm Fe}} = \frac{m_i}{m_{\rm Fe}} \frac{A_i}{A_{\rm Fe}} \left(\frac{n_i}{n_{\rm Fe}}\right)_{\odot} (i = {\rm Ti, Cr, Mn, Ni}),$$
(5.1)

ここで、 $m_i$  は原子量、 $A_i$  は測定したアバンダンス、 $(n_i/n_{\text{Fe}})_{\odot}$  は太陽組成における元 素の個数比で、値は Anders and Grevesse (1989)のものを用いた。また、各元素の原子量 に関しては太陽系における同位体組成を仮定した(それぞれ  $m_{\text{Ti}} = 47.9$ 、 $m_{\text{Cr}} = 52.0$ 、  $m_{\text{Mn}} = 54.9$ 、 $m_{\text{Fe}} = 55.8$ 、 $m_{\text{Ni}} = 58.7$ )。後述するように、Ia 型超新星の元素合成におけ る同位体組成比は太陽系のものとは異なるが、この組成比の違いは質量比への変換におい ては統計誤差と比較して無視できるほど小さい。例えば、Ti の安定同位体の中で最も質量



図 5.8 EPIC で観測した 3C 397 の 2.3 – 9.0 keV の X 線スペクトル。(a) は South 領 域、(b) は West 領域から抽出したものである。黒、赤、緑のデータ点がそれぞれ MOS1、 MOS2、pn の観測データに対応する。青と水色の点線はぞれぞれベストフィットモデル における低温・高電離な成分と高温・低電離な成分を表す。モデルとデータの残差はス ペクトルの下に示した。ただし、(a) における一番下の残差は Ti のアバンダンスを 0 に したときのもので、~ 4.7 keV 付近で残差が大きいことがわかる。

	South	West			
低温成分					
$kT_{\rm e} \; [{\rm keV}]$	$1.14_{-0.18}^{+0.06}$	$1.30\substack{+0.03\\-0.06}$			
$n_{\rm e}t \; [10^{11}  {\rm cm}^{-3}  {\rm s}]$	$2.2^{+0.5}_{-0.5}$	$1.2^{+0.2}_{-0.1}$			
$n_{\rm e} n_{\rm H} V^{\rm a} \; [10^{57}  {\rm cm}^{-3}]$	$4.9\substack{+0.9 \\ -0.3}$	$7.0\substack{+0.3\\-0.3}$			
S [solar]	$1.15\substack{+0.06 \\ -0.06}$	$1.19\substack{+0.07 \\ -0.05}$			
Ar [solar]	$0.89\substack{+0.13 \\ -0.10}$	$1.03\substack{+0.09 \\ -0.07}$			
Ca [solar]	$1.55_{-0.19}^{+0.20}$	$1.83\substack{+0.22 \\ -0.18}$			
高温成分					
$kT_{\rm e} \; [{\rm keV}]$	$4.6^{+1.4}_{-1.8}$	$3.4^{+0.3}_{-0.6}$			
$n_{\rm e}t \; [10^{10}  {\rm cm}^{-3}  {\rm s}]$	$2.9^{+0.7}_{-0.2}$	$5.1^{+0.7}_{-0.1}$			
$n_{\rm e} n_{\rm Fe} V^{\rm a} \; [10^{49}  {\rm cm}^{-3}]$	$4.0^{+4.6}_{-1.1}$	$8.5^{+3.0}_{-0.9}$			
$\rm Velocity^b \; [10^3 \; km  s^{-1}]$	$2.8^{+0.3}_{-0.3}$	$2.7_{-0.2}^{+0.2}$			
Ti [solar]	$8.0^{+2.2}_{-2.0}$	< 0.9			
Cr [solar]	$11.4_{-0.1}^{+0.1}$	$3.6\substack{+0.5 \\ -0.4}$			
Mn [solar]	$9.8^{+1.7}_{-1.7}$	$9.7^{+1.2}_{-1.2}$			
$Fe [10^8 solar]$	1.0 (fixed)	1.0 (fixed)			
Ni [solar]	$4.5^{+1.7}_{-0.7}$	$6.8^{+1.3}_{-0.7}$			
統計					
cstat	4151.96	4291.93			
d.o.f.	4001	4002			
質量比					
Ti/Fe	$0.014_{-0.004}^{+0.004}$	< 0.002			
$\mathrm{Cr/Fe}$	$0.106\substack{+0.011\\-0.009}$	$0.034\substack{+0.004\\-0.004}$			
Mn/Fe	$0.051\substack{+0.009\\-0.009}$	$0.050\substack{+0.006\\-0.006}$			
Ni/Fe	$0.18\substack{+0.07 \\ -0.03}$	$0.27\substack{+0.05 \\ -0.03}$			

表 5.1 各領域のベストフィットパラメータと得られた質量比

数が大きいものは <sup>50</sup>Ti であるから、全ての Ti がこの <sup>50</sup>Ti であると仮定してもとその質量 数の差は (50 – 47.9)/47.9 ~ 4% である。

質量比	Ti/Fe	Cr/Fe	Ni/Fe	参考文献
South	$0.014\substack{+0.004\\-0.004}$	$0.106\substack{+0.011\\-0.009}$	$0.18\substack{+0.07\\-0.03}$	
West	< 0.002	$0.034\substack{+0.004\\-0.004}$	$0.27\substack{+0.05\\-0.03}$	
3C 397	-	$0.027\substack{+0.006\\-0.007}$	$0.17\substack{+0.05 \\ -0.07}$	Yamaguchi et al. 2015
Tycho	-	0.027 - 0.034	< 0.018	Tamagawa et al. 2009
Kepler	-	0.015 - 0.020	0.045 - 0.060	Park et al. 2013

表 5.2 今回測定した質量比と他の超新星残骸で測定した質量比の比較

### 5.5 議論

### 5.5.1 la 型超新星における Ti、Cr 検出

XMM-Newton による 3C 397 の観測によって、その南部に Cr、Ti に富んだイジェク タ構造を発見した。South で測定された質量比 Cr/Fe の値は West と比較して 3 倍ほど大 きいことから (表 5.1)、3C 397 に含まれる鉄族元素が空間分布を持つことが確認できた。 加えて、South からは West では確認できなかった Ti からの K 殻輝線を検出した。Ia 型 の超新星残骸からの Ti の検出は Tycho の超新星残骸に続いて 2 例目である (Miceli et al. 2015)。しかし、Miceli et al. (2015)で Ti の K 殻輝線と主張されていた輝線の中心ネル ギー (~ 4.9 keV) は、H-like イオンからの K 殻輝線、すなわち Lya に対応しており、 Tycho の超新星残骸のプラズマの電離度と一致しないという指摘がされており、この輝線 はバックグラウンドによるものだと考えることが自然である (Sato et al. 2020; Yamaguchi et al. 2014)。一方、今回 3C 397 で検出された Ti の K 殻輝線は単一の NEI プラズマに よってよく再現されている (図 5.8)。したがって、Ia 型の超新星残骸からの Ti の検出は 3C 397 が実質的に初めての事例と考えられる。

Cr については 3C 397 だけでなく Kepler や Tycho といった他の超新星からもその存在 が確認されている(Tamagawa et al. 2009; Park et al. 2013)。表 5.2 にこれらの超新星残骸 で観測された質量比と、今回の測定結果の比較を示す。これより、South 領域で観測された 質量比 Cr/Fe は 3C 397 全体や West 領域と比較して質量比 Cr/Fe が 3 倍程度高く、他の超 新星残骸とも比較して類を見ないほど高いことがわかる。このような高い Cr/Fe 比が残骸 の一部分のみで見出された事実は、South 領域の起源が節 5.1 で述べたような白色矮星の高 密度領域であることを示唆している。以降では、この South 領域の起源について定量的に 議論する。

### 5.5.2 South 領域に含まれる鉄の量の見積もり

次に、この Ti の起源を議論するための準備として、South 領域に含まれている鉄の量を K 殻輝線のフラックスから見積もった。K 殻輝線を放射をする質量 M の鉄が体積 V に 一様に分布しており、これを立体角  $\Omega$  で見込んだときのフラックスが F だったとすると、  $M \propto (F \cdot V)^{1/2} \propto F^{1/2} \cdot \Omega^{3/4}$ と書ける。したがって、South に含まれる鉄の質量の割合 は以下の式で与えられる。

$$\frac{M_{\rm South}}{M_{\rm entire}} = \left(\frac{F_{\rm South}}{F_{\rm entire}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\Omega_{\rm South}}{\Omega_{\rm entire}}\right)^{\frac{3}{4}}$$
(5.2)

添字 entire は超新星残骸全体における値を指す。今回の観測からは  $F_{\text{South}} = 1.7 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 、 $F_{\text{entire}} = 1.3 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 、 $\Omega_{\text{South}} = 1.5 \times 10^{-7} \text{ sr}$ 、 $\Omega_{\text{entire}} = 1.8 \times 10^{-6} \text{ sr}$ と見積もられたので、 $M_{\text{South}}/M_{\text{entire}} \sim 0.07$ となる。これは一般的な Ia 型超 新星爆発によって生成される鉄の量が ~  $0.8M_{\odot}$ と仮定すれば、South 領域には ~  $0.06M_{\odot}$ の鉄が含まれていることがわかる。

