
2022年第52回 天文・天体物理若手夏の学校
星間現象分科会 集録集

■ 謝辞

2022年度天文・天体物理若手夏の学校は、基礎物理学研究所を始め、国立天文台、光学赤外線天文連絡会、理論天文学宇宙物理学懇談会、天文教育普及研究会、日本天文学会からのご支援により成り立っております。事務局一同厚く御礼申し上げます。

星間現象分科会

■ index

| | | |
|--------|--------|-------------------------------------------------------------|
| 星間 a01 | 有賀 麻貴 | ガンマ線超新星残骸 Puppis A に付随する分子ガスと原子ガス |
| 星間 a02 | 辰己 賢太 | 分子雲と相互作用する超新星残骸の形状進化 |
| 星間 a03 | 小沼 将天 | X線天文衛星「すざく」による超新星残骸 3C 400.2 のプラズマ調査 |
| 星間 a04 | 森川 朋美 | 超新星残骸における低エネルギー宇宙線起源の中性鉄輝線の探査 |
| 星間 a05 | 大場 滉介 | XMM-Newton 搭載の回折分光器 RGS を用いた Ia 型超新星残骸 DEM L71 の X 線分光解析 |
| 星間 a06 | 松永 海 | XMM-Newton を用いた銀河中心のマッピングと G359.0-0.9 の解析 |
| 星間 a07 | 酒井 優輔 | 位置依存型 Richardson-Lucy デコンボリューションを用いた超新星残骸カシオペア A の X 線画像解析 |
| 星間 a08 | 西川 智隆 | 重力崩壊型超新星残骸における加速粒子から生じる高エネルギーガンマ線の観測予測 |
| 星間 a09 | 服部 英里子 | SPH 法を用いた Tycho の超新星残骸の長時間シミュレーション |
| 星間 a10 | 出町 史夏 | 近傍渦巻銀河における巨大分子雲の進化 |
| 星間 a11 | 北野 尚弥 | ALMA ACA による大マゼラン雲超広域 CO 探査:Molecular ridge 領域における分子雲の統計的性質 |
| 星間 a12 | 松本 健 | 小マゼラン雲 N83/N84 領域における ALMA ACA を用いた広域 CO 探査 |
| 星間 a13 | 成田 佳奈香 | QSO J1851+0035 方向の銀河系内分子吸収線系の物理状態と化学組成 |
| 星間 a14 | 西川 薫 | NANTEN Galactic Plane Survey; 機械学習による銀河系内の分子ガス分布の復元 |
| 星間 a15 | 北 郁奈 | 長大フィラメントの起源の理論的研究:星間物質中を移動する重力源が引き起こす現象の数値シミュレーション解析 |
| 星間 a16 | 倉田 昂季 | 恒星風を考慮した星間物質 (ISM) の降着現象 |
| 星間 a17 | 鈴木 大誠 | ALMA 望遠鏡で探る大質量星形成領域 Monoceros R2 |
| 星間 a18 | 関口 るな | X線天文衛星「すざく」の彗星観測データを用いたスペクトルの場所依存性の検証 |
| 星間 b01 | 小橋 亮介 | Tycho' s SNR の星周環境モデルの構築 |
| 星間 c01 | | 講演キャンセル |

星間 a01

ガンマ線超新星残骸 Puppis A に付随する分子ガスと
原子ガス

名古屋大学大学院 理学研究科
有賀 麻貴

ガンマ線超新星残骸 Puppis A に付随する分子ガスと原子ガス

有賀 麻貴 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

超新星残骸の衝撃波で加速された宇宙線陽子と電子は、それぞれ周囲のガスや光子との相互作用によりガンマ線を発生する。宇宙線の主成分は陽子であるため、宇宙線加速を理解する上で超新星残骸 (SNR) に付随する星間ガスを特定することが重要である。また、SNR における宇宙線加速の時間進化の理解も重要な課題である。しかし、中年 SNR での星間ガスの研究は少なく、SNR 周辺の星間環境や被加速陽子のエネルギー等、未解明な点も多い。そこで我々は、GeV ガンマ線 SNR の一つ Puppis A に着目し、NANTEN CO と ATCA & Parkes HI のデータを用いて星間ガスの研究を実施した。CO については、CO $J = 2-1/1-0$ の高い強度比や wing-like な profile が速度 11 km s^{-1} の分子雲で検出され、衝撃波/恒星風による加熱・圧縮と分子雲加速が示唆された。星間ガスは Fermi-LAT のガンマ線ピークと空間的に良く一致しており、陽子起源ガンマ線と考えて矛盾しない。一方、ガンマ線の第 2 ピーク方向には高密度な星間ガスは存在しておらず、電子起源の寄与の可能性もある。また、ガンマ線と星間ガスの対応に基づいて宇宙線陽子のエネルギー W_p を $\sim 10^{47} \text{ erg}$ と推定した。さらに、10 個以上の SNR を含む年齢- W_p プロットとの比較から、Puppis A は宇宙線がエスケープしているフェーズにあることを示唆した。

1 Introduction

相対論的陽子からなる宇宙線の起源は、Hess (1912) による最初の発見以来、宇宙物理学における長年の疑問の 1 つである。超新星残骸 (SNR) は、 $\sim 3 \text{ PeV}$ 以下の宇宙線加速起源であると考えられている (e.g., Bell 1978; Blandford & Ostriker 1978)。最近の観測研究では、SNR で最大 100 TeV までの宇宙線陽子の加速が確認された (e.g., Fukui et al. 2021)。宇宙線の SNR 起源が正しければ、銀河全体の宇宙線量は超新星爆発の頻度、宇宙線のエネルギー密度、銀河円盤に閉じ込められた時間によって決まる (e.g., Gabici 2013)。現在の課題の 1 つは、そのような理論的予測を観測的にサポートすることである。

宇宙線陽子は、星間陽子との p-p collisions によってガンマ線を放出するため、ガンマ線 SNR で星間ガスを調査することは、 W_p を観測的に導出するための鍵を握っている。陽子起源ガンマ線のフラックスは標的となる星間ガスの密度と W_p に比例するため、付随する星間ガスの特定が不可欠である。最近の Sano et al. (2022) で、13 のガンマ線 SNR の年齢- W_p の関係が提示された。彼らは、SNR の年齢と W_p の間に密接な相関があることを発見し、若い

SNR (年齢 $< 6 \text{ yr}$) で正の相関を示し、中年の SNR (年齢 $> 8 \text{ yr}$) では負の相関を示した。後者は SNR からの宇宙線の拡散 (または脱出) によって引き起こされると結論付けられている。ここで、 W_p は陽子起源ガンマ線を仮定して導出されるが、電子起源ガンマ線の成分がいくらか含まれている可能性がある。RX J1713.7-3946 の陽子起源ガンマ線と電子起源ガンマ線を定量化した最近の研究では、2 つの寄与が実際に同程度であることを裏付けている (e.g., Fukui et al. 2021)。年齢と W_p の関係は、SNR における宇宙線加速および脱出メカニズムを理解する上で重要であるが観測されたサンプルは、特に中年の SNR では十分でない。

Puppis A は中年の SNR であり、電波連続波で 50 arcmin の直径を持つシェル型の SNR である。この SNR は、熱的 X 線で明るく光っている (e.g., Dubner et al. 2013)。Xin et al. (2017) では、GeV ガンマ線が検出されており、電波からガンマ線までのスペクトル解析を考慮すると、異なる磁場強度と相対論的粒子のエネルギーの指定により、電子起源モデルと陽子起源モデルの両方のプロセスが可能である。このガンマ線起源について理解するためには、SNR と相互作用

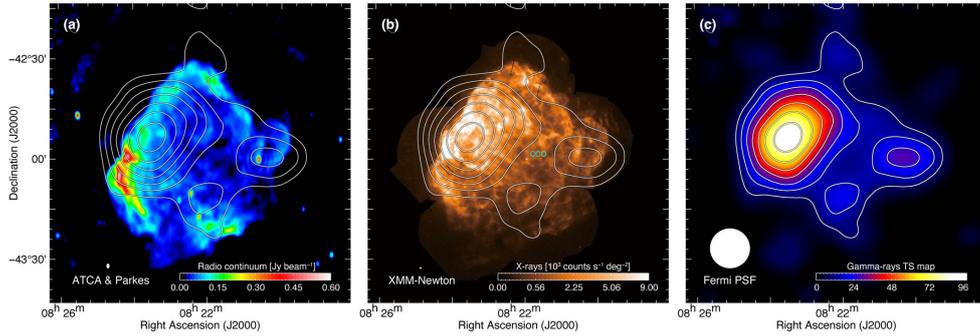


図 1: (a) ATCA & Parkes の 1.4 GHz 電波連続波画像 (Reynoso et al. 2017), (b) XMM-Newton & Chandra の X 線画像 (E : 0.5–7.0 keV), (c) Fermi-LAT のガンマ線画像 ($E > 10$ GeV) (Xin et al. 2017), コントアはガンマ線 TS map の 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 sigma である。

する星間ガスの特定が不可欠である。Puppis A での星間ガスの研究は Dubner & Arnal (1988) や Paron et al. (2008)、Reynoso et al. (2017) で行われているが、SNR 一部での部分的な解析であったり、CO のみや H I のみの研究である。そのため、Puppis A に付随する星間ガスの包括的な空間分布を取得するためには、より広範な取り組みが必要である。

本研究では、電波連続波や X 線、ガンマ線のデータと CO・HI のデータを使用して、Puppis A に付随する星間ガスの新しい研究に着手した。本稿の構成は以下のとおりである。Section 2 ではデータセットについて説明し、Section 3 では CO と HI の強度分布とそれらの運動学的特性を含む結果を示す。Section 4 では、SNR に付随する星間ガスについてガンマ線との関係とともに議論する。Section 5 に結論を示す。

2 Observations

本研究では、付随する星間ガスの特定のために NANTEN2 で観測した $^{12}\text{CO}(J = 2-1)$ ($\Delta\theta \sim 100''$, $\Delta V \sim 0.08 \text{ km s}^{-1}$, $T_{\text{rms}} \sim 0.14 \text{ K}@1 \text{ km s}^{-1}$) と NANTEN $^{12}\text{CO}(J = 1-0)$ (Moriguchi et al. 2001), Australia Telescope Compact Array (ATCA) & Parkes の 21 cm HI (Reynoso et al. 2017) のデータを使用した。また、多波長データとの比較のために ATCA & Parkes の 1.4 GHz 電波連続波 (Reynoso et al. 2017) と XMM-Newton & Chandra の X 線 (e.g., Dubner et al. 2013; Luna et al. 2016) を使

用した。星間ガスとガンマ線の空間分布の比較には Fermi-LAT のデータ (Xin et al. 2017) を使用した。

3 Results

3.1 電波連続波, X 線, ガンマ線の分布

図 1a は、ATCA & Parkes によって取得された 1.4 GHz 電波連続波の分布を示している (Reynoso et al. 2017)。Puppis A は、電波連続波ではシェル状をしており、北東側ではフラットな形状である。特に北東側で明るく光っている。また、シェルから外れた成分が西側の Dec. $\sim -43^\circ$, R.A. $\sim 8^{\text{h}}20^{\text{m}}$ と南側の Dec. $\sim -43^\circ25'$, R.A. $\sim 8^{\text{h}}22^{\text{m}}48^{\text{s}}$ に存在する。

図 1b は、エネルギーバンドが 0.5–7.0 keV の X 線の分布を示す (e.g., Dubner et al. 2013)。Puppis A は熱的 X 線で光っており、フィラメントを伴う中心集中型の分布をしている。SNR 中心には central compact object (CCO) が存在する。また、X 線は北東部で明るく、電波連続波と良い空間相関がある。

図 1c は、Fermi-LAT で得られた GeV ガンマ線の分布である (Xin et al. 2017)。主要なピークは、X 線シェルと一致しており、南と西側にも電波連続波と X 線に対応するピークが見られる (図 1a と 1b)。

3.2 CO と HI の空間分布

図 2a と 2b は、NANTEN $^{12}\text{CO}(J = 1-0)$ と ATCA & Parkes HI の積分強度図である。それぞれ

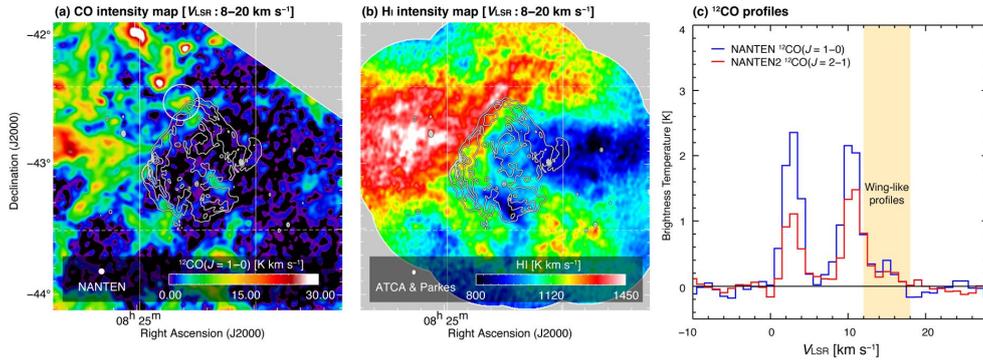


図 2: (a–b) NANTEN $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ と ATCA & Parkes HI の 積分強度図。コントアは ATCA & Parkes の 1.4 GHz 電波連続波 (Reynoso et al. 2017) であり、コントアレベルは 40, 100, 220, 340, 460 mJy beam^{-1} である。(c) 図 2a の白い円で囲まれた領域で抽出した CO プロファイル。

積分範囲は $8-20 \text{ km s}^{-1}$ であり、SNR シェルとの良い空間相関が確認できる。CO は SNR の東側半分に clumpy に分布しており、HI は北東側でシェルに沿って分布している。

3.3 CO 2-1/1-0 比

図 2c は、図 2a の白い円で示す領域から抽出した $^{12}\text{CO}(J=2-1)$ と $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ のプロファイルである。 $V_{\text{LSR}} = 3 \text{ km s}^{-1}$ と 11 km s^{-1} に輝線が確認できる。また、 $V_{\text{LSR}} = 12-18 \text{ km s}^{-1}$ では wing-like なプロファイルが見える。CO 2-1/1-0 比は、 3 km s^{-1} よりも 11 km s^{-1} で高い。

4 Discussion

4.1 Puppis A に付随する分子・原子ガス

CO 2-1/1-0 比は、SNR に付随する分子ガスを特定するためによく使用されている (Seta et al. 1998)。SNR で加熱・圧縮された cloud での典型的な CO 2-1/1-0 比は ~ 1 であり、加熱・圧縮されていない場合の典型的な値は ~ 0.5 である (e.g., for W44 see Yoshiike et al. 2013)。Puppis A の $0-8 \text{ km s}^{-1}$ cloud では CO 2-1/1-0 は 0.5 ほどであったが、北東部分における $8-20 \text{ km s}^{-1}$ cloud では $\sim 0.8-1.1$ と高い値を示した。この高い比は、SNR に起因する加熱・圧縮のためと考えられる。また、CO の wing-like プロファイルも衝撃波加速の指標によく用いられる。

中年の SNR である W28 と W44, IC 443 では $20-40 \text{ km s}^{-1}$ の広い ^{12}CO wing が見えており衝撃波加速によるものと考えられている (e.g., Denoyer 1979; Wootten 1977, 1981)。Puppis A では、 $V_{\text{LSR}} = 12-18 \text{ km s}^{-1}$ で wing-like なプロファイルが確認されたことから $8-20 \text{ km s}^{-1}$ cloud は SNR と相互作用していることを示唆する。

また、CO のプロファイルから $8-20 \text{ km s}^{-1}$ cloud の systemic velocity は $\sim 10-11 \text{ km s}^{-1}$ であり、この速度を Fich et al. (1989) の銀河回転モデルに適用すると、 $d \sim 1.4 \pm 0.1 \text{ kpc}$ である。付随ガスの密度 n_p は、SNR シェルの半径 23.78 とシェルの厚み 6.73 を使用すると $n_p \sim 230 \text{ cm}^{-3}$ と求められる。

4.2 ガンマ線との比較

図 3 は、 $V_{\text{LSR}} = 8-20 \text{ km s}^{-1}$ の星間陽子の柱密度 $N_p(\text{H}_2 + \text{HI})$ の分布である。星間ガスの分布は、SNR 北東部のガンマ線の第 1 ピークと一致していることから、ガンマ線放射の大部分が陽子起源によるものである可能性を示唆する。また、北西のガンマ線の第 2 ピークは、星間ガスがほとんどない場所に位置しているが、これは異なる距離にある別の天体に起因する可能性がある。また、電波連続波や X 線で特徴的な構造が見えているため、電子起源が寄与している可能性も挙げられる。Puppis A のガンマ線は陽子起源が支配的であるとすると、星間陽子の全

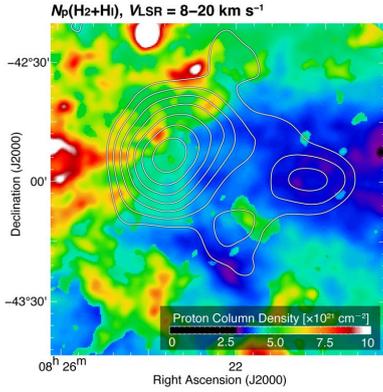


図 3: 付随する分子ガスと原子ガスを足し合わせた柱密度 $N_p(\text{H}_2 + \text{H})$ の分布。コンタはガンマ線を示しており、図 1c と同様である。

エネルギーは以下の式で導出できる。

$$W_p \sim 1.21 \times 10^{48} \left(\frac{n_p}{100 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{d}{1.4 \text{ kpc}} \right)^2 \text{ erg}. \quad (1)$$

付随ガスの特定により得られた星間陽子の密度 $n_p = 230 \text{ cm}^{-3}$ と SNR までの距離 $d = 1.4 \text{ kpc}$ を代入すると、 $W_p \sim 5.3 \times 10^{47} \text{ erg}$ であり、これは超新星爆発で解放される運動学的エネルギーの 0.05% に対応する。

図 4 は、SNR の年齢と W_p の関係を示している (Sano et al. 2022)。他の SNR と比較することで、Puppis A は宇宙線がエスケープしているフェーズにあると考えた。拡散長は、以下の式で与えられる (Gabici et al. 2009)。

$$l_{\text{diff}} = \sqrt{4D(E)t_{\text{age}}}. \quad (2)$$

ここで $D(E)$ は拡散係数であり、単位は $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 、 t_{age} は SNR の年齢であり、単位は second である。 $D(E)$ は粒子のエネルギー E と 磁場 B で以下の式で求まる。

$$D(E) = 3 \times 10^{26} \left(\frac{E}{10 \text{ MeV}} \right)^{0.5} \left(\frac{B}{3 \mu\text{G}} \right)^{-0.5}. \quad (3)$$

ここで、 $t_{\text{age}} > 10000 \text{ yr}$ 、 $E = 10 \text{ GeV}$ 、 $B < 20 \mu\text{G}$ (Reynoso et al. 2018) を採用すると、 $l_{\text{diff}} > 22 \text{ pc}$ である。この距離は、SNR の半径 $\sim 10 \text{ pc}$ よりも大きいことから宇宙線のエスケープを支持する。

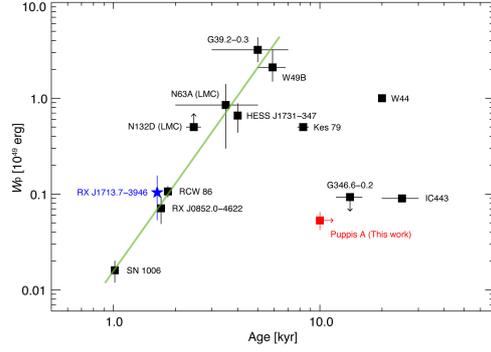


図 4: SNR の年齢と星間陽子の全エネルギー W_p の関係 (Sano et al. 2022)。本研究で導出した Puppis A の W_p は赤の四角で示した。

5 Conclusions

我々は、CO 2-1/1-0 の高い強度比と CO の wing-like なプロファイルから $8-20 \text{ km s}^{-1}$ の分子・原子ガスが Puppis A に付随していることを結論づけた。この同定に続いて、星間ガスとガンマ線の空間分布の比較からガンマ線の陽子起源を支持する結果を得た。また、宇宙線陽子の全エネルギーを $\sim 5.3 \times 10^{47} \text{ erg}$ と推定し、宇宙線陽子の全エネルギーと拡散長から Puppis A は宇宙線がエスケープしているフェーズにあることを示唆した。

Reference

- Bell 1978, MNRAS, 182, 147.
- Blandford & Ostriker 1978, ApJL, 221, L29.
- Denoyer 1979, ApJL, 232, L165.
- Dubner & Arnal 1988, A&AS, 75, 363
- Dubner et al. 2013, A&A, 555, A9.
- Fich et al. 1989, ApJ, 342, 272.
- Fukui et al. 2021, ApJ, 915, 84.
- Gabici et al. 2009, MNRAS, 396, 1629.
- Gabici 2013, Cosmic Rays in Star-Forming Environments, 34, 221.
- Hess 1912, Physikalische Zeitschrift, 13, 1084
- Luna et al. 2016, A&A, 590, A70.
- Moriguchi et al. 2001, PASJ, 53, 1025.
- Paron et al. 2008, A&A, 480, 439.
- Reynoso et al. 2017, MNRAS, 464, 3029.
- Reynoso et al. 2018, MNRAS, 477, 2087.
- Sano et al. 2022, ApJ, 933, 157.
- Seta et al. 1998, ApJ, 505, 286.
- Wootten 1977, ApJ, 216, 440.
- Wootten 1981, ApJ, 245, 105.
- Xin et al. 2017, ApJ, 843, 90.
- Yoshiike et al. 2013, ApJ, 768, 179.

[indexへ戻る](#)

星間 a02

分子雲と相互作用する超新星残骸の進化

甲南大学大学院 自然科学研究科

辰己 賢太

分子雲と相互作用する超新星残骸の進化

辰己 賢太 (甲南大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

超新星残骸 (SNR) と分子雲との相互作用は乱流磁場振幅による粒子加速の促進やガンマ線放射の促進等の効果を通して SNR の性質に大きな影響を及ぼすことが知られている。SNR の形状面への影響については SNR が分子雲にぶつかる現象が存在する。例えば RXJ1713.7-3946 という SNR は分子雲と衝突しても球対称を保ったまま衝撃波面が広がっていく。しかし、G109.1-1.0 という SNR は分子雲と衝突した部分の衝撃波面の形が分子雲によって潰されている。これらの違いは分子雲の内部構造の違いに起因しているのではないかと我々は予想している。超新星爆発は大きく分けて重力崩壊型と Ia 型の 2 種類存在する。重力崩壊型超新星の場合、恒星風や HII 領域の膨張によって分子雲内部の低密度部分が飛ばされ、密度の濃いクランプ状の分子雲構造が残る。そのような場合、衝撃波面はガスクランプの間を通り抜け、球対称を保ったまま広がっていく。しかし Ia 型超新星爆発の場合は恒星風が吹かず、そのまま衝撃波と分子雲が衝突する。本講演では磁気流体シミュレーションコード Athena++ を用いて分子雲のモデルと超新星衝撃波の相互作用シミュレーションを行った結果を報告する。そのシミュレーション結果から衝撃波がどのように広がっていくかを解析し、結果を議論する。

1 Introduction

SNR の衝撃波面が分子雲にぶつかる場合を考える。図 1 のように SNR は分子雲と衝突しても球対称を保ったまま衝撃波面が広がる場合もあれば、図 2 のように SNR は分子雲と衝突した部分の衝撃波面の形が分子雲によって潰されている場合もある。これら

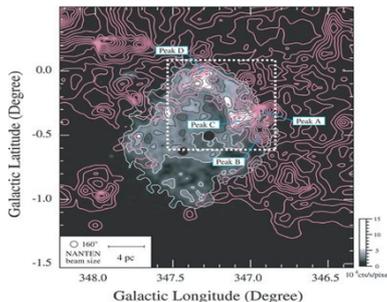


図 1: RXJ1713.7 Sano et al. (2010) 灰色の等高線は X 線強度であり、紫色の等高線は CO(J=1-0) 積分強度

の違いは分子雲の内部構造の違いに起因しているのではないかと我々は予想している。分子雲の内部には超音速の乱流が流れており、乱流によって分子雲

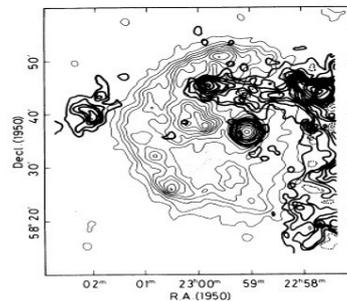


図 2: G109.1 Tatematsu et al.(1990) 薄い黒色の等高線は X 線強度であり、濃い黒色の等高線は CO(J=1-0) 積分強度

内部の密度構造が変化していく。重力崩壊型超新星の場合、Hosokawa & Inutsuka (2006) から恒星風により密度の薄い分子雲が吹き飛ばされ、密度の高い部分だけ残る。そこに SNR の衝撃波面がぶつかるため、ガスクランプ状の分子雲に衝撃波面がぶつかることになる。それに対して Ia 型超新星爆発の場合は恒星風が吹かないため密度の低い部分も残る。そのため分子雲にそのまま SNR の衝撃波面がぶつかる。

本研究では分子雲の密度の違いによって衝撃波面

が分子雲の中を透過する透過衝撃波の速度の比較と一次元の理論計算による透過衝撃波の速度の比較を行う。ガスクランプ状の分子雲に衝撃波面がぶつかった場合、衝撃波面が球対称状に通り抜けるかは自明ではない。そのためシミュレーションを通して衝撃波面が球対称状に通り抜けるかを確認する。

2 Methods

本研究で用いた方程式とシミュレーションを示す。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (p \delta_{ij} + \rho u_i u_j) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{1}{2} \rho |\mathbf{u}|^2 + \epsilon \right\} + \nabla \cdot \left\{ \mathbf{u} \left(\frac{1}{2} \rho |\mathbf{u}|^2 + p + \epsilon \right) \right\} = 0 \quad (3)$$

使用する方程式は上記の完全流体の基礎方程式である。今回のシミュレーションは Athena++ のコードを用いた。解像度は x 方向、y 方向、z 方向にそれぞれ 150 メッシュをとった 3 次元計算である。計算精度を良くするために爆発させる恒星の 1/8 を計算領域の端に置くため、境界条件は初期の恒星に接している x,y,z 軸の境界条件を反射境界条件とすることによって SNR の衝撃波面の形に影響を及ぼさないようにしている。

分子雲に衝撃波をぶつける前にぶつけるためのシミュレーションの超新星爆発が理論と合うかテストを行う。具体的には自由膨張期からセドフ期へと移行しているかを確認する。セドフ期の衝撃波面の速度 v_{sh} は

$$v_{sh} \propto t^{-\frac{3}{5}} \quad (4)$$

となるため、この式を用いて確認する。衝撃波面にぶつける分子雲は 3 種類である。1 つ目と 2 つ目は分子雲の密度が一樣な状態であり、違いは数密度がそれぞれ 100 cm^{-3} と 1000 cm^{-3} である。質量は数密度 100 cm^{-3} と 1000 cm^{-3} でそれぞれ $21 M_{\odot}$ と $210 M_{\odot}$ である。3 つめはガスクランプ状の分子雲であり、16 個の分子雲の集合体である。質量はすべて足すと $210 M_{\odot}$ となり、2 つ目の分子雲の質量と同じにしている。

衝撃波面の位置は外側から圧力を計測していき、急激に高くなる位置を衝撃波面の位置としている。初期条件は下記の図の通りである。

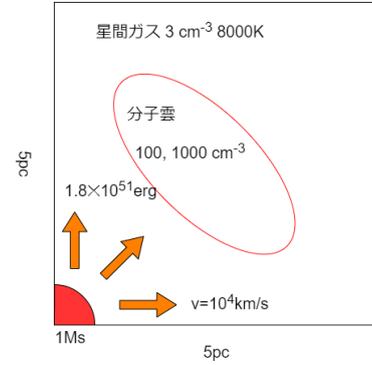


図 3: 分子雲の密度が一樣な場合のシミュレーション

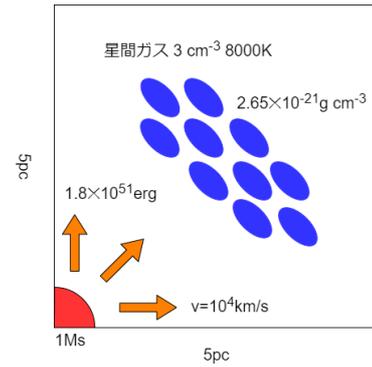


図 4: 分子雲がガスクランプの場合のシミュレーション

衝撃波面が分子雲にぶつかったあとは分子雲の内部を進む透過衝撃波と分子雲から跳ね返って進む反射衝撃波に別れる。Mark S Miesch & Ellen G Zweibel 1994 から一次元の透過衝撃波を考えた場合、透過衝撃波面の Mach 数を M_t , 反射衝撃波面の Mach 数を M_r , 衝撃波面が分子雲にぶつかる前の衝撃波面の Mach 数を M_s とする。また分子雲内部の比熱比を γ_c 分子雲より外側の星間ガスの比熱比を γ_i とすると、 M_t は

$$M_t = \sqrt{\frac{2(\gamma_c + 1)}{\gamma_c}} \left(\frac{\gamma_i}{\gamma_i + 1} \right) M_r M_s \quad (5)$$

となる。分子雲の密度が一定の時のシミュレーション結果と比較する。

3 Results and Discussion

自由膨張期からセドフ期への移行を確認するテストは結果として爆発から 300 年経過した後のデータをとると、衝撃波面の速度は時間 t の 0.6139 乗になった。よってシミュレーションの超新星爆発は自由膨張期からセドフ期へと移行していることがわかる。そのためシミュレーションの超新星爆発が理論と合うことがわかる。

分子雲の密度が一様なとき、左側に数密度 100cm^{-3} の場合、右側に数密度 1000cm^{-3} の場合を並べた密度の図が図 5 である。 100cm^{-3} の場合、分子雲を衝撃波面が押し込み、分子雲内部を進む。しかし 1000cm^{-3} の場合、衝撃波面は分子雲を押し込まず、衝撃波面の形がつぶされている。衝撃波面の平均速度の一次元理論値は $100, 1000\text{cm}^{-3}$ でそれぞれ $2158, 879\text{km s}^{-1}$ となり、シミュレーション衝撃波面の平均値と合う。

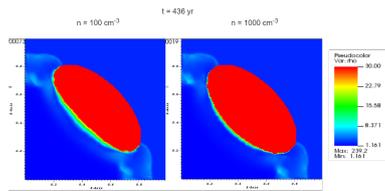


図 5: 数密度の違いによる比較

分子雲がガスクランプの場合、右側に分子雲がガスのクランプであった場合の密度シミュレーション、左側に分子雲などの障害物がない場合の密度シミュレーションを並べた図が図 6 である。ガスクランプ状の分子雲に衝撃波面を当てた場合、分子雲のない時と比べて衝撃波面は球対称状を保っていないが、分子雲にぶつかっていない衝撃波面の平均速度とガスクランプ状の分子雲内部を進む平均速度の速度比は 0.78 となる。それに対して分子雲の数密度が $100, 1000\text{cm}^{-3}$ の時の速度比はそれぞれ 0.37, 0.14 となり、分子雲がガスクランプ状になっているときよりも速度比が低い結果となった。

今回のシミュレーションは分子雲の質量が高くても分子雲の構造の違いによって衝撃波面の形が変わる結果となった。特に分子雲がガスクランプ状の場合、1つ1つの分子雲の間に乱流が起こったり、分子雲内部に密度の高い部分ができた。分子雲内部に衝

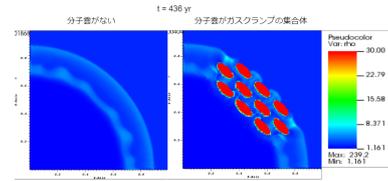


図 6: 分子雲がガスクランプだった場合との比較

撃の圧縮によって星形成ができる可能性がある。

今後の課題は本講演では初期条件を時間依存させずに固定したが、シミュレーションの初期条件に乱流を加えて分子雲内部のガスクランプを自分で作り、観測されている SNR と分子雲衝突現象に近い条件でシミュレーションを行いたい。

Acknowledgement

本研究にあたって丁寧に指導して下さいました井上剛志教授に感謝します。

Reference

Tatematsu et al. 1990, The Astrophysical Journal, 351, 157-164
 Sano et al. 2010, The Astrophysical Journal, 724, 59-68, 2010
 Hosokawa & Inutsuka 2006, The Astrophysical Journal, 646, 240-257
 Mark S Miesch & Ellen G Zweibel 1994, The Astrophysical Journal, 432, 622-640

星間 a03

X線天文衛星すざくによる超新星残骸3C 400.2のプラ
ズマ状態の調査

近畿大学大学院 総合理工学研究科
小沼 将天

X 線天文衛星すざくによる超新星残骸 3C 400.2 のプラズマ状態の調査

小沼 将天 (近畿大学大学院 総合理工学研究科)

Abstract

超新星爆発による衝撃波は星間物質 (interstellar matter: ISM) や爆発噴出物 (イジェクタ) を加熱し、超新星残骸 (supernova remnant: SNR) は高温のプラズマ状態になる。SNR の多くは電離が優勢なプラズマ (ionization plasma: IP) を持ち、やがてプラズマは電離が平衡な状態 (collisional ionization equilibrium: CIE) になる。近年、いくつかの SNR で再結合が優勢なプラズマ (recombining plasma: RP) が発見された。3C 400.2 は先行研究で RP が存在すると報告されている [1], [2]。しかし、両者 ([1], [2]) の解析結果には相違がある。我々は、2つの矛盾する結果を生んだ原因の1つとしてバックグラウンドの評価の違いを考えた。本研究では「すざく」衛星のデータを用いて、SNR 領域とバックグラウンド領域のスペクトルを同時フィットすることで、SNR 領域からバックグラウンド領域への漏れ込み成分を考慮し、バックグラウンドを評価した。その上で、3C 400.2 のプラズマ状態を調査した。結果として、我々は 3C 400.2 のプラズマを ISM 由来の低温の CIE プラズマとイジェクタ由来の高温の IP の 2 成分で説明できた。

