

# Planck・AKARI・IRAS 衛星による銀河系ダスト放射のモデル構築

西原 智佳子 (名古屋大学大学院 理学研究科)

## Abstract

我々の住む銀河系には固体微粒子(ダスト)が多く存在している。ダストは炭素やケイ素化合物から成ると考えられているが、その組成や結晶の状態は分かっていない。本研究の目的は Planck・AKARI・IRAS 衛星の観測データからダスト放射の精密なモデルを構築し、そのモデルに合うダストの性質を求めることである。本研究ではダストの中でも輻射場と熱平衡になり熱的放射をする large grain に着目した。そのエネルギースペクトル(SED)は  $I_\nu \propto \nu^\beta B_\nu(T)$  ( $\beta$  は定数、 $B_\nu(T)$  は黒体放射の放射強度)で表される modified blackbody (MBB) で近似するのが現在の主流であるが、このモデルでダスト放射を正確に記述できるかは明らかではない。そこでダストの熱的放射の近似として MBB が本当に「良い」モデルなのかを判定することを目指した。そのためにダストの放射モデルを  $I_\nu \propto \nu^\beta B_\nu(T)$  とし、MBB:  $\beta = \beta_0$  及び新モデル:  $\beta = \beta_1 + \beta_2 \log \nu$  ( $\beta_0, \beta_1, \beta_2$  は定数)の2つを考え、どちらの方が「良い」モデルかを検証した。その結果、 $\beta$  に  $\nu$  の依存性が入った新モデルの方が「良い」モデルであるという示唆が得られた。

## 1 Introduction

図1は今回の解析で用いた天文衛星 Planck の観測データから作成された全天マップである。衛星は銀河系内から全天を観測するため、図1で紫色で見えるような銀河系内に起因する放射が明るく捉えられる。この放射は前景放射と呼ばれ、遠赤外線から電波にかけての振動数域ではダストによる放射が大部分を占めている。

本研究の目的は前景放射成分のうちダストの熱的放射をモデル化することであり、精密にダスト放射をモデル化することでダストの組成や状態などの情報が得られると期待される。また銀河系内のダスト放射によって隠されてしまう宇宙マイクロ波背景放射などの情報を得るためにも、ダスト放射の精密なモデル化は急務である。

ダストは星が放つ可視光や紫外線を吸収し、赤外線で再放射する。再放射のスペクトルはダストの種類やサイズによって異なった特徴を示す(図2)。ダストは大きく多環式芳香族炭化水素(PAH)、very small grain、large grain の3種類に分類され、その中でサイズの大きな large grain は熱容量も大きいので星間輻射場と熱平衡になることができる。このために large grain は黒体放射に似た形のスペクトルを持ち、そのスペクトルは黒体放射のスペクトルを修正した

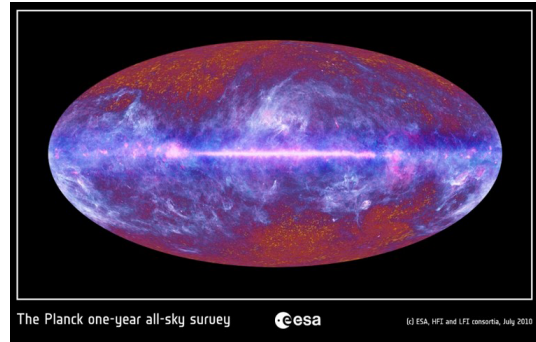


図1: Planck 衛星による全天マップ

modified blackbody (MBB) で近似されることが多い。MBB の放射強度は以下のように書ける。

$$I_\nu \propto \nu^\beta B_\nu(T) \quad (1)$$

ここで  $\beta$  は定数、 $B_\nu(T)$  は黒体放射の放射強度を表す。

$\nu^\beta$  はダストの吸収係数であり、ダストの組成やサイズに依存して変化する項である。図3は数種類のダストの吸収効率である。長波長側が MBB のように単一幕になる物質もあるが、 $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$  や Fe のように曲線になるものや、ダストのサイズによって吸収効率が異なる物質もこの他に複数存在する。ダストはこのように異なる吸収係数の物質が混ざり合っ

ていると考えられ、ダストの吸収係数を単一幂で記述する MBB のモデルは単純すぎる事が予想される。このことから、よりダストの性質を反映させられる放射モデルを構築することが必要である。

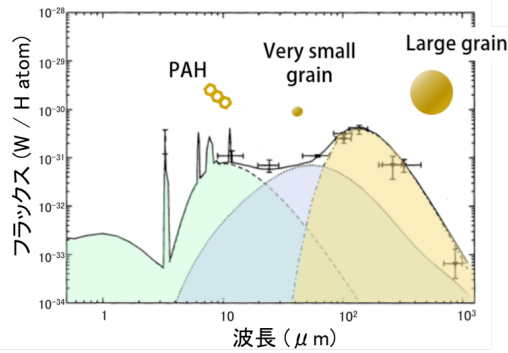


図 2: ダスト放射 (Désert et al. 1990 より)

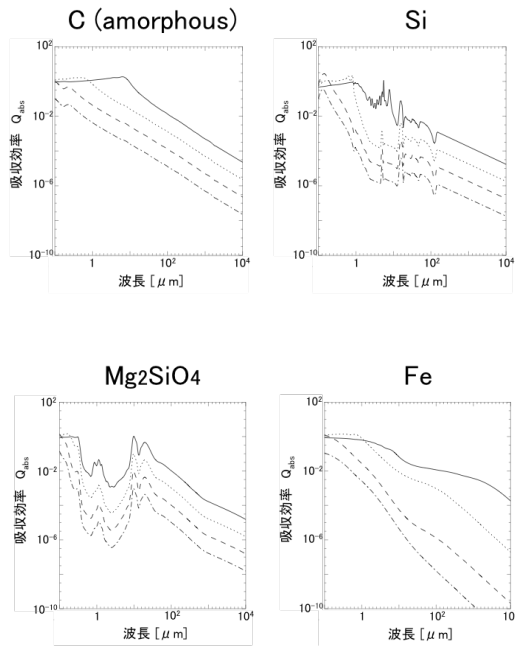


図 3: ダストの吸収効率

## 2 Data

本研究ではダストの熱的放射が観測される振動数域で全天観測を行った Planck、AKARI、IRAS の衛

星の放射強度の全天マップおよび点源カタログのデータを用いた。

使用したバンドは以下の通りである。

Planck : 143, 217, 353, 545, 857 GHz  
 AKARI : WIDE-L (140 μm)  
 N160 (160 μm)  
 IRAS : 100 μm

また、全天をダストの密度で分類するために Planck 353 GHz での光学的深さのデータを使用した。

## 3 Method

### 3.1 SED fitting

本研究では以下の 2 つのダストの熱的放射のモデルを仮定した。

$$I_\nu = 10^\alpha \left( \frac{\nu[\text{GHz}]}{353[\text{GHz}]} \right)^{\beta+3} \left[ \exp \left( \frac{h\nu}{k_B T} \right) - 1 \right]^{-1} \quad (2)$$

$$\beta = \begin{cases} \beta_0 & : \text{MBB} \\ \beta_1 + \beta_2 \log \left( \frac{\nu[\text{GHz}]}{353[\text{GHz}]} \right) & : \text{新モデル} \end{cases}$$

ただし  $\beta_0, \beta_1, \beta_2$  は定数

ここで  $h$  はプランク定数、 $k_B$  はボルツマン定数である。

SED フィッティングのベストフィットのパラメータを決めるため、今回は最尤法を用いた。尤度関数とはモデルが観測値を再現する確率を掛け合わせたものであり、最尤法とは尤度を最大にするパラメータを統計的に求める方法である。観測値がガウス分布でばらついているとすると、尤度関数及び対数尤度関数は以下のように書ける。

$$L = \prod_{i=1}^m \prod_{j=1}^n \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\nu_i}^2}} \exp \left[ -\frac{(I'_{\nu_{ij}} - I_{\nu_{ij}})^2}{2\sigma_{\nu_i}^2} \right] \quad (3)$$

$$\ln L = \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n \left[ -\frac{1}{2} \ln(2\pi\sigma_{\nu_i}^2) - \frac{(I'_{\nu_{ij}} - I_{\nu_{ij}})^2}{2\sigma_{\nu_i}^2} \right] \quad (4)$$

ここで  $m$  は観測データのバンド数、 $n$  はフィッティングに用いるピクセル数、 $I'_\nu$  は観測された放射強度、

$I_L$  はモデルから計算した放射強度である。

尤度関数及び対数尤度関数はパラメータの組に対して1つ存在し、各モデルでのベストフィットは尤度関数及び対数尤度関数が最大値を取るパラメータの組として得られる。

### 3.1.1 Markov Chain Monte Carlo method

本研究では対数尤度を最大にするパラメータの組を見つけるためにマルコフ連鎖モンテカルロ (Markov Chain Monte Carlo; MCMC) 法を用いた。MCMC は多変量の確率分布から乱数 (サンプル) を生成する方法であり、多くの分野で用いられている統計解析の手法である。

様々なマルコフ連鎖サンプリング法があるが、本研究ではメトロポリス - ヘイスティングズアルゴリズム (M-H アルゴリズム) を用いた。サンプル作成の流れは以下の通りである。

1. パラメータの初期値  $\theta^{(1)}$  を乱数で発生させる
2. ガウシアンで次のパラメータの候補  $\tilde{\theta}$  を生成し、採択率  $r$  を計算する

$$r = \frac{L(\tilde{\theta})}{L(\theta)} \quad (5)$$

3. 0 と 1 の間の一様乱数  $U$  を生成する
4.  $\theta^{(i)}$  を次のように決定する

$$\theta^{(i)} = \begin{cases} \tilde{\theta} & (U \leq r) \\ \theta^{(i-1)} & (U > r) \end{cases} \quad (6)$$

この操作をパラメータが収束するまで続け、1 ステップごとにパラメータを少しずつ変化させることで対数尤度関数を最大にするパラメータの組を求めることができる。

### 3.2 Model selection

一般的にフィッティングに用いるモデルのパラメータの数が多くなるほどはデータへの当てはまりは良くなり、対数尤度は大きくなる。今回比較したい2つのモデルはパラメータの個数が異なっているので、

単に対数尤度の大きさを比較することで2つのモデルのフィットの良さを比較することはできない。そこで2つのモデルのフィットの良さを比較するために AIC : Akaike's Information Criterion (Akaike 1974) を用いた。AIC は (7) 式で表される。

$$AIC = -2[\ln L_{\max} - K] \quad (7)$$

ここで  $\ln L_{\max}$  は対数尤度の最大値、 $K$  はフィッティングに用いたパラメータの数である。また、MBB で求めるパラメータは  $\alpha, \beta_0, T$  の3つ、新モデルでは  $\alpha, \beta_1, \beta_2, T$  の4つである。

AIC を用いるとパラメータの個数が異なっているモデル同士でもモデルの良さを比較することができるため、AIC の値が小さい方のモデルを「良い」モデルであるとみなせる。

### 3.3 Fitting area

ダストの密度による SED の違いを考慮するために、全天を 315 領域に分類して各領域で SED フィッティングを行った。ダストの密度の指標には 353 GHz での光学的深さの値を使用した。図 4 は 315 領域を色分けして表した図であり、番号が大きくなり、色が赤に近づくほど光学的深さの値が大きくなる。同じ色の領域はダストの温度等の性質が同じだと考えている。

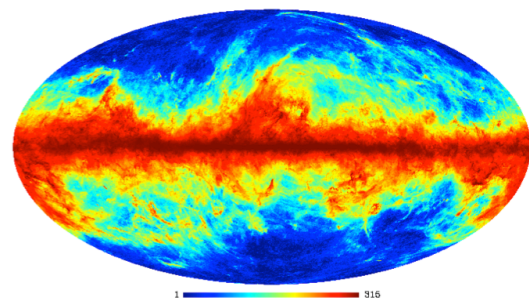


図 4: 全天の分類

## 4 Results

全天 315 領域中 4 領域で MBB、311 領域で  $\beta$  に振動数の依存性が入った新モデルが「良い」モデルであるという結果が得られた。図 5 は銀河面に近い領域での SED フィッティングの一例である。実線が MBB、点線が新モデルを表している。低振動数側ではあまり 2 つのモデルの違いが現れていないが、高振動数側で新モデルの方がデータ点に良くフィットしていることが分かる。この傾向は全天の他の領域でも見られ、MBB のモデルが高振動数側でエラーバーの範囲に入らない領域も多く存在する。このことから、MBB はダスト放射を完全に記述できないことが分かった。

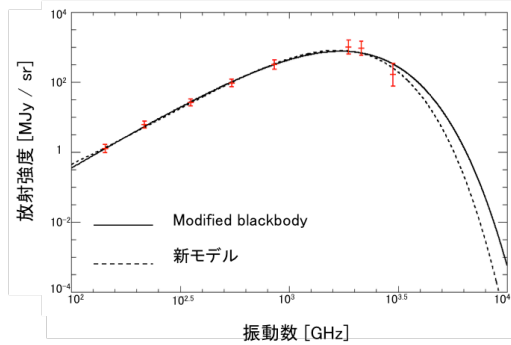


図 5: フィッティングの一例 (領域 : 314)

モデル	$\alpha$	$\beta_0$	$\beta_1$	$\beta_2$	$T$ [K]	AIC
MBB	1.64	1.74			17.7	-14157.9
新モデル	1.81		2	0.74	13.3	-14812.5

表 1: ベストフィットのパラメータ (領域 : 314)

今後はフィッティングの結果に当てはまるダストの組成やサイズ分布を解明していく。

## Reference

- Akaike H., 1974, IEEE Transaction on Automatic Control 19 (6): 716-723
- B  thermin M., Dole H., Lagache G., Le Borgne D., & Penin A., 2011, A&A, 529, A4
- Dale D. A., Helou G., Contursi A., Silbermann N. A., & Kolhatkar S., 2001 A&A 549, 215
- Désert F. -X., Boulanger F., & Puget J. L., 1990 A&A 237, 215D
- Nozawa T., Kozasa T., Umeda H., Maeda K., & Nomoto K., 2003, ApJ 598, 785
- Planck Collaboration VIII. 2014, A&A 571, A8
- Planck Collaboration IX. 2014, A&A 571, A9
- Planck Collaboration I. 2016, A&A, 594, A1
- Takeuchi T. T., Ishii T. T., Nozawa T., Kozasa T., & Hirashita H., 2005, MNRAS 362, 592-608

## 5 Conclusion & Future works

本研究での SED フィッティングの結果、特に高振動数側で MBB ではダスト放射は完全には記述できず、MBB よりも  $\beta$  に  $\nu$  の依存性がある方が「良い」モデルであるという示唆が得られた。

# 偏波観測を通して見る、NGC1333 領域の磁場構造と星形成、及びフィラメント構造との関係性について

金盛 祥大 (東京大学大学院総合文化研究科広域科学専攻土井研究室)

## Abstract

星形成の全体的なメカニズムとしては、巨大分子雲から分子雲コアが形成され、そこから円盤と jet を含んだ原始星に変形し、星が生まれると考えられている。巨大分子雲の大きさは 100pc 以上であるが、分子雲コアの大きさは 0.1pc 程度である。そのため、分子雲からコアが形成される過程を捉えるには、広範囲を観測でき、かつ分解能の高い望遠鏡が必要であった。近年では観測技術が進歩し、分子雲内でコアが形成されている様子を全体から捉えることが可能となった。2009 年に打ち上げられた Herschel 宇宙望遠鏡がとらえたダストの熱輻射の画像等からは、分子雲内で、物質がフィラメント構造を成して分布しており、そのフィラメント内で高密度のコアが形成されている様子が見える。ここから、フィラメント構造は、分子雲という星形成におけるマクロな要素から、コアというミクロな要素を作り上げる上で非常に重要な構造体であると考えられる。さらに近年の研究では、このフィラメント構造の形成には星間磁場が関係していると考えられている。理論上、重力不安定性のモードの違いによって、星間磁場に対して平行なサブフィラメントと、垂直に形成されるメインフィラメントが形成されると考えられているが、観測では、そのサブフィラメントが磁力線に沿って移動し、メインフィラメントへと流入する様子が捉えられている。このことから、星間磁場はフィラメントの形成を担う重要な要素であると期待されている。私は今回、星形成領域として知られるペルセウス星雲の NGC1333 領域に着目し、この領域の星形成活動の推移や領域内のフィラメント構造の同定について言及したのち、今後 BISTRO(B-fields In STar forming RegiOns;Ward-Thompson et al.,2017) グループにおいて行われる偏波観測を通して期待される星間磁場とフィラメント構造との関係性について議論する。

## 1 NGC1333 領域について

### 1.1 NGC1333 領域の星形成について

NGC1333 領域とは、ペルセウス星雲における一領域である。この領域は、ペルセウス星雲内においては IC348 に次ぐ最も星形成が活発な領域である。しかし、NGC1333 領域は星雲内の他の領域に比べると、現在進行形で若い星を形成しようとしている領域でもある。例えば、図 1 のヒストグラムから、NGC1333 領域では YSO の数が IC348 に比べ多いことが示されている。図 2 の画像においても YSO の殆どが NGC1333 領域に分布していることが分かる。このように、NGC1333 領域は、ペルセウス星雲内における現在の星形成活動の大半を担っており、複雑な星形成のメカニズムを総合的に理解する上で非常に有用な領域であると考えられる。

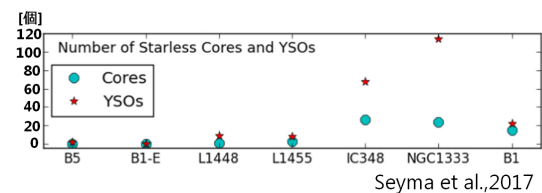


図 1: ペルセウス星雲における分子雲コアと YSO の数

### 1.2 領域内における YSO の年齢分布及び星形成活動の移動について

NGC1333 領域はさらにその星形成活動の違いにより、南部と北部に分けることができる。図 3 左は NGC1333 領域を可視光で捉えたものであり、一方図 3 右は NGC1333 領域のガス柱密度マップである。可

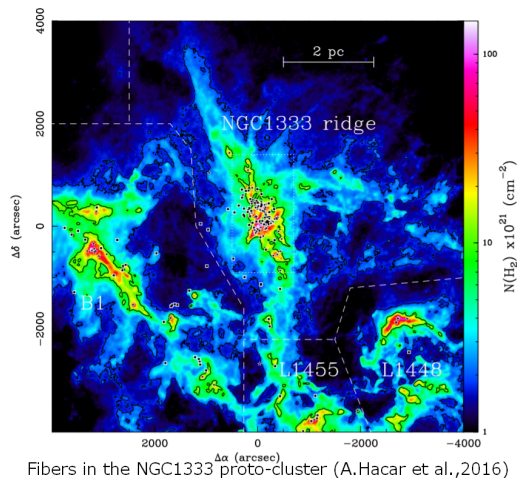
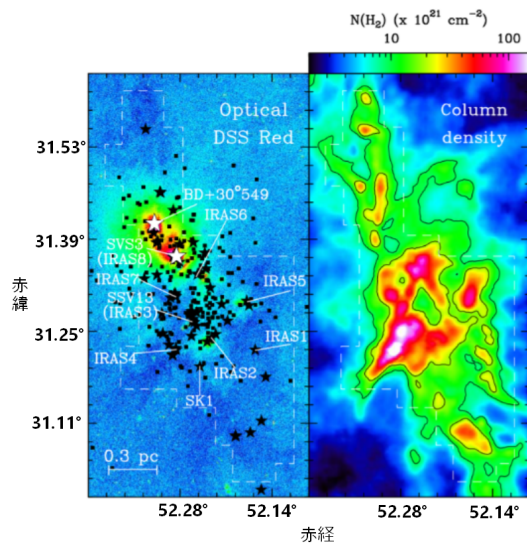


図 2: ペルセウス星雲の一部の領域におけるガスの柱密度マップ (中心に NGC1333 領域がある)。さらに青点で、YSO がプロットされている。



Fibers in the NGC1333 proto-cluster (A.Hacar et al.,2016)

図 3: 左図:DSS Red で観測した NGC1333 領域の画像。右図:NGC1333 領域のガス柱密度マップ。

視光のマップでは、領域北部にある二つの B 型星からの光が輻射されているのが確認できる。一方で、柱密度のマップからは、ガスが南部で高密度に分布していることが分かる。さらに二つの図を比較した時に、ガスが高密度に存在している場所に YSO が多く分布していることが分かる。Hacar は、星の年齢

分布と星形成活動との間に相関性があると考え、二つの図の比較から、「北部では、星形成がある程度進行し、一方南部では星形成活動が活発に行われている」と結論付けた。私はこの結論を受け、さらに YSO を Class 毎に分け、その分布を比べてみることで、星形成活動が北部から南部へと推移すると思った。図 4 は Class 毎に分けられた YSO の分布であ

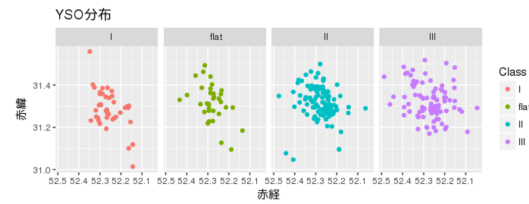


図 4: NGC1333 領域における YSO 分布。YSO は Class 毎に分けてプロットしている。

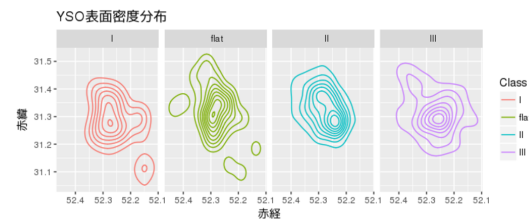


図 5: NGC1333 領域における YSO 分布。YSO は Class 毎に分けてプロットしている。

り、図 5 はその YSO の表面密度の分布である。YSO は Class I, flat, II, III の順に進化すると考えられているが、その表面密度分布から、Class I はより中心部に分布しており、YSO の Class が上がると、分布が北部へと伸びていることが分かる。このことを一次的に示そうとしたのが図 6 である。図 6 は横軸に赤緯、縦軸に赤経方向に積分した表面密度の平均値を取って、Class 毎にグラフに起こしたものである。ここから、YSO の Class が上がるごとに、平均密度が北部 (横軸の右側) へと広がっていることが確認できる。私は、この結果から「NGC1333 領域において、星形成活動が北部から南部へと推移している」というように考察した。

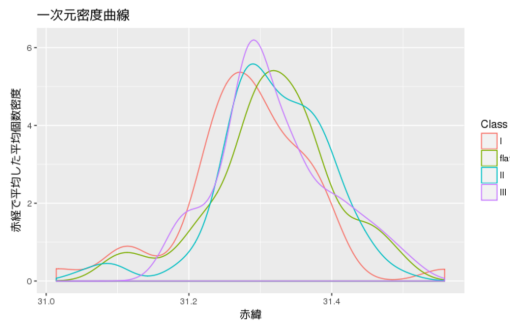


図 6: NGC1333 領域における YSO 分布。YSO は Class 毎に分けてプロットしている。

### 1.3 NGC1333 領域におけるフィラメント構造

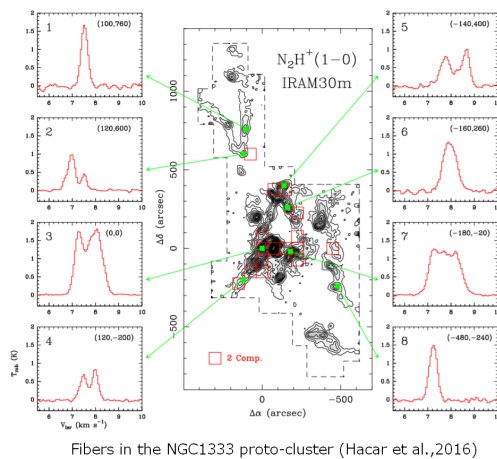
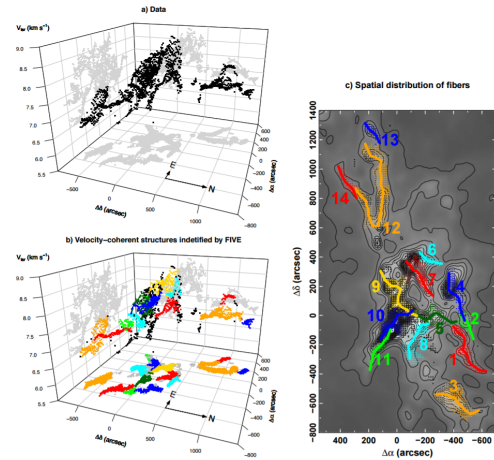


図 7:  $N_2H^+$  分子の (1-0) 輝線と、各地点における強度のプロファイル (横軸に速度を取っている)

Hacar は NGC1333 領域における  $N_2H^+$  分子の (1-0) 輝線を観測で捉えた (図 7)。そこから、各地点における分子輝線の強度を視線速度に対しプロファイリングし、そこにガウシアンでフィッティングをかけることで、ピーク地点における視線速度を得る。得られた赤経、赤緯、視線速度を成分として、三次元的にプロットしたものが図 8 左である。

ここから Hacar は、共通する視線速度でグループ化し、フィラメント構造を 14 個同定した (図 8 右)。図 3 右とフィラメント構造の分布を重ねると、高柱密度な場所とフィラメントが重なっていることも確



Fibers in the NGC1333 proto-cluster (Hacar et al.,2016)

図 8: 左上図:赤経・赤緯・分子輝線強度ピークでの視線速度の三次元でプロットした図。左下図:共通した速度範囲でグループ化した図。右図:グループ化したものを二次元に落とし込んだ図。

認できる。さらに、高密度なコアの分布がフィラメントの分布と重なることから、Hacar は「NGC1333 領域では、これらのフィラメント構造の内部で星形成が活発に行われている」と結論づけている。しかし、NGC1333 領域におけるフィラメント構造と星間磁場の関係性については言及されておらず、領域内のフィラメント形成のメカニズムに関しては未解明なところも多い。私はそこで NGC1333 領域にたいし偏波観測を行うことにより、星間磁場とフィラメント構造との関係を解明したいと考えている。

## 2 BISTRO における、JCMT を用いた偏波観測

### 2.1 BISTRO と JCMT

BISTRO(B-fields In STar-forming Region Observations) では、ハワイにある JCMT(James Clerk Maxwell Telescope) を用いて、ダストの熱放射における偏波を観測し、the Gould Belt star-forming regions の磁場の強度や方向を解析している。この、the Gould Belt star-forming regions にはペルセウス星雲の NGC1333 領域も含まれている。BISTRO のチー

ムはイギリス、中国、日本、台湾、韓国、カナダの六カ国から成り、私は、BISTRO の日本チームに参加している。

## 2.2 磁場と偏波の観測について

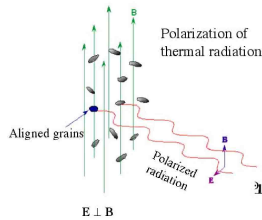


図 9: 左上図:赤経・赤緯・分子輝線強度ピークでの視線速度の三次元でプロットした図。左下図:共通した速度範囲でグループ化した図。右図:グループ化したものを二次元に落とし込んだ図。

ダストを楕円球のように考えた場合、星間磁場が一樣に発生する場所では、ダストの短軸を星間磁場が貫くようにダストが整列すると考えられている。整列したダストが、他の星からの輻射熱により温められ、熱輻射を出す場合、個の熱輻射は短軸方向よりも長軸方向に強く輻射される。従って、ダストの熱輻射は、星間磁場に対して垂直な方向に進む偏波として観測される、と考えられている (図 9 参照)。そのため、フィラメント内に高密度なダストがトラップされている場合には、偏波はフィラメントに平行な形で観測される。そこから、星間磁場はフィラメントに対し、垂直に貫くように分布しているだろう、と考えられる。

## 2.3 NGC1333 領域のダストの熱輻射の観測

NGC1333 領域におけるダストの熱輻射の測光画像は、BISTRO によりすでに得られている。図 10 は JC850 $\mu$ m の波長帯で観測された NGC1333 領域の画像である。。BISTRO ではさらに、8 月 21 日から 25 日にかけて、この領域の偏波観測を計画している。

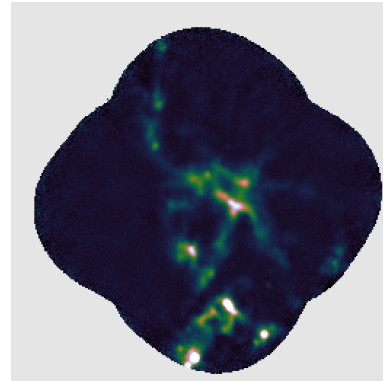


図 10: JCMT により 850  $\mu$  m 波で観測された、NGC1333 領域の画像その一。

NGC1333 領域の測光データの画像に、偏波観測のデータを加えることにより、星間磁場の領域内での分布を得ることが出来る。星間磁場は先述した通り、大局的にはフィラメント構造と垂直に分布すると期待されている。しかし、NGC1333 領域はフィラメントが複雑に絡み合うように存在していると考えられるため、領域内で視線方向に重なり合う、または相互に衝突を起こしているようなフィラメントの内部では、星間磁場もまた複雑な様相を示すであろうと考えられる。この両者の相互作用を領域全体に亘り解析することで、磁場が星形成及び星形成前後のフィラメントに与える影響を、分子雲というマクロなスケールで明らかにすることが出来るであろう、と私は考えている。

## Reference

- A. Hacar, M. Tafalla, and J. Alves 2017, *Astronomy & Astrophysics*
- Seyma Mercimek, Philip C. Myers, Katherine I. Lee, and Sarah I. Sadavoy 2017, *The Astronomical Journal*, 153:214
- Rebull 2015, *The Astronomical Journal*, 150:17



# 脈動型変光星の偏光観測による銀河系中心方向の磁場構造解析

善光哲哉 (京都大学大学院 理学研究科)

## Abstract

星間磁場は星形成のみならず、高エネルギー宇宙線の遮蔽や銀河の構造進化に関わっている。我々の銀河系では磁場の構造を調べるため様々な波長での偏波の観測が試みられてきた。銀河系の磁場構造を理解するには、偏光だけでなく距離も正確に理解する必要がある。しかしながら、天文学において正確な距離の決定は現在の天文学においても困難である。特に、銀河系の中心方向はダストによる減光が強いため、特定の波長でしか観測できず距離決定がほとんど行われてこなかった。

我々はこうした問題を解決するため、距離が決定できる脈動型変光星に着目した。脈動型変光星は周期光度関係と減光則を用いることで距離を推定することができる。近年、近赤外の繰り返し観測を行うサーベイで脈動型変光星が同定されつつある。この同定された天体に対して偏光観測を行った。今回の発表では、我々がこれまで行ってきた観測の結果について話をする。

## 1 Introduction

星間磁場は星間物質と相互作用するため、分子雲や星の形成、高エネルギー荷電粒子の加速および閉じ込め、銀河面垂直方向における星間物質の分布の決定といった事柄に重要な働きを示す。星間磁場を観測から求めるためには、ファラデー回転、星間偏光、シンクロトロン放射およびゼーマン効果を利用する必要がある。これらは磁場の向きや磁場の強度を求めることができるため、星形成領域の磁場構造や太陽系近傍の磁場構造といったものが調べられてきた。特にパルサーは電波でのファラデー回転の観測から磁場が求められるだけでなく、三角視差によって距離が得られるので、系外銀河の観測と組み合わせることでサジタリウスアームといった銀河系の磁場の様子が描写されてきた (e.g. Van Eck et al. 2011)。

銀河系中心付近は分子雲やダスト雲が多い。電波の観測では分子雲成分がどれほど混入しているのかを推定するのが難しいために、銀河系中心付近の星間磁場を求められていない。一方赤外線での観測ではダストによる減光が効くために、ただでさえ難しい距離推定がさらに難しくなる。そのため、現在でも銀河系中心付近の磁場構造を把握しているとは言い難い (e.g. Van Eck et al. 2011, Han & Zhang 2007, Hou & Han 2014)。

先行研究では、光度が金属量や年齢に依存しないと

考えられているレッドクランプ星に対して偏光観測を行い、星間磁場の構造を調べている (Pavel 2014)。しかし、レッドクランプの距離決定精度が悪いだけでなく偏光決定精度も悪いので磁場構造を正確に求めているとは言い難い。そこで我々はレッドクランプ星ではなく別の距離決定可能な天体について偏光観測を行い、銀河系の磁場構造を求めることにした。

## 2 Methods/Instruments and Observations

Henrietta Swan Leavitt が発見した古典セファイドは脈動型変光星で、脈動の周期と光度に相関関係がある。つまり、脈動の周期を求めることで絶対光度が決定できる。銀河系中心付近はダストによる減光が強いため、減光則を仮定してやれば脈動型変光星を利用して距離が決める。我々は VISTA Variables in the Vía Láctea (VVV) と呼ばれるサーベイで発見された 35 個の古典セファイドに着目した (Dékany et al. 2015)。これらは繰り返し観測されており、周期が同定されている。そして、共同研究者の西山さんが求めた減光則 (Nishiyama et al. 2006) と松永さんが求めた周期光度関係 (Matsunaga et al. 2013) を利用することで距離を求めた。

2016 年度の 6 月に 21 個の古典セファイドに関し

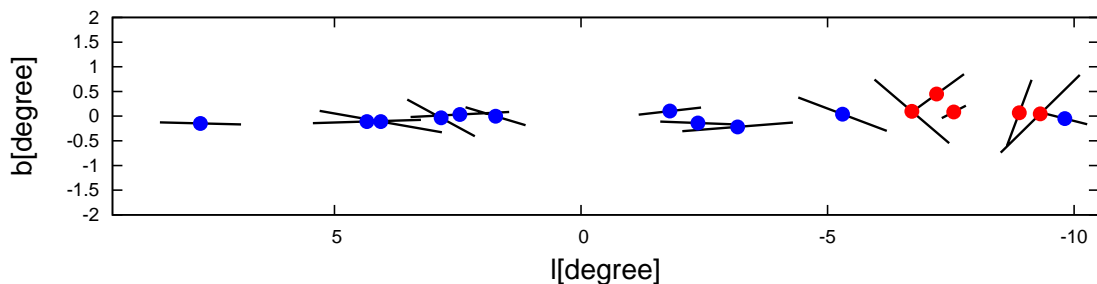


図 1: 偏光方位角のエラーが 10 度以下だった天体の偏光を表した図。青と赤の丸が古典セファイドの位置にあたる。時計の 9 時の方向が偏光方位角の原点で時計回りが正になる。赤は偏光方位角が 25 度以上のものになる。

て、InfraRed Survey Facility (IRSF) にて近赤外 3 色同時偏光観測を行った。観測に用いた装置は SIRPOL で、これは回転する半波長板と偏光子から成り、近赤外同時撮像装置 (SIRIUS) に取り付け使用。アレイのサイズは  $0''.45 \text{ pixel}^{-1}$  で、視野は  $7'.7 \times 7'.7$  である。波長板は 0 度、45 度、22.5 度と 67.5 度と変化することで、ストークスパラメータを求められる。平均的なシーイングは  $J$  バンドで  $1.9''$ 、 $H$  バンドで  $1.8''$  で  $K_s$  バンドで  $1.7''$  であった。

観測対象の天体は銀緯 -10 度から 10.5 度、銀緯 1 度から 1 度に存在する。 $K_s$  バンドで 11 等級から 13 等級で、12.5 等級よりも明るい天体は積分時間 400 秒、それよりも暗い天体は積分時間 600 秒で撮影した。撮影したデータは pyIRSF で 1 次処理を行った。これは一橋大学の中島さんが作成したパイプラインで、ダーク引き、フラット割にスカイ引きを行った後、校正したデータの位置合わせをし重ね合わせた各波長板のイメージを作成するものである。

各波長板イメージを測光してストークスパラメータ  $IQU$  を導出しなければならない。偏光観測の場合点広がり関数 (PSF) を作成して測光よりもアパーチャー測光で星のフラックスを導出したよいが良いことがわかっている。そこで、アパーチャー測光で古典セファイドの偏光を求めた。アパーチャー測光を行う場合、アパーチャー半径を正確に定める必要がある。アパーチャー半径を大きく取ると、周囲の星の光まで混入してしまう。一方でアパーチャー半径を小さくするとフラックス比を損して結果的に SN 比が悪くなる。そこで、各イメージ視野内に存在する天体を 10 個ほど選び出し、平均的な FWHM を求め、アパーチャー半径を FWHM の 0.4 倍から 3.4

倍まで変えてストークスパラメータ  $QU$  の値が安定する半径を探した。その結果シーイングにもよるが、FWHM の 1 倍から 2 倍が適切なアパーチャー半径だということがわかった。またアパーチャー測光で分離できない場合は、PSF 測光で星の明るさを求めた。

アパーチャー測光で得られた値の補正を行う。 $JHK_s$  の偏光効率は  $J$  で 95.5%、 $H$  バンドで 96.3% で  $K_s$  バンドで 98.5% である。補正角は 105 度でこれらで補正を行った後、誤差による過大評価を補正した偏光度  $P_{dep}$  を求めた。機械による偏光を補正するために、古典セファイドだけでなく WD2359-434 の観測を行った。この天体は無偏光だと考えられるため、偏光が生じているとそれは装置由来だと考えられる。解析の WD2359-434 は偏光度が 0% であったため、機械偏光の補正は行なわなかった。

### 3 Results

解析の結果 21 天体のうち 16 天体が  $K_s$  バンドで偏光が求まった。図 1 はその 16 天体の偏光の様子を示している。また  $H$  バンドでは 7 天体が、 $J$  バンドでは 0 天体の偏光が求まった。16 天体のうち 9 天体が銀河面に対して 20 度以内の偏光方位角を持っている。それ以外の天体は銀河面に対して 25 度以上の偏光方位角を持っており、特に銀経 -8.5 度から -9.2 度にある 2 天体は 40 度以上であった。また今回観測を行った天体は太陽系から 9kpc 以上の距離にあることが計算からわかったため、銀河系中心より奥から来た偏光を観測していることがわかった。

図 2 は色と偏光度の関係を見ている。そこでは

Kobayashi et al.(1983) や Hatano et al.(2013) と同じような、色が赤くなれば偏光度も大きくなる傾向を示している。また、銀河面に対して 20 度以上の偏光方位角を持った天体が図の赤色の天体に相当するが、青色のものと同じように適度に分散している。そのため、赤化による依存がないと考えられる。

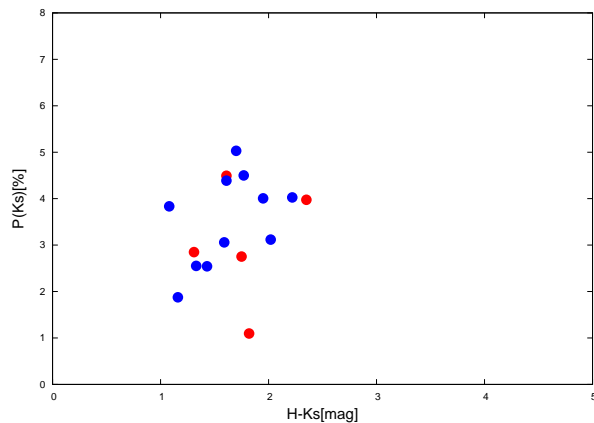


図 2: 横軸が色  $H - K_s$  で縦軸が  $K_s$  バンドの偏光度を表している。色は図 1 と対応している。

## 4 Discussion

図 1 の青色の天体の偏光方位角の結果と古典セフィイドまでの距離が 9kpc 以上であることから、渦状腕の磁場の向きを見ていると考えられる。9kpc という長い距離を古典セフィイドからの光は我々の元に届くまでの間に、様々な磁場の影響を受けたダストの層を通過している。観測される偏光は局所的な成分よりも大規模な磁場の影響を受けた各々のダスト層の偏光の積分値であるため、渦状腕の磁場の向きを大雑把に表していると考えられる。一方、偏光方位角が 20 度以上のものは渦状腕の磁場とは異なる磁場成分が見えているか、古典セフィイドの固有な偏光成分が原因だと考えられる。そこで、どちらが原因かの考察を行った。

星周ダストが固有な偏光を生じる原因となる。高速自転、星周円盤にパウショックによって星周ダストが非対称な構造になる。すると中心星からの放射が非対称構造に当たって散乱を受けて偏光を生じる。観測した古典セフィイドが星周ダストを大量に持ち、なおかつ非対称構造を伴っていると固有な偏光があると考えられる。そこで、Spitzer の中間赤外サーベイ

GLIMPSE の結果を用いて、星間ダストと星周ダストの切り分けを考えた。これは Messineo et al.(2012) らが行った方法で、星周ダストを出すミラ型偏光星や LBV、OH/IR 星といった天体の分類のために使用されている。今回  $8.0\mu\text{m}$  のデータを利用して、図 3 を描いた。星周ダストは中心星によって温められるため、 $K_s - 8.0\mu\text{m}$  の右側に移動していく。一方で  $H - K_s$  は星間ダストによる減光が元で生じる。今回観測した天体の中で、赤化ベクトルからずれているものはほとんどない。特に偏光方位角が 20 度以上を示すものは同一直線上にのっていると考えられる。このことから、古典セフィイドは星周ダストが原因で生じた固有な偏光成分は小さいと考えられる。

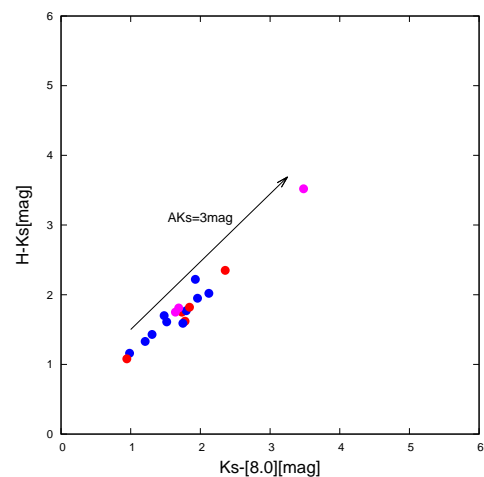


図 3: 横軸が色  $K_s - [8.0]$  で縦軸が色  $H - K_s$  を表している。黒矢印は赤化  $A_{K_s}$  のベクトルである。赤と青は図 1 と 2 に対応している。ピンク色は偏光が正確に求められなかった天体である。赤化ベクトル方向から外れて  $K_s - [8.0]$  が大きい場合、星周物質が多いと考えられる。

さらに偏光方位角が 25 度以上を示した天体の周囲に存在する天体の偏光について求めた。銀経-6.8 度から-8.8 度以内に存在する 3 天体の周囲は、古典セフィイドに似た偏光を持つ天体が存在するが、偏光方位角が銀河面に対して 20 度以内である天体もある。また、銀経-8.8 度から-9.2 度に存在する 2 天体の周囲の天体たちは、2 天体と同じ偏光を示した。これらの結果から、古典セフィイドが持つ固有な偏光が星間偏光成分を変えるほど強く偏光していないと結論付けた。

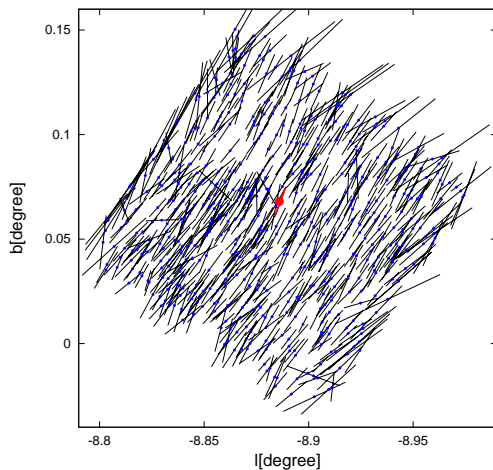


図 4: 赤い点と線が古典セファイド。周囲の天体の位置は青でそれらの偏光は黒線で示されている。全ての天体が偏光方位角のエラーが 10 度以下である。

銀経-6.8 度から-8.7 度に存在する天体は周囲の偏光の様子から局所的な特異な磁場構造のため偏光方位角が 20 度以上を示したと考えられる。一方、銀経-8.7 度から-9.2 度に存在する 2 天体は周囲の天体も偏光方位角が 40 度以上あることから、銀河面に対して垂直な成分が存在すると考えられる。視線方向には渦状腕の磁場も存在し、9kpc 以上という十分遠方からの来た光の偏光であるため、局所的な磁場成分を見ているとは考え難い。

近傍の可視光の偏光観測の結果は Heiles(2000) がまとめている。これを見ると、全体的には銀河面に対して偏光方位角が 20 度以内のものが大半だが、局所的には銀河面の偏光が大きくバラついていることがわかる。今回観測した領域もほぼ銀河面に対して平行な偏光を示している。また、Planck の 353GHz の磁場マップを調べた。これによると、銀河面に対してほぼ平行な磁場構造であると示されている。一方で、これに示されている図の分解能は 1 度角のため、IRSF ぐらいの分解能の磁場構造は見えてないとも考えられる。これらの結果から、銀経-8.8 度から-9.2 度の間に存在する磁場構造は初めて発見したと考えられる。

## 5 Conclusion

脈動型変光星に対して近赤外偏光観測を行い、距離の関数として偏光を求めた。観測して正確に偏光

が求めた天体の大半が銀河面に対して 20 度以内の偏光方位角を示したため、渦状腕の磁場の方向を示したと結論付けた。また、古典セファイドの星周物質は少ないため、固有な偏光をほとんど示さないことがわかった。銀経-8.8 度から-9.2 度に存在する 2 天体の偏光から、垂直磁場構造が存在するのではないかと考えられる。これは可視光の偏光観測や電波の偏波観測からは発見されていないものであった。さらに銀河面に存在する脈動型変光星を偏光観測することで、銀河面の 3 次元磁場構造を解き明かしていく必要がある。

## Acknowledgement

この発表を進めるあたり指導教官の長田哲也教授にいろいろとご意見をいただきました。また、博士後期課程 3 年の長友峻先輩に観測プログラムの作成に加えて、日頃からいろいろとお世話になりお礼申し上げます。また、共同研究者の栗田光樹夫さん、木野勝さん、西山正吾さん、松永典之さん、中島康さんには本研究でアドバイスをいただきました。合わせてお礼申し上げます。

## Reference

- Dékány, I., Minniti, D., Zoccali, M., et al. 2013, *ApJL*, 776, L19
- Han, J. L., & Zhang, J. S. 2007, *A&A*, 464, 609
- Hatano, H., Nishiyama, S., Kurita, M. et al. 2013, *AJ*, 145, 105
- Heiles, C. 2000, *AJ*, 119, 923
- Hou, L. L.G., & Han, J. L. 2014, *A&A*, 569, 125
- Kobayashi, Y., Okuda, H., Sato, S., et al. 1983, *PASJ*, 35, 101
- Matsunaga, N., Feast, M. W., Bono, G. et al. 2016, *MNRAS*, 462, 414
- Matsunaga, N., Feast, M. W., Kawadu, T. et al. 2013, *MNRAS*, 429, 385
- Messineo, M., Menten, K. M., Churchwell, E., & Habing, H. 2012, *A&A*, 537, A10
- Nishiyama, S., Nagata, T., Kusakabe, N. et al. 2006, *ApJ*, 638, 839
- Pavel, M. D. 2014, *AJ*, 148, 49
- Van Eck, C. L., Brown, J. C., Stil, J. M. et al. 2011, *ApJ*, 728, 97