### 5.5.3 South 領域で検出された Ti と Cr の起源と親星の中心密度制限

次に、今回 South で検出された異常な Ti と Cr の起源について議論する。near- $M_{\rm Ch}$  の白 色矮星を親星とする Ia 型超新星の元素合成において、Ti と Cr の生成源となる核反応は Si 不完全燃焼か n-rich NSE のいずれかである。Si 不完全燃焼は比較的低温( $T \sim 5 \times 10^9$  K) かつ低密度 ( $\rho \sim 10^7 \,\mathrm{g\,cm^{-3}}$ ) な環境で起こり、 $\alpha$  反応を通じて <sup>48</sup>Cr と <sup>52</sup>Fe (それぞれ <sup>48</sup>Ti と <sup>52</sup>Cr に崩壊)を生成する。しかし、South で検出された Fe や Ni については高温か つ高密度な環境が必要である(Iwamoto et al. 1999)ため、Si 不完全燃焼は棄却される。一 方で、n-rich NSE は高温 ( $T \ge 5.5 \times 10^9 \,\mathrm{K}$ ) かつ高密度 ( $\rho \ge 3 \times 10^8 \,\mathrm{g \, cm^{-3}}$ ) な環境下 で起こり、South で検出された元素を中性子過剰核(<sup>50</sup>Ti、<sup>54</sup>Cr、<sup>55</sup>Mn、<sup>54</sup>Fe、<sup>56</sup>Fe、<sup>58</sup>Ni) として直接生成できる。したがって、今回発見された South のイジェクタ構造は near-M<sub>Ch</sub> の親星の中心部の高密度なコアが起源であると解釈できる。これを定量的に議論するため に、Leung and Nomoto (2018)で行われた様々な中心密度を持った near-M<sub>Ch</sub> の太陽金属 量の白色矮星が転移密度  $\rho \sim 2 \times 10^7 \,\mathrm{g \, cm^{-3}}$ の DDT によって起こる Ia 型超新星の二次元 流体数値計算とそれに基づく元素合成モデルとの比較を行った。図 5.9 に白色矮星の中心 密度がそれぞれ  $\rho_{\rm c} = 1 \times 10^9 \, {\rm g \, cm^{-3}}$ 、 $\rho_{\rm c} = 5 \times 10^9 \, {\rm g \, cm^{-3}}$ の爆発モデルの元素合成の結果 を示す。縦軸は質量比、横軸は白色矮星を質量で等分割した流体素片である tracer particle が最高温度に到達したときの密度( $ho_{T_{Max}}$ )であり、South 領域で観測された質量比は赤い 水平バンドで示した。図 5.9 (a)、(b) は質量比を Ti/Fe に、図 5.9 (c)、(d) は Cr/Fe に



図 5.9 Ia 型超新星の元素合成計算モデルと South 領域における観測値との比較。元素 合成計算モデルは Leung and Nomoto (2018)の 2 次元のもので、白色矮星を質量で等 分割した粒子(tracer particle とよぶ)で代表させている。上図:白色矮星の中心密度が それぞれ(a) $\rho_c = 1 \times 10^9 \text{ g cm}^{-3}$ 、(b) $\rho_c = 5 \times 10^9 \text{ g cm}^{-3}$ の爆発モデルの元素合成 の結果。縦軸は質量比 Ti/Fe、横軸は白色矮星を質量で等分割した流体素片である tracer particle が最高温度に到達したときの密度( $\rho_{T_{Max}}$ )であり、South 領域で観測された質 量比は赤い水平バンドで示した。ただし、鉄の生成量が tracer particle の質量の 0.5% 以下だったものはプロットから省略している。下図:上図と同様だが、縦軸の質量比を Cr/Fe としたもの。

それぞれとった。South 領域で観測された質量比  $M_{\rm Ti}/M_{\rm Fe} \sim 0.01$ 、 $M_{\rm Cr}/M_{\rm Fe} \sim 0.1$ の値 は高密度 ( $\rho_{\rm c} = 5 \times 10^9 \, {\rm g \, cm^{-3}}$ )な白色矮星の中心部で起きる元素合成でなければ説明で きることがわかった。

さらに我々は 3C 397 の親星の密度を制限するために、 $\rho_c = 1, 3, 4, 5, 6 \times 10^9 \, \mathrm{g \, cm^{-3}}$ の 爆発モデル(それぞれ質量が  $M = 1.33, 1.37, 1.375, 1.38, 1.39 M_{\odot}$  に対応)の元素組成比 と South 領域で観測された質量比を比較した。比較の手法として、図 5.9 で示した tracer particle を  $\rho_{T_{\text{Max}}}$  が大きい順に積分していき、項 5.5.2 で見積もった鉄の質量(全体の 7%) を含むようにした時の質量比を算出した。比較する質量比は分母に Ni を選んだ。これは



図 5.10 中心密度が  $\rho_c = 1, 3, 4, 5, 6 \times 10^9 \text{ g cm}^{-3}$ をもつ爆発モデルにおいて、白色矮 星の中心部で実現する質量比。青が Ti/Ni、緑が Mn/Ni、赤が Mn/Ni を表し、3C 397 の 観測値は測定誤差も含めて水平の帯で示した。ただし、Mn/Ni に関しては見やすさのた めに値を実際の 0.01 倍のものをプロットしている。また、一番右には Lodders (2003) の太陽組成比をそれぞれ示した。

Mori et al. (2018)で分母に Fe とするよりも Ni にする方が中心密度に敏感な指標になるこ とが指摘されていたためである。図 5.10 に縦軸に質量比、横軸にモデルの中心密度をとっ たプロットを示す。観測された質量比 Ti/Ni、Cr/Ni を説明するためには、少なくとも Leung and Nomoto (2018)の元素合成モデルにおいて、 $\rho_c > 3 \times 10^9 \text{ g cm}^{-3}$  が必要であることが わかった。従来、near- $M_{\text{Ch}}$ の Ia 型超新星の標準的な中心密度は  $\rho_c = 2 \times 10^9 \text{ g cm}^{-3}$  であ るとされていた(Woosley 1997)。したがって、3C 397 の親星は従来で考えられていたも のよりも中心密度が数倍程度高かったこととなる。これ以降では、観測された質量比 Ti/Ni を最もよく説明する  $\rho_c = 5 \times 10^9 \text{ g cm}^{-3}$ のモデルを"3C 397-like"と呼称し、3C 397 を代 表するモデルとして採用する。

# 5.5.4 イジェクタの位置とその起源の乖離から得られる爆発メカニズムへの示唆

上述したように、South 領域のイジェクタは白色矮星のごく中心を起源とすることがわ かった。一方で、図 5.7 を見ると、South 領域の位置は残骸の幾何学的な中心から外れた外 側に位置しており、一見矛盾しているように思われる。しかし、2.3.1 でも述べたように、 項 Seitenzahl et al. (2013)による 3 次元の流体シミュレーションによると、白色矮星の中

	<sup>56</sup> Fe [ <i>M</i> <sub>☉</sub> ]	<sup>50</sup> Ti [M <sub>☉</sub> ]
高密度な near- $M_{ m Ch}$	0.68	$5.3  imes 10^{-4}$
低密度な near- $M_{ m Ch}$	0.60	$\sim 0$
${ m sub-}M_{ m Ch}$	0.60	$\sim 0$

表 5.3 3 種類の親星が作る元素量

心部で起きた爆燃波によって加熱された高温で低密度な物質(すなわち中心のコア)が周囲 の高密度な未加熱の物質から浮力を受けることで白色矮星の外側に浮き出る「deflagration plume」という効果が報告されており、この効果は Dave et al. (2017)でも得られている。 South 領域のイジェクタは定性的に deflagration plume による効果によって外側に浮き出 ていると解釈することができ、3C 397 の爆発において爆燃波による燃焼が起きていたこと の強い証拠となる。

### 5.5.5 高密度な白色矮星を親星とする la 型超新星の占める割合の見積もり

項 2.3.3 で述べたように、銀河や銀河団の化学組成進化の観点から、Ia 型超新星の親 星は near- $M_{\rm Ch}$  と sub- $M_{\rm Ch}$  のどちらの親星の寄与も必要であった。したがって、3C 397 のような親星の爆発時の中心密度  $\rho_{\rm c} \sim 5 \times 10^9 \,{\rm g\,cm^{-3}}$  が全ての Ia 型超新星に適用でき るわけではない。Woosley (1997)では 3C 397 のような高密度な near- $M_{\rm Ch}$  の Ia 型超新 星 (3C 397-like) は Ia 型超新星全体の ~ 2% を占めると予測していた。しかしこの予 測は sub- $M_{\rm Ch}$  の爆発モデルが有力となる以前のものだったため、全ての Ia 型超新星が near- $M_{\rm Ch}$  の爆発モデルが有力となる以前のものだったため、全ての Ia 型超新星が near- $M_{\rm Ch}$  の親星から生じると仮定していた。そこで我々は Ia 型超新星が (1) 高密度な near- $M_{\rm Ch}$  (3C 397-like) (2) 低密度な near- $M_{\rm Ch}$ 、(3) sub- $M_{\rm Ch}$  の 3 つの親星のもとで 起こるとして、(1) 高密度な near- $M_{\rm Ch}$  が Ia 型超新星全体にどの程度寄与するのかを見積 もった。表 5.3 に 3 つの親星によって合成される元素の量を示す。高密度な near- $M_{\rm Ch}$  と 他の 2 つの親星における大きな違いは、中性子過剰元素の生成の有無である。すなわち、  $^{50}$ Ti や  $^{54}$ Cr といった元素は高密度な near- $M_{\rm Ch}$  でのみ生成され、低密度な near- $M_{\rm Ch}$  や sub- $M_{\rm Ch}$ の親星からはほぼ生成されない。そこで、高密度な near- $M_{\rm Ch}$ が Ia 型超新星全体 に占める割合を  $f_{\rm high-\rho_c}$ とすると、Ia 型超新星によって実現する質量比  $M_{^{50}{\rm Ti}}/M_{^{56}{\rm Fe}}$  は、 表 5.3 の値を用いて以下のように書ける。

$$\frac{M_{^{50}\mathrm{Ti}}}{M_{^{56}\mathrm{Fe}}} = \frac{5.3 \times 10^{-4} f_{\mathrm{high}-\rho_{\mathrm{c}}}}{0.68 \times f_{\mathrm{high}-\rho_{\mathrm{c}}} + 0.60 \times (1 - f_{\mathrm{high}-\rho_{\mathrm{c}}})}$$
(5.3)