1 研究背景

恒星が一生の最後に起こす大爆発を超新星爆発といい、その後に残った天体を超新星残骸という。超新星爆発後、最初電離が進んでいない状態から、衝撃波によってエネルギーを得た電子が原子と衝突することで、原子が電離する。このような原子と電子の衝突が多数発生し、電離過程が優勢なプラズマ (IP) 状態になる。若い SNR の多くは IP を持つ。IP では、電子温度が電離温度よりも高い ($kT_e > kT_z$) 状態にある。IP は数十万年かけて、電離過程と再結合過程がつり合う電離平衡 (CIE) になる。年齢を経た SNR の多くは CIE プラズマを持つ。CIE プラズマでは、電子温度と電離温度が等しい ($kT_e \sim kT_z$) 状態にある。SNR のプラズマ進化の標準シナリオでは、衝撃波加熱で高温になった電子がイオンを電離する IP 状態の後、時間の経過とともに電離過程と再結合過程がつり合う CIE プラズマ状態に達すると考えられている。一般に電離タイムスケール $\tau \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ であれば CIE プラズマ状態である。しかし、最近再結合優勢プラズマをもつ SNR がされた。RP では、電子温度が電離温度よりも小さい ($kT_e < kT_z$) 状態にある。RP に含まれるイオンは、周りの温度の低い

自由電子を捕獲することで再結合過程が進行し、CIE プラズマに近づいていく。

我々が解析する 3C 400.2 は銀河系の SNR であり、mixed-morphology remnant(MMR) に分類される。地球との距離は $2.8 \pm 0.8 \text{ kpc}$ である [3]。また、年齢は $\sim 15,000$ 年である [5]。Chandra 衛星と「すざく」衛星による先行研究 (Broersen et al. (2015)[1], Ergin et al. (2017)[2]) では RP が見つかったと指摘している。Broersen et al. (2015)[1] では ISM 由来の低温の RP とイジェクタ由来の高温の IP であると報告した。一方で、Ergin et al. (2017)[2] は ISM 由来の低温の CIE プラズマとイジェクタ由来の高温の RP であると報告した。

我々は 2つの矛盾した解析結果を生んだ原因の一つにバックグラウンドの評価の違いを考えた。本研究では、3C 400.2 領域とバックグラウンド領域のスペクトルを同時フィットすることでバックグラウンド領域への漏れ込み成分を考慮した上で、3C 400.2 のプラズマ状態を調査した。

2 観測データ

すざく衛星に搭載された XIS 検出器は 3C 400.2 において、4 視野の観測を行った。XIS 検出器 4 台のう

ち、XIS2 は 2006 年 11 月に不具合が生じて、観測が不可能となってしまった。また、XIS0 の一部の領域も 2009 年 6 月に損傷を受け、観測が不可能な領域がある。また、バックグラウンドの評価には 3C 400.2 の付近に位置する視野 (領域名:EMS138) の観測データを用いた。XIS の較正データベース (CALDB) は 2018 年 6 月 11 日版を用いた。

3 結果

図 1 に 3C 400.2 のイメージ結果を示す。0.5–3.0 keV バンドの軟 X 線イメージでは SNR の放射があるのに対して、3.0–5.0 keV バンドの硬 X 線イメージでは SNR の放射がほとんど見られなかった。また、付近に 3C 400.2 とは別の明るい点源が 2 つあり、解析の際は除いた。図 1(左) の白色で囲まれた 2 つの領域を合わせて 3C 400.2 領域、緑色で囲まれた領域を bgd 領域として、それぞれの領域からスペクトルを抽出した。XIS0, 3 のスペクトルは足し合わせた。

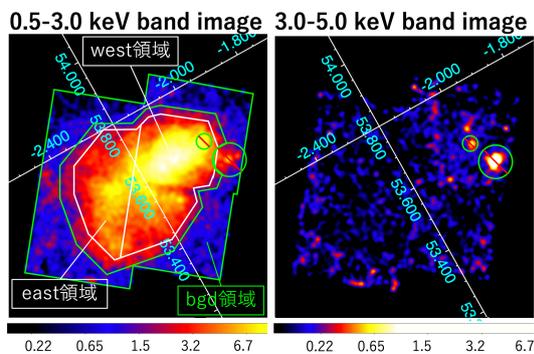


図 1: 3C400.2 のイメージ。座標は銀経銀緯を表す。カラースケールは任意単位。(左) 0.5–3.0 keV バンドのイメージ。図に示すように west 領域と east 領域を定め、west 領域と east 領域を足し合わせたものが 3C 400.2 領域である。また、緑色の線に囲まれた領域を bgd 領域とした。(右) 2–5 keV バンドのイメージ。緑色の線に囲まれたのは 3C 400.2 とは別の天体であり、解析の際には除いた。

3.1 バックグラウンド

我々は 3C 400.2 領域のスペクトルと bgd 領域のスペクトルを同時にフィットして、スペクトル解析を行なった。

まず、バックグラウンド関数として、Uchiyama et al., 2013[7] を参考にした。そのモデルには、前景放射 (foreground thermal emission: FG)、銀河面拡散 X 線放射 (the Galactic ridge X-ray emission: GRXE)、そして宇宙背景 X 線放射 (the cosmic X-ray background: CXB) が含まれている。FG のパラメータは電子温度 kT_e とアバundanceを Uchiyama et al., 2013 でのベストフィット時の値に固定し、normalization をフリーパラメータにした。CXB のパラメータは Kushino et al., 2002[4] の値で固定した。GRXE のパラメータは電子温度 kT_e とアバundanceを Uchiyama et al., 2013 でのベストフィット時の値に固定し、normalization は 3C 400.2 近くの領域 (領域名:EMS138) のスペクトル解析で得た値を用いて見積もった値に固定した。

3.2 SNR のスペクトル解析

我々はまず、SNR の放射が星間吸収を受けた 2 温度 IP モデルすなわち、ISM 起源である低温プラズマとイジェクタ起源である高温プラズマのモデルで説明できると予想した。そのため、ISM 起源プラズマのアバundanceは 1 solar に固定し、ejecta 起源プラズマのアバundanceは Ne, Mg, Si, S, Ar=Ca, Fe=Ni をフリーにし、それ以外の元素は 1 solar に固定した。また、プラズマモデルの電子温度 kT_e 、normalization はフリーにした。その結果、3C 400.2 領域と bgd 領域のスペクトルに対するモデルの適用度を示すカイ二乗値 $\chi^2/\text{d.o.f.}=1.65$ となり、 ~ 0.8 keV と ~ 1.2 keV に大きな残差があった。これは XSPEC のプラズマモデルに Fe-L 輝線のデータが足りないことが原因と考えられる [6]。そのためプラズマモデルに ~ 0.8 keV と ~ 1.2 keV にガウス関数を追加した。また、スペクトルの輝線中心とモデルの輝線中心とにズレが生じたため、スペクトル全体に gain 補正をかけた。このモデルでフィットした結果、カイ二乗

値は $\chi^2/\text{d.o.f.}=1.29$ であった。ここで、低温の IP の電離タイムスケールが $10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ であったため、低温 IP は CIE に達したと考えた。そこで、低温プラズマを CIE プラズマ、高温プラズマを IP としたモデルを適用させた。XSPEC では以下のモデル関数を使用した。

$$\text{Abs} \times (\text{CIE プラズマ} + \text{IP} + \text{gauss} + \text{gauss})$$

低温プラズマのアバundanceは 1 solar に固定し、高温プラズマのアバundanceは Ne, Mg, Si, S, Ar=Ca, Fe=Ni をフリーにし、それ以外の元素は 1 solar に固定した。また、低温プラズマと高温プラズマの電子温度 kT_e 、normalization はフリーにした。結果として $\chi^2/\text{d.o.f.}=1.19$ を得た。したがって、スペクトルを説明するのに、十分なモデルであると判断し、スペクトルに対するベストフィットを得た。この時のスペクトル図を図 2(上)、パラメータを表 1 に示す。また、図 2(下) は bgd 領域のスペクトルである。

3.3 east/west 領域

すぎくによる先行研究 [2] では、east 領域に RP があると指摘している。そのため、我々は east 領域と west 領域に分けて解析を行なった。低温の CIE プラズマと高温の IP というモデルをそれぞれのスペクトルにフィットした。Fe L 輝線のガウス関数もモデルに追加し、gain 補正も行なった。結果として、east 領域と west 領域のカイ二乗値 $\chi^2/\text{d.o.f.}=1.07, 1.06$ となり、スペクトルに対するベストフィットを得た。パラメータを表 1 に示す。

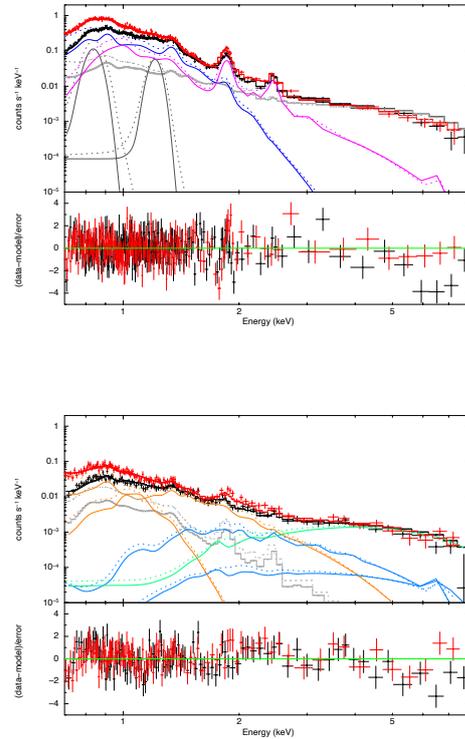


図 2: 3C 400.2 領域のスペクトル (上) と bgd 領域のスペクトル (下)。XIS0,3(黒) と XIS1(赤) で同時フィットした。上段は X 線強度、下段はスペクトルとモデルとの残差を示している。(上) 青、マゼンタ、グレー、黒はそれぞれ低温 CIE プラズマ、高温 IP、バックグラウンド、Fe L 輝線を示す。(下) グレー、オレンジ、青、緑はそれぞれ SNR からの漏れ込み、FG、GRXE、CXB を示す。

表 1: 各領域におけるベストフィット時の主なパラメータ一覧。誤差は 1σ 。

| Component | Parameter | 3C 400.2 | west | east |
|---------------------------------------------------|---------------------------------------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| ISM(vapec) | $N_{\text{H}} (\times 10^{22} \text{ cm}^{-2})^\dagger$ | $0.75_{-0.02}^{+0.02}$ | $0.54_{-0.01}^{+0.04}$ | $0.55_{-0.02}^{+0.02}$ |
| | kT_e (keV) | $0.20_{-0.01}^{+0.01}$ | $0.22_{-0.01}^{+0.03}$ | $0.19_{-0.01}^{+0.01}$ |
| | Z (solar) [‡] | 1.00 (fixed) | 1.00 (fixed) | 1.00 (fixed) |
| Ejecta(vnei) | Norm ($\times 10^{-1} \text{ cm}^{-5}$) | $1.91_{-0.30}^{+0.41}$ | $0.21_{-0.01}^{+0.11}$ | $0.59_{-0.15}^{+0.03}$ |
| | kT_e (keV) | $0.89_{-0.05}^{+0.05}$ | $0.71_{-0.01}^{+0.01}$ | $0.81_{-0.02}^{+0.01}$ |
| | Ne (solar) | $9.31_{-4.50}^{+41.2}$ | $1.36_{-0.24}^{+0.23}$ | $1.23_{-0.08}^{+0.11}$ |
| | Mg (solar) | < 3.08 | $1.76_{-0.35}^{+0.30}$ | $1.71_{-0.06}^{+0.07}$ |
| | Si (solar) | $10.2_{-4.33}^{+17.3}$ | $2.88_{-0.60}^{+0.26}$ | $1.62_{-0.06}^{+0.13}$ |
| | S (solar) | $14.1_{-7.21}^{+79.7}$ | $4.54_{-0.52}^{+1.03}$ | $2.47_{-0.19}^{+0.20}$ |
| | Ar (solar) | $2.18_{-0.21}^{+6.52}$ | $6.80_{-4.43}^{+4.40}$ | < 2.05 |
| Ca (solar) | linked to Ar | linked to Ar | linked to Ar | |
| Fe (solar) | $10.4_{-3.84}^{+11.8}$ | $4.81_{-0.39}^{+0.26}$ | $1.93_{-0.13}^{+0.22}$ | |
| Ni (solar) | linked to Fe | linked to Fe | linked to Fe | |
| $\tau (\times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ s})$ | $1.91_{-0.45}^{+0.43}$ | $1.92_{-0.52}^{+0.37}$ | $1.37_{-0.13}^{+0.09}$ | |
| Norm ($\times 10^{-4} \text{ cm}^{-5}$) | $6.12_{-5.02}^{+4.20}$ | $21.4_{-4.64}^{+2.67}$ | $50.8_{-3.98}^{+3.98}$ | |
| $\chi^2/\text{d.o.f.}$ | 690.62/580 | 654.20/628 | 590.20/555 | |

[†] 地球から X 線放射領域までの星間吸収の水素柱密度。

[‡] Z は He, C, N, O, Ne, Mg, Al, Si, S, Ar, Ca, Fe, Ni を含む。

4 議論

本研究の結果、3C 400.2 は 3C 400.2、west、east 領域において 2 温度のプラズマ、すなわち低温プラズマである CIE プラズマと高温プラズマである IP を持っていた。高温プラズマにおいて Ne、Mg、Si、S、Ar、Ca、Fe、Ni のアバンダンスは 1 solar よりも大きいため、このプラズマは ejecta 起源であると考えた。

Chandra による先行研究 ([1]) では、全領域における SNR の放射は ISM 起源である RP とイジェクタ起源である IP の 2 成分のプラズマで説明できた。本研究ではこの結果とは違い、full 領域において、SNR の放射は ISM 起源である CIE プラズマとイジェクタ起源である IP の 2 成分のプラズマで説明できた。先行研究 ([1]) で得た IP の電子温度は $kT_e = 3.86^{+0.30}_{-0.28}$ keV であり、我々の解析で得た電子温度 $kT_e = 0.89^{+0.05}_{-0.05}$ keV に比べてとても高かった。アバンダンスに関しては、先行研究と違い、Ar、Ca が 1 solar 以上であることを確認した。*Chandra* による先行研究 ([1]) と本研究との結果の相違の原因を考察した。スペクトル図において、スペクトルを比較すると、*Chandra* での高エネルギー側の X 線強度が本研究に比べて、高いことがわかる。*Chandra* による先行研究 ([1]) では、バックグラウンドをモデルを使って評価していたが、バックグラウンドの引き残りにより、高エネルギー側で X 線強度が高くなったと考えた。これにより、高温プラズマの電子温度が高くなったと考えられる。

「すざく」による先行研究 ([2]) では、NW、SW 領域における SNR の放射は ISM 起源である CIE プラズマとイジェクタ起源である IP で説明できた。本研究の結果、west 領域において SNR の放射は ISM 起源である CIE プラズマとイジェクタ起源の IP で説明でき、先行研究とプラズマの構成は一致していた。また、NE、SE 領域における SNR の放射は ISM 起源である CIE プラズマとイジェクタ起源である RP の 2 成分のプラズマで説明できた。本研究ではこの結果とは違い、east 領域において、SNR の放射は ISM

起源である CIE プラズマとイジェクタ起源の IP で説明できた。次に、「すざく」による先行研究 ([2]) と本研究との結果の相違の原因を考察した。「すざく」による先行研究 ([2]) では、ソース領域のスペクトルからバックグラウンド領域のスペクトルを引いた上で解析していた。しかし、本研究において、bgd 領域のスペクトルには 10% 程度の SNR からの漏れ込みがあることが分かった。bgd 領域のスペクトルを引くということは SNR の漏れ込みの分多く引くということになってしまう。その結果、電子温度の割に輝線強度が弱くなってしまい、スペクトルを説明するのに RP が必要になったと考えた。

5 結論

本研究では、X 線天文衛星「すざく」のアーカイブデータを用いて、銀河系内の SNR 3C 400.2 の X 線スペクトル解析を行なった。本研究では、バックグラウンド放射を正確に評価するため、3C 400.2 領域と bgd 領域の同時フィットを行なった。その結果、3C 400.2 領域の SNR の放射は 2 温度のプラズマ、すなわち CIE プラズマである低温プラズマと IP である高温プラズマから成り立っていた。高温プラズマは Ne、Mg、Si、S、Ar、Ca、Fe、Ni のアバンダンスは 1 solar 以上であったため、イジェクタ起源のプラズマであった。west 領域、east 領域においても SNR の放射は CIE である低温プラズマと IP である高温プラズマから成り立っていた。先行研究 ([1], [2]) とは違い、3C 400.2、west、east 領域において 3C 400.2 に RP は見つからなかった。

Reference

- [1] Broersen, S., et al., 2015, MNRAS, 446,3885
- [2] Ergin, T., et al., 2017, ApJ, 842,22
- [3] Giacani, E. B., et al. 1998, A&AS, 133, 61
- [4] Kushino, A., et al. 2002, PASJ, 54, 327
- [5] Long, K. S., et al. 1991, ApJ, 373, 567
- [6] Nakashima, S., et al., 2013, ApJ, 773, 20
- [7] Uchiyama, H., et al., 2013, PASJ, 65, 19

星間 a04

超新星残骸における低エネルギー宇宙線起源の中性鉄
輝線の探査

近畿大学大学院 総合理工学研究科
森川 朋美

超新星残骸における低エネルギー宇宙線起源の中性鉄輝線の探査

森川 朋美 (近畿大学大学院 総合理工学研究科)

Abstract

エネルギーが $10^6 - 10^8$ eV の低エネルギー宇宙線は、宇宙線加速や星形成過程を理解する上で重要であるが、太陽磁場の影響のため太陽系内での直接観測は困難である。星間物質中の鉄原子が低エネルギー宇宙線によって電離されて放射する中性鉄輝線は、低エネルギー宇宙線の新たな観測方法である (Tatischeff 2003; Nobukawa et al. 2015)。実際、これまでいくつかの超新星残骸で、低エネルギー宇宙線起源の可能性が高い中性鉄輝線が見つかった e.g., (Saji et al. 2018; Nobukawa et al. 2018)。我々は、低エネルギー宇宙線起源の中性鉄輝線を系統的に調査するため、銀河面上、かつ銀河中心の西側領域に位置する 8 つの超新星残骸に注目し、すざく衛星のアーカイブデータを解析した。バックグラウンドには中性鉄輝線を付随する銀河面 X 線放射 (GRXE) が存在する。GRXE を考慮してスペクトル解析を行なった結果、G304.6+0.1 と G346.6-0.2 からおよそ 3σ の有意度で中性鉄輝線を検出した。特に、相互作用する分子雲が先行研究 (Sano et al. 2021) で詳細に観測されている G346.6-0.2 では、中性鉄輝線の分布は分子雲と部分的に一致していた。本稿では、解析結果の詳細を報告し、低エネルギー宇宙線密度の制限などについて議論を行う。

1 研究背景

宇宙線とは、絶えず宇宙から降り注いでいる放射線で、主に陽子や電子でできており、 $10^9 - 10^{20}$ eV と高いエネルギーを持つ。天の川銀河から届く宇宙線の多くは、超新星残骸が起源と考えられている。超新星残骸とは、太陽の 8 倍以上の質量を持つ星が、一生の最後に起こす爆発の後に残る構造である。宇宙線の中でも、エネルギーが $10^6 - 10^8$ eV と低い宇宙線を、低エネルギー宇宙線と呼んでいる。衝撃波加速の理論によると、宇宙線は低いエネルギーから徐々に加速されるので、低エネルギー宇宙線の情報は、宇宙線加速を解明するのに重要である。また、低エネルギー宇宙線は分子雲を電離することで星形成に影響していると考えられているため、星形成過程を理解するためにも低エネルギー宇宙線は重要である。しかし、低エネルギー宇宙線は太陽磁場の影響を受けるため太陽磁気圏内での観測は困難である。そのため、太陽磁気圏を脱出したボイジャー 1 号 (Stone et al. 2013) の観測を除くと、低エネルギー宇宙線の直接観測の例はなく、観測的情報は非常に限られている。そこで、低エネルギー宇宙線を観測するために、宇宙線の起源とされている超新星残骸に注目し、低エネルギー宇宙線の観測を試みる。

低エネルギー宇宙線を間接測定する方法として、中性鉄輝線を用いる方法がある (Tatischeff 2003)。中性の鉄原子の K 殻の電子に低エネルギー宇宙線が衝突すると、内殻電離によって電子が外に飛ばされる。その後、L 殻の電子が K 殻に落ち、その際にエネルギーが 6.40 keV の特性 X 線 (中性鉄輝線) が生じる。この方法で、先行研究において 10 天体の超新星残骸から低エネルギー宇宙線起源の中性鉄輝線が見つかった (Saji et al. 2018; Nobukawa et al. 2018)。先行研究で中性鉄輝線が見つかった超新星残骸は、主に銀河中心に対して東側に位置しており、西側の領域にある超新星残骸はこれまであまり調査されていない。

2 解析

本研究の目的は、中性鉄輝線を測定することで、超新星残骸で系統的に低エネルギー宇宙線を探査することである。本研究では、調査があまりされていない西側の領域にある超新星残骸に注目し、表 1 にある 8 つの超新星残骸について解析を行った。

解析した天体は天の川銀河内にあるので、主なバックグラウンドは銀河面 X 線放射で、銀河面に沿って

表 1: 本研究で用いた SNR の観測ログ

| SNR name | Obs.ID | Pointing direction (l, b) | Exposure time (ks) |
|------------|-----------|-------------------------------------------------|--------------------|
| G290.1-0.8 | 506061010 | (290. [°] 1195, -0. [°] 7436) | 110.6 |
| G298.6-0.0 | 507037010 | (298. [°] 5950, -0. [°] 0841) | 17.2 |
| | 507037020 | (298. [°] 5919, -0. [°] 0714) | 39.7 |
| G304.6+0.1 | 505074010 | (304. [°] 5764, +0. [°] 1308) | 99.6 |
| G330.2+1.0 | 504083010 | (330. [°] 1401, +0. [°] 9841) | 127.8 |
| | 504083020 | (330. [°] 1401, +0. [°] 9843) | 30.9 |
| | 504083030 | (330. [°] 1835, +1. [°] 0299) | 92.5 |
| G346.6-0.2 | 504096010 | (346. [°] 6290, -0. [°] 2222) | 56.8 |
| G348.5+0.1 | 504097010 | (348. [°] 4422, +0. [°] 0965) | 53.8 |
| G348.7+0.3 | 501007010 | (348. [°] 6456, +0. [°] 3768) | 82.9 |
| G355.6-0.0 | 504098010 | (355. [°] 6910, -0. [°] 0379) | 52.5 |

淡く広がった放射が見られる。スペクトル解析を行うと、3つの輝線が見られる(図1)。6.40 keV 輝線が中性の鉄の $K\alpha$ 線、6.68 keV 輝線がヘリウム状の鉄の $K\alpha$ 線、6.97 keV 輝線が水素状の鉄の $K\alpha$ 線である。つまり、超新星残骸以外のバックグラウンド自体が中性鉄輝線を付随している。よって、バックグラウンドを正しく評価する必要がある。

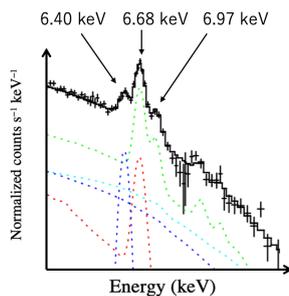


図 1: 銀河面 X 線放射の 3つの鉄輝線 (Uchiyama et al. 2013)

解析には、薄い鉄輝線放射に対して高いエネルギー分光性能、高い検出感度、低い非 X 線バックグラウンドを持つすざく衛星を用いた。すざく衛星に搭載された 4 台の X 線 CCD (Charge Coupled Device) カメラ XIS (X-ray Imaging Spectrometer) 0, 1, 2, 3 は、天体の撮像と X 線スペクトルの取得を目的としている。XIS0, 2, 3 は表面照射型、XIS1 は裏面照射型の CCD である。表面照射型では、X 線が電極側から入射するため、低エネルギー X 線が電極や絶縁層で吸収されてしまうのに対し、裏面照射型では電極の逆側から X 線が入射するため、低エネルギー X 線に対して高い検出効率を得ることができる。しかし、裏面照射型は非 X 線バックグラウンドが高い。

3 結果

G346.6-0.2 の解析結果を示す。図 2 は、左から 0.5-2 keV、2-5 keV、5-8 keV、6.3-6.5 keV のエネルギーバンドで切ったイメージである。0.5-2 keV、2-5 keV で黄色と赤で光っている部分が超新星残骸である。5-8 keV では超新星残骸からの放射は見られないが、6.3-6.5 keV のエネルギーバンドで切ると、放射が見られた。ここで、緑の円の内側をソース領域、それ以外をバックグラウンド領域とし、このイメージをスペクトル解析した。

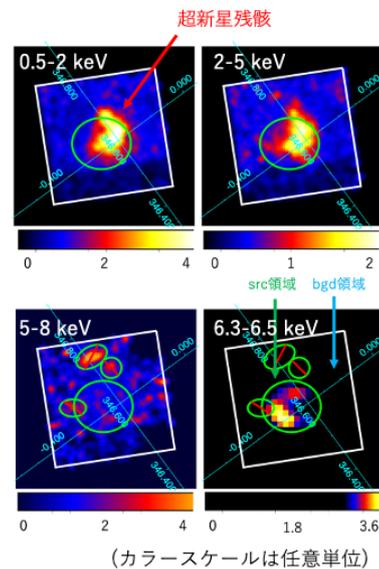


図 2: G346.6-0.2 のイメージ解析

その結果が図 3 である。左がソース領域、右がバックグラウンド領域で、縦軸は X 線の強度、横軸はエネルギーを示している。XIS0, 3 のスペクトルを足し合わせ、フィッティングを行った。モデルは星間

吸収 × (制動放射 + ガウス関数 + ガウス関数 + ガウス関数 + ガウス関数 + ベキ関数) である。星間吸収の水素柱密度は $2.0 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ に固定した (Yamauchi et al. 2013)。制動放射は主に銀河面 X 線放射の熱的放射を表す。4つのガウス関数の中心エネルギーは 6.40 keV, 6.68 keV, 6.97 keV, 7.05 keV に固定し、7.05 keV の強度は 6.40 keV の 0.125 倍にした (Kaastra & Mewe 1993)。それぞれ中性鉄輝線 ($K\alpha$ 線)、He 状鉄輝線、H 状鉄輝線、中性鉄輝線 ($K\beta$ 線) を表す。またガウス関数の幅は 0 eV に固定した。ベキ関数は宇宙背景 X 線放射を表し、そのパラメーターは (Kushino et al. 2002) に固定した。

解析結果より中性鉄輝線に注目すると、ソース領域では輝線が見られるが、バックグラウンド領域ではほとんど見られない。この結果からそれぞれの表面輝度を求めた結果、ソース領域では $(4.1 \pm 1.0) \times 10^{-8} \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcmin}^{-2}$ 、バックグラウンド領域では $(0.7 \pm 0.6) \times 10^{-8} \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcmin}^{-2}$ でソース領域から 2.9 σ の有意度で中性鉄輝線を発見した。一方、He 状鉄輝線はソース領域、バックグラウンド領域でそれぞれ $(7.8 \pm 1.2) \times 10^{-8} \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcmin}^{-2}$ 、 $(5.3 \pm 0.8) \times 10^{-8} \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcmin}^{-2}$ で、誤差の範囲で一致した。

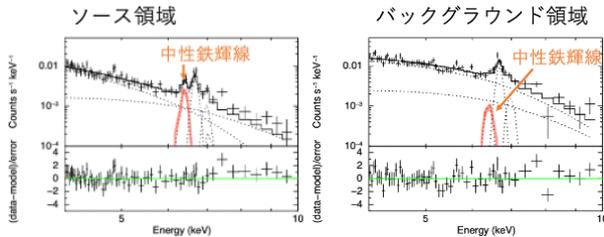


図 3: G346.6-0.2 のスペクトル解析

G346.6-0.2 と同様に、他の 7 天体も 6.4 keV 帯域のイメージを作り、放射が見える領域をソース領域、それ以外をバックグラウンド領域としてスペクトルを抽出し、中性鉄輝線の強度を比較した。G304.6+0.1 では 3.3 σ の有意度でソースがバックグラウンドより中性鉄輝線が超過していることを発見した (図 4)。他の 6 天体では、中性鉄輝線の超過は見られなかった。また、He 状鉄輝線はいずれの天体も有意な超過

は見られなかった (図 5)。

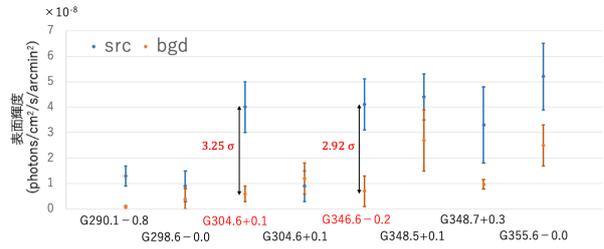


図 4: 各天体における中性鉄輝線の強度

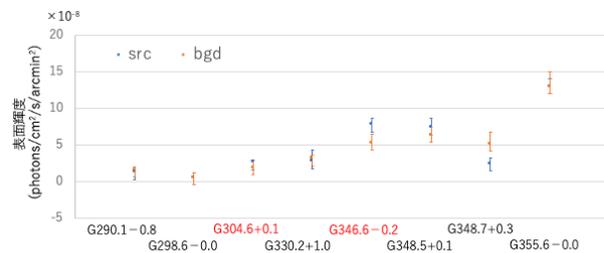


図 5: 各天体における He 状鉄輝線の強度

今回の解析結果を、縦軸を 0.1–100 GeV ガンマ線の luminosity、横軸を中性鉄輝線の luminosity として、Shimaguchi et al. (2022) の結果と共に、図 6 にまとめた。その結果、右肩上がりの相関の兆候が見られた。

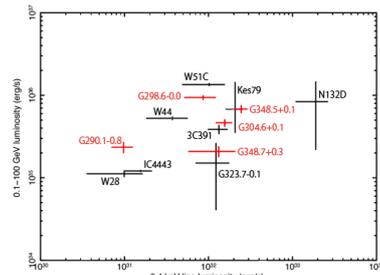


図 6: 0.1–100 GeV ガンマ線と中性鉄輝線の luminosity. 黒色のデータは Shimaguchi et al. (2022)、赤色のデータが本研究

4 議論

G304.6+0.1, G346.6-0.2 で中性鉄輝線の超過を発見した。その起源を議論する。

4.1 G346.6-0.2

G346.6-0.2 は Sano et al. (2021) より、分子雲と付随していることと、分子雲の分布の位置もわかっているため、6.3-6.5 keV のイメージを重ねた (図7)。分子雲は、6.4 keV の放射が強いところと一部一致しており、電波は、シェルの部分で放射が強くなっていることがわかる。

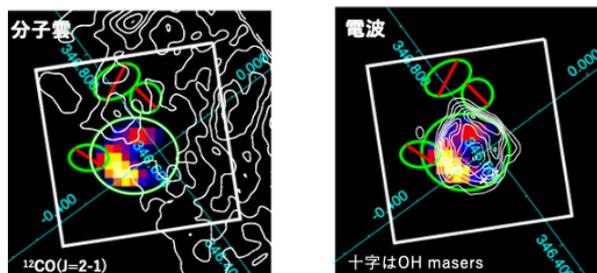


図7: G346.6-0.2における分子雲と電波の分布 (分子雲は Sano et al. (2021)、電波は Whiteoak & Green (1996)、OH masers は Whiteoak & Green (1996) のデータを使用)

ここで、G346.6-0.2 の中性鉄輝線の起源を考える。中性鉄輝線が分子雲から放射されているなら、その起源は2通り考えられる。1つは、他の天体からのX線による電離、もう1つが低エネルギー宇宙線による電離である。まず、他の天体からのX線による電離説を検証する。観測された中性鉄輝線を説明するのに必要な光度は、少なくとも 2×10^{36} erg/s と求まる。しかし、このような明るい天体は周囲にないため、他の天体からのX線による電離説は棄却される。

次に、低エネルギー宇宙線による電離説を検証する。低エネルギー宇宙線のエネルギー密度は、陽子の場合 50 eV/cm^3 、電子の場合 0.1 eV/cm^3 と求まり、これらのエネルギー密度は、先行研究 (Nobukawa et al. 2019) で推測された値と矛盾しない。低エネルギー宇宙線による電離の可能性が最も高い。

4.2 G304.6+0.1

G304.6+0.1 は Frail et al. (1996) より、分子雲と付随していることがわかっているが、分子雲の分布は未観測である。ここで、G304.6+0.1 の中性鉄輝線の起源を考える。まず、他の天体からのX線による電離説を検証する。観測された中性鉄輝線を説明するのに必要な光度は、少なくとも 3×10^{36} erg/s と求まる。しかし、このような明るい天体は周囲にないため、他の天体からのX線による電離説は棄却される。

次に、低エネルギー宇宙線による電離説を検証する。低エネルギー宇宙線のエネルギー密度は、陽子の場合 30 eV/cm^3 、電子の場合 0.1 eV/cm^3 と求まり、これらのエネルギー密度は、先行研究 (Nobukawa et al. 2019) で推測された値と矛盾しない。低エネルギー宇宙線による電離の可能性が最も高い。

Reference

- Tatischeff 2003, EAS Publications Series, vol7, 79
- Nobukawa et al. 2015, The Astrophysical Journal Letters, 807, L10
- Saji et al. 2018, PASJ, 70, 23
- Nobukawa et al. 2018, ApJ, 854, 87
- Sano et al. 2021, AJ, 923, 15
- Yamauchi et al. 2013, PASJ, 65, 6
- Kushino et al. 2002, PASJ, 54, 327
- Shimaguchi et al. 2022, PASJ, 74, 656
- Frail et al. 1996, AJ, 111, 1651
- Nobukawa et al. 2019, ASJ, 71, 115
- Stone et al. 2013, Science, 341, 150
- Uchiyama et al. 2013, PASJ, 65, 19
- Kaastra & Mewe 1993, A&AS, 97, 443
- Whiteoak & Green 1996, A&AS, 118, 329
- Koralesky et al. 1998, AJ, 116, 1323

星間 a05

XMM-Newton 搭載の RGS を用いた Ia 型超新星残骸
DEM L71 の X 線分光解析

東京大学大学院 理学系研究科
大場 滉介

XMM-Newton 搭載の RGS を用いた Ia 型超新星残骸 DEM L71 の X 線分光解析

大場 滉介 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

一部の星は進化の末に超新星爆発 (Supernova: SN) を起こし、その後に超新星残骸 (Supernova Remnant: SNR) と呼ばれる天体が残される。この超新星残骸の元素組成比をもとに、爆発の元となった親星の質量や密度などの特徴を制限することができる。また、この元素組成比を詳細に決定するためには、X 線帯域でより細かく輝線を分離すること、つまり高い分光能力を持つ検出器で観測したデータのスペクトル解析が必要である。