# 複合 H<sub>II</sub> 領域 Sh 254 – Sh 258 における 分子雲衝突における大質量星形成

佐伯 駿 (名古屋大学大学院 理学研究科)

## Abstract

近年、大質量星形成に付随する分子雲において衝突の痕跡が発見されてきている。今回我々が着目した複合 H<sub>II</sub> 領域 Sh-2 254 – Sh-2 258 は約 10 pc の領域に 5 つの H<sub>II</sub> 領域が含まれている活発な星形成領域である。Submillimeter Telescope (SMT) で観測された <sup>12</sup>CO(*J*=2–1) 輝線、Five College Radio Astronomy Observatory (FCRAO) で観測された <sup>12</sup>CO(*J*=1–0) 輝線を用いて、この領域に付随する分子雲の詳細な速度構造の分析と空間分布の解析を行った。その結果、領域に付随する 6 km s<sup>-1</sup> と 8.7 km s<sup>-1</sup> の速度成分を持つ 2 つの異なる分子雲を特定した。またこの分子雲ペアは相補的な空間分布を持っており、どちらも大質量星付近で 2–1/1–0 比が高くなっていることがわかった。以上よりこの 2 つの分子雲は H<sub>II</sub> 領域に付随しており、互いに衝突している可能性がある。

## 1 Introduction

太陽の 8 倍以上質量を有している星は大質量星と呼ばれる。大質量星は星風、UV、その最後に起こす超新星爆発等によって銀河スケールに及ぶ影響を星間空間に与える。しかし、その形成過程は未だ謎な部分が多く未解明である。

大質量星は形成過程で大質量原始星と呼ばれる状態を経由する。この原始星は、強い輻射を発しておりモデル計算から小質量星の質量降着率の 100 倍近い 10<sup>-4</sup>M<sub>☉</sub>yr<sup>-1</sup> の質量降着率がないと質量降着することができない。

この問題を解決するモデルとして近年分子雲衝突モデル (Cloud–Cloud Collision; CCC) が注目されている。これは速度の異なる 2 つの分子雲が超音速で衝突することによって大質量星形成が促進されるというモデルである。分子雲同士が衝突することによって広い範囲に存在するガスをかき集めることができ、また MHD を用いたシミュレーションからも超音速の乱流や磁場によって大きなジーンズ質量達成し、さらに大質量星形成が可能な質量降着率を達成すると考えられている (Inoue & Fukui, 2013)。観測では質量星や若い大質量星クラスターの周りの分子雲において衝突の痕跡が報告されており e.g. Westerlund2 (Ohama et al. 2010), RCW38 (Fukui et al. 2016),

RCW120 (Torii et al. 2015)、大質量星に付随する分子雲において分子雲衝突が普遍的な現象であることを示すために分子雲衝突のサンプル数を増やすことは重要である。

複合 H<sub>II</sub> 領域 Sh-2 254 – Sh-2 258 は 10 pc の領域に 5 つの H<sub>II</sub> 領域が存在している活発な星形成領域である (図 1(a))。それぞれの H<sub>II</sub> 領域は中心には大質量星を有している。図 1 中の十字と丸記号は大質量星を表しており、スペクトルタイプはそれぞれ 1:O9.5, 2:B0.9, 3:B0.5, 4:B1.5, 5:B1 である。H<sub>II</sub> 領域の広がりを中心星のスペクトルタイプから求められた年齢は 0.75 Myr – 3.0 Myr であり (Bieging et al. 2009)、これらの H<sub>II</sub> 領域は距離 1.6 kpc (Rygle et al 2009) に位置している。付随する分子雲の総質量は約 10<sup>5</sup>M<sub>☉</sub> である (Chavarria et al. 2008)。またこの領域は狭い範囲に複数の大質量星が存在することから、大質量星のフィードバックによる連鎖的星形成領域 (Elmegreen & Lada, 1977) の候補として注目されている。特に隣接した H<sub>II</sub> 領域 Sh-2 255 と Sh-2 257 に挟まれた空間ではフィードバックによりガスがかき集められ現在星形成が進行していると考えられている (Minier et al. 2007)。本研究では <sup>12</sup>CO(*J*=2–1) 輝線、<sup>12</sup>CO(*J*=1–0) 輝線を用いて複合 H<sub>II</sub> 領域に付随する分子雲の衝突の可能性を議論する。

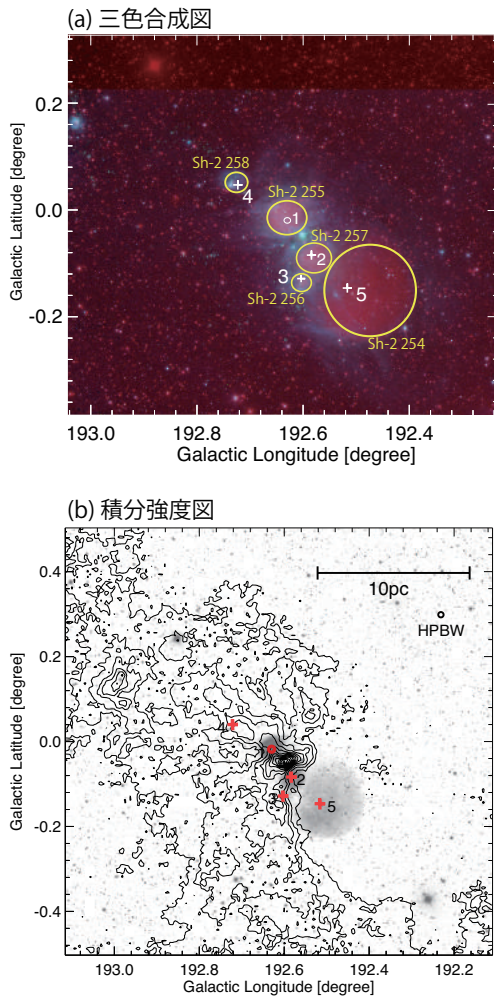


図 1: (a): 三色合成図。赤は 650 nm、緑は spitzer 4.5  $\mu\text{m}$ 、青は spitzer 3.6  $\mu\text{m}$ 。(b):  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  の積分強度図。積分速度範囲は  $0 \text{ km s}^{-1}$  から  $15 \text{ km s}^{-1}$  であり、 $10 \text{ K km s}^{-1}$  から  $7 \text{ K km s}^{-1}$  ステップごとに  $73 \text{ K km s}^{-1}$  まで引いている。背景のカラーは DSS による 650 nm。また十字と丸記号の番号は OB star を表しており、スペクトルタイプはそれぞれ 1:O9.5, 2:B0.9, 3:B0.5, 4:B1.5, 5:B1 である。

## 2 Data

Submillimeter Telescope (SMT) で 2003 年の秋から 2005 年の秋まで観測された  $^{12}\text{CO}(J=2-1)$  輝線を使用した。観測範囲は  $0.75^\circ \times 1.0^\circ$  の範囲であり、ビームサイズと速度分解能はともに  $32''$  と  $1.3 \text{ km s}^{-1}$  である。rms ノイズは  $0.5 \text{ K}$  である。その詳細は Bieging et al. (2009) を参照。

また FCRAO の 14 m の望遠鏡で観測された  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  輝線を使用した。ビームサイズと速度分解能はともに  $45''$  と  $0.132 \text{ km s}^{-1}$  であり、検出器は SEQUOIA を使用したものである。rms ノイズは  $1.6 \text{ K}$  である。これも詳細は Chavarria et al. (2008) を参照。

### 2.1 大局的な速度構造

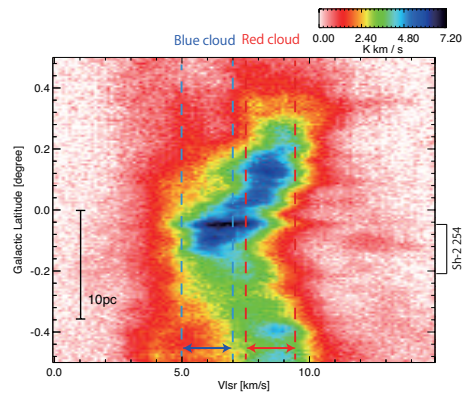


図 2: 位置速度図。積分範囲は  $192.1^\circ < l < 193.1^\circ$ 。青線は Blue cloud、赤線は Red cloud の速度範囲を表している。

図 2 に複合  $\text{H}_{\text{II}}$  領域全体にわたる分子雲の位置速度図を示す。分子雲は  $7.5 \text{ km s}^{-1}$  から  $9.5 \text{ km s}^{-1}$  の高速度側の分子雲と  $-0.4^\circ < b < 0.05^\circ$  の範囲に存在している  $5 \text{ km s}^{-1}$  から  $7 \text{ km s}^{-1}$  低速度側の成分が存在している。分子雲は大局的には横を向いた V 字型の構造をしている。今回我々は  $5 \text{ km s}^{-1}$  から  $7 \text{ km s}^{-1}$  の低速度側の成分を Blue cloud と定義し、 $7.5 \text{ km s}^{-1}$  から  $9.5 \text{ km s}^{-1}$  の高速度側の成分を Red cloud と定義した。以降速度成分を区別する際にこの名称を用いる

### 2.2 空間分布図

図 3 に Blue cloud と Red cloud の  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  輝線の空間強度分布を示す。図 3(a) は 2 つの速度成分の空間分布を示したもので、図 3(b) は矢印の向きに Blue cloud を移動させている。図 3(a) から 2 つの分子雲は異なる空間分布を示している。図 3(b) の

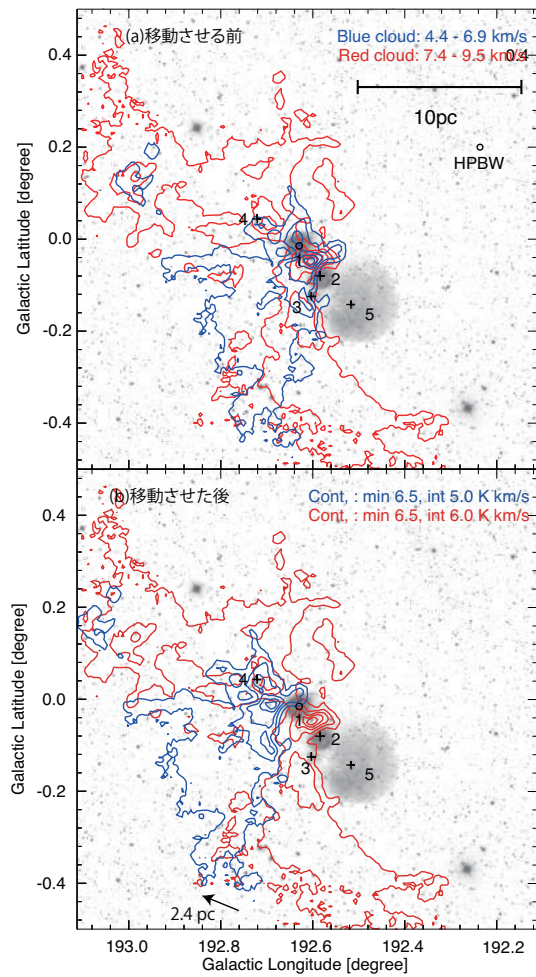


図 3: 相補的空間分布図。背景は DSS 650 nm。赤と青の等高線はそれぞれ Blue cloud と Red cloud である。図 3(a); 移動させる前。図 3(b); 2.4 pc 移動させた後。それぞれ番号は Fig.1 と同様のものを表している。

ように Red cloud の右側で 2 つの分子雲が反相関を示しており、2 つの分子雲は相補的な空間分布をしている。

### 2.3 2-1/1-0 比

図 4 は Blue cloud と Red cloud における  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  の 2-1/1-0 比を表したものである。それぞれ  $3\sigma$  を超える点で比を取ったマップである。図 4(a) において大質量星が分布している箇所では比が 1 を超えていることがわかる。また図 4(b) において

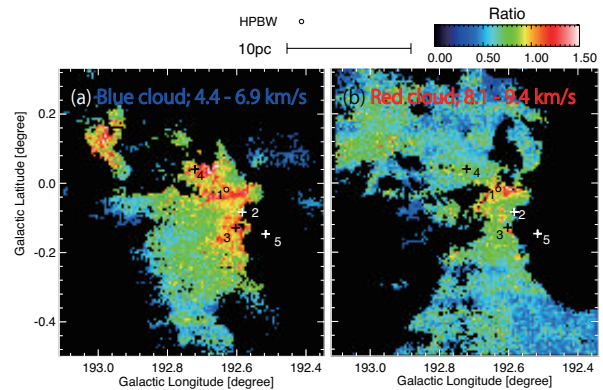


図 4:  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  の 2-1 / 1-0 比。(a); Blue cloud。(b); Red cloud。それぞれ十字記号と番号は Fig.1 と同様のものを表している。

も大質量星の存在する領域付近で比が 0.7 よりも高くなっていることがわかる。

## 3 Discussion

図 1 から Sh-2 254 以外の  $\text{H}_{\text{II}}$  領域ではまだ分子雲が残っていることが確認できる。分子雲は星が形成された時の情報を残していると考え、分子雲の詳細な解析を行った。図 3 の Red cloud の右側の円弧上の構造は Sh-2 254 のフィードバックで形成されたと考えられる。しかしその逆側の大きな空洞は空間的にも距離があるため  $\text{H}_{\text{II}}$  領域によって形成された可能性は低い。また Blue cloud と Red cloud は  $\text{H}_{\text{II}}$  領域のフィードバックで 2 つの成分に分かれた可能性は低い。さらに図 3(b) において 2 つの分子雲は相補的な空間分布を示しており、Red cloud の左側の空洞は分子雲同士の衝突によって形成された可能性がある。

密度の異なった分子雲が衝突する際、分子雲の密度の濃い部分がもう一方の密度の薄い部分を型抜きした相補的な空間分布を示す。流体モデルを使用したシミュレーションでも衝突した分子雲の相補的な空間分布は示されており (Matsumoto et al. 2013, Takahira et al. 2014)、これまで分子雲衝突が示唆される天体においても観測されている (e.g. Fukui et al. 2017; Figure 10)。図 3(b) のように 2.4 pc 動かすと一致す

るのは、分子雲の衝突方向が視線方向と角度をなしているためであると考えられる。

図3の相補的な空間分布から移動量は2.4 pcであることがわかった。Blue cloudとRed cloudの速度差はおよそ $2.7 \text{ km s}^{-1}$ である。分子雲の移動方向が視線方向から $45^\circ$ の角度をなしているとする、およそ0.9 Myr前に衝突が起こったと考えられる。Sh-2254以外のH<sub>II</sub>領域の年齢は1 Myr前後であり、衝突のタイムスケールとH<sub>II</sub>領域の年齢がほぼ一致している。

広がっている分子雲に小さな分子雲が衝突した際に、V字型の速度構造が観測される。衝突の影響を受けない端の方では衝突前速度を保ったままであるが、衝突箇所では2つの速度が混ざり合い衝突前の速度を保持していない。このとき衝突の中心部は比較的速度が減速されないが、中心から離れるにつれて大きく減速される。その結果大局的な速度構造としてV型の速度構造の速度構造が観測される。このV型の速度構造はHydrodynamics simulationsにおいても示されている(Haworth et al. 2015)。図2から今回の観測天体においてもV型の速度構造構造が観測されており、広く分布しているRed Cloudに小さなBlue cloudが衝突していると考えられる。Haworth et al. (2015)のシミュレーションにおいて、位置速度図上でV字型の構造が形成されるタイムスケールも議論されている。速度差が $10 \text{ km s}^{-1}$ の場合はおよそ4.4 Myrで形成され、 $5 \text{ km s}^{-1}$ の場合は2.6 Myrで作られることから、速度差が小さいほど短い時間で形成されていることがわかる。今回観測された分子雲の速度差は $2.7 \text{ km s}^{-1}$ であることから、2.6 Myrよりも前に衝突が起こったと考えられる。しかし、このシミュレーションでは、磁場を考慮していないため、実際にはV字型の構造はこれらの値よりも早く形成されると考えられる。

また $-0.3^\circ < b < 0.1^\circ$ の範囲において、2-1/1-0比がRed cloudでは比が1を超えており、Blue cloudも0.7を超えていることがわかる。大質量星近傍で比が高くなっており、大質量星のフィードバックを受けているため比が上昇していると考えられる。2つの分子雲は複合H<sub>II</sub>領域に付随する分子雲であることが示唆され、視線方向に離れた全く別の分子雲ではないことがわかる。

以上から視線方向に離れた全く別の分子雲ではないペアが、相補的な空間分布とV字型の構造を示しており、2つの分子雲は衝突している可能性がある。

## 4 Conclusion

FCRAOで得られた $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ と $^{13}\text{CO}$ 、SMTで得られた $\text{CO}(J=2-1)$ の結果から以下の結果が示された。

- 複合H<sub>II</sub>領域に付随する分子雲は2つの速度成分を持っており、Blue cloudとRed cloudの2つの成分に分けられることがわかった。
- 2つの速度成分は相補的な空間分布を示していることがわかった。
- 2-1/1-0比からBlue cloudとRed cloudは複合H<sub>II</sub>領域付随していることがわかった。

## Reference

- Bieging et al. 2009, AJ, 138, 975  
 Chavarria et al. 2008, ApJ, 682, 445  
 Elmegreen, B. G., & Lada, C. J. 1977, ApJ, 214, 725  
 Fukui et al. 2016, ApJ, 820, 26F  
 Fukui et al. 2017, arXiv, 170104669F  
 Haworth et al. 2015, MNRAS, 450, 10  
 Haworth et al. 2015, MNRAS, 454, 1634  
 Inoue, T., & Fukui, Y. 2013, ApJL, 774, L31  
 Matsumoto et al. 2015, ApJ, 801, 77  
 Minier et al. 2005, A&A, 429, 945M  
 Ohama et al. 2010, ApJ, 709, 975O  
 Rygl et al. 2010, A&A, 511, A2  
 Torii et al. 2015, ApJ, 806, 7T  
 Takahira et al. 2014, ApJ, 792, 63



# 電波観測で探る大質量星形成領域 Orion KL の化学組成

源 治弥 (東京工業大学 理学院 地球惑星科学系)

## Abstract

オリオン座 Kleinmann-Low 星雲 (以下”Orion KL”) は太陽系から最も近い大質量星形成領域であり、先行研究によって複雑な空間構造、化学組成をしていることが知られている。本講演では干渉計である Submillimeter Array(SMA) と単一鏡 IRAM 30m 望遠鏡の観測データを用いた S.Feng et al. (2015) の論文を引用しながら、Orion KL の化学構造のレビューを行う。

## 1 Introduction

大質量星形成領域 (high-mass star-forming regions:以下 HMSFRs) の特徴の一つに非常に複雑な空間構造が挙げられる。中心部にはガス、ダストを含むコアが存在しており、その周囲は密度の低いガスのエンベロープによって覆われている。また分子双極流やメーザー源もしばしば伴うことが知られている。その力学構造はよく特徴付けられているものの、化学構造についてはあまり理解が進んでいない。いくつかの分子輝線は物理構造をトレースすると知られているため、HMSFRs の化学組成を調査することで、その領域における星形成史を解明できると期待される。

HMSFRs は一般に太陽系近傍に存在しないため、その構造を観測するのは困難である。しかし Orion KL は  $418 \pm 6$  pc (Kim et al. 2008) と太陽系との距離が近いこと理想的な観測天体である。以下ではミリ波観測によってこの天体の化学的性質を紐解いていく。

## 2 Observations

これまで Orion KL においては、単一鏡と干渉計のどちらか単独のみの電波観測は多く行われてきた。しかしそれぞれの望遠鏡の特性により、観測で得られるデータに制限があった。単一鏡観測の場合は空間分解能に制限があるため、多くの分子の空間分布を分解することが難しい。一方干渉計は小さな構造の観測には適しているが、空間的に広がった構造を

検出することはできない。また従来の電波干渉計では感度が不足するため、存在量が少ない分子を同定することも困難であった。

上述の問題を解決するため、本論文では電波干渉計である SMA と単一鏡 IRAM 望遠鏡のデータを用いて、様々な空間スケールの構造について解析を行った。

- Submillimetre Array(SMA)

7台のパラボラアンテナで 220~230 GHz 帯の観測を行った。空間分解能は約  $3''$  (~1,200 AU)。一方ベースラインの制限によって、 $20''$  以上広がっている構造は解像できていない。速度分解能は約  $1.2 \text{ km s}^{-1}$  である。

- IRAM 30m 単一鏡

干渉計観測で失われる天体構造を補うために、単一鏡観測も行った。空間分解能は約  $11\sim 12''$ 、速度分解能は  $0.255 \text{ km s}^{-1}$  である。

分子輝線のマップに関しては上記2つのデータを合成したものを利用している。

## 3 Observation Results

### 3.1 Continuum emission

Orion KL のスペクトルには分子輝線と連続波の成分が含まれる。分光データから輝線の含まれないスペクトルチャンネル (輝線フリーチャンネル) を選び、初めに連続波のマップを作成した (図1)。以下のような高密度領域が検出された。

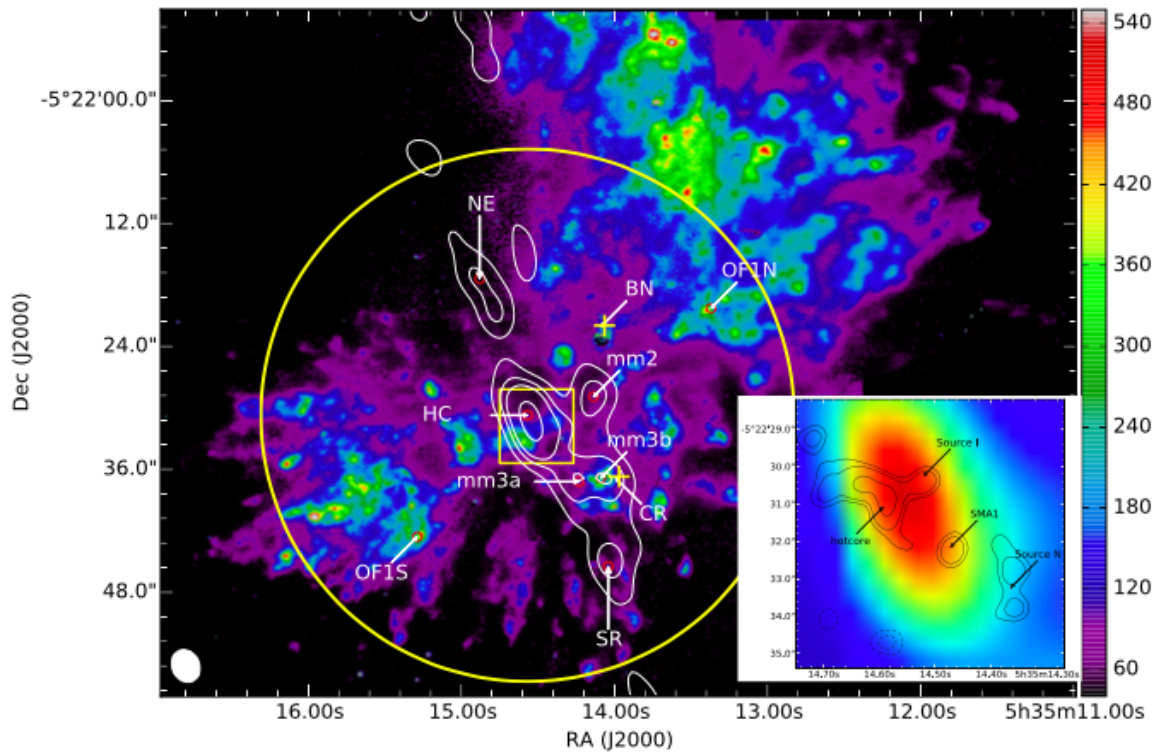


図 1: SMA のデータから作成した Orion KL の連続波マップ。空間分解能は約 1,200 AU である。白い等高線は連続波の  $-5\sigma$ ,  $5\sigma$ ,  $15\sigma$ ,  $25\sigma$ ,  $60\sigma$  rms レベルを示している ( $\sigma = 0.04 \text{ Jy beam}^{-1}$ )。背景のカラー画像は衝突励起による  $\text{H}_2$  の放射を表している (Nissen et al. 2007)。また黄色の四角で囲った領域を拡大したものが右下の図である。S.Feng による観測データがカラー画像に対応している。また黒い等高線は、Beuther et al. (2004) による更に空間分解能が高い  $865 \mu\text{m}$  の連続波マップである。空間分解能は約 300 AU。Hot core の中に更にコンパクトな構造が存在していることが分かる。

- Hot core(HC)

最も密度の高い分子雲コアである。温度は 120 ~ 160 K と推定されている。水素付加された分子や N を含む分子が多く存在していることが知られている。また、より高解像度の観測により、更にコンパクトな天体が領域内に存在していることが判明している。

- SMA1

大質量原始星であり、高速度の双極分子流の起源と考えられている。

- Source I

SiO メーザーの中心に位置しており、低速度の双極分子流の起源と考えられている。

大質量原始星か、もしくは低質量原始星の連星系なのか現在も議論されている。

- Source N

ハービック Ae/Be 型星、B 型星など諸説あるが解明されていない。

- hotcore

- Compact ridge(CR)

Hot core の次に明るい構造である。かつては一つの高密度分子雲と考えられていたが、高解像度の観測によって 2 つの高密度領域 (本論文では mm3a, mm3b と記載されている) に分解された。Hot core と異なり、O を含む分子が多く存在しており、励起温度も 80 ~ 100 K と低い。

- North-west clump(NWC)

本論文では mm2 と記載されている。水素分子の柱密度や温度の観測から、低質量星が形成されつつある領域と示唆される。

- Southern ridge(SR)

複数の観測によって検出されているが、性質は未解明である。

- Nouth-east clump(NE)

低速度の双極分子流内に存在しているため、この領域の化学組成は衝撃波の影響を反映していると考えられている。

この観測ではサンプリングされる空間構造の制限によって分解されているが、北西-南東方向に走る高速度の双極分子流と BN 天体も SMA の視野内に存在している。

### 3.2 Spectral line emission

次に SMA と IRAM 望遠鏡の観測データから分子輝線のマップを描いた。分子種によって分布や線幅、輝線の中心速度に差異が見られた。以下にいくつか観測例を示す。

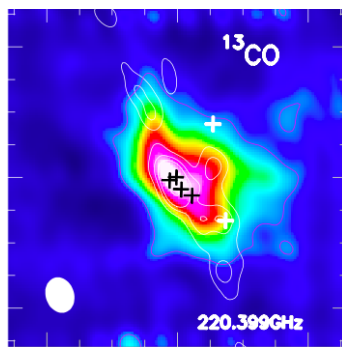


図 2: 単純な分子の分布例。前述の連続波マップに分子輝線の輝度分布を重ねている。白い十字はそれぞれ BN 天体と CR、黒い十字は hotcore, Source I, source N, SMA1 の位置を表している。

5 原子以下で構成される単純な有機分子はいずれも空間的に広がった分布が観測された。しかし 6 原子以

上を含む大型有機分子 (complex organic molecules: 以下 "COMs") は分子種によって分布に偏りが見られた。例を挙げると、N を含む COMs は HNCO 同様、HC に最も多く存在しており、NWC にも広がった V 字構造が特徴的である。

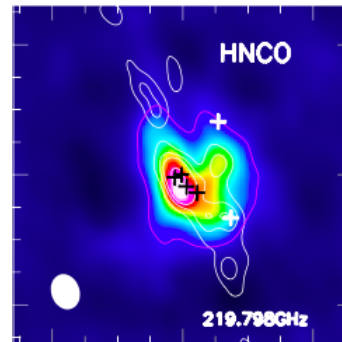


図 3: N を含む分子の例

一方 O を含む分子の大半は CR 付近にピークが観測された。N を含む分子と異なり、HC 周辺での存在量は少ない。

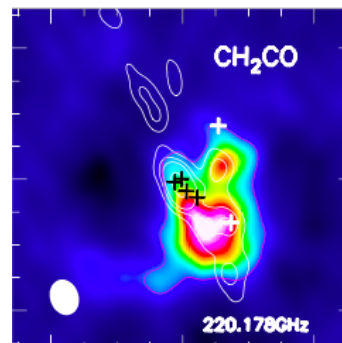


図 4: O を含む分子の例

分子ごとに分布が異なることは先行研究でも指摘されてきたが、高分解能、高解像度の観測が可能になったことにより、存在量がより少ない COMs のマップも描くことができた。これにより上記の分布に相当しない分子種も発見された。次に示すエタノール ( $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$ ) もそのような例外的な分子の一つである。

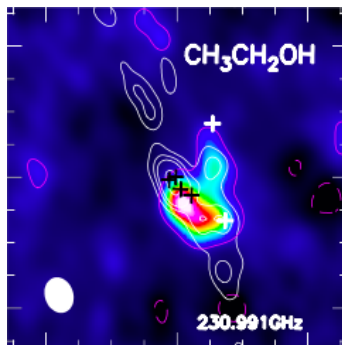


図 5: エタノールの分布。N を含まないにも関わらず、V 字の構造が観測されている。

エタノールは O を含む分子であるため CR 周辺にピークが観測されると予想されたが、HC の南の領域で最も存在量が多く V 字の構造が観測されている。エタノールの構造異性体である  $\text{CH}_3\text{OCH}_3$  は CR にピークが観測されている。これはそれぞれの分子の生成経路の違いを示唆していると考えられる。

## 4 Discussion

N、O を含む分子によってそれぞれ分布に差異が見られたことは、Orion KL 内に存在する高密度領域の化学的性質が均一でないことを示している。これはそれぞれの分子雲の形成史が異なることに由来すると考えられる。

ホットコアに含まれる COMs はダスト表面反応によって形成されると考えられている。(1) ダストの表面でラジカルやイオン、分子が反応することで、より複雑な有機分子が形成され (2) 周囲の温度が上昇すると、それまでに形成された分子が昇華する、というものである。このシナリオに基づくと、初期段階の分子組成や、ダスト表面反応が生じていた期間の違いによって、温度上昇時に観測される分子が異なることが示唆される。

この条件の違いは、周辺の物理環境 (温度、密度、力学構造など) の差異によって生じる可能性も指摘されている。例を挙げると、より原始星に近い分子雲の方が早い段階で温められ、原料となる有機分子を気相に放出してしまう。これによりダスト表面での

化学進化が止まってしまう。また、イオン-分子反応のように COMs が崩壊するような化学反応が気相で卓越する可能性もある。これらの要因によって、領域ごとに観測される分子が異なると考えられる。

## 5 Future Work

本論文では感度が足りなかったため、ギ酸 ( $\text{HCOOH}$ ) などの存在量が少ない COMs を同定することができなかった。またアミノ酸やその前駆体、酢酸といった生体関連分子も同様に同定できていない。これらの COMs を検出するにはより高感度、高解像度の観測が必要とされ、ALMA 望遠鏡でそのような観測が可能である。

現在 ALMA 科学評価 (SV) データの解析を進めている。これまではノイズレベルに埋もれていたような弱い分子輝線も、このデータには含まれていると考えられる。したがって存在量が非常に少ない COMs の同定も可能となるだろう。そのような COMs の輝度は連続波と比べても小さく、分子輝線の輝度分布を求めるには、観測データから連続波成分を正確に取り除く必要がある。そのため今後は詳細な連続波マップを作成する予定である。

## Reference

- Beuther, H., et al. 2004, ApJ, 616, L31
- Feng, S., et al. 2015, A&A, 581, 7
- Kim, M. K., et al. 2008, PASJ, 60, 991
- Nissen, H., et al. 2007, A&A, 466, 949

# *Chandra* 衛星による超新星残骸 RX J1713.7–3946 の非熱的放射の 空間分布観測

奥野 智行 (京都大学大学院 理学研究科)

## Abstract

超新星残骸 RX J1713.7–3946 は、X 線では非熱的放射が支配的であり、TeV ガンマ線で明るく輝くという特徴を持つことから、宇宙線粒子加速の研究において、特に注目を集めている天体である。衝撃波周辺の磁場強度や、衝撃波と分子雲との相互作用などを明らかにするために、非熱的 X 線放射の空間分布や場所ごとのスペクトルの違いを調べることは有効であるが、これまでの研究では  $\sim \text{arcmin}$  の角度スケールでしか議論されていない。そこで我々は、優れた空間分解能を持つ *Chandra* 衛星を用いて、数 10 arcsec 程度の大きさの領域に分けてスペクトル解析を行った。先行研究では X 線強度と光子指数との強い負の相関が見られているが、本解析の結果、北西部の明るいフィラメント領域について新たに正の相関の兆候が見られ、フィラメントの周辺領域の方がフィラメント領域に比べて光子指数が小さい傾向がある空間分布が得られた。今後は、北西部と同様に分子雲との相関が指摘されている南西部のフィラメント領域についても解析を進め、さらに議論を深めていく。

## 1 Introduction

超新星残骸 (supernova remnant: SNR) は、超新星爆発した恒星の噴出物と衝撃波が掃き集める星間物質からなる天体であり、電波からガンマ線に至るまで多波長で明るく輝く。X 線では TeV 程度まで加速された電子によるシンクロトロン放射が SN 1006 などの比較的若い SNR のフィラメント領域で観測されており、GeV ガンマ線や TeV ガンマ線で観測されている SNR もある (e.g., Vela Jr., IC 443)。このような SNR は宇宙線のエネルギースペクトルで見られる、Knee と呼ばれる  $\sim 10^{15}$  eV の折れ曲がり以下のエネルギーを持つ宇宙線の加速源と考えられている。

RX J1713.7–3946 は、年齢が  $\sim 2000$  年と推定されている若い SNR である (Wang et al. 1997)。TeV ガンマ線と X 線の 2 帯域でよく相関があるシェル状の構造を持ち (Aharonian et al. 2006)、X 線帯域では熱的放射がほとんど見られず、シンクロトロン放射が支配的であることから、宇宙線加速源として特に注目を集める天体である。また、*Chandra* 衛星によってフィラメント状の構造が観測されており、北西領域において  $\sim \text{yr}$  スケールの X 線強度の時間変動があることから、衝撃波面で周辺磁場が  $\sim \text{mG}$  程度ま

で増幅されていることが示唆されている (Uchiyama et al. 2007)。さらに西側領域は  $\sim 1 \text{ kpc}$  にある分子雲と相互作用していることが示されており (Fukui et al. 2003)、分子雲との相互作用により  $\sim 0.1 \text{ pc}$  のスケール ( $\sim 20 \text{ arcsec}$  @  $1 \text{ kpc}$ ) で磁場が増幅されることが電磁流体力学 (magnetohydrodynamics: MHD) シミュレーションによって示されている (Inoue et al. 2012)。このことはスペクトルの光子指数や強度の空間分布を分子雲の分布と比較することによって観測的にも示唆されている (Sano et al. 2015)。しかし、この解析はすざく衛星を用いて行われており、 $\sim 2 \text{ arcmin}$  の構造にとどまっている。

そこで本研究では、現在稼働している X 線天文衛星の中で最も優れた空間分解能 ( $\sim 0.5 \text{ arcsec}$ ) を持つ *Chandra* 衛星を用いて、北西部、南西部、南東部について数 10 arcsec 程度の大きさの領域に分けてスペクトル解析を行い、領域ごとのスペクトルの違いを調べることで、宇宙線粒子加速や周辺環境との関係を探っていく。

## 2 Observations and Data Reduction

本研究では、*Chandra* 衛星に搭載されている X 線 CCD カメラである ACIS(Advanced CCD Imaging Spectrometer) による RX J1713.7–3946 の観測の内、表 1 に示す 7 観測を用いた。また、解析ソフトウェア CIAO (version 4.9) とキャリブレーションデータベース CALDB (version 4.7.4) を用いてデータを再プロセスした。

表 1: 本研究で用いた ACIS による観測

ObsID	Region	Start date	Exposure time (ks)
6370	北西	2006-05-03	29.77
10090	北西	2009-01-30	28.4
10091	北西	2009-05-16	29.65
10092	北西	2009-09-10	29.21
12671	北西	2011-07-01	89.87
5561	南西	2005-07-09	29.04
10697	南東	2009-05-15	57.36

## 3 Analysis and Results

RX J1713.7–3946 の北西、南西、南東の各領域において、それぞれ図 1, 図 2, 図 3 のようにソース領域とバックグラウンド領域を定めた。なお、バックグラウンド領域は、CIAO (version 4.9) に用意されている点源検出アルゴリズムである wavdetect を用いて検出された領域を含まないように定めた。

ソース領域から抽出した全スペクトルについて、0.5–7 keV の範囲で、星間吸収を受けたベキ関数モデルでフィットし、統計として Cash statistic(Cash 1979) を用いた。図 4 に抽出されたスペクトルとベストフィットモデル、表 2 にベストフィットパラメータの一例を示す。

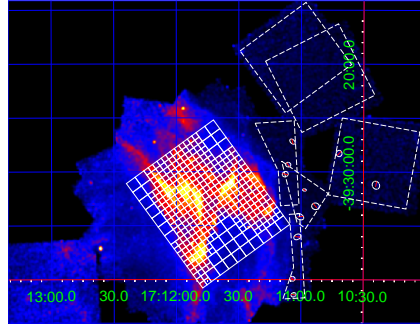


図 1: 北西部の X 線イメージ (0.5–7 keV)。白線に囲まれた領域はソース領域を表し、大きい領域は 1 arcmin 四方、小さい領域は 30 arcsec 四方の正方形とした。白点線に囲まれた領域はバックグラウンド領域を表す。

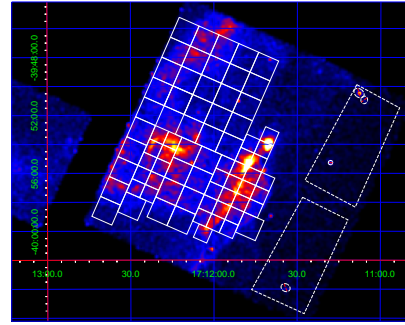


図 2: 南西部の X 線イメージ (0.5–7 keV)。白線に囲まれた領域はソース領域を表し、大きい領域は 90 arcsec 四方、小さい領域は 1 arcmin 四方の正方形とした。白点線に囲まれた領域はバックグラウンド領域を表す。

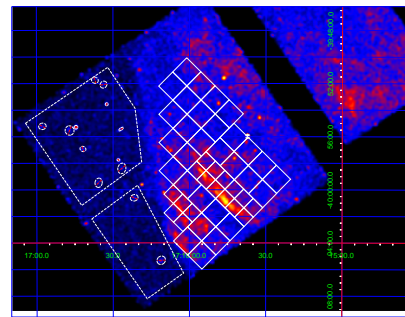


図 3: 南東部の X 線イメージ (0.5–7 keV)。白線に囲まれた領域はソース領域を表し、大きい領域は 90 arcsec 四方、小さい領域は 1 arcmin 四方の正方形とした。白点線に囲まれた領域はバックグラウンド領域を表す。

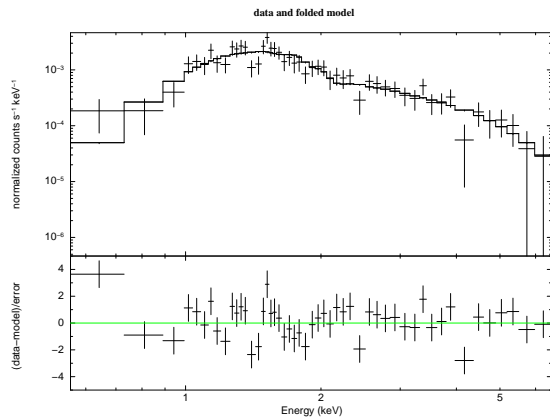


図 4: スペクトルとベストフィットモデルの一例。ソース領域は北西部の一番東にある領域とした。

表 2: ベストフィットパラメータの一例

Parameter	Value
水素柱密度 $N_{\text{H}}(10^{22} \text{ cm}^{-2})$	$0.89^{+0.14}_{-0.15}$
光子指数 $\Gamma$	$2.82^{+0.23}_{-0.25}$
$F_{1-10\text{keV}} (10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2})$ (1–10 keV の積分フラックス)	$0.059^{+0.0051}_{-0.0062}$

フィッティングの結果得られた水素柱密度と光子指数の値を元に、図 5、図 6、図 7 に RX J1713.7–3946 各部で作成した水素柱密度と光子指数の空間分布を示す。点源の影響を受けていると考えられる 3 領域を除き、水素柱密度の値は  $(0.4\text{--}1.5) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ 、光子指数の値は 1.8–2.9 の範囲に収まっており、Sano et al. (2015) と矛盾しない結果が得られた。

ここで我々は北西部に着目し、光子指数と領域の面積 ( $\text{arcmin}^2$ ) 当たりのフラックスの散布図を各領域について描画した。その結果を図 8 に示す。全体で相関係数が  $\sim -0.27$  と強い相関は見られなかった一方、領域の面積あたりのフラックスが  $1.2 \times 10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcmin}^{-2}$  より大きい 20 領域 (図 8 の赤いデータ点に対応) をフィラメント領域と定義し、フィラメント領域のみを取り出して相関係数を計算したところ、相関係数  $\sim 0.48$  と正の相関が見られた。

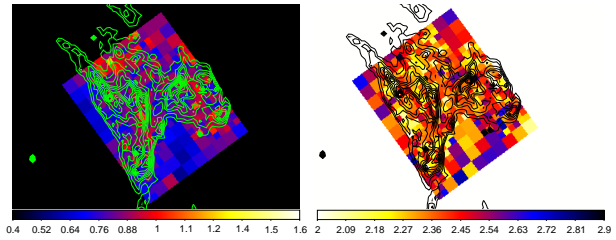


図 5: 北西部の水素柱密度 (左) と光子指数 (右) の空間分布。図中のコントアは *Chandra* X 線広帯域 (0.5–7 keV) の強度を表す。

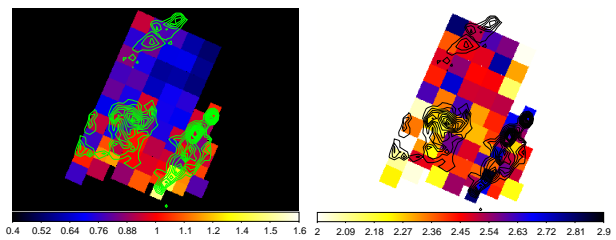


図 6: 南西部の水素柱密度 (左) と光子指数 (右) の空間分布。図中のコントアは *Chandra* X 線広帯域 (0.5–7 keV) の強度を表す。

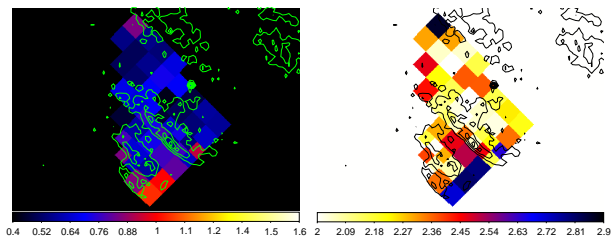


図 7: 北西部の水素柱密度 (左) と光子指数 (右) の空間分布。図中のコントアは *Chandra* X 線広帯域 (0.5–7 keV) の強度を表す。

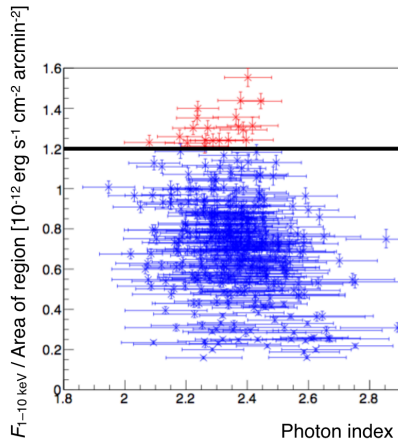


図 8: 北西部の光子指数と領域の面積あたりのフラックスの相関。

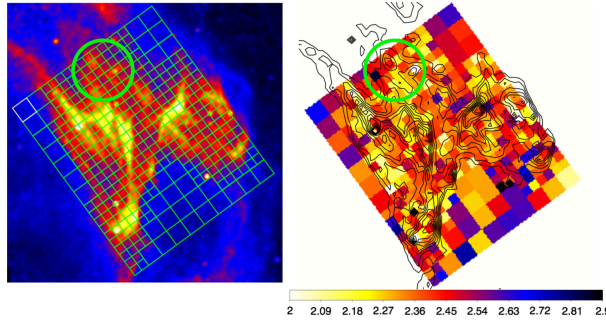


図 9: 北西部のソース領域と光子指数の空間分布の比較。緑線で囲まれた領域は星間ガス密度が小さく、比較的フラックスが小さいが光子指数が小さい領域を表す。

## 4 Discussion

図 9 に示すように、北西部の北側 (図 9 中で緑線で囲まれた領域) とフィラメント周辺領域に比較的フラックスが小さいが光子指数が小さい (スペクトルが硬い) 領域があり、光子指数と強度の相関に影響を与えたと考えられる。

光子指数は X 線スペクトルのカットオフエネルギー  $\epsilon_0$  が小さいほど大きくなり、大きいほど小さくなる。つまり、 $\epsilon_0$  はスペクトルの硬さを表しており、衝撃波における加速とシンクロトロン冷却の釣り合いの式を解くことで、

$$\epsilon_0 = 0.55 \times \left( \frac{v_{\text{sh}}}{3000 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \eta^{-1} \text{ (keV)}$$

という式で表される (Zirakashvili & Aharonian 2007)。ここで  $\eta$  は磁場乱流の強さを表す gyrofactor である。

北西部の北側の領域については星間ガスの密度が周りに比べて比較的薄い領域であり (Fukui et al. 2012)、衝撃波速度が大きくなっていると考えられ、カットオフエネルギーが大きくなり、光子指数が小さくなっている可能性がある。

フィラメントの周辺領域の方がフィラメント領域に比べて光子指数が小さい傾向については、フィラメント領域で衝撃波速度が遅くなっているため光子指数が大きくなっている可能性が考えられるが、磁場増幅の影響もあると考えられるため、今後、北西部と同様に分子雲との相互作用が指摘されている南西部についてもフィラメント領域とその周辺の局所的な解析を進めていき、Uchiyama et al. (2007) の磁場増幅との関連や Inoue et al. (2012) の MHD シミュレーションの結果との比較も含めて議論を深めていく。

## Reference

- Aharonian, F. A., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006, *A&A*, 449, 223
- Cash, W. 1979, *ApJ*, 228, 939
- Fukui, Y., Moriguchi, Y., Tamura, K., et al. 2003, *PASJ*, 55, L61
- Fukui, Y., Sano, H., Sato, J., et al. 2012, *ApJ*, 746, 82
- Inoue, T., Yamazaki, R., Inutsuka, S.-i. & Fukui, Y. 2012, *ApJ*, 744, 71
- Sano, H., Fukuda, T., Yoshiike, S., et al. 2015, *ApJ*, 799, 175
- Uchiyama, Y., Aharonian, F. A., Tanaka, T., Takahashi, T., & Maeda, Y. 2007, *Nature*, 449, 576
- Wang, Z.-R., Qu, Q.-Y., & Chen, Y. 1997, *A&A*, 318, L59
- Zirakashvili, V. N., & Aharonian, F. 2007, *A&A*, 465, 695