この質量比が Lodders (2003)で測定された太陽組成に等しくなると仮定すると、  $f_{\text{high}-\rho_{c}} \sim 17\%$ 、すなわち Ia 型超新星全体において 3C 397 のような高密度な親星の
寄与は2割程度であることがわかった。

#### 5.5.6 高密度な白色矮星が起こす la 型超新星からのニュートリノ検出の可 能性の検討

節 1.2.2 で述べたように、重力崩壊型超新星の直前に起きるコアの重力崩壊では鉄の光 分解によって生成された 26 個の陽子が電子捕獲反応を起こすことでニュートリノが生成さ れる。

$${}^{56}\text{Fe} \longrightarrow 26 \text{ p} + 30 \text{ n}$$

$$26 \text{ p} + 26 \text{ e}^- \longrightarrow 26 \text{ n} + 26 \nu_e \qquad (5.4)$$

現在まで、この重力崩壊型超新星のニュートリノは距離 *d* = 50 kpc の大マゼラン雲で起きた超新星爆発である SN 1987A のものがカミオカンデから検出されている(Hirata et al. 1987)。一方で、今回 3C 397 で発見されたような高密度な白色矮星でも電子捕獲反応が効率的に起きているため、ニュートリノが発生している。そこで我々は、超新星ニュートリノの唯一の観測例である SN 1987A のニュートリノフラックスと Ia 型超新星において白色矮星の中心部で起こる電子捕獲反応によるニュートリノフラックスをそれぞれ見積もり、比較した。まずは準備として、重力崩壊型超新星によって放出されるニュートリノの個数を見積もる。チャンドラセカール限界質量(1.4*M*<sub>☉</sub>)を持つ鉄コアが式 5.4 によって全て中性子に変換されたと仮定すると、発生するニュートリノの個数 *ν*<sub>e\_CC</sub> は以下で与えられる。

$$\nu_{\rm e\_CC} = 26 \times \frac{1.4 M_{\odot}}{56 \times amu} \sim 8.7 \times 10^{56}$$
 (5.5)

ここで、amu は原子質量単位である。SN 1987A で発生したニュートリノのバーストは  $au_{CC} \sim 1s$  に集中していたことから(Hirata et al. 1987)、これをニュートリノ放出のタイム スケールとして採用すると、そのニュートリノフラックス  $F_{\nu_{CC}}$  は以下で与えられる。

$$F_{\nu\_CC} = \frac{1}{4\pi d^2} \frac{\nu_{e\_CC}}{\tau_{CC}} = \frac{\nu_{e\_CC}}{4\pi \times (50 \,[\text{kpc}])^2 \times 1 \,[\text{s}]} = 2.7 \times 10^9 \,[\text{counts/cm}^2/\text{s}]$$
(5.6)

Ia 型超新星から生じるニュートリノの見積もりには、白色矮星の中心部で起こる電子捕獲反応の効率を反映する <sup>50</sup>Ti、<sup>54</sup>Cr、<sup>55</sup>Mn、<sup>54</sup>Fe、<sup>58</sup>Fe、<sup>58</sup>Ni、<sup>62</sup>Ni を用いた。中心密度  $\rho_c = 1$ 、5×10<sup>9</sup>g cm<sup>-3</sup>、金属量が Z = 0の白色矮星の元素合成モデルにおけるこれら の元素の生成量を表 5.4 に示す。以下では中心密度が  $\rho_c = 5 \times 10^9$  g cm<sup>-3</sup> のモデルに沿っ て議論する。中性子過剰元素の総量は  $M_{\text{total}} = 0.19M_{\odot}$  で、その電子分率は  $Y_{\text{e}} = 0.476$  であった。そこで、質量が 0.19  $M_{\odot}$  の <sup>56</sup>Ni が電子捕獲反応によって陽子・中性子の個数比

	$\rho_{\rm c}{=}1{\times}10^9{\rm gcm^{-3}}$	$ \rho_{\rm c} = 5 \times 10^9  {\rm g  cm^{-3}} $
$^{50}$ Ti [ $M_{\odot}$ ]	$3.4\times10^{-14}$	$5.19\times10^{-4}$
$^{54}\mathrm{Cr}\left[M_{\odot} ight]$	$3.32 \times 10^{-8}$	$4.80\times10^{-3}$
$^{55}\mathrm{Mn}~[M_\odot]$	$3 \times 10^{-3}$	$1.40\times 10^{-2}$
$^{54}$ Fe [ $M_{\odot}$ ]	$3.12\times 10^{-2}$	$9.99\times 10^{-2}$
$^{58}$ Fe [ $M_{\odot}$ ]	$1.39 \times 10^{-7}$	$1.43\times 10^{-2}$
$^{58}\mathrm{Ni}~[M_\odot]$	$2.14\times 10^{-2}$	$4.82\times 10^{-2}$
$^{62}\mathrm{Ni}~[M_{\odot}]$	$1.4 \times 10^{-3}$	$4.22\times10^{-3}$
合計質量 $[M_{\odot}]$	0.06	0.19
電子分率	0.480	0.476
発生するニュートリノの個数	$1.30\times10^{54}$	$5.38\times10^{54}$

表 5.4 中心密度が  $\rho_c = 1$ 、5 × 10<sup>9</sup> g cm<sup>-3</sup> の元素合成モデルにおける中性子過剰元素 の生成量と発生するニュートリノの個数

64

が 28:28 から  $Y_{\rm e}$ :1 –  $Y_{\rm e}$  へ変化すると考えると、<sup>56</sup>Ni の原子核あたりに起こる電子捕獲 反応の平均回数 xは $x = 28 \times (1 - 2Y_{\rm e}) = 1.35$ となる。したがって、放出されるニュート リノの個数  $\nu_{\rm e \ Ia}$ は以下で与えられる。

$$\nu_{\rm e\_Ia} = x \times \frac{M_{\rm total}}{56 \times amu} = 0.007 \,\nu_{\rm e\_CC} \tag{5.7}$$

中心密度が  $\rho_c = 1 \times 10^9 \, \text{g cm}^{-3}$ のモデルのニュートリノフラックスも同様の手法で求めたので、これを表 5.4 に示す。高密度な白色矮星による Ia 型超新星から発生するニュートリノの個数は、重力崩壊型超新星のものより 2 桁以上少ないが、低密度な白色矮星による Ia 型超新星から発生するニュートリノの個数より 4 倍程度大きいことがわかった。

最後に、ニュートリノの個数をフラックスに変換する。Leung and Nomoto (2018)によると、DDT モデルにおける白色矮星の爆発のタイムスケールは  $\tau_{Ia} = 1s$  なので、これをニュートリノ放出のタイムスケールとして採用する。Ia 型超新星が距離 d kpc で起こったとすると、そのニュートリノフラックス  $F_{\nu_{Ia}}$  は以下で与えられる。

$$F_{\nu\_\mathrm{Ia}} = \frac{1}{4\pi d^2} \frac{\nu_{\mathrm{e\_Ia}}}{\tau_{\mathrm{Ia}}} = \frac{\nu_{\mathrm{e\_Ia}}}{\nu_{\mathrm{e\_CC}}} \left(\frac{50\,[\mathrm{kpc}]}{d\,[\mathrm{kpc}]}\right)^2 \times F_{\nu\_\mathrm{CC}}$$
$$\sim 0.007 \left(\frac{50\,[\mathrm{kpc}]}{d\,[\mathrm{kpc}]}\right)^2 \times F_{\nu\_\mathrm{CC}}$$
(5.8)

したがって、高密度な白色矮星が起こす Ia 型超新星からのニュートリノフラックスは重 力崩壊型超新星のものより2桁ほど低いため、カミオカンデにおいて検出可能な距離は1桁 ほど低い ~ kpc となる。当時のカミオカンデと比較した検出の感度は、現在稼働中のスー パーカミオカンデでは約 20 倍、将来計画であるハイパーカミオカンデでは約 200 倍とされ ているから、検出可能な距離はこの値の根号に比例して大きくなる。したがって、高密度 な白色矮星が起こす Ia 型超新星からのニュートリノが検出可能な距離は、スーパーカミオ カンデでは銀河系を含む ~ 20 kpc、ハイパーカミオカンデではマゼラン雲を含む ~ 70 kpc と見積もることができる。重力崩壊型超新星、高密度な白色矮星が起こす Ia 型超新星、低 密度な白色矮星が起こす Ia 型超新星のニュートリノのフラックス比は 143:1:0.25 にな るため、上記で求めた範囲で起こる超新星爆発に対しては、その種類の判別が可能である。 したがって、ニュートリノ観測は重力崩壊型超新星の爆発機構だけでなく、Ia 型超新星の 親星、ひいてはその中心密度の多様性が反映される重要な手法であることがわかる。