そこで我々は XMM-Newton 衛星で 130ksec に渡り超新星残骸 DEM L71 を観測した。DEM L71 は大マゼラン雲にある視直径 1.5arcmin ほどの Ia 型超新星残骸であり、中心付近の親星由来の噴出物と星間物質が掃き集められたシェル状の構造が Chandra 衛星のイメージから確認されている。

XMM-Newton に搭載されている反射型回折分光器 RGS (Reflection Grating Spectrometer) は RGS のデータから得たスペクトルの Fe と O 輝線の構造に注目したところ、Fe は中心付近、O はシェル部分からの放射であることを示唆する構造が見られた。この輝線構造から Fe は主に親星由来の噴出物、O は星間物質をそれぞれ起源としていると考えられる。

1 Introduction

星が寿命を迎え超新星爆発を起こすと、親星からの噴出物 (イジェクタ) から衝撃波を生じる (順行衝撃波)。この衝撃波は星間物質 (Inter Stellar Medium: ISM) を掃き集め、ISM は加熱され高温のプラズマとなる。この構造は、形状からシェルと呼ばれる。後に順行衝撃波が失速していくと、逆に内側に向かう衝撃波が生じる (逆行衝撃波)。これにより内側のイジェクタも加熱され高温プラズマとなる。

超新星残骸の元素組成を明らかにすることで、爆発の元となった親星の質量や密度などを制限することができる。正確に組成を決定するためにはより小さいエネルギー分解能による精密分光や、複雑な物理過程を考慮したスペクトル解析が必要である。

ESA の XMM-Newton 衛星に搭載されている反射型回折格子 RGS は、点源に対してエネルギー分解能が 3eV (入射光子が 1eV の場合) と、高い分光能力を持つ。ただし可視光望遠鏡に見られるようなスリットがついておらず、天体の広がりやや鈍感であるという特徴を持つ。

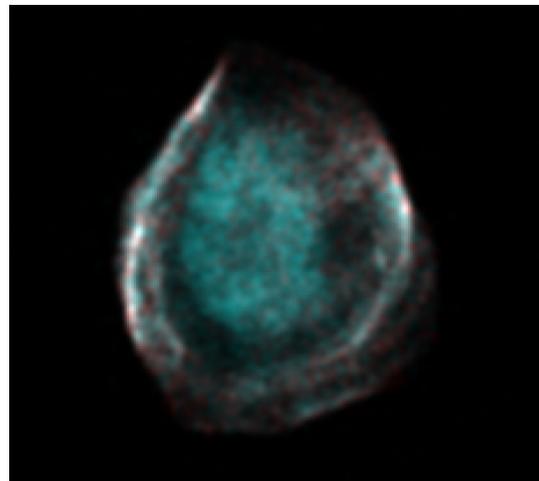


図 1: DEM L71 の 3 色イメージ (赤; 0.64-0.71keV、緑・青; 0.76-0.94keV)

DEM L71 は大マゼラン雲に位置する、年齢数千年ほどの Ia 型超新星残骸である。この天体は逆行衝撃波による加熱がイジェクタの中心部まで達しているため、図 1 のように X 線観測が可能で、分光解析に

よりイジェクタ全体を調べることが可能である。視直径は約1.5arcminで、やや広がった天体である。先述の通り、RGSは広がった天体を苦手とするが、今回はそれを逆手に取った分散イメージを作成し、RGSによりスペクトル解析だけでなく、イメージ解析にも取り組む。

2 Instruments

図2にXMM-Newton衛星の簡易的な構造を示す。

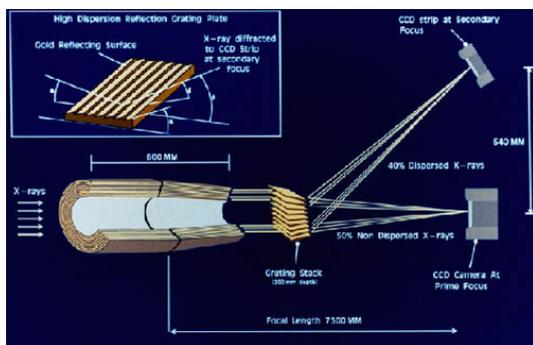


図2: XMM-Newton衛星の構造 (XMM User Hand Book より)

衛星に入射したX線は、反射型回折格子で回折され、0次光は正面のCCD検出機(MOS1、MOS2)で観測する。1次以降の回折光は図2右上のCCD検出器で観測する(RGS)。回折を受け、波長の長さに応じて分散された光を観測することで分光観測している。MOS(EPIC)は広いエネルギー帯域、RGSはエネルギー帯域が狭い代わりに高いエネルギー分解能を持つ。本研究では、RGSを用いて対象天体の精密X線分光解析に取り組む。

3 Methods

RGSは高いエネルギー分解能を持つ代わりに、回折格子の性質上分散方向の位置情報を分離できないという性質を持つ。そのため一般には広がった天体には向かないとされるが、今回はその性質を逆手に取った分散イメージ解析に取り組んだ。RGSでは入射光子ごとの入射位置や光電吸収により

発生した電流(電子数)の情報を検出している。光電吸収により発生した電流からはCCD検出機により検出した光子のエネルギー(PI)がわかり、PIと入射位置の分散方向の座標から回折された各次数の光を分離している(図3)。

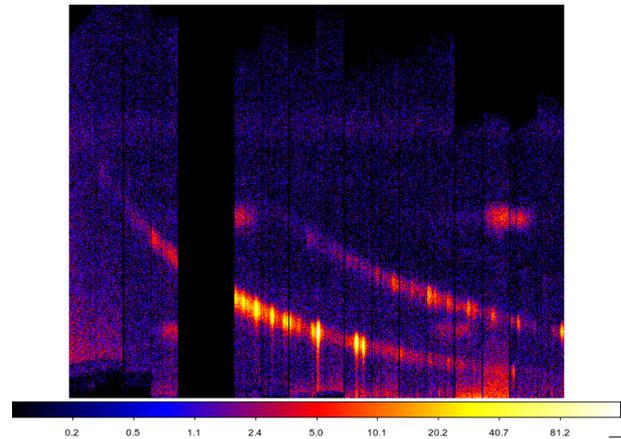


図3: 横軸; 分散方向、縦軸; PI。二つのカーブが見てとれ、上が2次光、下が1次光に対応する。

こうして分離された各次数の光は、分散位置から波長とエネルギーが決定され、それによりスペクトルが生成できる。

今回は上記の方法で1次光を分離し、入射位置の分散方向だけでなく、その垂直方向の情報を用いることで、他の衛星では実現できない輝線のイメージ解析に取り組んだ。

4 Results

図4に1次光の入射位置をもとに作成したイメージと、1次光のスペクトルを示す。分散イメージは横軸が波長(分散位置より線形に決まる)、縦軸が分散方向に垂直な方向の入射位置である。縦横比を適度に調整することで天体の広がりそのまま反映された図となっている。また、分散イメージとスペクトルが間違いなく対応していることも確認することができる。

今回はその中でも、いくつかの輝線に着目してイメージ解析に取り組んだ。15Å付近のFe L輝線、19Å付近のO Lyα輝線、22Å付近の二つのO Heα

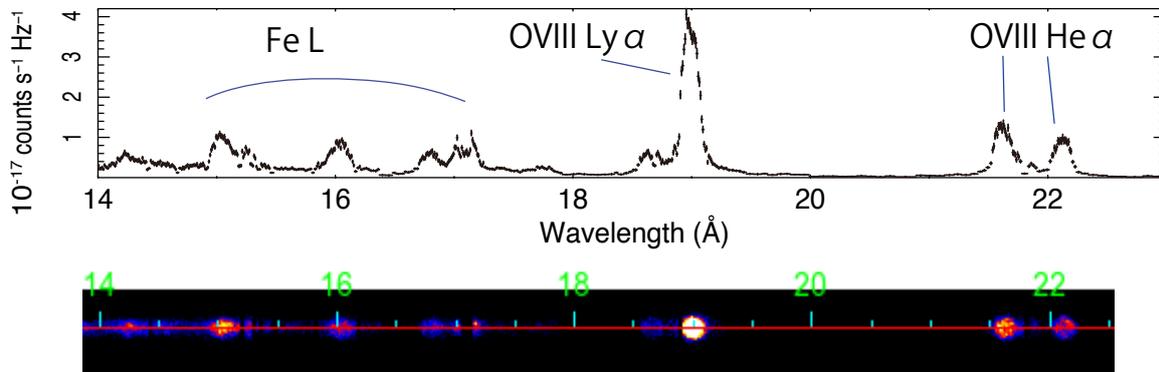


図 4: RGS1 のデータより生成した分散イメージと対応するスペクトル。

輝線を拡大したものを図 5 に示す。図 1 のチャンドラ衛星のイメージからも酸素輝線は主にシェル由来であることがわかっており、図 5 右上の O Ly α 輝線 (19.0Å) がシェル構造を反映している。左上の Fe L 輝線 (15.0Å) との比較からは、Fe L 輝線が中心集中であり、分散方向への広がりがあることが確認できる。中心集中の構造からは鉄が親星由来であることを示し、このことは先行研究と相違しない ((van der Heyden et al. 2003))。分散方向の広がりからは中心のイジェクタが視線方向の運動成分を持ち、ドップラーシフトしていることを示唆する。

また左下の禁制線 (21.6Å)、右下の共鳴線 (22.1Å) にあたる二つの O 輝線は、どちらも He-like の酸素からの K α 輝線であるにも関わらず、強度分布が異なることがわかる。このことから強度が異なる領域で電荷交換反応や共鳴散乱などの反応が起きてると推察される。この二つの輝線は EPIC の分解能では分離することができず、もちろんこのようなイメージ解析も行うことができないため、このようなイメージは RGS だからこそ得られたものである。

各酸素輝線付近のスペクトルを図 6 に示す。特に右図の O He α 輝線の赤プロット (天体中心付近から取ったスペクトル) に注目すると、禁制線は短波長側、共鳴線は長波長側で若干強度が強くなっており、図 5 の空間分布と相違ない。

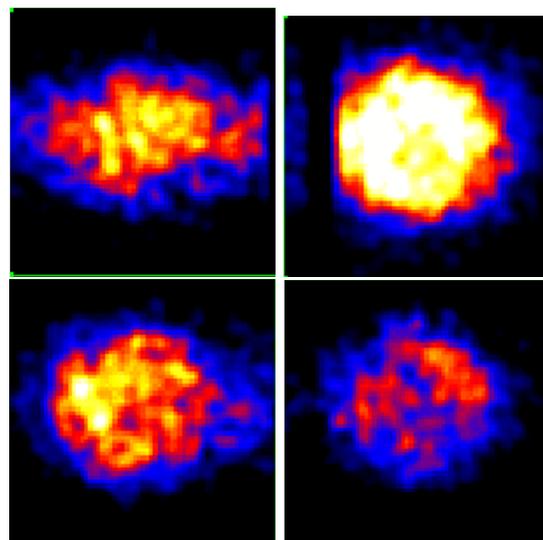


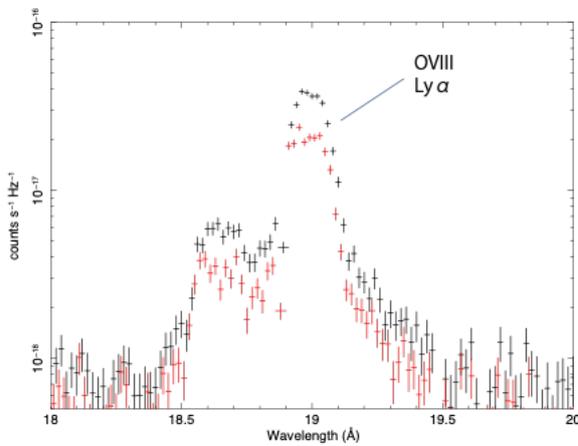
図 5: 左上;Fe L 輝線、右上;O Ly α 輝線、左下;O He α の禁制線、右下;O He α の共鳴線。

5 Summary

本発表では、RGS の高い分解能を存分に活かし、本来弱点となりうる回折光子の特徴を利用したイメージ解析について述べた。このイメージ解析の大きな価値を改めて二つまとめる。

一つは視線方向の運動によるドップラーシフトを捉えられることである。視線方向に速度分散があれば、分散イメージは本来の天体のイメージよりも広がりをもつ。あるいは全体が視線方向に移動していれば

組成や電離状態、電子温度を決定する。



Reference

van der Heyden et al. 2003, AA, 406, 141-148

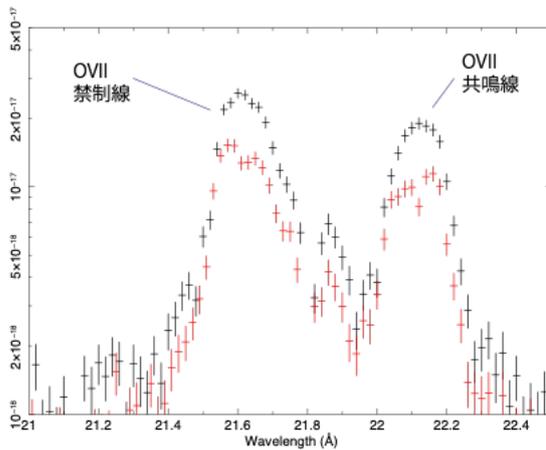


図 6: 左;O Ly α 付近、右;O He α 付近のスペクトル。
黒は天体全体、赤は天体中心付近。

本来の中心波長に対してずれが生じる。分散イメージ解析ではそれを各輝線ごとに確認できるので、各輝線の由来についての示唆を得ることができる。

二つめは高い分解能により、酸素の禁制線/共鳴線のような CCD 検出機では分離できないような輝線に対して、空間分布を調べることが可能である点である。

今後の展望としては、今回の分散イメージ解析から推測されたことを、より詳細なスペクトル解析によって定性的に求める。また最終的には、中心のイジェクタと外側のシェルとを切り分け、それぞれの元素

星間 a06

XMM-Newton を用いた銀河中心のマッピングと
G359.0-0.9 の解析

京都大学大学院 理学研究科
松永 海

XMM-Newton を用いた銀河中心のマッピングと G359.0-0.9 の解析

松永 海 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

近年の高エネルギー天文学の発展により、天の川銀河の中心領域 (GC) の激しい活動の様子が徐々に明らかになってきている。例えば、銀河面に沿って大きく広がった熱的プラズマ や、GC から銀河面と垂直な方向 (南北) への噴出と考えられる大規模構造 がある。こうした活動のエネルギー源として、連鎖的超新星爆発が一説に考えられているが、支持する確実な証拠は得られていない。上記以外にも GC には多種多様な構造があり、今後も多くの発見が期待される。GC 領域の大規模構造を把握するには、膨大な観測データから広範囲のマッピングを行う手法が有効である。そこで我々は、有効面積が大きく空間分解能に優れた XMM-Newton 衛星を用いて、Sgr A* から $\pm 2^\circ$ に及ぶ広範な X 線イメージを作成した。この結果、熱的プラズマの解析で重要な Fe の特性 X 線 ($6 \sim 7\text{keV}$) を含む広帯域で、GC から南北への噴出を含むさまざまな構造を捉えることに成功した。本研究では上記に加えて、作成したイメージ内で目立つ構造の 1 つとして SNR G359.0-0.9 に着目し、その解析結果を報告する。先行研究では、この SNR は銀河中心には付随せず、年齢 $1.8 \times 10^4\text{yr}$ 、爆発エネルギーは $1.2 \times 10^{51}\text{erg}$ と推定されていた。しかし、XMM-Newton のスペクトルに基づいて我々が再解析した結果、星間吸収パラメータから本天体が GC 付近にあることが示唆された。すると直径は約 50pc にもなり、より大きな爆発エネルギーを持っていたと考えられ、単一の SNR ではなく連鎖的超新星爆発によって生じたスーパーバブルであると推測される。

1 Introduction

天の川銀河中心領域 (Galactic Center Region, GC) には質量が $4 \times 10^6 M_\odot$ にもなる超大質量ブラックホール (Super Massive Blackhole, SMBH) 射手座 A* (Sagittarius A*, SgrA*) が存在し、周囲の高密度領域において多数の高エネルギー天体が発見されている。これらの起源の理解は、銀河や星の生成プロセスを解き明かすことに直結する、天文学の最重要課題の一つである。

銀河のバルジに球状に広がったプラズマと、銀河面に円盤状に広がったプラズマは、それぞれ高温成分 ($\sim 7\text{keV}$) と低温成分 ($\sim 1\text{keV}$) からなる (Koyama et al. 2018)。これらのプラズマは計 $\sim 10^{56}\text{erg}$ ものエネルギーを有し、SgrA* の重力では束縛できないほど高温で常にハローに放出されているため、恒常的なプラズマの供給源が存在すると考えられる。

GC から銀河面に垂直な方向 (南北) に相対論的粒子が放出された形跡である Fermi bubbles (Su et al. 2010) や eROSITA bubbles (Predehl et al. 2020) は、 $\sim 10\text{kpc}$ という銀河そのものと同等のスケールを持

つ巨大構造である。これらのバブルの総エネルギーは $\sim 10^{55}\text{erg}$ 程度と指摘されており (Su et al. 2010)、GC の膨大なエネルギーを伴う活動の代表例である。バブルやプラズマのエネルギー源として、SMBH に引き寄せられた物質で構成される高密度領域である中心分子層 (Central Molecular Zone, CMZ) における連鎖的な超新星爆発 (Supernove, SN) や、SMBH の重力作用が考えられていて、特に連鎖的 SN が有力視されている。しかし、プラズマ生成のエネルギー供給 $\sim 10^{50}\text{erg/yr}$ 、バブルを構成するのに必要なエネルギー供給 $\sim 10^{51}\text{erg/yr}$ を説明するには、CMZ において 1 個 /yr 以上の頻度の SN が必要であるが、SN の頻度は天の川銀河全体でも $\sim 10^{-1}$ 個 /yr とされており、GC のエネルギー源を十分に説明できるとは言えない。

こうした大規模構造や、GC に数多く存在する未知の天体構造を発見・解析するには、多くの観測データを用いて広範囲のマッピングを行う手法が有効である。本研究では XMM-Newton 衛星搭載の CCD カメラ EPIC (mos1, mos2, pn) のデータを用いてマッピ

ングを行なった。今回は作成した GC マップで捉えた天体について報告する。

また、マップで目立つ天体 G359.0-0.9 についてのスペクトル解析を行い、結果を合わせて報告する。先行研究 (Bamba et al. 2000) によれば、本天体はシェル型超新星残骸 (SNR) であり、銀河中心には付随せず、年齢 1.8×10^4 yr、爆発エネルギーは 1.2×10^{51} erg と推定されている。

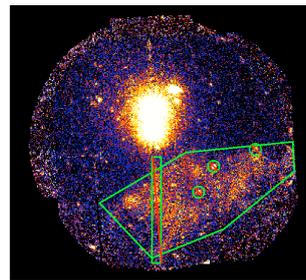


図 1. G359.0-0.9 の解析に使用した領域。赤斜線は該当領域が取り除かれることを意味する。

2 Methods/Instruments and Observations

XMM-Newton 衛星は欧州宇宙機関 (ESA) が 1999 年に打ち上げた X 線観測衛星であり、CCD 検出器 EPIC(mos1,mos2,pn) と反射型回折分光器 RGS を搭載している。本研究では一般公開されている XMM-Newton EPIC の GC 付近の観測データを 303 個用いた。XMM-Newton EPIC と Chandra, Suzaku の検出器の性能を表 1 に示す。EPIC は観測視野の広さと有効面積の広さに特に優れ、空間分解能も良く、マッピングに適している。マッピングには XMM の解析専用ソフトの SAS、X 線解析用ソフトの heasoft、画像解析ソフトの ds9 を用いた。エネルギーバンドは 0.5 – 1.0 keV (低エネルギー X 線)、1.0 – 2.0 keV (中エネルギー X 線)、2.0 – 7.0 keV (高エネルギー X 線)、5.0 – 6.1 keV (高エネルギー連続成分)、6.3 – 6.5 keV (FeK α 輝線)、6.6 – 6.8 keV (FexxvK α 輝線) などを選択した。

一方で G359.0-0.9 のデータは、XMM-EPIC の観測 ID 01502920101 のデータを用い、スペクトル解析には XSPEC を使用した。スペクトル抽出に使用した領域を図 1 に示す。

| 衛星 検出機 | XMM-Newton EPIC-MOS | Chandra ACIS | Suzaku XIS |
|--------------------------------|------------------------|-----------------|---------------|
| エネルギー帯域 (keV) | 0.15-12 | 0.1-10 | 0.2-12 |
| 視野の直径 (') | 30 | 8 | 18 |
| 近地点 (km) | 13000 | 10000 | 550 |
| 遠地点 (km) | 120000 | 14000 | 580 |
| 有効面積 (cm ²)@1.5keV | 4650 | 600 | 1460 |
| 空間分解能 (") | 8 | 0.5 | 120 |
| エネルギー分解能 (eV) | 130 | 150 | 130 |

表 1. 検出器の性能比較

3 Results and Discussion

作成したマップを以下の図 2 と図 3 に示す。図 2 の水色の矢印は SgrA* を指している。SgrA* を囲む赤とピンクの円・楕円はそれぞれバルジと銀河面に広がるプラズマを示しており、SgrA* に近づくにつれて強い放射領域が分布している様子がわかる。黄色の楕円で囲んだ領域は GC から南北への噴出構造、すなわち GC からバブルへ向かう粒子の通り道 (Ponti et al. 2019) を示している。水色の円に囲まれた点源は X 線連星である。これらは BH や中性子星などのコンパクト天体が他の大質量星と連星系をなし、非常に明るい X 線を放射している。 $(l, b) = (359, -1)$ 付近に明るく輝く蟹の手のような形状の構造が見受けられる。この天体は G359.0 -0.9 と呼ばれるもので、既知の構造である (Bamba et al. 2000)。

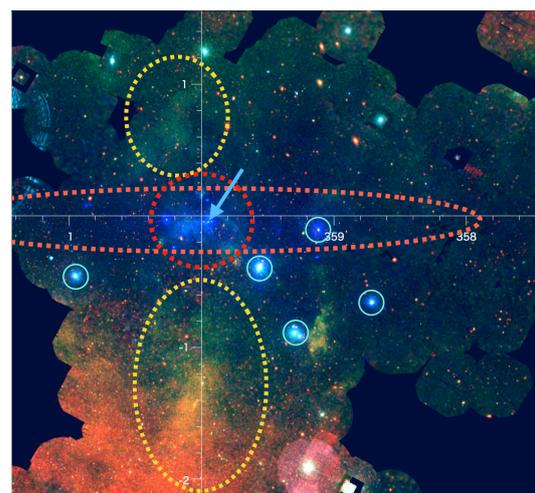


図 2. XMM-EPIC で作成した GC の X 線マップ。赤が 0.5 – 1.0 keV、緑が 1.0 – 2.0 keV、青が 2.0 – 7.0 keV を示している。図中で示しているものは第 3 章で説明する。

図 3 の中で、図 2 と共通するものは同じ天体を表している。黄色の円で示されている噴出領域は、このバンドでは全く見る事ができない。これは噴出由来の X 線が低エネルギー側に集中し、高エネルギー放射がほとんどない証拠である。緑の矢印で指した部分をはじめ、緑の FeK α 輝線成分 (\simeq 低温成分) が卓越している構造が見られる。この部分は低温の中性ガスであって、他の天体からの強い放射を受けて蛍光 X 線を出していると考えられるが、各部を局所的に照らす放射源の候補天体をマップ上で確認することはできない。現在、その放射源とは SgrA* であると考えられているが、我々が観測している SgrA* の光度ではこれらの中性ガスの蛍光 X 線を説明できない。これは、蛍光の反射源となっている SgrA* の放射と、我々に届く同天体からの放射では発生時期に時差 ($\sim 10^2$ yr) があり、この短い期間に放射強度が $\sim 10^{-2}$ 倍に減少したと考えられている (Koyama et al. 2018)。

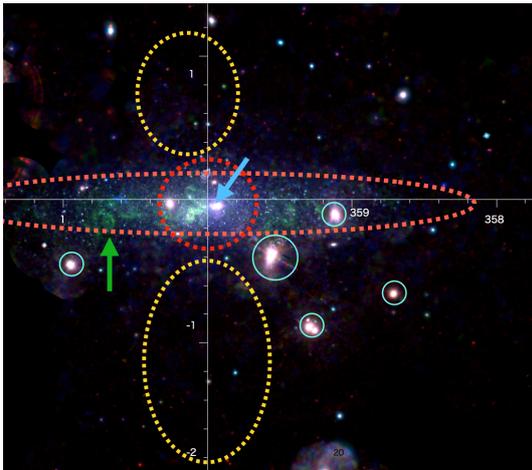


図 3. XMM-EPIC で作成した GC の X 線マップ。赤が 5.0 – 6.1 keV、緑が 6.3 – 6.5 keV、青が 6.6 – 6.8 keV を示し、それぞれ連続成分、FeK α 輝線成分 (\simeq 低温成分)、FexxvK α 輝線成分 (\simeq 高温成分) に対応している。図中で示しているものは第 3 章で説明する。

次に、SNR G359.0-0.9 の解析結果を報告する。本天体は電波観測 (Heywood et al. 2022) により同じ位置にシェル型構造が確認されていることから、その一部が X 線でも光っているものと考えられる。

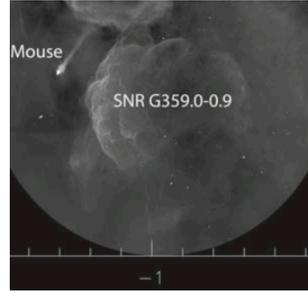


図 4. MeerKAT による G359.0-0.9 の電波観測 (Heywood et al. 2022)

フィットには星間吸収 \times 電離非平衡プラズマ (TBabs \times vnei) を用いた。図 5 にフィットしたスペクトルを、表 2 にベストフィットパラメータを示す。

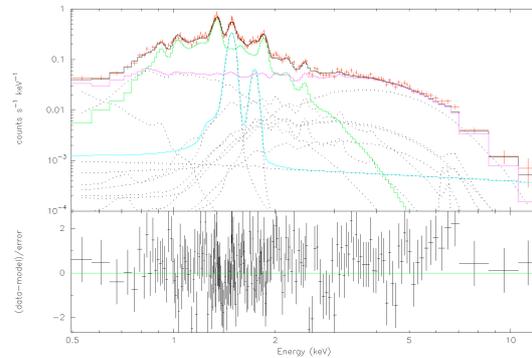


図 5. スペクトルのモデルフィット結果。赤がデータ点で、緑、マゼンタ、水色の曲線はそれぞれ天体からの放射、バックグラウンド放射、検出器由来のバックグラウンド。天体からの放射モデルとして星間吸収 \times 電離非平衡プラズマ (TBabs \times vnei) を用いた。

表 2. フィット結果

| パラメータ (単位) | 値 |
|-------------------------------------------|------------------|
| $N_H (10^{22} \text{cm}^{-2})$ | 1.97 ± 0.09 |
| $kT_e (\text{keV})$ | 0.54 ± 0.07 |
| $Z_H = Z_{He} = Z_C = Z_N (\text{solar})$ | 1 (固定) |
| $Z_O = Z_{Ne} = Z_{Mg} (\text{solar})$ | 1.01 ± 0.13 |
| $Z_{Si} (\text{solar})$ | 0.99 ± 0.14 |
| $Z_S = Z_{Ar} = Z_{Ar} (\text{solar})$ | 0.46 ± 0.16 |
| $Z_{Fe} = Z_{Ni} (\text{solar})$ | 0.004 ± 0.06 |
| $n_e t (10^{11} \text{cm}^{-3} \text{s})$ | 1.18 ± 0.60 |
| $VEM (10^{-4} \text{cm}^{-3})$ | 3.3 ± 0.9 |

フィットパラメータを先行研究 (Bamba et al. 2000) と比較すると、水素柱密度 N_H 、電子温度 kT_e はほぼ

同等の結果となり、Fe のアバundanceが低いという結果も再現された。また、 $n_e T$ の値から本天体がまだ電離平衡に到達していない状態であることが新たに明らかとなった。一方、高エネルギー帯域に現状のモデルでは説明できない成分があり、これについての検討は今後の課題である。また先行研究と同様に水素柱密度から天体までの距離を推定すると ~ 6.4 kpc となり、これと電波シェルの視直径および電子温度を用いてセドフ解から爆発エネルギーの推定を行ったところ、 $\sim 10^{52}$ erg と計算された。これは一般的な SNR の爆発エネルギー $\sim 10^{51}$ erg と比較して大きく、単一の爆発によって形成された天体でない可能性がある。しかしながら水素柱密度からの距離推定には大きな不定性があり、この結果は真の値から大きく異なる可能性がある。今後はこれらについて考えるために、付随する分子雲の速度帯や、視線方向の高密度ガスの検証からより高精度な距離の推定を行うほか、X 線バックグラウンドについてよく検証し、フィットの改善を図りたい。

Ponti et al. 2019, Nature 567, 347-350

Bamba et al. 2000, PASJ, 52, 259

Heywood et al 2022, ApJ, 925, 165

4 Conclusion

XMM-Newton EPIC カメラ を用いた GC のマッピングを行い、さまざまな天体構造を捉えたマップを作成した。特に EPIC が他の検出器よりはるかに優れる帯域である高エネルギー帯域のマッピングにより、中性鉄やヘリウム状鉄イオンの詳細な空間分布を明らかにした。

SNR G359.0-0.9 のスペクトル解析によって先行研究での結果が再現され、加えて本天体が電離非平衡であることを新たに発見した。また、新たに本天体の爆発エネルギーが $\sim 10^{52}$ erg にもなる可能性が生じた。

今後はこれらの結果について十分な議論を行っていききたい。

Reference

Koyama. 2018, PASJ, 70, 1

Su et al. 2010, ApJ 724, 1033

Predehl et al. 2020, Nature, 588, 227-231

星間 a07

位置依存型 Richardson-Lucy デコンボリューションを用いた超新星残骸カシオペア座 A の X 線画像解析

立教大学大学院 理学研究科
酒井 優輔

位置依存型 Richardson-Lucy デコンボリューションを用いた超新星残骸 カシオペア座 A の X 線画像解析

酒井 優輔 (立教大学大学院 理学研究科)

Abstract

宇宙 X 線観測においては、望遠鏡や検出器の応答が畳み込まれており、それらを戻すことで真の空間広がりを推定できる。その手法の一つとして Richardson-Lucy deconvolution (RL 法) があり、これは既知の Point Spread Function (PSF、点広がり関数) 1 つと衛星の観測画像から、ベイズ推定によって真の画像を推定する手法である。RL 法は 1 つの PSF のみを用いて推定することが多いが、実際には検出器の焦点面に光子が落ちた位置毎に PSF が異なるため、広い空間スケールでは精度が落ちる。そこで、位置毎の複数の PSF を用いた位置依存の RL 法を開発した。実際に、Chandra 衛星の観測した超新星残骸カシオペア座 A の全領域に適用する。

1 Introduction

$8M_{\odot}$ 以上の重たい恒星は、一生の最期に超新星爆発を引き起こし、その残骸は超新星残骸 (SNR) となる。超新星爆発が起こると、親星からの噴出物 (ejecta) と星間物質 (ISM) が衝突することにより衝撃波を形成し、ejecta や ISM は衝撃波加熱されて電波から γ 線までの広い波長範囲での高温プラズマとなる。

星は内部での核融合反応によって He, C, O, Ne, Mg, Si, Fe と次々と元素合成して進化し、外側から内側につれて重たい元素が層状の構造に並んでいく。 $8M_{\odot}$ 以上の重たい恒星は、元素合成により中心部に鉄のコアができ、星自身の重力に耐えきれずにコアがつぶれて、ほぼ中性子からなる原始中性子星ができる。中性子星の内部は、中性子の縮退圧などにより重力収縮に拮抗することができ、星の中心に向かって落ち込んだ物質は中性子星の表面で弾かれ、反発衝撃波ができる。この衝撃波がニュートリノ加熱により、星の表面まで到達すると重力崩壊型超新星爆発と呼ばれる爆発を引き起こすと考えられている。

超新星残骸の X 線を観測することで、星の内部の元素組成や宇宙線加速について知ることができる。SNR からの放射は、ejecta による熱的放射と衝撃波加速により TeV 帯域まで加速された電子由来のシンクロトロン X 放射による非熱的放射の 2 種類ある。

熱的放射は 4 keV 以下で、非熱的放射は 4 keV 以上で支配的である。非熱的放射を観測することで、衝撃波速度や磁場などの加速環境を知ることができ、このような SNR の衝撃波加速によるシンクロトロン X 放射は、宇宙線加速の謎を解明する手がかりになると考えられている。また、SNR からの X 線放射は、連続成分と輝線放射で表すことができ、スペクトルの形状からプラズマの温度、元素組成、電離状態など様々な情報を得ることができる。

本研究では、Chandra の約 20 年分の豊富なデータを使い、X 線画像から衝撃波速度などを正確に測定すること目標としているが、望遠鏡や検出器の応答が畳み込まれており、それらの応答を戻さないと正確な測定は困難である。一般的に、その手法の 1 つに Richardson-Lucy deconvolution (RL 法) があるが、この手法では既知の PSF を 1 つと衛星の観測画像から、ベイズ推定によって真の画像を推定するため、カシオペア座 A 全体といった広い空間スケールでは PSF が大きく変化するため精度が落ちる。この問題を解決するために、 γ 線画像での先行研究では、複数の位置毎の PSF と観測画像から真の画像を推定する位置依存の RL 法により、広い空間スケールへのデコンボリューションを可能にした。本研究では、この位置依存の RL 法を Chandra の X 線画像で開発した。

2 Methods/Instruments and Observations

2.1 カシオペア座 A

カシオペア座 A は、カシオペア座にある IIb 型の超新星残骸 (supernova remnant, SNR) で、年齢は約 340 歳であり、距離は 3.4 kpc と考えられている。カシオペア座 A は熱的放射と非熱的放射の双方で明るく光る。これまでに、XMM-Newton や Chandra などによるこれまでの観測により、爆発の非対称性などが提唱されている。

2.2 ChandraX 線衛星と使用データ

ChandraX 線観測衛星は、1999 年 7 月 23 日に NASA によって打ち上げられた人工衛星である。Chandra は、X 線 CCD カメラ (ACIS)、X 線反射鏡 (HRMA)、高分解能カメラ (HRC)、高エネルギー用の透過 4 型回折格子 (HETG)、低エネルギー用の透過型回折格子 (LETG) を搭載している。Chandra はウォルター I 型 X 線望遠鏡が使われていて、角度分解能は 0.5 arcsec で X 線観測衛星の中で最も小さい。ウォルター I 型 X 線望遠鏡の模式図が図 1 である。