## 超新星残骸 IC 443 のスペクトルの空間構造の探査

平山 ありさ (奈良女子大学大学院 人間文化研究科)

### Abstract

超新星残骸 IC 443 は複合形態型に分類され、過電離プラズマを持つ超新星残骸の1つである。複合形態型超新星残骸や過電離プラズマの進化過程を調べるために、IC 443 のスペクトルの空間構造の調査を行った。IC 443 はすざく衛星によって観測され、北東、北西、南東の3視野のうち特に北東は長時間観測が行われた。この3視野を鉄輝線のエネルギー帯に注目して 6.1 - 7.4 keV のエネルギー帯でスペクトル解析を行った。その結果、IC 443 の X 線放射は空間構造を持っていることが分かった。これまで IC 443 のスペクトルから発見されていなかった中性鉄輝線を、北東と北西で有意に検出した。また、He-like、H-like 鉄輝線の強度比は領域によって大きく異なることを確認した。

### 1 Introduction

超新星残骸は星の一生の最後に起こす大爆発の後、衝撃波が星間に広がっていくことで形成される天体である。超新星残骸は観測される形態によって分類され、電波と X 線でシェル状に観測されるシェル型、中心集中した形態を持つかに型、また電波と X 線で異なる形態を示す複合形態型がある。複合形態型からは電波でシェル状の非熱的な放射、X 線では中心集中した熱的な放射が観測される。X 線で観測される熱的なプラズマは、爆発してから長い時間が経過すると電離と再結合が同程度に起こる電離平衡プラズマになる。観測されるほとんどの超新星残骸は電離非平衡プラズマであり、その中でも電離より再結合の方がよく起こるプラズマのことを過電離プラズマという。これまでの観測から、過電離プラズマは複合形態型の超新星残骸からしか見つかっていないため、複合形態型と過電離プラズマには関連があると考えられるが、形成過程は未だ不明である。このような超新星残骸の周辺からは分子雲がよく観測されるため、周囲の物質と超新星残骸の相互作用に関係があると考えられる。

IC 443(G189.1+3.0) は位置 1.5 kpc(Welsh & Sallmen 2003)、年齢 3000-30000 yr(Petre et al. 1988; Olbert et al. 2001) と推定されている超新星残骸である。形態分類は複合形態型に属し、周囲に分子雲があることから IC 443 は重力崩壊型の超新星であったと考えられている。<sup>12</sup>C分子雲の観測により

南側で相互作用の様子が報告されている (Lee et al. 2012)。また、近赤外線観測より IC 443 の周囲にダストが存在し、衝撃波による加熱の跡が観測されている (Kokusho et al. 2013)。

IC 443 は初めて過電離プラズマが発見された超新星残骸として有名である。あすか衛星を用いた IC 443 の北側のスペクトル解析によって、IC 443 が過電離プラズマであると分かった (Kawasaki et al. 2002)。その後、すざく衛星を用いた IC 443 の北側の観測より、過電離プラズマの証拠である再結合連続放射 (RRC) を発見した (Yamaguchi et al. 2009; Ohnishi et al. 2014)。RRC は電子がイオンに再結合するときに生じる放射である。このとき再結合した電子が K 殻よりも外側の原子殻に配位した場合、K 殻に遷移する際に輝線を放射する。そのため、過電離プラズマでは電子が衝突電離するのに必要なエネルギーを持たなくても、高い電離状態の輝線を放射することが可能である。

このように輝線を調べると電離の状態を知ることができる。そこで、今回はスペクトル中の鉄輝線を使って IC 443 のプラズマ状態を調査する。すざく衛星によって観測された IC 443 の観測域は3つあるため、それぞれの領域で鉄輝線の解析を行うことでプラズマの空間構造を調査し、過電離プラズマ複合形態型超新星残骸への進化過程を探ることを試みる。

## 2 Observations

IC 443 はすざく衛星に搭載された XIS を用いて全部で7回の観測が行われた。それぞれの観測ログは表1にまとめられている。XIS は全部で4台搭載されているが、1台は背面照射型で高エネルギー側のNXB (検出器由来のバックグラウンド) が大きいため使用せず、表面照射型の XIS (0, 2, 3) のうち故障していなかった XIS0 と3だけを解析に用いた。解析に使用したソフトは HEAsoft version 6.19 と XSPEC version 12.9.0、データの較正には CALDB version 20160607 を使用した。

表 1: 観測ログ

ID	(RA, Dec) [deg]	観測時間 [ksec]
501006010	(6:17:11, 22:46:32)	42.0
501006020	(6:17:11, 22:28:46)	44.0
505001010	(6:15:59, 22:45:18)	83.2
507015010	(6:17:11, 22:45:12)	101.8
507015020	(6:17:12, 22:44:47)	59.3
507015030	(6:17:12, 22:44:46)	131.2
507015040	(6:17:12, 22:44:52)	75.6

## 3 Results

### 3.1 Images

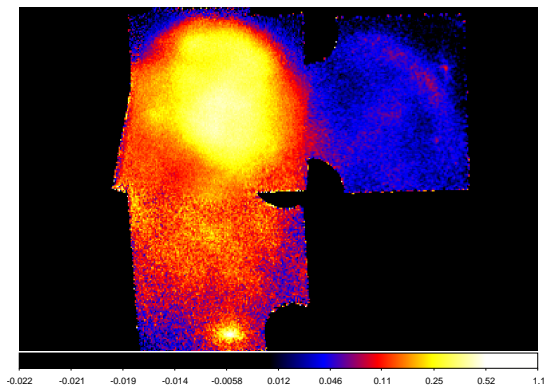


図 1: XIS3 による IC 443 の観測イメージ (0.5 - 10.0 keV)。NXB の差引きと vignetting 補正は行われている。

図1にすざく衛星の XIS で得られた IC 443 の X 線イメージ (0.5 - 10.0 keV バンド) を示す。北東が明るく、北西と南東は暗いことが分かる。南東の視野の南縁に見える天体は Pulsar wind Nebula である。

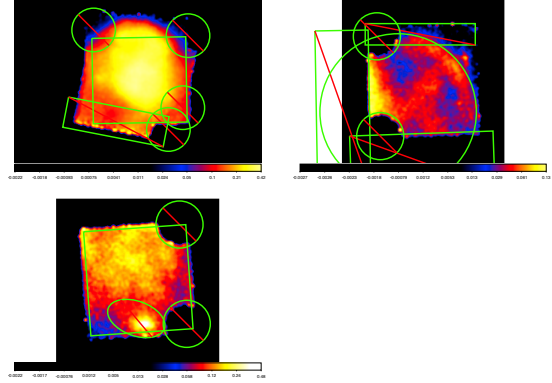


図 2: 各観測域のイメージ。NXB の差引きと vignetting 補正は行われている。

### 3.2 Spectra

図2は北東、南東、北西のスペクトル解析に使用した領域を緑色の線で示す。北東は5回の観測から共通に得られる最大の領域、南側はパルサーと較正線源を除いた領域、西側はシェル状に広がっている領域の内側をそれぞれ指定した。

以上の領域からスペクトルを抽出してモデルフィットを行う。今回は鉄輝線に注目しているため、6.1 - 7.4 keV のエネルギー帯でべき関数 (power-law) と輝線 (gaussian) のモデルを使用した。

先行研究より IC 443 のスペクトルには He-like や H-like の鉄が存在していることが知られている。そのため、輝線を表す gaussian を He-like  $K\alpha$  輝線として 6.68 keV に、H-like  $K\alpha$  輝線として 6.97 keV にそれぞれ挿入した。しかしこのモデルによるフィットでは北東、北西で 6.4 keV 辺りに残差が残ることが分かった。このときの  $\chi^2/d.o.f.$  の値は北東、北西でそれぞれ 21.47/14, 16.15/14 である。次に、中性鉄輝線を表す 6.4 keV に gaussian を追加して再度フィットを行った。すると残差が解消され、このときの  $\chi^2/d.o.f.$  の値は 12.47/13, 8.05/13 となった。従って、輝線の追加の有意度は 99% である。一方南東では改善が見

られず 6.4 keV 輝線の有意な検出はできなかった。輝線の追加後のパラメータを表 2 に、スペクトルを図 3, 4, 5 に示す。

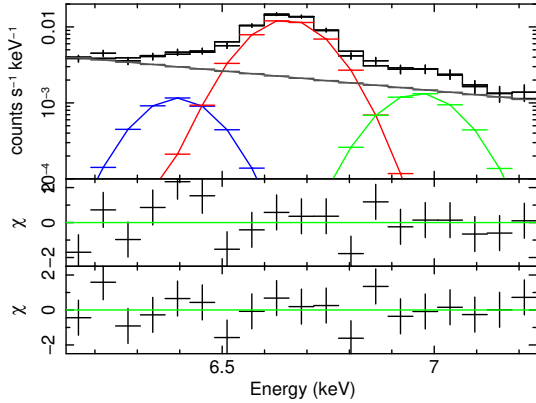


図 3: 北東のフィット。1 段目はスペクトルと best-fit model、2 段目は輝線の追加前の残差、3 段目は追加後の残差を示す。

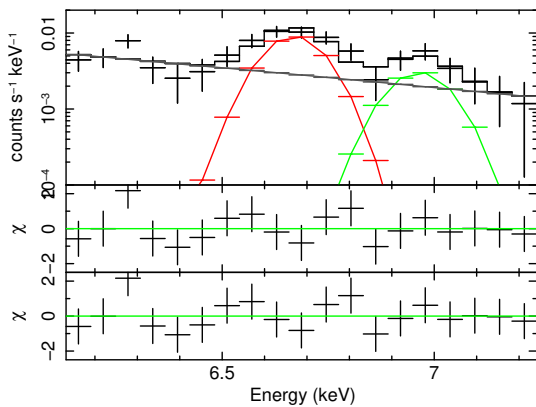


図 4: 南東のフィット。各段については図 3 と同じ。

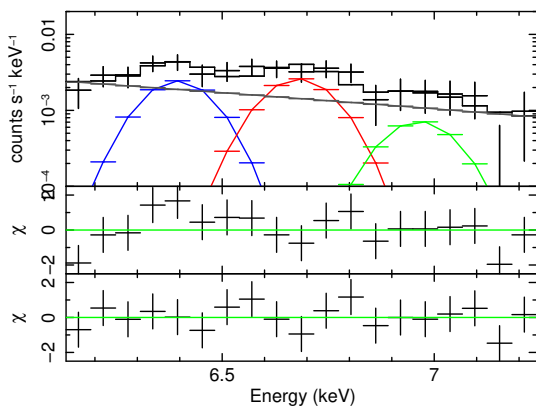


図 5: 北西のフィット。各段については図 3 と同じ。

表 2: スペクトル解析の結果

parameter	value <sup>1</sup>		
	北東	南東	北西
line energy (keV)	6.4(fixed)	6.4(fixed)	6.4(fixed)
norm <sup>2</sup> ( $\times 10^{-6}$ )	$1.36^{+0.76}_{-0.74}$	$< 1.17$	$3.04^{+1.75}_{-1.76}$
line energy (keV)	$6.657^{+0.005}_{-0.005}$	$6.668^{+0.059}_{-0.060}$	$6.672^{+0.025}_{-0.021}$
norm <sup>2</sup> ( $\times 10^{-5}$ )	$1.59^{+0.09}_{-0.09}$	$1.07^{+0.24}_{-0.25}$	$0.36^{+0.16}_{-0.16}$
line energy (keV)	6.97(fixed)	6.97(fixed)	6.97(fixed)
norm <sup>2</sup> ( $\times 10^{-6}$ )	$1.92^{+0.65}_{-0.61}$	$4.11^{+2.25}_{-2.60}$	$< 2.86$
$\chi^2/\text{d.o.f.}$	0.96	0.91	0.62

<sup>1</sup> 誤差は 90%統計誤差を用いる。

<sup>2</sup> gaussian の normalization. 単位は photons/s/cm<sup>2</sup>。

## 4 Discussion

それぞれの輝線の連続成分に対する輝線強度を図 6 に示す。どの観測域からも 6.68 keV 輝線が見られるため、どの領域も過電離プラズマでありそうである。北東では 6.68 keV の He-like の鉄輝線が特に強く、反対に北西では 6.4 keV も 6.68 keV も同じくらいであることが分かる。一方、南側では 6.4 keV は全く観測されなかった。また、H-like の 6.97 keV と He-like の 6.7 keV の輝線比を考えると、北東は 6.68 keV 輝線が強く輝線比が南東よりも小さい。従って、南東はより電離状態が高いと考えられる。この結果から、IC 443 のスペクトルは空間によってかなりの違いがあり、6.4 keV の中性鉄輝線は北東と北西に分布していること、プラズマの状態が一様ではないことが分かった。

次に 6.4 keV 輝線の起源について考える。6.4 keV 辺りに中心エネルギーを持つ低電離の鉄輝線は、若く電離温度が低い超新星残骸のプラズマで観測されることがある (例えば Yamaguchi et al. 2014)。このとき観測される輝線は異なる電離状態の鉄イオンから放出される輝線が重なって見えるため、1 本の広がった輝線として検出される。しかし、今回観測された鉄輝線は明らかに 6.4 keV と 6.68 keV を分離することができる。従って、電離進行中のプラズマで観測される輝線とは異なると結論できる。

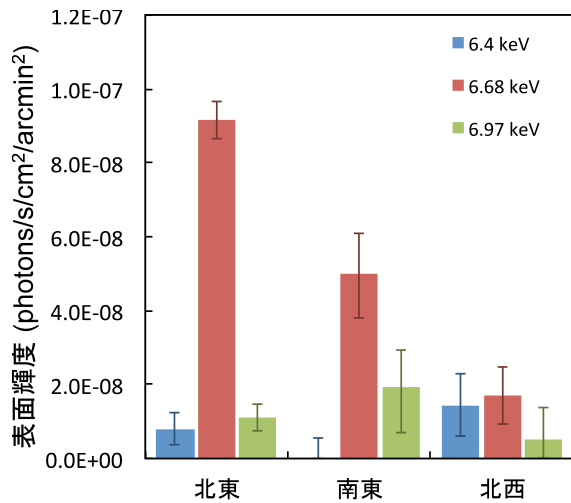


図 6: 各観測域の輝線の表面輝度。誤差は 90%信頼区間を示す。

そもそも IC 443 は過電離プラズマを持つ超新星残骸であり、ほとんどの元素が高階電離しているため、低電離の鉄は検出されないはずである。従ってプラズマ中の物質から放射しているとは考えられない。

プラズマ中からの放射ではないならば、IC 443 の周りにある星間物質からの放射ならどうか。IC 443 の周りには分子雲やダストが存在することが知られている。分子雲はすぎくの観測域と重なるように分布している。また、ダストは衝撃波の跡のような分布をしていて、[Fe II] の輝線観測の結果によると、衝撃波領域だけでなくプラズマ中にも分布している (Kokusho et al. 2013)。以上のような星間物質に中性の鉄が存在していれば、超新星残骸からのエネルギー供給によって励起して中性鉄輝線が放射する可能性がある。

中性鉄を励起するものには 2 つの候補がある。1 つは強い光が照射することによって光電効果で励起する場合と、もう 1 つは加速された粒子が衝突して励起する場合である。前者の場合、IC 443 の周りには明るい天体がないため考えにくい。後者の場合、IC 443 から TeV 源が発見されているため高速粒子が存在する可能性は十分あると思われる (Humensky 2015)。従って、今回発見された 6.4 keV の中性鉄輝線の起源は IC 443 の周りの星周物質中にある冷たい鉄が超新星残骸に起源をもつ高エネルギー粒子に衝突して

励起され放射した可能性が考えられる。

今後は北東、南東、北西の領域を空間分割してさらに詳細な空間構造の調査を行い、電離状態の空間的な違いが過電離プラズマにもたらす影響や複合形態型超新星残骸との関わり、6.4 keV 輝線の起源を追求する予定である。

## Acknowledgement

奈良女子大学でご指導してくださった山内茂雄教授と太田直美准教授、また本研究に関わってくださった小山勝二氏、信川久実子氏 (奈良女子大学)、信川正順氏 (奈良教育大学)、そして研究室の皆様に感謝申し上げます。

## Reference

- Humensky, B., 2015, astro-ph/1512.01911
- Kawasaki, M. T., Ozaki, M., Nagase, F., et al. 2002, ApJ, 572, 897
- Kokusho, T., Nagayama, T., Kaneda, H., et al. 2013, ApJ, 768, L8
- Lee, J. -J., Koo, B. -C., Ronald, L. S., et al. 2012, ApJ, 749, 34
- Ohnishi, T., Uchida, H., Tsuru, G. T., et al. 2014, ApJ, 784, 74
- Olbert, C. M., Clearfield, C.R., Williams, N. E., et al. 2001, ApJ, 554, L205
- Petre, R., Szymkowiak, A. E., Seward, F. D., et al. 1988, ApJ, 335, 215
- Welsh, B. Y., & Sallmen, S., 2003, A&A, 408, 545
- Yamaguchi, H., Ozawa, M., Koyama, K., et al. 2009, ApJ, 705, L6
- Yamaguchi, H., Badenes, C., Petre, R., et al. 2014, ApJL, 785, L27

# X 線天文衛星「すざく」による超新星残骸 Sgr A East の過電離プラズマの探査

小野 彰子 (奈良女子大学大学院 人間文化研究科)

## Abstract

Sgr A East は銀河中心 (GC) 領域に位置する複合形態型 (MM) 超新星残骸 (SNR) である。その放射には高階電離した鉄からの輝線が見つかっており、再結合優勢プラズマ (RP) を持つ可能性を示している。本研究では、X 線天文衛星「すざく」を用いて、Sgr A East のプラズマ状態を調査した。その結果、Sgr A East の放射から RP に特有の放射性再結合連続 X 線 (RRC) を発見し、Sgr A East が RP をもつ SNR であることを明らかにした。また、低電離鉄からの輝線も初めて発見した。最後に、考えられる Sgr A East のプラズマの形成過程について報告する。

## 1 Introduction

超新星爆発により生成された衝撃波は、爆発噴出物や星間物質を圧縮、加熱して高温の電離気体 (プラズマ) を産む。一連の爆発から作られた痕跡を超新星残骸 (Supernova Remnant; SNR) と呼ぶ。複合形態型 (Mixed-Morphology; MM) SNR は、電波ではシェル状、X 線では中心集中した構造で輝くが、この X 線放射の形成過程は詳しくわかっていない。SNR のプラズマは通常、電離が再結合より優勢な電離優勢プラズマ (Ionizing Plasma; IP) 状態から、電離と再結合とが平衡状態にある電離平衡プラズマ (Collisional Ionization Equilibrium; CIE) 状態へと進化する。しかしながら最近の観測により電離より再結合が優勢の再結合優勢プラズマ (Recombining Plasma; RP) が発見されている (例えば、Ozawa et al. 2009; Ohnishi et al. 2014)。RP に特有の放射として、自由電子が高階電離したイオンに再結合する際に出される、放射性再結合連続 X 線 (Radiative Recombination Continuum; RRC) がある。この RP の形成過程についても議論が続いている。

Sgr A East は、銀河中心 (Galactic Center; GC) 領域に位置する、爆発して数千年程度の MM SNR である。Koyama et al. (2007) は、2.0-9.0 keV バンドで Sgr A East のスペクトル解析を行った。その結果 Sgr A East の放射は、約 1.2 keV と約 6 keV の CIE と、非熱的放射を表す光子指数約 0.9 のべき型

関数モデルで再現された。しかしながら SNR において約 6 keV の高温プラズマはあまり見られない。これは、高階電離した鉄輝線が存在することを示しており、RP を持つ可能性を示唆している。また、Sgr A East は GC 領域という高温・高密度・強磁場の特異な環境や、超巨大ブラックホール Sgr A\* との相互作用も示唆されており、周囲の環境が Sgr A East の進化過程に影響を与えていると考えられる。

本研究は、Sgr A East のプラズマ状態とその形成過程を明らかにすることを目的とし、X 線天文衛星「すざく」を用いて Sgr A East のスペクトル解析を行った。その際、解析可能なデータを積算し、光子統計を上げたスペクトルを作成した。また、GC 領域には、銀河中心 X 線放射 (Galactic Center X-ray Emission; GCXE) と呼ばれる、約 6.7 keV の高階電離した鉄輝線が特徴的な X 線放射が存在し、これが Sgr A East の主なバックグラウンドとなる。そこでバックグラウンドとなる GCXE をこれまでの研究成果に基づいてモデル化して解析を行った。

## 2 Observations

表 1 に、本研究で用いた Sgr A East の観測データのログを示す。解析には、「すざく」に搭載された X 線 CCD カメラの XIS (X-ray Imaging Spectrometer) のうち、表面照射型の XIS-0, 2, 3 で取得したデータを用いた。各データから非 X 線バックグラウンド

(Non X-ray Background; NXB) を差し引いた。スペクトルの光子統計を上げるため、各 XIS と、3 回分の観測データを露光時間で重みをつけて足し合わせた。以下の解析では、HEAsoft version 6.19、CALDB 20160607、ATOMDB\_v3.0.3 を使用した。

表 1: Sgr A East の X 線観測ログ

Obs ID	観測時期	露光時間
100027010	2005-09-23	44.8 ks
100037040	2005-09-30	42.9 ks
100048010	2006-09-08	63.0 ks

### 3 Analysis and Results

#### 3.1 解析領域の決定

Sgr A East のスペクトル解析領域は、図 1 の黄色の円で囲まれた、中心座標  $(l, b) = (-0.^\circ043, -0.^\circ050)$ 、半径  $1.2$  の領域である。3 回の観測の各 XIS のデータにおいて、共通の領域からスペクトルを抽出した。

#### 3.2 バックグラウンドの評価

Sgr A East のスペクトル解析では、光子統計を失わないようにするため、バックグラウンド (BGD) の放射をモデル化し解析に用いる。BGD を正確に評価するため、本研究では、内山秀樹氏 (静岡大学) 提供による、6.4 keV 輝線の強い X 線反射星雲、点源、Sgr A East を除いた、GC 広範囲の約  $1.^\circ2 \times 0.^\circ5$  の領域 (図 1) から集積された統計のよいスペクトル (以下、GC 広範囲 BGD スペクトルと呼ぶ。) を解析した。

GC 広範囲 BGD スペクトルは、高温プラズマと低温プラズマから成る GCXE、GC より手前にある天体からの放射 (前景放射)、GC に位置する分子雲からの放射 (Cold Matter; CM)、銀河系外からの宇宙 X 線背景放射 (Cosmic X-ray Background; CXB) で構成される。Uchiyama et al. (2013) で使用されたこれらのモデルを用いて、GC 広範囲の BGD スペクトルをフィッティングし、ベストフィットパラメー

タを得た。

ここで GC 領域の鉄輝線強度からわかるように GCXE は、GC にピークを持つ (Uchiyama et al. 2011)。このため、GC 広範囲 BGD スペクトル解析で得られたベストフィットモデルのうち、Uchiyama et al. (2011) に基づいて GC 領域からの放射 (GCXE、CM) モデルの強度を、GC に位置する Sgr A East 領域での強度に合わせ、Sgr A East の BGD モデルとして使用した。

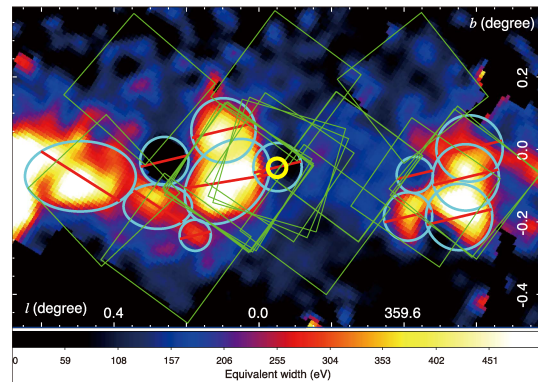


図 1: GC 広範囲の約  $1.^\circ2 \times 0.^\circ5$  の領域における 6.4 keV 輝線 (Fe I  $K\alpha$ ) の等価幅マップ。黄色の円で囲まれた領域は、今回の Sgr A East のスペクトル解析領域。緑の四角で囲まれた領域から、水色の円で囲まれた領域を除いた部分が、GC 広範囲の BGD スペクトル解析領域。

#### 3.3 Sgr A East スペクトル解析

3.2 章で得られた Sgr A East の BGD モデルを、Sgr A East 領域からの放射を担う成分の 1 つとして含め、残りの Sgr A East 由来の放射を再現するモデルを求める。以下のスペクトル解析では、He 状鉄の RRC のエネルギー帯を含む、2.36-12 keV のスペクトル (図 2) を使用した。

Koyama et al. (2007) では、2-9 keV バンドで Sgr A East のスペクトル解析を行い、星間吸収を受けた、2 温度の CIE モデルと非熱的放射のべき型関数モデルで再現した。しかし本研究で同様のモデルを用いたところ、約 6.4 keV と、約 9-12 keV において、モデルに対しデータの超過が見られた (図 2 の下段)。こ

れらはそれぞれ、中性鉄輝線 (Fe I  $K\alpha$ ) と、He 状鉄の RRC によるものと考えられる。今回 Sgr A East 由来の放射は、星間吸収を受けた、単温度 RP + 単温度 CIE + 中性鉄輝線 + 非熱的放射を仮定したべき型関数のモデルでよく再現された (図 2 の上段と中段)。ここで、RP と CIE の温度は独立にフリーパラメータとし、各元素のアバダンスはリンクさせた。S, Ar, Ca, Cr, Mn, Fe, Ni のアバダンスはフリーパラメータとし、それ以外は太陽組成比に固定した。中性鉄輝線の中心エネルギーは理論値の 6400 eV に固定した。図 2 に Sgr A East 領域から得られたスペクトルとベストフィットモデル、表 2 に得られたベストフィットパラメータを示す。F 検定により 6.4 keV 輝線の有意度は、99.99% であった。

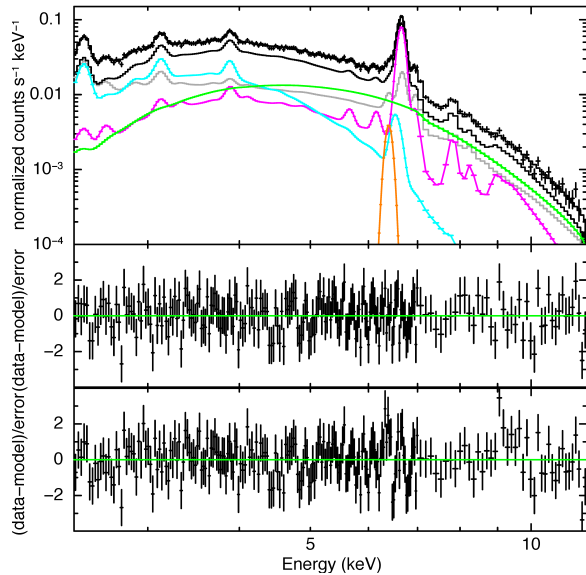


図 2: Sgr A East 領域から得られたスペクトル (2.36-12 keV)。上段の十字線はデータ点を示す。グレーの実線は BGD モデルを示す。Sgr A East 由来の放射モデルはマゼンタ、シアン、オレンジ、グリーンの実線であり、それぞれ RP、CIE、輝線スペクトル、べき型関数のモデルを示す。中段はベストフィットモデルとデータとの差を示す。下段は BGD と 2 温度 CIE とべき型関数モデルでフィットしたときのモデルとデータとの差を示す。

表 2: Sgr A East スペクトルのベストフィットパラメータ

Component	Parameter	Values
RP	$kT$ (keV)	$1.5^{+0.2}_{-0.1}$
	$kT_{\text{init}}$ (keV)	20 (fixed)
	$Z_{\text{other}}$ (solar)	1.0 (fixed)
	$Z_{\text{S}}$ (solar)	$1.2^{+0.8}_{-0.4}$
	$Z_{\text{Ar}}$ (solar)	$1.5^{+0.7}_{-0.4}$
	$Z_{\text{Ca}}$ (solar)	$2.1^{+1.6}_{-0.6}$
	$Z_{\text{Cr}}$ (solar)	$11^{+10}_{-6}$
	$Z_{\text{Mn}}$ (solar)	$32^{+29}_{-15}$
	$Z_{\text{Fe}}$ (solar)	$4^{+7}_{-2}$
	$Z_{\text{Ni}}$ (solar)	2 (< 10)
	$nt$ ( $\text{s cm}^{-3}$ )	$7.9^{+0.9}_{-0.8} \times 10^{11}$
CIE	norm*	$2.5^{+1.9}_{-0.8} \times 10^{-2}$
	$kT$ (keV)	$0.86^{+0.09}_{-0.14}$
Emission line	norm*	$0.21^{+0.17}_{-0.08}$
	Energy (eV)	6400 (fixed)
power-law	Intensity ( $\text{ph/s/cm}^2$ )	$1.2^{+0.4}_{-0.5} \times 10^{-5}$
	Index	$2.3^{+0.5}_{-0.5}$
Absorption	norm	$1.0^{+1.8}_{-0.7} \times 10^{-2}$
	$N_{\text{H}}$ ( $\text{cm}^{-2}$ )	$15^{+2}_{-2} \times 10^{22}$
	$Z_{\text{other}}$ (solar)	1.0 (fixed)
	$Z_{\text{S}}$ (solar)	$2.2^{+1.1}_{-0.9}$
	$Z_{\text{Fe}}$ (solar)	$0.8^{+0.6}_{-0.6}$
	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	194.36/201 = 0.97

誤差は、90%信頼レベル。

\*  $10^{-14} \times \int n_e n_H dV / (4\pi D^2)$  で定義される。 $D$  は天体までの距離 (cm)、 $n_e$  は電子密度 ( $\text{cm}^{-3}$ )、 $n_H$  は水素密度 ( $\text{cm}^{-3}$ )、 $V$  は体積 ( $\text{cm}^3$ ) である。

## 4 Discussion

今回、Sgr A East のスペクトルから、RRC 構造を発見し、RP の存在を初めて明らかにした。表 2 に示すように、高階電離した鉄を作ることができるような初期電離温度 ( $kT_{\text{init}} = 20$  (keV) を仮定) から、電子温度が  $kT = 1.5^{+0.2}_{-0.1}$  (keV) まで下げられ、この

とき  $nt = 7.9_{-0.8}^{+0.9} \times 10^{11}$  ( $\text{s cm}^{-3}$ ) の再結合タイムスケールを持つようなプラズマモデルでよく再現できる。

GC までの距離を 8 kpc とし、Sgr A East を半径  $1.2$  の球体と仮定すると、RP と CIE の電子密度はそれぞれ、 $2.7 \text{ cm}^{-3}$ 、 $7.9 \text{ cm}^{-3}$  と見積もられた。これらより、プラズマの質量は、 $33 M_{\odot}$  と見積もられる。

Sgr A East の RP の形成過程のシナリオとして、2つの起源を検討する。RP は電子温度に比べて電離温度が高いプラズマである。イオンが高階電離状態を保ったまま、電子温度だけが下がれば、RP は形成可能である。この場合、プラズマの断熱膨張が考えられる。高密度の GC 領域で爆発し、高温、高階電離状態となった Sgr A East のプラズマが、相対的に密度が小さい部分に向けて一気に吹き出すことにより、RP が生成された可能性がある。一方、電子温度を保ったまま、イオンの電離だけが進められた場合も、RP は形成可能である。これは外部からの X 線照射によるプラズマの光電離が考えられる。GC の Sgr A\* は、 $\sim 500$  年前から  $\sim 50$  年前にかけて連続的なフレアが発見されており (Ryu et al. 2013)、Sgr A\* の同じような過去の活動による X 線照射により、Sgr A East の RP が形成された可能性も考えられる。

スペクトル解析の結果から、Sgr A East の放射から、 $6.4 \text{ keV}$  の中性鉄輝線の存在が確かめられた。この輝線は、非熱的放射に伴う冷たい鉄からの放射を意味しており、高階電離した鉄イオンを出す熱プラズマからの放射と同じ起源ではない。SNR の加速粒子が、中性鉄を含む星周物質に衝突し、 $6.4 \text{ keV}$  輝線が放射された可能性がある。

表 2 より、プラズマ中の Cr, Mn のアバンダンスはそれぞれ、 $11_{-6}^{+10}$  (solar)、 $32_{-15}^{+29}$  (solar) であり、太陽組成比より大きいという結果が得られた。したがって、今回初めて Sgr A East のプラズマから、Cr, Mn 輝線の存在が確かめられた。

## 5 Conclusion

GC 領域に位置している超新星残骸 Sgr A East のプラズマ状態とその形成過程を明らかにすることを目的とし、「すざく」の観測データを用いて、Sgr A East の解析を行った。

スペクトルの光子統計を上げるため解析可能なデータを積算した。また、Sgr A East の BGD モデルを、GC 領域から得た統計のよいスペクトルをもとに、丁寧に評価した。

Sgr A East の  $2.36\text{--}12 \text{ keV}$  バンドのスペクトル解析の結果、Sgr A East の放射は、星間吸収をかけた、単温度 RP、単温度 CIE、中性鉄輝線、非熱的放射成分からなるモデルで再現された。今回初めて、RRC 構造を持つ RP の存在を明らかにした。また、 $6.4 \text{ keV}$  の中性鉄輝線放射、プラズマから Cr, Mn の輝線放射を発見した。

Sgr A East の RP が形成されたシナリオとして、プラズマの断熱膨張と、Sgr A\* の過去の X 線照射によるプラズマの光電離を考えることができる。

## Acknowledgement

奈良女子大学の山内茂雄教授、太田直美准教授をはじめ、本研究に関わってくださった内山秀樹氏 (静岡大学)、小山勝二氏、信川正順氏 (奈良教育大学)、信川久実子氏 (奈良女子大学) に感謝を申し上げます。

## Reference

- Koyama, K., Uchiyama, H., Yoshiaki, H., Matsumoto, H., Tsuru, T. G., et al., 2007, PASJ, 59, 237
- Ohnishi, T., Uchida, H., Tsuru, T. G., Koyama, K., Masai, K., & Sawada, M., 2014, ApJ, 784, 74
- Ozawa, M., Koyama, K., Yamaguchi, H., Masai, K., & Tamagawa, T., 2009, ApJL, 706, 71
- Ryu, S. G., Nobukawa, M., Nakashima, S., Tsuru, T. G., Koyama, K., & Uchiyama, H., 2013, PASJ, 65, 33
- Uchiyama, H., Nobukawa, M., Tsuru, T. G., Katsuji, K., & Matsumoto, H., 2011, PASJ, 63, 903
- Uchiyama, H., Nobukawa, M., Tsuru, T. G., & Katsuji, K., 2013, PASJ, 65, 19



# 特性 X 線のドップラー広がりを利用した Kepler 超新星残骸の膨張速度測定

春日 知明 (東京大学大学院 理学系研究科)

## Abstract

Kepler 超新星は Ia 型として知られるが、その残骸の形状や爆発の起源などは解明されていないことが多い。本研究では X 線観測衛星「すざく」のデータを用い、輝線のドップラー広がりから膨張の特徴をとらえることを目的として、Fe の膨張速度を測定した。その結果、Fe 輝線は SNR 中心領域で輝線幅が外縁部よりも  $\sim 40$  eV 細くなり、また輝線エネルギーも  $\sim 100$  eV 低くなっていることを発見した。この結果を説明するためには、Kepler 超新星残骸の視線中心では Fe が内側に位置し電離があまり進んでおらず、かつ非等方的に運動していることが示唆される。

## 1 Introduction

超新星 (Supernova; SN) のうち、H の吸収線が見えないものを I 型、その中でも Si の吸収線が見られるものを Ia 型と呼ぶ。Ia 型 SN は最大光度と光度曲線の間に関係があるとされ、標準光源 (Standard Candles) として (Colgate 1979)、系外の距離の指標や宇宙の加速膨張の証明に用いられている (Perlmutter et al. 1999)。Ia 型 SN の起源は大きく分けて 2 つの説がある。連星系において白色矮星に主星の恒星からガスが降着し前者の質量が Chandrasekhar 限界 (Chandrasekhar 1931) である  $\sim 1.4 M_{\odot}$  を超えると爆発する Single Degenerate (SD) 機構と、白色矮星同士の連星系で互いが引き寄せあい衝突した結果として超新星爆発が起こる Double Degenerate (DD) 機構である。SD 機構では爆発時の最大光度が一定となることを良く説明できる。一方 DD 機構では、白色矮星の典型的な質量は  $0.4\text{--}0.8 M_{\odot}$  であるから、爆発時の質量は必ずしも Chandrasekhar 質量に制限されない。このため爆発時の最大光度には多様性が出てもおかしくはない。もし DD 起源の Ia 型 SN が SD 起源に匹敵するほど存在すれば、Ia 型 SN が似通った絶対光度を持つ理由を検討する必要が生じる。

Ia 型 SN が SD と DD のいずれの起源かを知る手がかりの一つとして、超新星爆発の残骸 (Supernova Remnant; SNR) の X 線観測から爆発の情報を引き出すという手法がある。超新星爆発が起こると、外層

と親星の内部の核融合で生成された重元素から成る ejecta が膨張を始める。やがて外層が星間ガスや星周物質とぶつかると、衝撃波 (forward shock) と逆行衝撃波 (reverse shock) が生じる。この reverse shock により後からやってくる ejecta が 1000 万度近くまで温められるため、ejecta は X 線帯域で熱的制動放射と特性 X 線を放射する。X 線で SNR の ejecta の運動そのものを観測すれば、爆発の構造を知る良い手がかりとなる。

ejecta の運動は、重元素の特性 X 線のドップラー広がりから測定できる。輝線のエネルギー  $E_0$  は ejecta の視線方向の運動  $v_{\perp}$  により<sup>1</sup>赤方偏移や青方偏移  $\delta E$  を受けるので、観測される特性 X 線は視線方向の様々な運動成分が重なり、 $2\delta E$  だけ広がる。

$$\frac{\delta E}{E_0} = \frac{v_{\perp}}{c} \quad (1)$$

もし SNR が球対称に膨張していたならば、そのエネルギー差は SNR の中心で最大となり外縁部では最小 (理想的には 0) となる。よって同心円環状に領域を区切って輝線幅を測定すれば、SNR 中心ほど輝線幅が太くなり、その変化の傾向から元素ごとの膨張速度を測定できる。Hayato et al. (2010) では本手法で、典型的な Ia 型 SNR とされる Tycho's SNR の元素ごとの膨張速度を測定した。その結果、特性 X 線の輝線幅が中心に向かうにつれて広がっていること、輝線のピークエネルギーの場所ごとの変化量は輝線

<sup>1</sup>観測者に向かってくる方向を正とする。

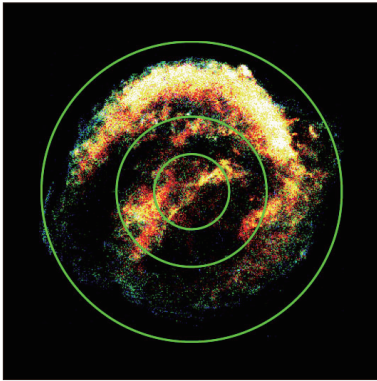


図1: *Chandra*による Kepler's SNR のイメージ。赤が 0.5–1.2 keV, 緑が 1.2–2.0 keV, 青が 2.0–8.0 keV。同心円環は天体中心からの距離がそれぞれ 0.5', 1.0', 2.0' を境界に、内側から天体領域 1, 2, 3 と名付ける。

幅の変化量に比べて十分に小さいことを示した。このことは、Tycho's SNR は球対称に近い膨張をしており、輝線幅の変化はドップラー広がりによるものであることを示唆している。さらに詳細な解析から、Si, S, Ar などに比べて Fe の膨張速度は有意に遅いことが分かった。このことから Tycho's SNR では、親星内部の核融合で形成された重元素の「玉ねぎ構造」が、爆発後もその形状を保ちつつ膨張をしていることが分かった。これは Tycho's SN が典型的な SD の結果であることを示している。

Tycho's SNR と同程度の年齢の SNR に、Kepler's SNR が存在する。Kepler's SNR は 1604 年 10 月 9 日に爆発した最も若い部類の SNR であり、Johannes Kepler が初めて観測したことからその愛称が付けられている。Kepler's SNR も Ia 型とされているが (Reynolds et al. 2007)、X 線観測衛星 *Chandra* は複雑な形状を捉えており、その膨張は球対称とは限らないと考えられる (図 1)。また SNR の熱的プラズマの解析から、白色矮星が形成された環境の重元素量が典型量より有意に多いなど特徴的な性質も指摘されている (Park et al. 2013)。

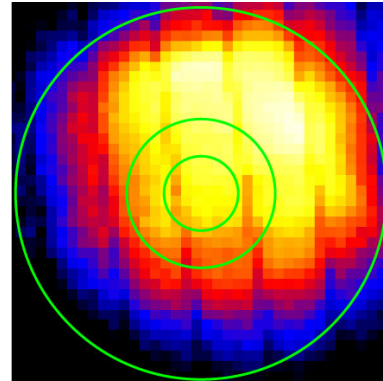


図2: 「すざく」による Kepler のイメージ。色は輝度を示す。X 線望遠鏡の角度分解能が 2' ほどのためイメージがぼやけている。同心円環は視野中心からの距離がそれぞれ 0.5', 1.0', 2.5' を境界に内側に、検出器領域 1, 2, 3 としてスペクトル解析で用いた。

## 2 Instruments/Observations and Methods

X 線衛星「すざく」(Mitsuda et al. 2007) は 2005 年 7 月 10 日に打ち上げられた日本で 5 番目の X 線観測衛星である。「すざく」に搭載された X-ray Imaging Spectrometer (XIS) 検出器 (Koyama et al. 2007) は広帯域にわたり高いエネルギー決定精度を持ち、スペクトルを細かく議論しドップラー広がり測定する今回の解析に適している。4 つ搭載された XISのうち、XIS 0, 2, 3 は表面照射型 (Frontside Illuminated; FI) の CCD であり、XIS 1 は裏面照射型 (Backside Illuminated; BI) の CCD である。本解析では Fe の輝線エネルギーでより低ノイズな FI のデータを用いることにした。

「すざく」は Kepler's SNR を 2008 年 2 月および 2010 年 9 月–2011 年 4 月の計 690 ksec 観測した。また 2008 年 8 月–10 月には Kepler's SNR 近傍をバックグラウンドとして 273 ksec 観測した。本研究ではこのうちの計 400 ksec の SNR 観測と 69 ksec のバックグラウンド観測を用い、Fe の K 輝線に対して領域ごとのスペクトル解析を行った。

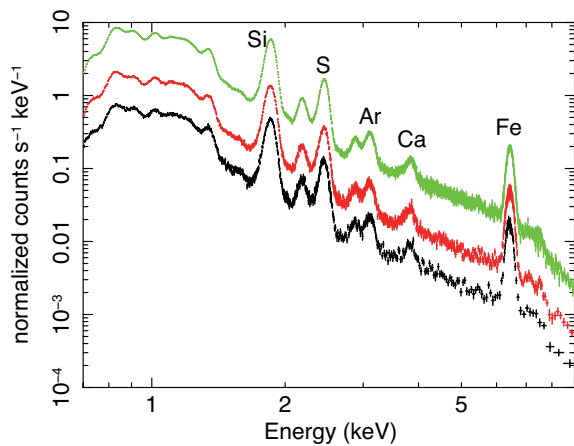


図3: 「すぎく」による Kepler's SNR のスペクトル。代表的な元素の輝線の位置を示している。連続成分は熱制動放射である。黒, 赤, 緑の順に検出器領域 1,2,3 に対応している。

### 3 Results

図2は「すぎく」による Kepler's SNR のイメージである。中心から同心円環状に3領域を取り、それぞれの領域でスペクトルを描いたものが図3である。

各領域の光子には他の領域からの光子の漏れ込みがあるため、1領域のスペクトルは3つの天体領域からの成分の重ね合わせだと考えなければならない。この影響を逆解きして元々の天体領域ごとのスペクトルを求め、その成分を解析する必要がある。この漏れ込みを考慮し、5.0-7.4 keV の Fe 輝線に対し、連続成分を表す power-law と Fe 輝線を表す gaussian でフィットした。なお  $K\alpha$  線と  $K\beta$  線が同じ Fe を起源とするものとして、2つのガウシアン の  $\sigma$  は等しく設定した。

$K\alpha$  線のエネルギー変化を図4、輝線幅の変化を図5に示す。解析の結果、 $K\alpha$  線のエネルギーは天体領域1だけ  $\sim 100$  eV 低いことが分かった。また球対称膨張であれば中心ほど広がっているはずの輝線幅が、天体領域1で他の領域よりむしろ  $\sim 40$  eV 細くなっていることが分かった。

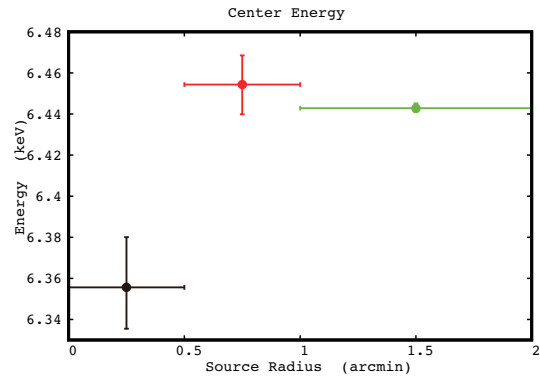


図4:  $K\alpha$  線のエネルギー変化。エラーは90%。X線の漏れ込みは補正した。黒, 赤, 緑の順に天体領域 1,2,3 に対応している。

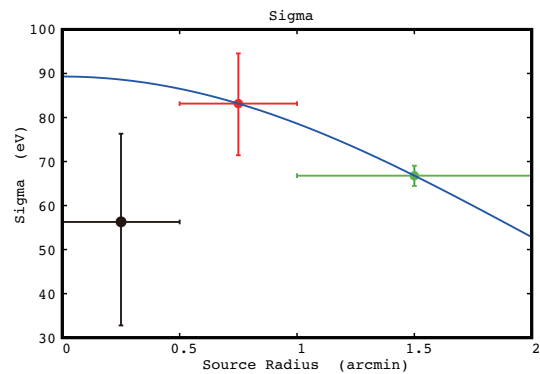


図5: Feの輝線幅の変化。エラーは90%。曲線は天体領域2,3のデータから球対称モデルを仮定したもの。

### 4 Discussion

この結果を解釈するモデルはいくつか考えられるが、本発表ではそのうちの一つを取り上げる。

天体領域1の輝線エネルギーは  $6.35^{+0.03}_{-0.02}$  keV であるから、低階電離 Fe I-X のエネルギー  $\sim 6.4$  keV よりも下回っている (Yamaguchi et al. 2014)。よってこの領域の Fe は  $2300^{+900}_{-1400}$  km s<sup>-1</sup> の赤方偏移をしていることが示唆される。これは球対称であれば見えるはずの手前側で青方偏移している成分はないということの意味しており<sup>2</sup>、天体領域1での輝線幅が細くなっていることも説明される。