#### 5.5.7 隕石における<sup>50</sup>Ti と<sup>54</sup>Cr の同位体組成比異常との関連

高密度な白色矮星の中心部において生成される Ti や Cr の核種はほとんどが <sup>50</sup>Ti と <sup>54</sup>Cr であり、地球上で豊富な <sup>48</sup>Ti や <sup>52</sup>Cr とは異なる核種である。しかし太陽系の隕石中でも 「炭素質コンドライト」と呼ばれているものの中に含まれる微粒子には <sup>48</sup>Ca、<sup>50</sup>Ti、<sup>54</sup>Cr といった中性子過剰な同位体が異常に含まれているものが見つかっている(Dauphas et al. 2010, 2014; Warren 2011; Nittler et al. 2018)。これらの中性子過剰な同位体は太陽系形成 時に付近で起こった超新星爆発による物質が太陽系に降り注いだことで隕石に取り込まれ たと考えられている。現在この同位体異常の起源は(1)3C 397 のような高密度な Ia 型超 新星、(2) 電子捕獲型超新星の 2 つが候補として議論されている。高密度な Ia 型超 新星、(2) 電子捕獲型超新星の 2 つが候補として議論されている。高密度な Ia 型超新星 の観測的な証拠が初めて見つかったことは前者の説を支持することになる。加えて Nittler et al. (2018)では <sup>54</sup>Cr の異常が最も大きかった粒子は最も小さいサイズ( $\leq$  80 nm)をも つものだった。これは Ia 型超新星のダスト形成の理論と定性的に一致しており、同位体異 常の起源であることを支持する。一方で、電子捕獲型超新星もその観測的な発見が最近に なって初めて報告されており(Hiramatsu et al. 2021)、起源の同定についてはこれらの超新 星のさらなる観測や、はやぶさ 2 がリュウグウから採取したサンプルの解析が重要となる だろう。

#### 5.6 まとめと XRISM 衛星への展望

本章では、超新星残骸 3C 397 の鉄族元素の空間分布測定を目標として XMM-Newton 衛 星による新たな観測データを解析した。その結果、残骸の南部において Cr と Fe のフラッ クス比が大きい領域を発見し、この領域を South と名付けて解析を行った。South 領域か ら抽出した X 線スペクトルからは、Ia 型超新星の主要な生成元素である鉄族元素や中間質 66

量元素からの K 殻輝線に加えて、Ia 型の超新星残骸からは実質初となる Ti からの K 殻輝 線を検出した。South 領域の X 線スペクトルは 2 つの温度成分を持つ電離非平衡プラズマ によって再現され、測定した質量比 Ti/Fe、Cr/Fe、Mn/Fe、Ni/Fe はそれぞれ 0.014<sup>+0.004</sup><sub>-0.004</sub>、  $0.106^{+0.011}_{-0.009}$ 、 $0.050^{+0.009}_{-0.009}$ 、 $0.18^{+0.07}_{-0.03}$ であった。特に質量比 Ti/Fe、Cr/Fe の値は、South 領 域が白色矮星の中心部で起こる電子捕獲反応の寄与なしでは説明できず、South 領域は白 色矮星の高密度領域を起源としていることがわかった。この質量比を Leung and Nomoto (2018)で計算された Ia 型超新星の元素合成計算と比較した結果、3C 397 の親星の中心密 度が  $\rho_{\rm c} \sim 5 \times 10^9 \, {\rm g \, cm^{-3}}$  という、Woosley (1997)で典型的な near- $M_{\rm Ch}$  として考えられ ていた  $ho_{
m c} \sim 2 \times 10^9 \, {
m g \, cm^{-3}}$  よりも数倍高かったこと明らかにした。さらに、今回検出され た Ti を 5 つある安定同位体の中でも最も中性子が過剰な <sup>50</sup>Ti であると解釈し、3C 397 の ような高密度な白色矮星が Ia 型超新星全体の約2割を占めることを明らかにした。超新星 残骸から Ia 型超新星の親星の中心密度を制限したのは本研究が初であり、超新星の観測や 銀河団の元素組成比から示唆されていた near-M<sub>Ch</sub>、sub-M<sub>Ch</sub> という 2 つの親星の多様性 に加えて、高密度な near-M<sub>Ch</sub> の親星が存在するという新たな親星の存在を明らかにした。 しかし、この高密度な near-M<sub>Ch</sub> の親星が節 2.1 で示した図 2.1(b)における Ia 型超新星 の多数の分類において、どのクラスを担っているのかについては未解決である。高密度な near-M<sub>Ch</sub>を親星とする Ia 型超新星は全体の 2 割程度であることを考えると、典型的な Ia 型超新星「Normal SN Ia」ではないと考えられる。しかし、この高密度な near-M<sub>Ch</sub> を親 星とする Ia 型超新星が Philips の関係をみたす Ia 型超新星と重複するようなサブクラスに 属していた場合、これは宇宙論パラメータの決定精度に系統誤差を与えることとなる。し たがって、今後の展望として、爆発時の中心密度だけでなく、3C 397 の親星の性質(例え ば、爆発エネルギーや金属量)を制限し、高密度な near-M<sub>Ch</sub> の親星が起こす Ia 型超新星 がどのサブクラスに分類できるのか、またそれを見分けるための観測可能量は何かを明ら かにすることが挙げられる。さらに、3C 397 に限らず、銀河系内やマゼラン雲に存在する Ia 型の超新星残骸についても元素組成比の測定から親星の性質を系統的に調査することで、 「Normal SN Ia」の起源を明らかにしていく。しかし、Ia 型の超新星残骸の中には鉄族元素 の絶対量が少なかったり、電子温度が低いために K 殻輝線の観測が困難な天体も存在する。 そこで元素組成比の新たな測定手段として、鉄やニッケルからのL 殻輝線の分光が挙げら れる。鉄やニッケルからの L 殻輝線のエネルギーは 0.5 – 1.5 keV の間に存在し、光子数が K 殻輝線と比較して桁で多いこと、低い電子温度でも放射が起こることが利点となる。し かし、既存の CCD 検出器の典型的なエネルギー分解能は ~ 100 eV であり、これらの L 殻 輝線を分光できない。現在稼働している衛星には分散光を用いた高分解能な検出器も搭載 されているが、超新星残骸が空間的に広がっているためにその分解能を活かせないという 問題があった。これらの問題を解決すると期待されているのが 2022 年度に打ち上げ予定の XRISM 衛星である。XRISM 衛星は既存の CCD 検出器よりも分光性能に優れたマイクロ

カロリメータ検出器を搭載しており、X 線を熱に変換して検出するという新たな測定原理 に基づいているため、超新星残骸のような広がった天体でもエネルギー分解能を維持して 観測できる。一方で、超新星残骸で見られるイオンの電離度は He-like から Ne-like であ り、現在これらの電離度をもつ鉄やニッケルがからの L 殻輝線の実験データは不足してい る。さらに、電離非平衡プラズマにおける鉄族元素のイオンの割合や輝線の強度比などの 振る舞いは、実験的に確かめられていない。これらの問題によって、元素組成比の測定には 大きな系統誤差が生じることが予想される。そこで、次章では地上プラズマ分光実験を通 じた L 殻輝線の中心エネルギー測定と、電離非平衡プラズマ中の輝線の時間発展の調査に ついて述べる。

## 第6章

# 精密 X 線分光観測にむけた地上プラ ズマ分光実験

#### 6.1 背景·目的

節 5.6 では 2022 年度に打ち上げ予定の XRISM 衛星が実現する精密 X 線分光によって、 超新星残骸からの X 線、特に 0.5 – 2.0 keV のエネルギー帯域に存在する既存の CCD 検出 器では分光できなかった鉄やニッケルの L 殻輝線の観測が期待されていることを述べた。 この L 殻輝線を用いたプラズマ診断は超新星残骸の元素組成比測定の精度を飛躍的に高め るが、これを実現するためには電離非平衡プラズマモデルで用いる原子データを充実させ、 系統誤差を減少させることが必要不可欠である。一般に、3.3.3 超新星残骸で見られるイオ ンの電離度は He-like から Ne-like であるが、現在これらの電離度における鉄やニッケルが 放射する L 殻輝線の実験データは不足している。加えて、電離非平衡プラズマにおける鉄 族元素からの輝線の時間発展やイオンの存在比は、実験によって実際に確かめられていな い。そこで我々は核融合プラズマの実現に向けてプラズマ地上実験を行なっている核融合 化学研究所の Large Helical Device(LHD)に着目した。この LHD では超新星残骸と同 等の電子温度を持つプラズマを生成し、鉄族元素を注入することでその X 線放射を分光測 定できる。そこで、我々はこの LHD を用いて、超新星残骸に近い環境のもとでのプラズマ 分光実験を行い、(1)中間的な電離度(He-like から Ne-like)を持つ鉄族元素からの L 殻 輝線の中心エネルギーを測定すること、(2)輝線の時間発展やイオンの存在比を明らかに することを目的として、データ解析を行った。

#### 6.2 実験装置・測定原理

#### 6.2.1 LHD の概要

Large Helical Device(LHD)は、岐阜県土岐市にある核融合科学研究所に設置されてい る地上プラズマ実験装置であり、核融合炉の実現を目標としてプラズマの物理現象や定常 維持の研究を行なっている。

ここでいう核融合とは、項 1.1.1 で述べたような恒星内部で起こる水素燃焼ではない。例 えば、p-p chain の一番最初の反応である陽子 2 つが水素を作る反応の平均反応時間は太陽 コアでも ~ 10<sup>10</sup> yr であるため、地球上での実現は難しい。そこで、地上の核融合炉では、 重水素 (D) と三重水素 (T) を使った以下のような反応によってエネルギーを取り出すこ とを目指している。

$$D + T \longrightarrow {}^{4}He + n + 17.6 \,\mathrm{MeV}$$
 (6.1)