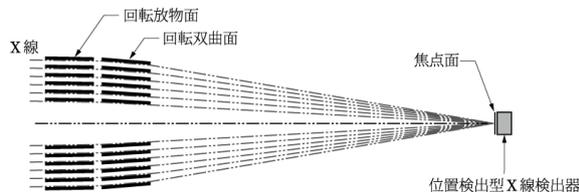


図 1: ウォルター I 型 X 線望遠鏡の模式図 (小山勝二・満田和久「X 線の観測」、シリーズ現代の天文学第 17 巻、井上・小山・高橋・水本編『宇宙の観測 III』1 章 図 1.35 (日本評論社))

カシオペア座 A の Chandra による観測は、2000 年から 2019 年と約 20 年分の豊富データがある。今回使用した Chandra のデータは、2004 年の同時期に観測された Observation ID 4636, 4637, 4639, 5319 で、使用データを表 1 に示す。0.5-7.0 keV で 4 つのデータを結合して 1 枚の X 線画像にして解析する。

表 1: 本研究で使用する Chandra 衛星のカシオペア座 A の使用データ

| ObsID | Exposure Time(ks) | Start Date |
|-------|-------------------|---------------------|
| 4636 | 143.48 | 2004-04-20 08:41:03 |
| 4637 | 163.50 | 2004-04-22 18:22:53 |
| 4639 | 79.05 | 2004-04-25 09:37:41 |
| 5319 | 42.26 | 2004-04-18 21:18:33 |

2.3 Point Spread Function (PSF, 点拡がり関数)

PSF は、恒星などの点源を撮像したときの拡がり具合を表した関数である。Chandra の PSF は、検出器の形状、焦点面への配置等に影響を受けるため理論的に計算することが難しく、本研究では実測に基づいたシミュレーションにより生成する。Chandra の PSF は主に、光軸から離れるほど PSF が大きくなり、光軸との傾きに応じて PSF の楕円形の傾きが変化し、入射エネルギーが大きいほど PSF が大きくなる傾向がある。

2.4 Richardson-Lucy deconvolution (RL 法)

Richardson-Lucy deconvolution (RL 法) は、既知の PSF と衛星の観測画像から真の画像を推定する手法である。観測画像の分布、既知の PSF、観測された画像の関係をベイズの定理を用いて関係づける。そして、ベイズ推定を繰り返し計算することにより真の画像を推定する。理論式は

$$W_{i,r+1} = W_{i,r} \sum_k \frac{P_{i,k} H_k}{\sum_j P_{j,k} W_{j,r}} \quad r = 0, 1, 2, \dots \quad (1)$$

で与えられる。 i, j, k はピクセル座標とする。 W は真の画像、 H は撮像画像、 r は反復回数とする。 $P_{j,k}$ は PSF で、 W_j が H_k で観測される確率を $P(H_k|W_j) = P_{j,k}$ とする。

2.5 位置依存の RL 法

位置依存の RL 法は、位置毎の複数の既知の PSF と衛星の観測画像から真の画像を推定する手法である。従来の RL 法では、1 つの PSF のため広い空間スケールでは精度が落ちていたが、位置依存の RL 法は、位置毎に PSF を変えるため任意の空間スケールに対応できる。理論式は

$$W_{i,r+1} = W_{i,r} \sum_k \frac{P_{i,k} H_k}{\sum_j P_{j,k} W_{j,r}} \quad r = 0, 1, 2, \dots \quad (2)$$

で与えられる。 W_j での PSF を $P_{j,k}$ とし、 W_j が H_k で観測される確率を $P_{j,k}(H_k|W_j) = P_{j,k}$ とする。その他の変数は RL 法と同様である。

3 Results

カシオペア座 A の位置依存の RL 法に用いた PSF が図 2 で、位置依存の RL 法の反復回数 100 回の結果が図 3 である。

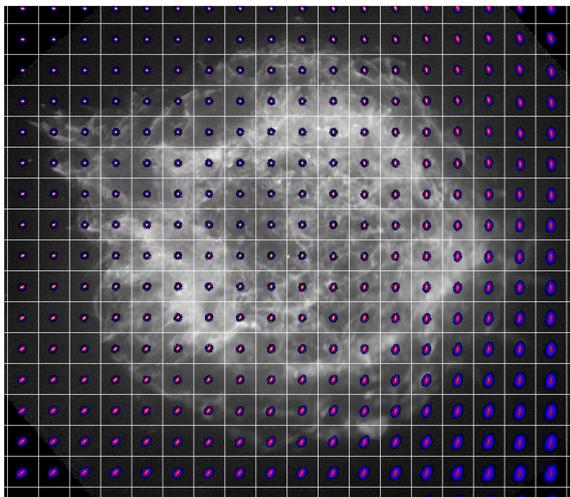


図 2: 位置毎の実測に基づいたシミュレーションにより得られた PSF。黄色から青色にかけて確率が小さい。位置依存の RL 法でグリッド領域毎に PSF を切り替えて使用する。

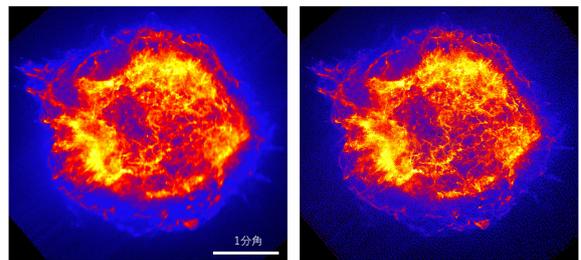


図 3: 左図: Chandra によるカシオペア座 A (Observation ID 4636, 4637, 4639, 5319 の 0.5-7.0 keV) の X 線観測画像。右図: 左図の位置依存の RL 法反復回数 100 回の結果。

4 Discussion

本発表では、位置依存の RL 法の Chandra の X 線画像での開発までで行ったが、今後は図 3 から、位置依存の RL 法により画像が正しく鮮明になっているが議論していきたい。その方法として、Chandra のカシオペア座 A のデータは約 20 年分と豊富にあり観測毎に光軸が異なるため、別の光軸のデータの観測画像と比較することで、この位置依存の RL 法による系統誤差などが挙げられる。

5 Conclusion

本発表では、Chandra の 2004 年のカシオペア座 A の 4 枚のデータを用いて位置依存の RL 法を適用したが、確かに鮮明になっていると考えられる。今後は、他の SNR, AGN, PWN などの他の天体にも適用していきたい。

Reference

- Richardson, William Hadley. 1972, JOSA, 62, 55-59
- Lucy, L. B. 1974, Astronomical Journal, 79, 745-754
- Hiroyasu Tajima et al. 2007 AIP 921, 187
- Toshiki Sato et al. 2018 ApJ 853 46

星間 a08

重力崩壊型超新星から生じる高エネルギーガンマ線の
観測予測

名古屋大学大学院 理学研究科
西川 智隆

重力崩壊型超新星から生じる高エネルギーガンマ線の観測予測

西川 智隆 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

宇宙線 (Cosmic Ray) は宇宙から地球に降り注ぐ自然の放射線である。宇宙線の主成分は陽子であり、他に電子や原子核などが含まれる。これらは、 10^8 eV から 10^{20} eV の広い分布を持ち、大まかに 2 種の幂分布で表される。その幂指数は $10^{15.5}$ eV 付近で変化しており、このエネルギーは「knee energy」と呼ばれる。そして、knee energy までの宇宙線は超新星残骸にて拡散衝撃波加速 (L. Drury 1983) と呼ばれる加速機構によって生成されると考えられている。これは、拡散衝撃波加速によって幂分布と幂指数が説明されるからである。しかし、このモデルでは超新星の典型的な物理量を用いても knee energy まで到達できないという問題がある。この問題に対し、新たなモデルの一つ (Inoue et al. 2021) では、超新星爆発の初期段階で、陽子が knee energy まで加速され得ることが主張されている。しかし、観測による検証はなされていない。検証のためには、PeV のエネルギーを持つ陽子が飛来する方向を観測すれば良いと考えられるが、陽子は銀河中の磁場などによってその運動の方向が容易に変えられるため、起源の特定は非常に困難となる。そこで、光子であれば磁場により運動の方向は変わらないことから、超新星によって加速された陽子から生じるガンマ線についての観測を用いる。しかし、ガンマ線は光子と対消滅という反応を起こし、フラックスが減衰されることを予測される (Gould, R. J. & Schröder, G. P. 1967)。本講演では、光子対消滅による減衰を考慮し、超新星残骸から生じるガンマ線観測予測についての議論を行う。

1 Introduction

宇宙線は、1920 年代半ばに、その存在が観測により確かめられていた。この主成分は陽子であり、電子や原子核など荷電粒子や、ガンマ線などの高エネルギー光子やニュートリノも含む。また、粒子加速器などで人工的に作り出せるエネルギーは重心系で 10^{13} eV 程度であるのに対し、宇宙線のエネルギーは 10^{20} eV にも達する程の大きなエネルギーを持つ。宇宙線がこのように途轍もないエネルギーを持つまでに加速される機構として、拡散衝撃波加速 (e.g., (L. Drury 1983)) が広く受け入れられている。そして、この加速機構が超新星残骸で働くことで、 $10^{10} \sim 10^{15.5}$ eV のエネルギーを持つ荷電粒子が生成されると考えられている。しかしこの加速モデルでは「Knee」エネルギーである $10^{15.5}$ eV には届か無いという問題がある。この問題の解決のため、現在でも様々なモデルの改良が試みられている。

超新星残骸における加速機構のモデルの一つである (Inoue et al. 2021) では、超新星爆発の初期段階の赤色超巨星中で、陽子が Knee エネルギーまで加速

され得ることが主張されている。しかし、観測による検証はなされていない。検証のためには、PeV のエネルギーを持つ陽子が飛んで来る方向を観測すれば良いと考えられるが、陽子は銀河中の磁場などによってその運動の方向が容易に変えられるため、起源の特定は非常に困難となる。そこで、光子であれば磁場により運動の方向は変わらないことから、超新星によって加速された荷電粒子から生じるガンマ線についての観測を用いる。しかし、ガンマ線は光子と対消滅という反応を起こし、フラックスが減衰されることを予測されている (Gould, R. J. & Schröder, G. P. 1967)。このため、ガンマ線観測の予測には減衰の効果を取り入れたモデルが必要となる。以上より、検証を行うには、I 超新星残骸における高エネルギーガンマ線の放射、II ガンマ線の減衰、という 2 つの過程を考慮したシミュレーションを行い、観測結果と比較することが必要と考えられ、これを本研究での課題とする。

2 Methods

本章では地球へ到達するガンマ線のフラックスを予測を行うため、超新星残骸のモデルの紹介とこのモデルを用いたガンマ線の不透明度を計算を行う。

I : 超新星残骸におけるガンマ線の放射

ガンマ線は、以下の過程で発生すると考えられている。超新星残骸で加速された宇宙線陽子は、星間物質中の陽子や原子核と衝突し、中性パイ中間子 π^0 が生成される。そして π^0 が崩壊 ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) することでガンマ線が生成される。(Tatischeff V. 2009) によると、SN1993J の 1 TeV 以上のガンマ線のフラックスは、

$$F_{\gamma, \text{unabs}}(> 1 \text{ TeV}) \approx 2 \times 10^{-12} \left(\frac{D}{3.63 \text{ Mpc}} \right)^{-2} \times \left(\frac{\dot{M}_{\text{RSG}}}{3.8 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{yr}} \right)^2 \left(\frac{t}{\text{days}} \right)^{-1} \left(\frac{u_w}{10 \text{ km/s}} \right)^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (1)$$

により、推定できる。ここで、 D は SN1993J と地球までの距離、 \dot{M}_{RSG} は赤色超巨星の質量損失、 t は超新星爆発後の経過時間、 u_w は星風の速さを表す。これにより、吸収を考慮しないガンマ線のフラックス $F_{\gamma, \text{unabs}}$ が求まる。

II : ガンマ線の減衰

光子はあるエネルギーの閾値を超えると、光子同士が反応し、対消滅 ($\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$) が確率的に起こる (Gould, R. J. & Schröder, G. P. 1967)。この議論を用いて、ガンマ線と、光球から生じる光子 (以下軟光子) との対消滅の量を計算を行う。そのために超新星残骸についてのモデルを与える。(図 1 参照) 内側の円は超新星残骸の光球面、外側の円は外側へ向かう衝撃波面を表し、図 1 の右側を観測者方向とする。また、点 I は衝撃波面からガンマ線が放射された領域、点 S は光球面上から軟光子が放射された領域、点 P はガンマ線と軟光子が相互作用する点を表す。そして、このモデルを用いて対消滅によるガンマ線の不透明度を考える。衝撃波面のある微小領域

から放射されたガンマ線についての不透明度は、

$$\tau_{\gamma\gamma}(t, \Psi_0, E) = \int_0^{+\infty} dl \int_{c_{\min}}^1 d \cos \theta \times \int_0^{2\pi} d\phi \int_{\epsilon_{\min}}^{+\infty} d\epsilon \frac{d\tau_{\gamma\gamma}}{d\epsilon d\Omega dl} \quad (2)$$

と書ける。ここで、 E はガンマ線のエネルギー、 ϵ は軟光子のエネルギー、 θ は軟光子が点 S から生じた時の P での極角、 ϕ は点 S の方位角、 l はガンマ線放射領域 (点 I) から相互作用点 (点 P) までの距離、 Ψ_0 はガンマ線の進行方向についての角度を表す。ここで不透明度 $d\tau_{\gamma\gamma}$ の微分は、

$$d\tau_{\gamma\gamma} = (1 - \mathbf{e}_{\gamma} \cdot \mathbf{e}_{\star}) n_{\epsilon} \sigma_{\gamma\gamma} d\epsilon d\Omega dl \quad (3)$$

で与えられる (Gould, R. J. & Schröder, G. P. 1967)。ここで、 \mathbf{e}_{γ} と \mathbf{e}_{\star} はガンマ線と軟光子のそれぞれの放射領域から相互作用点へ向かう単位ベクトルを表す。また、 n_{ϵ} は光球の表面温度 $T_{\text{ph}}(t)$ のとき生じる軟光子の相互作用点での数密度 (黒体放射を仮定) は、

$$n_{\epsilon} = \frac{2\epsilon^2}{h^3 c^3} \frac{1}{\exp(\epsilon/k_B T_{\text{ph}}(t)) - 1} [\text{cm}^{-3} \text{ erg}^{-1} \text{ sr}^{-1}] \quad (4)$$

であり、 $\sigma_{\gamma\gamma}$ は光子対消滅の散乱断面積 (cf. (Gould, R. J. & Schröder, G. P. 1967)) を表す。さらに、 ϵ_{\min} は光子対消滅が起こり得る軟光子のエネルギーの閾値、 c_{\min} は軟光子が相互作用点に到達し得る $\cos \theta$ の最小値を示す。

III : 観測可能性の予言と観測結果との比較

以上の I、II での議論から、地球上まで到達するガンマ線のフラックスを算出する。吸収を考慮したガンマ線フラックス $F_{\gamma, \text{abs}}$ は式 (1)、(2) を用いて、

$$F_{\gamma, \text{abs}} = F_{\gamma, \text{unabs}} \times \frac{1}{2} \int_{\Psi_{0, \min}}^{\pi} d\Psi_0 \sin \Psi_0 \exp(-\tau_{\gamma\gamma}(t, \Psi_0, E)) \quad (5)$$

と求まる。ここで、式 (2) は衝撃波面のある微小領域から生じたガンマ線についての不透明度であるから、衝撃波面全域について考えるため、 Ψ_0 と m 軸 (図 1 参照) 回りの積分を行う。また、 $\Psi_{0, \min}$ は、ガンマ線が光球を横切るための最低の Ψ_0 の角度を表す。さらに、ここで計算されたガンマ線のフラックスと、CTA 望遠鏡のガンマ線検出感度とを比較し、観測量予測を行う。

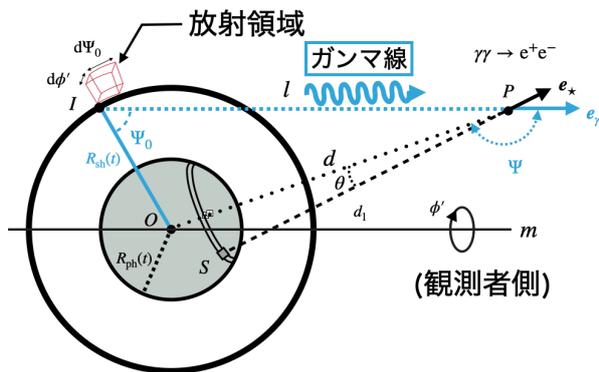


図 1: ガンマ線フラックスの減衰モデルの概念図。光球面の半径を R_{ph} 、衝撃波の半径 R_{sh} とし、点 I で放出されたガンマ線と、点 S から放出された軟光子が点 P で相互作用する。その他のパラメータは本文中に記述されている。

3 Results & Discussion

本章では、吸収を考慮しないガンマ線のフラックス、対消滅による吸収を考慮したガンマ線のフラックス、及び CTA 望遠鏡のガンマ線検出感度 (Cherenkov Telescope Array 2016) を比較する。

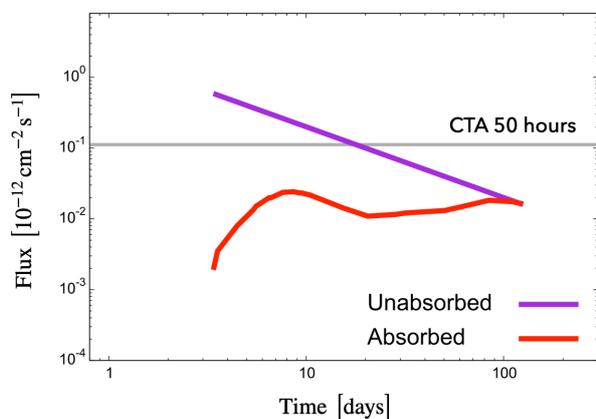


図 2: 地球上で観測されるガンマ線フラックスの予測結果

ここで、横軸は超新星爆発後からの経過日数、縦軸はフラックスを示す。Unabsorbed は吸収を考慮しない SN1993J の 1 TeV 以上のガンマ線のフラックス、Absorbed は対消滅による吸収を考慮したガン

マ線のフラックスを表す。さらに、CTA 50 hours は CTA (Cherenkov Telescope Array) の 50 時間観測した際の検出感度を示す。以上の結果から、今回用いたガンマ線放出のモデル (Tatischeff V. 2009) では、対消滅を考慮すると CTA の検出感度を下回るため、観測は困難であると言える。しかし、最近の研究では、赤色巨星の質量損失 \dot{M}_{RSG} が 2 桁程度増加することが示唆されている (Inoue et al. 2021)。このことから、未吸収のガンマ線のフラックスは大幅に増加することが期待され、SN1993J と同程度の超新星爆発が起こった際には CTA による 50 時間観測で観測されることが考えられる。

4 Future Work

今後の課題として、ガンマ線のフラックスの増加が示唆されている、(Inoue et al. 2021) の宇宙線加速シミュレーションと、本研究で行ったガンマ線の不透明度を組み合わせることで、より現実的な超新星残骸で加速された宇宙線から生じるガンマ線の観測予測を行いたいと考える。

Acknowledgement

本研究にあたり、指導教員である井上剛志教授をはじめ研究室の皆様から、研究面だけでなく精神面や生活面共に支えて頂き、大変お世話になりました。心より感謝申し上げます。

Reference

Cherenkov Telescope Array Observatory gGmbH. "CTAO's expected "Alpha Configuration" performance". Cherenkov Telescope Array. 2016. <https://www.cta-observatory.org/science/ctao-performance/#1472563157332-1ef9e83d-426c>, (2022-08-15)

Gould, R. J., & Schröder, G. P. 1967, Phys. Rev.

Inoue et al. 2021, The Astrophysical Journal

L. Drury 1983, Space Science Reviews

Tatischeff V. 2009, A&A

星間 a09

SPH 法をもちいた Tycho の超新星残骸の長時間シミュ
レーション

東京大学大学院 総合文化研究科
服部 英里子

SPH 法をもちいた Tycho の超新星残骸の長時間シミュレーション

服部 英里子 (東京大学大学院 総合文化研究科)

Abstract

Ia 型超新星爆発とは白色矮星が伴星からの質量降着などにより質量が 1.38 太陽質量に達し爆発するものだ。星内部での核融合で元素合成を行う重力崩壊型とは異なり、Ia 型超新星は爆発時に多量の鉄を合成し、宇宙空間に放出する。Ia 型超新星 SN1572 の残骸である TychoSNR は Si,S,Ca などの元素が球殻状に分布していることが観測により知られている。しかし、Yamaguchi et al.(2017) でも示されている通り鉄は東側に突出して分布しており、鉄 knot と呼ばれている。この鉄 knot は TychoSNR のみならず多くの超新星残骸において観測されている。本研究では鉄のみがなぜ局所的に分布しているのかを探り、今度どのように膨張を続けていくのかを考察するべく、爆発後の膨張を流体力学シミュレーションを用いて計算を行なった。流体の運動の様子は SPH 法を用いて再現した。本公演ではその結果について報告・議論を行う。

1 Introduction

超新星残骸は恒星がその一生の最後に超新星爆発を起こした後に残される星雲状の天体である。超新星爆発が起こる原因は大質量星が重力崩壊を起こすことで爆発するものと白色矮星が何かのきっかけで核融合が暴走することで爆発するものの 2 つに分けられる。

超新星爆発時に合成された元素が爆発の衝撃によって膨張し輝く天体が超新星残骸であり、超新星残骸が膨張することで宇宙空間に様々な元素が供給されている。この膨張の様子を X 線スペクトルを用いて観測すると、元素によって異なる分布を取ることがわかっている。特に鉄の分布は特徴的で鉄 knot と呼ばれており、これが起きるメカニズムについては未だ結論が出ていない。実際に Ia 型超新星 SN1572 の残骸である TychoSNR では Si,S,Ca などの元素が球殻状に分布しているのに対し、鉄は東側に突出して分布している (Yamaguchi et al 2017)。他の超新星残骸を ChandraX 線天文衛星のデータを使って観測しても同じような鉄特有の分布を見ることができる。

今回は鉄の局所的な分布が特に顕著であることから TychoSNR に注目した。TychoSNR は Ia 型超新星残骸である。Ia 型超新星爆発の原因となる白色矮星の核融合の暴走は伴星からの質量膠着による SD(Single Degenerate) 型と 2 つの白色矮星が合体することによる DD(Double Degenerate) 型がある。これらはど

ちらも白色矮星がチャンドラセカール限界質量を超えることで爆発を起こし、中心での点源爆発であると考えられる。超新星残骸における断熱膨張期では衝撃波が Sedov の自己相似解で表すことができる。チャンドラセカール限界質量とはチャンドラセカールが発表した白色矮星が安定して存在できる限界の質量であり、電子の平均分子量を 2、白色矮星内部の温度をゼロとすると、1.46 太陽質量が限界質量とされているが、実際の白色矮星では内部の温度がゼロではないため、1.38 太陽質量を超えると安定して存在できる、爆発する。

本研究では、観測されている TychoSNR の膨張の様子をシミュレーションから再現することで鉄 knot の原因に迫るための前段階として中心での点源爆発を仮定し流体運動をシミュレーションを用いて再現した。

2 Methods

本研究では Iwasawa, M. et al 2016 で開発された大規模並列粒子法シミュレーションコード、FDPS(Framework for Developing Particle Simulators) コードを使用した。このコードは

$$\frac{d\mathbf{u}_i}{dt} = \sum_j f(\mathbf{u}_i, \mathbf{u}_j) + \sum_s f(\mathbf{u}_i, \mathbf{u}_s)$$

表 1: 初期条件

| | 領域 | 値 |
|-------------------------------------------------|---------------------------------------------------|-----|
| ρ | $0 \leq x, y, z \leq 1$ | 1.0 |
| 内部エネルギー | $-1/32 \leq x_c, y_c, z_c^1 \leq 1/32$ | 12 |
| | $-1/32 > x_c, y_c, z_c^1, x_c, y_c, z_c^1 < 1/32$ | 1.5 |
| $^1x_c = x - 0.5, y_c = y - 0.5, z_c = z - 0.5$ | | |

のような微分方程式を時間発展させるものである。FDPS の特徴はこれまで研究者がそれぞれ行う必要のあった大規模並列化を搭載している点である。今回は FDPS コードで提供されている SPH 法のサンプルコードを使用した。

まず $0 \leq x, y, z \leq 1$ であるような 3 次元空間を用意した。その空間をそれぞれ同じ質量となるように 64^3 個に分割し、それぞれを $1/64^3$ の質量を持つ粒子として運動を計算した。今回は Saitoh, T. & Makino, J. 2013 を参考に、中心の 33 の粒子の内部エネルギーが高エネルギーになるよう表 1 のように初期条件を設定し、流体運動の計算を行なった。

3 Results

今回の流体計算では図 1 のように、半径を $r = \sqrt{x_c^2 + y_c^2 + z_c^2}$ として 10 ステップごとにスナップショットをとり、衝撃波が伝播する様子を 700 ステップまで計算した。

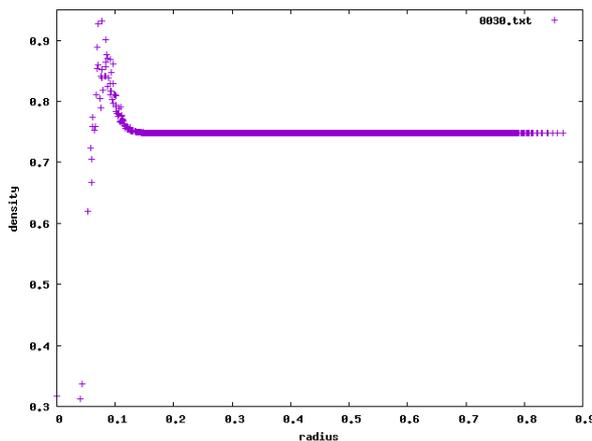


図 1: 30 ステップ目における流体の密度を表すスナップショット

4 Discussion

本研究では FDPS コードを用いて流体に衝撃波が伝播する様子を SPH 法により再現した。超新星の爆発による衝撃波の伝播は断熱膨張期の衝撃波面の半径 $R(t)$, 膨張速度 $D(t)$, 温度 T は

$$R(t) = 12.5t_4^{2/5} \left(\frac{E_{44}}{n_6} \right)^{1/5} [\text{pc}] \quad (1)$$

$$D(t) = 490t_4^{-3/5} \left(\frac{E_{44}}{n_6} \right)^{1/5} [\text{km/sec}] \quad (2)$$

$$T_1 = 3.34 \times 10^6 t_4^{-6/5} \left(\frac{E_{44}}{n_6} \right)^{2/5} [\text{K}] \quad (3)$$

のように Sedov の自己相似解で表現できることが知られている。ここでの $E_{44} = E_0/(10^{44} \text{J})$, $t_4 = t/(10^4 \text{年})$, $n_6 = n_0/(10^6 \text{m}^{-3})$ であり, $\gamma = 5/3$ としている (坂下志郎 & 池内了 1996)。

今後は今回得られた結果とこの自己相似解を比較することで結果の妥当性を検討していきたい。

また、時間をおってスナップショットを見ていくと、衝撃波が $r = 1.0$ に到達する前に 300 ステップ目前後で衝撃波が反射する様子がわかる。これは、計算に用いた 3 次元空間が球状ではなく立方体であったため、領域の中心から端までの距離が場所によって異なっているためである。今後はより広い球場の領域を用いることでより超新星残骸に近い条件で計算を行なっていきたい。

5 Conclusion

FDPS コードを用いて SPH 法により流体の運動の様子を再現した。今後はそれを Sedov の自己相似解と比較することでその妥当性を検討していきたい。一方で、本研究で用意した 3 次元空間が球状ではなく立方体のため、衝撃波が全ての領域に到達し終わ

る前に反射波が生じてしまっている。そのため、今後は球状の 3 次元空間における計算を行いたい。さらに、重力を考慮した計算を行うことで実際の超新星残骸により近い再現をおこなうことができるだろう。

Reference

Yamaguchi, H. et al 2017 ApJ 834 124

Maoz, D. & Mannucci, F. & Nelemans, G. 2014, ARAA 52 107

Saitoh, T. & Makino, J. 2013, ApJ 768 44S

坂下志郎 & 池内了, 『宇宙流体力学』培風館 (1996)

[indexへ戻る](#)

星間 a10

近傍渦巻銀河における巨大分子雲の進化

名古屋大学大学院 理学研究科

出町 史夏

近傍渦巻銀河における巨大分子雲の進化

出町史夏 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河の星形成は主に巨大分子雲 (GMC) 内で進行するため、GMC の進化は銀河進化における基本過程であると考えられる。我々は 50–100 pc の分解能をもつ PHANGS プロジェクトの CO と H α のデータを用いて、近傍渦巻銀河の GMC の進化の描像を調べた。ここでは、大マゼラン雲 (LMC) での結果 (Fukui et al. 1999, Yamaguchi et al. 2001, Kawamura et al. 2009) に基づいて、次のように GMC を分類した。Type I: HII 領域の付随なし、Type II: 付随する HII 領域の光度 $L_{\text{H}\alpha} < 10^{37.5} \text{ erg s}^{-1}$ 、Type III: $L_{\text{H}\alpha} > 10^{37.5} \text{ erg s}^{-1}$ 。この分類を適用すると、Type I, II, III の順で GMC の質量が大きくなりピリアル平衡に近づく傾向と、GMC の質量と HII 領域の光度は緩やかな正の相関を持つことが共通して確認された。また、stellar feedback による影響が最も少ないとみられる Type II の滞在時間を LMC の Type II と同一であると仮定すると、GMC 寿命は 22–46 Myr と導出され、LMC と factor 2 以内で一致した。以上の結果から、Type 分類による GMC の進化の描像について議論する。

1 Introduction

巨大分子雲 (Giant Molecular Cloud ; 以下 GMC) は星形成の主要な舞台であり、銀河進化を理解する上で GMC の進化への理解は欠かすことができない。GMC の観測的な研究には銀河全面の空間的に分解された GMC のサンプルが必要である。こうした観測は、近傍で face-on の大マゼラン雲 (Large Magellanic Cloud ; 以下 LMC) において史上初めて実現された (Fukui et al. 1999)。

Fukui et al. (1999), Kawamura et al. (2009) は LMC の GMC 観測から、星形成領域である HII 領域と若い星団との付随関係に基づいて GMC を次の 3 つの Type に分類した; Type I : 大質量星形成の兆候を示さない GMC、Type II : HII 領域のみが付随する GMC、Type III : HII 領域と若い星団が付随する GMC。星形成領域と各 Type の GMC の空間分布の比較や GMC の HI envelope の付随状況 (Fukui et al. 2009) から、GMC が Type I から Type III へと進化するとの解釈が提案された。また、星団の年齢に基づいて GMC の寿命が 20–30 Myr と見積もられた。この手法は M33 にも適用され、LMC における GMC の Type 分類と進化の描像を支持する結果が得られた (Gratier et al. 2012)。しかし、空間分解能の限界のため、Type 分類の適用は局所銀河群の二銀

河に限られていた。局所銀河群の銀河の多くは矮小銀河であるため、宇宙に多数存在する星の総質量の大きな銀河で Type 分類による GMC 進化モデルの普遍性を検証する必要があった。

近年、Atacama Large Millimeter / submillimeter Array (ALMA) など干渉計の発達によって、10–20 Mpc の距離の銀河についても空間的に分解された GMC の観測が可能になった。Physics at High Angular resolution in Nearby Galaxies (PHANGS) プロジェクトは、ALMA を用いて 100 個ほどの近傍銀河について空間的に分解された GMC の観測を行った (Leroy et al. 2021)。これらの観測データを用いて Chevance et al. (2020) は Kruijssen & Longmore (2014) で提案された統計的手法で GMC の寿命を求めることが試みられたが、Fukui et al. (1999) 等との比較検討は十分には行われておらず、Type 分類による GMC 進化の普遍性を検証することが課題となっている。

本研究では GMC 進化を検証するために、PHANGS プロジェクトの CO (Leroy et al. 2021) と H α (Emsellem et al. 2022) のデータを用いて、10–20 Mpc の距離にある近傍渦巻銀河に Type 分類の適用を拡張した。対象として GMC が 50–100 pc で分解されている 6 銀河 (NGC 628, NGC 1433,

NGC 1512, NGC 2835, NGC 3351, NGC 3627) を選んだ。

2 Observations and Methods

本研究では、ALMA の 12m、7m と total power arrays (TP) で観測された、PHANGS-ALMA data release v1.0 の $^{12}\text{CO}(J = 2-1)$ のデータ (Leroy et al. 2021) と、ESO Science Archive Facility によって提供された PHANGS-MUSE Large program (Emsellem et al. 2022) の $\text{H}\alpha$ の観測データを使用した。PHANGS-MUSE はヨーロッパ南天天文台の Very Large Telescope (VLT) に搭載された Multi Unit Spectroscopic Explorer (MUSE) という面分光器を使用した可視光観測である。ALMA の分解能や感度は表 1 に示す。

表 1: サンプル銀河の距離と ALMA の分解能、感度の一覧。分解能と感度は Leroy et al. (2021)、距離は Anand et al. (2021) より引用した。

| 銀河 | 分解能 [pc] | 感度 [mK] | 距離 [Mpc] |
|----------|----------|---------|----------|
| NGC 2835 | 50 | 239 | 12 |
| NGC 628 | 53 | 115 | 9.8 |
| NGC 3351 | 71 | 108 | 10 |
| NGC 3627 | 89 | 80 | 11 |
| NGC 1512 | 94 | 120 | 19 |
| NGC 1433 | 99 | 119 | 19 |

GMC の同定には PYCPROPS (Rosolowsky et al. 2021) を、 HII 領域の同定には Astrodendro (Rosolowsky et al. 2008) を用いた。PYCPROPS は、はじめに同定の核となる局所最大値を同定した上で、周囲のピクセルを局所最大値に割り当てることで構造を同定する。Astrodendro は構造を階層的に同定し、ピーク付近の最小単位の構造を「リーフ」と呼ぶ。今回は diffuse ionized gas (DIG) に由来する薄く広がった放射を取り除くため、局所的なピークを抽出するリーフを HII 領域と見做した。

PYCPROPS で同定した構造 (GMC) の境界線と Astrodendro で同定したリーフ (HII 領域) の境界線が重なった場合に、GMC と HII 領域は付随関係にあると判定した。

