
2021年第51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

2021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、宇宙線研究者会議(CRC)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 1	山本 久美子	銀河面拡散 X 線放射のスペクトル解析
星間 2	北島 歓大	銀河系内を高速移動する強重力源が駆動する星間媒質の動力学
星間 3	高橋 克幸	銀河系中心領域における上昇磁気ループとフィラメントの形成
星間 4	辻 悠樹	活動銀河核のジェットについて
星間 5	田中 優貴子	超新星残骸 G296.1-0.5 からの OVII He α の高い禁制/共鳴線強度比の発見
星間 6	鈴木 那梨	再結合優勢プラズマを持つ超新星残骸 W49B の空間構造の調査
星間 7	火物 瑠偉	超新星残骸 W28 における過電離プラズマの生成機構の観測的研究
星間 8	市橋 正裕	X 線衛星 Chandra による SN1006 北西部衝撃波の空間分解スペクトルの解析
星間 9	小湊 菜央	カシオペア座 A の X 線時間変動解析
星間 10	藤重 朝妃	X 線天文衛星「すざく」を用いた超新星残骸 G352.7-0.1 におけるプラズマの空間構造の調査
星間 11	成田 拓仁	マグネターの親星推定のための RCW103 の X 線精密分光解析
星間 12	有賀 麻貴	超新星残骸 RX J0852.0 - 4622 における陽子起源・電子起源ガンマ線の分離と定量
星間 13	西本 晋平	深層学習を用いた Cygnus X 領域の赤外線リング構造の同定
星間 14	大川 将勢	ALMA による小マゼラン雲 N66 領域の大質量原始星に付随する分子ガス観測
星間 15	小西 亜侑	ALMA-ACA を用いた渦巻銀河 M33 の分子雲広域観測
星間 16	樋山 舜崇	位置天文観測機 Gaia を用いた Orion OB1 association の解析
星間 poster1	安田 晴皇	Ib/c 型超新星残骸における宇宙線加速の数値シミュレーション
星間 poster2	樋口 諒	宇宙線のフェルミ加速の計算法と精度の比較

星間1

銀河面拡散X線放射のスペクトル解析

奈良女子大学 人間文化総合科学研究科数物科学専攻
山本 久美子

銀河面拡散 X 線放射のスペクトル解析

山本 久美子 (奈良女子大学大学院 人間文化総合科学研究科)

Abstract

天の川銀河には銀河系全体に拡がった X 線放射 (Galactic diffuse X-ray emission; GDXE) が存在する。GDXE は高階電離した鉄輝線を持つことが特徴であり、その空間分布から銀河中心 (Galactic center X-ray emission; GCXE)、バルジ (Galactic bulge X-ray emission; GBXE)、銀河面 (Galactic ridge X-ray emission; GRXE) の 3 つの成分に分解された (Yamauchi & Koyama 1993)。GRXE は銀経 $|l| \lesssim 60^\circ$ 、銀緯 $|b| \lesssim 1-2^\circ$ で見られる銀河面に沿う放射である。

放射の起源は、真に拡がったプラズマであるとする説と未分解の点光源の重ね合わせであるとする説がある。プラズマ説では、スペクトルは光学的に薄い数千万度のプラズマからの放射として強い鉄輝線を問題なく説明できることがわかっている (Uchiyama et al. 2013)。しかし、数千万度にもなるプラズマは銀河面の重力で束縛できないため、プラズマの供給源や磁場による閉じ込め機構が必要となる。一方、点光源説では、3 本の鉄輝線の強度を説明できないことがわかっている (Nobukawa et al. 2016; Yamauchi et al. 2016)。

本研究では、銀河面上で観測時間が十分長すぎず衛星のデータを用いて、GRXE のスペクトルについて Uchiyama et al. (2013) のプラズマモデルと点光源の重ね合わせのモデルの両方で解析を行った。そして、各モデルの 2–10keV 帯域のフラックスから、真に拡がった熱プラズマであった場合の全放射エネルギーと点光源の重ね合わせであった場合の候補天体の空間数密度を見積もった。

1 研究背景

X 線の空における背景放射には、複数の成分がある。銀河系外に起源を持ち、一様な表面輝度の宇宙 X 線背景放射 (cosmic X-ray background; CXB) に加え、銀河系内に起源を持つ局所高温バブルや銀河ハロー、そして銀河系全体に拡がって見える X 線放射の銀河系内拡散 X 線放射 (Galactic diffuse X-ray emission, GDXE) がある。これまでの研究で、GDXE は鉄輝線の空間分布から銀河中心 (Galactic center X-ray emission; GCXE)、バルジ (Galactic bulge X-ray emission; GBXE)、銀河面 (Galactic ridge X-ray emission; GRXE) の 3 つの成分に分解される (Yamauchi & Koyama 1993)。Chandra 衛星によって長時間観測された領域 (Chandra Bulge Field; CBF) は約 80% が点光源に分解された (Revnivtsev et al. 2006) が、CBF は座標から GBXE 領域に相当する。

GRXE には鉄の 3 本の輝線 (6.4keV, 6.7keV, 6.97keV) が見られる。6.7keV 輝線と 6.97keV 輝線は温度が $\sim 5-10$ keV の高温プラズマの存在を示唆している。加えて、硫黄の K 殻輝線が見られるので、

少なくとも 2 つの温度成分を持つ。したがって、鉄輝線を出す高温プラズマ、硫黄輝線を出す低温プラズマ、6.4keV 輝線を出す冷たい物質 (cold matter; CM) の 3 つの成分が必要である (Uchiyama et al. 2013)。GRXE は、大質量星や中心分子雲帯、X 線反射星雲、超新星、Sgr A* などがある GCXE や点光源に分解された GBXE とは同じ起源ではないことが推測される。

点光源の候補天体は、白色矮星連星系 (cataclysmic variable; CV) の強磁場激変星 (magnetic CV; mCV)、弱磁場激変星 (non-magnetic CV; non-mCV)、X 線で活発なフレア星などの晩期型連星系 (active binary, AB) である。Nobukawa et al. (2016) によって、mCV, non-mCV, AB の平均元素組成比がそれぞれ 0.28 ± 0.16 solar, 0.58 ± 0.24 solar, 0.22 ± 0.08 solar であると推定された。

本研究では、Uchiyama et al. (2013) のモデルで GRXE のスペクトルが再現されることを確認する。また、点光源起源を表すモデルとして、non-mCV と AB を近似的に再現したモデルを用いてスペクトル

解析を行い、GRXE のスペクトルを再現するにはどのくらいの点光源が必要かを調べる。

2 観測

X 線天文衛星「すざく」のデータを用いて解析を行った。用いたデータの詳細は表 1 に示す。銀経 ~ 28 度のデータは、観測時期の異なる同じ領域であるので、同時にスペクトル解析を行う。2006 年 11 月 9 日に XIS2 は機能不全になったため、それ以降の観測では XIS2 のデータはない。また、XIS0 の一部は小隕石の衝突が原因で 2009 年 6 月 23 日から使えなくなっている。

3 解析

3.1 X 線イメージ

図 1 は ~ 20 度のデータ (Obs ID 507044010) の XIS0 と XIS3 を足したイメージである。点光源と一様に分布する放射が検出されている。

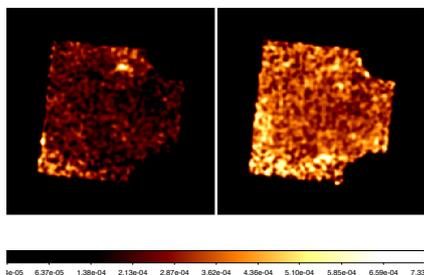


図 1: 507044010 の X 線イメージ (左: 0.5–2keV, 右: 2–10keV)。左図より点光源の存在が確認できる。また、右図の右下にも点光源が存在する。

図 2 で緑の円と四角形で囲まれた領域がソース領域である。斜線のある円の内側は領域に含まない。また、SIMBAD で付近に天体が存在した、もしくは周り比べて明らかに明るい部分をくり抜いた。

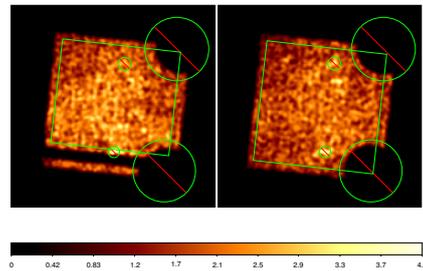


図 2: 507044010 のソース領域 (左: XIS0, 右: XIS3, どちらも 2–10keV)。補正前のイメージのため、中心が明るい画像になっている。

3.2 モデルについて

3.2.1 プラズマモデル

Uchiyama et al. (2013) に基づき、

$$\text{Model} = \text{phabs}_1(\text{apec} + \text{vapec}) + \text{phabs}_2(\text{vapec} + \text{vapec} + \text{gaussian} + \text{gaussian} + \text{powerlaw}) + \text{phabs}_3 \cdot \text{powerlaw}$$

とする。

ここで、 $\text{phabs}_{1,2}$ は GRXE への星間吸収と 6.4 keV の鉄輝線を放射する雲での吸収である。apec + vapec は前景放射 (foreground; FG)、vapec + vapec は低温プラズマと高温プラズマ、gaussian はそれぞれ $\text{Fe}_I\text{K}\alpha$ と $\text{Fe}_I\text{K}\beta$ の輝線であり、powerlaw と合わせて冷たい物質からの放射を表している。また、 $\text{phabs}_3 \cdot \text{powerlaw}$ は CXB であり、CXB は銀河系外からの放射のため吸収が phabs_2 の 2 倍の値をもつと仮定した。

3.2.2 点光源の重ね合わせモデル

AB は ~0.5keV と ~2keV の 2 温度の熱制動放射成分、non-mCV は多温度プラズマモデルで近似できる (e.g., Güdel et al. 1999; Baskill et al. 2005)。よって、点光源の重ね合わせモデルの具体的な形は、

$$\text{Model} = \text{pcfabs}(\text{mekal} + \text{mekal} + \text{cemekl} + \text{gaussian}) + \text{phabs} \cdot \text{powerlaw}$$

表 1: 本研究で用いたすざく観測ログ

Obs ID	l [deg]	b [deg]	Date-start	Data-end	Exposure time [ks]
507044010	19.568	0.011	2012-10-15 13:05:48	2012-10-19 17:57:06	171.8
500009020	28.463	-0.204	2006-10-15 02:15:12	2006-10-17 19:32:19	98.9
500009010	28.463	-0.204	2005-10-28 02:40:08	2005-10-30 21:30:15	93.4
502049010	344.264	-0.221	2008-03-25 11:00:23	2008-03-30 15:00:14	215.7

とした。

AB については mekal、non-mCV については cemekl を用いた。cemekl はプラズマ放射のモデル mekal を使用した多温度のプラズマ放射モデルである。cemekl の最大温度は 20keV で固定した。また、gaussian は 6.4 keV の $\text{Fe}_I\text{K}\alpha$ 輝線、phabs-powerlaw は CXB を表している。AB と non-mCV の元素組成比は、0.3solar と 0.5solar に固定した (e.g., Güdel et al. 1999; Baskill et al. 2005; Nobukawa et al. 2016)。

4 結果

プラズマモデル (図 3) では、スペクトルは 0.7–10keV のエネルギー範囲でよく再現された。LP の温度は $\sim 1\text{keV}$ 、HP は $\sim 6\text{keV}$ であった。また、Ar は C などの他の元素の組成比に比べ、約 3 倍の超過が見られた。

一方、元素組成比を固定した点光源の重ね合わせのモデル (図 4) では、Si, S, Ar, Fe の輝線を再現できなかった。ゆえに、元素組成比をフリーにしたところ、 $\sim 0.7\text{solar}$ になり、どの領域でも一般的な AB, CV の観測値を大きく超える結果となった。また、0.7–1.2keV の範囲を含めた際には、スペクトルに若干の超過成分が見られた。これには FG が影響している可能性がある。

5 議論

本研究では、すざく衛星のデータを用いて 3 つの GRXE 領域のスペクトル解析を行った。スペクトルはプラズマモデルでよく再現されるが、点光源の重ね合わせモデルでは Si, S, Fe で残差が見られ、輝線強度を説明できないことがわかった。以下では、各

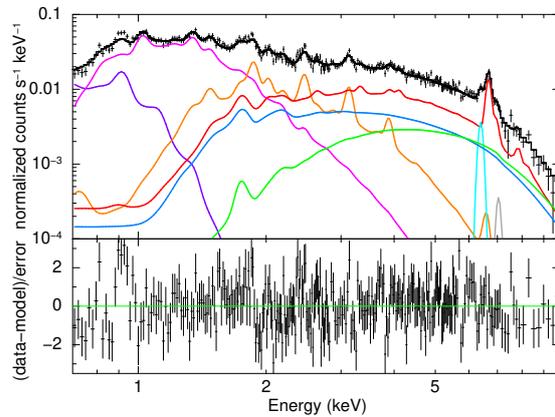


図 3: プラズマモデル (銀経 ~ 20 度) によるスペクトルフィット結果。紫色・ピンク色: FG, 橙色: LP, 赤: HP, 水色・灰色・青色: CM, 緑色: CXB を示す。

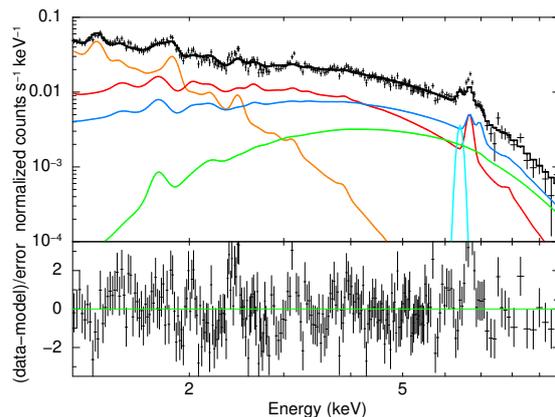


図 4: 点光源の重ね合わせモデル (銀経 ~ 20 度) によるスペクトルフィット結果。橙色・赤色: AB, 青色: non-mCV, 水色: 6.4keV 輝線, 緑色: CXB を示す。

モデルより求めたフラックスから、真に広がった熱プラズマであった場合の熱エネルギーと点光源の重ね合わせであった場合の候補天体の空間数密度を見積もった。

まず、プラズマモデルより求めたフラックスから、高温プラズマの全放射エネルギーを見積もる。プラズマは高さ 200pc、8kpc の円盤領域に広がっていると仮定した。計算した全放射エネルギーは $\sim 6 \times 10^{55}$ erg となり、超新星爆発 $\sim 10^4$ 発分に相当する。この値は先行研究 (Uchiyama et al. 2013) の値 $\sim 10^{56}$ erg と一致する。電子の熱運動速度を $\sim 10^8$ cm/s とすると、プラズマの散逸時間は 1–10 万年になり、1–10 年に 1 発の超新星爆発が必要である。超新星の発生頻度は、1 銀河あたり 50 年に 1 個程度といわれている。1–10 年に 1 度超新星爆発が起こり、エネルギーを供給していると考えるのは難しい。したがって、プラズマの供給源や磁場による閉じ込め機構が必要となることを確認した。

次に、点光源の重ね合わせモデルより求めた各モデルのフラックスから点光源の空間数密度を見積もる。見積もりは Warwick (2014) の光度曲線関数を用いて、同じ光度範囲で計算した。CV の空間数密度は $\sim 10^{-4}$ pc $^{-3}$ 、AB は $\sim 10^{-2}$ pc $^{-3}$ となった。Warwick (2014) によって見積もられた空間数密度は、CV で $\sim 3 \times 10^{-5}$ pc $^{-3}$ 、AB で $\sim 3 \times 10^{-3}$ pc $^{-3}$ である。したがって、GRXE の強度を点光源で説明するためには数倍以上の高い空間数密度を必要とする。輝線強度を再現できないことに加え、空間数密度の点からも既存の点光源のみで GRXE を再現するのは厳しいといえる。

6 まとめと今後の課題

すざく衛星で観測された GRXE のスペクトルについて、プラズマモデルと点光源の重ね合わせモデルの両方で解析を行った。その結果、全体的なスペクトルはプラズマモデルでよく再現された。また、現在の点光源の重ね合わせモデルでは輝線強度を再現できないことがわかった。

プラズマモデルで、銀経 ~ 20 度と ~ 28 度は LP が 0.91(0.81–0.98)keV と 0.92(0.84–0.98)keV で、HP が

5.3(4.8–6.0)keV と 5.2(4.7–5.9)keV と同じような温度を示したが、銀経 ~ 20 度は 1.00(0.91–1.13)keV、6.6(5.8–7.6)keV と、他と少し異なる振る舞いをしてるようにみえた。同じような銀緯に位置していても、場所ごとに少し様子の異なるプラズマが分布している可能性がある。GRXE 領域でのプラズマの分布を調べるため、今後はさらに解析する視野を増やし、統計的な解析を行う予定である。

Reference

- Baskill, D. S., et al. 2005, MNRAS, 357, 626
 Güdel, M., et al. 1999, ApJ, 511, 405
 Nobukawa, M., et al. 2016, ApJ, 833, 268
 Revnivtsev, M., et al. 2006, Nature, 458, 1142
 Uchiyama, H., et al. 2013, PASJ, 65, 19
 Warwick, R. S. 2014, MNRAS, 445, 66
 Yamauchi, S. and Koyama, K. 1993, ApJ, 404, 620
 Yamauchi, S., et al. 2016, PASJ, 68, 59

星間2

銀河系内を高速移動する強重力源が駆動する星間媒質 の動力学

名古屋大学 理学研究科素粒子宇宙物理学専攻
北島 歓大

銀河系内を高速移動する強重力源が駆動する星間媒質の動力学

北島 歓大 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

近年の観測により、星間空間に直線状で高密度な領域（フィラメント）が種々の場所・スケールで発見されている。そのうち長さが数 pc 程度と比較的短く、臨界線密度を超えたものは、星形成の現場であり、その形成過程が解明されつつある (Abe et al. 2021)。しかし、起源が全く不明な長大構造を持つフィラメントも多く存在する。特に、線密度が大きく長さが数十 pc にも及ぶフィラメント (e.g. Zucker et al. 2018) や、銀河中心のスパーク (e.g. MeerKAT による 2018 年の観測) 等、構造が非常に巨大なフィラメントの形成過程に関する理論研究はほとんどない。

そこで本研究では、このような長大フィラメント状構造の新しい形成シナリオとして、強い重力源が高速で移動した後の軌跡上で起こるガスの圧縮とそれに伴う相転移現象を調べることにした。計算結果と観測を比較し、特定のフィラメント状構造が、強い重力源が高速で星間空間を移動したことに帰着することができれば、観測結果を統計的に考察することによりそのような重力源の存在頻度についての示唆が得られる。特に、中質量ブラックホールなど、存在が期待されているが未だ直接観測されていない天体の重要な手がかりが得られる可能性もある。

本稿では、理論的考察の手法と計算結果について述べる。

1 Introduction

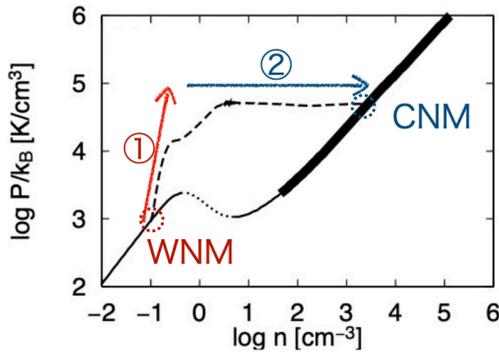


図 1: 星間媒質の熱平衡状態および WNM の進化の軌跡。横軸はガスの数密度、縦軸は圧力をボルツマン定数で割った値。WNM は、①衝撃波によって圧縮され、②熱的不安定によって急激に圧縮され CNM となる (Koyama & Inutsuka 2000)。

銀河系の体積の大部分は、低密度で高温な Warm Neutral Medium (WNM) で占められている。WNM はおよそ 10^4 K で安定しており、これは主に光電効果で生じた電子の衝突による加熱と、ライマン α 遷移や 1

階電離した炭素の禁制線といった輝線輻射による冷却が釣り合っているからである。WNM が衝撃波によって圧縮され熱的不安定な状態になると、急激に圧縮され、高密度で低温な Cold Neutral Medium (CNM) となる (図 1)。これは密度が百倍以上も上昇する変化であり、いわゆる相転移である。本研究モデルでは、相転移を誘発させる衝撃波を重力源による散乱で生じさせ、これによってフィラメントを形成させる (図 2)。

本研究モデルによって長さ L のフィラメントが形成される時間 T は、

$$T \sim 10^4 \text{ yr} \left(\frac{L}{1 \text{ pc}} \right) \left(\frac{v_\infty}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-1} \quad (1)$$

となる。一方、乱流によって長さ L のフィラメントの形状が乱される時間 T_e を Larson 則 (Larson 1981) から見積ると、

$$T_e \sim 10^6 \text{ yr} \frac{\left(\frac{L}{1 \text{ pc}} \right)}{1 \text{ km s}^{-1} \times \left(\frac{L}{1 \text{ pc}} \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (2)$$

となる。 $T < T_e$ より、本研究モデルは乱流によって

直線構造が崩されることなくフィラメントが形成可能である。

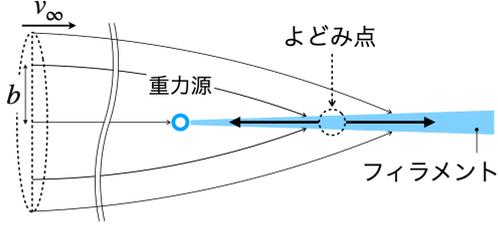


図 2: 重力源静止系における本研究モデルの全体像. 重力源によって散乱されたガスが後方で衝突することによって衝撃波が生じ, 相転移を起こすことでフィラメントが形成される様子を表す.

2 Methods

本モデルによって形成されるフィラメントの長さを見積もる. 以下では重力源静止系で考える.

2.1 系を特徴付けるスケール

圧力勾配力を無視すると, 次のような条件を満たす場合, ガスは重力源に降着する.

$$\frac{1}{2}v_\infty \leq \frac{GM}{r} \quad (3)$$

ここで, v_∞ , G , M , r はそれぞれ無限遠でのガスの速さ, 万有引力定数, 重力源の質量, 重力源からの距離を表す. この条件から, 系を特徴付けるスケールが出てくるので, Hoyle-Lyttleton 降着半径 r_{HL} と呼び, 次のように定義する (Hoyle & Lyttleton 1939).

$$r_{\text{HL}} := \frac{2GM}{v_\infty^2} \quad (4)$$

2.2 流線

ガスの流線を求める. 重力源は非常に重たいので, ガスとの重力相互作用で動かないとする. 圧力勾配力を無視すると, 弾道軌道となるため, 流線は双曲線軌道を描く. ϕ 方向に対称とし, 流線を 2 次元曲

座標平面 (r, θ) で考えると, 運動方程式は次のようになる.

$$\ddot{r} - r\dot{\theta}^2 = -\frac{GM}{r^2} \quad (5)$$

$$\frac{d}{dt}(r^2\dot{\theta}) = 0 \quad (6)$$

θ 方向の運動方程式から, 角運動量保存則が導かれる. これと境界条件,

$$\lim_{\theta \rightarrow \pi} r \rightarrow \infty, \quad \lim_{\theta \rightarrow \pi} \dot{r} \rightarrow -v_\infty \quad (7)$$

から流線が以下のように求まる.

$$r = \frac{b^2 v_\infty^2}{GM(1 + \cos \theta) + b v_\infty^2 \sin \theta} \quad (8)$$

ここで, b は衝突係数である.

2.3 フィラメントの幅

流線の式から, フィラメントへの質量降着率が求められる. 近似的にフィラメントへの幅を無視し, $\theta = 0$ まで降着することを考えると, フィラメントへの降着率は次のようになる.

$$2\pi b \cdot db v_\infty \rho_\infty = \Lambda dx \quad (9)$$

ここで, ρ_∞ , x はそれぞれ無限遠におけるガスの密度, フィラメントの位置である. また, Λ は次のように定義した.

$$\Lambda := \pi r_{\text{HL}} v_\infty \rho_\infty \quad (10)$$

フィラメント内部で成り立つ質量保存則および運動量保存則を考える. 定常状態かつフィラメントの幅を無視して 1 次元として考えると次のようになる.

$$\frac{\partial}{\partial x}(m v_x) = \Lambda \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(m v_x^2) = \Lambda v_\infty - \frac{GMm}{x^2} \quad (12)$$

ここで, m , v_x はそれぞれ線密度, 長軸方向の速度を表す. ここから, 重力源から十分遠方では次の解が成り立つことがわかる.

$$m = \pi r_{\text{HL}} \rho_\infty x \quad (13)$$

以上から、衝撃波による圧縮率を 4 とし、フィラメントの幅 y_f を見積もると、次のようになる。

$$y_f = \sqrt{\frac{r_{\text{HL}} x}{4\kappa_f}} \quad (14)$$

ここで、 κ_f はフィラメントへの降着による圧縮率である。

2.4 フィラメントの長さ

フィラメントの長さを見積もるために、フィラメント内部の圧力を求める。近似的に、衝撃波面上流の垂直な速度成分を $v_\theta(\theta = 0)$ とし、下流の速度成分は対称性より打ち消しあってゼロになるとする。また、フィラメントへ降着するガスは等温的に変化するとする。このとき、運動量保存則より、フィラメント内部の圧力 P_f は次のようになる。

$$P_f = \frac{\Lambda}{2y_f} v_\theta(\theta = 0) + c_s^2 \kappa_f \rho_\infty \quad (15)$$

ここで、 c_s はガスの音速を表す。

$P_f(x)$ は短調に減少する。よって相転移が起きる圧力を P_c とすると、 $P_f(L) = P_c$ という条件からフィラメントの長さ L が求められる。

3 Results

3.1 流線およびフィラメントの境界面

流線およびフィラメントの境界面を図 3 に示す。ここで、 $\tilde{x} := x/r_{\text{HL}}$ 、 $\tilde{y} := y/r_{\text{HL}}$ である。

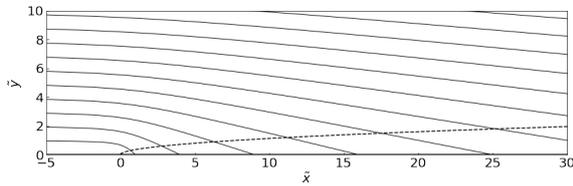


図 3: 流線とフィラメントの境界面。実線が流線、破線がフィラメントの境界面を表す。横軸、縦軸はそれぞれ r_{HL} で規格化した座標 (\tilde{x}, \tilde{y}) である。

3.2 形成されるフィラメントの長さ

重力源が低速だと、そもそも衝撃波が生じない。WNM の温度が 10^4 K であることから音速はおおよそ 10 km/s なので、フィラメントの境界面に垂直な速度成分が 10 km/s 以下だと衝撃波が生じないと仮定した。また、ガスの数密度 $n = 1.0 \text{ cm}^{-3}$ とし、Koyama & Inutsuka (2000) より、 $P_c = 1.38 \times 10^{-12.3} \text{ erg cm}^{-3}$ として計算を行った。フィラメントの長さを重力源の質量ごとに描いたグラフを図 4 に示す。

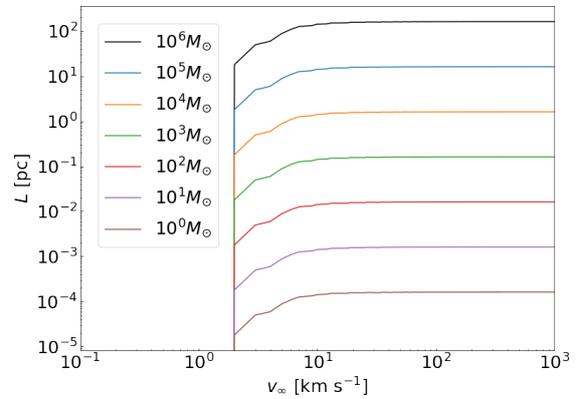


図 4: ガスの数密度 $n = 1.0 \text{ cm}^{-3}$ におけるフィラメントの長さ L 。横軸は重力源の速さ、縦軸はフィラメントの長さ。

4 Discussion

フィラメントの先端にある重力源が輝いて見えるかどうか議論する。フィラメント内部の質量保存則からよどみ点が存在することがわかる。Matsuda et al. (2015) より、定常の場合、よどみ点 ar_{HL} 周りで解が滑らかな振る舞いをする条件は $0.8086 < a < 0.8137$ である。よって、よどみ点を $0.81r_{\text{HL}}$ とすると、よどみ点に対応するインパクトパラメータ b_{in} は

$$b_{\text{in}} = 0.9r_{\text{HL}} \quad (16)$$

となる。よって、重力源への降着率 \dot{M}_c は

$$\dot{M}_c = \pi b_{\text{in}}^2 \rho_\infty v_\infty \quad (17)$$

と求められる。重力源の質量ごとに描いた質量降着率を図5に示す。 \dot{M}_c は小さいことは、フィラメントの先端に重力源を見つけることが非常に困難であることを示しており、計算値は観測結果と矛盾はない。

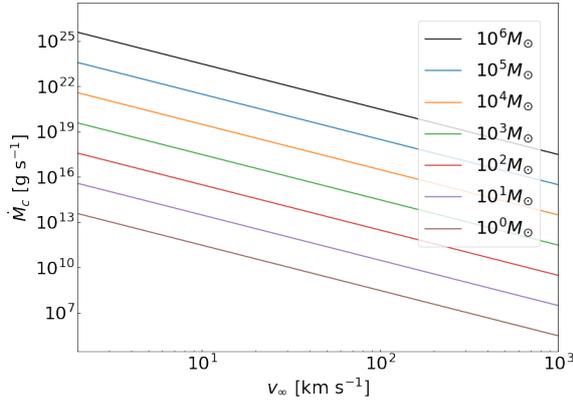


図 5: 重力源への降着率

Larson, R. B. 1981, MNRAS, 194, 809

L. L. Cowie 1977, Mon. Not. R. Astron. Soc. 180, 491

Matsuda, T., Isaka, H. & Ohsugi, Y. 2015, Prog. Theor. Exp. Phys., 113E01

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

5 Conclusion

重力源が $10^4 M_{\odot}$ の場合、長さ $L \sim 1$ pc のフィラメントが形成されることがわかった。しかし、この系が不安定であることがわかっているため (Cowie 1977)、今後シミュレーションを用いて解析を行う予定である。

Acknowledgement

本研究にあたり、指導教員である犬塚修一郎教授を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。

Reference

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

Hoyle F., & Lyttleton R. 1939, Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, 35(3), 405-415

Koyama, H., & Inutsuka, S. 2000, ApJ, 532, 980

星間3

銀河系中心領域における上昇磁気ループとフィラメントの形成

千葉大学 大学院融合理工学府先進理化学専攻
高橋 克幸

銀河系中心領域における上昇磁気ループとフィラメントの形成

高橋 克幸 (千葉大学大学院 融合理工学府先進理化学専攻物理学コース 1 年)

Abstract

本研究の目的は、銀河系中心領域における上昇磁気ループと高密度分子ガスフィラメントの形成機構を磁気流体シミュレーションによって明らかにすることである。銀河系中心領域では、銀河面に垂直な電波フィラメントや、アーチ状の電波・X 線放射領域などが観測されており、磁気ループの上昇や、磁気エネルギーの解放などが重要な役割をになっていることが示唆されている。NANTEN 望遠鏡による銀河系中心領域観測は、銀河面から 200 pc 程度の高さの分子ガスループを発見した。[1] Peng and Matsumoto 2017 は太陽プロミネンス形成のリコネクション・凝集モデル銀河系中心に適用した 2 次元磁気流体計算によって、上昇する磁気アーケード中に低温高密度のフィラメントが形成されることを示した。[2] この計算ではアーケード状の force-free 磁場が仮定されているが、本研究では、実際の銀河面上での磁場分布に近づけるために、シミュレーション領域全体に水平磁場を加え、その影響を調べた。高次精度磁気流体計算コード CANS+ [3] を用いて加熱冷却入りの磁気流体方程式を銀河と共に回転する局所直交座標系を用いて数値計算した。円盤中に強い水平磁場を加えると、従来のモデルと比べて磁気ループが上昇しにくくなったが、初期にフィラメント基部に向かう速度場を追加したところ、水平磁場を加えても磁気ループが上昇し、螺旋状の磁気ループの底部に低温高密度フィラメントが形成され、高く上昇した。この計算の結果を報告する。

1 Introduction

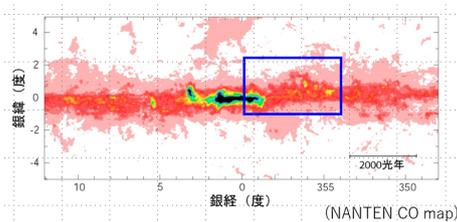


図 1: NANTEN の銀河系中心 CO 輝線観測結果

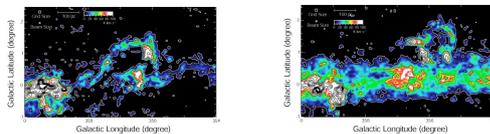


図 2: 観測されたループ 図 3: 観測されたループ
1 2

図 1 が示すのは、Fukui et al. 2006 [1] の研究で行われた、NANTEN 望遠鏡による銀河系中心領域の観測結果である。これによると、銀河系中心から約 ± 300 pc 離れた、中心分子雲帯の外縁にあたる青枠で囲まれ