次に輝線エネルギーの値から、天体領域2,3のFeは天体領域1よりも少し電離度が高く、Fe XV-XVII

<sup>2</sup>存在しているが X 線を放射していないという見方もできる。

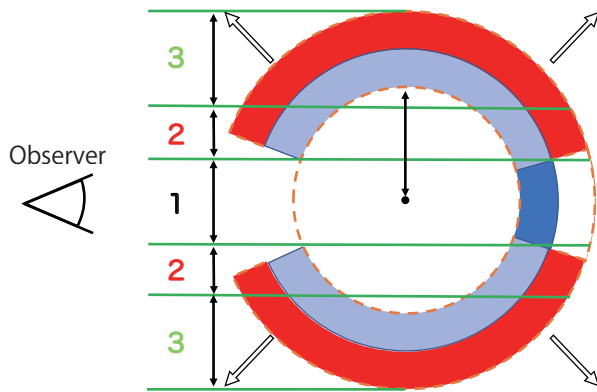


図 6: Kepler's SNR の膨張構造モデルの一例。数字は天体領域を示している。赤が電離が進んでいる Fe、青が電離が進んでいない Fe を表し、濃いほど存在量が多いことを表す。中央の矢印は reverse shock が到達した境界までの距離を表し、 $\sim 70''$  である。

程度だと考えられる。ejecta は reverse shock を通過したものから順に、電子の温度上昇に従って電離度が上がっていく。今回の電離度の差は、天体領域 1 の Fe が天体領域 2,3 よりも内側に存在しており、まさに reverse shock を通過したばかりのものを見ているということを示唆している。これは reverse shock が中心から  $\sim 70''$  に位置しているという先行研究に矛盾しない (Katsuda et al. 2015)。またこの結果は輝線幅の値からも説明がつく。天体領域 2,3 のデータから球対称膨張を仮定して引いたモデル線を図 5 に示す。このモデル線から、天体領域 1 が天体領域 2,3 と同じ速度で膨張していた場合の速度は  $1200 \pm 800 \text{ km s}^{-1}$  と計算できる。先ほどの赤方偏移の速度、および forward shock の速度  $v_{\text{FS}} = 1660 \pm 120 \text{ km s}^{-1}$  と合わせると (Sankrit et al. 2005)、誤差の範囲で  $v_{\text{FS}} > v_{\text{天体領域 2,3}} > v_{\text{天体領域 1}}$  となり、SNR の基本的性質を満たすことができる。

以上の描像を図 6 に示す。天体領域 1 の Fe は周囲の Fe よりも内側に偏在しているため reverse shock が通過したばかりであり、かつ地球から遠ざかる方向に非等方的に運動しているという描像を描くことができた。この描像からは爆発時の親星の内部構造が理想的な「玉ねぎ構造」ではなかったことが考えられ、Kepler 超新星が理想的な SD ではなかったことが示唆される。

## 5 Conclusion

超新星爆発の機構として SD と DD の割合を調べることは、天文学や宇宙論にとって重要である。そのためには SNR の膨張構造を調べるのがひとつの手がかりとなる。本研究では「すぎく」の Kepler 超新星残骸の観測を用い、SNR の膨張による Fe 輝線のドップラー広がりを見積もった。その結果、視線上の中心領域では輝線エネルギーが他の領域に比べて  $\sim 100 \text{ eV}$  低いことを発見した。また球対称膨張であれば中心に向かうにつれて太くなるはずの輝線幅が、視線上の中心領域では  $\sim 40 \text{ eV}$  細くなっていることが分かった。これらの結果を説明する描像のひとつとして、図 6 のように視線上の中心領域の Fe が SNR の内側にのみ多く存在しており reverse shock を通過したばかりであり電離が進んでいない、かつ視線上を遠ざかって膨張している、という解釈を与えた。この描像は Kepler 超新星が理想的な SD ではなかったことを示唆している。

## Acknowledgement

第 47 回天文・天体物理若手夏の学校の開催にあたり、尽力していただきました運営の方々に感謝申し上げます。

## Reference

- Chandrasekhar, S. 1931, ApJ, 74, 81
- Colgate, S. A. 1979, ApJ, 232, 404
- Hayato, A., et al. 2010, ApJ, 725, 894
- Katsuda, S., et al. 2015, ApJ, 808, 49
- Koyama, K., et al. 2007, PASJ, 59, 23
- Mitsuda, K., et al. 2007, PASJ, 59, S1
- Park, S., et al. 2013, ApJL, 767, L10
- Perlmutter, S., et al. 1999, ApJ, 517, 565
- Reynolds, S. P., et al. 2007, ApJL, 668, L135
- Sankrit, R., et al. 2005, Advances in Space Research, 35, 1027
- Yamaguchi, H., et al. 2014, ApJ, 780, 136

## 特異電波天体 Tornado と相互作用する分子雲の観測的研究

田邊 恭介 (慶應義塾大学大学院 理工学研究科)

### Abstract

Tornado(G357.7-0.1)とは、連続波で見ると竜巻状の形態を示す銀河系内でも特異な天体である。その起源は長らく不明であったが、近年 Tornado 領域に、X線観測により双極構造が、 $^{13}\text{CO } J=1-0$  輝線観測により二つの分子雲： $-14 \text{ km s}^{-1}$  雲と  $+5 \text{ km s}^{-1}$  雲が発見された。これらから、分子雲衝突により生じた高密度層が中心コンパクト天体を通過することで宇宙ジェットを誘発し、ジェットが Tornado を形成したとする「分子雲衝突仮説」が提唱された。本研究では、Tornado の起源をより詳細に明らかにする目的で、OH 1720 MHz メーザーの VLA アーカイブデータを解析するとともに、 $^{13}\text{CO } J=1-0$  輝線観測データと照合することで分子雲の運動をより詳細に議論し、分子雲衝突仮説の整合性を検証した。解析と議論の結果、OH メーザーは Tornado 領域内に空間的に拡散して分布していることが判明した。OH メーザーと  $^{13}\text{CO } J=1-0$  輝線の分布は、空間的にも速度的にも非常によく対応していた。この対応から、 $-14 \text{ km s}^{-1}$  雲と  $+5 \text{ km s}^{-1}$  雲は Tornado と相互作用していると見られる。Tornado の連続波で特に明るい領域(コア)で両分子雲が空間的に非常によく反相関していることを確認し、このコア領域内では OH メーザーが速度空間上で二つの分子雲を繋ぐように分布していることを明らかにした。これは分子雲衝突を強く示唆することから、以上の特徴を踏まえ、本研究では分子雲衝突仮説を支持する。

## 1 Introduction

Tornado(G357.7-0.1)は、1960年にMilneの電波連続波観測によって発見されて以来(Milne 1960)、その「正体」についての研究がなされてきた。図1(a)に示すように、シンクロトロン放射による連続波で見ると竜巻状をしていることから「Tornado」と呼ばれている。差し渡し12'程度の広がりを持ち、OH 1720 MHz メーザー観測から11.8 kpcの距離にあると評価されていることから(Frail et al. 1996)、実際には40 pc程度の広がりを持つ。また、明るいHeadと暗いTailの構造を持つ。この二つの構造に対する解釈として、「Headの領域が活動中心であるSNRである」とする説と(Caswell et al. 1980)、「中心にコンパクト天体があり、そこからのジェットがこれらの双極構造を作った」とする説が挙げられたが(Manchester 1987)、前者はTornado全体が非等方的であること、後者は中心に対応天体が見られないことという大きな問題をそれぞれ抱えていた。

後者の説を強力に支持する結果が、X線観測によって得られた(Sawada et al. 2012)。X線天文衛星「すざく」によってHead・Tailの領域にそれぞれ空間的

に拡散したX線放射が存在することが発見された。この二つのX線放射プラズマの物理的特徴は一致し、Tornadoまでの距離とも一致したため、Tornadoは双極構造であることが示唆されたのである。これにより、「Tornadoの活動領域は中心であり、中心コンパクト天体からの歳差運動するジェットがTornadoを作った」とする説が提唱された。

2014年には、 $^{13}\text{CO } J=1-0$  輝線観測によってTornado領域に $-14 \text{ km s}^{-1}$  雲と $+5 \text{ km s}^{-1}$  雲の二つの分子雲が発見された。これとVLAアーカイブデータ中のOHメーザーデータ解析によって、二つの分子雲が空間的に反相関していること、それぞれTornadoと相互作用していることが示唆された(Sakai et al. 2014)。これによりSakaiらは上記の宇宙ジェット説にさらに制限を加え、以下に示す「分子雲衝突仮説」を提唱した。(i)  $-14 \text{ km s}^{-1}$  雲と $+5 \text{ km s}^{-1}$  雲が衝突し、衝撃により高密度層生成。(ii)  $-14 \text{ km s}^{-1}$  雲内の衝撃波背面の高密度層が中心コンパクト天体を通過し、質量降着を始動。(iii) コンパクト天体にBondi-Hoyle-Lyttleton (BHL) 降着が生じ、双極ジェットが噴出。(iv) 歳差運動するジェットがTornado本体を

形成し、また周囲の分子雲と相互作用することでX線放射プラズマを形成。(v) 高密度層が完全に通過することでBHL降着が終焉。これによりジェットの噴出も終焉。(vi) 時間経過により中心付近のガスが冷えることで現在の状態に。

本研究では、OHメーザーアーカイブデータを再解析し $^{13}\text{CO } J=1-0$ 輝線データと比較することで、分子雲の運動状態をより詳細に議論する。これにより、分子雲衝突仮説の整合性を検証する。

## 2 Data

### OH 1720 MHz メーザー

NRAO Science Data ArchiveからVery Large Array(VLA)でOH 1720 MHzメーザー輝線放射を捉えたデータを取得し、Common Astronomy Software Applications(CASA)を用いて解析した。日程は2000年6月24日と同年7月18日の2日間であった。continuum subtractionは1次で行い、“Clean”コマンドによってイメージングを行なった。閾値は $50 \text{ mJy beam}^{-1}$ とした。合成ビームサイズと速度間隔は $34'' \times 27'' \times 1.06 \text{ km s}^{-1}$ 、RMSノイズは $6 \text{ mJy beam}^{-1}$ であった。なお、OH 1720 MHzメーザーは衝撃破のトレーサーとして知られる。

### $^{13}\text{CO } J=1-0$ 輝線

Sakaiらによって野辺山45m望遠鏡を用いて観測されたTornado領域方向の $^{13}\text{CO } J=1-0$  (110.201353 GHz)の輝線データを用いた。観測日程は2013年3月1日から10日であった。システムノイズは200–400 K程度、観測範囲は $15' \times 15'$ の範囲で、中央は $(l, b) = (-2^\circ 275, -0^\circ 125)$ であった。ビームサイズと速度間隔は $7''5 \times 7''5 \times 1.06 \text{ km s}^{-1}$ 。(Sakai et al. 2014)

## 3 Results

OHメーザー輝線データの速度範囲は $V_{\text{LSR}} = -20.2 \text{ km s}^{-1} \sim +20.2 \text{ km s}^{-1}$ 、RMSノイズは $6 \text{ mJy beam}^{-1}$ であった。図1(b), (c)のカラースケールにそれぞれ $V_{\text{LSR}} = -17 \text{ km s}^{-1} \sim 0 \text{ km s}^{-1}$ 、 $V_{\text{LSR}} = 0 \text{ km s}^{-1} \sim +15 \text{ km s}^{-1}$ での積分強度図

を示した。Frailらによって発見されたOHメーザースポットや(Frail et al. 1996)、図1(c)ではYusef-Zadehらによって報告された空間的に広がった成分が確認された(Yusef-Zadeh et al. 1999)。また、(c)ではHewittらやSakaiらによって報告されたHeadの領域に空間的に広がった成分が確認される(Hewitt et al. 2008)(Sakai et al. 2014)。OHメーザーの空間的な分布は概ねTornadoと重なることから、Tornadoと同方向に見られる空間的に拡散したOHメーザー成分は、Tornadoに付随するものであるというSakaiらの指摘が確認された。

## 4 Discussion

### 4.1 位置速度図

OHメーザーをもとに、 $^{13}\text{CO } J=1-0$ 輝線で見られる分子雲の運動をより詳しく議論するため、位置速度図を描画する。そのPositionは、図2左上図に示した矢印のように決めた。また、連続波で特に明るい領域をTornadoの「コア」と呼ぶことにし、白色破等高線で示す。

これに沿って描画した位置速度図が図2の下段及び右列の各図である。破直線内部はTornadoのコア内部に対応するというを考えると、この図からOHメーザーの空間的な分布がTornadoの存在範囲に概ね収まることがわかる。また、OHメーザーの速度構造はコアで広く分布していることが見て取れる。

OHメーザーと $^{13}\text{CO } J=1-0$ 輝線の速度構造を比較すると、両輝線の速度空間での分布は非常によく一致していることがわかる。したがって、二つの分子雲は、それぞれTornadoと相互作用したということが言える。

### 4.2 解釈

前述の二つの分子雲： $-14 \text{ km s}^{-1}$ 雲と $+5 \text{ km s}^{-1}$ 雲それぞれとTornadoが相互作用しているということ、及びOHメーザーと $^{13}\text{CO } J=1-0$ 輝線の速度空間での対応から、この分子雲-Tornado間の相互作用は、Tornadoのコアを中心として生じたものであると解釈される。また、速度構造を見ると、二つの分

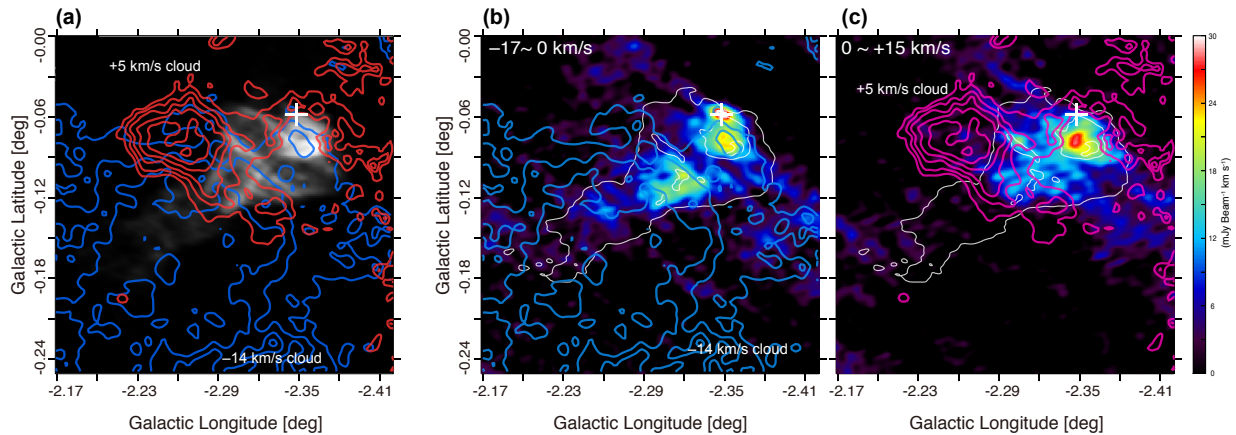


図 1: グレースケールと各図の白色等高線は 1.58 GHz 連続波 (VLA Archive Image), 各図の白色十字は OH メーザースポットの位置 (Frail et al. 1996). カラースケールは OH メーザーの積分強度図. 赤色, 青色等高線は  $^{13}\text{CO}$  の積分強度図. この等高線はそれぞれ  $-14 \text{ km s}^{-1}$  雲と  $+5 \text{ km s}^{-1}$  雲の積分強度図を表す. (a) 1.58 GHz 連続波イメージ. (b) OH メーザー (カラー) 及び  $^{13}\text{CO}$  (青色等高線) の速度範囲  $V_{\text{LSR}} = -17 \text{ km s}^{-1} \sim 0 \text{ km s}^{-1}$  での積分強度図. (c) OH メーザー (カラー) 及び  $^{13}\text{CO}$  (赤色等高線) の速度範囲  $V_{\text{LSR}} = 0 \text{ km s}^{-1} \sim +15 \text{ km s}^{-1}$  での積分強度図.

子雲が空間的に特に明瞭に反相している Tornado のコアの部分で, OH メーザーは広い速度範囲に分布していることが明らかである. これは, コアの領域に両分子雲同士が衝突した証拠と解釈できるブリッジ構造が存在することを示唆する.

以上を踏まえ, 分子雲衝突仮説を検証する. この論拠は, (i) Tornado 周辺領域に  $-14 \text{ km s}^{-1}$  雲と  $+5 \text{ km s}^{-1}$  雲の二つの分子雲が存在. (ii) 二つの分子雲はそれぞれ Tornado と相互作用している. (iii) 二つの分子雲は空間的に反相している. の3点であった. これらはいずれも本研究でも確認された. これに加え, OH メーザーの速度構造は二つの分子雲を繋ぐブリッジ構造をしていることを発見した. これは分子雲-Tornado のみならず, 分子雲同士も相互作用したということを強く示唆する. したがって, 分子雲衝突仮説はいずれの観測事実と一致する.

## 5 Conclusion

Tornado と二つの分子雲の相互作用の様子を明らかにする目的で, VLA によって取得された OH 1720 MHz 線スペクトルアーカイブデータを解析し, 野辺山 45 m 望遠鏡による  $^{13}\text{CO}$   $J=1-0$  輝線データと照合した. その結果を以下に簡潔に述べる.

- OH メーザーの空間的拡散成分は, Tornado の電波連続波イメージと重なっていた
- OH メーザーの分布は  $^{13}\text{CO}$   $J=1-0$  輝線で見られる二つの分子雲と空間的にも速度的にも非常によく相関していた. この対応から, 二つの分子雲はいずれも Tornado と相互作用している
- 上記の相互作用は Tornado のコアを中心として生じた
- Tornado のコア付近は, 二つの分子雲の空間的反相関が比較的明瞭である上, OH メーザーが二つの分子雲を繋ぐように広い速度範囲で分布している

以上の特徴は, 分子雲衝突仮説を支持する

## Acknowledgement

夏の学校へ参加するにあたり, 京都大学基礎物理学研究所から旅費の補助を頂きました. また, 本研究をまとめるにあたり, 様々な方々からご教授頂きました.

お力添え頂いた皆様へ感謝の意を表し, 謝辞とさせていただきます.

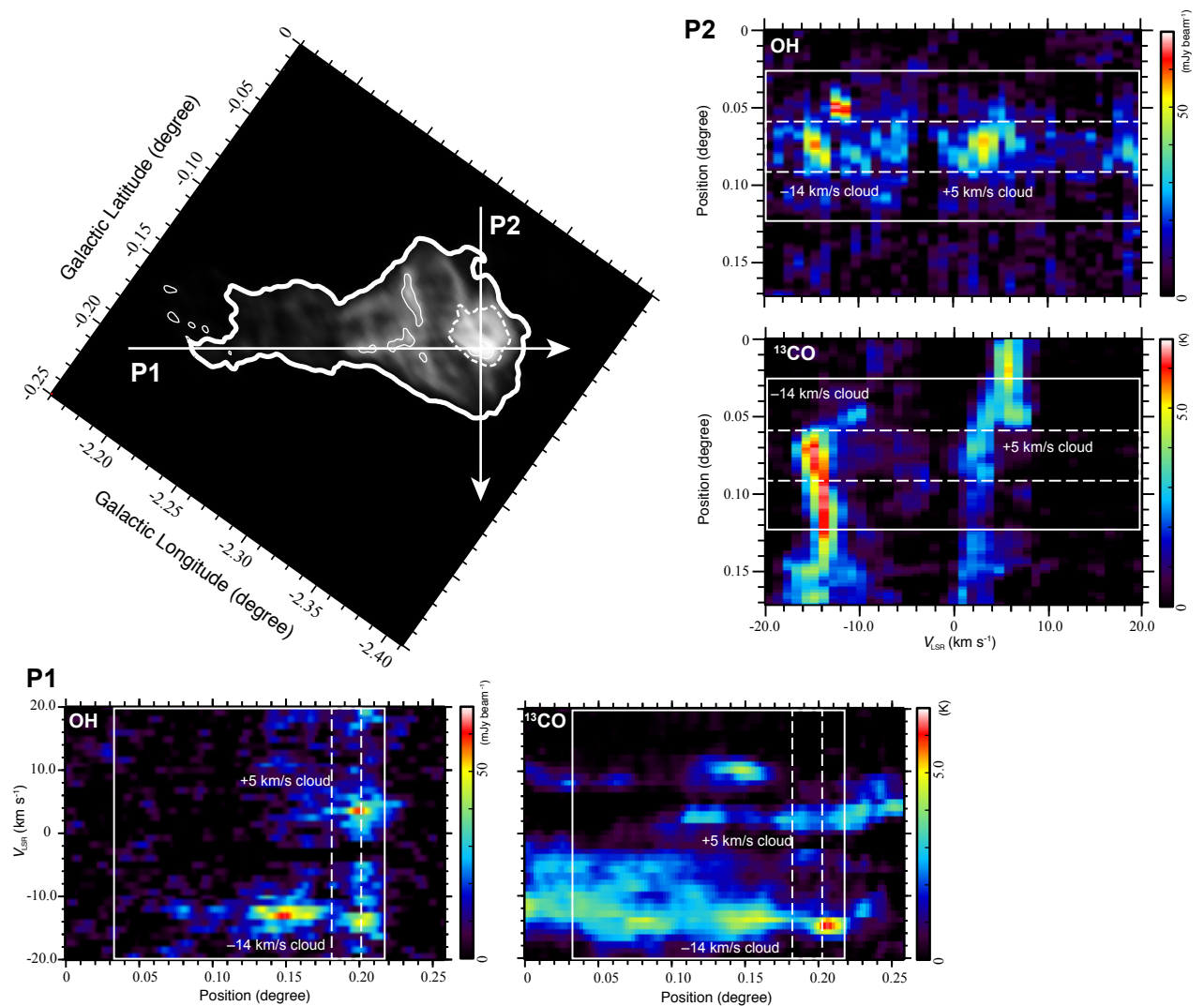


図 2: 左上図のグレースケール, 白色等高線, 白色破等高線はいずれも 1.58 GHz 連続波 (VLA Archive Image). 等高線は最低値  $18 \text{ mJy beam}^{-1}$  として  $200 \text{ mJy beam}^{-1}$  間隔. なお, 連続波で特に明るい白色破等高線の領域 ( $218 \text{ mJy beam}^{-1}$  以上) をコアと呼ぶことにする. 下段, 右列の各図は OH メーザーもしくは  $^{13}\text{CO}$  の位置速度図. 下段の 2 図は矢印 P1 に沿った, 右列の 2 図は矢印 P2 に沿った位置速度図である. 位置速度図中の白色直線, 白色破直線は, 左上図の等高線, 破等高線に対応している.

## Reference

Milne, D. K. 1960, *AuJPh*, 23, 425

Frail, D. A.; Goss, W. M.; Reynoso, E. M.; Giacani, E. B.; Green, A. J.; Otrupcek, R. 1996, *AJ*, 111, 1651

Caswell, J. L.; Haynes, R. F.; Milne, D. K.; Wellington, K.J. 1980, *MNRAS*, 190, 881

Manchester, R. N. 1987, *A&A*, 171, 205

Sawada, M.; Tsuru, G. T.; Koyama, K.; Oka, T. 2012, *PASJ*, 63, 849

Sakai, D.; Oka, T.; Tanaka, K.; Matsumura, S.; Miura, K.; Takekawa, S. 2014, *ApJ*, 791, 49

Yusef-Zadeh, F.; Goss, W. M.; Roberts, D. A.; Robinson, B.; Frail, D. A. 1999, *ApJ*, 527, 172

Hewitt, J. W.; Yusef-Zadeh, F.; Wardle, M. 2008 *ApJ*, 683,189



## VERA を用いた H<sub>2</sub>O 359.616-0.248 の距離測定

加藤 榛華 (慶應義塾大学大学院 理工学研究科)

### Abstract

銀河系の中心核から数百 pc にわたって、星の強い集中と大量の星間物質によって特徴づけられる特異な領域がある。この領域は銀河系中心分子層 (Central Molecular Zone; CMZ) と呼ばれ、CMZ 内のガスは銀河系円盤部に比べて高温・高密度・広速度幅という特徴を持つ。CMZ 内には極めて広い速度幅 ( $\Delta V > 50 \text{ km s}^{-1}$ ) を持つ空間的にコンパクト ( $d < 5 \text{ pc}$ ) な分子雲である高速度コンパクト雲 (High-velocity Compact Cloud; HVCC) が多数発見されている。代表的な HVCC の一つに CO-0.40-0.22 があり、これはこれまでに発見された HVCC の中でも特に速度幅が広く ( $\Delta V \sim 100 \text{ km s}^{-1}$ )、高い CO  $J=3-2/J=1-0$  輝線強度比を示す。我々の研究グループによる詳細な分子スペクトル線観測から、CO-0.40-0.22 は  $10^5 M_{\odot}$  の中質量ブラックホールによる重力散乱起源と解釈されている。しかし、同方向には  $V_{\text{LSR}} = +20 \text{ km s}^{-1}$  の速度に別の分子雲が重なっており、CO-0.40-0.22 と  $+20 \text{ km s}^{-1}$  分子雲は分子雲衝突をして広い速度幅を形成した可能性がある。我々は  $+20 \text{ km s}^{-1}$  分子雲内にあるメーザー源 H<sub>2</sub>O 359.616-0.248 の距離を測定し、CO-0.40-0.22 と物理的関係があるのかどうか調べた。

超長基線電波干渉計 VERA を用いて 2015 年 11 月から約 1 年間 H<sub>2</sub>O 359.616-0.248 を観測し、距離と固有運動を測定した。その結果、年周視差は  $\pi = 0.33 \pm 0.14 \text{ mas}$  となり、太陽系からの距離は  $r = 3.07_{-0.91}^{+2.22} \text{ kpc}$  と求められた。銀河系中心までの距離は約 8 kpc であるため、 $+20 \text{ km s}^{-1}$  分子雲は CMZ よりも手前にあることが分かり、これらは物理的関係はないと考えられる。したがって CO-0.40-0.22 が分子雲衝突起源であることを棄却でき、中質量ブラックホールによる重力散乱起源がより確からしいものとなった。

## 1 Introduction

銀河系中心分子層 (Central Molecular Zone; CMZ) は分子ガスが数百 pc にわたって集中している領域であり、銀河系円盤部には見られない特異な現象が観測されている。銀河系全体に存在する分子ガスのうち、ほぼ 8 割はこの CMZ に存在するもので (Henshaw et al. 2016)、その総量は  $(5 - 10) \times 10^7 M_{\odot}$  に相当する。この領域は、分子ガスの温度が  $30 \sim 200 \text{ K}$ 、密度が  $n \gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ 、速度幅が  $15 \sim 50 \text{ km s}^{-1}$  と銀河系円盤部に比べて高温・高密度・広速度幅という特徴をもつ (Morris & Serabyn 1996)。

CMZ 中の分子ガスの分布・運動は、多くの膨張シェル・アーク・フィラメント構造をともなった多数の高速度コンパクト雲 (High-velocity Compact Cloud; HVCC) によって特徴づけられる。HVCC は極めて広い速度幅 ( $\Delta V > 50 \text{ km s}^{-1}$ ) を持つ空間的にコンパクト ( $d < 5 \text{ pc}$ ) な分子雲群である。力学的エネルギーは  $10^{48-52} \text{ erg}$  になり、高い CO  $J=3-2/J=1-0$

輝線強度比を示す。

代表的な HVCC のひとつに CO-0.40-0.22 があり、これは銀河座標  $(l, b) = (-0.40^{\circ}, 0.22^{\circ})$  の位置に存在している。CO-0.40-0.22 の詳細な観測 (Oka et al. 2016) を行ったところ、化学的性質とともに詳細な空間分布・運動状態が明らかになった。その結果、これは約  $10^5 M_{\odot}$  の「見えない」質量による雲の重力散乱によってよく説明できることが分かり、このことから HVCC の中心部に中質量ブラックホール (Intermediate-mass Black Hole; IMBH) が存在しているという解釈がされている。一方、同方向には  $V_{\text{LSR}} = +20 \text{ km s}^{-1}$  の速度に星形成領域を含む別の分子雲が重なっている (図 1ab)。しかし、CO-0.40-0.22 と  $+20 \text{ km s}^{-1}$  分子雲の物理的関係は分かっていない。もし  $+20 \text{ km s}^{-1}$  分子雲が CMZ 内にあれば、CO-0.40-0.22 と  $+20 \text{ km s}^{-1}$  分子雲は分子雲衝突をして広い速度幅を形成した可能性がある。今回の研究では  $+20 \text{ km s}^{-1}$  分子雲内にあるメーザー源

H<sub>2</sub>O 359.616–0.248 の距離を測定し、+20 km s<sup>-1</sup> 分子雲と CO–0.40–0.22 の間に物理的関係があるかどうか調べた。

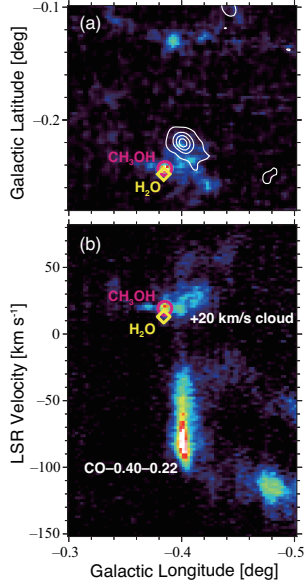


図 1: (a) HCN  $J=4-3$  積分強度図 (カラーは  $0 < V_{\text{LSR}} < 40 \text{ km s}^{-1}$ . 等高線は  $-120 < V_{\text{LSR}} < 0 \text{ km s}^{-1}$ ). 黄色のひし形は H<sub>2</sub>O メーザー源の位置 (Caswell et al. 1983)、マゼンタの円形は CH<sub>3</sub>OH メーザー源の位置 (Chambers et al. 2014) を示す。(b) HCN  $J=4-3$  輝線の銀系速度図 (積分範囲は  $-0.3 < l < -0.2^\circ$ )。

## 2 Observations

今回観測に用いたのは、VERA (VLBI Exploration of Radio Astrometry) と呼ばれる国立天文台の観測装置であり、2015年11月から2017年1月まで約1ヶ月ごとに観測した。各エポックの観測コードと観測日を表1に示す。

観測した天体のデータを表2に示す。H<sub>2</sub>O 359.616–0.243 の観測には 16 MHz の中間周波数 (Intermediate Frequency; IF) を1つ使い、J1745–2820 の観測には 15 IF ( $15 \times 16 = 240 \text{ MHz}$ ) を用いた。観測時の周波数分解能は 15.625 kHz、遷移は H<sub>2</sub>O  $6_{16} - 5_{23}$  (22.235080 GHz)、バンド幅は約 256 MHz である。

表 1: 各エポックの観測日

エポック	観測コード	観測日
1	R15332A	2015/11/28
2	R15360A	2015/12/26
3	R16026B	2016/01/26
4	R16061E	2016/03/01
5	R16084C	2016/03/24
6	R16114B	2016/04/23
7	R16142B	2016/05/21
8	R16166A	2016/06/14
9	R16236A	2016/08/23
10	R16262A	2016/09/18
11	R16327A	2016/11/22
12	R17017A	2017/01/17

J1745–2820 は参照天体であり、H<sub>2</sub>O 359.616–0.243 と同時に観測した (相対 VLBI)。NRAO530 はバンドパス較正や遅延較正のために観測した。

表 2: 観測した天体

名前	R.A.	Dec
359.616–0.243	17 <sup>h</sup> 45 <sup>m</sup> 40 <sup>s</sup> .3958	–29 <sup>d</sup> 23′35″.318
J1745–2820	17 <sup>h</sup> 45 <sup>m</sup> 52 <sup>s</sup> .50	–28 <sup>d</sup> 20′26″.30
NRAO530	17 <sup>h</sup> 33 <sup>m</sup> 02 <sup>s</sup> .7058	–13 <sup>d</sup> 04′49″.548

## 3 Results

### 3.1 自己相関スペクトル

自己相関スペクトルを図2に示す。視線速度が約 +22.7 km s<sup>-1</sup> 付近でピーク強度が出ることが分かった。図1での H<sub>2</sub>O、CH<sub>3</sub>OH メーザーの速度より、H<sub>2</sub>O 359.616–0.248 は星形成領域に付随していることが分かり、今回の解析は星形成領域の距離を測定していることが分かる。

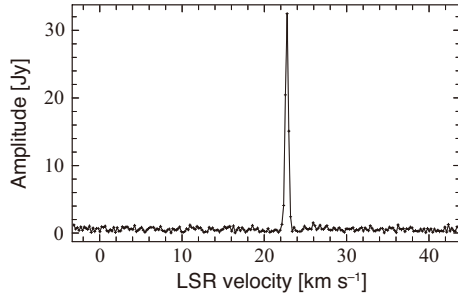


図 2: H<sub>2</sub>O 359.616–0.248 の自己相関スペクトル

### 3.2 年周視差と固有運動

通常の位相補償観測ではクエーサーについての解をメーザーに適用することで「クエーサーに対するメーザーの相対位置」を測定する。しかし、今回の観測ではクエーサー (J1745–2820) が弱いため、逆にメーザー (H<sub>2</sub>O 359.616–0.248) について解を出し、クエーサーに適用することで「メーザーに対するクエーサーの相対位置」を測定した (逆位相補償)。

また、エポック 6 以降メーザーの強度に変動があった。エポック 5 以前で見えていたのは spot A のみだったが、エポック 6 以降では図 3 の中心の spot B が明るくなり、位相補償するときに spot B の位置を追ってしまった。そのためエポック 6 以降では、spot A と spot B の位置の差を出して位相補償の位置を与えることで、spot A の相対位置を求めた。

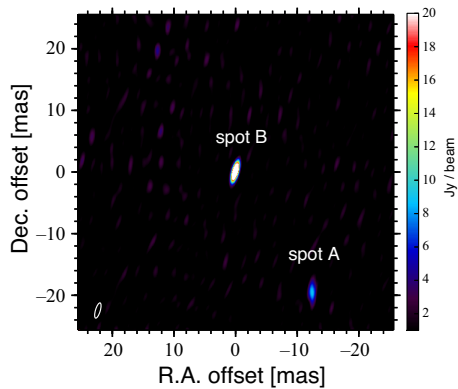


図 3: エポック 6 での  $V_{\text{LSR}} = +22.7 \text{ km s}^{-1}$  におけるメーザースポット。spot A はエポック 1～8、spot B はエポック 6～8 で検出された。

図 4 は spot A の R.A. 方向と decl. 方向の位置変

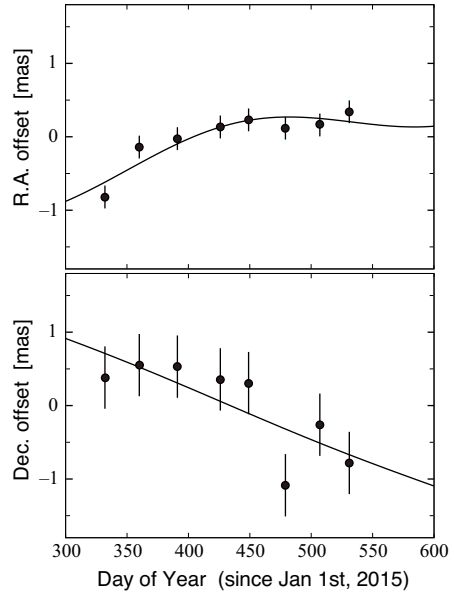


図 4: spot A の位置変動。上の図は R.A. 方向、下の図は decl. 方向の変動を表している。実線は固有運動を含めた年周視差のフィッティング結果を表す。

動である。これらのグラフから年周視差と固有運動を求めた結果を表 3 にまとめる。これより太陽系から H<sub>2</sub>O 359.616–0.248 までの距離は  $3.07^{+2.22}_{-0.91}$  (Iwata et al. 2017) と求めた。

表 3: 年周視差と固有運動のフィッティング結果

$\pi$ (mas)	距離 (kpc)	$\mu_{\alpha} \cos \delta$ (mas yr <sup>-1</sup> )	$\mu_{\delta}$ (mas yr <sup>-1</sup> )
$0.33 \pm 0.14$	$3.07^{+2.22}_{-0.91}$	$1.31 \pm 0.33$	$2.41 \pm 0.87$

## 4 Discussion

銀河系中心から太陽系までの距離を  $R_0 = 8.33 \text{ kpc}$  とすると (Gillessen et al. 2009)、銀河系中心から H<sub>2</sub>O 359.616–0.248 までの距離は  $5.26^{+0.91}_{-2.22} \text{ kpc}$  となる。このことから、H<sub>2</sub>O 359.616–0.248 が付随している  $+20 \text{ km s}^{-1}$  分子雲は CMZ より十分手前に位置することが分かった (図 5)。速度幅が非常に広いことから CO–0.40–0.22 は CMZ 内にあると考えられて

いる。また、 $V_{\text{LSR}} \sim -50 \text{ km s}^{-1}$  付近の CO 輝線の吸収から (Oka et al. 2012)、CO-0.40-0.22 は 3 kpc expanding arm (Sofue 2006) より奥に存在していることを示す。よって CO-0.40-0.22 と  $+20 \text{ km s}^{-1}$  分子雲は物理的関係がないことが分かり、このことから、CO-0.40-0.22 の形成シナリオの1つであった分子雲衝突シナリオを棄却することができた。

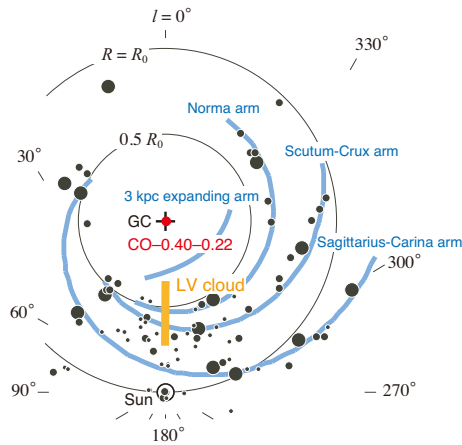


図 5: CO-0.40-0.22 と分子雲の位置関係

Gillessen, S., Eisenhauer, F., Trippe, S., et al. 2009, ApJ, 692, 1075

Henshaw, J. D., et al. 2016, MNRAS, 457, 2675

Iwata, Y., Kato, H., Sakai, D., & Oka, T. 2017, ApJ, 840, L7

Morris, M., & Serabyn, E. 1996, ARA&A, 34, 645

Oka, T., Onodera, Y., Nagai, M., et al. 2012, ApJS, 201, 14

Oka, T., Mizuno, R., Miura, K., & Takekawa, S. 2016, ApJ, 816, L7

Sofue, Y. 2006, PASJ, 58, 335

## 5 Conclusion

本研究では VERA を用いて  $+20 \text{ km s}^{-1}$  分子雲に付随するメーザー源 H<sub>2</sub>O 359.616-0.248 を観測し、年周視差から距離を測定した。その結果、年周視差は  $0.33 \pm 0.14 \text{ mas}$  となり、太陽系からの距離は  $3.07^{+2.22}_{-0.91} \text{ kpc}$  と求められた。CO-0.40-0.22 は CMZ 内にあり、H<sub>2</sub>O 359.616-0.248 は銀河系中心から  $5.26^{+0.91}_{-2.22} \text{ kpc}$  の位置に存在することから、このふたつは分子雲衝突をしておらず、CO-0.40-0.22 は中質量ブラックホールによる重力散乱起源のものであることがより確からしいものとなった。

## Reference

Caswall, J. L., Batchelor, R. A., Forster, J. R., & Wellington, K. J. 1983, AuJPh, 36, 401

Chambers, E. T., Yusef-Zadeh, F., & Ott, J. 2014, A&A. 563, A68

## MHD 数値計算から探る銀河系中心領域における磁気活動

柿内 健佑 (東京大学 鈴木・蜂巢研究室)

### Abstract

銀河系中心領域における分子雲には銀河回転に沿った回転速度成分だけでは説明できないような複雑な速度構造を内包されていることが観測から分かっている。しかし、この速度構造についてのメカニズムや形成過程については未だ明らかにされていない。そこで我々が注目しているのが、これまであまり議論されてこなかった銀河系中心領域における磁気活動の影響である。銀河系中心近傍数 100pc 以内における磁場強度は局所的に 0.1-1mG (Yuzef-Zadeh et al. 1984), 大局的に少なくとも  $50\mu\text{G}$  以上であると観測的に示唆されている (Crocker et al. 2010)。この値は平均的な星間磁場強度の数  $\mu\text{G}$  を大きく上回り、十分に磁気活動が星間ガスの力学構造に影響を与えられと考えられる。これを理論的に検証するために、Suzuki et al.(2015) は銀河系中心領域における磁気流体の 3次元グローバル計算を行った。本研究ではこの数値計算結果を用いて、Suzuki et al.(2015) では未解析であった鉛直方向の運動、特に磁場の鉛直構造に沿って落下するガスの下降流について詳細な解析を行った。その結果、鉛直方向のガス運動が観測的な速度構造に寄与する重要な示唆を得たので本講演にて発表する。

### 1 はじめに

銀河系の中心に存在する大質量ブラックホールの周辺数 100pc 以内における銀河系中心領域の環境は Central Molecular Zone (CMZ) と呼ばれ (Morris and Serabyn 1996), 通常の銀河系円盤部の分子ガス雲領域に比べて、高温、高密度な分子ガスが集積する特異な領域であることが分っている。さらに、銀河系中心領域における分子ガスは  $15\text{-}50\text{ km s}^{-1}$  であり、円盤部と比べて非常に激しい乱流状態にあり、位置速度図に特徴的な四辺形構造を描くことが広く知られている。この激しい乱流状態を達成する有力な要因として、銀河系内部における恒星群が形成する棒状構造の重力ポテンシャルが分子ガスの軌道に大きな影響を与えていると提案されている (Binney et al. 1991)。しかし、近年までに詳細な数値計算によって棒状構造の影響による CMZ の速度構造の再現が行われているが、実際の観測結果にみられる非軸対称な複雑な構造まで再現することは困難であるという結果が得られている。

一方で、銀河系中心領域では円盤周辺部と比べ、重力以外に磁場などの他の物理的要素が大きく影響しやすい環境にある。Crocker et al. (2010) によると、非熱的放射源からのスペクトル解析に基づ

ば、銀河系中心 400pc 以内の領域では磁場は少なくとも  $B > 50\mu\text{G}$  程度必要であると論じている。さらに、銀河系中心から 100pc スケールの領域では、磁場が  $100\text{-}1000\mu\text{G}$  であるとする報告もなされている (Yuzef-Zadeh et al. 1984, Morris et al. 1990)。磁場のエネルギー密度 (磁気圧) は磁場の強さの 2 乗に比例するので、これらの観測的示唆は、平均的な磁場の強さが数  $\mu\text{G}$  である円盤周辺部の値に比べて、銀河系中心付近では  $10^3\text{-}10^4$  倍強いことを示している。故に、銀河系中心での磁場の大きさは 2桁程度の不確定性はあるが、典型的な磁場の大きさに比べて十分に大きくその力学構造に十分影響を与えうるはずである。近年、観測された銀河系中心方向のガスのループ (Fukui et al. 2006) やフィラメント構造 (Torii et al. 2014) が、磁気浮力に起因するパーカー不安定性によって説明可能であることが磁気流体の数値シミュレーションによって明らかにされている (Machida et al. 2009)。シミュレーションによって得られた構造との関連性はまだ不明確ではあるものの、観測によって  $l\text{-}v$  図の高速方向に伸びた成分も複数見つかっている (Oka et al. 1999; Torii et al. 2014)。

銀河系中心付近での磁場に関するこれらの結果を踏まえると、銀河系中心領域における複雑なガスの

動力学の原因を探る上でも、磁場の影響を考察する必要があると考えられる。そこで、先行研究となる Suzuki et al. (2015) では、銀河系中心領域における星間ガスの動力学に寄与する磁場の影響を明らかにするために、銀河系を仮定した磁気流体 (Magnetohydrodynamical; MHD) シミュレーションを行っている。本研究では、彼らの数値計算結果を用いてデータ解析を行い、Suzuki et al.(2015) では未解析であった鉛直方向の運動、特に磁場の鉛直構造に沿って落下するガスの下降流について詳細な解析を行い、鉛直方向のガス運動が観測的な速度構造に与える影響について調べたので、その結果を以下に示す。

## 2 数値計算データ

本研究では、Suzuki et al.(2015) の MHD 数値計算結果を用いてより詳細な解析を行った。彼らは、理想 MHD における基礎方程式を格子法を用いて数値的に計算することによって、銀河系中心領域における磁場と流体ガスの大局的な時間進化を取り扱っている。

数値計算における外場の重力源は、大質量ブラックホールと恒星のバルジ・円盤構造を仮定している。大質量ブラックホールは質点とみなし、その質量は  $4.4 \times 10^6 M_\odot$  (Genzel et al. 2010) として扱っている。バルジと円盤構造の重力ポテンシャルは軸対称を仮定し、Miyamoto & Nagai (1975) で提唱されているものを用いている。これらの重力源がつくるポテンシャルは、

$$\Phi(R, z) = \sum_{i=1}^3 \frac{-GM_i}{\sqrt{R^2 + (a_i + \sqrt{(b_i^2 + z^2)})^2}}, \quad (1)$$

として表される。ここで、 $R$  と  $z$  はそれぞれ円筒座標系における中心軸からの動径方向の距離と鉛直方向の高さを表している。 $G$  は万有引力定数である。 $M_i, a_i, b_i$  はそれぞれ表 1 に従う。

計算上で扱う流体は磁力線に凍結した理想磁気流体を仮定している。また、流体の温度  $T(\propto c_s)$  は時間進化しないものとして、局所等温近似が成り立つと仮定しており、等温における理想気体の状態方程式

$$P = \rho c_s^2, \quad (2)$$

	i	$M_i(10^{10} M_\odot)$	$a_i(\text{kpc})$	$b_i(\text{kpc})$
SMBH	1	$4.4 \times 10^{-4}$	0	0
Bulge	2	2.05	0	0.495
Disk	3	25.7	7.258	0.52

表 1: 重力ポテンシャル

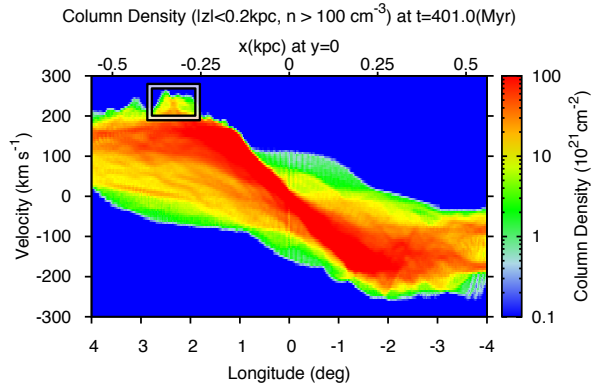


図 1: 銀河経度一視線速度図 (シミュレーション)。カラーは柱密度を表している。本解析では、白枠の高速度領域に注目した。

に従い、初期に与える音速の分布に比例する。ここで、 $P, \rho, c_s$  はそれぞれ流体のガス圧、密度、音速を表している。

式 (1), (2) を満たすように回転円盤の力学平衡状態から流体ガスの初期密度分布を決定し、初期の種磁場として、 $R > 0.035 \text{ kpc}$  の領域に

$$B_z = 0.71 \mu\text{G} \left( \frac{R}{1 \text{ kpc}} \right)^{-1}, \quad (3)$$