10-20 Mpc の距離の銀河については十分な感度をもつ星団の観測が困難なことが多いため、 HII 領域の

光度 ($L_{\text{H}\alpha}$) に基づいて [Type I : GMC 単体、Type II : $L_{\text{H}\alpha} < 10^{37.5} \text{erg s}^{-1}$ の HII 領域が付随する GMC、Type III : $L_{\text{H}\alpha} > 10^{37.5} \text{erg s}^{-1}$ の HII 領域が付随する GMC] とした。これは、若い星団に付随する HII 領域と、星団に付随していない HII 領域の光度の間に、 $10^{37.5} \text{erg s}^{-1}$ の境界があること (Yamaguchi et al. 2001) に基づいており、M33 でも検証されている (Konishi et al. in preparation.)。

3 Results

ここでは代表として NGC 628 の結果を示す。図 1 は $\text{H}\alpha$ の map の上にコントアで同定した GMC を示している。NGC 628 の Type I (緑のコントア) は 81 個、Type II (青のコントア) は 283 個、Type III (赤のコントア) は 257 個である。Type II と Type III はアーム状に分布している一方、Type I はインターアームに分布する傾向が確認できる。

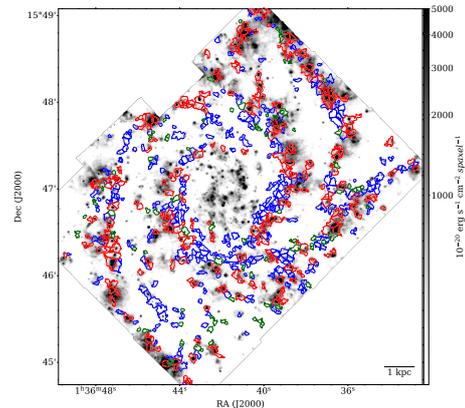


図 1: NGC 628 の $\text{H}\alpha$ の map に Type 毎の GMC をコントアで重ねた図。緑のコントアが Type I、青のコントアが Type II、赤のコントアが Type III を表す。このコントアが PYCPROPS で同定した構造に対応している。

図 2 は Type ごとの GMC の質量分布であり、点線は各 Type の質量の中央値の位置を示している。この図から GMC の質量は Type I < Type II < Type III という傾向があるとわかる。図 3 は CO 光度質量 (M_{CO}) とビリアル質量 (M_{vir}) を比較した図であり、Type I, II, III をそれぞれ緑、青、赤色でプロットし

ている。黒線は $M_{vir} : M_{CO} = 1 : 1$ の線を、点線は各 Type の $M_{CO} = M_{vir}^a \cdot 10^b$ のフィッティングラインを示しており、Type I, II, III という順でビリアル平衡に近づく傾向が確認できる。これらの傾向は他の 5 つの銀河でも共通して確認できた。

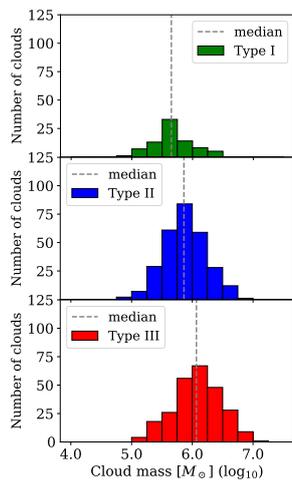


図 2: NGC 628 の各 Type の GMC の質量分布図。点線は各 Type の質量の中央値の位置を示しており、Type I : $10^{5.7} M_{\odot}$ 、Type II : $10^{5.9} M_{\odot}$ 、Type III : $10^{6.1} M_{\odot}$ である。

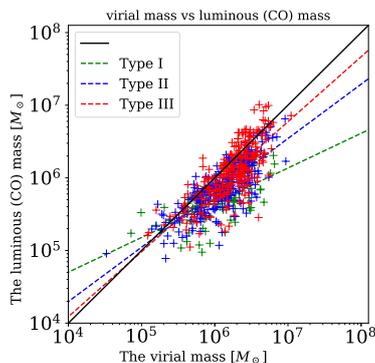


図 3: NGC 628 について、横軸にビリアル質量、縦軸に CO 光度質量をプロットした図。Type I, II, III をそれぞれ緑、青、赤色で表しており、十字がデータ点、点線がフィッティングラインである。黒線は光度質量 : ビリアル質量 = 1 : 1 の線を示している。

図 4 は GMC の質量と付随する HII 領域の光度の相関を表している。NGC 628 のスピアマン順位相関係

数は 0.34 で、緩やかに正の相関があることがわかる。

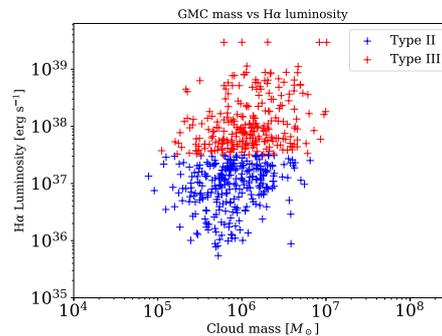


図 4: NGC 628 について、横軸に GMC の質量、縦軸に GMC に付随する HII 領域の光度をプロットした図。青の十字が Type II、赤の十字が Type III を表している。スピアマン順位相関係数は 0.34 である。

4 Discussion

図 2 から GMC の質量が Type I, II, III と大きくなる傾向が確認された。これは LMC (Kawamura et al. 2009) や M33 (Konishi et al. in preparation) と矛盾しない結果である。Fukui et al. 2009 や Kobayashi et al. 2017 では、HI ガスの降着により GMC が Type I、Type II、Type III の順に成長することが示唆され、本研究で得られた結果はこの描像と矛盾しない。さらに、図 3 では Type I, II, III の順にビリアル平衡に近づく傾向が見られ、GMC はより星形成を起しやすしい系に進化していると考えられる。つまり、GMC は質量を獲得しながら、より活発に星形成を行い、Type I, II, III と進化していると解釈することができる。これはより質量の大きい GMC により明るい HII 領域が付随している傾向 (図 4) とも矛盾しない。同様の傾向が 6 つの銀河で確認されており、Type 分類は GMC 進化の描像を概ね表していると言える。

次に GMC の寿命について議論する。LMC においては年齢が 10 Myr 以下の星団のうち約 70% が GMC と付随することから、Type III GMC はおよそ 7 Myr で散逸すると見積もられ、Type I と Type II GMC の滞在時間は Type III との個数比からそれぞれ 6 Myr と 13 Myr と見積もられた (Kawamura et al. 2009)。

本研究では、6つの銀河の Type II の滞在時間が LMC の Type II の滞在時間 (13 Myr) と等しいという仮定をおき、Type I と Type III は Type II との個数比から滞在時間を概算した。Type I は最も質量が小さい傾向があり (図 2)、検出限界の影響を最も受けやすい。一方 Type III は星団からの放射による散逸の影響が大きいと考えられる。よってこれらの影響の最も小さい Type II を基準として選んだ。概算した各銀河の GMC の寿命は図 5 のようになり、NGC 2835 と NGC 3627 以外の 4 つの銀河については LMC と factor 2 以内で一致した。NGC 2835 は感度が他の銀河よりも 2 倍以上悪く (表 1)、Type II の数を少なく見積もっている可能性がある。そのため Type III の相対的な数が大きくなったと考えられる。NGC 3627 は他の銀河に比べ、アーム上で CO や H α が明るい傾向があり (図 6)、Type III の割合が高いことに影響している可能性が考えられる。また、GMC の進化のタイムスケールについて Cheavance et al. (2020) では、全体の寿命の 75–90% が星形成をしていない段階 (Type I に対応する) であると主張されている。この研究では GMC の大きさを問わずに GMC の中心同士の間隔に基づいてタイムスケールを算出している。一方 Type 分類は、広がりをもつ構造を用いて H α と CO を比較している。以上のような手法の違いが GMC のタイムスケールの違いに表れていると考えられる。以上から NGC 2835 と NGC 3627 を除くと、GMC の寿命は 22–46 Myr と求められた。

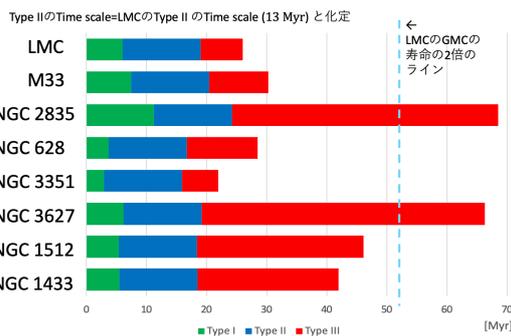


図 5: 各銀河の GMC の寿命を表した図。緑が Type I、青が Type II、赤が Type III の滞在時間を表す。LMC は Kawamura et al. 2009 の結果、M33 は Konishi et al. in preparation の結果を引用している。

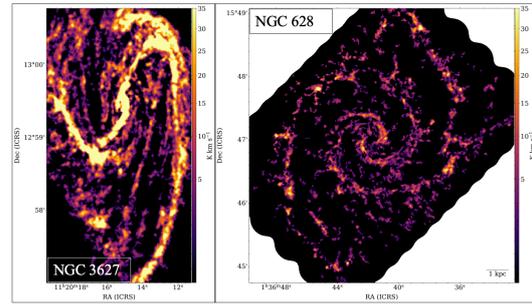


図 6: NGC 3627 と NGC 628 の $^{12}\text{CO}(J=2-1)$ の積分強度図。両方ともカラーレンジを揃えている。

5 Conclusion

距離が 10–20 Mpc の 6 つの渦巻き銀河に対して Type 分類を適用したところ、GMC が Type I, II, III と進化する描像が確認できた。また、GMC の寿命を概算したところ、例外を除く 4 つの銀河で 22–46 Myr と求められ、LMC と factor 2 以内で一致することがわかった。今後、さらに多くの銀河に拡張する計画である。

Reference

Anand et al. 2021, MNRAS, 501, 3621
 Cheavance et al. 2020, MNRAS, 493, 2872
 Emsellem et al. 2022, A&A, 659, 191
 Fukui et al. 1999, PASJ, 51, 745
 Fukui et al. 2009, ApJ, 705, 144
 Gratier et al. 2012, A&A, 542, 108
 Kawamura et al. 2009, ApJS, 184, 1
 Kobayashi et al. 2017, 836, 175
 Konishi et al. 2022, APJ, in prep.
 Kruijssen & Longmore 2014, MNRAS, 439, 3239
 Leroy et al. 2021, ApJS, 257, 43
 Rosolowsky et al. 2008, ApJ, 679, 1338
 Rosolowsky et al. 2021, MNRAS, 502, 1218
 Yamaguchi et al. 2001, PASJ, 53, 985

星間 a11

ALMA ACAによる大マゼラン雲超広域探査:Molecular
ridge領域における分子雲の統計的性質

大阪公立大学大学院 理学研究科
北野 尚弥

ALMA ACA による大マゼラン雲超広域探査：Molecular ridge 領域 における分子雲の統計的性質

北野 尚弥 (大阪公立大学大学院 理学研究科)

Abstract

大マゼラン雲 ($Z \sim 0.5 Z_{\odot}$) は現在の銀河系では見られないような大規模な星団が形成されており、様々な環境での星形成の統一的な見解を得るためにも重要な位置付けとなる銀河である。これまでの観測から小マゼラン雲との潮汐相互作用に起因する HI ガス衝突流が大規模な星団形成を誘発したことが報告されており、銀河間相互作用が星形成過程や分子雲の物理的性質に及ぼす影響を調べる上で重要な天体である。本研究で着眼している Molecular Ridge は大マゼラン雲南東部に位置する総分子ガス質量が $\sim 10^7 M_{\odot}$ の巨大分子雲複合体であり、N158, N159, N160 など星形成が活発な領域を含む。我々は Atacama Compact Array (ACA) で得られた 1.3mm 帯の CO 分子輝線アーカイブデータ (2016.1.00782.S, 2018.A.00061.S) の解析を推進している。同領域内では、複数のフィラメント状分子雲が 200 pc を超えたスケールの HI ガス衝突流により形成された可能性があり、それに加え、北部から南部にかけた分子雲の系統的進化を支持する高密度ガス比の変化を確認している。この ACA による $^{12}\text{CO}(J=2-1)$ データに対し、分子雲の半径と速度分散の関係を調べた結果、銀河系の標準的な関係と比べて、速度線幅は同程度かやや高い水準に分布することが分かった。この傾向は Molecular ridge から 500 pc 北に存在する 30 Doradus 領域の結果とも整合的である。また、観測領域内で唯一大質量星形成が不活発である N159S とその他の活発な領域同士を比較しても優位な差は見られず、星形成のフィードバック等では線幅の増強は説明できないと思われる。本講演では分子雲の物理状態の変化が HI ガス流の存在や重元素量といった環境の違いに起因している可能性を論じる。

1 Introduction

大質量星は、そのエネルギーによって周囲のガスを電離させることや一生の終わりに超新星爆発を起こすことによって重元素を放出し周囲の環境に大きな影響を与えることなどから銀河進化の解明において重要な天体である。しかし、大質量星の形成過程は現在も完全な理解には至っていない。その理由として、小質量星の典型的な質量降着率 ($=10^{-5} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$) で降着し続けることを考えても、数十 M_{\odot} 程度しか質量を増やすことができないことや中心星が主系列星になるとフィードバックが起り、質量降着が妨げられることなどが挙げられる。そこで本研究では、大質量星の形成の場である分子雲の統計的な性質について研究を進めている。本研究の主な観測領域である大マゼラン雲の Molecular ridge 領域では、小マゼラン雲との潮汐相互作用によって流入された HI ガスの衝突によって大質量星を含む大規模な星団の形成が誘発され

ていることが報告されているため (Tsuge+19)、大質量星形成に至る分子雲の物理的性質を調べる上で非常に重要な天体である。そこで本発表では Molecular ridge 領域における分子雲の半径と速度分散の関係について調べた結果から、HI ガス衝突による線幅の増強の可能性や銀河系とは異なる環境下でのサイズ-線幅関係について論じる。次に、観測領域内で唯一大質量星形成が不活発な領域である N159S と大質量星形成が活発な他の領域とのサイズ線幅関係を比較することで、大質量星のフィードバックによって線幅がどのように影響するかについて調べた結果を報告する。さらに、小マゼラン雲の N83 領域とのサイズ-線幅関係の比較も行った。小マゼラン雲は金属量が $0.2Z_{\odot}$ 程と低金属量の環境であることが分かっており、宇宙初期に比較的近い環境での星形成の様子を探ることができる。本発表ではこれらの領域における分子雲の性質の違いについても論じる。

2 Observations

本研究では、ALMA ACA のアーカイブデータ (2016.1.00782.S, PI:Rosie, 2018.A.00061.S PI: Bolatto) を解析した。観測輝線は、band6 の ^{12}CO , ^{13}CO , C^{18}O と 1.3mm continuum である。観測領域が $160\text{pc} \times 350\text{pc}$ で、空間分解能が 1.6pc である。また速度分解能は $\sim 0.1\text{km/s}$ 、感度が $\sim 0.06\text{K}$ となっている。また、12m 単一鏡 (TP) での観測も行われており、TP のデータと ACA のデータをコンバインすることによって、deconvolution により生じた missing flux を補正した。図1に使用したアーカイブデータの観測領域を示す。白色のコントアが使用したデータの観測範囲を示しており、背景は Mopra による $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ 輝線観測の積分強度図である。

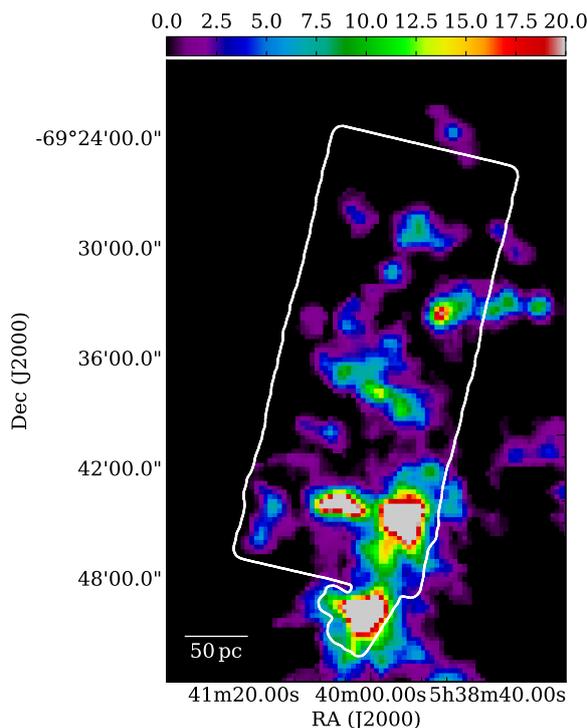


図1: 観測領域

3 Methods

本研究では、Molecular ridge 領域と小マゼラン雲の N83 の2領域で分子雲を同定し、比較するために分子雲同定アルゴリズムである dendrogram (Rosolowsky+08) を使用した。dendrogram は分子雲の最小の構造である leaf と leaf を含む大きな構造である trunk で分子雲の同定を行い、同定した構造における物理量を導出することができる。そこで、これら2つの領域で dendrogram を用いて分子雲を同定し、それぞれの半径と速度分散の関係を求めた。これら2つの領域を比較するにあたって、空間分解能を $\sim 2\text{pc}$ に合わせた。N83 における dendrogram を用いた分子雲同定の例を図2に示す。

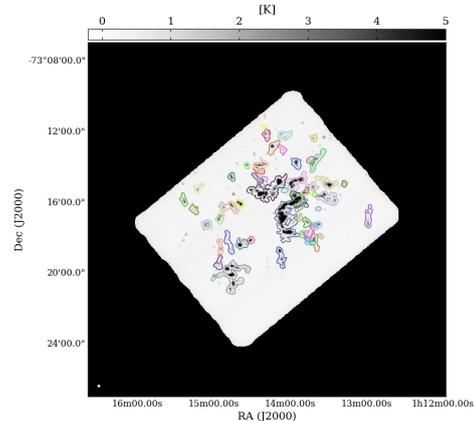


図2: N83 における分子雲同定

4 Results/Discussion

4.1 Molecular ridge North の分子雲

今回の解析で得られた Molecular ridge 北部領域の peak 強度図を図3に示す。今回使用したデータの観測領域は北から N158, N160, N159 の3つの巨大分子雲を含み、特に N159EW で強度が強くなっている分子雲の卓越した領域である。その中でも、N159W-S と N159E-Papillon の2つの領域では HI flow によってフィラメントが整列した可能性が示唆されている (Fukui+19, Tokuda+19)。

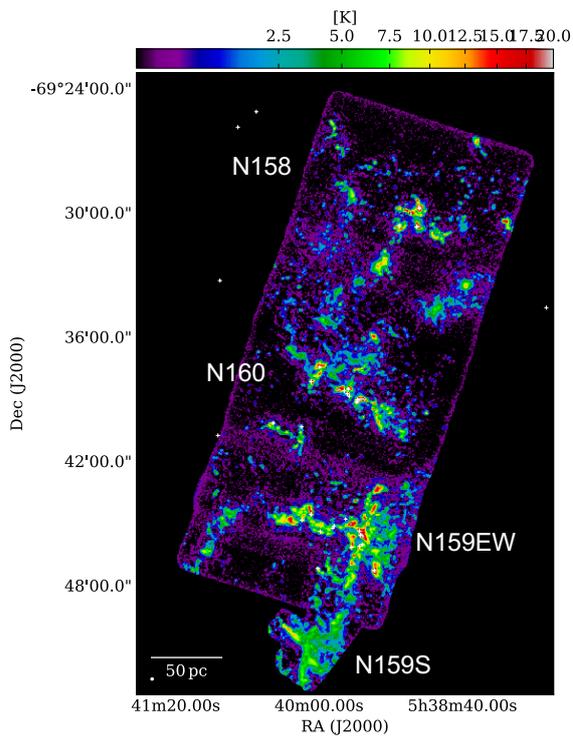


図 3: Molecular ridge North の peak 強度図

4.2 分子雲のサイズ-線幅関係

Molecular ridge 領域で dendrogram を用いて分子雲の半径と速度分散を導出し、プロットした。その結果を図 4 に示す。

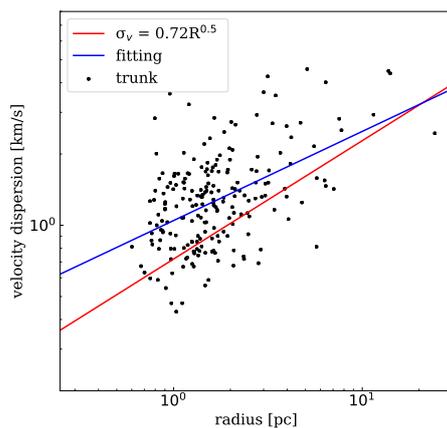


図 4: Molecular ridge のサイズ-線幅関係のプロット

赤線は銀河系の典型的なサイズ-線幅関係

(Solomon+1987) を示しており、青線は今回フィッティングした直線を示している。銀河系と比較すると、Molecular ridge 領域は分子雲の半径に対して分子雲内部の乱流がやや大きいか同じくらいであることが分かった。これは小マゼラン雲からの HI ガス流の衝突による可能性や大質量星形成のフィードバックによる可能性がある。次に、Molecular ridge 北部領域内部においてサイズ-線幅の比較を行った結果を図 5 に示す。

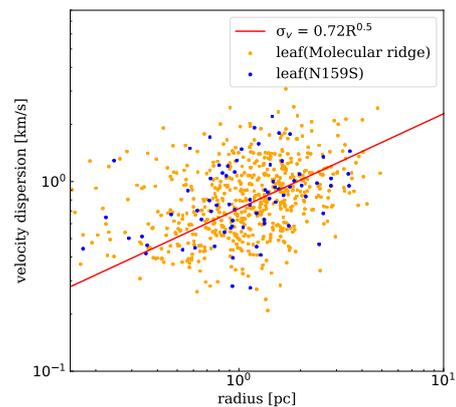


図 5: N159S と全体のサイズ-線幅関係のプロット

観測領域内で唯一大質量星形成が進んでいない N159S と他の領域を比較すると、ほとんどサイズ-線幅関係は変わらなかった。このことから大質量星によるフィードバックは線幅の増強にほとんど関係しないと考えられ、Molecular ridge の線幅が銀河系の典型的なサイズ-線幅関係と比べ大きくなっているのは HI ガスの衝突が一番の原因である可能性がある。最後に、Molecular ridge 領域と小マゼラン雲の N83 領域においてサイズ-線幅関係を示したものを図 6 に示す。

小マゼラン雲の N83 領域では速度分散が銀河系や Molecular ridge よりもやや小さくなった。これは小マゼラン雲の金属量 ($\sim 0.2Z_{\odot}$) が銀河系や大マゼラン雲 ($\sim 0.5Z_{\odot}$) よりも低いことが原因である可能性がある。

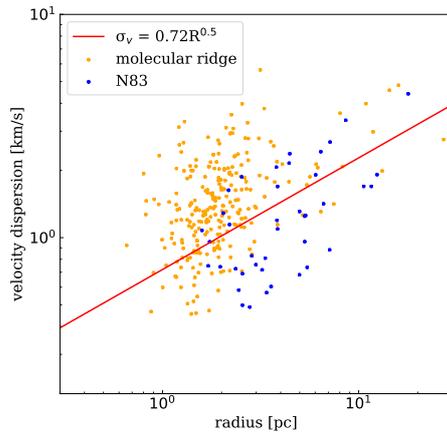


図 6: 銀河別のサイズ-線幅関係のプロット

5 Conclusion

大マゼラン雲 Molecular ridge 領域の ALMA ACA のアーカイブデータの解析を分子雲同定アルゴリズムの dendrogram を用いて行った。その結果導出された分子雲の半径と速度分散の関係は銀河系の典型的な関係よりもやや大きくなっていることが分かった。さらに、領域内で唯一大質量星形成が不活発な N159S 領域と他の領域を比較しても優位な差は見られなかった。このことから Molecular ridge において線幅が大きくなっているのは大質量星形成の際のフィードバックによるものではなく、HI ガスの衝突によるものである可能性がある。さらに、小マゼラン雲の N83 領域と比較した結果、N83 領域の線幅は小さくなった。これは大マゼラン雲や銀河系と比べて小マゼラン雲の金属量が低いことが原因の可能性はある。

Reference

- Kisetsu Tsuge et al., ApJ, 871, 44, 2019
 E. W. Rosolowsky et al., ApJ, 679, 1338, 2019
 P. M. Solomon et al., ApJ, 319, 730, 1987
 Remy Indebetouw et al., ApJ, 774, 73, 2013
 Yasuo Fukui et al., ApJ, 886, 14, 2019
 Kazuki Tokuda et al., ApJ, 886, 15, 2019

星間 a12

小マゼラン雲 N83/N84領域における ALMA ACA を用
いた広域CO探査

大阪公立大学大学院 理学研究科
松本 健

小マゼラン雲 N83/N84 領域における ALMA ACA を用いた広域 CO 探査

松本 健 (大阪公立大学大学院 理学研究科)

Abstract

小マゼラン雲 (距離 ~ 60 kpc) は金属量が銀河系の約 $1/5$ 程度と低く、低金属量環境下での星形成過程を調べる上で最適な天体である。我々はこれまで小マゼラン雲北部領域における Atacama Compact Array (ACA) による ^{12}CO 輝線データ (空間分解能: 2 pc, 総観測領域: 0.26 平方度) の解析を行い、CO 輝線の分子雲トレーサーとしての振る舞いや分子ガスの物理的性質を明らかにしてきた ([1], 大野他 2021 春季年会)。本研究では、小マゼラン雲南東部に位置している H II 領域 N83/N84 に着目する。この領域は、北部領域よりも H I ガスの速度分布が複雑で、その起源として大小マゼラン雲の潮汐相互作用による H I 流の衝突が提案されている (大野他 2020 春季年会)。我々は、小マゼラン雲内での低金属環境下における分子雲がもつ物理的性質の普遍性/多様性を検証すべく、ACA による N83/N84 領域 (空間分解能: 2 pc, 総観測領域: 0.03 平方度) での CO ($J=2-1$) 輝線アーカイブデータ (2018.1.01319.S) の解析を実施した。その結果、分子ガスの総質量は $\sim 2 \times 10^5 M_{\odot}$ であり ($X_{\text{CO}} = 7.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ を仮定 [2])、これは総観測面積が 9 倍程度の北部領域での半分程度の質量に相当する。また、階層構造解析アルゴリズム Dendrogram [3] により、周囲の CO フリーな場所と明確に境界が区別できる構造を 125 個同定した。これらの分子雲の半径 (R) と速度分散 (σ_v) の関係は冪乗則 $\sigma_v = 0.4R^{0.56}$ に従うが、銀河系 ($\sigma_v = 0.72R^{0.5}$ [4]) や大マゼラン雲の一部領域と比較すると、同じ半径で線幅が約 2 倍小さいことを確認した。この傾向は小マゼラン北部領域と共通である。以上から、小マゼラン雲特有の性質をもつ CO 分子雲が N83/N84 領域ではより狭い領域に集中していることがわかった。

1 Introduction

星間物質の振る舞いを知ることは、星形成の理解を深める上で極めて重要である。星間ガスによる星形成には様々な要因が影響する中で、本研究では金属量に着目する。天文学における金属量とは、H および He よりも重い元素の存在量のことを表し、金属量の少ない環境つまりは星間ダストが少ないことで、(1) 外部からの紫外線が分子ガス内部にまで入り込み、CO 分子が光解離され C I が生成されやすくなる (2) 冷却効果が弱まり、分子ガスの温度が上昇しやすくなる、などの金属量に富んだ我々の銀河系とは異なる環境での分子ガスの振る舞い・性質が考えられる。低金属環境下における星形成過程を理解するため、本研究では銀河系の外、小マゼラン雲 (SMC) を観測対象とする。SMC は、距離が 62 kpc と極めて近く高分解能での観測が可能であり、金属量が天の

川銀河の約 $1/5$ 程度と低く、本研究において最適な天体である。我々は、これまでに小マゼラン雲北部領域における Atacama Compact Array (ACA) を用いた ^{12}CO 輝線の高分解能・広域観測データ (空間分解能: 2 pc, 総観測領域: 0.26 平方度) の解析を行い、低金属環境下における CO 分子輝線の分子雲トレーサーとしての振る舞いを明らかにするとともに分子ガスの物理的性質を解明してきた ([1], 大野他 2021 春季年会)。本研究では、SMC 南東部に位置する H II 領域 N83/N84 でも同様の解析を行い、低金属環境下である小マゼラン雲に位置する分子雲がもつ物理的性質の普遍性や多様性について議論する。

2 Observation

本研究のターゲットとなる N83/N84 領域は星形成の活発な領域であり、複数の Young Stellar Ob-

ject(YSO) が確認できる。特に、N83 領域では H II 領域の縁に沿って分子ガスが分布し、H II 領域によって温められたであろう 40K 程度の分雲ガスをみることができる。我々は今回、ALMA アーカイブデータ (2018.1.01319.S) の解析を実施した。本データは Atacama Compact Array の 7m 鏡による Band6(211-275GHz) のデータで、空間分解能 $6''.9 \times 6''.6$ 、感度 $\sim 1.3 \times 10^{-3} \text{ Jy beam}^{-1}$ の観測による総観測範囲が 0.03 平方度のデータである。また、本領域の先行研究である SMC 北部領域との相違点は ^{12}CO 輝線だけでなく ^{13}CO 輝線のデータも確認でき、分子ガスの物理状態のさらなる議論が期待できる。

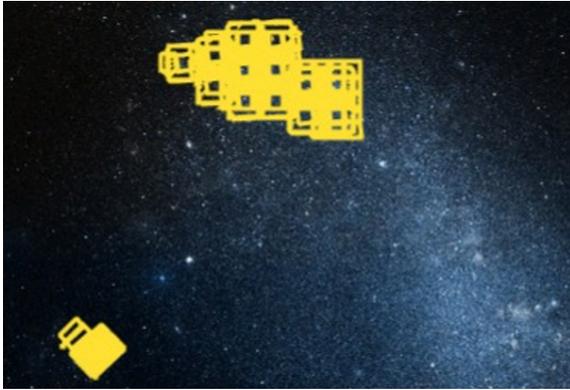


図 1: 小マゼラン雲内の観測領域
(上: 先行研究の北部領域, 左下:N83/N84 領域)

3 Results

図 2 は、本データから得られた ^{12}CO , $^{13}\text{CO}(J=2-1)$ の積分強度図とピーク輝度温度の分布である。コンパクトな分子ガスを多く確認することができ、その総質量は $\sim 2 \times 10^5 M_{\odot}$ と ($X_{\text{CO}} = 7.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ を仮定 [2])、観測領域が約 9 倍の北部領域の分子雲の総質量の半分に相当する。また、北部領域と同スケールで分子雲の大きさを比較してみると (図 3)、非常に似たコンパクトなものを確認することができる。以上のことから、N83/N84 領域では、SMC 北部領域と同様にコンパクトな分子雲がより狭い範囲に集中して分布していることが考えられる。

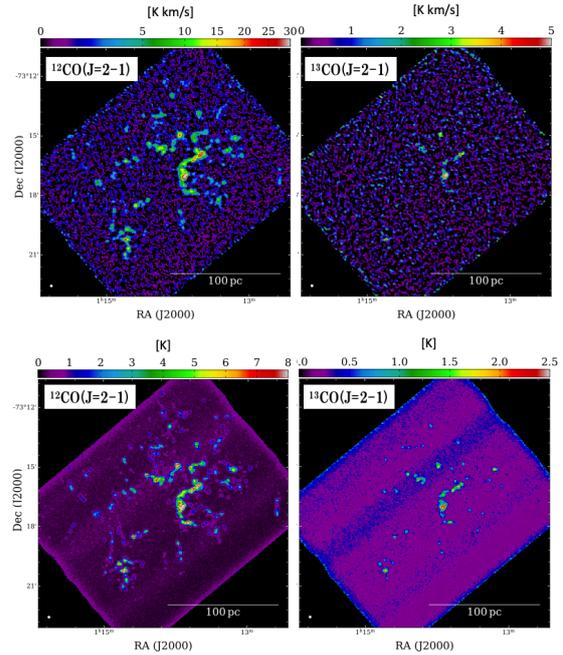


図 2: ^{12}CO , $^{13}\text{CO}(J=2-1)$ 輝線の積分強度図 (上) とピーク輝度温度 (下)

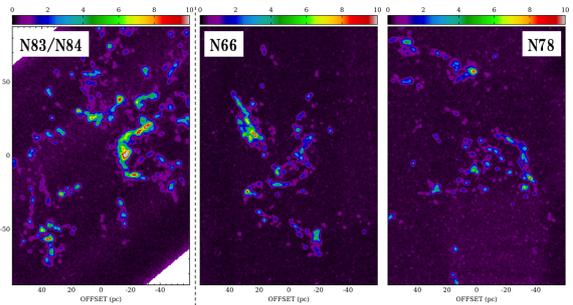


図 3: 同スケールで示した ^{12}CO のピーク輝度温度 (左:N83/N84 領域, 中央:SMC 北部領域の N66, 右:SMC 北部領域 N78)

4 Conclusion

4.1 分子雲の同定とその傾向

本領域の分子雲マップに対して階層構造アルゴリズム Dendrogram [3] を用いて分子雲の同定を実施した (図 4)。その結果、trunk が 125 個、leaf が 212 個が同定された。そのうち、サブ構造 (leaf) をもたない trunk が 99 個と、全体の 80% に当たる。これは

北部領域で同様に分子雲同定した際に 85% の trunk がサブ構造を持たないことと類似している

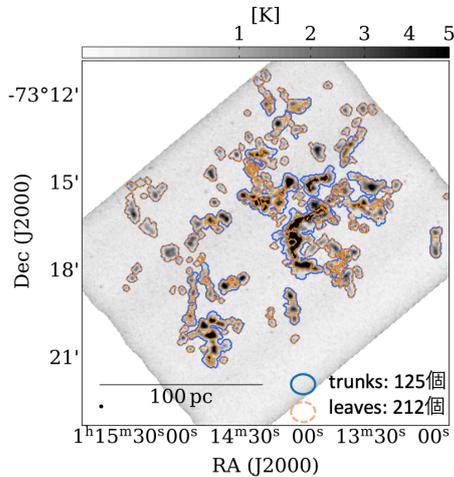


図 4: Dendrogram を用いた分子雲同定 (青枠:trunk, オレンジ枠:leaf)

さらに、同定された分子雲の半径と速度分散の関係を図 5 に示す。横軸を同定した分子雲の半径、縦軸をその速度分散としたときに冪乗則 $\sigma_v = 0.4R^{0.56}$ に従うことがフィッティング結果からわかる。これは、同じ SMC 内の北部領域の傾向と同様であるとともに銀河系の傾向と比べて、同じ半径の分子雲でも小マゼラン雲では銀河系よりも線幅が約 2 倍小さいことが確認できる。