この反応を起こすためには、高温( $T \sim 10^8$  K)かつ高密度( $n \sim 10^{13}$  cm<sup>-3</sup>)のプラズ マを安定して閉じ込める必要がある。

そこで、LHD では図 6.1 (a) に示すようなヘリオトロン配位を採用している。これは ヘリカルコイルと呼ばれるひねりを加えたコイルによってトーラス状の容器を周回する磁 場を形成する。LHD のつくる磁場の強さは  $B \sim 3$ T であり、プラズマ中の荷電粒子は ローレンツ力を受けて磁力線に巻きつくことでトーラス内を周回し、プラズマは安定して 容器に保持される。LHD に形成されるプラズマの主半径は  $R_{\text{major}} = 3.6$  m で、小半径は  $R_{\text{minor}} \sim 0.6$  m である。

LHD ではプラズマの加熱機構として、電子サイクロトロン共鳴加熱(Electron Cyclotron Heating: ECH)と、中性粒子ビーム入射加熱(Neutral Beam Injection heating: NBI)の 2 つを用いている。ECH は LHD 中で周回運動する電子のサイクロトロン周波数とその整 数倍に近い周波数(77、154 GHz)を持つミリ波を入射し、ミリ波のつくる電場によって電 子を共鳴させることでエネルギーを与える機構である。一方、NBI は水素の陽イオンまた は負イオンを電場で加速し、中性化してからプラズマ中に注入して加熱する機構である。 注入された中性水素は電荷交換反応や中性水素の衝突電離によってエネルギーを注入する。 LHD には 5 台の NBI が設置されており、その内の 3 台は磁力線の接線方向にエネルギー が ~ 150 keV の中性水素を、残りの 2 台は磁力線の垂直方向に ~ 50 keV 中性水素を注入 する(図 6.1)。

以上の方法でプラズマを高温に加熱し、安定した後は不純物を注入することによってそ のふるまいを観測することができる。不純物の注入方法は3つ存在し、気体をそのまま注



図 6.1 LHD が採用しているヘリオトロン配位の概略図(Oishi et al. 2017)。



図 6.2 LHD 制御室の写真。

入する方法 (gas)、固体をそのまま注入する方法 (pellet)、トレーサー内蔵固体ペレット (Tracer-Encapsulated Solid Pellet: TESPEL) を注入する方法が存在する。

LHD プラズマ実験の制御は全て図 6.2 で行われており、3 分ごとにプラズマの点火が行われている(これを 1 ショットと呼称する)。次項では LHD に搭載されている装置による 電子温度、電子密度の測定原理と、分光機器について述べる。



図 6.3 分光機器の光学系の概略図(Chowdhuri et al. 2008)。

#### 6.2.2 LHD におけるプラズマの測定原理

LHD では電子温度と電子密度の測定手法として、トムソン散乱を用いた手法が用いられ ている。電子に電磁波を注入すると、電子が電気双極子放射を起こし、電磁波を放射する。 この過程の始状態と終状態に着目すると、これは電磁波の弾性散乱過程とみなせる。特に、 散乱の前後で波長の変化が起こらない過程はトムソン散乱とよばれ、可視光などの低周波 の電磁波を注入したときに起こる。一方、プラズマ中の電子は温度をもつマクスウェル分 布に従う速度を持つため、散乱光のスペクトルはドップラー効果によって電子の温度を反 映した幅をもつ。この幅を測定することによって電子温度を測定できる。また、散乱の強 度も電子密度に比例することから電子密度の測定も可能であるが、その絶対強度について は後述する FIR による測定を組み合わせて行っている。

電子密度のもう1つの測定方法として、FIR laser interferometer というマイケルソン干 渉計を用いた手法が用いられている。プラズマ中に電磁波を通過させたとき、その位相は プラズマの電子密度に応じて変化する。この位相の変化を干渉計によって測定することで、 電子密度を測定できる。レーザー光には波長 119  $\mu$ m、出力 100 mWのCH<sub>3</sub>OH laser を用 いている。電子密度の平均分解能は 5.6 × 10<sup>16</sup> m<sup>-3</sup> である。

LHD の分光機器は分散光を用いる反射型回折格子を採用している。本研究では、EUV-Short と呼ばれる分光機器を用いており、図 6.3 に示すような光学系によって X 線の分光を行っている。溝の間隔は 1200 mm<sup>-1</sup> で、エネルギー分解能は FWHM = 0.08Å (@33.73Å、C VI に対応)をもつ(Chowdhuri et al. 2008)。

#### 6.3 実験内容

Ia 型超新星残骸において、鉄族元素の量は鉄、ニッケル、クロム、マンガンの順に多いため、実験データを充実させるべき優先度もこれに準ずる。鉄に関してはすでに Huang et al.

ショット番号	実験開始時刻	不純物	不純物注入時間 [s]
170679	12:42	Ni (pellet)	4.00
170682	12:51	Mn (TESPEL)	4.05
170694	13:30	N2 (gas)	3.90
170698	13:42	Ne (gas)	4.00

表 6.1 本修士論文で解析したショットの情報

(2014)で L 殻輝線の測定が行われているため、今回は Ni の L 殻輝線の測定が適切だと考 えた。しかし、Ni の高階電離 (e.g. Li-like) のイオンからの L 殻輝線の波長は  $\lambda \leq 10$  Å をもち、これは節 6.4 でわかるように波長校正が可能な範囲を超えている。したがって、 LHD における Ni の高階電離のイオンからの L 殻輝線の波長測定に不定性が残ることにな る。また、Cr については単体を LHD に注入することが技術的に困難なため、今回の実験 対象からは除外した。

そこで我々は Ni に加えて Mn の測定も行った。その理由として、Mn は Ni よりも原子 番号が小さいため高階電離のイオンからの L 殻輝線の波長が長く、波長校正ができる範囲 内に収まること、中間的な電離度である Li-like から Ne-like のイオンを安定して維持する ことが比較的簡単であることがあげられる。

以上を踏まえて、我々は Ni と Mn、そして波長校正のために窒素とネオンを注入元素 として実験を行った。実験の実施日は 2021 年 10 月 21 日で、本修士論文において解析 に用いた各ショットの情報は表 6.1 に示す。ただし、各ショット間において磁場の強さは B = 2.75 T で、磁気軸の位置  $R_{\text{ax}}$  は、LHD の中心を R = 0 とおいた動径座標において  $R_{\text{ax}} = 3.6 \text{ m}$  であった。

#### 6.4 波長校正

LHD の分光機器は実験の度にその位置を観測したい波長に合わせて変更するため、既 知の輝線を用いて検出器の位置と波長の関係を対応づける波長校正を行う必要がある。今 回の実験で波長校正に用いた輝線は LHD の装置内にもともと不純物として存在している 炭素、酸素、鉄といった元素と、波長校正のために注入した窒素とネオンのものを用いた。 図 6.4 に窒素とネオンを注入したときの光度曲線を示す。高度曲線のうち、*t* = 3.5 – 5.5 s の期間にはプラズマの加熱が行われており、高いカウント数を示しているが、NBI によっ て注入される中性水素によるノイズが大きい。そこで、加熱終了後の比較的滑らかな光度 曲線を示す時間領域について、スペクトルを積算することとした。図 6.5、6.6 に積算した スペクトルをそれぞれ示す。このスペクトルから、波長と検出器のチャンネル間の対応を



図 6.4 N<sub>2</sub> と Ne のショットにおける光度曲線と、温度の時間変化。青色の時間領域の スペクトルを積算した。

求めてプロットしたものを図 6.7 に、波長校正に用いた輝線の種類とその中心エネルギー を表 6.2 に示す。この対応関係をもとに、波長とチャンネルの関係を二次関数で最適化し た。最適化には Python のライブラリである SciPy に搭載されている optimize モジュール の curve\_fit 関数を用いた。その結果として、x 軸にチャンネル、y 軸に波長をとったとき の最適化された関係式は以下で与えられる。

$$y = 2.0 + 0.019x^1 + 0.000024x^2 \tag{6.2}$$

以降はこの対応関係をもとに波長校正を行ったスペクトルを用いる。



図 6.5 N<sub>2</sub> のショットにおける、チャンネルとスペクトルの関係。ただし、スペクトル は図 6.4 で示した時間領域で積算している。



図 6.6 Ne のショットにおける、チャンネルとスペクトルの関係。ただし、スペクトル は図 6.4 で示した時間領域で積算している。

イオン	重于遷移	波長の埋論値(A)
Ne X	$3p \rightarrow 1s$ (Ly $\beta$ )	10.24
Ne IX	3p -> 1s (r)	11.55
Ne X	$2p \rightarrow 1s$ (Ly $\alpha$ )	12.13
Fe XVII	3d -> 2p (L-line)	15.01
O VIII	$3p \rightarrow 1s$ (Ly $\beta$ )	16.01
Fe XVII	3s -> 2p (L-line)	16.78
Fe XVII	3s -> 2p (L-line)	17.05
O VIII	$2p \rightarrow 1s$ (Ly $\alpha$ )	18.97
N VII	$3p \rightarrow 1s$ (Ly $\beta$ )	20.91
O VII	2p -> 1s (r)	21.60
O VII	2p -> 1s (x, y)	21.80
N VII	$2p \rightarrow 1s$ (Ly $\alpha$ )	24.78
C VI	$3p \rightarrow 1s$ (Ly $\beta$ )	28.47
C VI	$2p \rightarrow 1s$ (Ly $\alpha$ )	33.73
C V	2p -> 1s (r)	40.27
C V	2p -> 1s (x, y)	40.73