を与えて、理想磁気流体の基礎方程式に従って流体ガスの時間発展を計算した。彼らの数値シミュレーションは極座標系で計算されているが、解析では、物理量の線形補間を行い円筒座標系に変換して解析を行った。

## 3 解析結果

### 3.1 銀経速度図

図 1 は十分に磁場が増幅したタイムステップにおけるシミュレーション結果を局所座標系から疑似観測することで得られた銀経速度 ( $l-v$ ) 図である。こ

ここでは、太陽系の位置が銀河系中心から 8 kpc 離れており、回転速度  $240 \text{ km s}^{-1}$  で回転しているような局所座標系 (Honma et al. 2012) を仮定している。銀河系中心を原点とし、 $R$ ,  $z$ ,  $\phi$  をそれぞれ動径方向、円盤面からの鉛直方向、回転角方向とする円筒座標系  $(R, z, \phi)$  上での太陽系の位置は、(8.0 kpc, 0.0 kpc, 270 deg) と仮定した。カラーバーは、銀緯方向に沿って数密度を積算した柱密度を表している。ただし、高さの上限値 (中心面から高さ  $|z| < 0.2 \text{ kpc}$  以内) 及び密度の下限値 (個数密度  $n$  が  $100 \text{ cm}^{-3}$  以上) を満たすメッシュのみを積算している。

この図の中心部に見られる“非軸対称な平行四辺形構造”は、実際の分子輝線観測における  $l-v$  図に描かれる特徴的な構造をよく再現している。数値計算におけるこの構造を励起させる起源は、磁気活動による不均一な動径方向への流れ出しが原因であると Suzuki et al. (2015) で既に言及されている。

本研究では、図 1 の  $l-v$  図における白枠で囲った領域に注目した。この領域には卓越した高速度な視線速度を持った構造が描かれている。初期条件である力学平衡状態の様子を描いた  $l-v$  図には、図 1 に示すような卓越した高速度成分は描かれていないことから、この高速度領域は磁場がその増幅過程において、ガスの運動に何らかの影響をもたらされた結果が現れていると考えられる。

### 3.2 高速度領域

$l-v$  図上の高速度領域と銀河系中心を原点とする円筒座標系における位置関係を明らかにする。高速度領域の計算領域内での位置関係は、 $\phi = 165 - 225^\circ$  で ( $\phi = 270^\circ$  が太陽系の位置する方向としたとき)、中心軸からの距離が  $R = 300 - 400 \text{ pc}$ 、そして円盤面からの高度は  $z = 50 - 200 \text{ pc}$  の領域に対応している。この位置関係から高速度領域は銀河面から少し上空に浮いた領域において、方位角方向に伸びた構造をしていることが分かる。

そこで、図 2 に高速度領域に対応する部分を抜き出して、その近傍での 3 次元空間における磁場と速度場の様子を描いた。ここで、 $x-y$  平面が銀河面に対応し、 $z$  は円盤面からの高さを表している。実線は磁力線を表しており、矢印は磁力線上における流体ガス

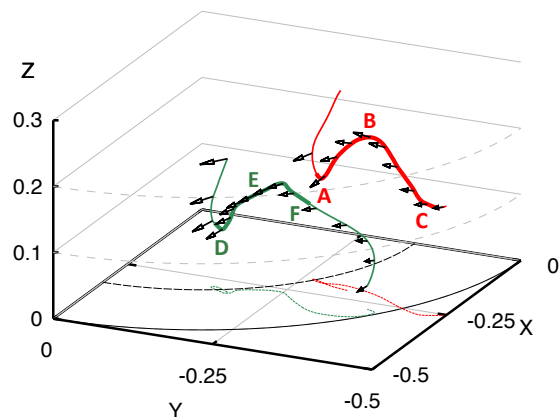


図 2: 高速度領域付近の磁力線 (実線) 及び、磁力線上における速度場 (矢印)。xy 平面における曲線はそれぞれ実線が  $R = 500 \text{ pc}$ 、点線が  $R = 300 \text{ pc}$  を表している。

の速度場を表している。この位置付近における流体ガスは平均的に約  $160 \text{ km s}^{-1}$  で時計回りに回転しているが、高速度領域の視線速度は  $200 \text{ km s}^{-1}$  に達している。図 2 における磁力線の構造は、円盤面方向と鉛直方向の両方に広がったスロープ構造をしていることが分かる。磁力線上の速度場に注目すると、回転方向の速度に加え、銀河面に向かって落下するような鉛直方向下向きの流れも十分に大きくなっていることが分かる。図に示した速度場の鉛直方向の速度の変化を調べると、円盤面に向かうに従い少しずつ大きな速度を持ち、円盤面付近の低銀緯で約  $100 \text{ km s}^{-1}$  にまで達していることが分かった。流体ガスが円盤面に向かって落下する際に働く力は主に重力であると考えられるので、式 (1) から重力加速によって得られる速度を推定すると、 $v(R, z) \sim 100 \text{ km s}^{-1} (R = 300 \text{ pc}$  付近で、 $z = 200 \text{ kpc}$  から  $z = 50 \text{ pc}$  に落下する場合) となることを見積もることができる。

しかし、流体が自由落下するだけでは鉛直方向の速度にのみ寄与するため、高速度領域の成分となる円盤面方向の速度の加速を説明できない。そこで、円盤面方向にも速度の加速の影響が寄与するためのメカニズムとして考えられるのが、図 3 のイラストに示すような磁場のスロープ構造に沿った流体ガスの落下である。流体ガスは理想 MHD を仮定しているため、磁力線の構造に沿って運動する。図 2 に描い

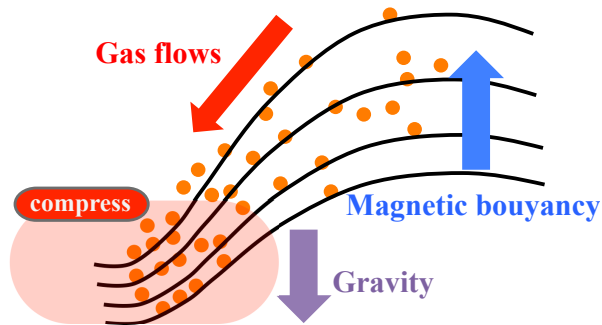


図 3: 高速度領域にみられる磁場構造と速度構造のメカニズム

た磁力線の磁場の強さは  $0.3\text{mG}$  程度に達しており、鉛直方向成分が強まる磁場構造の起源として、パーカー不安定性 (Parker 1966) などの増幅過程がはたらくと考えられる。パーカー不安定性による磁場構造は鉛直方向に膨らんだアーチ構造を形成するが、乱流状態によって複雑な構造が考えられる場合、アーチの片側のみが確認できるようなスロープ構造になることがある。この磁場のスロープ構造に沿ってガスが重力によって加速落下すると、鉛直方向だけでなく、円盤方向にも加速の寄与が働く。この加速の向きと視線方向の向きが重なっていたために、疑似観測の  $l-v$  図に高速度な視線速度領域として現れたと考えられる。

### 3.3 大局的な鉛直方向の流れ

ここまで、 $l-v$  図に見られた高速度領域に注目した局所的な流体運動の様子から、磁力線に沿った流体ガスの加速機構を提案した。本研究で明らかにしたメカニズムは磁気活動が活発な銀河系中心領域において普遍的に各所で起こり得る現象であると考えられる。

図 4 は、 $R = 300 - 400\text{pc}$  付近における時間変化に伴う流体ガスの位置の変化を数 10 点程追跡した結果を示している。それぞれの線が時間変化の軌跡を描いており、色は鉛直方向の速度の大きさを表しており、上昇流 (赤色) と下降流 (緑色) が高頻度で発生していることが分かる。この結果から、磁気活動に伴うガスの上昇落下が頻繁に起こることで実際の観測結果に高速度領域のような特徴的な構造を描くこ

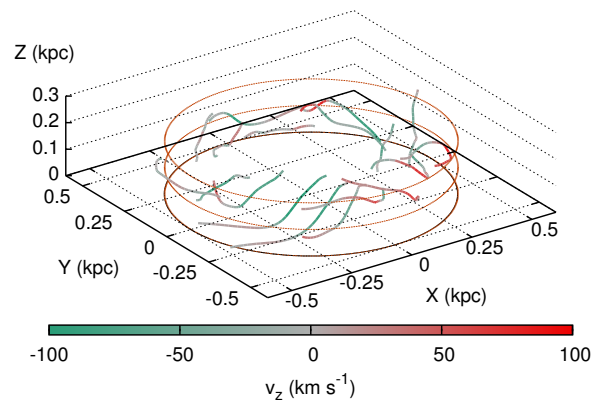


図 4: 銀河系中心領域の大域的な流体運動の軌跡。色は鉛直方向の速度を表している。

とが予期され、銀河系中心領域における磁気活動を明らかにすることはこの領域のガス運動を理解する上で非常に重要であることが分かる。

## Reference

- Genzel, R., Eisenhauer, F., & Gillessen, S. 2010, Reviews of Modern Physics, 82, 3121
- Fukui Y. et al., 2006, Science, 314, 106
- Honma M. et al., 2012, PASJ, 64, 136
- Machida M. et al., 2009, PASJ, 61, 411
- Miyamoto, M., & Nagai, R. 1975, PASJ, 27, 533
- Morris M., Davidson J. A., Werner M., Dotson J., Figer D. F., Hildebrand R., Nagai R., Novak G., Platt S., 1992, ApJ, 399, L63
- Parker, E. N. 1966, ApJ, 145, 81
- Oka, T., White, G. J., Hasegawa, T., et al. 1999, ApJ, 515, 249
- Suzuki, T. K., Fukui, Y., Torii, K., Machida, M., Matsumoto, R. 2015, MNRAS, 454, 3049
- Torii K., Enokiya R., Morris M. R., Hasegawa K., Kubo N., Fukui Y., 2014, ApJS, 213, 8



## ミリ波帯におけるダスト偏光の研究

梨本 真志 (東北大学大学院 理学研究科)

### Abstract

宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) B モード偏光の観測に向けた前景放射の成分分離精度の向上を目指す。その実現のために、ダストの物性に基づいた放射強度や偏光を考えることが重要となる。本研究ではダスト偏光度の周波数依存性に注目し、ダスト物性に基づいた偏光モデルの構築と、観測データとの比較によってダストの物性に対して制限が課せられるか検証を行なっている。ミリ波帯での楕円体ダストによる放射強度はダストの複素誘電率の実部と虚部の両方に依存するが、偏光度は実部にしか依らないことを示した。またアモルファスダストによる偏光度を計算したが、アモルファスダストでは偏光観測を説明するのは難しいと言える。

### 1 Introduction

宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) の発見や宇宙に存在するヘリウム量の説明などにより、宇宙はかつて高温・高密度状態であったとするビッグバンモデルは現代宇宙論の標準理論としての地位を確立したと言える。ビッグバンモデルは観測を良く再現しているが、地平線問題や平坦性問題といった初期値問題を抱えている。これら問題を解決するため、宇宙初期に指数関数的宇宙膨張があったとするインフレーションモデルが提唱されている。インフレーションモデルは原始重力波の存在を予言し、原始重力波は CMB に B モードと呼ばれる特異な偏光パターンを刻む。CMB 偏光 B モードの観測によってインフレーションモデルを立証しようと世界中の研究機関がしのぎを削っているが、そのシグナルは微弱なため、前景放射である銀河系内ダストによる放射に埋もれている。原始重力波起源の B モードシグナルを検出するため、CMB とダスト放射を精度良く分離する必要がある。本研究ではダスト偏光度の周波数依存性に注目し、ダスト物性に基づいた偏光モデルの構築と観測データとの比較を行い、ダストの物性に対して新たな知見を得て、CMB 成分分離精度向上への貢献を目指す。

本講演では、アモルファスダストに焦点を当て、アモルファスダストの放射率・偏光度の周波数依存性を示す。また Planck による観測と比較し、アモルファスダストの妥当性について議論する。

### 2 Amorphous Dust

アモルファス物質は低温極限で熱容量が温度に比例し、電気伝導度が温度の 2 乗に比例するという物理的特徴を構成要素によらず普遍的に持つ。これは隣接する 2 つの調和ポテンシャル間をトンネル効果で飛び移ることで起こる熱吸収が主な熱吸収源となることで生じると考えられる (Phillips (1972)、Anderson et al. (1972))。このモデルは 2 準位状態 (TLS) モデルと呼ばれる。TLS モデルを考えると、熱吸収を起こす効果は光子吸収による共鳴遷移、フォノンが幫助することで起こるトンネリング、熱的遷移によりポテンシャル障壁を越えるホッピングの 3 つがある。ポテンシャル分布を仮定し、TLS 系における時間発展を記述するプロット方程式を解くことで TLS 系におけるアモルファスダストの電気感受率  $\chi$  を計算することができる。計算過程は先行研究 (Meny et al. 2007) を参考にした。変更した点は以下の通りである。(1) ポテンシャル分布のパラメータに上限値、下限値を設けた。(2) 各熱吸収効果に対して同一のポテンシャル分布を用いた。(3) 計算の過程で現れるローレンツ分布をデルタ関数に近似することなく用いた。(4) 誘電率の実部の周波数依存性を考慮した。TLS モデルで必要となるパラメータは、TLS 系密度  $n_{\text{TLS}}$ 、質量密度  $\rho$ 、ダスト温度  $T$ 、電気双極子モーメント  $\mu$ 、縦波音速  $c_t$ 、弾性体双極子モーメント  $\gamma_t$ 、2 準位のエネルギー差の最大値  $E_{\text{max}}$ 、2 準位のエネルギー差の最小値  $E_{\text{min}}$ 、エネルギー分裂の最小値  $\Delta_0^{\text{min}}$ 、共鳴遷移における緩和時間  $\tau_{\text{res}}$ 、ホッピングにおける参照

表 1: TLS モデルによるパラメータ

$n_{\text{TLS}}P$ [erg/cm <sup>3</sup> ]	$\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	$c_t$ [cm/s]	$\mu$ [D]	$\gamma_t$ [erg]
$0.9 \times 10^{33}$	2.9	$3 \times 10^5$	0.5	0.5
$E_{\text{min}}$ [erg]	$\Delta_0^{\text{min}}$ [erg]	$\tau_{\text{res}}$ [s]	$\tau_0^{\text{hop}}$ [s]	
$10^{-49}$	$10^{-50}$	$10^{-13}$	$10^{-13}$	
$V_m/k_B$ [K]	$V_0/k_B$ [K]	$V_{\text{min}}/k_B$ [K]		
550	410	50		

緩和時間  $\tau_0^{\text{hop}}$ 、ポテンシャル障壁分布に正規分布を仮定した際の中央値  $V_m$ 、分散  $V_0$ 、最小値  $V_{\text{min}}$ 、ポテンシャル分布の規格化定数  $P$  がある。これらのパラメータのうち、定数として扱ったものを表 1 にまとめた。表中の物性値はシリカガラス ( $\text{SiO}_2$ ) のものである。

### 3 Spheroid Dust

ダスト放射の偏光メカニズムとして回転楕円体粒子の常磁性緩和による整列が提唱されている。本研究ではそれに倣い、楕円体ダストによる放射率、偏光度を導出する。簡単のため (1) ダストの形状は回転楕円体で軸比分布は一様 (2) 磁場の向きは視線方向と垂直で回転楕円体ダストの短軸とは平行 (3) ダストの内部状態 (密度や誘電率分布など) は一様 (4) 双極子近似 (ダストサイズに比べ入射電磁場の波長は十分長い) (5) ダストの周囲は真空を仮定する。この系におけるダスト放射による偏光度  $\Pi$  は以下のように導出できる。

$$\Pi = \frac{\epsilon_{\nu}^x + \epsilon_{\nu}^y - 2\epsilon_{\nu}^z}{\epsilon_{\nu}^x + \epsilon_{\nu}^y + 2\epsilon_{\nu}^z} \quad (1)$$

ここで  $\epsilon_{\nu}^i$  はダストの放射率であり、添字の  $i$  は楕円体ダストの軸方向を表し、 $x$  軸は長軸、 $y$  軸は中軸、 $z$  軸は短軸を表す。またダストの各軸に対する電気感

受率  $\chi_0$ <sup>1</sup> は以下のように導出できる。

$$\chi_{0x} = \frac{3}{\pi} \left[ -\frac{1}{2} + \frac{3\beta+1}{2} \ln \left( \frac{3\beta+1}{3\beta} \right) \right] \quad (2)$$

$$\chi_{0y} = \frac{3}{\pi} \left[ \beta \ln \beta + (1+2\beta) \ln \left( \frac{1+2\beta}{2} \right) - (1+3\beta) \ln \left( \frac{1+3\beta}{3} \right) \right] \quad (3)$$

$$\chi_{0z} = \frac{3}{\pi} \left[ \frac{\beta+1}{2} \ln(\beta+1) - \frac{3\beta+1}{2} \ln \left( \frac{3\beta+1}{3} \right) - (2\beta+1) \ln \left( \frac{2\beta+1}{2} \right) \right] \quad (4)$$

ここで  $\beta = 1/(\epsilon - 1)$  とした。また誘電率  $\epsilon$  と電気感受率  $\chi$  は以下の関係で結ばれる。

$$\epsilon = 1 + \chi \quad (5)$$

単位長さあたりのバルク中での光学的厚さを吸収係数  $\alpha$  と定義すると、 $\alpha$  は以下のように書ける。

$$\alpha = 2\text{Im}(k) = \frac{2\omega}{c} \text{Im}(\sqrt{\epsilon}) \quad (6)$$

キルヒホッフ則より放射率と吸収率は等価であり、吸収率と吸収係数は比例関係にあるため、以上の式より、あるダストの誘電率が得られればダスト放射による偏光度を計算することができる。

### 4 Emissivity & Degree of Polarization

図 1 は TLS モデルにおける各吸熱効果を計算し求めた吸収係数の周波数依存性である (ダストの形は球体を仮定している)。上図はダスト温度をパラメータに、下図はエネルギー分裂の最小値 ( $\lambda_{\text{max}} = hc/E_{\text{max}}$ ) をパラメータとして数値を変えた場合 (上図は実線が  $T = 5\text{K}$ 、破線が  $T = 20\text{K}$ 、点線が  $T = 100\text{K}$  を表し、下図は実線が  $\lambda_{\text{max}} = 70\mu\text{m}$ 、破線が  $\lambda_{\text{max}} = 700\mu\text{m}$ 、点線が  $\lambda_{\text{max}} = 7\text{mm}$ 、) の吸収係数

<sup>1</sup>電気感受率  $\chi$  と  $\chi_0$  は別物である。 $\chi$  はダスト内部の電場に対する電気感受率、 $\chi_0$  はダスト外部の電場に対する電気感受率を表す。

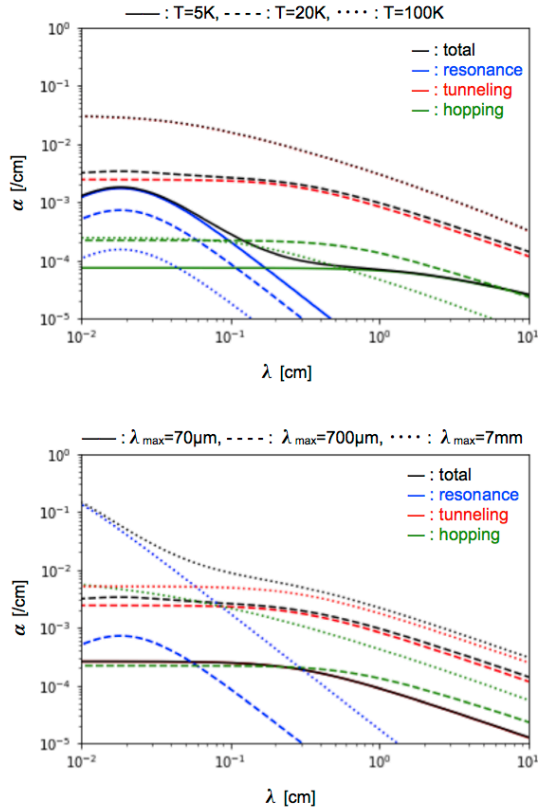


図 1: TLS モデルによる吸収係数

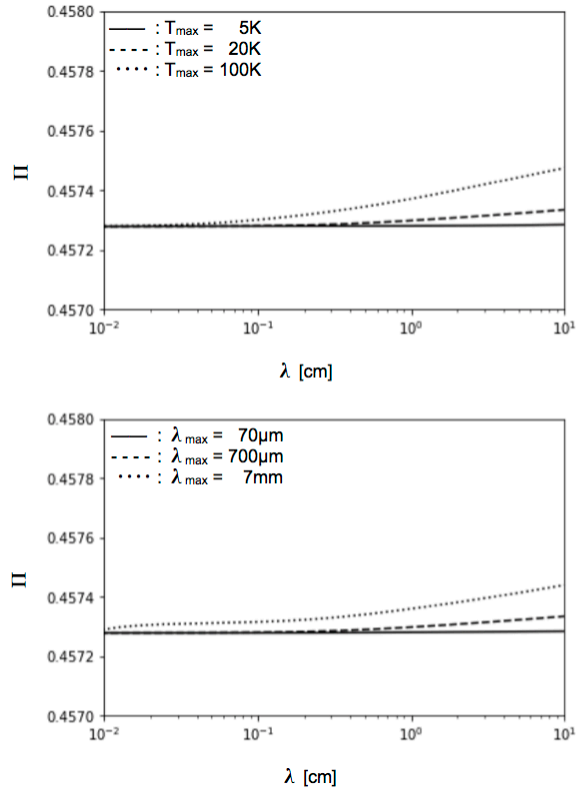


図 2: TLS モデルによる偏光度

である。結晶を仮定した場合、ミリ波帯での吸収係数は周波数の 2 乗に比例するが、アモルファスダストを仮定するとパラメータ次第で傾きを緩やかにすることができるが見て取れる。この吸収係数には TLS 系による効果しか含まれていないが、実際のダストには結晶としての寄与も含まれるはずであり、両者を組み合わせたもので表現される。

また図 2 はアモルファスダストの誘電率を用いて求めた偏光度の周波数依存性を示す。図 1 同様、上図は  $T$  を、下図は  $\lambda_{\max}$  をパラメータとした場合の偏光度である。吸収係数と同じく、パラメータの値次第では偏光度に周波数に対する依存性をわずかではあるが持たせることができることがわかる。偏光度の絶対値が大きい値となっているが、これは軸比分布に上限や下限を設けず一様にしていることと、計算の簡単にするために用いた仮定による影響である。しかし周波数依存性についてはこれらによる影響は受けないと考えられるので以下の議論を進める。

## 5 Discussion

Planck の観測結果 (Planck Collaboration Int. XXII, 2015) によると、放射強度のスペクトル指数  $\beta_I$  の値はおよそ 1.5 であり、結晶ダストの場合の  $\beta_I = 2$  からズレがあり、アモルファスダストの存在を示唆する。また偏光放射のスペクトル指数  $\beta_P$  の値は 1.6 であり、 $\beta_I$  と  $\beta_P$  の両者には  $3.6\sigma$  で 0.08 の違いがある。この結果が有意であるとする、アモルファスダストで説明できるか考察する。図 2 を見てわかるように、周波数が大きくなるにつれてアモルファス楕円体ダストによる偏光度は小さくなっているため、観測とは逆の結果を示している。偏光度の周波数依存性は誘電率の実部に依存するが、誘電率の実部がミリ波帯で周波数に伴って増加していないためである。以上より、先行研究に準ずるようなパラメータ数値を与えた TLS モデルによるアモルファスダストでは偏光の観測を再現することは困難であると考えられる。

## 6 Conclusion & Summary

先行研究を改良し、アモルファスダストにおける吸収係数を計算し、その結果を楕円体ダストに応用しダスト放射の偏光度を求めた。詳細な解析はまだ行っていないが、アモルファスダストで Planck による偏光観測の結果を説明するのは難しそうである。今後の課題として、今回は定数としたパラメータによる吸収係数・偏光度への影響の検証とモデルと観測の比較を行い、ダスト物性への制限について提案する。

## Reference

- W.A. Phillips. 1972 Journal of Low Temperature Physics, Vol. 7
- P. W. Anderson, B. I. Halperin, and C. M. Varma. 1972, Philosophical Magazine, Vol. 25
- C. Meny, V. Gromov, N. Boudet, et al. 2007, A&A 468,171
- Planck Collaboration Int. XXII. 2015, A&A 576,A107

# 大質量星形成領域 Sgr B2 における分子雲衝突の痕跡

渋谷 幸大 (慶應義塾大学大学院 理工学研究科)

## Abstract

本研究では、近年取得されたミリ波サブミリ波分子スペクトル線データを総合して、大質量星形成領域 Sgr B2 における分子雲衝突の痕跡についての調査を行った。使用したデータは、野辺山 45m 電波望遠鏡、JCMT 望遠鏡、Mopra 望遠鏡によって取得された 5 種類の分子スペクトル線  $^{12}\text{CO } J=1-0$ ,  $^{13}\text{CO } J=1-0$ ,  $^{12}\text{CO } J=3-2$ ,  $\text{N}_2\text{H}^+ J=1-0$ ,  $\text{SiO } J=2-1$  のデータである。まず、 $^{13}\text{CO } J=1-0$  データにおいては、Hasegawa et al. (1994) による先行研究で発見された三つの特徴的な構造 (Shell, Hole, Clump) を再確認した。さらに、 $^{12}\text{CO } J=3-2/J=1-0$ ,  $\text{N}_2\text{H}^+/^{13}\text{CO}$ ,  $\text{SiO}/^{13}\text{CO}$  強度比の分析から、Clump 周囲において密度・温度上昇と衝撃波の痕跡が見出された。これは先行研究で提唱された分子雲衝突説を支持するものである。また、分子スペクトル線の銀経-速度図上において、Sgr B2 領域は銀経方向に連続した二本の構造 (軌道) が交わる位置に見られる。分子雲衝突は、これら二本の軌道が交差した結果と考えられる。

## 1 Introduction

大質量星は巨大分子雲内の分子雲コアで形成されるが、そのような大質量の分子雲コアを形成するための分子雲の圧縮機構について多くの解釈が提案されている。そのメカニズムの 1 つとして近年注目を集めているのが分子雲衝突説である。例えば、銀河系内の大質量星形成領域である W49 (Buckley & Ward-Thompson 1996) や Sgr B2 (Hasegawa et al. 1994) における星形成は分子雲衝突によって引き起こされたものであるという説が提唱されている。特に、銀河系中心核から 120 pc 程度の距離に位置する激しい熱放射源である Sgr B2 は銀河系内で最も活動的な大質量星形成領域の 1 つである。電波連続波と、OH、 $\text{H}_2\text{O}$ 、 $\text{H}_2\text{CO}$  メーザーの観測により、この領域には 10 以上の新たに生まれた O 型星が存在することが明らかにされている (Benson & Johnston 1984)。それらは、ほぼ南北方向に 2' の領域に集まっており、約 20 pc の大きさの大質量 ( $(5 \sim 10) \times 10^6 M_\odot$ ) の分子雲の中に埋もれている (Scoville et al. 1975)。さらに、その分子雲は約 300 pc の範囲に  $5 \times 10^7 M_\odot$  程度のガスを含む銀河系中心領域の巨大な複合体の一部である (Bally et al. 1987)。

Hasegawa et al. (1994) は、Sgr B2 領域付近に存在する分子雲からの  $^{13}\text{CO } J=1-0$  分子輝線のデータを使って、Shell ( $V_{\text{LSR}} = 20 \sim 40 \text{ km s}^{-1}$ )、Hole

( $V_{\text{LSR}} = 40 \sim 50 \text{ km s}^{-1}$ )、Clump ( $V_{\text{LSR}} = 70 \sim 80 \text{ km s}^{-1}$ )、Edge ( $V_{\text{LSR}} = 50 \sim 70 \text{ km s}^{-1}$ ) という特徴的な運動力学的構造を発見し、その構造は分子雲衝突によって生み出されたものであると解釈できると結論付けた。

本研究では、野辺山 45m 電波望遠鏡、JCMT 望遠鏡、Mopra 望遠鏡を用いて取得した新たな観測データで、Hasegawa et al. (1994) によって発見された特徴的な構造が再現できるかどうか検証を行った。さらに、複数の種類の分子スペクトル線強度比から分子雲衝突の新たな痕跡について調査し、これらの特徴に沿った分子雲衝突モデルを提案する。

## 2 Observations

本研究では、野辺山 45m 電波望遠鏡を用いて 2011 年に取得した  $^{12}\text{CO } J=1-0$ 、 $\text{N}_2\text{H}^+ J=1-0$  の観測データと 2016 年に取得した  $^{13}\text{CO } J=1-0$  の観測データ、ハワイの JCMT を用いて 2013 年に取得した  $^{12}\text{CO } J=3-2$  の観測データ、さらに、オーストラリアの Mopra 電波望遠鏡を用いて 2007 年-2009 年の冬に行われた銀河系中心領域の観測 (Jones et al. 2012) による  $\text{SiO } J=2-1$  のデータを用いて解析を行った。

### 3 Results

#### 3.1 $^{13}\text{CO}$ 輝線で見られる特徴的な構造

図 1 は、 $0.3^\circ \leq l \leq 0.9^\circ$ 、 $-0.3^\circ \leq b \leq 0.2^\circ$  の領域の  $^{13}\text{CO}$   $J=1-0$  速度チャンネル図である。図の中に 12 個のコンパクト HII 領域の位置を示した。これらは形成直後の大質量星に付随したものであり (Benson & Johnston 1984)、 $V_{\text{LSR}}=50\sim 70 \text{ km s}^{-1}$  程度の速度をもつ (Gaume & Claussen 1990)。

図 1(b)(c) では、 $(l, b) = (0.62^\circ, -0.02^\circ)$  付近を中心とする空洞を取り囲む楕円型のシェル構造が見られる。図 1(d) では  $(l, b) = (0.67^\circ, -0.02^\circ)$  付近にシェル構造の内側の空洞が縮んだような放射強度のくぼみがあり、図 1(g) では図 1(d) の放射強度のくぼみと同じ位置に放射強度のピークがある。また、図 1(e)(f) では  $(l, b) = (0.8^\circ, -0.05^\circ) \sim (0.64^\circ, 0.08^\circ)$  にかけて直線的に伸びた領域で等高線の間隔が狭くなっている。これらは、それぞれ Hasegawa et al.(1994) によって発見された Shell、Hole、Clump、Edge という構造に対応する。さらに、Clump と Hole の領域を拡大して表示した図 2 では、Clump と Hole が相補的な分布をしていることや HII 領域が Clump と Hole の境界付近でほぼ境界線に沿った方向に整列して分布していることがよく分かる。

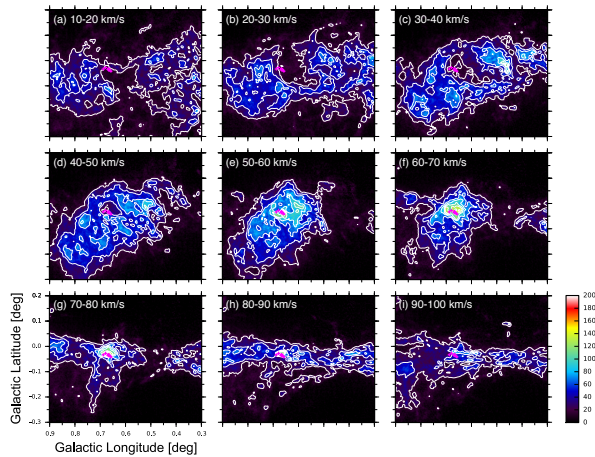


図 1:  $^{13}\text{CO}$  速度チャンネル図。  $V_{\text{LSR}} = 10 \sim 100 \text{ km s}^{-1}$  の範囲で  $10 \text{ km s}^{-1}$  ごとに積分して表示した。等高線は  $20 \sim 200 \text{ K km s}^{-1}$  の領域に  $20 \text{ K km s}^{-1}$  の間隔で引いた。

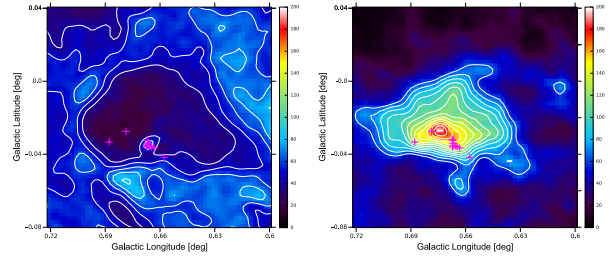


図 2: 図 1(d) で見られる Hole の拡大図 (左図) と図 1(g) で見られる Clump の拡大図 (右図)。左図の等高線は  $40 \sim 200 \text{ K km s}^{-1}$  の領域に、右図の等高線は  $60 \sim 200 \text{ K km s}^{-1}$  の領域に、それぞれ  $10 \text{ K km s}^{-1}$  の間隔で引いた。

#### 3.2 輝線強度比

図 3(a)~(c) は、それぞれ  $^{12}\text{CO}$   $J=3-2/J=1-0$ 、 $\text{N}_2\text{H}^+ / ^{13}\text{CO}$ 、 $\text{SiO} / ^{13}\text{CO}$  の積分強度比と  $^{13}\text{CO}$  輝線による Clump、Shell の空間的構造をまとめたものである。それぞれの輝線強度比の高さは、(a) 高温高密度の物理状態、(b) 高密度分子雲の存在、(c) 過去の強い衝撃波の存在、という特徴を示すことが知られている。

図 3(a) で Clump の周囲とそれに連続した Shell の領域で強度比が高くなっている。分子雲衝突が起きた領域では、高温・高密度の物理状態が期待されるため、この特徴は分子雲衝突説に矛盾しない。図 3(b) では、Shell の空洞の領域で特に高い強度比が見られる。また、 $l = 0.72^\circ$  付近の Clump と Shell の境界線に沿った領域でもわずかに高い強度比が見られる。先行研究で提案されている分子雲衝突モデルでは、Shell の空洞や Clump の周辺は分子雲が圧縮された領域と考えられているため、この結果は分子雲衝突説を支持する。図 3(c) では、 $(l, b) = (0.75^\circ, -0.08^\circ) \sim (0.65^\circ, 0.02^\circ)$  の Edge に沿った領域と  $l = 0.64^\circ$  付近の Shell の空洞の中に強度比の高い領域が分布している。先行研究で提案されている分子雲衝突モデルによれば、これらの領域は衝撃波の影響を強く受けていると考えられる。特に Edge は分子雲の衝突面と考えられているため、この結果は分子雲衝突説を支持するものである。

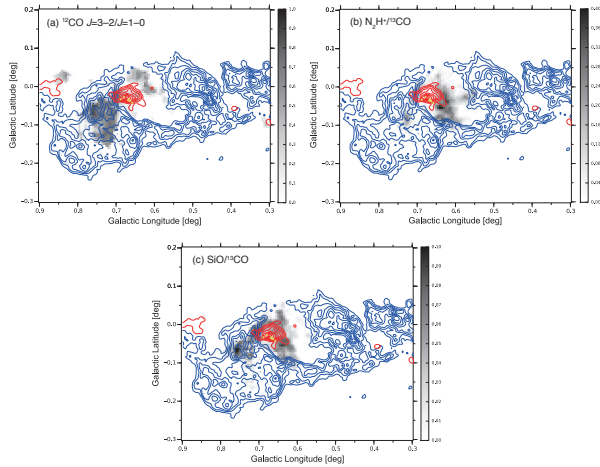


図 3: (a) $^{12}\text{CO } J=3-2/J=1-0$ , (b) $\text{N}_2\text{H}^+/\text{}^{13}\text{CO}$ , (c) $\text{SiO}/\text{}^{13}\text{CO}$  積分強度比と  $^{13}\text{CO}$  の Clump、Shell の空間的構造。それぞれの強度比を  $V_{\text{LSR}} = 50 \sim 70 \text{ km s}^{-1}$  の範囲で積分した図 (灰色) に  $^{13}\text{CO}$  の  $V_{\text{LSR}} = 20 \sim 40 \text{ km s}^{-1}$  の範囲 (Shell) の積分強度 (青色) と  $V_{\text{LSR}} = 70 \sim 80 \text{ km s}^{-1}$  の範囲 (Clump) の積分強度 (赤色) の等高線の重ねて表示した。それぞれの等高線は  $60 \sim 200 \text{ K km s}^{-1}$  の領域に  $15 \text{ K km s}^{-1}$  の間隔で引いた。黄色の点は 12 個の HII 領域の位置を示す (Benson & Johnston 1984)。

### 3.3 銀経-速度図上の Sgr B2 領域の位置

図 4 は、 $-0.5^\circ \leq l \leq 1.0^\circ$ 、 $-100 \text{ km s}^{-1} \leq V_{\text{LSR}} \leq 200 \text{ km s}^{-1}$  の  $^{12}\text{CO } J=1-0$  の輝度温度を  $b = -0.14^\circ \sim 0.06^\circ$  の範囲で平均して表示した銀経-速度図である。図の中に示したように、Arm I、Arm II という銀経方向に連続して長く伸びた 2 本の構造が見られる。これらは、Sofue (1995) によって発見された GCA (Galactic-Center molecular Arms) という構造である。Sgr B2 領域は、銀経-速度図上で Arm I と Arm II の重なる点に位置しているように見えることができる。

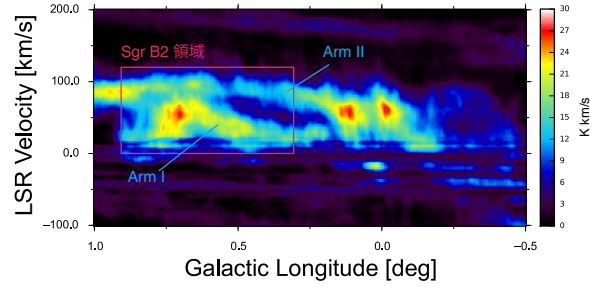


図 4:  $^{12}\text{CO } J=1-0$  の銀経-速度図。

## 4 Discussion

### 4.1 局所的な分子雲衝突モデル

Hasegawa et al.(1994) によって提案された分子雲衝突説にならって、次のような局所的な分子雲衝突モデルを考える。

1.  $V_{\text{LSR}} = 70 \sim 80 \text{ km s}^{-1}$  の速度をもつ直径 10 pc 程度の高密度分子雲 (Clump) が  $V_{\text{LSR}} = 20 \sim 50 \text{ km s}^{-1}$  の速度の広がった巨大分子雲に相対速度  $30 \text{ km s}^{-1}$  程度で接近する。
2. Clump が広がった分子雲に衝突し、周囲の分子雲を掃き集めながら進んでいく。
3. Clump の周囲に分子雲の圧縮や乱流が生じることにより、衝突面における大質量星の形成が誘引される。

このモデルでの分子雲衝突の結果、Clump の周りの広がった分子雲は衝撃波によって押し流され、空洞ができることが期待される。 $^{13}\text{CO } J=1-0$  輝線で Shell や Hole として見られた構造は、まさにこの空洞に由来するものであると考えられる。さらに、Clump と Hole の境界線に整列して HII 領域が存在していることもこのモデルによって説明される。また、Clump が広がった分子雲の中を進んでいく過程で衝突の前面には衝撃波が発生し、Clump の周囲では密度や温度が上昇することが期待される。各輝線の強度比に見出された空間的な特徴は、このモデルを支持している。

## 4.2 大局的な分子雲衝突モデル

次に、銀河系を俯瞰するスケールでの分子雲衝突モデルについて考える。銀河系中心領域には図 5 (左) に示したような棒状の構造があり、軸方向に伸びた楕円型の  $X_1$  軌道とその内側に軸と垂直な方向に伸びた楕円型の  $X_2$  軌道が存在する。また、Sofue (1995) は図 5 の中に黒い太線で示されているような非対称な密度分布をもつ分子雲の構造を  $^{13}\text{CO } J=1-0$  輝線の観測によって GCA として発見し、それぞれの腕状構造を Arm I、Arm II と名付けた。これらの腕状構造は銀河系中心領域の半径 120 pc の分子雲リング (120-pc molecular ring) を構成している。

図 4 における Sgr B2 領域の位置から、この領域は  $X_1$  軌道と  $X_2$  軌道の交わる点の付近にあると考えても矛盾はない。そこで、大局的な分子雲衝突のシナリオとして図 5 (右) に示したようなモデルを提案する。このモデルは、 $X_1$  軌道と  $X_2$  軌道が交わる点の付近に位置する Sgr B2 領域の広がった分子雲に Arm I の軌道上をまわる高密度の Clump が衝突するというものである。 $X_1$  軌道と  $X_2$  軌道の交点では分子雲同士の衝突が頻繁に起こっていると考えられており、このモデルでそれぞれの軌道にある異なる速度をもった分子雲同士の衝突が起こることは自然である。実際に、 $X_1$  軌道と  $X_2$  軌道のもう一つの交点では、分子雲同士の衝突によって形成されたと考えられる渦巻型の分子雲の存在が発見されている (Matsumura et al. 2012)。

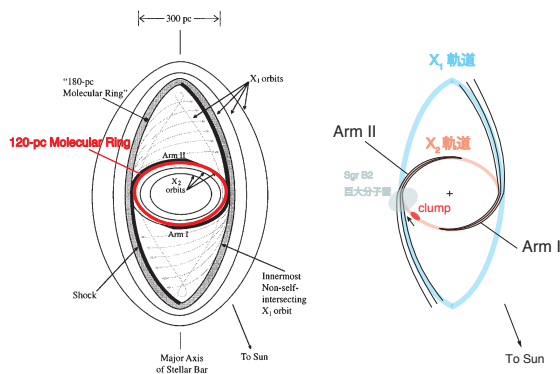


図 5: (左) 銀河系中心領域を上から見た場合の分子雲の構造の模式図 (Morris & Serabyn 1996)。 (右) 大局的な分子雲衝突のモデル。

## 5 Conclusion

本研究では、5 種類の分子スペクトル線データを用いて大質量星形成領域 Sgr B2 における分子雲衝突の痕跡について調査を行った。まず、 $^{12}\text{CO } J=1-0$  と  $^{13}\text{CO } J=1-0$  のデータから Hasegawa et al.(1994) によって発見された Clump、Hole、Shell という三つの特徴的な構造を再確認することができた。さらに、 $^{12}\text{CO } J=3-2/J=1-0$ 、 $\text{N}_2\text{H}^+ / ^{13}\text{CO}$ 、 $\text{SiO} / ^{13}\text{CO}$  の強度比から Clump の周辺における密度と温度の上昇や衝撃波の影響などの特殊な物理状態が見出された。これらの特徴は先行研究で提唱された分子雲衝突説を支持するものであった。

また、銀経-速度図上で Sgr B2 領域の分子雲が銀経方向に連続した 2 つの構造の交わる点にあることから、分子雲衝突は銀河系中心領域に存在する 2 つの軌道が交差した結果と考えられる。このモデルが正しいかどうか確かめるため、Sgr B2 領域を含む銀河系中心領域の分子雲の構造について、より詳細な観測によって明らかにしていきたい。

## Reference

- H.D.Buckley & D.Ward-Thompson 1996, R. Astron. Soc 281, 294-300
- Hasegawa, T., Sato, F., Whiteoak, J. B., & Miyawaki, R. 1994, ApJ, 429, L77
- Benson, J. M., & Johnston, K. J. 1984, ApJ, 277, 181
- Scoville, N. Z., Solomon, P. M., & Penzias, A. A. 1975, ApJ, 201, 352
- Bally, J., Stark, A. A., Wilson, R. W., & Henkel, C. 1987, ApJS, 65, 13
- Jones, P.A., Burton, M.G., Cunningham, M.R., et al. 2012, MNRAS, 419, 2961
- Gaume, R.A., & Claussen, M.J. 1990, Apj, 351, 538
- Sofue Y., 1995, PASJ, 47, 527
- Morris, M., & Serabyn, E. 1996, ARA&A, 34, 645
- Matsumura, S., Oka, T., Tanaka, K., et al. 2012, ApJ, 756, 87



## M8 における分子雲衝突による大質量星形成

大河 一貴 (名古屋大学大学院 理学研究科)

### Abstract

大質量星形成の理解は天文学の重要な課題の一つである。大質量星形成をトリガーするメカニズムとして注目されているものの一つが分子雲衝突 (CCC) である。H<sub>II</sub> 領域のうち若いものは、周囲の残存分子ガスに大質量星を形成した痕跡が残っていると考えられ、大質量星形成を調べる上で重要な天体である。そこで、我々は M8 に注目した。

M8 は干潟星雲とも呼ばれ、1 - 3 Myr の O/B 型星が多数付随する H<sub>II</sub> 領域である。我々はこの領域の大質量星が CCC によって形成したと仮説を立て、観測・解析をおこなった。

観測は NANTEN2 望遠鏡 (口径 4m, アタカマ高地) を用いて CO ( $J=2-1$ ) 輝線に対して行なった。観測期間は 2016 年 12 月、M8 をほぼカバーする  $1^\circ \times 1^\circ$  の観測範囲を 4 つのマップに分割して OTF 観測した。解析の結果、視線速度  $8 \text{ km s}^{-1}$ ,  $13 \text{ km s}^{-1}$ ,  $16 \text{ km s}^{-1}$  の分子雲を同定した。O 型星が複数分布する領域では、 $8 \text{ km s}^{-1}$  雲を  $13 \text{ km s}^{-1}$  雲が空間的に取り囲むように相補分布していた。 $8 \text{ km s}^{-1}$  雲中心部が観測範囲で最も輝線強度の強い領域であり、柱密度は  $2.4 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  と見積もった。B 型星が集中する NGC6530 中心部でも、 $13 \text{ km s}^{-1}$  雲と  $16 \text{ km s}^{-1}$  雲の相補分布が見られた。相補的な分布は衝突した分子雲に見られる特徴のひとつである。我々は、かつて CCC が起こり、それが M8 の大質量星形成を誘発したと考えた。

## 1 Introduction

大質量星は活発な紫外線の放射や最期の超新星爆発など、星間空間の環境に大きな影響を与える。しかしその形成は小質量星形成の単純な延長では説明できないと考えられ、未だ不明な点が多い。特に分子雲コアへの質量降着率については小質量星形成の  $10 \sim 10^2$  倍が必要だと考えられている。

高い質量降着率を実現し、大質量星形成を誘発するメカニズムとして近年注目されているものの一つが分子雲同士の衝突 (Cloud-Cloud Collision, CCC) である。CCC では、衝突によって局所的にガスが圧縮され、高い質量降着率を実現すると考えられている。観測的には、2 つの速度差のある分子雲が同定され、相補的な空間分布や、位置速度図に見られる 2 つの速度をつなぐ構造、そして 2 つのガスの速度差と分布が重力的束縛や超新星爆発・星風による膨張では説明できないことなどが特徴になる。これまでの研究により、Westerlund2 (Furukawa et al. 2009) に始まり、いくつかの天体で観測的に衝突が示唆されている。また、衝突によって大質量の分子雲コアが形成するという数値シミュレーションの結果も