た領域に、分子ガスのループ状構造が発見された。図 2 及び 3 は、その部分を拡大したもので、CO 分子の $J = 0 - 1$ 輝線を異なる視線速度で観測した結果であり、2 つの分子ガスループが存在することがわかる。この分子ガスループの視線方向の速度差は ± 40 km/s 程度であり、足元からの高さは最大 ± 300 pc 程度になっている。

Peng and Matsumoto 2017 は、この銀河プロミネンス形成モデルの研究を行った。[2] 高温物質中に低温物質が存在する状況が太陽プロミネンスと類似していることから、太陽プロミネンス形成理論の一つである、「リコネクション・凝集モデル」[4] を銀河に対して応用した。リコネクション凝集モデルとは、図 4A のように、磁力線がループ状に飛び出している状況を考える。この時、互い違いな速度分布が存在すると、B 図のように捻じれた磁力線同士がリコネクションを起こし、磁力線の管を作る。ガスは磁場の凍結を起こして、磁力線に沿って存在しているので、磁束管ができると C 図のように、そこにあるガスはその管の外壁に沿って落下する。磁束管の底に集まったガスは、熱不安定性により冷却され、結

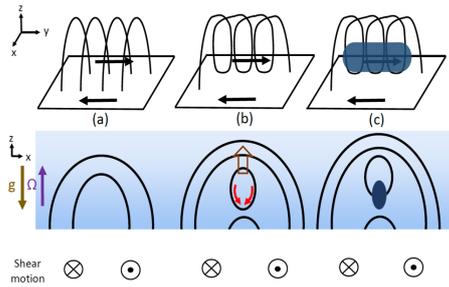


図 4: リコネクション・凝集モデルの概念図

果として低温高密度ガスが持ち上げられる、というモデルである。このシミュレーション結果では、図 5

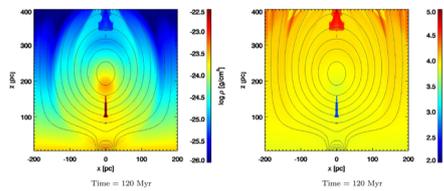


図 5: リコネクション・凝集モデルによって計算された密度分布 (左) と温度分布 (右)

のように高温ガス中に低温の分子ガスが存在するという観測結果通りの温度分布を再現することができた。一方で、課題点として、計算が 2 次元であったために視線方向の速度がどうなっているかは確認できない、というものがあつた。また、温度分布の再現に注力した研究であるためループ状の磁場を設定しているが、実際の銀河面では円盤に沿ったトロイダル磁場が形成されていると考えられており、磁場分布についても改善の余地がある。

そこで本研究では、銀河面上の分子ガスループの形成過程を解明することを主目的とした磁気流体シミュレーションを行う。具体的には、2次元計算において銀河円盤に沿った水平磁場をループ磁場に加えることで、磁気ループ浮上への影響を調べる。

2 Methods

続いて、本研究で用いた方程式やシミュレーションモデルを示す。

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

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p - \rho \mathbf{g} + (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + 2\rho \mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B} - \eta \nabla \times \mathbf{B})$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\left(E + P + \frac{B^2}{2} \right) \mathbf{v} - \mathbf{B} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{v}) - \eta (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \right] = \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{g} - \rho \mathcal{L}$$

$$E = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\rho v^2}{2} + \frac{B^2}{2}$$

使用した方程式は、以上で示した、銀河面の回転を考慮に入れた、加熱冷却入りの MHD 方程式である。ただし、加熱・冷却項は $\rho \mathcal{L} = (-\Gamma + n\Lambda)n$ と設定し、冷却関数 $\Lambda(T)$ は以下の図 6 のように設定した。

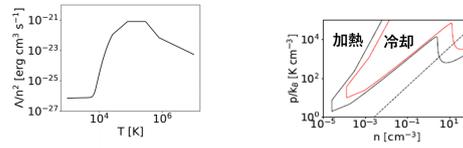


図 6: 使用した冷却関数 図 7: 熱平衡曲線

この加熱冷却関数によって達成される熱平衡曲線が図 7 であり、本研究では赤い線をたどる。曲線よりも上側では冷却優勢であり、下側では加熱優勢となる。右上の安定領域にいたガスが左上の安定領域に移動することによって、ガス温度が低下する。各モデルに共通して与える重力分布は Sofue 1996 [5] を参考にして銀河面での重力分布を再現するように設定し、リコネクションのための電気抵抗を、Yokoyama and Shibata 1994 [6] を参考にして、磁力線の曲がりが強くなったところで抵抗が生じるように設定した。用いる座標系は図 9 のように、銀河面とともに

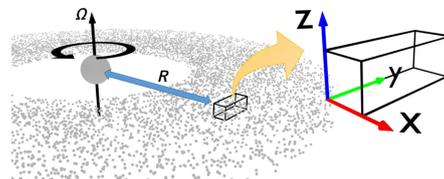


図 8: シミュレーションに用いる座標系の図

回転するローカルなカーテシアン座標系で座標軸を設定した。シミュレーションには高精度磁気流体計算コード CANS+ [3] に加熱・冷却項等を付加した計算コードを使用し、解像度は x 方向に 160 メッ

シュ、z 方向に 320 メッシュ、y 方向に 1 メッシュの 2 次元計算である。境界条件は、対照的な計算になるように、x,y 方向では周期的になるように、また、z 方向では、上部では吸収境界、下部では $|x| < L_a$ で $v_y = -4 \sin(2\pi x/L_a) \text{km/s}$ となる速度シアを発生させて、磁気ループのリコネクションを促進している。

各モデルに共通する定数は、 $T_{cor} = 10^6 \text{K}$ はコロナ部の初期温度、 $\gamma = 3/5$ は比熱比、 $\Omega = 8.0 \times 10^{-15} \text{s}^{-1}$ は回転座標系であることに由来する回転角速度、 $L_a = 100 \text{pc}$ は長さスケールである。

$$B_x = \frac{2L_a}{\pi H_m} B_a \cos\left(\frac{\pi}{2L_a} x\right) \exp\left(-\frac{z}{H_m}\right)$$

$$B_y = \sqrt{1 - \left(\frac{2L_a}{\pi H_m}\right)^2} B_a \cos\left(\frac{\pi}{2L_a} x\right) \exp\left(-\frac{z}{H_m}\right)$$

$$B_z = B_a \sin\left(\frac{\pi}{2L_a} x\right) \exp\left(-\frac{z}{H_m}\right)$$

続いて、シミュレーションの各モデルを示す。モデル 1 は、以上のような磁場分布を与えた Force-Free 磁場のみモデルである。初期の密度分布は、ディスク部では、静水圧平衡の式と熱平衡の式を共に満たすように決定し、コロナ部では温度分布を与え、そこから静水圧平衡を満たすように決定している。磁場のスケールハイト $H_m = 80 \text{pc}$ 、ガス圧と磁気圧の比であるプラズマベータは 0.2 である。モデル 2 は、

$$B_x = \frac{2L_a}{\pi H_m} B_a \cos\left(\frac{\pi}{2L_a} x\right) \exp\left(-\frac{z}{H_m}\right)$$

$$B_y = -\sqrt{\frac{2p}{\beta_h}}$$

$$B_z = B_a \sin\left(\frac{\pi}{2L_a} x\right) \exp\left(-\frac{z}{H_m}\right)$$

Force-Free 磁場に加えて、磁場の y 成分に水平磁場を加えたモデルである。初期の密度分布は、水平磁場を加えたことによりローレンツ力項が現れているため、それも考慮に入れた磁気静水圧平衡を用いて決定している。 β_h は水平磁場による磁気圧とガス圧の比で、0.3 としている。また、全成分に Force-Free

磁場を加えているが、y 方向の磁場を消去するために、磁場のスケールハイトを $H_a = 2L_a/\pi$ のように変更している。プラズマベータは 0.2 である。

モデル 3 では、モデル 2 の状況に加えて $x = 0$ 方向に向かう速度場を加えたモデルである。これによって、基盤ディスク部でのガス流がフィラメント形成に関与するかどうかを調べる。

3 Results and Discussion

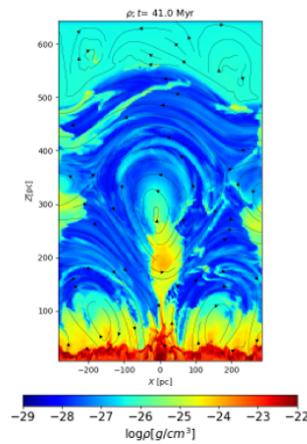


図 9: モデル 1 で計算した密度分布

まず、モデル 1 の計算結果と考察を示す。図 9 のように、磁気ループの上昇と $z = 200 \text{pc}$ 以上の高度での高密度フィラメントの形成が見られ、それを長時間保持することができている。一方、高密度領域とはいえ、最高でも 10^{-24}gcm^{-3} 程度なのは、観測結果と比べると小さい密度になっている。両端で上昇したガスが磁力線に沿って落下し、中央部での高密度領域の保持に役立っていると考えられる。

続いて、モデル 2 のまとめと考察に移る。図 10 のように、水平磁場を加えると、磁気ループは上昇しているが、密度フィラメントの形成には至らなかった。純粋なループ磁場のみを加えた場合と比べて、水平磁場には高密度フィラメント形成を抑制する効果があると考えられる。一方、左右の磁気ループから浮上した泡状の低密度領域は 10^6K 程度の高温に加熱され、 $z = 600 \text{pc}$ 程度まで上昇しており、銀河系中心部における X 線放射源との関係性を示唆する結果

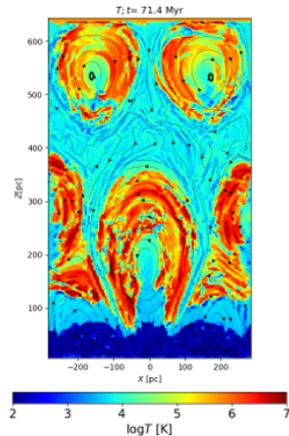


図 10: モデル 2 で計算した温度分布

となった。

最後にモデル 3 の計算結果のまとめと考察を示す。

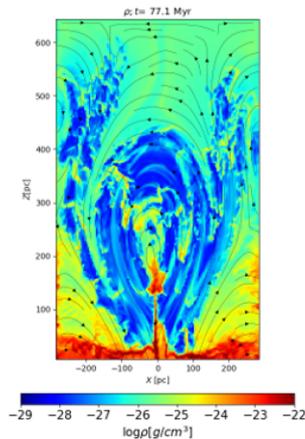


図 11: モデル 3 で計算した密度分布

図 11 で示すように、アーケード磁場を弱めたことで磁束管の成長速度がモデル 1 と比べてゆっくりになっているが、これは磁気ループの成長速度は主にアーケード磁場の強度によって決まることを示している。また、x 方向に速度場を加えることによって、水平磁場を加えていても、モデル 1 と同様に高密度領域を高く上昇させることに成功し、また、その密度はモデル 1 の結果よりも高くなっている。このことから、実際の銀河面上での磁気ループ上昇及びフィラメント形成に関しては、磁場分布とともにループ基部のガス流の影響も考慮に入れる必要があると考え

られる。

4 Conclusion

本研究では、銀河系中心部における多様な天文現象の形成機構を解明する一環として、中心分子雲の外縁にある分子ガスループ構造の形成機構を 2 次元磁気流体シミュレーションで探った。従来の研究では、太陽プロミネンスの形成機構のひとつであるリコネクション・凝集モデルを用いて、アーケード状の磁場を設定して計算を行っていたが、実際の銀河面では、コロナ部においてディスクに対して水平な磁場が存在していると考えられている。そこで従来のモデルに水平方向の磁場を付加したモデルを作成し、シミュレーションを行った。単純に水平磁場を加えた場合はフィラメントの浮上には至らなかったが、磁気ループ自体は上昇し、高温のバブル状構造を形成している可能性を示唆した。また、水平磁場に加えて、ディスク部において中心方向に向かう速度場を設定した場合はフィラメントが形成され、浮上した。このことから、現実の分子雲ループの形成過程においては、磁場分布だけでなく、ループ基部のガス流も影響していると考えられる。今後は 3 次元計算で、観測結果と合致する分子ガスループを形成できる磁場や速度場、初期密度分布の形成条件を探っていきたい。

Reference

- [1] Fukui, Y. et al. 2006 , Science, 314 106-109
- [2] Peng, C., and Matsumoto, R. 2017, APJ 836, 149
- [3] Matsumoto, Y. et al. 2019, PASJ 71, id. 83
- [4] Kaneko, T., and Yokoyama, T. 2015, APJ 806, 115
- [5] Sofue, Y. 1996, APJ 458, 120
- [6] Yokoyama, T., and Shibata, K. 1994, APJ 436, 197

星間4

活動銀河核のジェットについて

新潟大学 自然科学研究科数理物質科学専攻
辻 悠樹

M87 ジェットの構造:放物線から円錐の流線への移行

辻 悠樹 (新潟大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

本発表は先行研究 (Asada et al. 2012) のレビューである。M87 のジェット構造は電波干渉計によりサブパーセクからキロパーセクに及ぶ幅広いスケール画像を使い調べられている。シュバルツシルト半径の 10^5 倍程度の範囲まで放物線状の流線を維持し、その後は円錐状へと流線の形が遷移していることが判明した。初めは大質量ブラックホールの重力場の影響に強く支配されている外部の星間物質による閉じ込めを受けて細く絞られる。その後、重力による影響が支配的ではなくなると一時的に星間物質による外部圧力がジェットの内部圧力に勝り衝撃波領域 (HST-1) が生成されると考えられる。その結果、内圧と外圧の関係が逆転して円錐形に広がる。

1 はじめに

活動銀河核とは星に由来しない活動的な現象が発生している銀河全体よりも明るい中心領域 (または中心核) のことを指す。そのなかで代表的な電波銀河である M87 は相対論的アウトフロー (ジェット) を示す、地球から一番近い活動銀河核の一つである。またその中心にある巨大ブラックホールの質量は周辺に存在する星の力学的運動の解析から $6.6 \times 10^9 M_{\odot}$ と見積もられている (Gebhardt et al. 2011)。この巨大質量により、シュバルツシルト半径の見かけの大きさは ~ 8 マイクロ秒角 ($6.4 \times 10^{-4} \text{pc}$) となる。

2 M87 ジェットの構造

先行研究 (Asada et al. 2012) では欧州 VLBI (Very Long Baseline Interferometry: 超長基線電波干渉計) ネットワーク (EVN: European VLBI Network)、MERLIN、超長基線アレイ (VLBA: Very Long Baseline Array) による電波観測のデータについて、ジェットの中心コアから数 pc-数 kpc までの詳細な画像を示した (図 1)。電波観測で角度分解能を上げることで、中心コアとその付近の細かい構造を見ることが出来る。

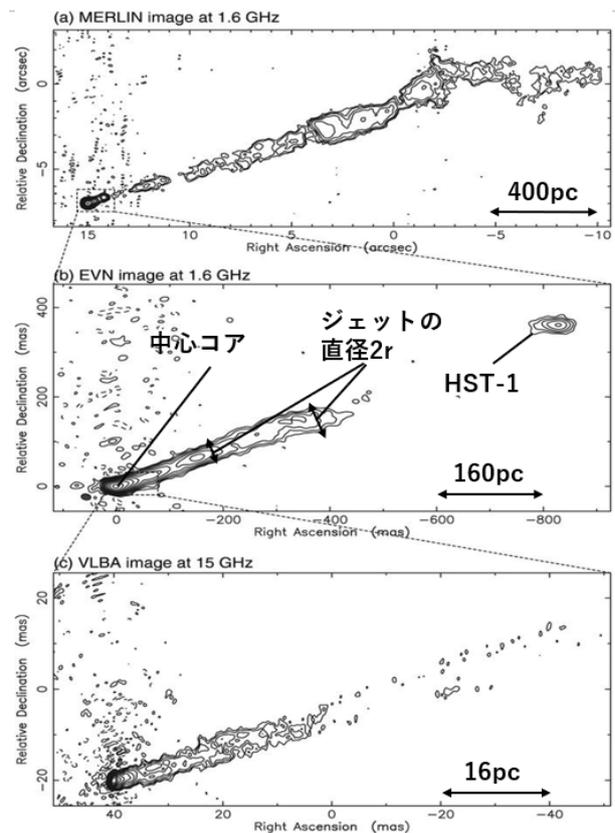


図 1: (a)M87 の MERLIN 画像 (b)M87 の EVN 画像 (c)M87 の VLBA 画像 図中の両矢印の上にある数値は画像の寸法を表している。
Credits :Asada et al. (2012) Figure 1 をもとに一部改変

ここで真中の EVN 画像について見ると、画像の左下にある線幅が特に密集しているところは電波強度が強く、ジェットの内側コアを示している。このジェットは右斜めに向かって 500 ミリ秒角まで伸びており、これはジェットの連続的な放射が検出されていることを示している。また画像の右斜め上、900 ミリ秒角の位置に孤立して存在するものは「HST-1」と呼ばれるもので、こちらも電波強度が強く、明るく光る場所である。

ジェットの構造を抽出するために電波画像から放射幅 (ジェットの直径 $2r$) をガウシアンでフィットし、中心コアからの距離 z の関数でジェットの構造を求めていき、それをプロットしたものを図 2 に示す。以下では中心コアからの距離 z とジェット半径 r はどちらもシュバルツシルト半径 r_s を単位として表している。また図 2 ではジェットに沿って投影された距離を使用しており、1 ミリ秒角は投影距離にして $530r_s$ に相当する。図に示されている通りジェットの半径は下流に向かうに従い大きくなっていることが分かる。

M87 ジェットの流線を解析するために、観測から得られたデータ点に対して $z \propto r^a$ (a : べき乗数) を仮定してフィティングを行う。このとき 2 つの関数でフィットすることで有意な結果が得られる。これよりジェットの流線は次の 2 つの領域に分けることができる。

(1) $a = 1.73 \pm 0.05$ の放物線を描く領域 ($z \sim 2.5 \times 10^5 r_s$ までスケールアップしている)

(2) $a = 0.96 \pm 0.1$ の円錐を描く領域 (およそ $z = 2.5 \times 10^5 r_s$ 辺りから始まっている)

このことからジェットの流線は放物線から円錐に変化していると考えられる。

3 物理的解釈

次に図 2 より判明した幾何学的遷移の要因を中心コアからの距離に対して 3 つの領域に分け、ジェットの内部圧力 p_{jet} とその外部にある星間物質の圧力 p_{ism} の釣り合いから解釈を試みる。

領域 I: 放物線 $z \propto r^{1.7}$ ($z \lesssim 2.5 \times 10^5 r_s$)

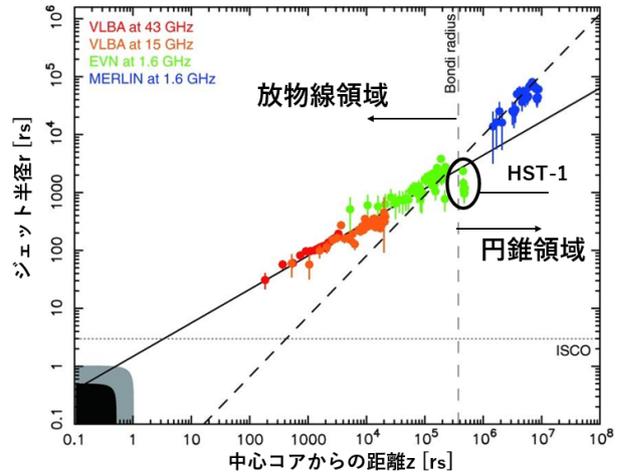


図 2: ジェットの半径分布をシュバルツシルト半径 r_s を単位としたコアからの投影距離の関数として表したものの。グラフ上の各データ点の色は左上の観測装置と対応している。実線はべき乗数が $a = 1.7$ による放物線構造、点線はべき乗数が $a = 1.0$ のときの円錐構造を示している。HST-1 は $5 \times 10^5 r_s$ 付近に位置する。また左下の黒い領域はスピンが最大の回転するブラックホールの事象の地平面の短軸の大きさ、灰色の領域はスピンが最大の回転するブラックホールの事象の地平面の長軸の大きさをそれぞれ示している。
Credits :Asada et al. (2012) Figure 2 をもとに一部改変

この領域では巨大ブラックホールの重力場による影響が支配的であり、その重力場の影響範囲は Bondi 半径で決まる。噴出したジェットは、その内部圧力により外側へと広がろうとする力が働く。しかしジェットの外部に存在する (巨大ブラックホールの) 重力に支配された星間物質の圧力によりジェットは閉じ込めを受ける。このとき 2 つの圧力関係は $p_{\text{jet}} \lesssim p_{\text{ism}}$ となっており、この外圧によってジェットは絞られて収束する。

領域 II: HST-1 ($2.5 \times 10^5 r_s \lesssim z \lesssim 10^6 r_s$)

Bondi 半径を超えると、母銀河 (主に恒星) による重力が支配的になる。これに伴い星間物質は領域 I とは異なる圧力分布を持つ。Bondi 半径より外側では X 線観測から圧力分布が一定となる領域があることがわかり、その一定となる (外側の) 半径の限界が $z \approx 10^6 r_s$ となり、この半径は内部の星の密度分布が一定として考えた King モデルにおける King 半径 r_c

にあたる。そのため領域 II は Bondi 半径と King 半径の間の領域について見ていることになる。

先ほど Bondi 半径を超えることにより、支配的な重力場が変わることを述べた。このとき星間物質による外部の圧力勾配はジェットの内圧勾配に比べて緩やかになる。すると両者に圧力差が生じるため、一時的に圧力関係が $p_{\text{jet}} < p_{\text{ism}}$ となる。これによりジェットは星間物質の圧力による過収束を受けるため、内圧と外圧の不均衡により斜め衝撃波が発生して HST-1 が形成される。同時に内部圧力が大きくなり、 $p_{\text{jet}} > p_{\text{ism}}$ となる。

領域 III : 円錐 $z \propto r^{1.0} (10^6 r_s \lesssim z)$

断熱自由膨張する非相対論的なジェットが円錐とした場合、 $\rho \propto z^{-2} \propto r^{-2}$ (ρ : 密度) となるため、圧力 p と密度 ρ の関係式 $p \propto \rho^\Gamma$ (Γ : 比熱比) よりジェットの内圧 p_{jet} は軸方向の距離 z に応じて $z^{-2\Gamma}$ のように減少する。そのため領域 III で円錐の構造になるためには内部圧力と外部圧力の関係が $p_{\text{jet}} \gtrsim p_{\text{ism}}$ となる必要がある。これにより外からの圧力によりジェットが絞られる効果が無くなるためジェットの半径はさらに拡大する。

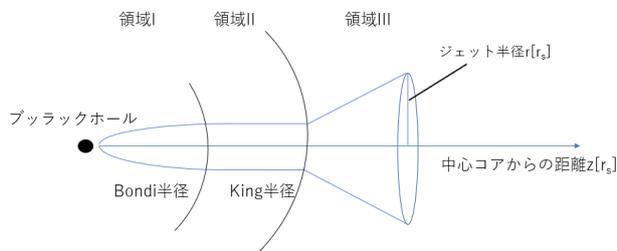


図 3: ジェット構造の概略図。ジェットの噴出部から Bondi 半径まではジェットは細く絞られた放物線の形を取る。Bondi 半径から King 半径までの間では星間物質の圧力勾配が緩やかになるためジェットは過収束を受けるので平坦な形を取る。King 半径より外側ではジェットの内部圧力が強くなるため外圧による収束の効果が弱まりジェットの半径が拡大していく形を取る。

4 まとめ

本稿では M87 ジェットが下流に向かうにしたがって放物線から円錐へと構造が遷移する要因をジェッ

トの内圧とジェットの外部に存在する星間物質による外部圧力の釣り合いから解釈を試みた。そのための手段として、まず観測的側面からジェットの構造の解釈を試みた。具体的には複数の VLBI による観測から示されたデータを、中心コアの距離とジェットの半径にプロットしたのについて最小二乗法を適用すると 2 つの関数が有意なものとして引けることが示された。このとき 2 つの関数が放物線と円錐を表しており、同時にジェットが幾何学的遷移をしていることが示唆された。

次に観測結果をもとに理論的側面からジェットの幾何学的遷移の解釈を行った。ジェットの流線形はジェットの内部圧力とその外側に存在する星間物質による外部圧力の大小関係から決定される。Bondi 半径 ($z \approx 10^5 r_s$) より内側ではジェットの流線形は放物線となり、2 つの圧力関係は $p_{\text{jet}} \lesssim p_{\text{ism}}$ となる。 $10^5 r_s \lesssim z \lesssim 10^6 r_s$ では、まず $p_{\text{jet}} < p_{\text{ism}}$ となって圧力差が生じることにより斜め衝撃波が発生して HST-1 が形成される。このとき圧力の関係が逆転して $p_{\text{jet}} > p_{\text{ism}}$ となる。King 半径 ($z \approx 10^6 r_s$) より外側ではジェットの形は円錐となり、圧力の関係は $p_{\text{jet}} \gtrsim p_{\text{ism}}$ となる。

Reference

Asada, K. & Nakamura, M., 2012, ApJL, 745, 2
Gebhardt, K., Adams, J., Richstone, D., et al. 2011, ApJ, 729, 119

Acknowledgement

本発表を行うにあたり新潟大学宇宙物理学研究室の皆様には大変お世話になりました。特にジェットの議論などに関して小山翔子助教授より多大な助言を受け賜りました。また夏の学校の関係者の皆様にあたっては発表の前段階などに関して大変お世話になりました。心より感謝申し上げます。

星間5

超新星残骸 G296.1-0.5 からの OVII He α の高い禁制/共鳴線強度比の発見

京都大学 理学研究科物理学宇宙物理学専攻
田中 優貴子

超新星残骸 G296.1–0.5 からの OVII He α の高い禁制/共鳴線強度比の発見

田中 優貴子 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

G296.1–0.5 は Carina Spiral arm に位置する 1973 年に発見された重力崩壊型の超新星残骸 (SNR) であり、先行研究では衝突電離非平衡 (NEI) プラズマが示唆されていた。プラズマの状態を診断する重要な手がかりを持つのは He-like イオンからの共鳴線と禁制線の強度比である。本研究では XMM-Newton 搭載の CCD 検出器 (EPIC) 及び反射型回折分光器 (RGS) のデータから 0.4–1.5 keV で G296.1–0.5 の二つのシェルのスペクトル解析を行ったところ、NEI プラズマでは説明できない共鳴線に対して禁制線の方が強いスペクトルが得られた。禁制線/共鳴線強度比が高い He-like イオンの輝線は近年複数の SNR で報告されているが、単一の SNR で複数のシェルから発見されたのはこの天体が初めてである。我々は強度比の原因として電荷交換反応 (CX) と共鳴散乱 (RS) の可能性を考えてモデルフィットしたところ、CX が起こっている可能性が高いことがわかった。そこでミリ波による CO($J = 1-0$) 輝線観測を行ったところ G296.1–0.5 の北部および南内側シェル方向に付随している可能性のある分子雲を発見した。我々はこの天体で分子雲中の中性物質と衝撃波加熱された高温プラズマの相互作用として CX が起こっていると結論づけた。

1 Introduction

超新星残骸 (SNR) は恒星の最期である超新星爆発の痕跡である。超新星爆発が起こると、元の恒星の欠片 (ejecta) が噴出し周辺の星間物質 (ISM) と衝突することによって衝撃波を形成し、ejecta や ISM は衝撃波加熱されて高温プラズマとなる。SNR はこのような高温プラズマからの放射として電波からガンマ線に至るまで多波長で検出され、軟 X 線帯域 (0.3–2.0 keV) のスペクトルは熱的放射による連続成分と高階電離した重元素イオンからの輝線放射がみられる。

スペクトルはプラズマの温度や元素組成比、電離状態を調べる手がかりとなり、各輝線の強度を正確に再現することが求められる。特に軟 X 線帯域では He-like イオンは励起準位が複数存在し (He-like triplet)、各励起準位からの輝線は共鳴線、異重項間遷移線、禁制線と呼ばれる。通常 SNR プラズマからの X 線放射は衝突励起が支配的で共鳴線が優勢であるため、禁制線/共鳴線強度比 (f/r 比) は低いが、高い場合は電荷交換反応 (CX) や共鳴散乱 (RS) といった物理過程が予想される (Uchida et al. 2019, Amano et al. 2020)。CX は禁制線を強め、RS は共鳴線の強度を

弱めることで高い f/r 比を再現できる可能性がある。従来の X 線天文学で広く用いられてきた CCD 検出器では共鳴線と禁制線の分光が難しく、このような過程は考慮されにくかった。

XMM-Newton 衛星に搭載されている反射型回折分光器 (RGS) は回折格子で分光を行い、角直径 1' 程度の点光源に対し高いエネルギー分解能をもつ。スリットを装備していないため光源の拡がりには鈍感だが、角直径が小さい SNR またはその一部に対しては高い分解能が期待できる。

G296.1–0.5 は Carina Spiral arm に位置する 1973 年に発見された重力崩壊型の SNR であり、非対称なシェル構造が確認されている (Clark et al. 1973)。先行研究では多波長で観測され年齢約 20000 yr、距離約 4 kpc と推定されている (Longmore et al. 1977, Hwang et al. 1994)。また、X 線スペクトル解析から、放射モデルとして衝突電離非平衡 (NEI) プラズマが考えられていた (Castro et al. 2011)。本研究では G296.1–0.5 で RGS 観測が行われていた二つのシェル領域で OVII He α の禁制線が共鳴線に対して強く出ていることを発見した。今回は高い f/r 比がみられた原因として CX と RS について検討する。

2 Observations and Analysis

XMM-Newton 衛星は欧州宇宙機関 (ESA) が開発した X 線観測衛星で、CCD 検出器 (EPIC: MOS1, 2, pn) と反射型回折分光器 (RGS1, 2) が搭載されている。G296.1-0.5 には北西部 (NW)、南東部 (SE)、南西部 (SW) に X 線で明るいシェルが存在し (図 1, 2)、XMM-Newton で 2007 年、2010 年に観測が行われている。NW シェルと SE シェルは RGS で観測が行われているので (Obs ID. 0503220101, 0503220201)、本研究ではこの二つのシェルに対してスペクトル解析を行った。

今回の解析には EPIC-MOS1, 2 と RGS1, 2 の観測データを使用した。データの再プロセスには XMM Science Analysis Software (SAS) version 18.0.0 を用いた。NW と SE シェル領域のスペクトルを抽出し (Obs ID. 0503220101, 0503220201)、バックグラウンドとして近隣の blank-sky のスペクトル (Obs ID. 0804240201) を使用した。

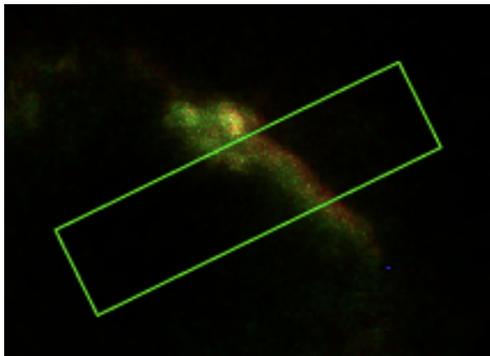


図 1: NW シェルの 3 色イメージ (赤: 0.3-0.7、緑: 0.7-1.0、青; 1.0-3.0 keV)。緑の長方形は RGS の観測領域を示す。

スペクトル解析にはオランダ宇宙研究所 (SRON) が配布している精密 X 線分光スペクトルに特化した SPEX version 3.06.01 を使用した。RGS は広がった天体を観測するとき、その輝度分布によって輝線プロファイルが変化してしまう。そのため MOS1 の画像から取得した分散軸方向の表面輝度プロファイルを応答関数に畳み込み、観測対象の広がりや輝線プロファイルに反映させるモデル (Lpro) を RGS スペクトルの解析に適用した。

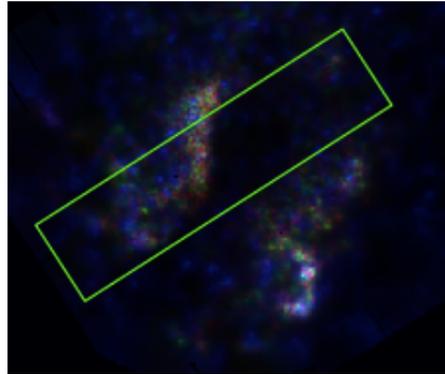


図 2: SE シェル (画像上)、SW シェル (下) の 3 色イメージ (赤: 0.3-0.7、緑: 0.7-1.0、青; 1.0-3.0 keV)。緑の長方形は RGS の観測領域を示す。

0.4-1.5 keV の MOS1,2, RGS1,2 のスペクトルをポアソン分布にも適用できる w 統計でフィッティングした。まず、星間吸収を受けた NEI プラズマモデル (NEI \times abs モデル) でフィッティングしたところ、図 3, 4 のように共鳴線 (21.6 Å) より弱い禁制線 (22.1 Å) がみられた。OVII He α の部分を拡大したものが図 5, 6 である。パラメータは表 1 の通りである。次に CX の放射を追加した (NEI + CX) \times absm モデルを適用したところ、両シェルで CX の寄与により強い禁制線が再現できることがわかった。また、共鳴散乱を考慮するモデルとして散乱断面積の大きさに関わる振動子強度が大きい OVII He α の共鳴線を含むいくつかの輝線に対して負の大きさのガウシアンで強度の減少を再現しようとした ((NEI - Gaussian) \times absm モデル)。このモデルでは図 5, 6 に示すように強い禁制線を再現することができなかった。