表 6.2 波長校正に用いた輝線の情報



図 6.7 波長校正のための輝線の波長とチャンネルの対応関係のプロット。この点をも とに、波長とチャンネルの対応関係を二次関数でフィットした。

#### 6.5 鉄族元素からのL 輝線同定

#### 6.5.1 Ni からの L 殻輝線の中心エネルギー測定

まず、図 6.8 に Ni を注入したショットにおけるエネルギーの注入と、プラズマの磁気 軸の位置における電子の時間変化を示す。プラズマの電子温度は、エネルギーの注入量に 伴って変化している。例えば、t ~ 4.0s 付近で電子温度が上昇しているのは、5 台の NBI に加えて ECH による加熱が開始したことに対応しており、t ~ 5.0s 付近で電子温度が下 がるのは NBI1、NBI2 からのエネルギー注入が終了したことに対応している。図 6.9 に、 プラズマからの放射の光度曲線を示す。まず、t = 4.0 – 4.15 s の光度曲線は不純物を注入 した t ~ 4.0s で強いピークを持ち、その後に激しく変化しているが、電子温度は一定であ る。次に、*t* = 4.5 – 5.0 s の領域は、光度曲線と電子温度がともに安定している。最後に、 t = 5.4 – 5.8 s 光度曲線はプラズマの加熱が終了し温度が徐々に下がっていくのに応じて光 度曲線は落ちていく。この光度曲線のふるまいに基づいて、(1) t = 3.9 – 4.15 s を過渡期、 (2) t = 4.15 - 5.4sの安定期、(3) t = 5.4 - 5.8sの消滅期と名付け、それぞれのスペクト ルを解析した。各時間領域で積算したスペクトルを図 6.10 に示す。まず、過渡期のスペク トルは安定期のものと比較して、F-like、Ne-like の輝線が強く出ていることがわかる。こ れらのイオンは電子温度 ~ 2 keV における電離平衡プラズマにはほとんど存在しないこと から、過渡期のプラズマは雷離非平衡の状態にあると考えられる。一方、消滅期のプラズマ にも低電離のイオンからの L 殻輝線が検出されているが、これは電子温度が下がっている ことを反映していると考えられる。

図 6.10 のスペクトルから同定した輝線を表 6.3 にまとめた。輝線の中心エネルギーは ピーク周辺のカウント数で重心を取ることで測定し、イオンや量子遷移の同定には原子デー タベースである AtomDB を用いた。今回の測定では統計的な推定を行なっていないため、 推定の誤差はつけられないが、輝線の中心から 1 チャンネル分の幅を誤差として採用した。 L 殻輝線は Li-like から Ne-like のイオンのものが確認され、主な量子遷移は 3d → 2p のも のであった。



図 6.8 Ni のショットにおける加熱情報と電子温度の時間変化。



図 6.9 Ni のショットにおける光度曲線と電子温度の時間変化。



図 6.10 過渡期、安定期、消滅期でそれぞれ積算した Ni のスペクトル。黒字は全て Ni からの輝線で、電離度と量子遷移を示した。Ni 以外の不純物からの輝線は青字で示した。

		表 6.3	同定したり	NiのL殻	輝線の中心エネ)	ルギーと量子暹	民	
	イオン		遷移	理論値	理論値との差	他の測定値	他の測定値との差	備
$9.057\pm0.032$	Ni XXVI	Li-ike	$3p \rightarrow 2s$	9.104	-0.0465	9.104	-0.046	波長校正範囲外
$9.352\pm0.033$	Ni XXVI	Li-ike	$3d \to 2p$	9.385	-0.0334	9.385	-0.033	波長校正範囲外
$9.517\pm0.033$	Ni XXVI	Li-ike	$3d \to 2p$	9.529	-0.0125	9.529	-0.012	波長校正範囲外
$9.716\pm0.033$	Ni XXV	Be-like	$3d \to 2p$	9.743	-0.0271	9.743	-0.027	波長校正範囲外
				9.633	0.0834	9.633	0.083	
$9.952\pm0.034$	Ni XXV	Be-like	$3d \to 2p$	9.968	-0.0166	9.970	-0.018	波長校正範囲外
$10.328 \pm 0.034$	Ni XXIV	<b>B-like</b>	$3d \to 2p$	10.441	-0.1130	ı		実験データなし
				10.277	0.0510	ı		実験データなし
$10.793\pm0.035$	Ni XXIII	C-like	$3\mathrm{d}  ightarrow 2\mathrm{p}$	10.788	0.0054	ı		実験データなし
$11.287\pm0.036$	Ni XXII	N-like	$3d \to 2p$	11.248	0.0386	·		実験データなし
	Ni XXI	O-like	$3d \to 2p$	11.319	-0.0320	11.318	-0.031	
$11.502\pm0.036$	Ni XXI	O-like	$3d \rightarrow 2p$	11.517	-0.0148	11.517	-0.015	
$11.810\pm0.036$	Ni XX	F-like	$3d \rightarrow 2p$	11.832	-0.0213	11.832	-0.022	
				11.841	-0.0312	11.846	-0.036	
				11.872	-0.0621	11.874	-0.064	
$12.100\pm0.037$	Ni XX	F-like	$3d \to 2p$	12.112	-0.0126	12.112	-0.012	
				12.130	-0.0302	12.130	-0.030	
$12.432\pm0.037$	Ni XIX	Ne-like	$3d \to 2p$	12.435	-0.0034	12.435	-0.003	
$12.637\pm0.037$	Ni XIX	Ne-like	$3d \to 2p$	12.656	-0.0195	12.656	-0.019	
$13.298 \pm 0.038$	Ni XX	F-like	$3s \to 2p$	13.282	0.0160	13.282	0.016	
				13.256	0.0424	13.256	0.042	
$13.472\pm0.038$	Ni XIX	Ne-like	$3s \to 2p$	13.322	0.1500	·	ı	実験データなし
				13.450	0.0214	ı	ı	実験データなし
$13.765 \pm 0.039$	Ni XIX	Ne-like	$3s \to 2p$	13.779	-0.0138	13.779	-0.014	
$14.053 \pm 0.039$	Ni XIX	Ne-like	$3s \to 2p$	14.043	0.0104	14.043	0.010	

80



図 6.11 Mn のショットにおける加熱情報と電子温度の時間変化。

#### 6.5.2 Mn からの L 殻輝線の中心エネルギー測定

Mn のデータについても 6.5.2 と同様な手順で輝線の同定を行った。図 6.11 と図 6.12 に Mn を注入したショットの加熱情報と光度曲線をそれぞれ示す。光度曲線から、過渡期とし  $\tau t = 4.0 - 4.15$ s、安定期として (2) t = 4.25 - 4.75s、消滅期として t = 5.4 - 5.8s を選 択し、スペクトルの解析を行った。各時間領域で積算したスペクトルを図 6.13 に示す。Ni と同様に、過渡期のスペクトルからは安定期で確認できない N-like、Ne-like の輝線が検出 されており、やはり電離非平衡の状態にあることが確認できた。

図 6.13 で同定した輝線を表 6.4 にまとめた。L 殻輝線は Li-like から Ne-like のイオン のものが確認され、主な量子遷移は 3d  $\rightarrow$  2p のものであったが、短波長において Li-like のイオンからの高い主量子数 (e.g., n = 4,5) からの遷移と考えられる L 殻輝線を検出し た。また、Mn XVI (Ne-like) の 3s -> 2p による輝線  $\lambda = 18.946$  Å については、O VIII の Ly $\alpha$  ( $\lambda = 18.97$  Å) と近い中心エネルギーをもつため、その強度や中心エネルギーは正 しく測定できていない可能性が高い。Mn の輝線に関しては Atomdb にデータがないもの がいくつかあったが、Ni のスペクトル構造から推測して同定を行った。



図 6.12 Mn のショットにおける光度曲線と電子温度の時間変化。



図 6.13 過渡期、安定期、消滅期でそれぞれ積算した Ni のスペクトル。

観測した波長 [Å]	イオン		遷移	理論値	理論値との差	備考
$8.105 \pm 0.031$	Mn XXIII	Li-like	5d  ightarrow 2p	8.095	0.010	波長校正範囲外
$8.671 \pm 0.032$	Mn XXIII	Li-like	$4p \to 2s$	8.700	-0.029	波長校正範囲外
				8.689	-0.018	
$9.025 \pm 0.032$	Mn XXIII	Li-like	$4s \rightarrow 2p$	9.053	-0.028	波長校正範囲外
				8.968	0.057	
	Mn XXII	Be-like	$4p \rightarrow 2s$	9.047	-0.022	
$11.557\pm0.036$	Mn XXIII	Li-like	$3p \to 2s$	11.597	-0.040	
				11.553	0.003	
$11.989\pm0.037$	Mn XXIII	Li-like	$3d \to 2p$	12.019	-0.030	
	Mn XXII	Be-like	$3p \to 2s$	11.916	0.073	
$12.156\pm0.037$	Mn XXIII	Li-like	$3d \to 2p$	12.163	-0.007	
$12.452 \pm 0.037$	Mn XXII	Be-like	$3d \to 2p$	12.462	-0.010	
$12.811\pm0.038$	Mn XXII	Be-like	$3d \to 2p$	12.811	0.000	
$13.013\pm0.038$	Mn XXI	B-like	$3d \to 2p$	13.004	0.009	
$13.262\pm0.038$	Mn XXII	Be-like	$3s \to 2p$	13.260	0.001	
$13.509\pm0.039$	Mn XX	C-like	$3d \to 2p$	13.527	-0.018	
$14.093 \pm 0.039$	Mn XIX	N-like	$3d \to 2p$	14.126	-0.032	
$14.847\pm0.04$	Mn XVIII	O-like	$3d \to 2p$	14.861	-0.015	
$15.189\pm0.041$	Mn XVIII	O-like	$3d \to 2p$	15.190	-0.001	
$15.679\pm0.041$	Mn XVII	F-like	$3d \to 2p$	-	-	重複があり、判別できず
	Mn XVI	Ne-like	$3d \to 2p$	-	-	
$16.009\pm0.041$	Mn XVI	Ne-like	$3d \to 2p$	16.009	-0.001	O VIII Lyβ と重複
$16.617\pm0.042$	Mn XVI	Ne-like	$3d \to 2p$	16.679	-0.062	
$16.871 \pm 0.042$	Mn XVI	Ne-like	$3d \to 2p$	16.951	-0.080	
$17.536\pm0.043$	Mn XVII	F-like	$3s \to 2p$	-	-	理論データなし
$17.773 \pm 0.043$	Mn XVII	F-like	$3s \to 2p$	17.792	-0.019	
				17.775	-0.002	
$18.669\pm0.044$	Mn XVI	Ne-like	$3s \to 2p$	-	-	理論データなし
$18.964\pm0.045$	Mn XVI	Ne-like	$3s \to 2p$	-	-	O VIII Lyα と重複