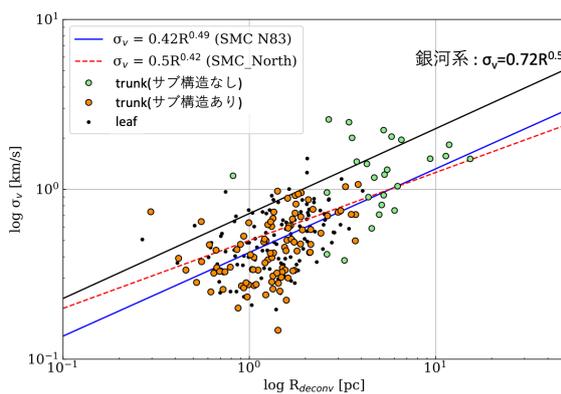


図 5: サイズ線幅の関係 (実線: 銀河系のサイズ線幅の冪乗則 [4], 赤線: SMC 北部領域のサイズ線幅の冪乗則, 実線: 本研究で求めたサイズ線幅の冪乗則)

4.2 質量関数の導出

どれくらいの質量をもつ分子雲が多く存在するかをみるために、上記で同定した分子雲 (今回は trunk を使用) に対して質量頻度分布を表す関数 (以降、質量関数と呼ぶ) で表したのが図 6 である。図 6 が示すように $\sim 10^3 M_\odot$ 以上の範囲でおおよそ -0.8 の冪に従うことがわかる。この傾向は SMC 北部領域にも見られるが、N83/N84 領域の方がより大きい質量のものが存在しており、活発な星形成領域の特徴が反映されているのではないかと考えられる。また、本領域や北部領域を大マゼラン雲 Molecular ridge 領域のものと比較すると質量関数が小さいことが確認でき、これは金属量の違いによるものである可能性がある。

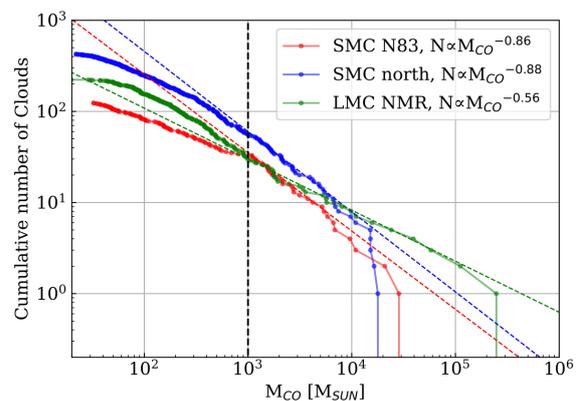


図 6: 各領域での質量関数 (赤線: N83/N84 領域, 青線: SMC 北部領域, 緑線: 大マゼラン雲 Molecular ridge 領域)

5 Summary

今回、小マゼラン雲内の N83/N84 領域の Atacama Compact Array による観測データから以下のことがわかった。

1. ^{12}CO 輝線データから分子ガスの総質量が $\sim 2 \times 10^5 M_\odot$ であることが算出された。これは、観測領域が 9 倍程度の SMC 北部領域の半分程度の質量に相当する。

2. Dendrogram によって trunk が 125 個、leaf が 212 個の分子雲が同定された。そのうちサブ構造をもたない trunk が 80% と北部領域と同程度の割合であった。
3. サイズ線幅関係は冪乗則 $\sigma_v = 0.4R^{0.56}$ に従い、北部領域と同様、銀河系と比べ、同じ大きさの分子雲でも速度分散が半分である。
4. 質量関数は $\sim 10^3 M_\odot$ 以上の範囲でおおよそ -0.8 の冪に従い、北部領域と同様の傾向が見られる。

以上のことから、小マゼラン雲特有の性質をもつ CO 分子雲が N83/N84 領域では、より狭い領域に集中して存在していることが言える。

Reference

- [1] Kazuki Tokuda et al., ApJ, 922, 171, 2021
- [2] Kazuyuki Muraoka et al., ApJ, 844, 98, 2017
- [3] E. W. Rosolowsky et al., ApJ, 679, 1338, 2008
- [4] Solomon P. M. et al., ApJ, 319, 730, 1987

星間 a13

QSO J1851+0035 方向の銀河系内分子雲の物理状態と
化学組成

東京大学 理学系研究科
成田 佳奈香

QSO J1851+0035 方向の銀河系内分子雲の物理状態と化学組成

成田 佳奈香 (東京大学 理学系研究科)

Abstract

分子雲は進化に伴い構造、物理状態、化学組成を変化させるが、その進化初期段階に相当する希薄領域では分子輝線が十分に励起されず、観測的な理解は乏しい。そこで我々は銀河面方向にある QSO J1851+0035 の前景の銀河系内分子雲に対して、ALMA の較正データを中心とするアーカイブデータを用いて詳細な吸収線解析を進めている。その結果、これまでに ^{13}CO や H^{13}CO^+ などの同位体を含め 13 種の分子種を検出し、 C^{18}O 、 N_2H^+ 、 CH_3OH などに対して上限値を求めた。 ^{12}CO と ^{13}CO で同定された 16 個を超える独立の吸収線系は銀河中心距離 $R_G=4.7\text{--}10.2$ kpc の範囲にあり、多くは $N(^{13}\text{CO})$ 換算で 10^{14} cm^{-2} 程度以下、なかには $N(^{12}\text{CO})$ 換算で 10^{14} cm^{-2} 程度となるきわめて希薄な成分も検出された。 $X(\text{HCN})/X(\text{HNC})$ から推定される運動温度は比較的高く (~ 40 K)、 $^{13}\text{CO } J=1\text{--}0/J=2\text{--}1$ 吸収線から求めた励起温度は 2.9–5 K であることから、この領域が低密度 ($<10^2\text{ cm}^{-3}$) であると推定される。輝線と異なり吸収線成分は個別のクランプに速度的に分離され、多くの場合、線幅は半値半幅で 0.2 km s^{-1} 程度とほぼ熱的であった。これらは原子雲と分子雲の中間段階にある希薄で暖かいガスの描像と合致する。さらには化学的な多様性も見出された。最後に今後の研究の展望についても述べる。

1 はじめに

分子雲は、星形成の母体でもあり、銀河系内の物質循環を担う重要な天体である。分子雲は物理状態や化学組成を変化させながら、進化する。近年の研究で分子雲内部の高密度領域が細長いフィラメント状に存在し、そのフィラメントに沿って星が誕生していることが明らかになった (André et al. (2014)) が、空間的にみると大部分は低密度領域が大部分を占めている。また、フィラメント構造自体は希薄な translucent cloud でも観測されてきており (Miville-Deschênes et al. (2010))、星形成のトリガーとなる構造は分子雲進化の初期の段階から形成されていることが示唆されている。しかしこれらの希薄な領域の物理状態、内部構造、まして化学組成の研究は極めて限定的である。さらにこの研究は、宇宙の化学進化 (重元素量合成) とその分子雲形成・星形成への影響の理解につながる可能性がある。

2 観測データと解析方法

希薄な分子ガスは衝突励起が十分に進まないため、通常分子輝線を用いた観測は困難だが、明るい電波源を背景光源とすれば吸収線としての検出が可能である。例えていうならば、背景電波源方向に限定されつつも、その方向に対しては十分に励起されていないものも含めてすべての分子種を“ボーリング調査”するような手法である。もちろんこの手法には、電波源の方向しか観測できず、銀河系内の分子ガスの背景にある明るい電波源の数自体が非常に限られているという問題点があった。そこで我々のグループでは背景光源として、ALMA 望遠鏡の較正用に観測されたクェーサー (QSO) の分光データに着目した。自動でデータをダウンロード・較正・スペクトル抽出を行うスクリプトを組むことで 702 個の QSO を探査し 50 個程度の分子吸収線を伴うものを検出することで、質・両共に膨大なデータサンプルの取得に成功した (Yoshimura et al. (2022))。これにより、過去の同種の研究を統計的に凌駕することができる。その第一段階として、QSO J1851+0035 ($l = 33.50^\circ$, $b = 0.19^\circ$) の前景の吸収線系に着目し、ALMA の較正データを中心とするアーカイブデータを用いて詳

細な吸収線解析を進めている。

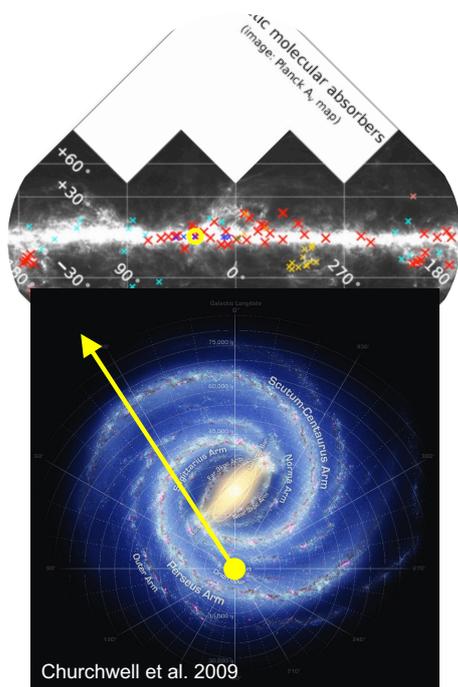


図 1: ALMA の較正用天体のデータから発見した吸収線サンプル (上) と QSO J1851+0035 方向の視線 (下)。上図の黄色の丸で囲まれている視線が下図の視線に対応する。この視線は天の川銀河の渦状腕と腕間、および棒状構造の先端部にあるガス雲を横切ることがわかる。

3 結果と議論

プロファイルから探る空間構造と内部運動

吸収線は背景電波源方向のみに対して検出されるため、ALMA のような高解像度の望遠鏡で吸収線観測を行うことで、ペンシルビームでの雲の構造診断が可能である。図 2 は雲の構造の違いによって輝線、吸収線のプロファイルの違いを示している。上図は雲がのっぺりとした構造の場合に予想される輝線と吸収線のプロファイルであり、下図は雲が細かな内部構造を持つ場合に予想されるものである。単一鏡による輝線の観測結果は雲の比較的広い範囲の成分を反映するが、吸収線は視線にあるもののみをサ

ンプルするので、内部構造の有無により観測される吸収線のプロファイルは異なる。

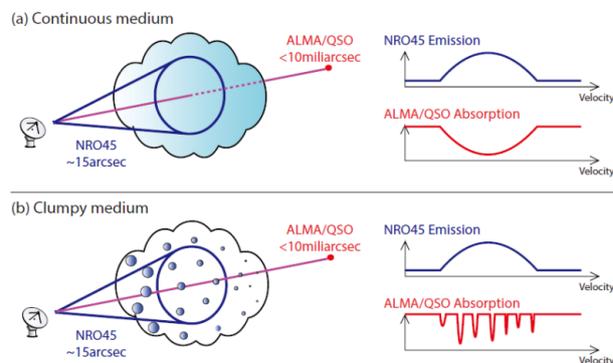


図 2: 雲の構造の違いによって輝線、吸収線のラインプロファイルの違いを示した模式図 (Koda et al. (2022))。

吸収線のプロファイルを詳細にみると (図 4)、吸収線で観測される成分が細い線幅 ($1\sigma = 0.2 \text{ km s}^{-1}$ 程度) を持つ個別のクランプに速度的に分離されることが分かった。このことから、輝線観測では広がっているように見えるものの、これらの領域が微細構造を持つことが示された。また、この狭い線幅は運動が概ね熱的であることを示している。

さらに、図 3 の FUGIN のチャンネルマップとの比較により、視線上の速度成分のほとんどが密度の低い領域や、分子雲の外縁部を捉えていることがわかる。

HCN/HNC 比による運動温度

分子構造のよく似た HCN と HNC の存在量比は比較的正確に定量可能であり、それが運動温度と強い相関を持つことが知られている (Graninger et al. (2014))。このため $X(\text{HCN})/X(\text{HNC})$ から運動温度を推定することができる。今回の結果では $X(\text{HCN})/X(\text{HNC})$ 比が大きかった (~ 4) ため、暖かい原子ガス ($\sim 100 \text{ K}$) と冷たい分子ガス ($\sim 10 \text{ K}$) の中間的な温度 ($\sim 40 \text{ K}$) であることが分かった。

^{13}CO の励起温度と密度

局所熱力学平衡 (LTE) を仮定することで、複数の準位を使って励起温度を求めたり、光学的に薄いラ

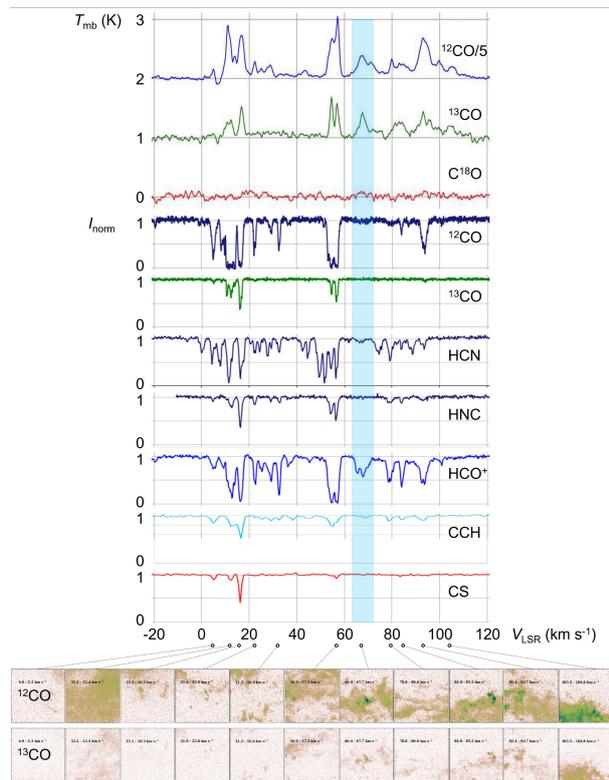


図 3: QSO J1851+0035 の視線方向の分子雲に対する輝線・吸収線プロファイルと速度チャンネルマップ。上から NRO 45 m 望遠鏡による輝線プロファイルと ALMA による吸収線プロファイルである。一番下は NRO 45 m 望遠鏡を用いた FUGIN プロジェクトによる速度チャンネルマップであり、QSO J1851+0035 の視線方向 ($l = 33.50^\circ$, $b = 0.19^\circ$) を中心に、銀経銀緯方向に $30'$ (距離 3 kpc で 26.2 pc) の範囲を示す。

インでは LTE と励起温度には CMB 温度を仮定することで柱密度を求めることができる。そこで光学的に薄い ^{13}CO で解析を行なったところ、励起温度は 2.9–5 K であった。運動温度は十分に高いことから、これは領域が低密度 ($<10^2 \text{ cm}^{-3}$) であることを意味している。

これらの結果は、原子雲と分子雲の中間段階にある希薄で暖かいガスの描像と整合的であり、それが熱的線幅をもつ静かなクランプで構成されていることを示している。

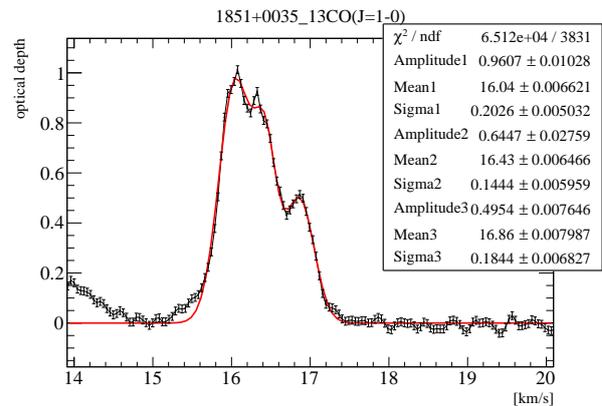


図 4: ^{13}CO ($J=1-0$) の吸収線プロファイルを、縦軸が光学的厚みに直したプロファイルの線幅をマルチガウシアンフィットしたもの。

化学的な多様性

今回の ALMA のアーカイブデータからの吸収線探査で有意に検出された分子種は以下の通りである。

表 1: 吸収線探査で見つかった分子種

| 分子種 | 遷移 | 周波数 (GHz) |
|---------------------------------|---------------|-----------|
| ^{12}CO | 1-0 | 115.27 |
| | 2-1 | 230.54 |
| ^{13}CO | 1-0 | 110.20 |
| | 2-1 | 220.40 |
| HCO | 1-0 | 86.78 |
| HCO ⁺ | 1-0 | 89.19 |
| H ¹³ CO ⁺ | 1-0 | 86.75 |
| HCN | 1-0 | 88.63 |
| HNC | 1-0 | 90.66 |
| CN | 1-0 | 113.49 |
| CS | 2-1 | 97.98 |
| CCH | 1-0 | 87.32 |
| c-C ₃ H ₂ | 2(1,2)-1(0,1) | 85.34 |
| SiO | 2-1 | 86.85 |
| SO | 2(3)-1(2) | 109.25 |

図 3 の水色で囲まれた範囲のように、視線速度で 60 km s^{-1} の成分は、 ^{12}CO と ^{13}CO が輝線として検出されたものの顕著な吸収線は検出されず、HCO⁺ は

吸収線で検出されていることがわかる。さらに HCN、HNC、CCH、CS でも吸収線は検出されていない。また CS は 16 km s^{-1} 成分で顕著である。このような化学的な多様性が見られている。さらにまた独立な

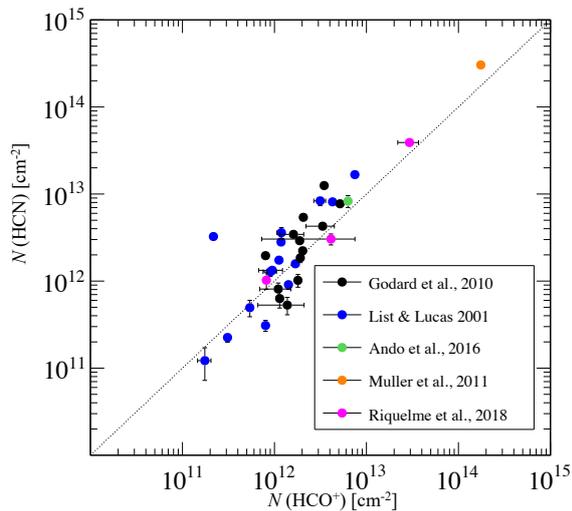


図 5: 希薄領域の吸収線探査の先行研究の結果 (Riquelme et al. (2018))。観測誤差では説明できないような 1 桁程度のばらつきが見られる。

速度成分ごとに各分子の存在比を求めると、多様性が見られることがわかってきた。図 5 は、希薄領域の吸収線探査の先行研究の結果である。横軸は HCO^+ の柱密度、縦軸は HCN の柱密度を表している。他の分子種のペアについても、この出版済みの先行研究のデータを再評価したところ、分子存在量には観測誤差をはるかに上回る 1 桁程度のレベルで有意な差異があることがわかった。

4 結論と今後の展望

本研究は以下のようにまとめられる。

- ^{13}CO の輝度分布から、ほとんどの成分は diffuse cloud や分子雲外縁部に対応している。
- $X(\text{HCN})/X(\text{HNC})$ が大きい (~ 4) ことから、暖かい原子ガス ($\sim 100 \text{ K}$) と冷たい分子ガス ($\sim 10 \text{ K}$) の間の中間的な温度 ($T_k \sim 40 \text{ K}$) を持つ。

- 狭い ($\sim 0.2 \text{ km s}^{-1}$) プロファイルは、熱的幅とほぼ一致する。
- CO の励起温度は概ね低く、ガス密度が低いことを意味する ($< 10^2 \text{ cm}^{-3}$)
- 速度成分ごとの化学組成の多様性が見出されている。

今回の結果を踏まえてさらに以下のように研究を発展させる予定である。まず、本天体において、各成分の化学組成と柱密度、励起温度、速度幅等のカタログを作成する。これに関する NRO 45 m 電波望遠鏡による輝線観測も提案中である。さらにはカタログに基づいた主成分分析を行い、その結果を化学の理論計算の結果と比較する。また、統計的研究のため、ALMA のキャリブレーションデータより構築されたサンプルを用いて他の視線へ拡張を行う。さらには、銀河中心距離への依存性から化学組成の金属量や宇宙線強度等との関連を探る。

Reference

- André, P., et al. 2014, in Protostars and Planets VI, Beuther et al., eds.
- Miville-Deschênes, M. A., et al. 2010, A&A, 518, L104
- Yoshimura, Y., et al. 2022, Proc. ASJ Annual Meeting 2022, Q02a
- Graninger, D. M., et al. 2014, ApJ, 787, 74
- Koda, J., et al. 2022, in prep.
- Riquelme, D., et al. 2018, A&A, 610, A43

星間 a14

NANTEN Galactic Plane Survey 機械学習による銀河系
内の分子ガス分布の復元

名古屋大学大学院 理学研究科
西川 薫

NANTEN Galactic Plane Survey

機械学習による銀河系内の分子ガス分布の復元

西川 薫 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河系内の分子雲について、その分布や物理的性質を調べることは銀河構造や天体の進化を理解する上で重要である。NANTEN 銀河面サーベイ (NGPS) は ^{12}CO ($J = 1-0$) 輝線による広域サーベイで、 $4'$ グリッドで観測された $|b| < 5^\circ$ の領域に加え一部の高銀緯領域の観測も含まれる。

本研究では NGPS データから銀河系内の分子ガス分布の復元を試みた。距離決定にはガスの視線速度と銀河系の回転速度から導かれる運動学的距離を用いた。太陽円の内側で生じる距離の不確定性 (Near-Far 問題) の解決には Convolutional Neural Network (CNN) で構築したモデルを使用した。教師データのうち学習に使用していないものをモデルで推論したところ、Near-Far を正しく判定できた割合は 70 % 程度であった。復元された構造は先行研究 (Nakanishi & Sofue 2006) と概ね一致したが、Scutum-Centaurus 腕の一部では結果に明確な乖離が見られた。CNN による距離決定は FUGIN データに対する適用例 (Fujita et al. 2022 in prep.) があり、今回の結果はこの手法が第 4 象限や高銀緯領域、さらには分解能の異なるデータにも適用できることを示唆する。

1 Introduction

我々が住む天の川銀河は、その近さから銀河構造や銀河スケールの物理を知るための格好の観測対象である。分子ガスの分布についても例外ではなく、電波による銀河面サーベイが何度か行われてきた (e.g. Dame et al. (2001); Mizuno & Fukui (2004))。

銀河系の観測で得られるのは常に edge-on での描像であり、同じ視線方向に存在する天体は重なって観測されたり、あるいは奥にある天体が隠されてしまう。そのため天体までの距離はガス分布や個別の天体を調べるために不可欠な情報である。

銀河スケールでの分子ガスの距離決定には主に運動学的距離が用いられる。運動学的距離は観測された天体の視線速度 V_{LSR} と銀河系の回転速度から求まる距離である。銀河系の回転モデルとしてフラットローテーションを仮定した場合、この距離 D は式 (1) で表される。

$$R = R_0 \frac{V_0 \sin(l) \cos(b)}{V_{\text{LSR}} + V_0 \sin(l) \cos(b)}$$

$$D = R_0 \cos(l) \pm \sqrt{R^2 - R_0^2 \sin^2(l)} \quad (1)$$

R_0 は太陽系と銀河中心との距離、 V_0 は銀河系の回転速度、 l, b は銀河座標系における天体の位置である。この式より、電波観測で得られる [位置・位置・速度] の座標から天体までの距離を求めることができるものの解が一意に定まらない。この問題は Near-Far 問題、あるいは Kinematic Distance Ambiguity (KDA) と呼ばれる。

Near-Far 問題を解く方法はいくつか提案されてきた。Nakanishi & Sofue (2006) は銀河面に垂直な方向の物質分布を仮定し、それに合うように放射を Near と Far に分配することで銀河系のほぼ全域にわたる分子ガス分布を復元した。他にも中性水素 21cm 線の吸収線を用いた手法も提案されているが、いずれも何らかの仮定が必要であったり特定の領域にしか適用できない手法である。そこで我々は機械学習による、観測領域全体を無バイアスかつ統一的に扱う手法で分子ガスの距離決定を試みた。

そこで本研究では機械学習、特に深層学習で画像データを扱う際に広く用いられている畳み込みニューラルネットワーク (Convolutional Neural Network; CNN) を使用し、仮定や領域に関係ない手法で距離推定を行った。

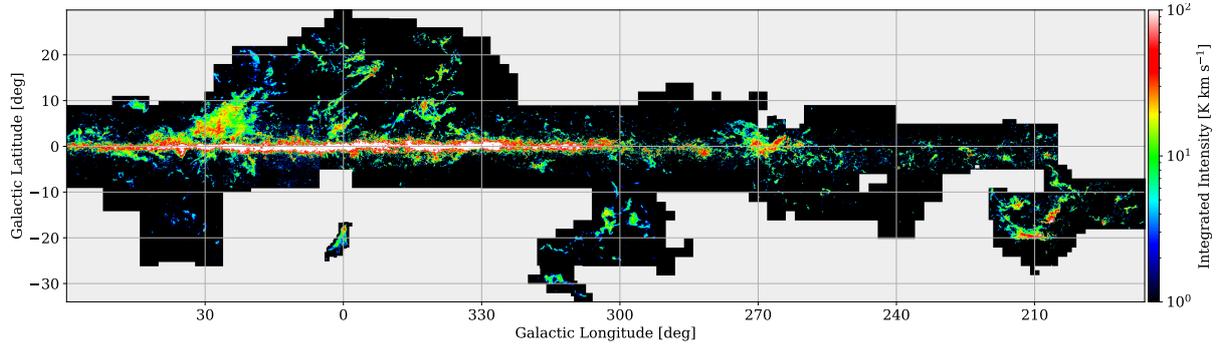


図 1: 使用した NGPS データの積分強度図。観測領域には銀河系第 4 象限の全体と第 1・3 象限の一部が含まれる。

2 Data

本研究ではチリ・ラスカンパナス天文台に設置されていた NANTEN 望遠鏡による NANTEN 銀河面サーベイ (Mizuno & Fukui 2004) のデータを使用した。観測輝線は ^{12}CO ($J = 1-0$) であり、観測領域は銀経 $-160^\circ < l < 60^\circ$ 、銀緯 $|b| < 8.75^\circ$ の領域といくつかの高銀緯領域である。空間分解能は $4'$ 、速度分解能は 1 km s^{-1} にリグリッドしてある。

3 Methods

3.1 Model

本研究では畳み込みニューラルネットワーク (Convolutional Neural Network; CNN) を使用した VG-Net (Simonyan & Zisserman 2014) をベースとして構築したモデルで分子ガスの距離を推論した。

構築したモデルのアーキテクチャを図 2 に示す。このモデルには NGPS データから切り出した $31 \times 31 \times 9$ ピクセルの 3 次元 (バッチ次元を含めると 4 次元) データを入力する。モデルの出力はデータが Near 側の放射を捉えている確率を表す 1 つの小数値である。また、データには学習時のみランダムな回転・反転・平行移動のデータ拡張が施される。

3.2 Training Data

赤外線天文衛星 WISE の HII region カタログ (Anderson et al. 2014) から距離が既知かつ分子雲が付随

する 591 天体を選定した。この天体について、NGPS データから (空間方向) $31 \text{ pixel} \times 31 \text{ pixel} \times$ (速度方向) 9 pixel の配列を切り出し、教師データとした。

3.3 Training and Prediction

学習には Adam (Kingma & Ba 2014) を使用した最適化を行った。また学習結果の再現性を保証するため 5-fold 交差検証を行っている。そのうちの最初の学習のようすを図 3 に示す。教師データのうち学習に使用していないもの (検証データ) に対する推論の精度は 69% であった。

推論時は NGPS データの全 boxel について、それを中心とする 3 次元配列を切り出し、Near-Far の判別を行った。

4 Results

モデルの出力に基づき、NGPS データの各 boxel の強度値を Near または Far の位置に割り当て、空間 3 次元の分子ガス分布を得た。Near-Far を判別にするモデル出力の閾値は 0.5 とした。また銀河回転のパラメータとして $R_0 = 8.22 \text{ kpc}$, $V_0 = 237 \text{ km s}^{-1}$ (Reid et al. 2019) を使用した。この結果を図 4 に示す。ただし、銀経 0° 付近と視線速度 $|V_{\text{LSR}}| < 10 \text{ km s}^{-1}$ の領域は運動力学的距離による距離決定の精度が落ちるためマスクしてある。

第 1 象限や第 3 象限から第 4 象限にかけて腕状に伸びた構造が確認できる。

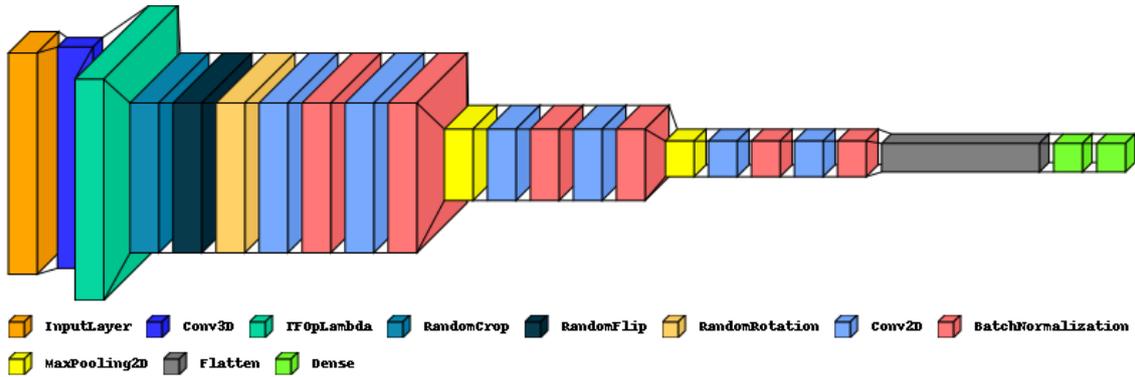


図 2: 構築したモデルのアーキテクチャ。InputLayer と Conv3D レイヤには 4 次元配列が入力されるため描画された形状は正確ではない。また、VGGNet の前にデータ拡張を行うレイヤを挿入している。

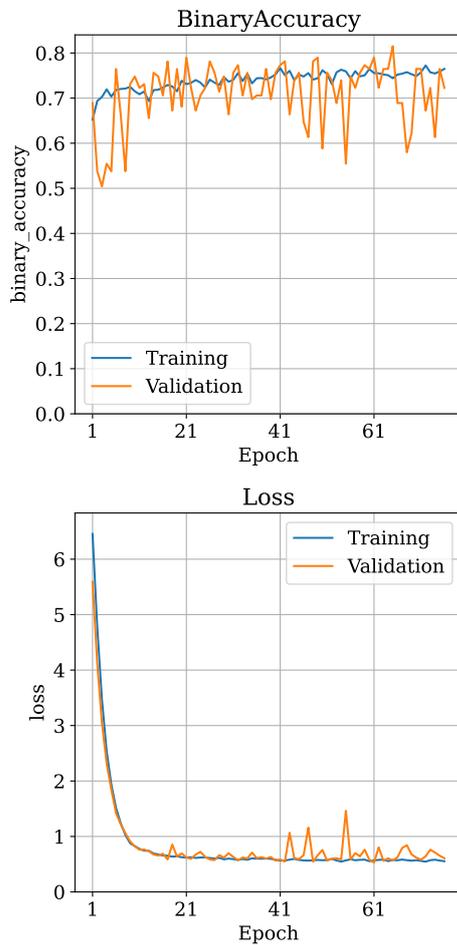


図 3: 学習の様子。損失関数には Binary Crossentropy を使用している。エポック数は Early Stopping により動的に決定している。

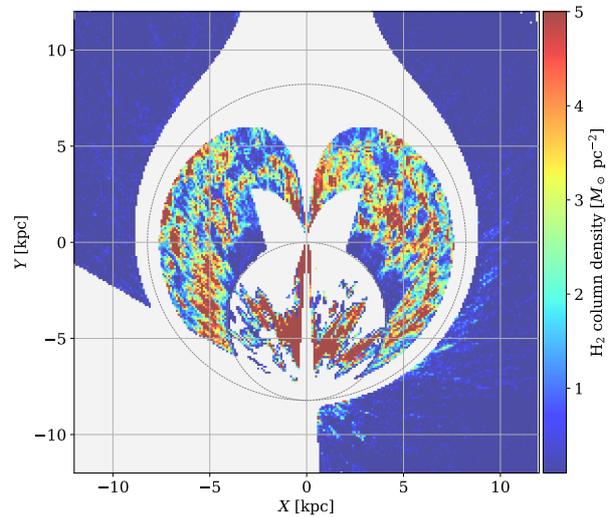


図 4: 推論の結果として得られた分子ガス分布の face-on view。 $(X, Y) = (0, 0)$ kpc が銀河中心、 $(X, Y) = (0, -8.22)$ kpc が太陽系の位置である。銀河面に垂直な方向の分布は積分してある。

5 Discussion

図 5 に今回の推論結果と Nakanishi & Sofue (2006) で復元された分子ガス分布との比較を示す。Nakanishi & Sofue (2006) では Dame et al. (2001) による ^{12}CO ($J = 1-0$) の銀河面サーベイが使用されている。今回使用したデータはより高い空間分解能で観測されており、分子ガスの分布がよりシャープに復元されている。

またいずれの結果においても腕状に伸びた構造を確認でき、その位置も概ね一致している。このことから今回の推論結果は銀河系の腕構造を反映している可能性がある。ただ第4象限や銀河中心の近傍において、先行研究では腕構造が確認されていた領域に分子ガスの集中が推測されなかった箇所がある。こうした領域における結果の正当性については今後検証する必要がある。

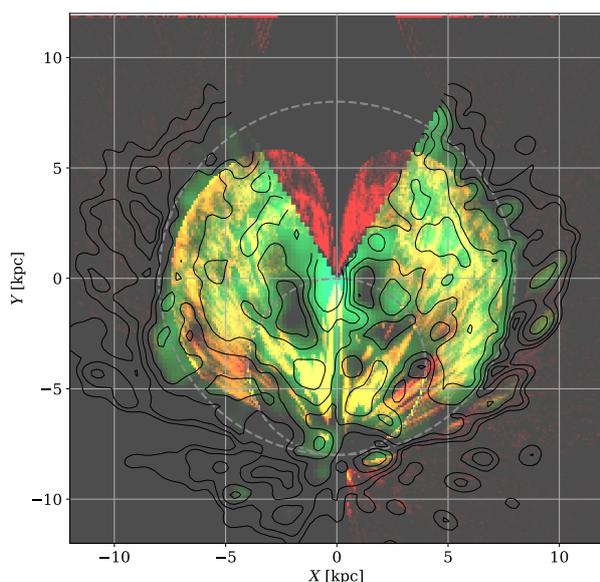


図5: 本研究の結果(赤)とNakanishi & Sofue (2006) (緑+コントア) との比較。マスクしてある領域は一致しない。

6 Conclusion

本研究ではCNNを使用し、銀河系の大部分にわたって分子ガスの距離を推論した。結果からは腕状の構造を確認することができ、また多くの領域において先行研究の結果と整合的な分布が得られた。同様の手法をFUGINデータに対して適用した結果(Fujita et al. 2022 in prep.) より、CNNによるNear-Far問題の解決は第4象限や高銀緯領域、さらには分解能の異なるデータに対しても有効であることが示唆される。