示されている。CCC が大質量星形成の普遍的なトリガーであるかは、より多くの天体に対する検証が必要だと考えられる。

大質量星が形成すると、母体となった分子雲は紫外線により電離され H<sub>II</sub> 領域を形成する。H<sub>II</sub> 領域が広がるにつれ、大質量星を形成した環境は破壊されていく。若い H<sub>II</sub> 領域は大質量星形成を調べる上で重要な天体である。そこで、我々は M8 に注目した。

M8 は干潟星雲とも呼ばれる H<sub>II</sub> 領域である。Tothill et al. (2008) によくレビューされている。現在星形成が進んでいる領域として知られており、電離源の NGC6530 は、age 1-3 Myr、太陽から 1.3 kpc の散開星団で、複数の O/B 型星を含む。我々はこの領域の O/B 型星が CCC によって形成したと仮説を立て、観測・解析をおこなった。

## 2 Observations

観測はチリ・アタカマ高地にある NANTEN2 4m ミリ波/サブミリ波望遠鏡を用い、<sup>12</sup>CO ( $J=2-1$ ) 輝線に対し、2016 年 12 月 16 日から 19 日の期間に行

なった。観測範囲は M8 をほぼカバーする  $1^\circ \times 1^\circ$  の範囲を 4 つのマップに分け、のちにモザイク合成した。ビームサイズは 230GHz では  $90''$ 、DSB 受信機でのシステム雑音温度は天頂方向で 135K - 205K だった。バックエンドは 1GHz のバンド幅に 16384 ch ある DFS を使用した。これは 230GHz 帯では  $0.08 \text{ km s}^{-1}$  の速度分解能に相当する。 $30''$  グリッド空間を 1 グリッド 0.6 sec で OTF 観測した。ポインティング精度は  $10''$  以内。観測データは 2 次元ガウシアンで空間方向にコンボリューションし実効的分解能は  $110''$  で、ノイズレベルは  $T_{\text{rms}} = 0.5 \text{ K/ch}$ 。

また解析には NANTEN 4m ミリ波望遠鏡によって観測された  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  データも用いた。この結果はすでに Mizuno & Fukui (2004) として報告されている。ビームサイズは  $2.6'$ 、データグリッドは  $4'$ 、速度分解能  $0.65 \text{ km s}^{-1}$  でノイズ (rms) は約  $0.45 \text{ K/ch}$  であった。

### 3 Results

図 1 にコントアで  $^{12}\text{CO}(J=2-1)$  積分強度を示す。また比較のため可視光の画像 (DSS2 Red) を重ねている。分子雲は M8 の南東 (図右側) に偏って分布していた。もっとも可視光で明るい部分と CO 輝線強度が強い部分は一致しており、4 つの O 型星が分布する。ピークの柱密度は  $2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  と見積もった。ただし  $N_i(\text{H}_2) = X_{\text{CO}} \times W(^{12}\text{CO}(J=1-0))$ , X ファクター  $X_{\text{CO}} = 1.0 \times 10^{22} \text{ cm}^2 / (\text{K kms}^{-1})$  (Okamoto et al. 2017)、輝線強度は  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  と  $^{12}\text{CO}(J=2-1)$  の観測結果から  $W(^{12}\text{CO}(J=1-0)) = W(^{12}\text{CO}(J=2-1)) / 0.8$  とした。そこから銀河面と垂直方向に伸びるフィラメント状の構造と、フィラメントと垂直に NGC6530 中心部に向かって伸びる構造が見られ、このうち最も輝線強度が強い部分ではガスの柱密度は  $1.8 \times 10^{22}$  と見積もった。NGC6530 中心部の B 型星が集中しているところでは CO 輝線は弱くなっている。

また観測範囲のガスの総質量は、 $5.0 \times 10^4 M_\odot$  と見積もった。分子雲の質量を求める際には、 $M_{\text{cloud}} = \mu m_{\text{H}} \sum_i [D^2 \Omega N_i(\text{H}_2)]$  として計算を行った。ただし、距離  $D=1.3 \text{ kpc}$ 、平均分子量  $\mu=2.8$  とした。

図 2 に  $^{12}\text{CO}(J=2-1)$  位置速度図を示す。視線速

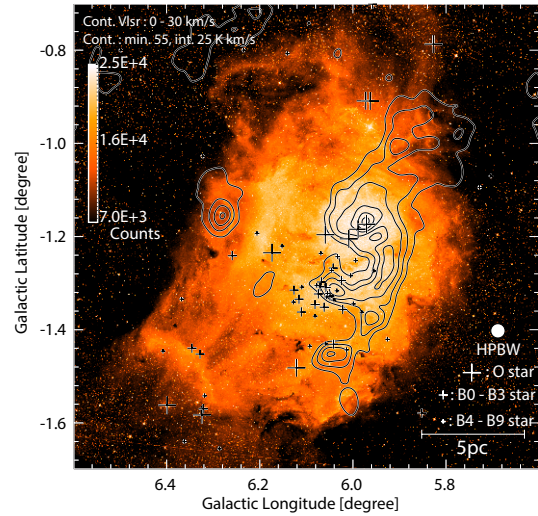


図 1:  $^{12}\text{CO}(J=2-1)$  積分強度をコントアで示し、背景に DSS2 Red を重ねた。O 型星、B0 - B3 型星、B4 - B9 型星をそれぞれ大中小の十字で示した。

度  $7 - 18 \text{ km s}^{-1}$  に強い分布が見られ、 $0 - 30 \text{ km s}^{-1}$  に弱い放射が広がっていた。

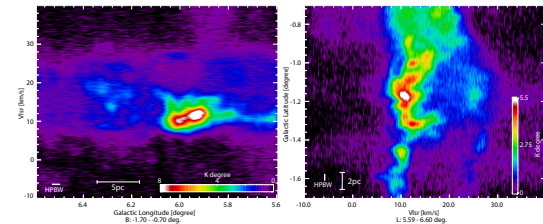


図 2:  $^{12}\text{CO}(J=2-1)$  位置速度図。左側が銀経-速度、右側が銀緯-速度

図 3 に  $1.5 \text{ km s}^{-1}$  ごとのチャンネルマップを示す。速度域ごとに変化する複雑な分布が見られた。強度を積分する速度範囲を調整した結果、 $8 \text{ km s}^{-1}$  (Blue),  $12 \text{ km s}^{-1}$  (中間速度),  $16 \text{ km s}^{-1}$  (Red) の 3 つの成分に対し、Blue と中間速度 (図 4)、中間速度と Red (図 5) でそれぞれ相補的な空間分布を見出した。図では O 型星を大きな十字、B0 - B3 型星を小さな十字で示した。一定以上の強さを持つまたは近くに星がある Blue のピーク 8 つ、Red のピーク 4 つにそれぞれ便宜上の名前 (B1 - B8, R1 - R4) をつけた。図 4 では、B5, B6 が中間速度雲の穴と相補的に分布しており、付近に O 型星がみられる。図 5 では、NGC6530

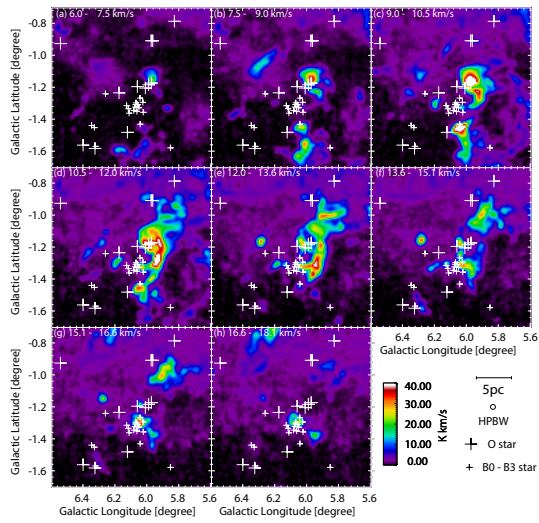


図 3:  $^{12}\text{CO}(J=2-1)$  チャンネルマップ。1.5 km s<sup>-1</sup> 間隔、6 - 18 km s<sup>-1</sup>。大きな十字は O 型星、小さな十字は B0 - B3 型星。

中心部付近で R2 が中間速度雲のくぼみと相補的に分布している。12 km s<sup>-1</sup> と 16 km s<sup>-1</sup> の分布は、図 6 の矢印のように 1.3 pc 程度ずらすことでよりよい反相関を示した

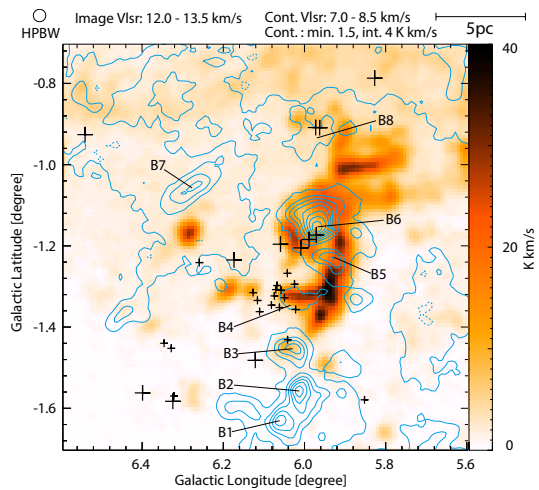


図 4: 8 km s<sup>-1</sup>(Blue)(コントア) と 12 km s<sup>-1</sup>(中間速度)(イメージ) の相補的な分布

B1 - B8, R1 - R4 について表 1 にまとめた。

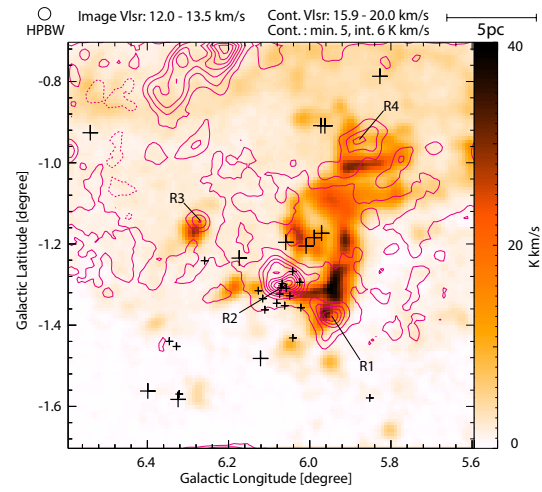


図 5: 12km s<sup>-1</sup>(中間速度)(イメージ) と 16km s<sup>-1</sup>(Red)(コントア) の相補的な分布

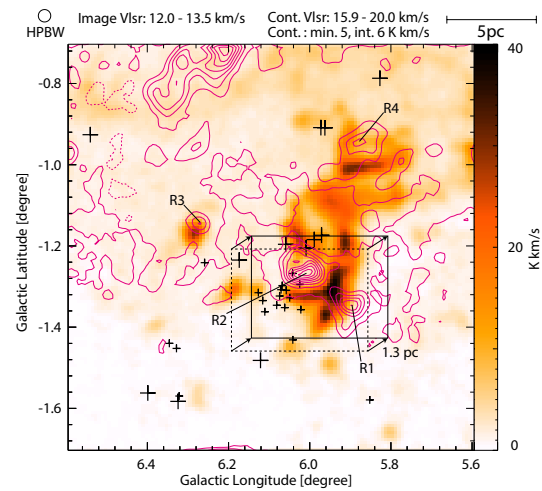


図 6: 図 5 の一部のガスを空間的にずらすとよりよい反相関を示した

## 4 Discussion

我々は、7 km s<sup>-1</sup> の B6 と 12 km s<sup>-1</sup> のガス、12 km s<sup>-1</sup> のガスと 16 km s<sup>-1</sup> の R2 が衝突し、それぞれ近接する O 型星と NGC6530 の B 型星を形成した可能性があると考えた。それぞれの付近の柱密度 (~ 10<sup>22</sup>) は CCC で数個の O 型星を形成しうる (Fukui et al. 2017)。

また B6 の質量は、10% が星になるとすると、O 型星 4 つを形成したとして矛盾しない。B6 及び中間速度のガスと分布が一致しない O 型星が一つ見られ

表 1: 図 4, 図 5 の各ピーク

peak	$l$ (deg)	$b$ (deg)	$M_{\text{cloud}}$ ( $M_{\odot}$ )	peak $T$ (K km s $^{-1}$ )
B1	6.067	-1.625	1300	20
B2	6.017	-1.558	1600	24
B3	6.025	-1.450	590	16
B4	6.033	-1.325	150	4
B5	5.933	-1.225	390	14
B6	5.975	-1.150	3200	33
B7	6.275	-1.050	1300	14
B8	6.000	-0.950	120	3
R1	5.950	-1.375	170	35
R2	6.058	-1.292	360	51
R3	6.275	-1.142	55	24
R4	5.883	-0.942	290	25

Furukawa, N., Dawson, J. R., Ohama, A., et al. 2009, *apj*, 696, L115

Mizuno, A., & Fukui, Y. 2004, *Milky Way Surveys: The Structure and Evolution of our Galaxy*, 317, 59

Okamoto, R., Yamamoto, H., Tachihara, K., et al. 2017, *apj*, 838, 132

Tothill, N. F. H., Gagné, M., Stecklum, B., & Kenworthy, M. A. 2008, *Handbook of Star Forming Regions, Volume II*, 5, 533

るが、O 型星や NGC6530 による電離によって形成時のガス分布が改変されている可能性が考えられる。

R2 の衝突については、B6 周辺の星形成よりも古く、電離によるガスの散逸が進んでいることが考えられる。速度差 4 km s $^{-1}$  と図 6 のオフセット 1.3 pc から、衝突は大まかに 0.5 Myr 前であると推測した。

どちらにも CCC の特徴である 2 つの速度成分をつなぐ構造が確認できなかった。それぞれの成分の広い速度分散によると思われる。

## 5 Conclusion

- NANTEN2 望遠鏡を用いて H $_{\text{II}}$  領域 M8 の  $^{12}\text{CO}(J=2-1)$  輝線観測を行った
- 3 つの速度のガスについて相補的な空間分布を見出した
- M8 に付随する大質量星が CCC によって形成したと考えた

## Reference

Fukui, Y., Torii, K., Hattori, Y., et al. 2017, arXiv:1701.04669

# 野辺山 45m 望遠鏡による銀河系外縁部星形成領域 WB886 の観測的研究

小出 凖人 (鹿児島大学大学院 理工学研究科)

## Abstract

今回我々は、野辺山 45m 望遠鏡による銀河系外縁部  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  サーベイデータの解析を行い、銀河系外縁部星形成領域 WB886 に付随する分子雲を検出した。この分子雲について、運動学的距離 4.93 kpc を使用して物理量を求めたところ、サイズは 16 pc、光度は  $7.67 \times 10^2 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$ 、質量は  $3.15 \times 10^3 M_{\odot}$  となった。検出した分子雲の形状について、積分強度  $I_{\text{CO}} \geq 40 \text{ K km s}^{-1}$  の成分に着目したところ、WB886 には円弧状の分子雲が存在し、その位置から北東に約  $0.2^{\circ}$  離れた近傍赤外線源 IRAS06454+0020 との間に二等辺三角形の構造の分子雲が見られた。分子雲衝突モデル・星形成ジェット移動のモデルとの比較、タイムスケールの計算から、2 Myr 前に分子雲衝突が起こり、星形成が起こったと考えられる。

## 1 Introduction

### 1.1 大質量星形成と分子雲衝突

大質量星とは太陽の 8 倍以上の質量を持つ星で、高い質量降着率と少ない個数のため、理論的・観測的な説明が困難で詳細な要因は未解明である。しかしその要因の一つとして、分子雲衝突による形成の誘発が近年注目されている。分子雲衝突による星形成の過程 (図 1) は、(1) 分子雲同士が衝突し、(2) ガスの圧縮により大質量星が形成される仕組みで、その観測的証拠として、(3) 大質量星からの紫外線放射によりガスが電離した領域 (HII 領域) に分子雲が付随している事が多い。

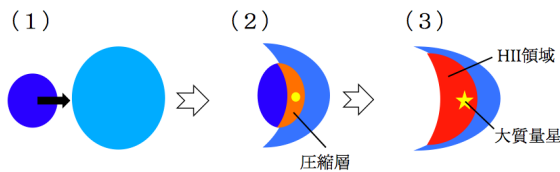


図 1: 分子雲衝突の概要図 (Habe & Ohta 1992)

### 1.2 銀河系外縁部における分子雲衝突

これまでの分子雲衝突の観測は、分子雲の個数密度が高い銀河系内縁部で主に行われてきた (Fukui et al. (2014); Torii et al. (2015)) が、分子雲の個数密度の低い銀河系外縁部ではあまり注目されなかった。し

かし、外縁部に属するコンパクト HII 領域 S128 に付随する分子雲が衝突の痕跡を示唆している (Haschick & Ho 1985) ことから、銀河系外縁部においても分子雲衝突による星形成の可能性が期待される。

## 2 Observations and Target

今回の研究における観測データについては、銀河系レガシーサーベイ計画”FUGIN (FOREST Unbiased Galactic plane Imaging survey with Nobeyama 45-m telescope)”による銀河系外縁部  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  サーベイデータを使用した。この観測計画では、4つのビームを持った、広帯域・高感度の受信機 FOREST (FOur-beam REceiver System on the 45-m Telescope) が使用され、CO の 3 輝線 ( $^{12}\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}(J=1-0)$ ) の同時観測が可能である。

表 1: FUGIN サーベイのプロファイル

観測期間	2014 年 3 月～
受信機	FOREST (4-beam)
観測輝線	$^{12}\text{CO}(J=1-0)$ (周波数: 115 GHz)
観測形式	OTF (On The Fly)
観測領域	$l = 198^{\circ}-236^{\circ}$ , $b = -1^{\circ}-+1^{\circ}$
空間分解能	$31.7''$ (grid サイズ: $15''$ )
速度分解能	$1.3 \text{ km s}^{-1}$ (channel 間隔: $0.65 \text{ km s}^{-1}$ )

目的天体は、銀河系外縁部星形成領域 WB886

(IRAS06446+0029) である。この天体は、銀河座標  $(l, b) = (212.06^\circ, -0.74^\circ)$  (銀河系第 3 象限) に位置し、 $\text{H}_2\text{O}$  メーザーを放射する大質量星形成領域 (HII 領域) である (Wouterloot et al. 1993)。SEST (Swedish ESO Sub-mm Telescope) 15m 鏡と IRAM 30m 鏡による  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  輝線観測で視線速度が  $44.3 \text{ km s}^{-1}$  である事が分かっている (Wouterloot & Brand 1989)。

### 3 Results

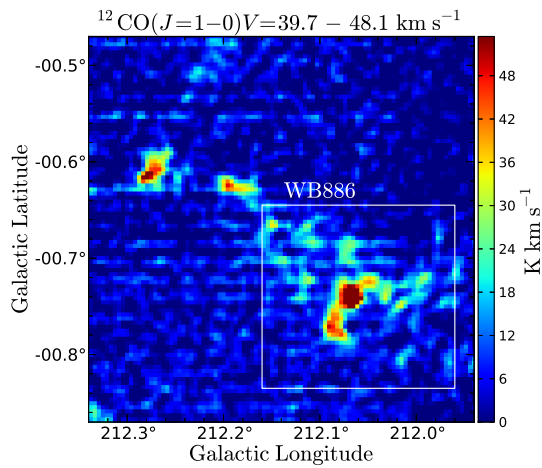


図 2: FUGIN サーベイによる  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  積分強度図 (積分範囲:  $39.7-48.1 \text{ km s}^{-1}$ )。図の白四角の中心に WB886 が位置している。

表 2: 検出された分子雲 (WB886) の各物理量

運動学的距離	4.93 kpc
サイズ (銀経 × 銀緯)	16.8 pc × 16.5 pc
CO 光度	$7.67 \times 10^2 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$
CO 質量	$3.15 \times 10^3 M_\odot$

FUGIN による  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  サーベイデータの解析から、大質量星形成領域 WB886 の方向に、視線速度  $44.3 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$  の範囲内で分子雲を検出した (図 2)。この分子雲について物理量を導出するために、Reid et al. (2014) の銀河定数  $(R_0, \Theta_0) = (8.34 \text{ kpc}, 245 \text{ km s}^{-1})$  を使用して求めた運動学的

距離 4.93 kpc を使用した。また、CO 質量を導出するにあたり、Heyer et al. (2001) の光度-質量変換式  $M_{\text{CO}} = 4.1 \left( \frac{L_{\text{CO}}}{\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2} \right) M_\odot$  を使用した。導出された分子雲の物理量については表 2 のようになっている。

## 4 Discussion

### 4.1 議論 1 : 分子雲の形状について

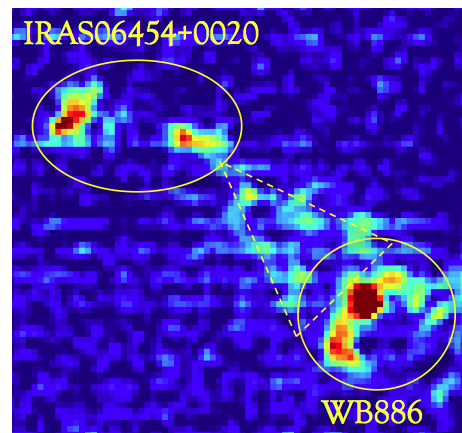


図 3: WB886 (右下) と近傍赤外線源 IRAS06454+0020 (左上) の  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  積分マップで、2つの分子雲の間に三角形の構造が見られる。

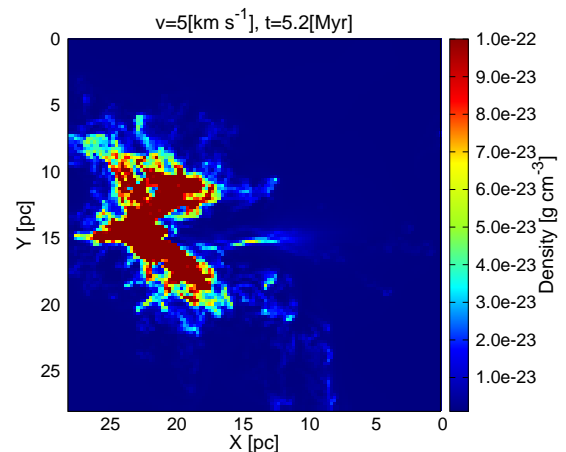


図 4: Takahira et al. (2014) による分子雲衝突モデル (相対速度  $v = 5 \text{ km s}^{-1}$ 、経過時刻  $t = 5.2 \text{ Myr}$ )。

WB886 に付随する分子雲の形状に着目してみると、円弧状の構造である事が分かる。この形状は、Takahira et al. (2014) による分子雲衝突モデル (図4) の形状に非常に近い構造をしており、分子雲衝突の可能性が示唆される。また、円弧状分子雲 WB886 の北東方向にもう一つの分子雲がある事が分かり、この分子雲は WB886 の近傍の赤外線源 IRAS06454+0020 に付随している。WB886 の視線速度は  $44.3 \text{ km s}^{-1}$  に対し、IRAS06454 の視線速度は  $46.4 \text{ km s}^{-1}$  と、 $\sim 2 \text{ km s}^{-1}$  程度の速度差であるため (Wouterloot & Brand 1989)、この2成分は物理的にほぼ同位置であるとみなす事ができる。

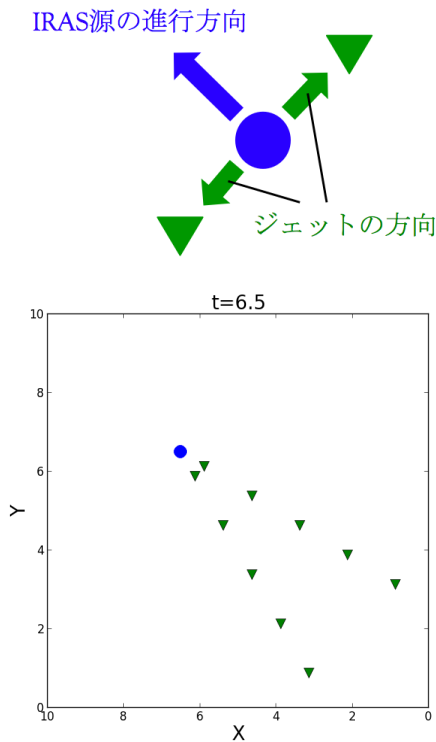


図5: ジェット放出しながら移動する IRAS 源の Toy モデル

さらに、2成分の間には二等辺三角形形状の CO 成分があるのが確認できる (図3)。星形成の際には原始星の周囲にガスの降着円盤が生成され、ガスの粘性や摩擦によって失われた分の角運動量エネルギーがジェットとして放出され、そのジェットにより分子アウトフローが放出される (Machida 2014)。今回、IRAS06454 にて星形成が起こりジェット放出が起こっ

たと仮定して、ある IRAS 源がジェットを放出しながら直線上を移動する Toy モデルを作成し (図5)、比較を行ったところ、Toy モデルのジェットの軌跡が二等辺三角形の形状をしており、観測図の分子アウトフローの形状と一致した。

## 4.2 議論2: タイムスケールの概算

分子雲衝突による大質量星形成には比較的遅い相対速度の衝突が有利であるとされ、シミュレーションによる数値計算では、相対速度  $3 \sim 5 \text{ km s}^{-1}$  のモデルの時に大質量星形成に必要な分子雲コアの質量増加が著しいと結論づけられている (Takahira et al. 2014)。今回は、大質量星形成に必要な衝突速度  $v_{\text{col}} = 5 \text{ km s}^{-1}$  で衝突が起こったと仮定して、WB886 と IRAS06454 との距離  $d_{\text{col}} \sim 10 \text{ pc}$  を用いて、分子雲衝突から現在の形状に至るまでのタイムスケールを計算した。その結果、タイムスケールは  $t \sim 2 \text{ Myr}$  となり、星形成のタイムスケール ( $\sim 10^6 \text{ yr}$ ) に一致した。また、分子アウトフローの鉛直方向の移動距離  $d_{\text{out}} \sim 4 \text{ pc}$  を用いて、アウトフローの速度は  $v_{\text{out}} \sim 2 \text{ km s}^{-1}$  であった。

## 5 Conclusion

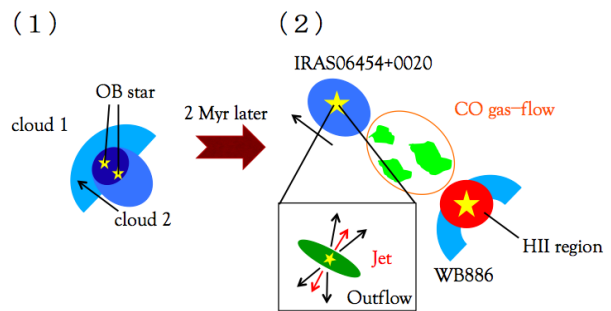


図6: 大質量星形成のシナリオを表した概要図

以上の議論から、大質量星形成領域 WB886 に付随する分子雲について、次のようなシナリオが考えられる (図6)。(1) cloud 1 と cloud 2 が衝突し、OB 型星が形成。(2) 2 Myr 後、cloud 1 だったものが WB886 に、cloud 2 だったものが IRAS06454 とな

り、WB886を突き抜けたIRAS06454は星形成ジェットを放出し、分子アウトフローを放出しながら移動し、観測画像の形状に至る。

結論として、IRAS06454の母体分子雲がWB886の母体分子雲に衝突した後、両者で星形成が起こり、WB886の分子雲が円弧状に変形し、IRAS06454の分子雲が分子ガスアウトフローを伴いながら移動しているのではないかと推測される。そして、IRAS06454のジェット放出によるガスのアウトフローが二等辺三角形の構造に相当するのではないかと考えられる。

## Acknowledgement

銀河系外縁部における大質量星形成の議論の幅を広げてくださった中西裕之様とORC関係の皆様、分子雲衝突に関する議論の幅を広げ、シミュレーションのデータを提供して頂いた羽部朝男様と島和宏様、そして、FUGINサーベイに協力してくださったFUGINチームの皆様に深く感謝致します。

## Reference

- Inoue, T., & Fukui, Y. 2013, ApJ, 774, L31
- Fukui, Y., Ohama, A., Hanaoka, N., et al. 2014, ApJ, 780, 36
- Habe, A., & Ohta, K. 1992, PASJ, 44, 203
- Haschick, A. D., & Ho, P. T. P. 1985, ApJ, 292, 200
- Heyer, M. H., Carpenter, J. M., & Snell, R. L. 2001, ApJ, 551, 852
- Machida, M. N. 2014, ApJ, 796, L17
- Reid, M. J., Menten, K. M., Brunthaler, A., et al. 2014, ApJ, 783, 130
- Takahira, K., Tasker, E. J., & Habe, A. 2014, ApJ, 792, 63
- Torii, K., Hasegawa, K., Hattori, Y., et al. 2015, ApJ, 806, 7
- Wouterloot, J. G. A., & Brand, J. 1989, A&AS, 80, 149
- Wouterloot, J. G. A., Brand, J., & Fiegle, K. 1993, A&AS, 98, 589



# 星形成領域における大質量星からの輻射圧によるダストサイズ分布の変化

一色 翔平 (北海道大学 宇宙物理研究室)

## Abstract

Paladini et al. (2012) は星形成領域において、輻射圧が特定のサイズのダストを選択的に電離領域から飛ばす事により、ダストのサイズ分布に影響を与える事を観測的に示した。しかし、理論的にはダスト形成やガスの冷却降着によるダストサイズ進化を追う数値計算は行われてはいるが (e.g. Aoyama et al. 2017), そうした計算ではダストとガスを別々の運動として解かず、カップルするものと仮定して計算している。

故に、本研究では、大小 2 サイズのダストとガスの三流体方程式を計算する手法を開発した。そして、この新たな手法を用いて大質量星からの輻射によって HII 領域内のダストサイズ分布がどのように変化するかを追った。この時、ダスト抗力としては、ダストとガスの衝突による抗力とダストチャージによる抗力の影響を考慮している。また、ダストチャージについては、大小それぞれのダストについてダストチャージを解いている。シミュレーションの初期条件としては、中心に光源を置き、球対称にガスとダストを分布させた。ガスの成分としては H, He とした。ダストについては、0.1 micron と 0.01 micron のグラファイトを用いた。光源は O 星を模した黒体放射をする星、もしくは 星団を用いた。初期条件としておいたガス雲の質量は  $10^5 M_{\text{sun}}$ 、半径は 17 pc である。

数値シミュレーションの結果、大きいダストは小さいダストと比較してガスからの抗力が弱いために、選択的に HII 領域の中心部から輻射圧によって追い出されることを示した。また光源の光度を大きくした場合、ダストチャージが強くなるために、ダストとガスの分離が進みにくくなり、ダストサイズ分布は変化しなくなることも判明した。

## 1 Introduction

O'dell C. R. & Hubbard W. B. (1965) は HII 領域内にダストが存在し、またダストの空間分布が星雲の中心からの距離に依存している事を観測的に示した。そして、Nakano et al. (1983); Chini R. et al. (1987) は HII 領域内部にはダストの存在しない領域があるのではないかと観測的に指摘し、Inoue (2002) によってダストの存在しない領域 (dust cavity) の大きさは HII 領域全体の大きさの 30%ほどではないかと推定された。そして、Paladini et al. (2012) は HII 領域内部のダストの空間分布はダストのサイズ依存があるのではないかと観測的に指摘した。

以上のことから、HII 領域内では、ガスとダストが部分的にデカップルしているのではないかと推測できる。Draine (2011) は解析的に輻射圧によって生じるダストとガス間の速度差を得た。その結果、Inoue (2002) によって推測された dust cavity のサイズを説明することができた。しかし彼らの研究では定常的な

HII 領域を仮定し、実際の dust cavity は HII 領域が膨張する仮定で形成されるはずであり、定常的な HII 領域を仮定するのは正確ではない。その後 Akimkin et al. (2015, 2017) によって膨張する HII 領域の中、輻射圧によってダストがどのように分布するのかを数値シミュレーションによって検証し、確かに dust cavity は形成されること、また大きいダストほど、HII 領域から飛ばされることを確認した。ただし、彼らは単一の O 星だけを光源として計算し、ダストサイズ分布の空間分布の光源光度の依存性を検証しなかった。

故に今回我々はダストサイズ分布の空間分布の光源光度の依存性を検証した。

## 2 Methods

本研究を通して考えたモデルとしては、中心に光源を置き、周りに球対称にガスを分布させた。中心にある光源のスペクトル分布は PEGASE.2 (Fioc M.,

& Rocca-Volmerange B. 1997, 1999) から得たものを使用した。ガスの成分については, H, He, ダストとして  $0.1\mu\text{m}$  のグラファイトが存在するもの考えた。ガスの密度の分布の仕方は, BE 球を考えた。ガスやダストの自己重力, 及び光源からの重力の影響も考慮した。この条件の中輻射輸送方程式と流体方程式を解いた。

輻射輸送方程式は, ガスの温度や光から受け取る運動量を知るために必要な輻射強度を求める方程式である。今回は球対称な場合を考えるので, impact parameter method (Mihalas D. & Mihalas B. W. 1984) を使う事で, 次元輻射輸送方程式

$$\frac{dI_\nu}{dx} = -\alpha_\nu I_\nu + j_\nu$$

を解くだけで良いようにした。  $I_\nu$  は輻射強度,  $\alpha_\nu$  は吸収係数,  $j_\nu$  は放射係数,  $x$  は距離である。これにより H, He, ダストからの再放射の取り扱いが非常に簡単にできるようになり, 今回はこの散乱の影響も考慮したシミュレーションを行った。つまり, 本研究はダストの赤外線吸収, 再放射による影響も含めたガス全体の駆動が正確に扱う事が出来ている。

ガスの温度や輻射の吸収量を知る上で重要となる H, He の電離度は, 光電離, 衝突電離 (Abel T. et al. 1997; Janev R. K. et al. 1987), 再結合率 (Aldrovandi S. M. V. & Pequignot D. 1973; Hummer D.G. 1994; Hummer D.G. & Storey P. J. 1998) の影響を含めた計算によって決定した。

ガスの圧力による駆動を決める上で重要になる H, He の温度は, heating としては光電離の影響, cooling としては衝突励起 (Cen R. 1992), 衝突電離 (Cen R. 1992), 再結合 (Cen R. 1992; Hummer D.G. 1994; Hummer D.G. & Storey P. J. 1998), 制動放射 (Hummer D.G. 1994), そしてコンプトン効果 (Ikeuchi S. & Ostriker J. P. 1986) の影響を含めた計算により決定する。metal による cooling は考慮していない。

輻射圧による駆動を決める上で重要なダストの温度は, 吸収したエネルギーと放射したエネルギーが等しくなる時の温度とした。

H, He の吸収断面積は Osterbrock D. E. & Ferland G. J. (2006) を参照し, ダストの吸収断面積は Draine B.T. & Lee H. K. (1984) と Laor A. & Draine B.T. (1993) を参照した。また, それぞれの質量比は太陽系

比を採用した。

ダストとガス間の抗力は Draine & Salpeter (1979) より得た。また, ダストチャージは Weingartner & Draine (2001); Weingartner et al. (2006) を使い評価した。これにより, 緩和時間  $t_s$  を求めた。

ダストとガスの運動は, それぞれの流体方程式の移流項を解いた後に, ダストとガスの速度差を, ダストとガス間の抗力をもとに求めている。

### 3 Results

初期条件の詳細については, 表 1 に書いた。ダストサイズ分布の空間分布が光源の光度にどのように依存するのかを調べるため, 光源の光度を変えて三パターン計算を行った。

計算結果は図 1 であり, 上から密度 (上), large-dust-to-gas 質量比 (上から二番目), small-dust-to-gas 質量比 (真ん中), large-dust-to-small-dust 質量比 (下から二番目), ダストチャージ (下) である。光源の光度は Cloud の番号が大きいほど大きい。また, large dust (または大きいダスト) は  $0.1\text{ micron}$ , small dust (または小さいダスト) は  $0.01\text{ micron}$  のダストを表す。

シミュレーション結果から, 輻射圧がダストの空間分布に与える影響について, 以下の事がわかった。

- a HII 領域の中心部について, ダストのない領域 (dust cavity) が形成されていることがわかる。また, ダストのサイズに関わらず, その領域においてはダストが存在しない。図 1 では 'a' と表記した, 黄色の領域である。
- b HII 領域の中心から見て, 電離波面の手前に large-dust-to-gas 質量比がピークを持っている。その手前に, 輻射圧が大きいダストを選択的に飛ばしている領域がある。図 1 では 'b' と表記した, シアン色の領域である。
- c HII 領域の中心から見て, 電離波面の手前に large-dust-to-gas 質量比がピークを持っている。図 1 では 'c' と表記した, ピンク色の領域である。
- d HII 領域の中心から見て, 電離波面の手前に large-dust-to-gas 質量比がピークを持っている。

その奥に輻射圧が大きいダストを選択的に飛ばしている領域がある。図 1 では 'd' と表記した、灰色の領域である。

まず, Region a について, 光源の光度が大きいほど, dust cavity が大きくなることが判明した。これは, 光源光度に関わらず, ダストのチャージの大きさがほとんど同じであり, ダストとガス間の速度差が光源の強度のみに依存するようになるためである。

Region b, d については, 大きいダストの方がダストチャージが弱まり, またダストとガス間の速度差はダストチャージに強く依存するため, 大きいダストが輻射圧によって選択的に吹き飛ばされる。また, 光源の光度が大きいほど, ダストが強くチャージすることになり, ダストサイズ分布の初期条件からの変化は小さくなる。

Region c については, この領域で強く負にチャージし, 速度差が小さくなり, ここでガスと強くカップルするため, Region a, b から飛ばされたダストがこの領域でトラップされる。故に, large-dust-to-gas 質量比がこの領域でピークを持っている。

## 4 Discussion & Conclusions

本研究では, 大小 2 サイズのダストとガスの三流体方程式を計算する手法を開発した。そして, この新たな手法を用いて大質量星からの輻射によって HII 領域内のダストサイズ分布がどのように変化するかを追った。その結果, 輻射圧は HII 領域内部から大きいダストを選択的に飛ばし, 電離波面付近に飛ばしていることがわかった。ただし, 光源の光度が大きくなると, ダストはより強くチャージされることとなるので, ダストサイズ分布の初期条件からの変化は小さくなる。

## Reference

- Abel T., Anninos P., Zhang Y., & Norman M. L. 1997, *New Astron.*, 2, 181
- Akimkin V. V., Kirsanova M. S., Pavlyuchenkov Y. N., Wiebe D. S., 2015, *MNRAS*, 449, 440
- Akimkin V. V., Kirsanova M. S., Pavlyuchenkov Y. N., Wiebe D. S., 2017, preprint, (arXiv:1705.00269)
- Aldrovandi S. M. V., & Pequignot D. 1973, *A&A*, 25, 137
- Aoyama S., Hou K.-C., Shimizu I., Hirashita H., Todoroki K., Choi J.-H., Nagamine K., 2017, *MNRAS*, 466, 105
- Cen R. 1992, *ApJS*, 78, 341
- Chini R., Kruegel E., Wargau W., 1987, *A&A*, 181, 378
- Draine B.T., & Lee H. K. 1984, *Astrophys.J.*, 598, 1026
- Draine, B. T., & Salpeter, E. E. 1979, *apj*, 231, 77
- Draine B. T., 2011, *ApJ*, 732, 100
- Fioc M., & Rocca-Volmerange B. 1997, *A&A*, 326, 950
- Fioc M., & Rocca-Volmerange B. 1999, *astro-ph*, 9912179
- Hummer D. G. 1994, *MNRAS*, 268, 109
- Hummer D. G., & Storey P. J. 1998, *MNRAS*, 297, 1073
- Ikeuchi S., & Ostriker J. P. 1986, *ApJ*, 301, 522
- Inoue A. K., 2002, *ApJ*, 570, 688
- Janev R. K., Langer W. D., & Evans K. 1987, in Janev R. K., Langer W. D., Evans K., eds, *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas - Cross-sections and Reaction Rate Coefficients*. Springer-Verlag, Berlin
- Mihalas D. & Mihalas B. W. 1984, in Mihalas D. & Mihalas B. W., eds, *Foundations of Radiation Hydrodynamics*. Oxford University Press, New York
- Nakano M., Kogure T., Sasaki T., Mizuno S., Sakka K., Wirami-hardja S. D., 1983, *Ap&SS*, 89, 407
- Paladini R., et al., 2012, *ApJ*, 760, 149
- Laor A., & Draine B.T. 1993, *Astrophys.J.*, 402, 441
- Larson, R. B. 1981, *mnras*, 194, 809
- Liou M. -S. 1996, *J. Comput. Phys.*, 129, 364
- O'dell C. R., Hubbard W. B., 1965, *ApJ*, 142, 591
- Osterbrock D. E., & Ferland G. J. 2006, in Osterbrock D. E., Ferland G. J., eds, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, 2nd edn. University Science Books, Mill Valley, CA
- Sales L. V., Marinacci F., Springel V., & Petkova M. 2014, *MNRAS*, 439, 2290
- Weingartner, J. C., & Draine, B. T. 2001, *apjs*, 134, 263
- Weingartner, J. C., Draine, B. T., & Barr, D. K. 2006, *apj*, 645, 1188

表 1: シミュレーションの初期条件. Cloud の半径は  $r_{\text{cloud}}$  で示した.  $n_{\text{H}}$ ,  $n_{\text{He}}$ ,  $n_{\text{d,Large}}$ , そして  $n_{\text{d,Small}}$  はそれぞれ水素, ヘリウム, 大きいダスト, 小さいダストの初期条件での Cloud 中心における数密度を表す. 光源のスペクトル分布は Source で示した. BB ならば黒体放射, SSP ならば simple stellar population を採用した. 光源が出す電離フォトンの個数は  $\dot{N}_{\text{ion}}$  で示した. ダストとガスの温度の初期条件は  $T_{\text{g}}$  と  $T_{\text{d}}$  で示した. 中心光源の質量は  $M_{\text{star}}$  で示した.

Cloud	$r_{\text{cloud}}$ (pc)	$n_{\text{H}}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$n_{\text{He}}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$n_{\text{d,Large}}$ ( $10^{-10} \text{ cm}^{-3}$ )	$n_{\text{d,Small}}$ ( $10^{-7} \text{ cm}^{-3}$ )	Source	$\dot{N}_{\text{ion}}$ ( $10^{49} \text{ s}^{-1}$ )	$T_{\text{g}}$ (K)	$T_{\text{d}}$ (K)	$M_{\text{star}}$ ( $10^3 M_{\odot}$ )
Cloud 2	17	791	67	9.6	3.0	BB (38500K)	0.72	1082	10	0.05
Cloud 3	17	791	67	9.6	3.0	SSP	5.8	1082	10	2
Cloud 4	17	791	67	9.6	3.0	SSP	58	1082	10	20

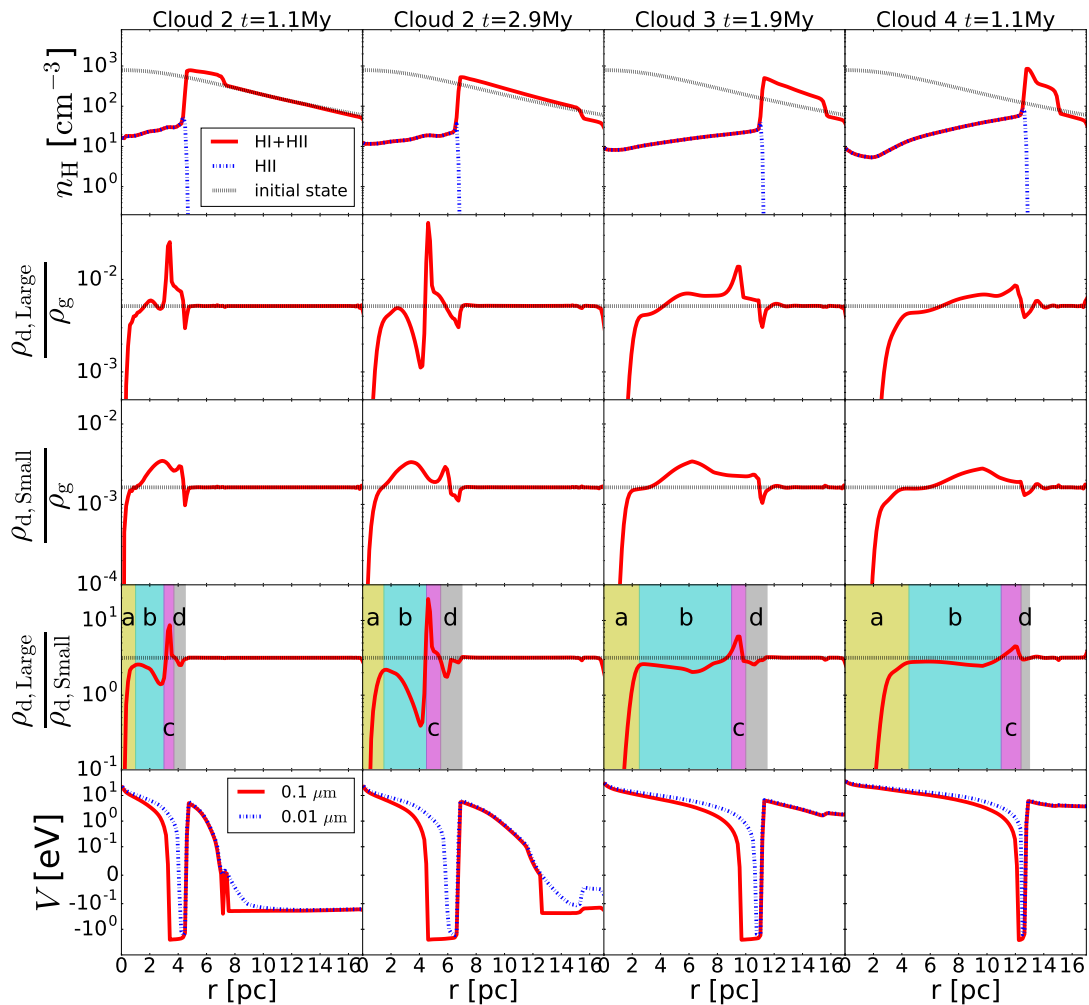


図 1: 上から, 密度 (上), large-dust-to-gas 質量比 (上から二番目), small-dust-to-gas 質量比 (真ん中), large-dust-to-small-dust 質量比 (下から二番目), ダストチャージ (下) である. 左から,  $t = 1.1 \text{ Myr}$  での Clouds 2,  $t = 2.9 \text{ Myr}$  での Cloud 2,  $t = 1.9 \text{ Myr}$  での Cloud 3, そして  $t = 1.1 \text{ Myr}$  での Cloud 4 の結果である. 黒の破線は, 初期条件を表す. 赤の実線は, 結果を表し, 特に一番上のグラフでは, 電離水素と中性水素の合計の数密度を表し, 一番下のグラフでは, 大きいダストのチャージを表す. 青の点線は, 一番上のグラフでは, 電離水素の数密度を表し, 一番下のグラフでは, 小さいダストのチャージを表す.