3 Discussion

解析の結果、CX 放射により禁制線が卓越している可能性を見出した。ここで (NEI + CX) \times absm モデルについて述べる。本研究では SNR で明るい部分全体が NEI プラズマであると仮定し、画像から読み込んだ輝度分布を忠実に再現するため、Lpro モデルのスケールファクター (s) というパラメータを 1 に固定した。 s は画像を読み込んで生成した輝線プロファイルの FWHM を機械的に調節するパラメータ

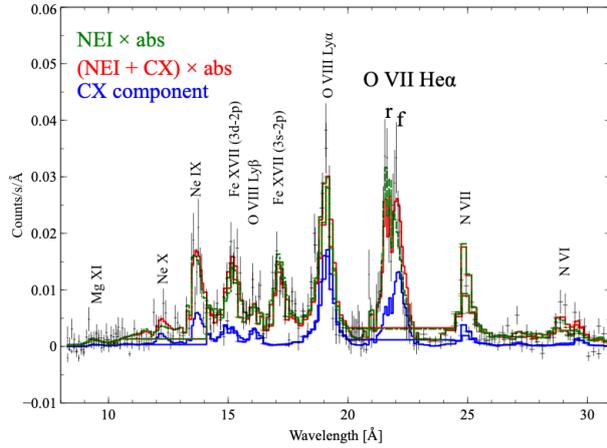


図 3: NW シェルの best-fit。実際は MOS1, 2 のスペクトルとフィッティングを行ったが、ここでは RGS1, 2 のスペクトルのみ表示している。

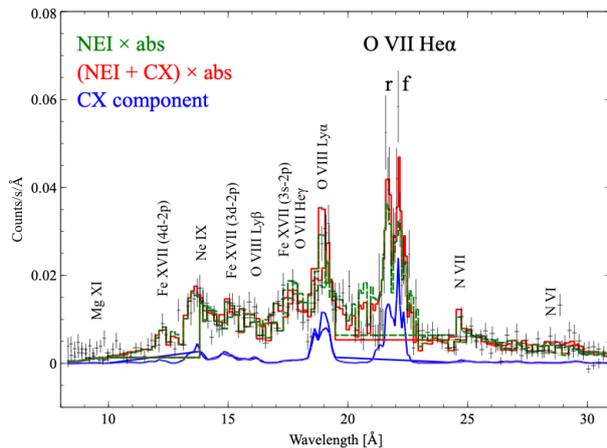


図 4: SE シェルの best-fit。実際は MOS1, 2 のスペクトルとフィッティングを行ったが、ここでは RGS1, 2 のスペクトルのみ表示している。

であり、1 に固定するという事は画像から読み取った輝度分布をそのまま反映させた輝線プロファイルになっていることを意味する。NW 領域の CX 放射に畳み込んだ s も 1 に固定したままで禁制線を再現できたが、SE 領域の CX 放射に畳み込んだ s は変数にし、 $s=0.33$ という結果が得られた。これは NW 領域は画像の輝度分布から生成した輝線プロファイルを使って再現できたが、SE 領域では画像の輝度分布から生成したものより FWHM が約 0.33 倍の輝線プ

表 1: best-fit パラメータ

	Parameters	NEI×abs	(NEI+CX)×abs
NW	n_H [$\times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$]	1.7	5.5
	kT_e [keV]	0.46	0.40
	$n_e t$ [$\times 10^{10} \text{ s} \cdot \text{cm}^{-3}$]	2.8	2.9
	v_{col} [km/s]	–	395
	N	0.87	0.64
	O (=C)	0.33	0.17
	Ne	0.54	0.36
	Mg	0.41	0.39
	Fe(=Ne)	0.39	0.33
	w-statistic/d.o.f		4382/3905
SE	n_H [$\times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$]	18.8	5.8
	kT_e [keV]	0.20	0.37
	$n_e t$ [$\times 10^{10} \text{ s} \cdot \text{cm}^{-3}$]	21.2	3.8
	v_{col} [km/s]	–	167
	N	0.12	0.32
	O (=C)	0.17	0.20
	Ne	0.24	0.31
	Mg	0.35	0.29
	Fe(=Ne)	0.09	0.20
	w-statistic/d.o.f		4448/3872

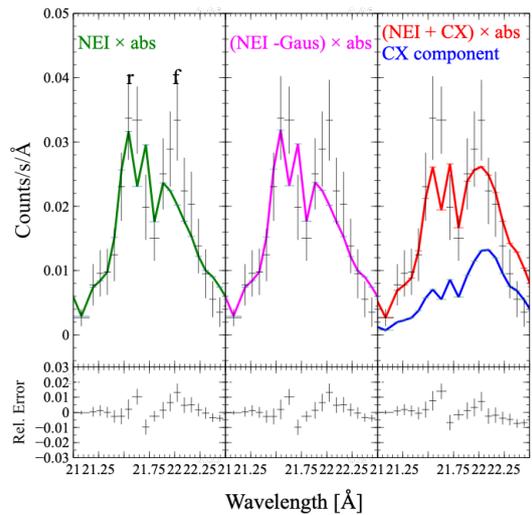


図 5: NW シェルの best-fit(21.0–22.5 Å 拡大図)

ロファイルを使って再現したということになる。ここから推測できるのは NW 領域での NEI プラズマと CX の放射領域は 0.3–2.0 keV の X 線放射領域全体であること、一方 SE 領域での CX 放射は 0.3–2.0 keV の X 線放射領域よりも狭い領域で起こったということである。

CX が起こると考えられるのは超新星爆発による

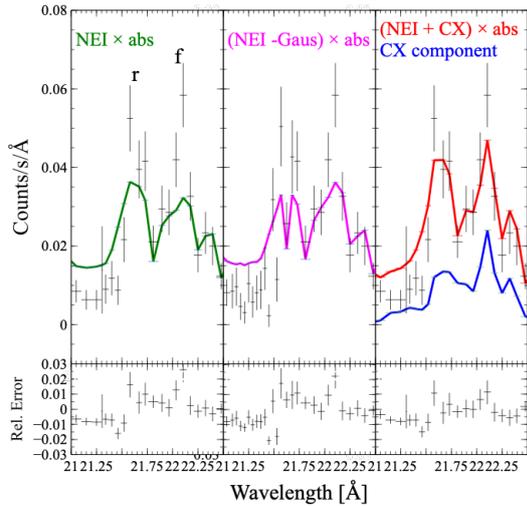


図 6: SE シェルの best-fit(21.0–22.5 Å 拡大図)

衝撃波が分子雲に衝突し、衝撃波面の高温プラズマと分子雲中の水素原子が相互作用を起こす場合である。つまり、NEI プラズマと相互作用する分子雲がどのように分布していたかで CX の放射領域が推測される。

この結果の妥当性を調べるため、電波望遠鏡 NANTEN II でミリ波による CO($J=1-0$) 輝線観測を行ったところ、図 7 のように G296.1–0.5 の NW および SE シェル方向に付随している可能性のある分子雲を発見した。NW シェル方向に分布する分子雲はシェル全体にかぶさるように分布しているのに対し、SE シェル方向の分子雲はシェルにほぼ真横から衝突しているような位置関係で分布している。分子雲との接触領域で CX が起こっていると考えれば、NW 領域ではシェル全体で起こっていて SE 領域ではシェルの一部で起こっていたと解釈することができる。

4 Conclusion

本研究で G296.1–0.5 では NW シェルと SE シェルから f/r 比の高い OVII He α 線を検出し、NEI プラズマに CX を組み込んだ放射モデルで説明できることがわかった。また CO 観測から分子雲との相互作用を示唆していることがわかった。南西部のシェルに関しては RGS の観測データがなかったため観測が

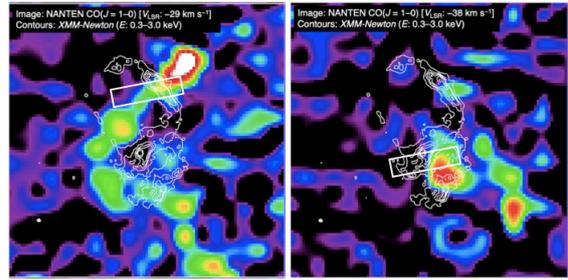


図 7: CO 輝線の分布図。XMM-Newton による 0.3–3.0 keV の contour を重ねた。白長方形は RGS の観測領域を示す。

新たに行われればさらなる議論ができるかもしれない。また、マイクロカロリメータを搭載した XRISM 衛星が打ち上げられれば RGS で検証不可能な広がった領域での CX 探索が可能になるだろう。

Reference

- Uchida et al., ApJ, 871, 234, 2019
- Amano et al., ApJ, 897, 12, 2020
- Clark et al., Nature, 246, 28, 1973
- Longmore, A. J., Clark, D. H., Murdin, P. MNRAS, 181, 541, 1977
- Hwang, U. & Markert, T. H. ApJ, 431, 819, 1994, ApJ
- Castro et al., ApJ, 734, 86, 2011

星間6

再結合優勢プラズマを持つ超新星残骸W49Bの空間構造の調査

奈良女子大学 人間文化総合化学研究科数物科学専攻
鈴木 那梨

再結合優勢プラズマを持つ超新星残骸 W49B の空間構造の調査

鈴木 那梨 (奈良女子大学大学院 人間文化総合科学研究科)

Abstract

星はその生涯の終わりに大爆発を起こす。その残骸を超新星残骸 (SNR) と呼び、この SNR は爆発の衝撃加熱により高温のプラズマを持つ。SNR のプラズマは、電離の起こりやすい電離優勢プラズマ (IP) 状態になった後、時間をかけて電離平衡状態 (CIE) に移行していく。多くの発見された SNR は数万年の年齢であり、IP 状態である。しかし近年、SNR の標準シナリオには現れない、新たな SNR のプラズマが発見された。その新たなプラズマが、電離よりも再結合が起こりやすい、再結合優勢プラズマ (RP) であり、その起源が様々に議論されている。

ここで、従来の RP のスペクトル解析モデルでは、RP 初期の電離状態を元素間で共通のものとし、電離平衡状態から RP への遷移を仮定する。しかし、多くの SNR は電離平衡状態に至っていないはずであり、従来のモデルの妥当性には問題が残る。Hirayama et al. (2019) では、RP-SNR の IC443 を対象に、元素毎に RP 初期の電離状態が異なることを示した。すなわち、RP 初期が電離平衡状態ではないモデルを用いる必要性が示された。そこで私達は、RP の形成過程をより詳細に議論するために、このモデルを用いて W49B の空間構造の調査を行う。本研究では、高エネルギーバンドで高感度かつ良い分光力を持つすざく衛星により得られた W49B のデータを用いて、スペクトルを 1–12 keV の広範囲で解析した。解析の結果、得られたパラメータの値も先行研究と大きな違いはなく、IC443 で用いられた新たな元素依存電離温度のモデルでもデータをよく再現できた。

1 Introduction

超新星残骸 (Supernova Remnant; SNR) は、星の一生の終わりに起こる大爆発により形成された残骸である。爆発の衝撃波により加熱されることで、SNR は電波から γ 線まで広い波長で放射するプラズマを持つ。SNR のプラズマは、衝撃波によりイオンと電子が加熱される。得られる熱エネルギーは質量に比例するために、まず先にイオンの温度が上昇しその後クーロン衝突によりイオンから電子へエネルギーが移り、電子温度 kT_e が上昇していく。やがて電子がイオンを電離できるほどのエネルギーを持つようになると、電離の起こりやすい電離優勢プラズマ状態 (IP) になる。その後、SNR プラズマはかなり密度が小さいために、電離を進めていくには時間がかかり、数十万年を経て次第に電離とその逆過程である再結合が釣り合った、電離平衡状態 (CIE) へと移行していく。ここで、プラズマの電離状態を表した、電離温度 kT_z というパラメータを用いる。電離温度が高いほど、電離が進んだ状態である。IP は $kT_e > kT_z$ 、CIE

は $kT_e = kT_z$ の温度パラメータを持つ。発見された SNR の多くは数万年以下の年齢であるため、通常の SNR プラズマは IP である。

しかし、近年の観測機器の技術向上に伴い、新たなプラズマ状態を持つ SNR が発見された。そのプラズマが、電離よりも再結合が起こりやすい、再結合優勢プラズマ (RP) である。RP は再結合の頻度が高いときに現れる放射性再結合連続線 (RRC) が顕著に見られ、その温度は $kT_e < kT_z$ という状態である。RP は、mixed-morphology SNR という、中心部での熱的な X 線放射とその周りにシェル状の電波放射が確認できる形態の SNR でのみ発見されている。

本研究対象の W49B は、若い mixed-morphology SNR (1000–6000 yr: e.g., Pye et al. 1984; Smith et al. 1985; Hwang et al. 2000; Zhou & Vink 2018) である。すざく衛星において、顕著な Fe-RRC 構造が発見された (Ozawa et al. 2009)。現在その起源は様々に議論されている。ここで従来の RP のスペクトル解析モデルでは、RP 初期の電離温度 kT_{z0} を元素間

で全て共通のものとし、電離平衡状態から RP への遷移を仮定する。しかし、多くの SNR は IP 状態のため、電離平衡状態を仮定した従来のモデルの妥当性には問題が残る。そこで Hirayama et al. (2019) は、RP-SNR の 1 つである IC 443 において、元素依存の初期電離温度を持つことを発見した。これは、RP の初期状態が必ずしも CIE ではなくても良いことを示す。この新たなモデルの妥当性を示し、進化の議論に活用したい。そこで、本解析で重要な Fe 輝線と Fe-RRC 付近で感度が良く、良い分光力を持つすざく衛星を用いて、W49B の 1–12 keV band のスペクトルの解析を東西 2 領域に分けて行った。

2 Observations

W49B の解析には、X 線天文衛星「すざく」に搭載された XIS(Koyama et al. 2007) で 2009 年 3 月 29–30 日 (Obs. ID 503084010) と 2009 年 3 月 31–4 月 2 日 (Obs. ID 504035010) に観測されたデータを使用した。それぞれの観測 ID の日付や Exposure time は表 1 に示す。本研究では W49B の高エネルギー側にある鉄輝線が重要なために、解析には高エネルギー側で感度の良い表面照射型の XIS0, 3 を使用した。

3 Results

図 1 で示した緑の四角領域から、東西の source スペクトルをそれぞれ抽出した。バックグラウンドは、白いドーナツ状の領域から抽出した。

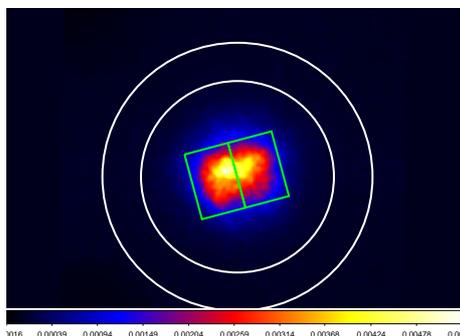


図 1: W49B の 1–10 keV band の X 線イメージ。左と右の四角領域がそれぞれ東、西の source 領域。

3.1 Model

まず、1 つの ISM 成分と初期電離温度が元素間で共通とした 1 つの RP 成分のモデルを fit したところ、Fe など重元素ではこのモデルでよく合っていたが、Si と S の He-like line で顕著な残差が見られた。このモデルの初期電離温度の値では、実際のスペクトルよりも電離が促進され、Si, S の He-like line が過小評価されていると考えられる。したがって、Ar 以上の重元素よりも Si, S の初期電離温度がかなり低いことが示されていると考え、Hirayama et al. (2019) のように元素ごとに異なる初期電離温度を持つ RP model を用いる。

3.1.1 Model A

解析には、吸収を考慮した ISM 成分と RP(Ejecta) 成分のモデルを用いる。先行研究と同様に、1.2 keV 付近の Fe L 輝線の残差の補正として gaussian を入れている。

$$\text{Model} = \text{Absorption} * (\text{ISM} + \text{Ejecta} + \text{gaussian})$$

この multi- kT_z RP model のフリーパラメータは、電子温度 kT_e 、初期電離温度 kT_z 、再結合タイムスケール $n_e t$ 、強度 norm、各元素のアバundanceである。フリーパラメータとしたアバundanceは、Mg, Si, S, Ar, Ca, Cr, Mn, Fe, Ni である。Cr, Mn, Ni の初期電離温度は、独立には決められないために Fe と共通にした。また、Mg と Si の初期電離温度も決められないため、それぞれ電子温度、我々の以前の研究の全体領域の解析の best-fit 値で固定した。

Model A は、 $\chi^2/\text{dof.} = 1901.42/1454$ (1.31) となり、スペクトルをおおよそ再現できた。スペクトル図とパラメータの一部は図 2(上) と表 2 に示す。

3.1.2 Model B

Model A は、特に東領域において、初期電離温度が 5 keV に至るほど非常に高温であるため、RP 初期にこの電離温度へ至ることは難しいのではないかと考えた。そこで、Yamauchi et al. (2021) のように、 $n_e t = 0$ の multi- kT_z RP model を使用することで、

表 1: Observation logs.

Observation ID	Date start-end	(RA, Dec) [deg]	Exposure [ks]
503084010	2009-03-29 02:33:12 – 2009-03-30 11:15:18	(287.7847, 91157)	52.2
504035010	2009-03-31 12:43:35 – 2009-04-02 01:28:20	(287.7847, 91153)	61.4

現在のプラズマ状態を調査した。その結果であるスペクトル図とパラメータをそれぞれ図 2(下) と表 2 に示す。Model B は、 $\chi^2/\text{dof.} = 2086.86/1454$ (1.44) で、顕著な残差も見られず、スペクトルをおおよそ再現できた。電離温度もおおよそ 3 keV と、Model A より小さな値を得られた。

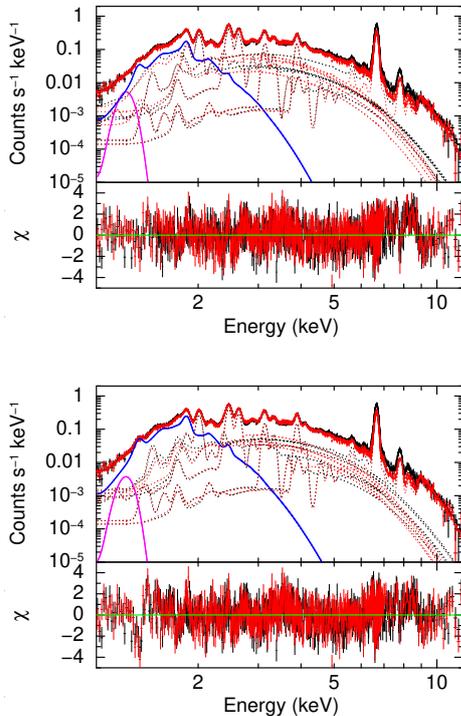


図 2: 1–12 keV band のスペクトル図。上が Model A, 下が Model B である。東領域 (black) と西領域 (red) の同時 fit を行った。マゼンダが gaussian, 青が ISM 成分を表す。破線が RP 成分である。

4 Discussion

本研究では、RP-SNR である IC 443(Hirayama et al. 2019) に続き、W49B において full energy band

で元素依存電離温度を持つモデルでの解析を行った。東西の 2 領域に分けた空間構造の調査のため、best-fit パラメータより東西の結果の比較を行う。

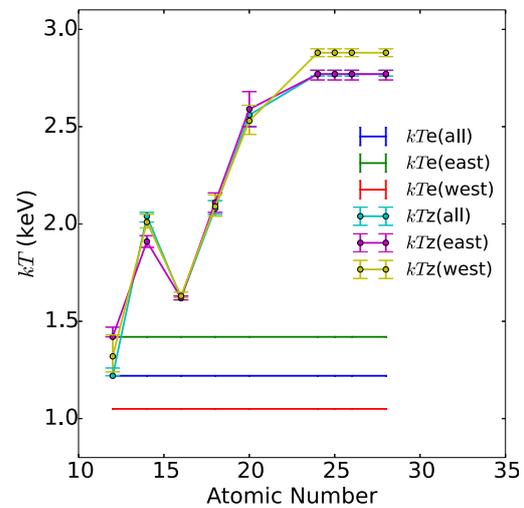


図 3: 温度と原子番号の関係図 (model B).

W49B の full energy band の解析において、原子番号が大きいほど電離温度が大きい傾向が見られる (図 3)。Yamauchi et al. (2021) では、5 つの IP-SNR と 4 つの RP-SNR の低エネルギーバンドの model fit 結果より、IP-SNR と RP-SNR で同様の傾向の元素依存電離温度を持つことを発見した。したがって、本研究の結果も、IP から RP への遷移を示唆する。

また、Model B の電子温度と Fe の電離温度は、東西それぞれ $kT_e = 1.42, 1.05$ keV, $kT_z = 2.77, 2.88$ keV であり、すざく衛星による高エネルギーバンドの解析を行った Ozawa et al. (2009) の、 $kT_e = 1.5$ keV, $kT_z = 2.7$ keV とよく一致している。さらに Model A の Fe の初期電離温度は東西それぞれ $kT_{z0} = 4.83, 3.57$ keV であり、高エネルギーバンドにおける東西 2 領域に分けて W49B の *NuSTAR* データを解析した Yamaguchi et al. (2018) の初期電離温度 $kT_{z0} =$

表 2: 各モデルの best-fit スペクトルパラメータ

parameter	Model A				Model B			
	East		West		East		West	
kT_e (keV)	1.31±0.01		0.99±0.01		1.42±0.01		1.05±0.01	
$n_e t^*$	5.85 ^{+0.53} _{-0.07}		3.16±0.16		0(fixed)			
norm [†]	3.53±0.02		3.33±0.02		4.49±0.02		4.01±0.02	
	kT_z0 (keV)	Ab^\ddagger	kT_z0 (keV)	Ab^\ddagger	kT_z (keV)	Ab^\ddagger	kT_z (keV)	Ab^\ddagger
Mg (solar)	1.31(fixed)	10.3 ^{+1.3} _{-1.2}	0.99(fixed)	(link to East)	<1.47	13.6 ^{+1.1} _{-0.9}	1.32 ^{+0.11} _{-0.08}	(link to East)
Si (solar)	3.01(fixed)	13.2±0.3	3.01(fixed)	19.9 ^{+0.5} _{-0.4}	1.91±0.03	11.2±0.3	2.01 ^{+0.04} _{-0.03}	18.3 ^{+0.4} _{-0.3}
S (solar)	2.60 ^{+0.10} _{-0.08}	14.0±0.3	2.28±0.04	20.6 ^{+5.9} _{-0.3}	1.62±0.01	9.2 ^{+2.1} _{-0.2}	1.63 ^{+0.02} _{-0.01}	14.7 ^{+0.3} _{-0.2}
Ar (solar)	5.04 ^{+1.04} _{-0.70}	13.3±0.5	3.05 ^{+0.17} _{-0.15}	19.6 ^{+0.8} _{-0.7}	2.11±0.05	9.0 ^{+0.3} _{-0.4}	2.09 ^{+0.06} _{-0.05}	13.8 ^{+0.6} _{-0.5}
Ca (solar)	6.66 ^{+1.65} _{-1.00}	17.6±0.6	3.69 ^{+0.19} _{-0.17}	25.4 ^{+7.2} _{-0.9}	2.59±0.09	12.1±0.4	2.53 ^{+0.08} _{-0.07}	18.5 ^{+0.7} _{-0.6}
Cr (solar)	(link to Fe)	28.7 ^{+3.6} _{-3.7}	(link to Fe)	42.5±6.3	(link to Fe)	14.0±1.9	(link to Fe)	19.2±2.8
Mn (solar)	(link to Fe)	43.0 ^{+8.8} _{-9.2}	(link to Fe)	48.8 ^{+14.5} _{-14.2}	(link to Fe)	16.2 ^{+4.2} _{-4.1}	(link to Fe)	16.1±5.8
Fe (solar)	4.83 ^{+0.06} _{-0.07}	20.5 ^{+0.2} _{-0.7}	3.57±0.03	20.4±0.3	2.77 ^{+0.02} _{-0.03}	9.0 ^{+2.1} _{-0.1}	2.88±0.02	7.9±0.1
Ni (solar)	(link to Fe)	81.5 ^{+5.8} _{-7.4}	(link to Fe)	84.2 ^{+8.5} _{-9.1}	(link to Fe)	14.9±2.2	(link to Fe)	16.6 ^{+3.3} _{-2.8}
χ^2/dof .	1901.42/1454 (1.31)				2086.86/1454 (1.44)			

* 単位は $\times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ である。 n_e は電子密度 (cm^{-3}), t は RP 形成時から現在までの経過時間である再結合タイムスケール (s) を表す。

† $(10^{-16}/(4\pi D^2)) \int n_e n_H dV$ で定義される。

‡ Anders & Grevesse (1989) の太陽組成比に対する比。

4.77, 3.80 keV とよく一致した。したがって, multi- kT_z RP model という新たなモデルでもスペクトルを大きな矛盾なく説明できていることがわかる。

東西でのパラメータの比較を行うと, Model B の電離温度は似たような値となったが, 電子温度に違いが見られた。これは, スペクトル (図 2) に見られるように, 低エネルギー側では東西でほぼ一致し, 高エネルギー側の特に Fe 付近で異なっている点が電子温度に現れたと考えられる。

先行研究 (e.g., Sun & Chen 2021; Holland-Ashford et al. 2021) と同様にして, 再結合タイムスケール t を見積もる。各領域の体積は, 領域を $140'' \times 210''$ の四角を範囲としたことから, 直径 $140''$ の円と高さ $210''$ を持つ円柱を横から見ていて考える。計算には, Model A の $n_e t$ と norm の best-fit 値を用いた。計算の結果, t は東西それぞれ ~ 8000 yr, ~ 5000 yr であった。体積を現在のスケールで計算しているために過大評価していることを考慮すると, その分密度が大きくなり, 再結合タイムスケールは小さくなると考えられる。この結果は, Sun & Chen (2021) の 3400 ± 200 yr や Holland-Ashford et al. (2021) の東領域 2000–6000 yr, 西領域 600–2000 yr と矛盾しない。以上により, multi- kT_z RP model は, 大きな矛盾なく従来のモデルと同程度にデータを

説明できるため, RP-SNR を説明する解の一つであると言える。したがって, RP は必ずしも CIE から遷移せずとも良い。今後は, 本解析結果に基づく RP 進化シナリオの議論を進めていきたい。

Acknowledgement

本研究を行うにあたり, 奈良女子大学でご指導くださった山内茂雄教授をはじめ, 共著者の皆様, 研究室の皆様に感謝申し上げます。

Reference

- Hirayama, A., Yamauchi, S., Nobukawa, K. K., Nobukawa, M., and Koyama, K. 2019, PASJ, 71, 37
- Holland-Ashford, T., Lopez, L. A., & Auchettl, K. 2020, ApJ, 903, 108
- Lopez, L. A., Pearson, S., Ramirez-Ruiz, E., Castro, D., Yamaguchi, H., Slane, P. O., & Smith, R. K. 2013, ApJ, 777, 145
- Ozawa, M., Koyama, K., Yamaguchi, H., Masai, K., & Tamagawa, T. 2009, ApJ, 706, L71
- Sun, L. & Chen, Y. 2020, ApJ, 893, 90
- Yamauchi, S., Nobukawa, M., & Koyama, K. 2021, PASJ, 73, 728

星間7

超新星残骸W28における過電離プラズマの生成機構 の観測的研究

奈良教育大学 教育学研究科教科教育専攻
火物 瑠偉

超新星残骸 W28 における過電離プラズマの生成機構の観測的研究

火物 瑠偉 (奈良教育大学大学院 教育学研究科)

Abstract

これまでの観測では、多くの超新星残骸 (SNR) で電離が優勢なプラズマ (IP) が確認されてきた。しかし近年、X 線天文衛星すざくにより、一部の SNR で再結合が優勢なプラズマ (RP) が観測された。RP を持つ SNR は center-filled な X 線放射と電波シェル (Mixed-morphology) を伴うなどの共通点があるが、その成因については未だに議論が続いている。W28 は銀河中心付近に位置する MM-SNR であり、RP を持つことが知られている。X 線天文衛星すざくの公開データを用いて、W28 を空間分解し、各領域の RP 遷移時のプラズマ状態について調査を行った。スペクトル解析の結果、7 個の領域で RP 遷移後の電離温度に元素依存性があることがわかった。RP 遷移後からの経過時間を求めると、北東部から中心領域にかけて短くなり、南東部では長くなる傾向が見られた。また、北東部にある分子雲から中心領域の冷却時間を求めると、 $2000 \times (n_e/1 \text{ cm}^{-3}) \text{ kyr}$ となり、熱伝導による RP 成因が棄却された。RP 初期から現在の大きさになるまでに要する膨張時間を求めると約 4000 年となり、中心領域の経過時間の約 300 年と大きく異なるため、断熱膨張も RP 成因とは言えない。

1 Introduction

超新星残骸 (SNR) は爆発噴出物と衝撃波によりかき集められた星間物質 (ISM) で構成される温度 $kT \sim \text{keV}$ の高温プラズマを伴う。SNR のプラズマは電子温度 (kT_e) と電離温度 (kT_z) の 2 つの温度で特徴付けられ、多くの SNR は電離が優勢な状態 (IP; $kT_e > kT_z$) である。近年、そのプラズマとは対称的な再結合が優勢なプラズマ (RP; $kT_e < kT_z$) が複数の SNR から観測された。RP が見つかった SNR には、center-filled な X 線放射と電波シェル (Mixed-morphology; MM) を伴うなどの共通点があるが、その起源は未だに議論が続いている (Rho & Petre 1998)。この起源を理解するには、詳細なスペクトル解析が必要である。Sawada & Koyama (2012) では元素間で kT_z が異なるモデルを W28 に適用し、 kT_z の元素依存性を明らかにした。Hirayama et al. (2019) ではさらにプラズマの時間進化を加えたモデルを IC443 に適用し、RP 遷移時の kT_z が元素間で異なることを明らかにした。

対象天体である W28 は銀河中心近くに位置する MM-SNR である。H_I 観測の結果より、W28 までの距離と年齢はそれぞれ $\sim 2 \text{ kpc}$ と $33\text{--}43 \text{ kyr}$ と推定され、大きな視直径 ($\sim 48'$) を持つ (Velázquez

et al. 2002)。Wootten (1981) は W28 の北東部と分子雲が相互作用していることを初めて確認した。Sawada & Koyama (2012)、Zhou et al. (2014)、Okon et al. (2018) より、W28 の中心領域で RP が報告されている。また、Okon et al. (2018) は北東部においても RP を確認している。RP の起源として、Sawada & Koyama (2012) では高密度な星周物質 (CSM) から希薄な星間物質 (ISM) へ衝撃波が抜ける際に起こる断熱膨張を主張した。一方で Okon et al. (2018) では分子雲との位置相関から分子雲による熱伝導を主張し、2 つの先行研究で異なるシナリオを主張した。

本研究では RP 起源を調査するために、W28 を空間分解し、Hirayama et al. (2019) と同様のモデルを使用して各領域のスペクトル解析を行うこととした。

2 Observation and Data

バックグラウンド (BGD) を評価するために、近傍の視野 (ObsID=50008010) のデータを使用した。解析にはすざくに搭載されている X 線 CCD のうち、XIS0、1、3 で取得したデータを用いた。XIS2 は電荷漏れが確認されたため 2006 年以降の観測を中止

した。XIS0 は 2009 年に不具合により一部データが欠けてしまっている。解析時、取得した生データから検出器由来のバックグラウンド (NXB) を差し引き、有効面積の補正を行なった。用いた解析ツールは、Heasoft version 6.28、CALDB (2015-10-08) である。

3 Analysis and Results

3.1 Spectral Analysis

W28 は大きな視直径を持ち、場所によって環境が異なる。そのため、図 1 のように空間分解し、各領域からスペクトルを作成した。スペクトルには W28 以外からの X 線も含まれているため、近傍の視野からスペクトルを取得し、Uchiyama et al. (2013) を参照してモデル化することにより評価した。先行研究により、Center、NE1、NE2、NE3 は RP を持つことが報告されている。W28 全体が RP を持つと仮定し、今回 RP モデルを各領域に適用した。

3.1.1 Center region

図 2 は Center のスペクトルを示している。使用した主なパラメータは星間吸収 N_H 、電子温度 kT_e 、初期電離温度 kT_{z0} 、アバundance、再結合タイムスケール $n_e t$ 、normalization である。 kT_{z0} は RP 遷移後の電離温度を表している。

Hirayama et al. (2019) と同様の multi- kT_{z0} モデルを用いてフィッティングを行った。結果を図 2a に示す。~ 6.7 keV に大きな残差を見られ、Fe-K α 輝線に対応する。したがって上記のモデル (RP1) に加えて、RP2 を適用して再フィットを試みた。その結果、見られていた残差が解消した (図 2b)。RP1+RP2 モデルにより Center スペクトルを再現することができた。パラメータは表 1 にまとめた。