しかし一部の領域においては先行研究における分子ガス分布や腕構造と明らかに異なる結果が得られ

た。銀河系全体にわたる物質分布の正確な描像は未だに得られていないため、この結果の正当性を他の観測結果から検証することは困難である。そこで今後、銀河系内のガス分布のシミュレーションデータを擬似観測し、その結果に対してNear-Farの推論を行うことで検証を行う予定である。

今回の手法による結果が信頼できるものと確認できれば銀河系の姿がわかるだけでなく、銀河系内の分子雲についての統計的研究に使用できるデータが劇的に増加すると期待される。

Reference

- Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, *Astrophysical J*, 547, 792
- Anderson, L. D., Bania, T. M., Balser, D. S., et al. 2014, *Astrophysical J Suppl Ser*, 212, 1
- Nakanishi, H., & Sofue, Y. 2006, *Publ Astron Soc Jpn*, 58, 847
- Mizuno, A., & Fukui, Y. 2004, Vol. 317 (*Astronomical Society of the Pacific*), 59
- Simonyan, K., & Zisserman, A. 2014, *Arxiv*
- Kingma, D. P., & Ba, J. 2014, *Arxiv*
- Reid, M. J., Menten, K. M., Brunthaler, A., et al. 2019, *Astrophysical J*, 885, 131

星間 a15

長大フィラメントの起源の理論的研究: 静観媒質中を
移動する重力源が引き起こす現象の数値シミュレ
ーション

名古屋大学大学院 理学研究科
北 郁奈

長大フィラメントの起源の理論的研究：静観媒質中を移動する重力源が引き起こす現象の数値シミュレーション

北 郁奈 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

近年の観測より、星間空間に直線上で高密度な領域 (以下、フィラメント) が種々のスケール・場所で発見された。そのうち長さが数 pc 以下の比較的短いフィラメントは形成過程が解明されつつある (e.g., Abe et al., 2021) が、数十 pc を超える長大なフィラメント (e.g. Zucker et al. 2018) は、その形成過程が未だに議論されている。長大フィラメント形成モデルの一つに Kitajima & Inutsuka 2022 がある。これは、高速移動する重力源の軌跡上で起こる星間ガスの相転移によってフィラメントを形成するモデルである。この現象は飛行機雲 (contrail) に似ているので、静観コントレイルと呼ばれる。この研究では、重力源が中間質量ブラックホール程度の質量 ($\sim 10^4$ 太陽質量) であれば、約 100pc もの長大フィラメントを形成し得ることが解析的に示唆された。そこで本研究では、星間コントレイルを支持し、そのメカニズムを詳しく解析するために数値流体シミュレーションを行う。シミュレーションを行うことで、Kitajima & Inutsuka では議論されていない乱流構造を考慮し、長大フィラメント内部の詳細な解析が可能となる。また、観測された長大フィラメントの密度は、その周囲の密度の十倍程度である。これを計算結果と比較することで、星間コントレイルによる長大フィラメントの形成理論の整合性を確かめることができる。中間質量ブラックホールは銀河形成段階で形成が期待されているが、直接観測されていない天体である。本研究によって、長大フィラメント形成の起源が解明されるだけでなく、ブラックホールといった見えない天体の新たな観測手法を確立を目指す。

1 Introduction

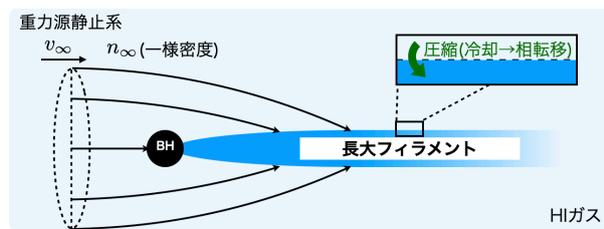


図 1: 重力源静止系における Kitajima & Inutsuka 2022 モデルの全体像。重力源によって散乱されたガスが重力源後方で集積し、冷却されることでさらに圧縮し、相転移を起こすことでフィラメントが形成される様子を表す。

長大フィラメントは乱流に乱されないほど短時間で形成される必要があるというヒントをもとに、最近の研究で、強重力源の高速移動と冷却によるガスの圧縮によって長大フィラメントが形成されるといふモデル (Kitajima & Inutsuka 2022) (図 1) が提案

された。このモデルではブラックホールなどの強重力源が高速移動することで、重力源後方にガスが集まりるといふものである。その結果、集積したガスが冷却され、相転移が起こることによって、フィラメントが形成される。

先行研究モデルでの解析結果を図 2 に示す。重力源の質量が大きくなれば形成されるフィラメントの長さも長くなるのに対し、フィラメントの長さは重力源の移動速度に依存しないことが判明した。また、10pc 以上もの長大フィラメントを形成するには 10^4 太陽質量程度の重力源が必要であることが解析的に示されている。

$\sim 10^4$ 太陽質量のブラックホールは中間質量ブラックホールと呼ばれる。中間質量ブラックホールとは銀河中心ブラックホールの起源や銀河形成過程で存在が期待されているが天の川銀河内では直接観測されていない天体である。先行研究のモデルによると、長大フィラメントがそのような直接発見されていない天体の存在の証拠になり得るといふ非常に面白い結

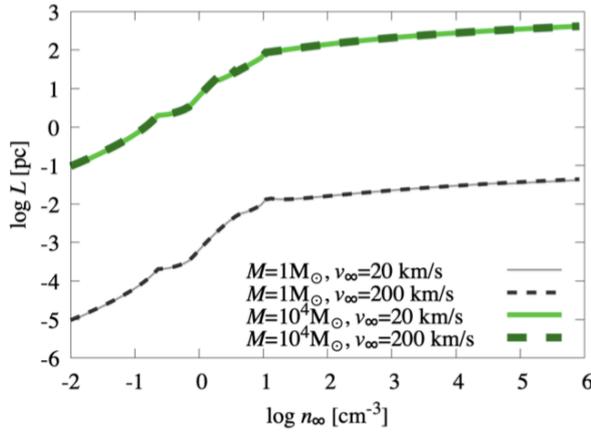


図 2: Kitajima & Inutsuka 2022 の解析結果。\$n_\infty\$ は周囲のガスの数密度、\$L\$ は形成されるフィラメントの長さを表している。

果が示されている。しかし先行研究ではガスの集積や圧縮を解析的に解いたため、様々な物理が簡単化されて取り扱われている。そのため、乱流構造や磁場、加熱冷却といった考慮すべきであろう効果が十分に取り扱われていない。以上の理由から先行研究モデルで形成される長大フィラメントはどのような特徴を持つものになるのかは流体シミュレーションを用いて、検証する必要がある。そこで本研究では、先行研究モデルを参考にして、流体シミュレーションを行った。

2 Methods

本研究で解いた基礎方程式は以下のとおりである。今回はテスト計算を行った。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{v} = 0 \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla\right) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \nabla \phi \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot [(E + p)\mathbf{v}] = -\rho \nabla \phi \cdot \mathbf{v} \quad (3)$$

$$\phi = -\frac{GM}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_c|} \quad (4)$$

$$E = \rho \left(e + \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 \right) \quad (5)$$

\$\phi, e, E\$ はそれぞれ重力ポテンシャル、内部エネルギー、全エネルギーを表す。また状態方程式は断熱

の理想気体のものを使用した。

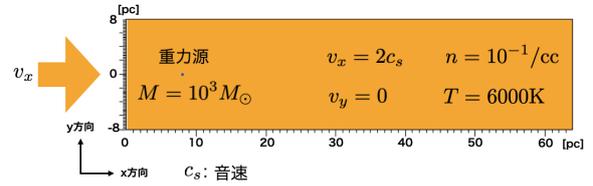


図 3: 本研究のシミュレーションも重力源静止系で行った。

本研究のシミュレーションのセットアップを図 3 に示す。静止している数密度 0.1 個/cc の HI ガスの中に質量 1000 太陽質量の重力源を置き、左から Mach 数 2 の速度でガスを流入させ、重力源後方の振る舞いを確認した。シミュレーションには Athena++ (White et al. 2016; Stone et al., 2020) を使用した。

3 Results

上記セットアップで計算した結果を図 4 に示す。重

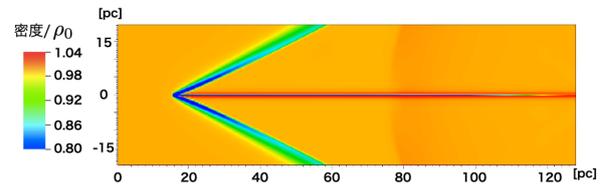


図 4: シミュレーション結果

力源後方に直線構造ができたが、密度が周囲より小さくなってしまった。また、重力源を中心に V 字の密度の低い領域が現れるという結果が得られた。

4 Discussion

V 字の正体を突き止めるため、ガスの速度を変えたシミュレーションを行った。\$v_x = 1.0c_s, 2.0c_s, 3.0c_s\$ の結果を示す。

結果から分かるように、流体の速度が速くなるにつれ、V 字は鋭くなっている。解析のため \$\theta\$ を図 8 のように設定する。すると \$\theta\$ は

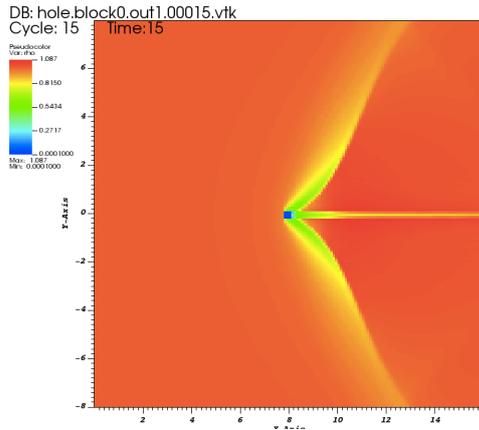


図 5: $v_x = 1.0c_s$ の結果

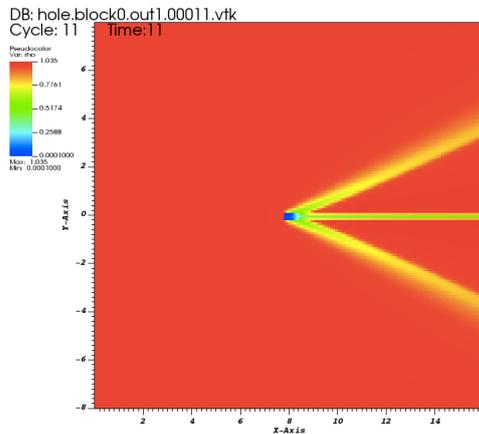


図 6: $v_x = 2.0c_s$

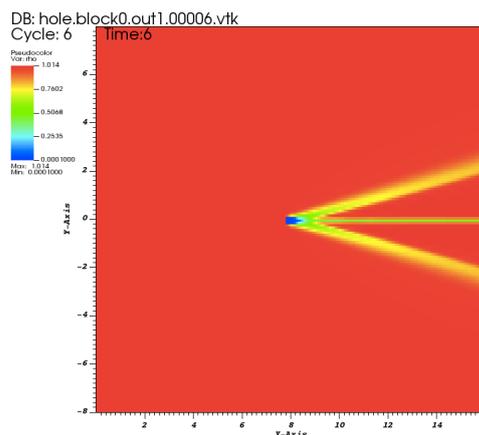


図 7: $v_x = 3.0c_s$

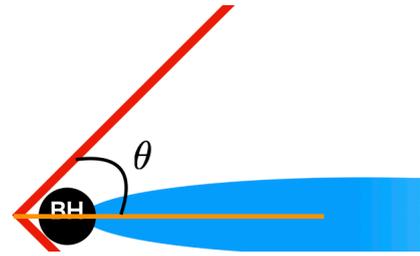


図 8: 解析に用いた幾何

$$\sin\theta = \frac{1}{v_x/c_s} \quad (6)$$

の式に従うことが判明した。

5 Conclusion

長大フィラメントの起源を解明するため、Kitajima & Inutsuka 2022 のモデルを参考に、ブラックホールの重力のみを考慮したテスト計算を行った。その結果、重力源後方に直線構造ができたが中心の密度が小さくなるという結果が得られた。また、重力源を中心に V 字の密度が小さくなる領域を発見した。V 字はガスの速度に依存することが得られた。これらの物理的解釈は現在、検証中である。そこで今後、テスト計算の結果の物理的解釈をすること、重力源の質量と移動速度をパラメータにして、重力源後方の構造や V 字の構造の関係を調べる予定である。

Acknowledgement

本研究にあたり、指導教員である犬塚修一郎教授、はじめ研究室の皆様からは多大な助言を賜り、大変お世話になりました。この場を借りて御礼申し上げます。また計算コードでは Athena++ を使用させていただきました。感謝申し上げます。

Reference

Abe, D., Inoue, T., Inutsuka, S.-i., Matsumoto, T. 2021, ApJ, 916, 83

André, et al. 2012

2022 年度 第 52 回 天文・天体物理若手夏の学校

Stone, J. M., Tomida, K., White, C. J., Felker, K. G.
2020, ApJS, 249, 4

Zucker, C., Battersby, C., Goodman, A. 2018, ApJ, 864,
153

Kitajima & Inutsuka 2022

星間 a16

恒星風を考慮した星間物質 (ISM) の降着現象

甲南大学大学院 自然科学研究科

倉田 昂季

恒星風を考慮した星間物質 (ISM) の降着現象

倉田 昂季 (甲南大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

宇宙初期はビッグバン元素合成で作られた軽元素しか存在せず、その期間に誕生した星は初代星と呼ばれる。質量が太陽の 0.8 倍程度の星の寿命は宇宙年齢を超えているため、このような低質量初代星は現在も主系列星として存在しているとされている。しかし、ゼロ金属星はこれまで 1 例も発見されていない。発見されな一つの要因として、化学進化した銀河内の ISM が低質量初代星に降着することで星表面が汚染され、ゼロ金属星が金属欠乏星に見えているということが考えられている。低質量初代星が恒星風を放出していると太陽のように磁気圏を作る。ISM が降着するには磁気圏を突破する必要があるが、ISM が中性の場合と電離している場合で流れが変わる。星間空間の密度はとて低いで平均自由行程は十分大きくなるため、ISM の粒子の衝突は考慮しないが、電離した ISM は磁場の影響を受けるため、流体近似して考えることができる。これより降着条件を求めると降着する ISM は分子雲以上に密度を持つものとなり、金属欠乏星に見間違えるほどの金属降着は非常に厳しいものだとわかった。

1 Introduction

宇宙初期はビッグバン元素合成によって水素 (1H)、重水素 (2H)、三重水素 (3H)、ヘリウム (3He , 4He) と微量のリチウム (7Li) とベリリウム (7Be) が作られるが、ビッグバン元素合成の後に残る安定元素は H , 2H , 3He , 4He , 7Li となる。これらをまとめて軽元素といい、これら以外の元素を重元素や金属という。恒星や星間物質の元素組成のうち、金属が占める割合を金属量という。金属は恒星の内部で核融合反応が起きることで生成される。金属を含んだ恒星が超新星爆発を起こすことで、宇宙の金属量は増加していく。宇宙初期に誕生した第一世代の星は初代星と呼ばれる。初代星は軽元素のみで作られるため、金属量 0 の星となる。0.8 M_{\odot} 程度の星の寿命は、現在の宇宙年齢を超える。このため、0.8 M_{\odot} 程度の低質量初代星は現在まで生き残っていると考えられる。しかし、金属量 0 の星は現在まで 1 例も観測されていない。

金属を含む ISM が低質量初代星の表面に降着すると ISM は星の対流層にとられるため、対流層は金属に汚染され、金属量 0 ではなくなる。さらに、対流層が十分薄ければ降着する金属量が少なくとも星表面の金属の濃度は高くなり、観測される光の元素に金属が含まれることで金属欠乏星として観測して

いる可能性がある。この降着現象を恒星風の阻害を考慮し、金属欠乏星となりうるかを評価した先行研究 (Shuta J. Tanaka et al. 2017) (Tanaka Kazuyosi 2021) がある。

2 Methods

ISM は自己重力を無視でき、無限遠方で一様とする。恒星が ISM に対して音速以上の速度 v_{ISM} で動いており、一様密度 ρ_{ISM} とする。恒星を静止系にとると、ISM が無限遠方から恒星に向かって超音速で流れ込む一様流となり、このような流れを Bondi-Hoyle-Lyttleton 降着流と呼ぶ。この降着率を Bondi-Hoyle-Lyttleton 降着率といい

$$\dot{M}_{BHL} = \frac{4\pi G^2 M_*^2 \rho_{ISM}}{(v_{ISM}^2 + C_s^2_{ISM})^{3/2}} \quad (1)$$

と書け、この時の降着半径を Bondi-Hoyle-Lyttleton 半径といい

$$R_{BHL} = \frac{2GM_*}{(v_{ISM}^2 + C_s^2_{ISM})} \quad (2)$$

とかく。2次元極座標で、衝突パラメータ ζ 、恒星半径 R_* 、恒星からの脱出速度 v_{esc*} を用いて

$$v_r = -\sqrt{v_{ISM}^2 \left(1 - \frac{\zeta^2}{r^2}\right) + v_{esc*}^2 \frac{R_*}{r}} \quad (3)$$

とかく。

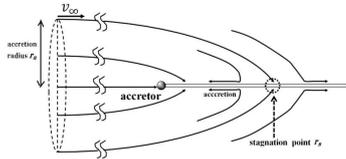


図 1: Bondi-Hoyle-Lyttleton 降着流の模式図。(Matsuda, T., Isaka, H., Ohsugi, Y. 2015, Progress of Theoretical and Experimental Physics, 2015, 113E01)ISM の一様流が、中心の星の重力に引き寄せられて降着の流れをとる。定常解の場合、図中の流れの停滞点 \$r_s\$ が分岐点となり、その点より左側の気体は物体に降着し、残りの気体は流れていく。

ISM は第一近似としてほぼ水素ガスと考えて良い。星間空間において水素は電離水素ガス、中性水素ガス、水素分子ガスの 3 形態をとる。電離している ISM と中性 ISM では降着の描像が違うため、それぞれ考える必要がある。ほとんどは中性水素ガスであるため、本稿では ISM を電離水素ガスまたは中性水素ガスとして扱う。

2.1 電離している ISM(1次元)

低質量初代星は太陽のように恒星風を出し、恒星圏を形成すると考えられている。

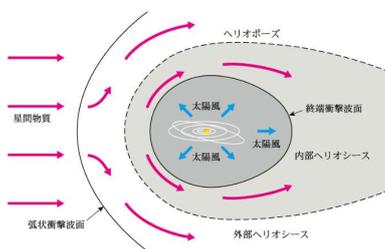


図 2: 太陽圏の断面の模式図。ISM の降着流と恒星風の二流体衝突から 3 つの衝撃波面が形成される。(弧状衝撃波面 Bow shock, ヘリオポーズ Contact discontinuity, 終端衝撃波面 Termination shock)

電離している ISM は恒星圏の磁場にとられるため、流体近似ができ、ISM からの降着流と恒星からの恒星風の超音速流同士の二流体の衝突問題として考えることができる。恒星風が加速され超音速になり、ほぼ速度が変わらず ISM と衝突すると考える。星表面の恒星風の数密度と速度をそれぞれ n_{sw*} 、 v_{sw*} とする。恒星風のラム圧と ISM の降着流が釣り合う位置 R_{TS} すると

$$n_{sw*} v_{sw*}^2 \left(\frac{R_*}{R_{TS}} \right)^2 \approx n_{ISM} (v_{ISM}^2 + v_{esc*}^2) \frac{R_*}{R_{TS}} \quad (4)$$

と書ける。TalbotNewman(1977) によると $R_{TS} < R_{BHL}$ となれば ISM は恒星風を押しつぶし降着する。これを用いて降着できる ISM の臨界密度は

$$\begin{aligned} n_{crit} &\equiv \frac{n_{sw*} v_{sw*}^2 v_{ISM}^2}{2 v_{esc*}^4} \\ &\approx 10^4 \text{ cm}^{-3} \left(\frac{n_{sw*}}{7.0 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{v_{sw*}}{400 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \\ &\quad \times \left(\frac{v_{ISM}}{200 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{v_{esc*}}{680 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-4} \end{aligned} \quad (5)$$

となり、 $n_{ISM} > n_{crit}$ のとき降着する。(Shuta J. Tanaka et al. 2017)

2.2 電離している ISM(2次元)

Shuta J. Tanaka et al.(2017) は 1 次元で降着条件を求めた。これを 2 次元へ拡張し、シュミレーションをして降着条件を求める。(Tanaka Kazuyosi 2021 Master 's Thesis Aoyama-Gakuin University)

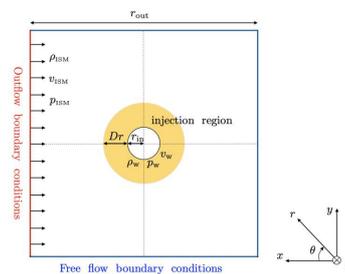


図 3: 計算領域の簡略図。恒星の半径を r_{in} とし、恒星風の影響範囲を Dr としている。

流体の基礎方程式である質量保存則、運動量保存

則、エネルギー保存則に重力を加えて降着流を解く。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v} + p \mathbf{I}) = -\rho \nabla \Phi \quad (7)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot [(e + p) \mathbf{v}] = -\rho \nabla \Phi \cdot \mathbf{v} \quad (8)$$

恒星風の影響領域内 Dr では基礎方程式に外力として質量、運動量、エネルギーそれぞれ $Q_\rho(r), Q_{\rho v}(r), Q_e(r)$ を、恒星風の影響を加味した恒星風注入項として加える。

$$Q_\rho(r) = \frac{\rho_w v_w}{Dr} \left(\frac{r}{r_{in}}\right)^{-2} \quad (9)$$

$$Q_{\rho v}(r) = Q_\rho(r) v_w \quad (10)$$

$$Q_e(r) = Q_\rho(r) \left[\frac{1}{2} v_w^2 + \frac{v_w^2}{\gamma(\gamma - 1) \mathcal{M}_w^2} - \frac{GM_*}{\gamma} \left(\frac{1}{r_{in}} - \frac{1}{r} \right) \right] \quad (11)$$

また、物理量のパラメータは既知の量である $\rho_{ISM}, v_{ISM}, \mathcal{M}_w$ と変数として $\mathcal{M}_{ISM}, \frac{v_w}{v_{ISM}}, \frac{\dot{M}_w}{\dot{M}_{ISM}}$ を与えることで $p_{ISM}, \rho_w, v_w, p_w$ を決定することができる。 $\dot{M}_{ISM} = \dot{M}_{BHL}$ とした。

3 Results

1次元では降着条件は $R_{TS} < R_{BHL}$ で式(5)より $n_{crit} > 10^4 \text{cm}^{-3}$ となり、分子雲程度の数密度を持つ完全電離したISMでは星に降着することが分かった。

2次元での数値計算は $\mathcal{M}_{ISM}, \frac{v_w}{v_{ISM}}, \frac{\dot{M}_w}{\dot{M}_{ISM}}$ の値を変え、様々なパターンで計算している。

降着するしないの規則性を知るために、様々なパターンでの降着する流れと降着しない流れを縦軸 \mathcal{M}_{ISM} 、横軸 $\frac{\dot{M}_w}{\dot{M}_{ISM}}$ として図8にプロットしている。

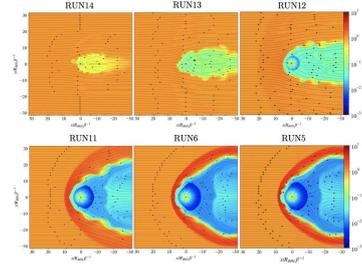


図4: $\frac{\dot{M}_w}{\dot{M}_{ISM}} = 10$ での各 \mathcal{M}_{ISM} の密度分布図の比較図。左上から右下に向かって $\mathcal{M}_{ISM} = 0.3, 0.5, 0.77, 2.0, 5.0, 10.0$ の結果。図4は \mathcal{M}_{ISM} が亜音速では衝撃波面を作らず、超音速では衝撃波面が形成されているが、どちらにせよISMが星に降着せず、恒星風に押し流される結果となった。

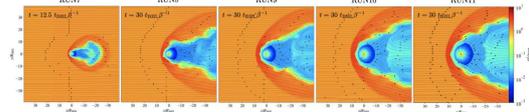


図5: $\mathcal{M}_{ISM} = 2.0$ での各 $\frac{\dot{M}_w}{\dot{M}_{ISM}}$ の密度分布図の比較図。左から $\frac{\dot{M}_w}{\dot{M}_{ISM}} = 1, 3, 5, 8, 10$ の結果。図5は \mathcal{M}_{ISM} が超音速で降着しない、恒星風放出率とISM降着率の比が大きくなると恒星風の影響圏が広がり、より降着しづらい結果となった。

4 Discussion

1次元の結果から、完全電離したISMが星表面まで降着するには分子雲程度の数密度が必要だとわかった。しかし、星間空間に分子雲以上の密度を持つISMは多くない、そのため星に降着するのはとても稀である。初代星が銀河系内であると仮定し簡単に見積もったところ $[M/H] = -7.9$ となり、現在観測されている中で最も金属量が低い金属欠乏星は $[Fe/H] < -5$ であるため、初代星が金属欠乏星として見間違えるほどの金属降着量に届かないことがわかった。

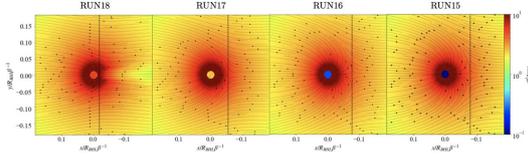


図 6: $\mathcal{M}_{ISM} = 0.6$ での各 $\frac{\dot{M}_w}{\dot{M}_{ISM}}$ の星付近の密度分布図の比較図。左から $\frac{\dot{M}_w}{\dot{M}_{ISM}} = 0.2, 0.1, 0.01, 0.001$ の結果。図 6 は \mathcal{M}_{ISM} が亜音速で降着する、恒星風放出率と ISM 降着率の比が小さくくなると恒星風の影響が弱まり、より降着しやすい結果となった。

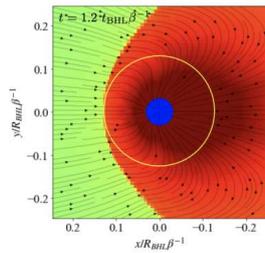


図 7: $\mathcal{M}_{ISM} = 2.0$ の星付近の密度分布図の比較図。黄色の円は注入領域境界を表している。図 7 は \mathcal{M}_{ISM} が超音速で降着する結果である。

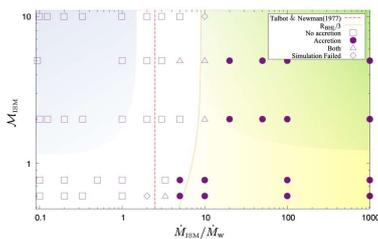


図 8: $\mathcal{M}_{ISM}, \frac{\dot{M}_w}{\dot{M}_{ISM}}$ を変数としたときの計算結果が放出となるか降着となるかを表した結果。赤の点線は TalbotNewman(1977) での切り替わり線を表している。橙線は本研究の切り替わり線で $\frac{R_{BHL}}{3}$ 程度となっている。

2次元では図 8 より降着条件が $R_{TS} < \frac{1}{3}R_{BHL}$ となり、より星に近いところまで ISM が押し込まれないと降着できないことがわかった。TalbotNewman(1977) より降着条件が厳しくなっていることからやはり初代星が金属欠乏星として見間違えるほどの金属降着は厳しいと思われる。図 8 で \mathcal{M}_{ISM} が小さいときに橙線が R_{BHL} に寄るのは ISM の流れが遅くなるため、球対称な降着流である Bondi 降着に近くなるためだと考えた。

5 Conclusion and Future Prospects

1次元も 2次元も ISM は完全電離したものを考えており、どちらも初代星が金属欠乏星に見間違えるほどの金属降着は難しいといえる。実際には ISM のほとんどが中性ガスであるため、元々ある完全電離した ISM のみで考えるとより厳しいといえる。中性 ISM は恒星圏の磁場にとらわれないため粒子的に降着するが、中性 ISM は黒体放射などにより電離される。電離された ISM は元々電離している ISM に参加する。中性 ISM の電離度を考え、電離された ISM を数値計算に加えることで、シュミレーション結果が大きく変わる可能性があるため、これを行う予定である。

Reference

Shuta J. Tanaka et al. 2017, The Astrophysical Journal
 Tanaka Kazuyosi 2021, Master 's Thesis Aoyama-Gakuin University
 Talbot, & Newman 1977, The Astrophysical Journal Supplement Series

[indexへ戻る](#)

星間 a17

ALMA 望遠鏡で探る大質量星形成領域 Monoceros R2

大阪公立大学大学院 理学系研究科

鈴木 大誠

ALMA 望遠鏡で探る大質量星形成領域 Monoceros R2

鈴木 大誠 (大阪公立大学大学院 理学系研究科)

Abstract

近年の高分解能の観測から大質量原始星はハブフィラメントと呼ばれるフィラメント状の分子雲が集中する点で形成されることが確認されているが、その系の形成、進化過程については解明されていない。Monoceros R2 は中心の大質量星候補天体である IRS 1 により形成された UC(ultra compact)H II 領域が付随する最も近傍の大質量星領域の一つである。これまでの観測から MonR2 領域では中心より放射状に広がったハブフィラメントシステムが確認され、また中心領域に向けて周囲のガスが回転しながら流入していることが示唆されてきた (Trevino+19,Kumar+21)。本研究はこのハブフィラメントシステムのより詳細な構造を探るため、ALMA 12m+7m+TP array を用いて観測された C¹⁸O(1-0) 輝線の アーカイブデータ (2016.1.01144.S) の解析を行った。観測は、IRS 1 を中心に 300'' × 300'' (~1 pc) の領域を ¹³CO($J = 1-0$)、C¹⁸O($J = 1-0$)、3 mm 連続波等で行われ、12 m, 7 m, TP(Total Power) のデータを合成した際の角度分解能は ~3'' (~2000 au) を実現する。これによりこれまで単一鏡で詳細に確認することができなかったハブフィラメント内でも放射状に広がったフィラメント状分子雲が明らかとなった。速度構造としては反時計まわりの向きに赤方偏移する速度勾配を示しており、システム全体の回転を捉えている可能性が考えられる。また、速度線幅を観測領域全体と比較すると、中心部 (IRS 1 から 0.5 pc) が外側に対して 2.5 倍程度高くなっている傾向も見られた。これらの特徴より考えられる複雑なフィラメント系の物理的特徴および形成過程について議論する。

1 Introduction

大質量星は周囲の環境に多大な影響 (星風や紫外線の放射、超新星爆発など) を与えており、これらのサイクルは星間物質の重元素量の変化をもたらすため、星形成や銀河の進化に大きく寄与している。近年の高分解能の観測から星形成はフィラメント状の分子雲に沿って起こっていると考えられており、中でも大質量原始星はハブフィラメントと呼ばれるフィラメントが集中する点で形成されることが確認されている (Kumar+20)。しかし、ハブフィラメント系内の大質量星形成領域に焦点を当てた研究は少なく、ハブフィラメントのダイナミクスや大質量星星団の形成を制御する降着過程の役割については未だ解明されていない (Trevino+19)。

そこで我々は最も近傍の大質量星形成領域の一つである Monoceros R2 領域 (以下 Mon R2) に着目した。Mon R2 領域は太陽系から 830 pc に位置し、3つの B 型星によって形成された H II 領域が付随している。さらに、大質量星原始星 IRS 1 (星質量 ~12M_☉) を中心に UC(ultra compact)H II 領域も存在してい

ることから星形成初期段階を高分解能観測で探ることができる重要な天体である。これまでの単一鏡電波望遠鏡や Herschel の観測により中心付近から、数 pc 程度放射状に広がったハブフィラメントシステムが確認された。フィラメントに沿った複雑な分子雲の運動構造は、中心付近のハブ (IRS 1 から 0.4 pc 程度) に向けて、外側に存在するガスの降着を捉えている可能性が考えられている (Trevino+19,Kumar+21)。そのため、Mon R2 領域は大質量原始星の形成を伴うようなハブフィラメントを理解する上で、非常に良い対象である。

本公演では Mon R2 領域におけるハブフィラメントの詳細な構造を紹介し、物理的な特徴及び形成過程について議論する。

2 Observations

ALMA archive からバンド 3(84-116GHz) で観測されたデータ (P.I. T.Trevino #2016.1.01144.S) を使用した。この観測は大質量星原始星 IRS 1 から北側方向

かつ北東に方向に5 pc程度の領域を覆う領域での高分解能サーベイ観測である。本研究ではハブフィラメント構造が確認されている中心付近の領域(中心座標である IRS1 付近 ($\alpha_{J2000.0}, \delta_{J2000.0}$) = (6h07m46.972s, -6°22'41".3) から $300'' \times 300''$ (~ 1 pc) 広がった領域)に着目した。観測は12 m, 7 m, TP(Total Power) arrayで行われ、すべてのデータを合成した際の角度分解能は $\sim 3''$ (~ 2000 au)を実現する。観測輝線は $^{13}\text{CO}(J=1-0)$ 、 $\text{C}^{18}\text{O}(J=1-0)$ 、3 mm 連続波等である。データ解析では、CASA(Common Astronomy Software Application)に実装されている「`tclean`」を用いて処理を行った。ピクセルサイズを $0.''5$ 、速度グリッドを 0.2 km s^{-1} として、`briggs weighting` (`robust parameter = 0.5`)を適用した。その結果、合成されたビームサイズは $2.''5 \times 1.''2$ である。

3 Results

3.1 分子雲の空間分布

図1に(a) $\text{C}^{18}\text{O}(J=1-0)$ のピーク温度図、(b)3 mm 連続波の観測結果を示した。3 mm 連続波と C^{18}O の分布を比較すると、3 mm 連続波から確認できる電離領域が卓越した中心部から放射状に広がったフィラメント状分子雲の構造が明らかとなった。これは分子雲の密度が高い成分を捉えていると考えられる。また、系の構造としてスパイラルアーム状にカーブしているフィラメントも存在することから、全体として風車状の構造を形成していることが考えられる。この結果は、これまでの観測で明らかとなっていた楕円状のハブフィラメントを細分化できており、新たなフィラメント構造を確認できた。