表 6.4 同定した Mn の L 殻輝線の中心エネルギーと量子遷移

### 6.6 Mn の輝線の時間発展

節 6.5 では、本研究の 1 つ目の目的である鉄族元素からの L 殻輝線の同定と中心エネ ルギーの測定を行った。しかし、Ni の輝線については波長校正の領域外のため、外挿した 波長を用いた輝線同定となった。一方で Mn の測定においては、Li-like から Ne-like から の  $3d \rightarrow 2p$  の量子遷移の輝線が全て波長校正の範囲に入っており、理論値との差もエネル ギー分解能に収まる範囲である。



図 6.14 Li-like から Ne-like の Mn の輝線強度の時間発展。



図 6.15 図 6.14 において、t = 5.4 – 5.8 sの領域を拡大したもの。

以上を踏まえて、2 つ目の目的であるプラズマ中の鉄族元素の振る舞いの調査は Mn を用 いるのが最適であると判断した。節 6.5 の解析では、Mn の Li-like から Ne-like イオンか らの 3d → 2p の輝線を検出できた。そこで、これらの輝線の時間変化を、輝線付近のチャ ンネルのカウント数の変化をみることで調べた。6.15 に各輝線の時間変動を表す。消滅期 における輝線は、電子温度が下がっていくとともに、高電離のイオンからの放射が弱くな り、低電離のイオンからの放射が次々に現れる様子が確認できる。

この時間発展のふるまいを定量的に議論するために、時間ごとにおける輝線強度と、測定 した電子温度をもつ電離平衡プラズマにおけるイオンの存在比を比較した。比較する輝線 として Li-like、Be-like、B-like、C-like、N-like、O-like、Ne-like の  $3d \rightarrow 2p$  の遷移と、 F-like の  $3s \rightarrow 2p$  の遷移のものを選んだ。また、輝線の放射率の計算は電子温度をして行 うが、LHD プラズマは電子温度と電子密度は空間分布をもっており、単一の温度ではない。 そこで、電子密度によって電子温度の重みづけ平均をとることで平均の電子温度を代表させた。これを図 6.16 に示す。

#### 6.7 まとめと展望

本章では、地上プラズマ分光実験を行なっている NIFS の LHD を用いて、様々な電離度 をもった鉄族元素からの L 殻輝線を分光し、その中心エネルギーやイオンの同定を行った。 その結果、Ni や Mn の Li-like から Ne-like にわたるイオンからの L 殻輝線を同定した。 同定した輝線の中には、実験データが存在していなかったり、理論的な近似値が計算されて いない遷移のものもあった。今後の課題として、統計的な手法を用いた誤差も含めた評価 や、バックグラウンドの見積もりをおこなう必要があげられる。また今回同定しきれなかっ た輝線についても、輝線の時間発展や強度比を議論することでその遷移を特定していく。

次に、同定した Mn の輝線の時間発展を追うことで、そのプラズマ中の振る舞いを調査 した。その結果、電子温度が下がっていくとともに、高電離のイオンからの放射が弱くな り、低電離のイオンからの放射が次々に現れる様子を捉えることができた。今後はプラズ マの空間分布や、電離非平衡な状態も加味した解析を行い、理論プラズマモデルの検証予定 を行う予定である。



図 6.16 Li-like から Ne-like のイオンからの L 殻輝線強度の時間発展と電離平衡プラ ズマモデルとの比較。輝線強度は青で、電離平衡プラズマモデルから計算した輝線の放 射率は黒でプロットしている。

### 第7章

## 結論

本研究では、Ia 型超新星の親星である白色矮星の質量を明らかにするため、XMM-Newton 衛星による超新星残骸 3C 397 の X 線撮像分光観測を行い、鉄族元素の空間分布 を調査した。得られた結論を以下にまとめる。

- 1. 残骸南部の領域からフラックス比 Cr/Fe が大きい領域を発見し、そのスペクトルからは Ti の K 殻輝線を検出した。Ia 型超新星残骸から Ti の K 殻輝線を発見したのは 2 例目である。
- 南部領域で測定された質量比 Ti/Fe、Cr/Fe、Mn/Fe、Ni/Fe はそれぞれ 0.014<sup>+0.004</sup><sub>-0.004</sub>、 0.106<sup>+0.011</sup><sub>-0.009</sub>、0.050<sup>+0.009</sup><sub>-0.009</sub>、0.18<sup>+0.07</sup> で、特に質量比 Ti/Fe、Cr/Fe は白色矮星の中 心部で起きる電子捕獲反応の寄与なしでは説明できないことがわかった。
- 3. 電子捕獲反応の効率は白色矮星の中心密度に敏感あることから、3C 397 の親星の中 心密度が  $\rho_{\rm c} \sim 5 \times 10^9 \, {\rm g \, cm^{-3}}$  であったことを明らかにした。爆発前の白色矮星の中 心密度を制限した例は初めての事例である。
- 4. 中性子過剰元素 <sup>50</sup>Ti の生成量を用いることで、3C 397 のような高密度な白色矮星は Ia 型超新星の全体の 2 割程度を占めることがわかった。

2022 年度に打ち上げ予定の XRISM 衛星によって実現する精密 X 線分光に向けて、鉄 族元素の原子データやプラズマ中のふるまいについて理解を深めるために、NIFS の LHD を用いた地上プラズマ分光実験を行い、データ解析を行った。得られた結論を以下にまと める。

- LHD によって超新星残骸と同等の電子温度をもつプラズマを生成し、Li-like から Ne-like にわたる様々な電離度をもった Ni や Mn のイオンからの L 殻輝線を検出 した。
- 2. 検出した L 殻輝線の中心エネルギーを測定し、輝線を出すイオンや量子遷移を同定

した。特に Mn については実験による測定値が存在していないものが多数存在した。

- 3. Mn のデータについて、Li-like から Ne-like のイオンの 3d → 2p の遷移による輝線 の時間発展を調べ、電子温度の低下とともに高電離から低電離の輝線が次々に現れ る様子を捉えた。
- 4. 今後はバックグラウンドの見積もりや感度校正も行い、統計誤差も含めた中心エネ ルギーの測定や、輝線強度比からイオンの存在比についても議論を行う。

## 謝辞

本修士論文は、多くの方々のご指導、ご協力のもと完成いたしました。この場を借りて感 謝の気持ちを述べさせていただきます。

指導教官である山口弘悦准教授には、入学直後のコロナ禍の中、オンラインミーティング を通じて一対一の指導を行っていただき、X 線解析のいろはを教えていただきました。研 究室立ち上げ直後ということもあり、解析ソフトウェアの使い方から天体の物理、研究の心 構えや論文の作成に至るまで、あらゆることを教えていただきました。大学院から X 線天 文学に飛び込んだ私がこの2年間でここまで成長できたのは山口さんのおかげです。心よ り感謝します。

また、核融合科学研究所の村上泉教授と川手朋子助教には、年の瀬にも関わらず出張を歓 迎していただき、本修士論文のプラズマ実験について解析の議論やアドバイスをしていた だきました。

また、宇宙研 X 線グループの他の研究室の先輩や同期、後輩にも非常に良くしていただ きました。同室の御堂岡さんには宇宙研の頼れる先輩として、研究や生活のアドバイスを たくさんいただきました。同じく同室の大間々さんも、その陽気な性格で場を和ませ、部 屋の雰囲気を活発にしていただきました。そして同期の田中くんとは、一緒に修士論文の 執筆をともに最後まで駆け抜けてくれました。宇宙研 X 線グループの研究室間のつながり は、研究室に学生が 1 人という環境を感じさせず、充実した研究生活を送ることができた 重要な要素だったと感じます。本当にありがとうございました。