3.1.2 Other regions

Center の結果を基に、RP1 モデルで各領域のスペクトルフィットを行った。Center に比べて統計量が乏しいため、一部のパラメータを制限をした。フィッ

トの結果、SW を除く 5 領域において、RP1 モデルでの再現に成功した。SW では Center 同様、Fe-K α 輝線が見られたため、RP2 モデルを加えてフィッティングした。結果は表 1 にまとめている。

4 Discussion

W28 のスペクトルは RP1、RP1+RP2 の multi- kT_{z0} モデルでよく再現された。スペクトルフィットの結果を基に、初めに W28 の X 線放射ガス質量と RP 遷移後の経過時間を見積もった。次に、RP 遷移前が IP であったと考え、いつ RP 遷移が起きたのかをシミュレーションした。これらの結果を用いて、最後に RP の起源について議論する。

4.1 Physical Parameters

Center において、Volume Emission Measure (VEM) = $5 \times 10^{57} \text{ cm}^{-3}$ が得られた。Center が半径 6.8 を持つ球状領域であると仮定し、体積を $V = 8 \times 10^{57} \text{ cm}^3$ と推定した。電子密度 n_e と水素密度 n_H の関係が $n_e = 1.2n_H$ とすると、平均水素密度と X 線放射ガス質量はそれぞれ $n_H = 0.8 \text{ cm}^{-3}$ 、 $M_{\text{Center}} = 7M_{\odot}$ と得られた。他の 6 領域について、領域が円柱状と仮定し、Center と同様の方法で計算した。その結果、W28 の総質量は ~ $14M_{\odot}$ となった。

また、 $n_e t$ の値から、RP になってからの経過時間を計算した。電子密度 n_e は VEM から算出した。 n_e が時間経過によらず一定だとすれば、Center、NE1、NE2、NE3、SE1、SE2、SW の経過時間はそれぞれ ~ 200–300 年、~ 800–3000 年、< 1200 年、< 520 年、< 1950 年、~ 800–2000 年、~ 9000–28000 年と得られた。

4.2 Plasma Parameters before RP-transition

表 1 に示すように、Center の kT_{z0} には元素依存性が見られ、RP 遷移後の初期において元素間で電離状態が異なることを示唆している。これは IP のある時に RP 遷移が起きたと考えられるため、遷移がいつ起きたのかをシミュレーションした。

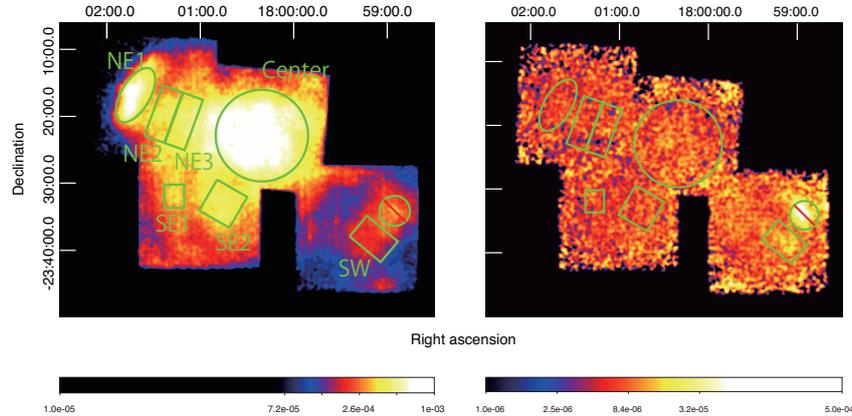


図 1: (左) 0.5-4 keV、(右) 4-8 keV の X 線イメージ。

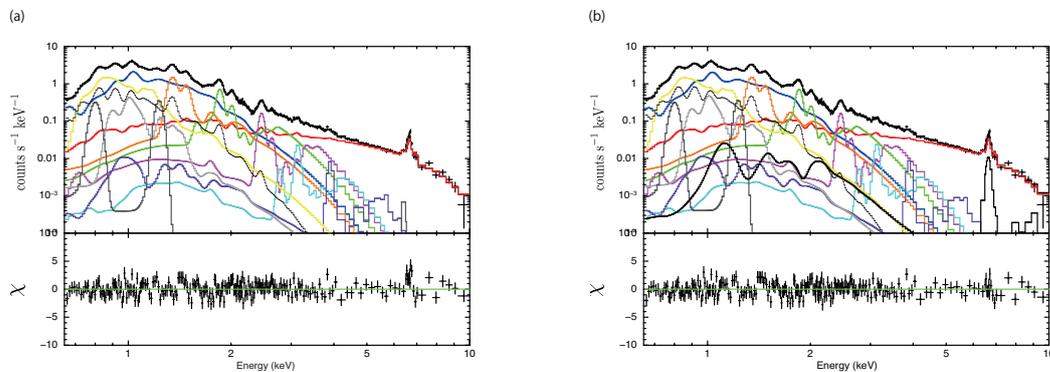


図 2: Center のスペクトルフィット図。(a) RP1 モデル、(b) RP1+RP2 モデルでの結果を示す。赤の実線は BGD モデルを表す。青、橙、緑、マゼンタ、シアン、紫、黄、薄灰色の実線はそれぞれ RP1 の Ne、Mg、Si、S、Ar、Ca、Fe、Ni のモデルを表す。黒の細線と太実線は ISM と RP2 の Fe のモデルを表す。

IP 初期では元素は電離していない ($kT_z = 0$) と仮定した。また、Center における kT_z は高くても 1.7 keV である。この温度を達成するには kT_e は 1.7 keV 以上必要であることを考慮し、2 keV 以上で行った。

$kT_e = 2$ keV では、Center のベストフィット値となるのに要する nt が $nt_{\text{Ne}} \sim 3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ と $nt_{\text{S}} \sim 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ で元素間で約 10 倍程度異なった。一方、 $kT_e = 10$ keV では、 $nt_{\text{Ne}} \sim 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ と $nt_{\text{S}} \sim 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ となり、元素間で約 3 倍異なった。

4.3 RP Origin

図 3 は各領域における元素と初期電離温度の関係を表している。この図を見ると、どの領域でも同じ

ような温度分布や元素依存性が見られる。このことから、全ての領域で同じシナリオにより RP に遷移した可能性がある。そこで先行研究で主張された 2 つのシナリオ (分子雲への熱伝導と断熱膨張) について検討した。

熱伝導は北東部にある分子雲が冷却源と考えられる (Okon et al. 2018)。そのため、北東領域ほど RP になってからの経過時間が長く、速さかほど短くなるだろう。Section 4.1 で算出した経過時間は NE1 から Center まではその傾向があるが、SW は経過時間が長くなっており、説明することができない。また、Center が分子雲によって冷却されるまでの時間を Kawasaki et al. (2002) から算出すると、 $t_{\text{cond}} \sim 2000 \times (n_e/1 \text{ cm}^{-3}) \text{ kyr}$ となり、Center を冷却することは難しい。したがって、熱伝導は棄却される。

表 1: 各領域のベストフィット値

Component	Parameter	Center	NE1	NE2	NE3	SE1	SE2	SW
Absorption	N_H †	6.0 ± 0.1	8.1 ± 0.5	7.1 ± 0.3	$6.6^{+0.3}_{-0.4}$	$4.3^{+0.3}_{-0.4}$	$6.0^{+0.3}_{-0.4}$	11 ± 1
RP1	kT_e †	0.37 ± 0.01	0.26 ± 0.02	0.15 ± 0.01	0.13 ± 0.01	$0.32^{+0.05}_{-0.04}$	$0.35^{+0.4}_{-0.5}$	$0.66^{+0.04}_{-0.02}$
	$n_e t$ ‡	$0.71^{+0.14}_{-0.11}$	$7.9^{+6.2}_{-4.5}$	$2.1^{+3.9}_{>0}$	$0.66^{+1.81}_{>0}$	< 1.2	5.0 ± 2.2	57^{+13}_{-34}
	VEM ‡	5.2 ± 0.5	$2.5^{+0.5}_{-0.4}$	1.9 ± 0.2	1.8 ± 0.2	$0.18^{+0.04}_{-0.06}$	$0.67^{+0.19}_{-0.10}$	$0.35^{+0.03}_{-0.04}$
	kT_{z0} †							
	Ne	0.47 ± 0.01	$0.33^{+0.02}_{-0.01}$	$0.36^{+0.03}_{-0.02}$	$0.36^{+0.01}_{-0.02}$	0.42 ± 0.03	$0.48^{+0.06}_{-0.04}$	(=Mg)
	Mg	0.67 ± 0.01	0.45 ± 0.02	0.52 ± 0.04	0.53 ± 0.04	$0.63^{+0.03}_{-0.03}$	0.70 ± 0.04	$0.66^{+0.15}_{>0.64}$
	Si	0.96 ± 0.01	$0.52^{+0.04}_{-0.05}$	$0.76^{+0.06}_{-0.08}$	$0.72^{+0.06}_{-0.07}$	0.89 ± 0.07	1.0 ± 0.1	> 1.1
	S	1.2 ± 0.1	$1.1^{+0.3}_{-0.5}$	$1.3^{+0.3}_{-0.2}$	$1.4^{+0.2}_{-0.3}$	$0.79^{+0.31}_{-0.58}$	$1.3^{+0.1}_{-0.2}$	> 1.4
	Ar	$1.4^{+0.2}_{-0.4}$	(=S)	(=S)	(=S)	(=S)	(=S)	(=S)
	Ca	$1.7^{+0.1}_{-0.3}$	(=S)	(=S)	(=S)	(=S)	(=S)	(=S)
	Fe	$0.70^{+0.03}_{-0.01}$	$0.74^{+0.18}_{-0.17}$	$0.26^{+0.12}_{-0.05}$	$0.28^{+0.13}_{-0.05}$	$0.74^{+0.6}_{-0.4}$	$0.87^{+0.11}_{-0.14}$	< 8.2
	Ni	(=Fe)						
RP2	kT_{z0} †							
	Fe	$3.9^{+0.5}_{-0.4}$	-	-	-	-	-	> 8.9
$\chi^2/d.o.f$		$532/420=1.27$	$498/426=1.17$	$586/496=1.18$	$552/479=1.15$	$389/307=1.27$	$581/556=1.04$	$648/560=1.16$

‡ 単位は $\times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$.

† kT_e と kT_{z0} の単位は keV.

‡ Volume emission measure $VEM=f n_e n_H V d_2^{-2}$, n_e , n_H , V はそれぞれ電子密度、水素密度、体積である。 f は体積中に占めるプラズマの充填率、 d_2 は 2 kpc スケールの距離。

単位は $\times 10^{57} \text{ cm}^{-3}$.

§ 単位は $\times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$.

断熱膨張は衝撃波が高密星周物質 (CSM) から希薄な星間空間 (ISM) へ抜ける際に引き起こされる。Center が break-out してから現在のサイズになるまでに要する時間を推定した。ポアソンの式 $TV^{\gamma-1} = const$ より、現在の温度と半径を T , R , break-out 時の温度と半径を T_0 , R_0 とすると、 $R_0 = (\frac{T}{T_0})^{1/2} R$ と表せる。現在の Center の半径は $R \sim 6 \text{ pc}$ である。break-out 時の温度は最低でも 2 keV は必要であったことを考慮すると、そのサイズは 2.3 pc 以上と推定される。2.3 pc から 6 pc に広がるために要する時間は、膨張速度を 1000 km s^{-1} と仮定すると約 4000 年となる。また、Center の経過時間が 300 年であることから、3.7 pc をこの時間で広がるためには、膨張速度は数万 km s^{-1} 必要である。しかし、この膨張速度は期待されないため、断熱膨張が成因とは言えない。

Reference

Hirayama et al., 2019, PASJ, 64, 4, 81

Kawasaki et al., 2002, ApJ, 572, 897.

Okon et al., 2018, PASJ, 70, 3, 35

Rho, J., & Petre, R. 1998, ApJ, 503, L167

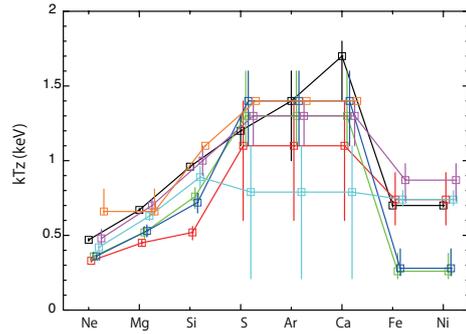


図 3: 元素と初期電離温度の図。黒、赤、緑、青、シアン、マゼンタ、橙はそれぞれ Center, NE1, NE2, NE2, SE1, SE2, SW の結果を表している。□ はベストフィット値を示す。

Sawada, M., & Koyama, K., 2012, PASJ, 64, 4, 81

Uchiyama et al., & Koyama, K., 2013, PASJ, 65, 19

Velázquez et al., 2002, AJ, 124, 2145.

Wootten, A. 1981, ApJ, 245, 105.

Zhou et al., 2014, ApJ, 791, 87.

星間8

X線衛星 Chandra による SN1006 北西部衝撃波の空間
分解スペクトルの解析

東京大学 理学系研究科物理学専攻
市橋 正裕

X 線衛星 *Chandra* による SN1006 北西部衝撃波の 空間分解スペクトルの解析

市橋正裕 (東京大学大学院 理学系研究科物理学専攻)

Abstract

プラズマ物理の大きな未解決問題の一つに無衝突衝撃波による電子の加熱プロセスがある。無衝突衝撃波の研究をする環境として最適なものの一つが、超新星残骸における衝撃波である。その中でも本研究での研究対象である超新星残骸 SN1006 は、距離 2.2 kpc と近傍にある若い系であり、衝撃波の詳細な構造の研究に適している。特に、SN1006 の北西部領域では熱的成分の放射が卓越しており、プラズマの電子温度をスペクトルから直接測ることができる。X 線観測衛星 *Chandra* は空間分解能が 0.5 秒角と非常に優れており、この衛星のデータを用いることでプラズマの電子温度の細かな空間変化を探ることが可能となる。実際に加藤らは、*Chandra* による SN1006 北西部領域の一部の観測データから、衝撃波面から離れるに従ってプラズマ温度が上昇する傾向を捉えている。本研究では上述の研究を発展させるため、観測領域を SN1006 北西部領域全体に広げ、また新たに観測データを追加して同様の解析を行なった。その結果、この領域では電子温度が波面から遠ざかるほどに上昇し、クーロン散乱のモデルによって説明できることがわかった。また、電離進行パラメータは波面から遠ざかるほど増加すると期待される一方で実際には衝撃波から離れた領域ほど減少する結果となった。この原因については現在議論中である。

1 Introduction

星間空間は主成分が水素イオンや原子・分子からなる希薄なプラズマである。その中を衝撃波が伝わるという現象は珍しいものではなく、超新星爆発・恒星風・銀河団の衝突や合体など様々な場面で生じている。これらの衝撃波は地球上で観測される衝撃波とは異なる。希薄な星間空間では直接的な粒子衝突ではなく、プラズマ相互作用を介したエネルギー輸送が行われる。このような衝撃波は「無衝突衝撃波」と呼ばれる。無衝突衝撃波にまつわる物理には未だ明らかになっていないことが多く、現在でも盛んに研究されている (Yamaguchi 2019)。

ランキン=ユゴニオの式によると、衝撃波が通過すると粒子はその質量に応じた温度 $kT_i = 3m_i v_s^2 / 16$ へと加熱される (但し $m_i \cdot v_s$ はそれぞれ質量および衝撃波速度)。従って、様々な粒子種が存在する宇宙空間のプラズマでは衝撃波通過後は粒子ごとに温度の異なる非平衡状態になる。平衡状態にいたるためには電子のような軽い粒子が各種イオンのような重い粒子から熱輸送を受けなければならない。この加

熱プロセスは未だ完全には理解されてはいない。そのため、熱輸送プロセスを判別する観測的研究が待たれる。

このような研究には若い (~2000 年以下)、そして強い非平衡状態にあり明るい超新星残骸が適している (Vink 2012)。SN1006 もおよそ 1000 年と若い天体の一つである。SN1006 は地球から 2.2 kpc と比較的近傍にある超新星残骸である。特に SN1006 の北西部領域は熱的放射が卓越している領域であり、電子温度が容易に定められるという特徴がある (Bamba et al. 2008)。実際、この領域の一部を解析することで電子温度が確かに衝撃波通過後に時間と共に増加している様子が確認されている (加藤佑一 et al. 2017)。

本研究はここからさらに観測領域とデータ数を増やすことで、電子温度 kT および電子密度と衝撃波通過からの時間の積で表現される電離進行パラメータ $n_{\text{e}t}$ の変化をより詳細に捉えようとするものである。

2 Methods

2.1 使用データ

Chandra 衛星は 1999 年に打ち上げられた X 線観測衛星である。本研究では *Chandra* 衛星に搭載されている検出器のうち、CCD 検出器 ACIS にて観測されたデータを用いた。付随する望遠鏡により空間分解能は 0.5 秒角と X 線衛星の中では最も優れたものであるため、プラズマ状態の時間発展を捉えるのに最適である。

Chandra 衛星はこれまでに SN1006 を複数回観測している。本研究ではそのうち、exposure time が最も長い 2001 年 4 月に観測されたもの (obsid 1959, exposure time 88.98 ks) と 2012 年 4 月に観測されたもの (obsid 13737, exposure time 87.09 ks) の二つを用いて解析を行なった。

本研究では先行研究を進展させるため、図 1 のように北西部領域を $15'' \times 140''$ ($0.16 \text{ pc} \times 1.4 \text{ pc}$) で分割した。分割した領域は大きく 3 つの中領域に分かれており、図 1 左上から順に Left, Center, Right とした。各中領域はそれぞれ 4 つの小領域に分かれており、衝撃波面に近いものから順に Layer1, 2, 3, 4 とした。この領域分割は先行研究 (加藤佑一 et al. 2017) の方法を踏襲したものであり、center の layer1, 2, 3 は先行研究が解析した領域と同じ領域となる。バックグラウンドは CCD センサ毎に取得した。バックグラウンド領域の一部に明るい点源が含まれていたためその周辺領域はバックグラウンドから除外している。

2.2 解析モデル

解析には X 線スペクトル解析パッケージ Xspec(ver.12.11.1) を用いた。観測された X 線スペクトルは全て衝撃波によって熱せられた直後の星間物質からのものであると仮定すると、これらは電離非平衡状態にあるはずである。そのため、本研究では Xspec に搭載されている電離非平衡プラズマのモデルである vnei1 成分を使用してスペクトルの再現を試みた。電子温度 kT および電子密度と時間の積で表される電離進行パラメータ n_{et} は全ての領域でフリーとした。abundance は Anders, E.& Grevesse,

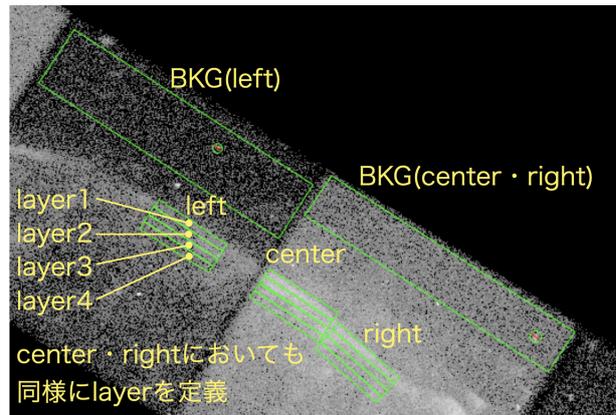


図 1: SN1006 北西部領域の拡大図およびスペクトル取得領域。画像は 2012 年観測時のものを使用した。2001 年のデータでも同様に領域分割を行なった

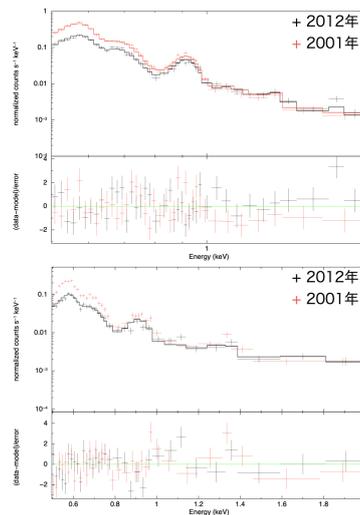


図 2: スペクトルフィットの結果。上段が Center Layer1、下段が Center Layer4 の結果である

N.(1989) のものを用い、N,O,Ne,Mg,Si,Fe をフリーとした上で全ての領域で同じとした。観測間ではモデル全体の放射強度のみ異なることを許すことで、表面輝度の変動由来のスペクトル変化を考慮した。加えて、星間吸収を考慮するために phabs モデルを乗算し、水素柱密度は $N_H = 4.16 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ とした (Broersen et al. 2012)。スペクトル解析は C 統計をベースにし、バックグラウンドスペクトルは BKG 領域から抽出して天体放射から差し引いた。

3 Results

フィッティングの結果のうち代表的なスペクトルを図 2 に示す。また、パラメータを表 1 に示す。誤差は信頼区間 90% で計算した。その他の領域にも同様にフィッティングを行い、全ての領域でモデルと観測データがおよそ一致していることが確認できた。全体の χ^2 統計の大きさは 2654.07/2370 であった。

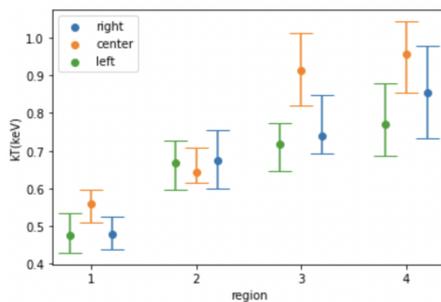


図 3: 各 Layer 毎の電子温度の変化

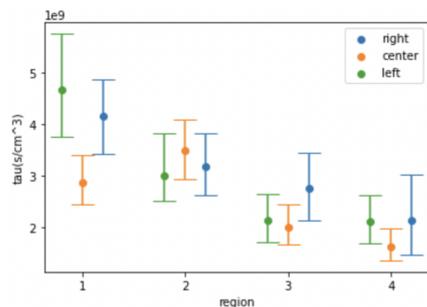


図 4: 各 Layer 毎の電離進行パラメータの変化

全領域の結果のうち、電子温度と電離進行パラメータをプロットしたものを図 3 と図 4 に示す。ここから、内側の領域ほど電子温度は上昇し、電離進行パラメータが減少している様子が確認できた。

4 Discussion

4.1 電子温度の変化

図 3 より、内側の領域ほど電子温度が上昇していることがわかった。これは、衝撃波通過後の経過時間が長いほど電子温度が上昇していることを示してい

ると考えられる。無衝突衝撃波における電子加熱の物理過程として考えられるものの一つとして、イオンと電子の間のクーロン散乱によるエネルギー交換がある (Katsuda & Tsunemi 2014)。そこで、Katsuda&Tsunemi(2014) にて用いられたモデルを用いて本研究で得られた結果とクーロン散乱による加熱とを比較した。

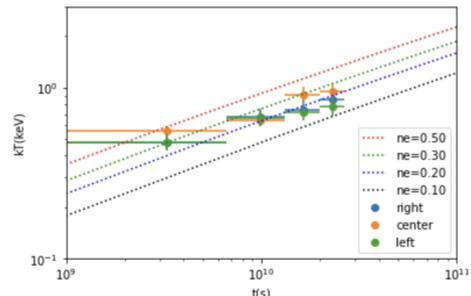


図 5: クーロン散乱との比較。衝撃波による電子加熱がクーロン散乱モデルと一致している様子が確認できる

結果を図 5 に示す。この図から、 $n_e = 0.20\text{--}0.30 \text{ cm}^{-3}$ のクーロン散乱加熱モデルによって温度上昇は説明可能であることがわかった。ここから、本研究で解析した領域においては電子加熱はクーロン散乱によるものが支配的であると考えられる。

4.2 電離進行パラメータの変化

電離進行パラメータは、電子密度が一定の場合は時間経過と共に増加すると考えられるため、衝撃波通過後は時間経過と共に増加することが予想される。しかし、図 4 は内側ほど電離進行パラメータが減少しているという結果が得られた。電離進行パラメータはスペクトルの傾きや輝線の位置・大きさを元に推定される。一方、電子温度もスペクトルの傾きや輝線の大きさから推定されるため、両パラメータは縮退する可能性がある。本研究においては各領域毎に縮退の様子を調べ、Layer1 と Layer4 では有意な差が生じていることを確認している。しかし同時に縮退の傾向は存在していたため、注意して取り扱う必要がある。

表 1: 代表的なスペクトルのパラメータ

パラメータ	center layer1	center layer4
kT (keV)	$0.56^{+0.05}_{-0.05}$	$0.95^{+0.11}_{-0.10}$
n_{et} (s/cm ³)	$2.87^{+0.52}_{-0.41} \times 10^9$	$2.63^{+0.35}_{-0.27} \times 10^9$
norm(/cm ⁴ ,2012 年)	$1.45^{+0.20}_{-0.08} \times 10^{-4}$	$6.22^{+0.81}_{-0.87} \times 10^{-5}$
norm(/cm ⁴ ,2001 年)	$1.30^{+0.18}_{-0.14} \times 10^{-4}$	$5.94^{+1.10}_{-0.84} \times 10^{-5}$
N (/solar)		$0.33^{+0.09}_{-0.09}$
O (/solar)		$0.29^{+0.01}_{-0.01}$
Ne (/solar)		$0.39^{+0.04}_{-0.03}$
Mg (/solar)		$0.86^{+0.15}_{-0.12}$
Si (/solar)		$4.14^{+0.72}_{-0.64}$
Fe (/solar)		$0.73^{+0.29}_{-0.20}$
cstat/bins	84.03/101(2012 年) 114.78/101(2001 年)	107.00/101(2012 年) 132.64/101 (2001 年)

実際に電離進行パラメータが衝撃波面から遠ざかるほど減少している場合、いくつかの理由が考えられる。

まず、電離進行パラメータの評価にプロトンの寄与が含まれているというものである。本解析で使った Xspec の vnei モデルでは電子による電離のみを考慮しているが、実際には温度非平衡プラズマではプロトンによる電離が存在すると考えられる。プロトンによる電離が無視できない場合には n_{et} が過剰評価されるため、波面直下で n_{et} が大きくなることは確かに説明できる。但し熱輸送の寄与が n_e のみになるまでにはタイムスケールが短すぎるため、この説のみでは n_{et} が減少することまでは説明できない。

また、波面通過後に生じた乱流が熱輸送に何かしらの影響を与えている、というものも考えられる。Inoue et al.(2013) で行われたシミュレーションでは、衝撃波近傍で乱流が 0.2–0.3 pc で生じるという結果が得られている。本研究では衝撃波近傍領域を 0.16 pc 毎に分割しているため、乱流が分割した領域を超えた熱輸送を担っていてもおかしくはない。この乱流に伴う何かしらの効果によって電離進行パラメータが減少している可能性が考えられている。

5 Conclusion

本研究では、超新星残骸の無衝突衝撃波による電子の加熱機構について探るため、空間分解能に優れた

Chandra 衛星のデータを用いて、熱的放射の卓越した超新星残骸 SN1006 北西部領域の X 線スペクトルの解析を行なった。その結果、この領域では衝撃波通過後の時間経過と共に電子温度が上昇していた。この変化はクーロン散乱によるエネルギー輸送と一致した。一方、電離進行パラメータは衝撃波通過から時間が経つほどに減少する様子が確認された。この要因の解明は今後の研究の課題である。

Reference

- Anders, E.& Grevesse, N,1989,
 Bamba et al, 2008, Publication of the Astronomical Society of Japan, 60, 153-161
 Broersen et al., A&A, Volume 552, April 2013
 Inoue et al. The Astrophysical Journal Letters, 772:L20 (5pp), 2013 August 1
 加藤佑一 et al, 日本天文学会 2017 年春季年会講演, Z104a
 Katsuda & Tsunemi, 2014, Acta Polytechnica CTU Proceedings, 200-204
 Smith & Hughes, 2010, The Astrophysical Journal, 718:583-585
 Vink, 2012, The Astronomy and Astrophysics Review, 20, 49
 Yamaguchi, J. Plasma Fusion Res. Vol.95, No.12 (2019)610 - 614

星間9

カシオペア座AのX線時間変動解析

立教大学 理学研究科物理学専攻
小湊 菜央

カシオペア座 A の X 線時間変動解析

小湊 菜央 (立教大学大学院 理学研究科)

Abstract

超新星残骸は、数 PeV 以下の宇宙線の加速源の候補になっているが、実際にどの程度まで粒子を加速できるのかは未だ分かっていない。本研究では、超新星残骸で加速される粒子の最高エネルギーを調べるために、Chandra 衛星が 20 年にわたって観測したカシオペア座 A の 1.5Msec 分の X 線データの解析を行い、粒子が加速される環境について調べた。その結果、北東領域の光子フラックスが 2002 年から 2019 年にかけて増加していることが分かった。増光の原因として、粒子の最高エネルギーの増加、磁場の増幅、加速粒子の増加などが考えられるので、今後の解析で原因の切り分けを目指す。

1 Introduction

宇宙空間では、宇宙線と呼ばれる高エネルギーの陽子、電子などの粒子が飛び交っている。宇宙線は 1912 年に Hess の気球実験で初めて発見され、以後様々な研究がされているが、その起源はいまだに未解決のままである。PeV 以下の宇宙線の起源の候補としては超新星残骸での衝撃波統計加速による粒子の加速が考えられているが、実際にどの程度まで粒子を加速できるのかは分かっていない。宇宙線は荷電粒子であるため、星間磁場で軌道が曲げられてしまい、観測の手法としては、近傍での観測とニュートリノ観測による直接検出と、加速された荷電粒子からの電磁場を観測する間接検出がある。本研究では、超新星残骸カシオペア座 A からの電磁場を解析することにより、宇宙線の加速環境について調べる。

2 Instruments

今回の解析には、Chandra 衛星に搭載された ACIS という X 線検出器の観測データを使用した。ACIS は $1024\text{pixel} \times 1024\text{pixel}$ の CCD カメラであり、 $\sim 1\text{arcsec}$ の角度分解能を持つため、小さなフィラメントの観測に適している。また、Chandra 衛星は 1999 年の打ち上げ以来ほぼ毎年カシオペア座 A の観測を行っているため、20 年分の豊富なデータの解析が可能である。今回の解析では、2002 年～2019 年の 24 回分のデータの解析を行った。

3 Methods

超新星残骸からの放射は、爆発噴出物による熱的放射と、シンクロトロン放射による非熱的放射の二つがある。このうち、非熱的 X 線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調査することができる。カシオペア座 A は銀河系内の若い超新星残骸である。非熱的放射で銀河系内で最も明るく、加速電子由来と考えられる時間変動も見ついている。また、北東領域にあるフィラメントが 2000 年～2007 年に増光していることが先行研究で分かっている。本研究では、この北東領域のフィラメントからの非熱的放射を 2019 年まで解析した。解析を行った領域を図 1 に示す。

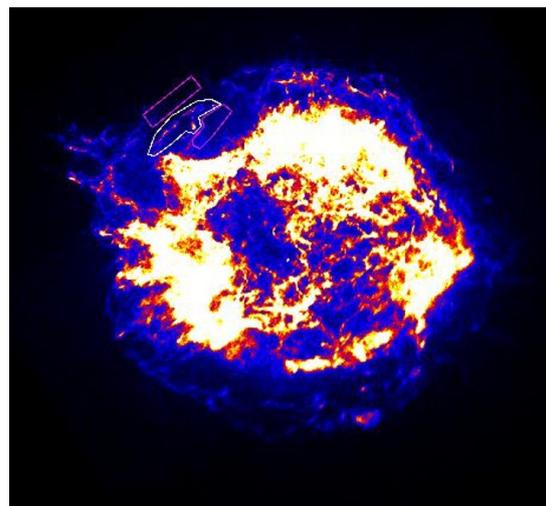


図 1: 解析領域

北東領域のフィラメントを白で囲み、領域 A とした。領域 A からは非熱的な X 線のみでなく熱的な X 線も放射されているため、両隣のピンク色で囲まれた領域を領域 B とし、領域 A の放射から領域 B の熱的放射を引くことで領域 A の非熱的放射を解析した。今回の解析では、0.6-8.0keV の範囲で解析を行った。

4 Results

領域 A + B、領域 A、からの X 線とその差分のスペクトルを、それぞれ黒、赤、緑で図 2 に示す。

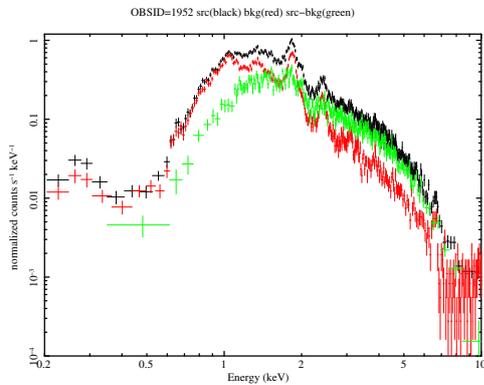


図 2: 北東領域のスペクトル

この差分のスペクトルについて xspec を用いて $\text{tbabs} \times \text{power law}$ (星間吸収×冪関数) のモデルでフィッティングを行い、そこから水素柱密度、光子指数、光子フラックスの 20 年分の時間変動を求めた。その結果を図 3~5 に示す。