3.2 速度場/速度線幅

次に、図2に $\text{C}^{18}\text{O}(J=1-0)$ 輝線における(a)積分強度図、(b)速度分散、(c)速度線幅の解析結果を示す。Mon R2では観測から約 10 km s^{-1} のシステム速度(中心速度)を持つと仮定する(Trevino+19)。図2(b)の速度分散の結果から青方偏移した成分($\sim 8 \text{ km s}^{-1}$)が北西方向に確認でき、そこから反時計まわり

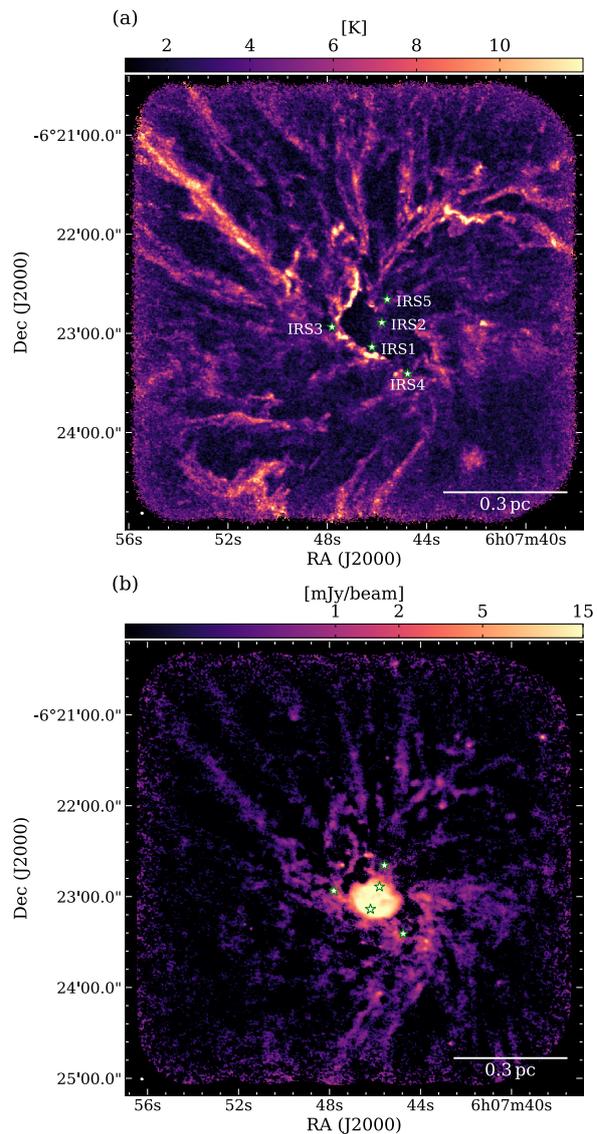


図1: (a) $\text{C}^{18}\text{O}(J=1-0)$ のピーク温度図、(b)3 mm 連続波の観測結果を示す。中心付近の5つの星は原始星候補天体を示している。

の向きに赤方偏移する($\sim 12 \text{ km s}^{-1}$)速度勾配が確認できた。この速度勾配は $^{13}\text{CO}(J=1-0)$ 輝線においても同様の結果が確認できており、システム全体の回転を捉えている可能性が考えられる。

図2(c)の速度線幅の結果では、原始星候補天体が集まる中心付近で速度線幅も太くなっていることが確認でき、中心部(IRS1から0.5 pc程度)が外側に対して2.5倍程度高くなっている傾向も見られた。

4 Discussion

このようなハブフィラメントがどのように保たれているのかを議論する。Mon R2 領域で中心の密度が高い領域 (0.4 pc 程度広がった領域) を構成する物質 (星、ガスなど) の質量を表 1 に示す (Trevino+19, Kumar+21)。表 1 より、MonR2 の中心付近には $\sim 1000 M_{\odot}$ 程度の大質量な重力源が存在することがわかる。また、Trevino+19 では表 1 の質量の合計 (星団、IRS1-5、 $C^{18}O(1-0)$ に限る) $\sim 170 M_{\odot}$ から自由落下速度 $\sim 2 \text{ km s}^{-1}$ が同定された。これは中心部で確認できる速度勾配と一致していることから、周囲の物質が中心の重力源によって回転しながら降着している可能性が挙げられた。今回の結果同定された空間分布からも、同様の速度勾配 (図 2(b)) が確認できた部分も存在するが、系全体を説明するには別のモデルが必要であることが明らかとなった。

表 1: MonR2 中心領域 ($\sim 0.4 \text{ pc}$) の大質量源

| タイプ | 中心からの半径 [pc] | 質量 [M_{\odot}] |
|----------------|--------------|--------------------|
| 星団 | ~ 0.32 | ~ 77 |
| IRS1-5 | ~ 0.32 | ~ 48 |
| $C^{18}O(1-0)$ | ~ 0.32 | ~ 43 |
| H_2 柱密度 | ~ 0.4 | ~ 837 |

5 Conclusion

ALMA アーカイブデータ (2016.1.01144.S) を用いて MonR2 領域の分子雲の性質を調べた。 $C^{18}O(J=1-0)$ 輝線の解析の結果、原始星候補天体を中心に放射状に広がったフィラメント構造が明らかとなった。確認できたフィラメントはスパイラルアーム状に曲げられた構造を持つものも存在していることから風車状の構造を示している。また、中心の大質量の重力源によって、周囲の物質が回転しながら降着している可能性を考えると、反時計まわりの向きに赤方偏移する速度勾配はシステム全体の回転を捉えていると考えられる。

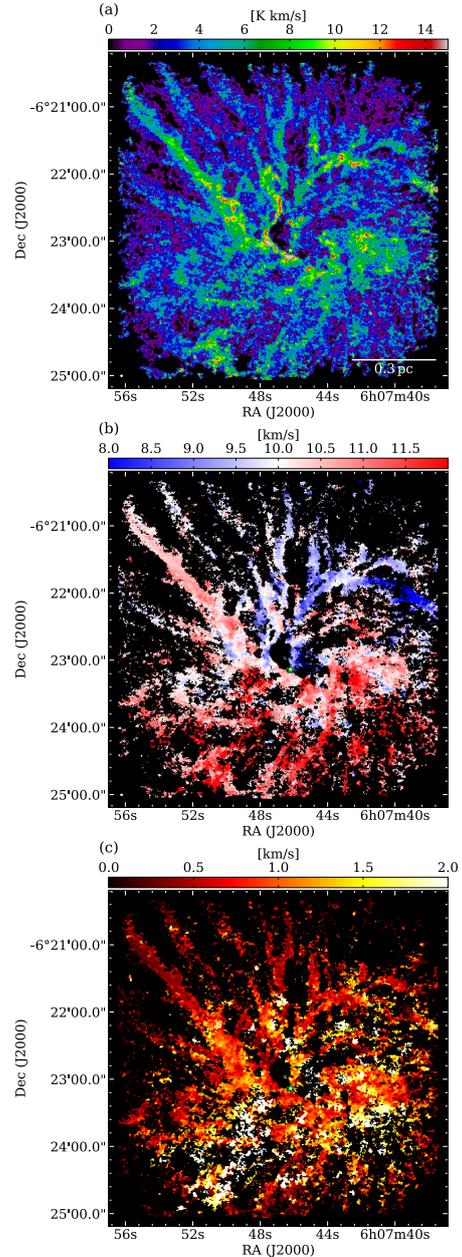


図 2: $C^{18}O(J=1-0)$ における (a) 積分強度、(b) 速度分散、(c) 速度線幅を示す。中心付近の星は IRS1 を示している。

Reference

- Trevino et al, A&A, 629, A81, 2019
 Kumar et al, A&A, 642, A87, 2020
 Kumar et al, A&A, 658A, 114K, 2021

星間 a18

X線天文衛星「すざく」の彗星観測データを用いたスペクトルの場所依存性の検証

東京都立大学大学院 理学研究科
関口 るな

X 線天文衛星「すざく」の彗星観測データを用いた スペクトルの場所依存性の検証

関口 るな (東京都立大学大学院 理学研究科)

Abstract

彗星の本体は水や氷でできている核であり、そこから昇華した中性分子や原子の大気をコマという。この中性気体分子は、太陽風プラズマ中の高電離したイオンとの電荷交換反応により軟 X 線を放射することが分かっている。電荷交換反応 X 線輝線の特定のエネルギーにより分子の種類を同定できるため、その輝線比からコマに含まれる中性気体組成を制約できる。この組成は核からの距離によって異なるため、電荷交換反応で放出された X 線輝線スペクトルも場所によって変化すると考えられるが、知る限りでは確かめられていない。そこで、X 線天文衛星「すざく」による 73P/Schwassman-Wachmann3 (以下 73P/SW) の観測データを解析した。「すざく」は、2 keV 以下の軟 X 線に高い感度を持ち、彗星からの広がった軟 X 線観測に適している。73P/SW は 2006 年に地球と太陽に接近した際に 3 回観測され、露光時間は合計 65 ksec であった。全観測において 0.3–0.8 keV のスペクトルを電荷交換反応による輝線モデルで再現できた (鈴木他 天文学会春季年会 2020) が、場所ごとの変化については今回初めて検証を行った。最も X 線フラックスが大きかった 2006 年 6 月 7 日のデータを用いて、核からの距離ごとに領域を分けガウス関数でフィットを行い、各領域のスペクトル分布を比較した。特に統計の良かった酸素輝線に着目し、OVII, OVIII 輝線の比を算出した。この観測値と Kronos モデルを用いた理論値計算を比較すると、領域ごとに輝線比の大きな違いは見られず、コマの中性気体組成としては H が支配的である可能性が高いと考えられる結果が得られた。

1 Introduction

1996 年に ROSAT 衛星によって彗星からの X 線が観測された (Lisse et al. 1996)。のちに、この X 線は太陽風中の高電離した重イオンと彗星の中性大気であるコマとの電荷交換反応によるものだと分かった (Cravens 1997)。電荷交換反応はイオンが中性原子、分子から電子を奪う反応である。イオンによって捕まった電子が、エネルギー状態の高いところから低いところへ落ち着く時に特定のエネルギーを持つ X 線輝線を放出する。電荷交換反応 X 線輝線の特定のエネルギーにより分子の種類が決まるため、その輝線比からコマに含まれる中性気体組成を制約できることも分かっている (Beiersdorfer et al. 2003)。この組成は核からの距離によって異なるため、電荷交換反応で放出された X 線輝線スペクトルも場所によって変化すると考えられる。

X 線天文衛星「すざく」は日本で 5 番目の X 線天文衛星であり、2005 年から 2015 年まで運用された。

軟 X 線 CCD 検出器 XIS0, 1, 2, 3 によって 0.2–12 keV のエネルギー範囲をカバーしている。軟 X 線に対して高いエネルギー分解能を持ち、広がった放射にも高い感度を持つため、彗星コマのような広がった放射の観測に適している。本研究では「すざく」で観測された彗星データを用いて、スペクトル解析と場所ごとの輝線比の検証を行なった。

2 Observations

解析した彗星は 73P/Schwassmann-Wachmann3 である。1930 年に発見され、1995 年に分裂したことが分かっており、公転周期は 5.36 年の短周期彗星である。2006 年に太陽と地球に接近し、この時「すざく」が最も明るい核を観測した。観測は 5 月 7 日、近地点である 5 月 13 日、近日点である 6 月 7 日の計 3 回行われ、露光時間は計 64.5 ksec であった。

3 Spectral analysis

解析には低エネルギーに高感度を持つ背面照射型の XIS1 のデータを用いた。はじめに、彗星は観測中に観測器視野内を移動するため、これを常に中心に固定するよう補正を行なった。各観測時の 0.2–1.0 keV における静止座標系イメージを抽出しそれぞれの明さを比較すると、6/7 が最も明るいことが分かった。今回は彗星の場所によるスペクトルを検証したいため、これらを中心を 0 として 0–3, 3–5, 5–7, 7–8.5 分角の 4 つの領域に分けた。最も明るい 6/7 の領域分割イメージを図 1 に示す。また、コマはおよそ 10 分角に広がっており、距離にすると 10^5 km であった。

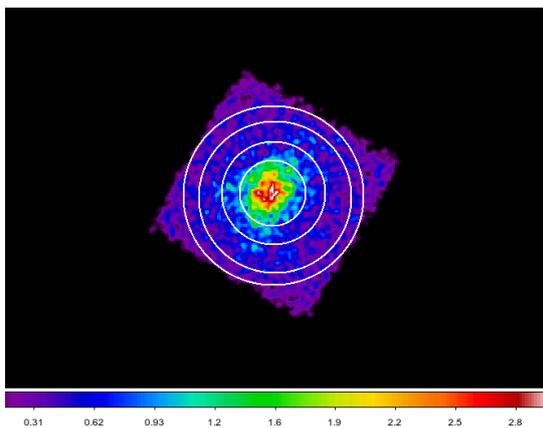


図 1: 領域分割した静止座標系のイメージ。2006 年 6 月 7 日データ。

スペクトルの抽出には彗星の移動を補正した後のデータを用いた。彗星が通る前の視野を観測していた 6/7 の最初のデータをバックグラウンドとして差し引いた。観測日ごとに得られたスペクトルを比較した結果、最も有意なスペクトルが得られた 6/7 のデータを用いて以降の解析を進めることにした。

まず、電荷交換反応は輝線が支配的であるため、ガウス関数によるフィッティングを行なった。XSPEC によるガウス関数を用いて、輝線中心エネルギーと幅をフリーにして 0.3–0.9 keV を解析した結果を図 2 に示す。スペクトルは 7 本のガウスでよく再現でき、それぞれ CV K β , CVI Ly α , NVI K α , NVII

Ly α , OVII K α triplet, OVIII Ly α + OVII K β , OVIII Ly β の輝線に対応していた。0.65 keV 付近については OVIII Ly α と OVII K β のどちらともとれる値で、これ以上分解できないため 2 種類当てている。

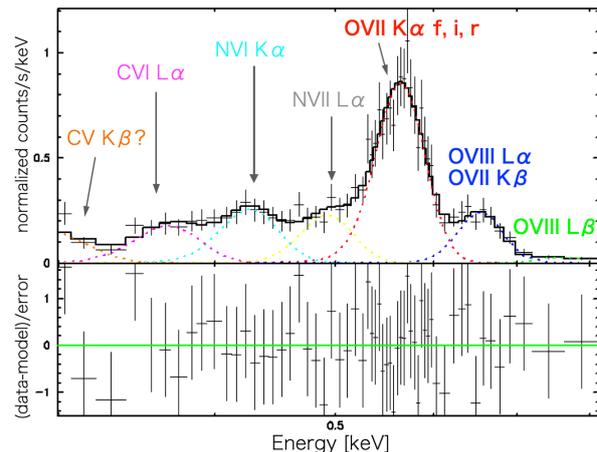


図 2: ガウス関数でのフィット結果。 $\chi^2/\text{d.o.f} = 49.77/45$

他の領域においてもエネルギーに対応する輝線を調べると、統計が良かったのは OVII K α triplet, OVIII Ly α + OVII K β , OVIII Ly β の 3 つであった。

次に、これらの酸素輝線に着目し、ガウスフィットした際の norm を用いて比を調べた。このとき、簡略のため OVII K α triplet を [1]、OVIII Ly α + OVII K β を [2]、OVIII Ly β を [3] とした。今回は [2]/[1] と [3]/[2] の比を調べた。その結果、[2]/[1] について、一番外側の 7–8.5 分角領域を除くと、比は誤差の範囲内で一定と言える結果が得られた。[3]/[2] について、こちらも一番外側を除くと、上がっているように見えたが、誤差の範囲では一定である可能性もあった。ここでどちらも一番外側が外れているのは統計が少ないからだと考えた。

4 Discussion

観測値から得られた酸素輝線比と理論値を比較した。ジョージア大学が開発した Kronos モデルを使

用した。これは電荷交換反応における単電子捕獲の理論的な輝線比をイオンごとに算出できるモデルである。衝突エネルギーや中性ターゲットを指定することができ、今回は H_2O 、 CO 、 H の 3 つをターゲットに計算を行った。衝突エネルギーは太陽風速度と同じになるよう 1.0 keV と指定した。このとき用いたのは、太陽風観測衛星 ACE のデータである。ACE 衛星と 73P/SW の位置関係から太陽風到達時刻の差を計算すると、約 1 日のずれがあったため、用いるデータも 1 日前の値に補正した。さらに、定めた輝線 [2] に関しては OVII と OVIII のイオンが混ざっているため、そのイオン比も併せて計算した。また理論計算では、「すぎく」のエネルギー分解能を考慮して、先ほど定めた輝線 [2], [3] にさらに high-n の輝線を含めて考えた。

観測値と理論値を比較した結果、73P/SW のコマにおいて H_2O と CO の寄与は明らかに少なく、太陽風イオンと電荷交換反応に寄与しているのは H である可能性が高いことが分かった。また、領域ごとに輝線比の大きな違いは見られなかった。

5 Conclusion

X 線天文衛星「すぎく」によって観測された彗星 73P/Schwassmann-Wachmann3 のデータを用いてスペクトル解析を行なった。場所ごとのスペクトルを調べるために彗星を 4 つの領域に分けた。0.3–0.9 keV においてガウス関数でフィッティングをしたところ、酸素輝線の統計が良かった。各酸素輝線の比について、観測値から求めた値と、Kronos モデルを用いて算出した理論値を比較した。その結果、73P/SW のコマにおける電荷交換の輝線比は場所ごとに大きな違いは見られず、中性気体としては H が支配的である可能性が高いことがわかった。また、今回は X 線 CCD 検出器のエネルギー分解能による制約が大きく影響していた。今後は、さらに高い分解能を持つ次期 X 線天文衛星 XRISM に搭載されるマイクロカロリメータによる彗星観測に期待する。

Reference

- Lisse et al. 1996, *Science*, 274, 205
Cravens 1997, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 105
Beiersdorfer et al. 2003, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 41, 343

[indexへ戻る](#)

星間b01

Tycho' s SNRの星周環境モデルの構築

京都大学大学院 理学研究科

小橋 亮介

Tycho's SNR の星周環境モデルの構築

小橋 亮介 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

Ia 型の超新星残骸 (Supernova remnant; SNR) は似たような爆発の結果として得られると広く考えられている (Phillips 1993)。Tycho's SNR (Tycho) は、球対称に近い形状をしており、外側環境に一様な環境を想定した (e.g., Slane et al. 2014)、Ia 型 SNR の中で典型例として扱われることが多い。しかし、X 線と電波による観測 (Katsuda et al. 2010; Williams et al. 2016) から、衝撃波の運動に方位角依存性があること、CO 観測 (Zhou et al. 2016) から Tycho が wind cavity によって掃かれたと思われる分子雲に囲まれていることが最近明らかになってきた。さらに、Tanaka et al. (2021) は、X 線衛星 *Chandra* による観測データを再解析し、2009 年辺りから衝撃波が著しく減速しつつあることを発見し、分子雲との相互作用を示唆した。これらの観測はいずれも、Tycho の衝撃波が現在進行形で周囲の分子雲と相互作用していることを支持する結果となる。各観測時期における Tycho の年齢もわかっているため、ここから、Tycho の環境にきつい制限を与えることが可能である。

本研究では、分子雲を伴ったシミュレーションおよび観測との比較に先立って、まず、まだ分子雲と相互作用していないと思われる年代かつ領域 (方位角) に関して、Forward Shock と Reverse Shock の半径を 1 次元シミュレーションと各方位角に対する観測データ (Warren et al. 2005; Yamaguchi et al. 2014) から比較し、観測で得られる固有運動と実際のサイズの間を変換するのに必要な量として、(分子雲の内側の) cavity における低密度と、Tycho の地球までの距離の範囲を見積もる。シミュレーションは、1 次元流体コード *VH-1* (e.g., Blondin & Ellison 2001) を用いて行った。その後、周囲の環境に対して分子雲の位置、分子雲密度などをパラメータとした 1 次元流体計算を *VH-1* コードを用いて行い、結果を観測データと各方位角での領域ごとに比較し、best-fit モデルをカイ二乗法を用いて求めた。現状の結果としては、我々の用意したパラメータの範囲で、説明できる領域 (方位角) とできない領域があった。より広いパラメータの範囲を用いて、CSM モデルを構築し、wind-cavity の由来 (e.g., Tanaka et al. 2021) や off-set explosion (Williams et al. 2013) の観点からも考察する。本講演では、Tycho の背景を紹介し、進捗と現状の数値モデルから得られている見地を説明する。

1 Introduction

Ia 型超新星は、光度曲線の一様性 (Phillips 1993) から似たような段階を経て爆発に至ったと考えられており、それゆえ標準光源として宇宙論においても重要な役割を果たしてきた。

一様な Ia 型超新星の中で標準として扱われてきた代表例として、Tycho が存在する。Tycho は、爆発の光度曲線に近い情報が Light echo と呼ばれる手法によって得られていること (Krause et al. 2008; Badenes et al. 2006)、X 線による元素組成の分析、観測されている形状が球状に近い形をしていること、これら手がかりから、「標準的な」Ia 型 SNR で

あることが示唆されている。

しかし、衝撃波の運動に方位角依存性があることが、X 線と電波を用いた、2 観測時点の間に衝撃波面の変位の測定によって明らかになってきた (Katsuda et al. 2010; Williams et al. 2016)。また、Tanaka et al. (2021) では、過去に行われていた観測の Archival data を用いることで、4 観測時点 (2003, 2007, 2009, 2015 年) の間の、衝撃波面の変位を各方位角 (領域) ごとに求めた。その結果、ほぼ全ての領域で大 (substantially) に減速しており、減速の様子が領域間でも異なっていることが確認された。ここで、Zhou et al. (2016) が Tycho の環境に対する CO 観

測を行った結果、分子ガスが Tycho の周り 3pc ほどで広がっており、その分子ガスが Tycho の爆発前に吹いた風（恐らく Hachisu wind (Hachisu et al. 1996, 1999) としている）でできた cavity 構造によって押し広げられたように分布していることを示唆するような描像が得られていた。この、観測された分子ガスの分布も考慮すると、Tanaka et al. (2021) の急激な減速は、内側の低密度領域 (cavity) を掃いていた衝撃波が外側に分布している高密度分子ガス領域 (wall, cloud) に突入し始めたタイミングでの衝撃波進化を捉えたためではないかと分析の上、簡単なモデルによるシミュレーションもされている。シミュレーションの結果、いずれの領域における衝撃波進化も、この、cavity-wall 構造による環境のモデルを用いて衝撃波の急激な減速は説明できるとし、説明できるような wall の位置が各方位角によって異なることから cloud との相互作用のタイミングの違いが減速の様子の領域間での差異を説明できるとしている。

そこで、我々は、Tanaka et al. (2021) の観測データを再現する環境のモデルとして、Tanaka et al. (2021) でも仮定されたような低/高密度とそれを接続した密度構造 (図 1) を仮定し、さらにこの密度もパラメータとし、様々なモデルの中からデータをより良く説明するモデルを探すことにした。

2 Methods

2.1 Hydrodynamics

シミュレーションは、本発表では扱わないが放射も計算することも見据えて、Yasuda & Lee (2019); Kobashi et al. (2022) などで用いた *CR-Hydro* コードを用いた。*CR-Hydro* コードは、Lagrangian 座標の流体計算コードである *VH-1* コードと (宇宙線の流体に対するフィードバックを考慮した) 宇宙線加速とを同時に計算することを可能にした 1 次元コードである。宇宙線加速の効果は多少ある (e.g., Lee et al. 2012; Slane et al. 2014; Yasuda & Lee 2019) のでその効果も考慮された結果になっているものの、今回紹介する結果においては、衝撃波面の時間進化のみを扱っているため、全体の計算は実質的に流体計算と見なして良い。

2.2 Model setup for environments and ejecta

環境のモデルとして、図 1 に示す通り、内側は風で吹いた跡の代わりに一様低密度、外側は分子雲を想定した高密度を置き (e.g., Zhou et al. 2016; Tanaka et al. 2021)、その構造の間を密度の傾斜でつなぐような構造を仮定する。この環境に対するパラメータとしては、低/高密度 ρ_c, ρ_{mc} 、雲が始まる (低密度の端の) 位置 R_c 、傾斜している領域の半径方向での長さ Δr_c (もしくは、密度の傾斜) があり、表 1 に示した範囲でそれぞれ動かす。

表 1: Model parameters for environments

| ρ_c^a | ρ_{mc}^b | R_c [pc] | Δr_c [pc] |
|------------------|-------------------|-----------------------------|-------------------|
| $[10^{-3} - 1.]$ | 1.0×10^3 | $[R(\rho_{c,2003-2015})]^c$ | 0.1 |

^{a,b} 単位は $10^{-24} \text{g cm}^{-3}$ 。

^c 環境が ρ_c で一定の場合に数値計算で 2003 年から 2015 年までに衝撃波面が進む範囲だけ (かそれより大きく)、パラメータを動かしている。

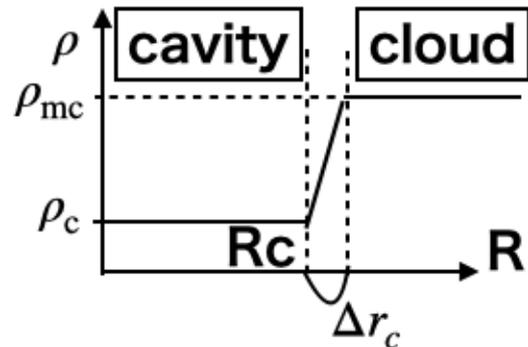


図 1: Tycho の環境として用意したモデルの密度分布のイメージ図とパラメータ。

今回用いた爆発放出物のパラメータとしては、Tycho が標準的な Ia 型超新星残骸であるとして、質量が $M_{ej} = 1.4 M_{\odot}$ 、運動エネルギーが $E_{kin} = 1.0 \times 10^{51} \text{erg}$ で固定した値、また、密度分布の形は exponential の形 (Dwarkadas & Chevalier 1998) を仮定して、設定した。

2.3 Two steps to constrain Tycho's environments

環境を制限するための計算の順番として、以下のように行う。

1. cavity 領域を伸ばして (分子雲を仮定せずに) 各 cavity 密度 ρ_c のもとで数値計算を行い、得た半径と観測されている見かけの大きさのデータ (Warren et al. 2005) の間を変換するための距離 D を計算することによって、cavity 密度と距離の間に成り立つ対応関係を導く。
2. 分子雲を置いたシミュレーションと観測データ (Tanaka et al. 2021) を以下に述べるカイ二乗値を用いて比較する。

3 Results and Discussion

3.1 Relationship between cavity density and distance

天体までの距離 D は、実際の大きさと観測で得られる見かけの大きさを変換するために必要であるが、この推測を誤った分だけ観測データに対する解釈を誤ってしまうことになる。

完全に正確に求めるのはもちろん難しいが、本研究では、分子雲を仮定しない cavity だけ存在するシミュレーションを各 cavity 密度について行い、それぞれの結果を観測データ (特に、まだ分子雲と相互作用していないと思われる領域: 方位角 ~ 215 deg のデータ、Warren et al. (2005)) の見かけの大きさと比較することで、距離 D を求め、cavity 密度と距離 D の間に対応関係を付ける計算を行った。図 2 の青線に示すように、順行衝撃波の情報のみで完了するが、さらに、誤差付きの逆行衝撃波の情報も考慮 (図 2 の赤い領域) することで、対応関係にさらなる制限を加えることもできる。

3.2 Simulation with clouds

図 3 が示すとおり、 R_c は雲に衝突するタイミングの差、 ρ_c は雲に衝突する前の傾き、 ρ_{mc} は雲に衝突

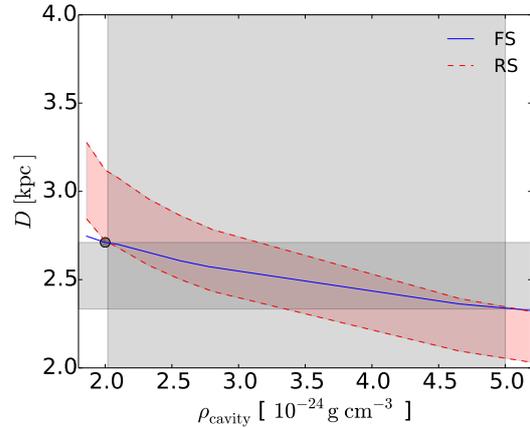


図 2: 環境モデルの内側密度と距離の関係。

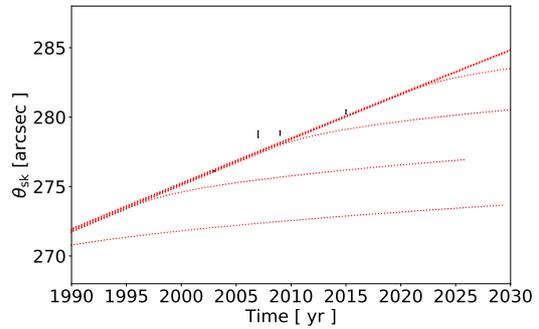


図 3: 異なる ρ_c , ρ_{mc} でのシミュレーション (曲線) と、観測データ (エラーバー付きの点)。曲線の色は、 R_c を表し、同じ線種の複数の曲線は R_c が違うモデルでの結果を示している。

した後の折れ曲がり方に、それぞれ直結する結果となった。図 3 ではいずれも分子雲の性質は固定・ R_c を変えたモデルを描画しているが、いずれのモデルも 2003–2007 年のデータの差=傾きを再現できない。このような傾きは、 ρ_c と距離 D の兼ね合いによって決まるが、雲の内側を一樣密度と仮定する今回のモデルの範囲では $\rho_c \sim 10^{-27} \text{ g cm}^{-3}$ という低密度 (一般的な星間媒質比) の環境を仮定しても再現されない (図 4)。

ところがこの傾向は、雲の内側環境として、一定密度を仮定する代わりに、一定の星風が吹いているような環境を仮定すると、(今回雲は置いていないが) よく説明されることが見て取れて (図 4 の黒線) 星風が雲の位置を決める Zhou et al. (2016) の主張を

強く支持する結果となった。また、方位角 (= 領域) ごとに差が出たが、Tanaka et al. (2021, Figure 1) から、少なくとも 2003 年で雲に衝突していないと考えられる、方位角 $\sim 120 - 215^\circ$ の領域では同様の結果が得られた。

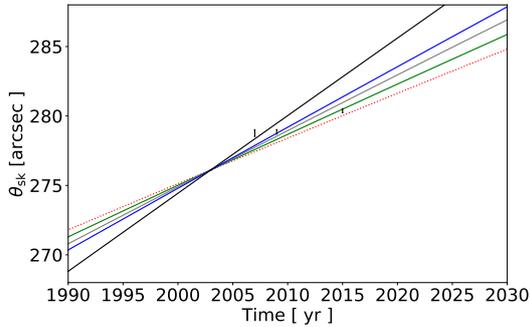


図 4: 図 3 と同様の図。図 3 では雲の位置の違いを示していたが、雲を置かず、雲の内側密度 ρ_c のみを変えて描画している ($\rho_c = 2.0 \times 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}$ (赤・破線)、 $\rho_c = 2.0 \times 10^{-25} \text{ g cm}^{-3}$ (緑・実線)、 $\rho_{mc} = 2.0 \times 10^{-26} \text{ g cm}^{-3}$ (灰色・実線)、 $\rho_{mc} = 2.0 \times 10^{-27} \text{ g cm}^{-3}$ (青色・実線))。さらに、一定の星風が吹いたモデルも合わせて示している (黒・実線: $V_w = 250 \text{ km/s}$, $\dot{M} = 0.6 \cdot 10^{-6} M_\odot/\text{yr}$; Hachisu wind を参考に (Zhou et al. 2016))。

4 Conclusion

Tycho の周囲に分子雲が存在していることを示唆する観測結果 (Tanaka et al. 2021) を受けて、今回、分子雲を伴った環境を設定し、その中で (標準的な爆発放出物を仮定した) 超新星残骸の衝撃波面の進化をシミュレーションした。その結果、環境として、雲の内側を一様なものを仮定した cavity-wall 構造では、観測によく合う環境は見つからなかった反面、雲の内側を星風とする wind-wall 構造での観測を説明できそうな示唆が得られた。

Future work としては、wind-wall に着目しさらに parameter space を広げること、得られた雲を再現するような爆発前環境はどのようなものだったか制限することなどを予定している。

Acknowledgement

指導教員である Shiu-Hang Lee 氏、共同研究者であり観測データを提供して下さった田中孝明氏に感謝申し上げます。

Reference

- Phillips, M. M. 1993, ApJL, 413, L105
- Slane, P., Lee, S.-H., Ellison, D. C., et al. 2014, ApJ, 783, 33
- Katsuda, S., Petre, R., Hughes, J. P., et al. 2010, ApJ, 709, 1387
- Williams, B. J., Chomiuk, L., Hewitt, J. W., et al. 2016, ApJL, 823, L32
- Zhou, P., Chen, Y., Zhang, Z.-Y., et al. 2016, ApJ, 826, 34
- Tanaka, T., Okuno, T., Uchida, H., et al. 2021, ApJL, 906, L3
- Warren, J. S., Hughes, J. P., Badenes, C., et al. 2005, ApJ, 634, 376
- Yamaguchi, H., Eriksen, K. A., Badenes, C., et al. 2014, ApJ, 780, 136
- Blondin, J. M. & Ellison, D. C. 2001, ApJ, 560, 244
- Williams, B. J., Borkowski, K. J., Ghavamian, P., et al. 2013, ApJ, 770, 129
- Krause, O., Tanaka, M., Usuda, T., et al. 2008, Nature, 456, 617. doi:10.1038/nature07608
- Badenes, C., Borkowski, K. J., Hughes, J. P., et al. 2006, ApJ, 645, 1373. doi:10.1086/504399
- Hachisu, I., Kato, M., & Nomoto, K. 1996, ApJL, 470, L97. doi:10.1086/310303
- Hachisu, I., Kato, M., Nomoto, K., et al. 1999, ApJ, 519, 314. doi:10.1086/307370
- Yasuda, H. & Lee, S.-H. 2019, ApJ, 876, 27. doi:10.3847/1538-4357/ab13ab
- Kobashi, R., Yasuda, H., & Lee, S.-H. 2022, arXiv:2207.06203
- Lee, S.-H., Ellison, D. C., & Nagataki, S. 2012, ApJ, 750, 156. doi:10.1088/0004-637X/750/2/156
- Dwarkadas, V. V. & Chevalier, R. A. 1998, ApJ, 497, 807. doi:10.1086/305478

[indexへ戻る](#)

星間c01

講演キャンセル