最後に、ここまで私を育て、自由な人生を選択させてくれた家族に感謝します。

# 引用文献

- [1] Anders, E. and Grevesse, N. 1989 *Geochimica et Cosmochimica Acta* **53**, No. 1, 197–214.
- [2] Arnaud, K. A. 1996 **101**, 17.
- [3] Arnett, W. D. 1969 Astrophysics and Space Science, Volume 5, Issue 2, pp.180-212
   5, No. 2, 180.
- [4] Brown, P. J., Dawson, K. S., de Pasquale, M. et al. 2012 *The Astrophysical Journal* 753, No. 1, 22.
- [5] Cash, W. 1979 The Astrophysical Journal 228, 939–947.
- [6] Chomiuk, L., Soderberg, A. M., Moe, M. et al. 2012 *The Astrophysical Journal* 750, No. 2, 164.
- [7] Chowdhuri, M. B., Morita, S., and Goto, M. 2008 Applied Optics 47, No. 2, 135.
- [8] Dauphas, N., Remusat, L., Chen, J. H. et al. 2010 *The Astrophysical Journal* 720, No. 2, 1577–1591.
- [9] Dauphas, N., Chen, J. H., Zhang, J., Papanastassiou, D. A., Davis, A. M., and Travaglio, C. 2014 *Earth and Planetary Science Letters* 407, 96–108.
- [10] Dave, P., Kashyap, R., Fisher, R., Timmes, F., Townsley, D., and Byrohl, C. 2017 *The Astrophysical Journal* 841, No. 1, 58.
- [11] Hachisu, I., Kato, M., and Nomoto, K. 1996 The Astrophysical Journal 470, L97.
- [12] 2008 The Astrophysical Journal Letters 683, L127.
- [13] Hiramatsu, D., Howell, D. A., Van Dyk, S. D. et al. 2021 Nature Astronomy, 1-8.
- [14] Hirata, K., Kajita, T., Koshiba, M. et al. 1987 *Physical Review Letters* 58, No. 14, 1490–1493.
- [15] Hitomi Collaboration, Aharonian, F., Akamatsu, H. et al. 2017 *Nature* 551, No. 7681, 478–480.
- [16] Huang, X. L., Wang, E. H., Dong, C. F., Morita, S., Oishi, T., Murakami, I., and Goto, M. 2014 *Journal of the Korean Physical Society* 65, No. 8, 1265–1269.

- [17] Iwamoto, K., Brachwitz, F., Nomoto, K., Kishimoto, N., Umeda, H., Hix, W. R., and Thielemann, F.-K. 1999 *The Astrophysical Journal Supplement Series* 125, No. 2, 439–462.
- [18] Jiang, B. and Chen, Y. 2010 Science China Physics, Mechanics and Astronomy 53, No. 1, 267–270.
- [19] Kasen, D. 2009 The Astrophysical Journal 708, No. 2, 1025–1031.
- [20] Kasuga, T., Vink, J., Katsuda, S., Uchida, H., Bamba, A., Sato, T., and Hughes, J. P. 2021 *The Astrophysical Journal* **915**, No. 1, 42.
- [21] Katsuda, S., Mori, K., Maeda, K. et al. 2015 *The Astrophysical Journal* 808, No. 1, 49.
- [22] Kepler, S. O., Kleinman, S. J., Nitta, A., Koester, D., Castanheira, B. G., Giovannini, O., Costa, A. F. M., and Althaus, L. 2007 *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 375, No. 4, 1315–1324.
- [23] Khokhlov, A. M. 1991 Astronomy and Astrophysics 245, 114–128.
- [24] Kilic, M., Hambly, N. C., Bergeron, P., Genest-Beaulieu, C., and Rowell, N. 2018 Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters 479, No. 1, L113-L117.
- [25] Kippenhahn, R. and Weigert, A. 1994 Stellar Structure and Evolution.
- [26] Lach, F., Röpke, F. K., Seitenzahl, I. R., Coté, B., Gronow, S., and Ruiter, A. J. 2020 Astronomy & Astrophysics 644, A118.
- [27] Leahy, D. A. and Ranasinghe, S. 2016 The Astrophysical Journal 817, No. 1, 74.
- [28] Leung, S.-C. and Nomoto, K. 2018 The Astrophysical Journal 861, No. 2, 143.
- [29] 2020 The Astrophysical Journal 888, No. 2, 80.
- [30] Li, W., Bloom, J. S., Podsiadlowski, P. et al. 2011 *Nature* **480**, No. 7377, 348–350.
- [31] Litke, K. C., Chu, Y.-H., Holmes, A. et al. 2017 *The Astrophysical Journal* 837, No. 2, 111.
- [32] Lodders, K. 2003 The Astrophysical Journal 591, No. 2, 1220.
- [33] Maguire, K., Sim, S. A., Shingles, L. et al. 2018 *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **477**, 3567–3582.
- [34] Margutti, R., Soderberg, A. M., Chomiuk, L. et al. 2012 *The Astrophysical Journal* 751, No. 2, 134.
- [35] Margutti, R., Parrent, J., Kamble, A., Soderberg, A. M., Foley, R. J., Milisavljevic,
   D., Drout, M. R., and Kirshner, R. 2014 *The Astrophysical Journal* 790, No. 1, 52.
- [36] Masai, K. 1984 Astrophysics and Space Science 98, No. 2, 367–395.
- [37] Miceli, M., Sciortino, S., Troja, E., and Orlando, S. 2015 The Astrophysical Journal 805, 120.

- [38] Mori, K., Famiano, M. A., Kajino, T. et al. 2018 The Astrophysical Journal 863, No. 2, 176.
- [39] Nittler, L. R., Alexander, C. M. O., Liu, N., and Wang, J. 2018 *The Astrophysical Journal* **856**, No. 2, L24.
- [40] Nomoto, K., Thielemann, F.-K., and Yokoi, K. 1984 *The Astrophysical Journal* 286, 644–658.
- [41] Nomoto, K., Saio, H., Kato, M., and Hachisu, I. 2007 *The Astrophysical Journal* 663, No. 2, 1269.
- [42] Ohshiro, Y., Yamaguchi, H., Leung, S.-C. et al. 2021 *The Astrophysical Journal Letters* **913**, No. 2, L34.
- [43] Oishi, T., Morita, S., Huang, X. et al. 2017 Nuclear Materials and Energy 12, 762–767.
- [44] Pakmor, R., Kromer, M., Taubenberger, S., Sim, S. A., Röpke, F. K., and Hillebrandt, W. 2012 *The Astrophysical Journal* 747, No. 1, L10.
- [45] Pakmor, R., Kromer, M., Röpke, F. K., Sim, S. A., Ruiter, A. J., and Hillebrandt,
   W. 2010 *Nature* 463, No. 7277, 61–64.
- [46] Park, S., Badenes, C., Mori, K. et al. 2013 *The Astrophysical Journal* 767, No. 1, L10.
- [47] Pérez-Torres, M. A., Lundqvist, P., Beswick, R. J. et al. 2014 The Astrophysical Journal 792, No. 1, 38.
- [48] Phillips, M. M. 1993 *The Astrophysical Journal Letters* **413**, L105-L108.
- [49] Porquet, D. and Dubau, J. 2000 Astronomy and Astrophysics Supplement Series 143, No. 3, 495–514.
- [50] Safi-Harb, S., Dubner, G., Petre, R., Holt, S. S., and Durouchoux, P. 2005 *The Astrophysical Journal* **618**, No. 1, 321.
- [51] Saio, H. and Nomoto, K. 1985 Astronomy and Astrophysics 150, No. 1, L21-L23.
- [52] Sato, T., Bravo, E., Badenes, C., Hughes, J. P., Williams, B. J., and Yamaguchi, H. 2020 *The Astrophysical Journal* 890, No. 2, 104.
- [53] Schaefer, B. E. and Pagnotta, A. 2012 *Nature* **481**, No. 7380, 164–166.
- [54] Sedov, L. I. 1959 Similarity and Dimensional Methods in Mechanics.
- [55] Seitenzahl, I. R., Ciaraldi-Schoolmann, F., Röpke, F. K. et al. 2013 *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **429**, No. 2, 1156–1172.
- [56] Shen, K. J., Kasen, D., Miles, B. J., and Townsley, D. M. 2018a *The Astrophysical Journal* **854**, No. 1, 52.
- [57] Shen, K. J., Boubert, D., Gänsicke, B. T. et al. 2018b The Astrophysical Journal

**865**, No. 1, 15.

- [58] Strüder, L., Briel, U., Dennerl, K. et al. 2001 Astronomy & Astrophysics 365, No. 1, L18-L26.
- [59] Tamagawa, T., Hayato, A., Nakamura, S. et al. 2009 *Publications of the Astronomical Society of Japan* **61**, No. sp1, S167-S174.
- [60] Taubenberger, S. 2017 *The Extremes of Thermonuclear Supernovae*, 317.
- [61] Truelove, J. K. and McKee, C. F. 1999 *The Astrophysical Journal Supplement Series* **120**, No. 2, 299.
- [62] Turner, M. J. L., Abbey, A., Arnaud, M. et al. 2001 Astronomy & Astrophysics 365, No. 1, L27-L35.
- [63] Warren, P. H. 2011 Earth and Planetary Science Letters **311**, No. 1, 93–100.
- [64] Webbink, R. F. 1984 The Astrophysical Journal 277, 355–360.
- [65] Whelan, J. and Iben, I., Jr. 1973 The Astrophysical Journal 186, 1007–1014.
- [66] Wilms, J., Allen, A., and McCray, R. 2000 *The Astrophysical Journal* **542**, No. 2, 914.
- [67] Woosley, S. E. 1997 The Astrophysical Journal 476, No. 2, 801.
- [68] Yamaguchi, H., Badenes, C., Petre, R. et al. 2014 *The Astrophysical Journal* 785, No. 2, L27.
- [69] Yamaguchi, H., Badenes, C., Foster, A. R. et al. 2015 *The Astrophysical Journal* 801, No. 2, L31.
- [70] Yamaguchi, H., Acero, F., Li, C.-J., and Chu, Y.-H. 2021 *The Astrophysical Journal Letters* **910**, No. 2, L24.