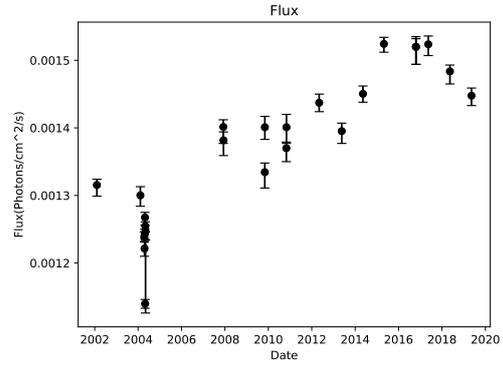


図 3: 光子フラックスの時間変動

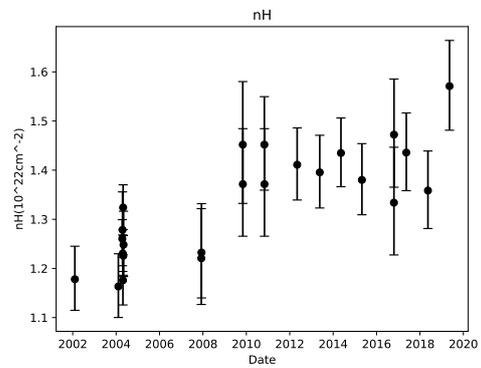


図 4: 水素柱密度の時間変動

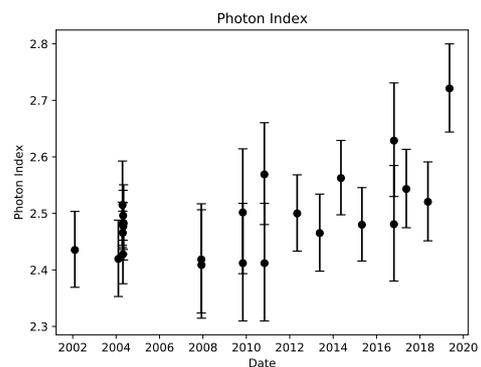


図 5: 光子指数の時間変動

光子フラックスは 2002 年から 2017 年にかけて上昇し、その後減少に転じていることが分かった。ま

た、水素柱密度と光子指数はともに、2007 年頃から 2019 年にかけて上昇しているという結果になった。

5 Discussion

図 3 を見ると、2002 年から 2017 年にかけてフィラメントからの X 線が 15 % 増光し、その後減少していることが分かる。これは、シンクロトロン放射が増加していると考えられる。シンクロトロン X 線輝度は $L_v \propto A \cdot B^{\frac{v-2}{2}} \cdot \exp(-\sqrt{\frac{v}{v_{roll}}})$ という式で表されるので、増光の原因としては粒子の最高エネルギーの増加、磁場の増幅、加速粒子の増加などのパラメータが考えられる。原因の切り分けには至っていないため、今後の解析で原因の解明を目指す。水素柱密度と光子指数はともに上昇しているように見えるが、水素柱密度が 10-20 年で 4-5 割も上昇するとは考えにくい。水素柱密度と光子指数がカップルしてしまっていると考えられる。カシオペア座 A は場所によって水素柱密度が異なるため、今後解析領域の典型的な水素柱密度を調べ、水素柱密度をその値に固定して光子指数を見る予定である。また、他にもバックグラウンド領域の設定を変えたりなど、観測的不定性の調査を行う。

Reference

Yasunobu Uchiyama et al. 2007, Nature 449, 576-578

星間10

X線天文衛星「すざく」を用いた超新星残骸
G352.7-0.1におけるプラズマの空間構造の調査

奈良女子大学 人間文化総合科学研究科数物科学専攻
藤重 朝妃

X 線天文衛星「すざく」を用いた超新星残骸 G352.7-0.1 におけるプラズマの空間構造の調査

藤重 朝妃 (奈良女子大学大学院 人間文化総合科学研究科)

Abstract

恒星の一生の最期に起こる超新星爆発は、重力崩壊 (CC) 型と白色矮星による爆発である Ia 型の 2 つに分類される。爆発のタイプや爆発後に残される超新星残骸 (SNR) の進化についての情報は、X 線スペクトル解析によるプラズマの温度や電離状態、元素組成比などの調査によって得られる。G352.7-0.1 は銀河系内にある middle-aged SNR である。Giacani et al. (2009) による先行研究では爆発のタイプは CC 型であると主張されたが、その後、Yamaguchi et al. (2014) および Sezer & Gök (2014) は Ia 型と結論付けた。本研究では G352.7-0.1 のプラズマの空間構造と物理状態を調査するために、バックグラウンドの寄与を慎重に見積もった X 線スペクトルの解析を行った。SNR 領域全体から抽出したスペクトルでは、Fe 輝線 (~6.5 keV) にのみ広がりをもつ可能性が発見され、これまで検出されていない Cr 輝線の微候も見られた。また、Fe は Si, S などの元素に比べて低電離であり、少なくとも 2 つの電離進行プラズマが存在することを確認した。領域を内側と外側に分割した解析では、内側の方が Fe が低電離であることが示された。したがって、全体のスペクトルで見られた Fe 輝線の広がりには Fe の電離状態が内側と外側で異なることが原因であり、これは中心部での電離がまだ十分に進行していないことを示唆する。また、Fe の電離状態、Fe に対する Cr の等価幅の比を用いた議論により、G352.7-0.1 の爆発のタイプは Ia 型である可能性が高いと考えられる。

1 Introduction

星はその一生の最期に超新星爆発と呼ばれる宇宙最大級の大爆発を起こす。この爆発によって $\sim 10^{51}$ erg もの大量のエネルギーを一瞬で解放し、星の内部で合成された様々な重元素を宇宙空間にまき散らす。また、爆発の際に物質を ~ 100 keV を超える高温にまで熱し、その中で合成された Fe よりも重い新たな重元素も宇宙空間に放出する。超新星爆発が起こると、生成された元素は速度 $\sim 10^4$ km/s で吹き飛ばされる。これを爆発噴出物 (イジェクタ) と呼ぶ。吹き飛ばされたイジェクタは衝撃波を発生させて星間空間に広がり、周囲の星間物質を集めて超新星残骸 (Supernova remnant; SNR) を形成する。

星は内部で起こる核融合反応によって He, C, O, Ne, Mg, Si, Fe と、次々に元素を合成して進化する。このときの各元素の分布は、外層から中心になるにつれて重い元素が分布した層状構造になる。太陽質量 ($M_{\odot} \sim 1.99 \times 10^{30}$ kg) の 8 倍程度以上の質量を持つ星は Fe を合成した後、星自らの重さを支えること

ができずに重力崩壊を起こして爆発する。これを重力崩壊型超新星爆発と呼ぶ。爆発後、O, Ne, Mg のシェルより内側では新たな元素合成が起こり、これより外側にある元素は衝撃波によって星間空間へ広がっていく。一方、太陽の 3~8 倍程度の質量を持つ星は、Fe を合成する段階にまで至らず、白色矮星と呼ばれる C と O からなるコアを中心に残して一生を終える。しかし、白色矮星が連星系をなす場合、伴星から物質が降着し続けて自身の重さを支えられる限界の質量 (チャンドラセカール限界質量) に達すると、中心で炭素の核反応が暴走して爆発を起こす。これを Ia 型 (炭素暴爆型) 超新星爆発と呼ぶ。爆発後、ほとんどの領域で元素合成が起こり、重力崩壊型と類似した中心ほど重い元素が分布した層状構造になる。

G352.7-0.1 は地球から 7.5 ± 0.5 kpc (Giacani et al. 2009) 離れた銀河系内の SNR であり、年齢は 2,200-8,500 年 (Ferrand & Safi-Harb 2012) と推定されている。G352.7-0.1 は 408, 5000 MHz の電波領域の観測で発見され (Clark et al. 1975)、Caswell

et al. (1983) による電波領域の観測でシェル状の放射が明らかとなった。X 線領域ではあすか衛星の銀河面探査で初めて観測された (Kinugasa et al. 1998)。その後、Giacani et al. (2009) による XMM-Newton 衛星の観測データの解析で G352.7-0.1 の X 線放射が中心集中していることが確認され、電波でシェル状、X 線で中心集中した放射をする複合形態型に属すると結論付けられた。Giacani et al. (2009) による先行研究では爆発のタイプは CC 型であると主張されたが、Yamaguchi et al. (2014) および Sezer & Gök (2014) は、Fe の電離状態が低いという Ia 型の傾向と一致することから、G352.7-0.1 の爆発のタイプは Ia 型であると結論付けた。

SNR のプラズマの空間構造を調べることにより、SNR の進化に対する情報を得ることができる。そこで、本研究では Sezer & Gök (2014) が行ったすざく衛星の観測データを用いた解析よりも慎重にバックグラウンド評価を行い、プラズマの空間構造と物理状態を調査する。

2 Observations

X 線天文衛星すざくが 2012 年 3 月 2 日から 7 日に観測した G352.7-0.1 のデータ (Obs ID=506052010) を使用した。露光時間は 2.015×10^5 sec である。解析には、高エネルギー領域で高い感度を持つ表面照射型の X 線 CCD カメラである XIS0, 3 で取得したデータを用いる。ただし、XIS0 は 2009 年に発生した不具合により一部データが欠けている。

3 Analysis and Results

3.1 Background Estimation

使用した検出器には視野の中心から端へいくにつれて検出効率が悪くなるという性質があるため、SNR のように広がった天体のスペクトル解析では補正が必要となる。本研究では、半径 $20'$ で一様に光る天体を観測したと仮定した uniform arf file を用いて補正を行った。図 1 の領域から抽出したバックグラウンドスペクトルは、Uchiyama et al. (2013) の前景放射、銀

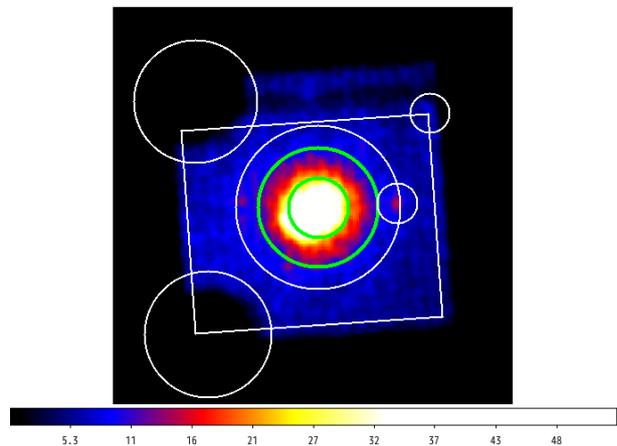


図 1: 0.7-10.0 keV バンドのイメージ (XIS0+3)。緑色の実線はソース領域を示し、半径は $2'$ および $4'$ である。バックグラウンド領域は白線の実線で示し、四角形から 5 つの円を差し引いた領域である。

河面拡散 X 線放射、宇宙 X 線背景放射から成るモデルを用いてフィットを行った。その結果、Uchiyama et al. (2013) で示されたものとほぼ一致するパラメータで再現できることを確認した ($\chi^2/\text{d.o.f}=1.33$)。こうして得られた結果を SNR からの放射スペクトルのフィットの際にモデルとして追加し、同時にフィットすることとした。また、本研究における誤差は 90% 信頼レベルである。

3.2 Overall spectrum

SNR 全体のスペクトルは半径 $4'$ の円領域から抽出した (図 1)。

ガウシアンを用いて各輝線の中心エネルギー、幅、強度を調べると、Si XIII $K\alpha$ 輝線 (~ 1.84 keV)、S XV $K\alpha$ 輝線 (~ 2.44 keV) と比較して Fe $K\alpha$ 輝線 (~ 6.5 keV) の幅に広がりがある可能性を発見した。また、Cr 輝線が存在する兆候が見られ、F 検定では $\sim 97.8\%$ の優位度をもつ。Fe の中心エネルギーは中性 Fe $K\alpha$ (6.4 keV) のエネルギーと近い低電離状態であることがわかる。Si, S などは $\text{Ly}\alpha$ 輝線が観測されることから、Si, S などの元素と Fe の電離状態は異なっていることがわかる。したがって、プラズマには少なくとも 2 成分の電離進行プラズマが存在すると考えられる。

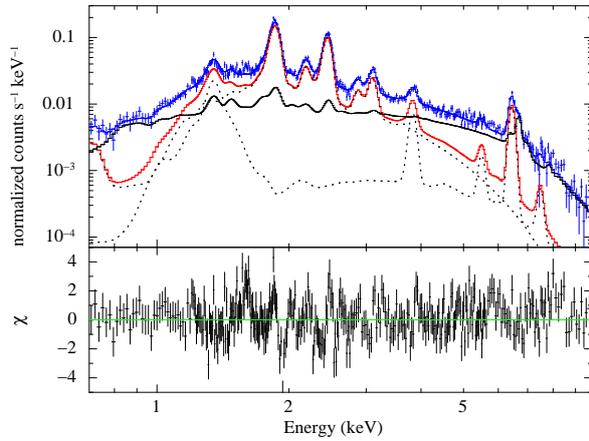


図 2: 半径 $4'$ の円領域から集積した全体のスペクトルとモデルフィット (0.7–10.0 keV)。黒、赤色の実線はそれぞれバックグラウンド、SNR から放射を示す。黒色の点線は Model B の低温成分、高温成分を示す。下段はベストフィットモデルとの残差を示す。

表 1: プラズマの物理状態

成分	パラメータ	内側	外側
低温成分	kT_e (keV)	$1.2^{+0.2}_{-0.1}$	$1.2^{+0.3}_{-0.2}$
	n_{et} ($\times 10^{10}$ s/cm 3)	$4.5^{+0.8}_{-0.7}$	$4.7^{+1.3}_{-1.1}$
高温成分	kT_e (keV)	4.0	4.0
	n_{et} ($\times 10^{10}$ s/cm 3)	$1.5^{+0.2}_{-0.2}$	$3.2^{+0.5}_{-0.5}$

次にプラズマの物理状態を調べるために、星間吸収を考慮した 1 成分の電離非平衡プラズマモデルを用いてフィットを行ったが、Fe K 輝線に残差が見られた。そこでこのモデルの ~ 6.5 keV にガウシアンを追加すると残差が解消した。ここで、星間吸収を考慮した 1 成分の電離非平衡プラズマとガウシアンから成るモデルを Model A とする。得られた結果は 1 成分のモデルに対して、Fe K 輝線を放射するような温度の高い成分を必要とすることを意味する。したがって、星間吸収を考慮した 2 成分の電離非平衡モデル (Model B) でフィットをすると、電子温度 $kT_e \sim 1.2$ keV、電離タイムスケール $n_{et} \sim 4.5 \times 10^{10}$ s/cm 3 の低温成分と、 $kT_e = 4.0$ keV、 $n_{et} \sim 2.1 \times 10^{10}$ s/cm 3 の高温成分から成るプラズマモデルでスペクトル全体がうまく再現された (図 2)。ここで、Model B は H から Ar を含む低温成分と、Ca, Cr, Mn, Fe, Ni を含む

高温成分から成るプラズマが存在するとしたモデルである。2 成分の norm はリンクし、高温成分の電子温度は 4.0 keV に固定した。

3.3 Spatially Resolved Spectrum

半径 $2'$ の円領域を内側、半径 $2'-4'$ の円環領域を外側として SNR 全体を 2 つに分割し、それぞれの領域からスペクトルを抽出した (図 1)。その結果を図 3 に示す。

Model A を用いて内側と外側の Fe K 輝線の中心エネルギーを調べると、それぞれ $6.45^{+0.01}_{-0.02}$ keV、 $6.51^{+0.02}_{-0.02}$ keV であり、内側の中心エネルギーの方が明らかに低いことがわかった。

SNR 全体のスペクトル解析と同様に、Model B を用いてプラズマの物理状態を調べた。内側と外側についてそれぞれ、2 成分のプラズマモデルの電子温度と電離タイムスケールを表 1 に示す。これより、低温成分の物理状態は内側と外側でほぼ一致しているに対し、Fe を含む高温成分は外側よりも内側で電離タイムスケールが小さい、つまり低電離状態であることが明らかとなった。

4 Discussion

本研究ではバックグラウンドの寄与を慎重に見積もったスペクトルを用いて解析を行った。その結果、領域全体のスペクトルで Fe 輝線が広がっている可能性を得たため、SNR の空間構造を調べるために領域を内側と外側に分割した。

4.1 Spatially Structure

Model A を用いたフィットにより、Fe の中心エネルギーは外側よりも内側で明らかに低いことがわかった。また、Model B のフィットでは、Fe を含む高温成分が外側よりも内側で明らかに低電離状態であることが示された。これは中心部での電離がまだ十分に進行していないことを示唆する。一般に SNR のイジェクタは逆行衝撃波によって外側から加熱され、加熱された電子によって電離が進むため、中心部が

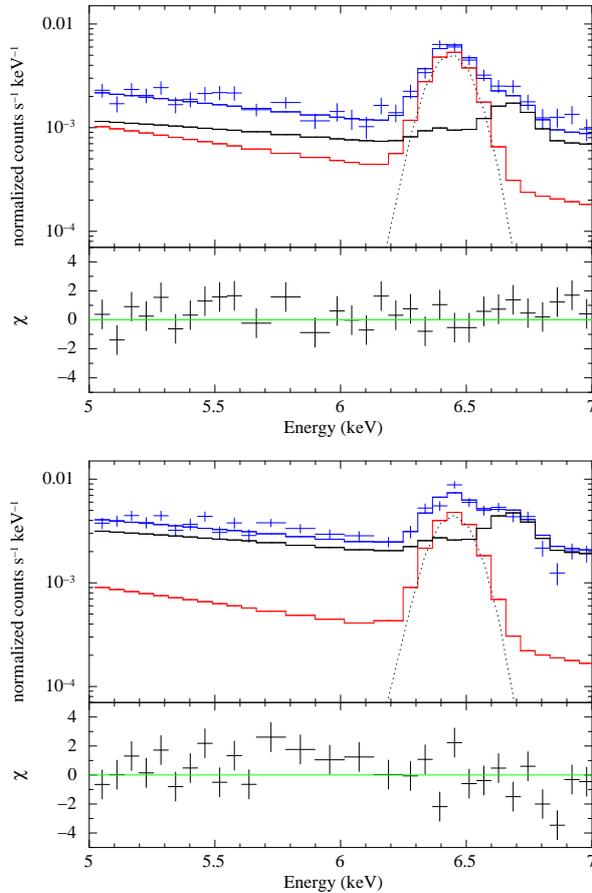


図 3: 内側 (上) と外側 (下) のスペクトルとモデルフィット (5.0–7.0 keV)。黒、赤色の実線はそれぞれバックグラウンド、SNR から放射、黒色の点線はガウシアンを示す。下段はベストフィットモデルとの残差を示す。

低電離状態である可能性は十分に考えられる。したがって、全体のスペクトルで見られた Fe 輝線の広がり、内側と外側の Fe 輝線の中心エネルギーが異なることが原因であると結論付ける。

4.2 SN Type

G352.7–0.1 の爆発のタイプは CC 型であるとの主張もあるが (Giacani et al. 2009)、Ia 型であるとの指摘もあった (Yamaguchi et al. 2014; Sezer & Gök 2014)。本研究では Fe の電離状態、Fe に対する Cr の等価幅の比に着目して議論する。

Yamaguchi et al. (2014) は、Ia 型は Fe の電離状態が低い傾向があることを発見しており、G352.7–0.1 でも同様の傾向が見られたことから Ia 型であると指摘している。本研究でも Fe K α 輝線の中心エネルギーが ~ 6.5 keV であり、電離状態が低いことを確認した。一方、Yang et al. (2013) は Fe に対する Cr の等価幅の比が 2% 以上であれば Ia 型の可能性があるとして主張しており、本研究ではその比が $\sim 3.8\%$ であり、Yang et al. (2013) に記載されている他の Ia 型と同様の値が得られた。したがって、本研究の結果は G352.7–0.1 の爆発のタイプが Ia 型である可能性を支持する。

5 Conclusion

すざく衛星による観測で得られた超新星残骸 G352.7–0.1 のスペクトルを解析した。その結果、SNR 領域全体から抽出したスペクトルの Fe 輝線が広がりをもつ可能性を発見し、これは SNR の内側と外側で Fe 輝線の中心エネルギーが異なっていることが原因であると結論付けた。また、内側の Fe の方が低電離状態であることがわかり、SNR の中心部では電離がまだ十分に進行していないことが示唆される。さらに、Fe が低電離状態であること、Fe に対する Cr の等価幅の比が 2% 以上であることから、爆発のタイプが Ia 型である可能性を支持する。

Reference

- Caswell, J. L., et al., 1983, MNRAS, 203, 595
 Clark, D. H., Caswell, J. L., & Green, A. J., 1975, AuJPA, 37, 1
 Ferrand, G., & Safi-Harb, S., 2012, Adv. Space Res., 49, 1313
 Giacani, E., et al., 2009, AA, 507, 841
 Kinugasa, K., et al., 1998, PASJ, 50, 249
 Sezer, A., & Gök, F., 2014, ApJ, 790, 81
 Uchiyama, H., et al., 2013, PASJ, 65, 19
 Yamaguchi, H., et al., 2014, ApJ, 785, 2
 Yang, X. J., et al., 2013, ApJ, 766, 44

星間11

マグネターの親星推定のためのRCW103のX線精密分光解析

京都大学 理学研究科物理学宇宙物理学専攻
成田 拓仁

マグネターの親星推定のための RCW103 の X 線精密分光解析

成田 拓仁 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

RCW 103 は ~ 2000 歳の若い重力崩壊型超新星残骸 (SNR) であり、6.67 時間の長い変動周期を持つマグネター (1E 161348–5055) が中心に存在する。一般的なマグネターの変動周期は ~ 10^0 s であり、1E 161348–5055 は、これらと比べて長い変動周期を持っている。マグネターを持つ SNR は少なく、どのような親星がマグネターになるのかは分かっていない。RCW 103 の親星の起源を探るために、我々は SNR 中の ejecta 及び星周物質に着目した。親星の起源を推定するには、SNR に含まれる元素組成比を正確に測定することが重要であり、測定の精度を上げるためには高いエネルギー分解能による輝線の分離が必要になる。CCD を用いたこれまでの研究では、親星の推定質量は 18–20 M_{\odot} や 15 M_{\odot} などと定まっていなかった。この原因として、CCD のエネルギー分解能では $\lesssim 1$ keV の Ne や Fe などの輝線が分離できていないことが挙げられる。本研究では $\lesssim 1$ keV の輝線の解析に対して、現在のところ最も適した検出器である XMM-Newton 衛星搭載の反射型回折分光器 (RGS) を用いた。RCW 103 の、RGS による X 線精密分光観測の結果から、今までの観測では十分に分光できていなかった Fe-L や Ne-K, Mg-K, O-K, N-K などの多数の輝線を検出した。本講演では解析結果を報告し、RCW 103 の親星について議論を行う。

1 Introduction

質量が $8M_{\odot}$ 以上の重い恒星は、その一生の最期に重力崩壊型の超新星爆発を起こす。星の進化が進むと、星の表面のガスの輻射圧が重力に勝る。その結果、星風としてガスが吹き出し、星周物質 (CSM) として残る。さらに星の進化が進むと、星の中心核が重力崩壊する反動で星の外層部は秒速数千 km で吹き飛ばされる。衝撃波によって周囲の星間ガス (ISM) や星周物質 (CSM) が $\sim 10^7$ K まで加熱、圧縮されて球殻状の shell を形成したり、shell に跳ね返された後方衝撃波 (reverse shock) によって爆発噴出物 (ejecta) が加熱されたりすることで、X 線で明るく光っている。この星雲状の天体を超新星残骸 (SNR) といい、その中心付近には重力崩壊で作られた中性子星 (NS) が見つかる場合がある。NS の中には、強い磁場を持つマグネターと呼ばれる NS を持つ SNR が存在する。しかしそのような SNR は少なく、どのような親星がマグネターになるのかは分かっていない。

SNR の X 線観測によって、輝度やプラズマの電子温度、元素アバンダンスを知ることができる。重力崩壊型の超新星では、進化の最終段階で星の外層から吹き出され、周囲に残った CSM が爆発の衝撃に

よって加熱され、X 線で光る。CSM に含まれる元素 C,N,O などの相対比率は親星の質量に依存する。そのため CSM の元素アバンダンスを求めることによって、爆発モデルからその SNR の親星の質量を推定できる。

RCW103 は ~ 2000 歳の若い重力崩壊型 SNR であり (Carter et al. 1997)、距離は約 3.1kpc (Reynoso et al. 2004)、視直径は約 10 分角である。この SNR は 2000 年に X 線光度が約 50 倍に増大する現象が観測され、2005 年 8 月の XMM-Newton 衛星の観測から、中心に存在するマグネター (1E 161348–5055) が、6.67 時間の変動周期を持つことがわかっている (De Luca et al. 2006)。これは一般的なマグネターの変動周期 ~ 10^0 s よりも長い。本研究では C,N,O などの軽い元素のアバンダンスに着目して、RCW103 の親星について探った。

2 Observations

我々は X 線天文衛星 XMM-Newton の公開データを解析した。XMM-Newton には CCD 検出器 MOS1/MOS2 の他に、反射型回折分光器

(RGS)RGS1/RGS2 が搭載されており、RGS は現在のところ、 $\lesssim 1$ keV の分光に最も適している検出器である。XMM-Newton による RCW103 の観測は過去に複数回行われており、その中でバックグラウンド観測と同じ時期に観測されたものを選んだ。観測の詳細は表 1 の通りである。スペクトルデータは MOS1/MOS2 と RGS1/RGS2 のデータを使用した。RGS のデータに関しては 1 次光データと 2 次光データの両方を使用した。

表 1: 使用した観測データ

ID	名称	観測開始時間	観測時間 (s)
0113050601	1E 1613-5055	2001-09-03 18:51:00	19599
0113050701	1E 1613-5055 off	2001-09-03 10:06:48	28711

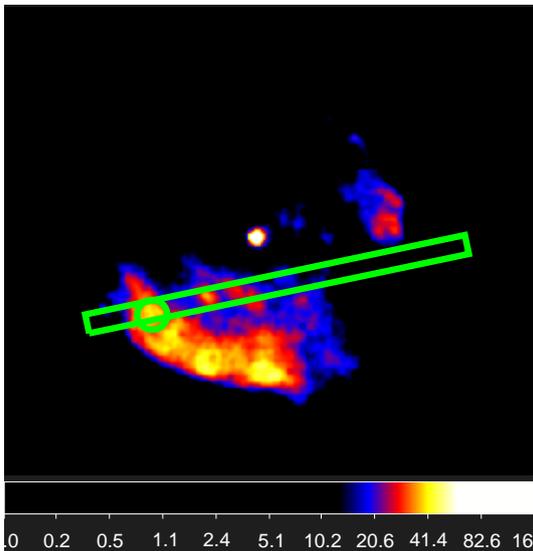


図 1: 0.5-2.5keV の MOS1 検出器の X 線イメージ。カラースケールは輝度。長方形が分割した RGS の視野角の一部、丸がソース中心として使用した領域。

3 Analysis and Results

3.1 Image Analysis

データの再プロセスには解析ソフトウェア Science Analysis System(SAS)を使用した。RGS のソーススペクトルを抽出した領域を図 1 に示す。RCW103 は広範囲に広がった天体であり、多温度・電離度のプ

ラズマが含まれ複雑な構造になっていることが想定されるので、領域を分けて抽出することにより、データを単純化した。南東領域の明るい構造の中で、観測データの RGS 視野角の中に入っている領域を一つ抽出した。応答関数についても同様の理由から点源用のものを用いることができないので天体の輝度分布を畳み込んだ応答関数の作成が必要となった。今回は 0.5-2.5keV における MOS1 の X 線イメージを用いて応答関数を作成した。バックグラウンドスペクトルの抽出についてはソース領域が RGS 観測領域の全体に広がっているため、同時期に観測されたバックグラウンド用の観測を用いてバックグラウンドスペクトルを作成した。

3.2 Spectral Analysis

図 2 より、N Ly α (0.498keV)、O VII K α (0.574)、O VIII K α (0.654)、Ne-K、Mg-K、Si-K、Fe-L の輝線を検出できていることがわかる。RCW103 において N Ly α の輝線が検出されるのは初めてのことである。

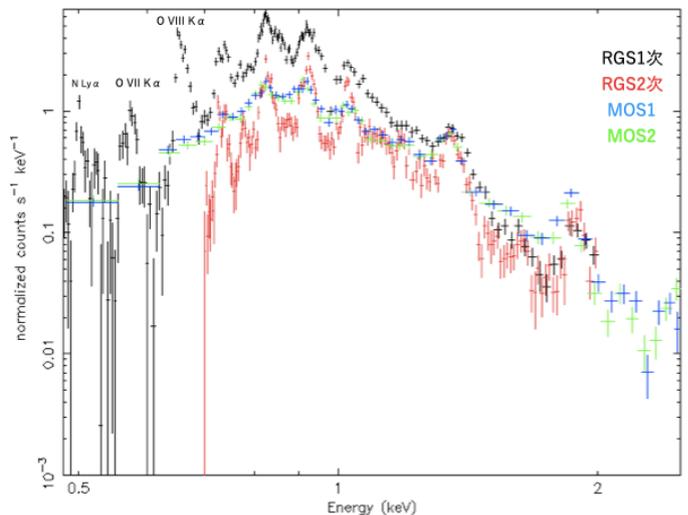


図 2: RCW103 南東領域の RGS と MOS のスペクトル (RGS の 1 次光 (黒)、RGS の 2 次光 (赤)、MOS1(青)、MOS2(緑))

使用した全てのスペクトルのフィッティング結果を図 3 に示し、RGS1 次光のスペクトルのフィッティン

グ結果を図 4 に示す。X 線スペクトルのモデルには、星間吸収モデル (tbabs) と電離非平衡モデル (vnei) を使用した。はじめに一温度成分でフィットしたところ、1keV 周辺の輝線構造や、0.5keV 付近の輝線構造が説明できなかった。そこで二温度の成分でフィットしたところ、 $\sim 0.3\text{keV}$ と $\sim 0.6\text{keV}$ の成分で再現でき、SNR のスペクトルには少なくとも二温度の成分が必要であることがわかった。

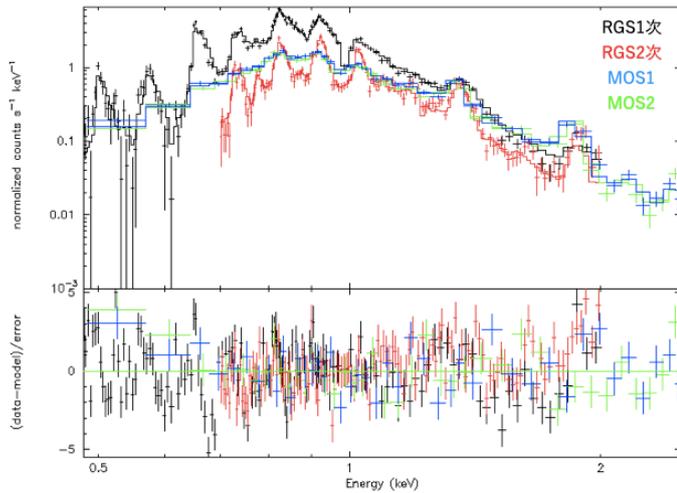


図 3: RCW103 南東領域の RGS と MOS のスペクトル 色は図 2 と同様
 フィッティングモデルは $\text{tbabs}^*(\text{vnei}+\text{vnei})$

ベストフィットパラメータを表 2 に示す。星風吸収は SNR の距離 $3.1\text{kpc}=9.6 \times 10^{21}\text{cm}$ と矛盾しなかった。高温成分においては重元素の組成比が solar よりも大きくなった。 $\text{Fe}/\text{H}=1.4^{+0.3}_{-0.2}(\text{Fe}/\text{H})_{\odot}$ と測定され、重力崩壊型超新星の爆発噴出物として Fe 元素が豊富なことと一致している。低温成分は $\text{N}/\text{O} \sim 4.02(\text{N}/\text{O})_{\odot}$ と測定され、ISM として予想される $\text{N}/\text{O} \sim 1.0(\text{N}/\text{O})_{\odot}$ と大きくずれている。以上から高温・低温成分の起源はそれぞれ爆発噴出物、CSM と考えられる。

4 Discussion

低温成分 (CSM) の N/O 比に着目し、その組成比を元素合成モデルと比較する。 N/O 比を使って 1978K の親星推定を行なった Chiba et al.(2020) では、様々

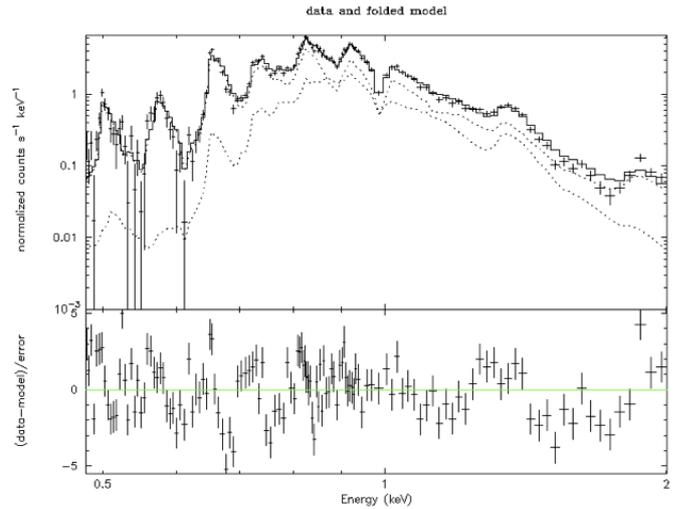


図 4: RGS1 次光のスペクトル。フィッティングモデルは図 3 と同様。高エネルギー側で支配的になっているのが高温成分、低エネルギー側で支配的になっているのが低温成分。