## パルサー星雲の 1 次元定常モデル

石崎 渉 (東京大学大学院 理学系研究科)

### Abstract

パルサーは、その回転エネルギーをパルサー風と呼ばれる相対論的な電子・陽電子プラズマ流に転換している。この流れが周囲の超新星残骸に衝撃波を形成し、粒子加速過程によって非熱的な電子・陽電子を生成する。これらの非熱的粒子が、パルサー風の磁場および星間空間の光子と相互作用し、シンクロトロン放射・逆コンプトン散乱しながら広がっている天体がパルサー星雲である。我々は以上の描像に基づいて、星雲の 1 次元モデルを構築し、非熱的粒子のエネルギー分布の発展を解くことで、定常なパルサー星雲における放射分布を求める手法を確立した。これを実際のパルサー星雲に適用した結果、標準的な理論モデルで考慮されている過程だけでは、観測事実を再現できないということが明らかになった。本講演では、以上の結果とその解釈について議論する。さらに、1 次元定常モデルの改良案として粒子の空間拡散過程について、論文発表に向けて準備中であるいくつかの結果について発表し、議論する。

## 1 Introduction

パルサー星雲は、回転駆動型パルサーの周囲に数 pc 程度に広がって見られる天体で、電波からガンマ線にわたる広い周波数帯で非熱的放射をしている。これらは、パルサーからのパルサー風と、周囲の星間物質の間に形成された終端衝撃波における粒子加速過程でエネルギーを得た非熱的電子・陽電子によるシンクロトロン放射・逆コンプトン散乱で説明される。Kennel & Coroniti (1984) は、以上の描像に基づいて、1 次元定常の相対論的電磁流体力学の方程式を解くことで、パルサー星雲の標準的な理論モデルを構築した (以降、これを KC モデルと呼ぶ)。

パルサー星雲の放射スペクトルは、ベキ乗型の放射スペクトルの組み合わせでうまく表現でき、特に可視光から X 線にかけての放射スペクトルは、単一のベキ乗分布に従う非熱的電子のシンクロトロン放射でうまく説明される (Kennel & Coroniti 1984)。また、パルサー星雲は広がった天体であるため、表面輝度の空間分布を観測的に得ることができる。表面輝度分布は、星雲の中心ほど明るく、外側ほど暗くなるという特徴を示す。さらに、周波数の変化に対しては、観測する周波数が高いほど、放射領域の拡がり小さくなっていくという性質を示すことが知られている。

KC モデルは空間 1 次元のモデルであるため、放射

領域の拡がり、表面輝度分布、各周波数帯の photon index の分布等の空間分解観測の結果を再現するかどうかを検証することができる。Reynolds (2003) は、KC モデルの予言する photon index の空間依存性が、観測事実と大きく乖離した計算結果を導く可能性を指摘した研究である。それに基づいて、Slane et al. (2004) は 3C 58 というパルサー星雲の X 線の photon index を観測的に求め、これが KC モデルの予言から乖離することを示した。このように、いくつかの研究によって、KC モデルがパルサー星雲放射の空間構造を再現しない可能性が指摘された。しかし、これらの先行研究では、星雲全体を積分した放射スペクトルを再現しているか否かについては触れておらず、また系統的なパラメータ依存性も調べられていない。このために、KC モデルが本当に観測事実を再現できないのか、また再現できないのであれば KC モデルの問題点はどこにあるのか、は曖昧なままであった。

そこで、われわれは、KC モデルの限界と問題点を明確にするために、観測された (1) 星雲全体を積分した放射スペクトルと (2) 表面輝度の空間分布を同時に再現できるかを調べた。このとき、モデルを適用する対象として、3C 58 と G21.5-0.9 というパルサー星雲を採用した。これらは、電波からガンマ線までの他波長スペクトルが観測されており、かつ X

線の空間分解観測 (表面輝度分布・photon index の空間依存性) が調べられている天体である。これらの天体の観測事実 (1),(2) を、KC モデルの範疇で同時に説明できるのかを検証し、更にパラメータ依存性の系統的な調査を行った。本講演では、以上の調査の結果とその解釈について議論する。

## 2 Methods

本研究では、星雲の流体力学モデルとして Kennel & Coroniti (1984) で構築された球対称 1 次元の MHD モデルを用いた (図 1)。KC モデルの流体プロファイルのもとで、流れに沿った粒子のエネルギースペクトルの定常解を求め、それらの解から各点におけるシンクロトロン放射・逆コンプトン散乱の単位体積当たりの放射率・放射スペクトルを計算した。さらに、得られた各点の放射スペクトルを、幾何的な形状に対応した因子をかけて積分し、(1) 星雲全体を積分した放射スペクトルと (2) 表面輝度の空間分布を計算し、観測と比較できるようにした。

星雲の流体プロファイルは、終端衝撃波の半径  $r_s$  と magnetization parameter  $\sigma$

$$\sigma \equiv \frac{B_u^2/4\pi}{n_u u_u \gamma_u m_e c^2}. \quad (1)$$

で特徴付けられる。モデルについての詳細な点に関しては、Kennel & Coroniti (1984) および Ishizaki et al. (2017) を参照されたい。ここで、 $B$  は観測者系における磁場、 $n$  は流体静止系における数密度、 $u$  は流体の 4 元速度、 $\gamma^2 = u^2 + 1$  は Lorentz 因子である。また、下付き添字  $u$  は、終端衝撃波直前のパルサー風の物理量を表す。

終端衝撃波において、粒子分布は以下のようなものになっていると考える。

$$n(E, r_s) = \begin{cases} \frac{n_0}{E_b} \left(\frac{E}{E_b}\right)^{-p_1} & (E_{\min} < E < E_b) \\ \frac{n_0}{E_b} \left(\frac{E}{E_b}\right)^{-p_2} & (E_b < E < E_{\max}) \end{cases} \quad (2)$$

$n(E, r)dE$  は半径  $r$  において、単位体積あたりに存在する、 $E$  から  $E+dE$  のエネルギーを持った粒子の数である。 $n_0$  は中心パルサーから入射する粒子数で決まる規格化定数である。 $E_{\min}$  は、電子・陽電子の

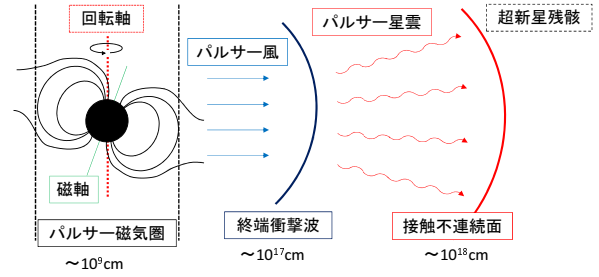


図 1: KC モデルにおけるパルサー星雲の空間構造の概略図。中心に存在する回転駆動型パルサーによって生成された相対論的なパルサー風は、周囲の星間物質との間に終端衝撃波、接触不連続面を形成する。この図における、終端衝撃波の半径が  $r_s$  である。終端衝撃波において、粒子はなんらかの粒子加速過程を経て、非熱的分布を形成する。この非熱的な電子・陽電子が終端衝撃波で減速したプラズマの流れに沿って接触不連続面まで流れていくものが、パルサー星雲である。つまり、KC モデルの描像では、終端衝撃波から接触不連続面までの部分のことをパルサー星雲という。

最低エネルギーであるが、これは観測的にも理論的にも正確に決めることは難しいので、本研究の範囲ではこれを  $E_{\min} = 10m_e c^2$  と固定した。また、 $E_{\max}$  は、

$$E_{\max} = eB_u r_s \quad (3)$$

と定められる最高エネルギーである。 $E_b$  はモデルのパラメータであるが、 $p_1 < 2 < p_2$  である場合は、粒子分布の圧力を担うエネルギーになっており、非熱的粒子の典型エネルギーという意味を持っている。

流れに沿った粒子のエネルギースペクトルの発展方程式は以下ようになる。

$$u(r) \frac{\partial n(E, r)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial E} \left[ (\dot{E}_{\text{syn}} + \dot{E}_{\text{IC}}) n(E, r) \right] + \frac{\partial}{\partial E} \left[ \frac{cEn(E, r)}{3r^2} \frac{d}{dr} (r^2 u(r)) \right] - \frac{c}{r^2} n(E, r) \frac{d}{dr} (r^2 u(r)), \quad (4)$$

この式の左辺は、粒子の対流微分を表しており、この方程式が流れに沿った粒子のエネルギースペクトルの進化を計算していることを示している。右辺の第 1

項は、シンクロトロン放射および逆コンプトン散乱による放射冷却を表す項、第 2 項は流体とともに膨張・収縮することによって断熱的にエネルギーを変化させる効果を表す項、第 3 項は流体の体積変化によって数密度が変化する効果を表す項である。この方程式を数値的に解き、得られた粒子のエネルギースペクトルから放射スペクトルを計算した。具体的には、単位体積あたりの放射スペクトル  $j_\nu(r)$  を用いて、(1) 星雲を積分した放射スペクトルを

$$F_\nu = \frac{1}{4\pi D^2} \int_{r_s}^{r_N} j_\nu(r) 4\pi r^2 dr, \quad (5)$$

と、(2) 表面輝度の空間分布を

$$B_\nu(s) = 2 \int_{\max(r_s, s)}^{r_N} \frac{j_\nu(r) r dr}{\sqrt{r^2 - s^2}}, \quad (6)$$

のように計算した。ここで、 $D$  は天体までの距離、 $r_N$  は星雲の大きさ (すなわち接触不連続面の半径)、 $s$  は中心パルサーからの視線方向と垂直な方向の距離である。このとき、逆コンプトン散乱の計算に用いる種光子には、宇宙背景放射の光子と GALPROP で与えられる星間光子場の分布を用いた。(本研究で取り扱う天体では、シンクロトロン光子のエネルギー密度は他の種光子に対して無視できるため、計算していない。) これで、星雲の 1 次元モデルから、観測事実と比較できる量を計算できる。

### 3 Results

本研究では、2 つの方針でフィットを行った。(a) 星雲全体を積分した放射スペクトルを再現するようなパラメータ、そして (b) 星雲の空間構造を再現しつつ星雲を積分した放射スペクトルをできるだけ再現するパラメータ、の 2 通りである。図 2 と図 3 は、計算結果を示した図である。スペースの都合上、G21.5-0.9 の場合だけ、図に示した。図 3 の観測値が 2 通りあるのは、星雲の南西部と南東部の 4 分円でそれぞれ得られたデータをプロットしているためである。赤線は (a) の場合に、青線は (b) の場合に対応している。3C 58 の場合についても、定性的に同様な結果が得られている。

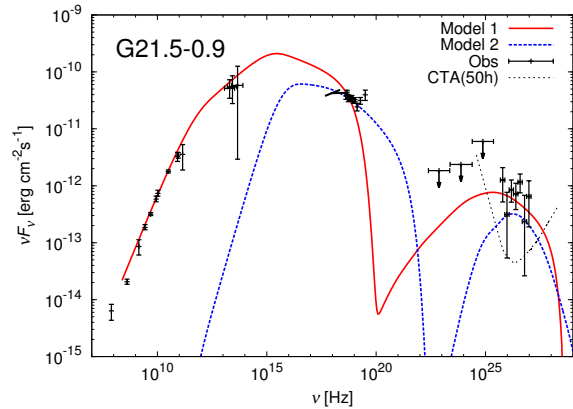


図 2: 1 次元定常モデルによる G21.5-0.9 の (1) 星雲を積分した放射スペクトル (赤線・青線) および、他波長スペクトルの観測値 (黒)。赤線は、(a) 電波からガンマ線の全観測値を再現するようなパラメータ群、青線は、(b) 可視光以下の放射スペクトルを再現しないが表面輝度分布を再現するパラメータ群。

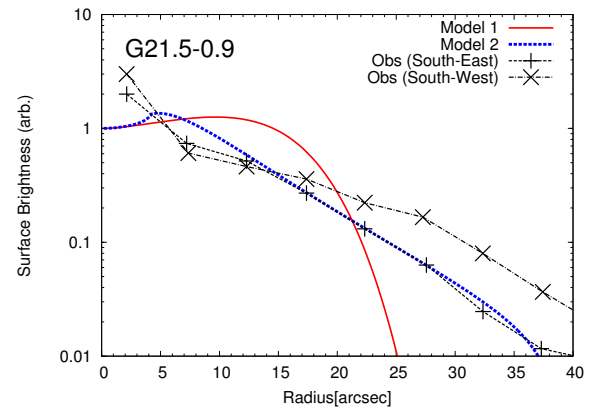


図 3: 1 次元定常モデルによる G21.5-0.9 の X 線 (0.5-4.0 keV) における (2) 表面輝度分布 (赤線・青線) および、X 線の観測値 (黒)。縦軸は、arbitrary unit で、赤線と青線は中心 ( $s = 0$ ) で 1 になるよう規格化している。横軸は、視線方向に射影された中心パルサーからの距離であり、40 arcsec は星雲の端に対応している。(星雲の端は電波による観測で定義される。)

### 4 Discussion

(a) の場合については、星雲の放射スペクトルの観測事実が豊富なために、星雲全体の放射スペクトルをフィットするだけで、モデルのパラメータが一意に

決まってしまう。その場合について、X線の表面輝度分布を計算した結果が図3の赤線であるが、X線放射が観測値の半分程度までしか広がっていないことがわかる。つまり、KCモデルで星雲全体の放射スペクトルを電波からガンマ線のすべてで説明しようとすると、X線の表面輝度分布が再現できないことが分かる。

図2において、25 arcsec程度でX線の輝度が急激に小さくなるのは、0.5-4.0 keVのX線を放出するのに十分なエネルギーを持った粒子が、25 arcsecに対応する距離よりも外側に存在しなくなるためである。これは、放射冷却によってエネルギーを失うまでに流体に乗って移流できる距離によく一致する。放射冷却は、この場合シンクロトロン放射によるものが最も寄与しているため、これは(a)のパラメータにおける星雲の磁場強度が強すぎることを表している。つまり言い換えれば、KCモデルの範疇では、星雲を積分した放射スペクトルを説明するために要求される磁場は、X線の表面輝度分布を説明する磁場より大きくなってしまい、ということを表している。

(b)は、星雲内の平均的な磁場強度を小さくすることで、X線の表面輝度分布を再現したモデルであるが、この場合は可視光以下の放射スペクトルを再現できなくなった。また、(b)のモデルでは、磁場強度の変化に伴って流体のプロファイルも大きく変化しており、終端衝撃波から接触不連続面まで流体が流れるのにかかる時間スケールが、星雲の年齢( $\sim 1$  kyr)<sup>1</sup>に対して2桁程度小さくなってしまっている。これは、星雲の縁付近の流体の運動が、定常の仮定で取り扱ってよいものなのか、非定常にしてもどのような流れの構造になっているのか、といった問題提起になっている。この事情は、星雲のX線放射の空間的広がりを説明する何らかの新たな過程を考えたとときにも、結局は表われる問題であり、非定常モデルの計算の重要性を示唆していると考えられる。

以上の問題を解決する1つの有望な策は、星雲内の磁場の乱れによる高エネルギー粒子の空間的な拡散過程を考慮することである。空間拡散によって粒子がより効率的に広がれば、表面輝度分布の観測値を再現できる可能性がある。また、高いエネルギー

の粒子のみが、流体と独立に拡がることを許せば、流体のプロファイルを大きく変えずに、X線の表面輝度分布を説明できるかもしれない。

## 5 Conclusion

本研究では、Kennel & Coroniti (1984)の球対称定常なパルサー星雲のモデルを、2つの天体3C 58およびG21.5-0.9に適用して、(1)星雲全体を積分した放射スペクトルと(2)X線の表面輝度分布を同時に検証することで、モデルの問題点を明らかにする計算を行った。その結果、(1)を再現するパラメータのもとでは、(2)を再現できないことが明らかになった。また、(2)を再現するパラメータでは、可視光以下の放射スペクトルを再現できないことが分かり、さらに流体の移流にかかる時間が星雲の年齢よりも極端に短くなってしまふという新たな問題も発見した。以上の計算から、KCモデルはパルサー星雲の全放射スペクトルと、空間的な放射スペクトルを同時には再現できないモデルであることが明確になり、1次元定常モデルには改良の必要性があることが分かった。

## Reference

- Kennel, C. F., & Coroniti, F. V. 1984, ApJ, 283, 694  
 Slane, P., Helfand, D. J., van der Swaluw, E., & Murray, S. S. 2004, ApJ, 616, 403  
 W. Ishizaki, S. J. Tanaka, K. Asano & T. Terasawa, 2017, ApJ, 838, 142  
 Reynolds, S. P. 2003, ArXiv Astrophysics e-prints, astro-ph/0308483

<sup>1</sup>これは、星雲の膨張速度や、中心パルサーの特性年齢から推定される



## 超新星残骸 SN 1987A の X 線スペクトル解析

梅田 真衣 (関西学院大学大学院 理工学研究科)

### Abstract

超新星残骸 1987A は、1987 年 2 月 23 日に約 51 kpc 離れた Large Magellanic Cloud (LMC) に現れた超新星の残骸である。ハッブル宇宙望遠鏡による観測で、超新星を取り巻く明るいリング構造 (Equatorial Ring:ER) が確認されており、爆発前の親星の質量放出によって形成された密度の高い領域と考えられている。我々は、「すざく」による観測データの中で最も新しい、2012 年 11 月の観測データに着目して解析を行い、データの統計を良くするために CCD の FI(Frontside Illuminated) である XIS0 と XIS3 の観測データを足し合わせた。モデルフィッティングは Dewey et al. (2012) に基づき三温度から成る電離非平衡プラズマモデルで行ったが、中間温度のモデルの影響がほぼ見受けられなかったため、二温度モデルとして結論づけた。スペクトルは  $kT_e \sim 0.8 \text{ keV}$  と  $kT_e \sim 3.4 \text{ keV}$  の二温度から成る電離非平衡プラズマモデルでよく再現でき、Emission Measure から算出した電子密度は、低温成分が  $n_{e,low} = 1.67_{-0.08}^{+0.07} \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ 、高温成分が  $n_{e,high} = 3.01_{-0.01}^{+0.01} \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$  となった。これは Chandra、XMM-Newton の結果と比較しても矛盾の無い結論である。このことから、低温成分が ER、高温成分が CSM からの放射であると考えられ、またイジェクタからの X 線放射は単独成分のモデルで再現できないことがわかった。

## 1 Introduction

1987 年に超新星爆発として可視光で観測されて以来、超新星残骸 SN 1987A は、様々な波長で継続的に観測され、もっとも詳しく調べられている超新星の一つである。距離 51.4 kpc (Panagia 1999)、我々からもっとも近い系外銀河である大マゼラン星雲 (LMC:Large Magellanic Cloud) で発生したため、超新星爆発の直後を詳細に研究することができただけでなく、爆発後 30 年近く継続的な観測を続けることで、超新星から超新星残骸へ移行する過程を詳細に研究可能な現在唯一の天体である。可視光の観測から、爆発前の親星進化において形成された密度の高い星周物質による、リング構造 (ER:Equatorial Ring) が確認されており (Burrows et al. 1995)、ER の周辺に星周物質 (CSM:Circumstellar Medium) が存在していると考えられている (Chevalier & Dwarkadas 1995)。

SN 1987A からの軟 X 線放射は、1992 年 ROSAT により初めて観測され (Hasinger et al. 1996)、その後 XMM-Newton 衛星、Chandra 衛星、「すざく」衛星で観測されてきた (e.g. Dewey et al. 2012)。軟 X 線の光度が継続的に増加していることが判り、比

較的高密度物質の ER を伝搬する衝撃波により加熱されたプラズマからの放射と考えられる (Kari et al. 2016)。

本研究では、爆発 9384 日後に「すざく」衛星で観測した超新星残骸 SN 1987A の観測データを用いて、スペクトル解析から軟 X 線、硬 X 線のベストフィットモデルを作成した。電子の個数密度  $n_e$  を求めることによって放射源の特定を行い、イジェクタ成分についても議論する。

## 2 Observations

「すざく」衛星は 2005-2015 年に運用され、日本で 5 番目に打ち上げられた X 線天文衛星で、バックグラウンドが低く安定しているという特徴を持つ。本研究では、「すざく」衛星に搭載された X 線 CCD カメラである XIS のデータのみを用いている。XIS は 18 分角の視野で、感度帯域は 0.4-10keV、集光鏡で決まる PSF(Point Spread Function) は、2 分角である。また、XIS0、XIS1、XIS2、XIS3 の 4 台の CCD カメラのうち、XIS1 だけが裏面照射型、残り 3 台は表面照射型 CCD を採用している。「すざく」衛星に

よる SN 1987A の観測は、2006 年-2012 年にかけて計 3 回行われており、今回は、その中で最も新しい時期に観測した 2012 年 11 月の公開データについて解析を行った。観測データの概要を表 1 に示す。今回は、光子統計を向上させるため、XIS0 と XIS3 のデータを足し合わせて解析した結果を報告する。

表 1: 観測データの概要

SNR	SNR 1987A
観測 ID	707020010
観測開始日	2012 年 11 月 2 日,12:20:44
観測時間	81.3ksec
検出器の種類	XIS0,XIS1,XIS3

### 3 Analysis

#### 3.1 Image Analysis

図 1 に 0.5-2.0keV における XIS0 の X 線画像を示す。中心に見える明るい部分が SN 1987A であり、天体の広がりや PSF (Point Spread Function) よりも十分小さいので、PSF の広がりや形状を反映した形状になっている。視野の北東部にある画像欠損は、CCD の Dead Column によるものであり、同じく北東部には 2.0keV 以上で明るい LMC のスーパーバブル 30 Dor C が隣接している。source のスペクトルを画像上の最も明るい点から半径 2.5 分角の円領域を指定して抽出した。back ground スペクトルは、同視野から、30 Dor C の放射と視野の二つの隅に搭載された較正線源を避けた上で、できるだけ広い領域を確保するように、図中の緑四角から抽出した。

#### 3.2 Spectral Analysis

図 1 の領域から XIS0 と XIS3 の検出器で観測された source と back ground を抽出し、それぞれの検出器の source と back ground のスペクトルデータを足し合わせ、source から back ground を引いてスペク

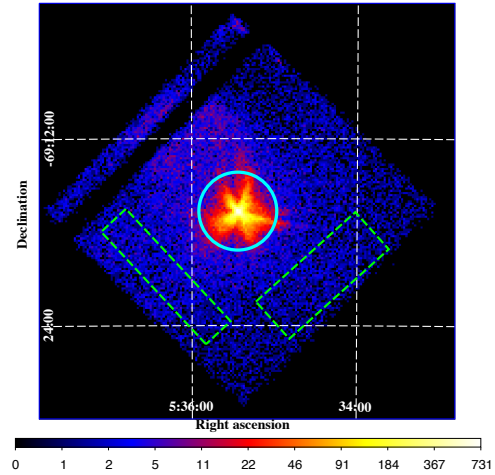


図 1: 「すざく」の XIS0 のイメージ (0.5-2.0keV)。SN 1987A と back ground の領域を指定。水色の実線が点源のスペクトル抽出領域であり、緑色の点線がバックグラウンドのスペクトル抽出領域を示す。

トル解析を行った。この時、rmf は xisrmfgen、arf は xissimarfgen、CALDB は ver.2016-06-16 を用いた。また、スペクトル解析では XSPEC(ver. 12.9.0) を使用した。SN 1987A からの XIS0+XIS3 のスペクトルとベストフィットモデルを図 2 に示す。フィッティングモデルには、二成分の電離非平衡プラズマモデル (vnei) を用いた。銀河系内での星間吸収の column density を  $N_H = 6 \times 10^{20} \text{cm}^{-2}$  で固定とし、LMC における column density は zphabs モデルを、He 以外の元素組成比を太陽組成比の 0.5 倍に、赤方偏移を LMC の平均値  $286 \text{km s}^{-1}$  として、フィッティングに用いた。個々の重元素組成比については、He, C, N, Ar, Ni を先行研究 (Sturm et al. 2009) に基づく値で固定し、それ以外はフリーパラメータとした。太陽の元素組成比は Anders and Grevesse (1989) を用いている。モデルフィッティングは Dewey et al. (2012) に基づき三温度から成る電離非平衡プラズマモデルで行ったが、中間温度のモデルの影響がほぼ見受けられなかったため、二温度モデルとして結論づけた。フィッティングの結果、 $kT_{\text{elow}} = 0.75_{-0.01}^{+0.01} \text{keV}$  と  $kT_{\text{ehigh}} = 3.36_{-0.25}^{+0.27} \text{keV}$  の放射モデルでよく再現できた。ベストフィットのパラメータを表 2 に示す。

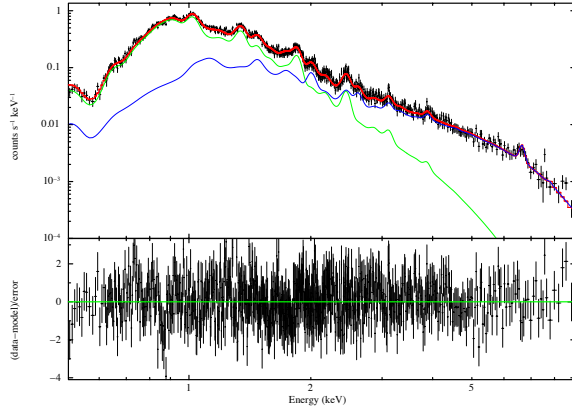


図 2: SN 1987A の XIS0+XIS3 で得られたスペクトルとベストフィットモデル。緑色と青色は衝撃波加熱プラズマモデル (vnei) の低温、高温成分であり、赤色は各プラズマモデルを足し合わせたモデルである。

表 2: ベストフィットのモデルパラメータ

Parameter	値
LMC $N_H$ ( $\times 10^{21} \text{cm}^{-2}$ )	$0.72_{-0.03}^{+0.03}$
Galactic $N_H$ ( $\times 10^{21} \text{cm}^{-2}$ )	0.60 fixed
$kT_{e,low}$ (keV)	$0.75_{-0.01}^{+0.01}$
$kT_{e,high}$ (keV)	$3.36_{-0.25}^{+0.27}$
$\tau_{low}$ ( $\times 10^{12} \text{cm}^{-3} \text{s}$ )	$0.33_{-0.45}^{+0.58}$
$\tau_{high}$ ( $\times 10^{12} \text{cm}^{-3} \text{s}$ )	$0.19_{-0.33}^{+0.44}$
$norm_{low}$ ( $\times 10^{-3} \text{cm}^{-5}$ )	$6.81_{-0.64}^{+0.59}$
$norm_{high}$ ( $\times 10^{-3} \text{cm}^{-5}$ )	$1.94_{-0.15}^{+0.18}$
H	1.00 fixed
He	2.57 fixed
C	0.09 fixed
N	0.09 =C
O	$0.77_{-0.17}^{+0.19}$
Ne	$0.64_{-0.10}^{+0.12}$
Mg	$0.59_{-0.07}^{+0.06}$
Si	$0.64_{-0.07}^{+0.08}$
S	$0.81_{-0.07}^{+0.08}$
Ar	$0.84_{-0.26}^{+0.26}$
Ca	$0.92_{-0.40}^{+0.40}$
Fe	$0.22_{-0.02}^{+0.02}$
Ni	0.62 fixed
$\chi^2/d.o.f$	1.08

## 4 Results

得られた normalization の値は、式 (1) で表せる。

$$norm = \frac{10^{-14}}{4\pi [D_A(1+z)]^2} \int n_e n_H dV \quad (1)$$

ここで、 $D_A$  は太陽系から SN 1987A までの距離で 51.4 kpc、 $z$  は赤方偏移で  $286 \text{ km s}^{-1}$ 、 $n_H$  は陽子の個数密度、 $\int dV$  はプラズマの体積である。この時、電子と原子核の個数比より  $n_e = 1.2n_H$  として、式 (1) は、

$$n_e = \left( \frac{norm \cdot 4\pi [D_A(1+z)]^2 \cdot 10^{14} \cdot 1.2}{\int dV} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

となり、 $n_e$  を求めることができる。

今回、低温成分は比較的高密度な ER 起因だと考えられる。Kari et al. (2016) によると、 $kT_{e,low}$  の増光が止まったのが 2013 年で、これが ER の動径方向の大きさを与えると考えられる。2012 年時点での X 線照射領域の体積は、Dewey et al. (2012) から同時期のシミュレーション結果を用いた。

ER の幾何学形状を Dewey et al. (2012) に基づいて示すと、図 3 のようになる。2012 年のデータを再現する物理パラメータとして、ER の立体角が  $\frac{\Omega_{ER}}{4\pi} \sim 0.0016$ 、ER の inner と outer の半径が  $R_{ER,inner} = 5.4 \times 10^{17} \text{ cm}$ 、 $R_{ER,outer} = 5.77 \times 10^{17} \text{ cm}$  を採用すると体積は  $V_{ER} = 9.29 \times 10^{50} \text{ cm}^{-3}$  となり、これより  $norm_{low}$  から算出した  $n_{e,low}$  は  $n_{e,low} = 1.67_{-0.08}^{+0.07} \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$  となった。

一方、高温成分については、低密度のプラズマ起因であり、CSM であると考え、低温成分と同様に Dewey et al. (2012) に基づく幾何学形状は図 4 の通りとなる。2012 年のデータを再現するパラメータ、 $\frac{\Omega_{CSM}}{4\pi} \sim 0.26$ 、 $R_{CSM,inner} = 3.61 \times 10^{17} \text{ cm}$ 、 $R_{CSM,outer} = 6.17 \times 10^{17} \text{ cm}$  を用いて体積を計算すると  $V_{CSM} = 8.18 \times 10^{53} \text{ cm}^{-3}$  となり、 $n_{e,high} = 3.01_{-0.01}^{+0.01} \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$  となった。

以上の結果より、いずれも ER、CSM の値と考えて矛盾ない密度が得られた。またイジェクタからの X 線放射は単独成分のモデルで再現できないことがわかった。

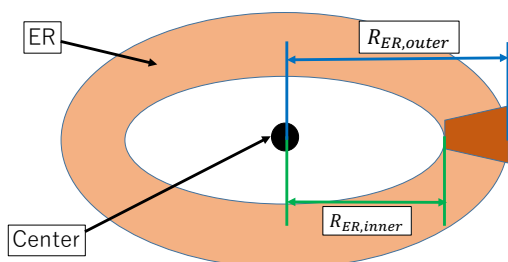


図 3: Dewey et al. (2012) より作成した、SN 1987A の ER 周辺の斜め上から見た概念図。ER はリング状と考えられている。

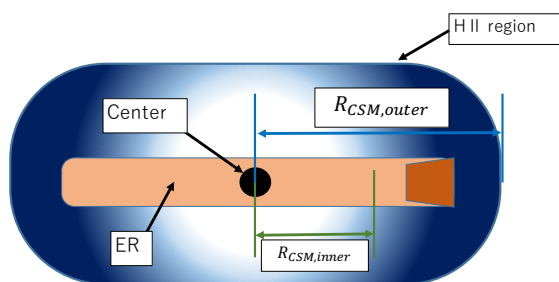


図 4: Dewey et al. (2012) より作成した、SN 1987A の CSM 周辺の真横から見た概念図。CSM が ER の周囲を囲っている構造である。

## 5 Conclusion

今回、爆発から 25 年後の「すざく」衛星による観測データの解析を行った。得られたスペクトルは、二温度の衝撃波で加熱された電離非平衡プラズマからの放射モデルで再現できた。ベストフィットモデルでは元素組成比を二成分で共通にし、二成分ともに前方衝撃波によるプラズマからの放射で、ER と CSM 領域で密度の違いを反映していると考えており、それぞれの領域の  $n_e$  を導出した。今回の結果は、Dewey et al. (2012) のシミュレーション結果と矛盾のない結果であり、ベストフィットの二温度はそれぞれ低温

成分が ER、高温成分が CSM から放射されていると考えられる。今後は、XMM-Newton 衛星で観測された broad-band の SN 1987A のデータも用いて、後方衝撃波によるイジェクタの加熱による観測スペクトルへの影響を考慮した詳細解析を行いたい。

## Reference

- Burrows et al. 1995, ApJ, 452, 680
- Chevalier, R. A. and Dwarkadas, V. V. 1995, ApJ, 452, L45
- D.Dewey et al. 2012, ApJ, 752, 103
- Hasinger et al. 1996, A & A, 312, L9
- Kari et al. 2016, ApJ, 1608.02160v15
- Maggi et al. 2012, A&A 548, L3
- Panagia 1999, in IAU Symp. 190, New Views of the Magellanic Clouds, ed. Y.-H. Chu, N.Suntzeff, J.Hesser, & D.Bohlender (Cambridge:Cambridge Univ. Press), 549

# 超新星残骸 HB 21 からの過電離プラズマの発見と 宇宙線の逃亡シナリオの検証

鈴木寛大 (東京大学大学院 理学系研究科)

## Abstract

系内宇宙線の起源は主に超新星残骸 (SNR) の衝撃波面だと考えられているが、増幅されたプラズマ磁場から加速された陽子がどのようにして逃亡するのは大きな謎である。近年、「SNR と分子雲との衝突が加速陽子の逃亡を起こして分子雲中で  $\pi^0$  崩壊によるガンマ線が放出され、同時に SNR プラズマが急冷却され電子温度が電離温度より異常に低い過電離状態を作る」という仮説が提唱されている。我々はこの仮説が普遍的に成り立つか検証するのに最適な天体である SNR HB 21 に着目し、X 線衛星「すざく」で観測、この天体でプラズマの過電離が見られるか調べた。我々は X 線スペクトルに Si の強い再結合放射を発見し、過電離プラズマの存在を明らかにした。さらに、既知の過電離プラズマを持つ GeV SNR 8 個に対する X 線・GeV ガンマ線解析結果を比較し、プラズマの過電離の開始から時間が経つほど加速陽子の逃亡が進む傾向を発見し、仮説をより定量的に支持する結果を得た。

## 1 研究背景

$10^{15}$  eV 以下のエネルギーの宇宙線は主に超新星残骸 (SNR) の衝撃波面で加速されていると考えられている。しかし、加速陽子は増幅された SNR の磁場に閉じ込められるため、星間空間へ逃亡して宇宙線になることが極めて困難であるという大問題が残っている。近年、分子雲と衝突している SNR の多くから加速陽子起源の GeV ガンマ線が検出された (e.g. Abdo et al. 2010)。一方で、分子雲と衝突し、かつ GeV ガンマ線を放射する SNR の多くが、電離温度より電子温度が異常に低い「過電離」状態のプラズマをもつことが明らかになってきた (e.g. Yamaguchi et al. 2009)。これは加速陽子の逃亡とプラズマの過電離が共通の物理現象から起こることを示唆し、加速陽子の逃亡シナリオとして「分子雲と衝突することで SNR の磁場が減衰して加速陽子が逃亡し、同時に分子雲との熱伝導で電子が急冷却したプラズマが過電離状態になる」という仮説が提唱されている。

我々はこの仮説を検証するため、SNR HB 21 に着目した。HB 21 は分子雲と衝突しているがガンマ線放射が他の GeV ガンマ線 SNR より 1 桁程度弱い (Pivato et al. 2013) という特殊な性質をもち、仮説が SNR の間で普遍的に成り立つか調べるのに適している。

## 2 観測詳細

HB 21 は距離約 1.7 kpc (Byun et al. 2006)、視直径約 100' で、銀経 88.9°、銀緯 4.8° に位置する。我々は 2011 年 4 月 9–11 日に X 線衛星「すざく」(Mitsuda et al. 2007) で HB 21 南部を 132 ksec 観測した (以降、「本観測」と呼ぶ)。4 台ある X 線 CCD カメラ X-ray Imaging Spectrometer (XIS; Koyama et al. 2007) 0, 1, 2, 3 のうち機能していなかった XIS2 以外の 3 台で得られたデータを用いた。

解析には HEADAS software ver. 6.20, calibration database ver. 2016.4.1, XSPEC 12.9.1 を用い、レスポンスファイルは xisrmfgen, xissimarfgen (Ishisaki et al. 2007) で作成した。arf ファイルは、HB 21 の表面輝度を一様と仮定し、視野中心を中心とする半径 20' の円内を放射領域として作成した。本観測のスペクトル解析では、表面照射型 (FI) の XIS0, XIS3, 裏面照射型 (BI) の XIS1 全てにおいて 0.7–7 keV の帯域を用いた。

HB 21 からの X 線放射は観測領域全体に広がっているため、バックグラウンド (以後 bgd) のスペクトルは近傍の暗い点源観測データを使って推定した。この観測は、銀経 80.3°、銀緯 10.0° の天体 GRB 060165 を「すざく」衛星で 42.2 ksec 観測したもの (以降、「bgd 観測」と呼ぶ) である。arf ファイルの作成に

については HB 21 と同様である。bgd 観測のスペクトル解析では、FI は 0.7–10 keV、BI は 0.7–7 keV の帯域を用いた。

### 3 解析結果

#### 3.1 Images

図 1 に HB21 全体のイメージと「すざく」による本観測の XIS1 イメージ (0.7–7 keV) を示す。電波で見ると外側が明るく X 線で見ると中心が明るい、mixed-morphology に分類される天体であることがわかる。また bgd 観測の XIS0 イメージ (0.7–10 keV) を図 2 に示した。

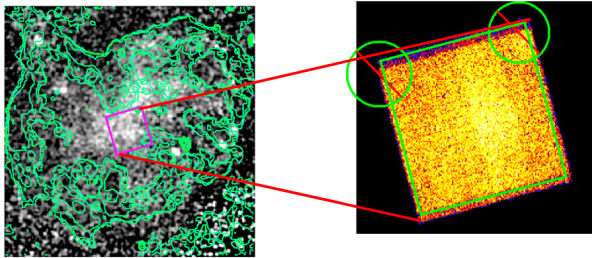


図 1: 左が HB 21 の全体図。一辺は 120' である。緑は WENSS 衛星による波長 92 cm 帯域での電波観測コントラスト、グレースケールは ROSAT 衛星による X 線イメージ、マゼンタは「すざく」衛星による観測領域を表す。右が「すざく」衛星による XIS1 イメージ。端の較正線源を除いた四角内をスペクトル解析に用いた。

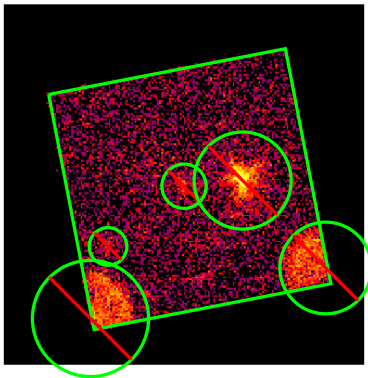


図 2: bgd 観測の XIS0 イメージ。視野内の点源と端の較正線源を除いた部分を bgd 領域として解析に用いた。

#### 3.2 Spectra

まず、bgd スペクトルを推定した。bgd 放射としては、Non X-ray Background (NXB)、Local Hot Bubble (LHB), Milky Way Halo (MWH) (Yoshino et al. 2009), Cosmic X-ray Background (CXB) (Kushino et al. 2002) の 4 つを考えた。NXB は検出器で二次的に発生する光子や荷電粒子によるもので、推定されるスペクトルを `xisnxbgen` (Tawa et al. 2008) で作成した。LHB は太陽系が温度約 0.1 keV の電離平衡プラズマ中にあることによる放射で、温度 0.1 keV の `apec` モデルを用いて再現した。MWH は銀河系全体が電離平衡プラズマ中にあることによる放射で、温度をフリーパラメータとした `apec` モデルを用いて再現した。CXB は宇宙全体に等方的に存在する背景の点源天体からの放射の重ね合わせで、べきが 1.4 の `powerlaw` モデルで再現した。

NXB をモデル化し除いた bgd 観測スペクトルのフィッティングから、本観測スペクトルに含まれる LHB と MWH のスペクトルを推定した。ここで、bgd 観測と本観測で LHB のスペクトルは同じ、MWH は `normalization` のみ異なると仮定した。MWH については、ROSAT 衛星が得た 3/4 keV バンドの bgd 放射を主に MWH 起源と考え、本観測と bgd 観測の座標でのカウントレート比から MWH の `normalization` 比を決定し、本観測 : bgd 観測 = 1 : 1.25 となった。bgd 観測の座標に対する水素柱密度は  $0.18 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  (Dickey & Lockman 1990) で固定とした。bgd 観測のスペクトルを「`apec` (LHB) + `phabs` (固定) \* (`apec` (MWH) + `powerlaw` (CXB))」モデルでフィットしたところ、図 3 のようになり、 $\chi^2/\text{d.o.f.} = 209/161$  であった。フィットパラメータを表 1 に示す。このフィットパラメータを用いて、NXB を除いた本観測スペクトルのフィットには「`apec` (LHB, 固定) + `phabs` (固定) \* (`apec` (MWH, 固定) + `powerlaw` (CXB, フリー)) + `phabs` (フリー) \* (HB 21 の放射)」というモデルを使った。CXB の `normalization` は本観測のフィットでもフリーパラメータとした。

HB 21 のプラズマ放射を、まず電離平衡を仮定した 1 温度モデル `vapec` でフィットした結果、2 keV 以下にいくつも残差構造があるのに加えて 2–2.5 keV に大きな負の残差が見られ、 $\chi^2/\text{d.o.f.} = 621/271$  と

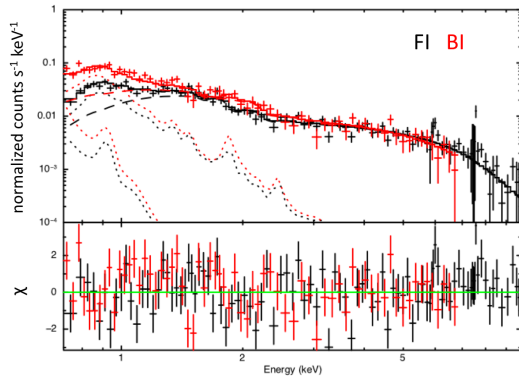


図 3: bgd 観測スペクトルのフィット結果。ベストフィットの図と、データとモデルの残差を示す。点線が LHB と MWH、破線が CXB、実線が 3 成分の和を表す。

表 1: bgd 観測のフィッティングパラメータ

Parameter	Value*
$kT_{\text{MWH}}$ [keV]	0.75 (0.71–0.79)
$EM_{\text{LHB}}^\dagger$	1.22 (0.01–2.42) ( $\times 10^{-2}$ )
$EM_{\text{MWH}}^\dagger$	6.25 (5.49–7.02) ( $\times 10^{-4}$ )
$\text{norm}_{\text{CXB}}^\ddagger$	1.28 (1.23–1.32) ( $\times 10^{-3}$ )

\* エラーは 90 % C.L.。以下の表でも同様。

†  $10^{-11} (4\pi D^2)^{-1} \int n_e n_H dV \text{ cm}^{-5}$  を単位とした放射強度。D,  $n_e$ ,  $n_H$  はそれぞれ距離、電子数密度、水素数密度を表す。

‡ power law の normalization。単位は 1 keV での光子フラックス。

なりスペクトルを説明できなかつた。プラズマモデルに 1.24 keV 付近の Fe の輝線が不足していることがわかっているため (Brickhouse et al. 2000)、スペクトルフィットでは gaussian モデルを用いて補った。次に電離非平衡モデル vnei (電離優勢), vrnei (過電離) でフィットしたが、それぞれ  $\chi^2/\text{d.o.f.} = 616/270$ ,  $664/270$  で、どちらもベストフィットがほぼ電離平衡に落ち着いたため残差も同様な構造を示した。

1 温度では 2 keV 以下の構造を再現できなかったため、次に元素組成を共通にした 2 温度 (2 成分) のプラズマを仮定し、まず 2 温度の vapec モデルを用いた。フィットの結果、図 4 (c) のように 2 keV 以下と 2–2.5 keV にやはり大きな残差が見られ、 $\chi^2/\text{d.o.f.} = 550/269$  と大きな改善は見られなかつた。次に 2 成分の一方を電離非平衡と仮定したところ、vnei モデルではベストフィットがほぼ電離平衡に落ち着いたた

めフィットは改善しなかつた。一方、初期温度  $kT_{\text{init}} = 2 \text{ keV}$  とした vrnei モデルを用いると図 4 (b) のように 2 keV 以下の構造や 2–2.5 keV に見られた特徴的な残差が大きく改善され、 $\chi^2/\text{d.o.f.} = 448/268$  となった。2–2.5 keV がよく合ったのは、プラズマの再結合が優勢なことで Si, S の輝線強度に対して 2–2.5 keV の連続成分の強度が大きく下がるためである。だが 2.7 keV 付近の残差がより低い  $kT_{\text{init}}$  を要求しており、 $kT_{\text{init}} = kT_{\text{vapec}}$  (vapec モデルの電子温度) とすると図 4 (a) のように改善された。このとき  $\chi^2/\text{d.o.f.} = 385/268$  であった。表 2 にこのフィットのパラメータを示す。

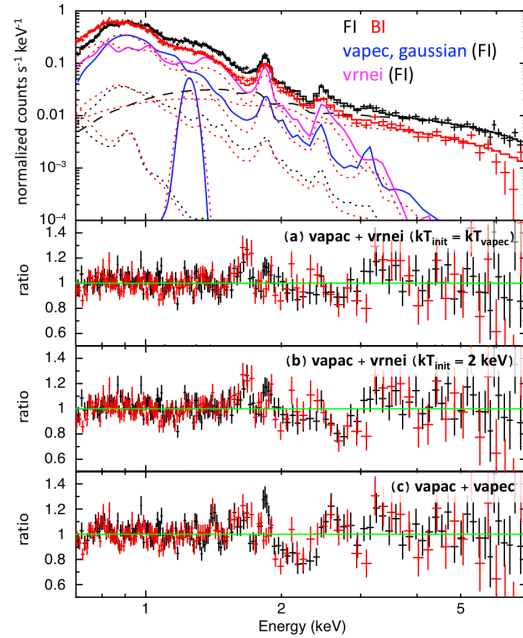


図 4: 本観測スペクトルのフィット結果。スペクトルを (a) のモデルでフィットした図と、(a), (b), (c) 3 つのモデルを用いたそれぞれのベストフィットでのデータとモデルの比。点線がバックグラウンドの LHB, MWH、破線が CXB、実線が全成分の和と FI の vapec, vrnei, gaussian を表す。

## 4 考察と結論

HB 21 の X 線スペクトルは主に 1 keV 付近の構造が 2 温度以上のプラズマを要求し、2–2.5 keV の構造が Si の強い再結合放射を要求していることから、

表 2: vapec + vrnei ( $kT_{\text{init}} = kT_{\text{vapec}}$ ) モデルによる本観測のフィットのパラメータ

Parameter	Value
norm <sub>CXB</sub> *	8.6 (8.3–8.9) ( $\times 10^{-4}$ )
$N_{\text{H}}$ [ $\text{cm}^{-2}$ ]	0.30 (0.27–0.32) ( $\times 10^{22}$ )
$kT_{\text{vapec}}$ [keV]	0.78 (0.77–0.80)
$kT_{\text{vrnei}}$ [keV]	0.16 (0.15–0.17)
Mg	0.65 (0.52–0.80)
Si	3.2 (2.6–3.6)
S	3.4 (2.4–4.5)
Ar	13 (9–23)
Fe	7.3 (4.9–10.4)
$EM_{\text{vapec}}$ *	1.1 (0.8–1.5) ( $\times 10^{-3}$ )
$EM_{\text{vrnei}}$ *	5.3 (4.7–6.0) ( $\times 10^{-2}$ )
$nt$ [ $\text{s}/\text{cm}^3$ ]	2.8 (2.3–3.3) ( $\times 10^{11}$ )