表 2: ベストフィットパラメータ

(組成比は太陽組成比に対する値、誤差は 90%信頼度)

モデル	パラメータ	値
TBabs	$N_H(10^{22}\text{cm}^{-2})$	$0.92^{+0.03}_{-0.01}$
VNEI (ejecta)	$kT_s(\text{keV})$	$0.68^{+0.03}_{-0.03}$
	H,He,C,N,O,S,Ar,Ca	1(fixed)
	Ne	$1.7^{+0.3}_{-0.3}$
	Mg	$1.3^{+0.3}_{-0.2}$
	Si	$2.0^{+0.4}_{-0.3}$
	Fe(=Ni)	$1.4^{+0.3}_{-0.2}$
VNEI (CSM)	$n_e t(10^{11}\text{cm}^{-3}\text{s})$	$1.8^{+0.3}_{-0.5}$
	$kT_s(\text{keV})$	$0.208^{+0.009}_{-0.005}$
	H,He,C,Mg,Si,S,Ar,Ca,Fe,Ni	1(fixed)
	N	$1.6^{+0.5}_{-0.4}$
	O	$0.40^{+0.07}_{-0.03}$
	Ne	$0.57^{+0.08}_{-0.04}$
	$n_e t(10^{11}\text{cm}^{-3}\text{s})$	$7.6^{+13.5}_{-3.7}$

な回転速度の赤色超巨星における表層の N/O 比をモデル計算し、観測と比較を行っていた。赤色超巨星は親星の質量の他に、初期回転速度によっても元素合成が行われる場所の密度等が変化し、爆発前の様

相が変化する。そのため、同じ質量であっても速度によって N/O 比が変化する。Chiba et al.(2020) で用いられた Yoshida et al.(2019) のモデル計算によると、 $8M_{\odot}$ の赤色超巨星の外層における N/O 比は初期回転速度 0km s^{-1} 、 200km s^{-1} 、 262km s^{-1} に応じて、それぞれ太陽組成比の 4、6、1.0 倍になることがわかっている。本研究の測定結果 $N/O \sim 4.02(N/O)_{\odot}$ と比較すると、RCW103 の親星の質量は $8M_{\odot}$ で初期回転速度がないものに対応することになる。爆発噴出物の Fe/Si、Mg/Si、S/Si 組成比に基づいて、RCW103 の質量推定を行なった Frank et al.(2015) や Braun et al.(2019) では、親星の質量は $18\text{-}20M_{\odot}$ や $15M_{\odot}$ と推定されている。本研究で測定された値は $Fe/Si \sim 0.72(Fe/Si)_{\odot}$ 、 $Mg/Si \sim 0.65(Mg/Si)_{\odot}$ であり、推定される質量は $15M_{\odot}$ となった。質量推定の方法による違いが生まれている原因は、爆発噴出物由来の O が CSM 成分に混入して N/O 比が低下した可能性などが考えられる。今回解析した領域特有のものなのか判断するために、他の領域も網羅的に解析をして比較する必要がある。また、同じ領域においても N,O 輝線を分光できているのが RGS の 1 次光のみであるため、同じ領域の含まれた他の観測等も同時フィッティングを行い、統計量をあげて再度検証する必要がある。

5 Conclusion

本研究では、高いエネルギー分解能を持つ XMM-Newton 衛星搭載の RGS で観測された超新星残骸 RCW103 の X 線スペクトルを解析した。解析の結果、この天体から初めて N の K 輝線を検出することに成功し、 $N/O \sim 4.02(N/O)_{\odot}$ であると分かった。この結果を使った質量推定と Fe/Si 比、Mg/Si 比を使った質量推定には矛盾があり、親星の質量を決めることはできなかった。この問題を解決するために、他の領域のデータ解析や、同じ領域の別の観測の同時フィッティングなどを行い、統計量を増やして親星の推定ができるか検証したい。

Reference

- Carter, L. M., Dickel, J. R., & Bomans, D. J., 1997, *PASP*, 109, 990
- Reynoso, E. M., Green, A. J., & Johnston, S., 2004, *PASA*, 21, 82
- De Luca, A., Caraveo, P. A., Mereghetti, S., Tiengo, A., & Bignami, G. F. 2006, *Science*, 313, 814
- Chiba, Y., Katsuda, S., Yoshida, T., Takahashi, K., & Umeda, H. 2020, *PASJ*, 72, 2
- Yoshida, T., Takiwaki, T., Kotake, K., Takahashi, K., & Umeda, H. 2019, *ApJ*, 881, 16
- Frank K. A., Burrows D. N., & Park S., 2015, *ApJ*, 810, 113
- Braun, C., Safi-Harb, S., & Fryer, C. L., 2016 *Mon., Notices Royal Astron. Soc.*, 489, 4444-4463

星間12

超新星残骸 RX J0852.0 - 4622 における陽子起源・電子起源ガンマ線の分離と定量

名古屋大学 理学研究科素粒子宇宙物理学専攻
有賀 麻貴

超新星残骸 RX J0852.0–4622 におけるガンマ線発生機構 陽子・電子起源の分離定量

有賀 麻貴 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

超新星残骸 (SNR) からのガンマ線放射を理解することは、宇宙線の起源を解き明かす上で本質的である。我々は、ガンマ線で明るい SNR RX J0852.0–4622 (Vela Jr.) においてガンマ線・X線・星間陽子の解析を行い、ガンマ線の放射機構 (宇宙線陽子または電子起源) を分離したので報告する。具体的には、Fukui et al. (2021) の方法に沿って、ガンマ線カウント N_g を、星間陽子の柱密度 N_p とシンクロトロン X 線カウント N_x の線形モデル $N_g = aN_p + bN_x$ で表現できるとしてフィットすることで両者の分離を試みた。結果として、陽子起源は 46%、電子起源は 54% に分離定量することができた。同様の手法で解析されたガンマ線 SNR RX J1713.7–3946 との比較を通して、陽子・電子起源ガンマ線を決定づける要素は、SNR と相互作用する分子雲と H I 雲の質量比である可能性を提案する。

1 Introduction

宇宙空間を光速に近い速さで飛び交う荷電粒子は宇宙線と呼ばれる。地球近傍での宇宙線の組成は陽子が 90% 程度、ヘリウム原子核が 9% 程度存在し、残りの 1% が電子やそのほかの原子核である。宇宙線は星間物質の電離や化学進化に影響することから、銀河の進化を理解するうえで重要である。宇宙線電子成分については、超新星残骸 (SNR) からのシンクロトロン X 線検出によって確認された (Koyama et al. 1995)。一方で、宇宙線の主成分である陽子も加速されているかどうかは議論が続いていた。

問題解決の鍵を握るのは、SNR からのガンマ線放射である。宇宙線の主成分である陽子は、宇宙線陽子と星間ガス中の陽子 (星間陽子) の相互作用で生じる π 中間子の崩壊起源のガンマ線 (陽子起源ガンマ線) によって捉えることができる。従って、陽子起源ガンマ線を捉えることができれば、SNR = 宇宙線の加速源という描像を確立できる。一方、宇宙線電子も低エネルギー光子を逆コンプトン散乱で叩き上げるによりガンマ線を放射する (電子起源ガンマ線)。これまでガンマ線のエネルギースペクトルと粒子加速理論モデルとの比較によって陽子・電子起源の分離が試みられたが、どちらの放射でも観測点は再現され、分離には到っていない (e.g., Zirakashvili

& Aharonian 2010; H. E. S. S. Collaboration et al. 2018a)。

最近、Fukui et al. (2021) は、ガンマ線で明るい SNR RX J1713.7–3946 (以後 RXJ1713) について、初めて陽子・電子起源ガンマ線の分離定量に成功した。これは、ガンマ線放射が、宇宙線電子から放射される X 線と、宇宙線陽子のターゲットになる星間陽子の線形結合で表されることを利用したもので、最終的に陽子・電子起源ガンマ線はそれぞれ 70%、30% であることを示した。目下最大の課題は、この値が SNR において普遍的な値かどうかを、他の性質の似たガンマ線 SNR に拡張して確認することにある。

SNR RX J0852.0–4622 (Vela Jr., 以後 RXJ0852) は、ガンマ線とシンクロトロン X 線で明るい SNR である (図 1)。約 750 pc と近い距離にあるため視直径も 2° と大きく、ガンマ線と X 線、星間陽子の空間相関を探るうえで適している。本研究では、Fukui et al. (2021) の方法に倣って、RXJ0852 からのガンマ線放射の定量分離を目的として研究を進め、その割合を特徴づける要素を議論した。Section 2 では本研究で使用したデータについて述べ、Section 3 では解析結果について紹介する。Section 4 では、RXJ0852 と RXJ1713 の比較を通して、陽子・電子起源ガンマ線の割合を決定づける要素について議論する。Section 5 では結論を述べる。

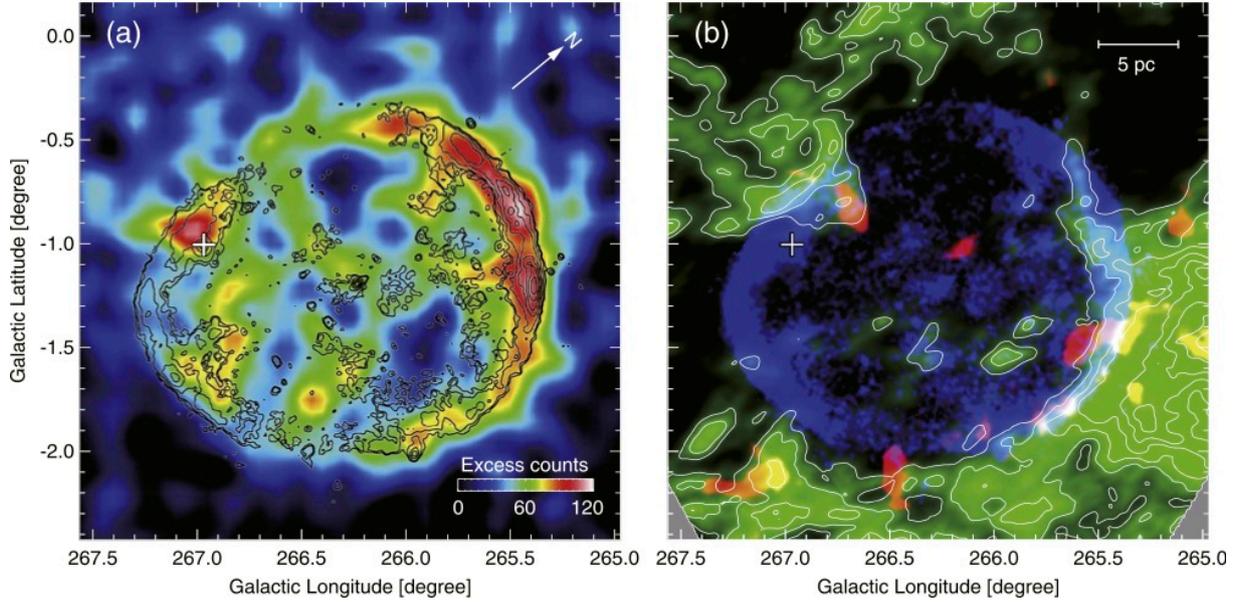


図 1: (a) RXJ0852 のガンマ線画像 ($E > 250$ GeV) に X 線コントア (E 2.0–5.7 keV) を重ねた図 (Fukui et al. 2017)。 (b) X 線と SNR に付随する分子雲・HI 雲の分布 (Fukui et al. 2017)。青が X 線強度、赤が $^{12}\text{CO}(J = 1-0)$ 積分強度、緑が HI 積分強度を示す。積分範囲は CO が 22–33 km s $^{-1}$ 、HI が 28–33 km s $^{-1}$ である。図中のクロスは、RXJ0852 と視線方向上に重なる無関係のパルサーの位置を示す (Acero et al. 2013)。

2 Observations

本研究では、NANTEN の $^{12}\text{CO}(J = 1-0)$ と ATCA & Parkes の HI、Suzaku の X 線、H.E.S.S. のガンマ線データを使用し、空間分布の比較を行なった。使用した観測データの詳細を表 1 にまとめた。

星間陽子の柱密度 $N_p(\text{H}_2 + \text{HI})$ (以後 N_p と表記) は以下のように計算した (柱密度の単位は全て cm $^{-2}$)。

$$N_p(\text{H}_2 + \text{HI}) = 2 \times N(\text{H}_2) + N(\text{HI}), \quad (1)$$

ここで、 $N(\text{H}_2)$ は水素分子の柱密度、 $N(\text{HI})$ は水素原子の柱密度である。 $N(\text{H}_2)$ は以下の式で求めた。

$$N(\text{H}_2) = X_{\text{CO}} \times W(\text{CO}), \quad (2)$$

ここで X_{CO} は CO-to- H_2 変換係数であり、 2×10^{20} cm $^{-2}(\text{K km s}^{-1})^{-1}$ (Bolatto et al. 2013) を用いた。 $W(\text{CO})$ は $^{12}\text{CO}(J = 1-0)$ の積分強度 (K km s $^{-1}$) である。HI ガスの柱密度 $N(\text{HI})(\text{cm}^{-2})$ は、光学的に厚い仮定で導出した (Fukui et al. 2017)。CO/HI の積分範囲 (SNR に付随する星間物質の速度範囲)

は、Fukui et al. (2017) から 20–35 km s $^{-1}$ を使用した (図 1b)。

3 Results

図 2 は、ガンマ線の角度分解能 ($\sim 11.4'$) にリグリッドしたガンマ線カウント N_g (counts arcmin $^{-2}$)、星間陽子柱密度 N_p (10^{22} cm $^{-2}$)、X 線カウント N_X (Counts s $^{-1}$ degree $^{-2}$) の分布を示す。シェルの外側の領域および視線方向に重なるパルサー風星雲は除外してある (Acero et al. 2013)。これらを以下の式でフィットした。

$$N_g = aN_p + bN_X \quad (3)$$

ここで a と b は係数である。 a は宇宙線陽子の密度に比例し、 b は宇宙マイクロ波背景放射の密度および磁場 B^{-2} に比例する。宇宙線陽子、電子の密度と磁場は観測領域中で一様であると仮定する。図 3 に fitting した結果を示す。結果として $a = 1.86 \pm 0.24$,

表 1: 本研究で使用した観測データ

	$^{12}\text{CO}(J = 1-0)$	HI	X-ray (2.0–5.7 keV)	Gamma-ray
望遠鏡	NANTEN	ATCA&Parkes	Suzaku	H.E.S.S.
角度分解能	156''	245'' × 130'' (P.A. 117°)	120''	680''
速度分解能	0.1 km s ⁻¹	0.82 km s ⁻¹	—	—
T_{rms} ch ⁻¹	0.5 K	1.4 K	—	—
References	Moriguchi et al. (2001)	Fukui et al. (2017)	Fukui et al. (2017)	H.E.S.S. Col. (2018b)

$b = 22.7 \pm 2.5$ と求まり、式 (3) から陽子と電子起源ガンマ線の割合はそれぞれ 46% と 54% に分離できた。

4 Discussion

RXJ0852 からのガンマ線放射は、陽子起源が 46%、電子起源が 54% と定量できた。この結果は RXJ1713 の結果 (陽子起源:70%、電子起源:30%) とは異なる。この理由を議論するため、表 2 にそれぞれの天体の物理量をまとめた。RXJ1713 と RXJ0852 は類似点が多いが X 線フラックスや、分子雲と HI 雲の質量比が異なる。具体的には、RXJ0852 の方が X 線フラックスが 1 桁程度小さい。この X 線フラックスが磁場のみの効果によるものと考え、X 線フラックスは磁場の 2 乗に比例するため、RXJ0852 では RXJ1713 よりも磁場が 3 倍程度小さくなる。また、RXJ0852 では分子雲と HI 雲の割合が異なり、分子雲の割合が一桁以上小さい。一方で RXJ1713 は、分子雲と HI 雲の割合は同程度である。

我々は RXJ1713 と RXJ0852 の陽子・電子起源ガンマ線の割合の違いが、付随する星間陽子の密度差、すなわち分子雲と HI 雲の割合に依存している可能性を提案する。磁場強度は、星間陽子の密度差が大きいくほど増幅される (Inoue et al. 2012)。RXJ0852 は HI 雲が支配的で分子雲が少ないため、RXJ1713 と比べて星間陽子の密度差は小さく、平均磁場も小さいと考えられる。そのためシンクロトロン放射による冷却が効かず、高エネルギー電子が生き残りやすい環境が作られる。この結果、電子起源のガンマ線の割合は相対的に大きくなる考えた。今後、次世代ガンマ線望遠鏡による高角度分解能・高感度観測

表 2: RXJ1713 と RXJ0852 の物理量

	RXJ1713	RXJ0852
距離	1 kpc	750 pc
視直径/直径	1°/18 pc	2°/24 pc
年齢	1600 yr	1700 yr
CC or Ia 型	CC	CC
形態	Shell	Shell
X 線 Flux ^a	7.65 ± 0.03	0.83 ± 0.02
ガンマ線 Flux ^b	1.69	2.34
分子雲の質量	1.0 × 10 ⁴ M _⊙	0.1 × 10 ⁴ M _⊙
HI 雲の質量	1.0 × 10 ⁴ M _⊙	2.5 × 10 ⁴ M _⊙
陽子・電子起源	70%・30%	46%・54%

^aUnit: 10⁻¹⁰ erg cm⁻² s⁻¹. E : 1–10 keV for RXJ1713 and E : 2–10 keV for RXJ0852.

^bUnit: 10⁻¹¹ cm⁻² s⁻¹. $E > 1$ TeV.

を行うことで、さらに多くの天体について研究対象を拡張し、SNR における宇宙線陽子・電子の加速について理解が深まるだろう。

5 Conclusion

我々は RXJ0852 におけるガンマ線、X 線、星間陽子の比較研究を行なった。Fukui et al. (2021) の手法に則り、ガンマ線カウントを、星間陽子の柱密度とシンクロトロン X 線カウントの線形結合として表現することで、陽子・電子起源ガンマ線の割合をそれぞれ 46%、54% と導出した。RXJ1713 との比較を通して、陽子・電子起源ガンマ線の割合は付随する分子雲と HI 雲の質量比によって特徴づけられる可能性を示唆した。

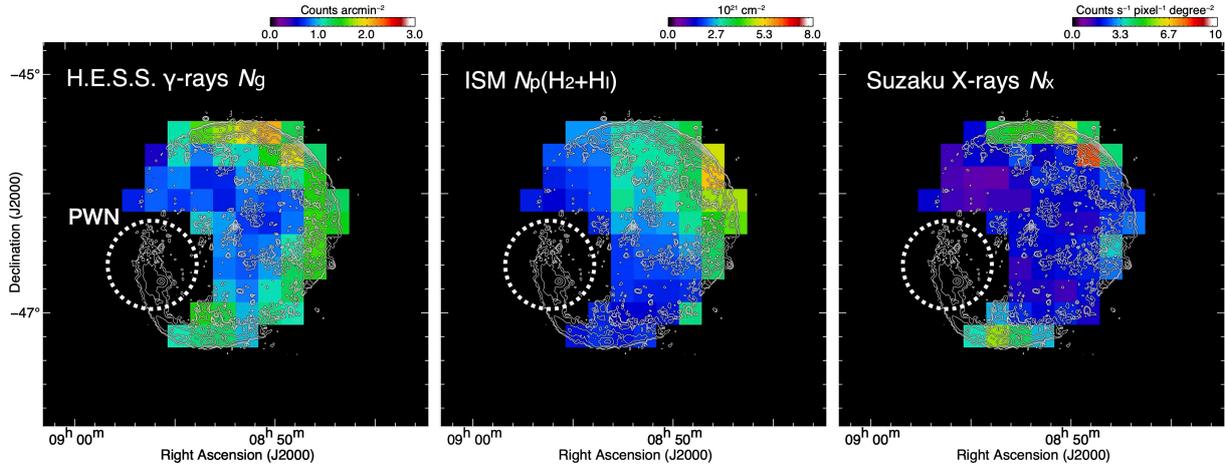


図 2: RXJ0852 における (a) ガンマ線 N_g 、(b) 星間陽子 N_p 、(c) X 線 N_x の空間分布。白のコントアは X 線。グリッドのサイズはガンマ線の分解能 (FWHM) である $11.4'$ にそろえてある。また、シェルの外側領域および視線方向に重なっているパルサー風星雲 PWN は除外してある (Acero et al. 2013)。

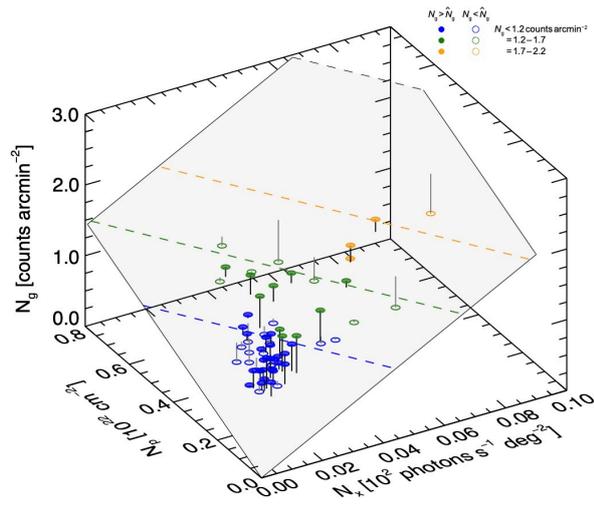


図 3: 平面による 3 次元 fitting。データは N_g の値で色分けされている。塗りつぶされた点は fitting した平面の上に観測点があることを示し、白抜き点は平面の下に観測点があることを表す。また、点から伸びる垂直な棒は平面との距離を示す。青、緑、黄色の点線は、それぞれ $\hat{N}_g = 1.0, 1.5, 2.0$ counts arcmin $^{-2}$ を示す。ここで \hat{N}_g は、モデルのガンマ線カウントである。

Reference

- Acero, F., Gallant, Y., Ballet, J., et al. 2013, A&A, 551, A7.
- Bolatto, A. D., Wolfire, M., & Leroy, A. K. 2013, ARAA, 51, 207.
- Fukui, Y., Sano, H., Sato, J., et al. 2017, ApJ, 850, 71.
- Fukui, Y., Sano, H., Yamane, Y., et al. 2021, ApJ, 915, 84.
- H. E. S. S. Collaboration, Abdalla, H., Abramowski, A., et al. 2018a, A&A, 612, A6.
- H. E. S. S. Collaboration, Abdalla, H., Abramowski, A., et al. 2018b, A&A, 612, A7.
- Inoue, T., Yamazaki, R., Inutsuka, S.-. ichiro ., et al. 2012, ApJ, 744, 71.
- Koyama, K., Petre, R., Gotthelf, E. V., et al. 1995, Nature, 378, 255.
- Moriguchi, Y., Yamaguchi, N., Onishi, T., et al. 2001, PASJ, 53, 1025.
- Zirakashvili, V. N. & Aharonian, F. A. 2010, ApJ, 708, 965.

星間13

深層学習を用いた Cygnus X 領域の赤外線リング構造 の同定

大阪府立大学 理学系研究科物理科学専攻
西本 晋平

深層学習を用いた Cygnus X 領域の赤外線リング構造の同定

西本 晋平 (大阪府立大学大学院 理学系研究科)

Abstract

一般的に、大質量星が形成する若い H II 領域 ($< \sim$ 数 Myr) は $24\mu\text{m}$ の波長等の連続波でトレースされるホットダストを $8\mu\text{m}$ 等で明るい PAH feature の emission が取り囲むようなリング状構造 (赤外線リング構造) を有している。これらの周囲には、大質量星形成時の環境が少なからず残されていると考えられるため、その物理的性質を調べることは大質量星形成のメカニズムを解明する上で重要である。しかしながら、このような構造を持つ天体の同定はこれまで人間の目で行われてきており、多大な労力と時間がかかることに加え、見落としや誤検知といった人的誤差が生じる問題がある。その同定の大規模な例として、Milky Way Project (MWP) があり、数万人の市民科学者の目によって、銀河面で 2600 個同定されている (Jayasinghe et al. 2019)。我々は、これらの問題を解決するために、深層学習手法を用いて、赤外線リング構造検出モデルを構築した。今回は、深層学習の中でも、物体検出に長けた手法である Single Shot MultiBox Detector (Liu W et al. 2016) を用いた。データには、赤外線天文衛星 Spitzer の $8\mu\text{m}$, $24\mu\text{m}$ を使用し、教師データには MWP の天体を用いた。本モデルを太陽系から最も近い活発な大質量形成領域の一つである Cygnus X 領域に適応した結果、数百天体が新たに検出され、MWP によってすでに同定されていた 47 天体の約 7 割と一致していた。講演では、本モデルの正当性や、同定された天体の物理的性質について議論する。

1 Introduction

星の一生は、質量によって決まる。小質量星形成は、高密度分子雲コアの重力崩壊により、原始星が形成され、それが外層の物質の降着により質量を増して成長するという標準的なシナリオが存在する。しかし、このシナリオは大質量星形成には当てはまらない。単純に長時間降着をするだけでは、大質量星の寿命までに獲得できる質量は、せいぜい $30\sim 40M_{\odot}$ となり、 $100M_{\odot}$ を超える大質量星形成の説明ができないからである (Wolfire & Cassinelli 1987)。また、中心星が主系列星となり膨大な放射をすると、物質の降着を妨げるフィードバック問題も起こる。このように大質量星形成過程は、小質量星形成過程を時間的に延長しただけでは説明できず、宇宙物理学における未解決問題の一つであり、理論や観測などの様々なアプローチによって解明に励んでいる。

本研究では大質量星形成過程の観測による手がかりのひとつであると考えられている、赤外線リング構造 (以後リング) に注目した。リングは、星間物質の重要な形状の特徴があり、大質量星形成初期の状態が残っていると考えられている。これらは、大

質量星形成過程を理解する重要な手がかりを与えてくれる可能性がある。リングの同定は、先行研究である Churchwell et al. (2006, 2007) や Jayasinghe et al. (2019) によって行われている。Churchwell らは数人によって、Jayasinghe は数年間で数万人の市民科学者を動員することによって赤外線リング構造を同定しており、いずれも人による同定となり多大な労力を有している。

そこで、我々はこれらのリングを深層学習により同定し、統計的な性質や YSO などとの関係を調べることで、大質量星形成時の環境の解明を試みた。学習データには銀経 $-63^{\circ}\sim 63^{\circ}$ 内のリングを使用し、学習したモデルで Cygnus X 領域内にあるリングの同定を行った。

Cygnus X 領域は、赤経 $20\text{h}31\text{m}$ 、赤緯 $+40\text{d}20\text{s}$ を中心とした約 $5^{\circ}\times 5^{\circ}$ の枠の中に位置する。この領域は、非常に活発に大質量星形成が行われていると考えられており、数百の H II 領域、9つの OB association、DR21 のような GMC などが確認されている。以上から、Cygnus X 領域には多くのリングが存在すると考えられる。MWP における Cygnus X 領域の調

査では、47 個のリングが検出されている。

本集録では、セクション 2 で深層学習を用いた物体検出手法、セクション 3 にてその手法を用いた時の結果を示す。そして、セクション 4, 5 で、その妥当性や YSO との対比について述べる。

2 Data

今回用いたデータは、Spitzer Space Telescope (空間 grid 2”) 用いた、Galactic Legacy Infrared Midplane Extraordinaire (GLIMPSE; Benjamin et al. 2003) の赤外線データである。今回は、Infrared Array Camera (IRAC; Fazio et al. 2014) によって観測された波長 3.6, 4.5, 5.8, 8.0 μm のデータのうち 8.0 μm , The Multiband Imaging Photometer For Spitzer (MIPS; Rieke et al. 2004) による 24 μm のデータ (すべて 1pix あたり 2.4”) を使用した。Cygnus X 領域のデータも同様に、Spitzer Space Telescope が観測したものである。

3 Methods

3.1 SSD

本研究では、赤外線リング構造の同定に Single Shot MultiBox Detector (Liu W et al. 2016、以後 SSD) をベースとしたモデルを使用した。300 \times 300 の画像を入力することで、出力として画像のどの位置に何%の確率でリングがあるのかを返される。単純な Convolutional Neural Network (CNN) だと確率のみの出力で、位置の出力がないため、解析の段階での処理が難しいが、SSD を用いることでそのような問題は解決される。また、画像内の様々なサイズの物体を検出できることも、この手法の特徴である。300 \times 300 の入力画像を 1 \times 1 になるまで convolution をしていき、その過程で生まれる、いくつかの特徴量マップを使用することで様々なサイズの物体を検出することを可能としている。図 1 にて、SSD の簡易図を示す。

SSD には学習と推論がある。学習段階では正解が分かっている、あらかじめ用意したデータ (学習データ) をモデルに読み込ませることによって、モデル

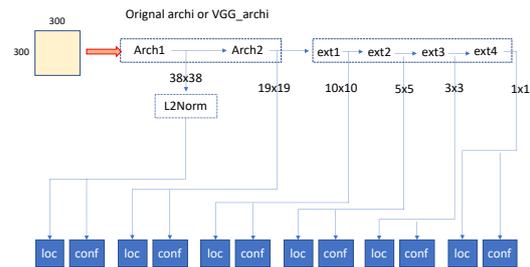


図 1: SSD のアーキテクチャ。Arch1, Arch2, ext1, ext2, ext3, ext4 は convolution, maxpooling が入った層を表しており、矢印の先の loc, conf は 6 種類の特徴量マップそれぞれが持つ、各自一層の convolution 層のことである。矢印にある 38 \times 38 といった数字は特徴量マップの大きさを表し、6 種類の特徴量マップを用いることで、様々なサイズの検出を可能としている。

のパラメーターを更新していく。これによって、モデルは注目する物体の検出に特化したモデルになる。推論パートでは、未知の 300 \times 300 の画像をモデルに入力することで、その画像のどの位置に何%の確率でリングがあるのかという予測を返す。

3.2 train data

学習データには、先行研究の MWP (Jayasinghe et al. 2019) によって同定された 2600 個のリングの内、Cygnus X 領域内のリングや上手く切り出すことができなかったリングを除いた 2412 個を rank1~5 に rank 付けし (rank5 が最もリングに見える、rank 1 はリングに見えない)、rank4,5 となった 1175 個のリングを用いた。選定された 1175 個のリングは、学習データにするには少なすぎるため、約 10 倍ほどに augmentation を行い、10000 枚程度に増やした。augmentation の方法は、リングを 300 \times 300 の画像に対し、1~1/19 の間に収まるようにして様々なサイズかつ、一つのデータに複数のリングが入るようにした。そうすることで様々な特徴を持った学習データを作成することが可能となる。

3.3 学習と推論

これらの学習データを使用し、SSD をが early stopping がかかるまで学習させた。図 2 は、学習時の loss の推移である。

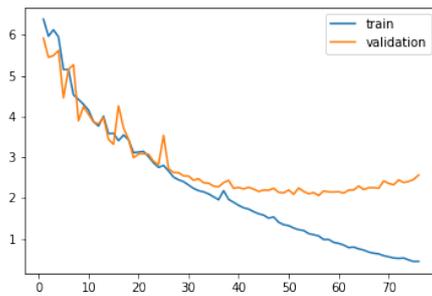


図 2: 学習時の loss の推移。学習データは、さらに train, validation に分けて、train でパラメータを更新、validation でモデルの汎化性能を確認する。

推論は、この学習したモデルに未知の画像を入れることで行う。未知の画像は、今回は Cygnus X 領域であり、約 20000pix×20000pix の画像を一边、様々なサイズの正方形の形に切り出していく。各サイズで切り出されたデータは、300pix×300pix に resize して、モデルに入力し、出力された結果を合わせることで、様々なサイズのリングを検出を試みた。図 3 にて、例を示す。

4 Results

SSD によって検出されるリングには、それぞれ確率があり、今回は閾値を 0.99 とし、それを超えるリングのみを抽出した。そのようにすると、今回検出したリングは 158 個となり、MWP との一致率は約 72% となった。検出できなかったリングは、リングの半径が大きいものから、小さいものまであったが、極端に半径が大きいリング、極端に小さいリングが特に多く見られた。図 4 で、検出できなかったリング構造を示す。

一方で、MWP にない新たに検出できたリングもあり、その中には、明らかにリングと思われるものもある。

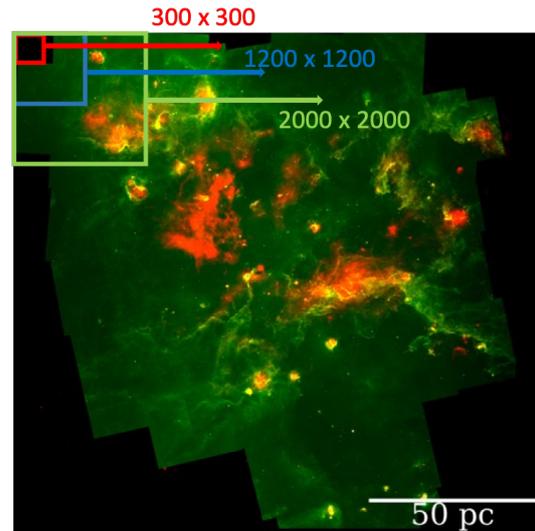


図 3: 推論の切り出し方。図では、例として 300x300, 1200x1200, 2000x2000 で切り出した時を示す

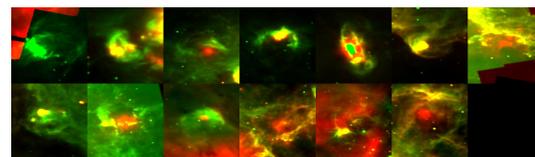


図 4: 今回のモデルで検出できなかったリング

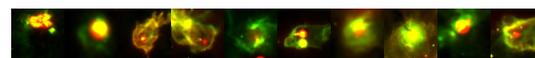


図 5: 今回のモデルによって新たに検出された Cygnus X 領域のリング例

5 Feature of Rings

今回検出できたリングは、サイズが小さいものが多い。図 6 にて、検出したリングのサイズ分布を示す。これはモデル自身がまだ完全に完成していないため、モデルがたまたま、このサイズに感度があり、このような結果が出たのか、それとも本当にこのサイズのリングが多いのか線引きが難しい。しかし、推論時に様々な切り出しサイズで行なっていることから、ある一定のサイズにしか感度がないということは考えにくい。

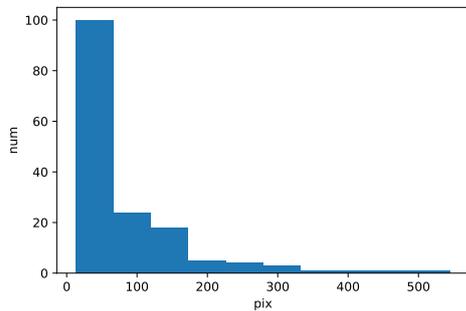


図 6: 検出したリングのサイズ分布

また、YSO とリングの比較も行った。YSO を多く含むリングや、全く YSO を含まないリングなど多様な特徴が見られた。特に YSO を ClassI, FS, ClassII, ClassIII とクラス別に分けた時、リング内にどのクラスが存在するかなど比較することで、そのリングの特徴などが得られると考えられる。

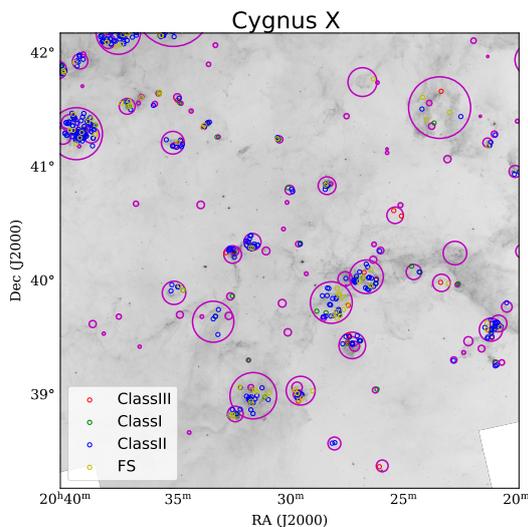


図 7: 検出したリングと YSO との比較

うなものもある。一方で、モデル自体はまだ不完全であり、confidence が高いにも関わらず、リングに見えないようなものを検出していたり、リングをリングでないと判断したりと不安定な部分があり、まだ実用化には程遠い。現在、この不安定な部分を解消すべく、様々なアプローチで解決策を見出しているところである。機械による判定はそれほど信用は得られていないが、こういった検出器が完成すると、今まで判定に掛かっていた時間や労力を大幅に削減でき、データ解析のスピードが上がるのが期待できる。

Reference

- Benjamin, R.A., et al. 2003, PASP, 115, 953
- LIU, Wei, et al. 2016. European conference on computer vision. Springer, Cham, p. 21-37.
- Churchwell et al.2006, ApJ, 649, 759
- Churchwell et al.2007, ApJ, 670, 428
- Fazio et al. 2004, ApJS, 154, 10
- Jayasinghe et al. 2019, MNRAS, 488, 1141
- Riekie et al. 2004, ApJS, 154, 25

6 Conclusion

今回のモデルは、MWP との一致率は約 72 %とほとんどのリングは概ね検出できていることがわかった。さらに、それ以外の検出した中でリングと思えるよ

星間 14

ALMAによる小マゼラン雲 N66 領域の大質量原始星に
付随する分子ガス観測

大阪府立大学 理学系研究科物理科学専攻
大川 将勢

未提出

星間15

ALMA-ACAを用いた渦巻銀河M33の分子雲広域観測

大阪府立大学 理学系研究科物理科学専攻
小西 亜侑

ALMA-ACA を用いた渦巻銀河 M33 の分子雲広域観測

小西 亜侑 (大阪府立大学大学院 理学系研究科)

Abstract

銀河進化および星形成を紐解く上では、主要な星形成の場である巨大分子雲 (Giant Molecular Clouds: GMCs) の形成とその進化過程を明らかにすることが重要である。特に、GMC の進化段階とそのタイムスケールを統計的に推定するためには、ひとつの銀河全体にわたる観測が必須である。M33 は最近傍の渦巻銀河 ($D \sim 840$ kpc) で程よい傾斜角 ($i \sim 50^\circ$) を持つため、均一な GMC のサンプルを得られ、かつ渦巻腕など銀河の大局的な構造と分子雲の進化の関係を探る上で絶好の観測ターゲットである。我々は M33 における CO 分子雲の性質を統計的に解析し、その他の銀河と比較を行うため、ALMA の Atacama Compact Array (ACA) による CO($J=2-1$) 輝線データ (空間分解能 ~ 30 pc) の解析を行っている。Dendrogram アルゴリズム (Rosolowsky et al. 2008) を用いて同定した CO の階層構造のうち、典型的なサイズが空間分解能程度である約 500 個の最小構造 “リーフ” を GMC とした。また、KPNO 2.1m によって得られた H α データにも同様の階層構造同定を行い、各 GMC における H II 領域の付随状態を調査した。その結果、H II 領域が付随していない GMC が ~ 100 個、H II 領域が付随している GMC が ~ 400 個となった。さらに CO 輝線強度と H α 光度との間には正の相関が見られた。本講演では GMC の進化段階とそのタイムスケールについて、GMC に付随する H II 領域の H α 光度と比較して議論する。

1 Introduction

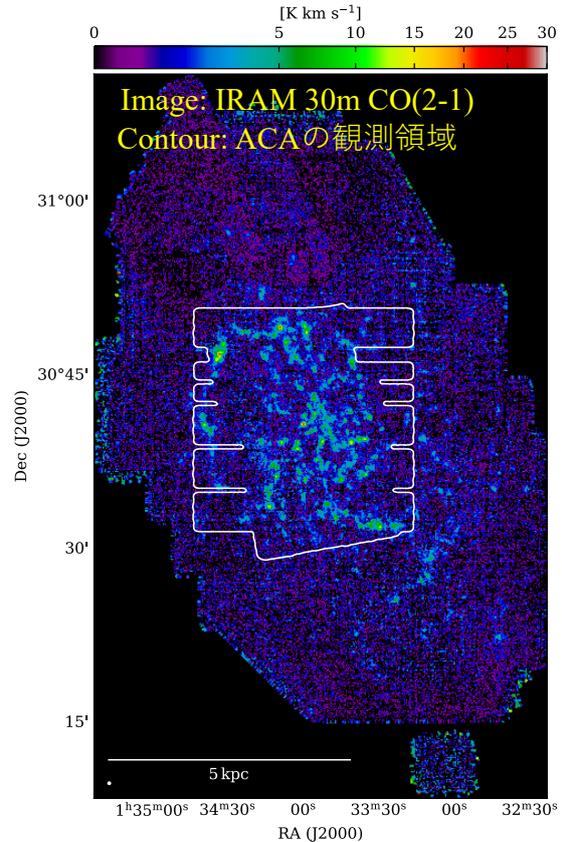
銀河進化の解明は、天文学における最も基本的な課題の一つである。銀河は主に星と星間ガスで構成され、星は分子ガスの重力収縮により生まれる。大質量星 ($\geq 8 M_\odot$) は超新星爆発を起こし、小質量星に比べて短いタイムスケール ($\sim 10^7$ 年) で星間空間に重元素を放出し、銀河進化に多大な影響を及ぼす。すなわち大質量星の形成過程を理解することは銀河進化を理解する上でとても重要であり、そのためには主な誕生の場である GMC の物理的性質および進化過程を調べる必要がある。最近の銀河系における銀河面広域 CO サーベイにより、GMC の性質が銀河の中の場所ごとに異なっていることが示されつつある (e.g., Torii et al. 2019) ことから、視線方向上の重なりを最小限に抑える銀河全体を鳥瞰した分子雲の高解像度観測の必要性が急速に高まりつつある。これまで、NANTEN による大マゼラン雲 (Large Magellanic Cloud: LMC) の全面観測では 272 個の GMC を、H II 領域が付随していない Type I、H II 領域が付随する Type II、H II 領域と星団の両方が付随する Type III の 3 段階に分類し、GMC が I、II、III の順で進化していくことを

提案した (Kawamura et al. 2009)。つまり進化に伴い GMC の質量が大きくなり星や星団を形成し、その後は恒星のフィードバックによりガスが散逸していくといったものである。さらに星団の年齢に基づいた Type ごとのタイムスケールも見積もられている。一方で IRAM 30m 鏡を用いた M33 の広域観測では GMC が 566 個同定され、赤外線や H α との比較により星形成の活発度合いに応じて GMC の進化段階分類が行われた (Corbelli et al. 2017)。

M33 は最近傍の渦巻銀河 ($D \sim 840$ kpc) であり、銀河円盤の程よい傾斜角 ($i \sim 50^\circ$) を持つため、均一な GMC のサンプルを得られ、かつ渦巻腕など銀河の大局的な構造と分子雲の進化の関係を探る上で絶好の観測ターゲットである。また ACA を用いることで分子ガス円盤のほぼ全域を分子雲スケール (数 10pc) で観測することができる。そこで我々は、ACA を用いた渦巻銀河 M33 の CO($2-1$) 輝線による広域観測を推進している。本研究では LMC や M33 の先行研究でもカバーしきれなかった $10^4 M_\odot$ 以下の小質量な分子雲も含む、より幅広い質量範囲での GMC の進化段階分類を試みる。

2 Observations and Data

本研究では ALMA-ACA 7m array を用いた CO(2-1) 輝線による M33 の広域観測を推進している。観測データは project code が 2018.A.00058.S (PI: K. Muraoka) と 2017.1.00901.S, 2019.1.01182.S (PI: E. Rosolowsky) のほぼ同様な観測設定である 2 つのデータを合体させたものであり、前者は解析時には観測途中であったため、本研究時点ではマップが未完成である。角度分解能は $7.28'' \times 6.51''$ (~ 28 pc)、速度分解能は 1.0 km/s でその時の感度は ~ 0.04 K である。観測領域は先行研究の IRAM30m 鏡によるデータと比べて狭い範囲であるが (図 1)、主に分子ガスが分布する領域をカバーしている。また ALMA の単一鏡での観測はされておらず、IRAM データと比較して Missing Flux は $\sim 50\%$ と見積もっている。また IRAM データの速度分解能が 2.5 km/s と ACA と比べて劣るため、コンバイン時に faint な分子雲が失われてしまうことを考慮し、本講演では ACA 7m array 単体のデータによる結果を紹介する。



3 Method

本研究においては、GMC と H II 領域の分布の比較を行い、各 GMC の星形成活動を調べた。両者の分布の比較には、階層構造同定アルゴリズム Dendrogram (Rosolowsky et al. 2008) を用いた。Dendrogram は周囲との境界が明瞭な構造を trunk、trunk の内部構造を leaf とし、構造を階層的に枝分けして同定するアルゴリズムである。CO と H α データのそれぞれに対し独立に dendrogram を適用し、同定した CO の階層構造のうち、典型的なサイズが空間分解能程度である約 500 個の最小構造である leaf を GMC として扱うこととする。また H α に対しても leaf 構造を使用した。そして、CO と H α の同定された領域同士が重なっていれば、互いに付随関係にあるとみなした (図 2)。しかし peaky な構造である CO に対し、H α は大部分が広がった分布をしている。Dendrogram では H α データにおける分布の広がりや考慮した適切な同定が難しい領域もあるため、今回同定された H α に 2pix (~ 12 pc) の余白を設け、CO との重なりを判定することとした。

図 1: IRAM 30m 鏡による M33 における $^{12}\text{CO}(2-1)$ の積分強度図 (Druard et al. 2014)。白色の等高線は ACA での観測領域を示す。

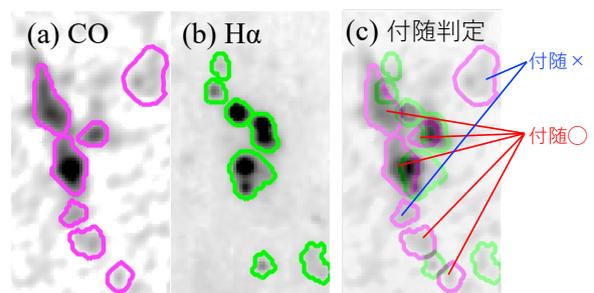


図 2: CO と H α の GMC-16 領域における付随判定の例。(a) 背景: CO の積分強度、マゼンタの等高線: 同定した CO の leaf (b) 背景: H α 、緑色の等高線: 同定した H α の leaf

4 Results and Discussion

4.1 分子雲の分布 (ピーク強度図)

図 3 が本研究で得られた M33 のピーク強度図である。M33 における分子雲の大部分は clumpy な構造をしており、ビームサイズ程度 ($\sim 28\text{pc}$) のコンパクトな分子雲が多数見られる。質量範囲は $10^3 M_\odot \sim 10^6 M_\odot$ と幅広く、系外の渦巻銀河で初めて $10^4 M_\odot$ 以下の小質量な分子雲を検出した。このような高い空間・質量ダイナミックレンジを持つ本観測データは、分子雲の形成や進化過程の理解につながる重要なサンプルとなることが期待される。

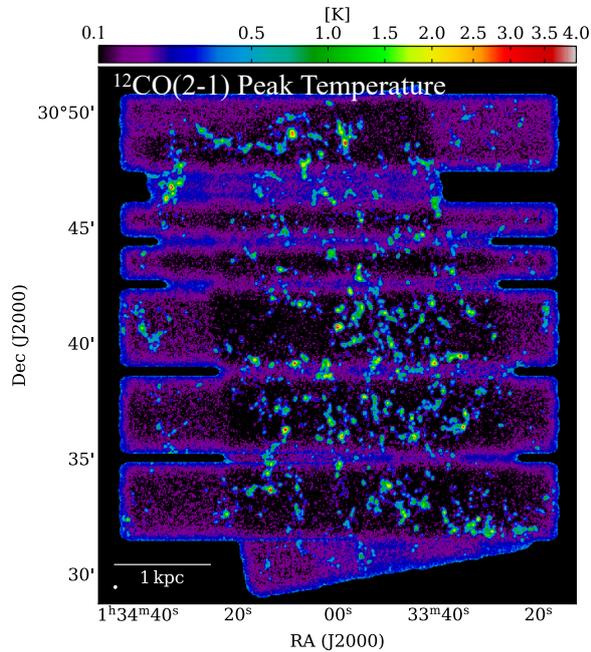


図 3: ACA による M33 の $^{12}\text{CO}(2-1)$ のピーク強度図。左下の白丸はビームサイズを表す。

4.2 CO と H α の付随関係調査

次に、CO と H α それぞれに Dendrogram アルゴリズムを適用し同定された leaf は、CO では約 500 個、H α では約 700 個となった。同定された構造の重なりを判定し付随状態を調査した結果 (図 4 (a))、H II 領域が付随していない GMC が約 100 個、H II 領域が付随している GMC が約 400 個となった。よって $\sim 80\%$ の GMC で星形成活動が行われていることになる。これは Kawamura et al. (2009) の約 $2/3$ の

GMC に H II 領域が付随しているという結果と比べて大きい割合である。また、CO 輝線強度とそれに付随している H α 光度を比較したところ (図 4(b)(c))、質量の大きい GMC の多くは活発な星形成を伴っているのに対し、質量の小さい GMC では星形成活動の活発さにばらつきが見られた。前者の結果より、GMC の進化に応じて H α 光度も大きくなる可能性が挙げられる。一方で活発な星形成を伴う質量の小さい GMC においては、恒星のフィードバックの影響でガスが散逸しつつあること等が考えられる。

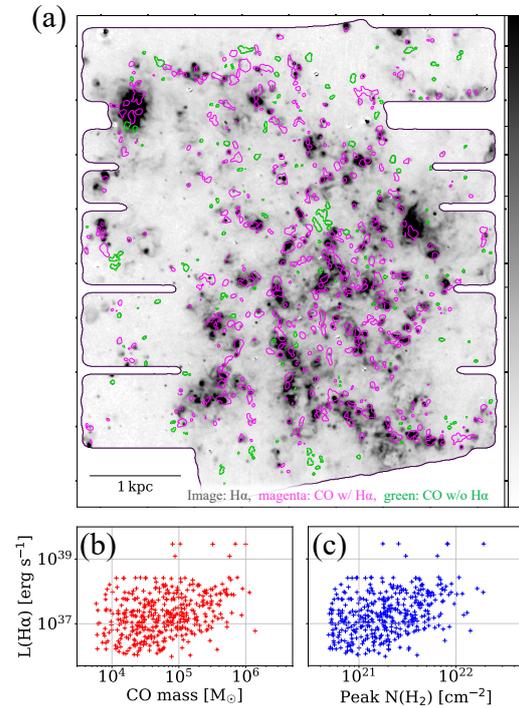


図 4: (a) 背景: M33 の H α マップ、マゼンタの等高線: H α が付随している CO、緑色の等高線: H α が付随していない CO (b) GMC の質量と H α 光度の相関プロット (c) ピーク柱密度と H α 光度の相関プロット

Reference

Corbelli et al. 2017, A&A, 601, A146
 Druard et al. 2014, A&A, 567, A118
 Hoopes et al. 2001, ApJ, 559, 878
 Kawamura et al. 2009, ApJS, 184, 1
 Rosolowsky et al. 2008, ApJ, 679, 1338
 Torii et al. 2019, PASJ, 71, S2

星間 16

位置天文観測機 Gaia を用いた Orion OB1 association の
解析

新潟大学 自然科学研究科数理物質科学専攻物理学

コース

樋山 舜崇

位置天文観測機 Gaia を用いた Orion OB1 association の解析

樋山 舜崇 (新潟大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

欧州宇宙機関 (ESA) の位置天文観測機 Gaia は銀河系の詳細な 3 次元地図を作成することを目的に 2013 年に打ち上げられた。Gaia は星の位置、固有運動、年周視差、明るさ、色等を観測する。また、その精度は 0.01 ミリ秒角の精度で 10kpc 以内の星が観測可能な程である。そして、観測する星の数は 10 億個以上となる。この観測結果をもとに銀河系の歴史を解き明かすことが期待されている。最新のデータ公開 (EDR3) は 2020 年 12 月に行われ、14 億個以上の星について天球上の位置 (赤経、赤緯)、年周視差、固有運動 (赤経方向、赤緯方向) の 5 つのパラメータの高精度な情報が公開された。

ここでは、Gaia EDR3 で得られたデータを用いて、最も近傍の巨大分子雲があるオリオン領域の Orion OB1 association の解析を行った論文についてのレビューを行う。質量が $10^4 M_{\odot}$ 以上の分子雲は巨大分子雲と呼ばれ、ここでは大質量星も形成されている。巨大分子雲で形成された星はその後、OB association と呼ばれる集団を形成し、最終的に空間的に広がってフィールド星となると考えられている。よって、OB association を解析することは星形成史の理解に繋がる。ここでは、Gaia EDR3 のデータから若い星を抜きだし、年齢分布や固有運動分布、空間構造を調べ、フィールド星と 2 体相関関数を比較した。また、OB association に属する星を年齢ごとに分類し、それらの 2 体相関関数を比較することで空間構造の時間進化を調べた。その結果、この領域の空間分布、運動、年齢分布について新たな描像を得ることができた。

1 Introduction

観測から大質量星は質量 $10^4 M_{\odot}$ 以上の巨大分子雲から小質量星と共に集団的に形成されることが分かっている。また、銀河系内の星の多くは巨大分子雲から形成されていると考えられている。よって、巨大分子雲での星形成とその後の進化を理解することは銀河系の星形成史を理解する上で重要である。巨大分子雲で形成された星の集団の内、大質量星が目立つものは特に OB association と呼ばれる。OB association は若い星の集団であり、重力的な束縛は弱いため次第に広がっていき、フィールド星になっていくと考えられている。本論文ではオリオン領域に存在する OB association の解析を行う。解析を行うためには OB association に属する星とフィールド星を分類する必要がある。この分類は観測精度の問題から Gaia の観測以前は難しかった。本論文では Gaia の最新データである Gaia EDR3 を用いたオリオン領域の Orion OB1 association の解析を行った。

Gaia は銀河系の詳細な 3 次元地図を作ることを主な目的に 2013 年に打ち上げられた。銀河系内の 6 等

級から 20 等級の星を 10 億個以上観測し、天球上での位置、固有運動、年周視差 (距離)、明るさ、色を測定する。観測波長は 330nm-1050nm (G バンド) であり、色の観測は 330nm-680nm の赤い G_{RP} バンドと 630nm-1050nm の青い G_{BP} バンドで行う。この論文で用いられている HR 図は縦軸が G バンド絶対等級、横軸が $G_{BP} - G_{RP}$ の色-等級図となっている。

この論文では最も近傍の巨大分子雲が存在するオリオン領域の Orion OB1 association の解析を行う。オリオン領域にはオリオン A とオリオン B の二つの巨大分子雲が存在し、その距離は 400pc 程度である。また、オリオン A の領域には現在も活発に星形成を行っているオリオン大星雲も存在する。Orion OB1 association の星はこのように巨大分子雲が存在する領域に存在する若い星の集団である。そして、天球面上で 1a, 1b, 1c, 1d の 4 つのサブグループに分類されている (Blaauw 1964)。この論文では Orion OB association の星についてサブグループごとに空間構造と時間進化の解析を行った。

2 Data select

本論文では Gaia EDR3 のデータを用いて Orion OB1 association の星を抜き出すことが重要となる。Orion OB1 association は 1a,1b,1c,1d の 4 つのサブグループに分けられている。それらを各サブグループごとに解析するが、1c と 1d に関しては天球面上で重なって存在するため 1 つのグループと見なす。天球面上で抜き出す際に年周視差には $2.0\text{mas} < \varpi < 3.0\text{mas}$ の制限を掛け、オリオン巨大分子雲が存在する $\varpi = 2.5\text{mas}$ (400pc) 前後を選択した。この選択した領域内から若い星を抜き出す。そのため色-等級図を用いる。色-等級図において星の位置はその星の進化段階によって決まる。Orion OB1 association の星を各サブグループごとに色-等級図にプロットすると、星の分布が 2 つの帯に枝分かれしていることが分かる (図 1)。これらの帯の内、下側は主系列星であり、上側は若い星の前主系列星である。この上側の星が Orion OB1 association の星であり、解析に利用する星となる。しかし、この方法で抜き出せるのは小質量星のみで、中質量星以上は抜き出すことができない。

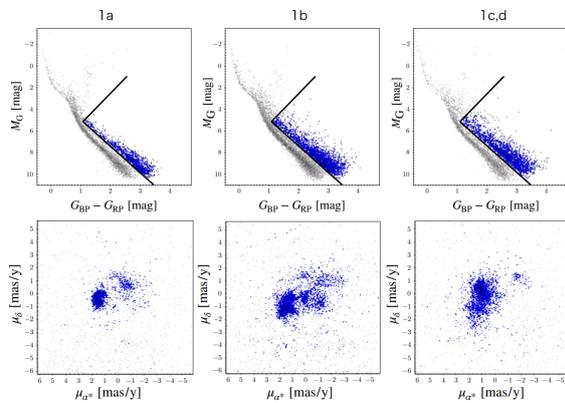


図 1: サブグループごとの色-等級図 (上図) とそれを用いて抜き出した低質量星の固有運動分布 (下図)

中質量星以上を抜き出すために固有運動分布を見る。色-等級図から抜き出した若い星を固有運動平面にプロットする。すると、若い星の殆どが $(\mu_{\alpha^*}, \mu_{\delta}) = (0, 0)$ 付近を中心として広がりが数 mas/yr 程度の非常にコンパクトな領域に固まって分布していることが分かる。ここで、 $\mu_{\alpha^*}, \mu_{\delta}$ はそれぞれ天球面上で赤経方向と赤緯方向に 1 年あたりに移動した角度であ

る。この若い星が固有運動平面でコンパクトに固まって分布するという特徴を利用して、固有運動分布から若い星を抜き出す。固有運動分布の高密度かつコンパクトな領域を抜き出して色-等級図にプロットする。すると、小質量星だけでなく大質量星まで抜き出すことができていることが色-等級図から確認できる (図 2)。以下の解析ではこの固有運動分布から抜き出した星を利用する。

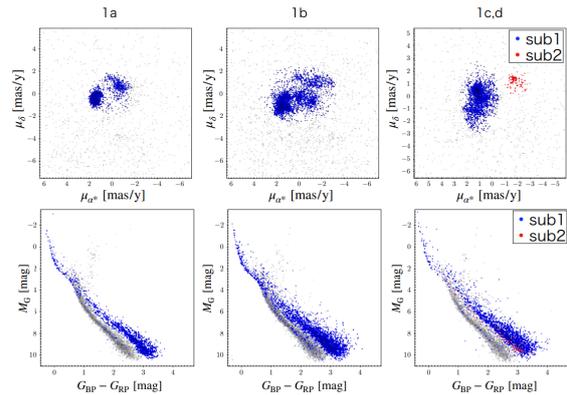


図 2: サブグループごとの色-等級図 (上図) とそれを用いて抜き出した星の固有運動分布 (下図)。1c,d のみ sub1, sub2 の 2 つに分けられている。ただし、本解析では sub1 のみを 1c,d の星と見なし解析を行う。

3 Analysis

図 3 は領域ごとの若い星の天球面分布と年周視差 (奥行き) 分布である。1c,d 領域は 2.6mas 付近に鋭いピークを持った分布となっている。それに対して、1a 領域、1b 領域では約 2.6mas を境としたダブルピークが存在する。このダブルピーク間は距離にして数十 pc あることから手前と奥で異なる星のグループの可能性があり、よって、1a 領域、1b 領域に関しては今後の解析では手前と奥に分ける。

1b 領域にはオリオン A が存在する。これが手前側と奥側のどちらに存在するのか確認するため天球面分布を手前側と奥側に分けて見てみる (図 4)。すると、手前側と奥側で分布が異なることが分かる。特に、1b 領域の奥側にはオリオン A に沿って星が分布しているように見える。

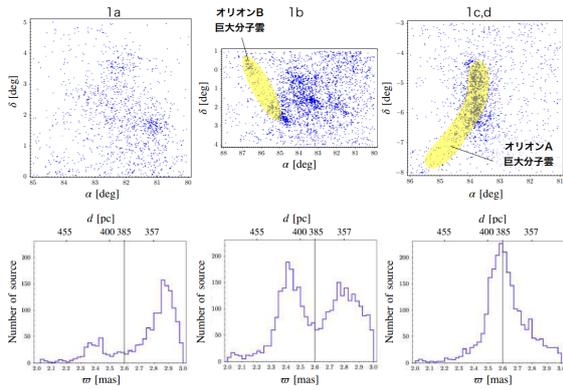


図 3: サブグループごとの若い星の天球面分布 (上図) と奥行き分布 (下図)。1b と 1c,d には巨大分子雲のオリオン A、オリオン B が存在している (黄色)。

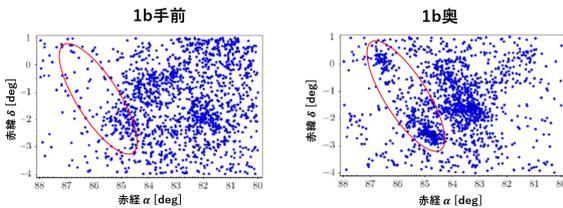


図 4: 1b の手前側 (左図) と奥側 (右図) の天球面分布

続いて、空間分布について星の密集度合いを定量的に判断するため 2 体相関関数 $g(r)$ の計算を行った。

任意のある星 i を考える。この星から距離 $r + dr$ の球殻にある星の数を $n(r)$ とすると、これを球殻の体積で割った $n(r)/4\pi r^2 dr$ が球殻の星の密度となる。さらにこの量を系の平均密度 ρ で割った値を $g_i(r)$ とする。この $g_i(r)$ を系内の全ての星で計算し、アンサンブル平均を取ったものを 2 体相関関数 $g(r)$ と定義する。ここでの 2 体相関関数の計算は星を天球面に射影した 2 次元で行い、その結果に対して、指数関数 $g(r) = a \exp(-r/b)$ を用いた最小二乗法によるフィッティングを行った。ただし、1a の奥側の星は数が少なく精度が悪くなるため計算は省略した。

星の密集度を表すパラメータは b であり、この値が小さい程星の密集度が高いことを示す。計算結果を各サブグループで若い星とフィールド星で比べると、パラメータ b の値はどの領域でも若い星の方が小さく、星が密集していることが分かった (図 5)。

さらに各領域の若い星を年齢ごとに分類し、解析を

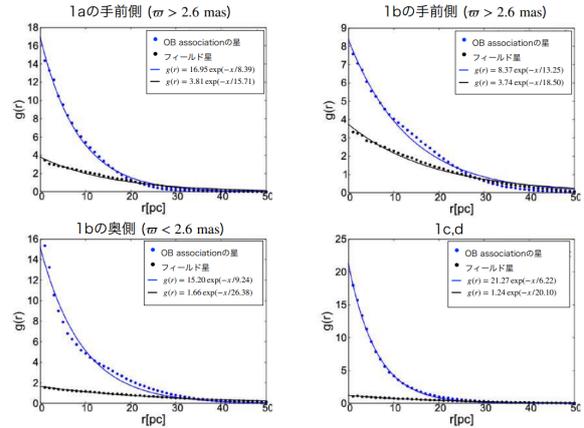


図 5: 各領域の若い星とフィールド星の 2 体相関関数の計算結果

行う。星を年齢ごとに分けるために色-等級図と PERSEC の等時曲線 (Bressan et al. 2012) を用いる。等時曲線とは色-等級図上で同じ年齢で質量の違う星の分布を結んだ曲線である。1a と 1b の手前側の星は年齢を $10^6 - 10^{6.5}$ 年、 $10^{6.5} - 10^7$ 年、 $10^7 - 10^{7.5}$ 年の 3 つのグループに分けて解析を行う。1b の奥と 1c,d の星はさらに若い星も存在しているため、 $10^5 - 10^6$ 年のグループも追加して解析を行う。

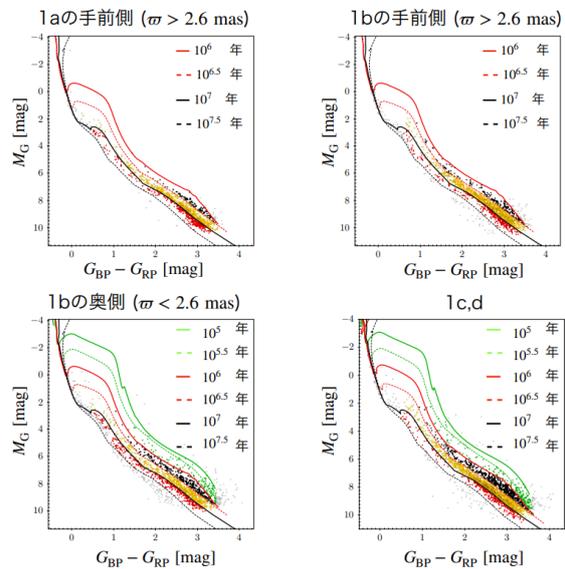


図 6: 色-等級図と PERSEC の等時曲線

年齢ごとに分けた星に対しても 2 体相関関数を計

算した。ここでも、星を天球面上に射影した 2 次元での計算を行った。その結果、1a と 1b の手前側ではパラメータ b の時間変化の傾向が見られなかった。これに対し、1b の奥側と 1c,d では年齢が $10^{6.5}$ 年より若い星ではパラメータ b が小さくなっている。この結果は若い方がより密集しているような結果を示している。