\* 定義、単位は表 1 と同じ。

我々は電離平衡成分に加えて過電離成分が存在することを明らかにした。これは既知の GeV SNR と共通の特徴であり、SNR と分子雲の衝突が起こす加速陽子逃亡の仮説が普遍的に成り立つことを示唆する重要な結果である。

我々は、さらに定量的にこの仮説を検証するため、個々の SNR の加速環境の違いに着目した。仮説が正しければ、分子雲衝突の瞬間から、加速陽子の逃亡とプラズマの過電離が同時に始まる。逃亡はラーマー半径が大きい高エネルギー陽子から進むため、時間が経つほど GeV ガンマ線スペクトルの高エネルギー側の光子が減り、べきが大きくなっていく。一方で、プラズマは初めの電子の急冷却以降、時間が経つほど過電離が緩和し、平衡状態に近づいていく。このことを確かめるため、我々は HB 21 も含めた既知の SNR 8 個について「過電離プラズマの年齢 (分子雲と衝突し急冷却してからの経過時間)」と「GeV ガンマ線のべき (Acero et al. 2016)」を比較した。この結果、我々は図 5 のように正の相関を発見した。相関係数は 0.59 である。SNR プラズマの過電離の開始から時間が経つほど加速陽子の逃亡が進むことが分かり、仮説を強く支持する結果が得られた。

今回の議論では、過電離プラズマの年齢・GeV ガンマ線のべきのどちらも解析手法が異なる SNR があ

ることに加えて、過電離プラズマの年齢を正確に導出していない SNR も多い。これらの問題から、今後は過電離プラズマをもつ GeV SNR 全てに対して我々が統一的にこの解析を進めることを予定している。

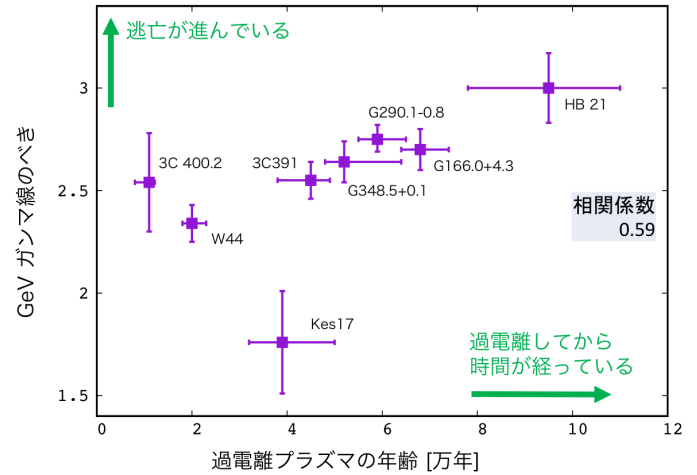


図 5: 8 個の SNR について過電離プラズマ年齢と GeV ガンマ線のべきを比較した結果。

## Reference

Abdo, A. A. et al. 2010, ApJ, 718, 348  
 Acero, F. et al. 2016, ApJS, 224, 8  
 Brickhouse, N. S. et al. 2000, ApJ, 530, 387  
 Byun, D.-Y. et al. 2006, ApJ, 637, 283  
 Dickey & Lockman, 1990, ARAA, 28, 215  
 Ishisaki, Y. et al. 2007, PASJ, 59, 113  
 Koyama, K., et al. 2007, PASJ, 59, 23  
 Kushino, A. et al. 2002, PASJ, 54, 327  
 Mitsuda, K., et al. 2007, PASJ, 59, S1  
 Pivato, G. et al. for the Fermi LAT collaboration 2013, arXiv:1303.2091  
 Tawa, N. et al. 2008, PASJ, 60, S11  
 Yamaguchi, H. et al. 2009, ApJL, 705, L6  
 Yoshino, T. et al. 2009, PASJ, 61, 805



# TeV $\gamma$ 線超新星残骸における星間分子及び原子ガスを用いた 宇宙線陽子の起源の探究

長屋 拓郎 (名古屋大学大学院 理学研究科)

## Abstract

本ポスターでは SNR からの  $\gamma$  線放射の起源について議論している論文 Fukui et al.(2012) を紹介する。本論文のポイントは、 $\gamma$  線が陽子起源の場合、 $\gamma$  線と星間ガス分布が一致することに着目した点にある。これは、宇宙線陽子が周辺の星間ガス中の陽子と衝突して、 $\gamma$  線を放射することに起因する。著者はまず、RX J1713.7-3946 という TeV  $\gamma$  線で明るい SNR に付随する星間ガスを特定し、全星間水素柱密度を定量した。このとき、分子ガス (CO) のみならず原子ガス (HI) も考慮したことが特徴である。結果として、ガンマ線と全星間水素柱密度の方位角方向の分布が良い相関を示した。これは、少なくともこの SNR で、宇宙線陽子が加速されていることを示唆している。

## 1 Introduction

宇宙線 (CR) の起源解明は、銀河の物質循環や宇宙そのものの進化を考える上で欠かせない。銀河系については、超新星残骸 (SNR) の衝撃波面における加速理論が有望視されている。宇宙線電子については、SNR からのシンクロトロン X 線放射の検出により確認されている。目下最大の課題は、宇宙線の主成分である陽子の起源を探ることにある。鍵を握るのは  $\gamma$  線で明るい SNR である。 $\gamma$  線は陽子・電子どちらかも放射されるが、陽子起源を確立できれば、SNR における陽子の加速を捉えたことになる。そこで  $\gamma$  線がレプトン過程 (電子起源) かハドロン過程 (陽子起源) のどちらかでできているかを理解することが大切になってくる。レプトン過程は逆コンプトン散乱で CR 電子が宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) の光子にエネルギーを与えることで  $\gamma$  線が放射される。ハドロン過程は CR 陽子と ISM 陽子が相互作用して  $\pi$  中間子が生成され、それが  $\gamma$  線に崩壊する。今回は TeV  $\gamma$  線の観測されている SNR の RX J1713.7-3946 に注目する。RX J1713.7-3946 は H.E.S.S. によって明るく高エネルギーの  $\gamma$  線が観測されている SNR である。(Aharonian et al. 2006a) この SNR は距離が 1 kpc (Cassam-Chenai et al. 2004)、半径は 9 pc、年齢が 1600 yr (Fukui et al. 2003; Wang et al. 1997) 衝撃波の速度は  $3000\text{kms}^{-1}$  (Zirakashvili &

Aharonian 2007; Uchiyama et al.2003, 2007) と推測される。この SNR における ISM 陽子の分布を調べるため  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  と HI の観測結果を用いる。CR の分布が均一で  $\gamma$  線が陽子起源なら  $\gamma$  線の分布は ISM 陽子の分布と同じになるはずである。

## 2 Results

図 1 では NANTEN の  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  の放射と H.E.S.S. の TeV  $\gamma$  線と ATCA の HI の放射を比べた。 $\gamma$  線の南東部は  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  が見られないが、他の箇所ではシェル状の  $\gamma$  線と  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  は良い相関を示している。

Fukui et al. (2012) ではこの中からいくつかの領域を選んで  $\gamma$  線強度と  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  と HI の強度を比較している。その中でも南東部に注目する。南東部  $(l,b)=(347^\circ55,-0^\circ92)$  では  $\gamma$  線は分布しているが  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  は見られない。図 2 では南東部  $(l,b)=(347^\circ55,-0^\circ92)$  における  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  と HI の輝度温度の速度に対する分布を示している。これを見ると HI のスペクトルの  $V_{\text{LSR}}=-20\text{ km s}^{-1}-0\text{ km s}^{-1}$  あたりに谷がある。この谷は周囲より暗く見えている冷たい HI の自己吸収により実際よりも HI の量が少なく見積もられていると考えられる。

$^{12}\text{CO}$  の強度を分子雲の全分子柱密度に変換すために X-factor  $(\frac{\text{cm}^{-2}}{\text{Kkms}^{-1}}) = N(\text{H}_2)(\text{cm}^{-2})/W(^{12}\text{CO})$

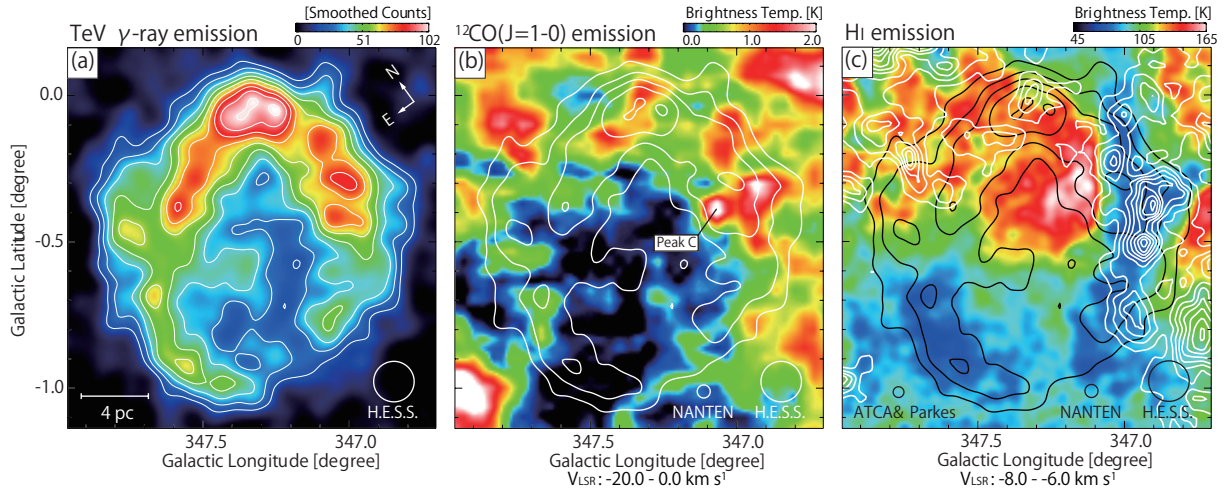


図 1: (a)H.E.S.S. によるガンマ線分布 (Aharonian et al. 2007)。 (b)NANTEN の  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  の放射  $V_{\text{LSR}}=-20 \text{ km s}^{-1}-0 \text{ km s}^{-1}$  の分布、コントアは  $\gamma$  線分布 (Fukui et al. 2003; Moriguchi et al. 2005) (c)ATCA の HI の放射  $V_{\text{LSR}}=-8 \text{ km s}^{-1} - -6 \text{ km s}^{-1}$  の分布、コントアは  $\gamma$  線分布 (McClure-Griffiths et al. 2005)

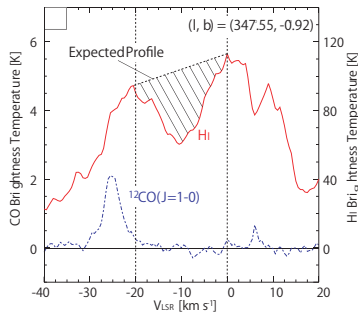


図 2:  $(l,b)=(347.55,-0.92)$  における  $H_I$  と  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  の強度分布、斜線の部分は予想される自己吸収を考慮した  $H_I$  の分布を示している。

( $\text{K km s}^{-1}$ ) を用いる。今回、X-factor は  $2.0 \times 10^{20} (\text{cm}^{-2}(\text{K km s}^{-1})^{-1})$  とする。(Bertsch et al. 1993) これは銀河系内で  $\gamma$  線と  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  の強度を比べて推定されたもの。ここから求めた結果から ISM 陽子の量を見積もるために  $H_2$  の柱密度を 2 倍にする。

$$N_p(H_2) = 2 \times N(H_2) \quad (1)$$

次に  $H_I$  の 21 cm 線を用いて原子の柱密度を求める。

$H_I$  の輝度温度  $T_L(V)$  は (e.g., Sato & Fukui 1978)

$$T_L(V) = T_s[1 - \exp(-\tau(V))] + T_L^{FG}(V) + T_L^{BG}(V) \exp(-\tau(V)) \quad (2)$$

ここで  $V$  は速度、 $T_s$  はスピン温度、 $\tau(V)$  は光学的厚み、 $T_L^{FG}(V)$  と  $T_L^{BG}(V)$  はそれぞれ前景と背景の輝度温度を表す。

$H_I$  の柱密度  $N_p(H_I)$  は

$$\left(\frac{N_p(H_I)}{\text{cm}^{-2}}\right) = 1.823 \times 10^{18} \left(\frac{T_s}{\text{K}}\right) \left(\frac{\Delta v}{\text{kms}^{-1}}\right) \tau \quad (3)$$

により求める。今回は  $T_s = 40$  を仮定し、 $\tau = 1.1$  として議論を進める。すると  $N_p(H_I) = 1.8 \times 10^{21} (\text{cm}^{-2})$  となる。図 3 (a) に全柱密度の分布を示す。また図 3 (a) の白の点線の楕円は  $\gamma$  線シェルを表している。 $\gamma$  線の強度のピークの半分の位置で  $\gamma$  線シェルの形を決めたもの。図 3 (b) は計算した  $H_2$  と  $H_I$  の柱密度を  $\gamma$  線と一緒に図 3 (a) の中心から見た方位角ごとにプロットした。図 3 (b) を見ると  $N_p(H_2)$  だけでは  $\gamma$  線の分布をうまく説明できていないが、 $N_p(H_I)$  も考慮して  $N_p(H_2 + H_I)$  と  $\gamma$  線と比べると良い相関が見られる。

次に  $\gamma$  線のカウントとシェルの半径の関係を考える。 $\gamma$  線のカウントの分布を図 4 に示す。この  $\gamma$  線

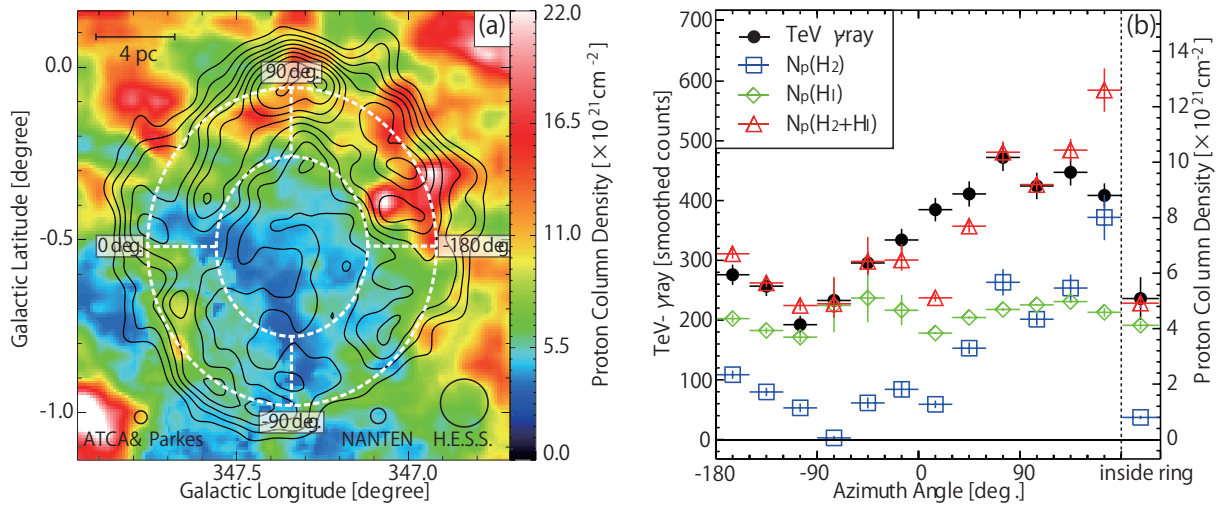


図 3: (a)ISM の全柱密度  $N_p(\text{H}_2 + \text{H I})$  の柱密度の分布、コントアは  $\gamma$  線分布。(b) 方位角方向の  $N_p(\text{H}_2)$  と  $N_p(\text{H I})$  と  $N_p(\text{H}_2 + \text{H I})$  と TeV  $\gamma$  線の分布

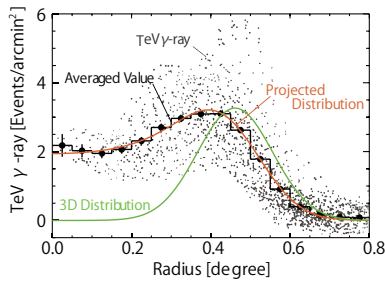


図 4: TeV  $\gamma$  線の半径方向の分布。小さい点は H.E.S.S. のデータ、赤の線はデータをガウス分布で近似した分布、緑の線はガウス分布に視線方向の奥行きを考慮して実際の 3D の分布に直したものをそれぞれ表す。

のカウンをガウス分布  $F(r) = A \times \exp(-(r - r_0)^2/2\sigma^2)$  で近似すると  $r_0 = 0^\circ.46$  と  $\sigma = 0^\circ.10$  とする。これよりシェルは半径が 8.0 pc で厚みが  $0^\circ.24$  だと推定される。 $\gamma$  線と ISM 陽子の分布ががよく一致しているので SNR の中では ISM 陽子の分布も同じガウス分布で表される形をしていると考えられる。SNR の外側では CR 陽子が浸透できないほど広く ISM が分布していても良い。

### 3 Discussion

$\gamma$  線の放射メカニズムはハドロン過程とレプトン過程が考えられている。ハドロン過程だとすると作用している場所は  $\gamma$  線分布からわかる。図 3 (b) を見ると ISM 陽子と  $\gamma$  線の分布が空間的によく一致していると言える。このことは  $\gamma$  線のハドロン過程起源を支持する。ISM の分布の不均一性と、濃いガスの塊を多く持つシェルの壁を考える。この時、まず低密度領域で CR が加速され、次に高密度な ISM のシェルによって CR が相互作用して  $\gamma$  線を出す。ここでの ISM の高密度なシェルとその中の低密度な空洞は超新星爆発の前の恒星風によって作られた。ここで宇宙線陽子の浸透の深さは

$$l_{\text{pd}} \sim 0.1\eta^{1/2} \left(\frac{E}{10\text{TeV}}\right)^{1/2} \left(\frac{B}{100\mu\text{G}}\right)^{-1/2} \times \left(\frac{t_{\text{age}}}{10^3\text{yr}}\right)^{1/2} (\text{pc}) \quad (4)$$

と見積もられる。 $E$  は粒子のエネルギー、 $B$  は磁場、 $t_{\text{age}}$  は SNR の年齢を表す。 $\eta$  は gyro-factor と呼ばれるパラメータで、SNR においては  $\eta \sim 1$  と考える。10  $\mu\text{G}$  の時  $l_{\text{pd}} = 0.3 \sim 2.8$  pc、100  $\mu\text{G}$  の時  $l_{\text{pd}} = 0.1 \sim 0.9$  pc と求められる、この時のタイムスケールは  $10^3$  yr、 $\eta \sim 1$  (Uchiyama et al. 2007) としている。

一方、X線放射による 1-40 TeV の電子の浸透の深さは  $t_{\text{age}}$  をシンクロトロン放射のエネルギー損失のタイムスケールとして考えて、(e.g., Tanaka et al. 2008)

$$l = 0.026\eta^{1/2}\left(\frac{B}{100\mu\text{G}}\right)^{-1/2}(\text{pc}) \quad (5)$$

$\eta=1$  の時、10  $\mu\text{G}$  の場合  $l = 0.8$  pc、100  $\mu\text{G}$  の場合  $l = 0.026$  pc と求められる。ISM の初期の磁場は 1  $\mu\text{G}$  だが衝撃波による乱流の影響で濃いガスの塊の近くでは 0.1 ~ 1  $\mu\text{G}$  になる。濃いガスの周りには強い磁場があるため、式 (4) を見ると陽子は  $\gamma$  線の出ている加速現場の濃いガスに pc スケールで浸透できるが、式 (5) を見ると電子は浸透できない。このことはハドロン過程を支持している。

CR 陽子の全エネルギーは ISM 陽子と観測された  $\gamma$  線から見積られる。

$$W_{\text{tot}} \sim (1-3) \times 10^{50} \left(\frac{d}{1\text{kpc}}\right)^2 \left(\frac{n}{1\text{cm}^{-3}}\right)^{-1} (\text{erg}) \quad (6)$$

今、 $W_{\text{tot}}$  は全エネルギー、 $d \sim 1$  kpc、 $n$  は ISM 陽子の密度を表す。これより  $(0.8 \sim 2.3) \times 10^{48}$  erg となる。これは SN のエネルギーの 0.1% 分ではない。これは宇宙線陽子が超新星爆発のエネルギーの 10% になるまで数万年かけて加速によって増加していくと考えられる。

## 4 Conclusion

CO と H<sub>I</sub> の観測により、TeV  $\gamma$  線 SNR の RX J1713.7-3946 は濃い分子ガスだけではなく、多くの H<sub>I</sub> が付随していることが分かった。この H<sub>I</sub> は濃く冷たいもので自己吸収を起している。それにより H<sub>I</sub> のスペクトルに谷が見られていた。H<sub>I</sub> の自己吸収も考慮して ISM の全柱密度を見積もることで、 $\gamma$  線の分布と ISM の全柱密度が良い相関をしていることが確かめられた。また超新星爆発以前に恒星風によって恒星の周りに空洞ができており、それを囲むように濃く ISM が分布していたと考えられる。よって CR は空洞の ISM が薄い領域で加速され、その後周囲の濃い領域で相互作用している。その際に CR 電子はあまり磁場によって ISM に浸透できず相互作用しにくい、CR 陽子は深くまで浸透できるため

ISM 陽子と相互作用し  $\gamma$  線を放出すると考えられた。これらの結果から RX J1713.7-3946 ではハドロン過程により  $\gamma$  線が放射されていると言える。

## Reference

- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006a, ApJ, 636,777
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2007, A & A, 464,235
- Cassam-Chenai, G., Decourchelle, A., Ballet, J., et al. 2004, A & A, 427,199
- Fukui, et al. 2012, ApJ, 746,82
- Fukui, Y., Moriguchi, Y., Tamura, K., et al. 2003, PASJ, 55,61
- McClure-Griffiths, N. M., Dickey, J. M., Gaensler, B. M., et al. 2005, ApJS, 158,178
- Moriguchi, Y., Tamura, K., Tawara, Y., et al. 2005, ApJ, 631,947
- Sato, F., & Fukui, Y. 1978, AJ, 83,1607
- Tanaka, T., Uchiyama Y., Aharonian, F. A., et al. 2008, ApJ, 685,988
- Uchiyama, y., Aharonian, F. A., & Takahashi, T. 2003, A & A, 400,567
- Uchiyama, y., Aharonian, F. A., Tanaka, T., Takahashi, T., & Maeda, Y. 2007, Nature, 449,576
- Wang, Z. R., Qu, Q.-Y. & Chen, Y. 1997, A & A, 318,59
- Zirakashvili, V. N., & Aharonian, F. A. 2007, A & A, 465,695

# 大型レーザーを用いた磁化プラズマ中の無衝突衝撃波の生成実験における光学計測について

遠田 裕史 (青山学院大学大学院 理工学研究科)

## Abstract

地球には絶えず宇宙から宇宙線と呼ばれる高エネルギーの粒子が飛来している。 $10^{15.5}$  eV までの高エネルギー宇宙線は、我々がいる天の川銀河内で加速されていると考えられていて、その加速起源として最も有力視されているのが、超新星爆発のときの噴出物である超新星残骸による無衝突衝撃波である。しかし、未だ理論的な解明には至っていない。超新星残骸の無衝突衝撃波における粒子の加速機構には、衝撃波面を行き来することでエネルギーを得るフェルミ加速というものがあるが、最初に加速過程に注入される粒子の生成機構など未解決問題が多い。

無衝突衝撃波による粒子加速については、従来の宇宙物理学の研究手法として、観測研究やシミュレーションによる研究が行われているが、決定的な観測事実はこれまでなく、理論計算も計算機の性能の限界により実際とは違うパラメータで計算が行われているなど、完全な解明には至っていない。そこで本研究では、観測研究、シミュレーション研究に次ぐ第三の研究手法として、大型レーザーを用いた実験室宇宙物理学という新たな研究分野に着目し、地上の実験室で無衝突衝撃波を生成することをめざす。

## 1 Introduction

### 1.1 宇宙線

地球には絶えず宇宙空間から高エネルギー粒子線が飛来している。これを宇宙線 (cosmic ray) とよび、具体的には陽子、原子核、電子等の荷電粒子を指す。広い意味では、電荷を持たないガンマ線や宇宙ニュートリノを含むこともある。宇宙線のエネルギースペクトルは図 1 のようになっている。エネルギー分布はおよそ  $10^8$  eV から  $10^{20}$  eV にわたって観測されており、power-law 分布 (非熱的分布) となっている。これらの宇宙線のエネルギー起源や加速機構は未解明である。とくに、 $10^{15.5}$  eV までの宇宙線は天の川銀河内で生成されていると考えられていて、その起源として最も有力視されているのが超新星残骸による無衝突衝撃波である。

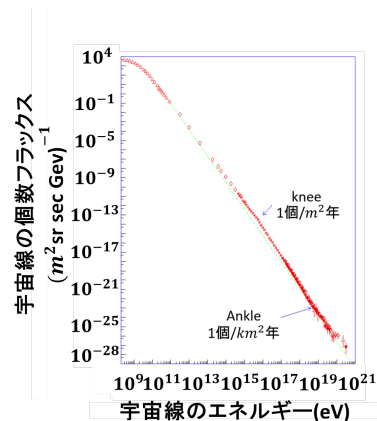


図 1: 地球に飛来している宇宙線のエネルギースペクトル:縦軸は個数フラックス、横軸は宇宙線のエネルギー

## 1.2 無衝突衝撃波

無衝突衝撃波について簡単に説明する。星間空間のガスは非常に希薄であり粒子同士の衝突の頻度が小さい。また、ion-ion のクーロン衝突の平均自由行程が衝撃波面遷移層より長く、クーロン衝突が効かない。しかし、そのような状況下で衝撃波が形成されていることが観測されている。無衝突衝撃波における衝突過程として、電場や磁場の乱れによる荷電粒子の散逸などが考えられるが、完全な解明には至っていない。

## 2 Methods

### 2.1 実験方法

実験方法の概要を説明する。水素ガスを注入したチャンパー内に Al ターゲットを入れ、その横に磁場発生装置 (Top-B) のコイルを設置する。(図 2) ターゲットにレーザーを照射すると、Al ターゲットが電離しプラズマとなる。しかし、一部の電子は Al イオンと再結合し、UV・X線を放射する。この UV・X線

により水素を電離させ、そこに磁場をかけることにより磁化プラズマを生成する。(図 3) その後、レーザーにより吹き飛ばされた Al プラズマと磁化プラズマとの相互作用により無衝突衝撃波が形成される。(図 4)

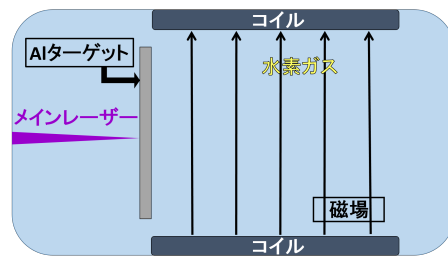


図 2: 実験の模式図:過程 1

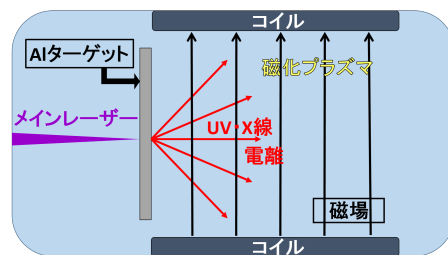


図 3: 実験の模式図:過程 2

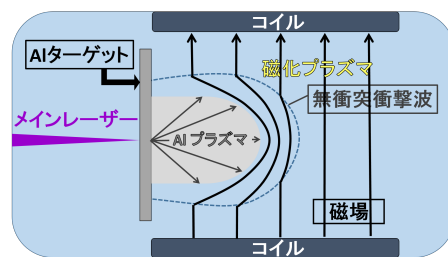


図 4: 実験の模式図:過程 3

## 2.2 メインターゲット 1 枚および電離用ターゲットを用いた実験のセットアップ

メインターゲット 1 枚および電離用ターゲットを用いた実験のセットアップについて説明する。図 5 はチャンバー上部から見た模式図である。まず、Al のメインターゲットをチャンバーの中心から 10 mm 離して配置する。磁場発生装置をメインターゲットから約 2 mm 離し、コイルの中心がチャンバーの中心となるように配置する。チャンバー内には水素ガスを圧力が 3 Torr となるように注入する。

メインレーザーをターゲットに照射すると Al プラズマが吹き出す。光学計測用のプローブレーザーはメインレーザーに対して 90° の角度でチャンバーの中心を通るように入射し、Al プラズマ内を通過させた後、分光器で分光する。分光された光はそれぞれ自発光計測用の検出器と Shadowgraph・干渉計測用の検出器に入る。また、協同トムソン散乱計測用のプローブレーザーはメインレーザーに対して 45° の角度でチャンバーの中心を通るように入射し、チャンバーの中心付近で 90° の角度の方向に散乱され、その先の検出器に入る。プローブレーザーは Nd:YAG レーザー (周波数:564 THz、パルス幅:8 ns)

電離用ターゲットをチャンバーの中心から 20 mm 離れた位置にターゲットの法線とレーザーの中心軸のなす角が 30° の角度をつけて配置する。電離用ターゲット上の 3 箇所に 3 本のメインレーザーを照射する。30° の角度をつけた理由について説明する。メインレーザーを電離用ターゲットに照射すると、UV・X 線は電離用ターゲットから等方的に放射されるが、Al プラズマはターゲットに対し垂直に吹き出す。等方的に吹き出した UV・X 線により、チャンバー内の水素ガスを電離させる。電離用ターゲットから垂直に吹き出した Al プラズマは、30° の角度をつけているため、光学計測およびメインターゲットから吹き出した Al プラズマに影響を及ぼさないと考えられる。これが 30° の角度をつけた理由である。

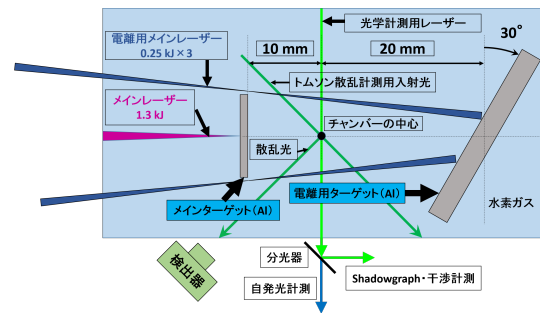


図 5: メインターゲット 1 枚および電離用ターゲットを用いた実験のセットアップ模式図 (チャンバー上部から見た図)

## 3 Results・Discussion

メインターゲット (Al) は厚さ  $12.5\mu\text{m}$  の平板、電離用ターゲット (Al) は厚さ  $1000\mu\text{m}$  の平板を使用した。メインターゲットに照射したメインレーザーの合計エネルギーは 1.2 kJ であり、電離用ターゲットに照射した 3 本のレーザーのエネルギーは 0.26 kJ、0.26 kJ、0.23 kJ である。5 ns ごとの自発光強度 (図 7) から Al プラズマが時間の経過と共に減衰し、20 ns 付近で大きく減速していることが分かる。図 8 はショットの 37 ns 後のデータである。図 8 より、球殻状の密度ジャンプがうっすらと見られ、衝撃波が形成されている可能性がある。衝撃波が出来ているとすると、37 ns 後の衝撃波の平均速度は  $(2.52 \pm 0.03(\text{Sys})) \times 10^7 \text{ cm s}^{-1}$  となった。

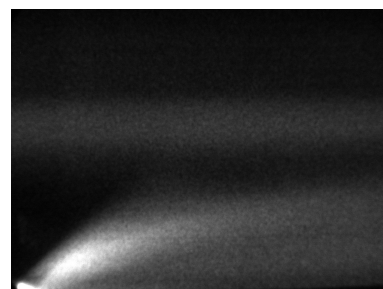
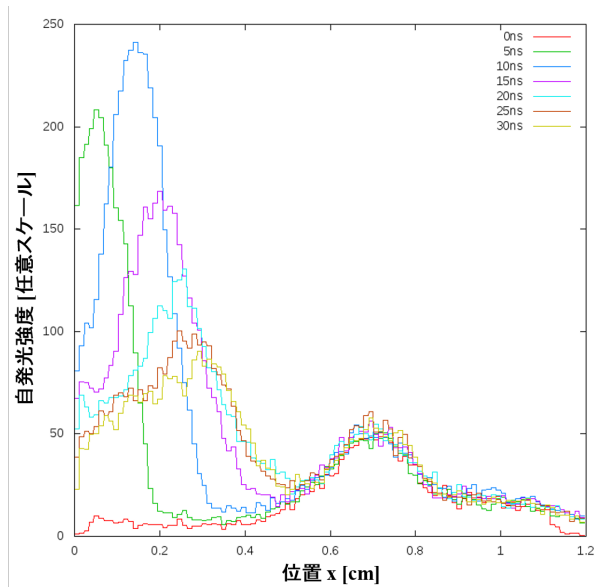


図 6: メインレーザーの軸上のターゲット近傍における自発光の時間発展計測:縦はメインレーザーの軸上の位置 (視野約 1.2 cm)、横は計測開始からの時刻 (計測時間 50 ns)



宇宙の観測 高エネルギー天文学, 井上 一 et al. 2008, 日本評論社

さまざまなプラズマ, 高部 英明 2004, 岩波書店

太陽圏の物理, 寺沢 敏夫 2002, 岩波書店

天体高エネルギー現象, 高原 文郎 2002, 岩波書店

図 7: メインレーザーの軸上のターゲット近傍における自発光強度:縦軸は発光強度、横軸は位置

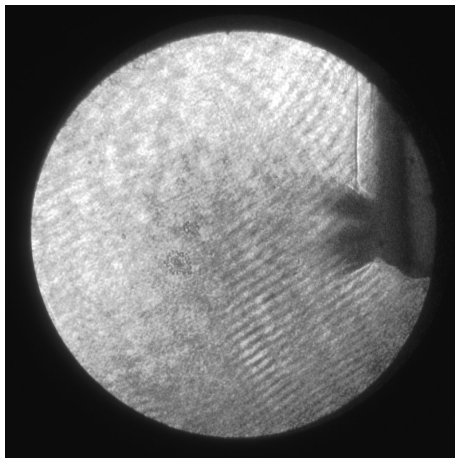


図 8: shadowgraph 計測:shot の 37 ns 後

## Reference

宇宙流体力学, 坂下 志郎, & 池内 了 1996, 培風館

天体物理学の基礎, 観山 正見 et al. 2008, 日本評論社

ブラックホールと高エネルギー現象, 小山 勝二, & 嶺重 慎 2007, 日本評論社

星間物質と星形成, 福井 康雄 et al. 2008, 日本評論社



# 磁化プラズマ中を伝播する無衝突衝撃波の生成実験における協同トムソン 散乱計測について

宮田 親 (青山学院大学大学院 理工学研究科)

## Abstract

地球には絶えず宇宙から宇宙線と呼ばれる高エネルギーの粒子が飛来している。 $10^{15.5}$  eV までの高エネルギー宇宙線は、我々がいる天の川銀河内で加速されていると考えられていて、その加速起源として最も有力視されているのが、超新星爆発のときの噴出物である超新星残骸による無衝突衝撃波である。しかし、未だ理論的な解明には至っていない。超新星残骸の無衝突衝撃波における粒子の加速機構には、衝撃波面を行き来することでエネルギーを得るフェルミ加速というものがあるが、最初に加速過程に注入される粒子の生成機構など未解決問題が多い。

無衝突衝撃波による粒子加速については、従来の宇宙物理学の研究方法として、観測研究やシミュレーションによる研究が行われているが、決定的な観測事実はこれまでなく、理論計算も計算機の性能の限界により実際とは違うパラメータで計算が行われているなど、完全な解明には至っていない。そこで本研究では、観測研究、シミュレーション研究に次ぐ第三の研究方法として、大型レーザーを用いた実験室宇宙物理学という新たな研究分野に着目し、地上の実験室で無衝突衝撃波を生成し、その精密測定を通じて粒子加速の理解に迫ることをめざす。

## 1 研究背景

地球には絶えず宇宙空間から高エネルギー粒子線が飛来している。これを宇宙線とよび、具体的には陽子、原子核、電子等の荷電粒子を指す。宇宙線のエネルギースペクトルは図1のようになっている。エネルギー分布は  $10^8$  eV から  $10^{20}$  eV まで約 20 桁にわたって観測されている。そのうち、 $10^8$  eV から  $10^{15}$  eV までの領域は衛星や気球実験によって観測されている。また、 $10^{13}$  eV から  $10^{20}$  eV までの領域の宇宙線は、宇宙線が大気に入射したときに大気中の原子核と相互作用し、2次粒子を連鎖的に発生させる空気シャワーという現象を地表で検出することによって測定する方法がとられている。

これらの宇宙線のエネルギー起源や加速機構は未解明であり、宇宙線の発見以来約 100 年間議論され続けている。とくに、 $10^{15.5}$  eV までの宇宙線は天の川銀河内で生成されていると考えられていて、その起源として最も有力視されているのが超新星残骸による無衝突衝撃波である。

気体ガス中において、ガスの構成粒子同士が十分な衝突を起こして熱力学的平衡状態になっている場合、粒子のエネルギー分布は Maxwell 分布 (熱的分布) になる。しかし、地球近傍で観測された宇宙線のエネルギースペクトル (図1) は、power-law 分布 (非熱的分布) となっている。このことから、宇宙線は粒子同士の衝突を十分に無視できる無衝突プラズマ中で生成されていると考えられる。

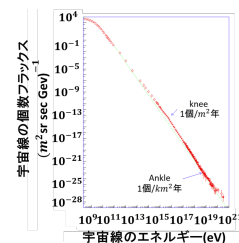


図1: 地球に飛来している宇宙線のエネルギースペクトル

## 2 超新星爆発

天の川銀河内における宇宙線の加速源として最も有力視されているのが超新星爆発である。大質量の星が寿命を迎える際に起こす爆発を超新星爆発という。この爆発のメカニズムは大きく分けると重力崩壊型と熱核反応爆走型の2つがあるが、ここでは重力崩壊型について説明する。

太陽質量の8倍以上の質量をもつ星は、星内部での核融合反応が終わると重力崩壊を起こす。中性子の縮退圧により収縮が止まり、中性子星が形成される。この中性子星に外側から落ちてきた物質がぶつかり、跳ね返されることにより星の外層物質を宇宙空間に飛び散らせる。これが重力崩壊型の爆発のメカニズムである。

超新星爆発により吹き飛ばされた物質と星間物質との相互作用により無衝突衝撃波を形成する。この無衝突衝撃波により粒子が加速され、宇宙線となると考えられている。

## 3 衝撃波

衝撃波とは、媒質中の音速より速い速度で動いている流体の衝突によって流体中に生じるなみである。流体近似の式の下では、衝撃波面の前後で速度、密度、圧力などの物理量が不連続的に変化する。これをマクロに見ると上流での運動エネルギーが下流で熱エネルギーに変換されており、ミクロに見ると粒子同士が衝突して衝撃波面で運動方向が変化していると考えられる。そのため、マクロの観点では温度の低い領域を上流、温度の高い領域を下流と定義することができる。ここでは、マクロに見た流体力学の観点で衝撃波について考えていく。

座標系を衝撃波静止系で取り、簡単のために理想気体で考える。上流の速度、密度、圧力を  $v_1$ 、 $\rho_1$ 、 $p_1$ 、下流の速度、密度、圧力を  $v_2$ 、 $\rho_2$ 、 $p_2$ 、とする。衝撃波面の前後で流体の質量、運動量、エネルギー

はそれぞれ保存され、流れを定常とすると

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \pi_{ik}}{\partial x_k} = 0 \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \left\{ \rho \mathbf{v} \left( \frac{1}{2} v^2 + h + \phi \right) \right\} = 0 \quad (3)$$

$$\pi_{ik} = p \delta_{ik} + \rho v_i v_k \quad (4)$$

と表される。 $\delta_{ik}$  は Kronecker のデルタ ( $i = k$  のとき  $\delta_{ik} = 1$ ,  $i \neq k$  のとき  $\delta_{ik} = 0$ ) である。ここで、流体は衝撃波面に垂直に流れ込むとする。

式(1),(2),(3)から、衝撃波面の前後で各物理量は以下の式に従う。

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \quad (5)$$

$$\rho_1 v_1^2 + p_1 = \rho_2 v_2^2 + p_2 \quad (6)$$

$$\frac{1}{2} v_1^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_1}{\rho_1} = \frac{1}{2} v_2^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_2}{\rho_2} \quad (7)$$

この3つの関係式を Rankine-Hugoniot (ランキン-ユゴニオ) の関係式という。

## 4 無衝突衝撃波

ここまでの衝撃波は流体力学的な取り扱いであって、流体はどこでも熱平衡状態にあるとしており、粒子加速の入る余地はない。宇宙の衝撃波で粒子加速が起こる理由は、衝撃波が無衝突衝撃波と呼ばれるものであるからである。

星間空間のガスは非常に希薄であって電離度が高いため、粒子同士の衝突の頻度が小さい。そのため普通の意味での流体力学をそのまま適用できるかどうかは明らかではない。このような気体を無衝突プラズマと呼び、その正確な振る舞いは本来プラズマ物理学で記述される。プラズマの力学はマクロな量ではなく、運動量空間での分布関数を使って記述されることになる。しかし、密度、運動量密度、圧力、エネルギー密度などのマクロな概念は流体力学とプラズマ物理学で共通するものであり、Rankine-Hugoniot (ランキン-ユゴニオ) の関係式は無衝突衝撃波でも成立しなければならない。衝撃波の生成のためには、粒子間衝突の存在が必要のようにも考えられるが、衝

衝撃波は太陽風などの無衝突プラズマ中にも存在することが確認されている。

流体力学での無衝突衝撃波は散逸過程として粒子同士の衝突によるエントロピー生成を基礎にしているが、無衝突プラズマでは電場や磁場の乱れが粒子間衝突の代わりに役割を果たして、マクロな流れのエネルギーを粒子のランダムな運動エネルギーに変換しているのである。このとき、粒子間衝突はほとんど起こらないので、粒子の分布関数は Maxwell 分布(熱的分布)になるとは限らない。すなわち、平均よりもはるかに大きな運動量を持った非熱的粒子の存在を許す非平衡分布が実現されるため、衝撃波の下流にある粒子の一部も上流に戻ることが可能になり、それによって粒子加速が起こるのである。

## 5 レーザー宇宙物理実験と先行研究

天体物理学では、高温・高密度のプラズマが研究対象である。レーザー宇宙物理学とは、高出力レーザーを用いて高エネルギー密度プラズマを生成し、無衝突衝撃波といった宇宙で起こる物理現象を地上の実験室で再現し、その物理現象を解明することを目的とした研究分野である。天体観測研究、コンピュータシミュレーションを用いた理論研究では解明できなかった宇宙物理学の現象を、パラメータ条件(無次元量)を揃えることによって、実験室内で再現することが可能になった。

レーザー宇宙物理学の先行研究では、磁化されていないプラズマ中の無衝突衝撃波の生成実験がほとんどである。しかし、星間空間には約  $3 \mu G$  程度の磁場が存在するため、実際は磁化プラズマ中の無衝突衝撃波となっている。また、磁化されていないプラズマ中の無衝突衝撃波は、磁化されたプラズマ中の無衝突衝撃波とは全く違う物理現象であると考えられる。

現在、Alfvén Mach 数(衝撃波速度と Alfvén 波の速度の比)が 2.3-2.7 程度の無衝突衝撃波で電磁場が励起され、衝撃波面に入射したイオンが上流側に反射されることによって粒子加速への注入が起きると考えられている。最低でも Alfvén Mach 数が 3

以上はないと電磁場が増幅しない可能性がある。しかし、現段階でこのような無衝突衝撃波の生成に成功した実験例はない。

## 6 実験方法

実験方法の概要を説明する。水素ガスを注入したチャンバー内に Al ターゲットを入れ、その横に磁場発生装置 (Top-B) のコイルを設置する。(図 2) ターゲットにレーザーを照射すると、Al ターゲットが電離しプラズマとなる。しかし、一部の電子は Al イオンと再結合し、UV・X線を放射する。この UV・X線により水素を電離させ、そこに磁場をかけることにより磁化プラズマを生成する。(図 3) その後、レーザーにより吹き飛ばされた Al プラズマと磁化プラズマとの相互作用により無衝突衝撃波が形成される。(図 4)

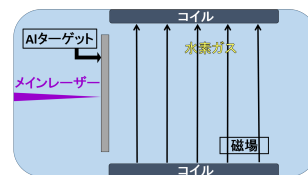


図 2: 実験の模式図:過程 1

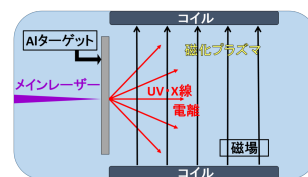


図 3: 実験の模式図:過程 2

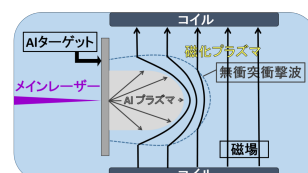


図 4: 実験の模式図:過程 3

## 7 結果

本実験ではメインターゲット1枚のみを用いた実験(図5)と、メインターゲット1枚および電離用ターゲットを用いた実験(図6)の2つを行った。協同トムソン散乱計測より下記のようなデータが得られた。

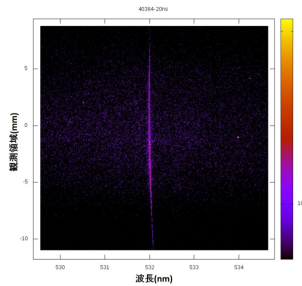


図 5: 協同トムソン散乱計測 (メインターゲット1枚):shot の 20 ns 後

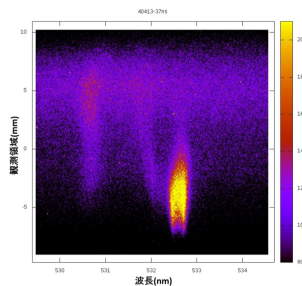


図 6: 協同トムソン散乱計測 (メインターゲット+電離用ターゲット):shot の 37 ns 後

## 8 考察

本実験ではメインターゲット1枚のみを用いた実験と、メインターゲット1枚および電離用ターゲットを用いた二つの実験を行った。メインターゲット1枚のみを用いた実験では、協同トムソン散乱計測より得られたデータの解析結果より、電子温度が数 eV と低いことから雰囲気ガスである水素が電離していないということが分かった。

メインターゲット1枚および電離用ターゲットを用いた実験では、水素が一部電離している兆候を見つ

けられたが完全電離は達成できていないということが示唆された。

## 参考文献

坂下 志郎、池内 了 (1996) 『宇宙流体力学』(シリーズ<新物理学シリーズ30>) 培風館 192pp

観山 正見、野本 憲一、二間瀬 敏史 (2008) 『天体物理学の基礎 2』(シリーズ<現代の天文学 第12巻>) 日本評論社 304pp

高部 英明 (2004) 『さまざまなプラズマ』(シリーズ<岩波講座 物理の世界>) 岩波書店 109pp

寺沢 敏夫 (2002) 『太陽圏の物理』(シリーズ<岩波講座 物理の世界>) 岩波書店 92pp