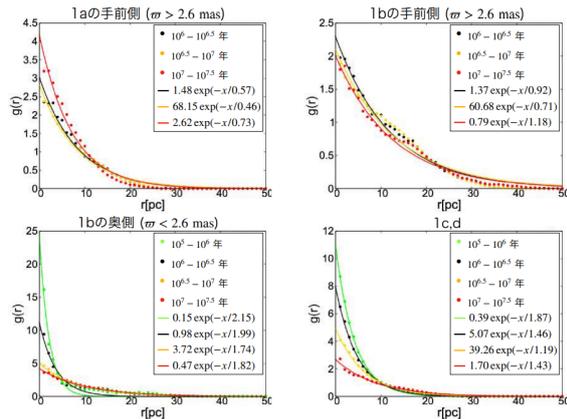


図 7: 各サブグループの年齢ごとに分類した星とフィールド星の 2 体相関関数

4 Discussion

今回の解析結果からオリオン領域の時間進化について考える。Orion OB1 association の星を各領域で年齢ごとに星を分類した。その結果、より進化の進んだ星の年齢は全ての領域においておよそ同じであった。それに対し、最も若い星の年齢は領域ごとに異なった。巨大分子雲が存在しない 1a と 1b の手前側では 10^6 年より若い星が殆ど存在しないのに対し、巨大分子雲が存在する 1b の奥側と 1c,d では 10^6 年よりも若い星が存在していることが分かった。また、2 体相関関数の計算結果を見ると若い星が存在する領域では若い程星の密集度が高いということが分かった。さらに、若い星は固有運動平面において非常に狭い領域に集中して分布していて、フィールド星と比べて固有運動速度が非常に小さく、天球面上で殆ど移動しないことや領域が異なるにも関わらずほぼ同じ固有運動速度を持っているという特徴も明らかになった。これらを総合すると、オリオン領域の星

形成のシナリオとして以下のようなことが考えられる。まず、若い星の固有運動速度が小さいことから、若い星が現在存在する巨大分子雲で誕生後に現在の位置に移動してきたという可能性は低い。よって、過去には 1a や 1b の手前側などにも巨大分子雲が存在し、巨大分子雲の複合体がオリオン領域全体に渡って存在していた可能性が高い。そして、色-等級図で見られるようにある時期に星形成を開始した。その後、1a と 1b の手前側に存在した巨大分子雲は早い段階で散逸し、消滅したと考えられる。その結果、この領域には巨大分子雲が見られず、OB association のみが存在している。一方、1b の奥側と 1c,d では巨大分子雲が現在まで存在し、星形成を継続している。この巨大分子雲がオリオン A、オリオン B であり、OB association と共にこの領域に存在している。このような星形成のシナリオが今回の解析結果から考えられる。

5 Conclusion

この論文では Gaia EDR3 のデータを用いて Orion OB1 association の解析を行った。その結果から、OB association の星が広がってフィールド星となっていくという描像を見ることは出来なかった。これは Orion OB1 association の星の固有運動が小さく、本研究で分類した時間スケールでは星の分布がそれ程変化しないことが原因である。また、若い星の空間構造と 2 体相関関数の解析結果を見た。これらの結果から、オリオン領域の星形成史について、過去にオリオン領域全体に巨大分子雲が存在し、星形成が行われた可能性が高いことが分かった。そして、現在その巨大分子雲はオリオン A、オリオン B として残り、星形成を継続していると考えられる。

Reference

- Blaauw, A. 1964, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 2,213-246
- Bressan, A., Marigo, P., Girardi, L. et al 2012, Mon. Not. R. Astron. Soc. 427, 127-145

星間 poster1

Ib/c 型超新星残骸における宇宙線加速の数値シミュレーション

京都大学 理学研究科物理学宇宙物理学専攻
安田 晴皇

Ib/c 型超新星残骸における宇宙線加速の数値シミュレーション

安田 晴皇 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

高エネルギー天文学の課題の一つとして、宇宙線加速機構が挙げられる。特に 10^{15} eV 以下の宇宙線は、超新星残骸 (Supernova remnant; SNR) における拡散衝撃波加速機構 (Diffusive shock acceleration; DSA) で加速されていると考えられており、実際に宇宙線と星周ガスの相互作用によって生成されるガンマ線が SNR で観測されている。したがって、SNR のガンマ線を研究することで、宇宙線加速機構に迫ることができる。しかし観測例が 10 天体程度とまだ少なく、個別の天体に注目した研究が多く統計的な議論が出来ていない状況である。そのため数値シミュレーションを通じた宇宙線加速の研究が必要となってくる。先行研究である Yasuda & Lee (2019) では、Ia 型と II 型の超新星残骸を模した、一様分布とべき分布を持つ星周環境下での宇宙線加速を計算した。その結果、超新星残骸から放射される非熱的放射の時間進化は、星周環境のガス分布と磁場分布に強く影響されていることが分かった。

一方、ガンマ線が観測されている SNR で、Ib/c 型だと考えられている天体は 1 天体と少なく、観測的な研究すら進んでいない。そのため、このことが超新星の親星や星周環境に起因するのか、それとも観測バイアスによるものなのか判定することは、非常に重要なものとなる。そこで我々は、Ib/c 型の超新星残骸から放射される多波長非熱的放射が、どのように時間進化するのか、また Ia 型や II 型の進化とどう異なるか確認するため、初めて self-consistent な数値計算を行った。方法として、まず stellar evolution を考慮した mass-loss history を仮定し、星周環境を用意する。その後、その星周環境下での SNR の時間進化と DSA 計算を、Yasuda & Lee (2019) で開発された CR-Hydro code を用いて同時に計算した。その結果、特殊な星周環境を反映した放射を出し、他の型とは大きく異なる時間進化を辿ることが分かった。本講演では計算結果の詳細、またその観測可能性を議論する。

1 Introduction

重力崩壊型の超新星 (Supernova; SN) は分光観測において、水素の吸収線が検出されると II 型、されなければ Ib/c 型に分類される。したがって、それぞれの親星は水素外層を持った赤色超巨星 (Red supergiant; RSG)、外層が剥がれた Wolf-Rayet 星 (WR) だと考えられているが、まだ確証が得られていない。また、SN は可視光で明るい天体だが、1ヶ月程度で減光してしまう観測上の困難もある。そのため、電波から γ 線までの多波長で、かつ 1,000 年以上も明るい超新星残骸 (Supernova remnant; SNR) は観測的に適した天体である。SNR は SN の放出物 (ejecta) と、SN の衝撃波によって掃かれた星周物質 (Circumstellar matter; CSM) によって構成しており、衝撃波加熱によりガスが高温 (10^{7-8} K) になり熱 X 線で明るくなる。そのため熱 X 線の観測から SN の型や親星の情報

を抜き出そうとしているが、難しいのが現状である。

そこで我々は電波と γ 線を作る非熱的放射に注目した。非熱的放射は SN の衝撃波によって加速された宇宙線と、CSM との相互作用によって生成される。そのため非熱的放射の時間進化は、CSM の密度や構造 (一様やべき分布) に敏感である (Yasuda & Lee 2019)。CSM は親星が進化の過程で星風などで質量放出を起こすことで出来るため、非熱的放射から CSM の理解を通して、SN の型の特定や親星の性質に制限をかけられる可能性がある。よって本研究では、各 SN の親星が作る CSM の中で、SNR の進化と非熱的放射を計算し、それらの観測可能性を議論する。

2 Methods

2.1 Hydrodynamics and cosmic-ray acceleration

本研究では Yasuda & Lee (2019) で開発された宇宙線流体計算コード、CR-Hydro code を用いて計算した。このコードは 1 次元ラグランジアン形式の流体方程式;

$$\frac{\partial r}{\partial m} + \frac{1}{4\pi r^2 \rho} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial P_{\text{tot}}}{\partial m} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial m} (P_{\text{tot}} u) = -n^2 \Lambda_{\text{cool}} \quad (3)$$

$$e = \frac{1}{2} u^2 + \frac{P_{\text{tot}}}{(\gamma_{\text{eff}} - 1)\rho}, \quad (4)$$

と、1 次元拡散移流方程式;

$$\begin{aligned} & [u(x) - v_A(x)] \frac{\partial f_p(x, p)}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left[D(x, p) \frac{\partial f_p(x, p)}{\partial x} \right] \\ & = \frac{p}{3} \frac{d[u(x) - v_A(x)]}{dx} \frac{\partial f_p(x, p)}{\partial p} + Q_p(x, p), \end{aligned} \quad (5)$$

を同時に解くことで、SNR の流体進化と宇宙線加速計算を同時に行えるのが特徴である。ここで $f_p(x, p)$ は宇宙線陽子の分布関数であり、宇宙線電子の分布関数 $f_e(x, p)$ は $f_e(x, p) = K_{ep} f_p(x, p)$ として求めた。 K_{ep} は SNR の観測からおおよそ 10^{-3} から 10^{-2} の値をとり、今回の計算では $K_{ep} = 10^{-2}$ を採用した。計算の詳細は Yasuda & Lee (2019) を参照されたい。

2.2 stellar wind CSM models and SN ejecta

本研究の最大の特徴は、SN の親星の歴史を考慮して CSM を作った点である。II 型 SN の親星として、単独の RSG を考えると、主系列星 (Main sequence; MS) の段階と RSG の段階で質量放出を行う。Ib/c 型の親星が連星系を組んでいると、MS を経た後、RSG になると同時に Roche-lobe overflow (RLOF) によって水素外層を剥ぎ、WR 星になって爆発する。それぞれの段階における星風の質量放出率 \dot{M} や速度 V_w 、星風で失った質量 M_w が表 1 にまとめられて

表 1: wind parameters for CSM models

Type	phase	\dot{M} [M_\odot/yr]	V_w [km/s]	M_w [M_\odot]
II	MS	5.0×10^{-8}	2000	0.5
	RSG	1.0×10^{-6}	10	0.5
Ib/c	MS	5.0×10^{-8}	2000	0.5
	RLOF	8.5×10^{-4}	10	8.5
	WR	5.0×10^{-6}	2000	0.5

いる。また質量放出前の CSM として、一様分布する ISM ($n_{\text{ISM}} = 1.0 \text{ cm}^{-3}$ と $T_{\text{ISM}} = 10^4 \text{ K}$) を考慮した。

SN ejecta の質量 M_{ej} は、親星の零歳主系列 (Zero age main sequence; ZAMS) の時の質量 M_{ZAMS} から各段階で失った質量と、SN の際に作られる中性子星 (Neutron star; NS) の質量 M_{NS} によって決まる。つまり、 $M_{\text{ej}} = M_{\text{ZAMS}} - \sum M_w - M_{\text{NS}}$ である。本研究では $M_{\text{ZAMS}} = 12M_\odot$ の親星を考えると、NS の質量は $M_{\text{NS}} = 1.5M_\odot$ (Woosley & Heger 2007; Sukhbold et al. 2016; Woosley et al. 2020) となるので、II 型 SN では $M_{\text{ej}} = 9.5M_\odot$ 、Ib/c 型 SN では $M_{\text{ej}} = 1.0M_\odot$ となる (Kasen & Woosley 2009; Sukhbold & Woosley 2014; Woosley et al. 2020)。また爆発エネルギーは $1.2 \times 10^{51} \text{ erg}$ を仮定し、Truelove & Mckee (1999) の密度構造を使用した。

3 Results

図 1 に今回計算した CSM の構造が示されている。上図は密度分布、下図は温度分布をそれぞれプロットされており、赤線と青線はそれぞれ II 型と Ib/c 型に相当する。CSM 構造は外から順に、(i) uniform ISM、(ii) MS shell、(iii) MS bubble、(iv) RSG/WR shell、(v) RSG/WR wind の 5 つの部分から構成されることが分かる。これらはまず、一様分布する ISM に高速の MS wind が吹くことが ISM が掃き集められた MS shell が作られる。また同時に wind の kinetic energy が thermal energy に変換され、高温低密度の MS bubble も作られる。その後、RSG wind や WR wind が吹くことで MS wind が掃き集められた RSG/WR shell が形成されるからである。

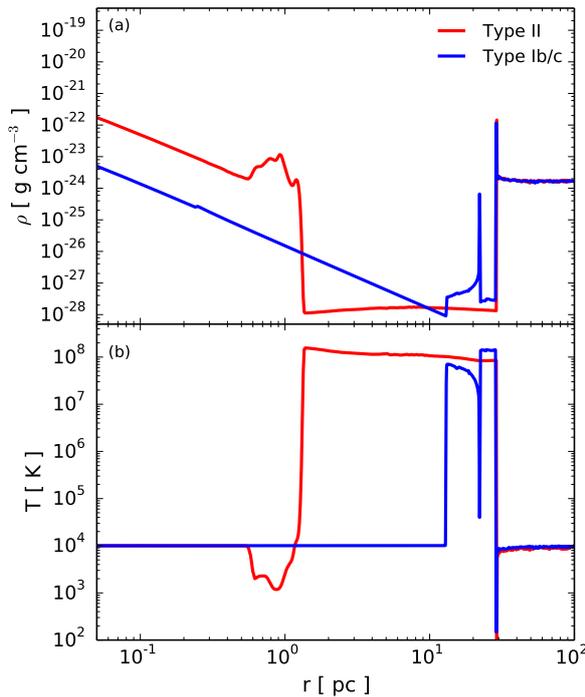


図 1: 今回用いた CSM 構造。上図は密度分布、下図は温度分布を表しており、共に赤線と青線は II 型と Ib/c 型に対応している。

図 2 に電波と γ 線の light curve が示されている。図 1 と同じく、赤線が II 型、青線が Ib/c 型を示しており、また比較として Yasuda & Lee (2019) で計算された Ia 型 SNR の計算結果が載っている。II 型の結果に注目すると、最初の 50 年から 100 年までは luminosity が増加しているのが見て取れる。これは SN shock が RSG wind を通過して RSG shell まで到達し、宇宙線の加速量が増えたからである。その後、500 年まで急激に減光していくのが見て取れる。これは SNR が MS bubble の超低密度領域に突入し、断熱膨張することで宇宙線の密度も減少することに起因する。500 年から 4000 年までは、MS bubble の中を SNR が高速で膨張しているので、低密度ながら宇宙線加速を行うため、わずかに増光する。また 4000 年で MS shell に衝突するため、質量を稼いで再び増光する。それぞれのグラフには VLA と CTA の検出感度が破線で記されているが、500 年から 4000 年までの電波でも γ 線でも受からない時期が存在することが初めて分かった。

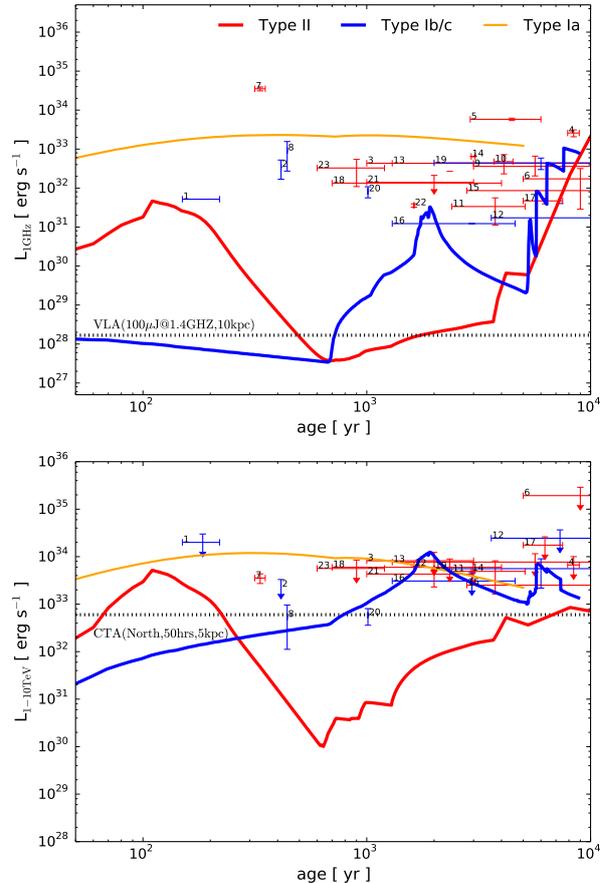


図 2: 計算された電波 (1GHz、上図) と γ 線 (1-10 TeV、下図) の光度曲線。各色は II 型 (赤線)、Ib/c 型 (青線)、Ia 型 (橙、Yasuda & Lee (2019) より引用) を示す。観測点には、Fermi や H.E.S.S の γ 線カタログから算出したデータを用いている (Yasuda & Lee 2019)。また、点線は VLA と CTA の検出感度を示している。

次に Ib/c 型の結果に着目すると、最初の 1000 年は II 型と比べると暗く輝いており、電波でしか受からないことが分かる。これは RSG wind に対して WR wind が 200 倍高速なため、CSM 密度がおおよそ 40 倍低いからである。しかし徐々に質量を稼いでいき、1000 年程度で γ 線までもが明るくなる。その後、II 型と同じく MS bubble に突入するが、WR wind が高速で広がっているため、MS bubble のサイズが小さく II 型の時程減光せず、観測できるほどの明るさを保つ。その後 MS shell に衝突してさらに増光する。

結果として II 型と違い、Ib/c 型は後期は常に明るい時期を迎えるのが特徴であることが分かった。またこれらの結果を組み合わせると、II 型は初期に明るい、Ib/c 型は後期に明るく、年齢によって SN の型を診断できる可能性が見えてきた。

4 Discussion

我々の結果は非常に議論を呼ぶものとなっているが、MS bubble の超低密度・高温領域の存在によって決まっているため、非常に堅固な結果である。逆に言えば II 型と Ib/c 型の違いのように、MS bubble のサイズを小さく出来れば、異なる結果を得ることが可能になる。例えば、SNR が進化する環境や近くに分子雲などの高密度領域があれば、MS bubble が中々広がれない可能性がある。このような環境の場合、Ib/c 型はもちろんのこと、II 型の RSG wind でさえ MS bubble を掃き切り、低密度領域がなくなり暗い時期も消滅する可能性も考えられる。しかしながら、このような環境を考えないと II 型 SNR が明るくならないのは面白い結果である。

また II 型 SNR が電波や γ 線で受からないという結果は、現状の観測結果と一致している。電波望遠鏡の発展により他の銀河における SN survey が行われており、我々の銀河における SN rate はおよそ $1/30 \text{ yr}^{-1}$ と求められている。この結果から、爆発して 5000 年までの SNR は 100 個以上存在することが期待できるにも関わらず、5000 歳以下だと推定されている SNR の数は 20 個程度しかいない。II 型 SN は全 SN のおよそ半分を占めるので、100 個の内の半分の 50 個が受からなくても不思議ではないことになる。もちろん星間減光など他の要因も考えられるが、今回の結果が SN rate と SNR の観測数の差を埋める 1 つの可能性となることは間違いない。

5 Conclusion

今回我々は Ib/c 型の SNR の観測が不足している理由を解明するために、II 型と Ib/c 型の SNR がそれぞれどのような進化を辿るのか数値シミュレーションした。その結果、SN の親星の進化に伴った質量放

出によって異なる星周環境が実現され、放出される非熱的放射もそれを反映した時間進化を辿ることが分かった。特に MS bubble の存在のため、II 型 SNR は初期に明るく、後期に暗くなる結果を得た。また逆に Ib/c 型は高速な WR wind の影響で MS bubble のサイズが小さくなることで、初期に暗く、後期に明るくなるという II 型と異なる時間進化を見せることが分かった。これらの結果は SN rate と観測されている SNR の数の差を説明できる 1 つの可能性である。

Acknowledgement

著者は、日頃の議論等お世話になっている指導教官の Shiu-Hang Lee 氏に感謝申し上げます。SN の親星の mass-loss history について有益な意見を頂戴した、共同研究者の前田啓一氏にも感謝申し上げます。また、本研究は JSPS 科研費 JP20J10300 の助成を受けたものです。

Reference

- Kasen, D., & Woosley, S. E. 2009, ApJ, 703, 2205
- Sukhbold, T., Ertl, T., Woosley, S. E., Brown, J. M., & Janka, H. T. 2016, ApJ, 821, 38
- Sukhbold, T., & Woosley, S. E. 2014, ApJ, 783, 10
- Truelove, J. K., & McKee, C. F. 1999, ApJS, 120, 299
- Woosley, S. E., & Heger, A. 2007, PhR, 442, 269
- Woosley, S. E., Sukhbold, T., & Janka, H. T. 2020, ApJ
- H. Yasuda, & S.H.-Lee 2019, Apj, 876, 27

星間 poster2

宇宙線のフェルミ加速の計算法と精度の比較

名古屋大学 理学研究科素粒子宇宙物理学専攻

樋口 諒

宇宙線のフェルミ加速の計算法と精度の比較

樋口 諒 (名古屋大学大学院理学研究科)

Abstract

宇宙線とは宇宙空間を飛びまわる高エネルギーの陽子、原子核、電子といったものを指す。それらは 10^2eV から 10^{20}eV にわたる広いエネルギー分布を持っており、べき型の分布をしている。そのべきの値は $10^{15.5}\text{eV}$ 付近で変化しておりこのエネルギーは knee energy と呼ばれている。それ以下のエネルギーを持つ宇宙線の起源は超新星残骸によって加速されていると考えられている。その理由は超新星残骸 (SNR) の衝撃波面で粒子が加速される機構である、フェルミ加速が考えられているからである。フェルミ加速を考えることで宇宙線のべき型分布とべきの値を説明できる [4] が、宇宙空間の典型的な物理量の値では宇宙線が knee energy まで到達できない問題が知られており、宇宙線の起源に対する議論は未だ決着がついていない。この問題を解決するため、数値的に宇宙線の振る舞いを解く必要がある。しかし宇宙線の拡散を数値的に解こうとしたときには時刻刻みが分解能の影響を強く受け、計算コストが大きくなることが知られている。本研究は陽解法、陰解法、Super TimeStepping 法 [2][3]、電信方程式法 [1] [6] の四つの数値的解法でテスト計算を行い、比較することで優れた数値的解法の特定を行った。

1 Introduction

宇宙線の加速が行われる現場として有力な天体は超新星残骸である。一般的に $8M_{\odot}$ 以上の質量を持つ恒星はその一生の終わりに超新星爆発を起こす。その際に星間空間に物質を放出しながら衝撃波を作り、超新星残骸と呼ばれる天体になる。陽子や電子といった荷電粒子がこの衝撃波からエネルギーを受け取り、高エネルギー宇宙線になると考えられている。まずはその加速機構を定性的に解説する。

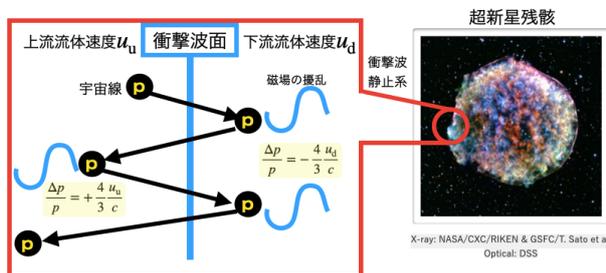


図 1: フェルミ加速の概念図。背景流体は図左から右の速度を持っており、 p は宇宙線陽子を表す。

図 1 は宇宙線加速の概念を示した図である。超

新星残骸の衝撃波静止系で考える¹と、衝撃波上流の流体速度 u_u と下流の流体速度 u_d は図の左から右に速度をもち、 $u_u > u_d$ である。衝撃波上流と下流ではともに流体の運動によって磁場が擾乱され電磁波が発生している。この衝撃波面に宇宙線陽子が侵入した場合、まず下流の磁場の擾乱と追突することで運動量の交換を行い、上流に染み出す現象が起こる。この際に宇宙線の運動量は光速 c を用いて $-\frac{4}{3}\frac{u_d}{c}$ 倍になる。次に上流に染み出した宇宙線陽子は上流の磁場の擾乱と正面衝突し、下流に戻る。この際に宇宙線の運動量は $\frac{4}{3}\frac{u_u}{c}$ 倍になる。いま $u_u > u_d$ であるので宇宙線陽子が衝撃波面を往復すると結果として運動量の収支は正となり、加速が起こる。この加速をフェルミ加速と呼ぶ。

フェルミ加速を記述するには移流拡散方程式を解けばよい。今回は 1 次元の移流拡散方程式、式 (1) を用いる。

$$\frac{\partial f(x, p, t)}{\partial t} + u \frac{\partial f(x, p, t)}{\partial x} - \frac{p}{3} \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial f(x, p, t)}{\partial p} = \kappa \frac{\partial^2 f(x, p, t)}{\partial x^2} \quad (1)$$

¹正確には Alfvén 波静止系であるが、典型的に超新星残骸の衝撃波の速度は 10^3km s^{-1} であり、Alfvén 速度は 6km s^{-1} であるため衝撃波静止系としている。

f は宇宙線の分布関数、 p は宇宙線の運動量、 u は背景流体の速度、 κ は拡散係数である。式 1 の左辺第二項は宇宙線が背景流体とともに動く作用を表した項、左辺第三項は背景流体の圧縮膨張によって宇宙線の運動量が増加する作用を表した項、右辺は流体中の電磁波との相互作用により宇宙線が実空間上を拡散する項である。

この 1 次元移流拡散方程式は定常状態かつ、背景流体の速度分布が $u = u_u(x < 0)$, $u = u_d(0 < x)$ のような階段関数でかつ、定常で書けるときのみ解析解が存在する。その上流での分布関数の解は式 (2) で表される。[4]

$$f(x, p) = f_0(p) + \{f_s(p) - f_0(p)\} \exp\left(-\int_x^0 \frac{u_u}{k} dx\right) \quad (2)$$

f_0 は上流無限遠での分布関数、 f_s は衝撃波面での分布関数である。また、衝撃波面での分布関数は式 (3) となる。

$$f_s \propto p^{-\frac{3u_u}{u_u - u_d}} \quad (3)$$

ここで、強い衝撃波の極限では圧縮比 $u_u/u_d \rightarrow 4$ であるので式 (4) が成り立つ。

$$f_s \propto p^{-4} \quad (4)$$

解析解がわかっているなので、移流拡散方程式の解をもとにテスト計算を行うことができる。本研究では移流拡散方程式を四つの方法で解くことで計算法の精度を検証した。

2 Methods

本章では比較する計算法の紹介を行う。まずは数値計算を行う上での注意を説明する。今回行うメッシュ法での数値計算を行う際には空間を点に区切る差分法という作業が必要であるが、空間の区切り方と時間の区切り方には制約があり、コンピューター

上の信号の速さが物理的な信号の速さを上回ってはいけないというものである。この条件を CFL 条件と呼び、拡散形の微分方程式 $\frac{\partial f}{\partial t} = k \frac{\partial^2 f}{\partial x^2}$ の際の時間刻み Δt の条件は、空間刻み Δx を用い $\Delta t < \Delta x^2/k$ である。つまり時間刻みは空間刻みの 2 乗によっており、空間分解能を倍上げようとすると時間刻みはその 2 乗で小さくしなければならないため、計算時間は単純に 4 倍になる。そのため、時間刻みの取り方は計算コストと深く関係する。

次に比較する四つの計算手法を説明する。以降、ある物理量 f_i^n は、 i, n が整数として時間が $n \times \Delta t$ 後の $i \times \Delta x$ の場所の物理量を表す。一つ目は陽解法であり差分法を式 5 で行う。

$$f_i^{n+1} = f_i^n + k \frac{\Delta t}{\Delta x^2} (f_{i+1}^n - 2f_i^n + f_{i-1}^n) \quad (5)$$

この手法は実装が簡単であるが、分解能の上昇により時間刻みが Δx^2 で小さくなってしまい、計算に時間がかかる難点を抱えている。

二つ目は陰解法である。差分法は式 6 のように行う

$$f_i^{n+1} - k \frac{\Delta t}{\Delta x^2} (f_{i+1}^{n+1} - 2f_i^{n+1} + f_{i-1}^{n+1}) = f_i^n \quad (6)$$

この手法では左辺を行列とみなし、連立方程式を解くことで次の時間の物理量を計算する。この手法では CFL 条件がなく、時間刻みを大きくとることができるため、計算コストの削減が可能である。しかしながら連立方程式を解くという手順が必要なほか並列化効率が悪く、並列化に適していない問題点がある。

三つ目は Supertime-stepping(STS) 法である [2] [3]。この手法の差分法の方法は式 5 の陽解法と同じであるが、時間刻み Δt の決定の仕方が異なる。一般的に、CFL 条件は 1 ステップごとに計算が発散しないようにとるが、この手法ではあるステップごとに計算が発散しないように CFL 条件をとっている。これによって時間刻み Δt を陽解法よりも大きくとることが可能になり、高速化がなされた計算法である。この手法の優れた点は計算が早いという点である。しかし計算結果が発散しないということのみを要求しているため精度はどの程度であるかは実際に計算を行って検証する必要がある。

最後に、電信方程式法である。これはそもそも 1 次元移流拡散方程式を解くものではない。まず移流拡散方程式はフォッカープランク方程式を分布関数の等方成分 f_0 で展開したものである。この展開の際に分布関数の 1 次の非等方成分 f_1 まで展開した式である式 7 と 8 を解く [1] [6]。²

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_0(x, p, t)}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} (f_0(x, p, t)) - \frac{p}{3} \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial f_0(x, p, t)}{\partial p} \\ = -\frac{c}{3} \frac{\partial f_1(x, p, t)}{\partial x} \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_1(x, p, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (u f_1(x, p, t)) \\ = -c \frac{\partial f_0(x, p, t)}{\partial x} - \frac{c^2}{3k} f_1(x, p, t) \end{aligned} \quad (8)$$

この二式を解くうえで登場する波動方程式³を、 $F_p = \frac{c}{3p^3} (f_1 + \sqrt{3}f_0)$ 、 $F_m = \frac{c}{3p^3} (f_1 - \sqrt{3}f_0)$ を用いて以下の電信方程式に変換している。

$$\frac{\partial F_p}{\partial t} + \frac{c}{\sqrt{3}} \frac{\partial F_p}{\partial x} = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial F_m}{\partial t} + \frac{c}{\sqrt{3}} \frac{\partial F_m}{\partial x} = 0 \quad (10)$$

この手法を使うと、時間刻みが Δx^2 ではなく Δx によって決まるようになるため、より時間刻みを大きく取ることができる。しかしこの手法は比較的新しく、未だその優位性は検証する必要がある。

以上四つの計算法を比較した。セッティングとして背景流体は定常状態とし、宇宙線から流体に対する寄与は考えていない。また、運動量空間の分解能は一定にしたまま実空間上の分解能⁴を変化させ比較した。計算手法はいずれも二次精度の計算を行っている。

3 Results

移流拡散方程式を解析的に解くと $f \propto p^{-4}$ であることが知られているが、数値計算で解いた場合は

²この二つの式の $c \rightarrow \infty$ の非相対論的な極限をとり、 f_1 を消去すると式 1 の 1 次元移流拡散方程式に戻る。

³他にも減衰を表す項と移流の項が存在するが、波動方程式の解き方に特に注目する。

⁴実空間上の分解能とは拡散長 k/u_{II} の中に入るメッシュ数のことである。

$f \propto p^{-4-\epsilon}$ というようにべきの値にズレが生じる。図 2 はその ϵ を比較している。もっとも精度がよく計算できる手法は電信方程式法であることが読み取れる。また、図 3 は解析的に計算した宇宙線総量と数値的に計算した宇宙線総量の比を比較している。ここでは電信方程式法の解析が済んでいないが、陽解法、陰解法でも 15% ほど宇宙線総量を少なく見積もってしまっていることがわかる。

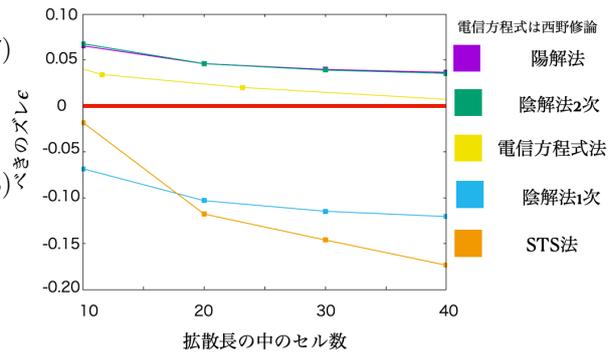


図 2: 分布関数のべきの値で比較したもの。0 を示す赤線が完全にズレがないことを表す。

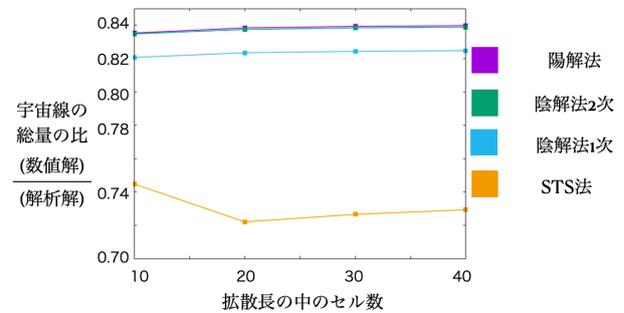


図 3: 分布関数の総量の誤差を示したグラフ。電信方程式法は含まれていない。

4 Conclusion

計算精度の比較方法については現在はべきの値の比較と宇宙線総量の比較を行った。その上では電信方程式法が他の方法と比較して優越していると考えられる。しかし未だ宇宙線の分布関数の振る舞いを完全に表せるような比較法とは言えないため、よ

り良い方法を考案する必要がある。その上で新たな現象 [5] を考慮した数値計算を行い、knee energy に宇宙線が到達できるのかの検証をしていきたいと考えている。

Acknowledgement

本研究を進めるにあたり指導教員の井上剛志准教授から多大な助言を賜りました。厚く感謝を申し上げます。またデータを提供してくださった西野さんや、内容にコメントをくださった研究室の皆様にも厚くお礼を申し上げ、感謝の意を表します。

Reference

- [1] Inoue 2019, The Astrophysical Journal
- [2] Alexiades 1994, ReserchGate
- [3] Meyer et al. 2014, Royal Astronomical Society
- [4] Brandford & Ostriker 1978, The Astrophysical Journal
- [5] Bell 2004, Royal Astronomical Society
- [6] Bell et al. 2013, Royal Astronomical Society
- [7] 西野将悟修論